

スーパーカミオカンデにおける Q-ball 探索

武長祐美子

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 修士 2 年
宇宙線研究所 梶田研究室

平成 17 年 1 月 6 日

概要

スーパーカミオカンデ実験装置は高さ 41.6m、直径 39.3m の円筒形のチェレンコフ光検出装置である。我々の宇宙は物質で構成されており、反物質は見つかっていない。このことから現在の宇宙は正のバリオン数をもつバリオン非対称な宇宙であるといえることができる。しかし、宇宙初期にはバリオン対称であったと考えられており、この対称性の破れの過程は大きな謎とされ長年にわたり研究が行われてきた。一方、宇宙密度の多くを占める暗黒物質の正体は未だ解明されていない。この2つの問題を同時に解決する可能性があるのが、超対称性標準模型の枠組で説明される Affleck-Dine 機構で生成される Q-ball というソリトンである。Q-ball が存在すれば、核子との衝突によって 1GeV 相当の π 粒子を放出する。この場合スーパーカミオカンデでは、Q-ball が検出器内を進む軌跡に沿って連続的な信号が予想される。今回スーパーカミオカンデの 416.2 日分のデータを解析し、Q-ball flux の上限値を求めた。その結果、0.1mb で $F < 1.2 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ 、1mb で $F < 2.2 \times 10^{-15} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ 、10mb で $F < 8.1 \times 10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ 、100mb で $F < 7.5 \times 10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ という値が得られた。これらの値は今までに得られていた Kamiokande の制限に比べて、3 ~ 25 分の 1 の値である。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	Affleck-Dine 機構と Q-ball	3
1.2	Q-ball 検出	4
第 2 章	スーパーカミオカンデ検出器	7
2.1	測定原理	8
2.2	検出器の構造	9
2.3	光電子増倍管	10
2.4	純水装置	10
2.5	データ収集システム	13
2.5.1	データの流れ	13
2.5.2	トリガー	14
2.6	衝撃波防止ケース	17
第 3 章	モンテカルロシミュレーション	19
3.1	Qball 反応	19
3.2	Q-ball シミュレーション	20
第 4 章	Q-ball 事象の選別	24
4.1	First reduction	24
4.1.1	single event cut	24
4.2	Second reduction	27
4.2.1	(内水槽光量) vs.(外水槽ヒット) cut	27
4.2.2	Noise cut	29
4.2.3	分離事象 cut	29
4.2.4	ミューオン事象 cut	35
4.3	Reduction summary	35
第 5 章	結果と考察	41
5.1	Flux 上限値の計算	41
5.2	他の実験との比較	41
第 6 章	まとめ	44
付録 A	キャリブレーション	45
A.1	利得キャリブレーション	45
A.2	絶対利得キャリブレーション	46
A.3	QE 測定	48

A.3.1 QEテーブル	48
A.4 相対利得補正テーブル	48
A.5 タイミングキャリブレーション	50
A.6 水の透過率測定	50
付録 B 事象再構成	52
B.1 vertex 再構成	52

第1章 序論

素粒子の世界では全ての粒子について、同じ質量と反対符号の量子数をもつ反粒子が存在することが知られている。しかし、我々の宇宙は物質で構成される宇宙であり、反物質は見つかっていない。このようにバリオン数の対称性を破り、正のバリオン数を生成する過程を説明しようとする試みが盛んに行われてきた。これまでの研究から宇宙の誕生直後にはバリオンと反バリオンが同数あったが、宇宙の進化に伴いバリオン数の対称性を破るような反応によって正のバリオン数を持つようになったと考えられている。宇宙初期にはインフレーションと呼ばれる急激な膨張があったことが理論的にも実験的にも支持されている。しかし、インフレーション宇宙においてはバリオン非対称があったとしてもその非対称性は薄められ、完全に対称になってしまう。従ってバリオン数生成のメカニズムを説明することが重要な問題となっている。

しかし、バリオンが我々の宇宙で支配的であるわけではなく、バリオンは宇宙の臨界密度の数%程度であり、残りは正体不明の暗黒物質や Dark energy に占められていることがマイクロ波背景輻射や銀河や星の運動の観測などから知られている。

このバリオン数生成と暗黒物質の二つの問題を同時に解決するモデルが提案されている。それは標準理論にボゾンとフェルミオンの対称性を取り入れた超対称性標準理論の枠組で説明される。Affleck-Dine 機構 [1] と呼ばれるモデルではインフレーション中にある種の squark の期待値が大きくなり、効率よくバリオン数が生成される。そこでの安定な解として Q-ball と呼ばれる squark の塊ができるとされる [2, 3]。Q-ball は宇宙初期には熱浴中で相互作用で一部が蒸発してバリオン数を放出する。一方、Q-ball が十分大きなバリオン数をもつ場合には蒸発が起こらず安定となり、暗黒物質となり得る。

このように Q-ball は宇宙のバリオン数生成と暗黒物質の量を同時に説明するという大変興味深い性質をもつ。もし Q-ball が暗黒物質となっているならば実験的に検出することが可能である。

1.1 Affleck-Dine 機構と Q-ball

標準理論の枠組ではバリオン数生成を説明することはできない。そこで標準理論を超対称化した超対称標準模型を考える。超対称性理論 (SUSY) では quark や lepton の超対称粒子である、squark や slepton が存在する。そして、ある種の squark、slepton に対してスカラーポテンシャルが 0 になるような flat direction と呼ばれる方向がある。これに対するスカラー場はバリオン数をもっており、Affleck-Dine 場 ϕ と呼ばれる [1]。実際の宇宙では超対称性は破れており、インフレーション後にスカラー場 ϕ は大きな期待値をもつことが可能となり、0 でないポテンシャルが得られる。

$$V(\phi) = m_\phi^4 \log\left(1 + \frac{|\phi|^2}{m_\phi^2}\right) = \begin{cases} m_\phi^2 |\phi|^2 & (|\phi| < m_\phi) \\ m_\phi^4 \log\left(1 + \frac{|\phi|^2}{m_\phi^2}\right) & (|\phi| \gg m_\phi) \end{cases} \quad (1.1)$$

ここで m_ϕ は messenger mass scale である。 ϕ が十分大きな値をとるとき、Q-ball が生成される。このとき、Q-ball の質量 M_Q 、半径 R_Q は SUSY の破れのエネルギースケール M_S を用いて以下

のように書ける [5].

$$M_Q = \frac{4\pi\sqrt{2}}{3} M_S Q^{\frac{3}{4}} \quad (1.2)$$

$$R_Q = \frac{1}{\sqrt{2}} M_S^{-1} Q^{\frac{1}{4}} \quad (1.3)$$

ここで Q はバリオン数を示す。Q-ball のエネルギーは全バリオン数 Q の squark 群の状態であるよりも低いいため凝集体となって存在することが可能である。この場合、Q-ball のバリオン数あたりの質量が、バリオン数を持った最も軽い粒子である陽子よりも小さくなり得ることから、次のように書ける。

$$\frac{\partial}{\partial Q} M_Q < m_{proton} \quad (1.4)$$

つまり、この条件は式 1.2 より次のようになる。

$$Q > 5.0 \times 10^{14} \left(\frac{M_S}{TeV} \right)^4 \quad (1.5)$$

Q-ball が崩壊する場合、バリオン数保存から必ずバリオン数をもつ粒子を放出しなければならないが、式 1.4 によって不可能となる。従って式 1.5 を満たす Q-ball は安定となり、暗黒物質として存在することが可能となる。

もし Q-ball が暗黒物質であるとすれば、我々の銀河の Dark matter のエネルギー密度から以下のように flux に制限がつく。

$$F \leq F_{DM} \sim \frac{\rho_{DM} v}{4\pi M_Q} \sim 7.2 \times 10^5 \left(\frac{GeV}{M_Q} \right) cm^{-2} sec^{-1} sr^{-1} \quad (1.6)$$

ここで ρ_{DM} は銀河の暗黒物質のエネルギー密度で、 $\rho_{DM} \sim 0.3 GeV/cm^3$ 、 v は Q-ball の速度で $v \sim 3 \times 10^7 cm/sec$ とする。

1.2 Q-ball 検出

Q-ball は物質との相互作用の違いから、電荷をもつもの *SENS* (*supersymmetric electrically charged solitons*) と電氣的に中性のもの *SENS* (*supersymmetric electrically charged solitons*) に分けることが出来る。Q-ball の内部はスカラー場が大きな期待値をもつので $SU(3)_c$ 対称性が破れている。従って *SENS* の場合、核子に衝突すると核子は quark に壊れる。この quark は grino を交換して squark となって Q-ball に取り込まれ、一つの核子当たり 1GeV のエネルギーとともに 2 個～3 個の π 粒子が放出される。この過程は KKST 過程 [5] と呼ばれる。

$$Q + \text{核子} \rightarrow (Q + 1) + \pi \text{粒子} \quad (1.7)$$

ここで Q はバリオン数を示す。KKST 過程の反応断面積 σ は Q-ball の半径で決まる。

$$\sigma = \pi R_Q^2 \quad (1.8)$$

また、物質との相互作用によるエネルギー損失は、

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1GeV}{\lambda} \quad (1.9)$$

と見積もることが出来る。ここで λ は Q-ball の平均自由行程である。核子と 1 回衝突するたびに 1GeV のエネルギーを放出することからこのように書ける。例えば反応断面積 100mb、速度 $10^{-3}c$

の Q-ball は 1cm あたり約 30MeV のエネルギーを失う。しかし、このとき Q-ball 自身の質量は約 10^{19} MeV であるのでほとんど無視してよい。

一方 *SECS* の場合は正の電荷を持っているのでクーロン反発により KKST 過程は抑制され、電磁相互作用のみ起こる。チェレンコフ光検出器であるスーパーカミオカンデで検出できる可能性があるのは *SENS* の方である。同じ軌跡に沿って π 粒子が放出されるような連続したイベントがあればそれが Q-ball のシグナルである。Q-ball が暗黒物質であるとするとその速度はおよそ $v \sim 10^{-3}c$ (ここで c は光速) であるから、*SECS* は残念ながらスーパーカミオカンデでは捕らえることはできないと考えられる。

SENS のシグナルはモノポールに誘発された陽子崩壊のシグナルに類似している。そこで過去に行われたモノポール探索の実験結果に基づいて Q-ball 探索の予測をすることができる。図 1.1 は中性電荷の Q-ball の flux と質量の存在領域である [4]。SUSY の破れのエネルギースケールは 1TeV と仮定している。いくつかの過去のモノポール探索の実験結果から推測した flux limit と、今後の実験で予想される flux limit が示されている。右上の領域は銀河の暗黒物質が全て Q-ball であると仮定したときに排除される領域である (式 1.6)。

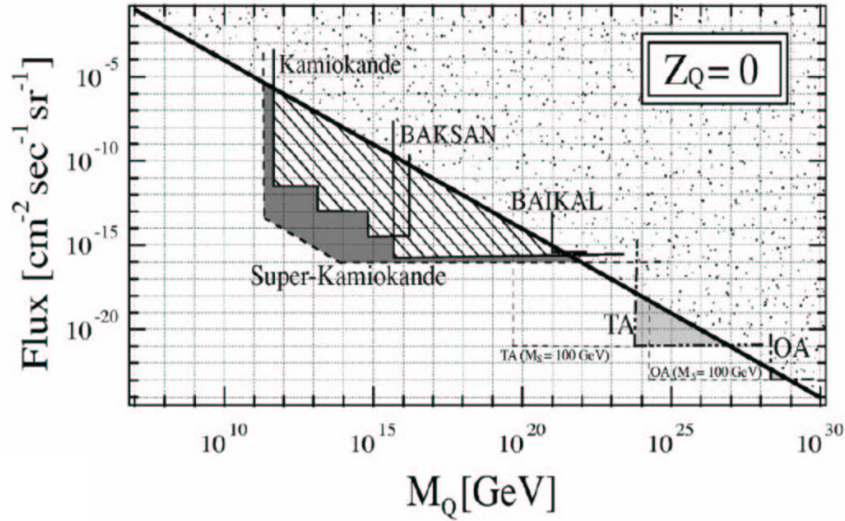


図 1.1: 電荷を持たない Q-ball についてのいくつかの実験における flux と質量の排除領域: 横軸は Q-ball の質量、縦軸は flux。対角線より右上の部分は銀河の暗黒物質が全て Q-ball であると仮定したときの排除領域。過去のモノポール探索の結果を転用している。本論文を通して SUSY の破れのエネルギースケールを 1TeV と仮定している。ここに挙げられた実験は、Kamiokande[8]、Baikal[9]、Baksan、Super-Kamiokande、AMANDA、TA、OA である。このうち、Kamiokande と AMANDA については monopole 探索の結果から導いたもの、TA、OA については将来実験の予測値。Super-Kamiokande は Kamiokande からの予測値である [4]。

図 1.1 によるとスーパーカミオカンデで新たに探索可能な領域はまだ十分に残っている。本論文ではスーパーカミオカンデにおいて電荷をもたない Q-ball (*SENS*) のシグナルを探索し、新たに

flux に対する知見を得ることを目的とする。

第2章 スーパーカミオカンデ検出器

スーパーカミオカンデ検出器は、岐阜県飛騨市神岡町池の山の地下 1,000m(2.800m.w.e) に建設された水チェレンコフ光検出装置である。全体図を図 2.1 に示す。このように地下に検出器を設置することにより、バックグラウンドである宇宙線 μ 粒子をできるだけ減らすことができる。検出器付近での μ 粒子のフラックスは地表に比べ、 10^{-5} 程度に抑えられる。スーパーカミオカンデ実験は 1996 年から開始され、約 5 年間の測定の後、光電子増倍管の交換作業のため測定を一時中断した。その後 2001 年に多数の光電子増倍管が破損するという事故に見舞われたが、翌年の 2002 年 10 月には約半数の光電子増倍管で測定を再開している。我々は事故前と事故後の実験時期をそれぞれ SK-I、SK-II と呼び区別している。本論文では SK-II のデータを用いて解析をすすめるので、ここでは特に SK-II について述べることにする。

本章ではスーパーカミオカンデの測定原理、検出器の構成、純水装置、およびデータ収集システムなどについて述べる。

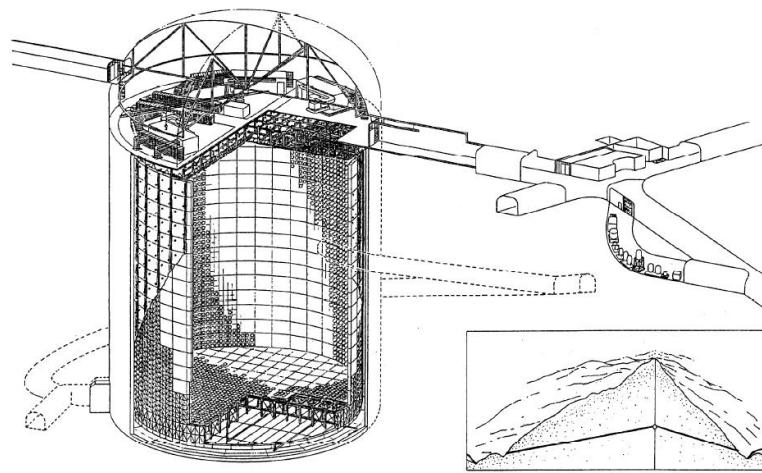


図 2.1: SK の外観図: SK は神岡鉱山内の地下 1,000m に設置された高さ 41m、直径 39m をもつ世界最大のニュートリノ検出器である。

2.1 測定原理

荷電粒子の速さ v が媒質中の光速 c/n を超えると、チェレンコフ光が生じる。ここで、 c は真空の光の速さ、 n は媒質の屈折率を表す。チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向となす角 θ_{ch} (図 2.2) を使って、

$$\cos\theta_{ch} = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

の方向に円錐状に放出される。ここで β は v/c を表す。水の場合、屈折率はおよそ 1.34 であるので、 β が 1 のとき放射角度は 42° になる。

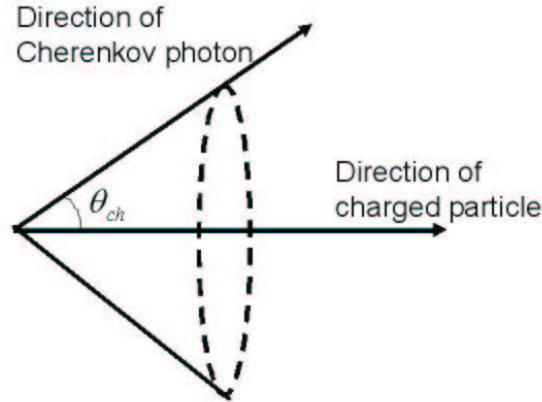


図 2.2: チェレンコフ光の進行方向：荷電粒子の進む方向から角度 θ_{ch} にチェレンコフ光が放出される。

式 2.1 から分かるように、チェレンコフ光には発生条件として $\cos\theta_{ch} \leq 1$ が存在する。チェレンコフ光を発生する荷電粒子の全エネルギーに対する閾値は式 2.1 から

$$E_{thr} = \frac{n \times m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.2)$$

と求めることができる。ここで m は荷電粒子の質量を指す。電子の場合の閾値エネルギーは 0.767MeV になる。その他の粒子の場合では μ が 157.4MeV 、 π^\pm が 207.9MeV という値になる。

電荷 Ze の荷電粒子が屈折率 n の媒質中を通過する際、単位長さ、単位波長あたりに放射する波長 λ のチェレンコフ光の光子の数 N は次の式によって表される。

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (2.3)$$

ここで、 α は微細構造定数である。この式を積分することによって、荷電粒子が距離 l 進んだ際に放出される、波長 λ_1 から λ_2 の間にある光子の数 N は以下のように求まる。

$$N = 2\pi\alpha Z^2 l \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (2.4)$$

スーパーカミオカンデで用いる光電子増倍管の有感領域である $300\text{nm} \sim 600\text{nm}$ の範囲においては $Z=1$ の粒子について 1cm あたり約 370 個の光子が放出される。

このように放出された光子は発生点から放射状に広がり光電子増倍管にリング状の像として捕らえられる。リングの形状、光子数、時間情報などから、反応点や荷電粒子の種類、エネルギー、進行方向を決定することができる。

