



修士論文

新型ニュートリノ検出器 SciBar に用いる
光電子増倍管の性能評価とゲイン測定

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室
佐々木 通

平成 16 年 1 月 29 日

概要

K2K 実験においてスペクトル解析によるニュートリノ振動パラメータの測定精度をあげるためには、前置検出器においてニュートリノエネルギー・スペクトルを精密に測定し、ニュートリノ振動の効果が大きくみられる 1GeV 以下でのニュートリノ反応の詳細な研究が必要である。そこで、我々は新型ニュートリノ検出器「SciBar」を前置検出器として導入した。

SciBar 検出器は、14336 本のシンチレータ棒によって構成されている。シンチレータ自身がニュートリノ標的となっているため不感領域がなく、ニュートリノ反応で生じる低エネルギー荷電粒子（陽子の場合 350MeV/c 以上）の飛跡を検出することができる。また、シンチレータでの dE/dx 情報から、 p/π の粒子識別が可能のため、荷電カレント準弾性散乱反応と非弾性散乱反応を確実に識別することができる。

SciBar 検出器では、光検出器として 64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) を用いる。シンチレータから波長変換ファイバーを通じて光を検出するが、MAPMT のカソードガラス面で光が散乱され、隣のチャンネルにクロストークが生じる。クロストークを抑えるためには、正確なアライメントが必要である。したがって、MAPMT をファイバーとアライメントして接続するための装置を製作し、これを用いて SciBar にインストールする 224 本の MAPMT についてアライメントを行った。また、実機へのインストール後に、宇宙線を用いて MAPMT のクロストークを測定した。クロストークの起こり得る隣接する 4 つチャンネルの内、2 つのチャンネルへのクロストークを測定し、それぞれ $4.2 \pm 1.0\%$ および $5.0 \pm 1.3\%$ という結果を得た。

次に、MAPMT のゲインはチャンネル間で最大で 3 倍違うため、各チャンネルのゲインを測定し、HV 値を調整することでゲインを合わせることが必要である。MAPMT のゲインを 64 チャンネル同時に測定する装置を開発し、インストール前に 224 本の MAPMT についてこの装置を用いてゲインを測定し、HV 値を決定した。実機へのインストール後に SciBar の宇宙線事象を用いて評価したところ MAPMT のゲインは RMS13% で揃っているという結果を得た。

SciBar 検出器は 2003 年 6 月よりインストール作業を行った。2003 年 10 月よりデータ取得を開始し、各種のニュートリノ反応を 1 日約 200 事象観測している。

目次

第 1 章	序章	10
1.1	ニュートリノの質量と振動現象	10
1.1.1	ニュートリノの歴史	10
1.1.2	ニュートリノ振動	10
1.2	ニュートリノ振動の実験的検証	12
1.2.1	Super-Kamiokande における大気ニュートリノの観測	12
1.2.2	太陽ニュートリノの観測	15
1.2.3	原子炉ニュートリノの観測	16
1.2.4	加速器を用いた振動実験	16
第 2 章	K2K 長基線ニュートリノ振動実験	18
2.1	実験の概要	18
2.1.1	実験の目的	18
2.1.2	実験の原理	19
2.2	K2K 実験の構成	19
2.2.1	12GeV 陽子シンクロトロンと陽子ビームライン	19
2.2.2	ニュートリノ生成標的と電磁ホーン	21
2.2.3	前置検出器とスーパーカミオカンデ (SK)	24
2.2.4	スーパーカミオカンデ (SK)	29
2.2.5	K2K 実験の最新結果	30
第 3 章	SciBar 検出器	33
3.1	SciBar の開発の動機	33
3.2	SciBar 検出器の構造	34
3.2.1	SciBar 検出器本体部	34
3.2.2	Electron Catcher	35
3.3	SciBar 検出器に用いられる各構成要素とその性能	37
3.3.1	押し出し型シンチレータ	37
3.3.2	波長変換ファイバー	37
3.3.3	64 チャンネルマルチアノード 光電子増倍管 (MAPMT)	37
3.3.4	VA/TA フロントエンドボード	38
3.3.5	ゲインモニターシステム [1]	39
3.4	SciBar 検出器のデータ収集システム (DAQ)	39
3.4.1	データ収集モジュール	40

3.5	まとめ	50
第4章	MAPMT と波長変換ファイバーのアライメントおよびクロストーク測定による性能評価	51
4.1	クロストークに対する制限	51
4.2	MAPMT と波長変換ファイバーのアライメントの原理	52
4.3	クロストークの測定	56
4.3.1	セットアップ	57
4.3.2	測定方法	57
4.3.3	測定結果	59
4.4	宇宙線を用いたクロストーク測定	63
4.4.1	動機	63
4.4.2	測定方法	63
4.4.3	測定結果	64
4.4.4	中央チャンネルと隣のチャンネルが異なる MAPMT に属する場合	65
4.4.5	全チャンネルについてクロストーク値	66
4.4.6	考察	70
4.4.7	結論	72
第5章	MAPMT のゲイン測定と最適 HV 値の決定	74
5.1	測定目的	74
5.2	MAPMT のゲイン設定	74
5.3	ゲイン測定の方法の比較	77
5.3.1	A. 低光量の光源を用いて 1p.e. のピークを直接検出する方法	77
5.3.2	B. 低光量の光源を用いてポアソン統計を利用し測定する方法。	78
5.3.3	C. 10p.e. 以上の光量を用い、ポアソン統計を利用して測定する方法	78
5.3.4	ゲイン測定方法の比較	78
5.4	ゲイン測定システムの構成	82
5.4.1	クリアーファイバーによって光を入射する時の位置決定	85
5.4.2	波長変換ファイバーからの光量の一様性の測定	85
5.4.3	データ収集系	88
5.5	測定原理	91
5.6	求められた HV 値の分布と相対ゲインの測定結果	100
5.7	宇宙線を用いたゲイン測定の評価	102
5.7.1	宇宙線事象の選択	102
5.7.2	相対ゲインのばらつきと再現性	103
5.7.3	HV 値の決定精度	106
5.7.4	考察	106
第6章	結論	109

目次

1.1	大気ニュートリノの観測における各実験の R 値	13
1.2	Super-Kamiokande における sub-GeV (<1.33 GeV), multi-GeV (>1.33 GeV) での e-like, μ -like ニュートリノ事象の天頂角分布。赤線は振動がない場合の期待される事象数、緑線は最適フィットの結果。点はデータ。	14
1.3	SNO によるフラックスの測定結果。中性カレント反応によるフラックス測定は太陽モデルによる予想と一致している。荷電カレント反応によるフラックスの減少はニュートリノ振動によって、 ν_e が ν_μ あるいは ν_τ に変わったとすれば説明できる。	16
1.4	原子炉ニュートリノ実験における観測されたニュートリノ事象数と予想される数との比。点線は $\Delta m^2 = 6.9 \times 10^{-5}$, $\sin^2 2\theta = 1$ で予想されるニュートリノ振動パターン。	17
2.1	KEK と SuperKamionade の位置	18
2.2	12 GeV-PS とニュートリノビームライン	20
2.3	電磁ホーンの模式図。図の矢印に沿って最大 250 kA の電流が流される。	21
2.4	電磁ホーンを使用したとき得られるニュートリノフラックスをシミュレーションした図。X 軸はニュートリノのエネルギー、Y 軸は 10^{20} 個の陽子をターゲットに入射したのフラックス。ハッチがかかったヒストグラムは電磁ホーンを使用しないときのフラックス	22
2.5	MUMON の模式図。ビーム上流からイオンチェンバー、シリコン検出器が設置されている。	23
2.6	前置検出器	24
2.7	荷電カレント準弾性散乱反応 (CCQE) の模式図。	25
2.8	SciFi 検出器	26
2.9	MRD でのニュートリノイベントレート。図中の各点は 2 日間のイベント数を MUMON のイベント数で割ったものである。期間は 1999 年 11 月から 2001 年 7 月で、この期間中はイベントレートは安定している。	28
2.10	MRD での、ニュートリノビーム方向の安定性のモニター。上図が水平方向、下図が鉛直方向のモニター結果である。期間は 1999 年 11 月から 2001 年 7 月で図の点線はターゲットから 1 mrad を示している。ビーム方向は 1 mrad 以内の精度で安定している。	28
2.11	スーパーカミオカンデの概略図	29
2.12	ビームに同期したスーパーカミオカンデにおけるニュートリノ事象数	30

2.13	ニュートリノエネルギーのスペクトル分布。黒丸はデータ、長方形が振動がない場合に予想されるスペクトル (高さは系統誤差)、赤色のヒストグラムは best fit のスペクトルを示している。これらは観測事象数で規格化されている。黒点線は振動がない場合に期待される事象数も含めたスペクトル	31
2.14	K2K 実験による振動パラメータの許容領域。68%,90%,99% C.L. の領域を示した。星印は最適値の点	32
3.1	SciBar 検出器の概略図	34
3.2	SciBar の X プレーン	35
3.3	SciBar の Y プレーン	35
3.4	Electron Cather の 1 ストリップの内部構造	36
3.5	MAPMT8804 のブリーダ抵抗比。K,D _y ,P はそれぞれカソード、ダイノード、アノードを表す。数字の 1 は 200kΩ に対応する	37
3.6	H8804 の概略図	39
3.7	ゲインモニターシステムの概略図	40
3.8	SciBar 検出器における DAQ 概略図	43
3.9	SciBar 検出器におけるトリガーコントロールの流れ	44
3.10	ビームトリガーからデータ収集までの流れ	45
3.11	SciBar 検出器におけるビームトリガによってデータを収集する場合のロジック回路	45
3.12	SciBar 検出器のビームトリガーで得られた荷電カレント反事象 (CCQE) と思われるイベントディスプレイ。SciBar の真上から見た図。赤丸が荷電粒子のヒットした場所をしめしている。粒子の軌跡が 2 本みられ、長い方軌跡が μ , 短い軌跡が p と考えられる。	46
3.13	SciBar 検出器におけるゲインモニターシステムで LED を光らせた時のイベントディスプレイ	46
3.14	宇宙線のトリガー条件としてヒットが要求される層	47
3.15	SciBar のチャンネルを MAPMT 単位で分けた模式図。1 つのマスが 1 つの MAPMT に対応する。SciBar の X プレーンと Y プレーンについてハッチの掛かった 4 つの領域に MAPMT にヒットを要求して宇宙線のトリガーを出力する。	47
3.16	宇宙線事象のイベントディスプレイ：SciBar の横からみた図で赤丸の軌跡が宇宙線が通過した場所。	49
4.1	クッキーと波長変換ファイバー	52
4.2	MAPMT とクッキーホルダー。MAPMT をクッキーホルダーにマウントした様子	53
4.3	MAPMT の光電面とガイドマーク	53
4.4	クリアクッキーとケガキ線：クリアクッキーはファイバーをマウントするためのクッキーと同型である。透明アクリル樹脂でできており、クリアクッキーを通して MAPMT の光電面のガイドマークを見ることができる。	54

4.5	CCD カメラと手動 $XYZ\theta$ ステージを組み合わせたアライメントシステム CCD カメラはコンピュータとつながっており画像をみながら位置調整を行 う。	55
4.6	アライメントされた MAPMT の CCD 画像。4 枚の画像はそれぞれ光電面 内の 4 つのガイドマークに対応する。画像中の白い 2 本の白線がクリアー クッキーのケガキ線である。4 つのガイドマークがすべて 2 本のケガキ線 の内側に入っている。	56
4.7	クロストーク測定のセットアップ	57
4.8	MAPMT のチャンネル配置の模式図。光を入射する MAPMT のチャン ネル (緑 ch28)、クロストークを調べるチャンネルは隣接するチャンネルが赤 (ch20,27,29,36)、斜め隣のチャンネルが紫 (ch19,21,35,37) で示してある。	59
4.9	光を入射したチャンネルとその周囲のチャンネルの ADC 分布。真中のヒ ストグラムは光を入射したチャンネルの分布である。ログスケールで描い てある。	60
4.10	クロストーク値の光量依存性 中心のチャンネルに入射する光量を 50p.e. か ら 140p.e. まで変えていったときの周囲のチャンネルに与えるクロスト ーク値 (%) の変化。赤丸 (ch20,27,29,36) は光を入射しているチャンネルに 対して隣のチャンネルのクロストーク値。青丸 (ch19,21,35,37) は斜め隣の チャンネルのクロストーク値	61
4.11	MAPMT の端のチャンネルである 57ch に光を入射した時の周囲のチャン ネルへのクロストーク。入射する光を変えた場合も一定であることが分か る。	62
4.12	SciBar の X プレーン並びの断面図の一部分。宇宙線の軌跡が SciBar のシ ンチレータの並びに並行になる場合。	63
4.13	クロストークをみるべきヒットパターンの条件 : D と E の位置にヒットが あることを条件とする。A を「中央チャンネル」、C を「上方チャンネル」、 B を「下方チャンネル」と呼ぶ。図は SciBar の X プレーンの並びの断面図 を模式的に表現したもの	64
4.14	全中央チャンネルについての ADC 分布	65
4.15	中央チャンネル ADC カウントが 140 ~ 150 左上、150 ~ 160 右上、160 ~ 170 左下、170 ~ 180 のときの上方チャンネルの ADC 分布。それぞれに分布 の平均値と中央チャンネルの ADC カウント領域の中心値をしめす。	66
4.16	中央チャンネルと上方チャンネルの ADC カウントの相関。点はデータ、線 は直線フィットの結果	67
4.17	中央チャンネルと下方チャンネルの ADC カウントの相関。点はデータ、線 は直線フィットの結果	68
4.18	中央チャンネル A と下方チャンネル B が別々の MAPMT に属する場合の 模式図	68
4.19	中央チャンネルと下方チャンネルが別々の MAPMT に属する時の ADC 相 関図	69

4.20	全チャンネル (SciBar の X プレーン) についてのクロストーク値。隣のチャンネルが別の MAPMT に属しているものは除いている。	69
4.21	中央チャンネルと隣のチャンネルが異なる MAPMT に属する場合のクロストーク値の分布。上の図が上方チャンネルへのクロストーク値の分布。下図が下方チャンネルへのクロストーク値の分布。	71
4.22	2 つ離れたチャンネル間のクロストーク値の分布。上の図が上方チャンネルへのクロストーク値の分布。下図が下チャンネルへのクロストーク値の分布	71
4.23	レイヤーの平均クロストーク値とレイヤー番号の相関。レイヤーの大きい番号がビームに対して下流側、小さいほうが上流側である。Y 軸はクロストーク値。赤点は上方チャンネルへのクロストーク値、青点は下方チャンネルへのクロストーク値	72
5.1	MAPMT の 64 チャンネルのゲイン分布。それぞれのヒストグラムは 4 つの MAPMT についてのゲイン分布を表す。MAPMT 内でゲインが最大のチャンネルを 100 として X 軸にゲイン、Y 軸をエントリー数としている。	76
5.2	1p.e. ピークによるゲイン測定	77
5.3	方法 A,B の比較。上図が方法 A について、下図が方法 B についてである。X 軸は MAPMT のチャンネル番号、Y 軸は $G_A(ch)/G_{ref}(ch)$ (上図) $G_B(ch)/G_{ref}(ch)$ (下図) となっている。	80
5.4	方法 B についてのペDESTAL の幅と $G_B(ch)/G_{ref}(ch), ch = 1 \sim 64$ の相関。赤丸と青四角はそれぞれ別のチップに属するチャンネルを示す。X 軸はペDESTAL の RMS、Y 軸は $G_B(ch)/G_{ref}(ch)$	81
5.5	ゲイン測定システムの模式図	82
5.6	クリアーファイバーで光を入射させる付近の拡大図	84
5.7	ゲイン測定システムの写真	85
5.8	クリアーファイバー入射位置と 2inch-PMT の出力 ADC. 上図は 64 チャンネル全体をスキャンした図、下図は最初の 10 チャンネルの拡大図。上図では全体に ADC カウントが右下がりになっているがこれは Z 軸ステージが傾いているためファイバーからの光量が一定に当たってないためであると考えられる。	86
5.9	光量の一様性の測定システム模式図	87
5.10	5inch-PMT による各チャンネルからの光量比較結果 X 軸は各波長変換ファイバーに対応し Y 軸は平均で規格化した相対的光量を表している。	88
5.11	ゲイン測定システムのデータ収集系	90
5.12	1p.e. の ADC 分布をフィットする範囲を定義する模式図。赤線の間 ($ADC_{ped}^{min} \sim ADC_{ped}^{max}$) をペDESTAL、青線の間 ($ADC_{pe}^{min} \sim ADC_{pe}^{max}$) を 1p.e. のピークの領域としてフィットする。ペDESTAL の RMS を 3 カウントとしている。	92
5.13	1p.e. ピークを Gaussian 関数でフィットした様子	93
5.14	PMT のチャンネル番号の配置図	93
5.15	HV 値 980V での 64 チャンネルのゲイン。X 軸は MAPMT のチャンネル番号、Y 軸はゲイン。MAPMT の端のチャンネルほどゲインが低いためこのような 8 チャンネルごとのピーク構造になる。	94

5.16	a_{max}, a_{min} の分布。 a_{max} がハッチのかかったヒストグラム、 a_{min} が白のヒストグラム、 X 軸は a_{min} または a_{max} , Y 軸はエントリー	96
5.17	最大ゲインのチャンネル (上の線) と最小ゲイン (下の線) のチャンネルの HV 曲線。 フィットした結果ではなく各点を点で結んでいる。 X 軸は HV 値の絶対値、 Y 軸は ADC カウントで、ログスケールで描かれている。	97
5.18	MAPMT の 64 チャンネルでの相対ゲインのグラフ。 平均で規格化してある。 X 軸は MAPMT のチャンネル番号、 Y 軸は規格化した相対ゲイン	98
5.19	2inch-PMT でモニターされた光量の変化:ヒストグラム分布のそれぞれのエントリーは 64 チャンネルに対応する。 X 軸は 224 回の測定での RMS を光量平均値で割ったもの、 Y 軸はエントリー	99
5.20	相対ゲインの分布: X 軸は平均で規格化した相対ゲイン、 Y 軸はエントリー数 図中の 0.5 から 1.5 の間に 98%のエントリーがある。	100
5.21	決定された HV 値の分布: X 軸は HV 値 (絶対値)、 Y 軸はエントリー数	101
5.22	MAPMT ごとの相対ゲインの分布。 全体の平均値を 1.0 になる用に規格化してある (X 軸)。 Y 軸はエントリー数	101
5.23	宇宙線がシンチレータを横切る長さを簡単に計算するために選択するヒットの模式図。 C,D のような 2 つのチャンネルにまたがるものは除く。	103
5.24	1 本のシンチレータにおける宇宙線の ADC 分布。 宇宙線がシンチレータを横切る長さおよび波長変換ファイバーの減衰長を補正してある。	104
5.25	14336 本のシンチレータについての平均光量をチャンネル番号ごとにプロットした図。 X 軸はチャンネル番号、 Y 軸は平均光量。	105
5.26	宇宙線光量の分布: X 軸は平均で規格化した宇宙線光量、 Y 軸はエントリー数 図中の 0.5 から 1.5 の間に 97%のエントリーがある。	106
5.27	宇宙線による平均光量の出力と相対ゲインの比。 平均値で規格化している。 X 軸が規格化された比で、 Y 軸はエントリー数	107
5.28	宇宙線による平均光量の出力 $ADC_{cosmic}(pmt)$ と平均ゲイン 6.3×10^5 で期待される出力 $ADC_{expect}(pmt)$ との比。 X 軸が $ADC_{cosmic}/ADC_{expect}$ 、 Y 軸はエントリー数	108

表 目 次

3.1 SciBar で用いる 64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 H8804 の基本 特性	38
---	----

第1章 序章

1.1 ニュートリノの質量と振動現象

1998年のスーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ実験にはじまり、近年、太陽ニュートリノ実験、原子炉長基線ニュートリノ実験および本論で詳述するK2K長基線ニュートリノ実験などでもニュートリノの振動現象を強く示唆する結果が発表された。このことはニュートリノの質量が有限であり、つまり標準理論を越える物理現象である事を意味する。本章ではニュートリノ振動の物理的背景を述べ、これまで行われている実験の現状を要約する。

1.1.1 ニュートリノの歴史

1914年、Chadwickが線のベータ線のスペクトルが連続的に広く分布している事を発見した。これに対する説明として1929年、Pauliがエネルギー保存則を救うためにスピン1/2の中性粒子(ニュートリノ)を提唱した。その後Fermiがニュートリノ、電子、中性子、陽子が関わる崩壊においてニュートリノの相互作用を表すFour-Fermiハミルトニアンを発表した。

実験において直接的にニュートリノがはじめて発見されたのは1956年、ReinesとCowanによって原子炉からのニュートリノを逆過程で捕らえた実験に始まる。

近年、CERNで行われたLEP実験によるZ粒子の崩壊幅からニュートリノの種類は 2.994 ± 0.012 で、ほぼ3種類であることがわかっている。

ニュートリノの質量を直接測定する実験では質量の上限のみが得られ次のような結果が得られている。

$$m_{\nu_e} < 2.5eV [12]$$

$$m_{\nu_\mu} < 170KeV [5]$$

$$m_{\nu_\tau} < 18.2MeV [6]$$

これらの結果からはニュートリノが有限の質量を持つ事言えない。しかし、ニュートリノ振動の観測によって初めてニュートリノ有限の質量を持つ事が証明されたのである。

1.1.2 ニュートリノ振動

次節で述べるスーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測により、ニュートリノのフレーバーは保存しないということがわかった。ニュートリノのフレーバーが保存しないということはニュートリノが有限の質量を持つことを示唆する。つまり、ニュートリノの

質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 が存在する。これは同時に荷電レプトンとニュートリノを結びつける W 粒子は荷電レプトンの質量固有状態 $l_\alpha, \alpha = e, \mu, \tau$ とあらゆるニュートリノ質量固有状態を結びつけ、W 粒子のレプトン崩壊 $W^+ \rightarrow l_\alpha + \nu_i$ で、いかなる $\alpha = e, \mu, \tau, i = 1, 2, 3$ の組合せでも起こり得るということである。よって、 $W^+ \rightarrow l_\alpha + \nu$ で生じるのニュートリノの状態をフレーバー固有状態とよび、 ν_i の線形結合として、ユニタリー行列 U を用いてつぎのようにかける。

$$|\nu_\alpha \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i \rangle$$

シュレディンガー方程式の ν_i について静止系での解を

$$|\nu_i(\tau_i) \rangle = e^{-im_i \tau_i} |\nu_i(0) \rangle$$

と表すことができる。ここで m_i は ν_i の質量、 τ_i は ν_i の静止系での時間である。実験室系における時間 t と位置 L で上式の位相因子を書き直すと

$$e^{-im_i \tau_i} = e^{-i(E_i t - p_i L)}$$

とかける。 E_i と p_i はそれぞれ ν_i の実験室系でのエネルギーと運動量である。実際、ニュートリノは超相対論的なので上の式において $t \approx L$ としてよいので、位相因子は $\exp[-i(E_i - p_i)L]$ となる。

ν_α が運動量 p で生成されたとするとすべての質量固有状態の成分も共通の運動量をもつ。すべての ν_i の質量は運動にたいして十分小さいと仮定すると $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + m_i^2/2p$ となる。上の位相因子は近似的につぎのように書ける。 $e^{-(m_i^2/2p)L}$ そして ν_α が生成してから距離 L 伝搬した時その状態ベクトルは次のようになる

$$|\nu_\alpha(L) \rangle \approx \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i \rangle$$

ここで、 $E \approx p$ であり、すべての質量固有状態についての平均エネルギーである。 U のユニタリー行列の性質を使って、上の式をフレーバー固有状態のみの式だけであらわすと

$$|\nu_\alpha(L) \rangle \approx \sum_\beta \left[\sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\beta i} \right] |\nu_\beta \rangle$$

となる。この時にフレーバー固有状態 ν_β を見出す確率、 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は $|\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2$ であるから、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 1.27 \Delta m_{ij}^2 (L/E) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin(2.54 \Delta m_{ij}^2 (L/E)) \end{aligned}$$

ここで $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ で単位は eV^2 、また L の単位は km で、 E の単位は GeV である。

簡単のため2フレーバー間の振動を考えるとユニタリー行列 U は次のように表現できる。

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

θ は混合角と呼ばれる。すると、 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ および $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\beta \neq \alpha})$ はつぎのように書ける。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2[1.27\Delta m^2(L/E)]$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\beta \neq \alpha}) = \sin^2 2\theta \sin^2[1.27\Delta m^2(L/E)]$$

1.2 ニュートリノ振動の実験的検証

1.2.1 Super-Kamiokande における大気ニュートリノの観測

Super-Kamiokande(SK) は大気中で次のように生成される大気ニュートリノを観測する。

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) \end{aligned}$$

これら生成過程において $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ と $\nu_e + \bar{\nu}_e$ のフラックス比はほぼ 2 : 1 であることが期待される。実際には、ニュートリノの種類は荷電カレント反応で生じるレプトンによって識別される。観測されるレプトンのフレーバーの事象数をそれぞれ N_μ 、 N_e とするとニュートリノのフラックス比は N_μ/N_e として測定される。

予想値との比較の際には、ニュートリノフラックスの絶対値と反応断面積の不定性を打ち消すためにモンテカルロシミュレーション (MC) と比

$$R = \frac{(N_\mu/N_e)_{measure}}{(N_\mu/N_e)_{MC}}$$

を用いる。ニュートリノ振動が起こらずニュートリノのフレーバーが生成時と変わらないならば、 $R = 1$ となる。

図 1.2 に Kamiokande [11], IMB [7], Frejus [8], NUSEX [14], Soudan 2 [13], Super-Kamiokande の各実験で測定された R の値をしめす。

Frejus, NUSEX を除く多くの実験結果が理論値の 6 割前後のフラックス比を示している。

以下に SK における大気ニュートリノ観測の結果について述べる。SK ではニュートリノ事象の天頂角分布を測定することによってニュートリノ振動の検証を行った。図 1.2 に大気ニュートリノサンプル中のミューオン事象と電子事象の天頂角分布を示す。ミューオン事象は、上向き的事象が下向き的事象に比べ有意に少なく、非対称な分布である。上向きと下向きの違いは生成点から検出されるまでの距離のみであり、これはミューオンニュートリノが飛行中に別の種類のニュートリノに変化したことを意味している。また電子事象の天頂角分布から、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動をうまく説明できない。したがって、大気ニュートリ

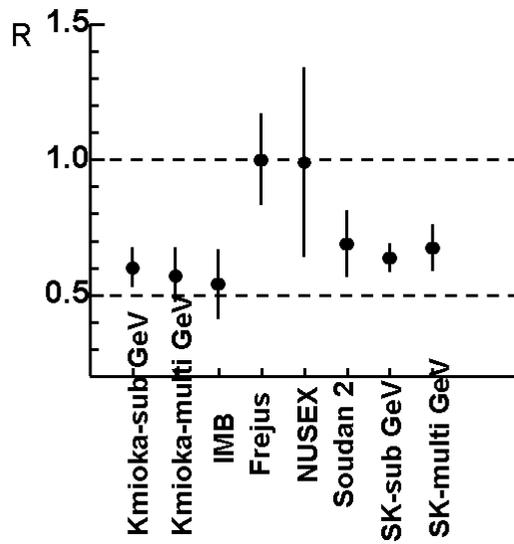


図 1.1: 大気ニュートリノの観測における各実験の R 値

ノ振動の解として、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_x (x \neq e)$ 振動がもっとも有力であり、このモードに対する振動パラメータの許容範囲は、

$$\sin^2 2\theta > 0.88$$

$$1.5 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 5 \times 10^{-3} (90\% C.L.)$$

結果が得られている。SK では、中性カレント反応事象を用いた解析や地球内部での物質効果を考慮にいれた解析なども行われている。その結果から、反応しないニュートリノ ν_s への振動モード $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ は 99 % C.L. で棄却されている。

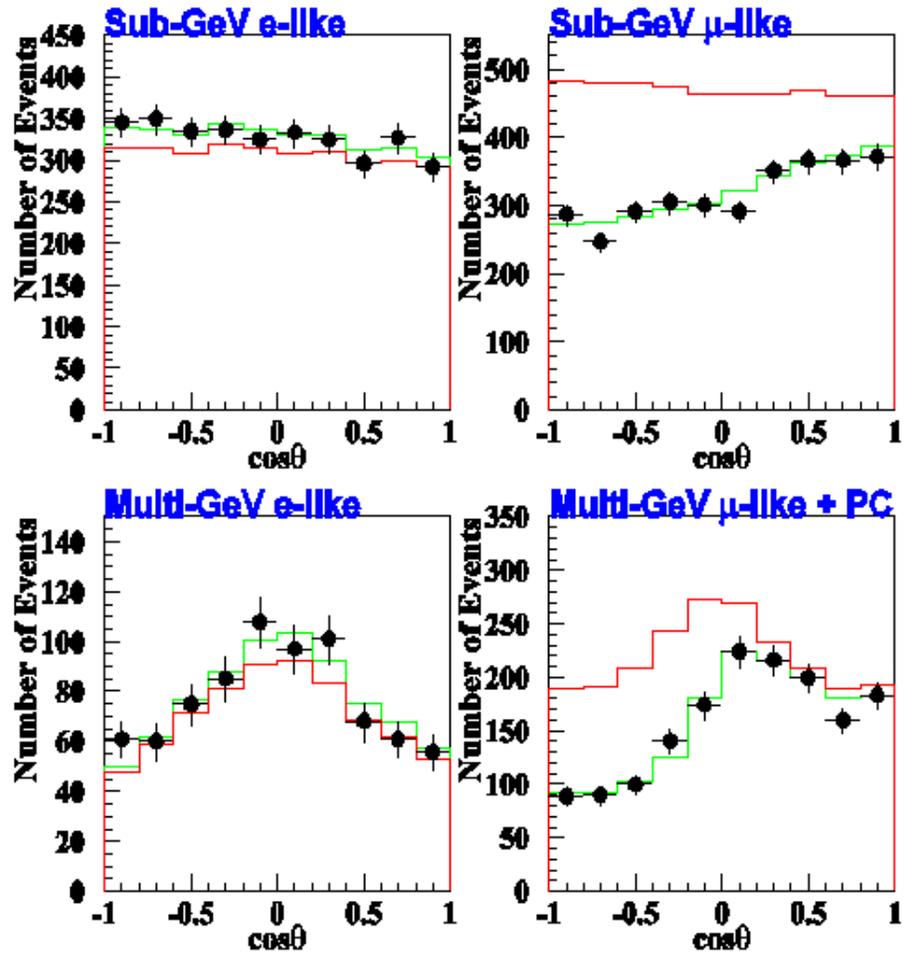


図 1.2: Super-Kamiokandeにおける sub-GeV($<1.33\text{GeV}$), multi-GeV($>1.33\text{GeV}$) での e-like, μ -like ニュートリノ事象の天頂角分布。赤線は振動がない場合の期待される事象数、緑線は最適フィットの結果。点はデータ。

1.2.2 太陽ニュートリノの観測

太陽は内部の反応によりニュートリノを発生させている。太陽で発生するニュートリノは標準太陽モデルによって予測される。しかし、Davisが ^{37}Cl を用いて太陽ニュートリノを観測したところ標準太陽モデルから予測されるニュートリノフラックスに対して33%と少ない結果を得た。また、他に ^{71}Ga を用いた実験なども行われたがいずれも予想されるニュートリノフラックスと比較して58%と少ない結果であった。このフラックスの減少がニュートリノ振動によるものなのか、あるいは太陽モデルに問題があるのかは、これらの結果だけでは言えない。しかし、カナダで行われたSNO実験によるフラックス測定の結果はニュートリノ振動によるものであることが強く示唆する。SNO実験は水チェレンコフ型のニュートリノ検出器であるが、重水を使用している。したがって中性子を検出を効率良く検出することにより、荷電カレント反応や電子による弾性散乱反応だけでなく中性カレント反応に対する感度も高い。

SKやSNOではチェレンコフ閾値のために太陽ニュートリノの中でもエネルギーの高い $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ の反応から生じる ν_e を主に観測する。

荷電カレント反応では ν_e に対してのみ感度があり、電子との弾性散乱反応に対しては、わずかではあるが ν_μ 、 ν_τ に対しても感度がある。中性カレント反応では ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ に対して等しく感度がある。したがって中性カレント反応で測定されたニュートリノフラックスはニュートリノ振動によらない値となる。¹また、荷電カレント反応によって観測する ν_e は、ニュートリノ振動が生じていればフラックスが減少する。このようにSNOではニュートリノ振動の検証をおこなうのに太陽モデルとの比較を行う必要がない。

SNOによって測定されたニュートリノフラックスの結果 [3] を図 1.3 に示す。荷電カレント反応および弾性散乱によるフラックスの測定結果はそれぞれ、

$$\phi_{CC} = 1.75 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\phi_{ES} = 2.39 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

となり、これらの差はニュートリノ振動による ν_e の減少として説明がつく。また、中性カレント反応による全ニュートリノフラックス

$$\phi_{NC} = 5.09 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$$

は、太陽モデルによる予想値と一致している。したがって、 $\nu_e \rightarrow \nu_x$ の振動モードでのニュートリノ振動を強く示唆する。

¹反応しないニュートリノへは振動しないと仮定する

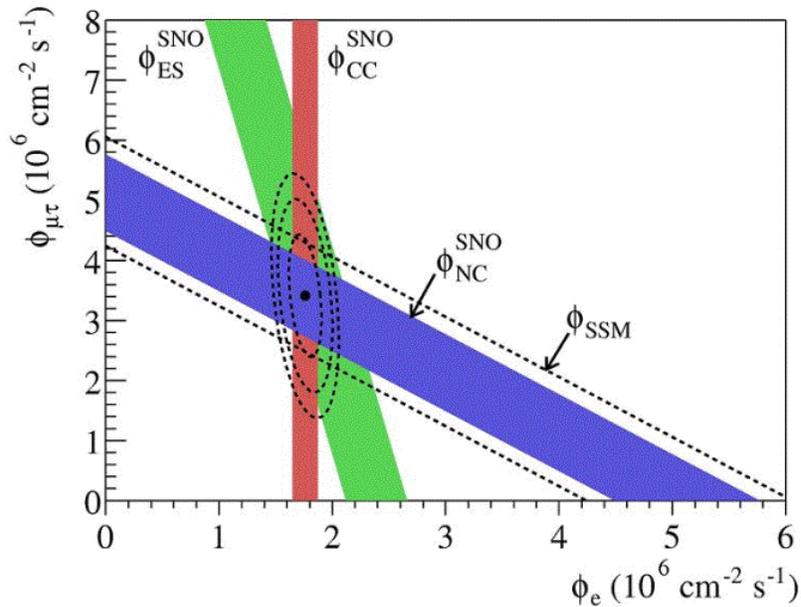


図 1.3: SNO によるフラックスの測定結果。中性カレント反応によるフラックス測定は太陽モデルによる予想と一致している。荷電カレント反応によるフラックスの減少はニュートリノ振動によって、 ν_e が ν_μ あるいは ν_τ に変わったとすれば説明できる。

