スーパーカミオカンデにおける
宇宙線ミューオンフラックス中の
月・太陽の影の解析

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻長島研究室
博士前期課程 2 年
梶山 裕香

平成 13 年 2 月 6 日

概要

地下 1000m に設置されている 50000 トンの水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデにおいて、1290 日分の online μ fitter で再構築した検出器を突き抜ける宇宙線ミューオンについて、月・太陽との角度の相関を解析した結果、月については 1.2σ、太陽については 2.9σ で月・太陽方向からのイベントの欠損が認められた。さらに 1033.5 日分の offline μ fitter で再構築した突き抜けμ については、月については 2.8σ、太陽については 3.2σ で月・太陽方向からのイベントの欠損が認められた。

また月と太陽の影の位置と、計算で求めた月と太陽の位置のずれから、検出器の座標系は真の座標系と $\leq 0.5^\circ$ の精度であっていることが確認された。

これらのデータから online μ fitter、offline μ fitter による突き抜けμ イベントの再構築の一次元投影の角度分解能として、

$$\begin{aligned} \sigma_\theta &= 1.15^{\circ}{}^{+0.30^\circ}_{-0.20^\circ} \quad \text{(online μ fitter)} \\ \sigma_\theta &= 0.70^{\circ}{}^{+0.15^\circ}_{-0.09^\circ} \quad \text{(offline μ fitter)} \end{aligned}$$

を得た。これはモンテカルロ・シミュレーションで発生させたイベントから求めた角度分解能と誤差の範囲で一致している。

目 次

概要 **1**

図目次 **4**

表目次 **9**

第 1 章　序説 **11**
1.1　月、太陽の影 11
1.2　他実験の状況 11
1.3　本研究の動機 13

第 2 章　スーパーカミオカンデ検出器 **14**
2.1　検出原理 14
2.2　検出器概要 15
2.3　光電子増倍管 18
2.3.1　inner detector PMT 18
2.3.2　outer detector PMT 21
2.4　エレクトロニクス 21
2.4.1　内部検出器 21
2.4.2　外部検出器 23
2.5　データ収集システム 23

第 3 章　モンテカルロ・シミュレーション **25**
3.1　予想される月・太陽の影 25
3.1.1　online μ fitter で予想される月・太陽の影 26
3.1.2　offline μ fitter で予想される月・太陽の影 26

第 4 章　データ解析 **33**
4.1　イベントセレクションの概要 33
4.2　1st reduction 34
4.3　2nd reduction 39
4.4　online μ fitter による解析 45

4.4.1 一次元の月の影の解析 . . . 45
4.4.2 二次元の月の影の解析 . . . 49
4.4.3 太陽の影の解析 . . . 52
4.5 offline μ fitter による解析 . . . 56
4.6 likelihood 関数による角度分解能の見積もり . . . 63
4.7 系統誤差 . . . 63

第 5 章 結果と考察 **66**
5.1 結果 . . . 66
5.2 議論 . . . 66
5.3 今後の課題 . . . 67

第 6 章 結論 **74**

付録 **75**

付 録 A μ イベントの再構築 **75**
A.1 online μ fitter による再構築 . . . 75
A.1.1 online μ fitter . . . 75
A.1.2 online μ fitter の角度分解能 . . . 78
A.2 offline μ fitter による再構築 . . . 81
A.2.1 offline μ fitter . . . 81
A.2.2 offline μ fitter の角度分解能 . . . 81

付 録 B 月の座標変換 **84**
B.1 時刻系 . . . 84
B.2 ユリウス日 . . . 84
B.3 月の位置計算 . . . 85
B.4 スーパーカミオカンデ検出器における座標系と地平座標 . . . 88
B.5 赤道座標、黄道座標 . . . 89

付 録 C 検出器の較正 **92**
C.1 相対的ゲイン較正 −Xe による較正 . . . 92
C.2 絶対的ゲイン較正 −Ni による較正 . . . 93
C.3 時間較正 . . . 94
C.4 水の透過率 (減衰長) . . . 97
C.4.1 レーザー光と CCD カメラによる直接測定 . . . 97
C.4.2 宇宙線 μ を用いた間接測定 . . . 99
C.5 エネルギー較正 . . . 101
C.5.1 ニッケル較正での γ 線源を用いる方法 . . . 101

C.5.2 ライナック 101
C.5.3 μ 粒子崩壊電子を用いた較正 101

謝辞 **103**

参考文献 **105**

Super-Kamiokande Collaboration **106**

図 目 次

1.1 月の影 12

2.1 チェレンコフ光のイメージ図、PMT は光電子増倍管を示す 14
2.2 スーパーカミオカンデ検出器 15
2.3 スーパーカミオカンデ検出器の位置 16
2.4 inner detector PMT と outer detector PMT 18
2.5 50cm PMT の形状と大きさ 18
2.6 50cm PMT の回路摸式図 19
2.7 50cm PMT の量子効率 19
2.8 チェレンコフ光のスペクトラム 20
2.9 1p.e. に対する ADC 分布 20
2.10 outer detector PMT and wave length shifter 21
2.11 ATM モジュールのブロックダイアグラム 22
2.12 エレクトロニクスのブロックダイアグラム 24

3.1 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1290 日分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (一次元) 斜線部のヒストグラムが月・太陽の影を仮定したシミュレーションの角度分布、白いヒストグラムは、月・太陽の影が存在しない場合のシミュレーションの角度分布、曲線は角度分解能を 1.0° としたときに予想される月・太陽の影の関数形である。 27
3.2 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1290 日分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 28
3.3 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1290 日分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 29

3.4 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1033.5 日分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (一次元) 斜線部のヒストグラムが月・太陽の影を仮定したシミュレーションの角度分布、白いヒストグラムは、月・太陽の影が存在しない場合のシミュレーションの角度分布、曲線は角度分解能を 0.71° としたときに予想される関数形である。 30
3.5 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1033.5 日分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 31
3.6 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1033.5 日分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 32

4.1 イベントセレクションの流れ 33
4.2 1st Reduction の流れ 34
4.3 突き抜けμ イベント。左図は検出器を突き抜けるμ の概念図。右図はイベントディスプレイで、上が外部検出器、下が内部検出器の展開図。丸の大きさが各光電子増倍管で検出された光量を示す。 35
4.4 ストップμ イベント。左図は検出器内で止まるμ の概念図。右図はイベントディスプレイ。検出器内で止まるため、出口は存在しない。 36
4.5 Total Q と MaxQ による Cut (Raw Data file) 37
4.6 multi μ イベント。 左図は検出器内をつきぬけるμ の概念図。右図はイベントディスプレイ。このイベントではほぼ平行に二つのμ が検出器を突き抜けている。複数のμ を同時に検出したものはすべて multi μ イベントとする。 38
4.7 制動輻射を伴ったμ イベント 38
4.8 2nd Reduction の流れ 39
4.9 pedestal イベント 40
4.10 goodness cut (ヒストグラムはデータ約 10 日分の 1st Reduction file) 40
4.11 突き抜けμ の全光量と tracklength の関係 (データ約 3 時間分の 1st Reduction file) 41
4.12 total Q/track length cut (ヒストグラムはデータ約 10 日分の 1st Reduction file) 42
4.13 track length cut (ヒストグラムはデータ約 10 日分の 1st Reduction file) 43
4.14 2nd Reduction 後のμ イベントの角度分布 (到来方向、データ約 12 時間分) 横軸が方位角、縦軸が天頂角の余弦を示す。$cos\theta = 1$ が鉛直上向きから進入したμ 、$\varphi = 0^\circ$ が北、$\varphi = 90^\circ$ が東からのμ である。 44
4.15 2nd Reduction 後のμ イベントの角度分布、上が方向余弦の分布、下が方位角の分布 44
4.16 解析に用いる θ の定義 45

4.17 実データ 1290 日分の online μ fitter による月の影の解析 (一次元) 斜線部のヒストグラムが月近傍の突き抜けμ の角度分布、白いヒストグラムは、月の影が存在しない位置でのイベントの角度分布曲線は角度分解能を 1.0° としたときに予想される関数形である。$\theta = 0^\circ$ が月方向を示す。 47
4.18 図 4.17 で実際に各 bin に入ったイベント数 48
4.19 実データ 1290 日分の online μ fitter による月の影の解析 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 . . . 50
4.20 実データ 1290 日分の online μ fitter による月の影の解析 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 51
4.21 実データ 1290 日分の online μ fitter による太陽の影の解析 (一次元) 斜線部のヒストグラムが実際のデータ、白いヒストグラムは太陽の影が存在しない場合の角度分布、曲線は角度分解能を 1.0° としたときに予想される関数形である。 . . . 53
4.22 実データ 1290 日分の online μ fitter による太陽の影の解析 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 54
4.23 実データ 1290 日分の online μ fitter による太陽の影の解析 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 55
4.24 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による月の影の解析 (一次元) 斜線部のヒストグラムが実際のデータ、白いヒストグラムは月の影が存在しない場合のバックグラウンド (シミュレーションにより求めた)、曲線は角度分解能を 0.71° としたときに予想される月の影の関数形である。 57
4.25 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による月の影の解析 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 . . . 58
4.26 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による月の影の解析 (二次元・積分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 . . . 59
4.27 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による太陽の影の解析 (一次元) 斜線部のヒストグラムが実際のデータ、白いヒストグラムは太陽の影が存在しない場合の角度分布、曲線は角度分解能を 0.71° としたときに予想される太陽の影の関数形である。 60

4.28 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による太陽の影の解析 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 61
4.29 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による太陽の影の解析 (二次元・積分値解析) 太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 62
4.30 実データから算出した online μ fitter と offline μ fitter の角度分解能に関する likelihood 関数 65

5.1 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (一次元) 斜線部のヒストグラムが月・太陽の影を仮定した場合のシミュレーション、白いヒストグラムは、月・太陽の影が存在しない場合のシミュレーションの角度分布、曲線は角度分解能を 1.0° としたときに月の影の予想される関数形である。 68
5.2 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 69
5.3 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 70
5.4 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (一次元) 斜線部のヒストグラムがシミュレーション、白いヒストグラムは見積もられたバックグラウンド、曲線は角度分解能を 0.71° としたときに予想される関数形である。 71
5.5 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 72
5.6 モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域 73

A.1 online μ fitter の流れ 76
A.2 goodness の定義に用いられる変数 77
A.3 online μ fitter の角度分解能 79

A.4 一次元での online μ fitter の角度分解能、上が天頂角方向への投影、下が方位角方向への投影を示す . . . 80
A.5 offline μ fitter の流れ . . . 82
A.6 Typical TQ MAP の時間分解能誤差 . . . 82
A.7 一次元での offline μ fitter の角度分解能、上が天頂角方向への投影、下が方位角方向への投影を示す . . . 83

B.1 地平座標 . . . 88
B.2 検出器座標と地平座標の比較 . . . 89
B.3 座標の比較 . . . 90

C.1 ゲイン較正の setup 図 . . . 92
C.2 PMT の相対的なゲインのばらつき。横軸は補正後の電荷 ($pC \cdot m^2$)。 . . . 93
C.3 Ni による較正の setup 図 . . . 94
C.4 ニッケル較正において出力信号のある PMT の電荷分布。0 近くの大きな突起は光電子が第一ダイノードをすり抜けた場合に起る。 . . . 95
C.5 時間較正の setup 図 . . . 96
C.6 時間と光量の相関図。(T は値が大きい方が早いことを表す。) . . . 96
C.7 時間分解能 . . . 97
C.8 μ を使った水の減衰長の測定 . . . 98
C.9 波長が 400nm での水透明度の直接測定の結果。横軸は拡散ボールと CCD カメラの距離、縦軸は CCD カメラで検出され、モニター用 PMT で規格化された電荷である。 . . . 98
C.10 μ を使った水の減衰長の測定 . . . 99
C.11 水の減衰長 (1996 年 7 月 6 日) . . . 100
C.12 水の減衰長の時間変化 . . . 100
C.13 ライナックの setup 図 . . . 102
C.14 ライナックのデータとモンテカルロシミュレーション結果とのずれ。 . . . 102
C.15 実験値とモンテカルロイベントの崩壊電子エネルギー分布 . . . 102

表 目 次

1.1 他実験での月・太陽の影の解析結果とスーパーカミオカンデ (SK) との比較 . . . 13

2.1 スーパーカミオカンデの性能 17

4.1 online μ fitter の角度分解能と track length 43

5.1 実データとシミュレーションの shadow significance の比較 66

B.1 各座標系の比較 (図 B.3 参照) 91

C.1 ニッケルの中性子反応。ニッケル同位体の天然存在比、熱中性子の捕獲断面積、ガンマ放射で開放される全エネルギー。 94

C.2 種々の波長の光による直接測定で得られた水透明度。 99

第1章　序説

1.1　月、太陽の影

宇宙線実験において、検出器の天球座標における正確な座標系の向きと、角度分解能を知ることは非常に重要である。

高エネルギー宇宙線において月と太陽の影が観測される可能性が、1957 年に Clark[1] によって提唱された。地下で二次宇宙線ミューオン (以下μ と記述) として観測されることになる一次宇宙線 (主に陽子) は月と太陽に遮蔽され (図 1.1)、その部分が「月の影」「太陽の影」として観測される。これら二つの天体は視直径が小さく (どちらも約 0.5°)、検出器の角度分解能と比較できるため、地下でのμ フラックスにおいて、月、太陽の影を観測することにより、検出器の座標系の向きと角度分解能の両方を実験的に確認することができる。

スーパーカミオカンデで観測されるμ は地表付近のエネルギーが 1.3TeV 以上であり、後に述べるように (4.7 節参照) 地磁気効果、クーロン散乱などによる「影」の曲がりが $O(0.1^\circ)$ のオーダーであると見積もられるため、二次宇宙線μ を用いて月、太陽の影を観測することができる。

1.2　他実験の状況

月と太陽の影は、空気シャワー実験である、CYGNUS[2]、ASγ[3]、CASA[4] によって観測された。ASγ では、地球と太陽間の磁場変動により起こる、太陽の影の時間変位を観測した [5][6]。また、地下実験である MACRO[7]、Soudan 2[8]、LVD[9] でも近年宇宙線μ を用いて月と太陽の影の観測が報告された。

月と太陽の影を観測した実験について、一次元角度分解能、イベント数、陽子のエネルギー、地表でのμ のエネルギー、shadow significance [1]とスーパーカミオカンデとの比較は表 1.1 の通りである。

[1] 4.4.1 節に詳述。簡単には、月、太陽方向からのイベント数の欠損の統計的有意度。

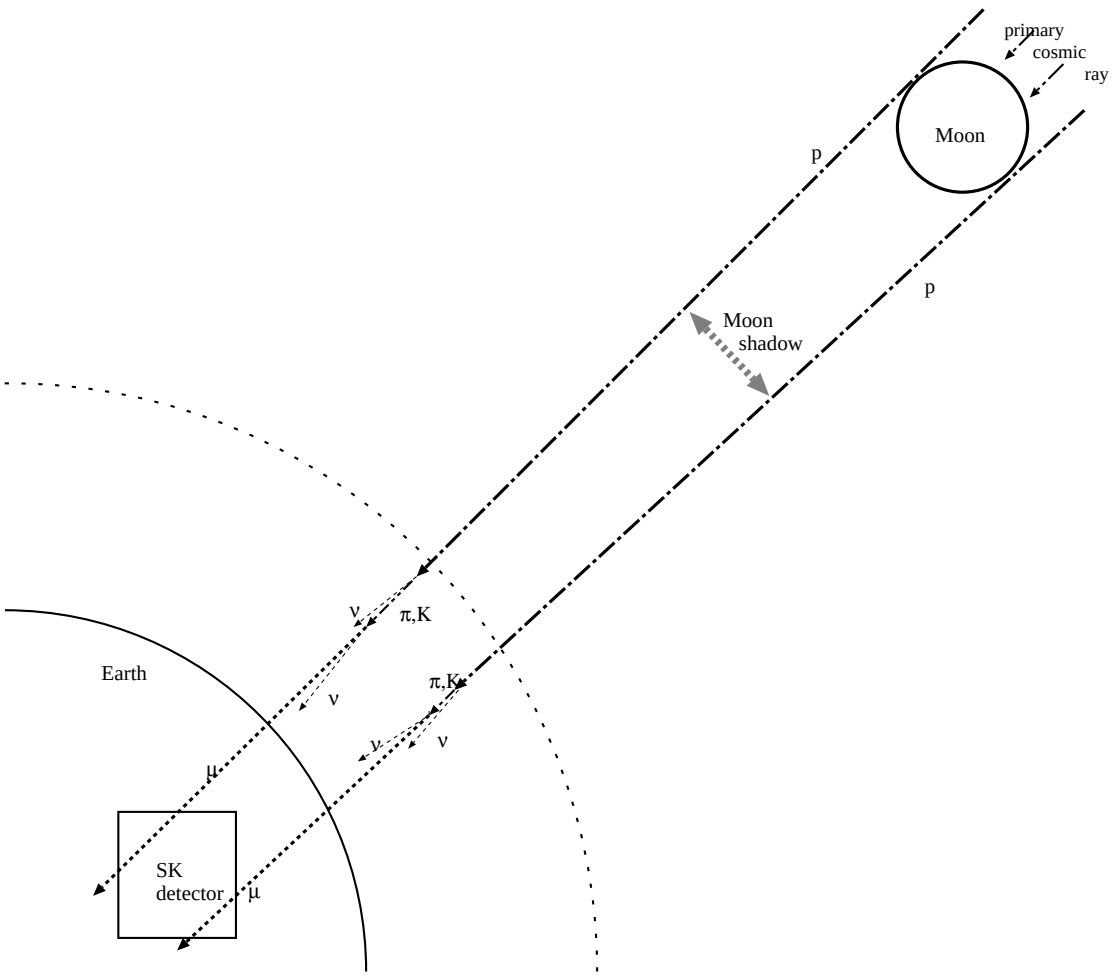
primary
cosmic
ray
Moon
p
p
Moon
shadow
ν
π,K
Earth
π,K
ν
ν
ν
μ
SK
detector
μ

図 1.1: 月の影

実験名		一次元 角度分解能 [degree]	イベント数	陽子 エネルギー [TeV]	地表付近での μ エネルギー [TeV]	shadow significance	
						月	太陽
空気 シャワー 実験	CYGNUS	$0.75^{+0.13}_{-0.09}$	108×10^6	>50	–	4.9σ 注 a)	
	ASγ	$0.87^{+0.13}_{-0.10}$	240×10^6	~10	–	5.8σ	3.7σ
	CASA	$0.77^{+0.14}_{-0.10}$	4.7×10^6 注 b)	≥100	–	4.3σ	3.4σ
地下実験	MACRO	0.64 ± 0.21	38.2×10^6	>7	~3	5.5σ	4.2σ
	Soudan2	≤0.3	33.5×10^6	17	~1.5	5σ	3.3σ
	LVD	?	1.85×10^6	?	~2.2	2.62σ	– 注 c)
地下実験	SK	~1.0	88.0×10^6	~13	≥1.3	–	–

表 1.1: 他実験での月・太陽の影の解析結果とスーパーカミオカンデ (SK) との比較
注 a)　月と太陽の影についてのデータを合わせて解析した値
注 b)　月を中心とする 12 度 ×12 度のセルに入ってくるイベント
注 c)　LVD の太陽の影に関する論文は出されていない

1.3　本研究の動機

第 2 章で述べるように、スーパーカミオカンデは非常に巨大な水チェレンコフ検出器であるため、高い統計精度が期待できる。スーパーカミオカンデ実験の目的は大きく二つにわかれ、一つは核子崩壊の探索を通した大統一理論の実験的研究、もう一つは大気ニュートリノ、太陽ニュートリノ、超新星ニュートリノの観測、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei,AGN) 等のニュートリノ点源の探索等を通した宇宙ニュートリノやニュートリノの特性の研究である。

特にニュートリノ点源の研究には、建設会社の測量に基づく公称の検出器での座標系が天球座標系に対して正確に定められていること、イベント再構築の際の角度分解能を正しく知ることが非常に重要となる。月・太陽の影を観測できれば、天球座標系と検出器座標系の対応を確認することができる。また現在は再構築の角度分解能はシミュレーションによって評価されているが、月・太陽の影を観測することにより、実際のデータを用いてその欠損の度合いから宇宙線μ イベントの再構築の角度分解能を見積もることができる。

よってこの月及び太陽の影について解析を行い、検出器座標系が真の座標系に対してどの程度ずれているかどうかの確認、イベント再構築の角度分解能の見積もりを行うことがこの研究の動機である。

第2章　スーパーカミオカンデ検出器

2.1　検出原理

スーパーカミオカンデ検出器は総重量 5 万トンの水チェレンコフ型検出器である。チェレンコフ光は、屈折率 n の媒質中で荷電粒子がその媒質中での光速 c/n を超えて運動する際に、式 2.1 で表されるような角度 Θ_c 方向に放出される光である (図 2.1)。

$$\cos\Theta_c = \frac{1}{n\beta} \tag{2.1}$$

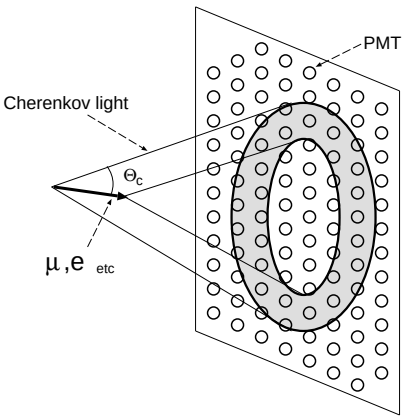

図 2.1: チェレンコフ光のイメージ図、PMT は光電子増倍管を示す

水の場合 ($n = 1.344$)、β=1 で チェレンコフ角 Θ_c は 約 42° になる。
また、チェレンコフ光の波長分布は、

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = 2\pi Z^2\alpha\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)\frac{1}{\lambda^2} \tag{2.2}$$

N : 放出される光子数
x : 通過粒子の進む距離
λ : 放出される光子の波長
Z : 荷電粒子の電荷
α : 微細構造定数

で表される。

図 2.1 のように チェレンコフ光は方向性を持っているので、この光を円筒状の検出器の内壁にとりつけられている光電子増倍管で検出し、その光量、光の到達時間から事象の再構成を行い、その事象の発生点、運動量、粒子の種類などを決定する。

2.2 検出器概要

スーパーカミオカンデ検出器 (図 2.2) は、岐阜県神岡町にある神岡鉱山茂住坑 ((図 2.3)) の地下 1000m(水深 2700m 相当) の地点の旧カミオカンデとほぼ同位置に建設され、1996 年 4 月から稼動を始めている。表 2.1 にスーパーカミオカンデ検出器の性能を示す。この検出器が地下にあるのは、バックグラウンドとなる宇宙線中の μ 粒子を減らすためで、検出器の表面に到達できる宇宙線中の μ の最低エネルギーは約 1.3TeV である。また、地表での μ 粒子の強度は約 $10^9 m^{-2} y^{-1}$ であるが、検出器付近ではその約 10^{-5} となり、スーパーカミオカンデ検出器で観測される μ の頻度は約 2.2 Hz である。

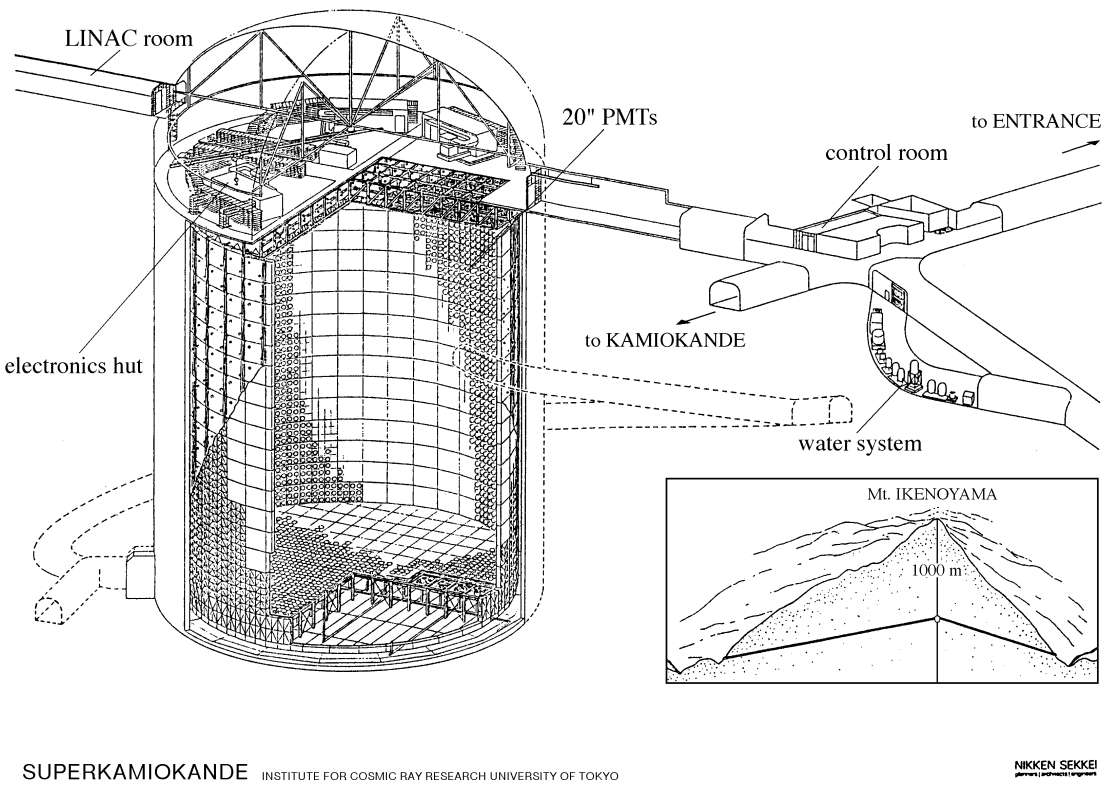

図 2.2: スーパーカミオカンデ検出器

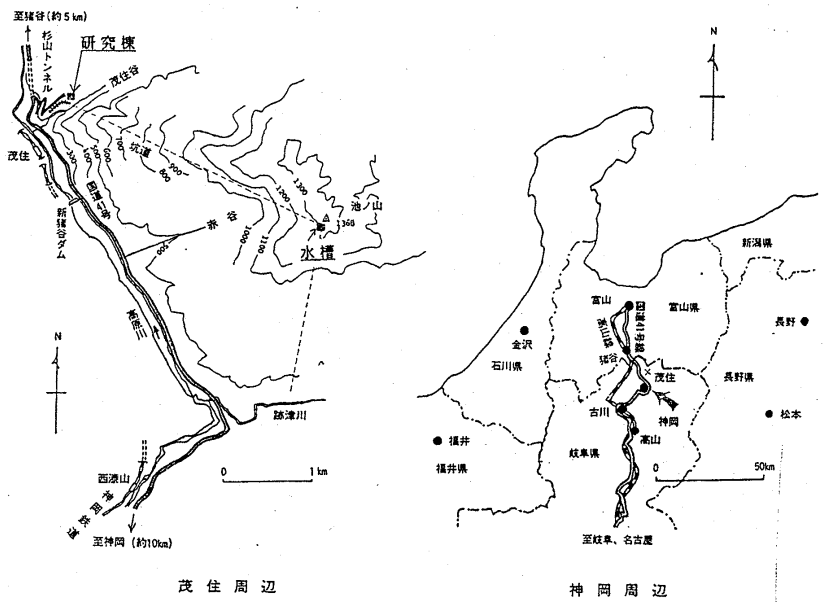

図 2.3: スーパーカミオカンデ検出器の位置

スーパーカミオカンデ検出器の本体となる水槽は、直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形で、この中に総重量 50,000t の純水を満たす。外壁は厚さ約 50cm のコンクリートで覆われており、水に接する表面は 3∼4mm 厚のステンレスが張ってある。また、外壁から 2.5m の位置にステンレスの枠組の構造体が建設され、そこに光電子増倍管 (PMT) がとりつけられている。また、その間はブラックシートを張ることにより光学的に内水槽と外水槽に分けられている (内水槽は直径 33.8m、高さ 36.2m)。この内水槽には直径 50cm の PMT 11,146 本が内向きに取り付けてあり、内水槽全表面積の約 40% をカバーしている。外水槽は直径 20cm の PMT 1,885 本が、外向きに取り付けてあり、壁の表面は光の収集効率をよくするため白色のタイベックで覆ってある。内水槽、外水槽は、それぞれ内部検出器 (inner detector)、外部検出器 (outer detector) と呼ばれ、ともに水チェレンコフ型の検出器である。内水槽は粒子検出の主となる部分であり、外水槽は岩盤からの γ 線や中性子を吸収するとともに、外部から入射する粒子 (主として宇宙線μ) や、外部へ抜ける粒子の識別を行う役割を持っている。

また、水槽の上部に 5 つの小屋 (ハット) が設置され、その中に高電圧供給装置や、フロントエンドエレクトロニクス、データー収集装置、コントロール装置などがある。

検出器周辺の空気は抗外から直接空気を取り込み、フィルターを通すことで、バックグラウンドとなる放射性同位元素を少ない状態に保っている。

検出器内の水は、脱気装置、逆浸透膜ろ過装置、フィルター、イオン交換装置、紫外線殺菌灯などからなる水の純化装置により、放射性同位元素やバクテリア、不純物などを取り除いている。水槽内の水は、およそ 40 日間で循環する。この結果、光量が 1/e(e は自然対数) に減衰する水の減衰長は約 60m, 水中のラドン (Rn) 濃度は約 $0.005Bq/m^3$ になっている。

Parameters		Remarks
Total size	41mh × 39mϕ	
Total mass	50,000t	
Fiducial mass	32,000t 22,000t	supernova ν proton decay,solar ν
Thickness of outer detector	2m	
Number of PMTs	11,146 1,885	inner detector outer detector
Photosensitive coverage	40 %	
PMT timing resolution	2.5 nsec	at 1 p.e.
Energy resolution	$2.6\%/\sqrt{E}$ 2.5% $16\%/\sqrt{E}$	e of E(GeV) $\mu(\leq$ 1 GeV) e($\leq$20MeV)
Position resolution	50cm $\sim$ 10cm	10MeV e p $\rightarrow e^+\pi^0$
Angular resolution	28° $\sim 1°$	10 MeV e Thru-going μ
$E_{th}(trigger)$	$\sim$ 5.7 MeV $\sim$ 4.6 MeV	LE trigger SLE trigger
e/μ separation	99 %	$0.03 \leq p_e \leq 1.33$GeV/c $0.2 \leq p_\mu \leq 1.5$GeV/c
$\varepsilon_{\mu\rightarrow e\nu\nu}$	96 %	

表 2.1: スーパーカミオカンデの性能

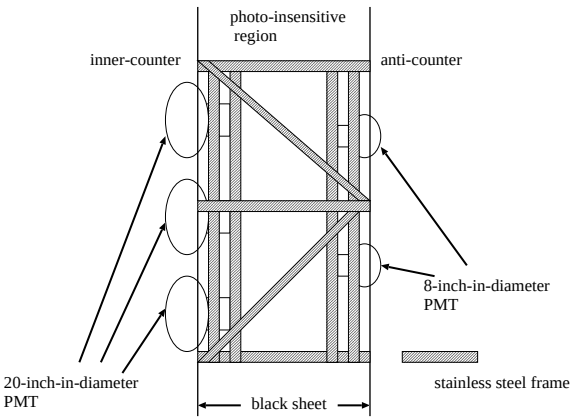

図 2.4: inner detector PMT と outer detector PMT

2.3 光電子増倍管

前述したように、スーパーカミオカンデ検出器では内水槽と外水槽で 2 種類の光電子増倍管を用いている (図 2.4)。

2.3.1 inner detector PMT

内水槽で用いる PMT は浜松ホトニクス製 (R3600) である。その外観図及び回路図を図 2.5, 図 2.6 に示す。

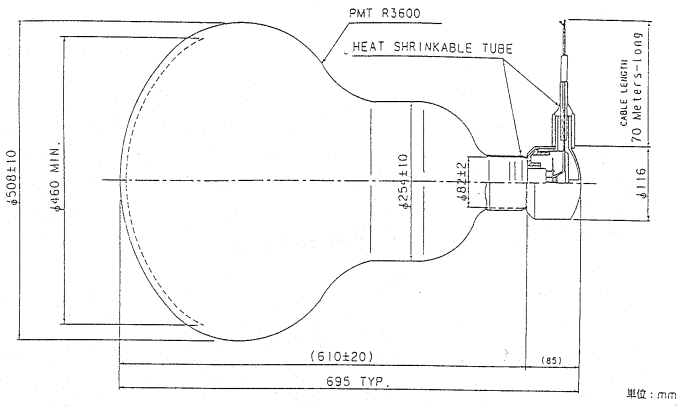

図 2.5: 50cm PMT の形状と大きさ

この PMT はカミオカンデ検出器で用いられていた直径 50cm の光電子増倍管 (R1449) を改良したものであり、正極性の印加電圧に対して作動する。現在 PMT の増幅率は約 1.2×10^7 で使

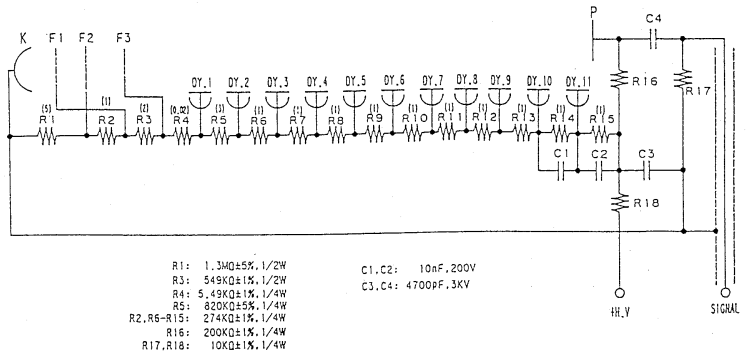

図 2.6: 50cm PMT の回路摸式図

用されている (印加電圧は典型的に 2000V)。この PMT の量子効率、およびチェレンコフ光のスペクトラムを図 2.7、図 2.8 に示す。

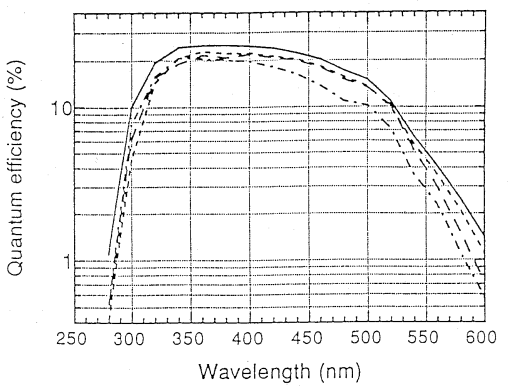

図 2.7: 50cm PMT の量子効率

図 2.8 からチェレンコフ光のピークと量子効率のピークはほぼ一致していることがわかる。チェレンコフ光のピーク値 $\lambda = 390nm$ では、量子効率は 22% である。

