

修士論文：

J-PARC ニュートリノ振動実験のための  
off-axis 前置検出器の基本設計および  
APD 読み出し系の開発



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  
平出 克樹

2005年2月2日



## 概要

J-PARC ニュートリノ振動実験 (T2K: from Tokai to Kamioka) は、茨城県東海村に現在建設中の大強度陽子加速器施設 J-PARC の 50 GeV 陽子シンクロトロンを用いてほぼ純粋なミュオンニュートリノビームを生成し、295 km 離れた岐阜県飛騨市にある大型水チェレンコフ観測装置スーパーカミオカンデ (SK) で検出する次期長基線ニュートリノ振動実験である。現行の K2K 実験の約 50 倍のビーム強度で、 $\nu_e$  出現 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動) の発見および  $\nu_\mu$  消失 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動) の振動パラメータの精密測定を目指す。

T2K 実験では、ビーム軸を SK の方向から少しずらす「off-axis ビーム」が用いられる。この方法を採用することにより、エネルギースペクトル幅の狭いニュートリノビームが得られ、かつスペクトルのピークをニュートリノ振動の効果が最大に現れるエネルギー領域に合わせることができる。

本研究では、T2K 実験のための off-axis 前置検出器の基本設計を行った。Off-axis 前置検出器は生成時のニュートリノフラックスおよびエネルギースペクトルを測定し、SK におけるニュートリノエネルギースペクトルの予測を行う。また、SK においてバックグラウンド事象となるニュートリノ反応の詳細な測定も行う。まず、モンテカルロシミュレーションを用いて、消失実験において振動パラメータの精密測定を行う際にどのような系統誤差が影響を及ぼすかを調べ、off-axis 前置検出器に要求される測定精度を求めた。次に、前置検出器の位置で期待されるニュートリノフラックスやニュートリノ反応で生成される粒子の運動量分布を調べ、前置検出器の基本設計に対する要請をまとめた。これらをもとにして、off-axis 前置検出器の基本設計を考案し、その検出器の様々な粒子に対するアクセプタンスを求めた。

考案された off-axis 前置検出器は、シンチレータ飛跡検出器、TPC、電磁カロリメータからなり、全体が電磁石中に置かれる。本研究では、シンチレータ飛跡検出器のための光検出器としてアバランシェ・フォト・ダイオード (APD) を選択し、その読み出し系の開発を行った。APD は高い量子効率をもつため微弱光の検出に向いていて、磁場中においても使用可能である。しかし、ゲインが小さいので後段に低ノイズ、高ゲインの増幅器が必要となる。また、T2K 実験では読み出しチャンネル数は数万チャンネルを予定しているため、シリアル化などの工夫が必要である。そこで、32ch APD アレイの読み出しエレクトロニクスを開発し、LED からのパルス光を用いてその性能評価を行った。その結果、約 124 photons の入射光量に対し常温において  $S/N=7.0$  が得られ、常温における低光量の読み出しに今回開発した APD 読み出し系が使える可能性を示した。



# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ振動	1
1.2	ニュートリノ振動実験の現状	2
1.2.1	大気ニュートリノ	4
1.2.2	加速器ニュートリノ	7
1.3	ニュートリノ振動実験の今後の主題	8
第 2 章	J-PARC ニュートリノ振動実験	11
2.1	実験の概要	11
2.1.1	Off-axis ビーム	12
2.1.2	ニュートリノエネルギーの再構成	14
2.2	50GeV 陽子シンクロトロン	15
2.3	ニュートリノビームライン	15
2.3.1	一次陽子ビームライン	15
2.3.2	二次粒子生成標的	17
2.3.3	電磁ホーン	17
2.3.4	崩壊トンネル	18
2.3.5	ミューオンモニタ	18
2.4	前置検出器	18
2.5	スーパーカミオカンデ	19
2.6	本研究の目的と概要	20
第 3 章	$\nu_\mu$ 消失実験における系統誤差の研究	21
3.1	モンテカルロシミュレーション	21
3.1.1	ビームラインシミュレーション: jnubeam	21
3.1.2	ニュートリノ反応シミュレーション: NEUT	22
3.1.3	SK 検出器シミュレーション: DetSim	24
3.1.4	SK におけるイベントの再構成	24
3.2	ニュートリノ振動解析の手法	25
3.2.1	事象選択	25
3.2.2	ニュートリノエネルギーの再構成	26
3.2.3	ニュートリノ振動確率	26
3.2.4	Likelihood 関数の定義	27
3.2.5	PDF と擬似シグナルサンプルの作成	28
3.3	SK で期待される $1R_\mu$ 事象数・エネルギー分布	29

3.3.1	1R $\mu$ 事象数	29
3.3.2	1R $\mu$ 事象のエネルギー分布	29
3.4	統計誤差のみでの振動パラメータの決定精度	30
3.5	系統誤差が振動パラメータの決定精度に与える影響	34
3.5.1	Likelihood 関数の修正	34
3.5.2	1R $\mu$ 事象数の予想値の不定性	35
3.5.3	エネルギースケールの不定性	36
3.5.4	non-QE/QE 比の不定性	37
3.6	本章のまとめ	38
<b>第 4 章</b>	<b>Off-axis 前置検出器に対する要請</b>	<b>39</b>
4.1	Off-axis 前置検出器の設置場所の最適化	39
4.1.1	幾何学的な考察	40
4.1.2	スペクトルの比較による考察	42
4.1.3	Off-axis 前置検出器の最適な設置場所	44
4.1.4	ビーム off-axis 角 2.0° および 3.0° の場合の考察	46
4.2	Off-axis 前置検出器でのニュートリノ反応	46
4.2.1	イベントレートと反応モード	47
4.2.2	CC 反応におけるミュオンの運動量分布	48
4.2.3	CC 反応における陽子の運動量分布	50
4.2.4	CC-1 $\pi$ 反応	50
4.2.5	NC-1 $\pi^0$ 反応	51
4.2.6	電子ニュートリノによる反応	52
4.3	Off-axis 前置検出器に対する要請	54
4.4	本章のまとめ	55
<b>第 5 章</b>	<b>シミュレーションを用いた off-axis 前置検出器のデザインの研究</b>	<b>57</b>
5.1	Off-axis 前置検出器の基本構想	57
5.1.1	電磁石	58
5.1.2	飛跡検出器 (FGD+TPC)	58
5.1.3	$\pi^0$ 検出器 (POD)	59
5.1.4	電磁カロリメータ (ECAL)	59
5.2	一様磁場中における荷電粒子の運動量の測定	59
5.3	検出器シミュレーション	60
5.4	飛跡検出器 (FGD+TPC) に関する研究	61
5.4.1	飛跡検出器のジオメトリ	61
5.4.2	イベントの分類	61
5.4.3	反応点の分布と有効体積の定義	62
5.4.4	ミュオンに対するアクセプタンス	64
5.4.5	陽子に対するアクセプタンス	65
5.4.6	荷電 $\pi$ 中間子に対するアクセプタンス	67
5.5	$\pi^0$ 検出器に関する研究	69

5.5.1	$\pi^0$ 検出器のジオメトリ	69
5.5.2	$\pi^0$ イベントの分類	69
5.5.3	有効体積の定義	70
5.5.4	NC- $1\pi^0$ 生成反応に対するアクセプタンス	71
5.6	本章のまとめ	73
<b>第 6 章</b>	<b>Off-axis 前置検出器のための光検出器の研究</b>	<b>75</b>
6.1	シンチレータ飛跡検出器	75
6.2	光検出器に対する要請	76
6.3	APD の動作原理	78
6.3.1	雪崩増幅	79
6.3.2	ダークカレント	79
6.3.3	APD のノイズ特性	80
6.3.4	ノーマルモードとガイガーモード	80
6.4	32ch Si APD アレイ: S8550	81
6.5	バイアス-ゲイン曲線とゲインの温度特性の測定	83
6.5.1	測定方法と装置	83
6.5.2	測定結果	84
6.6	ダークカレントの測定	86
6.6.1	測定方法と装置	87
6.6.2	測定結果	87
6.7	本章のまとめ	89
<b>第 7 章</b>	<b>フロントエンドエレクトロニクスの開発および特性の評価</b>	<b>91</b>
7.1	32ch APD アレイ読み出し系の概要	91
7.1.1	VA	92
7.1.2	後段増幅器	96
7.1.3	DAQ ボード	96
7.2	プロトタイプフロントエンドボードの性能評価	97
7.2.1	プロトタイプフロントエンドボード	97
7.2.2	ノイズ対策	98
7.2.3	コモンモードノイズ	100
7.2.4	VA のバイアスパラメータの調整	101
7.2.5	リニアリティおよびゲインの測定	106
7.2.6	ノイズレベルの評価	108
7.3	本章のまとめ	109
<b>第 8 章</b>	<b>32ch APD 読み出し系の性能評価</b>	<b>111</b>
8.1	LED からのパルス光を用いた性能評価	111
8.1.1	測定装置	111
8.1.2	測定方法	113
8.1.3	測定結果	113

8.1.4	室温において到達可能な S/N 比 . . . . .	116
8.1.5	低温における APD 読み出し系の S/N 比 . . . . .	118
8.2	本章のまとめ . . . . .	119
<b>第 9 章</b>	<b>結論</b>	<b>121</b>
<b>付録 A</b>	<b><math>\nu_\mu</math> 消失実験における 3 世代振動解析の必要性</b>	<b>125</b>
A.1	$\nu_\mu$ 消失の表式 . . . . .	125
A.2	$1R\mu$ 事象のエネルギー分布 . . . . .	127
A.3	振動解析の結果 . . . . .	128
A.4	$\theta_{13} \neq 0$ の場合 . . . . .	129
<b>付録 B</b>	<b>T2K 実験における主なバックグラウンド事象</b>	<b>131</b>
B.1	$\nu_\mu$ 消失実験 . . . . .	131
B.1.1	バックグラウンド事象の内訳 . . . . .	131
B.1.2	CC- $1\pi$ バックグラウンド事象 . . . . .	132
B.2	$\nu_e$ 出現実験 . . . . .	135
B.2.1	事象選択 . . . . .	135
B.2.2	バックグラウンド事象の内訳 . . . . .	136
B.2.3	NC- $1\pi^0$ バックグラウンド事象 . . . . .	137
B.2.4	ビーム $\nu_e$ バックグラウンド事象 . . . . .	139



# 目次

1.1	ニュートリノ振動パラメータの許容/棄却領域 . . . . .	3
1.2	様々な実験によって測定された大気ニュートリノのフレーバー比 . . . . .	4
1.3	スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ事象の天頂角分布 . . . . .	5
1.4	スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ事象の $L/E$ 分布 . . . . .	6
1.5	$L/E$ 解析による $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動パラメータの許容領域 . . . . .	6
1.6	K2K 実験における single ring $\mu$ -like 事象のエネルギー分布 . . . . .	8
1.7	K2K 実験における $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動パラメータの許容領域 . . . . .	8
2.1	J-PARC ニュートリノ振動実験 (T2K 実験) の概観 . . . . .	12
2.2	Off-axis ビーム法 の概念図 . . . . .	12
2.3	各 off-axis 角における $\pi$ 中間子の運動量とニュートリノエネルギーの関係 . . . . .	13
2.4	各 off-axis 角における SK でのニュートリノフラックス . . . . .	14
2.5	荷電カレント準弾性散乱 (CC-QE) の運動学 . . . . .	14
2.6	大強度陽子加速器施設 J-PARC の概観 . . . . .	15
2.7	ニュートリノビームラインの概観 . . . . .	16
2.8	J-PARC タイプの電磁ホーンシステムの模式図 . . . . .	18
2.9	スーパーカミオカンデ検出器の概観 . . . . .	19
3.1	jnubeam シミュレーションによる SK でのニュートリノフラックス . . . . .	22
3.2	NEUT シミュレーションで使われているニュートリノ・核子の反応断面積 . . . . .	23
3.3	NEUT シミュレーションによる SK でのニュートリノ反応事象のエネルギー分布 . . . . .	24
3.4	$1R\mu$ 事象の再構成されたエネルギー分布とエネルギー分解能 . . . . .	26
3.5	様々な $\Delta m^2$ の値に対して SK で期待される $1R\mu$ 事象のエネルギー分布 . . . . .	30
3.6	$(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ の場合に期待されるシグナルとベストフィット . . . . .	31
3.7	様々な $\Delta m^2$ の値に対して期待される振動パラメータの許容領域 . . . . .	32
3.8	振動パラメータに対する sensitivity の定義 . . . . .	33
3.9	統計誤差のみ考慮した場合の振動パラメータに対する 90% C.L. sensitivity . . . . .	33
3.10	全事象数の予想値の不定性が振動パラメータの決定に与える誤差 . . . . .	35
3.11	エネルギースケールの不定性が振動パラメータの決定に与える誤差 . . . . .	36
3.12	non-QE/QE 比の不定性が振動パラメータの決定に与える誤差 . . . . .	37
4.1	OA2.5 °における前置検出器および SK でのニュートリノスペクトルの比較 . . . . .	40
4.2	SK で観測されるミューオンニュートリノが生成された場所の $z$ 分布 . . . . .	40

4.3	幾何学的な考察による前置検出器の最適な設置場所	41
4.4	前置検出器の位置を変化させたときのニュートリノスペクトルの変化	42
4.5	前置検出器の位置を変化させたときの Far/Near 比の変化	43
4.6	前置検出器の位置を変化させたときのフラックス残差平方和の変化	44
4.7	上流側から見た前置検出器の位置での断面図	45
4.8	各ビーム off-axis 角における off-axis 前置検出器の最適な設置場所	46
4.9	Off-axis 前置検出器でのミュオンニュートリノのエネルギースペクトル	48
4.10	CC 反応におけるミュオンの運動量分布および角度分布	48
4.11	各角度領域におけるミュオンの運動量分布	49
4.12	CC 反応における陽子の運動量分布および角度分布	50
4.13	CC-1 $\pi$ 反応における $\pi$ 中間子の運動量分布および角度分布	51
4.14	NC-1 $\pi^0$ 反応における $\pi^0$ 中間子の運動量分布および角度分布	52
4.15	Off-axis 前置検出器での電子ニュートリノのエネルギースペクトル	53
4.16	電子ニュートリノ CC 反応における電子の運動量分布および角度分布	53
4.17	電子ニュートリノ CC 反応における陽子の運動量分布および角度分布	54
5.1	Off-axis 前置検出器の基本構想	57
5.2	Off-axis 前置検出器で期待される運動量分解能	60
5.3	検出器シミュレーションにおける飛跡検出器のジオメトリ	61
5.4	本研究で定義した 5 つのイベントカテゴリ	62
5.5	CC 反応における反応点の分布	63
5.6	FGD を突き抜けたミュオンが TPC 領域を通過しないイベントの反応点の分布	63
5.7	ミュオンに対するアクセプタンスの運動量依存性	64
5.8	各イベントカテゴリにおけるミュオンの運動量-角度の 2 次元ヒストグラム	65
5.9	陽子に対するアクセプタンスの運動量依存性	66
5.10	各イベントカテゴリにおける陽子の運動量-角度の 2 次元ヒストグラム	67
5.11	CC-1 $\pi$ 反応で生成する荷電 $\pi$ 中間子に対するアクセプタンス	68
5.12	各イベントカテゴリにおける荷電 $\pi$ 中間子の運動量-角度の 2 次元ヒストグラム	68
5.13	検出器シミュレーションにおける飛跡検出器のジオメトリ	70
5.14	NC-1 $\pi^0$ 反応における反応点の分布	71
5.15	$\pi^0$ に対するアクセプタンスの運動量依存性	72
5.16	$\pi^0$ に対するアクセプタンスの角度依存性	73
6.1	Off-axis 前置検出器として考えられているシンチレータ飛跡検出器の概略図	75
6.2	APD の構造の概念図	78
6.3	32ch Si APD アレイ S8550 の構造	81
6.4	32ch Si APD アレイ S8550 の写真	81
6.5	32ch Si APD アレイ S8550 の量子効率の入射光波長依存性	82
6.6	ゲイン測定用の回路図	83
6.7	32ch Si APD アレイ S8550 のゲインの測定結果	84

6.8	32ch Si APD アレイ S8550 のゲインのバイアス電圧係数	85
6.9	32ch Si APD アレイ S8550 のゲインの温度係数	86
6.10	ダークカレント測定用の回路図	87
6.11	32ch Si APD アレイ S8550 のダークカレントの測定結果	88
6.12	32ch Si APD アレイ S8550 のダークカレントのゲイン依存性	88
6.13	32ch Si APD アレイ S8550 のダークカレントの温度依存性	89
7.1	32ch APD アレイ読み出し系の概略図	91
7.2	Ideas VA1 の写真	92
7.3	VA の 1 つのチャンネルについての概略図	93
7.4	VA における 128 ch 信号のシリアル化の概略図	93
7.5	VA の制御信号のタイミング図	94
7.6	DAQ ボードにおける VA からのアナログ出力のレシーバー回路	96
7.7	フロントエンドボードの試作版	97
7.8	フロントエンドボードのノイズ対策	99
7.9	コモンモードの時間変動	100
7.10	あるチャンネルのペDESTALとコモンモードの相関	101
7.11	コモンモードを差引く前と後のあるチャンネルのペDESTAL	101
7.12	Vfp を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化	102
7.13	Pre_bias を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化	102
7.14	Sha_bias を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化	103
7.15	Vfs を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化	103
7.16	ibuf を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化	104
7.17	入力に何もつながっていないチャンネルのノイズレベル	104
7.18	約 2 fC のテスト電荷を入れたときの VA の出力波形	105
7.19	APD 読み出しに用いるチャンネルの入力テスト電荷に対するリニアリティ の測定結果	107
7.20	APD 読み出しに用いるチャンネルのゲインの測定結果	108
7.21	APD 読み出しに用いるチャンネルのノイズレベルの測定結果	109
8.1	LED による APD 読み出し系の性能評価のセットアップ	111
8.2	LED による APD 読み出し系の性能評価のデータ収集ロジック	112
8.3	2 インチ PMT における 1 p.e. ピークの測定結果	113
8.4	2 インチ PMT からの信号の ADC 分布	114
8.5	パルス光が入射しているチャンネルの ADC 分布	115
8.6	APD の ADC 値と 2 インチ PMT の ADC 値の相関	115
8.7	室温 (20°C) において APD で観測された ADC 分布	117
8.8	APD のバイアス電圧を上げていったときにペDESTALに現れたノイズ	118
8.9	-10°C において APD で観測された ADC 分布	119
A.1	3 世代間振動と 2 世代間振動における 1R $\mu$ 事象のエネルギー分布	127
A.2	3 世代振動解析と 2 世代振動解析における振動パラメータの許容領域	128

A.3	$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ の場合の 3 世代間振動と 2 世代間振動における $1R_\mu$ 事象のエネルギー分布	129
A.4	$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ の場合の 3 世代振動解析と 2 世代振動解析における振動パラメータの許容領域	130
B.1	$\nu_\mu$ 消失実験において期待される FCFV $1R_\mu$ 事象の再構成されたエネルギー分布	132
B.2	CC- $1\pi$ バックグラウンド事象における $\pi^+$ の運動量分布	133
B.3	CC- $1\pi$ バックグラウンド事象における $\pi^+$ 運動量と角度の相関	133
B.4	CC- $1\pi$ バックグラウンド事象における $\pi^0$ の運動量分布	134
B.5	CC- $1\pi$ バックグラウンド事象における $\pi^0$ 運動量と角度の相関	134
B.6	$\nu_e$ 出現実験において期待される FCFV $1R_e$ 事象の再構成されたエネルギー分布	136
B.7	NC- $1\pi^0$ バックグラウンド事象における $\pi^0$ の運動量分布	137
B.8	NC- $1\pi^0$ バックグラウンド事象における $\pi^0$ からの $\gamma$ のエネルギー分布	138
B.9	NC- $1\pi^0$ バックグラウンド事象における $\pi^0$ からの $\gamma$ の角度分布	138
B.10	ビーム $\nu_e$ バックグラウンド事象のニュートリノエネルギー分布	139

# 表 目 次

1.1	加速器を用いた短基線ニュートリノ振動実験の主な結果 . . . . .	7
2.1	T2K 実験と K2K 実験におけるビームパラメータの比較 . . . . .	17
3.1	jnubeam シミュレーションの主なパラメータ . . . . .	22
3.2	ニュートリノ反応シミュレーション NEUT で使われているモデル . . . . .	23
3.3	各事象選択後に生き残るイベント数 . . . . .	25
3.4	様々な $\Delta m^2$ の値に対して SK で期待される $1R\mu$ 事象数 . . . . .	29
3.5	信頼度 (C.L.) と $\Delta \ln \mathcal{L}$ の対応 . . . . .	31
4.1	いくつかの方法で得られた off-axis 前置検出器の最適な設置場所 . . . . .	45
4.2	各ビーム off-axis 角における off-axis 前置検出器の最適な設置場所 . . . . .	46
4.3	Off-axis 前置検出器で期待されるニュートリノ反応のイベントレート . . . . .	47
4.4	ミュオンニュートリノの反応モードの内訳 . . . . .	47
4.5	電子ニュートリノの反応モードの内訳 . . . . .	52
5.1	電磁石の仕様 . . . . .	58
5.2	ミュオンに対する各イベントカテゴリの割合 . . . . .	64
5.3	陽子に対する各イベントカテゴリの割合 . . . . .	66
5.4	CC- $1\pi$ 反応で生成する荷電 $\pi$ 中間子に対する各イベントカテゴリの割合 . . . . .	67
5.5	NC- $1\pi^0$ 反応で生成する $\pi^0$ に対する各イベントカテゴリの割合 . . . . .	72
6.1	SciBar 検出器の特性 . . . . .	76
6.2	期待される APD 読み出し系の性能 . . . . .	78
6.3	32ch Si APD アレイ S8550 の特性 . . . . .	82
7.1	Ideas VA1 の特性 . . . . .	92
7.2	VA のバイアスパラメータの一覧 . . . . .	95
7.3	VA の制御信号の一覧 . . . . .	95
7.4	本研究で選択した VA のバイアスパラメータ値 . . . . .	106
8.1	20°C においてバイアス電圧を上げていったときの S/N 比の変化 . . . . .	117
8.2	一定のバイアス電圧のもとで温度を下げていったときの S/N 比の変化 . . . . .	118
B.1	$\nu_\mu$ 消失実験において各事象選択後に生き残るバックグラウンド事象数 . . . . .	131
B.2	$\nu_e$ 出現実験において各事象選択後に生き残る事象数 . . . . .	136



# 第1章 序論

ニュートリノは弱い相互作用のみする中性レプトンで、1931年に Pauli によってその存在が仮定され、1956年に Reines と Cowan によってその存在が確認された。弱い相互作用しかしないため、ニュートリノを直接検出することは非常に困難で、その性質は長い間謎につつまれていた。特にニュートリノの質量に関しては、これまで直接測定において上限値が与えられるにとどまっていた、現在の素粒子理論である「標準模型」において質量はゼロであるとして扱われてきた。

ところが1998年、スーパーカミオカンデグループによって、大気ニュートリノの観測からニュートリノ振動の存在が報告され、ニュートリノが有限の質量をもつことが示唆された。その後、他の実験においてもニュートリノ振動の証拠が観測され、その存在が確立されつつある。

本章ではニュートリノ振動がどのような現象であるかを述べたあと、ニュートリノ振動実験の現状を紹介する。

## 1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とはある種類の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する現象で、フレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) と質量固有状態  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) が異なっていて、かつ質量固有状態が縮退していない場合に起こる。

一般に  $N$  種類のニュートリノが存在したとすると、フレーバー固有状態は、 $N \times N$  ユニタリ行列  $U$  を用いて質量固有状態の混合状態として表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

いま、 $t = 0, x = 0$  においてニュートリノがフレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  で生成されたとする。このニュートリノが距離  $L$  を飛行した後の状態ベクトルは、

$$|\nu(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(E_i t - pL)} |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

となる。ここで、相対論的な場合 ( $m_i \ll p$ ) を考えると、

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (1.3)$$

また、飛行距離  $L$  を用いて  $t \sim L$  としてよい。

したがって、時刻  $t = 0$  にフレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  で生成されたニュートリノが距離  $L$  を飛行した後、時刻  $t$  にフレーバー固有状態  $|\nu_\beta\rangle$  に変化している確率は、

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-ipL} e^{-i\frac{m_i^2 L}{2p}} \right|^2 \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} (U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \\
&\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im} (U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E_\nu} \quad (1.4)
\end{aligned}$$

と表される。ただし、 $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_j^2 - m_i^2$  はニュートリノの質量二乗差、 $E_\nu$  はニュートリノのエネルギーである。また、反ニュートリノの場合は式 (1.4) の第 3 項の符号が反転する。

最も簡単な場合として 2 世代間の混合を考えると、混合行列  $U$  は 1 つの混合角パラメータ  $\theta$  を用いて

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

と表される。このとき、時刻  $t = 0$  にフレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  で生成されたニュートリノが距離  $L$  を飛行後にフレーバー固有状態  $|\nu_\beta\rangle$  ( $\beta \neq \alpha$ ) に変化している確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (1.6)$$

また、フレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  のままでいる確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (1.7)$$

と書ける。

上の式より、ニュートリノ振動の確率  $P$  は  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  をパラメータとして、飛行距離  $L$  およびニュートリノエネルギー  $E_\nu$  の関数として振動することが分かる。また、このような振動は、フレーバー固有状態が異なる質量固有状態の混合状態になっていて ( $\theta \neq 0$ )、かつ質量固有状態が縮退していない場合 ( $\Delta m^2 \neq 0$ ) に起こることが分かる。

したがって、たとえばある距離のところでもとのフレーバーのニュートリノが消失 (disappearance) するのを観測するか、または別のフレーバーのニュートリノが出現 (appearance) するのを観測すれば、混合角  $\theta$  および質量二乗差  $\Delta m^2$  を求めることができる。

## 1.2 ニュートリノ振動実験の現状

現在までにニュートリノ振動の検証を目的とした様々な実験・観測が行われてきている。それらは、ニュートリノの生成過程によって、大気ニュートリノ観測、太陽ニュートリノ観測、原子炉ニュートリノ観測、および加速器ニュートリノ実験に大別される。これまでに、以下に挙げる 3 つの振動パラメータ領域において積極的な結果が得られている (図 1.1)。



- 大気ニュートリノ領域

スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測 [2] によって  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動の存在が報告され、加速器ニュートリノを用いた K2K 長基線実験 [3] によって確かめられた。現在、振動パラメータの許容領域は 90% C.L. で

$$\Delta m^2 \sim (2 \sim 3) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

$$\sin^2 2\theta > 0.90$$

- 太陽ニュートリノ領域

スーパーカミオカンデ [4]、SNO 実験 [5] およびその他の太陽ニュートリノ観測から、 $\nu_e \rightarrow \nu_x$  ( $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  および  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ) 振動が大混合角 (LMA: Large Mixing Angle) 解であることが報告され、原子炉ニュートリノを用いた KamLAND 実験 [6] によって確立された。現在、振動パラメータの許容領域は  $1\sigma$  で

$$\Delta m^2 \sim (7 \sim 9) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\tan^2 \theta \sim 0.40$$

- LSND 領域

加速器ニュートリノを用いて  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動の探索を行った LSND 実験 [7] は、 $\Delta m^2 \sim 10^{-1} \text{ eV}^2$  領域にニュートリノ振動の解が存在するという結果を報告した。しかし、同様の実験を行った KARMEN 実験 [8] によって一部は否定されている。

以下では、本研究と特に関わりのある大気ニュートリノ観測および加速器ニュートリノ実験に焦点をあてて、これらの実験の現状について紹介する。

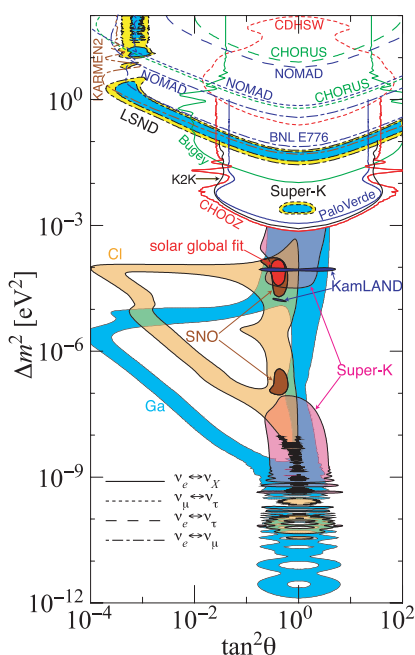


図 1.1: ニュートリノ振動パラメータの許容/棄却領域 [9]。塗りつぶされた領域が各実験によって得られた許容領域。

### 1.2.1 大気ニュートリノ

陽子や  $\alpha$  粒子などの一次宇宙線は上空の大気中の原子核と相互作用して、 $\pi$  中間子や  $K$  中間子などのハドロンシャワーを生成する。これらの中間子は飛行中に崩壊して、ニュートリノを生成する。このような過程で生成されたニュートリノを大気ニュートリノと呼ぶ。その主な生成過程は、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.8)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.9)$$

および、これらの荷電共役変換したものである。1 GeV 以下のエネルギー領域においては、上記の生成過程から期待される  $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$  と  $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$  の地表におけるフラックス比は約 2:1 となる。一次宇宙線のフラックスの理論的不定性が大きいため、大気ニュートリノの絶対的なフラックスの予測には不定性があるのに対し、 $\nu_\mu/\nu_e$  フラックス比は 0.1 ~ 10 GeV のエネルギー領域で 5% 以内の精度で計算されている。

実際の測定結果は、多くの系統誤差をキャンセルするようにデータとモンテカルロシミュレーションにおける  $\nu_\mu/\nu_e$  比の二重比

$$R' \equiv \frac{(\mu/e)_{DATA}}{(\mu/e)_{MC}} \quad (1.10)$$

で表されている。図 1.2 にいくつかの実験によって測定された  $R'$  の値を示す。Kamiokande、IMB、Super-Kamiokande は水チェレンコフ検出器、Fréjus、NUSEX、Soudan は鉄トラッキングカロリメータ型の検出器で、ニュートリノと核子の荷電カレント反応

$$\nu + N \rightarrow l + X \quad (1.11)$$

で生成されたレプトンの種類、飛来方向、エネルギーを測定した。Fréjus、NUSEX は  $R' = 1$  と矛盾しない結果を得たが、それ以外の実験では  $\nu_\mu/\nu_e$  比が期待される値よりも小さいという結果を得た。すなわち、 $\nu_\mu$  フラックスが予想より少ない、または、 $\nu_e$  フラックスが予想より多い、もしくはその両方が起こっていることを示唆していた。

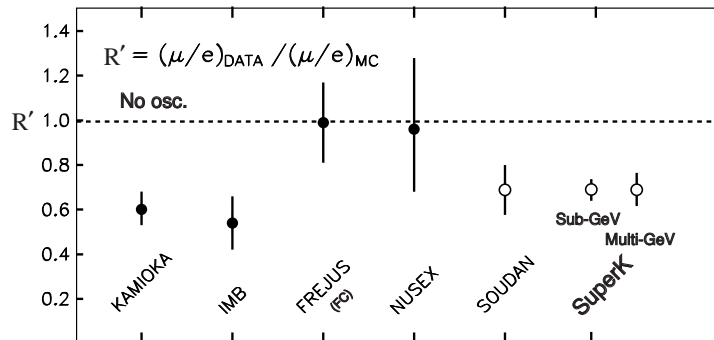


図 1.2: 様々な実験によって測定された大気ニュートリノのフレーバー比 [10]。データとモンテカルロシミュレーションにおける  $\nu_\mu/\nu_e$  比の二重比で表されている。

1998年、スーパーカミオカンデグループは、大気ニュートリノの観測からミュオンニュートリノが飛行中に他のフレーバーに変化するニュートリノ振動の存在を発表した[11]。スーパーカミオカンデは、50 ktの大型水チェレンコフ検出器で、ニュートリノ反応で生じた荷電粒子が水中を走る際に発するチェレンコフ光をとらえ、その光量、時間情報、リングパターンなどから粒子の種類、運動方向、エネルギーを決定する。

図1.3は、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ事象の天頂角分布で、 $\nu_e$ 事象および $\nu_\mu$ 事象について、それぞれsub-GeV ( $E_\nu < 1.4$  GeV)、multi-GeV ( $E_\nu > 1.4$  GeV)に分けて示している。観測された $\nu_e$ 事象の天頂角分布は振動なしの場合のモンテカルロシミュレーションとそれほど変わらないのに対し、上向き ( $\cos \Theta < 0$ ) の $\nu_\mu$ 事象が大きく減少していることが分かる。

この上向き $\nu_\mu$ 事象の減少は、ニュートリノ振動を用いて説明することができる。ニュートリノの飛来方向と飛行距離との間には、

$$L = \sqrt{(R_\oplus \cos \Theta)^2 + (2R_\oplus + h)h} - R_\oplus \cos \Theta \quad (1.12)$$

という関係がある。ここで、 $\Theta$ は天頂角、 $R_\oplus = 6,378$  kmは地球の半径、 $h = 20$  kmはニュートリノが生成される有効高度である。検出器の上方からやってくるニュートリノの飛行距離は約20 kmであるのに対し、検出器の下方からやってくるニュートリノは地球内部を通過してくるので飛行距離は約13,000 kmとなる。 $\nu_\mu$ がこの距離を飛行中にニュートリノ振動によって他のフレーバー ( $\nu_e$  以外) に変化すると考えると、上向き $\nu_\mu$ 事象の減少を説明できる。

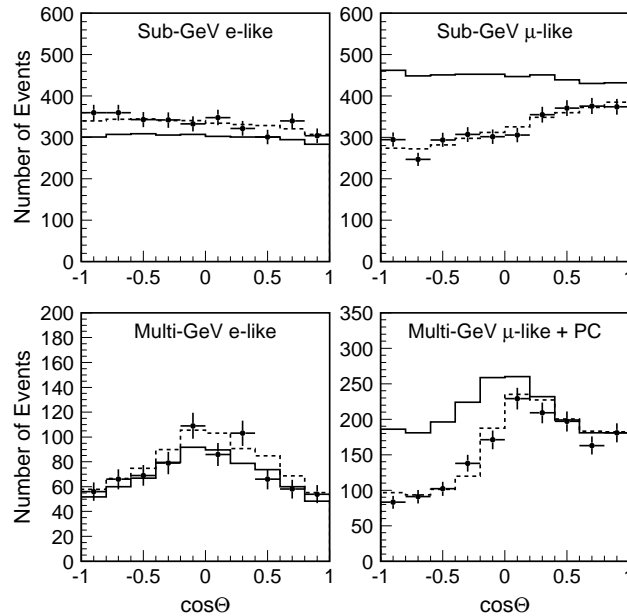


図 1.3: スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ事象の天頂角分布 [12]。点はデータ (1489 日分)、実線は振動がない場合のシミュレーション結果、破線は $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動を仮定した場合のベストフィットを表す。

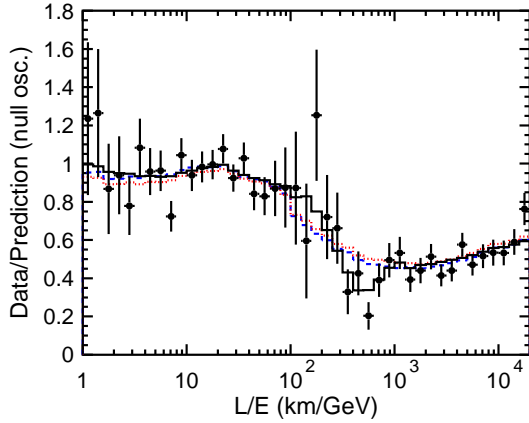


図 1.4: スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ事象の  $L/E$  分布 [2]。点はデータ (1489 日分)、実線は  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動、破線はニュートリノ崩壊、点線はデコヒーレンスモデルのベストフィットを表す。

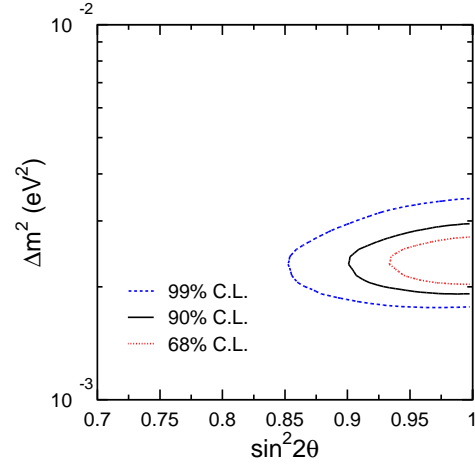


図 1.5:  $L/E$  解析による  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動パラメータの許容領域 [2]。68, 90, 99% CL のコンターが描かれている。ベストフィットは、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ 。

しかし図 1.3 のような天頂角分布を再現するモデルは、ニュートリノ振動以外にニュートリノ崩壊やデコヒーレンスモデルなどがあり、これだけではニュートリノ振動の直接の証拠とはならない。ニュートリノ崩壊やデコヒーレンスモデルにおいて  $\nu_\mu$  の生存確率は  $L/E$  の単調減少関数となる。一方で、2 世代間のニュートリノ振動において  $\nu_\mu$  の生存確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (1.13)$$

のように  $L/E$  の関数として振動するため、 $L/E$  分布で振動によるディップが見えれば区別できる。

図 1.4 は、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ事象の  $L/E$  分布である。縦軸は、データを振動がない場合の予測値で割ったもので、データとともに  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動、ニュートリノ崩壊、デコヒーレンスモデルのベストフィットが示されている。観測された  $L/E$  分布では、 $L/E = 500 \text{ km/GeV}$  あたりに明らかなディップが見られる。

スーパーカミオカンデグループは、2 世代間の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動を仮定して  $\chi^2$  フィットングを行い、物理的に許されるパラメータ領域におけるベストフィットは、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.00, 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  のときで、 $\chi_{min}^2 / \text{DOF} = 37.9 / 40$  という結果を得た。90% C.L. で許されるパラメータ領域は、

$$\begin{cases} 1.9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta > 0.90 \end{cases} \quad (1.14)$$

である (図 1.5)。また、ニュートリノ崩壊モデルおよびデコヒーレンスモデルを仮定して行われたフィッティングの結果は、それぞれ  $\chi_{min}^2 / \text{DOF} = 49.1 / 40, 52.4 / 40$  であり、2 世代間  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動に対してこれらのモデルは  $3.4\sigma$  および  $3.8\sigma$  で棄却されている。

### 1.2.2 加速器ニュートリノ

陽子加速器によって加速された陽子を二次粒子生成標的に照射して大量の  $\pi$  中間子を生成し、これらの崩壊を利用して人工的に生成されたニュートリノを加速器ニュートリノと呼ぶ。加速器ニュートリノの利点は、ビームをコントロールできる点、また基線長 (ニュートリノ生成地点から検出器までの距離) が定まる点である。

加速器ニュートリノを用いた初期の振動実験は、短基線実験 ( $L < 1$  km) であった。NOMAD 実験 [13]、および CHORUS 実験 [14] は欧州合同素粒子原子核研究機構 (CERN) の SPS を用いて生成したニュートリノビームで  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動の出現モードを  $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$  の領域で探索したが、両実験ともニュートリノ振動の兆候は観測できなかった。LSND 実験および KARMEN 実験は、低エネルギーニュートリノ (10–100 MeV) を用いて  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動の出現モードを  $\Delta m^2 > 0.1 \text{ eV}^2$  の領域で探索を行った。LSND 実験はニュートリノ振動を示す結果を報告したが、KARMEN 実験によって一部は否定されている。表 1.1 に加速器を用いた短基線ニュートリノ振動実験の結果をまとめた。

一方、長基線実験では  $L/E$  が大きくなるので、大気ニュートリノ観測で示唆された  $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2$  までの感度を持つことができる。現在、K2K 実験のみが進行中である。K2K 実験は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロンを用いてほぼ純粋なミューオンニュートリノビームを生成し、250 km 離れたスーパーカミオカンデで検出することで、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動の検証を消失モードで行っている。ニュートリノ振動の振動確率は、ニュートリノエネルギーの関数となり、その効果は事象数の減少およびエネルギースペクトルの歪みとなって現れる。K2K 実験では、ニュートリノ生成ターゲットから約 300 m の地点に設置された前置検出器で生成直後のニュートリノフラックス、エネルギースペクトルを正確に測定し、スーパーカミオカンデでの観測結果と比較することでこれらの効果を観測している。

表 1.1: 加速器を用いた短基線ニュートリノ振動実験の主な結果。

実験	基線長	振動モード	$\sin^2 2\theta$ <sup>a</sup>	$\Delta m^2$ (eV <sup>2</sup> ) <sup>b</sup>
NOMAD [13]	625 m	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	$< 0.00033$	$< 0.7$
		$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	$< 0.015$	$< 5.9$
CHORUS [14]	600 m	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	$< 0.00068$	$< 0.6$
		$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	$< 0.052$	$< 7.5$
CCFR [15]	0.9 – 1.4 km	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	$< 0.0081$	$< 1.4$
LSND [7]	30 m	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	0.005	0.03 – 0.05
		$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	0.5 – 30	0.03 – 0.05
KARMEN [8]	17.7 m	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	$< 0.0017$	$< 0.055$
		$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	$< 0.338$	$< 0.77$

<sup>a</sup> 上限値については大きな  $\Delta m^2$  における値。

<sup>b</sup> 上限値については  $\sin^2 2\theta = 1$  における値。

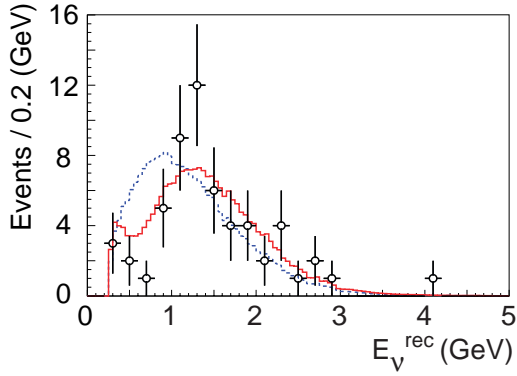


図 1.6: K2K 実験における single ring  $\mu$ -like 事象のエネルギー分布 [3]。点はデータ、実線 (赤色) は  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動のベストフィット、点線 (青色) は振動がない場合のエネルギー分布を表す。

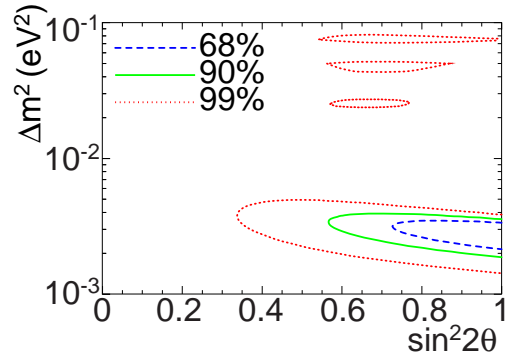


図 1.7: K2K 実験における  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動パラメータの許容領域 [3]。68, 90, 99% CL のコンターが描かれている。ベストフィットは、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ 。

1999 年 6 月に実験を開始して以来、2004 年 2 月までにスーパーカミオカンデにおいて 107 事象が観測された。ニュートリノ振動がないとした場合に予想される事象数は  $151^{+12}_{-10}$  であり、明らかに観測された事象数は減少している。また 250 km 飛行した後のニュートリノエネルギー分布を測定し、ニュートリノ振動に特徴的な歪みを観測した (図 1.6)。統計的なゆらぎでこのような事象数の減少とエネルギー分布の歪みを観測する確率は 0.005% にすぎない。言い換えると 99.995% ( $4.0\sigma$ ) の確率でニュートリノ振動が起きていることになる。さらに、2 世代間の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動を仮定して振動解析を行った結果、物理的に許されるパラメータ領域におけるベストフィットは  $(\sin^2 2\theta_{\mu\tau}, \Delta m^2) = (1.0, 2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  のときで、 $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} = 1$  のときに 90% C.L. で許容される  $\Delta m^2$  の範囲は、

$$1.9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3.6 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (1.15)$$

となり (図 1.7)、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測と一致した結果を得ている。

### 1.3 ニュートリノ振動実験の今後の主題

前節で述べたように、これまでに大気ニュートリノ観測および太陽ニュートリノ観測の結果から 2 つの異なる質量二乗差  $\Delta m^2$  の領域に解が見つかり、このことは 3 世代あるニュートリノの全てのフレーバー間で混合が起きていることを示唆している。

3 世代間の混合行列  $U$  は牧-中川-坂田 (MNS) 行列と呼ばれ [1]、3 つの混合角  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  および、1 つの複素位相  $\delta$  を用いて

$$\begin{aligned}
U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.16)
\end{aligned}$$

と表される。ここで、 $s_{ij}$ ,  $c_{ij}$  はそれぞれ  $\sin \theta_{ij}$ ,  $\cos \theta_{ij}$  を表す。 $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$  であるから、3世代のニュートリノ振動は2つの独立な質量二乗差と、3つの混合角および1つの複素位相で記述される。

これまでの実験結果より、 $\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$  であることが分かっている。このとき長基線ニュートリノ振動実験において注目されている  $E_\nu \sim \Delta m_{23}^2 \cdot L$  となるエネルギー領域では、 $\Delta m_{12}^2$  による寄与は小さく、振動確率は近似的に以下のように表される。

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin^2 \Delta_{23} \\
&\equiv \sin^2 2\theta_{\mu e} \cdot \sin^2 \Delta_{23} \quad (1.17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 \Delta_{23} \\
&\equiv 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cdot \sin^2 \Delta_{23} \quad (1.18)
\end{aligned}$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \Delta_{23} \quad (1.19)$$

ここで、 $\Delta_{23} \equiv \Delta m_{23}^2 L / 4E$  とおいた。実効的な混合角  $\sin^2 2\theta_{\mu e} \equiv \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23}$  および、 $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} \equiv \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13}$  を用いると、2世代混合の場合の表式に帰着できる。

これらの振動パラメータのうち、 $\theta_{23}$  および  $\Delta m_{23}^2$  は大気ニュートリノ観測において、 $\theta_{12}$  および  $\Delta m_{12}^2$  は太陽ニュートリノ観測において測定されている。特に大気ニュートリノ観測の結果からは、2-3世代間がほぼ最大に混合している ( $\theta_{23} \simeq \pi/4$ ) ことが示唆されている。また、 $\theta_{23}$  が厳密に  $\pi/4$  であるかどうかは今後のニュートリノ物理学の主題の1つである。

一方、混合角  $\theta_{13}$  および複素位相  $\delta$  は未知の量である。 $\theta_{13}$  については、これまでに CHOOZ 実験 [16] や K2K 実験 [17] において探索されているが、今のところ有限の値は観測されていない。複素位相  $\delta$  は  $\theta_{13} \neq 0$  の場合に意味のある量で、式 1.4 の第3項を有限の値にするためニュートリノ振動に CP 非対称性が現れる。したがって、残された振動パラメータである混合角  $\theta_{13}$  および複素位相  $\delta$  の探索を行うことは、レプトンセクターの CP 非対称性の探索という意味で非常に重要になってくる。

また、相互作用をしないニュートリノ ( $\nu_s$ : sterile) への振動の探索も今後の主題の1つである。このモードについては SK における大気ニュートリノ観測において探索が行われてきたが [18]、積極的な結果は得られていない。しかしまだ存在する可能性は残されており、探索する価値は十分にある。





## 第2章 J-PARCニュートリノ振動実験

この章では、J-PARCニュートリノ振動実験の目的および特長について述べる。次に、個々の実験施設について簡単に説明したあと本研究の目的と概要を述べる。

### 2.1 実験の概要

J-PARCニュートリノ振動実験 (T2K: from Tokai to Kamioka) [19] は、茨城県東海村に現在建設中の大強度陽子加速器施設 J-PARC の 50 GeV 陽子シンクロトロンを用いてほぼ純粋なミュオンニュートリノビームを生成し、295 km 離れた岐阜県飛騨市にある大型水チェレンコフ観測装置スーパーカミオカンデ (SK) で検出する次期長基線ニュートリノ振動実験である。

第一期では、50 GeV-PS (ビーム強度 0.75 MW) およびスーパーカミオカンデ (有効質量 22.5 kt) で現行の K2K 実験の約 50 倍のニュートリノフラックスが期待される。約 5 年間のランで  $5 \times 10^{21}$  p.o.t.<sup>1</sup> を目指す。第一期の主な目的と特長を以下に挙げる。

- 電子ニュートリノ出現の発見  
3 世代ニュートリノ混合の中で唯一、未発見の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動モードの発見を目指す。  $\sin^2 2\theta_{13}$  に対する感度は、  $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  において 90% C.L. で  $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.006$  まで到達できる。
- ミュオンニュートリノ消失の振動パラメータの精密測定  
SK における大気ニュートリノ観測や K2K 実験によって確立されたミュオンニュートリノ消失の振動パラメータ ( $\sin^2 2\theta_{\mu\tau}$ ,  $\Delta m_{23}^2$ ) の精密測定を目指す。5 年間のランで振動パラメータに対する感度は、90% C.L. で  $\delta(\sin^2 2\theta_{\mu\tau}) \sim 0.01$ 、 $\delta(\Delta m_{23}^2) \sim 10^{-5} \text{ eV}^2$  まで到達できる。
- 中性カレント反応の測定による、相互作用をしないニュートリノ ( $\nu_s$ ) の探索  
中性カレント反応事象数を計測することにより、  $\Delta m^2 > 10^{-3} \text{ eV}^2$  において 90% C.L. 以上で  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動と  $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$  振動を区別することができる。

第一期で  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動モードが発見された場合、実験は第二期へ移行する。第二期では、50 GeV-PS のビーム強度を 4 MW へアップグレードし、新しい後置検出器ハイパーカミオカンデ (有効質量 0.54 Mt) を建設して、第一期の 100 倍以上の統計量で、  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動モードと  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動モードを測定し、レプトンセクターの CP 非対称性の探索を行う。

<sup>1</sup>protons on target: 標的に照射した陽子数



図 2.1: J-PARC ニュートリノ振動実験 (T2K 実験) の概観。T2K 実験は、茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC でニュートリノビームを生成し、295 km 離れたスーパーカミオカンデで検出する次期長基線ニュートリノ振動実験である。

### 2.1.1 Off-axis ビーム

T2K 実験の一つの特徴は off-axis ビームを用いることである。Off-axis ビーム法は、ビーム軸を検出器の方向からずらすことによりエネルギースペクトル幅の狭いニュートリノビームを得る方法 [20] で、実用化されるのは T2K 実験が世界初である。

実験室系において、 $\pi$  中間子の 2 体崩壊  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  によりビーム軸から角度  $\theta_{OA}$  の方向に飛び出すニュートリノのエネルギーは、以下のように表される。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - P_\pi \cos \theta_{OA})} \quad (2.1)$$

ここで、 $m_\pi$ ,  $P_\pi$ ,  $E_\pi$  はニュートリノの親粒子である  $\pi$  中間子の質量、運動量、エネルギーで、 $m_\mu$  はニュートリノとともに生成するミューオンの質量である。

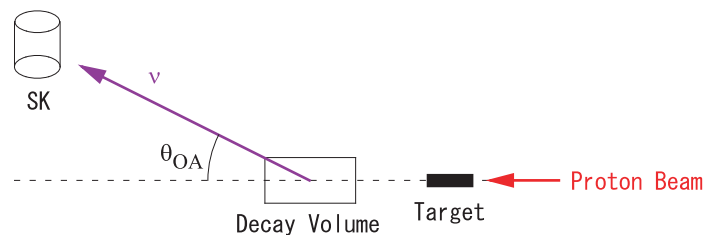


図 2.2: Off-axis ビーム法の概念図。

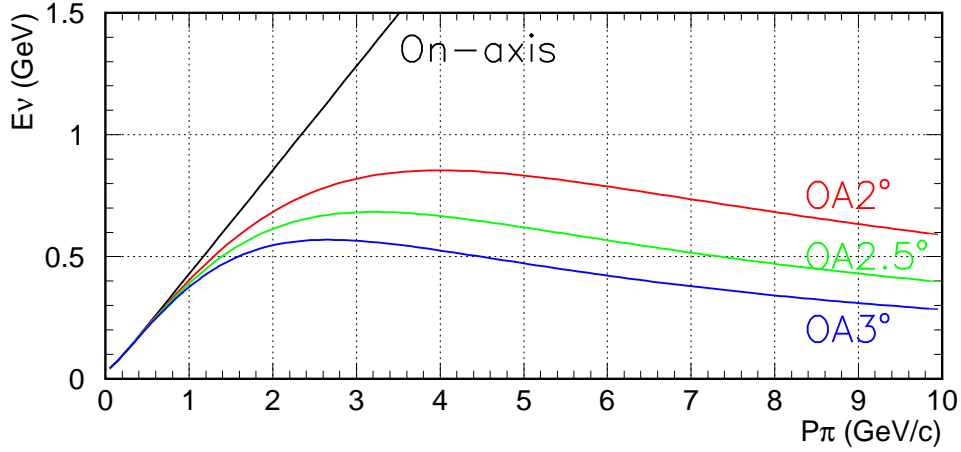


図 2.3: 各 off-axis 角における  $\pi$  中間子の運動量とニュートリノエネルギーの関係。On-axis ( $\theta_{OA} = 0$ ) の場合と off-axis 角  $\theta_{OA} = 2.0^\circ \sim 3.0^\circ$  の場合について示した。

