

修士論文

レーザーワイヤー電子ビーム形状モニターの開発
とそれを用いた電子ビームエミッタンスの測定

京都大学大学院理学研究科 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
本田 洋介

2001年2月1日

概要

電子・陽電子の衝突型実験でエネルギーフロンティアを開拓するには、線形加速器が必要である。線形加速器ではビームをたった1度しか衝突に使えない為、ルミノシティを稼ぐには非常に小さく絞って衝突させなければならない。ビームをどれだけ絞ることが出来るかは、エミッタンスという量で表される。線形加速器で要求されるエミッタンスの値は現存する低エミッタンスの電子蓄積リングよりも1桁以上小さい。このような低エミッタンスビームはダンピングリングで生成される。高エネルギー加速器研究機構の加速器試験施設 ATF では、超低エミッタンスビームの生成の研究を行なっている。

エミッタンスを測定して、ダンピングリングの性能を評価する技術は ATF での研究に必要不可欠な物である。ATF のビームの場合、特にその垂直方向のビームサイズは $10\mu\text{m}$ 程度であり、ダンピングリング内で直接的、非破壊的にそのような小さな電子ビームサイズを測定できるような計測器はこれまで存在しなかった。そこで、新しい計測器としてレーザーワイヤー電子ビーム形状モニターの開発を行なった。

レーザーワイヤーとは、レーザー光を $10\mu\text{m}$ 程度のワイヤー状に絞った物である。これを用いて電子ビームを垂直方向に走査する。レーザー光と電子ビームの散乱によって発生する γ 線の強度を測定することで、電子ビームのサイズを知ることができる。レーザーワイヤーの生成には、光学共振器を用いる。光学共振器は、レーザー光を絞ることと、増幅することの2つの役割を持つ。

光学共振器へのレーザー光入射システムの改良と共振器増幅率の増強について始めに研究を行なった。その結果、増幅率220の共振器で、太さ $7.5\mu\text{m}$ のレーザーワイヤーを入射効率ほぼ1で安定に生成することに成功した。

さらに、そのシステムを ATF のダンピングリング内に設置し、電子ビームの垂直方向エミッタンスの測定を行なった。 $8.07 \pm 0.79\mu\text{m}$ という電子ビームサイズが測定され、エミッタンスでいうと、 $\epsilon_y = 11.1 \pm 2.2 \times 10^{-12} \text{rad m}$ という結果を得た。

目次

図目次	4
表目次	9
1 序論	10
1.1 リニアコライダー	10
1.1.1 リニアコライダーの物理	10
1.1.2 リニアコライダー	11
1.2 ATF	13
1.2.1 ATF	13
1.2.2 Beam 物理	13
1.3 研究目的	15
1.3.1 エミッタンスモニター	15
1.3.2 レーザーワイヤービーム形状モニター	16
1.3.3 これまでのレーザーワイヤー開発の経緯	17
1.3.4 本論文について	17
2 原理	18
2.1 エミッタンス測定の原理	18
2.1.1 エミッタンスとビームサイズ	18
2.1.2 ビームサイズ測定	18
2.1.3 β の測定	19
2.2 カウンtrate	20
2.2.1 ルミノシティの導出	20
2.2.2 微分断面積	22
2.2.3 カウンtrate	24
2.3 光学共振器	26
2.3.1 共鳴についての一般的議論	26
2.3.2 光学共振器の増幅率 (gain)	26
2.3.3 共振器	27
3 装置 (主に光学システム)	35
3.1 レーザー光源	35
3.2 光学系	38

3.3	モニター系	40
3.4	共振器構造体	41
3.5	共振器ミラー	42
4	共振器及び入射レンズ系のデザイン	45
4.1	共振器のデザイン	45
4.1.1	レーザー光の波長の決定	45
4.1.2	共振器ミラーの形状の決定	46
4.2	入射レンズ系のデザイン	46
4.2.1	レンズの位置と強度	46
4.2.2	収差による制限	48
5	共振器の増幅率測定実験	53
5.1	ミラー透過率の測定	53
5.2	共振器の透過率、反射率、finesse の測定	54
5.2.1	セットアップ	54
5.2.2	アラインメント	54
5.2.3	測定	55
5.3	解析	56
5.4	結果	56
6	共振器のフィードバックシステム	60
6.1	フィードバックの概要とピエゾ素子の制御	60
6.2	モジュレーションタイプのフィードバック	61
6.3	ステップタイプのフィードバック	62
7	装置	64
7.1	ATFダンピングリングへの設置	64
7.2	光学システム	65
7.3	共振器のフィードバック	65
7.4	真空槽	65
7.5	γ 線検出器	66
7.6	超精密架台	68
7.7	データ収集	69
8	エミッタンス測定実験	75
8.1	共振器の測定	75
8.1.1	輸送効率及び入射効率の測定	75
8.1.2	ビームウェストの測定	76
8.2	電子ビームサイズ測定	77
8.2.1	検出器のキャリブレーション	77
8.2.2	シグナルサーチ	78
8.2.3	検出器位置走査	78
8.2.4	レーザーワイヤーによる電子ビーム走査	78

8.2.5	測定のためのレーザー光と共振器の安定性	79
8.3	β 関数の測定	79
9	解析と結果、考察	85
9.1	電子ビームサイズ	85
9.2	β 関数	92
9.2.1	四極電磁石の位置での β 関数	93
9.2.2	光学に基づいたフィット	93
9.3	エミッタンス	93
10	高次モードに関する測定	97
10.1	ミスアラインメントと高次モード	97
10.2	高次モードの安定化と形状	97
11	バックグラウンドについて	102
11.1	バックグラウンドの空間分布	102
11.2	バックグラウンドの真空依存性	102
12	結論	105
13	今後の課題	106
13.1	レーザーワイヤーの開発に関して	106
13.2	装置に関して	106
13.3	電子ビームの測定に関して	107
	謝辞	108
A	ガウスビームの導出	109
B	共振器の透過率、反射率、増幅率、<i>finesse</i>	112
C	3 次の収差	116
D	高反射率ミラーのパラメータの測定	117
E	フィードバック回路	127
F	ミラー基板の放射線損傷	132
	参考文献	134
		136

目 次

1.1	探索されたヒッグス粒子の質量領域	10
1.2	ヒッグス粒子の崩壊過程の分岐比	10
1.3	JLC の概念図	13
1.4	ATF	13
1.5	座標系	14
1.6	位相空間での楕円	14
2.1	測定の原理図	19
2.2	電子ビームのスキャン	19
2.3	測定で得られるピーク	19
2.4	レーザーと電子の位置関係	21
2.5	電子静止系での散乱	23
2.6	実験室系と電子静止系の変換	23
2.7	散乱光子の変換	24
2.8	微分断面積	25
2.9	角度とエネルギー	25
2.10	γ 線エネルギースペクトル	25
2.11	積分断面積	25
2.12	共振器の共鳴条件	27
2.13	周波数でみた共鳴条件	27
2.14	共鳴の様子と共鳴位置での透過率、反射率	28
2.15	光線とその表記の仕方	29
2.16	スネルの法則	29
2.17	キルヒホッフ積分	29
2.18	ABCD-law	29
2.19	ガウスビーム	33
2.20	g-diagram	33
2.21	ビームウェストと g の関係	33
2.22	ビームウェストと g の関係 (拡大図)	33
2.23	g に対する高次モード共鳴点の位相差	34
3.1	光学系全体の配置図	35
3.2	テストベンチでのセットアップ	36
3.3	Uniphase 社 μ greenSLM レーザーのヘッド部	37

3.4	LaserQuantum 社 Torus532 のヘッド部 (1)	38
3.5	LaserQuantum 社 Torus532 のヘッド部 (2)	38
3.6	レーザーの設置	39
3.7	光学ダイオード	39
3.8	ビーム輸送系	40
3.9	入射系	40
3.10	フォトダイオード及びカレントアンプの回路図	40
3.11	フォトダイオード	40
3.12	スリット付きフォトダイオード	40
3.13	共振器構造体 2nd ミラー 調整機構	42
3.14	共振器の構造	42
3.15	共振器外枠 正面図	43
3.16	共振器外枠 側面図	43
3.17	共振器写真	44
3.18	共振器ミラーの寸法	44
4.1	共振器長の誤差の w_0 への影響	47
4.2	レンズの公式	48
4.3	入射レンズ系によって繋げられる 2 つの光	48
4.4	入射レンズ系の 2 つのパターン	48
4.5	1st レンズと 2nd レンズの位置関係 ($f_2 = 100mm$)	49
4.6	1st レンズと 2nd レンズの位置関係 ($f_2 = 150mm$)	49
4.7	1st レンズと 2nd レンズの位置関係 ($f_2 = 80mm$)	49
4.8	薄レンズによる収差	51
4.9	レンズの形状	51
4.10	球面収差 ($f_2 = 100mm$)	51
4.11	球面収差 ($f_2 = 150mm$)	52
4.12	球面収差 ($f_2 = 80mm$)	52
5.1	鏡の透過率測定のセットアップ	53
5.2	ハーフミラーのキャリブレーション	54
5.3	共振器の測定セットアップ	54
5.4	信号の読み出し	55
5.5	調整前の共振器透過光の様子	58
5.6	調整前の共振器透過光の様子	58
5.7	共振器の透過率、反射率測定	58
5.8	典型的なオシロスコープでの測定の様子	58
5.9	全ての測定結果に矛盾しない R_a, T_a, R_b, T_b の分布	59
5.10	共振器増幅率の分布	59
6.1	フィードバック回路の概要	61
6.2	共鳴ピークとその微分	61
6.3	モジュレーションタイプフィードバック回路によるフィードバック	61
6.4	on/off モードでのモジュレーションの振幅	62

6.5	モジュレーションタイプフィードバックでの on/off 動作モード	62
6.6	ステップタイプフィードバック回路の概念図	62
6.7	ステップタイプフィードバック回路によるフィードバック	62
6.8	on/off 動作の回路系	63
6.9	ステップタイプフィードバック回路による on/off 動作モード	63
7.1	ATF ダンピングリングでの設置位置	64
7.2	レーザーワイヤーを組み込んだ様子	65
7.3	光学系全体の配置図	66
7.4	真空槽	67
7.5	γ 線検出器	67
7.6	光電子増倍管の読み出し回路	67
7.7	シグナル γ 線に対する検出器の応答	68
7.8	高エネルギーのバックグラウンドに対する検出器の応答	68
7.9	検出器の設置位置	69
7.10	検出器	71
7.11	架台モニター	71
7.12	架台モニターで見た日周変化	71
7.13	データ収集回路	72
7.14	MLC の閾値	73
7.15	各レーザー強度領域とレーザー強度の関係	73
7.16	各レーザー強度領域の時間占有率	73
7.17	データ収集システム	74
8.1	輸送効率の測定	75
8.2	ビーム拡がり角の測定	76
8.3	共振器ミラー基板による凹レンズ効果	76
8.4	長手方向の4点でのスポットサイズの測定結果	80
8.5	ビーム拡がり角測定結果	80
8.6	モードの次数による共鳴位置の違い	80
8.7	共鳴位置ごとに測定したビームウエスト	80
8.8	電子ビームの測定前と後でのビームウエスト測定の結果	81
8.9	LED run の回路図	81
8.10	線源と LED の対応	81
8.11	コンプトン散乱のスペクトルを見て calibration の確認	82
8.12	Threshold level の設定	82
8.13	Threshold level の設定	82
8.14	検出器スキャンの結果	83
8.15	典型的な電子ビーム電流値の時間発展	83
8.16	バックグラウンドとビーム電流	83
8.17	共振器入射光の安定性	84
8.18	共振器透過光の安定性	84
8.19	四極電磁石の位置と強さ	84

9.1	ビーム電流の変化と電流規格化したカウントレートの関係	86
9.2	レーザー強度領域 1 での解析	87
9.3	レーザー強度領域 2 での解析	88
9.4	レーザー強度領域 3 での解析	89
9.5	レーザー強度領域 4 での解析	90
9.6	領域毎の解析のまとめ	91
9.7	全データを合わせた結果	92
9.8	チューンシフト測定	94
9.9	水平方向 β 関数	95
9.10	垂直方向 β 関数	95
10.1	ミスアラインメントの概念図	98
10.2	高次モードピーク	98
10.3	数値積分によるピークの大きさの計算	98
10.4	垂直方向ミスアラインメント量と高次モードピークの大きさ	98
10.5	TEM00	100
10.6	TEM01	100
10.7	TEM10	100
10.8	TEM02	100
10.9	TEM20	100
10.10	TEM11	100
10.11	TEM00(photo)	100
10.12	TEM01(photo)	100
10.13	TEM10(photo)	100
10.14	TEM02(photo)	100
10.15	TEM20(photo)	100
10.16	TEM11(photo)	100
10.17	TEM00 モード (CCD でみた共振器透過光形状)	101
10.18	TEM00 モード (共振器透過光強度の射影)	101
10.19	TEM01 モード (CCD でみた共振器透過光形状)	101
10.20	TEM01 モード (共振器透過光強度の射影)	101
11.1	コリメータ及び検出器の位置	102
11.2	バックグラウンド	103
11.3	ビームパイプからのバックグラウンド	103
11.4	ビーム中心からのバックグラウンド	103
B.1	vertex と吸収因子	112
B.2	Cavity での反射の様子	113
C.1	1st レンズと 2nd レンズの位置関係	116
D.1	作ったパラメータの分布	118
D.2	鏡の透過率測定からのカット	119

D.3	(a,a)cavity の透過率、反射率からのカット	120
D.4	(b,b)cavity の透過率、反射率からのカット	121
D.5	(a,b)cavity の透過率、反射率からのカット	122
D.6	(b,a)cavity の透過率、反射率からのカット	123
D.7	(a,a)cavity の finesse からのカット	124
D.8	(a,b)(b,a)cavity の finesse からのカット	125
D.9	すべての測定のカット	126
E.1	ピエゾコントローラ	127
E.2	ピエゾコントローラ	128
E.3	モジュレーションタイプフィードバック回路	128
E.4	モジュレーションタイプフィードバック回路	129
E.5	ステップタイプフィードバック回路	129
E.6	ステップタイプフィードバック回路	130
E.7	ステップタイプフィードバック回路	130
E.8	ステップタイプフィードバック回路	131
F.1	テストした場所	132
F.2	テストの為に用いたサンプル	132
F.3	放射線損傷	133

表 目 次

1.1	世界のリニアコライダー計画 (case: $E_{cm}=500\text{GeV}$)	12
1.2	ダンピングリングのパラメータの比較 (design value)	14
3.1	Uniphase 社 $\mu\text{greenSLM 4611-050}$ の特性	37
3.2	LaserQuantum 社 Torus532-100 の特性	38
3.3	共振器ミラーの種類	43
5.1	各組合せでの測定の結果	56
5.2	R_a, T_a, R_b, T_b の測定結果	56
9.1	各四極電磁石の位置での β 関数	93
9.2	レーザーワイヤー位置でのツイスパラメータ	95
11.1	北直線部の真空度の変化	104

第 1 章

序論

1.1 リニアコライダー

1.1.1 リニアコライダーの物理

エネルギーフロンティアに向けて

標準模型は、物理現象を非常によく説明する。標準模型では、ゲージ粒子やクォーク、レプトンは、電弱相互作用の自発的対称性の破れによって質量を獲得するとされているが、対称性の破れを引き起こすメカニズムの鍵として、その存在が预言されるヒッグス粒子は今だ未発見である。世界最大の電子陽電子型加速器である LEP-II によって探索が続けられてきたが、その質量の下限値を与えるにとどまっている。

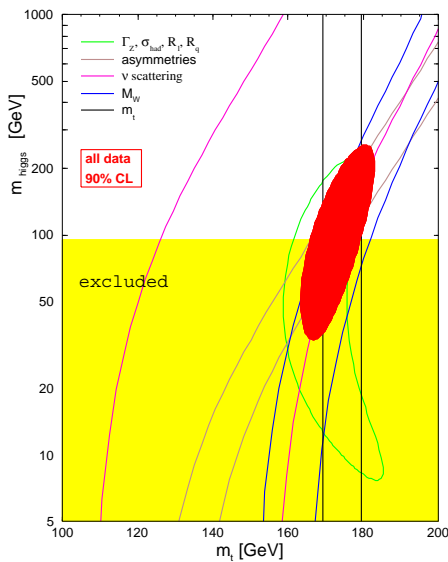


図 1.1: 探索されたヒッグス粒子の質量領域: トップクォークの質量とヒッグス粒子の質量を軸とした平面に間接的な測定事実からの予想と LEP-II によって除外された領域を示したものの。[1]

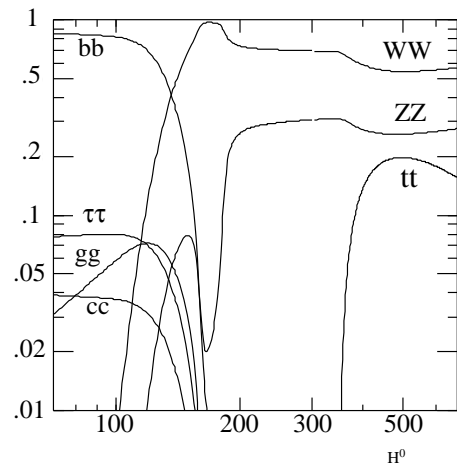


図 1.2: ヒッグス粒子の崩壊過程の分岐比: ヒッグス粒子の質量によって主な崩壊過程の分岐比を示したものの。

LEP-II で到達できる衝突の重心エネルギーは最高で 200GeV であった。電子・陽電子の円形

加速器では放射損失が非常に大きく、これ以上の高エネルギーを達成することは現実的ではない。電子・陽電子衝突で数百 GeV から 1TeV のエネルギー領域に到達できる可能性のある、次世代の加速器として挙げられるのが線形加速器である。

このエネルギー領域の電子陽電子衝突型加速器 (リニアコライダー) は、CERN 研究所で建設が予定されている LHC のような TeV 領域の陽子陽子衝突型加速器と比較して、より精密な測定が可能であり、豊富な物理現象の解明の可能性があるとされている。

ヒッグス粒子の探索

重心エネルギー 300GeV~500GeV のリニアコライダーでは、比較的小さい質量領域のヒッグス粒子が探索される。この領域のヒッグス粒子は $e^+e^- \rightarrow H_{SM}^0 + Z^0$ という過程で生成される。また、図 1.2 のようにこの領域でのヒッグスの崩壊モードは、 $H_{SM}^0 \rightarrow b\bar{b}$ が主である。よって、ヒッグス粒子の探索は、 Z^0 の崩壊モードによって、 $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$, $l\bar{l}b\bar{b}$, $q\bar{q}b\bar{b}$, という事象を探ることになる。即ち、2 ジェット、レプトン対あるいは、運動量欠損の不変質量が Z^0 を表すイベントを選択し、残りの 2 ジェットの 不変質量の分布にヒッグス粒子の質量を表すピークを探すことによってヒッグス粒子を発見できる。また、ヒッグス粒子が発見された場合、電子陽電子衝突型実験によって始めて可能となる精密測定によって、得られたヒッグス粒子が標準模型のそれであるか否かについて言及することも出来る。

非標準ヒッグス粒子の探索

フェルミオンとボソンの間に対称性を導入する超対称性理論 (SUSY)[2] では、ヒッグス 2 重項が複数必要となる。その結果、標準模型を最小限に拡張した最小超対称標準模型 (MSSM) では 5 つのヒッグス粒子 (h^0, H^0, A^0, H^\pm) が存在することになる。リニアコライダーで複数のヒッグス粒子が発見される可能性もある。また、超対称性理論の場合、軽いヒッグス粒子 (h^0) の質量は 200GeV を越えることはない為、リニアコライダーでヒッグス粒子が発見されない場合、超対称性理論を否定することが出来る。

超対称性粒子の探索

超対称性理論では、フェルミオンに対してはボソンの、ボソンに対してはフェルミオンのスーパーパートナーが存在することになる。これら超対称性粒子は通常の粒子と最も軽い超対称性粒子 (LSP) に崩壊する。LSP は物質とほとんど相互作用しないので、運動量欠損として現れる。リニアコライダーの場合、偏極ビームを衝突に用いることが出来るという大きな特徴がある。偏極ビームを利用して標準理論の反応からのバックグラウンドを大幅に抑えることができる。

Top の物理

リニアコライダーではトップクォークの対生成のエネルギーに到達できる。トップクォークの質量や強い相互作用の結合定数の精密測定など、多くの物理が解明できる。

1.1.2 リニアコライダー

前節で述べたように、高エネルギー物理学のエネルギーフロンティアの開拓に於いて、ハドロンコライダーと共に相補的な役割を持つとして期待されているのが電子・陽電子リニアコライダー

であり、世界各地でその開発研究が進められている (表 1.1)。特に日本で進められている計画が JLC 計画である (図 1.3)。

リニアコライダーでの物理実験で必要とされるものは、

- 高い重心エネルギー (数百 GeV~1TeV)
- 高いルミノシティ ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$)

の2つである。また、これらを実現する為の主な開発研究は、

- マルチバンチビームの発生と加速
- ダンピングリングに於ける超低エミッタンス扁平ビームの生成
- 高い電場勾配の加速管の開発
- 最終収束システムと衝突点での安定性

等が挙げられる。特に、リニアコライダーではビームを一度しか衝突に使えない為、衝突点で非常に小さく絞り、また速い繰り返しで衝突できなければ目標のルミノシティに到達することはできない。この点で重要になるのがダンピングリングである。ダンピングリングは、入射加速器からのマルチバンチビームを放射減衰によって冷却し、超低エミッタンス扁平ビームを作り出す役割を持つ。特に要求されるエミッタンスの値は現存する電子蓄積リングのそれと比べて1桁以上小さいもので、非常に挑戦的な開発研究であるといえる。

表 1.1 : 世界のリニアコライダー計画 (case: $E_{cm}=500\text{GeV}$)

	TESLA	JLC(C)	JLC(X)/NLC	CLIC
Accelerator	S.C.	N.C.	N.C.	N.C./2-beam
RF freq[GHz]	1.3	5.7	11.4	30
E_{acc} [MV/m]	22	34	55	150
N(elec)/Bunch[10^{10}]	2	1.11	0.95	0.4
N(bunch)/Beam	2820	72	95	154
Bunch spacing[ns]	337	2.8	2.8	0.67
Bunch train length	959 μ s	202 ns	270 ns	103 ns
x/y Beam Emittance[10^{-6} m]	10/0.03	3.3/0.05	4.5/0.1	2/0.02
x/y beam size at IP[nm]	553/5	318/4.3	330/4.9	202/2.5
z beam size [mm]	0.4	0.2	0.12	0.03
two linac length [km]	30	16	10.5	4.6
AC power to make RF [MW]	95	130	100	100

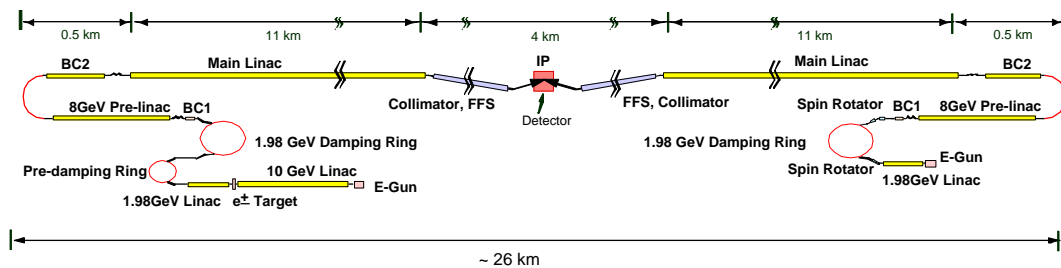


図 1.3 : JLC の概念図

1.2 ATF

1.2.1 ATF

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の先端加速器試験装置 (ATF) はリニアコライダーの開発研究の為に作られた試験加速器でリニアコライダーで必要とされる低エミッタンスビーム生成の研究を行なっている (図 1.4, [4])。現在のところ、シングルバンチ運転を中心にエミッタンスの研究が行なわれている。また、2000 年 11 月からはマルチバンチでの運転も行なわれるようになった。

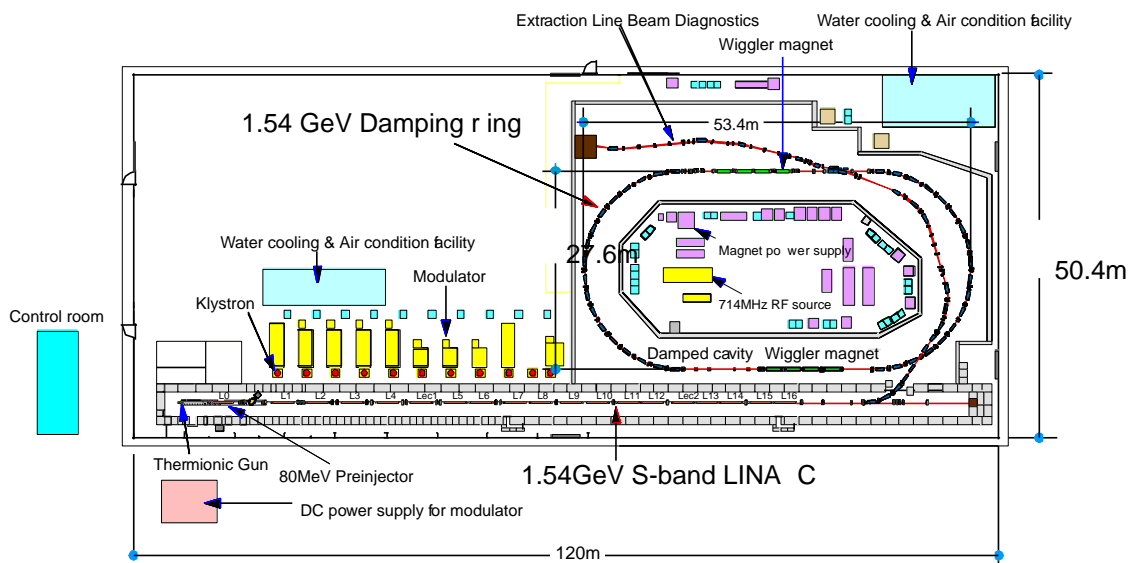


図 1.4 : ATF: 入射線形加速器、ダンピングリング、取り出しラインから構成されている。

1.2.2 Beam 物理

ここでは、本論文の実験で測定する量、エミッタンスについて簡単に説明し、その測定がどのような物理現象を調べることになるのかについて述べる。

表 1.2 : ダンピングリングのパラメータの比較 (design value)

		ATF	JLC	
Beam energy	E_0	1.54	1.98	GeV
Circumference	$C = cT_0$	138.6	220-320	m
Horizontal emittance	$\varepsilon_{nx} = \gamma\varepsilon_x$	4.3-5.1	3	μm
Vertical emittance	$\varepsilon_{ny} = \gamma\varepsilon_y$	30	30	nm
Longitudinal emittance	$\varepsilon_{nz} = \gamma\varepsilon_z$	11-12	17	mm
Particles/bunch	N	1-3	0.7-1.5	10^{10}
Bunch spacing	t_b	2.8-5.6	1.4-5.6	ns
Bunches/train	N_b	10-60	55-90	
Train spacing	t_B	60	60	ns
Trains/ring	N_B	2-5	2-4	
Damping times	$\tau_x/\tau_y/\tau_z$	6.8/9.1/5.5	3.5-6/4.3-8/2.4-4.7	ms
Repetition rate	f	25	50-150	Hz

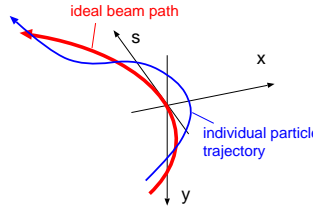


図 1.5 : 座標系

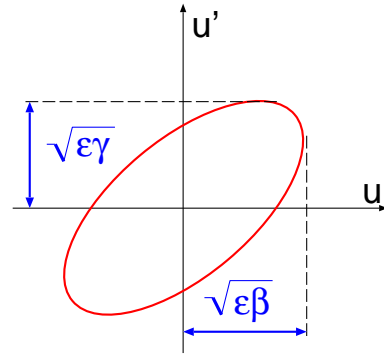


図 1.6 : 位相空間での楕円

エミッタンス

簡単の為、線形な領域での話に限る。電子蓄積リングで、安定に電子ビームが周回しているときは、ビームを構成する各電子は、次のような運動方程式に従って、中心軌道の近傍を振動する。

$$u'' + K(s)u = 0 \quad (1.1)$$

$K(s)$ は、磁場の収束力を表す量である。u は、x または y を表す。この方程式の一般解は

$$u(s) = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos[\psi(s) - \psi_0] \quad (1.2)$$

と表され、

$$\alpha = -\frac{1}{2}\beta' \quad (1.3)$$

$$\gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta} \quad (1.4)$$

という量を導入すると、 β に対する条件は、

$$\alpha' = K\beta - \gamma \quad (1.5)$$

となる。

解 $u(s)$ とその微分 $u'(s)$ を用いて次のような関係があることが分かる。

$$\gamma u^2 + 2\alpha u u' + \beta u'^2 = \varepsilon \quad (1.6)$$

ε は、 s によらない保存量であり、エミッタンスと呼ばれ、個々の粒子の中心軌道からのずれ具合を表す量である。式 1.6 は、位相空間上で図 1.6 を表す。エミッタンス ε の粒子は、この楕円上のある一点の状態にあることになる。電子ビームのエミッタンスという場合には、ビームを構成する粒子のエミッタンスの平均をいう。[5]

エミッタンスを決める物理現象

ATF で生成されるような低エミッタンスのビームの場合、そのバンチ内散乱などの効果がエミッタンスに影響を与える。ATF は、特にその効果が大きく、バンチ内散乱の現象を観察する理想的な加速器であるといえる。ビーム電流とエミッタンスの関係、ビーム寿命などの測定からバンチ内散乱の大きさやその理論との整合性について言及することができる。

1.3 研究目的

1.3.1 エミッタンスモニター

上述のように、エミッタンスとは加速器で作られるビームの質を表す量である。現在 (2001/Jan) のところ ATF には、以下の 3 つのエミッタンスモニターが存在する。この他にも、Optical Transition Radiation / Optical Diffraction Radiation を利用したモニターの開発も行なわれているが、まだ実用には至っていない。

取り出しラインワイヤースキャナ

ダンピングリングから電子ビームを取り出し、取り出しライン上に配置されたタングステン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って電子ビームサイズを測定するモニターである。[7] 取り出しライン上に全部で 5 台設置されており、各点でのビームサイズからエミッタンスを求めることができる。ATF での通常のエミッタンスの測定はこのモニターを用いて行なわれる。水平方向エミッタンスについてはこのモニターを用いて測定がなされているが [9]、垂直方向エミッタンスの測定については、電子ビームの分散の影響を取り除く手段が確立していない。

SR 干渉計モニター

ダンピングリング西曲線部に設置されている、シンクロトロン放射光 (SOR) を用いたビームサイズモニターである。電子ビームが偏極電磁石によって曲げられたときに発生する SOR 光を 2 重スリットで干渉させ、生じた干渉縞の濃淡を測定するものである。SOR 光発生源、即ち電子ビームのサイズが小さい時ほど、濃淡の大きな干渉縞が得られる。測定に要する時間が短いことから、

ATFでは常時モニターとして用いられている。しかし、2つのスリットを通過する光量のアンバランスや、機械的な振動による像のぶれの影響を受けやすく、ビームサイズの絶対量に対しては不確定な要素が多い。相対的なビームサイズの変動には有効なモニターである。[8]

レーザーワイヤービーム形状モニター

2000年5月にダンピングリング北直線部に新しく設置されたモニターで、リング内でのビームサイズを非破壊的、直接的に測定できるのが利点である。次節で詳しく取り扱う。

1.3.2 レーザーワイヤービーム形状モニター

必要性、独自性

取り出しラインのタングステンワイヤースキャナでの測定は、リングで生成された低エミッタンスビームがセプタム電磁石や、取り出しラインの様々なコンポーネントを通過する間に影響を受けた結果を表すものである。

ダンピングリングの性能を評価する為には、実際にリング内で実現されているエミッタンスの直接測定が必要である。このような要求を満たす為にリング内にワイヤースキャナを設置することが考えられるが、取り出しラインのような金属のワイヤーをダンピングリングで用いることはできない。電子ビームとの相互作用が強すぎる為、発熱により一瞬にして切れてしまうおそれがある上、そもそも電子ビームを破壊してしまうからである。そこで考えられるのが、レーザー光を用いたワイヤースキャナである(レーザーワイヤー)。これは、レーザー光を太さ $10\mu m$ 程度に絞り、これを用いてワイヤースキャナの要領で電子ビームに対して垂直方向にスキャンするというものである。レーザー光と電子の衝突によってコンプトン散乱による γ 線が電子ビームの前方に発生する。その強度を γ 線検出器によって計数し、電子ビームの形状を測定することができる。レーザー標的の場合、電子ビームとの相互作用は非常に小さいのでそれ自身が電子ビームによって壊されることはない。また、電子ビームにも影響を与えずに非破壊的な測定ができる。

同じようなレーザー光を用いたビームサイズモニターとして、いくつかの試みがなされているが([15][16])、それらは何れも高出力のパルスレーザーを使用したもので、ここで述べるレーザーワイヤーは、定在波型のレーザー光を光学共振器内に共鳴させて用いるもので、技術的には全く異なったものである。

ここでいう光学共振器とは、2枚の凹面鏡を向かい合わせに配置したもので、共鳴状態では、レーザー光は鏡間で何度も往復する。我々は光学共振器をレーザー強度の増幅と、レーザービームサイズの制御という2つの理由で用いている。

光学共振器型レーザーワイヤーの特長

定在波型のレーザーを用いることの一つの利点は、電子ビームとの衝突に於いてタイミングを考慮する必要がないことである。タイミングのぶれによって実効的なレーザー強度が変化するということがない為、モニターとして信頼性の高い測定が可能である。 γ 線検出器として時間分解能の高いものを使用すれば、マルチバンチ電子ビームの測定をした場合、バンチの弁別も可能であり、バンチ毎のビームサイズの同時測定も可能である。また、レーザー光を光学共振器で共鳴させて用いるこの手法は、レーザー光の空間的構造が共振器の形状で決定される為、レーザーワイヤーの太さに対して不確定性が殆どないというのも大きな利点である。もちろん、高出力のパルスレーザーに比べてコストの面で有利であることもこの方法を我々が選択した理由の一つである。

レーザーワイヤーに要求される性能

電子ビームの測定に関して、レーザーワイヤーで信頼できる測定ができるために必要な性能についてまとめておく。

- ATFの電子ビームの縦方向のビームサイズは $10\mu\text{m}$ 程度と非常に小さい。レーザーワイヤーのビームサイズもこれと同じくらいあるいはそれ以下にし、そのサイズも正確に測定されていなければならない。
- 後に述べるように、レーザー光と電子ビームのコンプトン散乱の断面積は非常に小さい。また、レーザー光との散乱以外の起源の γ 線も検出器には多く入射し、バックグラウンドとなる。バックグラウンドのなかでシグナルを十分な強度で得るためには、共振器でのレーザー光の増幅率は少なくとも数百は必要である。
- スキャンして測定する際、ワイヤーの位置を μm の精度で正確にモニターできなければならない。
- バックグラウンドの多い環境でシグナル強度を測定することになるので、バックグラウンドを正確に見積もり、引き算する手法が必要である。

1.3.3 これまでのレーザーワイヤー開発の経緯

我々のグループでは、レーザーワイヤーの開発を行なってきた。共振器についての原理テストと共振器パラメータの測定手法の確立 [10],[11]、そして安定化に関する問題を解決した [12],[13]。2000年6月に、始めてATFのダンピングリングに装置を組み込み、レーザー光と電子ビームの散乱による γ 線信号を確認することが出来た [14]。同時にレーザーパワーの増強、データ収集システムの改良等、次に進むべき方向が示されることになった。

1.3.4 本論文について

2000年6月以降の改良と新しい共振器、システムでのダンピングリング内エミッタンスの測定について本論文で説明する。また、システム全体のデザインについて見直し、次の段階への見通しを良くするのも本論文の目的の一つである。

2章で測定及び共振器の原理について述べ、後に必要となる式や計算結果についてまとめる。3章で共振器、レーザー光源を含む光学システムについて説明する。また、4章では共振器のデザインに関する見直し、そして今回行なった改良の一つである入射レンズ系の最適化について述べる。また、共振器増幅率の増強と新しく考案した増幅率の測定手法について5章で説明する。レーザーワイヤーの制御で最も難しい部分である共振器のフィードバックシステムについては6章でまとめる。

改良された光学システムをATFダンピングリングに設置して、電子ビームエミッタンスの測定を行なった。7章でATFでのセットアップを検出器、データ収集システムと共に説明する。8章で測定の手順について述べた後、9章で解析と結果についてまとめる。

10章で将来計画である高次のモードを用いた測定に向けての基礎実験についてまとめる。11章でバックグラウンドとして検出器に入ってくる γ 線に対してその性質について測定した結果について述べる。

第 2 章

原理

2.1 エミッタンス測定の実理

2.1.1 エミッタンスとビームサイズ

ビーム軌道上のある一点におけるビームサイズ (σ) はビームのエミッタンス (ϵ) と、ベータ関数 (β)、運動量拡がり ($\Delta E/E$)、分散 (η) に対して、

$$\sigma = \sqrt{\epsilon\beta + \left(\eta\frac{\Delta E}{E}\right)^2} \quad (2.1)$$

という関係にある。エミッタンスの測定は、 $\sigma, \beta, \Delta E/E, \eta$ を測定することに帰着する。

特に、ATF ダンピングリングでレーザーワイヤーが設置されている北直線部最下流の位置では、分散は水平方向で 10mm 程度、垂直方向では 2mm 以下と非常に小さい。また、 $\Delta E/E$ は電子ビーム電流値にも依存するが、 10^{-3} 以下である。式 2.1 からすると、 $\sigma_y \sim 10\mu\text{m}$ 程度の場合は分散の影響は数%以下であり、無視することができる。垂直方向エミッタンスと垂直方向ビームサイズの関係は、

$$\sigma_y = \sqrt{\epsilon_y\beta_y} \quad (2.2)$$

とてよい。即ち、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。

2.1.2 ビームサイズ測定

レーザーワイヤー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散乱によって、電子ビームの超前方に γ 線が発生する。レーザーワイヤーの位置を変えながら、検出器での γ 線のカウンtrateを測定すると、図 2.3 のようなカウンtrateのピークが得られる。

測定されたピークは、レーザー光と電子ビームの相対位置とルミノシティの関係を表している。つまり、レーザー光と電子ビームの空間的重なり具合が測定されたピーク幅である。このピーク幅から電子ビームのサイズ (σ_e) を求めなければならない。後に述べるように (2.3.3)、レーザー光の空間的形状はガウス型であることが分かっている。また、電子ビームの形状も基本的にはガウス型である。このような、ガウス型分布とガウス型分布の衝突の場合、2.4 で述べるように、その

ルミノシティも2つのビームの相対位置に対してガウス型になり、その幅 (σ_{lum}) は、電子ビームサイズ (σ_e)、レーザーワイヤービームサイズ (σ_{lw}) を用いて

$$\sigma_{lum} = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_{lw}^2} \quad (2.3)$$

である。 σ_{lw} については、あらかじめ測定しておくことができるので、 σ_e を計算することができる。

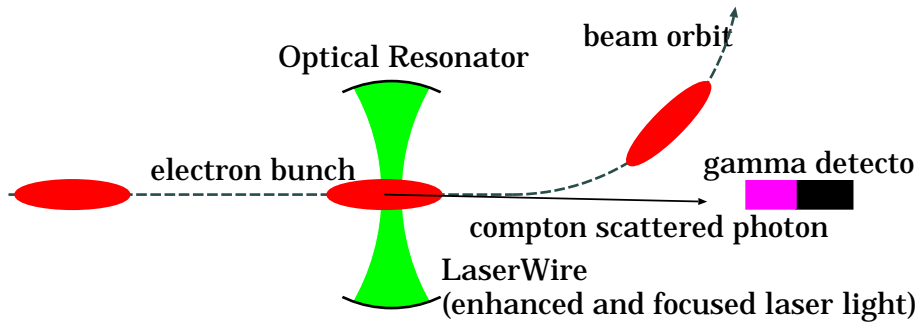


図 2.1 : 測定の原理図: ダンピングリング内、ビーム軌道上に電子ビームと垂直にレーザーワイヤーを設置する。電子ビームとレーザー光との散乱によって発生した γ 線をビーム前方に置かれた検出器で計数する。

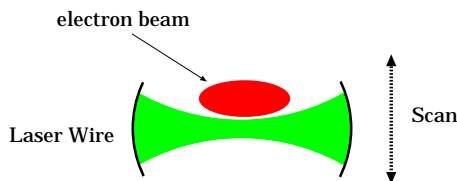


図 2.2 : 電子ビームのスキャン: レザーワイヤーを上下方向に動かし、電子ビームをスキャンする。

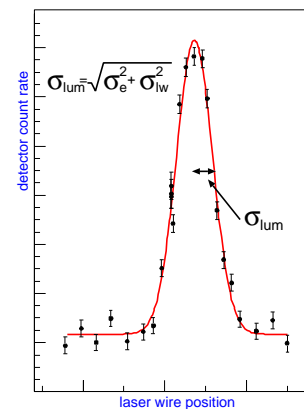


図 2.3 : 測定で得られるピーク: レザーワイヤーと電子ビームの相対位置に対するルミノシティのピークが得られる。

2.1.3 β の測定

リング一周の輸送行列を M_0 とする。 M_0 は、ある場所での $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ 及び、位相の進み μ_0 を用いて、

$$M_0 = \begin{pmatrix} \cos \mu_0 + \alpha_0 \sin \mu_0 & \beta_0 \sin \mu_0 \\ -\gamma_0 \sin \mu_0 & \cos \mu_0 - \alpha_0 \sin \mu_0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

と書ける。この状態から、四極電磁石の収束力を僅かに変える。収束力の変化を Δk として、薄レンズ近似を用いるとこの摂動は

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Delta k & 1 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

という輸送行列で表される。この摂動がかかった時、リング一周の輸送行列は僅かに変化し、

$$M = M_1 M_0 \quad (2.6)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \mu_0 + \alpha_0 \sin \mu_0 & \beta_0 \sin \mu_0 \\ -\Delta k \cos \mu_0 - (\alpha_0 \Delta k + \gamma_0) \sin \mu_0 & \cos \mu_0 - (\beta_0 \Delta k + \alpha_0) \sin \mu_0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

になる。また、 M は摂動を込みの状態での位相の進み μ を用いて表記すると、

$$M = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha \sin \mu & \beta \sin \mu \\ -\gamma \sin \mu & \cos \mu - \alpha \sin \mu \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

とも書ける。式 2.7,2.8を比較することで、

$$2 \cos \mu = 2 \cos \mu_0 - \beta_0 \Delta k \sin \mu_0 \quad (2.9)$$

という関係が導かれる。ベータトロン振動の位相の進み μ は、ベータトロンチューン ν と

$$\mu = 2\pi\nu \quad (2.10)$$

の関係がある。よって、ある四極電磁石の位置での β 関数の測定は、四極電磁石に流す電流を変化させてベータトロンチューンを測定し、 Δk に対する $\cos 2\pi\nu$ の変化をみれば良いことになる。そして、このようにして得られた四極電磁石の位置での β 関数の値をリングの光学系に従って延長し、レーザーワイヤーの位置での β 関数を導くことができる。

2.2 カウントレート

2.2.1 ルミノシティの導出

形状によるルミノシティ

ルミノシティ (L) は、対象としている反応の断面積を σ 、反応の頻度を $\frac{dY}{dt}$ とすると、

$$\frac{dY}{dt} = \sigma L \quad (2.11)$$

によって定義され、ビームの空間的形狀や密度によるものである。とくに固定標的実験のときは、標的の密度 (n)、厚み (t) と単位時間あたりのビームの個数 (N) をもちいて、

$$L = ntN \quad (2.12)$$

と書ける。

まず、光子標的側について考える。今の場合、光子のエネルギーは電子ビームのそれとくらべて低いので固定標的と思って良い。いまの場合、 nt は、レーザーワイヤーの光子分布を電子ビー

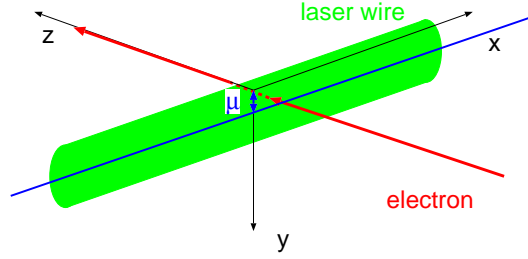


図 2.4：レーザーと電子の位置関係: 電子ビームの進行方向を z 軸とし、水平方向を x 軸、垂直方向を y 軸とする。レーザーワイヤーと電子ビームの相対位置は μ で表される。

μ の長手方向に射影した面密度になる。この面密度を $P_{lw}(x, y)$ とする。レーザー光の焦点付近 (レイリー長程度) は太さは一定だと思ってよいので、電子ビームから見たレーザー標的の水平方向の構造は一定とする。つまり、 P_{lw} は x によらない。レーザーワイヤーを太さ σ_{lw} の TEM00 モードとすると、レーザーワイヤーの単位長さあたりに 1 個の光子がある場合、その密度分布 (存在の確率分布) は、

$$P_{lw}(y) = \frac{1}{\sigma_{lw}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y - \mu)^2}{2\sigma_{lw}^2}\right) \quad (2.13)$$

となる。なお、 μ はレーザーワイヤーと電子ビームとの垂直方向の位置のずれである。

次に、電子ビーム側を考える。レーザー標的側に水平方向の構造がないとしたので、電子ビームの水平方向の構造 (ビームサイズ) はカウントレートには関係しない。電子ビームが垂直方向に太さ σ_e のガウス型の密度分布をしているとすると、レーザーワイヤーの位置で各電子の位置の確率分布 ($P_e(y)$) は、

$$P_e(y) = \frac{1}{\sigma_e\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_e^2}\right) \quad (2.14)$$

である。

これより、レーザーワイヤーの単位長さあたり 1 個の光子があり、電子は 1Hz で飛んでくるとした場合のルミノシティ (L) は、レーザーと電子の位置分布の重ね合わせなので、

$$L(\mu) = \int P_{lw}(y, \mu) P_e(y) dy \quad (2.15)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_{lw}^2 + \sigma_e^2}} \exp\left[-\frac{\mu^2}{2(\sigma_{lw}^2 + \sigma_e^2)}\right] \quad (2.16)$$

となる。即ち、ルミノシティは分散 (σ_{lum}) が $\sqrt{\sigma_{lw}^2 + \sigma_e^2}$ のガウス分布になる。これで形状に関する計算は全てである。ルミノシティはレーザー強度、電子ビーム電流値とは比例するので、あとは強度、電流値に対応して因子がかかるだけである。レーザー強度については、ワット (W) で、電子ビームについては電流 (mA) で表したほうがわかりやすいので、次に計算する。