この PMT は改良により 1p.e.[1] のピークがみえるようになり、また時間分解能も改善された。図 2.9 は 1p.e. に対する ADC[2] 分布であるが、暗雑音 (ADC 値は 0 付近) と信号 (ADC 値は 15 付近にピーク) がはっきり分かれている。これにより、水中の Rn などの物理的要因によるバックグラウンドを十分減少させて、エネルギーのしきい値を電子に対して 4MeV まで下げることができた。

時間分解能については、カミオカンデで用いられていた PMT は 1p.e. に対して、5nsec(1σ) で

[1] photo electron
[2] Analog to Digital Converter

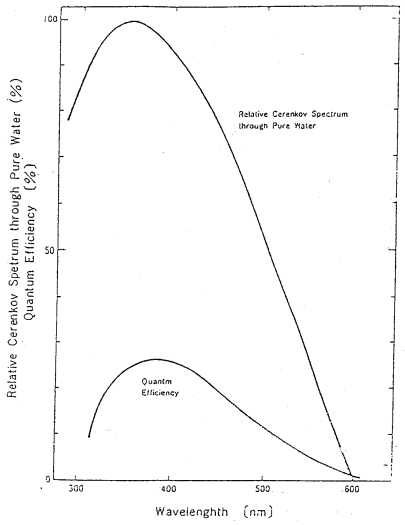

図 2.8: チェレンコフ光のスペクトラム

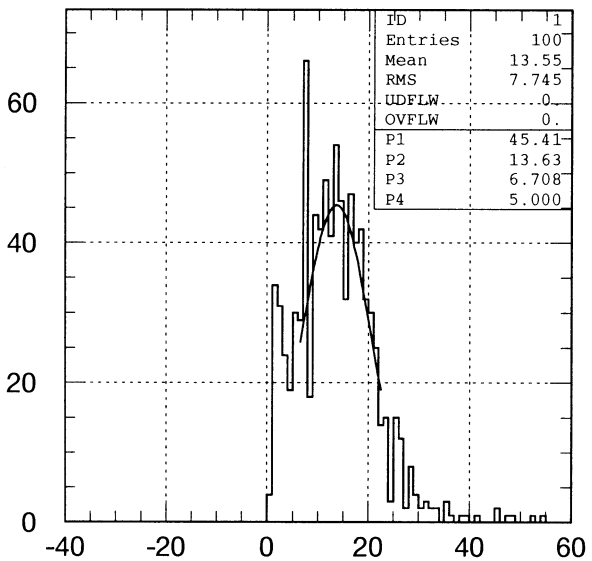

図 2.9: 1p.e. に対する ADC 分布

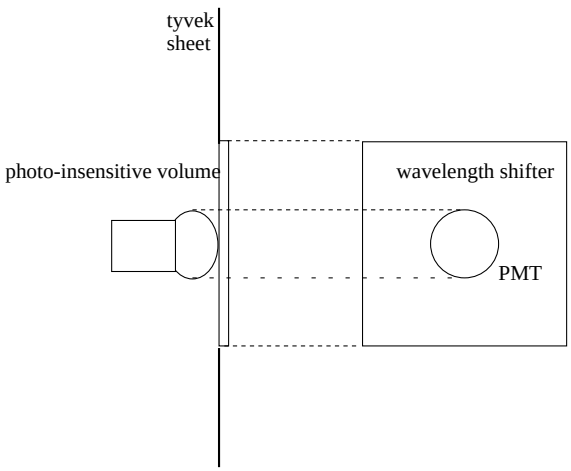

図 2.10: outer detector PMT and wave length shifter

あったものが 3nsec(1σ) と改善されている。また、PMT の地球磁場による影響を少なくするため、検出器の外壁に磁気補償コイルがとりつけてあり、残留磁場を 100mG 以下に抑えている。

2.3.2 outer detector PMT

外水槽の PMT は直径 20cm の PMT が用いられている。光を感知する領域を約 2 倍に増加するために PMT のまわりに 60cm × 60cm の wave length shifter のプレートが取り付けてある (図 2.10)。

2.4 エレクトロニクス

2.4.1 内部検出器

スーパーカミオカンデの内部検出器におけるエレクトロニクスは TKO[3]モジュールと VME[4]モジュールから構成されている。
PMT からの信号は TKO 規格の東芝製モジュール ATM[5]で受けとられる。それぞれの ATM は 12 本の PMT の信号を取り扱う。ATM は各チャンネルに、増幅器、ディスクリミネーター、ADC、TDC[6]、メモリーを持っている (図 2.11)。
しきい値 ($\sim 1/5 p.e.$) を超えて ATM に入ってきた信号は、電流分配器によって分配される。そのうちの 1 つは、内部のアンプを使って 100 倍に増幅された後、ディスクリミネーターを通し、電

[3]KEK(高エネルギー物理学研究所) で開発されたデータ収集システムで TRISTAN-KEK-Online の略。
[4]Versa Module Europe
[5]Analog Timing Module
[6]Time to Digital Converter

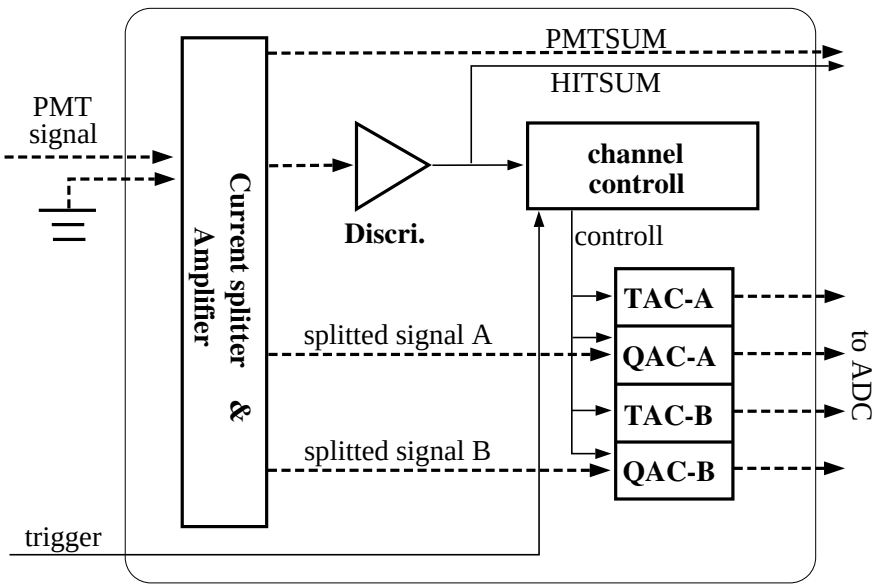

図 2.11: ATM モジュールのブロックダイアグラム

位差 15mV 幅 200nsec の 矩形波がつくられ、12 チャンネル分が足し合わされることで、各 ATM でのしきい値を超えた PMT の数を示す値として HITSUM[7]と呼ばれる信号が作られる。これはその後データ収集のトリガーを作る部分に送られ、別のものは TAC[8]/QAC[9]に送られ、ディスクリミネーターからの信号から 1200nsec 内にトリガーがあれば、ADC、TDC に送られ、デジタル情報に変換される。デジタル変換は約 5μsec かかるが、その間にもデータを取り続けるために全く同じシステムがもう 1 チャンネル用意されている。このシステムにより、$\mu - e$ 崩壊の事象 (τ=2.2μsec,τ は寿命) を捕らえることが可能である。
得られたデジタル情報はその後、SCH[10] $\rightarrow$ SMP[11]を経てオンラインコンピューターに送られる。

なお、トリガー は次のような過程でかけられる。まず、それぞれの ATM で PMT の HITSUM がとられる。その HITSUM の信号は analog sum され、トリガー モジュールに送られる。その値がトリガーのしきい値を越えていればトリガーがかけられる。そのトリガー信号 が GONG[12] モジュールを通して、それぞれの ATM に送られデータ収集が行われる。このトリガーは $\sim$3KHz である PMT のダークノイズからくる偶発的なコインシデンスや水中の放射性元素、岩盤からの γ 線などのバックグラウンド[13]を避けるためである。

[7] HITSUM は全 ATM で足し合わせて初めて意味を持つ
[8] Time to Analog Converter
[9] charge(Q) to Analog Converter
[10] Super Contorl Header : TKO のシステムコントローラでデータ転送を制御する。
[11] Super Memory Partner : VME 規格のバッファーメモリ
[12] GO or NotGo モジュール
[13] これらはエネルギーが低いため、PMT ヒットはスレッショルド未満になる

現在内部検出器のトリガーには 3 種類あり、それぞれ LE[14] trigger HE[15] trigger SLE[16] trigger と呼ばれている。LE trigger でのしきい値は HITSUM の信号において-320mV で、29 本の PMT のヒットに相当する値 (電子に対して約 5.7MeV) が設定されている。HE trigger でのしきい値は HITSUM の信号において-340mV で、31 本の PMT のヒットに相当する値である。SLE trigger は 1997 年 5 月から導入され、これにより電子に対して約 4.6MeV に対応する、非常に低エネルギーの事象を観測することが可能になった。トリガー レートは LE trigger で約 16Hz、HE trigger で約 7Hz である。

2.4.2 外部検出器

外水槽にとりつけてある 20cm の PMT からの信号は QTC[17]に送られる。1 つの QTC は 48 本の PMT の情報を取り扱う。PMT の信号を受けとった QTC は時間情報となる短いパルスとその後に光量に比例した長いパルスを出す。これらのパルスは TDC に送られ、時間、及び光量情報がデジタル化され、トリガーがあれば、オンボード コンピューターにその情報が格納される。最終的にその情報は中央ハットのコンピューターによって処理される。
また、内部検出器の場合と同じようにしきい値 ($\sim$ 1/4p.e.) を超えて QTC に入ってきた信号から HITSUM 信号が作られ、OD[18] trigger を作るのに使われる。トリガーのしきい値として 19 本の PMT の HIT(200nsec 以内) に相当する値に設定されている。

2.5 データ収集システム

オンラインでのデータ収集を図 2.12 に示した。全部で 946 台の ATM から ADC、TDC のデータが 8 台のオンラインコンピューター (SUN 製 SUN classic) に 48 台の SMP を通して分けて転送される。トリガー情報は別のオンラインコンピューター (SUN 製 SUN classic) に転送される。これらのデータをクライアントであり事象の再構成を行うホストコンピューター (SUN 製 SUN sparc10、現在は UltraSPARC) が FDDI[19]を通じて受取り、データ毎に反応した PMT の番号及びその時間情報、電荷情報を整理し記録し、FDDI を通じて 4km 離れた坑外のオフラインシステムに転送する。

オフライン計算機システムは、計算機棟 (神岡町茂住) に設置されており、データ処理システム、CPU farm とネットワークシステムに分かれる。データ処理システムは、データ蓄積用の容量 100TByte のテープライブラリ MTL[20]とホストコンピューターから構成されている。一日にオンラインシステムから送られてくるデータ量の平均は、約 10Gbyte である。

[14] Low Energy、主に太陽ニュートリノ事象
[15] High Energy、主にμ 事象、大気ニュートリノ事象
[16] Super Low Energy
[17] Charge(Q) to Time Converter
[18] Outer Detector つまり、外部検出器のこと
[19] 光ファイバー ケーブル
[20] Magnetic Tape Library

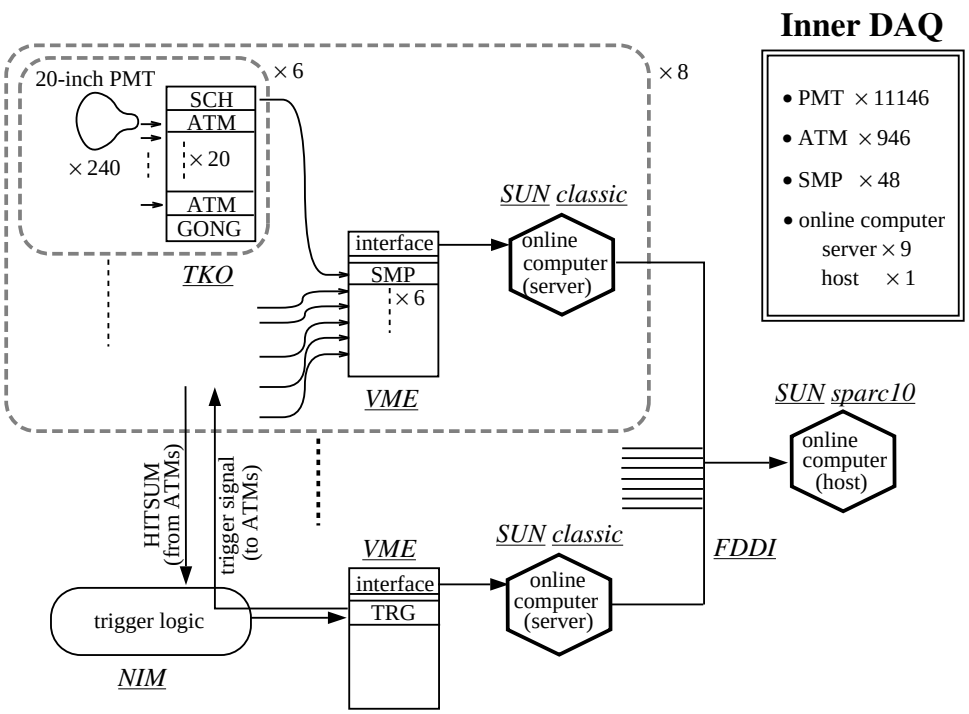

図 2.12: エレクトロニクスのブロックダイアグラム

第3章　モンテカルロ・シミュレーション

3.1　予想される月・太陽の影

今回の解析で予想される月・太陽の影の significance[1]について、モンテカルロ・シミュレーションで見積もりを行った。

月の方向を中心 ($\Delta\theta = 0^\circ, \Delta\varphi = 0^\circ$) として天頂角 $\Delta\theta$、方位角 $\Delta\varphi$ をそれぞれ $0.26^\circ \leq \Delta\theta \leq 10^\circ$、$-20^\circ \leq \Delta\varphi \leq 20^\circ$ の範囲で方向ベクトルと月からの差 $(\Delta\theta, \Delta\varphi)$ を持つ突き抜けμ [2]を、$2^\circ \leq \Delta\theta \leq 4^\circ$ の範囲に入ってくるイベント数が実データと等しくなるまで発生させた。$0.26^\circ \leq \Delta\theta$ としたのは、一次宇宙線が月 (視半径 0.26°) により遮蔽されるからである。

こうして発生させた突き抜けμ を一次元分解能 σ_θ によって方向ベクトル $(\Delta\theta, \Delta\varphi)$ をそれぞれ gaussian 分布にそってぼかし、実際に検出器で検出された月との角度 $(\Delta\theta_{detect}, \Delta\varphi_{detect})$ を予想する。こうして得られたベクトルに対して実データと同じ解析を用い、角度分解能と月の影の significance の関連を見積もった。

本論文では、普段の解析に用いられている、二つの fitter (イベント再構築プログラム) についてその角度分解能の評価を行う。online μ fitter は取得したデータから求めるイベントを選びだす際の 1st reduction [3]に用いられている fitter で、オンライン上に入っているため再構築に時間がかからず、ある程度の精度を持っていることが特徴である。対して offline μ fitter はいったんイベントを蓄積した後により高い精度を求める解析に用いられている fitter で、online μ fitter よりも時間がかかるものの、再構築の精度が良いことが特徴である。

付録 A.1 節、A.2 節に述べるように、モンテカルロ・シミュレーションで得られた online μ fitter の一次元に投影した角度分解能は $\sim 1.0^\circ$ であり、また offline μ fitter の一次元角度分解能は $\sim 0.71^\circ$ である。今回のシミュレーションにはこれらの値を用いた。

また、月・太陽の影が存在しない場合の角度分布の見積もりには、天頂角 $\Delta\theta$、方位角 $\Delta\varphi$ をそれぞれ $0^\circ \leq \Delta\theta \leq 10^\circ$、$-20^\circ \leq \Delta\varphi \leq 20^\circ$ の範囲で方向ベクトルと月からの差 $(\Delta\theta, \Delta\varphi)$ を持つ突き抜けμ を一様に発生させて、これを用いた。影のある場合の 3 倍のイベントを発生させ、あとで $1/3$ の重みをかけた。

---

[1] 4.4.1 節に詳述。
[2] 検出器を突き抜けるμ イベント。4.4.1 節に詳述。
[3] 4.2 節参照

3.1.1 online μ fitter で予想される月・太陽の影

まず一次元について解析をしたのが図 3.1 である。詳細は 4.4.1 節で述べるが、各イベントごとに $1/\theta$ の重みをかけたものを縦軸にしている。角度分布が一様ならば、このようにしてとった一次元プロットはピークや欠損を持たない平坦なものになる。斜線の部分が月・太陽の影を想定した場合、白色のヒストグラムが月・太陽の影が存在しない場合である。月・太陽の影を想定したヒストグラムが月・太陽方向 ($\theta = 0^\circ$) からのイベントが減少しているのに比べ、月・太陽の影が存在しない場合のヒストグラムはほぼ一様な分布をしている。また曲線は角度分解能を 1.0° としたときに式 4.1 から予想される関数形である。この関数は統計内の誤差で月・太陽の影を想定したヒストグラムとよく一致している。ここから見積もられる shadow significance は 1.7σ であった。shadow significance は月、太陽方向のイベントの欠損の統計的な有意度で、求め方については 4.4.1 節で述べる。

二次元での解析は図 3.2 (微分値解析) 図 3.3 (積分値解析) である。$0.25^\circ \times 0.25^\circ$ の cell に入ってきたイベント数を、月・太陽の影がないと仮定した場合のイベント数と比較し、その欠損の統計的な有意度を比較する。正しく月・太陽の位置がわかっているならば、$\Delta\alpha = 0$、$\Delta\delta = 0$ のまわりのイベント数が有意に欠損するはずである。実際に cell に入ってきたイベント数そのものの比較をするのが微分値解析、まわりを含めた 9cell のイベント数の平均値の比較をするのが積分値解析である。積分値解析は各 cell の欠損の有意度が独立ではないが、周りを足し合わせるので欠損の傾向を探りやすい。微分値解析、積分値解析については 4.4.2 節で詳しく述べる。図では 2σ 以上の欠損領域があちこちにちらばり、図では 3σ 以上の欠損領域が月・太陽の位置から 1.5° ずれているが、これは主に統計量と、fitter の角度分解能が良くないことに由来すると考えられる。

3.1.2 offline μ fitter で予想される月・太陽の影

まず一次元について解析をしたのが図 3.4 である。3.1.1 節同様、斜線部のヒストグラムが月・太陽の影を想定した場合、白いヒストグラムは月・太陽の影が存在しない場合、曲線は予想される月・太陽の影の関数形である。ここから見積もられる shadow significance は 2.7σ であった。

二次元での解析は図 3.5 (微分値解析) 図 3.6 (積分値解析) である。online μ fitter で予想される月・太陽の影に比べ特に積分値解析において正しく月・太陽の位置に欠損が見られることがわかる。

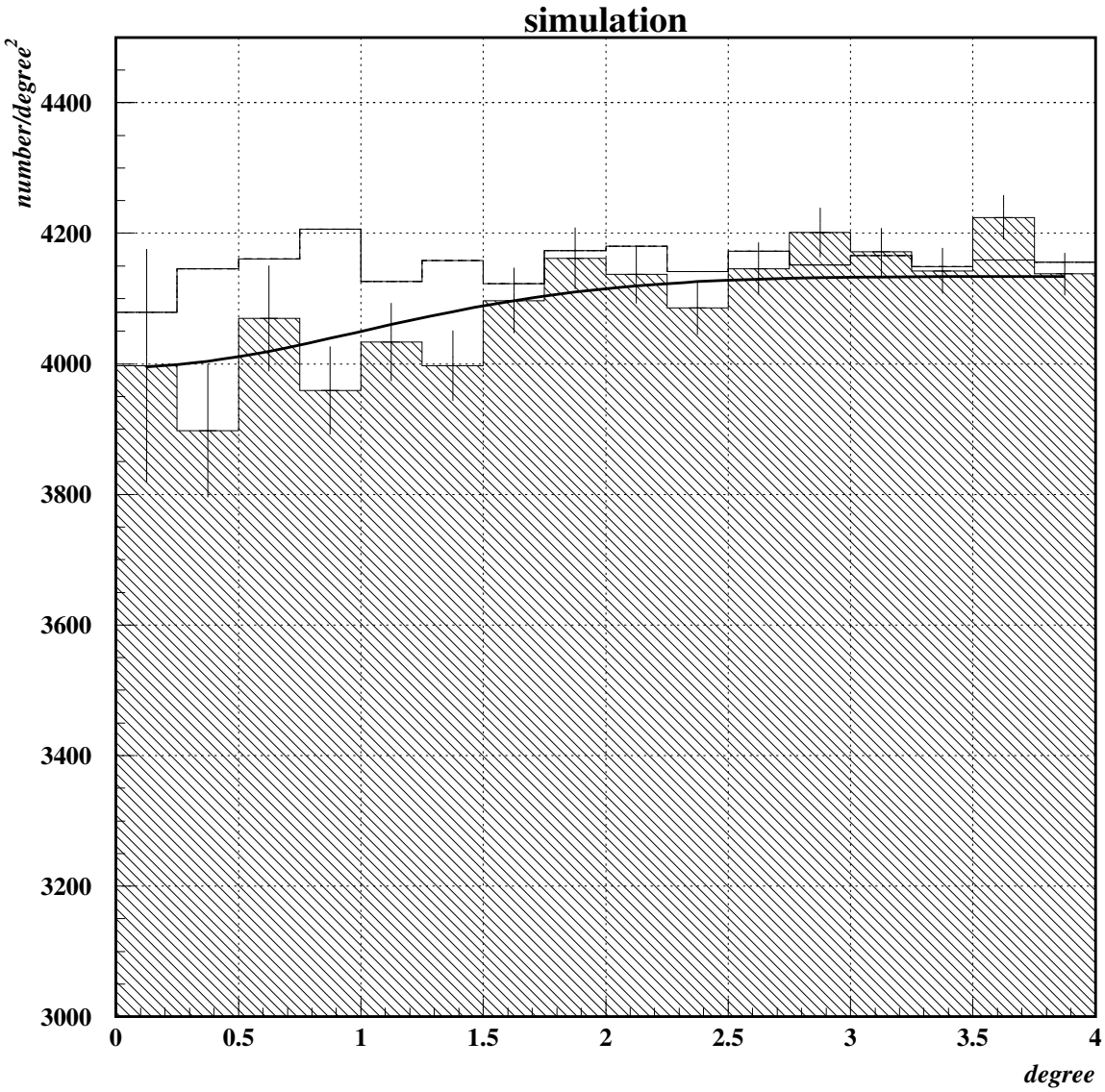

図 3.1: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1290 日分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (一次元) 斜線部のヒストグラムが月・太陽の影を仮定したシミュレーションの角度分布、白いヒストグラムは、月・太陽の影が存在しない場合のシミュレーションの角度分布、曲線は角度分解能を 1.0° としたときに予想される月・太陽の影の関数形である。

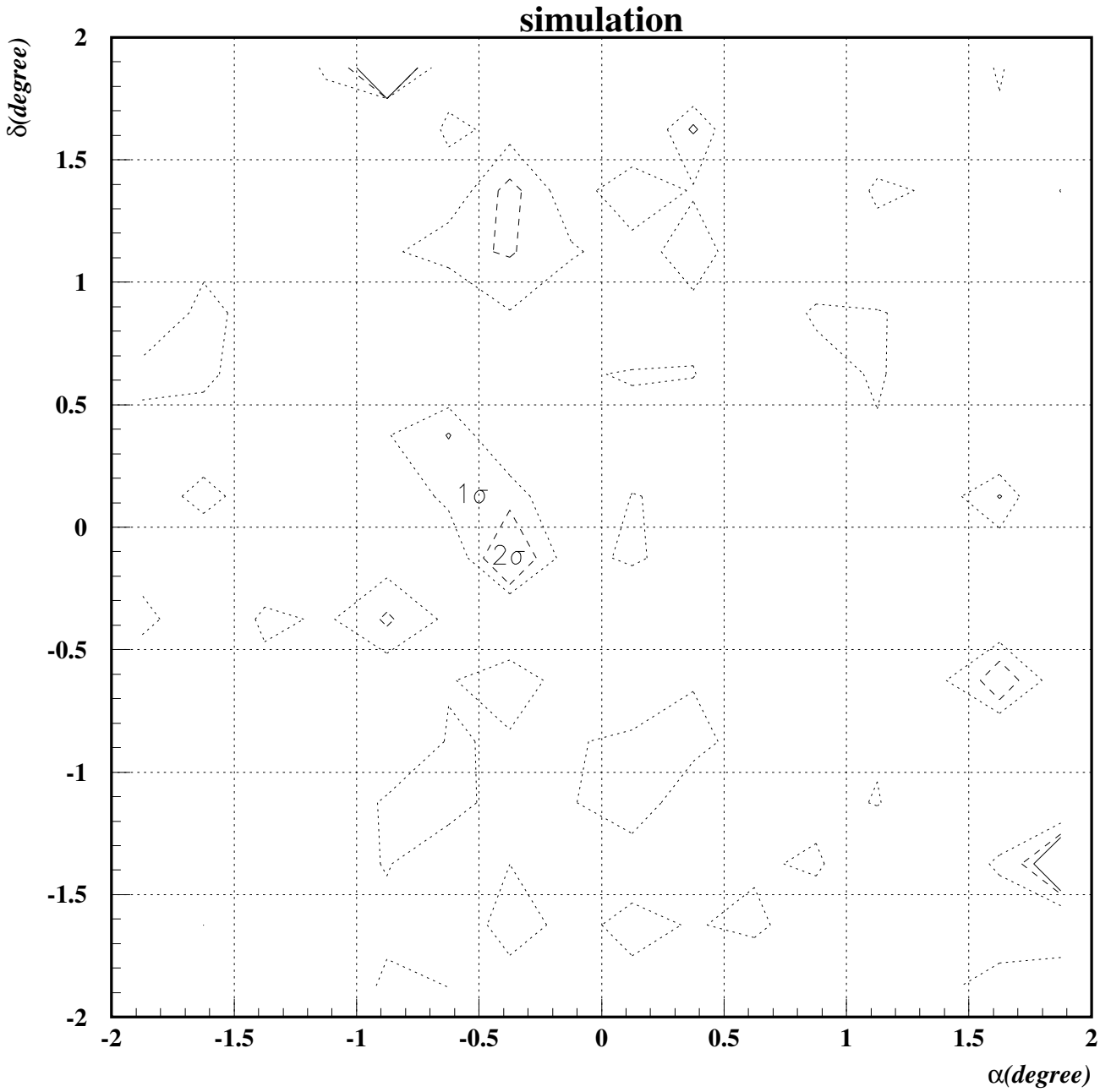

図 3.2: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1290 日分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

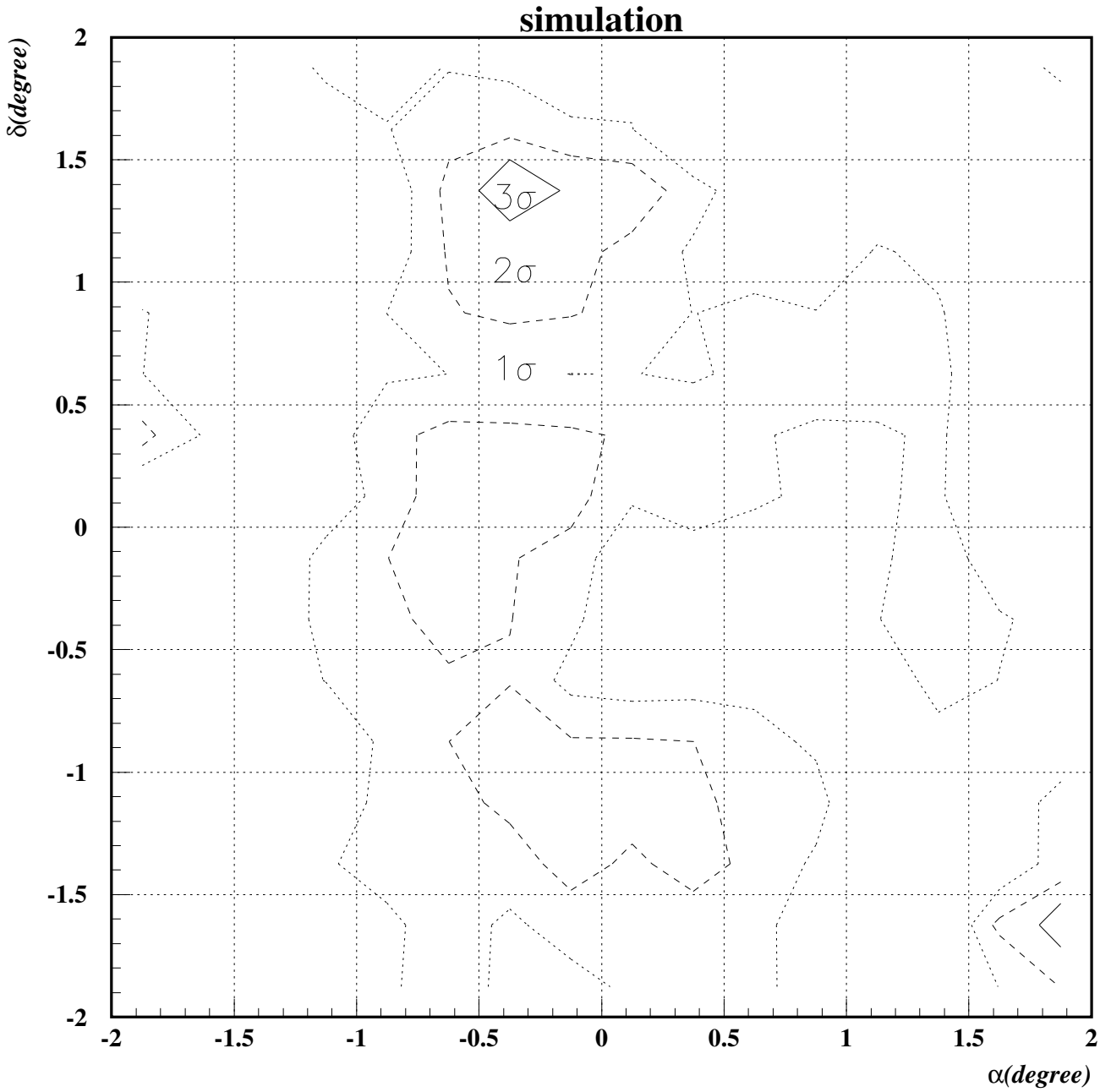

図 3.3: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1290 日分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

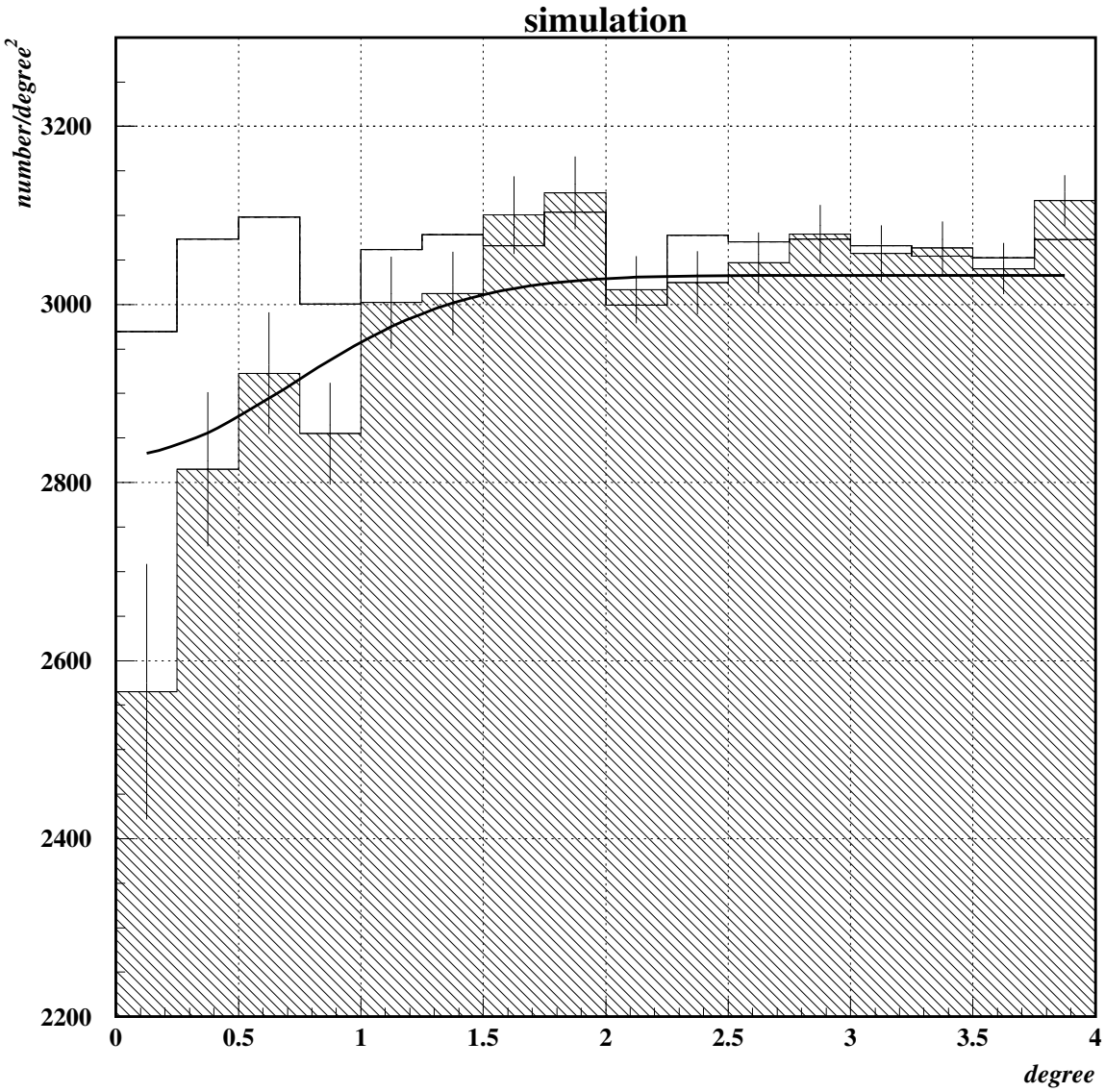

図 3.4: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1033.5 日分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (一次元) 斜線部のヒストグラムが月・太陽の影を仮定したシミュレーションの角度分布、白いヒストグラムは、月・太陽の影が存在しない場合のシミュレーションの角度分布、曲線は角度分解能を 0.71° としたときに予想される関数形である。

