

# 修士学位論文

スーパーカミオカンデにおける超新星爆発観測用 DAQ の開発と  
遠い超新星爆発探索の最適化

森 正光

京都大学大学院 理学研究科

物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室  
高エネルギー物理学研究室

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>研究背景</b>	<b>4</b>
1.1	超新星爆発	4
1.1.1	星の進化	4
1.1.2	超新星爆発のエネルギー	6
1.1.3	過去の超新星爆発と頻度	6
1.1.4	超新星爆発の分類	6
1.2	重力崩壊型超新星爆発	7
1.2.1	星の安定性	7
1.2.2	重力崩壊	8
1.2.3	超新星爆発とニュートリノ	10
1.3	SN1987a の観測	14
1.4	まとめ	15
<b>第 2 章</b>	<b>スーパーカミオカンデ実験</b>	<b>17</b>
2.1	スーパーカミオカンデ (SK) の概要	17
2.1.1	SK の物理	17
2.1.2	SK での超新星爆発観測	19
2.2	検出器の構造	22
2.2.1	20 インチ光電子増倍管	23
2.2.2	SK の水純化システム	25
2.2.3	動作原理	27
2.3	SK の DAQ	27
2.3.1	QBEE	28
2.3.2	マスタークロックモジュール	30
2.3.3	ソフトウェアトリガー	30
2.3.4	バッファオーバーフロー	31
2.4	まとめ	33
<b>第 3 章</b>	<b>新 DAQ の開発</b>	<b>34</b>
3.1	SN module	34
3.1.1	SN module の概要	34
3.1.2	SN module の動作	35
3.1.3	SN module と QBEE の連携	36
3.2	veto module	36
3.2.1	FPGA	37
3.2.2	veto module の開発	38
3.2.3	veto 信号の概要	40
3.2.4	veto module の動作	41

3.3	まとめ	44
<b>第 4 章</b>	<b>LD バーストテスト</b>	<b>45</b>
4.1	LD バーストについて	45
4.1.1	LD バーストの時間構造	45
4.1.2	回路	46
4.1.3	モニター PMT	48
4.1.4	LD	50
4.1.5	ランダムクロックジェネレータ	50
4.1.6	行った LD バースト	52
4.2	SN module での LD バーストの観測	53
4.2.1	ピークの積分方法	53
4.2.2	LD の光った回数との相関	54
4.3	QBEE での LD バーストの観測	56
4.3.1	タンク内の位置	56
4.3.2	電荷とエネルギー	56
4.3.3	LD の光った回数との相関	58
4.3.4	QBEE のエラー	60
4.4	veto パラメータの決定	63
4.4.1	SN トリガーの発行数	63
4.4.2	veto パラメータ	65
4.5	まとめ	67
<b>第 5 章</b>	<b>veto module の性能評価</b>	<b>68</b>
5.1	性能評価試験	68
5.1.1	目的	68
5.1.2	セットアップ	68
5.1.3	測定バースト	70
5.1.4	QBEE のエラーの比較	71
5.1.5	veto 信号の再構成	73
5.1.6	QBEE のヒット情報の比較	74
5.1.7	考察	75
5.2	まとめ	77
<b>第 6 章</b>	<b>超新星爆発のモンテカルロシミュレーション</b>	<b>79</b>
6.1	超新星爆発の MC	79
6.1.1	目的	79
6.1.2	超新星爆発の MC の方法	80
6.1.3	結果	80
6.1.4	カット条件の決定	85
6.2	まとめ	88
<b>第 7 章</b>	<b>スーパーカミオカンデにおける超新星爆発探索</b>	<b>89</b>
7.1	方法	89
7.1.1	探索方法の詳細	89
7.2	実際の探索	90

7.2.1	探索データ	90
7.2.2	見つかったクラスター	90
7.2.3	クラスターの評価	92
7.3	結果と展望	94
<b>第 8 章</b>	<b>結論と展望</b>	<b>96</b>
8.1	veto module	96
8.1.1	結論	96
8.1.2	展望	96
8.2	超新星爆発探索	97
8.2.1	結論	97
8.2.2	展望	97
<b>付録 A</b>		<b>98</b>
A.1	ニュートリノ	98
<b>付録 B</b>		<b>99</b>
B.1	PMT	99
	謝辞	<b>100</b>

# 第1章 研究背景

本研究はスーパーカミオカンデ（以下SK）における、超新星爆発の観測DAQ(Data Acquisition System)の開発とSK-IVのデータを使用した超新星爆発の探索である。SKでは、ニュートリノをとらえることで、超新星爆発を観測することができる。超新星爆発は宇宙の元素合成で重要な役割を果たしていると考えられており、観測と理論計算の両方から研究がすすめられているものの爆発の機構には未だに未解明な部分が多い。本章では、超新星爆発の物理とそれによって放出されるニュートリノの物理を述べる。

## 1.1 超新星爆発

超新星爆発は太陽の8倍以上の質量をもつ星がその一生を終えるときに大爆発を起こす現象である。その時に  $10^{53}$  erg もの莫大な重力エネルギーを放出し、その99%はニュートリノとして放出される。

### 1.1.1 星の進化

恒星は内部が高温高圧になることにより、内部で核融合が起こり、その圧力で自己重力による収縮を支えている。核融合では、図2.3によると星の分布は、対角線上に多く分布していることが分かる。この対角線上に乗っている恒星は、主系列星と呼ばれ、比較的若く緩やかに核融合をしている星である。主系列星では、核融合は水素を燃料として、ヘリウムを作る反応が起こっている。そのため星の内部にはヘリウムがたまっていくことになる。図2.3の右上にも星は分布しているが、これは、時間がたち核融合の燃料として、水素を使い果たし、ヘリウムを使って輝いてる星で赤色巨星と呼ばれる。

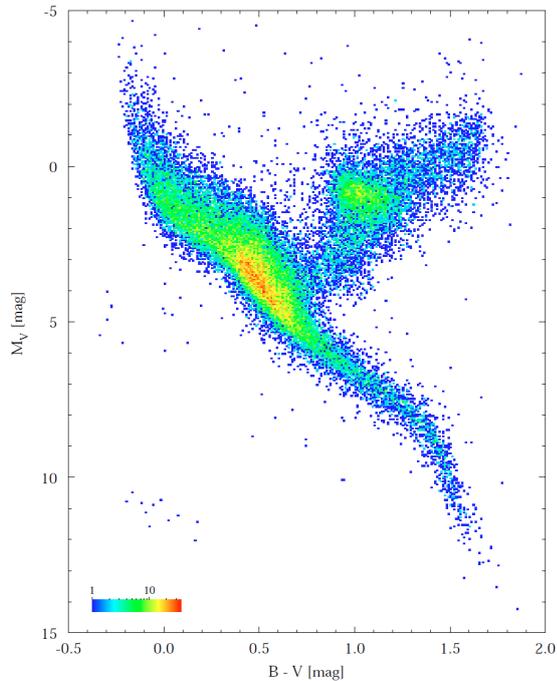


図 1.1: 太陽近傍にある 41,704 個の恒星に対する HR 図、縦軸は絶対等級、横軸は色指数で温度を表す。HR 図は天体の明るさと温度の相関を表した図で恒星の進化を理解するのに重要である。[1]

星の一生は、その質量によって異なる。星が自己重力と釣り合って形を保つためには圧力が必要であり、そのため重い星では、軽い星よりも中心部分は高温高压である。また核融合のクーロン障壁は原子番号  $Z$  の二乗  $Z^2$  に比例するので重い原子核が反応するためには高温である必要がある。そのため重い星では核融合が激しく進むことになり、結果として燃料を早く消費してしまい、軽い星では寿命が数十億年から数百億年に対して、重い星では、数十万年から数百万年となる。次に星の最後を見ていく。まず、質量が  $M_{\odot}$  以下（ここで  $M_{\odot}$  は太陽質量）の恒星では、ヘリウム燃焼も起きなくなると、ゆっくり冷えて、重力により収縮していく、最終的には電子の縮退圧で重力と釣り合うとこまで縮み大きさ  $R_{\odot}/100$  程度の白色矮星となる（ここで  $R_{\odot}$  は太陽半径）。質量が  $8M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$  の星はヘリウムで作られた C や O 等の元素も核融合を起こし、より原子番号の大きい元素もできていく、最終的に核融合によって O+Ne+Mg までの元素ができる。  $M > 10M_{\odot}$  の恒星では、核融合は鉄 Fe まで進む。全元素中 Fe は結合エネルギーが最も大きく安定である。  $M > 8M_{\odot}$  以上の星で核融合が進まなくなり、自己重力とによって重力崩壊をすると、超新星爆発を起こす。質量によって最終的に残るものは異なり、  $8M_{\odot} < M < 30M_{\odot}$  の星は超新星爆発のあとに、中性子で構成された大きさ 10 km 程度の中性子星が残る。  $30M_{\odot}$  よりも重い星は、超新星爆発の後にブラックホールになる。白色矮星・中性子星・ブラックホールの大きさはそれぞれ  $10^3\text{--}4$  km, 10 km,  $3(M/M_{\odot}) \sim 100$  km と天体の中で比較的小さいので、コンパクト星と呼ばれている。

### 1.1.2 超新星爆発のエネルギー

超新星爆発は宇宙で最もエネルギーの大きい爆発現象の一つで、そのエネルギーは主にニュートリノ  $E_\nu$  として放出される。それ以外にも、ガンマ線  $E_\gamma$ 、噴射物質の運動エネルギー  $E_{\text{kin}}$  として放出される。そのエネルギーはそれぞれ、

$$E_\nu \sim 10^{53} \text{ erg}, E_{\text{kin}} \sim 10^{51} \text{ erg}, E_\gamma \sim 10^{49} \text{ erg}, \quad (1.1)$$

となる。これからわかるように全エネルギーのおよそ 99% はニュートリノとして放出され、そのエネルギーは太陽の静止エネルギー  $M_\odot c^2 \sim 10^{54} \text{ erg}$  に達する。ニュートリノのエネルギーの 1% が運動エネルギー  $E_{\text{kin}}$  に 0.01% が光子のエネルギーに転換されるが、この割合は、第一原理からは未だに理論的に求められてはいない。

超新星爆発の明るさはそのピークで絶対等級で  $\sim -19$  等級に達し光度に換算すると、

$$L \sim 3 \times 10^9 L_\odot \sim 10^{43} \text{ erg/s} \quad (1.2)$$

になり、これは銀河の光度に匹敵する。ここで  $L_\odot$  は太陽光度を表す。地球近傍で起きた場合昼間の肉眼でも観測可能であり実際歴史上超新星爆発を観測したと思われる記述が明月記などに記載されている。

### 1.1.3 過去の超新星爆発と頻度

前節 1.1.2 で述べたように地球近傍で起こった場合は肉眼で観測可能であり、また 1987 年には初となるニュートリノでの観測にも成功している。それらをまとめると表 1.1 になる。

表 1.1: 代表的な超新星爆発

爆発年	場所	距離 (kpc)
1006	おおかみ座	2.18
1054	牡牛座	2.0
1181	カシオペア座	2.0-3.2
1572	カシオペア座	4
1604	蛇遺座	3.3
1987	大マゼラン星雲	51.4

超新星爆発の頻度は 1 銀河あたり、およそ 100 年に 1 度程度である。また宇宙の銀河の密度は

$$n_g \sim 0.01 \text{ Mpc}^{-3} \quad (1.3)$$

であり宇宙の大きさを  $d \sim 100 \text{ Gpc}$  とすると宇宙全体でおよそ 1 秒に 1 回超新星爆発が起こっていることになる。そうして過去に起こった超新星爆発からのニュートリノが超新星背景ニュートリノとして宇宙空間に飛び交っていると予想されている。

### 1.1.4 超新星爆発の分類

超新星爆発は光学観測によるスペクトルの分類でいくつかの種類に分けることができる。まず、水素 (H) 線の有無で I 型か II 型に分けることができる。ある場合が I 型に分類され、ない場合が II 型になる。次にケイ素 (Si) 線の強弱により、ケイ素線が強く出る Ia 型と弱い Ib または Ic 型に分けられる。b または c の分類はさらにヘリウム (He) 線の有無で決まり、ある場合が b 型とない場合の c 型に分けられる。さらに II

型は爆発後の光度曲線の観測により、光度が一定の時期があるものを II-P 型 (P:Plateau) 光度が線形に減衰するものを II-L 型 (L:Linear) に分けられる。これを図にまとめると図 1.2 のようになる。

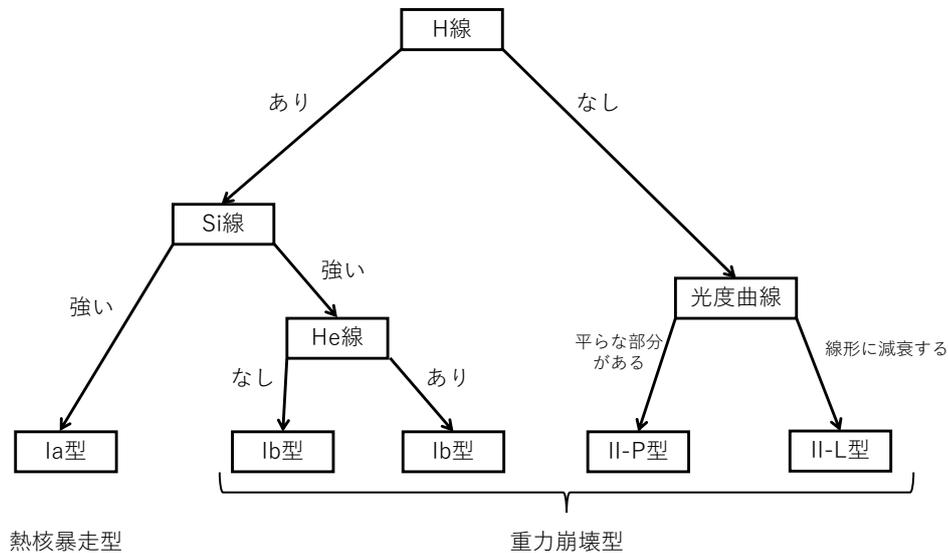


図 1.2: 光学観測による超新星爆発の分類

この分類は純粋に観測によるものであるが、超新星爆発の物理にも関係がある。Ia 型は熱核暴走型、それ以外は重力崩壊型超新星爆発となる。本研究では、ニュートリノ観測による超新星爆発の観測を目指すのでニュートリノ放出を伴う重力崩壊型超新星爆発を対象とする。Ia 型は重力崩壊型ではないものの、観測された光度に補正を施すとほぼ一定の光度曲線に乗ることが知られており、宇宙の距離を測るうえでの標準光源として使われる。そして Ia 型の観測により宇宙の加速膨張が明らかになった [2][3]。

## 1.2 重力崩壊型超新星爆発

前述したとおり、超新星爆発には大きく分けて熱核暴走型と重力崩壊型がある。本研究はニュートリノが放出される重力崩壊型超新星爆発を対象としている。本節ではその機構とニュートリノが重力崩壊型超新星爆発でどのようにかかわっていて、ニュートリノはどのように放出されるかの放出機構について述べる。

### 1.2.1 星の安定性

前述のとおり恒星は、自己重力と核融合による輻射の圧力が釣り合うことで形を保っている。主系列星などは、収縮すると重力よりも圧力の方がより強まるので力の釣り合いを保ちながら準静的に収縮していく、それでは星内部ではどのように釣り合いを保っているのであろうか、まずは、その条件を考える。簡単のため、星は球対称だとする。星は平衡状態にあるので、自己重力

$$-\frac{Gm_r}{r^2}\rho \quad (1.4)$$

と圧力勾配

$$-\frac{dP}{dr} \quad (1.5)$$

が釣り合っている。ここで、 $r$  は半径、 $P$  は圧力、 $\rho$  は密度、 $G$  は万有引力定数、 $m_r$  は半径  $r$  内に存在する内包質量である。今、星が収縮して密度に摂動が加わり

$$\rho \rightarrow \rho(1 + \epsilon) \quad (1.6)$$

になったとする。この時圧力は、断熱指数は

$$\gamma \equiv \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_S \quad (1.7)$$

である。ここで添え字はエントロピー  $S$  を止めた偏微分であることを表す。これを使うと

$$P \rightarrow P(1 + \gamma\epsilon) \quad (1.8)$$

となる。今、内包質量は変わらないので、

$$dm = 4\pi\rho r^3 dr \quad (1.9)$$

の左辺は変わらない。従って  $\rho$  の変化の最低次の項を打ち消すために半径  $r$  は

$$r \rightarrow r \left( 1 - \frac{1}{3}\epsilon \right) \quad (1.10)$$

と変化しなければならない。よって自己重力は

$$-\frac{Gm_r}{r^2} \rho \rightarrow -\frac{Gm_r}{r^2} \rho \left( 1 + \left( 1 + \frac{2}{3} \right) \epsilon \right) \quad (1.11)$$

と変化して圧力勾配は

$$-\frac{dP}{dr} \rightarrow -\frac{dP}{dr} \left( 1 + \left( \gamma + \frac{2}{3} \right) \epsilon \right) \quad (1.12)$$

と変化する。もしこのときに圧力勾配 < 自己重力となれば星は重力を支えきれずさらにつぶれ、重力崩壊が起こる。この条件は

$$\gamma < \frac{4}{3} \quad (1.13)$$

の時に起こる。

## 1.2.2 重力崩壊

それでは、恒星内部においてどのような場合に断熱指数が  $\gamma < \frac{4}{3}$  となるのであろうか。まずは、重力崩壊を起こす前の恒星の内部状態について述べる。星の表面から順番に含まれる元素が重くなっていく玉ねぎ状の構造をしている。節 1.1.1 で述べたように超新星爆発を起こす星の内部状態はその質量によって、2種類に分けられる 1.3。

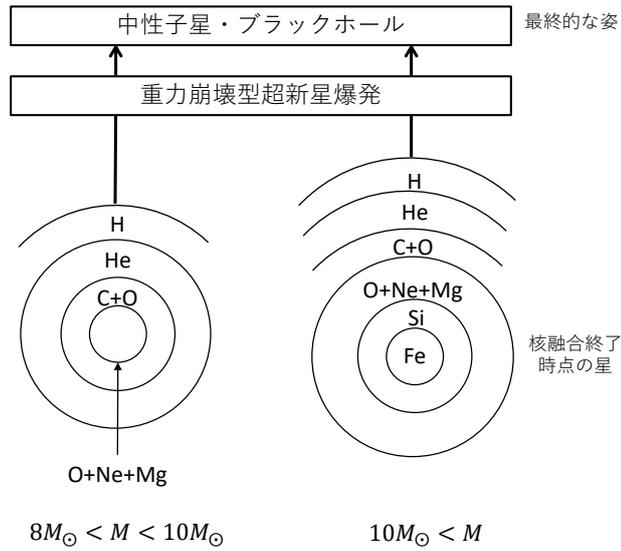


図 1.3: 恒星の質量による最終段階の違い。

質量が  $8M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$  の星はコアが O+Ne+Mg でできている。このタイプの恒星はコアの電子の縮退圧で重力を支えている、コアの密度は  $\rho \sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$  で、コアの原子核が電子を捕獲することで (式 1.14) 重力崩壊が起こる。電子が捕獲され電子の縮退圧が減ると中心部の密度がさらに高まり収縮が加速してついに重力崩壊を起こす。電子の縮退圧で支えられる最大質量をチャンドラセカール質量と呼ぶ。



質量が  $M > 10M_{\odot}$  の場合は、最終的なコアが鉄 Fe でできている。鉄は最も安定な元素なので、それ以上は核融合が進まず、自己重力で圧縮されていく、コアが圧縮されていくとコアの温度が上がっていき、 $T \sim 5 \times 10^9 \text{ K}$  になると、Fe の光分解が始まる (式 1.15)。この反応は吸熱反応なので、コアの温度が下がり、圧力も下がりさらに収縮していくことになる。



さらに密度が上がるとヘリウム原子核も核子に分解される。



なお、鉄の光分解が起こる場合でも電子捕獲 (式 1.14) は起こり、電子の縮退圧が減少してさらに収縮していくことになる。コアが重力崩壊をはじめ密度がさらに高まり、密度が  $\rho \sim 3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$  に達すると近距離力の核力の斥力が効いてきてコアは極めて硬くなり、収縮がとまり膨張に転じる。これを反跳といい、外側の収縮を続ける部分とぶつくと衝撃波が形成され、衝撃波が外側まで伝わると超新星爆発となる。しかし衝撃波の伝搬過程でも光分解は起こり、衝撃波のエネルギーは減少して途中で止まってしまう。これを衝撃波の停滞という。ニュートリノは停滞した衝撃波にエネルギーを与え復活させるという役割がある。

### 1.2.3 超新星爆発とニュートリノ

恒星の重力崩壊の様子を述べたが、重力崩壊のトリガーとなる電子捕獲反応では、ニュートリノが生成される。また、爆発の課程においてニュートリノは重要な役割がある。まず超新星爆発で起こるニュートリノの反応を見ていく。

- 自由核子によるニュートリノの吸収と放出

$$\nu_e + n \leftrightarrow p + e^- \quad (1.17)$$

$$\bar{\nu}_e + p \leftrightarrow n + e^+ \quad (1.18)$$

この反応は停滞した衝撃波にエネルギーを与えるのにもっとも重要な反応である。この反応は荷電カレント反応であることに注意する。ニュートリノのエネルギーが 100 MeV 以下の時には電子以外の荷電レプトンは質量が大きいため生成できないので、電子型ニュートリノのみが寄与することになる。この反応は反応断面積がニュートリノのエネルギーの 2 乗に比例するので、高エネルギーのニュートリノほどよく反応する。

- 自由核子によるニュートリノ散乱

$$\nu + N \leftrightarrow \nu + N \quad (1.19)$$

この反応は中性カレント反応なので、ニュートリノの種類関係なく起こる。ほぼ 0 と近似できるニュートリノの質量と比べて核子の質量は 1 GeV 程度なので、ニュートリノはほぼ等エネルギー散乱をする。この反応もエネルギーの 2 乗に比例するので核子が豊富に存在するコア反跳後の衝撃波下流では、この反応がニュートリノに対する光学的な厚み  $\tau$  に寄与している。散乱方向は非等方で後方への散乱が多い。ここで  $\tau$  はニュートリノの平均自由行程  $l_{\text{mfp}}$  を用いて

$$\tau = \int_r^\infty \frac{1}{l_{\text{mfp}}} \quad (1.20)$$

と表せる。また  $l_{\text{mfp}}$  はニュートリノのエネルギーを  $\varepsilon_\nu$ 、原子核の質量数を  $A$ 、密度を  $\rho$  とすると

$$l_{\text{mfp}} \sim 10^7 \text{ cm} \left( \frac{\varepsilon_\nu}{10 \text{ MeV}} \right)^2 \left( \frac{A}{56} \right)^{-1} \left( \frac{\rho}{10^{11} \text{ g/cm}^3} \right)^{-1} \quad (1.21)$$

と評価される。

- 原子核によるニュートリノの吸収放出

$$\nu_e + (Z, A) \leftrightarrow (Z + 1, A) + e^- \quad (1.22)$$

この反応は、核子が原子核に束縛されていることを除けば、自由核子との反応と同じである。ここで、反電子型のニュートリノの吸収放出を含めていないのは、原子核の反応が重要になるのはニュートリノトラッピングまでの重力崩壊段階であり、そこでは、温度が低く電子が強く縮退していて、反電子型のニュートリノがほとんど存在しないからである。電子が縮退しているとパウリの排他律のため対生成で電子・反電子対を生成できないからである。

- 原子核のコヒーレント散乱

$$\nu + A(Z, N) \leftrightarrow \nu + A(Z, N) \quad (1.23)$$

この過程は原子核とニュートリノの中性カレント反応であり、式 1.22 と違うのは原子核の始状態と終状態が同じである点である。これは、弾性散乱に対応している。弾性散乱のときには異なる核子からの散乱は正の干渉により反応率が飛躍的に大きくなる。これを特にコヒーレント散乱と呼ぶ。もちろん原子核の励起を伴う非弾性散乱もあるが、その場合異なる軌道にいる核子による散乱波の振動数は一般的に異なるためこのような散乱は起こらない。

- 電子・陽電子のニュートリノ散乱

$$\nu + e^\pm \leftrightarrow \nu + e^\pm \quad (1.24)$$

$$\bar{\nu} + e^\pm \leftrightarrow \bar{\nu} + e^\pm \quad (1.25)$$

この反応はレプトン同士の反応であり、この反応は核子との反応と比べても 1 桁以上小さく、断面積もニュートリノのエネルギーの 1 乗にしか比例しない。なので、ニュートリノに対する光学的な厚みには寄与しない。しかし、電子の質量が 0.511 MeV と超新星ニュートリノの典型エネルギーと比べて軽いので、ニュートリノのエネルギー変化は核子との反応に比べて、きわめて大きくなるので、ニュートリノのエネルギースペクトルに対するこの散乱は重要になる。ニュートリノが熱平衡になるためには、エネルギー交換を伴う相互作用が必要である。電子型ニュートリノはそれが吸収放出反応であるのに対し、ミュー型、タウ型のニュートリノでは、この電子・陽電子散乱である。電子型ニュートリノは荷電カレント反応と中性カレント反応の両方で反応するが、ミュー型とタウ型は中性カレントのみを通して反応する。

- ニュートリノによるニュートリノ散乱

$$\nu_f(\bar{\nu}_f) + \nu_{f'}(\bar{\nu}_{f'}) \leftrightarrow \nu_f(\bar{\nu}_f) + \nu_{f'}(\bar{\nu}_{f'}) \quad (1.26)$$

ここで、 $\nu_f$  は任意のフレーバーのニュートリノを表す。この反応は電子・陽電子散乱と似ていて、ニュートリノの質量が無視できるほど軽い。なので、この散乱には大きな反跳が一般に伴い、ニュートリノエネルギーを効率よく変化させる。この反応はニュートリノが豊富に存在する領域でのみ効いてくる。反応率の大きさは電子・陽電子散乱と同程度なのでニュートリノに対する不透明度には寄与しないが、r-process の元素合成の過程などニュートリノのスペクトルが重要な過程では、無視できない可能性がある。

- 電子・陽電子対によるニュートリノ対の生成と吸収

$$e^- + e^+ \leftrightarrow \nu_f + \bar{\nu}_f \quad (1.27)$$

この過程はミュー型やタウ型のニュートリノのように、対応する荷電レプトンから荷電カレント反応を通して生成できないニュートリノの生成過程として重要である。この反応はファインマンダイアグラムを考えると電子・陽電子散乱の入力チャンネルを入れ替えただけのものである。この反応により超新星爆発では、全フレーバーのニュートリノが生成される。

- ニュートリノ対によるニュートリノ対の生成と吸収

$$\nu_f + \bar{\nu}_f \leftrightarrow \nu_{f'} + \bar{\nu}_{f'} \quad (1.28)$$

この過程はニュートリノ同士の散乱過程の入力チャンネルを入れ替えたもので、中性カレントを通して起こる。反応率はニュートリノ散乱と同程度決して大きくないが、フレーバーの入れ替えが起こる。この反応はミュー型とタウ型の生成反応ともみなせ、フレーバー間でエネルギー交換が起きる。

- 核子によるニュートリノ対の制動放射と吸収

$$N + N' \leftrightarrow N + N' + \nu_{f'} + \bar{\nu}_{f'} \quad (1.29)$$

この反応は核子同士の散乱にともないニュートリノ対が生成消滅する反応である。1体の核子からペアを作る反応は運動量とエネルギーの保存則を同時に満たせなくなるためもう1体の核子が必要である。核子同士の散乱の計算は難しいが、ミュー型とタウ型のニュートリノ生成で陽子・電子対消滅と同程度の断面積がある。特にコア中心部のような電子が強く縮退して陽電子の生成が抑制されるのでこの反応によるニュートリノ対の生成が重要になってくる。

- プラズモンによるニュートリノ対の生成と吸収

$$\gamma^* \leftrightarrow \nu_f + \bar{\nu}_f \quad (1.30)$$

プラズモンは電子のプラズマ振動が量子化されたものである。プラズマ振動には、横波で密度ゼロの極限で通常の電磁波放出につながるモードと同じ極限で対応するものない有限温度でのみ生じる縦波のモードが存在してそれぞれ異なった分散関係を持つ。どちらのモードも電子をとしてニュートリノ対に崩壊するが、一般に横波モードの方が大きい。重力崩壊前の大質量星コアから放出されるニュートリノを生み出す過程としては、電子・陽電子対消滅とらんで重要である。

このように超新星爆発では様々な物理過程でニュートリノが反応することが分かる。ここからは重力崩壊から超新星爆発に至るまででどのようにニュートリノが放出されるかを時間順に見ていく [4]。

#### 1. 重力崩壊の開始

コアの質量がチャンドラセカール質量を超えたあたりで重力崩壊が始まる。重力崩壊が一度始まるとコアの密度と温度が高まり、電子捕獲と原子核の光分解反応に正のフィードバックがかかり、重力崩壊は暴走していくことになる。この過程では、電子捕獲反応により電子ニュートリノが生成される。重力崩壊するコアは亜音速で収縮する内部コアと、超音速で収縮する外部コアに分かれる。

#### 2. ニュートリノトラッピング

コアの密度が  $\rho \sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$  に達すると、原子核によるコヒーレント散乱により、ニュートリノでさえ、外に自由に出られなくなる。これをニュートリノトラッピングといい、ニュートリノが物質と相互作用する境目をニュートリノ球と呼ぶ。

#### 3. 内部コアの反跳

重力崩壊から数百 ms に内部コアの密度が原子核の密度  $\rho \sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$  になると、核力が急に効くようになり内部コアが重力崩壊を止めて反跳する。このときに収縮する外部コアとの境目に衝撃波が生じる。

#### 4. 中性子化バースト

衝撃波が、ニュートリノ球の表面に達すると衝撃波によって加熱を受けた原子核が光分解によって、核子まで分解されることになる。電子捕獲反応は原子核よりも単一の核子の方がはるかに大きいので、衝撃波がニュートリノ球の内側にいる間はニュートリノは放出されないが、ニュートリノ球を超えてニュートリノが自由に出られる領域に達するとニュートリノは直ちに放出されるようになる。この反応は物質の中性子化に他ならないので、中性子化バーストと呼ばれる。中性子化バーストは数 ms の間に電子ニュートリノのルミノシティが  $L_{\nu_e} \sim 10^{53} \text{ erg/s}$  に達し、 $10^{51} \text{ erg}$  のエネルギーを放出する。

#### 5. 衝撃波の停滞

衝撃波は外部コアを伝搬して光分解でエネルギーを使うので徐々に弱まっていく、衝撃波の全エネルギーは  $E \sim 5 \times 10^{51} \text{ erg}$  程度である。また衝撃波が外部コアを伝搬する時のエネルギー損失を見積も

ると式 1.31 程度である。このことにより、衝撃波は外部コアの質量が  $0.5M_{\odot}$  以上のときは外部コアで止まってしまう。シミュレーションでは外部コアの質量は  $0.9M_{\odot}$  と見積もられるので途中で止まってしまう。

$$E_{\text{loss}} \sim 4 \times 10^{50} \text{ erg} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \quad (1.31)$$

## 6. ニュートリノ加熱

内部コアには外側から物質が降り積もり、原始中性星が形成される。原始中性子星は通常の中性子星とは違い陽子と電子がまだ比較的豊富に存在する。原始中性子星は1分ほどの時間でニュートリノを放出して冷却していく。このときのエネルギーは  $10^{53}$  erg で超新星爆発のエネルギーの大部分を担う。このときに放出されたニュートリノが核子によって吸収されると、再び衝撃波が加熱されて停滞から約 500 ms たって復活する。このときに寄与するニュートリノはほとんど、電子、反電子型のニュートリノである。

## 7. 光学的な超新星爆発

復活した衝撃波は、星の表面に向かって伝搬していく。このとき中性化バーストの時と同じように原子核の光分解をしながら伝搬していく。そして、電磁波に対して透明なる境界面、光球を過ぎると電磁波の放出が始まる。弱い相互作用と電磁相互作用の強さの違いにより、ニュートリノ球の半径  $\sim 50$  km に比べて光球の半径は  $\sim 10^8$  km で、このことによりニュートリノ放出から電磁波放出まで数時間のタイムラグがある。

以上が定性的な重力崩壊型超新星爆発のシナリオである。上記のシナリオの模式図を図 1.4 に示す。

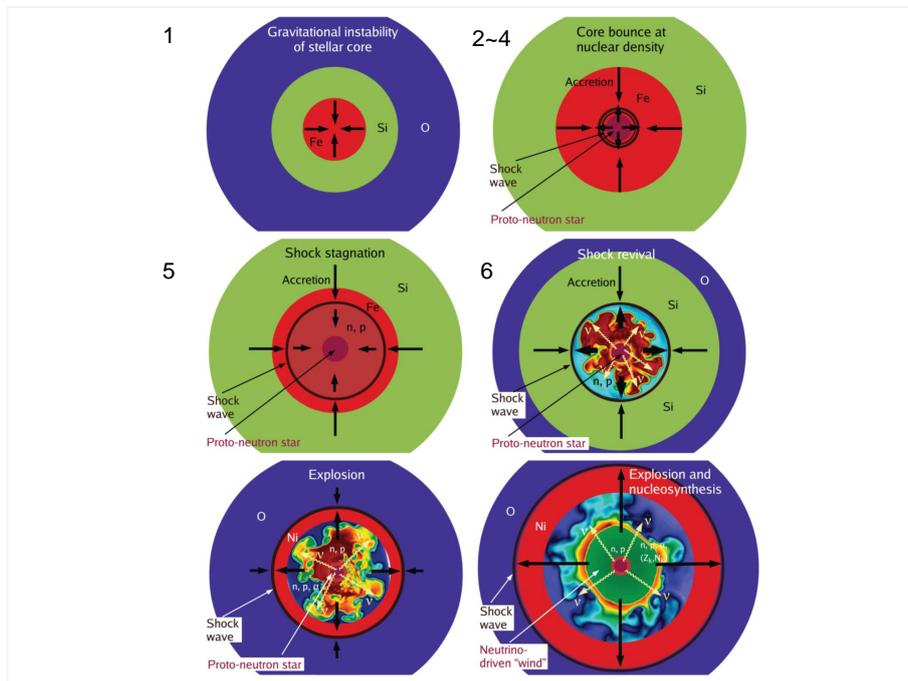


図 1.4: 重力崩壊型超新星爆発の爆発の時間発展の模式図 [6]。

しかし、計算機でのシミュレーションではほとんどの場合、衝撃波が停滞したまま復活することなく重力でつぶれてしまう。1980 年代に Wilson が一次元球対称シミュレーションで、衝撃波がニュートリノによって加熱されて遅延爆発 (delayed explosion) が起こることを示した。しかし、その後ニュートリノの放射輸送や一般相対論などを取り入れたら、特殊な場合を除いて爆発しないことが結論付けられた。

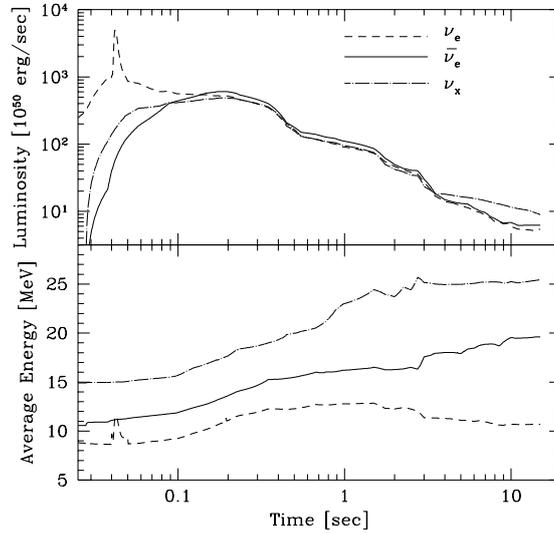


図 1.5: Wilson による超新星爆発のニュートリノのフラックス [7]

