

修士論文
スーパーカミオカンデにおける
超新星爆発ニュートリノバースト探索

岡山大学 大学院自然科学研究科

宇宙物理学研究室

学籍番号 41417122

池田一得

2007年2月20日

目次

はじめに	1
第 1 章 Super-Kamiokande 検出器	2
1.1 測定原理	2
1.2 検出器	3
1.2.1 20 インチ光電子増倍管	4
1.3 データ収集システム	5
1.3.1 エレクトロニクス	5
1.3.2 トリガー	7
1.3.3 計算機システム	8
第 2 章 超新星爆発ニュートリノ	9
2.1 星の最期と超新星爆発の種類	9
2.2 超新星爆発のニュートリノ放出過程	12
2.3 Super-Kamiokande と超新星爆発ニュートリノ	14
2.4 超新星爆発ニュートリノ観測から分かる物理	16
第 3 章 超新星爆発ニュートリノバースト探索の解析	19
3.1 事象再構成	19
3.1.1 事象発生点の再構成	19
3.1.2 方向の再構成	21
3.1.3 エネルギーの再構成	22
3.2 バックグラウンド除去	24
3.2.1 First Reduction	24
3.2.2 Second Reduction	25
3.2.3 SK-II のみに用いられるノイズ除去	28
3.3 データセット	29
3.4 ニュートリノバースト探索の方法	30
3.5 近傍銀河での超新星爆発バースト探索	32
3.6 低エネルギー領域を含めた超新星バースト探索	33
3.7 中性子化バースト探索	38
第 4 章 考察と結論	43
付録 A Super-Kamiokande 検出器の較正	46

A.1	光電子増倍管の応答時間較正の概要	46
A.2	較正に用いるハードウェア	48
A.3	応答時間補正の方法と改良点	49
A.4	補正の評価	53
A.4.1	Ni、Cf ガンマ線源データでの評価	53
A.4.2	LINAC データでの評価	55
A.4.3	20 インチ光電子増倍管の時間分解能	57
A.5	今後の課題について	59
付録 B	チェレンコフ光について	61
参考文献	65
謝辞	68
索引	70

はじめに

1987年2月23日、日本時間午後4時35分、カミオカンデ検出器は岐阜県の山奥で11個のニュートリノ事象を観測した。超新星1987Aは地球から50kpcという距離にある大マゼラン星雲で起こった超新星爆発であるが、観測された11個のニュートリノはまさにその超新星爆発の瞬間に放出されたものであり、およそ16万年という時を経て地球に到達したものであった。カミオカンデ検出器によるこの観測は、超新星爆発をニュートリノによって“見る”ことができるということを世界で始めて示し、ニュートリノ天文学の夜明けとなったのである。そして1996年以降カミオカンデの後を引き継いだスーパーカミオカンデは今現在も稼動中であり、より多くの超新星爆発ニュートリノを捕らえることで爆発機構の詳細まで完全に理解することが期待されている。

本論文ではそのスーパーカミオカンデ検出器が1996年から2005年まで超新星爆発ニュートリノバーストを探して宇宙を見続けた結果を報告する。内容は以下のとおりである。

まず第一章でスーパーカミオカンデ検出器がどのような原理でニュートリノを観測しているかを説明する。ここではエレクトロニクスを中心に、一つの事象がどのように作られるかを信号の流れを追っていくことで理解していきたいと思う。

第2章では本研究対象である超新星爆発について説明する。超新星爆発にはいろいろな種類があるが、星の進化をたどっていきその中で何が起きているのかを考えることでそれらを統一的に理解していくことを目的とする。また、その超新星爆発から放出されたニュートリノがスーパーカミオカンデ検出器でどのような反応をし、SKでは何がわかるのか今後の超新星爆発研究の課題も含めて議論する。

以上の背景を踏まえて、第3章にて実際の解析の結果について報告する。まず基本的な事象再構成とノイズ事象除去について説明したあと、

- 近傍超新星爆発ニュートリノバースト探索
- より低いエネルギー領域を含めた超新星爆発ニュートリノバースト探索
- 中性子化バースト探索

という3つの目的でそれぞれ少しずつ異なる解析を行ったのでそれぞれの結果を順にまとめていく。

第4章にて、解析の結果を元に本論文の総括を行い、この研究で得られた新しい超新星爆発頻度に対する制限について報告する。

また、本論文の解析とは直接関係はないが、今後の事象再構成の改良に不可欠であるPMTの時間特性を改良するために、SK-IIIのPMT応答時間較正を行い、解析法を改良しハードウェアの問題について検討した。それを付録Aにまとめた。

最後に、1987Aの観測からちょうど20年という節目の年にこのようなタイトルで修士論文を書くことが出来、とても光栄に思うと同時に、16万年もの間寄り道一つせず、カミオカンデにて足を止めていただいた11個のニュートリノ達に深くお礼を申し述べたい。

2007年春、岡山にて

池田 一得

第 1 章

Super-Kamiokande 検出器

Super-Kamiokande(SK) 検出器は岐阜県飛騨市神岡町にある神岡鉱山内の地下 1,000 メートルに建設された総体積約 50,000 トンの水チェレンコフ検出器である。SK 実験は、1996 年に観測を開始以来、大気ニュートリノや太陽ニュートリノの観測によるニュートリノ有限質量の発見、加速器で作られたニュートリノ振動を観測して大気ニュートリノの結果を確認したこと、陽子崩壊の探索、など数々の功績をあげてきた。

1.1 測定原理

スーパーカミオカンデは陽子崩壊及びニュートリノ検出器として知られているが、その測定原理は陽子が崩壊したときやニュートリノが水中の物質と反応したときに放出される荷電粒子が放つチェレンコフ光を光電子増倍管によって観測することである。チェレンコフ光は荷電粒子がある媒質中をその媒質中の光速よりも速く進むときに放出される光のことである。真空中では等速直線運動する荷電粒子は電磁放射することは許されない。図 1.1 に示すように、媒質中の屈折率が $n(\lambda) > 1$ であれば p_1^μ 、 p_2^μ 、 k^μ をそれぞれ光子を放出する前後の荷電粒子と放出される光子の 4 元運動量とすると、

$$p_1^\mu = p_2^\mu + k^\mu \quad (1.1)$$

が運動学的に許され、光子は荷電粒子の進行方向に対し

$$\cos \theta_{ch} = \frac{1}{n(\lambda)\beta} \quad (1.2)$$

を満たす角度 θ_{ch} に円錐状に放出される(付録参照)。なお、水中で $n = 1.33$ 、 $\beta = 1$ となるときこの円錐の頂角は約 42 度となる。荷電粒子がチェレンコフ光を放出する条件は上式より、 $\cos \theta_{ch} \leq 1$ となるとき、つまり

$$E \geq \frac{n \times mass}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (1.3)$$

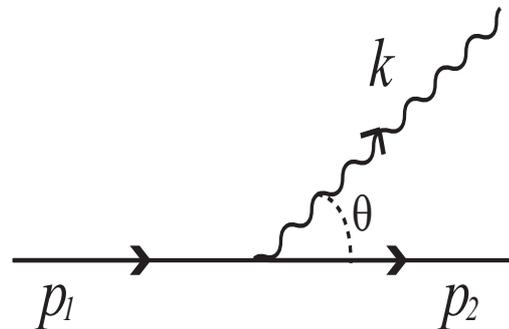


図 1.1 チェレンコフ放射

となり、例えば水中で電子はエネルギーが 0.767MeV 以上のとき、ミュー粒子は 157.4MeV 以上のときにチェレンコフ光を放出することができる。

さて、このチェレンコフ光はどのくらいの明るさかなのだろうか。式の導出は付録にゆずるとして、まず電子が屈折率 n の媒質中を単位距離 dL だけ進んだときに放出されるある波長領域 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ の光子数 dN は

$$\frac{dN}{dL} = \frac{2\pi\alpha}{n} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (1.4)$$

で与えられる ($\alpha \sim 1/137$ は微細構造定数)。これより電子がほぼ光速で走るとき、SK の光電子増倍管が検出できる波長領域 $300\text{nm} \sim 600\text{nm}$ の光子を 1cm あたり約 340 個放出することがわかる。 10MeV の電子は水中を数 cm 程度しか走らないのでその電子が SK で放出する光子数は約 $1,000$ 個程度であるが、豆電球を乾電池 1 本で光らせたときに放出される光子数がだいたい 10^{18} 個/秒である^{*1} のと比較してもずいぶん暗い光であることはわかってもらえるだろう^{*2}。

1.2 検出器

SK 検出器の概観を図 1.2 に示す。検出器は岐阜県飛騨市の神岡鉱山内の地下 $1,000\text{m}$ ($2,700\text{m w.e}$) にあり、東経 137.3 度、北緯 36.4 度、磁気緯度 25.8 度に位置する。地下に検出器を設置することで宇宙線ミュー粒子のフラックスを地表と比べ 10^{-5} 程度に抑えることができる。また地磁気に関しては図 1.3 に示すように、検出器を取り囲む地磁気補償コイルを設置し、光電子増倍管の収集効率に影響がないよう地磁気が 100mG 以下に打ち消されている。

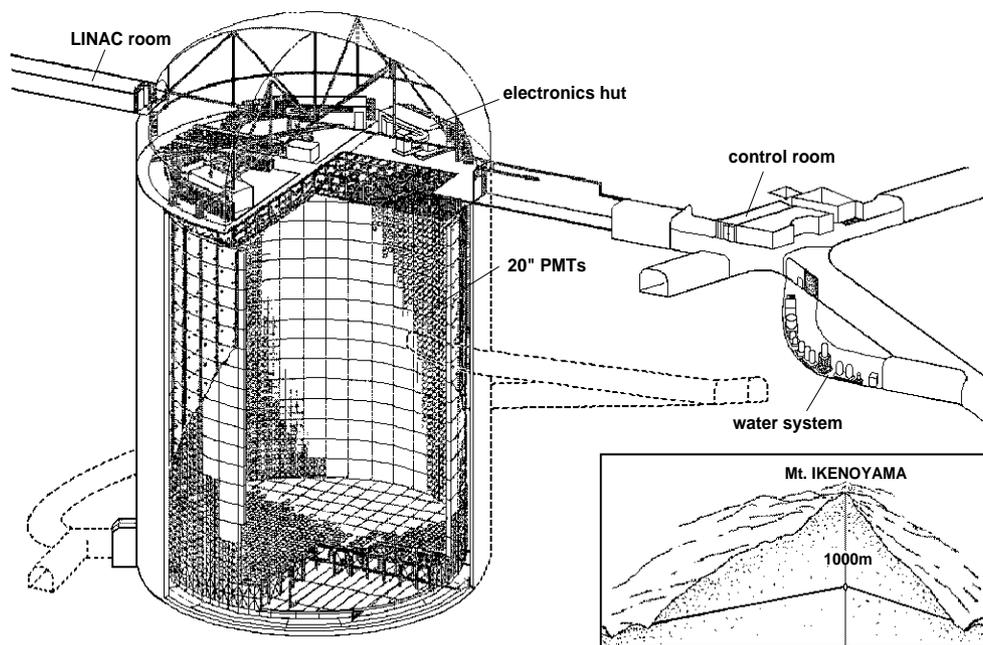


図 1.2 Super-Kamiokande 検出器概観

*1 豆電球の規格は一般的な $2.5\text{V}0.3\text{A}$ で電池を 1.5V とすると、この豆電球の消費電力は $1.5\text{V} \times \frac{1.5 \times 0.3}{2.5} \text{A} = 0.27\text{J/s}$ である。光の波長を 500nm とすると、1 光子あたりのエネルギーは $hc/\lambda = 6.6 \times 10^{-34} \text{Js} \times 3.0 \times 10^8 \text{m/s} \div 500\text{nm} = 4.0 \times 10^{-19} \text{J}$ なので、放出される光子数は $(0.27\text{J/s}) \div (4.0 \times 10^{-19} \text{J}) \approx 7 \times 10^{17} \text{photons/s}$ である。

*2 個人差はあるものの、真っ暗であれば SK タンクに $2 \sim 3\text{Hz}$ で飛来するミュー粒子の出すチェレンコフ光はぼんやり光っているのがわかるといわれている。実際にカミオカンデ時代にある研究者は目が慣れるとそのチェレンコフ光が見えたというから、人間の目の感度のよさには驚かされる。

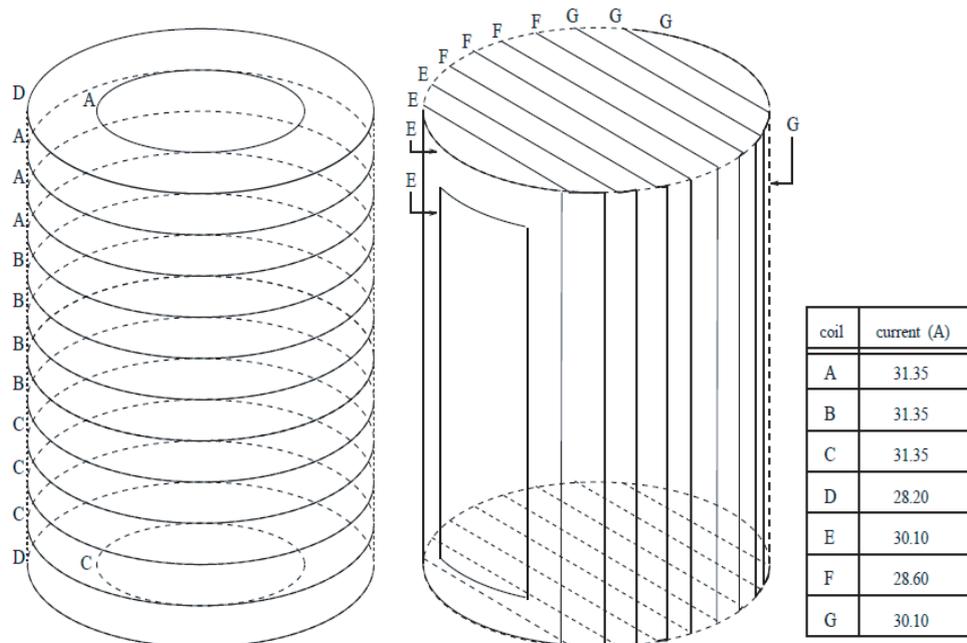


図 1.3 SK タンクを取り巻く地磁気補償コイル

検出器本体は直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形タンクで総体積 50,000 トンの純水で満たされており、光学的に内水槽と外水槽に分けられている。内水槽の純水の総重量は約 32,000 トン、壁面には 11,146 本の 20 インチ光電子増倍管が取り付けられており、その光電面は内水槽の面積の 40% を占める。また、光の反射を抑えるブラックシートも張られている。一方、外水槽の目的は、タンクの外の岩盤から飛来する線や中性子を遮断することと、宇宙線のミュオン粒子などの荷電粒子が外部からタンクに入ってくるのを観測しそれらによるバックグラウンド事象を識別することである。そのため、1,885 本の 8 インチ光電子増倍管が外向きに取り付けられ、光の収集効率をあげるための白いタイベックシートが張られている。ただし、2001 年におきた光電子増倍管の破損事故のため、2002 年から 2005 年までの観測は内水槽の光電子増倍管の数を約 5,200 本にして行われた。さらに光電子増倍管を FRP とアクリルのカバーで覆い、たとえ破損しても衝撃波による連鎖破損が起らないように対策がとられた。なお、この事故以前の期間を SK-I、それ以降から 2005 年 12 月までの期間を SK-II と呼んでいる。

1.2.1 20 インチ光電子増倍管

SK の内水槽で用いられている直径 20 インチの光電子増倍管の全体図を図 1.4 に示す。光電面はバイアルカリ (Sb-K-Cs) できており、その量子効率を図 1.5 にあるように有感波長領域が 280nm ~ 660nm、390nm の波長の光に対して最大の 22% となる。

図 1.6 に 20 インチ光電子増倍管が 1 光子レベルの光を受け取ったときの信号の電荷分布 (ADC カウント分布) を示す。図において暗電流と 1 光子の信号との成分がしっかり区別できており、*³ 20 インチ光電子増倍管は 1 光子を十分に検出できることがわかる。現在エレクトロニクスによる信号を認識するための閾値はこの分布の谷にあたる 1/4 p.e (-1mV) と設定されており、このときの暗電流によるヒットの頻度は平均約 3kHz である。

一般的に口径が大きい光電子増倍管は、光子が光電面のどこあたるかで光電子の走行時間拡がり

*³ 0 カウント付近のピークには、光電子が光電陰極の第 1 ダイノードをすり抜けて十分に増幅されなかった信号も含まれる。

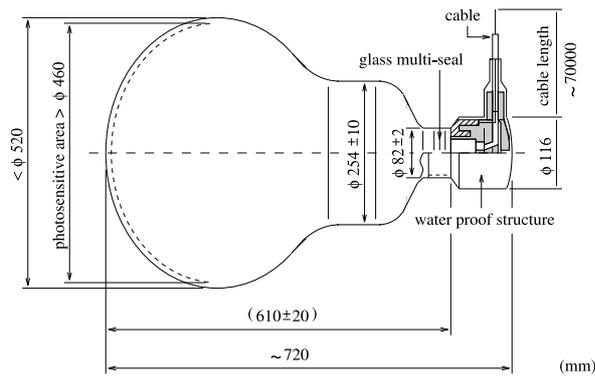


図 1.4 20 インチ光電子増倍管

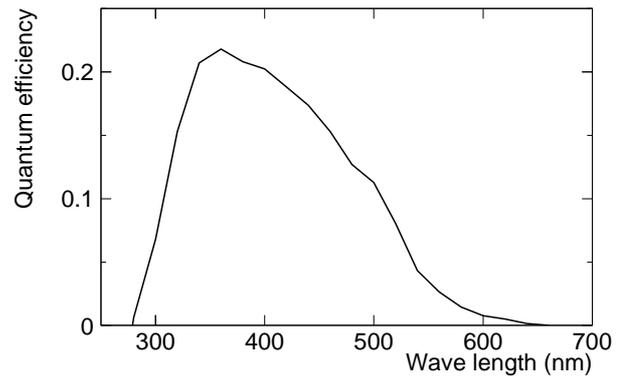


図 1.5 20 インチ光電子増倍管の量子効率

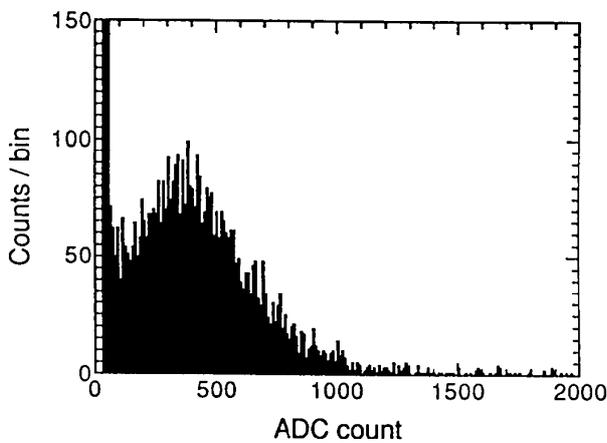


図 1.6 20 インチ光電子増倍管の 1 光電子分布 [1]。0 付近のピークは暗電流によるものである

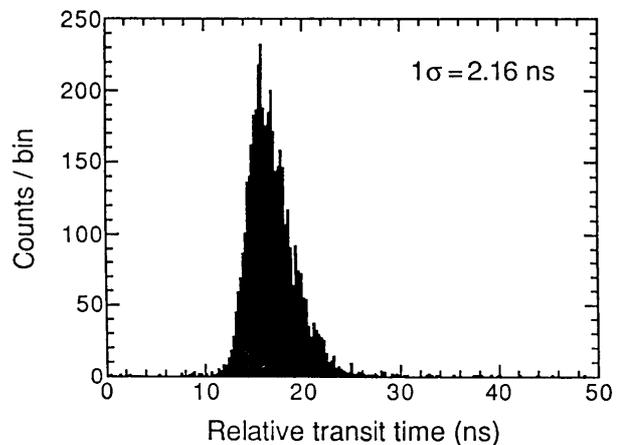


図 1.7 20 インチ光電子増倍管の電子飛行時間広がり (T.T.S)[1]

(T.T.S:Transit Time Spread) が大きくなってしまふので時間分解能があまりよくない。そこで SK に用いられているものはダイノードの面積を大きくするなどの改良が行われ、1 光電子の T.T.S はおよそ 2.2ns となった (図 1.7)。その他 20 インチ光電子増倍管についての詳細は [1] に述べられている。

1.3 データ収集システム

光電子増倍管からの出力信号は約 70m のケーブルを伝わり検出器タンク上部のドームに設置されているデータ収集のための 4 つのエレクトロニクスハットに送られる。データはリフォーマットされたあと坑外に転送され磁気テープに保存され、それぞれの解析が行われる。

1.3.1 エレクトロニクス

図 1.8 にデータ収集のエレクトロニクスの全体図を示す。ドームの各ハットにある ATM(Analog Timing Module) *4 と呼ばれるモジュールは光電子増倍管からの信号を対応するチャンネルに電荷として

*4 このモジュールは Super-Kamioka 実験のために開発された TKO(Tristan KEK Online) 規格のフロントエンドモジュールである。

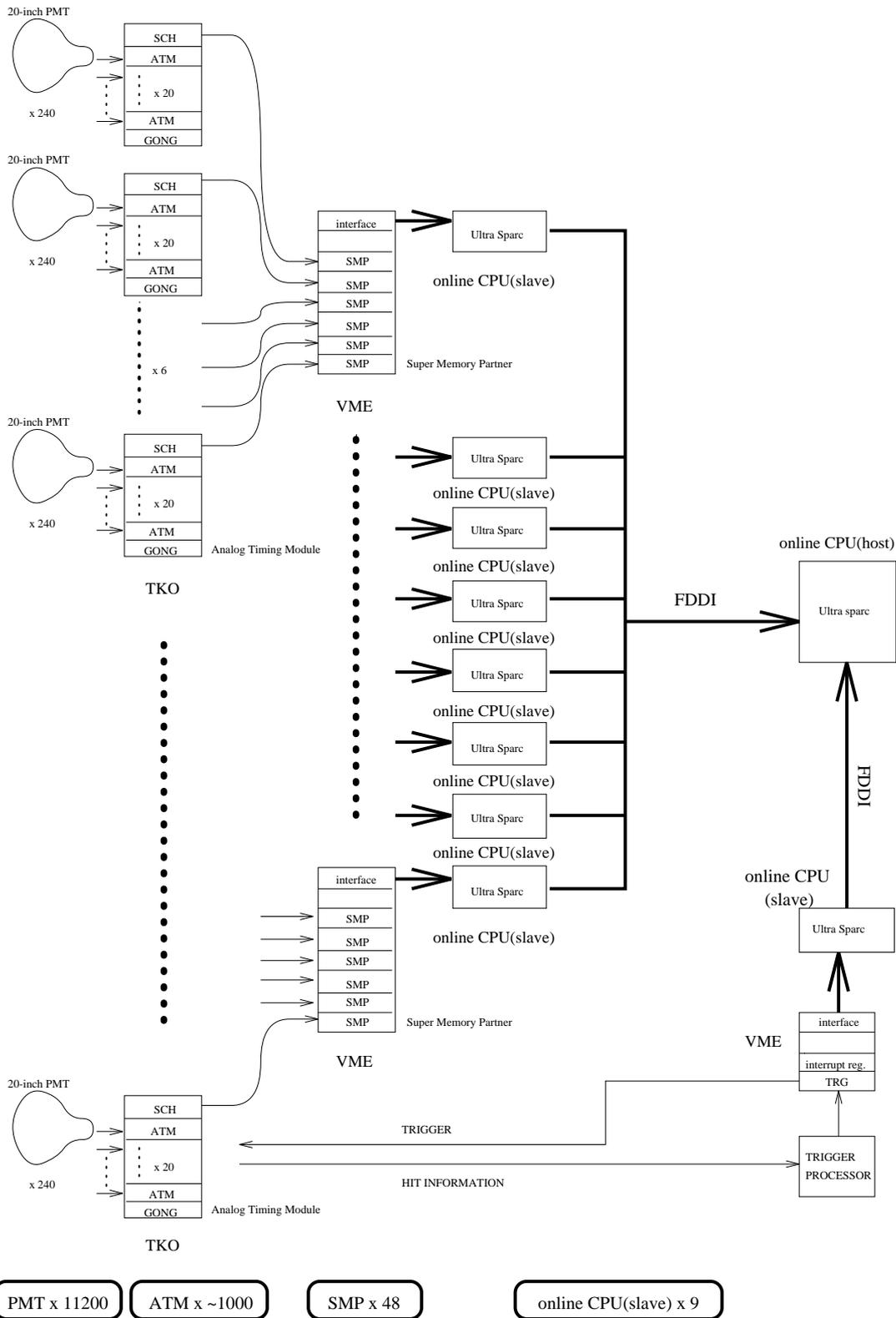


図 1.8 SK でのデータ取得システムの概観。トリスタン実験用に開発された TKO モジュールは 1 クレイトにコントローラ (SCH)、タイミングモジュール (GONG) と 20 個の ATM モジュールを収納できる。

保持し、同時に信号入力があったチャンネル数に比例する大きさの HITSUM 信号をセンターハットに送る。センターハットにおいてその情報をもとに生成されたトリガーを受け取ると ATM は保持していた信号の時間情報と電荷情報をデジタル信号に AD 変換する。^{*5} AD 変換された信号は SCH ^{*6} を介して SMP(Super Memory Partner) とよばれるメモリーモジュールへと転送され、一旦そこに格納された後、各ハットのオンライン計算送られる。さらにセントラルハットのオンラインホスト計算機がデータを集めて一連の流れが終わる。

1.3.2 トリガー

次にトリガーがいかにして生成されるかを説明する。前節で述べたように、Super-Kamiokande のトリガー生成は基本的に HITSUM で決定される。HITSUM は光電子増倍管が各ヒットごと出力される幅 200ns 振幅 - 15mV の信号の和であるが、この幅は 1 事象の時間的な拡がりを考慮して (チェレンコフ光がタンクを斜めに走る時間が約 200ns である) 1 事象で生成されたヒット信号がどこかで重なるように設定されており、センターハットにて、この HITSUM の信号レベルがある閾値を超えたところでグローバルトリガーが生成される (図 1.9)。

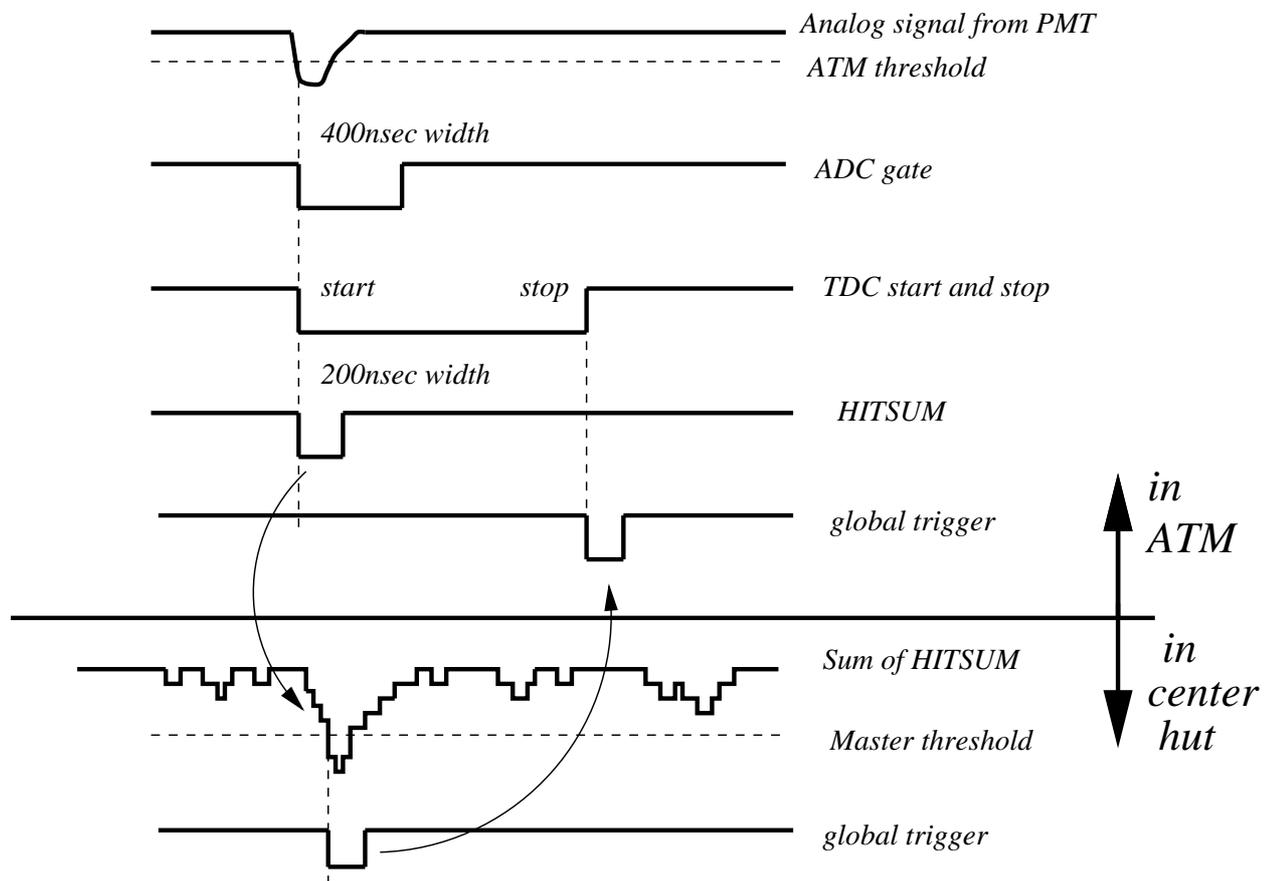


図 1.9 HITSUM とトリガーの関係

Super-Kamiokande のトリガーは、解析の目的にあわせて主に HE(High Energy)、LE(Low Energy)、SLE(Super Low Energy) の三種類があり、トリガーの閾値は $HE > LE > SLE$ の順に低く設定されている。

^{*5} このとき PMTSUM という各 ATM に接続されている光電子増倍管のヒット信号のアナログ和が FlashADC へと出力され、波形情報が取得されている。

^{*6} Super Control Head の略で、SMP からの命令で TKO と SMP 間のデータ送受信を司る。

る^{*7}。全てのトリガーはまず TRG とよばれる VME 規格のモジュールに送られ、TRG は約 30ns 後にグローバルトリガー信号を発生し、その信号は TRG で与えられた事象番号と共に GONG を介して各 ATM へ分配される。また、入力された時間とトリガーの種類は TRG において記録され、時間については 20ns の分解能、トリガーの種類は 1 つの事象について最初に入力されたトリガーから 280ns 間に入力された全てのトリガーの種類が保存される。

1.3.3 計算機システム

オンライン計算機は、データ収集のために 8 台、トリガー制御に 1 台、各計算機から情報をうけとり事象の再構成を行うホスト計算機が 1 台、さらにデータを解析しやすい形式にリフォーマットしてからオフラインの解析用計算機に転送する計算機が 1 台設置されている。

坑外にはオフライン解析用計算機とデータ保存のために大容量の MTL(Magnetic Tape Library) が備えられている。SK-I 開始時には 12Tbyte だった MTL 容量も、低エネルギー領域の解析やトリガー閾値の改善により増設が必要となり、SK-I の終わりにはデータ転送量は 40Gbte/day、蓄積されたデータ量は 200Tbyte となった。

以上でデータ収集システムについての説明を終えるが、最期にデットタイムと超新星爆発の事象の関係について述べる。ATM と光電子増倍管を結ぶ同軸ケーブルは抵抗が 50Ω であるが、ATM の入力インピーダンスが精度よく 50Ω で終端されていないため信号の一部が反射し光電子増倍管まで行ってまた反射し^{*8} ATM に戻ってきてしまう。ケーブルの長さは約 70m、信号の伝播速度が 0.2m/nsec なので、この反射信号は最初の信号のあと $70\text{m} \div 0.2\text{m/nsec} \times 2 = 700\text{nsec}$ 後に ATM に帰ってきて嘘の事象を作ってしまう恐れがある。これを避けるため最初の信号が着てから 900nsec の間は信号を受け付けないようにしている。

では、このデットタイムにより超新星爆発の事象をとり損ねることがあるだろうか。次章で詳しく述べるが、SK では超新星爆発からのニュートリノのほとんどがタンクの自由陽子と反応したときに放出される反電子を介して観測される。このときの陽電子の平均エネルギー 15MeV は光を受け取る光電子増倍管の数にすると約 100 本であり、陽電子の放出される方向はほぼ一様である。したがって、連続して同一の光電子増倍管に光子が入ってくることはまずない。もう一つの考えないといけないのは、全ての光電子増倍管が光を受け取るような高エネルギーの宇宙線ミュオン粒子がタンク内に入ってくると同時に超新星爆発バーストが起こる場合である。例えば銀河中心付近の 10kpc で超新星爆発が起きたとき SK で観測されるニュートリノ事象頻度は最初の 1 秒付近が最高で約 4kHz となる。これらの事象がミュオン粒子によって出来た 900nsec のデットタイムの間に入る確率は大雑把に $900\text{nsec} \times 4\text{kHz} = 0.0036$ つまり、0.36% の事象が失われると見積もることが出来るが、これは問題ない程度である。まとめると、この 900nsec デットタイムは今回の超新星爆発の解析には悪影響を及ぼさないことがわかった。