図 2.3 は、各 off-axis 角における  $\pi$  中間子の運動量とニュートリノエネルギーの関係 (式 (2.1)) を表したものである。On-axis ビーム ( $\theta_{OA} = 0$ ) の場合には、ニュートリノエネルギーは親の  $\pi$  中間子の運動量に比例して大きくなるのに対し、off-axis 角が  $\theta_{OA} = 2.0^\circ \sim 3.0^\circ$  の場合には、 $P_\pi > 2 \text{ GeV}/c$  ではニュートリノエネルギーは親の  $\pi$  中間子の運動量にはほとんどよらない。したがって、ほぼ単色のニュートリノビームを得ることができる。また、各 off-axis 角を変えることによりニュートリノビームのピークエネルギーを変えることができる。

T2K 実験で用いる off-axis 角はニュートリノ振動の効果が最大限に見えるように決められる。現在、SK における大気ニュートリノ観測や K2K 実験の結果から、質量二乗差は 90% C.L. で  $\Delta m_{23}^2 = (2 \sim 3) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  の間にあるとされている。このとき、T2K 実験 ( $L = 295 \text{ km}$ ) においてニュートリノ振動の振動確率

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (2.2)$$

が最も小さくなるようなニュートリノエネルギーは

$$\frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} = \frac{\pi}{2} \quad (2.3)$$

より、 $E_\nu \sim (0.5 \sim 0.7) \text{ GeV}$  であり、このエネルギー領域にニュートリノビームのピークを合わせることが望ましい。図 2.4 は、off-axis 角  $\theta_{OA} = 2.0^\circ \sim 3.0^\circ$  における SK でのニュートリノフラックスを表していて、 $E_\nu \sim (0.5 \sim 0.7) \text{ GeV}$  のエネルギー領域にピークをもっている。したがって、T2K 実験では  $\theta_{OA} = 2.0^\circ \sim 3.0^\circ$  を選べば良いことが分かる。

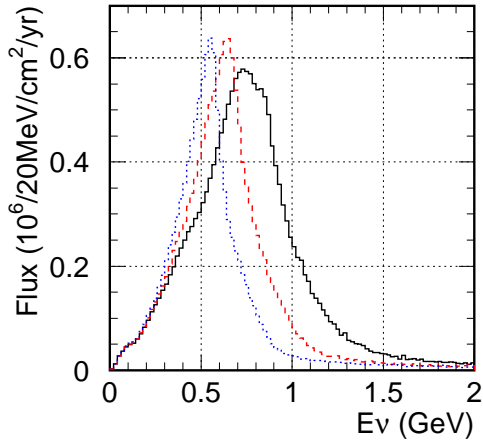


図 2.4: 各 off-axis 角における SK でのニュートリノフラックス。実線 (黒) は OA2 °、破線 (赤) は OA2.5 °、点線 (青) は OA3 ° のときのエネルギースペクトルを表している。

### 2.1.2 ニュートリノエネルギーの再構成

ニュートリノ振動の振動確率はニュートリノエネルギーの関数となるため、振動実験ではニュートリノのエネルギーを測定する必要がある。我々の用いるニュートリノビームは約 1 GeV の狭帯域ビームで、このエネルギー領域では以下の荷電カレント準弾性散乱 (CC-QE) が支配的である。

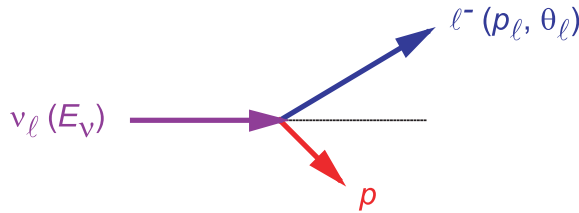
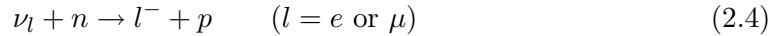


図 2.5: 荷電カレント準弾性散乱 (CC-QE) の運動学。

この反応は 2 体散乱であり、運動学からニュートリノエネルギーが以下のように計算できる。

$$E_\nu = \frac{m_n E_l - m_l^2/2 - (m_n^2 - m_p^2)/2}{m_n - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (2.5)$$

ここで、 $E_l$ ,  $p_l$ ,  $m_l$  はニュートリノ反応によって生成されたレプトンのエネルギー、運動量、質量、 $\theta_l$  はニュートリノとレプトンの運動方向のなす角、 $m_n$ ,  $m_p$  はそれぞれ中性子、陽子の質量である。ただし、始状態の中性子は静止していると仮定した。

人工的に生成したニュートリノビームを用いる場合、ニュートリノの飛来方向は分かっているので、ニュートリノ反応によって生成されたレプトンの運動量を測定すれば、式 (2.5) によってニュートリノエネルギーを再構成することができる。

## 2.2 50GeV 陽子シンクロトロン

大強度陽子加速器施設 J-PARC は、図 2.6 に示したように 400 MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV 陽子シンクロトロン (3 GeV-PS) および 50 GeV 陽子シンクロトロン (50 GeV-PS) から構成される。

50 GeV-PS は、3.53 秒周期でスピルあたり  $3.3 \times 10^{14}$  個の陽子を加速する。平均ビーム強度は 0.75 MW で世界最高水準である。1 スピルの幅は  $5.2 \mu\text{sec}$  で、8 つのバンチからなっている。T2K 実験では、50 GeV-PS から早い取り出しによって陽子ビームをニュートリノビームラインへ取り出して使用する。表 2.1 に T2K 実験におけるビームパラメータを、K2K 実験の場合と比較して示した。

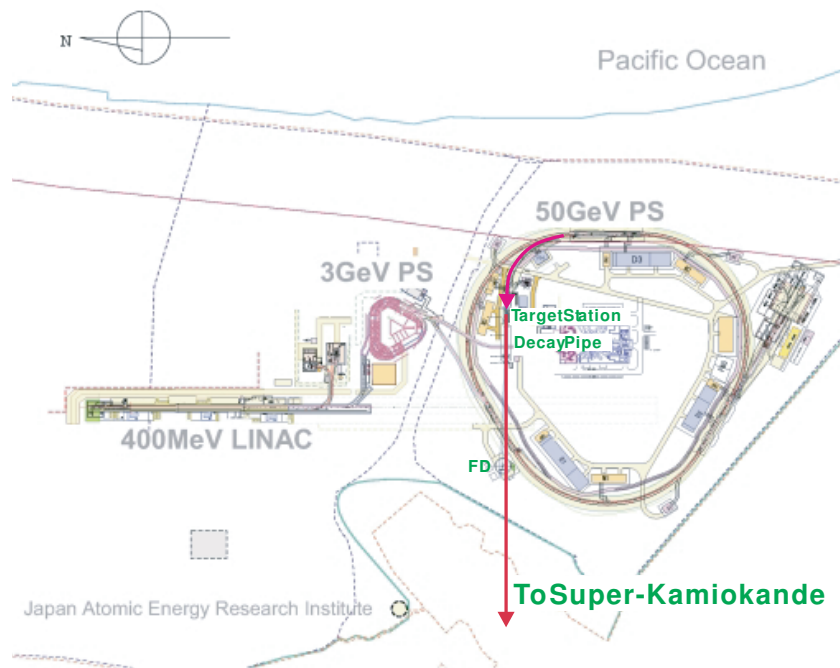


図 2.6: 大強度陽子加速器施設 J-PARC の概観。400 MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV 陽子シンクロトロン (3 GeV-PS)、50 GeV 陽子シンクロトロン (50 GeV-PS) から構成される。50 GeV-PS によって加速された陽子は早い取り出しによってニュートリノビームラインへ取り出される。

## 2.3 ニュートリノビームライン

### 2.3.1 一次陽子ビームライン

50 GeV-PS から取り出された陽子ビームは、一次陽子ビームラインによって二次粒子生成標的まで輸送される。一次陽子ビームラインは、前段部、アーク部、最終収束部からなる [21]。前段部は、常伝導磁石やコリメータなどから構成され、加速器から取り出され

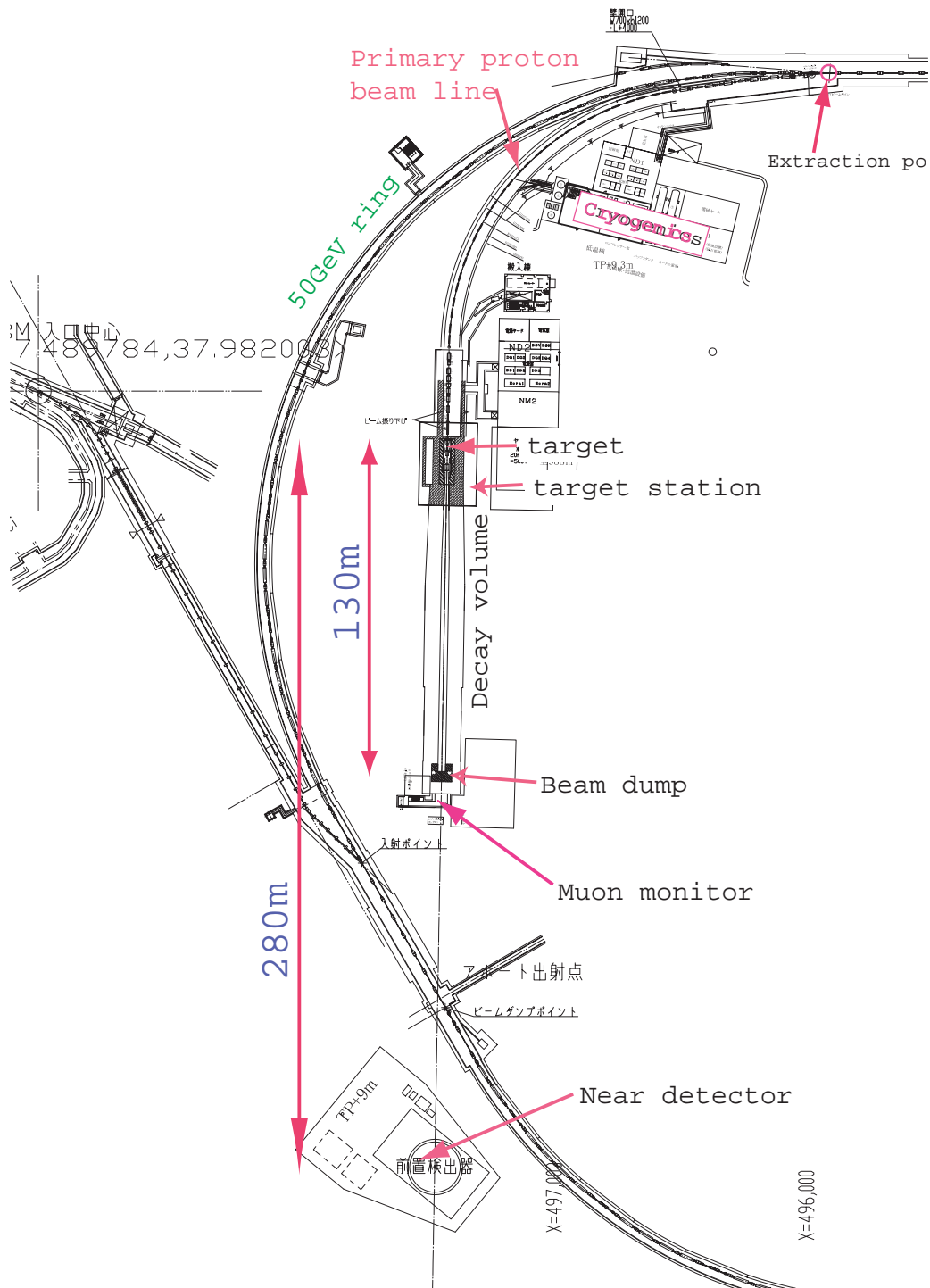


図 2.7: ニュートリノビームラインの概観。加速器から取り出された陽子ビームは約  $80^\circ$  曲げられてから二次粒子生成標的に照射される。生成した荷電  $\pi$  中間子は電磁ホーンによって収束され、崩壊トンネル中で崩壊してニュートリノを生成する。ハドロンは標的から 130 m 下流のビームダンプで止められ、その直後にミュオンモニタが設置される。また、前置検出器は標的から 280 m 下流に設置される。

表 2.1: T2K 実験と K2K 実験におけるビームパラメータの比較

	T2K 実験	K2K 実験
陽子加速器	J-PARC PS	KEK PS
陽子エネルギー	50 GeV <sup>1)</sup>	12 GeV
ビーム強度	750 kW	5.2 kW
スピル中の陽子数	$3.3 \times 10^{14}$ ppp <sup>2)</sup>	$6 \times 10^{12}$ ppp
スピル間隔	3.53 sec	2.2 sec
スピル幅	5.2 $\mu$ sec	1.2 $\mu$ sec
バンチ数	8	9

1) 実験初期は 40 GeV で運転開始の予定。

2) ppp: protons per pulse

たビームの整形、ハローの除去などを行う。アーク部は超伝導磁石によって構成され、陽子ビームをスーパーカミオカンデの方向に約 80 °曲げる。超伝導磁石を用いたビームラインとしては世界初の偏向磁石と四重極磁石の両方の機能を兼ね備えたコンバインドファンクション型磁石を採用する。最終収束部は常伝導磁石を用いて陽子ビームを二次粒子生成標的に適合する大きさに整形する。

### 2.3.2 二次粒子生成標的

次に、陽子ビームは大量の  $\pi$  中間子を生成するための二次粒子生成標的に照射される。T2K 実験ではスピルあたりの陽子ビームの強度が非常に強いため、二次粒子生成標的では大量の熱が発生する。標的は、この熱衝撃に耐えられる設計でなければならない。原子番号の大きい物質は 1 スピルでその融点を超え、融けてしまう。そこで、標的には融点が高く、かつ十分な強度をもつグラファイトを用いる [21, 22, 23]。標的の長さはハドロン相互作用長の約 2 倍の 90 cm、直径は 30 mm で、第 1 ホーンの内部に収容される。また、標的はビームによる温度上昇を抑えるために水で冷却される。

### 2.3.3 電磁ホーン

二次粒子生成標的で生成された荷電  $\pi$  中間子をビーム軸方向に収束させるために、電磁ホーンとよばれるトロイダル電磁石を用いる。J-PARC タイプの電磁ホーンシステムは 3 台からなり、それぞれ 320 kA の電流でトロイダル磁場が励磁される [21]。

図 2.8 は、J-PARC タイプの電磁ホーンシステムの模式図である。第 1 ホーンは内部に二次粒子生成標的を収容し、標的で生成され四方八方に飛び散る二次粒子を集める役割を果たす。第 2、第 3 ホーンは、荷電  $\pi$  中間子をビーム軸方向に収束させる役割をもっていて、内部導体の形は荷電  $\pi$  中間子が効率良く収束されるように最適化されている。

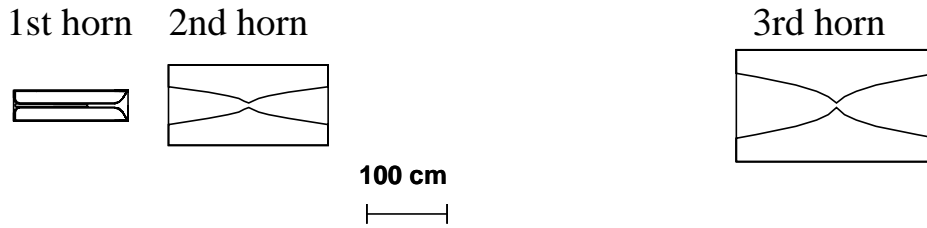


図 2.8: J-PARC タイプの電磁ホーンシステムの模式図。3 台の電磁ホーンからなり、320 kA の電流でトロイダル磁場を励磁する。標的は第 1 ホーンの内部に収容される。

### 2.3.4 崩壊トンネル

電磁ホーンによって収束された  $\pi$  中間子は、そのあとに続く約 110 m の崩壊トンネル内で  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  のように崩壊してニュートリノを生成する。崩壊トンネルはヘリウムガスが充填された鉄容器で、そのまわりは厚いコンクリートシールドで覆われる [21]。トンネル壁はビームにより発生する熱を除去するために水冷される。また、 $2^\circ \sim 3^\circ$  の off-axis 角をカバーできるように設計されている。

崩壊トンネルの終端 (二次粒子生成標的から約 130 m 下流) にはビームダンプが置かれ、陽子や崩壊せずに残った  $\pi$  中間子などのハドロン、およびミュオンはここで吸収される。

### 2.3.5 ミューオンモニタ

ミュオンモニタはビームダンプの直後に設置され、 $\pi$  中間子の崩壊  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  によってニュートリノとともに生成されたミュオンのプロファイルや強度をスピルごとにモニターする。 $\pi$  中間子の崩壊は 2 体崩壊なので、ミュオンのプロファイルとニュートリノのプロファイルの間には強い相関があり、間接的にニュートリノビームの方向や強度をモニターすることができる。ただし、ビームダンプの直後に置かれるため、ダンプを突き抜けてくるような高エネルギーのミュオンしか観測することはできない。

## 2.4 前置検出器

前置検出器は二次粒子生成標的から 280 m 下流に設置され、生成したばかりのニュートリノビームの性質を測定することを目的とする。前置検出器には、ビーム軸上に設置される on-axis 検出器と、スーパーカミオカンデの方向に設置される off-axis 検出器の 2 種類の検出器が計画されている。

On-axis 検出器は、ニュートリノビームの強度や方向の安定性をニュートリノ自身でモニターすることを目的としている。ニュートリノは反応断面積が小さいので、ミュオンモニタのようにスピルごとでのモニターは難しいが、T2K 実験では大強度のニュートリノビームにより一日ごとのモニターが可能となる。

一方、off-axis 検出器は、生成されたばかりのニュートリノビームのフラックスやエネルギースペクトルを測定し、ニュートリノ振動がない場合の SK におけるフラックスやエネ



ルギースペクトルを求めるのが主な目的である。また、ニュートリノ振動解析の際に SK でバックグラウンドとなるニュートリノ反応の詳細な研究を行うことも重要な役割の一つである。

## 2.5 スーパーカミオカンデ

T2K 実験では、後置検出器としてスーパーカミオカンデ (SK) [24] を用いる。SK は 50 kt の水を用いた大型水チェレンコフ検出器で、岐阜県飛騨市にある神岡鉱山の地下 1,000 m にあって、1996 年から観測を開始している。

検出器は図 2.9 のように直径 39 m、高さ 41 m の円筒形の構造をしていて、内部は 50 kt の純水で満たされている。内水槽 (ID: Inner Detector) は直径 33.8 m、高さ 36.2 m の円筒形で、壁には 11,146 本の 20 インチ光電子増倍管 (PMT) が内向きに取り付けられている。その外側は外水槽 (OD: Outer Detector) と呼ばれ、壁には 1,885 本の 8 インチ PMT が外向きに取り付けられている。OD は、検出器の外から入射してくる宇宙線や検出器を突き抜けた粒子を識別するのに用いられている。

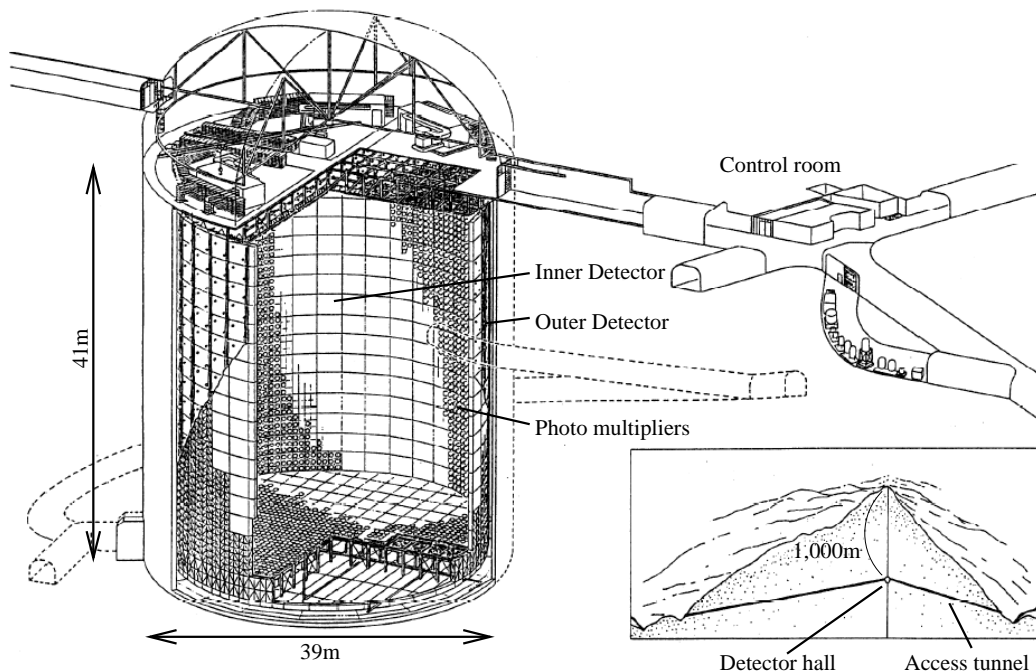


図 2.9: スーパーカミオカンデ検出器の概観。直径 39 m、高さ 41 m の円筒形のタンクの内部は 50 kt の純水で満たされている。内水槽の壁には 11,146 本の 20 インチ光電子増倍管 (PMT) が内向きに取り付けられていて、荷電粒子が放射するチェレンコフ光を観測する。

SK では荷電粒子が水中を走るときに放射するチェレンコフ光を観測する。荷電粒子が水中での光速より速く水中を走るとき、

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.6)$$

となる方向に円錐状にチェレンコフ光を放射する。ここで、 $\beta(=v/c)$  は荷電粒子の速度、 $n$  は水の屈折率である。また、荷電粒子が水中を通過するとき、単位長さあたり単位波長あたりに発生するチェレンコフ光子数は、荷電粒子の電荷を  $z$  とすると、

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c \quad (2.7)$$

と表される。ここで、 $x$  は粒子の飛跡に沿った座標、また  $\theta_c$  は粒子の進行方向とチェレンコフ光の放射方向とのなす角である。

この光を壁に取り付けた PMT で観測するとリング状に見え、それぞれの PMT からの信号の波高と時間情報を用いてチェレンコフリングのフィッティングを行い、粒子の生成点やエネルギー、運動方向、種類などを再構成する。

また、ミューオンからのチェレンコフ光は明瞭なリングとなるのに対し、電子は電磁シャワーを起こすため電子からのチェレンコフ光はリングの縁が不鮮明になる。このようにリングの形の情報を用いることにより、高い  $e/\mu$  識別能力をもっている。

## 2.6 本研究の目的と概要

本研究の目的は、T2K 実験における off-axis 前置検出器の基本設計を行うこと、また off-axis 前置検出器のための光検出器の読み出し系の開発および、その基本特性を評価することである。そのために、まず第 3 章ではニュートリノ振動解析を行うにあたり off-axis 前置検出器に要求される測定精度について述べる。第 4 章では、モンテカルロシミュレーションを用いて off-axis 前置検出器の位置でのフラックスやニュートリノ反応を調べ、off-axis 前置検出器の基本設計に対する要請を述べる。つづく第 5 章では、これらの要請を踏まえた上で基本設計を考案し、モンテカルロシミュレーションによって、その検出器の様々な粒子に対するアクセプタンスを求める。

第 6 章以降では、前置検出器のための光検出器の読み出し系の開発および、その基本特性の評価について述べる。第 6 章では、本研究で off-axis 前置検出器のための光検出器として選択したアバランシェ・フォト・ダイオード (APD) について、その動作原理と基本特性について述べる。第 7 章では、32ch APD アレイの読み出しエレクトロニクスの開発とその基本特性について述べる。最後に第 8 章では、開発した 32ch APD 読み出し系の性能評価を行う。

## 第3章 $\nu_\mu$ 消失実験における系統誤差の研究

前置検出器のデザインを始める前に、測定したい物理から前置検出器に課せられる要請を知ることが重要である。そのため、本章では、まず統計誤差のみを考えた場合に  $\nu_\mu$  消失の振動パラメータ ( $\sin^2 2\theta_{\mu\tau}$ ,  $\Delta m_{23}^2$ ) をどの程度の精度で決定できるかをモンテカルロシミュレーションを用いて調べる。次に、どのような系統誤差が振動パラメータの決定精度に影響を与えるかを調べ、前置検出器で何をどのくらいの精度で測定しなければならないかを述べる。

### 3.1 モンテカルロシミュレーション

以下では、モンテカルロシミュレーションによって得られたニュートリノイベントを用いてスタディを進めていく。我々のシミュレーションプログラムは、ビームラインシミュレーション (jnubeam)、ニュートリノ反応シミュレーション (NEUT)、検出器シミュレーション (DetSim) の3段階に分かれている。

#### 3.1.1 ビームラインシミュレーション: jnubeam

ビームラインシミュレーション (jnubeam) は、ニュートリノビームを生成する過程のシミュレーションを行うプログラムで GEANT3 [25] を用いて作られている。まず、一次陽子ビームを二次粒子生成標的に入射して二次粒子 ( $\pi$  中間子および  $K$  中間子) を生成する。生成された二次粒子は、電磁ホーンの磁場によって収束 (または拡散) され、崩壊トンネルを飛行中に崩壊してニュートリノを生成する。

$\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ) に関しては以下の崩壊モードが考慮されている。

- $\pi_{\mu 2}$  崩壊:  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  ,  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
- $K_{\mu 2}$  崩壊:  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  ,  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

一方、 $\nu_e$  ( $\bar{\nu}_e$ ) に関しては以下の崩壊モードが考慮されている。

- $K_{e3}^+$  崩壊:  $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$  ,  $K^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$
- $K_{e3}^0$  崩壊:  $K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$  ,  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$
- $\mu_{e3}$  崩壊:  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  ,  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

崩壊後のシミュレーションの方法は、前置検出器とスーパーカミオカンデ (SK) で異なる。前置検出器におけるニュートリノフラックスを計算する際には、ニュートリノは重心系において等方的に生成される。生成されたニュートリノは前置検出器の位置まで外挿さ

表 3.1: jnubeam シミュレーションの主なパラメータ。

陽子ビームエネルギー	40 GeV
ビーム off-axis 角	2.5 deg
二次粒子生成標的	グラファイト (直径 30 mm、長さ 90 cm)
電磁ホーン	J-PARC タイプ (3-ホーン、電流 320 kA)
崩壊トンネル長	130 m

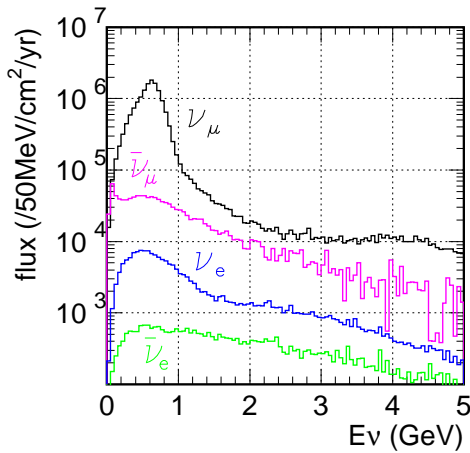


図 3.1: jnubeam シミュレーションによる SK でのニュートリノフラックス。全フラックスのうち約 90% がミューオンニュートリノで、 $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu \sim 0.085$ ,  $\nu_e/\nu_\mu \sim 0.012$ ,  $\bar{\nu}_e/\nu_\mu \sim 0.002$ 。

れ、検出器を通過するものだけを記録していく。一方、SK におけるニュートリノフラックスを計算する際には、ニュートリノは常に SK に到達するような方向に生成される。その際、このような崩壊が起きる確率を計算し、各事象に対するウェイトとして用いる。この方法を用いることで、全ての二次粒子の崩壊がフラックスの計算に使われることになり、シミュレーションの時間を飛躍的に短縮することができる。

このようにして、jnubeam シミュレーションは検出器を通過するニュートリノのフラックス、エネルギースペクトル、空間分布、生成された崩壊モード、親粒子の運動量などの情報を返す。ただし、このプログラムの中ではニュートリノ振動の効果は考慮していない。表 3.1 に jnubeam シミュレーションの主なパラメータを挙げておく。本研究では、特にことわりがない限りビーム off-axis 角が  $2.5^\circ$  の場合について考える。また、陽子ビームエネルギーは実験開始時を想定して 40 GeV とした。図 3.1 は jnubeam シミュレーションによって得られた SK におけるニュートリノフラックスである。

### 3.1.2 ニュートリノ反応シミュレーション: NEUT

ニュートリノ反応シミュレーション (NEUT) [26] は、検出器中でのニュートリノと核子 (または原子核) との相互作用をシミュレーションするプログラムで、カミオカンデにお

ける大気ニュートリノ観測および陽子崩壊の研究のために開発され、現在スーパーカミオカンデ、K2K 実験において使われている。NEUT シミュレーションでは、100 MeV から 1 TeV のエネルギー領域のニュートリノに対して、以下のような相互作用が考慮されている。ただし、ここではニュートリノ反応標的が水の場合を考えている。

- 荷電カレント準弾性散乱 (CC-QE)  $\nu + N \rightarrow l + N'$
- 荷電カレント  $1\pi$  生成反応 (CC- $1\pi$ )  $\nu + N \rightarrow l + N' + \pi$
- 荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 (CC-coh.  $\pi$ )  $\nu + {}^{16}\text{O} \rightarrow l + {}^{16}\text{O} + \pi$
- 荷電カレント深非弾性散乱 (CC-DIS)  $\nu + N \rightarrow l + N' + m\pi's$
- 中性カレント弾性散乱 (NC-elastic)  $\nu + N \rightarrow \nu + N$
- 中性カレント  $1\pi$  生成反応 (NC- $1\pi$ )  $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \pi$
- 中性カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 (NC-coh.  $\pi$ )  $\nu + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu + {}^{16}\text{O} + \pi$
- 中性カレント深非弾性散乱 (NC-DIS)  $\nu + N \rightarrow \nu + N' + m\pi's$

本研究では CC-QE 反応以外の荷電カレント反応を総称して CC-nonQE 反応、また、NC- $1\pi$  反応のうち特に  $\pi^0$  が生成される反応を NC- $1\pi^0$  反応と呼ぶことにする。

表 3.2 に NEUT シミュレーションの中で使われているニュートリノ反応モデルを挙げておく。また、図 3.2 は NEUT シミュレーションの中で使われているニュートリノ・核子の反応断面積をニュートリノエネルギーの関数として表したものである。

表 3.2: ニュートリノ反応シミュレーション NEUT で使われているモデル

CC-QE / NC-elastic	Llewellyn Smith [27] ( $M_A = 1.1 \text{ GeV}/c^2$ )
CC/NC - $1\pi$	Rein and Sehgal [28] ( $M_A = 1.1 \text{ GeV}/c^2$ )
CC/NC -coh. $\pi$	Rein and Sehgal [29]
CC/NC -DIS	GRV94 [30]

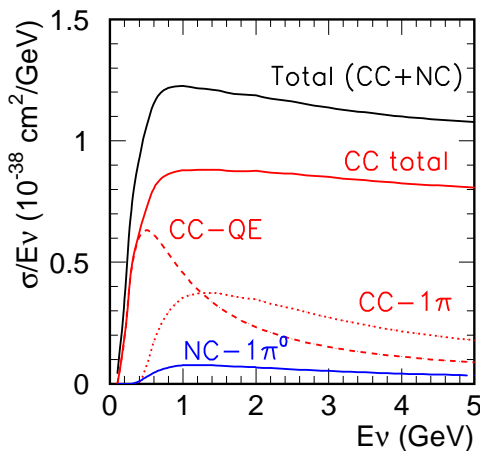


図 3.2: NEUT シミュレーションで使われているニュートリノ・核子の反応断面積。ニュートリノ反応標的が水の場合で、1 核子あたりの反応断面積をニュートリノエネルギーの関数として表している。

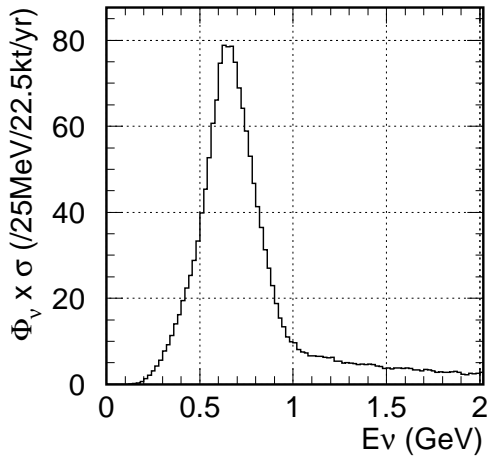


図 3.3: NEUT シミュレーションによる SK でのニュートリノ反応事象のエネルギー分布。0.65 GeV 付近にピークをもつ。

jnubeam シミュレーションで得られたニュートリノフラックス、エネルギースペクトルをインプットとして与えると、上記のニュートリノ反応によって生成された粒子の 4 元運動量、反応モードなどの情報を返す。図 3.3 は NEUT シミュレーションによって得られた SK におけるニュートリノ反応事象のエネルギー分布である。

### 3.1.3 SK 検出器シミュレーション: DetSim

SK の検出器シミュレーション (DetSim) は、NEUT シミュレーションによって生成された粒子の SK 検出器中での伝搬、検出器および読み出しエレクトロニクスの応答をシミュレーションするプログラムで、GEANT3 を用いて作られている。

ニュートリノ反応によって生成された荷電粒子は、水中を伝播する際にチェレンコフ光を放射する。チェレンコフ光の伝播には、レイリー散乱、ミー散乱、および光吸収が考慮されていて、減衰係数はレーザーキャリブレーションによる実測値を再現するように調整されている。また、光電子増倍管の表面やブラックシートでの反射・吸収も考慮されている。

光電子増倍管の応答は、実測された量子効率、1 p.e. 分布、および時間分解能を用いてシミュレーションされる。

### 3.1.4 SK におけるイベントの再構成

SK において光電子増倍管のヒットの情報からイベントを再構成するアルゴリズムは以下のようなものである。

まず、各光電子増倍管のヒットの時間情報からニュートリノ反応点が再構成される。次に、チェレンコフリングの候補が探し出され、それぞれに対してリングのパターン情報およびリングの開き角から粒子識別が行われ、ミューオン型 ( $\mu$ -like) が電子型 ( $e$ -like) に分類される。最後に、各リング内で観測された全光電子数から粒子の運動量が決定される。

以下では、イベントの再構成まで行ったモンテカルロシミュレーションのデータセットを用いて議論を進めていく。

## 3.2 ニュートリノ振動解析の手法

次に、本研究で行ったニュートリノ振動解析の手法について述べる。

### 3.2.1 事象選択

この解析では、SKにおける大気ニュートリノの解析と同じ事象選択を用いる。

#### 1. Outer detector cut (FC: Fully Contained)

外部から入ってくる宇宙線ミュオンおよび、検出器中に全てのエネルギーを落とさずに突き抜けてしまうイベントを除くために、Outer Detector (OD) の最大ヒットクラスタ内の PMT 数 ( $N_{hitac}$ ) が 9 以下であることを要求する。

#### 2. Visible energy cut

周囲の岩からのガンマ線などの低エネルギーバックグラウンドを除くために、チェレンコフリングのエネルギー和 ( $E_{vis}$ ) が 30 MeV 以上であることを要求する。これは、ミュオンに対し約 200 MeV/c の閾値に対応する。

#### 3. Fiducial volume cut (FV)

再構成された反応点から最も近い Inner Detector (ID) の壁までの距離 ( $D_{wall}$ ) が 2 m 以上離れていることを要求する。この有効体積は、質量に換算して 22.5 kt の水に対応する。

#### 4. Single ring muon-like cut ( $1R_{\mu}$ )

サンプル中の CC-QE 反応の比率を上げるために、チェレンコフリング数 ( $N_{ring}$ ) が 1 で、かつそのリングパターンがミュオン型であることを要求する。

表 B.1 に、各事象選択後に生き残るイベント数をシグナル (CC-QE)、バックグラウンド (CC-nonQE<sup>1</sup>、NC) に分けて示した。ただし、表中の数字はニュートリノ振動がない場合のものである。

表 3.3: 各事象選択後に生き残るイベント数 (/22.5kt/5yr)。CC-QE、CC-nonQE、NC の反応モードに分けて示した。ただし、表中の数字はニュートリノ振動がない場合。

	CC-QE	CC-nonQE	NC	$\nu_{\mu}$ all int.
Generated in FV	4,114	3,737	3,149	11,000
1) FCFV	3,855	3,044	2,928	9,827
2) $E_{vis} > 30$ MeV	3,788	2,820	945	7,553
3) Single ring	3,652	1,190	290	5,132
4) Muon-like	3,620	1,089	96	4,805

<sup>1</sup>CC-QE 反応以外の荷電カレント反応の総称

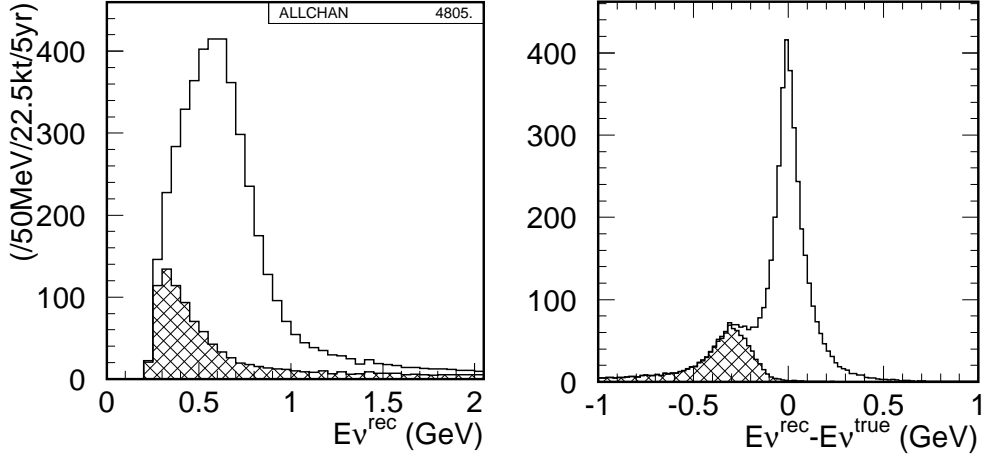


図 3.4: 1R $\mu$  事象の再構成されたエネルギー分布 (左図) とエネルギー分解能 (右図)。ともにニュートリノ振動がない場合の分布で、図中の網掛け部分は non-QE 反応からの寄与を示している。

### 3.2.2 ニュートリノエネルギーの再構成

”single ring muon-like” (1R $\mu$ ) 事象のニュートリノエネルギーは、ニュートリノ反応で生成したミュオンの運動量から CC-QE 反応を仮定して式 (2.5) により再構成される。すなわち、

$$E_\nu^{rec} = \frac{m_n E_\mu - m_\mu^2/2 - (m_n^2 - m_p^2)/2}{m_n - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (3.1)$$

ここで、 $E_\mu$ ,  $p_\mu$ ,  $m_\mu$  はニュートリノ反応によって生成されたミュオンのエネルギー、運動量、質量、 $\theta_\mu$  はニュートリノとミュオンの運動方向のなす角、 $m_n$ ,  $m_p$  はそれぞれ中性子、陽子の質量である。ただし、始状態の中性子は静止していると仮定している。

図 3.4 にニュートリノ振動がない場合の 1R $\mu$  事象の再構成されたエネルギー分布とエネルギー分解能を示した。

### 3.2.3 ニュートリノ振動確率

以下では、2 世代間の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動を仮定する。中性カレント反応は、フレーバーを区別しないのでニュートリノ振動の効果は現れない。したがって、ニュートリノ振動の確率  $P_{osc}(E; \sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  は

$$P_{osc}(E; \sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \begin{cases} 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 L}{E} \right) & (\text{for CC}) \\ 1 & (\text{for NC}) \end{cases} \quad (3.2)$$

のように表される。ここで、 $L = 295$  km は基線長。なお、3 世代間の混合を考慮した振動解析については付録 A で述べる。



### 3.2.4 Likelihood 関数の定義

この解析では、"Extended Maximum Likelihood"法を用いる。つまり likelihood 関数は、以下のようにイベント数に関する項 ( $\mathcal{L}_{norm}$ ) と、エネルギー分布に関する項 ( $\mathcal{L}_{shape}$ ) の積で表される。

$$\mathcal{L}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \mathcal{L}_{norm}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) \times \mathcal{L}_{shape}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) \quad (3.3)$$

イベント数に関する項 ( $\mathcal{L}_{norm}$ )

イベント数は Poisson 統計に従うので、 $\mathcal{L}_{norm}$  は以下のように表される。

$$\mathcal{L}_{norm}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \frac{e^{-N_{exp}} N_{exp}^{N_{obs}}}{N_{obs}!} \quad (3.4)$$

ここで、 $N_{obs}$  は SK で観測された  $1R\mu$  事象数、 $N_{exp}$  は期待される事象数である。

ある振動パラメータ ( $\sin^2 2\theta, \Delta m^2$ ) のときに SK で期待される事象数  $N_{exp}$  は、以下の式で表される。

$$\begin{aligned} N_{exp}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) \\ = n_t T \sum_j \int \Phi_\nu(E) \times P_{osc}(E; \sin^2 2\theta, \Delta m^2) \times \sigma_j(E) \times \epsilon_j^{SK}(E) dE \end{aligned} \quad (3.5)$$

ただし、 $n_t$  は標的核子数、 $T$  は観測時間、 $\Phi_\nu(E)$  はニュートリノフラックス、 $\sigma_j(E)$  は CC (NC) 反応断面積 ( $j = \text{CC}, \text{NC}$ )、 $\epsilon_j^{SK}(E)$  は CC(NC) 反応に対する SK の検出効率である。

エネルギー分布に関する項 ( $\mathcal{L}_{shape}$ )

$\mathcal{L}_{shape}$  は、各  $1R\mu$  事象がエネルギー  $E^{rec}$  に再構成される確率の積で表される。

$$\mathcal{L}_{shape}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} Prob(E_i^{rec}; \sin^2 2\theta, \Delta m^2) \quad (3.6)$$

ここで、 $N_{obs}$  は SK で観測された  $1R\mu$  事象数、 $Prob(E^{rec}; \sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  は確率密度関数 (PDF) で以下の式で表される。

$$\begin{aligned} Prob(E^{rec}; \sin^2 2\theta, \Delta m^2) \\ = \frac{n_t T}{N_{exp}} \sum_j \int \Phi_\nu(E) \cdot P_{osc}(E; \sin^2 2\theta, \Delta m^2) \cdot \sigma_j(E) \cdot \epsilon_j^{SK}(E) \cdot R_j(E^{rec}; E) dE \end{aligned} \quad (3.7)$$

ただし、 $n_t$  は標的核子数、 $T$  は観測時間、 $\Phi_\nu(E)$  はニュートリノフラックス、 $\sigma_j(E)$  は各反応モードの反応断面積 ( $j = \text{CC-QE}, \text{CC-nonQE}, \text{NC}$ )、 $\epsilon_j^{SK}(E)$  は各反応モードに対する SK の検出効率、 $R_j(E^{rec}; E)$  は検出器の応答関数である。

$(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  平面で振動パラメータの許容領域を描く際には、likelihood 関数  $\mathcal{L}$  を計算するよりも  $-\ln \mathcal{L}$  を計算する方が便利である。上記の likelihood 関数から  $-\ln \mathcal{L}$  を計算すると、

$$\begin{aligned} \ell(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) &\equiv -\ln \mathcal{L}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) \\ &= -N_{obs} \ln N_{exp} + N_{exp} + \ln N_{obs}! - \sum_{i=1}^{N_{obs}} \ln Prob(E_i^{rec}; \sin^2 2\theta, \Delta m^2) \\ &= N_{exp} - \sum_{i=1}^{N_{obs}} \ln N_{exp} Prob(E_i^{rec}; \sin^2 2\theta, \Delta m^2) + \ln N_{obs}! \end{aligned} \quad (3.8)$$

となる。のちの議論のために、期待される事象数  $N_{exp}$  および確率密度関数  $Prob$  は、CC-QE と nonQE (CC-nonQE+NC) に分けて求めることにする。つまり、

$$\begin{cases} N_{exp} &= N_{exp}^{(qe)} + N_{exp}^{(nqe)} \\ N_{exp} Prob(E^{rec}; \sin^2 2\theta, \Delta m^2) &= N_{exp}^{(qe)} Prob^{(qe)} + N_{exp}^{(nqe)} Prob^{(nqe)} \end{cases} \quad (3.9)$$

### 3.2.5 PDF と擬似シグナルサンプルの作成

実際には PDF と擬似シグナルサンプルは、ニュートリノ振動を考慮していないモンテカルロシミュレーションの結果からそれぞれ以下のような方法で作られる。

#### PDF の作成

1. ニュートリノ振動がない場合のモンテカルロのデータセットの中から  $1R_\mu$  事象を抽出する。
2. ニュートリノ振動の効果は、振動がない場合のニュートリノエネルギースペクトルに式 (3.2) で表される振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  のウェイトをかけることにより実現する。
3. エネルギーの再構成の際には、50 MeV 毎にビン切りをおこなって PDF を作成した。

#### 擬似シグナルサンプルの作成

1. シグナルサンプルのイベント数  $N_{obs}$  は、平均  $N_{exp}$ 、標準偏差  $\sqrt{N_{exp}}$  のガウス分布から乱数を用いて決められる。
2. PDF の作成に用いたものとは別のモンテカルロのデータセットの中から  $1R_\mu$  事象を抽出する。
3. ニュートリノ振動の効果はモンテカルロ法により再現する。すなわち、各イベント毎に反応モードとニュートリノエネルギーを調べ、振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  を式 (3.2) に従って計算する。次に、乱数をふって振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  より小さい値が出ればそのイベントは残す。振動確率より大きな値が出た場合は、そのイベントはニュートリノ振動によって”消失”したとみなす。

4. イベント数が  $N_{obs}$  になるまで繰り返す。

### 3.3 SK で期待される $1R_\mu$ 事象数・エネルギー分布

ニュートリノ振動解析を行う前に、様々な振動パラメータの値に対して、SK で期待される  $1R_\mu$  事象数およびそのエネルギー分布を見ることにする。SK における大気ニュートリノの最新の結果によると、振動パラメータの許容領域は

$$\left\{ \begin{array}{l} 1.9 \times 10^{-3} < \Delta m^2 \text{ (eV}^2\text{)} < 3.0 \times 10^{-3} \\ \sin^2 2\theta > 0.9 \end{array} \right. \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (3.10)$$

であるので、このパラメータ領域を中心に見ていくことにする。

#### 3.3.1 $1R_\mu$ 事象数

まず、5年間のラン ( $5 \times 10^{21}$  POT) で SK において期待される  $1R_\mu$  事象数について述べる。表 3.4 に様々な  $\Delta m^2$  の値に対して SK で期待される  $1R_\mu$  事象数を CC-QE、CC-nonQE、NC の反応モードに分けて示した。ただし、混合角については  $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。

ニュートリノ振動の効果で  $1R_\mu$  事象数が最も減少するのは、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  のときで、ニュートリノ振動がない場合に比べ約 4 分の 1 となる。反応モード別に見ると、CC-QE 反応は最大で約 5 分の 1 まで減少する。CC-nonQE 反応の場合は、CC-QE 反応に比べて大きな  $\Delta m^2$  の値のときに事象数が減少する。これは、CC-nonQE 反応がより高エネルギーのニュートリノに起因するためである。また、ここでは  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動を仮定しているため、NC 反応の事象数は振動パラメータに依存しない。

#### 3.3.2 $1R_\mu$ 事象のエネルギー分布

次に、SK で期待される  $1R_\mu$  事象のエネルギー分布について述べる。図 3.5 に様々な  $\Delta m^2$  の値に対して SK で期待される  $1R_\mu$  事象のエネルギー分布を示した。ただし、混合角につ

表 3.4: 様々な  $\Delta m^2$  の値に対して SK で期待される  $1R_\mu$  事象数 (/22.5kt/5yr)。CC-QE、CC-nonQE、NC の反応モードに分けて示した。ただし、混合角については  $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。

$\Delta m^2$ (eV <sup>2</sup> )	CC-QE	CC-nonQE	NC	all int.
振動なし	3,620	1,089	96	4,805
$2.0 \times 10^{-3}$	933	607	96	1,636
$2.3 \times 10^{-3}$	723	525	96	1,344
$2.7 \times 10^{-3}$	681	446	96	1,223
$3.0 \times 10^{-3}$	800	414	96	1,310

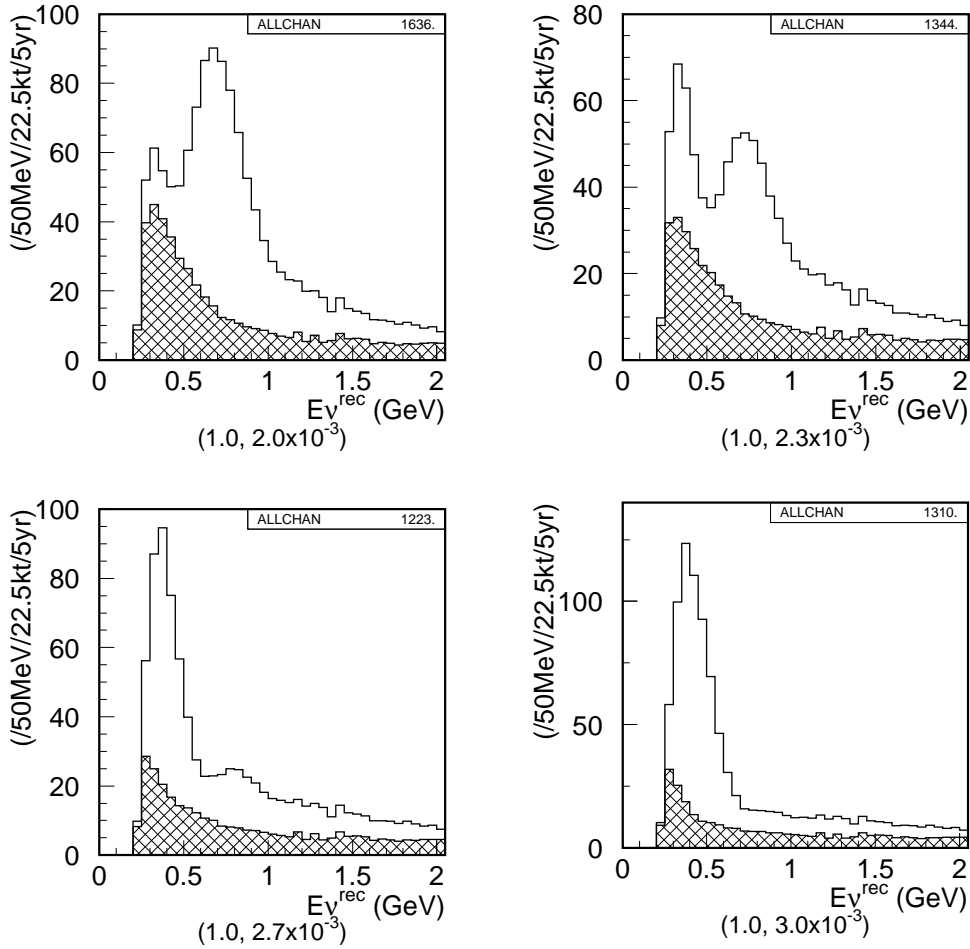


図 3.5: 様々な  $\Delta m^2$  の値に対して SK で期待される  $1R\mu$  事象のエネルギー分布。真の  $\Delta m^2$  の値がそれぞれ、 $\Delta m^2 = 2.0, 2.3, 2.7, 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  の場合について示した。ただし、混合角については  $\sin^2 2\theta = 1.0$ 。図中の網掛け部分は non-QE 反応からの寄与を示している。

いては  $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。

図 3.5 から、振動がない場合のエネルギー分布 (図 3.4) に比べ、分布の形が大きく歪む様子がうかがえる。また、non-QE 反応からの寄与の部分も  $\Delta m^2$  の値によって形が変わるが、それは表 3.4 から分かるように、non-QE 反応の大部分は CC 反応であり振動パラメータに依存するためである。

### 3.4 統計誤差のみでの振動パラメータの決定精度

この節では、統計誤差のみを考慮した場合に振動パラメータがどのくらいの精度で決定できるかを調べる。

図 3.6・左図は  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合に期待されるシグナルの

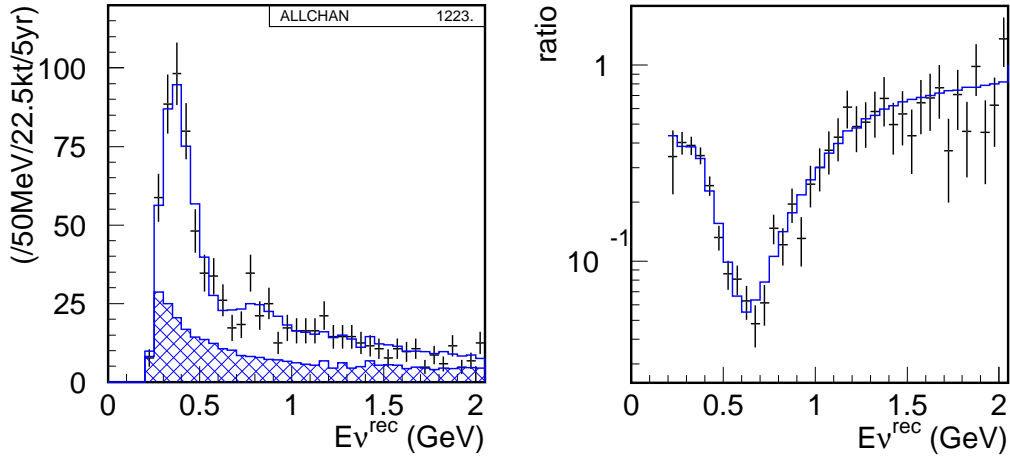


図 3.6:  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合に期待されるシグナルとベストフィット。左図は  $1R\mu$  事象の再構成されたエネルギー分布で、エラーバー付きの点が擬似シグナルサンプル、実線 (青色) はベストフィット。網掛け部分は non-QE 反応からの寄与を示している。右図は、擬似シグナルサンプルのスペクトルとニュートリノ振動がない場合に期待されるエネルギー分布との比をとったもの。0.65 GeV 付近にディップが見られる。

