KAMIOKANDE-III 検出器の低エネルギー領域における電子事象の反応点分解能及びバックグラウンドの研究

大阪大学長島研究室　来住 直紀

平成6年 3月 24日

概要

東京大学宇宙線研究所神岡地下実験において、観測されている低エネルギーバックグラウンドの起源及び低エネルギー電子の反応点の分解能を、神岡鉱山中に流れる$^{222}\mathrm{Rn}$ を多く含む水を線源とした実験を行なって研究した。

その結果、低エネルギー電子の反応点分解能としては、

$$\sigma_r(\mathrm{E}_e = 3\mathrm{MeV}) = 2\mathrm{m}$$

との結果を得た。

また、$^{222}\mathrm{Rn}$ の事象に対する検出効率を得た。

$$2.08 \pm 0.53 \times 10^{-4} \text{ for } \mathrm{E}_{\mathrm{th}} \quad = \quad 5.0\mathrm{MeV}$$

また、現在 $5\mathrm{MeV}$ 近辺のバックグラウンドでは$^{222}\mathrm{Rn}$ 起源のものが主であると思われる。

目 次

1 序論 **1**

1.1 太陽ニュートリノ問題 1

1.1.1 太陽ニュートリノ観測 1

1.1.2 標準太陽模型 (SSM) 2

1.1.3 太陽ニュートリノ問題 6

1.1.4 ニュートリノ振動、MSW 効果 7

1.2 低エネルギー事象の研究の意義 11

1.2.1 低エネルギー電子事象に対する反応点分解能 12

1.2.2 低エネルギーバックグラウンド 12

1.3 行なった実験 12

1.3.1 反応点分解能を求める実験 12

1.3.2 低エネルギーバックグラウンドに関する実験 12

2 検出器、実験装置 **14**

2.1 KAMIOKANDE-III 検出器 14

2.1.1 概要 16

2.1.2 20 インチ光電子増倍管 18

2.1.3 水及び空気の純粋化システム 23

2.1.4 エレクトロニクス 24

2.1.5 Event trigger 及び効率 27

2.1.6 データ収集 30

2.2 Rn cube 30

2.3 水中ラドン検出器 30

2.3.1 検出原理 . . . 33
2.3.2 機能膜 . . . 33

3 低エネルギーの電子に対する、反応点分解能 34
3.1 イントロダクション . . . 34
3.2 検出器中央での反応点分解能 . . . 35
3.2.1 事象の選択 . . . 35
3.2.2 Rn cube からの超過事象 . . . 36
3.2.3 反応点分解のエネルギー依存性 . . . 42
3.2.4 初期値を変えた反応点再構築 . . . 42
3.3 検出器上部での反応点分解能 . . . 47
3.3.1 データ収集 . . . 47
3.3.2 event selection . . . 50
3.3.3 Rn cube からの超過事象 . . . 50
3.3.4 反応点分解能のエネルギー依存性 . . . 52
3.4 まとめ . . . 57

4 KAMIOKANDE-III に於ける低エネルギーバックグラウンド源の同定 58
4.1 イントロダクション . . . 58
4.2 Rn cube による実験 . . . 59
4.2.1 データ収集 . . . 59
4.2.2 解析 . . . 59
4.2.3 エネルギー ・スペクトラムの比較 . . . 61
4.2.4 検出効率、バックグラウンドへの寄与 . . . 61
4.3 側溝水注入実験 . . . 65
4.3.1 水の注入のセットアップ . . . 65
4.3.2 観測 . . . 66
4.3.3 事象の選択 . . . 69
4.3.4 エネルギー分布 . . . 70
4.3.5 側溝水注入後の反応点の分布の変化 . . . 70
4.3.6 ^{222}Rn に対する検出効率 . . . 74

4.3.7 Rn による超過と通常のデータのバックグラウンドの比 79
4.3.8 バックグラウンドに対する^{222}Rn の寄与のエネルギー依存性及び^{222}Rn の成分の考察 85

総括 **89**
1 課題 89
1.1 ^{222}Rn の半減期 89
1.2 有感体積内での検出効率の一様性 89
2 まとめ 90

A 反応点、エネルギーの再構築 93
1 反応点の再構築 93
1.1 method1 94
1.2 method2 94
2 エネルギーの決定 (N_{hit}, N_{eff}) 95

B 側溝水の Rn 濃度 97

C 99
1 側溝水中に含まれる U,Ra 99
2 ^{222}Rn 源 99

D スーパーカミオカンデによる MSW 効果の検証 101

図 目 次

1.1 p-p chain による太陽ニュートリノの生成 4
1.2 CNO cycle による太陽ニュートリノの生成 5
1.3 太陽ニュートリノのエネルギー分布 5
1.4 MSW 解のエネルギー分布、許可領域 9

2.1 KAMIOKANDE-III の事象のパターン 15
2.2 KAMIOKANDE-III の実験サイト 17
2.3 20 インチ光電子増倍管の断面図 18
2.4 20 インチ光電子増倍管の時間分解能 20
2.5 チェレンコフ光のスペクトルと量子効率 21
2.6 地磁気補償コイル 22
2.7 反射鏡とミューメタル 22
2.8 純水化装置 23
2.9 KAMIOKANDE-III のエレクトロニクス 24
2.10 ATM モジュール 25
2.11 TAC と QAC 26
2.12 Kamiokande-III の trigger 28
2.13 trigger の効率 29
2.14 KAMIOKANDE-III の断面図 31
2.15 Rn cube 実験のセットアップ 32
2.16 水中ラドン検出器 32

3.1 potot vs potota 36
3.2 *goodness* 分布 37

3.3 外縁部の事象のカット . . . 38
3.4 x,y,z 分布 (Eth=3MeV,Rncube center) . . . 39
3.5 Rn cube からの事象のエネルギー分布 (Eth=3MeV,Rncube center) . . . 40
3.6 r^3分布 (Eth=3MeV,Rncube center) . . . 41
3.7 エネルギーによる反応点分解能 (M.C) . . . 43
3.8 x 方向の反応点 分布 (N_{hit} =11,Eth=3MeV,Rncube center) . . . 44
3.9 エネルギー vs N_{hit}(M.C.) . . . 45
3.10 反応点分解能 (Rn cube at center) . . . 46
3.11 反応点の初期値を変えた時の x 方向の反応点分布 . . . 48
3.12 反応点分解能 (再構築の初期値を変えたもの) . . . 49
3.13 x,y,z distribution for z=4.5 Rn cube . . . 51
3.14 r^3 distribution . . . 53
3.15 エネルギー分布、z=4.5 . . . 54
3.16 z 方向の反応点分布 (N_{hit} = 12) . . . 55
3.17 反応点分解能、Rn cube at z=4.5 . . . 56

4.1 Rn cube からの事象の x,y,z 分布 . . . 60
4.2 Rn cube から反応点までの距離の 3 乗の分布 . . . 62
4.3 energy spectrum Rn cube/Normal run . . . 63
4.4 Radon rich water 注入 のセットアップ . . . 65
4.5 水の注入後のデータ収集の頻度の時間変化 . . . 68
4.6 energy distribution excess & B.G.(a) . . . 71
4.7 energy distribution excess & B.G.(b) . . . 72
4.8 energy distribution excess & B.G.(c) . . . 73
4.9 z 方向の反応点分布の時間変化 . . . 74
4.10 r^2方向の反応点分布の時間変化 . . . 75
4.11 xy 平面の反応点分布の時間変化 . . . 76
4.12 r^2-z 平面での反応点分布の時間変化 . . . 77
4.13 検出効率、トリガーの敷居値は 4.5MeV。 . . . 80
4.14 検出効率、トリガーの敷居値は 3MeV。 . . . 81
4.15 検出効率。モンテカルロ ・シミュレーション . . . 81

4.16 エネルギー毎の S/N 比、全体積の超過事象について 83
4.17 エネルギー毎の S/N 比、有感体積の超過事象について 84
4.18 バックグラウンドへの^{222}Rn の寄与、全体積の超過事象について 87
4.19 バックグラウンドへの^{222}Rn の寄与、有感体積の超過事象について 88

B.1 ^{222}Rn 濃度測定箇所 98

表 目 次

1.1 Solar parameters 3
1.2 Solar neutrino fluxes 6

2.1 20 インチ光電子増倍管の特徴 19

4.1 観測のタイムテーブル 67
4.2 解析したデータの一覧 69

第 1 章

序論

1.1 太陽ニュートリノ問題

1.1.1 太陽ニュートリノ観測

恒星の燃焼は軽元素の核融合によって起きていると言うことは、一般に認知されている。またその恒星の寿命もこの核融合過程によって決定されていると考えられている。この核融合は恒星内深部で発生する為、その過程を観測することは容易ではない。

恒星内部で発生した光が恒星表面に達するには $10^6 \sim 10^7$ 年を要する為、光学的観測ではその時点での恒星内部の状態を知ることは不可能である。

この恒星内での核融合の過程を探る為の現在知られる唯一の方法は、核融合反応において生成されるニュートリノを観測することである。

ニュートリノは恒星内部では殆んど反応せず、即表面に達する為、ニュートリノの観測によりその時点での恒星内部の情報を得ることが出来る。

主系列星である太陽はもっとも正確にその半径、輝度、質量、年齢地球からの距離などが分かっている。従って太陽からのニュートリノを観測することは、恒星の模型を検証する上で、最も有効な手段である。

また、太陽からのニュートリノは $15\mathrm{MeV}$ 以下のエネルギー帯にあり、地球まで約 $1.5\times10^{11}\mathrm{m}$ の長距離を通過してくる。またその地球上での流量は $6.6\times10^{10}\nu_e/\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec}$ に及ぶ。従って太陽ニュートリノの観測は、太陽というニュートリノ源を使ったニュートリノの特性を知る上で極めて有効な実験である。

以上のように太陽ニュートリノの観測は宇宙物理学、素粒子物理学の二つの分野で重要

な意義を持つ。

1.1.2 標準太陽模型 (SSM)

太陽の燃焼機構は J.N.Bahcall らによって提唱された標準太陽模型によって記述されている。[1]

この標準太陽模型では以下のことが仮定されている。

太陽のエネルギーはその中心核において発生した核反応によって、生じ、太陽表面に放射と対流によって伝達していく。従って太陽は熱平衡状態にある球面対称プラズマの状態にあり、重力と内部圧力のつりあいによって熱平衡が保たれていると言える。

圧力、密度、温度などは放射圧の効果、不完全なイオン化の効果と共に平衡状態に影響する。また不透明度 (opacity)、初期状態での重元素の量、核反応の断面積が太陽の熱放出を計算する上で必要な入力パラメータとなる。この模型は観測された太陽の輝度、質量、半径、年齢を正しく再現する様に、これらの条件を設定している。表 1.1にこれらの値を示す。

太陽の中心核は、水素原子核の燃焼段階にあると考えられている。この反応では 4 つの水素原子核がヘリウム原子と 2 つの陽電子、ニュートリノになり、26.7MeV の運動エネルギーを放出する。

$$4p \rightarrow \alpha + 2\mathrm{e}^{+} + 2\nu_{\mathrm{e}} + 26.7\mathrm{MeV} \tag{1.1}$$

標準太陽模型では全生成エネルギーの 98.5% はこの Proton-Proton chain によって、残り 1.5% は CNO cycle によって生成されるものだと思われている。それぞれの反応系列については図 1.1及び図 1.2参照。

P-P chain には pp-I,pp-II,pp-III の三つの分岐がある。それぞれの分岐がニュートリノ以外の粒子によって太陽に与えるエネルギーはそれぞれ 26.2MeV,25.6MeV19.7MeV である。これらの反応確率は部分的に中心核の温度に非常に強く依存する。

これらのことからニュートリノの全フラックスを見積もることが出来る。

$$\phi = 2 \times \frac{L}{Q} \times \frac{1}{4\pi \mathrm{R}^2} \tag{1.2}$$

ここで L は太陽の輝度 (3.86×10^{33}erg/sec)、R は太陽の半径 (1.5×10^{13}cm)、Q は 1 核融合当たりでの平均の太陽核内の発生エネルギー (~ 26MeV) である。

Luminosity	3.86×10^{33}erg.s^{-1}
Mass($M_\odot$)	1.99×10^{33}g
Radious($R_\odot$)	6.96×10^{10}cm
Age	$\sim 4.55 \times 10^{9}$yr
Moment of Inertia	7.00×10^{53}gcm
Depth of convective zone	$0.26 \times R_\odot$
Central density	148g/cm^3
Central temperature	1.56×10^{7}K
Central hydrigen abundunce by mass	0.340
Effective surface temperature	5.78×10^{3}K
Primordial herium abundunce by mass	0.271
Primordial ratio of elements to hydrogen mass	0.0277
Fraction of enerrgy from p-p chain	0.984
Fraction of enerrgy from CNO cycle	0.016

表 1.1: Solar parameters

図 1.1: p-p chain による太陽ニュートリノの生成

式 1.2より、地球表面での太陽ニュートリノ流量として、

$$6.6\times10^{10}\nu_e/\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec}$$

を得る。このニュートリノの内、大部分は

$$p + p \rightarrow 2H + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}}$$

によって生成される。最もエネルギーの高いニュートリノは

$$^8B \rightarrow ^8Be^{*} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}}$$

二よって生成される。[1]しかし、この反応によるニュートリノ数は全ニュートリノの流量に比して 4 桁小さい。それぞれの反応からのニュートリノの流量については表 1.2を、エネルギー分布については図 1.3を参照 [1]。

[1] hep ニュートリノが最も高いエネルギーを持つが、流量が非常に小さい為ここでは無視できる。表 1.2参照

図 1.2: CNO cycle による太陽ニュートリノの生成

図 1.3: 太陽ニュートリノのエネルギー分布

Source	Flux($cm^{-2}sec^{-1}$)
PP	$6.00 \times 10^{10}(1 \pm 0.02)$
pep	$1.43 \times 10^{8}(1 \pm 0.04)$
hep	1.23×10^{3}
^{7}Be	$4.89 \times 10^{9}(1 \pm 0.18)$
^{8}B	$5.69 \times 10^{6}(1 \pm 0.43)$
^{13}N	$4.92 \times 10^{8}(1 \pm 0.51)$
^{15}O	$4.26 \times 10^{8}(1 \pm 0.58)$
^{17}F	$5.39 \times 10^{6}(1 \pm 0.48)$

表 1.2: Solar neutrino fluxes

1.1.3 太陽ニュートリノ問題

初めての太陽ニュートリノ観測実験は、R.Davis 等 [2] によって 1968 年から行なわれた。

この実験はアメリカ南ダコタ州のホームステーク金山地下 2480m にある^{37}Cl による検出器によって行なわれた。この検出器は 3.8×10^{5}の C_2Cl_4からなり、2.2×10^{30}個 (133ton) の^{37}Cl に相当する。

ニュートリノは^{37}Cl によって、

$$^{37}\mathrm{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\mathrm{Ar} + \mathrm{e}^{-}$$

の反応によって捉えられる。この敷居値は 0.814MeV で、おもに^{8}B ニュートリノに感度がある。SSM による Ar の生成量の期待値は、8.0 ± 3.0SNU [1] である。SNU(Solar Neutrino unit) は one neutrino capture/10^{36}target atoms/sec であり、誤差は理論値の 3σである。

これに対して観測結果は $2.3 \pm 0.3(1\sigma)$SNU であった。これは期待値の僅か 1/4 である。ここにいわゆる太陽ニュートリノ問題が生じた。

一方 1987 年より始まった Kamiokande-II 実験においても、太陽ニュートリノの観測がなされた。1990 年 4 月迄の 1040 日の観測による結果、SSM と観測量の比は $0.46 \pm 0.05(stat.) \pm 0.06(sys.)$[3] であった。この観測によって、「太陽ニュートリノ問題」が追証された。

また近年発表された^{71}Ga を用いた実験によっても「太陽ニュートリノ問題」が追証された。

これらは旧ソヴィエトのSAGE[4]及びイタリアのGALLEX[6]実験で、SAGEは30tonの金属Gaを、GALLEXは30tonの$GaCl_3$-HClを用いた検出器である。

^{71}Ga検出器は

$$^{71}\mathrm{Ga} + \nu_e \rightarrow ^{71}\mathrm{Ge} + \mathrm{e}^-$$

反応によって太陽ニュートリノを検出する。この反応の敷居値は0.2332MeVでpp反応に感度を持つ唯一の検出器である。SAGE及びGALLEXの結果はそれぞれ$58^{+17}_{-24}(sys.) \pm 14(stat.)$SNU、[5] $83 \pm 19(sys.) \pm 8(tat.)$SNU[6]であった。SSMの期待値は$132^{21}_{-17}$SNU[1]であり、これらよりpp反応によるニュートリノについても観測値は期待値を下回ることが示された。

1.1.4 ニュートリノ振動、MSW効果

「太陽ニュートリノ問題」の発生以来、多くの理論的解決案が議論された。

その中でも有力視されているものは、ニュートリノ振動の効果である。

ニュートリノの質量の固有状態が非縮退で、かつ弱い相互作用の固有状態が質量の固有状態の混合状態として記述される時、各ニュートリノ間で振動が起こる。太陽ニュートリノとして放出されているのはν_eである。従ってν_eがν_μやν_τに変化することによって太陽ニュートリノの減少を説明できる。

さらにMSW効果によって物質によるニュートリノ振動の増幅も予測されている。MSW効果(Mikheyev-Smirnov-Wofenstein effect)とは物質中での前方散乱の断面積がν_eと他のニュートリノで違う為に生じる位相空間のずれから真空中と異なる強さの振動が起こり、より強くν_eが振動を起こす効果である。この効果はν_eのエネルギーに強く依存するのでエネルギー分布に変化を与える。

スーパーカミオカンデは、ニュートリノの方向と、エネルギー分布を測定できる。MSW効果はニュートリノのエネルギー分布に変化を与える為、スーパーカミオカンデはこの検証に決定的な役割を演ずる。図2.4にその検証能力を示す。MSW効果によるエネルギー分布の変化はニュートリノの質量差、混合角によって違う。この解として^{71}Ga実験、^{37}実験、神岡実験からのニュートリノの質量自乗差$\sim 10^{-5}$, 混合角θとして$\sin^2 2\theta \sim 10^{-2}$の非断熱解の一部と(図中a)、質量自乗差$\sim 10^{-5}$,$\sin^2 2\theta \sim 5$の準真空解の一部(図中b)のみ許されている。。

この二つの解ではニュートリノのエネルギー分布が異なる。図から明らかなように5.0~7.0MeV

程度までエネルギー敷居値を下げることが出来れば、スーパーカミオカンデ検出器によって、このエネルギー分布の違いを見ることが出来る。

以下に MSW 効果についての概略を示す。

ニュートリノには 3 種類あることが知られているがここでは簡単の為電子ニュートリノとミューニュートリノの 2 種類を考える。

真空中でのニュートリノの伝搬は次式のようになる。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_1\\ \nu_2\end{pmatrix} = \left(p + \frac{\hat{m}^2}{2p}\right)\begin{pmatrix}\nu_1\\ \nu_2\end{pmatrix}, \hat{m}^2 = \begin{pmatrix}m_1^2 & 0\\ 0 & m_2^2\end{pmatrix} \tag{1.3}$$

ここでν_1, ν_2は質量の固有状態、p は運動量である。

ニュートリノの混合を

$$\begin{pmatrix}\nu_1\\ \nu_2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} \tag{1.4}$$

と表すと式 1.3は

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}-\frac{\Delta m^2}{4p}\cos 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4p}\cos 2\theta\\ \frac{\Delta m^2}{4p}\cos 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4p}\cos 2\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} \tag{1.5}$$

となる。ここで共通の位相を与える項は省略している。Δm^2は $m_2^2 - m_1^2$を表す。つぎに物質中での伝搬を考える。電子ニュートリノは荷電カレント、中性カレントの両方の相互作用ををを物質中の電子と持つのに比べ、他のニュートリノは中性カレントによる相互作用のみを持つ。これにより、電子ニュートリノのみが家電カレントによるポテンシャル$V = \sqrt{2}G_f n_e$を余分に受ける。ここで G_fはフェルミ結合定数、n_eは電子密度を表す。従って、物質中の伝搬は、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}-\frac{\Delta m^2}{4p}\cos 2\theta + \frac{G_f n_e}{\sqrt{2}} & \frac{\Delta m^2}{4p}\cos 2\theta\\ \frac{\Delta m^2}{4p}\cos 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4p}\cos 2\theta - \frac{G_f n_e}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} \tag{1.6}$$

となる。物質中の固有状態を

$$\begin{pmatrix}\nu_{1m}\\ \nu_{2m}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\theta_m & \sin\theta_m\\ -\sin\theta_m & \cos\theta_m\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} \tag{1.7}$$

図 1.4: A:SSM を 1 とした真空振動によるエネルギー分布を基準にした、B の各領域 (a)(b) での MSW 解のエネルギー分布。誤差棒付き点は真空解を仮定した時 5 年間の観測でスーパーカンミオカンデで予測される観測値。7MeV 以下でのエネルギー敷居値で明らかに準真空解と非断熱解ののエネルギー分布に差が見られる。B: 縦軸にニュートリノの質量自乗差、縦軸に混合角の $\sin^2 2\theta$をとった MSW の許可領域。^{71}Ga 実験、^{37}Cl 実験、神岡実験を合わせた結果、黒塗りの部分が許可されている (90% C.L.)[6]。a の領域を非断熱解、b の領域を準真空解という。

と表すと、物質中での混合角は

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (L_v/L_0 - \cos 2\theta)^2}, L_0 = 2\pi/\sqrt{2}G_f n_e \tag{1.8}$$

ここで $L_v = 4\pi p/\Delta m^2$ は真空中の振動長。

これより、たとえ真空中での混合角θが小さくとも、共鳴条件 $L_v/L_0 = \cos 2\theta$ が存在するところで、強くニュートリノ振動が起こることが分かる。

太陽中心の高密度下で生成された電子ニュートリノが、低密度の太陽表面に達する仮定で上に示した共鳴条件を満たす点を通り、さらに変化が断熱的ならば結果として電子ニュートリノがミューニュートリノに変わり得る。

1.2 低エネルギー事象の研究の意義

東京大学宇宙線研究所神岡核子崩壊実験 (KAMIOKANDE) は陽子崩壊探索の実験としてだけではなく、種々の起源を持つニュートリノの観測で成果を挙げている。

その中で太陽ニュートリノの観測は、太陽の燃焼の物理的過程の模型を検証するだけでなく、ニュートリノと言う素粒子の質量、安定性、ニュートリノ混合の可能性などを検証する実験としても有効であり、今後、より高精度の実験が望まれている。

それら高精度ニュートリノ観測実験の一つとしては、KAMIOKANDE 実験の時期実験計画である Super-KAMIOKANDE がある (1996 年 4 月にデータ収集開始予定)。この Super-KAMIOKANDE は 5 万トンの水を使った水チェレンコフ型検出器であり、11200 の 20 インチ光電子増倍管を用いる。

この Super-KAMIOKANDE については、モンテカルロ・シミュレーションによって太陽ニュートリノ検出に対する性能の評価がなされていて [13]、バックグラウンドの主な原因となる、検出器の水中に含まれる ^{222}Rn を、$0.01\mathrm{Bq/m^3}$ にすることで、5MeV より高いエネルギー領域では太陽ニュートリノによる反跳電子のエネルギーの分布がわかると考えられている。

Super-KAMIOKANDE は「太陽ニュートリノ問題」(1.1) の有力な解とされる、ニュートリノ振動の MSW 解のエネルギースペクトラムの変化を観測するだけの統計量とエネルギー分解能を持つ。

現行の KAMIOKANDE-III 実験でも、5MeV 近辺の太陽ニュートリノ検出に対するバックグラウンドの主な原因は ^{222}Rn であると考えられているが、これは、まだ実験的に確かめられておらず、水中の ^{222}Rn を減らすことが出来れば、本当にバックグラウンドがそれに比例して減るのかを確かめる必要がある。

また、検出された太陽ニュートリノのデータの解析の際、太陽ニュートリノの反跳電子の様々な特徴についての分布をモンテカルロ・シミュレーションを使って再現するが、そのシミュレーションが本当に事象を再現しているのかは直接電子を使った実験では今まで確かめられていない。これを評価することは重要である。

我々は今回、神岡鉱山中に流れる ^{222}Rn を多く含む水を線源とした実験を行なって反応点分解能を求める実験及び、バックグラウンドの同定を試みる実験を行なった。

1.2.1 低エネルギー電子事象に対する反応点分解能

KAMIOKANDE-III 検出器においては、今まで電子の反応点分解能は実際に観測によって求められたことはなく、反応点分解能はモンテカルロ・シミュレイションに依るのみであった。その理由は、数 MeV から 10MeV 付近において手ごろな電子線源が無いということであった。今回我々は、KAMIOKANDE-III 検出器において Rn cube を使った実験 (第 2.2章) を行い、それにより、初めて観測によって電子の反応点分解能を求めた。

1.2.2 低エネルギーバックグラウンド

KAMIOKANDE-III では、太陽ニュートリノの観測の様な低エネルギーの現象に対するバックグラウンドは、主にウラン－ラヂウム系列の放射性元素である $^{222}\mathrm{Rn}(t_{1/2}=3.824\mathrm{days})$ の娘核である、$^{214}\mathrm{Bi}$ からの β線 (end point energy = 3.26MeV) だと考えられている。これは検出器の内水槽の水中に希ガスである $^{222}\mathrm{Rn}$ が除去しきれずに含まれていて、その崩壊から出てくるものである。しかし実際には観測に依ってこれがバックグラウンドの量にどのくらい寄与しているかを確かめたことは無い。今回我々は Rn cube を使った実験及び $^{222}\mathrm{Rn}$ が多く含まれる鉱山中の水を、内水槽へ注入する実験を行って、その寄与を調べた。