レーザー標的の個数

強度 1W、波長 λ nm の定在波型レーザー光源について考える。波長 λ nm の光子のエネルギー E_{photon} は、

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} [J] \quad (2.17)$$

である。このレーザーが 1 秒あたりに放出している光子の数は、 $\frac{1[W]}{E_{\text{photon}}[J]}$ である。これを、単位長さあたりの光子数に直すには、光の速度 (c) で割れば良い。

$$\text{laser intensity} = \frac{\lambda}{hc^2} [1/m/W] \quad (2.18)$$

電子の個数

電子の個数を電流値で表すと、

$$\text{electron intensity} = \frac{1}{e} [1/sec/mA] \quad (2.19)$$

(e は電子の電荷である。)

ルミノシティ

上で得られた結果から、ルミノシティを W,mA を用いて表すと、

$$L(\mu) = \frac{\lambda}{hc^2} \frac{1}{e} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{\sigma_{lw}^2 + \sigma_e^2}} \exp\left[-\frac{\mu^2}{2(\sigma_{lw}^2 + \sigma_e^2)}\right] \times (\text{レーザー強度 } [W]) \times (\text{電子ビーム電流値 } [mA]) \quad (2.20)$$

2.2.2 微分断面積

コンプトン散乱の微分断面積を導出する。始めに電子の静止系での微分断面積について述べた後、それをローレンツ変換することで実験室系での微分断面積を導出する。電子の静止系での値には * をつけてあらわすことにする。

電子静止系での微分断面積

電子静止系でのコンプトン散乱 (図 2.5) の微分断面積は、いわゆる Klein-Nishina の公式であらわされる (式 2.21)。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \frac{e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 m^2 c^4} \left(\frac{\omega'^*}{\omega^*}\right) \left[\frac{\omega^*}{\omega'^*} + \frac{\omega'^*}{\omega^*} - 1 + \cos^2 \theta^*\right] \quad (2.21)$$

運動学から ω'^* と θ^* には以下のような関係がある。

$$\omega'^* = \frac{m\omega^*}{m + \omega^*(1 - \cos \theta^*)} \quad (2.22)$$

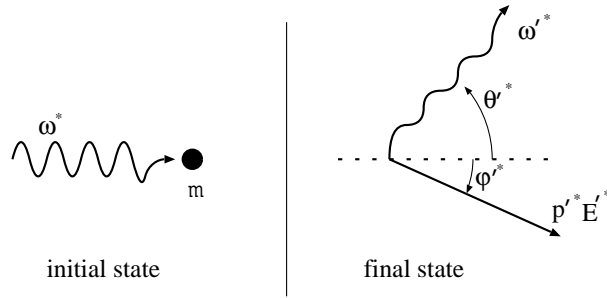


図 2.5 : 電子静止系での散乱: 電子の静止系での量は全て * をつけて表記する。また、散乱後の量は全て ' をつけて表記する。この系での散乱断面積は Klein-Nishina の公式で与えられる。

実験室系と電子静止系間のローレンツ変換

実験室系と電子静止系をつなぐローレンツ変換の γ, β は

$$\gamma = \frac{E}{m} \tag{2.23}$$

$$\beta = \frac{-p}{m} \tag{2.24}$$

である。図 2.6 のように、実験室系でレーザー光が電子ビームに対して横から衝突する場合は、電子の静止系において θ_0^* の角度をもって衝突することになる。

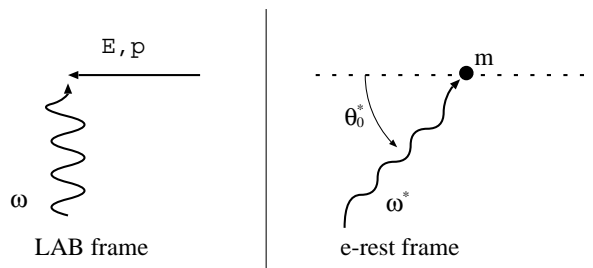


図 2.6 : 実験室系と電子静止系の変換: 実験室系での微分断面積を求めるのが有用である。今の場合、実験室系では光子は横から衝突するが、電子の静止系では正面衝突していると考えて良い。

ω^*, θ_0^* は次のように表される。

$$\omega^* = \gamma\omega \tag{2.25}$$

$$\theta_0^* = \arctan\left(\frac{1}{\gamma\beta}\right) \tag{2.26}$$

今の状況の場合 γ が十分大きい為、 θ_0^* は無視してよい。次に、散乱光子の変換について考察する。図 2.7 のように、電子静止系で ω', θ^* で散乱した光子を γ, β のローレンツ変換をして実験室

系に戻したとき、

$$\omega'^* = \omega' \gamma (1 - \beta \cos \theta) \quad (2.27)$$

$$\cos \theta^* = \frac{-\beta + \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (2.28)$$

の関係がある。

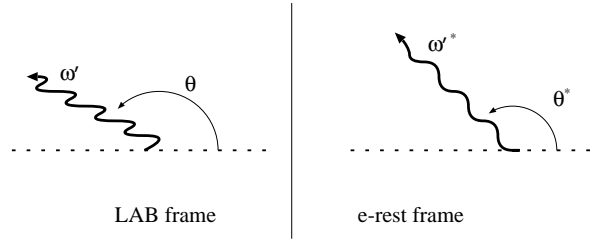


図 2.7：散乱光子の変換：散乱光子は実験室系ではローレンツブーストされて超前方に発生する。

電子静止系で表された式 2.21 を実験室系の式 ($\frac{d\sigma}{d\Omega} = \dots$) になおす。

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.29)$$

$$d\Omega^* = \sin \theta^* d\theta^* d\phi^* \quad (2.30)$$

$$\phi = \phi^* \quad (2.31)$$

なので、立体角の関係は

$$\frac{d\Omega^*}{d\Omega} = \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (2.32)$$

となる。結局、実験室系での微分断面積は、このようになる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega^*} \frac{d\Omega^*}{d\Omega} \quad (2.33)$$

$$= \frac{e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 m^2 c^4} \left(\frac{\omega'^*}{\omega^*}\right)^2 \left[\frac{\omega^*}{\omega'^*} + \frac{\omega'^*}{\omega^*} - 1 + \cos^2 \theta^*\right] \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (2.34)$$

本実験の状況と同じく、電子ビームのエネルギーを 1.28 GeV、レーザー光の波長を 532 nm としたときの微分断面積、散乱 γ 線のエネルギーと角度の関係、散乱 γ 線のエネルギースペクトル、 γ 線検出範囲で積分した積分断面積を表したのが図 2.8-2.11 である。

2.2.3 カウントレート

カウントレートは、式 2.11 より、ルミノシティと断面積によって、

$$\frac{dY}{dt} = \sigma L \quad (2.35)$$

で与えられる。

今の場合について具体的数値を計算する。レーザーの波長を 532nm, レーザーワイヤーの太さ (σ_{LW}) を 7.3 [μ m], 電子ビームのサイズ (σ_e) を 10.0 [μ m], 積分断面積 (σ) を 0.16 [barn] (γ 線を検出する立体角を 0.2[mrad]) で計算した結果、

$$\frac{dY}{dt} = 28.7 [Hz/mA/W] \quad (2.36)$$

である。

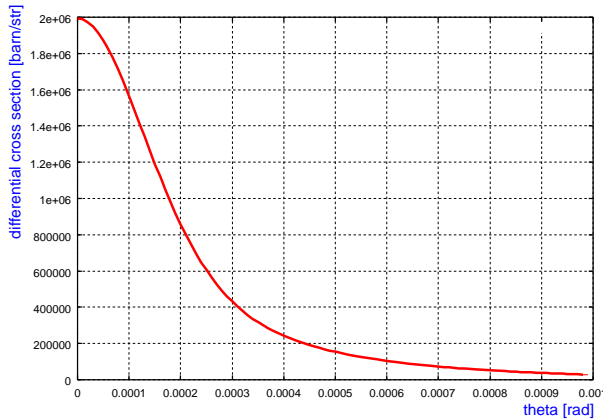


図 2.8：微分断面積：実験室系での γ 線の散乱角に対する微分断面積。超前方に集中していることが分かる。

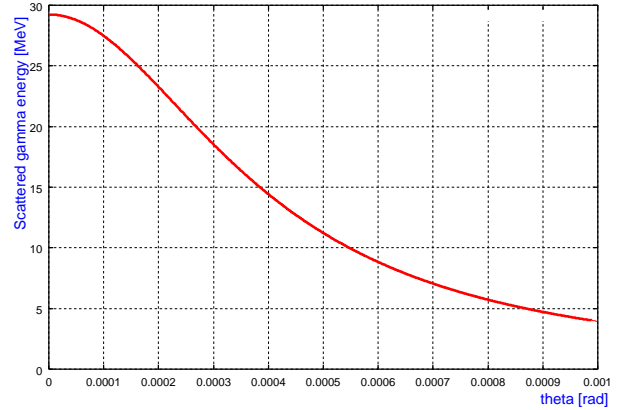


図 2.9：角度とエネルギー：散乱 γ 線の散乱角とエネルギーには関係があり、前方ほどエネルギーが高い γ 線が得られる。

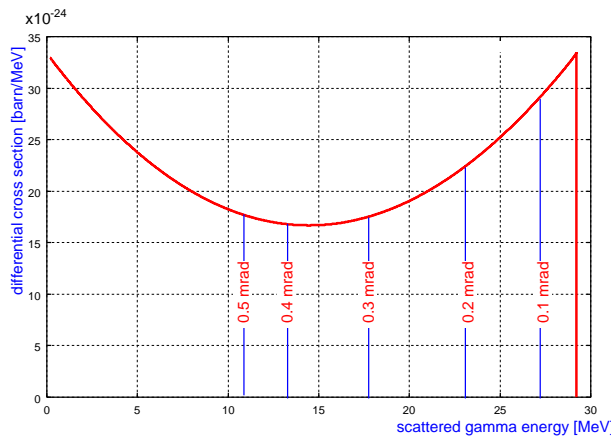


図 2.10： γ 線エネルギースペクトル：コンプトン散乱のエネルギースペクトルである。図 2.9 のように散乱角とエネルギーに対応がある為、検出範囲に対応する位置でスペクトルは切れることになる。

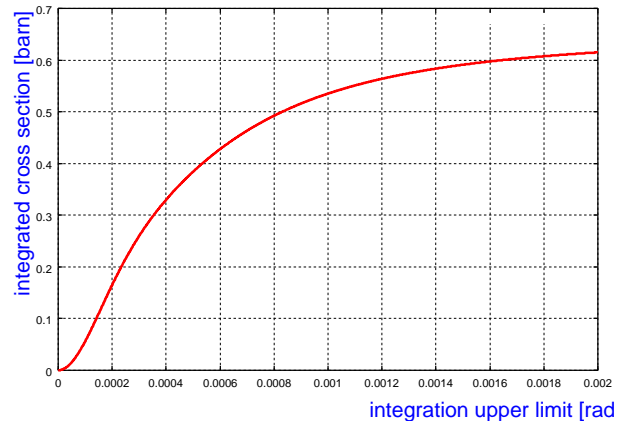


図 2.11：積分断面積：検出範囲の角度以下で積分した断面積。検出器前に置かれたコリメータの穴の大きさに対するシグナルのカウントレートを表す。

2.3 光学共振器

レーザーワイヤーの開発において、技術的に最も難しいのは光学共振器についてである。凹面鏡を向かい合わせに配置した安定型の光学共振器を採用した。光学共振器については、その共鳴幅、増幅率に関する議論と共鳴条件を満たす光の空間的な強度分布の議論は別にできる。始めに、共振器の共鳴条件について述べ、続いて、増幅率に関することを述べる。最後に光のモードの空間的な特性についてまとめる。[17],[18]

2.3.1 共鳴についての一般的議論

2枚の鏡を用いて組んだ共振器の共鳴の特性について考えよう。その共鳴条件は、光の波長 (λ) と共振器長 (L) により、その共鳴幅は共振器の鏡の特性による。

まず、共鳴条件は鏡表面で節になるという境界条件から、次のように表される (図 2.12)。

$$kL = n\pi \quad (n: \text{integer}) \quad (2.37)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.38)$$

共振器の特性については、周波数で議論されることが多い。共振器の共振器長 (L) を固定し、光の波長 (λ) が変化するとして考えると、この共振器で共鳴する波長は複数あるが、その間隔は、

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (2.39)$$

であり、これを free spectral range (FSR) ($\Delta\nu$) と呼ぶ。また、共鳴幅 (FWHM) を bandwidth ($\delta\nu$) と呼ぶ。 R_{eff} を共振器ミラーの実効的な反射率とすると、 $\delta\nu$ は次のように表される。(詳細は 2.3.2 で述べる) c は光速である。

$$\delta\nu = |\ln(R_{eff})| \frac{c}{L} \simeq \frac{1 - R_{eff}}{2\pi\sqrt{R_{eff}}} \frac{c}{L} \quad (2.40)$$

ここで、共鳴の鋭さを表す量として finesse (F) を次のように導入する。

$$F = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \simeq \frac{\pi\sqrt{R_{eff}}}{1 - R_{eff}} \quad (2.41)$$

逆に、 λ を固定して、 L を変化させると考えても同様のことがいえる (図 2.13)。

2.3.2 光学共振器の増幅率 (gain)

光学共振器に光を入射すると、光は鏡間を何度も往復して増幅する。共振器の増幅率、透過率、反射率、finesse についてまとめておく。ここでの議論には、ミラー表面での散乱、吸収などによるパワーロスがある場合も含む。

いわゆる反射率、透過率の定義はその強度で成される。ミラー 1,2 について、パワーの反射率、透過率を $R_i, T_i (i = 1, 2)$ とする。ミラーでの吸収率 (乱反射によるパワーロスも含む) は、 $R_i + T_i < 1$ によって表される。また、ミラー間には媒質はないとして吸収因子は 1 とする。2枚の鏡で cavity を組んだときの実効的な反射率として、次の R_{eff} を導入する。

$$R_{eff} = \sqrt{R_1 R_2} \quad (2.42)$$

これらの量を用いて、共振器の透過光 (T_{cav})、反射光 (R_{cav})、蓄積光 (S_{cav}) の強度は以下のように表される。(詳細は appendixB)

$$T_{cav} = \frac{T_1 T_2}{(1 - R_{eff})^2 + 4R_{eff} \sin^2(kL)} \quad (2.43)$$

$$R_{cav} = (R_1 + T_1) - \frac{T_1 R_{eff} [\frac{1}{R_{eff}} - R_{eff} - T_1 \frac{R_{eff}}{R_1}]}{(1 - R_{eff})^2 + 4R_{eff} \sin^2(kL)} \quad (2.44)$$

$$S_{cav} = \frac{T_1(1 + R_1)}{(1 - R_{eff})^2 + 4R_{eff} \sin^2(kL)} \quad (2.45)$$

また、finesse は、

$$F = \frac{\pi \sqrt{R_{eff}}}{1 - R_{eff}} \quad (2.46)$$

と表される。

2.3.3 共振器

共振器の形状と、そこに共鳴する光の形状についてまとめる。始めに、幾何光学によって伝搬行列を導入し、波動光学にそれを発展させる。それを用いて、共振器のつくる境界条件とそれを満足する解について述べる。

幾何光学

全ての光学系が回転対称だとして、x-z plane で考える。位置 x_1 、角度 α_1 で始まった光線が途中の光学系を通った後、位置 x_2 、角度 α_2 の状態になるとする。このとき、 $x_1, \alpha_1, x_2, \alpha_2$ の間の関係を与えるのが幾何光学である。簡単の為、話を線形な領域に限る。すなわち。

$$\sin \alpha = \tan \alpha = \alpha \quad (2.47)$$

の近似が成り立つとする。

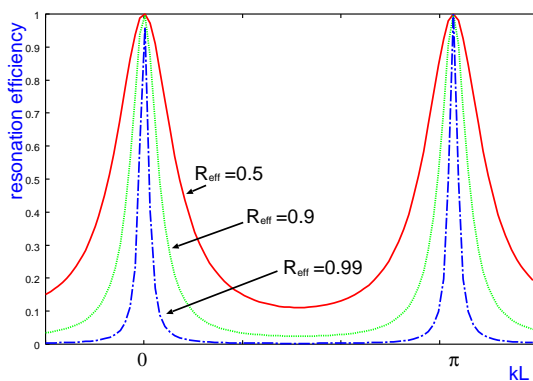


図 2.12 : 共振器の共鳴条件: 位相が π 増える毎に共鳴点がある。また、共鳴幅は実効的な反射率 R_{eff} に依存し、 R_{eff} が高い程共鳴幅は狭くなる。

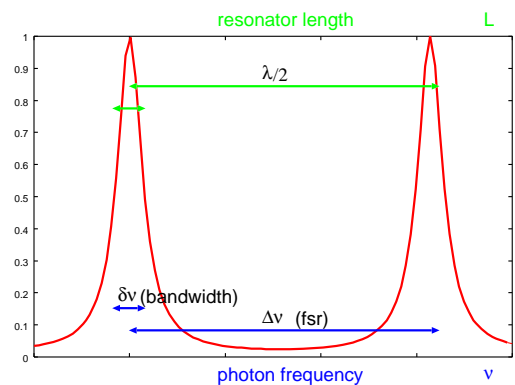


図 2.13 : 周波数でみた共鳴条件: 共振器長を固定し、周波数の関数として表した共鳴条件。fsr はピーク間の周波数差。bandwidth 共鳴幅を周波数で表したもの。

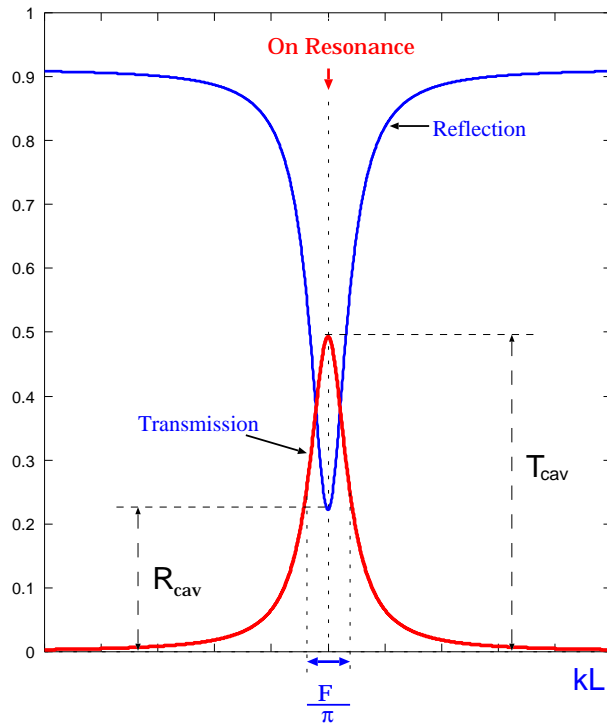


図 2.14： 共鳴の様子と共鳴位置での透過率、反射率：共鳴位置で透過率は最大になり、反射率は最小になる。透過率と反射率は共振器ミラーでの吸収の影響で変化する。

必要な知識はスネルの法則だけである。線形な領域で話をすすめるので、光線の伝搬は行列を用いて以下のように表現される。光学系の様相は次のように行列の形で表現される。

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

波動光学

レーザーワイヤーでは、焦点近傍の話が重要なので、波動光学で話をすすめる必要がある。原理はキルヒホッフ積分のみである。すなわち、任意の座標での電場を求めるには、光線の発生点全てに対して幾何光学から得られる光路を考え、位相を含めて電場を足しあわせるというものである。

幾何光学のところで導入した ABCD-Matrix は依然有効である。キルヒホッフ積分は ABCD-Matrix の行列要素を用いて書き表すことができる (Collins Integral [19])。ある一平面での電場分布 $(E_1(x_1, y_1))$ が分かるとこの積分を使って計算することによって、離れた別の位置での電場分

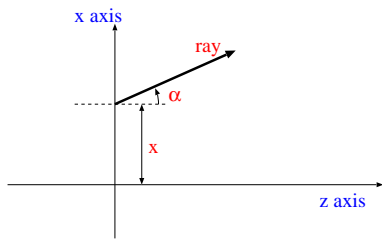


図 2.15 : 光線とその表記の仕方: レーザー光進行方向を z 軸とし、それに垂直な方向を x 軸とする。 x 座標と z 軸となす角によって光線は表される。

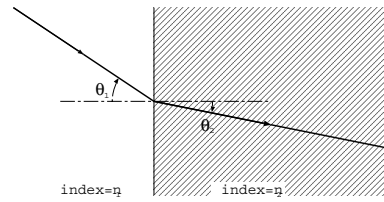


図 2.16 : スネルの法則: 屈折率の違う媒質に光線が入射する時、光線の角度が変化する。幾何光学は全てこの原理から導かれる。

布 ($E_2(x_2, y_2)$) が得られる。

$$E_2(x_2, y_2) = \frac{-i}{\lambda B} \iint E_1(x_1, y_1) \exp[i\frac{\pi}{\lambda B} Ax_1^2 + Dx_2^2 - 2x_1x_2Ay_1^2 + Dy_2^2 - 2y_1y_2] \quad (2.49)$$

ガウスビーム

凹面鏡を用いた共振器の境界条件を満足する解として、ガウスビームと呼ばれるものがある。市販のレーザー光源の出力光もガウスビームである。ガウスビームの導出とその記述法について述べる。

$z = 0$ で次のようなガウス型の強度分布を持った光を考える。位相はこの平面でそろっているとする。

$$E_1(x_1, y_1) = E_0 \exp[-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}] \quad (2.50)$$

この光の自由空間での伝搬を考える。上述の Collins integral に於いて、自由空間の行列を使用して、

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

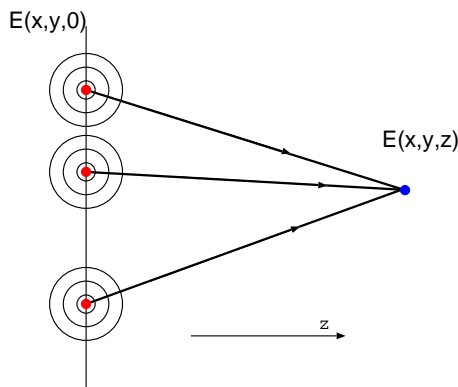


図 2.17 : キルヒホッフ積分: 光の発生点からの電場の足し合わせによって任意の点での電場が求まる。

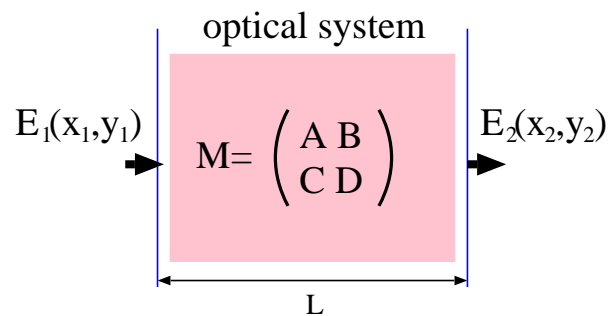


図 2.18 : ABCD-row: 2 点間の光学系が ABCD-Matrix によって表現されているとき、キルヒホッフ積分は式 2.49 のようにその行列要素をもちいて表すことができる。

の場合を計算すれば良い。

積分を実行すると、 z の位置における電場は次のようになる。

$$E_2(x_2, y_2, z) = \frac{E_0}{1 - iz/z_0} \exp\left[-\frac{ik}{2} \frac{x_2^2 + y_2^2}{R(z)}\right] \exp\left[-\frac{x_2^2 + y_2^2}{w(z)^2}\right] \quad (2.52)$$

$$= E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{ik}{2} \frac{x_2^2 + y_2^2}{R(z)}\right] \exp\left[-\frac{x_2^2 + y_2^2}{w(z)^2}\right] \exp\left[i \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)\right] \quad (2.53)$$

ここで、

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.54)$$

$$R(z) = z_0 \left[\frac{z}{z_0} + \frac{z_0}{z} \right] \quad (2.55)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.56)$$

である。

式 2.53 を見れば明らかなように、 $R(z)$ は z の位置での位相面の曲率半径、 $w(z)$ は z の位置でのスポットサイズを表す。

さらに、焦点の位置から十分遠く離れると、スポットサイズ ($w(z)$) は、

$$w(z) \cong \frac{w_0}{z_0} z = \theta_0 z \quad (2.57)$$

に近づく。 θ_0 はビームの拡がり角を表す。

ここで新たに

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (2.58)$$

という複素量を導入する。 $q(z)$ は、 z の位置での曲率半径とスポットサイズを同時に表す量であり、この $q(z)$ のみでガウスビームは特徴づけられる。

また、一般の ABCD-Matrix で表される光学系で、

$$E_1(x_1, y_1) = E_0 \exp\left[-\frac{x_1^2 + y_1^2}{q_1^2}\right] \quad (2.59)$$

と表されるガウスビームに対する伝搬を計算すると、

$$E_2(x_2, y_2) = \frac{E_0}{A - B/q_1} \exp\left[-\frac{x_2^2 + y_2^2}{\left(\frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}\right)^2}\right] \quad (2.60)$$

である。このことから、ガウスビームは光学系を通った後もガウスビームであり、そのパラメータ (q) が変化するだけである。そして、 q の伝搬については以下の法則に従うことが分かる。

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (2.61)$$

共振器のデザイン

共振器の1往復での伝搬行列が ABCD である場合を考える。この共振器で共鳴する光の形状について考えよう。共鳴するという事は、1往復しても光のパラメータが変わらないということなので、式 2.61 を $q_1 = q_2$ で解くと、

$$\frac{1}{q} = \frac{D-A}{2B} - \frac{i}{2B} \sqrt{4 - (A+D)^2} \quad (2.62)$$

となる。この q のパラメータを有するガウスビームが今考えている共振器の境界条件を満たすことになる。

共振器を記述するパラメータとして、以下の量を導入する。 $\rho_i (i = 1, 2)$ は、各鏡の曲率半径、 L は鏡間距離を表す。

$$g_i = 1 - \frac{L}{\rho_i} \quad (2.63)$$

新たに導入した g_i を用いて、この共振器を往復する輸送行列は、

$$M_{RES} = \begin{pmatrix} 2g_1g_2 - 1 & 2Lg_2 \\ \frac{(2g_1g_2 - 1)^2 - 1}{2Lg_2} & 2g_1g_2 - 1 \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

と表される。ここで、式 2.62 から、鏡 1 上での位相面の曲率半径、スポットサイズは、

$$R_1 = \frac{2B}{D-A} \quad (2.65)$$

$$w_1^2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{2B}{\sqrt{4 - (A+D)^2}} \quad (2.66)$$

であることが分かる。式 2.66 を見れば分かるように、安定解が存在する条件は、

$$|A+D| < 2 \quad (2.67)$$

すなわち、

$$g_1g_2 < 1 \quad (2.68)$$

である。 g_1, g_2 と共振器の安定性について表したのが図 2.20 である。

結局、共振器のパラメータ g_1, g_2 によって共振器の幾何学的形状と、そこに共鳴する光の形状は決定される。レーザーワイヤの開発にとっては、共振器の形状と、レーザー光のビームウェスト (w_0) の関係が重要である。特に、対称型の共振器 ($g_1 = g_2 = g$) の場合の g と w_0 の関係を表したのが図 2.21, 2.22 である。

$$w_0^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \frac{\sqrt{g_1g_2(1 - g_1g_2)}}{|g_1 + g_2 - 2g_1g_2|} \quad (2.69)$$

横モード

式 2.53 で与えた解以外にも、 z の位置での位相面の曲率半径が同じ $R(z)$ を持つものが無数に存在する。これらの解は全て同じ共振器で共鳴することができる。具体的には、次のようなエルミートガウス型の解である。今まで扱ってきたガウスビームはその最も低次のものと位置付けられる。

$z = 0$ で次のようなエルミートガウス型の強度分布を持つ光を考える。

$$E_1(x_1, y_1) = E_0 \exp\left[-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right] H_m\left(\frac{\sqrt{2}x_1}{w_0}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y_1}{w_0}\right) \quad (2.70)$$

これを式 2.53 と同様に計算すると、

$$E_2(x_2, y_2, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{ik}{2} \frac{x_2^2 + y_2^2}{R(z)}\right] \exp\left[-\frac{x_2^2 + y_2^2}{w(z)^2}\right] H_m\left(\frac{\sqrt{2}x_2}{w(z)}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y_2}{w(z)}\right) \exp\left[i(m+n+1) \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)\right] \quad (2.71)$$

となり、確かに同じ $R(z)$ の位相面を持つことが分かる。各 m, n に対する解を TEM_{mn} モードと呼ぶ。この横モードの光が g_1, g_2 で特徴づけられる共振器に実現しているとして、2枚の鏡表面での位相差 ($\delta\phi$) は、 g_1, g_2 を用いて次のように表される。

$$\delta\phi = kL + (m + n + 1) \left(\arctan\left(\frac{z_1}{z_0}\right) - \arctan\left(\frac{z_2}{z_0}\right) \right) \quad (2.72)$$

$$= kL + (m + n + 1) \arccos(\sqrt{g_1 g_2}) \quad (2.73)$$

これは、 $g_1 g_2 = \pm 1$ でない共振器の場合、横モードは次数毎に共鳴位置が異なることを意味している。

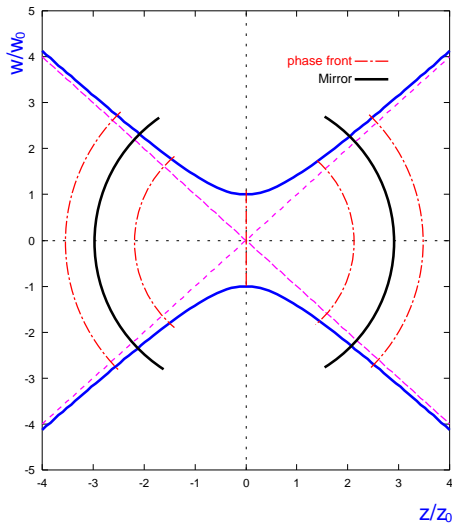


図 2.19: ガウスビーム: 式 2.53の解の電場の空間分布。ビームウェストの位置では位相面は平面である。共振器ミラーは位相面の曲率半径がミラーの曲率半径に一致する位置に挿入される。ビームウェストから z_0 だけ離れると、ビームサイズは $\sqrt{2}w_0$ になる。

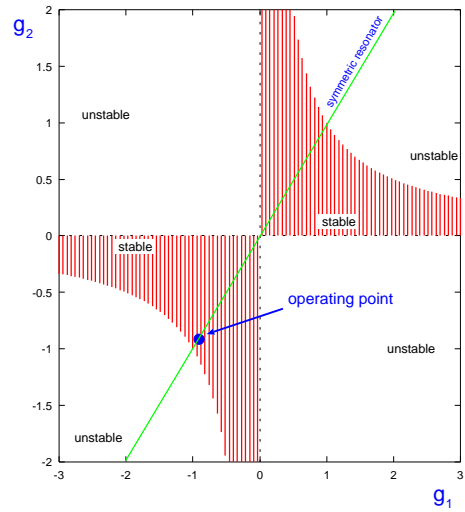


図 2.20: g-diagram: g_1, g_2 に対して、共振器の安定領域を表した図。今回のようにビームウェストが小さな共振器は、かなり不安定領域に近い点に位置する。

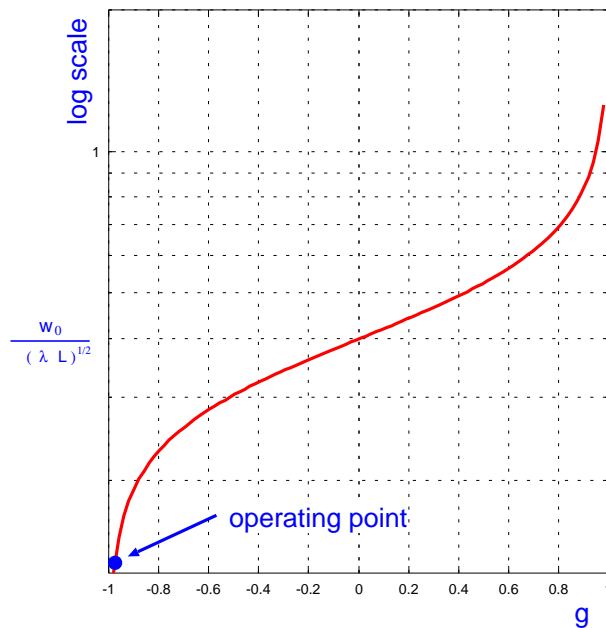


図 2.21: ビームウェストと g の関係: $g_1 = g_2$ の共振器で g の値とビームウェストの関係を表す。 g が -1 に近づく (ミラーの曲率半径が固定の場合、共振器長が長くなる) と、ビームウェストが小さくなる。

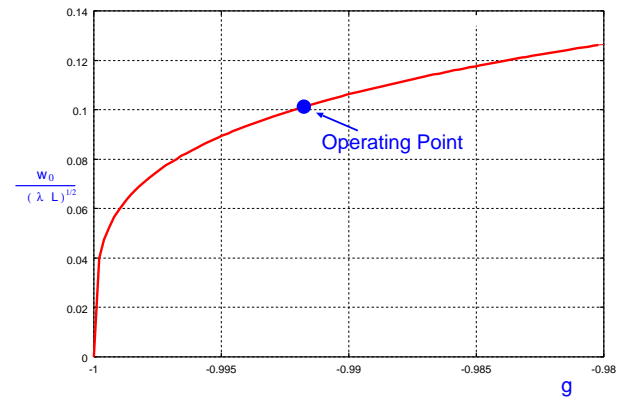


図 2.22: ビームウェストと g の関係 (拡大図): $w_0 = 14\mu\text{m}, \lambda = 532\text{nm}$ の場合、 $\rho = 20\text{mm}$ の共振器ミラーを用いるとすると、共振器長は 39.84mm となる。不安定領域まであと $160\mu\text{m}$ である。

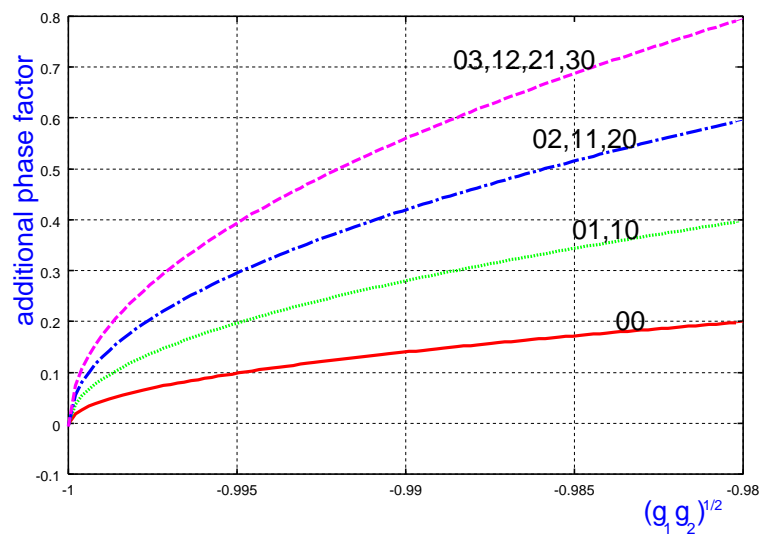


図 2.23 : g に対する高次モード共鳴点の位相差: モードの次数によって共鳴点の位相差が異なる。また、その位相差は g の関数になっている。共鳴点のシフトを測定することで g を求めることができる。

第 3 章

装置 (主に光学システム)

ATF の加速器に組み込む前にテストベンチで共振器とその周辺のテストを行なった。この章では、テストベンチでのセットアップについて光学系とその周辺の個々の装置について述べる。

光学システム全体は図 3.1 のようなものである。このシステムをいくつかの部分に分けて順に説明する。

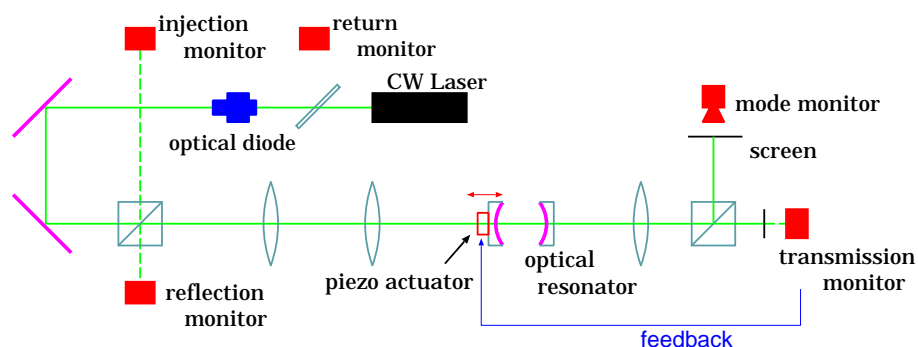


図 3.1 : 光学系全体の配置図: テストベンチでのセットアップであり、入射系の前にハーフミラーを挿入してある。このため、共振器に入射するエネルギーは低くなるが反射光を容易にモニターすることが出来る。

3.1 レーザー光源

レーザー光源としては、波長 532nm、定在波型のダイオード励起固体レーザーを使用した。波長の決定理由は 4.1.1 に述べる。

レーザー光源の選定についての条件についてまず考察する。光源からのパワーを無駄なく使う、即ち共振器への入射効率をほぼ 1 にする為には、その線幅 (bandwidth) は共振器の線幅 (10MHz 程度) より十分小さくしなければならない。また、横モード、縦モード共に単一モードでなければならない。出力パワーについては、共振器の増幅率が 200 程度で kHz 程度のバックグラウンド γ 線の中で測定ができる為には 100mW 以上が必要とされる。

レーザーワイヤーの特性は共振器で決定されるものなので、入射効率を上げることにこだわら



図 3.2 : テストベンチでのセットアップ

なければ、線幅や、単一モードの条件が合わない場合でも入射効率が悪くなる分、パワーの高いレーザー光源を用いればよいことになる。

しかし、開発段階においては入射効率がほぼ 1 でなければ 5 章の測定などの基礎実験がやりにくいということもあって線幅、モード等について出来るだけ理想的なレーザーを探した。

2 種類のレーザー光源を購入し、使用した。どちらも比較的小型のレーザー光源で取り扱いやすい。レーザーワイヤーの光学システムに組み込まれる時には、レーザー光源のヘッド部は図 3.6 のように上下方向に調整可能なステージの上に設置される。

レーザー (Uniphase 社 μ greenSLM 4611-050)

出力が 50mW であるが、線幅は狭く、また波長のふらつきも小さく安定なレーザー光源である。6 章のフィードバックに関するテストをでは特にこのレーザーを用いる。

表 3.1 : Uniphase 社 μ greenSLM 4611-050 の特性

parameter	value
Wavelength	532 nm
OutputPower	50mW
Transverse mode	TEM00
M^2	< 1.2
Bandwidth	< 5MHz
Beam Divergence	1.2mrad
Beam Diameter(1/e2)	0.6mm
Power Stability	< 1%
Pointing Stability	< 30 μ rad
Noise(rms)	< 0.5%
Elipticity(%)	< 10
Polarisation ratio	> 100:1

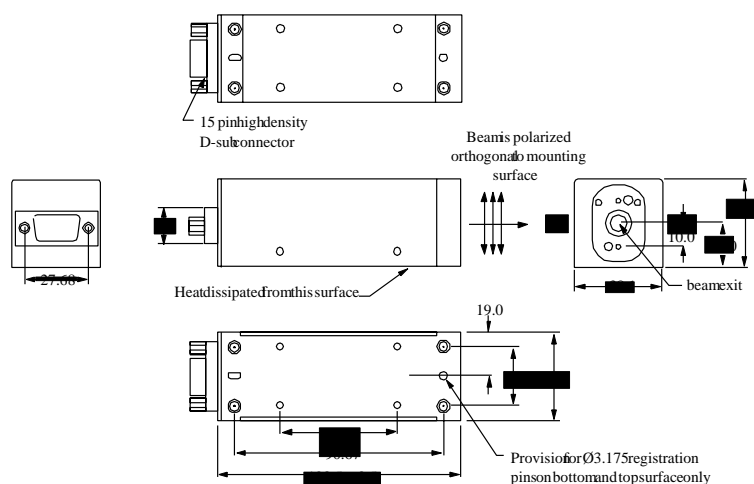


図 3.3 : Uniphase 社 μ greenSLM レーザーのヘッド部

レーザー (LaserQuantum 社 Torus532-100)

電子ビームの実験に用いた出力 100mW のモデルである。波長のゆらぎが大きいためレーザー光源内部のフィードバック機能を停止するように改造を施して使用した。

表 3.2 : LaserQuantum 社 Torus532-100 の特性

parameter	value
Wavelength	532 nm
OutputPower	100mW
Transverse mode	TEM00
M^2	1.1
Bandwidth	< 5MHz
Beam Divergence	< 1.0mrad
Beam Diameter(1/e ²)	< 1.0mm
Power Stability	< 1%
Pointing Stability	< 5 μ rad
Noise(rms)	< 0.1%
Polarisation ratio	> 100:1
Operating voltage	120/240 VAC or 100 VAC 50-60Hz

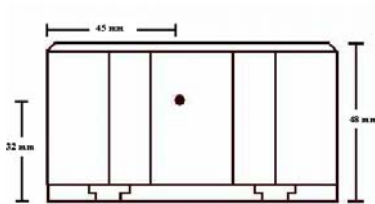


図 3.4 : LaserQuantum 社 Torus532 のヘッド部
(1)

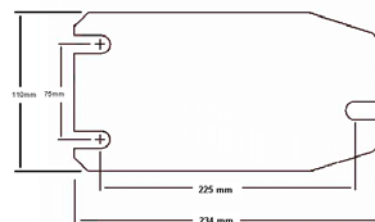


図 3.5 : LaserQuantum 社 Torus532 のヘッド部
(2)

3.2 光学系

光学ダイオード部

我々の装置のように鏡に対してレーザー光を垂直に入射する場合、反射光が行きと同じ道筋を通過してレーザーヘッドに戻ってくることは避けられない。反射光がレーザー光源に戻ってくると、レーザー出力を不安定にするなどの悪影響がでてしまう。光学ダイオード系は、共振器からの反射光がレーザー光源に戻るのを防ぐもので、アイソレータと、ウェッジ基板で構成されている。アイソレータはファラデーローテータと直線偏光子で構成されている。ファラデーローテータは、所謂ファラデー効果を応用したもので、片道で 45° 偏光面が回転するように設計されている。戻り光は、このファラデーローテータを 1 往復することになるので、その偏光面は 90° 回転することになり、そのような光は直線偏光子を通過できない。ウェッジ基板は、戻り光をモニターし、戻り光が殆んどないことを確かめる為に設置した。

アイソレータの調整は次の手順で行なった。まず、透過光をモニターしながら、polarizer1 を調整し、透過光強度が最大になるようにした。次に、わざと反射光を戻した状態で、戻り光をモニターしながら polarizer2 を調整して反射光強度が最小になるようにした。戻り光を測定した結

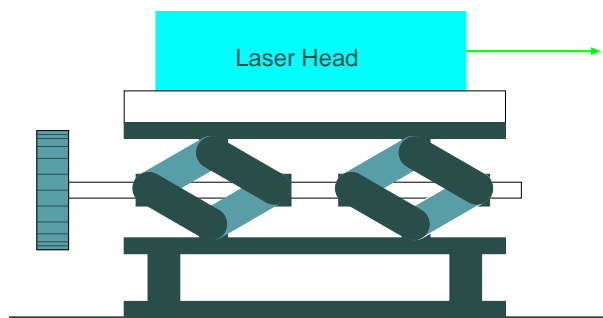


図 3.6: レーザーの設置: レーザーはラボジャッキ上に固定し、上下方向に調整可能になっている。

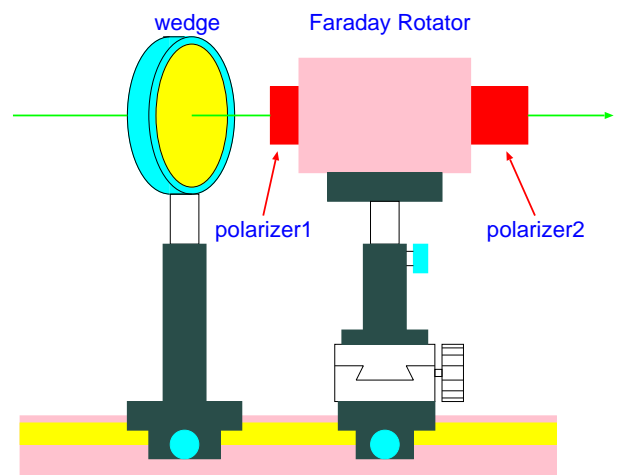


図 3.7: 光学ダイオード: ウェッジ基板とアイソレータからなる。反射光がレーザー光源に戻るのを抑える役割を持つ。ウェッジ基板での反射光をモニターし、戻り光がないことを確認する。

果から、約 1/10000 に戻り光強度を落すことができる。

アイソレータ: OFR 社; IO-7-532-HP

ビーム輸送系

ビーム輸送系として、2枚の鏡でコの字型にレーザー光を折り返すものを用意した。鏡ホルダーは角度が微調整できるものを用いた。このシステムを用いることで、レーザービームのアライメントが容易になる、また、システム全体がコンパクトにまとまるという利点がある。

ミラーホルダー: 光機社製; B型精密ミラーホルダー, -49(B)-50

鏡: 光機社製; 誘電多層膜ミラー, YAG倍波用45度全反射ミラー ($\phi 50$)

入射系

最後にレーザービームは2枚のレンズから構成される入射系と呼ばれる部分を通して、共振器に入る。この入射系では、共振器の共鳴モードに合うように入射レーザー光を整形する役割がある。入射系のデザインについては、4.2で扱う。2.3.3で述べたように、ガウスビームはそのスポットサイズと位相面の曲率半径という二つのパラメータによって決定される。入射ビームのこれらのパラメータを共振器の共鳴モードのそれと合わせる為には最低2枚のレンズが必要である。この部分は特に微調整が必要である為、各々のレンズホルダーは x - y - z 方向にマイクロメータがついたステージに取り付けてある。また、2つの xyz ステージはレールに取り付けられており、長手方向に自由に動かすことができる。

xyz ステージ: 光機社製; -707-25PS

レール: 光機社製; -06T

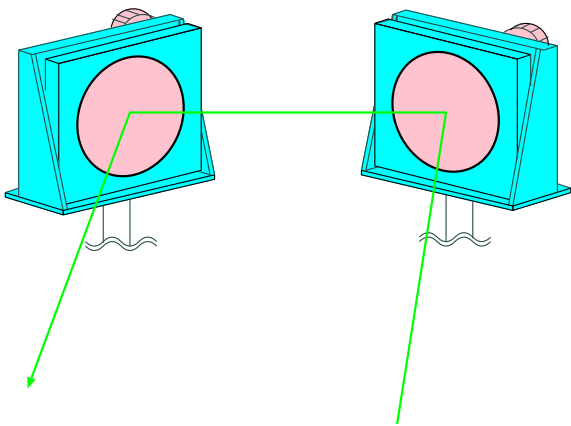


図 3.8 : ビーム輸送系: 2 枚の微調整可能なホルダーに取り付けられた平面鏡によって光路を調整する。

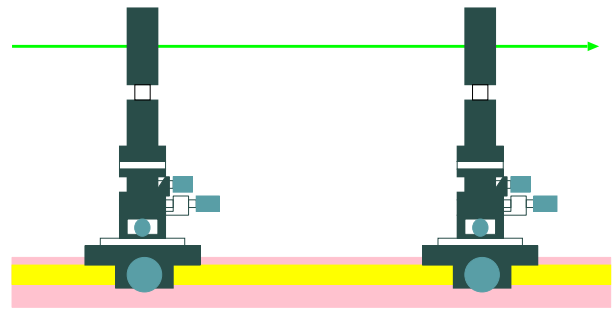


図 3.9 : 入射系: 2 枚のレンズを用いてレーザー光の形状を共振器に合うように整形する。レンズホルダーは 3 方向微調整可能なステージに取り付けられている。