エネルギー分布とベストフィットを示している。同右図は擬似シグナルサンプルのエネルギー分布とニュートリノ振動がない場合に期待されるエネルギー分布との比をとったもので、0.65 GeV 付近に明瞭なディップが見られる。定性的には、ディップの深さが  $\sin^2 2\theta$  に、ディップの位置が  $\Delta m^2$  にそれぞれ対応すると考えられる。

図 3.7 は、ベストフィットからの likelihood の差  $\Delta \ln \mathcal{L}$  から求めた振動パラメータの許容領域で、真の  $\Delta m^2$  の値がそれぞれ、 $\Delta m^2 = 2.0, 2.3, 2.7, 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  の場合について示した。ただし、 $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。また、信頼度 (C.L.) と  $\Delta \ln \mathcal{L}$  の対応は表 3.5 のとおりである。

C.L.	significance	$\Delta \ln L$
68%	$1\sigma$	0.50
90%	$1.64\sigma$	1.36
99%	$2.58\sigma$	3.32

表 3.5: 信頼度 (C.L.) と  $\Delta \ln \mathcal{L}$  の対応 [31]。

振動パラメータの許容領域のコンターは、真の  $\Delta m^2$  の値によってその大きさや形が変わる。コンターが最も小さくなるのは、 $\Delta m^2 \sim 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  のときで、これはちょうどニュートリノビームのピークエネルギーのところでニュートリノ振動が最大になる場合に対応する。

ここで、定量的に議論するために、各振動パラメータに対する sensitivity を図 3.8 のようにコンターを各座標軸に射影したときの最大の幅で定義する。

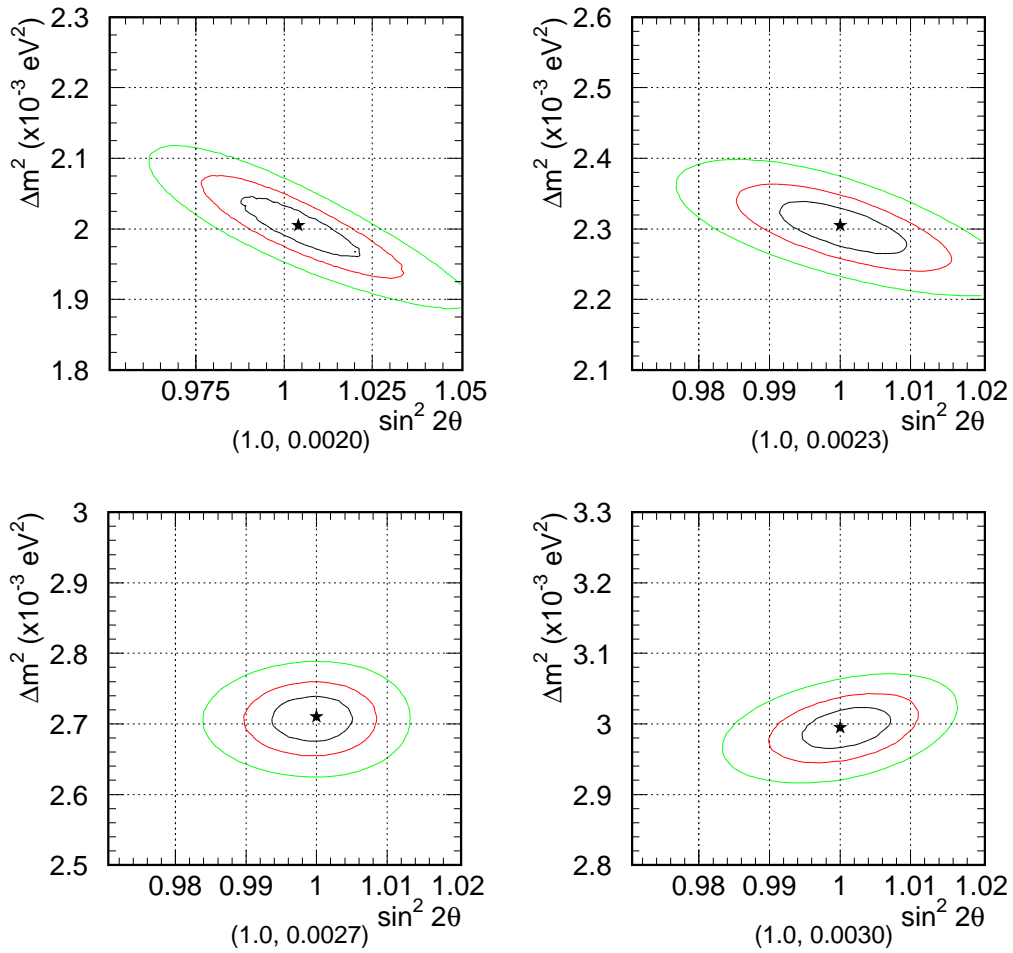


図 3.7: 様々な  $\Delta m^2$  の値に対して期待される振動パラメータの許容領域。真の  $\Delta m^2$  の値がそれぞれ、 $\Delta m^2 = 2.0, 2.3, 2.7, 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  の場合について示した。ただし、 $\sin^2 2\theta = 1.0$ 。星印はベストフィット、実線は内側から順に 68% (黒色), 90% (赤色), 99% (緑色) C.L. のコンターを示している。

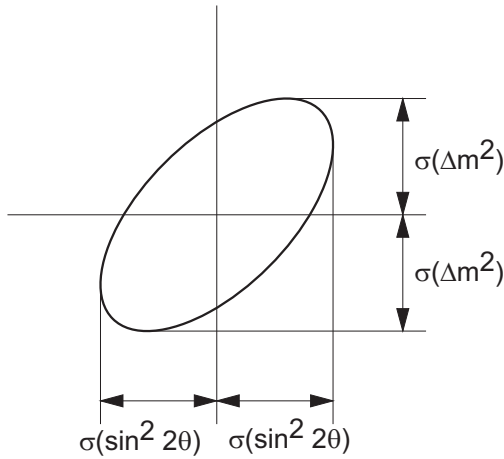


図 3.8: 振動パラメータに対する sensitivity の定義。ここでは、各パラメータに対する sensitivity を図のようにコンターを各座標軸に射影したときの最大の幅で定義する。

図 3.9 は、統計誤差のみ考慮した場合の振動パラメータに対する 90% C.L. sensitivity を真の  $\Delta m^2$  の関数として示したものである。ただし、混合角については  $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。左図は  $\sin^2 2\theta$  に対する 90% C.L. sensitivity、右図は  $\Delta m^2$  に対する 90% C.L. sensitivity を表している。真の  $\Delta m^2$  の値が  $\Delta m^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  のとき、90% C.L. sensitivity は

$$\begin{cases} \delta(\sin^2 2\theta) = 0.009 \\ \delta(\Delta m^2) = 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \end{cases} \quad (3.11)$$

まで到達できることが分かる。また、真の  $\Delta m^2$  の値が  $\Delta m^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  からずれる、つまりニュートリノ振動が最大になるエネルギーがニュートリノビームのピークエネルギーからずれると、 $\Delta m^2$  に対する sensitivity (右図) よりも  $\sin^2 2\theta$  に対する sensitivity (左図) の方が急激に悪くなってしまふことが分かる。

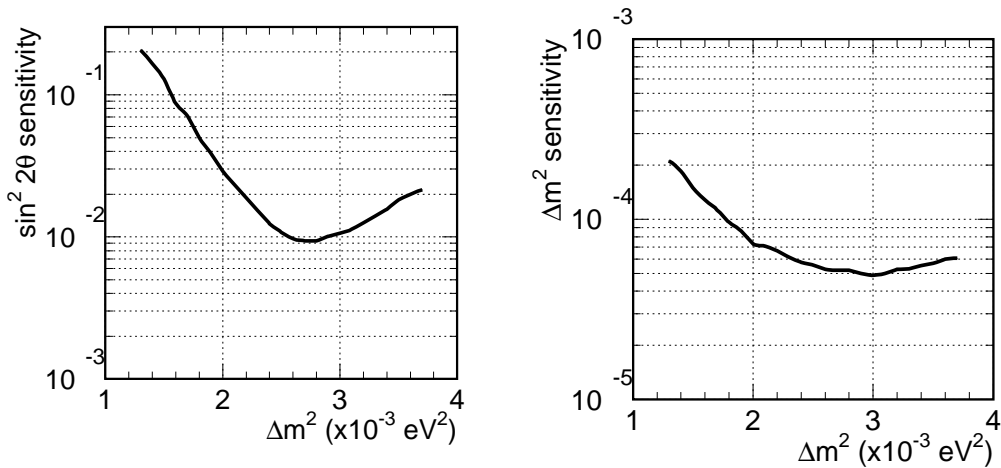


図 3.9: 統計誤差のみ考慮した場合の振動パラメータに対する 90% C.L. sensitivity。真の  $\Delta m^2$  の関数として示した。ただし、 $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。

### 3.5 系統誤差が振動パラメータの決定精度に与える影響

次に、系統誤差が振動パラメータの決定精度にどの程度影響を与えるかについて調べる。ここでは、以下の3つの系統誤差についてスタディする。

- $1R_\mu$  事象数の予想値の不定性  
主に前置検出器から SK への外挿時の誤差、前置検出器および SK における有効体積のとり方、および SK でのリングカウンティング、粒子識別の不定性などに由来している。
- エネルギースケールの不定性  
前置検出器におけるエネルギースケールの不定性は、SK におけるニュートリノエネルギースペクトルの予測に影響を与える。また、SK におけるエネルギースケールの不定性は各事象のニュートリノエネルギー再構成に影響を与える。
- non-QE/QE 比の不定性  
ニュートリノ反応モデルの違いからくる不定性で、SK におけるニュートリノエネルギースペクトルの予測に影響を与える。

#### 3.5.1 Likelihood 関数の修正

系統誤差が振動パラメータの決定精度に与える影響を調べるために、likelihood 関数 (式 (3.8)) の中に以下のパラメータを導入する。

- $1R_\mu$  事象数の予想値に対するスケールパラメータ:  $f_{norm}$
- SK のエネルギースケールに対するスケールパラメータ:  $f_{esk}$
- non-QE/QE 比に対するスケールパラメータ:  $f_{nqe}$

これらのパラメータは正しい値に対する比で定義され、系統誤差がない場合は  $f_{norm} = f_{esk} = f_{nqe} = 1$  である。このスタディでは、ある系統誤差の大きさを仮定したときに振動パラメータの決定精度にどの程度影響を与えるかを調べる。したがって、これらのスケールパラメータはフィッティングパラメータではない。

結局、likelihood 関数 ( $-\ln \mathcal{L}$ ) の最終形は、

$$\begin{aligned}
 -\ln \mathcal{L} = & f_{norm} \left( \alpha_{nqe} \cdot N_{exp}^{(qe)} + f_{nqe} \cdot N_{exp}^{(nqe)} \right) \\
 & - \sum_{i=1}^{N_{obs}} \ln \left[ \alpha_{nqe} \cdot N_{exp}^{(qe)} \text{Prob}^{(qe)}(f_{esk} \cdot E_i^{rec}) + f_{nqe} \cdot N_{exp}^{(nqe)} \text{Prob}^{(nqe)}(f_{esk} \cdot E_i^{rec}) \right] \\
 & - N_{obs} \ln f_{norm} + \ln N_{obs}! \quad (3.12)
 \end{aligned}$$

ここで、 $\alpha_{nqe}$  は、non-QE/QE 比を変化させたときに  $1R_\mu$  事象数の予想値を変えないようにするために CC-QE 反応の PDF にかける規格化定数で、

$$\alpha_{nqe} \equiv \frac{1 - f_{nqe} \cdot R_{nqe}}{1 - R_{nqe}}, \quad R_{nqe} \equiv \frac{N_{exp}^{(nqe)}}{N_{exp}^{(qe)} + N_{exp}^{(nqe)}} \Bigg|_{f_{nqe}=1} \quad (3.13)$$

と表される。



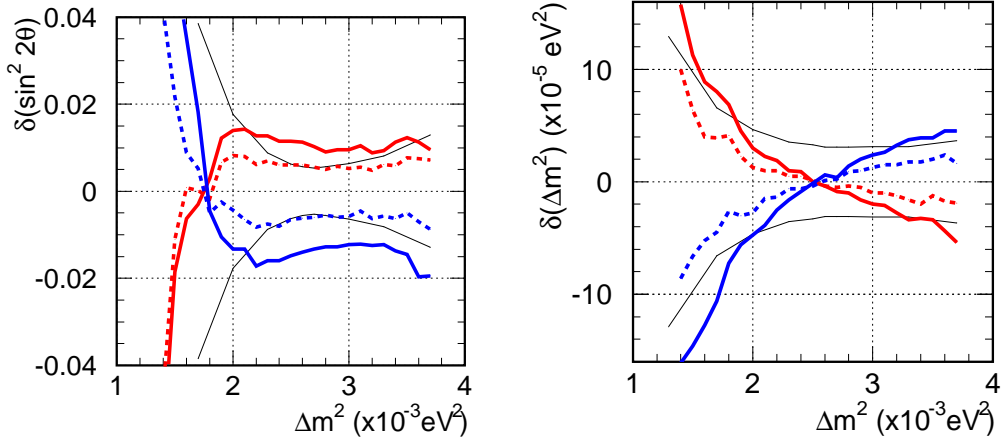


図 3.10: 全事象数の予想値の不定性が振動パラメータの決定に与える誤差。太い実線(破線)は、全事象数の予想値を  $\pm 10\%$  ( $\pm 5\%$ ) 変化させたときのベストフィットの変化量を示している。赤色(青色)は全事象数の予想値を増加(減少)させたことを表している。また、細い実線は 68% C.L. の統計誤差を表している。

### 3.5.2 $1R\mu$ 事象数の予想値の不定性

$1R\mu$  事象数の予想値の不定性は、likelihood 関数のうちイベント数に関する項 ( $\mathcal{L}_{norm}$ ) にのみ影響を与える。図 3.10 は、 $1R\mu$  事象数の予想値を正しい値から変化させたときのベストフィットのパラメータ値の変化量を、真の  $\Delta m^2$  の関数として表したものである。ただし、 $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。

$1R\mu$  事象数の予想値を増加させると、 $\sin^2 2\theta$  のベストフィットの値は  $\Delta m^2 > 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  のときには増加し、その変化量はほぼ一定である。一方、 $\Delta m^2$  のベストフィットの値は  $\Delta m^2 < 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  のときには増加し、 $\Delta m^2 > 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  のときには減少する。これは、定性的には以下のように説明することができる。

観測された  $1R\mu$  事象数  $N_{obs}$  は一定のまま、振動がない場合の  $1R\mu$  事象数の予想値を増加させると、ニュートリノ振動によってより多くの事象を消失させなければ、観測データに合わなくなる。よって、混合角  $\sin^2 2\theta$  は増加する方向に変化する。また、振動の最大をビームスペクトルのピークに合わせた方が  $1R\mu$  事象数は減少するので、振動の最大がピークより高い(低い)側にあるとき、すなわち真の  $\Delta m^2$  が大きい(小さい)ときには、 $\Delta m^2$  のベストフィットの値は減少(増加)する方向へ動く。

現在 90% C.L. で許容されている  $2 \times 10^{-3} \text{eV}^2 < \Delta m^2 < 3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  の範囲に着目すると、振動がない場合の  $1R\mu$  事象数の予想値に  $\pm 10\%$  の不定性がある場合(図中の太い実線)、その不定性による系統誤差は  $\sin^2 2\theta$  の測定において統計誤差より大きくなってしまふ。一方、 $\pm 5\%$  の不定性の場合(図中の太い破線)は、統計誤差とほぼ同じ大きさに抑えられる。したがって、系統誤差を統計誤差以下に抑えるためには  $1R\mu$  事象数の予想値は 5% 以下の精度で決定しなければならない。K2K 実験では現在、FCFV 事象数に 8% の系統誤差をつけていて [3]、T2K 実験ではさらに  $1R\mu$  事象選択に伴って SK でのリングカウンティング、粒子識別の不定性が付加されるため、現状からさらに改善が必要となる。

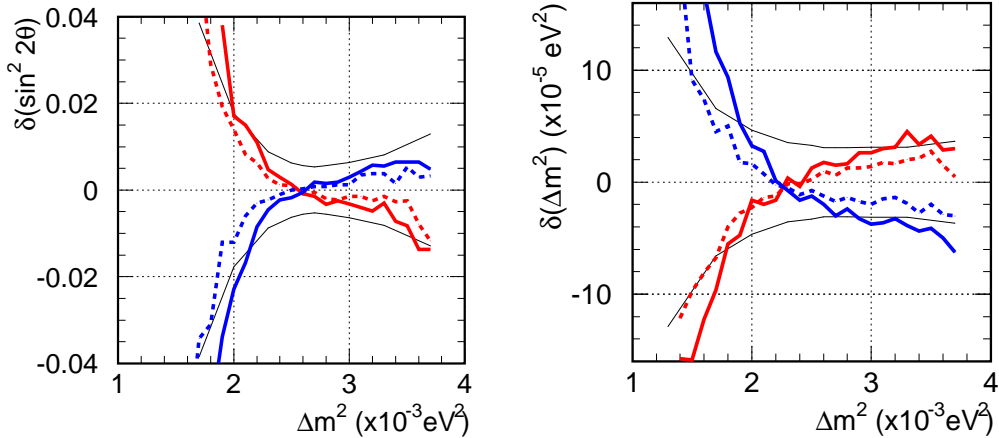


図 3.11: エネルギースケールの不定性が振動パラメータの決定に与える誤差。太い実線(破線)は、エネルギースケールを  $\pm 4\%$  ( $\pm 2\%$ ) 変化させたときのベストフィットの変化量を示している。赤色(青色)はエネルギースケールを増加(減少)させたことを表している。また、細い実線は、68% C.L. の統計誤差を表している。

### 3.5.3 エネルギースケールの不定性

エネルギースケールの不定性は、likelihood 関数のうちエネルギー分布に関する項 ( $\mathcal{L}_{shape}$ ) にのみ影響を与える。図 3.11 は、SK のエネルギースケールを正しい値から変化させたときのベストフィットのパラメータ値の変化量を、真の  $\Delta m^2$  の関数として表したものである。ただし、 $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。

図から読み取れる主な特徴は、

- 真の  $\Delta m^2$  の値が  $\Delta m^2 < (2.3 \sim 2.5) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  のとき、エネルギースケールを増加させると、 $\sin^2 2\theta$  のベストフィットの値は増加し、 $\Delta m^2$  のベストフィットの値は減少する。
- 真の  $\Delta m^2$  の値が  $\Delta m^2 > (2.3 \sim 2.5) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  のときには、エネルギースケールを増加させると、 $\sin^2 2\theta$  のベストフィットの値は減少し、 $\Delta m^2$  のベストフィットの値は増加する。

である。

図中の太い実線はエネルギースケールに  $\pm 4\%$  の不定性がある場合、図中の太い破線は  $\pm 2\%$  の不定性がある場合の系統誤差を表している。現在 90% C.L. で許容されている  $2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  の範囲を見る限り、エネルギースケール 2% 以下の精度があれば、振動パラメータの測定に対しては十分である。現在 SK のエネルギースケールに関しては K2K 実験で 2% 以下の精度が達成されている [3]。しかし、本研究におけるエネルギースケールパラメータは、SK と前置検出器の相対的なエネルギースケールを表しているため、前置検出器に対しても 2% 以下の精度が要求されることになる。

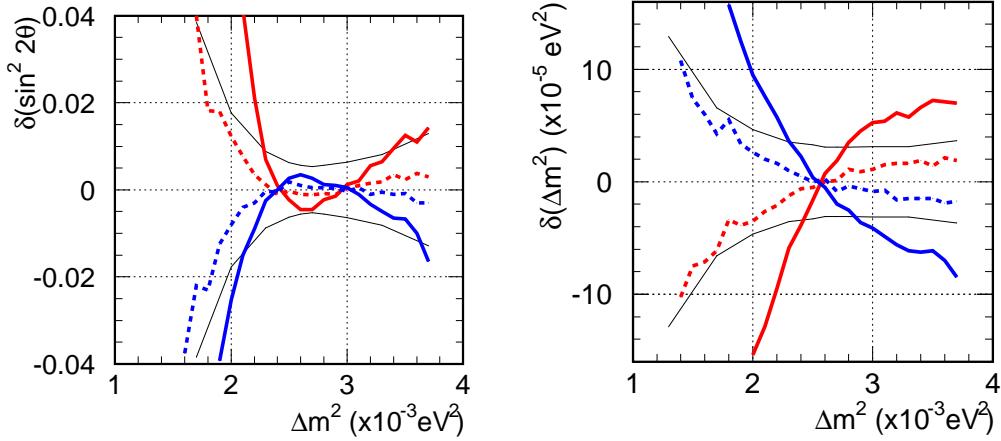


図 3.12: non-QE/QE 比の不定性が振動パラメータの決定に与える誤差。太い実線 (破線) は、non-QE/QE 比を  $\pm 20\%$  ( $\pm 5\%$ ) 変化させたときのベストフィットの変化量を示している。赤色 (青色) は non-QE/QE 比を増加 (減少) させたことを表している。また、細い実線は、68% C.L. の統計誤差を表している。

### 3.5.4 non-QE/QE 比の不定性

non-QE/QE 比の不定性もエネルギースケールの不定性と同様、likelihood 関数のうちエネルギー分布に関する項 ( $\mathcal{L}_{shape}$ ) にのみ影響を与える。図 3.12 は、non-QE/QE 比を正しい値から変化させたときのベストフィットのパラメータ値の変化量を、真の  $\Delta m^2$  の関数として表したものである。ただし、 $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。ベストフィットのパラメータ値の変化量は真の  $\Delta m^2$  の値に非常に大きく依存していることが分かる。

図から読み取れる主な特徴は、

- 真の  $\Delta m^2$  の値が  $\Delta m^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  のときに、non-QE/QE 比を変化させてもベストフィットのパラメータ値は  $\sin^2 2\theta$ 、 $\Delta m^2$  とともにほとんど変化しない。
- 真の  $\Delta m^2$  の値が  $\Delta m^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  からずれたところにある場合は、non-QE/QE 比を増加させると、 $\sin^2 2\theta$  のベストフィットの値は増加する。
- non-QE/QE 比を増加させると、 $\Delta m^2$  のベストフィットの値は真の  $\Delta m^2$  の値が  $\Delta m^2 < 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  のときには減少し、 $\Delta m^2 > 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  のときには増加する。

である。これは、定性的には以下のように説明することができる。

non-QE/QE 比を増加させると、ニュートリノ振動の効果が最大に現れるエネルギービンの事象数の予想値が増加してしまうためニュートリノ振動によってこのエネルギービンの事象をより多く消失させなければ、観測データに合わなくなる。よって、混合角  $\sin^2 2\theta$  は増加する方向に変化する。ただし、 $1R\mu$  事象数の予想値  $N_{exp}$  は変えていないので、 $\Delta m^2$  は事象数を増加させる方向に変化する。つまり、 $\Delta m^2$  はニュートリノ振動の効果が最大に現れるエネルギーがニュートリノビームのピークから外れる方向に動くと考えられる。

現在 90% C.L. で許容されている  $2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  の範囲に着目すると、non-QE/QE 比に  $\pm 20\%$  の不定性がある場合 (図中の太い実線)、その不定性による系統誤差は特に  $\Delta m^2$  の測定において統計誤差より大きくなってしまふ。一方、 $\pm 5\%$  の不定性の場合 (図中の太い破線) は、統計誤差とほぼ同じ大きさに抑えられる。したがって、系統誤差を統計誤差以下に抑えるためには non-QE/QE 比は 5% 以下の精度で決定しなければならない。現在、K2K 実験では 10% の系統誤差をつけているので [3]、T2K 実験ではさらに改善が必要となる。ここで、SK においてバックグラウンドとなる non-QE 反応は、そのほとんどが CC- $1\pi$  反応であるため (付録 B.1 参照)、前置検出器においてこの反応の反応断面積および生成される  $\pi$  中間子の運動量分布を詳細に測定することにより、non-QE/QE 比の不定性を小さくすることができると考えられる。

### 3.6 本章のまとめ

本章では、 $\nu_\mu$  消失実験においてどのような系統誤差が振動パラメータの決定精度に影響を与えるかを調べるために、モンテカルロシミュレーションを用いてニュートリノ振動解析を行った。振動解析は、SK における大気ニュートリノの解析と同じ事象選択により  $1R_\mu$  事象を抽出し、その事象数およびエネルギー分布の情報を用いた "Extended Maximum Likelihood" 法により行った。

まず統計誤差のみを考えた場合、 $2.5^\circ$  off-axis ニュートリノビームを用いた場合に振動パラメータに最も感度があるのは  $\Delta m^2 \sim 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  のときで、90% C.L. sensitivity は

$$\begin{cases} \delta(\sin^2 2\theta) = 0.009 \\ \delta(\Delta m^2) = 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \end{cases} \quad (3.14)$$

まで到達できる。ただし、混合角については  $\sin^2 2\theta = 1.0$  を仮定している。

次に、系統誤差が振動パラメータの決定精度にどの程度影響を与えるかについて調べた。今回のスタディでは、 $1R_\mu$  事象数の予想値の不定性、エネルギースケールの不定性、non-QE/QE 比の不定性の 3 つの系統誤差を考慮した。Likelihood 関数の中にそれぞれの系統誤差に関するスケールパラメータ  $f_{norm}$ ,  $f_{esk}$ ,  $f_{nqe}$  を導入し、これらのパラメータを変化させたときのベストフィットの変化量が統計誤差より小さくなるような系統誤差の大きさを求めた。その結果、

- $1R_\mu$  事象数の予想値の不定性: 5% 以下
- エネルギースケールの不定性: 2% 以下
- non-QE/QE 比の不定性: 5% 以下

の精度が要求される。現在、SK のエネルギースケールに関しては 2% 以下の精度が達成されている。一方、 $1R_\mu$  事象数の予想値および non-QE/QE 比の測定精度に関しては、T2K 実験でさらに改善が必要となる。したがって、前置検出器では  $1R_\mu$  事象数の予想値を 5% 以下、エネルギースケールを 2% 以下、non-QE/QE 比を 5% 以下の精度で測定できる設計にする必要がある。

## 第4章 Off-axis 前置検出器に対する要請

この章では、モンテカルロシミュレーションを用いて off-axis 前置検出器の位置でのフラックスやニュートリノ反応を調べ、off-axis 前置検出器の基本設計に対する要請を述べる。以下では、特にことわりがない限りビーム off-axis 角が  $2.5^\circ$  の場合を考える。

### 4.1 Off-axis 前置検出器の設置場所の最適化

Off-axis 前置検出器の主な目的は、生成したばかりのニュートリノフラックスおよびエネルギースペクトルを測定し、その測定結果を後置検出器であるスーパーカミオカンデ (SK) の位置まで外挿することである。すなわち、ニュートリノ振動がない場合の SK において期待されるニュートリノスペクトル  $\Phi_\nu^{far}(E)$  は、

$$\Phi_\nu^{far}(E) = \text{Far/Near}(E) \times \left( \frac{L_{near}}{L_{far}} \right)^2 \times \Phi_\nu^{near}(E) \quad (4.1)$$

のように、前置検出器で測定されたニュートリノスペクトル  $\Phi_\nu^{near}(E)$  に二次粒子生成標的からの距離による項  $(L_{near}/L_{far})^2$  と、Far/Near 比と呼ばれる量をかけることで得られる。ここで、Far/Near 比は前置検出器と SK でのニュートリノスペクトルの違いを表す量で、モンテカルロシミュレーションの結果を用いて以下のように求められる。

$$\text{Far/Near}(E) \equiv \left. \frac{\Phi_\nu^{far}(E)}{\Phi_\nu^{near}(E)} \right|_{MC} \times \left( \frac{L_{far}}{L_{near}} \right)^2 \quad (4.2)$$

理想的には Far/Near 比は 1 であるが、実際には前置検出器と SK でニュートリノスペクトルは異なっている。その原因は、SK は距離が遠いためにニュートリノビーム源が点源として扱えるのに対し、前置検出器は崩壊トンネルに近いためにニュートリノの生成点の大きさが無視できず、両者でアクセプタンスが異なるためである。

図 4.1 は、前置検出器および SK をともに off-axis 角 (OA)  $2.5^\circ$  に設置した場合のニュートリノスペクトルを表している。ただし、ここでいう off-axis 角とは、二次粒子生成標的からみたときのビーム軸と各検出器の方向のなす角のことである。図をみると、SK と前置検出器ではスペクトルのピークが明らかにずれていて、Far/Near 比も 1 GeV 以下のエネルギー領域で 1 から大きくずれている。

そこで、この節では

- ミューオンニュートリノの崩壊角を用いた幾何学的な考察
- 前置検出器および SK でのニュートリノエネルギースペクトルの直接比較

という 2 つの方法により off-axis 前置検出器の最適な設置場所を決定する。

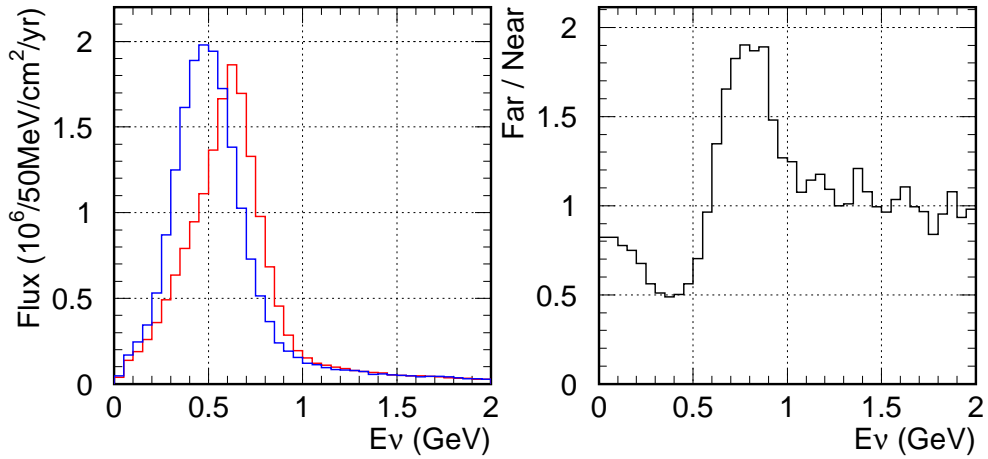


図 4.1: OA2.5 °における前置検出器およびSKでのニュートリノスペクトルの比較。赤色はSKでのスペクトル、青色は前置検出器でのスペクトルで  $(0.28/295)^2$  倍されている。前置検出器は  $3\text{m} \times 3\text{m}$  の大きさを仮定している。右図は両者の比をとったもので、Far/Near比と呼ばれる。

#### 4.1.1 幾何学的な考察

$\pi$  中間子の崩壊  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  によって生成するミューオンニュートリノのエネルギーは、前述のように実験室系でのビーム軸とニュートリノの運動方向とのなす角 (崩壊角) で決まる。

ところで、実際にニュートリノが生成される場所は、二次粒子生成標的より下流の長さ約 130 m の崩壊トンネルの中である。図 4.2 は、SK で観測されるミューオンニュートリノが崩壊トンネルのどこで生成されるかを示したもので、平均して標的から約 46 m 下流で生成されていることが分かる。SK は標的から 295 km 離れているのでこの違いは無視でき、SK で観測されるニュートリノの崩壊角は、標的からみた SK の off-axis 角に一致する。

一方、前置検出器は標的から 280 m しか離れていないので、ニュートリノが標的より下

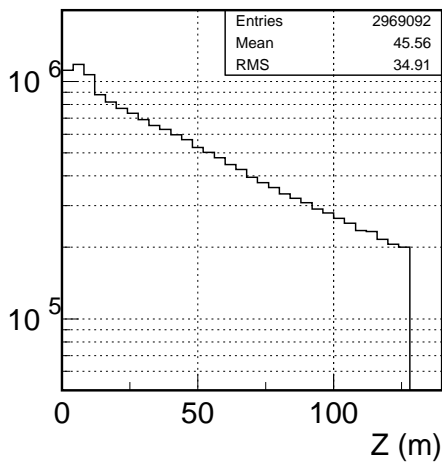


図 4.2: SK で観測されるミューオンニュートリノが生成された場所の  $z$  分布。 $z = 130$  m の地点にはビームダンプがあって、ハドロンはここで止められる。SK で観測されるニュートリノは、平均して標的から約 46 m 下流で生成される。



#### 4.1.2 スペクトルの比較による考察

次に、off-axis 前置検出器の設置場所を変化させていき、SK でのニュートリノスペクトルと前置検出器でのニュートリノスペクトルができる限り同じになるような前置検出器の設置場所を探す。

図 4.4 は、前置検出器の位置を変化させたときのニュートリノスペクトルの変化を示している。ただし、SK におけるニュートリノスペクトルとスペクトル形のみを比較するために、全フラックスで規格化している。また、前置検出器は  $3\text{m}\times 3\text{m}$  の大きさを仮定していて、前置検出器の off-axis 角 ( $OA_{ND}$ ) は検出器中心の値である。 $OA_{ND} = 1.9^\circ$  の場合をみると、ピークより低エネルギー側では SK と前置検出器でスペクトルの形がよく一致しているのに対し、ピーク付近から高エネルギー側では大きくずれている。一方  $OA_{ND} \geq 2.1^\circ$  では、前置検出器におけるスペクトルは SK よりも明らかにピークエネルギーが低くなっていく。したがって、 $OA_{ND} \sim 2.0^\circ$  の場合が最適であると考えられる。

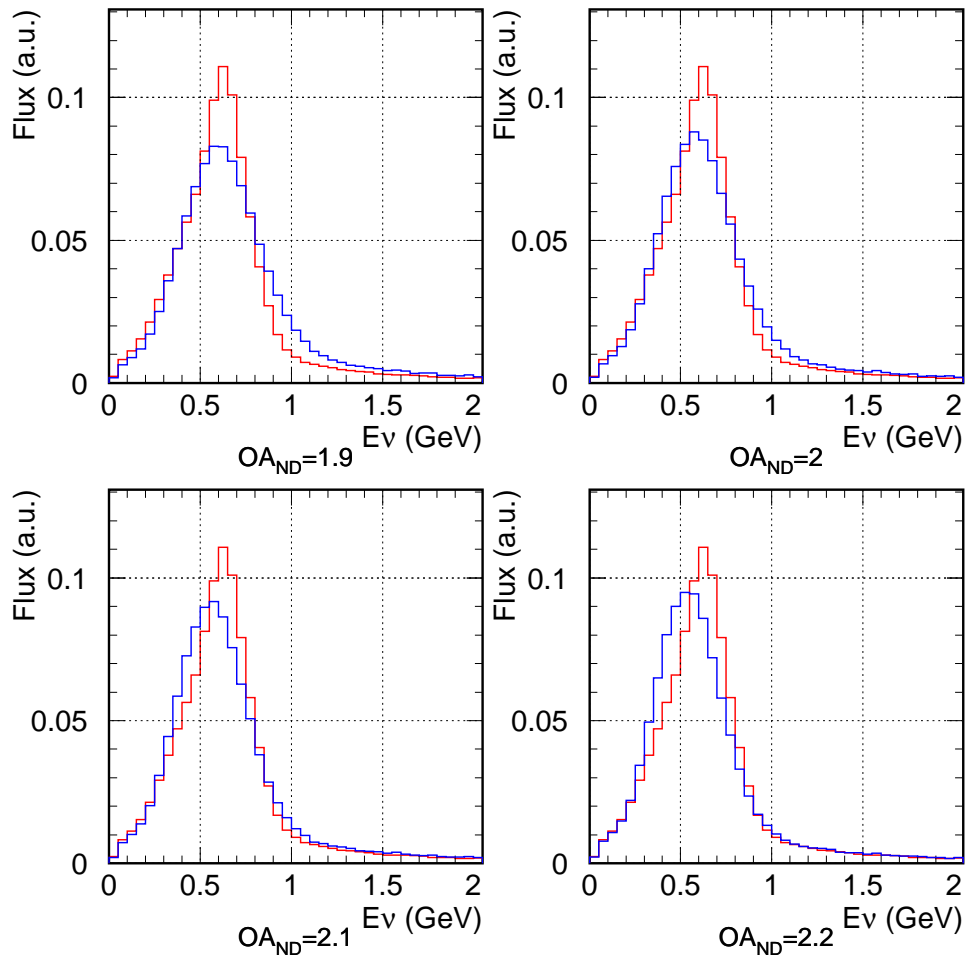


図 4.4: 前置検出器の位置を変化させたときのニュートリノスペクトルの変化。SK(赤色)と前置検出器(青色)でスペクトルの形を比較するために全フラックスで規格化している。前置検出器は  $3\text{m}\times 3\text{m}$  の大きさを仮定している。



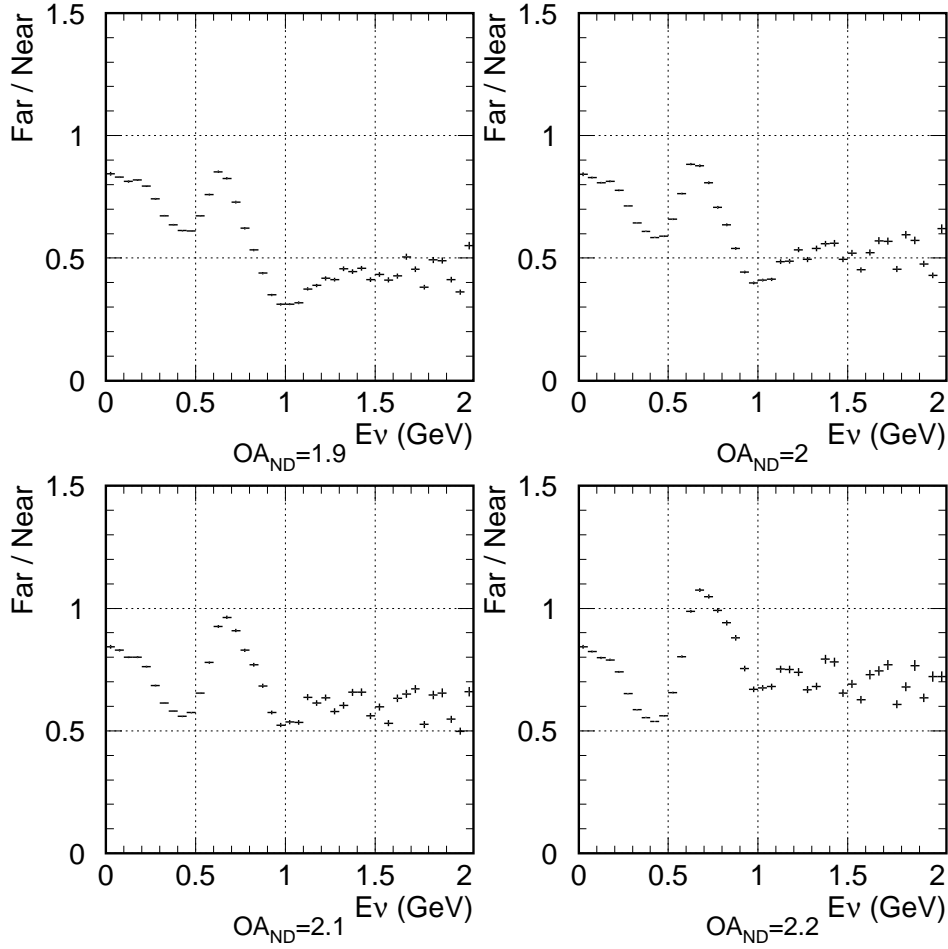


図 4.5: 前置検出器の位置を変化させたときの Far/Near 比の変化。エラーバーはモンテカルロシミュレーションの統計誤差を表している。前置検出器は  $3\text{m} \times 3\text{m}$  の大きさを仮定している。

図 4.5 は、前置検出器の位置を変化させたときの Far/Near 比の変化を示している。前置検出器は  $3\text{m} \times 3\text{m}$  の大きさを仮定していて、前置検出器の off-axis 角は検出器中心の値である。 $E_\nu < 0.3 \text{ GeV}$  ではニュートリノ反応の反応断面積が小さく、ほとんどイベントがないため、ここでは  $0.3 \text{ GeV} < E_\nu < 2 \text{ GeV}$  のエネルギー領域に着目する。このエネルギー領域で Far/Near 比が比較的平らになるのは、 $OA_{ND} \sim 2.1^\circ$  のときである。

さらに定量的に議論するために、以下のような残差平方和 (RSS: Residual Sum of Squares)  $S$  を定義する。

$$S \equiv \sum_{i=1}^{N_{bin}} \left( \frac{\Phi_{SK}^i}{\Phi_{SK}} - \frac{\Phi_{ND}^i}{\Phi_{ND}} \right)^2 \quad (4.6)$$

ここで、 $\Phi_{SK}^i, \Phi_{ND}^i$  ( $i = 1, 2, \dots, N_{bin}$ ) はそれぞれ SK および前置検出器での  $i$  番目の工

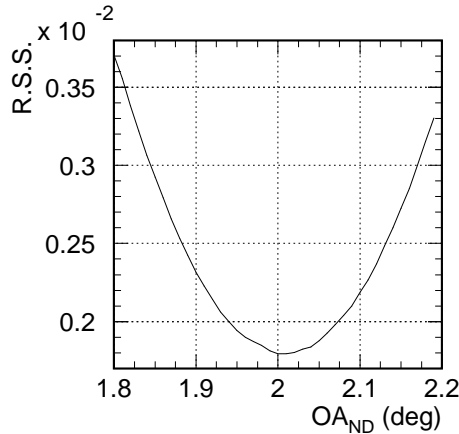


図 4.6: 前置検出器の位置を変化させたときのフラックス残差平方和の変化。横軸は前置検出器 (3m×3m) の中心の off-axis 角を示している。0.01 deg 毎に残差平方和を計算している。

エネルギービンのフラックスで、 $\Phi_{SK}$ ,  $\Phi_{ND}$  は全フラックスを表す。すなわち、

$$\Phi_{SK} = \sum_{i=1}^{N_{bin}} \Phi_{SK}^i, \quad \Phi_{ND} = \sum_{i=1}^{N_{bin}} \Phi_{ND}^i \quad (4.7)$$

このフラックス残差平方和  $S$  は、SK と前置検出器におけるニュートリノスペクトルの形の違いを表す量で、この量が小さいほど両者の形が良く一致していることを示す。よって、フラックス残差平方和  $S$  が最小になるような前置検出器の位置を求めることになる。

図 4.6 は、前置検出器の位置を変化させたときのフラックス残差平方和の変化を示したものである。前置検出器の大きさを 3m×3m と仮定し、前置検出器の位置を少しずつずらしながらフラックス残差平方和を計算した。その結果、フラックス残差平方和が最小になったのは、 $OA_{ND} = 2.01^\circ$  のときであった。

#### 4.1.3 Off-axis 前置検出器の最適な設置場所

以上の結果をまとめると、表 4.1 のようになった。いずれもほぼ同じ結果で、 $OA_{2.5^\circ}$  ビームに対して off-axis 前置検出器の最適な設置場所は  $OA_{2.0 \sim 2.1^\circ}$  となった。ここで、前置検出器の位置 ( $z = 280$  m) における  $0.1^\circ$  の違いは、距離にして約 50 cm の違いである。この中では、フラックス残差平方和を用いた議論が最も定量的であると判断し、前置検出器の設置場所を  $OA_{2.01^\circ}$  に決定した。

図 4.7 は、ビームラインの上流側から見た前置検出器の位置での断面図である。ビームラインは、将来後置検出器として建設が計画されているハイパーカミオカンデにもスーパーカミオカンデと同質のニュートリノビームを供給できるように、両検出器が軸対称な位置になるように設計されている。

ところで、off-axis 前置検出器はハイパーカミオカンデが建設される前の第一期にスーパーカミオカンデにおけるニュートリノエネルギー Spektral を精度よく予測できなければならない。そこで、off-axis 前置検出器は両後置検出器に対して対称な位置ではなく、図のように SK に向かうニュートリノを観測できるようにビーム中心と SK 方向を結んだ直線上に設置することに決めた。

表 4.1: いくつかの方法で得られた off-axis 前置検出器の最適な設置場所。

方法	最適な設置場所 (OA)
幾何学的な考察	2.09 deg
スペクトル形 (eye-scan)	2.0 deg
Far/Near 比 (eye-scan)	2.1 deg
フラックス残差平方和	2.01 deg

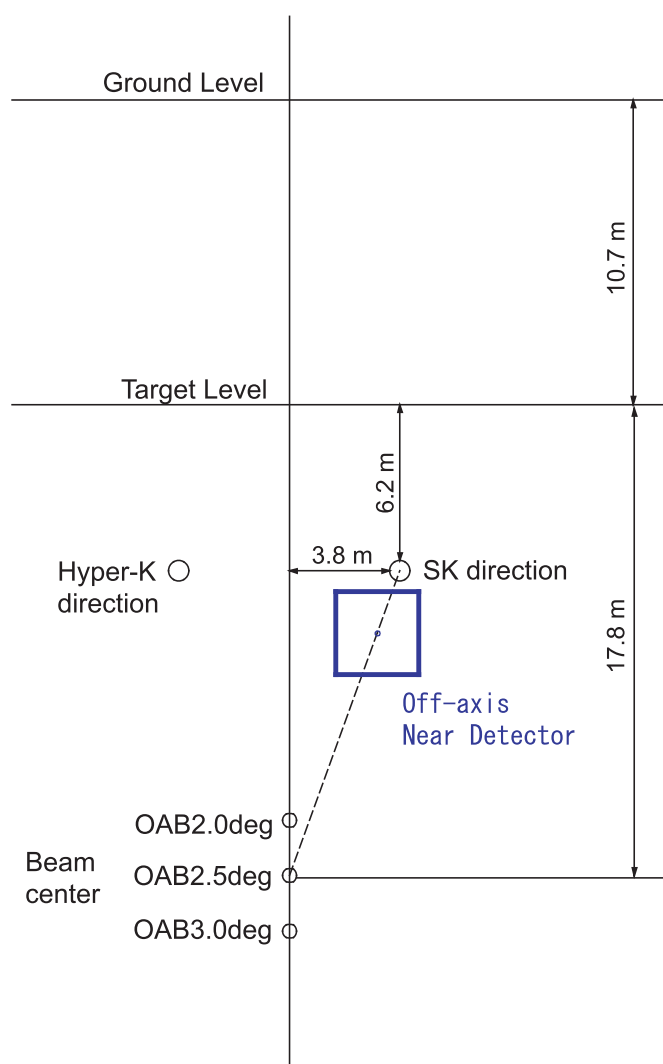


図 4.7: 上流側から見た前置検出器の位置での断面図。Off-axis 前置検出器は、SK に向かうニュートリノを観測するためにビーム中心と SK 方向を結んだ直線上に設置する。

#### 4.1.4 ビーム off-axis 角 2.0° および 3.0° の場合の考察

同様のことをビーム off-axis 角 2.0° および 3.0° の場合に対しても行った結果、各ビーム off-axis 角における前置検出器の最適な off-axis 角は表 4.2 のようになった。ビーム off-axis 角 2.5° のときと同様に、各ビーム off-axis 角におけるビーム中心と SK 方向を結んだ直線上に off-axis 前置検出器を設置することになると、図 4.8 のようになり、off-axis 前置検出器の最適な設置場所は水平方向に  $\pm 10$  cm、鉛直方向に  $\pm 30$  cm 以内の範囲で一致した。

したがって、ビーム off-axis 角を 2.0 ~ 3.0° の間で変化させても、off-axis 前置検出器は前節で決定した場所からほとんど変化させる必要がないことが分かる。

表 4.2: 各ビーム off-axis 角における off-axis 前置検出器の最適な設置場所。

ビーム off-axis 角	最適な設置場所 (OA)
2.0 deg	1.58 deg
2.5 deg	2.01 deg
3.0 deg	2.49 deg

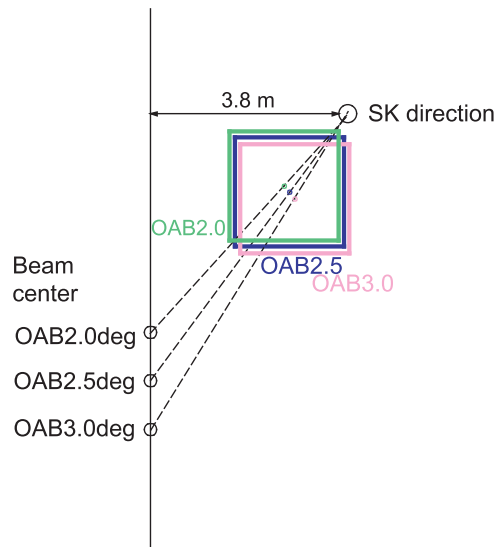


図 4.8: 各ビーム off-axis 角における off-axis 前置検出器の最適な設置場所。ビーム off-axis 角を 2.0 ~ 3.0° の間で変化させても、off-axis 前置検出器の最適な設置場所はほとんど変化しない。

## 4.2 Off-axis 前置検出器でのニュートリノ反応

この節では、off-axis 前置検出器においてどのようなニュートリノ反応が起こるかを見ていき、ニュートリノ反応で生成した様々な粒子に対して、前置検出器ではどのような運

動量領域を測定する必要があるかを調べる。

#### 4.2.1 イベントレートと反応モード

まず、前置検出器で期待されるニュートリノ反応のイベントレートを表 4.3 に示す。ニュートリノ反応標的として数トンクラスの物質があれば十分な統計量が得られると考えられる。逆に 10 トン以上の検出器になると、1 spill<sup>1</sup>中に複数のニュートリノ反応が発生する確率が大きくなり、それぞれの反応を分離して測定できることが検出器に対して要求される。

次に、表 4.4 にミュオンニュートリノの反応モードの内訳を示す。荷電カレント反応は全体の約 70%、特に CC-QE 反応は全体の 35%を占めている。また、図 4.9 には off-axis 前置検出器でのミュオンニュートリノのエネルギースペクトルを反応モードごとに色分けして示した。

表 4.3: Off-axis 前置検出器で期待されるニュートリノ反応のイベントレート。ただし、1 spill =  $3.3 \times 10^{14}$  p.o.t. (=protons on target)、1 yr =  $10^{21}$  p.o.t.。

	イベントレート	
	(events/ton/yr)	(events/ton/spill)
$\nu_\mu$	$1.7 \times 10^5$	0.056
$\nu_e$	$3.3 \times 10^3$	$1.1 \times 10^{-3}$

表 4.4: ミュオンニュートリノの反応モードの内訳。各反応モードの割合を前置検出器と SK で比較して示した。ただし、SK での値はニュートリノ振動がない場合と ( $\sin^2 2\theta, \Delta m^2$ ) = (1.0,  $2.7 \times 10^{-3}$  eV<sup>2</sup>) の場合について示した。

ニュートリノ反応モード		前置検出器	Super-K	
			振動なし	振動あり
CC-QE	$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + N'$	35%	37%	15%
CC-1 $\pi$	$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + N' + \pi$	19%	19%	12%
CC-coh. $\pi$	$\nu_\mu + {}^{16}\text{O} \rightarrow \mu^- + {}^{16}\text{O} + \pi$	1.3%	1.4%	0.7%
CC-DIS	$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + N' + m\pi's$	17%	14%	22%
NC-elastic	$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N$	15%	17%	29%
NC-1 $\pi$	$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N' + \pi$	7%	7%	12%
NC-coh. $\pi$	$\nu_\mu + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu_\mu + {}^{16}\text{O} + \pi$	0.7%	0.7%	1.2%
NC-DIS	$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N' + m\pi's$	5%	4%	8%

<sup>1</sup>加速器からの 1 回の取り出しで得られるビーム

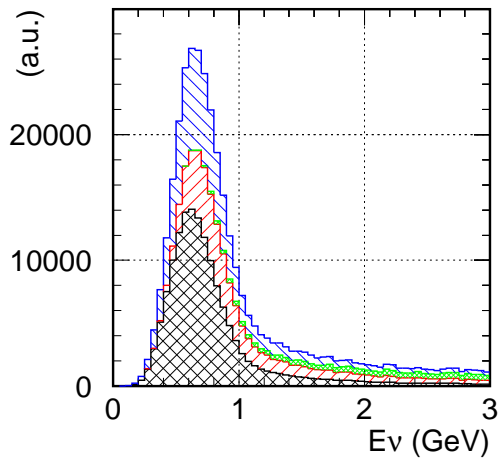


図 4.9: Off-axis 前置検出器でのミュオンニュートリノのエネルギースペクトル。反応モードごとに CC-QE (黒)、CC-1 $\pi$  (赤)、CC-DIS (緑)、NC (青) という色分けをして示した。