1.2.3 原子炉ニュートリノの観測

KamLAND 実験は原子炉で発生する $\bar{\nu}_e$ を観測する。

KamLAND 検出器は Super-Kamiokande と同じ神岡鉱山内にあり液体シンチレータが詰められた検出器である。 $\bar{\nu}_e$ による荷電カレント反応で生じる中性子が陽子によって捕獲され 2.2MeV のガンマ線を放出する。このガンマ線と最初に発生する陽電子との同時計数によって、低バックグラウンドでニュートリノ事象を観測する。検出器は多くの原子炉からの距離がほぼ 180 km 程度に場所に位置しており、 $\Delta m^2 \approx 10^{-6}$ 程度の質量差のニュートリノ振動に対して感度がある。ニュートリノ反応事象数は原子炉の出力電力から予想される。図 1.4 に他の原子炉実験とあわせて原子炉から検出器までの距離および実際の観測事象数とニュートリノ振動がない場合に予想される事象数との比を示す。KamLAND では予想される事象数にたいして実際に観測した事象数の比が $0.611 \pm 0.085 \pm 0.041$ という結果を出した [10]。これは、ニュートリノ振動によって $\bar{\nu}_e$ が別のニュートリノに変わったことを示唆している。

1.2.4 加速器を用いた振動実験

SK における大気ニュートリノ観測から得られた $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の振動モードの示唆を、加速器を使って人工的にニュートリノを発生させ、ニュートリノ振動の振動パラメータを

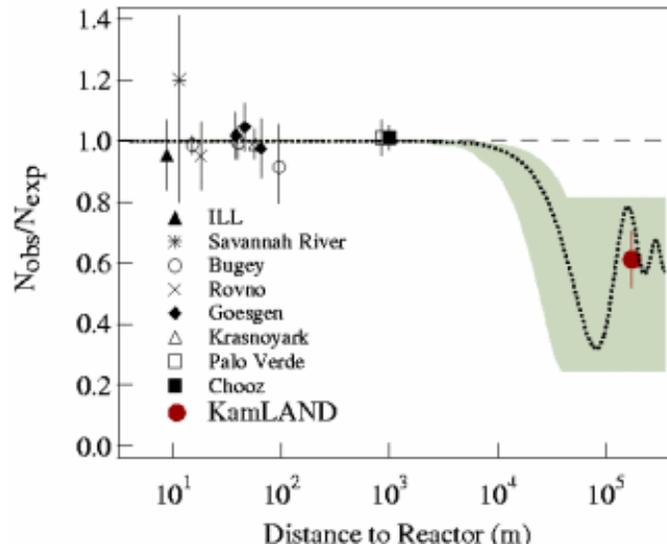


図 1.4: 原子炉ニュートリノ実験における観測されたニュートリノ事象数と予想される数との比。点線は $\Delta m^2 = 6.9 \times 10^{-5}$, $\sin^2 2\theta = 1$ で予想されるニュートリノ振動パターン。

測定する実験も行われている。本実験 K2K が行われる以前のニュートリノ振動実験は、ニュートリノの生成点から観測地点までの距離 L とニュートリノのエネルギーの関係から大気ニュートリノ観測で示唆される振動パラメータにたいして感度がなかった。しかし、K2K(KEK-PS-E362) 実験は、ニュートリノの平均エネルギー 1.3GeV、ニュートリノの生成点から観測地点までの距離 250km という、長基線実験であり、 $\Delta m^2 \approx 10^{-3}$ 付近の領域を探索できる。

次章では K2K 実験について詳細に述べる。

第2章 K2K 長基線ニュートリノ振動実験

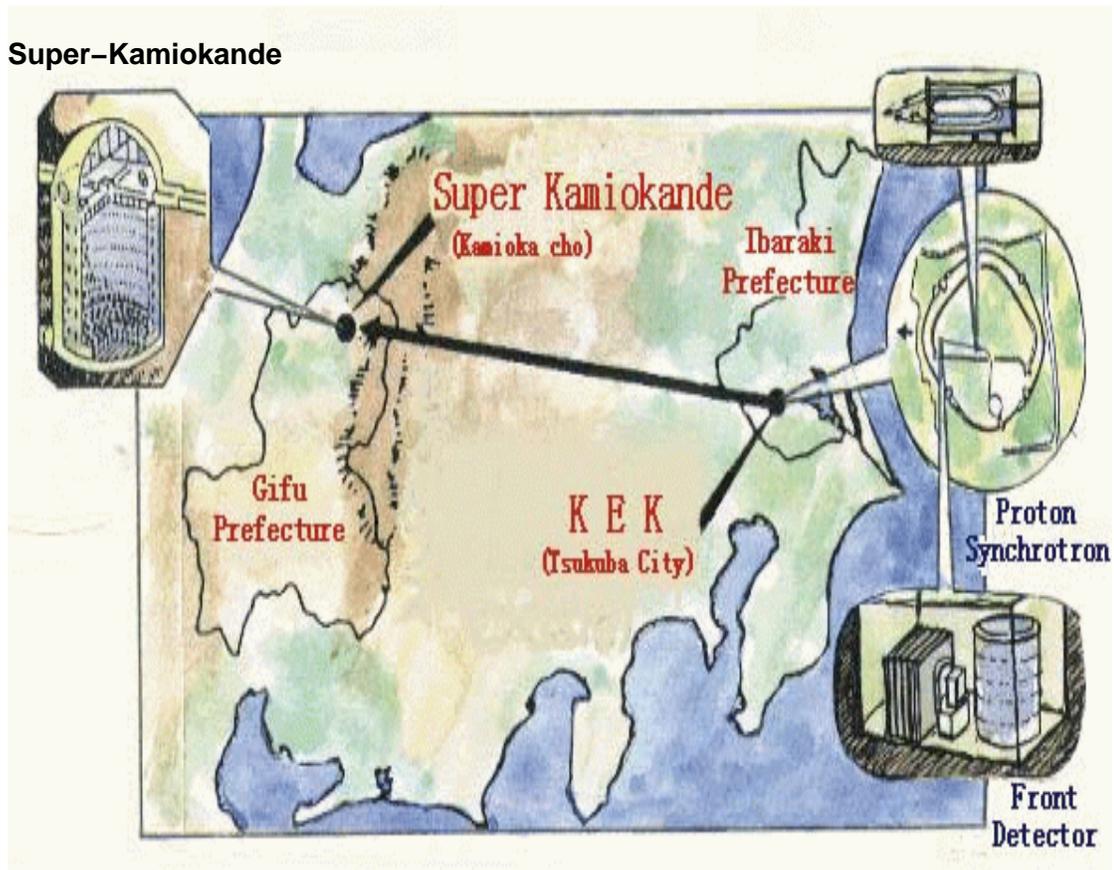


図 2.1: KEK と SuperKamionade の位置

2.1 実験の概要

2.1.1 実験の目的

K2K(KEK-to-Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験 (KEK-PS E362 以下 K2K 実験) は、つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で 12GeV 陽子シンクロトロン加速器 (12GeV KEK-PS) からの陽子ビームを用いて、ほぼ純粋なミュオンニュートリノ

(ν_μ) のビームを生成する。このビームを KEK 内に設置された前置検出器および 250km 離れた先の岐阜県吉城郡神岡町にある東京大学宇宙線研究所宇宙素粒子研究施設付属の大型水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置 (Super-Kamiokande 以下 SK) にてそのニュートリノを検出する。両者で得られる結果を比較することでニュートリノ振動を観測し、ニュートリノ振動のパラメータを測定することを目的とする。

2.1.2 実験の原理

K2K 実験では KEK の 12GeV 陽子シンクロトロンを用いてニュートリノビームを生成する。また KEK では前置検出器を設置し生成直後のニュートリノのエネルギー、角度分布、フラックス、成分を測定する。これらのデータをもと前置検出器から 250km を飛来した後に SK で得られる観測されるニュートリノ事象数、成分、エネルギーを予測する。そして実際に SK で得られたニュートリノ観測事象数、エネルギー、成分と比較することでニュートリノ振動の観測を行い、ニュートリノ振動の観測から振動パラメータの値 (Δm^2 、 $\sin^2 2\theta$) を測定することができる。

本実験の大きな特徴は、第一に平均エネルギー 1.3GeV のニュートリノを 250km 離れた 2 点によってを観測するために大気ニュートリノで得られた振動パラメータ領域のニュートリノ振動を探索できる。さらに、ニュートリノの飛来する距離および角度が正確にわかっているために、特に Δm^2 を大気ニュートリノの観測を上回る精度で決定できることである。

K2K 実験では、ニュートリノ振動として次の振動モードを探索する。

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau (\text{disappearance})$$

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_e (\text{appearance})$$

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動は大気ニュートリノの観測で示唆される振動モードである。K2K 実験において生成されるミューオンニュートリノは、平均 1.3GeV のエネルギーであるため、 ν_τ の荷電カレント反応で τ 粒子を生成することができない (閾値 3.47GeV)。したがって、振動の効果はニュートリノ反応事象数の減少という形で観測される。(disappearance 実験)

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動では、前置検出器において ν_e の混入率を測定し、SK においてこの混入率を上回る ν_e 反応事象数が観測されるならば、このモードでのニュートリノ振動の証拠となる。(appearance 実験)

次節ではニュートリノビームの生成から前置検出器、SK までの各種装置について述べていく。

2.2 K2K 実験の構成

2.2.1 12GeV 陽子シンクロトロンと陽子ビームライン

KEK-12GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) は 1 サイクルあたり 7×10^{12} の陽子を 12GeV まで加速する。1 サイクル 2.2 秒で $1.1\mu\text{s}$ スピル中に 9 バンチが含まれる。この 9 バンチ構造のスピルはキッカー電磁石の速い取り出しによって PS からビームラインに取

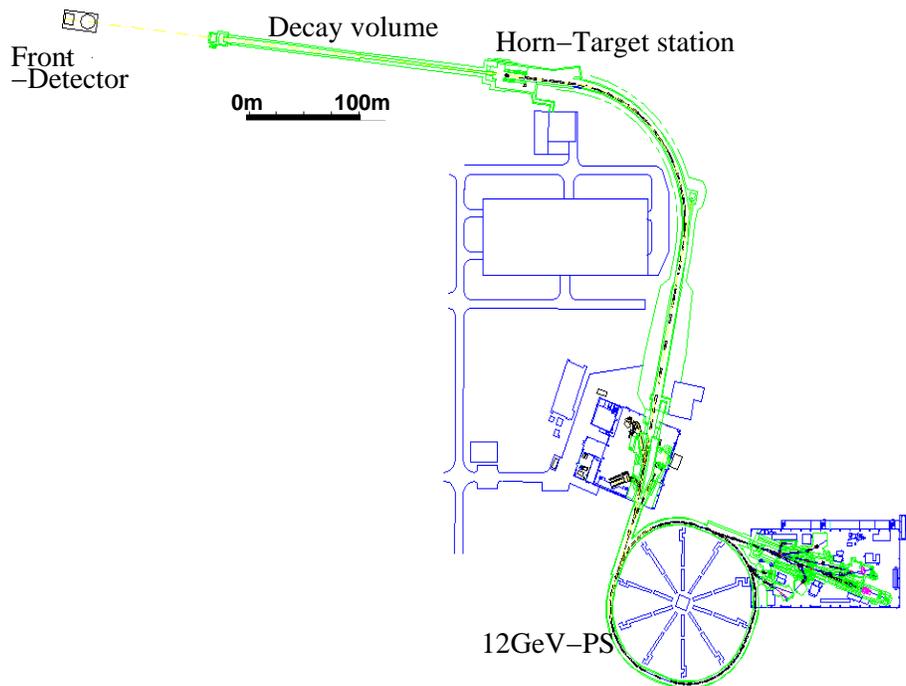


図 2.2: 12GeV-PS とニュートリノビームライン

り出される。この $1.1\mu s$ のスピルの構造はニュートリノ事象とニュートリノ起源でない事象との区別を行うために重要である。

陽子シンクロトロンから速い取り出しモードで取り出された陽子は、電磁石群によって約 90 度曲げられニュートリノ生成標的まで導かれる。陽子を取り出される地点からニュートリノ生成標的までの間には陽子ビームの強度、プロファイルおよび輸送率をスパイルごとに測定する各種モニターが設置されている。陽子ビームの強度測定には CT (Current Transformer) と呼ばれる、直径 12cm のコイルが使用される。陽子ビームがコイルの中を通過する際、誘導される電流によって陽子ビームの強度をモニターすることができる。陽子ビームライン上には 13 個の CT が設置され、各地点での CT で得られる陽子ビーム強度を比較することで陽子ビームの輸送率もモニターすることができる。ビーム取り出しからニュートリノ生成標的までのビーム輸送率は 96 % 程度である。CT は、そのコイル中にパルスカレントを通すことにより、校正されるが、100m の同軸線において生じるノイズによって $\pm 10\%$ の系統誤差を持っている。

陽子ビームのプロファイルは SPIC (Segmented Plate Ionization Chamber) によって測定される。SPIC はカプトンテープで包装された 3 層の銅板シートからなるイオンチェン

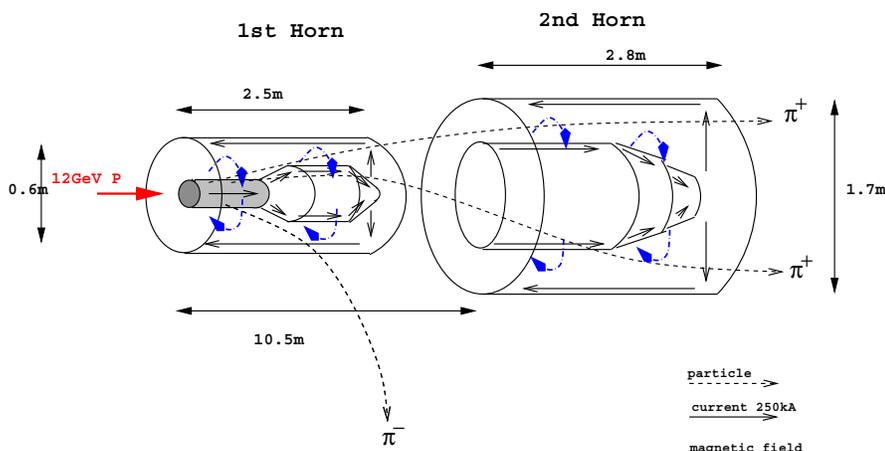


図 2.3: 電磁ホーンの模式図。図の矢印に沿って最大 250kA の電流が流される。

バーである。中心となる層は負の高電圧が印加されアノードとして働く。両側の 2 層カソードとして働き 3 2 分割されており、1 層は水平方向、もう 1 層は垂直方向にシグナルが読み出される。感度のある領域が 4.1cm 四方のものと 16cm 四方のものが使用される。陽子ビームのプロファイルはスピルごとにモニターされる。

2.2.2 ニュートリノ生成標的と電磁ホーン

陽子ビームはターゲットステーションまで導かれ、ここでアルミニウム標的に入射する。アルミニウム標的は直径 3cm、長さ 65cm の円柱状であり、2 つある電磁ホーンのうちビーム上流側の電磁ホーンと一体となっている。電磁ホーンには、陽子ビームのスピルのタイミングに合わせて 2.2sec ごとに 250kA/2msec のパルス電流がながされ (1999 年 6 月は 200kA)、最大 3.3T のトロイダル磁場を励磁する。図 2.3 に示すように 12GeV の陽子がアルミニウム標的に衝突すると π 粒子が生成される。電磁ホーンは Super-Kamiokande の方向に向けて π^+ のみを収束させ、 π^- を外向きに掃きだす。このように電磁ホーンによって選択的に π^+ を収束させてやることで得られるニュートリノフラックスは図 2.4 のように電磁ホーンを使用しない場合の約 20 倍になる。

第 2 ホーンの直後にニュートリノビームのエネルギー分布および角度分布測定する時は π 中間子モニター (PIMON) と呼ばれるビームモニターを設置する。PIMON はリングイメージ型ガスチェレンコフ検出器で、 π^+ の運動量分布および角度分布を測定し、前置検出器および SK におけるニュートリノビームのエネルギーおよび広がり予測するためのものである。 π^+ の運動量分布および角度分布を測定しておく、その $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の 2 体崩壊反応より、 ν_μ のエネルギー分布および角度分布を予測することができる。そして、PIMON で得られた測定結果によりニュートリノエネルギースペクトルと角度分布についての前置検出器と SK との比 ($R(\text{far}/\text{near}); \text{far-near-ratio}$) を求め、前置検出器での測定結果が SK に外挿され、実際の SK での観測結果との比較が行われる。

PIMON を通過した π^+ は、そのあとにつづく長さ 200m の崩壊トンネル内に入る。崩

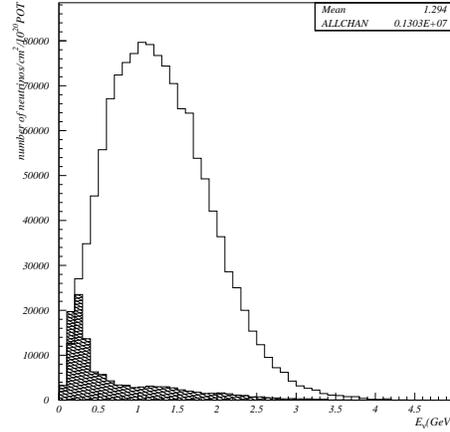


図 2.4: 電磁ホーンを使用したとき得られるニュートリノフラックスをシミュレーションした図。X 軸はニュートリノのエネルギー、Y 軸は 10^{20} 個の陽子をターゲットに入射したのフラックス。ハッチがかかったヒストグラムは電磁ホーンを使用しないときのフラックス

壊トンネル内にはヘリウムが充填されており、その中で π^+ は $\mu^+\nu_\mu$ に崩壊する。崩壊トンネルの終端にはビームダンプが設置されており、ここで未反応の陽子、 π^+ は止められる。

ビームダンプの直後には、図 2.5 に示すミュオンモニター (MUMON) と呼ばれるビームモニターが設置されている。ミュオンモニターはイオンチェンバーとシリコン検出器により構成されている。 π^+ の崩壊により生成される μ^+ を検出し、モニターすることでニュートリノビームの X 方向 Y 方向の広がりを測定し、ビームの方向をモニターすることができる。ビームダンプを乗り越える ($p_\mu > 5.5 \text{ GeV}$) 高いエネルギー μ^+ しか検出できないが、ビームの相対的強度の安定性もモニターすることができる。

MUMON のあとには長さ 100m の土盛りがあり、MUMON を通過した μ^+ はすべて止められる。そしてその下流にある前置検出器において、ほぼ純粋な ν_μ ビームを得ることができる。

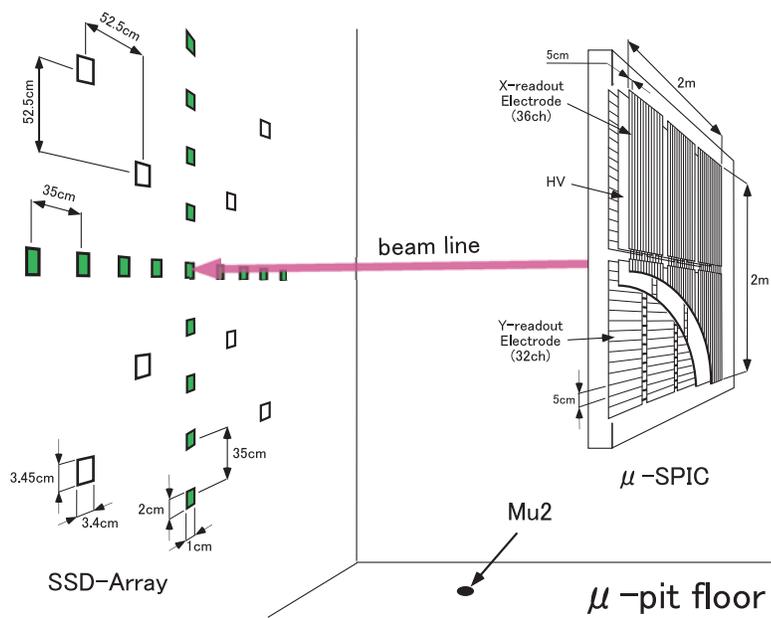


図 2.5: MUMON の模式図。ビーム上流からイオンチェンバー、シリコン検出器が設置されている。

2.2.3 前置検出器とスーパーカミオカンデ (SK)

前置検出器 (FD) は、陽子のアルミニウム標的から 300m のところに掘られた実験ホール (直径 25m、深さ 15m) に設置されている。前置検出器ではニュートリノビームラインで生成されたニュートリノのエネルギースペクトル、フラックス、 ν_e の混入率、ビームプロファイルを測定する。

前置検出器は図 2.6 のように、1kt 検出器、SciFi 検出器、LG 検出器、MRD 検出器から構成される。ニュートリノビームは前置検出器を通過し、250km 先のスーパーカミオカンデへ飛来する

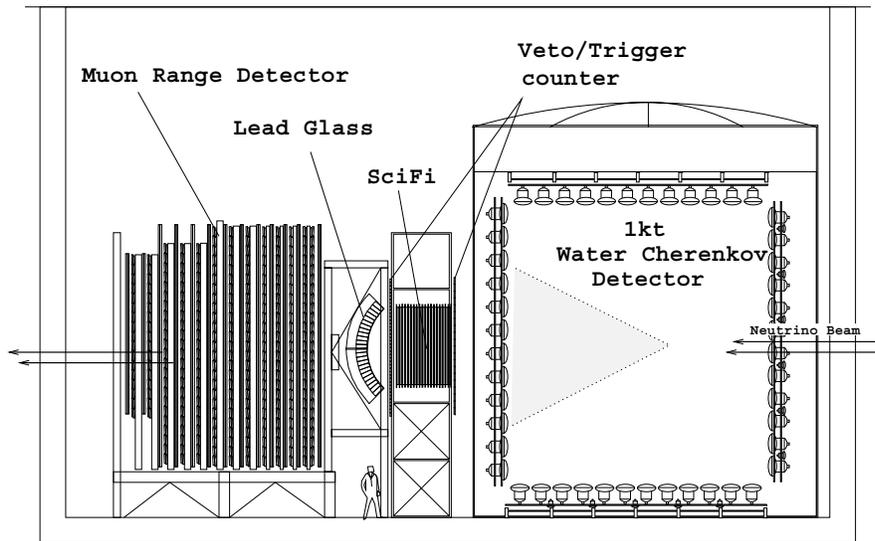


図 2.6: 前置検出器

前置検出器およびスーパーカミオカンデにおけるニュートリノ検出の原理はニュートリノが検出器内の核子に衝突し、弱い相互作用を通じておこる反応で生じる荷電粒子を検出することである。また、現在、ニュートリノのエネルギー再構成には図 2.7 で示すような荷電カレント準弾性散乱反応 (CCQE) を利用して行われる。この反応は 2 体反応なので、図 2.7 の CCQE 反応における μ を検出しビームに対する角度 θ と運動量を測定することでニュートリノのエネルギーは次式で再構成される。

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu}$$

ここで、 m_N, m_μ はそれぞれ核子、ミューオン質量、 E_μ, p_μ はそれぞれミューオンのエネルギーと運動量、 θ_μ はミューオンのニュートリノビームに対する角度である。

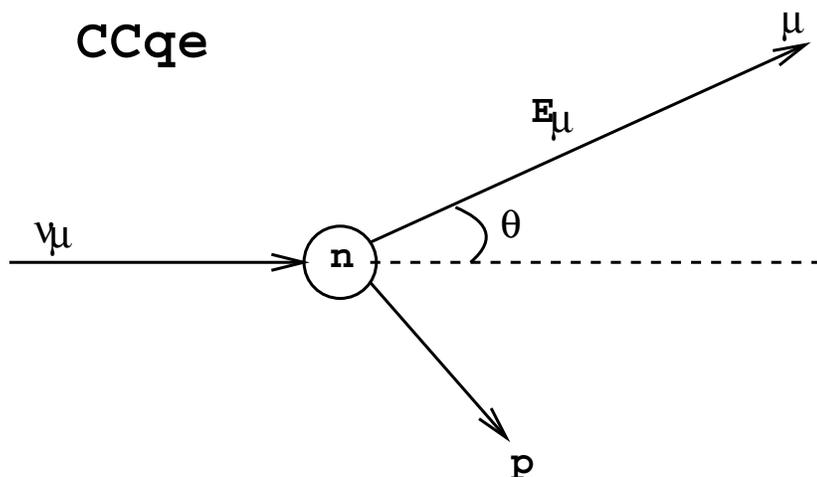


図 2.7: 荷電カレント準弾性散乱反応 (CCQE) の模式図。

CCQE 反応でない他のニュートリノ反応を non-QE 反応と呼び、主に π を伴う反応などがある。non-QE 反応も前置検出器、SK で検出されるが精度のよいエネルギー再構成を行うためには CCQE と non-QE 反応の識別が重要である。

これらのニュートリノ反応を検出するための前置検出器として設置されている 1kt 検出器、SciFi 検出器、LG 検出器、MRD 検出器のニュートリノ反応検出の原理と主な特徴について述べる。

1kt 水チェレンコフ型検出器 (1kt)

1kt 水チェレンコフ型検出器 (1kt) は、その円筒型のタンクの中に 1000t の超純水を蓄えることができる。超純水の中を光速を超えて走る荷電粒子が発するリング状のチェレンコフ光の光量分布、時間情報、リングパターンから粒子の同定を行い、運動量を測定することができる。

円筒型のタンクの内部は内水層と外水層に光学的に分離されている。内水層の壁面には SK で使用されているのと同じタイプの 20inch 光電子増倍管 680 本が内向きに取り付けられている。外水層には、8inch の光電子増倍管 68 本が外向きに取り付けられている。内水層はニュートリノ事象検出に、外水層はニュートリノ事象と宇宙線ミューオンや周囲の岩盤で生じるミューオン等を判別するために用いられている。1kt の利点は、ニュートリノビームの性質を SK と同じ測定原理、検出装置、解析方法によって測定を行うことができる点にある。そのため、検出器の違いから生じる系統的な誤差をキャンセルする。したがって、現在 1kt はニュートリノ振動がない場合、SK で期待されるニュートリノ反応事象数をもっとも小さな系統誤差で予測している。

しかし、1kt 検出器ではニュートリノ反応で生成される陽子の大半はチェレンコフ閾値 (1.4GeV) を超えない。したがって、ニュートリノによる CCQE 反応はミューオンの 1

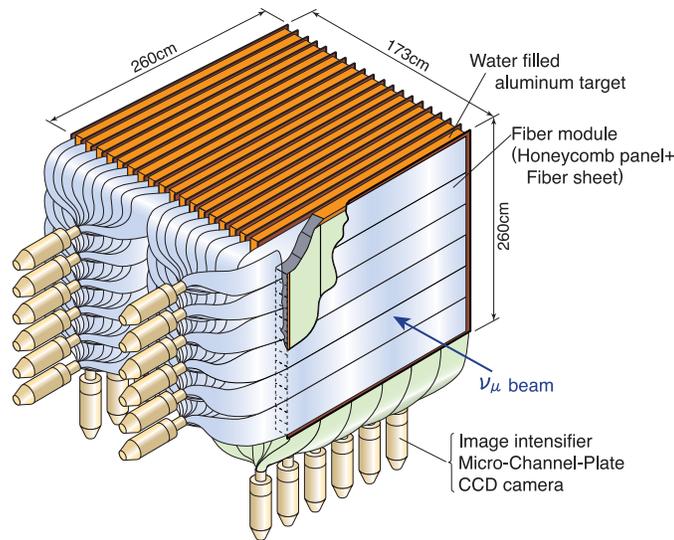


図 2.8: SciFi 検出器

リングのみが観測される「1-ring μ like 事象」として検出される。しかし、non-QE 反応で生成される π がチェレンコフ閾値を (210MeV) を超えないと CCQE と同じ「1-ring μ like 事象」として観測される。したがって、「1-ring μ like 事象」には non-QE 事象もバックグラウンドとして含まれてしまう。また、1kt においてニュートリノのエネルギー再構成ができるのはミュオンが 1kt 内で止まる。「1-ring μ like Fully Contained 事象」に限られる。したがって、エネルギーが 1GeV 以上のニュートリノに対しては、生成されるミュオンが 1kt 外部につき抜けてしまうために、アクセプタンスが小さくなってしまう。

SciFi 検出器

シンチレーティングファイバー検出器 (SciFi) は、アルミニウム箱内に水を充填した標的とシンチレーティングファイバーシートを交互に 20 層ずつ配置した、多層サンドイッチ構造の検出器である。シンチレーティングファイバーシートは、直径 0.7mm のシンチレーティングファイバーを 2 層依積みにならべ、シート状にしたものである。このシートを X 方向と Y 方向に重ねて使用し、荷電粒子のヒット情報から飛跡を再構成することができる。

シンチレーティングファイバーの読みだしには、イメージインテンシファイアチューブ (IIT) と CCD カメラが用いられるため、時間分解能が $100\mu s$ しかない。そのため、イベント情報がニュートリノビームのスピルに同期したものであることを保証するために、SciFi で再構成された粒子軌跡と SciFi 検出器下流に設置されているプラスチックシンチレーターホドスコープ (TGC) でのヒット情報とのマッチングを行っている。

TGC は SciFi 検出器ビーム上流側にも設置されており、1 kt などの上流で生成された μ を取り除く働きをしている。

SciFi 検出器は陽子も検出することができ、2トラック事象に関して、CCQE 反応から

予想される陽子のビームに対する角度と実際に観測した軌跡の角度の差が小さい事象を選択すると高い purity で CCQE を選び出すことができる。

しかし、陽子と π の識別を行っていないために、non-QE 事象において、陽子あるいは π が検出されないと 2トラック事象となり、non-QE 事象がバックグラウンドとして混入する。

鉛ガラスカロリメータ (LG)

鉛ガラスカロリメータは、ビーム軸に垂直で、上下に湾曲した形をしている。1モジュール 60 個 (縦 12×横 5) の鉛ガラスカウンター、10モジュールによって構成されている。SciFi 検出器で生成された電子を同定しエネルギーの再構成を行うことでニュートリノビーム中の ν_e の混入率を測定することができる。現在得られている結果は、

$$\frac{\nu_e}{\nu_\mu} = 1.6 \pm 0.43(stat.)_{-0.64}^{+0.76}(sys.) \%$$

となっている。2003 年現在ではすでに取り外されて、代わりに SciBar 検出器がインストールされている。

ミューオンレンジ検出器 (MRD)

ミューオンレンジ検出器 (MRD) は、ドリフトチェンバー層と鉄板が交互に 14 層並べられた多層サンドイッチ構造をしている。ニュートリノ反応で生成される μ の飛程とニュートリノビームに対する角度を測定する。

前置検出器の最下流に設置されており、ビーム上流から見た断面積は 760cm×760cm と大きなアクセプタンスと質量をもっている。

そのため、ニュートリノビームのプロファイルと安定性を測定することに適している。MRD で得られたニュートリノイベントレートの安定性を図 2.9 に、ニュートリノビームのプロファイルの安定性を図 2.10 に示す。

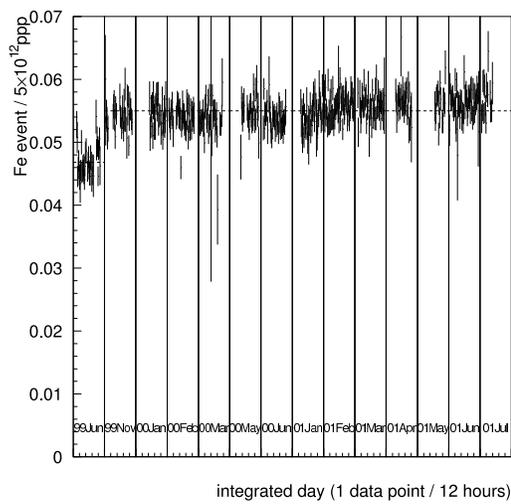


図 2.9: MRD でのニュートリノイベントレート。図中の各点は 2 日間のイベント数を MUMON のイベント数で割ったものである。期間は 1999 年 11 月から 2001 年 7 月で、この期間中はイベントレートは安定している。

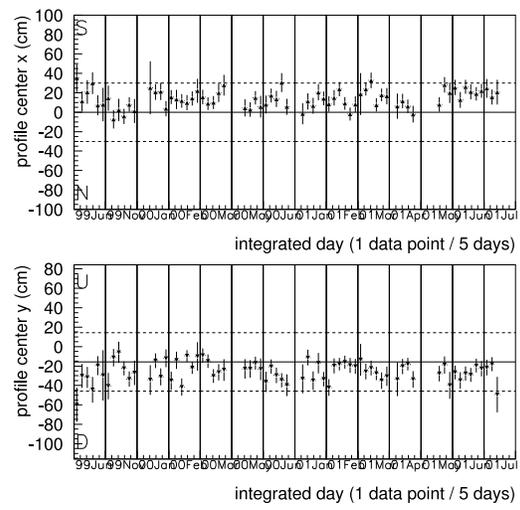


図 2.10: MRD での、ニュートリノビーム方向の安定性のモニター。上図が水平方向、下図が鉛直方向のモニター結果である。期間は 1999 年 11 月から 2001 年 7 月で図の点線はターゲットから 1mrad を示している。ビーム方向は 1mrad 以内の精度で安定している。