3.3 モニター系

フォトダイオード光検出器

レーザー光をモニターするために Si-PIN フォトダイオードを使用した。フォトダイオードは位置合わせが容易なように、受光面の大きめのもの ($\phi 5$) を使用した。照明などからくるバックグラウンドを抑える為、アルミケースに入れて用いる。8.1.2で行なうレーザービーム拡がり角の測定の際には、図 3.12のようにアルミケースの穴に 1mm 幅のスリットを取り付けたものを用いる。

フォトダイオード: 浜松ホトニクス社製 ; S3071

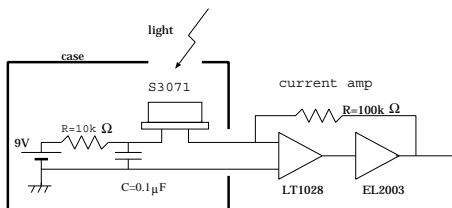


図 3.10 : フォトダイオード及びカレントアンプの回路図: フォトダイオードには、電池で逆電圧を加えている。

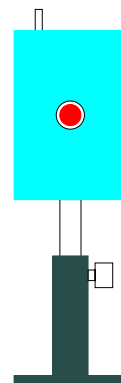


図 3.11 : フォトダイオード: バックグラウンドの光が入るのを抑える為に、受光面だけ穴をあけたアルミケースに入れて用いる。

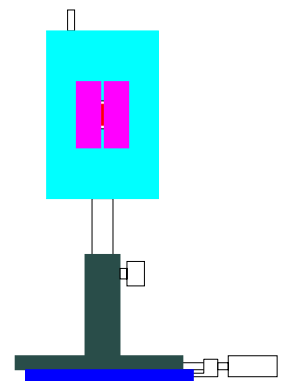


図 3.12 : スリット付きフォトダイオード: 1mm 幅のスリットを取り付けて受光面を限ったもの (8.1.2で用いる)

パワーメータ

レーザー光パワーの絶対量の測定はパワーメータを用いて行なった。パワーメータは 532nm の光用にキャリブレーションされている。キャリブレーションの絶対精度は 10% くらいだと思われる。これを用いて、レーザー光源の出射パワーや、レーザー光源から共振器までの輸送効率の測定等に適宜用いる。

パワーメータ: Spectra Physics 社製 ; MODEL 407A

CCD カメラ

レーザー光スポットの形状を見る為に CCD カメラを用いた。CCD カメラの入射光強度に対するリニアリティは、光電子増倍管で光強度をモニターした LED を用いて、別途測定した。レーザー光を直接 CCD カメラの受光面に当てると、その 2 次元的な強度分布を得ることができる。10.2 では、この手法で測定を行なう。

ただし、電子ビームの測定実験の時はレーザー光の 2 次元的な強度分布を得るというよりは、実験を行なっている間、共振器内の共鳴モードが TEM_{00} モードから外れていないことを確認するという目的をおき、共振器透過光をスクリーンに映し出してから CCD カメラでモニターした。

CCD カメラ: National 製 ; WV CD-50

3.4 共振器構造体

共振器を構成する 2 枚の凹面鏡を保持する構造体についてここで説明する。共振器構造体に必要な特性として、以下のようなものがある。

- 横方向の相対位置は、高次の共鳴モードを発生させないように $1\mu m$ の精度で調整できなければならない。長期的にもこの精度でずれないように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。その長期的安定性という意味で、 $1\mu m$ の精度で安定でなければならない。
- 共振器長は、共鳴状態の安定性という意味では、共振器の共鳴幅の精度 ($< 1nm$) で安定でなければならない。これは短期的な安定性であり、後に述べるフィードバック回路の働く時間スケール ($> 100msec$) では、この条件はもう少し緩くなる。空気や架台の振動を拾わないような構造が必要である。
- 共振器長を制御できるようにし、温度変化等の影響があっても共鳴状態が維持されるようにできなければならない。共振器長を $1nm$ 以下の精度で制御する仕組みが必要である。

このような条件を満足する為、共振器全体を一体化した構造を採用した。

鏡の横方向の位置の調整機構をしては、2nd ミラーを保持する部位を板バネ構造を挟んで、上下、左右にマイクロメータで抑えつける仕組みになっている (図 3.13)。

縦方向は、共鳴状態維持にとって最も振動に敏感である。このため、縦方向には大きなレンジ (μm) での調整機構は設けず、ビームウェストの調整はその加工精度に頼ることにした。

$1nm$ 以下の共振器長の制御には、 piezo 素子を用いる。1st ミラーを保持する部位は、板バネを挟んで piezo 素子に密着しており、piezo 素子に高電圧を加えると、その伸び縮みが伝わるよ

うになっている (図 B.2)。ピエゾ素子は、中空の円筒形のものを用い、レーザー光が通過できるようにしている。

さらに、このような共振器構造体を保持する外枠を設けた。これには、共振器全体を上下、左右に動かす為のマイクロメータも備えてある (図 3.15,3.16)。

ピエゾ素子:富士セラミックス社; セラミック振動子 Z15H23*25C-P (C-82)

3.5 共振器ミラー

今回の測定には、表 3.3 に挙げる 2 種類の共振器ミラーを用いた。何れもその寸法は図 3.18 に表したものである。

名称は、99%、99.9%となっているが、企業側も測定手段をもっていない為、反射率に関して直接的には全く分かっていない。5章で反射率の測定について述べる。type a,b はそれぞれ同じロットの製品であり、ほぼ同じ反射率と透過率を持つと思われる。ここでは、パラメータ数を抑えるために、同一の type のミラーは同じパラメータと考える。

寸法について重要なパラメータは、曲率半径 (ρ)、中心部高さ (TC)、表面粗度である。曲率半径は、その精度がそのまま共振器を記述するパラメータ g の誤差に入り、ビームウエストの誤差になる為、3桁の精度が必要である。中心高さについては、現在の共振器構造体が共振器長の微調整機能を持たない為、望みのビームウエストの実現に、この加工精度が重要になっている。表面粗度は、反射によってレーザー光の波面が崩れてしまわないように十分小さくなければならない。増幅率 G 程度の共振器の場合、光は鏡に \sqrt{G} 回程度当たることになる。鏡での一回の反射で A だけ位相面が崩れるとすると、 \sqrt{G} 回の反射では、 $\sqrt{\sqrt{G}A}$ 程度位相面が崩れることになる。この位相面の崩れが 2π より十分小さくないといけない。今、大体 $G = 300$ だとすると、 $\frac{\lambda}{100}$ 程度の表面粗度が必要となる。

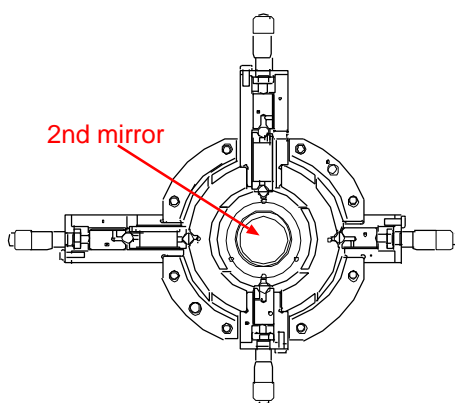


図 3.13：共振器構造体 2nd ミラー調整機構: 2nd ミラーは、上下左右方向に板バネ構造で支えられており、マイクロメータで調整することができる。

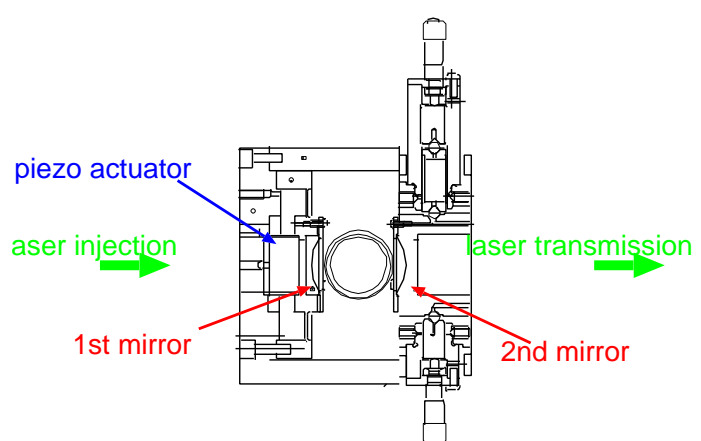


図 3.14：共振器の構造: 1st ミラーは板バネを挟んでピエゾ素子で抑えられており、長手方向に制御することができる。

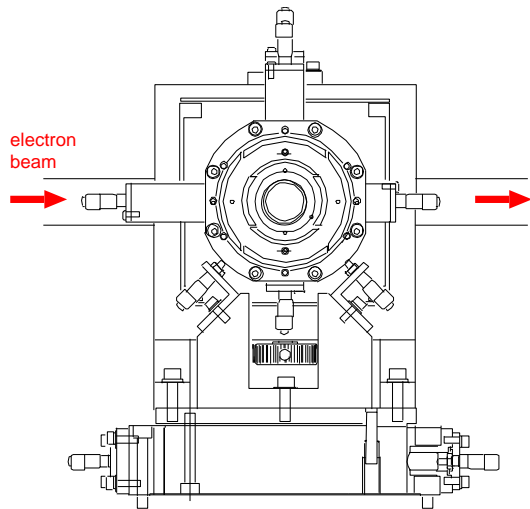


図 3.15 : 共振器外枠 正面図: 図 B.2の共振器をさらに上下左右に全体位置を調整できる外枠に取り付けて設置する。

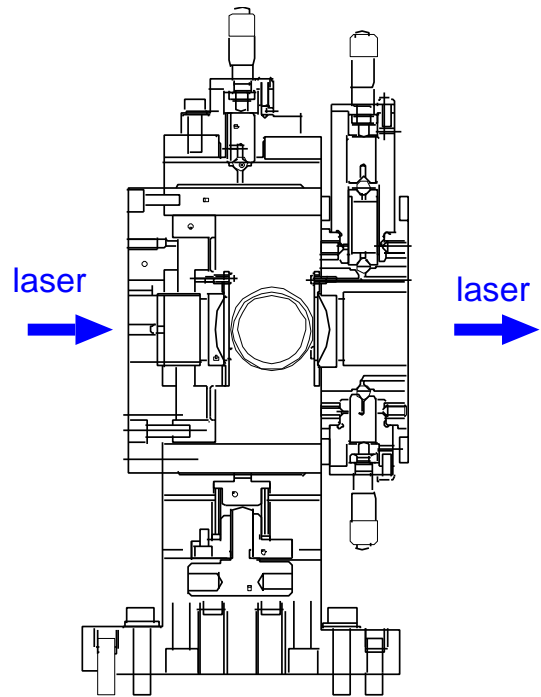


図 3.16 : 共振器外枠 側面図

表 3.3 : 共振器ミラーの種類: 手元にある高反射率共振器ミラーは 2 種類 4 枚である。それぞれ反射率、透過率はここでは未知数であり、その測定については 5 章で述べる。

type		名称	No.	反射率	透過率
a	Σ 光機製	99%ミラー	1	R_a	T_a
	Σ 光機製	99%ミラー	2		
b	日本ピラー製	99.9%ミラー	3	R_b	T_b
	日本ピラー製	99.9%ミラー	4		

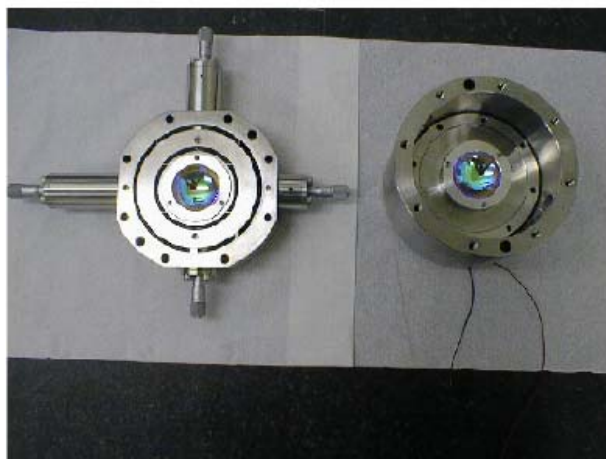
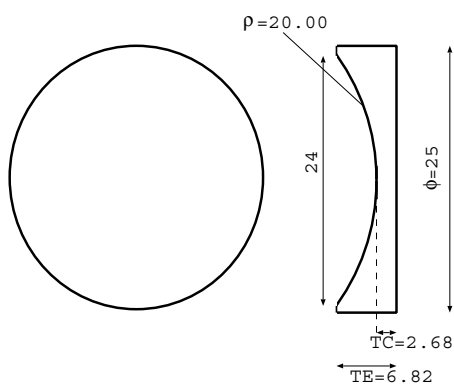


図 3.17 : 共振器写真



parameter	value	accuracy
ρ (曲率半径)	20.00mm	0.005mm
TC(中心高さ)	2.63mm	0.01mm
TE(全高)	6.83mm	0.01mm
ϕ (直径)	25.0mm	0.1mm
表面粗度 (rms)		0.5nm

図 3.18 : 共振器ミラーの寸法

第4章

共振器及び入射レンズ系のデザイン

4.1 共振器のデザイン

レーザーワイヤーとして電子ビームの測定に用いることを考えた共振器の設計思想について述べる。 $w_0 = 15\mu\text{m}$ の場合を例にとって考察する。対称型($g_1 = g_2$)の共振器だとすると、ここで決定するものは、その波長 λ と共振器長(L)である。結論からいうと、3章に記したように $\lambda = 532\text{nm}$ のレーザーを用い、共振器ミラーは $\rho = 20\text{mm}$ の形状のものを用いたのであるが、その選択の理由についてまとめる。

4.1.1 レーザー光の波長の決定

電子ビーム走査の観点から

図 2.19から分かるように、ビームウエストの位置から z_0 だけ離れるとレーザーのスポットサイズは $\sqrt{2}$ 倍になる。レーザーワイヤーの太さが電子ビームの水平方向の軌道によらず一定であることが望ましい。その為には z_0 が十分大きくなければならない。式 2.55より、 w_0 が同じでも波長(λ)が小さいほうが z_0 は大きくなり、有利である。通常、ATFの電子ビームの軌道はビーム位置モニターでの測定値でビームパイプ中心から1mm以内である。 z_0 が1mmより十分大きい場合は、ビームの水平方向の軌道によらず測定が可能である。また、水平方向ビームサイズは $100\mu\text{m}$ 程度である。 z_0 が $100\mu\text{m}$ に近付くと、2.2.1でのレーザーの太さを一定とする近似が成立しなくなる。 z_0 は $100\mu\text{m}$ より十分大きくなければならない。

$w_0 = 15\mu\text{m}$ とすると、 $z_0 \gg 100\mu\text{m}$ の条件は、波長にすると $\lambda \ll 7\mu\text{m}$ になる。

γ 線検出の観点から

コンプトン散乱 γ 線のエネルギーは、レーザー光子のエネルギーに比例する。このため、レーザー光の波長が短いほうが信号の γ 線は高エネルギーのものが出てくる。図 8.11はバックグラウンドの γ 線のエネルギースペクトルである。当然ながら、低エネルギーのバックグラウンドの方が多い。S/N比を考えるとレーザー光の波長は短いほうが得である。

光学部品の観点から

レンズ系や、真空槽の窓などに用いられるBK7等のガラスの透過率は、紫外と遠赤外では著しく低下する。一般的な光学部品を用いることを考えれば、可視から近赤外($\lambda = 400\text{nm} \sim 2000\text{nm}$)

が良い。

共振器ミラーについて、その表面粗度などの加工精度の影響は、レーザー光の波長が短いほうが大きい。また、高反射率低損失の誘電多層膜ミラーを製造する技術は近赤外で特に進んでいる。5章での結果からすると、現在のところ、我々の共振器の増幅率を決めているのは共振器ミラーの吸収率(乱反射等による損失も含む)である。

レーザー光源の観点から

波長は可視から近赤外の領域、定在波型で100mW以上の出力、単一モードで線幅が十分細い($< 10MHz$)という条件に合うレーザー光源で現存するものを探したところ、ダイオード励起の固体レーザーが有望であることが分かった。特に、Nd:YAG, YVO₄の結晶を用いたものに高出力のもが存在する。これらの結晶の基本波である1064nmの近赤外の波長のもをそれとそれを非線形結晶を用いて2次高調波にした532nmの緑色の波長のもが候補として挙がった。

4.1.2 共振器ミラーの形状の決定

式2.69で $g_1 = g_2$ の対称型の共振器の場合を考える。共振器長(L)、鏡の曲率半径 ρ を用いて $g = 1 - \frac{L}{\rho}$ なので、

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2\rho - L)} \quad (4.1)$$

という関係がある。 w_0 を $15\mu m$ とした時、波長(λ)を決めると L に対して ρ が決まる。

$$\rho = \frac{1}{2} \left[\frac{4\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 L} + L \right] \quad (4.2)$$

共振器長によって、共振器長の誤差がどれだけ w_0 に影響するかを考察する。即ち、微分 $\frac{\partial w_0}{\partial L}(w_0 = 15\mu m)$ を考えればよい。

$$\frac{\partial w_0}{\partial L}(w_0 = 15\mu m, \rho(w_0 = 15\mu m, L(w_0))) = \sqrt{\frac{\lambda}{8\pi}} (\rho - L)[L(2\rho - L)]^{-1/4} \quad (4.3)$$

である。 $\lambda = 532nm, 1064nm$ の場合について、 $w_0 = 15\mu m$ と決めて L と $\frac{\partial w_0}{\partial L}$ の関係を表したのが図4.1である。特に、加速器での設置手順を考えると、はじめ調整を行なったあとで真空引きをするということになる。空気の屈折率は1.0003程度であるから、真空を引く前と後では、0.03%程度光路長が変化する。即ち $L = 100mm$ の場合、 $30\mu m$ の差が生まれることになる。この差は $\lambda = 532nm$ の時はビームウエストの $3\mu m$ の差に相当する。 $\lambda = 1064nm$ ならば $12\mu m$ 程度である。 w_0 への影響が大きいと非常にやりにくいので L はできるだけ短くしたい。ATFダンピングリングのビームパイプの径は 24ϕ なので、 L はそれ以下にはできない。余裕をみて $L > 35mm$ は必要である。そこで、 $\rho = 20mm$ という決定をした。

4.2 入射レンズ系のデザイン

4.2.1 レンズの位置と強度

入射系はレーザー光源からの光を共振器の共鳴モードに合うように変形する役割を持つ。ガウスビームは、任意の一点(z)での位相面の曲率半径($R(z)$)とスポットサイズ($w(z)$)の2つの

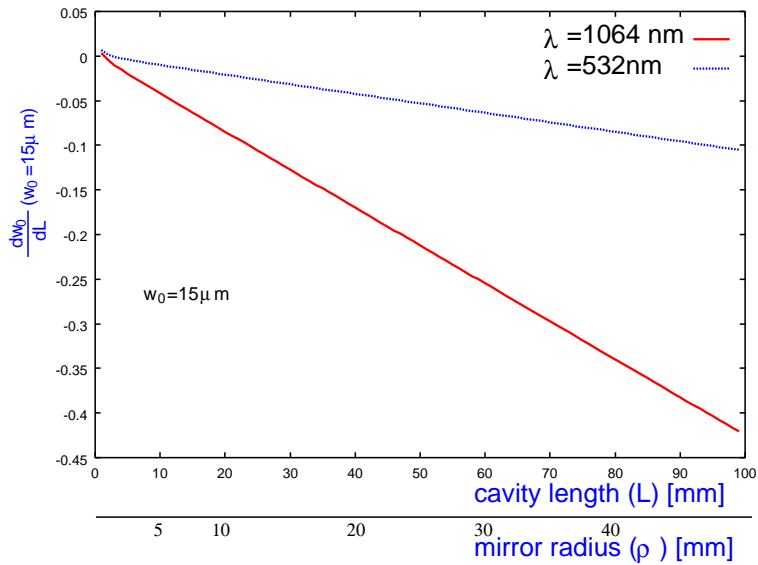


図 4.1: 共振器長の誤差の w_0 への影響: $\lambda = 532nm, 1064nm$ の場合について、共振器長 L の変化が w_0 にどのくらい影響するかを表す。 L が大きい程、また、 λ が大きい程、その影響は大きい。

パラメータで記述出来る。即ち、入射系を通過した後に、 $R(z)$ と $w(z)$ を共振器の共鳴モードのそれと一致させるようにすれば良い。2つのパラメータを同時に合わせなければならない為、入射系は最低2つのレンズが必要である。まず、この2つのレンズの強度と位置について考察する。入射系をコンパクトに構成する為には、どのようなレンズの組合せにすれば良いかを見積もるのがここでの目的である。ここでの考察は幾何光学に基づいて行なう。

レーザーワイヤーのビームウェストを w_0 とした時、その拡がり角 θ_0 は式 2.57 より以下のように表される。

$$\theta_0 = \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.4)$$

ミラー基板による凹レンズ効果によって、共振器の外側での拡がり角 (θ) は、基板の屈折率 (n) を用いて、

$$\theta = n\theta_0 = \frac{\lambda n}{\pi w_0} \quad (4.5)$$

になる。ビームウェストの位置も若干変化する。

変形前のレーザー光は、スポットサイズを d 、拡がり角は十分小さいとする。入射系で、この光を式 4.5 の拡がり角の光と繋がるように変形すれば良いことになる (図 4.3)。

レンズの焦点距離を f とし、図 4.2 のように光源と焦点の位置を表す。レンズの計算を行なうときに用いる式は、

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (4.6)$$

であり。

1st, 2nd レンズは、(凹レンズ、凸レンズ)、(凸レンズ、凸レンズ) の2通りの組合せが考えられる (図 4.4)。今、レンズの数を最小限の2枚にしているため、2nd レンズの焦点距離と位置を

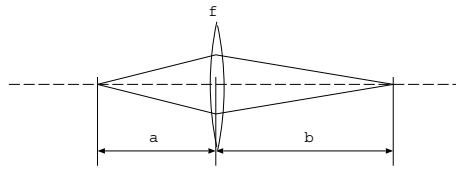


図 4.2 : レンズの公式: 焦点距離 f のレンズの作用を表す。

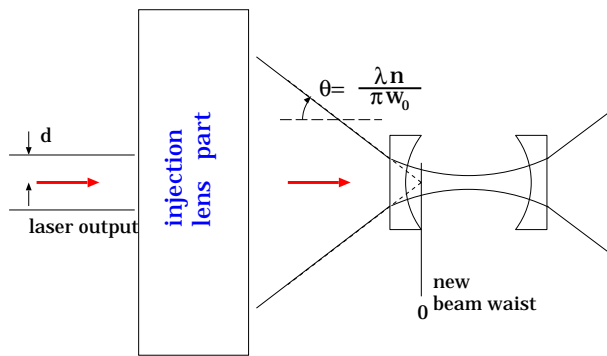


図 4.3 : 入射レンズ系によって繋げられる2つの光: レーザ光源からのスポットサイズ d の平行光と共振器の共鳴モードである拡がり角 θ の光を繋げるようにレンズ系を設計しなければならない。

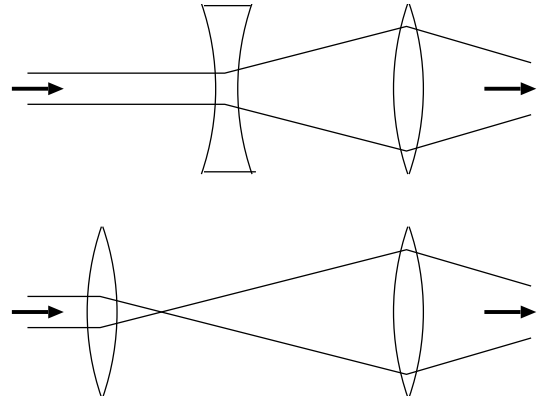


図 4.4 : 入射レンズ系の2つのパターン: (凹レンズ、凸レンズ)、(凸レンズ、凸レンズ)の2つの方式が考えられる。(凹、凸)の方がコンパクトにまとまる。

決めると、1st レンズの位置と焦点距離は一意に決まってしまう。図 4.5 にその一例を示す。レーザーワイヤのビームウェストを $15\mu\text{m}$ 、2nd レンズの焦点距離を $+100\text{mm}$ 、レーザー光源のスポットサイズを 1mm としたときの 2nd レンズの位置と 1st レンズの位置の関係である。座標 0 を共振器入射光のビームウェストの位置としている。入射系が光学台上にコンパクトに収まるためには、ビームウェストの位置から 600mm 以内に 1st レンズが位置しなければならない。また、2nd レンズは、真空槽の外に置くことを前提とすると、現在の真空槽ではビームウェストの位置から 200mm 以上は離れなければならない。これらの配置上の制限から、ある程度決まってしまう。2nd レンズとして収束力の強いものを選んだほうが入射系がコンパクトになる。

4.2.2 収差による制限

球面状の境界面を持ったレンズを用いた場合、軸から離れた場所ではレンズは理想的ではなくなる。このような収差の影響によって、レーザー光の位相面がレンズを通過した後、球面からずれると、もはやガウスビームではなくなる。ここでは、3 次の波面収差、特に球面収差の影響について解析的に見積もり、レンズ系の配置に対する制限を与える。

図 4.8 のように、レンズの位置を座標 0 とする回転対称軸で考える。座標 s で発生した光線が、収差を考慮しない理想的な幾何光学では座標 s' で焦点を持つとする。 s から球面波が発生したとすると、レンズ通過後には理想的にはその位相面は s' を中心とするある球面と一致するはずで

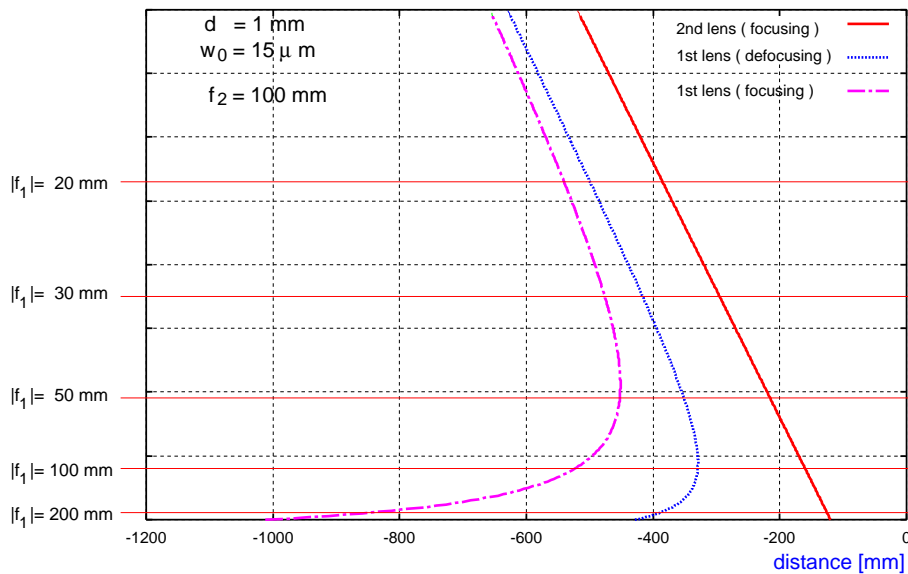


図 4.5 : 1st レンズと 2nd レンズの位置関係 ($f_2 = 100\text{mm}$): 共振器入射光の焦点の位置を 0 とした時、1st レンズと 2nd レンズの位置を示したもの。横一列が 1 セットの配置を表す。1st レンズについては、凹の場合と凸の場合と両方示している。図左端には各々の配置の時の 1st レンズの焦点距離 (f_1) との対応を表した。

あるが、収差の影響で、ややこの球面からずれる。この位相面のずれの量を波面収差とし、 Φ で表す。図 4.8 のように、 Φ の量は光線がレンズを通過する点の軸からの距離 ρ に依存する。

レンズの焦点距離を f とする。レンズについてはここではレンズの厚みを無視する近似のもとに議論する。レンズの形状は、図 4.9 のように曲率半径 r_1, r_2 の境界面をもつ屈折率 n の媒質だとする。レンズの形状について、

$$\sigma = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (4.7)$$

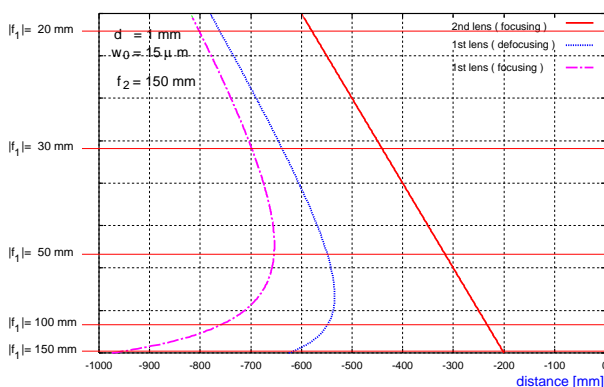


図 4.6 : 1st レンズと 2nd レンズの位置関係 ($f_2 = 150\text{mm}$): 図 4.5 と同じ図。 $f_2 = 150\text{mm}$ の場合。

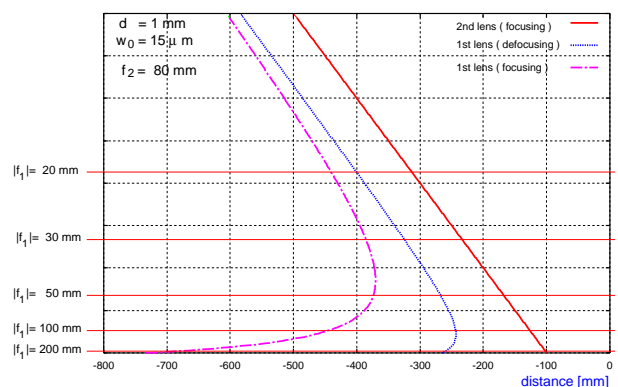


図 4.7 : 1st レンズと 2nd レンズの位置関係 ($f_2 = 80\text{mm}$): 図 4.5 と同じ図。 $f_2 = 80\text{mm}$ の場合。

という量で表す。左右対称なレンズの場合 $\sigma = 0$ である。

レンズの強さ P , レンズの Abbe 不変量 K というものを次のように導入する。

$$P = \frac{1}{f} \quad (4.8)$$

$$K = -\frac{1}{s} - \frac{P}{2} \quad (4.9)$$

Seidel 収差係数は

$$B = U \quad (4.10)$$

$$F = V \quad (4.11)$$

$$\frac{1}{2}(C + D) = \frac{2n + 1}{4n}P \quad (4.12)$$

$$\frac{1}{2}(C - D) = -\frac{1}{4n}P \quad (4.13)$$

$$E = 0 \quad (4.14)$$

となる。ここで、

$$U = \frac{n^2}{8(n-1)^2}P^3 - \frac{n}{2(n+2)}K^2P + \frac{1}{2n(n+2)}P\left[\frac{n+2}{2(n-1)}\sigma + 2(n+1)K\right]^2 \quad (4.15)$$

$$V = \frac{1}{2n}P\left[\frac{n+1}{2(n-1)}\sigma + (2n+1)K\right] \quad (4.16)$$

である。

ここでは、最も考えやすい球面収差について見積もる。球面収差を表す係数は B であり、レンズの位置で軸から ρ 離れた点を通過する光線にたいしては、

$$\Phi = -\frac{1}{4}B\rho^4 \quad (4.17)$$

で位相面のずれが発生する。図 4.5-4.7 の各条件の時に、スポットサイズだけ軸から外れた光線に対して、1st レンズ、2nd レンズで生じる球面収差を計算した (図 4.10-4.12)。収差の量は波長に対して十分小さくないと、焦点付近の電場強度分布に影響がでることになる。図中では、 $\Phi(\rho) > \lambda$ の場合について網かけしている。この領域になる配置をした場合、電場強度分布が共振器の共鳴モードのガウスビームから大きく異なってしまふので、共振器への入射効率が低下してしまう。2nd レンズの収束力が強い方が収差が大きくなってしまふ。4.2.1で議論した入射系の大きさとのバランスによって、適切なレンズのデザインが決定されることになる。

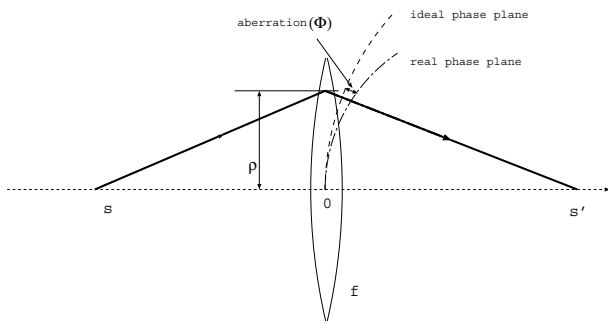


図 4.8 : 薄レンズによる収差: レンズ中心から ρ 離れた光路を通る光線の位相面のずれ。収差を考慮しない場合に比べて Φ だけ光路長が変わる。

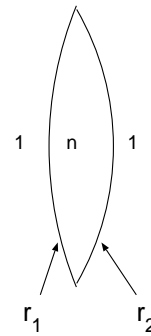


図 4.9 : レンズの形状: 球面レンズを用いるとして、レンズの形状はその2面の曲率半径で表される。 $r_1 = -r_2$ の対称型のレンズをここでは考える。

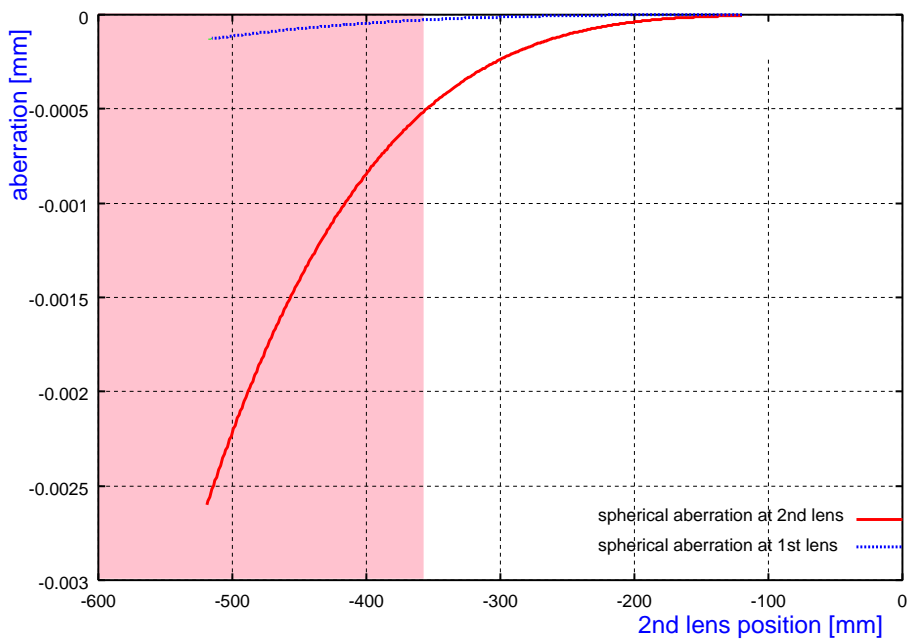


図 4.10 : 球面収差 ($f_2 = 100\text{mm}$): 軸からスポットサイズ分だけ離れた光線が受ける球面収差。図 4.5 - 4.7 と対応させて横軸は 2nd レンズの位置にしている。1st レンズでの収差と 2nd レンズでの収差を別々に表示している。全体としての収差はその和である。これをみると、2nd レンズでスポットサイズが拡がるのが主な収差の原因になっていることが分かる。収差量が 1λ 以上になる領域は網かけして表示している。この領域になると、収差の影響が無視できなくなってしまう。

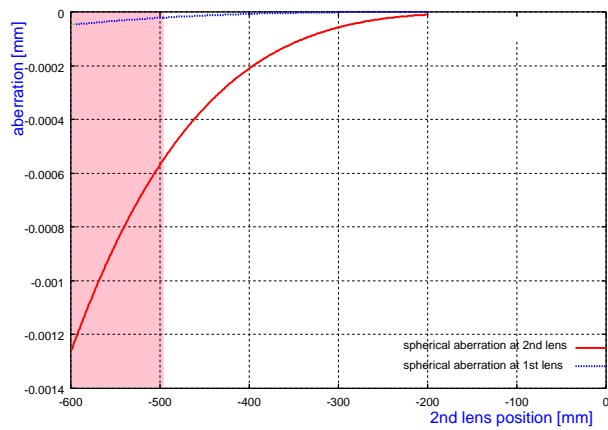


図 4.11 : 球面収差 ($f_2 = 150mm$): 図 4.10と同じ図、 $f_2 = 150mm$ の場合。

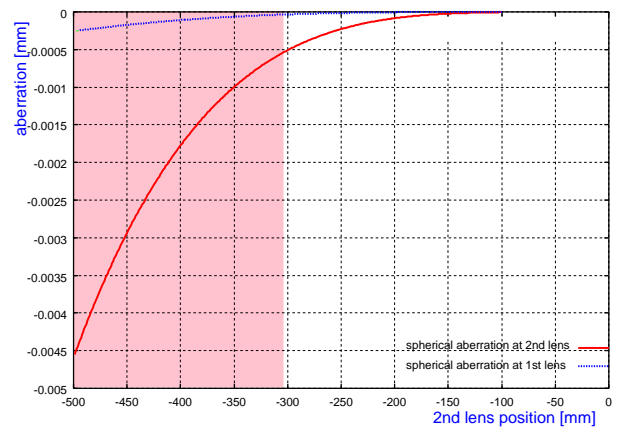


図 4.12 : 球面収差 ($f_2 = 80mm$): 図 4.10と同じ図、 $f_2 = 80mm$ の場合。

第 5 章

共振器の増幅率測定実験

レーザーワイヤーのシグナルである、コンプトン散乱 γ 線のカウントレートを見積もる為に、レーザー光強度、即ち共振器の増幅率を測定する必要がある。これは、共振器の 2 枚の鏡の反射率、透過率、吸収率を測定することに帰着する。このような高反射率の鏡の反射率の 0.1% の精度での測定は、直接測定で行なうとすると 4 桁の精度が必要とされ、技術的に非常に難しい。また、ミラーの曲率半径が 20mm と非常に小さい為、その収束効果で反射光のサイズが大きく拡がってしまうことも直接測定を困難にしている。そこで、2 枚のミラーで共振器を組み、その共振器としての特性を測定することによって、鏡のパラメータを測定する手法を考案した。ここでは、この高反射率の鏡のパラメータの測定について述べる。

5.1 ミラー透過率の測定

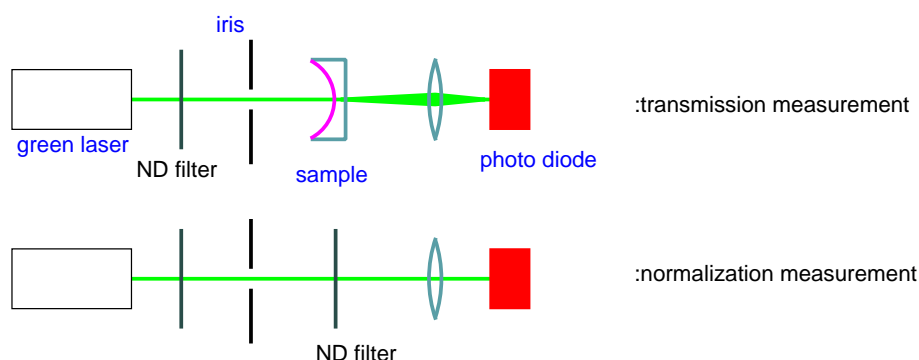


図 5.1：鏡の透過率測定のセットアップ：共振器ミラーにレーザー光を当て、その透過光強度をフォトダイオードで測定する。透過率の分かっている ND フィルターで同じ測定をした結果と比較して鏡の透過率の絶対値を導出する。

図 5.1 のように、レーザー光を共振器ミラーに当て、その透過光の強度を測定する。透過率の分かっている ND filter を鏡の代わりに用いた場合の透過光強度と比較することによって、透過率の絶対量を導いた。ND filter は、1% のものと、0.1% のものの 2 種類を使用した。また、ND filter の絶対精度はカタログ値でそれぞれ 0.1%、0.01% である。

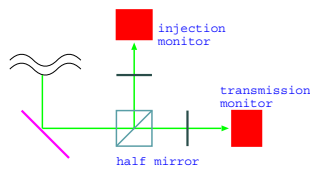


図 5.2: ハーフミラーのキャリブレーション: ハーフミラーの透過光と反射光の対応をつけた。

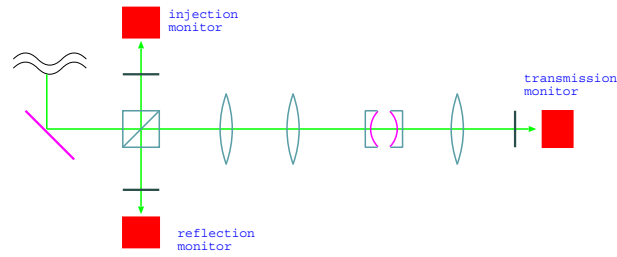


図 5.3: 共振器の測定セットアップ: 共振器の入射光、透過光、反射光をモニターする。

透過光強度測定の結果は、以下のとおりである。

No.	1	2	3	4	ND1%	ND0.1%
透過光強度 [mV]	777	785	84	77	865	70

この結果より、

$$T_a = 0.009 \pm 0.001 \quad (5.1)$$

$$T_b = 0.000925 \pm 0.0001 \quad (5.2)$$

といえる。誤差は ND filter の絶対精度による。

ND filter : Andover 社 吸収型 ND フィルターセット 135FAND-25

5.2 共振器の透過率、反射率、finesse の測定

5.2.1 セットアップ

入射光、反射光、透過光の強度を同時にモニターする為に入射系の直前にハーフミラーを挿入した。始めに、ハーフミラーでの反射光と透過光の対応をつける為、図 5.2 のような簡単なセットアップでハーフミラーのキャリブレーションを行なった。

続いて、共振器に対してレーザー光を入射するセットアップを組んだ。この時、入射レンズ系は、 $f_1 = +100mm$, $f_2 = +100mm$ のものを用いた。この組合せの場合、収差の影響は殆ど現れない為理想的な測定が出来る。透過光モニター、反射光モニターを図 5.3 のように配置する。

ファンクションジェネレータで三角波を発生させ、それを高圧アンプで増幅したものを共振器鏡に取り付けてある piezo 素子に送ることで、共振器長を振ることができる。この方法で共振器長を振りながら、透過光モニター、反射光モニターの信号をオシロスコープで観察する。以下のアラインメントから測定に至るまで全てこの方法で共振器長を振って測定を行なった。共振器長を振る大きさは全体で共鳴点が 12 点程度入るようにし ($3\mu m$ 程度)、周波数は 100Hz 程度とした。測定では piezo 素子が線形に応答する 5 つ目から 9 つ目の共鳴点あたりを使用した。

高圧アンプ: PI 社製;E-111,E-102,E-107

5.2.2 アラインメント

光学部品を注意深く設置しただけでは、 μm レベルの完全なアラインメントは出来ていない。始めに共振器の透過光を見ながら、入射光と共振器を調整する (図 5.5,5.6)。始め、完全にアライン

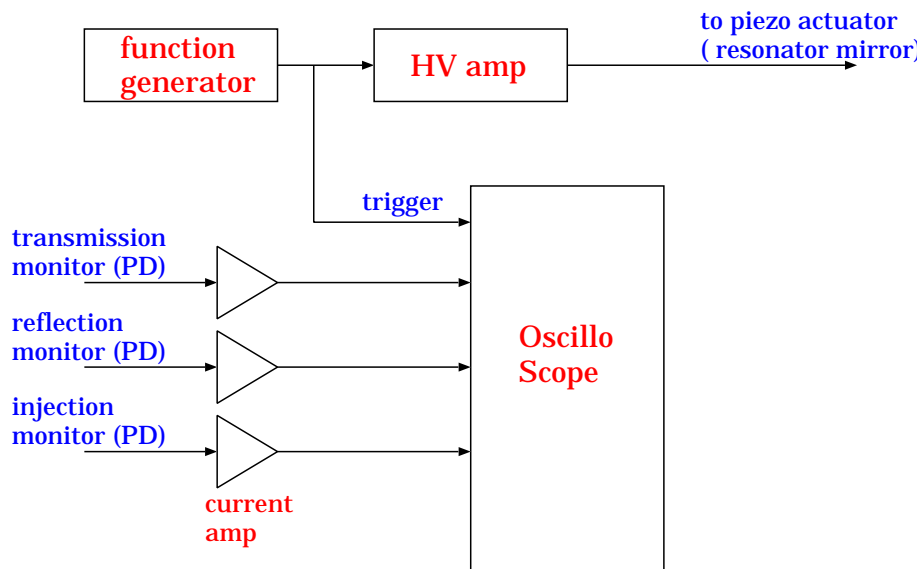


図 5.4：信号の読み出し：フォトダイオードの信号は、カレントアンプを通してオシロスコープで読み出す。オシロスコープのトリガはピエゾ素子へ送る信号と同期するようにとる。

メントされていない時は図 5.5のように高次のモードでの共鳴も見られる。これを入射系のレンズ位置、共振器の 2nd ミラーの位置、そして共振器全体の位置の調整で高次モードが見られなくなるように調整する。微調整が終った状態では、図 5.5のように TEM_{00} 以外のピークは見られない。これは、入射光の軸と共振器の軸が完全に一致していることを示し、この状態で測定される透過率、反射率は鏡の特性で決まるものになっている。

5.2.3 測定

アラインメントが終った状態で、透過率、反射率の測定を行なう。表 3.3に挙げた type a,b 各 2 枚ずつのミラーのできる組合せ全てに対し、共振器を組んで以下の測定を行なった。得られた結果は表 5.1である。

透過率の測定

透過光モニターのフォトダイオードの信号をオシロスコープでモニターし、その共鳴ピークの最大値を透過光強度とした (図 5.7の a の値)。入射光強度は入射光モニターで測定したものを先に述べたハーフミラーのキャリブレーションの結果で焼き直して求めた。入射光強度に対する共振器透過光強度の割合を計算し、透過率とした。

