修士論文

パルスレーザー光共振器の開発と その電子ビームモニター及びX線源への応用

京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室

竹澤 香織

2005年2月2日

概要

KEK-ATF のダンピングリングでは、レーザーワイヤーという電子ビームサイズモニターが実用化されている。レーザーワイヤーとは、電子ビームの軌道中に標的として置かれたワイヤー状のレーザー光である。ファブリ-ペロ型光共振器にレーザー光を入射し、レーザービーム径を絞ると同時に実効強度の増大を行う点に特徴がある。レーザー光と電子ビームはコンプトン散乱によって相互作用し、γ 線を発生する。電子ビームと直交するレーザーワイヤーを電子ビームの測定したいサイズ方向に動かし、それと同時にコンプトン散乱光のフラックスを測定する。その強度を両者の相対位置の関数としてプロットすることで電子ビームサイズの測定を行う。

レーザーワイヤーの発展形として、パルスレーザー光共振器が考案された。レーザーワイヤーは CW レーザーの強度を増大しているが、このシステムではパルスレーザーの強度を増大する。パルスレーザーを用いると、同じ出力の CW レーザーを用いるよりも共振器内部で溜まるピークパワーが大きくなる。強度を増大されたレーザーパルスを、ダンピングリングを周回する、一定間隔で連なった電子バンチと衝突させる。レーザーパルスを電子バンチ毎に完全に同期させて衝突させると効率的に散乱光を発生させることができる。よってレーザーワイヤーより大きな散乱光が得られる可能性を持つ。散乱光の強度を増せば、医療用 X 線などへの応用が考えられる。また、レーザーパルス長が電子バンチ長より十分短いならば、共振器内レーザーパルスのタイミングスキャンをして散乱光を検出すると、位相の関数としてのフラックスは電子バンチ長の情報を持つ。電子バンチ長モニターとしての応用も考えられる。パルスレーザー光共振器を加速器に組み込んだ例は世界でも類がない。挑戦的な試みだと言える。

今回、我々はまず光共振器を用いたパルスレーザーの強度増大テストを行った。3.0W のパルスレーザーを 230 倍に増大することに成功した。そしてダンピングリングで電子ビームと共振器内レーザーパルスの衝突による散乱光の検出実験を行った。電子バンチ長の測定テストも行い、パルスレーザー光共振器の有用性を模索した。

レーザーパルスを共振器に蓄積し、その蓄積パルスを周回する電子バンチ毎に衝突させるには、共振器長、電子バンチ間隔、そしてレーザーからの出力パルス間隔の三つを正確に一致させる必要がある。その要求を満たすために、共振器長をリングの電子バンチ間隔と高精度で等しく保つことのできる共振器構造体の設計開発を行った。そして更に、レーザーパルスと電子バンチ間隔を同期させるシステムを構築した。

このシステムをダンピングリングに設置し、レーザーパルスと電子ビームからのコンプトン散乱光の検出に成功した。このときは 340mW のパルスレーザーを 65 倍に増大した。バンチ長の測定も行い、バンチ長の電子ビーム強度依存性を確かめ、他の手法による測定結果と比較を行った。

目 次

図目次 **vii**

表目次 **xi**

第 1 章 序論 **1**
1.1 研究の背景 . . . 1
1.1.1 レーザーワイヤー技術の更なる応用 . . . 1
1.1.2 パルスレーザー光共振器 . . . 2
1.2 研究目的 . . . 3
1.2.1 高輝度 X 線源 . . . 3
1.2.2 ビーム形状モニター . . . 3
1.2.3 これまでの経緯 . . . 3
1.2.4 本論文について . . . 4

第 2 章 KEK-ATF **5**
2.1 ATF の概観 . . . 5
2.2 ビーム物理 . . . 5
2.2.1 エミッタンス . . . 5
2.2.2 シンクロトロン放射 . . . 8
2.3 ビームモニター . . . 10
2.3.1 バンチ長モニター . . . 10
2.3.2 エミッタンスモニター . . . 10
2.3.3 カレントモニター . . . 11

第 3 章 パルスレーザー光共振器 **13**
3.1 パルスレーザー光共振器の原理 . . . 13
3.1.1 モードロックレーザー . . . 13
3.1.2 光共振器の共鳴原理 . . . 15
3.1.3 パルス共鳴 . . . 18
3.1.4 ガウスビーム . . . 20
3.2 測定原理 . . . 23
3.2.1 Compton 散乱 . . . 25
3.2.2 カウントレート . . . 27

第 4 章　パルス増大 **31**
4.1　装置 . . . 31
4.1.1　使用したレーザー . . . 31
4.1.2　光学共振器 . . . 31
4.1.3　光学系 . . . 33
4.2　反射率の共振器長依存 . . . 34
4.2.1　セットアップ . . . 34
4.2.2　結果 . . . 35
4.3　パルス増大テスト実験 . . . 35
4.3.1　実験の手順 . . . 35
4.3.2　パルス増大 . . . 36

第 5 章　実験装置 **37**
5.1　共振器 . . . 37
5.2　ビームラインへの組み込み . . . 38
5.3　光学系 . . . 40
5.4　フィードバックシステム . . . 42
5.4.1　透過光強度に基づくフィードバック . . . 43
5.4.2　反射光位相に基づくフィードバック . . . 44
5.5　データ収集 . . . 45
5.5.1　γ 線検出器 . . . 45
5.5.2　データの読み出し . . . 47

第 6 章　光共振器の性能評価 **49**
6.1　使用したレーザー . . . 49
6.2　ミラー の透過率測定 . . . 50
6.3　共振器の蓄積率 . . . 51
6.3.1　光共振器の Finesse . . . 52
6.3.2　真空中での共振器 . . . 53
6.3.3　光共振器の蓄積率 . . . 54
6.4　ビー ムウェストの測定 . . . 55
6.4.1　高次モードの共鳴位相の違いを利用した方法 . . . 55
6.4.2　ビームのスポットサイズ測定による方法 . . . 57

第 7 章　実験 **59**
7.1　セットアップ . . . 59
7.1.1　検出器のキャリブレーション . . . 59
7.1.2　同期システム . . . 61
7.1.3　実験でのパルスレーザー光共振器 . . . 62
7.2　コンプトン散乱光検出実験 . . . 62
7.2.1　透過光強度に基づくフィードバックによる測定 . . . 63

7.2.2 反射光位相に基づくフィードバックによる測定 64
7.3 電子ビームを用いたビームウェスト測定 68
7.4 バンチ長測定 71
7.4.1 トロンボーンによるタイミングスキャン方式 71
7.4.2 位相検知による測定 72
7.4.3 ストリークカメラによる比較測定 72
7.4.4 加速電圧依存性 73
7.4.5 電流依存性 74

第 8 章 結論 **83**

第 9 章 今後の課題 **85**

謝辞 **87**

参考文献 **88**

図目次

1.1 パルスレーザー光共振器と電子ビームによる γ 線生成の概念図 2

2.1 ATF 概観 6
2.2 座標系 7
2.3 位相空間上の楕円 7
2.4 リング内での電子ビ– ムの形 7
2.5 ストリークカメラの原理図 11
2.6 レーザーワイヤーの概念図 12
2.7 レーザーワイヤーのビームサイズ測定 12
2.8 電流モニターの概念図 12

3.1 モードロックレーザーの振動モードと出力 14
3.2 共振器内に入射した光の振舞 16
3.3 Resonation efficiency と位相 θ の関係 17
3.4 光学共振器に入射したレーザーパルスの模式図 18
3.5 CW レーザーとモードロックレーザーの周波数表現図 19
3.6 レーザー共振器長と外部共振器長の違いと共鳴の関係 19
3.7 レーザー共振器長と外部共振器長の違いとパルス共鳴透過率の関係 20
3.8 光学共振器中のガウスビーム 21
3.9 高次のガウスモードでの共鳴位相の違い 23
3.10 パルスレーザー光共振器によるビーム測定原理 24
3.11 レーザーパルスと電子バンチ散乱の相対位置 25
3.12 Compton 散乱の力学系 27
3.13 実験室系、電子静止系 Compton 散乱 27
3.14 Compton 散乱角 θ と散乱光子エネルギー k_s の関係図 29
3.15 Compton 散乱角 θ と微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ の関係図 29
3.16 Compton 散乱角 θ と積分断面積 σ の関係図 30
3.17 散乱光子エネルギー $k_{\rm s}$ と微分散乱断面積 $d\sigma/dk_{\rm s}$ の関係図 30

4.1 HighQ レーザー共振器制御原理 32
4.2 パルス増大テスト実験用光学共振器 32
4.3 パルス増幅テスト実験での光学系 33
4.4 パルス増大実験における共振器長と反射光の関係 34
4.5 パルス共鳴の場合における反射率の Δl 依存性：測定図解 34

4.6 レーザー共振器と外部共振器の共振器長差に対する共振器反射率の計算値と実測値 35

5.1 光学共振器 . . . 38
5.2 50mmPZT 側ホルダ設計図 . . . 39
5.3 50mmPZT 側ホルダ . . . 39
5.4 光学共振器の側面写真 . . . 39
5.5 パルスレーザー光共振器および散乱光検出システム全景 . . . 40
5.6 真空槽内への光学共振器設置 . . . 41
5.7 電子ビームラインへの真空槽の設置図 . . . 41
5.8 真空槽の側面写真 . . . 42
5.9 ビームラインへの真空槽の組み込み . . . 42
5.10 パルスレーザーワイヤー光学系 . . . 43
5.11 パルスレーザーワイヤー光学系全景写真 . . . 44
5.12 透過光強度に基づくフィードバックのシステム概念図 . . . 44
5.13 r_{cav} と phase advance θ . . . 45
5.14 TEM_{00} モードと TEM_{10} モード . . . 45
5.15 マッチングのずれと高次ガウスモード . . . 46
5.16 TEM_{00} モードと TEM_{10} モードの混合電場の強度分布 . . . 46
5.17 反射光位相検出方式フィードバック用エラーシグナルをつくるフォトダイオード 46
5.18 反射光位相検出方式フィードバック エラーシグナル画像 . . . 46
5.19 2nd コリメーターシステムと検出器のセットアップ . . . 47
5.20 データ収集用回路系 . . . 48

6.1 LYNX レーザーの動作回路系 . . . 50
6.2 テストベンチの光学系 . . . 51
6.3 鏡の透過率の測定 . . . 52
6.4 ND フィルターのキャリブレーション . . . 52
6.5 使用した REO 社製凹面鏡の設計 . . . 52
6.6 測定でのオシロスコープ画像 . . . 55
6.7 共振器の反射光と透過光の測定の様子 . . . 55
6.8 ビームウェストの $\Delta\Psi$ 依存性 . . . 56
6.9 FSR によるビームウェストの測定 . . . 56
6.10 ビームのスポットサイズ測定法によるビームウェスト導出 . . . 57
6.11 リニアイメージセンサーによるビームのスポットサイズ測定の結果 . . . 58

7.1 検出器のキャリブレーション . . . 59
7.2 キャリブレーションの結果 . . . 60
7.3 同期システム . . . 60
7.4 透過光強度検出方式フィードバックを用いたシグナルとバックグラウンド同時測定回路 . . . 65
7.5 透過光強度検出方式フィードバックの ON・OFF モード . . . 65
7.6 コンパレータの ON・OFF 閾値の設定 . . . 65

7.7 透過光強度検出方式フィードバックでの散乱光検出実験結果 66
7.8 透過光強度検出方式フィードバックと反射光位相検出方式フィードバックの切り替え 68
7.9 反射光位相検出方式フィードバック使用時の検出シグナル 69
7.10 反射光位相検出方式フィードバックを使用した場合でのコンプトン散乱光カウントレート 70
7.11 電子ビームを用いたビームウェスト測定 71
7.12 位相検知方式電子バンチ長測定における位相検知回路 73
7.13 位相検知回路のシグナル 74
7.14 位相検知回路のシグナル概念図 74
7.15 位相検出方式によるバンチ長測定：タイミングスキャン 75
7.16 位相検出方式によるバンチ長測定：バンチ長解析 76
7.17 ストリークカメラで得られた画像 77
7.18 ストリークカメラで得られた画像の図解 77
7.19 ストリークカメラによるバンチ長測定 78
7.20 電子ビームバンチ長の加速電圧依存性:タイミングスキャン法と位相検知法による測定の比較 79
7.21 電子ビームバンチ長の加速電圧依存性:ストリークカメラとの比較 79
7.22 ATF ダンピングリングの自然バンチ長 (ビーム電流値 0) 計算値 80
7.23 タイミングスキャン方式によるバンチ長のビーム電流依存性測定 81
7.24 電子ビームバンチ長のビーム電流依存性 82

表 目 次

2.1 ATF ダンピングリングのパラメータ 6

4.1 使用した HighQ 社製 HighQ レーザーの仕様 32

6.1 使用した TimeBandWidht 社製 LYNX レーザーの仕様 50
6.2 使用した REO 社製凹面鏡の仕様 50
6.3 使用した吸収型 ND フィルターのキャリブレーション値 51
6.4 鏡の透過率測定結果 51
6.5 大気中での光共振器の特性 53
6.6 真空度の違いによる共振器長の共鳴絶対長の違い 54
6.7 光共振器の特性の測定値 55

7.1 レーザーパルス間隔と電子バンチ間隔を同期させたときの、共鳴状態の共振器のパラメータ 62
7.2 測定方法ごとのビームウェスト測定値の比較 69
7.3 位相スキャンによる電子バンチ長測定結果 77

第1章　序論

1.1　研究の背景

1.1.1　レーザーワイヤー技術の更なる応用

近年、極低エミッタンス電子ビームの生成技術は様々な科学に応用され、必要とされている。

蛋白質の動的構造解析の発展を目指す自由電子レーザー (FEL)、物性研究など に不可欠な手段である第三世代放射光源 (SOR) はその一例である。極低エミッタンス電子ビームのビーム診断の需要が高まり、我々は「レーザーワイヤーを用いたビームプロファイルモニター」と呼ばれる新しい測定技術を開発し、これを用いて電子ビームのエミッタンス測定を行ってきた [1]。

他のエミッタンス測定モニターとして、ワイヤースキャナがある [2]。金属のワイヤーで電子ビームをスキャンし、ワイヤーとの相互作用で発生する γ 線強度を測定することにより、電子ビームを測定する。欠点として、電子蓄積リングでは使用できないことがあげられる。電子ビームとの相互作用が強すぎて、焼き切れてしまう恐れがある。また、そもそも測定した電子ビームを破壊してしまう。

「レーザーワイヤー」とは、レーザー光を用いたワイヤースキャナである。レーザー光の太さを絞り、ワイヤースキャナと同じ要領で電子ビームをスキャンする。レーザー光と電子ビームとの相互作用で発生する γ 線を検出し、フラックスを電子ビームとレーザーワイヤーの相対位置の関数として表すことで電子ビームの形状を測定する。レーザー標的ならば電子ビームとの相互作用が小さいために、測定後もビームの形状を破壊することがない。よって電子蓄積リングでの測定が可能になる。実際に KEK-ATF ダンピングリングにおいて電子ビームの測定に成功し、内外から高い評価を得ている [3]。

レーザーワイヤー技術の独創的な点は、レーザーワイヤーの発生にファブリ-ペロ型光共振器を用いていることである。定在波型のレーザー光を光学共振器内に共鳴させて、レーザービーム径を絞るとともに強度増大を行っている。

さて、更なるレーザーワイヤー技術の発展、応用として様々な新しいアイディアが浮かびあがり、発展の方向性が鮮明になってきた。特に次の目標として提唱されたのが「パルスレーザー光共振器」へのレーザーワイヤー技術の応用である [4]。

1.1.2　パルスレーザー光共振器

我々がレーザーワイヤーで使用しているファブリ-ペロ型光共振器は、向かい合わせに置かれた 2 枚の球面鏡によって構成されている。鏡間に球面波を入射すれば二つの球面間で反射を繰り返し、光は閉じ込められる。球面鏡間の距離を精度良く制御して全ての波の位相を揃えてやれば閉じ込められた光の振幅は何倍にも「増大」される。

今回提案されたパルスレーザー光共振器は、CW でなくパルス化された光を入射して振幅を増大する装置である。共振器長とパルス間隔が一致し、かつ位相の共鳴条件が満たされれば共振器中心において光の増大が可能である。この方法はパルスレーザーを用いるため、光エネルギー密度が飛躍的に向上するという点で利点がある。一般に電子ビームは線形加速器内であれ蓄積リングであれバンチ構造をしており、パルス的である。従って電子バンチ毎に共振器内で増大されたレーザーパルスとの衝突を行えば、今まで「無駄」にされてきたエネルギーを有効利用することが可能である。

概念図を図 1.1 に示した。今回 ATF ダンピングリングで実際に構築したパルスレーザー光共振器システムの概観である。共振器に入射したレーザーパルスは、共振器内を往復する毎に電子バンチと衝突する。

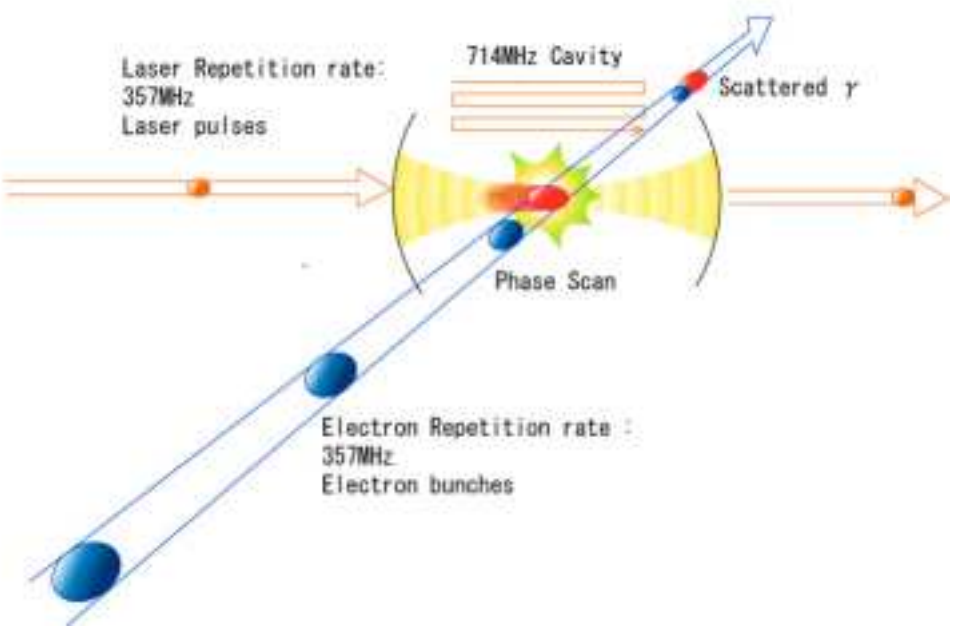

図 **1.1:** パルスレーザー光共振器と電子ビームによる γ 線生成の概念図
電子バンチはバンチ化されて ATF ダンピングリングを一定周波数で周回している。電子バンチ毎に共振器内のレーザーパルスとの衝突を行っている。

1.2 研究目的

1.2.1 高輝度 X 線源

近年、微小血管造影法による腫瘍血管の観察などの医学診断、生物学での生体分子結晶構造解析などさまざまな分野において X 線の需要が高まっている。これらの研究に利用される硬 X 線は、主に Spring8 などの大規模放射光施設での放射光から得ている。硬 X 線の新しい線源として、レーザー光と電子ビームのコンプトン散乱によって得られる散乱光が注目されている。コンプトン散乱で得られる X 線は準単色で指向性があるという点で特色がある。また、装置も比較的小型になるため利便性が高くなる。しかし現段階で得られている X 線の強度では利用するには不十分であり、実用化には至っていない。

パルス化されたレーザーを光共振器を用いて増大し、電子ビームとの散乱を行えば、得られる散乱光の強度が飛躍的に上昇することが予想される。今回の実験で、我々はパルスレーザー光共振器を用いて発生する散乱光強度を測定した。将来的な目標として、小型加速器を用いて電子ビームを発生させ、蓄積レーザーパルスとの散乱を行うことで、小型硬 X 線源として利用するところまでを視野に入れている [5]。新しい小型硬 X 線源として、実用化への模索のための原理実験を行った。

1.2.2 ビーム形状モニター

レーザーパルス長が、電子バンチ長よりも十分短いならば、共振器内レーザーパルスのタイミングを変えながら散乱光を検出すると、レーザーパルスと電子バンチ間の時間差の関数としてのフラックスは電子バンチ長の情報を持つ。パルスレーザー光共振器の、蓄積リングでの電子バンチ長モニターとしての活用が提唱された。

電子バンチ長モニターとしては、ストリークカメラが一般に使用されている。ストリークカメラとは、リングを周回する電子ビームからの放射光の強度を測定することによって、ビーム形状を測定する装置である。パルスレーザー光共振器はストリークカメラに代わる第二のバンチ長測定モニターとして活用することが、理論上可能である。それを実証するために、パルスレーザー光共振器を用いてバンチ長測定のテストをを行うことが今回の実験の第二の目的である。

1.2.3 これまでの経緯

我々のグループで行ってきたレーザーワイヤー技術開発の経緯を述べる。

最初の目標はレーザーワイヤー自体の作成であった。共振器についての原理テスト及び共振器パラメータ測定手法の確立を経て、共振状態安定化に関する問題を解決した。その結果、1997 年にレーザーワイヤーの作成に成功した。2000 年に ATF ダンピングリングに装置を組み込み、レーザーワイヤーと電子ビームの散乱による γ 線信号を始めて確認し、エミッタンスモニターとしての有用性を示した [6][7]。その後 2003 年に特に高次モードのレーザーワイヤーを使用すればレーザーワイヤー自体の太さより小さな電子ビームの測定も可能であることを実証した [8]。低エミッタンスモニターとしてのレーザーワイヤーの利用法を確立するまでに、ほぼ 10 年の月日を要した。

共振器内で蓄積できるレーザー光強度を飛躍的に上昇させ得るパルスレーザー光共振器が考案され、X 線源としての利用の可能性が示唆された。テストベンチでの試行錯誤を経て、2002 年に始め

て光共振器によるレーザーパルスの蓄積に成功した [4]。2004 年秋に始めて ATF ダンピングリングにパルスレーザー光共振器を組み込み、蓄積されたレーザーパルスと電子ビームの散乱による γ 線信号を確認することに成功した。現段階での最大の散乱光フラックスを得るための実験を行った。また、新しいバンチ長測定モニターとしての可能性を模索した。結果、更に高い増幅度を達成できる光共振器の開発、レーザービーム強度の増強、共振器内ビーム径の調整など、次の目標として目指す方向が示されることになった。

1.2.4　本論文について

2004 年に行った ATF ダンピングリングでのパルスレーザー光共振器と電子ビームとの散乱実験について、及びそれに向けて行った研究開発について、本論文で説明する。

第 2 章で実験を行った KEK-ATF ダンピングリングについて述べ、リングでのビーム物理について言及する。第 3 章で測定及び光共振器の原理についてまとめる。当初の課題は光共振器によるレーザーパルス増大法の確立であった。テストベンチにおいて光共振器を用いたレーザーパルス増大実験を行っている。第 4 章でレーザーパルス増大実験の実験結果を示す。この結果を下地にしてリングに構築するパルスレーザー光共振器システムの設計、開発を行った。第 5 章で、パルスレーザー光共振器と電子ビームを用いた散乱光検出のために設計開発を行った装置の説明をする。特に実験の要となるパルスレーザー光共振器については、詳細な特性評価を行った。光共振器の特性について第 6 章に述べる。これらの開発した装置を用いてダンピングリングで初めての電子ビームとパルスレーザー光共振器を用いた散乱光検出実験を行った。第 7 章では、散乱光検出実験、及びパルスレーザー光共振器の利用についてのテスト実験を説明する。セットアップ、実験方法、得られた結果について述べる。第 8 章で結果をまとめ、第 9 章に将来の展望を示した。

第2章　KEK-ATF

高エネルギー加速器研究機鋼 (KEK) の Accelerator Test Facility (ATF) は低エミッタンス (2.2.1 節参照) 電子ビームの生成に焦点を合わせた開発研究を行っている試験加速器である [9]。パルスレーザー光共振器に蓄積されたレーザーパルスは、この ATF のダンピングリングを周回する電子ビームと衝突し、散乱光を発生する。この章では ATF について概説し、ATF で使用されているビームモニター系について述べる。

2.1　ATF の概観

ATF は以下の三つのセクションから成り立っている (図 2.1)。

- 電子ビームを加速する線形加速器
- 低エミッタンス電子ビームを作るダンピングリング
- ダンピングリングから電子ビームを取り出して、診断、利用する取り出しライン

電子ビームは光陰極 RF 電子銃によって生成される。生成された電子ビームは線形加速器によって 1.28GeV まで加速される。線形加速器は 16 本の S バンド (周波数 2856MHz) 加速管で構成されている。加速された電子ビームは、ダンピングリングに入射する。ダンピングリングではシンクロトロン放射による横方向運動量の減少と、それを補う加速空洞による縦方向の加速を行う。これによってダンピングリング内で電子ビームのビームサイズは小さく揃えられ、低エミッタンス電子ビームが生成されることになる。生成した低エミッタンス電子ビームは取り出しラインへ取り出される。

本実験において、レーザーパルスはダンピングリング周回中の電子ビームと衝突して散乱光を発生している。表 2.1 に、ダンピングリングのパラメータを示した。

2.2　ビーム物理

2.2.1　エミッタンス

ここでは、電子ビームの品質を示す量、エミッタンスについて簡単に説明する。

電子蓄積リングにおいて電子ビームが安定に周回しているとき、ビームを構成する各電子の振舞を考える。理想的に、設計運動量からの電子の運動量のずれ (運動量広がり)$\Delta p/p = 0$ としよう。このときの電子の振舞は次の運動方程式にしたがう (図 2.2)。

$$\frac{d^2u}{ds^2} + K(s)u = 0 \tag{2.1}$$

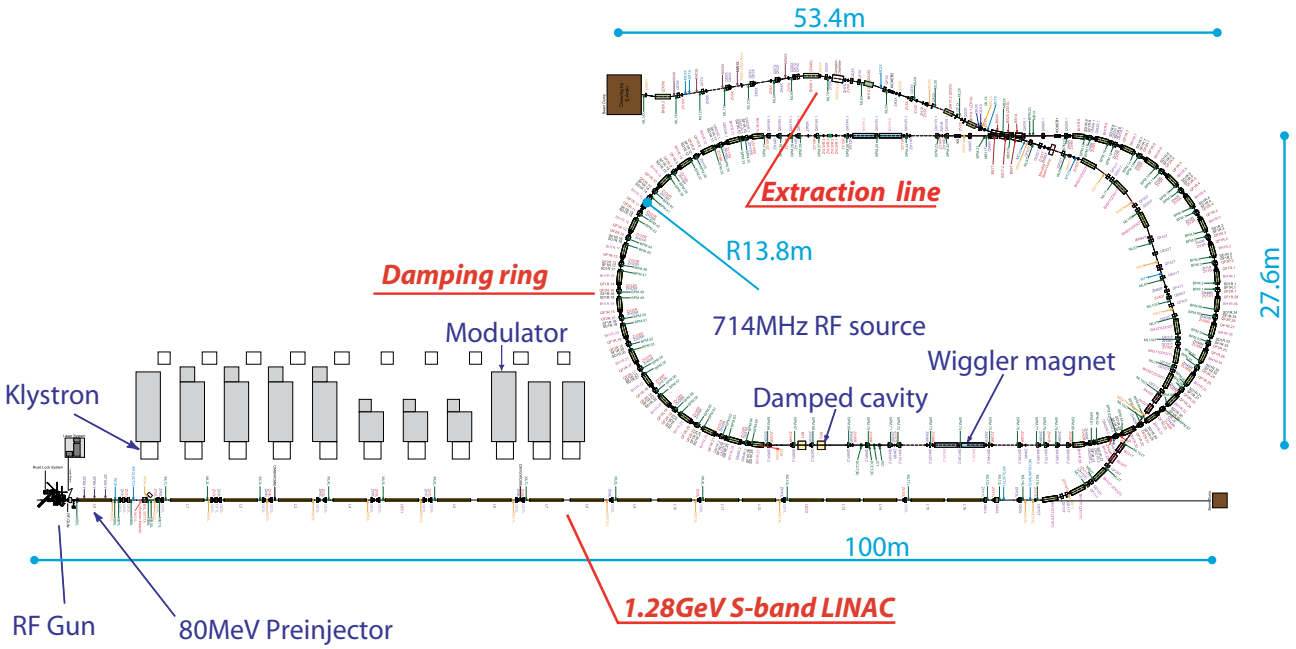

図 2.1: ATF の概観を示す。

Parameters	Symbol	Value
Beam Energy	E_0	1.28 GeV
Ring Circumference	C	138.6 m
RF Freqency	f_{RF}	714 MHz
RF Voltage	V_c	286 kV
Momentum Compaction	α_M	0.00214
Natural Emittance	ε_0	1.07 nm
Natural Momentum Spread	$\Delta p/p$	5.43×10^{-4}
Nominal Horizontal Tune	ν_x	15.17
Nominal Vertical Tune	ν_y	8.56
Damping Time	τ_x	17.0 ms
	τ_y	27.3 ms
	τ_z	19.5 ms

表 2.1: ATF ダンピングリングのパラメータ (ウィグラー OFF)

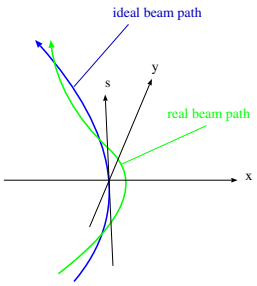

図 2.2: 座標系

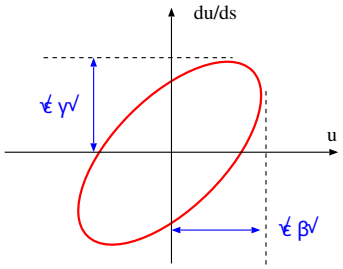

図 2.3: 位相空間上の楕円

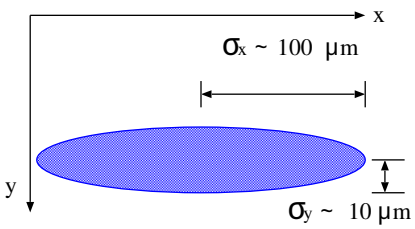

図 2.4: リング内での電子ビ– ムの形

u は電子の位置 x または y をさす。$K(s)$ は磁場の収束力を表す量である。式 (2.1) の一般解は積分定数 ψ_0、$\sqrt{\varepsilon}$ を用いて以下で表される。

$$u(s) = \sqrt{\varepsilon}\sqrt{\beta(s)}\cos\left(\psi(s) + \psi_0\right) \tag{2.2}$$

電子は横方向に振幅$\sqrt{\varepsilon\beta(s)}$ で振動していることがわかる。この振動をベータトロン振動、$\beta(s)$ をベータトロン関数という。ここで、以下の量を導入する。

$$\alpha = -\frac{1}{2}\frac{d\beta}{ds} \tag{2.3}$$

$$\gamma = \frac{1+\alpha^2}{\beta} \tag{2.4}$$

すると β に対する条件は

$$\frac{d\alpha}{ds} = K(s)\beta - \gamma \tag{2.5}$$

となり、次の関係が成り立つことが分かる。

$$\gamma u^2 + 2\alpha u\frac{du}{ds} + \beta\left(\frac{du}{ds}\right) = \varepsilon \tag{2.6}$$

ε はクーランシュナイダー不変量という。クーランシュナイダー不変量は、個々の粒子の中心軌道からのずれを表す量である。式 (2.6) を位相空間上で表すと図 2.3 になる。クーランシュナイダー不変量 ε の粒子は、この楕円上のある一点にある状態であることを意味する。電子ビームのエミッタンスとは、ビームを構成する粒子のクーランシュナイダー不変量の平均をいう。

実際には運動量が理想的に $\Delta p = 0$ を満たすとは限らない。運動量 p、運動量のずれが Δp の電子は、

$$\Delta u(s) = \eta(s)\frac{\Delta p}{p} \tag{2.7}$$

だけ u 方向に軌道がずれる。$\eta(s)$ を運動量分散関数と言う。

また、蓄積リング内では電子はバンチ化された電子ビームとして周回している。電子は空間上でガウス分布をしていると仮定する。電子の分布幅、つまりビームサイズをを σ_u としよう。電子ビー

ムの横方向ビームサイズは以下で与えられる。

$$\sigma_u = \sqrt{\beta\varepsilon + \eta\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} \qquad (u = x, y) \tag{2.8}$$

$$\tag{2.9}$$

以上の議論を、ATF ダンピングリングにあてはめて考える。

ATF ダンピングリング直線部では、横方向の運動量分散関数 η は η_x が 10mm 程度、η_y が 2mm 以下という値を示す。運動量広がり $\Delta p/p$ は 10^{-3} 以下である。リング内では、電子ビームは図 2.4 にあるように偏平な形になる。実際のサイズは $\sigma_x \sim 100\mu$m 、$\sigma_y \sim 10\mu$m と見積もられている。このとき式 (2.9) においてビームサイズに対する分散の影響は無視できる。よってダンピングリング直線部におけるエミッタンスとビームサイズの関係は

$$\sigma_u = \sqrt{\varepsilon_u \beta_u} \qquad (u = x, y) \tag{2.10}$$

と近似できる。つまり、軌道上のある一点でビームサイズとベータ関数を測定すればエミッタンスを求めることができる。

ATF ダンピングリングの設計エミッタンスは $\varepsilon_x \sim 1 \times 10^{-9}$m、$\varepsilon_y \sim 1 \times 10^{-11}$m である。一般的な電子蓄積リングと比べると非常に小さい値である。また ATF ダンピングリングの電子ビームサイズの設計値も、同様に非常に小さな値を示す。3.2.2 節で後述するが、電子ビームとレーザー光の散乱光のカウントレートはビームサイズに依存する。電子ビーム電流値が同じならば、ビームサイズは小さければ小さい程高いカウントレートを示す。線源としての利用を考えた場合、高いカウントレートを実現できる電子ビームとして、極低エミッタンス電子ビームを生成できる ATF ダンピングリングは理想的であるといえる。また、垂直方向ビームサイズ σ_y は、本実験で衝突を行ったレーザーパルスの垂直方向の幅 (ビームウェスト) に対して 1/10 以下の値であり、十分小さいとみなすことができる。このとき電子ビームに対してレーザー光を垂直方向にスキャンして散乱光フラックスを得ると、フラックスのガウス型の幅はほぼレーザー光の幅を表すことになる。レーザー光の垂直方向の幅を測定するのにも、ATF ダンピングリングのビームサイズは都合の良い値である。

2.2.2 シンクロトロン放射

本実験の目的の一つは、パルスレーザー光共振器を利用した、リングを周回する電子ビームのバンチ長測定である。電子蓄積リングにおける電子ビームのバンチ長を決定する要因となる、シンクロトロン放射についてここで述べておく。電子が蓄積リングを周回すると、シンクロトロン放射によるエネルギー損失がおこる [10]。$\Delta p/p = 0$ の理想状態において、電子がリングを一周する毎に損失するエネルギーを U_0 としよう。運動量のずれが Δp の電子の場合、リング一周毎の電子のエネルギー損失は

$$U_- = U_0 + U_s \frac{\Delta p}{p} \tag{2.11}$$

とおける。また、電子はリング内加速空洞で加速されることによりエネルギーを供給される。V_c、f_{RF}、及び ϕ をそれぞれ加速空洞の加速電圧、周波数及び加速位相とする。理想状態でのエネルギー

損失 U_0 と同じだけのエネルギー利得を与える平衡位相は

$$\phi_0 = \arcsin\left(\frac{U_0}{eV_c}\right) \tag{2.12}$$

とおける。このときに、τ を平衡位相 ϕ_0 からの時間的な変位とする。加速位相は $\phi = \phi_0 - 2\pi f_{RF}\tau$ と表せる。電子が加速空洞を一回通過したときのエネルギー利得は

$$U_+ = eV_c \sin(\phi_0 - 2\pi f_{\mathrm{RF}}\tau) \sim U_0 - U_c\tau \tag{2.13}$$

で表される。τ に比例する項をここで U_c とおいた。結局、電子がリングを一周したときのエネルギーの変化 ΔU は、

$$\Delta U = U_+ - U_- = -U_c\tau - U_s\frac{\Delta p}{p} \tag{2.14}$$

となる。通常の蓄積リングではエネルギ− の変化は電子がリングを周回する周期に比べてゆっくり起こる。リングの周長 C、電子のエネルギー E_0 とすれば

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\Delta p}{p}\right) = \frac{1}{E_0}\frac{dE}{dt} \sim \frac{1}{E_0}\frac{c\Delta U}{C} = -\frac{c}{CE_0}\left(U_c\tau + U_s\frac{\Delta p}{p}\right) \tag{2.15}$$