1.3 行なった実験

1.3.1 反応点分解能を求める実験

我々は、反応点分解能を求める為に以下のような実験を行った。

トリガーのしきい値を通常の 4.5MeV(37mV) から 3MeV(21mV) として、内水槽の中心部 (x=0.5,y=-0.3,z=0.3) に Rn cube を吊るし、そこからの電子の事象を観測して、電子の事象に対する反応点分解能を求める実験を行った。

上の実験に関連して、検出器の有感体積の外縁部でも同じ程度の反応点分解能が得られているかを確かめる実験を行なった。

1.3.2 低エネルギーバックグラウンドに関する実験

低エネルギーのバックグラウンド源と考えられている $^{222}\mathrm{Rn}$ について、検出器の検出効率を求め、それにより $^{222}\mathrm{Rn}$ がバックグラウンドに寄与する割合を求める実験を 2 つ行った。

1.3.2.1 Rn cube を使った実験

検出器の中央に吊した Rn cube により、5MeV 付近の低エネルギーでのバックグラウンドに対して、^{222}Rn に依るものの寄与を調べる実験を行なった。

1.3.2.2 側溝水注入

検出器に Rn 濃度の高い鉱山坑道の側溝水を入れることで、低エネルギーでのバックグラウンドに対して、^{222}Rn に依るものの寄与を調べる実験を行なった。

第 2 章

検出器、実験装置

2.1 KAMIOKANDE-III 検出器

KAMIOKANDE-III は水チェレンコフ型検出器である。つまり水中での光速 c/n ($n = 1.344$ 水の屈折率) を越える速度 (β) の荷電粒子は、その進行方向から測った角度をθとすると

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta}$$

を満たす角度θの方向に円錐状に光子を放出する (チェレンコフ光)。特に粒子の速度が光速に近いとき ($\beta \simeq 1$) その角度は 42° となる。従って、高エネルギーのミューオンは検出器を突き抜けてしまうので、図 2.1(a)(b) の様に入り口を頂点とした円錐の内側全面に光を放出する。しかしエネルギーの低いミューオンは検出器中で止まって崩壊する。止まった点を頂点とする円錐内にはもはや光は発しないので、図 2.1 (c)(d) の様にリング状になる。更にエネルギーの低いμ-e 崩壊によって生じる電子や、水中の放射性物質による $1 \sim 10\mathrm{MeV}$ の電子は数 cm 程度の飛程で、クーロン多重散乱を受けるので図 2.1(e)(f) の様なぼやけたリングになる。また荷電粒子でないγ線はその進行方向に沿って Compton 散乱された反跳電子や電子陽電子対生成による電子や陽電子をを観測するので電子と同じ様なリングを作る。

図 2.1: KAMIOKANDE-III の事象のパターン

次にチェレンコフ光のスペクトルは

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

N : 光子の数

λ : 光の波長

x : 荷電粒子の進行方向の距離

α: 微細構造定数

で表される。KAMIOKANDE-III 検出器はこのチェレンコフ光を、巨大な水タンクの内面に並べた 947 本の光電子増倍管 (PMT) で捕らえ粒子を識別する装置である。KAMIOKANDE-III は 1990 年 4 月から 11 月にかけて次の 3 つの改良を行った後 1990 年 12 月から定常的なデータ収集が開始された。

1. 水の侵入によって使えなくなった PMT を新しいものと交換した。
2. 全てのエレクトロニクスを新しく東芝と KEK で共同開発されたものに交換した。
3. Inner Counter の光電子増倍管全てに反射鏡を取り付けた。

これらの詳細は各項で述べる。

2.1.1 概要

KAMIOKANDE-III 検出器は岐阜県の神岡鉱山内にあり、地表から 1000m の深さにある (2700m の水深に相当)。図 2.2に検出器とその周りの断面図を示してある。巨大なドーム内に高さ 16m、直径 15.6m、体積 3000ton の円柱状の水タンクが置かれている。このタンクは上部、下部が仕切られておりそれぞれ Anti Counter の上部、下部を構成している。中央部分がメインの Inner Counter で高さ 13.1m、直径 14.4m、体積 2140ton で、この内面にほぼ 1m の間隔で合計 947 本 (上面 163 本、下面 160 本、側面 48 本×13 段) の光電子増倍管が内側に向けて並べられている。個々の光電子増倍管の間はチェレンコフ光の反射を防ぐために黒色のプラスチックシートで覆われている。このプラスチックシートの内部の体積は $2140\mathrm{m}^3$である。

通常の太陽ニュートリノの解析には 680ton (上面から 3.14m、側面及び下面から 2m 内側の円筒の内部) の有効体積が用いられるが、今回の解析でもバックグラウンドの評価用にその体積を用いている。

図 2.2: KAMIOKANDE-III の実験サイト。　この図は KAMIOKANDE-I のものである。現在はタンクの側面と岩盤の間に純水を満たして Anti Counter としているため、タンクにつながる下から 1 段目と 2 段目の通路は閉じられている。電気分解の試料等をタンクの中心に吊るすためには、いちばん上の通路から入る

タンクとドームの岩盤の間も純水が満たされており、この部分が Anti Counter の側面部分となっている。Anti Counter は 122 本 (上面 21 本、下面 21 本、側面 16 本×5 段) の光電子増倍管が約 3m 間隔で並べられている。側面の光電子増倍管は外側に、その他は内側に向けられている。また集光量を高めるために Anti Counter の内面はアルミニウム蒸着シートで覆われている。Anti Counter の大事な役割は宇宙線起源のμ粒子等を veto する active shield となることと、岩盤から来る中性子やγ線を防ぐ passive shield となることである。Anti Counter の厚さは、およそ 1.2m (下面)、0.8m (上面)、2m (側面) で、これによってγ線による事象は 1/1000 程度になる。

2.1.2 20 インチ光電子増倍管

20 インチ光電子増倍管は KAMIOKANDE 用に浜松フォトニクスで共同開発された。図 2.3に断面図を、Table 2.1にその特徴を示す。

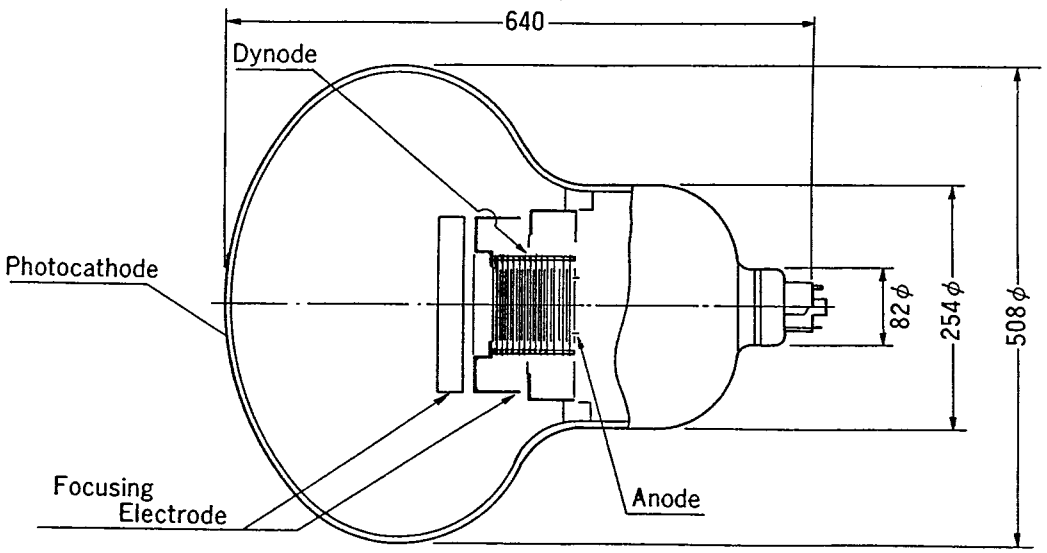

図 2.3: 20 インチ光電子増倍管の断面図

その広い光電面や長い transit time(90nsec) にもかかわらず、1 photoelectron で 4nsec という非常に短い時間分解能を示している (図 2.4)。特に KAMIOKANDE-III 開始前に交換された PMT は、時間分解能が改良されている。(3nsec at 1p.e.) 図 2.5に示しているの

Photo-cathode area	20"ϕ
Shape	Hepispherical
Window material	Pylex glass(4$\sim$5)
Photo-cathode material	Bialkari
Dynodes	13 stages,Venetian blind
Pressure tolerance	6kg/cm^{2}water proof
Quantum efficiency	22% typical at λ=420 nm
Gain	10^7at $\sim$2000 volt
Dark current	150nA at gain=10^7
Dark pulse rate	$\sim$3kHz at gain=6×10^6
Cathode non-uniformity	less than 20%
Anode non-uniformity	less than 20%
Transit time	90 nsec typical,at gain=10^7
Transit time spread	4(3)nsec at 1p.e.(new)
Resolution	1.25
After pulse rate	less than 0.5% for 1p.e. pulse

表 2.1: 20 インチ光電子増倍管の特徴

は、この PMT の量子効率及び 15m 水の中を通った後のチェレンコフ光のスペクトルである。これからチェレンコフ光の検出に適していることがわかる。

図 2.4: 20 インチ光電子増倍管の時間分解能。Old_O は KAMIOKANDE-I より使用している光電子増倍管を、New_O は KAMIOKANDE-III 開始前に開発され性能の上がった光電子増倍管で、New_N は更にブリーダー抵抗部分の防水処理を向上させたもの。また (l)、(r) は TDC の分布が非対称なのでその左側のσと、右側のσの値を示す。

これだけ大きな PMT になると、光電子が光電面と第 1 ダイノードの間を飛ぶ間に、450mGauss という微少な地磁気の影響を受ける。そこで次の 2 点の工夫を施している。

1. メッシュ状のミューメタルを光電面に、コーン状のミューメタルを裏側に付ける。(図 2.7)

2. 検出器全体を取り囲む電流を流して地磁気を弱めている。(図 2.6)

これによって PMT 内部の磁場は 30mGauss 以下となっている。

Inner Detector の PMT 全てに図 2.7の様にプラスチック製の反射鏡を取り付けた。これによって光電面が Inner Counter の表面積の 20%を占めていたのに対し、実質約 25%に相当する様になった。

なおこの反射鏡の取り付けと光電子増倍管の交換の方法は、タンク内の水面にゴムボートを浮かべて水面を下げながら行うというユニークなものである。

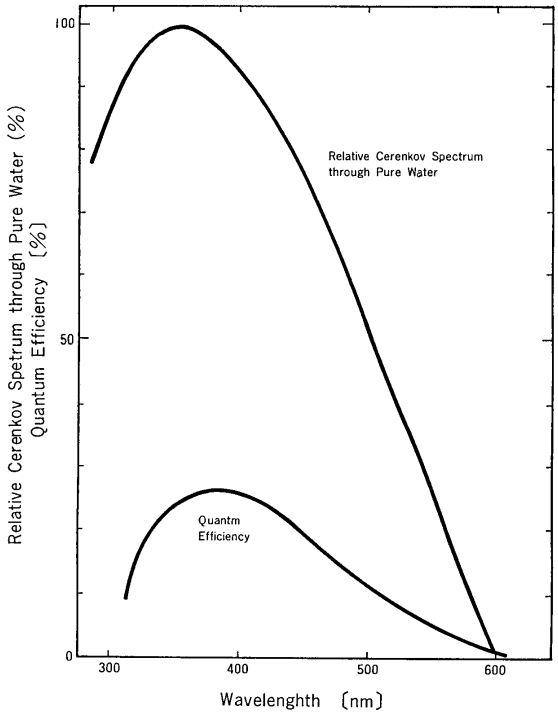

図 2.5: チェレンコフ光のスペクトルと量子効率

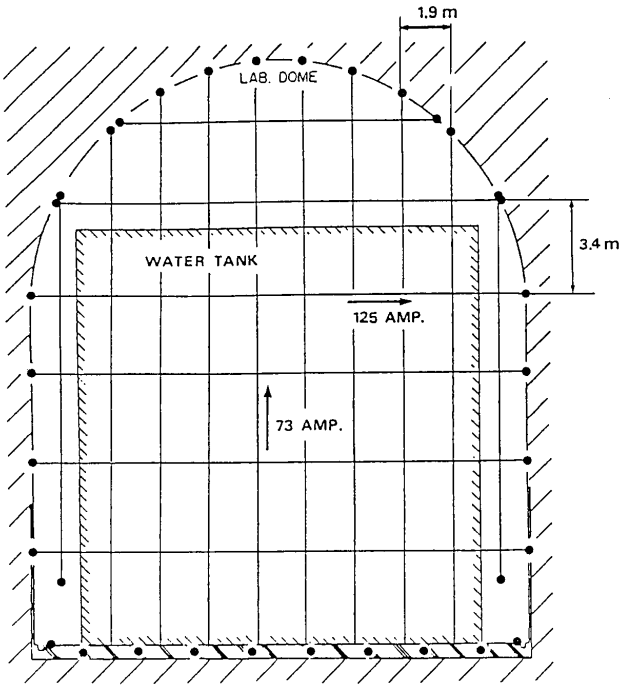

図 2.6: 地磁気補償コイル

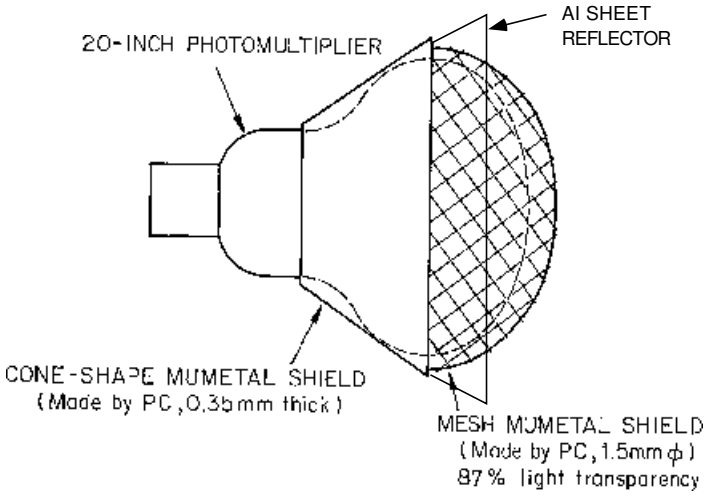

図 2.7: 反射鏡とミューメタル

2.1.3　水及び空気の純粋化システム

KAMIOKANDE の水タンクを満たす水の純水化は非常に大事な役割を果たす。

一つには水の透明度を保つことが挙げられる。水の透明度が悪いとチェレンコフ光が減衰してしまう。タンクを満たす水は鉱山内を流れる水 (温度は年中約 11°C) から取られているがその中の細かいゴミや金属イオンやバクテリアが水の透明度を落とす。

次に放射性物質を取り除く事である。低エネルギー領域ではその主たるバックグラウンドが水中に含まれる放射性物質 (U,Ra) の崩壊から来るからである。また鉱山内で濃度の高いラドンは検出器内の水に容易に溶け込み、これもバックグラウンド源となる。

図 2.8: 純水化装置

これらの不純物を取り除くための実際の手順を図 2.8に示している。その主なものは

1. 5 段階に及ぶ薄膜フィルター
2. 脱気装置　(水中に溶けている気体を取り除く)
3. 紫外線殺菌灯　(バクテリアを殺す)
4. イオン交換装置　(イオン交換による純水化)

5. ウラン樹脂によるウランの除去

これにより水中の U や Ra は 5×10^{-5}Bq/liter となる。またこの水の循環速度は約 4.5ton/hour である。

更に水中のラドンを減らすために、冷却装置及びチャコールフィルターによってラドンを除去した空気を作り（鉱山内の空気が $10^{3\sim4}$Bq/m^3 であるのに対し 10Bq Rn-decay/m^3 ）それを密閉された 2 つのバッファータンクと検出器の屋根と水面の間に送っている。

また測定器の水中に含まれる ^{238}U、^{232}Th の量は 1991 年 6 月下旬にはそれぞれ $(3\pm0.5)\times10^{-4}$ppb 及び $(1.5\pm0.1)\times10^{-4}$ppb まで下がっている。

2.1.4 エレクトロニクス

図 2.9: KAMIOKANDE-III のエレクトロニクス

図 2.9に KAMIOKANDE-III の読み出し回路の概略を示してある。これは大きく分けて２つの部分からなる。１つは個々の PMT からのシグナルを直接受け取る TKO system である。(TRISTAN KEK Online の略で KEK で開発された) もう１つはトリガーを構成し、オンラインコンピューターへのデータの橋渡しをする CAMAC モジュールである。これらについて以下に詳しく述べる。

2.1.4.1 TKO モジュール

TKO モジュールは５つの crate box に入っているが、次の３種類がある。

図 2.10: ATM モジュール

1. ATM (Analog/Timing Module) (図 2.10参照)

   このモジュールは PMT のシグナルを LEMO コネクターを通して直接受け取る部分で 1 モジュールには 12 チャンネルある。各チャンネルはそれぞれ２つの TAC 及び QAC を持っており、dead time が減らされている。その結果μ-e 崩壊や核子崩壊や超新星からのニュートリノの様な短時間で複数個来る事象も検出できる。

   まず PMT からのシグナルは current splitter で４つに分けられる。その内１つが

図 2.11: TAC とQAC

1000 倍に増幅されて discriminator に送られる。discriminator から出てきたパルスは GONG (後述) に送られトリガーを形作る。

他の 2 つのシグナルは 2 つの TAC と QAC(図 2.11) を持つ semi custom IC に送られる。もしシグナルから 1μsec 以内にトリガーが無ければ TAC と QAC の情報はクリアーされるし、もしあれば TAC と QAC の情報は 12bit ADC に送られ、digitize される。 (このデータは 1 カウントがそれぞれ 0.25nsec、0.1pC に相当する。) その後 512 word の FIFO memory に蓄積され CAMAC MB モジュールに送られるのを待つ。

残りの 1 つのシグナルは GONG に送られアナログシグナルの和を形成する。

2. GONG (Go/No Go モジュール)

このモジュールは ATM の discriminator からのデジタルパルスをたしあげて CAMAC のトリガー discriminator に通し system のトリガーを作る。またアナログシグナルの和も作り、flash ADC に送られる。

また一旦 system トリガーができると、各 ATM モジュールに送られ ATM の FIFO memory から CAMAC MB にデータを送る。

3. CH (Control Head)

このモジュールは TKO D-BUS と CAMAC BUS のインターフェイスで、ATM の FIFO memory のデータを CAMAC MB に送るとき、このモジュールを 2MHz 以上

のスピードで通っていく。

2.1.4.2 CAMAC モジュール

4. Trigger generating discriminator

   この discriminator に GONG からのデジタルパルスの和を通しトリガーを形成する。Threshold は 37mV(93 年 7 月 9 日から 34mV) でこれは 23 本の PMT が光ったことに対応する。

5. TRG (Trigger Module)

   ここではまず事象の計数を行うと同時にトリガーの情報を 4 word の情報にして、512 word の FIFO memory に蓄積する。またこのモジュールは 48bit の時計を内蔵しており事象の発生時間を 20nsec の精度で計測する。

6. MB (Memory Buffer)

   このモジュールは 2 つの 8kword の buffer memory を持つ。ATM と TRG からのデータは一旦この buffer に蓄えられてオンラインコンピューターが読みとるのを待つ。

7. Flash ADC

   Flash ADC は 2 つある。1 つは GONG から来る Inner Counter のアナログシグナルの和を記録し、もう一方は Anti Counter のアナログシグナルの和を記録する。前者はμ-e 崩壊や電気ノイズをモニターし、後者は測定器 trigger にかからない低エネルギーのミューオンからのμ-e 崩壊を計測する。

2.1.5 Event trigger 及び効率

図 2.12に KAMIOKANDE-III のトリガーのロジックダイアグラムを示す。モンテカルロシュミレーションによる解析の結果、上記のトリガーにかかる事象は、680ton の太陽ニュートリノ用の有効体積内で発生した 5MeV の電子で 50%である (図 2.13)。これは PMT に付けた反射鏡によって向上した結果である。

またトリガーの頻度は最初の不安定な時期を除いて、約 0.6~1.0Hz である。このうち 0.37Hz は宇宙線起源のμ粒子である。残りは主に水の中に含まれる放射性物質と外の岩盤から侵入するγ線もしくは PMT などの構造物からのγ線やβ線である。事象を再構築して壁際に反応点を結ぶものと太陽ニュートリノの有感体積内に反応点を結ぶんものの比は E~ 5MeV

図 2.12: Kamiokande-III の trigger

図 2.13: trigger の効率

でおよそ 20:1 である。有感体積内のバックグラウンドのほとんどは^{222}Rn の娘核である^{214}Bi のβ崩壊 (end point energy は 3.26MeV) による。

2.1.6 データ収集

データの読みとり及び記録は Sun Spark Station(sun IPX) が行っている。MB モジュール上に蓄積されているデータは CAMAC の crate controller 及び Q-bus を通してハードディスクに記録される。このハードディスクは約 140Mbyte ごとのユニットに分けられており、通常の data taking では 13~14 時間ごとに 1 ユニットが使われる。

一方、鉱山の外の事務所にも VAX-3800 があり、DEC-net (3km の光ファイバーを経由している) で結ばれている。この VAX はオンラインコンピューターのハードディスク上のユニットが一杯になって閉じる度に、そのデータをネットワークを通じて読みとり"ZEBRA"と呼ばれる bank 構造に変換してから、VAX-3800 につながれているカートリッジタイプの磁気テープにコピーする。

2.2 Rn cube

図 2.15に Rn cube を使った実験のセットアップを示す。

Rn cube は厚さ 5mm の透明なアクリルで出来た、内側で一辺が 30cm の立方体の容器で、上面に、水を入れる口がついている。これに^{222}Rn を多く含んだ水を満たすことで、^{222}Rn の線源とすることが出来る。今回の実験では、鉱山の坑道の側溝の水$(12,000 \sim 19,000\mathrm{Bq/m^3})$B を使った。

これを KAMIOKANDE-III 検出器の内部に吊して、^{222}Rn の娘核である、^{214}Bi からのβ線が発するチェレンコフ光を捉える。

2.3 水中ラドン検出器

我々は水中での Rn の濃度を計測するのに、岐阜大学で開発された、水中 Rn 検出器を用いた。[12] その概略を述べる。(図 2.16)

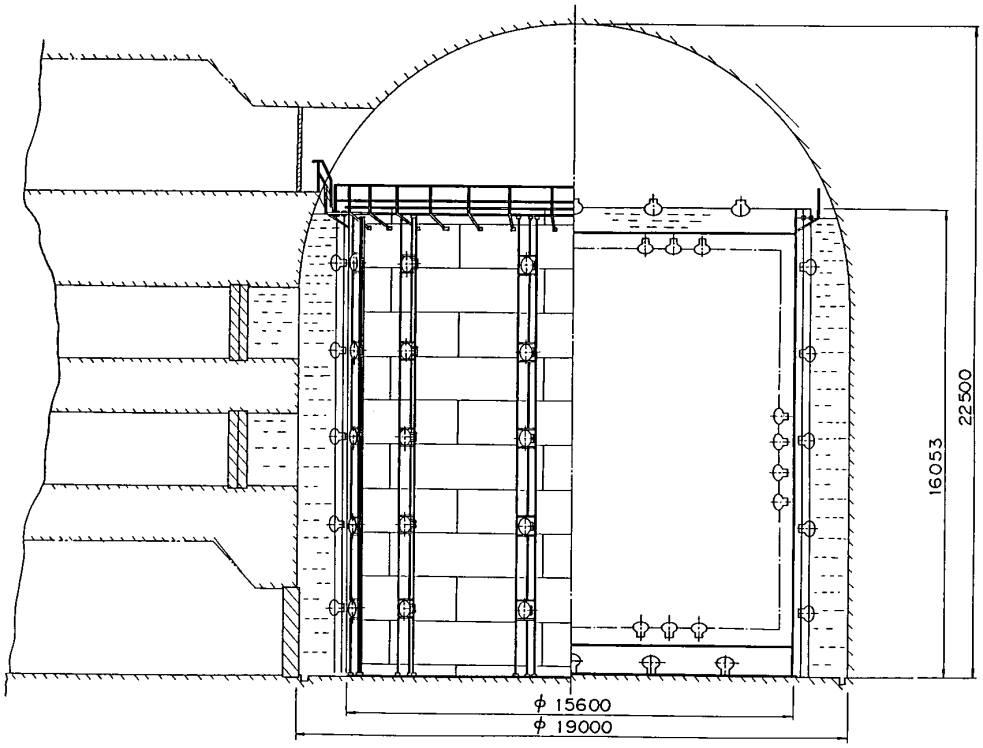

図 2.14: KAMIOKANDE-III の断面図

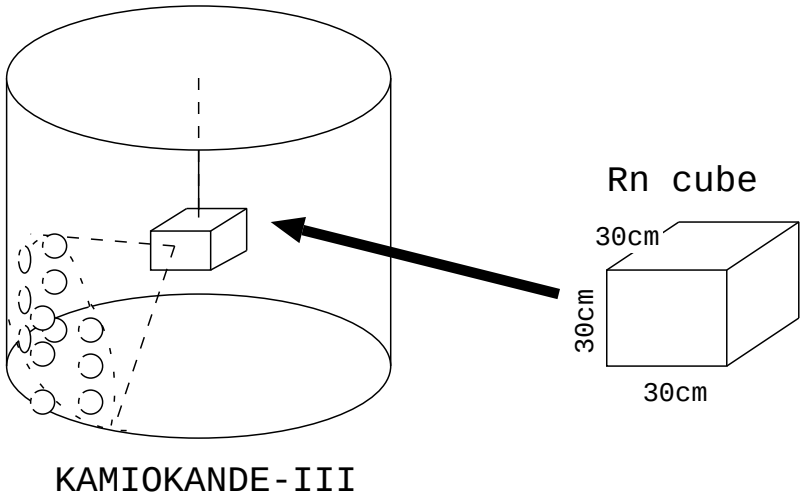

図 2.15: Rn cube 実験のセットアップ

Rn cube 実験のセットアップ

厚さ 5mm の透明なアクリルで出来た一辺 30cm の立方体の容器に Rn rich な鉱山の坑道の側溝の水を満たし、KAMIOKANDE-III の内部に容器を吊す。