近年は、スーパーコンピュータを用いることで、対流や定在降着衝撃波不安定性 (SASI) などの非対称性を考慮した多次元計算が行われている。こうした、計算では爆発するモデルがいくつか出てきてはいるが、爆発のエネルギーはまだ低いのが現状である [9]。

### 1.3 SN1987a の観測

1987 年 2 月 23 日に地球から 16 万光年離れた大マゼラン雲内で超新星爆発が観測された図 1.7。この超新星爆発は  $20M_{\odot}$  の恒星が超新星爆発を起こしたものであり、世界にある 3 つの検出器で同時に計 24 個のニュートリノイベントが観測され、日本でも、陽子崩壊探索のために作られたカミオカンデで、10 秒間に 11 イベントのニュートリノイベントが観測された [10]。光学的な観測では、9 時 22 分 (UTC) には明るさに変化はなく、10 時 33 分 (UTC) には光度が増していた。カミオカンデでニュートリノが観測されたのは 7 時 35 分 (UTC) なので、少なくとも重力崩壊によるニュートリノ放出から 2 時間以上たって電磁波の放出が始まったと考えられる。



図 1.6: 光学による SN1987a の観測左の図に著しく明るい星が出現している。[11]

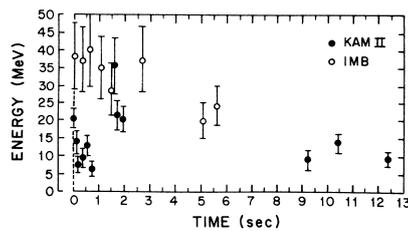


図 1.7: 観測された SN1987a からのニュートリノイベントのエネルギーの時間変化。[11]

これは、人類初となるニュートリノによる超新星爆発の観測であり、ニュートリノ天文学の幕開けであった。このニュートリノは反電子ニュートリノと考えられている。次章で述べるが、水チェレンコフ型検出器では、反電子ニュートリノの逆  $\beta$  反応の断面積が一番大きい。この反応は方向感度を持たないため各イベントの方向には相関は見られなかった。反電子ニュートリノのエネルギー分布がフェルミ分布に従うと仮定すると、温度は  $kT \sim 4$  MeV で平均エネルギーは 15 MeV と見積もられた。ニュートリノ反応の断面積を考えて、バーストの全時間でフラックスを積分すると、超新星爆発の全エネルギーは  $\sim 3 \times 10^{53}$  erg となり、放出されたニュートリノの総数は  $10^{57} - 10^{58}$  個となった。この値は理論計算とも一致していて、この観測により、光学の観測ではわからなかった超新星内部情報が得られることができた。このことにより重力崩壊モデルが裏付けられた。しかしながら、この超新星爆発で見つかったイベントは数十秒で 24 イベントで、それまでの太陽ニュートリノなどと比べて、はるかに高いレートだが観測時間が短いため統計数が少ない。そのため、より詳細なニュートリノのフラックスやスペクトラムなどについては未だに分かっていない。また、超新星爆発を起こした星が最終的に中性子星になったかブラックホールになったかもわかってはいない。

## 1.4 まとめ

ここまで見てきたように、重い星はその進化の最終段階で超新星爆発を起こす。超新星爆発は重金属元素の合成の場所であり、その最後には中性子星やブラックホールを残すので宇宙の進化に重要な意味を持つ。

しかし、自然界の4つの力がすべて関わってくるという複雑な現象であるため未だにその詳細は謎に包まれている。超新星爆発はそのエネルギーの99%をニュートリノとして放出するだけでなく、近年の理論計算によってニュートリノが爆発のメカニズムに深くかかわっているということが分かってきている。そのため、ニュートリノでの観測が重要な意味を持つ。しかしニュートリノは相互作用をほとんどしないため地球近傍での爆発しか観測できないので、実際の観測は1987年のSN1987aのみである。この観測により、重力崩壊のメカニズムが裏付けられたが、観測できたイベント数が少ないためさらなるニュートリノでの観測が望まれている。

## 第2章 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ（以下SK）は、岐阜県神岡町の旧神岡鉱山にある巨大水チェレンコフ型観測装置及びそれを用いた物理実験の名称である。SKでは、当初の目的である陽子崩壊の探索のほか、ニュートリノ観測を行っている。本章では、SKの測定原理と物理、また超新星爆発がSKにおいてどのように測定されるかを述べる。

### 2.1 スーパーカミオカンデ（SK）の概要

SKは高さ39.3 m 直径41.4 mの超純水が入った巨大な水タンクとその内壁に取り付けられた約13,000(内訳 inner detector11,000本・outer detector2000本)で構成されている。また、宇宙線の影響を防ぐために山頂からおよそ1,000 mの山の内部に作られている。

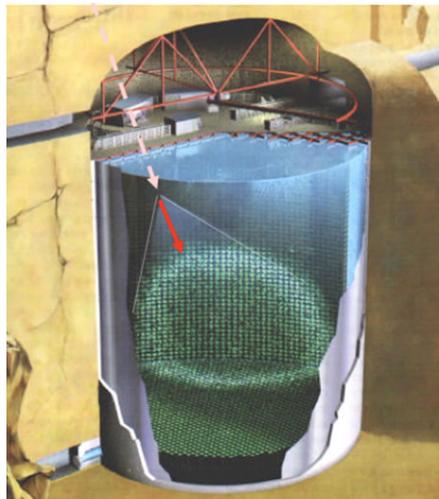


図 2.1: スーパーカミオカンデの全体図と検出原理の概略 [11]。SKは水チェレンコフ型の検出器である。

#### 2.1.1 SKの物理

SKでは、陽子崩壊の探索による大統一理論の検証のほか、ニュートリノを用いた様々な測定を行っている。それらを簡単に説明すると以下ようになる。

##### 陽子崩壊

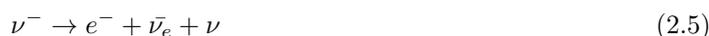
標準模型では、陽子は安定とされるが電磁気力と弱い力と強い力も統一した大統一理論 (GUT) では、

有限な寿命を持つと予想されている。その代表的な崩壊プロセスは式 2.1 で示している。SK では、大量の純水を用意することで、その中の陽子が崩壊するかを探索している。7 × 10<sup>33</sup> 個の陽子を 20 年測定することで寿命が少なくとも 10<sup>34</sup> 年以上という制限を付けている [14]。陽子崩壊を発見できれば GUT スケール (~ 10<sup>16</sup> GeV) のエネルギーの物理の初発見となる。



### 大気ニュートリノ観測

地球大気中の原子核と、宇宙から降り注ぐ 1 次宇宙線が反応することで、 $\mu$  や  $\pi$  などの 2 次宇宙線が発生している。それらが崩壊するときに電子ニュートリノやミューニュートリノが生成される (式 2.2~2.5)。ニュートリノは反応断面積が非常に小さいため、地球を通り抜けて SK にやってきて、まれに SK の水と反応して観測される。ニュートリノが SK が位置する地表側から来る場合と地球の反対側から来る場合では、生成されてから観測されるまでの、飛行距離が異なる。その間にニュートリノ振動により、ニュートリノの種類比率が変わる。SK では、このニュートリノ振動やニュートリノと地球との物質効果などを調べている [15]。



### 太陽ニュートリノ観測

太陽は核融合で輝いているが、その過程で光子とともに多くのニュートリノを放出している。光子は太陽の内部では物質と散乱してしまい太陽表面に届くまでに約 10 万年かかる。そのため光学観測では、太陽内部の様子をリアルタイムで観測することはできない。一方でニュートリノは物質とほとんど反応せずに飛行するため、ニュートリノの生成から観測まで約 8 分しかかからない。そのため太陽内部の様子をリアルタイムで観測することのできる唯一の方法である。太陽で主に起こっている核融合反応は pp chain と呼ばれ、式 2.6 で表される。これを観測することで図 2.3 のようなニュートリノで見た太陽の像が得られる。



1970 年代に、観測による太陽ニュートリノのフラックスが理論計算による太陽ニュートリノフラックスの約 1/3 しかないという太陽ニュートリノ問題があり、この解決のために様々な解決法が提案された。最終的な解決はニュートリノ振動によるもので、2000 年代になってなされた [16]。

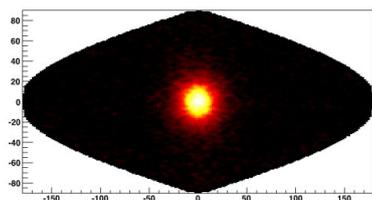


図 2.2: ニュートリノで見た太陽、太陽方向が原点に位置する。黄色の部分はその方向からの事象が多いことを示す。[11]

## T2K 実験

T2K 実験は、茨城県東海村にある J-PARC 加速器から SK に向かって人工的にミューニュートリノビームを作り出し、SK で観測する長基線ニュートリノ振動実験である。ニュートリノを約 295km 飛行させ、生成した直後を J-PARC の前置検出器で測定して SK を後置検出器として使って測定している。生成直後と飛行した後の違いを調べることで、ニュートリノの混合パラメータの測定やレプトンセクターでの CP 対称性の破れの発見を目指している。

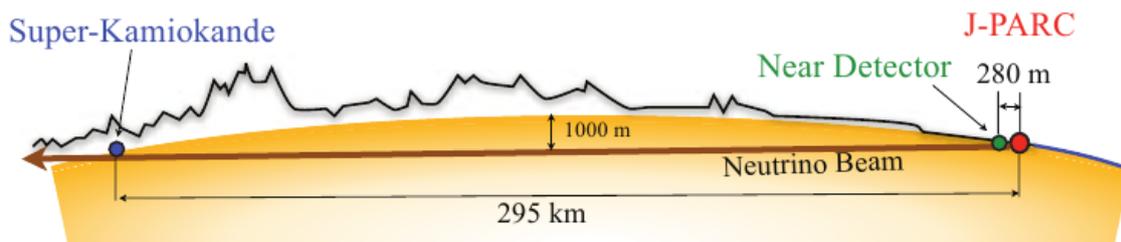


図 2.3: T2K 実験 [12]

## 超新星爆発観測

前章で述べたように SK の前身となるカミオカンデでは、1987 年に超新星ニュートリノを 11 イベント観測することに成功した。SK でも、引き続き超新星爆発からのニュートリノの測定を行っている。この測定はリアルタイムでも行われている。超新星爆発では、ニュートリノ放出が電磁波放出の前に始まるため、ニュートリノで超新星爆発を観測して、その情報を世界中の天文台に送ることができれば、複数の手段で天体を観測するマルチメッセンジャー天文学が可能となるかである。SK での超新星爆発観測については、節 2.1.2 でより詳しく述べる。

### 2.1.2 SK での超新星爆発観測

SK では、ニュートリノによる超新星爆発観測をしていると述べたが、現在の SK の感度によるとおよそ 200 kpc の距離までの超新星爆発が観測できると予測される。これは、銀河系（直径約 30 kpc）を十分カバーすることができる。銀河中心（地球から約 8 kpc）で超新星爆発が起こった場合 SK では、数万イベント以上のニュートリノイベントが 10 秒以内に起こると予測されている。表 2.1 や図 2.4 によると、ほとんどのニュートリノ反応は逆  $\beta$  反応となる。その他にニュートリノと電子と散乱反応、電子ニュートリノと原子核の反応がある。逆  $\beta$  反応や原子核との反応は方向感度を持たないので超新星爆発の方向決定の際には、このイベントを取り除く必要がある。逆  $\beta$  反応後にできる中性子が原子核に捕獲されるときに出る  $\gamma$  線を測定する中性子 tagging という方法で区別できる。水中の陽子では、8%しか反応せず、またその時に放出される  $\gamma$  線のエネルギーが 2.2 MeV で SK の閾値以下となる。そのため SK の純水に Gd を溶かし、中性子の捕獲効率とその時  $\gamma$  線のエネルギーを上げる SK-Gd 計画が進行中である。また、ニュートリノと原子核の反応については、理論面での整備が進んでおらずモデルによる不定性が大きい状況である。そこでその断面積を測る実験が行われている。

表 2.1: 10 kpc で起きた超新星爆発による SK 内での超新星ニュートリノ反応数、Wilson モデルによる。  
[13]

ニュートリノ反応	ニュートリノ振動なし	順階層	逆階層
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$	4923	5667	7587
$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$	74	130	114
$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$	25	29	37
$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$	41	33	34
$\bar{\nu}_x + e^- \rightarrow \bar{\nu}_x + e^-$	34	33	29
$\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + X$	8	662	479
$\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^+ + X$	64	196	531
合計	5169	6750	8811

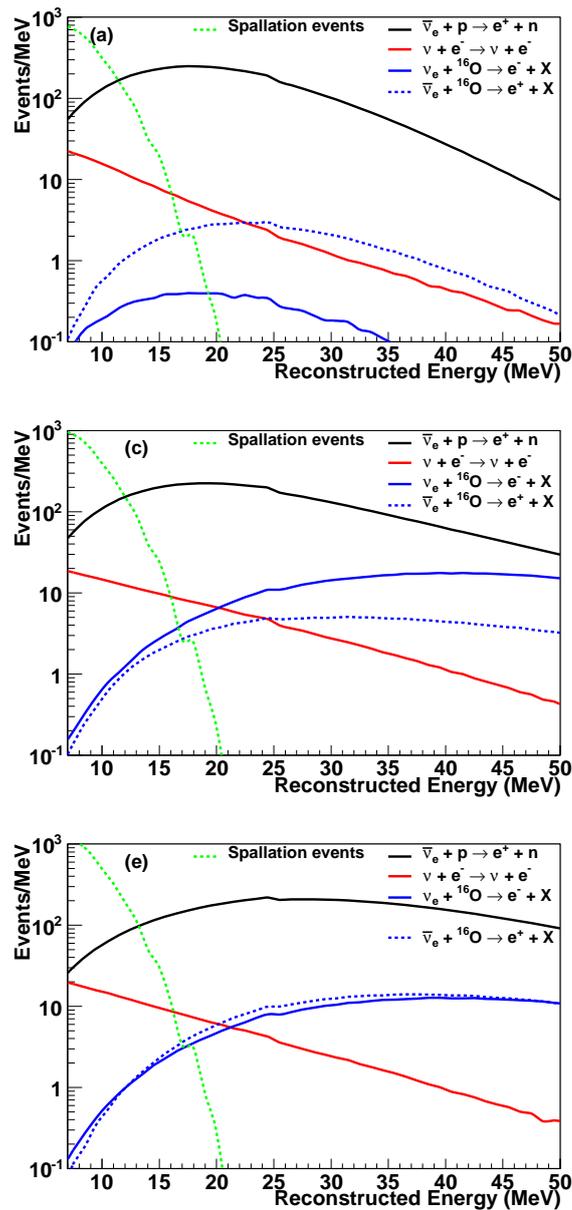


図 2.4: SK で再構成されるニュートリノエネルギー、Wilson モデルによる計算、上から順に「ニュートリノ振動なし」、「順階層」、「逆階層」の予測を示している。[13]

超新星爆発をニュートリノで観測する意義は、1つ目はニュートリノでは超新星内部の情報を直接調べることに加えて、現在の重力崩壊型超新星爆発の理論では、ニュートリノが爆発に大きくかかわっているという天体物理学的な側面である。SN1987a では、重力崩壊型モデルの裏付けはできたものの統計数が少ないため、重力崩壊の詳細やそのあとにできたものが中性子星かブラックホールかも分かっていない。2つ目は、超新星爆発は地球上では再現不能な超高輝度、超長距離のニュートリノ実験ととらえることができる。ニュートリノは発見から 60 年以上たつが未知なことが多い素粒子である。超新星爆発からの光とニュートリノの時間差やニュートリノ自体の到達時間の差でニュートリノの絶対質量を求めることができ、ニュートリノの種類からニュートリノ振動のパラメータや、ニュートリノ種類、ステライルニュートリノ探索などを行うことができるという素粒子物理学的側面である。3つ目は、複数の物理過程を異なる手段で観測するというマルチメッセンジャー天文学的側面がある。前述したように光とニュートリノ観測からニュートリノ

ノの絶対質量が分かるということが期待されている。ニュートリノ放出は電磁波放出よりも数日から数時間前に始まるため、超新星爆発の観測においてはニュートリノ観測が重要となる。超新星ニュートリノを観測したらその方向を前もって世界中に発信すれば、超新星爆発の全過程の観測ができる。また 2018 年現在は、重力波望遠鏡がアメリカの LIGO2 基とヨーロッパの VIRGO の計 3 基があり、2017 年に中性子星合体の重力波検出に成功した [17]。銀河系内で超新星爆発が起これば、ニュートリノ、電磁波、重力波の 3 つの手段による複合的な観測により超新星爆発に関する様々な物理が明らかになることが期待される。

## 2.2 検出器の構造

SK 検出器の概観を図 2.5 に示す。検出器は岐阜県飛騨市の神岡鉱山内の地下 1,000 m に建造されていて、東経 137.3 度、北緯 36.4 度、磁気緯度 25.8 度に位置する。地下に検出器を建造することで、降り注いでくる宇宙線ミュオンのフラックスを地表と比べて約  $10^{-5}$  まで減らすことができている [18]。また地磁気の影響を減らすために図 2.6 のようにタンクを磁気補償コイルで囲むようにして、光電子増倍管の電子収集効率に影響が出ないように地磁気が 100 mG 以下になるように打ち消すようにしている。

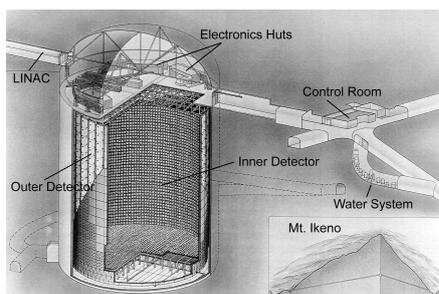


図 2.5: SK 検出器の概観 [18]

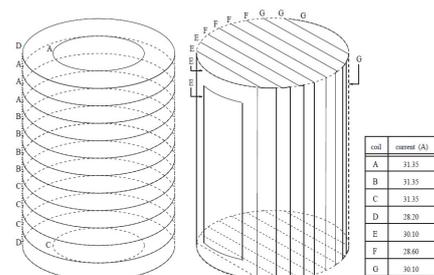


図 2.6: 磁気補償コイル

検出器の本体は直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒形のステンレス製のタンクで総体積 50,000 トンの超純水で満たされている。また、タンクは内側の内水槽 (ID) と外側の外水槽 (OD) に分かれている。内水槽は直径 33.8 m、高さ 36.2 m の円筒形で体積は 32,500 トンである。外水槽は内水槽を取り囲んでいて、タンクの上面から 2.6 m、タンクの底面と側面から 2.0 m の部分である。2 つの領域はスーパーモジュールと呼ばれる構造体で分けられている。スーパーモジュールはモジュールと呼ばれる構造体 17 個から構成されていてモジュールの内側には反射を抑えるブラックシートと 20 インチの PMT が約 11,000 本取り付けられている (図 2.7)。なお、SK のタンク内の純水はこのスーパーモジュールを自由に行き来できる。1 つの PMT は内水槽の表面積の  $0.5 \text{ cm}^2$  をカバーするので、被覆率は 40% となる。外側には反射率を上げる白色タイベックシートと波長交換板付きの 8 インチ PMT が、約 2,000 本取り付けられている。外側の検出器は岩盤からの放射性物質由来の  $\gamma$  線や中性子の影響を少なくするためと、外からやってくる宇宙線ミュオンを識別するためである。2001 年に、1 つの PMT が破裂してその衝撃波により連鎖爆発が起これ、結果として約半数の PMT が破損する事故が起きた。そのため、衝撃波を防ぐために PMT をアクリルカバーで覆う対策がその後取られた。

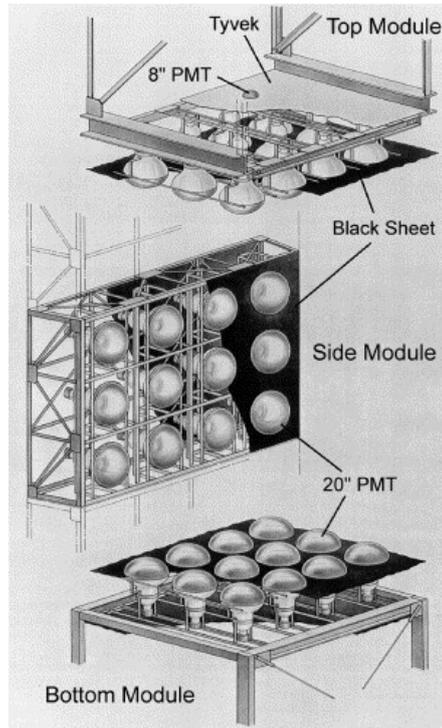


図 2.7: モジュール [18]

### 2.2.1 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(≈50cm)の光電子増倍管(PMT)の図を図2.8に示す。光電面はバイアルカリ(Sb-K-Cs)でできている。量子効率を図2.10で示しており、有感波長領域は280nm~650nmで、390nmの光に対して最大で22%のである。また前述のとおりPMTの爆発事故から光電面にアクリルカバーとそれ以外の部位をFRP(Fiber Reinforced Plastic)で覆っている。アクリルカバーはチェレンコフ光に対して95%以上の透過率がある。このPMTが1光子レベルの光を受け取った時の信号の電荷のADCカウンタの分布を図2.11に示す。この図から暗電流と1光子の信号の成分がしっかり分けられていることが分かる。このPMTは1光子を検出できることが分かる。エレクトロニクスでのこの信号を識別するための閾値はこの分布の谷に当たる1/4 p.e.(-1 mV)に設定してある。このとき暗電流がこの閾値を超えるレートは約3 kHzである。一般にPMTは光電面が大きくなると光電面のどこに光が当たるかで、電子の走行時間が変わってしまう。走行時間の広がりTTS(Transit Time Spread)はダイノードの面積を大きくするなどの改良を加え、1 p.e.の光で2.2 nsec程度に抑えている(図2.12)。

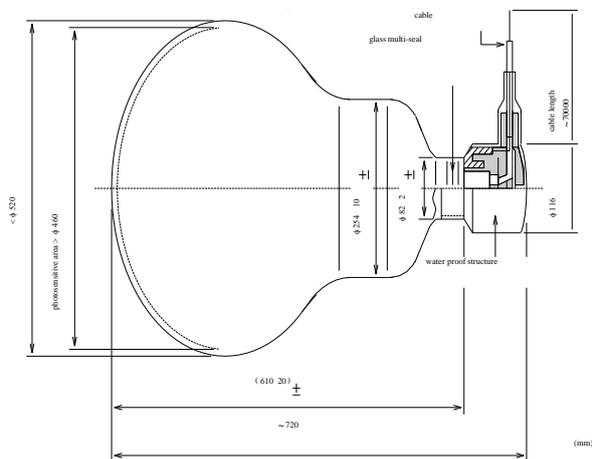


図 2.8: SK の 20 インチ PMT の模式図 [18]



図 2.9: 取り付け作業中の PMT。アクリルカバーと FRP の保護ケースに覆われている [11]。

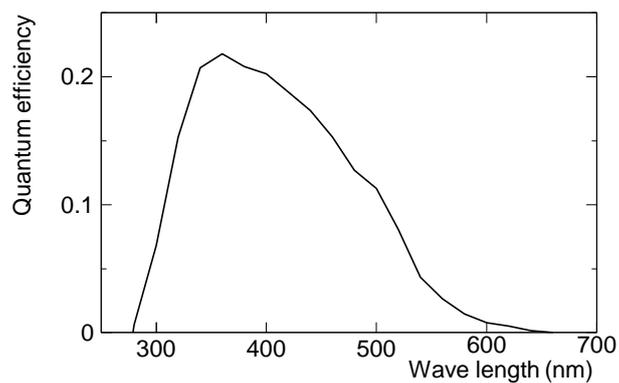


図 2.10: SK の 20 インチ PMT の量子効率の波長依存性 [18]

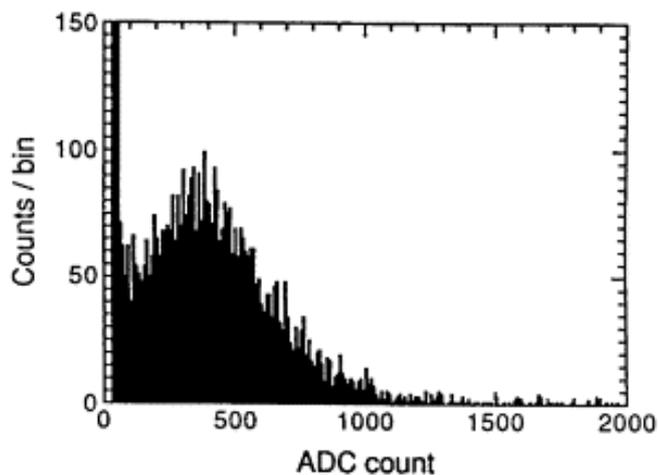


図 2.11: 20 インチ PMT の 1 p.e. の ADC 分布 [18]

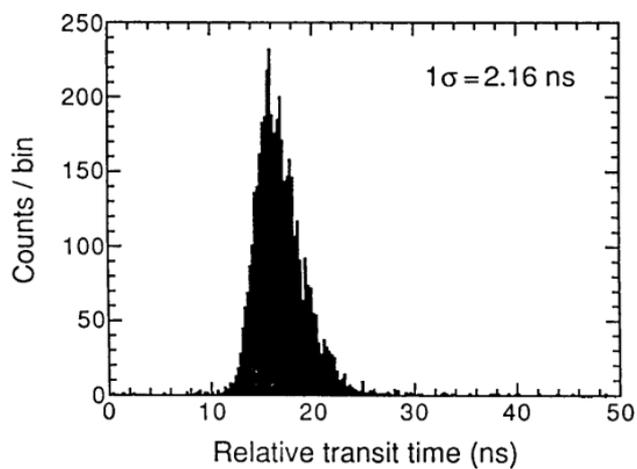


図 2.12: TTS の分布 [18]

### 2.2.2 SK の水純化システム

SK のタンクで使用されている水は、神岡鉱山の地下水である。水は 60 トン/h の速さで循環させている。地下水には微小な不純物やバクテリア、放射性物質などが含まれているため、そのままでは実験に利用できないため、純化装置を経て超純水にしてから実験に用いる。水の純化システムの目的は 3 つある。第 1 に

放射性物質を減らすことである。鉱山中の  $^{222}\text{Rn}$  が含まれていてこれが、実験のバックグラウンドになる。SK では、タンクの中心部で  $^{222}\text{Rn}$  の濃度は  $10^{-3} \text{ Bq/m}^3$  以下に抑えている。次に、水の透明度を上げることである。水中の不純物を減らすことでチェレンコフ光の散乱や吸収を防いでいる。水の透明度は 130 m 程度に保たれている。最後に、水温を保つことである。PMT やポンプの発熱により水温は上昇してしまう。細菌の繁殖を抑えるために水温は 13 度程度にしている。また、対流が起きないようにタンクに入れる水温はこれに合わせて微調整されている。対流が起ると PMT のガラスに付着したラドンがタンクの有効体積内に入ってしまうためである。

SK の水の純化システムを図 2.13 に示す。

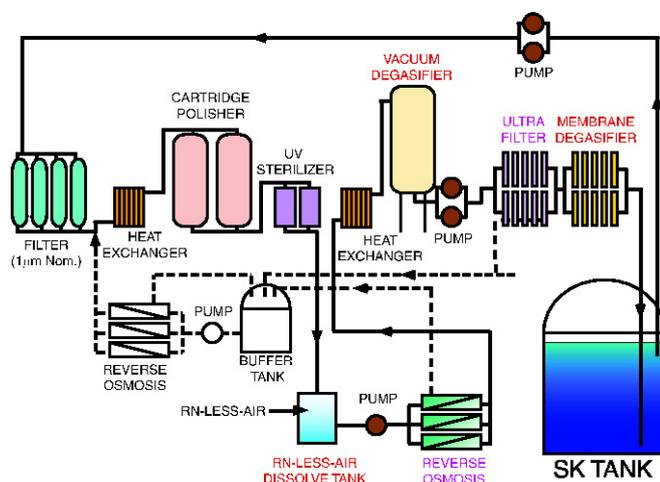


図 2.13: SK の水の純化システムの概略図 [18]

順に説明をしていく。

1. 1  $\mu\text{m}$  フィルタ (Filter)  
1  $\mu\text{m}$  以上の大きさの不純物を除去する。
2. 熱交換器 (Heat Exchanger)  
水温を調整する。
3. イオン交換樹脂 (Cartridge Polisher)  
水に溶けている  $\text{Fe}^{2+}$ 、 $\text{Fe}^{3+}$ 、 $\text{Ni}^{2+}$ 、 $\text{Co}^{2+}$  等の金属イオンや、 $\text{CO}_3^{2-}$  の炭酸イオンを除去する。
4. 紫外線照射装置 (UV sterilizer)  
細菌を殺菌する。
5. 無ラドン空気溶解システム (Rn less air dissolving system)  
ラドンを取り除いて、ラドン濃度が低い空気を溶かす。真空脱気装置でのラドン除去効率が向上する。
6. 逆浸透膜 (Reverse Ozmosis Filter)  
分子量 100 程度の有機化合物を濾過する。

7. 真空脱気装置 (Vacuum Degasifier system)  
水中に溶けているガスを除去する。ラドンの 96%、酸素の 99%が取り除かれる。
8. ウルトラフィルタ (Ultra Filter)  
10 nm 以上の大きさの不純物を除去する。
9. 膜脱気 (Membrane Degasifier)  
溶解しているラドンや酸素を除去する。

### 2.2.3 動作原理

SK は水チェレンコフ型の検出装置でその原理は、ニュートリノが水中の荷電粒子と反応したり陽子崩壊で荷電粒子が放出されたりすると純水中を荷電粒子が飛ぶ。その荷電粒子が発するチェレンコフ光を壁面の PMT で検出することで、反応の種類や位置、エネルギーなどを測定している。チェレンコフ光は荷電粒子がある媒質中をその媒質の光速度よりも速く進む時に発する光で、ある種の衝撃波と考えられ円錐形で放射される。水の屈折率を  $n$  と置くと、水中の光速は  $c/n$  なので、チェレンコフ光は荷電粒子の速度  $v$  が、

$$v > \frac{c}{n} \quad (2.7)$$

となった時に放射される。水の屈折率を  $n = 1.33$  とすると、荷電粒子ごとのチェレンコフ光を出すためのエネルギー閾値は表 2.2 である。

荷電粒子	全エネルギーの閾値 (MeV)
$e^\pm$	0.77
$\mu^\pm$	157
$\pi^\pm$	208

表 2.2: 各荷電粒子のチェレンコフ光のエネルギー閾値

荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光の放射角度を  $\theta$  と置くと  $\beta = v/c$  として

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.8)$$

となる。荷電粒子がほぼ光速  $\beta = 1$  の時は円錐の頂角は約 42 deg である。電子が、屈折質  $n$  の媒質中を距離  $dL$  だけ進んだ時に放出される、波長領域  $\lambda_1 \sim \lambda_2$  に入る光子の数  $dN$  は

$$\frac{dN}{dL} = \frac{2\pi\alpha}{n} \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left( 1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (2.9)$$

となる。ここで  $\alpha$  は微細構造定数で約  $1/137$  である。式 2.9 より、SK の PMT の有感領域である 300 ~ 600 nm の波長領域で、ほぼ光速で走る電子は 1 cm 当たり約 340 個の光子を出す。超新星ニュートリノの典型的なエネルギー領域 ~ 10 MeV では、電子は数 cm しか飛ばないので、全体で約 1000 個のオーダーの光子が出る。内水槽の PMT は 11,000 本あるので、1 つの PMT にはほぼ 1 光子しか入らないことになる。

## 2.3 SK の DAQ

現在の SK のデータ収集システム (DAQ) について述べる。SK の DAQ の概略図は図 2.14 のようになっている。SK のデータはまず、PMT にヒットがあったら、その情報が QBEE(QTC Based Electronics with Ethernet) と呼ばれるフロントエンドボードに集められる [19]。1 枚の QBEE には 24 本の PMT が接続さ

れている。この QBEE で、PMT のアナログ信号の電荷情報や時間情報のデジタル化が行われる。QBEE の信号は ID では 30、OD では 20 ずつ front end PC に集められる。さらに merger PC でソフトウェアトリガをかけてイベントを選択する。ID で 16 台、OD で 4 台の front end PC と 6 台の merger PC はネットワークスイッチで接続されている。各 front end PC で集められてたデータは 20 ms ごとに違う merger PC に送られてる。merger PC では、すべての PMT の情報を集約して、時間ごとに並べ替える。そして、200ns の time window のヒット数をもとにソフトウェアトリガを発行する。イベントと判定されたヒットのデータのみを organizer PC に送る。organizer PC では、すべてのデータを取りまとめてディスクに保存する。SK のタンクの上には 5 つの電子学ハットがあり、中央のセントラルハットには同期用信号を作るマスタークロックモジュール、イベントカウンタを生成する TRG と呼ばれるモジュール、GPS システムが設置されている。それ以外のハットは周辺ハットと呼ばれ、ハット 1～4 までの番号が付けられている。周辺ハットにはそれぞれ QBEE の front end PC が設置されている。12 個の ID 用 TKO ボックスがありと 2 個の OD 用 TKO ボックスがあり、各 TKO ボックスには 10 枚または 9 枚の QBEE が取められている。各周辺ハットは SK の PMT の 1/4 をそれぞれ処理している。

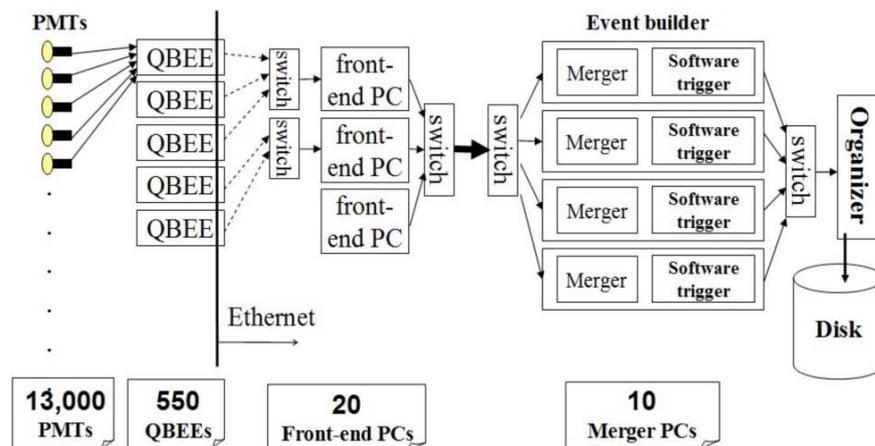


図 2.14: SK の DAQ の概略図

### 2.3.1 QBEE

PMT からの信号はまず、QBEE に送られる。QBEE の本体のボードは、図 2.15 に示してある。QBEE は、2008 年に導入されたフロントエンドボードでその主な役割は、PMT のヒットの電荷の積分とタイミングをデジタル化しすべて記録して、下流の PC に送ることである。QBEE でのデータの処理を以下に書く

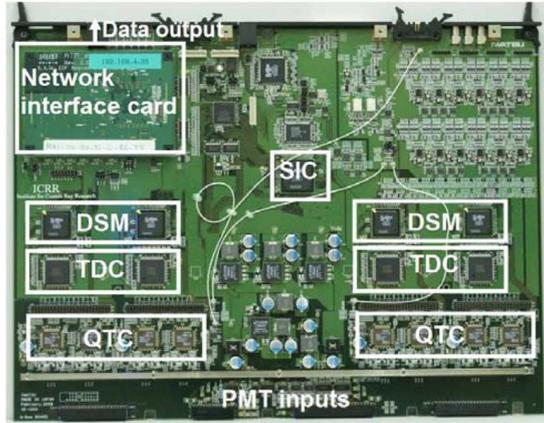


図 2.15: QBEE ボード

1. QTC(Charge to Time Converter)

QTC では、PMT の信号を積分して、その大きさに比例した長さの信号を出す。1 枚の QBEE には、3 つの QTC が搭載されていて、1 つの QTC で 8ch の PMT を処理する。QTC の信号の閾値は-0.7 mV(0.25 p.e. 相当) で、積分の範囲は 400 ns である。QTC では、測定できる電荷を幅広い範囲で測定するために、Small,Medium,Large の 3 つのレンジをもっといて、それぞれのゲイン比は 1:7:49 である (表 2.3)。この仕組みで QTC は 2000 pC(1000 p.e. 相当) 以上、最大で 2500 pC までの電荷を測定することができる。使うレンジは精度がもっともよくなるレンジが自動的に選ばれるようになっている。