また、τ の時間変化を以下であらわす。

$$\frac{d\tau}{dt} \equiv \alpha_M\left(\frac{\Delta p}{p}\right) \tag{2.16}$$

すると、式 (2.15)、式 (2.16) より以下の関係が導かれる。

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(\frac{\Delta p}{p}\right) + \frac{2}{\tau_s}\frac{d}{dt}\left(\frac{\Delta p}{p}\right) - (2\pi f_s)^2\left(\frac{\Delta p}{p}\right) = 0 \tag{2.17}$$

$$\frac{d^2\tau}{dt^2} + \frac{2}{\tau_s}\frac{d\tau}{dt} - (2\pi f_s)^2\tau = 0 \tag{2.18}$$

$$f_s^2 = \frac{\alpha_M c f_{RF}}{2\pi C}\frac{eV_c}{E_0}\sqrt{1 - \left(\frac{U_0}{eV_c}\right)^2} \tag{2.19}$$

$$\tau_s = \frac{2CE_0}{cU_s} \tag{2.20}$$

これは電子の縦方向の運動方程式である。$\tau_s < f_s$ であるときに、$\Delta p/p$ 及び τ は減衰振動として振る舞う。f_s は振動周波数である。この振動をシンクロトロン振動という。ダンピングリングでは $f_s \sim 10\mathrm{kHz}$ である。

ここまでのシンクロトロン振動の議論は、粒子の運動量は連続的に変化するという立場をとって考えてきた。しかしながら、実際の電子の運動量の変化は、ある有限な運動量を持つ光子を放出する都度、量子的に起こる。このような量子的な運動量変化により振動が励起されることを量子励起と呼ぶ。この量子励起はこれまでのように一粒子についての運動方程式で考えるよりも、電子ビーム内の電子の縦方向または横方向位置の存在確率として考えるほうが自然である。電子の存在確率分布の振舞としてシンクロトロン振動を考えた場合、電子ビーム内の個々の電子の運動量、及び縦

方向位置の振動振幅はある広がりを持つようになる。電子ビームがリングを周回する毎に、量子的な効果により運動量の広がりが生じる。一方、式 (2.17)、(2.18) より、リングを周回する電子ビームには、運動量広がりを減衰させようとする効果がある。この二つの効果から最終的に電子の運動量の分布は平衡状態に達する。そのときの運動量分布を (σ_p/p) とすると、電子ビームのバンチ長 σ_z は (σ_p/p) の関数で表される。

$$\sigma_z = \frac{c\alpha_M}{2\pi f_s}\frac{\sigma_p}{p} \tag{2.21}$$

電子ビームのバンチ長は個々の粒子のシンクロトロン振動で決定される。

2.3 ビームモニター

ATF ダンピングで使用されている電子ビームモニターのうち、特に今回の実験で使用したものについて説明する。

2.3.1 バンチ長モニター

電子ビームの長さを直接測るのは困難なため、そのかわりにビームがある地点を通過するのに要する時間を測定する。ちなみに、ATF に於いて電子はほぼ光速で運動するので、1ps はおよそ 0.3mm の長さに対応する。ダンピングリングではストリークカメラ [11] を用いてバンチ長の測定を行っているが、以下にその動作を説明する。

ダンピングリング曲線部では、電子はシンクロトロン放射をしながら通過する。シンクロトロン放射光の時間構造はほぼビームの時間構造を反映している。ストリークカメラはシンクロトロン放射光の発光時間と発光量の測定を行うことによって、ビームの時間方向の形状を測定している。

ストリークカメラの原理図を図 2.5 に示した。入射光はスリットを介してレンズ系により、ストリーク管の光電面上にスリット像として結像される。光電面は入射した光をその強度に応じた数の光電子に変換する。できた電子群は加速電極によって加速され、蛍光面に向かう。電子群が掃引電極の間を通過するとき、タイミングを合わせて掃引電極に印加された高電圧により、電子は上方から下方に高速で振られる。すこしずつ遅れてやってきた電子群は、垂直方向に少しずつ異なった角度に偏向される。そしてマイクロチャネルプレート (MCP) に入射する。電子群は MCP を通過する際に電子の数を増倍され、蛍光面に衝突し、再び光に変換される。

蛍光面では、早く入射した光に対応する蛍光像がもっとも上方に位置し、入射した光の時間順に下方へと配列される。つまり、蛍光面上の垂直方向が時間軸になる。また、蛍光像の明るさは入射光の強度に比例する。蛍光像の水平方向の位置は、入射光の水平方向の位置に対応する。

今回の実験の目的のひとつは、パルスレーザー光共振器によるバンチ長の測定である。比較実験として、ストリークカメラによるバンチ長の測定を行っている。

2.3.2 エミッタンスモニター

パルスレーザー光共振器の前身ともいえるレーザーワイヤーモニターは、ダンピングリング周回中の電子ビームのサイズを測定する装置である [3]。式 (2.9) より、電子ビームのサイズからエミッ

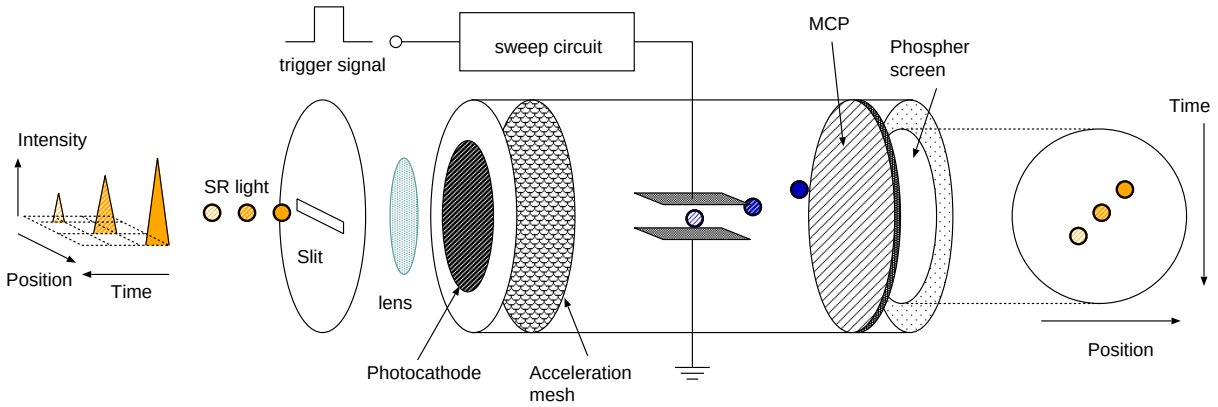

図 **2.5:** ストリークカメラの原理図である。蛍光面での明るさから入射 SR 光の強度がわかる。蛍光面での位置から、入射 SR 光の空間と時間がわかる。

タンスを算出することができる。レーザーワイヤーとは、電子ビームの軌道上に標的として置かれたワイヤー状のレーザー光を意味する。光共振器にレーザー光を入射し、レーザービーム径を絞ると同時に強度増大を行っている。電子ビームとレーザー光はコンプトン散乱によって相互作用する。電子ビームと直交するレーザーワイヤーを電子ビームの測定したいサイズ方向に動かし、それと同時にコンプトン散乱光のフラックスを測定する。この強度を両者の相対位置の関数としてプロットすることで、ミクロンオーダーの電子ビームサイズの測定が可能になる。(図 2.6、2.7)

パルスレーザー光共振器は、レーザーワイヤー光共振器の共振器長制御技術を応用してパルスレーザーの強度を増大させている。

2.3.3 カレントモニター

CT(Current Toransformer) は、ビーム電流がつくり出す磁場を測定することによって電流値を測定するものである。原理図を 2.8 に示す。

電子ビ– ムの回りには磁場が発生する。導線を巻き付けたトロイド型フェライトコア中をビ– ムが通過すると、トロイド内に発生した磁場により、導線に誘導電流が流れる。

今回の実験では、DCCT というモニターを用いて高精度に電流値を測定している。DCCT において、トロイドには巻線が巻かれており、巻線に交流電流を流すことでトロイド中に誘導磁場を発生させている。トロイドは正負の飽和磁場の状態を繰り返すことになる。電子ビームがトロイド中を通過すると、発生する磁場によって飽和点がずれる。そのずれから電子ビームの電流値を測定している。

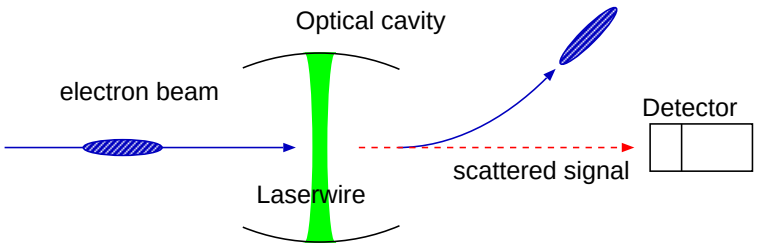

図 2.6: レーザーワイヤの概念図

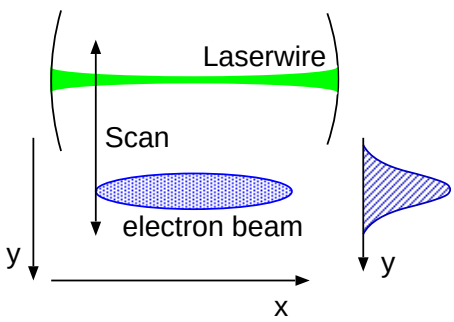

図 2.7: レーザーワイヤーのビームサイズ測定

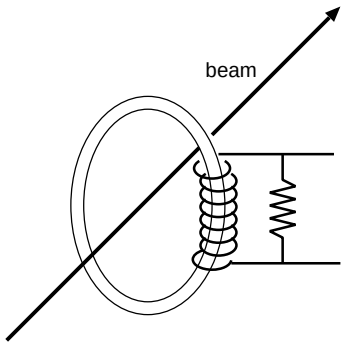

図 2.8: 電流モニターの概念図

第3章　パルスレーザー光共振器

この章では実験の要となっているパルスレーザー光共振器と、パルスレーザー光共振器を使用したレーザーパルスと電子ビームとの散乱光測定の原理について説明する。

3.1　パルスレーザー光共振器の原理

3.1.1　モードロックレーザー

実験で使用したモードロックレーザーは単一モードを DC 的に出力する CW レーザーとは異なり、パルス的に出力するレーザーである。ここではモードロックレーザーの原理を簡単に述べる [12]。

レーザーは、反転分布によって利得をもった媒質を共振器に入れて、多くの異なるモード周波数を同時に発振させることができる。レーザー共振器長を L_l とすると、共振器内には波長が $\lambda_n = 2L_l/n = 2\pi c/\omega_n \ \ (n : \text{integer})$ の光の定在波が立つ。定在波では共振器内を往復する光は毎回同位相で重なりあい、誘導放出を高めあう。この出力する全電場を時間の関数で表すと

$$\wp(t) = \sum_{n=0}^{N-1} (\wp_0)_n e^{i(\omega_n t + \delta_n)} \qquad (n : \text{integer}) \tag{3.1}$$

ここで $(\wp_0)_n, \omega_n$ 及び δ_n はそれぞれ n 番目のモードの振幅、角周波数、位相である。全強度 I_l は全てのモードの強度の和で示され、全部で N 個のモードが存在すると仮定する。位相がすべて異なるとすれば

$$I_l = N\wp_0^2 \tag{3.2}$$

ここで、簡単のために全てのモードの振幅は同一の値 $\wp_0$ を持つとした。

モードロックレーザーとは、いろいろなモードに強制的に同じ位相 $\delta_n = \delta$ を持たせたものであ

る。モードロックレーザーの出力する合成電場は

$$\begin{aligned}
\wp(t) &= \wp_0 e^{i\delta} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i\omega_n t} \\
&= \wp_0 e^{i\delta} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\omega - n\Delta\omega)t} \\
&= \wp_0 e^{i\omega t+\delta} \sum_{n=0}^{N-1} e^{-\pi i n c t/L_l} \\
&= \wp_0 e^{i\omega t+\delta}(1 + e^{-i\phi} + e^{-2i\phi} + e^{-3i\phi} + \cdots + e^{-(N-1)i\phi}) \qquad (3.3) \\
&= \wp_0 e^{i\omega t+\delta} \frac{sin(N\phi/2)}{sin(\phi/2)} \qquad (3.4)
\end{aligned}$$

$$\omega_n = \omega - n\Delta\omega \qquad (\omega : \text{周波数が最も高いモードの角周波数}) \qquad (3.5)$$

$$\Delta\omega = \pi c/L_l \qquad (\Delta\omega : \text{発振するモードの間隔}) \qquad (3.6)$$

$$\phi = \pi c t/L_l \qquad (3.7)$$

この場合強度 I_l は以下で表せる。

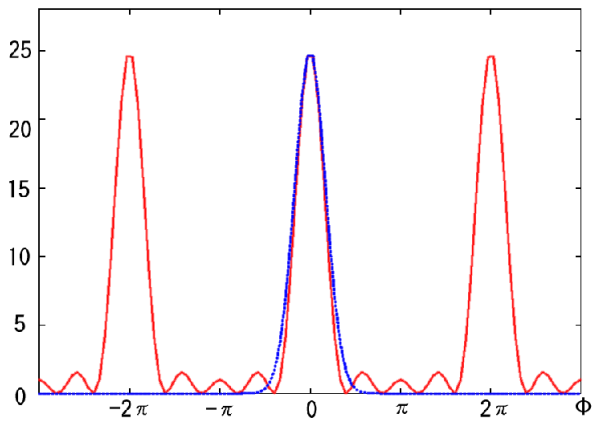

図 3.1: モードロックレーザーの振動モードと出力
$N = 5$ とした場合の $\sin^2(N\phi/2)/\sin^2(\phi/2)$ のグラフ (赤線) と、$N^2 \exp(-\phi^2/(2\sigma_\phi))$ のグラフ (青破線)。赤線は 5 個の振動モードを持つモードロックレーザーの出力の時間変化を表している。横軸は $\phi = \frac{\pi c}{L_l} t = 2\pi \left(\frac{c}{2L_l}\right)$

$$I_l(t) = \wp(t)\wp(t)^* = \wp_0^2 \frac{\sin^2(N\phi/2)}{\sin^2(\phi/2)} \qquad (3.8)$$

$N = 5$ のときの $\sin^2(N\phi/2)/\sin^2(\phi/2)$ のグラフを図 3.1 に示す。$I_l(t)$ は $\Delta t = 2L_l/c$ の周期関数であり、以上のことからモードロックレーザーの出力は $2L_l/c$ の時間間隔で並んだ一連の短いパル

スから成るといえる。また各ピークで $\left|\sin^2(N\phi/2)\right| / \left|\sin^2(\phi/2)\right| = N^2$ の値を示し、モードロックレーザーのピークパワーは平均パワー I_l の N 倍となる。極大ピークの時間幅 (FWHM) δt、即ち強度が最大値からその隣の 0 まで落ちるのに要する時間は $\frac{1}{N}\frac{2L_l}{c}$ である。従って、パルス間隔とパルス幅の比 $\Delta t/\delta t$ がモード数 N を表すことになる。

$$\frac{\Delta t}{\delta t} \sim N \tag{3.9}$$

また、強度 $I_l(t)$ のひとつのピークを取り出してやればガウス型に近似することができる。時間幅 (FWHM)$\delta t = \pi c/L_l\delta\phi$ として、$\delta\phi = 2.35 \times \sigma_\phi$ と表すと

$$I_l(t) \sim \wp_0^2 N^2 \exp\left(-\frac{\phi^2}{2\sigma_\phi^2}\right) \qquad (-\pi < \phi < \pi) \tag{3.10}$$

とあらわせる。

今回の実験で使用したレーザーのスペックは Repetition Rate $f_p = c/2L_l = 1/\Delta t = 357 \times 10^6$ Hz、パルス幅 $\delta t \sim 7 \times 10^{-12}$ sec である。ここからモード数、つまり平均パワーに対するピークパワーの出力の割合 N は約 400 と導ける。単純に考えれば、ピークパワーで電子ビームとの衝突を行えば、同じ出力の CW レーザーに比べて 400 倍の強度の散乱光が得られることになる。モードロックは、レーザー共振器内で発振光に対する損失を周期 $2L_l/c$ で変調することで可能になる。

3.1.2 光共振器の共鳴原理

パルスレーザー光共振器で採用している光共振器は、2 枚の凹面鏡を向かい合わせに置いたファブリ-ペロ型光共振器である。簡単のため、ここでは 2 枚の鏡は平面鏡であるとして、単一周波数のレーザーの場合の共鳴に関する一般的議論を述べる。

光が共振器に入射すると、光は共振器内部で何度も反射を繰り返しながら少しずつ共振器から洩れ出ていく。入射光の振幅に対する共振器からの透過光の振幅の大きさ $t_{\rm cav}$ 及び反射光の振幅の大きさ $r_{\rm cav}$ は図 3.2 より、次式で表せる。

$$\begin{aligned} t_{\rm cav} &= t_1 t_2\{1 + r_1 r_2 e^{i\theta} + (r_1 r_2 e^{i\theta})^2 + \cdots\} \\ &= \frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{i\theta}} \end{aligned} \tag{3.11}$$

$$\begin{aligned} r_{\rm cav} &= r_1 - t_1 r_2 t_1 e^{i\theta}\{1 + r_1 r_2 e^{i\theta} + (r_1 r_2 e^{i\theta})^2 + \cdots\} \\ &= r_1 - \frac{t_1 r_2 t_1 e^{i\theta}}{1 - r_1 r_2 e^{i\theta}} \end{aligned} \tag{3.12}$$

θ は共振器中で光が一往復したときの位相変化を表す ($L_{\rm cav}$ を共振器長、λ を光の波長として、

$$\theta = 2\pi\frac{2L_{\rm cav}}{\lambda} \tag{3.13}$$

t_i と r_i はそれぞれ鏡 $i(i = 1, 2)$ の透過率と反射率である。鏡 1 は入射側、鏡 2 は出射側の鏡である。また共振器内部の光の振幅は以下のように求められる。鏡 1 から鏡 2 へ進む光の振幅を s_{12}、鏡 2

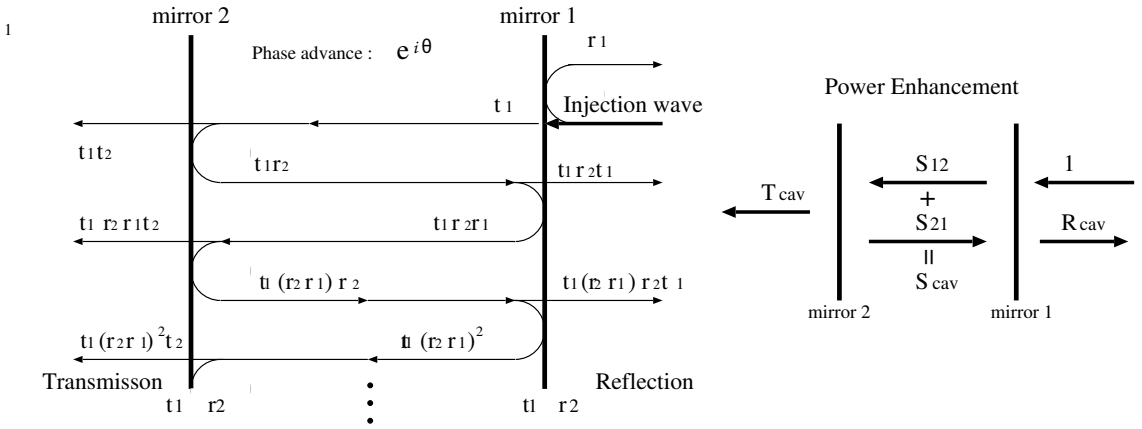

図 3.2: 共振器内に入射した光の振舞

から鏡 1 へ進む光の振幅を s_{21} とすると、

$$\begin{aligned} s_{12} &= t_1 t_2 \{1 + r_1 r_2 e^{i\theta} + (r_1 r_2 e^{i\theta})^2 + \cdots\} \\ &= \frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{i\theta}} \end{aligned} \tag{3.14}$$

$$\begin{aligned} s_{21} &= r_1 - t_1 r_2 t_1 e^{i\theta} \{1 + r_1 r_2 e^{i\theta} + (r_1 r_2 e^{i\theta})^2 + \cdots\} \\ &= r_1 - \frac{t_1 r_2 t_1 e^{i\theta}}{1 - r_1 r_2 e^{i\theta}} \end{aligned} \tag{3.15}$$

反射率、透過率の定義はパワーの反射、透過の割合である。パワーの反射率、透過率は波の振幅の反射率、透過率を r、t で表せばその絶対値の二乗の $R = |r|^2$、$T = |r|^2$ で表すことができる。従って共振器の透過率 $T_{\rm cav}$、反射率 $R_{\rm cav}$、蓄積率 $S_{\rm cav}$ は次式で表せる。

$$T_{\rm cav} = |t_{cav}|^2 = \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} sin^2 \frac{\theta}{2}} \tag{3.16}$$

$$R_{\rm cav} = |r_{cav}|^2 = (R_1 + T_1) - \frac{T_1(1 - R_1 R_2 - T_1 R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \tag{3.17}$$

$$\begin{aligned} S_{\rm cav} &= |s_{12}|^2 + |s_{21}|^2 \\ &= \frac{T_1(1 + R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \\ &= \frac{1 + R_2}{T_2} T_{\rm cav} \sim \frac{2}{T_2} T_{\rm cav} \qquad (\text{if} \quad \mathrm{R}_2 \sim 1) \end{aligned} \tag{3.18}$$

ここで resonation efficienfy η を定義する。

$$\eta \equiv \frac{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \tag{3.19}$$

η は共振器の共鳴特性を表す量である。

$$\theta = 2n\pi \quad (n : \text{integer}) \tag{3.20}$$

のときに極大値をとり、共振器の共鳴状態を示す。即ち、この状態のときに外からの入射波の位相と共振器内での波 (但し、入射波と同一方向のもの) の位相が合い、共振器内にパワーが蓄積される。2 枚の鏡で共振器を組んだときの実効的反射率 $R_{\rm eff}$ を導入する。

$$R_{\rm eff} = \sqrt{R_1 R_2} \tag{3.21}$$

図 3.3 に、$R_{\rm eff}$ 毎の resonation efficiency η を θ の関数として示した。このときの共鳴幅 (FWHM)$\delta\theta$ は

$$\delta\theta = \frac{1 - R_{\rm eff}}{R_{\rm eff}} \tag{3.22}$$

式 (3.20) と式 (3.13) より共鳴条件を共振器長と光の波長で表す。

$$L_{\rm cav} = n\frac{\lambda}{2} \qquad (n : \text{integer}) \tag{3.23}$$

上式からも分かるように、与えられた共振器長 $L_{\rm cav}$ に対して、共鳴できる波長は無数にあり、その周波数間隔 $\Delta\nu$ は c を光速度として

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_{\rm cav}} \tag{3.24}$$

でと表すことが出来る。この間隔を free spectral range(FSR) と呼ぶ。また式 (3.22) より共鳴幅の周波数表現 (bandwidth) ができ、$\delta\nu = (2\pi L_{\rm cav}/c)\delta\theta$ と表せる。ここで共鳴の鋭さを示す量として Finesse$F$ を導入しよう。Finesse の定義は $\delta\nu$ と $\Delta\nu$ の比率である。値が大きい程鋭い共鳴を示す共振器だと言える。

$$F \equiv \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R_{\rm eff}}}{1 - R_{\rm eff}} \tag{3.25}$$

F の大きさは共振器の蓄積率 $S_{\rm cav}$ を決定する。以上が一般的な共鳴に関する議論である。

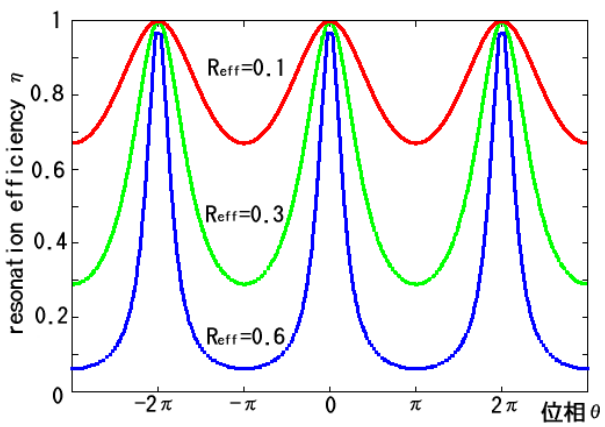

図 3.3: Resonation effisiency と位相 θ の関係を示す。位相が $2n\pi$ 進むと共振器は共鳴し、その鋭さは実行反射率 $R_{\rm eff}$ が大きい程鋭くなる。

3.1.3　パルス共鳴

次に、パルスレーザーに関する共鳴条件について述べる。

前節で外部共振器にパワーを蓄えるための条件式 (3.23) を示した。しかしこの条件は光が定常的に入射する場合 (レーザーで言えば CW-レーザーの場合) に当てはまる条件である。しかしモードロックレーザーからのレーザーパルスを蓄える場合、式 (3.23) の他に以下の条件式も満たさなければならない。

$$L_{\rm cav} = mL_l \qquad (m : \text{integer}) \tag{3.26}$$

ここで、L_l はレーザー共振器長である。以下に理由を述べる。

モードロックレーザーからの出力パワーは式 (3.8)、または図 3.1 に示した通り $\Delta t = 2L_l/c$ の周期構造を持つ。$z = ct$ として位置 z の関数として表せば出力パワー $I_l(z)$ は $\Delta z = 2L_l$ の周期関数となり、以下のようになる。

$$I_l(z) = \wp_0^2 \frac{\sin^2(N\pi z/2L_l)}{\sin^2(\pi z/2L_l)} \tag{3.27}$$

ひとつのピークを取り出してやれば、ガウシアンで近似できる。

$$I_l(z) \sim g(z,\mu,\sigma_l) = \wp_0^2 N^2 \exp\left(-\frac{(z-\mu)^2}{2\sigma_l}\right) \tag{3.28}$$

$$N = \frac{2L_l}{2.35\sigma_l} \qquad \wp_0^2 N = I_l \quad : \text{平均パワー} \tag{3.29}$$

このレーザーパルスが外部共振器内に入射したとき、前節と同様鏡境界での反射、透過率からパワーの透過率、反射率、蓄積率が導ける。図 3.4 を参照して、外部共振器長 $L_{\rm cav}$ の中心を $z = z_S$

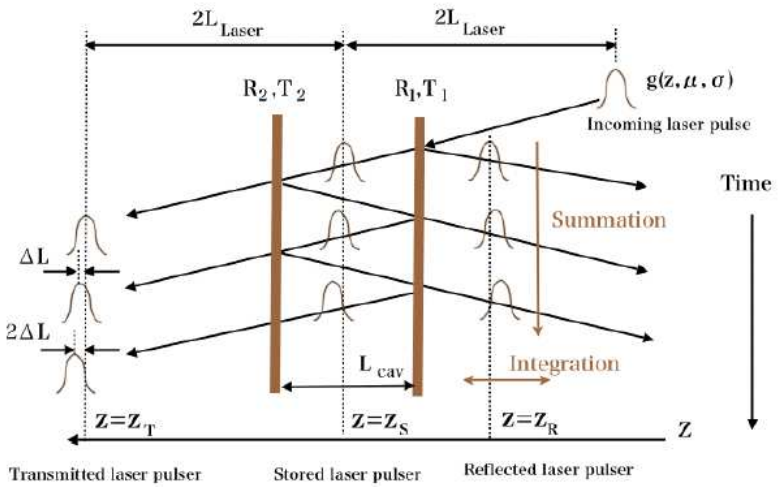

図 3.4: 共鳴状態での反射、透過、蓄積レーザーパワーは時間軸上の和と位置 z 軸上での積分値で与えられる。ここで、レーザーパルスの強度分布は近似的に $g(z,\mu,\sigma_l)$ のガウス分布で表現できるとしている。z_T、z_S、z_R はそれぞれ最新の透過パルス、蓄積パルス、反射パルスの中心位置とする。

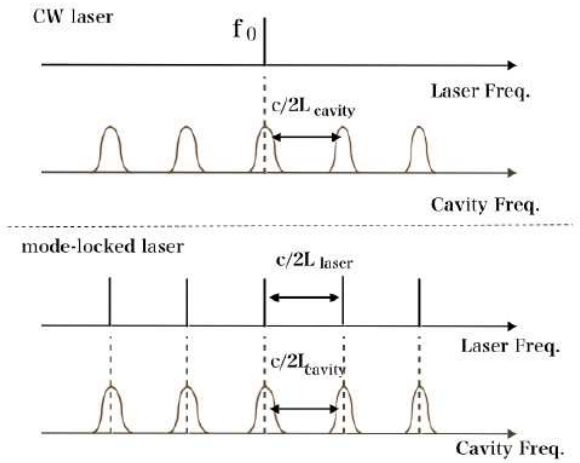

図 **3.5:** CW レーザーとモードロックレーザーの周波数表現図
上：CW レーザーを蓄積する場合
下:モードロックレーザーを蓄積する場合

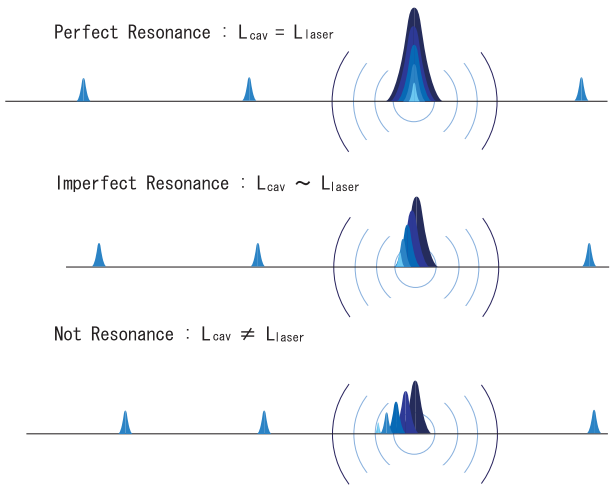

図 **3.6:** レーザー共振器長と外部共振器長の違いと共鳴の関係

とする。ここで、$L_{\rm cav} \sim L_l$ であり、また式 (3.23) を満たし共鳴状態であるとする。

$$T_{\rm cav} = \frac{T_1 T_2}{P_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{R_1 R_2})^n \sqrt{g(z, z_S + 2n\Delta l, \sigma_l)} \right|^2 dz \tag{3.30}$$

$$R_{\rm cav} = \frac{1}{P_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \sqrt{R_1} \sqrt{g(z, z_R, \sigma_l)} - T_1 \sqrt{R_2} \sum_{n=1}^{\infty} (\sqrt{R_1 R_2})^{n-1} \sqrt{g(z, z_R + 2n\Delta l, \sigma_l)} \right|^2 dz \tag{3.31}$$

$$P_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} g(z, \mu, \sigma) dz \qquad (1 \text{ パルスあたりの合計パワー}) \tag{3.32}$$

$$\Delta l = |L_l - L_{\rm cav}| \tag{3.33}$$

$\Delta l = 0$ のときに $T_{\rm cav}$、$R_{\rm cav}$ はそれぞれ式 (3.16)、(3.17) で示した CW レーザーの場合と同じ振舞をする。しかし蓄積率 $S_{\rm cav}$ を考えると

$$S_{\rm cav} = \frac{T_1(1+R_2)}{2P_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \sum_{n=0}^{+\infty} (\sqrt{R_1 R_2})^n \sqrt{g(z, z_S + 2n\Delta l, \sigma_l)} \right|^2 dz \tag{3.34}$$

$$= \frac{1+R_2}{2T_2} T_{\rm cav} \tag{3.35}$$

$$\sim \frac{F}{\pi} T_{\rm cav} \qquad (R_1 \sim R_2 \sim 1) \tag{3.36}$$

$\Delta l = 0$ のときでも

$$S_{\rm cav}(\Delta l = 0) = \frac{T_1(1+R_2)}{2(1-\sqrt{R_1 R_2})^2} \tag{3.37}$$

となり、CW レーザーでの共鳴時の蓄積率の $1/2$ である。これは共振器にレーザー光を蓄積したときに、CW レーザーの場合ある瞬間に鏡 1 から 2 に向かうレーザー光と鏡 2 から 1 に向かうレーザー光両方が存在するのに対して、 モードロックレーザーを使用した場合ある瞬間に共振器内に存在するレーザーパルスは全て同一方向に向かうものだけだからである。この二種類のレーザー蓄積の違いを簡単に述べれば、CW レーザーならばレーザー周波数 f を共振器の周波数モードのひとつに合わせてやるだけでよいが、レーザーパルスを蓄積するにはひとつひとつのレーザーパルスを全て共振器の周波数モードに合わせてやる必要がある、ということである (図 3.5)。

厳密に式 (3.26) を満たさない場合、共鳴時の蓄積率、透過率は式 (3.26) を満たす場合の値に比べて落ちる。共鳴ピークパワーが落ちるのに加えて、共振器内でのレーザーパルスの幅 σ_{l_x} は元のレーザーパルス幅 σ_l に比べて拡がってしまう。このことを直感的に示した図が図 3.6 である。

パルス蓄積において、共振器の反射率、透過率、蓄積率を決定するのは共振器を構成する鏡の反射率、透過率、及びレーザーパルス幅 σ_l に対する外部共振器長とレーザー共振器長の差の割合 $\Delta l/\sigma_l$ である。図 3.7 にパルス蓄積における $\Delta l/\sigma_l$ と共振器透過率との関係を示した。

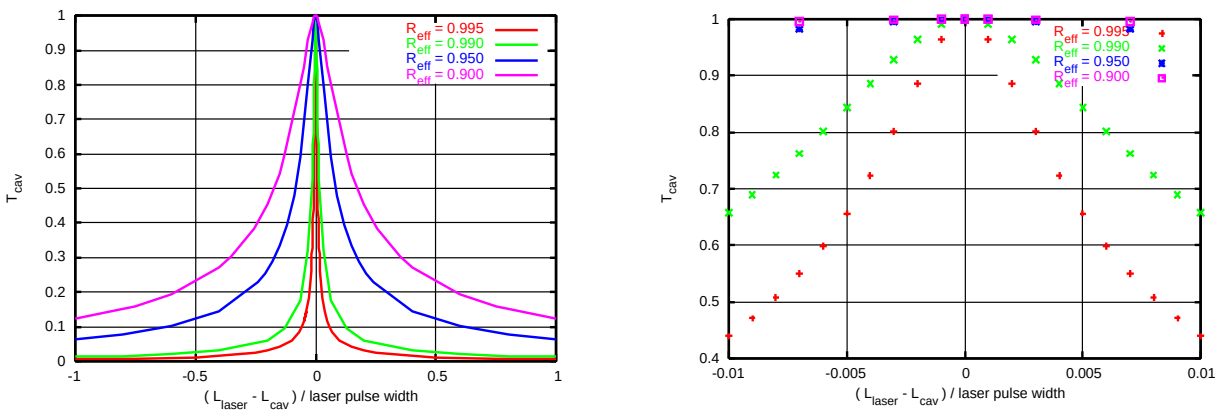

図 **3.7:** レーザー共振器長と外部共振器長の違いとパルス共鳴透過率の関係
横軸はレーザーパルス幅に対するレーザー共振器長と外部共振器長との差の割合をしめす。縦軸は共振器の透過率を示す。実効反射率が高い共振器程、鋭いピークを示している。右図は左図の拡大である。

3.1.4　ガウスビーム

パルスレーザー光共振器は、向かい合わせに置かれた 2 枚の凹面鏡によって構成されている。光が共振器内に入射するには鏡表面での境界条件を満足しなければならない。凹面鏡を用いた共振器の境界条件を満足する解として、ガウスビームがある。この節ではガウスビームについて説明し、共振器内でのレーザー− の形状、及び光学的な条件を導く [13]。