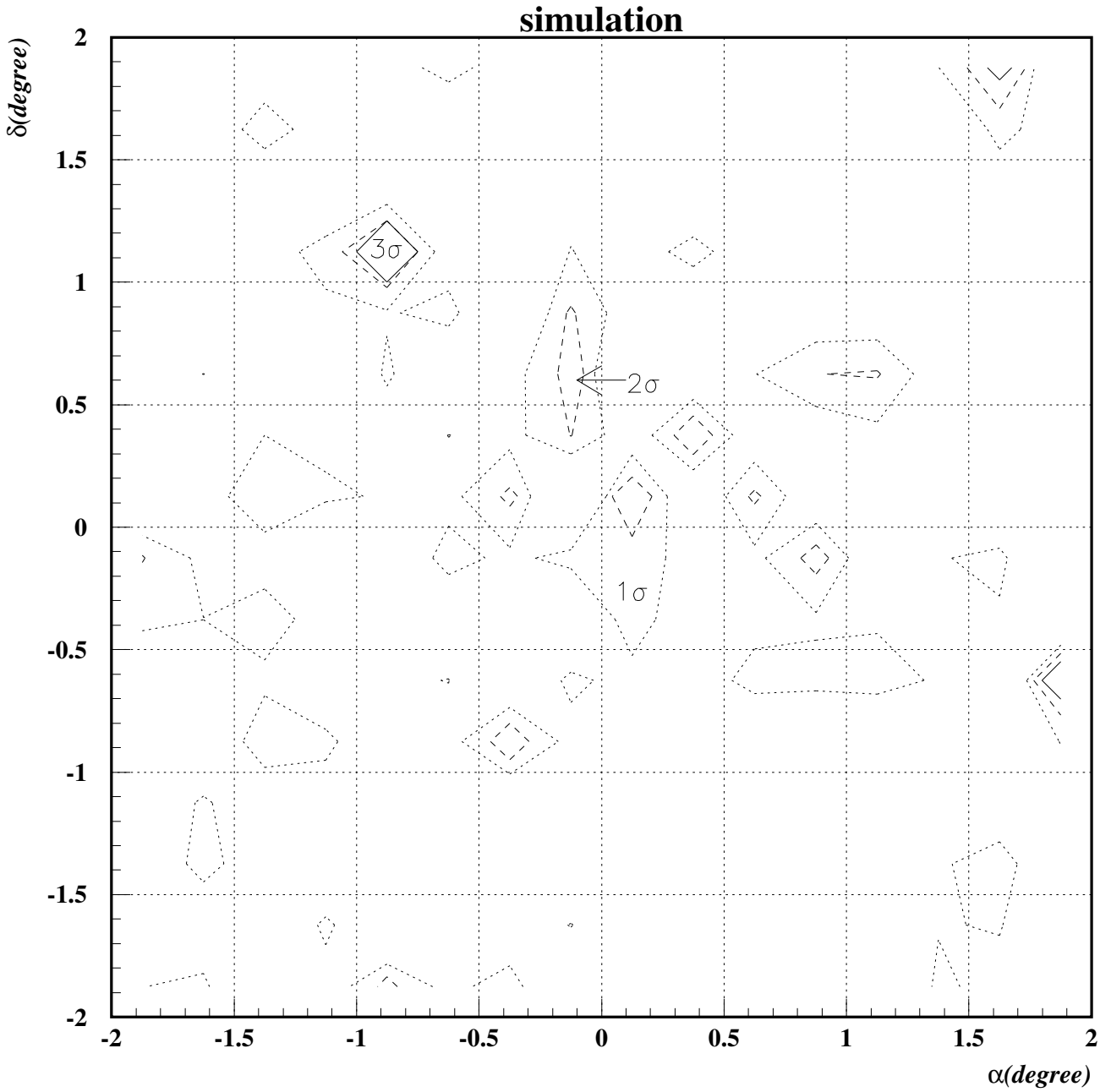

図 3.5: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1033.5 日分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

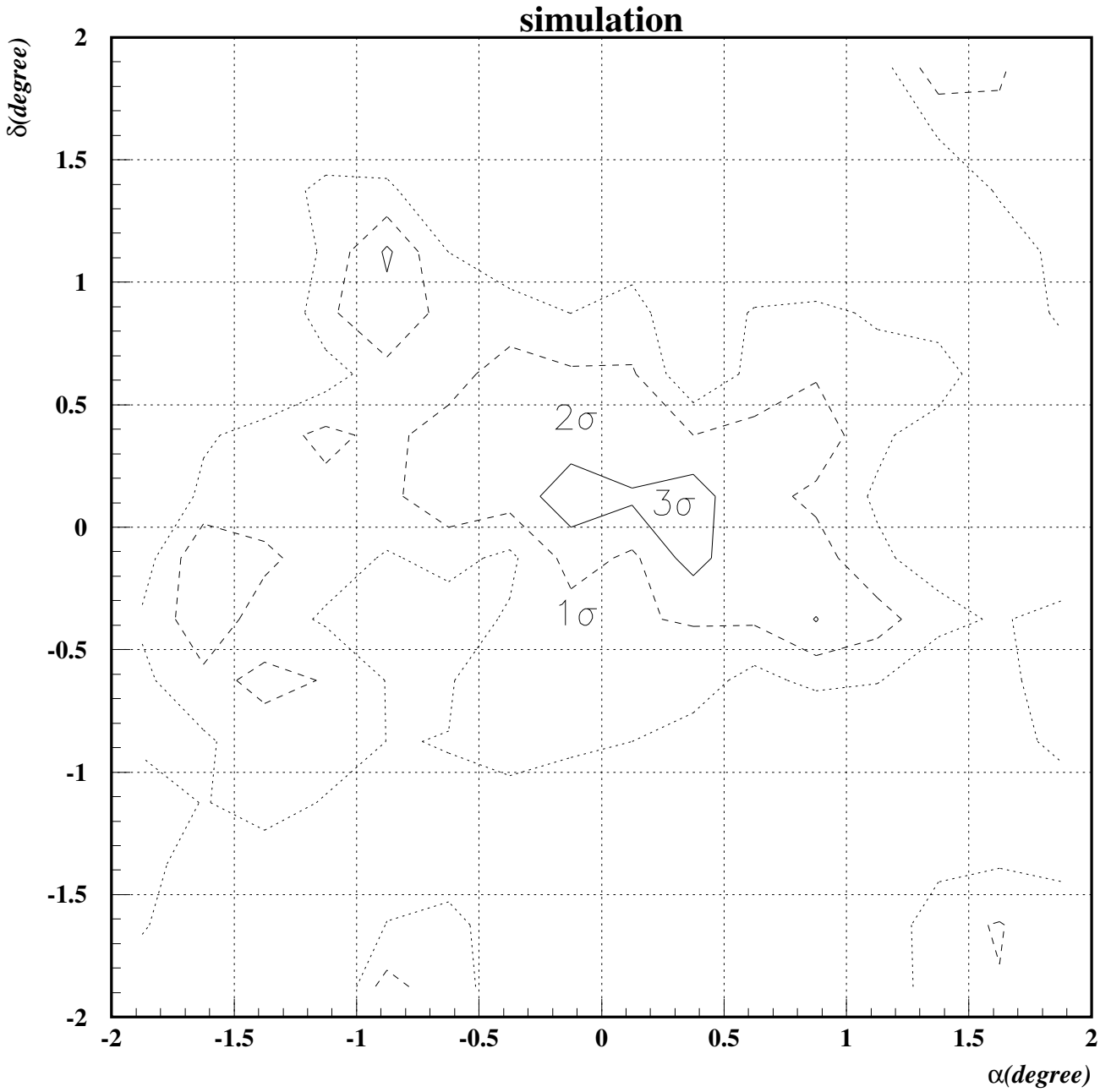

図 3.6: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、1033.5 日分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

第4章　データ解析

4.1　イベントセレクションの概要

スーパーカミオカンデは 1996 年 4 月にデータ取得を開始したが、run の安定した 1996 年 5 月末からのデータを解析に使用した。集めたデータは 1996 年 5 月から 2000 年 10 月の、実働時間にしておよそ 1290 日分である。

解析に用いるイベントとしては、突き抜けμ イベント (図 4.3 参照) を選んだ。これは、検出器を内部検出器、外部検出器ともに突き抜けた事象である。検出器内で止まってしまうストップμ イベント (図 4.4) よりもエネルギー分布が高いところにあり、入り口、出口の両方の情報を得られるためイベントの再構築の角度分解能が良いことから突き抜けμ イベントを選んだ。

得られたデータから、より良く再構築された突き抜けμ のイベントを選ぶため、 2 段階の Reduction を行う。このうち 1st Reduction は online で、2nd Reduction は offline で解析した。

図 4.1 にイベントセレクションの大まかな流れを示す。

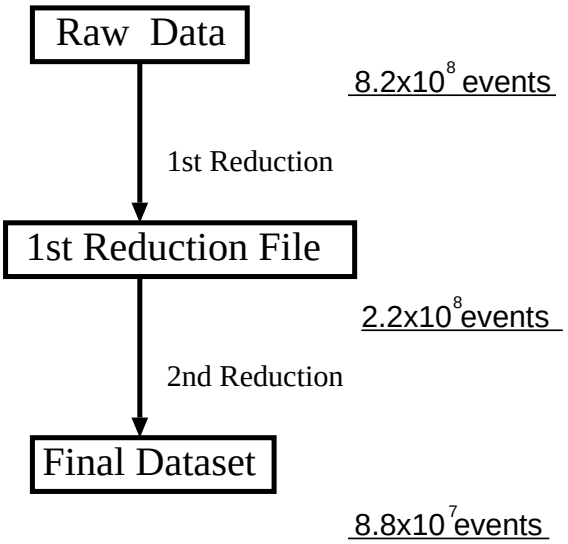

図 4.1: イベントセレクションの流れ

4.2 1st reduction

図 4.2 に 1st Reduction の概要を示す。この段階では、低エネルギー事象と検出器内で止まってしまったμ イベント (ストップμ 、図 4.4 参照) を除去する。

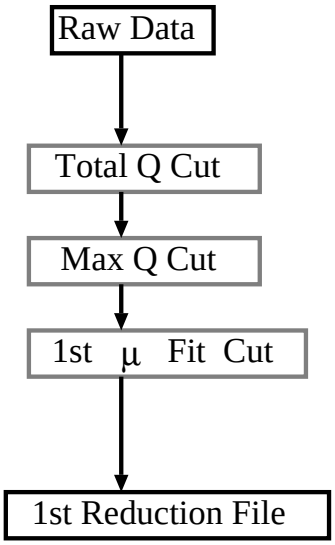

図 4.2: 1st Reduction の流れ

Total Q cut スーパーカミオカンデのトリガーレートは約 10Hz だが、そのうちのおよそ 80% は低エネルギーの電子イベント、またはノイズのイベントで、μ のイベントは約 2Hz である。まず始めに、低エネルギーイベントを除くために Total Q (全光量[1]) <10000p.e.(μ の track length にして約 4.4m) のイベントは棄却した (図 4.5)。

Max Q cut それぞれの PMT が感じる光量は、光の減衰などの効果から PMT が光の発生点に近い方が大きな値となる。そのため、粒子が検出器の途中で止まったイベントは、突き抜けたイベントに比べて Max Q (最大光量[2]) は小さくなる。突き抜けμ のイベントを選ぶため、Max Q<231p.e. のイベントは棄却した (図 4.5)。

online μ fit こうして選ばれたイベントに対して、計算機によるμ の方向の再構築 (online μ fit) を行った。online μ fitter については詳しく付録 A.1 に述べた。この fitter の角度分解能は 20m 以上の track length のイベントに対しては、一次元への投影で $\sim 1.0^\circ$ である。この fitter によりうまく再構築できたイベントは fit μ として 1st reduction file に方向ベクトル、入り口、出口などの再構築についての限られた情報を vector file 形式に書き込み、残りの情報は棄却する。うまく再構築できなかったイベントはほとんどが multi μ イベント

[1] 1 イベント中に記録した inner-counter の PMT の光量の和
[2] 1 イベント中に記録した inner-counter の PMT のうち最大光量を記録した PMT の光量

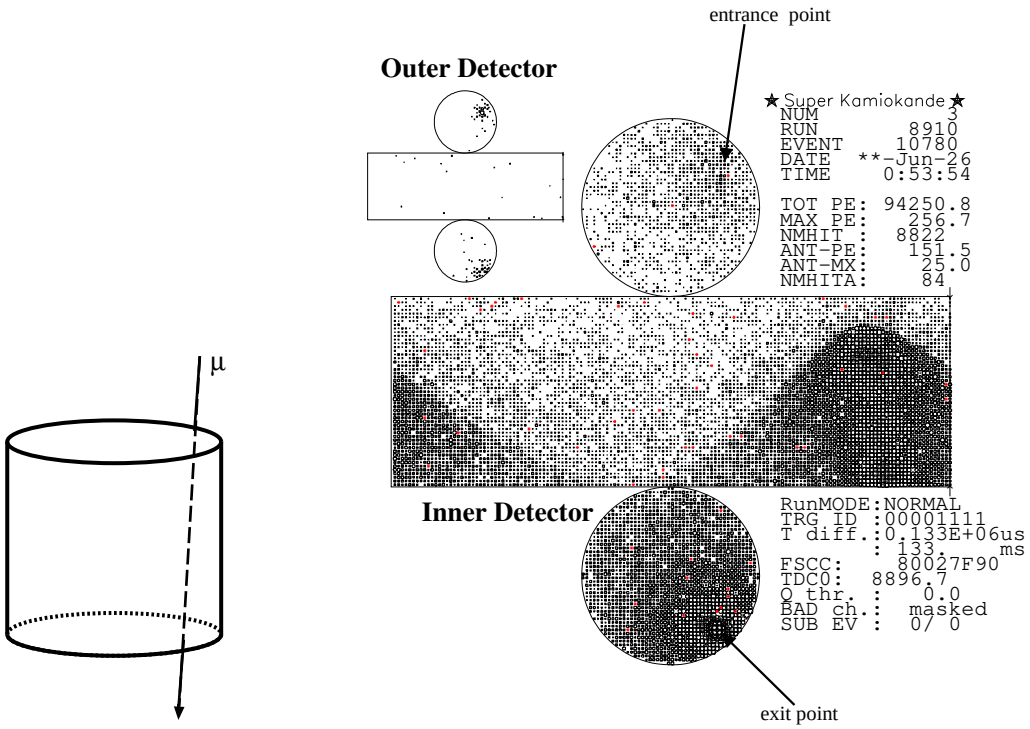

図 4.3: 突き抜けμ イベント。左図は検出器を突き抜けるμ の概念図。右図はイベントディスプレイで、上が外部検出器、下が内部検出器の展開図。丸の大きさが各光電子増倍管で検出された光量を示す。

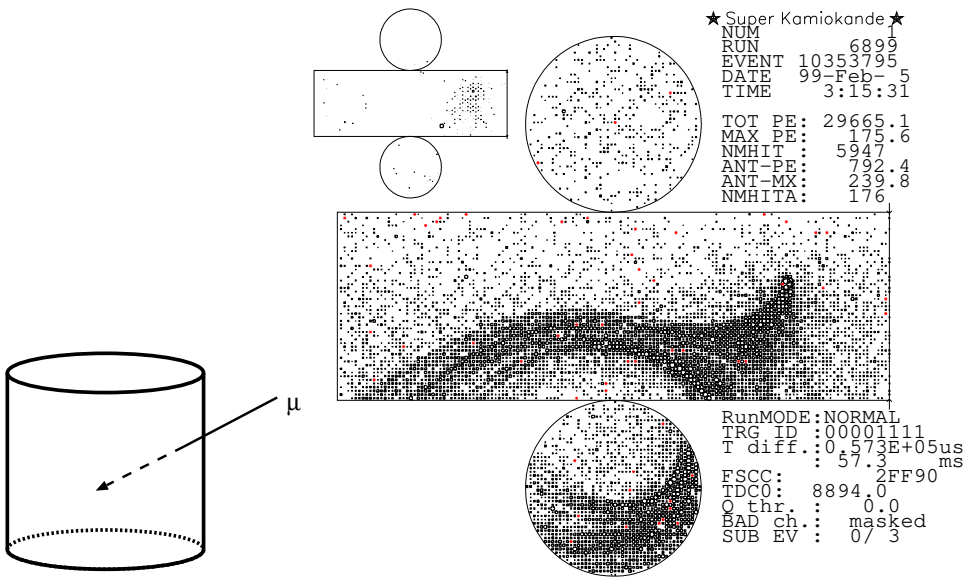

図 4.4: ストップμ イベント。左図は検出器内で止まるμ の概念図。右図はイベントディスプレイ。検出器内で止まるため、出口は存在しない。

(図 4.6) や制動輻射を伴ったμ イベント (図 4.7) であるが、これらは unfit μ として全ての情報をそのまま zebra file 形式に磁気テープに保存するが、1st reduction file には含めず、今回の解析には使用しなかった。

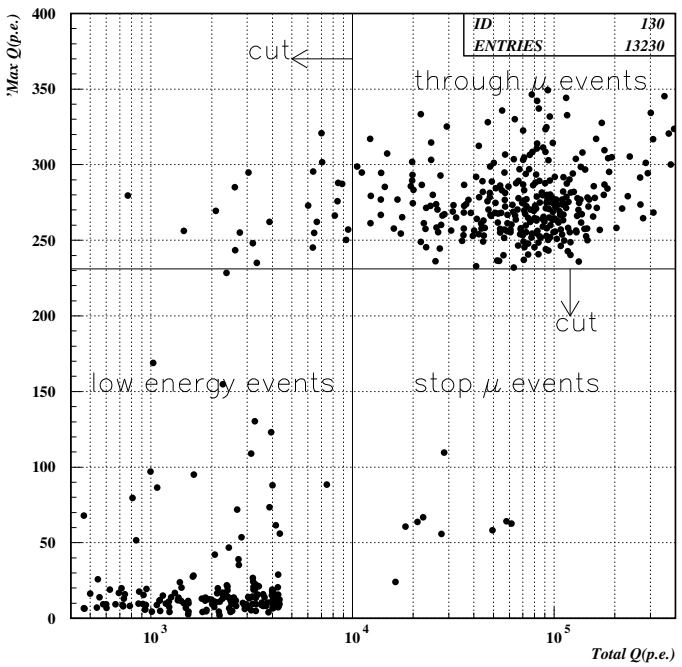

図 4.5: Total Q と MaxQ による Cut (Raw Data file)

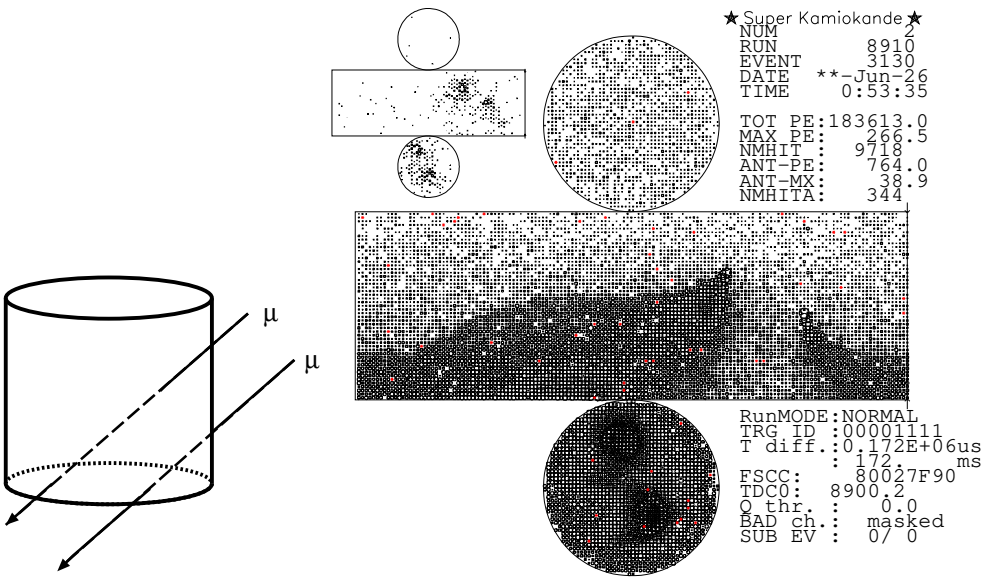

図 4.6: multi μ イベント。 左図は検出器内をつきぬけるμ の概念図。右図はイベントディスプレイ。このイベントではほぼ平行に二つのμ が検出器を突き抜けている。複数のμ を同時に検出したものはすべて multi μ イベントとする。

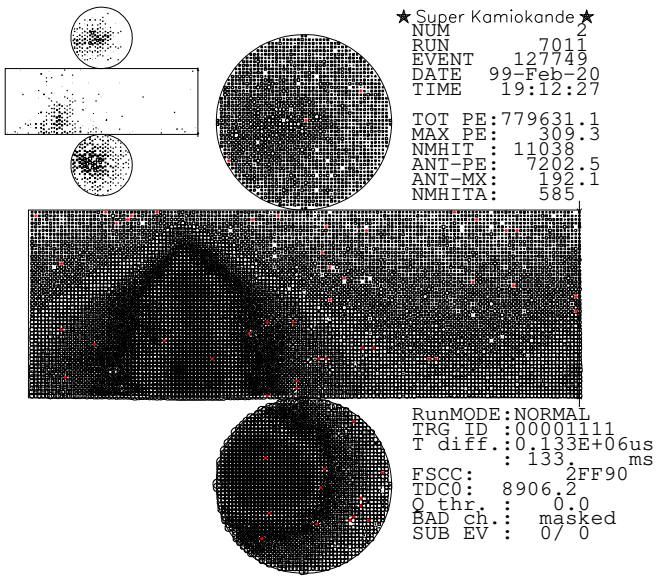

図 4.7: 制動輻射を伴ったμ イベント

4.3 2nd reduction

図 4.8 に 2nd Reduction の概要を示す。この段階では、1st reduction で行ったμ の方向の再構築をもとに、goodness によるカット、軌跡の長さ (track length) あたりの全光量によるカット、track length によるカットをかけ、より良く再構築されたイベントを選びだした。

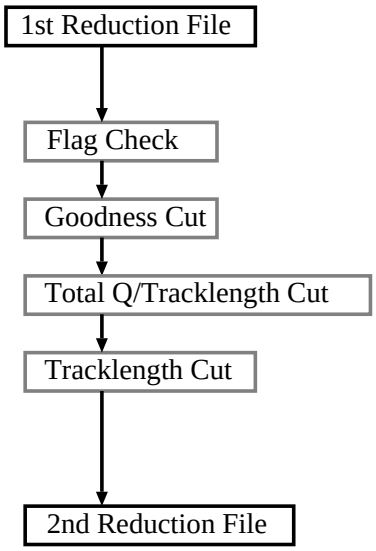

図 4.8: 2nd Reduction の流れ

Flag Check スーパーカミオカンデでは通常の run の 30 分ごとに 1 回、測定器の 1/8 ずつにわけて pedestal run を行っている[3]。pedestal run であるという情報は flag に書き込まれる。この間に得られたイベント (図 4.9) は事象の再構築が困難なため、棄却する。

Goodness Cut 今回の解析では、月の視直径が $\sim 0.5^\circ$ であるため、用いられるイベントはかなり精度良く再構築されていることが必要となる。よって、式 A.2 で定義される goodness< 0.9 のイベントは棄却する (図 4.10)。

TotalQ/track length Cut 図 4.11 に 1st Reduction File での Total Q と track length の関係を示す。突き抜けμ が単位長さ当たりに落とす光量 (TotalQ/track length) の平均は 22.6p.e/cm である。よってこの値から大きくはずれているということは、online μ fitter でうまく再構築されていないということになる。また、制動輻射を伴ったμ (図 4.7) は単位長さ当たりに落とす光量が多く、再構築がうまく行かない場合が多い。よって、うまく再構築されないイベント、制動輻射をともなったイベントを取り除くために totalQ/track length$<$20p.e./cm, totalQ/track length$>$30p.e./cm のイベントは棄却した (図 4.12)。

[3]pedestal run 中に、超新星ニュートリノバーストが起きた場合もその事象を逃さないようにするため、測定器の 7/8 は観測可能になるようにしている。

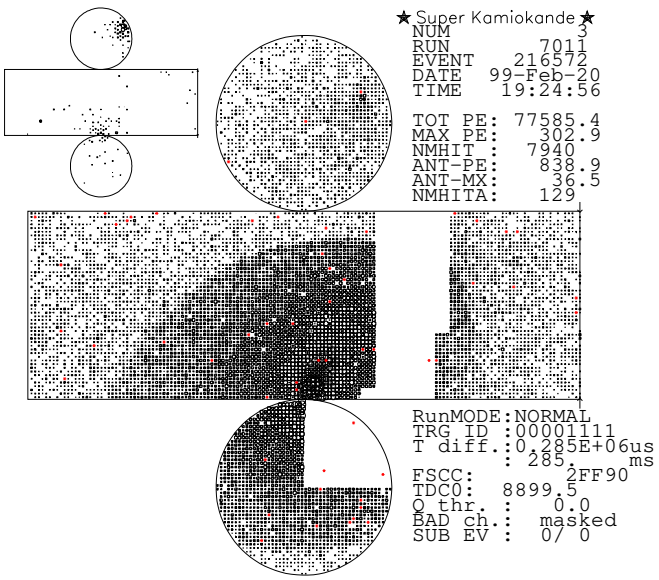

図 4.9: pedestal イベント

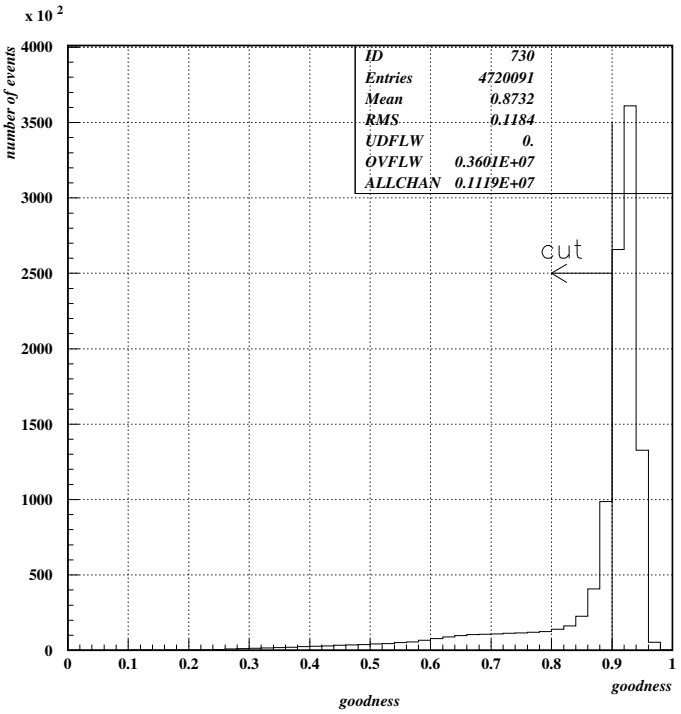

図 4.10: goodness cut (ヒストグラムはデータ約 10 日分の 1st Reduction file)

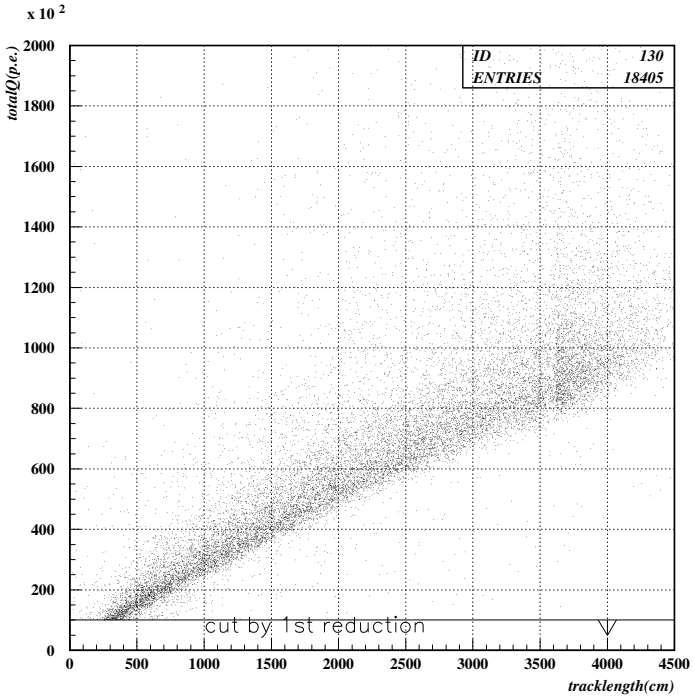

図 4.11: 突き抜けμ の全光量と tracklength の関係 (データ約 3 時間分の 1st Reduction file)

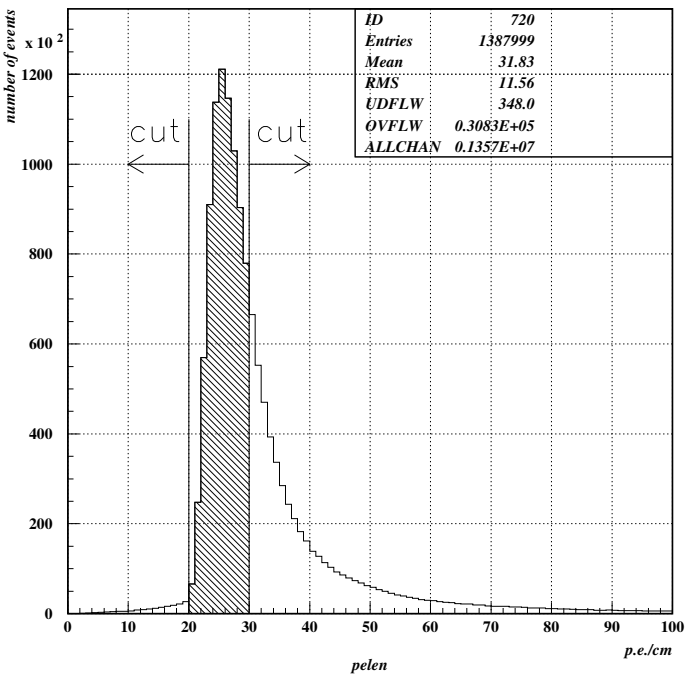

図 4.12: total Q/track length cut (ヒストグラムはデータ約 10 日分の 1st Reduction file)

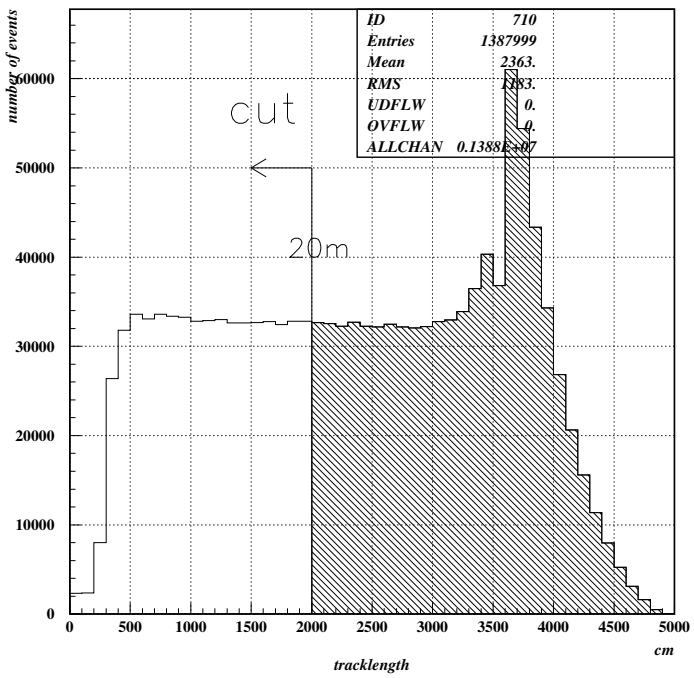

図 4.13: track length cut (ヒストグラムはデータ約 10 日分の 1st Reduction file)

Track length Cut 表 4.1 にモンテカルロ・シミュレーションで得た online μ fitter の角度分解能と track length の関係を示す。track length が長いほど fitter の角度分解能が良いことがわかる。このため、今回の解析には track length>20m のイベントを用いることにした (図 4.13)。

track length	一次元角度分解能
10m∼20m	$\sim 1.8^\circ (1\sigma)$
20m∼30m	$\sim 1.0^\circ (1\sigma)$
30m∼	$\sim 0.9^\circ (1\sigma)$

表 4.1: online μ fitter の角度分解能と track length

2nd Reduction 後に残ったμ イベントの角度分布を図 4.15 に示す。ほぼ全部が鉛直下向きのμ イベントである。方位角 $\varphi = 180^\circ$ と $\varphi = 270^\circ$ の方向にイベントが多いのは、この方向は山が薄いため、他の方向に比べて低エネルギーのμ でも突き抜けることができるからである。