2.2 検出器の構造

スーパーカミオカンデは 50,000 トンの純水が蓄えられた直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型タンクで、内水槽、外水槽の 2 層に分けられている。内水槽と外水槽を分けているのがスーパーモジュールと呼ばれるステンレス構造物で、1 つのスーパーモジュールについて内水槽用の光電子増倍管が 12 本、外水槽用の光電子増倍管が 2 本が取り付けられるようになっている。SK-II では 1 つのスーパーモジュールに 6 本の光電子増倍管が交互に設置されている。光電子増倍管の間にはブラックシートが張り付けられていて、外側からの光を遮断している。外側には反射率の高い白色のタイベックシートが張られている (図 2.3)。

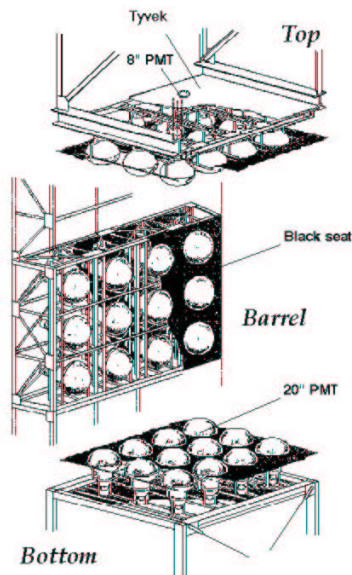


図 2.3: PMT の取り付け：図のような 3×4 の規格をスーパーモジュールと呼んでいる。PMT の間にはブラックシートが張り付けられていて外側からの光を遮断し内部を覆う。外側は 8 インチの PMT が設置されていて、反射シート (タイベック) を集光の目的で使用している。

内水槽側には直径 20 インチの光電子増倍管が内向きに約 5,200 本、外水槽側に直径 8 インチの光電子増倍管が外向きに約 1,900 本取り付けられている。この光電子増倍管により、チェレンコフ光を検出する。外水槽があることによって外部から入射してきた μ 粒子イベントを判別したり、岩盤からの環境 γ 線のバックグラウンドを減らすことが出来る。

2.3 光電子増倍管

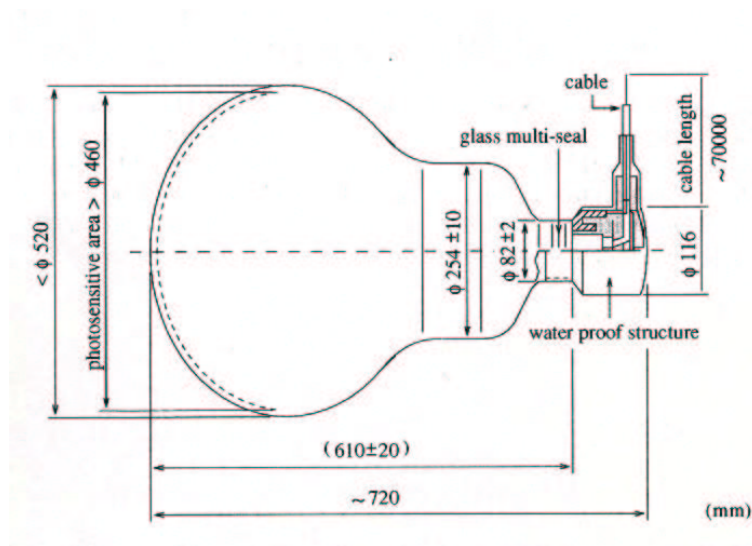


図 2.4: 20 インチ PMT : 浜松ホトニクス社と共同で開発された直径 20 インチ PMT

SK で用いている直径 20 インチの光電子増倍管 (PMT) は浜松ホトニクスと共同で開発されたものである (図 2.4)。効率よくチェレンコフ光を検出するために大きな受光面が必要となる。光電面にはバイアルカリ ($Sb-Rb-Cs$, $Sb-K-Cs$) が使用されていて、有感領域は $280nm \sim 660nm$ でチェレンコフ光の波長領域で感度が高くなっている。図 2.5 に量子効率の波長分布を載せた。光電面と第一ダイノードの間にはダイノードの中心に光電子を集めるように電場をかけている。これにより、時間分解能は 1 光電子レベルの光量で $3nsec$ という性質を持っている。また、1 光電子レベルの光量も検出できる (図 2.6)。

大口径の PMT であるがゆえに光電子の飛行時間が長くなり、その分地磁気の影響も受けやすい。そのため、水槽の回りにヘルムホルツコイルを巻き、地磁気を打ち消すように電流を流し、PMT の収集効率が地磁気の影響で変わらないように残留磁場は $100mG$ 以下に抑えられている (図 2.7)。

2.4 純水装置

SK 実験で使われる水は神岡鉱山内の豊富な地下水を使っている。チェレンコフ光は微弱であるため、水中の不純物による散乱や吸収を出来るだけ抑えることが必要とされる。不純物としては、金属イオン、バクテリア、微小塵などがあげられる。また、放射線元素の Rn などが岩盤中から発生し、水中に溶け込んで低エネルギー事象のバックグラウンドとなる。これらの不純物を取り除くため、超純水製造装置を用いる。この装置の概要を図 2.8 に載せる。タンク内の水は常にこの装置を通して $55ton/hour$ で循環しており、水の透明度はおよそ $100m$ に保たれている。純水装置は以下の要素から構成されている。

- $1\mu m$ フィルター

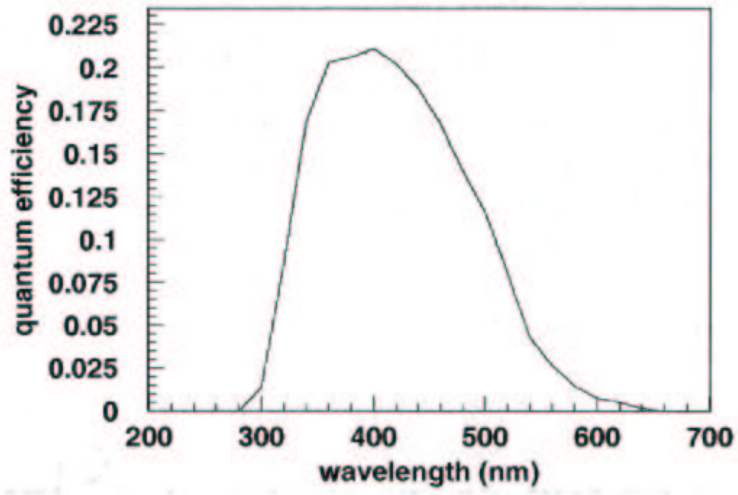


図 2.5: 量子効率の波長依存性：波長が 400nm で 22% の量子効率を持つ。

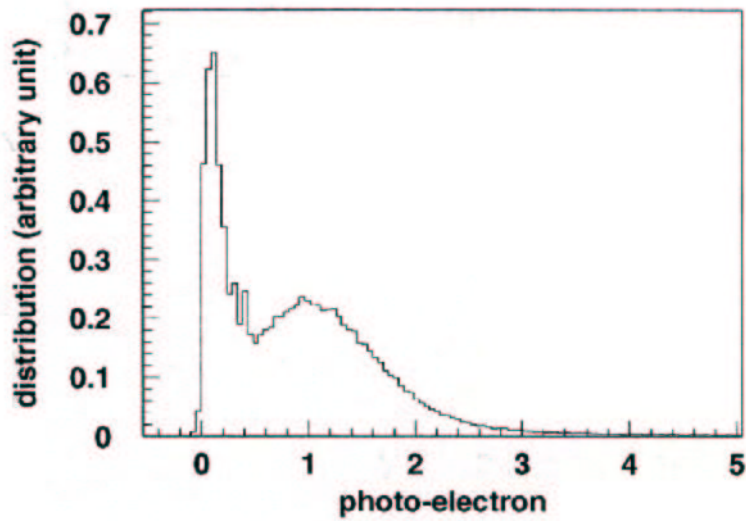


図 2.6: 1 光電子分布：光電子 1 個 (1p.e.) に対応する分布のピークがはっきりと見られる。0 付近のピークは光電子が第 1 ダイノードをすり抜けた効果によって生じたものである。

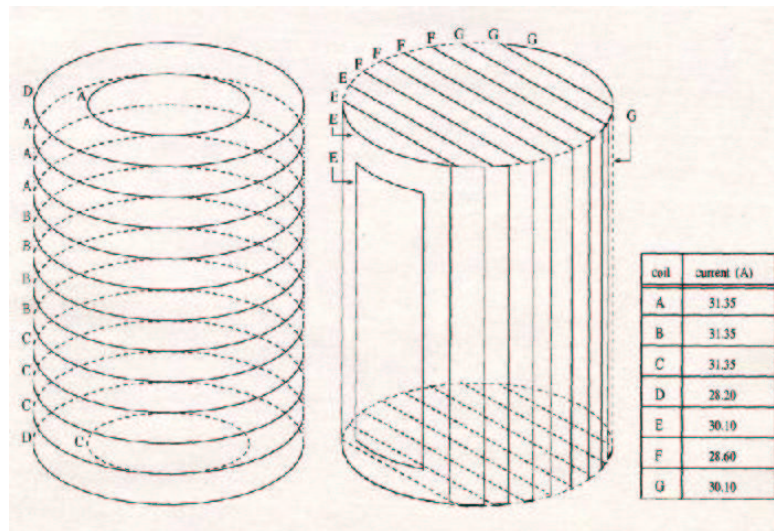


図 2.7: SK の磁気補正コイル：残留磁場を 100mG 以下に抑える働きをする。

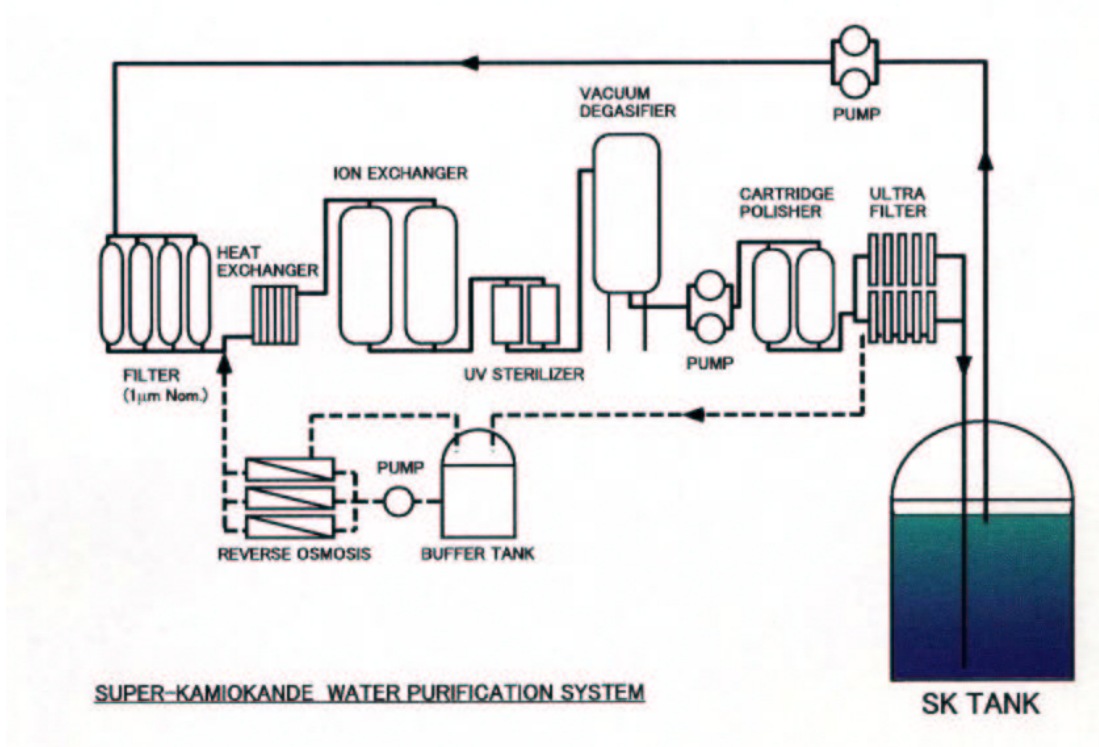


図 2.8: 超純水製造装置の概略図。金属イオン、バクテリア、微小塵などを取り除く。

水中の細かい砂やゴミを除去する。

- 熱交換器

純水装置やPMTから発生する熱で水温が上昇すると、PMTの暗電流の増加、水の対流、およびバクテリア発生の原因となってしまう。

そのため、熱交換機で14°以下に抑える。

- イオン交換樹脂

水中の不純物である金属イオン (Fe^{2+} 、 Ni^{2+} 、 Co^{2+} 等) を取り除く。

- 紫外線照射装置

水中のバクテリアが繁殖しないよう、紫外線で殺菌する。

- 真空脱気装置

水中に溶けこんでいる気体 (Rn ガスの96%、 O_2 の99%) を除去する。この装置によって、放射線レベルは $0.05Bq/m^3$ 以下まで抑えられ、さらに水槽内でのバクテリアの繁殖も抑えられる。

- カートリッジ式イオン交換膜

残りのイオンを取り除く。イオン除去率は約99%。

- ウルトラフィルター

化学繊維でつくられた細いパイプ状の構造である中空糸フィルターを使って数 nm の不純物を取り除く。

- バッファータンク、逆浸透膜装置

ウルトラフィルターを通った水はタンク水槽内に送られる。一方、フィルターで分離された不純物を含む水がバッファータンクに一旦蓄えられ、逆浸透膜装置を通してゴミを除去し、再び超純水装置に送られる。

2.5 データ収集システム

2.5.1 データの流れ

光電子増倍管の出力信号は、70mのケーブルを伝わってタンクの上部にある4つのエレクトロニクスハットに送られる。各ハットにはTKO(Tristan Kek Online)規格のATM(Analog Timing Module)が設置されており、PMTの出力ケーブルはATMに接続されている。各ハット12個のTKOクレートがあり、1クレートあたり20枚のATMボードが取り付けられている。ATMモジュールは、増幅器、ディスクリミネーター、ADC(Analog Digital Converter)、TDC(Time Digital Converter)、メモリからなり、PMTの電荷情報、および時間情報を処理し、1枚のATMモジュールで最大12本のPMT信号を処理できる。PMTからの入力電流はカレントスプリッターによって4つに分けられる。4つはそれぞれ、ディスクリミネーター、PMTSUM信号、2つのQAC(charge to Analog Converter)入力のために用いられる。4つに分けられたうちの1つは100倍に増幅された後ディスクリミネーターにかけられ、設定された閾値を越える入力があった場合には、ヒットしたチャンネル数に比例した高さの矩形波をフロントパネルから出力する。この矩形波はHITSUM信号と呼ばれ、1ヒットあたりの高さは15mV、幅は200nsecである。HITSUM信号はトリガー

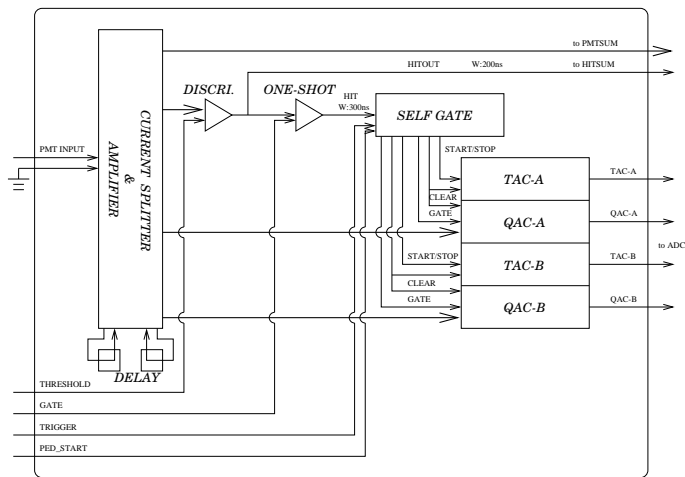


図 2.9: ATM の構造

システムに集められ、その事象が取り込まれるべきかどうかの判断に使われる。PMTSUM 信号は ATM 1 枚分の信号の和として ATM のフロントパネルから出力される。PMT から 4 つにわかれた電流のうち、残り 2 つは 200nsec 遅らせて 2 チャンネルある QAC に送られる。ヒットと同時にセルフゲート信号が QAC/TAC (Time to Analog Converter) に送られると、TAC は時間に比例した電荷を蓄え始め、QAC は電荷を電圧に変える。QAC/TAC の電圧波高値は、セルフゲート信号が出てから $1.3\mu\text{sec}$ 以内にトリガー信号が来た場合はそれぞれ ADC に送られ、AD 変換され、来なかった場合はクリアされる。1 回の AD 変換には $5.5\mu\text{sec}$ を要し、このデッドタイムを防ぐために 2 チャンネルの QAC/TAC が存在する。

このようにして得られた ADC 出力は ATM 内の FIFO メモリーに一時蓄えられ、SCH (Super Control Header) によってメモリーバッファである SMP に送られる。そして SMP に送られたデータは一定量のデータが蓄えられると、オンラインコンピュータに送られる。SMP は 2 系統のメモリーを内蔵しているため、オンラインコンピュータがデータを読みだしている間にも ADC からデータを集めることができる。このため、データ収集システムのデッドタイムが少なく抑えられている。

2.5.2 トリガー

トリガーはタンク上部中央にあるセントラルエレクトロニクスハットで作られる。各 ATM からの HITSUM 信号が足し合わされてディスクリミネーターに通され、設定された閾値以上ならトリガー信号が出力される。トリガー信号には数種類あり、主要なものとしては、High Energy Trigger、Low Energy Trgger、Super Low Energy Trigger などがある。それぞれの SK-II における閾値を表 2.1 にあげる。トリガー信号は各ハットの TKO クレートに設置されている GONG を介して ATM に分配される。