^{*7} それぞれの閾値の値は SK-I では HE:-340mV(31hits)、LE:-320mV(29hits)、SLE:-186mV(17hits) であり、SK-I では HE:-180mV(17hits)、LE:-152mV(10hits)、SLE:-110mV(10hits) である。SLE トリガーは閾値が低いためバックグラウンドによって事象のレートが増えてしまい、全ての SLE トリガーの事象を残すと膨大なデータ量になってしまう。したがって、SLE トリガーで取得された事象は直ちに専用の計算機により反応点が再構成され、有効体積以内の事象のみが保存される。

^{*8} 光電子増倍管側の入力インピーダンスは $10k\Omega$ であるので ATM からの反射光はほぼ 100% 反射する。

第2章

超新星爆発ニュートリノ

超新星爆発は星の最期の一瞬である。その研究はおもに光学観測によってなされてきて、数ある超新星爆発の種類もそうした光学観測を元にして分類されている。しかしながら、この分類と超新星爆発の仕組みがよく対応しているかというところではなく、なかなか複雑であるので、この章を通して超新星爆発の分類と仕組みについて整理しておきたい。そしてSK検出器での超新星ニュートリノの反応を説明し、超新星爆発研究にどのような課題が残っているのかも最後に述べることにする。

2.1 星の最期と超新星爆発の種類

超新星爆発はそのスペクトルの特徴から大きく2つに分類され、水素のスペクトル線が検出されるかされないかでI型とII型に分けられ、最近ではさらに細かく分類するのが一般的である。まず水素線がなく強い珪素線が見られるIa型の超新星爆発は観測数も多く、古い星のみからなる銀河でさえも発見されている。一方、水素と珪素の線がなく強いヘリウムの線が見えるものはIb、水素、珪素、さらにヘリウムの線も見えない(又は、弱いヘリウム線が見られる)ものはIc型と呼ばれており、これらは比較的若い星の周りで観測されている。II型の超新星爆発はスペクトルではなく、光度の変化によって分類され、光度がほぼ一定になる時期があるものはII-P型(P:Plateau)と呼び、光度が最大になったあと単調に減少するものをII-L型(L:Linear)呼んでいる。II型超新星もまた、若い星のある領域で観測される。

さて、上にあげた超新星の種類を理解のためにここで主系列星の一生について簡単に説明しておこう。星の進化は専らその質量によって決まるが、ポイントとなるのは以下の点である。

1. 重い星は自身の質量を支えるための圧力が必要で、そのため中心の温度は軽い星よりも高温である。
2. 核反応のクーロン障壁は Z^2 (Z :原子番号)に比例し、より重い元素を燃やすためにはより高い温度が必要である。
3. 星の核の進化は、核の表面で急激に密度が薄くなるので外殻とはほぼ独立して進む。しかしながら、外殻がなんらかの機構で失われない限り、その外殻が燃やされてできた灰が積もることで核質量は増加していく。
4. 重い星は以上の理由より燃料の消費が早いので軽い星よりも寿命が短い。典型的には重い星は数百万年から数千万年ほど、軽い星は数十億年から数百億年の寿命をもつ。

では、主系列星の進化について少し具体的に見ていこう。中心部の水素が燃え尽きると星の構造は灰であるヘリウムの核と水素の多い外層の複合構造になる。このとき核は2) よりまだ核反応を起こさず重力収縮を始めるが、そのすぐ上の外層では水素の核融合が続いている。この燃焼殻は核の収縮にあわせて収縮しようとする、その分だけ温度と密度が増え、結局もとの大きさまで膨張する。したがって、燃焼殻の温度と半径はほぼ一定の値を保たれるため燃焼殻付近が空洞化し、これが進むことにより外層の密度は希薄になり星は大膨張をはじめ。これが赤色巨星のできるメカニズムである。このように主系列星は、核の中心で消費された核燃料の灰は収縮することで温度を上昇させ、やがて火がついてその灰は新しい燃料になるというサイクルをとおして進化していく。このサイクルは一番軽い水素から始まりもっとも安定な鉄に向かって、核が電子縮退を起こすまで次々と起こり、最終的に玉ネギ状の構造を持つこととなる。電子の縮退は低温高密度であるほど強く、したがって軽い星のほうがより早い段階で電子縮退が始まる。例として、電子縮退したヘリウムの核を考える。水素燃焼の起こっている外層から徐々にヘリウムの灰が核に流れ込み、核中心部の温度と密度の上昇が続き核の質量がちょうど $0.46M_{\odot}$ になるとヘリウムの核融合が始まる。ここで主系列星の場合は膨張収縮という負のフィードバックがかかり温度調整されるが、今の場合核を支えているのが電子の縮退圧であり、これは温度にほとんどよらないので圧力は増加せず星は膨張しない。中心温度は上昇しつづけ、核反応は暴走し“ヘリウムフラッシュ”と呼ばれる現象が起こる。ただ、そのまま星が爆発してしまうかというそうではない。中心温度が2億度のあたりで熱運動のエネルギーが大きくなり電子の縮退がとけてしまうので最終的には核が膨張し温度が下がり始め、結果ヘリウムは安定して燃えていくのである。ちなみに、これが炭素の核の場合だと質量が重いため電子縮退がなかなか解けず、温度がさらに上昇し最終的には炭素爆燃型超新星爆発となる。

一方、重い星の場合は ($> 8M_{\odot}$) 電子縮退を起こすまでには核において O・Ne・Mg または Fe 燃焼が進んでいる。やがて核の質量が縮退圧で支えられる限界であるチャンドラセカール質量をこえると電子捕獲過程が始まって圧力損失により核が不安定になり、ついには核崩壊型(重力崩壊型)超新星爆発が起こり中性子星やブラックホールの形成となる。なお、核崩壊型超新星爆発の過程については次節でもう少し詳しく説明する。

さて、先ほど Ib・Ic・II 型の超新星爆発は比較的若い星の集まっている領域で見つっていると述べたが、このことはまさに、それらの元となる星が寿命の短い重い星であることを指し示している。これは、重い星が核崩壊型超新星爆発を起こすとき II 型の場合は水素の殻を吹き飛ばし輝線がみられ、一方 Ib 型の場合は爆発の前にすでに水素の殻を失ってしまって (Ic の場合はヘリウムの殻も同様に失って) 輝線が現れなかったと考えればつじつまがあう。II-P 型と II-L 型の違いは、水素殻の量の違いだと考えられていて [5]、典型的には II-L 型は $1\sim 2M_{\odot}$ 、II-P 型は $10M_{\odot}$ の水素殻を持つことがわかっている。つまり、これら核崩壊型超新星爆発を外殻の質量の順に並べると II-P \rightarrow II-L \rightarrow Ib \rightarrow Ic となる。Ia 型超新星爆発は一般に連星系における C+O 白色矮星に相手の惑星からのガスが積もりチャンドラセカール限界を超えた時に起こる炭素爆燃型超新星爆発だと考えられているが、以下にも述べるように $4M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$ の質量の星も単独でこの爆発を起こすことは可能である。

最期にこれまでに述べた超新星爆発も含め星の最期についてまとめておく (図 2.1)。

a. 核反応に至らない星 ($M < 0.08 M_{\odot}$)

この星は星間ガスから生まれて重力収縮していくうちに密度が高くなって電子縮退が起こり、収縮がとまってしまふ。その結果水素が燃え出す前に中心温度が下がりだしそのまま黒色矮星となって冷めていくのみで、木星はこのような星だといえる。

b. ヘリウム白色矮星を残す星 ($0.08 M_{\odot} < M < 0.46 M_{\odot}$)

この星は赤色巨星への過程で、電子の縮退した核がヘリウムフラッシュを起こす前に外層の水素の大部分を燃やしてしまう。核の上に $10^{-2} M_{\odot}$ 程度の薄い外層が残っている状態になると外層は収縮し始め、

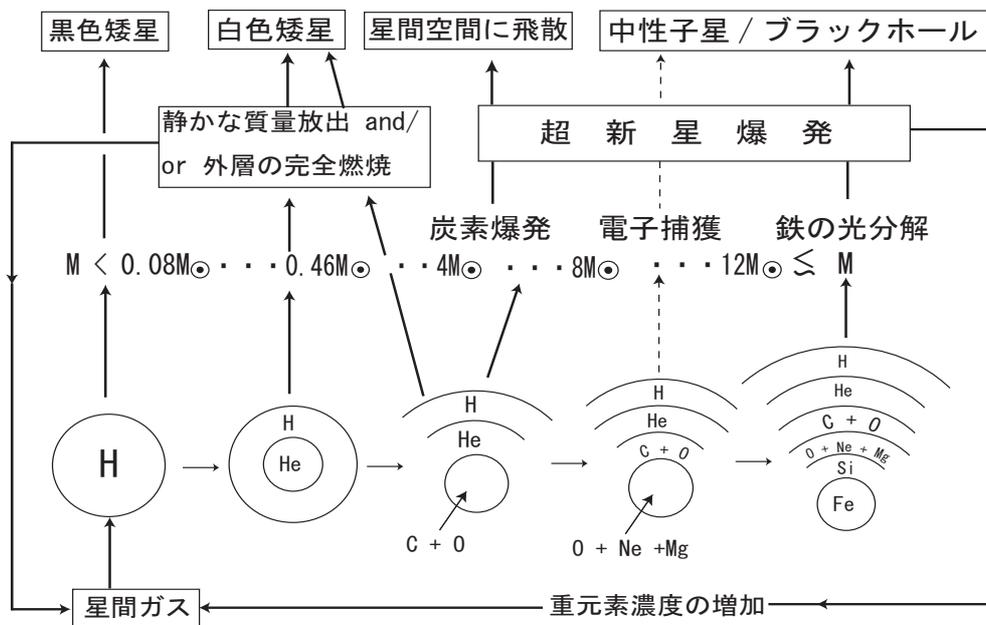


図 2.1 星の進化の終末 [4]

やがて燃焼殻は完全になくなってしまふ。あとはヘリウムを主成分とする白色矮星が残るのみである。ただし、このような星の寿命は宇宙の現在の年齢よりもずっと長いので、この終わりまで達した星はまだ存在しない。ヘリウムの白色矮星が見つかるのであれば連星系での質量交換の結果によるものであろう。

c. ゆっくり質量放出する星 ($0.46 M_{\odot} < M < 4 M_{\odot}$)

この星では、ヘリウムが燃えその終末には電子の縮退した C+O の核の時代をむかえ赤色巨星となる。赤色巨星の外層は中心から離れているため重力による束縛が弱く次第に星間空間に放出されていく。結局は核がむき出しになり星状星雲の中心星のようになると予想され、その後は白色矮星として冷えていく。われわれの太陽も約 50 億年後にはこのような進化をたどって赤色巨星となり地球をものみこんで白色矮星となるであろう。

d. 炭素爆燃型超新星爆発 ($4 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$)

先にも述べたように、この星は C+O の核での炭素フラッシュとでも言うべき大爆発で最期をむかえる。C+O の核は $1.41M_{\odot}$ とチャンドラセカール限界に近く、強く結合しているため電子の縮退もずっと強い。そのため炭素核融合の暴走で中心温度は $10^9 K$ にまで上昇しても核は膨張せず暴走はなかなか収まらない。この暴走によって生じるエネルギーは $1.41M_{\odot}$ の核の炭素と酸素が全て燃えてしまうとすると $2 \times 10^{51} \text{erg}$ となる。その直前の星の結合エネルギーは約 $4 \times 10^{50} \text{erg}$ なので星は跡形もなく飛び散ってしまう。

e. 電子捕獲による重力崩壊する星 ($8 M_{\odot} < M < 12 M_{\odot}$)

この星は、 ^{24}Mg 、 ^{24}Na 、 ^{20}Ne 、 ^{20}Fe 、 ^{16}O への電子捕獲により電子の縮退圧が減ってしまう。したがって、核の重みを支えるために重力収縮を起こす。中心付近の密度が増えるにつれ収縮はどんどん加速され、ついには重力崩壊をおこす。核の外側の水素とヘリウムの外層は非常にゆるく結合しているので、核のちょっとした衝撃により容易に飛んでしまうにちがいない、そうすれば残った核は中性子星になると考えられている。

f. 鉄の光分解による重力崩壊 ($12 M_{\odot} < M$)

このような大質量の星は核の電子がほとんど縮退することなく進化し、最期に鉄の核ができるということとは既に述べたとおりである。中心温度が $4 \times 10^9 K$ 程度の温度では鉄の原子が作られる割合と高エネルギー

ギーの光子による分解の割合がつりあっているが、この間にもニュートリノはどんどんエネルギーを持ちさっていき、最も低い結合状態にある鉄はこれ以上核エネルギーを作ることができず重力収縮をせざるをえない。温度がさらに上昇するとこの“光分解”の割合が多くなり、核融合により長年かけて作られてきた鉄はほんの0.1秒という一瞬の間に分解されてしまう。つまり、これまで放出してきたのと同じ分だけのエネルギーがその一瞬の間に吸収されてしまうのである。その結果、圧力は急激に低下し核は支えを失い重力によって落下していく。この爆縮はこのあと超新星爆発につながるのであるがそれは次節で詳しくのべる。

2.2 超新星爆発のニュートリノ放出過程

前節で述べたとおり、超新星爆発にはその爆発機構で分けると炭素爆燃型と核崩壊型の二種類あった。どちらの場合でもニュートリノが放出されるが、前者の場合だとニュートリノが持ち去るエネルギーは約 10^{49} ergと見積もられ、これをSKで捕らえるのは難しい。一方、核崩壊型の場合ニュートリノが持ち去るエネルギーはそれより4桁ほど大きいので十分観測可能である。したがって我々の興味のある核崩壊型の超新星爆発についてももう少し詳しく述べることにする。

まず超新星爆発でのニュートリノ反応は以下のようなものがある。

$$e^- A(N, Z) \Rightarrow \nu_e A(N+1, Z-1) \quad (2.1)$$

$$e^- p \Rightarrow \nu_e n \quad (2.2)$$

$$e^+ n \Rightarrow \bar{\nu}_e p \quad (2.3)$$

$$e^- e^+ \Rightarrow \nu_e \bar{\nu} \quad (2.4)$$

$$\nu A \Rightarrow \nu A \quad (2.5)$$

$$\nu p \Rightarrow \nu p \quad (2.6)$$

$$\nu n \Rightarrow \nu n \quad (2.7)$$

$$\nu e^- \Rightarrow \nu e^- \quad (2.8)$$

では早速前節からの続きである鉄核ができた星の重力崩壊以降の過程を時間順に追っていくことにする。

1. 重力崩壊の開始

中心核の質量が Chandrasekhar 質量限界を超えた時点で重力崩壊が始まり、核の重力収縮によって電子の Fermi エネルギーが増加する。エネルギーが反応の閾値（二つの原子核の質量差）よりも大きくなると電子捕獲反応 (2.1) が始まり、 ν_e が放出される。この時ニュートリノが持ち去るエネルギーはおおよそ 10^{51} erg である。

2. ニュートリノの閉じ込め

核が収縮するにつれ中心密度は上昇していき、密度が $3 \times 10^{10} \text{g/cm}^3$ を超えると電子捕獲反応で放出された ν_e はコヒーレント散乱 (2.5) によって核の外に出られなくなる。なお、核がニュートリノに対して透明な部分と不透明な部分に分かれる境目のことをニュートリノ球と呼ぶ。

3. 衝撃波の発生 ($t = 0$)

ν_e が核に閉じ込められた結果、電子捕獲反応が抑制され核子と原始核が混在したまま核の収縮が進む。そして密度が $\sim 10^{14} \text{g/cm}^3$ を超えると、核力の斥力部分の効果で急激に物質が硬くなることで収縮が止まる。収縮の速度は音速よりも遅いので中心付近の核は音速の伝播時間程度で収縮が止まり跳ね返るが、その外部の核が超音速で降ってくるため、内部核と外部核との境界で衝撃波が発生する。

4. 中性子化バースト ($t \lesssim 10 \text{msec}$)

発生した衝撃波は原子核を自由核子に分解しながら伝播していく。このとき、電子捕獲の断面積は原子核よりも自由陽子のほうが大きいので衝撃波の通過している領域では(2.2)の反応により大量の ν_e が作られる。衝撃波がニュートリノ球の内側を進んでいるときは作られたニュートリノは外に出ることができないがニュートリノ球の外側までくるとニュートリノは自由に外に飛び出し、中性子化バーストと呼ばれる ν_e のバーストを形成する。このバーストの継続時間は衝撃波の伝播時間に相当し、10msec以下である。またこのとき放出されるエネルギーは瞬間的には 10^{53} erg/secになるものの継続時間が短いため過程全体では 10^{51} erg程度である。

5. 核表面の爆発 ($10\text{msec} \lesssim t \lesssim 1\text{sec}$)

衝撃波が通過した後の物質は高温の核子・電子対からなり、核心による(陽)電子捕獲反応(2.2)、(2.3)及び電子の対消滅反応(2.4)から6種類全てのニュートリノが生成される。また、衝撃波背後の物質はゆっくりと内部核に降り積もり重力エネルギー $\sim 10^{53}$ ergを熱エネルギーに変換する。この熱エネルギーをニュートリノが100msec \sim 1secのオーダーで持ち出していく。

6. 原始中性子星の冷却 ($1\text{sec} \lesssim t \lesssim 10\text{sec}$)

内部核とそこに降り積もった物質で原始中性子星ができる。その中ではニュートリノは熱平衡にあり、 $\sim 10\text{sec}$ のオーダーでゆっくり拡散してくる。このときニュートリノはさらに $\sim 10^{53}$ ergの熱エネルギーとレプトン数を持ち出しその結果中性子星ができるのである。またこのとき、核の質量が中性子の縮退圧力で支えられる量よりも重ければ、ブラックホールが形成されることとなる。

7. 超新星爆発 ($t >$ 数時間)

核表面に到達した衝撃波は、外層を伝播してそれを吹き飛ばしてしまう。外層は温度・密度ともに低いので衝撃波は衰えることなく進むことができ、外層表面に達した後、星は光始める。中心から外層表面までは $10^7 \sim 10^9$ km程度の距離なので、重力崩壊が始まってから光り始めるまで数時間の遅れがある。

しかしながら、計算機によるシミュレーションでこの超新星爆発過程を再現するのは難しく、ほとんどの場合において衝撃波は途中で止まってしまふ。1980年代にWilsonら[6]は一度止まってしまった衝撃波に核の中心から逃げ出した一部の高エネルギーのニュートリノが(2.2)や(2.3)の左向きの反応によってエネルギーを与えることで衝撃波が復活し爆発が起こる“delayed explosion”というモデルを提唱した。ところがその後の研究により、ニュートリノだけでは衝撃波の復活を起こすことができないことがわかり、ここでモデルの詳細については議論しないがLivermore groupは衝撃波後方で物質の相互作用をより詳しく計算することで衝撃波を復活させ強い爆発を引き起こせることを示した[7]。彼らのモデルによる超新星爆発ニュートリノ輝度と平均エネルギーの時間発展を図2.2に示す。輝度の時間発展において中性子化バースト(0.01secあたりの ν_e のピーク)のあと500msecあたりまで続くピークが核表面において衝撃波に物質が落ち込むときに放出

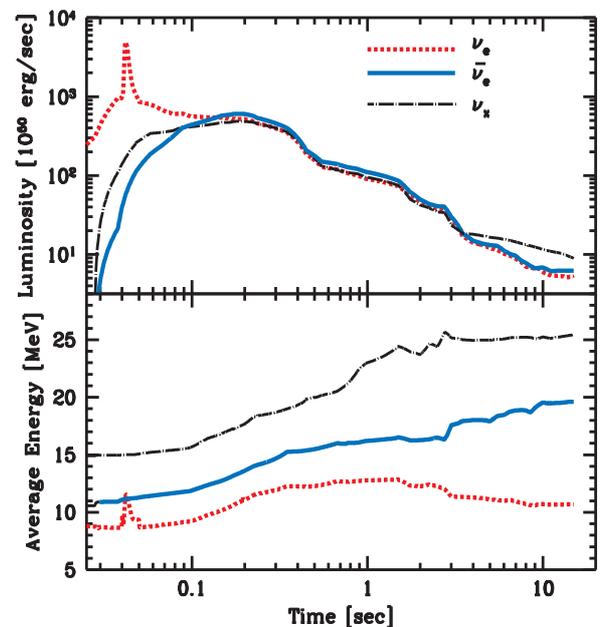


図 2.2 Livermore group のモデルの超新星爆発ニュートリノ輝度(上図)と平均エネルギー(下図)の時間発展。

されるニュートリノであり、このピークの継続時間が衝撃波が復活するまでにかかる時間によっている。したがってこの“肩”を観測することは、彼らの“delayed explosion”を検証する鍵となる。

ニュートリノの平均エネルギーは約 10 から 25MeV であるがこれは物質との相互作用の強さによるものである。中性カレントを介してしか相互作用しない ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$ が最も相互作用が弱い温度の高い中心部から外部に出ることができ、ついで、荷電カレントを介しても相互作用することが出来る $\bar{\nu}_e$, ν_e の順に相互作用が強くなっていき表面付近からしか外に出られなくなってくる。また 500msec までに平均エネルギーが次第に上昇するのは“delayed explosion”の特徴で、この間にニュートリノ球表面に核質量が崩壊し降り積もったために球表面の密度が増し、エネルギーの高いニュートリノが放出されるのである。このエネルギーの変化も爆発機構の理解のための重要な鍵となる。

2.3 Super-Kamiokande と超新星爆発ニュートリノ

ここでは超新星爆発からのニュートリノが SK 検出器内でどのような反応をおこし、我々が見る信号がどのようなものを議論する。まず、前節で示した超新星爆発ニュートリノのエネルギー領域におけるニュートリノと水の反応は主に以下の 5 つが考えられる。

(i) ニュートリノと電子との弾性散乱

$$\nu e^- \longrightarrow \nu e^- \quad (2.9)$$

(ii) 反電子ニュートリノと自由陽子の反応

$$\bar{\nu}_e p \longrightarrow n e^+ \quad (2.10)$$

(iii) 反電子ニュートリノと酸素の反応

$$\bar{\nu}_e {}^{16}\text{O} \longrightarrow e^+ {}^{15}\text{N} \quad (2.11)$$

(iv) 電子ニュートリノと酸素の反応

$$\nu_e {}^{16}\text{O} \longrightarrow e^- {}^{16}\text{F} \quad (2.12)$$

これらの反応のうち最も断面積が大きいのは (ii) の反応であり、その反応断面積についてもう少し説明を加えておく。本論文で用いたのは $\mathcal{O}(1/M)$ (M は核子の静止質量) まで考慮した微分断面積であり [8]、それは以下のように与えられる。まず放出される陽電子のエネルギーは

$$E_e = \frac{E_\nu - \frac{M_n^2 - M_p^2 + m_e^2}{2M_p}}{1 + \frac{E_\nu}{M_p}(1 - v_e \cos \theta)} \quad (2.13)$$

で与えられ、ここで E_ν は入射ニュートリノのエネルギー、 M_n , M_p はそれぞれ中性子、陽子の静止質量である。また計算の中で、 $1/M$ のそれぞれのオーダーにおいて、陽電子の運動量は $p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$ 、光速を 1 としたときの速度は $v_e = p_e/E_e$ で定義される。上式は零次のオーダーで

$$E_e^{(0)} = E_\nu - \Delta \quad (2.14)$$

となる。ここで、 Δ は陽子と中性子の質量差 $\Delta = M_p - M_n$ である。次に 1 次のオーダーでの陽電子エネルギーは放出角度に依存し、

$$E_e^{(1)} = E_e^{(0)} \left[1 - \frac{E_\nu}{M} (1 - v_e^{(0)} \cos \theta) \right] - \frac{y^2}{M} \quad (2.15)$$

で与えられる。ここで $y = (\Delta^2 - m_e^2)/2$ であり、 M は平均核子質量である*1。これらを用いて微分断面積は、

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right)^{(1)} = \frac{\sigma_0}{2} \left[\left\{ (f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e \cos\theta \right\} E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\Gamma}{M} E_e^{(0)} p_e^{(0)} \right] \quad (2.16)$$

となる。ここで

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{\pi} (1 + \Delta_{inner}^R) \quad (2.17)$$

であるが、 G_F は Fermi 結合定数、 θ_C は Cabibbo 角で $\cos \theta_C = 0.974$ 、 $\Delta_{inner}^R \simeq 0.024$ はエネルギーによらない内部放射補正項である [9]。また Γ は、

$$\begin{aligned} \Gamma = & 2(f + f_2)g \left[(2E_e^{(0)} + \Delta)(1 - v_e^{(0)} \cos\theta) - \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}} \right] + (f^2 + g^2) \left[\Delta(1 + v_e^{(0)} \cos\theta) + \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}} \right] + \\ & (f^2 + 3g^2) \left[(E_e^{(0)} + \Delta) \left(1 - \frac{1}{v_e^{(0)}} \cos\theta \right) - \Delta \right] + (f^2 - g^2) \left[(E_e^{(0)} + \Delta) \left(1 - \frac{1}{v_e^{(0)}} \cos\theta \right) - \Delta \right] v_e^{(0)} \cos\theta \end{aligned} \quad (2.18)$$

である。ここで、 f 、 g はそれぞれベクトルと軸ベクトル結合定数で $f = 1$ 、 $g = 1.26$ で、 f_2 は核子の異常アイソベクトル磁気能率で $f_2 = \mu_p - \mu_n = 3.706$ である。この式からは断面積の角度依存がなかなか見えにくい、15MeV 付近で等方的になるのを境にして、低エネルギー領域ではほんの少しではあるが後ろ方向、高エネルギー領域では逆にほんの少し前方寄りになるとはいえ陽電子はほとんど等方向に放出される [8]。全断面積は 2.16 式を数値積分してもとめられ、その結果を図 2.3 に示す。

次に反応断面積が大きいのは (i) の反応である。微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[A_0 + B_0 + C_0 \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \right] \quad (2.19)$$

で与えられる [10]。ここで T_e は反跳電子の運動エネルギー、 m_e は電子質量である。また A_0 、 B_0 、 C_0 はニュートリノの種類によって異なる値をもち、

$$A_0 = (g_V + g_A)^2, B_0 = (g_V - g_A)^2, C_0 = (g_A^2 - g_V^2) \quad (2.20)$$

$$\begin{cases} g_V = 2 \sin^2 \theta_W + \frac{1}{2}, g_A = +\frac{1}{2} & \text{for } \nu_e \\ g_V = 2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}, g_A = -\frac{1}{2} & \text{for } \nu_\mu, \nu_\tau \end{cases} \quad (2.21)$$

である [10]。ここで θ_W は Weinberg 角 ($=0.2317$ [11]) である。全断面積は 2.20 式を T_e で積分することにより得られ

$$\begin{aligned} \sigma_{total} &= \int_0^{T_{max}} \frac{d\sigma}{dT_e} dT_e \\ &= \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[A_0 T_{max} + B_0 \frac{E_\nu}{3} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{T_{max}}{E_\nu} \right)^3 \right\} - C_0 \frac{m_e T_{max}^2}{2E_\nu^2} \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

となる。ここで T_{max} は電子の運動エネルギーがとり得る最大の値で

$$T_{max} = \frac{E_\nu}{1 + \frac{m_e}{2E_\nu}} \quad (2.23)$$

である。それぞれのニュートリノに対しての値は例として入射エネルギーが 10MeV とすると

*1 実際の陽子や中性子の質量の値を用いたときの違いは $\mathcal{O}(1/M^2)$ でしかなく、この場合無視できる。

$$\text{a) } \nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$$

$$\sigma_{\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-} = 9.478 \times 10^{-44} \frac{E_\nu(\text{MeV})}{10(\text{MeV})} \quad (\text{cm}^2) \quad (2.24)$$

$$\text{b) } \bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-} = 3.969 \times 10^{-44} \frac{E_\nu(\text{MeV})}{10(\text{MeV})} \quad (\text{cm}^2) \quad (2.25)$$

$$\text{c) } \nu_{\mu,\tau} e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} e^-$$

$$\sigma_{\nu_{\mu,\tau} e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} e^-} = 1.559 \times 10^{-44} \frac{E_\nu(\text{MeV})}{10(\text{MeV})} \quad (\text{cm}^2) \quad (2.26)$$

$$\text{d) } \bar{\nu}_{\mu,\tau} e^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau} e^-$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_{\mu,\tau} e^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau} e^-} = 1.329 \times 10^{-44} \frac{E_\nu(\text{MeV})}{10(\text{MeV})} \quad (\text{cm}^2) \quad (2.27)$$

図 2.3 からわかるように、これらの値は (ii) の反応のほぼ 100 分の 1 である。超新星爆発から 6 種類のニュートリノがおよそ等しい数だけ放出されるとして、水中における標的粒子の数と断面積を考慮すると検出器内の反応数の比は

$$N(\bar{\nu}_e, p) : N(\nu_e, e^-) : N(\nu_{\mu,\tau}, e^-) \simeq 50 : 1 : \frac{1}{6} \quad (2.28)$$

となり、観測されるほとんどの事象が (ii) の反応によるものであるとわかる。

また、(i) の反応では電子の反跳角に関して

$$\cos \theta = \frac{1 + \frac{m_e}{E_\nu}}{\sqrt{1 + \frac{2m_e}{T_e}}} \quad (2.29)$$

が成り立つ。電子質量に比べてニュートリノの入射エネルギーが十分に大きいとき上式は

$$\cos \theta > 1 - \frac{m_e}{T_e} \quad (2.30)$$

となり、反跳角は極めて小さく、10~15 度以内である。よって、この反応は超新星の方向を指し示す意味で重要であるといえる。

残りの反応については図 2.3 に示すのみとするが、図からわかるようにエネルギーが大きくなってくると無視は出来ない [12, 13]。

最後にこれらの反応断面積を用いて、Livermore group のモデルを元に 10kpc で超新星が起こったときに SK 検出器が観測する事象のエネルギー分布 (すなわち (i) の反応であれば反跳電子のエネルギー分布、(ii) の反応であれば放出される陽電子のエネルギー分布) をそれぞれの反応について図 2.4 に示しておく。

2.4 超新星爆発ニュートリノ観測から分かる物理

この章の最期に、今後の超新星爆発ニュートリノ観測に期待されることをまとめておく [14]。まず、SN1987A の時に Kamiokande 検出器で観測された 11 個のニュートリノと IMB 検出器で観測された 8 個のニュートリノから分かったことは、i). バースト継続時間は約 10 秒間、ii). 放出されたエネルギーは 3×10^{53} erg、iii). ニュートリノの平均エネルギーは Kamiokande で $\langle E \rangle = 7.5 \text{ MeV}$ 、IMB では