レンジ	測定範囲	分解能
Small	0 ~ 51 pC	0.1 pC/count (0.05 p.e./count)
Medium	0 ~ 357 pC	0.7 pC/count (0.35 p.e./count)
Large	0 ~ 2500 pC	4.9 pC/count (2.5 p.e./count)

表 2.3: QTC の 3 つのレンジの測定範囲と分解能

2. TDC(Time to Digital Converter)

QTC から出力されるパルスは TDC に送られる。TDC は QTC の出力パルスの立上がりと立下りの時間を検出することで、QTC のパルス幅を検出して、デジタル化している。ここでの電荷の分解能は 1 p.e. で 5%、3 p.e. 以上の時は 2%以下となる。

3. FPGA(Field Programmable Gate Array)

TDC でデジタル化された立上がりの到達時間とパルス幅の情報は後段の FPGA へと送られる。まず、DSM(Data Sort Mapping) というところへ送られる。ここでは、それぞれのヒット情報を電荷、時間、チャンネルの情報を含んだ 6-bytes cell にする。次に DSM の出力は SIC(System Interface Control) に送られる。ここでは、DSM のデータをソートして、FIFO(Fast-In Fast-Out) memory に保存する。FIFO memory の容量は 1.5 MB である。尚 FPGA の詳細は節 3.2.1 で述べる。

4. ネットワークインターフェースカード

最後にデータはネットワークインターフェースカードに送られる。ここでは、front end PC にデータを送っている。PC との通信は、100 Mbps の Ethernet を通じて行われて、データをためておくために 32 MB のバッファを搭載している。

QBEE のスペックをまとめると表 2.4 のとおりになる。

入力 PMT	24
QTC の処理速度	約 900 ns/cycle
レンジの数	3(Small,Medium,Large)
Discriminator	-0.3~-14 mV(Small range)
電荷のダイナミックレンジ	0.2~2500 pC
電荷の分解能	約 0.2 pC(Small range)
電荷の線形性	<1%
時間分解能	0.3 ns(2 pC 入力時) <0.2 ns(>10 pC 入力時)
電力消費	< 1 W/ch

表 2.4: QBEE の性能まとめ

### 2.3.2 マスタークロックモジュール

SK には QBEE ボードが計 550 枚導入されていて、それらがすべて並列動作している。各 QBEE の同期をとるために、すべての QBEE はセントラルハットのマスタークロックモジュール (MCKL) から 60 MHz のマスタークロックが送られていて、このマスタークロックに同期して動いている。またこのモジュールは、60 kHz のクロックも出してこのクロックを TRG モジュールが受け取り 32bit のカウンターを動かしている。このカウンター情報はマスタークロックモジュールに戻り QBEE に送られる。



図 2.16: マスタークロックモジュール

### 2.3.3 ソフトウェアトリガー

SK でイベントを取得するためのトリガーは、merger PC でソフトウェアでかけている。このトリガーのかけ方とその時取得されるイベントの概略図を図 2.17 に示す。SK では、すべての PMT のヒットを時間順に並べ替えて、200 ns の幅の time-window ないにあるヒット数  $N_{200}$  を数える。そして、この数がある閾値以上 (現在は最低 31hit) になったら、time-window の前  $-5 \mu\text{s}$  と後  $+35 \mu\text{s}$  のヒットをイベントとして記録する。トリガーは  $N_{200}$  の値に応じて複数あり、イベントとして記録する前後の時間幅も変えることができる。トリガーの閾値とイベントの幅を表 2.5 に示す。SLE のみイベントの時間幅が  $1.5 \mu\text{s}$  に設定されているが、これは放射性物質などによるバックグラウンドが高い頻度で観測されるので、データ量を減らすためである。またこれらとは別に central hut にあるトリガー用 QBEE に信号を入れることにより、信号が来たタ

イメージングで外部トリガーをかけることもできる。これは主に検出器のキャリブレーションに使われている。このトリガー用 QBEE には使われていないケーブルがあるのでそれに信号を入れることにより、SK のデータとして信号を保存することもできる。本研究ではこの機能を LD テストで利用した (第 4 章、5 章参照)。

トリガー	$N_{200}$ の閾値	記録イベントの時間幅
SLE	31	$-0.5 \mu\text{s} \sim +1.0 \mu\text{s}$
LE	47	$-5 \mu\text{s} \sim +35 \mu\text{s}$
HE	50	$-5 \mu\text{s} \sim +35 \mu\text{s}$
SHE	58	$-5 \mu\text{s} \sim +35 \mu\text{s}$
OD	22 in OD	$-5 \mu\text{s} \sim +35 \mu\text{s}$

表 2.5: SK のソフトウェアトリガーの条件

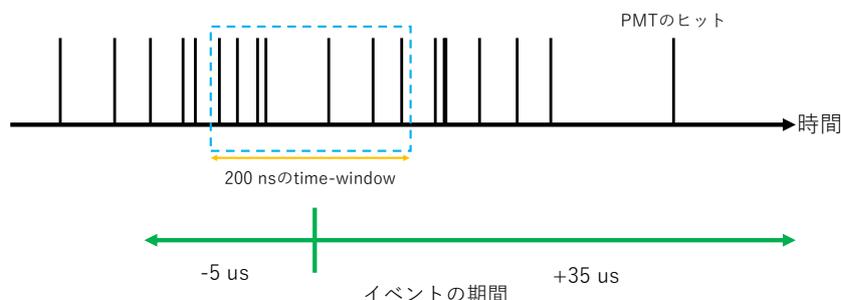


図 2.17: SK のソフトウェアトリガーの発行の概略図

### 2.3.4 バッファオーバーフロー

QBEE には大きく分けて 3 つのバッファが搭載されている。TDC 内部に搭載されている L1(Level 1) buffer、2 つ目は TDC の読み出し用の SIC FIFO memory(以下 SIC FIFO) で容量は 1.5 MB、3 つ目はネットワークインターフェースボードの DB(Daughter Board) buffer で容量は 32 MB である。SIC FIFO はネットワークインターフェースとの TKO プロトコルの通信速度の 16 MB/s が QBEE 内部の処理のボトルネックになっているために搭載されている。DB buffer は PC との通信に使われている 100 Mbps Ethernet の速度 12 MB/s が PC への転送時のボトルネックになっているために搭載されている。普段の測定では、これらのバッファがあふれることはないが、しかし近傍超新星爆発の時には、これらのバッファがあふれるほどの高レートイベントが予測される。バッファがあふれるとそれ以降のイベントは捨てられてしまう。QBEE は複数枚のボードが並列動作しているので、イベントの時間がずれてしまって、再構成ができなくなってしまう。またこれはランダムで起こるので、解析で補正するということもできない。

それでは、どのくらいの距離でバッファがあふれてしまうのだろうか、ここでは例としてベテルギウスの場合を考える。ベテルギウスはオリオン座 (図 2.18) を構成する星の一つであり、地球から見える恒星で太陽を除くと最も視直径の大きい恒星である。ベテルギウスは光学による観測で質量は  $20M_{\odot}$  で地球からの距離は約 640 光年で、現在は赤色巨星であると考えられている。つまり、超新星爆発の前段階であると考

えられている。まずは、超新星爆発を起こしたときにSKでどれくらいのニュートリノイベントが観測されるかを見積もる。



図 2.18: オリオン座の写真。左上の黄色い星がベテルギウスである [8]。

16 万光年離れた SN1987a ではカムイオカンデで 11 イベント観測されたので、ベテルギウスの超新星爆発が同規模で起こると仮定すると、SK での観測数は次のようになる。

$$11 \text{ 個} \times \left( \frac{160000 \text{ ly}}{640 \text{ ly}} \right)^2 \times 20(\text{体積の増加分}) \times 2(\text{被覆率の増加分}) \sim 30 \times 10^6 \text{ 個} \quad (2.10)$$

右辺の第 1 因数はカムイオカンデで観測されたニュートリノイベントで第 2 因数はニュートリノフラックスが距離の逆 2 乗で効いていく効果で、第 3 と第 4 因数は SK の体積がカムイオカンデの約 20 になり、PMT の被覆率が SK ではカムイオカンデの 2 倍になった効果である。これが 10 秒間続くとすると平均で 3MHz のニュートリノイベントが来ることになる。しかし、図 1.5 によると中性子化バーストの瞬間は 0.01 秒間にルミノシティが 10 倍程度に跳ね上がっている。前章で述べた通り、超新星爆発の理論計算はいまだに十分にできていないので、ここでは、単純に図 1.5 より初めの 0.1 秒間はニュートリノフラックスが 10 倍になるとすると、その間の 1 枚の QBEE ボードに来るデータ量は、ニュートリノの平均エネルギーを 10 MeV

とすると、式 2.9 より約 1000 個の光子を出すので、それを SK の内水槽の PMT の数 10000 で割って、1 ヒットのデータ量 6 byte と 1 枚の QBEE ボードにつながっている PMT 数 24 をかけると

$$\frac{1000 \text{ 個/s}}{10000 \text{ 本}} \times 6 \text{ bytes} \times 24 \text{ 本} \sim 400 \text{ MB/s} \quad (2.11)$$

となり、QBEE ボードの処理能力 16 MB/s と 12 MB/s を大きく上回ってしまうことが分かる。

## 2.4 まとめ

SK は岐阜県飛騨市の神岡鉱山にある大型の水チェレンコフ型の検出器であり陽子崩壊の探索のほかに、ニュートリノに関する様々な観測を行っている。前章で述べた通り、超新星爆発からは、多量のニュートリノが放出されるので SK でも 24 時間 365 日体制で観測をしている。超新星爆発のニュートリノでの観測は超新星爆発の機構そのものの解明という宇宙物理的なものだけでなくニュートリノ自体の性質の検証という、素粒子物理的な側面も合わせ持つ非常に重要なものである。しかし、非常に地球の近傍で超新星爆発が起こった場合には現在の SK の DAQ の処理能力を大きく上回るほどのイベントが予測される。

## 第3章 新DAQの開発

前章で、SK では地球の近傍で超新星爆発が起こった場合に QBEE の処理が追いつかず、バッファがあふれてしまうという問題がおこる可能性があることを述べた。バッファがあふれるとイベントにランダムな抜けが出来てしまい、後から解析出来ないという問題が発生する。そこで、それを解決する新しい DAQ(SN module) の開発を行った。この章ではその開発について述べる。まず SN module の概要を節 3.1 で説明して、先行研究で開発されたデータ取得の動作について節 3.1.2 で述べる。そして、後半の節 3.2 からは本研究の主題である SN module の veto 機能の開発について説明を行う。

### 3.1 SN module

SN module は SK の補助 DAQ として動作している。SN module は超新星爆発の全過程を記録できるが、QBEE と比べれば記録できる情報量は少ないため実際の解析で QBEE のデータも使えるように QBEE のオーバーフローを防ぐために veto 信号を送り QBEE の負荷を減らす役割も担っている [20]。

#### 3.1.1 SN module の概要

SN module に求められる性能は以下である。

1. QBEE のオーバーフローの影響を受けず、独立で動作すること
2. 超新星爆発の全過程を記録できること
3. 超新星爆発がないときには QBEE の動作に影響を及ぼさないこと

性能 1 と 2 を同時に満たすために SN module では QBEE の HITSUM という情報を読み出している。これは QBEE でヒットした PMT の数を表している。HITSUM は QBEE のバッファの上流にあるために、バッファのオーバーフローを受けない。HITSUM は 60 MHz の QBEE のマスタークロックに同期していて、 $1/60\text{MHz}=16.6\text{ ns}$  に 24 本の PMT のうちで何本の PMT がヒットしたかを数えている。SN module はこの HITSUM 情報を 10 枚の QBEE から読み出しいる。つまり 1 枚の SN module は 240 本の PMT につながっていることになる。SN module は 60 MHz の HITSUM 情報を 1024 回足しあわして  $60\text{ kHz}=16\text{ }\mu\text{s}$  のヒット数を保存している。SN module は 1 つの周辺ハットに 12 枚入っていて、SN module のデータの読み出しはハットごとに行われている。4 つのハットがあるので SK 全体では 48 枚の SN module が入っている。

次に性能 3 を満たすことの確認をする。SK は 24 時間 365 日動いていて、常に観測を行っている装置なので誤って veto 信号が出ないようにしなければならない。SN module はイベントレートが多いときに SN トリガーというトリガーを発行している。この SN トリガーの情報を元に QBEE に veto を送ることになる。SN トリガーの条件は 1 枚の SN module の 60kHz で記録している PMT のヒット数が 4 回連続 ( $\sim 64\text{ }\mu\text{s}$  間) で 100 ヒット以上になることである。この条件にすることにより高エネルギーの宇宙線ミューオンなどのイベントで一時的に PMT のヒット数が増えても、SN トリガーは発行されない。実際に SN トリガーがノイズにより誤って発行されるのは、表 3.1 より 1 枚のボードでおおよそ 2 時間に 1 回以下程度である。

SN module の番号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
SN トリガー発行数	0	0	0	7	0	1	0	16	13	13	14	2

表 3.1: ハット 3 に入っている 12 枚の SN module の 24 時間の SN トリガーの発行数。期間は 2018 年 1 月 6 日 0:00~2018 年 1 月 6 日 23:59、すべてのボードで SN トリガーは 2 時間に 1 回以下程度である。

ここで、1 枚のボードから超新星爆発がない状態で 2 回連続で SN トリガーが出る確率を考える。SN トリガーは 60 kHz の時間刻みで発行しているので、 $32 \mu\text{s}$  間で 2 回発行する確率を求める。2 時間に平均 1 回発行していると仮定すると  $32 \mu\text{s}$  間では平均  $\frac{1}{216 \times 10^6}$  回出ている。ポアソン分布に従っているとすると  $32 \mu\text{s}$  間で 2 回出る確率は

$$P(2) = \frac{e^{-2}}{2!} \times \left( \frac{1}{216 \times 10^6} \right)^2 \sim 2 \times 10^{-17} \quad (3.1)$$

となる。節 3.2 以降で詳しく述べるが veto module はこの SN トリガーを複数枚のボードから連続して発行されることを条件としている。つまり、超新星爆発がない状態で veto が誤って出される確率はほぼ 0 であると考えることが出来る。

### 3.1.2 SN module の動作

SK で SN module を考えた場合の DAQ の全体像は図 3.1 の様になる。

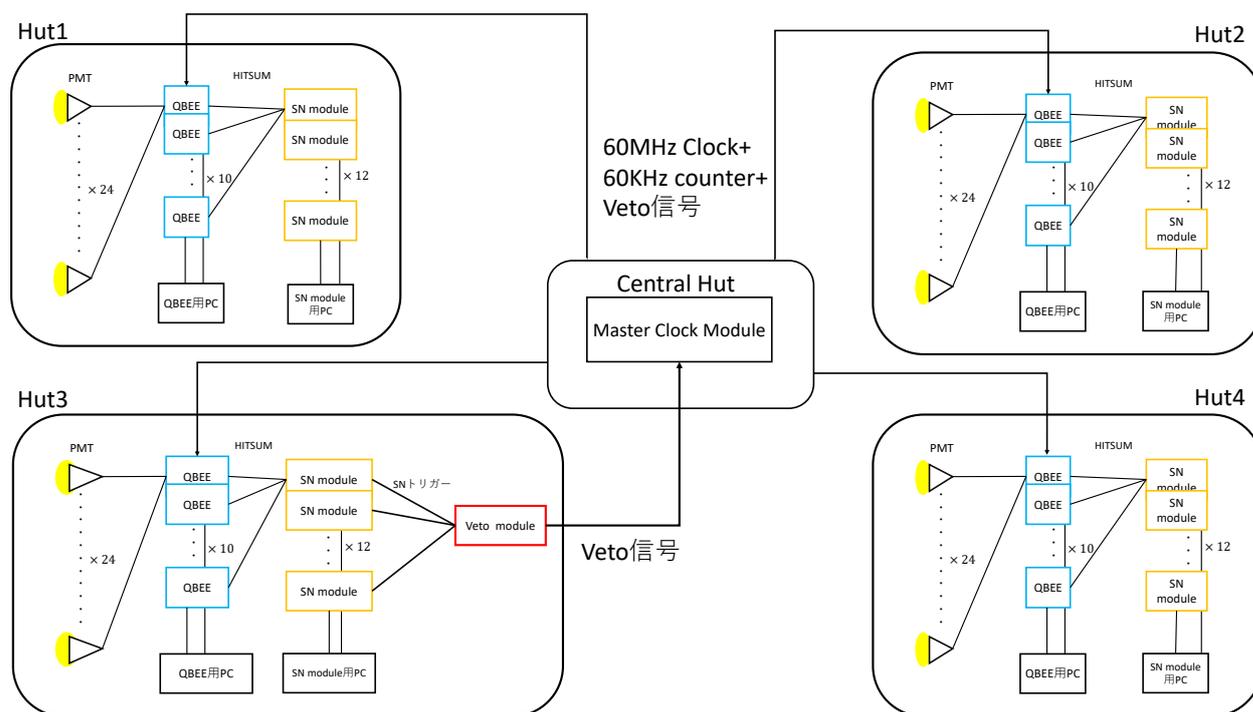


図 3.1: SN module も含めた SK の DAQ の現在の全体像。節 3.2.2 述べるが veto module は Hut3 のみに設置される。

ここで QBEE への veto 信号の入力の仕方について述べる。veto 信号はセントラルハットにある QBEE のマスタークロックモジュールの veto 入力端子に NIM 信号で入れる。マスタークロックモジュール (MCLK)

は全 QBEE にクロックを分配しているモジュールであり、全 QBEE はこのモジュールに同期して動作している。MCLK に入れた veto 信号は、全 QBEE に分配されすべての QBEE を一斉に止める。この veto 信号で止まるのは、QBEE の TDC だけでそれよりも上流にある HITSUM は引き続き動くので、SN module はその間もヒット数を記録することが出来る。

### 3.1.3 SN module と QBEE の連携

SN module は HITSUM から PMT のヒットした本数を読み出している。チェレンコフ光の光量は入射粒子のエネルギーに比例するので、低エネルギーの場合は PMT のヒット数はチェレンコフ光の光量に比例する。チェレンコフ光の光量が多くなると PMT に 2 光子以上が入ってきて PMT のヒット数と光量の線形性が崩れてしまう。その場合は全体の PMT 電荷量から入射粒子のエネルギーを決めることになる。節 2.2.3 より超新星ニュートリノ場合は PMT には、ほぼ 1 光子しか入らないので、PMT のヒット数=ニュートリノのエネルギーと考えて良い。近傍超新星爆発のように短時間に多くのイベントが来る場合はイベントのパイルアップも考えなければならない。パイルアップが起こるとパイルアップの少ないうちはニュートリノのエネルギーが高く見え、パイルアップが多くなると PMT に 2 光子以上入り SN module ではエネルギーが低く見えてしまう。つまり超新星爆発の解析の時には SN module だけでは不十分で QBEE の電荷やチェレンコフリングの情報も使わなければならない。QBEE から引き出せる超新星爆発に関する物理的な情報は以下である。

#### ニュートリノの入射方向

もっとも反応数が多い逆  $\beta$  反応は方向感度を持たないが、その次に多い電子散乱は方向感を持つ。節 2.1.2 で述べたように SK では、電磁波放出に先立ってでるニュートリノを検出したら超新星爆発の方向を世界中の天文台に送る役割があるので非常に重要である。

#### ニュートリノの種類

節 1.2.3 より、超新星爆発では全フレーバーのニュートリノが生成される。特に電子型とそれ以外のミュー型、タウ型では生成される物理過程が異なるので、それらを区別することは超新星爆発の過程の理解に重要である。電子型は荷電カレント反応をするがそれ以外は中性カレント反応しかしない。さらに逆  $\beta$  反応で生成される中性子をタグすることが出来れば、反電子ニュートリノに対する感度が向上することが期待される。

#### ニュートリノのフラックスとエネルギー

QBEE では、個別のニュートリノイベントを分けることが出来るので、時間あたりのイベントの総数とそのエネルギーを分けて考えることが出来る。これを SN module のデータにフィードバックすれば全時間でニュートリノのフラックスとエネルギーを求めることが出来る。

veto 信号を送って QBEE を停止させるとオーバーフローが起こった時と同じようにイベントの抜けが発生するが、ランダムで起こるオーバーフローによるイベントの抜けと違い、veto 信号はすべての QBEE に一斉に送られるため、veto のかかっているときといないときの違いがはっきりして、解析がしやすくなる。また、veto 信号のタイミングがわかれば、どのタイミングでイベントがないのかもすべて把握できるため解析で補正を加えることが出来る。節 3.2 からこのことを実現する veto module について説明を行う。

## 3.2 veto module

QBEE に実際に veto 信号を送るモジュールを veto module と呼ぶ。veto module は FPGA を用いて開発をした。節 3.2.1 で FPGA に関する一般的な説明をした後に、実際の veto module の開発を述べる。

### 3.2.1 FPGA

FPGAとはField Programmable Gate Arrayの略でユーザーが内部のロジックをハードウェア記述言語(HDL)を用いて製造後に自由に書き換え出来る集積回路のことである。一般にユーザーがロジックを変えられることができるデバイスをPLD(Programmable logic device)と呼ぶが特に大規模のゲートを内部にもつものがFPGAと呼ばれる。実際のFPGAの写真を図3.2に示す。

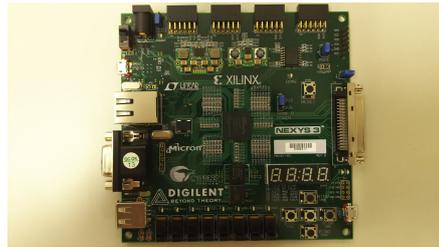


図 3.2: FPGA の評価ボード (上) とそれに搭載されている FPGA のチップ (下)。写真は Digilent 社の nexys 3 ボードと FPGA は xilinx 社の Spartan6

ユーザーはファームウェアと呼ばれるプログラムを PC 上で書き FPGA に書き込むことで同じチップに全く異なる機能を持たせることが出来る。CPU との違いを説明する。CPU は処理をソフトウェアとして処理を書きそれをメモリーに保存して実行時にはそれを逐次読み出しながら処理を行う。一方 FPGA は、処理の論理回路のロジックをファームウェアとして作る。それを FPGA に書き込むと FPGA 内部にその処理を行うための論理回路が構成されてその回路が処理を行う (図 3.3)。このため FPGA は書き換え可能なハードウェアとも呼ばれることがあり、ファームウェア次第では、FPGA 上に CPU を作ることも可能である。CPU はコア 1 個につき直列で処理を行うが、FPGA は処理を並列で行うことができるので場合によっては CPU よりも数百倍もの高速処理が可能である。FPGA の開発で注意しなければならないことは、実際に論理回路を合成するので、配線の長さによる信号の遅延や、並列動作する際のタイミングの同期を考えなければならないことである。

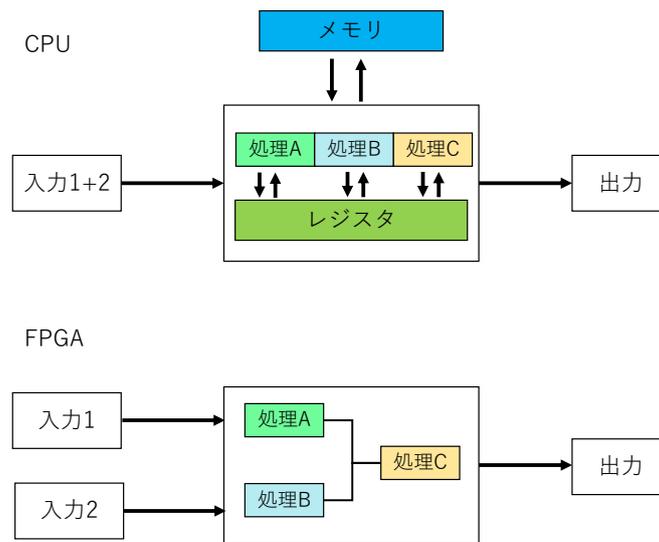


図 3.3: FPGA と CPU の処理の違い。CPU はメモリーに保存されたソフトウェアを逐一読み出して実行しているが、FPGA は HDL で記述されたファームウェアの回路情報を FPGA に論理回路として書き込むことで、高速な並列処理が出来る。

FPGA のこの並列処理ができるということが veto module の開発には重要になってくる。veto module は 12 枚の SN module に接続される。それぞれの SN module は独立に動いているので、veto module は SN module からの SN トリガーを並列に処理しなければならない。そのため FPGA で並列処理ができるファームウェアを開発した。また FPGA のその場でロジックを変えることができるという点も重要である。実際に QBEE につなぐ時にはクロック等の微妙な調整が必要になってくる可能性がある。そのような場合には FPGA は現場で調整することができる。

### 3.2.2 veto module の開発

veto module の開発に用いたボードは、GNV-252 というボードである。このボードは NIM 信号の入出力ができることが特徴である。MCLK への veto 信号の出力と SN トリガーの入力は NIM 信号を通して行われるのでこの機能は必須である。ただし、GNV-252 だけでは NIM の入出力端子が 4 個しかない。veto module は 12 枚の SN module から SN トリガーを受け取る NIM 入力と、veto 信号を出す NIM 出力 1 個の計 13 個の NIM 端子が必要である。そのため GNV-260 という拡張ボードを取り付けた。これらのボードは図 3.4 と図 3.5 に示している。GNV-252 に搭載されている FPGA のチップは xilinx 社の Spartan6 XC6SLX100 であり古い型番であるが、SN module の開発が 2008 年から行われてきたから同じチップを使っているかである。veto module のロジックはそれほど複雑ではなくまた高速動作もしないためこのチップで十分開発することができる。それ以上に前述した NIM 端子の数の方が重要である。開発に使ったソフトウェアは Xilinx 社の ISE14.7 で開発 HDL は Verilog である。



図 3.4: GNV-252 (左) と GNV-260(右) の写真

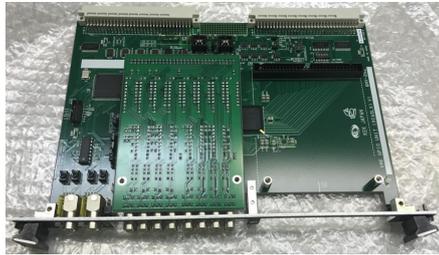


図 3.5: GNV-252 に GNV-260 を取り付けたところ。veto module はこの状態で運用する。

SN module と veto module の概略を図 3.6 に示す。SN module は周辺ハットすべてに 12 枚ずつ入っているが veto module はそのうちのどれか 1 つ、今回はハット 3 に導入する。veto module は一様に起こるニュートリノイベントに対して QBEE の負荷が大きいときに一斉に veto をかけなければならないので 1 枚のみ導入する。veto module に接続する SN module の数を多くするほど veto の精度は上がるが各ハット間は物理的に距離があるために異なるハット間で SN トリガーの接続が出来ないので、1 ハットのみの 12 枚の SN module と接続する。

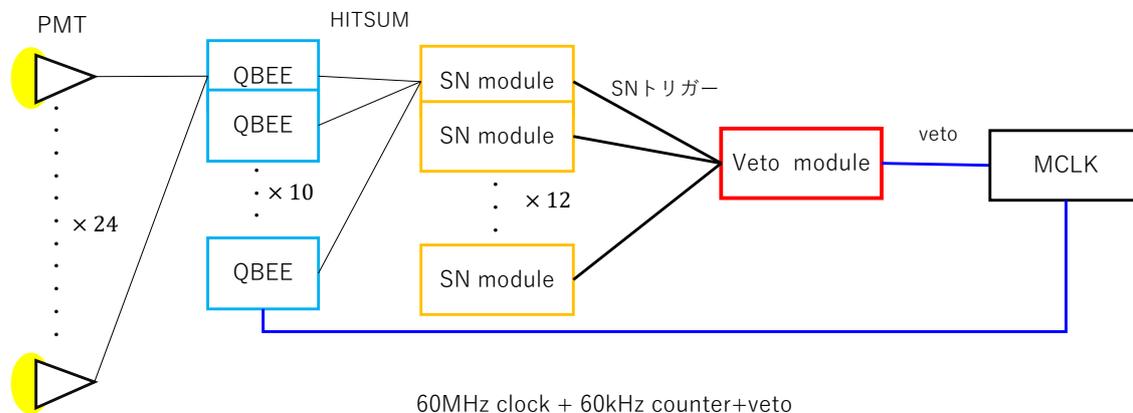


図 3.6: SK の DAQ における veto module の導入位置。1 つのハットのみに veto module は導入される。

veto module は QBEE の TDC を停止させるが、TDC は最速で 60 kHz までしか ON/OFF のスイッチングが出来ないので、veto 信号の早さもそのくらいまでとなる。また SN module の SN トリガーも 60 kHz で動いているので veto module は、60 kHz のクロックで動作させることにした。veto module は GNV-252 の 50 MHz 内部クロックを 60 MHz にして、そのクロックを使って 1024 回のカウンターを回すことで、60 kHz のクロックを作り出した。こうすることで、60 MHz のクロックで動いて 1024 回のヒットから判断される SN トリガーと同じ速度で veto module を動かすことが出来る。

### 3.2.3 veto 信号の概要

veto module は図 3.7 の様な veto 信号を出してイベントを間引く。

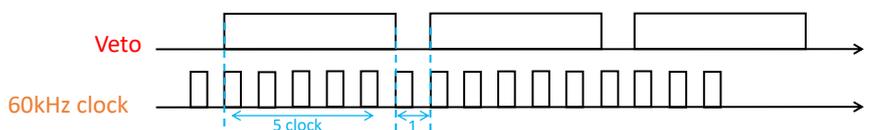


図 3.7: veto 信号の例。この場合動作クロックに同期して 5 clock の長さの veto を出して、1 clock 休む動作を繰り返す。つまりこの場合 1/6 にデータを間引く。

veto 信号は 60 kHz の動作クロックに同期して、ある一定の長さを出して、1 clock 休みまた同じ長さだけ veto を出す動作を繰り返す。veto を出している間は QBEE はデータをとらないので、veto の長さを  $L$

とするとデータ量は

$$\frac{1}{L+1} \tag{3.2}$$

になる。図 3.7 の場合は  $L = 5$  なので  $1/6$  に間引いている。次にこの  $L$  の大きさを決めなければならないが、veto module の出す veto 信号は以下の要件を満たさなければならない。

1. QBEE のオーバーフローを防ぐこと
2. 負荷が比較的少ないときには QBEE でとれるデータを最大限すること

となる。つまり  $L$  を最適化して、QBEE でとれるデータ量を最大化しつつオーバーフローを防がなければならない。veto module が受け取れる情報は 0 ~ 12 の SN トリガーの情報しかないので、veto を出す条件を以下のようにした。

1. veto module に入力された SN トリガーの数がある閾値  $T_1, T_2 \dots$  をこえる。
2. その閾値を veto module の動作クロックで何回連続で超えたかの数  $n_1, n_2 \dots$  を数える。
3.  $n_1, n_2 \dots$  がまたある閾値  $l_1, l_2 \dots$  を超えたら  $L_1, L_2 \dots$  の長さの veto を出す。

また複数の veto を出す条件がクリアされる時には、負荷が大きいと判断しより長い veto を出す方を優先するとした。

つまり、veto 信号のパラメータとしては 3 つで、SN トリガーの数に対する閾値  $T_1, T_2 \dots$ 、それらの閾値がどのくらいの長さで来たかに対する閾値  $l_1, l_2 \dots$ 、最後そのときに出す veto の長さ  $L_1, L_2 \dots$  である。これらのパラメータを決めなければならない。これらを決定するために行った LD バーストテストについては 4 章で説明をする。

### 3.2.4 veto module の動作

verilog で veto module のファームウェアを書きそれをソフトウェア上でシミュレーションをした。このシミュレーションでは、動作のテスト用として veto パラメータを表 3.2 の様に設定した。

SN トリガーの閾値 ( $T$ )	閾値以上の SN トリガーの連続数の閾値 $l$ clock (us)	そのときの veto の長さ ( $L$ )
5	6 clock (80 $\mu$ s)	2 (1/3)
10	4 clock (48 $\mu$ s)	3 (1/4)
12	7 clock (64 $\mu$ s)	4 (1/7)
12	11 clock (160 $\mu$ s)	7 (1/8)

表 3.2: veto module のシミュレーション用の veto パラメータ。真ん中の列の ( ) 内の値は、clock 数を実際の時間に直したもの、一番右の列の ( ) 内の値はイベントをどのくらいまで減らすかの値

この設定でシミュレーションをすると図 3.8 の様になった。



図 3.8: veto module のシミュレーション画像。各信号は、上から順に veto 信号、60 kHz clock、veto module が受け取った SN トリガーの数、60 MHz clock を表す。

順を追って veto module の動作を解説していく。

### 1. 0 $\mu$ s ~ 100 $\mu$ s(図 3.9)

まず、0  $\mu$ s ~ 7  $\mu$ s までは、veto 信号が赤く表示されているが、これはまだクロックと同期がとれていなくて、veto 信号が初期化されていないためである。7  $\mu$ s からは同期がとれて veto は 0 つまり OFF に初期化されている。SN トリガーの数は 24  $\mu$ s までは、0 でこの間は当然 veto は出ていない。24  $\mu$ s 以降は、SN トリガーの数は 3 になっているが、表 3.2 より、SN トリガーが 5 以上にならないと veto 信号は出さないので、ここでも veto 信号は出ていない。

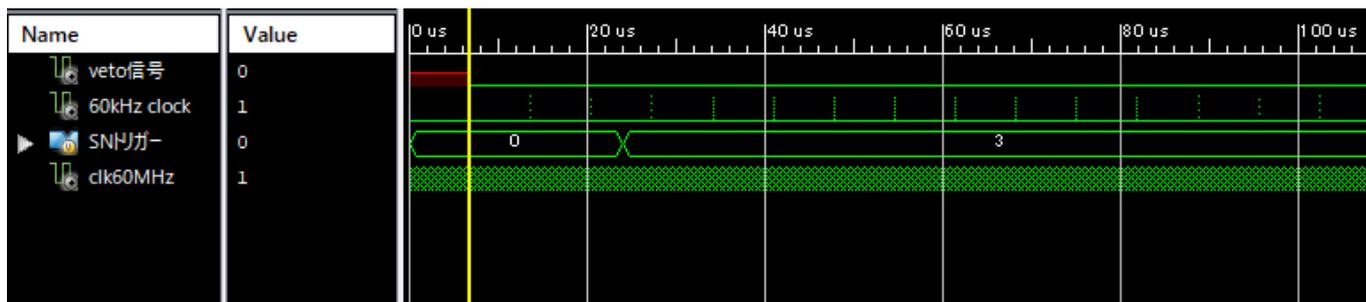


図 3.9: veto module の 0  $\mu$ s ~ 100  $\mu$ s のシミュレーション画像

### 2. 100 $\mu$ s ~ 200 $\mu$ s(図 3.10)

110  $\mu$ s からは SN トリガーが 5 になっていて、これは表 3.2 によると SN トリガーの閾値の最小値でこれ以上の値が 6 連続したら veto を出すが、実際に 60 kHz のカウンターを数えてみると、7 clock 目から veto が出ている。これは作動ではなく、内部の処理を簡単に説明すると閾値以上の SN トリガーが 5 clock 続いた時点で veto を出すフラグが立ち、その次のクロックから SN トリガーの値関係なく veto を出すが、veto 信号は "OFF" から始まるため実際には 1 clock 遅れて veto が ON になっている。そして、表 3.2 の一番上のパラメータの通り、 $L = 2$  clock だけ veto が続いて 1 clock だけ OFF になりまた veto を出すという動作を繰り返している。195  $\mu$ s からは、SN トリガーの数が 0 に戻っていて、veto も最後にフラグが立った veto を出したらずっと OFF になっている。