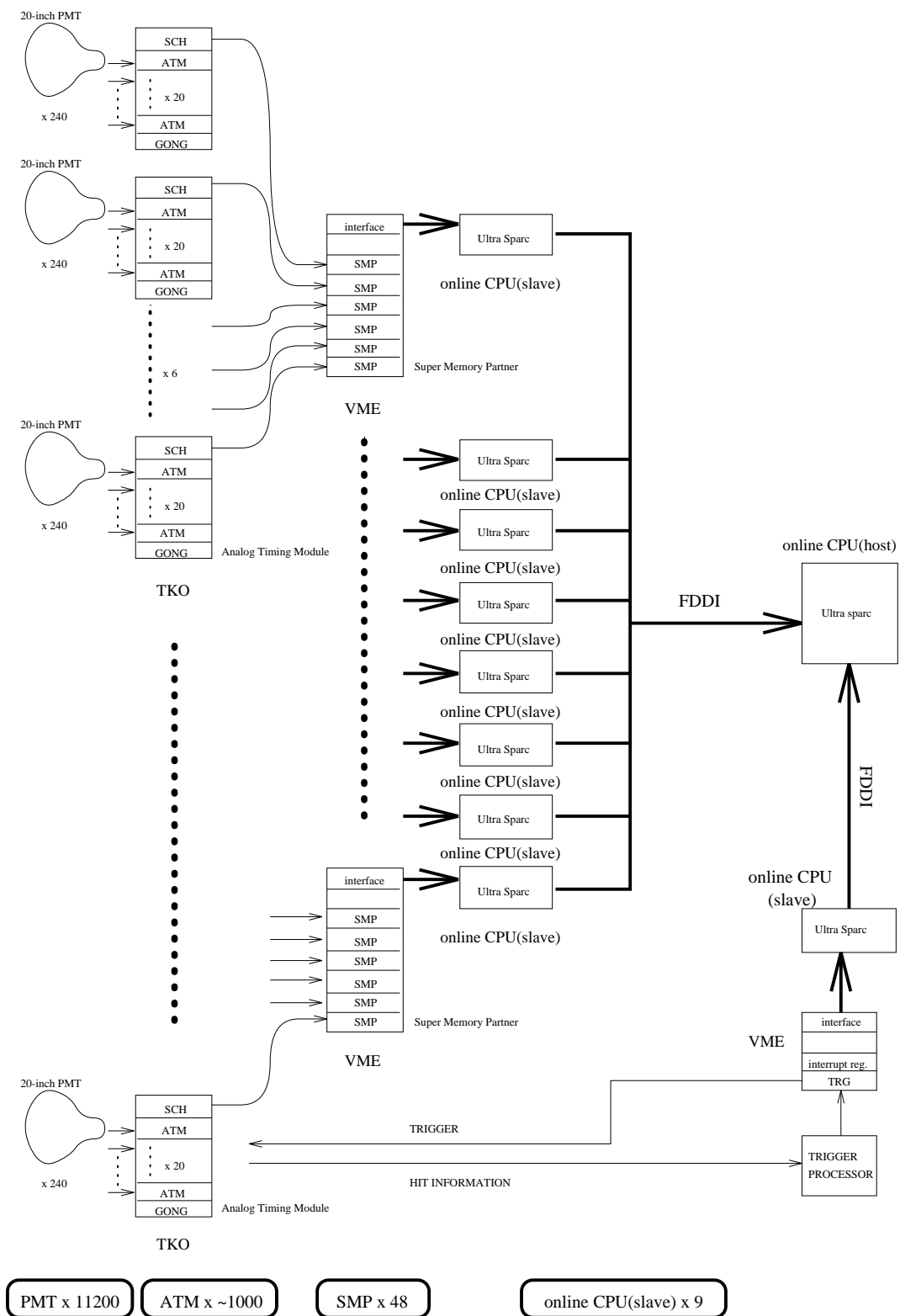


図 2.10: データ収集システムの全体図

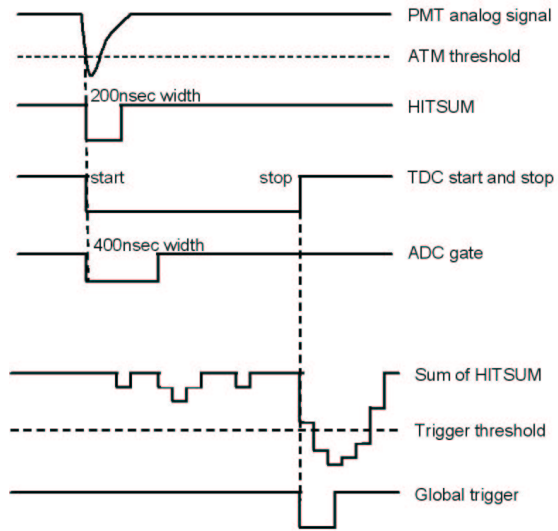


図 2.11: データ収集 : 個々の PMT のデータ収集と全体のトリガーとの関連を示す。

Trigger ID	SK-II threshold
HE	-240mV(10MeV)
LE	-200mV(8MeV)
SLE	-186mV(6.5MeV)

表 2.1: 各トリガー閾値を示す。

2.6 衝撃波防止ケース

PMT の内部は光電子を能率的に増幅させるため、真空に保たれている。そのため、少しでも PMT が破損すれば爆縮が起こり、衝撃波が発生し、その衝撃波がさらに他の PMT を破壊するという連鎖反応が起きてしまう。

SK-II では、PMT が破損した際に起こる爆縮の被害を最小限に抑えるための衝撃波防止ケースを採用している。万一 PMT が破存して爆縮を起こしても、連鎖が起きないように PMT はケースに格納されている。衝撃波防止ケースは耐久性に強い FRP(Fiber Reinforced Plastics) と透過率の高いアクリル部から成る (図 2.12)。垂直入射に対する水中のアクリルの平均透過率を図 2.13 に示



図 2.12: 衝撃波防止ケース：FRP とアクリルで構成され、衝撃波が起きないように設計がなされている。

す。長波長領域では非常に高い透過性を持つことが分かる。図 2.14 の黒線は MC を使って発生させたチェレンコフ光に対する光電子増倍管の出力の波長分布で、赤線はそれにアクリルの効果を加えたものである。これより、垂直入射の時のアクリルの効果は付けない時に対して 96.6% となる。よって、実際の観測に対するアクリルの影響は非常に小さいと言える。

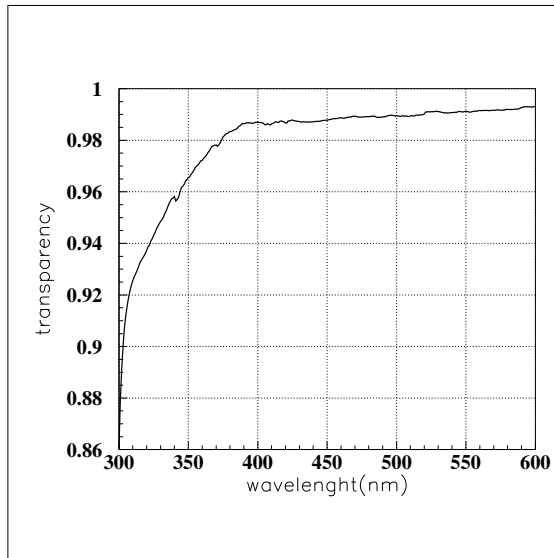


図 2.13: 水中での衝撃波防止ケースに用いられているアクリルの透過率：長波長領域では非常に良い透過性をもつ。

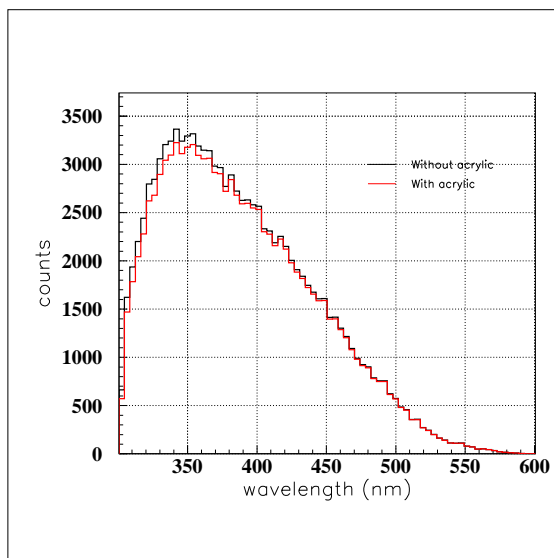


図 2.14: チェレンコフ光に対する光電子増倍管の出力の波長分布：黒のヒストグラムはアクリルケースのない場合。赤のヒストグラムはアクリルケースを取り付けたときのものである。アクリルケースの影響は非常に小さいと言える。

第3章 モンテカルロシミュレーション

この章ではスーパーカミオカンデにおける Q-ball シミュレーションについて述べる。

3.1 Qball 反応

第1章でも述べたように、Q-ballには2種類存在する。帯電したもの (*SECS*: *supersymmetric electrically charged solitons*) と電氣的に中性のもの (*SENS*: *supersymmetric electrically neutral solitons*) である。このうち、中性 Q-ball は KKST (Kusenko-Kuzmin-Shaposhnikov-Tinyakov) 過程という反応をする [5]。KKST 過程とは、核子と衝突すると核子を吸収し、合計 1 GeV 相当のエネルギーを持つ 2~3 個の π 粒子を放出する反応過程である。核子と衝突した際も Q-ball 自身はほとんど変化せずに次の核子と衝突し連続的なイベントが発生する。

$$Q + \text{核子} \rightarrow (Q + 1) + \pi \text{粒子} \quad (3.1)$$

ここで Q はバリオン数を示す。Affleck-Dine 機構から Q-ball の質量 M_Q 、半径 R_Q は SUSY の破れのエネルギースケール M_S を用いて以下のように書ける [4]。

$$M_Q = \frac{4\pi\sqrt{2}}{3} M_S Q^{\frac{3}{4}} \quad (3.2)$$

$$R_Q = \frac{1}{\sqrt{2}} M_S^{-1} Q^{\frac{1}{4}} \quad (3.3)$$

また、反応の断面積は Q-ball の半径で決まり、

$$\sigma = \pi R_Q^2 = 1.9 \times 10^{-11} \left(\frac{\text{TeV}}{M_S}\right)^{\frac{8}{3}} \left(\frac{M_Q}{\text{MeV}}\right)^{\frac{2}{3}} \text{ (mb)} \quad (3.4)$$

と書ける。一方、以上を用いて検出器内での平均自由行程は、

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n} = \frac{1}{\sigma \rho N_A} = 2.78 \times 10^9 Q^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{M_S}{\text{TeV}}\right)^2 \text{ (cm)} \quad (3.5)$$

と求められる [4]。ここで n は媒質中の単位体積当たりの核子の個数を表す。SK のタンク内の場合媒質は水であるので、 $\rho = 1\text{g/cm}^3$ となる。 N_A はアボガドロ数である。

Q-ball の速度分布については、Q-ball が Dark matter であると仮定すると、Dark Halo 内で平均二乗速度が 270km/sec の Maxwell 分布をしていると仮定でき、Dark Halo 内を地球が速度 220km/sec で進むとして、その合成速度を地球からみた Q-ball の速度とする [6, 7]。

$$\vec{v} = \vec{v}_m - \vec{v}_e \quad (3.6)$$

$$v^2 = v_m^2 + v_e^2 - 2v_m v_e \cos\theta \quad (3.7)$$

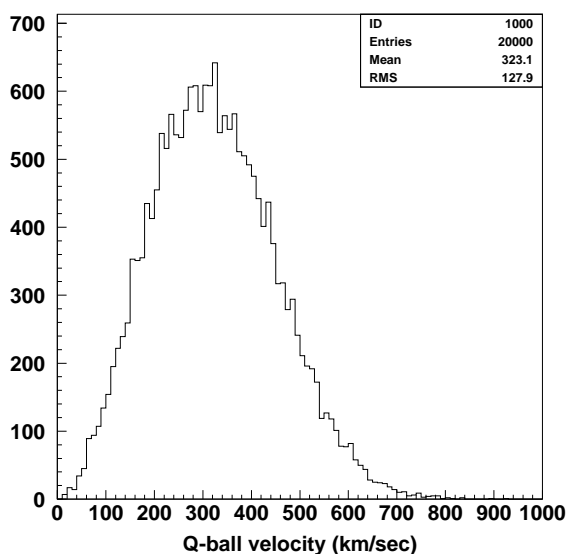


図 3.1: 仮定した Q-ball の速度分布 : Maxwell 分布に従う Q-ball の速度と地球の進む速度を合成して得られた。1 年で平均し季節変動の効果は打ち消される。

ここで v は地球からみた Q-ball の速度、 v_m は平均二乗速度 270km/sec の Maxwell 分布に従う Q-ball の速度、 v_e は地球の速度 220km/sec 、 θ を Q-ball の方向と地球の進む方向とのなす角として一様に分布させた。図 3.1 に仮定した Q-ball の速度分布を示す。

以下に $M_S=1\text{TeV}$ 、 $\beta=c/v=10^{-3}$ (c は光の速度) と仮定したときのおよその反応断面積、平均自由行程、反応時間間隔、質量、バリオン数を表 3.1 にまとめる。

反応断面積 (mb)	平均自由行程	反応時間間隔	質量 (MeV)	バリオン数
0.1	170m	$500\mu\text{sec}$	3.8×10^{14}	2.6×10^{10}
1	17m	$50\mu\text{sec}$	1.2×10^{16}	2.6×10^{12}
10	1.7m	$5\mu\text{sec}$	3.8×10^{17}	2.6×10^{14}
100	17cm	500nsec	1.2×10^{19}	2.6×10^{16}

表 3.1: Q-ball パラメーター : 反応断面積と平均自由行程、反応時間間隔、質量、バリオン数との関係を示す。

3.2 Q-ball シミュレーション

検出器の中心から半径 50m の球の内向きにランダムな方向に Q-ball を発生させ、検出器の外側に一辺 100m の立方体で岩を配置し、Q-ball が岩盤中の核子と反応して生じた π 粒子もシミュレートできるようにした。岩の構成物としては密度 2.7g/cm^3 の S_iO_2 を設定している。Q-ball が核子

1個と衝突する際に2個または3個の π 粒子を放出するが、2個または3個になる確率は等確率とした。放出された π 粒子の電荷の総和は衝突した核子の電荷と等しくし、陽子または中性子と衝突する割合は媒質中の構成比と同じにした。 $M_S=1\text{TeV}$ と仮定し、反応断面積が0.1mb、1mb、10mb、100mbのQ-ballを発生させた。また、一つのQ-ballが引き起こす事象数は検出器でトリガーされてから最大20事象までとることとする。図3.2、図3.3に典型的なQ-ball事象を載せる。図3.2、図3.3は1つのQ-ballによる連続した事象である。検出器外部から入射し、検出器内で連続的な反応を起こしている。

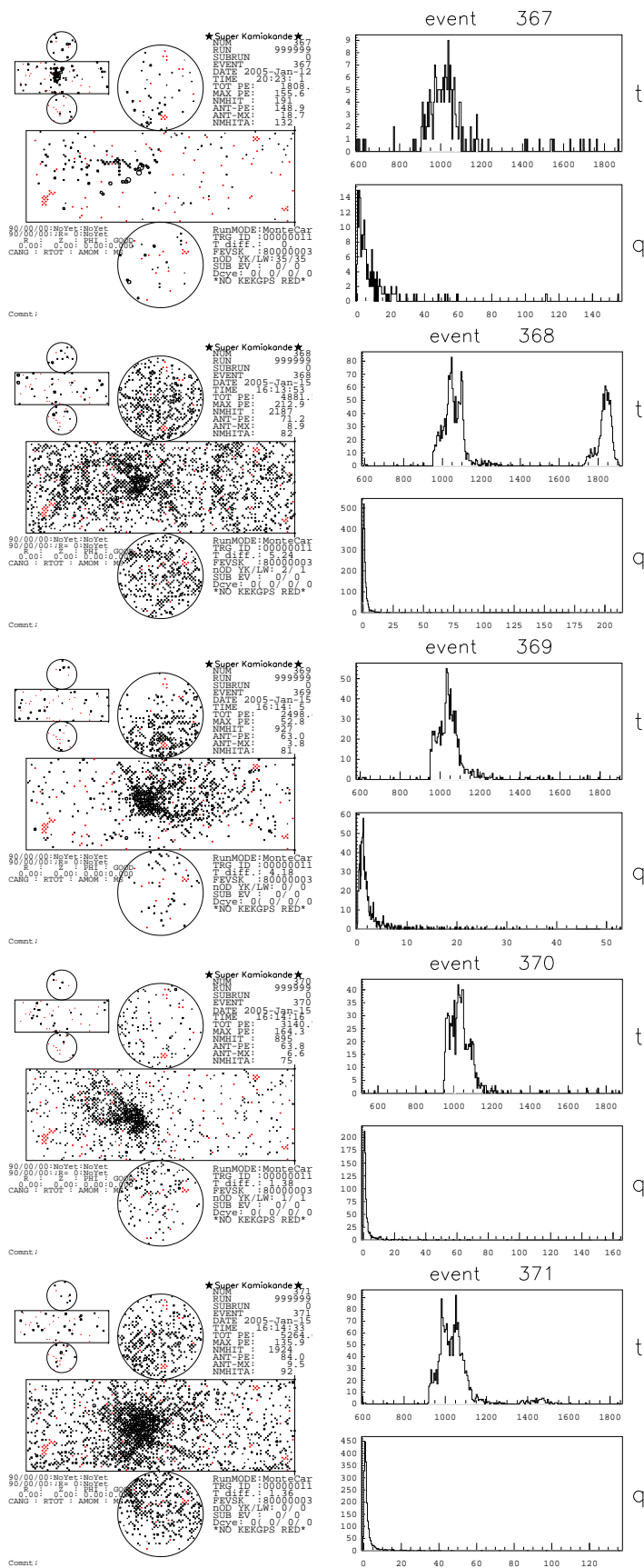


図 3.2: 反応断面積 10mb での典型的な事象 (1) : 一つの Q-ball が引き起こす連続的な事象群。最上図が始めに検出器でトリガーされた事象で、図 3.3 に続く。