まず、共振器の境界条件を満たすガウスビームの導出を行う。

単一周波数 (角周波数 ω、波数 k) の光を仮定してその電場を

$$\mathbf{E}(x,y,z,t) = \psi(x,y,z)e^{i\omega t - ikz} \tag{3.38}$$

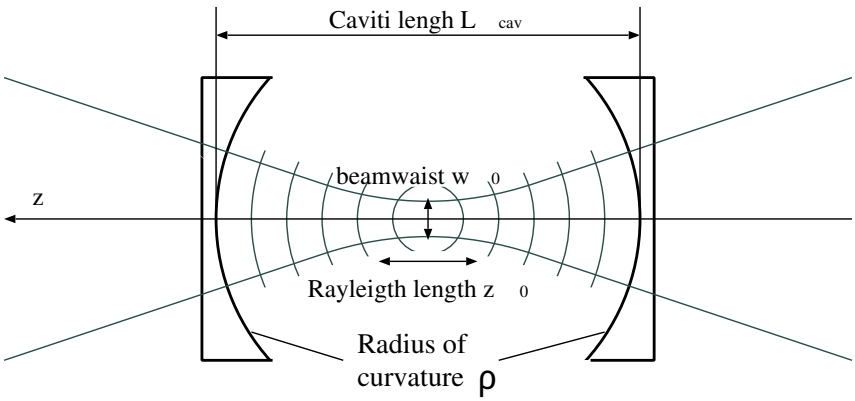

図 3.8: 光学共振器中のガウスビーム

とすると、真空中の Maxwell 方程式から以下の波動方程式が導ける。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-2ik\frac{\partial}{\partial z}\right)\psi(x,y,z)=0 \tag{3.39}$$

更に伝搬方向 (z 軸方向) の ψ の変化は小さいものと仮定する。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}-2ik\frac{\partial}{\partial z}\right)\psi(x,y,z)=0 \tag{3.40}$$

このときに、式 (3.40) について次のようなガウス型の解を考える。

$$\psi(x,y,z)=\psi_0\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{W(z)}\right)X\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_x(z)}\right)Y\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_y(z)}\right) \tag{3.41}$$

これを解いて以下の一般解を得られる。

$$\begin{aligned}\psi_{l,m}(x,y,z)&=\psi_0\frac{w_0}{w(z)}H_l\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right)H_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right)\\&\quad\times\exp\left(-ik\frac{x^2+y^2}{2q(z)}-ikz+i(l+m+1)\eta\right) \qquad (3.42)\\&=\psi_0\frac{w_0}{w(z)}H_l\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right)H_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right)\\&\quad\times\exp\left(-ik\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}-ik\frac{x^2+y^2}{2R(z)}-ikz+i\Psi(z)\right)\quad(l,m:\text{integer}) \qquad (3.43)\end{aligned}$$

H_l とは、l 次のエルミート多項式である。共振器内での電場は式 (3.43) であらわされるエルミートガウスの多項式で展開される。各 l、m に対する解を TEM_{lm} モードと呼ぶ。$w(z)$、$R(z)$、$q(z)$ な

どは以下で定義される。

$$w^2(z) = w_0^2\left(1+\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right) = w_0^2\left(1+\frac{z^2}{z_0^2}\right) \tag{3.44}$$

$$R(z) = z\left(1+\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right) = z\left(1+\frac{z_0^2}{z^2}\right) \tag{3.45}$$

$$\Psi(z) = (l+m+1)\arctan\left(\frac{z}{z_0}\right) \tag{3.46}$$

$$z_0 \equiv \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{3.47}$$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \tag{3.48}$$

$w(z)$ は位置 z におけるガウスビームの太さを表し、$z=0$ で最も細くなる。このときの $w(z=0)=w_0$ をビームウェストと呼ぶ。また、$R(z)$ は位置 z における波面を表す。$\Psi(z)$ の項は Guoy phase factor という。

レーザーワイヤーでは基本の TEM_{00} モードのみを励起するように、共振器を調整する。したがって、図 3.8 のように共振器長 L_{cav}、構成する 2 枚の凹面鏡の曲率半径 ρ の共振器でガウスビームを存在させる境界条件は

$$\rho = R(L_{\mathrm{cav}/2}) = -R(-L_{\mathrm{cav}}/2) \tag{3.49}$$

となる。よって共振器長を決定すればビームウェストも自ずと決まり、

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi}\frac{\sqrt{L_{\mathrm{cav}}(2\rho - L_{\mathrm{cav}})}}{2} \tag{3.50}$$

の関係式が成り立つ。

実験において使用したレーザーの波長は $\lambda = 1064$ nm、共振器を構成するミラーの曲率半径は設計値で $\rho = 250$ mm であった。パルス増幅実験では共振器長 $L_{\mathrm{cav}} = 420$ mm の共振器、γ 線検出実験では共振器長 $L_{\mathrm{cav}} = 210$ mm の共振器を使用している。この値から、パルス増大実験ではビームウェスト $w_0 = 176$ μm、γ 線検出実験ではビームウェスト $w_0 = 204$ μm の太さのレーザーワイヤーが発生していると予想される。レーザー光と電子ビームの衝突による散乱光フラックスはレーザーのビームウェストに依存する。レーザーのビームウェストが小さい程得られるフラックスは大きいものとなる。できうる限り小さなビームウェストを実現する光共振器の設計が必要となる。共振器長に対するビームウェストの比が小さければ小さい程、中心でレーザー光が焦点を結び共鳴状態となるのが難しくなる。今回はより容易に共鳴状態を保つために、ビームウェストに関してはゆとりをもった共振器設計を採用している。

さて、ここで Guoy phase factor まで考慮に入れると、実際に共振器内で一往復するときに進む位相 θ は

$$\theta = 2\pi\frac{2L_{\mathrm{cav}}}{\lambda} + 2\delta\Psi_{lm} \tag{3.51}$$

と書き直される。$\delta\Psi_{lm}$ の項は、Guoy phase factor による共振器での鏡の位相差であり、

$$\begin{aligned}\delta\Psi_{lm} &= (l+m+1)\left(\arctan\left(-\frac{L_{\rm cav}}{2z_0}\right)-\arctan\left(\frac{L_{\rm cav}}{2z_0}\right)\right)\\ &= (l+m+1)\arccos\left(1-\frac{L_{\rm cav}}{\rho}\right)\end{aligned} \tag{3.52}$$

と表される。Guoy phase factor はガウスモードの次数の和 $(l+m+1)$ によって決まる値なので、次数が異なるモードでは、共鳴する共振器長が異なってくる。ひとつ次数が異なると共鳴位相は $2\arccos(1-L_{\rm cav}/\rho)$ 異なることになる。次数の違いによる共鳴位相の違いを図 3.9 に示した。

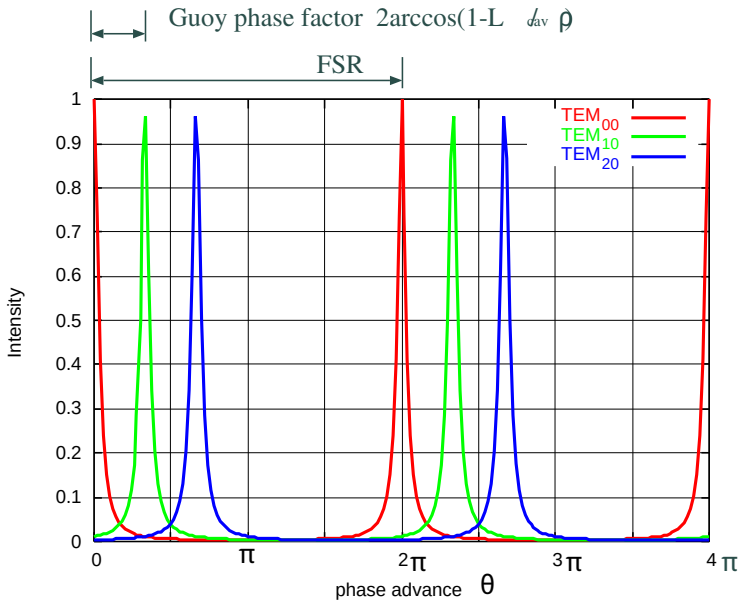

図 3.9: 高次のガウスモードでの共鳴位相の違い
$L_{\rm cav} \gg \lambda$ ならば、各モード間の共鳴位相差はほぼ一定である。

式 (3.49) は、レーザーが共振器の鏡面に入射した際の、レーザー光の波面の条件でもある。実際の実験では、式 (3.49) を成り立たせるために共振器に入射するレーザー光の位置と角度、即ちレーザー光の波面を光学系によって調整している。

3.2 測定原理

パルスレーザー光共振器に蓄積されたレーザーパルスと電子ビームの散乱光の測定の概観を述べる。

パルスレーザー光共振器を電子ビームに対して垂直に配置し、電子ビームと衝突させる。電子とレーザーとの Compton 散乱によって、電子ビームの超前方に γ 線が発生する。パルスレーザー光共振器は共振器内で反射を繰り返させることによってレーザーパルスの強度を増大させる。電子ビームが共振器の中心を通過するときに、レーザーパルスも 共振器の中心に存在しなければ電子ビー

ムはレーザーと衝突できず γ 線も発生しない。即ち、得られる γ 線のカウントレートはレーザーパルスと電子ビームの相対位置と相対時間の関係を表すことになる。電子ビームの形状はガウス型を示し、またレーザーパルスの空間的形状もガウス型をしているとしてよい (式 (3.10))。

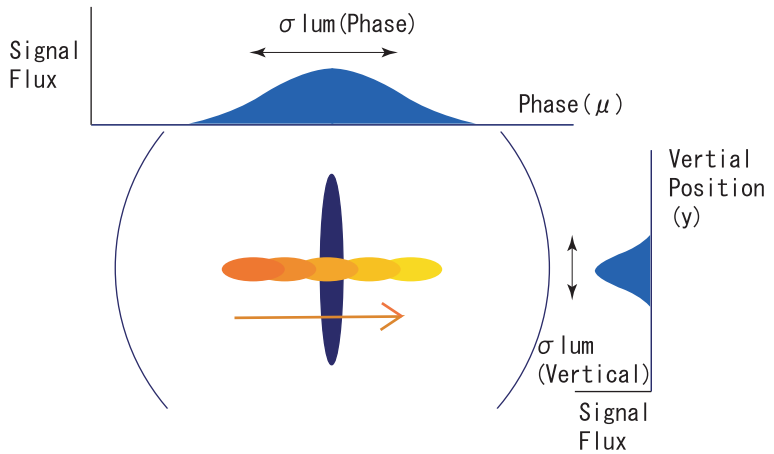

図 **3.10:** パルスレーザー光共振器によるビーム測定原理
パルスレーザー光共振器によるビーム測定の原理を示す。共振器内のレーザーパルスと電子ビームの相対的な位置と位相の関数としてルミノシティが表される。ガウシアン同士の重ね合わせなのでルミノシティもガウス型である。

ガウス型分布とガウス型分布の衝突の場合、そのルミノシティも二つのビームの相対位置に対してガウス型となる (図 3.10)。よってレーザーパルスの共振器内でのタイミングスキャンを行って電子ビームとの散乱による γ 線を測定すると、得られるピークはガウス型を示す。特に今回の実験ではパルスレーザー光共振器内のレーザーパルス幅 σ_{l_x} は y, z 方向のビームウェスト $2\sigma_{l_y}, 2\sigma_{l_z}$ に比べて十分に大きく、また電子ビームのバンチ幅 σ_{e_z} は x, y 方向のビームサイズ $\sigma_{e_x}, \sigma_{e_y}$ に比べて十分大きい (図 3.11 参照)。得られるピークの幅 σ_{mea} は近似的に

$$\sigma_{\mathrm{mea}} = \sqrt{\sigma_{l_x}^2 + \sigma_{e_z}^2} \tag{3.53}$$

と表せて、ここから電子ビームのバンチ幅 σ_{e_z} を導ける (パルスレーザー光共振器のバンチ長測定モニターとしての利用)。

ちなみに、オーダーとしては $\sigma_{\mathrm{e_x}} \sim 100\ \mu$m、$\sigma_{\mathrm{e_y}} \sim 10\ \mu$m、$\sigma_{\mathrm{e_z}} \sim 10$ mm、$\sigma_{\mathrm{l_y}} \sim \sigma_{\mathrm{l_z}} \sim 100\ \mu$m、$\sigma_{\mathrm{l_x}} \sim 1$ mm 程度である。

また、前節で述べたように、モードロックレーザーのピークパワーは CW レーザーの平均パワーに比べてかなり大きい。電子ビームはリング内でバンチ化されてある一定周波数で周回している。従って CW レーザーよりパルス化することでパワーを増幅させたレーザーを、リング加速周波数と

同期させて電子バンチ毎に衝突させたほうが効率的でより高フラックスの γ 線が得られる。この実験はパルスレーザー光共振器を用いた初めての γ 線検出実験であり、将来的には高輝度 X 線の生成を目標としている (パルスレーザー光共振器の X 線源としての利用)。

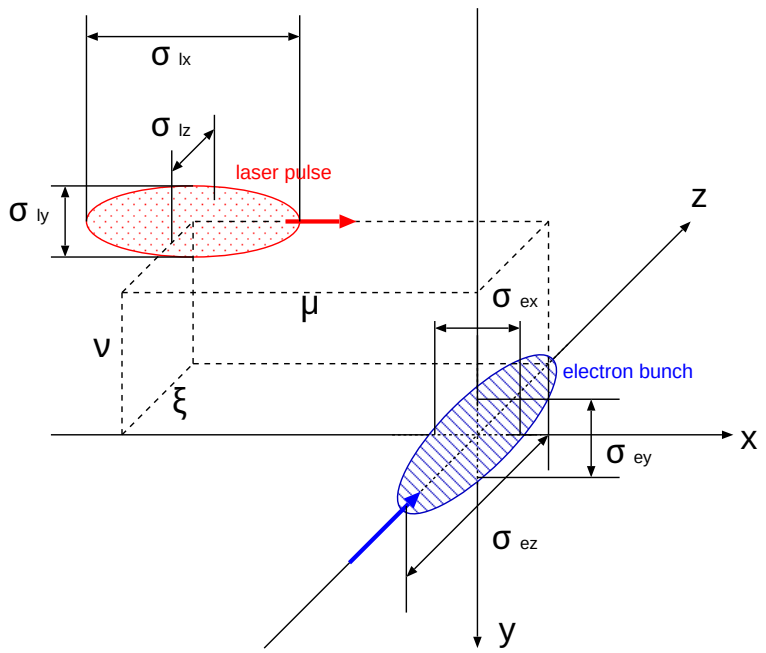

図 **3.11:** レーザーパルスと電子バンチ散乱の相対位置
レーザーパルスと電子バンチ散乱の相対位置の違いを示す。電子バンチの進行方向を z 軸、レーザーパルスの進行方向を x 軸にとっている。

3.2.1 Compton 散乱

強度の高い散乱光を得ることが本実験の目標の一つである。パルスレーザー光共振器を使用した場合の、レーザーパルスと電子ビームとの散乱光カウントレートの算出に必要である、Compton 散乱について考えておく。

まず、得られる γ 線のエネルギーを考える。図 (3.12) を参照して入射電子と入射光子、散乱電子と散乱光子の運動量を $\mathbf{P_0}, \mathbf{k_0}, \mathbf{P_s}, \mathbf{k_s}$ とすると、各々は実験室系に於いて。

$$\mathbf{P_0} = \begin{pmatrix} E_0 \\ P_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{k_0} = \begin{pmatrix} k_0 \\ 0 \\ k_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{P_s} = \begin{pmatrix} E_s \\ P_s \cos\theta_e \\ P_s \cos\phi_e \sin\theta_e \\ P_s \sin\phi_e \sin\theta_e \end{pmatrix} \quad \mathbf{k_s} = \begin{pmatrix} k_s \\ k_s \cos\theta \\ k_s \cos\phi \sin\theta \\ k_s \sin\phi \sin\theta \end{pmatrix} \tag{3.54}$$

$$E_0 = \sqrt{P_0^2 + m_e^2} \quad (: \text{入射電子エネルギー}) \qquad E_s = \sqrt{P_s^2 + m_e^2} \quad (: \text{散乱電子エネルギー})$$

と表現が出来る。ここで、本実験に於いては、入射電子ビームとレーザー光は互いに垂直であることを使った (図 3.12 参照)。また、運動量の保存則より

$$\mathbf{P_0} + \mathbf{k_0} = \mathbf{P_s} + \mathbf{k_s} \tag{3.55}$$

が得られる。これらの関係式より散乱 γ 線のエネルギー k_s が求められて、

$$k_s = \frac{k_0 E_0}{E_0 + k_0 - \sqrt{E_0^2 - m_e^2}\cos\theta - k_0 \cos\phi \sin\theta} \tag{3.56}$$

特に今回の実験では $P_0 \gg k_0$ が成り立つために $\phi \sim 0$ としてよい。

次に、Compton 散乱の断面積を求める (図 3.13)。$\phi \sim 0$ が成り立つので電子静止系での入射 γ 運動量 k_0^* と散乱 γ 運動量 k_s^* はそれぞれ

$$\mathbf{k_0^*} = \begin{pmatrix} k_0^* \\ k_0^* \cos\theta_0^* \\ k_0^* \sin\theta_0^* \\ 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{k_s^*} = \begin{pmatrix} k_s^* \\ k_s^* \cos\theta^* \\ k_s^* \sin\theta^* \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.57}$$

電子静止系での Compton 散乱断面積は Klein-Nishina の公式より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{k_s^*}{k_0^*}\right)^2 \left[\frac{k_s^*}{k_0^*} + \frac{k_0^*}{k_s^*} - \sin^2(\theta^* + \theta_0^*)\right] \tag{3.58}$$

r_0 は古典電子半径を表している。

実験室系での Compton 散乱断面積を求めていく。実験室系と電子静止系との関係を表すパラメータは

$$\gamma = \frac{E_0}{m_e} \qquad \beta = -\frac{P_0}{m_e} \tag{3.59}$$

このパラメータを用いて電子静止系での運動量及び散乱角を表す。

$$k_0^* = \gamma k_0 \tag{3.60}$$

$$\theta_0^* = \arctan\left(\frac{1}{\gamma\beta}\right) \tag{3.61}$$

$$k_s^* = \gamma k_s (1 - \beta\cos\theta) \tag{3.62}$$

$$\cos\theta^* = \frac{-\beta + \cos\theta}{1 - \beta\cos\theta} \tag{3.63}$$

よってこれより実験室系での Compton 散乱断面積が求められる。

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma}{d\Omega^*}\frac{d\Omega^*}{d\Omega} \\ &= \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{k_s^*}{k_0^*}\right)^2 \left[\frac{k_s^*}{k_0^*} + \frac{k_0^*}{k_s^*} - \sin^2(\theta^* + \theta_0^*)\right] \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta\cos\theta)^2} \end{aligned} \tag{3.64}$$

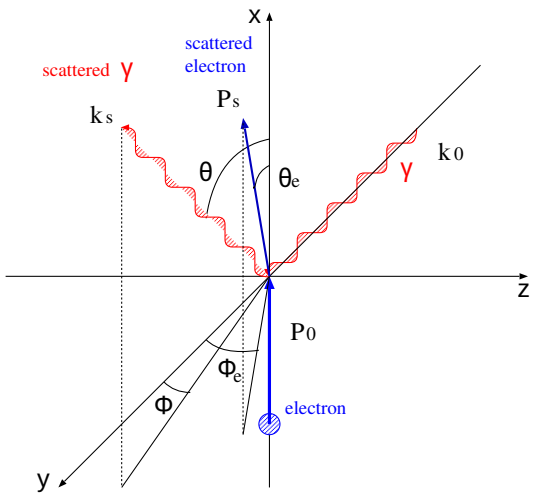

図 **3.12:** Compton 散乱の力学系
考える Compton90° 散乱の模式図を示す。入射電子は x 軸、入射光子は y 軸に沿うものとする。

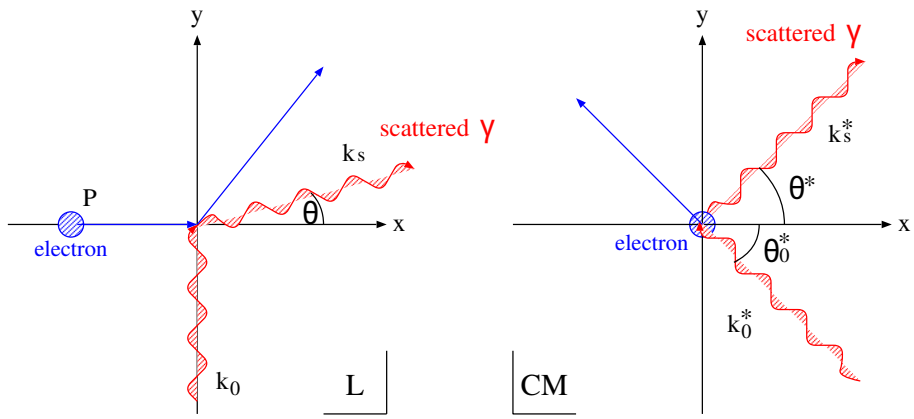

図 **3.13:** 実験室系、電子静止系 Compton 散乱
考える Compton90° 散乱の実験室系 (L 系) 及び電子静止系 (CM 系) 表示。実験室系は図 3.12 で $\phi = 0$ としたものと同一である。

3.2.2 カウントレート

実験で得られる γ 線ルミノシティを見積もる (図 3.11)。電子バンチの進行方向を z 軸方向としたときに、レーザーパルス進行方向は x 軸方向に平行であるとする。

ある一回の衝突について考える。あるひとつの電子バンチ内の電子の存在確率分布 P_e は位置、時間の関数として

$$P_e(x,y,z,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{e_x}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{e_x}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{e_y}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_{e_y}^2}\right) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{e_z}} \exp\left(-\frac{(z-t/\beta c)^2}{2\sigma_{e_z}^2}\right) \tag{3.65}$$

と表せる。ここで $t = 0$ での電子バンチの中心を原点と定めた。実験では電子のエネルギーは 1.28

GeV のため $\beta = 1$ としてよい。また 1 バンチあたりの電子数は電流値 I_e A、電子の電荷 e C、秒辺りの衝突回数 N_c とすれば I_e/eN_c となる。よって、ひとつの電子バンチ中での電子数分布は次で表せる。

$$\frac{I_e}{eN_c} \times P_e(x, y, z, t) \tag{3.66}$$

同様に、電子バンチと衝突するレーザーパルス内の光子数分布も求められる。まず、光子存在の確率分布 P_l は

$$\begin{aligned} P_l(x, y, z, t, \mu, \nu, \xi) = &\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{l_x}} \exp\left(-\frac{(x - \mu - t/c)^2}{2\sigma_{l\ pulse}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{l_y}} \exp\left(-\frac{(y - \nu)^2}{2\sigma_{l_y}^2}\right) \\ &\times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{l_z}} \exp\left(-\frac{(z - \xi)^2}{2\sigma_{l_z}^2}\right) \end{aligned} \tag{3.67}$$

ここで、$t = 0$ のときレーザーパルス中心は (μ, ν, ξ) に存在すると仮定した。レーザーの平均パワー I_l、レーザー波長 λ のときの出力光子エネルギー $k_0 = hc/\lambda$ とする。レーザーのパルス繰り返し周波数 f_p とするとレーザーの 1 パルスあたり光子数は次で表せる。

$$\frac{1}{f_p} \cdot \frac{I_l}{k_0} = \frac{\lambda I_l}{f_p hc} \tag{3.68}$$

このレーザーパルスが外部共振器に入り蓄積率 S_{cav} で蓄積される。(蓄積率については後述する)。よって共振器内でのパルス中の光子数分布は以下で示される。

$$S_{\mathrm{cav}} \times \frac{\lambda I_l}{f_p hc} \times P_l(x, y, z, t, \mu, \nu, \xi) \tag{3.69}$$

よって、ルミノシティは次式となる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\mu, \nu, \xi) = &\int\int\int\int_{-\infty}^{+\infty} dxdydzdt \\ &\times \frac{I_e}{eN_c} P_e(x, y, z, t) \times \frac{\lambda I_l}{f_p hc} S_{cav} P_l(x, y, z, t, \mu, \nu, \xi) \times N_c \end{aligned} \tag{3.70}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{S_{cav}\lambda I_e I_l}{hcef_p} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_{l_y}^2 + \sigma_{e_y}^2}} \exp\left(-\frac{\nu^2}{2(\sigma_{l_y}^2 + \sigma_{e_y}^2)}\right) \\ &\times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_{l_x}^2 + \sigma_{e_y}^2 + \sigma_{l_z}^2 + \sigma_{e_z}^2}} \exp\left(-\frac{(\mu - \xi)^2}{2(\sigma_{l_x}^2 + \sigma_{e_y}^2 + \sigma_{l_z}^2 + \sigma_{e_z}^2)}\right) \end{aligned} \tag{3.71}$$

従って、$\nu = 0, \xi = \mathrm{const.}$ の状態において μ を動かす、即ちレーザーパルスと電子バンチの入射相対時間差のスキャンをして散乱光を検出すれば、得られる入射相対時間差に対するカウントレートのガウス型の幅 σ_{mea} は

$$\begin{aligned} \sigma_{mea} = &\sqrt{\sigma_{l_x}^2 + \sigma_{e_y}^2 + \sigma_{l_z}^2 + \sigma_{e_z}^2} \\ \sim &\sqrt{\sigma_{l_x}^2 + \sigma_{e_z}^2} \qquad (\sigma_{e_z}, \sigma_{l_x} \gg \sigma_{e_y}, \sigma_{l_z}) \end{aligned} \tag{3.72}$$

となる。カウントレート dY/dt はプロセスで起こる Compton 散乱の全積分断面積 σ とルミノシティ $\mathcal{L}$ で表せる。

$$\frac{dY}{dt} = \sigma\mathcal{L} \tag{3.73}$$

ここで、この実験における実際の数値を述べておく。入射電子のエネルギー $E_0 = 1.28$ GeV、レーザー光 (入射光子) の波長 $\lambda = 1064$ nm、レーザーの平均パワー $I_{\rm l} = 340$ mW、繰り返し周波数 $f_{\rm p} = 357$ MHz、共振器の蓄積率 $S_{\rm cav} < 100$、電子ビームの電流値 $I_{\rm e} \sim 10$ mA 程度である。

また、γ 線検出器の直前にはコリメーターが置かれており、これによって散乱角 $\theta > 0.2$ mrad の散乱光子は全てシャットアウトされている。この制限から、式 (3.64) より全積分断面積 σ を求めると 0.16 barn という値になる。また、今回の実験で得られる γ 線エネルギースペクトルは 11.6 MeV(コリメーターによる制限) から 14.5 MeV(Compton 端) までとなる。

今回の実験での散乱光子の散乱角 θ に対する散乱光子エネルギー k_s 、微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$、積分断面積 σ、それぞれを図 3.14、図 3.15、図 3.16 に示しておく。散乱光子エネルギー $k_{\rm s}$ と微分散乱断面積 $d\sigma/dk_{\rm s}$ との関係を図 3.17 に示す。

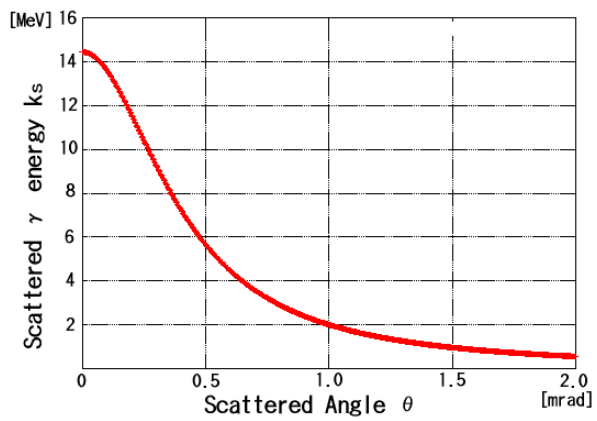

図 **3.14:** 光子の波長 $\lambda = 1064$ nm としたときの Compton 散乱角 θ mrad と散乱光子エネルギー k_s Mev の関係図を示す。前方程エネルギーの高い γ 線が得られる。

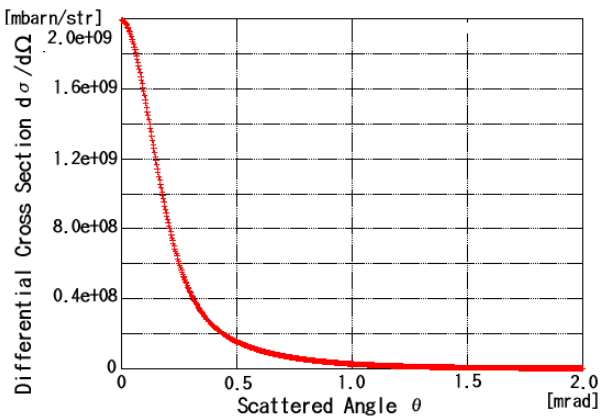

図 **3.15:** 光子の波長 $\lambda = 1064$ nm としたときの Compton 散乱角 θ mrad と微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ mbarn/str の関係図を示す。超前方に値が集中している。

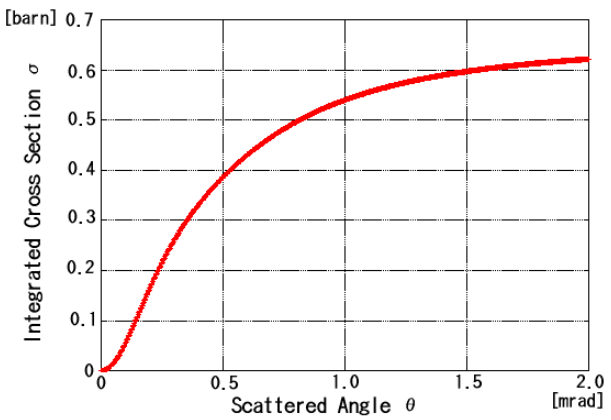

図 **3.16:** 光子の波長 $\lambda = 1064$ nm としたときの Compton 散乱角 θ mrad と検出範囲以下で積分した断面積 σ barn の関係図を示す。散乱地点からの散乱角 θ 以下で積分、すなわち検出器前のコリメータの穴を通過する面積で積分している。

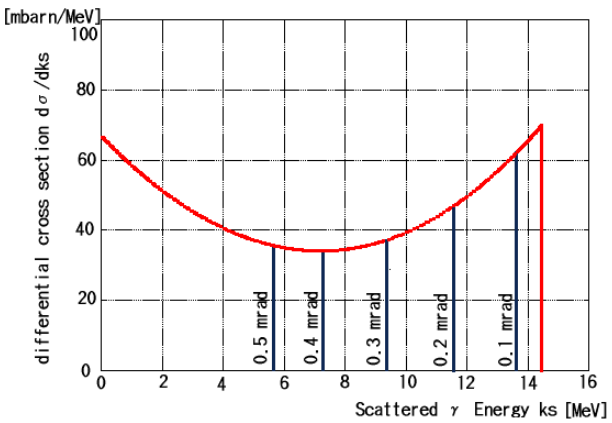

図 **3.17:** 散乱光子エネルギー k_{s} MeV と微分散乱断面積 $d\sigma/dk_{\mathrm{s}}$ mbarn/MeV の関係図を示す。実験では散乱角 0 - 0.2 mrad の散乱光子を検出する。対応するエネルギーは約 14.5 MeV から 11.6 MeV までである。

第4章　パルス増大

実際に電子ビームとレーザーパルスの散乱実験を行う前に、光学共振器でのレーザーパルス増大のテスト実験を行った。散乱光検出に使用した光共振器の設計は、このテスト実験の結果をもとにしている。この章ではパルス増大テスト実験について述べる。

4.1　装置

パルス増大テスト実験のために使用した装置、構築したシステムについて説明する。

4.1.1　使用したレーザー

パルス増大実験のために使用したモードロックレーザーは HighQ 社製の HighQ レーザーである。HighQ レーザーの仕様を表 4.1 にしめす。出荷時のテストで測定された値である。

出力パルス繰り返し周波数の中心値 f_p は 357MHz である。これより、レーザーパルス間隔 $c/f_p = 2L_l$ は 0.84m になる。このレーザーを使用して完全なパルス共鳴を実現するには、共振器長が 0.42m の共振器が必要である。平均出力パワーは 6.7W と大きいことが特徴である。HighQ レーザーは外部からレーザー共振器長の操作、即ちレーザーパルス間隔の微調を行うことが可能である。HighQ レーザーの共振器長は、図 4.1 に示される制御システムからも分かるように、出力レーザーパルスと外部から与えられたリファレンスシグナルを比較し、周期をとることにより制御している。具体的なプロセスを以下に示す。

外部からリファレンスとして 357MHz の sin 波を与える。位相検出器がリファレンスシグナルとモードロックレーザー間の位相のずれを検出する。レーザー共振器のミラーの位置は圧電素子 PZT で制御している。コントロール回路は PZT にかける電圧を操作することで、レーザー共振器長を変化させる。

6.1 節で述べる LYNX レーザーも、ほぼ同一の動作原理を採用している。

4.1.2　光学共振器

パルス増大実験用に開発した光学共振器について述べる。

パルス間隔 0.84m のパルスレーザーを蓄積させるために、共振器長は厳密に 0.42m を実現できる構造をしている。共振器は 2 枚の凹面鏡を向かい合わせに置いたファブリ-ペロ型光共振器である。共振器構造体によって 2 枚の凹面鏡の位置を保持している。熱膨張による共振器長の変化を最小に抑えるため、共振器構造体の材質はスーパーインバーを使用している。スペーサーを用いて共振器長を調整することによって、0.42m の共振器長を 50μm の精度で実現できる。また、組み上げた後

Parameters	Value
Power	6.7 W
Wave length λ	1064 nm
Repetition rate f_p	357 MHz
Pulse width (FWHM)	6.86 ps
Beam quality	TEM_{00}
Mode lock	Passive SESAM

表 **4.1:** HighQ レーザーの仕様

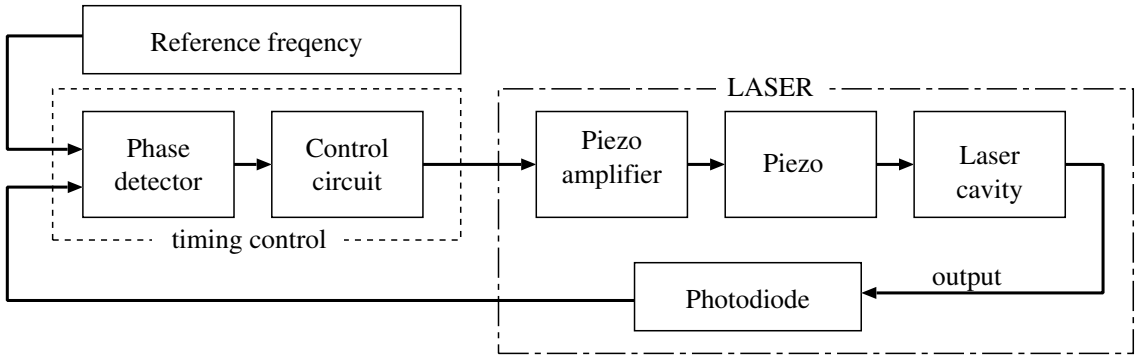

図 **4.1:** HighQ レーザー共振器制御原理

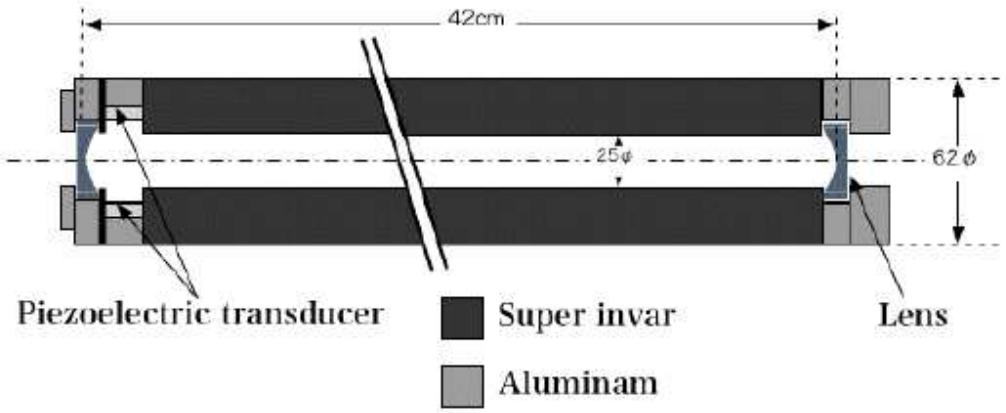

図 **4.2:** パルス増大テスト実験用光学共振器
パルス繰り返し周波数 357MHz 程度のモードロックレーザー共振器長 L_l に合わせて設計されている。構造体の材質にスーパーインバーを用いることで熱膨張による共振器長の変化を抑えている。

は共振器長を 1μm の精度で長期的に保持することができる。

実験に使用したモードロックレーザーのパルス間隔は $\pm 100\mu$m ほど操作できる。外部共振器とレーザーパルス間隔を調整することでパルス共鳴の条件式 (3.26) である $L_{\rm cav} = L_l$ を満足する状態にできる。