図 2.16: 水中ラドン検出器

2.3.1 検出原理

自然放射線元素である^{222}Rn は、3.8 日の半減期で放射線を出しながら娘核種へ壊変していく。これらの娘核種のうち正に帯電したもの (RaA,RaC') を PIN 接合型半導体 (PIN photodiode) 検出器の表面に、容器と検出部との電位差を-120V にして強制的に付着させる。そこで放出されるα線 (6.0MeV(**RaA**),7.7MeV(**Rac'**)) を観測する。

2.3.2 機能膜

防水の為、半導体検出器、増幅回路、コネクターは塩化ビニル製の防水密閉容器にいれた。また検出部は、水を通さず Rn ガスは通すような機能膜を用いた。

この検出器を水中に沈めていくと、水圧が高くなり、膜を隔てて容器内の気圧と水圧との間に圧力差が生じる。水はこの膜を透過しないので、水と検出器内の間で蒸気圧に非平衡が出来る。このとき、水中に解けた気体分子 (Rn を含む) は、膜を通して検出器内に入り、十分な時間の後、平衡状態に達する。

一定の圧力において水中に溶解している^{222}Rn と気体として存在する^{222}Rn の比は一定であるから、検出器内の気体中の^{222}Rn の濃度は、水中の^{222}Rn 濃度に応じていて、この方法において水中のラドン濃度に比例した測定が出来る。

第 3 章

低エネルギーの電子に対する、反応点分解能

3.1 イントロダクション

太陽ニュートリノの観測は実際には、

$$\nu + e \rightarrow \nu + e$$

によって反跳された電子を観測することである。故に電子事象に対する検出器の較正は重要である。

現在まで我々は、エネルギー、位置、方向などの較正は、$Ni(n;\gamma)Ni^*$ によって放出されるγ線によって

$$\gamma + e\gamma + e$$

で反跳されて出てくる電子を使って行なわれている。(例えば [10] などを参照。)

現在この方法を使った実験で得ている反応点分解能は、$\sigma_r \simeq 1.4(\mathrm{m})$ at $\mathrm{E} = 10\mathrm{MeV}$ であり、$6{\sim}10\mathrm{MeV}$ で M.C. と $5{\sim}10\%$で良くあっている。

また、電子に対してはモンテカルロ・シミュレーションで、$\sigma_r \simeq 1(\mathrm{m})$ at $\mathrm{E} = 10\mathrm{MeV}$ という値が得られている。

今回我々は、Rn cube を使って反応点分解能の測定を行なった。これは反応点分解能の測定では e^-を使った始めてのものである。

3.2 検出器中央での反応点分解能

ここでは我々は、中央に吊したRn cubeからの事象を観測し、反応点分解能を求めた。Rn cubeは検出器の座標でおよそ$(x = 0.5, y = -0.3, z = 0.4)$に置いた。

今回の実験のトリガーの閾値は通常の敷居値~4.5MeV(37mV)(図4.3)から~3MeV(21mV)(図3.5)に下げられ、これにより低エネルギー領域の電子の事象について反応点を求めるのに充分な量の事象が得られた。(bin by binでsubtractionして24580±280/day/27Kg See3.2.2)

観測は検出器内にRn cubeを吊したものと、これに対するバックグラウンドとして、Rn cubeを吊していないものに対して行なった。

Rn cube run	run#3911,3912	1993/8/20~21	約21時間
Background run	run#3911,3912	1993/8/21~22	約19時間

この観測が通常の観測と違う部分は

1. トリガーの閾値を下げたこと。(通常の37mVを21mV)

2. D.A.のモードを通常のモードではなく、Ni-Cf γ線源を使った較正の為のモードを使った。通常のモードでは高い事象頻度で連続的にトリガーがかかると、D.A.を止めてしまう機能が働くからである。Ni-Cf γ線源の較正のモードではその機能を止めているだけで、他は変わらない。

また、このデータと比較する為、モンテカルロ・シミュレーションで電子の事象を作った。ここでモンテカルロは、観測で得られたRn cubeの位置$(0.66, -0.31, 0.34)$にある一辺が30cmの立方体から電子を、2~4MeVの範囲で0.25MeV毎に5000eventsずつ発生させている。

3.2.1 事象の選択

反応点の再構築の方法は付録1に述べている。我々はそこで得られる反応点の情報と、検出された光電子の量などの情報を使って、事象を選択する。

観測されたデータのうち検出器中央部に反応点を持つ電子の事象を選ぶ為、以下のような事象を除外した。

1. アンタイカウンターでPMTに光電子が50個以上検出されている事象。インナーカウンターでPMTに光電子が1000個以上検出されている事象。μ粒子の事象を除く為。図3.1

2. 直前の事象との時間差が 20μs 以下である事象。 μ粒子の崩壊による電子の事象を除く為。

3. method1(1.1) による反応点の再構築を残った事象に対して行なった。 そこで

   (a) $goodness$ <0.4 (主に電気ノイズの事象)(図 3.2)

   (b) 壁からの距離 dwall<1.5 (検出器外縁部よりの事象)(図 3.3)

   の事象を除いた。

4. method2(1.2) による反応点の再構築を残った事象に対して行ない、$goodness$ <0.4 の事象と N_{hit}(hit した PMT の数 2)<5 の事象を除いた。

図 3.1: アンタイカウンターで PMT に捉えられた光電子の量とインナーカウンターで PMT に捉えられた光電子の量

3.2.2 Rn cube からの超過事象

事象の選択後、残った事象に対して解析をする。Rn cube からの事象は Rn cube を吊した観測のデータからバックグラウンドとして、通常のデータを差し引いたものとし、データ

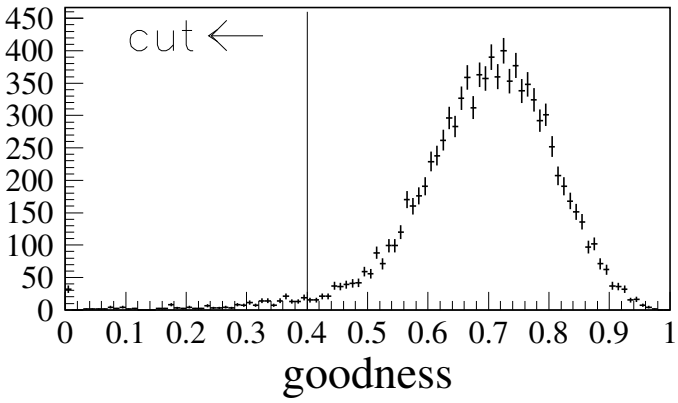

図 3.2: method 1 による *goodness* の分布。0.4 以下をカット

は 1 日当たりのものとしてノーマライズしている。

図 3.4に x,y,z 方向の反応点分布を、Rn cube の位置からとったそれぞれの方向軸から 2m 以内に反応点を持つ事象について示す。これにガウス分布を仮定して、Rn cube の検出器の座標位置を決めた。

$$(x, y, z) = (0.66, -0.31, 0.34)(m)$$

これは我々が Rn cube を吊したと思っている位置 (0.5,-0.3,0.4) と良くあっている。

図 3.5に中央の Rn cube からの超過の事象についてのエネルギー分布を示す。これから、我々は 2.5MeV から 4MeV までの範囲で、反応点分解能を求める。

反応点と Rn cube の位置の距離の 3 乗の分布を図 3.6に示す。この図でバックグラウンドの分布は中心から離れるにつれて、頻度が大きくなっている。これは検出器の外の岩盤などから大量に発生しているγ線が、反応点の再構築の際にその有限の分解能の為に検出器の中央部の方へ、テイルを引いているからだと思われる。この分布から $r^3 < 30$ の範囲で Rn ball data の事象数から Background data の事象数をひくと、$\mathrm{N_{excess}} = 24580 \pm 280/\mathrm{day}/27\mathrm{Kg}$ の事象が Rn ball からのものとして得られたことが分かる。

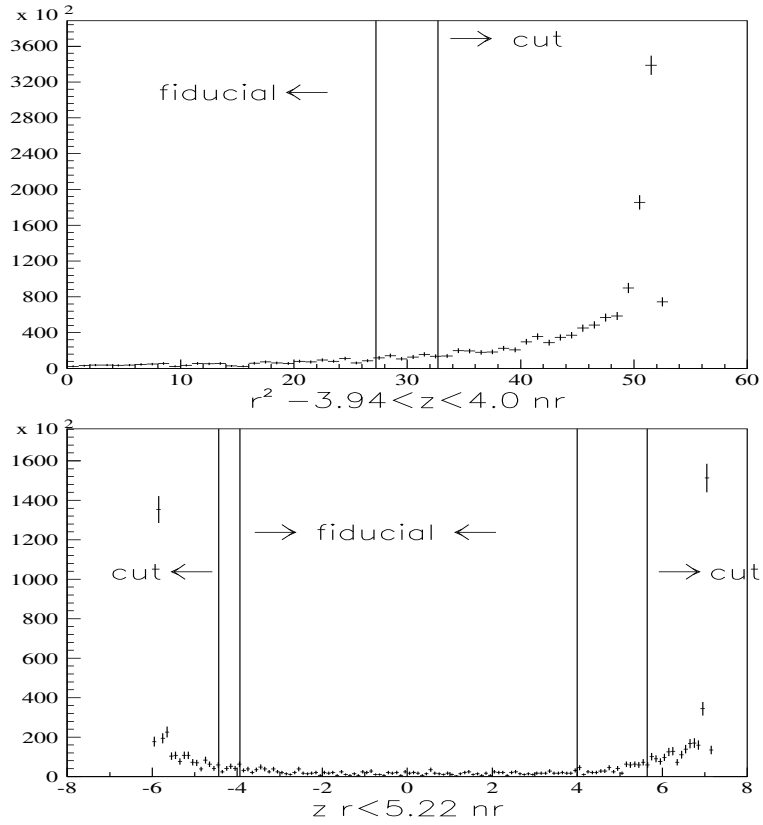

図 3.3: 外縁部の事象のカット

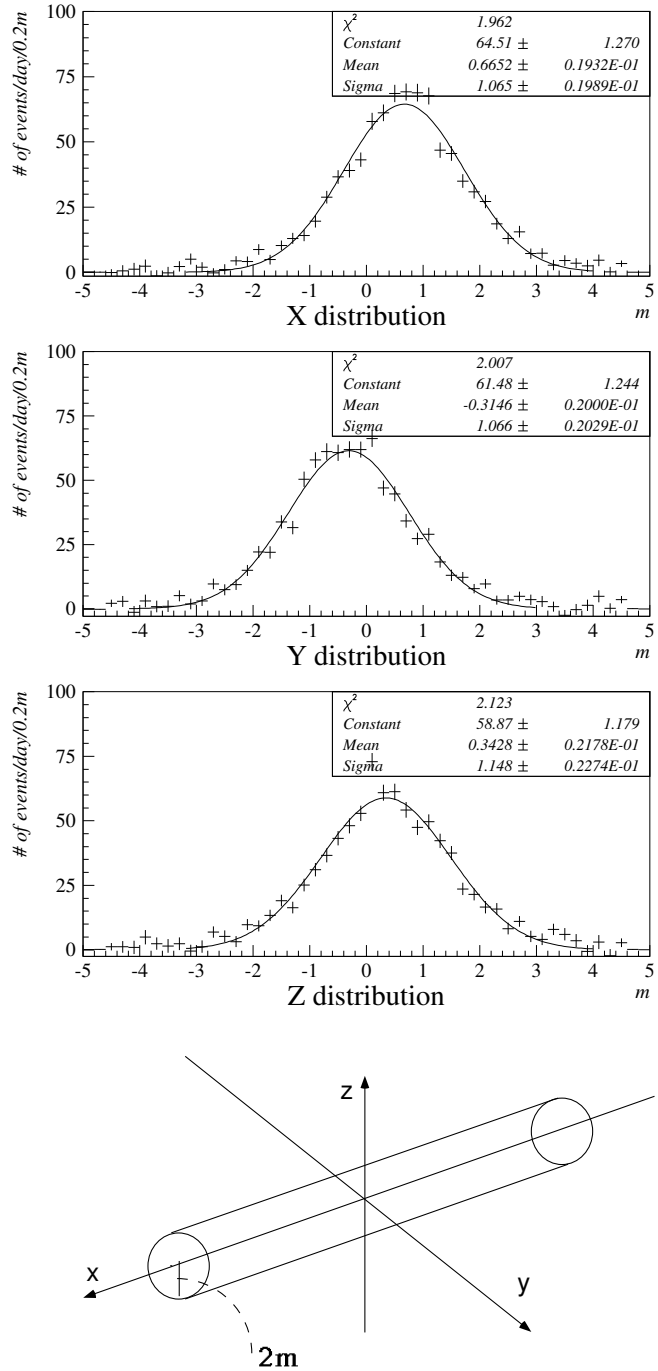

図 3.4: x,y,z 分布 (Eth=3MeV,Rncube center)

Rn cube の位置 (0.67,-0.31,0.34) からとった、x,y,z それぞれの方向軸との距離が 2m 以内の反応点を持つ事象について、全てのエネルギーでの x,y,z 方向の分布

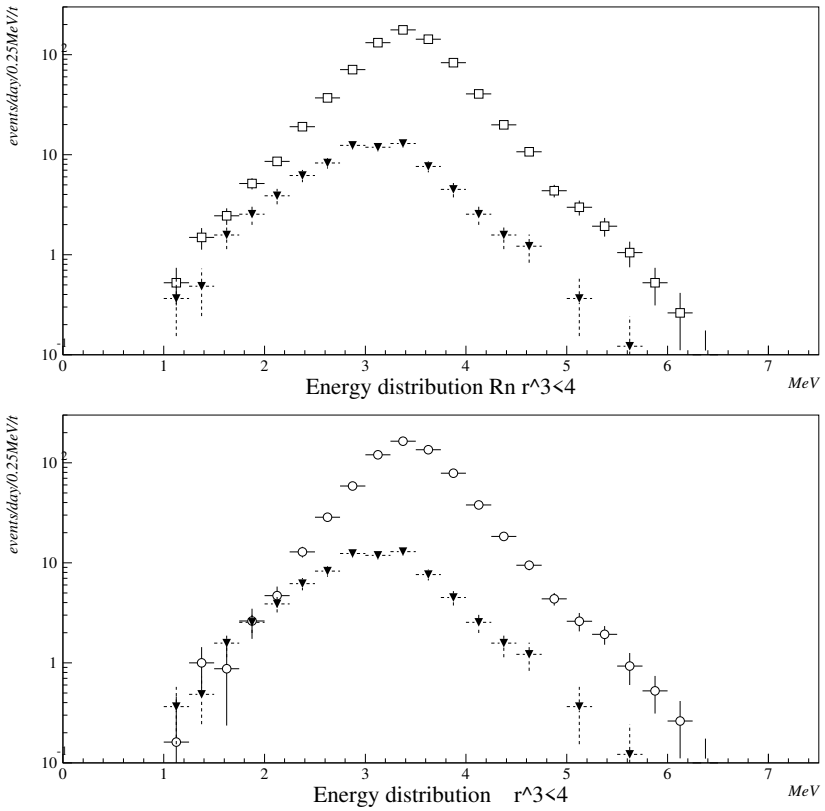

図 3.5: Rn cube からの事象のエネルギー分布 (Eth=3MeV,Rncube center)

$r^3 < 4$ に反応点を持つ事象についてのエネルギーの分布。□ は Rn cube を吊した時の分布、▲ はバックグラウンドのデータ○ は Rn cube run からバックグラウンドを差し引いた分布

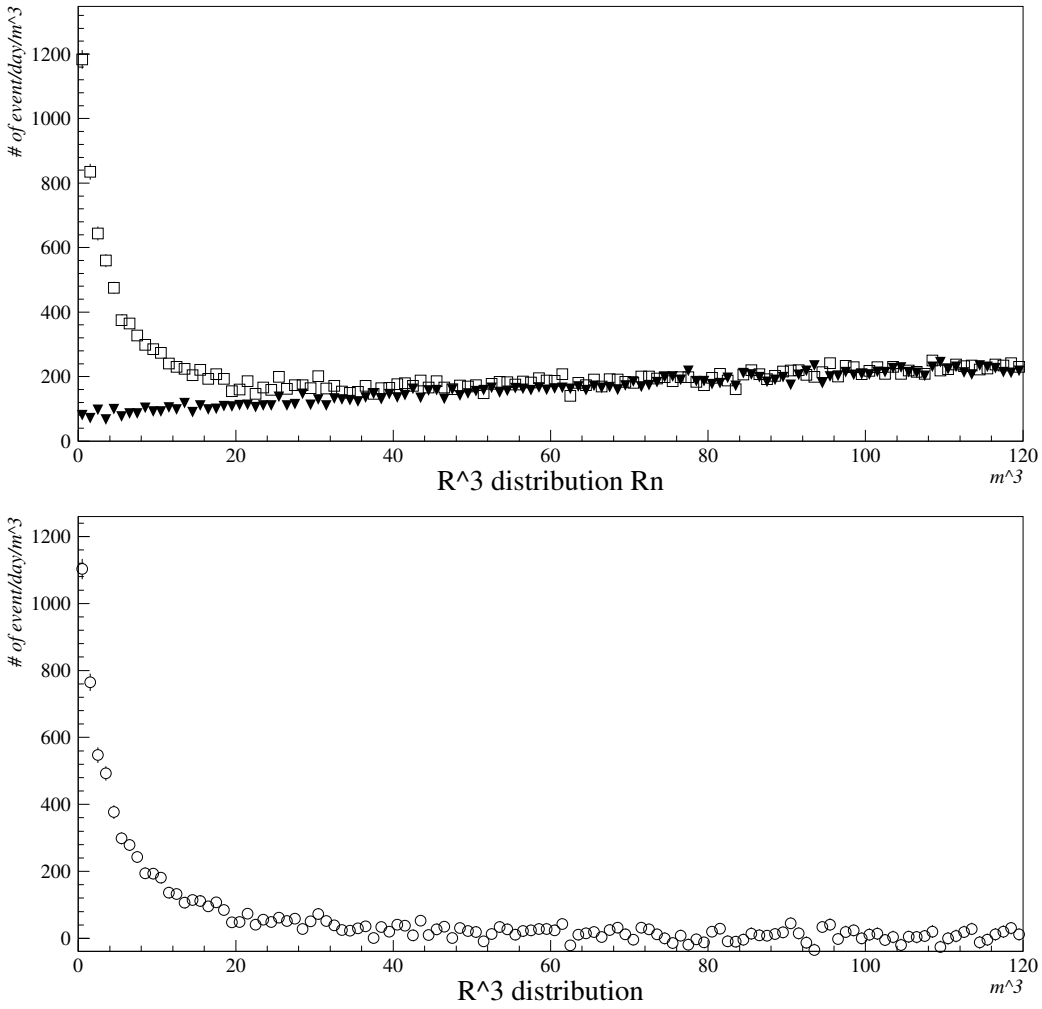

図 3.6: r^3分布 (Eth=3MeV,Rncube center)

上の図は Rn cube を吊した時のデータの分布バックグラウンドのデータの分布を重ねたもの、下の図はバックグラウンドを差し引いて、Rn cube からの事象の分布をとったもの。共に、検出器 $1m^3$毎の事象頻度に規格化してある。ある r^3あたりの事象数は$\frac{4\pi}{3}$を掛けて、$N_{events}/day/\frac{4\pi}{3}$で表される。

3.2.3 反応点分解のエネルギー依存性

我々の反応点の再構築の方法 (1.1,1.2) では、反応点分解能は PMT が hit した数によって決まり、定性的には次式の様に変化すると思われる。

$$\sigma_r \propto \frac{\sigma_t}{\sqrt{N_{hit}}}$$

(σ_t ; PMT timing resolution)

我々はこの PMT が hit した数を付録 2 で求められる N_{hit} とし、電気ノイズなどの影響を除去した。

ここで仮定した反応点分解能がエネルギーに依らず PMT が hit した数 (N_{hit}) によって一定であることは、モンテカルロで確かめられた。(図 3.7)

このことから、反応点分解能は N_{hit} 毎に求めることとした。図 3.8に例として N_{hit}=11 のときのデータの反応点の分布とモンテカルロの反応点の分布を示す。両者の幅は 10%以内で良く一致している。

また N_{hit} はモンテカルロ ・シミュレーションによると電子の落すエネルギーと良く比例することが図 3.9に示される。従ってエネルギーのスケールとして N_{hit}を用いても良いことが分かる。

最終的な位置分解能は一次元の反応点の分布がガウス分布であることを仮定して、その標準偏差$\sigma_{x,y,z}$から

$$\sigma_r^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2$$

によって得られるσ_rとした。

ここで N_{hit} (energy) に対する反応点分解能をデータとモンテカルロで比較したものを図 3.10にしめす。

データとモンテカルロでは $5 \sim 10$%の範囲では良くあっていることが分かる。

3.2.4 初期値を変えた反応点再構築

今回我々は、反応点の再構築の際、その反応点の初期値として、$x = y = z = 0$ を使っている。しかし、それぞれの事象の反応点を再構築する時、電気ノイズなどの事象で反応点をうまく再構築出来ないようなものは、その反応点が初期値の辺りに求められることが多い。これらの事象は $goodness$ のカットによって除去されている筈だが、我々の観測した Rn cube は中央にあるので、このことによって影響がでるかも知れない。

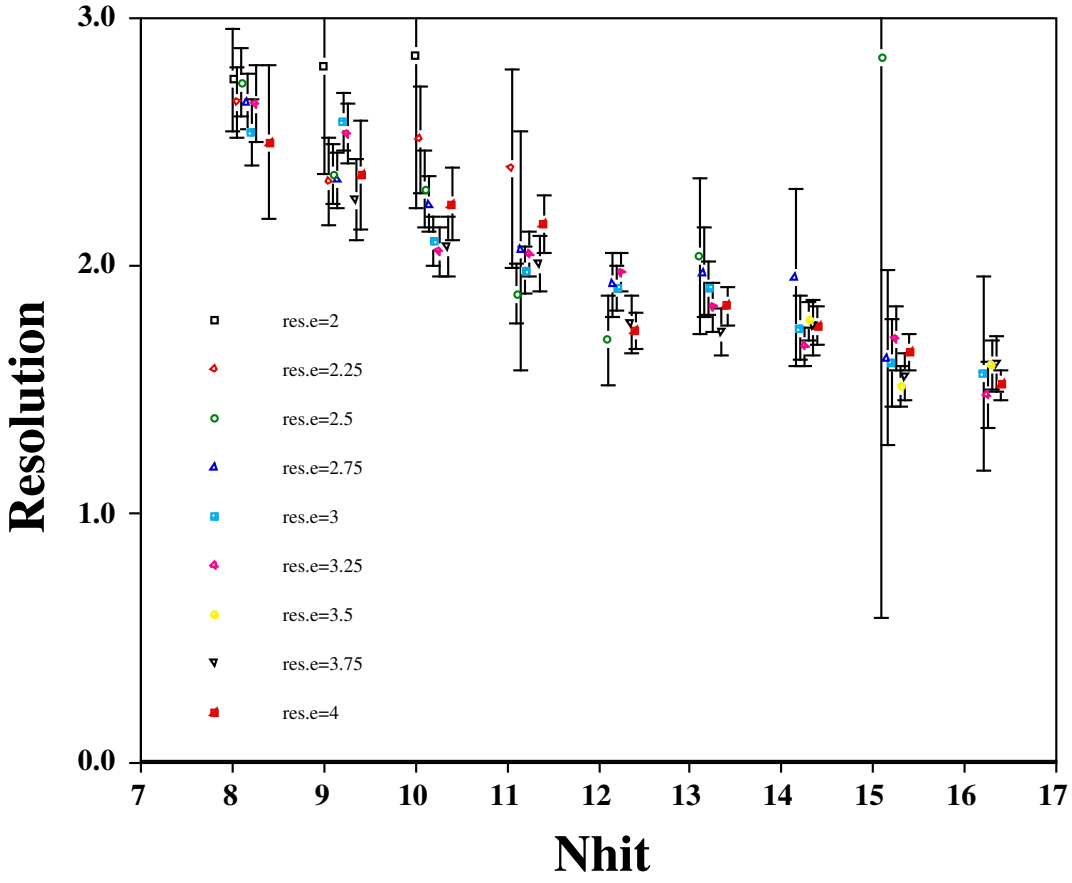

図 3.7: エネルギーによる反応点分解能 (M.C)