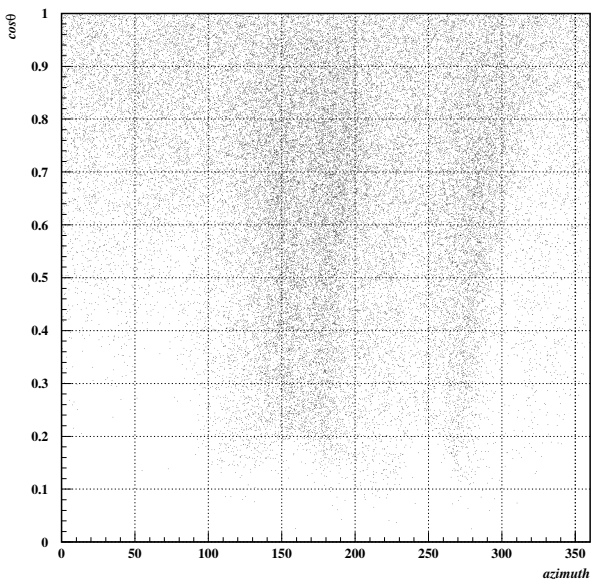

図 4.14: 2nd Reduction 後のμ イベントの角度分布 (到来方向、データ約 12 時間分) 横軸が方位角、縦軸が天頂角の余弦を示す。$cos\theta = 1$ が鉛直上向きから進入したμ 、$\varphi = 0^\circ$ が北、$\varphi = 90^\circ$ が東からのμ である。

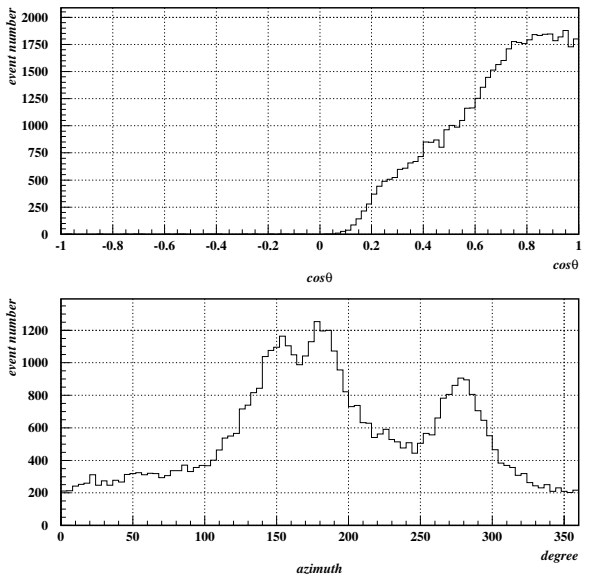

図 4.15: 2nd Reduction 後のμ イベントの角度分布、上が方向余弦の分布、下が方位角の分布

4.4 online μ fitter による解析

4.4.1 一次元の月の影の解析

前節で述べた方法でイベントを選びだし、最終的に実働時間 1290 日分で、8.8×10^7 個の track length>20m の突き抜けμ を得た。こうして得られた突き抜けμ を付録 B で述べた月の軌道計算をつかって、月方向との突き抜けμ のなす角度 θ (図 4.16) を計算した。この θ の定義は、集めた 8.8×10^7 個の突き抜けμ について、それぞれその時刻においての月の座標を付録 B に述べた式で計算し、その月方向からのベクトルと、ミューオンの方向ベクトルのなす角度である。

月の軌道計算が正しいことは、文献 [16] により、各時刻の月の赤道座標を確認した。また、月と地球の距離は他の天体との距離よりかなり短く (平均 $3.84 \times 10^8 m$)、地表付近から観測した月の位置は、地心から観測するよりも少しずれた方向に見える (視差)。これについても考慮した。

月の近傍での方向分布を見る時、宇宙線は $\cos\theta$ について一様な分布であり、さらに $\theta \sim 0^\circ$ の近傍では θ^2 について一様な分布となる。よって本論文の一次元解析では、各文献 [2]-[9] にならい、横軸に θ をとり、それぞれのイベントに $1/\theta$ の重みをかけたもの (次元はイベント数/θ^2) を縦軸にとることにする。角度分布が一様であるなら、この解析は平坦なプロットになるはずである。月、太陽の影が観測できたなら、$\theta = 0^\circ$ の近傍が有意に欠損したプロットが得られるはずである。これらは第 3 章のモンテカルロ・シミュレーションからも明らかである。

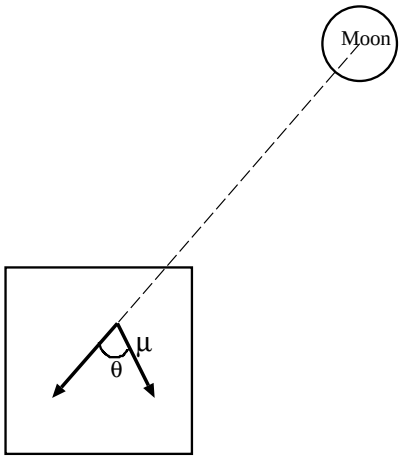

図 4.16: 解析に用いる θ の定義

その結果得られたプロットが図 4.17 中の斜線部のヒストグラムである。この時実際にそれぞれの bin に入ったイベント数は図 4.18 の通りである。

月の影の解析において、突き抜けμ の方向が 2 次元の Gaussian 分布をすると仮定すると、突き抜けμ の方向分布は検出器の一次元角度分解能 σ_θ の関数となり、

$$\frac{dN_\mu}{d\theta^2} \propto 1 - \frac{R_{MS}^2}{2\sigma_\theta^2} \exp(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}) \tag{4.1}$$

R_{MS} : 月 (または太陽) の半径。$\sim 0.26^\circ$
σ_θ : 検出器の一次元の角度分解能

の形で示される [2]。

図 4.17 において、式 4.1 で online μ fitter の一次元角度分解能 $\sigma_\theta = 1.0^\circ$ (A.1 節参照) としてフィットを行った。図 4.17 中の曲線がフィット後の関数である。

月の影がない場合の角度分布の見積もりとして、一時間前、一時間後、二時間後の月の位置と突き抜けμ との角度を用いて、同様に解析した。それが図 4.17 中の白いヒストグラムである。実際のイベント数の 1/3 の重みをかけてある。斜線部のヒストグラムに比べ、$\theta = 0^\circ$ 近傍での分布が一様である。

次に、shadow significance の見積もりを行った。これは、月方向からのイベント数の欠損が月の影がない場合のイベント数と比較してどれほど有意かをはかる尺度である。1.0° から 4.0° の bin で月の影がないときの高さ N_i^{bkd} を見積もり、

$$N_i^{bkd} = 4156. \pm 12.(\chi^2/n.d.f = 10.98/11.) \tag{4.2}$$

を得た。(n.d.f は自由度の数) そしてシミュレーションから得た角度分解能 1.0° を参考に、0.0° から 1.0° の bin で各 bin にはいるイベント数 N_i から二乗誤差 χ^2 を

$$\chi^2 = \frac{(N_i^{bkd} - N_i)^2}{(\sqrt{N_i})^2} \tag{4.3}$$

から求め、ここから shadow significance を算出した。N_i^{bkd} の誤差も考慮した。その結果、$\chi^2/n.d.f. = 4.195/4$ となり、shadow significance は 1.2σ となった。

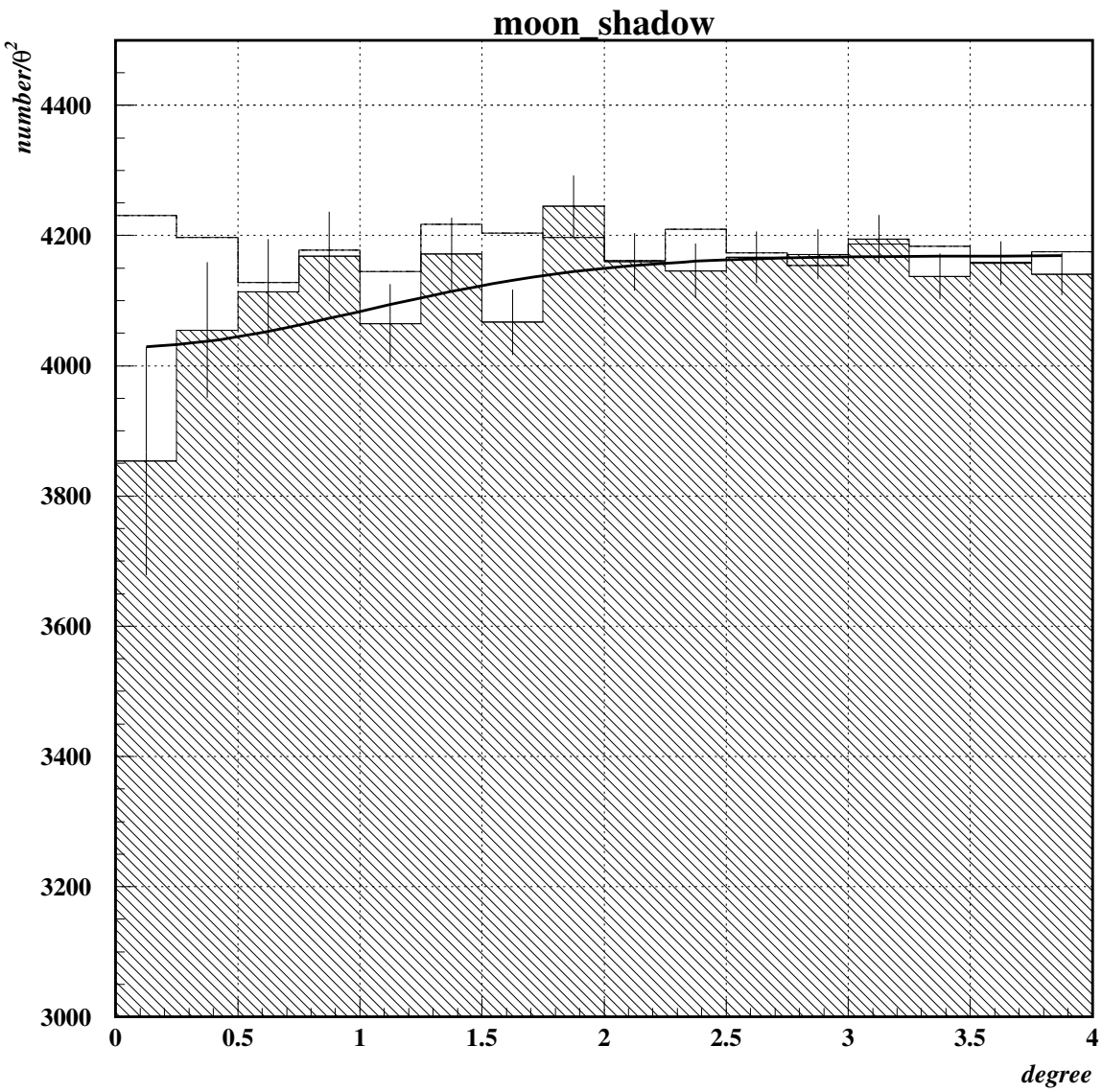

図 4.17: 実データ 1290 日分の online μ fitter による月の影の解析 (一次元) 斜線部のヒストグラムが月近傍の突き抜けμ の角度分布、白いヒストグラムは、月の影が存在しない位置でのイベントの角度分布曲線は角度分解能を 1.0° としたときに予想される関数形である。$\theta = 0^\circ$ が月方向を示す。

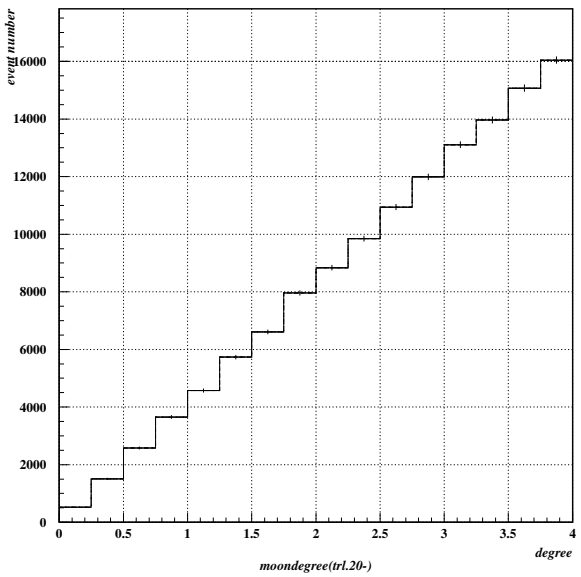

図 4.18: 図 4.17 で実際に各 bin に入ったイベント数

4.4.2　二次元の月の影の解析

次に、二次元での解析として、赤道座標 (赤経、赤緯) [4]での突き抜けμ の到来方向と月の方向の差について解析した。

月の赤道座標を α_{MOON},δ_{MOON}、突き抜けμ の到来方向の赤道座標を α_{μ} , δ_{μ} とおくと、angular distance (角度距離) の横軸 $\Delta\alpha$、縦軸 $\Delta\delta$ はそれぞれ一次近似で

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= (\alpha_{\mu} - \alpha_{MOON})\cos\delta_{MOON} \\ \Delta\delta &= \delta_{\mu} - \delta_{MOON} \end{aligned} \tag{4.4}$$

で定義される。

この $\Delta\alpha$,$\Delta\delta$ についてのプロットが図 4.19、図 4.20 である。まず、月の影が存在しない場合のイベント数の見積もりとして、一次元解析同様、イベント発生時刻の一時間前、一時間後、二時間後の月の位置と突き抜けμ との角度を解析し、それを 3 で割った二次元の図を作る。そして、1 cell は $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$ で、1 cell あたりのイベント数を b とした時、その cell を含めたまわり 25cell ($1.25^{\circ} \times 1.25^{\circ}$) の平均値をとり $B = \sum b/25$) これを B とする。

次に 1 cell($0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$)あたりのイベント数を n とする。まず微分値解析として、$n+\sqrt{n} < B$ の欠損がある領域を 1σ 領域、$n + 2\sqrt{n} < B$ の欠損がある領域を 2σ 領域、$n + 3\sqrt{n} < B$ の欠損がある領域を 3σ 領域とした。

さらに積分値解析として、その cell を含めた 9cell ($0.75^{\circ} \times 0.75^{\circ}$) の n の平均値 N をとり ($N = \sum n/9$) それぞれについて $N + \sqrt{N} < B$ の欠損がある領域を 1σ 領域、$N + 2\sqrt{N} < B$ の欠損がある領域を 2σ 領域、$N + 3\sqrt{N} < B$ の欠損がある領域を 3σ 領域とした。

二次元解析で微分値で解析したものが図 4.19、積分値で解析したものが図 4.20 である。積分値解析は各 cell の欠損の有意度が独立ではないが、周りを足し合わせるので欠損の傾向を探りやすい。

[4]B.4 節参照

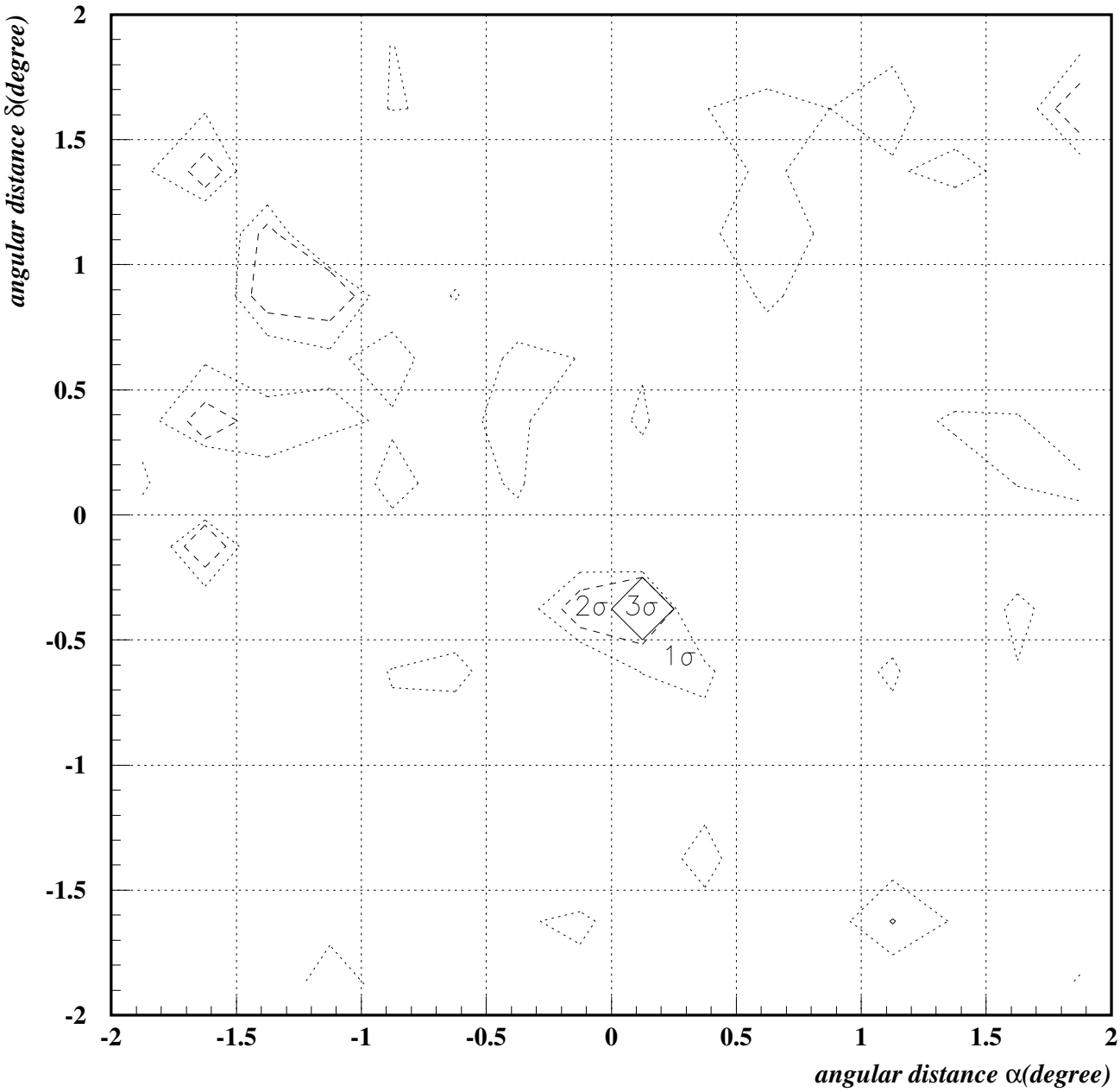

図 4.19: 実データ 1290 日分の online μ fitter による月の影の解析 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

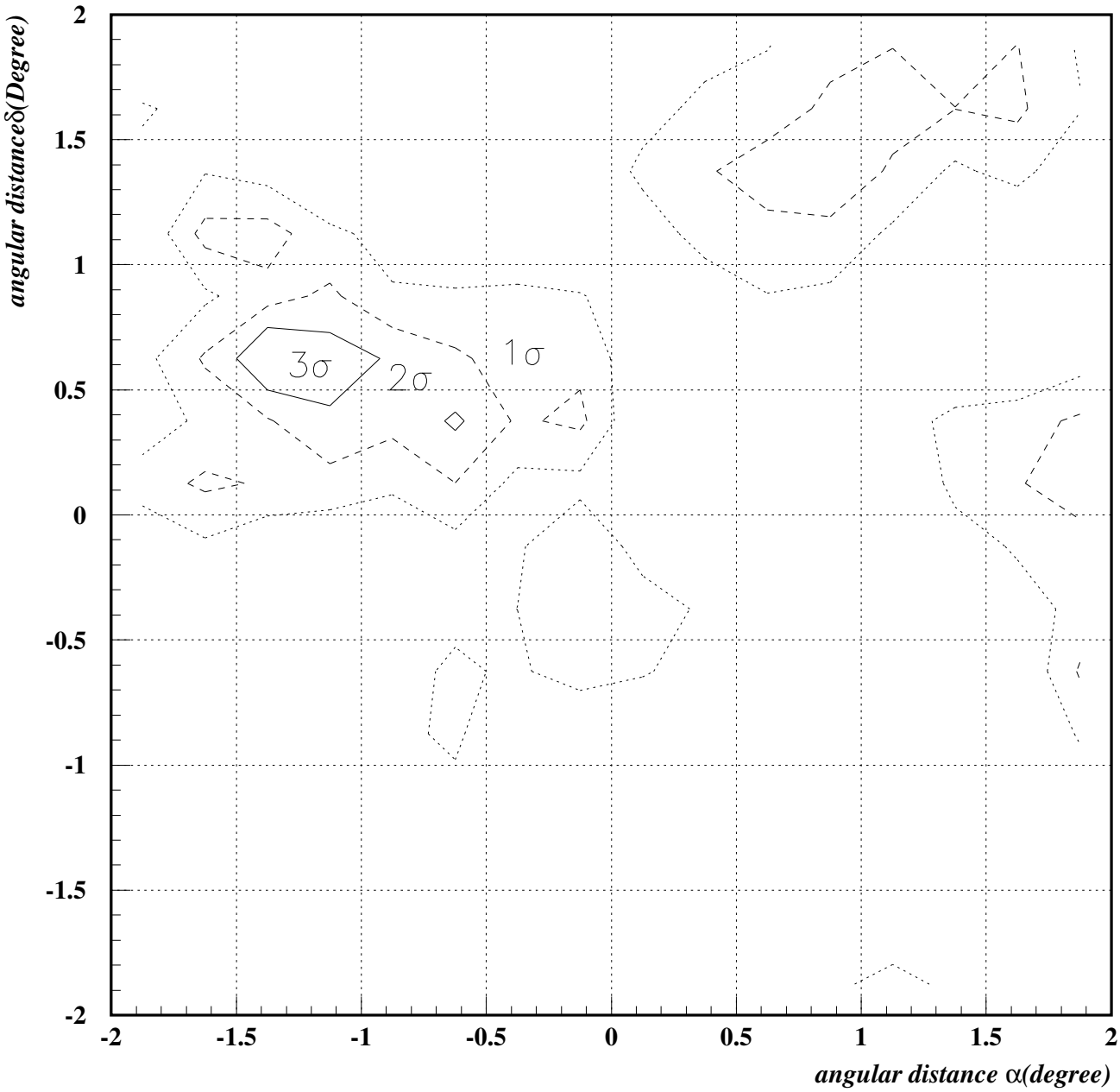

図 4.20: 実データ 1290 日分の online μ fitter による月の影の解析 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

4.4.3　太陽の影の解析

第 4.4.1 節、第 4.4.2 節と同様に、太陽についても解析を行った。

太陽の軌道計算については、太陽ニュートリノの解析に用いられているプログラムをつかった。

二次元の解析については、月の二次元解析に用いた赤道座標ではなく、黄道座標 (黄経、黄緯) [5]を用いた。

太陽の黄道座標を β_{SUN},λ_{SUN}、突き抜けμ の到来方向の黄道座標を β_{μ} , λ_{μ} とおくと、angular distance (角度距離) の横軸 $\Delta\beta$、縦軸 $\Delta\lambda$ はそれぞれ近似で

$$\begin{aligned} \Delta\beta &= (\beta_{\mu} - \beta_{SUN})\cos\lambda_{SUN} \\ \Delta\lambda &= \lambda_{\mu} - \lambda_{SUN} \end{aligned} \tag{4.5}$$

で定義される。

一次元解析が図 4.21、二次元解析が図 4.22 (微分値解析) 、図 4.23 (積分値解析) である。一次元での太陽の影がない場合の角度分布の見積もりは

$$N_i^{bkd} = 4109. \pm 12.(\chi^2/n.d.f = 5.33/11.) \tag{4.6}$$

で、ここから式 4.3 を使って一次元解析から得た $\chi^2/n.d.f. = 12.99/4$ となり、shadow significance は 2.9σ であった。

[5] B.4 節参照

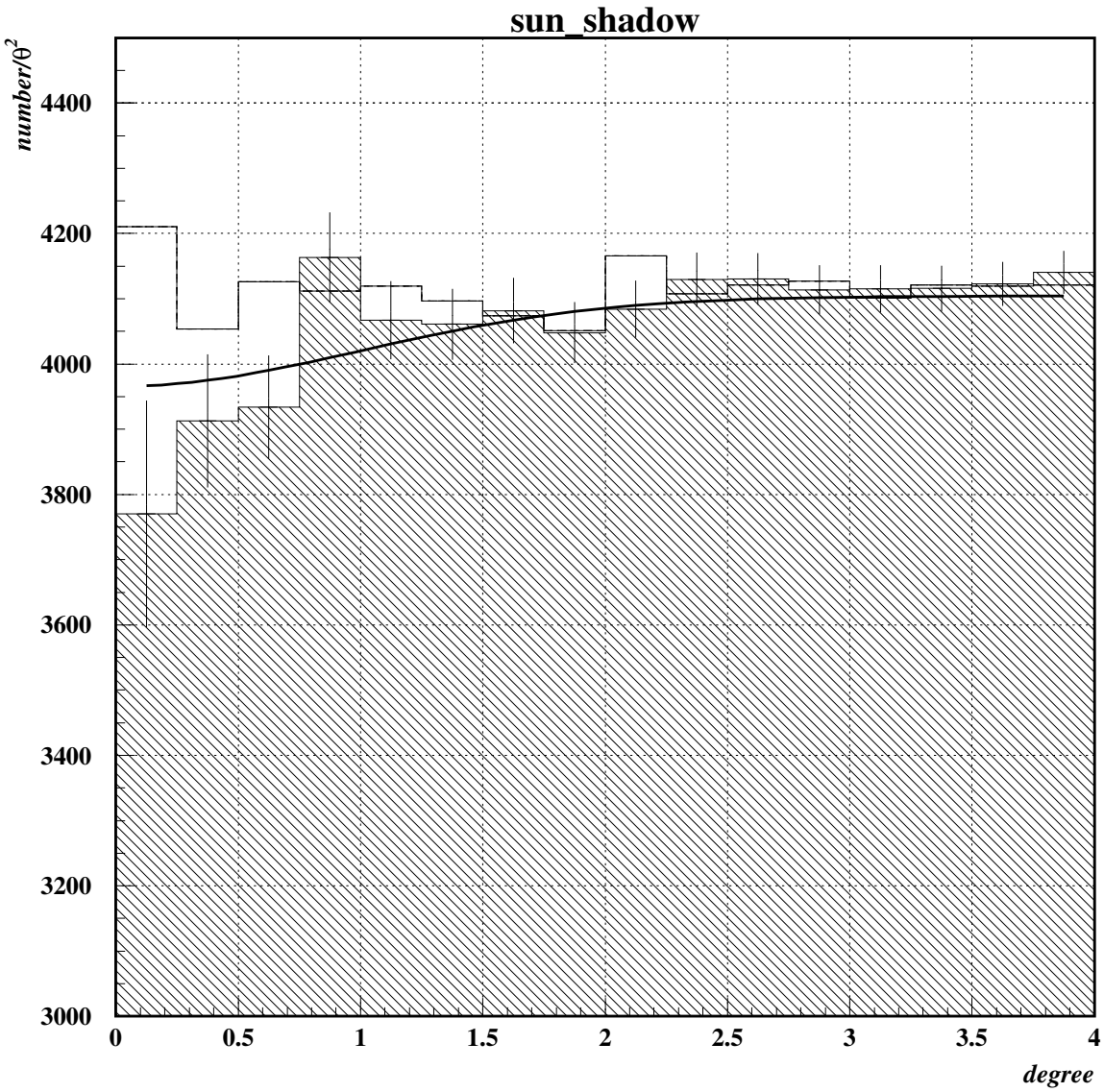

図 4.21: 実データ 1290 日分の online μ fitter による太陽の影の解析 (一次元) 斜線部のヒストグラムが実際のデータ、白いヒストグラムは太陽の影が存在しない場合の角度分布、曲線は角度分解能を 1.0° としたときに予想される関数形である。

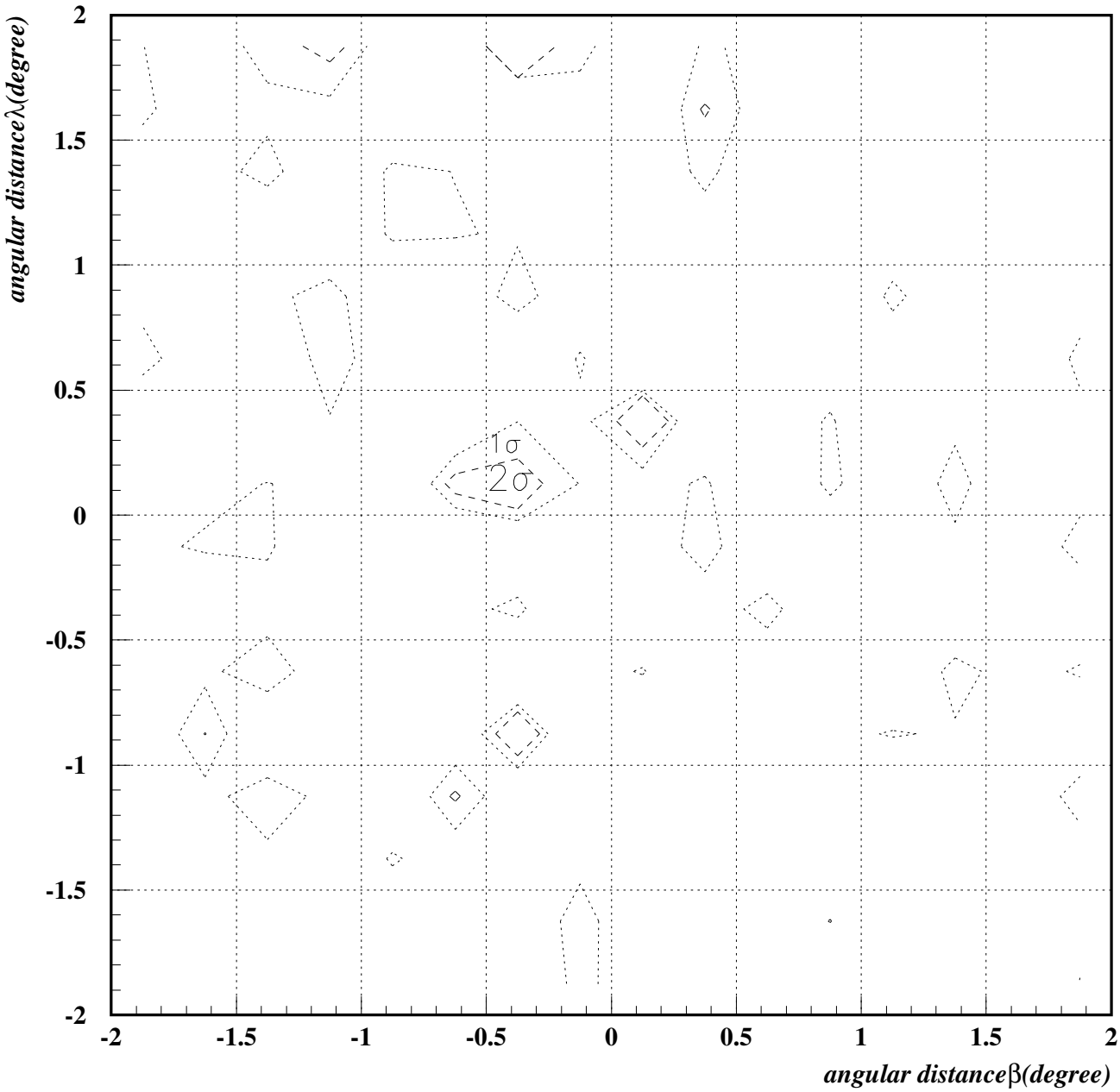

図 4.22: 実データ 1290 日分の online μ fitter による太陽の影の解析 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

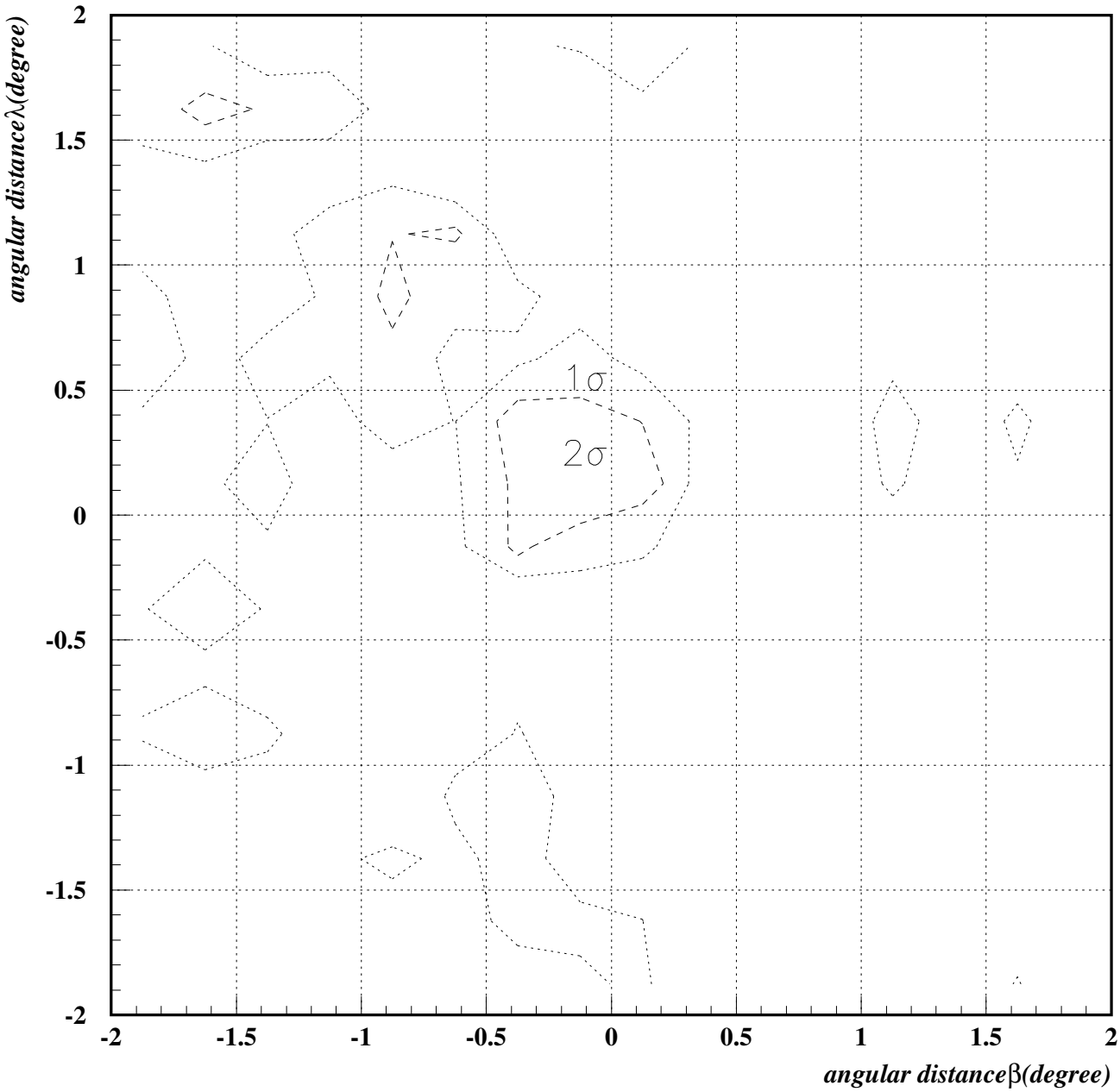

図 4.23: 実データ 1290 日分の online μ fitter による太陽の影の解析 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