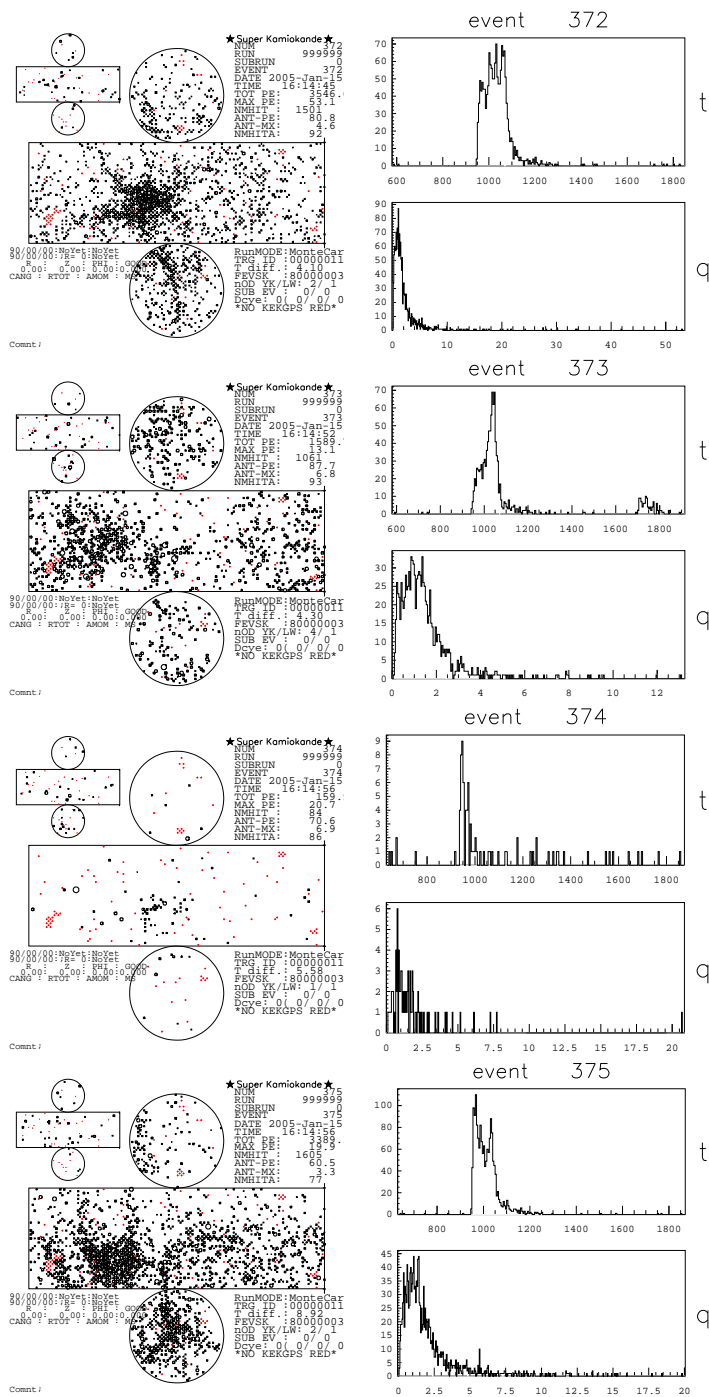


図 3.3: 反応断面積 10mb での典型的な事象 (2) : 図 3.2 から続く、一つの Q-ball が引き起こす連続的な事象群。左図は検出器のイベントディスプレイ。左上の小さいディスプレイは外水槽のイベントディスプレイである。右図は上がイベントの時間分布。下は光量分布である。

第4章 Q-ball事象の選別

前章のモンテカルロシミュレーションに基づき、実データから Q-ball 候補となる事象を選別する。Q-ball は核子と衝突して π 粒子を放出する。その際、Q-ball 自身は変化せず次の核子と衝突する。したがって比較的エネルギーの大きい信号が連続的に起こる事象を Q-ball の特徴的な事象とみなすことができる。以下の条件によってバックグラウンドとなる宇宙線 μ 粒子等を取り除き、Q-ball 候補を選別する。

4.1 First reduction

低エネルギー事象と宇宙線 μ 粒子事象を取り除くため、内水槽の光量の総和が $300p.e.$ ($p.e.$ = photo electrons, 光電子数) 以上かつ、内水槽の $300nsec$ の時間幅内での光量の和が $10,000p.e.$ 以下の事象を選択し、その選択した事象を最初の事象として、最初の事象からの時間差が $100\mu sec$ 以内の事象は全て選択する。ここで $300p.e.$ は運動量約 $60MeV/c$ の電子が放出する光量に相当する。低エネルギー事象とは主に宇宙線 μ 粒子が崩壊した時に生じる電子による事象とエレクトロニクス起因のノイズ事象である。崩壊電子は内水槽の光量の総和が $300p.e.$ 以上という条件でほぼ落すことができる。一方、光量の大きいものを捨てることによって検出器をつき抜けるようなエネルギーの大きい宇宙線 μ 粒子事象を取り除くことができる。断面積の大きな Q-ball の場合、平均自由行程が短いため、一つの事象の時間内に2つ以上の事象が入ってしまうことも考えられ、その場合には内水槽の光量の総和は宇宙線 μ 粒子事象と区別出来ない大きさになってしまう。一方、宇宙線 μ 粒子事象の場合、全光量がおおよそ $300nsec$ 以内におさまるので、この時間幅内の光量が大きいものはミューオン事象と考え、取り除くものとする。まとめると以下の条件を満たす事象を残すことになる。

- (内水槽の光量) $\geq 300p.e.$ & (内水槽の $300nsec$ の時間幅内の光量) $\leq 10,000p.e.$ の事象
- 上記の条件で選択された事象から時間差が $100\mu sec$ 以内の事象

図 4.1 に内水槽の光量分布をのせる。低エネルギー事象を除くため $300p.e.$ 以上のものを選択する。

図 4.2 は $300nsec$ の時間幅内の最大光量分布で、宇宙線 μ 粒子事象を除くため $10,000p.e.$ 以下のものを選択する。これ以降最初に選択した事象と、最初の事象からの時間差が $100\mu sec$ 以内の事象を合わせて1つの Q-ball によって引き起こされた一連の事象群とみなし、reductionはこの事象群単位で行う。

4.1.1 single event cut

最初の事象から時間差 $100\mu sec$ 以内に少なくとも一つ以上の事象が存在する事象群を選択する。つまり、少なくとも2連続以上の事象があることを要請する。また、1st reductionで落しきれなかつ

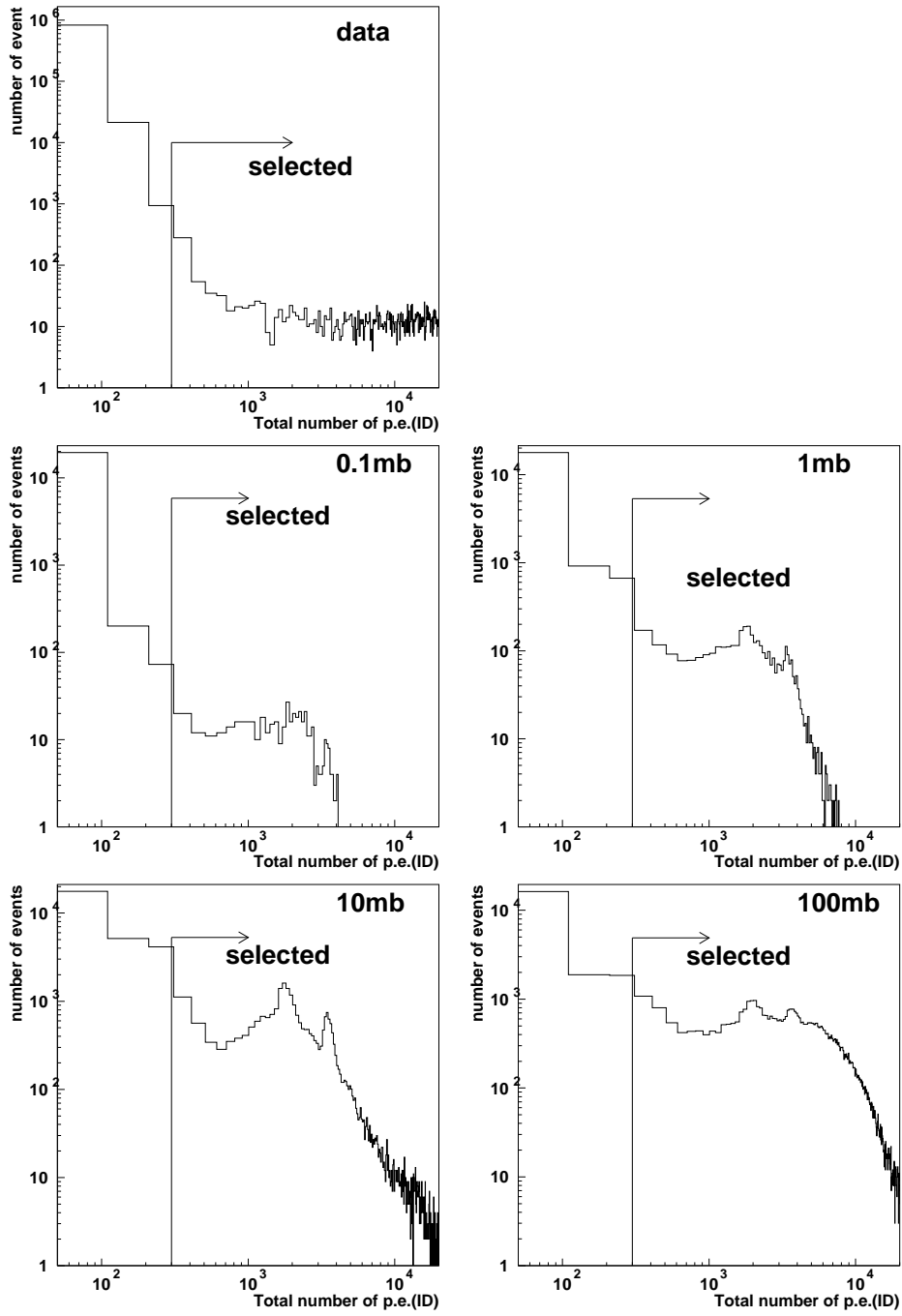


図 4.1: 内水槽の光量分布：最上図が Data で他の 4 つは MC である。300p.e. 以上の事象を選択する。

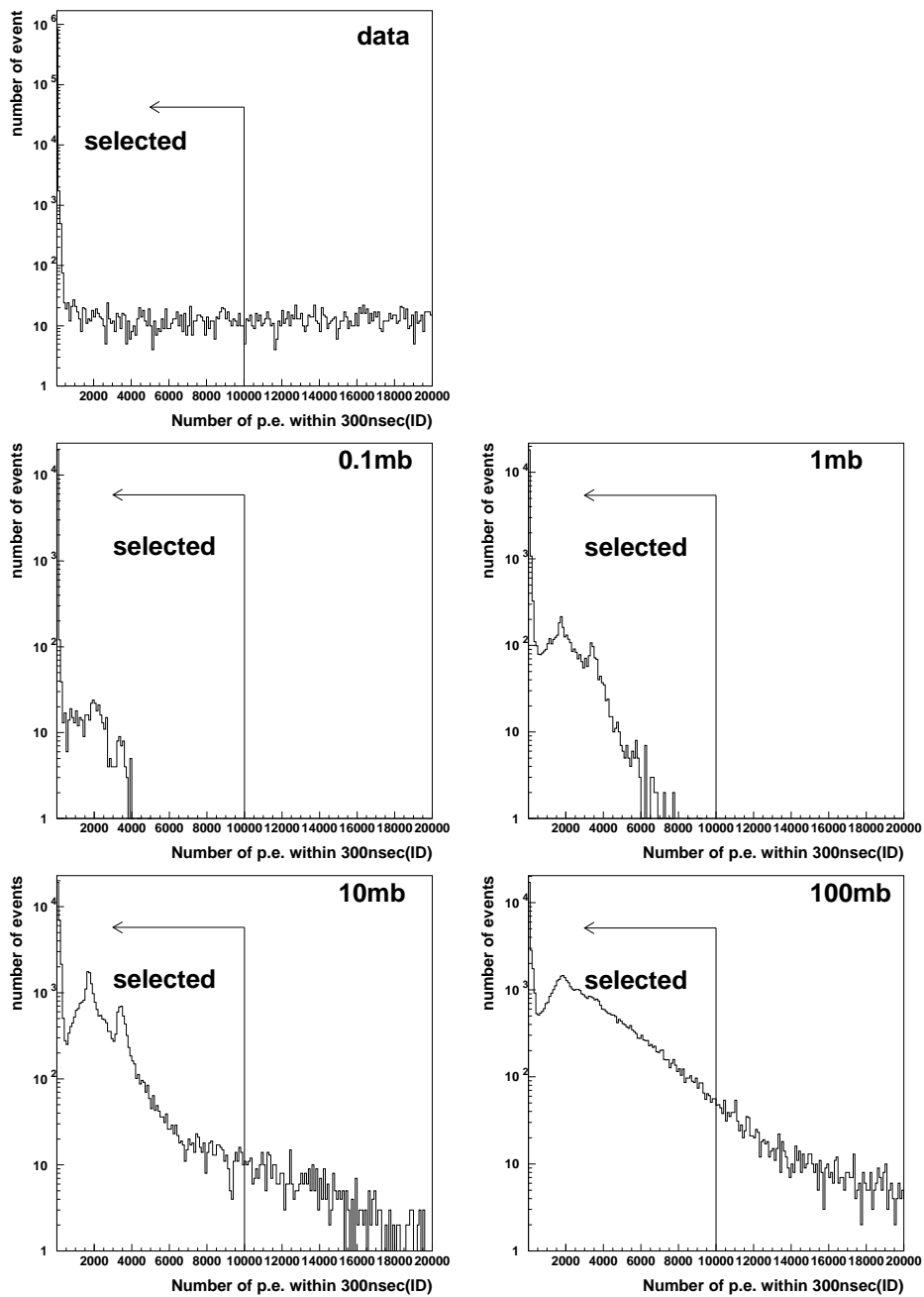


図 4.2: 内水槽の 300nsec の時間幅内での光量分布 : 図は内水槽の光量の 300p.e. 以下をカットをした後の分布である。10,000p.e. 以下の事象を選択する。

た after trigger event を取り除く。after trigger event は宇宙線 μ 粒子等の光量の大きい事象の後に強制的にトリガーを生成することにより取り込まれるバックグラウンド事象である。1st reduction で光量の大きい事象が取り除かれ、次の after trigger event が1番目の事象として残されてしまった。さらにその後到低エネルギー事象を2番目以降の事象として取り込み、事象群を形成している。本来 1st reduction のときに after trigger event は捨てるべきであったがここで取り除くことにする。まとめると、after trigger event を1番目の事象とする事象群を取り除き、1事象群中の事象数が2以上の事象群を残すことにする。

- $n \geq 2$ の事象群 (n は1事象群中の事象数)

図 4.3 に1つの事象群に含まれる事象数分布を載せる。実データの分布では n が2以上の事象群も取り除かれているが、これは after trigger event が1st reduction で1番目の事象となり、低エネルギー事象が2番目以降の事象として取り込まれて形成された事象群である。

4.2 Second reduction

さらに宇宙線 μ 粒子事象と連続した低エネルギー事象などを取り除くため、以下のカットを採用する。

- (内水槽光量) vs.(外水槽ヒット) cut
- Noise cut
- 分離事象 cut
- ミューオン事象 cut

4.2.1 (内水槽光量) vs.(外水槽ヒット) cut

宇宙線 μ 粒子はまず検出器の外水槽でヒットし内水槽に入射する。エネルギーの大きいものはそのまま内水槽をつき抜け再び外水槽をヒットする。エネルギーの比較的小さいものは内水槽で止まる。このように宇宙線 μ 粒子事象の特徴として外水槽のヒットがあげられる。一方、Q-ball 事象も外水槽でヒットするが連続した事象群のうち2番目以降の事象は検出器の内部で反応が起こり、外水槽のヒットは小さいと考えられる。したがって複数の宇宙線 μ 事象が同期している事象群を取り除くことができる。また、実データにおいては、1番目の事象の光量が1st reduction の条件を満たす光量であっても実際にはエレクトロニクス起因のノイズ事象で、2番目以降の事象もノイズ事象が連続している場合がある。この場合、外水槽のヒット数は小さいが、内水槽の光量も小さい。そこで、宇宙線 μ 事象と連続ノイズ事象を除くために、内水槽の光量と外水槽のヒット数に制限を加えることにする。

1つの Q-ball が引き起こす一連の事象群において、2番目以降の事象について少なくとも1つの事象について内水槽の光量が $1,000p.e.$ 以上、かつ外水槽のヒット数が100ヒット以下であるような事象群を選択する。