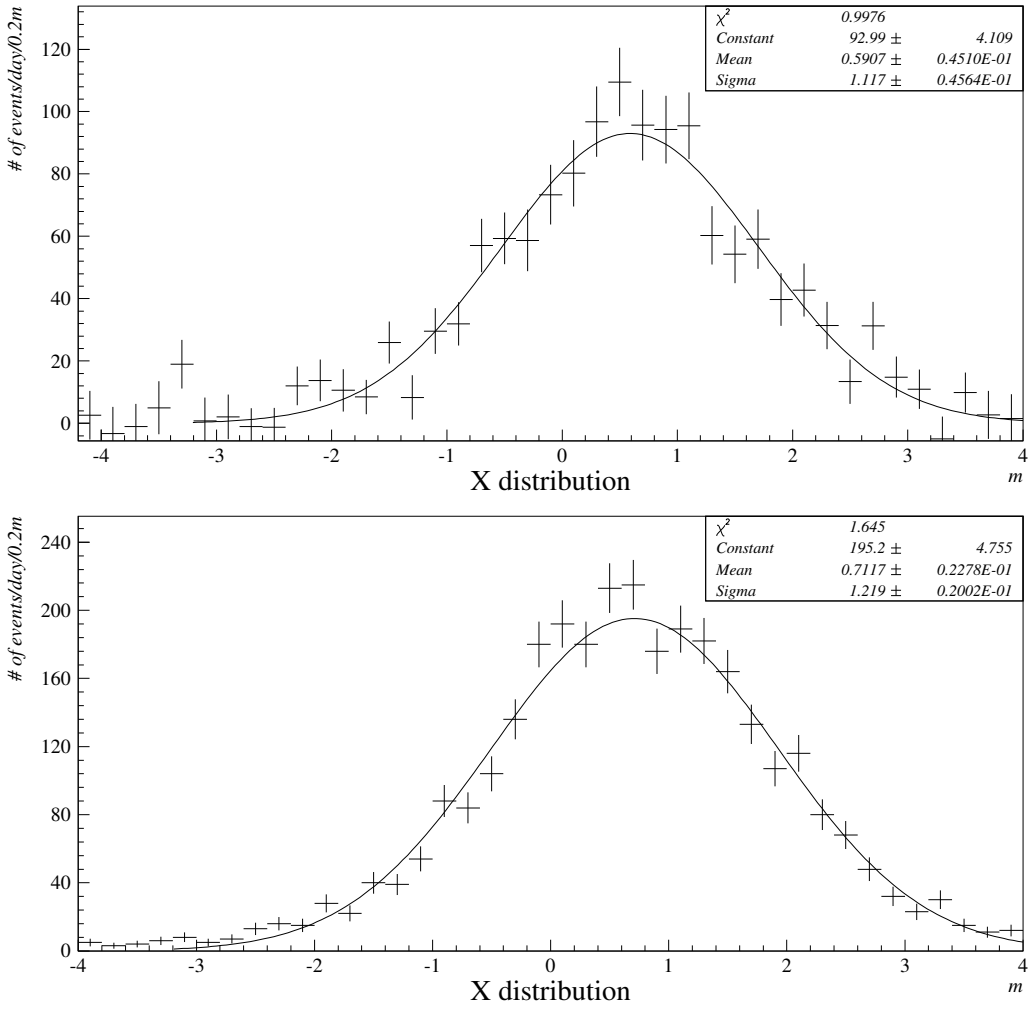

図 3.8: x 方向の反応点 分布 (N_{hit} =11,Eth=3MeV,Rncube center)

上がデータからのもの、下はモンテカルロ ・シミュレーション によるもの。

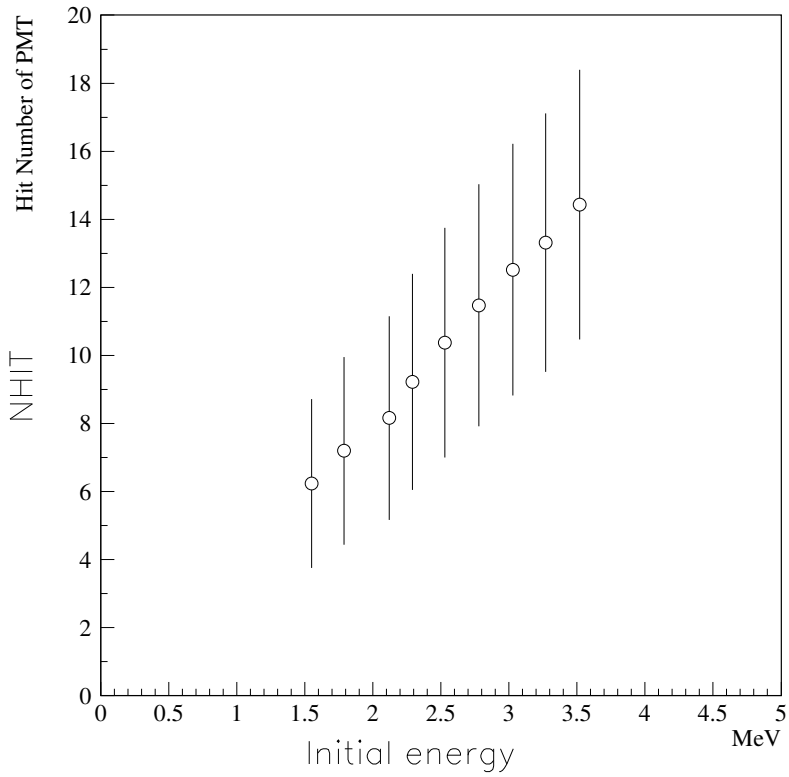

図 3.9: エネルギー vs N_{hit}(M.C.)。事象は、Rn cube の位置から発生させ、データと同じ事象選択を行なった。エネルギーは電子の持つ運動エネルギーである

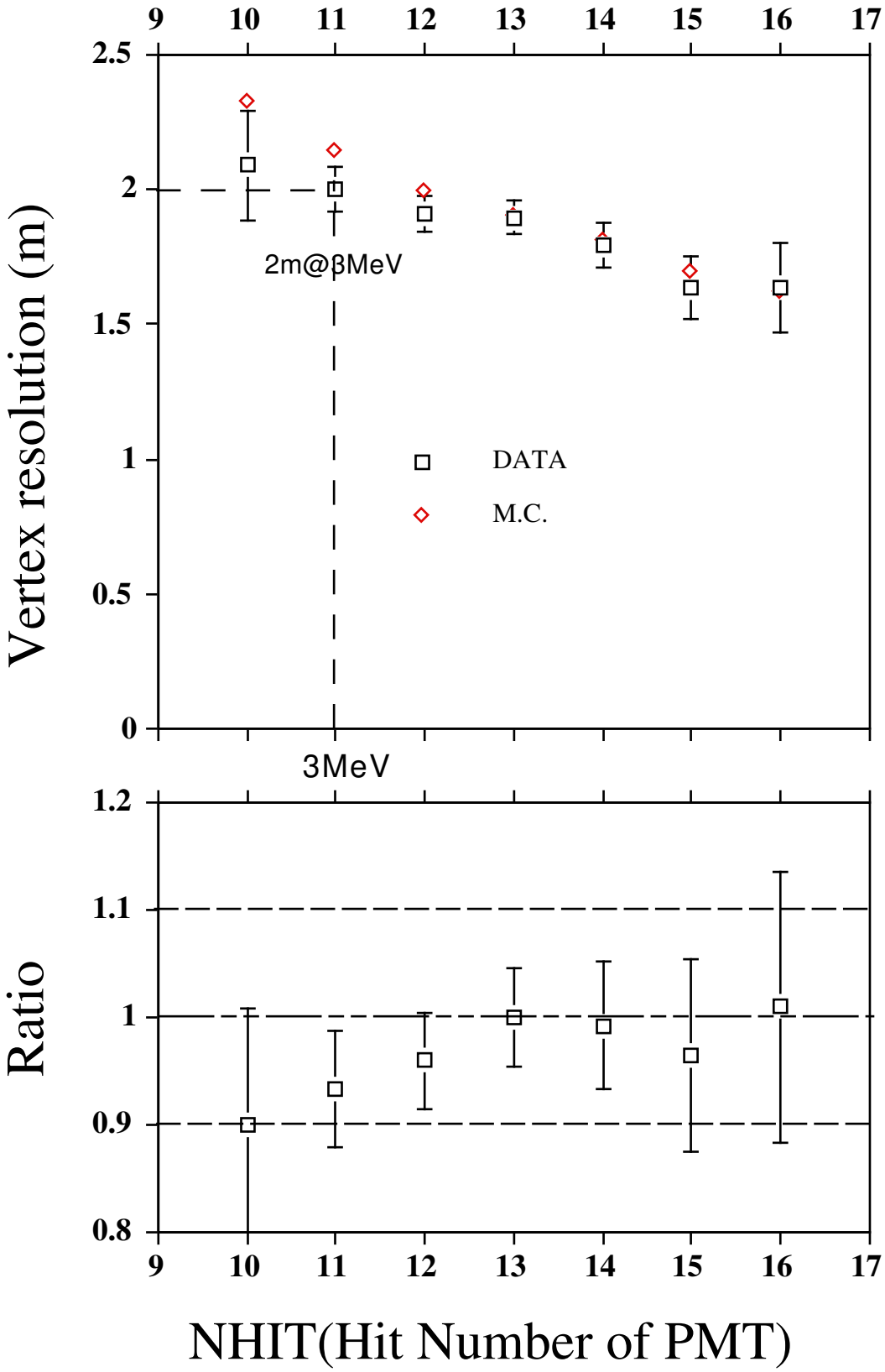

図 3.10: 反応点分解能 (Rn cube at center)

(a)resolutin vs N_{hit}

(b)ratio of resolutions $\sigma_{data}/\sigma_{M.C.}$

このことから今回求めたものが本当にRn cubeからの事象であるかどうかを確かめておかなければならない。そこで、我々はfitの初期値を二つの方法で変えて反応点分解能を求め、同じ結果になることを確かめた。

一つは初期値を乱数によって事象毎に決めて反応点を求めて、もう一つは初期値を0を嫌って(1,2,5)に固定して反応点を求めたものである。

データは、Rn cubeを吊したものとバックグラウンドのものから、μ粒子の除去を行なった事象を1000個ずつ取り出して、時間でノーマライズして、差し引いた。

二つの初期値を変えた再構築と今回解析したデータの比較をする為それぞれについてN_{hit}毎に反応点の分布をとり、ガウス分布を仮定してフィットした。(図3.11)

それぞれの分解能をN_{hit}毎に図3.12に比較する。

これにより反応点分解能は再構築の反応点の初期値によらないことが分かった。

3.3 検出器上部での反応点分解能

これまでで、検出器中央部における反応点分解能は求められたが、この値は検出器中央での値であって、有感体積中の他の部分での反応点分解能がこれに同じであるとは限らない。

そこで我々は、中央にRn cubeを吊した実験との比較の為、Rn cubeを吊す場所を変えて実験を行なった。

3.3.1 データ収集

Rn cubeは検出器の座標で$(x = 0.5, y = -0.3, \underline{z = 4.5})$に置いた。これは太陽ニュートリノの解析での有感領域$-3.94 < z < 4.0, r < 5.22$のすぐ外である。実験のトリガーの閾値は3MeV(21mV)とした。

観測は検出器内にRn cubeを吊したものと、これに対するバックグラウンドとして、Rn cubeを吊していないものに対して行なった。

Rn cube run	run#3945	1993/12/27	約2時間10分
Background run	run#3947	1993/12/27	約1時間40分

データ収集のモードは通常のモードからNi-Cf γ線源の較正のモードとした

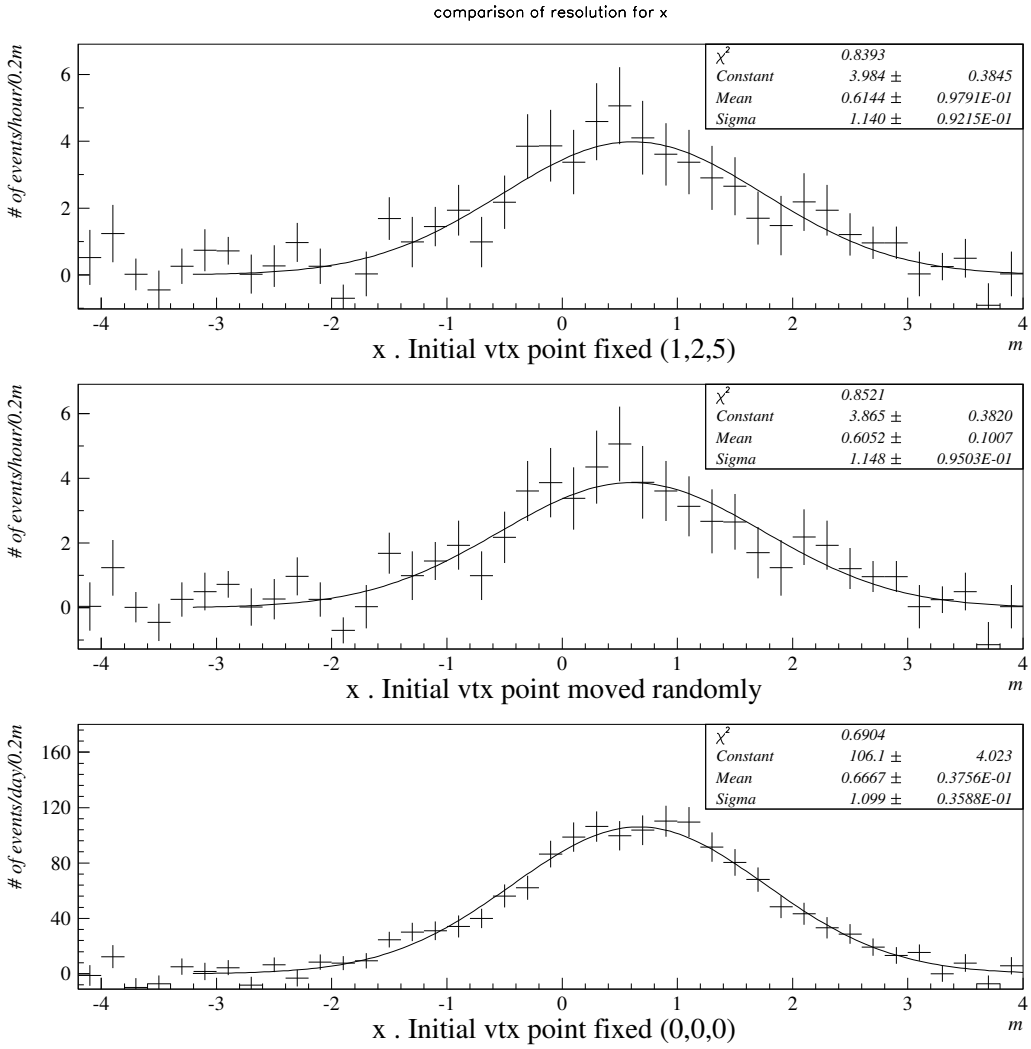

図 3.11: 反応点の初期値を変えた時の x 方向の反応点分布

順に上から反応点の初期値が $(1,2,5)$、事象毎に乱数で決める、$(0,0,0)$

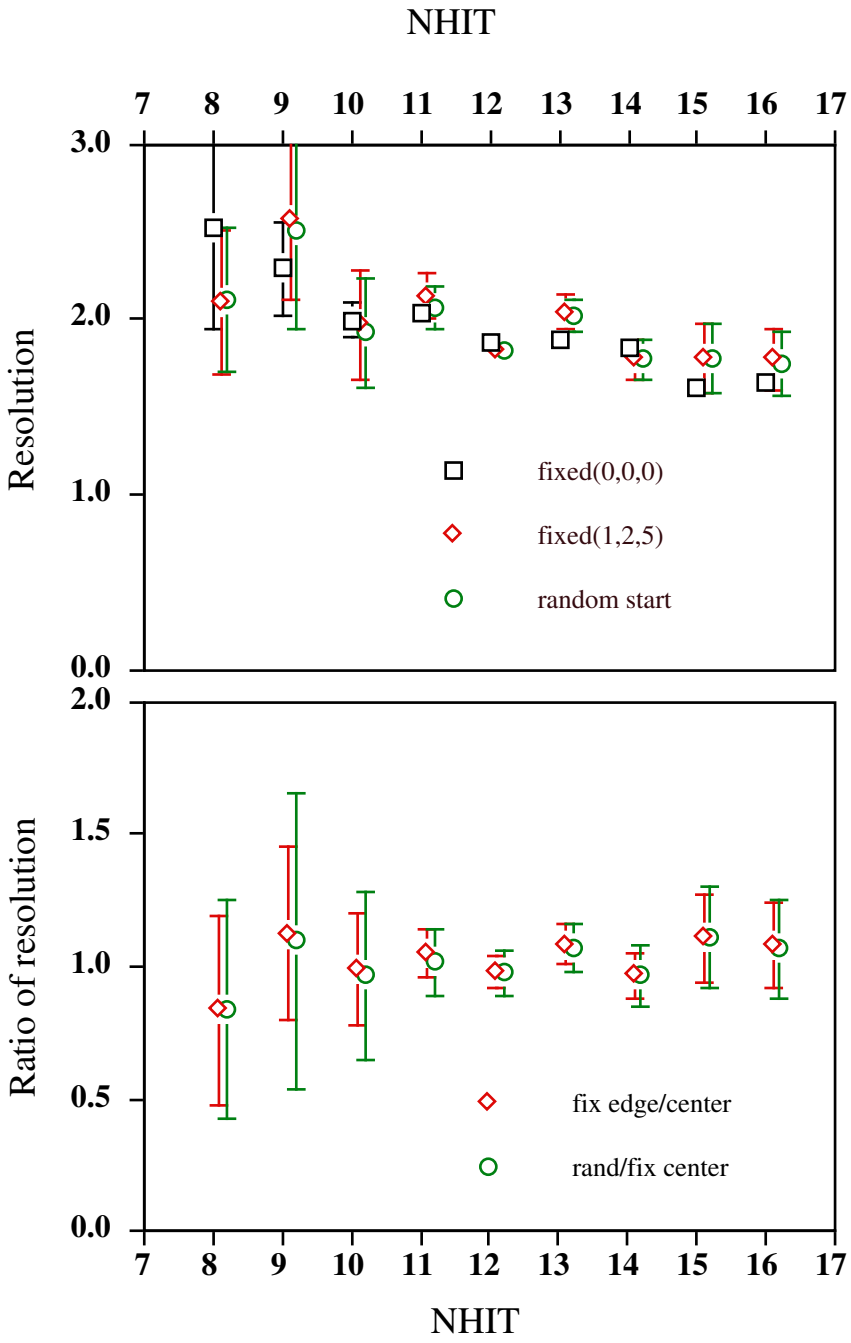

図 3.12: 反応点分解能 (再構築の初期値を変えたもの)

3.3.2 event selection

得られたデータに対しては、今回は、3.2.1では行なった、method 11.1によって得られる反応点での壁から 1.5m の事象の削除は行なわなかった。理由はデータの量が比較的少ないことと、壁から 1.5m を削ることで Rn cube からの事象を多く落してしまうからである。

ここで行なった事象のカットは、以下の通りである。

1. アンタイカウンターで PMT に光電子が 50 個以上検出されている事象。インナーカウンターで PMT に光電子が 1000 個以上検出されている事象。μ粒子の事象を除く為。

2. 直前の事象との時間差が 20μs 以下である事象。μ粒子の崩壊による電子の事象を除く為。

3. method2(1.2) による反応点の再構築を残った事象に対して行ない、goodness<0.4 の事象と N_{hit} <5 の事象を除いた。

3.3.3 Rn cube からの超過事象

事象の選択後に残った事象に対して解析をする。Rn cube からの事象は Rn cube を吊したデータから bakground のデータを差し引いたものとし、データは 1 日当たりのものとしてノーマライズしている。

図 3.13に x,y,z 方向の反応点の分布をそれぞれの方向軸から 2m 以内に反応点を持つ事象について示す。これにガウス分布を仮定して、Rn cube の検出器の座標位置を求めた。

$$(x, y, z) = (0.63, -0.24, 4.82)(m)$$

z 方向でガウス分布の頂点が 4.5 より高い方へ 2σずれているのは、統計の問題か、もしくは z の高い方で-データが測定器の端で切られて右側のガウス分布のテールが見えず、また z の高い方では壁からのバックグラウンドの影響を受けて一つ一つの誤差棒が大きいので、そちらへフィットがずれるのだと思われる。実際、これよりも事象頻度が高くエネルギーも高い(9MeV)Ni-Cf のγ線源を使った、較正実験のデータでは、その線源の位置は再現されている。[11]

反応点と Rn cube の位置の距離の 3 乗の分布を図 3.14 に示す。ここで Rn cube の位置は測定で求めた値を使っている。これは Rn cube を中心にどの程度の事象が発生しているかを見る為のものなので、Rn cube の位置が数十センチずれても問題ないと思える。図 3.14の上の

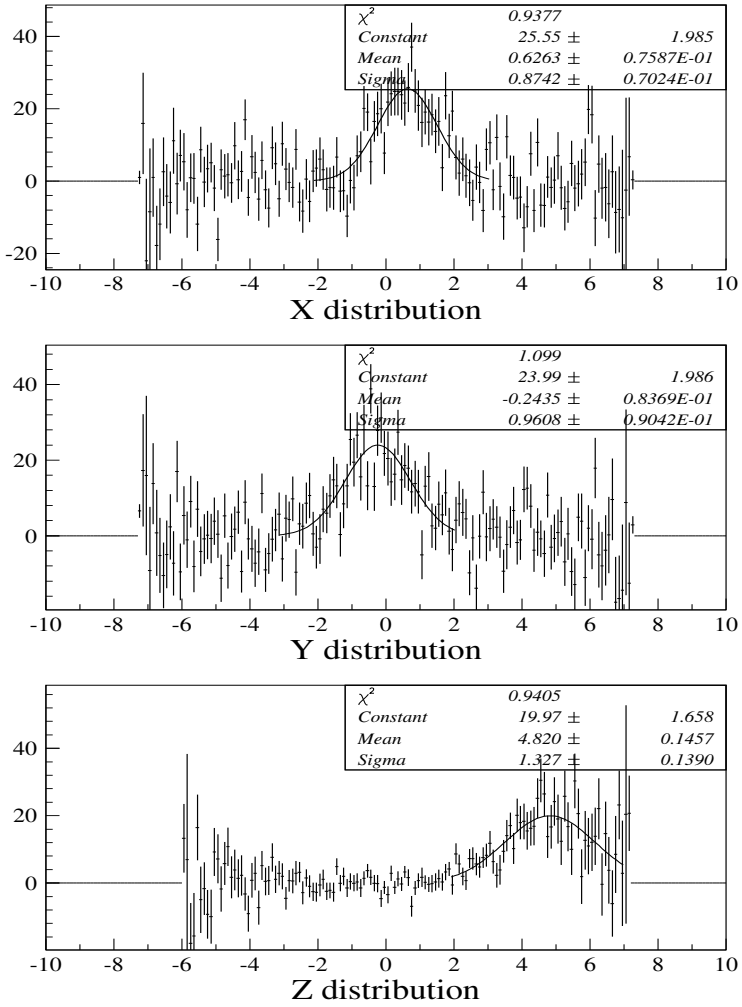

図 3.13: x,y,z distribution for z=4.5 Rn cube

Rn cube のでーたからバックグラウンドを差し引いたものに対する x,y,z の方向の反応点分布。

Rn cube からとった x,y,z 方向の軸から 2m 以内に反応点を持つ事象を用いている。

グラフで、$r^3 \simeq 15(r \simeq 2.5)$ の付近にあるピークは、岩盤 (または測定器の材料) から多く発生しているβ, γ線によるものである。この分布から、$r^3 < 30$ の範囲で Rn cube data の事象の数からバックグラウンドのデータの事象を引くと、$\mathrm{N}_{excess} = 17,600 \pm 1,800$events/day/27Kg の事象が Rn cube からのものとして得られた事が分かる。この値は、中央に吊した Rn cube から得られたものと 30%程度少ない。中央で反応点分布をとる為に Rn cube を吊した時 (8/21) と、z=4.5 に Rn cube を吊した時 (12/27) のあいだに、一度トリガーモジュールの故障が発生していて、その修理後データ収集の頻度が通常の観測でも以前より小さくなっている。このことが、関係しているものと思われる。もしくは側溝水を Rn cube に入れる時に 30%Rn が逃げた、それとも z=4.5 で本当に検出効率が低くなっているかである。$r^3 < 4$ に反応点を持つ事象についてエネルギーの分布を図 3.15 に示す。

3.3.4 反応点分解能のエネルギー依存性

中央に Rn cube を置いた時と同様に、N_{hit} 毎の反応点分解能を求める。

これと比較する為、モンテカルロで電子を検出器の座標位置の (0.5,0.3,4.5) の位置にある一辺が 30cm の立方体から 2~4MeV の範囲で 0.25MeV 毎に 5000events ずつ発生させた。

図 3.16に N_{hit} =12 のときのデータとモンテカルロの反応点の z 方向の分布を示す。どちらの分布でも z~7.0 付近に頂点が見えるが、これは反応点の再構築の際、再構築される反応点が検出器の外にでた場合、全て検出器の端を反応点とするからである。

図 3.17に N_{hit} 毎の反応点分解能をモンテカルロ ・シミュレイション及び中央に Rn cube を吊したものと比較したものを示す。z=4.5 の位置に Rn cube を吊したものとモンテカルロ ・シミュレーションの結果及び中央に Rn cube を吊したものは、z=4.5 の位置に Rn cube を吊したものの統計誤差が大きいが、統計の範囲では良くあっているといえる。

また統計誤差が大きい為、z=4.5 のときの実験値とモンテカルロや、中央の時の実験値が $5 \sim 10\%$であっているかを評価することは今回出来ないが、統計の良い部分 (N_{hit}=13) を見る限りでは、15%以内で合っていると言える。