4.5 offline μ fitter による解析

4.4 節での online μ fitter による解析で、それぞれ月方向、太陽方向とμ のなす方向余弦 $\cos\theta > 0.9925(\theta < 7^\circ)$ のイベントについて、offline μ fitter による再解析を行った。

4.2 節に述べた通り、online μ fitter によって再構築されたイベントは再構築された方向、入り口、出口などの情報のみが vector file 形式に保存されているだけであり、再解析のためにはもう一度、磁気テープに保存されている生データから情報を取得し直す必要がある。1290 日分の月近辺、太陽近辺のイベントを取得し直すのに、一つの読み出しで約 4ヶ月かかる。現在、全データの約 80%、実働時間にして 1033.5 日分を再解析した。

offline μ fitter は付録 A.2 に述べる通り、一次元角度分解能が約 0.71° である。バックグラウンドの見積もりは月の影が $N_i^{bkd} = 3072. \pm 10.(\chi^2/n.d.f = 10.43/11.)$ 太陽の影が $N_i^{bkd} = 3232. \pm 10.(\chi^2/n.d.f = 6.203/11.)$ となる。そしてシミュレーションから得た角度分解能 0.71° を参考に、0.0° から 0.75° の bin で式 4.3 を使って得た $\chi^2/n.d.f.$ は月の影が $10.49/3$、太陽の影が $12.98/3$ となり、shadow significance は月の影が 2.8σ、太陽の影が 3.2σ となった。

二次元の月・太陽の影の積分値解析の図から月、太陽の位置は約 0.5° 以内に示されているとわかる。

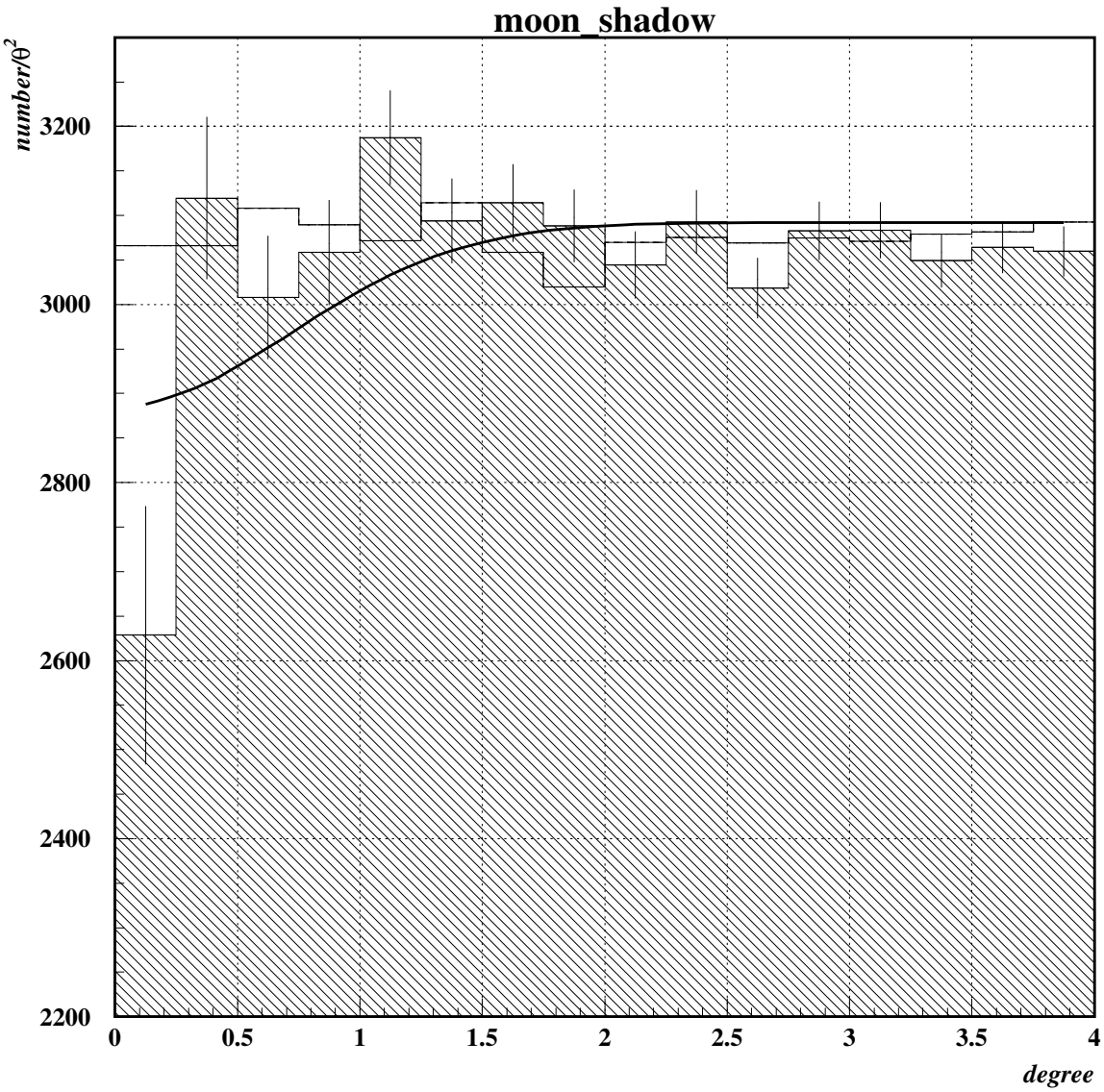

図 4.24: 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による月の影の解析 (一次元) 斜線部のヒストグラムが実際のデータ、白いヒストグラムは月の影が存在しない場合のバックグラウンド (シミュレーションにより求めた)、曲線は角度分解能を 0.71° としたときに予想される月の影の関数形である。

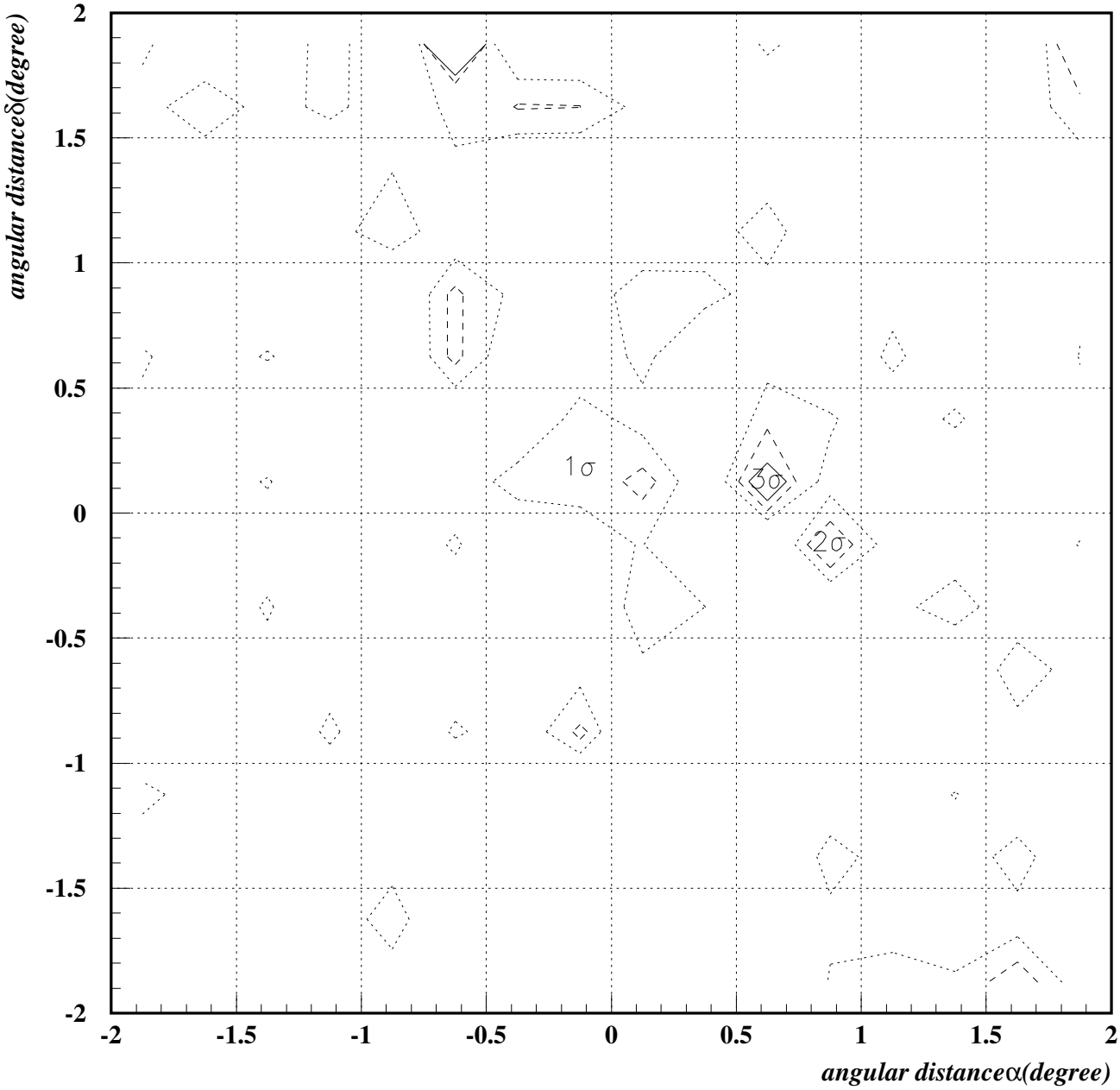

図 4.25: 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による月の影の解析 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

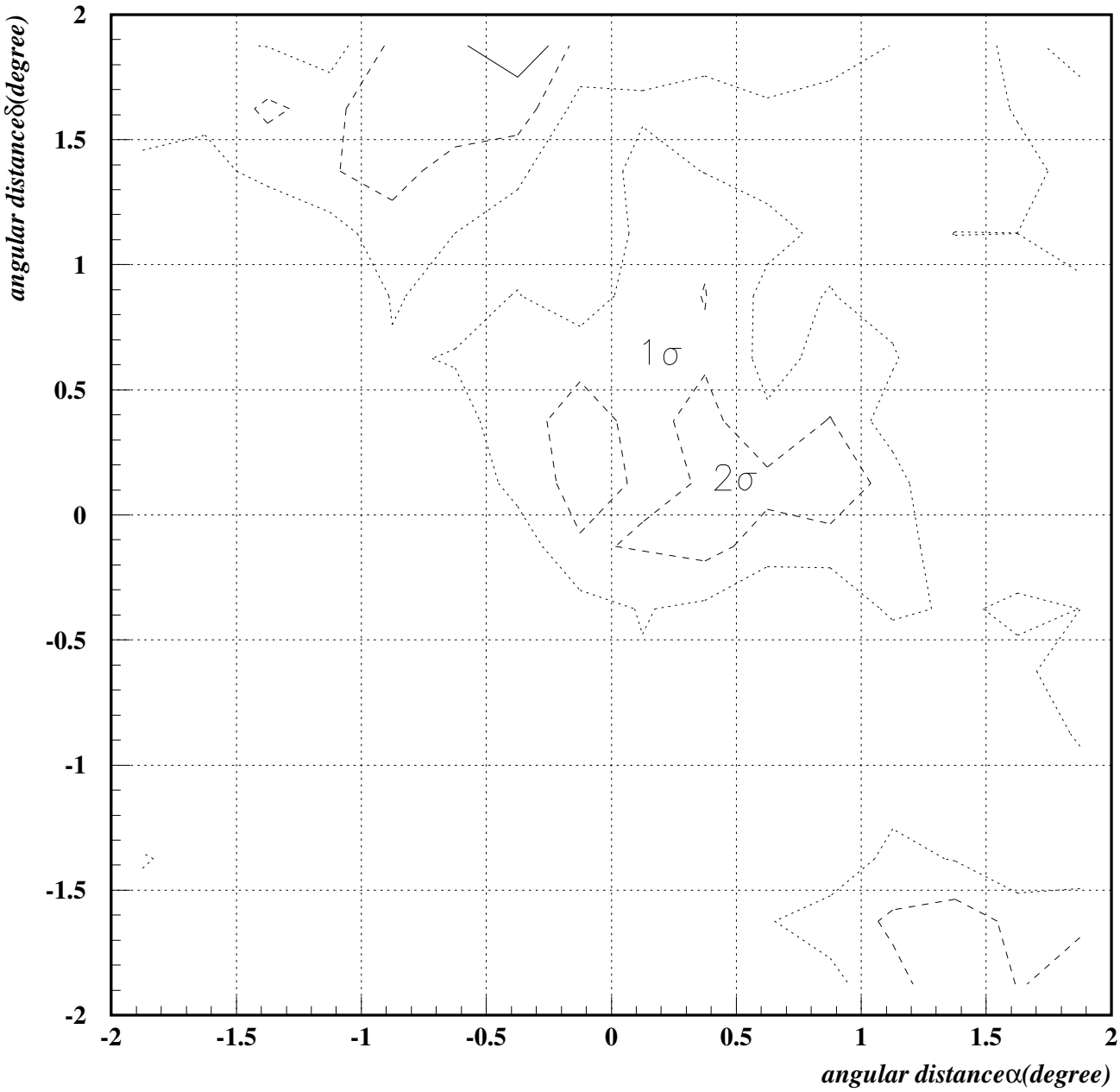

図 4.26: 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による月の影の解析 (二次元・積分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

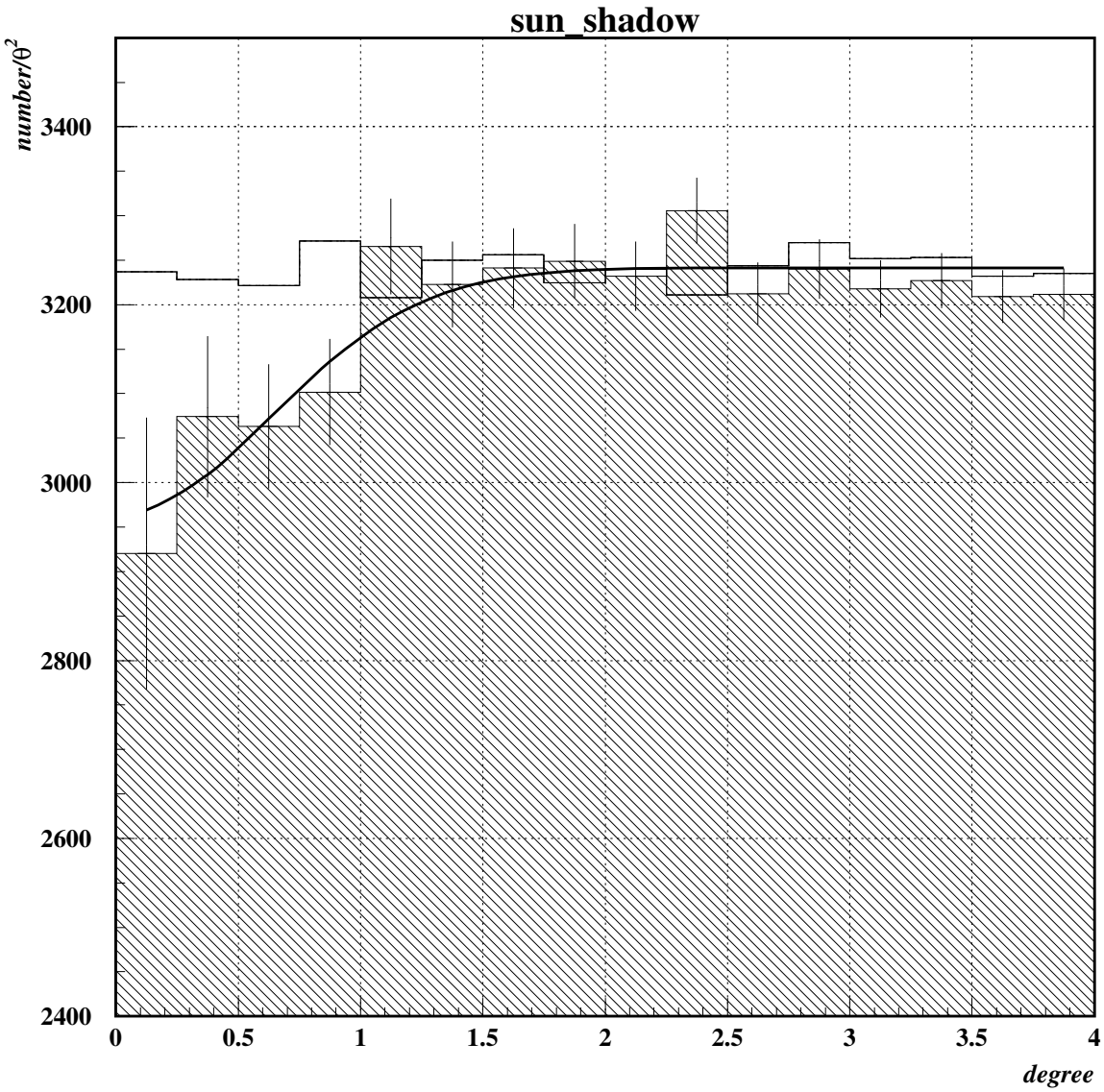

図 4.27: 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による太陽の影の解析 (一次元) 斜線部のヒストグラムが実際のデータ、白いヒストグラムは太陽の影が存在しない場合の角度分布、曲線は角度分解能を 0.71° としたときに予想される太陽の影の関数形である。

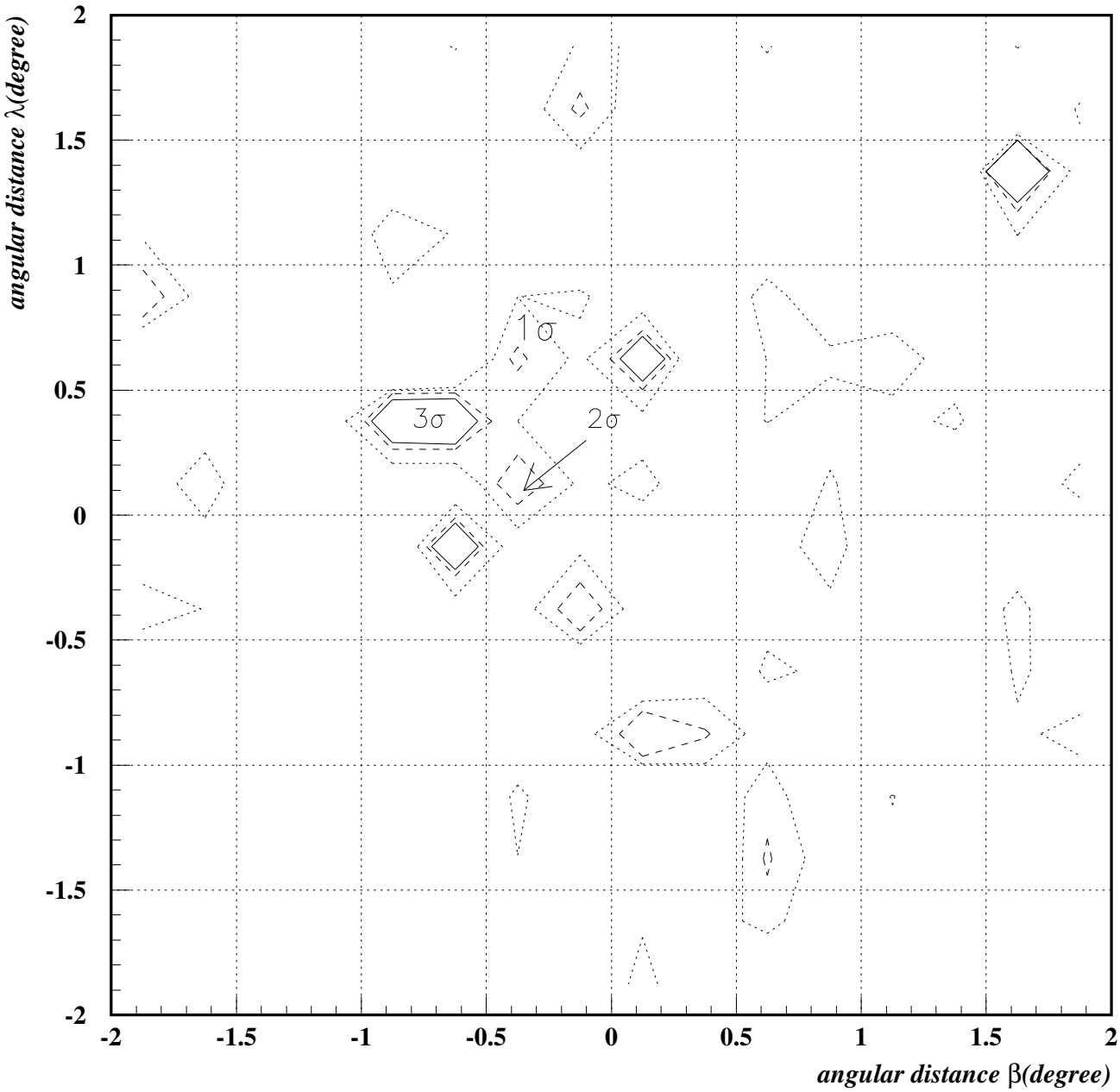

図 4.28: 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による太陽の影の解析 (二次元・微分値解析)
1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、太陽の影が存在しない場合のイベント数より、
それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

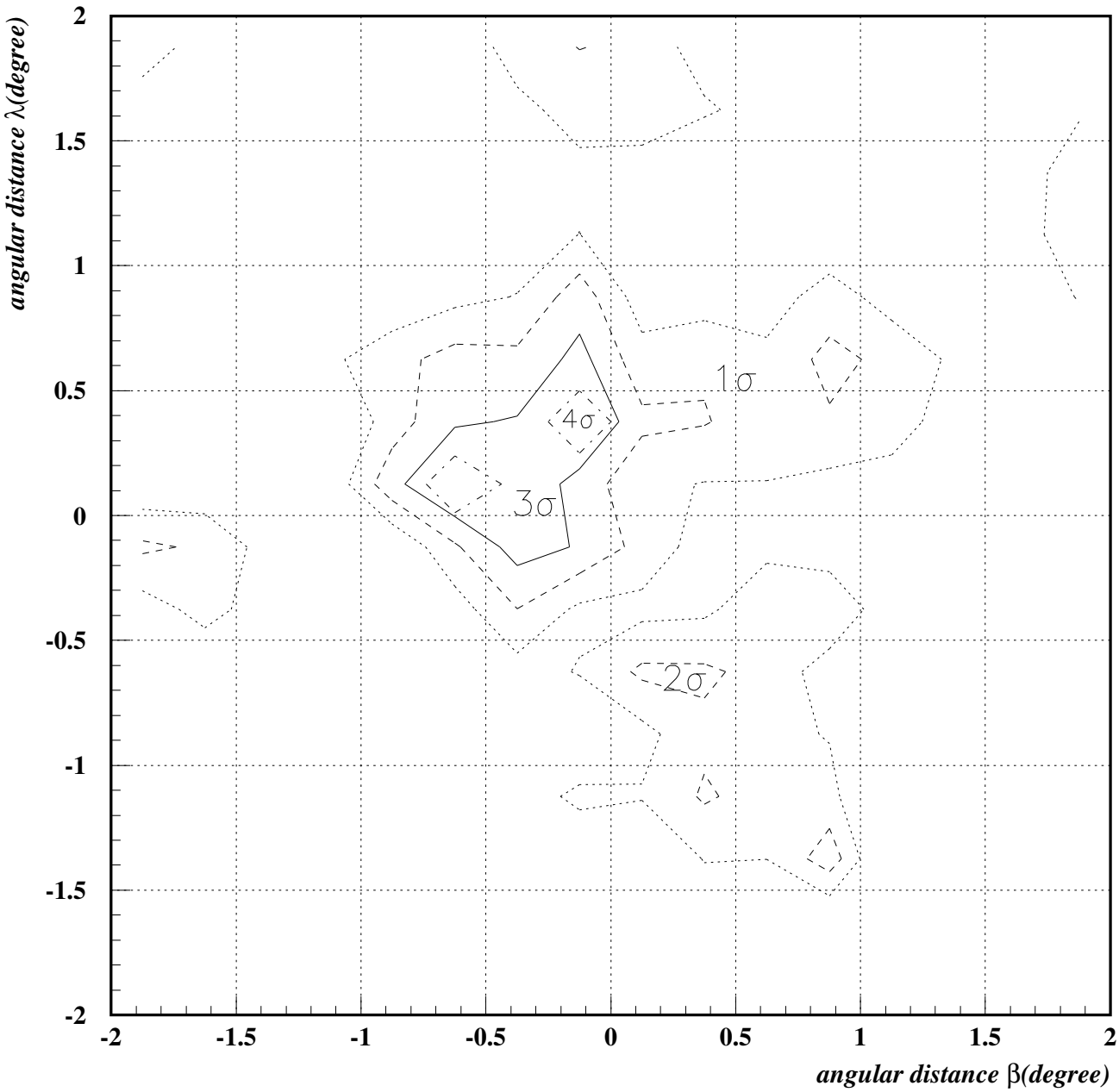

図 4.29: 実データ 1033.5 日分の offline μ fitter による太陽の影の解析 (二次元・積分値解析) 太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

4.6 likelihood 関数による角度分解能の見積もり

さらに 4.4 節、4.5 節で解析した月・太陽の影について、likelihood 関数を用いてそれぞれの fitter について、角度分解能を見積もった。

likelihood 関数 $\mathcal{L}$ は、

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{\text{event}} P_i(\tau) \tag{4.7}$$

ここで

$$P_i = \frac{1 - \frac{R_{MS}^2}{2\sigma_\theta^2} \exp(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2})}{\int_0^1 (1 - \frac{R_{MS}^2}{2\sigma_\theta^2} \exp(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}))dz} \tag{4.8}$$

$$z = \frac{1 - \cos\theta}{1 - \cos\theta_{\max}} \tag{4.9}$$

で与えられる。ここで σ の値を様々に変化させ、$\mathcal{L}$ が最大となる σ を探索する。

online μ fitter と offline μ fitter について、月・太陽の影を合わせたデータから求めた、規格化した likelihood 関数を図 4.30 に示す。ここから一次元に投影した角度分解能 σ_θ は

$$\begin{aligned} \sigma_\theta &= 1.15^{\circ}{}^{+0.30^\circ}_{-0.20^\circ} \quad (\text{online } \mu \text{ fitter}) \\ \sigma_\theta &= 0.70^{\circ}{}^{+0.15^\circ}_{-0.09^\circ} \quad (\text{offline } \mu \text{ fitter}) \end{aligned} \tag{4.10}$$

となった。A.1 節、A.2 節で述べるモンテカルロ・シミュレーションを用いて求めた角度分解能と誤差の範囲で一致している。

4.7 系統誤差

予想される誤差は以下の通りである。

地磁気効果 観測しているμ 粒子は電荷を持っているため、地磁気によって曲げられる。このため、みかけの月の方向は西にずれることになる。そのずれは、

$$\Delta\theta = 1.6(Z/E) \tag{4.11}$$

E　宇宙線のエネルギー [TeV]
Z　原子番号

である。これにスーパーカミオカンデにおける地表付近の陽子エネルギーの値 (表 1.1) E= 13[TeV]、Z=1 を代入すると、$\Delta\theta = 0.12^\circ$ を得る。

太陽磁場効果 太陽磁場は太陽活動によって大きく変動する。活動の極小期には太陽の (仮想的磁場) 双極子の方向は自転軸に平行であるが、活動期になるとその方向は激しく変動し、極大期から下降期にかけて自転軸から大きく傾き、何回もぐらぐらする。静穏期になる頃に

は再び自転軸に平行になるが、ダイポールの方向は反転している。反転するまでの周期は 11 年である。

この論文で用いたデータは 1996 年から 2000 年のデータであるが、1996 年から 1997 年がちょうど静穏期にあたり、比較的太陽磁場による影響は少ないと考えられる。

多重クーロン散乱 検出器の周囲にある岩盤によってμ 粒子が多重クーロン散乱を起こす。Soudan 2 でのシミュレーションでは分布の 50 %で 0.095° の揺らぎであると見積もられている [8] ことから、スーパーカミオカンデでも $O(0.1^\circ)$ のオーダーであると考えられる。

天体の位置計算に伴う誤差 月の軌道計算に伴う誤差は 0.002° である [14]。

コンピューター内時計の誤差 スーパーカミオカンデでは 1999 年 2 月から KEK のオンライングループが配布している GPS[6]情報と同期をとった computer clock が用いられるようになった。これは NTP(Network Time Protocol) というシステムを使い、ネットワークを介して時刻合わせをするもので、このシステムを用いた場合の時刻の誤差は 0.1 秒以内である。1999 年 2 月までの時刻の誤差は約 6 秒であるが、これは月、太陽の移動角度にして約 0.025° なのでほぼ無視できる。

fitter の角度分解能 A.1 節、A.2 節で述べるように online μ fitter の一次元角度分解能は $\sim 1.0^\circ$、offline μ fitter の一次元角度分解能は $\sim 0.71^\circ$ である。予想される誤差の中で一番の構成要素となるのは、この fitter の角度分解能である。

[6]Global Positioning System、衛星から時刻情報を取得する。

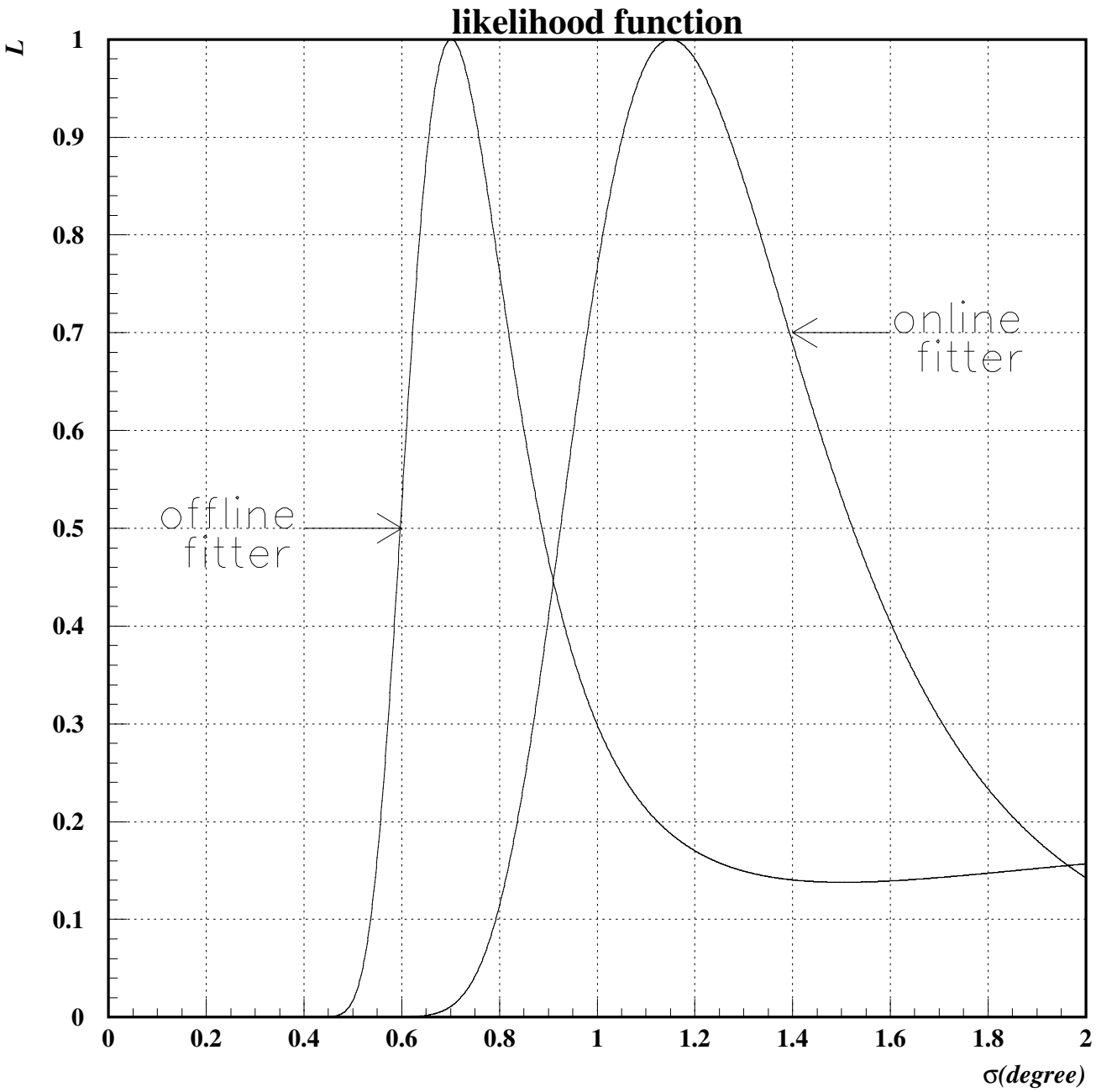

図 4.30: 実データから算出した online μ fitter と offline μ fitter の角度分解能に関する likelihood 関数

第5章　結果と考察

5.1　結果

スーパーカミオカンデにおいて、1290 日分の online μ fitter で再構築した突き抜けμ について、月・太陽との角度の相関を解析した結果、月については 1.2σ、太陽については 2.9σ で月・太陽方向からのイベントの欠損が認められた。さらに 1033.5 日分の offline μ fitter で再構築した突き抜けμ については、月については 2.8σ、太陽については 3.2σ で月・太陽方向からのイベントの欠損が認められた。