- (内水槽の光量) $\geq 1,000p.e.$ & (外水槽のヒット数) ≤ 100 の条件を満たす事象が2番目以降に少なくとも1つある事象群

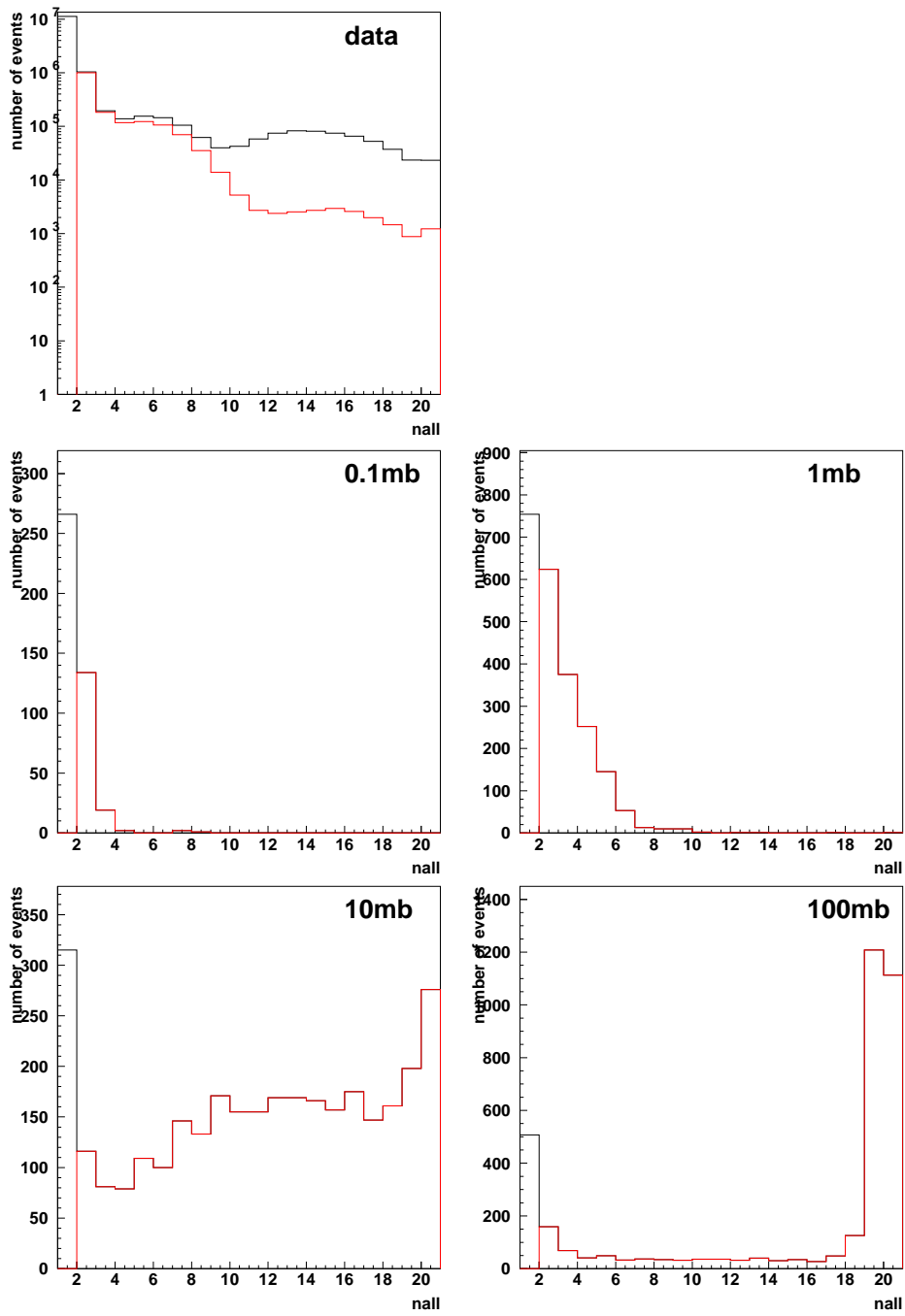


図 4.3: 1つの事象群に含まれる事象数分布: 赤線が single cut 後を示す。実データのみ after trigger event cut を含む。

図 4.4 の左に 2 番目以降の事象についての (内水槽の光量) vs.(外水槽のヒット数) の分布を示す。右下の部分に連続した事象群のうち一つでも入っていたらその事象群全体を選択する。白丸が reduction 前、黒丸が reduction 後である。また図 4.5 にはそれぞれの一次元分布を載せる。上図が内水槽の光量分布で、下図が外水槽のヒット数分布である。

4.2.2 Noise cut

ここでは内水槽光量 & 外水槽ヒット数 cut で落しきれなかったノイズ事象を落とす。内水槽光量 & 外水槽ヒット数 cut では内水槽の光量が 1,000p.e. 以上かつ外水槽のヒット数が 100 以下の事象が 1 つでもあれば選択されるので、エレクトロニクス起因の低エネルギーのノイズ事象が連続していても、1 つでも 1,000p.e. 以上の光量のものであれば選択されてしまう。そこで、このような事象を取り除くため、1 事象群あたりの光量の平均値と vertex を求める際の fit の良さ (goodness¹) の平均値を用いる。

$$averaged_charge = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \text{内水層の光量}(i) \quad (4.1)$$

ここで i は事象群中の事象の番号、 n は 1 事象群中の事象数である。同様に goodness の平均値も求める。ノイズ事象は光量が小さく、goodness も小さい。そこで、内水槽の光量の平均値が 500p.e. より大きく、かつ goodness の平均値が 0.5 より大きい事象群を選択する。

- (averaged_charge) > 500p.e. & (averaged_goodness) > 0.5 の事象群

図 4.6 に (内水槽の光量の平均値) vs. (goodness の平均値) の分布を示す。右上の部分の事象群を選択する。

4.2.3 分離事象 cut

本来は一つの宇宙線 μ 事象であるものが 2 つの事象に分かれて記録されてしまった事象がある。このような現象は低エネルギーのイベントによってトリガーがかかり、トリガーがかかってからの 1.3 μ sec 間のエレクトロニクスゲートの後半に宇宙線 μ 粒子が通過し、その途中で事象が切り替わることで起こる。典型的な事象と事象の時間分布、光量分布を図 4.7 に載せる。これらの事象群は、最初の事象は低エネルギートリガーのため外水槽のヒットが記録されていないが、2 番目の事象については通常の宇宙線 μ 事象と同じように外水槽のヒットが存在する。そこで、事象数が 2 の場合は 2 番目の事象について外水槽のヒット数が 60 以下という条件を課す。また、このカットによって、事象数が 2 の場合の 2 番目の事象が宇宙線 μ 事象であるような事象群も取り除くことができる。つまり以下の条件を満たす事象群を残す。

- $n=2$ の場合：2 番目の事象について、外水層のヒット数 ≤ 60 の事象群
- $n \geq 3$ の事象群

図 4.8 に $n=2$ の場合の 2 番目の事象の外水層のヒット数分布を示す。事象数の比較のため $n \geq 3$ の場合もヒット数 = -5 として合わせて載せる。これによって全ての分離事象と、事象数が 2 でかつ 2 番目が宇宙線 μ 事象であるような事象群が取り除かれる。

¹goodness の求め方については Appendix B 参照。

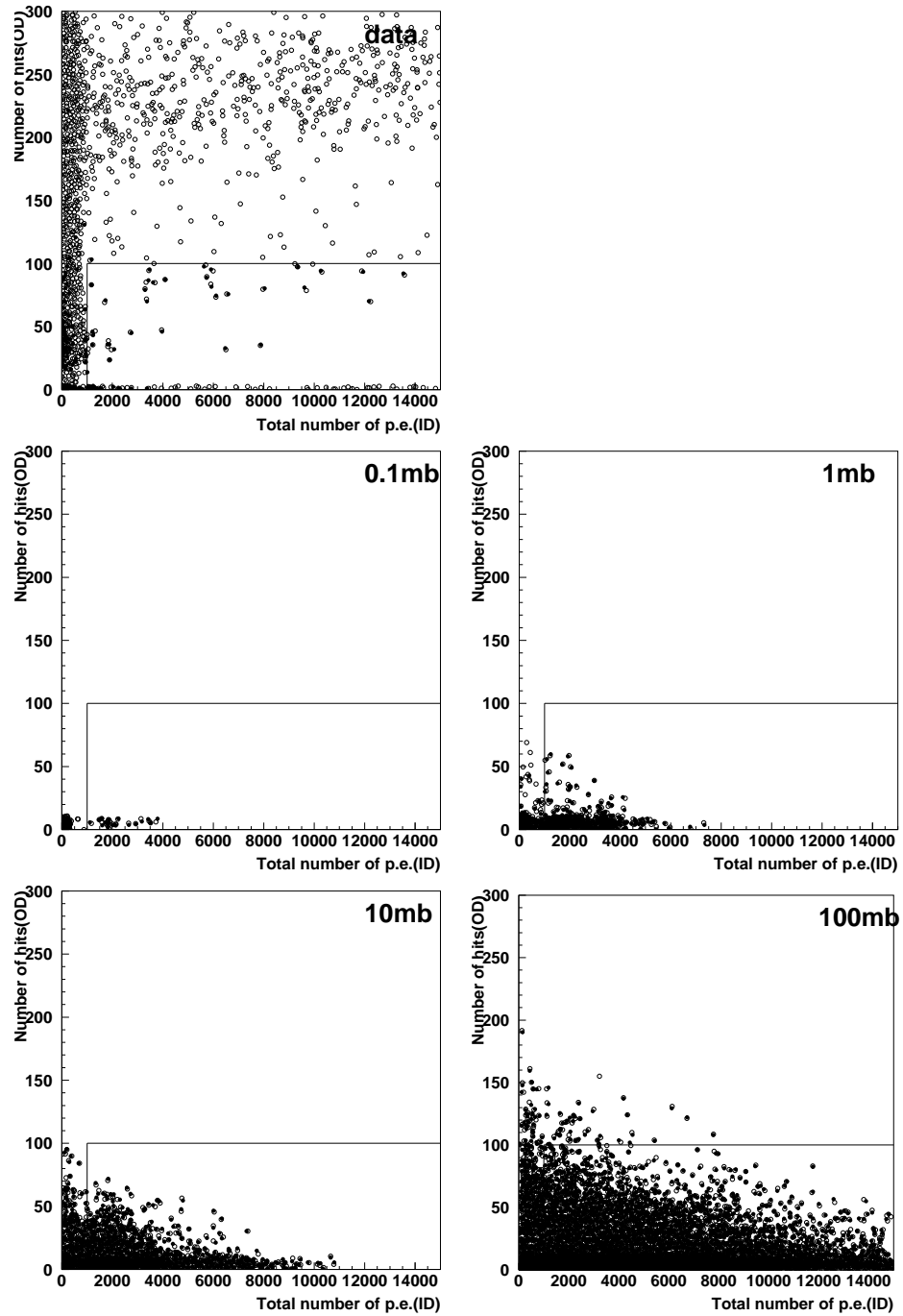


図 4.4: 2 番目以降の事象についての (内水槽の光量)vs.(外水槽のヒット数) 分布: 白丸がこの reduction をする前、黒丸は選択された事象。左下の部分に連続した事象群のうち、一つでも入っていたらその事象群全体を選択する。

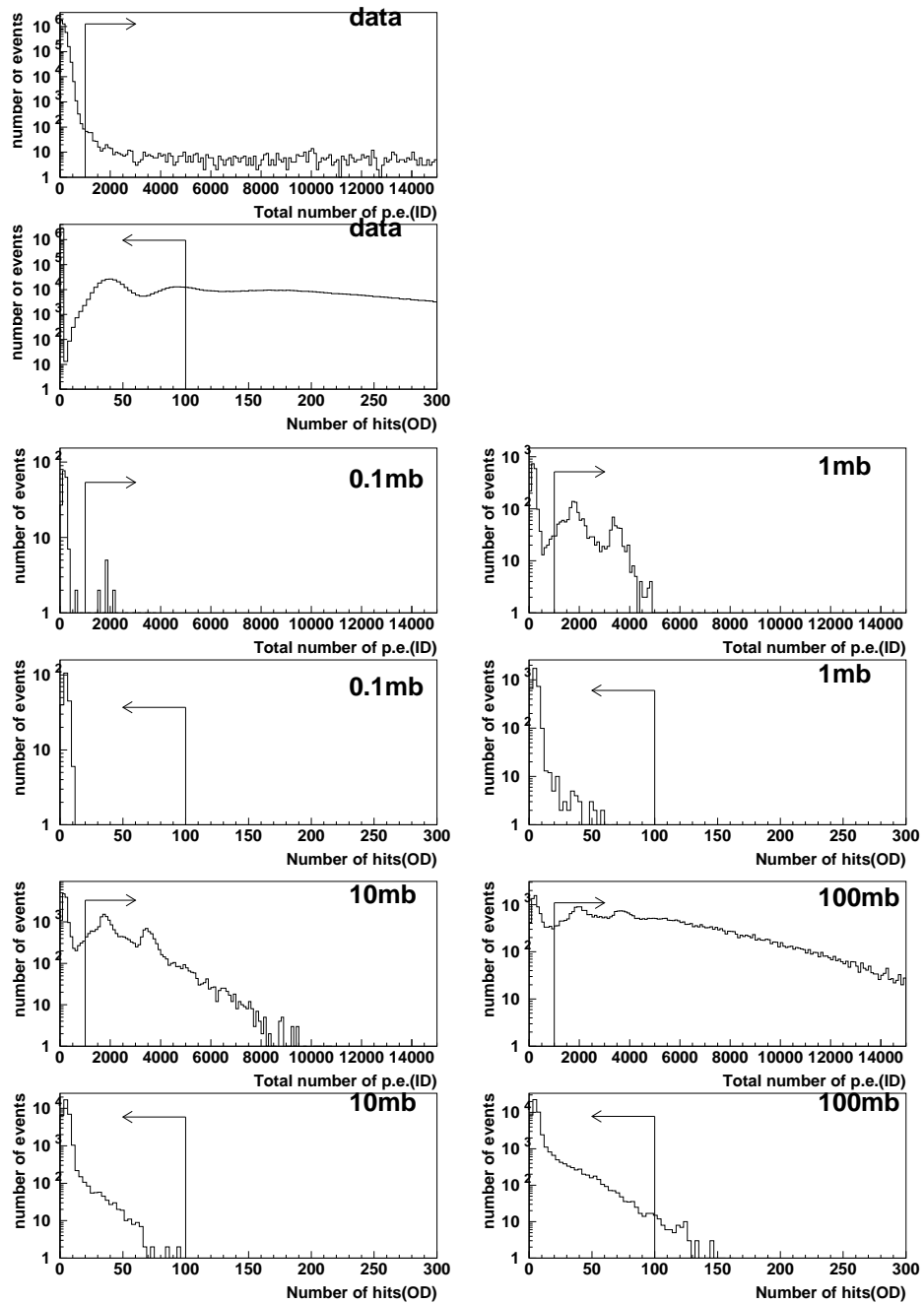


図 4.5: 図 4.4 の一次元分布 : 上図が内水槽の光量分布。下図が外水槽のヒット数分布である。

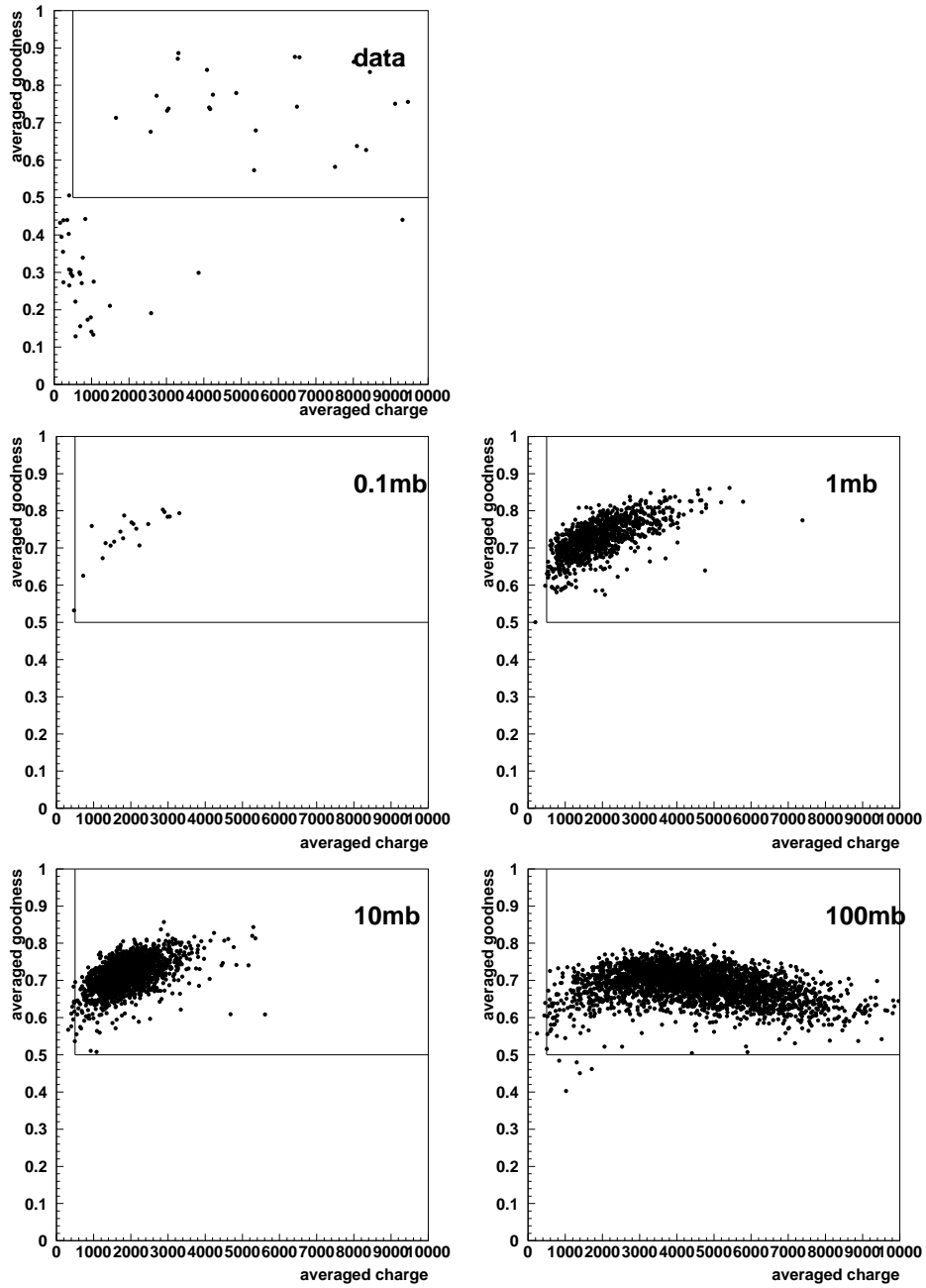


図 4.6: 2 番目以降の事象についての (内水槽の光量の平均値)vs.(goodness の平均値) 分布 : 右上の部分に含まれている事象群を選択する。連続したノイズ事象が除かれる。