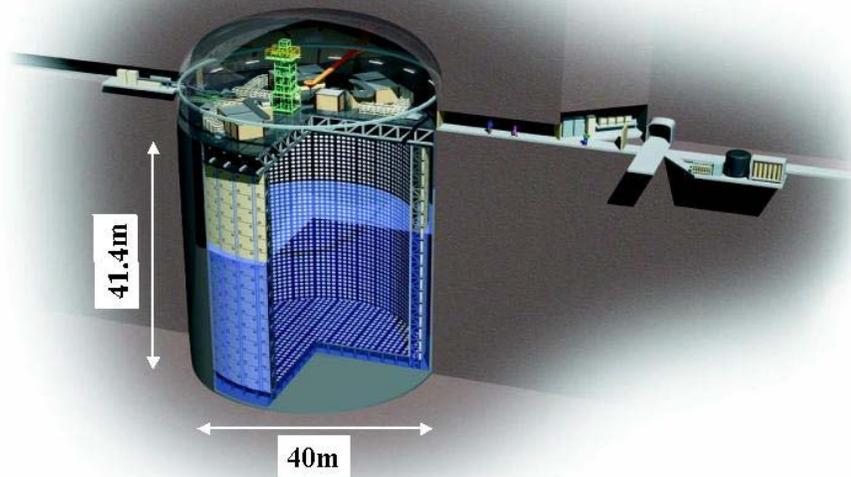


図 2.11: スーパーカミオカンデの概略図

2.2.4 スーパーカミオカンデ (SK)

K2K 実験では、前置検出器から 250km 離れた位置に設置されているスーパーカミオカンデ水チェレンコフ型検出器を、後置検出器として用いる。スーパーカミオカンデは山頂から 1000m (水に換算して 2,700m) の地下に設置されているために、宇宙線バックグラウンドの強度が地表に比べて 10^{-5} 倍と小さく、頻度が 2 Hz にまで抑えられている。

スーパーカミオカンデの検出器概略図を図 2.11 にしめす。スーパーカミオカンデは直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型の水層でその中に 50,000t の超純水が蓄えられる。水層内部は内水層と外水層が光学的に分け隔たれており、内水層の内側側面には 11,146 本の直径 20inch PMT が内向きに取り付けられ、外水層には、直径 8inch PMT が外向きに 1,885 本取り付けられている。荷電粒子検出原理は、1kt 検出器と同原理である。リングパターンの情報から、電子および μ を識別する。K2K 実験においてニュートリノエネルギーの再構成には、チェレンコフリングが 1 つでかつ、反応点が 25kt の Fiducial 体積内にあり、生成粒子が水層内に含まれている μ like 事象 (FC 事象) が選択される。

また、K2K 実験では KEK-PS の陽子ビームとのタイミングが GPS (Global Positioning System) のクロック信号を用いてビームスピルに同期した $1.5\mu s$ のゲートを設けることで K2K 実験のニュートリノビーム起源のニュートリノ事象を同定することができる。図 2.12 にビームに同期したスーパーカミオカンデにおけるニュートリノ事象数を示す。

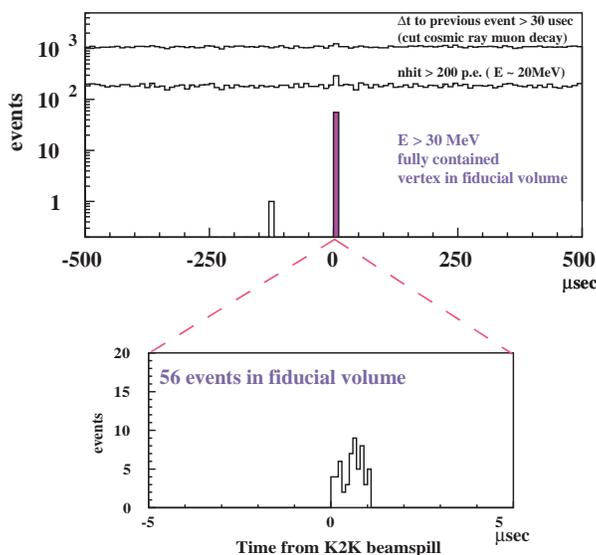


図 2.12: ビームに同期したスーパーカミオカンデにおけるニュートリノ事象数

2.2.5 K2K 実験の最新結果

K2K 実験では前置検出器と SK でのニュートリノ反応事象数の比較とエネルギースペクトルの比較によってニュートリノ振動を観測した。 [4]

ニュートリノ反応事象数の比較

前置検出器におけるニュートリノ反応事象数から、SK においてニュートリノ振動がない場合に期待されるニュートリノ反応事象数 N_{exp}^{SK} はつぎのように求められる。

$$\begin{aligned}
 N_{exp}^{SK} &= \left(\int \Phi_{SK}(E_\nu) \cdot \epsilon_{SK}(E_\nu) \cdot \sigma_{SK}(E_\nu) dE_\nu \right) \cdot M_{SK} \cdot POT_{SK} \\
 &= \int \frac{n_{obs}^{near}(E_\nu)}{\epsilon_{near}(E_\nu)} \cdot \frac{\Phi_{SK}(E_\nu) \cdot \sigma_{SK}(E_\nu) \cdot M_{SK}}{\Phi_{near}(E_\nu) \cdot \sigma_{near}(E_\nu) \cdot M_{near}} \cdot \frac{POT_{SK}}{POT_{near} \cdot \epsilon_{SK}(E_\nu)} dE_\nu
 \end{aligned}$$

ここで、

N_{exp}^{SK} : スーパーカミオカンデで予想されるニュートリノ反応事象数

n_{obs}^{near} : 前置検出器で観測された各エネルギー領域ごとのニュートリノ反応事象数

$\epsilon_{near}, \epsilon_{SK}$: ニュートリノ事象の検出効率

$\sigma_{near}, \sigma_{SK}$: ニュートリノ反応断面積

Φ_{near}, Φ_{far} : ニュートリノフラックス

M_{near}, M_{SK} : 検出器の有効質量

POT_{SK}, POT_{near} : 標的に衝突した陽子数

である。ニュートリノフラックス比 $R = \Phi_{SK}/\Phi_{near}$ は、PIMON の測定によって調製されたビームモンテカルロシミュレーションによって計算される。

このように求められた N_{exp}^{SK} が実際に SK において観測されたニュートリノ反応事象数 N_{obs}^{SK} にくらべ小さい場合ニュートリノ振動の兆候を得たことになる。

現在 (2001 年 7 月) までの結果として、SK での予想値 $N_{exp}^{SK} = 80.1^{+6.2}_{-5.4}$ に対し、実際に観測された事象が $N_{obs}^{SK} = 56$ であった。これは、98.7 % C.L.(confidence level) で「ニュートリノ振動が起こっていない」という仮説を棄却する。

スペクトルの測定

ニュートリノ振動の確率は、ニュートリノ生成地点からの距離とニュートリノのエネルギーの関数となるが、K2K 実験ではニュートリノ生成地点から観測地点までの距離は 250km と決まっているためにエネルギーのみに依存する。生成されたニュートリノのエネルギーは広がりをもっているためにエネルギーごとに振動の様子は異なってくる。したがって、生成地点と 250km 先の観測地点ではエネルギースペクトルに歪みが生じることになる。

図 2.13 に測定されたエネルギースペクトルの最新結果を示す。図中のクロスはデータを、青の四角は振動がない時に SK で期待される 1-ring μ like 事象のエネルギースペクトル分布、赤のヒストグラムは likelihood method で得られた best fit の時のスペクトル分布を表している。このときの振動パラメータのは $\Delta m^2 = 2.8 \times 10^{-3} eV^2$ 、 $\sin^2 2\theta = 1.0$ という値であった。

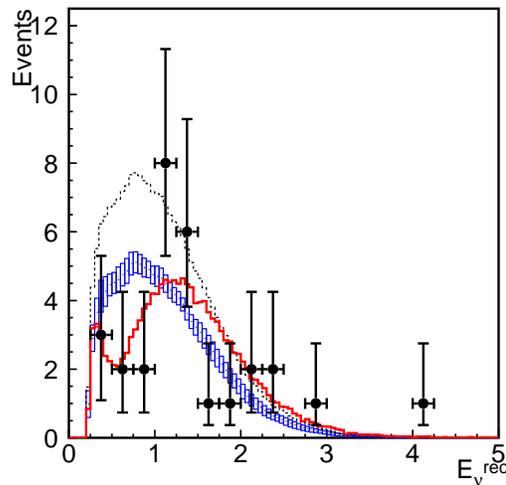


図 2.13: ニュートリノエネルギーのスペクトル分布。黒丸はデータ、長方形が振動がない場合に予想されるスペクトル (高さは系統誤差)、赤色のヒストグラムは best fit のスペクトルを示している。これらは観測事象数で規格化されている。黒点線は振動がない場合に期待される事象数も含めたスペクトル

振動パラメータ

また図 2.14 に Likelihood 法の解析による振動パラメータの許容領域を示した。そのパラメータ値は 90% C.L. にて

$$\Delta m^2 = 1.5 \sim 3.9 \times 10^{-3}, \sin^2 2\theta = 1.0$$

となっている。これは、SK の大気ニュートリノの観測から示唆されるニュートリノ振動パラメータと非常に良い一致を見せている。

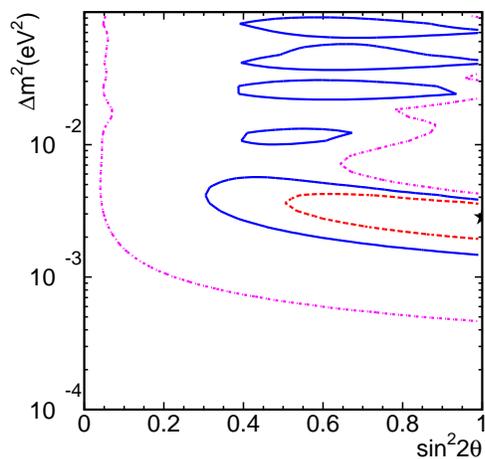


図 2.14: K2K 実験による振動パラメータの許容領域。68%, 90%, 99% C.L. の領域を示した。星印は最適値の点

第3章 SciBar 検出器

SciBar 検出器は K2K 実験のアップグレードとして LG 検出器に代わり SciFi 検出器と MRD 検出器との間にインストールされた。2003 年 6 月よりインストール作業が始まり 2003 年 10 月初頭からデータ収集を開始した。この章では SciBar 検出器開発の動機からその構成及び基本的な性能について述べる。

3.1 SciBar の開発の動機

前章で述べたように 2001 年までの K2K 実験におけるデータからニュートリノ振動現象の兆候が観測されている。ただし、その結果からもっとも振動の効果が期待できるエネルギー領域 (1GeV 以下) のニュートリノフラックスに 10%の系統誤差があり、スーパーカミオカンデにおける非弾性散乱反応由来のバックグラウンドの量に 20%の系統誤差がついている。

今後これらの系統誤差を押さえスペクトル解析の精度をあげるためには、前置検出器においてニュートリノフラックスを精密に測定することと、1GeV 以下のニュートリノ反応の詳細な解析と理解が必要である。本実験における 1 kt 検出器はスーパーカミオカンデと同様 CCQE 反応で生成される陽子や、non-QE 反応で生成される 1 部の π がチェレンコフ閾値を超えないため観測できないために CCQE 反応の non-QE 反応の識別能力は低い。また SciFi 検出器はファイバーシートの中に検出器にとって不感領域である厚さ 6cm の水の層がある。また、粒子飛跡検出のために 3 層のファイバーシートのヒット情報を要求すると 600MeV/c 以下の陽子を検出できない。したがって CCQE 反応を確実に検出するために、 μ と陽子の 2 トラックを要求すると検出効率が低下する。また陽子と π の識別を行っていないために、non-QE 反応において、陽子を検出できない事象が起こったときに π を陽子として誤識別し、CCQE 反応としてしまうことで、non-QE 反応がバックグラウンドとなる。

したがって、K2K 実験の前置検出器として 1GeV 以下のニュートリノ反応にも十分な検出効率を持ち、CCQE 反応と non-QE 反応に対して識別能力の高い検出器が必要である。そのために必要な性能は

- ニュートリノ反応で生成された粒子を確実に捉えるために、不感領域がない。
- 反応で生成された粒子の飛跡が見える。
- 検出できるニュートリノ反応の閾値を下げるために、短い飛跡から確実に検出できる
- CCQE と non-QE 反応の区別のために $p/\pi/\mu$ の識別ができる。

である。このような特性を備えた SciBar 検出器を我々は開発した。

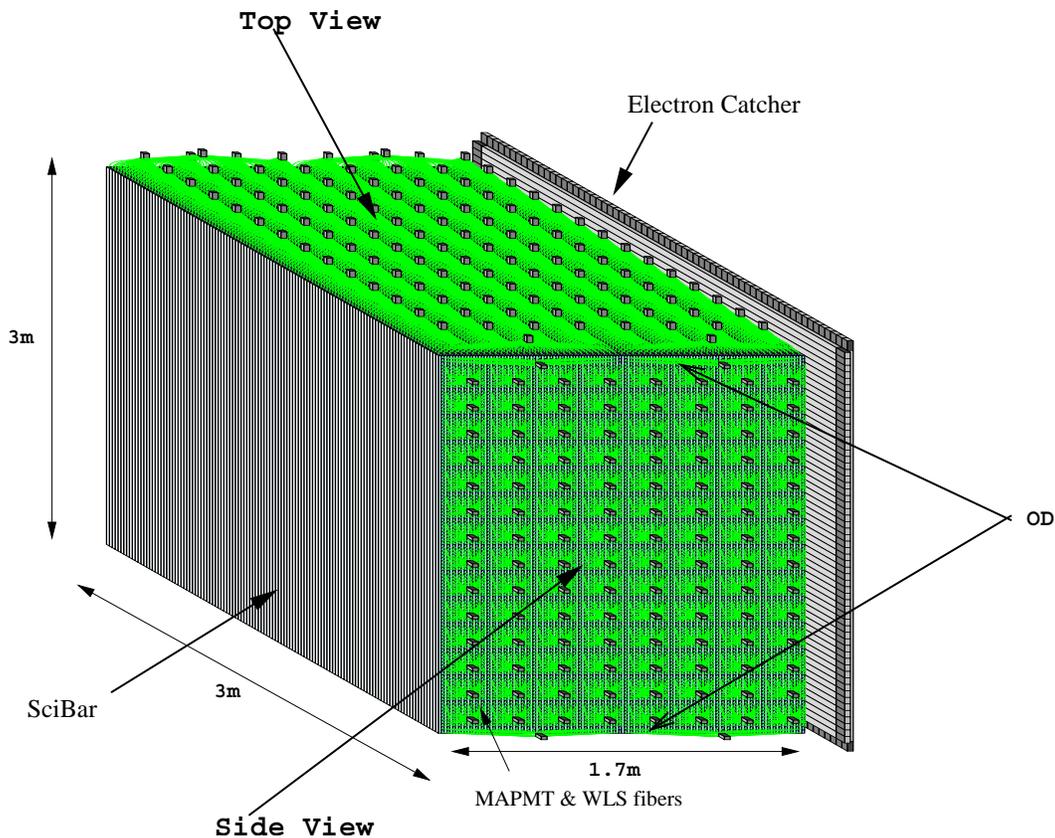


図 3.1: SciBar 検出器の概略図

3.2 SciBar 検出器の構造

図 3.1 のように SciBar 検出器は本体部 (3m×3m×1.7m) と本体後部の電子および光子検出用の Electron-Catcher と呼ばれる電磁カロリメータ、そして SciBar 本体から外部へ付き抜ける荷電粒子を捉える外部検出器 (OD) からなる。

3.2.1 SciBar 検出器本体部

特徴

我々の開発した SciBar 検出器本体部は (図 3.1) 次のような特徴をもっている。押し出し型シンチレータ棒 ($2.5 \times 1.3 \times 300 \text{cm}^3$) を用い全体を構成すし、ニュートリノターゲットと粒子検出を兼ねているために不感領域がない。また、14336 本のシンチレータ棒を用いファインセグメント化されているため粒子の軌跡を再構成することができる。粒子の再構成に 4 層以上のヒットを要求すると 350MeV 以上の陽子が検出可能であり、これは CCQE 反応で生成される陽子の約 82% に相当する。またシンチレータにおけるエネルギー損失と粒子の軌跡から dE/dx 情報を得る事ができる。この情報から陽子と π の識別が可能である。

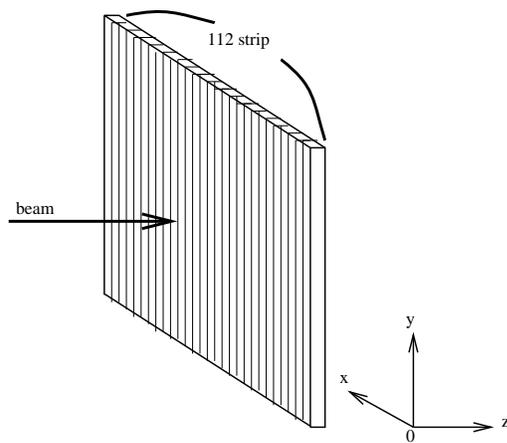


図 3.2: SciBar の X プレーン

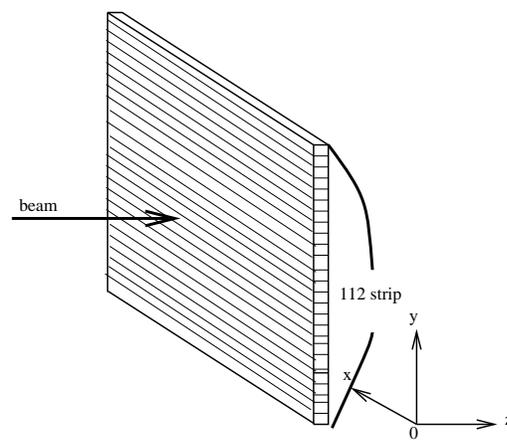


図 3.3: SciBar の Y プレーン

構造

次に SciBar 本体の構造について述べる。図 3.2 のようにシンチレータ棒を 112 本を鉛直にしてならべたものを X プレーンとよぶ。このプレーンから荷電粒子がヒットした X 方向の位置が分かる。また図 3.3 のようにシンチレータストリップ 112 本を水平にしてならべたものを Y プレーンとよぶ。(座標軸はビーム軸方向を Z とし、水平方向を X、鉛直方向を Y とする。) このプレーンから荷電粒子のヒットした Y 方向の位置が分かる。X プレーンと Y プレーンを 1 つに重ねたものを 1 レイヤーと呼ぶ。SciBar はレイヤーをビーム方向に 64 並べて構成し、粒子の軌跡をシンチレータのヒット情報から 3 次的に再構成することが可能である。シンチレータからの光は波長変換ファイバーによって導かれ、64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管によって読みだされる。そして SciBar 検出器のために開発された DAQ ボード [2] によって ADC 情報を得る。1 つのシンチレータの重量は約 1kg で SciBar 本体は約 15t になる。

3.2.2 Electron Catcher

SciBar 本体の後部には図 3.1 のように Electron Catcher と呼ばれる CHORUS 実験で使用されていた電磁カロリメータ [9] 設置を設置した。この電磁カロリメータは鉛シートとシンチレーティングファイバーシートのサンドイッチ構造をスチールで覆ったモジュール ($40\text{mm} \times 80\text{mm} \times 2620\text{mm}$) を水平に並べた 30 本と鉛直にしてならべた 32 本によって構成される。1 つのストリップは図??のように溝を掘った鉛シートに $1\text{mm}\phi$ のファイバーを並べてさらにそれらを重ねてつくられている。1 つのモジュールには 740 本のシンチレーティングファイバーが用いられ、4 本の 1-inchPMT(R1355/SM) によってモジュールの両側から光が読みだされる。

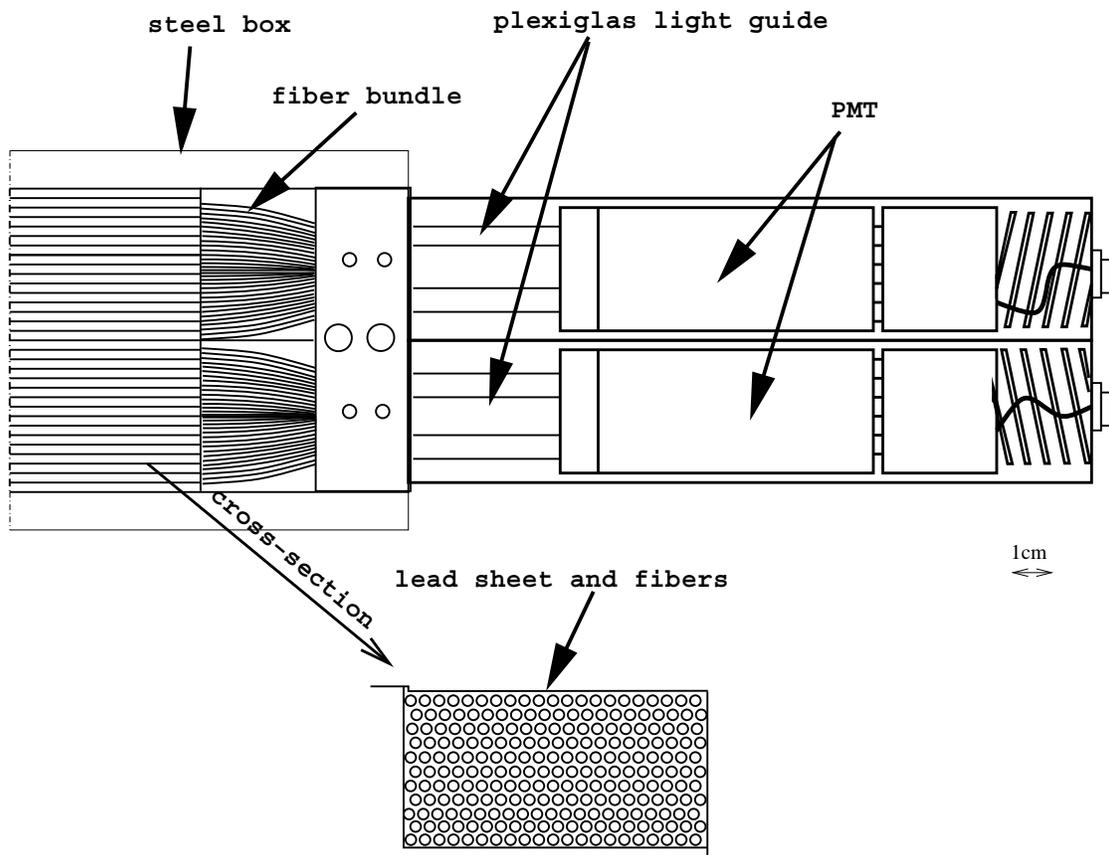


図 3.4: Electron Cather の 1 ストリップの内部構造

3.3 SciBar 検出器に用いられる各構成要素とその性能

3.3.1 押し出し型シンチレータ

押し出し型シンチレータは押し出しによって整形されたシンチレータである。本実験で用いるシンチレータはポリスチレンに PPO、POPOP を 1%と 0.03%の質量比で混合したものであり、米国フェルミ研究所で開発された。シンチレータの発光は次節で述べる波長変換ファイバーに 1 度吸収されファイバー内で再発光の後 SciBar 検出器の外部へと導かれる。

3.3.2 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーは、波長変換材が溶かし込まれたプラスチックファイバーのことである。本検出器で使用する波長変換ファイバーはシンチレータからの発光(最大発光波長 420nm)の一部を吸収し、再発光(最大発光波長 450nm)を行う。この再発光された光はファイバー中を全反射しながら光検出器まで伝搬する。この波長変換ファイバーは光を伝えるコアの周りのクラッドが 2 重のマルチクラッドコアの構造をしている。したがって、クラッドが 1 層のファイバーより全反射満たす角度がファイバー軸に対して 26.7 °とおおきいので(シングルクラッドの場合は 20.7 °)光を多く伝達することが可能である。本検出器では光量が最も多く得られる波長変換材の濃度が 200ppm で 1.5mmφ の波長変換ファイバーを用いる。また、減衰長は 3.5m 程度でインストール前にすべての波長変換ファイバーの減衰長が測定された。

3.3.3 64 チャンネルマルチアノード 光電子増倍管 (MAPMT)

ファイバーからの光を検出し電荷に変換する光検出器として 64 チャンネルマルチアノード 光電子増倍管 (MAPMT) を用いる。SciBar では浜松ホトニクス社製 H7546 のパッケージを SciBar 用に変更した H8804 を用いる。表 3.1 に MAPMT の基本的な構造および性質をまとめた。

図 3.5: MAPMT8804 のブリーダ抵抗比。K,Dy,P はそれぞれカソード、ダイノード、アノードを表す。数字の 1 は 200kΩ に対応する

Electrode	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	---	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
ratio	3	2	2	1	1	1	---	1	1	1	2	5

K:Cathode, Dy:Dynode, P:Anode

この MAPMT は 64 チャンネルと多チャンネルのためチャンネルあたりのコストが安くなる。また小型 (50 × 30 × 50mm²) なのでインストールに必要なスペースを取らない。したがって SciBar のような多チャンネル (14336 チャンネル) 検出器に適している。しかし、チャンネル間のクロストークおよびゲインのばらつきがある。本検出器では 1.5mm 径の 64 本の波長変換ファイバーがそれぞれ MAPMT の 1 アノードピクセル (チャンネル)

表 3.1: SciBar で用いる 64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 H8804 の基本特性

Parameter	Description/Value	Unit
Spectral Response	300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response	420	nm
Material of Photocathode	Bialkali	-
Minimum Effective Area of Photocathode	18.1×18.1	mm ²
Window Material	Borosilicate glass	-
Dynode structure	Metal channel dynode	-
Number of dynode stages	12	-
Anode Size	2×2	mm ²
Weight	Approx. 60	g
Operating Ambient Temperature	-30 to +50	°C
Storage Temperature	-30 to +50	°C
Supply Voltage Between Anode and Cathode	max.-1000	V
Average Anode Output Current in Total	23	μA
Quantum Efficiency at 390 nm	Tye.21	%
Anode Pulse Rise Time	1	ns
Transit Time Spread(FWHM)	0.3	ns
Anode Dark Current in Total	12(max60)	nA

2mm×2mm に接続される。波長変換ファイバーからの光が光電面で散乱され、隣のチャンネルに入ることによってクロストークが生じる。本論第 4 章ではこのクロストークを測定し、それを抑えるためのファイバーと MAPMT の接続方法について述べる。また実機にインストールした後に、宇宙線を使ってクロストークを測定している。また 1 つの MAPMT には 64 チャンネルあるが、それぞれのゲインが異なり 64 チャンネルの中で最大ゲインのチャンネルと最小ゲインのチャンネルで最大 3 倍の差がある。したがって全チャンネルのゲイン測定し適切に HV 値を設定する必要がある。本論第 5 章では MAPMT のゲイン測定および HV 値の設定方法について述べる。

3.3.4 VA/TA フロントエンドボード

VA/TA フロントエンドボード [2] はマルチアノード PMT の 64 チャンネルの出力をシリアル化して 1 チャンネルにするためのフロントエンド回路である。VA とはアナログマルチプレクスの機能をもった IC で、これを用いてマルチアノードの出力をシリアル化する。VA は入力されたアナログシグナルの波高をサンプル&ホールド回路で電圧値に変換する。なお、TA とはトリガー出力をつくり出す IC である。TA シグナルは設定された threshold を超えたシグナルを VA が検出すると出力される。TA シグナルは 32 チャンネルの OR として出力され、64 チャンネルの MAPMT からは 2 種類の TA シグナルが得られることになる。このフロントエンドボードの VA/TA は SciBar 用に開発された DAQ ボードによって制御される。

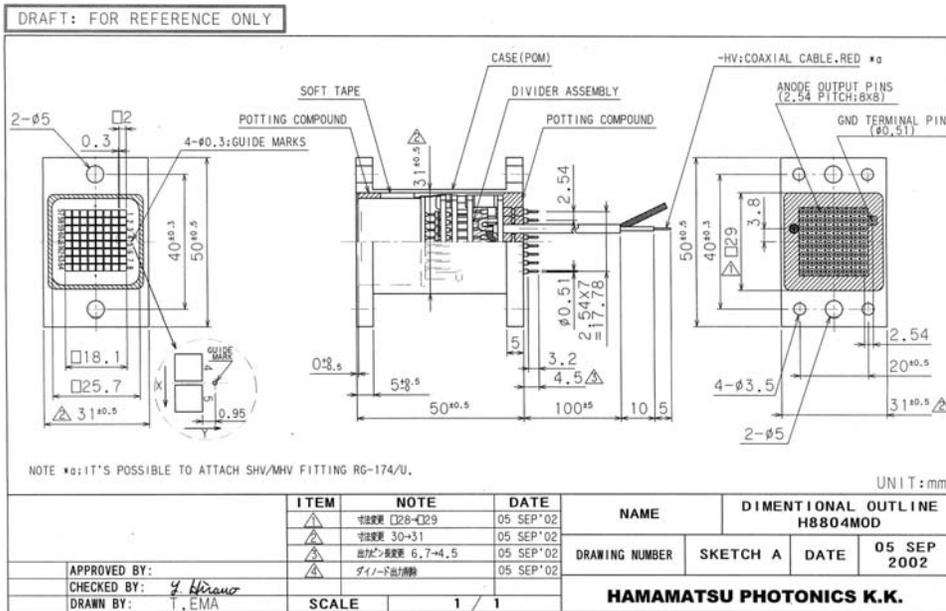


図 3.6: H8804 の概略図

3.3.5 ゲインモニターシステム [1]

図 3.7 に示すゲインモニターシステム [1] は MAPMT のゲインの時間的変動をモニターする。青色 LED からの光をクリアファイバーを用いて、64 本の波長変換ファイバーを束ねるように取り付けられている Light-Injection-Module(LIM) 内に入射する。LIM 内に入射された光は LIM 内の 64 本の波長変換ファイバーに吸収される。波長変換ファイバーに吸収された光は MAPMT まで伝達され、シグナルとして読み出される。ビームスピルごとに青色 LED を発光させて MAPMT のゲイン変動のモニターを行う。LIM を実機で用いられる 224 本すべての MAPMT に取り付け、全 MAPMT のモニターを行っている。さらに青色 LED の発光量は、2inch-PMT と PIN-Photo-Diode によってモニターされるため、青色 LED の発光量が変動しても MAPMT のゲインをモニターすることができる。

3.4 SciBar 検出器のデータ収集システム (DAQ)

SciBar 検出器では、以下の 4 つのタイプのデータを取得する。

- ビームデータ
- ペDESTALデータ
- LED データ
- 宇宙線データ

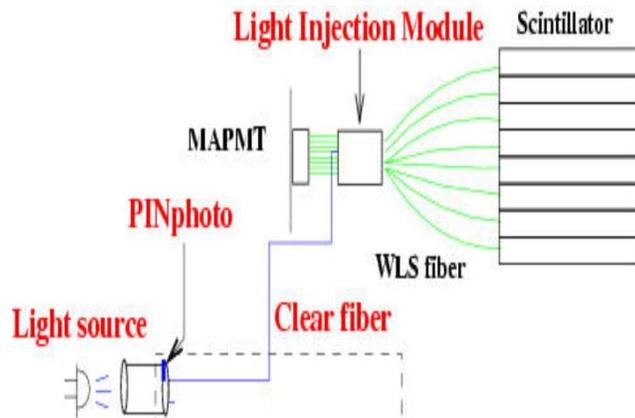


図 3.7: ゲインモニターシステムの概略図

ビームデータはニュートリノビームによって得られるニュートリノ事象を含むデータである。ペDESTALデータは SciBar 検出器で用いる ADC のペDESTALデータであり、スピルごとにデータを取得することで、常にその変動もモニターしている。LEDデータはゲインモニターのためのデータであり、ゲイン安定性モニターするためにビームスピルごとデータを取得している。宇宙線データは SciBar 検出器のエネルギー較正、時間情報の較正、その他の基礎性能を評価するうえでも、重要なデータとなる。この節では SciBar 検出器におけるこれらのデータを取得するためのデータ収集ロジックについて述べる。

3.4.1 データ収集モジュール

SciBar 検出器ではデータ収集のために主に VME モジュールを使用している。データとして光検出器からの電荷量情報 ADC とそのシグナルのタイミング (時間) 情報 TDC を取得する。SciBar 本体の電荷量情報を取得してデジタル変換 (ADC) をおこなうモジュールは SciBar 用に開発された DAQ ボード [2] である。また、時間情報のデジタル変換 (TDC) モジュールは ATLAS 実験用に開発された AMT モジュールを用いる。

SciBar 検出器に使用されている各 VME モジュール詳細について述べる。

DAQ ボード [2]

DAQ ボードはフロントエンドボードの制御を行い、おもに MAPMT のシグナルをフロントエンドボード (VA/TA) を通して 64 チャンネルの ADC の出力を行う。フロントエンドボードからのシグナルは、MAPMT から出力された電荷量に比例する電圧値がクロックに同期した、シリアルな情報である。このシグナルをフラッシュADCを用いてデジタル情報に変換する。

Timing Distributer

このモジュールは VME バスラインを通じて DAQ ボードをコントロールして、他のモジュールと DAQ ボードをつなぐ役割をする。NIM ゲートジェネレータで生成されたフロントエンドボードのサンプル&ホールド許可 (HOLDENABLE) シグナルが Timing Distributer を介して DAQ ボードに入力されるとフロントエンドボードは MAPMT からのシグナルをサンプル&ホールドできるようになる。フロントエンドボードのサンプル&ホールドは HOLDENABLE のシグナル幅に応じて動作可能になる。また、HOLDENABLE のシグナルが終了すると DAQ ボードは ADC 変換を開始し、BUSY のシグナルを Timing Distributer を介して外部に出力する。この BUSY シグナルは次のトリガーシグナルを VETO するのに使用される。

TRIGGER ボード

このモジュールは DAQ ボード介しフロントエンドボードから TA シグナル受け取り、トリガー条件を満たす TA シグナルのヒットパターンがあった場合、トリガーシグナルを出力する IC 回路を備えたモジュールである。このモジュールは宇宙線のトリガーを生成されるのに使用される。