もうひとつの共鳴条件式 (3.23) である $L_{\rm cav} = n \cdot \lambda/2 \quad (n : \text{integer})$ を満たして共振器が共鳴するには、サブナノオーダーの共鳴幅内で共振器長を保持する必要がある。この目的のため、共振器を構成する鏡の片方は、圧電素子 PZT を用いて nm の精度で位置を制御できるように設計されている。PZT を用いたフィードバックシステムによって共振器長の制御を行うことで、共鳴幅内で共振器長を保つことができる。PZT を用いた共振器長制御については、5.4 節で詳しく述べる。

共振器を構成する凹面鏡は、REO 社製作のものである。仕様は、曲率半径 250mm、反射率 0.997 である。特性は 6.2 節で詳しく述べる。

4.1.3 光学系

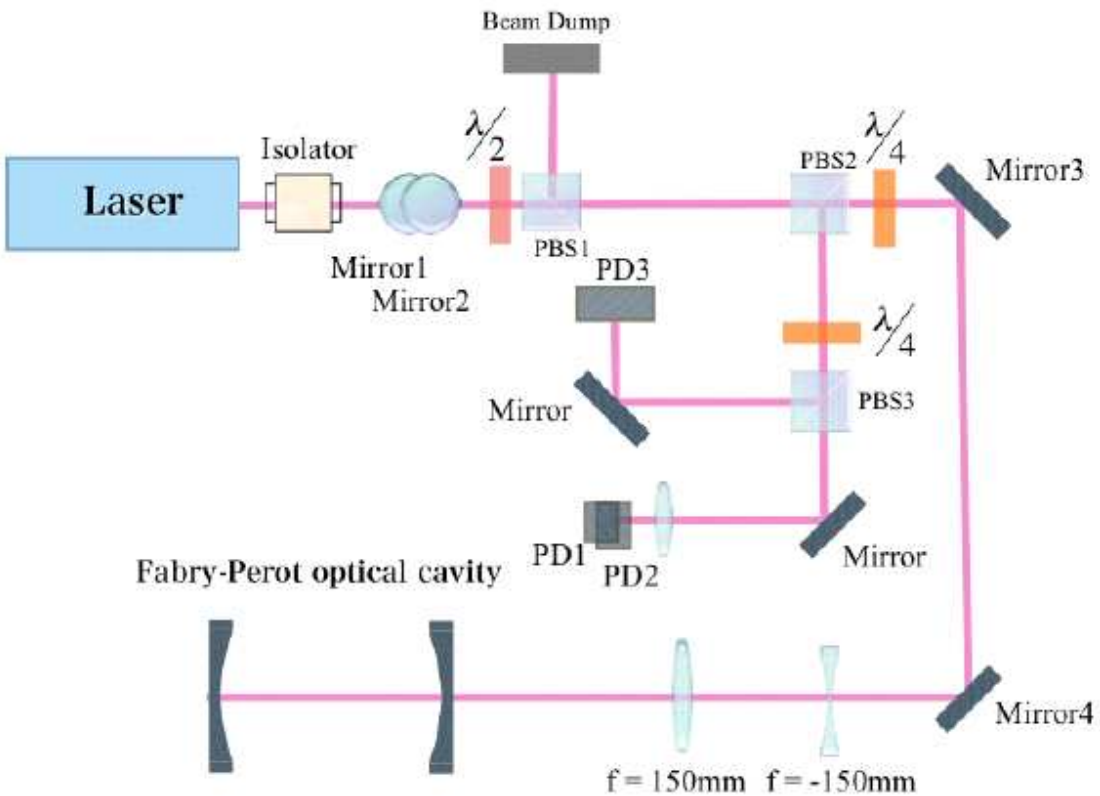

図 **4.3:** パルス増幅テスト実験での光学系

図 4.3 に使用した光学系の図を示す。

HighQ レーザーから出力されたレーザーパルスは戻り光を防止するアイソレーターに入射する。

次の二枚の鏡で光路の高さを調節する。そして $\lambda/2$ 板と偏光ビームスプリッター PBS1 に入射する。$\lambda/2$ 板と PBS1 はビームダンプのための光学系である。偏光ビームスプリッターは、レーザー光を二つに分ける。二つに分けたレーザー光のうちひとつをダンプして共振器に入射するレーザーパワーの調整を行っている。ダンプするレーザー光の割合の調整は偏光ビームスプリッター直前の $\lambda/2$ 板によって行う。その後レーザー光は 2 つの鏡と 2 つのレンズから成る入射光学系で入射角度と位置、さらに位相面を調整されて共学共振器に入射する。PD1、PD2、PD3 はフォトダイオードである。PD3 で反射光を検出し、PD1、PD2 でフィードバック用の検出シグナルを得る。

4.2　反射率の共振器長依存

3.1.3 節において、パルスレーザー共振器全体としての反射率、蓄積率、透過率は、レーザー共振器長 L_l と外部共振器長 $L_{\rm cav}$ の差 $\Delta l = L_l - L_{\rm cav}$ に依存することを述べた。本節に於いては、実験により、反射率が二つの共振器長差に依存することを確かめる。

4.2.1　セットアップ

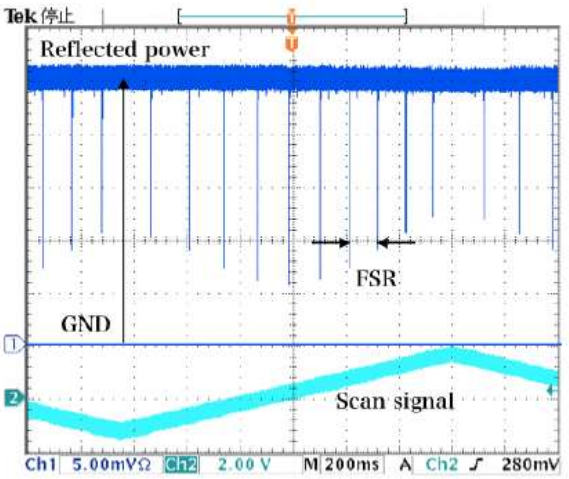

図 **4.4:** パルス共鳴における共振器長と反射光の関係。PZT 印加電圧に対する反射光を実際に観測した。

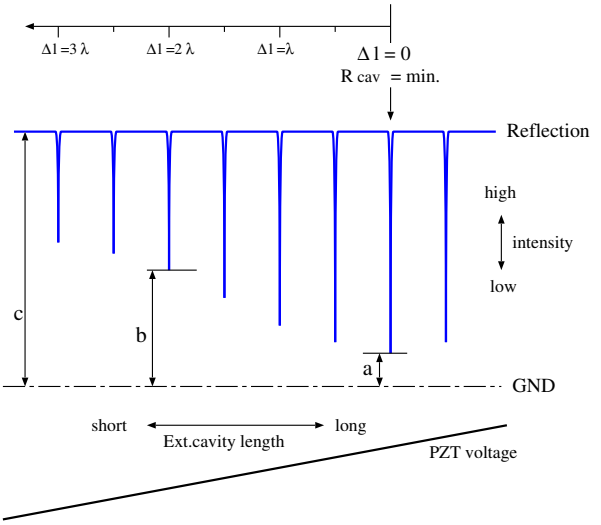

図 **4.5:** パルス共鳴の場合における反射率の Δl 依存性：測定図解

HighQ レーザーのタイミング制御系に 357MHz のリファレンスシグナルを入力し、フィードバック回路を動作することで出力パルス繰り返し率を 357MHz にロックしておく。このとき、HighQ レーザーのレーザー共振器長 L_l は 0.42m になる。光学系を通して外部光学共振器にレーザー光を入射する。外部共振器の共振器長 $L_{\rm cav}$ は、内部に組み込まれている圧電素子 PZT へ電圧を印加することで操作が可能である。PZT への印加電圧を変調すると、共振器長も変調することになる。共振器長の PZT によるダイナミックレンジは数 μm ほどである。共振器長を変調し、共振器からの反射光を図 4.3 の PD3 で検出、その信号をオシロスコープでモニターする。このときのオシロスコー

プの映像が図 4.4 である。図 4.4 の映像の図解が図 4.5 である。この映像を用い、以下の手順により外部共振器の反射率が測定できる。

共振器に入射するレーザーの波長 λ とすると、共振器長が $\lambda/2$ 変わる毎に共鳴が起こる。入射するレーザーがパルスレーザーの場合には、$\Delta l = L_l - L_{\rm cav} = 0$ のときに完全なパルス共鳴が起こり、共振器の反射率が最小値を示す。このときの最小反射率は図 4.5 中 a/c で与えられる。$\Delta l = 0$ の両隣の共鳴ピークは、$\Delta l = \lambda/2$、更に次のピークでは $\Delta l = \lambda$ になる。例えば $\Delta l = 2\lambda$ のときの共振器反射率は図 4.5 中 b/c で与えられる。

4.2.2 結果

図 4.6 に、反射率測定の結果と計算値の比較を載せる。計算値は $\Delta l = 0$ のときの $R_{\rm cav}$ の実測値と、HighQ レーザーのパルス幅の仕様値 6.98ps(FWHM)(表 4.1 参照) から、式 (3.31) を用いて求めた。実測値と計算値のずれは実際のレーザーパルス幅は仕様値よりも大きいことを示している。測定から得られた実際のレーザーパルス幅は 7.1ps(FWHM) であった。

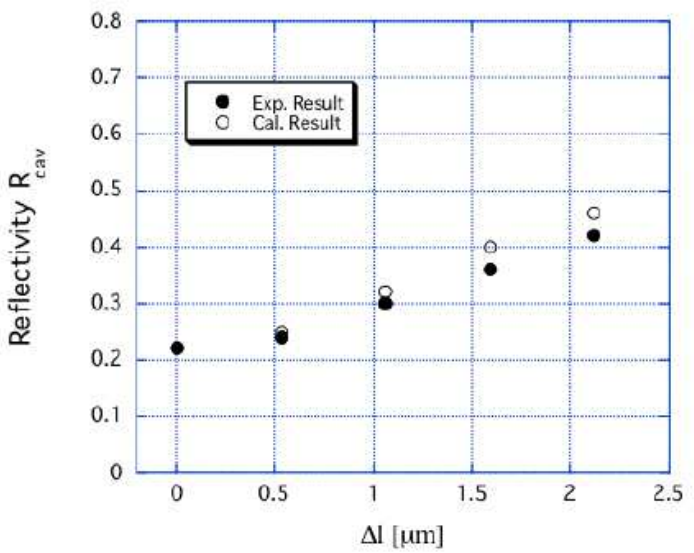

図 **4.6:** レーザー共振器と外部共振器の共振器長差に対する共振器反射率の計算値と実測値

4.3 パルス増大テスト実験

4.3.1 実験の手順

共振器を用いてレーザーパルスの増大を行った。

HighQ レーザーからの出力レーザー光を、図 4.3 の光学系を通して光学共振器に入射し、光学共振器からの反射光を、PD1 で検出した。PZT の印加電圧を操作して共振器長を変調し、PD1 からの信号をオシロスコープでモニターした。$\Delta l = 0$ での Finesse を測定した結果、1140±40 であった。

次に、反射光シグナルが共鳴状態を保つように共振器長の制御を行った。反射光シグナルの情報を PZT の印加電圧に返すフィードバックシステムを用いた。この測定では透過光強度に基づくフィードバックシステムを使用している (第 5 章参照)。

この状態で、図 4.3 のビームダンプシステムを操作し、光共振器に入射するレーザー強度を最大にした。共振器への入射光強度は 3.0W であった。透過光強度は 1.9W であった。測定にはパワーメーターを使用した。入射光は共振器の直前で、透過光は共振器の直後で測定を行った。このとき共振器の透過率 $T_{\rm cav}$ は 1.9/3.0 で与えられる。

4.3.2　パルス増大

共振器の蓄積率は、式 (3.36) より、

$$S_{\rm cav} = \frac{F}{\pi} \cdot T_{\rm cav} \tag{4.1}$$

で与えられる。測定値より、蓄積率は 230 ± 8 と求められる。このときの入射光強度は 3.0W であったから、共振器内部には 690 ± 24W のレーザーパワーが蓄積されていたことになる。

実際にレーザーパルスと電子ビームとの衝突を行った場合、レーザーパルスのピークパワーが重要になる。ピークパワーにすると $2.76 \pm 3.2 \times 10^5$ W のレーザーパルスが共振器内に存在していたことになる。

第5章　実験装置

レーザーパルスと電子ビームの散乱実験のために開発したシステムについて述べる。システムは大きく分けて、以下のセクションから成る。

- モードロックレーザーからのレーザーパルスの蓄積を行うパルスレーザー光共振器
- 光共振器の共振器制御を行うことで、共鳴状態を保つフィードバック回路系
- レーザー光と電子ビームからのコンプトン散乱光の検出システム、及びデータ収集システム

第 4 章で述べた通り、我々はまず共振器をもちいたレーザーパルス増大テストを行った。この結果を受けて ATF ダンピングリングに構築するパルスレーザー光共振器システム (光学共振器及び光学系、フィードバック回路系) の設計、開発を行った。

はじめにダンピングリングにインストールしたパルスレーザー光共振器について説明する。共振器のデザインと各構成要素、 光学系システムの概観を示す。次に共振器長制御に使用したフィードバックシステムについて述べる。最後に散乱光検出に用いたデータ収集システムを説明する。

5.1　共振器

製作した光共振器の設計を示す。図 5.1 が光共振器の全体図である。

ATF ダンピングリングにおいて、基本加速周波数 f_{RF} は 714MHz と設定されている。加速周波数の設定値は季節によって変動する。夏はダンピングリングが膨張し、周長が伸びるため、電子ビームがリングの内側を回るようになり、加速周波数を下げる必要が生ずる。冬は逆にリングが収縮するため、加速周波数を上げる必要がある。設定値は夏と冬で $\pm$ 20kHz ほど変化する事が知られている。一方、電子バンチは $2c/f_{RF} \sim 0.84m$ のバンチ間隔でリング内を周回する。光共振器内に電子バンチが入射する毎に散乱をおこすと効率的である。従って、共振器長とパルスレーザーのパルス間隔は電子バンチ間隔から決定される。

レーザーはレーザーパルス出力間隔を電子バンチ間隔と同期できるパルスレーザーを用意した (6.1 節参照)。ダンピングリング内のスペース上の制約があったために、電子バンチ間隔の $1/4$ の長さの光共振器を製作した。同じ反射率の鏡で構成された、電子バンチ間隔の $1/2$ の長さの光共振器と比べると、電子バンチ間隔と同じ出力間隔のパルスレーザーを入射させた共鳴状態において、レーザー光の蓄積率は半分になる。今回は効率よりも強度の増大したパルスレーザーとの衝突の実行を優先させた。

構造上の特徴を述べる。 2 枚の凹面鏡を光共振器構造体によって保持している。横方向の相対位置は、高次共鳴モードを発生を抑制するため長期的に 1μm の精度で保持しなければならない。縦方向はレーザーのビームウェストを決定する。長期的な安定性という意味で 1μm の精度で保持し

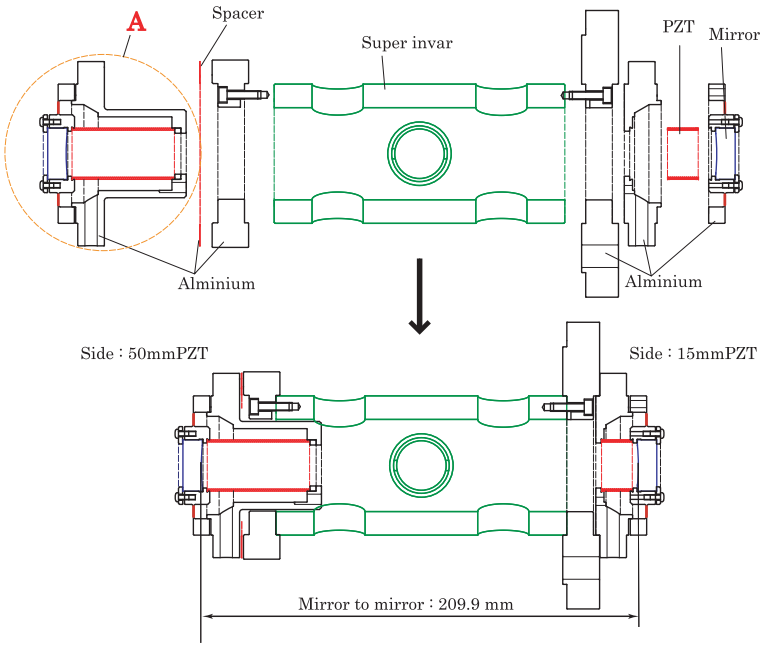

図 **5.1:** 光学共振器の設計

なければならない。そのために、共振器全体を一体化した構造を採用した。また、構造体の中心部の材質をスーパーインバーにすることで、熱膨張による共振器長の変化を最小に抑えた。共鳴状態を保つには、共振器長を 1nm 以下のスケールで保持し続けなければならない。これは共振器構造体で剛体的に保持することは不可能である。後述するフィードバックシステムにより、共振器長を外部から制御して共鳴状態を保持している。共振器長の制御には PZT 素子を用いている。図 5.2 のとおり、鏡を保持する部位は板ばねを挟んで PZT と密着している。PZT に電圧をかけると伸び縮みする。PZT の伸縮が直接伝わる構造となっている。特に今回長さ 50mm の PZT を用いている。この PZT のダイナミックレンジは 13μm である。夏と冬のリング加速周波数の変化に対応させるため、長い PZT を用いている。PZT による共振器長の操作にも限界がある。10μm 以上共振器長を操作するときは、スペーサーを挿入させている。

5.2　ビームラインへの組み込み

パルスレーザー光共振器を ATF-ダンピングリング北直線部下流にインストールした。インストールした場所を図 5.5 に示す。この地点での電子ビームについて特徴を述べると、直線部であるために電子の運動量の分散が無視できる程小さいことが挙げられる。この地点でコンプトン散乱を行い、下流で散乱光を検出する。

共振器は図 5.6 のように真空槽に組み込まれる。ダンピングリング内の真空度は 1×10^{-6}Pa 以下である。この超高真空の要求を満たすために、排気がし易いよう真空槽内部の捻子穴は全て空気穴が設けられている。内部に共振器を組み込んだ真空槽は図 5.7 のようにビームラインに設置される。ビームパイプは真空槽内部、共振器構造体を突き抜ける。ビームパイプには 5ϕ の穴が空いて

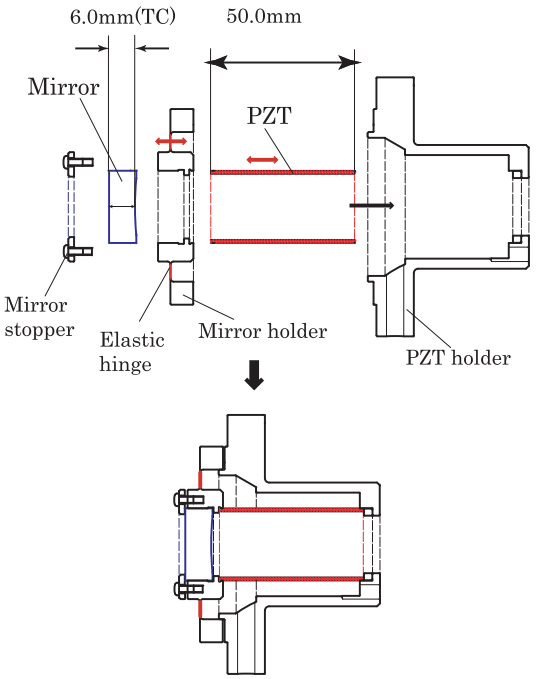

図 5.2: 光学共振器のミラー及び PZT ホルダの詳しい設計 (図 5.1 中 A)

図 5.3: PZT ホルダ
写真は 50mmPZT 側ホルダを共振器構造体から取り外したところ。手前にあるのが 50mm 側 PZT ホルダである。

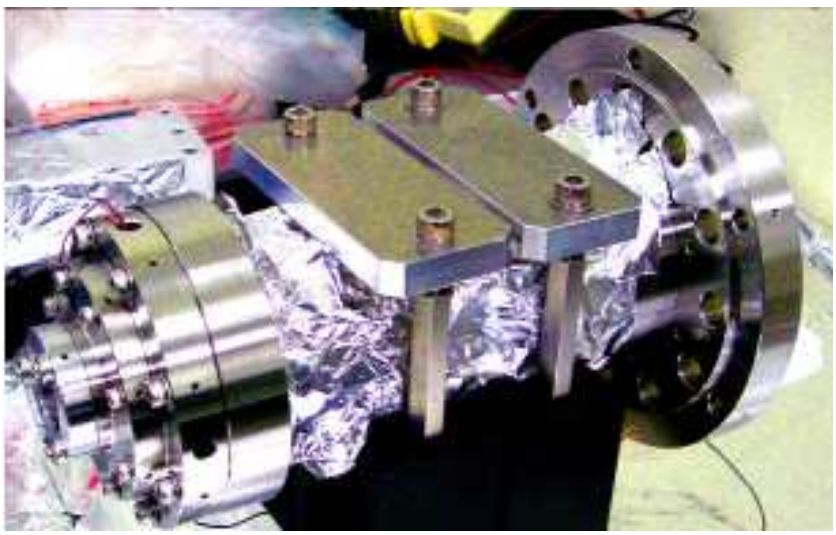

図 5.4: 光学共振器の側面写真

おり、この穴を通してレーザーパルスが電子ビームを横切ることになる。

真空槽は両脇のベローズによってビームパイプとは独立に動く。電子ビームを走査するときにはビームパイプは動かずに、架台及び真空槽がレーザーと共に動く。架台は上下方向に非常に精密に動かすことができるものを使用している。1μm の精度で動かすことができる。

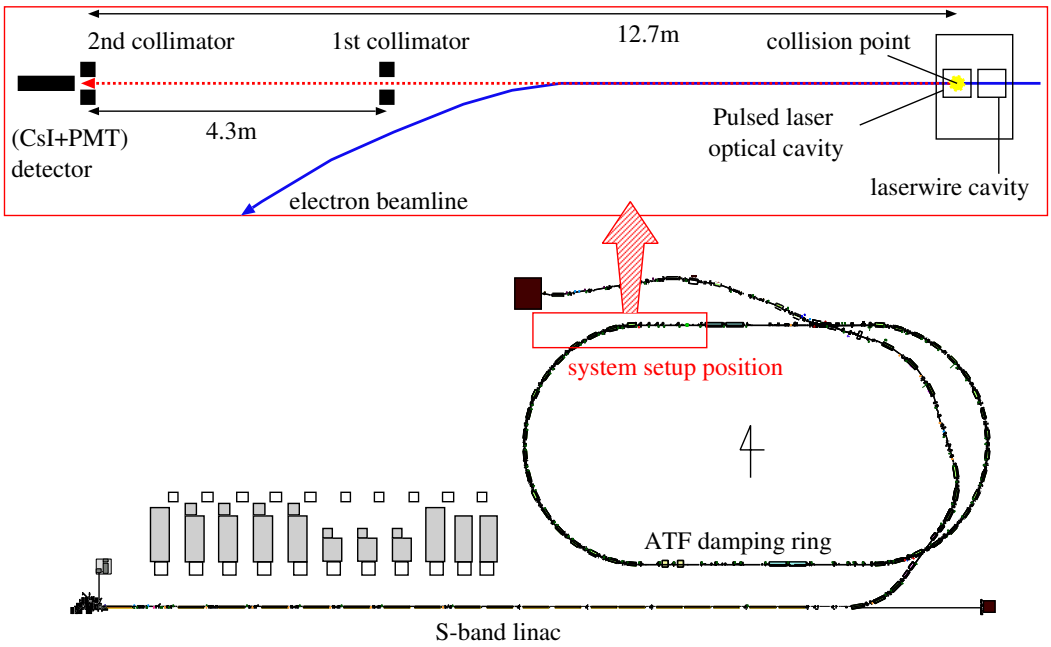

図 **5.5:** パルスレーザー光共振器および散乱光検出システム全景

5.3　光学系

図 5.10 に、ビームラインに構成したパルスレーザー光共振器の光学系の全景を示す (図 5.11 は光学系の全体写真)。図からも分かるように、光学系は三層構造となっており、全体のシステムを可動式架台上に設置している。架台はミクロメートルの精度で高さを変化させることができる。

まず一階のレーザーヘッドから出力されたレーザーパルスを、二つのミラーを通った後に三階まで跳ね上げている。この出射直後のレーザー光平均パワーは 400 mW であった。三階まで送ったレーザーパルスは、$\lambda/2$ 板とアイソレーターによってその戻り光を防ぐ。更にその後数枚のミラーを通った後に偏光ビームスプリッターと $\lambda/4$ 板を通過させ、またミラーの反射によって二階に送る。二階に設置されているミラーは全て光学共振器に入射するレーザー光の位置と入射角、位相面を調整するためのものである。三枚のミラーと焦点距離 $f = 100$ mm の 2 枚のレンズを用いて調整を行っている。このセットアップはレンズの収差をほぼ無視できる。なお、レーザー光平均パワーの測定は、パワーメーターを用いて行い、光学共振器入射直前でのレーザー光平均パワーは 340 mW であった。

レーザーパルスが光学共振器に入射した後、透過光はレンズで集光し、透過光検出用フォトダイオード (Trans.PD) によって検出している。透過光強度に基づくフィードバックでのエラーシグナル

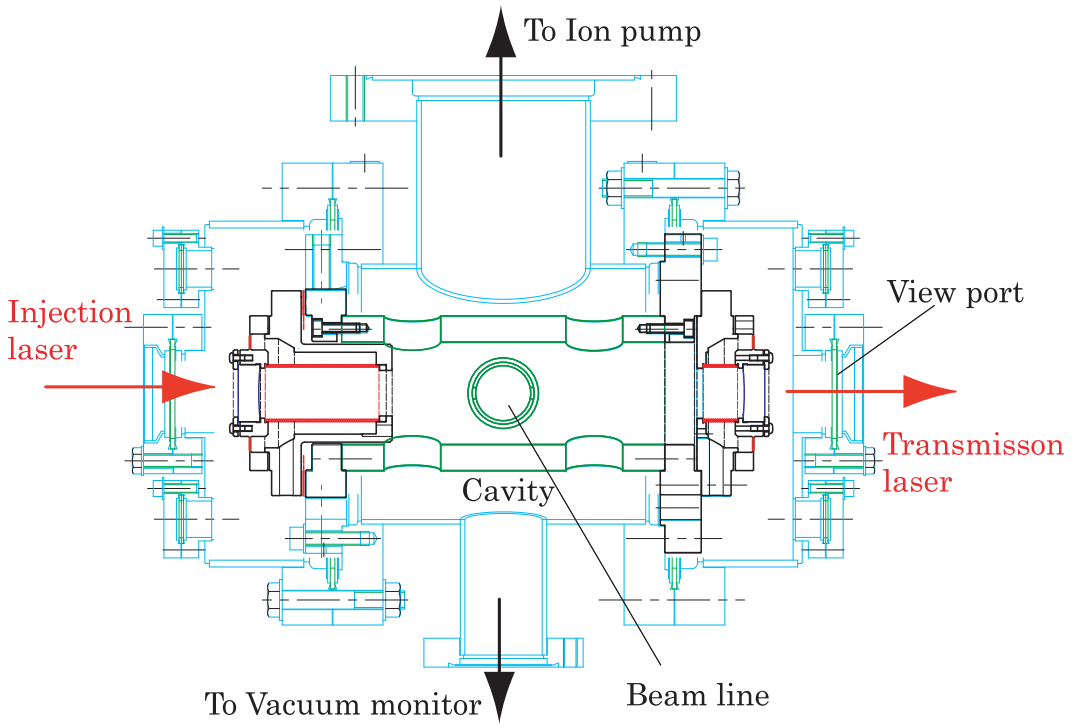

図 5.6: 真空槽内への光学共振器の設置

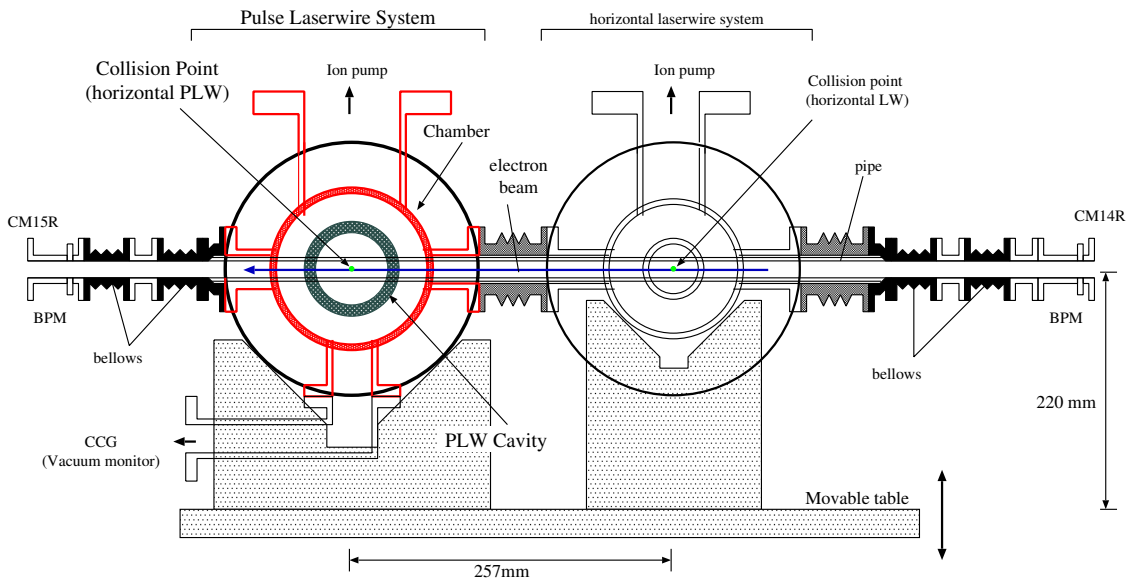

図 5.7: 電子ビームラインに設置した真空槽

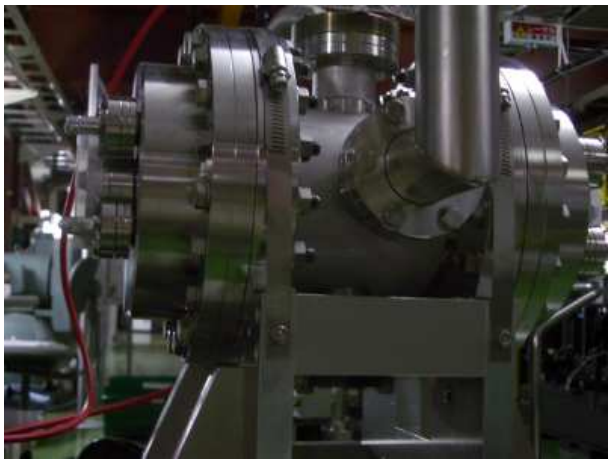

図 **5.8:** 真空槽の側面写真
内部に共振器が組み込まれている。

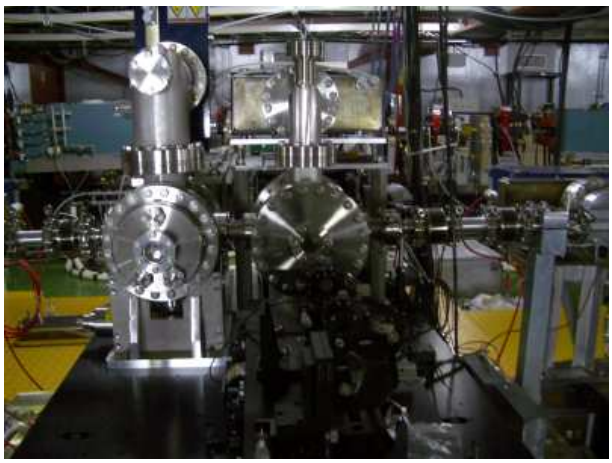

図 **5.9:** ビームラインへの真空槽のインストール
内部にパルスレーザー光共振器が配置された真空槽をビームラインに組み込んだところ (向かって左)。

はこの Trans.PD からのシグナルを元に作成している。また、図には記していないが透過光のプロファイルは赤外線感知 CCD カメラによってもモニターしている。

光学共振器からの反射光は、二階部では入射光と全く同じ光路を辿って戻る。三階部まで戻ってから、$\lambda/4$ 板を通過後、偏光ビームスプリッターによって反射光を入射光とは異なる光路に取り出す。その後 $\lambda/2$ 板 (更に必要に応じて ND フィルターを用いて強度を下げている) を通過し、偏光ビームスプリッターによって反射光を二分割する。ここで $\lambda/2$ 板を用いているのは単に二分割される反射光の強度の調整を行うためである。二つに分かれた反射光のうち、ひとつは反射光モニター用フォトダイオード (Ref.PD) で検出する。もうひとつは 反射光位相検出用フォトダイオード (Tiltlock PD) によって検出する。反射光位相検出用フォトダイオードは反射光位相に基づくフィードバックシグナルを作るための検出器である。フィードバックについては次節で説明をする。

5.4　フィードバックシステム

測定の際には、共振器を共鳴状態に保持し続ける必要がある。温度変化、振動など様々な要因で共振器長は時間とともに変動する。その変化は極微小なものであるが、共鳴幅自体がサブナノメートル以下であり共振器長の自然変動より大きい。従って共鳴状態を保持できるように外部から共振器長を制御する必要がある。

共振器は、構成する鏡に取り付けられた PZT の伸縮によって共振器長を変えることができるように設計されている。よって共振器長制御は PZT への印加電圧を制御することで実現できる。共鳴状態では、共振器からの透過光強度は極大値、反射光強度は極小値をしめす。透過光もしくは反射光シグナルの情報を PI 回路、PZT コントローラ回路に入力し、出力電圧を PZT に印加している。ここで、PZT コントローラとは入力電圧を増幅し、PZT 印加用の高電圧を出力するための HV アンプである。

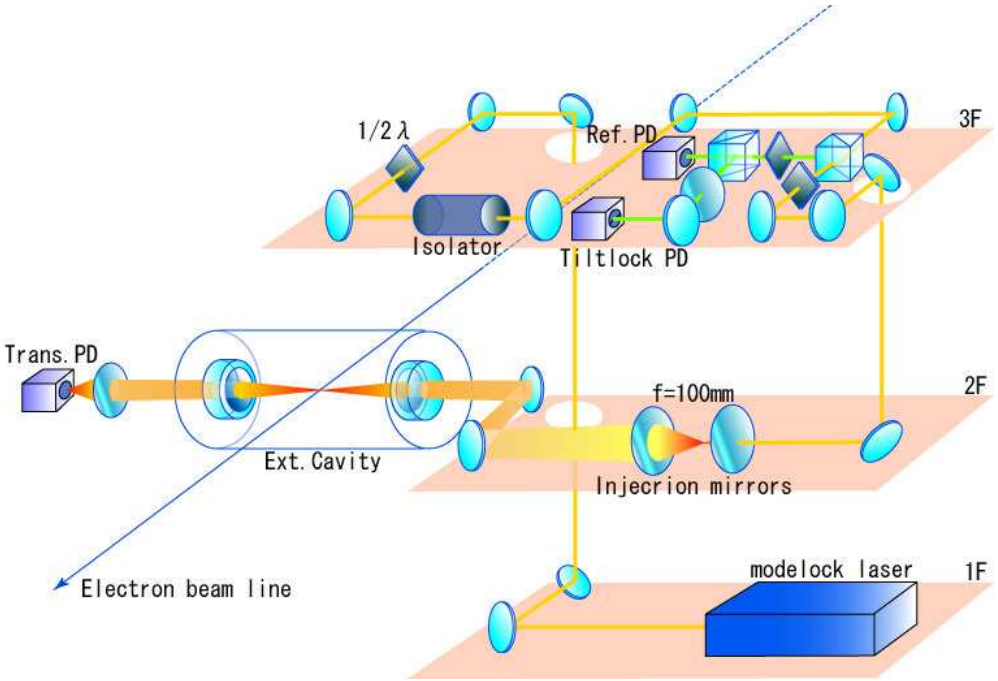

図 **5.10:** ビームラインに構成したパルスレーザーワイヤー光学系の全景

透過光、反射光の共鳴ピークシグナルを利用して構成できるフィードバックシステムはいくつかある。この節では、実験に使用したフィードバックシステムの原理と特性及びセットアップについて述べる。

はじめに透過光強度に基づくフィードバックについて述べる。透過光強度に基づくフィードバックはレーザーワイヤーモニターで使用されている光共振器長制御技術である。次に反射光位相に基づくフィードバックについて説明する。反射光位相に基づくフィードバックは透過光強度に基づくフィードバックよりも更に高い共鳴位置で共振器長を制御できる。最後に実験で使用した実際のフィードバックシステムを述べる。