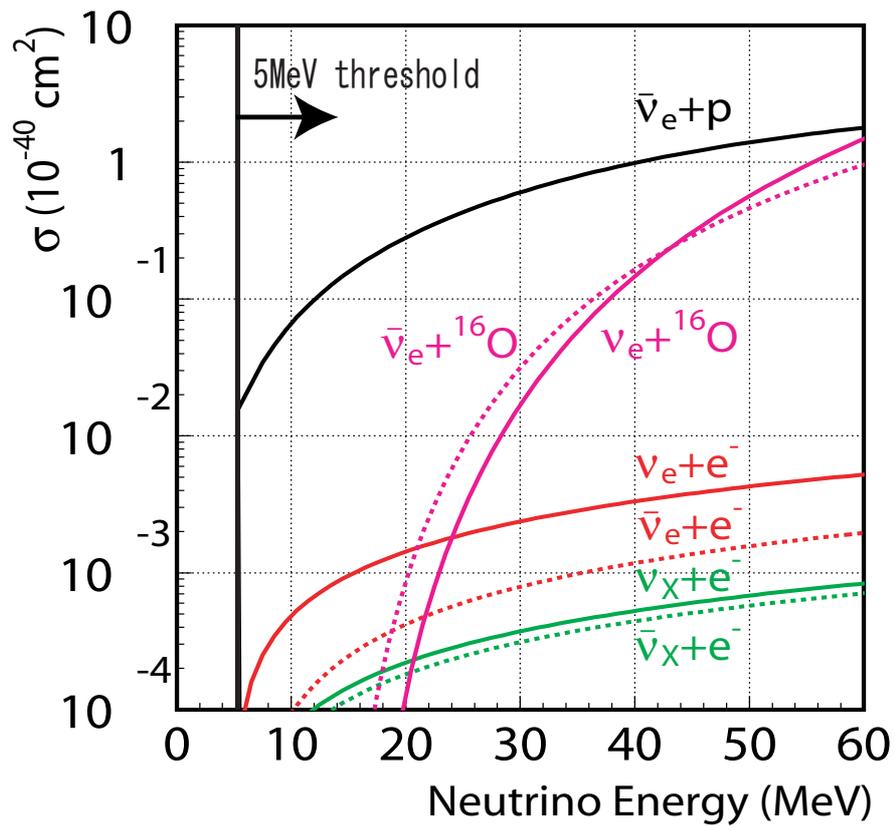


図 2.3 それぞれのニュートリノの水中で起こる反応の断面積。

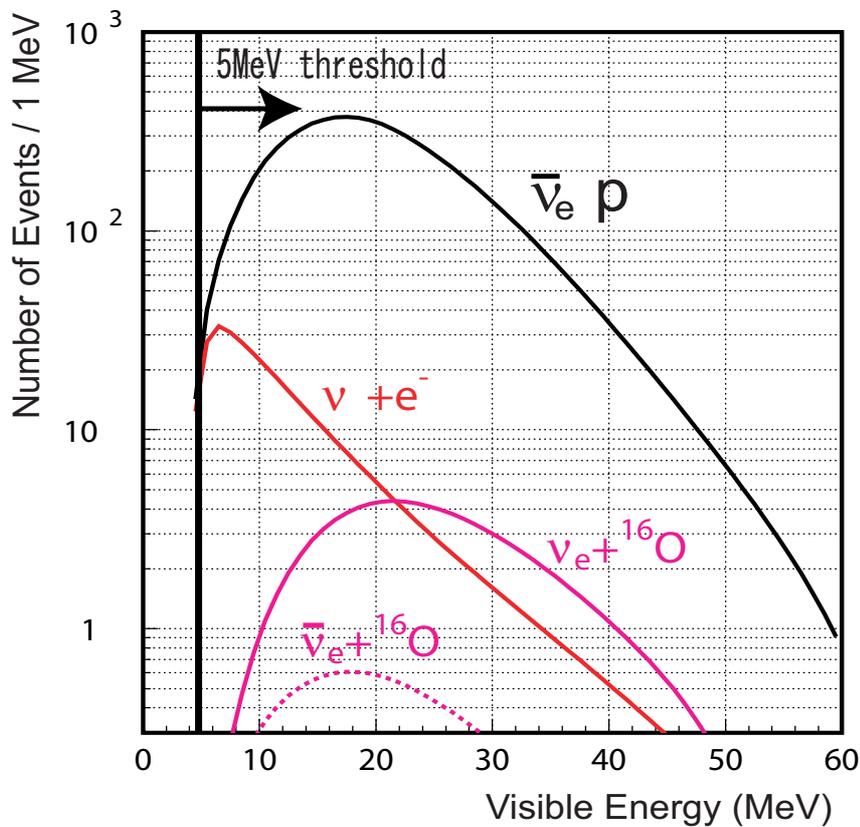


図 2.4 SK 検出器で観測される 10kpc で起こった超新星爆発ニュートリノ事象のエネルギー分布。
(縦軸は各ビン (1MeV 幅) での予想される事象数を表す) ニュートリノ振動は考慮されていない。

$\langle E \rangle = 11.1 \text{ MeV}$ であった [15, 16]。このうち i).ii). に関しては観測結果と理論がほぼ一致していることが確かめられたが、iii). は理論から予想されるスペクトルにおいて $\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle \approx 16 \text{ MeV}$ であるので、観測のほうがニュートリノエネルギーが低くみえる。これらの現状をうけ、SuperKamioKande における超新星爆発探索で期待されるのは以下のことである。

- 超新星爆発機構の解明

上に述べたとおり、SN1987A の観測により現在の理論が大筋で正しいということがわかったが、Delayed explosion が実際に起こっているかはまだはっきりしない。またニュートリノエネルギーの問題についても、観測値が少数統計からくるものなのか、それとも理論に問題があるのか现阶段ではなんともいえない。それらの問題を解決するには、やはり SK での観測が重要であり、例えば我々の銀河 10kpc で超新星爆発が起こるとすると SK では約 8000 事象が観測されると予想される。それにより、ニュートリノ輝度やエネルギースペクトルの時間発展を精密に測定することができれば、爆発機構に対する完全な理解が得られるであろう。

- ニュートリノ振動パラメータ

現在いろいろな実験結果からニュートリノ振動が確立されてきたが、その影響が超新星ニュートリノ観測にどう影響するかは多くの人によって研究がなされている [17]。振動がない場合からのエネルギースペクトルの歪みや衝撃波の伝播を測定することで現在まだ測られていない振動パラメータである θ_{13} にある程度の制限を課すことや、ニュートリノの質量階層の決定など、超新星爆発という“超大強度ニュートリノ源”を用いたニュートリノ振動の研究は将来の長基線実験の結果を補う重要な役目を担うであろう。

- ニュートリノ質量

ニュートリノに質量があった場合、その熱的エネルギー分布により地球に到達する時間が

$$\Delta t \simeq \frac{m_\nu^2 L}{2cE_\nu} \quad (2.31)$$

程度の広がりを持つ。ここで L は地球からの距離である。SN1987A の観測では最近の解析により $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ に対する質量の上限は 6 eV (@ 95% C.L.) となっている [18]。SK では銀河内超新星爆発における中性子化過程からの 10msec 程度の鋭いバーストを観測することで、この上限を 2 eV まで下げることが可能であるが、現在トリチウムのベータ崩壊スペクトルの測定から与えられている $m_e < 2.8 \text{ eV}$ という制限が今後更新されることを考えると、それよりもさらに厳しい上限をかけることは難しいかもしれない。しかしながら、トリチウムのベータ崩壊の制限はエネルギー分解能の系統誤差の評価が難しく上限値には不定性が残る。一方、超新星爆発からの制限は飛行時間の評価という単純なものなので原子核のベータ崩壊の計算や分解能の複雑な統計誤差に依らず、同等の制限がつくのは重要なことである。

第3章

超新星爆発ニュートリノバースト探索の解析

この章では、超新星爆発ニュートリノバースト探索の方法と結果を報告する。はじめに SK で取得されたデータにおける低エネルギー事象の再構成の方法を説明したあと、基本的なバックグラウンド除去の方法について述べる。次に、SK-I、および SK-II の期間に取得された約 2600 日分のデータから、いかにして時間的にクラスタリングしている事象群を探し出し超新星バースト探索をしたかを説明する。本論文では、近傍銀河で起こった超新星爆発バースト、より低エネルギー領域を含めた超新星バースト、そして中性子化バーストという 3 つの目的に対し 3 つ解析を行ったので、それぞれの方法と結果を順に報告する。

3.1 事象再構成

この節と次節では SK における事象再構成とバックグラウンド除去について述べる。その方法は同じ低エネルギー事象を扱う太陽ニュートリノ解析に用いられている手法と基本的に同じである [19]。また SK-I と SK-II とでは PMT の本数が違うが解析方法自体は同じであるので、ここでは SK-I を中心に説明していき必要に応じて SK-II の説明を加えていくことにする。

3.1.1 事象発生点の再構成

チェレンコフ光が発生した点を事象発生点とよぶが、厳密にはチェレンコフ光は点からではなく電子がエネルギー閾値を超えて運動している間飛跡に沿って放出される。しかし超新星爆発ニュートリノ反応による (陽) 電子は水中で数センチしか飛行せず、これは検出器の位置分解能からすると十分に小さいのでチェレンコフ光は点から放出されたと考えて差し支えない。

さて、事象発生点を求めるためには、光を受け取った光電子増倍管 (以下ヒット PMT) 時間情報を使う。

1. 事象発生点を求めるために用いる PMT を選択する

正確な事象発生点を求めるために、チェレンコフ光を受け取った PMT を選びだし電氣的ノイズや反射で信号を出した PMT は解析に使わないようにしなければならない。その方法を以下に説明する。

(a) 各事象において、PMT が信号を出した時間分布をつくる。典型的な事象における時間分布を

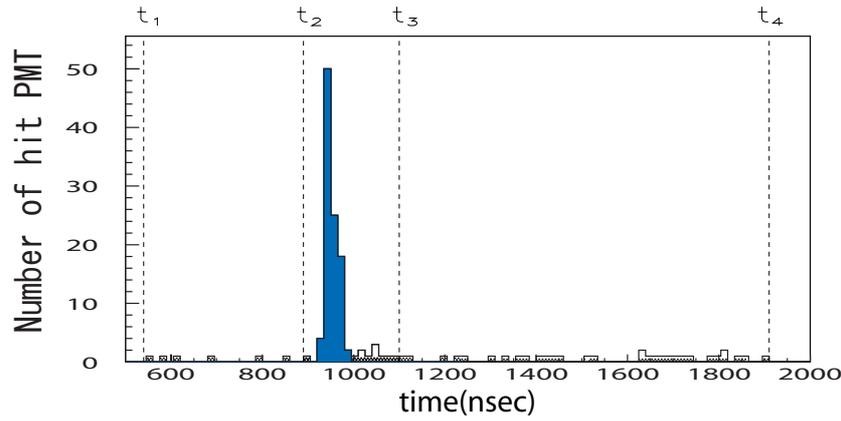


図 3.1 SK における低エネルギー事象の PMT ヒット時間分布

図 3.1 に示す。図中の t_1 、 t_4 はそれぞれ時間の最小と最大の時間を示す。

(b) 先に述べたとおり、タンク内の一番長い距離を光が進むときおよそ 200nsec かかるのでまず 200nsec の時間幅で最もヒット数が多くなるような window を探す。図 3.1 では $t_2 \sim t_3$ の領域がこの window である。

(c) 設定した window のノイズヒット数を次式で見積もる。

$$N_{BG} \equiv \frac{t_3 - t_2}{(t_2 - t_1) + (t_4 - t_3)} (N_{hit}(t_1 \sim t_2) + N_{hit}(t_3 \sim t_4)) \quad (3.1)$$

(d) シグナルの有意さ *Significance* を次式で定義する

$$Significance \equiv \frac{N_{hit}(t_2 \sim t_3) - N_{BG}}{\frac{t_3 - t_2}{(t_2 - t_1) + (t_4 - t_3)} \sqrt{N_{hit}(t_1 \sim t_2) + N_{hit}(t_3 \sim t_4)}} \quad (3.2)$$

時間幅を 200nsec から狭めていき、シグナルの有意さが最大になるような時間幅を求める。図 3.1 では青で示した領域がこれに該当する。この領域に入った PMT のみの時間情報をつかって事象発生点を求めることになる。

2. 事象発生点を求める。

まず、タンク内にグリッド点を用意する。最初のグリッドは 397.5cm 間隔で図 3.2、3.3 のように配置し、各点で次のように定義された値 (goodness) を計算する。

$$goodness \equiv \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{hit}} \frac{1}{\sigma^2}} \times \sum_{i=1}^{N_{hit}} \frac{1}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{(t_{res,i} - t_{mean})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.3)$$

ここで σ は PMT の時間分解能を指し、全て 5nsec で計算される。また $t_{res,i}$ は信号を受けた時間 t_i から光がグリッド点から各 PMT(i) まで進むのにかかった時間を引いた時間で

$$t_{res,i} = t_i - \frac{\sqrt{(\vec{x} - \vec{x}_i)^2}}{c_{water}} \quad (3.4)$$

となる。ただし、 \vec{x} 、 \vec{x}_i はグリッド点と各 PMT(i) の位置を示し、 t_{mean} は $t_{res,i}$ の平均値である。グリッド点がかもし本当の事象発生点であれば goodness は 1 になるが、実際には仮定した発生点の誤差、PMT の時間分解能により 1 よりも小さい値になる。はじめに設定したグリッド点の中で最大の goodness を与える点を探し、次にその点の周りでさらに細かいグリッドを設け同じように goodness が最大になる点を求める。このような作業を繰り返すことで、より正確な事象発生点を求めることが出来る。

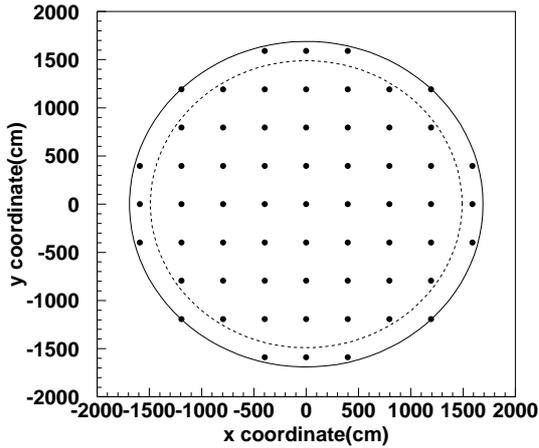


図 3.2 タンク x - y 平面での始めのグリッド点

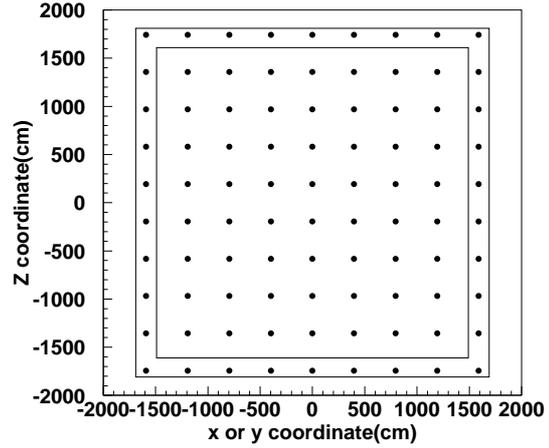


図 3.3 タンク z - x(又は y) 平面でのグリッド点

3.1.2 方向の再構成

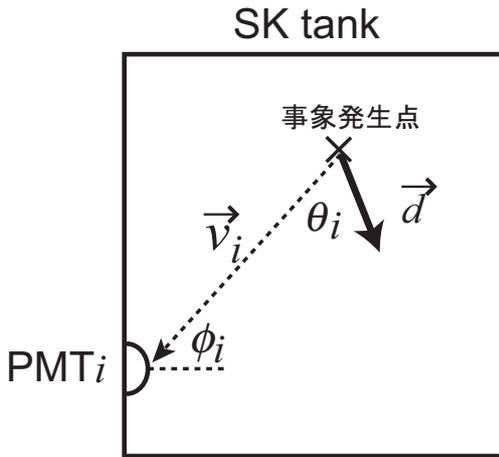


図 3.4 事象方向の再構成

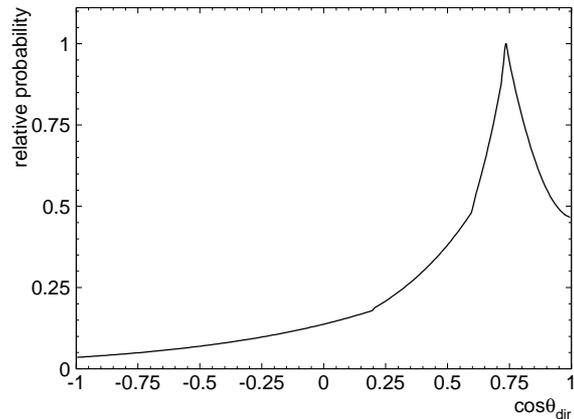


図 3.5 Monte Carlo より得られた尤度関数 $f_{accept}(\phi)$ [19]

前節で求めた事象発生点とチェレンコフリングのパターンを使うことで、事象の方向を求めることが出来る。超新星爆発ニュートリノ反応での(陽)電子は $\beta \approx 1$ なので、チェレンコフ光の放射角度は 42° となる。チェレンコフ光はこの角度方向に円錐状に放射されるが、水の散乱、反射、ノイズヒットなどの効果によって一般にリングのパターンはぼやけてしまう。そこで、前節でもそうしたようにチェレンコフ光を受け取ったと思われる PMT を探すことになるが、ここでは 200nsec ではなくて 50nsec の時間幅の window に入る PMT のみを計算につかう。

最も確からしい方向を求めるために、最尤法を使い、最尤推定量 $\vec{d} = (d_x, d_y, d_z)$ は

$$L(\vec{d}) = \sum_{i=1}^{N_{hit50}} \log[f(\phi_i(\vec{d}))] \times \frac{\cos \theta_i}{f_{accept}(\cos \theta_i)} \quad (3.5)$$

で与えられる。ここで N_{hit50} は 50nsec の時間幅に入る PMT の数、また図 3.4 に示すように ϕ_i は現在

テストしている荷電粒子の方向 \vec{d} と事象発生点から各 PMT へのベクトル \vec{v}_i とがなす角度、 θ_i は各 PMT から事象発生点の見込み角度であり、その違いによって生じる事象発生点から見た各 PMT が作る立体角の違いを補正するのが $f_{accept}(\cos \theta_i)$ である。この $f_{accept}(\cos \theta_i)$ は

$$f_{accept} = 0.205 + 0.524 \cos \theta_i + 0.390 \cos^2 \theta_i - 0.132 \cos^3 \theta_i \quad (3.6)$$

与えられる。尤度関数である $f_{accept}(\phi)$ は Monte Carlo から作られた確率分布関数で図 3.1.2 に示すとおりである。3.5 式でテストする \vec{d} の選び方は、前小節と同じようにグリッド法が用いられ、最初の \vec{d}_{init} は

$$\vec{d}_{init} = \sum_{i=1}^{N_{hit50}} \vec{v}_i \quad (3.7)$$

のように計算する。その後 20° 、 9° 、 4° 、 1.6° のようにグリッドを除々に細かくして 3.5 式が最大となる方向を荷電粒子の方向とする。

3.1.3 エネルギーの再構成

チェレンコフ光を放出した粒子のエネルギーは近似的に放出された光子数に比例するはずであり、エネルギーの計算には PMT からの電荷情報を使うのが妥当である。しかしここで扱うエネルギー領域ではヒット PMT が受け取る光子数は 1 でしかなく、1 光子レベルの電荷分解能が決してよくないのでエネルギーの計算には電荷情報よりもヒット PMT の数を使ったほうがよいことが分かる。

エネルギー再構成では、方向を求めるときに用いた 50nsec window のヒット数 N_{hit50} をつかう。しかしながら N_{hit50} は事象発生点や事象の方向、水や PMT の状況に依存するのでそのままエネルギーの指標に用いることはできない。つまり、このような検出場所や検出時間に依存しない効果的なヒット数である N_{eff} を計算する必要がある。 N_{eff} としては次の式を使っている。

$$N_{eff} = \sum_{i=1}^{N_{hit50}} \left[(X_i - \epsilon_{dark} + \epsilon_{tail}) \times \frac{N_{all}}{N_{alive}} \times \frac{R_{cover}}{S(\theta_i, \phi_i)} \times \exp\left(\frac{r_i}{\lambda}\right) \times G(i) \right] \quad (3.8)$$

それでは、以下でそれぞれの項について説明していく。

X_i : 多光子数の効果

事象が有効体積の端で発生し、さらにそのチェレンコフ光がタンク側面に向いていると PMT は 1 光子よりも多く光子を受け取ることがあり、ヒット数 = 光子数という関係が成り立たない。このためエネルギーが低く見積もられてしまうが、この効果を補正するために

$$X_i \equiv \frac{-\log(1 - x_i)}{x_i} \quad (3.9)$$

なる因子が使われる。ここで x_i は隣り合う PMT の数を N_i とそのなかのヒット PMT の数 n_i との比 $x_i = n_i/N_i$ である。なお、この関数は PMT の幾何学的配置から解析的に求められた。

ϵ_{dark} : ダークノイズの効果

SK-I の PMT の dark noise rate は 1 章でも触れたように 3kHz である。全 PMT 数が 11146 本あるので 50nsec window のヒット PMT のうち 2 本程度は dark noise が起源の信号である。この数を差し引くための因子が ϵ_{dark} であり

$$\epsilon_{dark} \equiv \frac{N_{alive} \times R_{noise} \times 50nsec}{N_{hit50}} \quad (3.10)$$

ここで、 N_{alive} は正常に動作している PMT の数、 R_{noise} は観測された時点での dark noise rate [hits/nsec] である。

ϵ_{tail} : 反射の効果

SK-I の光電面被覆率は 40% で、それ以外はブラックシートで覆われている。このブラックシートで反射された光子は 50nsec window から外れてしまうこともあるため、これを考慮しないエネルギーが低く見積もられてしまう。この効果を補正する因子は

$$\epsilon_{tail} \equiv \frac{N_{hit100} - N_{hit50}}{N_{hit50}} - \epsilon_{dark} \quad (3.11)$$

で与えられるが、 N_{hit100} は 100nsec window 内のヒット PMT 数である。 $\epsilon_{tail} > 0$ となるとき有意に反射効果があるとし、このときのみ補正が行われる。

$\frac{N_{all}}{N_{alive}}$: Bad PMT の効果

正常に動作していない PMT が多ければヒット数も少なくなるので、エネルギーを正しく計算できない。したがって、 N_{alive} と全 PMT の数 N_{all} との比をかけて Bad PMT を考慮する。

$\frac{R_{cover}}{S(\theta_i, \phi_i)}$: 光電陰極の影響

R_{cover} は光電面被覆率で SK-I なら 0.40、SK-II なら 0.19 であるが PMT への光の入射角度によって、光電陰極で効率に違い生じる。そこで、図 3.6 に示すような関数 $S(\theta, \phi)$ を用いて補正を行う。図で θ の値の大きいところで ϕ 方向に生じる非対称は隣り合う PMT の作る影の効果によるものである。

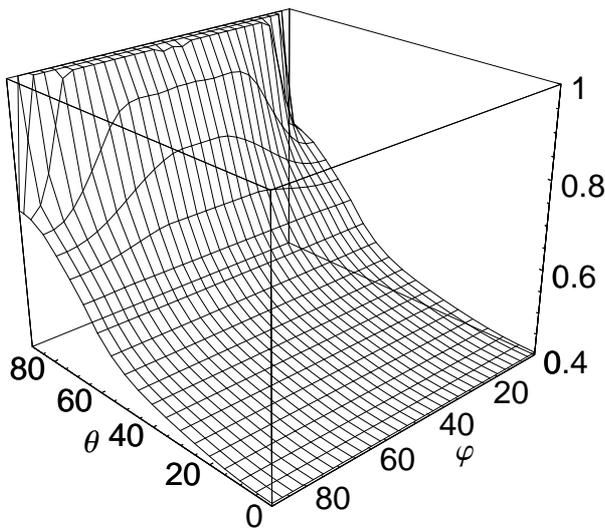


図 3.6 光子の入射角による光電陰極効率の補正関数 $S(\theta, \phi)$ [19]

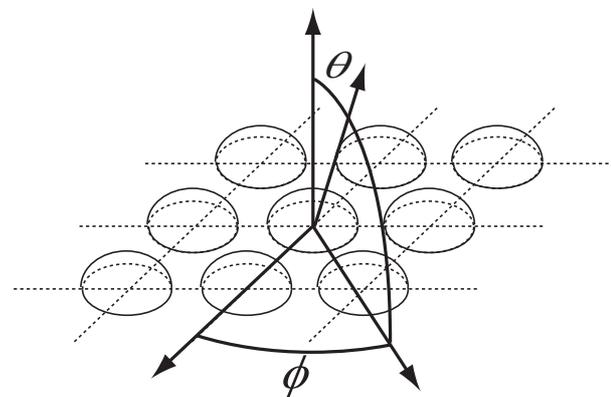


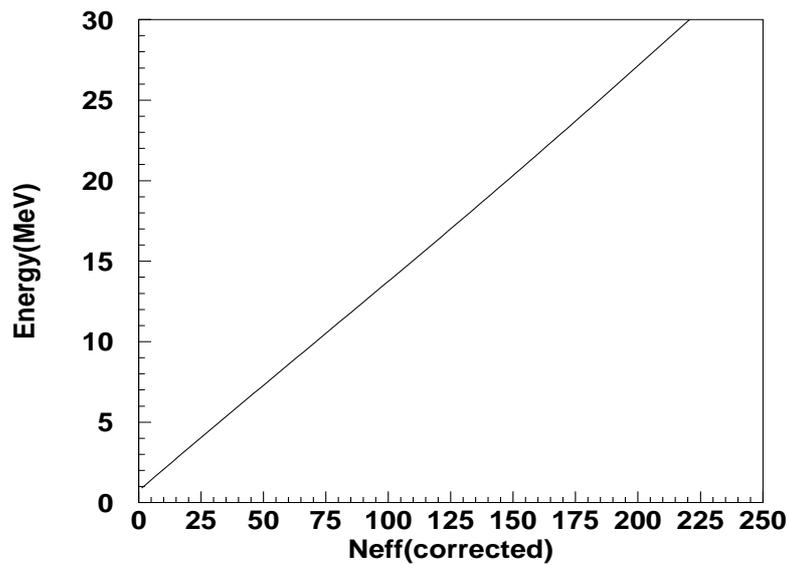
図 3.7 $S(\theta, \phi)$ における θ 、 ϕ の定義

$\exp\left(\frac{r_i}{\lambda}\right)$: 水の透過率の影響

チェレンコフ光は水の透過率を受け減衰する。この効果を補うために PMT ごとに $\exp\left(\frac{r_i}{\lambda}\right)$ という因子をかける。ここで r_i は事象発生点から PMT までの距離。 λ は水の減衰長である。この値はデータごとに求められている。

$G(i)$: 量子効率の影響

SK-I に設置されている PMT のうち 375 本の PMT は他の PMT よりも早い時期に製造され、これらの PMT の検出効率 (量子効率) は他に比べ大きいことが確かめられている [3]。このような

図 3.8 エネルギーと N_{eff} の関係

PMT の非均一性を考慮して

$$G(i) = \begin{cases} 0.833 & \text{for the 375 PMTs} \\ 1.000 & \text{for the other PMTs} \end{cases} \quad (3.12)$$

なる因子をかけている*¹。

以上のように得られたヒット数 N_{eff} は荷電粒子のエネルギーとほぼ比例の関係にある。厳密には 4 次多項式で表され、Monte Carlo で得られた N_{eff} とエネルギーの関係を図 3.8 に示す。

3.2 バックグラウンド除去

以下に示すようなある程度素性の知れたバックグラウンドイベントは解析の前に取り除いておくのが得策である。

3.2.1 First Reduction

ここでは主にハードウェア起因のノイズや、外部起因のイベントを除去することを目的とする。

全光量のカット

大気ニュートリノや宇宙線ミュオン粒子による光量の多い事象を取り除くために、全光量が 1000 光電子以上の事象を取り除く。この条件は電子のエネルギーでは 100MeV 以上に相当するため超新星爆発解析には問題ない。

有効体積のカット

*¹ SK-II では $G(i)$ に各 PMT の相対的な増幅率の値が入る。

岩盤やタンク内壁から生じる γ 線のイベントを除去するため、再構成した事象発生点が内壁から 200cm 以内であった場合、候補から取り除く。このカットにより有効体積は 22.5kt になる。

時間差のカット

宇宙線のミュオン粒子がタンク内で電子とニュートリノに崩壊したときに出来る事象や、DAQ のエレクトロニクスからの反射から生じる事象を取り除くため、1 つ前のイベントとの時間差が $50\mu\text{sec}$ 以下の事象は取り除かれる。

外水槽事象のカット

外水槽 (OD : Outer Detector) に取り付けられた PMT のヒット数が 19 本を超えると、OD トリガーが出力されこのトリガーを含む事象は外部起因であるとして取り除かれる。先の全光量カットで取り除かれなかったミュオン粒子事象がこれで取り除かれる。

ノイズ事象のカット

エレクトロニクス起因のノイズ事象を除去するために、以下のことが調べられる。

- First noise cut

0.5 光電子以下を出力した PMT の数を N_{noise} 、全ヒット数を N_{total} としたときに $R_{noise} = N_{noise}/N_{total} \geq 0.4$ であれば除去する。

- Second noise cut

ATM が原因でノイズ事象が生じることがあるので、1 つの ATM で 95% 以上の PMT が信号を出しているとき除去される。

Goodness のカット

バックグランド事象の場合、事象発生点の再構成が上手くいかなかったことが多いので、Goodness がよくない。そこで、 $\text{Goodness} \leq 0.4$ の事象は取り除かれる。

3.2.2 Second Reduction

ここでは First Reduction でカットされなかったバックグランドを効果的に取り除くことを目的とする。

Fit stability テスト

ノイズヒットが多く含まれるような事象は、事象発生点再構成の精度を表す goodness が低くなるため上述のカットで除去されるが、その点が局所的な極大値である可能性もある。このようなたまたま生き残ったノイズ事象を取り除くために再構成された事象発生点の周りの領域の goodness を計算する。正しい発生点であれば goodness の分布はその点を中心に鋭くなり、局所的な極大値であれば逆に goodness の分布はなだらかになるはずである。具体的には、再構成された発生点の周りの約 300 のテスト点において goodness を計算し、最大である元の goodness との差 Δ_G をとる。次に、元の事象のエネルギーとテスト点からの距離によるある閾値を設定し、 Δ_G が閾値より大きいテスト点の数と全てのテスト点の数との比である R_{grid} の値が多きければ、再構成された事象発生点は局所的な極大点である可能性が高い。図 3.9 にデータに対する R_{grid} の分布と太陽ニュートリノ事象の Monte Carlo 事象を再構成しその R_{grid} を計算したときの分布を示す。これより、 $R_{grid} > 0.08$ となる事象をノイズ事象とする。

Spallation カット

これまでも何度か登場してきたが、宇宙線ミュオン粒子は SK タンクに約 2~3Hz で飛来している。この宇宙線ミュオン粒子が純水中の酸素原子核と核破砕反応 (spallation) を起こし、以下のように励

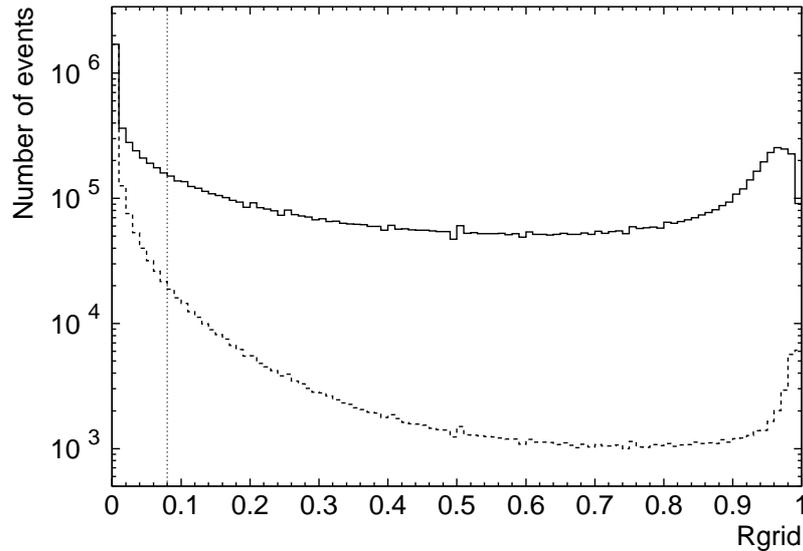


図 3.9 R_{grid} 分布。実線のヒストグラムはデータ、点線のヒストグラムは太陽ニュートリノ MC の分布を示す。また二つのヒストグラムが一番最初のビンの高さが等しくなるようにノーマライズされている。 R_{grid} が点線で示した 0.08 より大きければノイズ事象として除去される。[19]

起原子核 X をつくりだす。



この反応によって作られる放射性同位体 X の種類は表 3.1 にあげておく。一つのミュオン粒子にこうした放射性同位体がいくつか出来てベータ、ガンマ崩壊することで、表からもわかるように 0.001~14sec のうちにエネルギーが 5~20 MeV の事象が数事象発生すると、当然超新星爆発ニュートリノバーストのバックグラウンドとなりうる。したがってデータ解析の前に、ミュオン粒子が飛来した時間とそのエネルギーや奇跡の再構成された情報を用いて Spallation 起源の事象を取り除かなければならない。ある事象が Spallation 起源によるものかどうかは最尤法が用いられ、パラメータには以下の 3 つが使われる。

- ΔL : ミュオン粒子の軌跡と低エネルギー事象の事象発生点との距離
- ΔT : ミュオン粒子の通過した時間と低エネルギー事象との時間差
- Q_{res} : $Q_{res} = Q_{total} - Q_{unit} \times L$ ここで Q_{total} はミュオン粒子事象の全光量、 Q_{unit} はミュオン粒子が単位長さあたりに落とす光量、 L はミュオン粒子の軌跡の長さである。

これらのパラメータを使ってその事象がいかに Spallation 起源の事象らしいかを判断するが、要するに、軌跡に近いほど、時間差が短いほど、ミュオン粒子がタンク内に落としたエネルギーが大きいほど Spallation 起源である確率が高くなる。尤度関数をどのように定義するかなどの詳細は参考文献 [19] に書かれてあるので、ここではその分布を図 3.10 に示すのみとする。ここで尤度関数が二つあるのは、ミュオン粒子の軌跡が上手く再構成されたときとそうでないときとで、パラメータの数 (前者は ΔL , ΔT , Q_{res} の 3 つ、後者の場合は ΔT と Q_{res} の 2 つ) が違うためである。つまり各事象は 2 つの尤度を持つがそのうちの 1 つでもそれぞれの尤度に対する閾値より大きな値をとれば、Spallation 起源の事象として除去される。なお、SK-II においては、これらの 2 つの尤度関数はミュオン粒子の軌跡再構成時の goodness を用いて統一的な 1 つの尤度関数にまとめられた。