今後、z=4.5 の位置に Rn cube を吊した実験については、中央に置いた時と同じくらいの時間の観測を行なって、評価することが必要である。

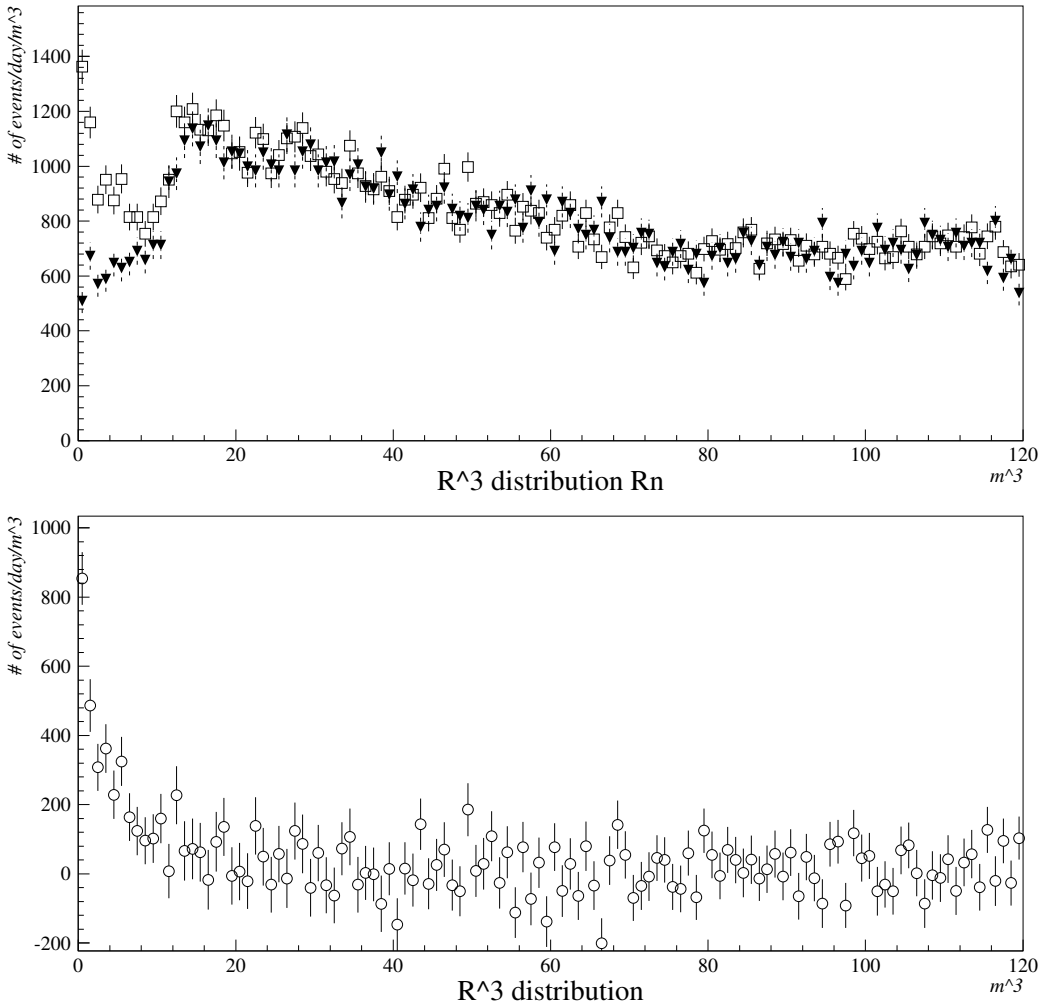

図 3.14: r^3 distribution

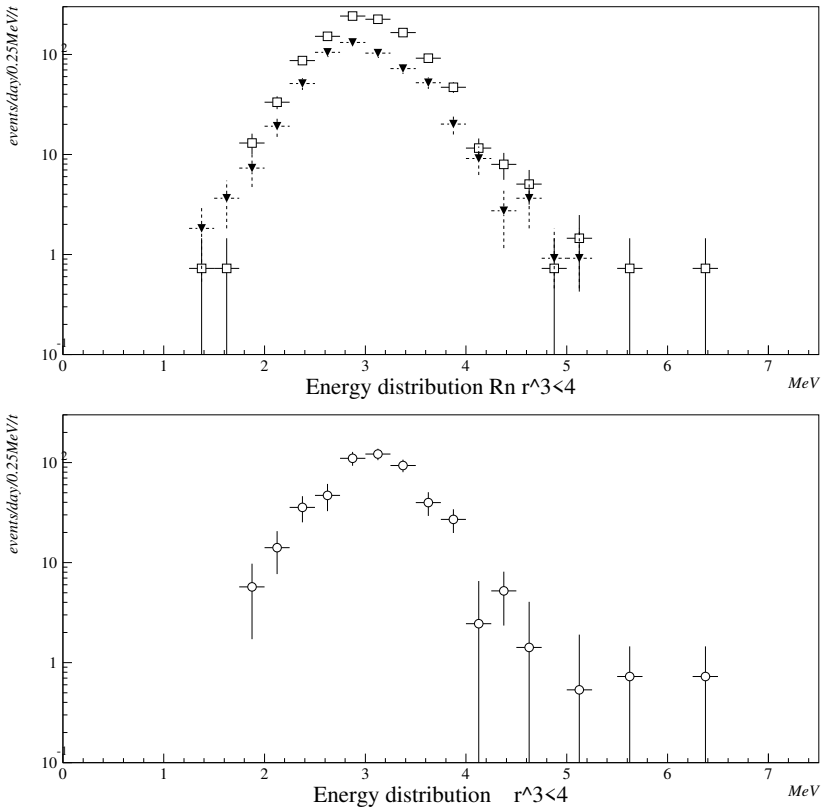

図 3.15: z=4.5 に Rn cube をおいた時のエネルギー分布、Rn cube から距離 r で $r^3 < 4$ の事象について

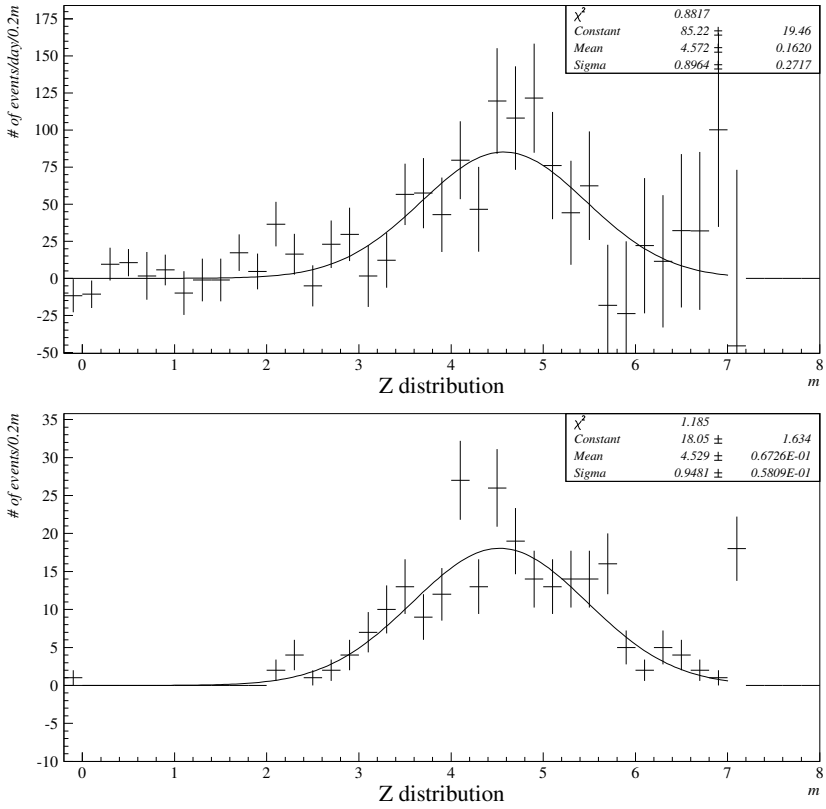

図 3.16: $N_{hit} = 12$ のときの z 方向の反応点分布。上がデータ、下がモンテカルロ ・シミュレーシ ョンによるもの

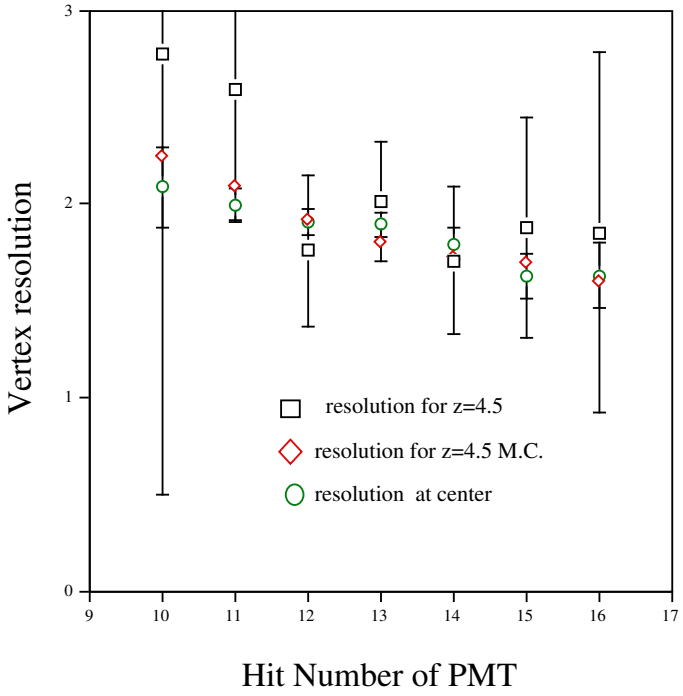

図 3.17: 反応点分解能、Rn cube at z=4.5

3.4 まとめ

以上、低エネルギーの電子 (E=2.5~4MeV) を使って反応点分解能を得た。

$$\sigma_r = 2m(\mathrm{E}_e = 3.0\mathrm{MeV})$$

この値は検出器中央部及び太陽ニュートリノの有感領域の外縁部で確かめられて、検出器内でほぼ一様であることが分かった。

これは KAMIOKANDE においては、β線源を使った初めての試みであり、モンテカルロが良く実際の事象を再現することが確認された。

第 4 章

KAMIOKANDE-III に於ける低エネルギーバックグラウンド源の同定

4.1 イントロダクション

KAMIOKANDE では現在 10MeV 以下のエネルギー領域で約 $2\mathrm{events/m^3/day}$ のバックグラウンドが有感体積内に一様に存在している。このバックグラウンドは太陽ニュートリノの解析で S/N 比を悪くしている。

その源と考えられるのは検出器内の水中に解けた放射性元素である。我々は水及び空気の純粋化システムによって、$^{222}\mathrm{Rn}$ を含む放射性元素を減少させているが、希ガスである Rn は除去し難く、その放射性同位体である $^{222}\mathrm{Rn}$ は、現在、検出器の水中に $0.5\pm0.2(\mathrm{Bq/m^3})$ 残っていると考えられている。[12]

この $^{222}\mathrm{Rn}$ が現在主なバックグラウンド源と思われているが、これが実際にどのくらいの率を占めているかは、今まで実験的には確認されていなかった。

そこで我々は、$^{222}\mathrm{Rn}$ からの放射線 (主に $^{214}\mathrm{Bi}$ からの β) に対する検出効率を実験的に求めることで、そのバックグラウンドに対する寄与を特定することを試みた。

4.2 Rn cube による実験

我々はまず、Rn cube を使った実験によって^{214}Bi からのβ線の検出効率の決定を試みた。

線量のわかった Rn 線源である Rn cube を検出器中央に吊るし、中央に vertex を結ぶ事象を計測して、その比を検出器の Rn からの放射線 (主に^{214}Bi からのβ) に対する efficiency とする。

4.2.1 データ収集

データの収集は中央 (x=0.5,y=-0.3,z=0.4) に Rn cube を吊るして、その他は通常のデータ収集の方法で行われた。トリガーの閾値は約 5MeV(37mV) である。

データ収集期間は

$$\text{Rn cube run} \quad 1993/3/9 \sim 10 \quad \text{約 19 時間}$$

である。

4.2.2 解析

データの解析は Rn cube を吊るした 19 時間のデータのみではなく、その前後の通常のデータ収集の期間約 270 時間のデータにたいしても行われ、Rn cube からの事象に対するバックグラウンドとして差し引いた。

事象の選出は 3.2.1で述べたものと同じ方法で行なわれた。つまり、データに書けたカットは以下の通り。

1. アンタイカウンターで PMT に光電子が全部で 50 個以上検出されている事象。インナーカウンターで PMT に光電子が全部で 1000 個以上検出されている事象。μon の事象を除く為。

2. 直前の事象との時間差が 20μs 以下である事象。 μon の崩壊による電子の事象を除く為。

3. method1(1.1) による反応点の再構築を残った事象に対して行なった。 そこで

   (a) *goodness* <0.4 (主に電気ノイズの事象)

   (b) 壁からの距離 dwall<1.5 (検出器外縁部よりの事象)

の事象を除いた。

4. method2(1.2) による反応点の再構築を残った事象に対して行ない、$goodness$ <0.4 の事象と NHIT<5 の事象を除いた。

図 4.1に反応点の x,y,z 方向の分布を示す。

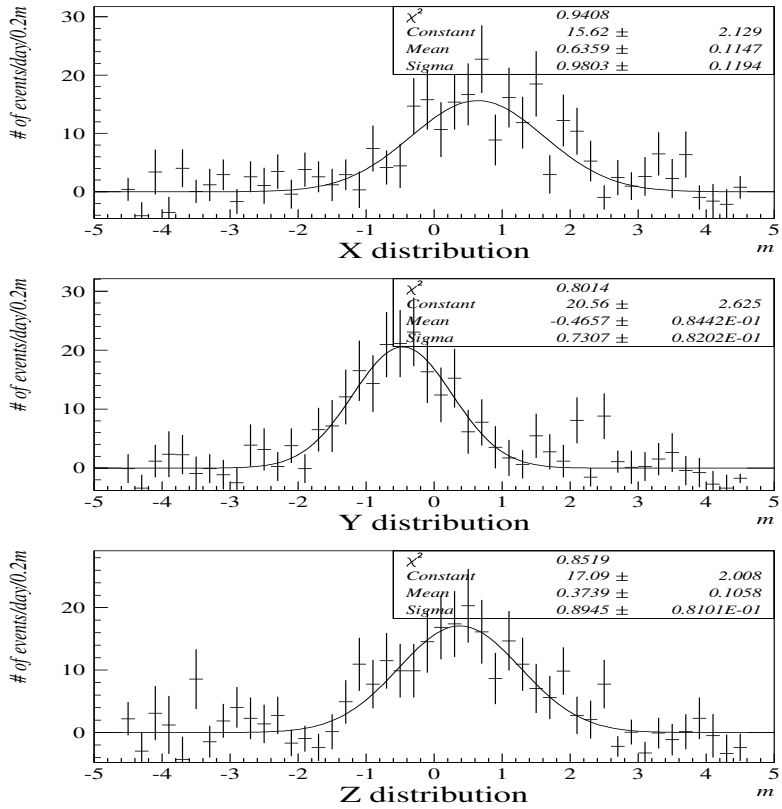

図 4.1: Rn cube からの事象の x,y,z 分布

Rn cube を吊したデータによる分布から、Rn cube に対するバックグラウンドとして通常のデータ収集でのデータの分布を時間を一日としてノーマライズして、差し引いた分布

ここで Rn cube からの事象のピークは $(x = 0.64, y = -0.47, z = 0.37)$ の位置にあり、Rn cube からの事象であることが分かる。図 4.2に反応点と Rn cube の位置の距離の 3 乗の分布を示す。ここではバックグラウンドの分布の傾きは図 r3all の E_{thre}=3MeV21mV の事

象の分布におけるものよりずっと小さい。これは、事象のエネルギーが高い為に、反応点再構築の分解能が良くなっていて、分布の端の染み込みが少なくなっているからである。

ここで、$r^3 < 20$ で Rn cube のデータから Rn cube を吊るさなかったデータを引くと、1 日に捉えられた Rn cube からの事象は

$$275 \pm 22\text{events/day}/27kg$$

となる。

4.2.3 エネルギー ・スペクトラムの比較

もし Rn cube からの事象と、現在バックグラウンドとなっている検出器内の事象の源が同じであれば、そのエネルギーのスペクトラムは同じ形を示す筈である。図 4.3に Rn cube からの事象と Rn cube を吊るしていないときのデータの中心部の事象のエネルギーの分布を比較する。この時の Rn cube からの事象とバックグラウンドのそれぞれの事象の数は 62.65 ± 5.341 と 28.467 ± 0.77。この比は 2.20 ± 0.25 である。

この下の図を見る限りでは、4MeV から 5MeV までの統計量の多い範囲では、事象の数のエネルギー毎の比は、統計の範囲で全体の比に良くあっているといえる。エネルギーの高い部分では、^{222}Rn 以外に、spallation(宇宙線 (主にμ粒子) による原子核破砕) の影響があることが分かっていて、6MeV 以上の範囲では、その影響が見え始めていると思われる。

エネルギーの分布を比較した結果は二つの分布には大きな違いは見られないということである。

4.2.4 検出効率、バックグラウンドへの寄与

ここでは Rn cube に使われているアクリルに対する光の透過率、屈折率の違い ($n_{\mathrm{H_2O}} = 1.344, n_{\text{アクリル}} = 1.5 \sim 1.6$) によるアクリルでの cherenkov 光の増大などを考慮にいれずに考える。

Rn cube の線量は $324 \sim 513\text{Bq}(12000 \sim 19000\text{Bq/m}^3 \times 27l)$ 1 日では $4 \pm 1 \times 10^7\text{events/day}$ の事象がある。

これにより、^{222}Rn からの事象の検出効率は、トリガーしきい値~5MeV(37mV) のとき

$$(6.9 \pm 2.8) \times 10^{-6}$$

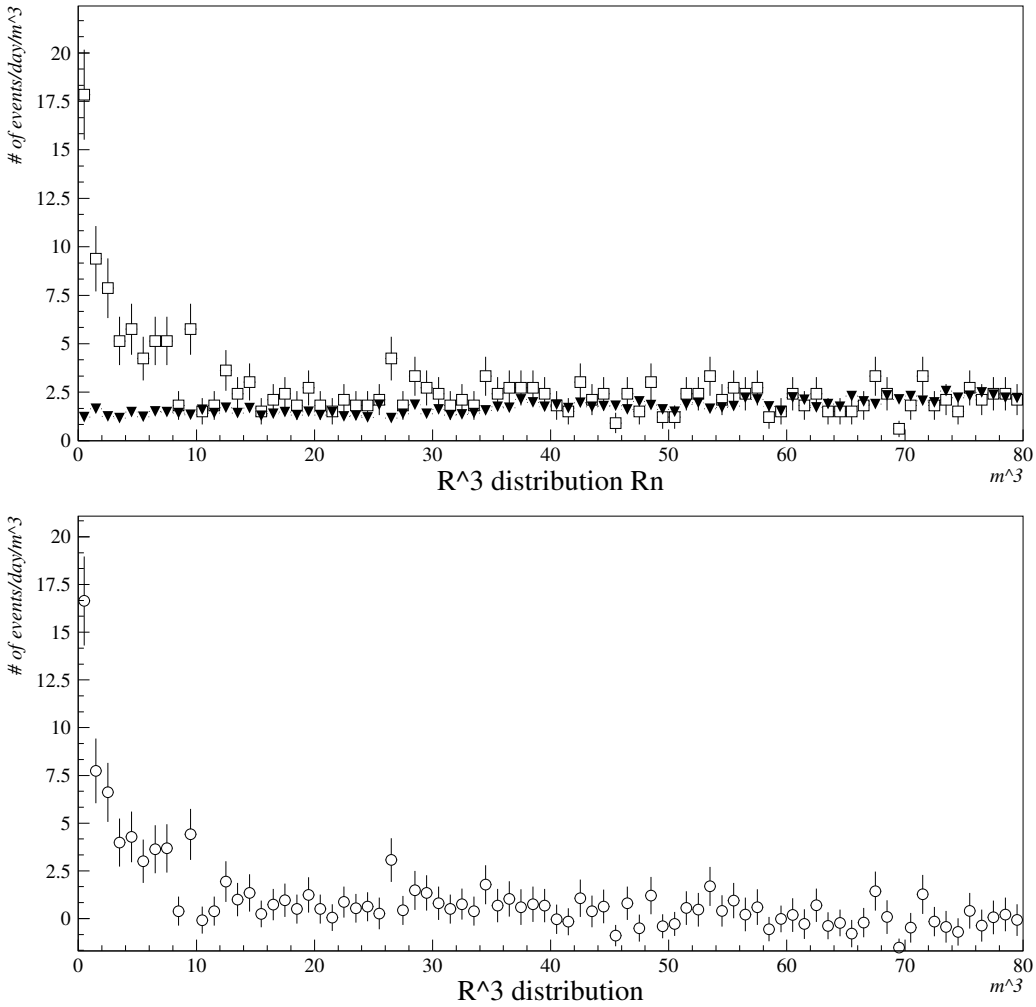

図 4.2: Rn cube から反応点までの距離の 3 乗の分布

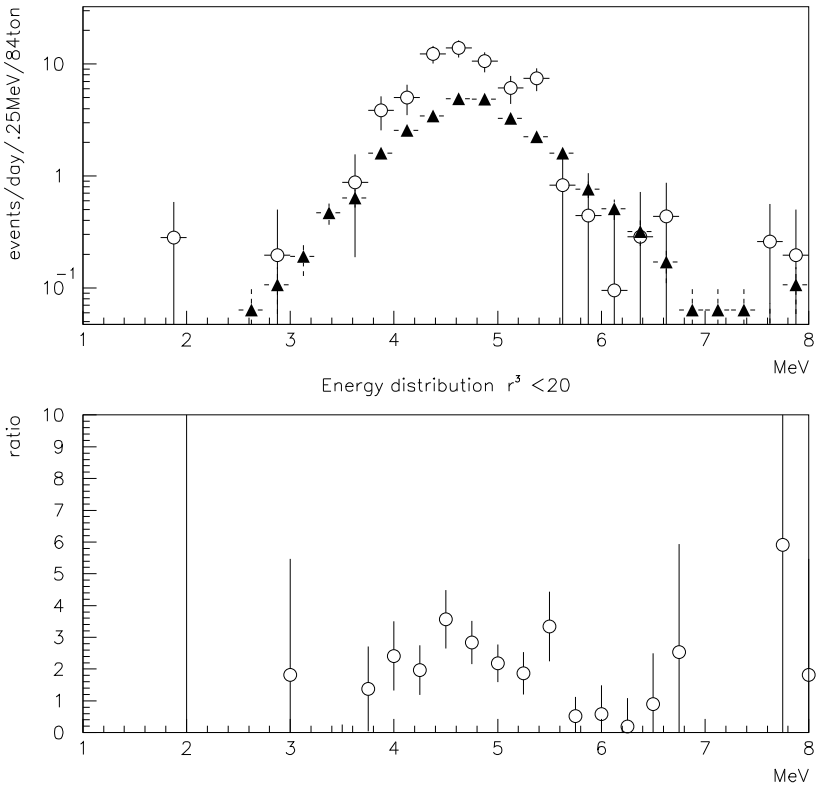

図 4.3: energy spectrum Rn cube/Normal run

$r^3 < 20\mathrm{m}^3$での Rn cube からの excess と Normal run の比較。上の図で○ が Rn cube からの excess、▲ が Normal run のデータ。下の図は Rn/Normal の比。Rn cube からの excess は $27l$の側溝水からのもの

となる。

この検出効率及び検出器内水槽での$^{222}\mathrm{Rn}$ の濃度 $(0.5\pm0.2\mathrm{Bq})$ から、水中の$^{222}\mathrm{Rn}$ からの事象は 1 日で $1\mathrm{m}^3$あたり $(3\pm2.3)\times10^{-1}$ 事象検出されることになる。これはこの時検出器の中央部で得られている値 $(1.42\pm0.32)\mathrm{event/day/m}^3$ $(\mathrm{r}^3<30)$ の $21\pm15\%$となる。

また threshold の値を $3\mathrm{MeV}$ にした時の結果からも同様に計算すると、3.2.2より$24580\pm280/\mathrm{day}/27\mathrm{Kg}$ の事象が $\mathrm{Rn\ ball}$ からのものとして、そして検出器中央部のバックグラウンドのデータでは $102.3\pm1.29/\mathrm{day/m}^3$ 事象得られている。(共に $\mathrm{r}^3<30$) 検出効率は

$$(6.1\pm1.5)\times10^{-4}$$

この検出効率及び検出器内水槽での$^{222}\mathrm{Rn}$ の濃度 $(0.5\pm0.2\mathrm{Bq})$ から、水中の$^{222}\mathrm{Rn}$ からの事象は 1 日で $1\mathrm{m}^3$あたり (26.4 ± 6.6) 事象検出されることになる。これは現在検出器の中央部で得られている値の $25.8\pm6.5\%$となる。

この結果は、現在の低エネルギー領域でのバックグラウンドで、$^{222}\mathrm{Rn}$ が大きく寄与せず、他のバックグラウンド源が大きいことを示唆する。

しかし、最初にも述べたが、この結果はアクリルの光の吸収や、アクリル内を通過する粒子が、水中でよりも多くのチェレンコフ光を発生することを考慮していない。

$^{222}\mathrm{Rn}$ からの事象は全て、閾値以下の低エネルギーにピークを持つエネルギー分布の端の事象が捉えられたもので、事象の頻度は、エネルギーのエクスポネンシャルにほぼ反比例している。だから例えば、チェレンコフ光の吸収が起こっていた場合、$\mathrm{trigger}$ にかかる事象数は大幅に減少する。20%の吸収が起こっていた場合事象の頻度は 5% 程度になる。

しかし、これをシミュレーションで確かめた場合も、チェレンコフに対する吸収率や、アクリルの屈折率の正確な値をどれだけ再現できるかは疑問が残る。

これらのことから我々はモンテカルロを使って上の結果を再現するよりも、アクリルの吸収のような、考慮しにくいものを含まない実験を行なうことを考える。(次節)

4.3 側溝水注入実験

Rn cube を使った実験では、^{222}Rn の検出効率を正確に測定しているとは言い難いということは前節で述べた。そこで我々はこれを解決し、正確に^{222}Rn の検出効率を求めるのに、次の様な実験を行なった。

我々は^{222}Rn 濃度の分かっている側溝の水を、一定の量を検出器の内水槽に直接注入して、観測される事象の頻度の増加を^{222}Rn に依るものとして、検出効率を求めた。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{観測される事象の頻度の増加}}{\text{注入した}^{222}\text{Rn の総放射線量}}$$