#### 4.2.2 CC 反応におけるミュオンの運動量分布

前置検出器におけるニュートリノビームのフラックス・エネルギースペクトルの測定には、荷電カレント反応

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + X \quad (4.8)$$

が用いられる。前置検出器は、この反応で生成したミュオンの運動量分布を精度良く測定できることが要求される。

図 4.10 に前置検出器で期待されるミュオンの運動量分布および角度分布を示す。特に、網掛け部分は CC-QE 反応によるものを表している。CC-QE 反応により生成されるミュオンは、大部分が 1 GeV/c 以下であり、ニュートリノビームの方向に対して比較的大角度に出ることが分かる。そのため、前置検出器にはニュートリノ反応標的の側面を覆うようなミュオン検出器が必要となる。

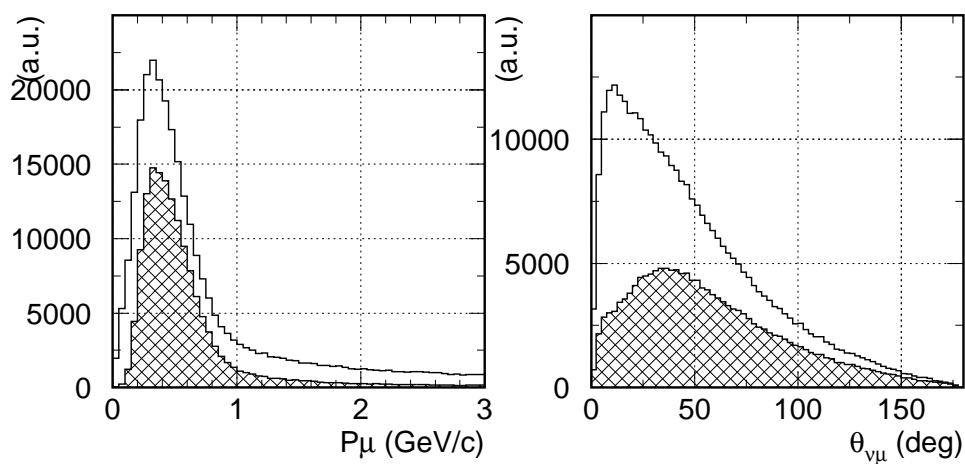


図 4.10: CC 反応におけるミュオンの運動量分布 (左図) および角度分布 (右図)。網掛け部分は CC-QE 反応によるものを表している。

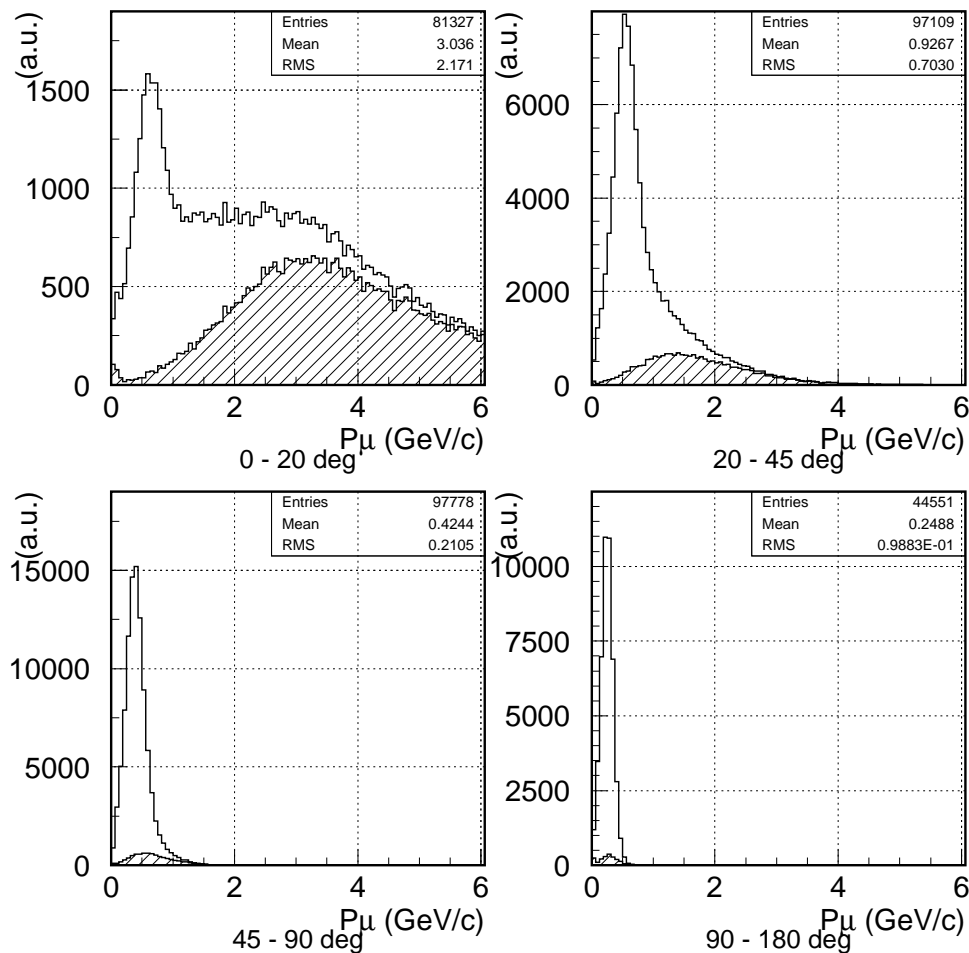


図 4.11: 各角度領域におけるミュオンの運動量分布。斜線部分は  $K$  中間子の崩壊によって生成されたニュートリノによる反応であることを表している。

図 4.11 は、ニュートリノビームに対するミュオンの運動方向を  $0 \sim 20$  deg、 $20 \sim 45$  deg、 $45 \sim 90$  deg、 $90 \sim 180$  deg の 4 つの角度領域に分け、各角度領域のミュオンの運動量分布をみたものである。

前方 ( $0 \sim 20$  deg) では  $K$  中間子の崩壊からの寄与がエンハンスされることが分かる。これは、 $K$  中間子の崩壊  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_\mu$  によって生成されたニュートリノは  $\pi$  中間子の崩壊によって生成されたニュートリノより高いエネルギーをもつためである。ただし、ハドロンモデルに不定性があるため  $K$  中間子の生成量には不定性がある。そこで、前方 ( $0 \sim 20$  deg) において  $3$  GeV/ $c$  以上のミュオンの量を測定することにより、 $K$  中間子の崩壊からの寄与の量を測定することを考える。この量は、主に  $\nu_e$  出現実験のバックグラウンドとなるビーム中に含まれる電子ニュートリノのエネルギースペクトルの予測の際に役に立つ。

角度が大きくなるとミュオンの運動量分布は  $20 \sim 45$  deg では大部分が  $2$  GeV/ $c$  以下、 $45 \sim 90$  deg では  $1$  GeV/ $c$  以下、 $90 \sim 180$  deg では  $500$  MeV/ $c$  以下、というように低エネルギー側にシフトしていくことが分かる。

### 4.2.3 CC 反応における陽子の運動量分布

前置検出器において CC-QE 反応を同定する際に、陽子の飛跡の方向を用いる。つまり、CC-QE 反応



は 2 体散乱なので、ミューオンの運動量を測定すると陽子の運動方向が推定できる。この方向と実際に観測された陽子の飛跡の方向を比較することにより、CC-QE 反応と CC-noQE 反応を区別する。

図 4.12 に前置検出器で期待される陽子の運動量分布および角度分布を示す。特に、網掛け部分は CC-QE 反応によるものを表している。運動量分布は約 400 MeV/c にピークをもち、1.5 GeV/c あたりまでテイルがのびている。約 200 MeV/c のところで閾値があるのは Pauli ブロッキング効果によるものである。また、大部分の陽子が前方に出ることが分かる。そのため、前置検出器では約 200 MeV/c という非常に低エネルギーの陽子から約 1.5 GeV/c あたりまでの陽子の飛跡が測定できる必要がある。

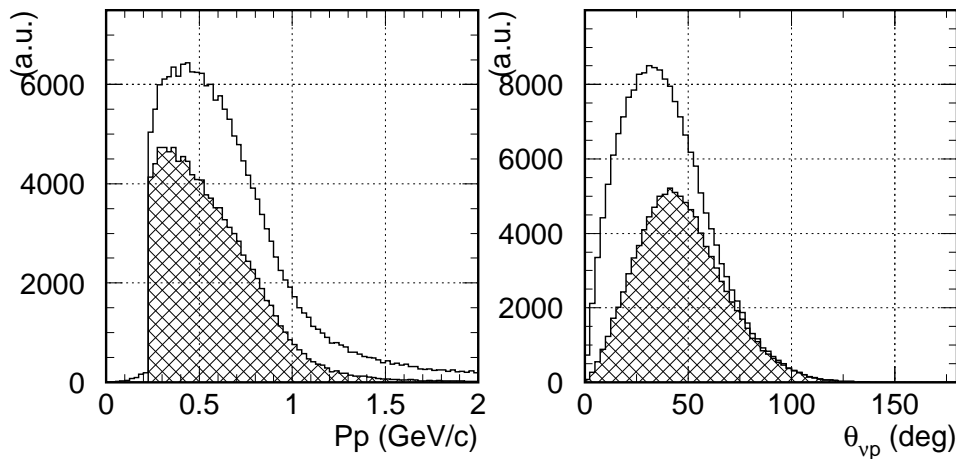


図 4.12: CC 反応における陽子の運動量分布 (左図) および角度分布 (右図)。網掛け部分は CC-QE 反応によるものを表している。

### 4.2.4 CC-1 $\pi$ 反応

荷電カレント 1 $\pi$  生成反応



は、 $\nu_{\mu}$  消失実験の際に SK において主なバックグラウンド事象となる反応である。この反応の反応断面積の不定性や生成された  $\pi$  中間子の運動量分布の不定性は、 $\nu_{\mu}$  消失の振動パラメータの決定の際の系統誤差となる。そこで、前置検出器においてこの反応を詳細に測定する必要がある。



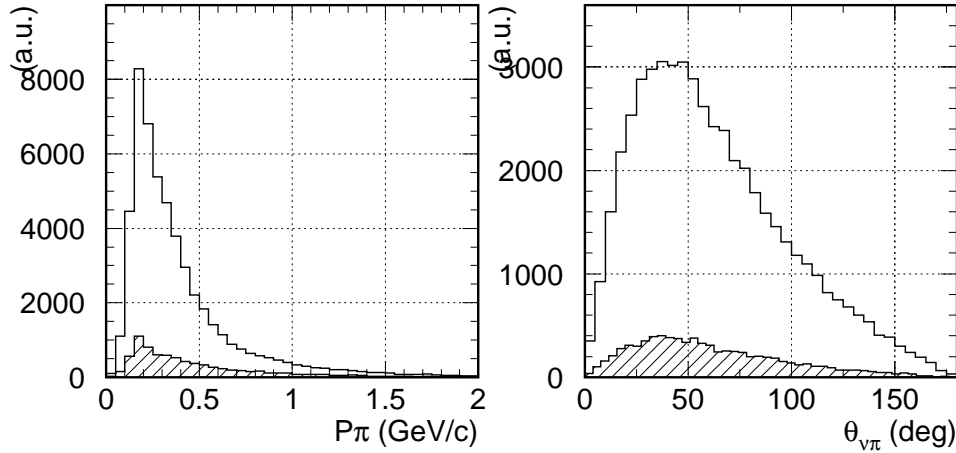


図 4.13: CC-1 $\pi$  反応における  $\pi$  中間子の運動量分布 (左図) および角度分布 (右図)。斜線部分は  $\pi^0$  が生成するものを表している。

図 4.13 に前置検出器で期待される CC-1 $\pi$  反応からの  $\pi$  中間子の運動量分布および角度分布を示す。斜線部分は、そのうちで  $\pi^0$  が生成するものを表している。運動量分布は約 200 MeV/c という低エネルギー領域にピークをもっている。また、ニュートリノビームの方向に対して大角度に多く出ることが分かる。これらのことから、前置検出器においては主に 500 MeV/c 以下の荷電  $\pi$  中間子を検出できなければならない。

#### 4.2.5 NC-1 $\pi^0$ 反応

中性カレント  $1\pi^0$  生成反応

$$\nu + N \rightarrow \nu + N + \pi^0 \quad (4.11)$$

は、 $\nu_e$  出現実験の際に SK において主なバックグラウンド事象となる反応である (付録 B.2 参照)。SK におけるバックグラウンド事象数を精度良く見積もるために、前置検出器においてこの反応の反応断面積や生成された  $\pi^0$  の運動量分布を測定する必要がある。

図 4.14 に前置検出器で期待される NC-1 $\pi^0$  反応における  $\pi^0$  中間子の運動量分布および角度分布を示す。運動量分布は約 200 MeV/c にピークをもち、1 GeV/c あたりまでテールがのびている。このうち、SK において  $\nu_e$  事象選択を行った後にバックグラウンドとして残る事象は、主に  $0.2 \text{ GeV}/c < P_\pi < 0.7 \text{ GeV}/c$ ,  $\theta_\pi \sim 50 \text{ deg}$  の領域の  $\pi^0$  である。したがって、前置検出器ではこの運動量領域の  $\pi^0$  に対して、 $\pi^0$  からの 2 つの  $\gamma$  による電磁シャワーのエネルギー測定、および反応点の再構成ができなければならない。

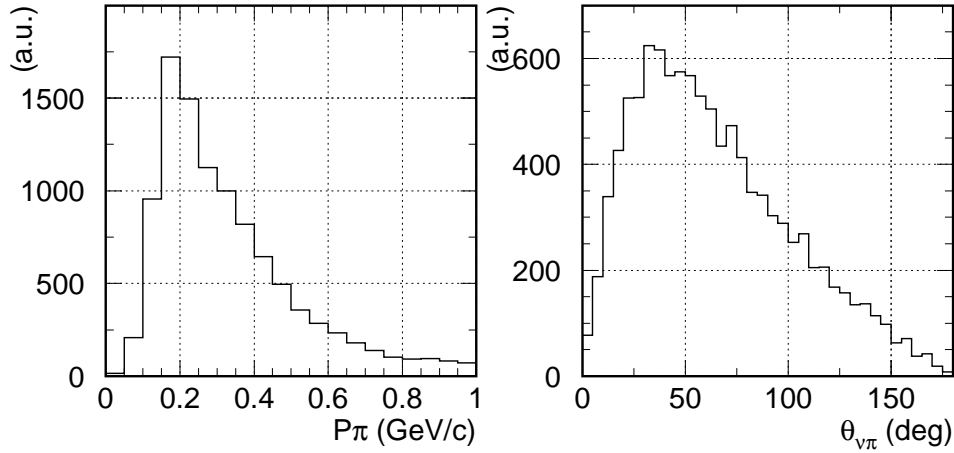


図 4.14: NC- $1\pi^0$  反応における  $\pi^0$  中間子の運動量分布 (左図) および角度分布 (右図)。

#### 4.2.6 電子ニュートリノによる反応

生成時にミュオンニュートリノビーム中に混入する電子ニュートリノは、 $\nu_e$  出現実験の際にバックグラウンドとなる (付録 B.2 参照)。そこで、SK におけるバックグラウンド事象数を精度良く見積もるために、前置検出器においてビーム中の電子ニュートリノ (ビーム  $\nu_e$ ) のフラックス・エネルギー・スペクトルを測定する必要がある。

表 4.5 に電子ニュートリノの反応モードの内訳を示す。荷電カレント反応は全体の約 75%、中でも CC-QE 反応は全体の 22%、CC-DIS 反応は全体の 30% を占めている。また、図 4.9 には off-axis 前置検出器での電子ニュートリノのエネルギー・スペクトルを反応モードごとに色分けして示した。

表 4.5: 電子ニュートリノの反応モードの内訳。各反応モードの割合を前置検出器と SK で比較して示した。ただし、SK での値はニュートリノ振動がない場合のものである。

ニュートリノ反応モード		前置検出器	Super-K
CC-QE	$\nu_e + N \rightarrow e^- + N'$	22%	23%
CC- $1\pi$	$\nu_e + N \rightarrow e^- + N' + \pi$	21%	22%
CC-coh. $\pi$	$\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + {}^{16}\text{O} + \pi$	1.1%	1.2%
CC-DIS	$\nu_e + N \rightarrow e^- + N' + m\pi's$	30%	28%
NC-elastic	$\nu_e + N \rightarrow \nu_e + N$	9%	9%
NC- $1\pi$	$\nu_e + N \rightarrow \nu_e + N' + \pi$	7%	8%
NC-coh. $\pi$	$\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu_e + {}^{16}\text{O} + \pi$	0.6%	0.6%
NC-DIS	$\nu_e + N \rightarrow \nu_e + N' + m\pi's$	9%	8%

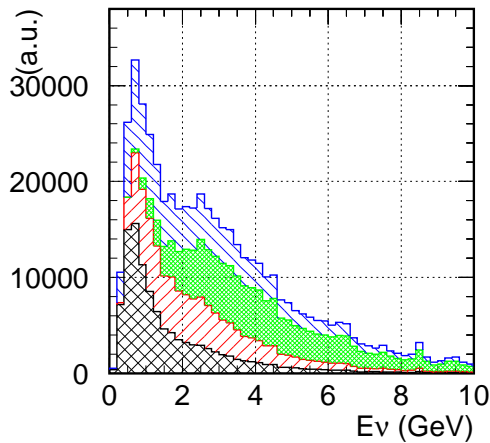


図 4.15: Off-axis 前置検出器における電子ニュートリノのエネルギースペクトル。反応モードごとに CC-QE (黒)、CC-1 $\pi$  (赤)、CC-DIS (緑)、NC (青) という色分けをして示した。

図 4.16 は、前置検出器で期待される電子ニュートリノの荷電カレント反応



において生成された電子の運動量分布および角度分布を示したものである。特に、網掛け部分は CC-QE 反応によるものを表している。運動量分布は約 300 MeV/c にピークをもち、5 GeV/c あたりまでテイルがのびている。また、電子は前方に多く出やすいことが分かる。

ここで、SK において  $\nu_e$  事象選択を行った後にバックグラウンドとして残るビーム  $\nu_e$  事象は  $E_\nu < 2$  GeV の電子ニュートリノに由来しているので、前置検出器においては約 2 GeV/c 以下の電子の運動量分布が測定できれば良い。

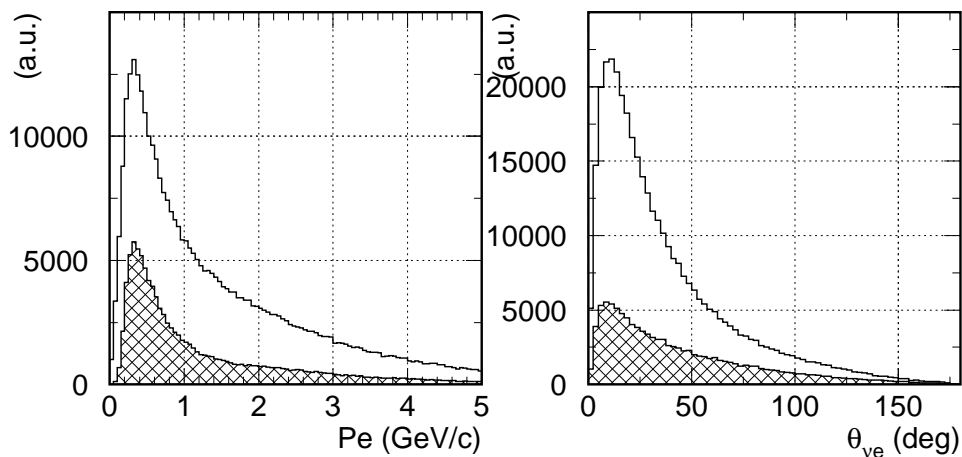


図 4.16: 電子ニュートリノ CC 反応における電子の運動量分布 (左図) および角度分布 (右図)。網掛け部分は CC-QE 反応によるものを表している。

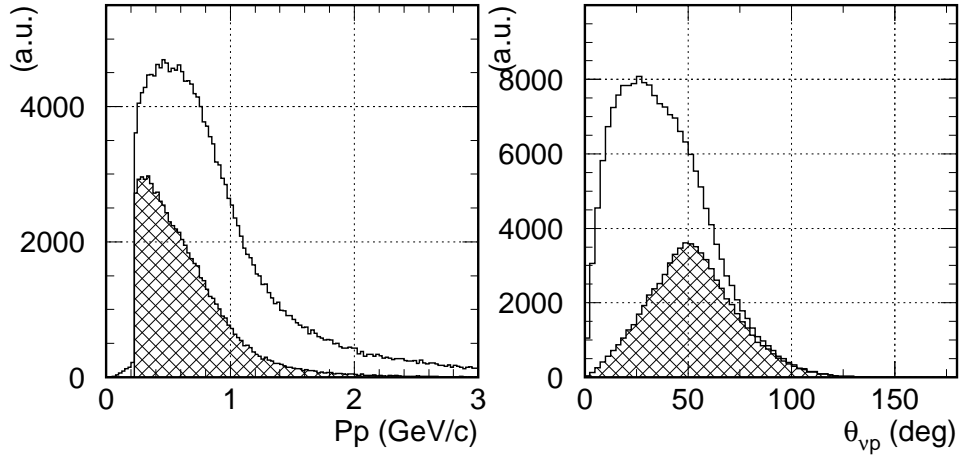


図 4.17: 電子ニュートリノ CC 反応における陽子の運動量分布 (左図) および角度分布 (右図)。網掛け部分は CC-QE 反応によるものを表している。

図 4.17 に前置検出器で期待される電子ニュートリノ CC 反応における陽子の運動量分布および角度分布を示す。運動量分布は約 500 MeV/c にピークをもち、3 GeV/c あたりまでテイルがのびている。約 200 MeV/c にある閾値は Pauli ブロッキング効果によるものである。また、網掛け部分は CC-QE 反応

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (4.13)$$

によるものを表していて、これらの陽子は 1.5 GeV/c 以下で、ニュートリノビームの方向からの角度で約 50 deg の方向に出やすいことが分かる。

### 4.3 Off-axis 前置検出器に対する要請

以上のことから、off-axis 前置検出器に対する要請をまとめると次のようになる。

- CC 反応によるミューオンの運動量分布の測定

生成時のニュートリノフラックス・エネルギー Spektrum を測定するために、主に 1 GeV/c 以下のミューオンの運動量分布の測定を行う。これらのミューオンは大角度に多く出るので、ニュートリノ反応標的の側面を覆うようなミューオン検出器が必要となる。また、ミューオンの運動量測定におけるエネルギースケールの不定性は、生成時のニュートリノ Spektrum のエネルギースケールに影響するため数%以下に抑えられなければならない。

一方、前方では  $K$  中間子の崩壊からの寄与を測定するために、約 3 GeV/c 以上の高エネルギーミューオンのフラックスが測定できる必要がある。

- CC 反応による陽子の飛跡の測定

CC-QE 反応を同定するために、約 200 MeV/c から 1.5 GeV/c までの陽子の飛跡が測定できる必要がある。また  $p/\pi$  の識別ができなくてはならない。

- CC- $1\pi$  反応の反応断面積および  $\pi$  中間子の運動量分布の測定  
この反応は  $\nu_\mu$  消失実験の際に SK で主なバックグラウンド事象となるため、前置検出器において反応断面積および  $\pi$  中間子の運動量分布の測定を行う。主に 500 MeV/c 以下の荷電  $\pi$  中間子を検出できなければならない。
- NC- $1\pi^0$  反応の反応断面積および  $\pi^0$  運動量分布の測定  
この反応は  $\nu_e$  出現実験の際に SK で主なバックグラウンド事象となるため、前置検出器において反応断面積および  $\pi^0$  の運動量分布の測定を行う。1 GeV/c 以下の  $\pi^0$  に対して、 $\pi^0$  からの 2 つの  $\gamma$  による電磁シャワーのエネルギー測定、および反応点の再構成ができなければならない。
- 電子ニュートリノ CC 反応による電子の運動量の測定  
 $\nu_e$  出現実験の際の SK でのバックグラウンドの予測のため、前置検出器においてビーム中に混在する電子ニュートリノのフラックスおよびエネルギースペクトルを測定する。そのため、約 2 GeV/c までの電子による電磁シャワーのエネルギーおよび方向の測定ができなければならない。

#### 4.4 本章のまとめ

本章では、まず off-axis 前置検出器の設置場所の最適化を行った。Off-axis 前置検出器を SK と同じ off-axis 角においた場合、前置検出器は崩壊トンネルに近いためにニュートリノの生成点の大きさが無視できず、SK と前置検出器とでアクセプタンスが異なるため、ニュートリノスペクトルも異なってしまう。そこで、

- ミューオンニュートリノの崩壊角を用いた幾何学的な考察
- 前置検出器および SK でのニュートリノエネルギースペクトルの直接比較

という 2 つの方法により off-axis 前置検出器の最適な off-axis 角を求めたところ、両者の結果は一致した。そこで、SK に向かうニュートリノを観測できるようにビーム中心と SK 方向を結んだ直線上で、上で求めた off-axis 角を実現する場所に設置することに決めた。また決定した設置場所は、ビーム off-axis 角  $2.0^\circ \sim 3.0^\circ$  の間を全ての場合に対応できることが分かった。

次に、off-axis 前置検出器においてどのようなニュートリノ反応が起こるかを見ていき、ニュートリノ反応で生成した様々な粒子の期待される運動量分布を求めた。これらのことから、off-axis 前置検出器でどのような粒子のどのような運動量領域を測定する必要があるかを求めた。



## 第5章 シミュレーションを用いた off-axis 前置検出器のデザインの研究

この章では、まず Off-axis 前置検出器の基本構想について述べる。それからそのデザインに対しモンテカルロシミュレーションを行って、ニュートリノ反応で生成した様々な粒子に対するアクセプタンスの評価を行った。

### 5.1 Off-axis 前置検出器の基本構想

現在考えられている off-axis 前置検出器の基本デザインを図 5.1 に示す。検出器全体は電磁石の中に設置される。内部検出器は飛跡検出器、 $\pi^0$  検出器、電磁カロリメータからなる。以下にそれぞれの検出器の特徴を簡単にまとめる。

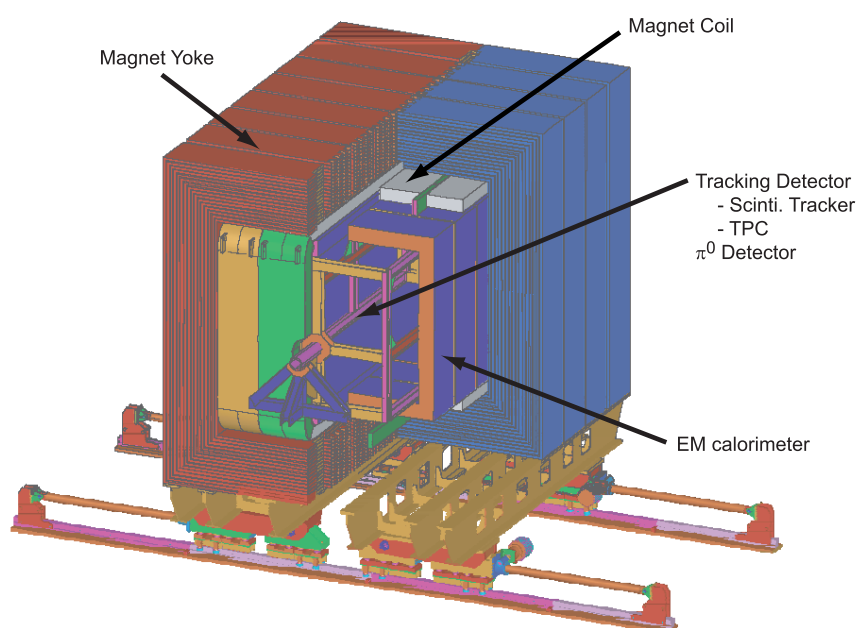


図 5.1: Off-axis 前置検出器の基本構想。飛跡検出器、 $\pi^0$  検出器、電磁カロリメータが電磁石の中に設置される。

表 5.1: 電磁石の仕様。

磁場の強さ	0.2 T
インダクタンス	0.36 H
電流	3.3 kA
消費電力	600 kW
ヨークの大きさ	$5.6 \times 6.1 \times 12.1 \text{ m}^3$
ヨークの重量	848 t
コイルの重量	37 t

### 5.1.1 電磁石

この電磁石は、欧州合同素粒子原子核研究機構 (CERN) の UA1 実験<sup>1</sup>、および NOMAD 実験<sup>2</sup>において使われてきた。電磁石は、水平方向の均一な磁場を生成するためのアルミニウム製のコイルと、鉄のヨークからなる。ヨーク部分は厚さ 48 mm の鉄板からなる多層構造をしていて、鉄板と鉄板の間には 17 mm の隙間があいている。この隙間にシンチレータを配置することにより、ミュオンレンジ検出器 (MRD) として利用することができる。表 5.1 に、この電磁石の仕様を列挙した。

### 5.1.2 飛跡検出器 (FGD+TPC)

飛跡検出器では、ニュートリノ反応によって生成したミュオン、陽子、荷電  $\pi$  中間子などの荷電粒子の測定を行う。飛跡検出器に対して要求される性能は、

- ニュートリノ反応によって生成した全ての荷電粒子の飛跡を検出できること。
- 反応点を再構成できること。
- CC 反応で生成されるミュオンに対して efficiency が高いこと。
- 低い運動量領域 ( $\sim$  数百 MeV/c) のミュオン、荷電  $\pi$  中間子の運動量測定が可能であること。
- ミュオン、陽子および荷電  $\pi$  中間子の粒子識別が可能であること。

などが挙げられる。現在、飛跡検出器としてファインセグメント化されたシンチレータ飛跡検出器 (FGD: Fine Grained Detector) と TPC (Time-Projection Chamber) の組み合わせが考えられている。FGD は主にニュートリノ反応標的として十分な物質質量を確保するために置かれ、反応で生成した荷電粒子の運動量は主に TPC において測定される。

<sup>1</sup>CERN-SPS を用いた  $p\text{-}\bar{p}$  衝突実験で W, Z 粒子を発見した。

<sup>2</sup>CERN-SPS で人工的に生成したニュートリノビームを用いた短基線ニュートリノ振動実験で  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動の探索を行った。



### 5.1.3 $\pi^0$ 検出器 (POD)

$\pi^0$  検出器 (POD: Pi0 Detector) は、 $\nu_e$  出現実験で主要なバックグラウンドとなる NC- $1\pi^0$  反応の反応断面積、 $\pi^0$  運動量分布の測定を目的とした検出器である。また、 $\nu_\mu$  ビーム中に混在する  $\nu_e$  (ビーム  $\nu_e$ ) の混入率、およびエネルギースペクトルもこの検出器で測定される。 $\pi^0$  検出器に対して要求される性能は、

- $\pi^0$  からの  $\gamma$  の方向およびエネルギーが測定できること。
- $\gamma$  (電磁シャワー) の識別が容易であること。
- 電子ニュートリノ反応により生成される電子および陽子の飛跡を検出できること。

などが挙げられる。現在、 $\pi^0$  検出器としてはファインセグメント化されたシンチレータ飛跡検出器が考えられている。

### 5.1.4 電磁カロリメータ (ECAL)

電磁カロリメータ (ECAL) は、 $\pi^0$  検出器を覆うように配置され、 $\gamma$  や電子のエネルギー測定を行う。

## 5.2 一様磁場中における荷電粒子の運動量の測定

一様磁場中における荷電粒子の飛跡はらせん状になる。その曲率半径を  $R$  [m]、ピッチ角を  $\lambda$  とすると、荷電粒子の磁場  $B$  [T] に垂直な運動量  $p \cos \lambda$  [GeV/c] と曲率半径の間には

$$p \cos \lambda = 0.3BR \quad (5.1)$$

という関係があり [31]、飛跡の曲率半径を測定することにより磁場に垂直な運動量成分を求めることができる。この運動量測定における誤差は、主に有限の位置分解能のために生じる誤差  $(\delta p/p)_{res.}$  および多重散乱によって生じる誤差  $(\delta p/p)_{m.s.}$  に由来し、以下のように表される。

$$\left(\frac{\delta p}{p}\right)_{total} = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{p}\right)_{res.}^2 + \left(\frac{\delta p}{p}\right)_{m.s.}^2} \quad (5.2)$$

一様物質中に等間隔に設置された多数 ( $N > 10$ ) の位置検出器によって曲率半径の測定を行う場合、有限の位置分解能のために生じる運動量測定の誤差は、

$$\left(\frac{\delta p}{p}\right)_{res.} = \frac{\sigma(x)p}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \quad (5.3)$$

と表される [31]。ここで、 $\sigma(x)$  は各点における位置の測定誤差、 $L$  は飛跡の全長である。

一方、多重散乱によって生じる誤差は、近似的に以下のように表される [31]。

$$\left(\frac{\delta p}{p}\right)_{m.s.} = \frac{16 \text{ MeV}/c}{eBL} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \quad (5.4)$$

ここで、 $X_0$  は長さの単位で表したときの物質の放射長である。

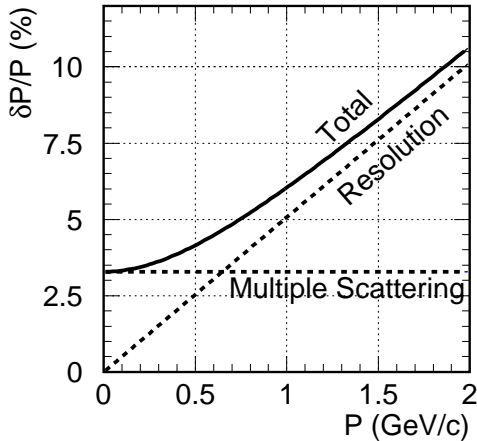


図 5.2: Off-axis 前置検出器で期待される運動量分解能。運動量の大きさの関数として示した。ただし、 $B = 0.2$  T、 $L = 0.6$  m、 $N = 20$ 、 $\sigma(x) = 200 \mu\text{m}$ 、 $X_0 = 10,970$  cm (Ar ガス) を仮定している。

Off-axis 前置検出器においては、0.2 T の磁場中で TPC を用いて粒子の運動量を測定することを考えている。例えば、ガスとして Ar を用いることを考え、また TPC 領域の長さを  $L = 0.6$  m、サンプリング数を  $N = 20$ 、TPC の位置分解能を  $\sigma(x) = 200 \mu\text{m}$  とすると、期待される運動量分解能は粒子の運動量の関数として図 5.2 のようになる。多重散乱からの寄与は粒子の運動量に依存せずに約 3%、検出器の位置分解能のために生じる運動量分解能は粒子の運動量に比例して、1 GeV/c の粒子に対して約 5% である。結局、0.7 GeV/c 以下の粒子に対して 5% 以下、2 GeV/c までの粒子に対しておよそ 10% 以下の運動量分解能が期待できる。

### 5.3 検出器シミュレーション

ここからは、飛跡検出器および  $\pi^0$  検出器についてそれぞれ検出器シミュレーションを行って、各粒子に対するアクセプタンスを求めていく。検出器シミュレーションプログラムは GEANT4 [32] を用いて作成した。その概要は次のとおりである。

- 検出器は物質のかたまりとして定義する。本研究は検出器のデザインを決定する最初の段階として、セグメント化や検出器の読み出し系の応答などは含めず、純粋に粒子の伝播の様子を調べた。
- ニュートリノ反応のシミュレーションは前もって NEUT シミュレーションにより行っていて、その結果各イベントごとに得られた粒子の種類や運動量の情報を検出器シミュレーションのインプットとして与える。
- GEANT によって検出器中におけるこれらの粒子の伝播のシミュレーションが行われる。その際、粒子がどの検出器を通過したか、その検出器の入射位置および突き抜けた位置、検出器中でのエネルギー損失、最終的に粒子が静止 (または崩壊) した位置などを調べた。

なお、ニュートリノビームの off-axis 角は 2.5 deg で、前置検出器は前章で求めた最適な場所に設置した。

## 5.4 飛跡検出器 (FGD+TPC) に関する研究

まず飛跡検出器についてミュオン、陽子、荷電 $\pi$ 中間子のシミュレーションを行って、これらの粒子に対するアクセプタンスを求めた。

### 5.4.1 飛跡検出器のジオメトリ

図 5.3 に本研究でシミュレーションを行った飛跡検出器のジオメトリを示す。左図はビーム上流側から見た図、右図は検出器側面から見た図である。FGD は  $2.5\text{ m} \times 2.6\text{ m} \times 0.3\text{ m}$  のプラスチックシンチレータのブロック、TPC は  $2.5\text{ m} \times 2.6\text{ m} \times 0.6\text{ m}$  の大きさで、アルゴンガスを仮定した。電磁石のヨーク兼 MRD は厚さ  $1\text{ m}$  の鉄のブロック、電磁石のコイルは厚さ  $0.2\text{ m}$  のアルミニウムのブロックを仮定した。座標系は FGD の中心を原点にとり、ニュートリノビーム方向を  $z$  軸、鉛直上向きに  $y$  軸にとった。磁場はコイルの内側に  $x$  方向に  $0.2\text{ T}$  の一様磁場がかけられている。ニュートリノ反応は全て FGD の内部で発生させた。

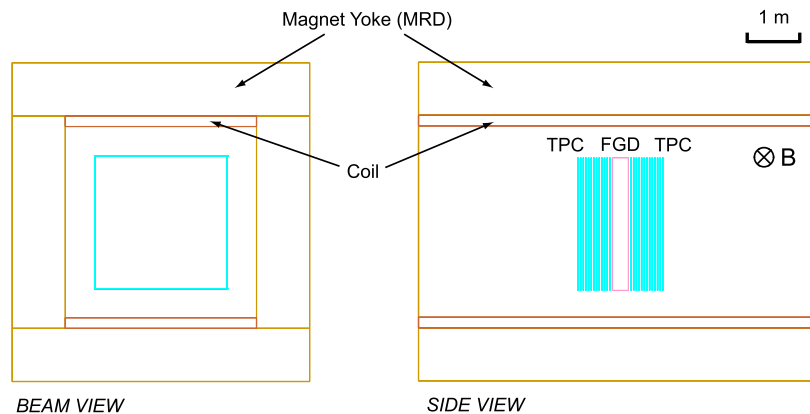


図 5.3: 検出器シミュレーションにおける飛跡検出器のジオメトリ。左図はビーム上流側から見た図、右図は検出器側面から見た図である。

### 5.4.2 イベントの分類

本研究では、粒子がどの検出器を通過したか、およびどこで静止したかをもとにして、以下の 5 つのイベントカテゴリに分類した。

#### 1. FGD Stopped event

FGD 内で生成した粒子が FGD 内で静止したイベント。この場合粒子の運動量は FGD 内での飛程から求めることになる。

#### 2. TPC event

FGD で生成した粒子が TPC 領域を完全に突き抜けるイベントで、この場合粒子

の運動量測定は TPC を用いて行われる。5 つのカテゴリの中で最も精度良く運動量の測定ができる。

### 3. TPC+MRD event

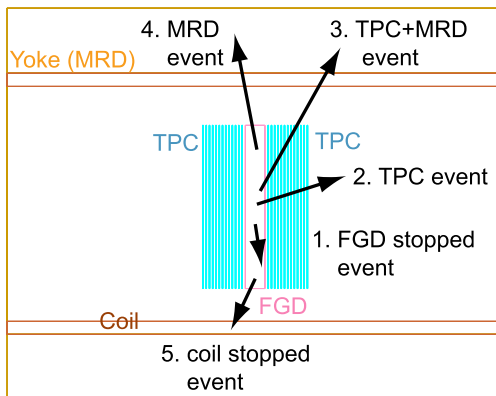
TPC 領域に入射した粒子が途中で TPC の側面を突き抜けて MRD に入射するイベント。上記の TPC event に比べ測定できる飛跡が短くなるため、TPC event より運動量の測定精度は悪くなる。

### 4. MRD Hit event

FGD で生成した粒子が TPC 領域を通らずに直接 MRD に入射するイベント。この場合、粒子の運動量は FGD 内での飛程と MRD での飛程から求められる。

### 5. Coil stopped event

FGD で生成した粒子が TPC 領域を通らずにコイル中で静止してしまうイベント。この場合、粒子の運動量は FGD 内での飛程から見積もられることになるが、運動量の測定精度は良くない。ただし、コイルは検出器の上下に存在するが左右にはないので、左右の MRD における測定によりこの運動量領域の運動量分布の測定はカバーできる。



SIDE VIEW

図 5.4: 本研究で定義した 5 つのイベントカテゴリ。粒子がどの検出器を通過したか、およびどこで静止したかをもとに分類を行った。

#### 5.4.3 反応点の分布と有効体積の定義

図 5.5 に CC 反応における反応点の分布を示した。検出器はニュートリノビーム軸からずれた場所に設置されているため、 $x$  分布および  $y$  分布は非対称な形になる。 $x$ ,  $y$  とともに小さくなるほどニュートリノビーム軸に近くなるためイベント数は多くなる。一方、 $z$  方向に対しては一様な分布となる。

次に有効体積 (FV: Fiducial Volume) を定義する。図 5.6 はミューオンが FGD を突き抜けたイベントのうち TPC 領域を通過しなかったイベント (MRD Hit event または Coil stopped event) の反応点の分布を示したものである。 $x$  分布、 $y$  分布にはそれぞれ両端に

ピークが見られる。このピークはミュオンがFGDの側端から大角度に出たイベントを表している、このようなイベントはFGDでもTPCでもトラッキングができないため、粒子の運動方向や運動量の正確な測定ができない。そこで、このようなイベントを除くために、反応点が  $|x| < 100$  cm、 $|y| < 100$  cm にあることを要求する。したがって、本研究における有効体積は  $2\text{ m} \times 2\text{ m} \times 0.3\text{ m}$  (質量に換算して約  $1.2\text{ t}$ ) となる。有効体積から除かれた側面の  $20\sim 30$  cm の部分は、主に粒子のトラッキングのために使われる。

なお、TPC領域を通過しなかったイベントの  $z$  分布において下流に行くほどイベント数が減少しているのは以下の理由による。前章で見たように、CC反応により生成されるミュオンは前方に出やすい。また、FGD内で下流に行くほど前方のTPC領域のアクセプタンスが大きくなるため、TPC領域を通過しないイベントは減少する。

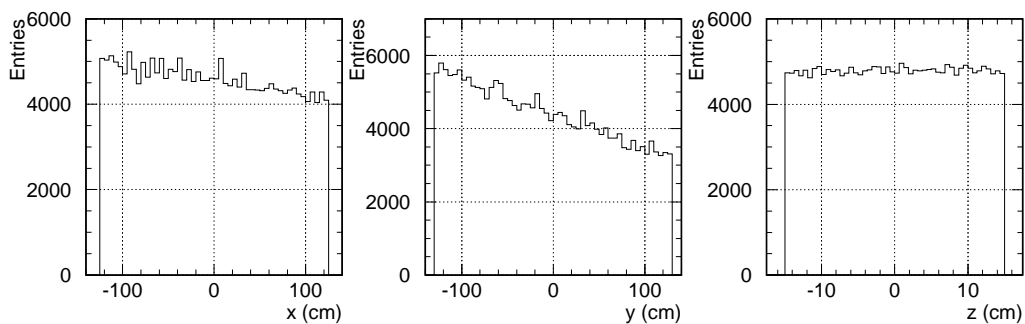


図 5.5: CC 反応における反応点の分布。左から  $x$  分布、 $y$  分布および  $z$  分布である。検出器はビーム軸からずれた位置に設置されているため、 $x$  分布および  $y$  分布は非対称な形になる。

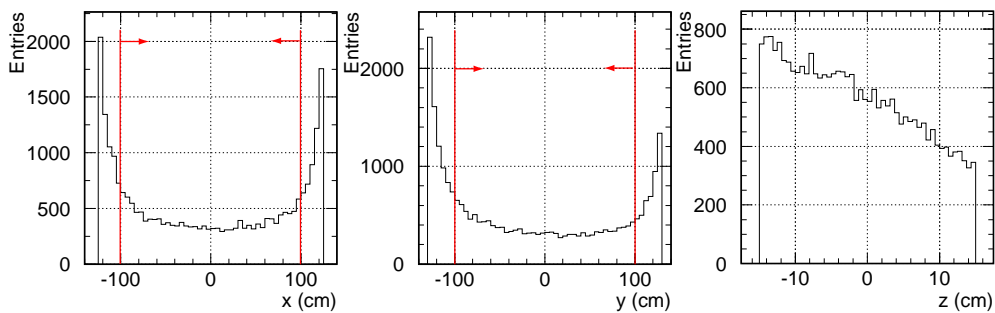


図 5.6: FGD を突き抜けたミュオンが TPC 領域を通過しないイベントの反応点の分布。左から  $x$  分布、 $y$  分布および  $z$  分布である。検出器の側端にピークが見られる。赤線で示した領域を有効体積として用いた。

#### 5.4.4 ミューオンに対するアクセプタンス

まず、飛跡検出器のミューオンに対するアクセプタンスを示す。表 5.2 にミューオンに対する各イベントカテゴリの割合を CC-QE 反応およびそれ以外の CC 反応 (CC-nonQE) に分けて示した。CC-QE 反応で生成したミューオンのうち 85% (TPC event:60%, TPC+MRD event:25%) のイベントが TPC 領域に飛跡を残し、その曲率半径から運動量の測定ができることが分かる。

図 5.7 はミューオンに対するアクセプタンスの運動量依存性を示したものである。左図は期待されるミューオンの運動量分布で、各イベントカテゴリがどの運動量領域のミューオンに対応するかを示した。右図には各イベントカテゴリのアクセプタンスを運動量の関数として示した。

表 5.2: ミューオンに対する各イベントカテゴリの割合。CC-QE 反応およびそれ以外の CC 反応 (CC-nonQE) に分けて示した。

	CC-QE		CC-nonQE	
	# of ev.	ratio	# of ev.	ratio
Generated in Fiducial Volume (FV)	69,395	-	71,653	-
1. FGD stopped event	5,105	7%	9,140	13%
2. TPC event	41,500	60%	51,536	72%
3. TPC+MRD event	17,628	25%	9,170	13%
4. MRD Hit event	3,965	6%	1,301	2%
5. Coil stopped event	1,197	2%	503	0.7%

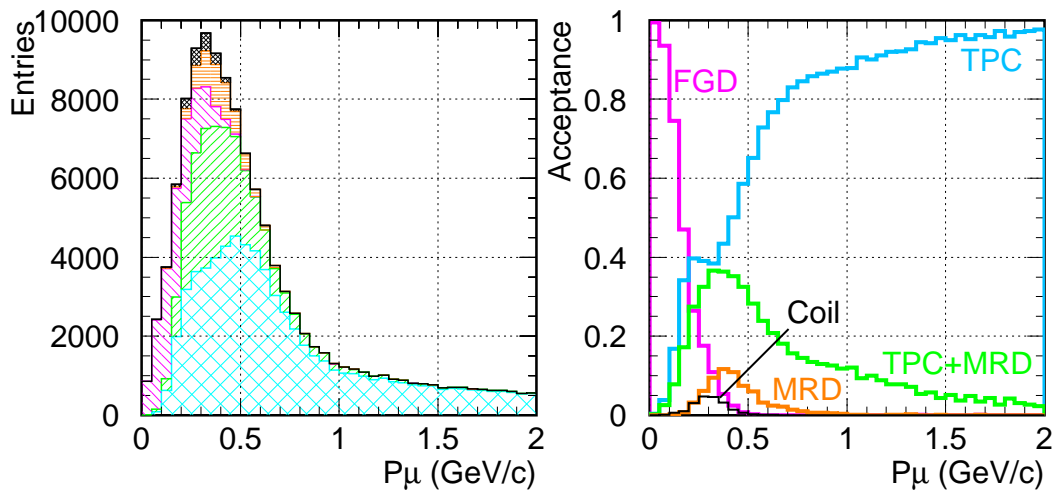


図 5.7: ミューオンに対するアクセプタンスの運動量依存性。左図は期待されるミューオンの運動量分布で、各イベントカテゴリがどの運動量領域のミューオンに対応するかを示した。右図には各イベントカテゴリのアクセプタンスを運動量の関数として示したものである。

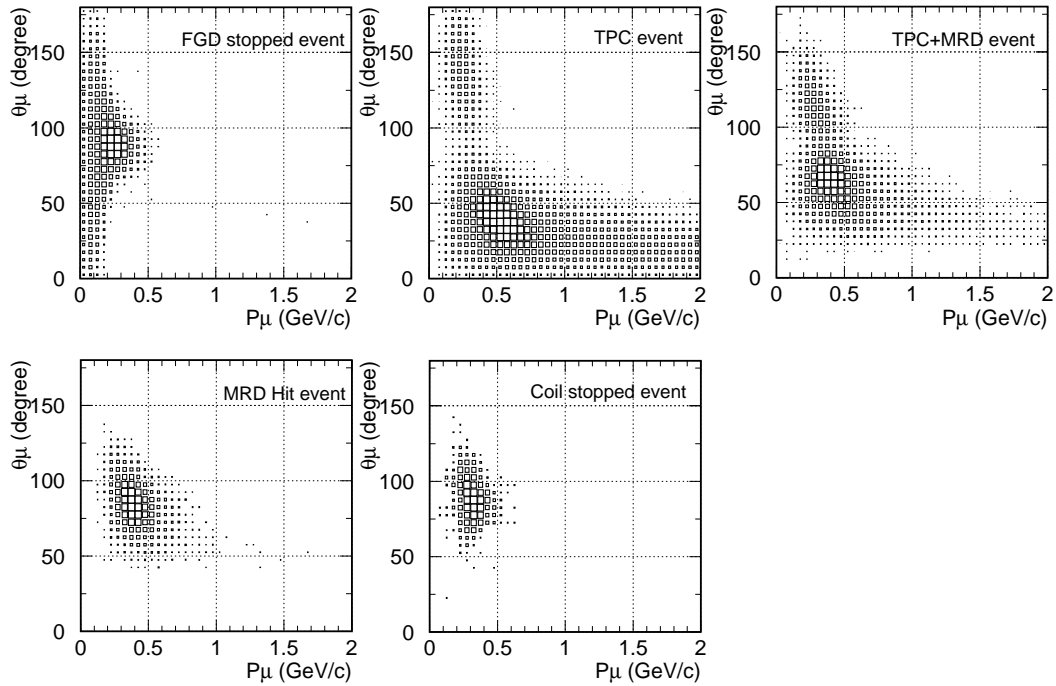


図 5.8: 各イベントカテゴリにおけるミューオンの運動量-角度の 2 次元ヒストグラム。ボックスのサイズが各ビンに含まれるイベント数を表している。

また、図 5.8 は各イベントカテゴリにおけるミューオンの運動量-角度の 2 次元ヒストグラムで、ボックスのサイズが各ビンに含まれるイベント数を表している。

これらの図から以下のことが分かる。

- 約 200 MeV/c 以下の低エネルギーミューオンはほとんどが FGD 中で静止してしまうため、これらのイベントは FGD で測定しなければならない。
- 約 500 MeV/c 以上の運動量をもったミューオンは TPC 領域を完全に突き抜けるため、TPC を用いて運動量の測定ができる。
- その中間の運動量領域のミューオンはビームに対して垂直方向に出て FGD を突き抜けてしまうため、MRD における飛程の測定、または TPC と MRD を同時に用いた測定が必要とされる。

#### 5.4.5 陽子に対するアクセプタンス

次に、飛跡検出器の陽子に対するアクセプタンスを示す。表 5.3 に陽子に対する各イベントカテゴリの割合を CC-QE 反応、それ以外の CC 反応 (CC-nonQE)、NC 反応に分けて示した。CC-QE 反応で生成した陽子のうち 62% は FGD 内で静止してしまうことが分かる。また、残りの大部分は TPC 領域を突き抜けるイベントであり、ミューオンの場合と比較すると各イベントカテゴリの割合が大きく異なっている。

図 5.9 は陽子に対するアクセプタンスの運動量依存性を示したものである。左図は期待される陽子の運動量分布で、各イベントカテゴリがどの運動量領域の陽子に対応するかを示した。右図には各イベントカテゴリのアクセプタンスを運動量の関数として示した。

また、図 5.10 は各イベントカテゴリにおける陽子の運動量-角度の 2 次元ヒストグラムで、ボックスのサイズが各ビンに含まれるイベント数を表している。

これらの図から、約 700 MeV/c 以下の陽子に対しては FGD、それ以上の運動量を持った陽子に対しては TPC 領域で運動量の測定を行えばよいことが分かる。

表 5.3: 陽子に対する各イベントカテゴリの割合。CC-QE 反応、それ以外の CC 反応 (CC-nonQE)、および NC 反応に分けて示した。

	CC-QE		CC-nonQE		NC	
	# of ev.	ratio	# of ev.	ratio	# of ev.	ratio
Generated in FV	46,427	-	33,700	-	18,514	-
1. FGD stopped event	28,760	62%	12,699	38%	9,748	53%
2. TPC event	15,007	32%	19,674	58%	7,842	42%
3. TPC+MRD event	2,615	6%	1,312	4%	914	5%
4. MRD Hit event	22	0.05%	8	0.02%	6	0.03%
5. Coil stopped event	23	0.05%	7	0.02%	4	0.02%