Isotope	$\tau_{1/2}$ (sec)	decay mode	Kinetic Energy (MeV)
${}^8_2\text{He}$	0.119	β^- $\beta^- n$	9.67 + 0.98(γ) 16%
${}^8_3\text{Li}$	0.838	β^-	~ 13
${}^8_3\text{B}$	0.77	β^+	13.9
${}^9_3\text{Li}$	0.178	β^- $\beta^- n$	13.6 (50.5 %) (~ 50 %)
${}^9_6\text{C}$	0.127	$\beta^+ n$	3 \sim 15
${}^{11}_3\text{Li}$	0.0085	β^- $\beta^- n$	16 \sim 20 (~ 50 %) ~ 16 (~ 50 %)
${}^{11}_4\text{Be}$	13.8	β^-	11.51 (54.7 %) 9.41 + 2.1 (γ) (31.4 %)
${}^{11}_4\text{Be}$	0.0236	β^-	11.71
${}^{12}_5\text{B}$	0.0202	β^-	13.37
${}^{12}_7\text{N}$	0.0110	β^+	16.32
${}^{13}_5\text{B}$	0.0174	β^-	13.44
${}^{13}_8\text{O}$	0.0086	β^+	13.2 16.7
${}^{14}_5\text{B}$	0.0138	β^-	14.55+6.09 (γ)
${}^{15}_6\text{C}$	2.449	β^-	9.77 (36.8 %) 4.47+5.30 (γ)
${}^{16}_6\text{C}$	0.747	$\beta^- n$	~ 4
${}^{16}_7\text{N}$	7.13	β^-	10.42 (28.0%) 4.29+6.13 (γ) (66.2%)

表 3.1 SK 検出器内で Spallation によって作られうる放射性同位体 (spallation product)[19]

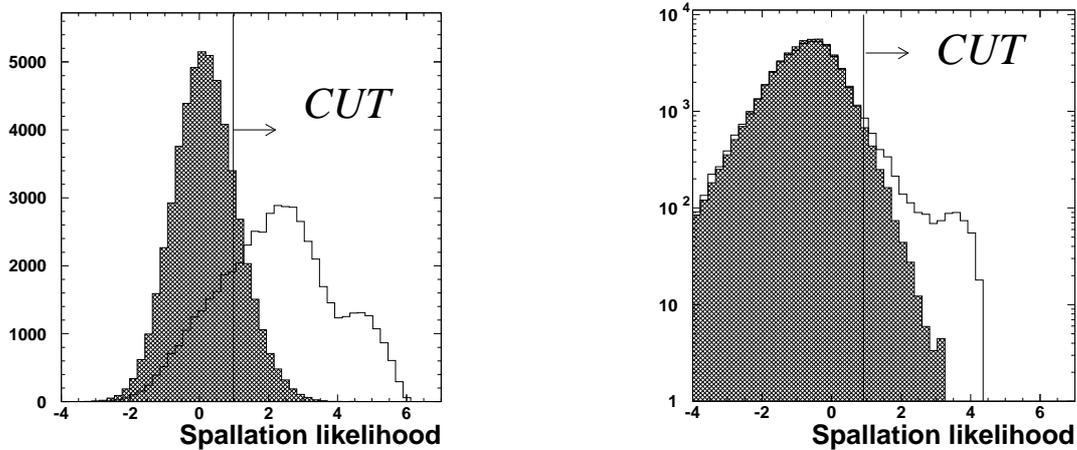


図 3.10 ミュー粒子の軌跡が再構成できたとき (左) と出来なかったときの (右) Spallation 尤度分布 [19]。白いヒストグラムは実際のデータで黒が時間と発生位置をランダムに生成した Monte Carlo の結果を示す。

3.2.3 SK-II のみに用いられるノイズ除去

始めに述べたとおり、SK-II では PMT の数が 5182 本と SK-I と比べると約半数である。したがって特に低エネルギー領域での位置分解能、エネルギー分解能が悪く、10MeV の事象に対しては 110cm、21% 程度である (SK-I では 87cm、14% である)。このため、本論では SK-II のデータのデータに対して以下のようなさらに厳しい条件のノイズ除去プロセスを付け加えた。

エネルギーを考慮した有効体積

特に低エネルギー領域ではタンク内壁付近で起こった事象に対し位置分解能がさらに悪いので内壁から 200cm 以内の位置で起こった事象の除去だけでは壁からのガンマ線などのバックグラウンドを取り除くには不十分である。そこで、以下のように事象のエネルギーによって異なる有効体積を用いることにした。

Energy < 7.5 MeV	内壁から 300cm
7.5 MeV ≤ Energy < 8.0MeV	上下面から 200cm、側面から 300cm
Energy ≥ 8.0MeV	内壁から 200cm

再構成の確かさ

事象の方向の再構成においても同じように goodness が計算できて (方向の goodness のは 0 から 1 の値を持ち、0 に近いほうがより尤らしい)、それと発生点再構成の goodness とをあわせて幾何学的な再構成の精度を評価することによってバックグラウンド事象を除去する。ここでは、方向の再構成の確かさと発生点の再構成の確かさから以下のように定義される値 ovaQ (Quality factor of orientaion and vertex accuracy) を用いる。

$$ovaQ = Goodness_{vertex}^2 - Goodness_{orientation}^2 \quad (3.14)$$

エネルギーが 10MeV よりも低い事象については $ovaQ < 0.25$ 、それ以上の事象については $ovaQ < 0.20$ の事象を事象再構成がうまく出来なかったとして除去する。

壁際のガンマ線

岩盤や PMT の表面から出た光が擬似事象を作ることがあり、こうした事象を除去するためには再構成された方向と発生点を用い、その事象がタンクの内側に向かっているかどうかを判断する。具体的には図 3.11 に示すように、発生点から事象の方向の後方のタンク内壁までの距離 d_{wall} を計算し、事象のエネルギーによって以下のように除去する条件を定める。これらの条件は Monte Carlo を用いて設定された。

Energy < 7.5 MeV	: $d_{eff} = 1100\text{cm}$
7.5 MeV ≤ Energy < 8.0MeV	: $d_{eff} = 1000\text{cm}$
8.0 MeV ≤ Energy < 8.5MeV	: $d_{eff} = 800\text{cm}$
8.5 MeV ≤ Energy < 9.0MeV	: $d_{eff} = 700\text{cm}$
9.0 MeV ≤ Energy < 10MeV	: $d_{eff} = 500\text{cm}$
10 MeV ≤ Energy < 30MeV	: $d_{eff} = 400\text{cm}$

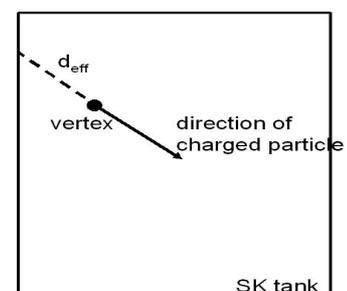


図 3.11 d_{eff} の定義

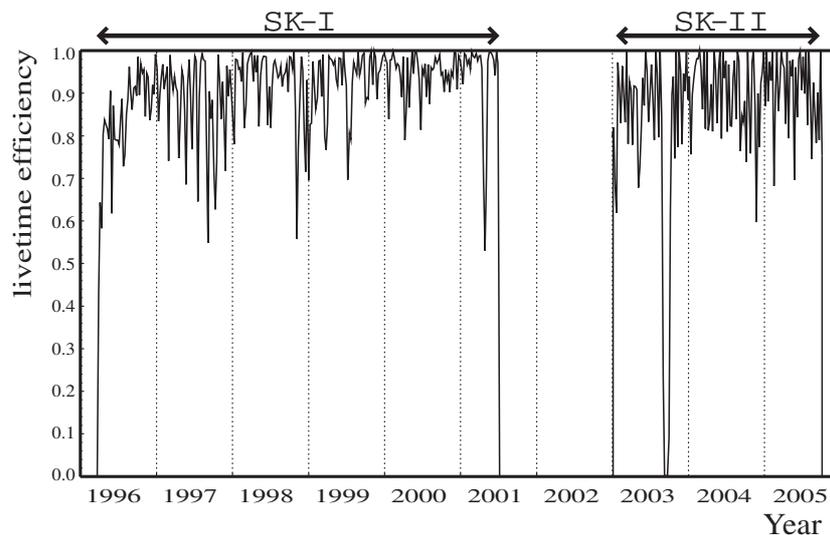


図 3.12 SK におけるデータ取得期間中の実測時間効率。効率が悪くなっている期間ではおもに LINAC などの検出器の較正作業が行われていた。また 2003 年夏にみられる谷はエレクトロニクスの改修作業によるものである。

3.3 データセット

ここで本論で用いたデータについて説明する。SK-I については 1996 年 5 月 31 日から 2001 年 7 月 15 日までにとられたデータを用い実測時間にして 1703.9 日分に値する。SK-II については 2002 年 12 月 24 日から 2005 年 10 月 5 日まで実測時間にして 885.4 日分のデータが解析に使われた。図 3.12 にこの期間の実測時間効率を示す、データ取得期間を通して大体 90% 前後の効率が得られていることがわかる。また、図中で大きく効率が落ちているところは、おもに検出器較正のためのテスト観測によるもので、特に 1997 年 1 月、1998 年 12 月、1999 年 6 月、2001 年 5 月、2003 年 3 月、それと 2005 年 9 月に見られる比較的大きな落ちは電子線形加速器 LINAC によるエネルギー較正期間によるものである。こうしたテスト観測中はタンク内に較正用の放射線源などが挿入されており、そのときのデータは物理解析に用いることは出来ない。それから、2003 年の夏に見られる大きな谷間の期間ではエレクトロニクスの改修作業が行われた。

SK-I と SK-II の性能について表 3.2 にまとめる。SK-II では、PMT の数が少ないため光電面被覆率がすくなく収光率が低い。超新星爆発ニュートリノの主な SK タンク内反応である 2.2 の反応の陽電子エネルギーは図 2.4 で示したように平均約 20MeV なので、収光率のために超新星を見逃すことはない。

	SK-I	SK-II
光電子増倍管数 (内水槽)	11,146	5,182 (with FRP+ アクリルカバー)
実測時間	1703.9 日	885.3 日
光電面被覆率	40%	19%
位置分解能 (@ 10MeV)	14%	21%
角度分解能 (@ 10MeV)	87cm	110cm
エネルギー分解能 (@ 10MeV)	26°	28°
チェレンコフ光収率	~ 6.0 p.e/MeV	~ 2.8 p.e/MeV
トリガー閾値	4.1 MeV (Sep 2002 ~)	5.5 MeV
解析閾値	5/31/1996 ~ 5/28/1997 : 6.5MeV 5/29/1997 ~ 7/15/2001 : 4.5MeV	12/22/2002 ~ 7/14/2003 : 8MeV 7/15/2003 ~ 10/5/2005 : 7MeV

表 3.2 SK-I と SK-II の性能の違い

3.4 ニュートリノバースト探索の方法

まず本解析の標的である超新星爆発ニュートリノバーストにつてもう一度まとめておく。バーストの継続時間は約 20 秒、ニュートリノエネルギーは 11MeV から 25MeV とされているが、エネルギーについては先に述べたとおり観測と理論とがあっていない。また、ニュートリノは SK タンク内で主に以下の反応により観測される。ただし括弧内の数字は全事象数に対する各反応による事象数の割合を示している、この数字においてはニュートリノ振動が考慮されている。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (88\%), \quad (3.15)$$

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (1.5\%), \quad (3.16)$$

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- \quad (< 1\%), \quad (3.17)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (1\%), \quad (3.18)$$

$$\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + {}^{17}\text{F} \quad (2.5\%), \quad (3.19)$$

$$\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^+ + {}^{15}\text{N} \quad (1.5\%), \quad (3.20)$$

$$\nu_x + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu_x + O^*/N^* + \gamma \quad (5\%), \quad (3.21)$$

ここで、 ν_x は ν_μ 、 ν_τ とそれらの反ニュートリノの反応数の合計を示している*2。

以下の解析では、このニュートリノバーストをデータの中からいかにして探し出すのがポイントとなるが、解析の詳細に入る前に基本的なバースト探索方法をここで説明しておく。手順は以下のとおりである。

1. スキャンする time-window の時間幅と候補とする事象数の閾値を決める。
2. データをスキャンし time-window に入る事象数



図 3.13 超新星ニュートリノバースト探索の方法。

*2 これらの数字は文献 [17] より得ることができ、Livermore モデルのニュートリノバーストが用いられている。酸素との中性カレント反応数については文献 [20] にある予想事象数を文献 [17] の数字を用いてスケールすることにより求めた。

(Multiplicity) を数え、1. の閾値を超えた候補事象群の情報を保存する。(図 3.13 参照)

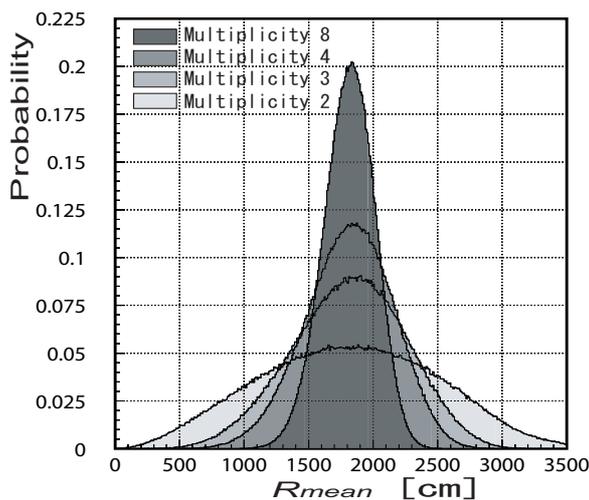
3. 候補事象群について詳しく調べ、超新星爆発からの信号を見つける。

これより後の節において 3 つのバースト探索について説明していくが、time-window の幅と事象数の閾値を変えていくことでそれぞれの目的にあったバーストを探すことが可能になる。

3. では、見つかった候補事象群がバックグラウンド事象かどうかのチェックをするが、ここでのバックグラウンドとなるのは短い時間にいくつも事象が発生するようなときであり、その原因は主に以下の 2 つである。1 つは 3.2.2 節で述べた Spallation 起源の事象群で、もう 1 つは不具合の PMT が光ってしまうことで周りの PMT が信号を出し短時間に多くの事象をつくってしまう Flasher という現象である。どちらの場合においても、事象群はタンク内のある固まったところで発生し、一方で超新星爆発の場合はニュートリノはタンク内で一様に反応を起こす。つまり、候補事象群の発生点の位置分布を調べることで超新星かバックグラウンドかの判断ができ、それぞれの候補事象群に対し以下の変数を定義し、発生点分布を評価する。

$$R_{mean} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{multi}-1} \sum_{j=i+1}^{N_{multi}} |\vec{r}_i - \vec{r}_j|}{N_{multi} C_2}. \tag{3.22}$$

ここで、 N_{multi} は候補事象群の事象数 Multiplicity、 \vec{r}_i はそのなかの i 番目の事象発生点、 $N_{multi} C_2$ はその内から 2 事象のを選ぶときの組み合わせの数である。つまり R_{mean} は候補事象群の事象発生点同士の平均距離を表し、事象発生点がタンク内で固まっていれば R_{mean} は小さくなる。図 3.14 は Monte Carlo シミュレーションによりタンク内で超新星爆発ニュートリノ反応を起こしたときに計算された R_{mean} の分布を示すが、このようにタンク内一様に事象が発生したとき R_{mean} の平均は約 1800cm というような大きな値をとることがわかる。図より、超新星爆発の候補とする R_{mean} の基準は、Multiplicity が 2 事象の候補に対して 750cm とし、それ以上の Multiplicity を持つ候補事象群については 1000cm とした。このとき、これらの条件による超新星爆発候補を残す効率を表 3.3 に示す。



Multiplicity	R_{mean} 閾値	効率
2	> 750 cm	0.94
3	> 1000 cm	0.96
4	> 1000 cm	0.99
8	> 1000 cm	1.00

表 3.3 R_{mean} カットにおいて超新星爆発候補が残る割合

図 3.14 シミュレーションされた超新星爆発反応の R_{mean} 分布

3.5 近傍銀河での超新星爆発バースト探索

近年の観測技術の進歩により、光学的に発見される超新星爆発の数は年々増加傾向にある [21]。例えば 10Mpc 以内という近傍の銀河に限っても年に数個の核崩壊型超新星爆発が見つかっており SK - II のデータ取得期間である 2002 年から 2005 年にかけては 9 つの核崩壊型超新星爆発が発見された。この数字は理論的な見積もりよりも 3 倍ほど上回っており [22]、SK においてもそうした近傍銀河で起こった超新星爆発を観測できれば新しい物理の可能性が開けるはずである。

では近傍の銀河で超新星爆発が起こったときにどれくらいのニュートリノ事象が SK で観測されるのだろうか。先に 10kpc で約 8000 事象が観測されると期待できると述べたが、これが例えばアンドロメダ銀河のある 700kpc とすると 20 秒のニュートリノバースト時間で約 1.6 事象観測程度になってしまう。したがって、前節で説明した time-window の幅はなるべく広くとり 20 秒とし、候補とするときの time-window に入る事象数の閾値は最小の 2 事象、つまり

$$\geq 2\text{events}/20\text{sec} \quad (3.23)$$

とした。しかし、この条件だけでは全く関係のない事象がたまたま time-window の中に 2 事象以上観測されてしまうというチャンスコインシデンスが多くなると予想される。そこでエネルギーの閾値をあげてより低エネルギー側の事象を解析に使わないことでそうしたバックグラウンドを少なくする必要がある。図 3.15 に予想されるチャンスコインシデンスの数がエネルギー閾値によってどのように減っていくかを示した。予想されるチャンスコインシデンスの数は、事象がある発生頻度 R でおこる場合、1 事象の後の設定した time-window (ΔT) 中に (Multiplicity の閾値: $M_{thr}-1$) 以上の事象が観測される確率をポアソン確率分布から計算し、それに取得されたデータ分 ($RT_{live} : T_{live}$ は実測時間) をかければ求めることができ、

$$N_{bg} = \sum_{i=M_{thr}}^{\infty} RT_{live} \frac{e^{-R\Delta T} [R\Delta T]^{i-1}}{(i-1)!} \quad (3.24)$$

となる。これを用い、設定したエネルギー閾値に対し事象発生頻度を実際に取られたデータより求めれば図 3.15 のような図が得られる。もちろんエネルギー閾値を上げれば、チャンスコインシデンスの数は減るが、同時に観測されるニュートリノ事象数も減ってしまうので、1 つの超新星爆発を観測できる確率も減ってしまう。ある距離で起こった超新星爆発に対する観測確率は Monte Carlo より求めることができ、図 3.16 に 700、500、300、100kpc で起こった超新星爆発に対する観測確率がエネルギー閾値によってどのように変化するかを示した。これと先のチャンスコインシデンスのバックグラウンド数の期待値の両方を考慮し最適なエネルギー閾値を決めるため、 $\frac{\text{観測確率}}{\sqrt{BG \text{ 期待値}}}$ という量をエネルギー閾値の関数として求め、それが最大になるようなエネルギー閾値を求めた (図 3.17)。図より設定したエネルギー閾値の値は SK-I、SK-II の両方において 17MeV である。

以上の条件を満たす候補を探し、見つかった候補の R_{mean} を計算した結果を図 3.18 に示す。SK-I の候補に図の赤線で示した R_{mean} カットの条件を満たす候補が 3 候補観測された。しかしながら、実験記録からそれらの候補が観測された日時は鉱山内の発破作業の日時と一致し、発破による振動が原因で PMT が光を出したことによる擬似事象群であったということが確かめられた。したがって、SK-I、SK-II を通して超新星爆発は見つからなかったという結果を得た。

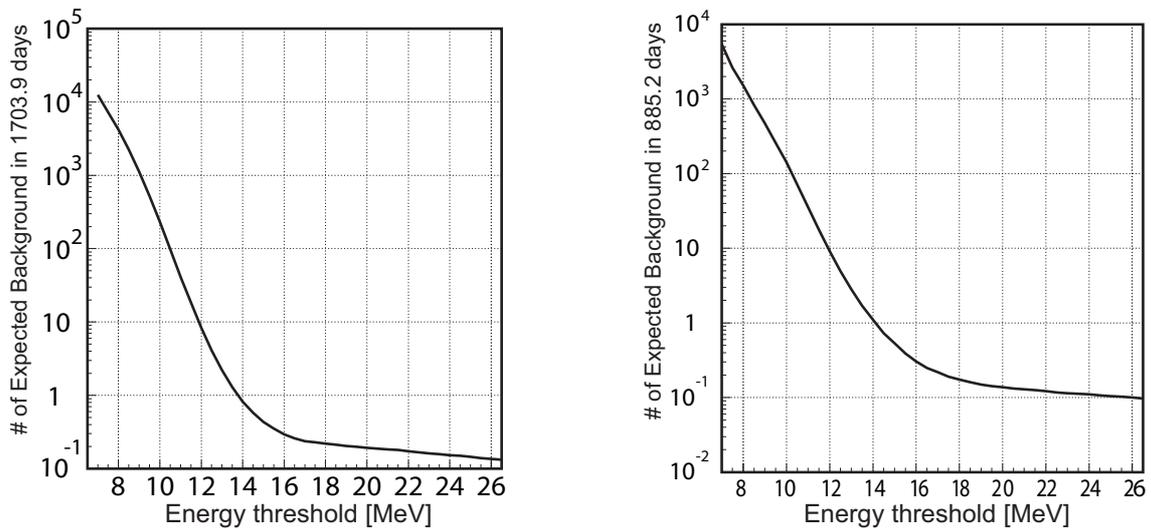


図 3.15 エネルギー閾値とチャンスコインシデンス数の期待値。左は SK-I、右は SK-II における期待値を示し、期待値は実測時間分の値になっている。

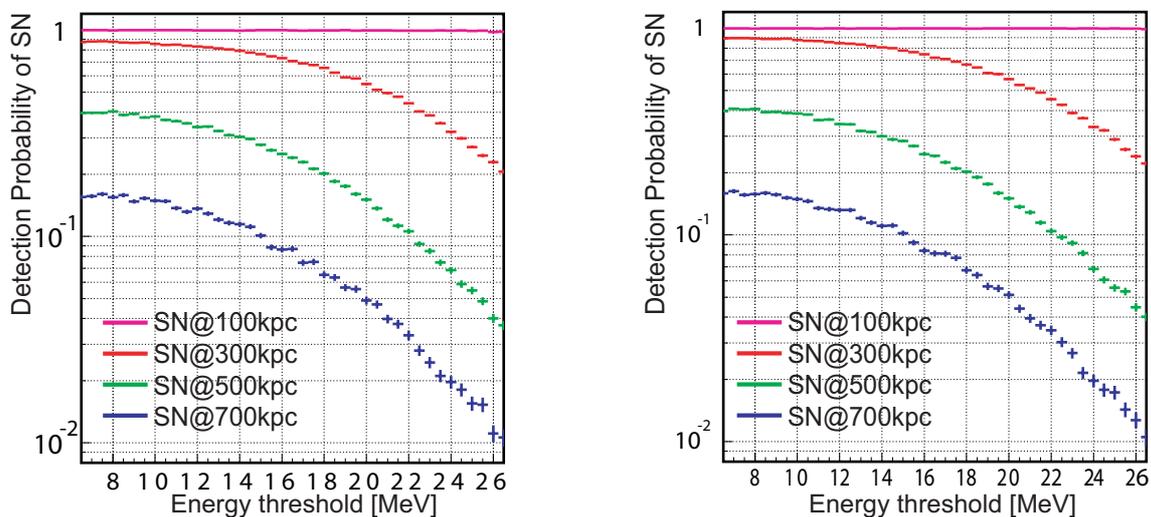


図 3.16 エネルギー閾値と超新星爆発の観測確率の関係。左は SK-I、右は SK-II における値を示し、それぞれの色は超新星爆発の起こった位置の違いを示している。

3.6 低エネルギー領域を含めた超新星バースト探索

2.4 節で述べたとおり、SN1987A で観測されたニュートリノのエネルギーは理論から予想されているエネルギーよりも低くみえるという問題があり、観測された事象数が SK と IMB をあわせて 19 事象と少なかったため、この観測値と理論予想との違いが統計のふらつきによるものなのか、理論に問題があるのかという答えが現在に至るまで出ていない。したがって、この問題を解決するという意味において、前節の解析におけるエネルギー閾値を下げてより広いエネルギー領域のデータサンプルの中から超新星爆発ニュートリノバーストを探索することは重要である。このような理由から、SK-I については 6.5MeV を、SK-II については 7MeV を (表 3.2) をここでのエネルギー閾値として採用した^{*3}。また、この解析で

^{*3} SK-I において、5/29/1997 以降の解析閾値は 4.5MeV であるが、この領域ではバックグラウンド事象が多く存在し、太陽ニュートリノ解析とは異なり電子ニュートリノ散乱反応の太陽方向カットでそうしたバックグラウンドを除去出来ないため、この閾値は採用せず SK-I 全期間において閾値を 6.5MeV で統一した。

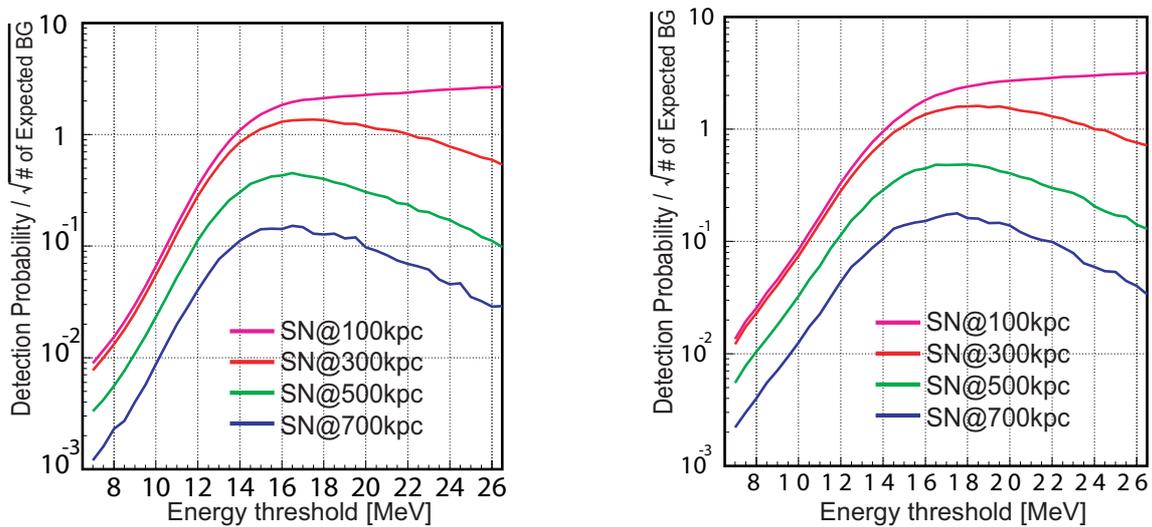


図 3.17 エネルギー閾値と $\frac{\text{観測確率}}{\sqrt{BG \text{ 期待値}}}$ の関係。左は SK-I、右は SK-II における値を示し色の違いは図 3.16 と同様に超新星爆発が起こった位置を示す。これよりエネルギー閾値が 17MeV で $\frac{\text{観測確率}}{\sqrt{BG \text{ 期待値}}}$ が最大となりシグナルとバックグラウンドの比が最適であるとわかる。

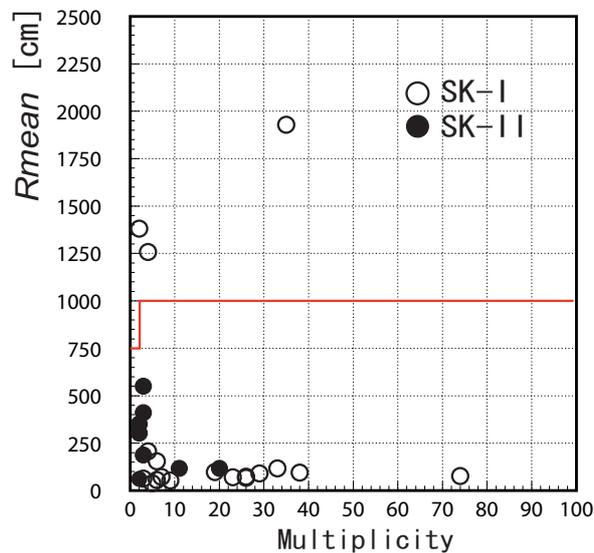


図 3.18 近傍銀河における超新星爆発ニュートリノバースト探索の結果。横軸は候補事象群内の事象数である Multiplicity、縦軸は R_{mean} を示す。白丸は SK-I における候補事象群で黒丸は SK-II における候補事象群である。

はエネルギー閾値が低いので、チャンスコインシデンスによるバックグラウンド数を減らすために設定する time-window の幅を狭め、multiplicity の閾値を上げなければならない。そこで、

$$\geq 3\text{events}/0.5\text{sec} , \text{ or } \geq 4\text{events}/2.0\text{sec} , \text{ or } \geq 8\text{events}/10\text{sec}. \quad (3.25)$$

という 3 種類の基準を設け、これらのうち 1 つ以上の条件を満足する事象群を候補事象群とし、いろいろなタイムスケールのバーストに感度をもてるように工夫した。これらの条件でバースト探索した場合におけるチャンスコインシデンスの期待値を計算した結果、表 3.4 に示すとおり問題にならない数であることがわかった。

図 3.19 に SK-I、SK-II における上の基準を満たす候補の R_{mean} と multiplicity の 2 次元プロットを示す。この図の中で、2 つ以上の条件を満たした候補事象群も含まれており点の数と候補数とは異なる。観

条件	計算された BG 期待値	
	SK-I	SK-II
≥ 3 events/0.5 sec	0.710	9.99×10^{-2}
≥ 4 events/2.0 sec	0.511	4.72×10^{-3}
≥ 8 events/ 10 sec	0.0433	8.42×10^{-7}

表 3.4 低エネルギー閾値バースト探索におけるチャンスコインシデンスによるバックグラウンドの期待値。

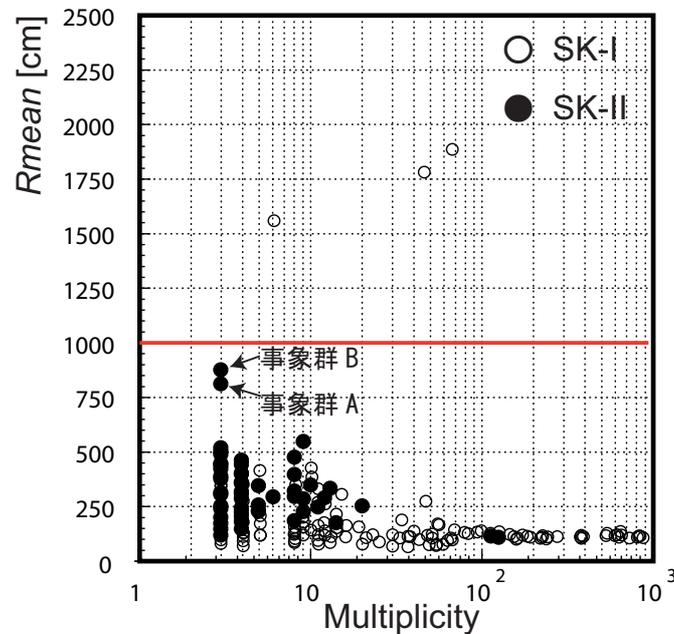


図 3.19 低エネルギー領域を含めた超新星爆発ニュートリノバースト探索の結果。横軸は候補事象群内の事象数である Multiplicity、縦軸は R_{mean} を示す。○はSK-Iにおける候補事象群で●はSK-IIにおける候補事象群である。なお、2つ以上の基準を満たす候補については、一番大きい Multiplicity とそれらの事象を使って計算された R_{mean} の値を示す。

測された事象群の数はSK-Iでは121事象群、SK-IIでは53事象群である。このうち、 $R_{mean} > 1000\text{cm}$ となる候補はSK-Iに3候補あるが、これらの事象時間は前節でも説明した坑内発破作業が原因で起こった擬事象群の中の事象時間と一致しておりやはり超新星爆発からの候補は見つからなかったこと結論される。