共振器長だけでなく向かい合わせの鏡 2 枚の横方向相対位置、傾き、入射光と共振器の相対位置も合わせなければいけない。しかしこれらのずれは μm オーダーのために構造体の安定度のみで今のところは問題はない。

5.4.1 透過光強度に基づくフィードバック

透過光強度に基づくフィードバックのシステムの概要は図 5.12 の通りである。共振器の透過光をフォトダイオードで検出し、透過光シグナルに DC オフセットを加えて図 5.12 のようなエラーシグナルを作成する。エラーシグナルが 0 点と交差する位置がフィードバックポイントになる。

この場合、DC オフセット値を操作することで共振器長のフィードバックポイントを操作することができる。もし、オフセットに sin 波を加えてやれば共振器長も sin 波で振動するために、共鳴状態と非共鳴状態の on/off を切替えてやることができる。

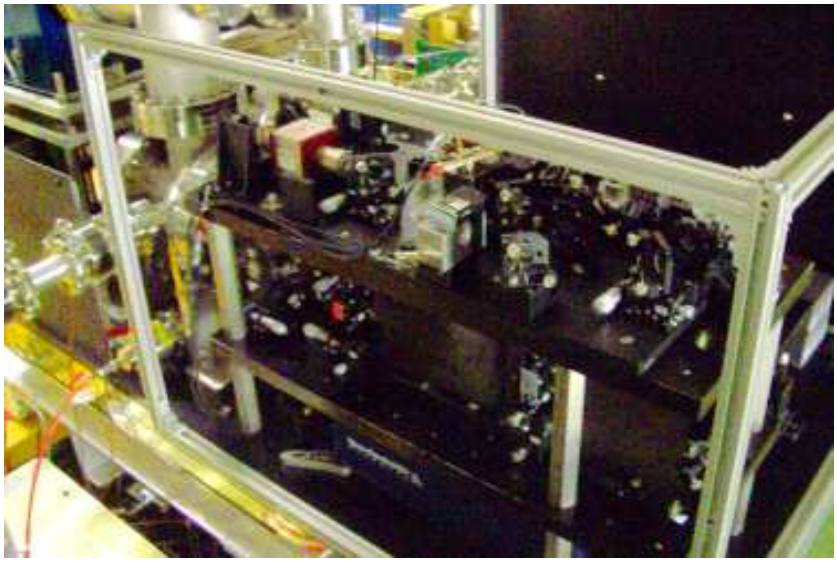

図 **5.11:** ビームラインに構成したパルスレーザーワイヤー光学系の全景写真

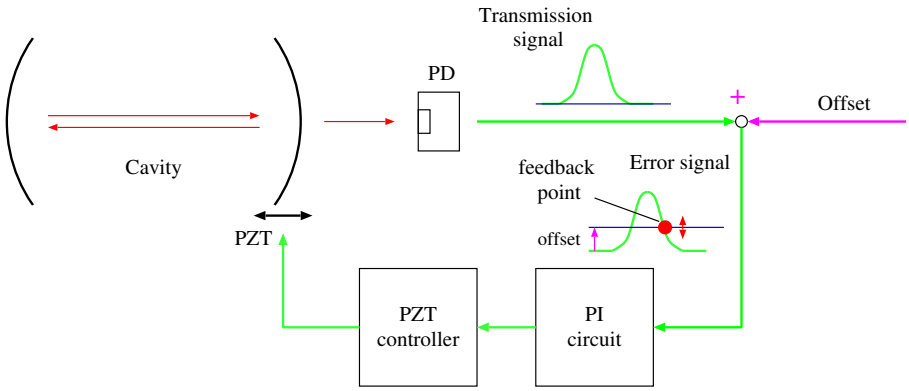

図 **5.12:** 透過光強度に基づくフィードバックのシステム概念図

5.4.2　反射光位相に基づくフィードバック

反射光位相検出方式フィードバック [14][15] は、反射光の共鳴付近における位相変化を検出することにより誤差信号を構成する方式である。

共振器からの反射波の式 (3.12) によると、実部は共鳴点で最大になり、虚部は共鳴点の前後でその符号が変化する。図 5.13 に TEM_{00} 及び TEM_{01} に対し、その実部および虚部の変化を図示した。横軸は共鳴器長を表しており、TEM_{00} 及び TEM_{01} は異なる点で共鳴することに注意されたい。もし共振器からの反射波が TEM_{00} 及び TEM_{01} の 2 つから成立していたとすると、TEM_{00} に対する共鳴点では反射波の電場のうち、TEM_{00} に対する電場の虚部のみが符号を変えることとなる。電場強さの x 方向依存性は、図 5.14 に示されているように TEM_{00} については x 軸対称であり、TEM_{01}

については反対称である。実際に観測される光の強さは電場の和の 2 乗であるので、図 5.14 の場合 $x > 0$ の領域は $x < 0$ 領域よりその光強度は大きい。

ところで TEM_{00} 共鳴点を通過すると、TEM_{00} に対する電場は符号を変え、図 5.14 の場合とは逆に $x > 0$ の領域は $x < 0$ の領域より弱くなる。反射光位相検出方式フィードバックこの事実を利用して共鳴点を探知する。なおこの方式においては、反射波電場の実部及び虚部の相対的大きさ問題となるが、式 (3.12) からも分かるように個々の鏡面での反射率が 1 に近いことが重要である。図 5.13 からも読み取れるように、我々の共振器の場合、共鳴点の直前及び直後では虚部は実部と同程度となる。

また、この変化を実際のフィードバックで利用するには、(1)TEM_{01} を発生すること、(2) 反射波の強度を $x > 0$ の領域と $x < 0$ の領域に対し別々に検出することが必要となる。前者については、レーザー光軸を共振器光軸より僅かに平行移動させる方式を我々は採用している。図 5.15 にレーザー光軸を x 方向に d だけ変位させたときに得られる TEM_{00} 及び TEM_{01} モードの光強度を図示した。後者については、図 5.17 に示すような 2 分割型のフォトダイオードで反射光を検出することとした。

図 5.18 に実際に使用した反射光位相方式フィードバックのエラーシグナルを示す。図 5.17 のフォトダイオードにおいて、領域 A で検出した反射光シグナルから領域 B での反射光シグナルを差し引いたものである。エラーシグナルは反射光の差が最小になった地点で 0 点と交差する。この地点がフィードバックポイントになる。

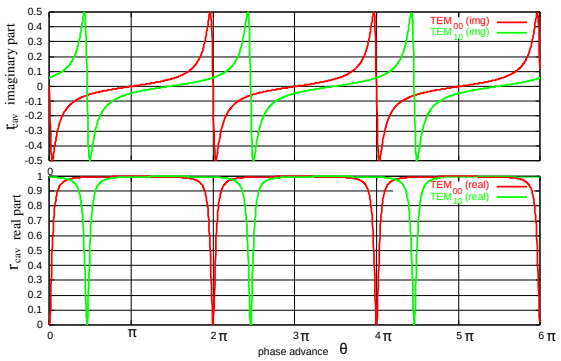

図 5.13: $r_{\rm cav}$ と phase advance θ
位相の変化に伴う $r_{\rm cav}$ の変化を示す。位相項 $r_{\rm cav}$(img) は共鳴の前後で符号が変わる。

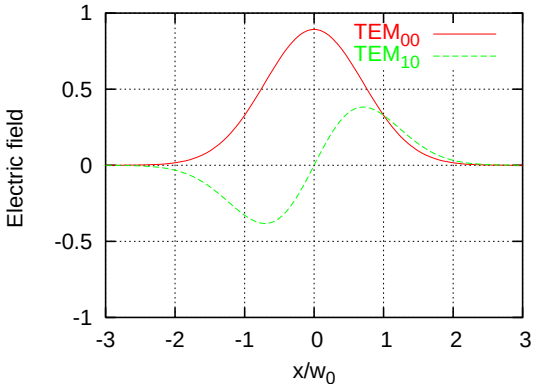

図 5.14: TEM_{00} モードと TEM_{10} モード
TEM_{00} モードと TEM_{10} モードの位置 x に対する電場の変化を示す。TEM_{10} モードは $x = 0$ で符号が変わる。

5.5 データ収集

5.5.1 γ 線検出器

無機シンチレータでの発光を光電子増倍管 (浜松ホトニクス社製：R2256) で読み出すことによって γ 線の検出を行っている。γ 線の検出には、$70 \times 70 \times 300 \mathrm{mm}^3$ の大きさの CsI を用いている。

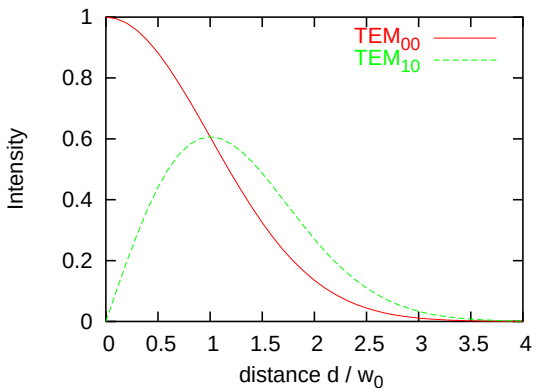

図 5.15: マッチングのずれと高次ガウスモード共振器に入射する電場を x 方向に d/w_0 ずらしたときに含まれるモードの強度変化を示す。

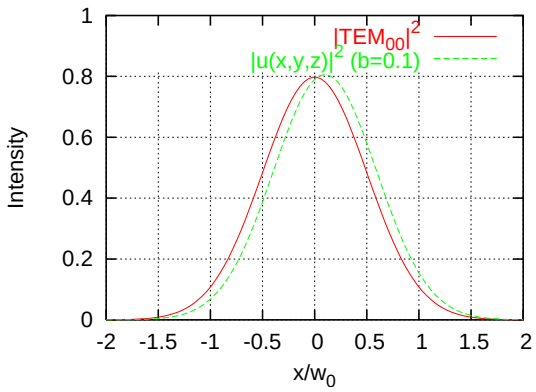

図 5.16: TEM_{00} と TEM_{10} の混合電場の強度分布 TEM_{00} モードと TEM_{10} モードの混合電場 $u(x,y,z)$ の位置 x に対する強度変化を示した。

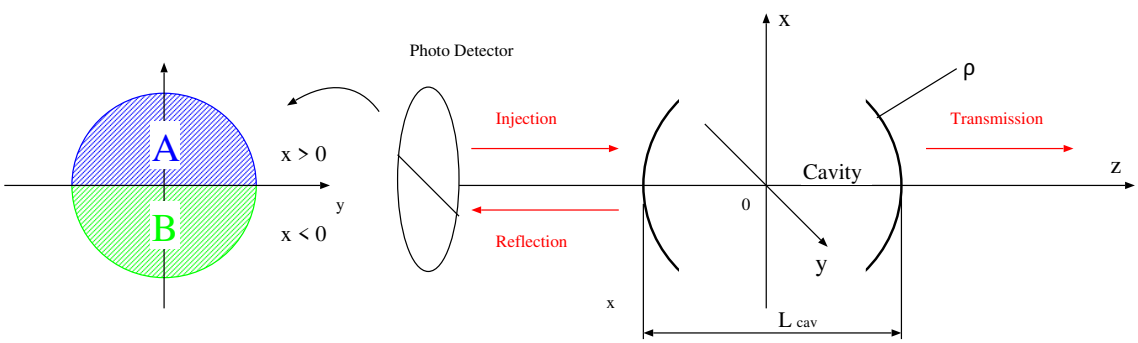

図 5.17: 反射光位相検出方式フィードバック用エラーシグナルをつくるフォトダイオード

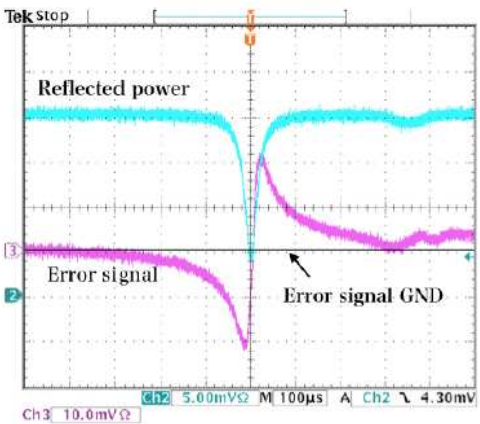

図 5.18: 反射光位相検出方式フィードバック エラーシグナル画像

検出器は、図 5.5 にあるとおり、パルスレーザー光共振器から 12.7m 下流に置いてある。この地点での検出は、ダンピングリング直線部からのバックグラウンドを全て拾ってしまうことになる。そのためバックグラウンドを減らすために、コリメーターを検出器の前方に置いている。

コリメーターシステムは二つの厚さ 100mm の鉛ブロックからなる。両方とも中心に 5ϕ の穴が空いている。ひとつはパルスレーザー光共振器から 8.7m 下流に置かれている (1st コリメーター)。もうひとつは CsI 検出器直前に置かれている (2nd コリメーター)。1st コリメーターは x 方向、2nd コリメーターは x、y 方向にリモートで位置を変えることが可能である。図 5.19 に、検出器周辺のセットアップを示す。

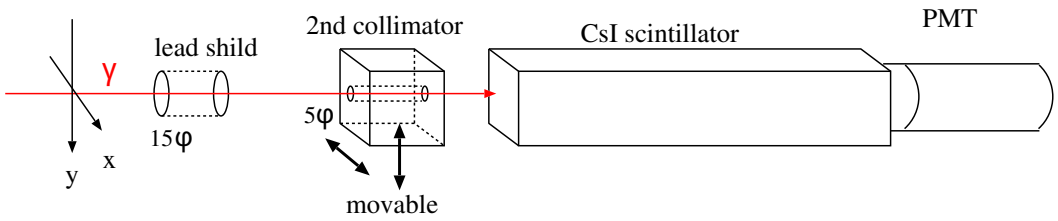

図 **5.19:** 2nd コリメーターシステムと検出器のセットアップ
検出器のセットアップを示す。検出器直前には鉛コリメーター (2nd コリメーター) が置いてある。全体は鉛のシールドで覆われており、コリメーターの前に直径 15mm の穴がある。γ 線は光共振器の 8.7m 下流にある 1st コリメーター (図には示していない) と検出器直前の 2nd コリメーターを通過して検出器に入る。

5.5.2 データの読み出し

光電子増倍管からのシグナルは図 5.20 に示す回路系に送られる。

検出器からのシグナルは、増幅された後に 4 分割される。次にそれぞれのシグナルは、異なる閾値をもつディスクリミネータに入る。ディスクリミネータの閾値は約 5MeV,10MeV,15MeV,20MeV と設定されている。ディスクリミネータからの出力をスケーラーでカウントしている。これによって、シグナルを 4 つのエネルギー領域 (bin-1 : 5-10MeV bin-2 : 10-15MeV bin-3 : 15-20MeV bin-4 :20- MeV) に分けて読み出している。

バックグラウンドの測定のために、スケーラーシステムは二つ用意している。ひとつはフィードバックシステムが作動、共鳴状態になることで共振器内にある一定強度以上のレーザーが存在しているときにカウントを行う (ON 状態)。もうひとつは、非共鳴状態になり、共振器内にレーザーが存在していないときにカウントを行う (OFF 状態)。実験での ON/OFF 切り替えの周期は約 100Hz と設定している。ON/OFF 切り替えの詳細は 7.2.1 節で説明する。

スケーラーのカウント数と同時に、 スケーラーの動作時間、架台の高さ、ビーム電流値などの読み出しも行っている。1s 毎に記録を行っている。

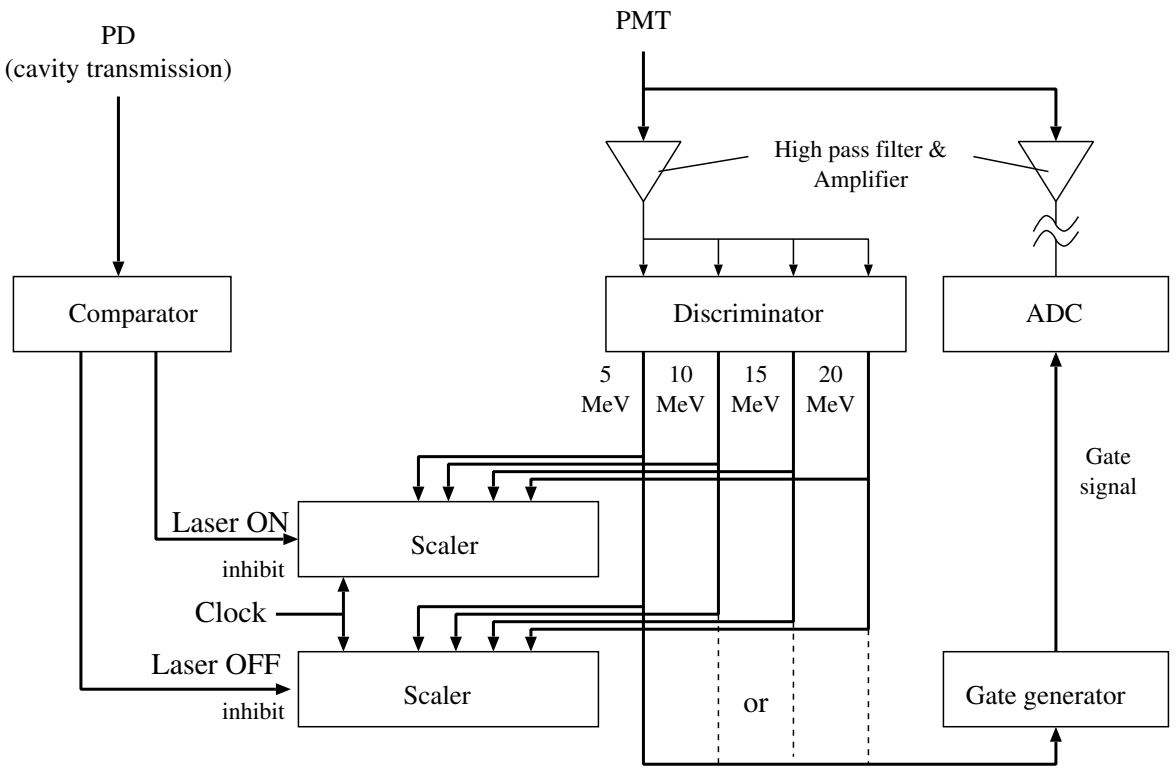

図 5.20: データ収集用回路系

第6章　光共振器の性能評価

5章で詳しく説明したように、我々はγ線検出実験のためにパルスレ− ザ− 光共振器を製作した。この章では製作した光共振器の性能を評価していく。

考えるべき性能は以下の四点である。

1. 使用するレーザーの特性

   レーザーは電子バンチ毎の衝突を行うために、電子バンチ間隔とレーザーパルス出力間隔を同期できる機能をもたねばならない。また、出力レーザーパルス幅やレーザー強度は電子ビームとの散乱光カウントレートに直接関係してくる。

2. 共振器を構成する鏡の性能

   共振器を構成する鏡の透過率及び反射率は、光共振器の増幅率を決定するパラメータの一つである。また、曲率半径は共振器内で発生するガウスビームの形状を決定する。

3. 共振器の蓄積率

   共振器を構成する鏡の性能と、共振器に入射するレーザーパルス間隔によって共振器の蓄積率は決定される。共振器の蓄積率は、共振器内に蓄積できるレーザーの強度を決定し、電子ビームとの散乱光カウントレートに影響する。

4. 共振器内でのレーザーの形状

   共振器が共鳴状態になり、ガウスビームが発生したときの共振器内部でのレーザーの太さ、即ちビームウェストの値は、電子ビームとの散乱光カウントレートを決定する一つのパラメータである。

使用するレーザーの特性については仕様通りと仮定している。共振器を構成するミラーについては、透過率及び反射率の測定実験を行った。共振器の増幅率は共振器からの透過光強度を測定することにより評価した。共振器内でのレーザーの形状評価として、ビームウェストの測定をした。

6.1　使用したレーザー

パルスレーザー光共振器に使用したレーザーについて述べる。

使用したモードロックレーザーは TimeBandWidth 社製 LYNX レーザーである (正式名称 LYNX-VAN-CLX)。パルス増大実験で使用したレーザーとは異なるレーザーを使用した。出力パワーは小さいが、小型なために設置しやすい。LYNX レーザーの性能表を表 6.1 に記しておく。出荷時のテストにおける値である。また、図 6.1 に、動作時の回路系を示しておく。レーザーのパルス繰り返

し周波数は、外部からの sin 波の形をしたリファレンスシグナルの周波数によって決定される。リファレンスシグナルとパルス繰り返し周波数を同期させるために、位相差の情報をレーザー内部に返し、PZT もしくはピコモーターで内部のレーザー共振器長の制御を行っている。

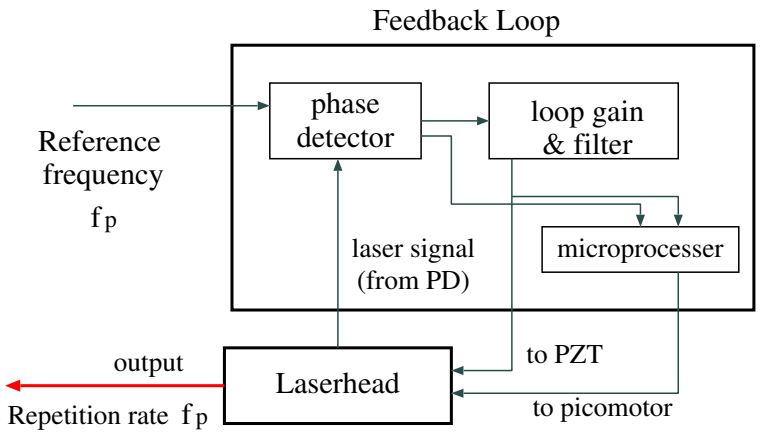

図 6.1: LYNX レーザーの動作回路系
レーザーのパルス繰り返し周波数 f_p は、外部からのリファレンスシグナルで決定される。PZT もしくはピコモーターでレーザーヘッド内部のレーザー共振器長を動かしている。レーザー共振器長 $L_l = c/2f_p$ である。

Parameters	Value
Power	501 mW
Wave length λ	1064 nm
Repetition rate f_p	357 MHz
Pulse width (FWHM)	7.3 ps
Beam quality	TEM_{00}
Mode lock	SESAM

表 6.1: LYNX レーザーの仕様

Parameters	Value
Thickness(Center)	6.0 mm
Radius of curvature ρ	250 mm
Diameter	25.4 mm
S1 Coating Reflection (PR)	0.997±0.003@1064nm
S2 Coating Reflection (AR)	<0.0025@1064nm
Material	UV grade Fused Silica

表 6.2: REO 社製凹面鏡の仕様

6.2　ミラ− の透過率測定

共振器を構成する鏡の透過率は、共振器の蓄積率を決定する一つのパラメータである。共振器の蓄積率を求めるために、光共振器を構成する鏡 1 と鏡 2 の透過率の測定を行った。鏡は REO 社製の反射率 $R = 0.997$ のものを使用している。測定は図 6.2 のテストベンチ光学系を用いて行った。テストベンチ光学系はビームラインに組み込んだものとほぼ同一のものである。測定に使用したレーザーは前述した LYNX レーザーである。

まず、鏡を透過するレーザー光の強度を測った (図 6.3 上)。次に、鏡に入射するレーザー光の強度を測った (図 6.3 下)。測定にはフォトダイオードを用いた。フォトダイオードからの信号をオシロスコープでモニターした。入射光は強度が高いため、フォトダイオードの測定限界を越えてしまう。よってフォトダイオード直前に ND フィルターを置き、強度を落として測定を行い、あとでフィルター透過率を用いて規格化を行っている。

測定に用いた ND フィルターは透過率はキャリブレーションを行って決定している (図 6.4)。ND フィルター入射前と入射後のレーザーパワーをパワーメーターによって測定し、その比をフィル

ターの透過率としている。

ND フィルターの透過率の測定結果を表 6.3、鏡の透過率の測定値を 6.4 に示す。鏡 1 の透過率は 0.0022、鏡 2 の透過率は 0.0022 であった。

鏡の仕様を表 6.2 に示しておく。仕様値となっている、鏡の出荷段階で行われたテストでは、透過率は鏡 1 鏡 2 ともに 0.0026 であった。実験結果は仕様値よりも透過率が落ちていることを示唆しており、鏡によるロスが大きくなっていることを意味している。

	injection signal	transmission signal	transmission
ND filter	265 mW	6.3 mW	0.024

表 **6.3:** 使用した吸収型 ND フィルターの透過率キャリブレーション値

	injection signal(after NDfilter)	transmission signal	transmission
Mirror 1	1266 mV	116.6 mV	T_1 =0.0022
Mirror 2		117.2 mV	T_2 =0.0022

表 **6.4:** 鏡の透過率測定結果

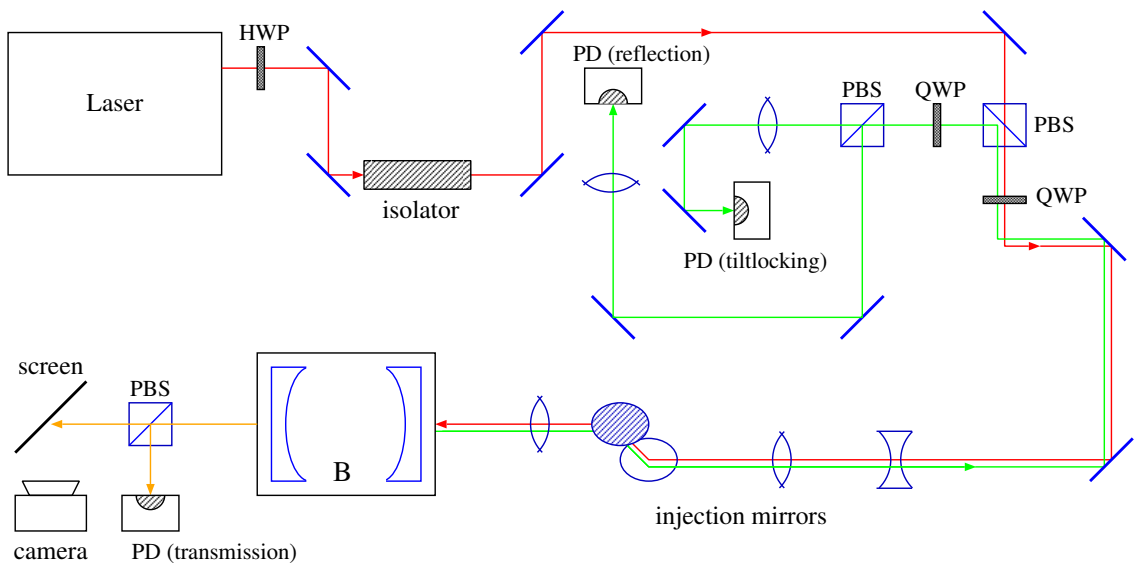

図 **6.2:** テストベンチで組み上げた光学系を示す。図中 B の位置に光共振器などを設置した。

6.3 共振器の蓄積率

テストベンチ (図 6.2) において、光共振器の蓄積率、反射率の測定を行った。光共振器の蓄積率は、内部で蓄積できるレーザー光強度を直接決定する。電子ビームとの散乱光カウントレートを

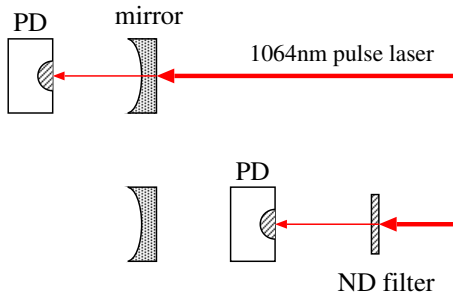

図 **6.3:** 鏡の透過率の測定
図 6.2 中 B の位置にセットアップを組んだ。
上：鏡の透過光測定図
下：鏡への入射光の測定図

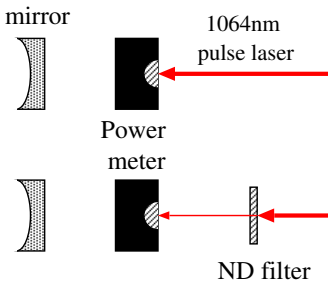

図 **6.4:** ND フィルターのキャリブレーション
鏡の透過率測定に使用した ND フィルターのキャリブレーションの様子を示す。
上：ND フィルターの無い場合
下：ND フィルターを挿入した場合

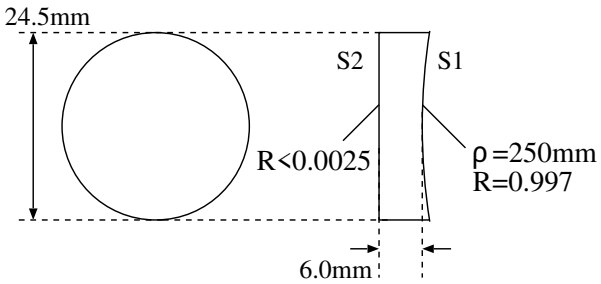

図 **6.5:** REO 社製凹面鏡の設計

求めるためにも重要な値である。光共振器の蓄積率は、CW レーザーを使用する場合とパルスレーザーを使用する場合とで異なることは 3.1.3 節で述べた。

測定に使用したレーザーは LYNX レーザーである。LYNX レーザーの出力パルス間隔はパルスレーザー光共振器 L_{cav} の 4 倍である。光共振器に入射後、レーザーパルスが共振器内を二往復すると次のレーザーパルスが入射する。この場合、レーザーパルスから見ると、共振器は 4 枚の鏡からなり、その共振器長は $2L_{\mathrm{cav}}$ であるととらえられる。ロスの無視できる理想状態において、反射率、透過率、蓄積率を考える。共鳴状態において、反射率の最小値は 0.5、透過率の最大値は 0.5 となる。蓄積率は CW レーザーの場合の 1/4 になる。

比較のために波長 1064nm の CW レーザーを用いての測定も行っている。

6.3.1　光共振器の Finesse

光共振器の Finesse は、光共振器の蓄積率を決定するためのパラメータの一つである。Finesse の測定を行うために、以下の手順で実験を行った。

テストベンチ (図 6.2) 内 B の位置に光共振器を構成し、

1. 波長 $\lambda = 1064nm$　　CW レーザー

2. 波長 $\lambda = 1064nm$　　パルスレーザー (LYNX レーザー)

の二種類のレーザーを光共振器に入射させた。光共振器からの透過光を測定し、Finesse を求めた。更に Finesse から共振器を構成する鏡の実効反射率 $R_{\rm eff}$ を求めた。

結果を表 6.5 に示す。LYNX レーザーを使用した場合の Finesse は CW レーザーを使用した場合より大きく落ちた。これは、LYNX レーザーの出力パルス間隔が、光共振器の共振器長の 4 倍であるからである。ひとつのレーザーパルスが光共振器に入射してから、次のパルスが光共振器に入射するまで、パルスは光共振器内を二度往復しなければならない。

共振器を構成する 2 枚の鏡の反射率をそれぞれ R_1、R_2 とおく。CW レーザーに対する光共振器の実効反射率は $R_{\rm eff} = \sqrt{R_1 R_2}$ である。対して、今回のパルスレーザーに対する実効反射率は $R_{\rm eff} = \sqrt{R_1 R_1 R_2 R_2}$ となる。結果から共振器を構成する鏡の反射率を求めると、$\sqrt{R_1 R_2}$ の二つの測定値はお互いによく一致する。仕様値は鏡 1、鏡 2 ともに反射率 0.997 である。Finesse 及び実効反射率とも予測値と測定結果は一致する。

	Finesse F	Efficiency reflection $R_{\rm eff}$	$\sqrt{R_1 R_2}$
CW laser	973±22	0.997±0.001	0.997±0.001
Pulse laser	530±16	0.994±0.002	0.997±0.001

表 **6.5:** 大気中での光共振器の特性

6.3.2 真空中での共振器

空気中と真空中では屈折率 n が異なる。したがってパルス繰り返し率 f_p が 357MHz のパルスレーザーに共鳴する光共振器の絶対長も異なってくる。共鳴する共振器の絶対長は、この場合

$$L_{\rm cav} = c/4{\rm n}f_p \tag{6.1}$$

となる。真空度と共鳴する共振器の絶対長の比較値を表 6.6 に載せた。

ビームラインにインストールする際、光共振器を含む真空槽内の真空度は、約 1×10^{-6}Pa となる。入射するレーザーパルスの繰り返し周波数が一定な場合、完全なパルス共鳴がおこる共振器の絶対長は、大気中とビームラインの真空中で比較すると約 50μm 異なる。共振器長は PZT を用いて変化させることができるが、そのダイナミックレンジは約 13μm である。したがって、大気中で共鳴を確認した光共振器でも、ビームラインにインストールすると共鳴ができないことになる。

ビームラインの真空中で完全なパルス共鳴を実現するために、以下の手順で共振器長を調整した。まず、光共振器の共振器長を、大気中で $f_p = 357$MHz のパルスレーザーと共鳴できるように調整した。次に、厚さ 50μm のスペーサーを入れて、共振器長を真空中で共鳴できる長さに調整し、光共振器を真空槽に封じた。光共振器を封じた真空槽を設置したのは図 6.2 中 B の位置である。真空槽内の真空度は真空ポンプを用いて 10^{-3}Pa 以下を保つ状態にしている。

その状態で共振器の絶対長の確認を行った。$f_p = 357.005 \pm 0.005$ MHz で共鳴できる状態であることを確認した。

	index n (@λ 1064nm)	cavity length $L_{\rm cav}$
air	1.000274	209.881 mm
vacuum 1×10^{-3}Pa	1.000000	209.939 mm
vacuum 1×10^{-6}Pa	1.000000	209.939 mm

表 **6.6:** 真空度の違いによる共振器長の共鳴絶対長の違い

6.3.3　光共振器の蓄積率

光共振器の蓄積率は、共鳴状態の光共振器の透過率と、6.2 節で測定した鏡の透過率、6.3.1 節で測定した Finese によって求められる。テストベンチで、LYNX レーザーを使用した場合の共振器の共鳴時透過率、反射率の測定を行った。測定にあたって、光共振器を真空槽に組み込み、真空ポンプを用いて内部真空度を 10^{-3}Pa 以下に保っている。

入射光の軸と共振器の軸を完全に一致させるよう光学系を調整した。共振器長を PZT 印加電圧を操作して変調し、、共振器からの透過光をモニターした。透過光はフォトダイオードで検出し、信号をオシロスコープでモニターした。また、共振器からの反射光も同様にモニターした。図 6.6 はオシロスコープでモニターした透過光と反射光のオシロスコープ画像である。横軸は共振器長を示し、端から端は約 6μm の長さを表す。先述した通り、LYNX レーザーを使用した場合には、共振器に入射するレーザーパルスから見て、共振器は 4 枚の鏡からなり、その共振器長は $2L_{\rm cav}$ であるととらえられる。よってレーザー波長 λ とした場合に、$L_{\rm cav}$ が $\lambda/4$ の倍数となるたびに共振器長内部に定在波がたつ共鳴条件を満たし、内部にレーザー光が蓄積される。図 6.6 の共鳴ピークは $\rm TEM_{00}$ モードの共鳴を示している。共鳴ピーク間の距離は $\lambda/4 = 266$nm を示している。また、このとき式 (3.30) の、Δl はレーザー共振器長 L_l と光共振器の共振器長 $2L_{\rm cav}$ の差に相当することになる。共振器の透過率は Δl に依存する。$\rm TEM_{00}$ モードの共鳴ピークが最大を示すとき、光共振器の共振器長の 2 倍は厳密にレーザー共振器長と一致し、$\Delta l = L_l - 2L_{\rm cav} = 0$ となる。

この最大共鳴点での透過率と反射率の測定を行った。

- 光共振器の透過率の測定

  透過光をフォトダイオードで検出し、共鳴ピークの最大値を透過光強度とした (図 6.7 の c の値)。同一のフォトダイオードで入射光を検出し、入射光強度を測定した。入射光は、6.2 で使用した ND フィルターを通してフォトダイオードで検出している。入射光強度に対する共振器透過光強度の割合を共振器の透過率とした。

- 光共振器の反射率の測定

  反射光をフォトダイオードで検出し、共鳴ピークでの反射光強度 (図 6.7 の a−b の値) と、共鳴を外れたときの反射光強度 (図 6.7 の a の値) の比で求めた。

測定値は表 6.7 で示す値となり、結果から式 (3.35) をもとにして蓄積率を求めた。このとき計算に用いた透過率 T_2 は表 6.4 に示した測定値を使用している。また反射率 R_2 は、共振器を構成する二つの鏡の反射率 R_1、R_2 は等しいと仮定して$\sqrt{R_1 R_2} = R_2$ とおいた。$\sqrt{R_1 R_2}$ は 6.3.1 節と同様に測定した Finesse の値から求めている。表 6.5 に示した大気中での測定時より Finesse が少々落ちているが、原因は不明である。