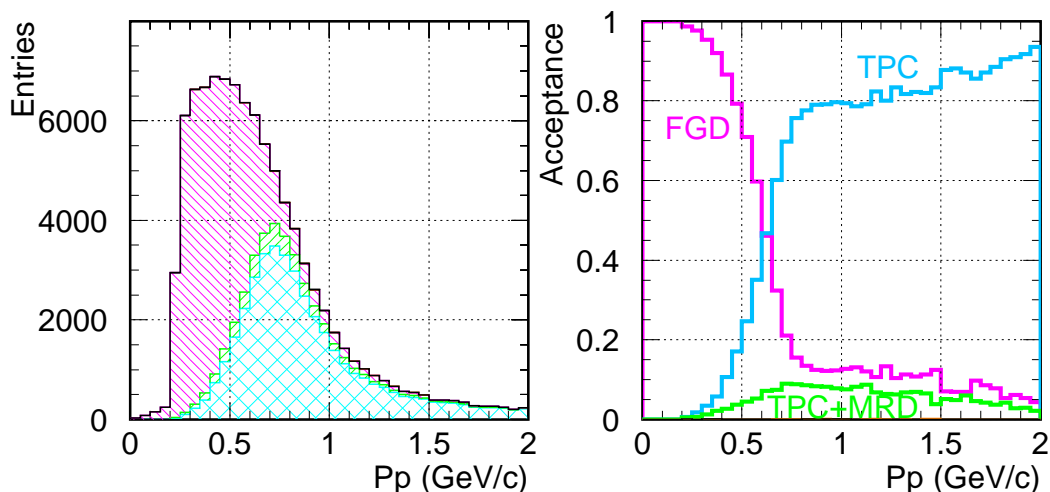


図 5.9: 陽子に対するアクセプタンスの運動量依存性。左図は期待される陽子の運動量分布で、各イベントカテゴリがどの運動量領域の陽子に対応するかを示した。右図は各イベントカテゴリのアクセプタンスを運動量の関数として示したものである。



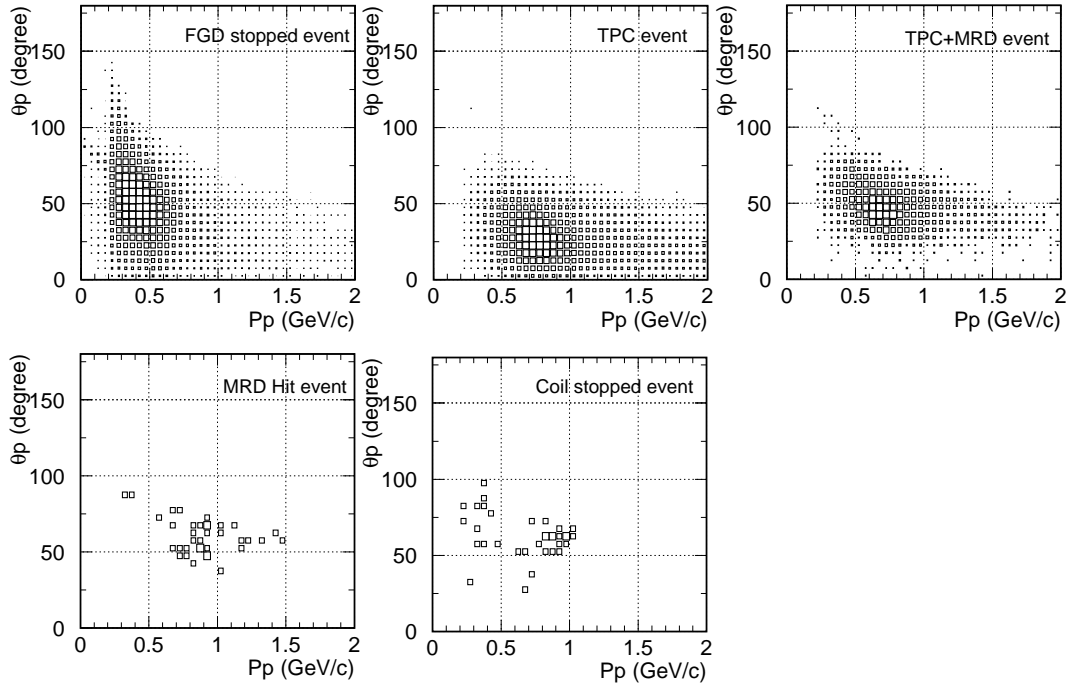


図 5.10: 各イベントカテゴリにおける陽子の運動量-角度の 2 次元ヒストグラム。ボックスのサイズが各ビンに含まれるイベント数を表している。

#### 5.4.6 荷電 $\pi$ 中間子に対するアクセプタンス

最後に、CC- $1\pi$  反応で生成した荷電  $\pi$  中間子に対するアクセプタンスを示す。表 5.4 に CC- $1\pi$  反応で生成する荷電  $\pi$  中間子に対する各イベントカテゴリの割合を示した。およそ半数の荷電  $\pi$  中間子は FGD 内で静止してしまうことが分かる。

図 5.11 は CC- $1\pi$  反応で生成する荷電  $\pi$  中間子に対するアクセプタンスの運動量依存性を示したものである。左図は期待される荷電  $\pi$  中間子の運動量分布で、各イベントカテゴリがどの運動量領域の荷電  $\pi$  中間子に対応するかを示した。右図には各イベントカテゴリのアクセプタンスを運動量の関数として示した。

表 5.4: CC- $1\pi$  反応で生成する荷電  $\pi$  中間子に対する各イベントカテゴリの割合。

	# of ev.	ratio
Generated in Fiducial Volume	19,206	-
1. FGD stopped event	9,011	47%
2. TPC event	6,856	36%
3. TPC+MRD event	2,947	15%
4. MRD Hit event	176	0.9%
5. Coil stopped event	216	1.1%

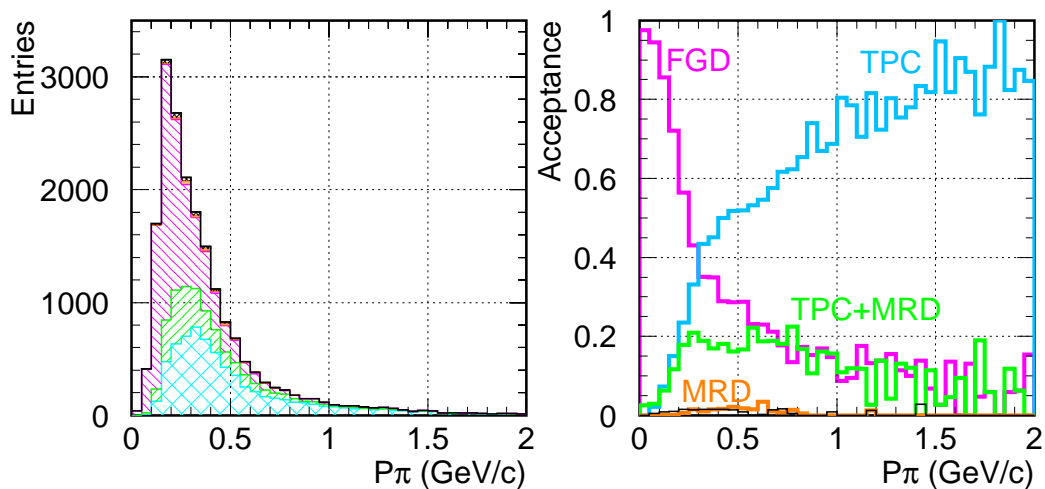


図 5.11: CC-1 $\pi$  反応で生成する荷電  $\pi$  中間子に対するアクセプタンス。左図は、各イベントカテゴリがどの運動量領域の荷電  $\pi$  中間子に対応するかを示したもので、右図はそれぞれのカテゴリのアクセプタンスを運動量の関数として示したものである。

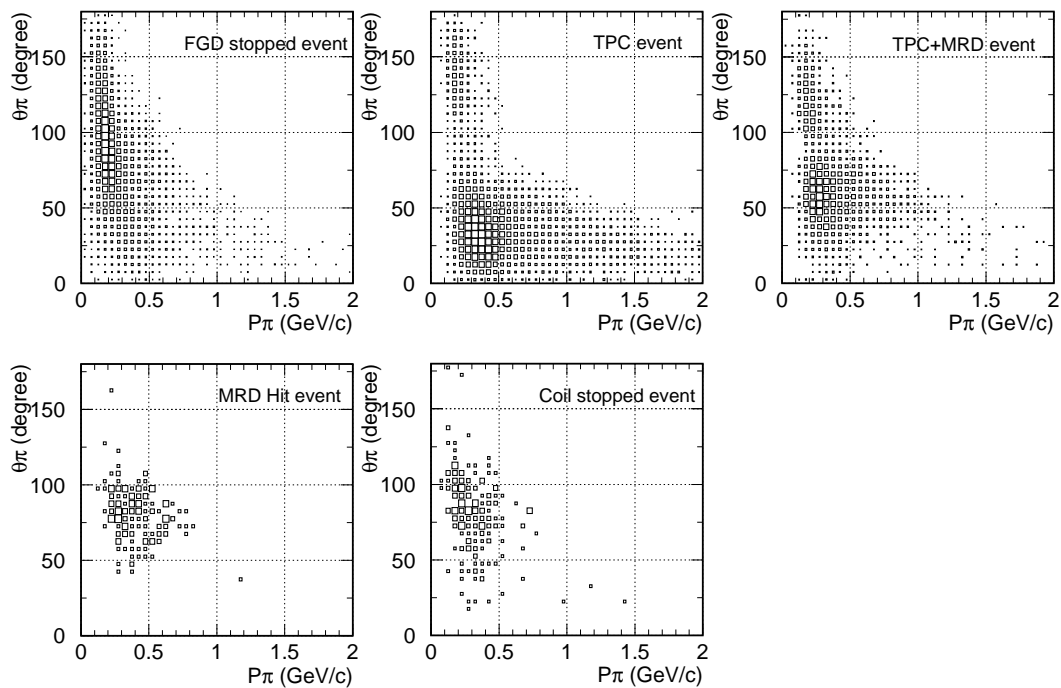


図 5.12: 各イベントカテゴリにおける荷電  $\pi$  中間子の運動量-角度の 2 次元ヒストグラム。ボックスのサイズが各ビンに含まれるイベント数を表している。

また、図 5.12 は各イベントカテゴリにおける荷電  $\pi$  中間子の運動量-角度の 2 次元ヒストグラムで、ボックスのサイズが各ビンに含まれるイベント数を表している。

これらの図から、次のことが分かる。

- FGD で測定しなければならないのは約 300 MeV/c 以下の荷電  $\pi$  中間子で、これらは比較的大角度 ( $\theta_\pi > 50$  degree) に出ている。
- 約 300 MeV/c 以上の荷電  $\pi$  中間子については TPC 領域で運動量が測定できる。

ただし、本研究においては FGD 内で相互作用した荷電  $\pi$  中間子も FGD stopped event として分類している。このように FGD 内でハドロン相互作用を起こしたイベントについては現在のところ運動量の再構成が難しく、いかに改善していくかが今後の課題となる。

## 5.5 $\pi^0$ 検出器に関する研究

続いて  $\pi^0$  検出器について、NC- $1\pi^0$  反応で生成した  $\pi^0$  からの 2 つの  $\gamma$  がどこで電磁シャワーになるかを見ることにより、この検出器の  $\pi^0$  に対するアクセプタンスを求めた。

### 5.5.1 $\pi^0$ 検出器のジオメトリ

図 5.13 に本研究でシミュレーションを行った  $\pi^0$  検出器のジオメトリを示す。左図はビーム上流側から見た図、右図は検出器側面から見た図である。FGD は 2.5 m $\times$ 2.6 m $\times$ 2.0 m のプラスチックシンチレータのブロック、電磁カロリメータ (ECAL) は厚さ  $20X_0$  ( $X_0$  は放射長) の鉛のブロックを仮定して、FGD の 6 面全部を完全に覆うように配置した。以下では、FGD の側面 (4 面) に配置した電磁カロリメータを "Side ECAL"、ビームから見て下流側の電磁カロリメータを "Downstream ECAL"、上流側の電磁カロリメータを "Upstream ECAL" と呼ぶことにする。

電磁石のヨークおよびコイルのジオメトリは飛跡検出器のシミュレーションにおけるものと同一である。座標系は FGD の中心を原点にとり、ニュートリノビーム方向を  $z$  軸、鉛直上向きに  $y$  軸にとった。磁場はコイルの内側に  $x$  方向に 0.2 T の一様磁場がかけられている。ニュートリノ反応は全て FGD の内部で発生させた。

### 5.5.2 $\pi^0$ イベントの分類

本研究では、 $\pi^0$  からの 2 つの  $\gamma$  がどの検出器中で静止したかをもとにして、以下の 3 つのイベントカテゴリに分類した。

- FGD+FGD event

2 つの  $\gamma$  が両方とも FGD 内で電磁シャワーになるイベント。 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  は 2 体崩壊なので、FGD 中で電磁シャワーの方向およびエネルギーを測定することにより  $\pi^0$  の運動量を再構成できる。また、2 つの  $\gamma$  の不変質量を組むことによりバックグラウンド事象を除去することができる。

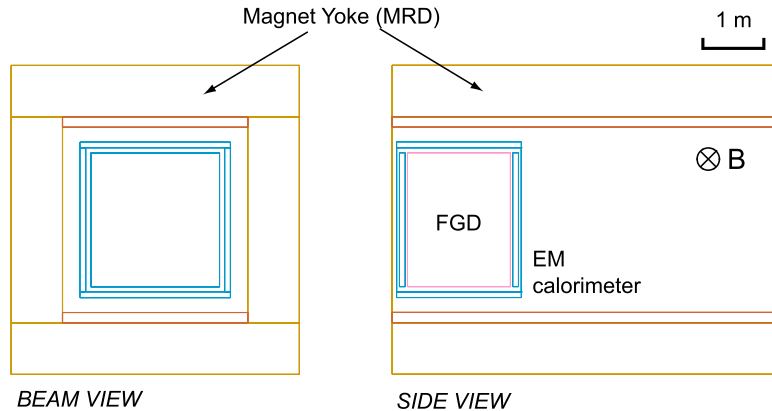


図 5.13: 検出器シミュレーションにおける飛跡検出器のジオメトリ。左図はビーム上流側から見た図、右図は検出器側面から見た図である。

- **FGD+ECAL event**

一方の  $\gamma$  が FGD 内で電磁シャワーになり、他方の  $\gamma$  は電磁カロリメータでシャワーになるイベント。FGD で一方の電磁シャワーの方向およびエネルギー、電磁カロリメータで他方の  $\gamma$  のエネルギーを測定し、 $\pi^0$  からの  $\gamma$  であることを仮定すれば反応点を求めることができ、 $\pi^0$  の運動量の再構成が可能となる。ただし、電磁カロリメータにおけるアクシデンタルなヒットなどのバックグラウンド事象に悩まされる恐れがある。

- **ECAL+ECAL event**

2つの  $\gamma$  が両方とも電磁カロリメータで電磁シャワーになるイベント。電磁カロリメータでは  $\gamma$  のエネルギーのみが測定され、方向の情報が失われるため2つのヒット情報だけでは  $\pi^0$  の運動量の再構成ができない。

### 5.5.3 有効体積の定義

次に、 $\pi^0$  検出器における有効体積を定義する。図 5.14 は  $\text{NC-}1\pi^0$  反応における反応点の分布を示したもので、左から  $x$  分布、 $y$  分布および  $z$  分布である。白抜きのヒストグラムが全ての  $\text{NC-}1\pi^0$  反応における反応点の分布で、ニュートリノビームのプロファイルを反映している。網掛け部分は、このうちで2つの  $\gamma$  が両方とも電磁カロリメータで電磁シャワーになるイベント (ECAL+ECAL イベント) の反応点の分布を示している。下段の図は、それぞれ比をとったもので、 $x$  分布、 $y$  分布、 $z$  分布すべてにおいて両端にピークが見られる。前節で述べたように ECAL+ECAL イベントは  $\pi^0$  の運動量の再構成ができないので、本研究ではこれらのイベントをできる限り除去するように、反応点が  $|x| < 100$  cm,  $|y| < 100$  cm,  $-70$  cm  $< z < 50$  cm の領域にあることを要求した。すなわち、有効体積は、2 m  $\times$  2 m  $\times$  1.2 m (質量に換算して約 4.8 t) となる。

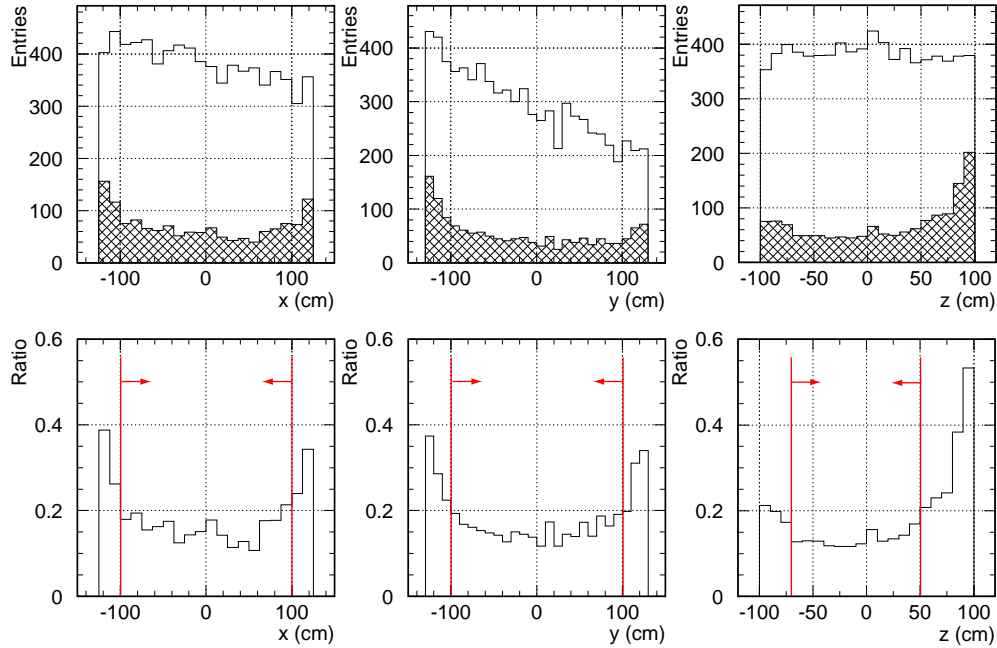


図 5.14: NC- $1\pi^0$  反応における反応点の分布。左から  $x$  分布、 $y$  分布および  $z$  分布である。網掛け部分は ECAL+ECAL イベントの反応点の分布を示している。下段の図は比をとったもので、赤線で示した領域を有効体積として用いた。

#### 5.5.4 NC- $1\pi^0$ 生成反応に対するアクセプタンス

表 5.5 に NC- $1\pi$  反応で生成する  $\pi^0$  に対する各イベントカテゴリの割合を示した。NC- $1\pi^0$  反応で生成した  $\pi^0$  のおよそ 6 割のイベントが、FGD 内で 2 つの電磁シャワーになることが分かる。ただし、現在のところ FGD 中での電磁シャワーのトラッキングの efficiency は高くなく、これをいかにして改善していくかが今後の課題である。

図 5.15 は NC- $1\pi^0$  反応で生成する  $\pi^0$  に対するアクセプタンスの運動量依存性を示したものである。左図は期待される  $\pi^0$  の運動量分布で、各イベントカテゴリがどの運動量領域の  $\pi^0$  に対応するかを示した。右図には各イベントカテゴリのアクセプタンスを運動量の関数として示した。

また、図 5.16 は NC- $1\pi^0$  反応で生成する  $\pi^0$  に対するアクセプタンスの角度依存性を示したものである。左図は期待される  $\pi^0$  のニュートリノビームに対する角度分布で、各イベントカテゴリがどの角度領域の  $\pi^0$  に対応するかを示した。右図には各イベントカテゴリのアクセプタンスを角度の関数として示した。

$\pi^0$  に対する各イベントカテゴリのアクセプタンスに運動量依存性や角度依存性はほとんど見られない。

表 5.5: NC- $1\pi^0$  反応で生成する  $\pi^0$  に対する各イベントカテゴリの割合。ECAL イベントについては () 内にさらに内訳を示した。

	# of ev.	ratio
Generated in Fiducial Volume	2,794	-
1. FGD+FGD event	1,599	57%
2. FGD+ECAL event	1,013	36%
(FGD+Side ECAL)	(607)	
(FGD+Downstream ECAL)	(284)	
(FGD+Upstream ECAL)	(122)	
3. ECAL+ECAL event	182	7%
(Side+Side)	(76)	
(Side+Downstream)	(40)	
(Downstream+Downstream)	(24)	
(Upstream+other)	(42)	

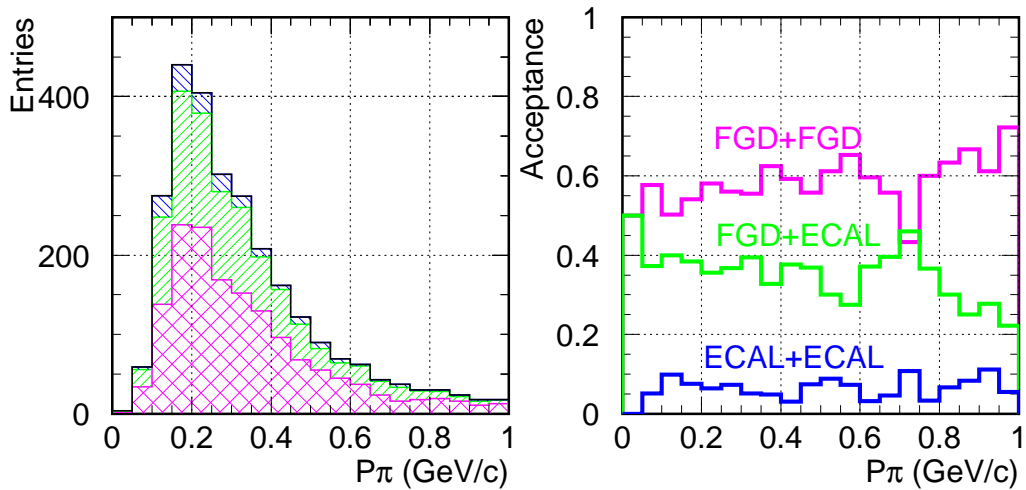


図 5.15:  $\pi^0$  に対するアクセプタンスの運動量依存性。左図は期待される  $\pi^0$  の運動量分布で、各イベントカテゴリがどの運動量領域の  $\pi^0$  に対応するかを示した。右図は各イベントカテゴリのアクセプタンスを運動量の関数として示したものである。

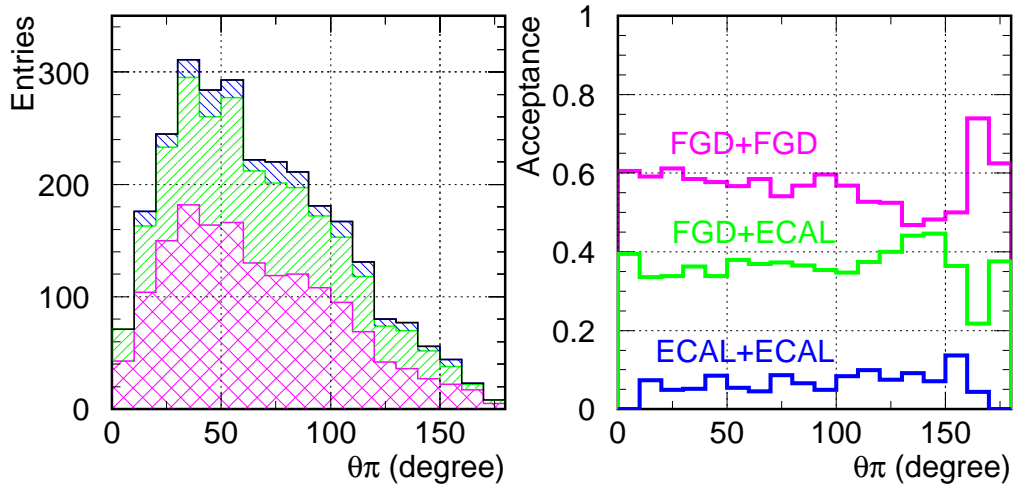


図 5.16:  $\pi^0$  に対するアクセプタンスの角度依存性。左図は期待される  $\pi^0$  の角度分布で、各イベントカテゴリがどの角度領域の  $\pi^0$  に対応するかを示した。右図は各イベントカテゴリのアクセプタンスを角度の関数として示したものである。

## 5.6 本章のまとめ

本章では、off-axis 前置検出器の基本デザインに対しモンテカルロシミュレーションを行って、ニュートリノ反応で生成した様々な粒子に対するアクセプタンスの評価を行った。本研究では検出器のデザインを決定する最初の段階として、検出器は単に物質のかたまりとして定義し、セグメント化や検出器の読み出し系の応答などは含めず、純粋に粒子の伝播の様子を調べた。

まず、飛跡検出器に関する研究では、FGD、TPC および MRD のジオメトリを仮定してシミュレーションを行い、ミュオン、陽子、および  $CC-1\pi$  反応により生成される荷電  $\pi$  中間子に対するアクセプタンスを求めた。結果をまとめると、

- FGD は、主に 200 MeV/c 以下のミュオン、700 MeV/c 以下の陽子、および 300 MeV/c 以下の荷電  $\pi$  中間子に対してアクセプタンスがある。
- TPC は、200 MeV/c 以上のミュオン、700 MeV/c 以上の陽子、および 300 MeV/c 以上の荷電  $\pi$  中間子に対してアクセプタンスがある。
- 200 ~ 500 MeV/c のミュオンに対しては MRD を用いた測定が必要になる。

となった。

次に、 $\pi^0$  検出器に関する研究では、FGD および電磁カロリメータのジオメトリを仮定してシミュレーションを行い、 $NC-1\pi^0$  反応で生成される  $\pi^0$  に対するアクセプタンスを求めた。結果は、 $\pi^0$  からの 2 つの  $\gamma$  が両方とも FGD 内で電磁シャワーに変換されるイベントは全体の 57% で、そのアクセプタンスに  $\pi^0$  運動量依存性や角度依存性はなかった。





## 第6章 Off-axis 前置検出器のための光検出器の研究

この章以降では、off-axis 前置検出器のうち特にシンチレータ飛跡検出器の読み出しに用いる光検出器の研究を行う。それに先立って、この章ではまず光検出器に対する要請を述べ、検出器の選択を行う。次に、その光検出器の基本特性を調べる。

### 6.1 シンチレータ飛跡検出器

現在考えられているシンチレータ飛跡検出器は、図 6.1 のように棒状のプラスチックシンチレータを三次元格子状に隙間なく配列した構造で、各シンチレータは反射材によって光学的に分割され、全感知型かつファインセグメント化された検出器である。シンチレータからの光を、各シンチレータに挿入された波長変換ファイバーで吸収・再発光させて伝送し、光検出器で読み出す。10 トンクラスの検出器を考えた場合、読み出しチャンネル数はセグメントサイズにもよるが、数万チャンネル程度となる。

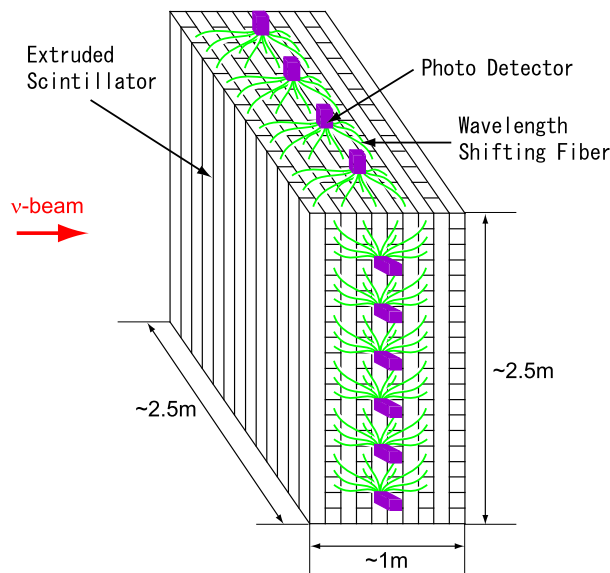


図 6.1: Off-axis 前置検出器として考えられているシンチレータ飛跡検出器の概略図。棒状シンチレータを三次元格子状に隙間なく配列した構造で、全感知型かつファインセグメント化された検出器である。

表 6.1: SciBar 検出器の特性 [33]。

構造	検出器サイズ	2.9 m × 2.9 m × 1.7 m
	総重量	15 ton
	総チャンネル数	14,848
シンチレータ	物質	Polystyrene, PPO(1%), POPOP(0.03%)
	サイズ	1.3 cm × 2.5 cm × 3 m
	発光波長	420 nm (peak)
波長変換ファイバー	型番	Kuraray Y11(200)MS
	吸収波長	430 nm
	発光波長	476 nm
光電子増倍管	型番	Hamamatsu H8804 (64ch マルチアノード型)
	有感波長帯	300-650 nm (Max: 420 nm)
	量子効率	21% @ $\lambda = 390$ nm
	ゲイン	$3 \times 10^5$ @ $V = 800$ V

このタイプの飛跡検出器は、K2K 実験における新型前置検出器”SciBar 検出器”として導入され [33]、生成時のニュートリノエネルギースペクトルの測定やニュートリノ反応の研究に貢献している。SciBar 検出器の主な特性を表 6.1 にまとめた。

T2K 実験におけるシンチレータ飛跡検出器に要求される性能は以下のとおりである。

- ニュートリノ反応で生成した全ての荷電粒子を検出できること。
- 荷電粒子の飛程および単位長さあたりのエネルギー損失  $dE/dx$  から粒子のエネルギーが測定できること。
- $\mu/ p/ \pi$  の粒子識別ができること。
- 電磁シャワーが識別できること。
- ヒットの時間情報があること。

## 6.2 光検出器に対する要請

前節で述べたことを踏まえて光検出器に対する要請をまとめると以下ようになる。

- 低光量が読み出せること。  
シンチレータの光を波長変換ファイバーで読み出すことを考えているので、ファイバーでの吸収・再発光の過程やファイバー中での減衰のために、大きな光量は期待できない。SciBar 検出器における宇宙線ミュオンの測定結果によると、最小イ

オン化粒子 (MIP: Minimum Ionizing Particle) がシンチレータストリップ中を通過したときに光検出器で検出される光量は飛跡 1 cm あたり約  $125 \times (\text{量子効率}) \text{ p.e.}^1$  であり、この程度の光量が読み出せなければならない。

- 入射光量に対する線形性があること。  
シンチレータ飛跡検出器では、飛跡に沿った各セルのエネルギー損失を足し合わせることにより、粒子のエネルギーの測定を行う。静止直前の陽子の場合には、MIP の約 20 倍の光量が期待されるため、この程度の光量まで線形性が要求される。
- 磁場中で使用できること。  
T2K 実験では、シンチレータ飛跡検出器は 0.2 T の磁場中に置かれる。クリアファイバーを用いて電磁石外まで引き出して光電子増倍管で読み出すという方法もあるが、低光量であるので可能な限りシンチレータに近い場所で読み出すことが望ましい。そのため、磁場中でも安定して動作することが必要となってくる。
- コンパクトであること。  
読み出しチャンネル総数は数万チャンネル程度になるため、電磁石中の限られた空間に設置するためにはできる限りコンパクトであることが望ましい。

以上のことを考慮して、本研究ではシンチレータ飛跡検出器のための光検出器として Avalanche Photo Diode (APD) を選択した。APD は高い量子効率 ( $\sim 70\% @ \lambda = 420 \text{ nm}$ ) をもち、低光量の検出に向いている。また、ノーマルモードでは非常に大きなダイナミックレンジをもっている。さらに、磁場中で使用可能でありコンパクトである。ただし、APD はゲインが低い (Typ.:  $\sim 50$ ) ので、後段に低ノイズ・高ゲインの増幅器が必要である。

そこで、本研究では APD からの信号を VA とよばれる ASIC を用いて増幅・シリアル化して読み出すことを考える。さらに最終段には SciBar 検出器で使用されている VME 規格の DAQ ボードを用いて増幅・デジタル化を行う。フロントエンドエレクトロニクスの開発および性能評価については次章で述べる。

表 6.2 に期待される APD 読み出し系の性能を SciBar 検出器の読み出し (MA-PMT<sup>2</sup> + VA) の場合と比較して示した。ただし、MIP に対し期待される波高についてはプラスチックシンチレータを波長変換ファイバーで読み出すことを想定し、飛跡 1 cm あたりに期待される光量で比較を行った。APD では光検出器の自己ゲインが低い分を高ゲインの VA を用いることによって補う。その結果、MIP に対して SciBar 検出器とほぼ同じ性能が得られると期待される。

---

<sup>1</sup>photo electrons: 光電子数

<sup>2</sup>Multi Anode PMT

表 6.2: 期待される APD 読み出し系の性能。

	32ch APD S8550/VA1'	64ch MA-PMT H8804/VA32	Gain factor
量子効率 (QE) @ $\lambda \sim 480$ nm	75%	15%	$\times 5$
光検出器のゲイン	50	$5 \times 10^5$	$\times 10^{-4}$
VA のゲイン	12.5 mV/fC	5.8 mV/pC	$\times 2, 100$
DAQ ボードのゲイン		20	-
125 $\times$ (QE) p.e. に対する波高 <sup>a</sup>	$\sim 190$ mV	$\sim 170$ mV	$\times 1.1$

<sup>a</sup> MIP の飛跡 1 cm あたりに期待されるシグナル

### 6.3 APD の動作原理

APD (Avalanche Photo Diode) は大きな逆電圧をかけることにより半導体の pn 接合部に高電場領域を形成し、そこで電子雪崩を起こさせて信号を増幅するフォトダイオードのことである。図 6.2 に一般的な APD の構造を示した。APD に逆バイアスを印加すると空乏層は検出器全体に広がって検出器内部には図のような電場が形成される。入射光は  $\pi$  領域で吸収されて電子-ホール対に変換される。生成されたキャリアは、逆バイアスによって両極に向かってドリフトし、電子はその途中で形成された高電場領域で雪崩増幅を起こす。

以下では、雪崩増幅の原理、ダークカレントおよびノイズ特性についてまとめる [34, 35]。

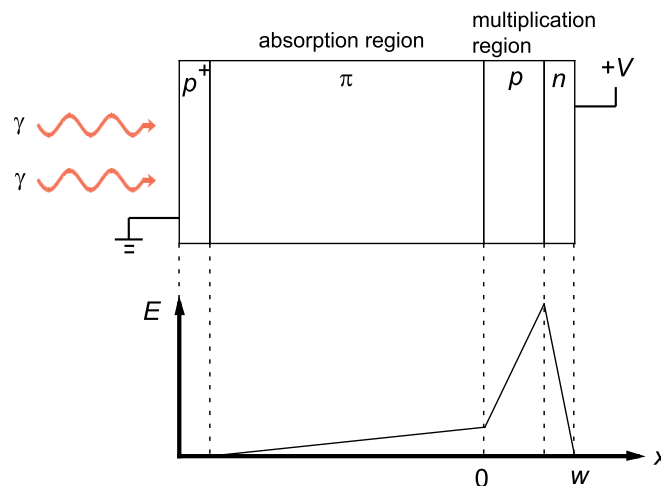


図 6.2: APD の構造の概念図。入射光は  $\pi$  領域で吸収されて電子-ホール対に変換される。生成された電子は高電場領域で雪崩増幅を起こす。

### 6.3.1 雪崩増幅

雪崩増幅は衝突イオン化過程によって引き起こされる。電子が距離  $dx$  だけドリフトする間にイオン化衝突をする確率を  $\alpha dx$ 、同様にホールについては  $\beta dx$  とする。ここで、 $\alpha$ 、 $\beta$  はイオン化係数と呼ばれ、シリコンでは  $\alpha \gg \beta$  である。このとき、図 6.2 に示したように原点と  $x$  軸をとり、増幅領域の厚さを  $w$ 、増幅領域に入ってきた電子数を  $n_0$ 、増幅領域中の位置  $0 \sim x$  の間で生成された電子数を  $n_1$ 、位置  $x \sim w$  の間で生成された電子数を  $n_2$  とすると、微小区間  $x \sim x + dx$  で生成される電子数  $dn_1$  は

$$dn_1 = (n_0 + n_1)(\alpha - \beta)dx + (n_0 + n_1 + n_2)\beta dx \quad (6.1)$$

と書ける。この式を境界条件

1.  $x = 0$  において  $n_1 = 0$
2.  $x = w$  において  $n_2 = 0$

のもとで積分することにより、増幅率  $M \equiv (n_0 + n_1 + n_2)/n_0$  は、

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha \exp[-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'] dx} \quad (6.2)$$

と表される。イオン化係数  $\alpha$ 、 $\beta$  は電場、および温度の関数であるため、増幅率  $M$  はバイアス電圧、および温度に依存する。

実験的には、増幅率  $M$  のバイアス電圧依存性は以下のように書けることが知られている。

$$M(V) = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_B}\right)^n} \quad (6.3)$$

ここで、 $V_B$  はブレイクダウン電圧と呼ばれる。また、通常  $n < 1$  である。ブレイクダウン電圧  $V_B$  および指数  $n$  の温度依存性は、近似的に以下のように表せる。

$$V_B = V_{B0} + a(T - T_0) \quad (6.4)$$

$$n = n_0 + b(T - T_0) \quad (6.5)$$

ただし、 $a > 0$ 、 $b > 0$  である。つまり、ブレイクダウン電圧は温度の増加とともに大きくなり、一定のバイアス電圧における増幅率は温度の増加とともに減少する。

### 6.3.2 ダークカレント

ダークカレントは APD のノイズレベルを決定するため、APD の重要なパラメータの 1 つである。APD のダークカレントには以下の 2 種類がある。

- surface current:  $I_s$

空乏層や n 型領域の外側で生成する電流で、APD の表面に沿って流れるため増幅はされない。APD に並列についた抵抗として考えることができ、電流の大きさはバイアス電圧に比例する。

- bulk current:  $I_b$

空乏層中の結晶の不完全性や不純物、pn 接合部での拡散電流などによって生じる。増幅領域を通して流れるため、その大きさは増幅率に比例する。

したがって、ダークカレントのバイアス電圧依存性は

$$I_{dark} = I_s(V) + I_b(V) = \frac{V}{R} + I_{b0} \cdot M(V) \quad (6.6)$$

のように表される。また通常の動作温度 ( $< 70 \text{ }^\circ\text{C}$ ) では、ダークカレントは主にエネルギーギャップの中心付近に準位をもつ不純物によるキャリアの生成過程によって生じるため、その温度依存性は、

$$I_{dark} \propto \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (6.7)$$

と表される。ここで、 $\Delta$  は活性化エネルギーでシリコンの場合  $\Delta \sim 0.7 \text{ eV}$ 、 $k_B$  は Boltzmann 定数、 $T$  は絶対温度である。

### 6.3.3 APD のノイズ特性

一般に半導体検出器では、キャリア数の統計的なふらつきによりショットノイズと呼ばれる電流のふらつきが発生する。さらに、APD では雪崩増幅過程の統計的なふらつきによる付加的なノイズが存在し、APD におけるショットノイズの大きさは

$$\sigma_I \equiv \sqrt{\langle I^2 \rangle} = \sqrt{2e [I_s + (I_{signal} + I_{b0})M^2 F(M)]} \quad [\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (6.8)$$

と表される。ここで、 $F(M)$  は過剰雑音係数と呼ばれ、理想的な増幅器に対するゲインのふらつき

$$F(M) \equiv \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} \quad (6.9)$$

で定義される。雪崩増幅が主にイオン化係数の大きな方のキャリア (シリコンの場合は電子) に対して起こるような場合には、過剰雑音係数は近似的に以下のように表される。

$$F(M) \sim k_{eff} M + \left(2 - \frac{1}{M}\right) (1 - k_{eff}) \quad (6.10)$$

ここで、 $k_{eff} \equiv (\beta/\alpha)_{eff}$  は電子およびホールイオン化係数  $\alpha, \beta$  を電場分布で重みをつけた実効的なイオン化係数の比である。実際のデバイスでは、ゲインが  $M = 10 \sim 100$  のときには  $F(M) \approx M^x$  でよく近似され、 $x$  は過剰雑音指数と呼ばれる。

### 6.3.4 ノーマルモードとガイガーモード

APD の使用方法にはノーマルモードとガイガーモードという 2 種類がある。ノーマルモードはブレークダウン電圧より低い電圧で動作させる方法で、安定した増幅率が得られる。一方、ガイガーモードはブレークダウン電圧に非常に近いところで動作させる方法で、微小な光の入射に対して一気に雪崩増幅を起こして非常に大きな信号が得られる。しかし、ガイガーモードは安定した増幅率は得られず、それゆえに入射光に対する線形性は失われる。我々のシンチレータ飛跡検出器では、各シンチレータストリップ毎のエネルギー損失を測定する必要があるためノーマルモードでの使用を選択する。

## 6.4 32ch Si APD アレイ: S8550

本研究では、浜松ホトニクス社製の 32ch Si APD アレイ S8550 [36] を用いてテストを行う。S8550 は、 $1.6 \times 1.6 \text{ mm}^2$  のピクセルが 2.3 mm 間隔で並んだ  $2 \times 8$  のアレイを 2 つ組み合わせた構造をしていて、それぞれのアレイは独立している (図 6.3)。短波長の光の検出用に設計されていて、特長は各ピクセル間のゲインの一様性やクロストーク率が小さいことが挙げられる。表 6.3 に S8550 の主な特性をまとめた。また、図 6.5 に S8550 の量子効率の入射光波長依存性を示した。

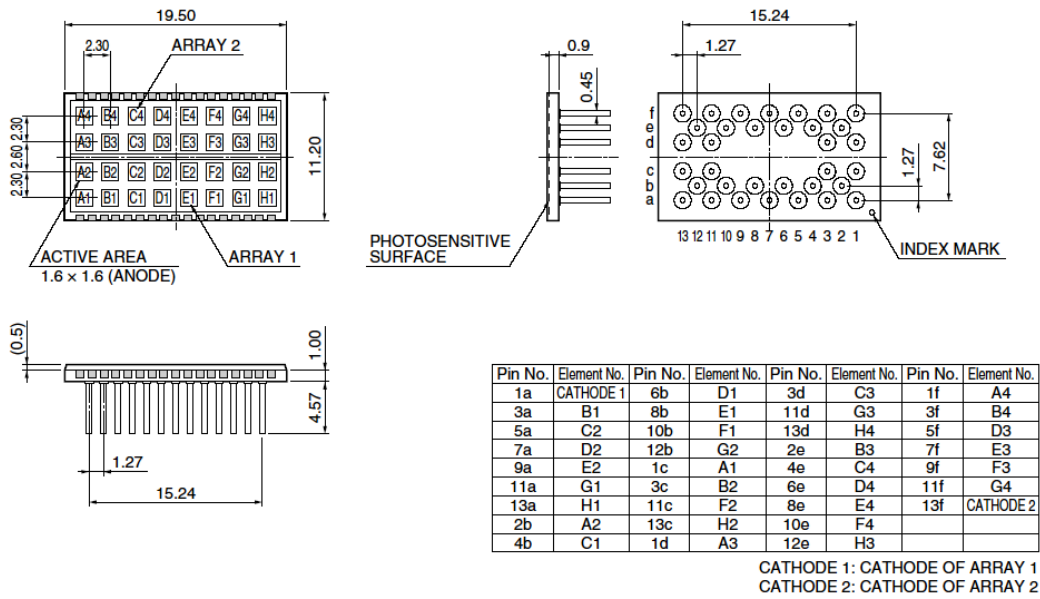


図 6.3: 32ch Si APD アレイ S8550 の構造 [36]。

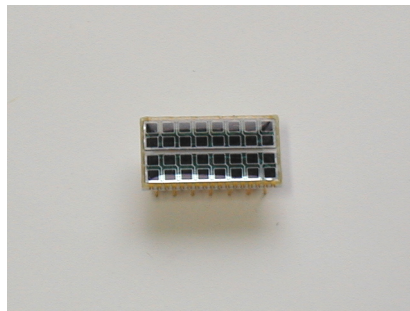


図 6.4: 32ch Si APD アレイ S8550 の写真。

表 6.3: 32ch Si APD アレイ S8550 の特性 ( $T_a=25\text{ }^\circ\text{C}$ ) [36]。

Parameter	Rating / Value	Unit
Element size	$1.6 \times 1.6$	mm
Element pitch	2.3	mm
Package	Ceramic	-
Window material	Epoxy resin	-
Operating temperature	-20 to +60	$^\circ\text{C}$
Spectral response range	320 to 1000	nm
Peak sensitivity wavelength	600	nm
Quantum efficiency @ $\lambda=420\text{ nm}$	70	%
Breakdown voltage	400	V
Dark current @M=50	10	nA
Terminal capacitance @M=50	10	pF
Gain	50	-

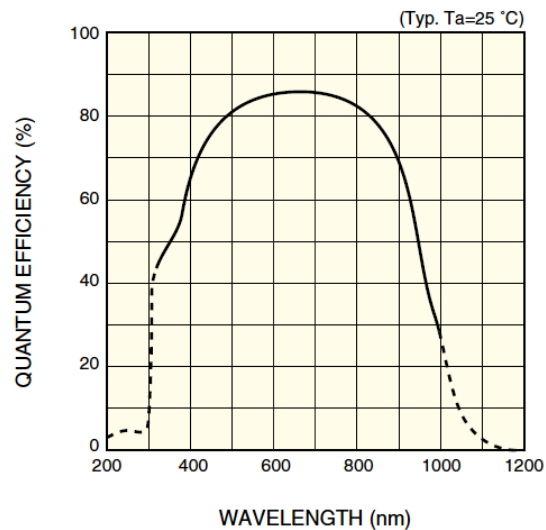


図 6.5: 32ch Si APD アレイ S8550 の量子効率の入射光波長依存性 [36]。



## 6.5 バイアス-ゲイン曲線とゲインの温度特性の測定

まず、32ch Si APD アレイのゲインのバイアス依存性、および温度依存性の測定を行った。

### 6.5.1 測定方法と装置

図 6.6 にゲイン測定用の回路図を示した。32ch Si APD アレイ S8550 と青色 LED を恒温槽に入れ、APD のバイアス電圧、および恒温槽内の温度を変えながら LED からパルス光を観測する。32ch Si APD アレイ S8550 からの信号は正のパルスであるため、CAMAC ADC で読むためには波形を反転する必要があった。そこで、Linear FANIN/FANOUT を用いて波形を反転させた。また、Attenuator は Linear FANIN/FANOUT の線形性の確認、および測定のダイナミックレンジを拡げるために入れた。

この測定においては APD に入射する光量をモニターしていないので、絶対的なゲインは分からない。しかし、APD は低バイアス電圧において信号の大きさがほとんど変わらないプラトー領域が現れる。この領域ではゲインが 1 であることが期待されるので

$$M(V) \equiv \frac{\text{ADC}(V)}{\text{ADC}(V = 10 \text{ V})} \quad (6.11)$$

のように  $V = 10 \text{ V}$  のときの ADC カウントをリファレンスとして用いることでゲイン  $M(V)$  を求めた。測定は 32ch APD のある 1 つのチャンネルについて行った。

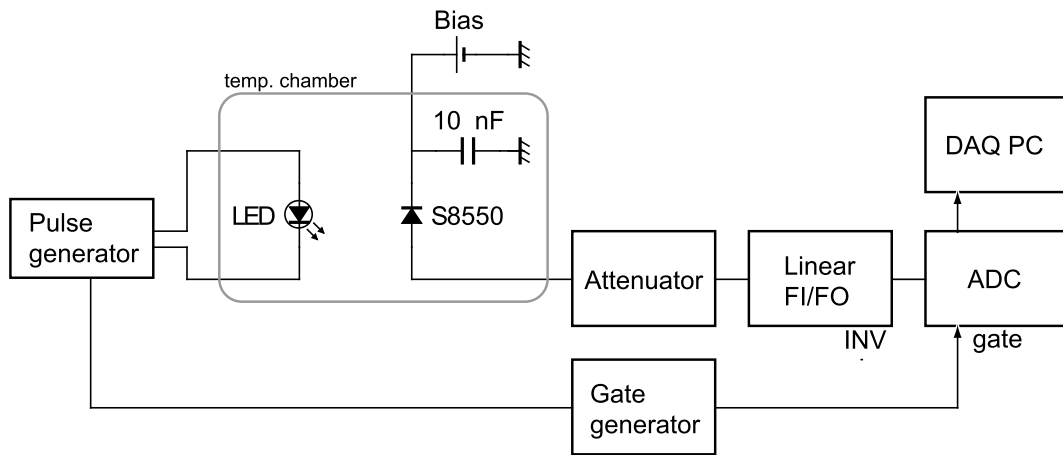


図 6.6: ゲイン測定用の回路図。

- 青色 LED: NICHIA NSPB500S

$T_a = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ 、 $I_F = 20 \text{ mA}$  において発光波長域は FWHM で 450-480 nm、最大発光波長は 470 nm、指向特性<sup>3</sup>は  $2\theta_{1/2} = 15 \text{ deg}$ 。

- Pulse Generator: HEWLETT PACKARD MODEL 8013A

パルス幅は 10 ns-1 s、周波数は 1 Hz-50 MHz の間で連続的に可変であり、最大出力電圧は 5V。

<sup>3</sup>光の出力角度範囲を FWHM で表したものを。

- CAMAC 12-bit Charge Sensitive ADC  
ダイナミックレンジは 0 ~ -1000 pC、すなわち分解能は 0.25 pC/count。
- HV Power Supply: HAMAMATSU MODEL C3350  
最大出力電圧は ±3000 V、最大出力電流は 10 mA。
- Temperature Chamber: ETAC HIFLEX FL211C  
実現可能な温度範囲は -20 °C ~ +100 °C で、恒温槽内の温度分布は ±0.5 °C、温度変動幅は ±0.3 °C、温度分解能は 0.1 °C。測定中は、APD の近傍に設置した温度センサーにより温度をモニターしていて、その結果 0.1 °C 以内で安定していた。

### 6.5.2 測定結果

図 6.7 に、各温度で測定された 32ch Si APD アレイ S8550 のバイアス-ゲイン曲線を示す。いずれの温度の場合も、バイアス電圧が 100 V 以下ではゲインはほとんど 1 で一定していて、100 V を越えるとゆっくり立ち上がり、180 V を越えるとゲインは急激に大きくなっていくことが分かる。また、温度を下げていくと、同じバイアス電圧におけるゲインは大きくなっていくことが分かる。

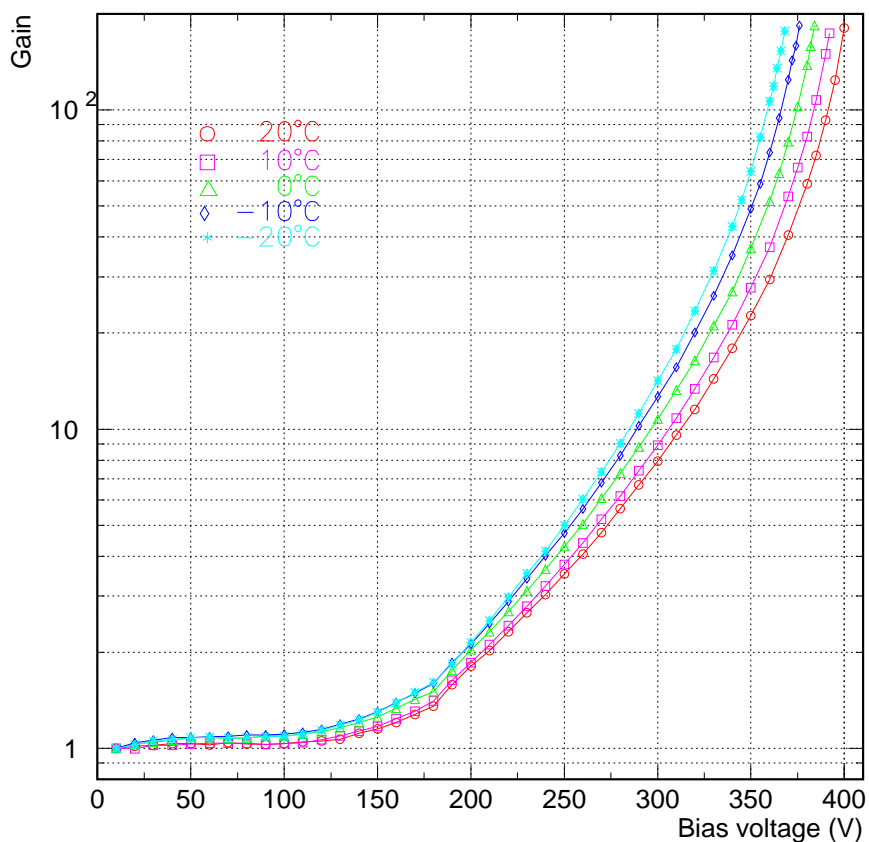


図 6.7: 32ch Si APD アレイ S8550 のゲインの測定結果。

ゲインの安定性は、主にバイアス電圧および温度の安定性に依存する。以下では、バイアス電圧および温度の変化がどのくらいゲインに影響するかを調べる。

### ゲインのバイアス電圧係数

ゲインのバイアス電圧係数は

$$k_V(M) \equiv \frac{1}{M} \frac{dM}{dV} \quad (6.12)$$

のように定義される。測定データからバイアス電圧係数を求める際には、それぞれの温度について以下のように差分をとって計算した。

$$k_V(\bar{M}) = \frac{1}{\bar{M}} \frac{M(V_{i+1}) - M(V_i)}{V_{i+1} - V_i}, \quad \bar{M} = \frac{M(V_{i+1}) + M(V_i)}{2} \quad (6.13)$$