SK-IIにおいて2つの事象群が基準である $R_{mean} > 1000\text{cm}$ に少し及ばない819cm(事象群A)と874cm(事象群B)をという値を持っているが、この R_{mean} に対する基準が妥当であることを確かめるためにもこれらの候補が本当に超新星爆発からの信号でないことを確認しておくてはならない。ここで考えられるバックグラウンドは先にもあげたとおり、Flasherによる事象群とSpallation起源の事象群である。一般にFlasherによる事象はあるPMTのダイノードから放出された光が原因なので、再構成はうまくなされることが多い。一方Spallationは励起原子核からのガンマ線やベータ線という物理現象なので再構成はうまくいくことが多い。図3.20にfirst reduction後の事象の典型的なovaQ分布と比較的大きな R_{mean} を持つ二つの事象群A、BのovaQの値を示す。これより、ovaQの値が小さい事象群Aの事象は再構成がうまくなされなかった可能性が高くFlasher起源であり、逆にovaQの値の大きい事象群BはSpallation起源である確率が高いという見当がつく。以下でそれを確かめていくことにする。

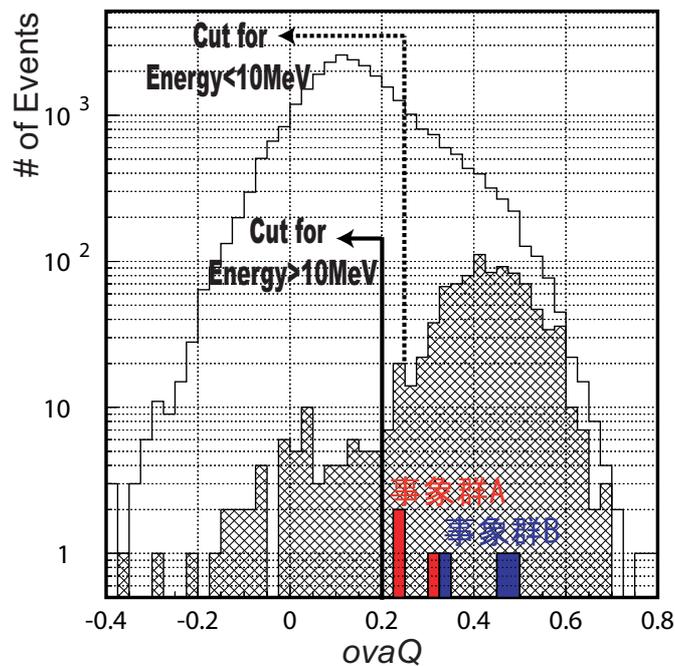


図 3.20 First reduction 後の事象における典型的な $ovaQ$ 分布 (白、網掛けヒストグラムはそれぞれ $Energy < 10MeV$ 、 $Energy > 10MeV$ の事象における $ovaQ$ 分布を示す)。また、赤は事象群 A の青は事象群 B のそれぞれ 3 事象の $ovaQ$ 分布を示す。

まず、図 3.21 に示してある事象群 A の 3 事象のイベントディスプレイを見ると、これらの事象の前後に観測された事象に Flasher が認められ、それが原因である同様なパターンのイベントディスプレイ見られる (図 3.22)。また、これらの事象を含む事象 A の前後 10 秒間に観測された事象で有効体積カット以外の First reduction で残った事象の再構成された発生点分布を図 3.23 に示す。図より、多くの事象が FlasherPMT 付近で発生しており、事象群 A の 3 事象はうまく再構成がなされず、有効体積内に発生点が再構成されていることがわかる。したがって事象群 A は Flasher 起源の事象群であったと結論できる。

次に事象群 B について、実際にあるミュオン粒子によって励起核が多数生成されたとすると、それらの崩壊の様子が数秒間の事象数の変化で見られることがある。そこで、事象群 B の前後の時刻に観測された事象 (First reduction に後に残った事象) の観測された事象数の時間変化を見てみると、図 3.25 に示すとおり、事象群 B の始めの事象から約 3 秒前に飛来した高エネルギーのミュオン粒子 (親ミュオン粒子) の後、事象発生頻度が上がり、その後約 15 秒の間に次第に下がっていくのがわかる (図 3.24 に親ミュオン粒子のイベントディスプレイを示す)。また、これらの事象は事象発生点も親ミュオン粒子の軌跡にそって発生している (図 3.26)。このミュオン粒子での事象は全光量が 793,000 光電子と非常に高いため、多数の PMT がサチュレーションを起こし正常な信号を出さなかったために軌跡の再構成がうまく出来なく^{*4}、こうした事象が残ってしまったと考えられる。

したがって、候補となる基準にわずかに満たない 2 つの事象群はいずれもバックグラウンド事象群であることを確認し、この基準が妥当であることが確かめられた。

*4 ミュオン粒子の軌跡の再構成の確かさを示す goodness は 0.46 であった。

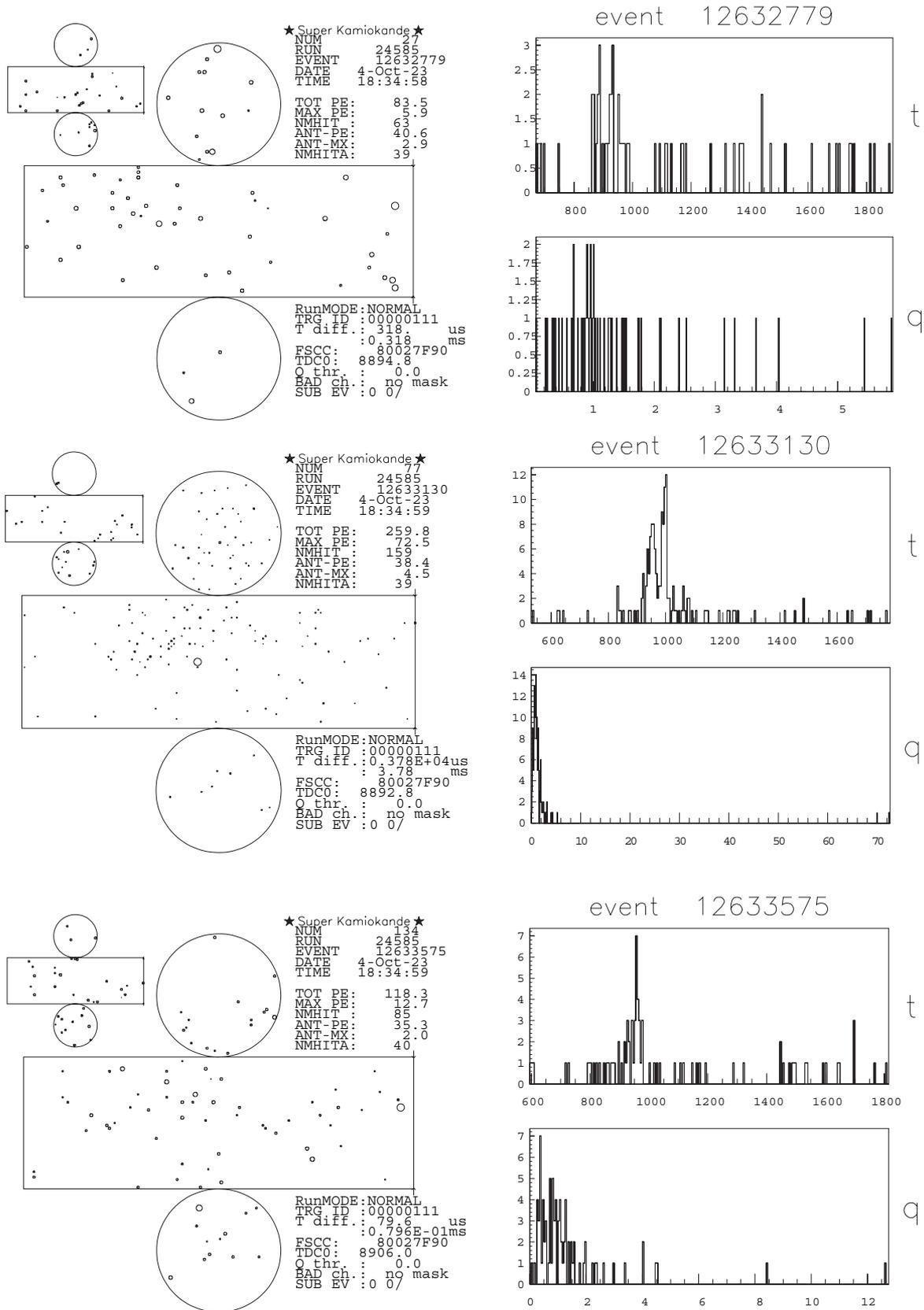


図 3.21 事象群 A の中の 3 事象のイベントディスプレイと時間電荷分布。右列の SK イベントディスプレイは円筒タンクの展開図を示しておりその中の小さな円形の印の位置は光を受け取った PMT の位置を、その円形の半径は各 PMT が受け取った光量を示している。また、大きい展開図は内水槽を、小さい展開図は外水槽を示している。いずれのイベントディスプレイにも明確なチェレンコフリングは確認できない。左列は光を受け取った PMT の時間情報 (t) と電荷情報 (q) のヒストグラムを示す、単位は nsec と光電子数 (p.e) である。

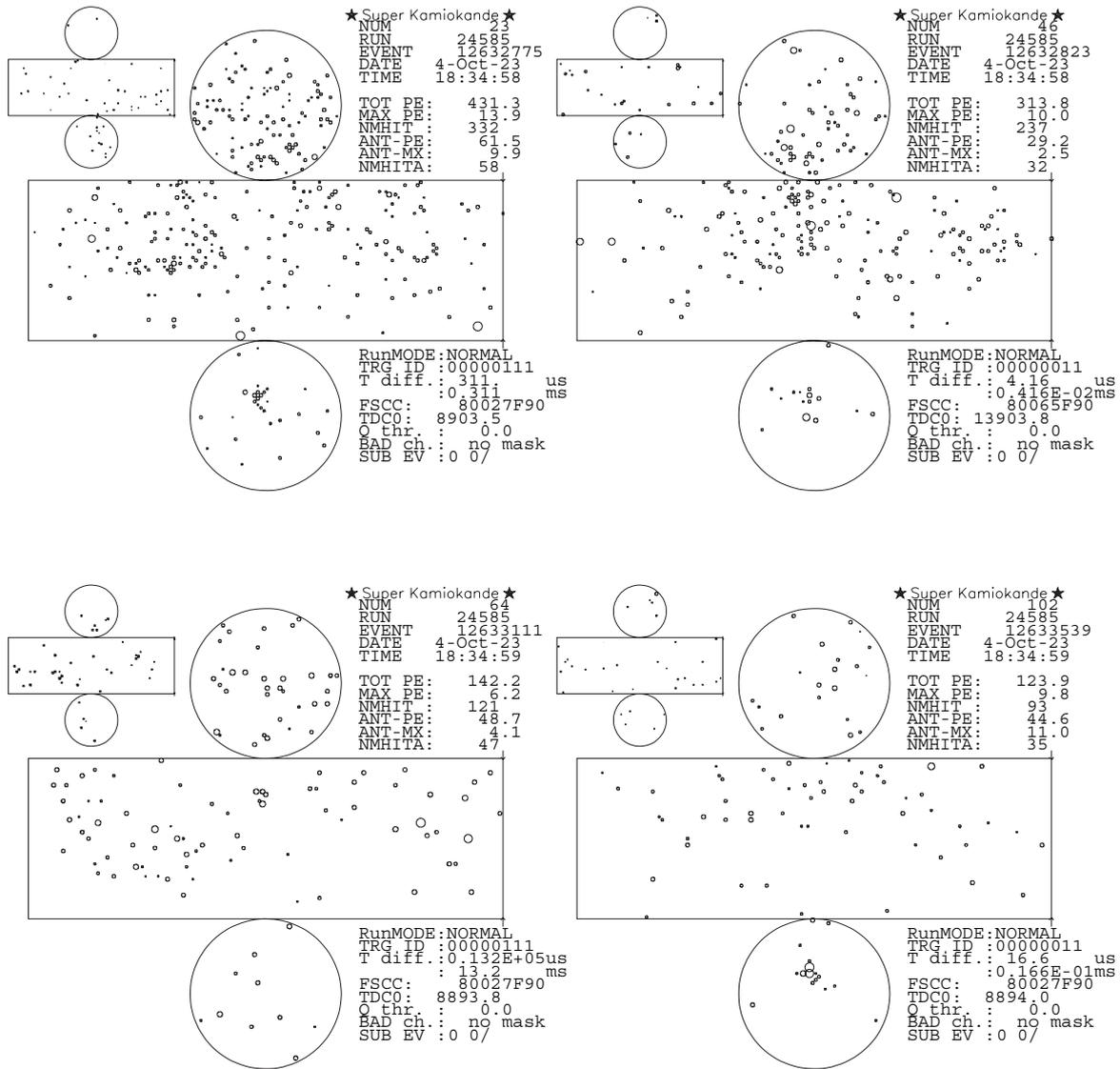


図 3.22 事象群 A の前後の時刻に観測された Flasher による事象のイベントディスプレイ。タンク底面に FlasherPMT が確認される。

3.7 中性子化バースト探索

本節では、time-window の幅をさらに短くし、さらに multiplicity に対する閾値も下げて解析を行った。この解析の目的は超新星爆ニュートリノバーストの中でも中性子化バースト起源のニュートリノに絞りを絞る探索を行うことである。

前章でも述べたが、ここでもう一度中性子化バーストの特徴についてまとめておく。中性子化バーストは核の爆発の前に起こり、衝撃波がニュートリノ球を通過する際に原子核を分解し生成された陽子と電子の反応 $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ により放出されるニュートリノのバーストである。

- 放出されるニュートリノは電子ニュートリノのみ
- 継続時間は数 10msec
- この過程で放出されるエネルギーは約 2×10^{51} erg

という特徴を持っており、例えば 10kpc で起こった超新星爆発における中性子化バーストからのニュー

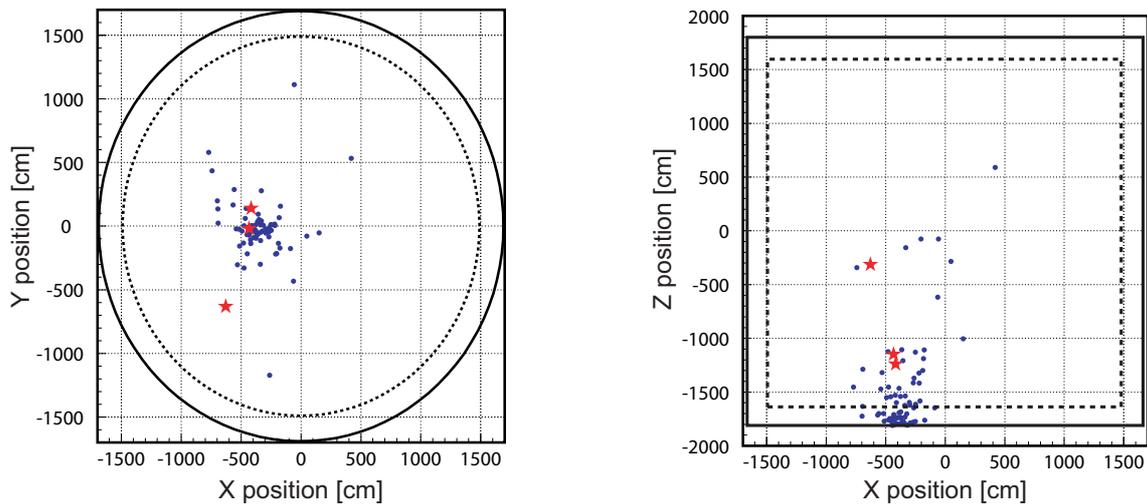


図 3.23 事象群 A の前後 10 秒以内に観測された有効体積カット抜きの first reduction を行った後の事象の発生点分布。右はタンクを上から見たときの x-y 平面、左は横から見たときの z-x 平面での発生点分布をしめす（実線は内水槽、点線は壁から 200cm の有効体積を示す）。赤星は事象群 A の 3 事象の発生点で青丸はその前後 10 秒間に観測された first reduction 後に残った事象の発生点であるが、図 3.22 の Flasher PMT のある位置に事象発生点が集中していることがわかる。

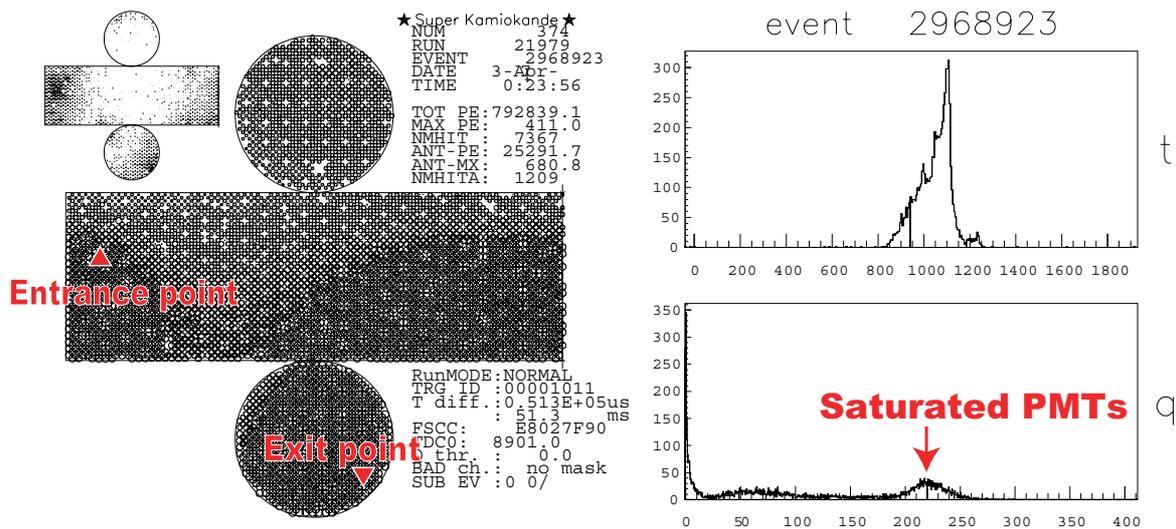


図 3.24 右は事象群 B の約 3 秒前に飛来したミュオン粒子のイベントディスプレイ。はミュオン粒子がタンクに入った点を示しはタンクを出た点を示す。左は光を受け取った PMT の時間 [nsec] と荷電情報 [p.e] のヒストグラムを示し、220p.e 付近のピークはサチュレーションを起こした PMT を示している。

トリノ事象はニュートリノ振動のモデルにもよるが、およそ 1 から 6 事象である [17]。したがって、多くの統計はあまり期待できないにしろ、超新星爆発機構の詳細を理解するためには重要な解析であるといえる。また、銀河系内超新星爆発がデータ取得期間内に起こらなかったとしても例えばブラックホールの形成などで核の爆発途中で途絶えてしまったときその前におこる中性子化バーストのみが観測される可能性があるということも付け加えておくべきであろう*5。

図 3.27 は Livermore group モデルによる超新星爆発の SK における観測事象数時間発展を示してあ

*5 たとえブラックホールが形成されても通常の超新星爆発とほぼ同数のニュートリノが観測されると主張している文献もある [23]。

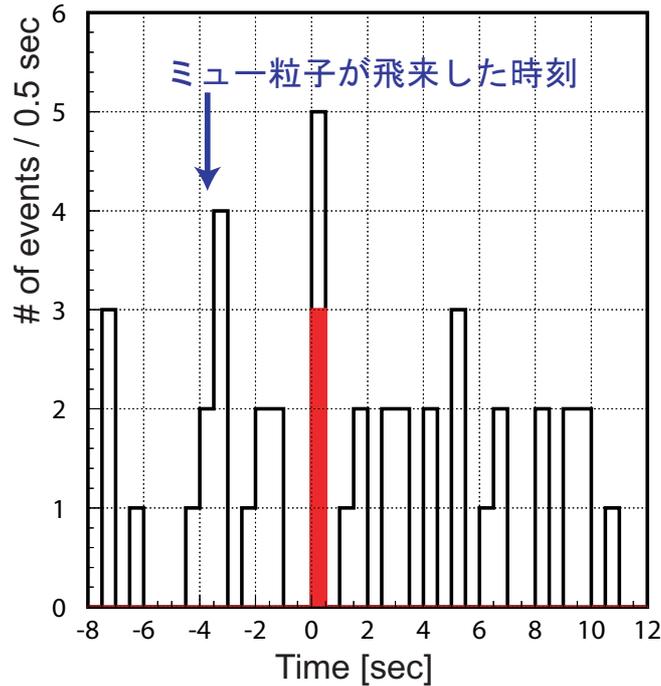


図 3.25 事象群 B の前後に観測された first reduction 後の事象数の時間変化 (時間は赤いヒストグラムで示した事象群 B の最初の事象の時間を 0sec とした)。図 3.24 に示すミュー粒子が飛来したあと事象数が増え、その後約 15 秒間で次第に事象数が減っているのがわかる。

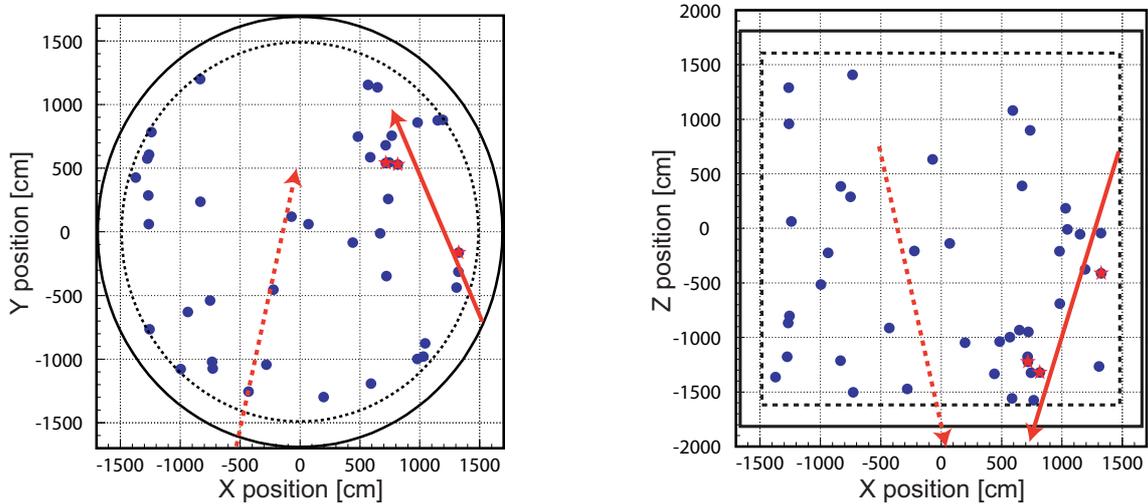


図 3.26 事象群 B の前後の図 3.25 に示す first reduction 後の事象の発生点分布。右はタンクを上から見たときの x-y 平面、左は横から見たときの z-x 平面での発生点分布を示す (実線は内水槽、点線は壁から 200cm の有効体積を示す)。赤星は事象群 B の 3 事象の発生点で青丸は図 3.25 に示されている first reduction 後に残った事象の発生点である。赤い実線の矢印は図 3.24 のイベントディスプレイから読み取ったミュー粒子の軌跡を示し、点線の矢印は軌跡再構成プログラムにより再構成された軌跡である。これより、軌跡の再構成がうまくなされていないことがわかり、実線の矢印の特に出口付近に事象が固まって発生している。

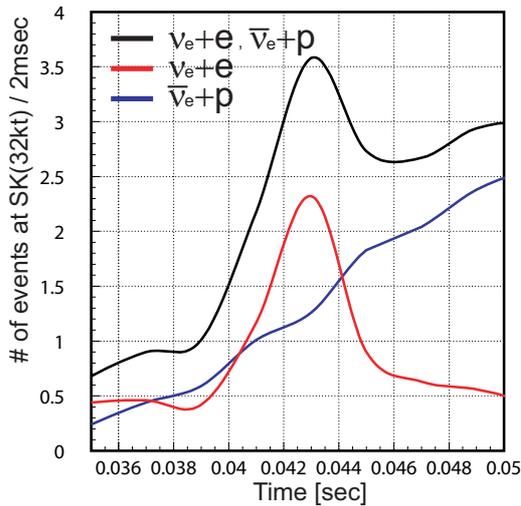


図 3.27 Livermore モデル超新星爆発 (10kpc) から予測される SK での事象数の時間発展。赤線が中性子化過程から放出された ν_e とタンク内の電子との弾性散乱反応数を示す。なおニュートリノ振動は考慮されていない。

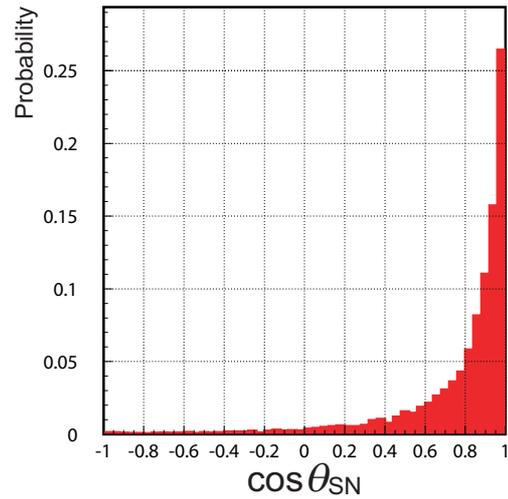


図 3.28 超新星爆発からの中性子化バースト事象をタンクでシミュレーションしたときの、超新星爆発の方向と再構成された反跳電子の方向との内積の分布。縦軸はその内積値になる確率を示している。

り、核崩壊後の 0.05sec までを拡大したものである。これより、10msec という短い time-window の中には中性子化バーストからの電子ニュートリノ事象のほうがその他のニュートリノ事象よりも多く観測されることが可能であることがわかる。このとき、SK 検出器内で起こる反応は 2.9 式の電子ニュートリノ散乱であるので、エネルギーは図 2.4 に示したとおり、より低いエネルギー領域でより多くの事象が観測される。したがって、SK-I のデータでは 5/29/1997~7/15/2001 の期間については解析閾値である 4.5MeV を採用したが、低エネルギー領域ではバックグラウンド事象が多く含まれるため Second reduction において、よりチェレンコフリングらしい事象を選ぶカット、壁際のガンマ線事象のカットを加え、実測時間は 1496 日となった。これら詳細は参考文献 [19] に書かれている。SK-II については同じデータサンプルを使っている。候補事象群の基準は、time-window の幅を 1msec、10msec、100msec の 3 つの時間幅を設けそれぞれの multiplicity の閾値は 2 事象、つまり

$$\geq 2\text{events}/1\text{msec} , \text{ or } \geq 2\text{events}/10\text{msec} , \text{ or } \geq 2\text{events}/100\text{msec}. \quad (3.26)$$

とした。さらに、電子は入射ニュートリノの方向に反跳されやすいので、1 つの超新星爆発からの事象同士はそれぞれ同ような方向を持っており (図 3.28)、このことを用いればバックグラウンドをさらに除去できるはずである。そこで、

$$\text{Sumdir} = \frac{\left| \sum_{i=1}^{N_{\text{multi}}} \vec{dir}_i \right|}{N_{\text{multi}}} \quad (3.27)$$

という事象群の同方向性を調べるための変数を定義する。ここで、 N_{multi} は事象群の multiplicity、 \vec{dir}_i は事象の方向ベクトルである。

Sumdir は事象群の方向ベクトルの和の絶対値を事象数で割ったものなもので、1 に近いほど事象の方向がそろっていることになる。図 3.29 に示した超新星爆発とランダムな方向の事象群における Sumdir 分布より、シグナル、バックグラウンドの比を考慮し $\text{Sumdir} > 0.75$ を超新星爆発候補とし、カット効率は 0.84 である。

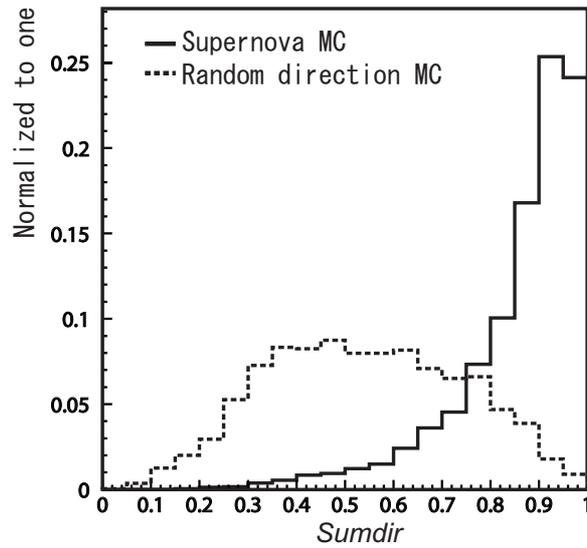


図 3.29 超新星爆発ニュートリノバースト MC とランダムな方向を持つ事象群 MC の *Sumdir* 分布。

条件	SK-I		SK-II	
	候補数	BG の期待値	候補数	BG の期待値
$\geq 2\text{events}/1\text{msec}$	1	2.10	0	0.125
$\geq 2\text{events}/10\text{msec}$	19	19.1	0	1.25
$\geq 2\text{events}/100\text{msec}$	194	191	10	12.5
$\geq 3\text{events}/1\text{msec}$	0	9.90×10^{-6}	0	1.65×10^{-7}
$\geq 3\text{events}/10\text{msec}$	0	9.78×10^{-4}	0	1.65×10^{-5}
$\geq 3\text{events}/100\text{msec}$	0	9.78×10^{-2}	0	1.65×10^{-3}

表 3.5 中性子化バースト探索における候補数とチャンスコインシデンス BG の期待値

表 3.5 に $R_{mean} + Sumdir$ カット後の候補事象群の数とチャンスコインシデンスによるバックグラウンド事象群の期待値をまとめる。これより、残った候補事象群の数は期待されるチャンスコインシデンスの数によくあっていることがわかる。これらがチャンスコインシデンスであることを確認するために、候補とする基準をさらに厳しくして

$$\geq 3\text{events}/1\text{msec} , \text{ or } \geq 3\text{events}/10\text{msec} , \text{ or } \geq 3\text{events}/100\text{msec}. \quad (3.28)$$

という基準でバースト探索を行ったところ、表 3.5 に示すように候補事象群は見つからず、これも予想されるチャンスコインシデンスの数によくあっていることがわかる。したがって、中性子化バースト起源の信号は見つからなかったといえる。

第4章

考察と結論

本章では、前章の結果を考察し、それから超新星爆発がどのくらいの頻度で起こっているかについてその上限を与えたい。そのために今回の解析がどのくらいの距離で起こった超新星爆発に感度があるかその観測確率を Monte Carlo シミュレーションにより評価し、それより得られた上限を計算した。

本論文では SK-I 及び SK-II の期間に取得された全てのデータについて、以下のように目的によって条件を変えて解析をし、

1. 近傍銀河からの超新星爆発ニュートリノバーストの探索

$$\geq 2\text{events}/20\text{sec} , \text{ and } \text{Energy} \geq 17\text{MeV} \quad (4.1)$$

2. 低エネルギー領域での超新星爆発の探索

$$\geq 3\text{events}/0.5\text{sec} , \text{ or } \geq 4\text{events}/2.0\text{sec} , \text{ or } \geq 8\text{events}/10\text{sec}. \quad (4.2)$$

3. 中性子化バーストの探索

$$\geq 2\text{events}/1\text{msec} , \text{ or } \geq 2\text{events}/10\text{msec} , \text{ or } \geq 2\text{events}/100\text{msec}. \quad (4.3)$$

という3つのニュートリノバーストの探索を行った。しかしながら、いずれの解析において1996年4月から2005年10月までにとられた合計2589.2日(3の解析においては2381.3日)分の実測時間に相当するデータの中に超新星爆発からの信号は見つからなかった。この結果より超新星爆発頻度に対する上限値を与える。

実測時間が2589.2日である1、2の解析においてSK検出器は地球からどれくらい離れた場所で起きた超新星爆発まで感度があるかを見積もる^{*1}。そこで、1Mpcまでを適切な間隔に区切りそれぞれの距離において超新星爆発ニュートリノバーストをシミュレーションし、それによって起こる事象群をSKタンク内で発生させた^{*2}。次にそれらの事象を実際のデータと同じようにfirst reduction、second reductionのプロセスに通したあと、最終的に残った事象群が候補事象に対する基準を満たす観測確率を Monte Carlo により1、2それぞれの解析について求めた。図4.1に例として15kpcで起こった超新星爆発からのニュートリノバーストをシミュレーションした事象群の解析過程を示す。Second reductionの最後に

^{*1} 3の解析はたとえ銀河系内で起こったとしても少数の統計量しか期待できず、またニュートリノ振動パラメータなどの理論の不定性があるため、その発生頻度を見積もることは難しい。