また月と太陽の影の位置と、計算で求めた月と太陽の位置のずれから、検出器の座標系は真の座標系と $\leq 0.5^\circ$ の精度であっていることが確認された。

これらのデータから online μ fitter、offline μ fitter による突き抜けμ イベントの再構築の一次元投影の角度分解能は、

$$\begin{aligned} \sigma_\theta &= 1.15^{\circ}{}^{+0.30^\circ}_{-0.20^\circ} \quad (\text{offline } \mu \text{ fitter}) \\ \sigma_\theta &= 0.70^{\circ}{}^{+0.15^\circ}_{-0.09^\circ} \quad (\text{online } \mu \text{ fitter}) \end{aligned} \tag{5.1}$$

と得られた。これはモンテカルロ・シミュレーションで発生させたイベントから求めた角度分解能 $\sigma_\theta = 1.0^\circ$(online μ fitter)、$\sigma_\theta = 0.71^\circ$(offline μ fitter) と誤差の範囲で一致している。

5.2　議論

月・太陽の影の shadow significance については、第 3 章で求めた値とほぼ一致していることから、スーパーカミオカンデの座標系から月・太陽の位置をほぼ正確に指し示していると言える (表 5.1)。

特に offline μ fitter によって解析した月の影について式 4.1 と実際のデータがあまり一致していないが、月の影を仮定した関数形 (式 4.1) との $\chi^2/n.d.f = 10.58/3$ で確率が $1\sim 2\%$ あるこ

	モンテカルロ シミュレーション	データ	
		月の影	太陽の影
online μ fitter	1.7σ	1.2σ	2.9σ
offline μ fitter	2.7σ	2.8σ	3.2σ

表 5.1: 実データとシミュレーションの shadow significance の比較

とから統計的ふらつきと考えられ、shadow significance 自体は予想と矛盾しない 2.8σ であることから、もう少し統計をためてみる必要がある。

太陽の影は太陽磁場の影響で月の影より見えにくい傾向にあるが、今回の解析では月よりもより顕著に欠損の傾向が見られた。これは今回データを取得した時期が、比較的太陽活動の低い時期であったことが原因の一つと考えられる。これもまたもう少し統計をためて、太陽活動周期との相関を探る必要がある。

またこれらのデータから見積もった online μ fitter、offline μ fitter の角度分解能はシミュレーションと一致している。このことからシミュレーションによる fitter の角度分解能の見積もりが正しく行われていることがわかった。

5.3 今後の課題

今回の解析では行わなかったが、二次元解析で月、太陽の位置を少しずつずらし likelihood 関数を用いるなどして、現在の統計で得られるもっともらしい月・太陽の位置を求めれば、さらに細かい議論ができると考えられる。

また、実働時間十年分のデータを得られたとき、すなわち約六年後に予想される月の影についてモンテカルロ・シミュレーションで見積もりを行った。

online μ fit で得られる shadow significance は 3.6σ、offline μ fit で得られる shadow significance は 5.8σ と見積もられる。

よって、この解析から、次のような展開が期待される。

（１）統計を増やすことにより、より精度良く月・太陽の位置を指し示すことが出来ると予想される。

（２）統計量を増やすことで、イベント再構築の角度分解能を精度良く求めることが出来る。

（３）太陽の影と太陽活動の 11 年周期との相関をとることにより、太陽磁場の構造の時間変化についての知見を得られる。

（４）月の影の位置とその欠損を定期的に観測することにより、測定器の時刻較正の長時間安定性の確認が出来る。

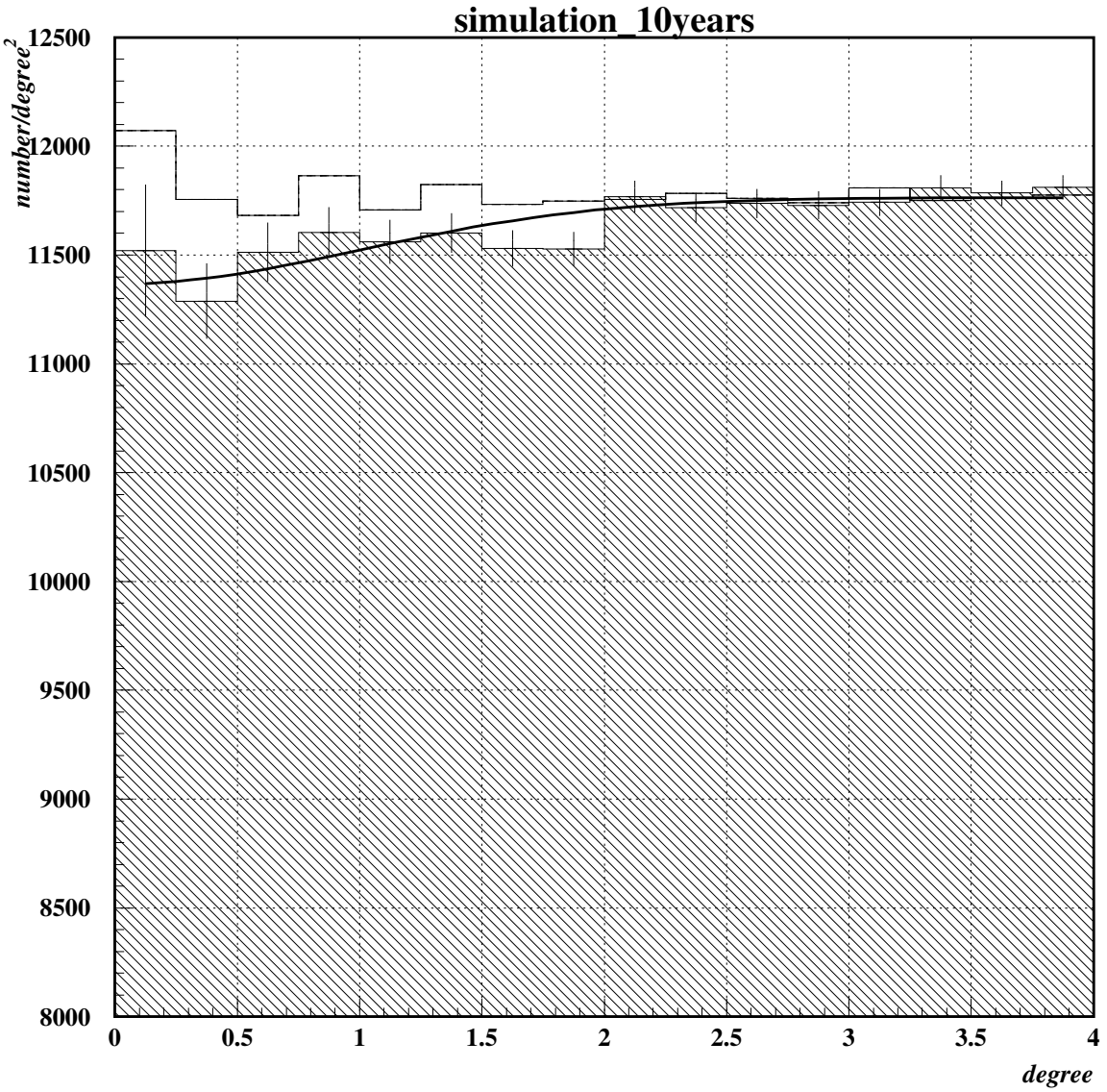

図 5.1: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (一次元) 斜線部のヒストグラムが月・太陽の影を仮定した場合のシミュレーション、白いヒストグラムは、月・太陽の影が存在しない場合のシミュレーションの角度分布、曲線は角度分解能を 1.0° としたときに月の影の予想される関数形である。

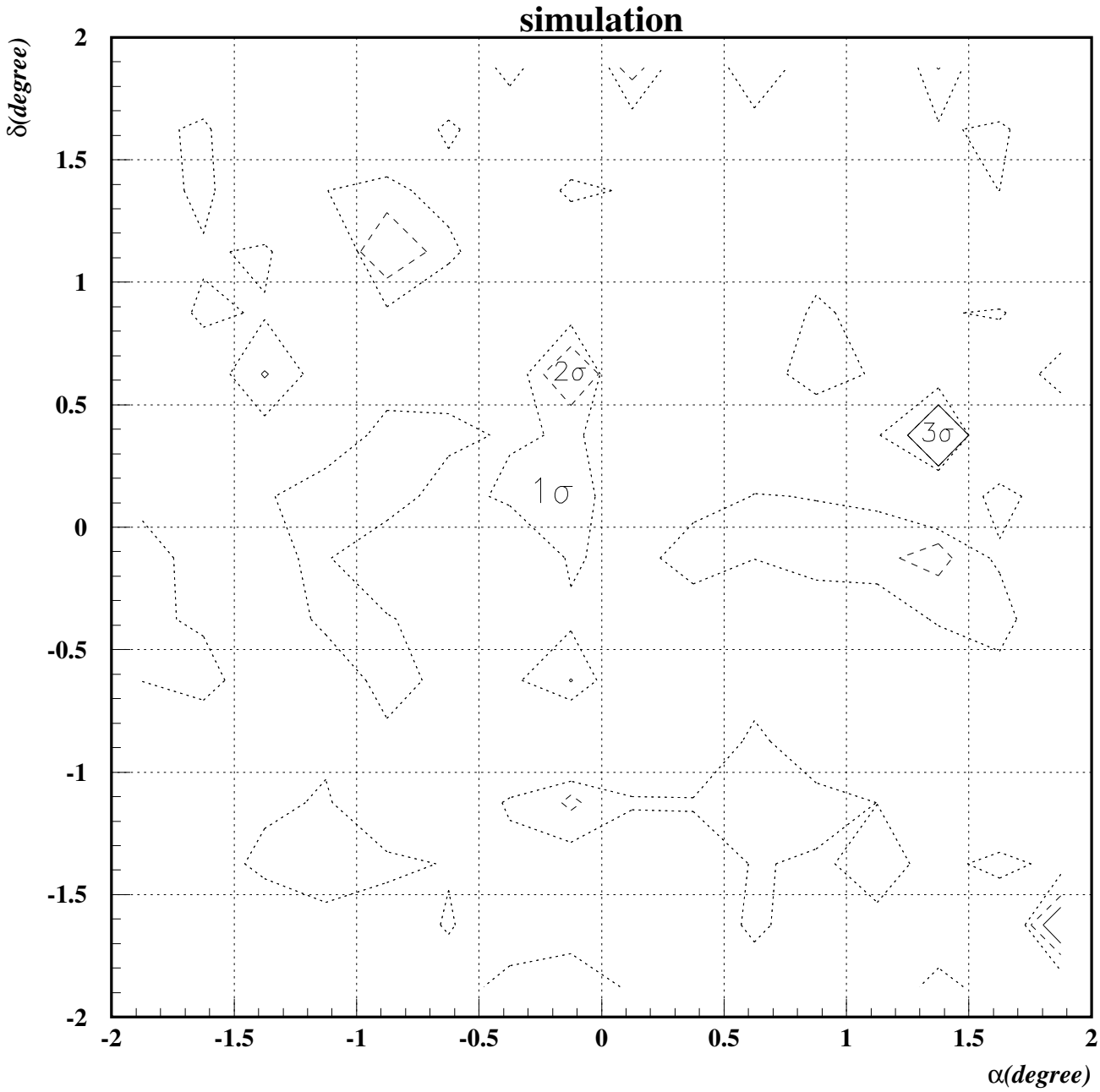

図 5.2: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

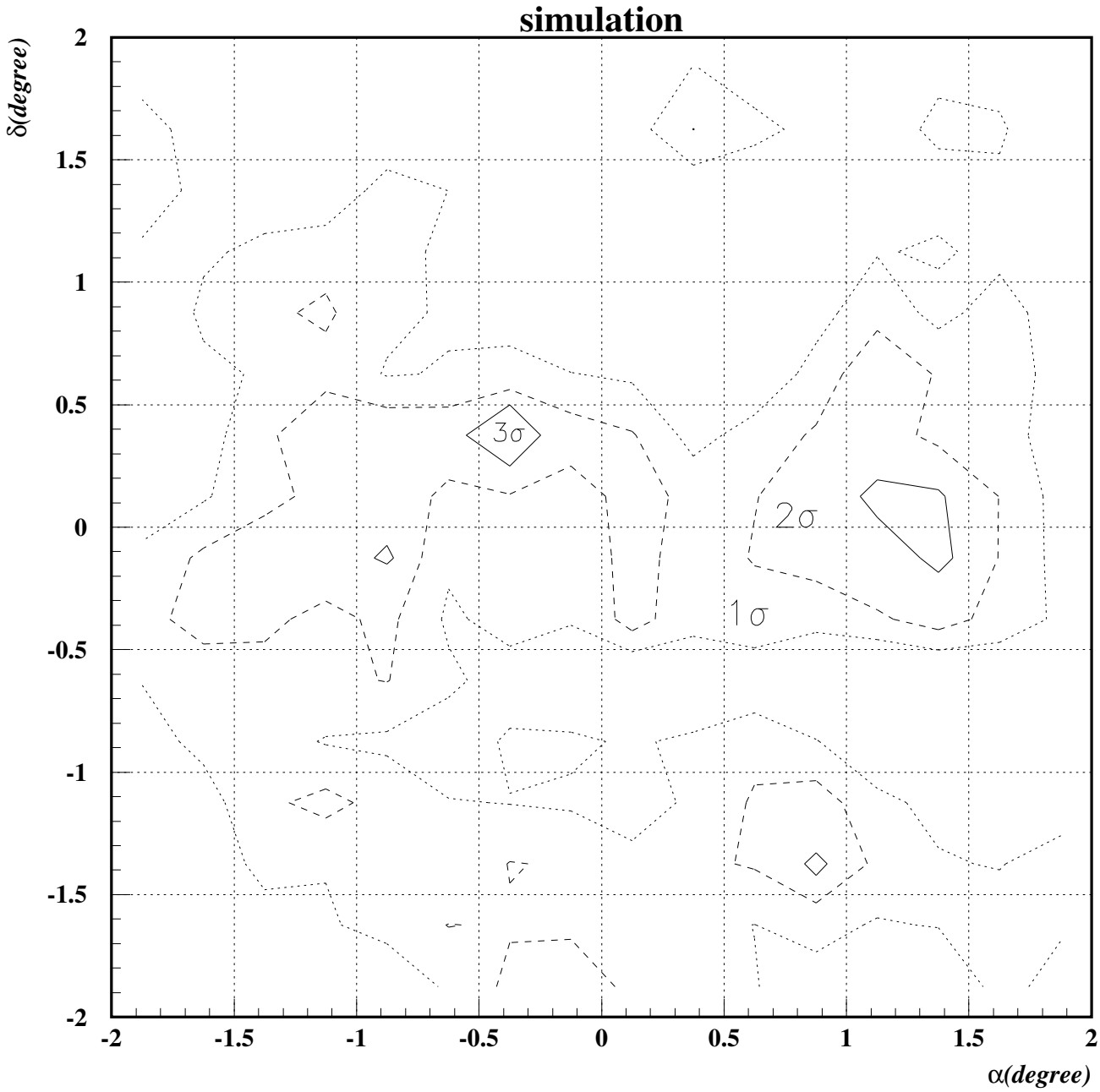

図 5.3: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを online μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

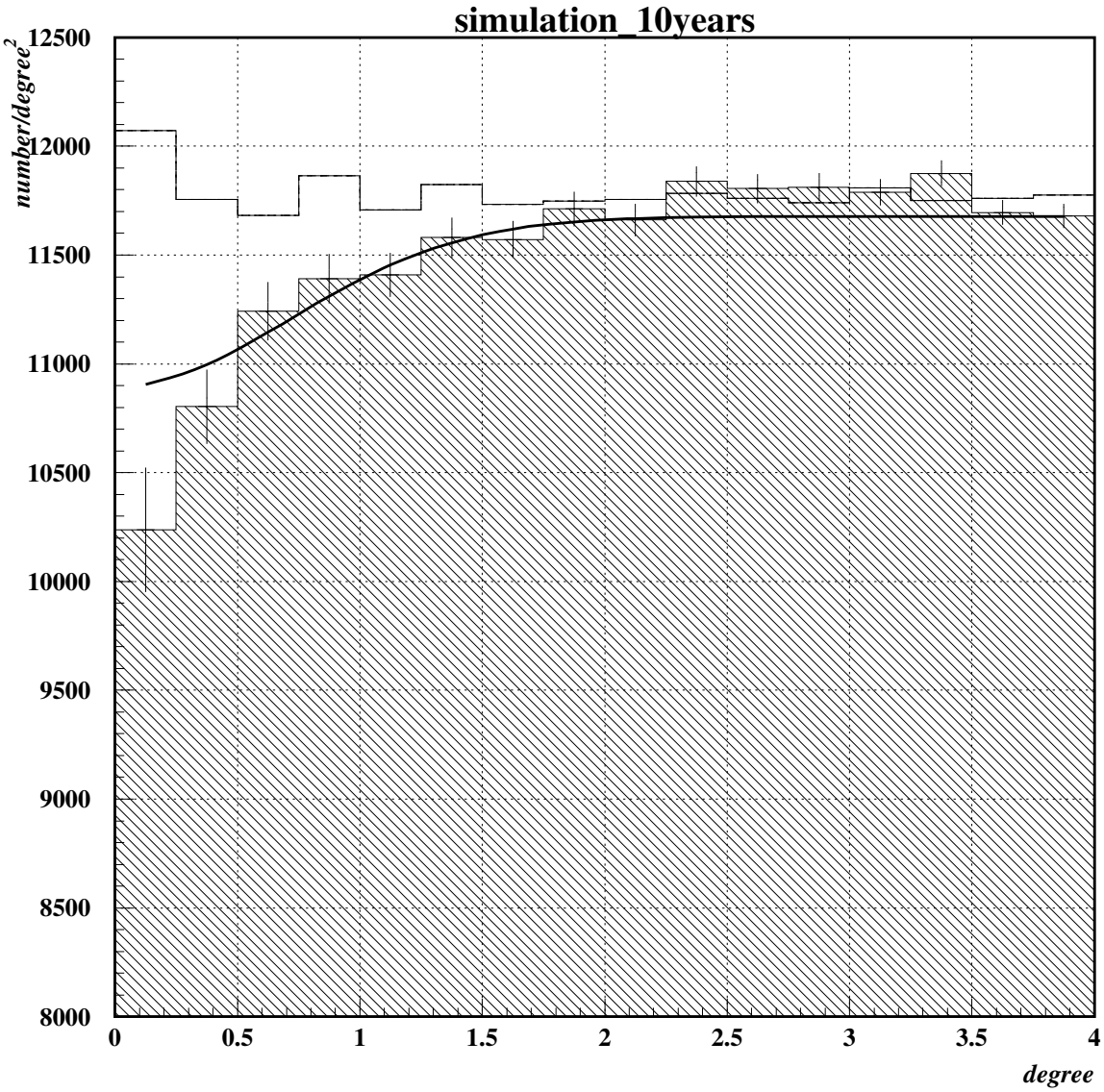

図 5.4: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (一次元) 斜線部のヒストグラムがシミュレーション、白いヒストグラムは見積もられたバックグラウンド、曲線は角度分解能を 0.71° としたときに予想される関数形である。

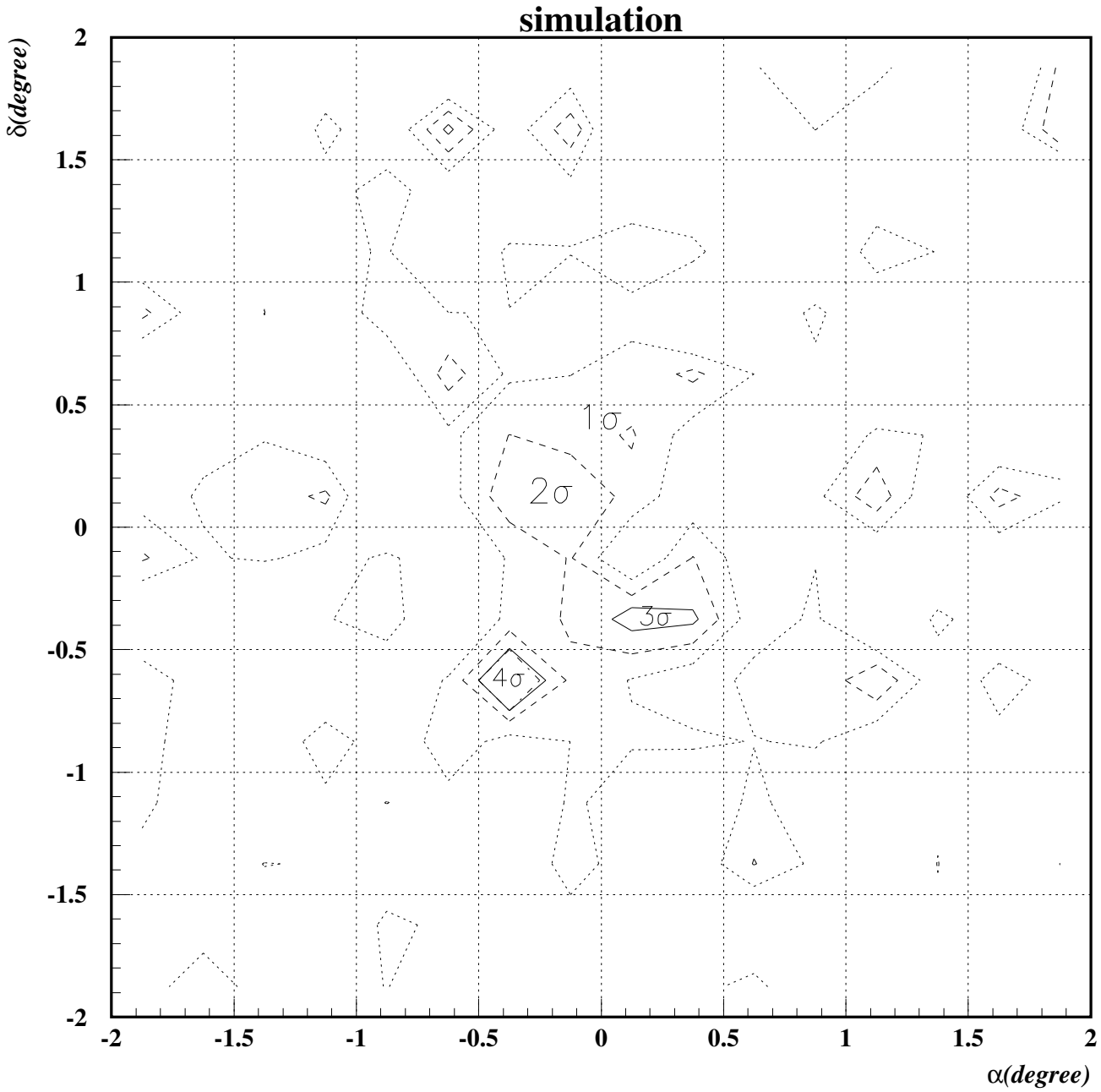

図 5.5: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・微分値解析) 1cell は $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ で、各線で囲まれた領域が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

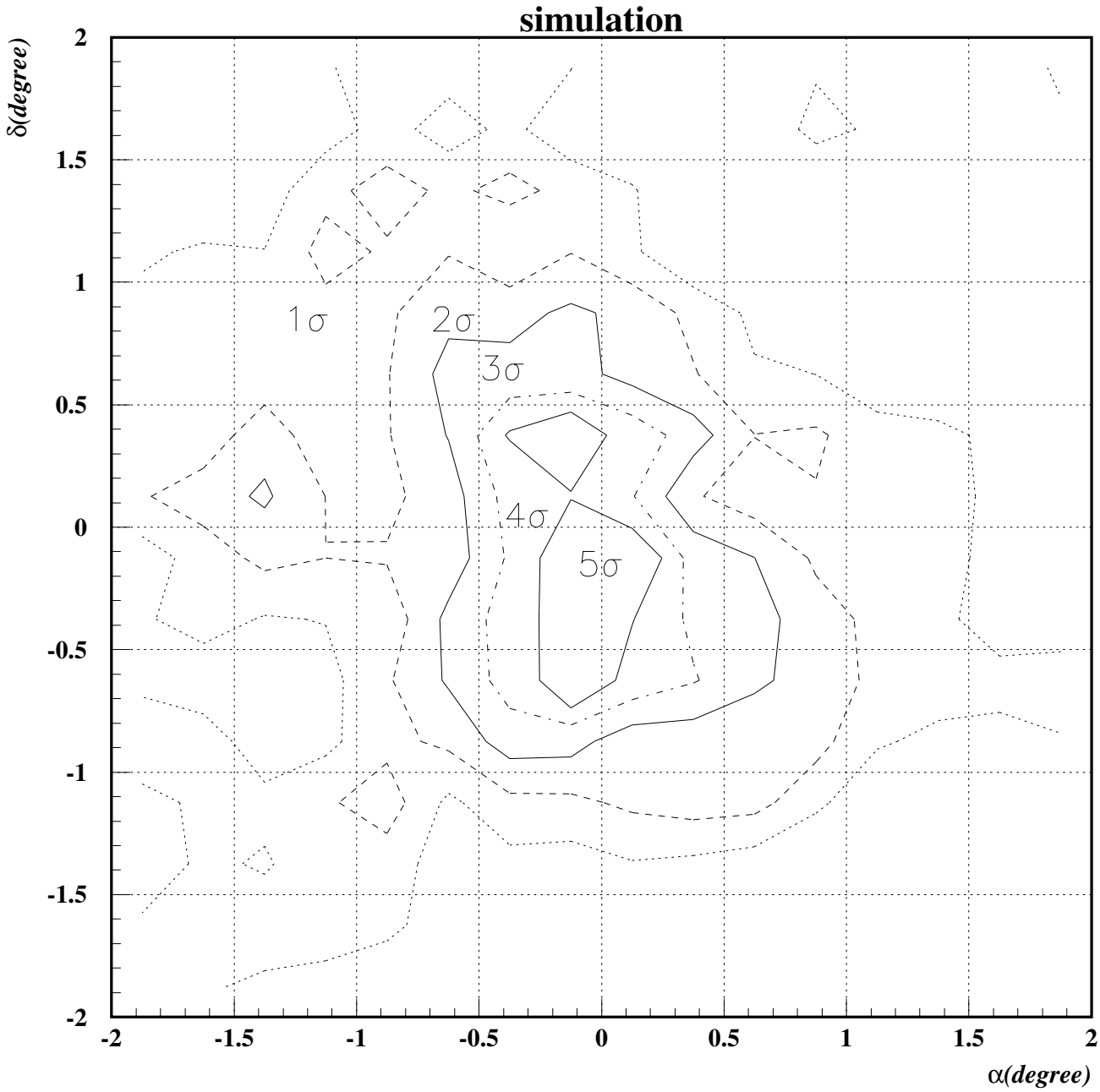

図 5.6: モンテカルロ・シミュレーションで予想した、十年分のデータを offline μ fit で解析した場合の月・太陽の影 (二次元・積分値解析) 各線で囲まれた領域が、まわりの 9cell のイベント数の平均値が、月・太陽の影が存在しない場合のイベント数より、それぞれ統計的に $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の有意度で欠損が認められる領域

第6章　結論

スーパーカミオカンデにおいて、1290 日分の online μ fitter で再構築した検出器を突き抜ける宇宙線ミューオンについて、月・太陽との角度の相関を解析した結果、月については 1.2σ、太陽については 2.9σ で月・太陽方向からのイベントの欠損が認められた。さらに 1033.5 日分の offline μ fitter で再構築した突き抜けμ については、月については 2.8σ、太陽については 3.2σ で月・太陽方向からのイベントの欠損が認められた。

また月と太陽の影の位置と、計算で求めた月と太陽の位置のずれから、検出器の座標系は真の座標系と $\leq 0.5^\circ$ の精度であっていることが確認された。

これらのデータから online μ fitter、offline μ fitter による突き抜けμ イベントの再構築の一次元投影の角度分解能として、

$$\begin{aligned} \sigma_\theta &= 1.15^{\circ}{}^{+0.30^\circ}_{-0.20^\circ} \quad (\text{online } \mu \text{ fitter}) \\ \sigma_\theta &= 0.70^{\circ}{}^{+0.15^\circ}_{-0.09^\circ} \quad (\text{offline } \mu \text{ fitter}) \end{aligned}$$

を得た。これはモンテカルロ・シミュレーションで発生させたイベントから求めた角度分解能と誤差の範囲で一致している。

付 録A　μ イベントの再構築

A.1　online μ　fitter による再構築

A.1.1　online μ　fitter

この節では 1st reduction の際に行ったイベントの再構築に用いた online μ　fitter について説明する。大まかな流れは図 A.1 の通りである。

Fast Reconstruction μ が inner-counter に入ってきたとき、その入口付近の PMT は他の inner-counter の PMT より早くヒットするが、単純に一番早くなった PMT の位置を入口とすると、PMT のダークノイズのせいで間違った結果を得ることがある。そこで、5nsec 以内にすぐ隣の PMT が 2 本以上ヒットしている、という条件を満たす PMT のうち、一番早くなった PMT の位置を入口とする。

出口は、PMT が 231p.e. 以上の光量を記録した PMT について、その光量の重心をとる。この時μ の方向 $\vec{c}$ は

$$\vec{c} = \frac{\sum Q_i \vec{p_i}}{|\sum Q_i \vec{p_i}|} \tag{A.1}$$

で与えられる。

1st judgement $L\ i_{ent}, L\ i_{exit}$ という値を定義する。$L\ i_{ent}, L\ i_{exit}$ はそれぞれ Q>231p.e. の PMT と入口、出口との距離を表す。

この $L\ i_{ent}, L\ i_{exit}$ に対し、$L\ i_{ent}$ >300cm,$L\ i_{exit}$ <300cm を満たす PMT が一つ以上存在するという条件を課す。

初めの条件は、大きな光量を記録する PMT は入口付近にしか存在しないということから、ストップμ のイベントを取り除くためであり、2 番目の条件は、大きな光量を記録する PMT が出口と決定した以外の点にも存在する、つまり出口が複数存在するということから multi μ（ 図 4.6 ）と考えられるイベントを取り除くためである。

この条件を満たしたイベントについては、1st Reduction File にμ の入り口、出口、進行方向などの限られた再構築の情報が vector file として書き込まれ、各 PMT で検出した光量子数などの細かい情報は file 容量の関係で棄却される。満たさなかったイベントについては次の Precise Reconstruction にまわされる。

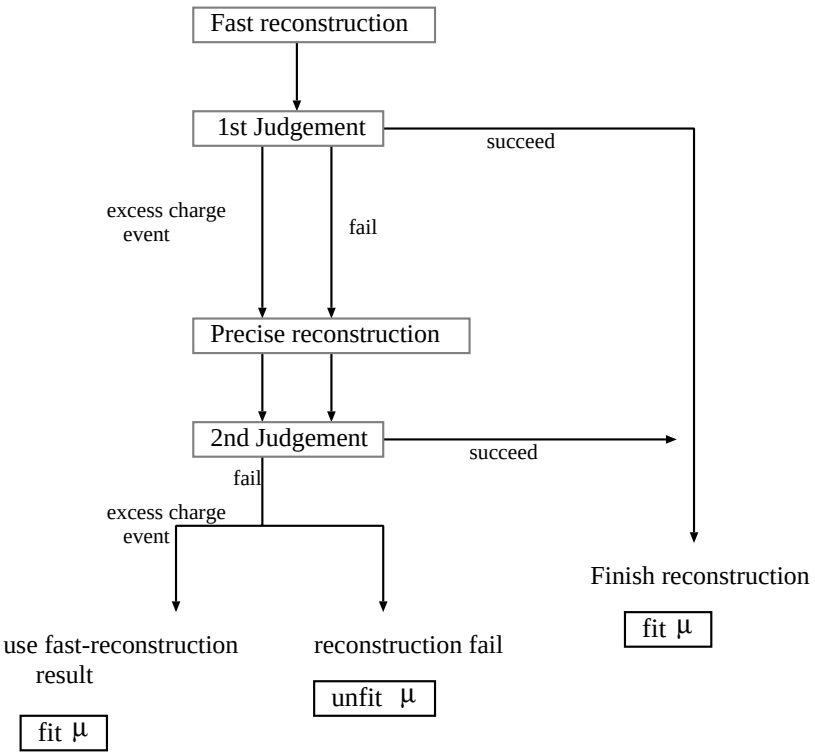

図 A.1: online μ fitter の流れ

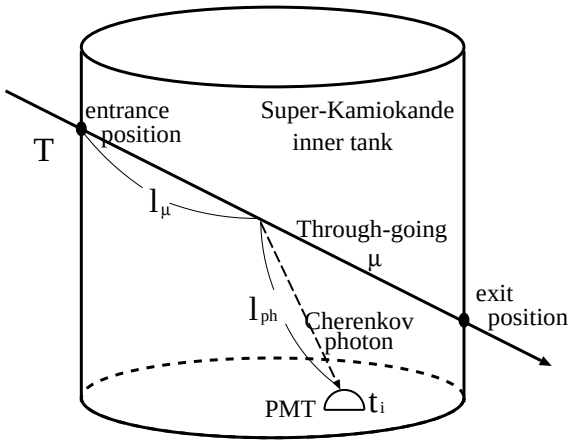

図 A.2: goodness の定義に用いられる変数

Precise Reconstruction inner-counter に入った瞬間のμ の方向を決定するために、grid search を行う。まず始めに、μ の入口と inner-counter の光量の重心を結んだ方向をμ の方向と仮定する。grid search とは、この初期値の周りにμ の方向を変化させ、 ある評価関数を最大にするμ の方向を格子に沿って探していく、という方法である。

grid search の際に使われる評価関数は、goodness と呼ばれ、μ の入口、方向を正しく再構築できたとき、理想的には goodness$= 1$ となる。goodness は、各 PMT のヒットした時間 t_i、及び時間分解能 $\sigma_i(= 3nsec.)$ を使って次のように定義される。

$$goodness = \frac{1}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \times \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t_i - T_i}{1.5\sigma_i}\right)^2\right] \tag{A.2}$$