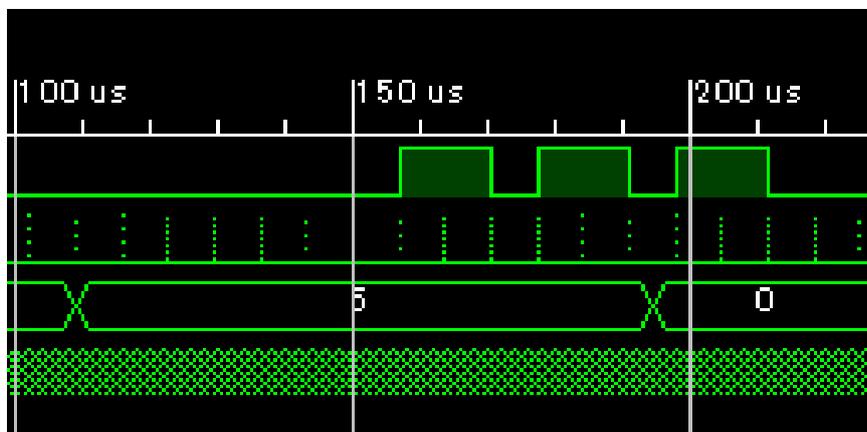


図 3.10: veto module の 100  $\mu\text{s}$  ~ 200  $\mu\text{s}$  のシミュレーション画像

3. 100  $\mu\text{s}$  ~ 200  $\mu\text{s}$ (図 3.11)

225  $\mu\text{s}$  ~ 265  $\mu\text{s}$  まで、SN トリガーが 5 になっているが、しかし 6 clock 以上連続しないので、veto 信号は出ていない。

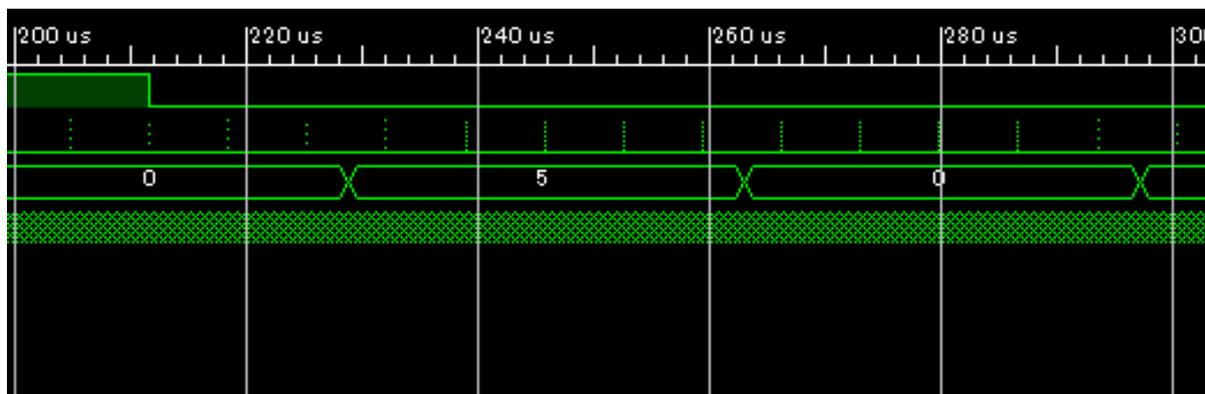


図 3.11: veto module の 200  $\mu\text{s}$  ~ 300  $\mu\text{s}$  のシミュレーション画像

4. 300  $\mu\text{s}$  ~ (図 3.12)

300  $\mu\text{s}$  ~ 330  $\mu\text{s}$  は SN トリガーが 10 になっている。そしてこの SN トリガーが 4 clock 続いたところで表 3.2 の  $L = 3$  の長さの veto の条件が満たされて、330  $\mu\text{s}$  から veto が出ている。途中で  $L = 2$  の veto の条件も満たされるが、間引き率の多い  $L = 3$  の veto が優先させる。また 330  $\mu\text{s}$  からは SN トリガーが最大数の 12 になっていて、360  $\mu\text{s}$  くらいで、 $L = 4$  の条件が満たされるので、370  $\mu\text{s}$  からは  $L = 4$  で veto が出ている、そして 390  $\mu\text{s}$  以降は間引き率の一番多い  $L = 7$  の条件が満たされるので、420  $\mu\text{s}$  からはずっと  $L = 7$  の veto が出ている。

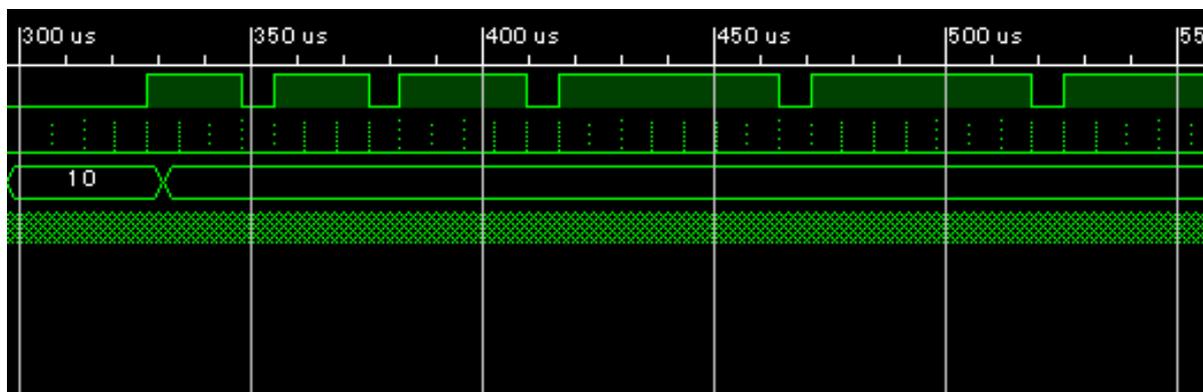


図 3.12: veto module の 300  $\mu$ s ~ のシミュレーション画像

シミュレーションで期待通りの動作をしていることを確かめたので、次は実際にボードに書き込んでテストを行うことになる。また、このテストで使った veto パラメータは動作確認用のもので、実際には適切な量のイベントを間引けるように veto パラメータを決めなければならない。このために 4 章で述べる LD バーストテストを行った。実際のボードに書き込んだテストは、5 章で述べる。

### 3.3 まとめ

前章で、近傍超新星爆発の際には  $30 \times 10^6$  イベント程度の大量のニュートリノイベントが 10 秒程度で来ると予測されているため、既存の DAQ では、処理が追いつかず、QBEE のバッファがオーバーフローを起こしてしまうことを述べた。SK ではその対策として、QBEE のバッファの影響を受けない新しい DAQ を開発した。この SN module は QBEE のバッファの上流にある HITSUM という情報を使うためオーバーフローの影響を受けない。しかし、ヒットした PMT の数の情報がわからないため、QBEE で記録される詳細なイベントの情報が不可欠である。そこで、オーバーフローによるランダムなイベントデータの抜けを防ぐため、積極的に特定のタイミングで veto をかけてイベントを落とす veto module を開発した。veto module は FPGA で開発をした。ファームウェアはシミュレータ上で期待した通りの動作ができているので、4 章以降で適切な veto パラメータの決定と実際にボードを SN module と QBEE に接続したテストについて説明をする。

## 第4章 LDバーストテスト

実際に近傍超新星爆発が起こった時に、SKのDAQがどの位のレートでオーバーフローを起こすのかと、vetoパラメータの決定のためにタンク内で疑似的に超新星爆発を再現するLDバーストを行った。本章ではこのLDバーストテストについて説明を行う。節4.1でLDバーストについての説明を行い、節4.2でSN moduleでのLDバーストの見え方を述べて、節4.3でQBEEでのLDバーストの観測とその時のオーバーフローについて述べた後、veto moduleのvetoパラメータの決定を行う。

### 4.1 LDバーストについて

LDバーストは元々超新星爆発が起こった時のSKのシフトの訓練用に導入されていた。しかし、短時間で大量のイベントを発生させることができるので、DAQの負荷試験にも使用されている。本節ではLDバーストの時間構造と回路について説明を行う。

#### 4.1.1 LDバーストの時間構造

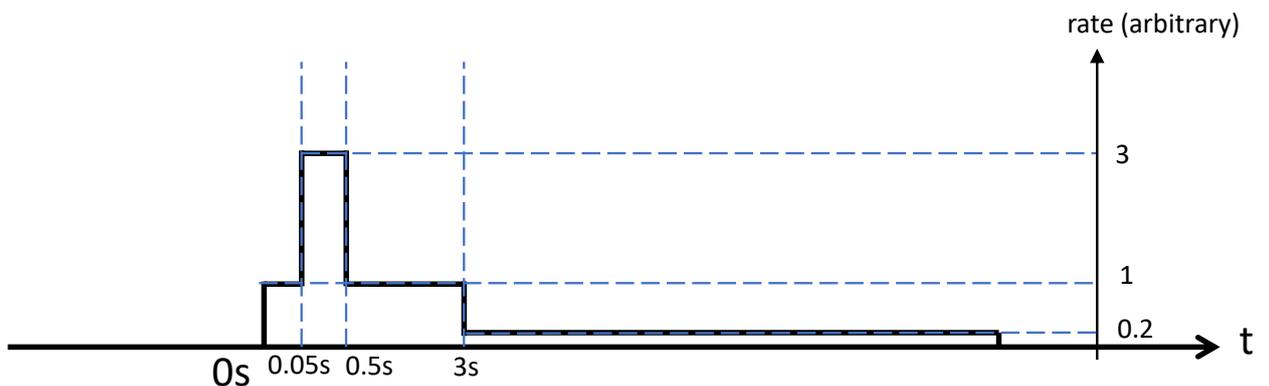


図 4.1: LDバーストの時間構造。超新星爆発の時間構造を模している。

LDバーストの時間構造は図4.1のようになっている。この形は超新星爆発の時間構造を模していて、0.05～0.5sが中性子化バーストの瞬間に相当し、それ以降の部分は原始中性子星の冷却に伴うニュートリノ放出を表している。1回のLDバーストは10秒間続き合計のイベント数は60,000～60,000,000イベント

トまでを変えることができ、これは超新星爆発の距離に換算するとおおよそ 4 kpc~150 pc の距離の超新星爆発に相当する。例として、30M イベントの時の各領域のイベントレートを表 4.1 のようになる。LD バーストのイベントレートは相似になっているので、合計イベント数が変わった場合は、この値にどれだけ変わったかの比率をかければそのバーストのイベントレートを求めることができる。(例 6M イベントの場合は各領域のイベントレートを 1/5 にする。) LD バーストは普段はクロックジェネレータからの一定周期のクロックを使用しているが、本研究ではより現実の状況を再現するためランダムクロックジェネレータも使用した。(節 4.1.5 参照)

時間領域	イベントレート (MHz)
0 s ~ 0.05 s, 0.5 s ~ 3 s	5.56
0.05 s ~ 0.5 s	16.7
3 s ~ 10 s	1.11

表 4.1: 合計イベント数 30M イベントの LD バーストの各領域のイベントレート

#### 4.1.2 回路

LD に信号を送って図 4.1 の時間構造を光らせている回路は図 4.2 のとおりである。時間構造を作っている回路はすべて NIM モジュールで構成されている。

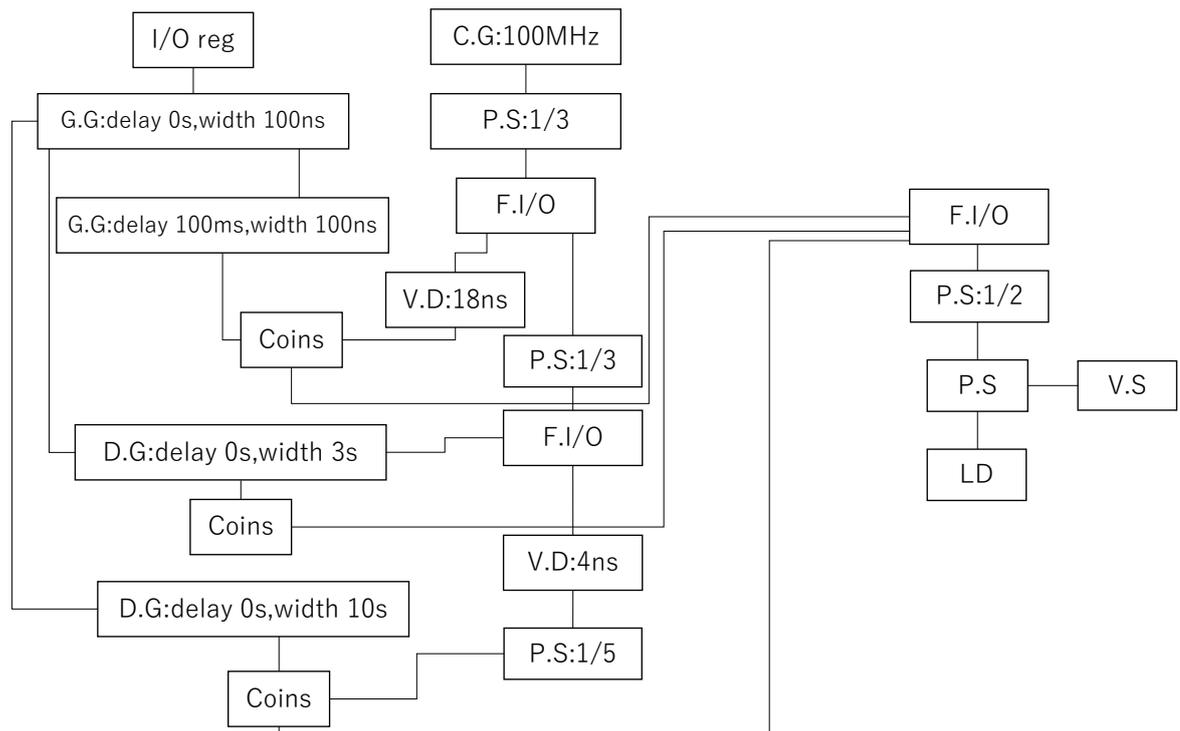


図 4.2: LD バーストの NIM 回路

図 4.2 の各モジュールは以下の取りである。

C.G (クロックジェネレータ)

一定周期のクロックを出すモジュール

P.S:1/N(プリスケアラ)

入力されたクロックの周波数を  $1/N$  に落とすモジュール

F.I/O(FANIN/FANOUT)

複数の入力の OR をとったり、入力を複数の出力に分けるモジュール

G.G(ゲートジェネレータ)

ある一定の長さのパルスを作るモジュール。出力パルスはスタートにパルスが入るか、前面のスタートボタンを押すことで出すことができる。前者の方法では、delay を入れて出力パルスを遅らせることができる。

Coins(コインシデンス)

複数の入力の AND をとって出力するモジュール

V.D(Variable Delay)

入力信号を遅らせて出力するモジュール

D.D(Digital Delay)

入力信号を遅らせて出力するモジュールで出力パルス幅も設定できる V.D や G.G との違いはデジタル動作で、より細かく調整ができる点である。

V.S(Visual Scaler)

入力パルスを数えるモジュール。LD テストでは LD に送ったパルスをここで監視している。

LD(Laser Diode)

半導体レーザー、入力パルスをトリガーとして 405 nm のレーザー光を発振する

LD からの光は次の経路をたどる。

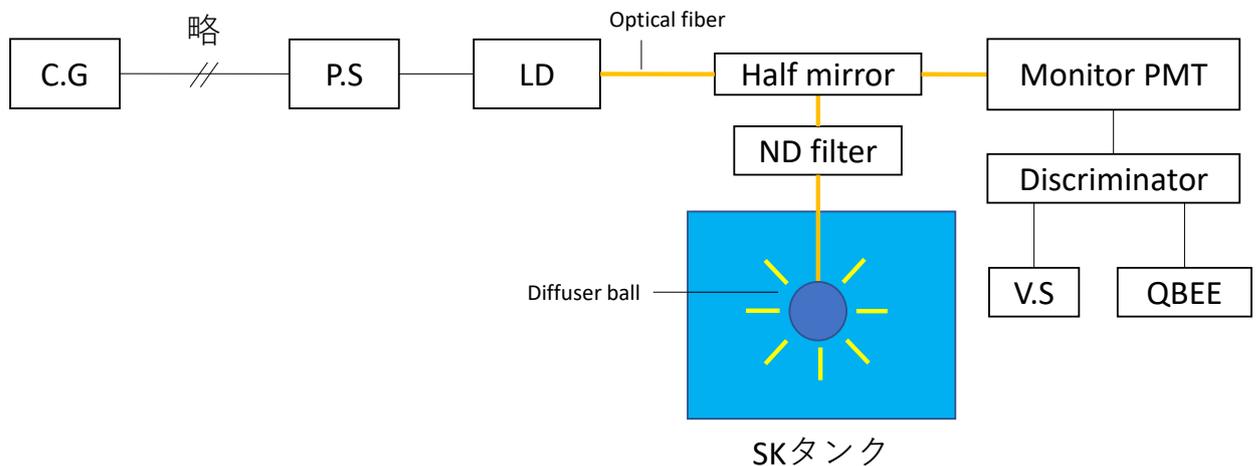


図 4.3: LD の光路図

図 4.3 の各装置は次のとおりである。

optical fiber

LD からの光を伝送する。

half mirror

LD からの光を二つに分ける役割をする。

ND filter

LD からの光の光量を調節する。

Diffuser ball

LD からの光をタンク内に拡散させる。

Monitor PMT

LD がしっかり光を出しているか監視する PMT、PMT の信号は Discriminator で NIM 信号にした後に、V.S と central hut にあるトリガー用 QBEE の空きケーブルに入れて解析の時に QBEE のデータと一緒に見られるようにした。

### 4.1.3 モニター PMT

LD を監視するためのモニター PMT として浜松ホトニクス製の H7415 を採用した。これは外径が 33 mm の小型のため狭い SK のタンクスペース内で作業がしやすいためである。



図 4.4: H7415



図 4.5: モニター PMT のセットアップ。段ボールに  
オプティカルファイバーの先端と PMT を入れた後に  
ダークシートで全体を覆った。

また H7415 のスペックは表 4.2 のとおりである。

感度波長 (Short)	300 nm
感度波長 (Long)	550 nm
感度波長 (Peak)	420 nm
光電面	バイアルカリ
ダイノード段数	10
最大定格	-2000 V
印加電圧	-1500 V
ゲイン	$5.0 \times 10^6$
上昇時間	1.7 ns
走行時間	16 ns
走行時間広がり	0.5 ns

表 4.2: H7415 の性能表

PMT に印加する電圧は-1500 V として、discriminator の出力パルスは 100 ns としたので最大で 10 MHz 程度までは正確にカウントできるはずである。これは QBEE の入力パルス幅は数百 ns 程度の幅がないと QBEE が反応しない可能性があるためである。節 4.1.6 の表 4.3 より 20M イベント程度のバーストまでは正確にカウントできている。

#### 4.1.4 LD

#### 4.1.5 ランダムクロックジェネレータ

ランダムクロックジェネレータとして、CAEN 製 NDT6800D を使用した。図 4.6。



図 4.6: CAEN 社 NDT6800D

このモジュールは、様々な波形をシミュレーションできるモジュールで、様々な波形と時間分布で、パルスを出力することができる。本研究では、一定周期のクロックを作っている図 4.2 のクロックジェネレータをこのモジュールに差し替えることによって、時間構造を保ったままより現実に近いバーストでテストした。パルスは poisson 分布にしたがう時間分布にした図 4.7。

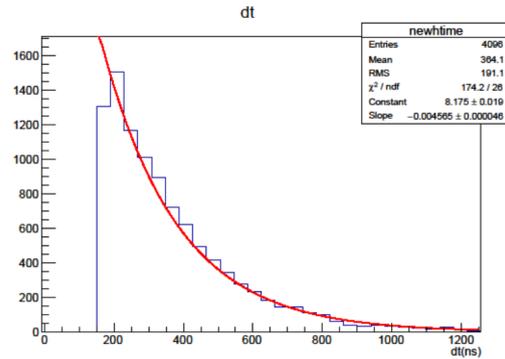


図 4.7: NDT6800D で 5MHz の poisson 分布に従うパルスを出力して 2つのパルス間の時間間隔のヒストグラムを  $y = C \exp(-\lambda x)$  でフィッティングをした図。時間間隔は 4.5 MHz の指数分布になっていることが分かる。時間間隔で 0 ~ 150 ns のビンにイベントがないのは、パルスのパイルアップが起きないように設定をしたからである。

ただし、このモジュールの発生させることのできるパルスの速さは poisson 分布で最大で 1ch あたり 9 MHz 程度で、2ch 使うとパルスのオーバーラップも考慮して最大で 14 MHz 程度で、一定周期のクロックジェネレータの最大 100 MHz の 1/7 弱である。この速度のクロックだと最大で 26M イベントがバーストの最大イベントになるのでベテルギウスの予測イベントには少し足りない。また、ランダムクロックを使うことで解析の際に困難があることも予想されるため、本研究では、一定周期クロックとランダムクロックを両方使用した。

#### 4.1.6 行った LD バースト

本研究で行った主なバーストの合計イベント数 6M イベント以上のものを表 4.3 に挙げる。

バーストの名前	LD に送ったトリガークロック数	monitor PMT のカウント	クロックの種類	エラー有無
6M バースト	5,988,132	5,989,484	一定周期	なし
6.5M バースト	6,506,200	6,438,360	ランダム	なし
7.5M バースト	6,506,200	6,438,360	一定周期	なし
8.5M バースト	8,554,571	8,555,517	一定周期	あり
8.5M バースト	8,677,064	8,165,667	ランダム	あり
10M バースト	9,986,594	9,981,644	一定周期	あり
13M バースト	13,013,693	11,536,578	ランダム	あり
20M バースト	19,951,366	19,468,288	一定周期	あり
26M バースト	26,028,071	15,804,133	ランダム	あり
30M バースト	29,942,710	28,625,063	一定周期	あり

表 4.3: 2017 年 10 月 2 日に行った LD バーストのまとめ。この表でのエラーは SK の DAQ のオンラインログに表示された SIC FIFO full、DB buffer full を示している。

LD の光量にも依存するが、おおよそ一定周期のクロック、ランダムクロック問わず、おおよそ 8.5M イ

ベント以上のバーストで、QBEE にオーバーフローのエラーが出現した。節 4.3.4 で詳しく述べるがバーストが起きるときは、SIC FIFO が先にあふれ、その後に DB Buffer full が出現するという時間順序である。

## 4.2 SN module での LD バーストの観測

前節までで、LD バーストの基本的なセットアップを述べた、ここからは、LD バーストを SK の DAQ を用いて実際に観測した結果を示す。まずは、本節では SN module での LD バーストの観測結果について示す。図 3.1 で示した通り、veto module はハット 3 のみに導入されるため、主にハット 3 の SN module のデータを解析した。

### 4.2.1 ピークの積分方法

SN module では LD バーストのは次のように見える。横軸はハードウェアカウンタで 60 kHz の速度で動いているので、1 回のバーストの長さ 10 s はハードウェアカウンタでは、 $60 \times 10^5$  count になる。縦軸はハット 3 で記録された HITSUM の合計である。このデータはハット 3 の SN module のデータなので SK 全体ではこの値の 4 倍の値になる。図 4.8 と左右の図両方とも、図 4.1 の時間構造になっていることが分かる。図 4.8 の左図は一定周期のクロックを使ったテストで、図 4.8 の右図はランダムクロックを使ったテストである。この 2 つを比べるとランダムクロックを使ったテストの方が高レートの時間領域では、ヒット数の広がりが大きくなっていることが分かる。

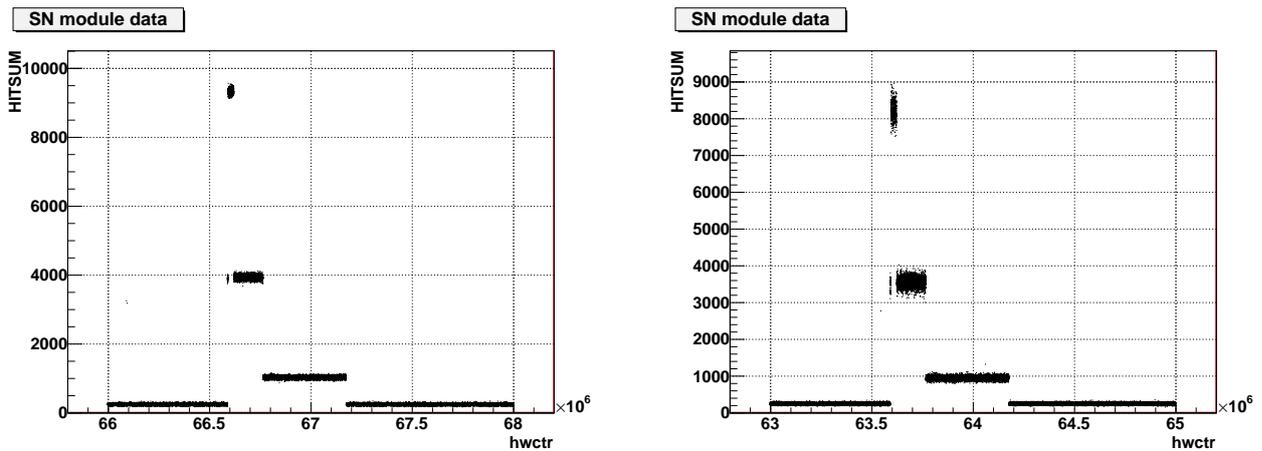


図 4.8: 左図は一定周期のクロックを使った 30M バーストの SN module で記録されたデータ。右図はランダムクロックを使った 26M バーストの SN module で記録されたデータ。横軸はハードウェアカウンタ (hwctr)、縦軸はハット 3 のヒット数の合計 (HITSUM)

次に、このバーストのピークを積分してバースト全体のヒット数を求める方法を述べる。積分方法は次のようにした。図 4.9 に図を使った説明を示す。

1. バーストの手前の部分で長さ  $2 \times 10^5$  count = 3.3 s の赤色の線に沿ってヒット数の平均を計算して、この平均値を baseline として定義する。
2. この baseline から差  $\Delta h$  を青色の矢印で示したピークを含む領域  $1 \times 10^6$  count = 1.6 s で総和をとる。

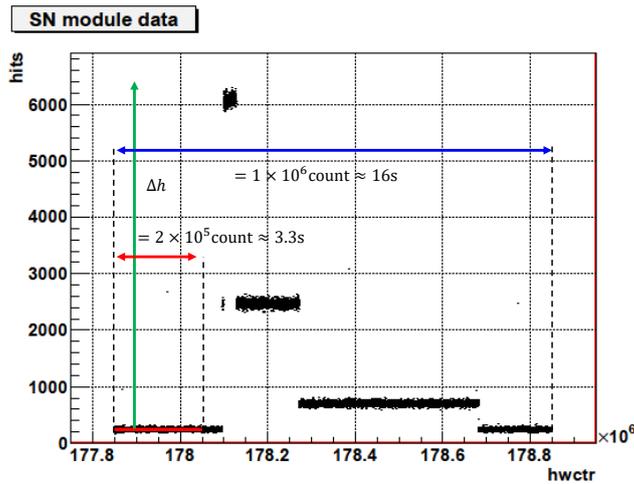


図 4.9: バーストのピークを含む領域の積分方法

#### 4.2.2 LD の光った回数との相関

前節で、SN module で見た LD バーストのピークの積分方法を述べたが、この値を SN module hits として、LD の光った回数に対してプロットとすると図 4.10 のようになった。モニター PMT と LD に送ったクロック数の比較より LD はクロックを送った回数だけ正確に光っていると考えられるので LD の光った回数は LD に送ったクロック数を V.S で数えたものを使った。

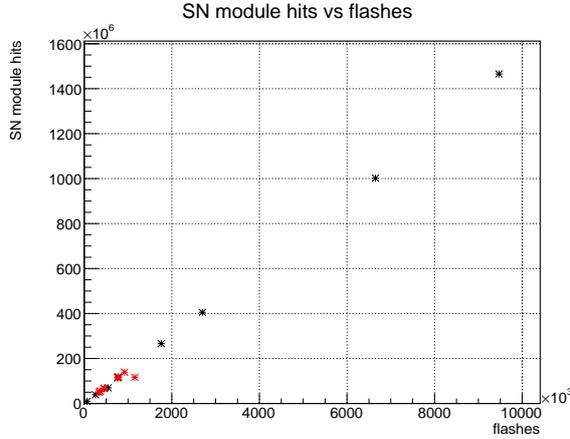


図 4.10: SN module のピークの積分値と LD が光った回数の図。黒いポイントが一定周期のクロックのバーストで赤いポイントがランダムクロックバーストを表す。

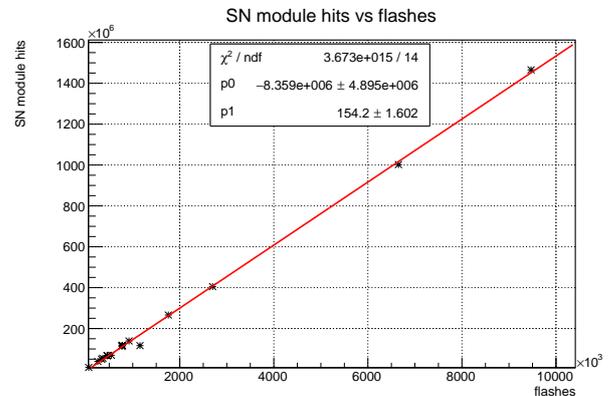


図 4.11: 右図を直線でフィットした図。線形関係にあるのが分かる。

この図はすべてのハットの SN module の HITSUM の値を足し合わせているので、SK 全体の PMT のヒット数を見ていることになる。この図を直線

$$y = p_1 x + p_0 \quad (4.1)$$

でフィットすると図 4.11 のようになった。この図から、SN module のヒット数と LD が光った回数にはよい線形関係が一定周期のクロックのバーストとランダムクロックにバーストにかかわらず成り立つことが

分かる。1点直線から外れている点があるがこれは、baselineの領域がバーストのピークにかかってしまったか、V.Sの値を読み間違えたなどで外れてしまったものと考えられる。このときのパラメータは表4.4のようになった。

$p_0$ (hits)	$p_1$ (hits/ashes)
$-8.359 \times 10^6 \pm 4.895 \times 10^6$	$154.2 \pm 1.602$

表 4.4: 図 4.11 のフィッティングのパラメータ

直線のオフセット  $p_0$  の値が大きいが、積分範囲が  $10^6$  count なので、1bin 当たり直すと、-8 程度である。今は4ハットすべてのSN moduleの値を合計しているのでbaselineが図4.9の4倍程度の1000前後なので、この値は十分無視することができる。さらに大きいイベント数のバーストを同じようにプロットすると図4.12のようになった。この図は図4.10とは別の日に測定を行ったバーストであり、ハット3のみのデータを使った。この図からSN moduleでは使うクロックによらず30Mイベントのベテルギウス相当のLDバーストまで、線形関係を保っていることが分かる。

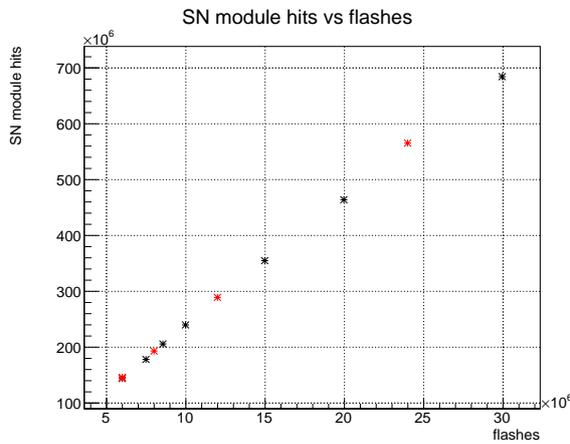


図 4.12: SN moduleのピークの積分値とLDが光った回数。黒いポイントが一定周期のクロックのバーストで赤いポイントがランダムクロックバーストを表す。

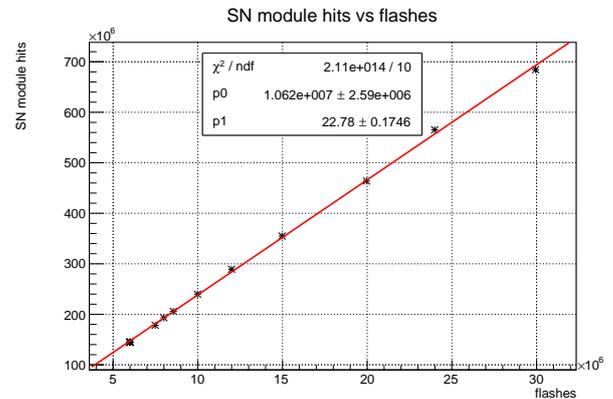


図 4.13: 右図を直線でフィットした図。30Mバーストまで線形関係にあるのが分かる。

図4.10を同様に式4.1でフィットすると、図4.13のようになり、このときのパラメータは表4.5のようになった。これより、SN moduleでは、使うクロックの種類によらずQBEEのベテルギウス相当の30Mバーストまで線形関係を保っていることが分かる。また、オフセットは10程度で、ハット3のみのデータなのでbaselineが1/4の250になっていることを考慮してもまだ  $10/250 = 4\%$  程度に抑えられている。

$p_0$ (hits)	$p_1$ (hits/ashes)
$1.062 \times 10^7 \pm 2.59 \times 10^6$	$22.78 \pm 0.1746$

表 4.5: 図 4.13 のフィッティングのパラメータ

表4.4と表4.5の直線の傾き  $p_1$  を比べると傾きが154 (hits/ashes) と22 (hits/ashes) である。表4.5の方が4ハットのPMTの数を使っていて、表4.4の方がハット3のみを使っていた値ということ considering 4倍すると88 (hits/ashes) である。つまり154 (hits/ashes) に足りない。これは、測定を行った日付が違うので、その間にNDフィルターが動いてしまって光量が変わってしまったと推察される。NDフィル

ターには固定フィルターと電動式の可変フィルターがあり、可変フィルターの方はステッピングモーターで合わせるにあたって動きが一定でないので、光量は変わってしまう恐れがある。

### 4.3 QBEEでのLDバーストの観測

前節までで、SN moduleでLDバーストがどのように観測されるかを述べた。ここからは、QBEEではどのようにLDバーストが見えるのかを述べる。まず、DAQエラーが起らなかったバーストでLDバーストの位置や光量とエネルギーを述べて、より起きなバーストでエラーが起きたときにどのようにイベントが変化してしまうかを述べる。

#### 4.3.1 タンク内の位置

LDバーストの位置をQBEEのデータから再構成すると図4.14のようになる。縦軸はSKのタンクの上下方向を表し、ちょうど中心部が $z = 0$ となる。横軸はSKのタンクの動径方向を表して、動径方向の2乗とすることで、超新星爆発のイベントが2次元ヒストグラム上で一様に分布するようになる。この図よりLDの光を拡散している構造体が見え、タンクのちょうど中心部に位置していることが分かり、実際のDiffuser Ballの位置に一致する。これは、LDバーストと実際の超新星爆発の決定的な違いで実際の超新星爆発のイベントはタンク内で一様に分布する。