AMT

AMT は MAPMT のタイミングシグナル (VA/TA が MAPMT からシグナルを受け取ったタイミング) である。TA シグナルがこのモジュールに入力された時の時間情報をデジタル値に変換する TDC モジュールである。この VME モジュールは ATLAS 実験のために開発されたもので $0.78\text{ns}/1\text{bit}$ と高精度で、64ch のマルチヒット対応の TDC である。ところで、TA シグナルは 32 チャンネルずつの OR で出力されるので SciBar からは $14336/32 = 448$ チャンネルの時間情報が得られる。ところで TA シグナルは 1 つの 64 チャンネル MAPMT からのシグナルを 32 チャンネルずつの OR として出力される (1 つの MAPMT からは 2 つの TA シグナル得られる)。したがって SciBar からは $14336/32=448$ チャンネルの時間情報が得られる。これらは 8 枚の AMT を用いて Common Stop モードで読み出される。

32ch-ADC

Electron-Catcher の PMT 読みだしのために用いられるモジュールである。C.A.E.N 製 32 チャンネルマルチヒット電荷積分型 ADC (12bit) (型番 V792) である。

Interrupt & I/O register

このモジュールは林栄精器株式会社製であり、インターラプト機能と Input/Output Register 機能を備えている。実機では Input/Output Register 機能のみを使用している。Output Register 機能は 8 チャンネルの出力をもち、そのうち 2 チャンネルを使って、ペDESTALトリガーと LEDトリガーを Computer 制御によって生成している。また、3 チャ

ンネルを使ってトリガーの種類を認識するシグナルを Timing Distributer に送っている。また、Input Register 機能を使って Timing Distributer を経由した DAQ ボードの busy シグナルと 32ch-ADC の busy シグナルを監視し、すべての busy シグナルが解除された時に、つぎのトリガーシグナルを許可するように DAQ を制御している。

TRG

このモジュールは林栄精器株式会社製の VME-6U モジュールであり、SK においても使用されている。このモジュールはトリガーのシグナルの種類を記録し、どの種類のトリガーを出力するかを選択し制御する。同時にトリガーの時間を 48bit-50MHz の内部クロックで記録し、そのトリガーに対し 16bit のイベント番号を付ける。このイベント番号を各 Timing Distributer に配り、そのデータにイベント番号を割り当てることで、最終的にこのイベント番号によってデータがまとめられる。

8ch-ADC

このモジュールは C.A.E.N 製 12bit 8 チャンネル電荷積分型 ADC である。このモジュールは OD 部分の PMT の読みだしおよび Gain モニターに使用される pin-photo ダイオードおよび 2inch-PMT の読みだしに用いられる。

Input-Register

このモジュールは林栄精器製 32ch Input Register である。このモジュールは加速器からのビームスピルの番号を記録する。

以下に SciBar DAQ に用いられている VME モジュールの一覧を示す。

名称	使用枚数	主用途	VME タイプ
DAQ ボード	28	SciBar 用 ADC	VME-9U
Timing Distributer	4	DAQ ボードの制御	VME-6U
AMT	8	SciBar 用 TDC	VME-6U
TRG	1	トリガーコントロール	VME-6U
I/O Register	2	DAQ システムコントロール	VME-6U
Input Register	2	ビームスピン番号の記録	VME-6U
32ch ADC	8	Electron-Catcher 用 ADC	VME-6U
8ch ADC	3	OD およびゲインモニター用 ADC	VME-6U
Trigger Board	3	宇宙線トリガーロジックのコントロール	VME-9U

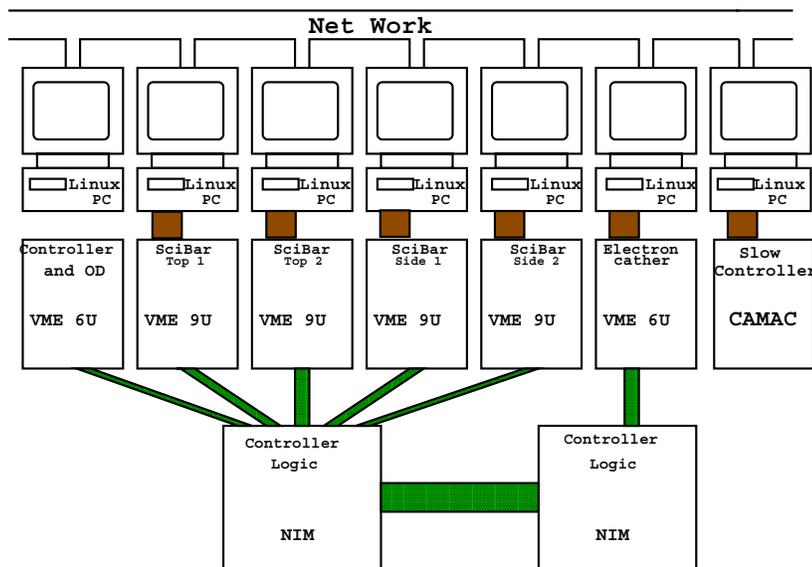


図 3.8: SciBar 検出器における DAQ 概略図

SciBarDAQ の全体の構成

SciBar 検出器の DAQ は SciBar 本体用として X 側の読みだしに VME9U クレートが 2 つ、Y 側の読みだしにもも 2 つ設置されている。また、Electron-Cather 用に VME6U クレートが 1 つ、また全体のコントロール用に VME6U クレートが 1 つ設置されている。また、温度モニター、HV モニター、光洩れモニターなどのスローコントロールには CAMAC クレートをを用いている。各 VME にはデータ収集用の Computer が用意されており、各 Computer は Local Area Network でデータやり取りしてデータ収集を行っている。

SciBar DAQ のトリガーコントロール

SciBar DAQ におけるトリガーは、4 種類のデータに応じて、ビームトリガー、LED トリガー、ペDESTAL トリガー、宇宙線トリガーがある。これら 4 種類のトリガーは図 3.9 のように、2.2 秒ビームスピル間隔のうち、はじめの 1.6 秒内で発生させ、4 種類のデータを取り終える。

ビームトリガーは加速器コントロールからのシグナルによって生成されるトリガーであり、ビームスピルが発生する前の $100\mu s$ 前に受ける。LED トリガーおよびペDESTAL トリガーはビームデータをすべて収集したのちに、Computer 制御によって I/O Register から出力される。最後に宇宙線トリガーを受け付けるようにする。宇宙線トリガーは、Trigger Board によって決められたヒットパターンに応じた宇宙線が SciBar 内に入射した時のみトリガーが発生するように制御されている。その後宇宙線データを取り続け、ビームトリガーが発生して 1.6 秒が経過すると、次のビームトリガーが来るのを待つようになる。

次にトリガーからデータ収集までの流れを説明する。図 3.10 に時間に沿ってシグナルが生成される順番を表した模式図をしめす。はじめに加速器コントロールからのビームトリ

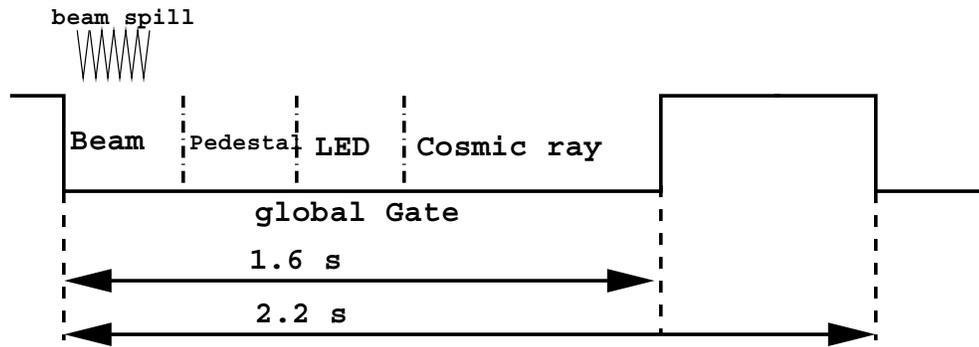


図 3.9: SciBar 検出器におけるトリガーコントロールの流れ

ガーシグナルは実際のビームスピルの $100\mu\text{s}$ 前に受け取る。このシグナルは、Digital Delay Generator(RPN-300) と TRG の 2 つのモジュールに入力される。Digital Delay Generator は林栄精器株式会社製の NIM モジュールであり、入力されたシグナルのパルス幅および出力の Delay を 10ns 単位で設定することができる。このモジュールに入力されたトリガーシグナルは $140\mu\text{s}$ Delay された後、AMT モジュールにおける TDC の Common Stop シグナルとして使用される。また、TRG に入力されたシグナルは、そのまま各 ADC 用に設けられた Gate-Generator へ出力され、 $40\mu\text{s}$ のパルス幅に設定され、実際のビームスピルの -100ns になるように Delay された後 Timing-Distributer に入力される。Timing Distributer に入力されたシグナルは DAQ ボードに分配され VA の Hold Enable のシグナルとして利用される。また Electron-Cacher 用 ADC のゲートの幅は $1.2\mu\text{s}$ に設定される。

図 3.12 にビームトリガーによって得られたニュートリノ反応事象を示す。

これらのプロセスを処理するロジック回路図を 3.11 に示す。OD の 8ch-ADC はゲートシグナルが入力されると BUSY シグナルを出力する。また DAQ ボードの Hold Enable シグナルが終ると同時に DAQ ボードは busy シグナルを Timing Distributer を通して出力する。これらの Busy シグナルは I/O-Register によって記録される。また TRG からトリガーシグナルが出力されるとそれはフリップフロップの状態を low の状態にし、TRG の Veto に入力される。

DAQ ボードからのデータ、32ch-ADC のデータ、8ch-ADC のデータ収集が終ると I/O register からフリップフロップにシグナルを送り、状態を High に変える。そして、TRG の Veto は解除され次のトリガーを受け付けることが可能になる。

他のトリガーの場合も、トリガーの生成方法が変わるだけで同様のロジック回路が用いられる。また図 3.13 にゲインモニター用に LED を光らせた時のイベントの様子を示す。

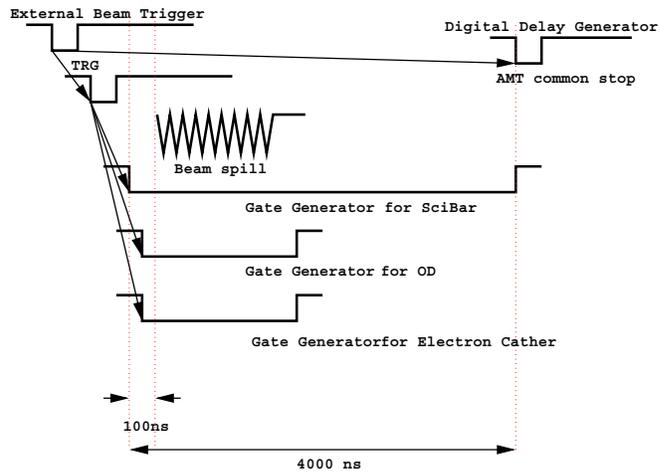


図 3.10: ビームトリガーからデータ収集までの流れ

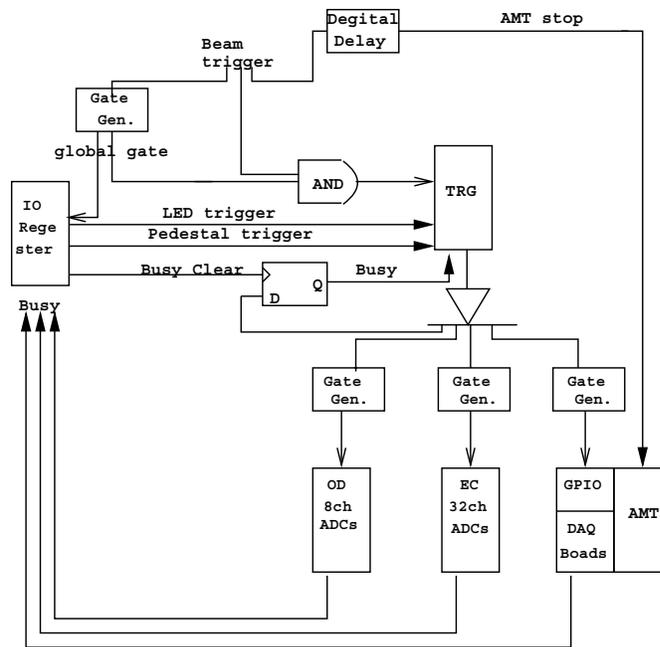


図 3.11: SciBar 検出器におけるビームトリガーによってデータを収集する場合のロジック回路

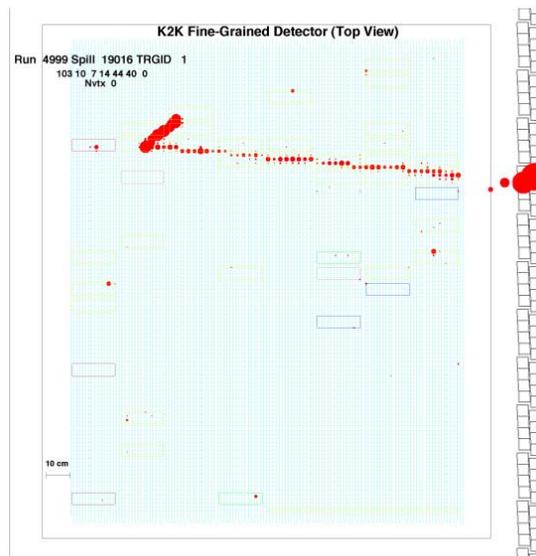


図 3.12: SciBar 検出器のビームトリガーで得られた荷電カレント反応事象 (CCQE) と思われるイベントディスプレイ。SciBar の真上から見た図。赤丸が荷電粒子のヒットした場所をしめしている。粒子の軌跡が 2 本みられ、長い方軌跡が μ , 短い軌跡が p と考えられる。

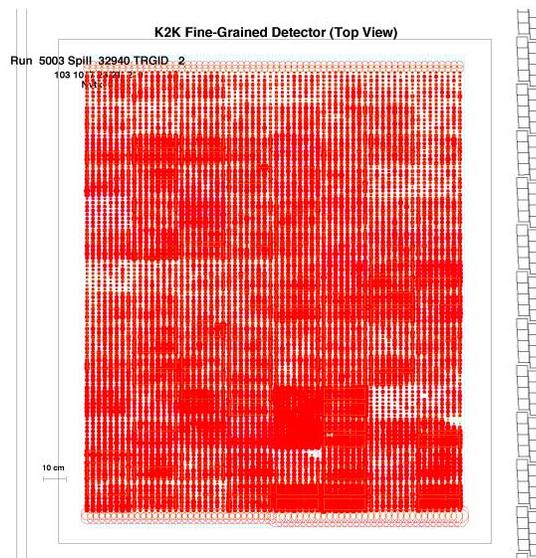


図 3.13: SciBar 検出器におけるゲインモニターシステムで LED を光らせた時のイベントディスプレイ

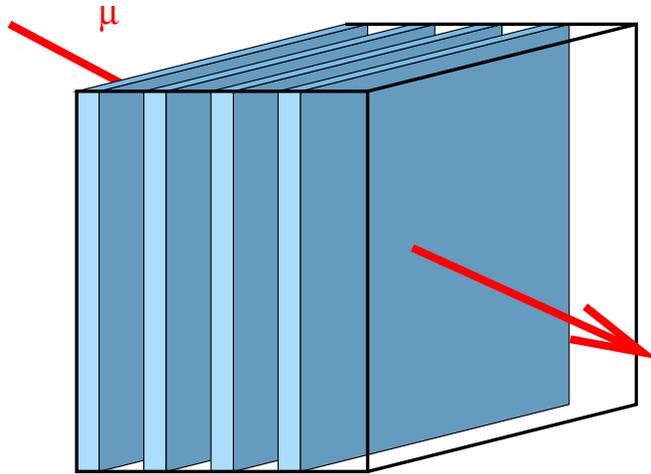


図 3.14: 宇宙線のトリガー条件としてヒットが要求される層

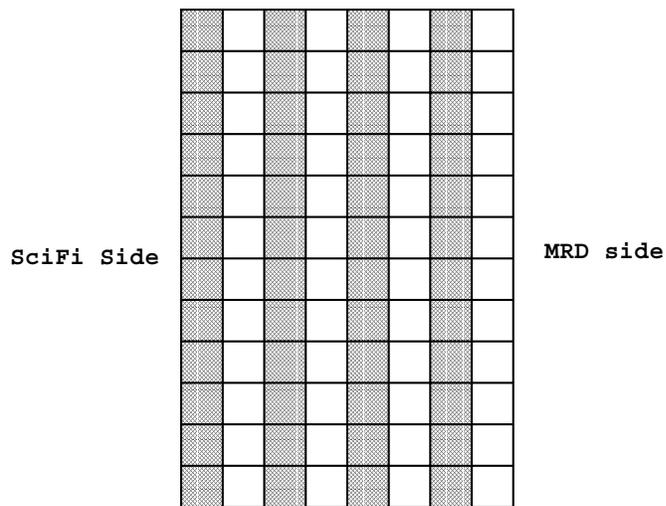


図 3.15: SciBar のチャンネルを MAPMT 単位で分けた模式図。1つのマスが1つのMAPMTに対応する。SciBarのXプレーンとYプレーンについてハッチの掛かった4つの領域にMAPMTにヒットを要求して宇宙線のトリガーを出力する。

宇宙線トリガーとして要求するヒットパターン

SciBar では、エネルギー較正や時間情報の較正など各種の性能を評価するために宇宙線事象のデータを取得している。宇宙線事象のデータを取得するため宇宙線が SciBar 内を通過した時のみに、トリガーが掛けられるように宇宙線のヒット情報を用いたセルフトリガーを用いる。そのために、TA シグナルが要求するヒットパターンかどうかを同定する Trigger Board を用いてトリガーを出力する。

次に宇宙線トリガーとして要求する TA ヒットパターンについて述べる。SciBar 内に入射するすべての宇宙線に対してトリガーを出力すると、宇宙線は SciBar の真上から到来するものが最も多いので SciBar の X プレーン、Y プレーンでは非対称な関係になってしまう。X プレーンにおいてはシンチレータ棒に並行な宇宙線が多く、Y プレーンにおいてはシンチレータ棒に垂直な宇宙線事象が多くなってしまふ。そうすると SciBar の基本性能の評価を行うときに不必要なバイアスを含んでしまう可能性がある。したがって X プレーンと Y プレーンで対称に宇宙線事象を取得するためには SciBar のビーム上流側あるいは下流側から到来する宇宙線を取得すればよい。

そのためには図 3.14 および図 3.15 に示すように、図中の色をつけたすべてのレイヤーにヒットがあることを要求すればよい。このようなトリガー方法で約 100Hz でトリガーが Trigger Board から出力される。実際にはデータ処理に時間が費されるので約 20Hz で宇宙線事象を取得している。このようなヒットパターンを要求して得られた実際の宇宙線事象のイベントディスプレイを図に示す。

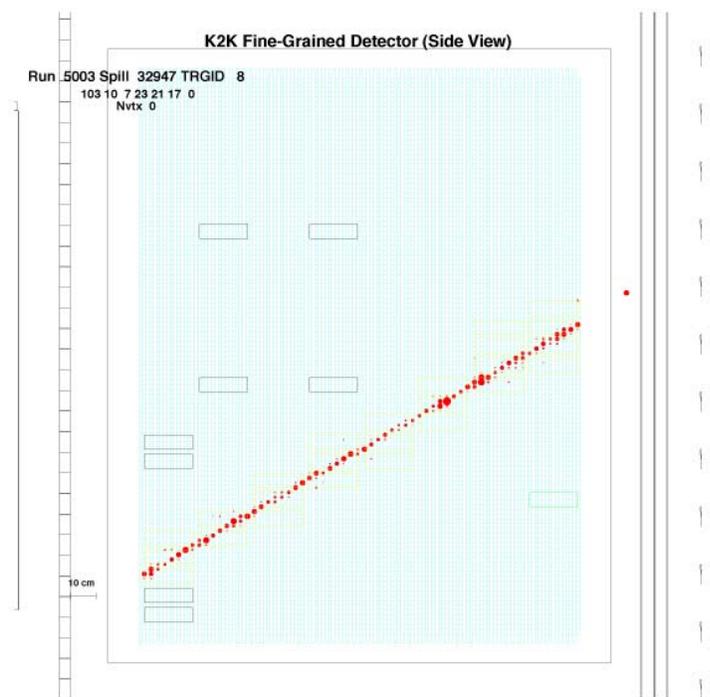


図 3.16: 宇宙線事象のイベントディスプレイ : SciBar の横からみた図で赤丸の軌跡が宇宙線が通過した場所。

3.5 まとめ

K2K 実験における LG に代わる新しい前置検出器として SciBar を開発し、2003 年 6 月よりインストール作業を始め、2003 年 10 月よりデータ収集を開始した。

SciBar 検出器は押し出し型シンチレータ棒を 14336 本用い波長変換ファイバーを用いて光りを導き 64 チャンネルマルチアノード PMT によって電荷に変換する。さらに SciBar 用に開発した VA/TA チップを備えたフロントエンドボードと DAQ ボードによって ADC 出力を得る。また SciBar 検出器の後部にはニュートリノ反応で生じる電子や γ を検出するための CHORUS 実験で用いられた電磁カロリメータを設置した。

SciBar 検出器ではニュートリノビームのデータの他にペDESTAL データ、ゲインモニターのための LED データ、検出器の性能を評価、較正を行うための宇宙線データも取得している。2003 年 10 月から 2003 年 12 月までのデータ収集で 1 日約 200 のニュートリノ事象を取得している。

第4章 MAPMTと波長変換ファイバーのアライメントおよびクロストーク測定による性能評価

SciBar 検出器では波長変換ファイバーからの光を MAPMT を使って読みだす。ファイバーからの光は MAPMT の光電面のガラスによって散乱されるため、MAPMT の隣接するチャンネルに光が混入し、クロストークが発生する。クロストークが多いと、実際には粒子がヒットしていないチャンネルに間違っただけのヒットを作ってしまうことになる。

本章ではその誤識別を抑えるためにどの程度クロストークを制限する必要があるかを考察する。クロストークを抑えるにはファイバーを MAPMT のチャンネルの対応する位置に正確に取り付ける (アライメント) 必要がある。そのための装置について述べる。さらにこの装置を用いてアライメントを行い実機で用いるのと同じタイプの $1.5\text{mm}\phi$ の波長変換ファイバーを用い MAPMT に接続したときのクロストークを実際に測定した。実際に実機にインストールされる 224 本の MAPMT のアライメントを行った。さらにインストール後にそれらの MAPMT のクロストークを実際に宇宙線事象を用いて測定した。

以下その詳細を述べる。

4.1 クロストークに対する制限

最初にクロストークの上限値を見積もるために「陽子の静止直前のヒットがあったチャンネルからのクロストークによる信号の分布が、 μ 粒子による MIP の信号の分布より十分小さい (2σ 以上とした)」を要求する。実機で用いるシンチレータでは、 μ 粒子による MIP の光量は 23.4p.e./1.3cm [1]¹ である。また、陽子が静止直前で発生する 200p.e./1.3cm の光量によって生じるクロストークが、 $x\%$ の大きさで起こるとすると、そのクロストークのシグナルの大きさは $200 \times x/100\text{p.e.}$ である。MIP シグナルの分布の幅はポアソン統計を仮定することで、 $\sqrt{23.4} = 4.84$ となるので、以下の不等式から

$$200 \times x/100 < 23.4 - 2 \times 4.84$$

$$x < 6.9[\%]$$

となり、陽子によるクロストークと MIP シグナルを 2σ で分けるとすれば、クロストークは真のシグナルに対して 6.9% 以下でなければならない。

¹宇宙線を用いた測定でランダウ分布のピーク値から 18p.e./cm という値が測定されている。1.3cm あたりでは 23.4p.e. となる。

クロストークを抑えるためには MAPMT の 1 つのチャンネル ($2\text{mm} \times 2\text{mm}$) 対し、散乱光ができるだけ広がらないようにすればよい。そのためには波長変換ファイバーを細くすればよいが、波長変換ファイバーが細いとシンチレータから得られる光量が少なくなってしまう。実機ではできるだけ多くの光量を得るために $1.5\text{mm}\phi$ の波長変換ファイバーを用いる。この波長変換ファイバーを用いた場合 $\pm 200\mu\text{m}$ の精度でアライメントを行えば、クロストークを 4% 以下に抑えられることが分かっている。 [2]

4.2 MAPMT と波長変換ファイバーのアライメントの原理

64 本の波長変換ファイバーを MAPMT の 64 チャンネルのそれぞれの位置に固定するための原理について述べる。MAPMT に接続する 64 本の波長変換ファイバーは図 4.1 のようにクッキーとよばれるアクリル樹脂性の固定具に束ねられる。

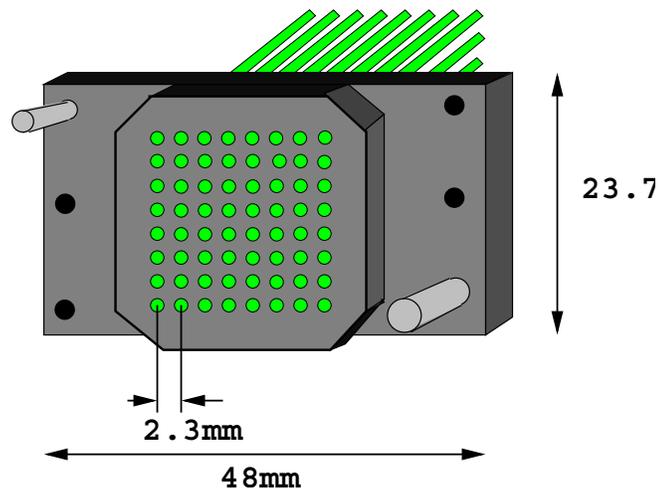


図 4.1: クッキーと波長変換ファイバー

クッキーと MAPMT の接触面はダイヤモンドカッターによって研磨されている。クッキーと MAPMT の接続にはクッキーホルダー (図 4.2 参照) と呼ばれる ABS 樹脂性の接続器具が用いられる。クッキーホルダーには 64 本のファイバーを束ねているクッキーが固定できるように型がほってある。

MAPMT の各チャンネルと各ファイバーが対応する位置に、MAPMT をクッキーホルダーに固定することで 1 本 1 本のファイバーが対応した各チャンネルに接続される。

図 4.3 のように MAPMT には $300\mu\text{m}\phi$ の円形のガイドマークが光電面内部の各辺に製造時からつけられている。

MAPMT をクッキーホルダーに正確に固定するためにはこのガイドマークとクリアークッキーを用いる。

図 4.4 にクリアークッキーの概略図を示す。クリアークッキーは実際に波長変換ファイバーを束ねるクッキーと全く同じ形状であるが透明なアクリルでできている。また、クリアークッキーの表面には中心で垂直に交わる 2 本ずつ、計 4 本のケガキ線が描かれている。2 本の線の間隔は $700\mu\text{m}$ である。

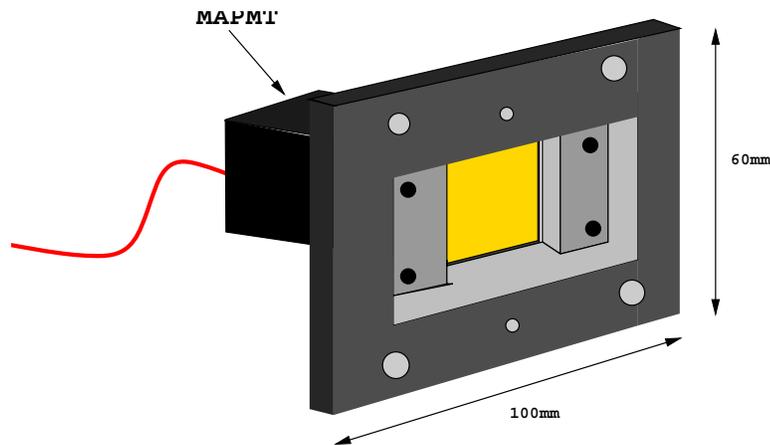


図 4.2: MAPMT とクッキーホルダー。MAPMT をクッキーホルダーにマウントした様子

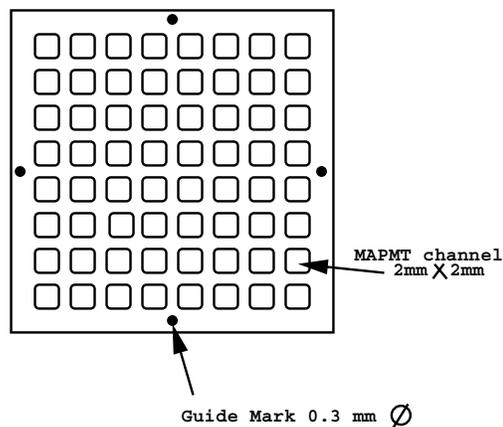


図 4.3: MAPMT の光電面とガイドマーク

MAPMT のアライメントを行うには、このクリアクッキーをクッキーホルダーに取り付け MAPMT のガイドマークがすべて 2 本のケガキ線を中心に収まるように MAPMT にクッキーホルダーに固定すればよい。MAPMT のガイドマークは小さいので図 4.5 に示すセットアップにあるように CCD カメラを用いてガイドマークとケガキ線を見る。また MAPMT を手動 $XYZ-\theta$ ステージに固定し、位置の微調整をおこなって正確にクッキーホルダーに固定する。XY ステージを使って CCD カメラを各ガイドマークが見える位置まで移動させる。このようにすることで、CCD カメラのピント合わせを移動ごとに行う必要なくなる。また、このセットアップによってアライメントされた MAPMT についての CCD 画像を 4.6 にしめす。

次にこの装置を用いた時のアライメント精度について述べる。この装置にアライメントを行った時の精度を次のように見積もった。MAPMT ガイドマークの円の中心とケガキ線の端との間の間隔をアライメントされた 30 個の MAPMT サンプルについて測定し、その測定値の分布の中心値からのばらつき (RMS) を求める。測定結果は $\pm 50\mu\text{m}$ という

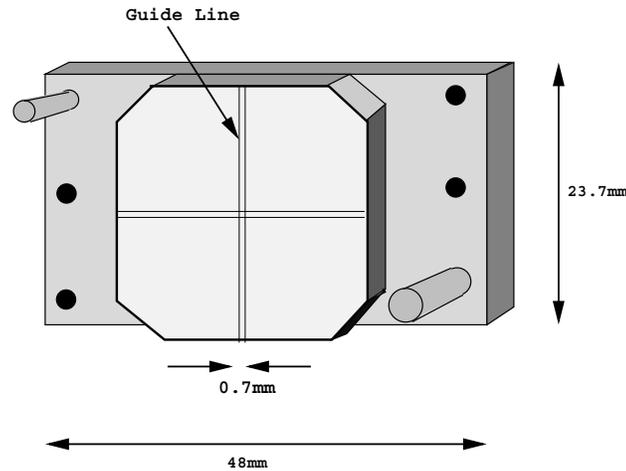


図 4.4: クリアクッキーとケガキ線：クリアクッキーはファイバーをマウントするためのクッキーと同型である。透明アクリル樹脂できており、クリアクッキーを通して MAPMT の光電面のガイドマークを見ることができる。

精度であった。さらにこの結果と工作精度を考慮して MAPMT と波長変換ファイバーアライメントがどれくらいの精度で行えるかを評価する。クッキーホルダー、クリアクッキーおよびクッキーの工作精度は $\pm 20\mu\text{m}$ である。さらに波長変換ファイバーが刺さるクッキーの穴の口径は 1.55mm であり、波長変換ファイバーの径は 1.5mm であることから、波長変換ファイバーはクッキーに $\pm 25\mu\text{m}$ の精度で取り付けられる設計になっている。工作精度と合わせると $\sqrt{25^2 + 20^2} = 32\mu\text{m}$ の精度となる。これらの接続で生じる工作精度による誤差は $\pm\sqrt{20^2 + 20^2 + 32^2} = \pm 43\mu\text{m}$ である。これを測定した結果と合わせると $\pm\sqrt{43^2 + 50^2} = \pm 65\mu\text{m}$ となる。しかし、けがき線の位置が正確な位置に設定されていない場合や CCD カメラが鉛直方向からずれ、ガイドマークとけがき線を見る角度が真上から見ていない場合、ファイバーと MAPMT は、ずれてアライメントされる。これらの不定性を残したままであったので、実際は正確にアライメントされるべき位置よりずれたところから $\pm 65\mu\text{m}$ のばらつきでアライメントされた可能性がある。この正確にアライメントされるべき位置からのずれがクロストークに与える影響についてはインストール後の宇宙線を用いたクロストーク測定によって評価した。

このセットアップを用いて SciBar 検出器にインストールする 224 個のすべて MAPMT についてアライメントを数人の協力をえておこなった。

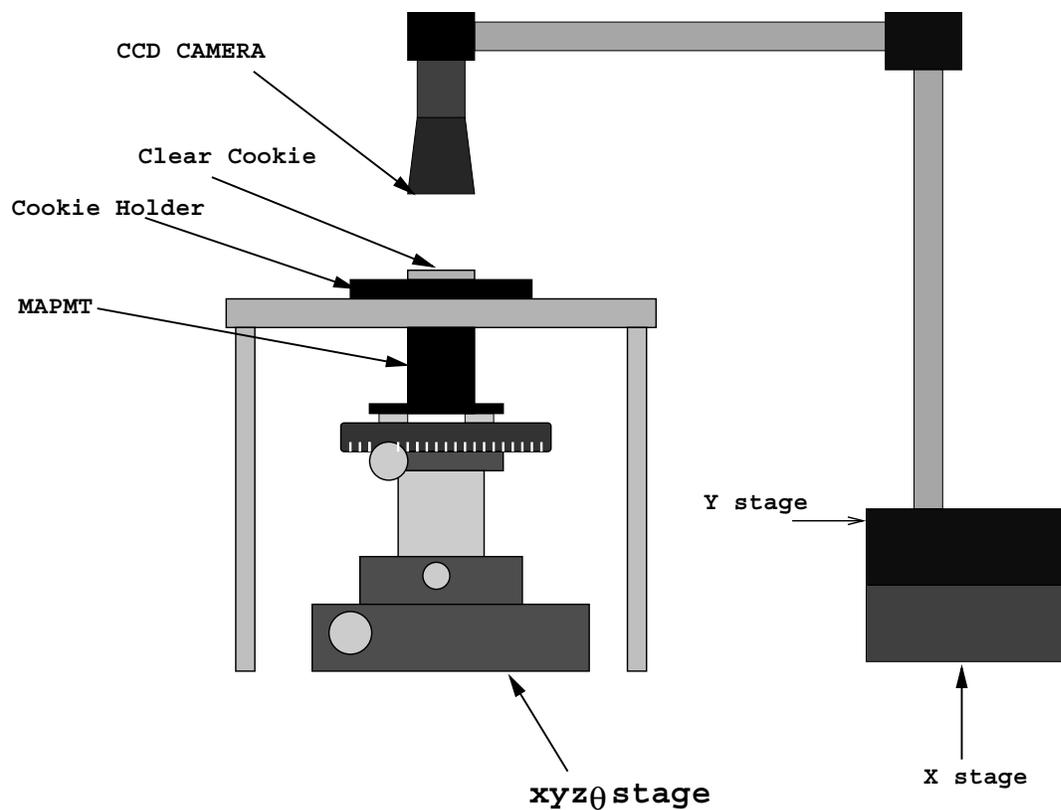


図 4.5: CCD カメラと手動 $XYZ\theta$ ステージを組み合わせたアライメントシステム CCD カメラはコンピュータとつながっており画像をみながら位置調整を行う。