反射率の測定

反射率は、共鳴位置での反射光強度 (図 5.7の b) と共鳴位置を外れた時の反射光強度 (図 5.7の c) の比で求めた。

表 5.1 : 各組合せでの測定の結果

共振器 (1st ミラー, 2nd ミラー)	透過率	反射率	Finesse
(a,a)	60% ± 6%	<10%	310 ± 30
(b,b)	4% ± 4%	69% ± 7%	
(a,b)	7.5% ± 2.5%	<10%	425 ± 75
(b,a)	8% ± 2%	80% ± 8%	425 ± 75

finesse の測定

finesse の測定は透過光モニターの信号を用い、次のように行なった。まず、図 5.6 のようにオシロスコープの時間レンジを共鳴点が 2 つ入るようにし、共鳴位置間の時間間隔を測り FSR を求める。次に、一つの共鳴ピークが画面に大きく入るようにし、図 5.8 のように 1peak の FWHM の時間間隔を測定して、共鳴幅を求めた。先に求めた FSR の大きさと共鳴幅の比をとり、これを finesse とした。 piezo 素子の応答の非線形性が問題にならないことを確認する為に、いくつかの共鳴ピークで測定を行ない、値が一致することを確認した。また、finesse が高く、共鳴幅が小さくなる時、フォトダイオードのアンプの帯域が問題になる場合がある。この場合は、フォトダイオードの代わりに光電子増倍管を使用した測定を行なった。

5.3 解析

得られた結果全てを満足するような、ミラーのパラメータ (R_a, T_a, R_b, T_b) の組合せを探す。具体的には、 $R_i + T_i < 1 (i=a,b)$ を満たすあらゆる組合せを用意し、その中から、式 2.44、2.45、2.46 を用いて式 5.2、5.2、表 5.1 の結果が説明できないものを除外していく。こうして、行なった全ての実験に矛盾しないような組合せを選び出す。残ったパラメータ分布は図 5.9 のようになった。(詳細は appendixD に譲る。) 鏡のパラメータに対する結果は表 5.2 である。現在使用している共振器ミラーは、吸収率が無視できないくらいあり、理想的とはいえないことが分かる。

表 5.2 : R_a, T_a, R_b, T_b の測定結果

type	反射率	透過率	吸収率
a	0.9892 ± 0.0003	0.0083 ± 0.0003	0.0025 ± 0.0004
b	0.9935 ± 0.0004	0.00087 ± 0.00004	0.0056 ± 0.0004

5.4 結果

図 5.9 のパラメータセットに対して、それぞれの組合せで共振器を組んだ時の増幅率を式 2.45 に従って計算するとそれぞれ

$$gain(a, a) = 141 \pm 6 \quad (5.3)$$

$$gain(a, b) = 220 \pm 20 \quad (5.4)$$

$$gain(b, a) = 23 \pm 1 \quad (5.5)$$

$$gain(b, b) = 41 \pm 5 \quad (5.6)$$

となる (図 5.10)。

現在のところ増幅率をきめているのは鏡の吸収であり、これ以上反射率をあげてももはや得しないことになる。吸収率の少ない鏡の開発が必要とされる。

電子ビームサイズ測定実験の際には、増幅率の最も高い (a,b) の組合せを用いることにした。

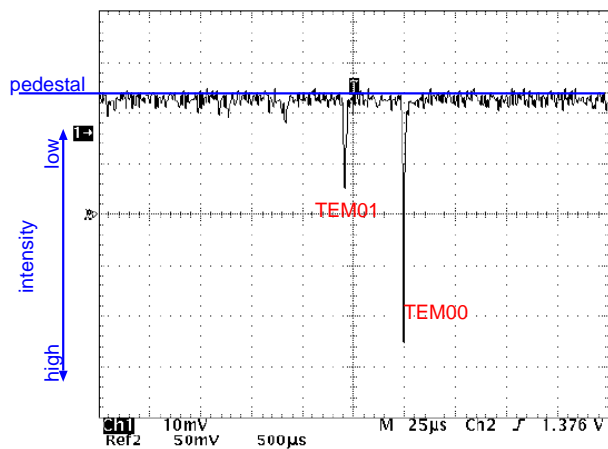


図 5.5 : 調整前の共振器透過光の様子: TEM_{00} 以外の共鳴ピークが立っている。

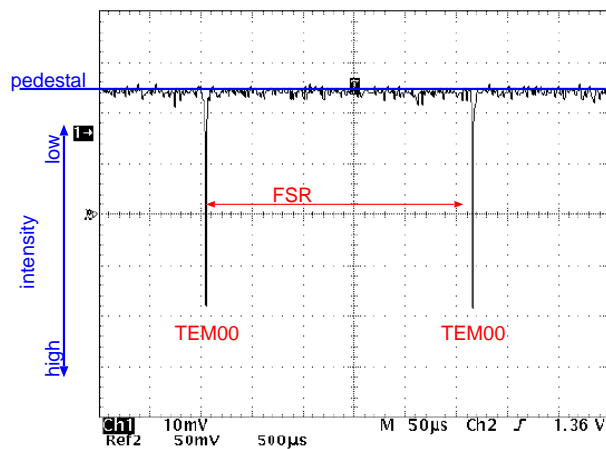


図 5.6 : 調整後の共振器透過光の様子: TEM_{00} 以外の共鳴ピークがなくなっている。

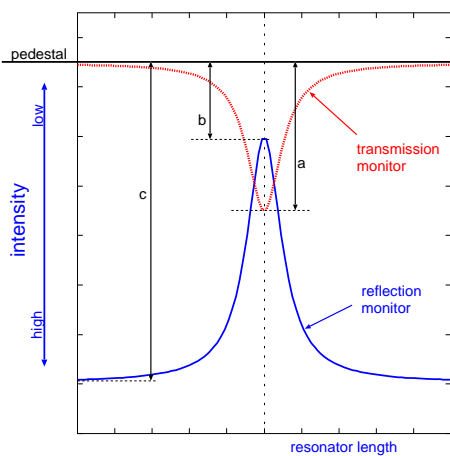


図 5.7 : 共振器の透過率、反射率測定: オシロスコープの画面の読み方。共振器透過率は透過光ピークの高さ (a) を読み、入射光モニターから得られる入射強度との比較で導出する。共振器反射率は反射光の共鳴点での値 (b) と、非共鳴点での値 (c) の比とする。

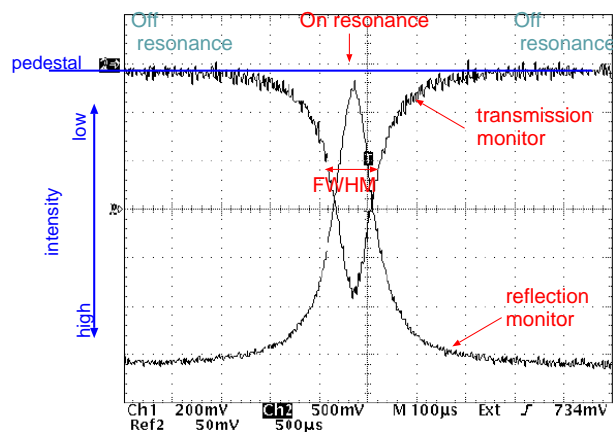


図 5.8 : 典型的なオシロスコープでの測定の様子

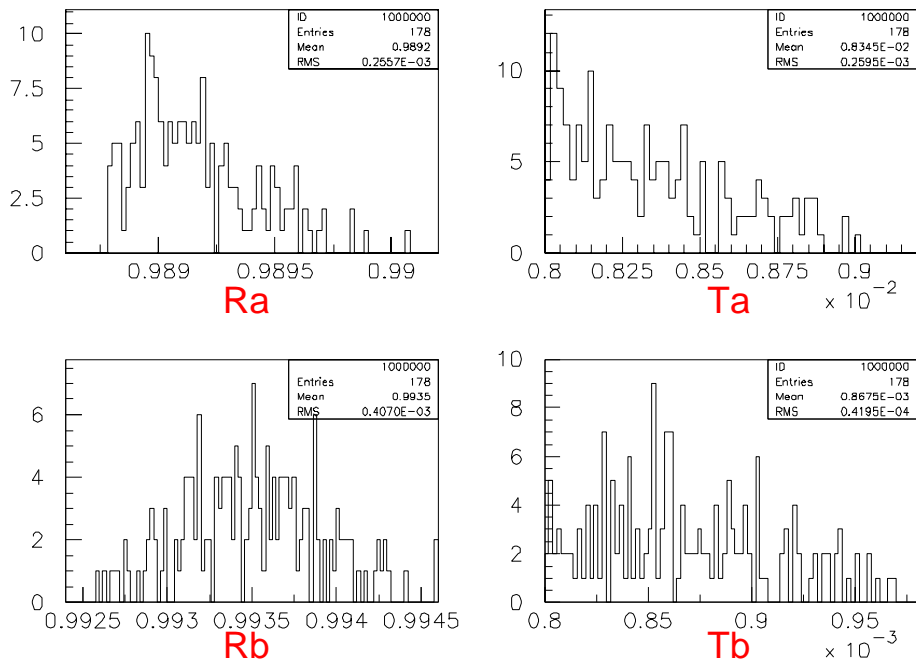


図 5.9：全ての測定結果に矛盾しない R_a, T_a, R_b, T_b の分布: 図 D.9に残った鏡パラメータのセットに対して、その R_a, T_a, R_b, T_b の分布を表示したもの。この分布を鏡パラメータの測定値とした。

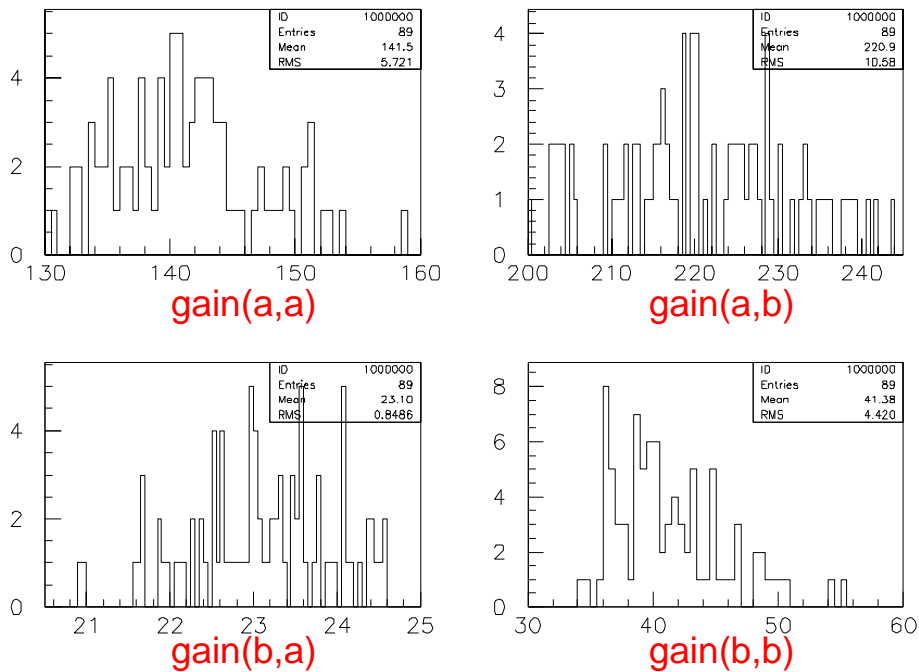


図 5.10：共振器増幅率の分布: 図 D.9に残った鏡パラメータのセットに対して、その各組合せでの共振器増幅率の分布を表示したもの。この分布を共振器増幅率とした。

第 6 章

共振器のフィードバックシステム

電子ビームサイズを測定する際には、共振器を共鳴状態に保持しつづけなければならない。温度変化や、その他様々な要因で共振器長は時間と共に変動する。その変化量は小さなものだが、共振器の共鳴幅は、さらに小さくナノメートル以下である為フィードバックをかけて、共振器長を常に一定に保つようにせねばならない。勿論、共振器長以外にも 2 枚の鏡の横方向の相対位置や、入射光と共振器の相対位置にもずれがあってはいけないが、それらの要求精度は μm オーダーであり、構造体の安定度で今のところは十分である。現在のところ、フィードバックをかけて制御しているのは、共振器長のみである。この章では、共鳴状態から外れないようにするフィードバックシステムについて述べる。フィードバックのスキームとして、2 つの方法を用意し、テストを行なった。始めに両者に共通する部分について述べたあと、各々について説明する。

また、実際に加速器にインストールして、電子ビームサイズの測定をする場合、レーザーと電子の散乱による γ 線以外のバックグラウンドの γ 線も非常に多い。そのような状況でシグナル数を正確に見積もる為には、レーザー光ありの状態となしの状態を速い周期で交互につくり、その各々の状態でのカウントレートの差を計算するような手法が必要である。2 つのフィードバックの方法それぞれに対し、そのような on/off を行なう方法についても考察し、テストを行なった。

6.1 フィードバックの概要とピエゾ素子の制御

共鳴状態にあるかどうかを判断するのは、共振器の透過光、あるいは反射光の強度を見ればよい。共鳴状態に在る時には、透過光強度は最大になり、反射光は最小になる。現在のフィードバックシステムでは、透過光強度モニターのフォトダイオードの信号を見て、それが最大になるように制御する仕組みになっている。

3.4でも述べたように、1st ミラーにはその後ろに取り付けられたピエゾ素子の動きが伝わるようになっており、ピエゾ素子に印加する電圧を変化させて共振器長を制御することができる。ピエゾコントローラ回路 (図 E.1,E.2) というものを用意し、その出力がピエゾ素子に与えられるようにした。

ここでいうピエゾコントローラ回路とは、今回のようにピエゾ素子を制御する高電圧を柔軟に作ることができるようにした、汎用の回路モジュールである。ピエゾコントローラ回路は、複数の入力ポートを持ち、それぞれの入力ポートに対してゲイン、時定数を設定することができるようになっている。そして、各入力ポートからの信号について和をとったものを内蔵された HV amp へ入力し、増幅して高電圧にしたものが出力される。

結局、フィードバック回路は、透過光強度モニターの信号を入力に持ち、なんらかの演算をし、出力として、ある電圧をピエゾコントローラに与えるような物である (図 6.1)。

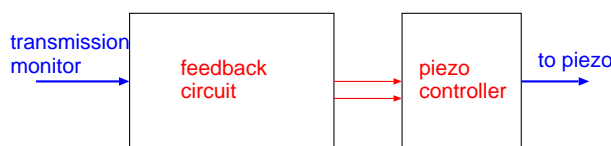


図 6.1 : フィードバック回路の概要: フィードバック回路は透過光モニターの信号を見て、ピエゾコントローラに電圧を出す。

6.2 モジュレーションタイプのフィードバック

フィードバック回路の一つ目のスキームは、共鳴ピークの微分を出力として返すというものがある (図 E.3,E.4)。図 6.2のように、共鳴のピークの形状を微分したものは共鳴点で 0、共鳴点からある方向にずれると正、反対方向にずれると負になる。これを出力とした場合、正負をうまく選ぶと共鳴点で安定にすることができる。この方法で必要なのは、微分をとることである。ピエゾ素子に僅かなモジュレーションを与え、その応答としての透過光強度モニターの変化を検波することによって、微分をとることが出来る。また、モジュレーションの振幅を図 6.4のように共鳴ピーク 1 つ分程の大きさにとると、図 6.5のようなレーザー光 on/off モードをつくることができる。

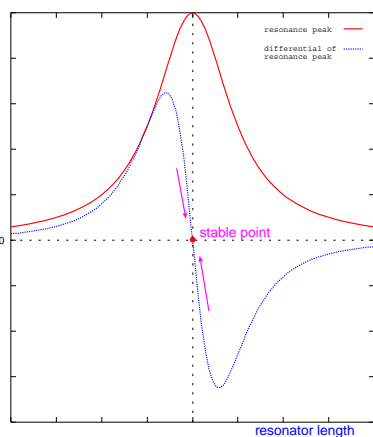


図 6.2: 共鳴ピークとその微分 : フィードバックとして戻すようにすると、ピークからのずれを戻す方向に力が働き、ピークを安定点にすることができる。

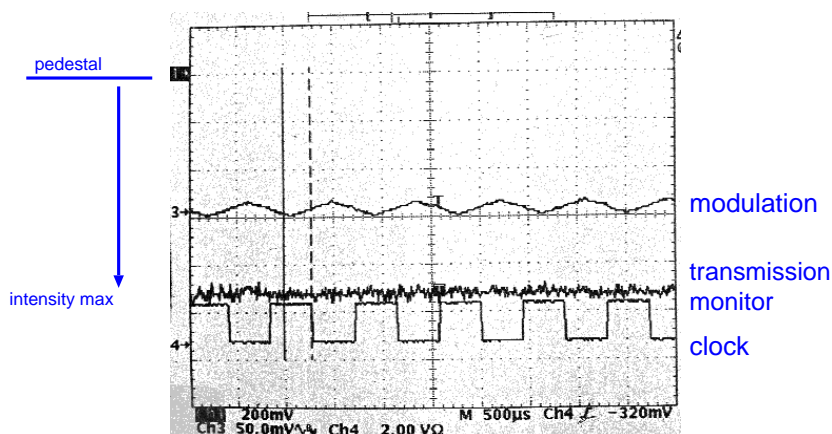


図 6.3 : モジュレーションタイプフィードバック回路によるフィードバック: 透過光モニターの値が最大値で一定に保持されている。三角波で微小なモジュレーションを加え、クロックで検波して微分をとっている。

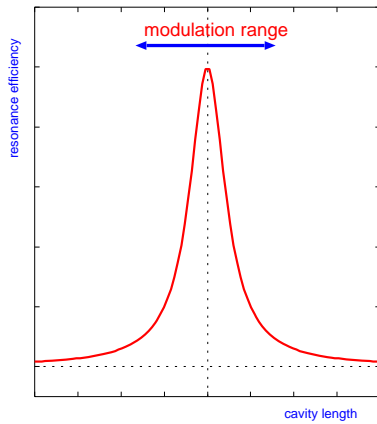


図 6.4: on/off モードでのモジュレーションの振幅: 共振ピーク 1 つ分程度の振幅でモジュレーションを与える。

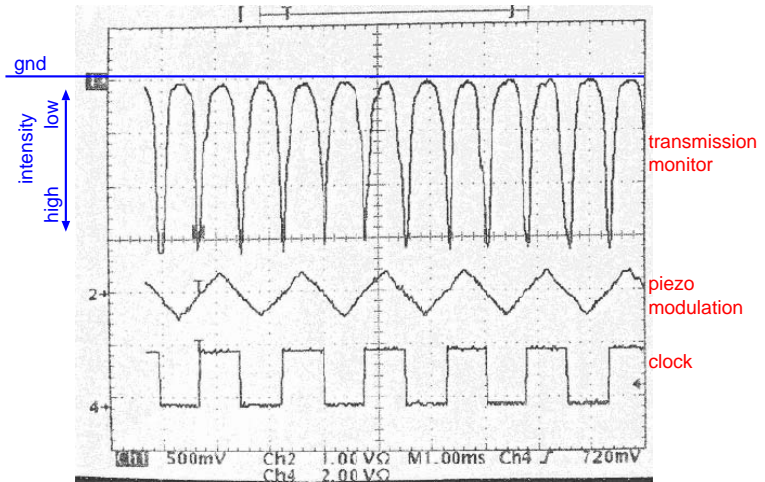


図 6.5: モジュレーションタイプフィードバックでの on/off 動作モード: 図 6.4 のようにモジュレーションをかけると、その周期でレーザー on/off を繰り返すことができる。

6.3 ステップタイプのフィードバック

2 つ目のフィードバック回路のスキームは、DAC とコンパレータによる方法である (図 E.5-E.8)。出力電圧は DAC によってコントロールする。1 ステップ毎に DAC の値を 1 つ変化させ、前ステップでの透過光モニターの強度と現在の透過光モニターの強度とを比較する。透過光強度が増加した場合は、次のステップでも同じ方向に DAC の値を変化させる。減少した場合は、逆方向に DAC の値を変化させる。この手順を繰り返し、逐次前回の状態と比較を行なって、常に透過光強度が高いほうに向かおうとするスキームである。

また、フィードバックのステップを一時中断し、その間にピエゾコントローラにある電圧を加えることで、強制的に非共振の位置に飛ばすことができる。しばらく非共振の位置に飛ばした後、再びもとの電圧に戻し、フィードバックのステップを再開すると共振状態に復帰する。これを繰り返すと、on/off 動作になる。

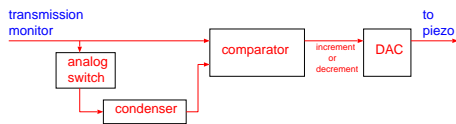


図 6.6: ステップタイプフィードバック回路の概念図: コンデンサに保持された前ステップでの透過光強度と現在の透過光強度をコンパレータで比較し、DAC への入力を決める。

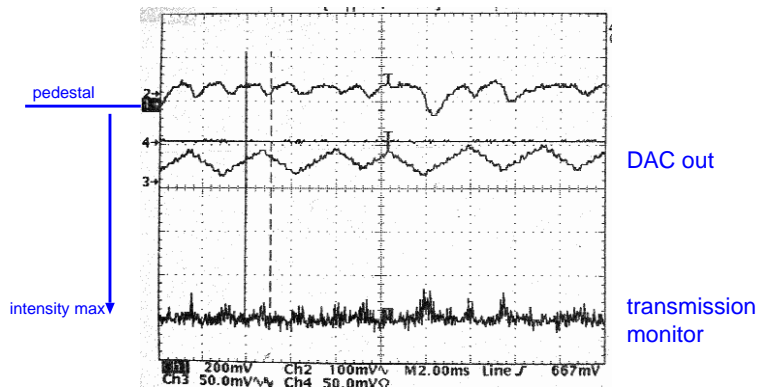


図 6.7: ステップタイプフィードバック回路によるフィードバック: DAC の値を変化させながら透過光を最大値に保っているのが分かる。

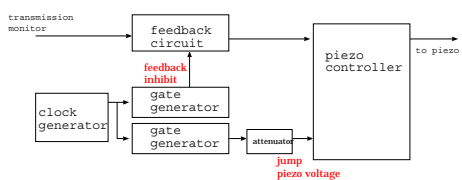


図 6.8 : on/off 動作の回路系: ゲートジェネレータでフィードバックステップ中断の信号を与え、その直後に Piezo コントローラにジャンプ電圧を加え、非共鳴位置に飛ばす。共鳴位置に戻るときは、ジャンプ電圧をもとに戻し、フィードバックステップを再開すれば良い。

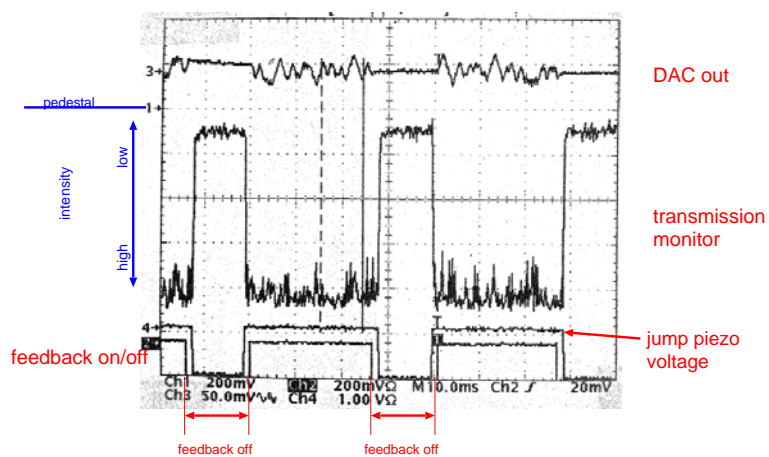


図 6.9 : ステップタイプフィードバック回路による on/off 動作モード: 図 6.5 のモジュレーションタイプの on/off 動作に比べて切れが良い。

第7章

装置

テストベンチで開発してきた装置を ATF のダンピングリングに組み込み、電子ビームの測定を行なった。ATF でのセットアップとレーザーワイヤーのデータ収集システムについて述べる。

7.1 ATF ダンピングリングへの設置

北直線部下流にレーザーワイヤーを設置した。事実上、設置位置に選択の余地はなかったが、この位置の特徴を挙げると、

- 直線部であり、電子ビームの分散が無視できる程小さく、エミッタンスの測定に影響しない。
- 検出器は長い北直線部全体のバックグラウンドを見てしまうので、S/N 比では損である。
- 入射キッカーのすぐ下流にある為、電子ビーム入射時のバックグラウンドが非常に大きく検出器を一時的に飽和させてしまう。

ということが言え、一長一短である。

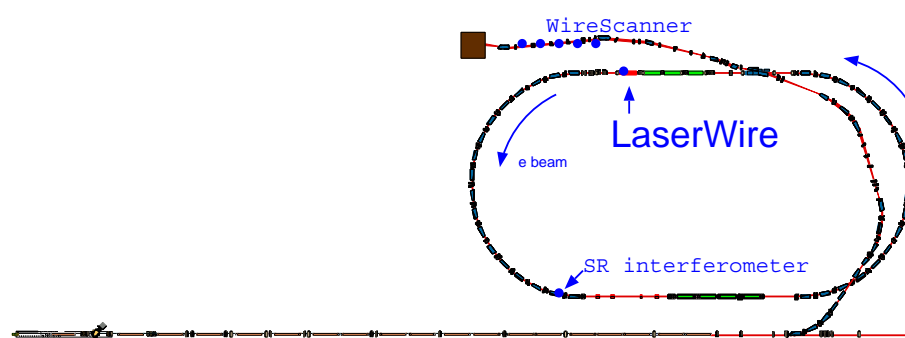


図 7.1 : ATF ダンピングリングでの設置位置: 北直線部下流に設置した、参考までにワイヤースキャナと SR モニターの位置も合わせて表示した。

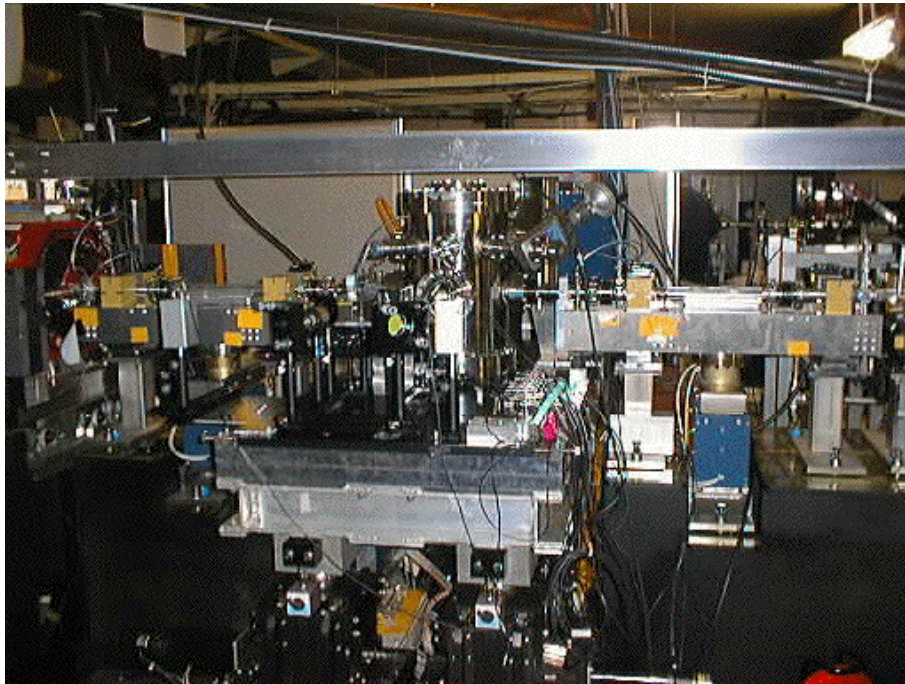


図 7.2 : レーザーワイヤーを組み込んだ様子:

7.2 光学システム

実際に ATF でセットした光学システム全体は図 7.3 のようなものである。空間的な制限から、入射レンズ系が若干変わっている。入射レンズ系は収差の影響を考えると理想的とはいえず、入射効率がやや下がることは避けられない。レーザー光源は 3.1 に挙げた 2 種のうち出力パワーの高い Torus532-100 を使用した。

7.3 共振器のフィードバック

6章で述べたように 2 種類のフィードバックのスキームを用意したが、今回の電子ビームサイズ測定及びシグナルサーチでは、モジュレーションタイプのフィードバックを用い、実験中、常に共振器は、この手法でつくられるレーザー on/off モードの状態になっている。また、共振器透過光の形状は CCD カメラで常にモニターし、それが TEM_{00} モードを示す 1 山の形状をしていることを確認するようにした。

7.4 真空槽

真空槽は図 7.4 のように、ビームパイプを内に含んだ 2 重構造になっている。共振器構造体は中のビームパイプが付き抜けるように設置される。ビームパイプには 5ϕ の穴が空いており、この穴を通してレーザーワイヤーが電子ビームを横切ることになる。真空槽はその両脇のベローズによって、ビームパイプとは独立に動くことが可能になっており、電子ビームを走査する時には、

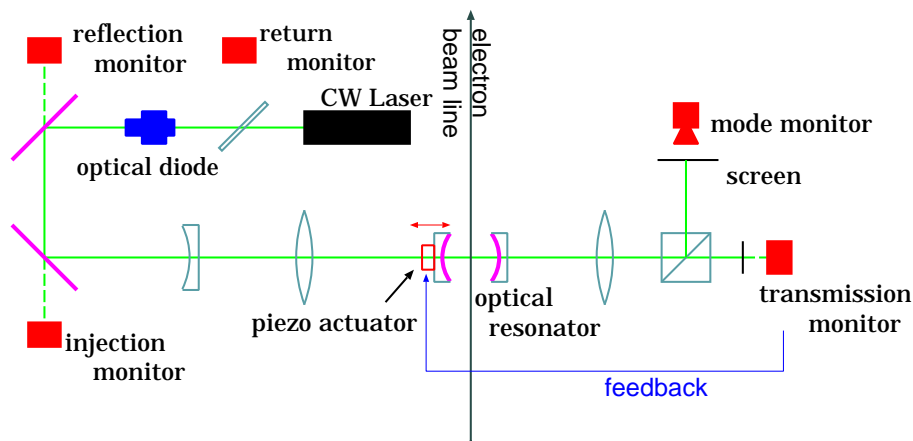


図 7.3 : 光学系全体の配置図: リングに設置した光学架台はテストベンチでのものよりも小さい上、真空槽もある為、入射レンズ系への制限がより厳しい。 $f_1 = -50mm$, $f_2 = 120mm$ のものを用いた。また、入射光、反射光モニターはレーザービーム輸送系の鏡の透過光に対して設置した。

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ことになる。真空槽の前面及び後面のポートは BK7 の窓になっており、レーザー光が透過できる。

7.5 γ 線検出器

γ 線検出器のデザイン

γ 線検出器は無機シンチレータでの発光を光電子増倍管で読み出すというごく単純なものを用いることにした。 γ 線検出器に要求される性能を簡単にまとめる。

- レーザーワイヤーのシグナルの γ 線 (最大 28MeV) とバックグラウンドの γ 線 (broad spectrum) を区別する為には、エネルギー分解能の高い方が有利である。28MeV の辺りで少なくとも 5MeV 程度のエネルギー分解能が望まれる。この為、シンチレータでは 40MeV 程度まで完全にデポジットすること、光電子増倍管もこのエネルギーレベルまではリニアリティがあることが必要となる。
- バックグラウンドの γ 線で、低エネルギーのものは連続的に存在する。連続的な弱い光による飽和がないようにしなければならない。また、信号の DC 成分の影響を受けないように、光電子増倍管の読み出しを工夫しなければならない。
- 時間分解能の観点からは、今のところ、リングの 1revolution である 462nsec を分けることができれば十分と考えられる。この点は、光電子増倍管と CsI の組合せで十分達成できる。なお、将来のマルチバンチ運転でのバンチ毎のエミッタンス測定に於いては、2.8nsec 間隔のバンチを見分けることのできる時間分解能が必要である。

このような理由から、CsI(pure) シンチレータ (50mm × 50mm × 100mm) を UV 透過フィルターを通して石英ガラス窓光電子増倍管に取り付けたものを用意した。(図 7.5)。UV 透過フィル

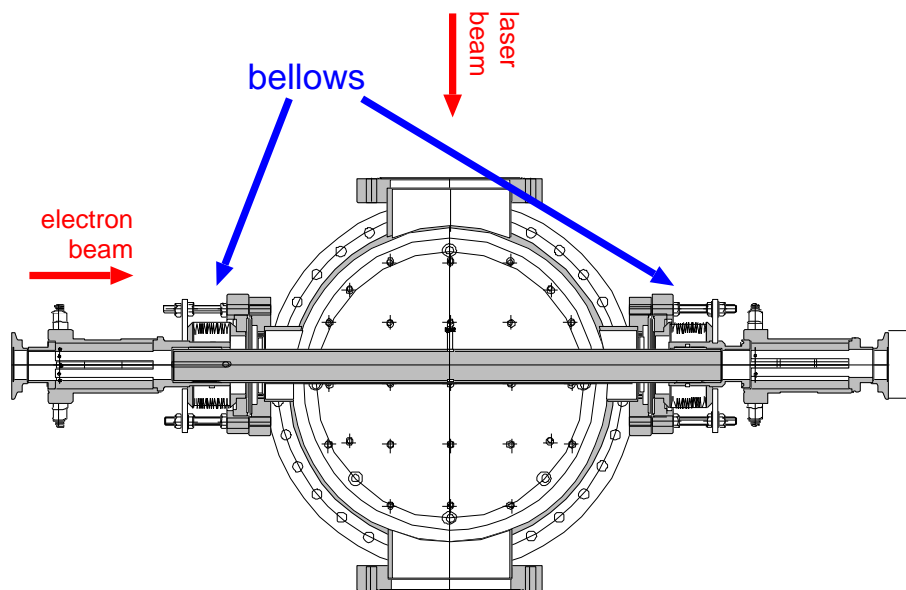


図 7.4：真空槽：真空槽の中にはさらに電子ビームパイプが入っており、電子ビームから見てリングが滑らかにつながって見えるようになっている。真空槽の中には共振器構造体が入る。

ターは、バックグラウンドによる DC 成分の光で光電子増倍管が飽和するのを防ぐ為、出来るだけ余分な光を入れないようにしている。また、読み出しに際しては、DC 成分がオフセットとして入り、信号のパルスハイトが変化することを防ぐために、コンデンサで DC 成分をカットするようにしてある。

また、ライトガイド部に青色 LED を取り付けてあり、後に述べるキャリブレーション時に利用する。

検出器の手前には $\phi 5$ mm のコリメータを配して、シグナルを減らさない範囲でバックグラウンドを抑えるようにする。

光電子増倍管: 浜松ホトニクス社製; R2256

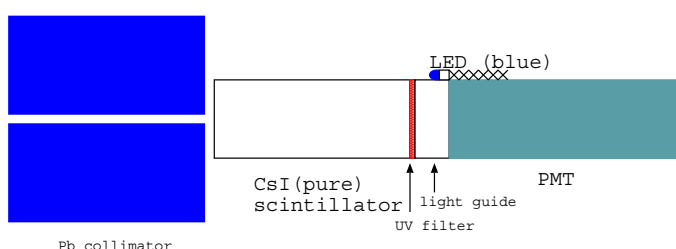


図 7.5： γ 線検出器： 5ϕ の大きさの鉛コリメータの後ろに CsI シンチレータを取り付けた光電子増倍管がある。LED が取り付けてあり、キャリブレーション時に使用する。

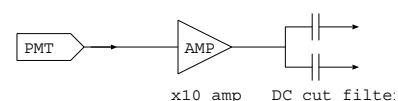


図 7.6：光電子増倍管の読み出し回路：電子ビーム入射時のバックグラウンドによる飽和を抑える為に低ゲインで使用し、アンプを用いる。DC バックグラウンドの影響を抑える為にコンデンサで DC 成分を切っている。

検出器の応答のシミュレーション

電磁シャワーを計算するプログラム EGS4([20]) によってシミュレーションを行ない、 $50\text{mm} \times 50\text{mm} \times 100\text{mm}$ の CsI(pure) シンチレータでのエネルギーデポジットと検出効率を見積もった。

入射 γ 線として、コリメータの穴 (5ϕ) の立体角に限ったコンプトン散乱のエネルギー分布を用いたのが図 7.7 である。23MeV から 28MeV の γ 線に対する応答であるが、完全に吸収されていない為に低エネルギー側へ伸びた応答になっている。後で述べるように、検出器の信号は 15MeV 以上の閾値でカウントされることになる。15MeV 以上の energy deposit を要求すると、検出効率は 72% になる。さらにバックグラウンドの高エネルギーの γ 線に対する応答を見てみた結果が図 7.8 である。28MeV から 50MeV のような分布を発生させたところ、その検出器での応答は、低エネルギー側に伸びた結果、シグナルレベルの辺りに入ってくるのが分かる。

これらのことを考えると、シンチレータの大きさがやや小さい為シグナルを損しており、またバックグラウンドの影響を余計に受けているのが分かる。理想的ではないが、今回の測定の検出器にはこの結晶をもちいた。

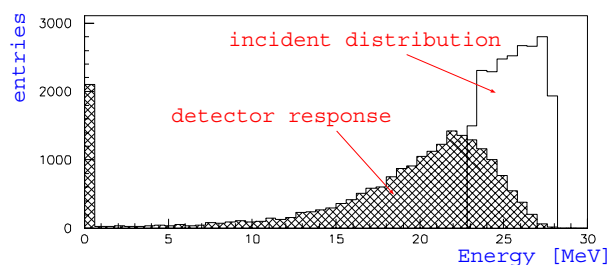


図 7.7: シグナル γ 線に対する検出器の応答: 結晶の大きさが不十分な為、大分低エネルギー側に伸びている。

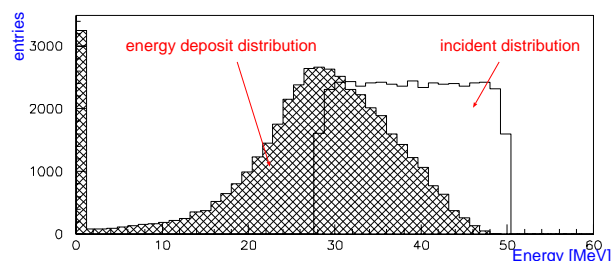


図 7.8: 高エネルギーのバックグラウンドに対する検出器の応答

検出器の設置とアライメント

検出器はレーザーワイヤーの位置から 12.8m 下流に鉛シールドの内側に設置した。この位置で 5ϕ のコリメータだとシグナル γ 線に対して 0.2 mrad の立体角をみていることになる。コリメータと検出器は水平方向の可動ステージの上に設置され、水平方向にシグナル最大の位置を探ることができる。

コリメータ及び検出器は、ダンピングリングの北直線部を延長した直線上に設置される。北直線部の四極電磁石の基準面上に置かれたターゲットを用いて直線を延長し、水平方向に 0.1mm、垂直方向に 0.4mm の精度で設置した ([21])。アライメントの精度は十分であるが、電子ビームの軌道にもよるので、シグナル γ 線の届く位置が 1mm 程度ずれてもおかしくない。

7.6 超精密架台

光学架台

光学システムを載せた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用いた。1 μm 程度の精度で動かすことができ、バックラッシュも殆どない。これは、ATF の他の可動架台と比べても格段に高性能のものである。

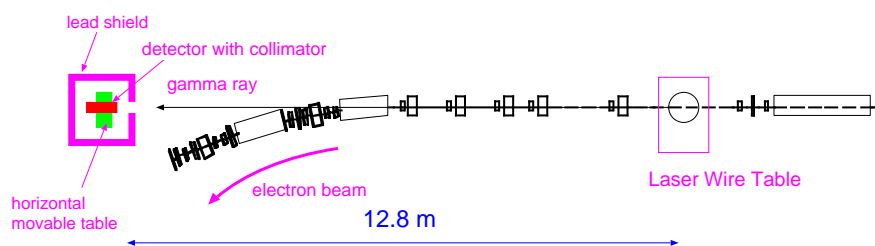


図 7.9： 検出器の設置位置: レーザーワイヤーから 12.8m 下流に鉛シールドの中に設置した。

架台モニター

電子ビームサイズの測定の際には、レーザーワイヤーを光学系全体が設置してある架台ごと上下方向に動かす。10 μm 程度の電子ビームサイズを測定するので、架台の位置を 1 μm の精度でモニターする必要がある。レーザーワイヤーの両脇の四極電磁石からアルミチャンネルを渡してレーザー変位センサを設置し、レーザーワイヤーの真空チェンバーの先端の上下方向の位置を常にモニターするようにした。

実際にビーム運転中に架台を動かさない状態で一日モニターし続けて、温度や運転状況による読み値の変位は 1 μm 程度に抑えられていることを確認した (図 7.12)。このモニターシステムは、1 μm 程度の信頼性を持って架台の動きをモニター出来ていることが示された。今後、電子ビームをスキャンする際には、架台を動かすステッピングモーターのエンコーダの読み値ではなく、このモニターでの値を用いることにする。

レーザー変位センサ:キーエンス社;LK030

7.7 データ収集

データとして収集する必要があるのは、レーザーの強度毎、 γ 線のエネルギー毎のカウントレートである。さらに、それと同時に共振器の状態を常時モニターするべきである。それに加えて、電子ビームの電流値など、加速器側の情報も同時に収集しなければならない。

Logic

CAMAC をベースにしたデータ収集システムを構築した。カウントレートを測定するにはスケラーを用い、それぞれの γ 線のエネルギー毎、レーザーの強度毎に γ 線の数进行を数えるという方法を採用した。

スケラーは 6 枚用意し、後に述べるようにレーザーの強度領域毎に分けて用いる。また、各々のスケラーの各チャンネルは γ 線のエネルギー領域毎のシグナル数を数えるようになっている。

検出器からのシグナルは、閾値を 5MeV,15MeV,25MeV,35MeV に設定したディスクリミネータ (Multi Level Discriminator) で 2 値化され、各スケラーに送られる。閾値によって分けられた γ 線のエネルギー領域を下から energy region 1~4 と呼ぶことにする。

6.2 で述べたモジュレーションタイプフィードバックによる on/off 動作モードで共振器は共鳴点の周りを振動するので、レーザー強度は 0 から最大まで周期的に変化する。レーザーの強度領域

は5つに分けることにし、intensity region 0~4と呼ぶことにする。共振器の中に蓄積されているレーザー強度は、共振器透過光強度に比例する。透過光強度モニターの信号を用いてレーザーの強度を判断することができる。透過光強度モニターのシグナルは、閾値を4段階に設けたコンパレータ (Multi Level Comparator) に入る。MLCの4つの出力信号は、入力信号の強度がそれぞれのチャンネルで設定された閾値に達しないときに、NIM信号で論理1を返すように動作する。MLCの出力信号は、それぞれ別のスケーラーを inhibit する為に用いられる。これによって各スケーラーにレーザー強度領域毎の情報が入ることになる。4段階の閾値は図 8.12のように大体均等に分割して設定した。それぞれの閾値で2値化された信号が li1-4となる。また、各々のスケーラーの一つのチャンネルには、リングの revolution クロックを入力し、各スケーラーの稼働時間を規格化する時に用いられる。

透過光、反射光、入射光モニターのシグナルは、ADCに入力され、共振器及びレーザーの状態の常時モニターとして使用される。また、MLCの出力も同時にデータとして入るようにし、レーザー強度領域 0~4がそれぞれ実効的にどれだけのレーザー強度なのか、またその安定性などをモニターするのに使用される。こうして得られたレーザー強度領域と透過光強度の対応が図 7.15であり、各強度領域の時間占有率が図 7.16に表されている。

共振器の状態を示すADCの値は0.1秒毎に読み出し、 γ 線カウントレートのデータが入る6つのスケーラーについては1秒毎に読み出すことにした。収集系のトリガーは、10Hzに設定したクロックジェネレータが出す信号をイベントラムレジスタに入力させて行なう。CAMACクレートコントローラと接続したコンピュータは、イベントラムレジスタのLAMを見てADCの値を読みに行く。また、イベントラムレジスタのLAMの10回毎にアウトプットレジスタに論理1を書き込み、スケーラーを止めてからスケーラーの値を読み、クリアする。

DAQシステム

レーザーワイヤーのlocal CAMACでのデータ収集の他に、架台モニターの値、電子ビームの電流値等のデータも同時に採る必要がある。これらのデータはlocal CAMACと接続しているデータ収集用のコンピュータ (atflw-1) から直接採ることはできない。そこで、ネットワーク越しにデータをやりとりする仕組みを設けた。

架台モニターは、架台のすぐ近く、リング内に設置されたコンピュータ (atflw-2) によりRS232Cを用いてデータ収集を行ない、ソケット通信によってデータ収集用のコンピュータ (atflw-1) のデータベースに架台位置の情報を書き込むようにした。

DCCTによる電子ビームカレント値や、リングの真空度の情報は、ATFの加速器をコントロールしているコンピュータ (atfaxp) によって収集され、そこでのデータベースという形で置かれており、常に更新されている。このような加速器側の情報も atfaxp からソケット通信によって atflw-1へ送り、常に atflw-1 上の local データベースを更新するようにした。

このようにして必要な情報を全て atflw-1 上に集め、local CAMACのデータとともに atflw-1でファイルとして残り、また同時にオンライン解析がなされる。

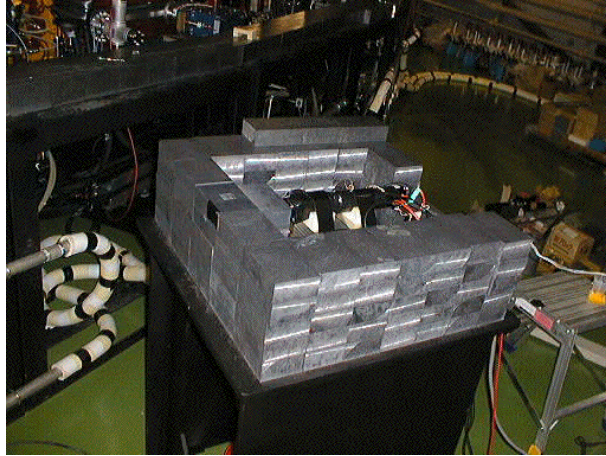


図 7.10 : 検出器: 鉛シールドの中に設置した。

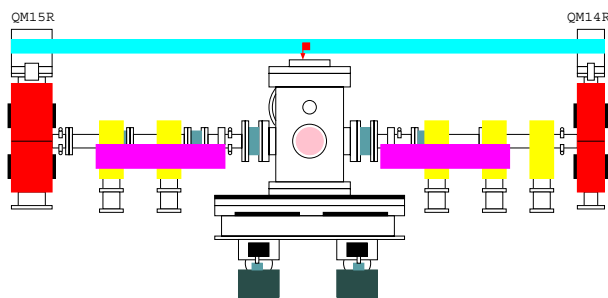


図 7.11 : 架台モニター: 両脇の四極電磁石から渡したアルミチャンネルにレーザー変位センサを設置し真空槽の先端の位置をモニターする。

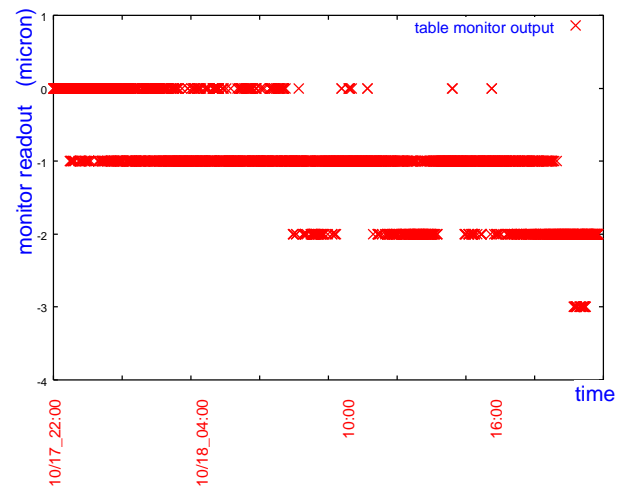


図 7.12: 架台モニターで見た日周変化: 架台を動かさない状態で一日モニターした結果。温度変化等がモニター系に与える影響は $1\mu\text{m}$ 程度である。