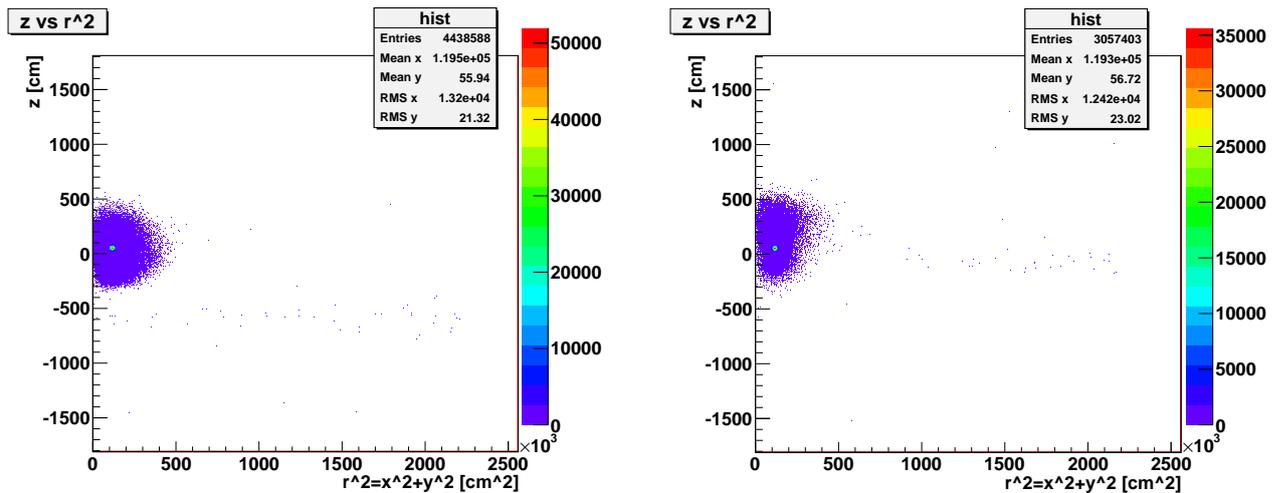


図 4.14: LDバーストのSKのタンク内での位置。左図は一定周期のクロックの6Mバーストで右図はランダムクロックの6Mバーストである。Diffuser Ballの位置にイベントが集中している。

#### 4.3.2 電荷とエネルギー

電荷は、図4.15のようになる。SKのタンク内に電荷分布に2つのピークがあるように見える。

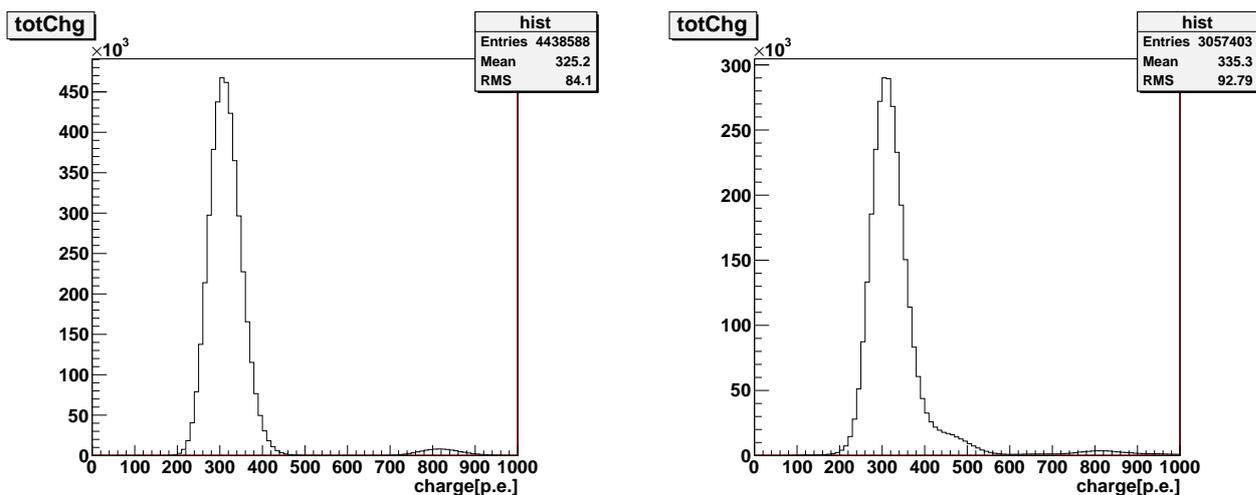


図 4.15: LD バーストの電荷分布。左図は一定周期のクロックの 6M バーストで右図はランダムクロックの 6M バーストである。

電荷分布の時間変化をプロットにすると図 4.16 のようになる。この図よりバーストの 1 番高レートのところで、電荷量が多くなっていることが分かる。イベントレートが高レート過ぎるとイベント同士のパイラップが起こってしまい、イベントを再構成するときに電荷量を多く見積もってしまったと推測される。図 4.16 の 0.5 s 前後の LD バーストの最もレートが速いところで、イベントの抜けがあるがこれはエラーに依るものではなくイベント同士のパイラップでうまく再構成出来なかったものと考えられる。

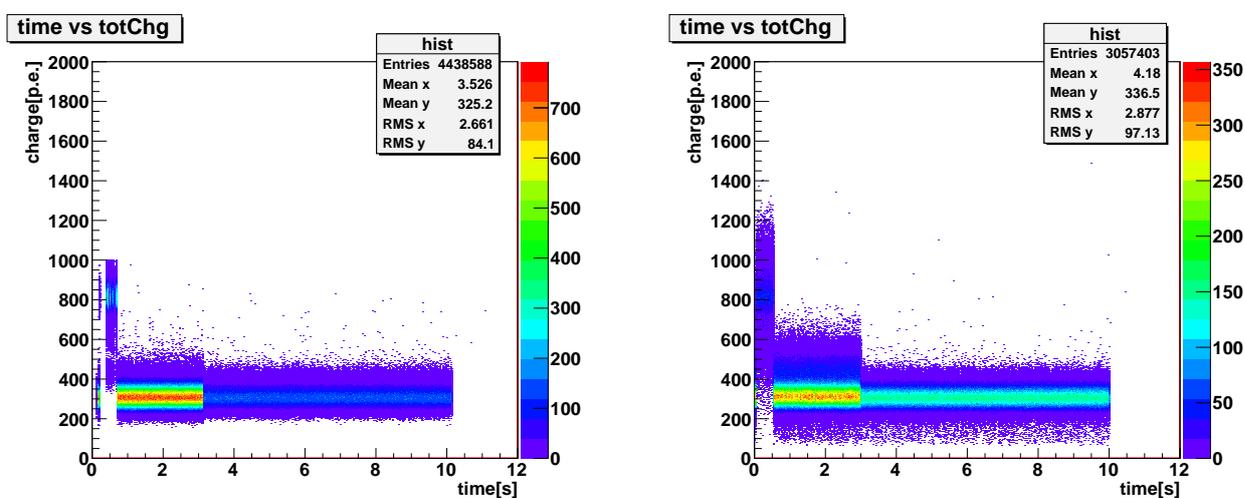


図 4.16: LD バーストの電荷分布の時間変化。左図は一定周期のクロックの 6M バーストで右図はランダムクロックの 6M バーストである。

エネルギー分布は図 4.17 と図 4.17 の様になった。この図から LD バーストの光量は 20 MeV 前後であり、図 1.7 の超新星ニュートリノのエネルギーを再現している。

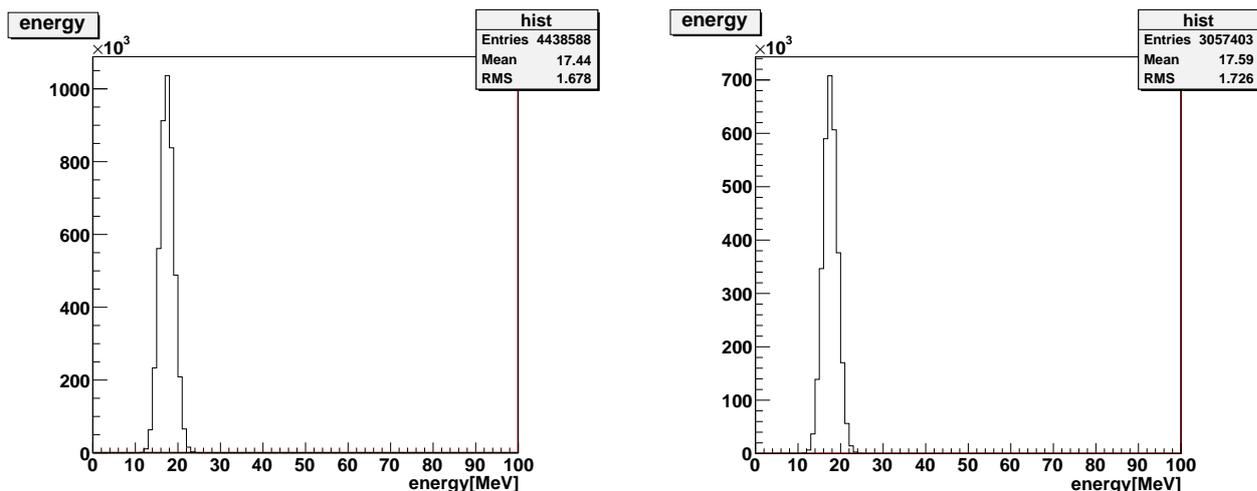


図 4.17: LD バーストのエネルギー分布。左図は一定周期のクロックの 6M バーストで右図はランダムクロックの 6M バーストである。

エネルギー分布の時間変化は図 4.18 に示している。エネルギーは時間によって大きくは変わっていない。これは電荷分布は全ヒット情報をもとに再構成したが、エネルギー分布はフィッターが適切に不要なヒット情報を取り除いたからであると考えられる。

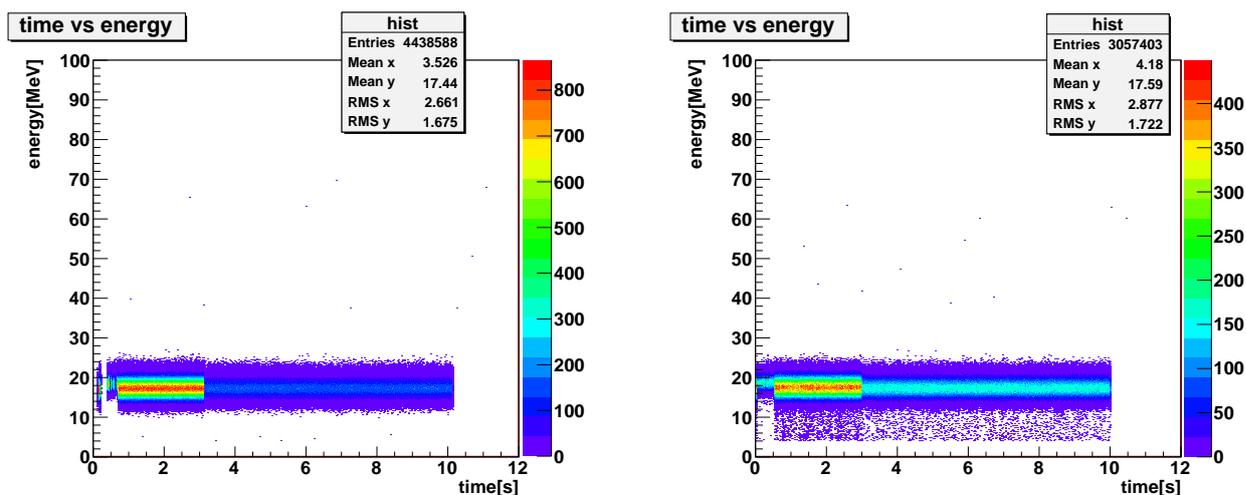


図 4.18: LD バーストのエネルギー分布の時間変化。左図は一定周期のクロックの 6M バーストで右図はランダムクロックの 6M バーストである。

### 4.3.3 LD の光った回数との相関

QBEE で測定されたイベントと LD が光った回数を SN module の時と同様にプロットした (図 4.19)。

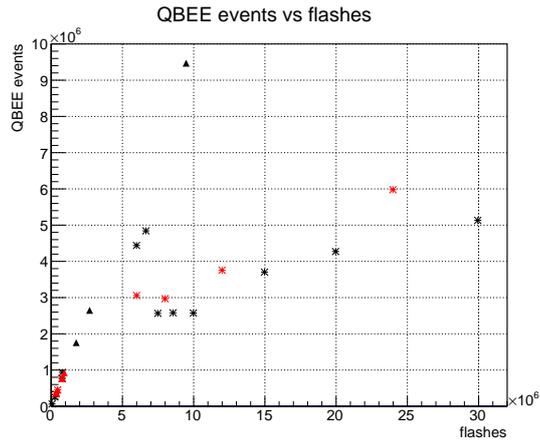


図 4.19: QBEE の情報をもとに再構成したイベント数と LD が光った回数の図。黒いポイントが一定周期のクロックのバーストで赤いポイントがランダムクロックバーストを表す。三角のポイントは図 4.1 の時間構造ではなく 10 秒間一定のイベントレートで光らせたものである。

図 4.19 より QBEE では合計 5M イベント以上で線形性が崩れてしまっていることが分かる。これは、イベントが高レート過ぎるとイベントのパイルアップと QBEE のオーバーフローが起きているためである。また、図 4.19 の三角の点は 10M まで線形性を保っているように見えるが、このイベントは図 4.1 の時間構造のバーストではなく、10 秒間レートを変わらずに一定の速さのクロックで、LD を光らせたイベントである。つまり、10M イベントの場合は 1 MHz で光らせたバーストで SN module では図 4.20 のように見える。

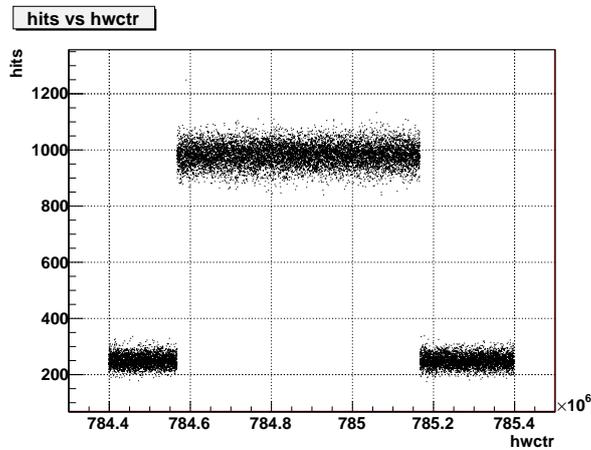


図 4.20: 10 秒間一定の速度のクロックで光らせたバーストを SN module で記録した図。

5M イベント以下のバーストと 10 秒間一定のレートのバーストだけを取り出して同様に直線でフィットすると、

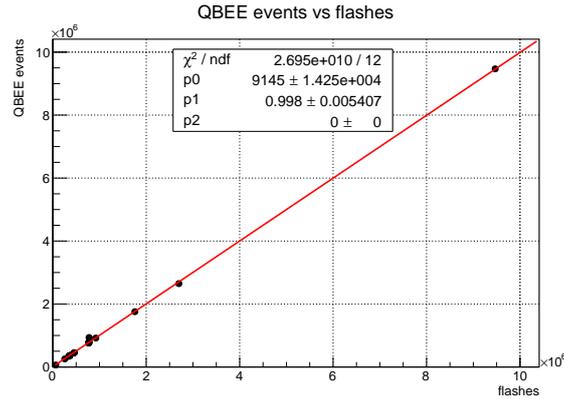


図 4.21: 図 4.19 から 5M 以下のバーストと一定の速度のバーストのみを取り出して直線でフィットした図。

パラメータは、表 4.6 のようになった。これより、パラメータのエラーを考えれば  $y = x$  の関係にあることが分かる。

$p_0(\text{hits})$	$p_1(\text{hits}/\text{flashes})$
$9145 \pm 1.425 \times 10^4$	$0.998 \pm 5.407 \times 10^{-3}$

表 4.6: 図 4.21 のフィッティングのパラメータ

#### 4.3.4 QBEE のエラー

ここからは、LD バーストの際に QBEE のバッファオーバーフローによるエラーがどのタイミングで出現していくかを見ていく。節 2.3.4 で、説明したように QBEE には L1 buffer、SIC FIFO memory、DB buffer の 3 つのバッファが搭載されている。図 4.22~ 図 4.29 はハット 3 の SN module のデータを使い縦軸をヒット数として、その時の 3 つの各バッファが溢れていたボードの数を横軸ハードウェアカウンタとして重ねた図である。L1 buffer full はピンク色、SIC FIFO full は青色、DB buffer full は緑色で表している。各エラーを LD バーストの総イベント数順に説明していく。

##### 1. 6M~8.5M バースト

図 4.22 から図 4.24 は一定周期のクロックによるバーストで、これより L1 buffer full のみが短い時間だけ現れていることが分かる。ただし、図 4.30 のように短い時間の L1 buffer full は常時起きておりこれはバーストによるものではないと思われる。また図 4.25 よりランダムクロックのバーストでも同様に L1 buffer full だけが出力されていることが分かる。

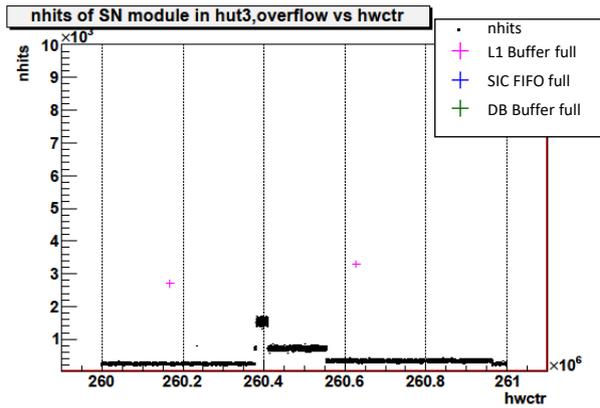


図 4.22: 一定周期のクロックの 6M バースト

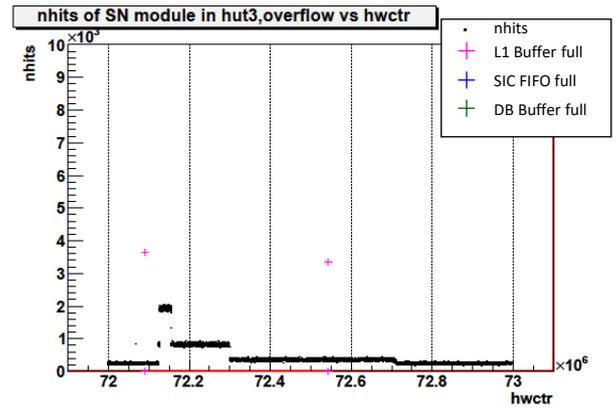


図 4.23: 一定周期のクロックの 7.5M バースト

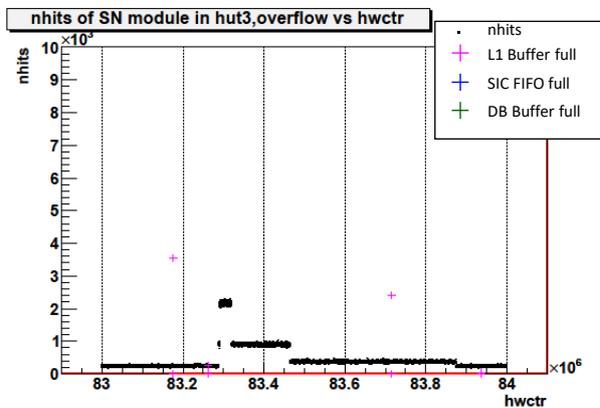


図 4.24: 一定周期のクロックの 8.5M バースト

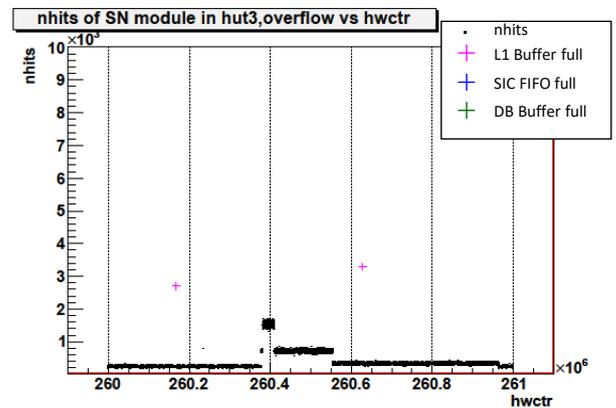


図 4.25: ランダムクロックの 6M バースト

## 2. 10M バースト

次に LD バーストの総イベント数が 10M イベント以上になると、バーストの最もレートが高いところで、SIC full が現れてくる (図 4.26)。また、図 4.27 は 12M イベントのランダムクロックの LD バーストの結果を表しており、同様に SIC full がバーストの最高レートのところで現れていることが分かる。

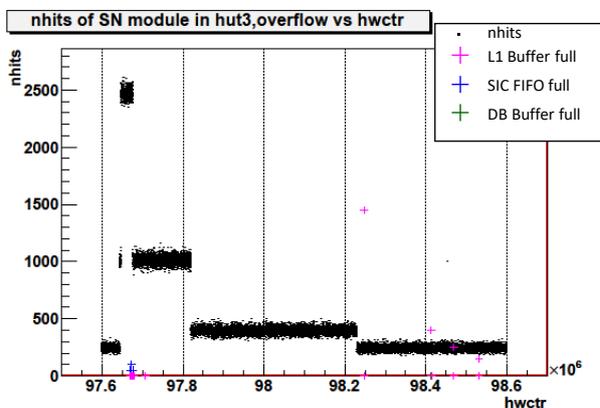


図 4.26: 一定周期のクロックの 10M バースト

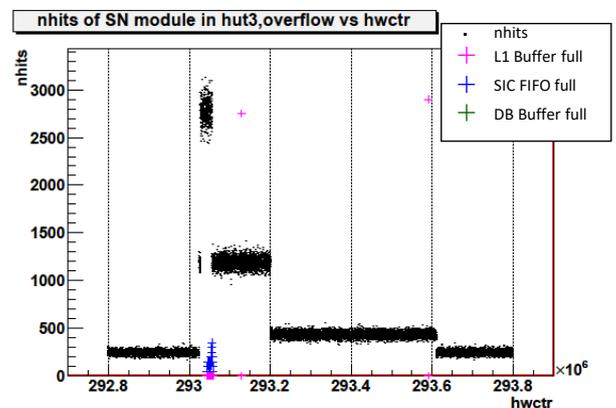


図 4.27: ランダムクロックの 12M バースト

### 3. 24M バースト以上

図 4.28 は一定周期のクロックでの 30M のバーストを示している。このイベント数になると、3つのエラーがすべて出現している。まず、L1 buffer full が現れて、そのあとに SIC FIFO full が現れる。そして少し時間をおいてから DB buffer full が現れるという順序である。これはバッファは PMT に近い上流から L1 buffer、SIC FIFO、DB buffer の順に搭載されていて、容量も L1 buffer < SIC FIFO < DB buffer の順で大きくなっているからである。図 4.29 はランダムクロックでの 24M バーストで、同様に 3つすべてのエラーが出ている。また出現する順番も同じである。

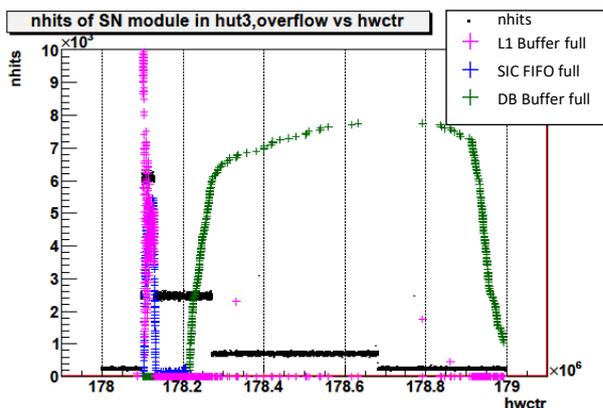


図 4.28: 一定周期のクロックの 10M バースト

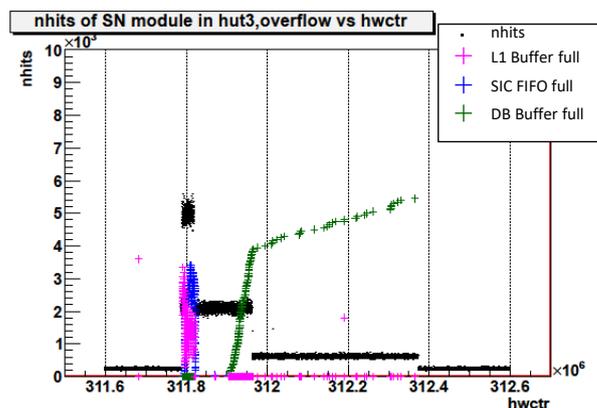


図 4.29: ランダムクロックの 12M バースト

4.24 で 8.5M バーストの時はバーストの最中には、オーバーフローは起きなかったが、イベントの処理の時間差で、後段の DB buffer があふれることが考えられる。よってバーストを含む長い時間を確認すると図 4.30 のようになり、8.5M バーストから  $70 \times 10^6$  count (~2分) 後に DB full が出ていることが確認された。また、10M バーストの後にも DB full が出ていることが分かる。

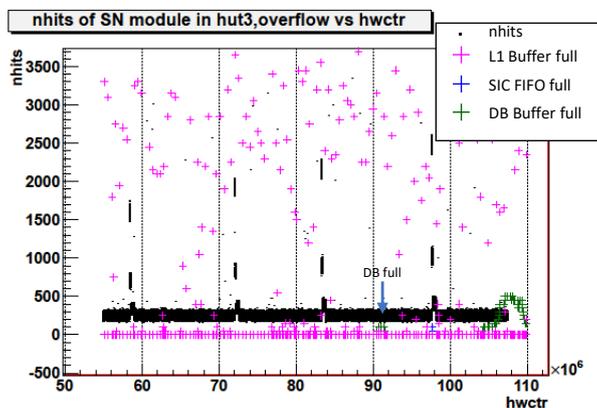


図 4.30: 一定周期のクロックの 6M から 10M のバーストの SN module で記録されたヒット数。左から 6M、7.5M、8.5M、10M となっている。

オーバーフローが起きたときに QBEE のバーストのデータが、どのように変化してしまうかを、図 4.31 から図 4.33 に示す。図 4.31 から図 4.33 は、30M バーストのヒット数の変化を QBEE のデータから再構成した図で、SN module の時と同様に 横軸をハードウェアカウンタにして、それぞれのエラーを出したボードの数をプロットしたものである。QBEE で記録されたデータは、図 4.1 の時間構造から変化してしまっている。特に、一番高いレートのところでは、図 4.32 から見て取れるがヒット数が大きく落ちて、上下に振動している。この上下の振動の仕方は、L1 buffer full の変化の振動と同じ位相で変化していて、SIC FIFO

full とは逆の位相で変化していることが分かる。図 4.31 からは所々にヒット数が不連続な個所があることが分かる。特に hwctr が  $66.7 \times 10^6$  count 付近は完全にデータが抜け落ちてしまっている。

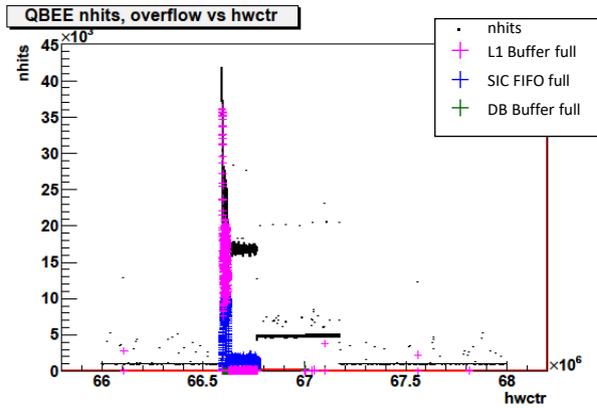


図 4.31: QBEE での 30M バーストのヒット数の変化

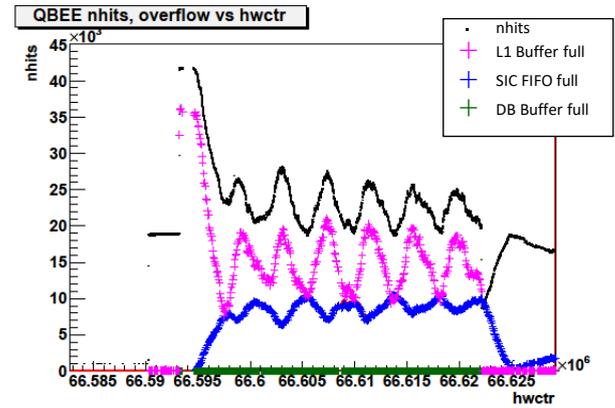


図 4.32: QBEE での 30M バーストのヒット数の変化

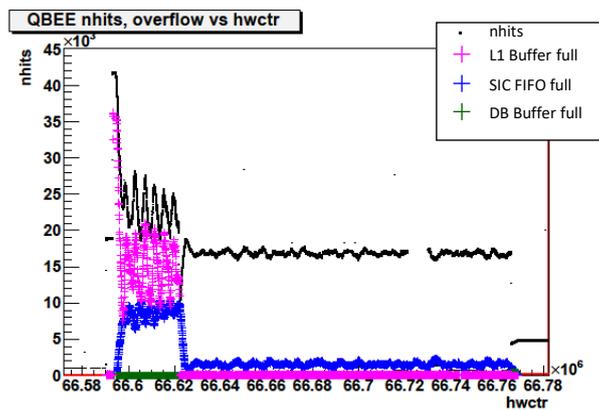


図 4.33: QBEE での 30M バーストのヒット数の変化

## 4.4 veto パラメータの決定

前節までで、LD バーストが SK でどのように見えるのかを見た。SN module では、LD バーストがベテルギウス相当でも観測でき QBEE では、8.5M イベント以上のバーストでは、エラーが出てしまうことを確認した。ここからは、イベント数の大きいバーストでも QBEE でもオーバーフローを起こさずに、観測できかつ出来るだけ多くのイベントを記録できる様な適切な veto module のパラメータを決定する。そのためまず、節 4.4.1 で veto module の入力である SN トリガーの発行状況を確認して、それを元に節 4.4.2 で veto パラメータの決定を行う。

### 4.4.1 SN トリガーの発行数

LD バーストの時の SN トリガーの発行状況は以下の図 4.34 から図 4.37 の様になる。SN module はすべてハット 3 のもののデータを使用した。これからわかるように SN トリガーは図 4.1 のイベントレートが速

くなる  $0\text{ s} \sim 3\text{ s}$  で発行されていることがわかる。また、前節より SIC full は 10M 以上のバーストの最もイベントレートが速くなる瞬間に出ているが、その領域では SN トリガーの Hit 数はほぼ 10 以上出ている。

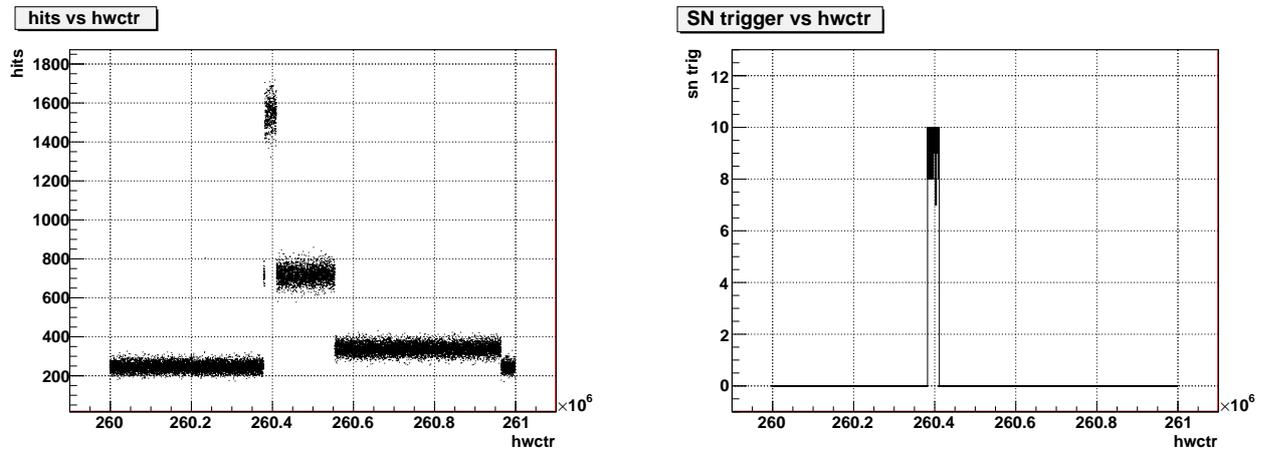


図 4.34: 左図は、SN module で見たランダムクロックの 6M バースト。右図は、その時の SN トリガーの発行の合計数

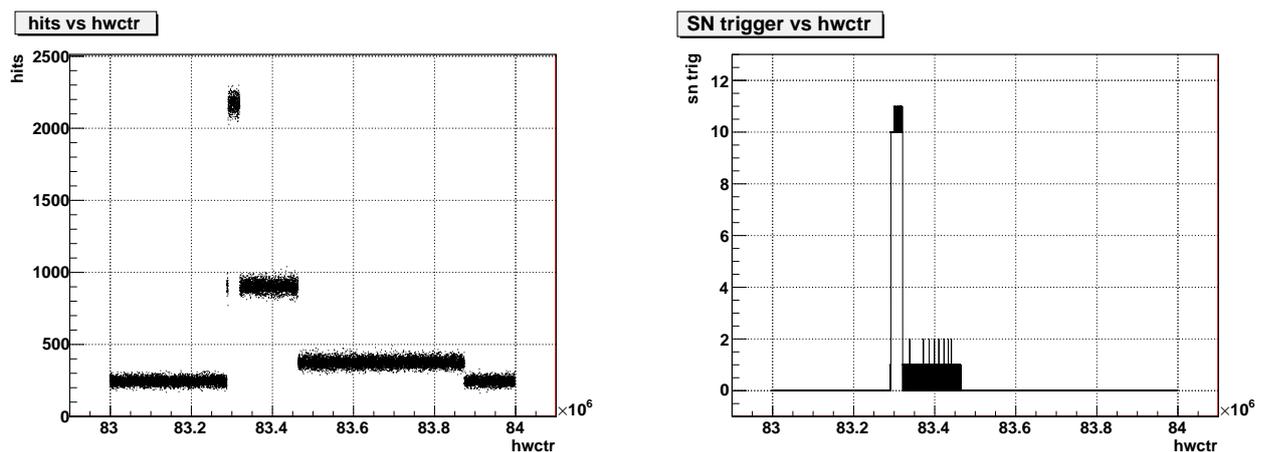


図 4.35: 左図は、SN module で見た一定周期のクロックの 8.5M バースト。右図は、その時の SN トリガーの発行の合計数

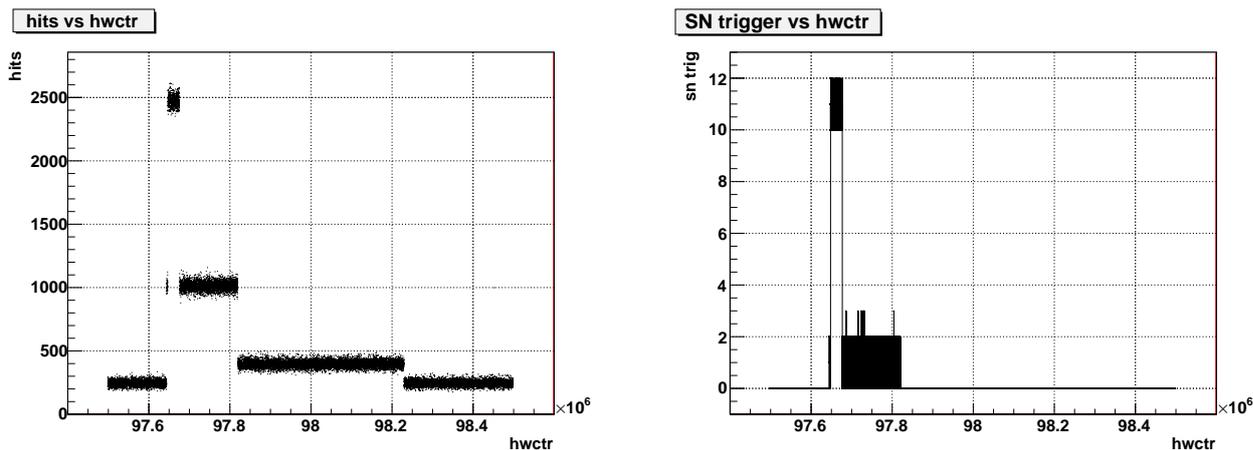


図 4.36: 左図は、SN module で見た一定周期のクロックの 10M バースト。右図は、その時の SN トリガーの発行状況

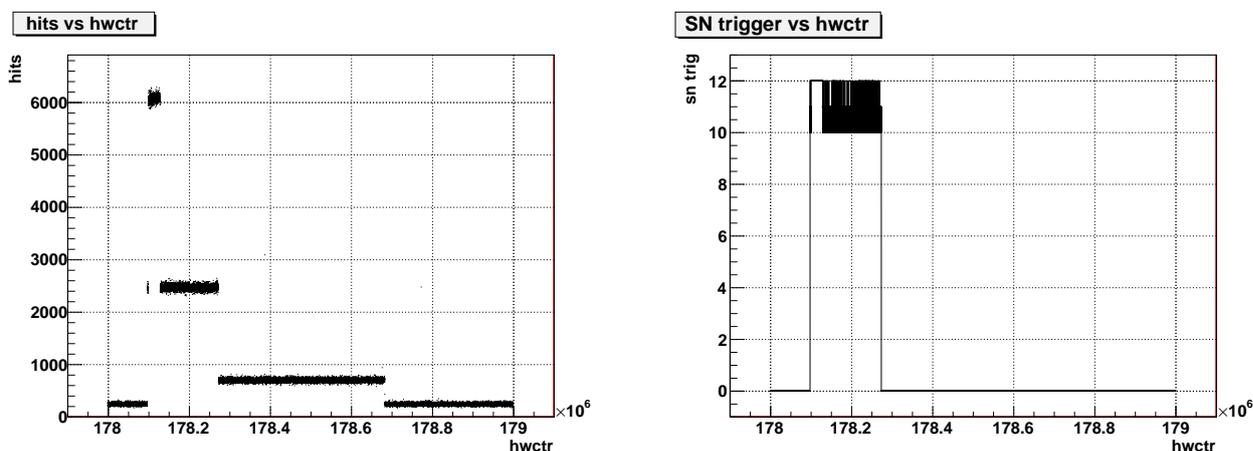


図 4.37: 左図は、SN module で見た一定周期のクロックの 30M バースト。右図は、その時の SN トリガーの発行状況

#### 4.4.2 veto パラメータ

veto module で防ぎたいオーバーフローは、超新星爆発のニュートリノバースト中の SIC FIFO full と DB buffer full の 2 つである。ここまで、見てきたように SIC FIFO full は、10M イベント以上のバーストの一番レートが速いところでほぼリアルタイムで出力されているので、この部分の SN トリガーを見て、veto パラメータを決める。まず、SIC full の出ないバーストで一番イベント数の大きい 8.5M と SIC full が出る最小のイベント数 10M のバーストでバーストの一番レートが高いところは、それぞれ 4.72 MHz と 5.56 MHz でありこのときの SN トリガーは、図 4.38 と図 4.39 に示してある。これより、わかることは、4.72 MHz のイベントレートでは SN トリガーが 10 を基本として、たまに 11 を出しているが、5.56 MHz の時は 10~12 の間の数を出力していることが分かる。これより、veto を出す第 1 の SN トリガーの閾値  $T_1$  は  $T_1 = 11$  とする。