光共振器の共振器長の 2 倍が厳密にレーザー共振器長と一致し、$\Delta l = L_l - 2L_{\rm cav} = 0$ となるときの共鳴状態に於いて、レーザーパルスは内部で約 160 倍に増大されることになる。

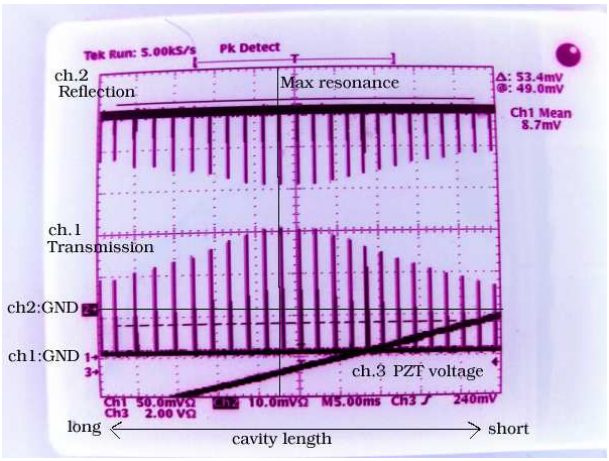

図 **6.6:** 測定でのオシロスコープ画像

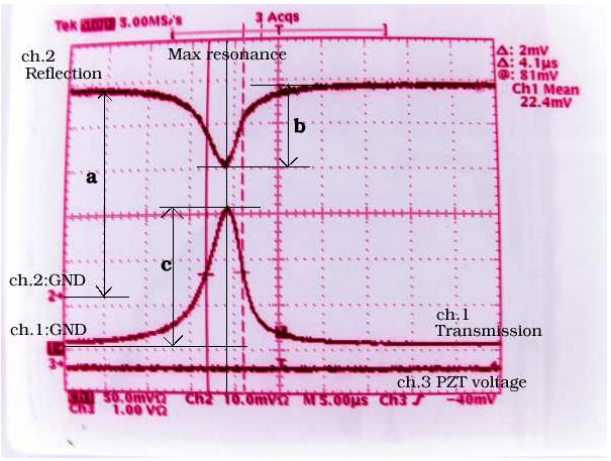

図 **6.7:** 共振器の反射光と透過光の測定の様子

Finesse (Max)	F	497 ± 39
Effective reflection rate	$R_{\rm eff}$	0.994±0.004
Cavity transmission rate(Max)	$T_{\rm cav}$	0.354±0.002
Cavity reflection rate (Min)	$R_{\rm cav}$	0.566±0.004
gain(Max)	$S_{\rm cav}$	160.7 ± 0.5

表 **6.7:** 光共振器の特性の測定値

6.4 ビ– ムウェストの測定

共鳴時に共振器内で形成されるガウスビームのビームウェストは、レーザー光と電子ビームとの散乱光カウントレートを直接決定するパラメータの一つである。ビ– ムウェスト w_0 の測定を二つの方法を用いて行った。

6.4.1 高次モードの共鳴位相の違いを利用した方法

TEM$_{lm}$ モードが共鳴する位相は、$(l+m)$ の値によって変わる (式 3.50)。この Guoy phase factor $\delta\Psi_{lm}$ のモードごとの違いを利用してビームウェスト w_0 を測定する。

次数の 1 異なるモード間の位相差 $\Delta\Psi$ は、式 (3.52) より

$$\Delta\Psi = \arccos(1 - L_{\rm cav}/\rho) \tag{6.2}$$

となる。次数の 1 異なるモード間での共鳴共振器長差 $\Delta L_{\rm cav}$ とすれば、

$$\Delta\Psi = \pi\frac{\Delta L_{\rm cav}}{\lambda/2} \tag{6.3}$$

と表される。ここで、式 (3.50) よりビームウェスト は次で与えられる。

$$\begin{aligned} w_0^2 &= \frac{\lambda}{\pi}\frac{\sqrt{L_{\rm cav}(2\rho - L_{\rm cav})}}{2} = \frac{\lambda L_{\rm cav}}{2\pi}\sqrt{\frac{1-(1-L_{\rm cav}/\rho)}{1+(1-L_{\rm cav}/\rho)}} \\ &= \frac{\lambda L_{\rm cav}}{2\pi}\sqrt{\frac{1-\cos(\Delta\Psi)}{1+\cos(\Delta\Psi)}} \end{aligned} \tag{6.4}$$

今回の実験で用いた共振器の場合でのビームウェストの $\Delta\Psi$ 依存性を図 6.8 に示す。

これをもとにビームウェストの測定を行った。測定の状況を図 6.9 に示す。PZT 印加電圧を変化させることで共振器長を変えている。レーザーを共振器に入射させ、そのときの共振器からの透過光と反射光をオシロスコープで観測している。横軸が共振器長、縦軸が光の強度である。共鳴状態では透過光強度が極大値を示し、反射光強度が極小値を示しているのがわかる。

CW レーザーを共振器に入射させて、共振器からの透過光を観測した場合は、共振器長が $\lambda/2$ 変化する毎に TEM_{00} の共鳴ピークが現れる。しかし今回のビームウェスト測定においては、パルスレーザーを使用し、共振器長の 4 倍のパルス間隔をもつレーザーパルスを共振器に入射させている。共振器長を変えながら共振器からの透過光を観測する。すると、共振器長が $\lambda/4$ 変わる毎に TEM_{00} の共鳴が起こる。即ち、図 6.9 の共鳴ピーク間の距離は $\lambda/4$ を表している。

$\Delta L_{\rm cav}$ は図 6.9 に於ける TEM_{00} と TEM_{01} の共鳴ピークの距離である。$\Delta L_{\rm cav}$ より式 (6.3) を用いて $\Delta\Psi$ が求められる。$\Delta\Psi$ から、式 (6.4) よりビームウェスト w_0 を導くことが出来る。

得られたビームウェストの値は $w_0 = 232.4 \pm 0.6\mu\mathrm{m}$ であった。

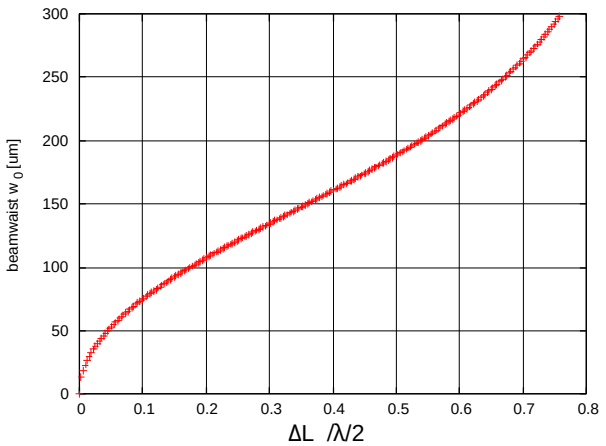

図 6.8: ビームウエストの $\Delta\Psi = \pi\Delta L/(\lambda/2)$ 依存性 $\lambda = 1064\mathrm{nm}$、$\rho = 250\mathrm{mm}$ として求めた。

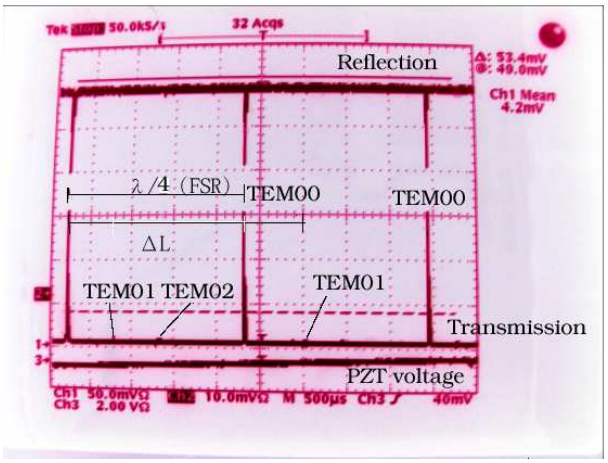

図 6.9: 高次モードの共鳴位相の違いによるビームウェストの測定

6.4.2 ビームのスポットサイズ測定による方法

光共振器中心から距離 z だけ離れた位置のスポットサイズは、式 (3.44) より $w(z) = w_0\sqrt{1+(z/z_0)^2}$ $(z_0 = \pi w_0^2/\lambda)$ で与えられる。ここで、$z/z_0 \gg 1$ のとき以下の近似が成り立つ。

$$w(z) \sim \frac{w_0}{z_0} z = \theta_0 z \tag{6.5}$$

θ_0 は、図 6.10 で示される、ビームの広がり角である。よって、ビームウェスト w_0 は、ビームの広がり角 θ_0 を測定することで求められる。

共振器を構成する鏡平面でビームの広がり角は変化する。変化後の傾き角 θ は鏡の屈折率 n から求められる。鏡 (材質：合成石英) の屈折率は 1.46 とした。

$$\theta = \mathrm{n}\theta_0 \tag{6.6}$$

測定は、光共振器が TEM_{00} モードで共鳴している状態で行った。共鳴には透過光強度に基づくフィードバックを使用している。図 6.10 にあるように、光共振器の中心からの距離を z とする。ビームのスポットサイズを z の値を変えて 6 点測定した。スポットサイズの測定にはリニアイメージセンサーを用いた。リニアイメージセンサーとは、一直線上 25mm の区間に 256 個の受光面をもつフォトダイオードである。位置毎の受光強度をモニターすることができる。

測定結果を図 6.11 に示す。広がり角 $\theta = 2.16 \pm 0.31\mathrm{mrad}$ であった。求められたビームウェストの値は $w_0 = 226 \pm 32\mu\mathrm{m}$ であった。エラーは大きいが、先に行った高次モードの共鳴位相の違いを利用した測定の結果と一致する。

ATF ダンピングリングの電子ビームのサイズは $10\mu\mathrm{m}$ 程度であり、ビームウェストに比べて十分に小さい。リングを周回する電子ビームをこの太さのレーザー光で垂直方向にスキャンすると、得られる散乱光フラックスのガウス型の幅は、ビームウェストを表すとみなしてよい。

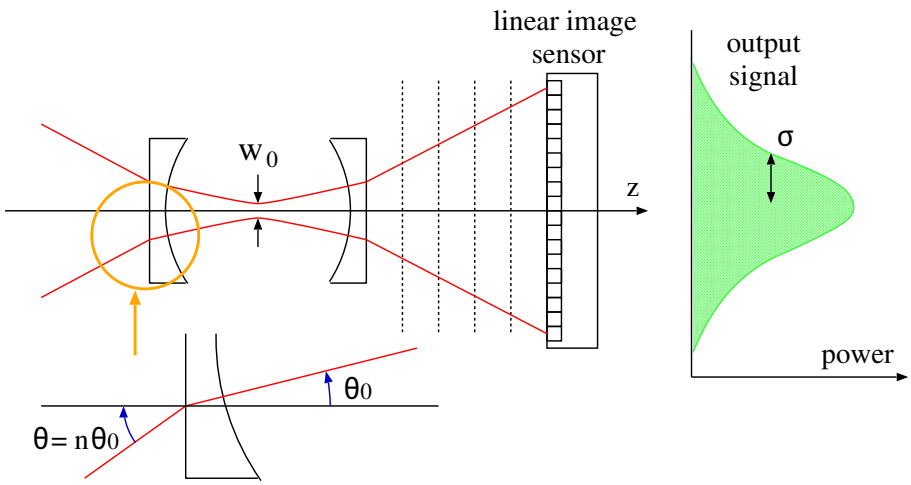

図 6.10: ビームのスポットサイズ測定法によるビームウェスト導出
ビームのスポットサイズ測定によるビームウェスト導出の概観を示す。ビームのスポットサイズの共振器中心からの距離 z 依存性から広がり角 θ を求めている。

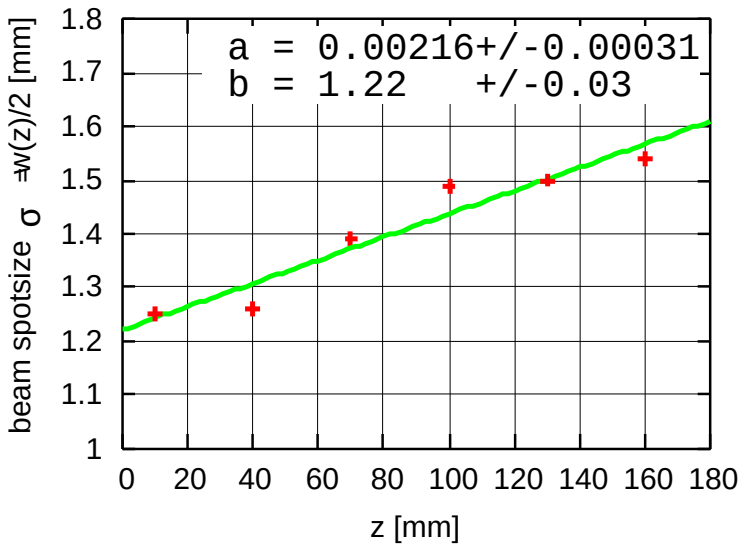

図 **6.11:** リニアイメージセンサーによるビームのスポットサイズ測定の結果
ビームのスポットサイズの測定結果を示す。このグラフでは z=0 の位置を光共振器の中心から距離 770mm だけ離れた地点としている。

第7章　実験

我々は ATF ダンピングリングで電子ビームを用いた実験を行った。パルスレーザー光共振器を加速器に組み込んだ初めての試みである。この実験は新しい硬 X 線源としての利用を目指す原理実験であり、また電子ビームバンチ長モニターとしての利用のテスト実験でもある。この章ではパルスレーザー光共振器と電子ビームを用いた実験について、次の順に述べてゆく。

1. 実験のセットアップ
2. レーザー光と電子ビームの散乱光検出実験
3. 電子ビームを用いたビームウェスト測定実験
4. パルスレーザー光共振器による電子ビームのバンチ長測定実験

7.1　セットアップ

7.1.1　検出器のキャリブレーション

使用した光電子増倍管のキャリブレーションを行った。光電子増倍管は印加電圧 2.1kV の状態で使用した。キャリブレーション用のソースは宇宙線を使用している。

セットアップは図 7.1 の通りである。結果を図 7.2 に示す。トリガーはセルフトリガーとして測定を行った。縦軸はカウント数、横軸は ADC チャネルを表す。この結果から、ADC のチャネル 1400 がエネルギー 40MeV を表すと決定した。更に、ディスクリミネータの閾値を決定した。ディスクリミネータの設定閾値によって、シグナルはエネルギー毎に 4 つに分けられて記録される。設定閾値から、bin-1(5-10MeV)、bin-2(10-15MeV)、bin-3(15MeV-20MeV)、bin-4(20MeV-) となる。

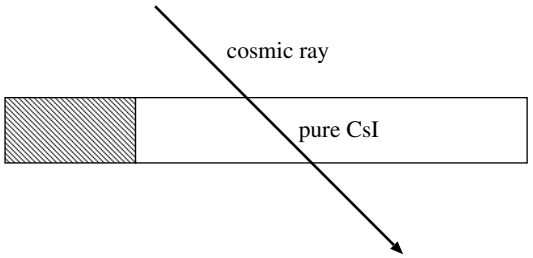

図 **7.1:** CsI 検出器を通過する宇宙線が落とすエネルギーを測定することでキャリブレーションを行う。Bethe-Bloch の式から 40MeV のエネルギーが検出される。トリガーはセルフトリガーである。

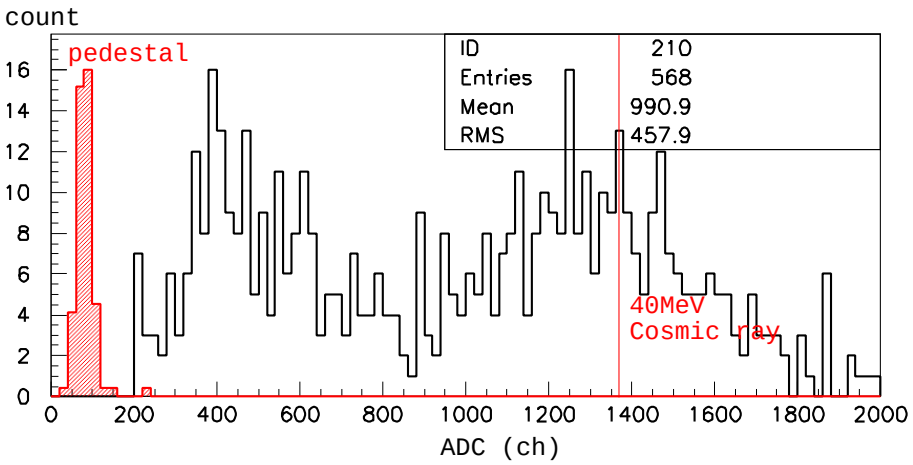

図 7.2: キャリブレーションの結果

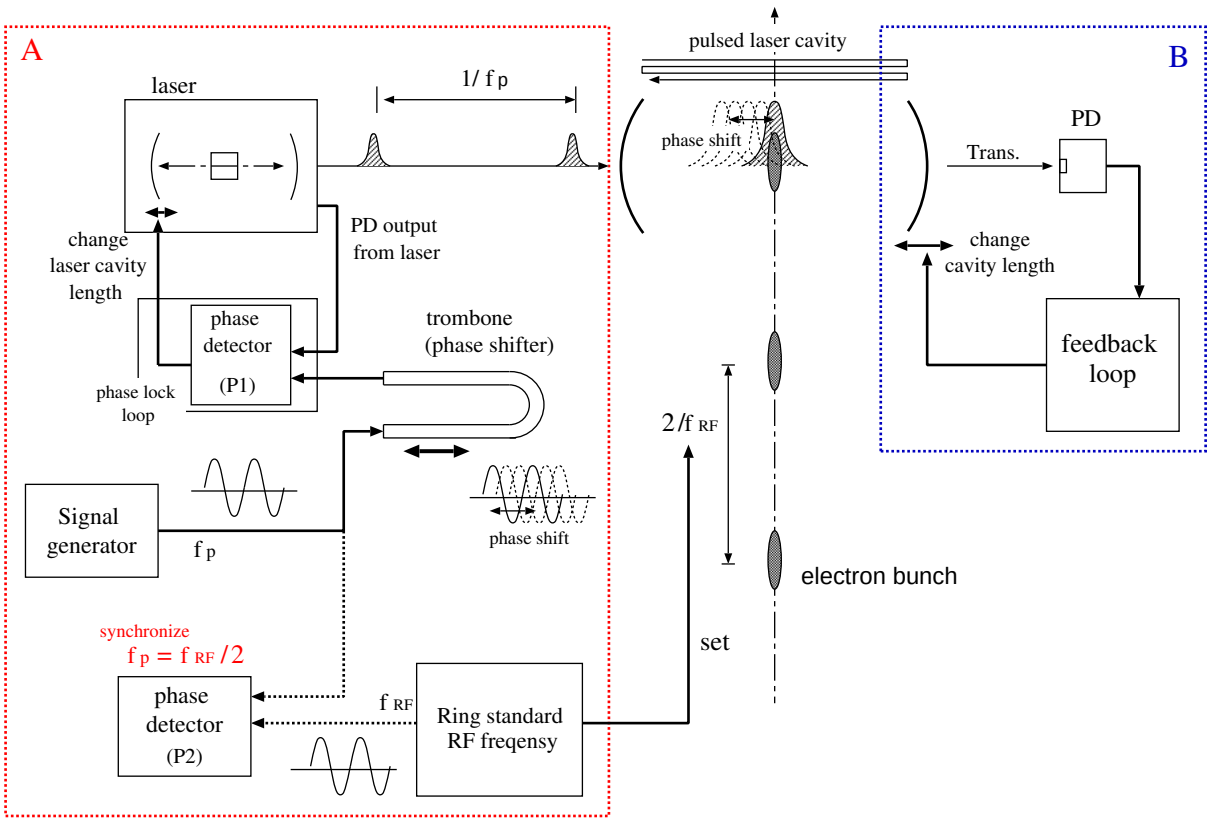

図 7.3: 同期システム全体の概念図

7.1.2 同期システム

電子バンチとレーザー光との散乱を効率良く行うためには、まず、共振器に入射するレーザーパルスの周期と、リングを周回する電子バンチの周期を合わせなければならない。更に、周期内での位相も合わせなければならない。その状態で共振器長を制御して共鳴状態を保ち、共振器内にガウスビームを発生させねばならない。そのための同期システムを図 7.3 のように構築した。

全体は次の二つのフィードバックシステムから構成される。ひとつはレーザーパルス間隔を電子バンチ間隔と等しい値に保持するフィードバックシステムである (図 7.3 中 A)。このシステムはレーザーパルスと電子バンチの衝突のタイミングを合わせるためにも使用している。もうひとつはパルスレーザー光共振器からの透過光が最大になる地点で共振器長を保持するフィードバックシステムである (図 7.3 中 B)。

まず、システム A について説明する。電子のバンチ間隔はリングの加速周波数 $f_{\rm RF}$ を用いて $2c/f_{\rm RF}$ で与えられる。位相検出器 (図 7.3 中 phase detector P2) を用いて、シグナルジェネレータから出力されるシグナルの周波数 f_pを、$f_{\rm RF}/2$ と等しくしておく。

シグナルジェネレータからの出力は、トロンボーンと呼ばれる位相調整器を介してレーザー内の位相検出器 (図 7.3 中 phase detector P1) に入力される。P1 から、レーザーパルス繰り返し周波数と f_p の差の情報が返される。この情報から、繰り返し周波数と f_p が常に等しくなるように、レーザー共振器長が制御される (phase lock loop)。以上の結果、電子バンチ間隔とレーザーパルス出力間隔が同期する。

電子バンチとレーザーパルスの周期を一致させた後、両者の相対位置を調整する。このためにトロンボーンを用いる。レーザーパルスのパルス出力タイミングは、シグナルジェネレータからの sin 波の信号の位相によって決定される。トロンボーンはシグナルの位相を 1ps の精度で操作できる。実際には、トロンボーンの位相を変化させて電子バンチとレーザーパルスの散乱フラックスを検出し、そのフラックスを最大にすることで、両者の相対位置を決定している。

電子バンチとレーザーパルスの周期を意図的に非同期とするモードは、レーザー光と電子バンチの垂直位置を調整する場合に有用である。この場合、電子に対して共振器内のレーザー光は準 DC 的となる。レーザー光と電子バンチの高さが合えば、散乱光が発生する。この状態でコリメータの位置、光共振器の垂直位置を調整する。

次に、システム B について説明する。このシステムは第 5 章で述べたフィードバックシステムを用いている。共振器からの透過光が常に極大を示すようにパルスレーザー光共振器長を制御している。フィードバックが ON 状態では、共鳴状態になり共振器内にガウスビームが発生する。OFF 状態では共振器内にレーザー光は実際上存在しなくなる。

加速周波数 $f_{\rm RF}$ はリングの周長に合わせて調整されている。実験を行った 2004 年の冬は例年よりリングの周長が長い状態であり、これに伴い加速周波数も低く調整されていた。結果、パルスレーザー光共振器の共振器長を厳密に $c/4f_{\rm RF}$ に一致させることができなかった。このために、共振器長が $c/4f_{\rm RF}$ と一致できた場合に比べて、光共振器の増幅率が低い状態で実験を行っている。詳細は次節で述べる。

7.1.3　実験でのパルスレーザー光共振器

リングの加速周波数は加速器の調整状況に依存する。実験では加速周波数 $f_{\rm RF}/2 = 356,996,250$Hz (状態 1) の場合と、$f_{\rm RF}/2 = 356,998,750$Hz (状態 2) の場合の二通りがあった。光共振器の共振器長 $2L_{\rm cav}$ と電子バンチ間隔 $c/2f_{\rm RF}$ との差 Δl が 0 になると、完全なパルス共鳴が起こり共振器に蓄積されるレーザーパルス強度が最大となる。$\Delta l = 0$ とするために、リングの加速周波数に合わせて共振器長を操作しなければならない。しかし、今回の実験はリングの加速周波数から決定される $c/2f_{\rm RF}$ の値が共振器長 $L_{\rm cav}$ の操作限界を超えたために、$\Delta l = 0$ を実現することができなかった。状態 1 と状態 2 の場合での光共振器に蓄積されるレーザー光について述べておく。

$f_{\rm RF}/2 = 356,996,250$Hz(状態 1) のとき、$\Delta l = c/2f_{\rm RF} - 2L_{\rm cav} = 4.41\mu$m となる。この状態で、共振器長を変調しながら共振器からの反射光をオシロスコープで観測した。Finesse を測定すると、217±1 であった。

$f_{\rm RF}/2 = 356,998,750$Hz(状態 2) のとき、$\Delta l = c/2f_{\rm RF} - 2L_{\rm cav} = 1.47\mu$m となる。Finesse を測定すると、288±5 であった。この値から、計算によって実験中の共振器の増幅度、及び内部に蓄積されたレーザーパルスのピークパワーを求めた。詳しいパラメータを表 7.1 に載せておく。また、式 (3.71)、(3.73) を元にカウントレートの算出をおこなった。レーザー光と電子バンチの相対位相及び相対位置が完全に等しくなった状態での、最大カウントレート dY/dt (Max.) を示した。

$$\begin{aligned}\frac{dY}{dt} &= \sigma\mathcal{L}(\nu = 0, \mu - \xi = 0) \\ &= \sigma\frac{S_{cav}\lambda I_e I_l}{hcef_p}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_{l_y}^2 + \sigma_{e_y}^2}} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_{l_x}^2 + \sigma_{e_y}^2 + \sigma_{l_z}^2 + \sigma_{e_z}^2}}\end{aligned} \tag{7.1}$$

実際の数値計算に於いては、全積分断面積 $\sigma = 0.16$ barn、レーザー光の波長 $\lambda = 1064$nm、レーザー光平均パワー $I_l = 340$mW、レーザーパルス繰り返し周波数 $f_p = 357$MHz を用いた。また典型的な値として、$\sqrt{\sigma_{l_y}^2 + \sigma_{e_y}^2} = 250\mu$ m、$\sqrt{\sigma_{l_x}^2 + \sigma_{e_y}^2 + \sigma_{l_z}^2 + \sigma_{e_z}^2} \sim \sigma_{e_z} = 20ps= 6.0$mm とおいた。

parameter	symbol	case1 : $f_{\rm RF} = 356,996,250$Hz	case2: $f_{\rm RF} = 356,998,750$Hz
Finesse	F	217 ± 1	288 ± 5
Effective reflectivity	$R_{\rm eff}$	0.986 ± 0.001	0.989 ± 0.002
Cavity gain (Max.)	$S_{\rm cav}$	48.9 ± 0.4	64.9 ± 1.2
Peak power in cavity	P	6.65 ± 0.05kW	8.82 ± 0.16kW
Expected count rate (Max.)	dY/dt	$2.64 \pm 0.02 \times 10^3$Hz/mA	$3.51 \pm 0.06 \times 10^3$Hz/mA

表 **7.1:** レーザーパルス間隔と電子バンチ間隔を同期させたときの、共鳴状態の共振器のパラメータ

7.2　コンプトン散乱光検出実験

パルスレーザー光共振器を用いて、共振器内レーザーパルスと電子ビームの散乱を行った。現段階での散乱光最大フラックスを得るための実験である。

測定の手順を以下に示す。

1. 電子ビームとレーザーパルスの間隔を意図的に非同期にする。フィードバックシステムを作動させて、共振器を共鳴状態にする。このとき共振器内には準 DC 的なレーザー光が存在する
2. コリメーターをビームライン上から移動させ、完全にオープン状態にする。電子ビームとレーザー光の散乱光を検出する。
3. パルスレーザー光共振器の垂直方向の位置の調整を行う。光共振器の載った架台を垂直方向に動かしながら散乱光フラックスを検出し、架台位置をフラックスが最大になる位置に固定する。
4. コリメーターの位置の調整を行う。
5. レーザーパルス間隔と電子バンチ間隔を完全に一致させるため、位相調整器トロンボーンにより位相を変えつつ散乱光のフラックスを検出し、 フラックスが最大になる位相を決定する。
6. 上記プロセスの後に、コンプトン散乱光を検出する。

実験に於いて、共振器を共鳴状態に保つためにフィードバックによる共振器長制御を行っている。フィードバックの方法として、透過光強度検出方式と、反射光位相検出方式の二種類の方法を使用している。コンプトン散乱光検出実験をそれぞれのフィードバックを用いて行った。

7.2.1 透過光強度に基づくフィードバックによる測定

透過光強度検出方式フィードバックを使用してパルスレーザー光共振器を共鳴状態に保った場合での、電子ビームとの散乱光検出実験について説明する。

コンプトン散乱光測定の際のフィードバック回路の全体図を図 7.4 に示した。光共振器からの透過光をフォトダイオードでモニターしている。透過光強度検出方式フィードバックのエラーシグナルは透過光シグナルとファンクションジェネレータからの DC オフセット並びに sin 波とを比較することで得られる。エラーシグナルのフィードバックポイントは、ファンクションジェネレータの出力値によって変化する。共振器の共振器長はエラーシグナルが常に 0 になるように制御される。フィードバックポイントが変化すれば、共振器長も変化する。それに従って透過光の強度も変化する。

次に光共振器内の強度に応じて、便宜的にレーザー光の'ON'、'OFF' 状態を定義することとした。'ON' 状態はと最大強度 (即ち、共鳴点における共振器内光強度) の約 25 %以上を指し、'OFF' とは逆に 10 %以下のことを指す。OFF 状態でのバックグラウンド検出時間と ON 状態でのシグナル検出時間をほぼ等しくするために、この閾値を採用した。この二つの状態は以下の方法で決定された。透過光は光共振器の状態を決定するためのコンパレータに入力される。透過光強度がある一定値以上のとき、このコンパレータは共振器の状態を'ON' と返す。透過光強度がある一定値以下のとき、'OFF' と返す。

エラーシグナルをうまく設定してやれば、ファンクションジェネレータからの sin 波の周波数で、共振器は ON、OFF の状態を繰り返す。OFF 状態での γ 線検出器からのシグナルは、バックグラウンドであると見なすことができる。実際の実験では、ON、OFF の繰り返し周波数は 100Hz 程度と

設定した。フォトダイオードで検出した透過光強度、およびコンパレータからの出力信号の様子を図 7.5 に示す。この周期でシグナル (ON) とバックグラウンド (OFF) を交互に測定できることになる。コンパレータの閾値の設定は図 7.6 のようになっている。

散乱光の検出結果を図 7.7 に示す。測定の際、ダンピングリングの加速電圧 V_c は 0.3MV、加速周波数 $f_{\mathrm{RF}}/2$ は 356,996,750Hz であった。即ち、共振器の増幅率は約 50 の状態である。電子ビームは 3 トレイン 20 バンチでリングを周回しており、測定時間はリング内のビーム電流値が 50mA から 10mA になるまでの約 10 分間であった。

コンプトン散乱光は殆んどエネルギー bin2(10MeV-15MeV) の領域で検出されている。

カウントレートの最高記録はリング内電子ビーム電流値が 50mA のときで、4×10^4Hz であった。この値が現段階のパルスレーザー光共振器を用いた散乱光検出実験における最大カウントレートになる。ちなみに、硬 X 線源 としての利用のためのカウントレートの目標値は 1×10^{12}Hz 程度である。パルス増幅によって得られるレーザー光強度は、本実験での 2×10^2 倍の強度増幅までならば現在の技術で実現が可能である、またビームウェストを 1/10 に絞ることで、更にカウントレートは 10 倍になる。よって本実験のカウントレートの 2×10^3 倍、即ち約 10^8Hz のカウントレートは現段階でも実現可能である。また、カウントレートは使用した電子ビーム加速器のパラメータにも大きく依存する。これらの事を考慮した技術限界から考えれば、硬 X 源としての実用化はさほど非現実的なものではない。

電子ビーム電流値で規格化されたカウントレートの、最大値の予想値は表 7.1 より、2640 ± 20Hz/mA である。実際の測定で得られた値は 1/3 程度であった。最大カウントレートの半分以下のカウント数しか得られなかった理由は、'ON' 状態の閾値を、共鳴状態の透過光強度の 25 %以上と設定したことが考えられる。共振器内のレーザー光強度がさほど高くない状態でも検出を行っていることになる。実験での実効的レーザー強度は、ピーク値の約 1/2 であった。また更に、透過光の強度は 7.5 にある通り、sin 波による変調以外にもノイズによって大きく揺らいでいることが確認できる。このノイズによる強度のゆらぎもカウントレート減少の原因と考えられる。レーザーパルス間隔を電子バンチ間隔同期させるために、レーザー内部で使用している phase lock loop を動作させない場合、このノイズは消える。phase lock loop 由来のノイズだと考えられるが、詳細な原因は不明である。

7.2.2　反射光位相に基づくフィードバックによる測定

電子ビームとのコンプトン散乱光フラックスをより大きいものにするために、厳密な共鳴ピークで共振器長制御を行えば、レーザーパワーを効率的に増大することができる。そのために、今回 5.4.2 節で原理を述べた反射光位相に基づくフィードバックを導入した。反射光位相検出方式フィードバックによって共振器を共鳴ピーク状態に保ち、散乱光の検出実験をおこなった。

反射光位相検出フィードバック回路の模式図を図 7.8 に示す。透過光強度検出方式フィードバックから反射光位相検出方式フィードバックへの切り替え回路を用いることでスムーズなフィードバックポイントの共鳴ピークへの移動が可能である。

反射光位相検出式フィードバックは、透過光強度検出式フィードバックとは異なり、原理的に速い周期でのフィードバック ON/OFF 切り替えは不可能である。よって散乱光の測定の際にバックグラウンドの同時測定ができない。シグナル測定とバックグラウンド測定を別々に行い、前者から後者を差し引くことで散乱光シグナルを得ることにした。

まず反射光位相検出式フィードバックによって、光共振器を共鳴ピークに保った状態で電子ビー

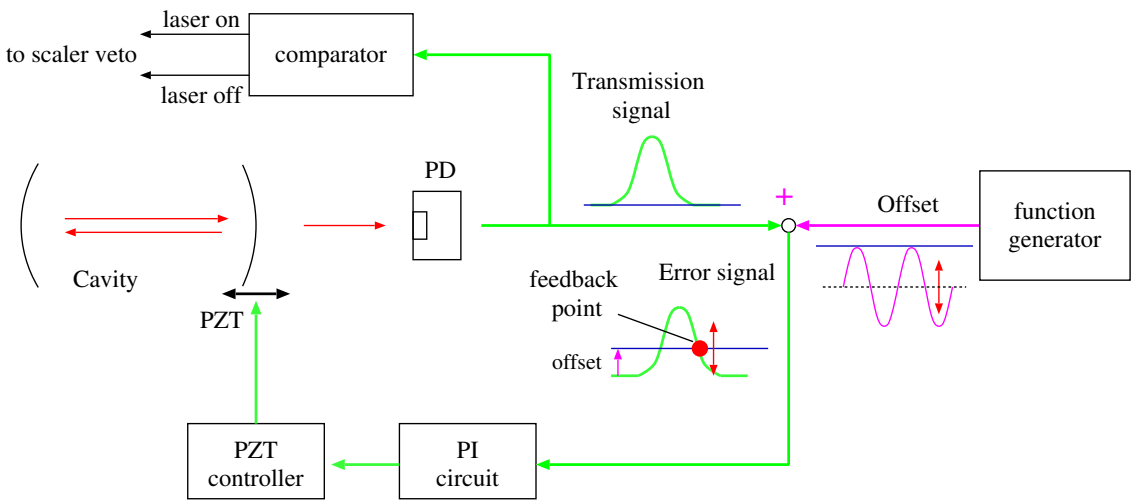

図 7.4: 透過光強度検出方式フィードバックを用いたシグナルとバックグラウンド同時測定回路
光共振器からの透過光をモニターしている。透過光強度が高いとき、光共振器は共鳴状態にあり、共振器内にレーザーパワーが蓄積されている。フィードバックポイントは共鳴ピーク点から僅かにずれたところにある。

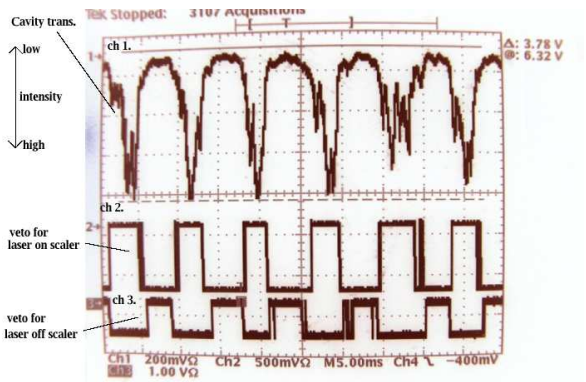

図 7.5: 透過光強度検出方式フィードバックの ON・OFF モード
散乱光測定実験での、透過光強度検出方式フィードバック ON・OFF の様子を示す。透過光がある一定値を超えるとコンパレータは ON 状態のシグナルを返す (ch2)。ある一定値以下で OFF 状態のシグナルを返す (ch3)。周期は 100Hz 程度であった。