4.3.1 水の注入のセットアップ

この実験では、我々は図 4.4の様なセットアップで水の注入を行った。側溝から、ポンプ

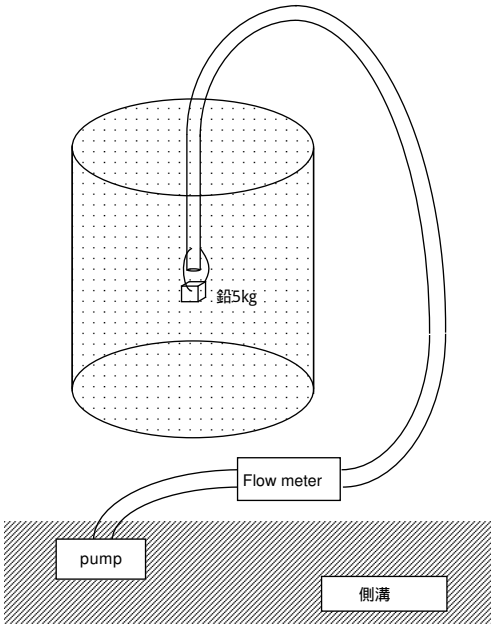

図 4.4: Radon rich water 注入 のセットアップ

を使って水 $(12{,}000\sim19{,}000\mathrm{Bq/m^3})$ を汲み上げて、$1t$ を積算流量計で量りながらホースでインナーカウンターの中央部に直接注入する。

ホースには長さ $50\mathrm{m}\times3 = 150\mathrm{m}$、内径 $2\mathrm{cm}$ のビニールの材質のものを使用、積算流量計は市販の水道用の物 $(1l$の分解能$)$ をつかった。

またホースだけでは水中に沈まないのでこれを沈める為にホースの先に鉛の重り (約 5kg) を針金でぶら下げた。

この時使ったポンプは KAMIOKANDE の実験で普段、外水槽 (アンタイ ・カウンター) へ側溝からフィルタを通してろ過した水を送り込んでいるものであり、これからフィルタを通す前に分岐させて、我々のホースへも水をとった。

水の流量は約 $24l/\mathrm{min.}$ で、これは $5l$ 毎の目盛のついたバケツを使って確かめられた。

積算流量計での流量 $24l/\mathrm{min}$

バケツの計測 $24 \sim 25l/\mathrm{min}$ (一度目)、約 $24l/\mathrm{min}$ (二度目)

これで、積算流量計はその目盛が 1% 程度で信用できることがわかったので、我々は、積算流量計の目盛とその公称の誤差を信じることに決めた。

ホースは検出器上面の開口部から入れられ、その先端が上面から 9m 下、検出器の中央部に行くように入れた。その時ホースは検出器上面で中央部から約 72cm(x=30cm,y=-65cm) の位置にある。よってホースの先端は検出器中央 (x=30cm,y=-65cm,z=0cm) にあると考えられる。

4.3.2 観測

水の注入は、1994 年 1 月 7 日に行なわれた。表 4.1に水の注入及びそれに続く観測の time table を示す。

水の注入はデータ収集を行ないながら、それと並行して行なわれた。検出器の中に注入用のホースを沈めて、まずオンライン ・コンピュータによるデータ収集を始め、データ収集開始後約 1 時間で水の注入を開始した。

注入後 40 分、注入量 $1.053\mathrm{m}^3$で注入終了。注入前後の流量計の値は以下の通り。

注入前 $3.744\mathrm{m}^3$

注入後 $4.797\mathrm{m}^3$

注入後、20 日間のデータ収集の頻度から事象数の変化を図 4.5に示す。それぞれバックグラウンドとして#4001、#4003 の事象の頻度を引いている。また合わせて、4.3.3での選択の

〃		検出器 内水槽にホースを入れる。
1/7 11:08	thre = 3MeV	観測開始 (run#4005)
12:31		水の注入を開始する
13:13		側溝水 $1t$ の注入終了
14:22		一度観測中断
14:31	thre = 3MeV	観測再開 (run#4006)
17:38	thre =	観測終了
17:55	thre = 4.5MeV	観測開始 (run#4007)
1/8 09:56	thre =	観測終了
〃		検出器からホースを引き上げる。
12:29	thre = 3MeV	観測開始 (run#4008)
13:45	thre =	観測終了
14:10	thre = 4.5MeV	観測開始 (run#4009)
1/9 14:25	thre =	観測終了
14:36	thre = 3MeV	観測開始 (run#4010)
15:10	thre =	観測終了
〃		継続して観測

表 4.1: 観測のタイムテーブル

後の事象の頻度もバックグラウンドを差し引いて示している。$4.5\mathrm{MeV}(34\mathrm{mV})$ のデータでは、10 日以降に崩壊曲線にのらずに頻度が増えて見えている。これは、この時に、PMT のひとつに水が侵入したなどして、PMT が光を発している所為であると思われる。これは後で事象の再構築を行なって削除できる。

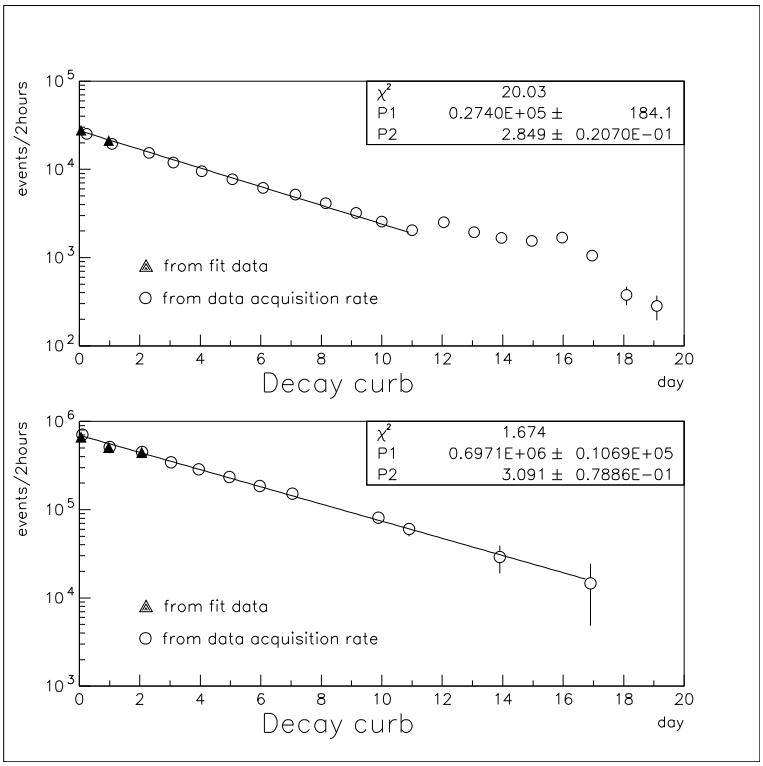

図 4.5: 水の注入後 20 日間のデータ収集の頻度の時間変化。データ収集の頻度からの plot で○ は event selection を行なっていない。下が $\mathrm{thre}{=}34\mathrm{mV}(4.5\mathrm{MeV})$ のもの、上が $\mathrm{thre}{=}21\mathrm{mV}(3\mathrm{MeV})$ のもの。それぞれバックグラウンドとして#4001、#4003 の事象の頻度を引いている。
また▲ は event selection 後のデータ数を plot したもの。34mV のデータで 10 日以降に見える超過は、PMT の一つに検出器の水が侵入して、光ったもの。

それぞれが半減期約 3 日で減っているのが分かる。これは、$^{222}\mathrm{Rn}$ の半減期 $(\simeq 3.824$ 日$)$ より速い。これには、検出器の PMT に沿って張られているプラスチック製の黒いシートの外側へ$^{222}\mathrm{Rn}$ が抜けているなどの影響が考えられる。

また、$^{222}\mathrm{Rn}$ 以外の放射線源が側溝水中に存在することも考えられるが、KAMIOKANDE で検出されるようなエネルギーを持つ放射線を放出し、また 3 日程度の半減期を持つような放射線源は考えられない為、他の種類の放射線源が側溝水中に存在することは否定できる。

解析は全てのデータについてではなく、得られたデータのうち、表 4.2 に示したデータのみを解析した。

(a) trigger thre. 3MeV 5min.			
run #	日時	event rate	dead time
4006	1/7 14:35 ∼ 14:40	109Hz	21.197%
4008	1/8 12:30 ∼ 12:35	93Hz	16.678%
4010	1/9 14:40 ∼ 14:45	85Hz	16.931%
4003	1/5 20:47 ∼ 20:52	37Hz background	7.796%

(b) trigger thre. 4.5MeV 2hrs			
run #	日時	event rate	dead time
4007	1/7 18:00 ∼ 20:00	4.41Hz	1.908%
4009	1/8 14:30 ∼ 16:30	3.61Hz	1.779%
4001	1/5 08:31 ∼ 11:20	0.96Hz background	1.305%

(c) trigger thre. 4.5MeV			
run #	日時	event rate	dead time
4009	1/8 14:10 ∼ 1/9 14:25	3.1 ∼ 3.6Hz	1.779%
4001	1/5 08:31 ∼ 1/6 10:26	0.96 Hz background	1.305%
4002	1/6 14:51 ∼ 1/6 20:41	0.96 Hz background	1.305%
4004	1/6 22:56 ∼ 1/7 09:56	0.96 Hz background	1.319%

表 4.2: 解析したデータの一覧

4.3.3 事象の選択

4.3.3.1 (a)(b) に対する解析

これらのデータでは、一定時間後の検出器内の^{222}Rn の分布やその量の変化を見る為、

- アンタイカウンターで PMT に光電子が 50 個以上検出されている事象。
- インナーカウンターで PMT に光電子が 1000 個以上検出されている事象。

を除いて、μ粒子の事象を除いた後、method2 による反応点再構築を行なった。この時$goodness < 0.4$ の事象を除いた。

4.3.3.2 (c) に対する解析

これらのデータでは、有効体積内で観測されるバックグラウンドのエネルギー・スペクトラムを正確に高統計で見る為に検出器の外縁部の事象を method1 で除去してから、method2 による再構築を行なった。

1. アンタイカウンターで PMT に光電子が 50 個以上検出されている事象。インナーカウンターで PMT に光電子が 1000 個以上検出されている事象。μ粒子の事象を除く為。
2. 直前の事象との時間差が $20\mu s$ 以下である事象。μ粒子の崩壊による電子の事象を除く為。
3. method1(1.1) による反応点の再構築を残った事象に対して行なった。そこで
   (a) goodness<0.4 (主に電気ノイズの事象)
   (b) 壁からの距離 dwall<1.5 (検出器外縁部よりの事象)
   の事象を除いた。
4. method2(1.2) による反応点の再構築を残った事象に対して行ない、goodness<0.4 の事象と NHIT<5 の事象を除いた。

4.3.4 エネルギー分布

前述の (a)(b)(c) について、エネルギーの分布をそれぞれ Rn cube のデータから B.G. のデータを引いたもの、と B.G. のデータのものを図 4.6,4.7,4.8に重ねて示す。図 4.6で全体積でとった時のエネルギー分布と有感体積でとった時を比べて形が違うのは、検出器の外縁部での事象について、検出効率や、エネルギー・スペクトラムが有感体積内のものと違っているからである。

4.3.5 側溝水注入後の反応点の分布の変化

(a)(b) のデータを解析して、側溝水注入後に Rn の分布が検出器中でどう変化するかをみる。それぞれ、水を入れていない時のデータをバックグラウンドとして時間でノーマライ

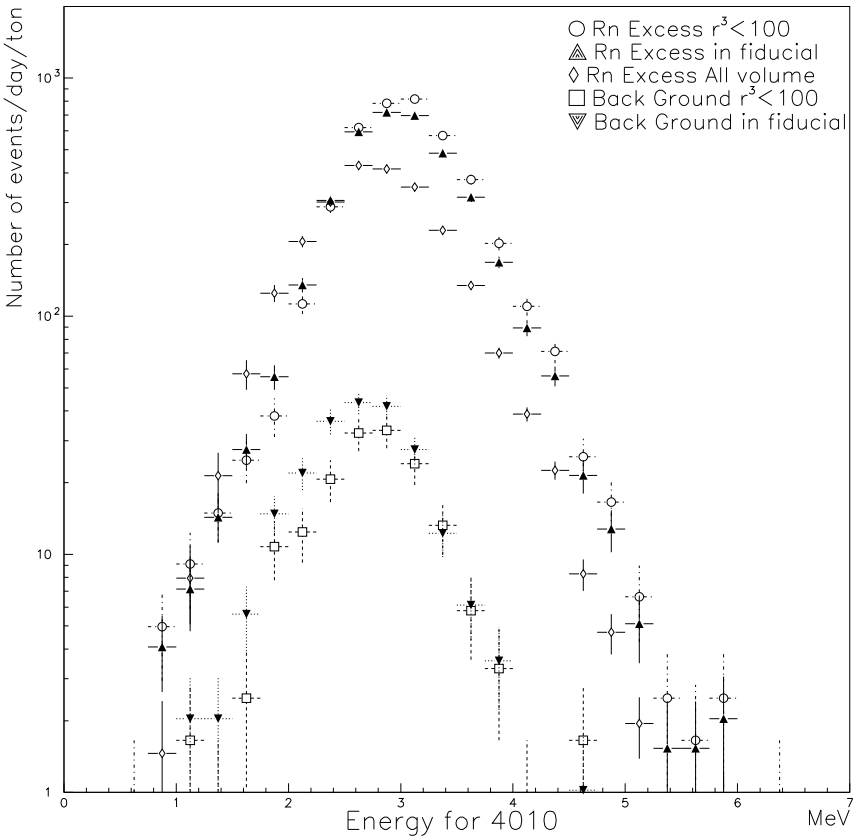

図 4.6: energy distribution excess & B.G.(a)

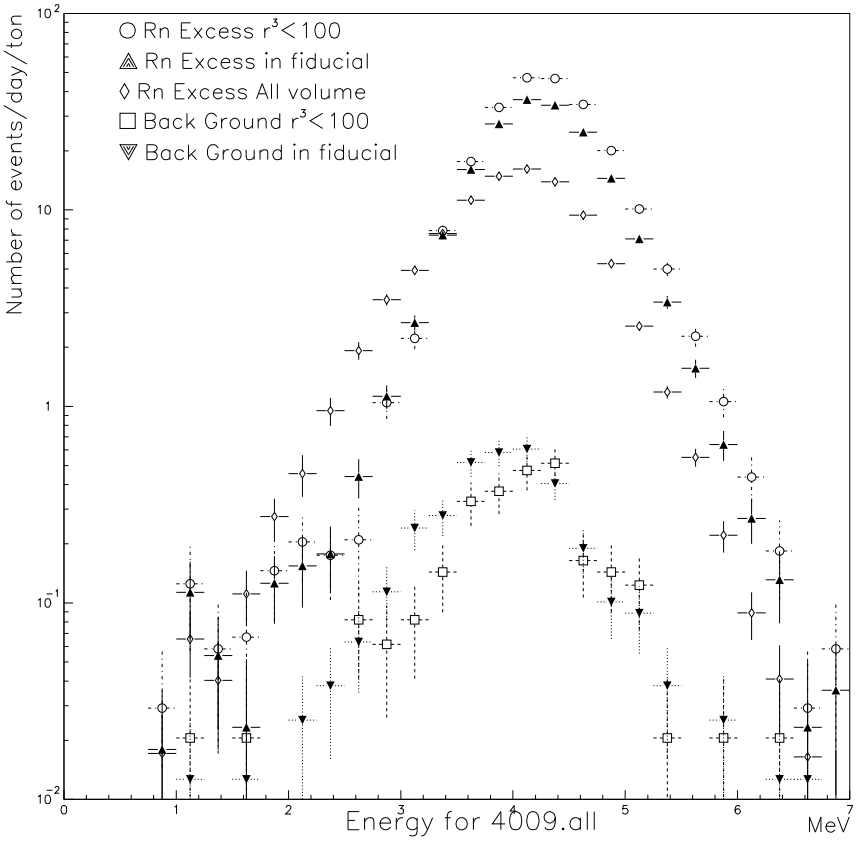

図 4.7: energy distribution excess & B.G.(b)

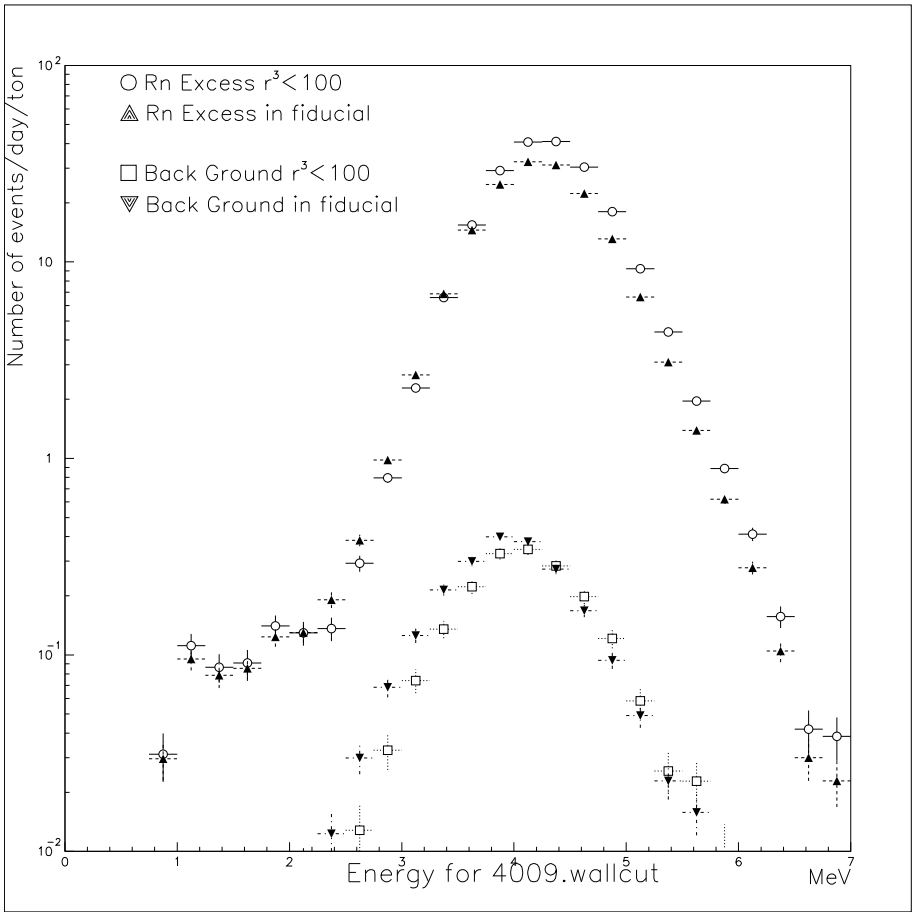

図 4.8: energy distribution excess & B.G.(c)

ズして差し引き、注入した側溝水からの事象の分布を見ている。図 4.9に z 方向の反応点分布、図 4.10に r^2方向 (検出器の円筒の半径方向) の反応点分布、図 4.11に xy 平面の反応点分布、図 4.12に $\mathrm{r^2z}$ 平面の反応点分布を時間を追 って示す。

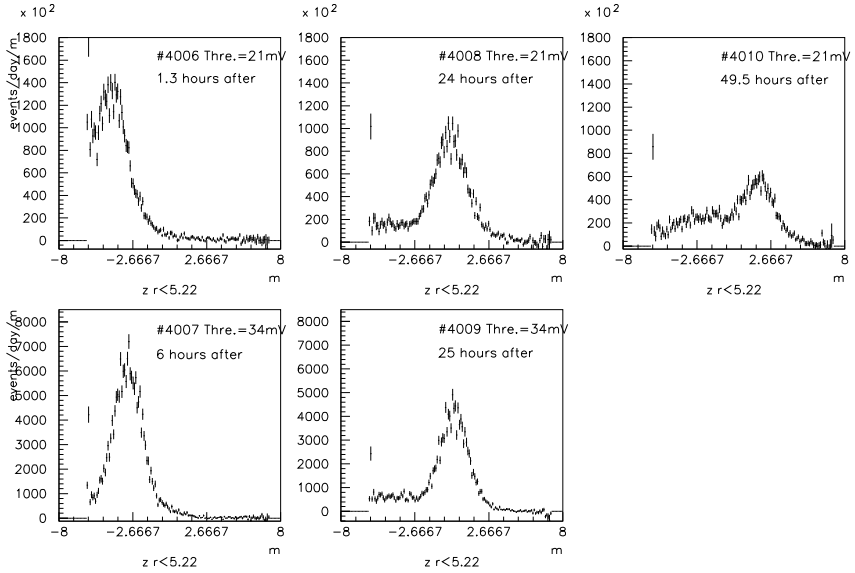

図 4.9: z 方向の反応点分布の時間変化

上は trigger threshold=3MeV、5 分間のデータ、下は 4.5MeV、2 時間のデータ、$r < 5.22(\mathrm{m})$ の事象についての分布

分布の変化は内水槽内の水の対流によ って、注入した水が動いていることに依るものであると思われる。このことから我々の観測している事象の頻度の増加は、注入した水に依るものであることが分かる。また、対流によ って動きながら徐々に拡散しつつあるのが分かる。

4.3.6 ^{222}Rn に対する検出効率

通常のデータ収集でのトリガー敷居値 $(4.5\mathrm{MeV}(34\mathrm{mV}))$ で$^{222}\mathrm{Rn}$ に対する検出効率を計算する。

側溝水の$^{222}\mathrm{Rn}$ の線量は $12{,}000\sim19{,}000\mathrm{Bq/m^3}$である [12]

これを内水槽内に $1.053\mathrm{m^3}$、即ち $12{,}000\sim19{,}000\mathrm{Bq}$ の$^{222}\mathrm{Rn}$ を注入したことになる。一方、側溝水を注入したデータでの、注入前からの増加は

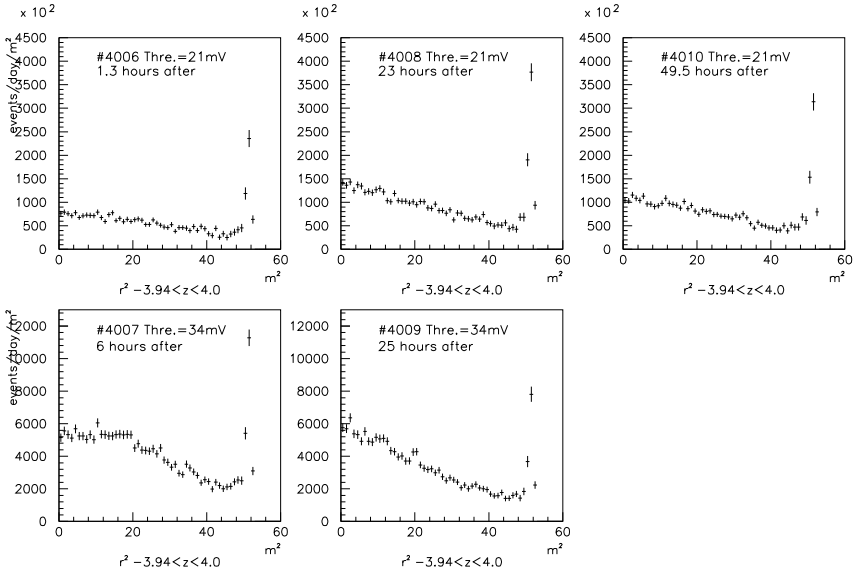

図 4.10: r^2方向の反応点分布の時間変化

上は trigger threshold=3MeV、5 分間のデータ、下は 5MeV、2 時間のデータ、$-3.94 < z < 4.0(\mathrm{m})$ の事象についての分布

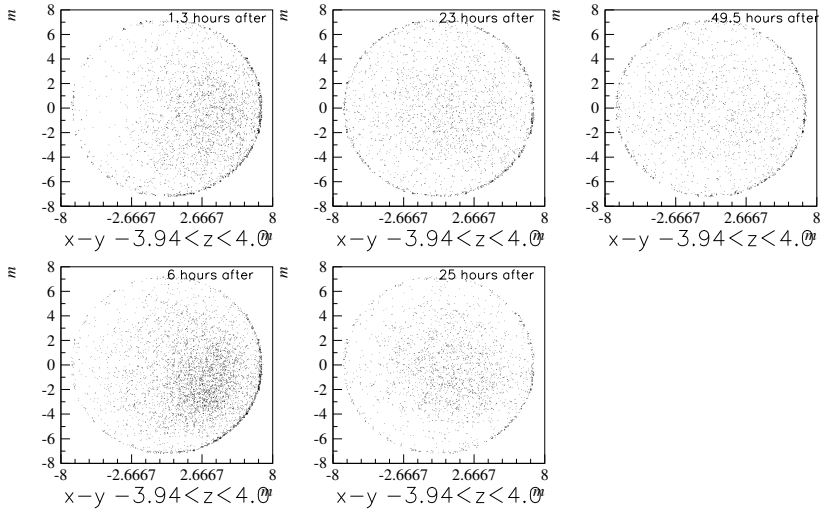

図 4.11: xy 平面の反応点分布の時間変化

上は trigger threshold=3MeV、5 分間のデータ、下は 5MeV、2 時間のデータ、$-3.94 < z < 4.0(\mathrm{m})$ の事象についての分布