図 6.8 は求められた 32ch Si APD アレイ S8550 のゲインのバイアス電圧係数で、左図は横軸にバイアス電圧をとったもの、右図は横軸にゲインをとったものである。あるバイアス電圧におけるバイアス電圧係数は温度によって異なるのに対し、横軸にゲインをとると  $M > 2$  において温度に依存しない曲線が得られる。

バイアス電圧係数はゲインの増加とともに増加していく。 $M = 50$  におけるバイアス電圧係数は  $3.5\%/V$ 、 $M = 100$  においては  $5.5\%/V$  であり、数%以内の精度でゲインを安定に保つためには  $1\text{ V}$  より十分良い精度でバイアス電圧を安定に保つ必要がある。

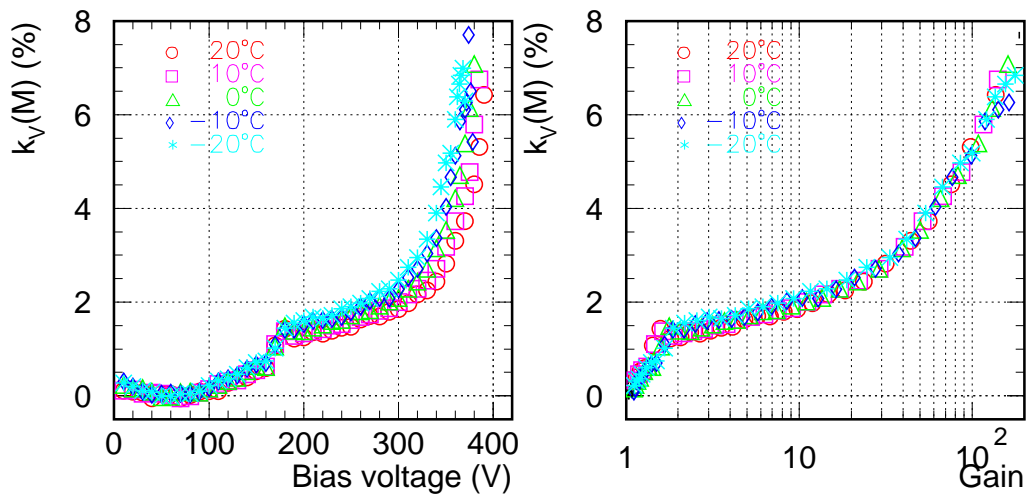


図 6.8: 32ch Si APD アレイ S8550 のゲインのバイアス電圧係数。左図は横軸にバイアス電圧をとったもの、右図は横軸にゲインをとったものである。

## ゲインの温度係数

ゲインの温度係数は

$$k_T(M) \equiv \frac{1}{M} \frac{dM}{dT} \quad (6.14)$$

のように定義される。温度係数を求める際には、 $T_1 = 15 \text{ }^\circ\text{C}$  および  $T_2 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$  における測定データから以下のように差分をとって計算した。

$$k_T(\bar{M}) = \frac{1}{\bar{M}} \frac{M(T_2) - M(T_1)}{T_2 - T_1}, \quad \bar{M} = \frac{M(T_2) + M(T_1)}{2} \quad (6.15)$$

図 6.9 は求められた 32ch Si APD アレイ S8550 のゲインの温度係数で、左図は横軸にバイアス電圧をとったもの、右図は横軸にゲインをとったものである。

温度が増加するとゲインは減少するが、これは電子のフォノン散乱により増幅が阻害されるためである。また、ゲインの温度変化率はゲインの増加とともに大きくなっていく。 $M = 50$  における温度係数は  $-3.5\%/^\circ\text{C}$ 、 $M = 100$  においては  $-5.5\%/^\circ\text{C}$  であり、数%以内の精度でゲインを安定に保つためには  $1 \text{ }^\circ\text{C}$  より十分良い精度で温度を安定に保つ必要がある。

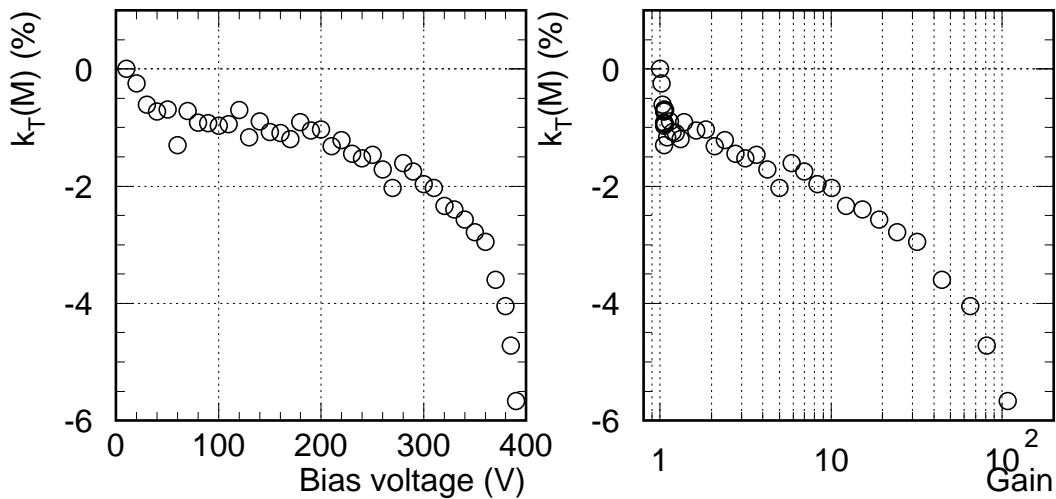


図 6.9: 32ch Si APD アレイ S8550 のゲインの温度係数。左図は横軸にバイアス電圧をとったもの、右図は横軸にゲインをとったものである。

## 6.6 ダークカレントの測定

次に、32ch Si APD アレイのダークカレントのバイアス依存性、および温度依存性の測定を行った。

### 6.6.1 測定方法と装置

32ch Si APD アレイ S8550 を恒温槽に入れ、バイアス電圧および恒温槽内の温度を変えながら、1チャンネルあたりのダークカレントをエレクトロメータを用いて測定した。このときの回路図を図 6.10 に示す。

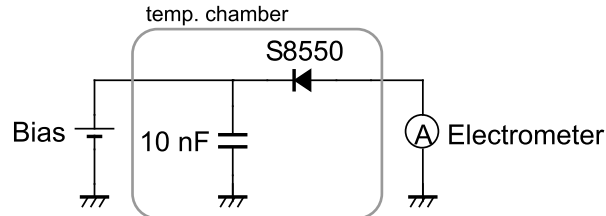


図 6.10: ダークカレント測定用の回路図。

- **Electrometer: KEITHLEY MODEL 614**  
入力インピーダンスは  $5 \times 10^{13} \Omega$ 、入力バイアス電流は 60 fA 以下、入力電圧負荷は 200  $\mu\text{V}$  以下で、10 fA までの感度がある。
- **HV Power Supply: HAMAMATSU MODEL C3350**
- **Temperature Chamber: ETAC HIFLEX FL211C**

### 6.6.2 測定結果

バイアス電圧を 10 V からブレイクダウン電圧の直前まで上げていきダークカレントのバイアス依存性を測定した。また、温度については +20 °C から 10 °C ずつ下げていき、-20 °C まで測定した。測定から得られた各温度におけるバイアス電圧 - ダークカレント曲線を図 6.11 に示した。

いずれの温度の場合も、バイアス電圧が 270 V までは緩やかにダークカレントが増加していき、270 V-280 V の間で不連続的に大きくなる構造をしている。その後、310 V まではほとんどダークカレントが変化しない領域があり、それを過ぎると再び緩やかに増加していく。さらにバイアス電圧を上げていくと、あるところで突然ダークカレントが急激に大きくなり、ブレイクダウンを起こす。ブレイクダウンを起こすバイアス電圧は、温度を下げると減少していく。また、温度を 20 °C 下げるとダークカレントは約 1 桁小さくなることから分かる。

図 6.12 は横軸をゲインに変換したものである。いずれの温度の場合も、ゲインが 200 まではダークカレントの増加率は緩やかである。室温 (20 °C) においては、ゲイン 50 倍のときに約 3 nA である。

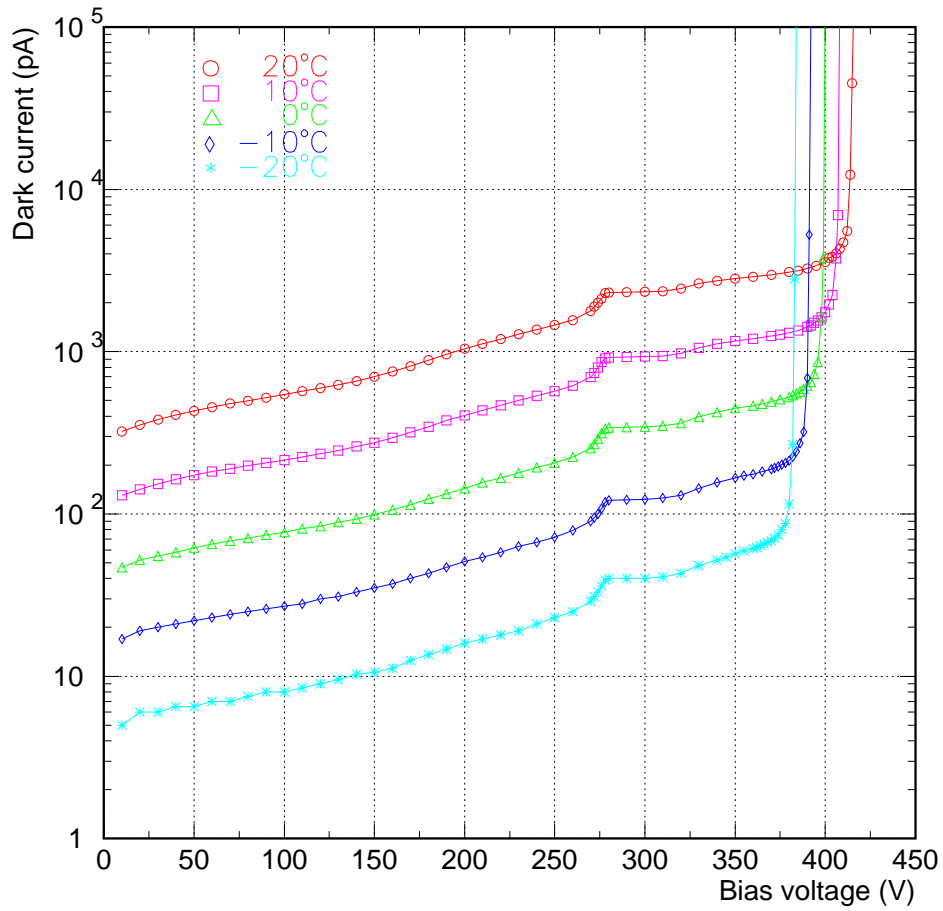


図 6.11: 32ch Si APD アレイ S8550 のダークカレントの測定結果。

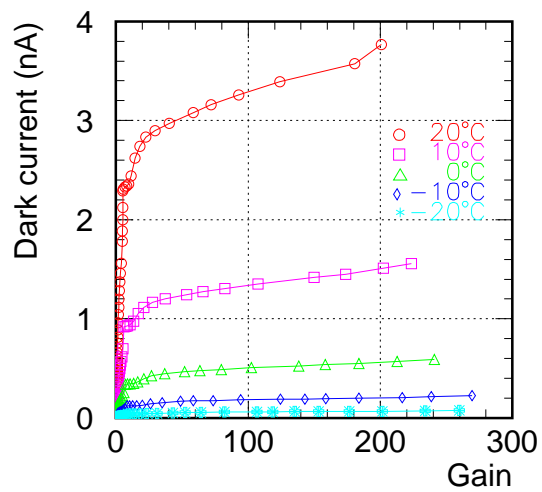


図 6.12: 32ch Si APD アレイ S8550 のダークカレントのゲイン依存性。

## ダークカレントの温度依存性

ダークカレントの温度依存性は式 (6.7) により

$$I_{dark} \propto \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (6.16)$$

のように表される。ただし、 $k_B$  は Boltzmann 定数、 $T$  は絶対温度である。また、 $\Delta$  は活性化エネルギーでシリコンの場合  $\Delta \sim 0.7$  eV である。したがって、横軸に  $1/k_B T$  をとって片対数グラフにダークカレントをプロットすれば直線にのるはずである。

図 6.13 は 32ch Si APD アレイ S8550 のダークカレントの温度依存性を示したもので、ゲイン  $M=1, 2, 10, 200$  について示した。それぞれについて、活性化エネルギーをパラメータとして式 6.16 でフィットした結果、測定点は直線にのり、 $\Delta = 0.65$  eV を得た。

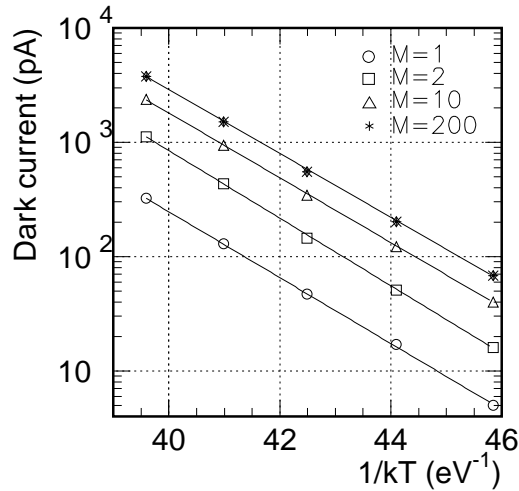


図 6.13: 32ch Si APD アレイ S8550 のダークカレントの温度依存性。

## 6.7 本章のまとめ

本章では、まず off-axis 前置検出器のうち特にシンチレータ飛跡検出器の読み出しに用いる光検出器の選択を行った。光検出器に対する以下の要請

- 低光量が読み出せること。
- 入射光量に対する線形性があること。
- 磁場中で使用できること。
- コンパクトであること。

を考慮して、APD を選択した。次に本研究で用いることにした 32ch APD アレイの基本特性の理解として、バイアス-ゲイン曲線とその温度依存性、およびダークカレントのバ

イアス依存性、温度依存性の測定を行った。その結果、ゲイン 50 倍におけるゲインのバイアス電圧係数は  $3.5\%/^{\circ}\text{C}$ 、温度係数は  $-3.5\%/^{\circ}\text{C}$  であり、ゲインを大きくしていくとこれらも大きくなっていくため、ゲインを数%以内の精度で安定に保つためには、バイアス電圧は 1 V より十分良い精度で、温度は  $1^{\circ}\text{C}$  より十分良い精度でそれぞれ安定に保つ必要があることが分かった。また、ダークカレントは室温 ( $20^{\circ}\text{C}$ ) においてゲイン 50 倍のときに約 3 nA で、一定のゲインの下では温度を下げることにより飛躍的にダークカレントを小さくできることが分かった。



## 第7章 フロントエンドエレクトロニクスの開発および特性の評価

APDはゲインが低いため、後段に低ノイズかつ高ゲインの増幅器が必要となる。また、膨大な数のチャンネルを読み出すためには信号のシリアル化などの工夫が必要となる。そこで、32ch APD アレイを読み出すためのフロントエンドエレクトロニクスの開発を行い、その特性の評価を行った。

### 7.1 32ch APD アレイ読み出し系の概要

図 7.1 に 32ch APD アレイ読み出し系の概略図を示す。APD 読み出し系は以下の 2 つからなる。

- フロントエンドボード

32ch APD アレイはフロントエンドボード上に実装される。32ch APD アレイの各チャンネルは AC カップリングにて VA の入力につながる。VA にて増幅・シリアル化された信号は差動出力となり、さらにオペアンプでそれぞれ増幅された後、4 m のケーブルを通して DAQ ボードに送られる。

- DAQ ボード

DAQ ボードでは、フロントエンドボードからのアナログ信号を差動増幅した後、12-bit flash ADC にてデジタル化する。また、DAQ ボードからはフロントエンドボードに対して  $\pm 5$  V の電源、および制御信号が送られる。

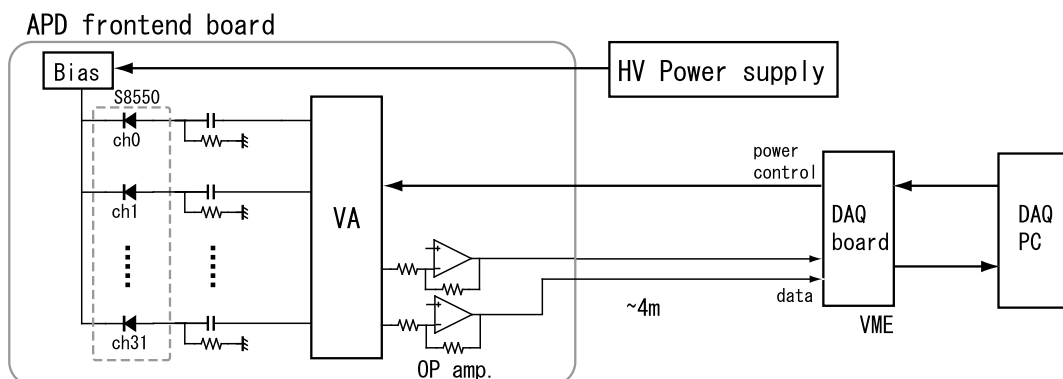


図 7.1: 32ch APD アレイ読み出し系の概略図。

### 7.1.1 VA

VA チップは、CMOS 回路により構成された ASIC (Application Specific Integrated Circuit) で、多チャンネルの入力ラインに対してそれぞれ charge sensitive preamplifier, slow shaper, sample&hold 回路を備えている。最終段に analogue multiplexer があり、多チャンネルの信号が1チャンネルにシリアル化されて出力される。前身は、欧州合同素粒子原子核研究機構 (CERN) においてシリコン検出器の読み出しのために開発された AMPLEX チップ [37]、Viking チップ [38, 39] である。

本研究では、IDEAS 社製の VA1 [40] を 32ch APD アレイの読み出しに用いることにした。VA1 は 128 チャンネルの入力ラインをもち、ゲインは  $\sim 12.5$  mV/fC、ダイナミックレンジは  $\pm 35$  fC までである。VA1 の主な特性を表 7.1 に示した。

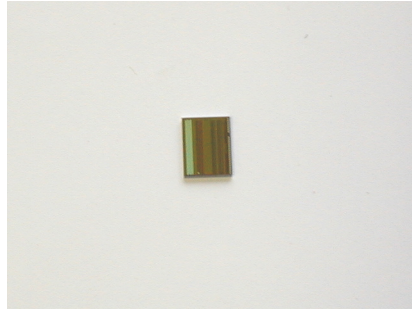


図 7.2: Ideas VA1 の写真。チップの左側に 128 ch の入力パッド、右側に VA の電源、制御信号の入力パッドおよびアナログ信号の出力パッドがある。

表 7.1: Ideas VA1 の特性 [40]。

Physical	Process	1.2 $\mu$ m N-well CMOS, double-poly, double-metal
	Die Size	6.18 mm $\times$ 4.51 mm, thickness $\sim$ 600 $\mu$ m
Electrical	Power rails	$V_{dd} = +2.0$ V, $V_{ss} = -2.0$ V
	Power dissipation	170 mW (1.3 mW/ch)
	Peaking time	1 $\mu$ s $\sim$ 3 $\mu$ s
	Gain	$\sim 12.5$ mV/fC
	Linear range	$\pm 35$ fC
	Noise (ENC)	Typ.: $180 + 7.5/\text{pF}$ e <sup>-</sup> rms for 1 $\mu$ s peaking time

## VA の読み出し原理

次に、VA の読み出し原理について説明する。図 7.3 は VA の 1 つのチャンネルについての概略図、図 7.4 は VA における 128 ch 信号のシリアル化の概略図を示している。また、図 7.5 は VA の制御信号のタイミングを表したものである。

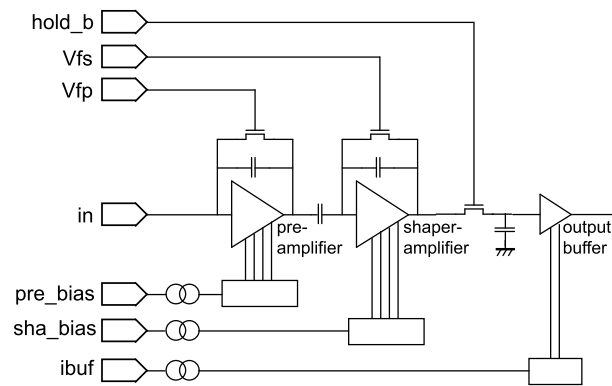


図 7.3: VA の 1 つのチャンネルについての概略図。各チャンネルに charge sensitive preamplifier, slow shaper, sample&hold 回路を備えている。

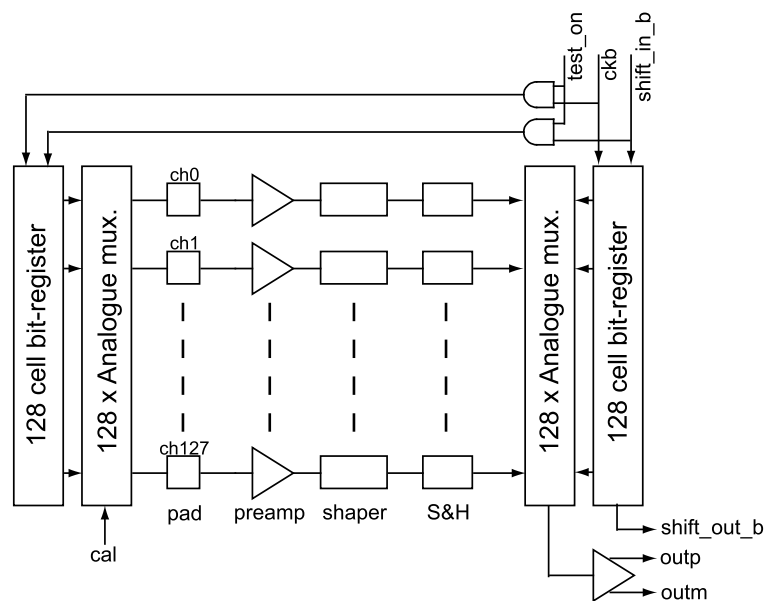


図 7.4: VA における 128 ch 信号のシリアル化の概略図。各チャンネルからの信号は analogue multiplexer によってシリアル化され、差動電流として出力される。

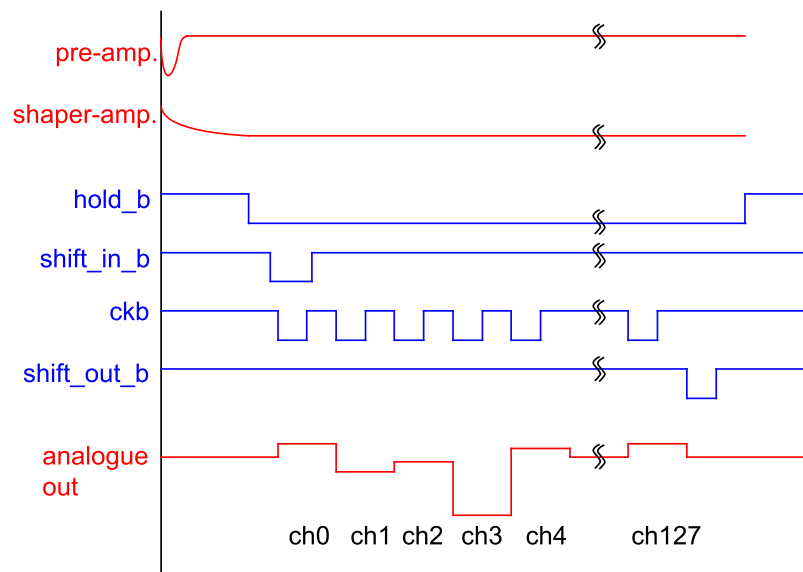


図 7.5: VA の制御信号のタイミング図。赤色がアナログ信号、青色がデジタル信号であることを表している。

表 7.2 に VA の動作を決めるバイアスパラメータの一覧を示した。これらのパラメータは、電圧または電流の形で与えられる。本研究では、フロントエンドボード上の抵抗分割により作り出された定電圧、定電流を用いた。また、表 7.3 には VA の制御信号の一覧を示した。本研究では、これらの制御信号は後述の DAQ ボードによって入出力が行われる。

以下では、これらの図および表を用いて VA の動作について説明する。

1. まず、あるチャンネルに入った信号は charge sensitive pre-amplifier で増幅される。pre-amp. の動作は 2 つのバイアスパラメータ "Vfp" および "pre\_bias" (表 7.2) によって決まり、入力の状態によってこれらを調整する必要がある (図 7.3)。
2. pre-amp. の出力は AC カップリングにて shaper-amplifier に入力される。shaper-amp. では、信号をユニポーラのパルスに整形し、入力電荷量から電圧への変換を行う。peaking time は信号の入力から約  $1 \mu\text{s}$  後であるが、これは shaper-amp. の 2 つのバイアスパラメータ "Vfs" および "sha\_bias" (表 7.2) を調節することにより可変である (図 7.3)。
3. shaper-amp. の後段には sample&hold 回路があり、外部からの "hold\_b" シグナルによってそのときの shaper-amp. の出力電圧が保持される。"hold\_b" シグナルは全チャンネル共通で、全チャンネルの出力電圧を同時に保持することができる (図 7.3)。
4. 各チャンネルの最終段にある output buffer は全チャンネルが 1 つにつながっていて全体として analogue multiplexer をなしている。multiplexer のチャンネル切り替えは shift register によって行われる。外部から "shift\_in\_b" 信号が入力されると bit-register が初期化されて 0 ch につながる。続いて、外部からの "ckb" 信号によ

表 7.2: VA のバイアスパラメータの一覧。

パラメータ	説明	推奨値
Vfp	pre-amplifier のフィードバック抵抗の制御電圧	-400 mV
pre_bias	pre-amplifier のバイアス電流	500 $\mu$ A
Vfs	shaper-amplifier のフィードバック抵抗の制御電圧	700 mV
sha_bias	shaper-amplifier のバイアス電流	22 $\mu$ A
ibuf	output-buffer のバイアス電流	140 $\mu$ A

表 7.3: VA の制御信号の一覧。

名称	説明	信号タイプ
holdb	sample&hold 回路のホールド信号	Logical
dreset	VA のデジタル回路のリセット信号	Logical
shift_in_b	VA の読み出しの開始信号	Logical
ckb	VA の読み出しのためのクロック信号	Logical
shift_out_b	VA の読み出しの終了信号	Logical
test_on	テスト信号入力ラインへの切替信号	Logical
cal	テスト信号入力ライン	Charge

て次々と出力チャンネルが切り替わり、信号のシリアル化が行われる。全てのチャンネルの出力が終わると VA チップから "shift\_out\_b" 信号が出力される (図 7.4, 図 7.5)。

5. シリアル化されたアナログ信号は最終的に buffer-amplifier を通して差動電流 "outp"、"outm" として出力される (図 7.4)。

なお、VA のロジック回路は外部からの "dreset" 信号により初期化される。

## テストモード

VA1 は内部に各チャンネルのキャリブレーション用の入力ラインも備えている。外部からの "test\_on" 信号が入力されると、pre-amp. への入力 that 通常の入力ラインからテスト信号入力ライン "cal" へと切り替わる。"cal" 信号の入力チャンネルの切り替えは入力ラインに用意された analogue mux./bit-register によって行われる。これは常に出力側の analogue mux./bit-register と同期して切り替わるため、一度に 1 つのチャンネルのみが測定可能となる (図 7.4)。外部からの矩形波を "cal" ライン上に実装されたコンデンサを通すことで、VA に  $Q = CV$  の電荷量が入力される。本研究では 0.5 pF のコンデンサを実装し、DAQ ボードから 0 ~  $\pm 2$  V の矩形波を入力することで、0 ~  $\pm 1$  pC のテスト電荷が 12 bit の精度で入力可能である。

### 7.1.2 後段増幅器

VA からのアナログ差動出力はフロントエンドボード上に実装されたオペアンプでそれぞれ増幅される。後段増幅器の目的は DAQ ボードまでの約 4 m のケーブルを伝送させる前に増幅することにより、S/N 比を大きくすることである。また、最終段の DAQ ボードはもともと光電子増倍管からの負のパルスの測定用に設計されているのに対し、32ch APD アレイ S8550 からの信号は正のパルスであるため、ここで信号の極性を反転させる。本研究では、後段増幅器の増幅率を 10 倍に設定した。

### 7.1.3 DAQ ボード

フロントエンドボードからのアナログ出力は 4 m の 40 極ケーブルを通して DAQ ボードに送られる。DAQ (Data AcQuisition) ボードは、VA からのアナログ出力のデジタル化および VA の読み出しシーケンス制御をおこなう VME 規格のモジュールで、K2K 実験における SciBar 検出器のために開発された [41]。DAQ ボードにおける VA からのアナログ出力のデジタル化の概要は以下のとおりである。

VA からのアナログ出力のレシーバー回路は図 7.6 に示したように 2 段の増幅器からなっている。増幅は主に前段のオペアンプで行い、後段で差動入力信号を受けている。ただし、本研究ではフロントエンドボード上に実装したオペアンプで既に 10 倍の増幅率を得ているため、DAQ ボード側の増幅率を通常の 1/10 に設定した。

レシーバー回路の出力は、12-bit flash ADC にて AD 変換される。flash ADC の入力レンジは 0 ~ +5 V であり、最大変換周波数は 10 MHz である。ただし、VA のペDESTAL レベルのばらつきを想定して、flash ADC の入力に +2.5 V のオフセットをかけることにより両極性を測定できるように設計した。そのため実効的なダイナミックレンジは 11 bit となっている。

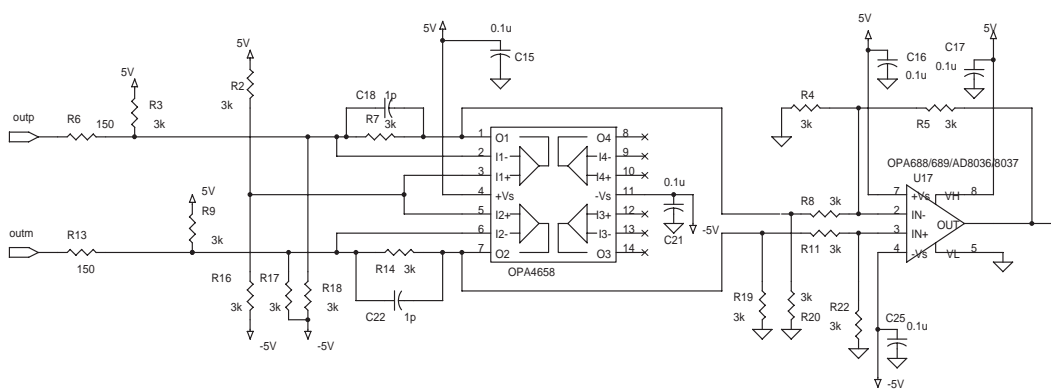


図 7.6: DAQ ボードにおける VA からのアナログ出力のレシーバー回路。

## 7.2 プロトタイプフロントエンドボードの性能評価

本研究では、32ch APD アレイ読み出し用のフロントエンドボードの開発にあたり、まずプロトタイプの製作を行った。この節では、製作したプロトタイプフロントエンドボードの性能を評価する。

まず、プロトタイプの概要を述べた後、講じたノイズ対策およびコモンモードノイズについて述べる。次に、VA のバイアスパラメータの最適化を行った後、読み出しエレクトロニクスの性能評価を行った。

### 7.2.1 プロトタイプフロントエンドボード

図 7.7 に今回製作したプロトタイプフロントエンドボードを示す。ボード中央に VA チップ、左側に 32ch APD アレイ、上部に 1ch APD を実装した。

このプロトタイプフロントエンドボードでは、32ch APD アレイはシグナルラインの長さが両アレイに対して対称ではなく、片側のアレイと VA の距離ができる限り短くなるように配置されている。これは、シグナルラインが長くなると浮遊容量が大きくなって VA のノイズが増大することが予想されるので、シグナルラインが短いチャンネルと長いチャンネルを作って、その違いを見るためにこのようなデザインにした。

APD の各チャンネルと VA との結合形態は AC カップリングを選択した。一般に、VA のノイズレベルは入力容量に比例するため、AC カップリングのように余計な容量を増やすことは望ましくない。しかし、32ch APD アレイのダークカレントは前章の結果より常温で数 nA のオーダーであり、またブレークダウンを起こした場合に VA を破壊しないようにするため、本研究では AC カップリングにした。なお、コンデンサの容量と抵抗値は、APD の端子間容量 (10 pF @M=50) に比べて小さく、かつ APD からのシグナルを減衰させないように 2 pF、100 k $\Omega$  を選択した。

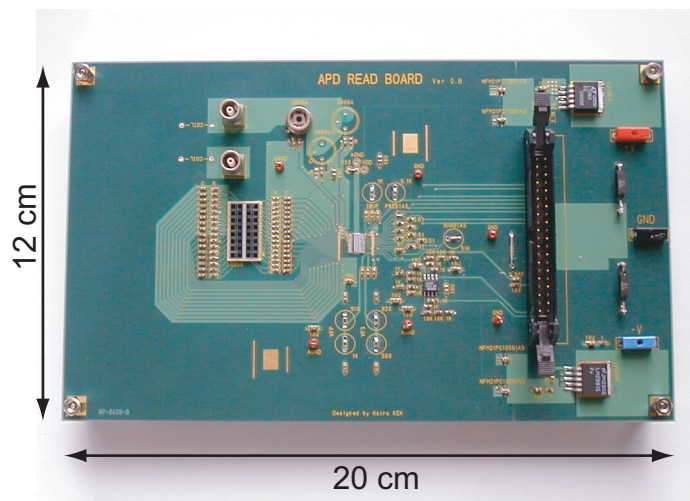


図 7.7: フロントエンドボードの試作版。ボード中央に VA チップ、その左側に 32ch APD アレイ、上部に 1ch APD が見える。

また、今回のボードではVAの入力チャンネルが128chに対し、1つの32ch APD アレイおよび3つの1ch APDを実装できるようになっているが、残りの93chについては入力に何もつながっていない状態になっている。これらのチャンネルでは、純粹にVAより後段のノイズレベルを見ることができると考えられる。そこで本研究では、これらのチャンネルのノイズレベルを見ながらVAのバイアスパラメータの調整を行い、VAより後段のノイズレベルの評価を行う。その後、実際のAPD読み出しに用いるチャンネルに合わせてVAのバイアスパラメータの再調整を行う、という手順をとることとする。

## 7.2.2 ノイズ対策

製作したフロントエンドボードはそのままではノイズが非常に大きく、ノイズ対策が必要であった。以下にその症状と行った対策を述べる。

- VAの電源ライン

APDを実装する以前に各チャンネルのベDESTALが数Hz程度の周波数でふらついていた。このふらつきはVAの全てのチャンネル(APDにつながらないチャンネルも含む)で同期して現れていたため、VAの電源ラインからのノイズを疑った。対策として、VAの電源ラインおよびVAの各種バイアスパラメータを決定する箇所に、100 pFのセラミックコンデンサと100  $\mu$ Fの電解コンデンサをバイパスコンデンサとして実装したところ、このノイズは解決した。

- APDバイアス電源のGND

APDのバイアス電源のケーブルを接続すると、電源を切っている状態においてもVAの全てのチャンネル(APDにつながらないチャンネルも含む)のベDESTALが非常に不安定になった。これはAPDのバイアス電源のGNDを通してノイズ電流がボード上に伝導したためだと考えられる。そこで、バイアス電源のGNDとボードのGNDの間のインピーダンスを小さくするように太いケーブルでつないだところ、解決した。

- APDバイアス電源ライン

さらに、APDにバイアスをかけていくとAPDにつながっているチャンネルだけノイズが大きくなる症状が現れた。これはAPDのバイアス電源が不安定であるためだと考え、バイアス電源ラインに450 V 耐圧4.7  $\mu$ Fの電解コンデンサを実装したところ、解決した。

図7.8は、上記のノイズ対策を行った末のフロントエンドボードの様子である。ボードの裏面に多くのバイパスコンデンサを実装した。実機ではボード上に実装できるようなデザインにする必要がある。



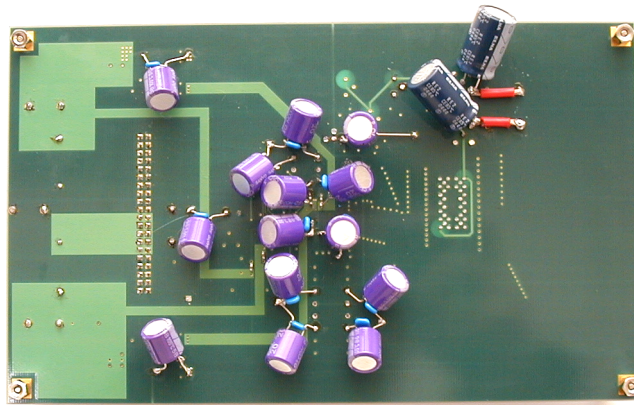


図 7.8: フロントエンドボードのノイズ対策。写真はフロントエンドボードの裏面。VA の電源ラインと GND の間に 100 pF のセラミックコンデンサと 100  $\mu$ F の電解コンデンサ、APD バイアス電源ラインと GND の間に 450 V 耐圧 4.7  $\mu$ F の電解コンデンサを実装し、APD バイアス電源の GND とボードの GND を太いケーブルでつないだ。

### 7.2.3 コモンモードノイズ

ノイズはその伝導形態によりノーマルモードノイズとコモンモードノイズの2種類に分けられる。ノーマルモードノイズは信号ライン間や電源ライン間に発生するノイズで、ノイズ電流の方向はそれぞれ逆向きとなる。これらのノイズは信号ライン間や電源ライン間にバイパスコンデンサ等のフィルタを使用して対策する。

一方、コモンモードノイズは信号ラインや電源ラインと GND 間に発生するノイズで、ノイズ電流の方向は同じ向きとなる。これらのノイズは両信号ライン、両電源ラインのそれぞれにフィルタを使用して対策する。

コモンモードノイズは一般的に低周波であり、それに比べて VA の読み出しにかかる時間は十分短いので、あるイベント  $i$  における各チャンネルの ADC 値  $a_j(i)$  を用いてコモンモード  $c(i)$  を以下のように算出することができる。

$$c(i) = \langle a_j \rangle (i) \equiv \frac{1}{N_{ch}} \sum_{j=1}^{N_{ch}} a_j(i) \quad (7.1)$$

図 7.9 はコモンモードの時間変動を示したものである。横軸はイベント番号、すなわち時間に対応し、全測定時間は 10 秒であった。コモンモードは、振幅が大きくて比較的速い成分と、周期が 200 イベント程度のゆっくりとしたうねりの 2 成分でふらついていることが分かる。これがコモンモードノイズで、ノイズ源が少なくとも 2 種類あることを示唆している。

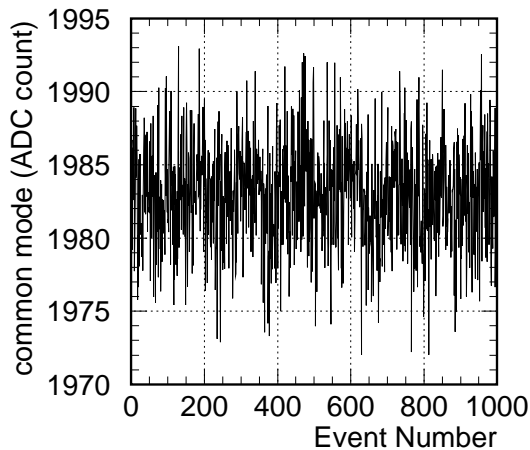


図 7.9: コモンモードの時間変動。横軸はイベント番号で、100 Hz のトリガーでとったデータである。振幅が大きくて比較的速い成分と、周期が 200 イベント程度のゆっくりとしたうねりの 2 成分でふらついている。

図 7.10 はあるチャンネルのペDESTALと上で算出したコモンモードとの相関を見たもので、両者の ADC カウントには正の相関があり、このチャンネルにコモンモードノイズがのっていることが分かる。そこで、イベントごとにこのチャンネルの ADC 値からコモンモードを差し引いたところ、このチャンネルのペDESTALの ADC 分布は図 7.11 のようになった。コモンモードを差し引く前は分布の RMS が 5.8 カウントであったものが、コモンモードを差し引くことにより 4.4 カウントになった。

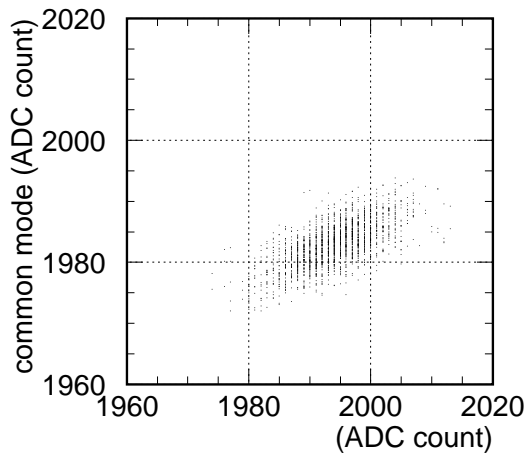


図 7.10: あるチャンネルのペDESTALとコモンモードの相関。両者のADCカウントには正の相関があり、このチャンネルにコモンモードノイズがのっていることが分かる。

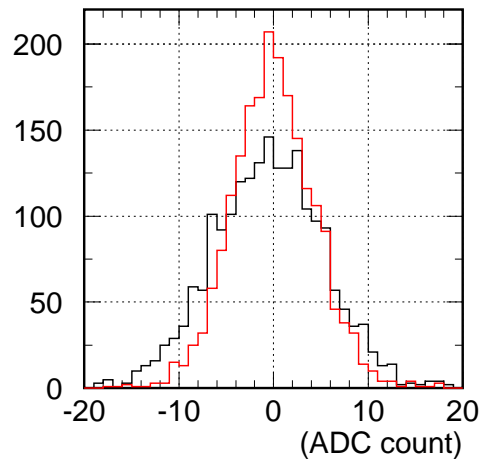


図 7.11: コモンモードを差引く前 (黒色) と後 (赤色) のあるチャンネルのペDESTAL。コモンモードを差し引くことにより、ペDESTALのRMSは5.8カウントから4.4カウントになる。

以上のようにコモンモードノイズは原理的にオフラインで除去可能であるが、読み出し系の信頼性の問題としてハードウェアの段階で対処しておくことが望ましい。対処法としては、

- 信号ライン、電源ラインへのバイパスコンデンサの実装
- ボード上の電源ライン、GND層のレイアウトの改良

などが考えられるが、これらは今後の課題である。

#### 7.2.4 VAのバイアスパラメータの調整

以下では、入力に何もつながっていないVAのチャンネルを使って、そのチャンネルのノイズレベルが小さくなるようにVAのバイアスパラメータの調整を行った。最初に全パラメータを推奨値に合わせ、それから pre-amp., shaper-amp., output-buffer の順に調整していった。最適値の決定は、ノイズレベル、テストパルスに対する出力波形、peaking time を考慮に入れて行った。

テストパルスに対する出力波形は、DAQボードの差動増幅の後にプローブをあててオシロスコープにて観測する。また、ノイズレベルの評価は、ENC (Equivalent Noise Charge) を用いる。ENCの算出方法は、

$$\text{ENC} [e^- \text{ RMS}] = \frac{(\text{ペDESTALのRMS}) [\text{ADCcount}]}{(\text{テスト電荷によって測定したゲイン}) [\text{ADCcount/fC}] \cdot e} \quad (7.2)$$

である。ここで、 $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$  は素電荷である。

### 1. $V_{fp}$ (nominal: $-200$ mV)

$V_{fp}$  は pre-amplifier のフィードバック抵抗の制御電圧を与えるバイアスパラメータである。 $V_{fp} < -500$  mV では安定に動作しなくなる。 $V_{fp}$  を正の方向へ変化させていくと、出力波形にオーバーシュートが現れてくる。図 7.12 は  $V_{fp}$  を変えたときのノイズレベル(左図)と peaking time (右図) の変化を示している。バイアス電圧を正の方向に変化させていくと、peaking time は緩やかに短くなっていくことが分かる。また、ノイズレベルはバイアス電圧を正の方向に変化させていくと大きくなっていく。したがって、本研究においては  $V_{fp} = -400$  mV に調整した。

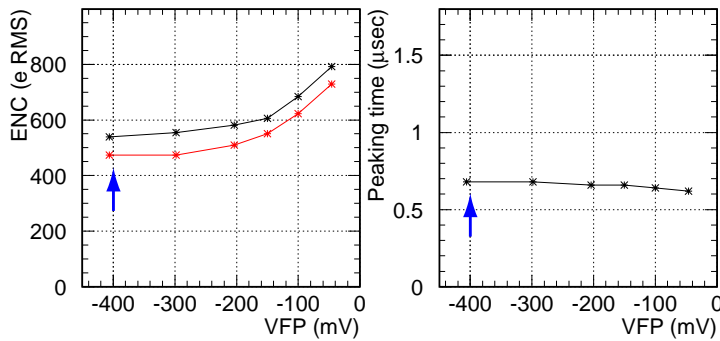


図 7.12:  $V_{fp}$  を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化。ノイズレベルはコモンモードを差し引く前(黒)と後(赤)について示した。本研究では矢印で示した値を選択した。

### 2. Pre\_bias (nominal: $500$ $\mu$ A)

Pre\_bias は pre-amplifier のバイアス電流を与えるパラメータである。図 7.13 は pre\_bias を変えたときのノイズレベル(左図)と peaking time (右図) の変化を示している。バイアス電流を小さくしていくと、ノイズレベルは大きくなっていくことが分かる。逆にバイアス電流を大きくしていくと、 $700$   $\mu$ A 以上ではノイズレベルも peaking time もほとんど変化しなくなる。そこで、本研究では pre\_bias= $700$   $\mu$ A を選択した。

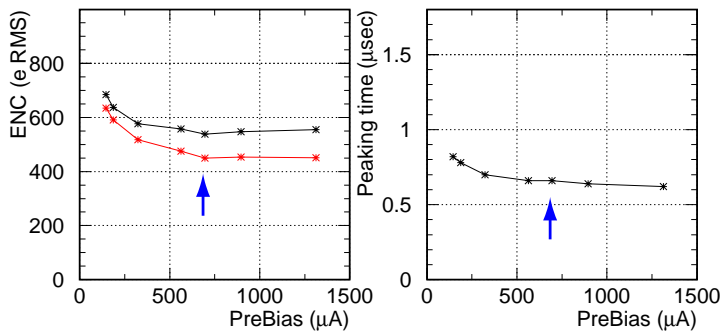


図 7.13: Pre\_bias を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化。ノイズレベルはコモンモードを差し引く前(黒)と後(赤)について示した。本研究では矢印で示した値を選択した。

### 3. Sha\_bias (nominal: 22 $\mu\text{A}$ )

sha\_bias は shaper-amplifier のバイアス電流を与えるパラメータで、shaper-amp. の peaking time を決定するパラメータの1つである。図 7.14 は sha\_bias を変えたときのノイズレベル(左図)と peaking time (右図)の変化を示している。バイアス電流を大きくしていくと peaking time が短くなっていくことが分かる。一方で、ENC はほとんど変化していない。そこで本研究では、約 1  $\mu\text{s}$  の peaking time を実現する 10  $\mu\text{A}$  に調整した。

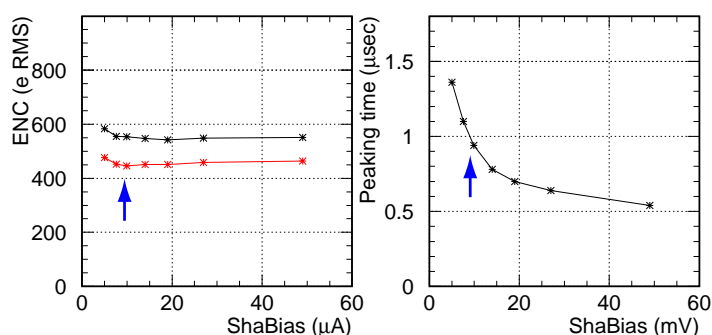


図 7.14: Sha\_bias を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化。ノイズレベルはコモンモードを差し引く前(黒)と後(赤)について示した。本研究では矢印で示した値を選択した。

### 4. Vfs (nominal: +700 mV)

Vfs は shaper-amplifier のフィードバック抵抗の制御電圧を与えるバイアスパラメータで、sha\_bias とともに shaper-amp. の peaking time を決定するパラメータである。図 7.15 は Vfs を変えたときのノイズレベル(左図)と peaking time (右図)の変化を示している。バイアス電圧を大きくしていくと、peaking time は短くなっていくことが分かる。一方、コモンモードを差し引いた後のノイズレベルを見ると、バイアス電圧を大きくしていくと ENC は大きくなっていく。本研究では、約 1  $\mu\text{s}$  の peaking time を実現する 500 mV に調整した。

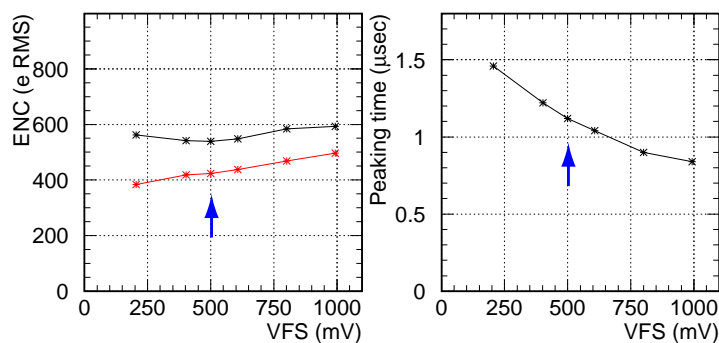


図 7.15: Vfs を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化。ノイズレベルはコモンモードを差し引く前(黒)と後(赤)について示した。本研究では矢印で示した値を選択した。

### 5. ibuf (nominal: 140 $\mu\text{A}$ )

ibuf は output-buffer のバイアス電流を与えるパラメータで、2つの差動信号の間に流れるテイル電流を決定する。すなわち、ダイナミックレンジが変化する。図 7.16 は ibuf を変えたときのノイズレベル(左図)と peaking time (右図) の変化を示している。バイアス電流を大きくしていくと、ノイズレベルは大幅に小さくなる。これは、バイアス電流を大きくすると VA のゲインが大きくなり、S/N が良くなるためだと考えられる。すなわち、これらのノイズは VA より後段でのっていることを示唆している。一方で、VA のすぐ後段のオペアンプのゲインを変化させると、それに応じてノイズの大きさも変化したため、オペアンプよりは前段でのっていることになる。今回の測定においては、これ以上のノイズ源の特定には至らなかった。

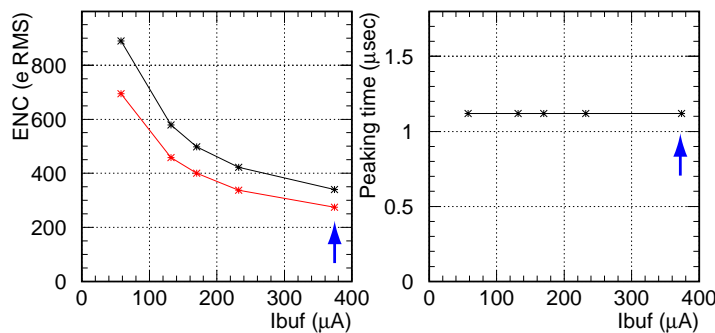


図 7.16: ibuf を変えたときのノイズレベルと peaking time の変化。ノイズレベルはコモンモードを差し引く前(黒)と後(赤)について示した。本研究では矢印で示した値を選択した。

上記の調整を行ったあと、入力に何もつながっていない全てのチャンネルのノイズレベルを測定した結果、図 7.17 のようになった。ただし、入力に何もつながっていないチャンネルは全部で 93 チャンネルあるうち、3つのチャンネルはテストパルスに対して応答がなかったため除いてある。図は残り 90 チャンネルについてコモンモードを差し引いた後の ENC のヒストグラムで、平均 ENC は  $290 e^- \text{ RMS}$  であった。これが、VA より後段のエレクトロニクス全体のノイズレベルを表している。