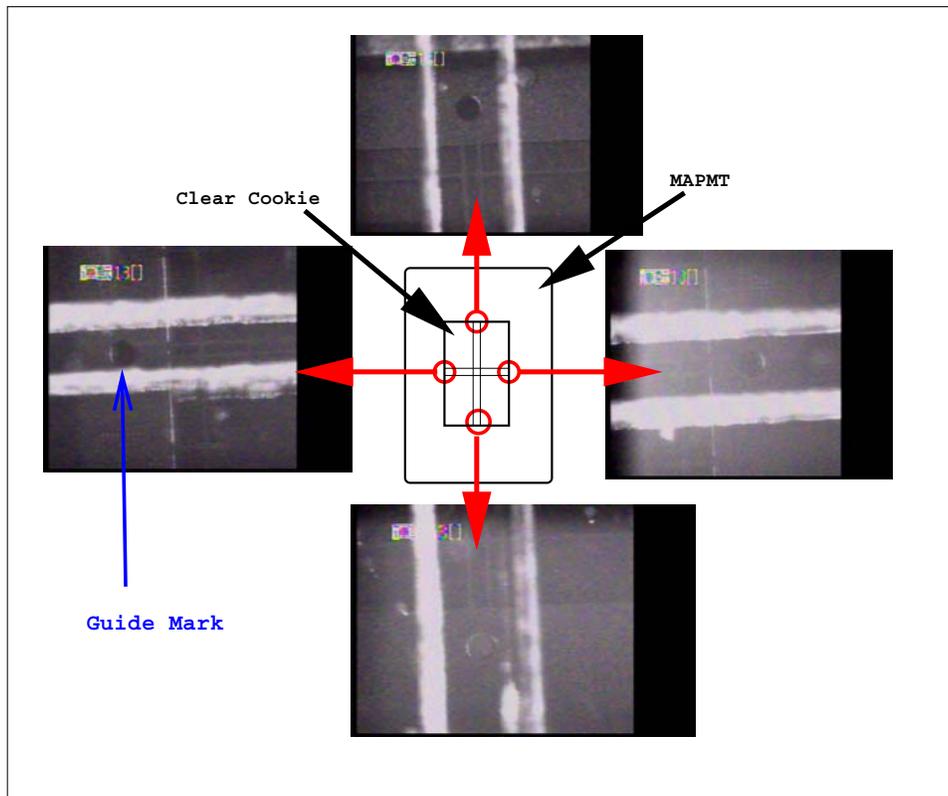


図 4.6: アライメントされた MAPMT の CCD 画像。4 枚の画像はそれぞれ光電面内の 4 つのガイドマークに対応する。画像中の白い 2 本の白線がクリアクッキーのケガキ線である。4 つのガイドマークがすべて 2 本のケガキ線の内側に入っている。

4.3 クロストークの測定

前節でのべた装置を使ってアライメントを行ったときのクロストークの大きさを 1 つの MAPMT について測定を行った。

測定項目として

- 光を入射するチャンネルに対して隣のチャンネルと斜め隣のチャンネルでのクロストークの大きさ
- 入射光量に対する依存性
- クロストークの MAPMT 内のチャンネル依存性

を測定した。

4.3.1 セットアップ

図 4.7 にクロストーク測定のためのセットアップをしめす。光源は青色 LED を使い、実機で用いる同タイプの波長変換ファイバーで光を入射する。波長変換ファイバーの一端は 2inch-PMT につながっており、もう一端は MAPMT につながっている。2inch-PMT から出力を得ることによって、青色 LED から波長変換ファイバーに入射される光量の変動をモニターしている。

青色 LED からの光を波長変換ファイバーの一部 (約 3cm) にのみ光を入射するために、波長変換ファイバーを黒のポリエチレンチューブで覆ってある。

波長変換ファイバーは MAPMT の特定の 1 チャンネルに光が入射できるようになっている。MAPMT への波長変換ファイバーの取り付け方法はファイバーの数以外は実機と同じである。これらのセットアップは暗箱内に設置される。

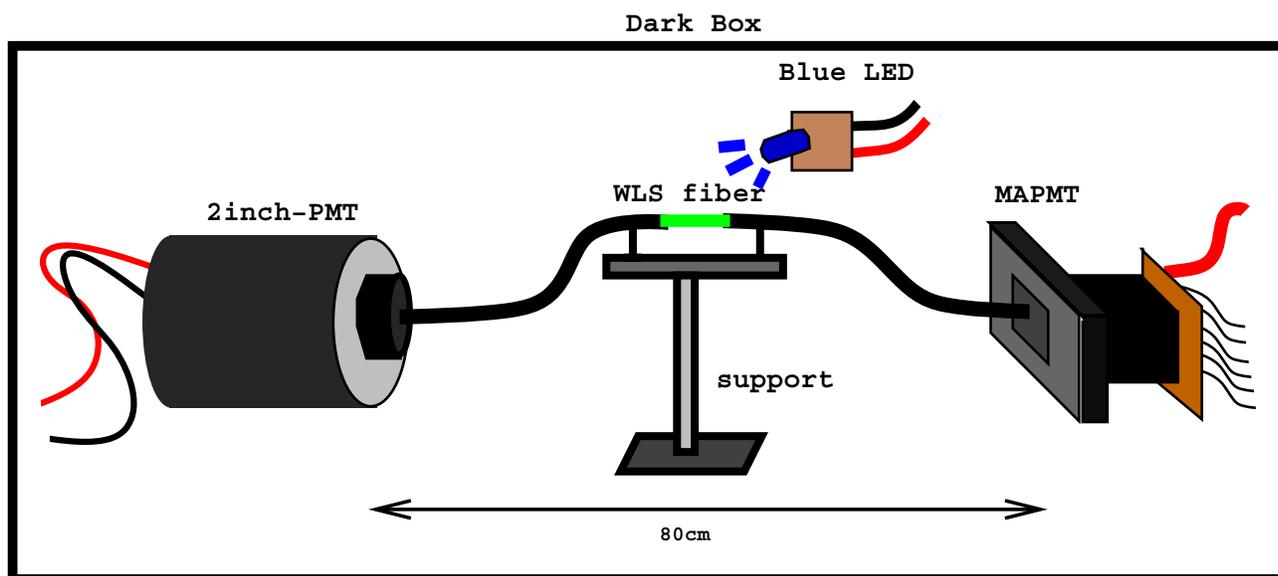


図 4.7: クロストーク測定のセットアップ

2inch-PMT および MAPMT のシグナルの読みだしは CAMAC-ADC を用いた。LED を発光させるシグナルによって ADC のゲートシグナルを生成し、その中にシグナルが入るようにタイミングが調整されている。

4.3.2 測定方法

測定方法は上記のセットアップにおいて、光を入射した MAPMT のチャンネルとその周囲のチャンネルの ADC 出力を比較する。図 4.8 のように MAPMT の特定の 1 チャンネルに対して対応する周囲のチャンネルは隣接するチャンネルと斜め隣のチャンネルを合わせて計 8 チャンネル存在する。

ここでクロストーク値としてつぎのように定義する。

$$\text{クロストーク値 (\%)} = \frac{\text{隣接あるいは斜めとなりのチャンネルの ADC 分布の平均}}{\text{光を入射しているチャンネルの ADC 分布の平均}} \times 100$$

ここで、隣接するチャンネルおよび斜め隣以外のチャンネル へのクロストークは十分小さいので無視している。

4.3.3 測定結果

最初に図 4.8²が示すように MAPMT の中心付近の 1 チャンネルに光を入射して測定を行った。

測定結果として、光を入射したチャンネルとその周囲のチャンネルで得られた ADC の分布を図 4.9 に示す。周囲のチャンネルではほとんどペDESTALのエントリーであるがわずかにシグナルが見えている。シグナルがピークになっているのは 1p.e. のピークが見えているからである。中心のチャンネルには 20p.e. 程度の光を入射しているため Gaussian の分布になっている。

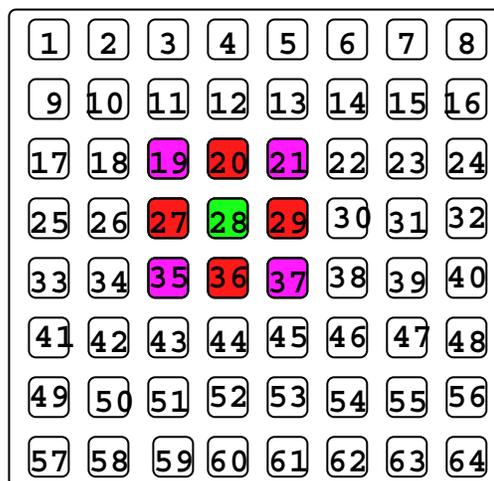


図 4.8: MAPMT のチャンネル配置の模式図。光を入射する MAPMT のチャンネル (緑 ch28)、クロストークを調べるチャンネルは隣接するチャンネルが赤 (ch20,27,29,36)、斜め隣のチャンネルが紫 (ch19,21,35,37) で示してある。

上述のように得られた ADC 分布からクロストーク値を計算し、さらに光量を変えながら測定を行った。図 4.10 に光量を変えながら測定を行った時、クロストーク値がどのように変わるかを示した。図 4.10 がしめすように、光量によらずに一定のクロストーク値であることがわかる。また、4 つ隣のチャンネルへのクロストーク値を比較すると最大で 2% のクロストーク値の差がある。本測定では MAPMT のゲインの違いを補正していないためにクロストーク値に差が生じたか、あるいはアライメントがずれていたことで、クロストークの光量が異なり、クロストーク値に差が生じたなどの可能性が考えられる。

しかし、隣接するチャンネルでは 4 % 以下そして斜め隣のチャンネルでは 1 % 以下という値であり、クロストークに要求される 6.9% 以下という値を十分満たしている。

² 次の節における宇宙線を用いたクロストーク測定では ch28 が中央チャンネル、ch27 が下方チャンネル、ch29 が上方チャンネルに対応する位置関係となっている。

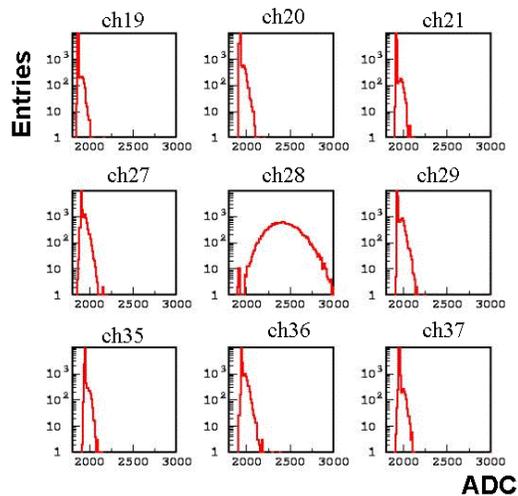


図 4.9: 光を入射したチャンネルとその周囲のチャンネルの ADC 分布。真中のヒストグラムは光を入射したチャンネルの分布である。ログスケールで描いてある。

端のチャンネルにおけるクロストーク

MAPMT の端のチャンネルは周囲のチャンネルの配置が非対称なので中心付近のチャンネルとは異なったクロストークが生じないかどうかを確かめるために最も端のチャンネル (57ch) についても測定を行った。図 4.11 に測定結果を示す。中心付近のチャンネルと同様、光量によらず隣接するチャンネルに 4% 以下、斜め隣のチャンネルに与えるクロストーク値は 1% 以下である。端のチャンネルで生じるクロストークについてもクロストークに要求される 6.9% 以下という値を十分満たしている。

しかし、中心のチャンネルに光を入射したときと比べた場合、同じ位置関係にあるチャンネルへのクロストーク値に違いが見られる。例えば CH50 と CH21 は光を入射しているチャンネルに対して斜め右上の関係 (図 4.8 参照) にあり、クロストーク値に約 0.5% の違いがある。ch58 と ch29 では 1% の違い、ch49 と ch20 では 2% の違いがある。しかも、それらの違いは端のチャンネルに光を入射した時の方がより大きなクロストーク値が測定されていることが分かる。多くの MAPMT は端のチャンネルのゲインが中心付近のチャンネルと比べ小さい。本測定ではゲインの補正をおこなっていないので、ゲインの違いによってクロストーク値に差が生じた可能性がある。

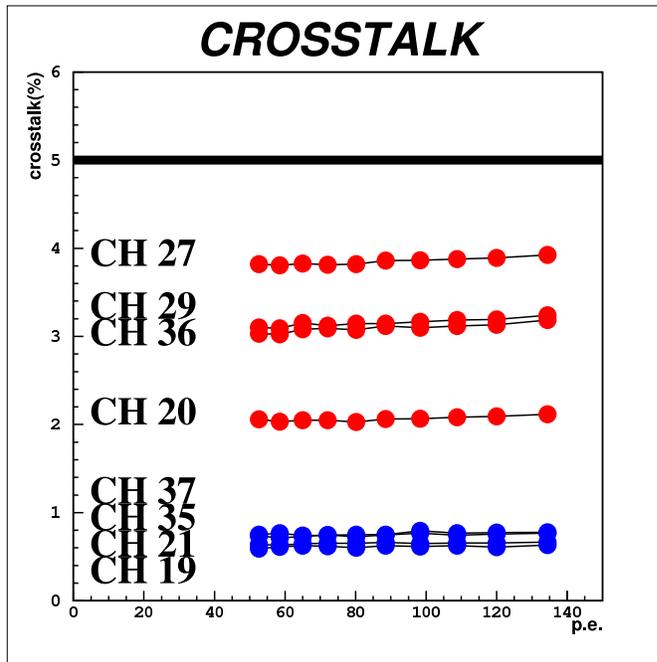


図 4.10: クロストーク値の光量依存性 中心のチャンネルに入射する光量を 50p.e. から 140p.e. まで変えていったときの周囲のチャンネルに与えるクロストーク値 (%) の変化。赤丸 (ch20,27,29,36) は光を入射しているチャンネルに対して隣のチャンネルのクロストーク値。青丸 (ch19,21,35,37) は斜め隣のチャンネルのクロストーク値

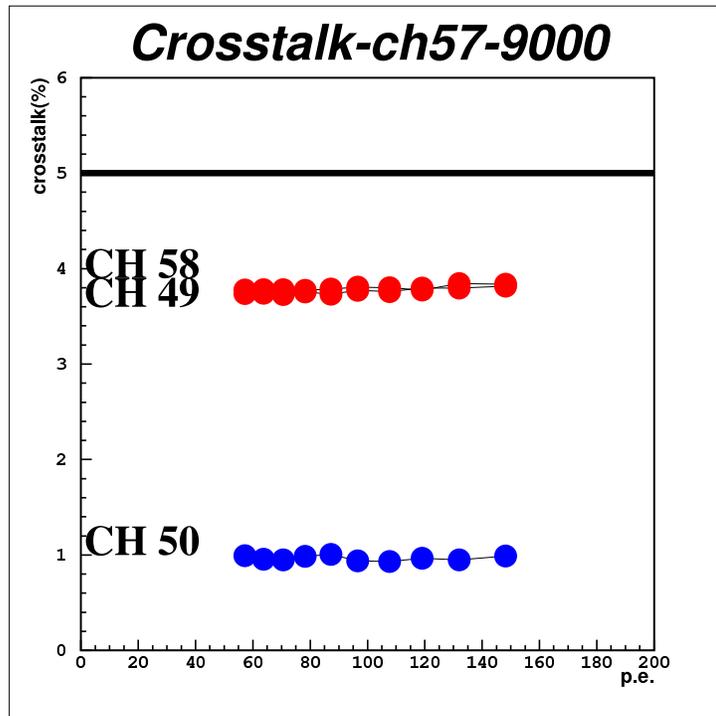


図 4.11: MAPMT の端のチャンネルである 57ch に光を入射した時の周囲のチャンネルへのクロストーク。入射する光を変えた場合も一定であることが分かる。

4.4 宇宙線を用いたクロストーク測定

4.4.1 動機

224 本の MAPMT はアライメント調整作業を経たあと実機にインストールされた。実機では MAPMT の光電面に光学グリースを塗布したため、クッキーと光電面のすき間が広がりクロストークが大きくなり得る。また、アライメントは数人で行ったが作業を行う個人によっても性能の差が生じる可能性がある。また、アライメント装置の系統的なずれでクロストークが大きくなっている可能性がある。それらを調べるために、SciBar における宇宙線事象を使って実機にインストールされた MAPMT についてクロストークを測定した。

4.4.2 測定方法

宇宙線を用いてクロストークを測定する時には特定の 1 チャンネルのみに宇宙線をヒットさせることはできない。SciBar 内において宇宙線は連続したチャンネルにヒットの軌跡を作る。

そこで斜めどなりのチャンネルに与えるクロストークは 1 % 以下であるので無視すると、図 4.12 のように SciBar のシンチレータの並びに沿って軌跡を残す宇宙線を選ぶとクロストークは隣のチャンネルとの比較のみで測定することができるようになる。しかし、SciBar での宇宙線トリガーの方法では、このような事象は SciBar を真上から見た場合が多く、横から見た場合、ほとんどこのような事象は得られない。したがって、この測定では SciBar の X プレーン³のチャンネルのみについて測定を行うことにする。

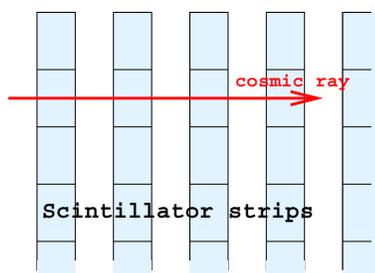


図 4.12: SciBar の X プレーン並びの断面図の一部。宇宙線の軌跡が SciBar のシンチレータの並びに並行になる場合。

したがって、図 4.13 のようなヒットパターンになるような宇宙線を選ぶように 次のような条件を課してクロストークをみるべきチャンネルの選択を行った。

- 1 再構成された宇宙線の事象の軌跡が 1 本であること
- 2 図 4.13 のように D と E にヒットを要求する。

³X プレーン、Y プレーンの定義は第 3 章の SciBar 検出器の構造の節を参照

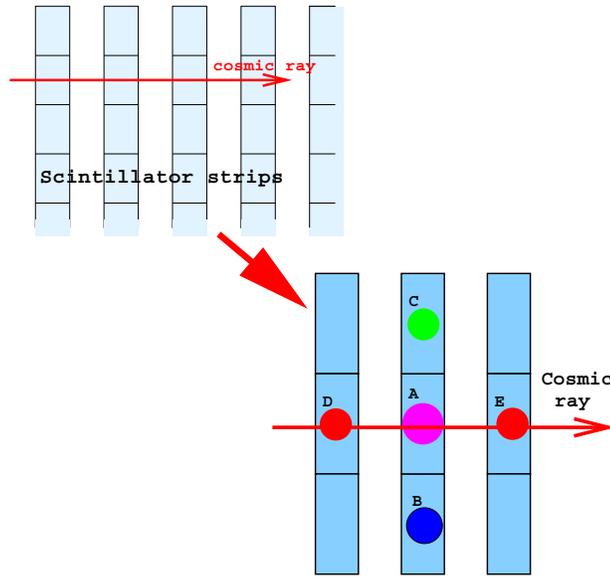


図 4.13: クロストークをみるべきヒットパターンの条件: D と E の位置にヒットがあることを条件とする。A を「中央チャンネル」、C を「上方チャンネル」、B を「下方チャンネル」と呼ぶ。図は SciBar の X プレーンの並びの断面図を模式的に表現したもの

- 3 中央チャンネル A から上方チャンネル C と下方チャンネルに B へのクロストークをみる。

ただし、ヒットは ADC カウントに対して次のように定義される

$$ADC > mean_{pedestal} + 10 \times \sigma_{pedestal}$$

ここで、 $mean_{pedestal}$ 、 $\sigma_{pedestal}$ はペDESTALの平均値と RMS である。 $\sigma_{pedestal} = 2 \sim 3$ ADC カウントである。上方チャンネル C へのクロストークと下方チャンネル B へのクロストークを分けて測定することでファイバーと MAPMT のアライメントが系統的にどちらかにずれていないか調べることができる。

4.4.3 測定結果

クロストークを評価するため中央チャンネルが受ける光量 (ADC) と隣のチャンネルの ADC との相関を調べる。そのために中央チャンネルの ADC の領域を区切る。

図 4.14 に全中央チャンネルの ADC 分布を示す。まず中央チャンネルの ADC 分布について、ADC カウントがピーク値より大きい 100~300 カウントの領域について調べる。図 4.14 中に示した 100~300 カウントの領域を 100 ~ 110, 110 ~ 120, 120 ~ 130, ..., 290 ~ 300 となるように 20 個の領域にわけると。これらの領域に対応する上方チャンネルと下方チャンネルへのクロストークを調べる。例えばある中央チャンネルの ADC カウントが 140 ~ 150、

150 ~ 160、160 ~ 170、170 ~ 180 のときの上方チャンネルの ADC 分布は図 4.15 のようになる。中央チャンネルの ADC カウントが大きいほど分布の平均値が大きくなることがわかる。したがって 20 個の領域での上方チャンネルの ADC 分布の平均値をもとめ領域の中心値との相関をとる。下方チャンネルについても同様に相関を取る。このように得られた相関図は図 4.16 および図 4.17 のようになる。

図の比例関係は中央チャンネルの光量が大きくなればなるほど上方チャンネルおよび下方チャンネルへのクロストークは大きくなることを意味する。

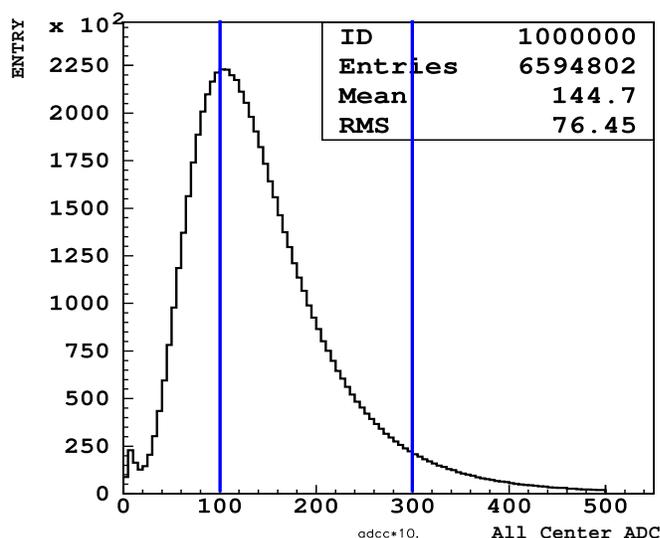


図 4.14: 全中央チャンネルについての ADC 分布

図 4.16、図 4.17 の相関図を一次関数 $y = ax + b$ でフィットをする。フィットして得られた一次関数の傾き a がクロストーク値となる。図 4.16 におけるフィットの結果は、

$$a = 0.0401 \pm 0.0129, b = -0.746 \pm 1.88$$

図 4.17 におけるフィットの結果は、

$$a = 0.0406 \pm 0.0139, b = 0.474 \pm 2.41$$

となった。これより図 4.16、図 4.17 に関する中央チャンネルから上方チャンネルへのクロストーク値は $4.01 \pm 1.29\%$ 、下方チャンネルへは $4.06 \pm 1.39\%$ となる。

4.4.4 中央チャンネルと隣のチャンネルが異なる MAPMT に属する場合

前節で見た中央チャンネルと隣接チャンネルの ADC 相関が実際に MAPMT の光電面で生じているクロストークであるかどうかを調べる。図 4.18 に示すように点線より上のチャンネルは MAPMT 1 で読みだし、点線より下のチャンネルは MAPMT 2 で読み出す場合、チャンネル A からチャンネル B への MAPMT の光電面で生じるクロストークはありえない。このような条件を満たすチャンネルのクロストークを測定し、前節で見たよう

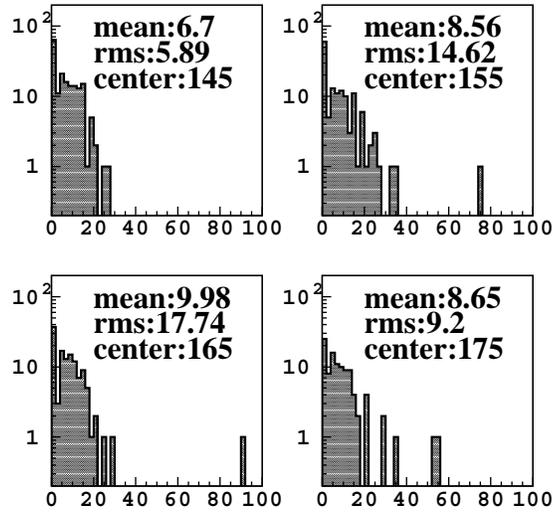


図 4.15: 中央チャンネル ADC カウントが 140 ~ 150 左上、150 ~ 160 右上、160 ~ 170 左下、170 ~ 180 のときの上方チャンネルの ADC 分布。それぞれに分布の平均値と中央チャンネルの ADC カウント領域の中心値をしめす。

な中央チャンネルと隣接チャンネルの ADC 相関が見られなければ、前節で測定した相関は MAPMT の光電面で生じているクロストークであるといえる。

このような条件を満たす中央チャンネルと下方チャンネルについての ADC 相関を図 4.19 に示す。図 4.16 と比べて比例した ADC 相関は見られなくなっている。図 4.18 におけるこのチャンネルのフィットの結果は、

$$a = 0.00151 \pm 0.00139, b = 0.410 \pm 0.829$$

であった。ここストーク値は $0.15 \pm 0.58\%$ で誤差の範囲で 0 と一致する。したがって、このチャンネルとの比較においては前節での ADC 相関は MAPMT の光電面でのクロストークといえる。

4.4.5 全チャンネルについてクロストーク値

ここでは 4.4.3 で行ったように、全チャンネルについて隣のチャンネルとの ADC 相関を一次関数でフィットしてクロストーク値を求める。求められた全チャンネルについてクロストーク値をヒストグラムにの分布にしたものを図 4.20 に示した。ただし、隣のチャンネルが別の MAPMT に属している場合は除いてある。また、求められた定数項は 98% 以上のチャンネルにおいてフィットの誤差の範囲で 0 であった(上方チャンネルと下方チャンネル両方について)。上方チャンネルのクロストーク値の分布からクロストーク値は全中央チャンネルで平均値で 4.19%、RMS は 1.05%、下方チャンネルについては平均値 5.03%、RMS 1.30% という結果が得られた。この結果をもって、クロストークに対する制限がどれ

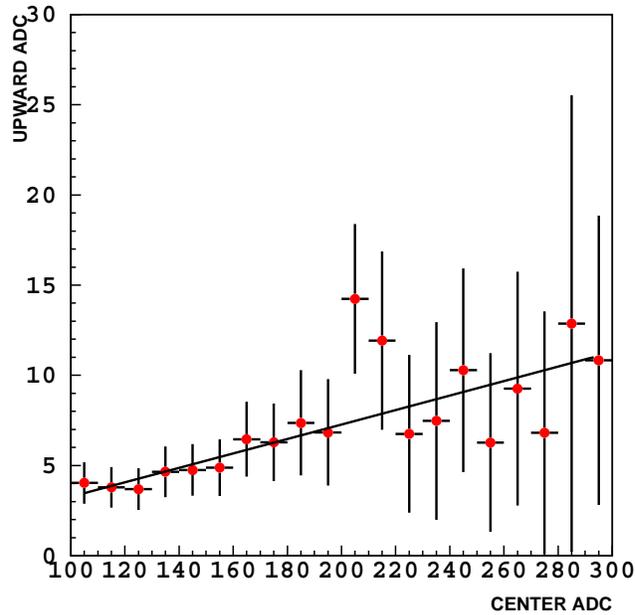


図 4.16: 中央チャンネルと上方チャンネルの ADC カウントの相関。点はデータ、線は直線フィットの結果

だけ満たされているかを見ると、クロストークに対する制限である 6.9%以下のエントリーは上方チャンネルについては 98.3%であり下方チャンネルについては 90.3%という結果を得た。

この上方チャンネルと下方チャンネルへのクロストーク値分布の差については考察において述べることにする。また、ここで得られたクロストーク値分布の平均値はインストール前の測定したクロトーク値に比べて約 1%程度大きいことが分かる。この原因の可能性として、考えられることは

- 斜め隣のチャンネルからのクロストークを無視したが、実際はそのクロストークを含んでいるために、クロストークが大きくなった。
- MAPMT の光電面で生じるクロストークではない効果によって測定値が大きくなった。

である。特に後者については考察においてさらに調査した。

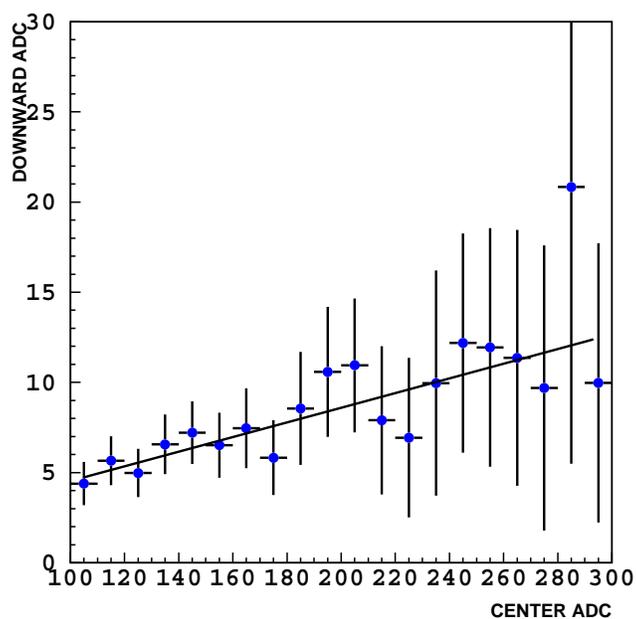


図 4.17: 中央チャンネルと下方チャンネルの ADC カウントの相関。点はデータ、線は直線フィットの結果

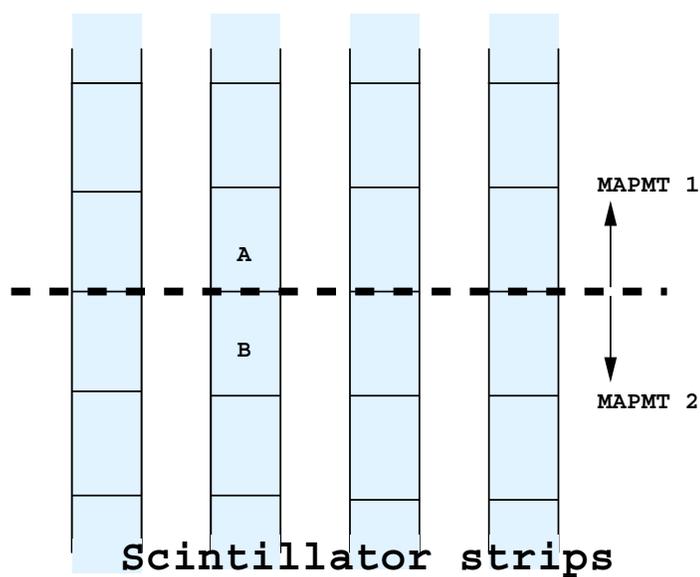


図 4.18: 中央チャンネル A と下方チャンネル B が別々の MAPMT に属する場合の模式図

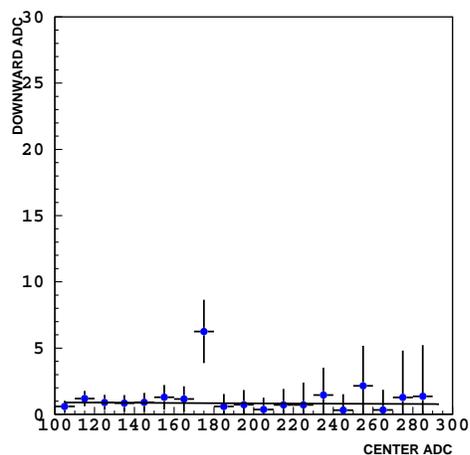


図 4.19: 中央チャンネルと下方チャンネルが別々の MAPMT に属する時の ADC 相関図

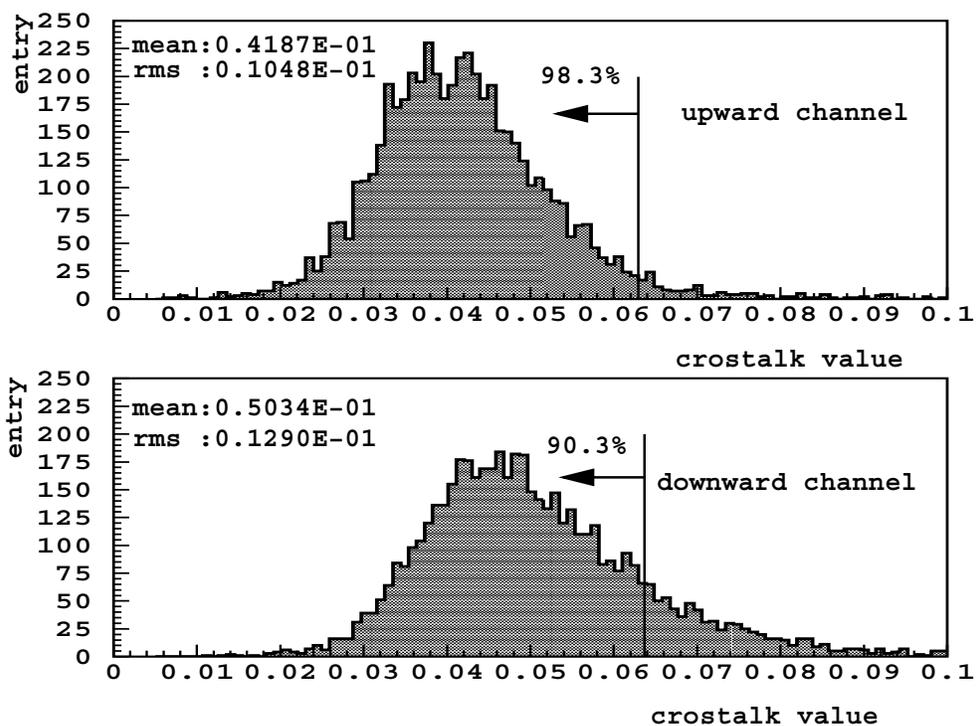


図 4.20: 全チャンネル (SciBar の X プレーン) についてのクロストーク値。隣のチャンネルが別の MAPMT に属しているものは除いている。

4.4.6 考察

上方チャンネルと下方チャンネルへのクロストーク値のずれについて

上方チャンネルと下方チャンネルへのクロストーク値分布をみると下方チャンネルの方が中心値が1%が大きいことがわかる。前節で述べたインストール前のクロストーク測定でも対応する2つのチャンネルへのクロストーク値の差が約1%異なるという同じ傾向がみられている。