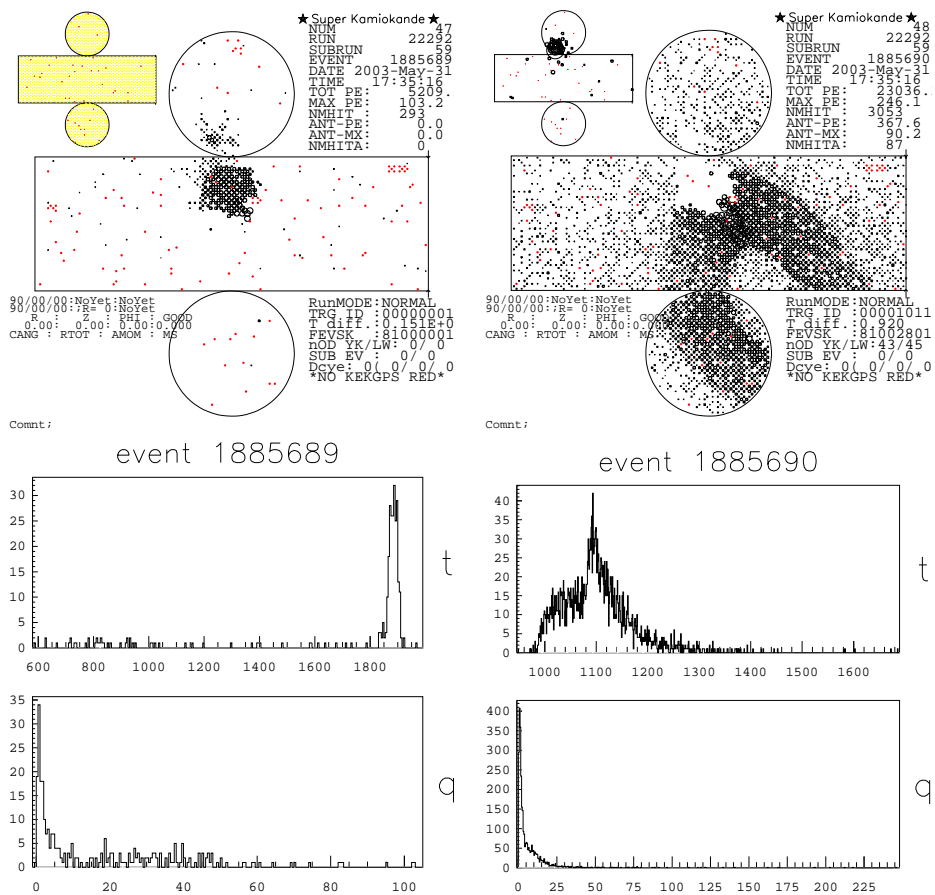


図 4.7: 分離事象の例: 上図はイベントディスプレイ、下図は事象の時間分布と光量分布である。左図が1番目の事象で、低エネルギーのイベントによりトリガーされ、時間分布の1850nsec付近でミュオンが通過しており、途中で右図のように2番目の事象が生成される。本来は一つのミュオン事象であることが分かる。

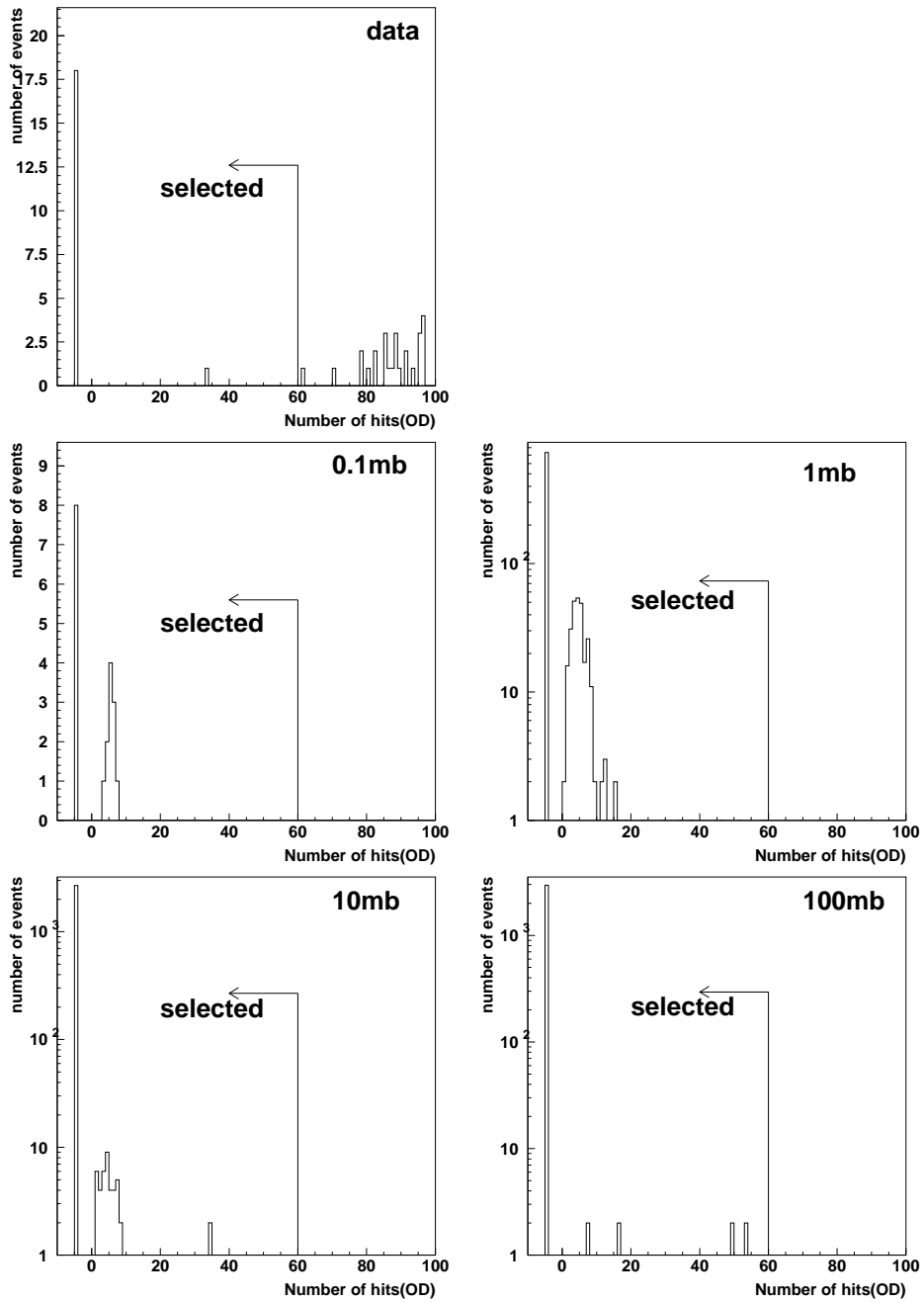


図 4.8: 2 番目の事象の外水槽のヒット数分布：事象数が 2 の場合の 2 番目の事象の外水槽のヒット数が 60 以下のものを選択する。比較のため事象数が 3 以上のものについてもヒット数 = 5 として同じ図に載せた。

4.2.4 ミューオン事象 cut

さらに宇宙線 μ 事象と崩壊電子やノイズ事象が同期している事象群を取り除く。宇宙線 μ 粒子はまず外水槽をヒットし、続いて内水槽に入射する。fitされた粒子の vertex と方向からミューオンの入射点を定める。さらにその入射点から 8m の範囲内に外水槽の光電子増倍管のヒット数を求め、外水槽の入射点付近のヒット数を計算する。この外水槽の入射点付近のヒット数をカットに使う。この一連の流れは事象を宇宙線 μ 事象とみなして muon fit を行うので、muon 以外のものについては fit できない場合がある。その場合には最も簡単な vertex fit²を行い、求めた vertex から 8m 範囲内の外水槽のヒット数を用いる。

宇宙線 μ 事象は入射点付近の外水槽のヒット数が大きく、内水槽の光量も大きい。一方 Q-ball の場合は外水槽のヒット数が大きい場合、内水槽の光量はミューオン事象の場合と比べてさほど大きくない。そこで、2 番目以降の事象について、粒子の入射点付近の外水槽のヒット数が 10 以下で、かつ内水槽の光量が 1,000p.e. 以上の事象が一つでもあればその事象群全体を選択するものとする。

- (粒子の入射点付近の外水槽のヒット数) <10 & (内水槽の光量) $\geq 1,000$ p.e. となる事象が 2 番目以降に少なくとも 1 つある事象群

図 4.9 の左に 2 番目以降の事象についての (入射点付近の外水槽のヒット数)vs.(内水槽の光量分布) 分布を示す。また右にはそれぞれの一次元分布を載せる。上図が内水槽の光量分布で、下図が粒子の入射点付近の外水槽のヒット数分布である。このカットによって宇宙線 μ 事象と低エネルギー事象が同期した事象群を全て取り除くことができた。

4.3 Reduction summary

図 4.11 に MC についての各 reduction step における 1 つの事象群中に含まれる事象数分布を示す。100 μ sec の時間内に反応する回数は表 3.1 から、0.1mb の場合で平均 0.2 回、1mb で 2 回、10mb で 20 回、100mb で 200 回である。生成した MC では最大の事象数を 20 と定めている。100mb の場合 1 番目の事象は 1st reduction で落ち、2 番目の事象が最初の事象として残る場合が多い。よって、100mb の場合は事象数分布において 19 あるいは 20 でピークを示す。

各 reduction step での事象数を表 4.1 に示す。MC については半径 50m 球内で内向きにランダムに発生させた事象数を合わせて載せる。検出器の中心から半径 50m 球内の点で Q-ball を発生させているので、半径 20m の検出器に実際に捕らえられるのは一部であり、それ以外の多くの Q-ball は検出器内で反応せずに通り抜ける。そのため 1st reduction の効率が低く抑えられている。また、MC の total reduction efficiency を表 4.2 にまとめる。これらの値を用いて次の章で各断面積の Flux の上限値を求める。

416.2 日分のデータについてすべての reduction を行った結果、2 つの事象を含む 1 つの事象群が残った。この 2 つの事象を図 4.12 に載せる。1 つ目の事象は宇宙線 μ 粒子事象、2 つ目は大気ニュートリノ事象であると考えられる。そこでミューオン事象が大気ニュートリノ事象と 100 μ sec 以内で同期する期待値を見積もる。検出器の有効体積内での大気ニュートリノの event rate は 8.6events/day である。今回の解析では検出器の全体積の事象を用いているので、大気ニュートリノの全体積での event rate を見積もる必要がある。event rate は体積に比例するとし、有効体積 22.5kt、全体の体

²Appendix B 参照。

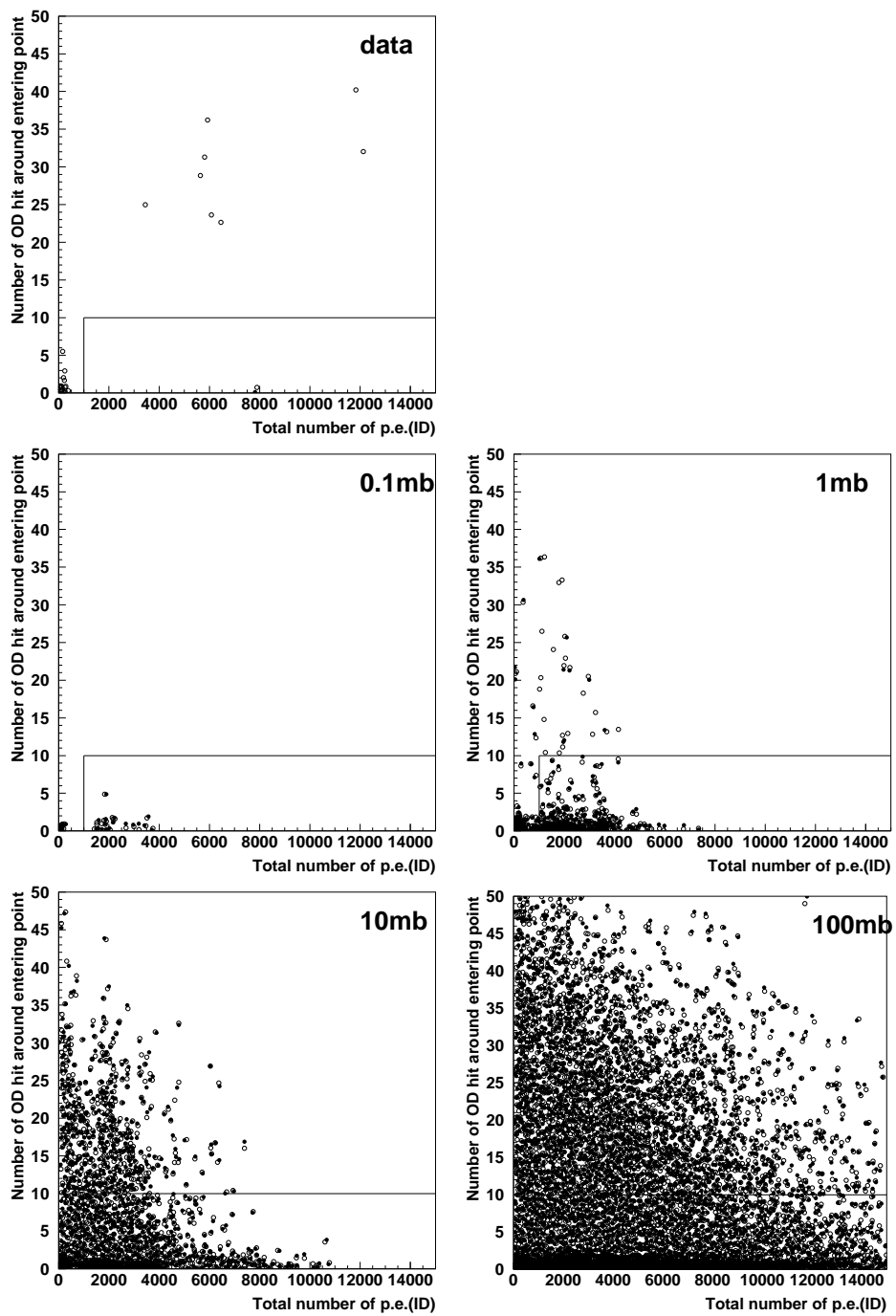


図 4.9: 2 番目以降の事象についての (入射点付近の外水槽のヒット数)vs.(内水槽の光量分布) : 横軸は内水槽の光量、縦軸は入射点付近の外水槽のヒット数である。白丸がこの reduction をする前、黒丸は選択された事象。左下の部分に連続した事象群のうち、一つでも入っていたらその事象群全体を選択する。