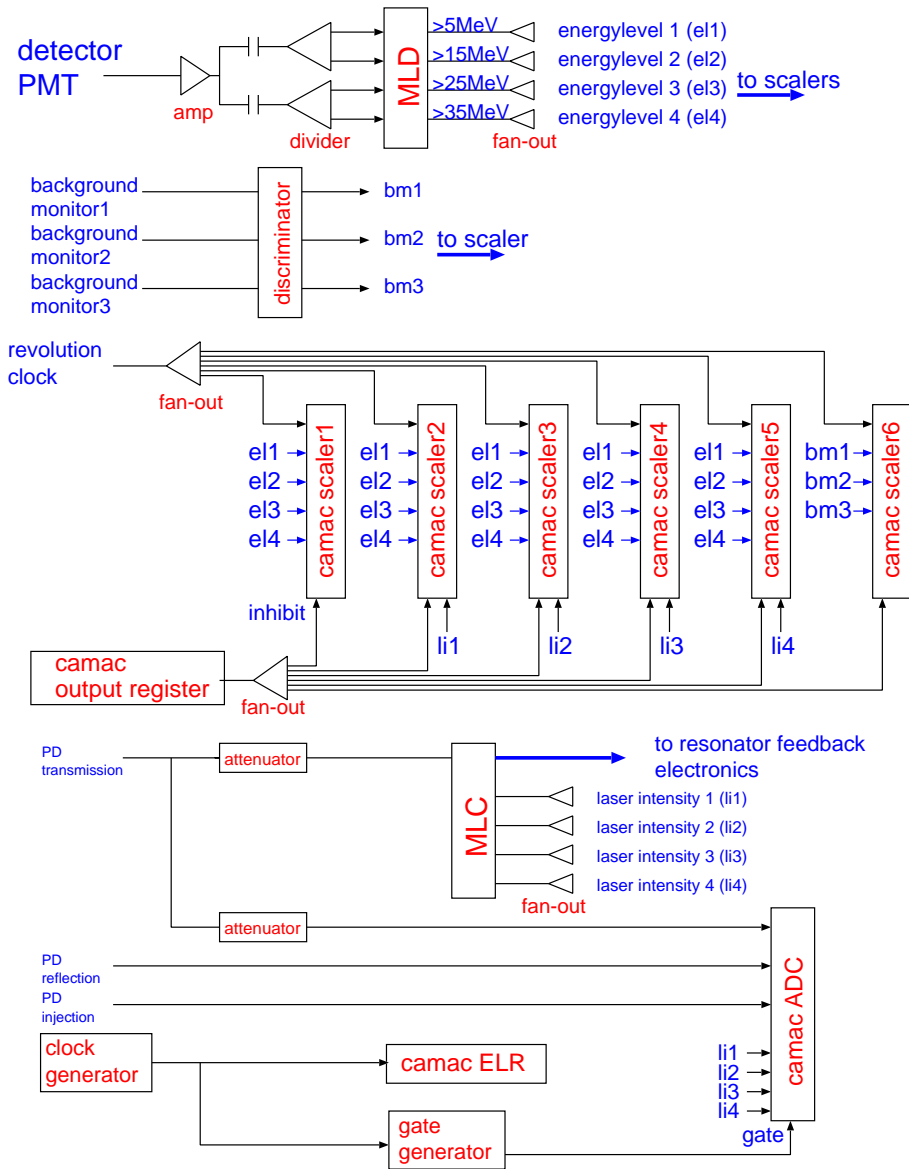


図 7.13 : データ収集回路

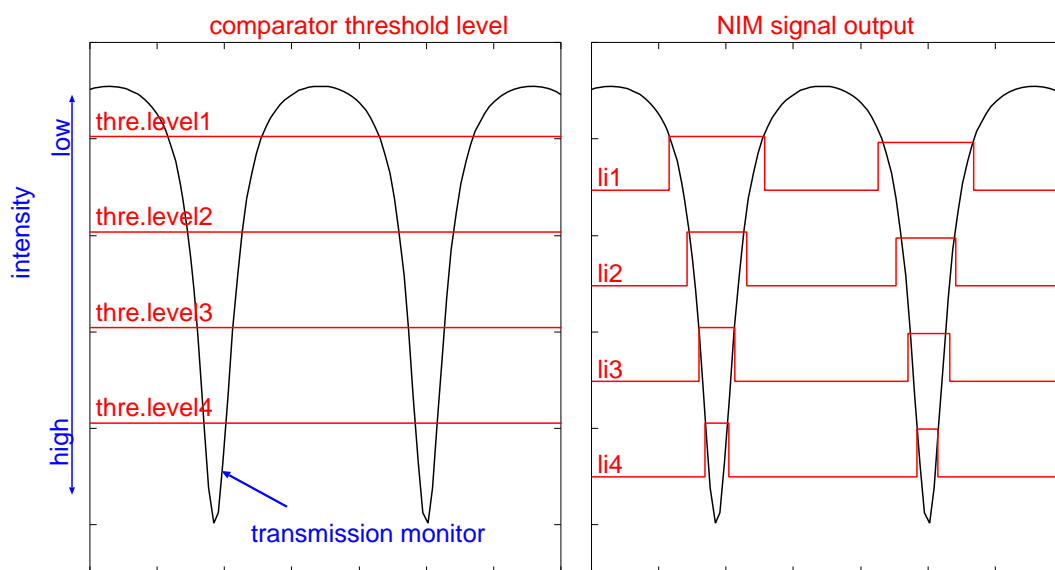


図 7.14 : MLC の 閾値: 4 つの閾値を設定した。図 7.13における li1~li4 は右図のような NIM シグナルが出力される。これがスケーラーの inhibit に入る。

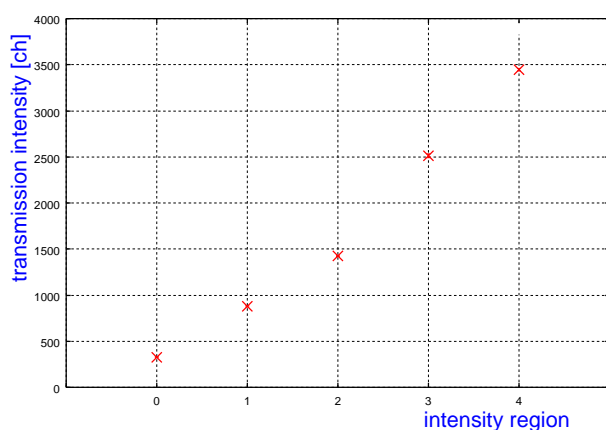


図 7.15 : 各レーザー強度領域とレーザー強度の関係: MLC の各閾値で区切られたレーザー強度領域ごとにその領域の平均的なレーザー強度を示したもの。

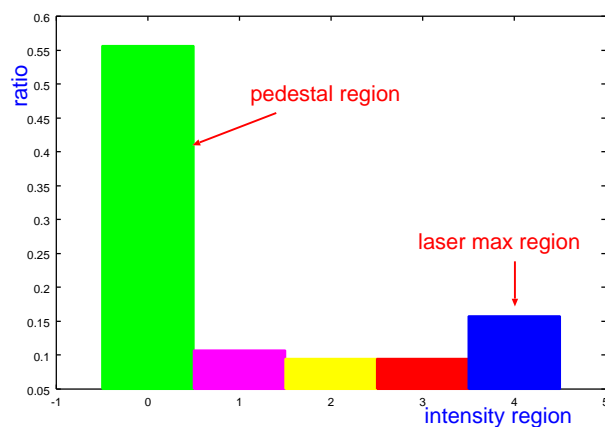


図 7.16 : 各レーザー強度領域の時間占有率: レーザー光がほぼ 0 であるペデスタルをとるのに約半分の時間が割り当てられる。

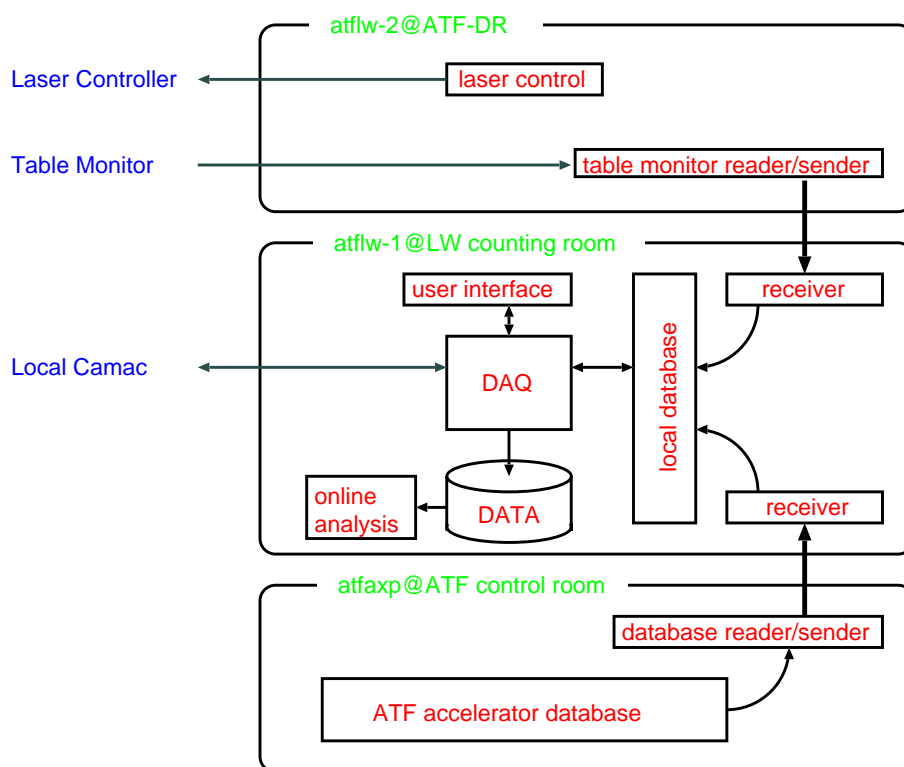


図 7.17：データ収集システム: ネットワークを用いて3台のコンピュータを繋いだシステムになっている。情報のやりとりにはソケット通信を用いる。

第 8 章

エミッタンス測定実験

今回の測定はシングルバンチ運転、ビーム蓄積モードで行なった。エミッタンス測定は3つの部分から構成される。即ち、レーザーワイヤーのビームウェスト測定、電子ビームの走査、 β 関数の測定である。

8.1 共振器の測定

8.1.1 輸送効率及び入射効率の測定

輸送効率の測定

アイソレータとウェッジ基板によるパワーロスが主な原因で、レーザー出射口位置でのレーザーパワーからいくらか落ちたものが共振器入射パワーになる。レーザー出射直後と入射系直前でのパワーをパワーメータで測定し、輸送効率を求めた。(図 8.1)

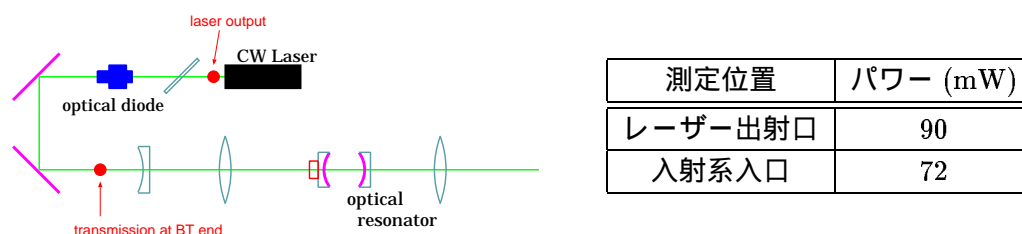


図 8.1 : 輸送効率の測定

入射効率の測定

真空槽の大きさ等から、光学部品の配置に制限がある為、理想的な光学系をつくることが出来なかった。主には、空間的な余裕がなかった為、収束力の強いレンズ系を用いなければならなくなり、レンズの収差の影響が無視できなくなった為である。この為、入射光が共振器の共鳴モードと完全には一致しない。その影響は、入射効率の1からのずれとして現れることになる。5章で行なった共振器の反射率測定と同様の方法で共鳴状態での反射率を測定した。アラインメントを十分に行ない、高次モードの共鳴ピークが現れないようにした上で反射率を測定した。5章で求めた鏡のパラメータから求めると、反射率は数%以内になるはずであるが、この状況では、約30%と

いう結果になった。即ち、入射光量の70%しか共振器に入っていないということになる。この結果より、入射効率は0.7であるとした。

8.1.2 ビームウェストの測定

ビームウェストの測定は、電子ビームのサイズの絶対値を出す上で非常に重要であり、正確な測定が必要とされる。2種類の独立な方法によって測定を行なった。

ビーム拡がり角による方法

TEM_{00} モードのガウスビームの拡がり角 (θ_0) は、式 2.57 より、そのビームウェスト (w_0) と次のような関係を持つ。

$$\theta_0 w_0 = \frac{\lambda}{\pi} \quad (8.1)$$

共振器透過光の拡がり角は図 8.2 のように幅 1mm のスリットを持つ光検出器でスキャンすることによって測定する。長手方向の位置を変えながら、横方向にスキャンしてスポットサイズを測定した結果が図 8.4 である。これを一次関数でフィットしてその傾きを求める。気をつけなければいけないのは、検出器で測定しているのはエネルギー分布であり、電場ではない。電場の自乗がエネルギーなので、ここで測定されたスポットサイズの拡がり角の2倍が電場強度の拡がり角である。式 8.1 の θ_0 は電場強度の拡がり角を表す量である。さらにもう一つ、ここで測定される拡がり角は、共振器ミラーの形状による凹レンズ効果の影響を受けている。(図 8.3) 今の場合、レンズ基板の BK7 の屈折率は 1.519 なので、共振器内部のビーム拡がり角は外部のそれにくらべて $\frac{1}{1.519}$ である。これを踏まえてビームウェストを計算すると、

$$w_0 = 15.25 \pm 0.95 [\mu m] \quad (8.2)$$

が得られた。レーザーワイヤーの太さとして考えると、電子との衝突は確率分布で起こるので、半径 $\frac{w_0}{2}$ のワイヤーと思うことができる。

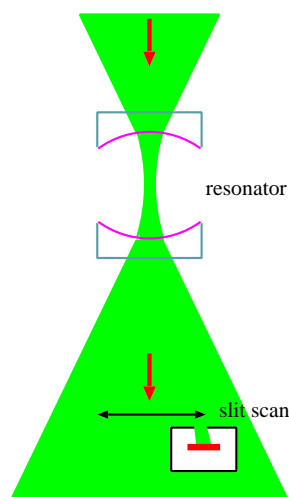


図 8.2 : ビーム拡がり角の測定

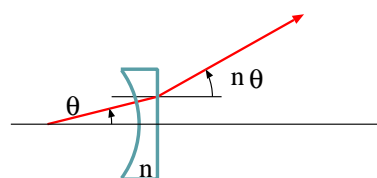


図 8.3 : 共振器ミラー基板による凹レンズ効果: 基板の屈折率分だけ拡がり角が変化する。

高次モードとの位相差を用いる方法

式 2.73、図 2.23 が示すように、 $0 < g_1 g_2 < 1$ の共振器では、エルミートガウス型の各モードは共鳴位置が異なる。 $g_1 = g_2 = g$ の対称型共振器の場合、モードの次数が 1 だけ異なると、その位相因子の違いは、

$$\delta\phi = \arccos(g) \quad (8.3)$$

である。実際に、完全にアラインメント出来ていない状態での共振器透過光を見ると、共振器長のずれた位置で高次モードのピークがあることがわかる (図 8.6)。モード間の共鳴共振器長の違い ($\Delta\phi$) を測定する。即ち、オシロスコープの画面上で 2 つのピークの位置の違いを測定する。また、図 5.6 と同様に $\frac{\lambda}{2}$ を表す f_{sr} を測定する。 f_{sr} は位相に直すと、 $kL = \pi$ に対応するので、

$$\frac{\Delta\phi}{(f_{sr})} = \frac{\arccos(g)}{\pi} \quad (8.4)$$

なる関係が得られる。これによって、共振器のパラメータ g を求めることができる。 g がもとまると、式 2.69 から、ビームウェスト (w_0) が求まる。このようにして、いくつかの共鳴位置付近で位相差をもちいたビームウェスト測定を行なった。この測定は、ピエゾ素子のヒステリシスなどの系統的な誤差を含むので、各測定での結果を含むように、エラーバーをつけ全体での測定結果とした。(図 8.7)

結果

電子ビームサイズの測定を行なう前 (11/19) と、後 (12/18) にこの 2 種類の測定を行なった。結果は図 8.8 である。11 月から 12 月にかけて変化のないことが分かる。安全サイドの結果という意味でそれぞれの測定結果を含むように、エラーバーをつけ、最終的なビームウェストとして以下の値を得た。

$$w_0 = 14.5 \pm 1.75 [\mu m] \quad (8.5)$$

8.2 電子ビームサイズ測定

8.2.1 検出器のキャリブレーション

先に述べたように、光電子増倍管はビーム入射時の大光量のバックグラウンド及びビーム蓄積中の連続的な低エネルギーのバックグラウンドに起因する飽和を抑える為にゲインを下げた状態 (印加電圧 -1.3kV) で用いる。キャリブレーションには、線源を用いるが、ゲインが低い状態では線源の 1MeV 程度の γ 線の信号を見ることは難しい。このため、シンチレータの発光を模した光を検出器に取り付けてある青色 LED を用いて作り、それを用いたキャリブレーションを行なった。LED はファンクションジェネレータで作成された幅 10nsec のパルス状の電圧で駆動され、幅 50nsec 程度のパルス光を発光する。LED 光の強度は、検出器での応答を見て -1.3kV の印加電圧でも十分測定できるように、線源より高めに設定した。まず印加電圧を -1.6kV まで上げて、LED 光と線源の信号を比較して、LED 光の強度とエネルギーの対応をつける (図 8.10)。線源としては、 ^{137}Cs の 662keV と ^{22}Na の 511keV、1275keV の γ 線を用いた。その結果、LED 光は 11.5MeV $\pm 10\%$ のエネルギーに対応することが分かった。(これ以降、LED 駆動電圧は固定した。) 次に、光電子増倍管の印加電圧を -1.3kV に戻し、LED のシグナルを基準として、キャリブレーションを行なった。

7.17で述べたように γ 線のエネルギーはディスクリミネータの閾値によって分けられる。ディスクリミネータの閾値電圧とそれによって分けられるエネルギーとの対応をつけるため、ビームラインのバックグラウンドに対して、閾値の設定をかえて ADC でエネルギースペクトルをとり、その切れる位置を調べた (図 8.12,8.13)。

その後、レーザーワイヤーの信号が発見された段階で、レーザーありの時と、レーザーなしの時のエネルギースペクトルを比較し、予想通りの位置にレーザーコンプトン散乱起源のピークがあることを確認した (図 8.11)。

8.2.2 シグナルサーチ

レーザーワイヤーの位置 (共振器の高さ) と電子ビームの軌道はレーザーワイヤーの前後の四極電磁石の中心を基準にとって合わせてある。そのアラインメント精度は $50\mu\text{m}$ 程度である。また、 γ 線検出器の位置も同様に四極電磁石の中心を基準にとって直線で伸ばした位置にくるように合わせてある ([21])。電子ビームの軌道が四極電磁石の中心を通る理想的な状態であればコンプトン散乱の γ 線は検出器に入ることになるが、実際の軌道は最大 1mm 程度ずれていることも有り得る。

ビーム位置モニターの値を読みながら、電子ビームがアラインメントの条件と同様にレーザーワイヤー近辺で四極電磁石の中心を通るようにチューニングを行なう ([22])。本来ならば、どのような状態でも測定が可能であるのがモニターとしての正しい姿勢であるが、 γ 線の方向がずれているとシグナルサーチに莫大な時間を要してしまうので、現在は電子ビームをあらかじめチューニングすることにしている。このチューニングを行なうことで、ある程度の精度で γ 線は検出器に信号が入る状況を作り出せる。

レーザーワイヤーと電子ビームとの衝突は、その散乱 γ 線の有無によって判断する。シグナルサーチの時のレーザーの状態は on/off モードである。レーザー光強度が最も強い強度領域 4 のカウントレートとレーザー光が最も弱い強度領域 0 のカウントレートを比較し、有意に差があるか調べながらレーザーワイヤーの垂直方向の位置を変えていき、衝突位置を探す。今のところ、衝突位置を発見するのは数時間を要する作業である。

8.2.3 検出器位置走査

レーザーコンプトン散乱の信号が確認されたら、まず、検出器をコリメータごと横方向に動かして、信号が最も強い位置を探す。これは検出器を散乱 γ 線の中心位置に合わせる為の作業である。検出器の水平方向位置とシグナルの強さを測定したのが図 8.14 である。バックグラウンドの強さも右軸に表されている。シグナルのピーク位置はバックグラウンドのピーク位置とは一致しないこと、バックグラウンドのほうが広い分布をしていることが分かる。線で示したのはシグナルの強度分布に検出器の検出効率も考慮した物である。これに比べて測定結果はやや低いカウントレートであった。今のところ、検出器を垂直方向に動かすことができない。 γ 線の中心位置が高さ方向に 0.8mm ずれていると仮定した計算値が破線であり、測定値と一致する。

検出器は信号が最も強い位置に合わせ、これ以降動かさない。

8.2.4 レーザーワイヤーによる電子ビーム走査

以下の手順を架台位置を $10\mu\text{m}$ ステップで動かしながら繰り返す。測定は、シングルバンチの電子ビームをリングに蓄積した状態で行ない、1 ランは、ビームの 1 寿命に対応する。1 寿命で架

台位置 1 点についての測定が完了することになる。1 ランは、

1. 電子ビームをリングに蓄積する。(通常 3mA 程度)
2. データ収集を開始する。先に述べたように、スケーラーは 1 秒毎によみこまれ、シグナルのカウントレートが得られる。
3. 電子ビームが約 5 分のライフタイムで減少していく間、データを取り続ける。

これをシグナルのこない位置から始めピークを越えて再びシグナルのない位置まで行ってから、もとに戻ってくる。それぞれの位置に対して 2 回 (場所によっては 3 回) の測定をした。1 ランが終る毎に簡単な解析をし、レーザー強度領域 4 とレーザー強度領域 0 でのカウントレートを比べてその差を確認しながら測定を行なった。また、共振器透過光の形状をモニターする CCD カメラの映像には常に意識し、共鳴モードがずれていないか確認した。数ラン毎に電子ビームをオフにして、LED を用いたキャリブレーションを行ない、光電子増倍管のゲイン変動がないことも確認した。

ATF のダンピングリングの電子ビーム寿命は数分程度である。寿命を決めているのはバンチ内散乱によるビーム損失である。典型的な蓄積モードでのビーム電流の時間変化を図 8.15 に示す。

また、検出器に入ってくるバックグラウンドのカウントレートとビーム電流の関係が図 11.2 である (15-25MeV のエネルギー領域)。

8.2.5 測定の間レーザー光と共振器の安定性

電子ビーム走査中のレーザー光源の安定性を確かめた。測定開始時から終了時までの入射光モニターの値の変化を表したのが図 8.17 である。変化量は < 1% であることが分かる。この程度の変化ならば、いまのところ問題なく、極めて安定だといえる。更に、各レーザー強度領域の平均強度の変化が図 8.18 である。この変化も数%以内であり、共振器が極めて安定であることを示している。

8.3 β 関数の測定

β 関数の測定は、四極電磁石の収束力 (k 値) を僅かに変化させ、その時のベータatronチューンの変化を測定するという手法で行なう。

電子ビームサイズ測定を行なった直後に、ダンピングリング北直線部のレーザーワイヤー近辺の 3 台の四極電磁石 (QM13R.1, QM14R.1, QM15R.1) について測定を行なった。測定に用いた電磁石の位置関係及び収束力を表したのが図 8.19 である。

四極電磁石の収束力は、電磁石に流す電流値の制御によって変化させる。ATF の四極電磁石は個別に電流値を変化させることができるようになっており、コンソールの画面から制御及びモニターすることが出来る。

ベータatronチューンの測定は、ATF で通常行なわれているのと同じく、ビームイクサイターと 1 周毎に読み出せるビーム位置モニターを用いた方法で行なった。ビームイクサイターで、電子ビームを横方向に蹴りビーム軌道に振動を起こさせる。ビーム位置モニターの信号を周波数解析し、そのピーク位置からベータatronチューン値を得る。

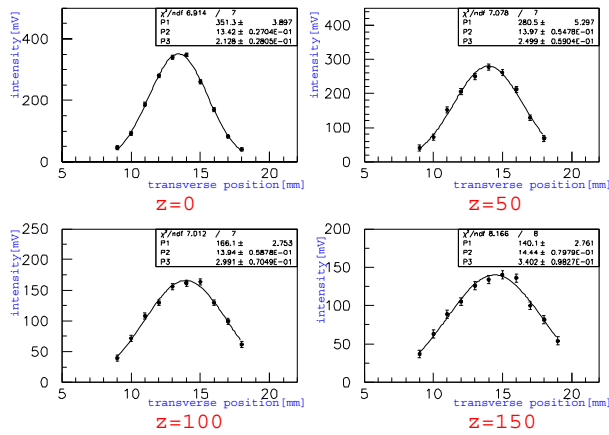


図 8.4： 長手方向の4点でのスポットサイズの測定結果: 得られたビーム強度分布をガウス分布フィットしてその分散をスポットサイズとする。

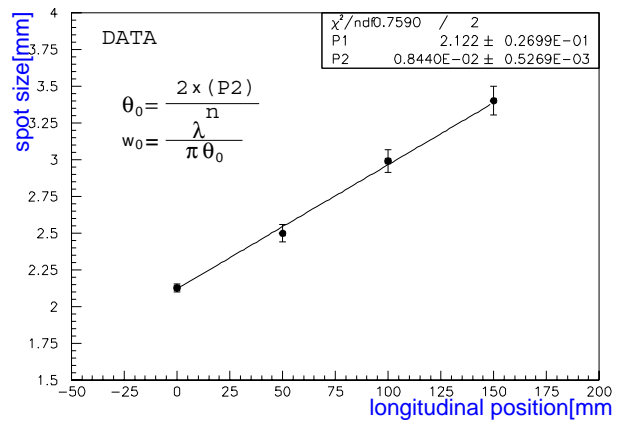


図 8.5： ビーム拡がり角測定結果: 長手方向の位置に対するスポットサイズ。これを1次関数でフィットし、傾きから拡がり角を求める。

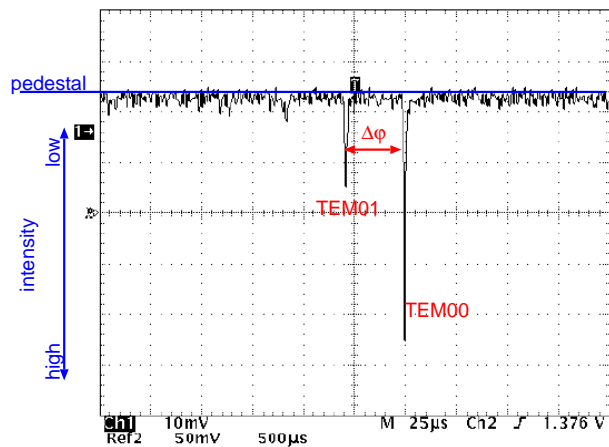


図 8.6： モードの次数による共鳴位置の違い: TEM_{00} モードと TEM_{01} モードの共鳴ピーク位置の違いを測定してビームウェストを測る。

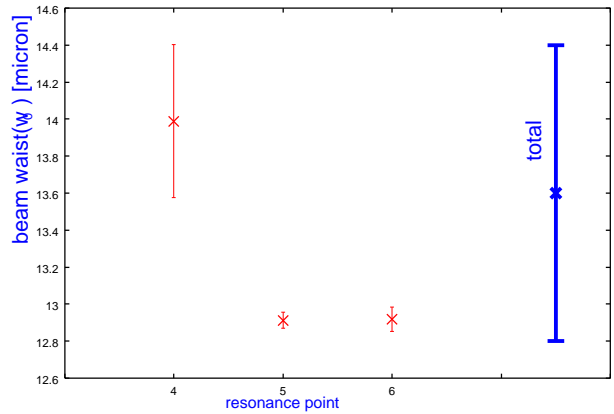


図 8.7： 共鳴位置ごとに測定したビームウェスト: 共鳴位置によるシステムティックな誤差を考慮して安全をみて全体を含むようにビームウェストに誤差をつけた。

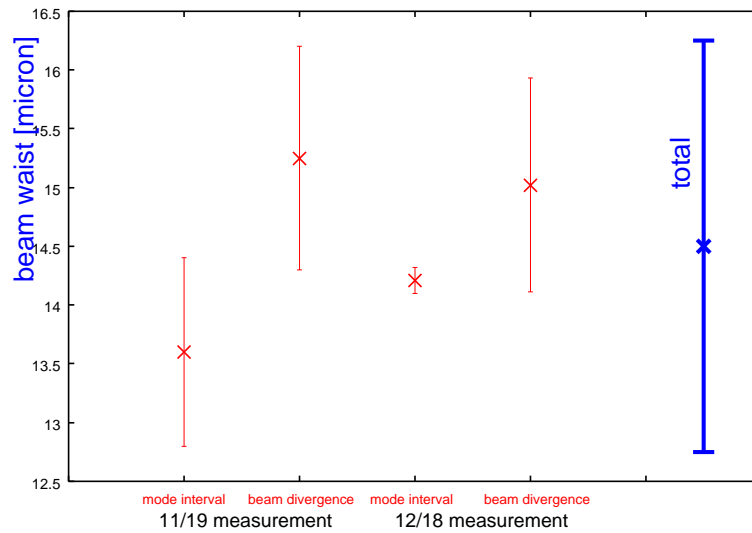


図 8.8 : 電子ビームの測定前と後でのビームウェスト測定の結果: 測定前と後で有意なビームウェストの変化はない。安全をみて全体を含むようにビームウェストに誤差を付けた。

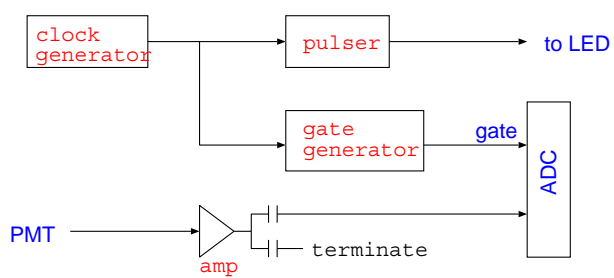


図 8.9 : LED run の回路図

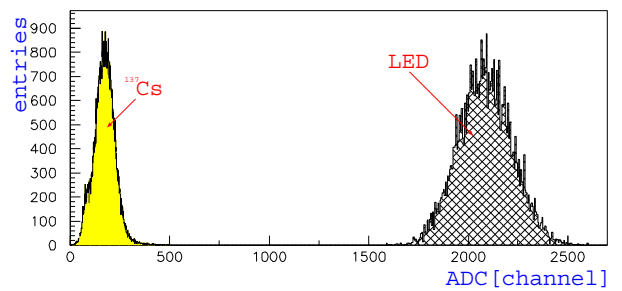


図 8.10 : 線源と LED の対応

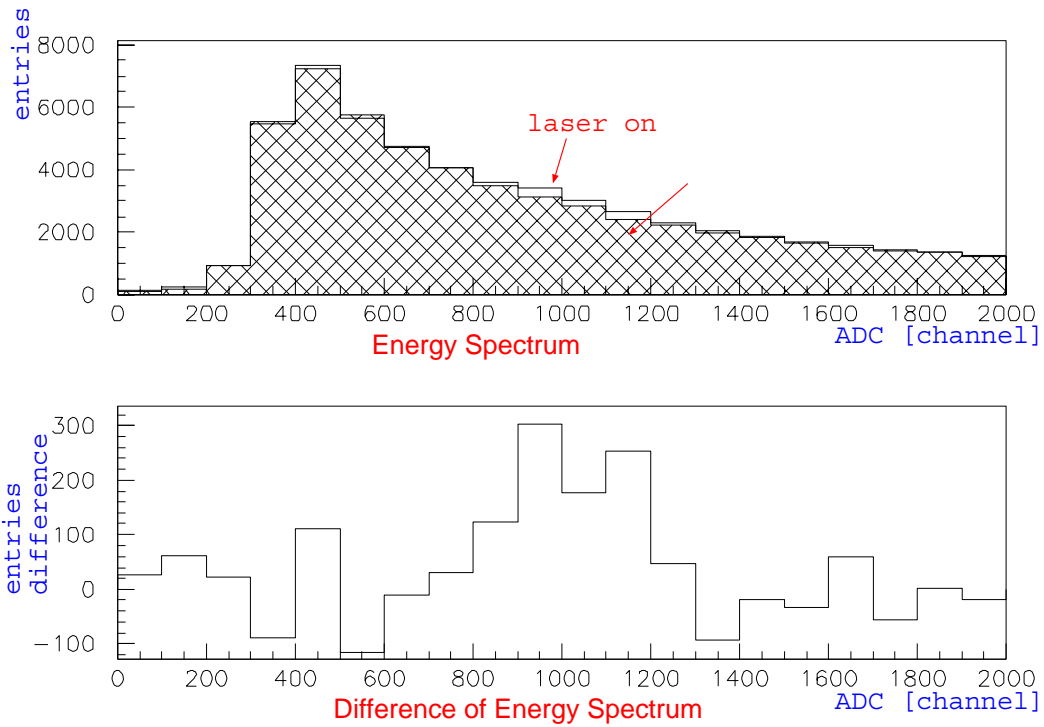


図 8.11 : コンプトン散乱のスペクトルを見て calibration の確認

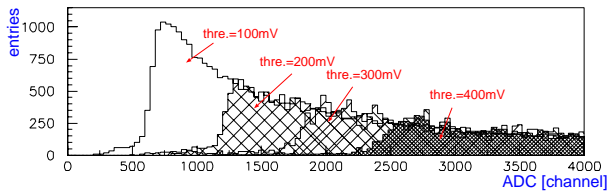


図 8.12 : Threshold level の設定

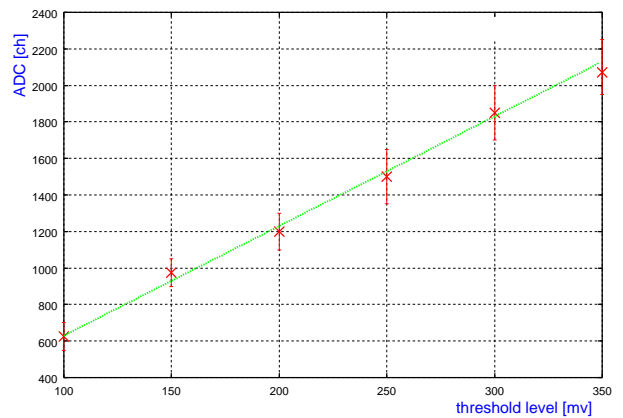


図 8.13 : Threshold level の設定

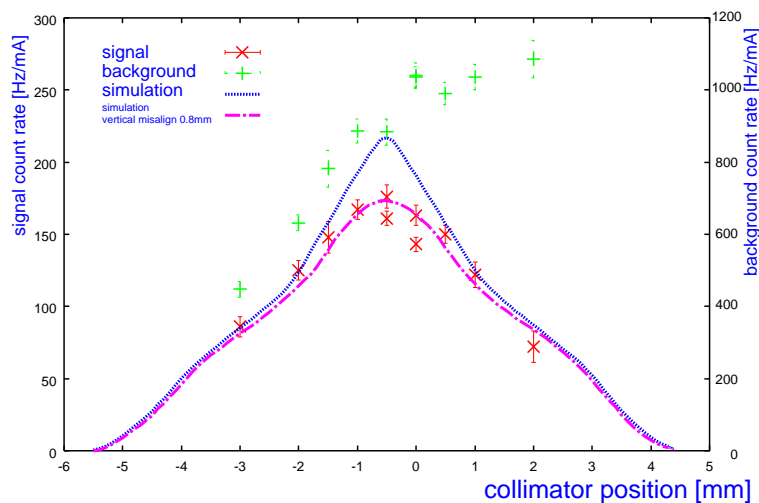


図 8.14： 検出器スキャンの結果: 水平方向の検出器位置にたいするシグナルの強さである。バックグラウンドの強さも右軸に表した。シグナルのピーク位置はバックグラウンドのピーク位置とは一致しない。これは、ビーム軌道が必ずしも真直ぐではないためであろう。また、共振器に蓄積されているレーザーワイヤーのパワーから計算したシグナルの強度分布に検出器の検出効率も含めて考えた予想される信号強度も線で示した。測定された信号強度分布は若干これより低めだが、検出器の垂直方向のミスアラインメントを仮定すると説明できる量である。

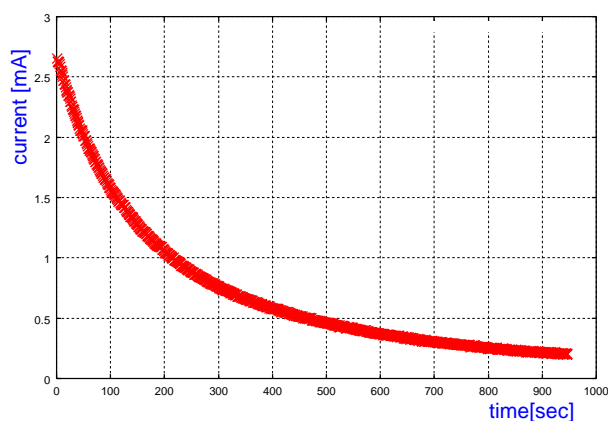


図 8.15： 典型的な電子ビーム電流値の時間発展: ATF ダンプリングリングの電子ビーム寿命はチューニング状態にもよるが、数分程度である。寿命を決めているのは主にはバンチ内散乱である。

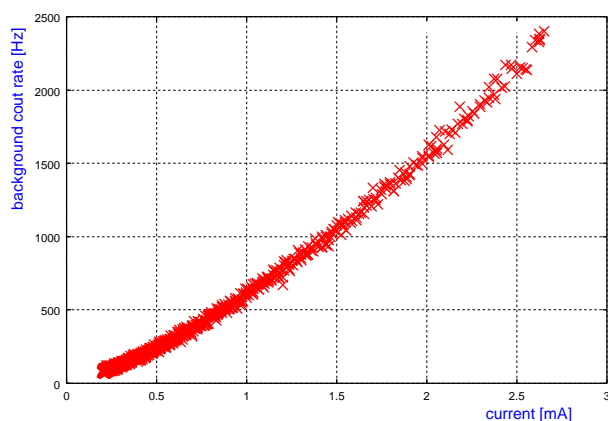


図 8.16： バックグラウンドとビーム電流: ビーム電流と真空度の相関、ビーム電流とバンチ内散乱の強さの相関を反映して、線形よりやや曲がった関係を示す。

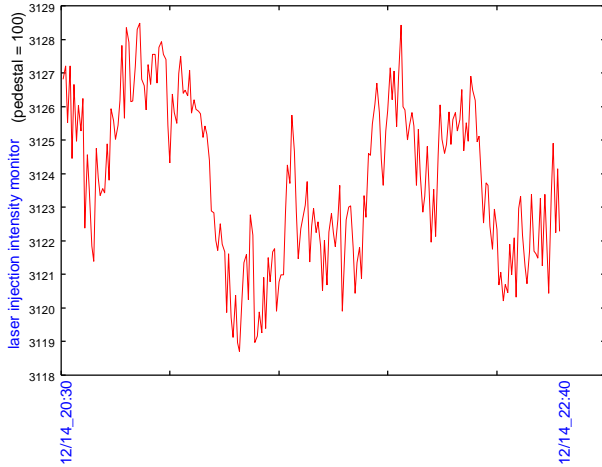


図 8.17 : 共振器入射光の安定性: 入射光強度モニターの実出力を測定の間モニターしたもの。変化量は 1%以下であり、非常に安定している。

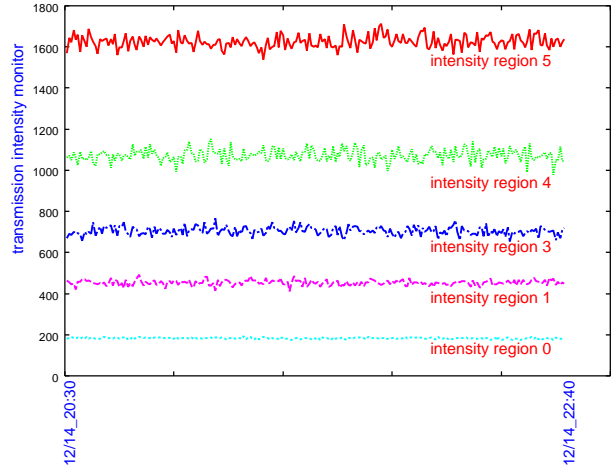
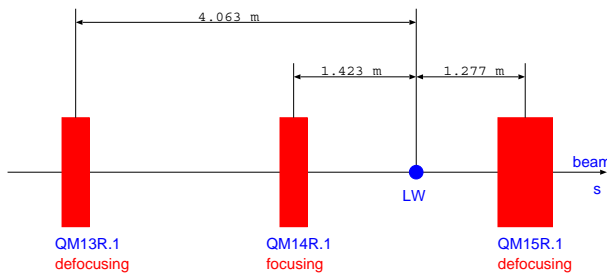


図 8.18 : 共振器透過光の安定性: MLC の各閾値間ごとの透過光強度モニターの値の変化。測定の間変化は見られない。



magnet	実効長 (l)[m]	$k = Kl$
QM13R.1	0.0855	-0.5133
QM14R.1	0.0855	0.50607
QM15R.1	0.1987	-1.1159

図 8.19 : 四極電磁石の位置と強さ: ビーム上流から順に QM13R.1, QM14R.1, QM15R.1 と配置されている。水平方向に対して、QM14R.1 は収束、QM13R.1, QM15R.1 は発散作用がある。レーザーワイヤーは QM14R.1 と QM15R.1 の間に設置されている。磁石の実効長は磁場測定の結果から求められたもので、 k 値は磁場測定の結果を基にしさらに電子ビームの振舞いとリングの周期条件から補正を加えたものである。

第 9 章

解析と結果、考察

9.1 電子ビームサイズ

ここでは、電子ビームの 1 寿命での平均的なビームサイズを求める解析を行なう。ビーム電流値によってビームサイズが変化するという事もあり得るが、現在のところレーザー強度不足の為統計的に見てそのような変化を有意に見分けるだけの精度はない。そこで 1 寿命のデータを平均化してその全体での解析ということにした。

レーザー強度領域毎のデータをまず別々に解析する。レーザー強度領域 0 をレーザー off の状態と定義する。レーザー on/off の差を見る場合には、レーザー強度領域 1~4 でのカウントレートから、この状態でのカウントレートを引き算する。レーザーワイヤーでの散乱 γ 線強度は電子ビーム電流値に比例するはずである。電子ビーム電流値は、図 8.15 のように時間と共に減少していく。レーザー off の時のカウントレートを引き算して得た、シグナルのカウントレートを電子ビーム電流値で規格化したもので各レーザーワイヤー位置のランを比較する。典型的な 1 ランでの電子ビーム電流値で規格化したシグナルのカウントレートの変化の様子を図 9.1 に示す (レーザー強度領域 4)。4 つあるプロットは各 γ 線エネルギー領域のものである。予想される 15MeV~25MeV のエネルギー領域に強いシグナルが存在し、それより高いエネルギー領域でシグナルが見られないことが確認される。今は 1 寿命の間の平均的なビームサイズを求めるという立場で、これを 0 次関数でフィットし、そのレーザーワイヤー位置でのシグナル強度とする。

こうして各レーザーワイヤー位置でのシグナル強度を求め、表したのが、図 9.2-9.5 である。それぞれ、レーザー強度領域 1~4 について別々に解析を行なったものである。未解決な問題であるが、オフセットがやや負にでるガウス型の分布をしている。このオフセットについては、回路系のパルス幅等の問題ではないかという予想があるが、まだ結論は出ていない。これを定数オフセット付きのガウス型関数でフィットし、その幅をルミノシティピークの幅 (σ_{lum}) とした。それぞれのレーザー強度領域での結果をシグナルが存在する 5-15MeV, 15-25MeV のエネルギー領域について並べたのが図 9.6 である。カウントレートのピークの高さがレーザー強度にほぼ比例していること、レーザー強度領域によらず、ピークの幅は一定の値を示していることが分かる。図 9.6 のピークの幅について 0 次関数でフィットを行ない、ピークの幅の値を求めた。また、各エネルギー領域での結果は独立な実験結果として扱えるので、それについて図 9.7 にまとめ、2 つのデータを合わせた結果としてカウントレートのピークの幅 (σ_{lum})、

$$\sigma_{lum} = 10.85 \pm 0.099 [\mu m] \quad (9.1)$$

を得た。

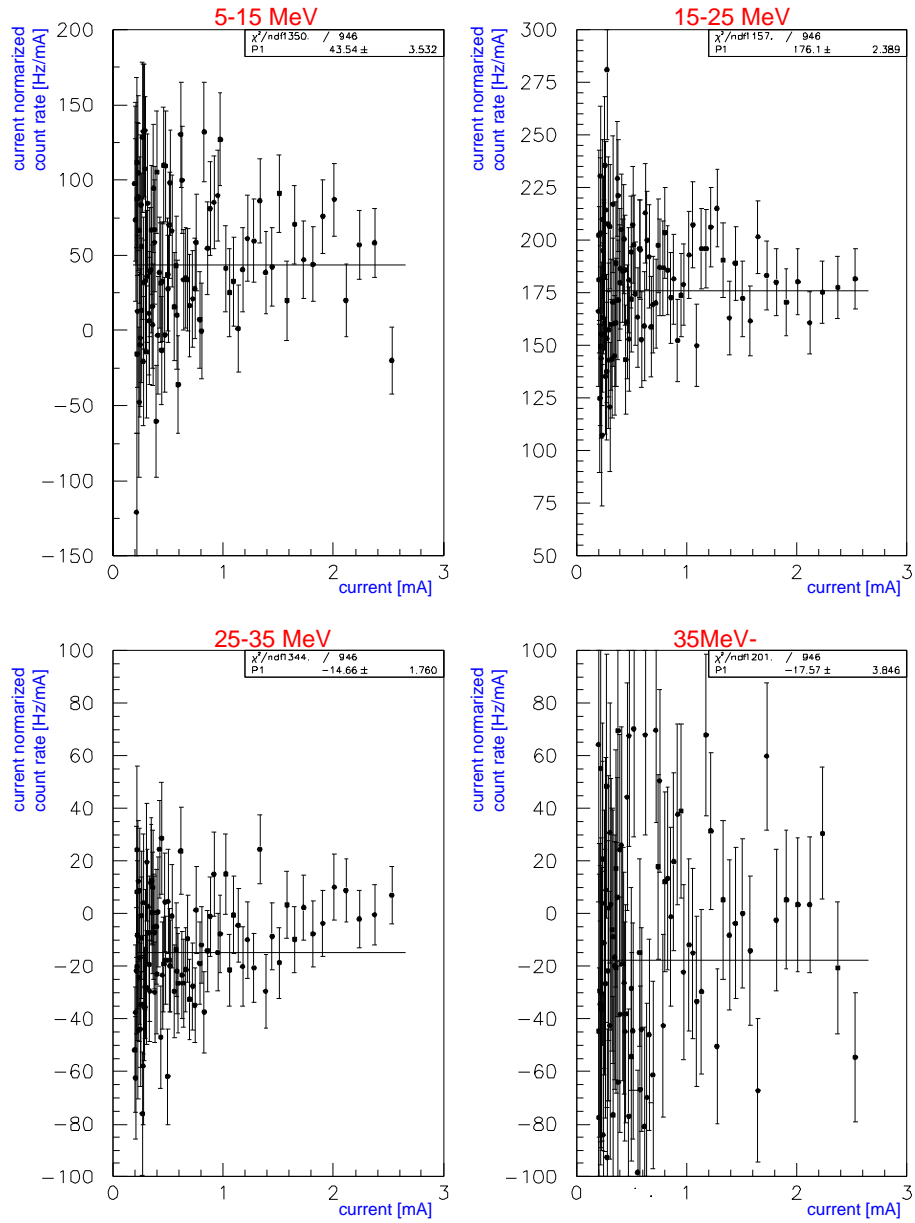


図 9.1 : ビーム電流の変化と電流規格化したカウントレートの関係: γ 線のエネルギー領域毎にデータがある。15MeV~25MeV のエネルギー領域に強いシグナルが存在し、それより高いエネルギー領域でシグナルが見られないことが確認される。0 次関数でフィットし、そのレーザーワイヤー位置でのシグナル強度とする。