実際にクリアクッキーのケガキ線の位置を測定したところは約 $250\mu m$ 正しい位置より、下方チャンネルへのクロストークを大きくするような方向にずれていることを確認した。したがって、MAPMTの接続の際のアライメントが系統的にずれて上方チャンネルと下方チャンネルへのクロストーク値に差が生じた可能性が大きい。

光電面のクロストーク以外の影響について

求められたクロストーク値にはMAPMTの光電面のクロストーク以外の影響が含まれている可能性がある。この影響を見るために

- A. 隣のチャンネルが別のMAPMTの属する場合のクロストーク値の分布
- B. レイヤーごとクロストーク値

ついて調べる。

A. 隣のチャンネルが別のMAPMTに属する場合のクロストーク値の分布

隣のチャンネルが別のMAPMTに属する場合、MAPMTの光電面におけるクロストークはないが荷電粒子ヒットなどによる影響がみられる可能性がある。また、シンチレータ内の発光が反射材を透過して隣のシンチレータに入り込みとなりのチャンネルにシグナルを与える可能性もある。

ところで、中央チャンネルと2つ隣のチャンネルのADC相関は光電面における光の散乱によるクロストークもなく荷電粒子のヒットによる影響はより少ないと考えられる。したがって、「隣のチャンネルが別のMAPMTに属する場合」と「隣のチャンネルが2つ離れている場合」を比較して、上に述べた影響が存在するかどうかを調べられる。

中央チャンネルと隣のチャンネルが異なるMAPMTに属する場合のクロストーク値の分布は図4.21のようになる。上方チャンネルへクロストーク値の分布における平均値は0.86%、RMSは0.77%、また下方チャンネルについては平均値0.80%、RMS0.74%という結果を得た。

また、2つ離れたチャンネル間についてのクロストーク値の分布は図4.22のような結果を得た。上方チャンネルへのクロストーク値分布の平均値は0.27%でRMSは0.30%でありまた、下方チャンネルへのクロストーク値の平均値は0.30%でRMSは0.31%という値を得た。これらの結果から光電面におけるクロストークの他にクロストーク値の分布の平均値とRMSを大きくする影響をもつ事象があると考えられる。

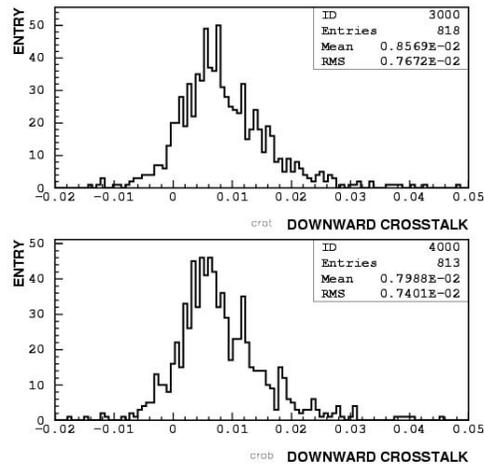


図 4.21: 中央チャンネルと隣のチャンネルが異なる MAPMT に属する場合のクロストーク値の分布。上の図が上方チャンネルへのクロストーク値の分布。下図が下方チャンネルへのクロストーク値の分布。

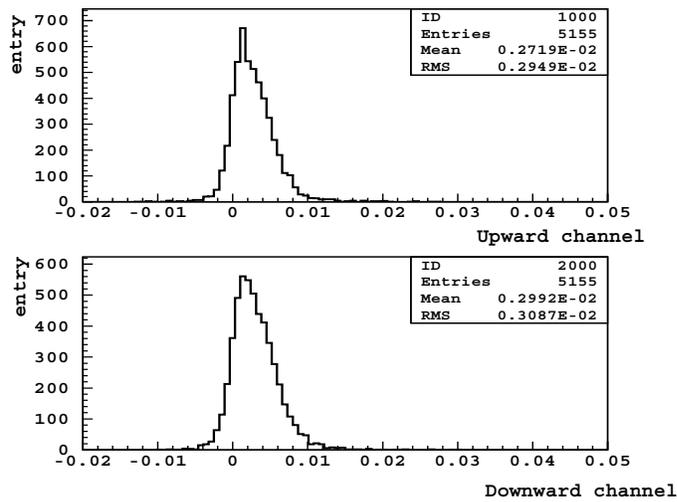


図 4.22: 2 つ離れたチャンネル間のクロストーク値の分布。上の図が上方チャンネルへのクロストーク値の分布。下図が下チャンネルへのクロストーク値の分布

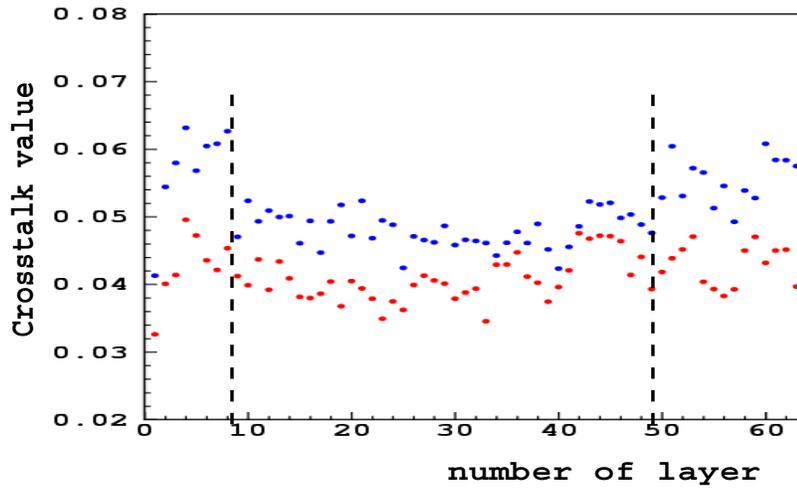


図 4.23: レイヤーの平均クロストーク値とレイヤー番号の相関。レイヤーの大きい番号がビームに対して下流側、小さいほうが上流側である。Y 軸はクロストーク値。赤点は上方チャンネルへのクロストーク値、青点は下方チャンネルへのクロストーク値

B. レイヤーごとクロストーク値の分布

MAPMT の光電面で生じるクロストーク以外の影響がレイヤーの場所による依存性がないかどうかを調べる。図 4.23 にクロストーク値をレイヤーごとに平均した値とレイヤー番号の相関をとった図を示す。図から分かるように上流側と下流側の端付近のレイヤーについてクロストーク値が大きいことが分かる。さらに上流側と下流側に関して非対称な分布になっている。SciBar の宇宙線トリガーは SciBar の 1~8 レイヤー、17~24 レイヤー、33~40 レイヤー、49~56 レイヤーの間にヒットを要求するだけである。1~8 レイヤーの間あるいは 49~64 レイヤーの間に宇宙線が静止してもトリガーは発生する。したがって、SciBar の宇宙線トリガーの方法がクロストーク値に影響を与える可能性が考えられる。可能性 1 つとして、静止した宇宙線 μ が崩壊してできる電子陽電子が隣のチャンネルにヒットしてクロストークのように見えている可能性があげられるが、それを確かめるためには宇宙線軌跡の再構成から軌跡の終端と始端とを比べてみるなどの必要がある。

4.4.7 結論

MAPMT とファイバーの接続のためアライメント装置を開発し、実際にこれを用いて SciBar にインストールする MAPMT についてアライメントを行った。アライメントした

MAPMT を SciBar にインストールした後に、このアライメントにおける MAPMT のチャンネル間クロストークを宇宙線を用いて測定を行った。上方チャンネルと下方チャンネルへクロストークを測定可能な全チャンネルについて測定した。実機における宇宙線を用いた測定でも MAPMT の光電面における光の散乱で生じるクロストークを観測し、クロストーク値を求めた。結果として、はじめに掲げたクロストークに対する要求 6.9% 以下を満たすチャンネルは上方チャンネルに対して 98.3%、下方チャンネルに対しては 90.3% であった。

また隣のチャンネルが別の MAPMT に属する場合に求めたクロストーク値の分布、およびクロストーク値のレイヤー依存性を考察し、MAPMT の光電面で生じるクロストーク以外の影響が測定値に含まれている可能性を示した。したがって、上記で示したクロストークの制限を満たしているチャンネルの割合は実際にはもっと多い可能性がある。今後の課題として、この影響の原因を突き止め、クロストークの測定がされていない 2 つの隣接チャンネルへのクロストークの測定、SciBar の Y プレーンに属するチャンネルにおけるクロストーク測定を行う必要がある。また、チャンネル間のクロストーク違いおよび制限を超えるクロストークが粒子軌跡の再構成に与える影響を調べる必要がある。

第5章 MAPMTのゲイン測定と最適HV値の決定

5.1 測定目的

K2K 実験の前置検出器 SciBar にインストールされる 64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) は 224 本であり、総チャンネル数は 14336 (64×224) チャンネルとなる。もともと 1 つの MAPMT 内の 64 チャンネルのゲインはばらついており、ゲインが最大のチャンネルと最小のチャンネルは最大で 3 倍異なる。しかし、1 つの MAPMT には 1 つの印加電圧 (HV 値) しか設定できないため、ゲインをチャンネルごとに設定することはできない。したがって各チャンネルのゲインのばらつきを測定することではじめて dE/dx 情報による粒子識別に用いる光量の大きさをエネルギー情報に較正することができる。さらに HV 値を適切に設定して MAPMT の 64 チャンネル平均ゲインを揃えることで、14336 チャンネルのゲインのバラツキを抑えることができる。本章では

- 全チャンネルのゲインの測定
- 224 本の MAPMT の HV 値の設定

について述べる。

5.2 MAPMTのゲイン設定

この節では MAPMT のゲイン設定に課せられる条件について述べる。MAPMT のゲインはその 64 チャンネルの平均ゲインとして定義する。MIP 粒子によるシグナルがペDESTAL と区別できることと、陽子のシグナルを ADC カウントがオーバーフローせずにカバーできることの 2 つの条件を課すことで、目標となるゲインの設定値を決めた。

MAPMT のゲイン設定に課せられる条件

MAPMT のゲインは大きく分けてつぎの 2 つの条件によって制限される。

条件 1 読みだし回路の電気ノイズと最小イオン化粒子 (MIP) によるシンチレーター発光が区別できる。

条件 2 最も大きな光量を発生させる陽子に対しても ADC の最大カウントを越えない。

条件 1

ADC のゲインは 0.0180pC/count の設定である。ノイズレベルはペDESTAL の広がりから最大でも 3 カウントつまり 0.0540pC 程度である。

MAPMT に最も近い所でシンチレータを横切る最小イオン化粒子 (MIP) からは長さ 1.3cm あたり平均 28.4p.e. の光量が期待される。[1]¹ (以下 1.3cm あたりの光量とする) 実機では 3m のシンチレータを使用し、波長変換ファイバーを用いて光を導くので検出される光量は粒子の通過する位置により、波長変換ファイバーによる減衰のために大きく異なる。この減衰の効果を考慮すると、MIP による光量は MAPMT から最も遠い所では波長変換ファイバーの減衰長を 3.6m として次のように計算して、平均 12.3p.e. となる。

$$e^{\frac{-3.0}{3.6}} \times 28.4[\text{p.e.}] = 12.3[\text{p.e.}]$$

MIP によるシグナルが電気ノイズと 2σ 離れていることを要求する。MIP のシグナルで中心値から 2σ 離れた光量はポアソン統計を仮定して、 $12.3 - \sqrt{12.3} \times 2\text{p.e.}$ すなわち、 5.3p.e. となる。

これが電気ノイズと 2σ で離れていることを要求すると以下のように計算して、MAPMT のゲインは 1.3×10^5 以上必要であることが分かる。

$$\begin{aligned} G_{MAPMT} \times 5.3[\text{p.e.}] \times 1.6 \times 10^{-19}[\text{C}] &> 2 \times 0.0540 \times 10^{-12}[\text{C}] \\ \implies G_{MAPMT} &> 1.3 \times 10^5 \end{aligned}$$

条件 2

実機において MAPMT の読みだしに使用する ADC は $12\text{bit}(4096 \text{ カウント})$ である。ペDESTAL のレベルはほぼ 2000 カウント程度に設定されている。したがって使用できる ADC は約 $2000\text{-}4000$ カウントである。陽子は静止直前に最大で MIP の約 10 倍の光量を発生させる。つまり 3m のシンチレータにおいてもっとも MAPMT に近いところでは 284p.e. の光量が発生する。この光を ADC のオーバーフローなしに検出するためには、以下の計算にしたがって MAPMT のゲインは 7.9×10^5 以下でなければならないことがわかる。

$$\begin{aligned} G_{MAPMT} \times 284[\text{p.e.}] \times 1.6 \times 10^{-19}[\text{C}] &< 2000 \times 0.018 \times 10^{-12} \\ \implies G_{MAPMT} &< 7.9 \times 10^5 \end{aligned}$$

条件 1 と条件 2 から決められる MAPMT のゲイン

1 つの MAPMT の 64 チャンネルはすべて同じゲインではなく大きくばらついている。ゲインが最小のチャンネルと最大のチャンネルでは 3 倍以上異なる。したがって最小ゲインのチャンネルでも第 1 の条件を満たすことを優先して、最大ゲインのチャンネルが第 2 の条件をちょうど満たすように設定する。

¹文献 [1] において実機に用いるシンチレータ光量はランダウ分布のピーク値から 18p.e./cm と求められている。これを文献図中におけるランダウ分布の平均値に直すと 21.88p.e./cm となり、 1.3cm あたりでは $21.88 \times 1.3 = 28.4$ と求められる。

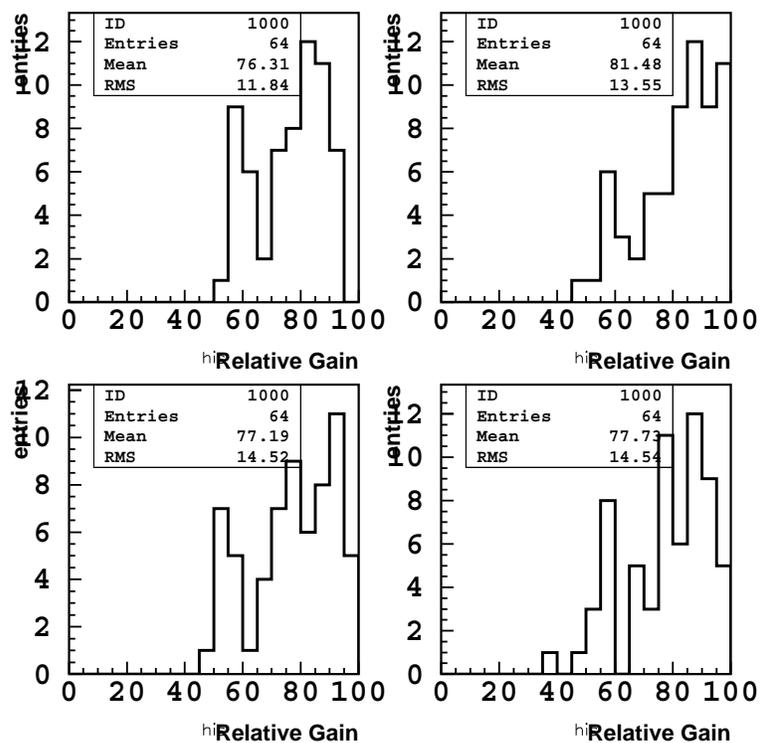


図 5.1: MAPMT の 64 チャンネルのゲイン分布。それぞれのヒストグラムは 4 つの MAPMT についてのゲイン分布を表す。MAPMT 内でゲインが最大のチャンネルを 100 として X 軸にゲイン、Y 軸をエントリー数としている。

64 チャンネルの平均ゲインは図 5.1 に示すように最大ゲインの 0.8 倍程度である。

したがって、MAPMT のゲインは $0.8 \times 7.9 \times 10^5$ つまり 6.3×10^5 に設定することが要求される。

5.3 ゲイン測定の方法の比較

PMT のゲインを測定するためには一般的には以下の 3 つの方法が取られる。

- A. 低光量の光源を用いて 1p.e. のピークを直接検出する方法。
- B. 低光量の光源を用いて光電子数の分布を測定し、ポアソン統計を利用し、測定する方法。
- C. 10p.e. 以上の光量を用いて光電子数の分布を測定し、ポアソン統計を利用して測定する方法。

この節ではこれら 3 つの方法についてそれぞれの測定原理及び特徴を述べ MAPMT のゲイン測定に適しているかどうかについて議論する。

5.3.1 A. 低光量の光源を用いて 1p.e. のピークを直接検出する方法

最初に光源の光量を少なくし、ADC 分布において MAPMT の 1 光子ピークとペデスタルが観測できるように光量を調節する。

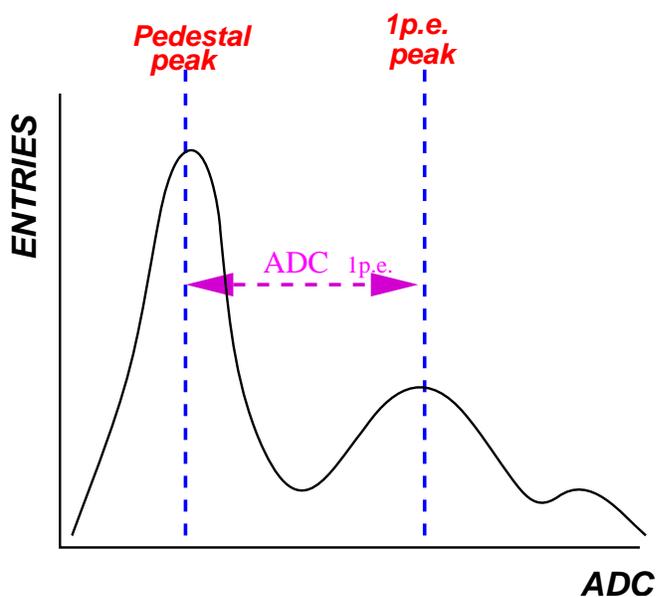


図 5.2: 1p.e. ピークによるゲイン測定

図 5.2 のような ADC 分布から、1 光子ピークとペデスタルのピークの差から 1p.e. に対応する ADC カウント $ADC_{1p.e.}$ が得られ、これを電荷量に変換し素電荷の定数 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ で割ることによりゲインが求められる。

5.3.2 B. 低光量の光源を用いてポアソン統計を利用し測定する方法。

光電子数分布が平均光電子数 μ であるポアソン分布に従うとすると、0p.e.(ペDESTAL) になる確率は

$$P_0(\mu) = \frac{e^{-\mu}}{0!} = e^{-\mu}$$

である。そこで得られた ADC 分布について、ADC ヒストグラム全エントリー数に対するペDESTALエントリーの占める割合 P を計算する。 P と上の式を用いると、その ADC 分布の平均光電子数 μ が

$$\mu = -\ln P = -\ln \frac{\text{ペDESTALのエントリー}}{\text{全エントリー}}$$

と計算できる。1p.e. に対応する ADC の中心値を $\mu_{1p.e.}$ とするとこの値からペDESTAL値 μ_{ped} を引いた値 $\mu_{1p.e.} - \mu_{ped}$ に平均光電子数 μ を掛けた値は、ADC 分布全体の統計的平均値 μ_{stat} からペDESTAL値 μ_{ped} を引いた値と一致する。すなわち、

$$\mu \times (\mu_{1p.e.} - \mu_{ped}) = \mu_{stat} - \mu_{ped}$$

となる。この式からゲインに対応する ADC 値 $\mu_{1p.e.} - \mu_{ped}$ が求められる。この値を電荷量に換算し素電荷の定数で割ることでゲインが求められる。

5.3.3 C. 10p.e. 以上の光量を用い、ポアソン統計を利用して測定する方法

平均光電子数が 10p.e. 以上になると ADC の分布はガウシアン分布に近くなる。求めるべき 1p.e. に対応する ADC 値を $\mu_{1p.e.}$ とする。得られる ADC 分布を平均光電子数 μ のポアソン分布であるとする分布の中心値 μ_{stat} は $\mu_{1p.e.} \times \mu$ と一致する。一方、分布の広がり σ_{stat} は $\mu_{1p.e.} \times \mu^{\frac{1}{2}}$ となる。すなわち、

$$\begin{aligned}\mu_{stat} &= \mu_{1p.e.} \times \mu \\ \sigma_{stat} &= \mu_{1p.e.} \times \mu^{\frac{1}{2}}\end{aligned}$$

この2式から μ を消去して $\mu_{1p.e.} = \frac{\sigma_{stat}^2}{\mu_{stat}}$ となる。あとは、電荷量に換算し、素電荷で割ることでゲインが求められる。

5.3.4 ゲイン測定方法の比較

上述した3つの方法を方法 A、方法 B、方法 C とする。この3つの方法を MAPMT のゲイン測定に適用した場合の長所、短所を述べる。

- 方法 A

- 長所

この方法は弱い光源を用いて MAPMT の 64 チャンネルにすべてに光をあてて測定を行うと、全チャンネル同時に測定することができる。1p.e. のピークの位置が明確にペDESTALと区別できれば容易にゲインが求められる。

– 短所

1p.e. のシグナルを検出しなければならないが、ほとんどはペDESTAL事象になってしまい、1p.e. のシグナルを得るには多くの事象数が必要である。また MAPMT のゲインが低いとペDESTALと 1p.e. のシグナルが区別できなくなりゲインが測定できなくなる。また光量が多すぎる場合 2p.e. 以上の事象を含んでしまう場合がある。

• 方法 B

– 長所

この方法は、方法 A と同様に全チャンネル同時に測定を行なうことができる。またペDESTALとシグナルが分離できれば容易にゲインを求めることができる。2p.e. 以上の事象も考慮して測定を行なうことができる。

– 短所

ペDESTALがシグナルと完全に分離できない場合、ゲイン大きさやペDESTALの幅によってペDESTALとシグナルの重なり度合いが異なってくる。その重なりの様子に依存してゲイン測定に不定性が生じる。

• 方法 C

– 長所

10p.e. 以上の光量で MAPMT がサチュレーションしない程度の光量を用いれば光量を考慮せず測定ができる。またデータ量も方法 A,B に比べて少なくて済む。

– 短所

この方法は 10p.e. 以上の光量を各チャンネルに当てなければならない。したがって同時に測定を行なうとすると 64×10 p.e. の光量を当てなければならない。このような光を MAPMT に当てるとベース回路の電圧降下が無視できなくなり、実際のゲインよりも低く測定されてしまう可能性がある。また 1p.e. の広がりも考慮して RMS を計算しなければならず、結局は 1p.e. の測定が必要になる。

C の方法は、結局 A の方法を使って 1p.e. の分布の幅を求めなければならない、したがって直接ゲインを求められる A,B の方法が MAPMT のゲイン測定には優れていることが分かる。

次に実際に A,B の測定を行い、得られた結果を比較する。

比較方法としてなるべく正確な 64 チャンネルの相対的なゲインを A,B 以外の方法で求め、それを基準として、A,B の方法で求めた 64 チャンネルのゲインとの比較をおこなう。その結果を A と B について比較をする。

まず波長変換ファイバーを用いて 64 チャンネルに 25p.e. 程度の光をそれぞれのチャンネルに等しく当て、出力された電荷量で相対的なゲインの大きさ $G_{ref}(ch)$, $ch = 1 - 64$ を求めた。

方法 A,B で得られたゲイン (G_A, G_B) と G_{ref} とのチャンネルごとの比を図 5.3 に示す。縦軸は 64 チャンネルの平均値で規格化してある。方法 B で得られた結果は 2 段に別れる

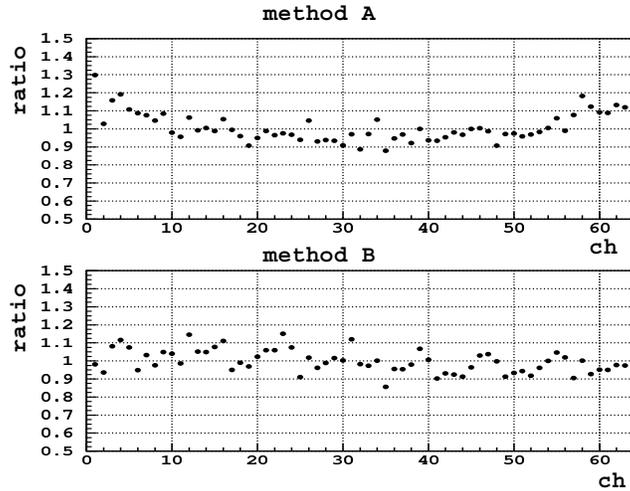


図 5.3: 方法 A,B の比較。上図が方法 A について、下図が方法 B についてである。X 軸は MAPMT のチャンネル番号、Y 軸は $G_A(ch)/G_{ref}(ch)$ (上図) $G_B(ch)/G_{ref}(ch)$ (下図) となっている。

構造が見られる。これは、1つの MAPMT を 2つの VA チップで読み出しているためであると考えられる。前に述べたように、方法 B での測定はペDESTALの幅に依存する。図 5.4 のようにペDESTALの RMS との相関を取ると、VA チップによってペDESTALの幅が変わり、 $G_B(ch)/G_{ref}(ch)$ がそれに依存して変化していることがわかる。ペDESTALの幅は電気ノイズに対応しており、電気ノイズは周囲の環境によって変わりやすい。したがって方法 B は周囲の環境変化によって測定結果が変わる可能性がある。したがって本測定では方法 A を用いることにする。

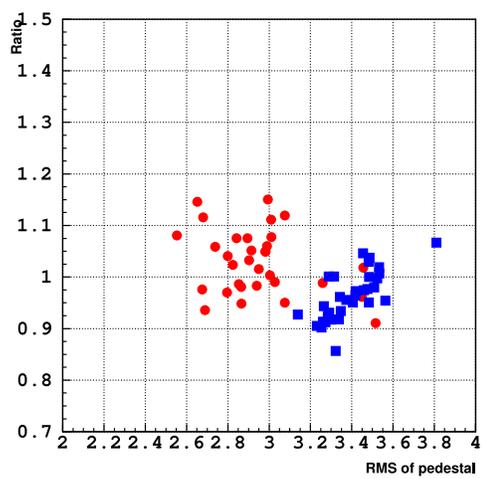


図 5.4: 方法 B についてのペDESTALの幅と $G_B(ch)/G_{ref}(ch), ch = 1 \sim 64$ の相関。赤丸と青四角はそれぞれ別のチップに属するチャンネルを示す。X 軸はペDESTALの RMS、Y 軸は $G_B(ch)/G_{ref}(ch)$

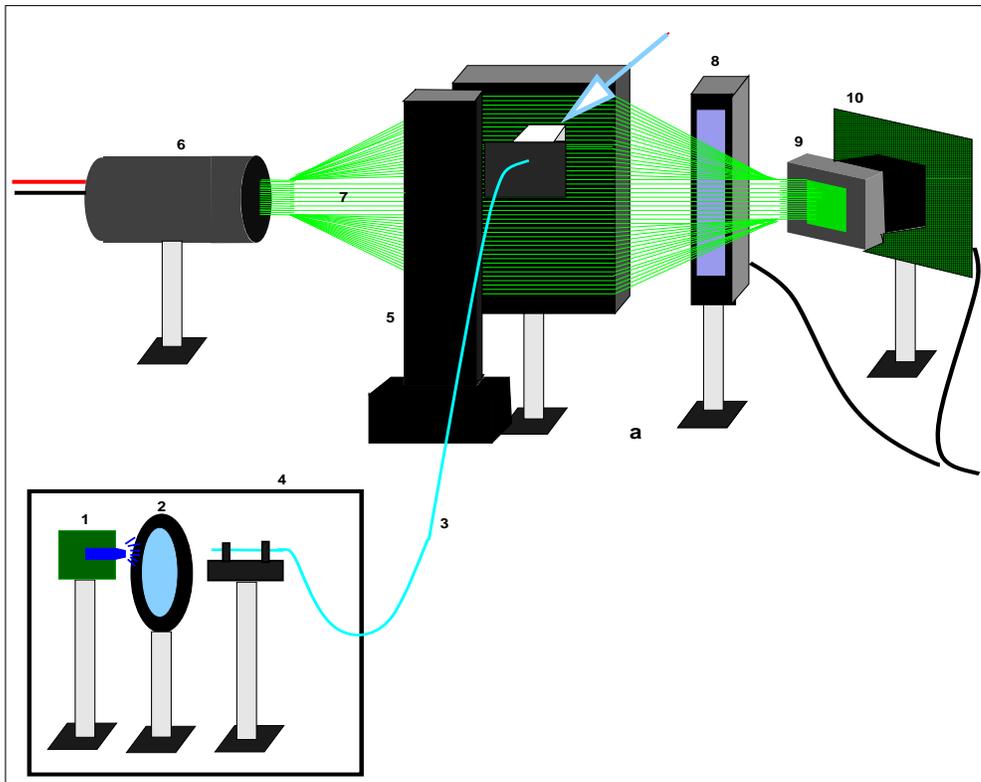


図 5.5: ゲイン測定システムの模式図

5.4 ゲイン測定システムの構成

この節ではゲイン測定システムの構成について述べる。SciBar には 224 本の MAPMT が必要であり、合計 14336 チャンネルになる。これらのチャンネルのゲインを測定し、すべての MAPMT の HV 値を決定するために、測定システムはできる限り自動化されていることが望ましい。したがって MAPMT を交換する以外は全て自動で測定を行えるように自動 ND フィルター、自動ステージおよび HV 制御モジュールを使用した。また、できるかぎり実機に近い形で測定を行うために実機で用いるのと同じ型の波長変換ファイバーおよびクッキーを用いて MAPMT に光を入射した。

図 5.5 にセットアップの模式図を示す。224 個の MAPMT を測定する間、光量の変化を常にモニターすることも必要なため、波長変換ファイバーの MAPMT の反対側の端から 2inch-PMT で光量をモニターできるようにした。

以下、図 5.5 のセットアップに用いられる各要素についてその名称と性能用途について述べる。

1. 青色 LED(NSPB500S, 日亜化学工業製) : 光源として使用する。
2. 自動 ND フィルター (MINI-40NDU, シグマ光機製)
: LED とクリアーファイバーとの間に設置する。リモート操作で光の透過率を変化

させることができる。したがって LED からクリアファイバーに入射する光量を調節することができる。

3. クリアファイバー (1mm , クラレ製) : LED からの光を波長変換ファイバーに入射する。波長変換ファイバーと異なり LED からの光波長を変えずに光を伝達する。クリアファイバーからの光は波長変換ファイバーに吸収される。
4. 内部暗箱 : 光源の光が波長変換ファイバーや光電子増倍管に直接入らないようにする
5. Z 軸自動ステージ (SGSP(MS)33-200(Z), シグマ光機製) : クリアファイバーを鉛直方向に移動させることで波長変換ファイバー 1 本 1 本に光を当てていく。
6. 2 インチ光電子増倍管 (R2256-02, 浜松ホトニクス社製) : MAPMT と反対側の波長変換ファイバーの端に取り付けられており、MAPMT に入射される光量をモニターする
7. 波長変換ファイバー (Y11(200)MS, 1.5mm ϕ , クラレ社製) : クリアファイバーからの光を吸収し再発光した光を MAPMT に伝達する。
8. LED ボックス : 3 個の LED を内蔵し、窓に張られたビニールシートによって光を拡散することで 64 本の波長変換ファイバーに光をムラ無くあてる。光量を弱めることで 1p.e. によるゲイン測定を行う。
9. MAPMT
10. フロントエンドボード : MAPMT のシグナルを読み出す

波長変換ファイバーにクリアファイバーを通して光を入射する部分(図 5.5 の矢印付近) を図 5.6 に示す。隣接する波長変換ファイバーに光が洩れないように波長変換ファイバーが黒アクリルのプレートの幅 1.6mm 深さ 2.5mm の溝に埋め込んである。波長変換ファイバーの両端約 3cm を光学セメントによってプレートに接着してある。実際のセットアップの写真を図 5.7 に示す。