式中の和は、4p.e. 以上の PMT についてとる。

T_i は、μ の入射した時間 T から予想される、各 PMT がヒットする時間で、次の式で計算される。

$$T_i = T + \frac{l_\mu}{c} + \frac{n \cdot l_{ph}}{c} \tag{A.3}$$

ここで、c, n はそれぞれ光速度、水の屈折率であり、l_μ はμ が各 PMT で検出されたチェレンコフ光を出すまでに走った距離、l_{ph} はチェレンコフ光を放出した点からその光を受け取った PMT までの距離である (図 A.2)。

μ の入口を固定して方向を様々に変化させると、それに伴って l_μ, l_{ph} が変り、上式で計算される T_i が変る。よって、μ の方向によって様々な値の goodness が計算されるので、このうち最大になったときの方向を採用する。

2nd Judgement　1st Judgement で定義した $L\,i_{ent}, L\,i_{exit}$ に対し、$L\,i_{ent}$ >300cm,$L\,i_{exit}$ <300cm を満たす PMT が一つ以上存在し、かつ Precise Reconstruction での goodness> 0.88 という条件を課す。

これら 3 つの条件を満たすものは、1st Reduction File に再構築の情報が vector file として書き込まれ、細かい情報は棄却される。条件を満たさないものは un fit μ として、全ての情報が磁気テープに保存されるが解析には用いられない。

ただし、Res Q>25000p.e.、ここで

$$ResQ = TotalQ - L_{\mu} \times 23 \tag{A.4}$$

TotalQ	:	イベントの全光量
L_{μ}	:	μ の track length
23(p.e./cm)	:	μ の単位長さ当たりの平均エネルギー損失

のものは、excess charge μ として、Fast Reduction での再構築の結果が 1st Reduction File に書き込まれる。

A.1.2　online μ　fitter の角度分解能

online μ　fitter の角度分解能を調べるため、モンテカルロ・シミュレーションを用いて、online μ fitter で得られたμ の方向と、仮定したμ の方向との差を調べた。その結果、track length が 20m 以上のイベントについて、二次元での角度差は図 A.3、天頂角、方位角方向に分けてのそれぞれの角度差は図 A.4 のようになり、角度分解能は $\sigma_{\theta} \sim 1.4^{\circ}(1\sigma)$、一次元に投影すると $\sigma_{\theta} \sim 1.0^{\circ}(1\sigma)$ という結果になった。

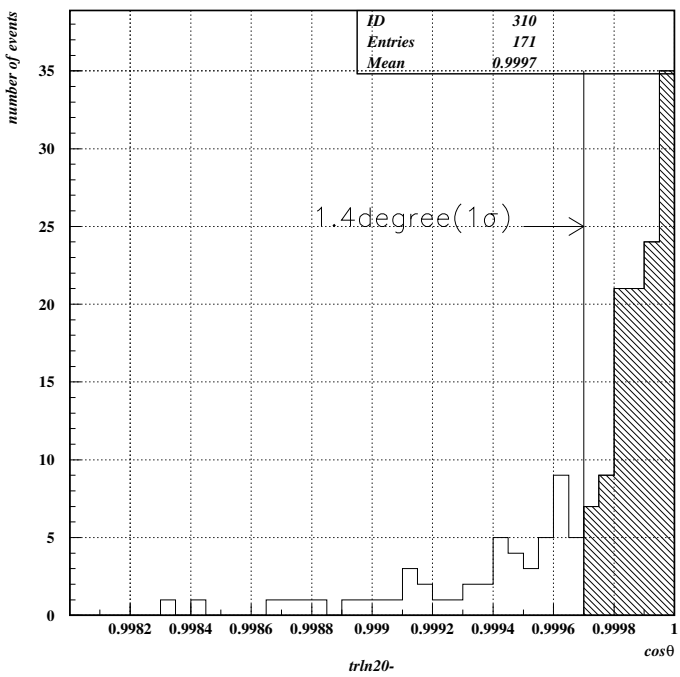

図 A.3: online μ fitter の角度分解能

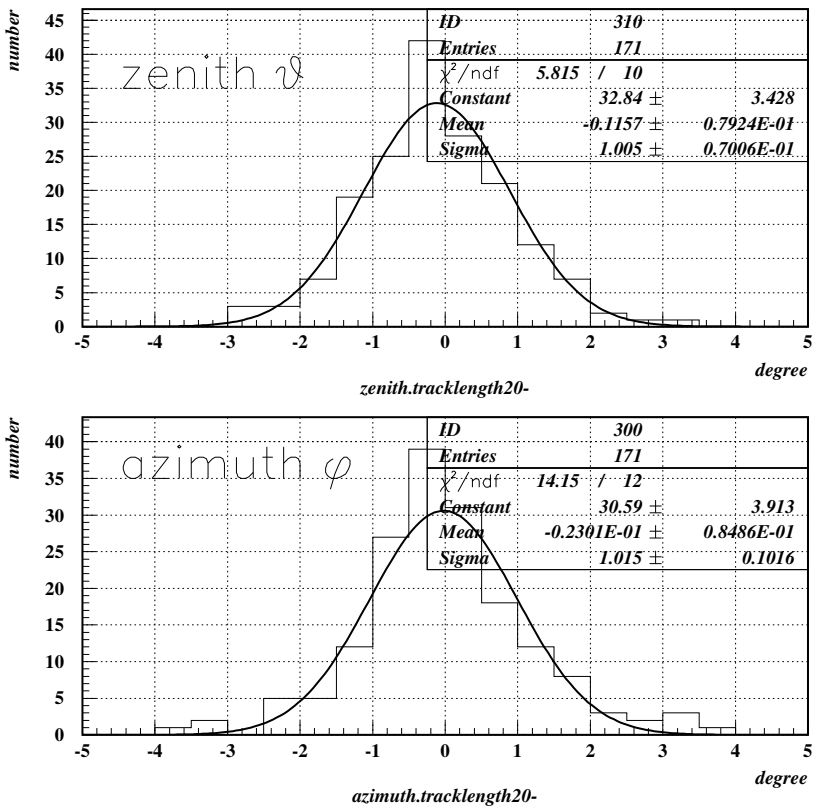

図 A.4: 一次元での online μ fitter の角度分解能、上が天頂角方向への投影、下が方位角方向への投影を示す

A.2 offline μ fitterによる再構築

1st Reduction、2nd Reductionを通過し、月、太陽近辺から来ていると思われるイベントについて、もう一度offline μ fitterによる再構築を行った。この節ではoffline μ fitterの構造、角度分解能について述べる。

A.2.1 offline μ fitter

offline μ fitterの流れは図A.5の通りである。online μ fitterと異なり全てのイベントについてFast reconstruction、Precise reconstruction、3rd reconstructionを行い、最後にJudgementで再構築できたかどうか判断する。

Fast reconstruction、Precise reconstructionはonline μ fitterと全く同じで、そのあとに3rd reconstructionでより正確な再構築を行う。ここでFast reconstruction、Precise reconstructionを行うのは3rd reconstructionでの初期値をあたえるためである。

3rd Reconstruction Precise reconstructionで得た入口、出口の情報を元に、入口、出口の両方を様々に変化させてgrid searchを行う。このときの格子の大きさは20cmである。Precise reconstructionでは出口のみを変化させていたので、3rd Reconstructionの方がより良く再構築できる。

ここで変化させた入口、出口についてgoodnessを式A.2にしたがって計算する。ただし時間分解能σ_iは3nsec.にかえて、TQ MAP(図C.6)を用いて正確な値を使う。各光量における時間誤差は光量Q_i <87p.e.では光量の逆比でフィットさせた値を、Q_i >87p.e.では$\sigma_i = 0.68nsec.$を用いた。図A.6に示す。

こうして計算したgoodnessが最大になった入口、出口の値を採用する。

Judgement 3rd reconstructionで再構築したイベントに対し、goodness> 0.7の条件を課す。この条件を満たしたイベントの再構築のデータを、4.5節での再解析に用いた。

A.2.2 offline μ fitterの角度分解能

online μ fitterと同様に、offline μ fitterについてもモンテカルロ・シミュレーションを用いて、角度分解能を調べた。その結果、track lengthが20m以上のイベントについて、天頂角、方位角方向に分けてのそれぞれの角度差は図A.7のようになり、角度分解能は$\sigma_\theta \sim 1.0^\circ(1\sigma)$、一次元に投影すると$\sigma_\theta \sim 0.71^\circ(1\sigma)$という結果になった。

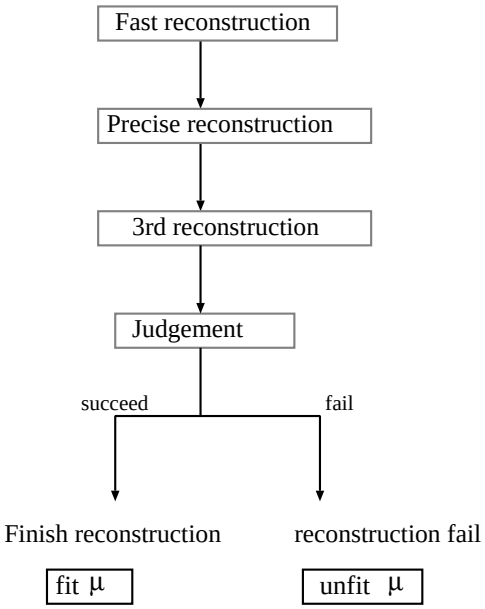

図 A.5: offline μ fitter の流れ

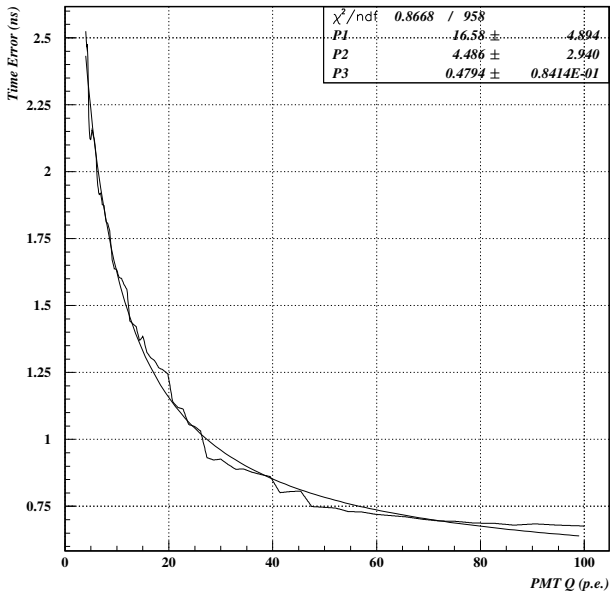

図 A.6: Typical TQ MAP の時間分解能誤差

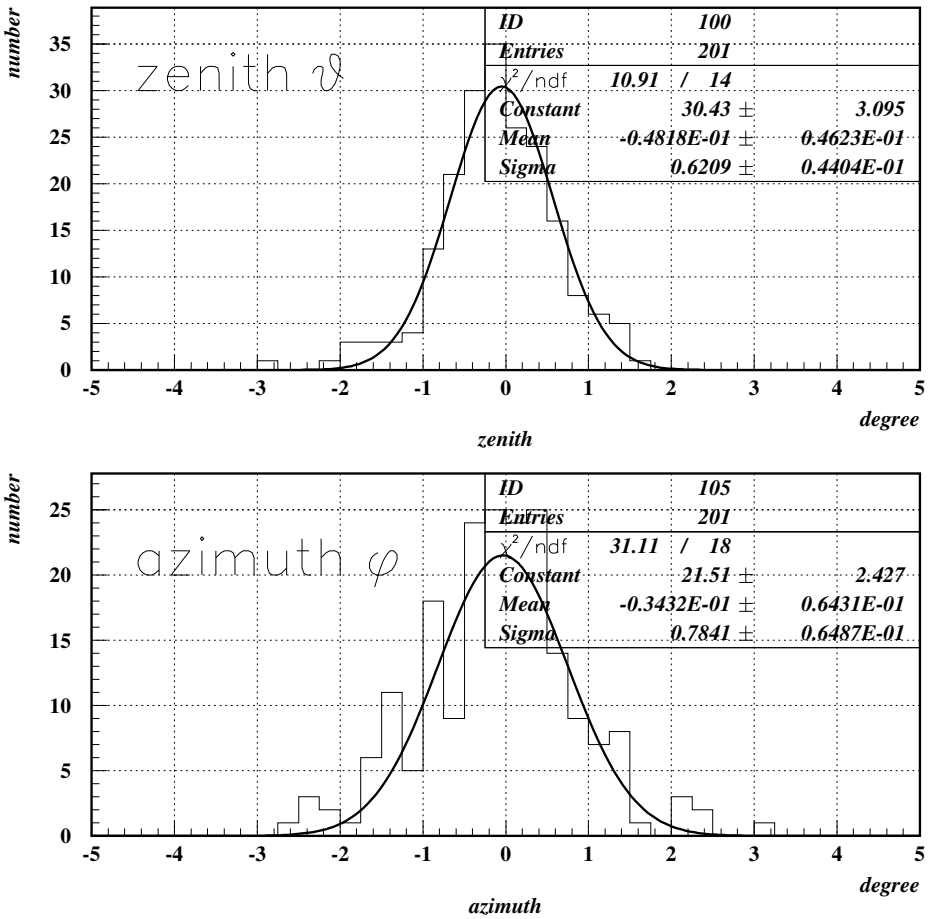

図 A.7: 一次元での offline μ fitter の角度分解能、上が天頂角方向への投影、下が方位角方向への投影を示す

付 録B　月の座標変換

μ を検出した時刻について計算した月の位置は、黄道座標で与えられ、本論文ではそれをスーパーカミオカンデ検出器で定義される直角座標 (x,y,z) に変換して解析に用いる。ここでは月の位置計算、各座標系への変換について説明する。

B.1　時刻系

スーパーカミオカンデにおけるイベントの発生時刻は、日本の標準時 (中央標準時：JST) に基づいて表される。これはコンピューターの時計の値であり、約 6 秒の誤差が存在する。これは角度にして 0.025° に相当し、本文中に述べたように fitter の角度分解能に比べると十分無視できることから、補正は行っていない。

日本の標準子午線はグリニジ子午線から $+135^\circ$ であることから、JST は国際原子時 (International Atomic Time,TAI) から作られる協定世界時 (Coordinatid Universal Time,UTC [1]) との間に、次式のような関係にある。

$$\mathrm{JST} = \mathrm{UTC} + 9^h \tag{B.1}$$

一般に天文観測に用いられる時刻系は、恒星観測により地球の自転を測定して得られる世界時 (Universal Time,UT1) あるいはこれより 12 時間遅れたグリニジ平均天文時 (Greenwich Mean Time,GMT) である。UTC をこれらの値に直すには、

$$\mathrm{UT1} = \mathrm{UTC} + \Delta\mathrm{UT1} \tag{B.2}$$

$$\mathrm{GMT} = \mathrm{UT1} - 12^h \tag{B.3}$$

ΔUT1 は、$\pm 0^s.9$ を越えないように調整されているので、無視できるとすると、

$$\mathrm{GMT} \sim \mathrm{JST} - 21^h \tag{B.4}$$

の関係にある。

B.2　ユリウス日

ユリウス日 (The Julian Date,JD) は、西暦紀元前 4713 年 1 月 1 日から起算した通日であって、毎日 12^h から始まり、時刻は日の小数部分によって示す。ユリウス日は日数を通算するのに便利

[1] 1972 からは秒の長さ (1SI 秒) は 1 原子秒とし、1972 年 1 月 1 日 0^h UTC において UTC=TAI-10^s となるように UTC は調整されている。以後 UTC は UT1 との差が $\pm 0^s.9$ を越えないようにうるう秒で調整されている。

なもので、日時が明確に規定されるため、天文学において日付による誤りを防ぎ、かつ用意に日時の間隔を求めることができる。グレゴリオ暦における任意の年月日(西暦 YYYY 年 MM 月 DD 日 hh 時 mm 分 ss 秒 GMT) におけるユリウス日は以下の式により求められる。

$$\begin{aligned} \mathrm{JD} &= [365.25 \times (\mathrm{YYYY} - 1900)] + [(\mathrm{YYYY} - 1900)/400] \\ &- [(\mathrm{YYYY} - 1900)/100] + [(\mathrm{MM} - 3) \times 30.59 + 0.6] \\ &+ \mathrm{DD} + 1721119. + (\mathrm{mm} + \mathrm{ss}/60)/60)/24 \end{aligned} \tag{B.5}$$

ただし 1 月と 2 月の場合は、MM=MM+12,YYYY=YYYY−1 とする。またここで [ ] はガウス記号で小数点以下を切り捨てた値である。ユリウス日から 2400000.5 日を減じたものを修正ユリウス日 (Modified Julian Date,MJD) という。

B.3 月の位置計算

月の位置を計算する方法として、文献 [14] から式を引用した。これらの式は、黄道座標[2]により記されている。

$$T = (\mathrm{JD} - 2451545.0)/36525 \tag{B.6}$$

で与えられる T を用いると、月の黄経 ELM、黄緯 EBM はそれぞれ式 B.7、B.8 で与えられる。(単位は度) 黄経は瞬時の春分点から測った角度である。

$$\begin{aligned} \mathrm{ELM} &= 218.3162 + 481267.8809 \times T - 0.00133 \times T^2 \\ &+ 6.2888 \times \cos(477198.868 \times T + 44.963) \\ &+ 1.2740 \times \cos(413335.35 \times T + 10.74) \\ &+ 0.6583 \times \cos(890534.22 \times T + 145.70) \\ &+ 0.2136 \times \cos(954397.74 \times T + 179.93) \\ &+ 0.1851 \times \cos(35999.05 \times T + 87.53) \\ &+ 0.1144 \times \cos(966404.0 \times T + 276.5) \\ &+ 0.0588 \times \cos(63863.5 \times T + 124.2) \\ &+ 0.0571 \times \cos(377336.3 \times T + 13.2) \\ &+ 0.0533 \times \cos(1367733.1 \times T + 280.7) \\ &+ 0.0458 \times \cos(854535.2 \times T + 148.2) \\ &+ 0.0409 \times \cos(441199.8 \times T + 47.4) \\ &+ 0.0347 \times \cos(445267.1 \times T + 27.9) \\ &+ 0.0304 \times \cos(513197.9 \times T + 222.5) \\ &+ 0.0154 \times \cos(75780. \times T + 41.) \\ &+ 0.0125 \times \cos(1443603. \times T + 52.) \\ &+ 0.0110 \times \cos(489205. \times T + 142.) \end{aligned} \tag{B.7}$$

[2] B.5 節参照

$$
\begin{aligned}
&+ \quad 0.0107 \times \cos(1303870. \times T + 246.) \\
&+ \quad 0.0100 \times \cos(1431597. \times T + 315.) \\
&+ \quad 0.0085 \times \cos(826671. \times T + 111.) \\
&+ \quad 0.0079 \times \cos(449334. \times T + 188.) \\
&+ \quad 0.0068 \times \cos(926533. \times T + 323.) \\
&+ \quad 0.0052 \times \cos(31932. \times T + 107.) \\
&+ \quad 0.0050 \times \cos(481266. \times T + 205.) \\
&+ \quad 0.0040 \times \cos(1331734. \times T + 283.) \\
&+ \quad 0.0040 \times \cos(1844932. \times T + 56.) \\
&+ \quad 0.0040 \times \cos(133. \times T + 29.) \\
&+ \quad 0.0038 \times \cos(1781068. \times T + 21.) \\
&+ \quad 0.0037 \times \cos(541062. \times T + 259.) \\
&+ \quad 0.0028 \times \cos(1934. \times T + 145.) \\
&+ \quad 0.0027 \times \cos(918399. \times T + 182.) \\
&+ \quad 0.0026 \times \cos(1379739. \times T + 17.) \\
&+ \quad 0.0024 \times \cos(99863. \times T + 122.) \\
&+ \quad 0.0023 \times \cos(922466. \times T + 163.) \\
&+ \quad 0.0022 \times \cos(818536. \times T + 151.) \\
&+ \quad 0.0021 \times \cos(990397. \times T + 357.) \\
&+ \quad 0.0021 \times \cos(71998. \times T + 85.) \\
&+ \quad 0.0021 \times \cos(341337. \times T + 16.) \\
&+ \quad 0.0018 \times \cos(401329. \times T + 274.) \\
&+ \quad 0.0016 \times \cos(1856938. \times T + 152.) \\
&+ \quad 0.0012 \times \cos(1267871. \times T + 249.) \\
&+ \quad 0.0011 \times \cos(1920802. \times T + 186.) \\
&+ \quad 0.0009 \times \cos(858602. \times T + 129.) \\
&+ \quad 0.0008 \times \cos(1403732. \times T + 98.) \\
&+ \quad 0.0007 \times \cos(790672. \times T + 114.) \\
&+ \quad 0.0007 \times \cos(405201. \times T + 50.) \\
&+ \quad 0.0007 \times \cos(485333. \times T + 186.) \\
&+ \quad 0.0007 \times \cos(27864. \times T + 127.) \\
&+ \quad 0.0006 \times \cos(111869. \times T + 38.) \\
&+ \quad 0.0006 \times \cos(2258267. \times T + 156.) \\
&+ \quad 0.0005 \times \cos(1908795. \times T + 90.) \\
&+ \quad 0.0005 \times \cos(1745069. \times T + 24.) \\
&+ \quad 0.0005 \times \cos(509131. \times T + 242.) \\
&+ \quad 0.0004 \times \cos(39871. \times T + 223.) \\
&+ \quad 0.0004 \times \cos(12006. \times T + 187.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(958465. \times T + 340.)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&+ \quad 0.0003 \times \cos(381404. \times T + 354.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(349472. \times T + 337.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(1808933. \times T + 58.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(549197. \times T + 220.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(4067. \times T + 70.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(2322131. \times T + 191.)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\text{EBM} \quad = \quad & 5.1281 \times \cos(483202.019 \times T + 3.273) \\
&+ \quad 0.2806 \times \cos(960400.89 \times T + 138.24) \\
&+ \quad 0.2777 \times \cos(6003.15 \times T + 48.31) \\
&+ \quad 0.1733 \times \cos(407332.20 \times T + 52.43) \\
&+ \quad 0.0554 \times \cos(896537.4 \times T + 104.0) \\
&+ \quad 0.0463 \times \cos(9866.7 \times T + 82.5) \\
&+ \quad 0.0326 \times \cos(1373736.2 \times T + 239.0) \\
&+ \quad 0.0172 \times \cos(1437599.8 \times T + 273.2) \\
&+ \quad 0.0093 \times \cos(884531. \times T + 187.) \\
&+ \quad 0.0088 \times \cos(471196. \times T + 87.) \\
&+ \quad 0.0082 \times \cos(371333. \times T + 55.) \\
&+ \quad 0.0043 \times \cos(547066. \times T + 217.) \\
&+ \quad 0.0042 \times \cos(1850935. \times T + 14.) \\
&+ \quad 0.0034 \times \cos(443331. \times T + 230.) \\
&+ \quad 0.0025 \times \cos(860538. \times T + 106.) \\
&+ \quad 0.0022 \times \cos(481268. \times T + 308.) \\
&+ \quad 0.0022 \times \cos(1337737. \times T + 241.) \\
&+ \quad 0.0021 \times \cos(105866. \times T + 80.) \\
&+ \quad 0.0019 \times \cos(924402. \times T + 141.) \\
&+ \quad 0.0018 \times \cos(820668. \times T + 253.) \\
&+ \quad 0.0018 \times \cos(519201. \times T + 181.) \\
&+ \quad 0.0018 \times \cos(1449606. \times T + 10.) \\
&+ \quad 0.0015 \times \cos(42002. \times T + 46.) \\
&+ \quad 0.0015 \times \cos(928469. \times T + 121.) \\
&+ \quad 0.0015 \times \cos(996400. \times T + 316.) \\
&+ \quad 0.0014 \times \cos(29996. \times T + 129.) \\
&+ \quad 0.0013 \times \cos(447203. \times T + 6.) \\
&+ \quad 0.0013 \times \cos(37935. \times T + 65.) \\
&+ \quad 0.0011 \times \cos(1914799. \times T + 48.) \\
&+ \quad 0.0010 \times \cos(1297866. \times T + 288.) \\
&+ \quad 0.0009 \times \cos(1787072. \times T + 340.) \\
&+ \quad 0.0008 \times \cos(972407. \times T + 235.)
\end{aligned} \tag{B.8}
$$

$$
\begin{aligned}
&+ \quad 0.0007 \times \cos(1309873. \times T + 205.) \\
&+ \quad 0.0006 \times \cos(559072. \times T + 134.) \\
&+ \quad 0.0006 \times \cos(1361730. \times T + 322.) \\
&+ \quad 0.0005 \times \cos(848532. \times T + 190.) \\
&+ \quad 0.0005 \times \cos(419339. \times T + 149.) \\
&+ \quad 0.0005 \times \cos(948395. \times T + 222.) \\
&+ \quad 0.0004 \times \cos(R \times (2328134. \times T + 149.) \\
&+ \quad 0.0004 \times \cos(R \times (1024264. \times T + 352.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(R \times (932536. \times T + 282.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(R \times (1409735. \times T + 57.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(R \times (2264270. \times T + 115.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(R \times (1814936. \times T + 16.) \\
&+ \quad 0.0003 \times \cos(R \times (335334. \times T + 57.)
\end{aligned}
$$

B.4 スーパーカミオカンデ検出器における座標系と地平座標

地平座標 (horizontal coordinates) では、天体の位置を方位角 (azimuth angle) と天頂角 (zenith angle) あるいは高度を用いて表す。

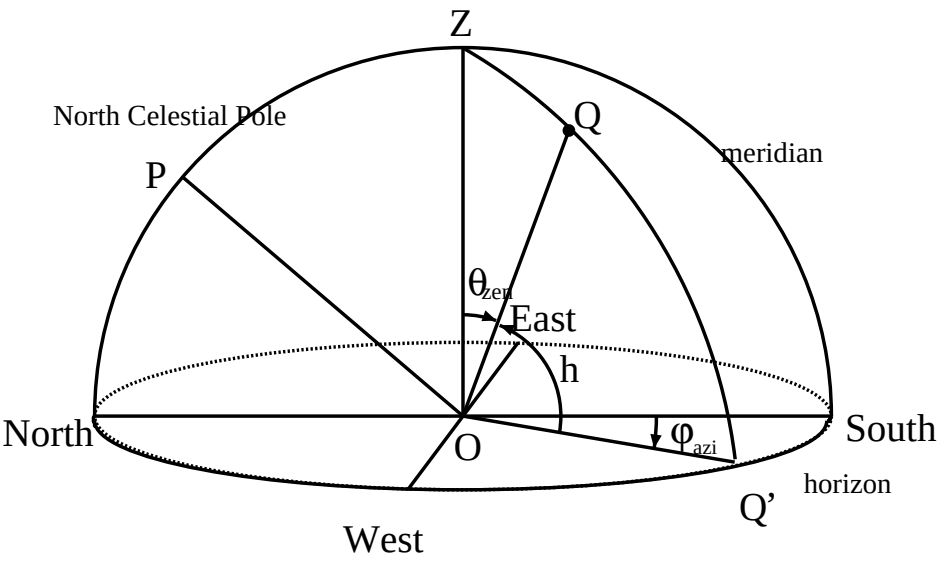

図 B.1: 地平座標

φ_{azi} : 方位角。$\varphi_{azi} = \angle \mathrm{SOQ}'$ で、真南から西回りに角度 $(0^\circ \sim 360^\circ)$ で測る。

h : 高度。$\mathrm{h} = \angle \mathrm{Q}'\mathrm{OQ}$ で、地平線から天頂に向けての角度 $(0^\circ \sim 90^\circ)$ で測る。
地平線より下は負の角度 $(0^\circ \sim -90^\circ)$ で測る。

θ_{zen} : 天頂角。$\theta_{zen} = \angle \mathrm{ZOQ}$ で、天頂から地平線方向に、角度 $(0^\circ \sim 180^\circ)$ で測る。
$\theta_{zen} > 90^\circ$ は地平線の下。$\mathrm{h} = 90^\circ - \theta_{zen}$ の関係にある。

スーパーカミオカンデ検出器は北緯 36.42°、東経 137.31° に位置している。検出器座標の z 軸は鉛直上方、また x 軸は真南から時計回りに 40.58° の方向である。地平座標 $\varphi_{azi}, \theta_{zen}$ から検出器座標における方位角 φ、天頂角 θ への変換は、図 B.2 に示すような角度の関係から、次式で得られる。

$$\begin{aligned} \varphi &= 360^\circ - \varphi_{azi} + 40.58^\circ \\ \theta &= \theta_{zen} \end{aligned} \tag{B.9}$$

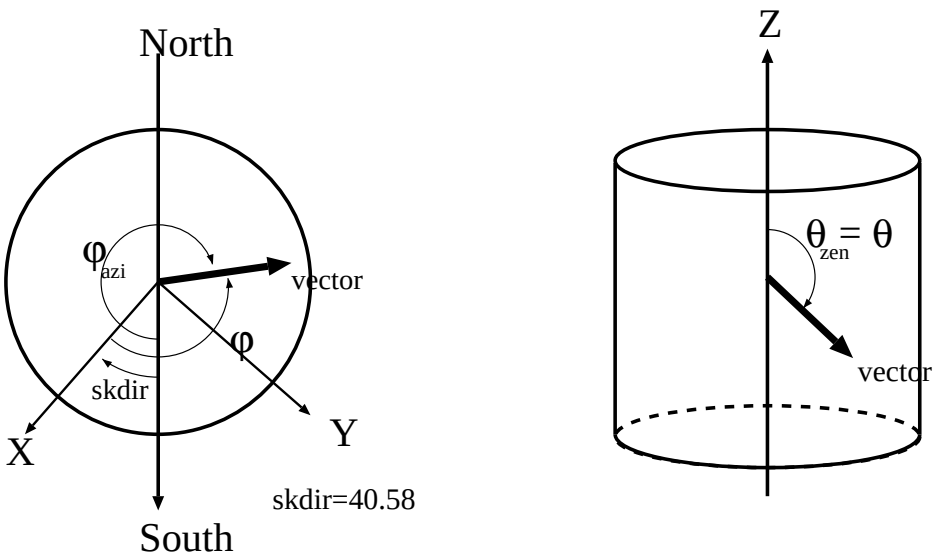

図 B.2: 検出器座標と地平座標の比較

B.5 赤道座標、黄道座標

天体の位置は、主に球面座標 r, θ, φ で表される。本論文では、月の位置は黄経、黄緯、太陽の位置は赤経、赤緯で計算し、それぞれ地平座標、次いでスーパーカミオカンデ検出器座標に変換した。以下に赤道座標、黄道座標についてまとめる。

赤道座標 座標系の向きは地球の極軸の方向と地球-月重心の平均軌道面 (黄道面) の向きによっ

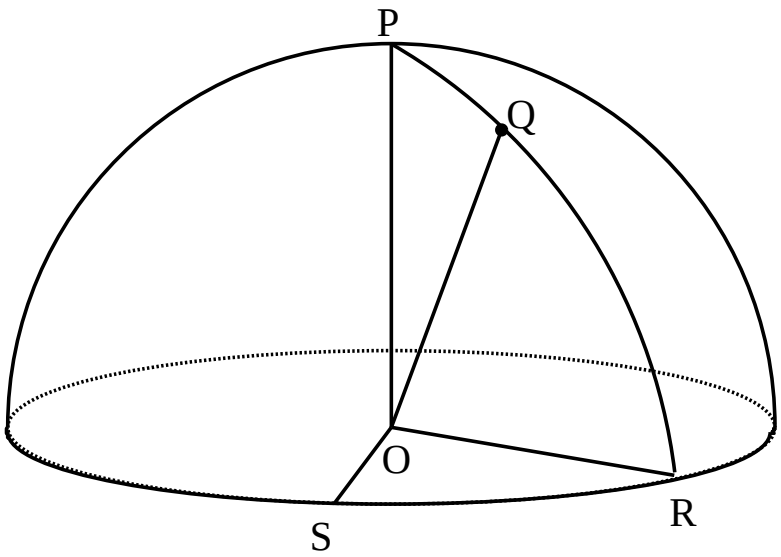

図 B.3: 座標の比較

て定められる。地球の極軸と天球との交点を天の北極、南極といい、また地球の極軸に垂直な平面 (赤道面) と天球との交線を天の赤道 (equator) という。

赤道座標の経度 θ の起点は春分点であり、ここから赤道に沿って測ったものを赤経 (right ascention) という。緯度 φ は赤道から極に向って測り、これを赤緯 (declination) といい、北を正、南を負にとる。一般に赤経を α、赤緯を δ で表す。

黄道座標 黄道面と天球との交線は黄道 (ecliptic) であり、地球の中心から見れは太陽はおおよそ黄道に沿って運行する。赤道面と黄道面は約 23.4° 互いに傾いており、これを黄道傾斜角という。天球上で黄道と赤道の交点のうち、太陽が南から北へ通過する方を春分点 (equinox)、他を秋分点 (autumnal equinox) という。

黄道座標は赤道座標と同様に起点として春分点をとり、ここから黄道に沿って測ったものを黄経 (ecliptic longitude)、黄道から極に向かって測ったものを黄緯 (ecliptic latitude) といい、北を正、南を負にとる。黄経を λ、黄緯を β で表す。

	基準大円	基準点 S	極 P	原点 O	∠SOR	∠ROQ
黄経 黄緯	黄道	春分点	黄道の極 (北側)	太陽、地球 (日心、地心)	黄経 (東へ +)	黄緯 (北へ +)
赤経 赤緯	赤道	春分点	赤道の極 (北側)	地球 (地心)	赤経 (東へ +)	赤緯 (北へ +)
高度 方位	地平線	北	天頂	観測者	方位 (東へ +)	高度 (頭上へ +)

表 B.1: 各座標系の比較 (図 B.3 参照)

付 録C　検出器の較正

スーパー神岡実験で、ニュートリノフラックスなどの正確な測定を行うためには、検出器の様々な較正を行わなければならない。ここでは、スーパーカミオカンデ検出器の較正について述べる。