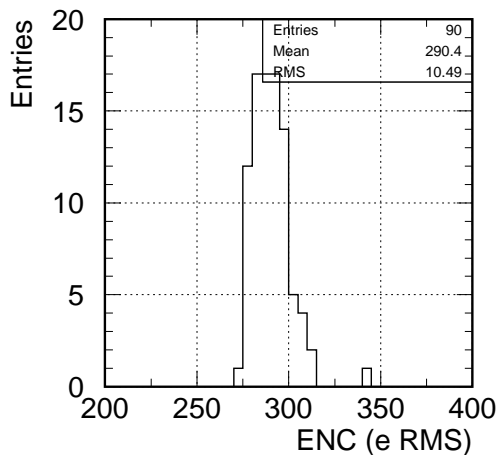


図 7.17: 入力に何もつながっていないチャンネルのノイズレベル。VA より後段のエレクトロニクス全体のノイズレベルを表している。平均 ENC は  $290 e^- \text{ RMS}$ 。

## APD 読み出しに用いるチャンネルの最適化

図 7.18 に約 2 fC のテスト電荷を入れたときの VA の出力波形を、入力に何もつながっていないチャンネル、および APD 読み出しに用いるチャンネルについてそれぞれ示した。入力に何もつながっていないチャンネルは、全てのチャンネルにおいて左図のような出力波形が観測された。peaking time は約 1  $\mu$ s で、波高は約 200 mV である。一方、APD 読み出しに用いるチャンネルでは、右図のように peaking time が約 600 ns と短く、オーバーシュートが観測された。また、波高も約 150 mV で、入力に何もつながっていないチャンネルに比べて小さい。

一般にテストモードでの動作においては、入力信号ラインはテスト電荷の入力ラインへ切り替わっているため、出力波形は VA の入力パッドの先の状態には依存しないと考えられる。しかし、今回のプロトタイプフロントエンドボードにおいては上記のような症状が現れた。この原因としては、以下の 2 つが考えられる。

- VA が見る入力容量の違いにより、pre-amp. の動作が変わってしまった。
- ワイヤーボンディングの際の熱または衝撃で VA の pre-amp. が何らかのダメージを受けてしまった。

もし前者ならば、ワイヤーを外せば入力に何もつながっていない状態になるので出力波形は元に戻るはずである。そこで、右図のような症状が現れている 1 つのチャンネルのワイヤーを意図的に外してみたが、出力波形は改善されなかった。したがって、後者の可能性が高い。

このような出力波形であっても、次の節でみるように入力電荷に対するリニアリティは失われていないため、問題の解決は今後の課題とし、今回はこの読み出し系で十分な性能が出るかどうかをまずテストすることにした。

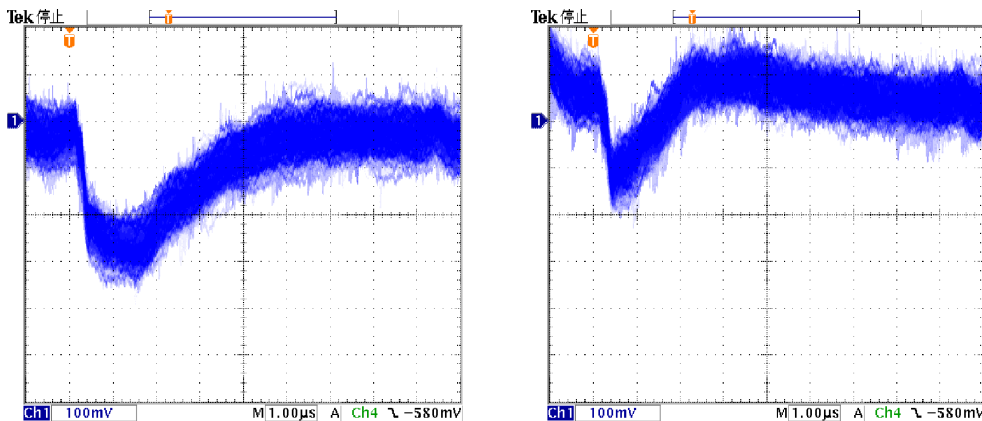


図 7.18: 約 2 fC のテスト電荷を入れたときの VA の出力波形。左図は入力に何もつながっていないチャンネル、右図は入力に APD 読み出しに用いるチャンネル。APD 読み出しに用いるチャンネルの出力波形は入力に何もつながっていないチャンネルに比べて peaking time が短く、オーバーシュートがある。

次に、APD 読み出しに用いるチャンネルに対して実際の動作環境に合わせて VA のバイアスパラメータを再調整する。一般にダークカレントが存在する場合、VA のバイアスパラメータは以下のように調整するのが良いとされている。

- $V_{fp}$  を正の方向に近づける。
- peaking time を短くする。

しかし、今回のプロトタイプフロントエンドボードではこのような調整を行っても効果はなかった。これは、このボードのノイズレベルは、ダークカレント以外の何らかの外来ノイズに起因するもので決まってしまうと、ダークカレントに起因するノイズは隠れてしまっているためだと考えられる。ノイズレベルの定量的な考察は、第 7.2.6 節で行うことにする。表 7.4 に、最終的に決定した VA のバイアスパラメータ値を示す。

表 7.4: 本研究で選択した VA のバイアスパラメータ値

パラメータ	推奨値	本研究の選択	単位
$V_{fp}$	-200	-400	mV
Pre_bias	500	700	$\mu A$
$V_{fs}$	+700	+500	mV
Sha_bias	22	10	$\mu A$
Ibuf	140	380	$\mu A$

### 7.2.5 リニアリティおよびゲインの測定

ここでは、テスト電荷を用いて APD 読み出しに用いるチャンネルのリニアリティおよびゲインの測定を行った。図 7.19 に、あるチャンネルの入力テスト電荷に対するリニアリティの測定結果を示した。左図は、横軸が入力電荷量、縦軸は各入力電荷に対して得られた ADC 分布をガウシアンでフィットしたときの中心値である。入力電荷量が小さい領域 ( $|Q| < 5$  fC) で直線フィットを行って、このチャンネルのゲイン

$$62.6 \pm 0.4 \text{ counts/fC} \quad (7.3)$$

を得た。ここで、ゲインに対する誤差は直線フィットによるもので統計誤差のみが考慮されている。また、右図はこの直線フィットからのずれを表したもので、

$$(\text{直線フィットからのずれ}) [\%] = \frac{(\text{直線による予想値}) - (\text{測定値})}{(\text{直線による予想値})} \times 100 \quad (7.4)$$

によって算出した。図から、正の電荷に対しては約 40MIP の光量に対応する 30 fC まで  $\pm 1\%$  以内のずれにおさまっていることが分かる。他の全チャンネルのリニアリティを見たところ、正の電荷に対しては  $\pm 2\%$  以内のずれにおさまっていた。負の電荷に対してはリ



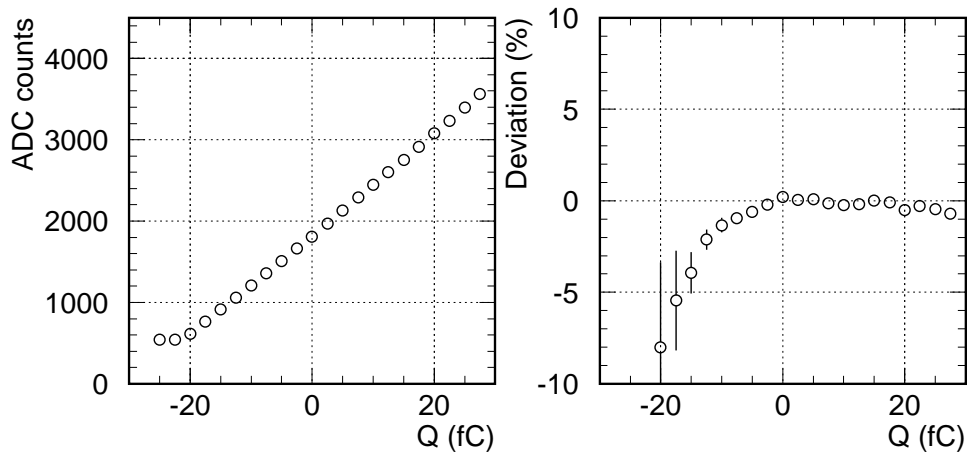


図 7.19: APD 読み出しに用いるチャンネルの入力テスト電荷に対するリニアリティの測定結果。右図は、直線フィットからのずれを表している、正の電荷に対しては、約 40MIP の光量に対応する 30 fC まで  $\pm 1\%$  以内におさまっている。

ニアリティが悪いが、APD からの信号は正の電荷量なので APD 読み出し用のエレクトロニクスとしては十分な性能が得られている。

次に、APD 読み出しに用いる全 35 チャンネルについて、同様に入力テスト電荷に対するリニアリティの測定を行い、入力電荷量が小さい領域 ( $|Q| < 5 \text{ fC}$ ) で直線フィットを行って、全てのチャンネルのゲインを求めた。その結果を図 7.20 に示す。横軸はチャンネル、縦軸はそのチャンネルのゲインを表している。

全 35 チャンネルのうち 7 チャンネルについてはテスト電荷に対して全く応答がなかった。また、それ以外のチャンネルでもゲインが低いチャンネルが多く存在している。これらの症状は主に後半のチャンネル (20 チャンネル目以降) に多く見られる。前半のチャンネルと後半のチャンネルの相違点は、

- 後半のチャンネルは APD と VA の入力間のシグナルラインが長い。
- 32ch APD アレイは 2 つの独立したアレイからなっており、前半のチャンネルと後半のチャンネルはそれぞれ異なるアレイに属している。

である。ここで、VA の入力につながっているワイヤーを外しても症状は改善しなかったため、入力ラインが長いことは原因とは考えにくい。したがって、片側の APD アレイに何らかの原因があり、VA の pre-amp. が破壊されてしまったと考えられる。

一方、特に前半のチャンネルでは、各チャンネルのゲインは多少ばらつきがあるが、およそ 60~80 counts/fC であった。これによると、MIP に対して 45~60 counts が期待される計算になり、APD 読み出し用のエレクトロニクスとしてはほぼ要求を満たしている。

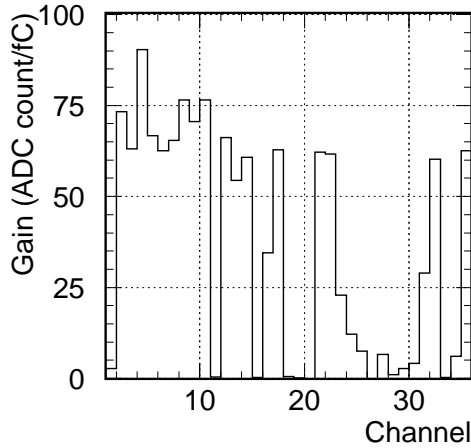


図 7.20: APD 読み出しに用いるチャンネルのゲインの測定結果。テスト電荷に対して応答しないチャンネルが多く存在する。

### 7.2.6 ノイズレベルの評価

最後に、APD 読み出しに用いるチャンネルのノイズレベルの評価を行った。図 7.21 は APD 読み出しに用いる各チャンネルのノイズレベルを ENC で表したものである。ただし、前節におけるゲイン測定でテスト電荷に対して応答しなかったチャンネルについては除いてある。APD 読み出しに用いるチャンネルのノイズレベルはおおよそ  $1000 \sim 2000 e^-$  RMS であった。最もノイズレベルの小さなチャンネルでは約  $1000 e^-$  RMS であり、最小イオン化粒子 (MIP) がシンチレータ飛跡検出器を 1 cm 通過するときを期待される光量に対し、 $S/N \sim 5$  が期待できる。したがって本研究では、このチャンネルを用いて、APD 読み出し系のテストを行う。

以下では、このノイズが何に由来するノイズであるかを考察する。VA のノイズレベルについては様々な議論および測定がなされている [39, 42]。それらによると、VA のノイズレベルは主に VA の入力負荷容量に起因するノイズ ( $ENC_{load}$ ) と検出器のダークカレントに起因するノイズ ( $ENC_{dark}$ ) によって次のように見積もることができる。

$$ENC_{total} = \sqrt{(ENC_{dark})^2 + (ENC_{load})^2} \quad (7.5)$$

ここで、入力負荷容量  $C_d$  によるノイズレベルは、

$$ENC_{load} [e^- \text{ RMS}] = \frac{200 + 8 \times C_d [\text{pF}]}{\sqrt{\tau_p [\mu\text{s}]}} \quad (7.6)$$

と表せることが分かっている。ただし、 $\tau_p$  は VA の peaking time である。この式から、入力負荷容量によるノイズは VA の peaking time を長くした方が小さくできることが分かる。一方、検出器のダークカレント  $I_d$  によるノイズレベルは、

$$ENC_{dark} [e^- \text{ RMS}] = 106 \times \sqrt{\tau_p [\mu\text{s}] \cdot I_d [\text{nA}]} \quad (7.7)$$

と表される。よって、ダークカレントによるノイズは peaking time を長くすると大きくなることが分かる。

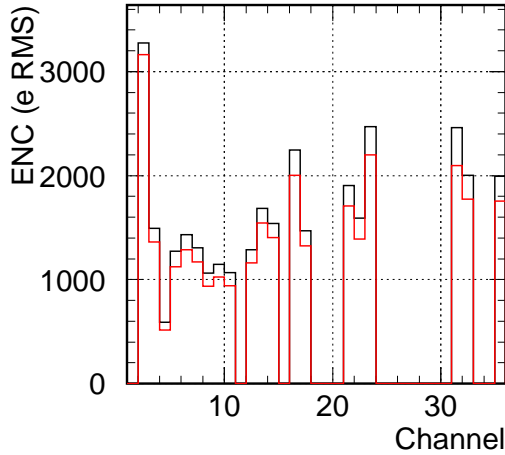


図 7.21: APD 読み出しに用いるチャンネルのノイズレベルの測定結果。テスト電荷に対して応答しないチャンネルについては除いてある。黒線が共通モードを差し引く前、赤線が共通モードを差し引いた後の ENC を表している。

まず、VA の入力に何もつながっていないチャンネルについては、 $\tau_p \sim 1.1 \mu\text{s}$  であり、入力負荷容量  $C_d = 0$  およびダークカレント  $I_d = 0$  なので、予想されるノイズレベルは

$$\text{ENC} = \frac{200}{\sqrt{1.1}} = 190 e^- \text{ RMS} \quad (7.8)$$

である。これに対し、実際に観測されたノイズレベルは  $\text{ENC} \sim 290 e^- \text{ RMS}$  なので

$$\text{ENC} = \sqrt{290^2 - 190^2} = 220 e^- \text{ RMS} \quad (7.9)$$

程度のノイズが VA の後段から入ってきていると考えられる。

次に、APD 読み出しに用いているチャンネルについては、 $\tau_p \sim 0.6 \mu\text{s}$ 、また、APD の端子間容量  $C_d \sim 10 \text{ pF}$ 、および 1 チャンネルあたりのダークカレント  $I_d \sim 3 \text{ nA}$  なので、これらから予想されるノイズレベルは

$$\begin{aligned} \text{ENC} &= \sqrt{\left(\frac{200 + 8 \times 10}{\sqrt{0.6}}\right)^2 + (106 \times \sqrt{0.6 \times 3})^2} \\ &= \sqrt{361^2 + 142^2} = 388 e^- \text{ RMS} \end{aligned} \quad (7.10)$$

となる。これに対し、観測されたノイズレベルは  $\text{ENC} \sim (1000 \sim 2000) e^- \text{ RMS}$  であり予想値よりもはるかに大きい。このうち、VA より後段から入ってくるノイズについては VA の入力に何もつながっていないチャンネルのノイズレベルから  $\text{ENC} \sim 220 e^- \text{ RMS}$  と求まっているので、大部分のノイズは VA の入力ラインから入っていると考えられる。このノイズの原因を特定して取り除くことが、今後実用化に向けての重要な課題である。

### 7.3 本章のまとめ

本章では、32ch APD アレイを読み出すための低ノイズ・高ゲインのフロントエンドエレクトロニクスの開発を行った。32ch APD アレイからの信号の増幅、シリアル化には IDEAS 社の VA1 を使い、信号のデジタル化および VA の制御には K2K 実験における

SciBar 検出器のために開発された VME 規格の DAQ ボードを用いることにした。今回の測定においては、まずプロトタイプフロントエンドボードを製作し、その性能評価を行った。得られた結果は、

- 各チャンネルの入力電荷に対するリニアリティのずれは、約 40MIP の光量に対応する 30 fC まで  $\pm 2\%$  以内におさまっていた。
- APD 読み出しに用いるチャンネルのゲインはおよそ 60~80 counts/fC であった。
- APD 読み出しに用いるチャンネルのノイズレベルは ENC でおよそ 1000~2000  $e^-$  RMS であった。このレベルは VA に期待されるノイズレベルよりはるかに大きく、入力に何もつながっていないチャンネルとの比較から、VA の入力ラインからノイズがのっている可能性が高い。

で、これらは APD 読み出しエレクトロニクスに対する要求をほぼ満たしている。しかし、残された問題も多い。主な課題を挙げると、

- ハードウェアの段階におけるコモンモードノイズ対策。
- 入力に何もつながっていないチャンネルと APD 読み出しに用いるチャンネルの出力波形が異なる原因の究明。
- APD 読み出しに用いるチャンネル間のゲインおよびノイズレベルがばらつく原因の究明および対策。

となる。

## 第8章 32ch APD 読み出し系の性能評価

この章では、プロトタイプフロントエンドボードを用いて、実際に波長変換ファイバーからの微弱光の測定を行って、32ch APD 読み出し系の性能を評価する。

### 8.1 LED からのパルス光を用いた性能評価

#### 8.1.1 測定装置

まず、この測定におけるセットアップを図 8.1 に示す。LED からのパルス光を波長変換ファイバーに吸収・再発光させ、ファイバー中を伝送してきた光を片方のファイバー端に取り付けた 32ch APD 読み出し系で読み出す。32ch APD アレイの受光面のピクセルサイズは  $1.6\text{ mm} \times 1.6\text{ mm}$  であるため、隣のチャンネルに光が漏れないようにピクセルサイズより小さめの  $1.0\text{ mm}$  径のファイバーを用いることにした。もう一方のファイバー端には 2 インチの光電子増倍管 (PMT) を取り付けて実際に APD に入った光量をモニターする。また、セットアップ全体を恒温槽内に入れて温度を一定に保った。

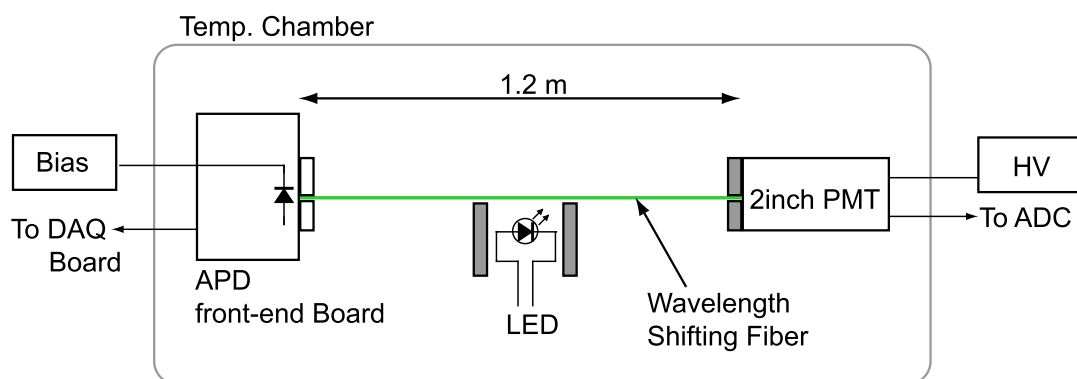


図 8.1: LED による APD 読み出し系の性能評価のセットアップ。

- 青色 LED: NICHIA NSPB500S

$T_a = 25\text{ }^\circ\text{C}$ 、 $I_F = 20\text{ mA}$  において発光波長域は FWHM で  $450\text{--}480\text{ nm}$ 、最大発光波長は  $470\text{ nm}$ 、指向特性<sup>1</sup>は  $2\theta_{1/2} = 15\text{ deg}$ 。

<sup>1</sup>光の出力角度範囲を FWHM で表したもの。

- **波長変換ファイバー: Kuraray Y-11 (200) MSJ  $\phi$ 1.0 mm**  
コアの周りを2重のクラッドが包んでいるマルチクラッド型のファイバーで、最大吸収波長は430 nm、最大発光波長は476 nm。ただし、短波長側は伝送中に減衰して、約50 cmを伝送後のピーク波長は510 nm。
- **Pulse Generator: HEWLETT PACKARD MODEL 8013A**  
パルス幅は10 ns-1 s、周波数は1 Hz-50 MHzの間で連続的に可変であり、最大出力電圧は5V。
- **CAMAC 12-bit Charge Sensitive ADC**  
ダイナミックレンジは0 ~ -1000 pC、すなわち分解能は0.25 pC/count。
- **HV Power Supply: HAMAMATSU MODEL C3350**  
最大出力電圧は $\pm$ 3000 V、最大出力電流は10 mA。
- **Temperature Chamber: ETAC HIFLEX FL211C**  
実現可能な温度範囲は $-20$  °C ~  $+100$  °Cで、恒温槽内の温度分布は $\pm$ 0.5 °C、温度変動幅は $\pm$ 0.3 °C、温度分解能は0.1 °C。測定中は、APDの近傍に設置した温度センサーにより温度をモニターしていて、その結果0.1 °C以内で安定していた。

次に、データ収集のための回路図を図8.2に示す。この測定においては全てのトリガーは、クロックによって生成される。クロックからの信号をゲートジェネレータに入力してADCのゲートを生成する。同時にゲートジェネレータからの信号はEvent LAM Registerおよびパルサーに入力される。CAMACおよびVMEとの通信中に次のトリガーが出力されないようにするために、Event LAM Registerのビジー信号をゲートジェネレータのVETOとして用いる。パルサーからは、LEDを発光させるためのパルスを出力すると同時に、DAQボードのトリガー信号を出力する。

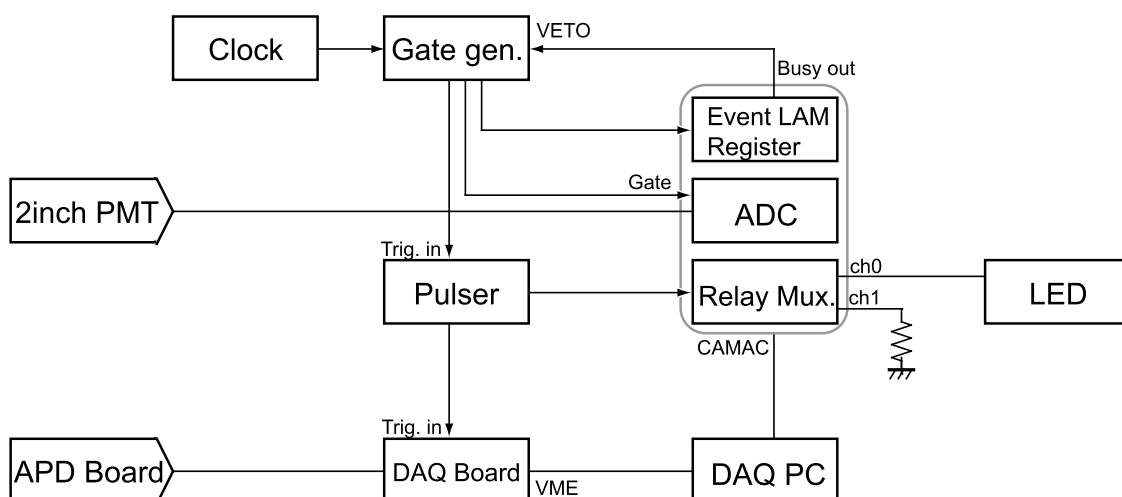


図 8.2: LED による APD 読み出し系の性能評価のデータ収集ロジック。

Relay Mux. においてパルサーからの信号を LED に送るか別の回路に送るかを切り替えることにより、測定中のペDESTALトリガーを可能にする。Relay Mux. の出力チャンネルの切り替えは DAQ PC によって行われる。

### 8.1.2 測定方法

クロックからのトリガーにより LED を発光させ、波長変換ファイバーからの光を同時に APD 読み出し系と 2 インチ PMT で観測する。このとき、10 回に 1 回の割合で LED にパルスを送らないペDESTALトリガーを混ぜ、ペDESTALの測定も行う。特にことわりがない限り、温度は 20°C、32ch APD のゲインは約 50 倍に設定した。また、2 インチ PMT は 1 p.e. ピークが明瞭に見えるように HV を設定した。

### 8.1.3 測定結果

#### 2 インチ PMT における 1 p.e. ピークの測定

まず、2 インチ PMT 側の光電子数と ADC カウントの間の変換係数を求めるために 1 p.e. ピークの測定を行った。図 8.3 は LED を十分弱く光らせたときの 2 インチ PMT からの信号の ADC 分布である。ペDESTALのピークと 1 p.e. のピークが明瞭に見える。それぞれのピークをガウシアンでフィットした結果、

ペDESTAL:  $83.995 \pm 0.004$  counts

1 p.e. ピーク:  $90.52 \pm 0.09$  counts

を得た。ここで、それぞれの誤差はフィットによるもの、すなわち統計誤差のみを考慮している。したがって、光電子数と ADC カウントの間の変換係数は、

$$(90.52 \pm 0.09) - (83.995 \pm 0.004) = 6.53 \pm 0.09 \text{ counts/p.e.} \quad (8.1)$$

と求まった。

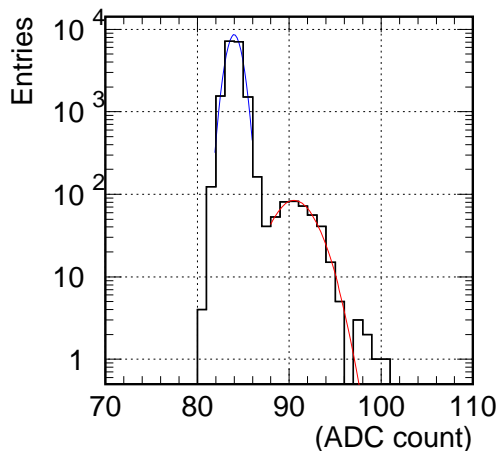


図 8.3: 2 インチ PMT における 1 p.e. ピークの測定結果。赤線、青線はそれぞれ 1 p.e. ピーク、ペDESTALをガウシアンでフィットした結果を表している。

## 2 インチ PMT による光量測定

次に、2 インチ PMT で観測される光量が約 20 p.e. になるように LED の光量を調節した。このとき、2 インチ PMT で観測された ADC 分布を図 8.4 に示す。白抜きのヒストグラムが LED トリガーイベント、網掛けヒストグラムがペDESTALトリガーイベントである。それぞれをガウシアンでフィットした結果、

$$\begin{aligned} \text{ペDESTAL: } & 84.00 \pm 0.04 \text{ counts} \\ \text{LED ピーク: } & 205.5 \pm 0.2 \text{ counts} \end{aligned}$$

を得た。したがって、2 インチ PMT に入射している光量は、上で求めた光電子数と ADC カウントの間の変換係数  $6.53 \pm 0.09 \text{ counts/p.e.}$  を用いて以下のように求められる。

$$\frac{(205.5 \pm 0.2) \text{ counts} - (84.00 \pm 0.04) \text{ counts}}{6.53 \pm 0.09 \text{ counts/p.e.}} = 18.6 \pm 0.3 \text{ p.e.} \quad (8.2)$$

このとき、光電子数の統計的なふるつきから予想される LED ピークの分解能は、

$$\frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{18.6}} = 23.2\% \quad (8.3)$$

となる。一方で、実測値は

$$\frac{\sigma_{sig}}{M_{sig} - M_{ped}} = \frac{28.9}{205.5 - 84.00} = 23.8\% \quad (8.4)$$

であり、光電子数の統計によって決まっていることが分かる。

波長変換ファイバーからの光のピーク波長における 2 インチ PMT (バイアルカリ光電面) の量子効率が約 15% であることを考慮すると、ファイバーを通して 2 インチ PMT に入射する光子数は約 124 photons となり、これはシンチレータ飛跡検出器のファイバー読み出しで、最小イオン化粒子 (MIP) が 1 cm を通過するときに期待される光子数 125 photons と同程度である。本測定においてはファイバーの中央部に光源を設置しているため、2 インチ PMT と同じ光量が 32ch APD アレイに入射していると期待できる。以下では、特にことわりがない限りこの光量に対して測定を行う。

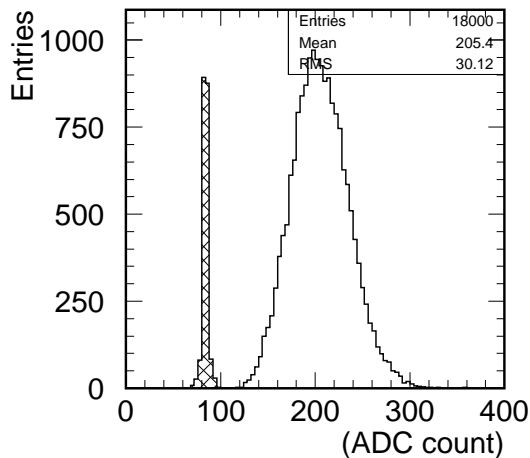


図 8.4: 2 インチ PMT からの信号の ADC 分布。白抜きのヒストグラムが LED トリガーイベント、網掛けヒストグラムがペDESTALトリガーイベント。



### 32ch APD 読み出し系による測定結果

続いて、上で求めた光量に対する APD 読み出し系の測定結果を示す。図 8.5 に、パルス光が入射している APD チャンネルの ADC 分布を示した。白抜きのヒストグラムが LED トリガーイベント、網掛けヒストグラムがペDESTAL トリガーイベントである。両者の ADC 分布の幅が広いために LED トリガーイベントとペDESTAL トリガーイベントの ADC 分布は、裾の部分で重なってしまっている。その幅は、APD 読み出しエレクトロニクスのノイズで決まっている。

図 8.6 は、APD で観測された ADC 値と 2 インチ PMT で観測された ADC 値の相関を示したもので、図左下がペDESTAL トリガーによるイベントで、図中央が LED トリガーによるイベントである。LED トリガーによるイベントにおいて、APD で観測された ADC 値と 2 インチ PMT で観測された ADC 値の間に相関が見られなかった。これは、2 インチ PMT で観測された ADC 分布の幅は前節で見たように光電子数の統計によって決まっているのに対し、APD で観測された ADC 分布の幅は読み出しエレクトロニクスのノイズで決まってしまうためである。また測定は 100 Hz のトリガーレートで行われ、全測定にかかった時間は数分であり、この間には LED の光量は十分安定していた。

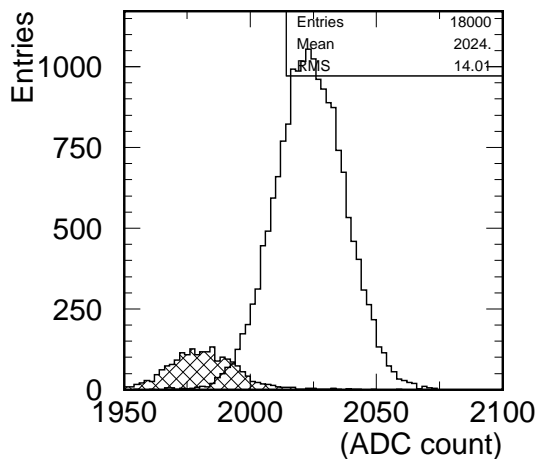


図 8.5: パルス光が入射しているチャンネルの ADC 分布。白抜きのヒストグラムが LED トリガーイベント、網掛けヒストグラムがペDESTAL トリガーイベントである。

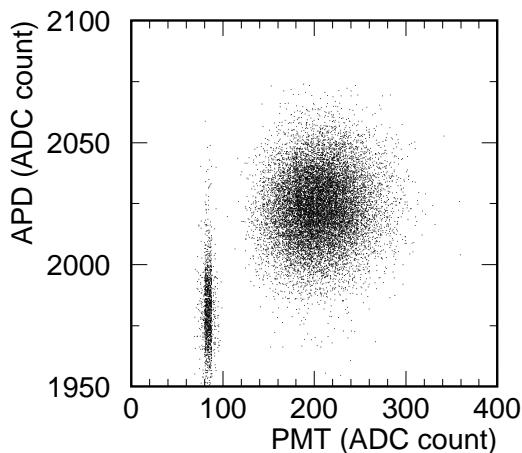


図 8.6: APD の ADC 値と 2 インチ PMT の ADC 値の相関。図の左下がペDESTAL トリガーによるイベントで、図中央が LED トリガーによるイベントである。

図 8.5 のそれぞれのピークをガウシアンでフィットしたところ、LED トリガーイベントについては

Mean:  $2023.7 \pm 1.0$  counts

Sigma:  $13.8 \pm 1.0$  counts

ペDESTALトリガーイベントについては

Mean:  $1980.9 \pm 0.2$  counts

Sigma:  $12.8 \pm 0.2$  counts

という結果が得られた。したがって、ペDESTALを差し引くと APD 読み出し系においては平均で

$$(2023.7 \pm 1.0) - (1980.9 \pm 0.2) = 42.8 \pm 1.0 \text{ counts} \quad (8.5)$$

の信号が観測されたことになる。このときの S/N 比は

$$S/N \equiv \frac{M_{sig} - M_{ped}}{\sigma_{ped}} = \frac{42.8}{12.8} = 3.3 \quad (8.6)$$

であった。

一方、期待される信号の大きさは、2 インチ PMT による光量測定によって求められた入射光子数 (124 photons) に、32ch APD の量子効率 (80%) およびゲイン (54)、そしてエレクトロニクスのゲイン (78 counts/fC) をかけることによって以下のように見積もられる。

$$124 \text{ photons} \times 0.8 \times 54 \times \frac{78 \text{ counts/fC}}{6,250 \text{ electrons/fC}} = 67 \text{ counts} \quad (8.7)$$

よって、観測された信号は期待値の約 64% だったことになる。この違いの原因としては、ファイバー端面の APD 受光面への接触不良が考えられる。また本測定においては、2 インチ PMT および 32ch APD の量子効率を測定していなかったため、カタログ値を用いたのでその不定性も考えられる。

#### 8.1.4 室温において到達可能な S/N 比

前節では APD のゲインを約 50 倍に設定して室温 (20°C) 下で測定を行い、S/N=3.3 が得られた。しかし、第 6 章で述べたように室温においては APD のゲインを約 200 倍まで上げることができる。そこでこの節では、APD のゲインを大きくすることで、室温においてどこまで S/N 比を向上させることができるかを調べた。

表 8.1 は室温 (20°C) においてバイアス電圧を変化させながら行った測定の結果である。各バイアス電圧において期待されるゲインおよび、実際に観測されたシグナルの大きさ、シグナルに対する分布の幅、ペDESTALの幅を示した。これらの結果から S/N 比を求めた。

バイアス電圧を  $V = 422 \text{ V}$  まで上げたところ、S/N=7.0 まで改善した。このときの ADC 分布を図 8.7 に示した。白抜きヒストグラムが LED トリガーイベント、網掛けヒストグラムがペDESTALトリガーイベントで、2 つのピークが完全に分離していることが分かる。このとき、得られた LED ピークの分解能は

$$\frac{\text{Sigma}}{\text{Mean}} = \frac{16.3 \pm 0.1}{87.4 \pm 0.2} = 18.6 \pm 0.1\% \quad (8.8)$$

表 8.1: 20°C においてバイアス電圧を上げていったときの S/N 比の変化。

バイアス (V)	ゲイン	シグナル (count)	シグナル幅 (count)	ペDESTAL幅 (count)	S/N 比	PMT の光量 (p.e.)
410	54	46.5±1.0	13.6±0.1	12.1±0.2	3.8	19.3±0.3
415	66	58.9±0.2	14.1±0.1	12.4±0.3	4.8	19.3±0.3
420	86	76.5±0.1	15.3±0.1	12.2±0.2	6.3	19.2±0.3
422	97	87.4±0.2	16.3±0.1	12.5±0.2	7.0	19.4±0.3

となり、2 インチ PMT の分解能 23.8% より良い結果が得られた。これは、APD の方が量子効率が高いため光電子数を稼ぐことができ、統計的ふらつきが小さくなるからである。

観測されたシグナルの幅 16.3 カウントからエレクトロニクスによるノイズからくる 12.1 カウントを差し引くと、残りのノイズは

$$\sqrt{16.3^2 - 12.1^2} = 10.9 \text{ counts} \quad (8.9)$$

であり、APD で生成された電子数の統計的ふらつきから予想されるノイズ

$$87.4 \text{ counts} \times \frac{1}{\sqrt{124 \text{ photons} \times 0.8}} = 8.8 \text{ counts} \quad (8.10)$$

となり、電子数の統計的ふらつきより約 20% 大きくなっていることが分かる。これは APD の雪崩増幅過程の統計的ふらつきに起因する過剰雑音として説明できる。

さらに APD のバイアス電圧を上げていくと、図 8.8 に示したようにペDESTALトリガーイベントにオーバーフローやアンダーフローのイベントが多く見られるようになった。このような症状は、全チャンネルに共通に現れていて、大きなダークカレントが流れることによりフロントエンドボードのグラウンドが不安定になっていると考えられる。

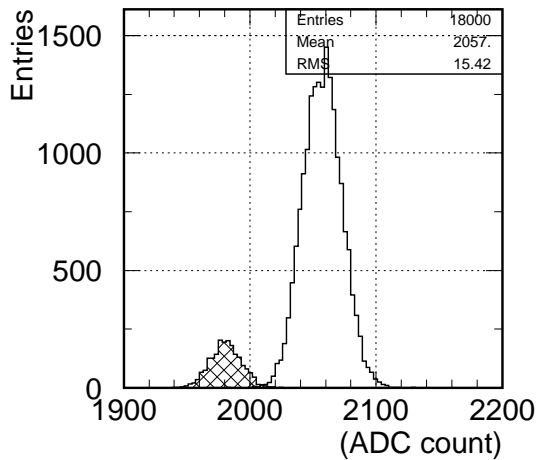


図 8.7: 室温 (20°C) において APD で観測された ADC 分布。網掛けヒストグラムはペDESTALトリガーイベント。S/N=7.0 が得られた。

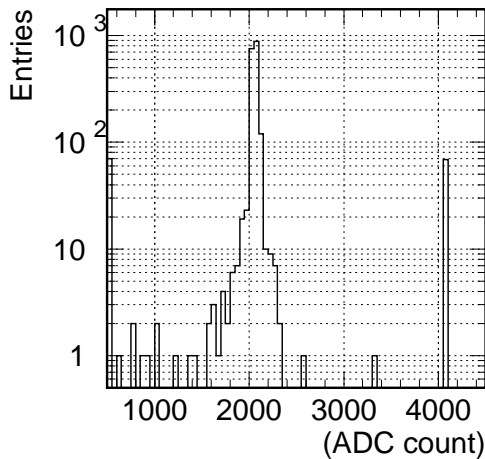


図 8.8: APD のバイアス電圧を上げていったときにペDESTALに現れたノイズ。オーバーフローやアンダーフローのイベントが多く見られる。

### 8.1.5 低温における APD 読み出し系の S/N 比

第 6 章で述べたように、一定のバイアス電圧の下で温度を下げると、APD のゲインは大きくなるため S/N 比が向上することが期待される。そこでこの節では、一定のバイアス電圧のもとで恒温槽内の温度を下げていき、S/N 比の変化を調べた。

表 8.2 に APD のバイアス電圧を  $V=410$  V で一定に保ったまま、恒温槽内の温度を下げたときの測定結果を各温度において期待されるゲインとともに示した。ただし、 $15^{\circ}\text{C}$ 、 $5^{\circ}\text{C}$ 、 $-5^{\circ}\text{C}$  についてはゲインの測定がなかったので示していない。本測定においては LED も恒温槽内に設置してあったため、温度を変化させると LED の発光量が変わってしまった。そのため、各温度で PMT で観測される光量が同じになるように LED に与えるパルス電圧を調整する必要があった。また、PMT に関しては量子効率に温度依存性がある。バイアルカリ光電面の場合、波長変換ファイバーの発光波長領域 ( $\lambda \sim 480$  nm) においてその温度係数は約  $-0.2\%/^{\circ}\text{C}$  である [43]。本測定においては、 $+20^{\circ}\text{C} \sim -10^{\circ}\text{C}$  まで変化させているので、最大で約 6% 変化している可能性がある。

表 8.2: 一定のバイアス電圧のもとで温度を下げたときの S/N 比の変化。

温度 ( $^{\circ}\text{C}$ )	ゲイン	シグナル (count)	シグナル幅 (count)	ペDESTAL幅 (count)	S/N 比	PMT の光量 (p.e.)
20	54	$46.6 \pm 1.0$	$13.3 \pm 0.1$	$12.1 \pm 0.2$	3.9	$19.4 \pm 0.3$
15	-	$56.2 \pm 0.2$	$14.1 \pm 0.1$	$12.3 \pm 0.2$	4.6	$19.4 \pm 0.3$
10	78	$69.0 \pm 0.3$	$15.0 \pm 0.1$	$12.7 \pm 0.2$	5.4	$19.6 \pm 0.3$
5	-	$83.3 \pm 0.3$	$16.3 \pm 0.1$	$12.9 \pm 0.2$	6.5	$19.1 \pm 0.3$
0	130	$111.3 \pm 0.3$	$18.9 \pm 0.1$	$13.2 \pm 0.2$	8.4	$19.5 \pm 0.3$
-5	-	$148.7 \pm 0.3$	$24.4 \pm 0.1$	$13.4 \pm 0.3$	11.1	$18.9 \pm 0.3$
-10	250	$252.1 \pm 0.4$	$40.4 \pm 0.2$	$13.6 \pm 0.2$	18.5	$19.1 \pm 0.3$

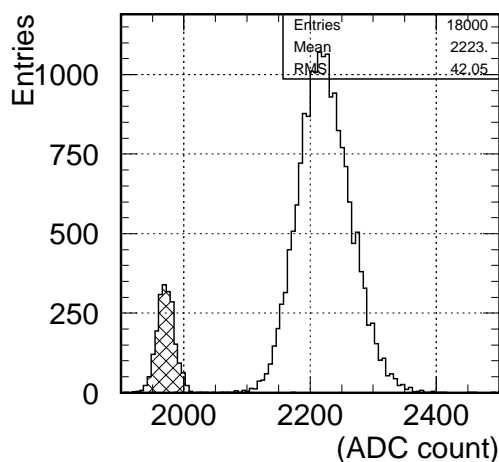


図 8.9:  $-10^{\circ}\text{C}$  において APD で観測された ADC 分布。網掛けヒストグラムはペDESTALトリガーイベント。S/N=18.5 が得られた。

温度を下げていくと S/N 比は飛躍的に向上していき、 $-10^{\circ}\text{C}$  まで下げたところ S/N=18.5 まで到達できた。このときの ADC 分布を図 8.9 に示す。白抜きのヒストグラムが LED トリガーイベント、網掛けヒストグラムがペDESTALトリガーイベントである。このとき、得られた LED ピークの分解能は

$$\frac{\text{Sigma}}{\text{Mean}} = \frac{40.4 \pm 0.2}{252.1 \pm 0.4} = 16.0 \pm 0.08\% \quad (8.11)$$

となり、2 インチ PMT の分解能 23.8% より良い結果が得られた。ここで観測されたシグナルの幅 40.4 カウントから、エレクトロニクスによるノイズおよびダークカレントによるショットノイズの大きさを反映しているペDESTALの幅 13.6 カウントを差し引くと、残りのノイズは

$$\sqrt{40.4^2 - 13.6^2} = 38.0 \text{ counts} \quad (8.12)$$

であり、APD で生成された電子数の統計的ふらつきから予想されるノイズ

$$252.1 \text{ counts} \times \frac{1}{\sqrt{124 \text{ photons} \times 0.8}} = 25.3 \text{ counts} \quad (8.13)$$

に比べて大きくなっている。この差は、APD の雪崩増幅過程の統計的ふらつきに起因する過剰雑音として説明できる。

## 8.2 本章のまとめ

本章では、製作したプロトタイプフロントエンドボードを用いて、実際に波長変換ファイバーからの微弱光の測定を行って、32ch APD 読み出し系の性能評価を行った。LED からのパルス光を波長変換ファイバーに吸収させ、再発光した光をファイバーの一端に取り付けた 32ch APD アレイにより観測した。ファイバーの他端には 2 インチ PMT を取り付けて、実際に APD に入射した光量のモニターのために用いた。

まず、室温において APD のゲインを約 50 倍に設定して測定を行ったところ、MIP がシンチレータ飛跡検出器中を 1 cm 通過するとき期待される光子数と同程度の光量に対し、期待値の約 64% の大きさのシグナルではあったが、S/N=3.3 が得られた。さらにバイ

アス電圧を上げていったところ、室温において  $S/N=7.0$  まで  $S/N$  比を向上させられることが分かった。

それ以上バイアス電圧を上げていくとオーバーフローやアンダーフローのイベントが現れるが、この症状は全チャンネルに共通に現れていて、大きなダークカレントが流れるためにフロントエンドボードのグラウンドが不安定になっているためだと考えられる。これは、フロントエンドボードのグラウンドにさらなる対策をすることにより、改善できる可能性がある。このように残された課題はまだ多く、即座に実用化できるとは言えないが、室温における低光量の読み出しに今回開発した APD 読み出し系が使える可能性を示すことができた。

次に、APD を冷却することによりどこまで  $S/N$  比を向上させることができるかを調べた。その結果、 $-10^{\circ}\text{C}$  まで冷却することにより  $S/N=18.5$  まで到達できることが分かった。したがって、検出器の  $S/N$  比を向上させる上で APD を冷却することは非常に有効な手段である。そこで、たとえばペルチェ素子を用いた APD の冷却なども今後検討していく予定である。

## 第9章 結論

本研究では、次期長基線ニュートリノ振動実験である T2K 実験のための off-axis 前置検出器の基本設計および off-axis 前置検出器のための APD 読み出し系の開発を行ってきた。

まず、off-axis 前置検出器のデザインを始める前に、測定したい物理から前置検出器に対して要求される測定精度を調べた。具体的には、モンテカルロシミュレーションを用いて  $\nu_\mu$  消失の振動解析を行い、振動パラメータの精密測定の際にどのような系統誤差が影響を与えるかを調べた。その結果、 $1R_\mu$  事象数の予想値に対する不定性は 10% 以下、エネルギースケールの不定性は 2% 以下、non-QE/QE 比の不定性は 5% 以下に抑える必要があることが分かった。

次に、off-axis 前置検出器の設置場所の最適化を行い、その場所でどのようなニュートリノ反応が起こるかを見ることにより off-axis 前置検出器のデザインおよび性能に対する要請を求めた。Off-axis 前置検出器では主に  $1 \text{ GeV}/c$  以下のミュオン、 $200 \text{ MeV}/c \sim 1.5 \text{ GeV}/c$  の陽子、 $500 \text{ MeV}/c$  以下の荷電  $\pi$  中間子に対して運動量測定、および  $\mu/p/\pi$  の粒子識別ができなければならない。また、 $\nu_e$  出現実験のバックグラウンド事象の研究のために、 $1 \text{ GeV}/c$  以下の  $\pi^0$  の運動量測定、および生成時にビーム中に混入する電子ニュートリノの反応による  $2 \text{ GeV}/c$  以下の電子の方向およびエネルギー測定が必要であることが分かった。

考案された off-axis 前置検出器は、シンチレータ飛跡検出器 (FGD)、TPC、 $\pi^0$  検出器、電磁カロリメータからなり、全体が電磁石内に設置されて  $0.2 \text{ T}$  の一様磁場がかけられる。また、電磁石のヨークは MRD として使用可能である。このデザインに対し簡単な検出器シミュレーションを行って、様々な粒子に対するアクセプタンスの評価を行った。その結果、FGD は主に  $200 \text{ MeV}/c$  以下のミュオン、 $700 \text{ MeV}/c$  以下の陽子、および  $300 \text{ MeV}/c$  以下の荷電  $\pi$  中間子に対してアクセプタンスがあることが分かった。TPC では、上記以外の運動量領域の粒子に対してアクセプタンスがある。また、 $\pi^0$  検出器について  $\text{NC-}1\pi^0$  反応で生成される  $\pi^0$  に対するアクセプタンスを求めた結果、 $\pi^0$  からの 2 つの  $\gamma$  が両方とも FGD 内で電磁シャワーに変換されるイベントは全体の 57% で、そのアクセプタンスに  $\pi^0$  運動量依存性や角度依存性はなかった。

続いて、シンチレータ飛跡検出器のための光検出器として APD を選択し、32ch APD アレイの読み出し系の開発および性能評価を行った。まず、32ch APD アレイのゲインのバイアス電圧依存性および温度依存性を測定し、100 倍のゲインにおいてバイアス電圧係数  $5.5\%/V$  および温度係数  $-5.5\%/^\circ\text{C}$  を得た。このことから、数%以内の精度でゲインを安定に保つためにはバイアス電圧は  $1 \text{ V}$  より十分良い精度で、温度は  $1^\circ\text{C}$  より十分良い精度で一定に保つ必要があることが分かる。

次に、32ch APD を読み出すためのフロントエンドボードの開発を行った。プロトタイプを製作してその性能評価を行った。ノイズ対策をし、VA のバイアスパラメータの調整を

行った結果、読み出しに使うチャンネルのゲインは 60~80 ADCcounts/fC、ノイズレベルはおよそ 1,000~2,000  $e^-$  RMS であった。このノイズは、VA の入力ラインからのっていることが考えられ、その原因を特定し取り除くことが実用化にむけて重要な課題である。

最後に、開発した 32ch APD アレイの読み出し系の性能評価を行った。LED のパルス光を波長変換ファイバーに吸収・再発光させて読み出すというセットアップで、常温において MIP に相当する約 124 photons の入射光量に対し期待値の約 64% のシグナルではあったが  $S/N=3.3$  が得られた。さらにバイアス電圧を上げることにより APD のゲインを約 100 倍まで上げて、 $S/N=7.0$  を実現することができた。また、この光量に対し光電子増倍管より良い分解能が得られた。残された課題も多く、現時点で即座に実用化できるとは言えないが、常温における低光量の読み出しに今回開発した APD 読み出し系が使える可能性を示すことができた。

さらに、APD を冷却することで  $S/N=18.5$  まで到達でき、APD の冷却は  $S/N$  比を向上させる上で非常に有効な手段であることが分かった。そこで、たとえばペルチェ素子を用いた APD の冷却なども今後検討していく予定である。



## 謝辞

本修士論文をまとめるにあたり、多くの方々のお力添えを頂きましたことに深く感謝いたします。

まず、西川公一郎教授には本研究の機会を与えていただき、指導教官として適切な指導をしていただきました。また、中家剛助教授には全体を通してきめ細やかな指導をしていただきました。横山将志助手にはVA および半導体検出器のプロとして指導していただきました。本研究を行いながら同時に現行の長基線ニュートリノ振動実験であるK2K実験の現場に参加できたことは、私にとって非常に貴重な経験となりました。

高エネルギー加速器研究機構ニュートリノグループの小林隆助教授、市川温子助手、早戸良成助手、中平武助手、新田和範さんには全体を通して様々な相談にのっていただき、適切な助言をしていただきました。

$\nu_\mu$  消失実験における系統誤差の研究の際には、東京大学宇宙線研究所の大林由尚助手、奥村公宏助手に様々な助言をいただきました。

APDの読み出しエレクトロニクスの開発においては、高エネルギー加速器研究機構エレクトロニクスグループの田中真伸助教授、村上武さん、根岸久さんに大変お世話になりました。田中さんのご指導があったからこそ最後まであきらめずに結果が出せたのだと思っています。村上さんにはエレクトロニクスには初心者だった私に、ノイズ落としの基礎から教えていただきました。また、根岸さんにはフロントエンドボードのデザインをしていただきました。また、京都大学物理学教室技術開発室の早田恵美さん、藤井佑生さんには波長変換ファイバー固定用具の急な製作依頼を快諾していただき、本当に有難うございました。

最後に、京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様には、様々な面でサポートしていただきました。佐藤博紀さんには色々と機材をお借りすることが多く、ご迷惑をおかけしました。加藤一成さんには時にはお節介なほど面倒を見ていただき、大変良い勉強になりました。また、TRIUMF 研究所に異動されてからも常に温かく見守っていただきました。前坂比呂和さん、長谷川雅也さん、山本真平さんには様々な相談にのっていただき、多くのことを学ばせていただきました。同期の久保田淳君とは互いに切磋琢磨しあってここまで到達できたことをうれしく思います。M1の江澤孝介君、栗本佳典君、黒澤陽一君、信原岳君には色々とお願いをすることが多く、大変お世話になりました。これからT2K実験のための検出器の開発研究を中心になって進めていって下さい。

2005年2月 平出 克樹



# 付録 A $\nu_\mu$ 消失実験における 3 世代振動解析の必要性

第 3 章では 2 世代間の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動を仮定して振動解析を行った。一方、これまでの実験結果から 3 世代間で混合が起こっていることが示唆されており、T2K 実験では 3 世代混合を考慮した振動解析を行う必要があると考えられる。そこで、以下では 3 世代間でニュートリノ振動が起こっているとして作成した擬似シグナルサンプルに対し、2 世代混合を仮定して振動解析を行った場合と、3 世代混合を考慮して振動解析を行った場合でどのくらい結果が変わるかを見ていく。