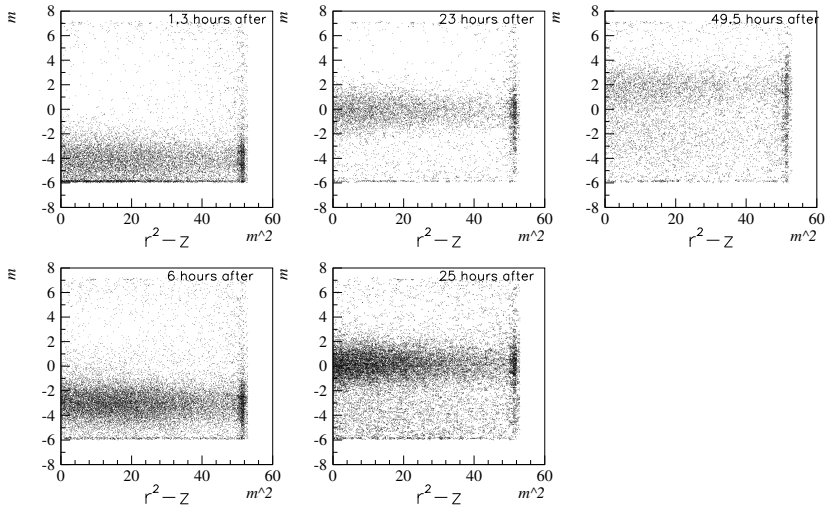

図 4.12: r^2-z 平面での反応点分布の時間変化

上は trigger threshold=3MeV、5 分間のデータ、下は 5MeV、2 時間のデータ。

#4007 注入終了後 4.75 時間後から 2 時間の平均 3.21±0.02 events/sec

#4009 注入終了後 25.75 時間後から 2 時間 2.22±0.02 events/sec

である。

ここからトリガー敷居値 4.5MeV(34mV) での^{222}Rn の検出効率は、

$$\varepsilon = \frac{N_{ev} \times 2^{\frac{T/24}{3.824}}}{12000 \sim 19000}$$

ε ⋯ efficiency

N_{ev} ⋯ Number of Events/second

T ⋯ Time after end of Rn Water injection(hours)

で求められ, それぞれ、

#4007 $\varepsilon = (2.30 \pm 0.54) \times 10^{-4}$

#4009 $\varepsilon = (1.86 \pm 0.44) \times 10^{-4}$

となる。

ここで図4.5で見られる様に半減期が、$^{222}\mathrm{Rn}$の3.824日ではなく約3.1日になっていることを考えて, このことによる系統誤差を見積もると、$\#4009$に対する補正は$2^{-\frac{1}{3.1}}/2^{-\frac{1}{3.8}} = 1.042$となって$4\%$となる。これではこの違いは説明できない。

この違いは、検出器内の位置による検出効率の違いに依るものだと思われる。検出効率は、太陽ニュートリノの有感体積内ではほぼ一定だが、検出器の周辺部では減少する傾向にあると思われている。上記の二つの観測では、まだ注入した$^{222}\mathrm{Rn}$が、水槽内に一様に広がっていないので、全体の検出効率に差がでているのだと思われる。

図4.13にトリガーの敷居値が$4.5\mathrm{MeV}(34\mathrm{mV})$のデータの事象再構築後のエネルギー毎の、及び敷居値エネルギーによる検出効率を示す。

これより、エネルギー敷居値$5\mathrm{MeV}$での検出効率は、それぞれ2時間ののデータから

#4007 $\varepsilon = (1.95 \pm 0.04) \times 10^{-5}$

#4009 $\varepsilon = (1.72 \pm 0.05) \times 10^{-5}$

となる。また4.14は、トリガーの敷居値が$3\mathrm{MeV}(21\mathrm{mV})$のデータについて、同様に検出効率を示したものである。

これから同様にエネルギー敷居値$5\mathrm{MeV}$での検出効率は、それぞれ5分間のデータから

#4006 $\varepsilon = (1.38 \pm 0.20) \times 10^{-5}$

#4008 $\varepsilon = (2.04 \pm 0.26) \times 10^{-5}$

#4010 $\varepsilon = (2.00 \pm 0.27) \times 10^{-5}$

となる。

またエネルギー敷居値$4\mathrm{MeV}$での検出効率は、それぞれ5分間

#4006 $\varepsilon = (2.49 \pm 0.09) \times 10^{-4}$

#4008 $\varepsilon = (3.77 \pm 0.11) \times 10^{-4}$

#4010 $\varepsilon = (3.44 \pm 0.12) \times 10^{-4}$

となる。

誤差は統計誤差のみである。

ここで検出効率に違いが見られるのは、検出効率が反応点の位置によって異なる為、ここで解析している様な一様でない分布のデータに関しては全体積での検出効率が変化する為である。具体的には、検出器の外縁部では検出効率は低くなっている。

これと比べる為、モンテカルロ・シミュレーションによって、検出器内で一様な発生点から、$^{222}\mathrm{Rn}$ の娘核である$^{214}\mathrm{Bi}$ のβ崩壊を発生させた。

これによる検出効率を示す。(図 4.15)

Monte Carlo(Eth=5MeV) $\varepsilon = (1.28 \pm 0.46) \times 10^{-4}$

Monte Carlo(Eth=4MeV) $\varepsilon = (1.23 \pm 0.01) \times 10^{-3}$

この値は実測値と $\mathrm{Eth}{=}5\mathrm{MeV}$ の時 $5 \sim 10$ 倍、$\mathrm{Eth}{=}4\mathrm{MeV}$ の時 $3 \sim 5$ 倍合わない。

この理由としてはまず、この測定が、エネルギーの分布の末端を見ていることが挙げられる。ここでは $3.26\mathrm{MeV}$ の最大エネルギーを持つ、β崩壊の電子のエネルギーの分布で 2σ 実際の値より大きい事象について、議論している。[1] このような領域では実測値は充分シミュレーションされていない、ガウス分布でないような確率分布の末端の形の影響を受けると思われる。これは $\mathrm{Eth}{=}4\mathrm{MeV}$ の時に実測と、モンテカルロの違いが $\mathrm{Eth}{=}5\mathrm{MeV}$ の時より小さいことが説明となる。

また検出器内に注入した側溝水内の$^{222}\mathrm{Rn}$ が、検出器内で一様でないことも、この理由となると思われる。

4.3.7 Rn による超過と通常のデータのバックグラウンドの比

Rn による超過分の事象の頻度と側溝水を入れない観測のデータの検出器中央部の事象の頻度の比を求める。もし中央部で通常の観測時に観測されている事象が全て$^{222}\mathrm{Rn}$ 起源だとすれば、この比は注入した$^{222}\mathrm{Rn}$ ともともと検出器の水中に含まれていた$^{222}\mathrm{Rn}$ の比に等しい筈である。

我々は超過分の事象のデータとして表 4.2(c) の#4009 のデータから#4001 のデータを時間を 1 日でノーマライズして差し引いたものを使い、側溝水を入れていない時の事象の頻度は同じ#4001 のデータを使った。それぞれの頻度は、1 日,$1\mathrm{m}^3$当たりに換算して、

[1] KAMIOKANDE-III の E$\sim$3MeV でのエネルギーの分解能は、$\sim$35%$\sim$1MeV である。

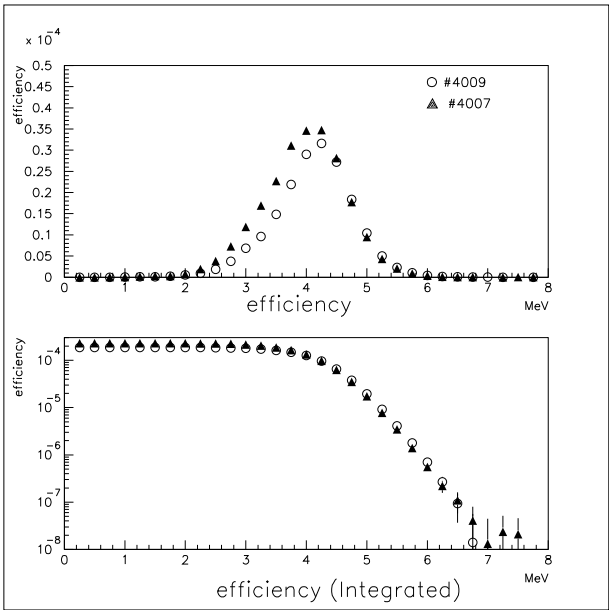

図 4.13: 検出効率。トリガーの敷居値は $4.5\mathrm{MeV}$。上はエネルギーによる検出効率の変化、下は敷居値を変えた時の敷居値以上で積分した検出効率を示す。誤差棒は統計誤差。側溝水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度は $15500\mathrm{Bq/m^3}$とした。(12000〜$19000\mathrm{Bq/m^3}$の中央値)

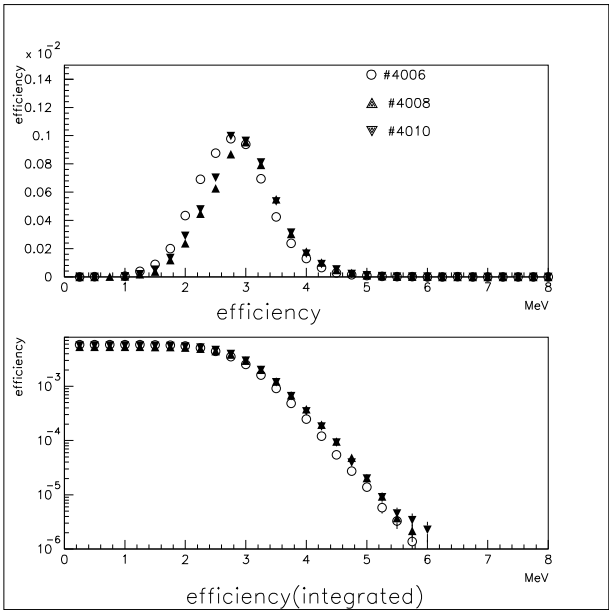

図 4.14: 検出効率。トリガーの敷居値は $3\mathrm{MeV}$。上はエネルギーによる検出効率の変化、下は敷居値を変えた時の敷居値以上で積分した検出効率を示す。誤差棒は統計誤差。側溝水の $^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度は $15500\mathrm{Bq/m^3}$ とした。(12000〜$19000\mathrm{Bq/m^3}$ の中央値)

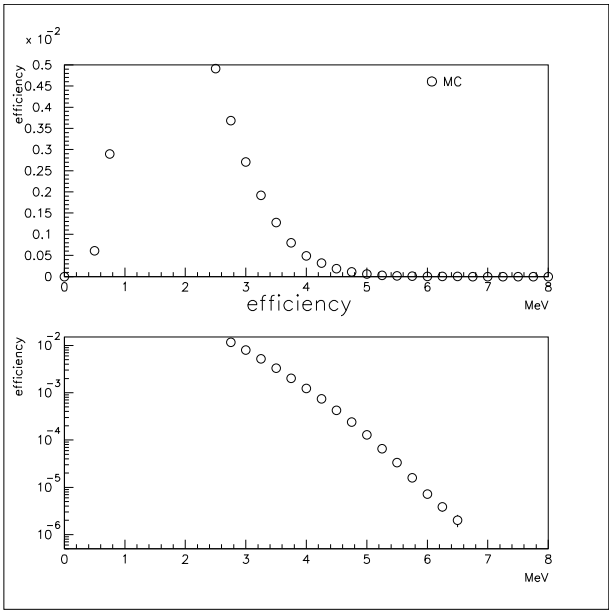

図 4.15: 検出効率。モンテカルロ・シミュレーションによるもの。上はエネルギーによる検出効率の変化、下は敷居値を変えた時の敷居値以上で積分した検出効率を示す。誤差棒は統計誤差。

Rn 超過分　　$95.32 \pm 0.88 \mathrm{events/day/m^3}$

通常のデータ　$3.40 \pm 0.21 \mathrm{events/day/m^3}$

この比は

$$\mathrm{excess/normal} = 28.0 \pm 2.0$$

である。

次に、エネルギー毎に S/N 比を考えて、バックグラウンドがどれだけ Rn から来ているかをエネルギー毎に考える。ここでは、太陽ニュートリノに対する有感体積で考え、(c) のデータを B.G. の解析に用いる。ただし、method 1 によって、壁からの事象を除く時、method 2 によって有感体積に反応点を結ぶ事象の数は、method 1 を行なわなかった時と比べて減少する。これは method 1,2 のそれぞれの有限な分解能の為である。

それぞれの有感体積中での事象数は同じ#4001 の B.G. のデータを解析したもので比べて、単位体積あたり一日に、

method 1&2　2.2 ± 0.04 events/day/m^3

method 2 only　3.4 ± 0.21 events/day/m^3

となる。ここから method 1 を行なったデータでは method 2 での有感体積内の事象は $65 \pm 4.4\%$ に減少していることが分かる。この比がエネルギー毎に変わらないかを見る為に、4MeV 以下と 4MeV 以上で同様に求めると、4MeV 以下で $61.8 \pm 6.8\%$ 4MeV 以上で $66.7 \pm 8.4\%$ となる。エネルギーの低い方が少しこの比が小さい様だが統計誤差の範囲内で一致しているので一律に、$65 \pm 4.4\%$ に減少しているものとする。この値で、(c) のデータを補正して通常の観測時でのエネルギー毎の事象の頻度を求め、これを使ってエネルギー毎に S/N 比を求める。また、3MeV(21mV) の敷居値のデータについても有感体積内のバックグラウンドと全体積の側溝水を注入したデータを使って、エネルギー毎に S/N 比を求め、同じ図に重ねた。

図 4.16 にエネルギー毎の一日、1m^3 あたりの事象数について、全体積での ^{222}Rn の超過のデータと有感体積での通常の (側溝水を注入していない) データとの間で比を求めたものを示す。

ただし、全体積のエネルギー分布をとった時は、検出器の外縁部に反応点を持つような事象も見ており、この影響で、エネルギーの分布の形が少し変わってしまう。(図 4.6、4.7)

この影響が、4.5MeV の敷居値のデータでエネルギーの低い方にピークのように見えている。また、図 4.6,4.7 などでも見られるように、敷居値より高いようなエネルギー領域で

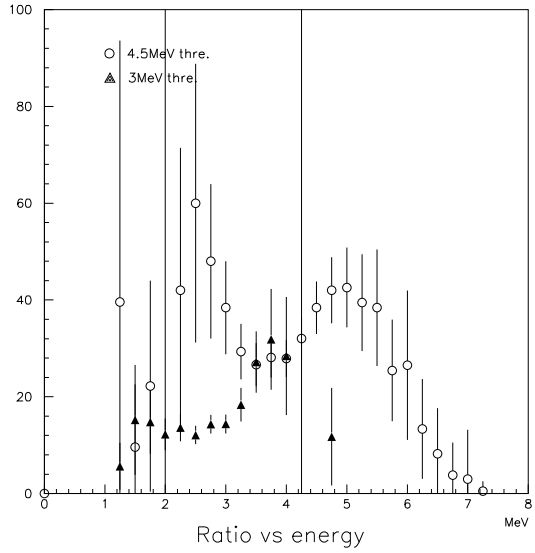

図 4.16: エネルギー毎の S/N 比、全体積の超過事象について

は、その形は変わらないので、この図ではそれぞれのエネルギーの敷居値のデータのプロットで、敷居値より高いエネルギー領域のみを信用する。すると、4.5MeV の敷居値のデータと、3MeV の敷居値のデータは、4∼5MeV 付近で繋がることが分かる。

またこの分布を、エネルギーの分布の形が変わらない様な部分を使って、確かめる為に側溝水を注入したデータからの超過事象のデータでも、バックグラウンドのデータでも、太陽ニュートリノの有感領域に反応点を結ぶ事象を使うこととする。(図 4.17)

ただしここで求めた比のエネルギーによる分布は、その形については側溝水に含まれる ^{222}Rn からの事象のものを良く再現するが、その個々の比は、検出器に入れた^{222}Rn 全ての量と、もともと検出気内に存在したバックグラウンドの比を再現しているとは言えない。何故なら^{222}Rn はこのデータの時点で、まだ検出器全体に広がっておらず、検出器の中央部に多く分布しているからである。(図 4.9∼4.12)

この分布でも 4.5MeV の敷居値のデータと、3MeV の敷居値のデータは 4∼5MeV 付近で繋がることが分かる。

これらのことから、5MeV 付近のエネルギー領域でバックグラウンドに対して最も^{222}Rn からの寄与が大きいことが分かる。

またこの時の S/N 比$= 42.6 \pm 8.2$ より、側溝水の投入によって検出器内の水の^{222}Rn 濃

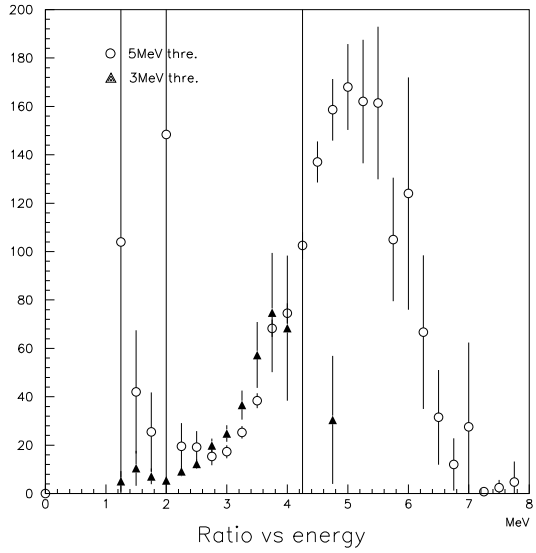

図 4.17: エネルギー毎の S/N 比、有感体積の超過事象について

度は少なくとも 42.6 ± 8.2 倍になったことが分かる。

このことから、検出器内で通常存在する$^{222}\mathrm{Rn}$ の濃度は最大で

$$\frac{12000 \sim 19000\mathrm{Bq/m}^3 \times 1.053\mathrm{m}^3}{2140\mathrm{m}^3} / 42.6 \pm 8.2 = 0.17 \pm 0.07\mathrm{Bq/m}^3$$

である。ただし、ここでは側溝水 $1t$ は検出器内水槽のブラックシートの内側全体 $(2140t)$ に広がったとしている。

これは現在水中ラドン検出器を用いて計測されている値 $0.5 \pm 0.2\mathrm{Bq/m}^3$と誤差の範囲で合っている。

水中ラドン検出器は、現在 3 台動いていて、一つは側溝、二つは KAMIOKANDE 検出器の内水槽に沈められている。それぞれの検出頻度は側溝内で約 800,000counts/day、, 内水槽では 50counts/day 及び 100counts/day である

我々はこの比をとって、側溝水と KAMIOKANDE 検出気内の水の$^{222}\mathrm{Rn}$ の濃度の比として KAMIOKANDE 検出気内の水の$^{222}\mathrm{Rn}$ の濃度を求めていた。しかし内水槽に沈められた二つの検出器で、検出頻度に有意な差 (50counts/day と 100counts/day) が見られる為、検出器によって$^{222}\mathrm{Rn}$ に対する検出効率が違うとして、内水槽内に沈められた二つの検出器の内一台 (100counts/day) を側溝に沈めて、同じ検出器を使って、比を求めることにした。

しかしこの結果、側溝に沈めた検出器は $300{,}000\mathrm{counts/day}$ にまでしか増えなかった。この値を使うと内水槽の水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度が、$4\sim6\mathrm{Bq/m^3}$となる。この値は以前の値と合わず、またこれとは独立に、ルーカスカウンターを使って量った値 $(1\mathrm{Bq/m^3\ at\ Nov\ ,1990})$ とも矛盾する。尚この時期の後、以前より強化されたラドン ・フリー ・エアー装置によって、ラドンを除去した空気を検出器の水面の上に送るなどの改良があって、内水槽の水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度は下がっていると思われる。この結果では、水中ラドン検出器の検出の線形性を信用し難い。

このことから我々は、以下の解析では検出器内水槽の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度として、水中ラドン検出器で求めた値を使わず、エネルギー毎に $\mathrm{S/N}$ を求めた時の最大の $\mathrm{S/N}$ 比より求めた$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度の値を使う。

$$0.17 \pm 0.07\mathrm{Bq/m^3}$$

4.3.8 バックグラウンドに対する^{222}Rn の寄与のエネルギー依存性及び^{222}Rn の成分の考察

現在観測されているバックグラウンドに対して、$^{222}\mathrm{Rn}$ が寄与するものが、エネルギー毎にどの程度あるかを求める。これには、側溝水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度と内水槽内の水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度の比を使うべきであるが、全節よりその比を求めている水中ラドン検出器の線形性を評価しないままにその値を用いるのは危険であるし、またその値を信用した場合、注入した$^{222}\mathrm{Rn}$ の量から求められる、検出器内の$^{222}\mathrm{Rn}$ による事象頻度が現在のバックグラウンドの事象頻度より大きいと言う結果になる。よって、我々は今回、ノーマライズの因子として前節で求めた、$5\mathrm{MeV}$ での $\mathrm{S/N}$ 比を用いた。

図 4.18,4.19に $\mathrm{S/N}$ 比のピークの値で、側溝水を注入した観測データからの超過の事象をノーマライズして、バックグラウンドのエネルギー分布に重ねた。この時、$5\mathrm{MeV}$ 付近の最も $\mathrm{S/N}$ 比の大きなところではバックグラウンドは$^{222}\mathrm{Rn}$ がほぼ 100%と仮定している。図 4.18は側溝水からの超過事象として、全体積を再構築したデータ (4.3.3節の (b) の#4009 及び (a) の#4010) からバックグラウンドを差し引いたものを使った。図 4.19は側溝水からの超過事象のエネルギー分布として、有感体積内の事象 (4.3.3節の (c) の#4009 及び (a) の #4010) のエネルギー分布をバックグラウンドを差し引いて使ったものである。

それぞれの図の a)b) はそれぞれ敷居値が $3\mathrm{MeV}$,$4.5\mathrm{MeV}$ のバックグラウンドのデータに側溝水からの超過事象をノーマライズして重ねたもの。超過事象をノーマライズしたものはバックグラウンド中の$^{222}\mathrm{Rn}$ の寄与を示すと思われる。c)d) はバックグラウンドの分布から

$^{222}\mathrm{Rn}$ の寄与を差し引いたものである。これは$^{222}\mathrm{Rn}$ のバックグラウンドの成分を示すと思われる。e) はそれぞれのバックグラウンドでの$^{222}\mathrm{Rn}$ の寄与の割合をエネルギー毎に求めたものである。

これらの図 4.18,4.19で、c) 及び d) の 4.5MeV 以下のエネルギー領域に存在する成分は反応点再構築の際の有限の分解能の為、検出器の外縁部に存在する大量の事象 (検出器外側の岩盤からのγ線、または検出器の建材からのβ,γ線によるもの) の一部が検出器中央部で反応点が再構築される為であると思われる。このことが低エネルギーの領域で顕著に現れることは、図 3.6でも確認できる。

エネルギーの高い方 (5MeV 以上) はスパレーション (宇宙線による原子核破砕) によるものと考えられる。これらの事象は、10MeV を頂点として広く分布していて、その事象の頻度は [10]

$$10\ \mathrm{events/day/0.5MeV/680}t\mathrm{=0.007events/day/0.25MeV/}t$$

であり、この値は我々の見ている 5MeV 以上の残りのバックグラウンドの成分の頻度と良く一致する。

このスパレーションの成分がもっと低エネルギー側に存在するとしても、β線のエネルギー分布を考えると$^{222}\mathrm{Rn}$ の成分に比べて無視できる。

また、検出器の外縁部の事象の反応点分布の染み込みによる成分は図 3.6と 4.2を比較すれば分かるように、4.5MeV 付近では、外側からの染み込みが殆んど観測されていない。

このことから、5MeV のバックグラウンドで$^{222}\mathrm{Rn}$ による寄与が大きいと考えて良いことは裏付けられた。

これらのことから、バックグラウンド成分の内、5MeV 付近の事象はの$^{222}\mathrm{Rn}$ の寄与が支配的で、よりエネルギーの高い成分では宇宙線粒子による原子核破砕によるもの。また $\sim$4MeV 以下の低エネルギーの領域では、外縁部の事象の反応点分布の染み込みによる影響が含まれていることが分かる。