C.1　相対的ゲイン較正 –Xe による較正

検出器内でエネルギー測定能力を一様なものにするために、すべての PMT の相対的なゲイン (利得) を較正する必要がある。

図 C.1 にゲイン較正の setup 図を示す。

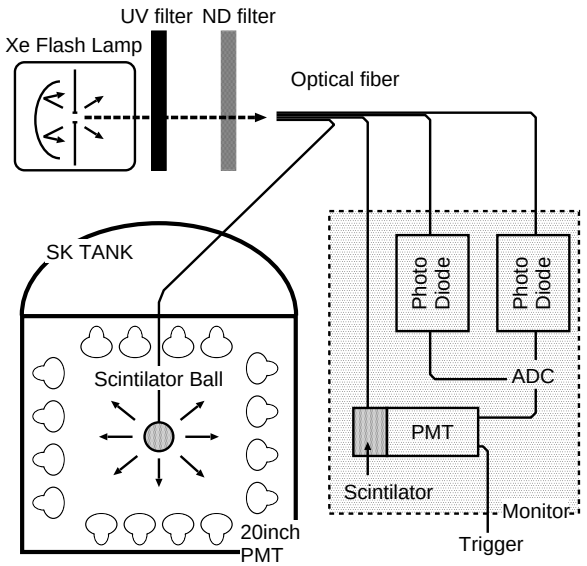

図 C.1: ゲイン較正の setup 図

Xe ランプの光は紫外線濾過器を通り光ファイバーによってシンチレータボールに照射される。シンチレータボールは紫外光を吸収し、チェレンコフ光に近い波長の光を拡散させ放出する。照射する紫外光の強度はモニターシステムによって監視され、出力の一つがトリガーに使われる。

この測定はシンチレーターボールをタンク内のいろいろな場所に移動し、また高電圧値も変えて、それぞれの光電子増倍管の光量に対する電荷 Q の測定を行う。そして、距離、PMT に入射する光の角度によるアクセプタンス、Xe ランプのモニターなどの補正を行い、それぞれの PMT

にかける高電圧の値を変えることでゲインを調節する。

全ての PMT の補正電荷分布の結果を図 C.2 に示す。PMT の相対的なゲインのばらつきは約 7%である。まだ残っている違いは後にソフトウェアで補正される。

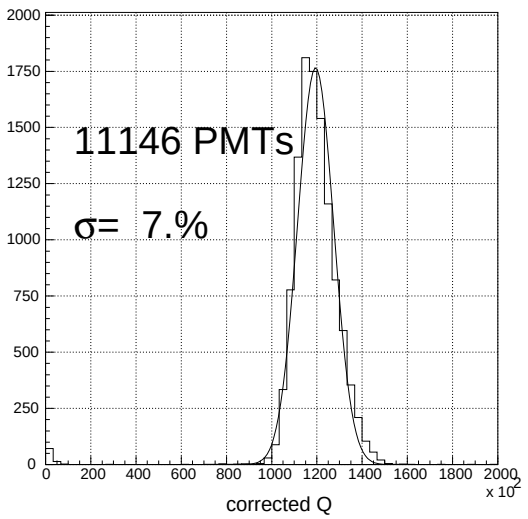

図 C.2: PMT の相対的なゲインのばらつき。横軸は補正後の電荷 $(pC \cdot m^2)$。

C.2 絶対的ゲイン較正 −Ni による較正

われわれが得る電荷情報は、ピコクーロン単位のエレクトロニクスの出力だけである。したがって、この電荷の値から光電子数を得る方法を知らなければならない。そのために単一光電子の電荷分布が使用される。

ニッケルの熱中性子捕獲反応から放出されるガンマ線が低エネルギー事象のエネルギー較正に使われる。ニッケルによる較正の setup を図 C.3 にしめす。円筒形ポリエチレン容器の中にニッケル線と純水が満たされている。容器の中心には比例計数管が置かれ、その電極に 中性子源が塗られている。比例計数管は核分裂の札付けのために使われ、核分裂発生時に精密なトリガー信号を出す。

中性子源としては、 ^{252}Cf 核分裂が使われる。半減期は 2.65 年で、アルファ崩壊 (96.9%) または自発核分裂 (3.1%) を起こす。 核分裂が起きると、1 回につき平均エネルギーが約 2MeV の中性子が平均 3.76 個と、全エネルギーが 8 MeV のガンマ線が平均 10.8 個放出される。

反応は基本的に熱中性子だけで起こるため、2MeV の中性子を Ni と Cf の間の水中の陽子と弾性散乱で減速させて、熱中性子化する。その所要時間は数マイクロ秒である。熱中性子がニッケルに捕獲されると、表 C.2 のように最大 9MeV のエネルギーのガンマ線が放出される。これは約

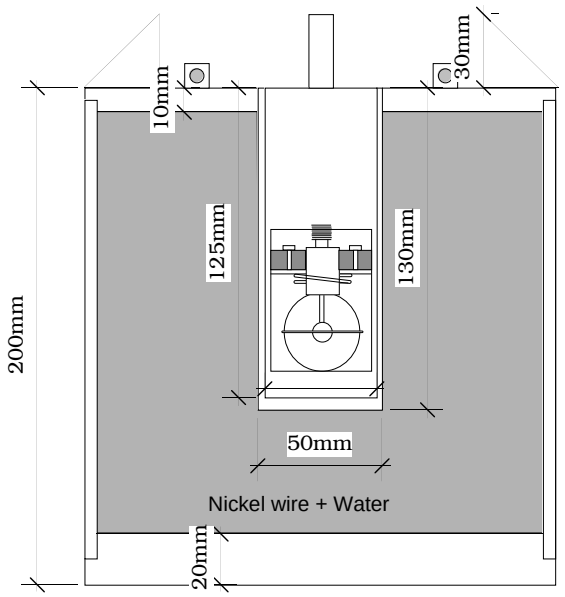

図 C.3: Ni による較正の setup 図

反応	Ni 天然存在比 (%)	捕獲断面積 (barns)	エネルギー (MeV)
$^{58}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{59}\mathrm{Ni}^*$	67.88	4.4	9.000
$^{60}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{61}\mathrm{Ni}^*$	26.23	2.6	7.820
$^{62}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{63}\mathrm{Ni}^*$	3.66	15	6.838
$^{64}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{65}\mathrm{Ni}^*$	1.08	1.52	6.098

表 C.1: ニッケルの中性子反応。ニッケル同位体の天然存在比、熱中性子の捕獲断面積、ガンマ放射で開放される全エネルギー。

80p.e. に相当するので、PMT が観測する光電子数はほとんど 1 なる。

図 C.4 に出力信号のある PMT でのピコクーロン単位の電荷分布を示す。この分布の平均値は 2.055 ピコクーロンで、これが単一光電子に相当する。

C.3 時間較正

時間情報としては、全ての PMT の相対的な同時刻の決定、時間の光量依存性の補正 (Time walk) を行う必要がある。

図 C.5 に個々の信号の相対時間を測定する setup を示す。窒素レーザー光源は色素レーザーモジュールによってチェレンコフ光に近い 384 nm に変換される。光の強度は光学フィルターを使って変えられ、いろいろな波高での PMT の時間が測定される。光学フィルターを通過後、光

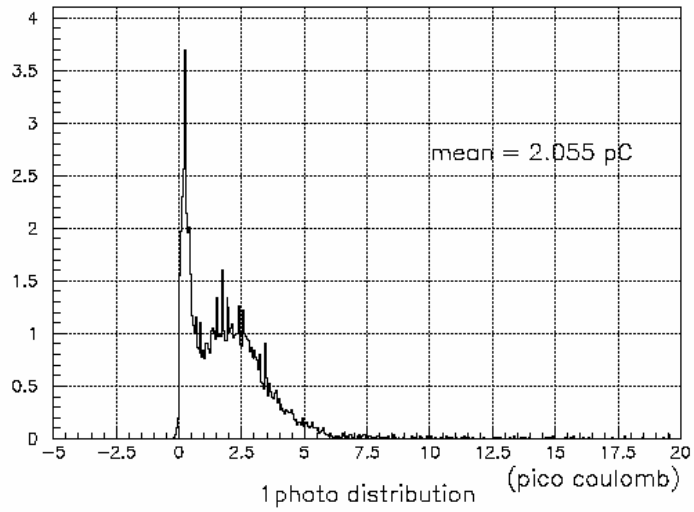

図 C.4: ニッケル較正において出力信号のある PMT の電荷分布。0 近くの大きな突起は光電子が第一ダイノードをすり抜けた場合に起る。

は 2 つに分離され、1 つは光ファイバーを通じて水タンク内の拡散ボールへ行き拡散された光を作り出す。他は監視用やトリガー信号を作るのに使われる。

時間の相対的な較正は拡散ボールからの距離を算出して行う。

図 C.6 に個々の時間と光量の相関図 (TQ マップ) を示す。各 PMT の特性はまちまちであるから、それぞれ自身の TQ マップを持っている。 図 C.6 の縦軸は信号の時間を表しているが、大きな値ほど早い時間である。図 C.6 から分かるように、高い電荷ほど早い時間と良い時間分解能を持っている。

この図 C.6 に見られる Time walk の補正により、図 C.7 に示すように 1p.e. で約 3nsec の時間分解能が得られている。

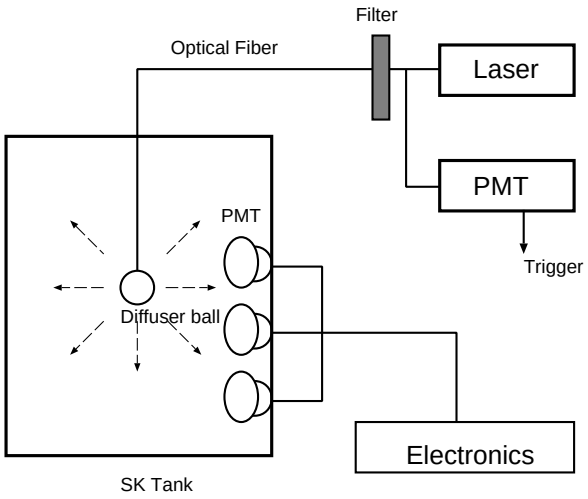

図 C.5: 時間較正の setup 図

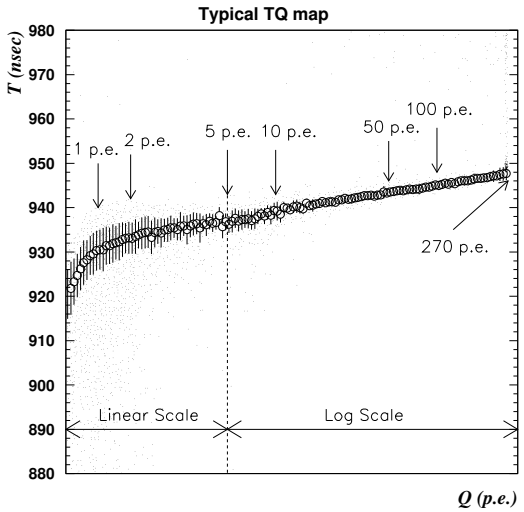

図 C.6: 時間と光量の相関図。(T は値が大きい方が早いことを表す。)

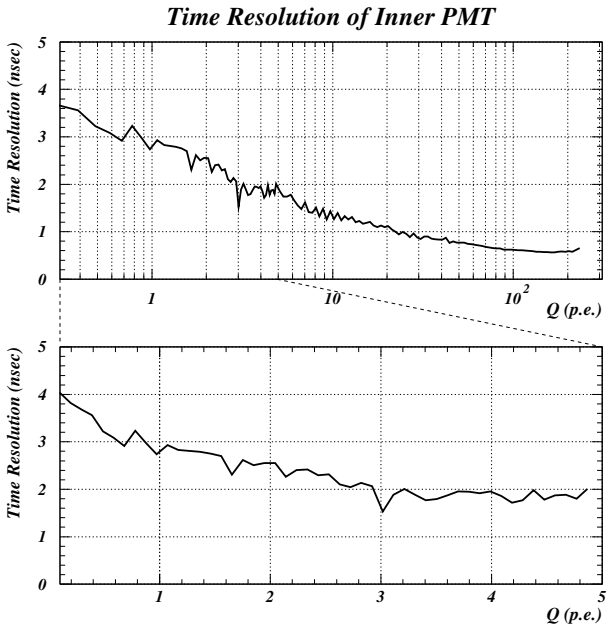

図 C.7: 時間分解能

C.4　水の透過率 (減衰長)

水の透過率は光量を減衰させる原因となるので、その値を測定することは重要なことである。スーパー神岡実験では、以下の 2 つの方法で調べられている。

C.4.1　レーザー光と CCD カメラによる直接測定

図 C.8 に水の透明度の直接測定のシステムを示す。レーザー、拡散ボール、CCD カメラより構成されていて、光源は 337nm から 600nm 範囲で単色光を出すことができる。光は 2 つに分離され、 1 つは光ファイバー経由でアクリルの拡散ボールへ導かれ、拡散ボールから出る光は CCD カメラで受ける。他方は 2 インチ PMT へ行き、光の強度をモニターする。CCD カメラを使う利点は、拡散ボールからの光の強さを測る時に、画像上の拡散ボール領域だけを使えば散乱光の影響を除去できる、という点である。

拡散ボールの場所をいろいろ変えて、CCD で受ける全光子数を測定し、モニター用 PMT の信号データで規格化する。図 C.9 は波長 400nm の光で得られた結果である。図から導出される透明度は 72.09m である。この測定はいろいろな波長について行なわれ、 結果を表 C.4.1 に示す。

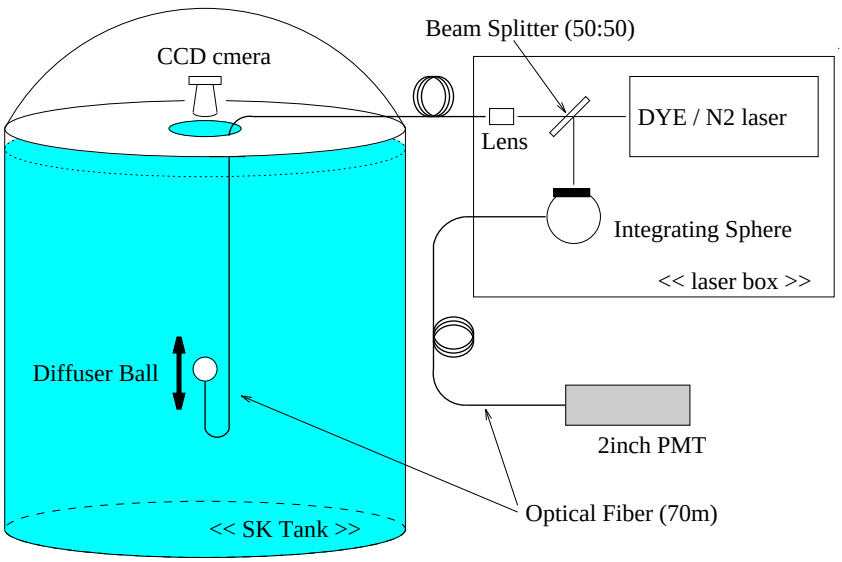

図 C.8: μ を使った水の減衰長の測定

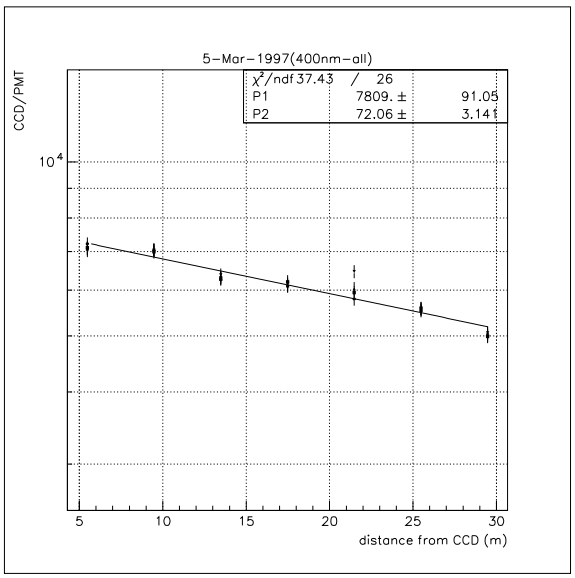

図 C.9: 波長が 400nm での水透明度の直接測定の結果。横軸は拡散ボールと CCD カメラの距離、縦軸は CCD カメラで検出され、モニター用 PMT で規格化された電荷である。

波長 (nm)	透過率 (m)
337	67.1
400	103.1
500	34.25
580	10.32

表 C.2: 種々の波長の光による直接測定で得られた水透明度。

C.4.2 宇宙線 μ を用いた間接測定

測定法としては、μ fitter により、飛跡が再構築された宇宙線 μ を使い、それぞれの光電子増倍管の光量を用いて測定する。それぞれの光電子増倍管が感じる光量 Q_i は次式で与えられる (図 C.10)。

$$Q_i = A\frac{f(\theta_i)}{L_i} \cdot e^{-\frac{L_i}{\lambda}}$$

λ	:	水の透過率 (光量が $1/\mathrm{e}$ に減衰する水の減衰長)
θ	:	チェレンコフ光の入射角
L	:	チェレンコフ光の発生点と光電子増倍管との距離
$f(\theta_i)$	:	光電子増倍管の入射角に対する感度
A	:	定数

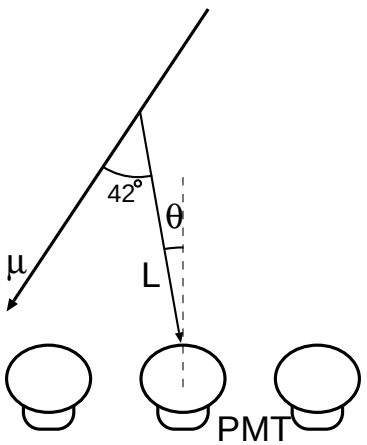

図 C.10: μ を使った水の減衰長の測定

図 C.11 はこの L を変数として Q をプロットしたものである。

この結果、水の減衰長は約 56m である。また、水の減衰長の時間変化を図 C.12 に示す。

実験開始当初 (1996 年 4 月 1 日) はまだ水を水槽に貯めた直後であるので、減衰長は比較的低いが時間が経つにつれ水の純化装置が機能して、約 50 日後以降はほぼ安定していることがわかる。

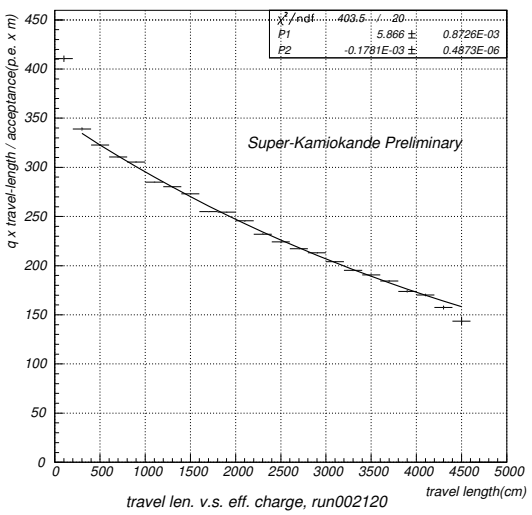

図 C.11: 水の減衰長 (1996 年 7 月 6 日)

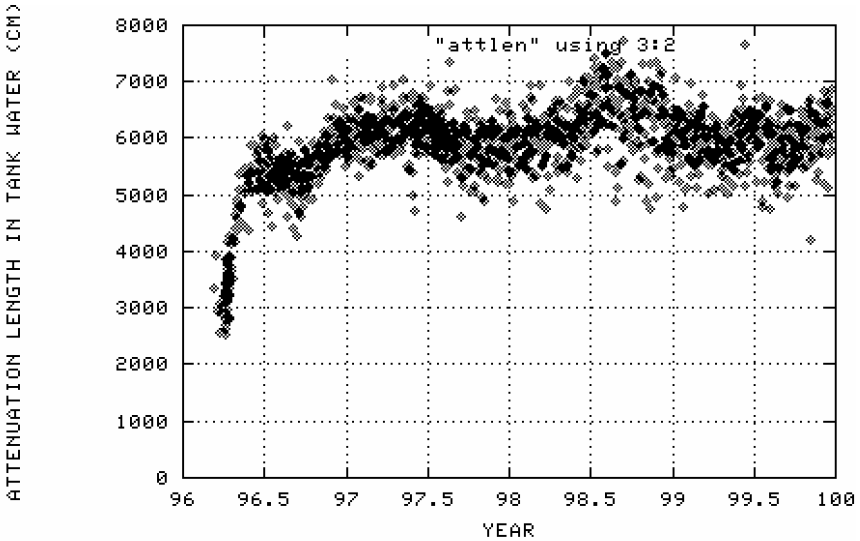

図 C.12: 水の減衰長の時間変化

C.5　エネルギー較正

実際の実験で得られる電荷情報を、エネルギーに正確に換算するためのエネルギー較正の方法を 3 つ述べる。ニッケル較正での放射線源を使う方法、LINAC (線型加速器) からの単一エネルギー電子を使う方法、そして停止ミュー粒子の崩壊で生ずる電子事象を使う方法である。

C.5.1　ニッケル較正での γ 線源を用いる方法

エネルギーが既に分かっているものとして、C.2 で述べた $\mathrm{Ni}(n,\gamma)\mathrm{Ni}^*$ 反応による γ 線を使う。コンプトン散乱や電子対生成による 2 次電子を計測するため、電子のエネルギーを直接得ることは不可能だが、9MeV という低エネルギーの較正が行える。

C.5.2　ライナック

ライナック (linac:線形加速器)[10] を用いた較正は線形加速器によって加速された電子を直接スーパーカミオカンデで検出することによって行う。ライナックの模式図は図 C.13 である。ビームパイプは,10^{-4} torr 以下の真空になっている。そして, 要求するビームサイズと運動量はコリメーターとマグネットによって得られる。ライナックパイプをスーパーカミオカンデのタンク上部からタンク内部に挿入し、パイプの長さを変化させることよって内水槽の様々な位置でライナックによる較正を行なうことができる。ビームパイプを通って来る電子のエネルギーは、エネルギーエネルギーの確認が必要なときにはゲルマニウム検出器で測定することができる。

LINAC の利点は、5∼20MeV までの単一エネルギーの電子が利用でき、ニッケル較正と比較して電子を直接使った較正ができることである。ライナックのデータとモンテカルロシミュレーション結果とのずれを図 C.14 に表す。実際のデータとは 1%程度のずれに収まっている。

C.5.3　μ 粒子崩壊電子を用いた較正

μ 崩壊電子現象はエネルギーの較正に用いることができる。崩壊電子のエネルギースペクトラムは式 C.1 で表される。

$$\frac{dN}{dE_e} = \frac{G^2}{12\pi^3} m_\mu^2 E_e^2 \left(3 - \frac{4E_e}{m_\mu}\right) \tag{C.1}$$

ここで,E_e は崩壊電子のエネルギー。G はフェルミ結合定数。m_μ は μ の質量である。崩壊電子の最大エネルギーは 53MeV であり, その中心値は 37MeV である。数十 MeV 領域のエネルギー較正を行うことができる。

図 C.15 は実験による崩壊電子現象のエネルギーとモンテカルロによって生成された崩壊電子のエネルギーの分布である。エネルギーのごく低いところ以外では実験値とモンテカルロイベントの値は一致している。低エネルギー領域での差異は、例えばストップ μ 粒子が水中の酸素原子核に捕獲されて生成される $^{16}\mathrm{N}$ のような、放射性原子核からのガンマ線が原因である。

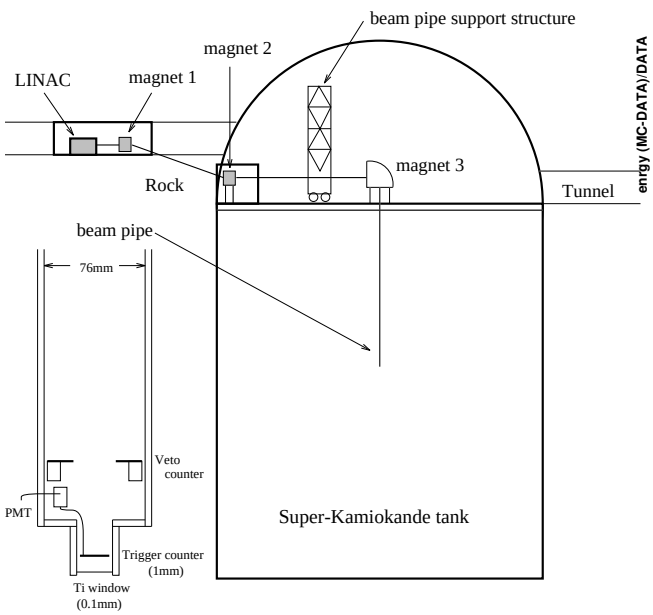

図 C.13: ライナックの setup 図

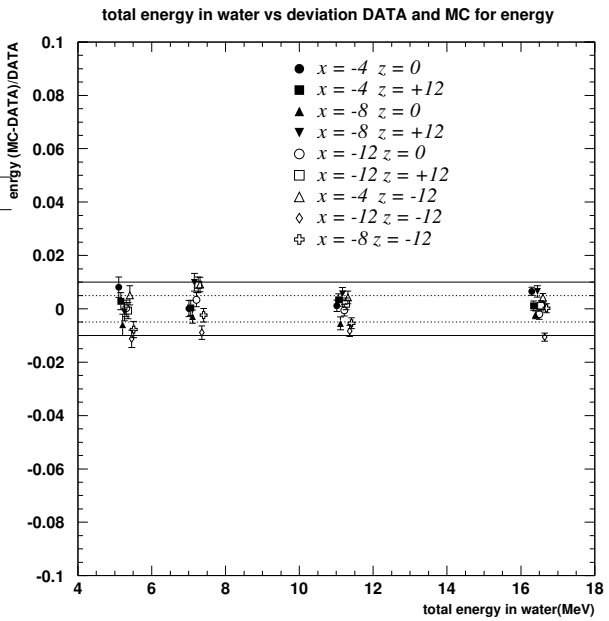

図 C.14: ライナックのデータとモンテカルロシミュレーション結果とのずれ。

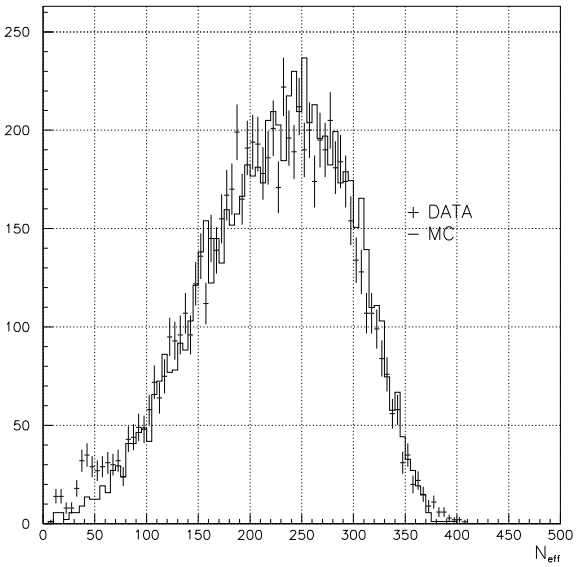

図 C.15: 実験値とモンテカルロイベントの崩壊電子エネルギー分布

謝辞

本論文を終えるにあたり、まず、高エネルギー物理学を基礎から教えて頂き、またこのスーパーカミオカンデというすばらしい実験に参加できる機会を与えてくださった長島順清教授に感謝します。 3 年間の研究生活を長島研究室で過ごすことができたことを幸せに思います。

戸塚洋二先生を始めとする東京大学宇宙線研究所のスタッフの皆さんにはいろいろな助言、協力を頂きました。特に竹内先生、小汐先生にはコンピュータートラブルが起こったとき、いつも助けて頂きました。また岡田先生にはミューオンのエネルギー分布などについて詳しく教えて頂きました。どうもありがとうございました。

東北大学の古賀さんには天文座標について基礎から教えて頂きました。新潟大学の佐治さんには同じ upmu group の中でいろいろと話を聞いて頂き、東京大学宇宙線研究所の亀田さん、桜井さん、小林さん、中山さん、山田さんには主に神岡に滞在している時にお世話になりました。どうもありがとうございました。

神岡で同学年の飯盛君、石塚君、市川君、丸藤君、福田君、満田君、森井君には日頃から親しくして頂き、研究において良い刺激を受けました。

そのほかスーパーカミオカンデ共同実験者の方々、神岡鉱業 (株) の方々に感謝します。

研究室においては、山中卓助教授、羽澄昌史先生、原隆宣先生には 3 年間の研究生活を通して、豊富な経験に基づいた様々な角度からの助言を頂きました。本当にありがとうございました。

真木晶弘教授には、講義やミーティングを通して助言を頂き大変お世話になりました。久野良孝教授には、短い間でしたが実験の話など大変勉強になりました。どうもありがとうございました。

秘書の続木さんは事務等の様々なことでお世話になりました。ありがとうございました。

金子先生、及び原子核実験施設の方々には大変お世話になりました。ありがとうございました。

先輩の住沢さん、柳幸さん、北條さん、小寺さん、三宅さん、原康二さんには、物理のことはもちろんコンピューターの使い方など研究室内のさまざまな面で学部生の頃からお世話になりました。

また、同じ神岡グループの先輩の吉田さんには、初歩的な質問にも丁寧に教えてくださりとても感謝しています。新田さんには fitter の開発などで今回の解析を大いに助けて頂きました。どうもありがとうございました。

同学年の田子森君、松本君には、物理に限らず、たえず様々な話題を提供して頂き、楽しい研究生活を過ごせたことを感謝します。

長島研の修士 1 年の池本さん、石川君、大藤君、倉畑君、坂下君、橋本君、学部 4 年の大場君、竹下君、玉井君には研究室を楽しくにぎやかな雰囲気にしてくれてどうもありがとうございま

した。

　最後に、物理や実験について熱心に指導してくださった瀧田正人先生に感謝します。私の考え違いなどをその都度懇切丁寧にただしてくださり、ここまでたどり着くことができました。どうもありがとうございました。

参考文献

[1] G.W.Clark,Phys.Rev.108,450(1957)

[2] D.E.Alexandreas et al.,Phys.Rev.D43,1735(1991)

[3] M.Amenomori et al.,Phys.Rev.D47,2675(1993)

[4] A.Borione et al.,Phys.Rev.D49,1171(1994)

[5] M.Amenomori et al.,Astrophys.J,415,L147(1994)

[6] M.Amenomori et al.,Astrophys.J,464,954(1996)

[7] M.Ambrosio et al.,Phys.Rev.D59,012003(1999)

[8] J.H.Cobb et al.,Phys.Rev.D61,092002(2000)

[9] M.Aglietta et al.,hep-ex/9905048

[10] M.Nakahata et al.,Nucl.Instr.Meth.A421,113(1999)

[11] T.Yamaguchi,Ph.D.thesis,Osaka Univ.(1998)

[12] 草野 晃, 大阪大学理学研究科修士論文 (1997)

[13] Jean Meeus,"Astronomical Formulæ for Calculators"

[14] 井上 圭典, 鈴木 邦裕,「天体位置略算式の解説」海文堂

[15] 長谷川 一郎,「天文計算入門」恒星社

[16] 国立天文台編,「理科年表」丸善 (1998)

Super-Kamiokande Collaboration

Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo
S. Fukuda, Y. Fukuda, M. Ishitsuka, Y. Itow, T. Kajita,
J. Kameda, K. Kaneyuki, K. Kobayashi, Y. Koshio, M. Miura,
S. Moriyama, M. Nakahata, S. Nakayama, Y. Obayashi, A. Okada,
K. Okumura, N. Sakurai, M. Shiozawa, Y. Suzuki, H. Takeuchi,
Y. Takeuchi, T. Toshito, Y. Totsuka (*spokesman)*, S. Yamada
Gifu University
S. Tasaka
National Laboratory for High Energy Physics (KEK)
Y. Hayato, T. Ishii, T. Kobayashi, K. Nakamura, Y. Oyama,
A. Sakai, M. Sakuda, O. Sasaki
Department of Physics, Kobe University
M. Kohama, A.T. Suzuki
Department of Physics, Kyoto University
T. Inagaki, K. Nishikawa
Niigata University
M. Kirisawa, S. Inaba, C. Mitsuda, K. Miyano, H. Okazawa,
C. Saji, M. Takahashi, M. Takahata
Department of Physics, Osaka University
Y. Nagashima, K. Nitta, M. Takita, M. Yoshida
Shizuoka University
T. Ishizuka
Research Center for Neutrino Science,Tohoku University
M. Etoh, Y. Gando, T. Hasegawa, K. Inoue, K. Ishihara,
T. Maruyama, J. Shirai, A. Suzuki
The University of Tokyo
M. Koshiba
Tokai University
Y. Hatakeyama, Y. Ichikawa, M. Koike, K. Nishijima

Department of Physics, Tokyo Institute of Technology
H. Fujiyasu, H. Ishino, M. Morii, Y. Watanabe

Boston University
M. Earl, E. Kearns, M.D. Messier, K. Scholberg, J.L. Stone, L.R. Sulak, C.W. Walter

Brookhaven National Laboratory
M. Goldhaber

University of California, Irvine
T. Barszczak, D. Casper, W. Gajewski, W.R. Kropp, S. Mine, L.R. Price, M. Smy, H.W. Sobel, M.R. Vagins

California State University, Dominguez Hills
K.S. Ganezer, W.E. Keig

George Mason University
R.W. Ellsworth

University of Hawaii
A. Kibayashi, J.G. Learned, S. Matsuno, D. Takemori

Los Alamos National Laboratory
T.J. Haines

Louisiana State University
E. Blaufuss, B.K. Kim, R. Sanford, R. Svoboda

University of Maryland
M.L. Chen, J.A. Goodman, G. Guillen, G.W. Sullivan

University of Minnesota Duluth
A. Habig

State University of New York, Stony Brook
J. Hill, C.K. Jung, K. Martens, M. Malek, C. Mauger, C. McGrew, E. Sharkey, B. Viren, C. Yanagisawa

University of Warsaw
D. Kielczewska, U. Golebiewska

University of Washington
S.C. Boyd, A.L. Stachyra, R.J. Wilkes, K.K. Young

Department of Physics, Seoul National University
S.B. Kim