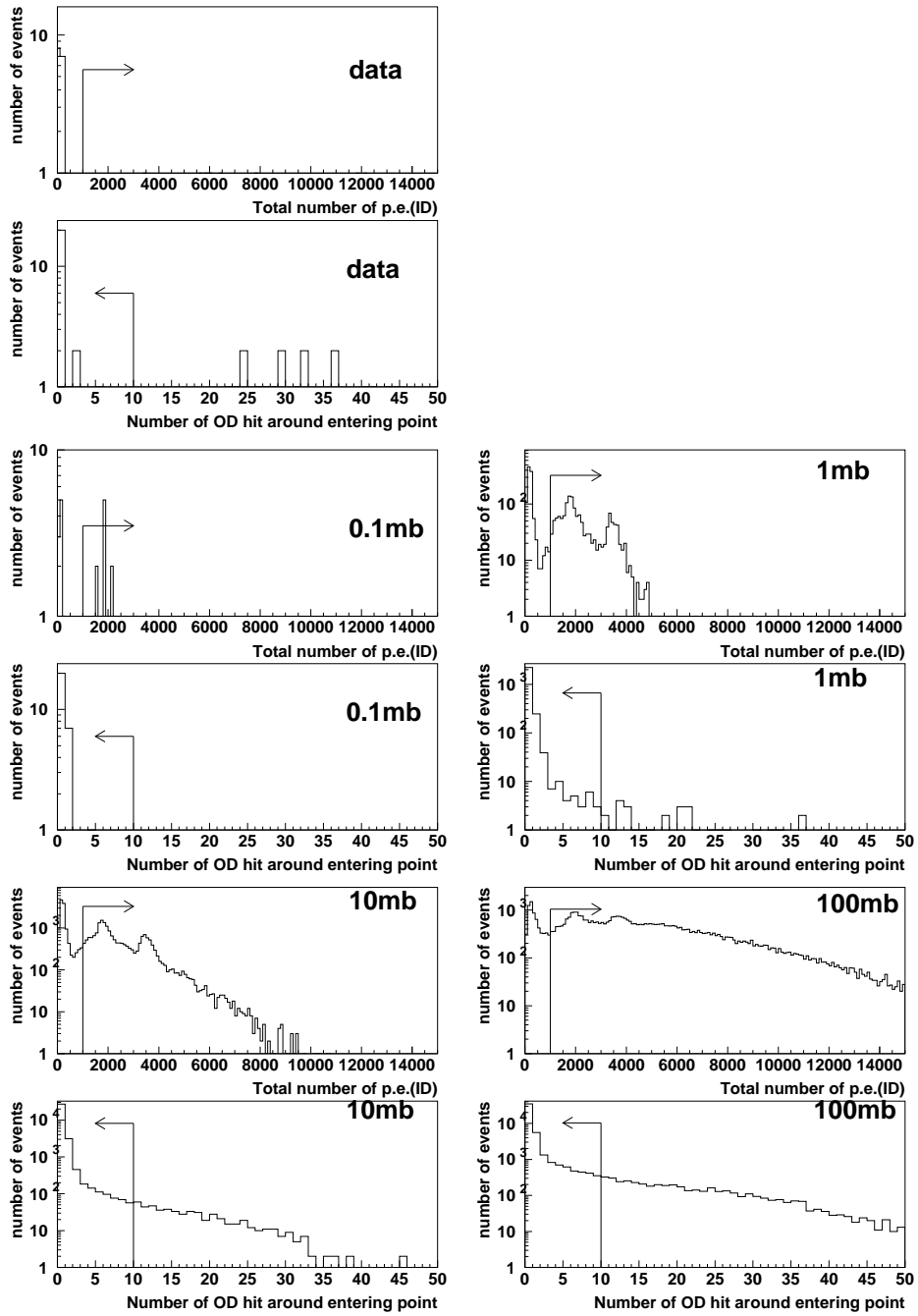


図 4.10: 図 4.9 の一次元分布 : 上図が内水槽の光量分布。下図が入射点付近の外水槽のヒット数分布である。

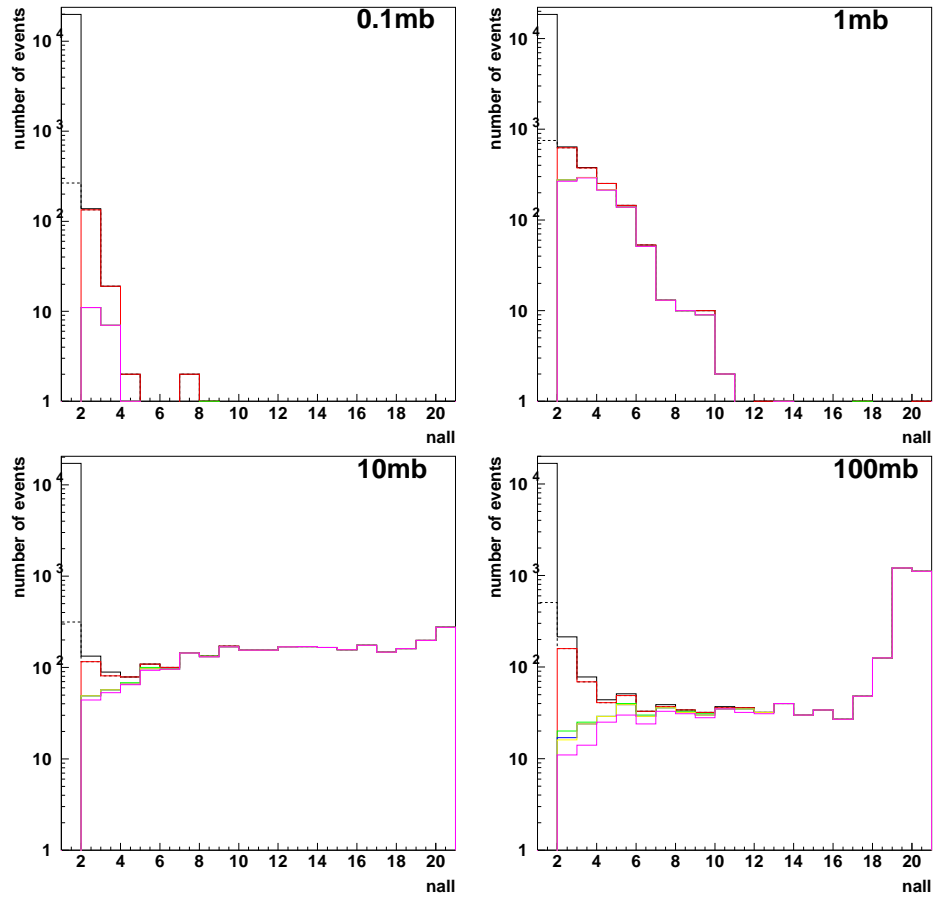


図 4.11: MC についての各 reduction における 1 つの事象群中に含まれる事象数分布：黒線は reduction 前、破線が 1st reduction 後、赤線が single event cut 後、緑線は 2nd reduction 後、青線は Noise cut 後、黄線は分離事象 cut 後、ピンク線が最終的に残った事象数分布である。

Reduction	Data
1st cut	13,789,698(22,164,964)
Single event cut	1,679,400(5,545,395)
内水槽光量 vs. 外水槽ヒット数 cut	77(474)
Noise cut	45(113)
分離事象 cut	19(61)
Muon event cut	1(2)

Reduction	MC:0.1mb	reduction efficiency	MC:1mb	reduction efficiency
半径 50m 球内でランダムに発生させた事象数	20,000(20,220)	–	20,000(23,293)	–
1st cut	424(621)	2.1%	2,242(5,521)	11%
Single event cut	158(355)	37%	1,488(4,767)	66%
内水槽光量 vs. 外水槽ヒット数 cut	20(55)	13%	1,013(3,603)	68%
Noise cut	19(47)	95%	1011(3,581)	99.8%
分離事象 cut	19(47)	100%	1011(3,581)	100%
Muon event cut	19(47)	100%	995(3,539)	98%
Reduction	MC:10mb	reduction efficiency	MC:100mb	reduction efficiency
半径 50m 球内でランダムに発生させた事象数	20,000(53,143)	–	20,000(71,883)	–
1st cut	3,178(35,514)	16%	3,691(53,776)	18.5%
Single event cut	2,863(35,199)	90%	3,184(53,269)	86%
内水槽光量 vs. 外水槽ヒット数 cut	2,744(34,832)	96%	2,970(52,663)	93%
Noise cut	2,734(34,768)	99.6%	2,962(52,626)	99.7%
分離事象 cut	2,734(34,768)	100%	2,961(52,624)	99.97%
Muon event cut	2,720(34,722)	99.4%	2,918(52,401)	98.5%

表 4.1: reduction summary : 各 reduction での事象群の数。括弧内は一つの事象群に含まれる事象数。MC の efficiency は検出器中心から半径 50m の球上で発生させた場合である。

MC : cross section	0.1mb	1mb	10mb	100mb
Total reduction efficiency (%)	0.095	4.98	13.6	14.6

表 4.2: Total reduction efficiency : MC についての total reduction efficiency を示す。

積 32kt であるから全体での大気ニュートリノの event rate は、

$$8.6 \text{ events/day} \times \frac{32 \text{ kt}}{22.5 \text{ kt}} = 11.4 \text{ events/day} \quad (4.2)$$

と見積られる。一方、今回解析に用いたデータにおいて 1st reduction で残る事象の event rate は 0.34events/sec である。416.2 日分のデータに対して 100 μ sec の間に大気ニュートリノと 1st reduction で残った事象が同期する事象の数の期待値は以下のように計算される。

$$11.4 \text{ events/day} \times 416.2 \text{ days} \times 0.34 \text{ events/sec} \times 100 \mu\text{sec} = 0.16 \text{ events} \quad (4.3)$$

大気ニュートリノが同期する事象の期待値が 0.16event に対して、大気ニュートリノが同期する事象を 1 個以上観測する確率は、Poisson 分布より 15% となる。よって、残った 1 事象群は宇宙線 μ と大気ニュートリノのアクシデンタルコインシデンスと考えて矛盾ない。結論として、有意な Q-ball 候補は観測されなかった。

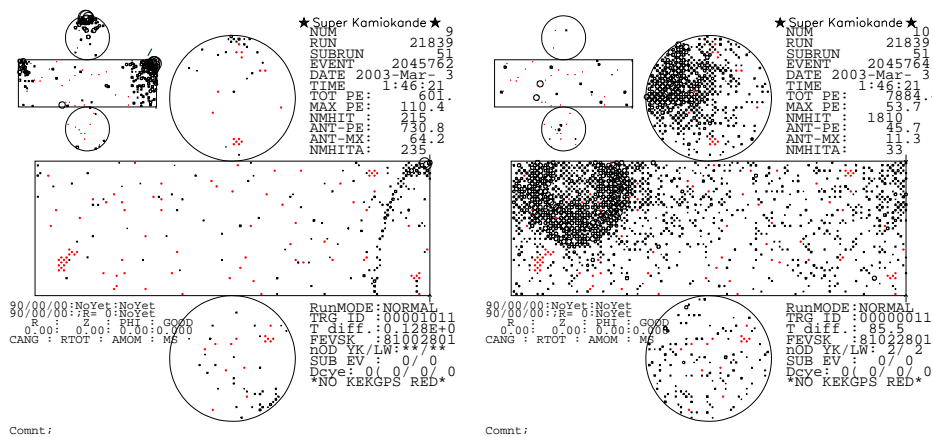


図 4.12: reduction で残った事象：左が最初の事象。右が最初から約 86 μ s 後にトリガーされた事象。1 つ目の事象はミューオン事象、2 つ目の事象は大気ニュートリノ事象であるように見える。

第5章 結果と考察

前章で残った Q-ball 候補の事象数から Q-ball Flux の上限値を求める。

5.1 Flux 上限値の計算

Q-ball Flux は次の式によって求められる。

$$Flux = \frac{N_0}{S_{eff}\Omega T} \quad (5.1)$$

ここで N_0 は Q-ball の候補の期待値であり、前章の reduction で残った観測数 1 に対して 90% C.L. で期待値 N_0 は 3.9 となる。T は観測時間、 S_{eff} はモンテカルロシミュレーションから求められる有効面積である。シミュレーションの検出効率 ϵ から

$$S_{eff}\Omega = \epsilon\pi r^2 \times 4\pi [m^2 sr] \quad (5.2)$$

と求めることができる。ここで r はシミュレーションで検出器の中心から Q-ball の発生点までの距離の最大値で今回は 50m である。また、Q-ball は全方向から等確率で飛来するとした。

検出効率および有効面積は各反応断面積において以下の表 5.1 のようになる。今回解析したデータは SK-II のデータ (2003 年 1 月 21 日～2004 年 6 月 29 日) を用い有効観測時間は 416.2days である。以上の結果を用いると、各反応断面積での Flux の上限値は表 5.1 のように計算される。

反応断面積 σ (mb)	検出効率 ϵ (%)	有効面積 $S_{eff}\Omega$ ($cm^2 sr$)	Flux の上限値 ($cm^2 sr^{-1} sec^{-1}$)
0.1	0.095	9.4×10^5	1.2×10^{-13}
1	4.98	4.9×10^7	2.2×10^{-15}
10	13.6	1.3×10^8	8.1×10^{-16}
100	14.6	1.4×10^8	7.5×10^{-16}

表 5.1: シミュレーションにおける各反応断面積での検出効率、有効面積、Flux の上限値

5.2 他の実験との比較

今回スーパーカミオカンデ実験で得られた flux の上限値を過去の実験の値と比較していく。図 1.1 で示したように電荷を持たない中性 Q-ball についていくつかの実験の結果あるいは考察がなされている。今回我々が探索した領域は、反応断面積 0.1mb、1mb、10mb、100mb であり、それぞれ Q-ball の質量 $M_Q=3.8 \times 10^{11} GeV$ 、 $1.2 \times 10^{13} GeV$ 、 $M_Q=3.8 \times 10^{14} GeV$ 、 $M_Q=1.2 \times 10^{16} GeV$ に

対応している。この領域を探索している実験は BAKSAN[4] と Kamiokande[8] である。BAKSAN では、反応断面積 $\sigma > 50\text{mb}$ 、すなわち $M_Q > 4.2 \times 10^{15}\text{GeV}$ の領域で flux は、

$$F < 3.0 \times 10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} \quad (5.3)$$

である。今回我々の結果ではこの領域の flux の値は、

$$F < 8.1 \times 10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\sigma > 10\text{mb}) \quad (5.4)$$

$$F < 7.5 \times 10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\sigma : 100\text{mb}) \quad (5.5)$$

であり、BAKSAN の結果を上回るものではなかった。Kamiokande では反応断面積 0.1mb、1mb、10mb について考察しており、それぞれの flux は次のような値を得る。

$$F < 3 \times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\sigma > 0.1\text{mb}) \quad (5.6)$$

$$F < 3 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\sigma > 1\text{mb}) \quad (5.7)$$

$$F < 3 \times 10^{-15} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\sigma > 10\text{mb}) \quad (5.8)$$

これに対して今回の我々の結果では、

$$F < 1.2 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\sigma > 0.1\text{mb}) \quad (5.9)$$

$$F < 2.2 \times 10^{-15} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\sigma > 1\text{mb}) \quad (5.10)$$

$$F < 8.1 \times 10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\sigma > 10\text{mb}) \quad (5.11)$$

となり、Kamiokande のそれぞれ約 1/25、1/14、1/3 の上限値を得ることができた。今回の我々の結果を図 1.1 に重ねたものを図 5.1 に示す。断面積が大きくなるほど 1st reduction の光量カットで落される事象の数は多くなる。よって今回の 100mb での結果は $100\text{mb} < \sigma \leq 300\text{mb}$ の結果とする。

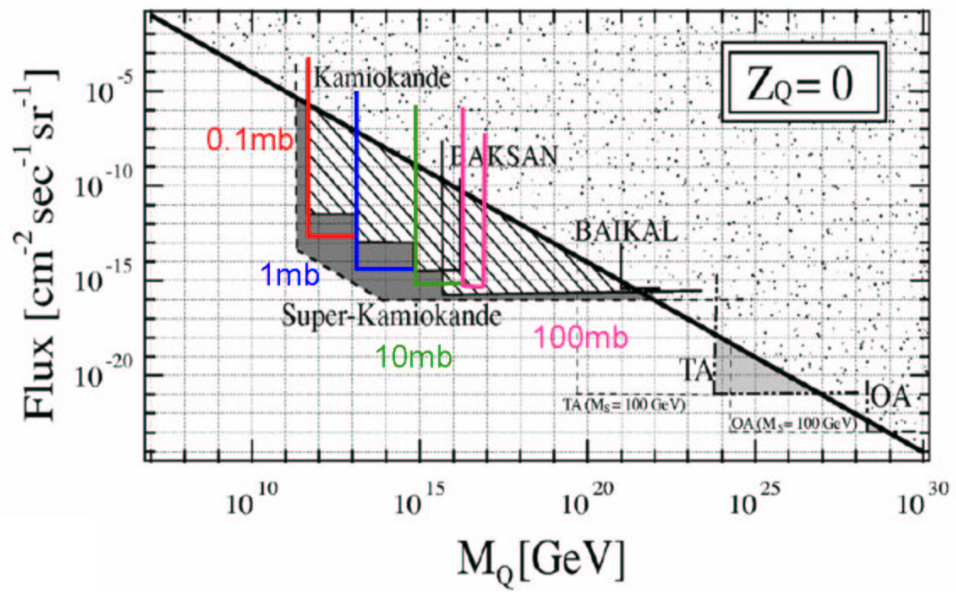


図 5.1: 電荷的に中性な Q-ball についての flux と質量の排除領域 : 図 1.1 に今回求めたスーパーカミオカンデ 416.2days での flux の値を重ねて示す。赤線が $\sigma > 0.1\text{mb}$ 、青線が $\sigma > 1\text{mb}$ 、緑線が $\sigma > 10\text{mb}$ 、ピンク線が $100\text{mb} < \sigma \leq 300\text{mb}$ の排除領域を表す。

第6章 まとめ

SK-II の 416.2 日分のデータについて Q-ball 探索のための解析を行ったところ、1つの Q-ball 候補事象群が残った。残った事象群は二つの事象を含み、それらは宇宙線 μ 事象と大気ニュートリノ事象が $100\mu\text{sec}$ 以内に同期したものである可能性が考えられる。このように 1st reduction でトリガーされた事象と大気ニュートリノ事象が $100\mu\text{sec}$ 以内に同期する確率を 1st event の trigger rate とニュートリノの event rate から計算したところ、15% という値が得られた。したがって、残った事象は宇宙線 μ 事象と大気ニュートリノ事象のアクシデンタルコインシデンスと考えて良い。

Q-ball 候補が 1 事象として Q-ball flux の上限値を求めたところ、4つの反応断面積 $\sigma=0.1\text{mb}$ 、 1mb 、 10mb 、 100mb に対して、90% C.L. で次の値が得られた。

$$F < 1.2 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad (0.1\text{mb} < \sigma) \quad (6.1)$$

$$F < 2.2 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad (1\text{mb} < \sigma) \quad (6.2)$$

$$F < 8.1 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad (10\text{mb} < \sigma) \quad (6.3)$$

$$F < 7.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ sec}^{-1} (100\text{mb} < \sigma \leq 300\text{mb}) \quad (6.4)$$

このうち、 0.1mb 、 1mb 、 10mb についてはこれまでの Kamiokande の結果を更新する上限値が得られた。 $\sigma > 50\text{mb}$ を探索した BAKSAN の結果、 $F < 3.0 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ を更新することはできなかった。今後統計を増やすことによって新たな上限値を与えることができる。

付録A キャリブレーション

SKは荷電粒子の発するチェレンコフ光を光電子増倍管で捕らえ、その時間と電荷の情報を用いて粒子の反応点の位置やエネルギーを求める検出器である。そのため、光電子増倍管の利得を合わせたり、時間情報のずれを調整することなどが正確な測定に必要となる。SK-IIではSK-Iと一部異なるキャリブレーションを行っており、PMTの利得と量子効率(QE)を別々に測定することが可能になっている。

A.1 利得キャリブレーション

全てのPMTについて利得が等しくなるように印加電圧値を決める。予め約400本のPMTについて空気中で利得が1%の精度まで合うように印加電圧を調整した。この調整にはキセノンフラッシュランプが用いられた。概要図を図A.1に示す。キセノンフラッシュランプから出た光はディフューザーで均一に拡散され、UV透過フィルターと光ファイバーを通してシンチレーターに入射し、チェレンコフ光に近い波長に変換されてPMTに照射される。このように予めキャリブレーションされたPMTをprecalibrated PMTと呼ぶ。次に、予め調整されたprecalibrated PMTをタ

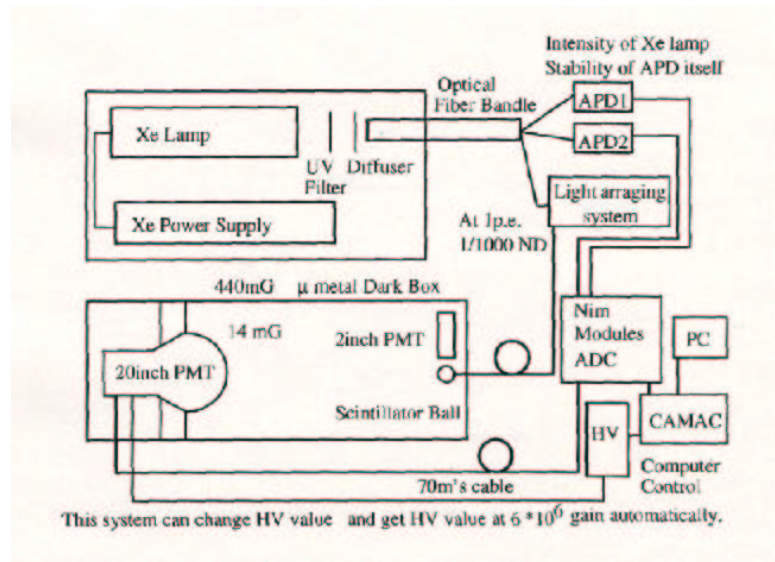


図 A.1: PMT pre-calibration で用いた set up

ンク内にいろいろな場所に設置し、同じ光学システムを用いて他のPMTの電圧値を調整する。使われる装置を図A.2に載せる。precalibrated PMTから得られる光量を基準として他のPMTが