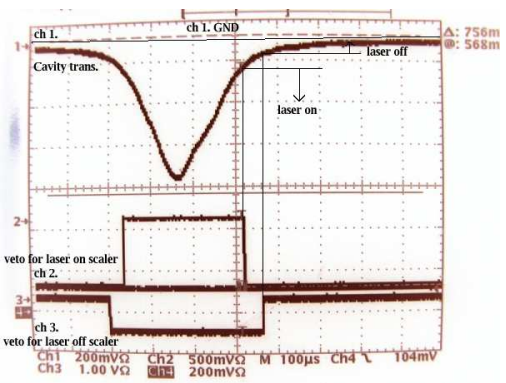

図 7.6: コンパレータの ON･OFF 閾値の設定
透過光強度の割合が共鳴ピーク時の透過光強度のおおよそ 0.25 以上を示すと ON、0.1 以下を示すと OFF と設定している。

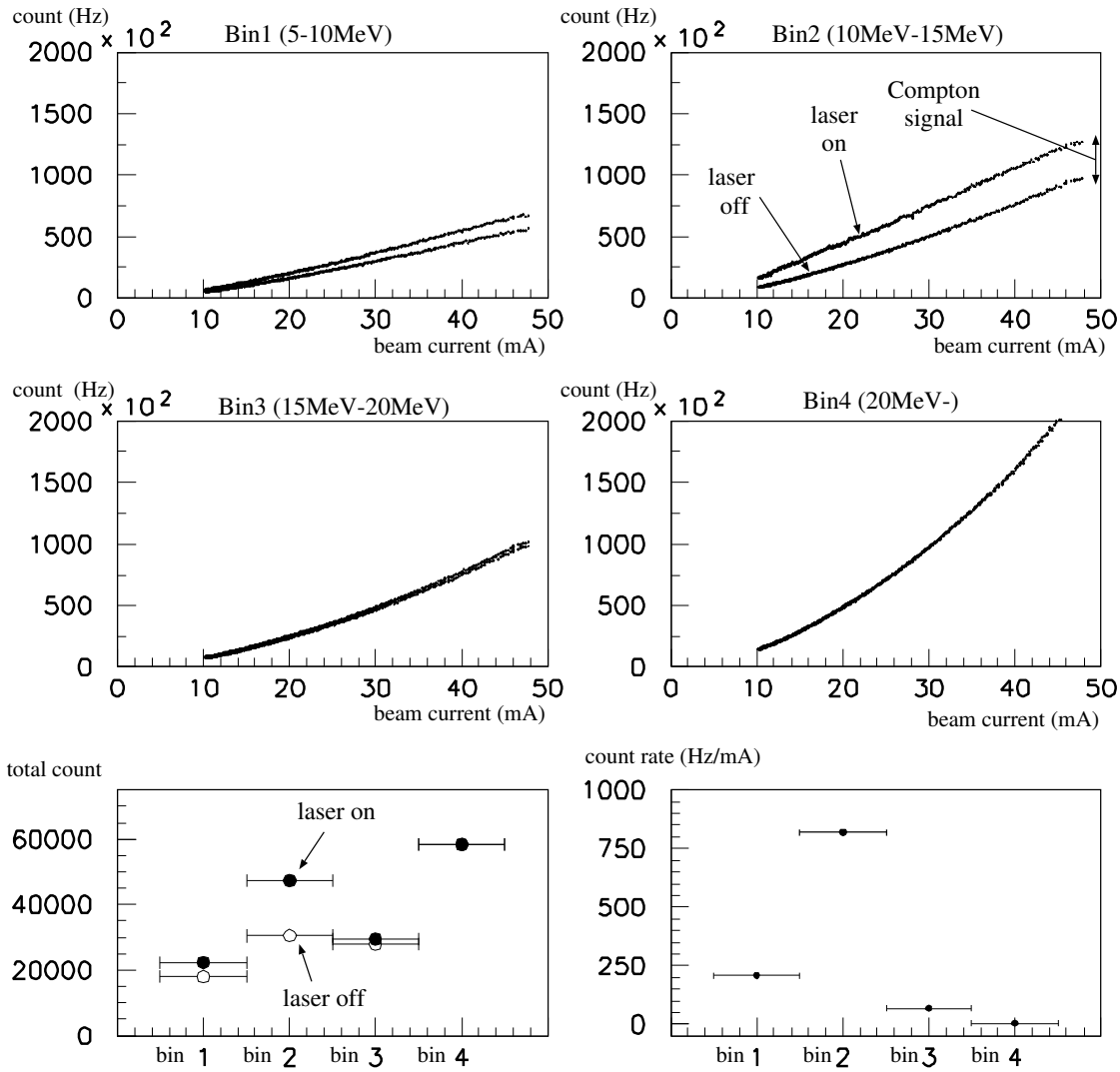

図 7.7: 透過光強度検出方式フィードバックシステムによって光共振器を共鳴状態に保った場合での散乱光検出結果。
左上:エネルギー bin1 (5MeV-10MeV)　　右上:エネルギー bin2 (10MeV-15MeV)
左中:エネルギー bin3 (15MeV-20MeV)　　右中:エネルギー bin4 (20MeV-)
で検出されたシグナルを示している。縦軸がカウントレート (Hz)、横軸はリングのビーム電流 (mA) を表してる。ON 状態のシグナルから OFF 状態のシグナルを差し引けば、求めるコンプトン散乱のシグナルが得られる。また、
左下:得られたシグナルの総和　　右下:ビーム電流値で規格化したコンプトン散乱光カウントレートを示している。コンプトン散乱光は殆んどエネルギー bin2 で検出されていることが分かる。

ムとレーザー光の散乱光を測定した。ダンピングリングに電子ビームを入射させ、電子ビーム電流値が 1.7mA-から 0.5mA になるまでの約 10 分間測定を行った。リングの加速電圧 V_c は、ATF ダンピングリングに於いて最も電子ビームのサイズが小さく調整できる 0.3MV と設定した。加速周波数 $f_{\rm RF}/2$ は 356.998,750MHz であった。この加速周波数の状態のとき、表 7.1 を参照して、共振器内でレーザー強度は 65 倍に増大していたことになる。電子ビームは 1 トレイン 1 バンチでリングを周回していた。

その直後、反射光位相検出式フィードバックをやめ、光共振器を非共鳴状態にして、リングの状態を変えずに再び電子ビームをリングに入射させた。リングの電子ビーム電流値が先ほどと同じく 1.7mA から 0.5mA になるまでの間バックグラウンドの測定を行った。

測定結果を図 7.9、図 7.10 に示す。図 7.9 は、反射光位相検出式フィードバックによって共振器が共鳴状態にあったとき、また逆に非共鳴状態にあったとき、それぞれの状態での検出器からのシグナル量を示している。赤が共鳴状態、緑が非共鳴状態でのカウントを示している。縦軸は 1 秒あたりのカウントレートである。横軸は電子ビームのリング内トータルカレントである。ディスクリミネーターの閾値によって、エネルギー毎に 4 つの bin に分けられてカウントされている。

図 7.10 は、共鳴状態に測定したシグナルから、非共鳴状態での測定で得たバックグラウンドを差し引いた結果である。縦軸は電子ビームとレーザー光によるコンプトン散乱光の秒あたりカウントレート、横軸は電子ビームのリング内トータルカレントである。得られるコンプトンシグナルのエネルギーは、コリメーターによる散乱角の制限と、コンプトン端からの制限によって決定されて、11.6-14.5MeV と予想される。閾値の設定上 bin2(10MeV-15MeV) のエネルギー領域ににのみシグナルが検出されるはずであるが、bin1(-10MeV) にもシグナルが検出されている。より低エネルギーのコンプトンシグナルを拾っていることになる。コリメータの調整がずれていたと思われる。

散乱光のフラックスは電子ビームの電流値に比例する。秒辺り散乱光フラックスを電子ビーム電流値の 1 次関数としてフィットした。結果、bin2 で検出された散乱光のカウントレートは 1713 ± 3 Hz/mA であった。予想される最高のカウントレートは $3.51 \pm 0.06 \times 10^3$Hz/mA である。実際に得られたシグナル量はその 1/2 であった。透過光強度に基づくフィードバックを用いた場合での測定結果よりも、予想最高カウントレートに近い値が得られている。より共鳴ピークに近い位置での共振器長制御に成功し、レーザー光強度を効率良く利用できた結果と思われる。

共鳴ピークでの共振器制御を行っているにも関わらず、カウントレートは予想最大値の 1/2 に留まった。原因は先に述べたコリメーターの調整にミスがあったか、PMT の状態が変わりディスクリミネータの閾値設定がずれて、低エネルギー領域である bin-1 にコンプトン散乱光が検出されてしまったかであると思われる。

ATF ダンピングリングでは、最大時で約 100mA のビーム電流での運転が可能である。電流値で規格化したパルスレーザー光共振器の最大散乱光カウントレートは約 2×10^3Hz/mA であるから、ビーム電流 100mA の状態では約 2×10^5Hz のカウントレートが実現できると予想される。

前節でも述べたが、硬 X 線源としての実用化目標値は、カウントレート 10^{12}Hz 程度としている。大きな値だが、技術限界から考えれば、決して実現不可能な値ではないと考えている。

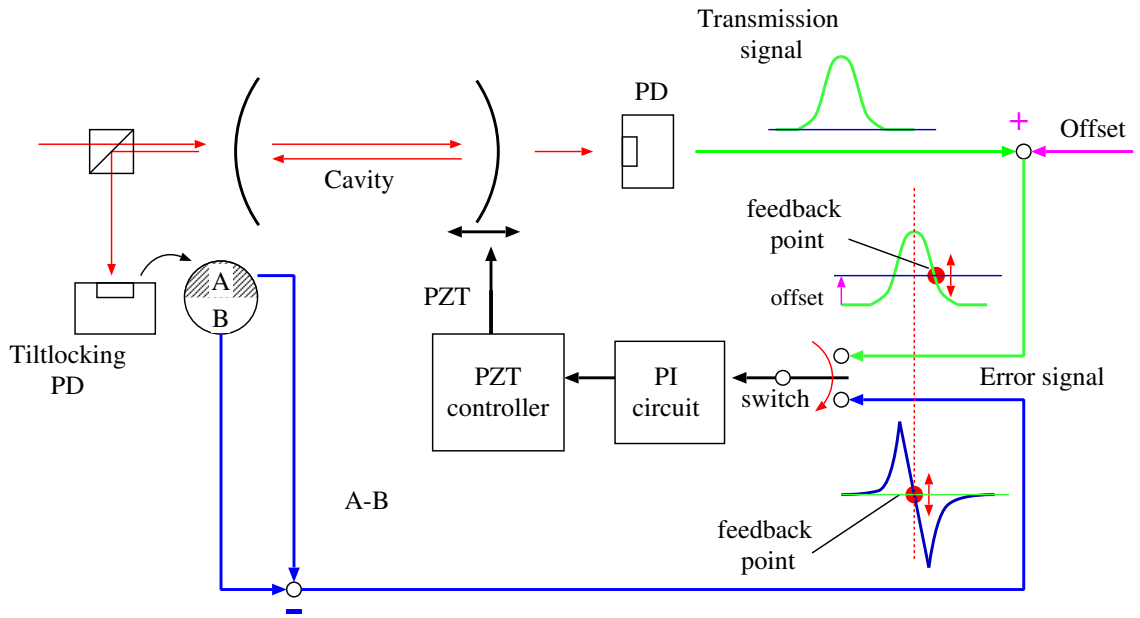

図 **7.8:** まず、透過光強度検出方式フィードバックシステムによって共鳴ピークの近辺で共振器長を保持する。その後反射光位相検出方式フィードバックに切り替えて共鳴ピークで共振器長を保持する。

7.3　電子ビームを用いたビームウェスト測定

共振器内のビームウェスト w_0 を知る事は、共振器の基本性能を知る為に於いても、またコンプトン散乱光のカウント数を予想する上に於いても重要である。今回使用した光共振器では電子ビームサイズのほうが十分小さいと予想されるので、これを利用してレーザービームウェストを測定することが可能である。この節では、電子ビームとレーザー光の散乱光フラックスを利用したビームウェストの測定について述べる。

パルスレーザー光共振器システムの載った架台を y 方向に動かしていく。その際のレーザー光と電子ビームとの散乱光フラックスを検出することで、ビームウエストの測定を行う。

y 方向スキャンをした場合に、得られる散乱光フラックスをガウスフィットする。式 (3.71) より、以下で表される。

$$\sigma_{\rm mea} = \sqrt{\sigma_{l_y}^2 + \sigma_{e_y}^2} \sim \sigma_{l_y} \tag{7.2}$$

ビームウェスト $2\sigma_{l_y}$ のオーダーが数百 μm であるのに対して、電子ビームの y 方向のサイズ σ_{e_y} は 10μm 程度なために、ほぼ無視できる。

結果を図 7.11 に示す。得られたビームウェストの値は $w_0 = 2\sigma_{l_y} = 248.8 \pm 4.6\mu$m であった。

ビームウェスト測定結果と、測定方法ごとの比較を表 7.2 にしめす。表からも分かる通り、三つの方法は概ね一致する結果を与えている。しかし、高次モードの共鳴位相の違いを利用した電子ビームスキャン法との結果との間には、測定誤差のみでは説明しきれない差が存在する。この理由については今のところ不明である。

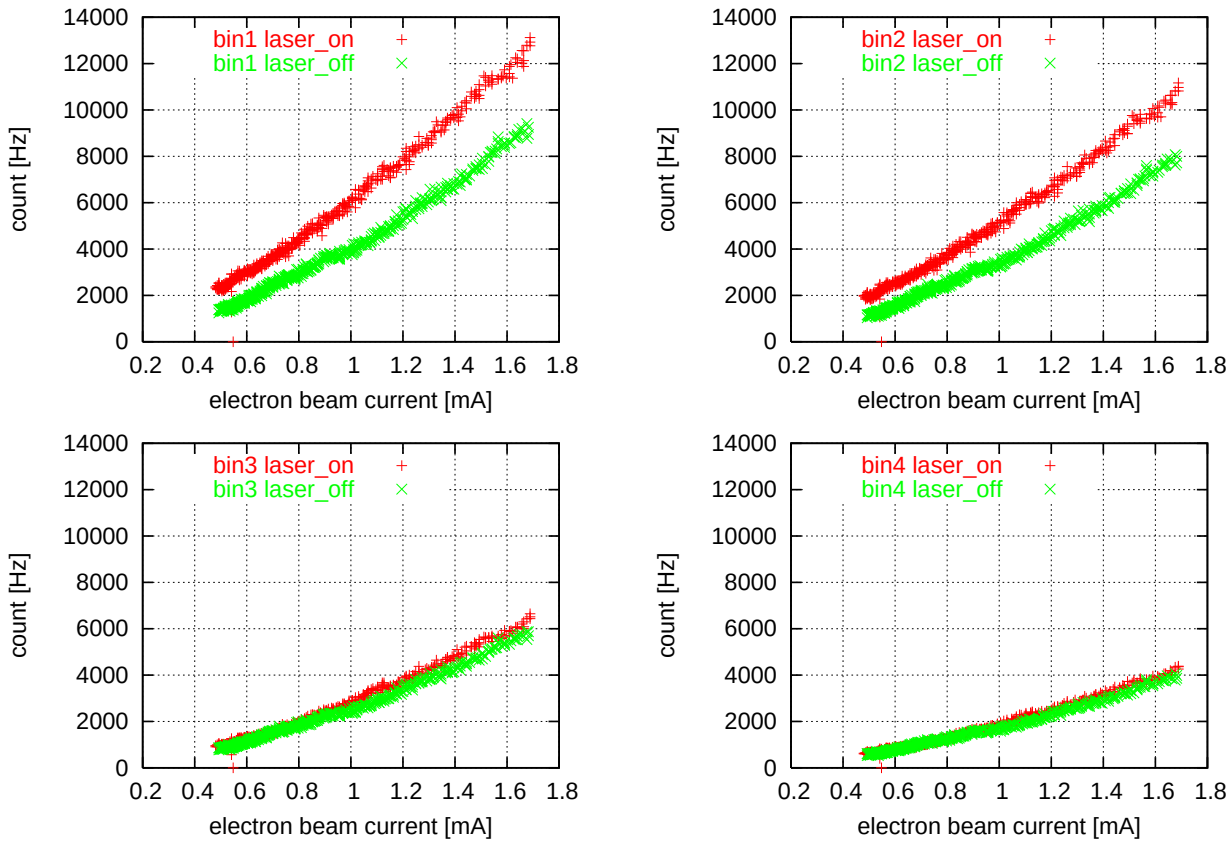

図 **7.9:** 反射光位相検出方式フィードバック使用時の検出シグナル
反射光位相検出方式フィードバックを用いた散乱光検出実験でのシグナルを示す。赤:共鳴状態、緑:非共鳴状態のときのデータである。この差がレーザー光と電子ビームのコンプトン散乱光フラックスを示している。縦軸がカウントレート (Hz)、横軸がリングの電子ビーム電流値である。エネルギー毎に分けている。
左上:bin1 (5-10MeV)　右上:bin2 (10-15MeV)
左下:bin3 (15-20MeV)　右下:bin4 (20MeV-)

測定方法	ビームウェスト測定値	誤差
高次モードの共鳴位相の違いを利用した測定	232.4 μm	0.6 μm
レーザーのスポットサイズの広がりによる測定	226 μm	32 μm
電子ビームのスキャンで得られる散乱光フラックスからの測定	248.8 μm	4.6 μm

表 **7.2:** 測定方法ごとのビームウェスト測定値の比較

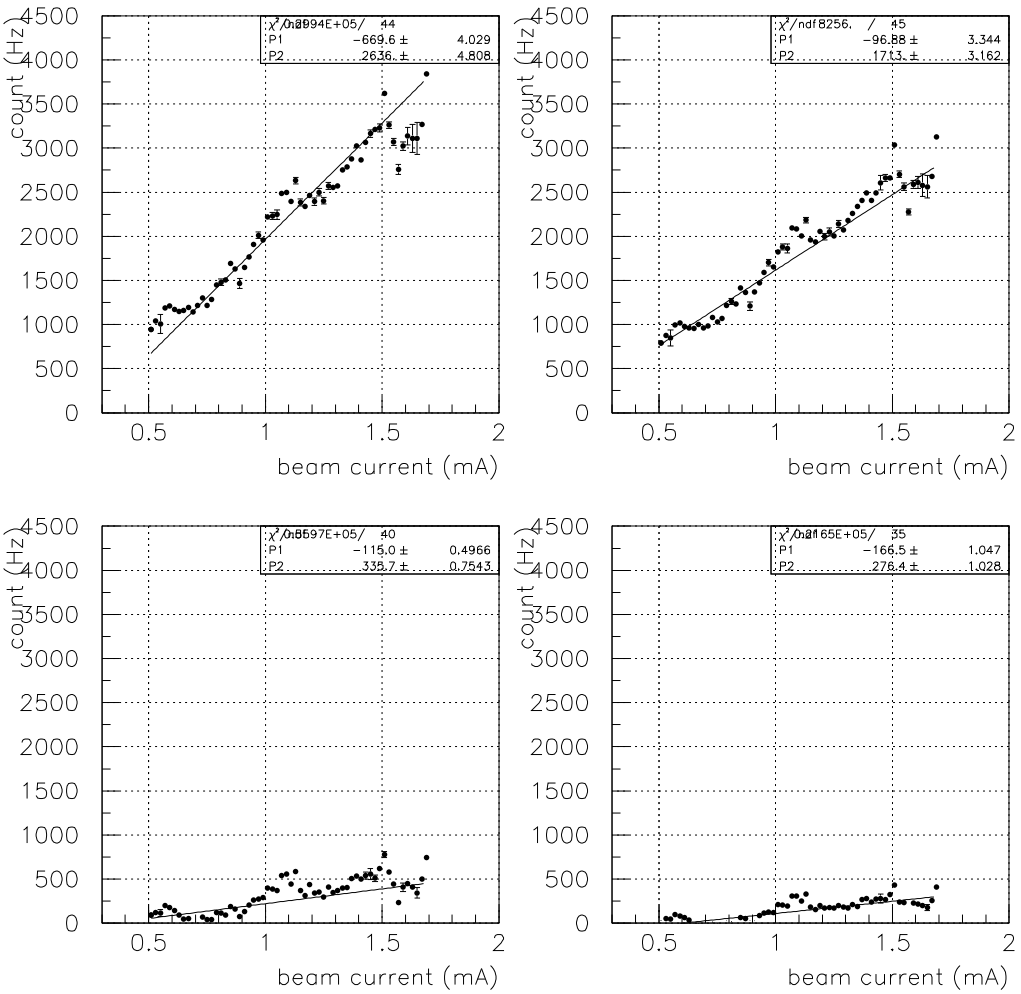

図 7.10: 反射光位相検出方式フィードバックを使用した場合でのコンプトン散乱光カウントレート
図 7.9 において、共振器が共鳴状態のときに得られたシグナルから非共鳴状態のときに得たバックグラウンドシグナルを差し引いた結果である。縦軸がカウントレート (Hz)、横軸がリングの電子ビーム電流値である。エネルギー毎に分けている。
左上:bin1 (5-10MeV)　右上:bin2 (10-15MeV)
左下:bin3 (15-20MeV)　右下:bin4 (20MeV-)
線形フィットを行って、ビーム電流値あたりのカウントレートを算出した。

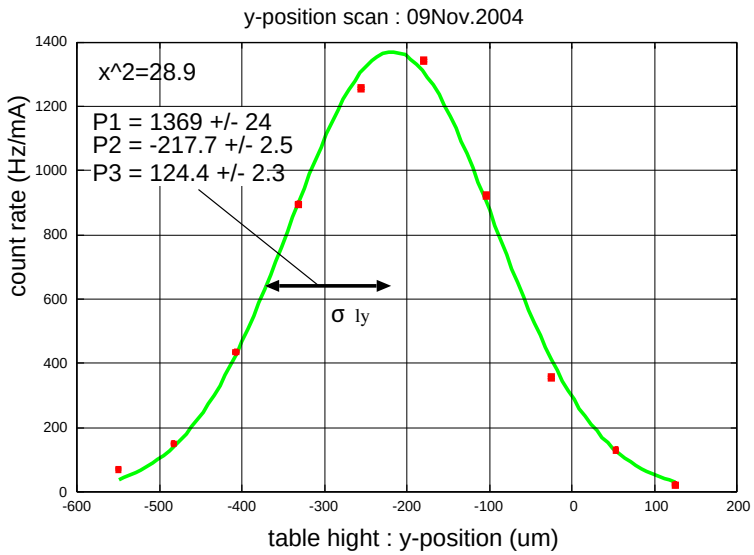

図 **7.11:** 電子ビームを用いたビームウェスト測定の結果。得られた散乱光フラックスをガウシアンでフィットした。

7.4 バンチ長測定

パルスレーザー光共振器を用いてバンチ長の測定実験を行った。測定方法は二つある。

1. トロンボーンを使用したレーザーパルスのタイミングのスキャン方式による測定
2. 電子ビーム・レーザーパルス非同期状態での位相検知方式による測定

まずはじめに、それぞれの測定方法について述べる。次いで比較実験として行っている、ストリークカメラによるバンチ長の測定について説明する。最後に、バンチ長測定の結果を示す。

7.4.1 トロンボーンによるタイミングスキャン方式

パルスレーザー光共振器によるバンチ長測定法の一つ、トロンボーン (位相変調器) によるレーザーパルスのタイミングスキャン法の原理を以下に述べる。7.1.2 節でも説明した通り、パルスレーザー光の時間基準を与えるリファレンスシグナルはトロンボーンを通過する。トロンボーンは実効的信号経路長を変化させることにより、パルスレーザーへの入力信号時間のタイミングを変化させることができる (図 7.3)。コンプトン散乱光のフラックスをレーザーパルスと電子パルスの相対時間の関数として測定すれば、そのプロファイルは電子ビーム長 σ_{e_z}(及びレーザーパルス長 σ_{l_x}) の情報を含む。即ち、得られるフラックスはガウス型をしており、その幅は$\sqrt{\sigma_{e_z}^2 + \sigma_{l_x}^2}$ となる。今の場合レーザーパルス幅 σ_{l_x} は電子バンチ幅 σ_{e_z} よりも十分小さく、σ_{e_z} に比べて無視し得る。

7.4.2　位相検知による測定

この測定では、リングの加速周波数 $f_{\mathrm{RF}}/2$ とレーザーパルス繰り返し周波数 f_p とを意図的に非同期とする。電子ビームから見れば共振器内にレーザー光が準 DC 的に存在する状態となる。その状態で電子ビームとレーザー光の散乱光検出を行う。散乱光検出時の、レーザーパルスの共振器内での位相情報の記録を行い、散乱光フラックスを位相情報の関数として表すとガウス型になる。レーザーパルス幅は電子バンチ幅と比べて十分小さいので、得られた散乱光フラックスの幅は電子ビームのバンチ長を表すことになる。

この測定方法の利点は、リングの加速周波数とレーザーパルス繰り返し周波数を同期させずに済む点にある。光共振器とのパルス共鳴を行う際に、リングの加速周波数による制限を受けないため、完全なパルス共鳴状態を実現することができる。従って、この測定を行う際にはリング加速周波数には関係なく、光共振器内で完全パルス共鳴時の状態を実現できることになる。レーザー光は共振器内で約 160 倍に増大されている。

図 7.12 に、位相検知方式で使用した測定回路図をしめす。

レーザーパルス繰り返し周波数はリファレンスシグナルを用いた phase lock loop によって制御されていることは 7.1.2 節で既に述べた。測定では共振器の増幅率を最大にできる周波数として、繰り返し周波数を 357.005MHz と設定した。リングの加速周波数 $f_{\mathrm{RF}}/2$ との差は数 kHz 程度である。図 7.12 中の位相検出器 (phase detector) は、この方式の中心的な回路で、レーザーパルスを制御する信号 (f_p) と加速器の電子ビーム周期を制御する信号 ($f_{\mathrm{RF}}/2$) の位相差を測定している。ディスクリミネータから、位相差 0 の地点の情報が veto としてゲートジェネレータに返される。一方、レーザー光と電子ビームの放射光シグナルが検出された瞬間を起点として、スケーラーはあらかじめ設定された周波数を持つクロックのカウントを開始する (図 7.12 中 B)。先述したディスクリミネータからの位相差 0 の veto 信号によって停止する。む。スケーラーのカウント数は、放射光検出時におけるレーザーパルスの共振器内での位相情報を表している。

実際の信号例を図 7.13 に示す。図 7.12 中の A、B の信号とゲートシグナルをオシロスコープでモニターした画像である。B のクロック数が共振器内でのレーザーパルスの位相を表している (図 7.14)。

図 7.15、図 7.16 に、位相検知方式によるバンチ長測定の様子を示す。

図 7.15：上図は検出された散乱光のエネルギー分布である。但しコンプトン散乱光のみをカウントするために 10MeV を超える事象のみデータ収集を行っている。中図は散乱光のエネルギーとレーザーパルスの共振器内位相の相関である。 図中の矢印は、電子バンチ間隔である 2.8ns を表す。2.8ns 内にレーザー光と衝突可能な位相は 4 つ存在する。下図は散乱光のカウント数とレーザーパルスの共振器内位相の関係を示す。それぞれのピークの幅が電子バンチのバンチ長を表している。4 つのピークの幅の平均をとって、電子ビームのバンチ長としている (図 7.16)。

7.4.3　ストリークカメラによる比較測定

パルスレーザー光共振器によるバンチ長測定の結果の比較実験として、ストリークカメラを用いたバンチ長測定を行った。

図 7.17 にストリークカメラから得られた画像を示した。縦軸、横軸ともに時間を表している。

ストリークカメラの記録は電子ビームのリング周回周期 462ns に同期して行われる。まず、1 周目の

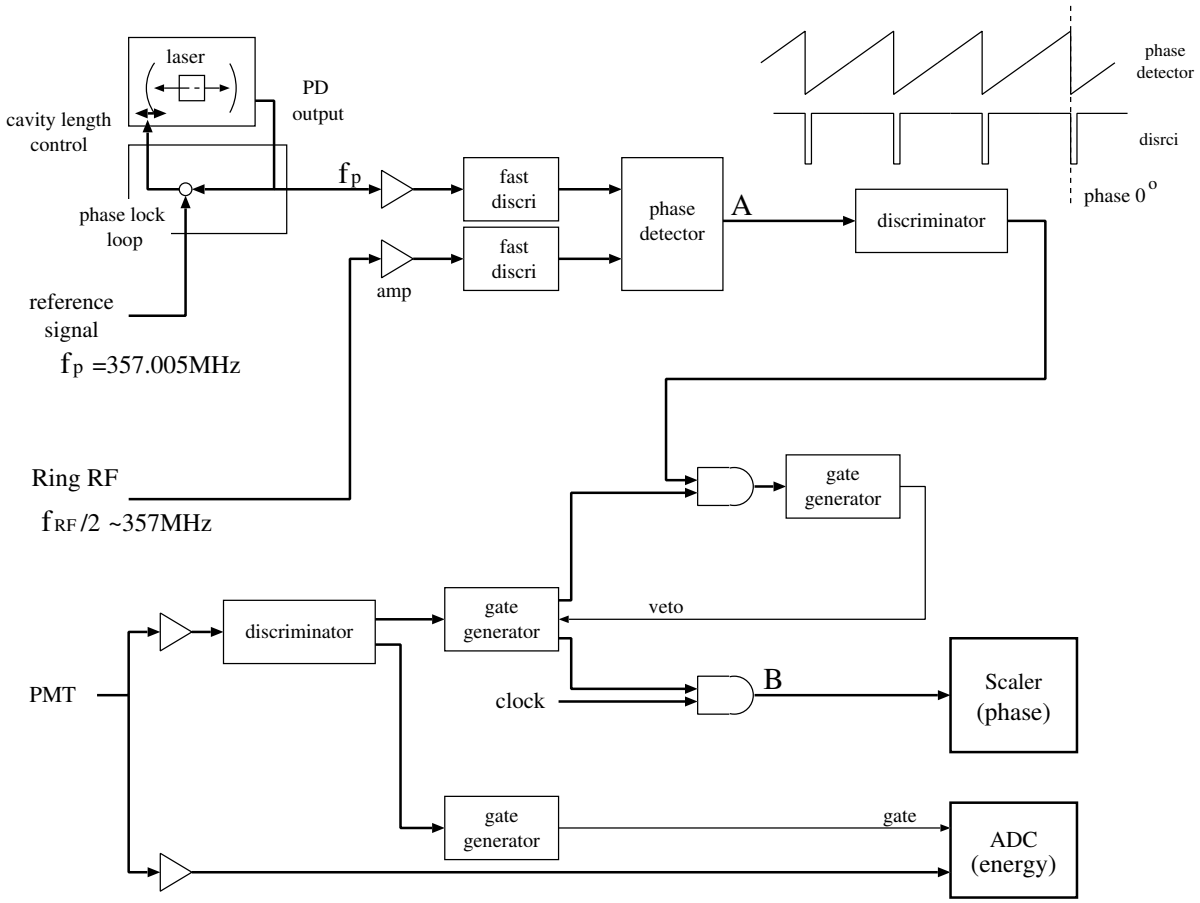

図 **7.12:** 位相検知方式電子バンチ長測定における位相検知回路

電子ビームからの SR 光を時間幅 Δt で観測する。この時点の時刻 $t = 0$ とする。$t = 462 \times 4 = 1848$ns のとき、リングを 4 周して電子ビームはもとの位置に戻る。再び時間幅 Δt で電子ビームからの SR 光を観測する。この操作を繰り返す。ストリークカメラから得られた画像の横軸は測定を始めてからの時間 t、縦軸の全体は一回の測定時間幅 Δt を表している。

図 7.17 において、色の濃さが電子ビームからの SR 光強度を表す。電子バンチ内電子の分布はガウス型であとし、得られた SR 光強度をガウスフィットさせて電子バンチ長を求めている。

今回の測定では、一回の測定時間幅 Δt を 1500ps として電子ビームの SR 光を観測した。同条件下で 25μs 間の測定を 5 回行っている。5 回の測定の平均を電子ビームの平均バンチ長とした。

7.4.4 加速電圧依存性

電子ビームのバンチ長はリングの加速電圧 V_c に依存する (式 2.21)。バンチ長の加速電圧依存性を測定で検証した。電子ビームは 3 トレイン 20 バンチでリングを周回していた。測定はビーム電流値 5mA 以下の低電流状態で行っている。加速周波数 $f_{\rm RF}$ は 356.996,750MHz であった。即ち、タイミングスキャンによる測定においては、共振器内でレーザー光が約 50 倍に増大されている状態

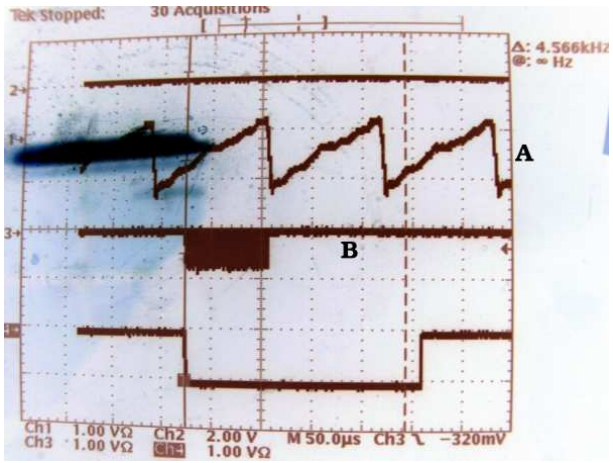

図 **7.13:** 位相検知回路のシグナル
図 7.12 中の A:位相検出器からの出力信号、及び B:スケーラーへの入力信号をオシロスコープでモニターした。

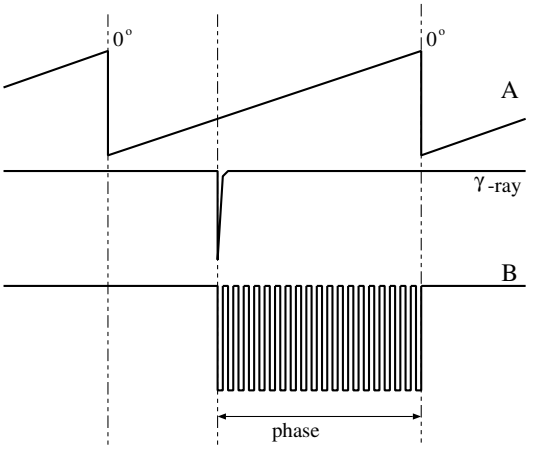

図 **7.14:** 図 7.13 のシグナル概念図
スケーラーは PMT からの γ 線シグナルを検出してから、位相が 0 になるまでのカウントを行う。カウント数は γ 線検出時の、レーザーパルスの共振器内位相をあらわす。

である。

タイミングスキャンによるバンチ長測定結果と、位相検知方式によるバンチ長測定結果の比較を図 7.20 に示す。二つの測定はほぼ同一の結果を示すことが、この測定から実証された。

加速電圧 0.25MV でバンチ長が急激に広がっているのが観測されている。経験的に、ビーム電流値が高い場合にこの現象はよく見られる。論点がずれるので、ここでは深く立ち入らない。

後日、比較実験として、同じリングの状態でストリークカメラによるバンチ長測定を行った。また、再びパルスレーザー光共振器のタイミングスキャン法を用いてバンチ長の測定を行った。結果を図 7.21 に示す。ストリークカメラによる測定結果と若干のずれが観測されている。この測定は、リングのビーム電流が 5mA(3 トレイン 20 バンチ運転) の低電流状態で行われている。経験的に、ATF ダンピングリングで使用されているストリークカメラが信用できる値を返すのはビーム電流が高いときであることが知られている。低電流での測定のために、ストリークカメラでの測定値にずれが生じていると考えられる。

図 7.22 に、電子バンチ長の加速電圧依存性の計算値を示しておく。ATF ダンピングリングのパラメータを用いて、電流値 0 の理想状態として計算を行った。実際の測定でのビーム電流値は 5mA 以下の低電流であり、ほぼ電流値からくるビームの運動量のずれを考慮しなくてよい理想状態とみなすことができる。パルスレーザー光共振器によるバンチ長測定結果と計算値はよい一致を示している。