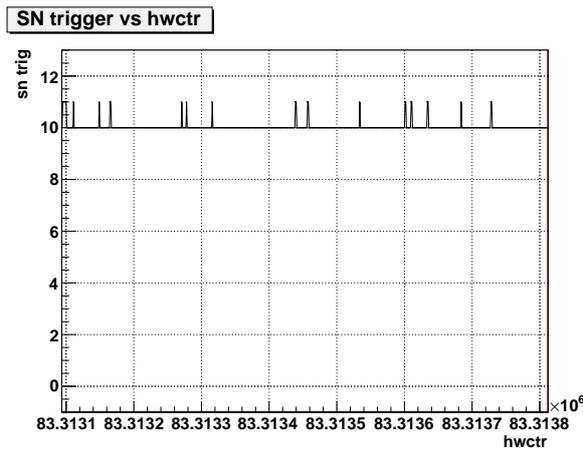


図 4.38: 4.72 MHz の時の SN トリガー

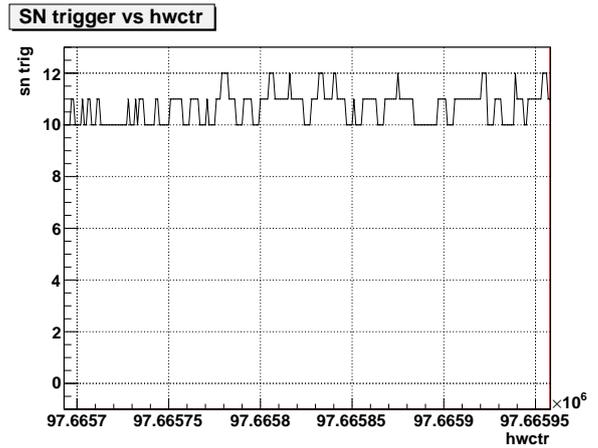


図 4.39: 5.56 MHz の時の SN トリガーの発行状況

次に 11 以上の値が何回連続できたら veto を出すかの値を決める。図 4.40 は 4.72MHz の領域と 5.56 MHz の領域で veto を出す閾値が 11 の時それ以上の SN トリガーが連続する数  $l_1$  を変えたときの veto 信号が出た回数をプログラムでシミュレーションしたものである。これより、4 回連続とすると 4.72 MHz では 50 回以下で 5 回連続にすると 30 回以下の veto 信号の出力になる。また 5.56 MHz では、4 回連続と 5 回連続でどちらも 3000 回を超える veto が出るので、veto module では連続数の閾値を超えた、1 クロック後に veto が出力されることを考慮して  $l_1 = 4$  とする。最後にこのときにどれくらい間引くかであるが、veto module の最小の間引き率は  $L = 1$  の時の  $1/2$  なので、この値に設定する。

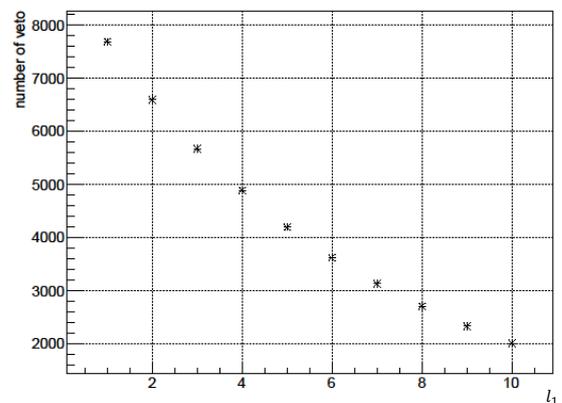
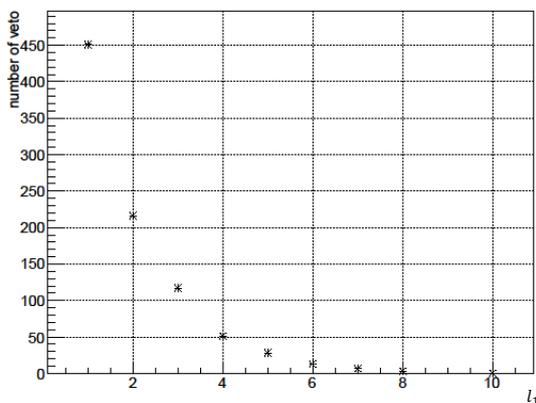


図 4.40:  $T_1 = 11$  の時それ以上の SN トリガーが何回連続したら veto を出すかの数  $l_1$  を変えたときに veto 信号の回数。左図は 4.72MHz の時。右図は 5.56MHz の時

次に、2 つ目からの veto パラメータを決めるが、図 4.40 からすでに SN トリガーの数が 12 付近で飽和してしまっていることが分かる。つまりこれ以上のレートでは、SN トリガーが 12 で変化しなくなってしまふ、実際に図 4.41 より 15M バーストの最高レート時の 8.33 MHz で既に SN トリガーは 12 で飽和している。これ以上のところは SN トリガーの数からそのときのイベントレートを判断できないため、SN トリガーの数が 12 が連続で続いた時間で判断することにする。ただしこの方法だと細かい間引きは出来ないため、SN トリガーの数が最高の 12 になったのが 100 回続いたら、 $1/3$  に間引く、最初から 12 が続くような超新星爆発の場合、中性子化バーストの瞬間にさらに高レートになることが予測されるため、さらに 1000

回続いたら 1/4 に間引くことにする。ただし、2 段目以降の veto の条件は SN トリガーが飽和していたためエラー解析からは定量的に求めることが出来なかった。veto module を QBEE につないだ状態でテストしてその結果、さらに良い veto パラメータを決めることが出来るなら、再びチューニングすることにする。

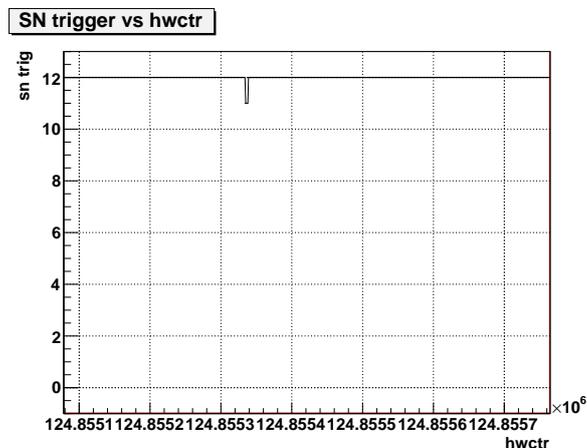


図 4.41: 8.33MHz の時の SN トリガー

以上をまとめると表 4.7 のようになる。

SN トリガーの閾値 ( $T$ )	閾値以上の SN トリガーの連続数の閾値 $l$ clock (us)	そのときの veto の長さ ( $L$ )
11	4 clock(48 $\mu$ s)	1 (1/2)
12	100 clock(160 $\mu$ s)	2 (1/3)
12	1000 clock(1600 $\mu$ s)	3 (1/4)

表 4.7: エラー解析より求めた veto パラメータ。真ん中の列の ( ) 内の値は、clock 数を実際の時間に直したものの、一番右の列の ( ) 内の値はイベントをどのくらいまで減らすかの値

## 4.5 まとめ

以上までで LD バーストのセットアップから、QBEE のエラー解析と veto module のパラメータの決定を説明してきた。SN module での LD バーストの測定から SN module では、ベテルギウス相当の超新星爆発でも、データの抜けがなく、イベントを記録できることが分かった。一方で、PMT のヒット情報しかわからないため、詳細な解析には QBEE の情報が不可欠だが 10M バースト以上では、特にニュートリノバーストの瞬間に当たる最もイベントレートが速い所でオーバーフローが起きてデータの抜けがあることを確認した。そしてそれを防ぐために、veto module のパラメータを決定した。次章ではこの veto module を使い実際にエラーを抑えることができるかどうかのテストについて報告する。

## 第5章 veto moduleの性能評価

veto module を QBEE につないで、LD バーストによるエラーを抑えて測定ができるかどうかの性能評価試験を行った。本章では、その結果について報告する。

### 5.1 性能評価試験

veto module の性能評価試験は、前章で決めたパラメータに設定をした veto module を QBEE につないだ状態での LD バーストテストである。まず、節 5.1 でセットアップについて説明をして、節 5.1.7 以降でその結果について報告と考察を行う。

#### 5.1.1 目的

この性能評価試験の目的は次のとおりである。

1. veto module の動作確認

veto module はシミュレーション上と、ゲートジェネレータやオシロスコープを用いたテストベンチ上での動作確認は、完了しているが、実際の SN module につないだ状態とは条件が違うので、その状態で正常に動作するかを確認する。

2. QBEE のオーバーフローエラーを抑える。

これが本試験での一番の大きな目的である。veto module が近傍超新星の時に機能するかを調査する。

3. veto がかったバーストのデータ解析

veto 信号が正常にかかってデータを間引くことができ、QBEE のエラーを抑えることができれば、SN module のデータから QBEE の veto によりデータが抜けた部分が分かるはずなのでそれを確認する。

#### 5.1.2 セットアップ

LD バーストのセットアップは veto module をつながないテストと同じで、図 4.2 と図 4.3 に示してある通りである。veto module のセットアップは、図 5.1 に示していて、veto module は hut3 に設置に図 5.2 のように設置した。

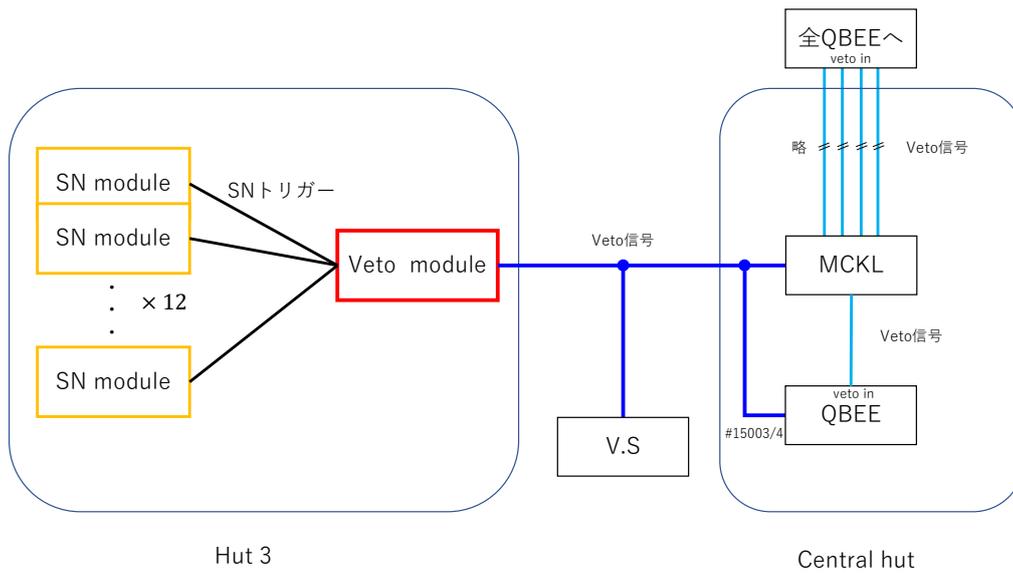


図 5.1: veto module のセットアップ。veto module からの veto 信号は Hut 3 から central hut に送られる (青色の配線)。この veto 信号は MCLK モジュールに入ると同時に V.S とトリガー用 QBEE の #15003/4 のケーブルにつないで記録する。実際に QBEE に送り込まれる veto 信号は MCLK モジュールからマスタークロックに同期してトリガー用 QBEE を含む全 QBEE に送られる (水色の配線)。尚 veto がかった瞬間は #15003/4 のケーブルでは信号が記録されない。



図 5.2: veto module をハット 3 で設置した写真。赤いランプがついているところが veto の出力で、セントラルハットに veto 信号を送っている。下の赤い LEMO ケーブルは、SN module からの SN トリガーであり、合計 12 本つながっている。

veto module からの veto 信号は 3 章で述べたように、セントラルハットの MCLK モジュールに入れて全 QBEE にマスタークロックと同期させて送る。現在の SK の DAQ では veto がかった時にそれを記録できる仕組みがないため、monitor PMT の信号と同様に veto module からの veto 信号は V.S で回数を記録するとともに、セントラルハットのトリガー用 QBEE の空いているケーブルに信号を送り記録できるようにした。ただし、MCLK モジュールからの veto 信号によりこのトリガー用 QBEE も veto がかかるため veto がかった瞬間は QBEE では veto 信号は記録されない。

### 5.1.3 測定バースト

評価試験は 2017 年 12 月 20 日と 2017 年 12 月 26 日に行った。その時に行ったバーストを表 5.1 と表 5.2 に示してある。表の「veto module なしの場合の相当する大きさのバーストでのエラー有無」の項目は veto module をつながない状態で同じ条件で測定を行ったときのエラーの有無を示している。20 日のテストでは、一定周期のクロックを使ったテストを行い、26 日はランダムクロックを使ったテストを主に行った。また、20 日と 26 日の間にファームウェアの動作の安定化を行った。26 日のテストでは LD の光量を上げて測定を行ったためエラーが出やすくなって、veto 信号の回数も変わっている。また 6.5M バーストでもエラーが出てしまったそのため光量を下げた状態での 6.5M バーストも測定をした。この表より分かる通り、veto module を入れた場合はオーバーフローが抑えられていることが分かる。

バーストの名前	LD に送ったト リガークロッ ク数	クロックの種 類	veto 信号の回 数	veto module 接続後のエ ラー有無	veto module なしの場合の エラー有無
6M バースト	5,987,086	一定周期	5,803	なし	なし
7.5M バースト	7,483,829	一定周期	5,806	なし	なし
8.5M バースト	8,553,042	一定周期	-	なし	あり
10M バースト	9,978,454	一定周期	41,927	なし	あり
15M バースト	14,967,773	一定周期	35,338	なし	あり
20M バースト	19,995,707	一定周期	35,201	なし	あり
30M バースト	29,935,622	一定周期	40,672	なし	あり

表 5.1: 2017 年 12 月 20 日の veto 評価試験の LD バースト。8.5M バーストの veto 回数がないのは記録ミスによる。6 列目は veto module を外した状態で同じ光量とイベント数でバーストを行ったときのエラーの有無

バーストの名前	LD に送ったト リガークロッ ク数	クロックの種 類	veto 信号の回 数	veto module 接続後のエ ラー有無	veto module なしの場合の エラー有無
6.5M バースト	6,505,997	ランダム	9,208	なし	あり
6.5M バースト*	6,506,317	ランダム	824	なし	なし
8.5M バースト	8,677,064	ランダム	7,654	なし	あり
13M バースト	13,013,464	ランダム	7,250	なし	あり
26M バースト	26,027,876	ランダム	44,293	なし	あり
30M バースト	29,935,832	一定周期	43,903	なし	あり

表 5.2: 2017 年 12 月 26 日の veto 評価試験の LD バースト。光量が大きめだったため、エラーが出やすくなって veto 信号の関数も変わっている。\*のついたのは光量を下げて測定したもの。6 列目は veto module を外した状態で同じ光量とイベント数でバーストを行ったときのエラーの有無

#### 5.1.4 QBEE のエラーの比較

表 5.1, 表 5.2 より veto module を入れた場合、SK のオンラインの log に表示されるエラーがでないことを確認した。ここでは、節 4.3.4 と同じように縦軸をハット 3 の SN module のヒット数にしたものに QBEE のオーバーフローしたボードの数を横軸にハードウェアカウンタにしてプロットしたグラフを示す。節 4.3.4 と同様にピンク色の点が L1 buffer full、青色の点が SIC FIFO full、緑色の点が DB buffer full を示す。

図 5.3 から図 5.8 より、SIC FIFO full は完全に抑えられていることが分かる。また L1 buffer full は出力されているがかなり抑えられていることが分かる。DB full はどの図 5.3 から図 5.8 のバーストにも出ていない。これは、4 章の LD バーストテストと違い、今回のテストは前のバーストから時間をおいて完全に buffer にデータがない状態で次のバーストを行ったからと考えられる。つまり、DB buffer があふれるまでにより長い時間がかかったからと思われる。実際にプロットする時間幅を広く取ると図 5.9 のようになり、veto module ありの後には DB full が出ていないが veto module なしの方には、およそ 3 分後に DB full が起こっていることが確認できる。

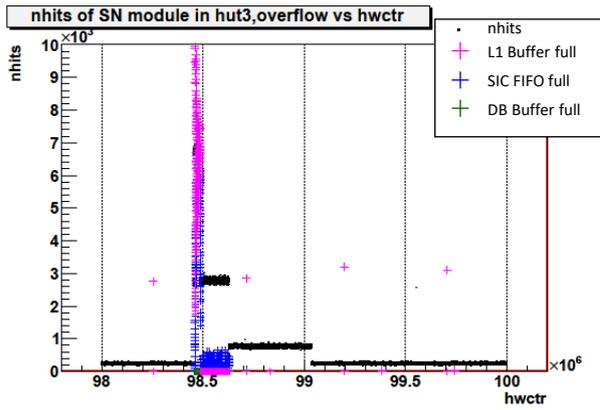


図 5.3: 一定周期のクロックの 30M バースト、veto module なし、2017 年 12 月 20 日の測定。

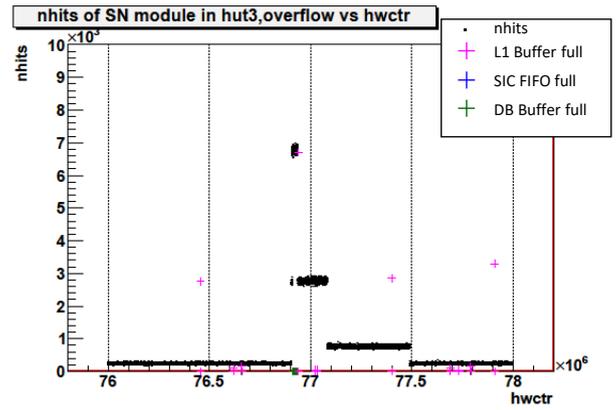


図 5.4: 一定周期のクロックの 30M バースト、veto module あり、2017 年 12 月 20 日の測定。

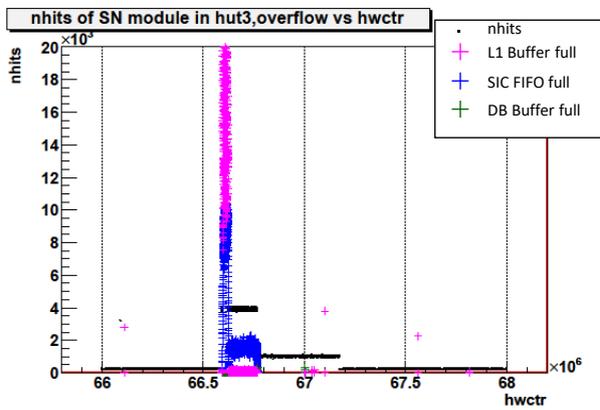


図 5.5: 一定周期のクロックの 30M バースト、veto module なし、2017 年 12 月 26 日の測定。

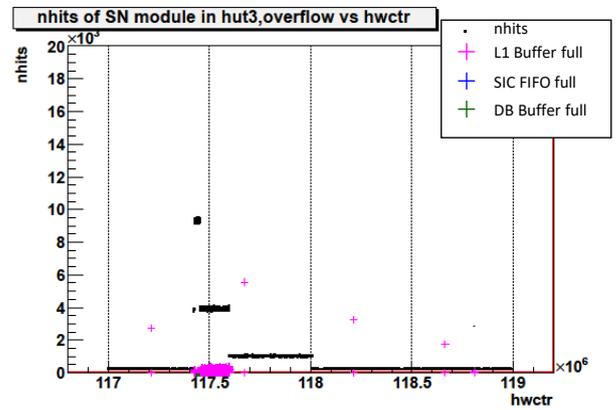


図 5.6: 一定周期のクロックの 30M バースト、veto module あり、2017 年 12 月 26 日の測定。

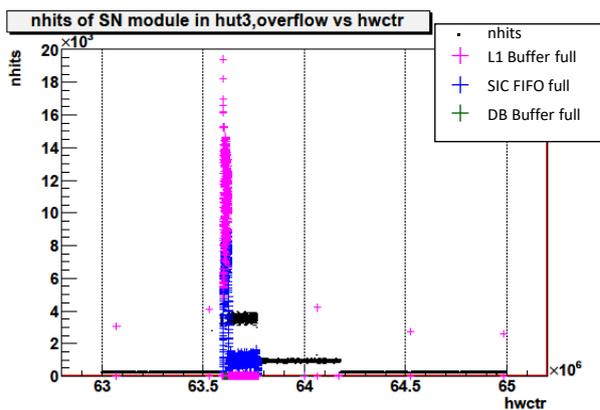


図 5.7: ランダムクロックの 26M バースト、veto module なし、2017 年 12 月 26 日の測定。

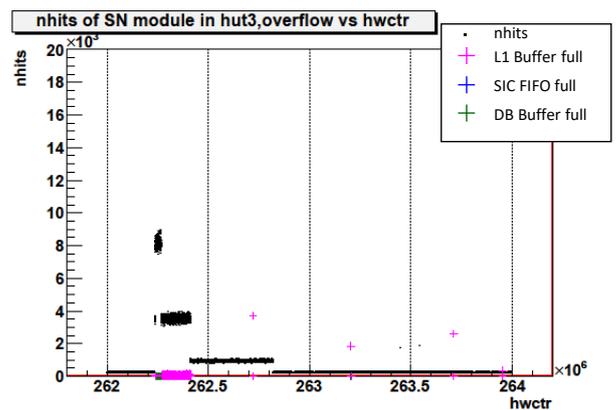


図 5.8: ランダムクロックの 26M バースト、veto module あり、2017 年 12 月 26 日の測定。

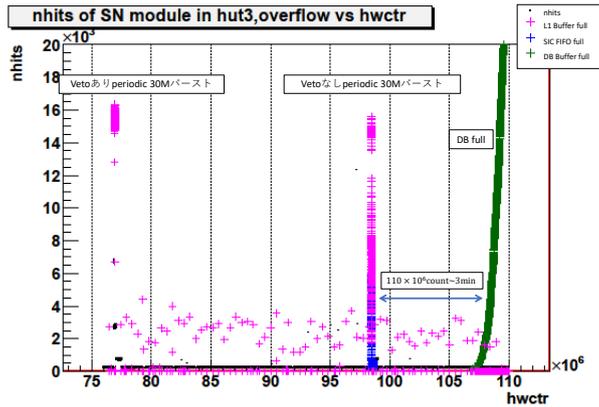


図 5.9: 2017 年 12 月 20 日の測定の一定周期のクロックの 30M バースト。左側が veto module ありの測定で右側が veto module なしの測定。DB buffer full も抑えられていることが分かる。

### 5.1.5 veto 信号の再構成

節 5.1 で述べたが、現在の SK の DAQ ではかかった veto 信号と SN トリガーを記録できる仕組みがない。そのため、SN module のバイナリデータから SN トリガーを再構成してそれから veto 信号をソフトウェアで再構成するという方法をとった。表 5.3 と表 5.4 に各バーストのスケーラで数えた veto 信号の数と再構成した veto 信号の数をまとめてある。これらの表からわかるとおり、2017 年 12 月 20 日のテストでは数が大きく違って、ファームウェアの安定化をした 2017 年 12 月 26 日のテストでは、ずれがあるが 2 つの数が比較的合っていることがわかる。

バーストの名前	クロックの種類	スケーラで記録した veto 信号の回数	再構成した veto の回数	veto 回数のずれ (3 列目-4 列目)
6M バースト	一定周期	5,803	0	5,803
7.5M バースト	一定周期	5,806	47	5759
8.5M バースト	一定周期	-	3020	-
10M バースト	一定周期	41,927	13,851	28076
15M バースト	一定周期	35,338	7337	28001
20M バースト	一定周期	35,201	7338	27863
30M バースト	一定周期	40,672	77,688	-37016

表 5.3: 2017 年 12 月 20 日の veto 評価試験の LD バーストのスケーラで記録した veto 信号の回数と再構成した veto 信号の回数の比較

バーストの名前	クロックの種類	スケーラで記録した veto 信号の回数	再構成した veto の回数	veto 回数のずれ (3 列目-4 列目)
6.5M バースト	ランダム	9,208	9,235	-27
6.5M バースト*	ランダム	824	824	0
8.5M バースト	ランダム	7,654	9,612	-1958
13M バースト	ランダム	7,250	7,340	-90
26M バースト	ランダム	44,293	46,778	-2485
30M バースト	一定周期	43,903	44,034	-131

表 5.4: 2017 年 12 月 26 日の veto 評価試験の LD バーストのスケーラで記録した veto 信号の回数と再構成した veto 信号の回数の比較。\*のついたのは光量を下げて測定したもの

### 5.1.6 QBEE のヒット情報の比較

前節の結果より、ファームウェアが安定化した 2017 年 12 月 26 日のデータを解析した。図 5.10 から図 5.12 は縦軸を QBEE のデータから再構成した PMT のヒット数であり横軸はハードウェアカウンタである。また赤い領域は veto 信号が出力されたハードウェアカウンタを示している。これらの図から veto 信号が出力された領域では、データがほとんど抜け落ちてしまっていることがわかる。しかし、veto 信号が出力された領域でも、一部データが取得できている部分がある。その拡大図が図 5.13 から図 5.14 に示されている。この図からわかることは、横方向のずれが多少あるものも veto 信号が出力されたハードウェアカウンタでは、データが抜けて veto 信号の間でデータを取得するということが出来ている。

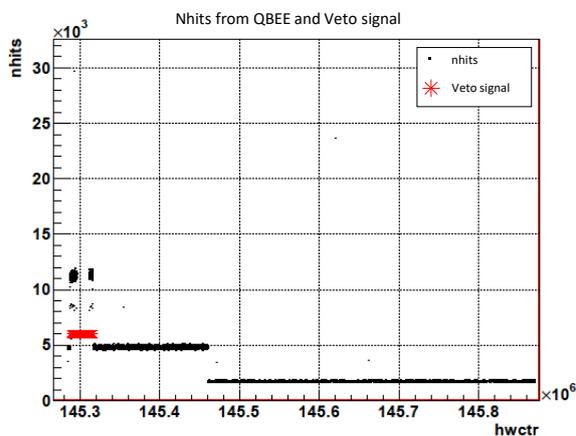


図 5.10: ランダムクロックの 6.5M バースト、2017 年 12 月 26 日の測定。

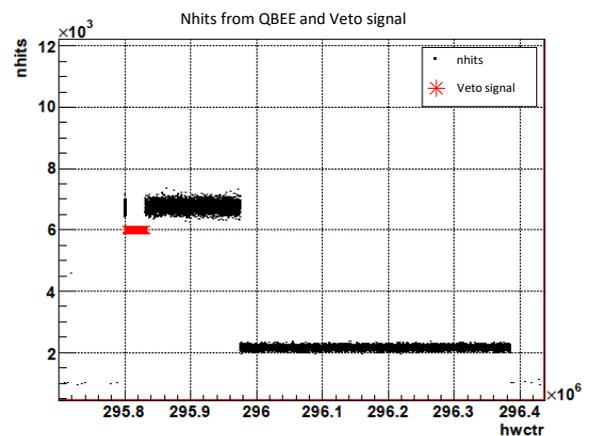


図 5.11: ランダムクロックの 8.5M バースト、2017 年 12 月 26 日の測定。

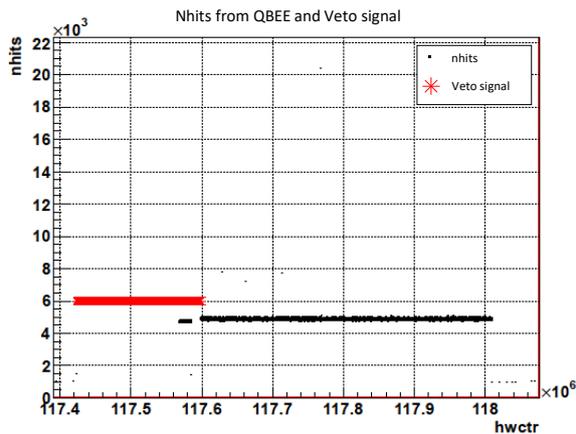


図 5.12: 一定周期のクロック 30M バースト、2017 年 12 月 26 日の測定。

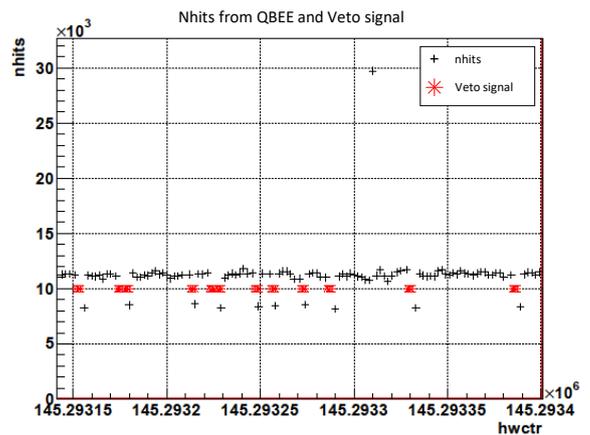


図 5.13: 図 5.10 の hwctr:145.2 付近の拡大図。赤く示した veto 信号の上のヒット数がなくなっていることが分かる

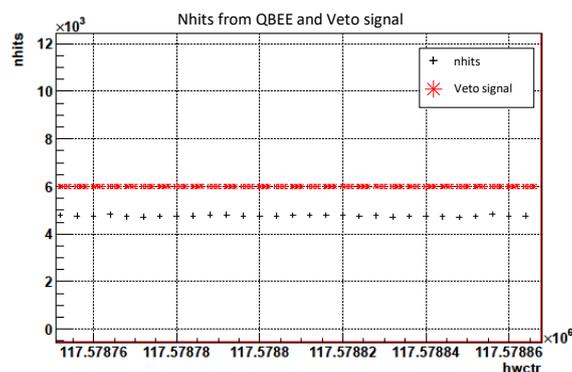


図 5.14: 図 5.12 の hwctr:117.58 付近の拡大図。veto 信号がない部分とは 1 クロックずれいているが、veto 信号の周期と同じ周期でヒット数が分布していることが分かる。

### 5.1.7 考察

1. veto 信号のスケーラで記録した値とソフトウェアで再構成した veto 信号の回数のずれ
2. veto 信号が出た領域でデータがほとんど取れていないこと

上記の 2 点について考察をする。1 については 2017 年 12 月 20 日のテストでは表 5.3 から分かる通りかなりのずれがある。これはそもそもこのとき使用したファームウェアの動作が不安定だったことが考えられる。そのため、内部の処理のクロック数を落としてすべて処理の同期をとるようして動作を安定化したファームウェアを使用した 2017 年 12 月 26 日の試験ではかなり近い値がでていたことが分かる。しかしそれでもまだずれがある。この原因としてはそもそもソフトウェアのバグとファームウェアの動作がまだ完全でないの 2 点考えられるが、前者は図 5.13 よりソフトウェアで再構成した veto 信号と QBEE で記録されたデータの抜けが正確に合っているので大きなバグはないと思われる。よって後者に原因があると考えられ

るがここで注目するのがバーストのイベント数が大きくなるほど、ずれが小さくなって特に 30M バーストでは 1%以下の精度で一致していることである。節 4.4.2 で述べたようにこのイベント数ではほとんど SN トリガーの数が 12 で飽和してしまう。また特に 2017 年 12 月 26 日は光量を上げて測定をしたので図 5.17 のように完全に 12 で飽和した状態になっている。一方でイベント数が小さいバーストでは SN トリガーの数が図 5.15 と図 5.16 のように 10 ~ 12 で激しく変化している。SN トリガーは 60 kHz の速さで変化していて、また veto module の SN トリガーの読み出しの速度も 60 kHz なので激しく変化した場合にその変化を追いきれなかった可能性がある。つまり、閾値を超える SN トリガーが出ていた場合に一瞬だけ閾値から下がってもそれを感知できなかった可能性がある。そのため、閾値以上の SN トリガーが連続していると勘違いをして veto 信号を出力したと考えられる。逆に閾値以下の SN トリガーが続いて一瞬だけ閾値を超える場合も考えられるがこの場合はそもそも連続した閾値以上の SN トリガーを 要求するのでこの場合は問題なかったと考えられる。