^{*2} ここで用いた超新星爆発モデルはこれまでと同様に Livermore group のものを使った。

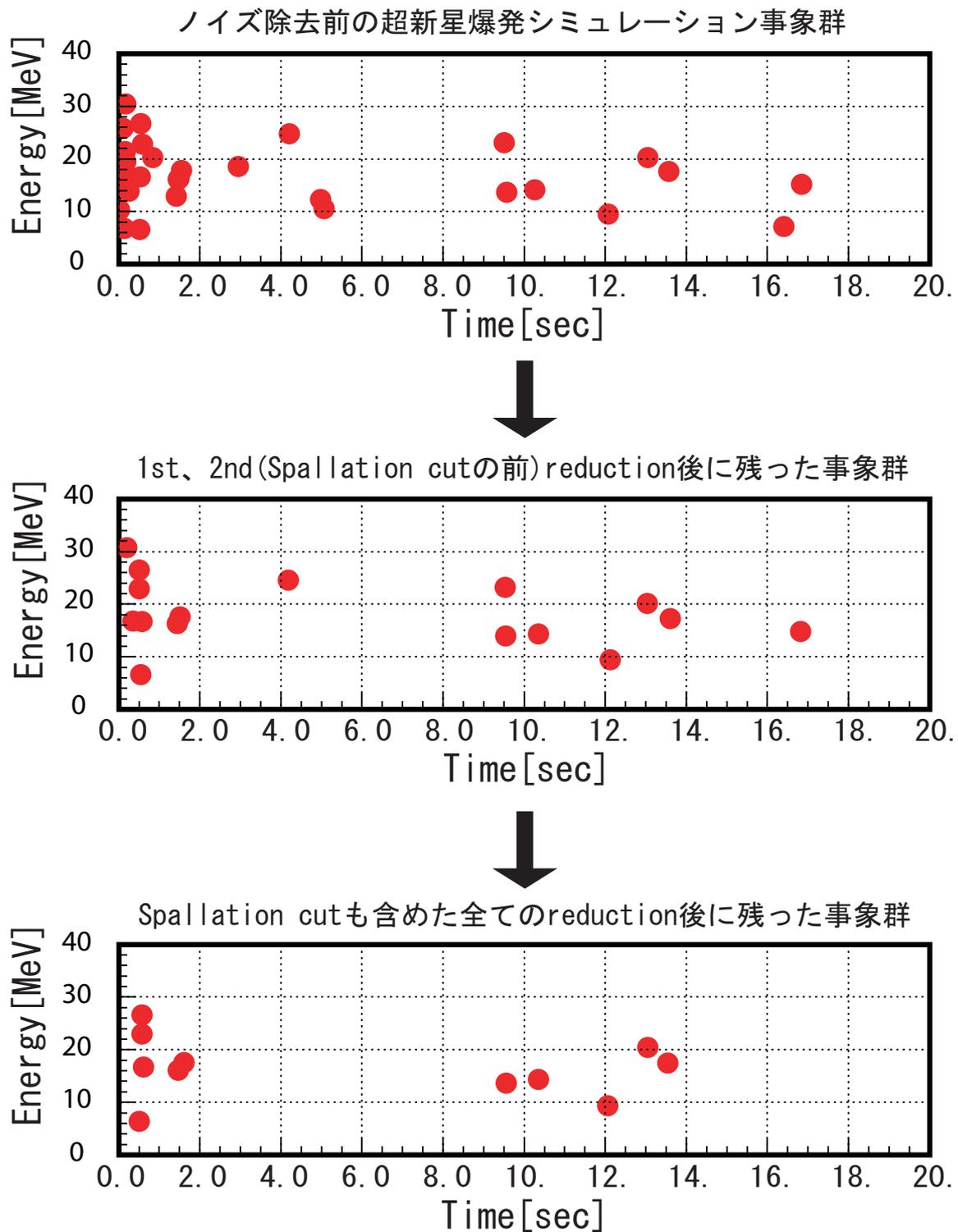


図 4.1 SK で観測される 15kpc で起こった超新星爆発ニュートリノバースト事象のシミュレーション。全ての reduction 過程の後 (一番下の図) それぞれの解析における超新星爆発候補の基準を満たすかどうかを調べる。こうしたシミュレーションを各距離で 500 から 10000 回実行し観測確率を計算する。

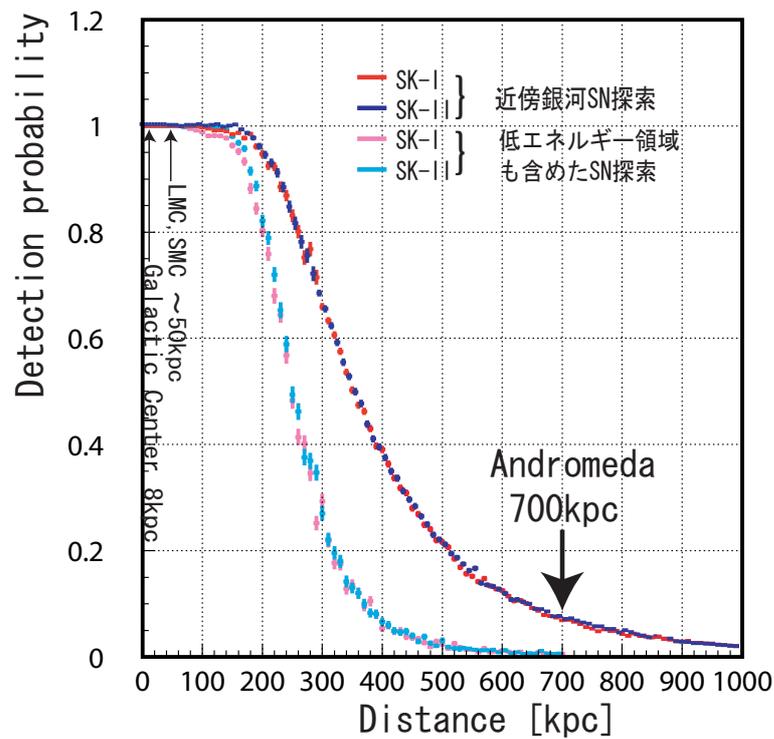


図 4.2 本論の解析による SK 検出器の超新星爆発に対する観測確率と距離の関係。

Spallation カットを行い、最終的に残った事象群の中に (図 4.1 下) は 20sec 以内にエネルギーが 17MeV 以上ある事象が 2 つ以上あり、始めの 0.5 秒の間にも 4 事象あるのでこのバーストは 1、2、どちらの基準も満たしていることがわかる。こうした一連の流れを各距離について行い観測確率を求めた結果を図 4.2 に示す。SK-II は SK-I よりも低エネルギー事象に対する位置及びエネルギー分解能がわるいが、超新星爆発ニュートリノのエネルギー領域では問題にならないため、SK-I と SK-II において観測確率に大きな違いは見られない。また、2 の解析の基準ではアンドロメダ銀河のある 700kpc 付近でほとんど観測確率がない一方で、1 の解析基準では 7.5% の観測確率を維持できていることから、1 の解析の候補基準の設定がより遠方で起きた超新星爆発の探索するという目的によくあっていることが確認できた。

以上の考察より、1、2 どちらの解析においても 100kpc までは 100% の観測確率を維持していることがわかったので、それより内側に存在する渦巻き銀河 (LMC、SMC、我々の銀河) に対して超新星爆発発生頻度の上限值を求めることができ、0 事象の 90% の信頼度における上限値は 2.3 事象なので、発生頻度上限値 (@90% C.L.) = $2.3 / (\text{実測時間} \times \text{観測確率})$ より、

$$< 0.32 \text{ SN/year @ 90\% C.L. (SK only)} \quad (4.4)$$

となり、カミオカンデ実験において 1985 年 12 月から 1992 年 8 月までに取得された実測時間 4.26 年分の解析結果 [24] とあわせて、

$$< 0.20 \text{ SN/year @ 90\% C.L. (SK + Kamiokande)} \quad (4.5)$$

という上限を与えることが出来た。

付録 A

Super-Kamiokande 検出器の較正

ここでは Super-Kamiokande 検出器の較正、特に光電子増倍管の応答時間の較正方法を説明し、2006年7月から観測を開始している SK-III における応答時間補正の改良点と補正結果について述べる。

A.1 光電子増倍管の応答時間較正の概要

本論中で説明したとおり、PMT が信号を出した時刻は事象の発生点を再構成するときにおいて最も重要な情報で、正しく再構成がなされるためには、チェレンコフ光が発生点から各 PMT まで到達するのにかかる時間の違いを除いて他の応答時間は全てそろっている必要がある。しかし実際には、PMT から ATM までのケーブルの長さの違いや PMT が受け取る信号の大きさによって応答時間がずれてしまう。ここで、信号の大きさによる応答時間のずれというのは、図 A.1 に示すように信号が大きいほど ATM 中のディスクリミネータ回路の閾値を越える時間が早くなることで生じるずれのことをいい、このずれのことを time-walk という。したがって、正しい信号の時間情報を得るためにはこうした応答時間のずれを事前に測定し補正しなければならない。

較正では窒素 + 色素レーザーを用いて、各 PMT が 1 光子レベルから ATM がサチュレーションを起こす約 250 光子レベルまでの信号を受け取ったときの信号の時間情報を解析することで、time-walk を含めた応答時間のずれを測定する。図 A.2 にこの測定に用いられる較正システムの概略図を載せる。レーザーからの光は二つに分けられ、一方は光量を調節するための可変フィルターを通過し光ファイバーを通してタンク内の拡散球から各 PMT へ到達し、もう片方は 2 インチの PMT に入れられ、その信号が ATM の TDC モジュールを stop することにより光の出た時刻を記録する。ある 1 本の PMT で測定された、いろいろな光量のレーザー事象における応答時間と信号の大きさ (単位は光電子) の関係を図 A.3 に示す。図の縦軸は、補正前の時間である ATM の TDC が 20 インチ PMT の信号を受け取ってから stop するために用意された 2 インチ PMT からの信号を受け取るまでの時間 T に光源から PMT までの

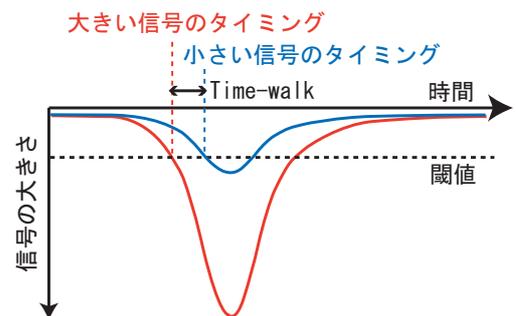


図 A.1 信号の大きさによって生じる応答時間のずれ (time-walk)

光の飛行時間 T_{of}^{*1} を足した時間であるので、より大きい値のほうがより応答時間が速いことになる。約 1 光電子と約 100 光電子での応答時間のずれは 10nsec に及び、この補正が必要であることがわかる。この応答時間時間 (時間:T) と信号の大きさ (電荷:Q) の関係は TQmap とよばれ光電子増倍管、ATM のチャンネルごとで異なるのでチャンネルごとに TQmap を作成する。ATM 内部では 1 つの PMT に対して 2 つのチャンネル A,B が用意されており連続して信号がきてもデットタイムが出来ないようにしており、そのため PMT の個数の 2 倍の数の TQmap が必要となる。

ここで補正前の時間と、実際の物理解析で使われる補正後の時間の関係を説明しておく。TQmap は各チャンネルごとに図 A.3 における時間と信号の大きさの関係を表す 7 次関数で与えられる。それを $TQmap(Q)$ とし、補正前の時間を T 、そのときの信号の大きさを Q とすると補正後の時間 T_{isk} は

$$T_{isk} \equiv TQmap(Q) - T + 1000nsec \tag{A.1}$$

と定義される。最後の項は本来任意のオフセットであるが時間が負にならない程度の 1000nsec が選ばれており、この項によってグローバルに応答時間を合わせることでケーブルの長さによる時間のずれの補正をすることになる。式 A.1 で補正後の時間 T_{isk} は補正前の時間 T と逆の符号を持つので T_{isk} は小さい値のほうがより早い時間を表すことに注意されたい。したがって、PMT の位置に寄らない光源から光の出た時刻は補正前であれば $T + T_{of}$ であり、補正後であれば $T_{isk} - T_{of}$ である。

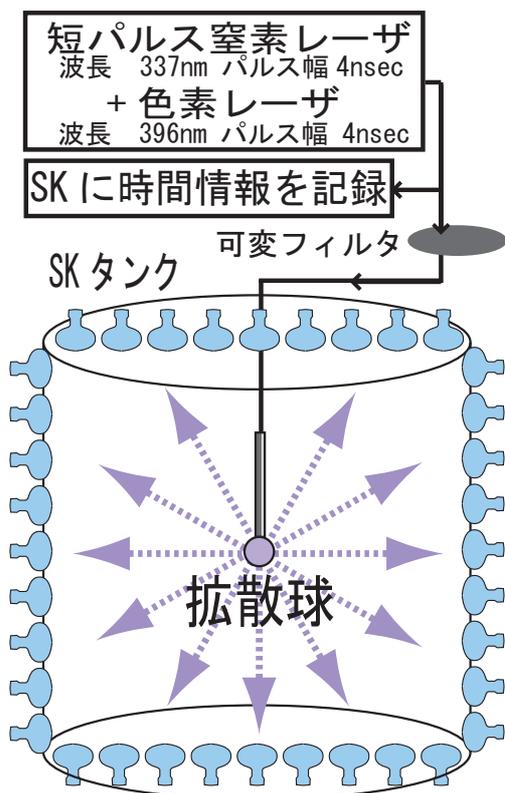


図 A.2 SK における光電子増倍管応答時間較正システムの概略図

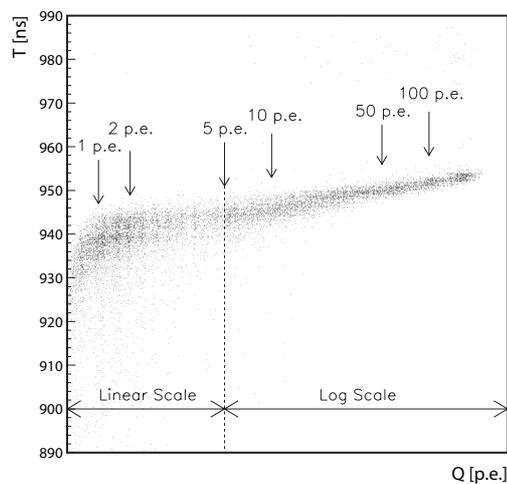


図 A.3 TQmap の例。横軸は信号の大きさを表し単位は光電子 (p.e.)。縦軸は時間を表し単位は nsec であるが、補正前の時間なので大きな値のほうがより早い応答時間を表す。

*1 T_{of} ; Time Of Flight

A.2 較正に用いるハードウェア

ここでは前節で説明した応答時間較正システムで用いられているハードウェアについて簡単に説明する。

色素/窒素レーザー

現行システムのレーザーは LSI(Laser Science Ins.) 社製の窒素レーザー (VSL-337) と窒素レーザーモジュール (DML-120) からなる窒素色素一体型のレーザーを使用している。窒素レーザーは光共振器の中に封入された窒素を媒質として放電することによって動作する。発光波長は 337nm でパルス幅は半値幅で 4nsec 以下、発光繰り返し周波数は 1~20Hz の範囲である。窒素レーザーの仕様を表 A.1 にまとめる。

色素レーザーモジュールの仕組みは、溶解液に溶かした有機色素を 1cm 角柱の色素セルに入れ、それに窒素レーザーを照射することで色素が励起され、発光する。1つの色素の発振波長領域は 30~80nm 程の広がりを持ち、レーザー共振器内の回折格子を使って単色の光を取り出すことが出来る。図 A.4 色素の種類を選ぶことで、360~700nm の波長の光を出すことが出来る。PMT の応答時間較正ではチェレンコフ光の波長に近づけるために発振波長領域が 390~420nm である PBBO を用い 396nm の光を取り出すように設定した。色素レーザーの仕様を表 A.2 にまとめる。

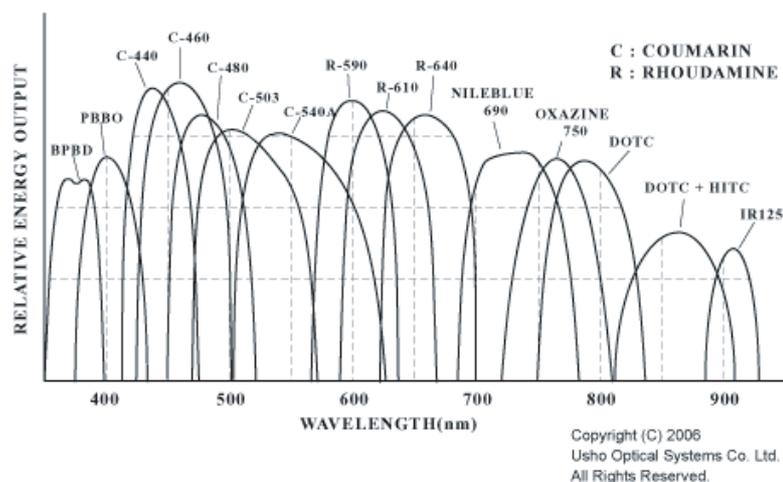


図 A.4 レーザー色素の発振特性

型名	VSL-337
ビームサイズ	3 × 7 mm
発振波長	337.1nm
発振波長広がり	0.1nm
最大繰り返し周波数	20Hz
パルス幅 (半値幅)	4ns 以下
最大出力変動	4 %
保障寿命	2.0 × 10 ⁷ Flash

表 A.1 窒素レーザーの仕様

型名	DML-120
ビームサイズ	2 × 3 mm
設定発振波長	396nm
発振波長広がり	0.3nm
最大繰り返し周波数	20Hz
パルス幅 (半値幅)	4ns 以下
最大出力変動	6 %

表 A.2 色素レーザーモジュールの仕様

光学可変フィルター

前節で説明したように応答時間較正では、1つのPMTに対して1光電子レベルから約250光電子レベルの信号の応答時間を測定する。したがって光源の光量は細かく変えて測定する必要がある。そのために、0.1%~99%で透過率を連続的に変えることのできるNDフィルターを用い、レーザー光の光量を変化させる。このフィルターは計算機から操作可能で、光学機器を触れることなく透過率を変えることができる。

光ファイバー

光ファイバーは紫外域で伝達損失の少ない純粋石英コアファイバーを使用する。レーザー光の強度が強いので拡散球へ向かうファイバーのコア径を $400\mu\text{m}$ とした。なお、拡散球へ接着する部分は径3mm、長さ60mmのステンレススリーブに加工されている(図A.5)。

拡散球

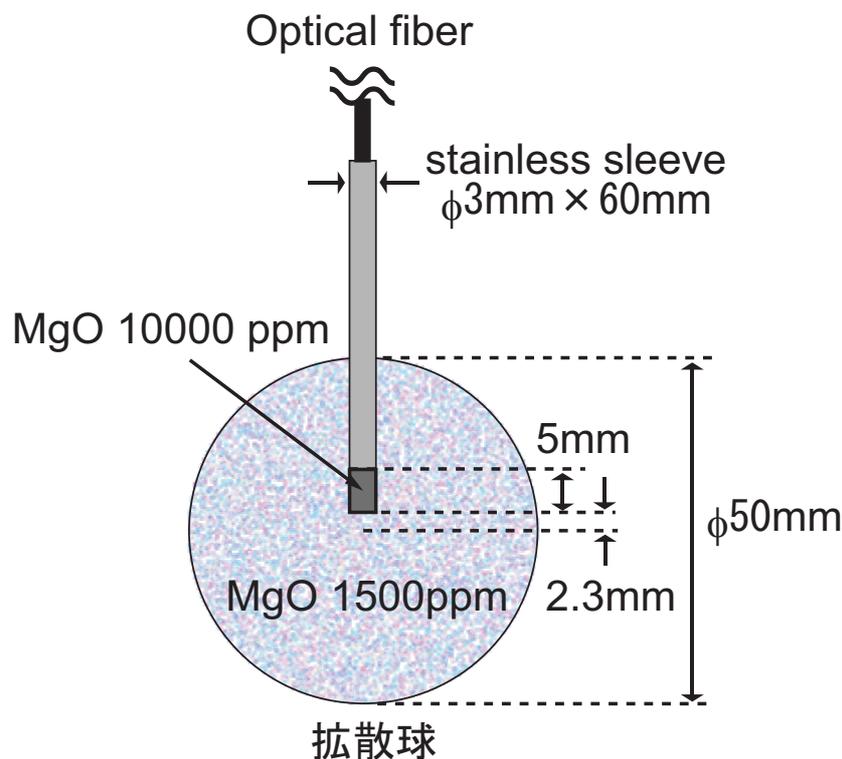


図 A.5 拡散球の構造

拡散球は、レーザー光をSKタンク内に一様な応答時間で全方向に散乱させるため、光がボールの中で2、3回散乱する、つまり散乱長が約1cmとなるように設計されている。散乱物質には可視光から紫外光に対して高い反射率を示す酸化マグネシウムを用いる。計算より、直径5cmのボールに粒径は $5.8\mu\text{m}$ の酸化マグネシウムを 1500ppm 入れると散乱長は約1cmになる。さらに光ファイバー出口部分に 10000ppm の酸化マグネシウムを含むアクリルの散乱体をおくことによって、より等方向に散乱されるようになっている。

A.3 応答時間補正の方法と改良点

ここでは実際に全チャンネルのTQmapがいかにして作られるかを説明する。まずレーザー事象において、各チャンネルが受け取った信号の大きさごとにtime-walkを測定する。信号の大きさごとの

time-walk は、先に示した図 A.3 を縦に 140 の電荷領域に区切りその領域ごとの応答時間のヒストグラムから求めることが出来る。その電荷領域は $Qbin(1 \sim 140)$ とよばれ、各 $Qbin$ の幅 $\Delta Qbin$ は

$$\Delta Qbin \equiv \begin{cases} 0.2pC, & \text{for } 1 \leq Qbin \leq 50 (0pC \leq Q \leq 10pC) \\ 10^{\frac{Qbin}{50}} - 10^{\frac{Qbin-1}{50}}, & \text{for } 51 \leq Qbin \leq 140 (10pC \leq Q \leq 630.95pC) \end{cases} \quad (A.2)$$

と定義されている。図 A.6 に 1 つのチャンネルでの 5、10、50、100 光電子レベルの信号を受け取ったときの補正前の応答時間分布 (時間出力 + 光源と PMT までの飛行時間: 以後 $T + Tof$ 分布よぶ) を示す。図の赤線は $T + Tof$ 分布の平均値を示すが、信号の大きさが 5 光電子レベルの平均値は 100 光電子レベルの平均値よりも約 8nsec ほど信号の応答時間が遅れているのがわかる。このようなヒストグラムを 140 の電荷領域に対して作り、それぞれの分布を代表する応答時間決定し電荷 (信号の大きさ) と応答時間の関係を求めることが応答時間補正の要となる。分布を代表する応答時間は例えば図 A.6 において赤線で示したような分布の平均値を選ぶ方法があり、これは SK-I、SK-II で用いられてきた方法である。しか

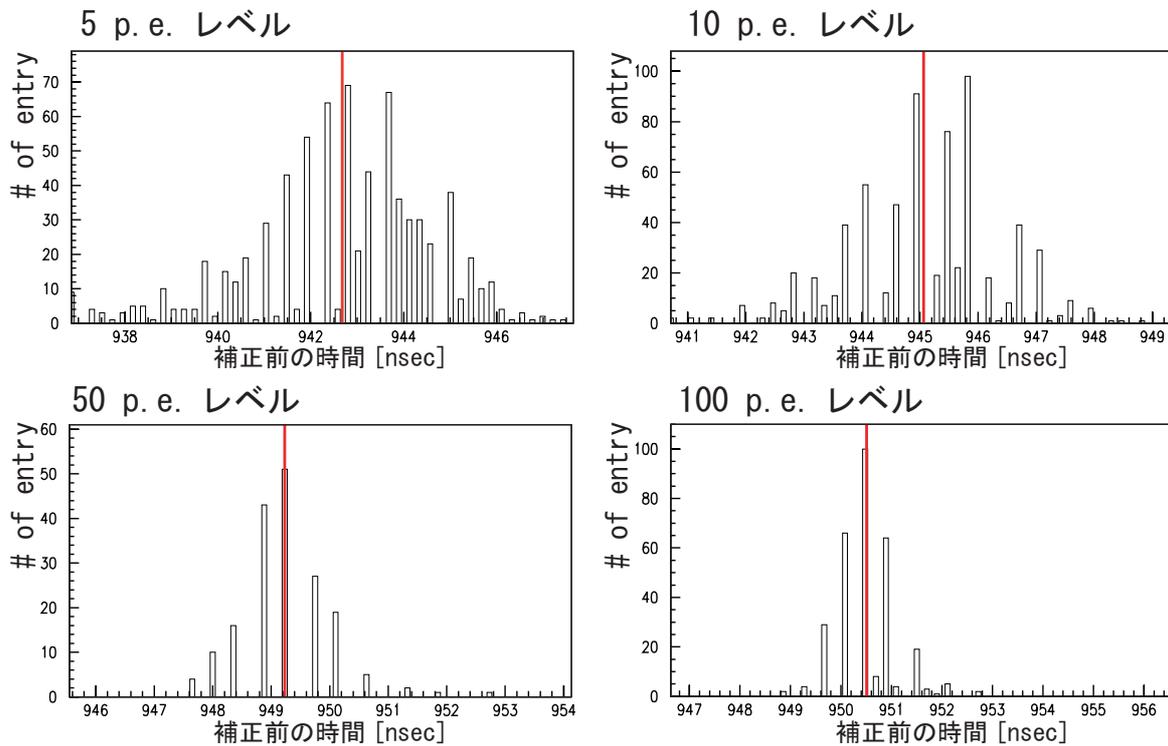


図 A.6 あるチャンネルでの補正する前の時間ヒストグラム。PMT が受け取った光量にして、5、10、50、100 光電子レベルの信号に対する $T + Tof$ 分布で、赤線は分布の平均値を示す。補正前なので、横軸は大きい値は早い時間を示す。

しながら、平均値をそのチャンネルの各 $Qbin$ における $T + Tof$ の値の代表点とできるのは分布が左右対称であるときのみで、他の PMT やブラックシートから反射してきた光や水中で散乱した光などの拡散球からの直接光よりも遅く PMT に到達する光の成分が大きいときには平均値はそれらに引っ張られ正しい応答時間よりも遅くなってしまふ。この効果は特に、タンクの端でしかも直接光の成分の少ない暗い光量のときに顕著に見ることが出来る。図 A.7 にタンク側面上部の PMT のチャンネルにおける $T + Tof$ 分布とタンク側面中部の PMT のチャンネルにおける $T + Tof$ 分布を示す。この図より、実際に上部の PMT では反射や散乱による遅く到達した光の成分が多いことがわかる。そうしたチャンネルにおいてある $Qbin$ における $T + Tof$ の値の代表として平均値をとると真の値よりも遅い応答時間を選んでしまうことになり、その値を使って実際よりも補正しすぎてしまうので応答時間が早くなってしまふ。つまり、PMT の位置に依存する応答時間のずれが生じてしまうことになる。

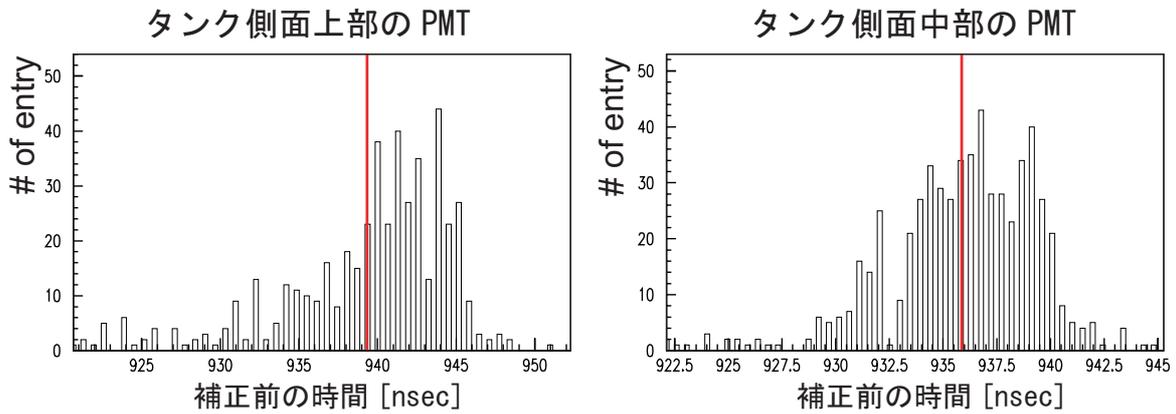


図 A.7 タンク側面上部の PMT とタンク側面中部の PMT における 1 光電子レベルの信号の補正前時間 $T + T_{of}$ のヒストグラム。A.6 と同様に横軸は補正前なので大きい値は早い時間を示す。また赤線は分布の平均値を示すがタンク上部のチャンネルでは反射や散乱による遅く到達した光の成分が多いことがわかる。ここで横軸の値にはケーブルの長さによる遅れなども含まれているのでの絶対値にはあまり意味がない。

そこで SK-III では、 $T + T_{of}$ 分布のピークを探してその値を代表点とする方法に改良した。ここで困難となるのは、図 A.6 などを見てもわかるように分布がスパイク状の構造をもっているということである。これは信号をデジタル化する際に起こってしまい、ここで取り扱う段階のデータにはすでにその時の情報が残っていないのでここでの解決は難しい。そこで、図 A.8 に示すようにヒストグラムにおける各ビンの要素を時間分解能程度の拡がりを持つガウス分布に均すことで、分布が持っている本来の形を予想するという方法をとった。つまり元のヒストグラムの i 番目のビンの要素を $H(i)$ としたとき均した後の要素 $S(i)$ は

$$S(i) = \sum_{j=1}^{Nbin} H(j) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(i-j)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (A.3)$$

となる。ここで、 σ は $Qbin$ に対応する時間分解能程度の量をビン幅で割った値である。ピーク値は遅い成分を考慮し非対称ガウス関数で均した後のヒストグラムをフィットして求められる。

図 A.9 に均したヒストグラムの例を示す。遅い成分により引っ張られている平均の値よりもピークのほう早くなっていることがわかる*2。

各電荷領域での応答時間が求まれば、いよいよ図 A.10 のようにそれらの点によくあう補正関数である TQmap を作成することができる。ここでもう一つ改善した点は、これまでよりもデータと関数との差が小さくなったということである。関数には経験的に 7 次関数を用いてフィッティングをしているが、SK-I、SK-II では 8 つパラメータの初期値を全チャンネルで同じ初期値を指定してフィッティングを行っていた。SK-III では決まった初期値を指定せず、各チャンネルごとに最適な初期値を探してからフィッティングを行う方法をとった。図 A.11 にデータとそれをフィットした 7 次関数との差を示すように、これまでは 5 光電子以下の低光量の信号に対して関数とデータがあまりあっていなく光量に依存する補正のずれ

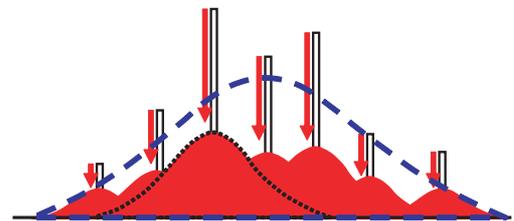


図 A.8 ヒストグラムの各ビンの要素をガウス分布で均すことでスパイク状の構造から本来の分布の構造を予想する。

*2 まだ若干遅い成分に引っ張られているので、さらなる改善の余地はある。

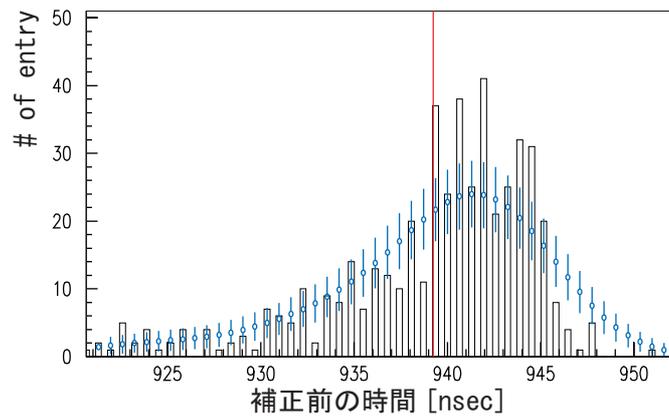


図 A.9 図 A.7 と同じタンク側面上部の PMT における 1 光電子レベルの信号の補正前時間 $T+T_{of}$ のヒストグラム。青いヒストグラムが均した後のヒストグラムである。また赤線は分布の平均値を示すが、ピークのほうが応答時間として正しいことがわかる。