7.4.5　電流依存性

電子ビームのバンチ長はビーム電流 I_A に依存する。ビーム電流を変化させながらバンチ長の測定を行った。ダンピングリング内 1 トレイン 1 バンチで周回する電子ビームの測定を行った。加速電圧 V_c は 0.3MV、加速周波数 $f_{\rm RF}$ は 356.998,250MHz であった。バンチ長の測定方法はタイミン

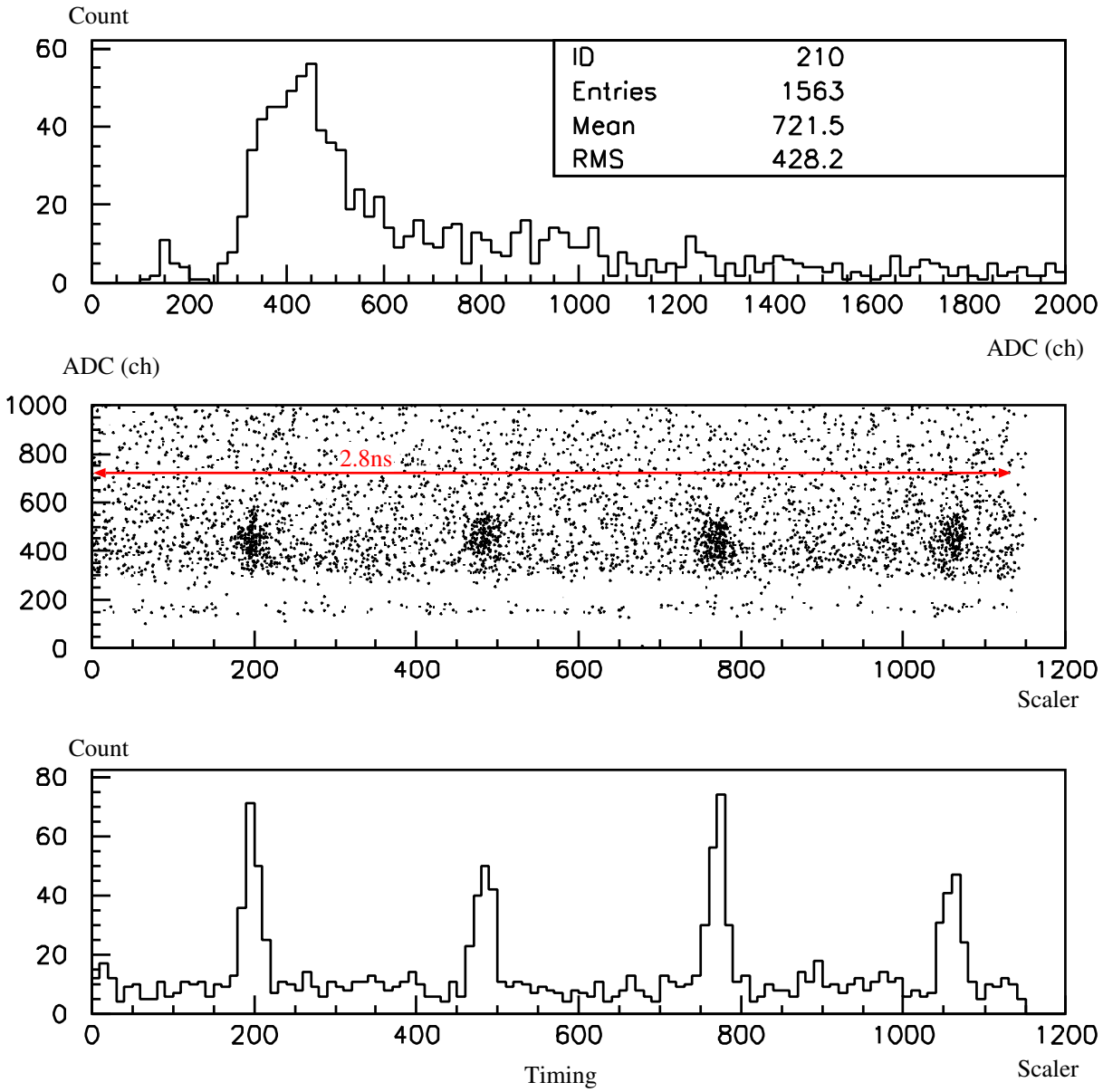

図 **7.15:** 位相検出方式によるバンチ長測定：タイミングスキャン
上：PMT からの信号のエネルギー分布
　　縦軸：カウント数 横軸：ADC チャネル [ch] (エネルギー)
中：PMT からの信号のタイミングとエネルギーの相関
　　縦軸：ADC チャネル [ch] (エネルギー) 横軸：スケーラーのカウント数 (位相)
下：PMT からの信号のタイミングとカウント数の相関
　　縦軸：カウント数 横軸：スケーラーのカウント数 (位相)

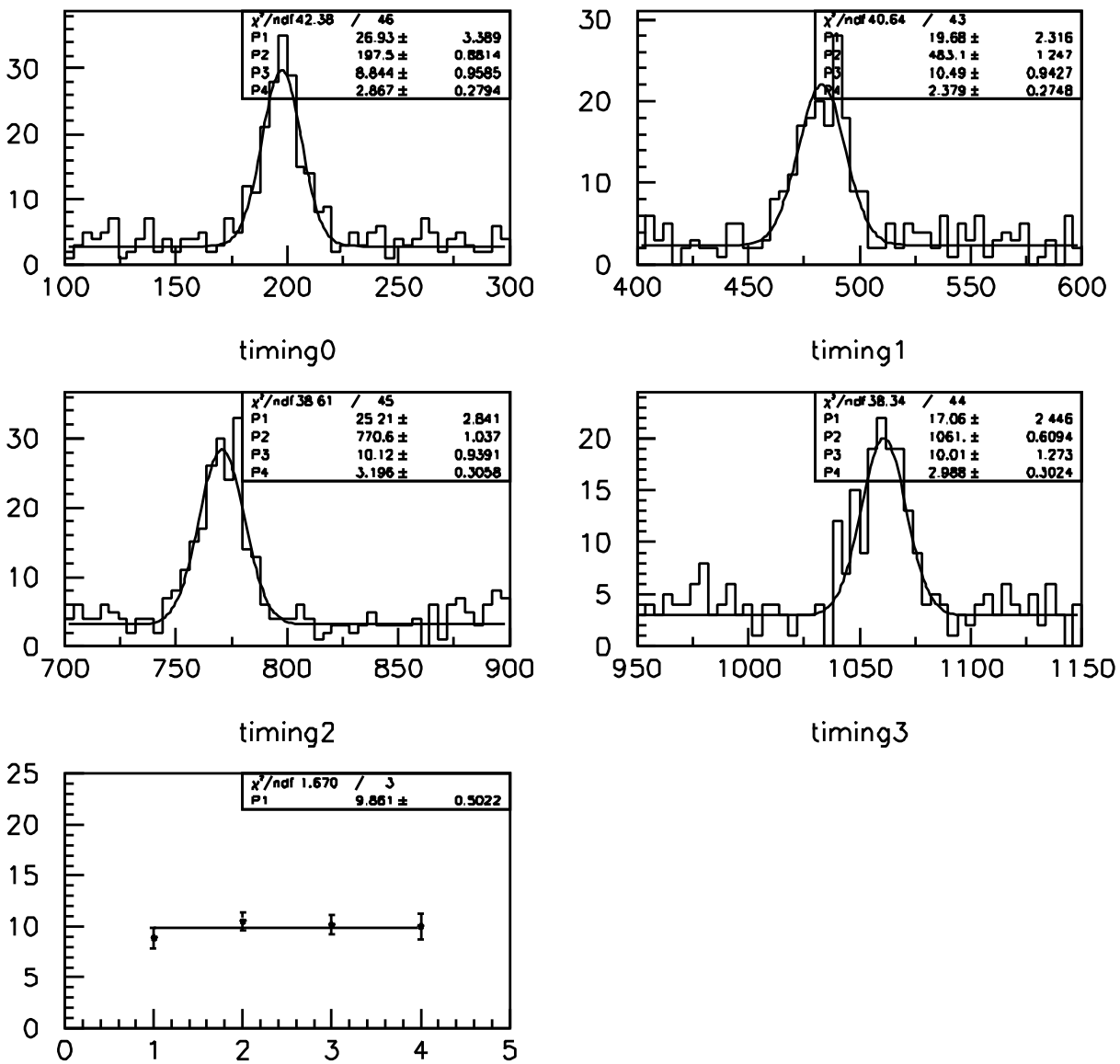

図 **7.16:** 位相検出方式によるバンチ長測定：バンチ長解析
左上、右上、左中、右中：図 7.15 で得られた 4 つのピークのガウスフィット
縦軸：カウント数　横軸：スケーラーのカウント数 (位相)
幅は電子ビームのバンチ長を表す。
左下：4 つのピークから得られたバンチ長の平均をとっている。
縦軸：バンチ長 (ps)

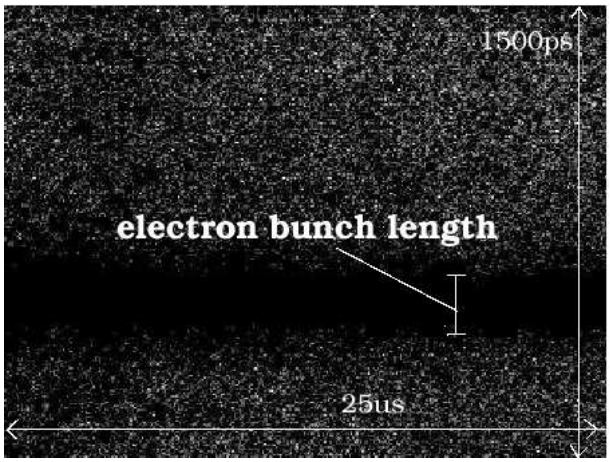

図 **7.17:** ストリークカメラで得られた画像

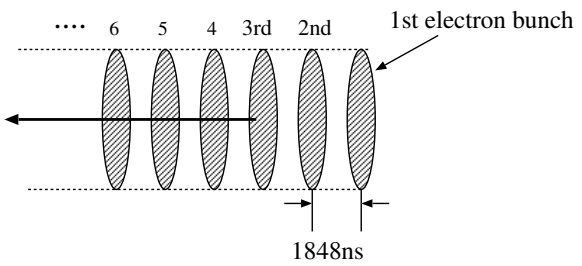

図 **7.18:** 図 7.17 の色が濃くなっている部分が電子ビームからの SR 光である。電子バンチがリングを 4 周する毎に SR 光の観測を行っている。

グスキャンを使用している。また、共振器内でレーザー光は約 65 倍に増大されている状態である。測定結果を図 7.23、表 7.3 に示す。

比較実験として、リングの状態を同じくしてストリークカメラでも測定を行った。図 7.24 はタイミングスキャンによる測定結果と、ストリークカメラによる測定結果の比較である。

この結果を見ると、低電流では一致した結果を示しているにもかかわらず、電流が高くなると測定結果にずれがあらわれている。これは、二つの測定にかかった時間の差が影響していると思われる。リングに入射する電子ビーム電流値が高い程、リングにビームが存在する寿命は短くなる。現段階のパルスレーザー光共振器によるバンチ測定は、低ビーム電流時においてもタイミングスキャン法で約 3 分、位相検知方式で約 20 秒の時間がかかる。電子ビームの電流が高くなると、ビームの寿命内にバンチ長の測定を終えることができない。この測定に於いては、ほぼ同じビーム電流の電子ビームをリングに入射させる毎に入射光フラックスを得ることでバンチ長測定を行っている。高ビーム電流 (>3mA) の場合、測定には約 10 回程のビーム入射が必要であった。一度のビーム入射での測定を可能にするには、少なくとも今の 10 倍のカウントレートが必要であるということである。また、より高いビーム電流での測定を可能にするには、更に高いカウントレートが必要になる。

electron beam current (mA)	bunch length (ps)	error (ps)
0.5 - 0.2	24.8	±0.4
1.0 - 0.5	26.6	±0.3
2.0 - 1.5	24.8	±0.2
3.0 - 2.5	28.5	±0.3

表 **7.3:** 位相スキャンによる電子バンチ長測定結果

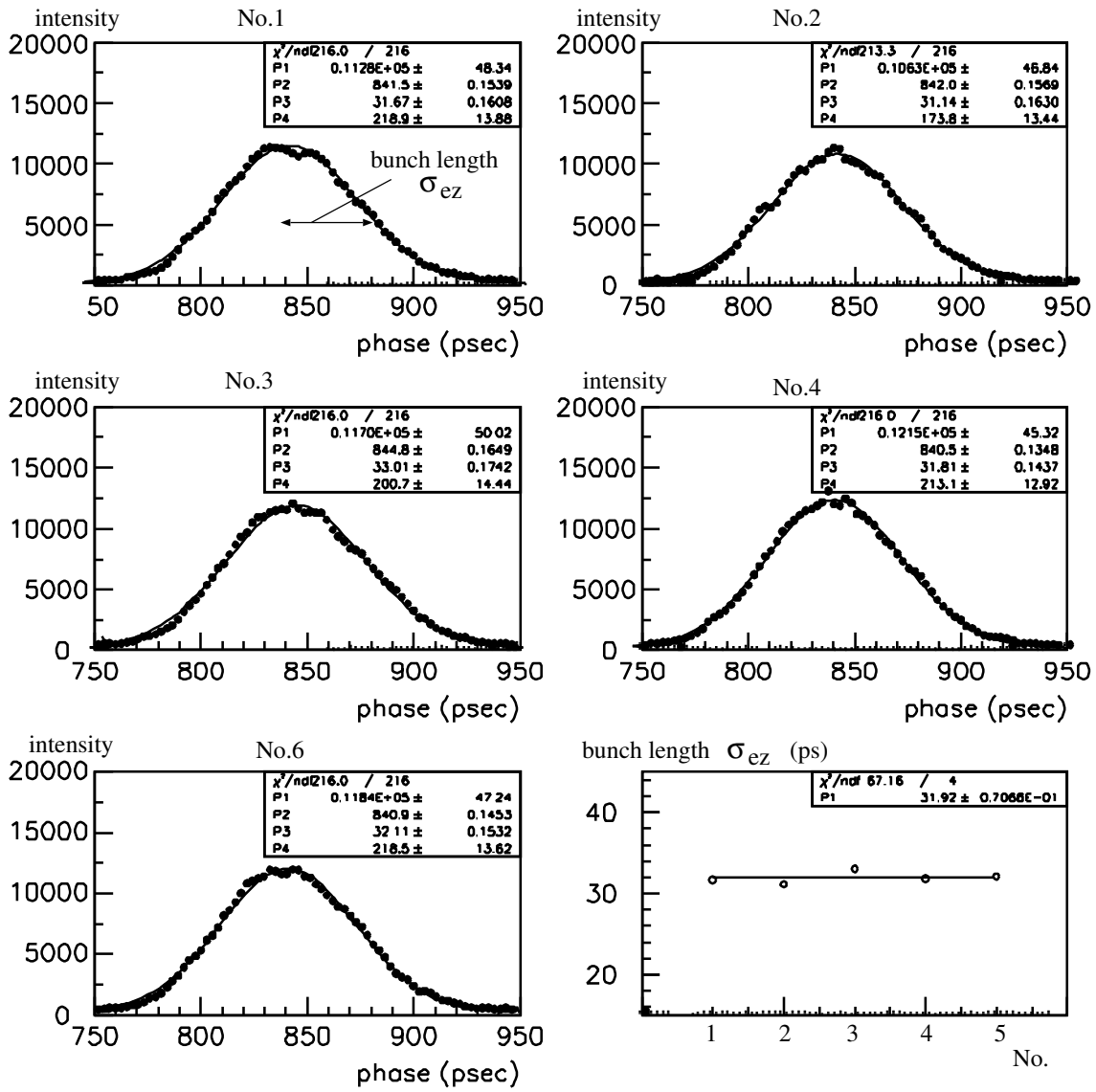

図 **7.19:** ストリークカメラによるバンチ長測定。
同じ電子ビーム電流値で 25μs 間の測定を 5 回行っている。左上、右上、左中、右中、左下のグラフは、それぞれの測定で得られた結果である。縦軸が画像の強度、横軸が位相である。ガウスフィットを用いてバンチ長を計算している。右下は 5 回の測定結果の平均をとっているグラフである。

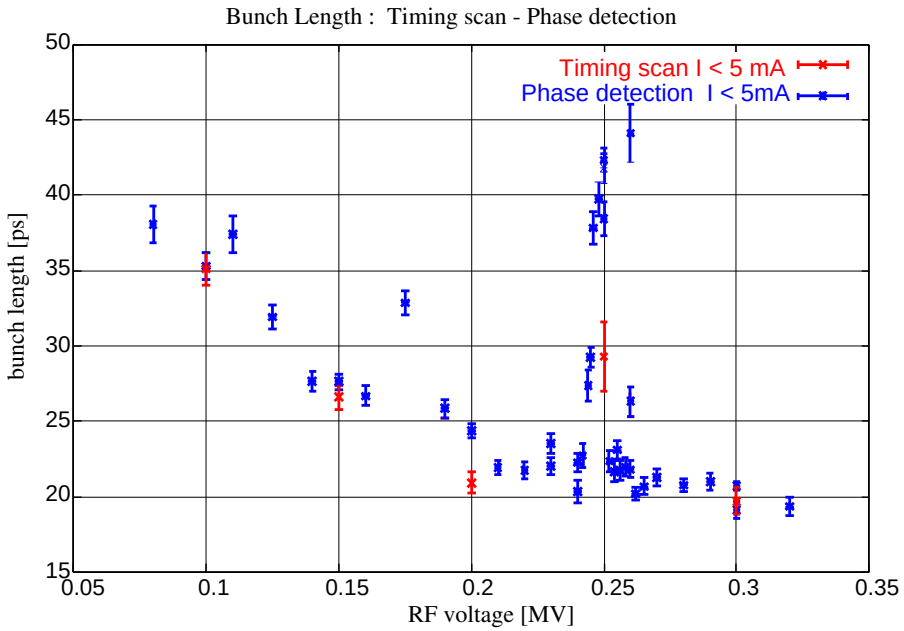

図 **7.20:** 電子ビームバンチ長の加速電圧依存性:タイミングスキャン法と位相検知法による測定の比較
電子ビームバンチ長の加速電圧依存性測定結果。パルスレーザー光共振器によるバンチ長測定を行っている。タイミングスキャン法による測定 (赤) と位相検知法による測定 (青) の比較

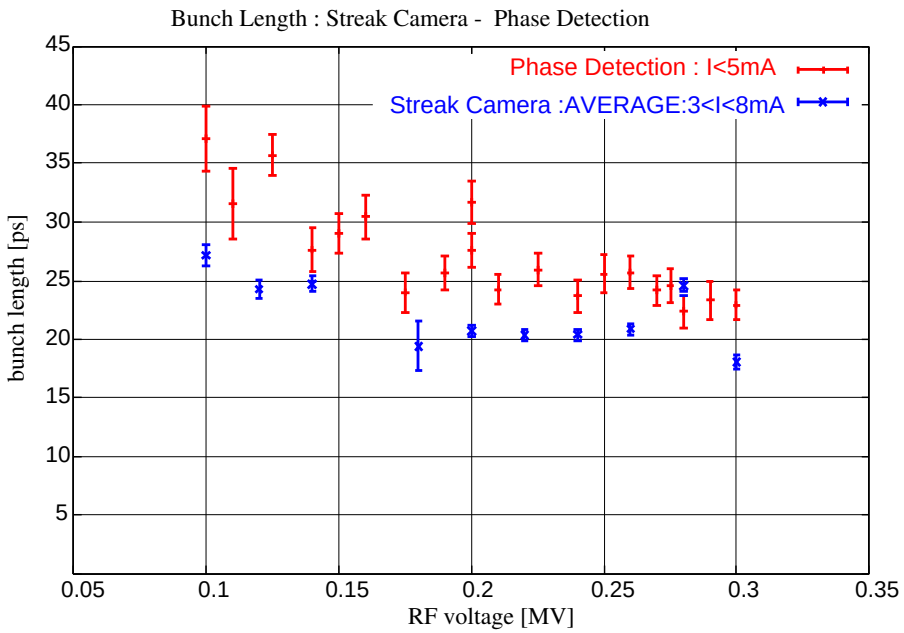

図 **7.21:** 電子ビームバンチ長の加速電圧依存性測定結果。パルスレーザー光共振器による位相検知方式によるバンチ長測定 (赤) と、ストリークカメラによるバンチ長の測定 (青) の比較

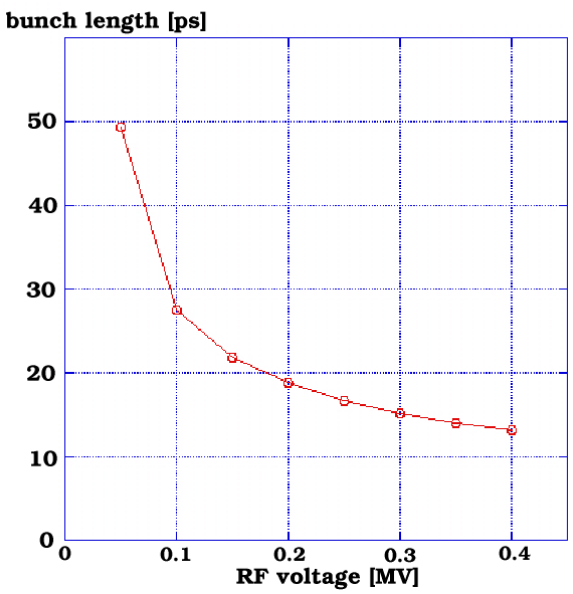

図 **7.22:** ATF ダンピングリングの自然バンチ長 (ビーム電流値 0) 計算値

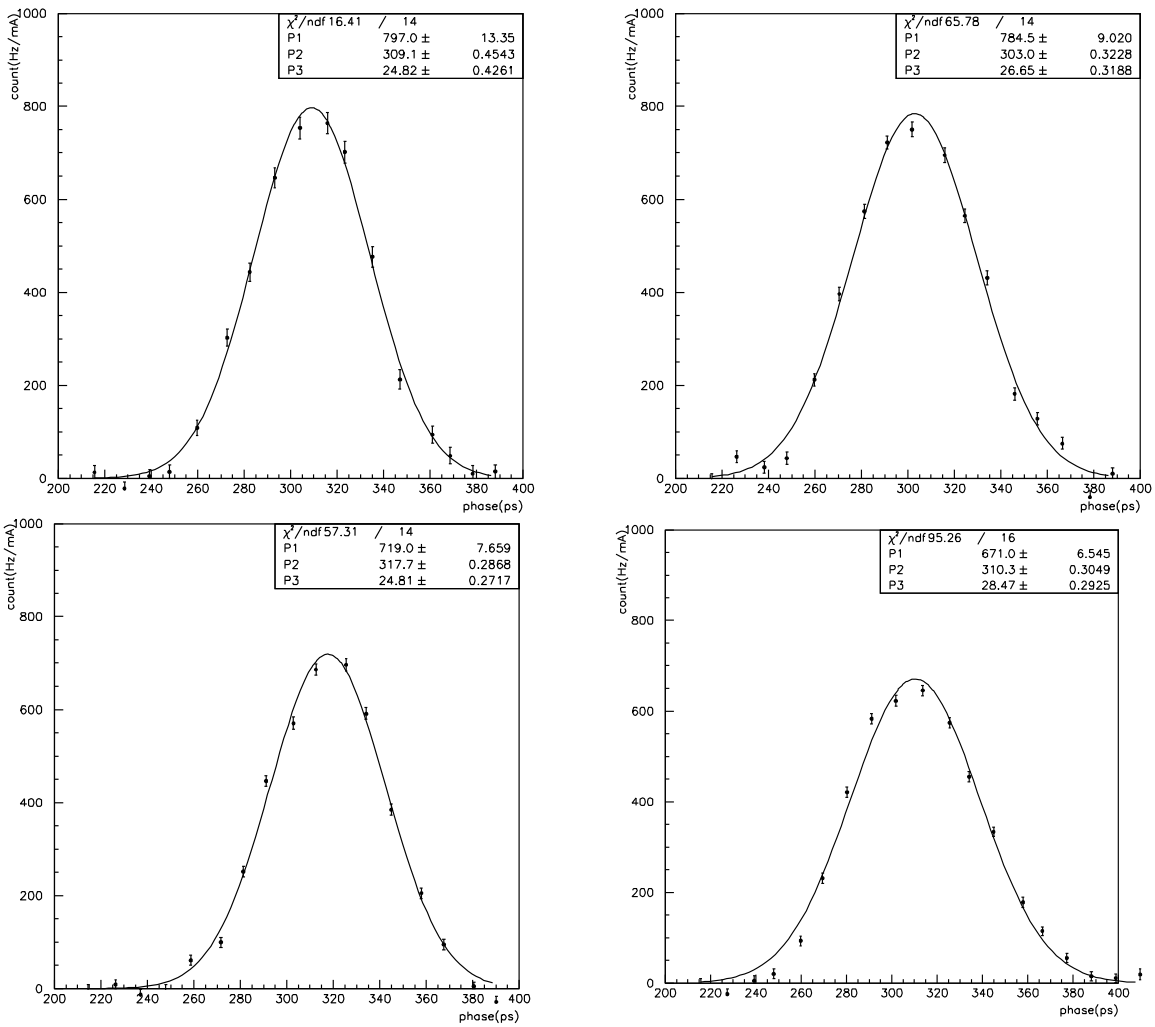

図 7.23: タイミングスキャン方式によるバンチ長のビーム電流依存性測定
タイミングスキャン方式によるバンチ長のビーム電流依存性測定の結果をしめす。縦軸がコンプトン散乱光カウントレート (Hz) を表している。横軸がレーザーパルスの共振器内での位相 (ps) である。
左上：ビーム電流 0.5-0.2mA　右上：ビーム電流 1.0-0.5mA
左下：ビーム電流 2.0-1.5mA　右下：ビーム電流 3.0-2.5mA

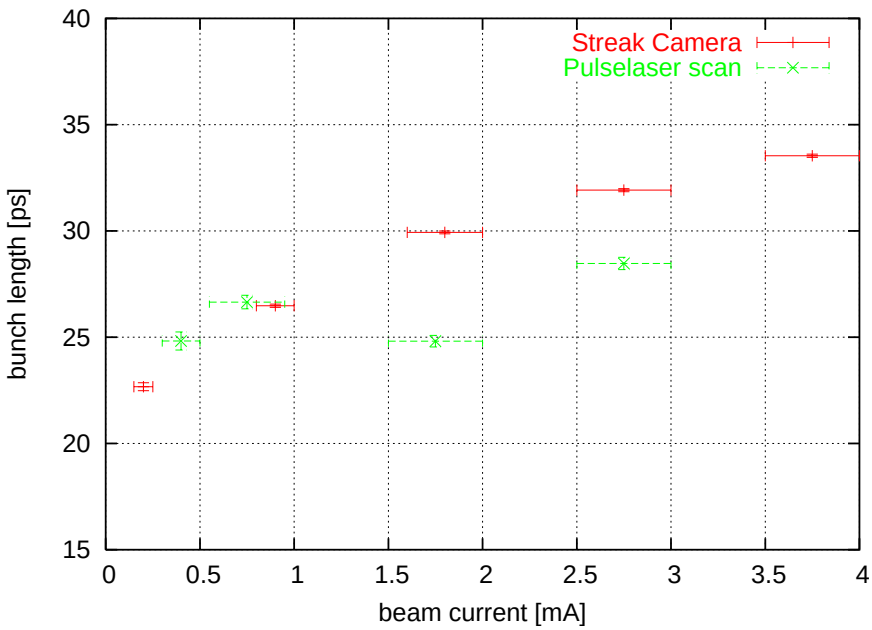

図 **7.24:** 電子ビームバンチ長のビーム電流依存性測定結果。ほぼ同じ条件の電子ビームでパルスレーザー光共振器によるバンチ長測定と、ストリークカメラによるバンチ長の測定結果の比較

第8章　結論

パルスレーザー光共振器はレーザーワイヤーの技術の発展型としてその技術が提唱された。開発は2002年よりおこなわれ、テストベンチにおいて光共振器によるレーザーパルス増大に成功した。次なる目標として、蓄積リング内を周回する電子ビームと蓄積レーザーパルスの散乱光の検出が提示された。パルスレーザー光共振器を加速器に組み込んだ例は世界でも類が無い。非常に挑戦的な実験であるといえる。

開発にあたって、テストベンチでのレーザーパルス増大実験を行った。3.0Wのパルスレーザーを230倍に増大することに成功した。結果から、リングにインストールする光共振器の設計を模索した。レーザーパルスと電子ビームの散乱には、電子ビームとレーザーパルスの位相同期が必要不可欠である。新たに位相同期システムの製作も行った。

開発したパルスレーザー光共振器、及び光学系をATFダンピングリングに組み込んだ。それに伴い、開発した光共振器の特性の評価を行った。ビームウェスト(w_0)が$248.8\pm4.6\mu$m、最大蓄積率は(S_{cav})160.7 ± 0.5を達成できることがわかった。実際の実験では、電子ビームとの同期の必要性から共振器長をずらさなけらばならず、340mWのパルスレーザーを64.9 ± 1.2倍に増幅させた状態で実験を行った。

2004年11月に、パルスレーザー光共振器によって強度を増大されたレーザーパルスと、電子ビームとの散乱に世界で初めて成功した。リングに50mAの電子ビームを周回させている状態で、散乱光は最大$4.10 \pm 0.04 \times 10^4$Hzを達成した。共振器内に存在するレーザー光強度を上げれば、得られる散乱光フラックスも大きくなる。そのために、より高い共鳴状態を維持できる反射光位相検出方式フィードバックを採用して共振器長を制御した。結果として、電子ビーム電流で規格化したカウントレートとしては現時点で最大の1713 ± 3Hz/mAを得た。

パルスレーザー光共振器の、バンチ長モニターとしての有用性を確かめる実験を行った。そのために、電子ビームをスキャンするための回路系を開発した。タイミングスキャン法、位相検知法二つの測定法によってバンチ長の測定を行った結果、、二つの結果が良い一致を示した。リングにおける電子バンチ長の加速電圧依存性、ビーム電流依存性を確かめた。ストリークカメラによるバンチ長測定結果との比較を行うことで、パルスレーザー光共振器による測定の信頼度を評価した。

第9章　今後の課題

X 線生成のパイロット実験として行われた本実験であるが、実用化に向けて散乱光の強度を上げる必要がある。現在での最高カウントレートは 4×10^4Hz である。実用化の目標カウントレートは 1×10^{12}Hz としている。

また、電子バンチ長モニターとしても高い散乱光フラックスは必要とされる。リングに入射する電子ビームは、電流値が高ければ高い程リングでの寿命が短くなるため、現在のカウントレートでは高いビーム電流での測定は難しい。電子ビームと衝突させるレーザー光強度を飛躍的に上げる必要がある。

現段階で実現が可能な光共振器の設計を以下に述べる。

現在新しい光学共振器として、鏡の性能を変え、共振器長を倍にすることを考えている。反射率 0.999 の鏡を使用することで、Finesse3000、最大蓄積率約 1000 倍を達成する。現在の共振器で蓄積されているレーザー光パワーの、約 100 倍の強度を蓄積できる。

電子ビームのサイズは約 10μm であるのに対して、現在のパルスレーザー光共振器内で発生するガウスビームのビームウェストは約 250μm である。電子ビームとの衝突では、レーザー光の大部分が無駄になっている。鏡の曲率半径を 105.2mm に変えることで、ビームウェストを現在の 1/10 に絞ることができる。カウントレートが約 10 倍になる。

入射させるレーザー光強度を高める。現在のレーザーの出力は 400mW であり、その十倍程度の出力のレーザーは存在している。

これらレーザーと共振器のスペックを技術限界まで高めることで、現在の技術で 10^9Hz 程度のカウントレートは実現可能である。

光共振器によるパルス増大の上限を決めているのは、共振器の共鳴幅、及びモードロックレーザーとの同期システムである。共振器の共鳴幅内で共振器長を制御するために、透過光強度に基づくフィードバックと反射光位相に基づくフィードバックを併用している。共振器の増幅度が上がれば共鳴は鋭くなり、フィードバックによる共振器制御に限界が生じる。フィードバックに使用するエラーシグナルの精度を高める必要がある。特に現在、モードロックレーザーの phase lock loop 由来による低周波ノイズが問題になっている。ノイズの除去が早急な課題として挙げられる。

また、カウントレートには電子ビームの形状、電流、バンチ間隔など、加速器自体の性能にも大きく影響を受ける。散乱光発生に特化した加速器を使用できれば、硬 X 線源としての目標値 10^{12}Hz の達成はさほど非現実的なものではないと言えるだろう。

謝辞

修士論文を執筆するにあたり、沢山の方々のお世話になりました。

まず、 本課題について研究する機会を与えて下さり、最後まで丁寧に指導して頂いた笹尾登教授に感謝致します。毎週のミーティングでは研究の指針を示して頂きました。有難うございました。

実験を共にした本田洋介さんには、研究、生活の両面で大変御世話になりました。氏の研究に対する真摯さには教えられるところが大きかったです。気分屋の私に辛抱強く付き合って下さった上、その都度適切で切れ味の鋭いアドバイスを頂きました。感謝しております。恐らくこの先一生頭が上がらない気がします。

毎週、活発な議論と確かな助言をして頂いたレーザーワイヤーグループのメンバーの皆様に感謝致します。KEK の浦川順治教授は、本研究の機会を与えて下さり ATF での実験をまとめて頂きました。東保男助教授には共振器構造体の開発にあたり様々なアドバイスを頂きました。氏の協力無しには現在の共振器構造体の存在はありませんでした。谷口敬助手には電子回路、特にフィードバック回路の製作をして頂きました。電気的ノイズの除去にも尽力して下さり、大変感謝しております。野村昌弘さんとはパルス増大実験を共にさせて頂きました。共振器を用いたレーザーパルスの増大に関して、私の理解を深めて下さいました。高野幹男さんには光学共振器のインストール、アラインメントに際し大変御世話になりました。福田将史さんにはプログラミング言語、発表原稿などで多大な助言を頂きました。奥木敏行さんには電子ビームのバンチ長と放射の関係について意見を頂きました。荒木栄さん、平野耕一郎さん、山崎良雄さんは研究に関して多くのサポートをして下さいました。東大物性研の阪井寛志助手には、ウィグラーが与える影響の見積りをして頂きました。また、バンチ長測定実験も共にして頂きました。

共振器の設計に協力して下さり、製作を行って頂いたスズノ技研の村上剛さんに感謝を捧げます。様々なアイディアを出して下さった上、毎回無理をきいて頂きました。

加速器での実験の方向付け、解析に関して多くの意見を下さり、また協力して下さった ATF コラボレーターの皆様、各大学の学生の皆様、加速器の運転、維持に関わる全ての皆様に感謝致します。照沼信浩助手には真空槽の設計について意見を頂いた他、長谷川豪志さんと共に実験においてリングへの電子ビーム入射を行って頂きました。内藤孝技官にはストリークカメラによるバンチ長測定実験で御世話になりました。SLAC の Marc Ross さんには ATF におけるバンチ長の振動についてとても参考になるコメントを頂きました。E-cube の皆様には真空作業を手伝って頂きました。

また、京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様には、いつも多くの意見を頂きました。有難うございました。

最後に、私の研究生活を暖かく見守ってくれた家族に。

感謝の意を表します。

2005 年 2 月 2 日 竹澤 香織

??

参考文献

[1] H.Sakai *et al.*, J.J.Appl.Pys **41** (2002) 6398

[2] H.Hayano , The proceedings of 20th Linear accelerator conference (2000)

[3] Y.Honda *et al.*, Nucl.Instr.Method.A **58** (2005) 100

[4] M.Nomura, private communication

[5] U.urakawa, *et al.*, proceedings Cool 03.

[6] 本田洋介, 京都大学理学研究科修士論文 (2001)

[7] 阪井寛志, 京都大学理学研究科博士論文 (2001)

[8] 本田洋介, 京都大学理学研究科博士論文 (2004)

[9] F.hinode *et al.*, KEK Internal 95-4 (1995)

[10] 奥木敏行, 'OHO 2000　Ⅳ シンクロトロン放射、残留ガスそしてバンチ内散乱' (2000)

[11] ' ストリークカメラハンドブック', 浜松ホトニクス株式会社

[12] J.Wilson *et al.* ' レーザー入門', 森北出版株式会社

[13] A.Yariv, 'Quantum Electronics', (JOHN WILEY & SONS),3rd ed.

[14] D.A.Shaddock, Doctor thesis submitted to the Austoralian National University (2000)

[15] D.A.Shaddock, *et al.*, Opt Lett. **24**,1499 (2000)