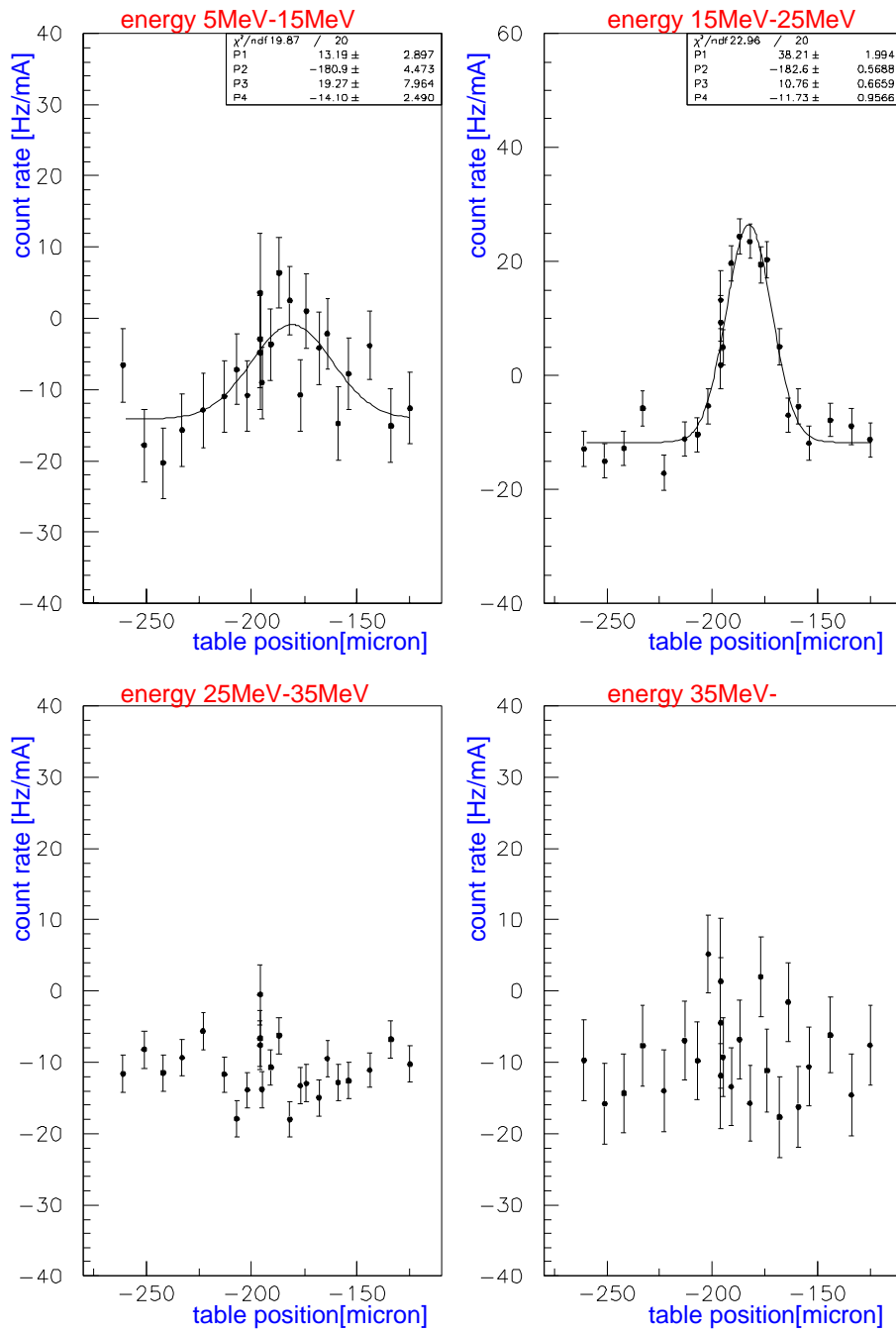


図 9.2 : レーザー強度領域 1 での解析

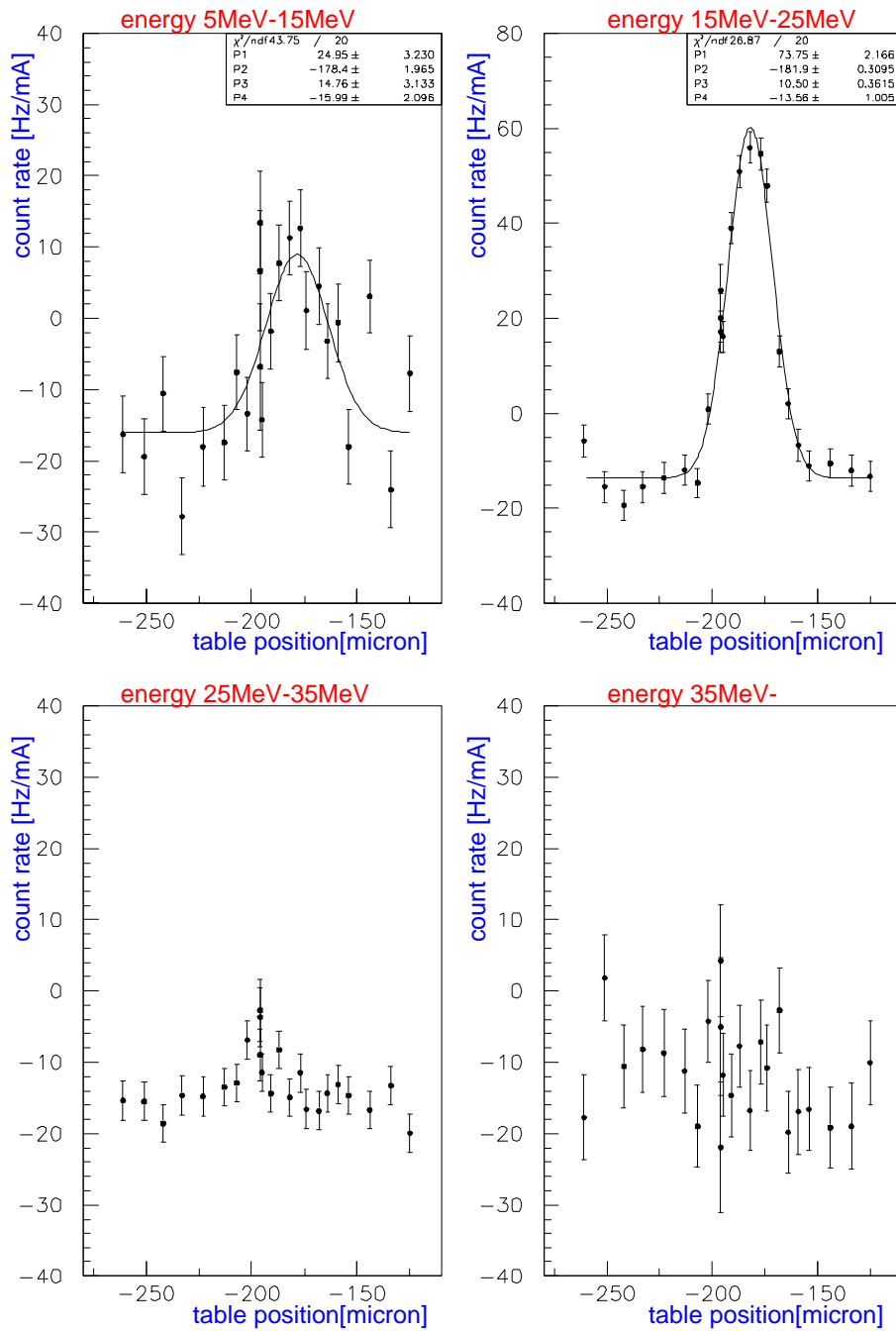


図 9.3 : レーザー強度領域 2 での解析

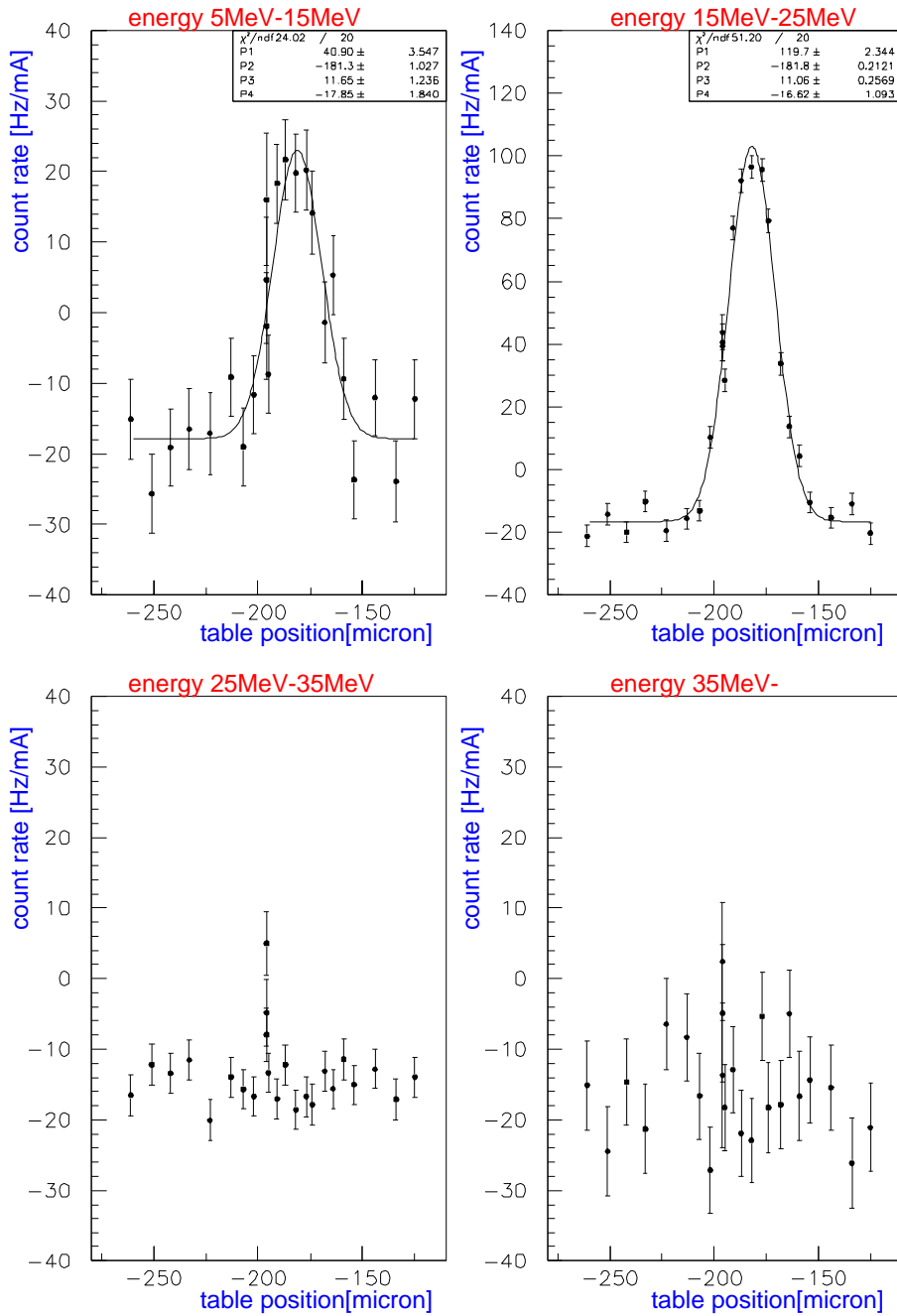


図 9.4 : レーザー強度領域 3 での解析

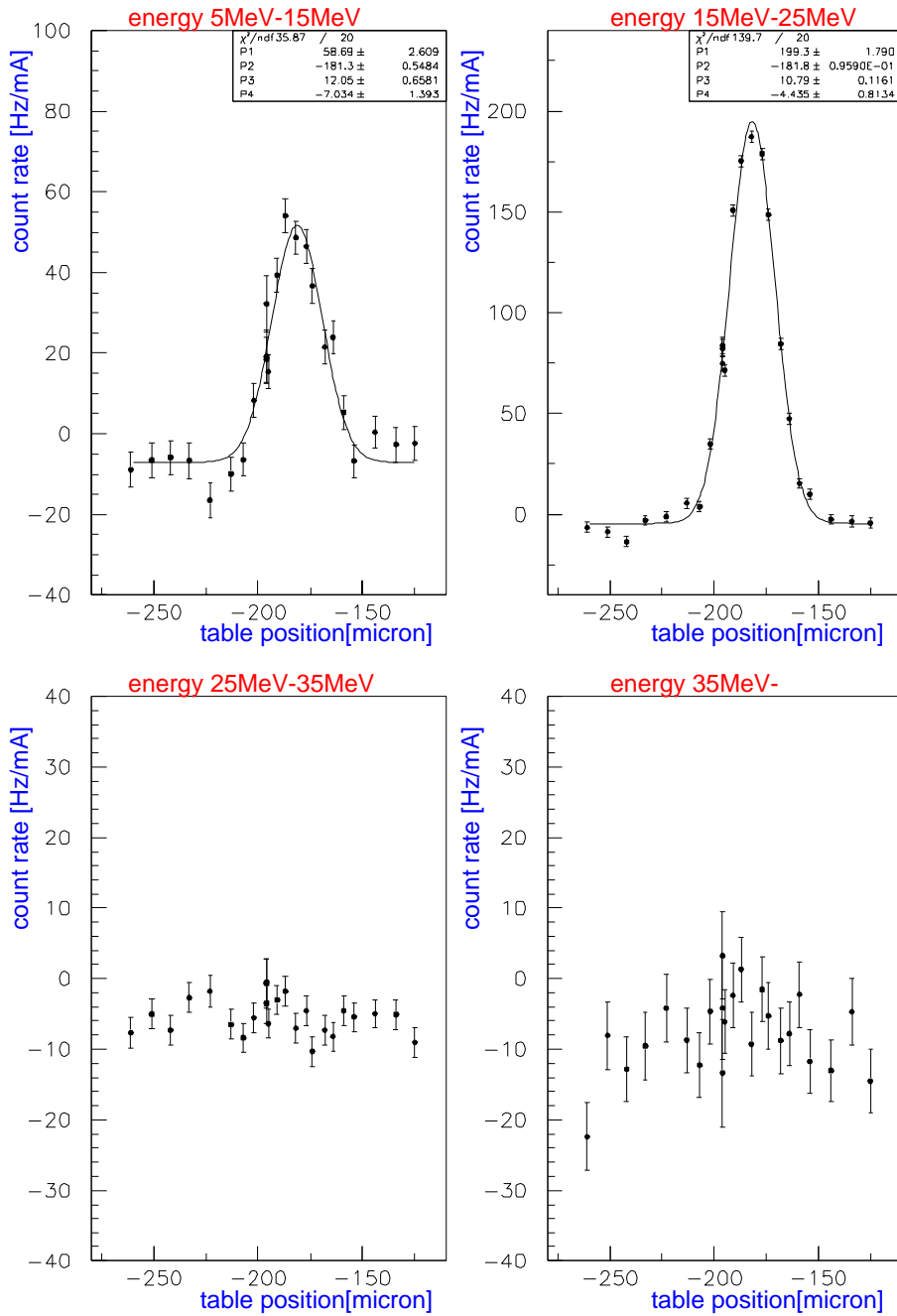


図 9.5 : レーザー強度領域 4 での解析

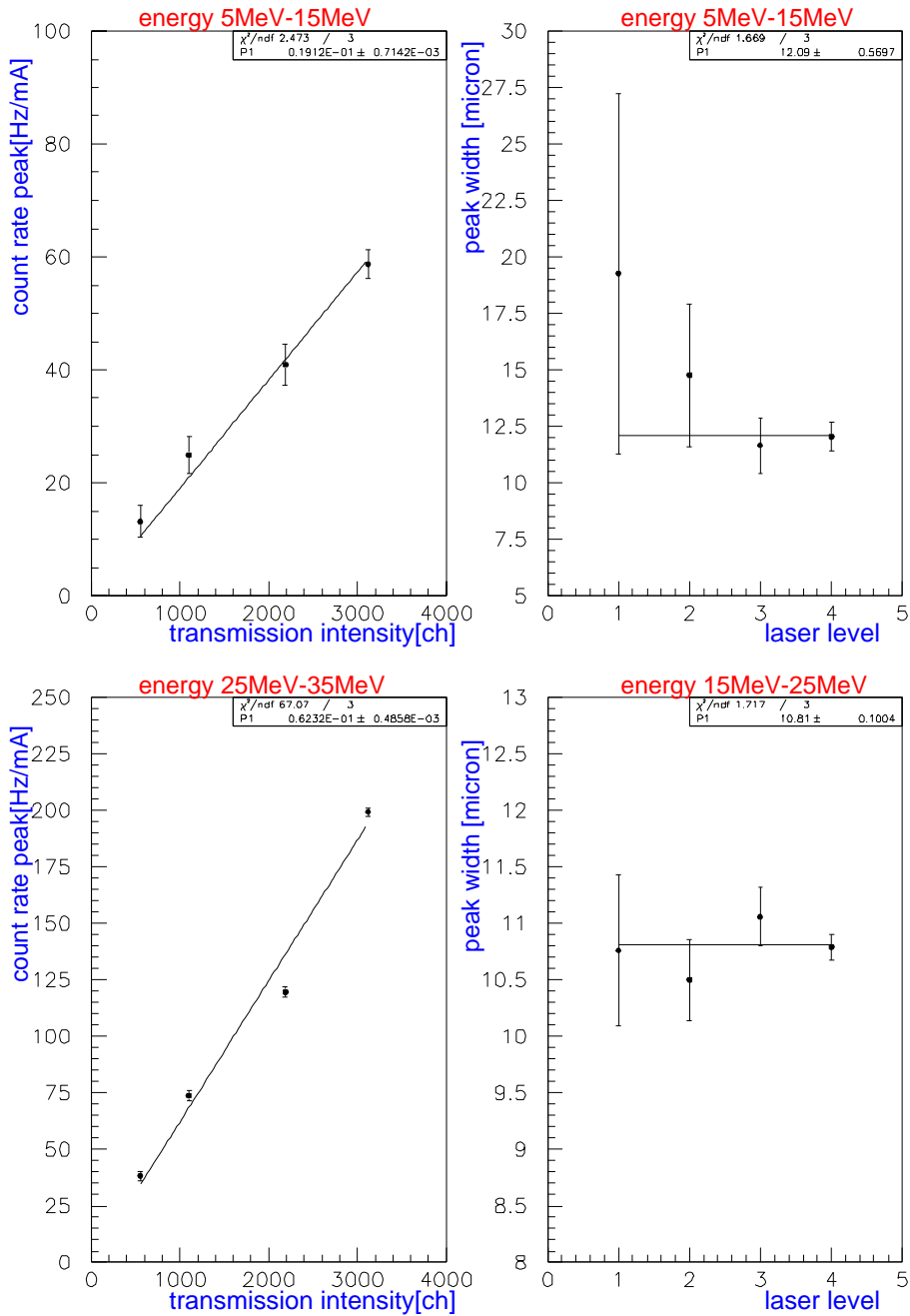


図 9.6 : 領域毎の解析のまとめ

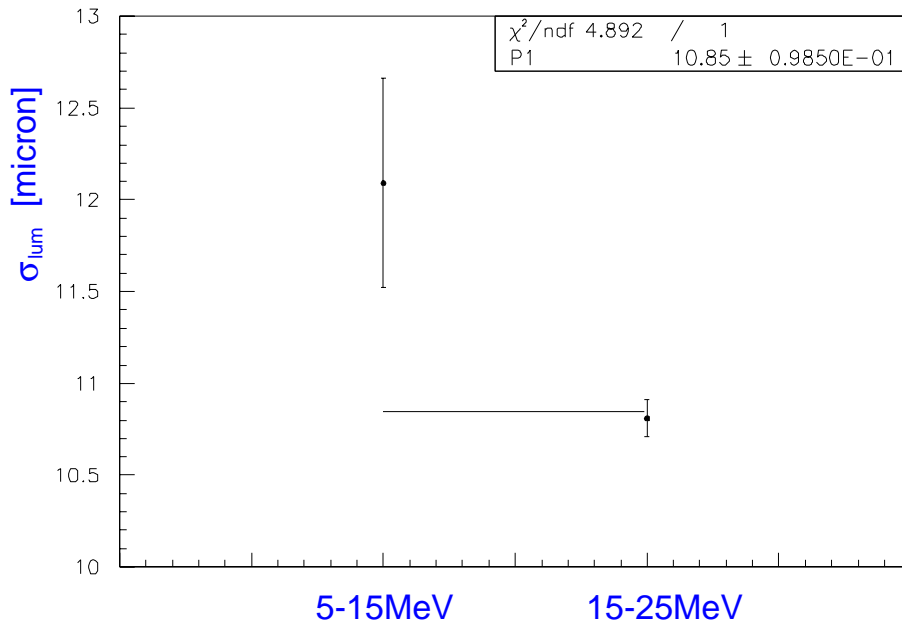


図 9.7： 全データを合わせた結果: 5-15MeV,15-25MeV の γ 線エネルギー領域の結果は独立なので、それを合わせて最終的なカウントレートのピーク幅 (σ_{lum}) とする。

8.1.2の結果から、

$$w_0 = 14.5 \pm 1.75[\mu m] \quad (9.2)$$

である。レーザーワイヤーとしての太さ (σ_{lw}) は、電場強度ではなく光子密度の分布の幅なので

$$\sigma_{lw} = \frac{w_0}{2} \quad (9.3)$$

$$= 7.25 \pm 0.875[\mu m] \quad (9.4)$$

となる。これを用いて、

$$\sigma_{lum} = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_{lw}^2} \quad (9.5)$$

から電子ビームサイズ (σ_e) を計算すると、

$$\sigma_e = 8.07 \pm 0.790[\mu m] \quad (9.6)$$

を得る。

9.2 β 関数

レーザーワイヤーの位置での β 関数の値を求めるには、次のように 2 段階の解析を行なう。まず、ベータトロンチューンシフトの測定を行なった各四極電磁石の位置での β 関数の値を求める。次にビーム光学に基づいたフィットをし、レーザーワイヤーの位置での β を求める。という手順である。

表 9.1: 四極電磁石の位置での β : 図 9.8 中のフィットにより求められた β の値である。

magnet	direction	β
QM13R.1	horizontal	4.38 ± 0.42
	vertical	9.41 ± 1.05
QM14R.1	horizontal	24.25 ± 0.55
	vertical	2.88 ± 0.19
QM15R.1	horizontal	2.47 ± 0.049
	vertical	9.97 ± 0.067

9.2.1 四極電磁石の位置での β 関数

3つの四極電磁石に於ける Δk に対する $\cos(2\pi\nu)$ の変化の測定結果が図 9.8 である。式 2.9 に従って、

$$y = -\frac{\beta \sin \mu_0}{2}x + \cos \mu_0 \quad (9.7)$$

の関数で μ_0, β をパラメータとしてフィットを行なった。エラーは、フィットでの reduced χ^2 が 1 になるようにつけた。このようにして求められた各点での β の値が表 9.1 にまとめられている。

9.2.2 光学に基づいたフィット

表 9.1 の β の測定値を図 8.19 の位置関係及び k 値による光学に基づいてフィットを行なう。レーザーワイヤーの位置でのツイスパラメータ (α_{lw}, β_{lw}) を自由パラメータとし、それを光学に基づいて各四極電磁石の中心位置に延長して、表 9.1 の β の測定値と比較される。即ち、

$$\chi^2(\alpha_{lw}, \beta_{lw}) = \sum_{n=13}^{15} \left(\frac{\beta_{n, meas} - \beta_n(\alpha_{lw}, \beta_{lw})}{\sigma_{n, meas}} \right)^2 \quad (9.8)$$

で定義される χ^2 の値が最小となるようなレーザーワイヤーの位置でのツイスパラメータ (α_{lw}, β_{lw}) を求める。このようにして得られたのが表 9.2 の結果である。 β 関数については数%の精度で求めることができる。

9.3 エミッタンス

9.1、9.2の結果から、

$$\sigma_e = 8.07 \pm 0.790[\mu m] \quad (9.9)$$

$$\beta = 5.88 \pm 0.13[m] \quad (9.10)$$

である。

$$\sigma_e = \sqrt{\varepsilon\beta} \quad (9.11)$$

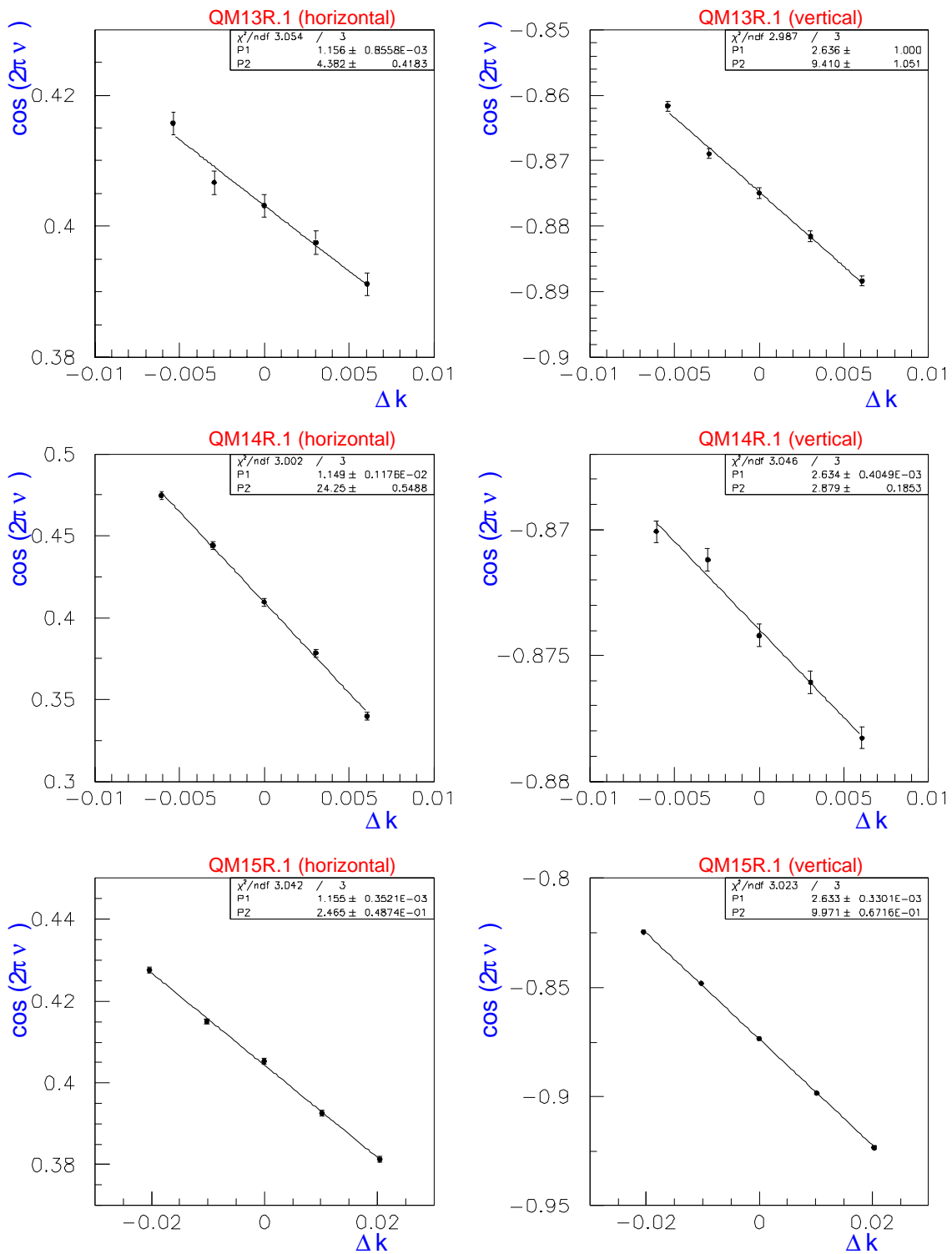


図 9.8 : チューンシフト測定:それぞれの四極電磁石について k 値の変化に対する $\cos(2\pi\nu)$ の変化をプロットしたもの。これを μ_0, β をパラメータとしてフィットしている。図中 P1, P2 がそれぞれ μ, β を表す。フィットの reduced χ^2 が 1 になるように測定点にエラーを付けている。

表 9.2 : レーザーワイヤー位置でのツイスパ
 ーメータ: α_{lw}, β_{lw} を自由パラメータとしてフィッ
 トを行なった結果。

direction	α_{lw}	β_{lw}	χ^2
水平方向	4.025 ± 0.095	9.71 ± 0.18	2.55
垂直方向	-1.478 ± 0.033	5.88 ± 0.13	0.67

より、垂直方向エミッタンス (ϵ_y) を計算すると、

$$\epsilon_y = 11.08 \pm 2.18 \times 10^{-12} [\text{radm}] \quad (9.12)$$

を得た。ここでのエラーは主にはレーザーワイヤーのビームウエストの誤差から来ている。ビームウエストの誤差については、ここでは安全サイドの値として、大きめに付けているが、厳しく評価すると数%の誤差に抑えることが可能であり、その場合、ビームウエストの誤差、 β 関数測定の誤差、統計の誤差が全て数%で同程度になる。ビーム軌道のドリフトやジッターの影響があったとしてもその影響は測定値を大きくする方向に現れるので、ここで得た値はエミッタンスの上限、あるいはジッター込みのエミッタンスと理解されるものであろう。

ここで得られた垂直方向エミッタンスの値を、ATF の他のモニターの値と比較すると、SR モニター、取り出しラインのワイヤースキャナの典型的な値に比べてやや小さい値を出している。

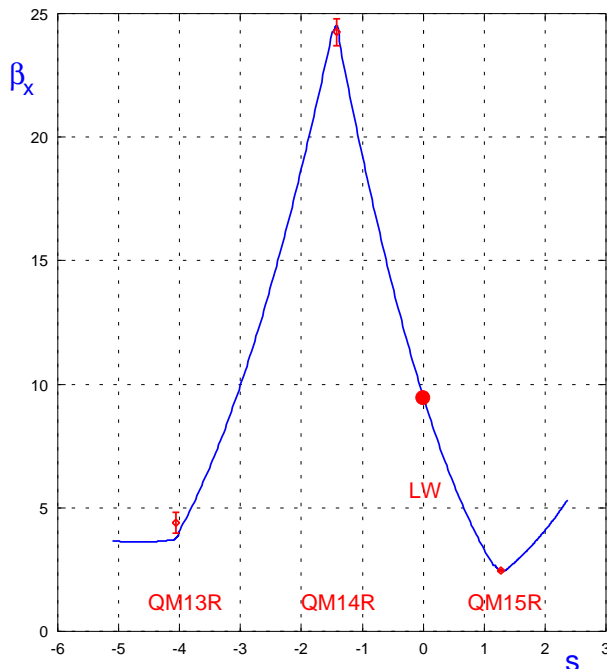


図 9.9 : 水平方向 β 関数: 四極電磁石の位置での水平方向 β の測定値とフィットされた水平方向 β 関数。s=0 がレーザーワイヤーの位置である。

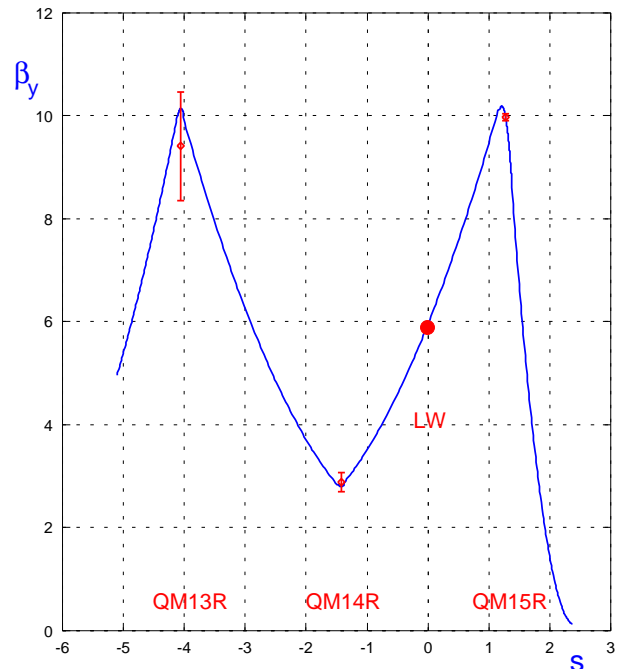


図 9.10 : 垂直方向 β 関数: 四極電磁石の位置での垂直方向 β の測定値とフィットされた垂直方向 β 関数。s=0 がレーザーワイヤーの位置である。

エミッタンスの上限の測定という意味で理解すると、レーザーワイヤーは他のモニターと比べて精度の高い測定能力を持っているととることができる。

また、統計的な誤差が大きいながらも電子ビーム電流毎にデータを解析し、エミッタンスの電子ビーム電流値との関係を求めたところ、若干のビーム電流依存性が見られた ([23])。

第 10 章

高次モードに関する測定

共振器内に共鳴できるモードには、ガウス型の最低次のモード (TEM_{00}) だけではない。高次のモードをレーザーワイヤーとして用いると、ビームウェストが同じでもより分解能の高い測定ができる可能性がある。そのような将来計画に向けての基礎実験、また、共振器の特性の理解を深めるという意味で高次モードの共鳴の振幅とその安定化に対する実験を行なった。

10.1 ミスアラインメントと高次モード

共振器の軸に対して入射レーザー光がずれている場合、共振器での共鳴は共振器のモードによって展開されるので、 TEM_{00} モードのレーザー光をいれても、入射の軸と共振器の軸がずれていた場合には、 TEM_{00} モードだけでなく、 TEM_{01} や、 TEM_{02} などの高次のモードが共鳴する。

まず、いつもの方法で TEM_{00} モードだけが共鳴するようにアラインメントする。その後で、共振器全体を上下方向に移動しながら、各次数の高次モードのピークの高さを測定していく。今回の実験では、あらかじめ測定しておいたビームウェストは $17.2\mu m$ であった。その場合の計算と測定結果で、全体の傾向はおおむね一致した。

計算は、次のようにして行なった。簡単な為 2 次元 (x - z plane) で説明する。入射光を $\psi(x, z)$ として、モードの展開の基底となる高次モード (m 次) の解を $\phi_m(x, z)$ とする。 m 次モードの大きさを知りたければ、その展開係数を計算すればよい。即ち、

$$\left| \int_x \int_z \psi^*(x, z) \phi_m(x, z) dx dz \right|^2 \quad (10.1)$$

が m 次モードの共鳴ピークの高さである。

計算では、垂直方向のミスアラインメントの量が w_0 だけあると TEM_{00} と TEM_{01} の共鳴ピークの高さが等しくなるという結果である (図 10.3)。実験結果もそれと同じ傾向を示している (図 10.4)。

10.2 高次モードの安定化と形状

高次モードの共鳴ピークでフィードバックをかけ、安定化のテストを行なった。共振器が理想的な円筒対称形をしている時、例えば、 TEM_{01} と TEM_{10} モードは縮退している。この場合、共振器に実現するモードは入射光と共振器の相対位置を垂直方向にずらすと TEM_{01} や TEM_{02} になり、水平方向にずらすと TEM_{10} や TEM_{20} になることが分かった。この手法で高次モードの発

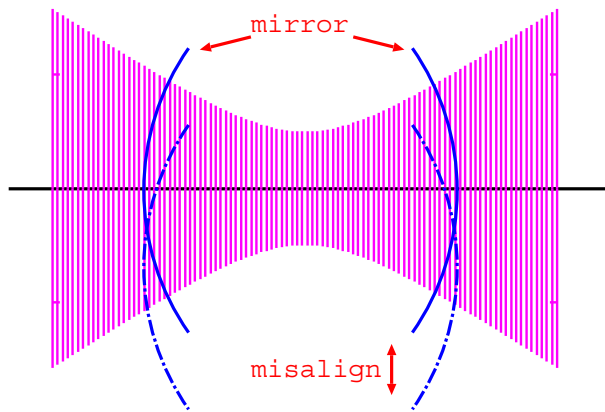


図 10.1 : ミスアラインメントの概念図: 入射光は、共振器の固有モードで展開される。

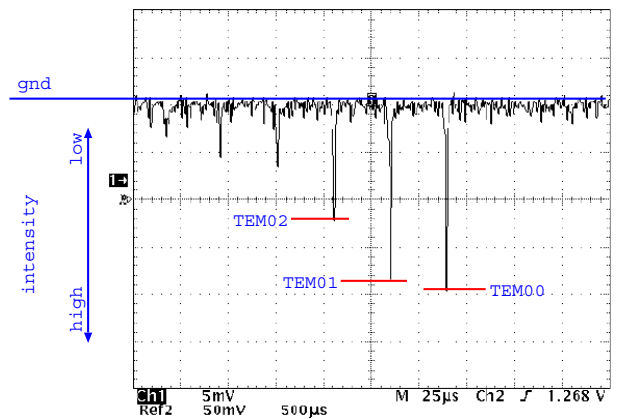


図 10.2 : 高次モードピーク: 5章と同様に共振器長を大きく揺らしながら透過光強度のピークを測定する。それぞれのピークが各モードの次数に対応する。

生を縦、横、自在に制御することができる。図 10.5~10.10はそれぞれのモードのスポットの形状を計算で求めたものである。図 10.11~10.16はミスアラインメントの方向を制御して望みのモードを発生させその共鳴ピークにフィードバックで止めたときの共振器透過光をスクリーンに映し出して写真をとったものである。図 10.5~10.10の計算された形状と同じものが実現されているこ

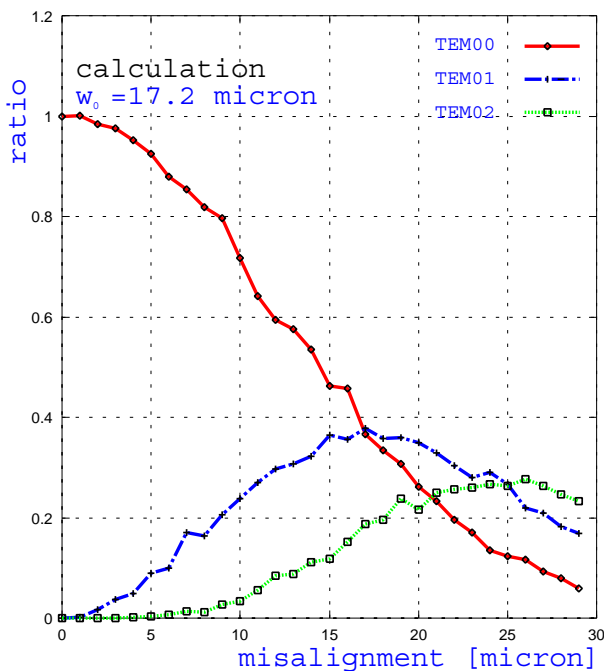


図 10.3 : 数値積分によるピークの大きさの計算: ビームウェストと同じだけの垂直方向ミスアラインメントがあると、TEM00 と TEM01 のピークの高さが等しくなる。

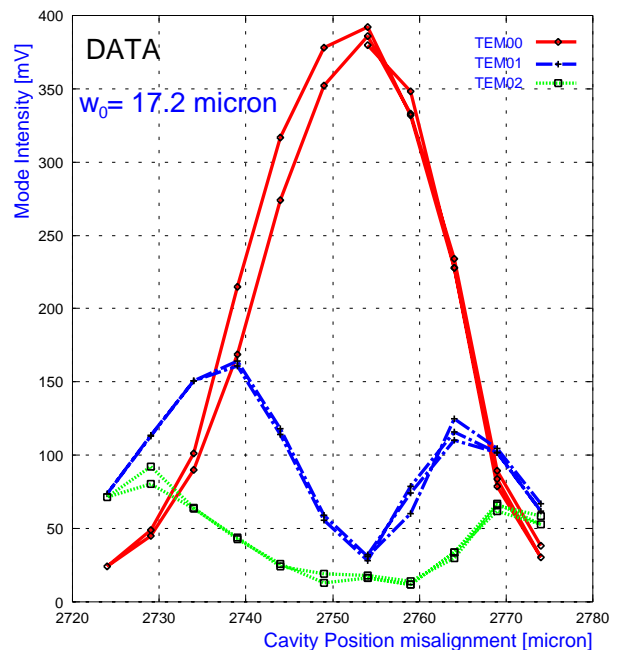
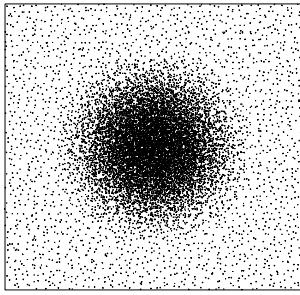


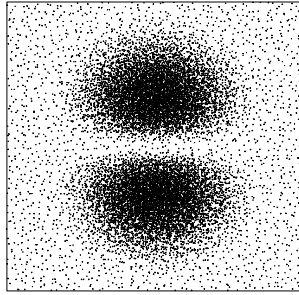
図 10.4 : 垂直方向ミスアラインメント量と高次モードピークの大きさ: やや非対称な結果であるが、基本的には図 10.3の結果を再現している。

とが分かる。

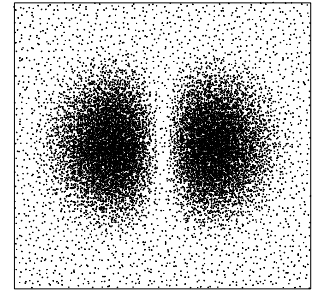
また、その時の共振器透過光を直接 CCD の受光面に当てその強度分布を測定したものが図 10.17,10.19である。それぞれ TEM_{00}, TEM_{01} モードにフィードバックを合わせた場合である。残念ながら、この測定を行なったとき CCD カメラが飽和しており、強度分布は山が潰れた形になってしまっていた。図 10.18,10.20はそれぞれの場合を水平方向に射影したものである。線で重ねて表示したものは図 10.18,10.20 の 2 つについて共通のビームウエストを仮定して描いたものであり、測定データとその幅は一致していると思われる。



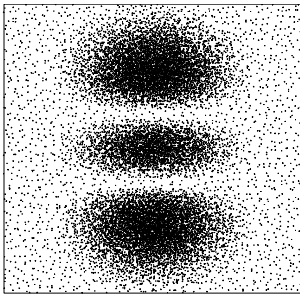
☒ 10.5 : TEM00



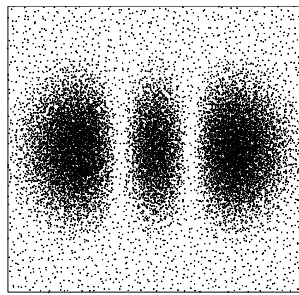
☒ 10.6 : TEM01



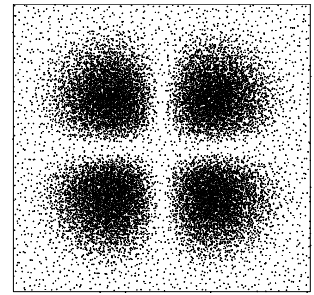
☒ 10.7 : TEM10



☒ 10.8 : TEM02



☒ 10.9 : TEM20



☒ 10.10 : TEM11



☒ 10.11 : TEM00(photo)



☒ 10.12 : TEM01(photo)



☒ 10.13 : TEM10(photo)



☒ 10.14 : TEM02(photo)



☒ 10.15 : TEM20(photo)



☒ 10.16 : TEM11(photo)

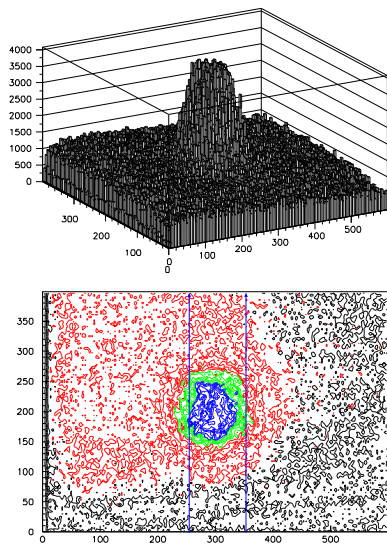


図 10.17 : TEM00 モード (CCD でみた共振器透過光形状): CCD カメラの飽和の影響で山の先が潰れてしまいましたが、1山のガウス型。

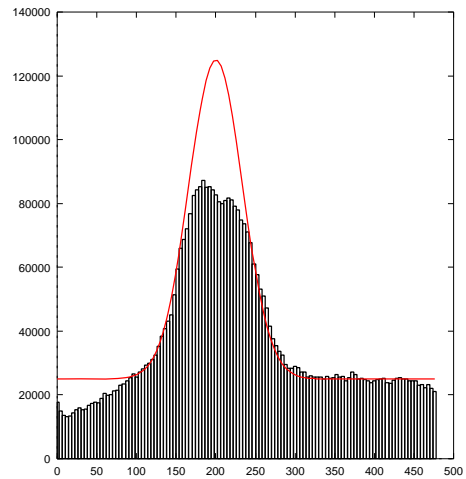


図 10.18 : TEM00 モード (共振器透過光強度の射影): 水平方向に射影したもの。線で表したのはある $w(z)$ の TEM00 モードガウス分布 (オフセット付き)