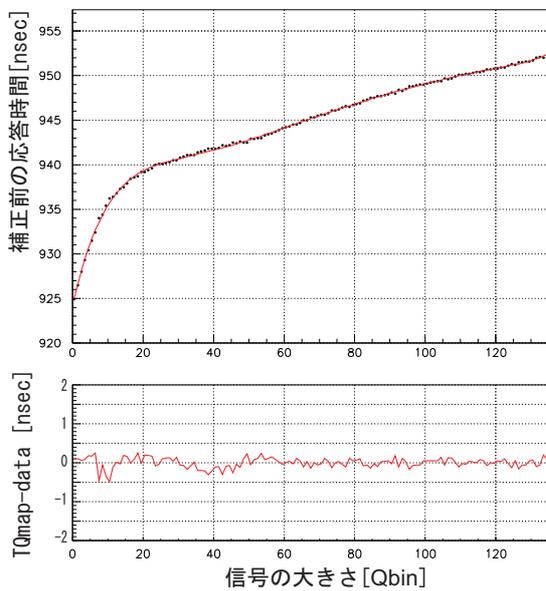


図 A.10 各電荷領域の応答時間と TQmap(補正関数)。黒点が各 $T+T_{of}$ 分布から得られた応答時間のピーク値。赤線がそれらを 7 次関数でフィットした TQmap。下は TQmap とピーク値との差を示す。

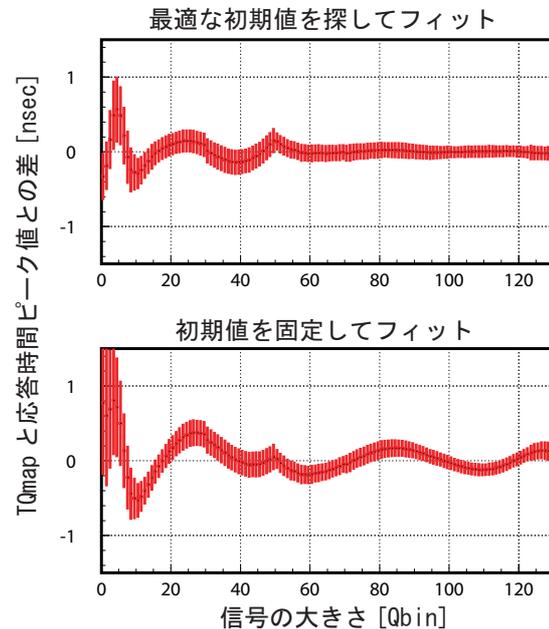


図 A.11 最適な初期値を探してフィットする場合 (上) と初期値を固定してフィットする場合 (下) の、TQmap とピーク値の差の全てのチャンネルについての平均と標準偏差。

が比較的大きかったが、新しい方法では全ての電荷領域で差の平均が 0.5nsec 以内になっていることわかる。このようにして求めた各電荷領域での $T+T_{of}$ 分布のピーク値とこれまでの方法である平均値とがどれだけ違うかを見るため、例としてタンクの端付近のある PMT に対する信号の電荷と時間の関係を図 A.12 に示す。この図のように、比較的反射や散乱の効果が大きいタンク端の PMT の低光量の信号に対して、差は 0.5nsec 程度であることがわかり、この領域での PMT の時間分解能 (4nsec) よりも十分小さいので SK-I、SK-II の補正をし直す必要はない。改善点をまとめておくと、

- a. 低光量領域での反射光や散乱光による遅い信号の成分の影響を少なくするために、各電荷領域での応答時間としてそのヒストグラムの平均値ではなくピーク値を採用した。これにより PMT の位置に依存する補正のずれが改善された。

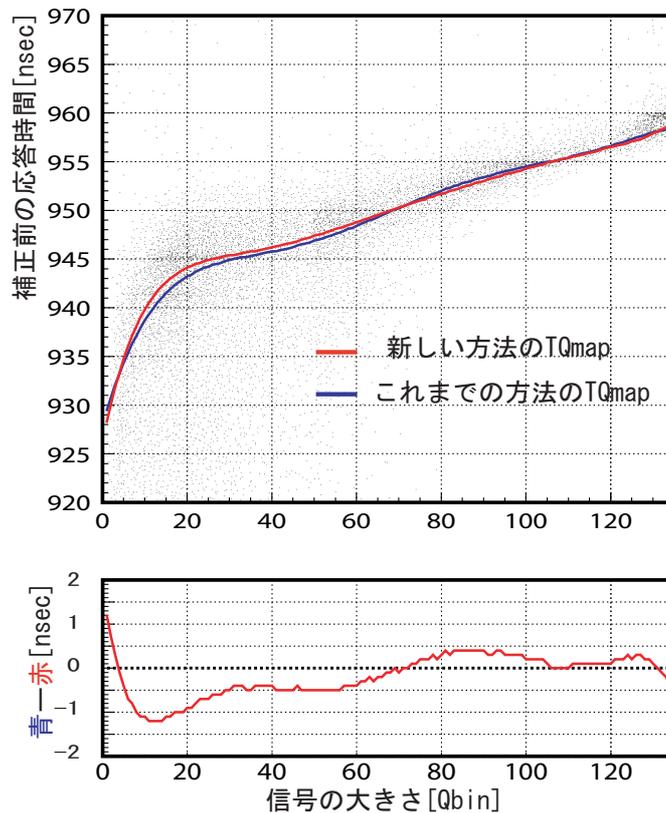


図 A.12 図 A.7 と同じタンク側面上部の PMT の TQmap。赤線が新しい方法で作られた TQmap で青線はこれまでの方法で作られた TQmap。下図は青線と赤線との差 [nsec] を示す。

- b. 補正関数を求める際のフィットの方法を変えたことで、特に 1~5 光電子レベルの低光量領域で光量に依存する補正のずれが少なくなった。

A.4 補正の評価

ここでは前節で説明したように、SK-III における新しい方法で作られた TQmap の性能を SK-I、SK-II と同じ方法で作られた TQmap と比較し実際にどれくらいの改善が見られるかを評価する。前節の最後にまとめた a. の改善点については Ni、Cf ガンマ線源を用いて b. の改善点については電子線形加速器を用いて、発生した事象を SK で測定し、そのときの PMT の応答時間を調べることで定量的な評価を行う。

A.4.1 Ni、Cf ガンマ線源データでの評価

図 A.14 に示す Ni、Cf を用いたガンマ線源コンテナは、 ^{252}Cf の自発核分裂反応で放出される中性子が数 μsec のうちにコンテナの水中で熱中性子となり、Ni がその熱中性子を捕獲する際に放出するガンマ線を用いた線源である。 $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ の反応からは表 A.3 に示すように、9MeV のガンマ線がおもに放出され、そのほとんどが SK タンク内でコンテナから 2m 以内でコンプトン散乱等の効果でチェレンコフ光に変換される。このコンテナをタンク上面の較正用投入口からワイヤーで吊るしてタンク中央に置きデータを取得した。典型的な Ni 事象のイベントディスプレイとヒット PMT の $T_{\text{isk}} - T_{\text{of}}$ 分布^{*3}電荷

^{*3} 式 A.1 にあるように、 T_{isk} は補正後の時間なので、より小さい値がより速い応答時間を示す。したがって T_{of} は引き算される。

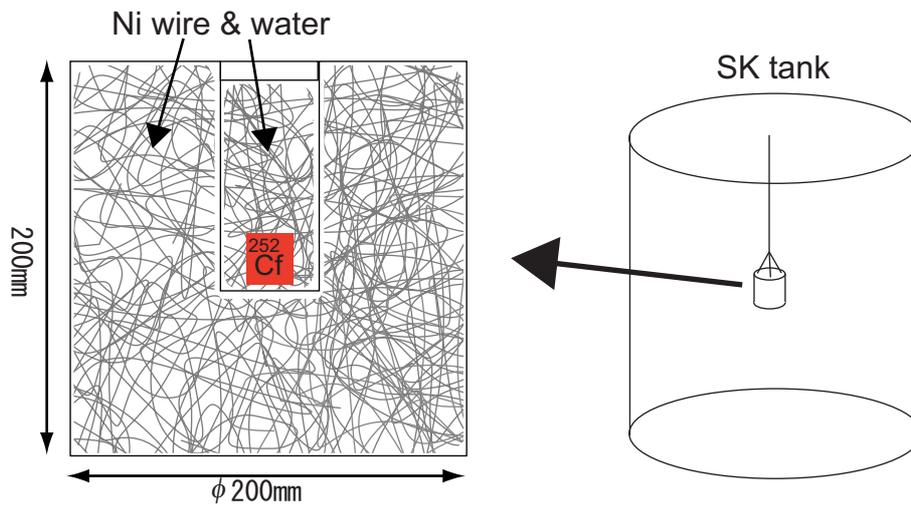


図 A.13 Ni-Cf ガンマ線源用コンテナ

反応	存在比 (%)	断面積 (barns)	γ 線エネルギー (MeV)
$^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}^*$	67.88	4.4	9.00
$^{60}\text{Ni}(n, \gamma)^{61}\text{Ni}^*$	26.23	2.6	7.82
$^{62}\text{Ni}(n, \gamma)^{63}\text{Ni}^*$	3.66	15	6.84
$^{64}\text{Ni}(n, \gamma)^{65}\text{Ni}^*$	1.08	1.52	6.10

表 A.3 Ni による熱中性子捕獲反応

分布を図 A.14 に示す。この線源から放出されるチェレンコフ光は十分弱く、ヒット PMT のうち 99% が 1 光子のみを受け取っていると考えられる。また、ガンマ線はほぼ等方向に放出されるので 1 光電子レベルの光の応答時間が PMT の位置に依らずそろっているのを確かめるのに都合がよい。

Ni 線源でデータを取る場合レーザーとは違って、光が放出される時刻をモニターできない。したがって、ヒット PMT の 1 つ 1 つの事象について図 A.14 の $T_{\text{isk}} - T_{\text{of}}$ 分布を解析することにより、チェレンコフ光が放出された時刻 T_0 をみつけ、各ヒット PMT につて T_0 からの相対応答時間 $T_{\text{isk}} - T_{\text{of}} - T_0$ の分布を調べることになる。事象数は全 PMT について約数千回光を受け取るように十分な量があるので、全 PMT に対して $T - T_{\text{of}} - T_0$ 分布をつくる事が出来る。理想的には、 $T_{\text{isk}} - T_{\text{of}} - T_0 = 0$ になるはずなのでその分布はどの場所にある PMT に対しても 0 をピークに持つ分布になるはずである。

図 A.15 は、左から MC による Ni 事象シミュレーション、新しい方法の TQmap による時間補正をおこなった場合、そしてこれまでの方法の TQmap による時間補正をおこなった場合についてタンク側面 PMT の $T_{\text{isk}} - T_{\text{of}} - T_0$ 分布のピークの値とその PMT の Z 位置との関係を示してある。MC 事象シミュレーションでは PMT の time-walk は考慮されておらず、時間分解能のみが考慮されている。つまり、信号の大きさによる応答時間のずれのない理想的な補正がなされた時間情報を持っており、TQmap のバイアスを受けていない。したがってデータと MC を比べることで TQmap の補正がどれだけうまく行われているかを評価することが出来る。前節で述べたとおり、これまでの方法で作られた TQmap は反射や散乱の効果が無視されているため補正されすぎてしまい、Z 位置の上下部分のタンク端では応答時間早くなっていることがわかる。一方、新しい方法の TQmap はそうした効果の影響が少なくなっており MC で示した理想的な状態に近いことがわかる。定量的に調べるため、図 A.16 に示すように、同じ Z 位置の PMT の $T_{\text{isk}} - T_{\text{of}} - T_0$ 分布のピークの値のデータの平均と MC の平均との差を取ると、これまでの

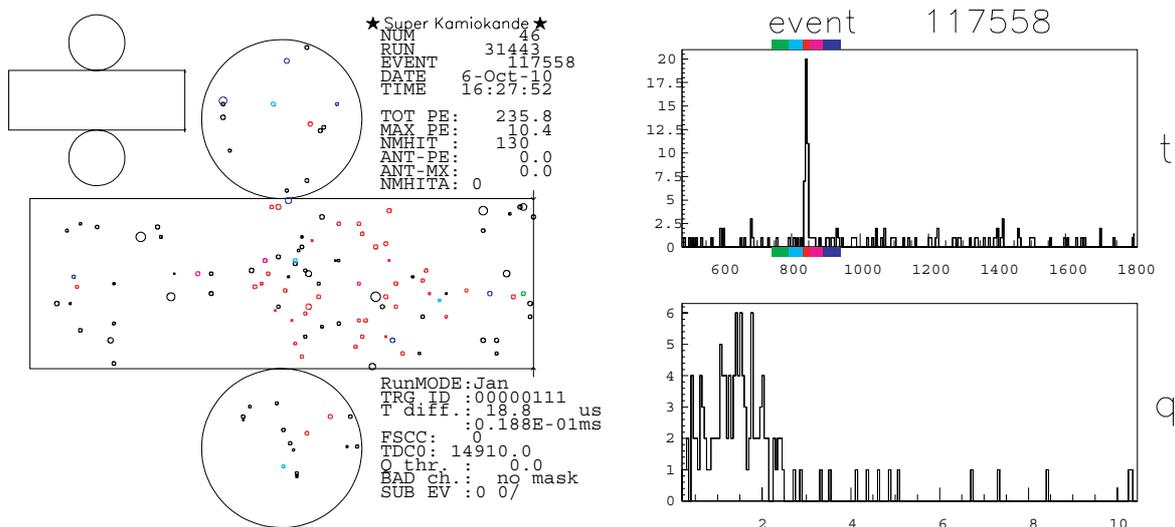


図 A.14 NiCf 線源による事象の例。右上の時間分布の横軸は $Tisk - Tof$ である。またイベントディスプレイの PMT の色は時間分布の色に対応してる。

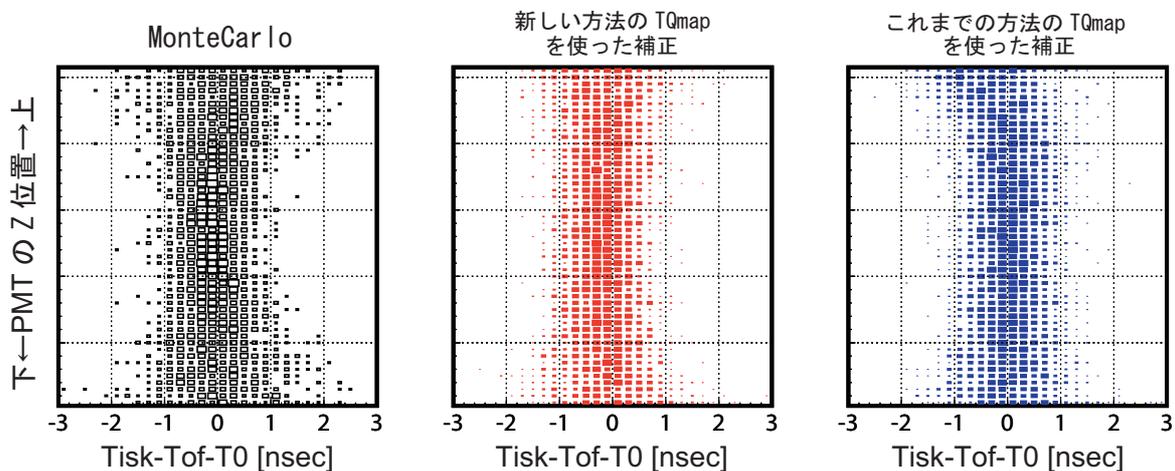


図 A.15 各 PMT の $Tisk - Tof - T_0$ 分布のピーク値 (横軸) と PMT の Z 位置 (縦軸) との関係。MC と新しい方法の TQmap はよくあっており、これまでの方法の TQmap による補正でタンクの端 (上下部) において応答時間が早くなっているのがわかる。

方法の TQmap の応答時間補正では差の振幅が約 1.1nsec であったのが新しい方法の TQmap ではその振幅が約 0.6nsec と改善されていることを確認出来た。

A.4.2 LINAC データでの評価

図 A.17 に示す電子線形加速器 (電子 LINAC) は太陽ニュートリノ事象のエネルギー領域である 5~15MeV で単一のエネルギーを持つ電子を高精度で発生させることができるため、精度の高いエネルギースケール較正に使用されている [19]。ここでは、SK-III のエネルギースケール較正の際に取得された電子の運動量が 13.6MeV、入射位置が (- 338.9cm, - 70.7cm, + 1197cm) のデータを用い、各 PMT が受け取る光量として 1 光電子から 3 光電子までの信号の大きさと応答時間の関係を調べた。前節とは違い、全 PMT をまとめた $Tisk - Tof - T_0$ 分布を信号の大きさで分け $Tisk - Tof - T_0$ 分布を調べ、図 A.19 に例として各 PMT が受け取る信号の大きさが 1.0~1.1 光電子レベルのときの $Tisk - Tof - T_0$

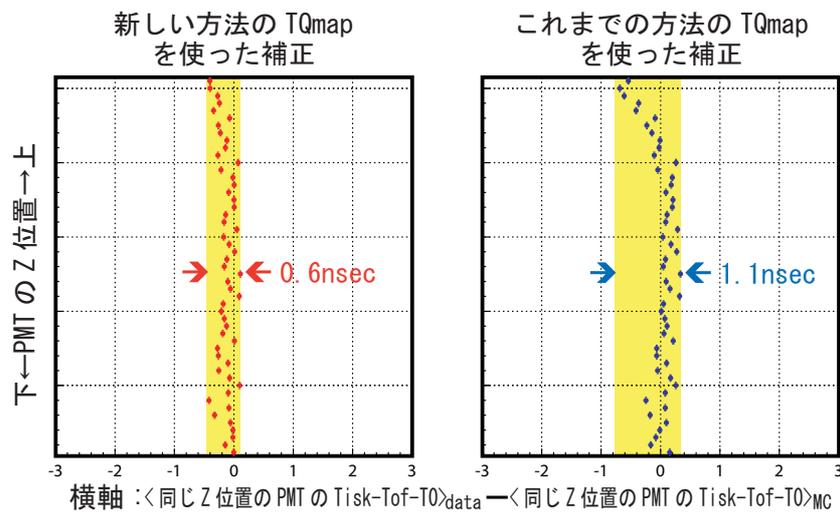


図 A.16 同じ Z 位置の PMT における図 A.14 の $T_{isk} - T_{of} - T_0$ 分布のピークの値のデータの平均と MC の平均との差

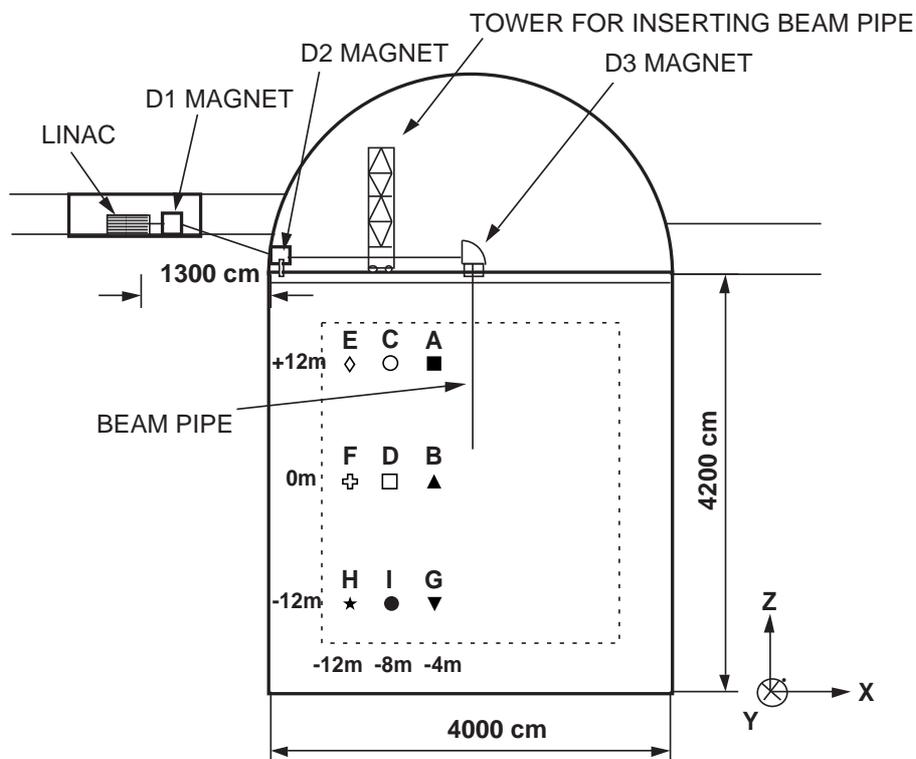


図 A.17 エネルギースケール較正用電子線形加速器 (LINAC)。図の A から H はビームパイプ先端の位置を示す。ここでは A の位置のデータを使用した。

分布を示している。このようなヒストグラムを信号の大きさが 0~3 光電子レベルまでの領域を 30 に分けて作り、図 A.19 に示すようにそれぞれの分布のピーク値を求めた。図 A.20 に示すとおり、これまでの方法の TQmap での応答時間補正を行ったときと比べ、新しい方法での応答時間補正の方が信号の大きさに依存する応答時間のずれが小さくなっており、1 光電子レベルから 3 光電子レベルまでの振幅は約 2.0nsec から約 1.2nsec と小さくなり、ピークの位置もより 0 に近い値になっていることがわかる。このずれの構造は前節の図 A.11 で示した TQmap を作るときのデータと 7 次関数とのずれと対応してるので

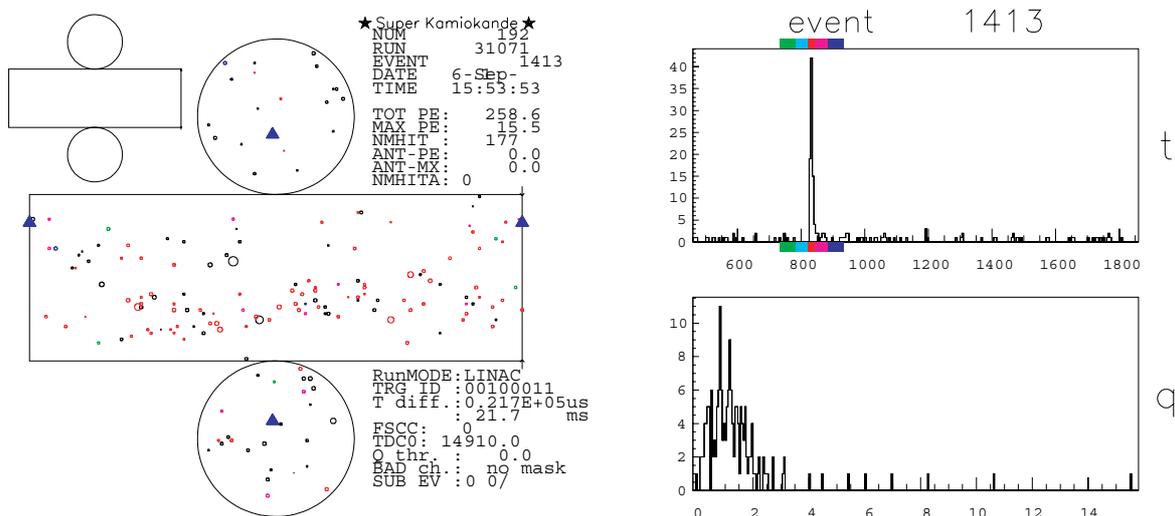


図 A.18 LINAC 事象の例。右上の時間分布の横軸は $T_{isk} - T_{of}$ である。またイベントディスプレイの PMT の色は時間分布の色に対応してる。

今後 7 次関数フィットの改良によりさらなる改善が期待できる。

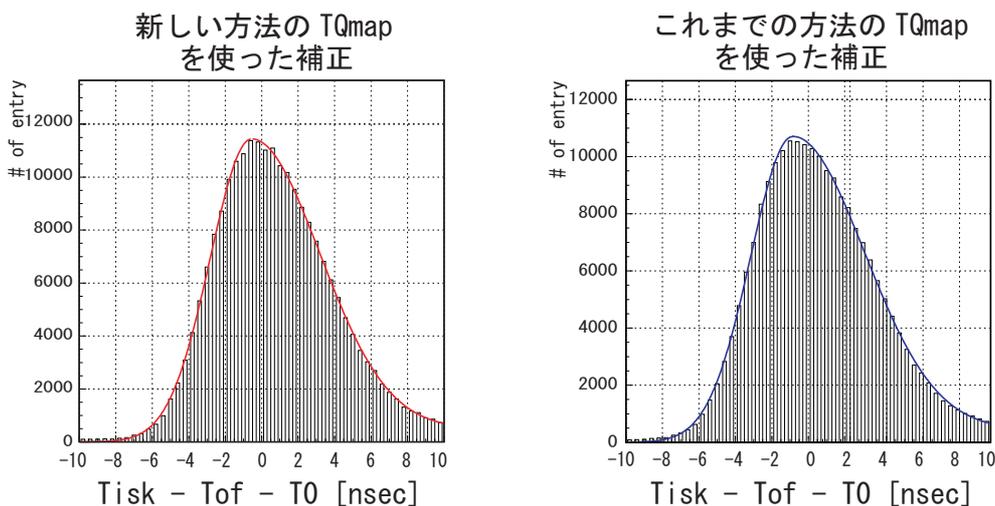


図 A.19 1.0 から 1.1 光電子レベルの信号を受け取ったときの応答時間。このようなヒストグラムを 0 から 3 光電子レベルまで 30 作り、それぞれのピークを曲線で示すような非対称ガウス関数でフィットして求める。

A.4.3 20 インチ光電子増倍管の時間分解能

新しい方法で作られた TQmap をつかい応答時間補正をした後、信号の大きさと 20inchPMT の時間分解能の関係を求める。ただしここでは、各電荷領域 Q_{bin} における補正後の応答時間 T_{cor} を以下のように行う。

$$T_{cor} = T - TQmap + Tof + TQmap_{(PMT=1, ch=A)} \quad (A.4)$$

T は補正前の時間、 Tof は光源から PMT までの光の飛行時間であり、補正前の時間は大きな値ほど早い時刻を表すので Tof は足されている。また最後の項は任意のオフセットであるが、ここでは PMT 番号 1、チャンネル A の TQmap の値を用いた。図 A.21 に示すように、1 つの電荷領域に対して全チャン

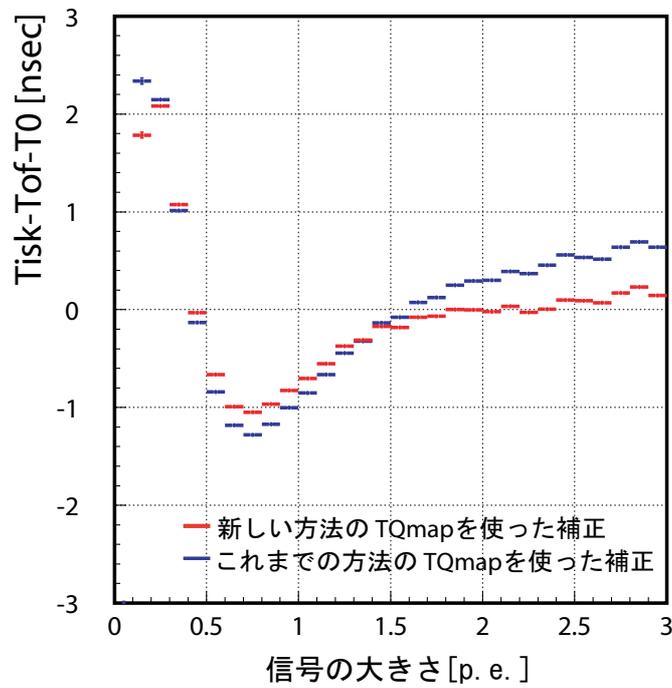


図 A.20 0 から 3 光電子レベルの信号を受け取ったときの応答時間。

ネルの補正後の時間を 1 つのヒストグラムにし、得られた分布を反射、散乱の効果を検討し非対称なガウス関数でフィットする。そして、その荷電領域にする時間分解能をピークよりも早い方 (値が大きい側) の標準偏差で定義する。そうして得られた信号の大きさと PMT の時間分解能の関係を図 A.22 に示す。これより 1 光電子レベルの信号に対する時間分解能は約 3nsec、100 光電子レベルの信号に対しては、約 0.7nsec であることがわかる。やはり、低エネルギー側で分解能が悪くなっているが、この幅は図 A.6 などにあげた個々のヒストグラムの分布の幅とほぼ等しいので、全体としての応答時間補正がずれていることはないとわかり、分解能を向上するには次節で説明するようにハードウェアの改良が必要であることがわかった。

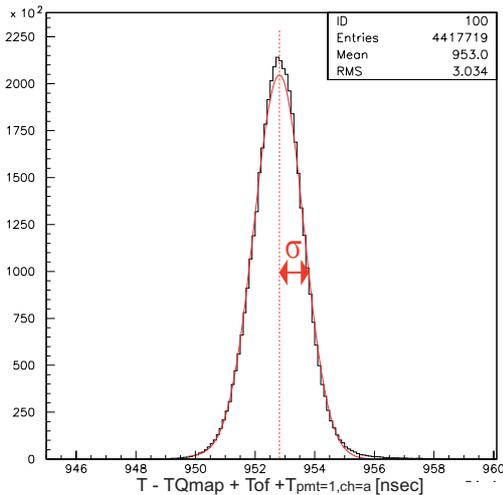


図 A.21 ある電荷領域での時間分解能の定義。例として $Q_{bin}=100$ の時間分解能を求めるヒストグラムを示す。

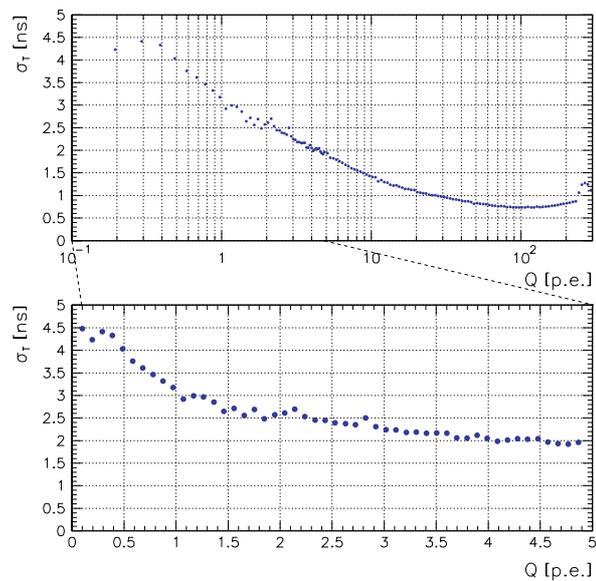
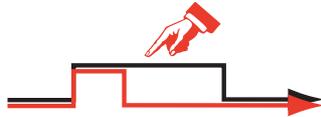


図 A.22 SK-III における 20inchPMT の信号の大きさと時間分解能の関係。これより 1 光電子で約 3nsec、100 光電子で約 0.75nsec の時間分解能であることがわかる。

● レーザーが小光量の場合

応答時間分布はパルス幅だけ広がってしまう



● レーザーが大光量の場合

パルスの立ち上がりの光が全 PMT に届く

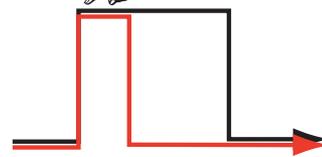


図 A.23 レーザーパルス幅と応答時間の広がり関係

A.5 今後の課題について

ここではこれまでの結果を受けて、PMT の応答時間較正における今後の課題についてまとめておく。

短パルスレーザーを用いる

図 A.23 に示すように応答時間較正のためのデータをパルスレーザーを用いて取る際、大光量のデータであればパルスの立ち上がりの光が全 PMT に届き、光源の時間的な広がり（立ち上がりジッターの幅程度（0.1nsec 以下））しかない。一方、小光量の場合は数本の PMT が光を受け取る程度の光量なので、光源の発光時間の広がり（立ち上がりジッターの幅程度）のため、PMT の応答時間がレーザーのパルス幅だけ広がってしまう。そこでよりパルス幅の短いレーザーを用いることで、光源による応答時間の広がりをなるべく小さくすることが必要である。現在は、新しく購入したパルス幅:0.2nsec(カタログ値) のレーザーをテストしている段階であり、実際に TDC を使ってそのパルス幅の測定をすした結果を図 A.24 に示す*4。図 A.23 の分布の幅には測定に用いた PMT の電子走行時間広がりも含まれるので、レーザーのパルス幅よりも広がっているが、これまでのレーザーのパルス幅は RMS