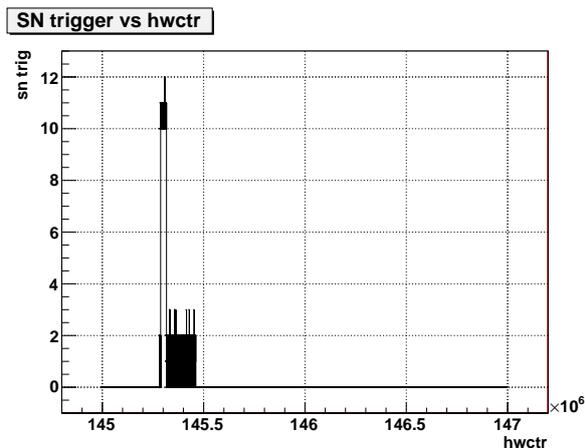


図 5.15: ランダムクロックの 6.5M バーストの SN トリガーの数

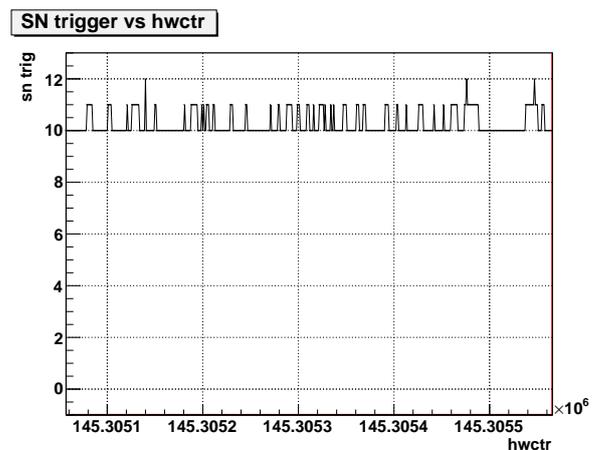


図 5.16: 図 5.15 の拡大図

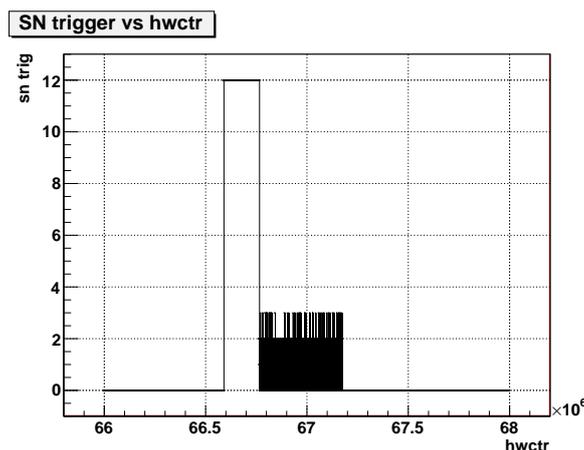


図 5.17: 2017 年 12 月 26 日の一定周期のクロック 30M バーストの SN トリガーの数

2 の点についても同じようなことが起こっていると考えられる。ファームウェアの動作がまだ不安定だった 2017 年 12 月 20 日のテストでは、図 5.18 のように veto がかかっている時間でもすべてが抜けてしまっているということは起きていなかった。

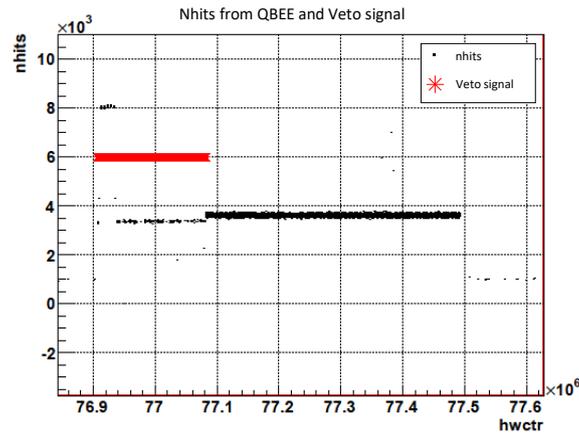


図 5.18: 2017 年 12 月 20 日の一定周期のクロック 30M  
バースト

つまり安定化した方のファームウェアでは、veto が続いていると判断された可能性がある。QBEE の TDC のスイッチングは最速で 60 kHz でしか動かなく、今は節 3.2.2 で説明したように veto module は 60 kHz のクロックに同期させて veto 信号を出していて、veto 信号の切れ目を QBEE が感知できずずっと veto がかかったままになったと考えられる。以上のことから veto module の改善案としては、次のようなことが考えられる。

SN トリガーを読み出すクロックを早くする。

veto 信号が同期するクロックを遅くする。

以上のことをすればこれらの問題を解決できると考えられる。ただし注意点としては SN module と QBEE と両方と同期をとるため、速くする方は 60 kHz の倍数の数に設定をして、遅くする方は 60 kHz の約数に設定をしなければならない点である。また並列動作が前提の FPGA では、ファームウェア内で複数のクロックを使うことはタイミングの問題が発生する可能性があるため、この点にも気を付けなければならない。

## 5.2 まとめ

veto module の評価試験として、veto module を SK で QBEE につないだ状態での LD バーストテストを行った。veto module で QBEE のエラーを抑えることには成功して、部分的には veto 信号がかかったところでイベントを間引いて、それ以外のところで記録するというを確認した。しかし veto がかかったところの大部分が抜け落ちるなど、問題がまだあることが分かった。しかしこれらの問題はクロックの速度を変えるだけで解決できる可能性がある。最後に veto module を入れた場合の QBEE でのイベント数と LD の光った回数の関連のグラフを図 5.19 に示す。

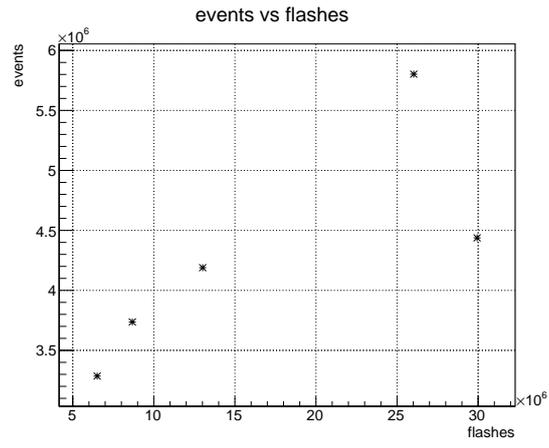


図 5.19: 2017 年 12 月 26 日の veto module を入れた場合の QBEE でのイベント数と LD の光った回数の相関

# 第6章 超新星爆発のモンテカルロシミュレーション

ここからは、SK のオフラインデータを用いた遠い超新星爆発の探索について述べる。本章では、そのためのカット条件を決めるためのモンテカルロシミュレーション (MC) について述べる。

## 6.1 超新星爆発の MC

超新星ニュートリノエネルギーは  $10 \sim 100$  MeV 程度で SK では低エネルギーのイベント事象に含まれる。距離が近くてイベント数が多い場合はほかの物理事象との違いははっきりしているが、このエネルギー領域では、バックグラウンド事象が多いため特にイベントのカットが重要になってくる。特に距離が遠くてイベント数が少ないイベントは放射性同位体の崩壊等のバックグラウンドと区別が付きにくい。超新星爆発の SK での観測例はまだないため、MC を使って SK での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て、イベントのカット条件を決める。

### 6.1.1 目的

MC の目的は超新星爆発が SK でどのように観測されるかを調べて、その距離や規模とイベント数などの相関を明らかにすることである。それによって SK のデータを用いて超新星爆発の探索をするときに、パラメータのカット条件を決める。また発見できなかった時には距離に制限を付けることも MC で行う。超新星爆発の探索はある時間内に条件を満たしたイベントの個数を数え上げて超新星爆発の候補となるイベントクラスターを見つけるというを行う。イベントのカットに使うパラメータは以下のものがある。

#### ニュートリノのエネルギー

超新星ニュートリノのエネルギーはおおよそ  $10 \sim 100$  MeV 程度である。カットするエネルギーの下限を小さくすれば、見逃してしまうイベントも少なくなるが、放射性同位体の崩壊等によるバックグラウンド事象を多く拾ってしまう。そのため適切な値に設定する必要がある。

#### 総電荷量

これは主に宇宙線ミュオンを取り除くために使う。

goodness イベントのフィットの精度を示す値。

また次章で詳しく述べるが、超新星爆発探索では、ある時間内に入ったイベントをイベントクラスターとして、ひとまとめにして解析するがそのクラスターに対する条件は以下のものがある

#### クラスターを決めるための time-window とその間に入るイベント数の閾値

クラスターはある time-window でスキャンして決めるその time-window の幅とそこに入るイベント数の閾値を決める

$R_{\text{mean}}$

クラスターのイベント間の距離の平均値。クラスターのイベント数を  $N$  としてクラスターのイベントのバーテックスを  $\mathbf{r}_i$  と置くと  $R_{\text{mean}}$  は

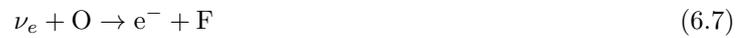
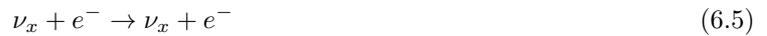
$$R_{\text{mean}} = \frac{\sum_i^{N-1} \sum_{j=i+1}^N |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{NC_2} \quad (6.1)$$

dimension

クラスターのイベントの分布の一様度を示す  $0 \sim 3$  の自然数。この値が大きいほど、一様度が高いことになる。dimension は相関行列の  $\langle (x_i - \langle x_i \rangle)(x_j - \langle x_j \rangle) \rangle$  の固有値から求める [13]。ここで  $i = 1, 2, 3$  であり  $x_i$  は  $\mathbf{r}_i$  の各成分を表す。

### 6.1.2 超新星爆発の MC の方法

ここでは、超新星爆発のモデルとして wilson モデルを使った。このモデルは一次元球対称モデルであり、そのフラックスは図 1.5 に示した通りである。この MC では、そのフラックスとエネルギーの時間変化をもとに SK での各ニュートリノイベントをシミュレーションをした。SK でのニュートリノ反応は以下の反応を考えた。ここで  $\nu_x$  はミュー型とタウ型のニュートリノを表し、 $\nu$  は全フレーバーのニュートリノを表す。



シミュレーションの手順は以下のとおりである。

1. 爆発モデルをもとに SK で予測されるニュートリノのフラックスとエネルギーを計算する。
2. それをもとに SK でのニュートリノイベントを計算する。
3. detector シミュレーションをして実際に SK でどのように反応するかをシミュレーションしする。
4. 最後に実際の観測と同じようにフィッターにかけてイベントを再構成する。

### 6.1.3 結果

地球から 10 kpc  $\sim$  100 kpc 離れた超新星爆発を 10 個ずつシミュレーションした。その平均イベント数は図 6.1 に示してある。

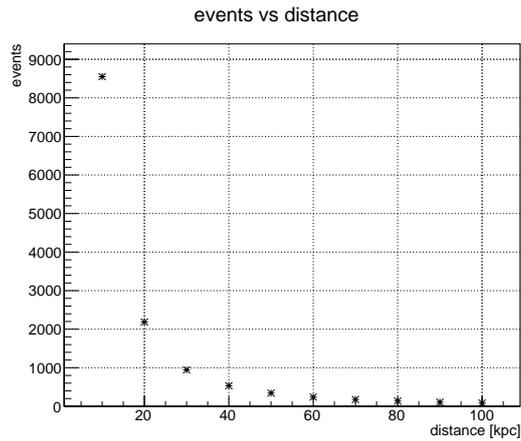


図 6.1: 地球から 10 kpc~100 kpc 離れた超新星爆発の SK でのイベント数のシミュレーション

またそのバーテックス分布とエネルギーと電荷分布を図 6.2 から図 6.19 に示す。LD バーストと MC で計算した超新星爆発のイベントの違いについて説明をする。まずはタンク内のイベントのバーテックス分布について比較を行う。LD バーストの場合は図 4.14 と図 4.14 に示してある通り、タンク内の中心の Diffuser ball 付近に分布している。一方 MC の場合は図 6.2、図 6.8 や図 6.14 から分かるとおりタンク内に一様に分布する。次にエネルギー分布は、LD バーストの場合は図 4.17 から分かるように 10 MeV~20 MeV に分布している。MC の場合は 20 MeV にピークはあるが、低エネルギー側は 0 MeV 付近まで高エネルギー側は 50 MeV 以上まで広く分布していることが分かる。またエネルギーの時間変化については LD バーストの図 4.18 と図 4.18 と超新星爆発の MC の図 6.7、図 6.13 や図 6.19 よりどちらも大きくは変動していないことが分かる。最後に電荷分布について比較すると、LD バーストは図 4.15 より 300 p.e. を中心に電荷量が少ない側と多い側に 100 p.e. 程度の広がりがあるが、超新星爆発の MC は図 6.7、図 6.13 や図 6.19 よりより中心は 300 p.e. で 100 p.e. から 700 p.e. 以上まで広く分布していることが分かる。

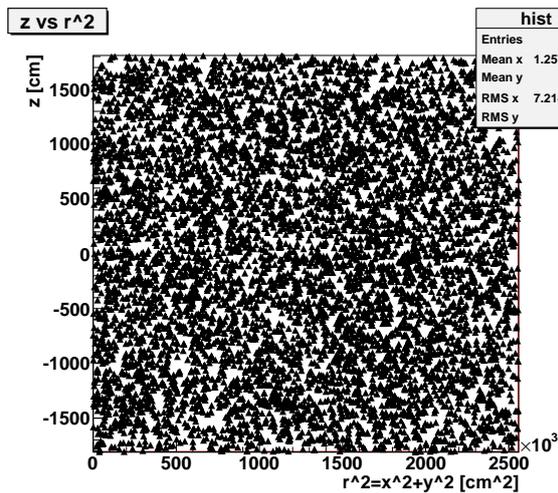


図 6.2: 10 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのバーテックス分布

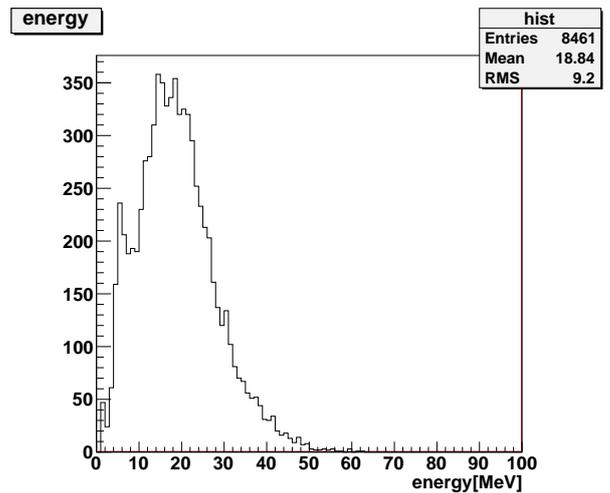


図 6.3: 10 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのエネルギー分布

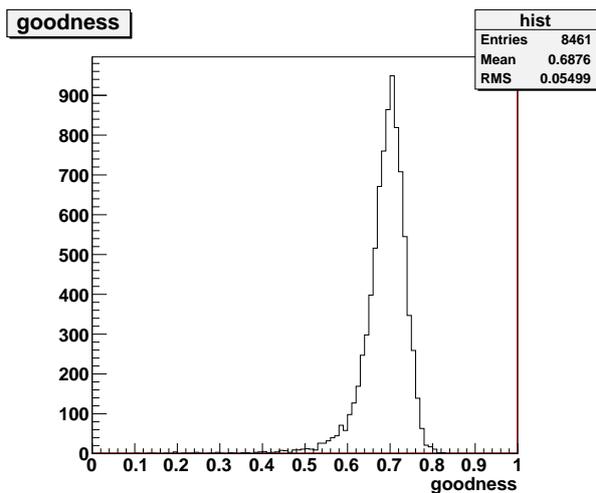


図 6.4: 10 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの goodness 分布

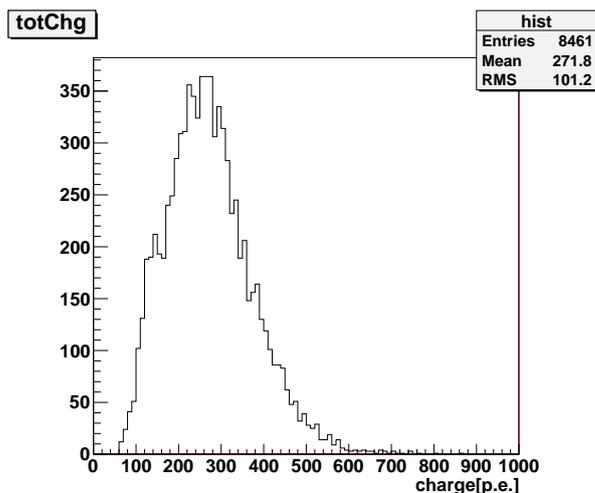


図 6.5: 10 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの電荷分布

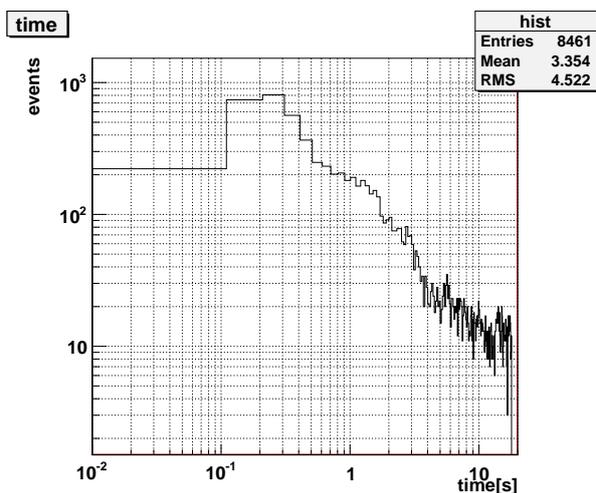


図 6.6: 10 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの 0.1 s ごとのイベント数の変化

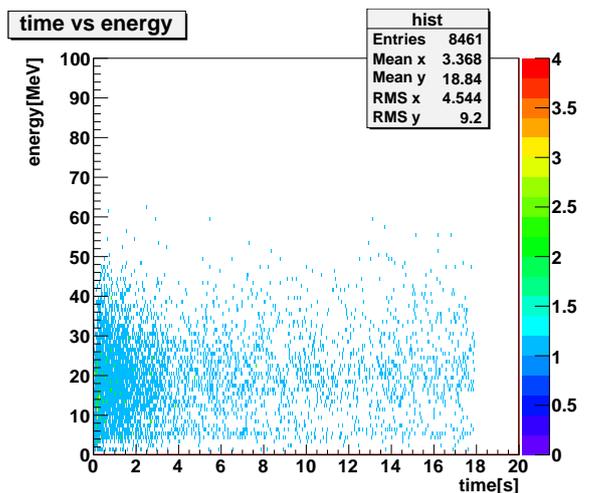


図 6.7: 10 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのエネルギーの時間変化

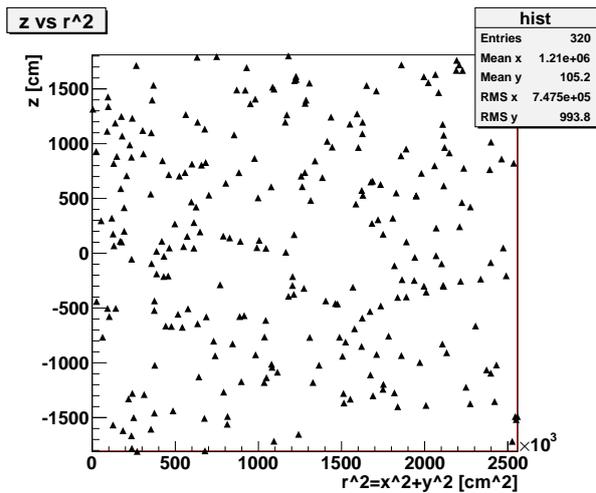


図 6.8: 50 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのバーテックス分布

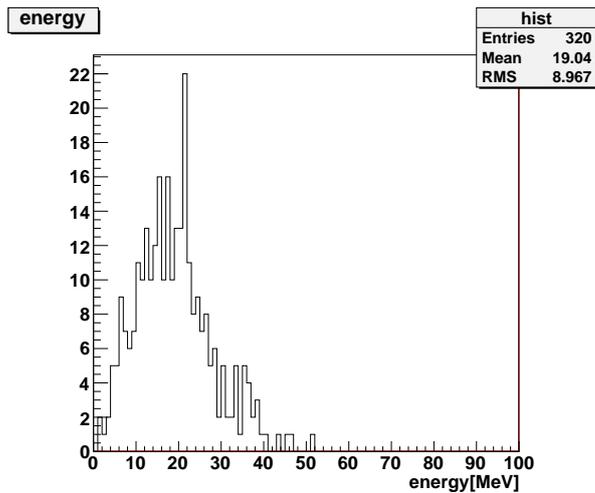


図 6.9: 50 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのエネルギー分布

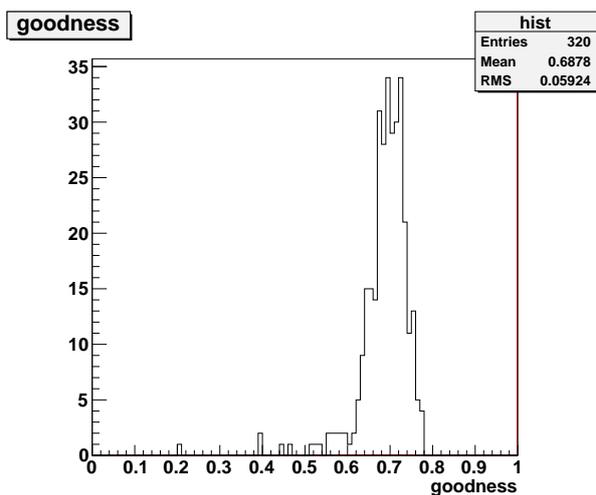


図 6.10: 50 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの goodness 分布

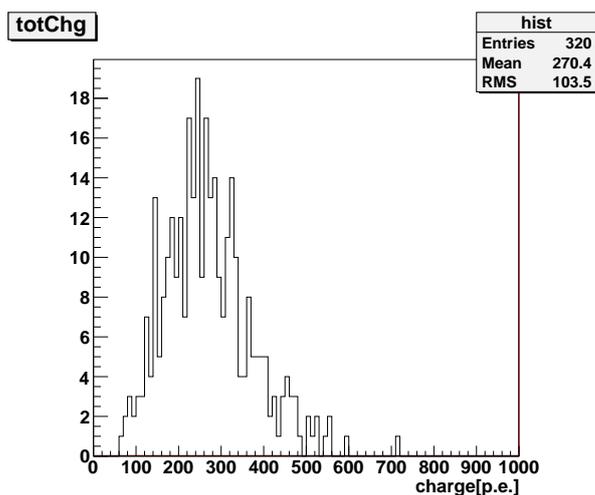


図 6.11: 50 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの電荷分布

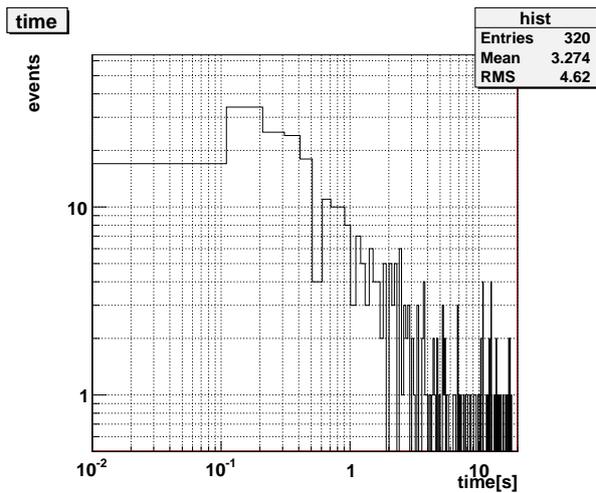


図 6.12: 50 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの 0.1 s ごとのイベント数の変化

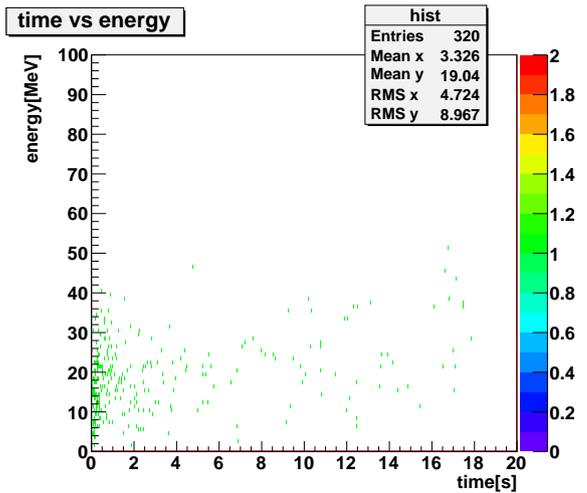


図 6.13: 50 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのエネルギーの時間変化

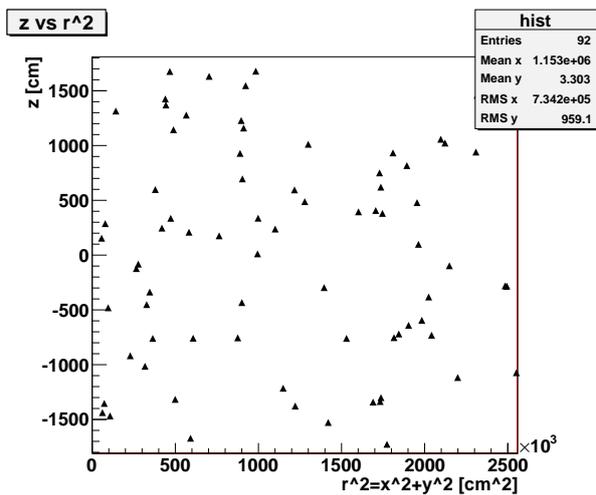


図 6.14: 100 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのバーテックス分布

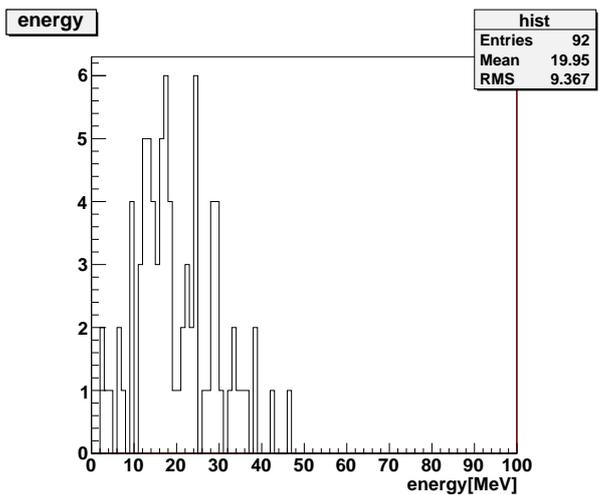


図 6.15: 100 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのエネルギー分布

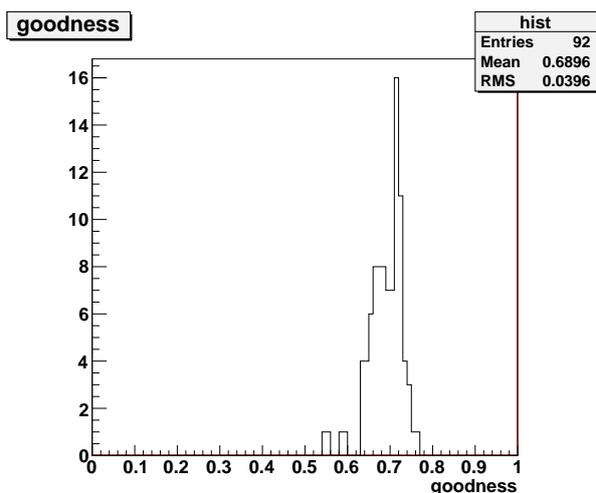


図 6.16: 100 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの goodness 分布

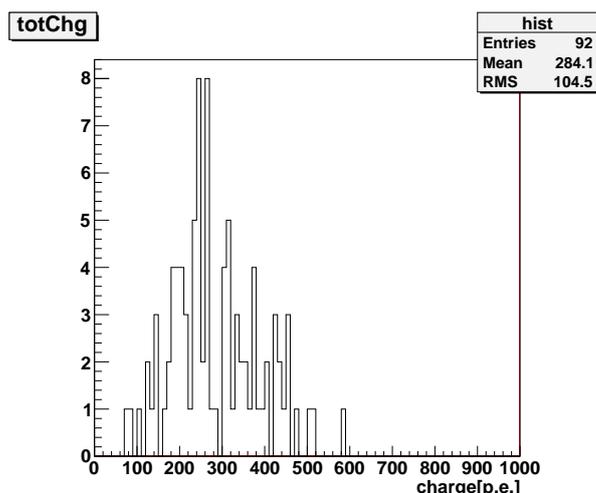


図 6.17: 100 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの電荷分布

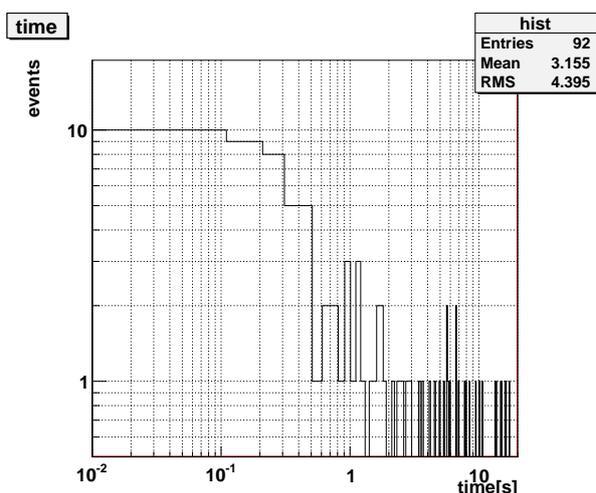


図 6.18: 100 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントの 0.1 s ごとのイベント数の変化

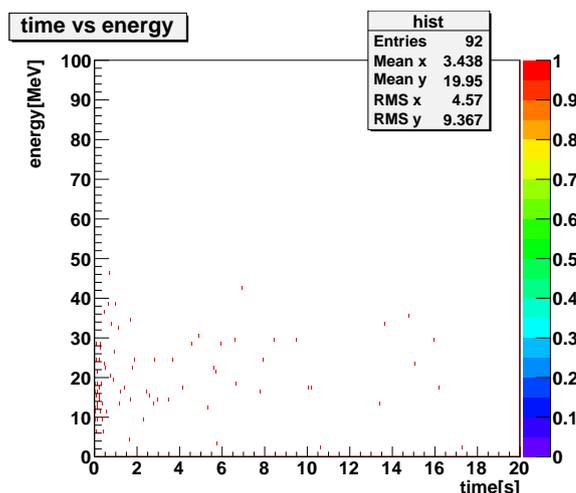


図 6.19: 100 kpc の超新星爆発のニュートリノイベントのエネルギーの時間変化

#### 6.1.4 カット条件の決定

超新星ニュートリノのカット条件を以下のようにした。まず電荷量については、図 6.5、図 6.11、図 6.17 より超新星ニュートリノの電荷量は 1000 p.e. 以下であることが分かるので、まず電荷量のカットとして 1000 p.e. 以下であることを要求する。これは宇宙線ミュオンをカットするための条件である。SK は 2 ~ 3 Hz のレートでミュオンが入ってきている。次にイベントの goodness について考える。図 6.4、図 6.10、図 6.16 より、超新星ニュートリノの goodness は 0.3 以上であるが、goodness が小さいとイベントの再構成の精度が悪くなってしまうので、ここでは 0.4 以上を要求する。最後に、エネルギーであるが、超新星ニュートリノのエネルギーは図 6.20 よりエネルギーの閾値が 7 MeV 以下の時は全体の 90%以上をカバーでき、図 6.7、図 6.13、図 6.19 より、エネルギーの時間変動は少ないことが分かる。しかし閾値が低くなるほど放射性同位体の崩壊によるバックグラウンド事象が入ってしまう、特に Spallation と呼ばれる宇宙

線ミューオンが水中の酸素原子核を破碎してできる同位体の崩壊は超新星爆発探索の大きなバックグラウンドになってしまう。ほとんどの Spallation は後から取り除くことができるが、その典型的なエネルギーは表 6.1 より 5~20 MeV で、図 6.20 より閾値が 20 MeV 程度だと比率が 50%になるので、カットのエネルギー閾値として 2 種類:7 MeV と 17 MeV を使用することにする。

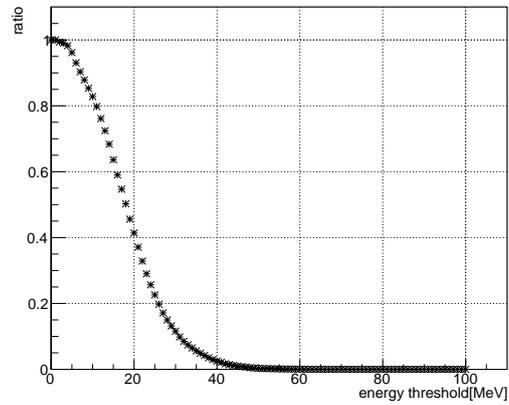


図 6.20: 10 kpc で起こった超新星爆発のあるエネルギー閾値以上のイベント数の全体のイベント数に対する比

放射性同位体	$\tau$ (s)	崩壊モード	$E_{\text{kin}}$ (MeV)
$^{11}\text{Be}$	19.9	$\beta^-$	11.51
		$\beta^- \gamma$	9.41+2.1( $\gamma$ )
$^{16}\text{N}$	10.3	$\beta^-$	10.44
		$\beta^- \gamma$	4.27+6.13( $\gamma$ )
$^{15}\text{C}$	3.53	$\beta^-$	9.77
		$\beta^- \gamma$	4.51+5.30( $\gamma$ )
$^8\text{Li}$	12.1	$\beta^-$	$\sim 13.0$
$^8\text{B}$	11.1	$\beta^+$	$\sim 13.9$
$^{16}\text{C}$	1.08	$\beta^- + n$	$\sim 4$
$^9\text{Li}$	0.26	$\beta^-$	13.6
		$\beta^- + n$	$\sim 10$
$^9\text{C}$	0.18	$\beta^- p$	3 $\sim$ 15
$^8\text{He}$	0.17	$\beta^- \gamma$	9.67+0.98( $\gamma$ )
		$\beta^- + n$	
$^{12}\text{Be}$	0.034	$\beta^-$	11.71
$^{12}\text{B}$	0.029	$\beta^-$	13.37
$^{13}\text{B}$	0.025	$\beta^-$	13.44
$^{14}\text{B}$	0.02	$\beta^- \gamma$	14.55+6.09( $\gamma$ )
$^{12}\text{N}$	0.016	$\beta^+$	16.38
$^{13}\text{O}$	0.013	$\beta^+ + p$	8 $\sim$ 14
$^{11}\text{Li}$	0.012	$\beta^-$	20.62
		$\beta^- + n$	$\sim 16$

表 6.1: SK で Spallation によって作られる可能性のある放射性同位体とその崩壊。 $\tau$  は寿命、 $E_{\text{kin}}$  は運動エネルギーを表す。[22]

以上よりイベントのカット条件は次のとおりである。

エネルギー (MeV)	goodness	電荷量 (p.e.)
$> 17, > 7$	$> 0.4$	$< 1000$

表 6.2: 超新星ニュートリノに要求する条件のまとめ。

最後にクラスターの time-window とそれに入るイベント数を決める。図 6.6、図 6.12、図 6.18 より、初めの 1 秒以内に 9 割以上のイベント数があり、その後約 3 秒以降はイベントレートがあまり変化なく、10 秒以降までイベントが続いていることが分かる。本研究は遠くてイベント数の少ないバーストの探索のため time-window とクラスター判定されるイベント数を表 6.3 のように設定した。この条件では約 400 kpc 程度の超新星爆発の探索が出来る。

time-window(s)	0.3	2.0	10.0
クラスター判定されるイベント数の閾値	3	4	8

表 6.3: クラスターの条件

## 6.2 まとめ

MC を行い超新星爆発が起こった際の SK でのニュートリノイベントを調べた。それによって探索するときのカット条件を決めた。次章では、この条件をもとに実際に SK のデータを使い探索を行ったその結果を報告する。