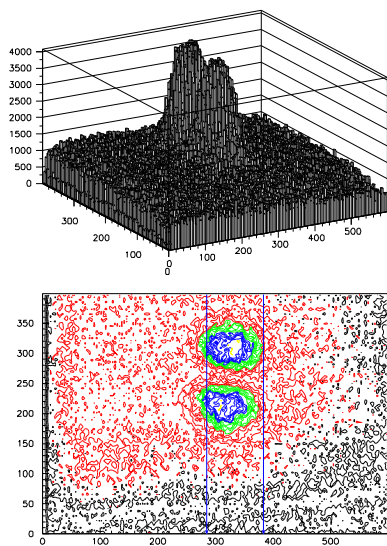


図 10.19 : TEM01 モード (CCD でみた共振器透過光形状): 垂直方向に2山の強度分布が見られる。

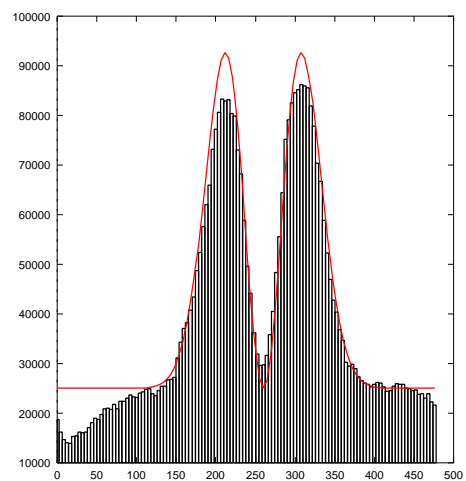


図 10.20 : TEM01 モード (共振器透過光強度の射影): 図 10.18 で描いた線と同じ $w(z)$ の値の1次モードの強度分布を線で重ねて表した。その幅は測定された2山とおおむね一致している。望み通りに垂直方向に高次モードを発生できていることが確認される。

第 11 章

バックグラウンドについて

11.1 バックグラウンドの空間分布

検出器の閾値を 15MeV 以上にとって、バックグラウンドの分布を調べた。

測定には、2つのコリメータを γ 線のライン状に配置し、1st コリメータを 10ϕ , 5ϕ で、また、 5ϕ のものを $\pm 2.5\text{mm}$ 横方向にミスアラインメントさせたとき、2nd コリメータと検出器をスキャンさせてバックグラウンドの分布を測定した。結果が図 11.2 である。1st コリメータを 10ϕ から 5ϕ に変えてもバックグラウンドは 20% 程度しか減少しなかった。また、1st コリメータの小さなミスアラインメントがバックグラウンドの量に大きく影響することが分かった。これは、バックグラウンドが中心近くに局在していることを示している。

この結果を説明する為に、バックグラウンドの起源について 2つの仮定を試みた。

一つ目は、バックグラウンドは軌道から外れた電子がビームパイプに衝突する時に発生するもので、ビームパイプを始点として、各分布 $1/\gamma$ で散乱してくるものであるという説。

もう一つは、残留ガスと電子ビームとの散乱に起因するもので、ビーム中心から $1/\gamma$ の各分布でであるというもの。

各々の場合について、その幾何学的な条件から計算を行ない、実験結果を説明できるかを見た。(図 11.3, 11.4)

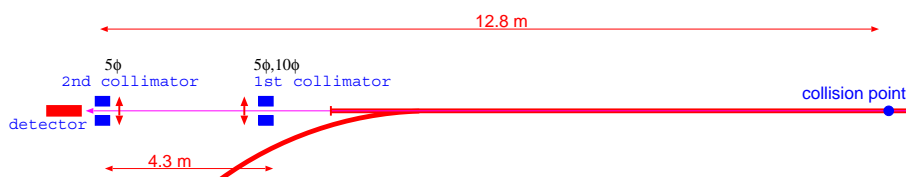


図 11.1 : コリメータ及び検出器の位置

11.2 バックグラウンドの真空依存性

イオンポンプを一部停止させて、ダンピングリング北直線部の真空度を一時的に悪化させた。これによってどの程度バックグラウンドが増加するか調べた。この測定を行なったときの 1st コ

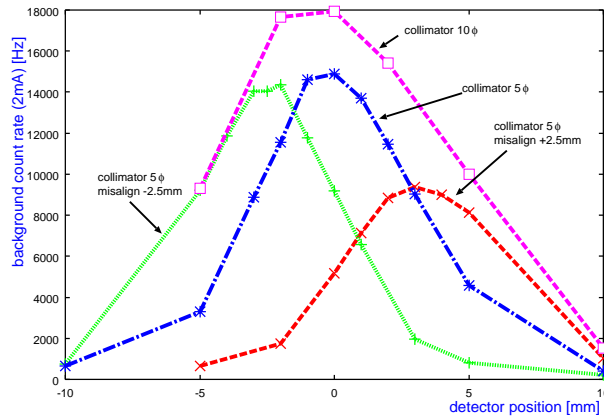


図 11.2 : バックグラウンド

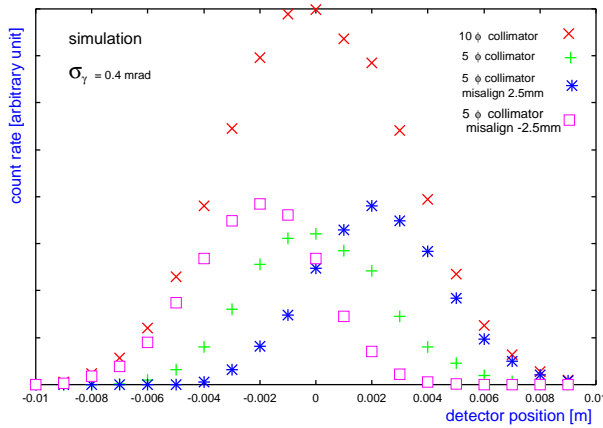


図 11.3 : ビームパイプからのバックグラウンド

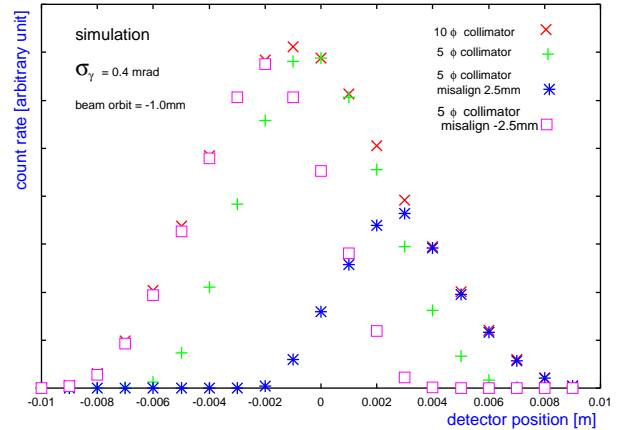


図 11.4 : ビーム中心からのバックグラウンド

リメータは 3.5ϕ のものを用い、検出器の閾値は 15MeV 以上に設定してある。検出器は、あらかじめバックグラウンドが最も強い位置に合わせてある。北直線部の真空度は 3 倍から 4 倍悪化した。この時、検出器でのカウントレートは 5.2kHz から 11kHz と約 2 倍に増加した結果となった。真空度系の設置位置などからくる誤差を見積もるのは容易ではないが、バックグラウンドが残留ガス散乱によるものが主であることの証拠といえる。しかし、それ以外のものも数 10% 起因しているように思われる。

この結果は、おおむね前節の結果と一致しているといえるだろう。

なお、真空度が $10^{-7}[\text{pa}]$ 台に到達した時に同様のバックグラウンドの真空度依存性の測定を行ったところ、ほとんど変化はなかった。この結果は、真空度が $10^{-7}[\text{pa}]$ 台ならば、バックグラウンドはもはや残留ガス散乱が主ではないことを示している。

表 11.1 : 北直線部の真空度の変化

場所	イオンポンプ停止時 [pa]	イオンポンプ動作時 [pa]
BW1R.1	9.39×10^{-6}	2.96×10^{-6}
BW1R.2	1.65×10^{-5}	4.56×10^{-6}
BW1R.3	2.01×10^{-5}	6.38×10^{-6}
BW1R.4	3.82×10^{-6}	3.33×10^{-6}
QM18R.1	1.12×10^{-5}	9.77×10^{-6}

第 12 章

結論

光学共振器を用いたレーザーワイヤー電子ビーム形状モニターは、1996 年以来開発研究が続けられて来た。2000 年 6 月、ATF のダンピングリングに始めて取り付けられ、レーザー光と電子ビームの散乱に起因する γ 線の検出に成功した ([14])。しかし、この時の測定で得られた γ 線シグナルの量は非常に少なく、バックグラウンドの多い環境で、電子ビームサイズの測定を行なうには十分とは言えなかった。そこで、次の課題として S/N 比の向上が急務とされた。即ち、バックグラウンドを抑えることと、レーザーパワーを増強することである。

バックグラウンドに関しては、その起源を明らかにする為にいくつかの間接的な測定を行なった結果、現在のところその主な起源は残留ガスによるビーム散乱であるという結論に達した。

レーザーパワーの増強に対しては、共振器への入射効率の改善と共振器の増幅率の向上について改良を加えた。以前から共振器への入射効率は 0.5 程度と、悪いことが問題になっていた。まず、入射レンズ系のデザインを見直し、その原因が入射レンズ系で生じる収差にあることを突き止め、入射レンズ系の改良によって入射効率をほぼ 1 にすることができることを示した。共振器の増幅率の向上については、共振器ミラーの反射率を上げる試みを行なった。まず、共振器ミラーの反射率、透過率の測定手法を新たに考案し、高反射率の共振器ミラーについてパラメータを測定した。その結果、さらに増幅率を上げていく上で問題となるのはミラーの吸収率であることが分かった。また、現在入手可能な共振器ミラーの場合、非対称反射率の共振器デザインが最も高い増幅率を得られることを示した。レーザー光源に関しても、いままでより約 2 倍の出力のモデルを用いてパワー増強を狙った。

6 月の実験では、レーザーを on/off しながらデータを採る方法が確立しておらず、バックグラウンドを精度良く取り除くことが難しかった。今回、共振器のフィードバックについても新しい方式を採用し、レーザー on/off の動作モードを実現できるようになった。

改良された光学システムを ATF のダンピングリングに再び組み込んだ。この状態で、レーザーワイヤーのビームウェスト (w_0) $14.5 \pm 1.75 [\mu m]$ 、共振器増幅率 220 ± 20 、共振器入射効率 0.7 が達成された。データ収集システムについても大幅に改良し、共振器の状態のモニター、レーザー on/off の各状態でのカウントレートの測定、電子ビーム電流値、レーザーワイヤー架台位置などの情報を同時に取り込めるようにした。レーザーパワーの増強の結果、 γ 線シグナルの量は 6 月の実験の約 5 倍を得て、電子ビームサイズについて、 $\sigma_y = 8.07 \pm 0.79 [\mu m]$ を得て、エミッタンスでは、 $\epsilon_y = 11.08 \pm 2.18 \times 10^{-12} [radm]$ という結果を得た。

また、共振器の高次モード発生に対する研究も行ない、高次モードの発生とその制御についていくつかの結果を得た。

第 13 章

今後の課題

13.1 レーザーワイヤーの開発に関して

共振器増幅率の向上 現在、共振器増幅率を決めているのは、ミラーの吸収率である。低損失のミラーの開発が必要である。

レーザーパワーの増強 電子ビーム電流毎の測定、AC ライン同位相での測定、ビーム寿命が短い状態での測定などを行うことを考えるとレーザーの強度はまだまだ足りない。共振器増幅率の向上と共に、レーザー光源としてさらに高出力のものが望まれる。レーザー光源の選択、鏡の蒸着などを考慮して、波長について 532nm から離れることも考えられる。

フィードバックの安定化 現在のフィードバック回路は、共振器透過光強度モニターの出力のみを使って働いている。レーザー光源によってフィードバックの安定性が大きく変わった。レーザー光源の波長ジッター等を別にモニターし、フィードバックスキームに採り入れることを考えたい。

ビームウェストの縮小化 現在のビームウェストは $14.5\mu\text{m}$ である。電子ビームサイズとレーザービームサイズが同程度になっている。このような状況の場合、ビームウェストの誤差が電子ビームサイズ測定に大きく効くことになる。レーザービームサイズを縮小したい。この場合、入射系についても条件が厳しくなってくる。

高次のモードの利用 電子ビームサイズが小さくなって、ビームウェストの縮小では対応できなくなった場合、高次のモードを利用することが考えられる。TEM01 モードの 2 山で走査し、フィットで電子ビームサイズを求めると、分解能が向上するはずである。

13.2 装置に関して

検出効率の向上 今回の実験で用いた検出器はシミュレーションの結果からも、大きさが足りないことが分かっている。フルデポジットする結晶を用いてエネルギー分解能を向上させれば、S/N 比も上がるはずである。

コリメータの可動化 今の検出器 (コリメータも含む) は水平方向にしか可動機構がない。このため、 γ 線の強度最大の位置が垂直方向にずれている場合、合わせることができない。垂直方向に可動なコリメータを設ける必要がある。

真空槽を含めたシステムの小型化 テストベンチでは共振器入射効率はほぼ 1 に出来たのに対し、ATF でのセットアップでは、真空槽による空間的制限から、入射効率は 0.7 であった。真空槽を含めて小型化が必要である。

ビーム位置モニターの追加 電子ビームの測定に際し、はじめにシグナルサーチに数時間を費やしている。システムにビーム位置モニターを追加し、衝突位置をすぐに発見できるようにしたい。

13.3 電子ビームの測定に関して

ビームドリフトのモニター 測定中に電子ビームの軌道にドリフトがあった場合、測定されるビームサイズは大きくみえてしまうことになる。 $1\mu\text{m}$ の精度のあるビーム位置モニターを開発し、軌道ドリフトをモニターし、補正することが必要である。

AC ラインの同位相での測定 電子ビーム軌道のジッターとしてまず考えられるのは、AC 電源のゆらぎであろう。このことを考えて、ラインの同位相だけで測定することを試みたい。

マルチバンチビームの測定 今回の実験では、シングルバンチビームの蓄積モードでの測定であった。マルチバンチビームで測定をして、バンチトレインの前部、中間部、後部に分けてエミッタンスの違いをみたい。さらに、最終的にはバンチ毎に測定ができるようにしたい。このためには、検出器の時間分解能の向上と、TDC をとってバンチを弁別するハードウェアの開発が必要となる。

謝辞

グループ全体をまとめて頂き、適切な助言と指導をして頂いた、指導教官の笹尾登教授に感謝致します。共に実験を進めてきた阪井寛志氏には、研究、生活の両面でお世話になりました。感謝致します。

毎週、活発な議論と適切なコメントをして頂いたレーザーワイヤー開発のミーティングのメンバーの皆様には感謝致します。浦川順治助教授は、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。谷口敬氏には、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。東保男氏には、共振器構造体の製作をして頂きました。奥木敏行氏には、加速器の運転に際し大変お世話になりました。荒木栄氏、高野幹男氏にはインストール、アラインメントに際し大変お世話になりました。

加速器での実験の方向づけ、解析に関して多くの意見と手助けを頂いた 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は感謝致します。

貴重な意見を頂いた京都大学高エネルギー研究室の皆様には感謝致します。

Appendix A

ガウスビームの導出

ここでは、本文で示した積分方程式によるガウスビームの導出とは別に微分方程式による導出について書いておく。真空中の Maxwell 方程式を適当なゲージを用いて書くと、

$$E(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial A(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

$$B(\mathbf{r}, t) = \nabla \times A(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \cdot A(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{A.4})$$

単一周波数の光を仮定して、

$$A(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (\text{A.5})$$

とすると、波動方程式 (A.4) は次のようになる。

$$\left(\Delta + k^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (\text{A.7})$$

ここで、

$$A(\mathbf{r}) = A_0(\mathbf{r})e^{ikz} \quad (\text{A.8})$$

とおくと、式 A.7は、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) A_0(\mathbf{r}) + 2ik \frac{\partial A_0(\mathbf{r})}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.9})$$

となる。伝搬方向 (z) の A_0 の変化は非常に小さいとして無視する。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) A_0(\mathbf{r}) + 2ik \frac{\partial A_0(\mathbf{r})}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.10})$$

ここで、式 A.10について、次のような楕円ガウス型の解を考える。

$$A_0(\mathbf{r}) = a \exp\left(-\left(\frac{x^2}{F_x(z)} + \frac{y^2}{F_y(z)}\right)\right) X\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega_x(z)}\right) Y\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_y(z)}\right) G(z) \quad (\text{A.11})$$

式 A.10に代入して計算すると、

$$\frac{2x^2}{(F_x(z))^2}[2 + ikF_x(z)'] + \frac{2y^2}{(F_y(z))^2}[2 + ikF_y(z)'] \quad (\text{A.12})$$

$$+ \frac{1}{\omega_x(z)^2} \left[\frac{X''}{X} - 2\sqrt{2}x\omega_x(z) \left(\frac{2}{F_x(z)} + ik \frac{\omega_x(z)'}{\omega_x(z)} \right) \frac{X'}{X} \right] \quad (\text{A.13})$$

$$+ \frac{1}{\omega_y(z)^2} \left[\frac{Y''}{Y} - 2\sqrt{2}y\omega_y(z) \left(\frac{2}{F_y(z)} + ik \frac{\omega_y(z)'}{\omega_y(z)} \right) \frac{Y'}{Y} \right] \quad (\text{A.14})$$

$$+ 2ik \frac{G'}{G} - \frac{2}{F_x(z)} - \frac{2}{F_y(z)} = 0 \quad (\text{A.15})$$

これが、任意の x, y, z で成り立つ解を求める。

$$2 + ikF_x(z)' = 0, 2 + ikF_y(z)' = 0 \quad (\text{A.16})$$

よって、

$$F_x(z) = -\frac{2z}{ik} + \omega_{0x}^2, F_y(z) = -\frac{2z}{ik} + \omega_{0y}^2 \quad (\text{A.17})$$

となる。 $\frac{X'}{X}, \frac{Y'}{Y}$ の虚部の係数を 0 にするため、

$$-\frac{2z}{k} \frac{2}{\omega_{0x}^4 + \frac{4z^2}{k^2}} + k \frac{\omega_x(z)'}{\omega_x(z)} = 0, -\frac{2z}{k} \frac{2}{\omega_{0y}^4 + \frac{4z^2}{k^2}} + k \frac{\omega_y(z)'}{\omega_y(z)} = 0 \quad (\text{A.18})$$

であるから、

$$\omega_x(z) = \sqrt{\omega_{0x}^2 + \left(\frac{2z}{k\omega_{0x}}\right)^2}, \omega_y(z) = \sqrt{\omega_{0y}^2 + \left(\frac{2z}{k\omega_{0y}}\right)^2} \quad (\text{A.19})$$

が得られる。その他の部分は、負でない整数 m, n を用いて、次のように書ける。

$$\frac{2}{\omega_x(z)^2} \left[\frac{X''}{X} - \frac{2\sqrt{2}x}{\omega_x(z)} \frac{X'}{X} + 2m \right] + \frac{2}{\omega_y(z)^2} \left[\frac{Y''}{Y} - \frac{2\sqrt{2}y}{\omega_y(z)} \frac{Y'}{Y} + 2n \right] \quad (\text{A.20})$$

$$+ 2ik \frac{G'}{G} - 4 \left(\frac{m + \frac{1}{2}}{\omega_x(z)^2} + \frac{n + \frac{1}{2}}{\omega_y(z)^2} \right) + i \frac{4z}{k} \left[\frac{1}{\omega_{0x}^2 \omega_x(z)^2} + \frac{1}{\omega_{0y}^2 \omega_y(z)^2} \right] = 0 \quad (\text{A.21})$$

これより、

$$\frac{X''}{X} - \frac{2\sqrt{2}x}{\omega_x(z)} \frac{X'}{X} + 4m = 0 \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{Y''}{Y} - \frac{2\sqrt{2}y}{\omega_y(z)} \frac{Y'}{Y} + 4n = 0 \quad (\text{A.23})$$

$$2ik \frac{G'}{G} - 4 \left(\frac{m + \frac{1}{2}}{\omega_x(z)^2} + \frac{n + \frac{1}{2}}{\omega_y(z)^2} \right) + i \frac{4z}{k} \left[\frac{1}{\omega_{0x}^2 \omega_x(z)^2} + \frac{1}{\omega_{0y}^2 \omega_y(z)^2} \right] = 0 \quad (\text{A.24})$$

式 A.23, A.24より、 X, Y は、エルミート多項式を用いて、

$$X\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega_x(z)}\right) = H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega_x(z)}\right), Y\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_y(z)}\right) = H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_y(z)}\right) \quad (\text{A.25})$$

また、

$$\phi_x(z) = \arctan\left(\frac{-2z}{k\omega_{0x}^2}\right), \phi_y(z) = \arctan\left(\frac{-2z}{k\omega_{0y}^2}\right) \quad (\text{A.26})$$

を導入して、

$$G(z) = \frac{1}{\sqrt{\omega_x(z)\omega_y(z)}} \exp\left[i\left(m + \frac{1}{2}\right)\phi_x(z) + i\left(n + \frac{1}{2}\right)\phi_y(z)\right] \quad (\text{A.27})$$

$$\exp\left(-\left(\frac{x^2}{F_x(z)} + \frac{y^2}{F_y(z)}\right)\right) = \exp\left[-\left(\frac{x^2}{\omega_x(z)^2} + \frac{y^2}{\omega_y(z)^2}\right)\right] \quad (\text{A.28})$$

$$\times \exp\left(i\frac{2zx^2}{k\omega_x(z)^2\omega_{0x}^2}\right) \exp\left(i\frac{2zy^2}{k\omega_y(z)^2\omega_{0y}^2}\right) \quad (\text{A.29})$$

ここで、

$$z_{0x} = \frac{k\omega_{0x}^2}{2}, z_{0y} = \frac{k\omega_{0y}^2}{2} \quad (\text{A.30})$$

$$R_x = z + \frac{z_{0x}^2}{z}, R_y = z + \frac{z_{0y}^2}{z} \quad (\text{A.31})$$

を導入すると、

$$i\frac{2zx^2}{k\omega_x(z)^2\omega_{0x}^2} = i\frac{kx^2}{2R_x(z)} \quad (\text{A.32})$$

$$i\frac{2zy^2}{k\omega_y(z)^2\omega_{0y}^2} = i\frac{ky^2}{2R_y(z)} \quad (\text{A.33})$$

となる。

結局、近軸波動方程式の楕円ガウス型の解の一般式は、

$$A_0(\mathbf{r}) = a \exp\left[-\left(\frac{x^2}{\omega_x(z)^2} + \frac{y^2}{\omega_y(z)^2}\right)\right] H_m\left(\frac{2x}{\omega_x(z)}\right) H_n\left(\frac{2y}{\omega_y(z)}\right) \quad (\text{A.34})$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{\omega_x(z)\omega_y(z)}} \exp\left[i\left(m + \frac{1}{2}\right)\phi_x(z) + i\left(n + \frac{1}{2}\right)\phi_y(z)\right] \quad (\text{A.35})$$

$$\times \exp\left[ik\left(\frac{x^2}{2R_x(z)} + \frac{y^2}{2R_y(z)}\right)\right] \quad (\text{A.36})$$

である。

Appendix B

共振器の透過率、反射率、増幅率、 finesse

光学共振器に光を入射した時、その入射効率が1の場合について共振器の増幅率、透過率、反射率、finesseについてまとめる。ここでの議論には、ミラー及び、媒質での吸収がある場合も含む。

いわゆる反射率、透過率の定義はパワーで成される。ミラーについて、パワーの反射率、透過率を R, T とすると、振幅の反射率、透過率は \sqrt{R}, \sqrt{T} である。ミラーの吸収率は、 $R + T < 1$ によって表される。また、ミラー間に媒質がある場合、Rayleigh 散乱、Mie 散乱等でのパワーロスがありうる。1 path での吸収因子を X とする。今後、振幅は小文字、パワーは大文字であらわすことにする。すなわち、ミラー 1,2 について、

$$r_i = \sqrt{R_i} \tag{B.1}$$

$$t_i = \sqrt{T_i} \tag{B.2}$$

また、1 path での振幅のパワーロスを

$$x = \sqrt{X} \tag{B.3}$$

とする。(図 B.1)

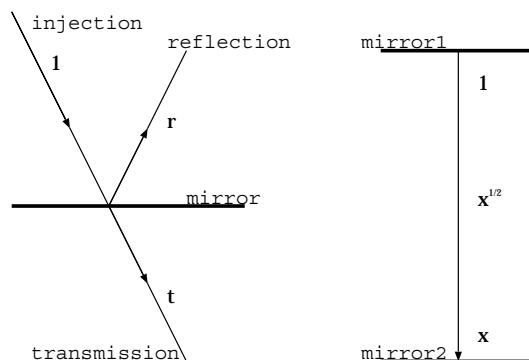


図 B.1 : vertex と吸収因子

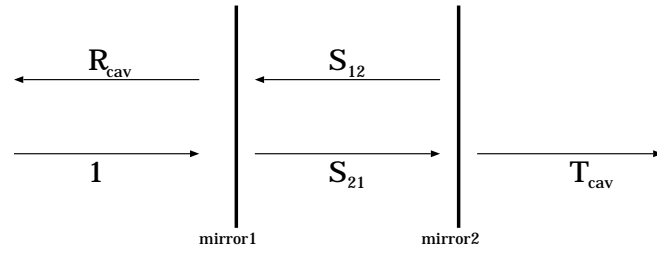
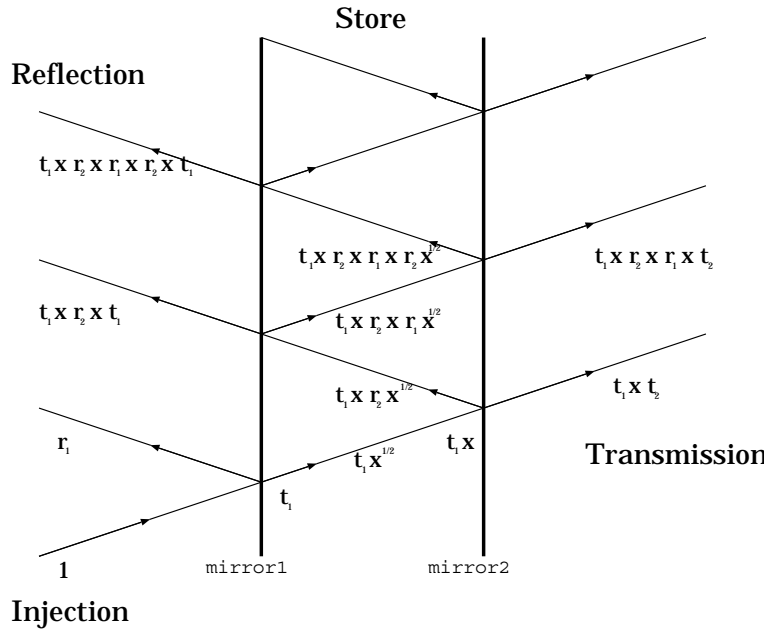


図 B.2 : Cavity での反射の様子

2 枚の鏡で共振器を組んだときの実効的な反射率として、 $R_{eff} \equiv r_2 x r_1 x$ とおく。透過光、反射光それぞれについて、振幅を全部足しあわせると (図 B.2)、

$$t_{cav} = t_1 x t_2 [1 + R_{eff} e^{i\theta} + (R_{eff} e^{i\theta})^2 + \dots] \quad (B.4)$$

$$= \frac{t_1 x t_2}{1 - R_{eff} e^{i\theta}} \quad (B.5)$$

$$r_{cav} = r_1 - t_1 x r_2 x t_1 e^{i\theta} [1 + R_{eff} e^{i\theta} + (R_{eff} e^{i\theta})^2 + \dots] \quad (B.6)$$

$$= r_1 - \frac{t_1 x r_2 x t_1 e^{i\theta}}{1 - R_{eff} e^{i\theta}} \quad (B.7)$$

蓄積光については、進行方向 (s_{12}) と後退方向 (s_{21}) の波は重ならないので別々に足しあわせる

$$s_{12} = t_1 \sqrt{x} [1 + R_{eff} e^{i\theta} + (R_{eff} e^{i\theta})^2 + \dots] \quad (B.8)$$

$$= \frac{t_1 \sqrt{x}}{1 - R_{eff} e^{i\theta}} \quad (B.9)$$

$$s_{21} = t_1 x r_2 \sqrt{x} [1 + R_{eff} e^{i\theta} + (R_{eff} e^{i\theta})^2 + \dots] \quad (B.10)$$

$$= \frac{t_1 x r_2 \sqrt{x}}{1 - R_{eff} e^{i\theta}} \quad (\text{B.11})$$

$a(R) \equiv 1 - R_{eff} e^{i\theta}$ 、 $A(R) \equiv a(R) \overline{a(R)}$ とおくと、

$$A(R) = a(R) \overline{a(R)} \quad (\text{B.12})$$

$$= (1 - R e^{i\theta})(1 - R e^{-i\theta}) \quad (\text{B.13})$$

$$= (1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (\text{B.14})$$

また、

$$a(R) e^{-i\theta} + a(\bar{R}) e^{i\theta} = (1 - R e^{i\theta}) e^{-i\theta} + (1 - R e^{-i\theta}) e^{i\theta} \quad (\text{B.15})$$

$$= 2 - 2R - 4 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (\text{B.16})$$

$$= -\frac{A}{R} - R + \frac{1}{R} \quad (\text{B.17})$$

共振器の透過光、反射光、蓄積光のパワーは、

$$T_{cav} = |t_{cav}|^2 = \frac{(t_1 x t_2)^2}{a(R_{eff}) \overline{a(R_{eff})}} = \frac{T_1 T_2 X}{A(R_{eff})} \quad (\text{B.18})$$

$$R_{cav} = |r_{cav}|^2 = \left(r_1 - \frac{t_1 x r_2 x t_1 e^{i\theta}}{a(R_{eff})} \right) \left(r_1 - \frac{t_1 x r_2 x t_1 e^{-i\theta}}{a(R_{eff})} \right) \quad (\text{B.19})$$

$$= r_1^2 - r_1 t_1 x r_2 x t_1 \left(\frac{a(R_{eff}) e^{-i\theta} + \overline{a(R_{eff})} e^{i\theta}}{a(R_{eff}) \overline{a(R_{eff})}} \right) + \frac{(t_1 x r_2 x t_1)^2}{a(R_{eff}) \overline{a(R_{eff})}} \quad (\text{B.20})$$

$$= (R_1 + T_1) - \frac{T_1 R_{eff} \left[\frac{1}{R_{eff}} - R_{eff} - T_1 \frac{R_{eff}}{R_1} \right]}{A(R_{eff})} \quad (\text{B.21})$$

$$S_{12} = |s_{12}|^2 = \frac{(t_1 \sqrt{x})^2}{a(R_{eff}) \overline{a(R_{eff})}} = \frac{T_1 \sqrt{X}}{A(R_{eff})} \quad (\text{B.22})$$

$$S_{21} = |s_{21}|^2 = \frac{(t_1 x r_2 \sqrt{x})^2}{a(R_{eff}) \overline{a(R_{eff})}} = \frac{T_1 R_2 X \sqrt{X}}{A(R_{eff})} \quad (\text{B.23})$$

蓄積光のパワーは進行方向と後退方向を足しあわせ、

$$S_{cav} = S_{12} + S_{21} = \frac{T_1 \sqrt{X} (1 + R_2 X)}{A(R_{eff})} \quad (\text{B.24})$$

$$(\text{B.25})$$

$\frac{1}{A(R)}$ は、airy 関数を特徴づける量で、finesse (F) はパラメータ R によって決まる。

$$\frac{1}{(1 + R)^2} \leq \frac{1}{A(R)} \leq \frac{1}{(1 - R)^2} \quad (\text{B.26})$$

$\frac{1}{A(R)}$ が最大値の $1/2$ を与える θ の値 ($\theta_{1/2}$) を求める。

$$\frac{1}{2} \frac{1}{(1 - R)^2} = \frac{1}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\theta_{1/2}/2)} \quad (\text{B.27})$$

を $\theta_{1/2}$ について解く。共鳴幅が十分小さいとき、 $\cos\theta = 1 - \frac{\theta^2}{2}$ と近似して解くと、

$$\theta_{1/2} = \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (\text{B.28})$$

$$F(R) = \frac{2\pi}{2\theta_{1/2}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (\text{B.29})$$

まとめると、

共鳴条件を満たす時 には、

$$T_{cav} = \frac{T_1 T_2 X}{(1 - R_{eff})^2} \quad (\text{B.30})$$

$$R_{cav} = (R_1 + T_1) - \frac{T_1 R_{eff} [\frac{1}{R_{eff}} - R_{eff} - T_1 \frac{R_{eff}}{R_1}]}{(1 - R_{eff})^2} \quad (\text{B.31})$$

$$S_{cav} = \frac{T_1 \sqrt{X} (1 + R_2 X)}{(1 - R_{eff})^2} \quad (\text{B.32})$$

また、透過光、反射光、増幅光のどのピークの幅を用いて定義しても finesse は $F(R_{eff})$ である。

Appendix C

3 次の収差

ガウス光学あるいは、最低次の幾何光学では、位相面は球面として取り扱う。即ち、光軸からずれた光線の光路長に対して、ずれの 2 次の効果まで採り入れたものである。スポットサイズが大きくなると、位相面の球面からのずれが大きくなり、もう 1 つ高次まで採り入れて記述する必要がでてくる。対称性より、次の次数は 4 次である。光路長に対して、ずれの 4 次の効果まで採り入れるのが 3 次の収差と呼ばれるもので、Seidel 収差といわれ、球面収差、コマ収差、非点収差、像面弯曲、歪曲 の 5 つに分類される。

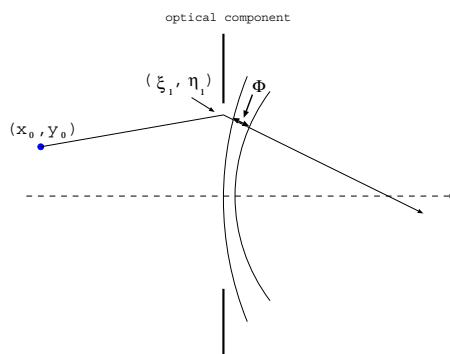


図 C.1 : 1st レンズと 2nd レンズの位置関係

ここでは、簡単の為、薄い光学部品に対してその通過後の位相面のずれについて表す。図 C.1 のように光源の軸からのずれを (x_0, y_0) とし、光学部品の位置で (ξ_1, η_1) を通過する光線について考える。

$$r^2 = x_0^2 + y_0^2, \quad \rho^2 = \xi_1^2 + \eta_1^2, \quad \kappa^2 = x_0\xi_1 + y_0\eta_1 \quad (C.1)$$

という変数を用いて、 $\Phi(x_0, y_0, \xi_1, \eta_1)$ は、 B, C, D, E, F の 5 つの係数 (Seidel 係数) を導入して、次のように書ける。

$$\Phi(x_0, y_0, \xi_1, \eta_1) = -\frac{1}{4}B\rho^4 - C\kappa^4 - \frac{1}{2}Dr^2\rho^2 + Er^2\kappa^2 + F\rho^2\kappa^2 \quad (C.2)$$

$-\frac{1}{4}B\rho^4$ の項を球面収差、 $F\rho^2\kappa^2$ の項をコマ収差、 $-C\kappa^4$ の項を非点収差、 $-\frac{1}{2}Dr^2\rho^2$ の項を像面弯曲、 $Er^2\kappa^2$ の項を歪曲といい、それぞれ独立に影響する。

Appendix D

高反射率ミラーのパラメータの測定

??章で行なった実験の結果から、ミラーのパラメータを導く過程について述べる。始めに $R_i + T_i < 1$ ($i=a,b$) を満たすあらゆる組合せを用意した (図 D.1)。

このパラメータセットに対して以下の処理を施した。

- 鏡の透過率測定の結果 (式 5.2,5.2) の条件を満たさないパラメータを除外する (図 D.2)。
- ミラー a,a の組合せの共振器の透過率、反射率の結果 (表 5.1の 1 行目) を満たさないパラメータを除外する (図 D.3)。
- ミラー b,b の組合せの共振器の透過率、反射率の結果 (表 5.1の 4 行目) を満たさないパラメータを除外する (図 D.4)。
- ミラー a,b の組合せの共振器の透過率、反射率の結果 (表 5.1の 2 行目) を満たさないパラメータを除外する (図 D.5)。
- ミラー b,a の組合せの共振器の透過率、反射率の結果 (表 5.1の 3 行目) を満たさないパラメータを除外する (図 D.6)。
- ミラー a,a の組合せの共振器の finesse の結果 (表 5.1の 1 行目) を満たさないパラメータを除外する (図 D.7)。
- ミラー a,b または b,a の組合せの共振器の finesse の結果 (表 5.1の 2,3 行目) を満たさないパラメータを除外する (図 D.8)。

以上のカットを全て施した結果残ったものが図 D.9である。このパラメータセットが全ての測定結果に矛盾しない値である。この結果に対して共振器の増幅率を求め、その分布を示したものが図 5.10 に表されている。