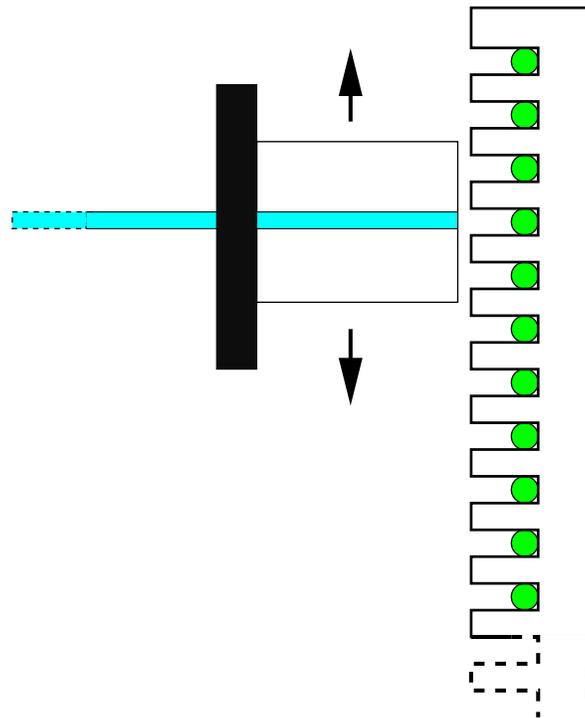


図 5.6: クリアファイバーで光を入射させる付近の拡大図

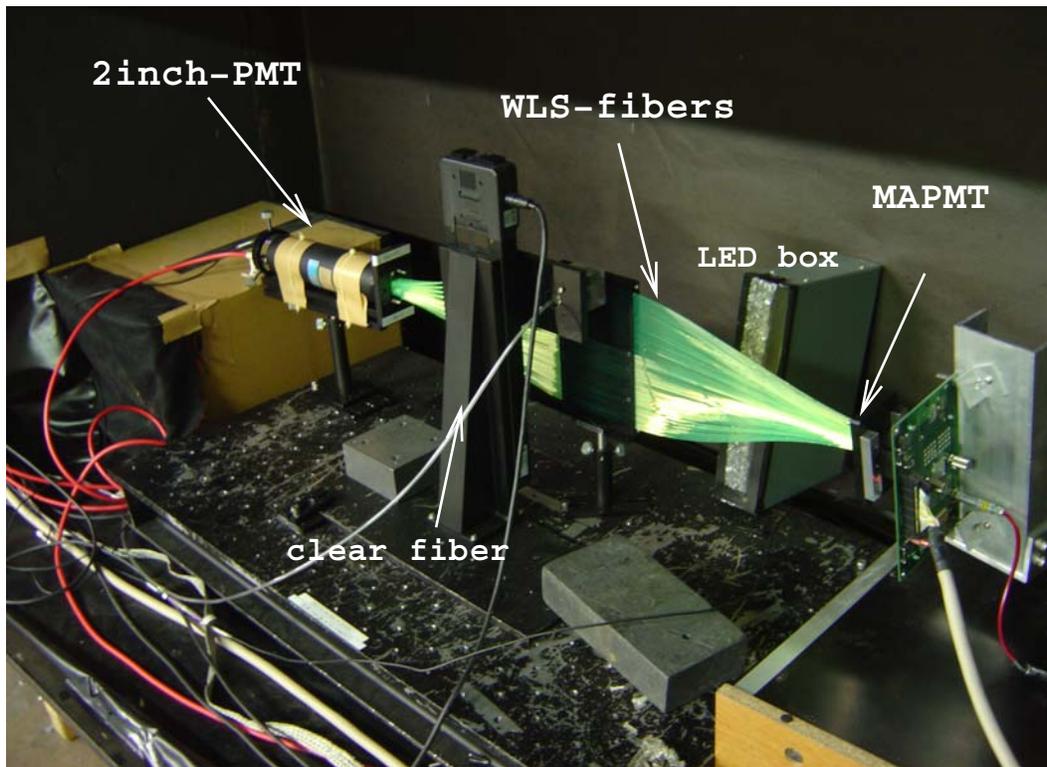


図 5.7: ゲイン測定システムの写真

5.4.1 クリアーファイバーによって光を入射する時の位置決定

各波長変換ファイバーに光を入射するときのクリアーファイバーの位置は次のように調整してある。クリアーファイバーをを $20\mu\text{m}$ きざみで鉛直方向に動かしていく。それぞれの点でクリアーファイバーから波長変換ファイバーに光を当てモニター用 2inchPMT で波長変換ファイバーからの光を読み出す。

その結果、図 5.8 のようにクリアーファイバーが特定の 1 本の波長変換ファイバーに接近したときに光量のピークが見られる。各波長変換ファイバーに相当する 64 個のピークをそれぞれガウシアン関数でフィットして得られたピーク位置をクリアーファイバーによる光の照射位置とした。

5.4.2 波長変換ファイバーからの光量の一様性の測定

測定動機

プレートに埋め込んである 64 本の波長変換ファイバーは MAPMT に接続するために 8 本 \times 8 本に束ねてある、したがって波長変換ファイバーの長さは、ばらつきがあり最大 3cm 程度異なる。3cm 程度の長さの違いはファイバー減衰長を 3.5m としたとき 1% 以下の光量の違いしか生じない。

しかし、波長変換ファイバーがプレートから浮いていたりすると、その波長変換ファイ

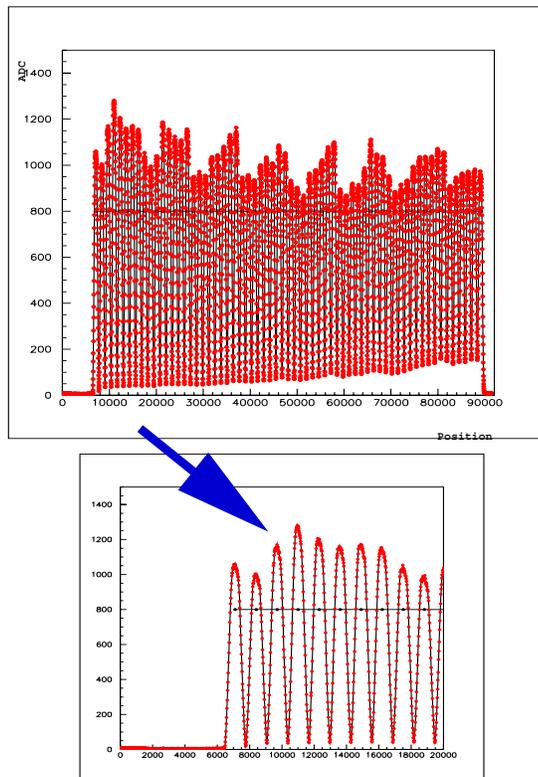


図 5.8: クリアーファイバー入射位置と 2inch-PMT の出力 ADC. 上図は 64 チャンネル全体をスキャンした図、下図は最初の 10 チャンネルの拡大図。上図では全体に ADC カウントが右下がりになっているがこれは Z 軸ステージが傾いているためファイバーからの光量が一定に当たってないためであると考えられる。

バーにクリアーファイバーで光を当てた時に、他の波長変換ファイバーより強い光が得られたりする。また Z 軸ステージの鉛直方向からのずれによりクリアーファイバーと波長変換ファイバーの間が一定でなくなり波長変換ファイバーからの光量が一定でなくなる可能性がある。

そこで、クリアーファイバーによって光を波長変換ファイバーに入射して波長変換ファイバーから得られる光量が 64 チャンネルでどの程度一定になっているかを測定した。

セットアップと測定原理

装置のセットアップを図 5.9 に示した。波長変換ファイバーの左側に取り付けられている 2inch-PMT によっても波長変換ファイバーからの光を測定しているが、波長変換ファイバーは 1 本 1 本異なる位置に取り付けられているので、2inch-PMT からの出力は 2inch-PMT の光電面のユニフォーミティーに依存して大きく異なる。したがって、この測定では本来 MAPMT を取り付け位置に 5inch-PMT (浜松ホトニクス社製 H6527) を設置して測定を行う。この 5inch-PMT を X-軸ステージと Z-軸ステージを用いて移動させ、各波長変換ファイバーからの光を常に同じ位置で受けるようにした。

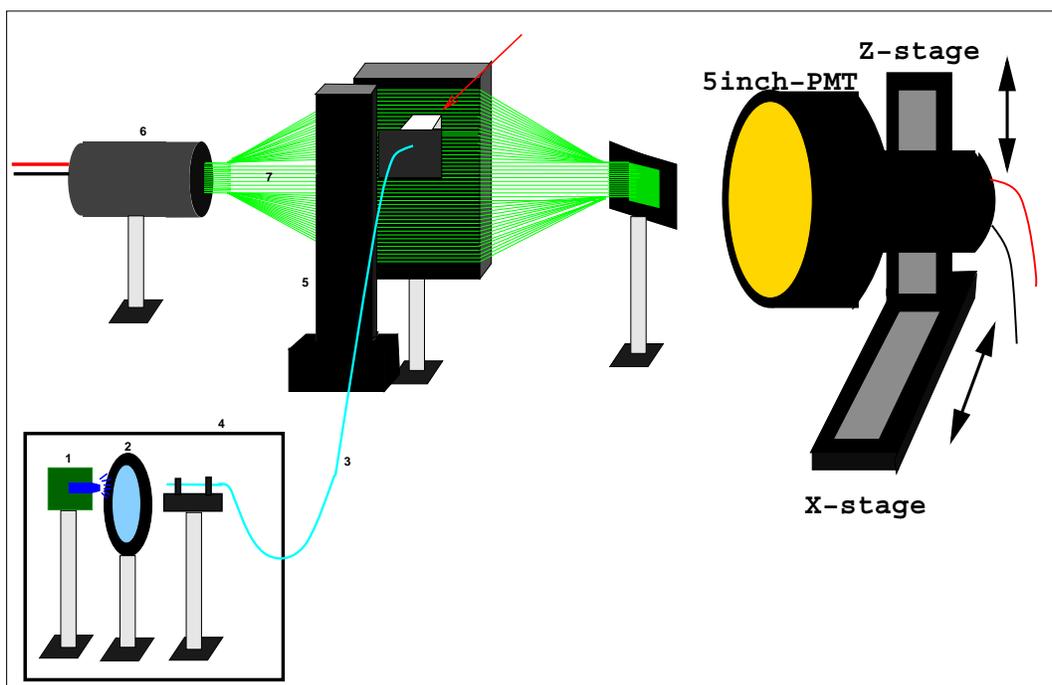


図 5.9: 光量の一様性の測定システム模式図

この 5inch-PMT は受光面のサイズが $120\text{mm}\phi$ と大きく、受光面とファイバーとの距離を数 cm を離してもファイバーからの光をカバーすることができる。したがってステージで移動のさせる際のファイバーアレイに対する水平方向、鉛直方向のずれによる不定性を小さくすることができる。5inch-PMT の光電面は MAPMT と同じくバイアルカリで材質ポロシリケートガラスである。

5inch-PMT は 2inch-PMT と同様に 14bit 電荷積分型 ADC を用い、青色 LED を発光させるトリガー信号で ADC ゲート信号をつくり PMT からのシグナルが ADC ゲートに入るように調整した。

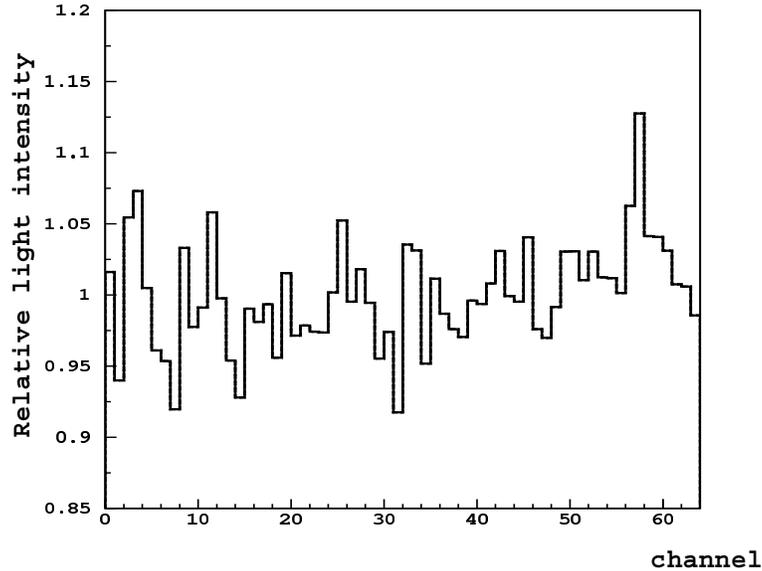


図 5.10: 5inch-PMT による各チャンネルからの光量比較結果 X 軸は各波長変換ファイバーに対応し Y 軸は平均で規格化した相対的光量を表している。

測定結果

5inch-PMT によって測定された各チャンネルの相対的な光量を図 5.10 にしめす。図中の値は 64 チャンネルの平均光量で規格化してある。

各チャンネルにつき 3000 事象データを収集した。ADC 分布の RMS は 50 カウント以下で、ペダスタルを引いた分布の平均値 150 カウント程度なので、統計誤差は 1%以下である。また、5-inchPMT の光電面で 15mm 異なる位置で同様の測定を行っても 1%の精度で結果を再現した。

この結果から最大 15 % 光量が異なるチャンネルが存在することが分かる。この結果を用いて MAPMT への入射光量の補正をした。

5.4.3 データ収集系

LED の発光、ND ファイルターの制御、Z 軸ステージの制御、自動 HV モジュールの制御およびデータ収集系の概略図を図 5.11 に示す。

トリガー信号

クロックジェネレータの出力を FAN OUT により分割して、これをトリガー信号に使う。この信号は ADC のゲート、DAQ ボードの ADC 変換スタート、LED の発光に使わ

れる。

LED を発光させる系統

トリガー信号をパルスジェネレータに入力し LED を発光させるパルスを生成する。生成されたパルスは CAMAC Relay Multiplexer(RMUX) に入力される。RMUX には 16 チャンネルの出力があり、CAMAC アクセスによりモジュール内のリレースイッチを切替えることで、入力信号を出力するチャンネルを制御することができる。本測定では RMUX の 0ch をペDESTAL 用に 50Ω でターミネートし、5ch を LED1 (クリアファイバーに光を入射する LED) に 7ch を LED2 (LED ボックスのなかの LED) に出力することにした。

このようにすることで CAMAC アクセスを用いて、パルスジェネレータからのシグナルでどの LED を発光させるかを制御し、さらにペDESTAL のデータも同時に取得できるようになる。

LED を駆動するためのパルスジェネレータの幅は 20ns である。また出力のタイミングは後述の ADC ゲートタイミングに合うように調節した。

データ収集系統

トリガー信号をゲートジェネレータに入力し、ADC 用のゲートを生成する。これを CAMAC-ADC に入力すると同時に、CAMAC Event LAM Register(ELR) にも入力し、LAM を立てる。本測定の LAM 制御はすべて ELR を用いる。ELR には Busy Out があり、ELR の LAM が立っている間、この Busy-Out をだし続ける。これをゲートジェネレータの Veto に入力し、CAMAC アクセス中に次のゲートを出力しないようにした。ADC には 2inch-PMT からの出力信号が入力され、ELR の LAM を見て、ADC のデータを読みみにいく。

またゲートジェネレータからの信号は DAQ ボードのトリガー信号にも使われる。

DAQ ボードは VME モジュールであり、トリガー信号を受け取ると VA でサンプル&ホールドしたパルス波高のデジタル変換の動作を始める。このとき同時に Busy-Out の信号が出力されるがこれは ELR と同様にゲートジェネレータの Veto に使われる。

自動 ND フィルター、自動ステージおよび自動 HV モジュールの制御系統

自動 ND フィルターおよび自動ステージは、MARK-102 ステージコントローラを用いて制御する。このステージコントローラは、手動で操作することもできるが、GPIB や RS232C の I/O を用いて、コンピュータからコントローラにコマンドを送ることにより、制御・モニターすることもできる。本測定では、RS232C を用いてコンピュータから Z 軸自動ステージと自動 ND フィルターを制御した。Z 軸自動ステージは前述で測定された位置に移動し、クリアファイバーが波長変換ファイバーに光を入射するようになっている。

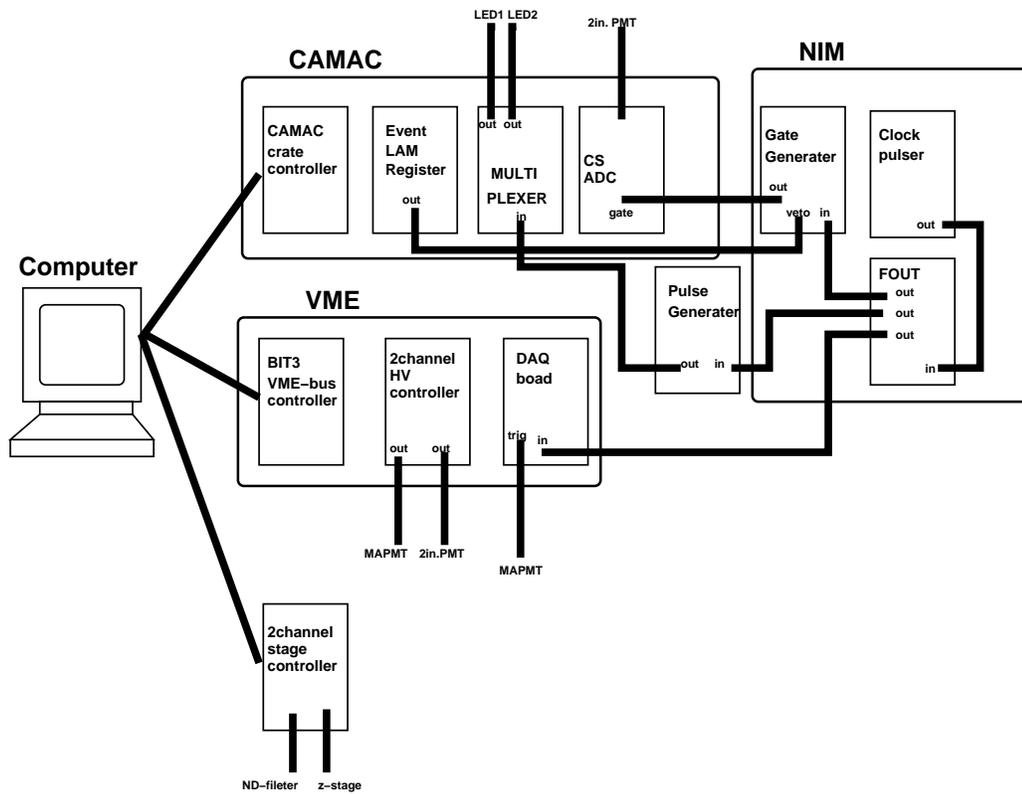


図 5.11: ゲイン測定システムのデータ収集系

5.5 測定原理

この節では、前節までに述べたゲイン測定システムを用いた MAPMT のゲイン測定原理および最適 HV 値の決定原理について述べる。

まず、MAPMT の絶対ゲイン (Dynode 増幅率) を 5.3.1 で述べた方法で 1p.e. のパルス波高分布から求めるが、HV 値が低いと 1p.e. ピークとペDESTAL がはっきり分けることができなくなるので、最大印加電圧に近い 980V で測定を行う。つぎに 25p.e. 程度の光を MAPMT に入射して、HV 値 750V, 800V, 850V での ADC カウントを比較して HV-ゲイン曲線の傾きを求める。HV 値 980V におけるゲインをこの傾きを用いて外挿し HV 値とゲインの対応を求める。そして、MAPMT の平均ゲインが 6.3×10^5 となる HV 値を求める。さらに、この HV 値で 25p.e. の光量を MAPMT の各チャンネルに入射してダイノード増幅率だけでなく MAPMT の量子効率および収集効率も含めたチャンネル間の相対ゲインをもとめる。

次に各手順の詳細を述べていく。

ゲイン測定の手順

1. HV 値 980V における 1p.e. のパルス波高分布測定によるゲイン測定

最初に 1p.e. のパルス波高分布を用いて 64 チャンネルのゲイン測定を行なう。LED ボックスからの LED の光を十分弱くして、その光を 64 本の波長変換ファイバーにまんべんなくあてる。この時 MAPMT のゲインが低いと 1 p.e. のピークからゲインが測定できないので、MAPMT の最大印加電圧に近い、980V に設定して測定を行なう。30000 事象のデータを収集して、各チャンネルについて、1p.e. ピークとペDESTAL ピークをガウシアン関数でフィットする。そしてそれらのピーク値から 5.3.1 で述べた方法 A で各チャンネルのゲイン $G_{1p.e.}(ich, hv = 980)$, $ich = 1 \sim 64$ を求める。

ガウシアン関数でピークをフィットするときの手順を次に述べる。最初に図 5.12 に示すように 1p.e. の ADC 分布のヒストグラムを ADC カウントの小さいほうからスキャンしてエン트리数が 0 エントリーが続かない ADC カウント、 ADC_{ped}^{min} を求める、そしてもっともエン트리数の多い ADC カウント、 ADC_{ped}^{peak} をもとめる。さらに ADC_{ped}^{peak} より大きい ADC カウントでエンントリー数が減少から増加に転じる ADC カウント、 $ADC_{shoulder}$ を求める。 $ADC_{shoulder}$ よりペDESTAL RMS と同じカウントだけ小さいところを ADC_{ped}^{max} とする。 $ADC_{shoulder}$ よりペDESTAL RMS の 2 倍の ADC カウントを加えたところを ADC_{pe}^{min} とする。また、さらに ADC_{pe}^{min} より、おおきな ADC カウントでエンントリーが ADC_{pe}^{min} の 70% になっている ADC カウントを ADC_{pe}^{max} とする。そして、 $ADC_{ped}^{min} \sim ADC_{ped}^{max}$ をペDESTAL 部分と考え、Gaussian でフィットする。さらに $ADC_{pe}^{min} \sim ADC_{pe}^{max}$ の領域を 1p.e. の部分と考え Gaussian でフィットをする。

図 5.13 に実際に 1 p.e. ピークをフィットした時の典型的な例を示す。

このように HV 値 980V での MAPMT の全 64 チャンネルのゲインを求める。MAPMT のチャンネルの番号を図 5.14 のようにしたときのチャンネル番号とゲイン相関図を

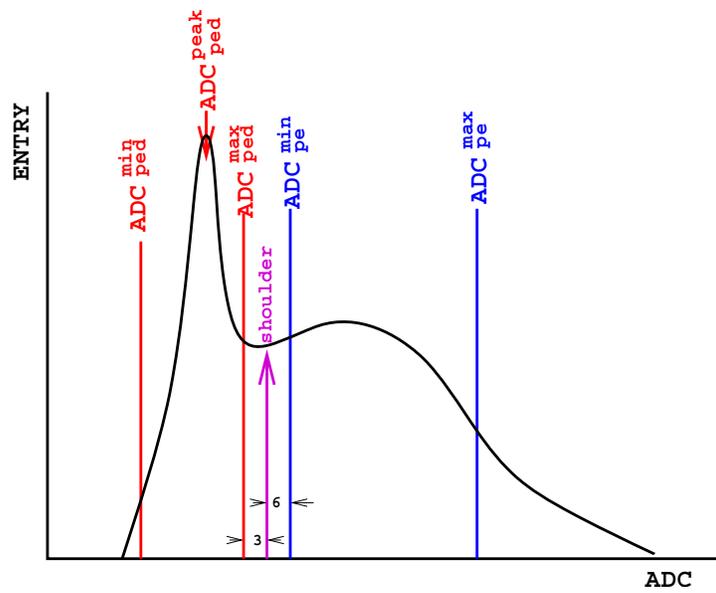


図 5.12: 1p.e. の ADC 分布をフィットする範囲を定義する模式図。赤線の間 ($ADC_{ped}^{min} \sim ADC_{ped}^{max}$) をペDESTAL、青線の間 ($ADC_{pe}^{min} \sim ADC_{pe}^{max}$) を 1p.e. のピークの領域としてフィットする。ペDESTALのRMSを3カウントとしている。

図 5.15 に示す。

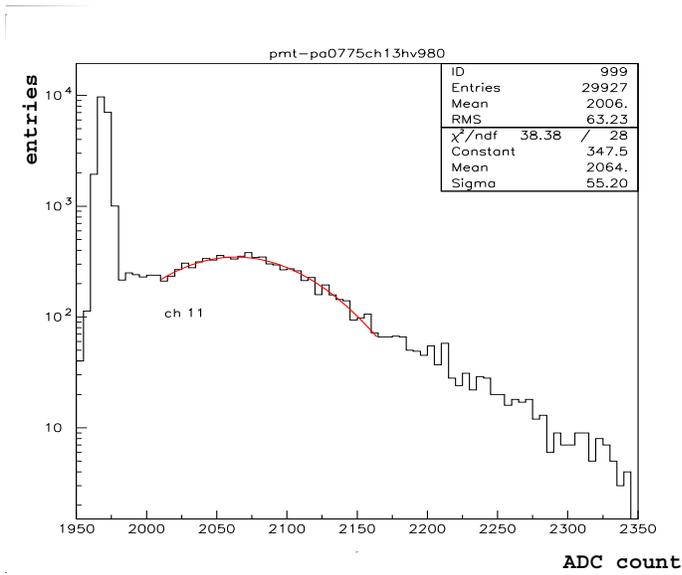


図 5.13: 1p.e. ピークを Gaussian 関数でフィットした様子

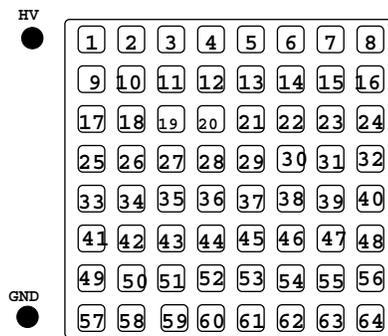


図 5.14: PMT のチャンネル番号の配置図

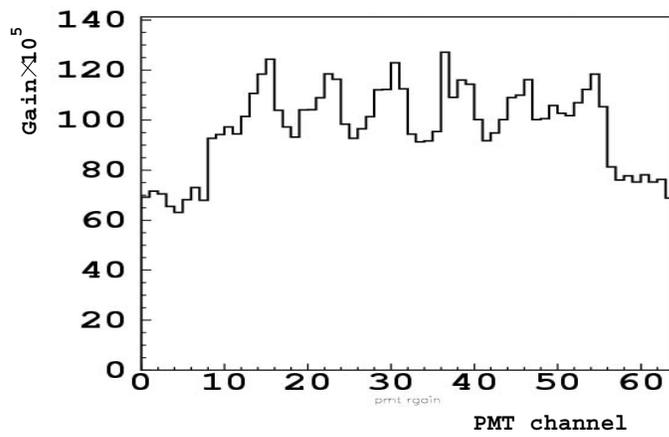


図 5.15: HV 値 980V での 64 チャンネルのゲイン。X 軸は MAPMT のチャンネル番号、Y 軸はゲイン。MAPMT の端のチャンネルほどゲインが低いためこのような 8 チャンネルごとのピーク構造になる。

2. HV-ゲイン曲線の傾き係数を求める

ゲインが最大のチャンネルとゲインが最小のチャンネルについて HV 値-ゲイン曲線の傾き係数を求める。ここでは 3 種類の HV 値 850,800,750V に設定してそれぞれ測定を行なう。得られたデータから次のように HV-ゲイン曲線の傾き係数を求める。一般的に HV 値と MAPMT のゲインの間には以下のような関係がある。

$$G = b \times V^a$$

ここで、G は MAPMT のゲイン、V は HV 値、a は傾き係数、b は定数である。両辺の対数をとって、式変形を行なう。

$$a = \frac{\log G - \log b}{\log V}$$

今、この測定で G として、25p.e. 程度の光量によって得られた ADC 分布の平均値を用いる。最大ゲインのチャンネルと最小ゲインのチャンネルで、各 HV 値において $ADC_{max}(hv), ADC_{min}(hv)$, $hv = 750, 800, 850$ が得られる。したがって、これらを上式の式に代入して

$$a_{max} = \frac{\log ADC_{max}(hv) - \log b_{max}}{\log hv}$$

$$a_{min} = \frac{\log ADC_{min}(hv) - \log b_{min}}{\log hv}$$

ここで $hv = 750, 800, 850$ である。この測定では $hv = 750$ と $hv = 850$ の場合²を連立させて a_{max}, a_{min} を求める。100 個の MAPMT について求められた a_{max}, a_{min} の分布を図 5.16 に示す。

実際に測定で得られた HV 曲線を図 5.17 に示す。

3. 64 チャンネルの平均ゲインが 6.3×10^5 となるような HV 値を求める

手順 1. で得られたゲインを手順 2. で求めた HV 値-ゲイン曲線の傾きで外挿して HV 値を決定する。HV 値は前述のように MAPMT の 64 チャンネルの平均ゲイン G^{mean} が 6.3×10^5 となる HV 値ように決める。以下のように計算して HV 値をもとめる。まず手順 1. で測定した HV 値 980V における MAPMT の各チャンネルのゲイン $G_{1p.e.}(ich, hv = 980), ich = 1 \sim 64$ からその MAPMT の 64 チャンネルについての平均ゲイン $G_{1p.e.}^{mean}(hv = 980)$ を求める。つぎに各チャンネルの HV-ゲイン曲線の傾きは、手順 2. で求めた HV-ゲイン曲線の傾きは全 64 チャンネルについて 2% の精度で同じであることを確かめたので a_{max}, a_{min} の平均である a_{mean} を HV-ゲイン曲線の傾きとして用いることにする。

a_{mean} と $G_{1p.e.}^{mean}(hv = 980)$ を HV 値と MAPMT のゲインの関係式に代入して定数 b を計算する。

$$b = \frac{G_{1p.e.}^{mean}(hv = 980)}{980^{a_{mean}}}$$

² 3 点を用いてフィットして求めた場合も 1%以下で一致するので、2 点のみ用いる。3 点のデータをとるのは測定の不備が生じた時のチェックのためである。

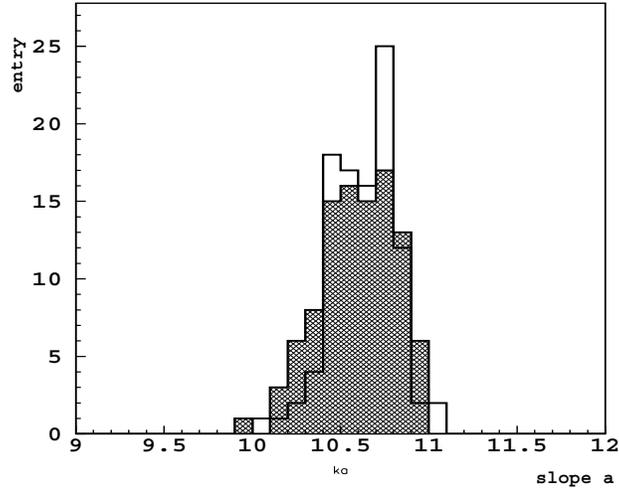


図 5.16: a_{max}, a_{min} の分布。 a_{max} がハッチのかかったヒストグラム、 a_{min} が白のヒストグラム、X 軸は a_{min} または a_{max} 、Y 軸はエントリー

この結果、定数 b と a_{mean} 、HV 値と MAPMT のゲイン関係式を用いることですべての HV 値での MAPMT の平均ゲインが計算できるようになる。これから MAPMT の平均ゲインが 6.3×10^5 となる HV 値が求められる。

a_{mean} が他の方法によって求めた傾きと同じであることを次のように確かめた。HV 値 940,960,980V において 1p.e. の波高分布から 1p.e. ピークを検出してゲインを求め HV 値とゲイン曲線の傾きを求める。このように求めた傾きと a_{mean} と比較したとき、5%以下精度で一致する。

さて、 a_{mean} は 64 チャンネルで測定したときのチャンネルでの系統誤差 2%と、前述のべたように傾きの測定方法による系統誤差 5%から合計して、真の HV 値-ゲイン曲線の傾きと 7%の系統的な誤差がある。この系統誤差が与える HV 値の決定精度を求める。

HV 値-ゲイン曲線の間係を a_{mean} で表すと

$$G = G_{1p.e.}^{mean}(hv = 980) \left(\frac{V}{980}\right)^{a_{mean}}$$

となる。 $G = 6.3 \times 10^5$ を満たす V をもとめる時の a_{mean} からの V への誤差伝搬は

$$\left(\frac{\sigma(V)}{V}\right)^2 = \left(\frac{\sigma(a_{mean})}{a_{mean}}\right)^2 \times \left(\frac{S}{a_{mean}}\right)^2$$

となる。ここで $S = \log(6.3 \times 10^5) - \log(G_{1p.e.}^{mean}(hv = 980))$ である。 $G_{1p.e.}^{mean}(hv = 980) \sim 10^7$ なので $S \approx -3$ となる。また、 $a_{mean} \approx 10$ なのでこれらを代入して

$$\frac{\sigma(V)}{V} \approx 2\%$$

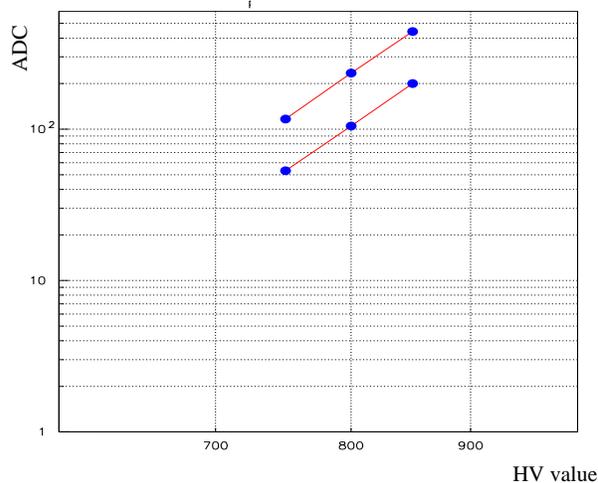


図 5.17: 最大ゲインのチャンネル(上の線)と最小ゲイン(下の線)のチャンネルのHV 曲線。フィットした結果ではなく各点を点で結んでいる。X 軸は HV 値の絶対値、Y 軸は ADC カウントで、ログスケールで描かれている。

よって HV 値は $\pm 2\%$ 程度で求まることがわかる。これは $774V^3$ において $\pm 15V$ に相当する。したがって系統的な誤差 $\pm 15V$ で決定できる。これは設定されるゲインに 22% の系統誤差を与える。