## A.1 $\nu_\mu$ 消失の表式

3 世代混合を考慮した場合のニュートリノ振動確率の表式は、式 (1.4) および式 (1.16) より

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E_\nu} \quad (\text{A.1})$$

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

となる。ここで、 $E_\nu$  はニュートリノエネルギー、 $L = 295 \text{ km}$  は基線長、 $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_j^2 - m_i^2$  は質量二乗差で  $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$  という関係が成り立つ。また、 $s_{ij}$ 、 $c_{ij}$  はそれぞれ  $\sin \theta_{ij}$ 、 $\cos \theta_{ij}$  を表していて、MNS 行列  $U$  は 3 つの混合角  $\theta_{12}$ 、 $\theta_{23}$ 、 $\theta_{13}$  および 1 つの複素位相  $\delta$  で表される。

$\nu_\mu$  消失の振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  について書き下すと、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4(c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 - 2c_{12}c_{23}s_{12}s_{13}s_{23} \cos \delta) s_{23}^2 c_{13}^2 \cdot \sin^2 \Delta_{23} - 4(s_{12}^2 c_{23}^2 + c_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 + 2c_{12}c_{23}s_{12}s_{13}s_{23} \cos \delta) s_{23}^2 c_{13}^2 \cdot \sin^2 \Delta_{13} - 4(c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 - 2c_{12}c_{23}s_{12}s_{13}s_{23} \cos \delta) \times (s_{12}^2 c_{23}^2 + c_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 + 2c_{12}c_{23}s_{12}s_{13}s_{23} \cos \delta) \cdot \sin^2 \Delta_{12} \quad (\text{A.3})$$

となる。ただし、 $\Delta_{ij} \equiv \Delta m_{ij}^2 L / 4E_\nu$  とおいた。以下では簡単のため  $\theta_{13} = 0$ 、 $\delta = 0$  とする。 $\theta_{13} \neq 0$  の場合についてはこの章の最後で述べる。

まず、2世代混合を仮定した場合と、3世代混合を考慮した場合の振動解析で振動パラメータ ( $\sin^2 2\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{23}^2$ ) のベストフィットがどのくらい異なるかを簡単に見積もる。大気ニュートリノの振動パラメータについては

$$\begin{aligned}\Delta m_{23}^2 &\sim 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{23} &\sim 1.0\end{aligned}$$

の近傍を考えることにする。なお、太陽ニュートリノの振動パラメータ  $\Delta m_{12}^2$ ,  $\theta_{12}$  については、太陽ニュートリノ観測および KamLAND 実験によって得られている

$$\begin{aligned}\Delta m_{12}^2 &\sim 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \tan^2 \theta_{12} &\sim 0.40\end{aligned}$$

に固定する。このとき、 $\Delta_{12}/\Delta_{23} = \Delta m_{12}^2/\Delta m_{23}^2 \sim 0.030$  および  $\Delta_{13} = \Delta_{23} + \Delta_{12}$  を用いると、

$$\begin{aligned}\sin^2 \Delta_{13} &= \sin^2(\Delta_{23} + \Delta_{12}) = \sin^2 \left[ \Delta_{23} \left( 1 + \frac{\Delta_{12}}{\Delta_{23}} \right) \right] \\ &\simeq \sin^2 \Delta_{23} + 2 \cdot \frac{\Delta_{12}}{\Delta_{23}} \sin \Delta_{23} \cos \Delta_{23} \\ &\simeq \sin^2 \Delta_{23} + 0.030 \cdot \sin 2\Delta_{23}\end{aligned}\tag{A.4}$$

と近似でき、また振動の効果が最大に現れるエネルギー領域  $E_\nu \sim 0.6 \text{ GeV}$ 、つまり  $\Delta_{23} \sim \pi/2$  では

$$\sin^2 \Delta_{12} = \sin^2(0.030 \cdot \Delta_{23}) \sim (0.030 \cdot \Delta_{23})^2\tag{A.5}$$

と近似できるので、 $E_\nu \sim 0.6 \text{ GeV}$  における  $\nu_\mu$  消失の振動確率は以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned}P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\simeq 1 - 4c_{12}^2 c_{23}^2 s_{23}^2 \cdot \sin^2 \Delta_{23} \\ &\quad - 4s_{12}^2 c_{23}^2 s_{23}^2 \cdot (\sin^2 \Delta_{23} + 0.030 \cdot \sin 2\Delta_{23}) \\ &\quad - 4c_{12}^2 s_{12}^2 c_{23}^4 \cdot \sin^2(0.030 \cdot \Delta_{23}) \\ &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \sin^2 \Delta_{23} - 8.6 \times 10^{-3} \cdot \sin 2\Delta_{23} \\ &\quad - 1.8 \times 10^{-4} \cdot \Delta_{23}^2\end{aligned}\tag{A.6}$$

さらに  $\sin^2 2\theta_{23} \sim 1$  であることを考慮して、第2項と第3項で三角関数の合成を行うことにより、

$$\begin{aligned}P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \sin^2(\Delta_{23} + 8.6 \times 10^{-3}) - 4.4 \times 10^{-4} \\ &\simeq 1 - (\sin^2 2\theta_{23} - 4.4 \times 10^{-4}) \sin^2 \left[ \frac{(\Delta m_{23}^2 + 1.5 \times 10^{-5})L}{4E_\nu} \right]\end{aligned}\tag{A.7}$$

となる。一方、2世代混合を仮定した場合の振動確率の式

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu} \right)\tag{A.8}$$

と比較すると、

$$\begin{cases} \sin^2 2\theta & \sim \sin^2 2\theta_{23} - 4.4 \times 10^{-4} \\ \Delta m^2 & \sim \Delta m_{23}^2 + 1.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

という関係になることが分かる。したがって、3世代間でニュートリノ振動が起こっている場合に、2世代混合を仮定して振動解析を行うと、 $\sin^2 2\theta$  に関しては  $4.4 \times 10^{-4}$  程度小さい方向にずれ、 $\Delta m^2$  に関しては  $1.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$  程度大きい方向にずれることが予想される。

## A.2 1R $\mu$ 事象のエネルギー分布

次に、2世代混合を仮定した場合と、3世代混合を考慮した場合の1R $\mu$  事象のエネルギー分布がどの程度異なるかを見る。

図 A.1 は、2世代混合の場合と3世代混合の場合における1R $\mu$  事象のエネルギー分布で、左図の赤線が3世代混合の場合のエネルギー分布、青線が2世代混合の場合のエネルギー分布を示している。ただし、振動パラメータは  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合である。右図は両者の比をとったもので、太陽ニュートリノ領域の振動の効果により、1.5 GeV 以下のエネルギー領域において最大  $\pm 7\%$  のエネルギー分布の歪みが生じることが分かる。

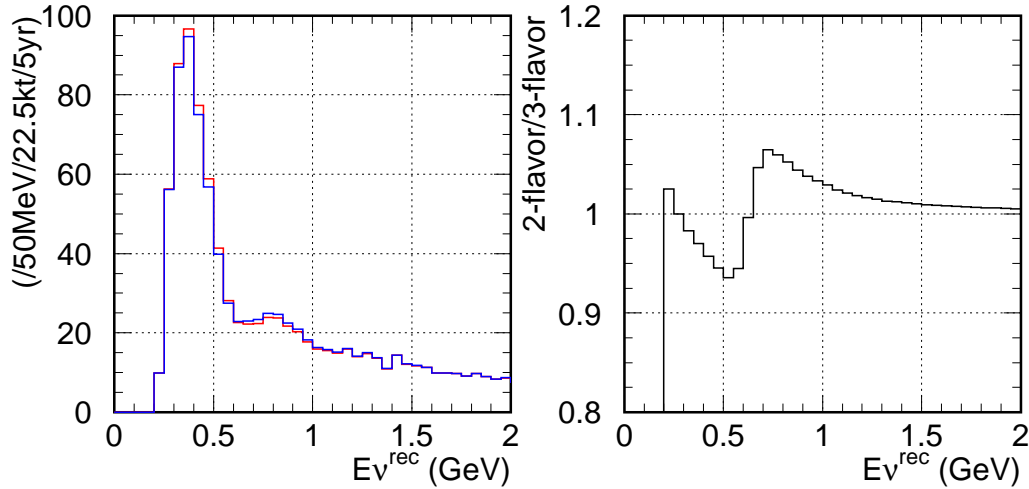


図 A.1: 3世代間振動と2世代間振動における1R $\mu$  事象のエネルギー分布。左図で赤線が3世代混合の場合のエネルギー分布で、青線が2世代混合の場合のエネルギー分布。右図は両者の比をとったもの。振動パラメータは  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ ,  $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2) = (0.40, 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2)$ ,  $\theta_{13} = 0$  の場合。

### A.3 振動解析の結果

続いて、振動解析の結果を示す。振動解析の手法は第3章における統計誤差のみを考慮した振動解析と同一である。3世代間でニュートリノ振動が起こっているとして作成した擬似シグナルサンプルに対し、2世代混合を仮定して振動解析を行った場合と、3世代混合を考慮して振動解析を行った場合でどのくらい結果が変わるかを調べた。

図A.2に3世代振動解析の場合と2世代振動解析の場合における振動パラメータの許容領域を示した。ただし、擬似シグナルサンプルの真の振動パラメータは  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (0.99, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ ,  $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2) = (0.40, 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2)$ ,  $\theta_{13} = 0$  である。図から分かるように、3世代振動解析の場合と2世代振動解析の場合でほぼ同じ結果が得られた。それぞれの場合のベストフィットは

$$\text{3世代振動解析: } (\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (0.99, 2.695 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$$

$$\text{2世代振動解析: } (\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (0.99, 2.715 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$$

となり、両者の違いは前節で見積もった大きさとほぼ一致した。また、この違いは統計誤差に比べて十分小さい値にとどまっていることが分かる。

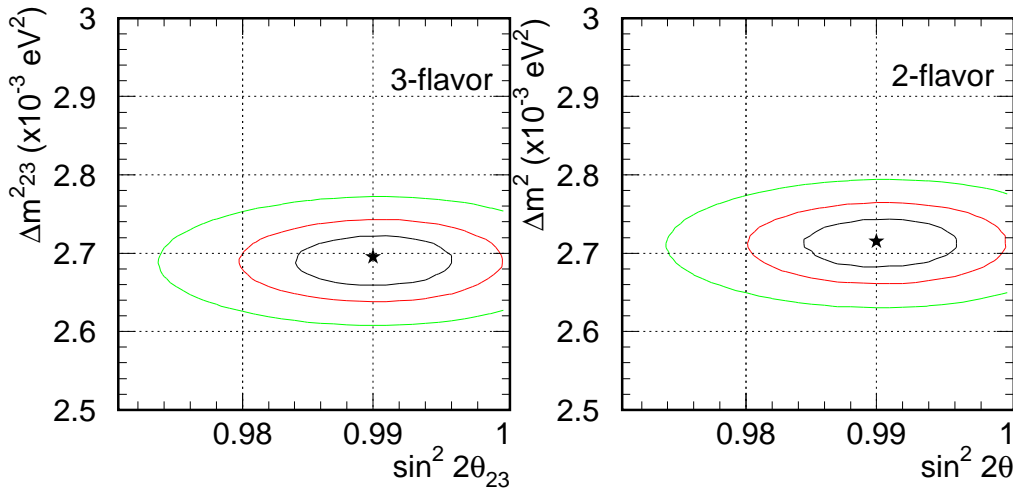


図 A.2: 3世代振動解析 (左図) と2世代振動解析 (右図) における振動パラメータの許容領域。星印はベストフィット、曲線は内側から68%, 90%, 99%のコンター。ただし、擬似シグナルサンプルの真の振動パラメータは  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (0.99, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ ,  $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2) = (0.40, 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2)$ ,  $\theta_{13} = 0$  である。

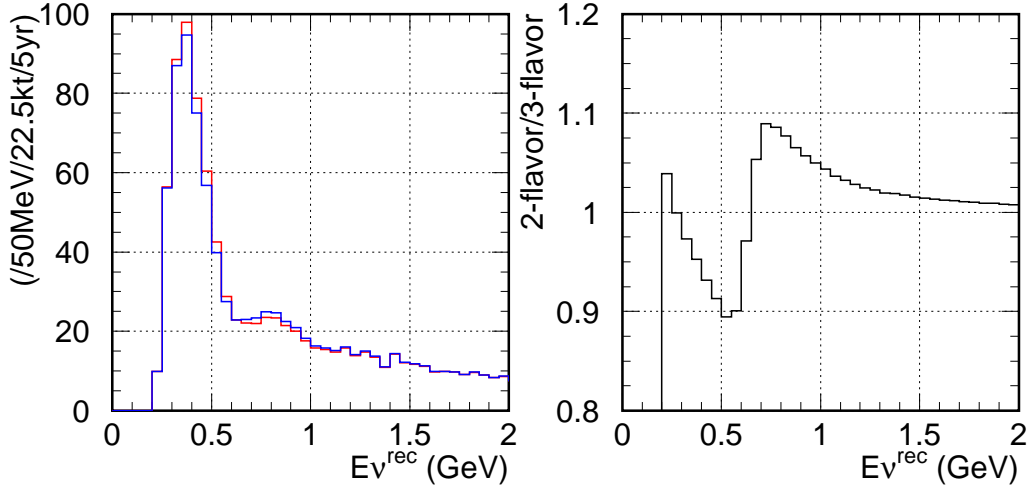


図 A.3:  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  の場合の 3 世代間振動と 2 世代間振動における  $1R\mu$  事象のエネルギー分布。左図で赤線が 3 世代間振動の場合のエネルギー分布で、青線が 2 世代間振動の場合のエネルギー分布。右図は両者の比をとったもの。振動パラメータは  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ ,  $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2) = (0.40, 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2)$  の場合。

#### A.4 $\theta_{13} \neq 0$ の場合

最後に、 $\theta_{13} \neq 0$  の場合について調べる。 $\theta_{13}$  はこれまで有限の値は見つかっておらず、現在最も良い上限値は CHOOZ 実験によって  $\Delta m_{13}^2 \sim 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  において  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.1$  と与えられている。そこで、この節では  $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.1$  の場合に 2 世代振動解析と、3 世代振動解析でどのくらい結果に違いが出るかを見ていく。

図 A.3 は、 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.1$  の場合の 2 世代混合の場合と 3 世代混合の場合における  $1R\mu$  事象のエネルギー分布で、左図の赤線が 3 世代混合の場合のエネルギー分布、青線が 2 世代混合の場合のエネルギー分布を示している。ただし、振動パラメータは  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合である。右図は両者の比をとったもので、 $\theta_{13} \neq 0$  の効果で、1.5 GeV 以下のエネルギー分布の歪みは最大で  $\pm 10\%$  になることが分かる。

図 A.4 に  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  の場合の 3 世代振動解析と 2 世代振動解析における振動パラメータの許容領域を示した。ただし、擬似シグナルサンプルの真の振動パラメータは  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (0.99, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ ,  $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2) = (0.40, 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2)$ ,  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  である。それぞれの場合のベストフィットは

$$3 \text{ 世代振動解析: } (\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (0.989, 2.705 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$$

$$2 \text{ 世代振動解析: } (\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (0.984, 2.735 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$$

となり、両者の違いは統計誤差 ( $1\sigma$ ) と同程度の大きさになることが分かる。したがって、最終的には 3 世代混合を考慮した振動解析を行うことが必要になってくると考えられるが、初期の段階では 2 世代振動解析で十分であることが分かる。

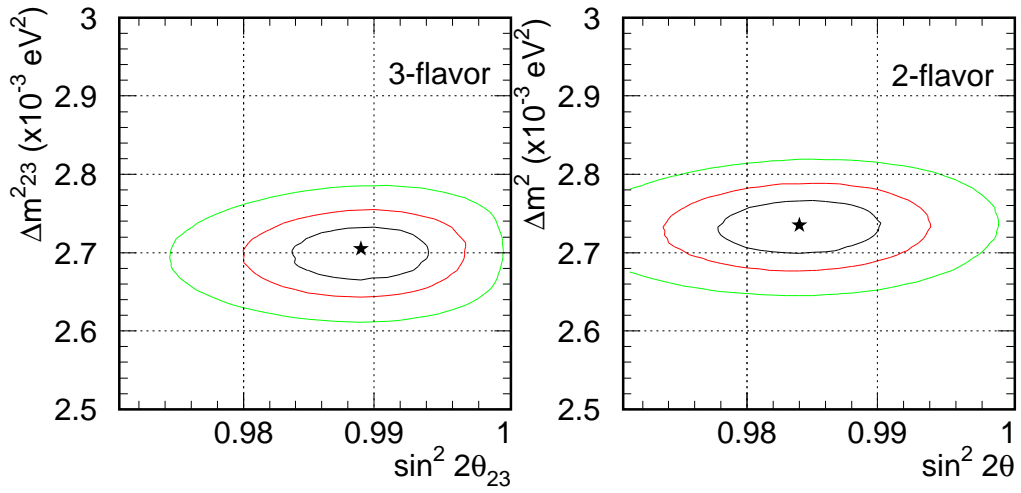


図 A.4:  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  の場合の 3 世代振動解析 (左図) と 2 世代振動解析 (右図) における振動パラメータの許容領域。星印はベストフィット、曲線は内側から 68%, 90%, 99% のコンター。ただし、擬似シグナルサンプルの真の振動パラメータは  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2) = (0.99, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ ,  $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2) = (0.40, 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2)$  である。



# 付録B T2K実験における主なバックグラウンド事象

## B.1 $\nu_\mu$ 消失実験

$\nu_\mu$  消失実験では、第3章に示したようにニュートリノ振動解析においてFCFV (Fully Contained in Fiducial Volume), single ring muon-like (1R $\mu$ ) 事象を用いる。これらの事象に対し、CC-QE反応を仮定してニュートリノエネルギーの再構成を行うため、CC-QE反応以外の反応(総称してnonQE反応とよぶ)は正しくエネルギーが再構成されず、振動解析の際にバックグラウンドとなる。そこで、以下ではどのような反応が $\nu_\mu$ 消失実験のバックグラウンドになるかを調べる。

### B.1.1 バックグラウンド事象の内訳

まず、表B.1に $\nu_\mu$ 消失実験において各事象選択後に生き残るバックグラウンド事象の内訳をCC-1 $\pi$ 、CC-coh. $\pi$ 、CC-DIS、NCの反応モードに分けて示した。ただし、表中の数字は $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ の場合である。これらのバックグラウンド事象のうちCC-1 $\pi$ 反応が半数以上を占めることが分かる。

図B.1は $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ の場合のFCFV 1R $\mu$ 事象の再構成されたエネルギー分布である。このうち、網掛け部分がnonQE反応からのバックグラウンド事象であり、それぞれの反応モードごとに色を変えて示してある。NC反応によるものはほとんどが $E_{\nu}^{rec} < 1 \text{ GeV}$ に再構成されることが分かる。

表 B.1:  $\nu_\mu$  消失実験において各事象選択後に生き残るバックグラウンド事象数 (/22.5kt/5yr)。CC-1 $\pi$ 、CC-coh. $\pi$ 、CC-DIS、NCの反応モードに分けて示した。()内は各事象選択後のreduction efficiency。ただし、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ の場合。

	CC-1 $\pi$	CC-coh. $\pi$	CC-DIS	NC
Generated in FV	771 (100%)	45.9 (100%)	1,391 (100%)	3,149 (100%)
1) FCFV	552 ( 72%)	32.2 ( 70%)	1,056 ( 76%)	2,928 ( 93%)
2) $E_{vis} > 30 \text{ MeV}$	536 ( 70%)	30.2 ( 66%)	1,054 ( 76%)	945 ( 30%)
3) Single ring	294 ( 38%)	19.3 ( 42%)	174 ( 13%)	290 ( 9%)
4) Muon-like	283 ( 37%)	18.1 ( 39%)	146 ( 10%)	96 ( 3%)

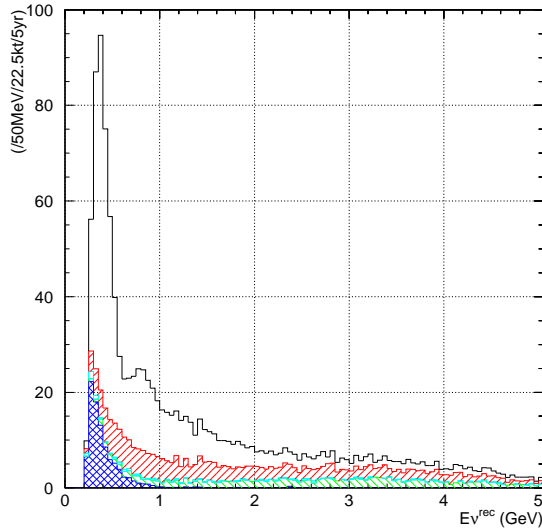
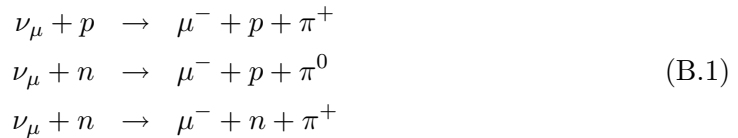


図 B.1:  $\nu_\mu$  消失実験において期待される FCFV 1R $\mu$  事象の再構成されたエネルギー分布。網掛け部分がバックグラウンド事象で、CC-1 $\pi$ (赤色)、CC-coh. $\pi$ (水色)、CC-DIS(緑色)、NC(青色)の反応モードに分けて示した。ただし、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合。

### B.1.2 CC-1 $\pi$ バックグラウンド事象

以下では、CC-1 $\pi$  反応によるバックグラウンド事象でどのような運動量の  $\pi$  中間子が出ているかを調べる。CC-1 $\pi$  反応には



の3通りの反応がある。これらの反応により主に  $\pi^+$  が生成され、 $\pi^-$  は荷電変換を通じてのみ生成される。

図 B.2 に CC-1 $\pi$  バックグラウンド事象における  $\pi^+$  の運動量分布を示した。白抜きのはistogramが事象選択前の CC-1 $\pi$  反応による  $\pi^+$  の運動量分布で、網掛け部分が FCFV 1R $\mu$  事象選択後に生き残った事象である。右図は reduction efficiency の  $\pi^+$  運動量依存性を示したもので、 $P_\pi < 0.5 \text{ GeV}/c$  の低い運動量領域の事象が生き残っていることが分かる。図 B.3 には、 $\pi^+$  の運動量と角度の相関を事象選択の前後について示した。

また、図 B.4 に CC-1 $\pi$  バックグラウンド事象における  $\pi^0$  の運動量分布を示した。白抜きのはistogramが事象選択前の CC-1 $\pi$  反応による  $\pi^0$  の運動量分布で、網掛け部分が FCFV 1R $\mu$  事象選択後に生き残った事象である。右図は reduction efficiency の  $\pi^0$  運動量依存性を示したもので、 $P_\pi < 0.3 \text{ GeV}/c$  の低い運動量領域の事象が生き残っていることが分かる。図 B.5 には、 $\pi^0$  の運動量と角度の相関を事象選択の前後について示した。

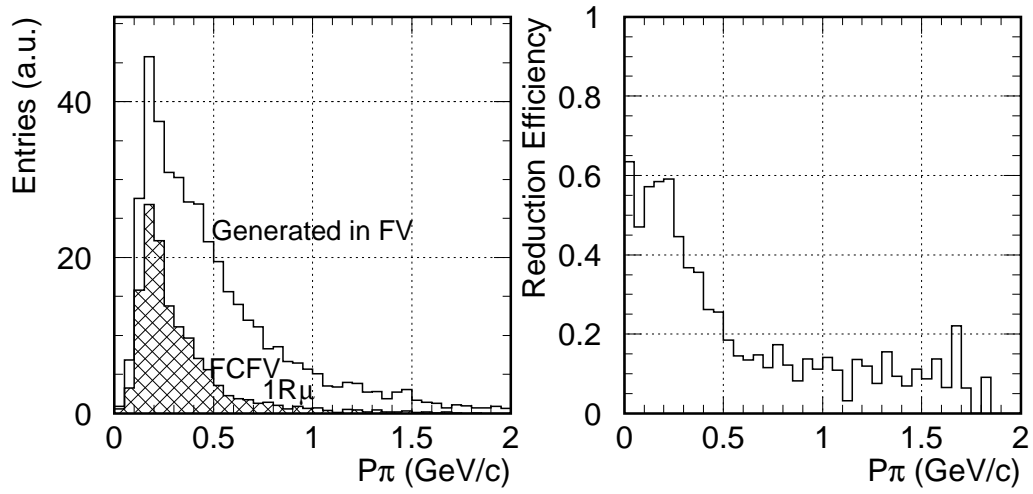


図 B.2: CC- $1\pi$  バックグラウンド事象における  $\pi^+$  の運動量分布。左図は事象選択前後の  $\pi^+$  運動量分布で、右図は reduction efficiency の  $\pi^+$  運動量依存性。ただし、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合。

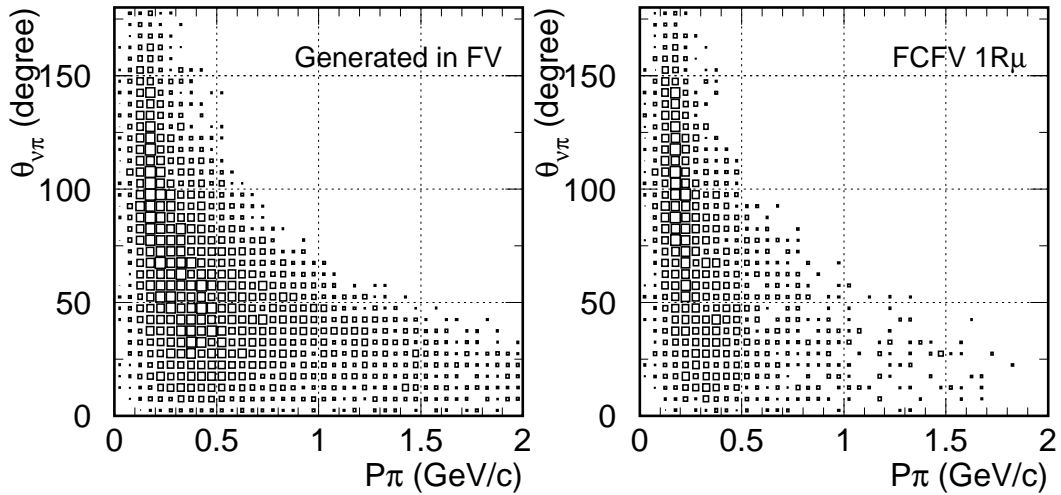


図 B.3: CC- $1\pi$  バックグラウンド事象における  $\pi^+$  運動量と角度の相関。左図は事象選択前、右図は FCFV  $1R_\mu$  事象選択後の 2次元ヒストグラム。ただし、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合。

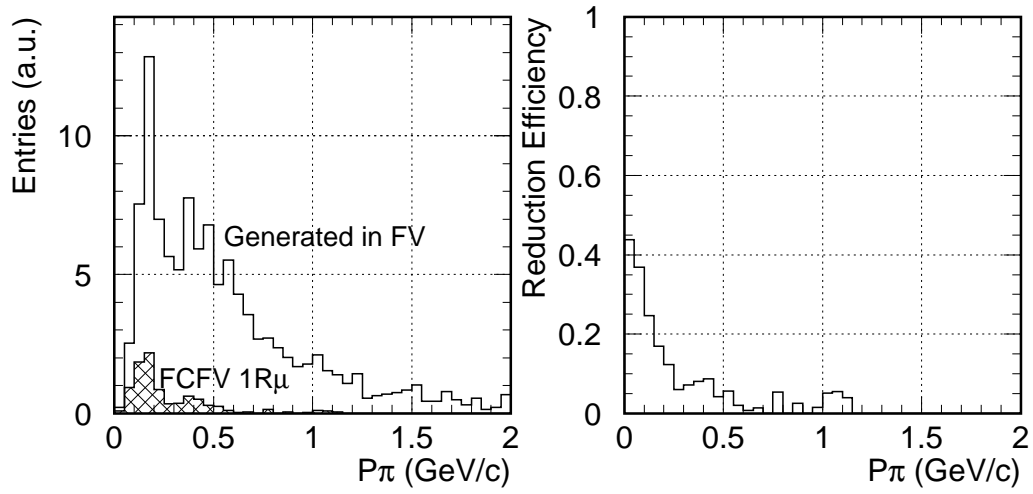


図 B.4: CC-1 $\pi$  バックグラウンド事象における  $\pi^0$  の運動量分布。左図は事象選択前後の  $\pi^0$  運動量分布で、右図は reduction efficiency の  $\pi^0$  運動量依存性。ただし、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合。

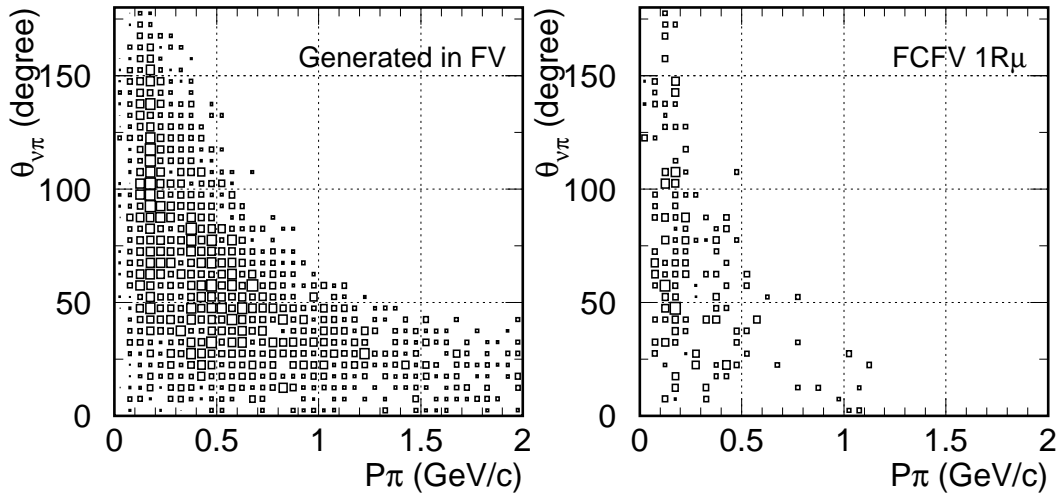


図 B.5: CC-1 $\pi$  バックグラウンド事象における  $\pi^0$  運動量と角度の相関。左図は事象選択前、右図は FCFV 1R $\mu$  事象選択後の 2次元ヒストグラム。ただし、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$  の場合。

## B.2 $\nu_e$ 出現実験

次に、 $\nu_e$  出現実験の場合にはどのような反応がバックグラウンドになるかを調べる。

### B.2.1 事象選択

$\nu_e$  事象の選択には、SK における大気ニュートリノの解析と同じ手法が用いられる。

- **Fully Contained (FC)**  
宇宙線ミュオンによるイベントを除くために、Outer Detector (OD) の最大ヒットクラスタ内の PMT 数 ( $N_{hitac}$ ) が 9 以下であることを要求する。
- **Fiducial Volume cut (FV)**  
再構成された反応点から最も近い Inner Detector (ID) の壁までの距離 ( $D_{wall}$ ) が 2 m 以上離れていることを要求する。この有効体積は質量に換算して 22.5 kt の水に対応する。
- **Visible energy cut:  $E_{vis} > 100$  MeV**  
周囲の岩からのガンマ線などの低エネルギーバックグラウンド事象を除くために、チェレンコフリングのエネルギー和 ( $E_{vis}$ ) が 100 MeV 以上であることを要求する。
- **Single ring electron-like cut (1Re)**  
サンプル中の CC-QE 反応の比率を上げるために、チェレンコフリング数 ( $N_{ring}$ ) が 1 で、かつそのリングパターンが電子型であることを要求する。
- **No decay electron cut**  
宇宙線ミュオンによるイベントや  $\nu_\mu$  による CC 反応のイベントを除くために、ミュオンからの崩壊電子がないことを要求する。

さらに、T2K 実験ではビーム生成時に混入する  $\nu_e$  (ビーム  $\nu_e$ ) や NC- $1\pi^0$  反応で生成した  $\pi^0$  からのバックグラウンド事象を除くために以下の事象選択を行う。

- **Reconstructed energy cut:  $0.35 < E_\nu^{rec} < 0.85$  GeV**  
 $\nu_e$  出現の信号は  $E_\nu \sim 600$  MeV にピークをもつため、エネルギーカットにより purity を上げる。
- **$e/\pi^0$  separation**  
電子と  $\pi^0$  のイベントを分離するために次のカットをかける。
  - チェレンコフリングの方向とビームの方向のなす角:  $\cos \theta_{\nu e} < 0.9$   
NC-coh.  $\pi^0$  反応を除くために前方のイベントはカットする。
  - 1 リングと 2 リングの likelihood の差:  $\Delta L \equiv L_{2R} - L_{1R} < 80$   
1 リングを仮定してフィットした likelihood と 2 リングを仮定してフィットした likelihood を比較して、より 2 リングらしいイベントをカットする。
  - 2 つのリングの不変質量:  $M_{\gamma\gamma} < 100$  MeV/ $c^2$   
 $\pi^0$  質量のところに再構成されたイベントをカットする。

## B.2.2 バックグラウンド事象の内訳

まず、表 B.2 に  $\nu_e$  出現実験において各事象選択後に生き残るバックグラウンド事象の内訳を  $\nu_\mu$  による CC 反応、 $\nu_\mu$  による NC 反応、ビーム  $\nu_e$  による反応に分けて示した。また、期待される  $\nu_e$  出現の信号の事象数も示した。ただし、表中の数字は  $\Delta m^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ ,  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  の場合である。表より、 $\nu_\mu$  による NC 反応およびビーム  $\nu_e$  がバックグラウンド事象となることが分かる。なお、 $\nu_\mu$  による NC 反応のうち約 80% は NC- $1\pi^0$  反応によるものである。

図 B.6 は  $\nu_e$  出現実験において期待される FCFV 1Re 事象の再構成されたエネルギー分布で、 $E_{\nu}^{rec}$  カット以外の事象選択を行った後のものである。このうち、網掛け部分がバックグラウンド事象で、 $\nu_\mu$  による事象およびビーム  $\nu_e$  による事象に分けて示した。

表 B.2:  $\nu_e$  出現実験において各事象選択後に生き残る事象数 (/22.5kt/5yr)。  $\nu_\mu$  による CC 反応、NC 反応、ビーム  $\nu_e$  による CC 反応、および期待される  $\nu_e$  出現の事象数に分けて示した。() 内は各事象選択後の reduction efficiency。ただし、 $\Delta m^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ ,  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  の場合。

	$\nu_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	Beam $\nu_e$	Signal $\nu_e$
Generated in FV	3173 (100%)	3239 (100%)	231 (100%)	257 (100%)
1) FCFV, $E_{vis} > 100 \text{ MeV}$	2131 ( 67%)	847 ( 26%)	189 ( 82%)	246 ( 96%)
2) Single ring	992 ( 31%)	220 ( 7%)	91 ( 39%)	205 ( 80%)
3) Electron-like	38 ( 1%)	175 ( 5%)	89 ( 38%)	203 ( 79%)
4) No decay electron	12 ( 0.4%)	156 ( 5%)	74 ( 32%)	187 ( 73%)
5) $0.35 < E_{\nu}^{rec} < 0.85 \text{ GeV}$	1.2 (0.04%)	55 ( 2%)	22 ( 9%)	144 ( 56%)
6) $e/\pi^0$ separation	0.4 (0.01%)	11 ( 0.3%)	14 ( 6%)	104 ( 40%)

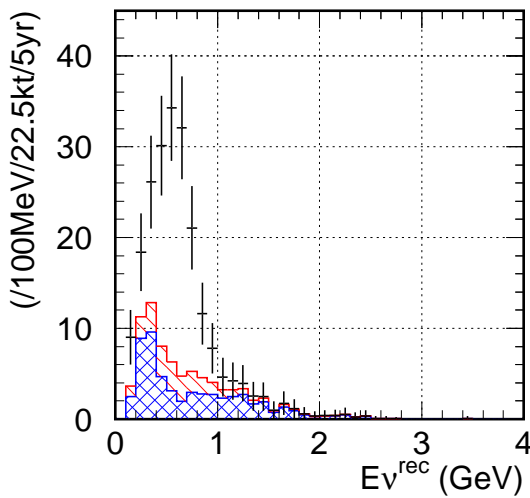


図 B.6:  $\nu_e$  出現実験において期待される FCFV 1Re 事象の再構成されたエネルギー分布。  $E_{\nu}^{rec}$  カット以外の事象選択を行った後のものである。網掛け部分がバックグラウンド事象で、 $\nu_\mu$  による事象 (青色) およびビーム  $\nu_e$  による事象 (赤色) に分けて示した。ただし、 $\Delta m^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ ,  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  の場合。

### B.2.3 NC- $1\pi^0$ バックグラウンド事象

以下では、NC- $1\pi^0$  バックグラウンド事象について見ていく。NC- $1\pi^0$  反応により生成された  $\pi^0$  は崩壊して2つの電磁シャワーを生成する。このとき、2つの電磁シャワーが同じ方向に出たり、エネルギーが非常に非対称であったりすると2つ目のチェレンコフリングを見つけるのが難しくなる。そのため、 $1Re$  事象と間違えてしまいバックグラウンドになる。

図 B.7 に NC- $1\pi^0$  バックグラウンド事象における  $\pi^0$  の運動量分布および角度分布を示した。白抜き部分のヒストグラムが有効体積内で生成した全  $\pi^0$  の分布、網掛け部分が事象選択後に生き残ってバックグラウンド事象となる  $\pi^0$  の分布である。この図から、最終的にバックグラウンド事象となる  $\pi^0$  は、 $200 \text{ MeV}/c < P_\pi < 700 \text{ MeV}/c$  の運動量領域で、ニュートリノビームに対して  $\theta \sim 50^\circ$  の方向に出ているものであることが分かる。

図 B.8 は NC- $1\pi^0$  バックグラウンド事象における  $\pi^0$  からの  $\gamma$  のエネルギー分布を示したもので、左図は2つの  $\gamma$  のうちエネルギーの高い方の  $\gamma$  のエネルギー分布であり、右図はエネルギーの低い方の  $\gamma$  の分布である。エネルギーの高い方は  $200 \text{ MeV} < E_\gamma < 600 \text{ MeV}$ 、エネルギーの低い方は  $E_\gamma < 50 \text{ MeV}$  であり、非常に非対称なエネルギー分布になっていることが分かる。

また、図 B.9 は  $\pi^0$  からの  $\gamma$  のニュートリノビームに対する角度分布を示したものである。エネルギーの高い方の  $\gamma$  はニュートリノビームに対して  $\theta \sim 50^\circ$  の方向 ( $\pi^0$  の進行方向) に出ていることが分かる。

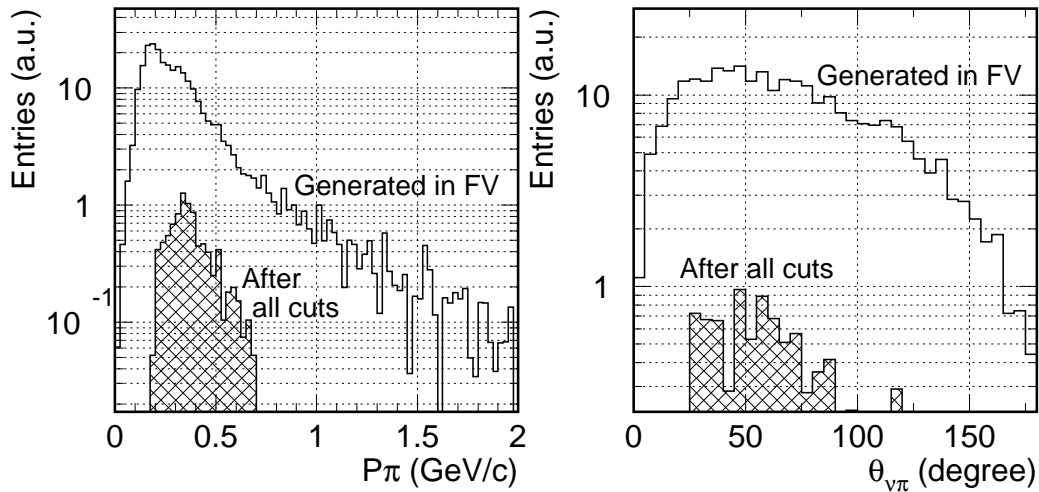


図 B.7: NC- $1\pi^0$  バックグラウンド事象における  $\pi^0$  の運動量分布。左図は事象選択前後の  $\pi^0$  運動量分布で、右図は  $\pi^0$  の角度分布。

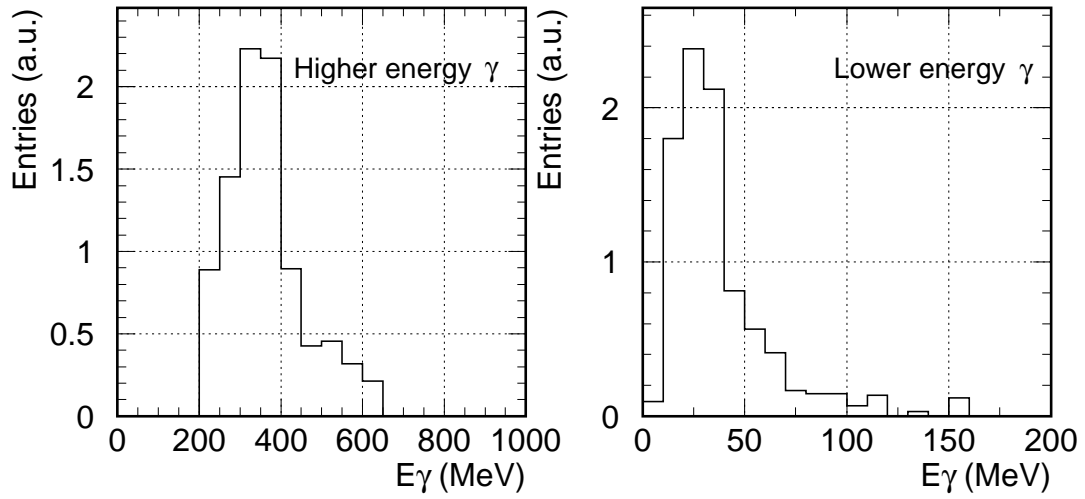


図 B.8: NC- $1\pi^0$  バックグラウンド事象における  $\pi^0$  からの  $\gamma$  のエネルギー分布。左図はエネルギーが高い方の  $\gamma$ 、右図はエネルギーが低い方の  $\gamma$  のエネルギー分布。

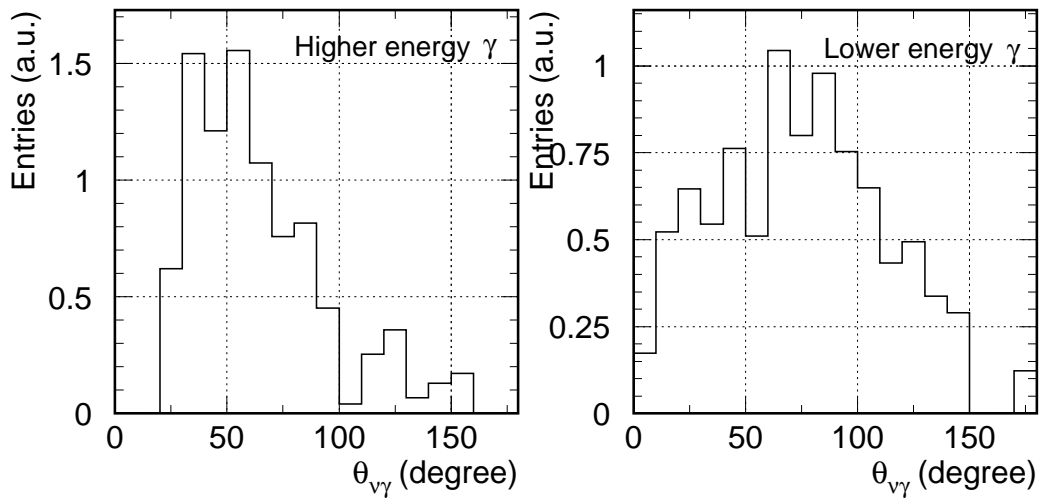


図 B.9: NC- $1\pi^0$  バックグラウンド事象における  $\pi^0$  からの  $\gamma$  の角度分布。ニュートリノビームの方向とのなす角で示した。



#### B.2.4 ビーム $\nu_e$ バックグラウンド事象

次に、ビーム  $\nu_e$  バックグラウンド事象について調べる。

図 B.10 はビーム  $\nu_e$  バックグラウンド事象のニュートリノエネルギー分布で、白抜き  
のヒストグラムが有効体積内で生成したビーム  $\nu_e$  の分布、網掛け部分が事象選択後に生  
き残ってバックグラウンド事象となるビーム  $\nu_e$  の分布である。また、右図には reduction  
efficiency のエネルギー依存性を示した。この図から、最終的にバックグラウンド事象と  
なるのは、約 2 GeV 以下であることが分かる。

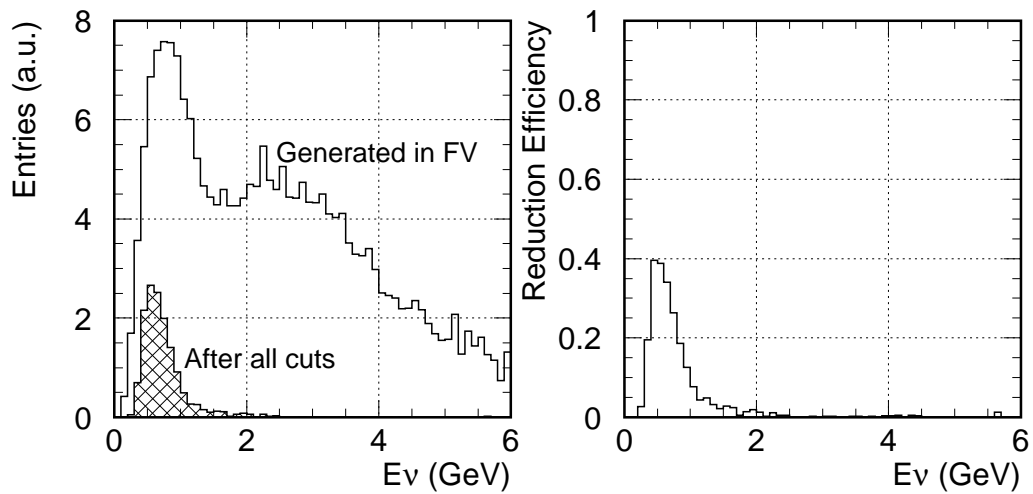


図 B.10: ビーム  $\nu_e$  バックグラウンド事象のニュートリノエネルギー分布。左図は事象選  
択前後のビーム  $\nu_e$  のエネルギー分布で、右図は reduction efficiency のエネルギー依存性。



## 参考文献

- [1] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, “Remarks On The Unified Model Of Elementary Particles,” *Prog. Theor. Phys.* **28**, 870 (1962).
- [2] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], “Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation,” *Phys. Rev. Lett.* **93**, 101801 (2004).
- [3] E. Aliu *et al.* [K2K Collaboration], “Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment,” arXiv:hep-ex/0411038.
- [4] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], “Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data,” *Phys. Lett. B* **539**, 179 (2002).
- [5] S. N. Ahmed *et al.* [SNO Collaboration], “Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity,” *Phys. Rev. Lett.* **92**, 181301 (2004).
- [6] T. Araki *et al.* [KamLAND Collaboration], “Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion,” arXiv:hep-ex/0406035.
- [7] A. Aguilar *et al.* [LSND Collaboration], “Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti- $\nu_e$  appearance in a anti- $\nu_\mu$  beam,” *Phys. Rev. D* **64**, 112007 (2001).
- [8] B. Armbruster *et al.* [KARMEN Collaboration], “Upper limits for neutrino oscillations anti- $\nu_\mu \rightarrow$  anti- $\nu_e$  from muon decay at rest,” *Phys. Rev. D* **65**, 112001 (2002).
- [9] H. Murayama, Oscillation Parameter Plots, <http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino/>.
- [10] G. Giacomelli, M. Giorgini and M. Spurio, “Atmospheric neutrino oscillations,” arXiv:hep-ex/0201032.
- [11] Y. Fukuda *et al.*, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [12] M. Ishitsuka [Super-Kamiokande Collaboration], “Super Kamiokande results: Atmospheric and solar neutrinos,” arXiv:hep-ex/0406076.

- [13] P. Astier *et al.* [NOMAD Collaboration], “Final NOMAD results on  $\nu/\mu \rightarrow \nu/\tau$  and  $\nu/e \rightarrow \nu/\tau$  oscillations including a new search for  $\nu/\tau$  appearance using hadronic tau decays,” Nucl. Phys. B **611**, 3 (2001).
- [14] E. Eskut *et al.* [CHORUS Collaboration], “New results from a search for  $\nu/\mu \rightarrow \nu/\tau$  and  $\nu/e \rightarrow \nu/\tau$  oscillation,” Phys. Lett. B **497**, 8 (2001).
- [15] K. S. McFarland *et al.*, “A Limit on muon-neutrino (anti-muon-neutrino)  $\rightarrow$  tau-neutrino (anti-tau-neutrino) oscillations from a precision measurement of neutrino - nucleon neutral current interactions,” Phys. Rev. Lett. **75**, 3993 (1995).
- [16] M. Apollonio *et al.*, “Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station,” Eur. Phys. J. C **27**, 331 (2003).
- [17] M. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], “Search for electron neutrino appearance in a 250-km long-baseline experiment,” Phys. Rev. Lett. **93**, 051801 (2004).
- [18] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], “Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations,” Phys. Rev. Lett. **85**, 3999 (2000).
- [19] Y. Itow *et al.*, “The JHF-Kamioka neutrino project,” arXiv:hep-ex/0106019, <http://neutrino.kek.jp/jhfnu/> .
- [20] E889 Collaboration, Physics Design Report, BNL No. 52459, April, 1995.
- [21] “J-PARC ニュートリノ実験施設 中間報告書,” KEK-Internal 2003, April, 2004, <http://neutrino.kek.jp/jhfnu/> .
- [22] 大藪 崇人, “JHF ニュートリノ振動実験における新方式によるニュートリノビームの評価,” 修士論文, 東京大学大学院理学系研究科 (2003).
- [23] 上田 俊輔, “J-PARC ニュートリノ振動実験におけるニュートリノ生成標的の研究・開発,” 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2004).
- [24] Y. Fukuda *et al.*, “The Super-Kamiokande detector,” Nucl. Instrum. Meth. A **501**, 418 (2003).
- [25] GEANT–Detector Description and Simulation Tool, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN (1993).
- [26] Y. Hayato, “NEUT,” Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112**, 171 (2002).
- [27] C. H. Llewellyn Smith, “Neutrino Reactions At Accelerator Energies,” Phys. Rept. **3**, 261 (1972).
- [28] D. Rein and L. M. Sehgal, “Neutrino Excitation Of Baryon Resonances And Single Pion Production,” Annals Phys. **133**, 79 (1981).

- [29] D. Rein and L. M. Sehgal, “Coherent Pi0 Production In Neutrino Reactions,” Nucl. Phys. B **223**, 29 (1983).
- [30] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, “Dynamical parton distributions of the proton and small x physics,” Z. Phys. C **67**, 433 (1995).
- [31] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review of particle physics,” Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).
- [32] S. Agostinelli *et al.* [GEANT4 Collaboration], “GEANT4: A simulation toolkit,” Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [33] K. Nitta *et al.*, “The K2K SciBar detector,” Nucl. Instrum. Meth. A **535**, 147 (2004).
- [34] H. Kressel, *Semiconductor devices for optical communication*, Topics in applied physics vol.39, Springer (1982).
- [35] S. L. Miller, “Avalanche Breakdown in Germanium,” Phys. Rev. **99**, 1234 (1955).
- [36] Si APD array S8550, HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Solid State Division, <http://www.hamamatsu.com/> .
- [37] E. Beuville, K. Borer, E. Chesi, E. H. M. Heijne, P. Jarron, B. Lisowski and S. Singh, “Amplex: A Low Noise, Low Power Analog Cmos Signal Processor For Multielement Silicon Particle Detectors,” Nucl. Instrum. Meth. A **288**, 157 (1990).
- [38] P. Aspell *et al.*, “CMOS low noise monolithic frontends for Si strip detector readout,” Nucl. Instrum. Meth. A **315**, 425 (1992).
- [39] O. Toker, S. Masciocchi, E. Nygard, A. Rudge and P. Weilhammer, “VIKING: A CMOS low noise monolithic 128-channel front end for Si strip detector readout,” Nucl. Instrum. Meth. A **340**, 572 (1994).
- [40] The VA1’ Specifications v0.92, Ideas ASA, <http://www.ideas.no/> .
- [41] 山本 真平, “K2K 長基線ニュートリノ振動実験 シンチレータトラッカーにおける読み出し用エレクトロニクスの開発,” 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2003).
- [42] E. Nygard, P. Aspell, P. Jarron, P. Weilhammer and K. Yoshioka, “Cmos Low Noise Amplifier For Microstrip Readout: Design And Results,” Nucl. Instrum. Meth. A **301**, 506 (1991).
- [43] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, 光電子増倍管 -その基礎と応用-, 第2版, 浜松ホトニクス株式会社 (1998).