得るべき光量を計算し、相対利得が一致するように電圧値を調整した。

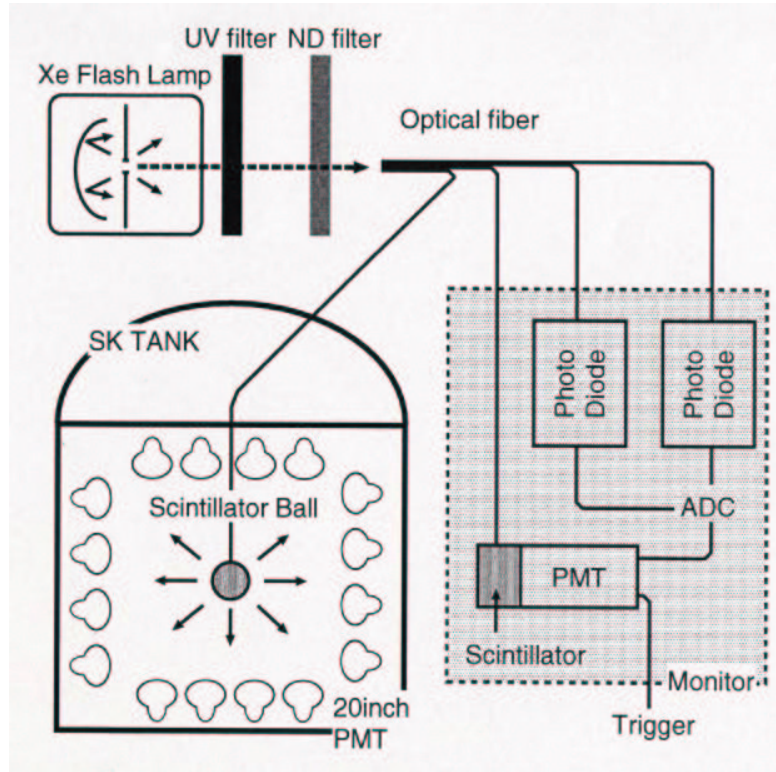


図 A.2: Gain Calibration 装置

A.2 絶対利得キャリブレーション

利得キャリブレーションで相対利得を合わせた後、さらに絶対利得を合わせるために電圧を調整する。PMT の出力は pico Coulomb で得られる。絶対利得キャリブレーションでは光電面から放出される光電子の数と PMT 出力の電荷分布との変換を調整する。つまり 1 光電子相当の光を当てたときの電荷分布 (1p.e. 分布) を全ての PMT について合わせる。この測定には Ni が熱中性子を捕獲する時に放出する 9MeV の γ 線を使う。図 A.3 に光源図を載せる。円筒形のポリエチレン容器の中に約 3kg の Ni ワイヤと純水が入っていて、これをタンク上面の中央から入れ、ワイヤで吊す。タンクの中央付近で発生したチェレンコフ光は十分弱く、1 光子起因の PMT 出力分布が作られる。このようにして作られた 1p.e. 分布にはタンクの上面、側面、底面の各部分でピーク値のずれが見られる。このずれを補正するように PMT の印加電圧値が決定される。最終的な 1p.e. 分布を図 A.4 に載せる。全 PMT の 1p.e. 分布から 1 光電子あたりの電荷が

$$1[\text{photoelectron}] = 2.297[\text{pC}] \quad (\text{A.1})$$

となるように印加電圧値が決定された。

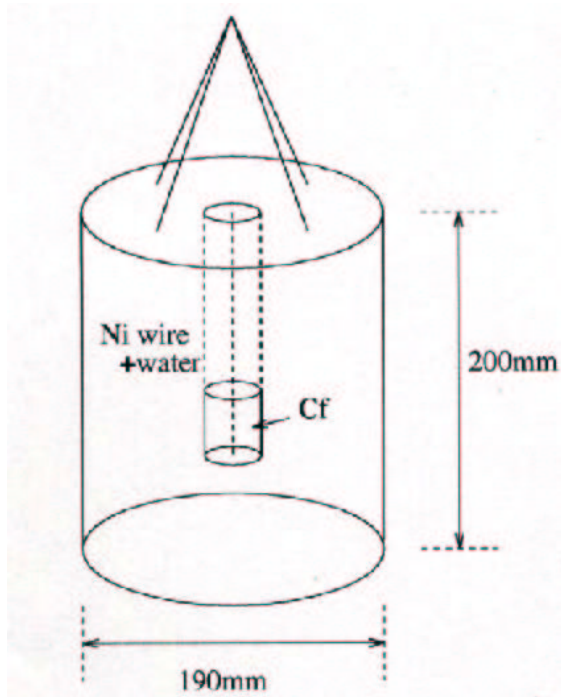


図 A.3: 1p.e. 分布を作るための光源

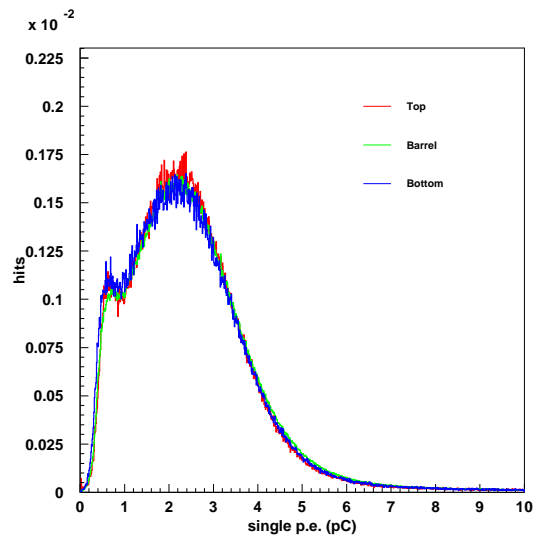


図 A.4: 各部分の 1pe 分布 : SK-II 電圧をかけた各部分の 1pe 分布。横軸が pC を表し、縦軸がヒット数の相対値を表す。

A.3 QE測定

チェレンコフ光の光子は PMT の光電面にたどりつくと光電効果で光電子に変換される。量子効率 (QE、quantum efficiency) はこのときの変換の確率であり、光電面の材質により異なる。SK-I での MC シミュレーションでは全ての PMT で等しい QE を用いていたが、SK-II においては PMT の製造時期の違いなどによる QE の個体差を考慮し、この個体差を得るためにチェレンコフ光の検出効率の平均からのずれを各 PMT ごとに求める。この検出効率の相対値を QE テーブルと呼ばれるテーブルにまとめる。

A.3.1 QE テーブル

この測定には 1p.e. 分布の作成に使われたものと同じ Ni 光源を使用している。Ni から発生した γ 線によるチェレンコフ光は非常に微弱なのでそのヒット数は利得に依存せず、量子効率に依存する量である。初め、MC においては QE は全て同じ値を用いているので、ヒット数は QE に依存しない。よって、データと MC のヒット数の比 $N_{hits_{Data}}/N_{hits_{MC}}$ をとることによって、相対的な検出効率が求められる。求めた各 PMT の相対的検出効率を 1 に規格化したものをまとめた表を QE テーブルと呼ぶ。これによると、タンクの上底面の検出効率の差は 9.4% である。本来であれば上下対称であることが望ましいが、この QE テーブルを含む MC を用いれば十分に補正出来ると考えられる。この QE テーブルの分布を図 A.5 に載せる。タンクの上面には比較的古い PMT が設置されており、比較的新しい PMT が設置されている底面比べて検出効率が低いことが確認できる。

A.4 相対利得補正テーブル

多数の光子を PMT で受ける場合、その出力は利得と検出効率に依存する。利得キャリブレーションでは多数の光子を放出するキセノンランプで PMT 出力を合わせたので、利得と検出効率には逆相関がある。

$$Q \propto (Gain) \times (QE. \& Col.eff.) \times (Water Effect) \times (Reflection) \times (Geo.eff.) \quad (A.2)$$

ここで Q は多数光子を受けたときの光量である。この値は PMT の利得 (*Gain*) と量子効率、collection efficiency (*QE. & Col.eff.*)、水の散乱、吸収の効果 (*Water Effect*)、反射光 (*Reflection*)、地磁気の影響 (*Geo.eff.*) などの補正を加えて求められる。一方、Ni のような微弱な光の場合、PMT に届くのは 1 光子でなのでヒット数は利得に関わらない。

$$H \propto (QE. \& Col.eff.) \times (Water Effect) \times (Reflection) \times (Geo.eff.) \quad (A.3)$$

ここで H は 1 光子を受けたときのヒット数である。この値は利得に依存せず、検出効率と種々の補正によって求められる。従って、多数光子の時の光量 Q と 1 光子の時のヒット数 H の比をとることによって検出効率の効果とは切り離された相対的な利得の情報だけが得られ、さらに各 PMT の利得を調整することができる。この測定には波長 368nm に合わせた窒素レーザーシステムを用い、レーザー強度を変えて測定を行った。システムの概略を図 A.6 に載せる。このようにして得られたのが図 A.7 の各 PMT に対する相対的利得テーブルである。上図がタンク側面、左下がタンク上面、右下がタンク底面である。検出効率の図と比べると逆相関が見られる。タンク側面について上下で利得に差がみられるが、このテーブルによって補正することが可能となる。

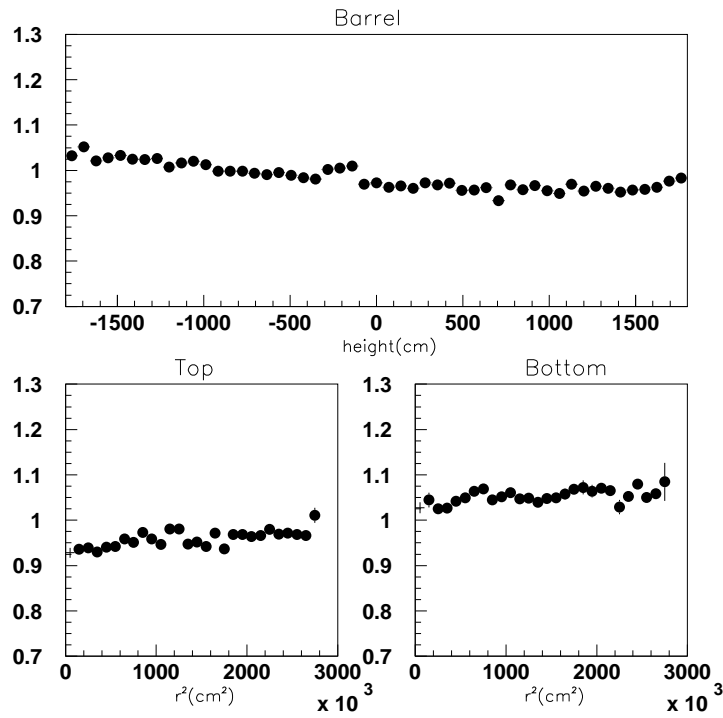


図 A.5: 相対的検出効率分布 : 求めた相対的検出効率の平均値を1に規格化した。上図はタンク側面に設置された PMT の検出効率の高さ方向分布である。底面が負方向である。下図は左がタンク上面、右がタンク底面の検出効率を中心からの距離の2乗でプロットした図である。

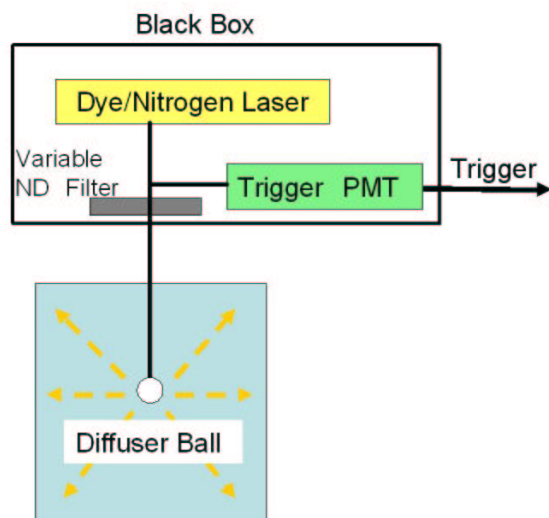


図 A.6: 相対利得補正用 Laser 光学系システム

A.5 タイミングキャリブレーション

イベントの vertex は PMT が光を受ける時間情報から算出されている。時間情報は各 PMT からのケーブルの長さや光量の違いによってもずれが生じる。光量の違いによるずれはタイミングを測定する際、大きい光量のシグナルは小さい光量のシグナルに比べて閾値を超えるのが早いことから起こる。これを補正するテーブルを窒素レーザーを用いて作成した。

A.6 水の透過率測定

水による光の吸収、散乱の効果による光の減衰を見積もることは光量から正確に粒子のエネルギーを測定するのに必要不可欠である。そのため、レーザー光を用いて吸収、散乱の効果と透過率の波長依存を、宇宙線 μ 粒子を用いて透過率をそれぞれ独立に測定している。

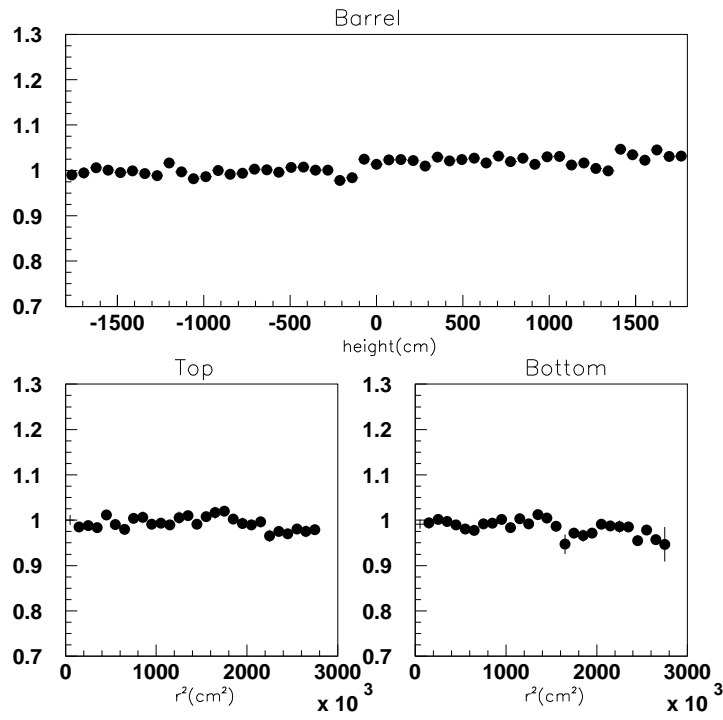


図 A.7: 利得補正テーブル: 求まった比を 1 に規格化した。上図はタンク側面に設置された PMT の利得比の高さ方向分布である。底面が負方向である。下図は左がタンク上面、右がタンク底面の利得比を中心からの距離の 2 乗でプロットした図である。検出効率との図と比べると関係が見られる。

付録B 事象再構成

実際のデータからイベントの発生点を再構成する方法について述べる。ここでは本文中で用いた、イベントの反応点を再構成する方法について説明する。

B.1 vertex 再構成

最も簡単な vertex 再構成は、光子が同時刻に一点から放出されたと仮定して行う。PMT にヒットした時間から光子の飛行時間を差し引いた時間分布が最もシャープになる位置を vertex と見積もる。その fit の良さ goodness は次のように定義する。

$$G_p = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left(-\frac{(t_i - t_0)^2}{2(1.5 \times \sigma)^2}\right) \quad (\text{B.1})$$

ここで N は PMT のヒット数、 t_i は i 番目の PMT のヒットした時間から光子の飛行時間を引いた時間、 t_0 は t_i の中心値、 σ は PMT の時間分解能である。goodness が最大となる位置を vertex と見積もることとする。

関連図書

- [1] I. Affleck, M. Dine, Nucl. Phys. B **249**, 361 (1985).
- [2] S. Kanuya, and M. Kawasaki, Phys. Rev. D **61** 041301 (2000).
- [3] S. Kanuya, and M. Kawasaki, Phys. Rev. D **64** 123515 (2001).
- [4] J. Arafune et al., Phys. Rev. D **62** 105013 (2000).
- [5] A.Kusenko, V.Kuzmin, M.Shaposhnikov, and P.G.Tinyakov, Phys.Rev.Lett. **80**, 3185 (1998).
- [6] P. F. Smith, and J. D. Lewin, Phys. Rep. **187** 203 (1990).
- [7] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, Phys. Rep. **267** 195 (1996).
- [8] T. Kajita et al., J. Phys. Soc.Jpn. **54** 4065 (1985).
- [9] I. A. Belolaptikov et al., astro-ph/9802223 (1998).

謝辞

研究を進めるにあたり、多くの方々に御指導頂きましたことを深く感謝いたします。

指導教官である梶田隆章先生には SK 実験に参加する機会を与えて頂きました。また本研究を進めるにあたっては様々な御指導、御助言を頂きました。心より感謝致します。

鈴木洋一郎先生には折に触れ研究者としての姿勢や考え方について教えて頂きました。

金行健治先生には SK-II のデータを使うにあたり様々な御指導を頂きました。

奥村公宏先生にはプログラムの使い方から物理解析まで一から指導して頂きました。また、本論文をまとめる際にも様々な御指導を頂き、大変お世話になりました。

神岡研究施設の中畑雅行先生、伊藤好孝先生には物理の様々な事柄について御教授いただきました。塩澤真人先生、森山茂栄先生には Calibration などについて丁寧にお教えて頂きました。小汐由介先生には、データ解析でお世話になりました。竹内康雄先生、三浦真先生、大林由尚先生、石原賢治先生、亀田純先生、難波俊雄さんにはゼミやミーティングなどでお世話になりました。

佐治超爾さん、中山祥英さん、石塚正基さん、樋口格さんには日頃から様々なアドバイスをいただきました。満田史織さん、足永洋平さん、南部良介さん、南野彰宏さんには神岡でお世話になりました。同期の多記康司君、穂坂純也君、後輩の西野玄記君、三塚岳君にもお世話になりました。

ニュートリノセンターの秘書の福田蓉子さん、木次敦子さんには様々な心配りを頂き大変お世話になりました。

上に述べた方々に加え、多くの皆様から御指導、御支援を頂きました。心から御礼申し上げます。