4. 25p.e. の光量を用いて 64 チャンネルの相対ゲインを測定する

1p.e. の検出によって測定されるゲインはダイノードの増幅率 G_{dynode} であるが、MAPMT の光電子収集効率と量子効率を含めたゲイン G_{eff} は次のように表される。

$$G_{eff} = C_{collection} \times C_{quantum} \times G_{dynode}$$

$C_{collection}$: MAPMT の光電子収集効率

$C_{quantum}$: MAPMT の量子効率

ここでは絶対的な G_{eff} の値ではなく、MAPMT の 64 チャンネルのチャンネル間の相対的な G_{eff} の値、あるいは 224 個の MAPMT をあわせた全てのチャンネル間の相対的な G_{eff} を測定する。以下 G_{eff} のことを単に「相対ゲイン」と呼ぶ。最初に MAPMT を手順 1~3 で求めた HV 値に設定し、クリアファイバーを用いて波長変換ファイバー 1 本 1 本に青色 LED からの光を入射していき、64 チャンネルの ADC の出力を得る。ペDESTAL を差し引いた ADC 値を VA のチャンネルごとのゲインで補正し、5.4.2 で測定した光量比で光量の補正を行ない相対ゲインをもとめた。

1 つの MAPMT について得られた相対ゲインについて、MAPMT のチャンネル番号を図 5.14 のようにとって X 軸とし、相対ゲインを Y 軸とした図を図 5.18 に示す。

³本測定で求めた 224 本の HV 値の平均値

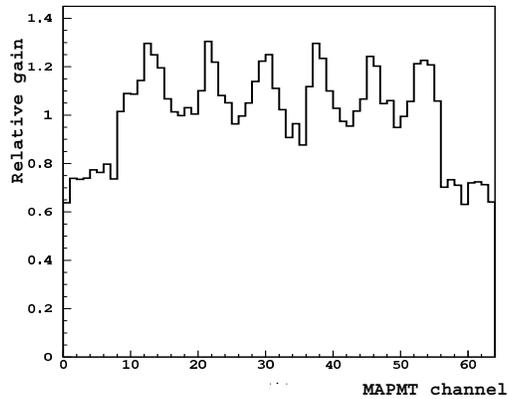


図 5.18: MAPMT の 64 チャンネルでの相対ゲインのグラフ。平均で規格化してある。X 軸は MAPMT のチャンネル番号、Y 軸は規格化した相対ゲイン

全 MAPMT の測定における光量の変動

224 本の MAPMT の測定をする場合、途中で装置にずれが生じたり、急激な温度変化によりファイバーの劣化など生じたりした場合、MAPMT ごとに波長変換ファイバーからの光量が変化する可能性が考えられる。そのような事態に対しても対応できるように 2inch-PMT によって波長変換ファイバーの左端からの光量をモニターしている。

MAPMT の相対ゲインを測定するときに、MAPMT の反対側の波長変換ファイバーから 2inch-PMT で光を読みだし ADC 分布のデータを取っている。64 本すべての波長変換ファイバーが 2inc-PMT の光電面に接続されているが 2inch-PMT の光電面のユニフォーミティーが一定ではないのでそれぞれの波長変換ファイバーから異なる ADC 分布が得られるのでチャンネルごとにその ADC 分布の平均値を求める。この平均値をその MAPMT を測定したときの光量として、224 回の測定における光量をモニターする。

224 回の測定での光量の平均値と RMS をチャンネルごとに求め、RMS/平均値をチャンネルごとヒストグラムにしたものを図 5.19 に示す。この結果、最も RMS 値の大きいチャンネルでも 2% 程度の光量変化であり、これ以上の光量の変化をしめすチャンネルはなかった。

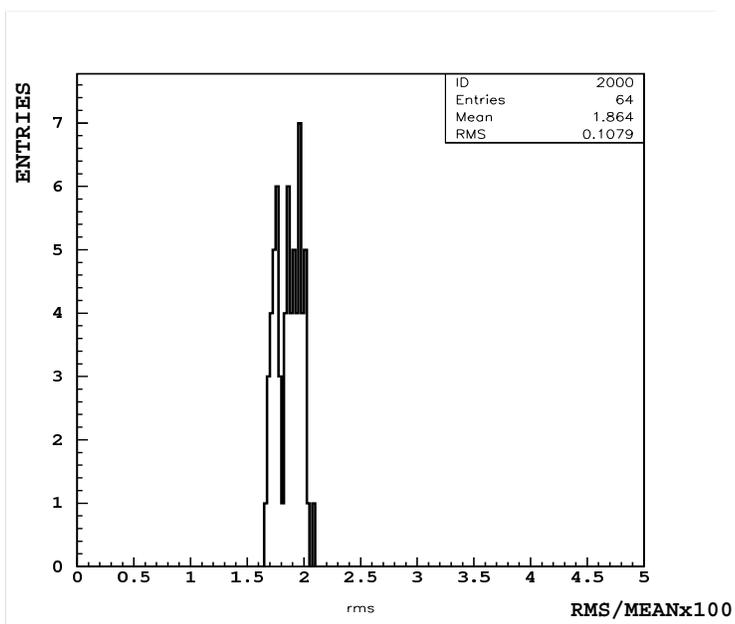


図 5.19: 2inch-PMT でモニターされた光量の変化:ヒストグラム分布のそれぞれのエントリーは 64 チャンネルに対応する。X 軸は 224 回の測定での RMS を光量平均値で割ったもの、Y 軸はエントリー

5.6 求められた HV 値の分布と相対ゲインの測定結果

これまでに述べた測定を MAPMT224 個に対して行うことにより、それぞれの MAPMT のゲインが 6.3×10^5 となるような HV 値およびその HV 値での相対ゲインが求められる。図 5.20 に全 14336 チャンネルについての相対ゲイン分布をしめす。相対ゲインは全体の平均値で規格化してある。全チャンネル間の相対ゲインのばらつきは RMS で 21% である。図中で 0.5 から 1.5 の間には 98% のエントリーがあるしたがって、インストール前では全チャンネルの相対ゲインの大きさの違いを 98% のチャンネルについて 3 倍以内に収めることができている。

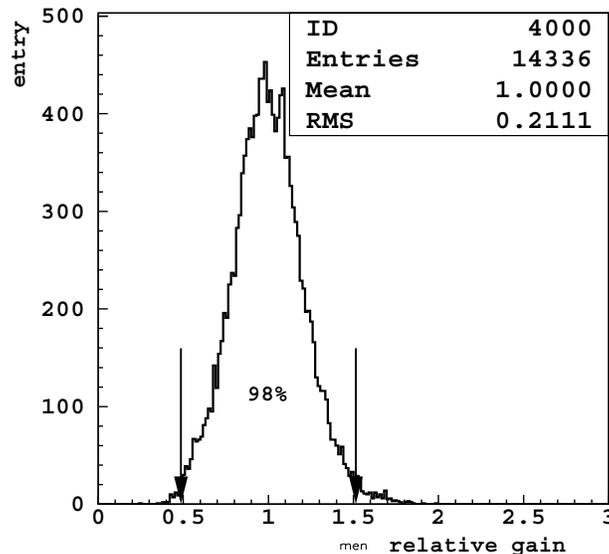


図 5.20: 相対ゲインの分布 : X 軸は平均で規格化した相対ゲイン、Y 軸はエントリー数
図中の 0.5 から 1.5 の間に 98% のエントリーがある。

図 5.21 に、224 個の MAPMT に対して決定された HV 値 (絶対値) の分布をしめす。求められた HV 値の値は平均 774V で最小 705V、最大 850V であった。

全チャンネルの相対ゲインの値を MAPMT ごとに平均した値の分布の広がりを求めることで、この測定で得られた HV 値におけるゲインの精度をもとめる。図 5.22 にその分布を示した。この分布の広がりから MAPMT のゲインは MAPMT 間のばらつきとして 9.9% の精度で決められていることがわかる。MAPMT は実機にインストールされた後、それぞれこのように決定された HV 値でデータ収集をおこなった。次章では設定された HV 値での MAPMT 間のゲインのばらつきを宇宙線事象を用いて評価する。

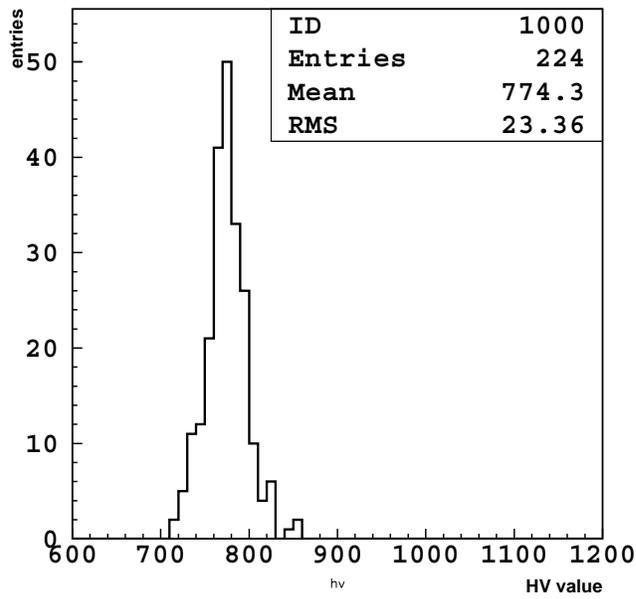


図 5.21: 決定された HV 値の分布 : X 軸は HV 値 (絶対値)、Y 軸はエントリー数

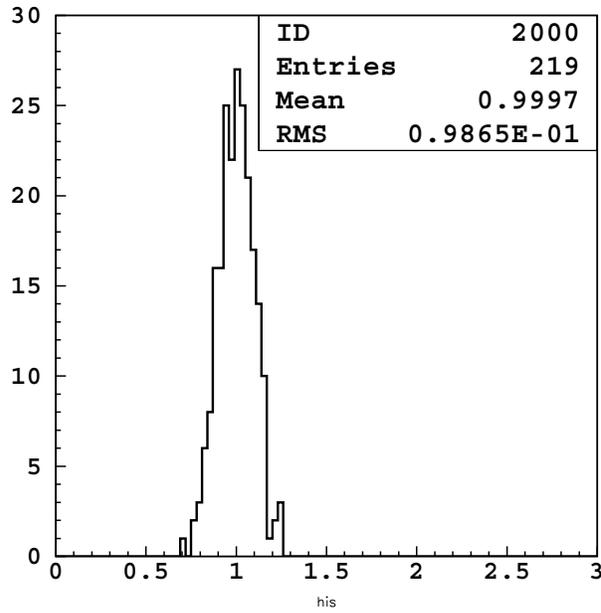


図 5.22: MAPMT ごとの相対ゲインの分布。全体の平均値を 1.0 になる用に規格化してある (X 軸)。Y 軸はエントリー数

5.7 宇宙線を用いたゲイン測定の評価

224 個の MAPMT は前述までの測定がなされた後、実機にインストールされた。本節ではインストール前のゲイン測定の精度の実機での宇宙線事象を用いた評価について述べる。

インストール前に行ったゲイン測定は、実機において MAPMT が使用される条件とは異なる条件で測定されている。インストール前のゲイン測定では全て同じ光源 (LED)、波長変換ファイバー、クッキーが使用されているのに対し、実機では、すべてのチャンネルにおいて異なる光源 (シンチレータ)、波長変換ファイバー、クッキーが使用され、さらに光電面とクッキーの間には光学グリースが塗布されている。

したがって、最初に全チャンネルでの宇宙線の平均光量から得られる相対ゲインの差がどれだけ大きくなっているかを評価する。

次に実機の環境下にインストールされた MAPMT がゲイン測定における相対ゲインの分布を再現しているかどうかを調べる必要がある。その再現性の評価のためにゲイン測定で得られた相対ゲインと宇宙線事象によって得られる MAPMT の ADC 出力の比較を行った。

はじめに宇宙線事象から MAPMT のゲインを評価するための ADC 分布を得る方法をしめす。

5.7.1 宇宙線事象の選択

宇宙線事象は、再構成された粒子の飛跡が 1 つだけであることを要求した。シンチレータは宇宙線がシンチレータを通過する際、そのエネルギー損失に比例して発光する。したがって、シンチレータ発光量は粒子がシンチレータを横切る長さにも比例する。

宇宙線がシンチレータを横切る長さを簡単に計算するために、図 5.23 におけるチャンネル A,B のように SciBar の 1 つのプレーンにおいて、ヒットが 1 つのシンチレータだけにあるような場合のみを使った。

こうすることで、宇宙線がシンチレータを横切る長さ L は宇宙線の軌跡について、SciBar を上から見た場合のニュートリノビームに対する角度 θ_x と SciBar を横から見た場合のビーム軸に対する角度 θ_y が分かればつぎのように計算される。図 5.23 のようにシンチレータの断面は縦 2.5cm 、横 1.3cm なので

$$L = (1.3^2 \times \tan^2 \theta_x + 1.3^2 \times \tan^2 \theta_y + 1.3^2)^{\frac{1}{2}}$$

で求められる。シンチレータ発光量を長さ L で割ることで、単位長さ当りの発光量が求められる。また、波長変換ファイバーによる光量の減衰も補正しなければならない。したがって、宇宙線事象によって 1 つのシンチレータに対して ADC カウント A を得た場合、宇宙線の光量との関係は

$$A = e \cdot G \cdot C_{charge}^{ADC} \times \exp(-S/L_{att}) \times a_{sci} \times L \frac{dE}{dx}$$

e : 素電荷 1.6×10^{-19}

G : MAPMT の 1 つのチャンネルのゲイン (量子効率、収集効率を含む)

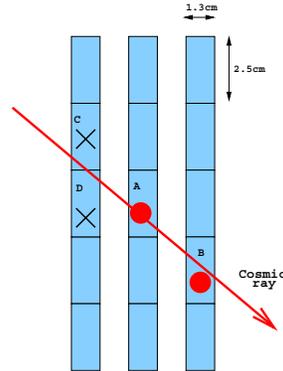


図 5.23: 宇宙線がシンチレータを横切る長さを簡単に計算するために選択するヒットの模式図。C,D のような 2 つのチャンネルにまたがるものは除く。

C_{charge}^{ADC} : ADC のゲイン

S : は MAPMT から宇宙線事象の位置までの波長変換ファイバーの長さ

L_{att} : 波長変換ファイバーの減衰長

$\frac{dE}{dx}$: 宇宙線の単位長さ当りのエネルギー損失

a_{sci} : 宇宙線によるシンチレータの単位エネルギー損失当りの発光量

波長変換ファイバーの減衰長と宇宙線がシンチレータを横切る長さを補正することで図 5.24 のランダウ分布がえられる。

図 5.24 の分布の平均値を、シンチレータにおける宇宙線による平均光量と定義する。この平均光量に対応する ADC カウントは $G, C_{charge}^{ADC}, a, e$ に依存するが e はどのシンチレータでも共通であり、 C_{charge}^{ADC} を補正すれば G と a_{sci} のみに依存するようになる。

ここで、宇宙線によるシンチレータの単位エネルギー損失当りの発光量 a_{sci} はどのシンチレータについても同じであると仮定するとランダウ分布の平均値は G のみに依存すると思われる。よってこの平均値はインストール前ゲイン測定で得られた相対ゲインと同様に MAPMT の量子効率、収集効率、Dynode ゲインを含めたゲインを表すことになる。

SciBar 検出器の全 14336 本のシンチレータについての平均光量とチャンネル番号の相関を図??にしめす。

5.7.2 相対ゲインのばらつきと再現性

この節では 5.6 で求めたように全チャンネルでの相対ゲインの大きさの違いおよびばらつきを宇宙線の平均光量を用いて調べる。また、インストール前のゲイン測定で得られた

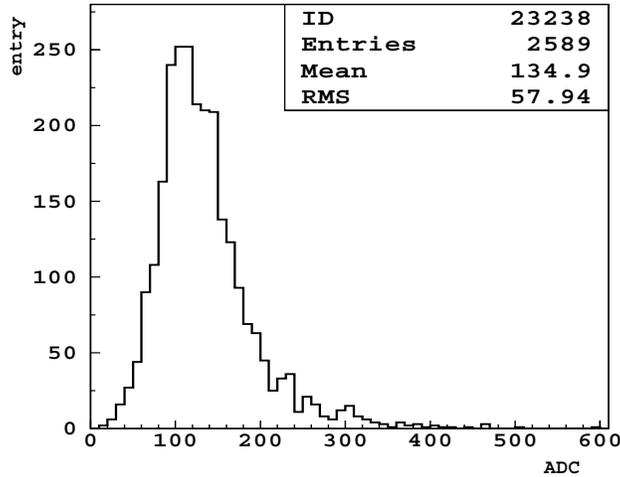


図 5.24: 1 本のシンチレータにおける宇宙線の ADC 分布。宇宙線がシンチレータを横切る長さおよび波長変換ファイバーの減衰長を補正してある。

全チャンネルの相対ゲインが実機にインストールされた後に再現性があるかどうかを評価する。

最初に全チャンネルの宇宙線の光量平均値の ADC を VA ゲインで補正した分布を図 5.26 に示す。図では全体の平均値で規格化してある 5.6 と同様に 0.5 から 1.5 のエントリー数を求めると 97%であった。したがって、インストール後も全チャンネルの相対ゲインの差が 3 倍以内に収まっているものは 97%で維持できていることがわかる。

実機において MAPMT に取り付けられる個々のクッキーの工作精度のバラツキ、また MAPMT の接続具合が異なることにより、再現性が失われる可能性がある。また、シンチレータの個々の発光量も異なる可能性がある。そして、実機においては MAPMT の光電面に光学グリースを塗布したために、クッキーと光電面が一様に接触せず、チャンネルによって出力にバラツキが生じる可能性がある。したがって、相対ゲインと宇宙線による出力を比較することでシンチレータ発光量、個々のクッキーと波長変換ファイバーの違い、光学グリースの影響などを見ることができる。

はじめにインストール前に測定した相対ゲインを実機で使用した VA のゲインで補正することで、実機の VA に対応する ADC に変換する。

次に、光源の光量が異なるので 2 つの測定値でチャンネルごとに比をとる。

求めた比を全 14336 のチャンネル平均値で規格化したものを図 5.27⁴に示す。2 つの測定で完全に再現性があればこの分布の広がりはないはずであるが実際は中心値にたいして 9.8%の広がりがある。インストール前の相対ゲインと実機における宇宙線の光量は 9.8%以内で再現性があることが分かる。

⁴ただし、実機において使用できなくなったチャンネルを含む MAPMT を除いた。

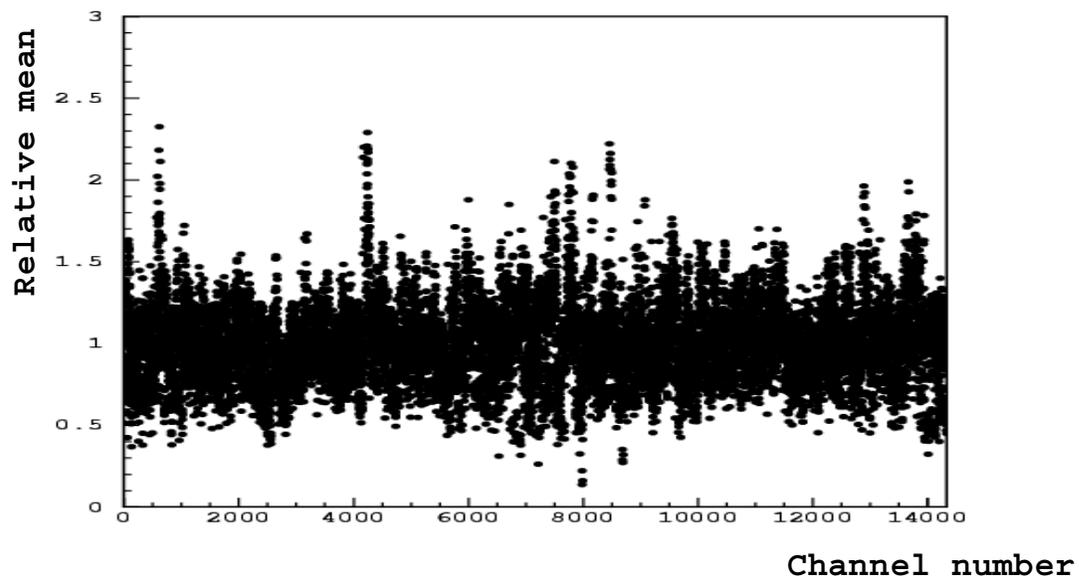


図 5.25: 14336 本のシンチレータについての平均光量をチャンネル番号ごとにプロットした図。X 軸はチャンネル番号、Y 軸は平均光量。

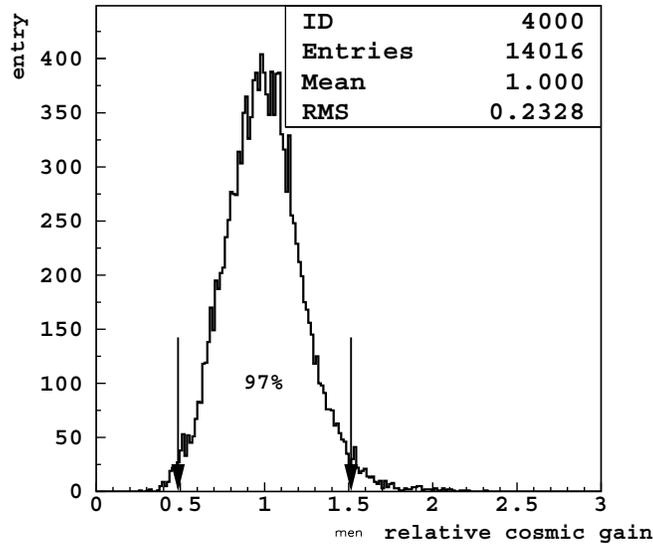


図 5.26: 宇宙線光量の分布：X 軸は平均で規格化した宇宙線光量、Y 軸はエントリー数
中の 0.5 から 1.5 の間に 97%のエントリーがある。

5.7.3 HV 値の決定精度

ここでは、求められた HV 値に設定された MAPMT について MAPMT 間のゲインのばらつきを評価する。

最初に各 MAPMT の宇宙線による平均光量の ADC 出力を 64 チャンネルで平均した値 $ADC_{cosmic}(pmt)$, $pmt = 1 \sim 224$ を求める。次にゲイン 6.3×10^5 で宇宙線の平均光量 28.4p.e./1.3cm の場合、実機で用いられている VA で期待される全チャンネルの ADC カウントを次式で計算する。

$$ADC(ich) = 6.3 \times 10^5 \times 1.6 \times 10^{-19} [C] \times 28.4 [p.e.] / 1.3 [cm] / C_{charge}^{ADC} (ich) [ADC/C]$$

$$ich = 1 \sim 14336$$

これらの値を MAPMT ごとに平均値して $ADC_{expect}(pmt)$ を求める。最後に $ADC_{cosmic}(pmt)$ と $ADC_{expect}(pmt)$ の比をとって比較を行う。この比を全 MAPMT の平均で規格し、ヒストグラムにした分布を図 5.28 にしめす。分布の広がり は RMS で $\pm 13\%$ の広がりになっている。

5.7.4 考察

5.6 において MAPMT ゲインの決定精度の広がりを 9.9%と求めたが、5.7.2 で述べたように宇宙線の平均光量 ADC はクッキーの個々の工作精度および光学グリースによる MAPMT とクッキーの接触の違いでばらつきが生じその影響で実機での宇宙線事象を用いた MAPMT ゲインの決定精度の広がりは 13%に広がった可能性が考えられる。今後の

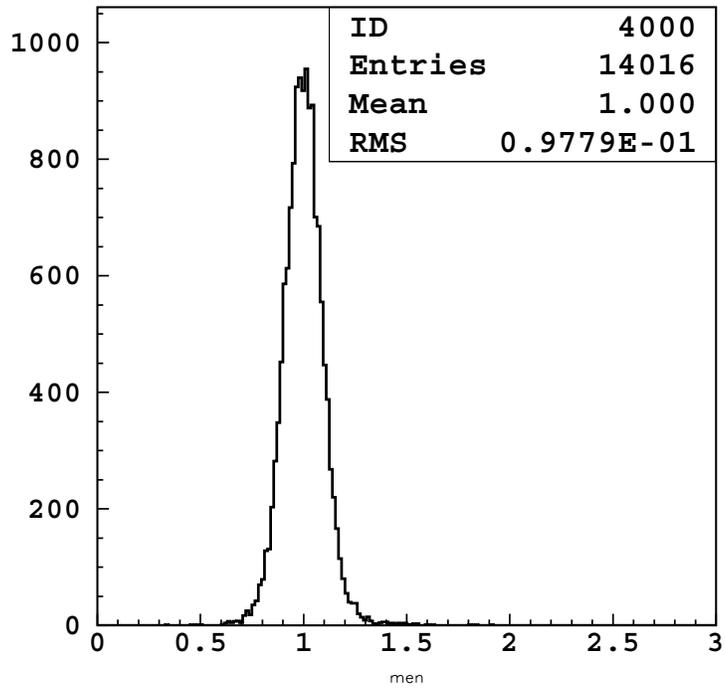


図 5.27: 宇宙線による平均光量の出力と相対ゲインの比。平均値で規格化している。X 軸が規格化された比で、Y 軸はエントリー数

課題として実機にインストールされているシンチレータの光量を測定して MAPMT のゲインが 6.3×10^5 から系統的にどれだけずれているかを調べる必要がある。

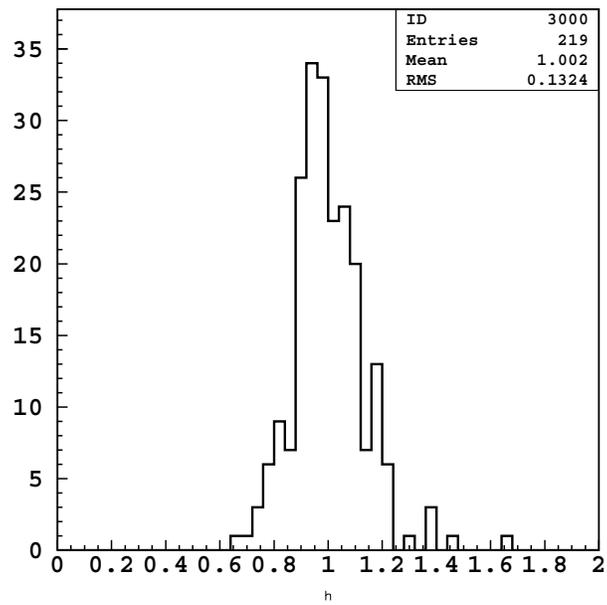


図 5.28: 宇宙線による平均光量の出力 $ADC_{cosmic}(pmt)$ と平均ゲイン 6.3×10^5 で期待される出力 $ADC_{expect}(pmt)$ との比。X 軸が $ADC_{cosmic}/ADC_{expect}$ 、Y 軸はエントリー数

第6章 結論

我々は K2K 長基線ニュートリノ振動実験において、ニュートリノフラックスの精密測定及び 1GeV 以下の低エネルギー領域におけるニュートリノ反応の詳細な研究を目的として新型ニュートリノ検出器「SciBar」を前置検出器として開発した。SciBar は 14336 本の押し出し型シンチレータを用い、ファインセグメントでフルアクティブな検出器である。SciBar ではニュートリノ反応で生成される荷電粒子によるシンチレータの発光を波長変換ファイバーで外部へ導き、その光を読み出す検出器として 64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) が使用される。MAPMT はチャンネルあたりのコストが安価であり、小型でスペースを節約できるため多チャンネル検出器である SciBar の光検出器として適している。しかし、波長変換ファイバーから光が光電面で散乱することで生じる隣のチャンネルへのクロストークが大きいと実際には粒子がヒットしていないチャンネルに間違ったヒットを作ってしまうことになる。またチャンネル間のゲインも最大で 3 倍の違いがある。ゲインの違いを補正しなければシンチレータの発光量の大きさから粒子の dE/dx の正しい情報が得られなくなる。したがって、波長変換ファイバーと MAPMT の正確なアライメントを行ってクロストークを抑え、チャンネル間のゲインの違いを知るために全チャンネルのゲインを測定する必要がある。

クロストークに対する制限として、陽子のヒットによって生じるクロストークを MIP のシグナルと 2σ で分けられることを要求すると、クロストークの大きさは 6.9%以下に抑える必要がある。クロストークを抑えるためには波長変換ファイバーを正確に MAPMT にアライメントして接続する必要があるので MAPMT とファイバーのアライメントを行う装置を製作した。次にこの装置を用いてアライメントされた 1 つの MAPMT についてクロストークを測定し、クロストークは 4%以下であることを確認した。実機で用いられる 224 本の MAPMT についてもアライメントを行った。

インストール後においても実機でのクロストークを宇宙線を用いて測定した。クロストークの起こり得る隣の 4 つのチャンネルのうち、2 方向についてクロストークを比較することで、アライメントのずれの影響を評価した。一方の方向へのクロストークの平均値は $4.2 \pm 1.0\%$ 、もう一方方向へのクロストークの平均値は $5.0 \pm 1.3\%$ であるという結果を得た。この差はアライメントの系統的なずれによるものと考えられるが、一方の方向で 98.3%、もう一方方向では 90.3%のチャンネルにおいて 6.9%以下のクロストークという当初の目標を満たしていた。また、この測定においてはまだ MAPMT の光電面で生じるクロストーク以外の影響が含まれていることを確認した。今後の課題として、その影響の原因を特定し、さらに精度よくクロストークを測定することでクロストークがニュートリノ事象の解析に与える影響を調べる必要がある。

つぎに、MAPMT のゲインについては MIP シグナルを 2σ でペDESTAL と区別し、かつ陽子のシグナルを ADC レンジに収めるという条件から目標とするゲインを MAPMT

の平均で 6.3×10^5 と決めた。多数の MAPMT の測定を効率良く行うために、ゲイン測定を自動で行う装置を開発した。実機にインストールする前にこの装置を用いて 224 本すべてのゲイン測定を行い、目標のゲインとなるような MAPMT の HV 値を求めた。

この HV 値に設定したときの相対ゲインを MAPMT ごとに平均して見たときのばらつき (RMS) から、MAPMT の平均ゲインは RMS9.9% で揃っていることを確認した。

また、実機へインストール後における全チャンネルの相対ゲインを宇宙線事象を用いて測定した。チャンネル間のゲインの違いは RMS で 23% であった。インストール前と同じ評価をおこなった時 MAPMT の平均ゲインは 13% で揃っていた。

相対ゲインについてチャンネルごとにインストール前後の比をとることで再現性を調べた結果、全チャンネルについての RMS は 9.8% であった。これは、実機では光学グリースを光電面に塗布したことや MAPMT と波長変換ファイバーを接続するクッキーの違いによる影響であると考えられる。

SciBar 検出器を 2003 年 6 月よりシンチレータレイヤーの製作、ファイバー、MAPMT、フロントエンドボードのインストール及びデータ収集システムの構築を行った。そして、2003 年 10 月よりデータ収集を開始し、1 日約 200 事象ニュートリノ事象を観測している。

SciBar 検出器にインストールされた 224 本の MAPMT は本研究でアライメントを行うことでクロストークの影響を抑え、また適切なゲインになるように HV 値を設定した結果、本来の性能を十分に引出して動作中である。

謝辞

この修士論文を執筆するにあたり、大変多くの方々のお世話になりました。

まず、本研究に参加する機会を与えていただいた西川 公一郎先生には大変感謝致します。また、中家 剛先生には的確な助言と研究の指針を与えていただき本当にありがとうございました。横山 将志先生には、いつも相談にのって頂き本当にありがとうございました。

ニュートリノグループにおいては、加藤 一成さんにはいつも研究についての貴重なアドバイスをしていただき本当にありがとうございます。SciBar 検出器グループの素晴らしいリーダーである前坂 比呂和さんには大変お世話になりました。長谷川 雅也さんにはいつも仕事を押しつけてしまい大変申し訳なく思っています、本当に感謝しております。山本 真平さんには、困っている時にいつも助けていただきました。本当にありがとうございました。上田 俊介君、森田 太智君、林 和彦君には同期として共に楽しい時間をすごせたことに大変感謝しています。久保田 淳君、平出 克樹君にはいろいろ手伝っていただき本当にありがとうございます。また、SciBar 検出器の製作に共に参加していただいた多くの方々に、心より感謝を申し上げます。

また、高エネルギー加速器研究機構の E362 グループの皆様にはいつも御迷惑をお掛けし、また実験についてさまざまことを教えてくださったことに感謝致します。

京都大学高エネルギー研究室の皆様にも非常にお世話になりました。最後に私を支えてくださった両親と家族の皆様には感謝いたします。

参考文献

- [1] 長谷川雅也. 修士論文. 2003.
- [2] 山本真平. 修士論文. 2003.
- [3] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011301, 2002.
- [4] M. H. Ahn et al. Indications of neutrino oscillation in a 250-km long- baseline experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 90:041801, 2003.
- [5] K. Assamagan et al. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev.*, D53:6065–6077, 1996.
- [6] R. Barate et al. An upper limit on the tau neutrino mass from three- and five-prong tau decays. *Eur. Phys. J.*, C2:395–406, 1998.
- [7] R. Becker-Szendy et al. The electron-neutrino and muon-neutrino content of the atmospheric flux. *Phys. Rev.*, D46:3720–3724, 1992.
- [8] K. Daum et al. Determination of the atmospheric neutrino spectra with the frejus detector. WUB-95-03.
- [9] E. Di Capua et al. The chorus calorimeter: Test beam results and operation with neutrino beams. Prepared for 6th International Conference on Calorimetry in High-energy Physics (ICCHEP 96), Rome, Italy, 8-14 Jun 1996.
- [10] K. Eguchi et al. First results from kamland: Evidence for reactor anti- neutrino disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90:021802, 2003.
- [11] K. S. Hirata et al. Experimental study of the atmospheric neutrino flux. *Phys. Lett.*, B205:416, 1988.
- [12] V. M. Lobashev et al. Direct search for neutrino mass and anomaly in the tritium beta-spectrum: Status of 'troitsk neutrino mass' experiment. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 91:280–286, 2001.

- [13] W. Anthony Mann. New results on atmospheric neutrinos from soudan 2. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 91:134–140, 2000.
- [14] S. Ragazzi et al. A study of the atmospheric neutrino flux in nusex. Prepared for 9th Moriond Workshop: Tests of Fundamental Laws (Particle Physics, Astrophysics, Atomic Physics), Les Arcs, France, 21-28 Jan 1989.