# 第7章 スーパーカミオカンデにおける超新星爆発探索

現在 SK ではオンラインの解析でリアルタイムで超新星爆発があったかどうかを常に監視している。しかしこの解析ではイベント数がある程度多い近傍の超新星爆発ならわかるが、イベント数の少ない遠い超新星爆発はわからない。2008 年から SK-IV と呼ばれる実験フェーズで観測をしている。SK-IV ではエレクトロニクスに入れ替えなどにより超新星爆発への感度が向上したが、SK-IV の超新星爆発のオフライン探索はまだされていない。オフライン解析は SK で記録されたデータを後から詳細に解析することで、リアルタイムの解析で見落とされている遠方の超新星爆発が見つかる可能性がある。本研究は初の SK-IV のオフラインでの超新星爆発探索である。前章で、超新星爆発の MC を行って SK でのイベント数を計算して、超新星爆発探索のカット条件を決定した。本章では、その結果をもとに探索を行ったその概要と結果について報告する。

## 7.1 方法

超新星爆発の探索方法について述べる。超新星爆発がほかの SK で観測できる事象と決定的に異なる点は、数秒間の間に複数のニュートリノイベントが観測される点である。そのため本研究ではある時間内のイベントを数えるという方法をとった。ただし、爆発の距離に伴って期待されるイベント数が減るので前章にあるように3つの時間帯を考えることにした。

### 7.1.1 探索方法の詳細

超新星爆発の探索は次の順序で行う。

1. reformat ファイルを低エネルギー用フィッターにかけてイベントを再構成する。
2. イベントが含まれるファイルからイベントのクラスターを見つける
3. 見つかったクラスターを詳細に解析し、超新星爆発かどうかを調べる。

順を追って説明するとまず、1 は reformat ファイルという SK で測定された全イベントをまとめてオフライン解析しやすいようにしたファイルである。この段階では、物理イベントととして再構成されていない。また、背景事象となるイベントも含まれている。それらを取り除き低エネルギー用のフィッターを使い物理イベントを再構成をしたファイルを作る。ここまではほかの解析に共通の操作で、2以降が本研究独自の解析である。2の操作の説明を行う。前章でも説明したが、超新星爆発探索はある time-window 内のカット条件を満たしたイベント数を数えてその数が閾値以上であったらそのイベント群をクラスターとして、超新星爆発の候補とする。このイベントのカット条件とクラスターの条件は表 6.2 と表 6.3 で示した通りである。クラスターの条件は3つあるがこれはイベントまとまりがどれか一つでも満たしたいならそのまとまりをクラスターとみなす。またあるクラスターが見つかったらそのクラスターに含まれるイベントの一番最初のイベントの前5s以内にあるイベントと一番最後のイベントの後の20s以内にあるイベントもクラスターに含める。これは超新星爆発からのニュートリノ放出は数十秒続くと予測されていて表 6.3 の time-window

より長い期間でニュートリノ放出が続くからである。最後に 3 について説明をする。2 で見つかったクラスターには、エレキのノイズによるイベントや spallation 等の超新星爆発の背景事象が含まれている。それらをクラスターの大きさや、分布の一様度などを調べて超新星爆発かどうかを判定する。またクラスターの見つかった時間に SK でトラブルがあれば、そのトラブル由来のクラスターである可能性が高いので、SK のログも確認をして最終的な判断をする。

## 7.2 実際の探索

ここから実際に行った探索とその結果について述べる。

### 7.2.1 探索データ

以下の期間のデータについて探索を行った。本探索ではエネルギーのカット条件を 7 MeV と 17 MeV の 2 種類使ったので探索も 2 度行いその期間は表 7.2 のとおりである。

エネルギーの閾値 (MeV)	>7	>17
総電荷 (p.e.)		<1000
goodness		>0.4
time-window(s) (イベントの個数)		0.3 (2)
		2.0 (3)
		10 (4)
解析データの期間	2008 年 9 月 15 日 ~ 2017 年 8 月 8 日	2008 年 9 月 15 日 ~ 2017 年 8 月 10 日

表 7.1: 超新星爆発探索のクラスターの条件と期間。探索ではエネルギーの上限値は決めてはいないが総電荷量の < 1000 p.e. の条件はおよそエネルギー換算で < 100 MeV に相当する。

### 7.2.2 見つかったクラスター

エネルギーの閾値 (MeV)	7	17
見つかったクラスター	32214	11

表 7.2: 超新星爆発探索の期間

見つかったクラスターに含まれるイベント個数 (クラスターのサイズ) を図 7.1 と図 7.2、クラスターに含まれるイベント間の平均距離  $R_{\text{mean}}$  を図 7.4 と図 7.5 に示してある。また比較のため MC でのクラスターサイズを図 7.3、平均距離を図 7.6 を示す。

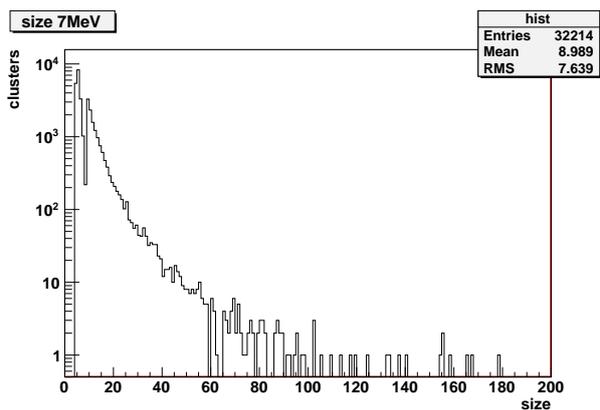


図 7.1: エネルギー閾値 7 MeV での探索のクラスターのサイズ

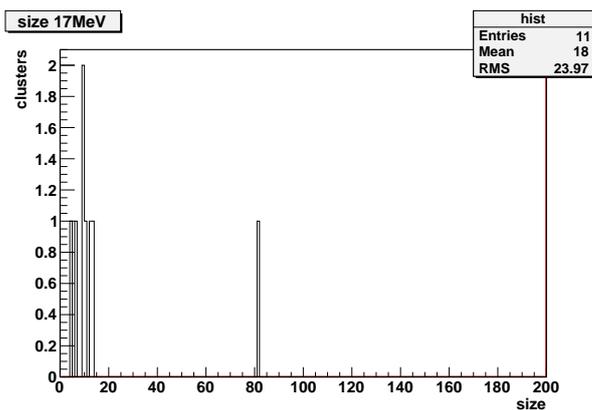


図 7.2: エネルギー閾値 17 MeV での探索のクラスターのサイズ

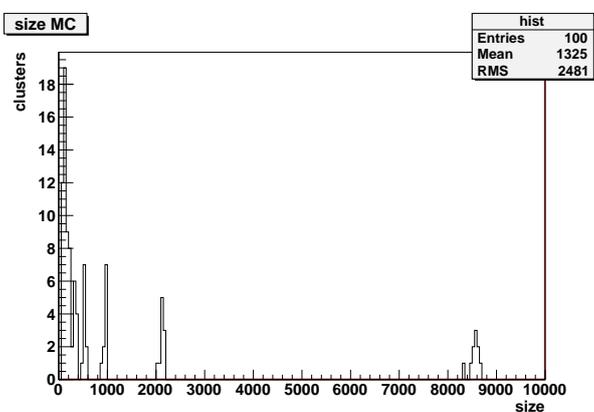


図 7.3: MC でのクラスターサイズ

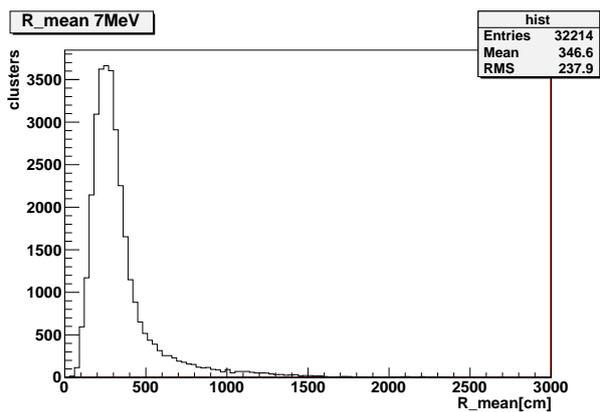


図 7.4: エネルギー閾値 7 MeV での探索のクラスターの  $R_{\text{mean}}$

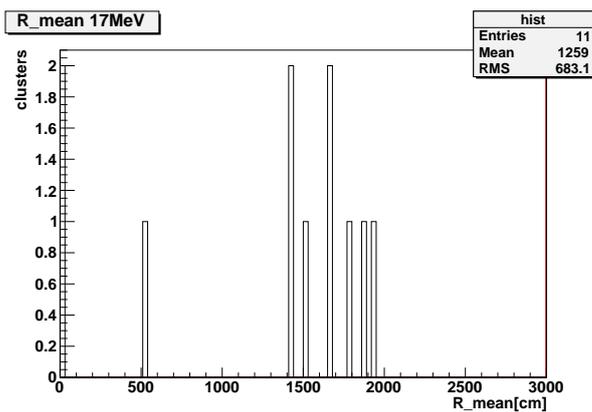


図 7.5: エネルギー閾値 17 MeV での探索のクラスターの  $R_{\text{mean}}$

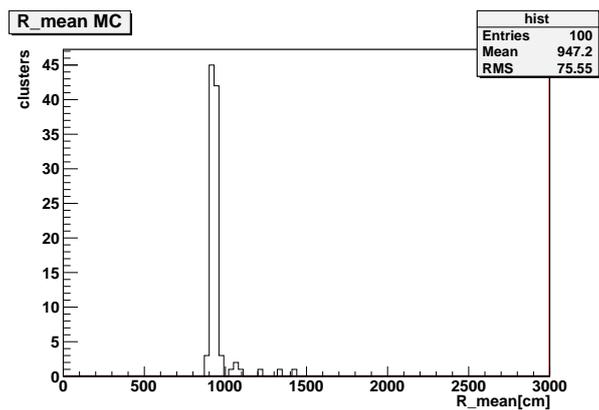


図 7.6: MC でのクラスターの  $R_{\text{mean}}$

### 7.2.3 クラスターの評価

超新星爆発のクラスターはSKのタンク内に一様に分布する一方大きなバックグラウンドである Spallation のクラスターは一か所に固まる傾向にある。ここで、dimension(D) という値を定義して一様度の評価をする。D は 0~3 の整数であり、大きくなるほどタンク内に一様に分布している。dimension を各クラスターに対して求めると図 7.7 と図 7.8 のようになった。MC での dimension を図 7.9 に示す。これからわかる通り超新星爆発の場合は  $D = 3$  となりタンク内に一様に分布する。

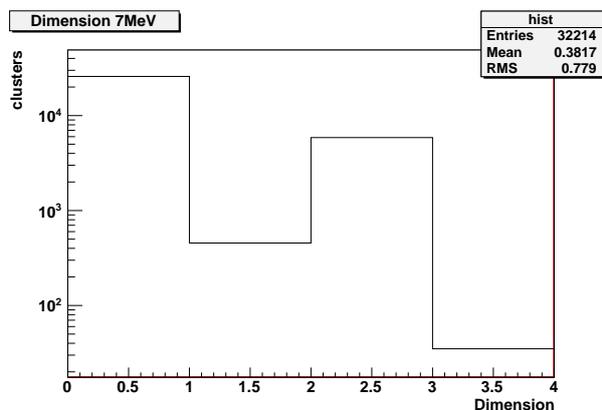


図 7.7: エネルギー閾値 7 MeV での探索のクラスターの dimension

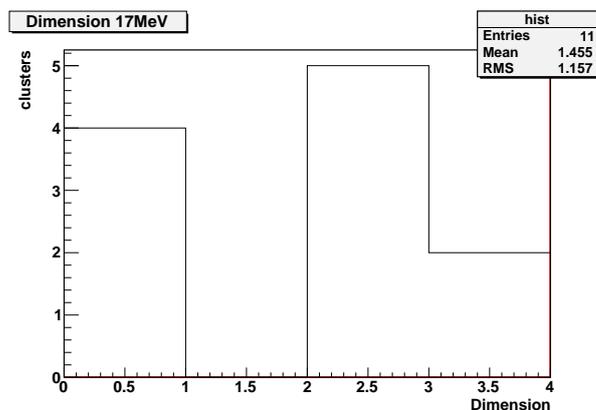


図 7.8: エネルギー閾値 17 MeV での探索のクラスターの dimension

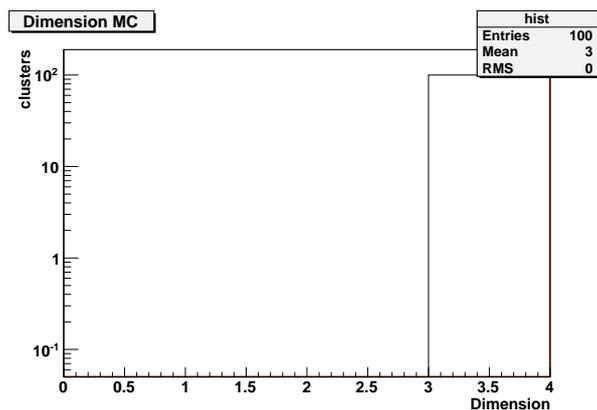


図 7.9: MC でのクラスターの dimension

ここで一番一様度が高いときつまり  $D = 3$  の時のクラスターサイズを図 7.11 と図 7.11 に  $R_{mean}$  を図 7.12 と図 7.13 に示す。

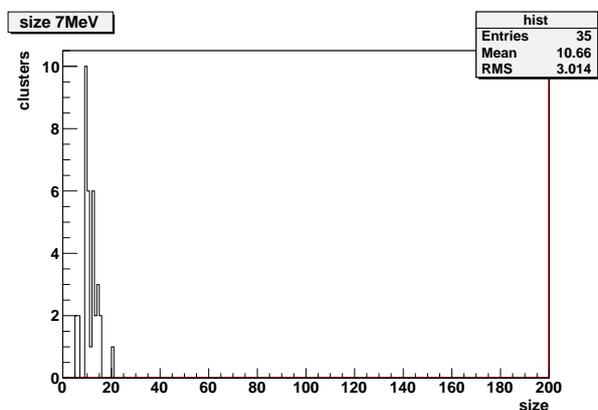


図 7.10: エネルギー閾値 7 MeV での探索の  $D = 3$  クラスターのサイズ

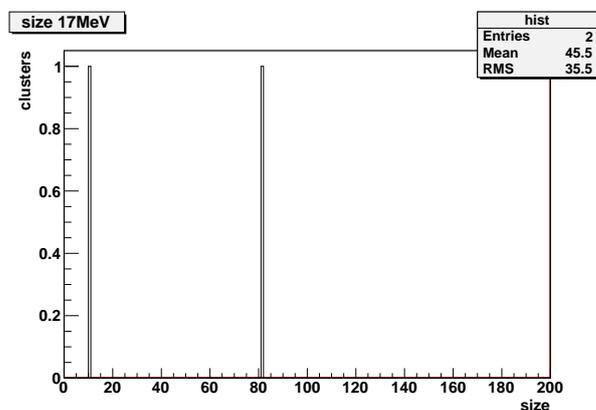


図 7.11: エネルギー閾値 17 MeV での探索の  $D = 3$  クラスターのサイズ

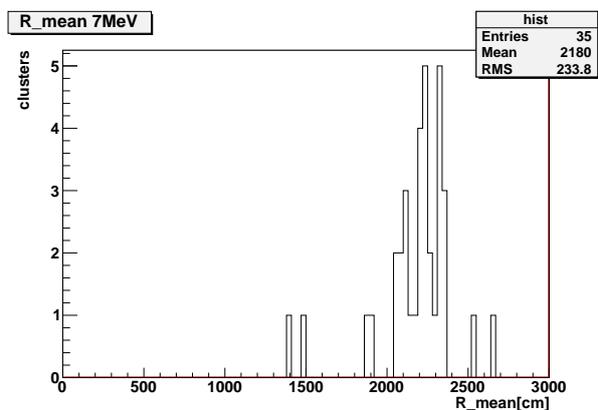


図 7.12: エネルギー閾値 7MeV での探索の  $D = 3$  クラスターの  $R_{mean}$

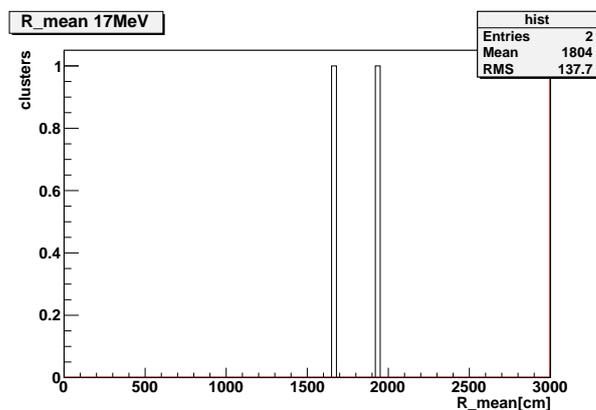


図 7.13: エネルギー閾値 17MeV での探索の  $D = 3$  クラスターの  $R_{mean}$

### 7.3 結果と展望

7 MeV での探索の  $D = 3$  のクラスターを表 7.3 に、17 MeV の探索で見つかったすべてくクラスター情報を表 7.4 にまとめる。

クラスター時間 (JST)	サイズ	$R_{\text{mean}}$ (cm)	$D$	クラスター時間付近での SK のトラブル
2008/Sep/23 2:32:14	9	2077.318	3	trigger spikes
2009/Sep/23 9:44:48	14	1498.424	3	trigger rate in OD very high
2009/Sep/23 9:46:45	12	1883.783	3	trigger rate in OD very high
2009/Sep/23 13:18:40	20	1393.395	3	trigger rate in OD very high
2014/Nov/28 5:14:4	5	2222.782	3	-
2014/Nov/28 10:42:17	9	2222.133	3	-
2014/Nov/29 20:42:7	6	2301.658	3	-
2014/Dec/4 11:48:6	10	2156.491	3	-
2014/Dec/8 17:56:25	12	2206.856	3	-
2014/Dec/15 2:57:20	10	2362.584	3	-
2014/Dec/17 13:49:40	10	2226.727	3	-
2014/Dec/20 8:11:57	9	2066.589	3	-
2014/Dec/20 17:29:2	15	2208.139	3	-
2014/Dec/26 4:42:4	14	2319.464	3	Event rate spike around subrun 130
2014/Dec/26 13:26:8	9	2353.828	3	Event rate spike around subrun 130
2014/Dec/27 20:17:38	9	2054.992	3	-
2014/Dec/30 20:14:5	9	2103.067	3	-
2015/Jan/1 1:49:1	10	2193.052	3	DAQ error at the end of this run
2015/Jan/3 20:49:33	12	2330.297	3	-
2015/Jan/11 7:46:38	6	2321.818	3	-
2015/Jan/19 18:29:35	15	2318.308	3	-
2015/Jan/21 1:37:34	12	2088.798	3	last plot no entries visible; event excess along walls + bottom
2015/Jan/21 19:34:6	5	2659.600	3	last plot no entries visible; event excess along walls + bottom
2015/Jan/25 8:20:57	9	2316.687	3	There are high rate sub-runs.
2015/Jan/27 7:16:24	14	2270.795	3	There are high rate sub-runs.
2015/Feb/5 21:47:39	13	2233.128	3	Some subruns have higher rate
2015/Feb/7 6:57:28	11	2184.570	3	Some subruns have higher rate
2015/Feb/7 6:57:47	10	2237.701	3	Some subruns have higher rate
2015/Feb/7 17:57:59	9	2205.556	3	Some subruns have higher rate
2015/Feb/8 13:39:17	12	2111.427	3	ID high rate tube has a step like change.
2015/Feb/9 4:5:6	9	2542.255	3	-
2015/Feb/14 1:50:49	13	2126.141	3	ID PMT high rate plot was not updated after subrun 250
2015/Feb/16 11:6:17	12	2345.072	3	-
2015/Feb/26 15:26:11	9	2272.657	3	after subrub 1050, OD low tube rate was high
2015/Feb/28 21:54:51	10	1892.969	3	some very high rate subruns

表 7.3: 7 MeV での探索のクラスターのまとめ

クラスター時間 (JST)	サイズ	$R_{\text{mean}}(\text{cm})$	$D$	クラスター時間付近での SK のトラブル
2008/Sep/15 15:33:15	6	1414.067	2	hung up
2009/Jun/3 12:15:57	9	1508.553	2	Online debug
2009/Sep/23 9:44:13	13	1669.178	0	trigger spikes
2009/Sep/23 9:46:45	10	1941.356	3	trigger rate in OD very high
2009/Sep/23 15:59:7	12	1429.670	2	daq problem
2010/Aug/17 2:12:29	81	1665.884	3	DAQ warning
2010/Nov/8 10:49:6	908	25.566	0	SN alarm upd.
2010/Nov/8 11:11:5	911	25.312	0	LD burst
2011/Aug/30 0:52:50	9	1860.401	2	flasher?
2015/Jan/9 8:4:43	4	1784.202	2	-
2017/Apr/20 16:27:24	134511	525.697	0	LD burst

表 7.4: 17 MeV での探索のクラスターのまとめ

SK-IV のデータをオフライン解析をしてイベントのクラスターがエネルギー閾値が 7 MeV の時は約 30,000 個、17 MeV の時は 11 個見つかった。現段階では、まだ超新星爆発のクラスターの候補は見つかっていないが、エネルギーの閾値が 7 MeV 以上ときは  $D = 3$  のクラスターが 35 個、17 MeV 以上ときは 2 個見つかった。17 MeV の探索のクラスターは見つかった時間帯に SK 側で何かしらのトラブルがあったため超新星爆発ではない可能性が高いが、7 MeV の探索のクラスターの評価はまだ終わっていない。これらは超新星爆発のクラスターの可能性があるため、今後はこれらのクラスターを中心に評価をしていく。

## 第8章 結論と展望

本研究では、SK での超新星爆発に関する DAQ の開発から超新星爆発の MC、SK-IV のデータを使っての超新星爆発を行った。それらを整理するとまず、超新星爆発は宇宙の進化に重要であるが、その詳しい爆発過程はよくわかっていない。近年の研究でニュートリノが爆発機構に重要な役割をしていることが、示唆されているがニュートリノでの観測は 1987 年の一度きりである。SK でも超新星爆発観測を行っているが近傍で起こった場合 QBEE の処理が追いつかない可能性がある。そのために SN module と QBEE の負荷を減らすための veto module を開発した。veto module は FPGA を用いて開発してその veto 信号のパラメータ決定と性能評価のために LD バーストを行った。超新星爆発探索はまず wilson モデルを使い MC を作り SK での超新星爆発イベントをシミュレーションをしてカット条件を決めた。その条件を用いて SK-IV のデータを解析して探索を行った。最後に veto module 開発と SK-IV のデータを用いた超新星爆発探索の結論と今後の展望を述べる。

### 8.1 veto module

#### 8.1.1 結論

本研究の結論としては、veto module はファームウェア自体は期待通りに動いて、veto 信号を出している。しかし、QBEE に veto 信号を入れた場合 veto 信号が入っている時間だけでなく本来はデータの取得が行われていなければならない。veto 信号が出ていない領域でもデータが取れていないことが分かった。これは、本研究の目的は近傍超新星爆発が起こった時にイベントレートを減らしてオーバーフローを防ぎつつ、超新星爆発を記録することなので、非常に重大な問題である。この問題の原因は現段階では明らかではないが veto 信号の間隔が狭く QBEE の TDC のスイッチングがうまく働いていない可能性がある。これは veto 信号が同期するクロックを遅くすれば解決可能であるので、比較的簡単に解決できる可能性がある。

#### 8.1.2 展望

veto module の今後の展望としては、より複雑な SN module との連携が挙げられる。例としてはまず、SN module が veto 信号を出す長さやタイミングを決めることがある。これは現状では、veto module が SN module からの SN トリガーを使って veto 信号の長さやタイミングを決めているが、これでは QBEE の間接的な情報でしか veto 信号の判断はできていない。QBEE と直接つながっている SN module が veto 信号の判断をすればよりよい veto 信号が出せる可能性がある。この場合 veto module は、各 SN module が送ってくる veto 信号の情報をもとに統合的に判断をして QBEE に veto 信号を送るといった役割になる。また、今の SK の DAQ では QBEE にかけて veto 信号を記録する仕組みがない。しかし veto 信号自体は QBEE のマスタークロックに乗って送られさらに SN module は QBEE からこのマスタークロックを受け取っている。原理的には SN module で veto 信号を記録するということが可能である。これらのことが今後の veto module と SN module の改良として挙げられる。

## 8.2 超新星爆発探索

### 8.2.1 結論

超新星爆発探索は、現段階ではまだ起こっていたか起こっていないかの結論は出ていない。しかし、いくつか超新星爆発である可能性があるクラスターが複数見つかっている。今後はこれらのクラスターを中心に超新星爆発であるかどうかを調べていくことになる。

### 8.2.2 展望

本研究では、超新星爆発のイベントのカット条件を決めるために wilson モデルを使用した。このモデルは一次元の球対称モデルであり、特殊な条件でしか爆発しない。現在の超新星爆発の理論では、爆発のためには対流などの非対称効果が不可欠であることが分かってきた。そのためより良い条件を決定するために別のモデルを使う必要がある。そのモデルでのフラックス計算と SK でのイベント数の計算が課題として挙げられる。また、超新星爆発の観測に当たり今のニュートリノと原子核の反応に不定性が大きい。そのためこれを調べることは超新星爆発が起こった時のより良い精度での超新星爆発の物理の理解に役に立つ。そもそも現在は超新星爆発の理論計算は爆発前後数百 ms しかできてきていない。その一方で、超新星爆発のニュートリノバーストは 10 s 程度続くので、そのあとのニュートリノのデータから物理を引き出すことができない。よってこの後の 10 s を理解することは非常に重要である。今後はそのような方面でのアプローチをしていくことになる。

# 付録 A

## A.1 ニュートリノ

ニュートリノは原子核の  $\beta$  崩壊でエネルギーの保存を成り立たせるためにパウリによって導入された素粒子である。ニュートリノは中性レプトンで弱い相互作用しかせず、観測は困難であるが 1953 年にその存在が確認された。ニュートリノは長らくその質量は 0 であると考えられていたが、ニュートリノ振動の発見により小さいながらも有限な質量をもつことが分かっている。超新星爆発においてはニュートリノ振動でフレーバーの混合が起きると巨視的にニュートリノの伝搬に影響を及ぼす。以下ではニュートリノ振動について考える。簡単のために 2 種類のみ  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  のみを考える。ニュートリノのフレーバー固有状態は質量固有状態の重ね合わせで表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle \quad (\text{A.1})$$

となる。ここで  $\alpha = e, \mu$ 、 $j = 1, 2$  である。時間発展を考えると

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle e^{-iE_j t}, \quad E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \approx p + \frac{m_j^2}{2E} \quad (\text{A.2})$$

となる。ここで  $p$  は運動量である。2 世代の場合は混合角  $\theta$  を用いて

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \quad (\text{A.3})$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \quad (\text{A.4})$$

$$(\text{A.5})$$

となる。よって  $\nu_e$  が時刻  $t$  で  $\nu_\mu$  になる確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t) = |\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = \left| \sin\theta \cos\theta \left( 1 - e^{-i(E_1 - E_2)t} \right) \right|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E} L \quad (\text{A.6})$$

ここで  $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ 、 $L = 1$  となる。

# 付録B

## B.1 PMT

ここでは、PMT について簡単に説明を行う。PMT は SK の光検出器になっているだけでなく本研究では LD の発光を監視するのもにも使った。PMT は長い歴史を持つが構造が単純でまた放射線検出器として優れた応答性能を持っているため今日でも広く使われている。PMT の動作原理は図 B.1 の様になっている。

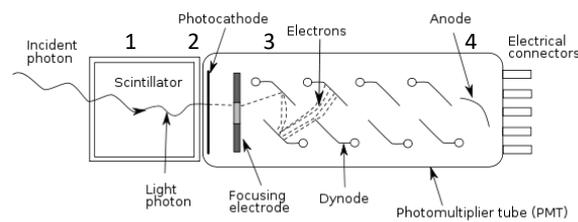


図 B.1: PMT の動作原理 [23]

順を追って説明する。

### 1. シンチレータ (Scintillator)

本研究の場合はどちらも無いがほとんどの場合シンチレータと呼ばれる放射線を受け取って光に変換する物質とともに使う。代表的な物質は NaI、CsI(Tl) などがある。

### 2. 光電面 (Photocathode)

この面には薄い金属が蒸着しており光を受けると光電効果で電子（1次電子）を放出する。

### 3. ダイノード (Dynode)

ダイノード間には高い電圧がかけられており光電面から出た電子は加速されてダイノードに当たる。ダイノードにぶつかった電子は新たに2次電子を放出して2次電子も加速されて次のダイノードに当たる。そうして電子の数が増幅されていく。

### 4. アノード (Anode)

1次電子はダイノードで  $10^6 - 10^7$  倍に増幅されてアノードに行き電気信号となる。

## 謝辞

本研究でお世話になった方々についてこの場を借りて感謝をしたいと思います。まず、指導教官である Roger Wendell 准教授については SK のことや研究の進め方等をご指導していただきありがとうございました。Roger 准教授には本論文の校正にも尽力していただきありがとうございました。また同じく副指導教官である中家剛教授にも本論文の校正をしていただきありがとうございました。Veto module の開発には東京大学宇宙線研究所の方々の助けをお借りしました。まず Veto module の開発を開発するきっかけとなった早戸良成准教授に感謝します。この Veto module の開発を通して FPGA や素粒子実験の研究室にしながら超新星爆発という物理に出会えたことが私がこの研究で得たものの中で一番大きいと思います。早戸准教授には veto module を QBEE につなぐ方法を教えていただきありがとうございました。SN module の先行研究をしていた織井安里さんにも SN module のデータの解析ツールと SN module の動作について質問に答えていただきありがとうございました。また東京大学の園田祐太郎さんには最大限の感謝を表明したいと思います。園田さんには SK の DAQ の専門家として SK の DAQ の細かいところを教えていただき、veto module の動作について様々なコメントをいただきました。特に LD バーストの結果を忙しい教員に代わって細かいところまで議論していただいただけでなく、京都と神岡で電話での議論もしていただきました。さらには LD バーストにも立ち会っていただき、LD バーストでの様々なトラブルの対応もしてくださってまことにありがとうございました。園田さんには深く感謝しています。超新星爆発探索の方では池田一得助教にお世話になりました。超新星爆発の探索の方法のツールとその結果の議論をしていただきました。池田助教には LD バーストについて教えてくださりありがとうございました。LD バーストの立ち会いとその結果についての議論していただき感謝しています。普段の研究生活の面では、同じ部屋の 304 の方々にはいろいろお世話になりました。林野さんと時たました雑談は修論時期の息抜きになりました。また漫画をもらったりしてありがとうございます。潘さんは修論の事務手続きを教えてもらい、修論を閉じるためのファイルを用意していただきありがとうございました。最後に京都大学高エネルギー物理学の同期や先輩方に感謝したいと思います。宇野くん、岡崎くん、中村くん、吉田くんは同期として飲み会で飲んだり、修論を書く上での仲間として一緒に頑張れました。宇野くんを見ているとつらいのは自分だけではないと思えて頑張ることが出来ました。岡崎くんはいろいろ話を聞いてくれてありがとうございました。あとコーヒーをいつありがとうございます。中村くんはコーヒーの買い出しをありがとうございました。吉田くんはいつも冷静な立場からのコメントをしてくれてありがとうございました。芦田さん、赤塚さん、野口さん、中村輝石さんはコーヒーブレイクの時にたびたび様々なお話ができて良かったです。様々な実験をやっている人たちと一緒に研究するというのはいい刺激であると思います。特に芦田さんは M1 でまだ veto module の仕事が少ないときに NC gamma のコラボレータに加えていただきありがとうございました。CsIでの測定は楽しいです。次のビームテストもよろしく願います。また中桐さんは M1 の TA の時に私が至らないときにフォローしていただきありがとうございました。最後に私の研究生活を支えてくれた家族に感謝します。

## 関連図書

- [1] The Hipparcos and Tycho Catalogues <http://www.rssd.esa.int/>
- [2] G. Riess et al. “OBSERVATIONAL EVIDENCE FROM SUPERNOVAE FOR AN ACCELERATING UNIVERSE AND A COSMOLOGICAL CONSTANT” *Astrophys J.* 116 1009-1038 Sep (1998)
- [3] G. Riess et al. “SNAPSHOT DISTANCES TO TYPE Ia SUPERNOVAE: ALL IN ““ONE NIGHTS WORK”” *Astrophys J.* 504 935-944 Sep (1998)
- [4] 山田章一 “新天文学ライブラリー 4 超新星” 日本評論社 (2016)
- [5] 小玉英雄 他 “KEK 物理学シリーズ 3 宇宙物理学” 共立出版 (2014)
- [6] H.Janka “Core-collapse supernovae: Reflections and directions” *PTEP* 01A309 Jan (2012)
- [7] T.TOTANI “FUTURE DETECTION OF SUPERNOVA NEUTRINO BURST AND EXPLOSION MECHANISM” *Astrophys J.* 496, 216-215 Mar (1998)
- [8] [https://ja.wikipedia.org/wiki オリオン座](https://ja.wikipedia.org/wiki/オリオン座)
- [9] T.Takiwaki “A comparison of two- and three-dimensional neutrino-hydrodynamics simulations of core-collapse supernovae ” *The Astrophysical Journal* 786 83-91 May (2014)
- [10] K. S. Hirata et al. *Phys. Rev. D* 38, 448 15 July (1988)
- [11] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/>
- [12] <http://t2k-experiment.org/>
- [13] SK Collaboration “Real-time supernova neutrino burst monitor at Super-Kamiokande” *Astropartphys* 81,39-48(2016)
- [14] SK Collaboration “Search for proton decay via  $p \rightarrow e + \pi^0$  and  $p \rightarrow \mu + \pi^0$  in 0.31 megaton years exposure of the Super-Kamiokande water Cherenkov detector” *Phys. Rev. D* 95, 012004 Jan (2017)
- [15] SK Collaboration “Measurements of the atmospheric neutrino flux by Super-Kamiokande: Energy spectra, geomagnetic effects, and solar modulation” *Phys. Rev. D* 94, 052001 Sep (2016)
- [16] Q.R. Ahmad, et al., ”Measurement of the rate of interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.* 87, 071301 Jun (2001)
- [17] Daniel Kasen, et al. “Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational-wave event” *nature* 551, 80-84 Nov (2017)
- [18] SK Collaboration “The Super-Kamiokande Detector” *Nucl. Instrum. Meth.* A501 418-462 (2003)
- [19] SK Collaboration “High-speed charge-to-time converter ASIC for the Super-Kamiokande detector ” *Nucl. Instrum. Meth.* A610 710-717 (2009)

- [20] 織井安里 “スーパーカミオカンデにおける近傍超新星観測用エレクトロニクスの開発” 修士論文 (2014)
- [21] SK Collaboration “SEARCH FOR SUPERNOVA NEUTRINO BURSTS AT SUPER-KAMIOKANDE” *Astrophys J.* 669 519-524 Nov (2007)
- [22] SK Collaboration ”First measurement of radioactive isotope production through cosmic-ray muon spallation in Super-Kamiokande IV” *Phys.Rev. D* 93,012004 Jan (2016)
- [23] [https://ja.wikipedia.org/wiki](https://ja.wikipedia.org/wiki/PMT) PMT