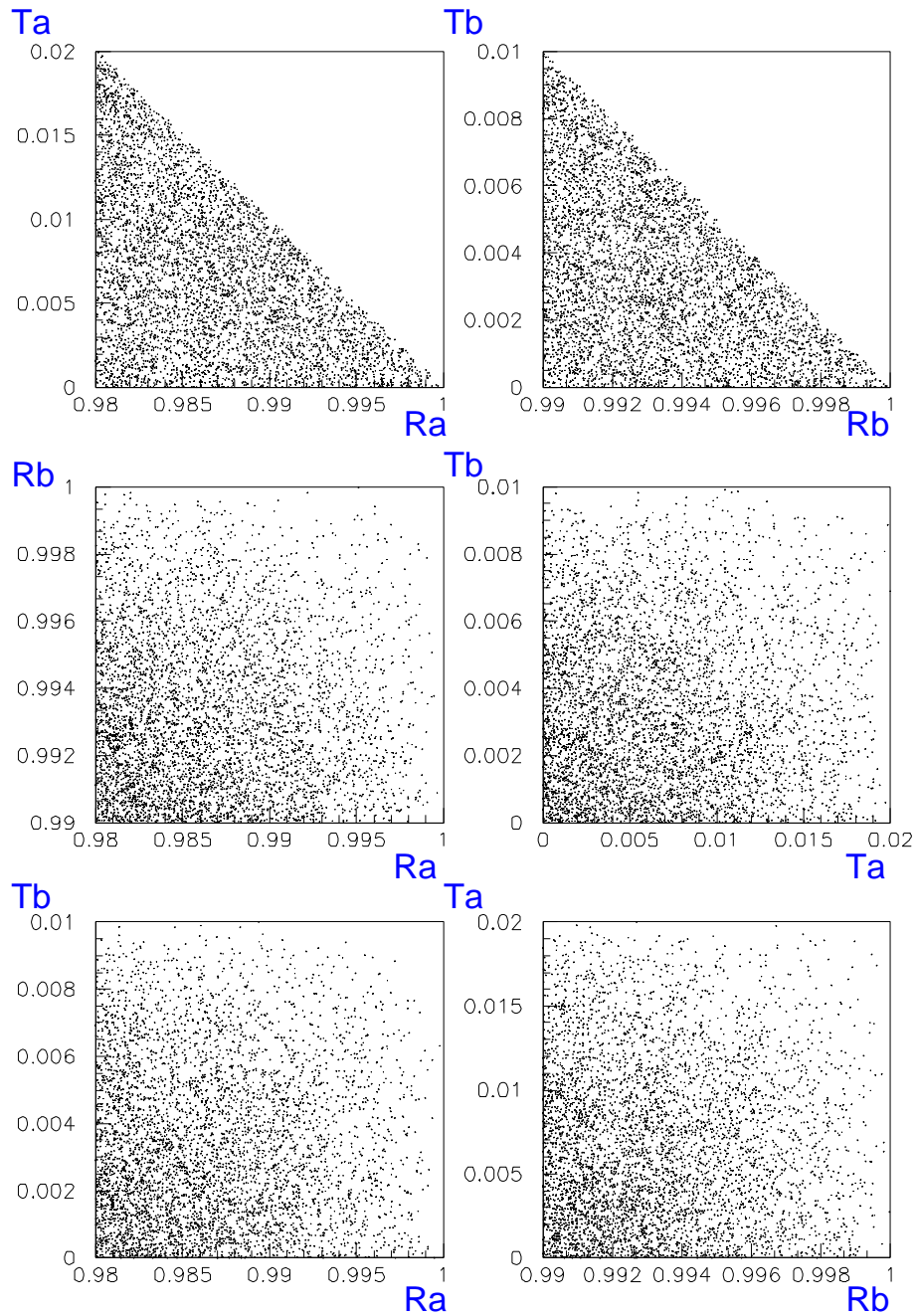


図 D.1 : 作ったパラメータの分布

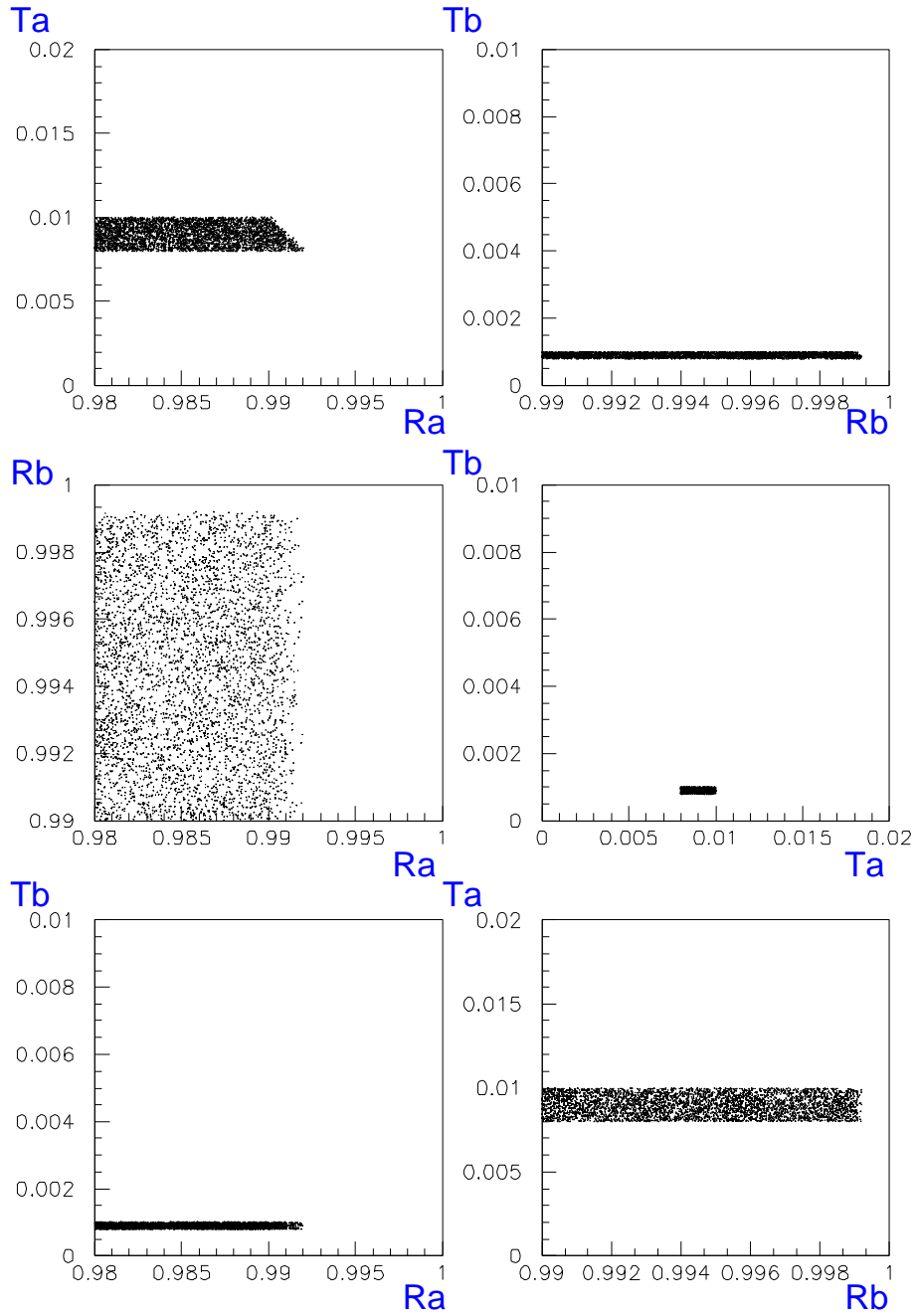


図 D.2 : 鏡の透過率測定からのカット

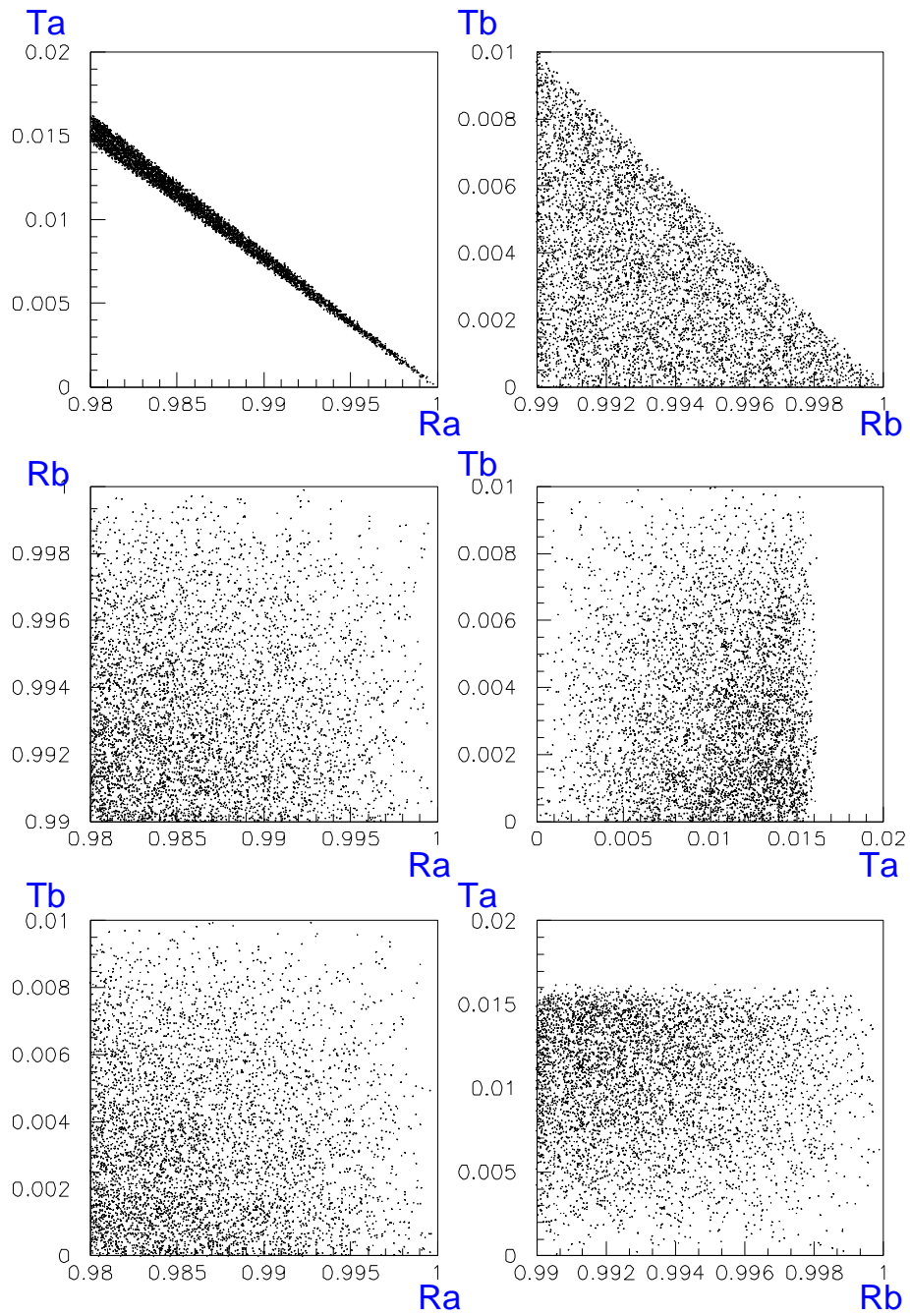


図 D.3 : (a,a)cavity の透過率、反射率からのカット

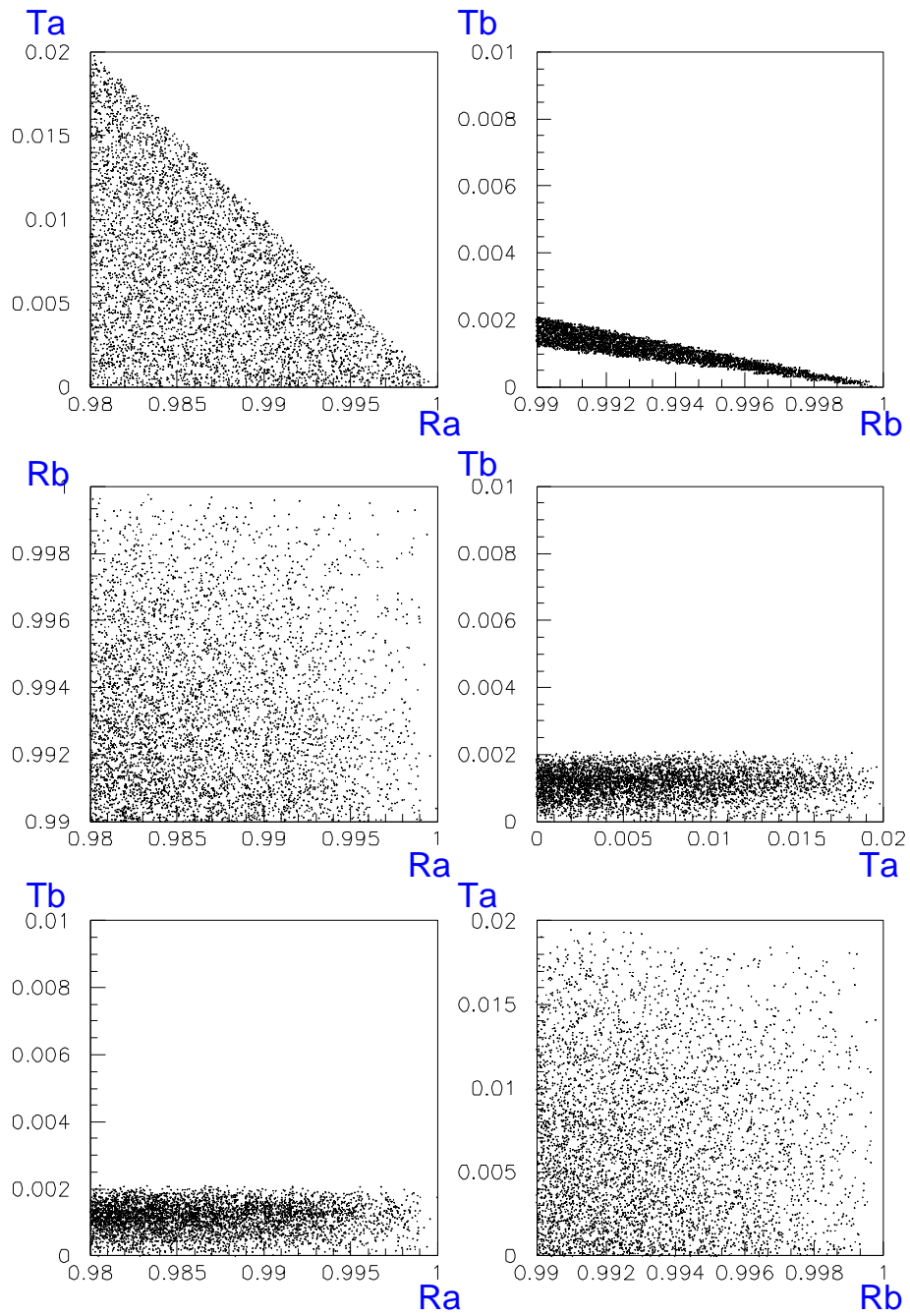


図 D.4 : (b,b)cavity の透過率、反射率からのカット

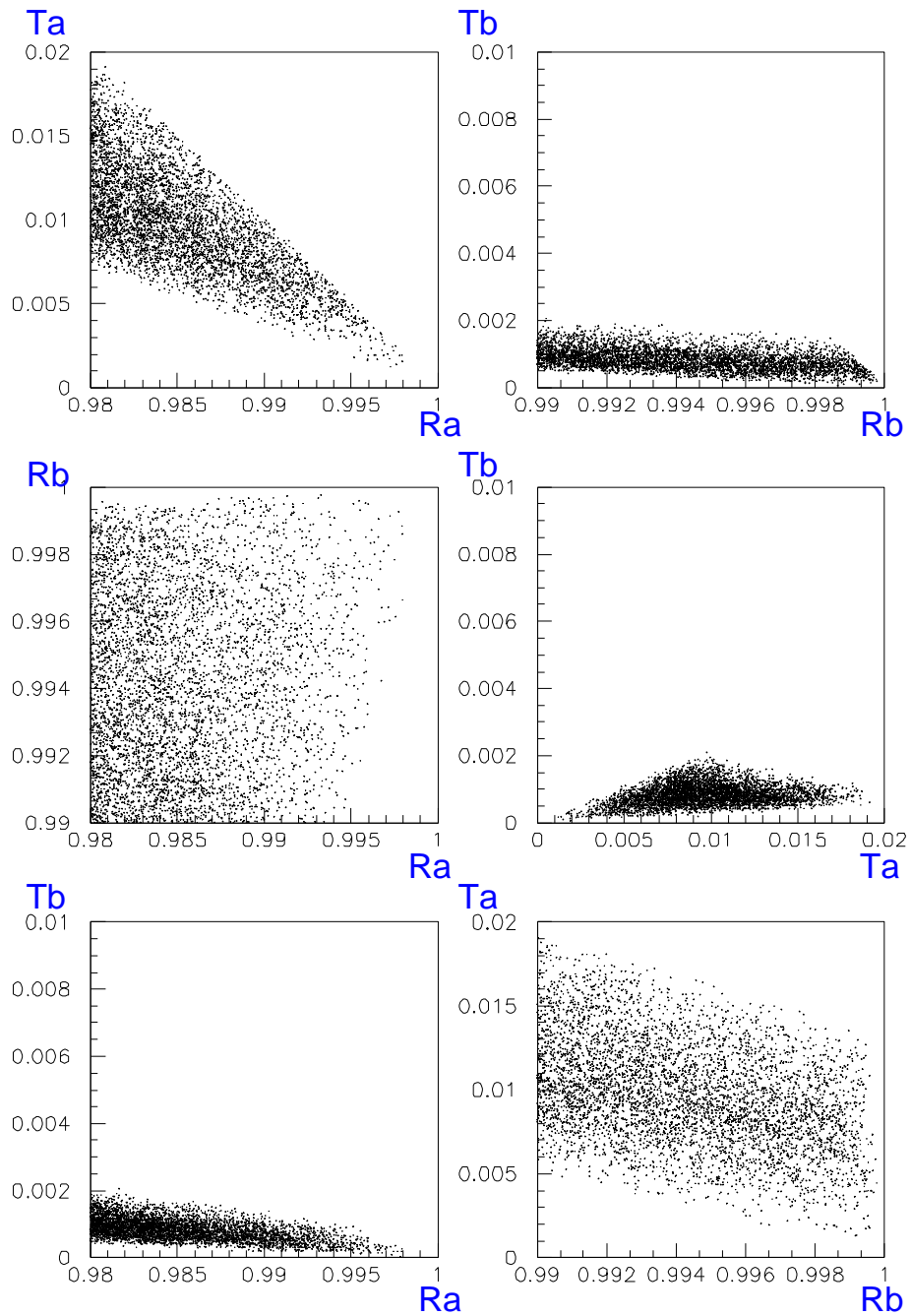


図 D.5 : (a,b)cavity の透過率、反射率からのカット

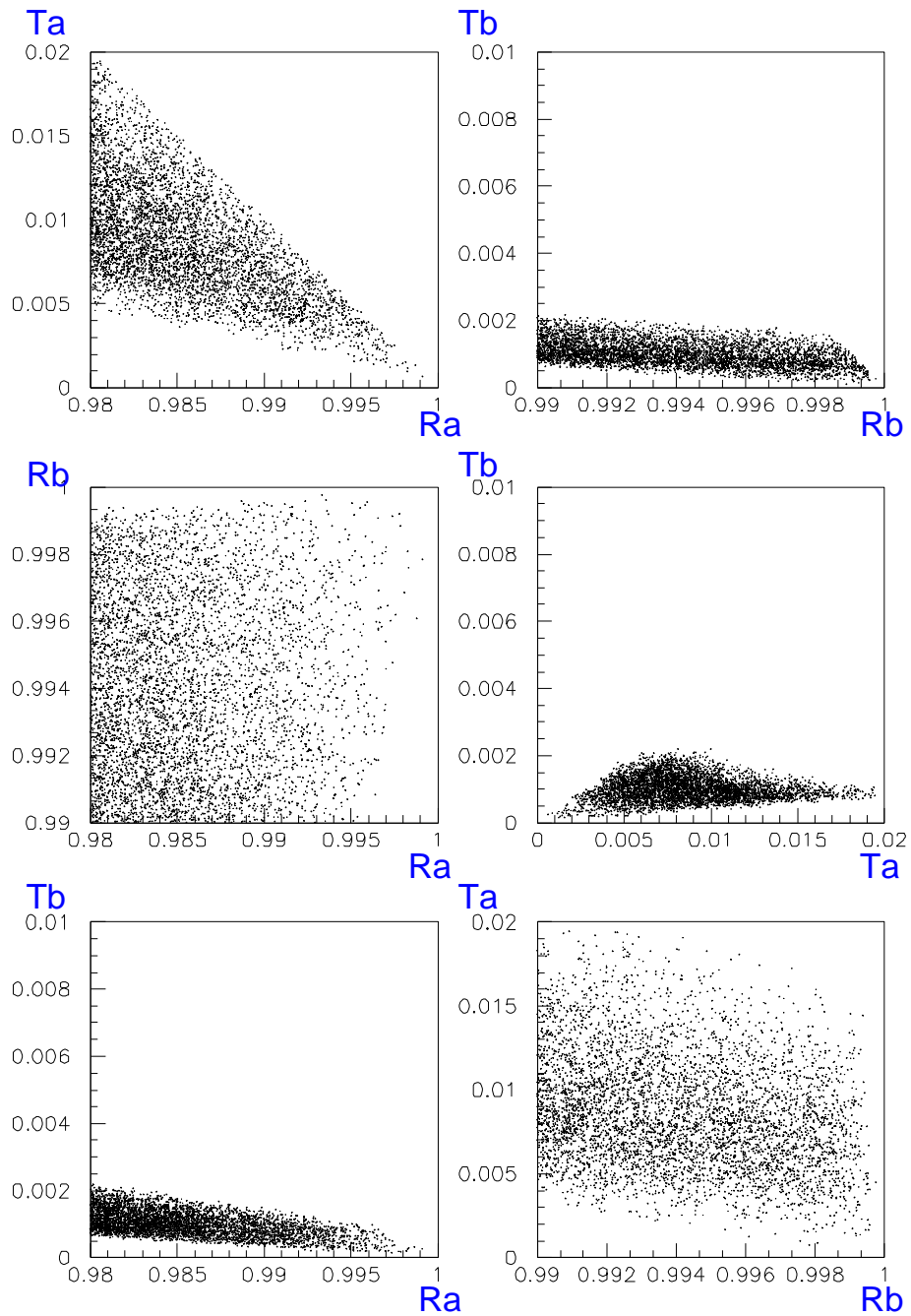


図 D.6 : (b,a)cavity の透過率、反射率からのカット

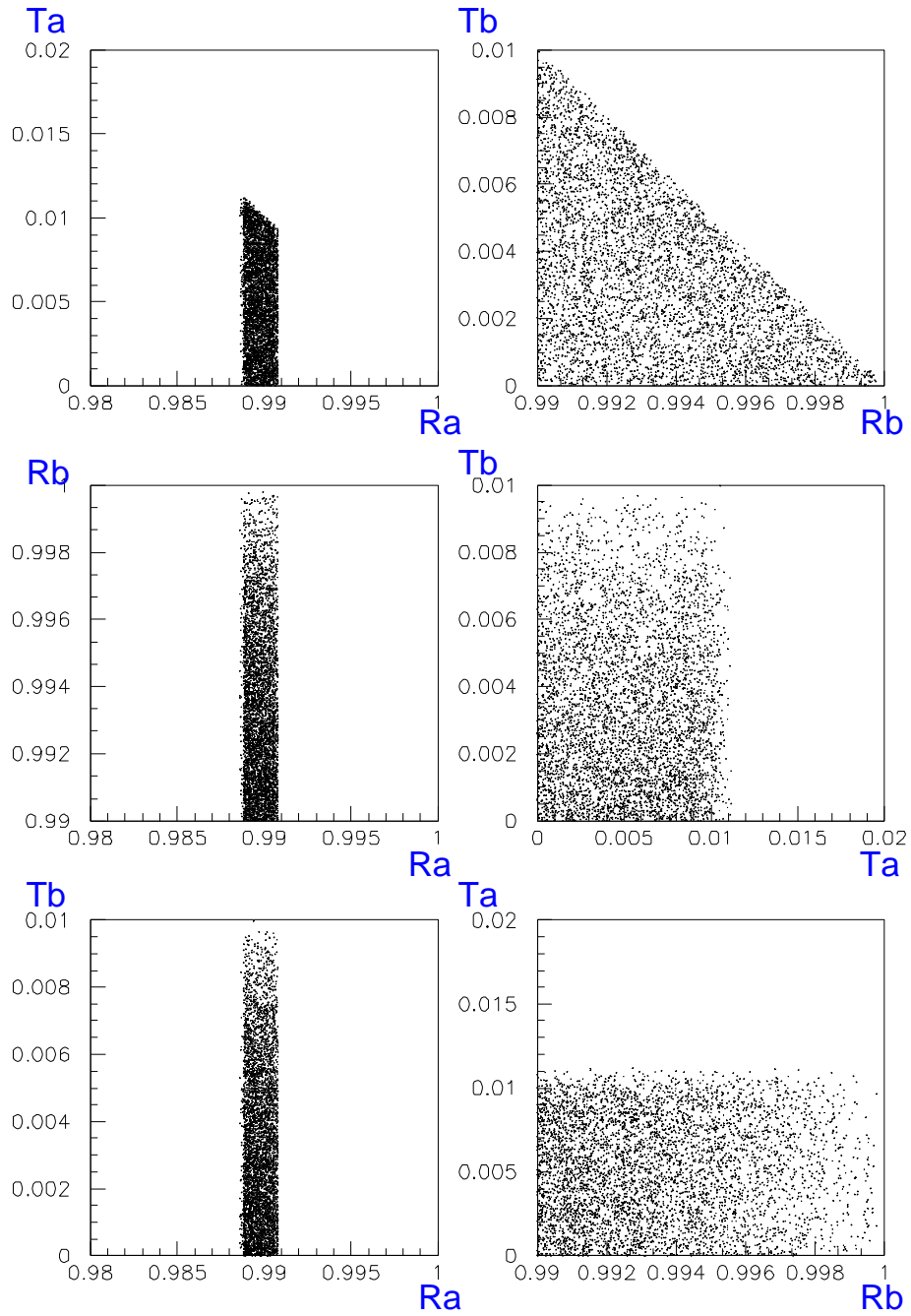


図 D.7 : (a,a)cavity の finesse からのカット

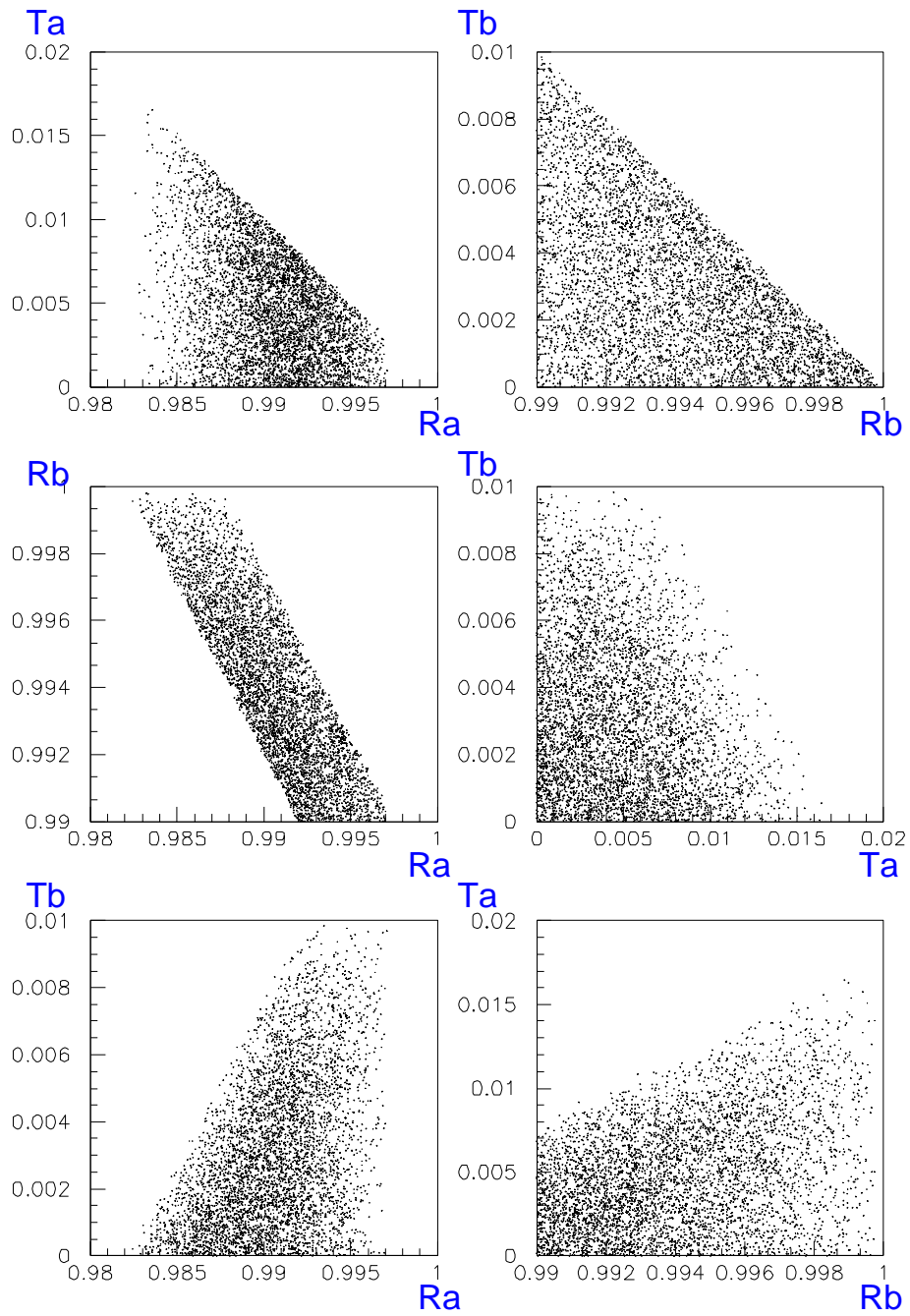


図 D.8 : $(a,b)(b,a)$ cavity の finesse からのカット

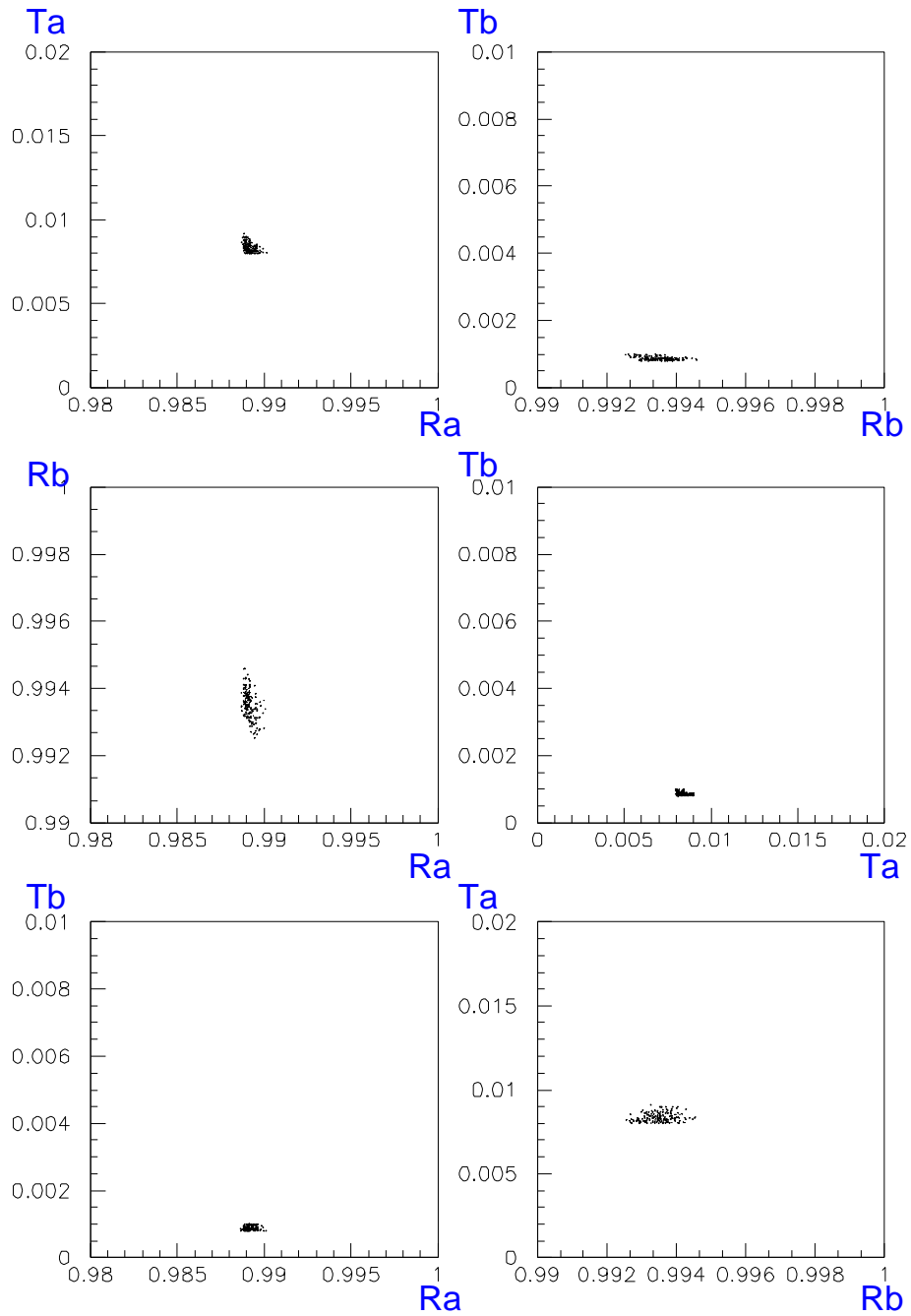


図 D.9 : すべての測定のカット

Appendix E

フィードバック回路

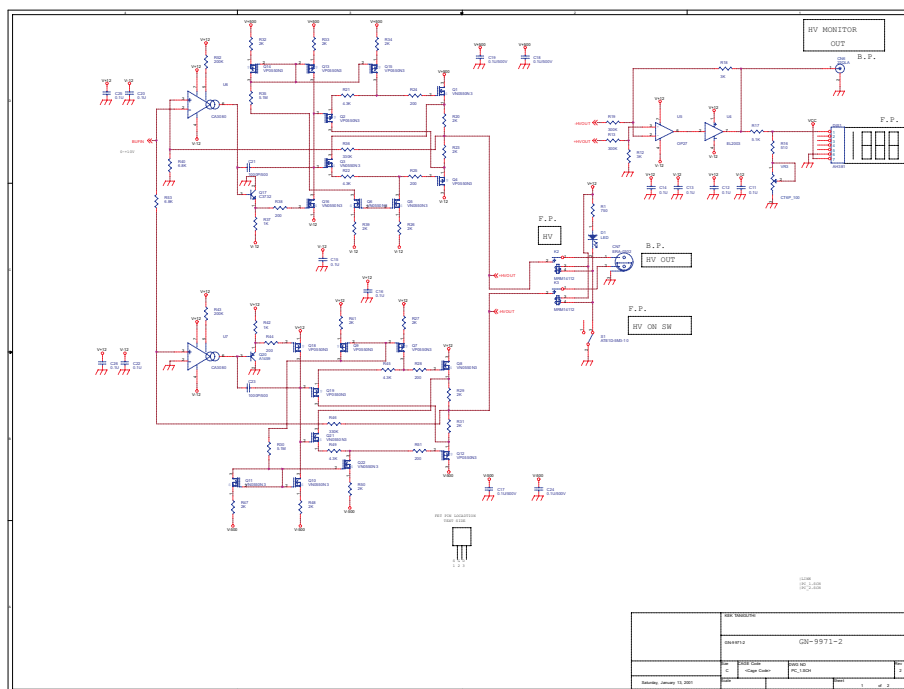


図 E.1 : ピエゾコントローラ

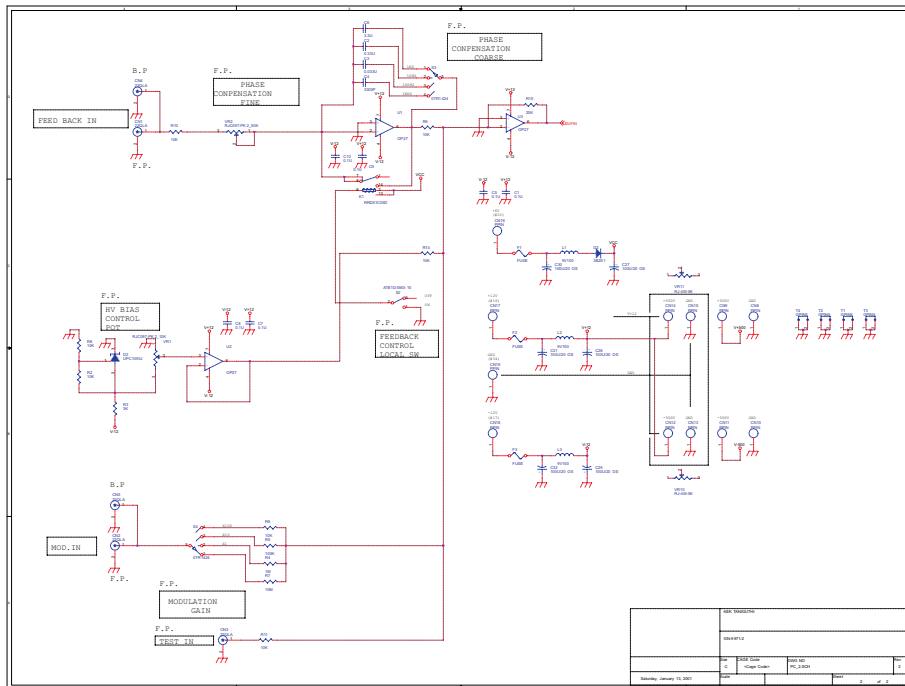


図 E.2 : ピエゾコントローラ

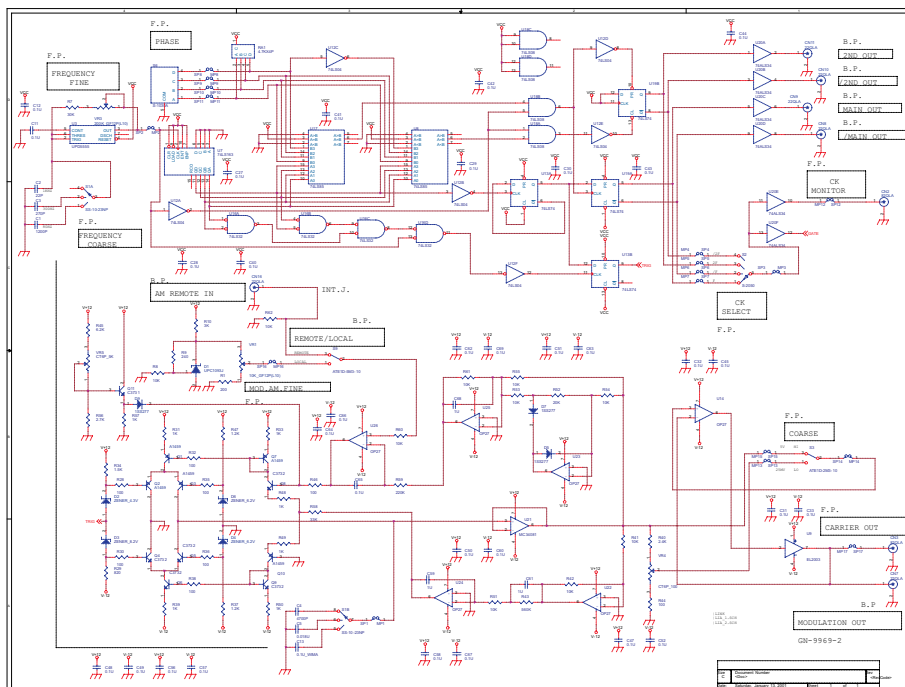


図 E.3 : モジュレーションタイプフィードバック回路

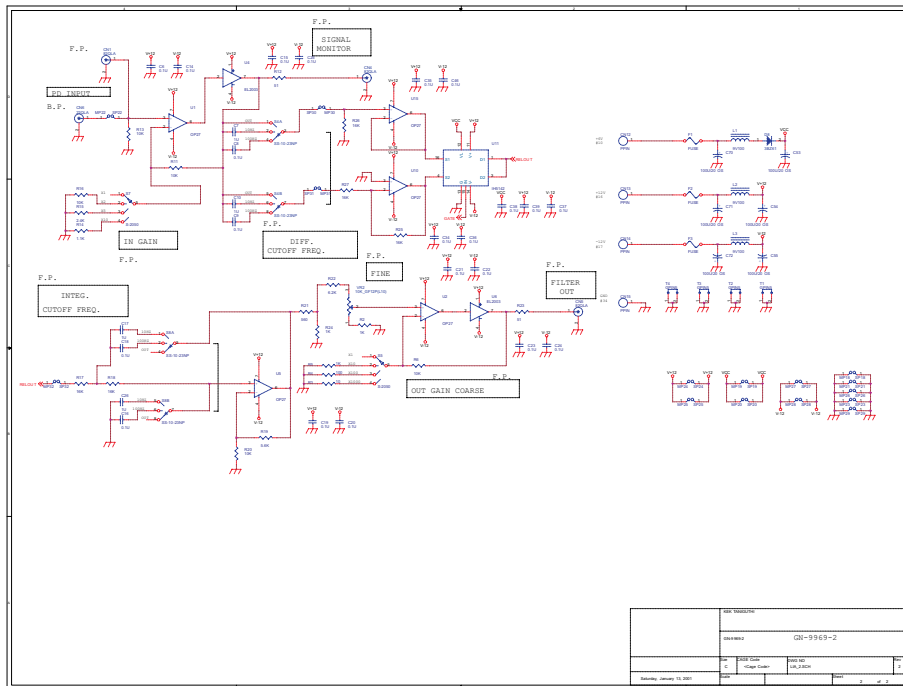


図 E.4：モジュールタイプフィードバック回路

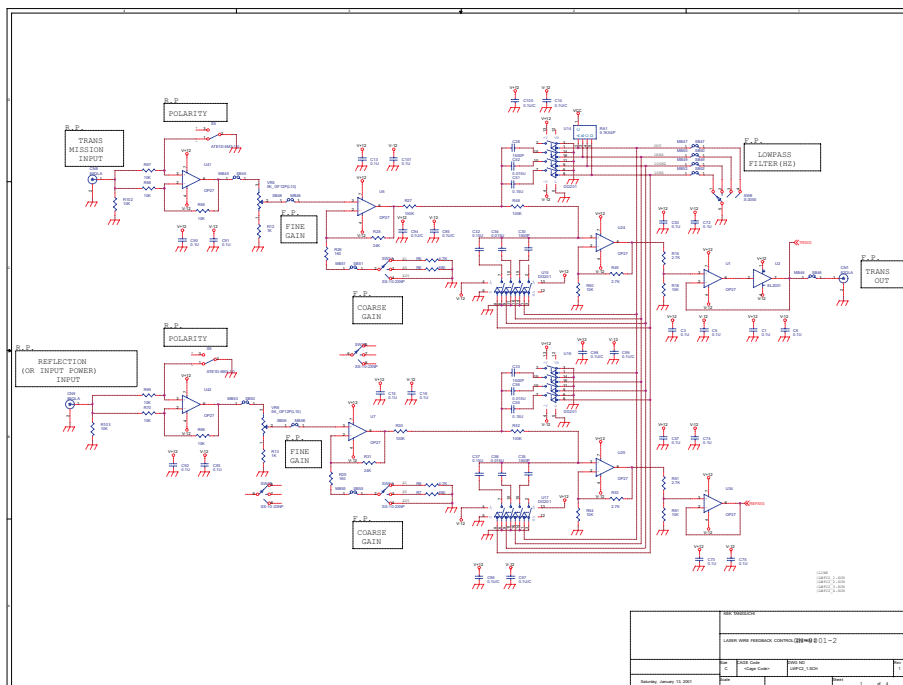


図 E.5：ステップタイプフィードバック回路

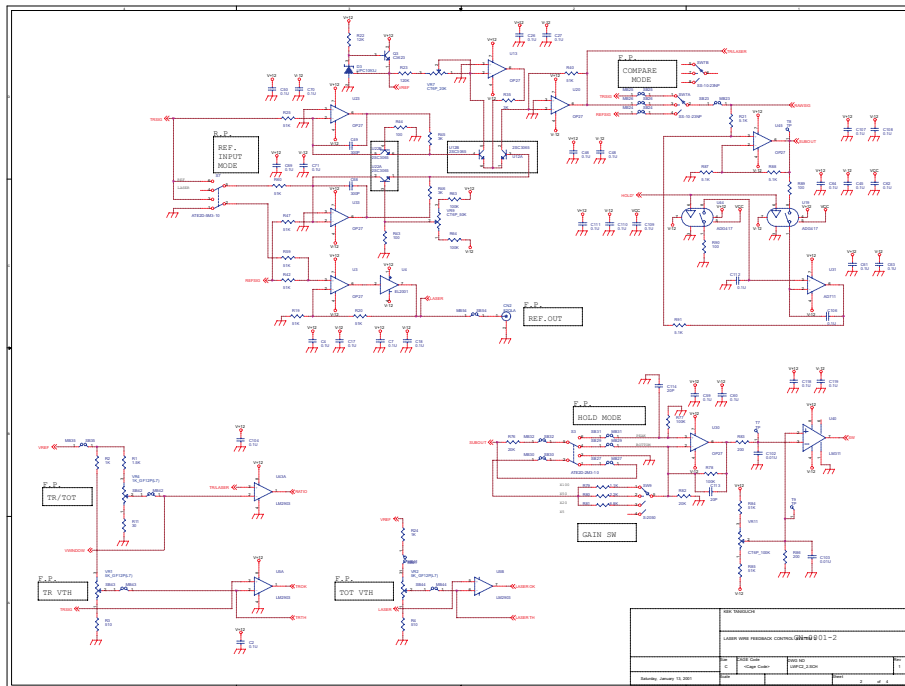


図 E.6 : ステップタイプフィードバック回路

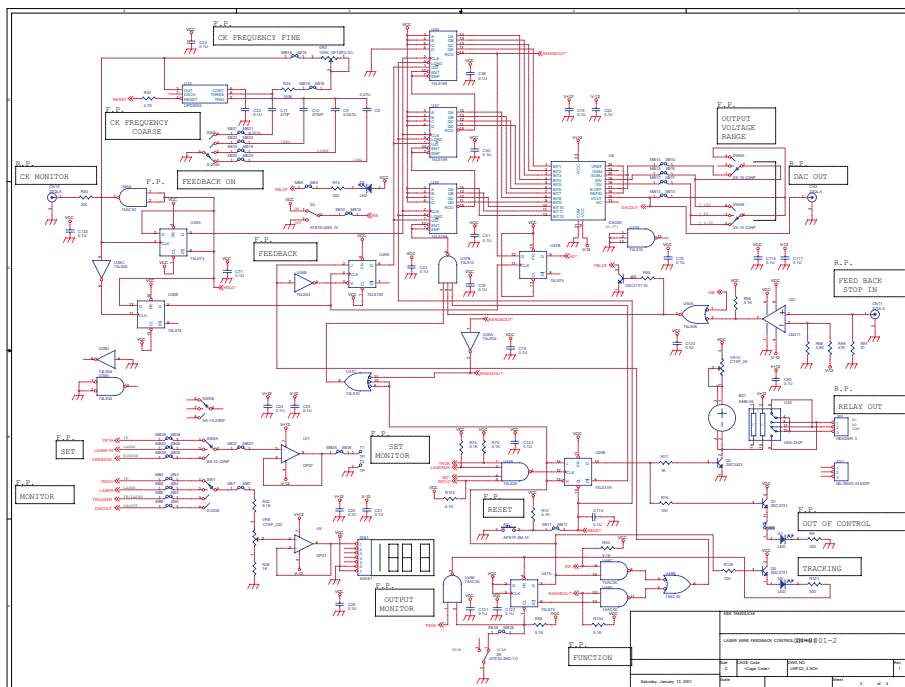


図 E.7 : ステップタイプフィードバック回路

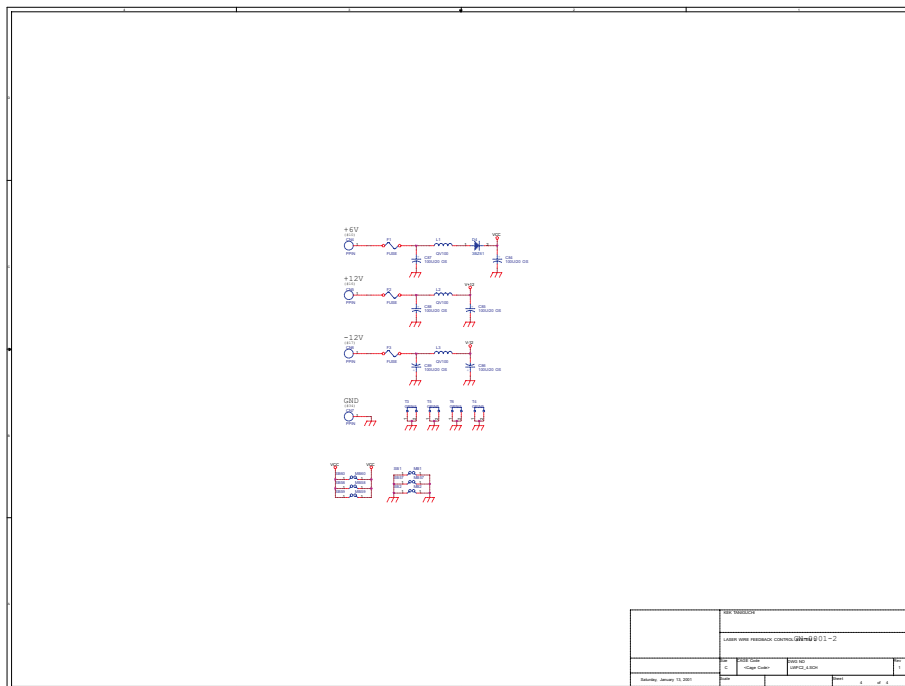


図 E.8 : ステップタイプフィードバック回路

Appendix F

ミラー基板の放射線損傷

共振器ミラー基板の放射線による損傷のテストを行なう為、2000年10月末から2000年12月末にかけて、試験基板を設置その透過率の変化を観測した。設置した場所は、ダンピングリングのレーザーワイヤーの場所のすぐ上流のビームパイプ上である(図 F.1)。サンプルは現在使用している共振器基板と同じ BK7 のものと、Quartz 基板の 2 種類である。寸法は何れも図 F.2 のように 1mm 厚である。

2ヶ月間のビーム運転で BK7 は約 5%透過率の低下が見られたのに対し、Quartz 基板は変化が見られなかった。Quartz 基板を採用しなければならないことが分かった。

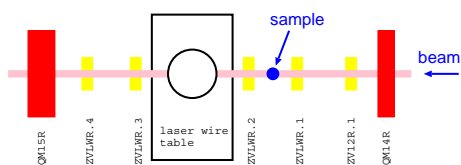


図 F.1 : テストした場所

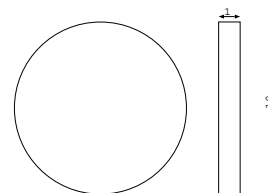


図 F.2 : テストの為用いたサンプル

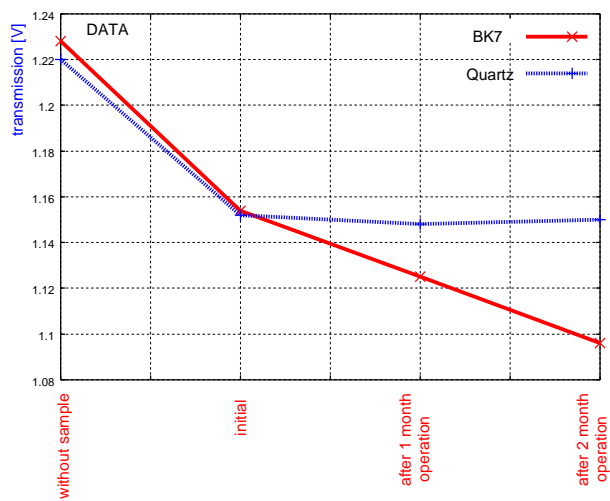
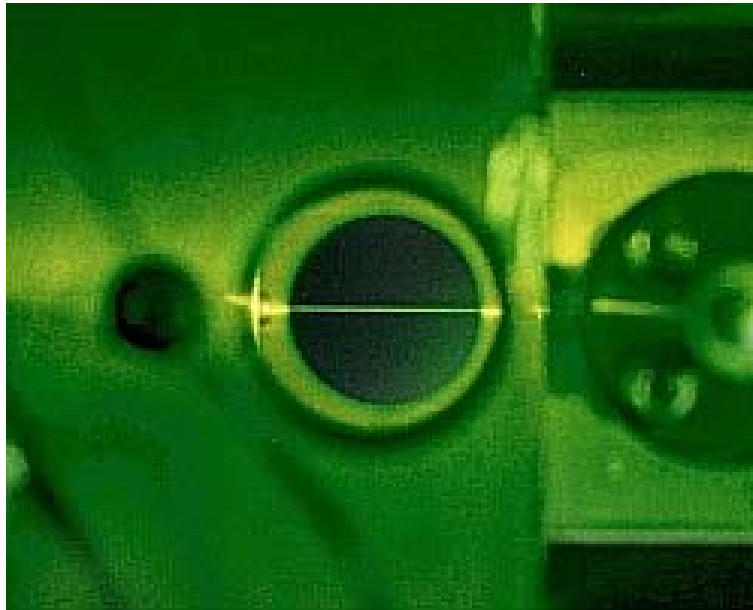


図 F.3 : 放射線損傷

参考文献

- [1] Particle Data Group, Review of Particle Physics, Eur.Phys.J.,Vol.C15,No.1-4,(2000)
- [2] S.P.Martin, hep-ph/9709356.
- [3] JLC Design Study Group. JLC Design Study. KEK-Report, 97-1, (1997).
- [4] F. Hinode *et al.*, ATF design and study report, KEK Internal 95-4 (1995)
- [5] H.Wiedemann, 'Particle Accelerator Physics', (Springer, 1993).
- [6] J.Urakawa, Proc.EPAC2000,Vienna(2000)p.63, and KEK-Preprint 2000-67,August 2000.
- [7] H.Hayano, Wire scanners for small emittance beam measurement in ATF; The proceedings of 20th Linear accelerator conference (2000), 'http://linac2000.slac.stanford.edu/'
- [8] H.Hayano,T.Naito *et al.*, Emittance measurement at KEK-ATF damping ring; The proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York,(1999)
- [9] T. Okugi *et al.*, Evaluation of extremely small horizontal emittance ;Phys. Rev. Special Topics- Accelerators and Beam, **2**, 022801 (1999)
- [10] Y. Sakamura, *et al.*, hep-ex/9907054,Nucl.Instr.and Meth.**A** submitted for publication.
- [11] 阪村豊, 京都大学理学研究科修士論文 (1997)
- [12] H. Sakai *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A455**,113(2000), in press.
- [13] 阪井寛志, 京都大学理学研究科修士論文 (1998)
- [14] H. Sakai *et al.*, 'Measurement of an electron beam size with a laser wire beam profile monitor', Phys. Rev. Special Topics- Accelerators and Beam,accepted for publication.
- [15] Tsumoru Shintake, Nucl. Instr. and Meth.**A311**,453(1992)
- [16] M.C. Ross *et al.*, 'A High Performance Spot Size Monitor', LINAC96 Proceedings p. 308
- [17] A. Yariv, 'Optical Electronics, Holts, Rinehart and Winston', (New York, 1991), 4th ed.
- [18] N.Hodgson and H.Weber, 'Optical Resonators', (Springer, 1997).
- [19] S.A.Collins, J. Opt. Soc. Am.**60(9)**,1168(1970)

- [20] W.R.Nelson *et al.*, The EGS4 code system; SLAC-265, Stanford University, Stanford, (1985)
- [21] S.Araki *et al.*, ATF Alignment Note 001,011,012
- [22] T.Okugi , private communication.
- [23] 阪井寛志, 京都大学理学研究科博士論文 in preparation.



ビームパイプ断面からみたレーザーワイヤー