*4 型名:KEC100(宇翔製)、パルス幅:0.2nsec、パルスエネルギー:15μJ

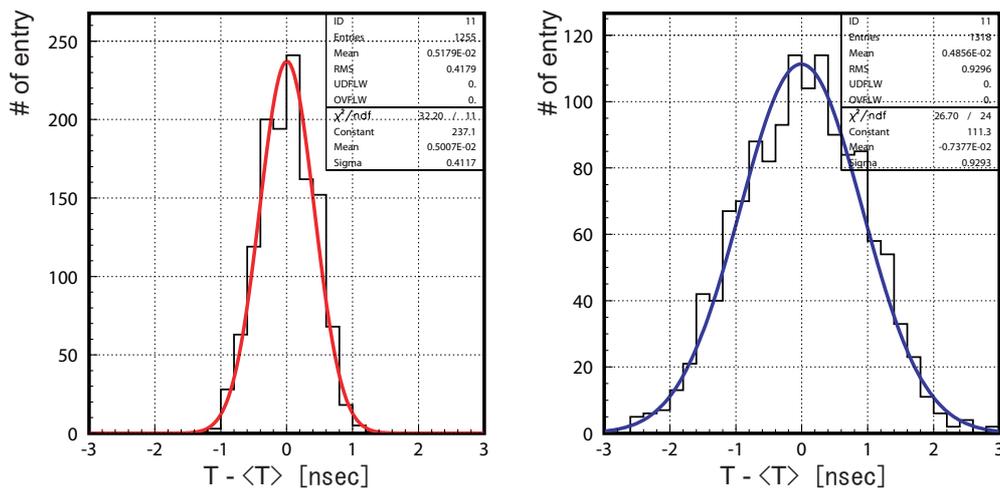


図 A.24 レーザーパルス幅。右が新しく購入したレーザー左が現在使用されているレーザーのパルス幅。横軸は平均値からのずれを示す。TDC(RPC-170:フルスケール 100nsec, 分解能 40psec) と PMT(HAMAMATSU:H2431-50,RiseTime:0.7n,T.T.S:0.37ns) をスタート、ストップ用に 2 本使用し、スタートの十分明るい光を受け取った PMT の信号とストップの 1 光子レベルの光を受け取った PMT の信号との時間差を測定した。

で 0.9nsec であるのに対し、新しいレーザーのパルス幅は RMS0.4nsec と短いことがわかる。したがって、このレーザーの短いパルス幅を活かすことができるように時間較正システムを改良すれば低エネルギー事象領域での PMT の時間分解能の向上につながるであろう。

拡散球の一様性の測定、改良

暗い光量の場合であっても、レーザーのパルス幅が約 1nsec の拡がりを持っているので、拡散球自体の性能についてはこれまであまり議論がなされておらず^{*5}、どの方向に対しても一様な時間で光が放出されるとしてきた。しかし、新しいレーザーの持つ 0.2nsec のパルス幅を活かそうとすると、拡散球の性能も把握し、改良しなくてはならない。そのために、拡散球を逆さ向きにして SK タンク内中心において取ったデータを解析して、拡散球の向きと PMT の応答時間の関係を調べたり、それとは独立に空気中又は水中で拡散球の光の出てくる応答時間をいろいろな角度から測定することで、拡散球の一様性を測定する必要がある。

ソフトウェアの改良

TQmap を作るソフトウェアの課題としては前節でも述べたように、新しい方法で作った TQmap による応答時間補正により PMT の位置に依存する応答時間のずれや、受け取る光量に依存する応答時間のずれが改善されたものの、それらに依存する応答時間のずれは依然残っているので今後の各電荷領域での $T + T_{of}$ 分布のピーク値の見つけ方や、TQmap をフィッティングでだけでなくテーブル化する案など、更なる改善が期待される。

*5 参考文献 [25] 第 4 章に、同様な拡散球の測定結果として、光量の比較的大きい場合は方向による発光時間のばらつきが約 0.2nsec とあるが、光量が低い場合の測定については書かれていない。

付録 B

チェレンコフ光について

Super-Kamiokande 検出器内での物理現象として最も重要であるといっても過言ではないチェレンコフ光。さて、どのような仕組みで光が放出されるのだろうか。ここではファインマン図をつかって量子論的に放出過程の計算を行っていく、なおこの方法は [26] に詳しく述べられている。

荷電粒子が一定の速度で一様な媒質中を走っているときの放射現象がチェレンコフ放射である。荷電粒子が屈折率 $n (= \sqrt{\epsilon})$ の媒質中を $n\beta > 1$ を満たすような速度で運動するとき、粒子の運動方向に対して $\theta_c = \cos^{-1} 1/n\beta$ の方向に可視光から紫外線領域にかけて光が放出されるが、このときの簡単なファインマン図を B.1 に示す。図に示したように、始状態である 1 つの荷電粒子 (四元運動量 p_1) から、放出された光子 (k) とその荷電粒子 (p_2) という終状態に移るときを考える。

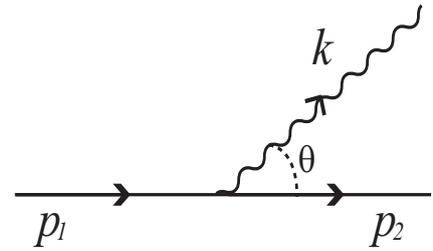


図 B.1 チェレンコフ放射のファインマン図

さて、媒質の屈折率が $n = \sqrt{\epsilon}$ のとき、光子の四元運動量を $k^\mu = (\omega, \vec{k})$ とおくと、物質中の Maxwell 方程式を満たす必要があるので

$$\omega = \frac{|\vec{k}|}{n} \quad (\text{B.1})$$

となる。荷電粒子を電子とするとエネルギー-運動量保存則から求まる p_1 、 p_2 、 k の関係は

$$p_1^2 = (p_2 + k)^2 \quad (\text{B.2})$$

\Leftrightarrow

$$\begin{aligned} m_e^2 &= m_e^2 + k^2 + 2(\omega E_2 - |\vec{k}| |p_2| \cos \theta) \\ &= m_e^2 + (1 - n^2)\omega^2 + 2\omega E_2(1 - n\beta \cos \theta) \end{aligned}$$

\Rightarrow

$$0 = n\beta\omega \cos \theta - \frac{(1 - n^2)\omega^2}{2E_2} - \omega \quad (\text{B.3})$$

となる。したがって

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \left[1 + \frac{\omega}{2E_2}(n^2 - 1) \right] < 1 \quad (\text{B.4})$$

なる条件を満たすときのみ電子は光子を放出できるが (大括弧内の第二項目は電子の反跳を表している)、もちろん、真空中では ($n = 1$ のとき) β は常に 1 より小さいのでこの現象は起こらない。以後電子の速度はこの条件を満たしているものとして計算を進めていくことにする。

図 B.1 より、遷移行列の行列要素は摂動展開したときの一次の項より求まるので

$$S_{fi} = i \int d^4x \mathcal{H}_{int} \quad (\text{B.5})$$

で与えられる。ここで \mathcal{H}_{int} は相互作用表示のハミルトニアンであり、電磁相互作用の場合は

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{int} &= -j^\mu A_\mu \\ &= -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

なるものである。始状態と終状態における電子の波動関数は

$$\psi = \sqrt{\frac{m_e}{E_i V}} u(p, \lambda_i) \exp(-ip_i \cdot x) \quad (i = 1, 2) \quad (\text{B.7})$$

とし、ここで E_i は電子のエネルギー、 $u(p, \lambda_i)$ は四元運動量 p_i^μ 、ヘリシティ λ_i の状態にある電子のディラック方程式の正エネルギー解であり、それぞれの波動関数は体積 V の中に 1 粒子存在するように規格化されている。また、光子は実光子であり物質原子とのクーロン相互作用を無視すると、物質中の Maxwell 方程式を満たす放射場は、

$$\vec{\epsilon}_i \perp \vec{k}, \quad |\vec{\epsilon}_i|^2 = 1 \quad (\text{B.8})$$

となるような 2 成分の偏向ベクトル $\vec{\epsilon}_i$ を選んで、

$$A_\mu = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{1}{2\omega V}} \epsilon_\mu \exp(-ik \cdot x) \quad \epsilon_\mu = (0, \vec{\epsilon}) \quad (\text{B.9})$$

と表すことができる。これらを B.5 式に入れると

$$S_{fi} = -i \sqrt{\frac{m_e}{E_1 V}} \sqrt{\frac{m_e}{E_2 V}} \sqrt{\frac{1}{2\omega n^2 V}} \mathcal{M} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 - p_2 - k) \quad (\text{B.10})$$

となり、ここでデルタ関数や $\sqrt{m_e/EV}$ などの運動学的な成分を除いた共变的な行列要素である

$$\mathcal{M} = e\bar{u}(p_2, \lambda_2)\gamma^\mu u(p_1, \lambda_1)\epsilon_\mu \quad (\text{B.11})$$

を定義しおくと後々都合がよい。そして、最終的に遷移確率は B.10 式を自乗し、終状態の位相空間積分を実行して求めることができる。すなわち $T = t - t_0$ とすると、

$$w_{fi} = \frac{1}{T} \int \frac{V d^3 p_2}{(2\pi)^3} \frac{V d^3 k}{(2\pi)^3} |S_{fi}|^2 \quad (\text{B.12})$$

である。上式を計算するためにまず $|\mathcal{M}|^2$ から求めることにする。実際の実験において電子のヘリシティは観測しないので、それらに関する全ての状態について以下のように和をとらなければならない。

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_2} \sum_{\lambda_1} [\bar{u}(p_2, \lambda_2)\gamma^\mu u(p_1, \lambda_1)\epsilon_\mu] [\bar{u}(p_2, \lambda_2)\gamma^\nu u(p_1, \lambda_1)\epsilon_\nu]^* \quad (\text{B.13})$$

これは見た目ほど厄介な計算ではなくて、まず $\gamma^{\nu\dagger}\gamma^0 = \gamma^0\gamma^\nu$ という関係を思い出すと、上式の 2 番目の大括弧は

$$[u^\dagger(p_2, \lambda_2)\gamma^0\gamma^\nu u(p_1, \lambda_1)\epsilon_\nu]^\dagger = [u^\dagger(p_1, \lambda_1)\gamma^{\nu\dagger}\gamma^0 u(p_2, \lambda_2)\epsilon_\nu] \quad (\text{B.14})$$

$$= [\bar{u}(p_1, \lambda_1)\gamma^\nu u(p_2, \lambda_2)\epsilon_\nu] \quad (\text{B.15})$$

と変形できる*1。つまり、B.13 式は

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_2} \sum_{\lambda_1} [\bar{u}(p_2, \lambda_2) \gamma^\mu u(p_1, \lambda_1) \epsilon_\mu] [\bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma^\nu u(p_2, \lambda_2) \epsilon_\nu] \quad (\text{B.16})$$

となるが、ここで混乱しないように各行列要素の足 a ~ d を書き込んでみると (アインシュタインの規則に注意する：同じ足の組は和をとる)、以下のようになることがわかる。

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_2} \bar{u}(p_2, \lambda_2)_a \gamma^\mu_{ab} \epsilon_\mu \sum_{\lambda_1} u(p_1, \lambda_1)_b \bar{u}(p_1, \lambda_1)_c \gamma^\nu_{cd} u(p_2, \lambda_2)_d \epsilon_\nu \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_2} u(p_2, \lambda_2)_d \bar{u}(p_2, \lambda_2)_a \gamma^\mu_{ab} \epsilon_\mu \sum_{\lambda_1} u(p_1, \lambda_1)_b \bar{u}(p_1, \lambda_1)_c \gamma^\nu_{cd} \epsilon_\nu \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

これはスピン和の公式である

$$\sum_{\lambda} u(p, \lambda) \bar{u}(p, \lambda) = \frac{\not{p} + m}{2m} \quad (\text{B.18})$$

を用いることにより、さらに

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{1}{2} \left[\frac{\not{p}_2 + m_e}{2m_e} \right]_{da} \not{\epsilon}_{ab} \left[\frac{\not{p}_1 + m_e}{2m_e} \right]_{bc} \not{\epsilon}_{cd} \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr} \left(\frac{\not{p}_2 + m_e}{2m_e} \not{\epsilon} \frac{\not{p}_1 + m_e}{2m_e} \not{\epsilon} \right) \\ &= \frac{1}{8m_e^2} \text{Tr} (\not{p}_2 \not{\epsilon} \not{p}_1 \not{\epsilon} + m_e \not{p}_2 \not{\epsilon} \not{\epsilon} + m_e \not{p}_1 \not{\epsilon} \not{\epsilon} + m_e^2 \not{\epsilon} \not{\epsilon}) \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

となり、トレース公式*2 より

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{4}{8m_e^2} [2(p_1 \cdot \epsilon)(p_2 \cdot \epsilon) + p_1 \cdot p_2 - m_e^2] \\ &\cong \frac{1}{m_e^2} (p \cdot \epsilon)^2 \quad (p_1 \cong p_2 \cong p) \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

を得る。この場合、座標軸と偏向ベクトル $\vec{\epsilon}$ の向きは任意なので、計算しやすいように B.2 図のように z 軸を \vec{p} と平行とし \vec{k} 、 $\vec{\epsilon}_1$ が x-z 平面にくるようにとる (y 軸と $\vec{\epsilon}_2$ は平行)。すると、

$$\begin{aligned} p \cdot \epsilon &= \vec{p} \cdot \vec{\epsilon} \\ &= |\vec{p}| \vec{e}_z \cdot (\cos \theta \vec{e}_x + \vec{e}_y - \sin \theta \vec{e}_z) \\ &= -|\vec{p}| \sin \theta \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

であるので、結局 B.20 式は

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{|\vec{p}|^2}{m_e^2} \sin^2 \theta_c \quad (\text{B.22})$$

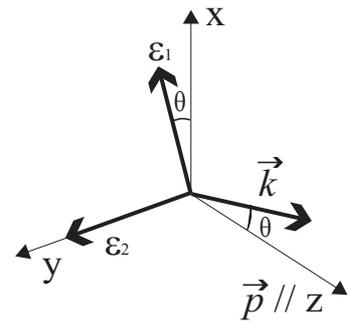


図 B.2 座標軸の定義

*1 波動関数 ψ に対し $\bar{\psi}$ は

$$\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0$$

で定義される。

*2 本論では以下のトレース公式を用いた。

$$\begin{aligned} \text{Tr}(\not{a} \not{b}) &= 4a \cdot b, \\ \text{Tr}(\text{odd number of } \gamma_\mu) &= 0, \\ \text{Tr}(\not{a} \not{b} \not{c} \not{d}) &= 4[(a \cdot b)(c \cdot d) - (a \cdot c)(b \cdot d) + (a \cdot d)(b \cdot c)] \end{aligned}$$

となる。よって B.12 式の遷移確率は

$$w_{fi} = \int \frac{d^3 \vec{p}_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{e^2}{2E^2 \omega n^2} |\vec{p}|^2 \sin^2 \theta (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_2 - k) \quad (\text{B.23})$$

を計算すればよい*3。まず、 p 空間積分から実行していき、

$$\begin{aligned} w_{fi} &= \int \frac{d^3 \vec{p}_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{e^2}{2E^2 \omega n^2} |\vec{p}|^2 \sin^2 \theta (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_2 - k) \\ &= \int d^3 \vec{k} \frac{e^2}{2E^2 \omega n^2} |\vec{p}|^2 \frac{1}{(2\pi)^2} \sin^2 \theta \delta(E_1 - E_2 - \omega) \\ &= \int d(\cos \theta) d|\vec{k}| |\vec{k}|^2 2\pi \frac{e^2}{2E^2 \omega n^2} |\vec{p}|^2 \frac{1}{(2\pi)^2} \sin^2 \theta \delta(n\beta\omega \cos \theta - \omega) \\ &\quad (\because \text{エネルギー保存 B.3 式での電子の反跳成分を小さいとした。}) \\ &= \int d\omega n^3 \omega^2 2\pi \frac{e^2}{2E^2 \omega n^2} |\vec{p}|^2 \frac{1}{(2\pi)^2} \sin^2 \theta_c \frac{1}{n\beta\omega} \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

したがって、エネルギー ω の光子が放出される確率は

$$\frac{dw_{fi}}{d\omega} = \alpha \beta \sin^2 \theta_c \quad (\text{B.25})$$

ここで $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ は微細構造定数である。この単位を単位波長あたり、単位電子行程あたりの放出確率にすると、

$$\omega = \frac{|\vec{k}|}{n} = \frac{2\pi}{n\lambda} \quad (\text{B.26})$$

なので、

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w_{fi}}{d\lambda dL} &= \frac{2\pi\alpha}{n\lambda^2} \sin^2 \theta_c \\ &= \frac{2\pi\alpha}{n\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

を得ることができた。古典電磁気学を使って計算するよりもここで示した方が見通しよくすっきりしていることがお分かりいただけたら幸いである。

*3 デルタ関数の自乗については、例えばエネルギーの成分だけの場合、

$$\begin{aligned} |\delta(E - E')|^2 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} e^{i(E-E')t} dt \right|^2 \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left| \frac{\sin[(E - E')T/2]}{\pi(E - E')} \right|^2 \\ &= \frac{T}{2\pi} \delta(E - E') \end{aligned}$$

となるので、4成分を考えると

$$|\delta^4(p - p')|^2 = \frac{VT}{(2\pi)^4} \delta^4(p - p')$$

である。

参考文献

- [1] A. Suzuki et al. Nucl. Instr. and Meth. A **329** (1993) 299
- [2] T. Nishino, Master Thesis, University of Tokyo (2006)
- [3] S. Fukuda et al. Nucl. Instr. and Meth. A **51** (2003) 418
- [4] 鈴木大一郎編, "現代天文学講座 7 星の進化と終末", 恒星社 (1979)
- [5] M. Turatto arXiv:astro-ph/0301107 (2003)
- [6] J. R. Wilson et al. Astrophys. J. **295** (1985) 14
- [7] T. Totani et al. Astrophys. J. **496** (1998) 216
- [8] P. Vogel et al. arXiv:hep-ph/9903554 (1999)
- [9] D. H. Wilkinson, Z.Phys.A **348** (1994) 129
- [10] 'tHooft, G. Phys.Rev.Lett. **B37** (1971) 195
- [11] J. N. Bahcall et al. Phys.Rev B **51** (1995) 6146
- [12] R. Tomas et al. Phys.Rev D **68** (2003) 93013
- [13] E. Kolbe et al. Phys.Rev D **66** (2002) 13007
- [14] G. G. Raffelt Nucl.Phys B (Proc.Suppl.) **110** (2002) 254
- [15] K. S. Hirata et al. Phys.Rev D **38** (1988) 448
- [16] R. M. Binota et al. Phys.Rev.Lett. **58** (1987) 1494
- [17] K. Takahashi et al. Phys.Rev D **64** (2001) 93004
- [18] T. J. Loredo et al. arXiv:astro-ph/0107260 (2001)
- [19] J. Hosaka et al. Phys. Rev. D **73** (2006) 112001
- [20] K. Langanke et al. Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2629
- [21] 光学的に発見された超新星爆発のリストとして情報量が豊富なものは次があげられる。
<http://www.cfa.harvard.edu/cfa/ps/lists/Supernovae.html>
<http://www.rochesterastronomy.org/SNIMAGES/>
- [22] S. Ando et al. Phys.Rev.Lett. **95** (2005) 171101
- [23] K. Sumiyoshi et al. Phys.Rev.Lett. **97** (2006) 91101
- [24] Y. Suzuki, in *Proc.of the International Symposium on Neutrino Astrophysics: Frontiers of Neutrino Astrophysics*, edited by Y.Suzuki and K.Nakamura, (Universal Academy Press Inc., Tokyo,1993), number 5 in Frontier Science Series, p.61.
- [25] Y. Kobayashi, Master Thesis, University of Tokyo (1999)
- [26] V. L. Ginzburg, J.Phys.USSR **2**, **441** (1940)

謝辞

本研究を進めるにあたって多くの方にご指導していただき、心より感謝します。指導教官の作田誠先生には、スーパーカミオカンデ実験に参加する機会を与えていただきました。また作田先生からは、何事にも真直ぐに向かい合い、自分の研究に対して自信を持つためには決して気持ちに嘘をついてはいけないという研究者として最も大切なことを学びました。

吉村太彦先生からは学部4年生からご指導をいただき、修士課程に入ってからも気さくに話かけていただきました。理論家の視点からの貴重なアドバイスは重くそして刺激的でした。中野逸男先生は2002年のSK部分再建における学生ボランティアへの参加の機会を与えていただきました、今思い返すとその学生ボランティアなしでは今の私はなかったように思います。和田俱典先生には、放射線物理の学生実験でのTAを務めた際に大変お世話になりました、先生の貴重な武勇伝をお聞きするのがとても楽しかったです。田中礼三郎先生は学部時代の学年主任でもあり、岡山大学に入学して以来6年間に渡りお世話になりました、世界を飛び回る先生の姿は1年生の頃からずっと憧れです。

作田研究室の皆さんにも大変お世話になりました。同輩の杉原真央君には研究面だけでなく生活面でも心強い相談相手となっただけいただきました。M1の出原由規君には特に解析や実験装置のこと、コンピュータの設定など私の苦手なところをよく助けてもらいました。同じくM1の那須忠昭君には計算について、不学な私でもわかるようにとても丁寧に教えていただきました。4年生の浜田裕輔君には私があまり岡山にいないのにもかかわらず仲良く接していただきました。秘書の久保田雅子さんにはいろいろな手続きで本当にお世話になりました、細やかな心配りにいつもいつも感謝しています。昨年まで秘書を務めていただいた岩屋寿美さんには岡山での国際会議 NuInt の開催にあたり、尽力していただいただけでなく、普段から研究室内での話題作りに貢献していただきました。

就職された吉沢忠尚先輩にはよく食事に誘っていただきテンポのよい会話に何度となく励まされました。博士課程の松本宏樹先輩からは特に宇宙線等の物理だけでなく雑学から歴史までいろいろなことを学びました。同じく博士課程の内藤大輔先輩は私が神岡から帰ってくるといつも「おっ池田君おかえり」と声をかけてくださり嬉しかったです。沖田めぐみさんのほんわかした空気はつかみどころが無く好きでした。高橋尚也君には物理的な水泳と料理も教えていただきました、学部時代にみんなで集まってテスト前に勉強したのはとても楽しかったです。坂本愛理さんとはSK再建ボランティアと一緒に参加し、それ以来迷惑をかけっぱなしでお姉さんにまでいろいろお世話になりました。別宮智誌君はいろいろ迷惑をかけたもいつも笑顔でゆるしてくれました。美馬覚君は学部ころから私のよき理解者でありとても頼もしい友人で、いろいろな馬鹿なことに楽しく付き合ってくれて心より感謝します。森信彦君の研究に対するひたむきな姿にはいつも見習わされました。守田豊史さんは歳が同じなのに私の兄のようで、松本先輩にしかられながらたくさんの楽しい時間を過ごすことができました。岡林祐介君には研究で疲れているときにドーナツの差し入れをしていただきました。幸田康成君は大きな体で小動物のような性格が愉快でした。また、イラストレータに詳しく本論文の図の作成の際に助けてくれました。佐藤晴一君の謙虚ながらつよい志には関心させられました。村上允君は元気がよく、研究に疲れたときその元気をもらいました。

事務の峰博子さんは物理学科生の優しい姉のような方で、学部生の頃からよくお世話になりました。イニシアティブ秘書の福田敬子さんには、私の出張が多いために特に迷惑をおかけしました。

スーパーカミオカ共同研究者の皆様にも大変お世話になりました。鈴木洋一郎先生にはコラボレーション会議など、折に触れてアドバイスと激励をいただきました。中畑雅行先生には解析の要所要所でアドバイスをいただいただけでなく実験の難しさ、楽しさ、そして成功したときの嬉しさを教えていただきました。また鈴木先生と中畑先生には研究棟に卓球台を購入していただき、気分転換だけではなく皆さんとの交流の場としてとても楽しく使わせていただいています。

福田善之先生は、何も分からない私に解析について一から教えてくださり、最後の結果に至るまで丁寧に導いていただきました。竹内康雄先生からは毎週のミーティングの際に適切なアドバイスをいただいただけでなく、お忙しい時間に質問に伺ってもいつも優しく丁寧に教えてくださいました。小汐由介先生には低エネルギー事象の解析や MC の詳細について難しいことでも分かりやすく教えていただきました、また学生の良き話相手になってくださり日曜日には一緒に食事を作ったりと、時には友人のように接してくださいました。竹田敦先生には特に ATM のキャリブレーションと SK-II の超新星爆発の解析の際に大変お世話になり、モジュールの使いかたなど実験についての貴重な知識を得ることができました。関谷洋之先生には岡山大学イニシアティブ神岡実習において、実習の準備から機材の梱包と解といて検出器を作りデータを取るまで多くの時間を裂いていただき、大変お世話になりました。渡辺秀樹先生には超新星爆発について教わり、普段から数多くのアドバイスと励ましをいただきました。M. Vagins 先生は超新星爆発解析において数々のアドバイスをくださっただけでなく、投稿論文執筆に際して論文の構成や英語の添削など大変お世話になりました。M. B. Smy 先生からは低エネルギー事象解析方法を詳しく教えていただき、LINAC 較正の際には手際よく実験を進める術を教わりました。J. P. Cravens さんのユーモアの利いた会話はいつも新鮮でした。B. S. Yang 君からは韓国語を日本語で分かりやすく教えていただきました。

森山茂栄先生には、再建における PMT のシグナルチェックという私にとって SK での初めての仕事からお世話になりました。また時間較正においては様々なアイデアをいただき、私を支えてくださいました。塩澤真人先生には本研究だけでなく、イニシアティブ神岡実習でもお世話になり、実験のいろはを本当に楽しく学ぶことができました。早戸良成先生はどんな質問に対しても私の視点になってまじめ答えてくださり、また生活面でも大変お世話になりました。大林由尚先生には特に時間較正でお世話になりました。レーザーについても扱い方などの基礎から教わり、新レーザーのための暗箱作りの際などは工作技術も学ぶことができ、とても楽しかったです。安部航先生には日ごろ他愛もない会話に付き合っただけでなく、一緒になっているいろいろな問題に真剣に取り組んでくださいました。

神岡での長期滞在では本当にいろいろな人のお世話になり、楽しい思い出でいっぱいです。C. K. Jung 先生はよく私のことを気にかけてくれ、コラボレーション会議やシフトで神岡にいらした際にいろいろな話をしてくださいました。小林兼好さんにも学部時代からいろいろお世話になり、研究だけでなく、多くのことで相談に乗っていただきました。物理だけでなく音楽からスポーツ、何でも出来る加藤徳史さんにはいつも驚かされ、本当に尊敬しています。R. Terri さんは、会話の中で聞き取れない英語を何度聞き返してもいやな顔せず、私のつたない英語も辛抱強く聞いてくださりとても感謝しています。小川洋先生には様々なレクリエーション行事に誘っていただきました。亀田純先生は廊下ですれ違ったときでもよく話かけてくださり、人恋しい神岡でそのように気を配っていただいたのが嬉しかったです。佐治超爾先生には解析でお世話になっただけでなく、七輪での焼肉をご馳走になったときには感動しました。中山祥英先生はコラボレーション会議前日でも悠々と遅くまで発表の準備なさっていて、隣で焦っている私にはとても心強かったです。樋口格先生がシグナルチェック用暗室のインターロックシステムを作られるのをお手伝いさせていただいたのがとても楽しかったです。三浦真先生とは温泉でよく一緒になり、いろいろなお話をしました。山田悟先生との卓球では、油断するとすぐにスマッシュが飛んできます。

南野彰宏先輩には解析で行き詰ったときにヒントをいただき、また海やサッカーや野球などで様々な気分転換に付き合ってくださいました。武長祐美子先輩の発表での落ち着いた様子はとても勉強になります。西野玄記先輩は特にエレクトロニクスについて丁寧に教えてくださり、修士論文の貴重な資料を提供していただきました。三塚岳先輩の食べている大盛り焼きそばはとても羨ましかったです。卒業なさった佐藤哲也先輩にはいろいろな悩みを聞いてもらいました。I. S. Jeong さんからは韓国の文化について興味深い話を沢山聞くことができました。

飯田崇史君は同じ Lowe group そして Calib group の member として共に励ましあいながら、数々の壁を乗り越えることができました。しっかり者の彼にはいつも頼ってばかりで、特に実験のときはそっかしい私をしっかりリードしてくれました。石原千鶴枝さんには神岡以外でも学会先などでお世話になりました。彼女が3の方シフトのときに、たまにおすそ分けしてもらった夜食が美味かったです。上島考太君にはよく休憩の話相手になってもらい、物理だけでなく将来のことなどを語り合いました。また彼のお母さんからの届く心温まる差し入れもよくいただきました、この場を借りて上島君のお母さんにもお礼を申し述べたいと思います。石井博明君には神岡にいないときにも何度も電話をかけて迷惑をおかけしましたが彼の声にいつも癒されました。小池貴君とも学会のときや、シフトで神岡にいるとき皆と一緒に語りました、石井君も小池君も就職した後も神岡に是非遊びに来てください。田中隆之君にはキャリブレーションの仕事で大変お世話になりました。また、私達 M2 の仕方ない企画にも快く乗ってくれてとても嬉しかったです。古瀬雄一君には、もっともっと仲良くなりたいと思うような魅力があります。今度是非卓球をやりましょう。

古田登さんには気持ちよく実験出来る環境を常に整えていただきました。水畑実さんと話していると父親と話しているみたいで、嬉しかったです。熊丸誠一さんには何度も坑口に迎えにきていただきました。秋本真利さんと朝に挨拶すると一日が気持ちよく始められます。大倉洋子さんには卓球で大変お世話になりました、大倉さんは一番のライバルです、今後とも切磋琢磨していきましょう。いろいろな手続きでお世話になった岡田英理さんの関西弁は暖かくて好きです。前田由香利さんには寮の予約で何度もご迷惑をおかけし、その度に調整をしていただいて本当に感謝しています。片山さんには私の整頓できていない研究室をいつもきれいにしていただき、散らかったペン達のためにペン立てまで用意していただきました。また美味しい手料理の差し入れも言葉にならないくらい嬉しかったです。影山さんとは、いつも楽しく話しをさせていただき、時に母のように私達の健康を気遣ってくださいました。ドミトリーの皆さんには長期滞在中は毎日部屋の掃除をしていただき、食事に洗濯までしていただき、少し甘え過ぎた気がします。これからは何事も自分でやるよう努力します。

また、長い間我々研究者の足として活躍し続けてくれ、昨年12月にその役目を終えた神岡鉄道のおくひだ1号、2号に感謝します。

この謝辞を書きつつ本当に沢山の人の人に出会い、お世話になってきたのだなとつくづく思いました。私は人と歩いていると、自分では真直ぐ歩いているつもりが、よく「ふらふらするな」としかられることがあります。どうも歩くのが苦手なようです。同じように、やはり生きるのも不器用で、気づかぬうちに周りの人には本当に沢山の迷惑をかけてきたのだと、この謝辞を読み返す度に反省することだと思えます。しかしながら、どの場面を振り返っても、そこにはたよりない私を導いてくださる先生方がいて、転げそうな私を支えてくれる友人がいます。名前を挙げだしたらきりがありませんが、そのような私を支えてきた全ての人に、もう一度心よりお礼を申し述べます。

最後になりますが、生まれてからずっと私を支えてきてくれた家族に感謝します。改めて言うのも照れくさいですが皆のことが大好きです。そして、池田家の一員として生まれてきたことを、誇りに思います。

皆
様

ほんとうにほんとうに
ありがとうございました

二〇〇七年 池田一得

索引

- ATM, 4
- delayed explosion, 12
- d_{wall} cut (gamma cut), 27
- First reduction, 23
- Fit stability test (GRINGO), 24
- Flasher, 30
- GONG, 7
- goodness, 19
- HE トリガー, 6
- HITSUM, 6
- IMB 検出器, 15
- Kamiokande 検出器, 15
- LE トリガー, 6
- Livermore group, 12
- Multiplicity, 30
- N_{eff} , 21
- $ovaQ$ cut, 27
- PBBO, 47
- PMTSUM, 6
- R_{mean} , 30
- SCH, 6
- significance, 19
- SK 検出器, 2
- 位置分解能, 28
 - エネルギー分解能, 28
 - 角度分解能, 28
 - 光電面被覆率, 28
- SLE トリガー, 6
- SMP, 6
- spallation product, 26
- spallation カット (SPACUT), 24
- $Sumdir$, 40
- time-walk, 45
- TKO, 4
- TQmap, 46
- TRG, 7
- 暗電流, 3
- I 型超新星, 8
- 宇宙線ミュオン粒子, 24
- エネルギー再構成, 21
- 応答時間構成システム, 46
- 核崩壊型超新星爆発, 9
- 外水槽, 3
- グリッド点, 19
- 光電子増倍管, 3
- 光電面被覆率, 28
- 黒色矮星, 9
- 色素レーザー, 47, 48
- 収光率, 28
- 主系列星, 8
- 事象再構成, 18
- の方向, 20
 - 発生点, 18
- 重力崩壊, 10
- 赤色巨星, 9
- 炭素爆燃型超新星爆発, 9
- 地磁気補償コイル, 2
- 窒素レーザー, 47, 48
- チャンスコインシデンス, 31
- チャンドラセカール質量, 9
- 中性化バースト, 11, 37
- 中性子星, 10
- の冷却, 12
- 超新星爆発, 11
- 電子の縮退圧, 9
- 電子捕獲過程, 9
- 内水槽, 3
- II 型超新星, 8
- ニュートリノ球, 11
- バイアルカリ光電面, 3
- 光分解, 11
- ブラックホール, 12
- ヘリウムフラッシュ, 9
- 有効体積, 23
- 量子効率, 3
- チェレンコフ光, 1, 60