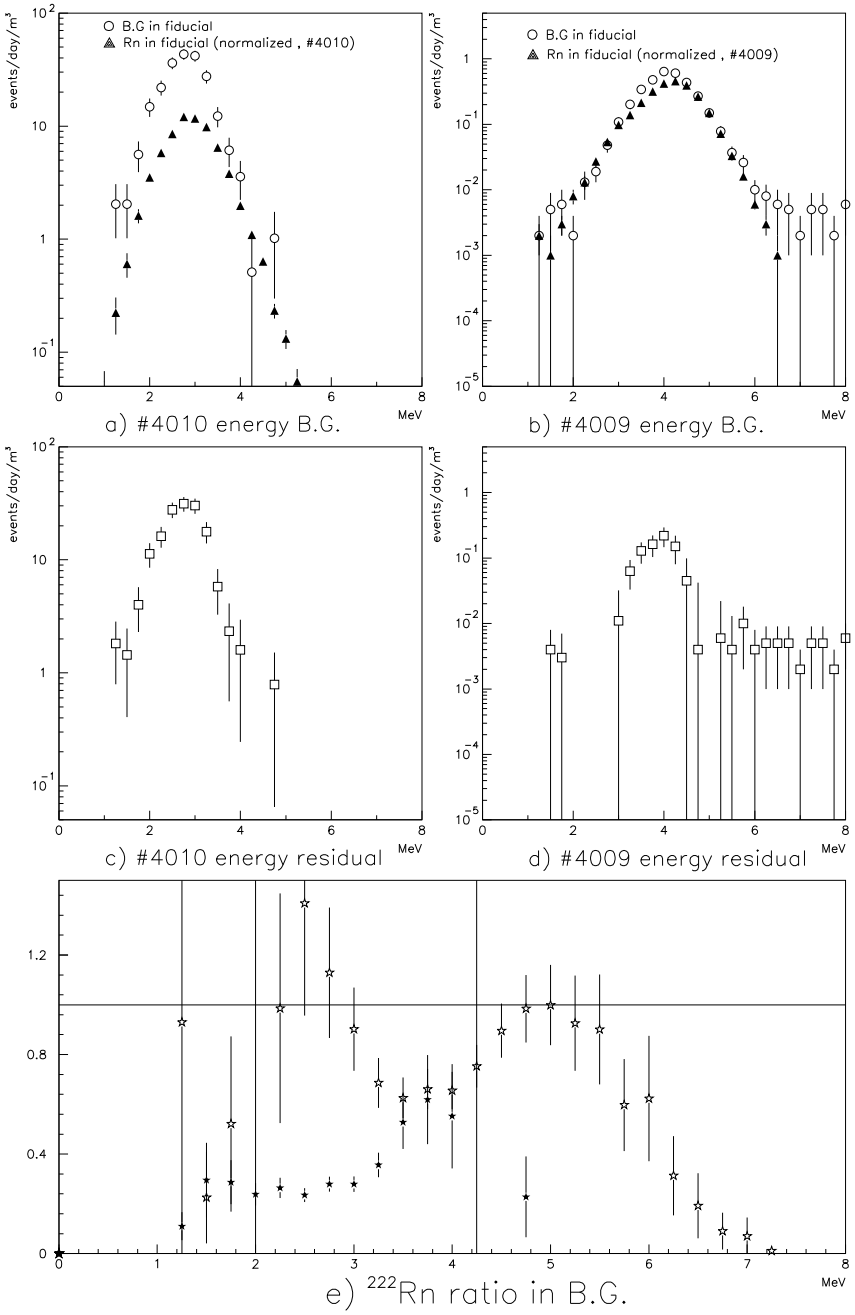

図 4.18: バックグラウンドへの^{222}Rn の寄与、全体積の超過事象について

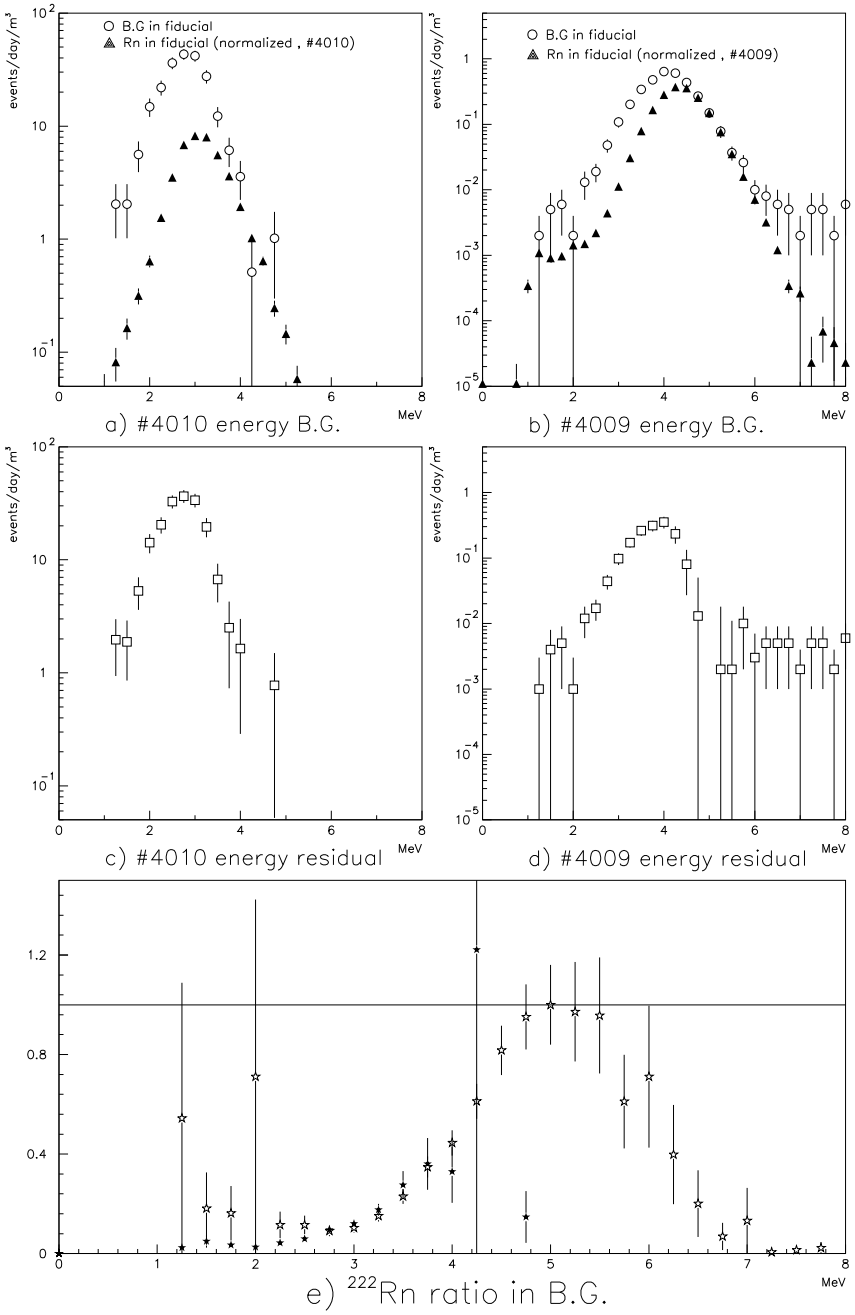

図 4.19: バックグラウンドへの^{222}Rn の寄与、有感体積の超過事象について

総括

1 課題

今回我々は、KAMIOKANDE-III 検出器の低エネルギー領域の研究を行なったが、特に低エネルギーのバックグラウンドの研究には今後の研究の余地が残されている。

今後どの様な項目について、どの様な実験等を行なって評価するべきかを考察する。

1.1 ^{222}Rn の半減期

側溝水を注入した実験では、期待された^{222}Rn の半減期 (3.824 日) より短い半減期 (約 3 日) が観測された。

$$\frac{1}{3.8} + \frac{1}{x} = \frac{1}{3}$$

より $x \simeq 14(\mathrm{day})$ この半減期で、^{222}Rn が崩壊以外の要因で消えている。

これは、4.3.2 でも述べた様に、ブラックシートの外側へ^{222}Rn が逃げているなどが考えられる為、^{222}Rn を含んだ側溝水が検出期内に留まる様にして、測定する必要がある。

Rn cube に側溝水を入れ、検出器中央部でその超過の変化を 4 日から一週間程度観測すれば、^{222}Rn の半減期と合うかを確認することで、側溝水注入によって増加した事象は^{222}Rn 起源のものであるかどうかを、評価できる。

1.2 有感体積内での検出効率の一様性

3 章の反応点分解能を求める実験で、Rn cube が中央にある時と有感体積の上端にある時で、Rn cube からの一日当たりの事象数が違う。また、今回述べなかったが、Rn cube を z=4.5∼5m に置いた時の実験を併記すると、

a)1993 年 10 月　　center　　24580± 280 events/day

b)1993 年 12 月　z=4.5∼5　27360±1372 events/day

c)1994 年 1 月　　z=4.5　　17600±1813 events/day

a) と b) では観測時間の違い (a は約一日、b は約二時間) があるので、その間に崩壊して、^{222}Rn が減少している効果で説明が出来る。

しかし、a),b) と c) との差では、その説明は出来ない。

このとき b) と c) の時期の間に、TRG(2 章参照) の故障があり、復帰後の 1993 年 12 月の Rn cube を吊さない観測 (トリガー敷居値 21mV) と 1993 年 8 月の Rn cube を吊さない観測 (トリガー敷居値 21mV) で、事象の頻度、エネルギースペクトラムが変わっている。

また、Rn cube への側溝水の投入時に^{222}Rn が減少することも考えられる。

従って、有感体積内で、検出効率が一様であるかどうかを確認するには、全節の方法で ^{222}Rn の半減期 (3.824 日) を観測出来た、、Rn cube を使って、水を入れ変えないで位置を変えて観測し、検出効率を求める。

2　まとめ

我々は Rn cube を使った実験を行なって低エネルギー電子の反応点分解能を得た。

$$\sigma_r(\mathrm{E}_e = 3\mathrm{MeV}) = 2\mathrm{m}$$

この値はモンテカルロ・シミュレーションと 5∼10% であっており、また有感体積内で、大きくは違わないことも確認できた。このことは現在までの KAMIOKANDE のシミュレーションが間違っていないことの証明であり、また現在行なわれている Super–KAMIOKANDE のシミュレーションに対する傍証にもなる。

またこの方法 Super–KAMIOKANDE による観測が開始された時に反応点分解能の測定に使うことが出来る。

また我々は、Rn cube を使った実験、及び側溝水を内水槽に注入した実験を行なって、^{222}Rn からの事象の検出効率及びバックグラウンドに対するエネルギー毎の寄与を求めた。

この結果は、Rn cube と側溝水注入実験で一致しなかった。これは、Rn cube 実験では、アクリルによるチェレンコフ光の吸収が起こっていることを示す。

我々は、側溝水注入実験で求めた検出効率が実際の^{222}Rn からの事象の検出効率である

とする。

$$\sim 2 \times 10^{-5} \text{ for } \mathrm{E_{th}} \quad = \quad 5.0\mathrm{MeV}$$

次にバックグラウンドに対するエネルギー毎の寄与は、4.5–5.5MeV で^{222}Rn からの事象が支配的であり、6MeV 以上では宇宙線粒子による原子核破砕による事象、4MeV 以下では検出器外縁部の事象の反応点分布の染み込みが支配的であることが分かった。そして、その^{222}Rn 濃度は最大で

$$0.17 \pm 0.07\mathrm{Bq/m^3}$$

となっており、鉱山内の側溝水の濃度より10^{-5}程度低いことが分かった。

またバックグラウンドの成分としては 5MeV 付近の事象はの^{222}Rn の寄与が支配的で、よりエネルギーの高い成分では宇宙線粒子による原子核破砕によるもの。また~4MeV 以下の低エネルギーの領域では、外縁部の事象の反応点分布の染み込みによる影響が含まれていることが分かった。

ここで敷居値を解析のエネルギー敷居値を 5MeV にした場合、^{222}Rn 濃度を少なくすればバックグラウンドは減り、エネルギー分布を見ることは出来るだろうか。

我々は現在敷居値 7MeV で太陽ニュートリノ事象の解析を行なっている。この敷居値は超過事象がはっきり見えるかどうかで決めたものであるから、つまり、現在はこのエネルギーまでを下限とした領域で解析が可能であるということである。

図 4.18,4.19の e) を見ると 7MeV 以上の領域では現在^{222}Rn がバックグラウンドとなっていないことが分かる。つまりこの領域では、原子核破砕が主なバックグラウンド源となっているということである。この原子核破砕は、高エネルギーのμ粒子によって引き起こされるものであるから、高エネルギーのμ粒子の飛跡を求めて、その回りの事象を一定時間除外することで、現在その 95%が除外され、残る原子核破砕の事象は元の 1/20 である。またこの事象は、エネルギーが低くなると減少する傾向にあることも合わせて考えると、エネルギー敷居値を下げて解析する妨げにはならないと言える。

しかし、エネルギーを下げるにつれて、外縁部の事象からの染み込みがバックグラウンドになり始める。この影響が出始めるのは、図 4.18,4.19の b),d) を見ると 5MeV より低いエネルギー領域である。この場合 5MeV までエネルギー敷居値を下げて解析するのは問題無いと思える。

しかし、もし 5MeV のエネルギーで^{222}Rn が支配的でない、つまり、外からの染み込みが支配的であったとすると、現行の KAMIOKANDE で 5MeV までエネルギー敷居値を下げるのは難しくなる。しかし、Super-KAMIOKANDE では反応点の分解能は現行の約 2 倍となって、この効果は、5MeV の付近では問題なくなると思われる。

付録 A

反応点、エネルギーの再構築

1　反応点の再構築

反応点の再構築の原理は、光電子を記録した PMT についてその観測された時間と、反応点から PMT までの飛行時間との残差が最小になるように、反応点を決めることである。i 番目の PMT の時間の残差 t_iは次の式で与えられる。

$$t_i = t_i^0 - (\frac{n}{c}) \times \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} - < t >$$

ここで t_i^0は i 番目の PMT が光電子を記録した時間、(x_i, y_i, z_i) は i 番目の PMT の位置、(x, y, z) は反応点の位置の期待値、$< t >$は t_iの平均である。

正しい反応点が見つかれば、時間残差の分布は 0 に鋭いピークを持つ。また、間違った反応点に対しては、広がった分布を示す。

我々は反応点の再構築に二つの方法を開発している。どちらの方法でも grid search が反応点を探すのに使われている。それぞれの方法 (method 1, method 2) で、もっとも小さな grid の長さは、19cm,13cm である。

得られる反応点分解能は method 2 が method 1 よりも良いものであるが、method 2 は method 1 よりも計算機の計算時間が長い。

1.1 method1

この方法では我々はそれぞれの PMT について時間情報のみを使う。正しい反応点を見つける為に以下に示す $goodness$ と呼ばれる値を最大にするように反応点を変えていく。

$$goodness = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} exp(-\frac{(t_i - T)^2}{2(<\sigma> \cdot factor)^2}) / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \tag{A.1}$$

$$\begin{aligned} factor &= 1.5 \\ \sigma_i &: i \text{ 番目の PMT の時間分解能} \\ <\sigma> &: \sigma_i \text{の平均値} \\ T &: \text{時間分布の中心値} \end{aligned}$$

もし、$t_i \simeq T$ならば、この式の意味は明らかである。

$$\begin{aligned} goodness &\approx max \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} [1 - \frac{(t_i - T)^2}{2(<\sigma> \cdot factor)^2}] / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \\ &= min \frac{1}{2(<\sigma> \cdot factor)^2} \sum_i (\frac{t_i - T}{\sigma_i})^2 / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \end{aligned}$$

この式は通常χ^2method として使われる形を含んでいる。一方、i 番目の PMT で $t_i - T \leq \sqrt{2} \times (<\sigma> \times factor)$ であれば、その PMT の寄与は小さくなり、この再構築の過程に影響を及ぼさなくなる。$factor$ の値は時間残差の分布で 3σ以上離れたものの効果をなくす様に決定された。

1.2 method2

この方法では我々は時間情報に加えて、チェレンコフ光のパターンの情報を使う。まず、粒子の方向を次の式で決定する。

$$\vec{P}_particle = sum_i(p.e._i \times (\vec{d})_i)$$

$$\begin{aligned} \vec{d_i} &: \text{反応点から i 番目の PMT の位置への単位ベクトル} \\ p.e._i &: \text{i 番目の PMT の捉えた光電子数} \end{aligned}$$

この方法は大まかな方向に対する再構築であり、実際に方向を必要とするような (太陽ニュートリノの様な) 解析ではより精密なものを行なう。

$\vec{P}_{particle}$について進行方向の半球にあるPMTは散乱されていない光で鳴っていて、他は散乱光と非散乱光の両方で鳴っているとみなす。これは非散乱光は散乱された光に比べて、前方で検出される傾向が強いからである。実際には前半球にあるPMT及び$t_i < T$のPMTについては、method 1で示した$goodness$の式のexponentialの部分を使い、他のPMTについてはその代わりに次の式を使って、$goodness$を計算する。

$$max\{exp[-\frac{(t_i - T)^2}{2(<\sigma>\cdot factor)^2}], 0.8 \times exp[-\frac{t_i - T}{20\mathrm{nsec}}]\}$$

$\{\}$のなかの二つ目の項は、散乱光の効果が時間残差の分布に長いexponentialのtailとして、現れることに対応するものである。

またチェレンコフ光のパターンを考慮する為に、以下の量Aを決めた。

$$A \equiv |\sum_i \vec{d_i}\ | / N_{PMT}$$

ここでN_{PMT}はPMTが鳴った数。また、粒子の方向とチェレンコフ光の方向は42°であるから、単一粒子の短い飛跡の事象に対してはAは$\sim cos(42^\circ) = 0.74$になる筈である。実際は、10MeVの電子について平均が得られていて、その値は$< A >= 0.62$である。そして、以下のチェレンコフパターンによる項を式A.1に加えて、$goodness$が最大になるようにする。

$$-\frac{(A - 0.62)^2}{\sigma_a^2} \times W/N_{PMT}$$

ここで、最適なσ及びW(パターン情報への重み)はモンテカルロ・シミュレイションで決められている。

$$\begin{aligned} \sigma_a &= 0.12 \text{ for} \quad A \geq 0.62 \\ &= 0.15 \qquad A \leq 0.62 \\ W &= 0.9 \end{aligned}$$

2 エネルギーの決定 (N_{hit}, N_{eff})

我々は、エネルギーの計測について、PMTによって検出された総光電子数を使うのではなくて、光電子を検出したPMTの数を使った。数MeV程度の低いエネルギーではPMTは、殆んど一つの光子のみをとらえるPMTのなった数と、捉えられた光電子数はほぼ同じである。

光電子を検出したPMTの数(N_{hit})は次のようにして求められる。

1. 反応点を method 11.1か method 2method2 によって、決定する。
2. チェレンコフ光が反応点から PMT に伝搬する時間をそれぞれの PMT が光電子を検出した時間から差し引く。
3. 求めた PMT 毎の残差時間で、40nsec 以内に分布する最大数の PMT の数を N_{hit}とする。

40nsec の幅は PMT のダークカレントやアクシデンタルなノイズを省くように選んだ。

我々は有効なエネルギーの尺度を得る為に、N_{hit}にいくつかの補正を行なう。行なう補正は以下の通りである。

1. PMT の密度 (単位面積にいくつあるか)
2. 光電面の受光率
3. 働かなくなった PMT の数

補正した値 N_{eff}(number og effective hit PMT) は以下のように表される。

$$N_{eff} = \frac{948 - N_0}{948 - N_{dead}} \sum_i \frac{cos\theta_i}{f(\theta_i)} \frac{1.06}{\rho_{\rm wall}} \tag{A.2}$$

ここで N_0は固定された時期の働かなくなった PMT の数であり、N_{dead}は観測時の働かなくなった PMT の数である。θ_iは光子の飛行方向と PMT が向いている方向とのなす角であり、$f(\theta_i)$はθ_iによって変化する、光電面の受光率である。$\rho_{\rm wall}$は PMT の密度であり、検出器の側面部では$\rho_{\rm wall} = 1{\rm PMT}/0.945{\rm m}^2 = 1.06$、検出器の上面部及び下面部では$\rho_{\rm wall} = 1{\rm PMT}/1{\rm m}^2 = 1$である。

N_{eff}をエネルギーに変換する係数は電子のモンテカルロ・シミュレーションで求められていて、

$$E_e = \frac{1}{4.00} N_{eff}$$

である。

この比例性は 15MeV 程度までのエネルギー領域で確認されている。

付録 B

側溝水の Rn 濃度

側溝水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度の計測の概要を述べる。[12]

我々は液体シンチレーション法を使って側溝水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度の計測を行なっている。

計測は我々が側溝水を汲み上げたポンプより上流 2 箇所で 12 月 8 日行なわれている。図 B.1それぞれの値は、

$$\text{(a)} \quad 16600 \pm 2600 \mathrm{Bq}/^3$$
$$\text{(b)} \quad 19300 \pm 1500 \mathrm{Bq}/^3$$

それぞれ 3 個のサンプルについて計測し、3 本の結果の平均をとる。誤差はその時のサンプル間の違いによるもので、一本ずつの統計誤差はこれに比べて充分小さい。

ポンプの沈んでいる場所の側溝水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度は、12/9 日に採取されて、後日ルーカスカウンターを用いて計測された。この値は、$14000\mathrm{Bq/m^3}$となる。しかし、このルーカスカウンターの検出効率の較正は、液体シンチレイション法を使っているので、この値は、上の二つの値と良くあっているといえるだけである。

また、この液体シンチレイション法の較正は、標準溶液を用いて行なっているが、この較正値が岐阜大学によるものと金沢大学によるものの二通りあって、金沢大学によるものを使ったときは計測値は約 $12{,}000\mathrm{Bq/m^3}$ となっている。

我々はこれらの値から充分安全な値として、側溝水の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度を $12{,}000 \sim 19{,}0000\mathrm{Bq/m^3}$ とした。

図 B.1: $^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度測定箇所

付録 C

1　側溝水中に含まれる U,Ra

側溝水中に含まれる他の放射線源について考察する。。

金沢大学の測定によると [12]、年間を通じて側溝水中に含まれる U,Ra の量は

U $10\mathrm{Bq/m^3}$

Ra $0.7\ \mathrm{Bq/m^3}$

これは従ってこれは今回側溝水を注入した時の$^{222}\mathrm{Rn}$ $(12000\sim19000\mathrm{Bq/m^3})$ に比べて無視できる量である。

2　^{222}Rn 源

$^{222}\mathrm{Rn}$ の源としては、検出器の構造物 (PMT など) や抗内の塵に含まれる放射性元素が考えられる。

これらの$^{222}\mathrm{Rn}$ の放出量に関しては見積もられていて [12]、それらの影響は総量で$27\mathrm{Bq}/2140\mathrm{t}$ である。これは我々が求めた値 $0.17\pm0.07\mathrm{Bq/m^3}$ の単位体積あたりで約 $1/10$ の大きさである。

これらだけでは現在の$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度は説明できない。

また検出器の上面は抗内の空気に触れている。我々は、そこに $10\mathrm{Bq/m^3}$まで$^{222}\mathrm{Rn}$ 濃度を減少させた空気を送り込んで水中への混入を防いでいるが、ここから水中へ$^{222}\mathrm{Rn}$ が供給されている可能性は否定できない。

今回の観測で分かったことだが、純水装置などを停止しても、検出器内では水は一週間

程度で検出器をひとまわりするような速さで対流しており、その水の流れが上面で空気中の $^{222}\mathrm{Rn}$ を取り込みやすくしている可能性がある。

付録 D

スーパーカミオカンデによる MSW 効果の検証

Super-KAMIOKANDE においては、 「太陽ニュートリノ問題」の解として MSW 効果が有効であるか否かが解明されるものであると思われている。

これに関して、Super-KAMIOKANDE における太陽ニュートリノ ・シミュレーションが行なわれていて [13]、バックグラウンドとして、^{222}Rn のみが存在する時、太陽方向に相関のある事象を選んだ時 ($\cos\theta > 0.8$)、太陽ニュートリノとバックグラウンドの S/N 比が検出器の水の^{222}Rn 濃度と、エネルギー敷居値について、どう変わるかが研究されている。

我々は MSW 効果の検証の為にエネルギー敷居値を 5MeV として、エネルギーの分布の MSW 効果による変化を見たい。

ここでは、エネルギー敷居値 5MeV で S/N=1 を達成するには^{222}Rn 濃度は 10^{-3}Bq/m^{3}にまで押えなければならないと言う結果であった。10^{-3}Bq/m^{3}という^{222}Rn 濃度は現状 (4.3.7) の値 0.17 ± 0.07Bq/m^{3}の 1/200 である。

しかし、我々はこの結果に対して別のアプローチをすることで、もっと高い濃度で超過の事象を見る可能性を考えた。

我々は MSW 効果の検証の為にエネルギー敷居値を 5MeV として、エネルギーの分布の MSW 効果による変化を見たい。

我々は検出器内の^{222}Rn 濃度を 0.01Bq/m^{3}にした時にエネルギーしきい値 5.0MeV で、太陽ニュートリノの超過の事象が 5–5.5MeV のエネルギー領域で統計誤差の何倍得られるかを検討する。

[13] に与えられた図表から、5 年間のデータで、エネルギー 5–5.5MeV の太陽ニュートリノ事象は太陽方向の相関をとって、($\cos\theta$ >0.8) 残る事象は目算で約 2,500 事象、このときのバックグラウンド事象は約 100,000 事象。

この時実験で得られる超過事象の数を評価すると

$$N = 2,500 \pm \sqrt{100,000 + 2,500} = 2,500 \pm 320$$

となり、約 8σの超過が得られ、5–5.5MeV でも充分な超過があることが分かる。このことから検出器内が^{222}Rn 濃度を $0.01\mathrm{Bq/m^3}$になれば充分太陽ニュートリノ問題を MSW 解で説明出来るかどうかが分かると思われる。

このことから、現行の KAMIOKANDE において現在達成されている^{222}Rn 濃度 ($0.17 \pm 0.07\mathrm{Bq/m^3}$) の 1/20 が達成された場合、5 年間のデータ収集で、5–5.5MeV の領域で太陽ニュートリノ事象は^{222}Rn による事象から統計誤差の 8 倍程度の超過を持つ。

エネルギーが高くなるにつれて、超過は相対的に大きくなるので、バックグラウンドとして^{222}Rn のみを考えた場合、^{222}Rn 濃度を $0.01\mathrm{Bq/m^3}$のとき、Super-KAMIOKANDE は MSW 解の 「太陽ニュートリノ問題」に対する可否を決定できる。

参考文献

[1] J.N.Bahcall et al. Rev.Mod.Phys.64,885(1992)

[2] K.Lande,in Procceedings of 25'th International Conference on High Energy Physics,Singapore,1990.edited by K.K.Phua and Y.Yamaguchi (World Scientific Singapore,1991)

[3] K.S.Hirata et al.phys.Rev.D44,2241(1991)

[4] A.I.Abazov et al.Phys.Rev.Lett 67,3372(1191)

[5] The SAGE collaboration,tal pressented by A.Gavrin,to appear in the proceedings of the 26th International Conferencs on High Energy Physics,Dallas,U.S.A.,August 1992

[6] P.Anselmann et all.Physs.Lett.B 285,390(1992)

[7] A.Suzuki et al. KEK Preprint 92-50(1992) Sub,mitted to N.I.M.

[8] J.N.Bahcall et al. Rev.Mod.Phys.60,297(1988)

[9] o.g.Ryazhskaya JETP lett 53,135(1991)

[10] 井上邦男、東京大学宇宙線研究所、93 年度博士論文

[11] 井上邦男、東京大学宇宙線研究所,private comunioation

[12] 田坂茂樹、岐阜大学,private comunioation

[13] 吉本明平、1992 年度修士論文、大阪大学理学研究科物理専