

スーパーカミオカンデにおける超新星爆発 ニュートリノ検出と超新星モデルの検証

岡山大学大学院 自然科学研究科
数理物理学専攻 物理科
素粒子物理学研究室
学籍番号 41429216
高平 康史

平成 31 年 3 月 9 日

概要

超新星爆発とは大質量の恒星がその進化の最終段階で起こる現象である。全体で 10^{53} erg という莫大なエネルギーを放出することがわかっているが、その 99% をニュートリノが持ち出す。理論により超新星爆発からのニュートリノの数は、超新星爆発の物理過程に対応した時間構造を持つことが予測されている。そのため、ニュートリノの観測数の時間発展を調べることは、理論によって予測されている超新星爆発ニュートリノの時間構造を検証し、理論に対する理解を深めることにつながる。しかし、ニュートリノを観測可能な超新星爆発は 100 年に数回しか起きないと考えられている。実際、ニュートリノが観測された超新星爆発は 1987 年以来起きていない。観測の機会が稀なため、理論の違いがニュートリノの観測数に対して及ぼす影響を予め見積もっておく必要がある。また超新星爆発の後に残る中性子星の質量も理論により計算されており、それはニュートリノの生成数に関係していると考えられている。そこで、本論文ではまず超新星爆発が近傍で起こった時、大型水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデ (SK) でのニュートリノ観測数を、中性子星の質量に影響する物理量をパラメータとして見積もった。さらにその観測数と理論から予想される中性子星の質量との関係を報告する。

目次

1	Super-Kamiokande 検出器	4
1.1	検出器概要	4
1.2	検出原理	5
1.3	光電子増倍管	7
1.4	SK-Gd プロジェクト	8
2	超新星爆発	10
2.1	星の進化過程	10
2.1.1	原始星	11
2.1.2	水素燃焼過程	11
2.1.3	ヘリウム燃焼過程	13
2.1.4	重元素燃焼過程	14
2.2	超新星爆発の種類	16
2.3	超新星爆発の爆発過程	17
2.3.1	重力崩壊の開始	18
2.3.2	ニュートリノの閉じ込め	18
2.3.3	衝撃波の発生 ($t = 0$)	18
2.3.4	中性子化バースト ($t \lesssim 10ms$)	18
2.3.5	降着フェーズ ($t = 10ms \sim 1s$)	19
2.3.6	原始中性子星の冷却 ($t = 1s \sim 10s$)	19
2.3.7	超新星爆発 ($t < \text{数時間}$)	19
3	超新星ニュートリノの見積もり	21
3.1	使用する理論モデル	21
3.2	シミュレーションの内容	22
3.3	結果	25
4	まとめ	34
A	その他のパラメータのグラフ	35
B	EGAD 検出器	47
B.1	検出器概要	47
B.2	検出器校正	48

1 Super-Kamiokande 検出器

Super-Kamiokande(以下 SK) 検出器は、岐阜県飛騨市神岡町にある神岡鉱山内の地下 1000 メートルに建設された、総体積約 5 万トンの水チェレンコフ検出器である。1996 年 4 月に観測を開始して以降、太陽ニュートリノや大気ニュートリノ、人工ニュートリノを観測し続け、ニュートリノ振動の発見などの功績を残している。

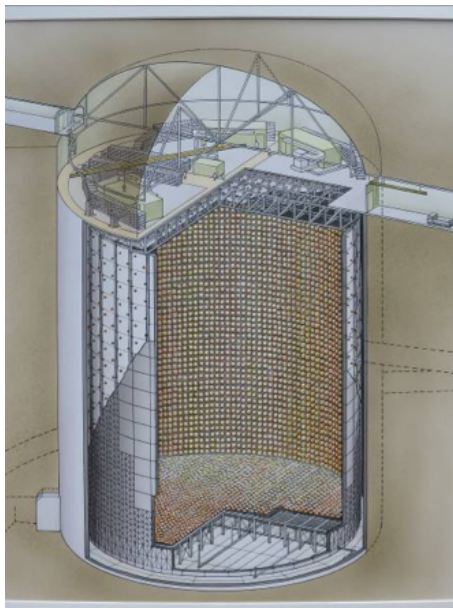


図 1: スーパーカミオカンデ [1]

1.1 検出器概要

検出器は直径 39.9 メートル、高さ 41.4 メートルの円筒形水タンクとその壁に設置された光電子増倍管 (photomultiplier) と呼ばれる約 13000 本の光センサーなどから構成されている。タンクは内水槽と外水槽に分けられており、内水槽には 11129 本の 20 インチ光電子増倍管、外水槽には 1885 本の 8 インチ光電子増倍管が取り付けられている。内水槽の体積は 32000 トンで、光電面による被覆率は内水槽の表面積の 40%程である。また、光電面以外には光の反射を抑えるブラックシートが張られており、光の反射による事象再構成の精度の低下を避けている。外水槽の目的は宇宙線ミューオンなどの荷電粒子を観測し、観測結果からバックグラウンドとして取り除くためである。外水槽は光の収集効率を上げるために白いタイベックシートが貼られている。

SK では光電子増倍管の収集効率への影響を考慮して、検出器を取り囲む地磁気補償コイルを設置しており (図 2)、地磁気が 100mG 以下になるよう打ち消されている。

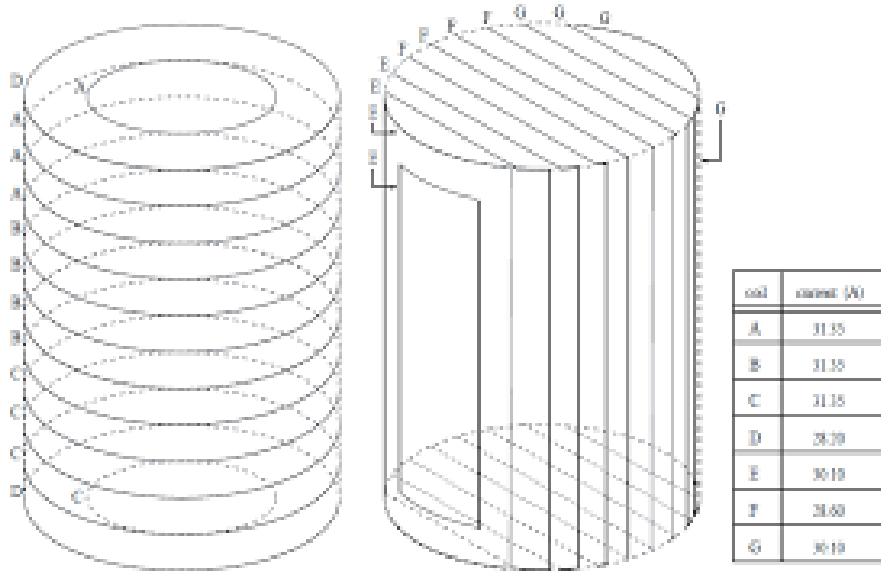


図 2: タンクを取り囲む地磁気補償コイル

観測期間によって SK の性能が異なっており、観測開始から 2001 年までを SK-I、2002 年から 2005 年までを SK-II、2006 年から 2008 年までを SK-III、2008 年から 2018 年までを SK-IV と呼ばれている。そして現在は SK-V として運転中である。特に SK-II では光電子増倍管の破損事故のため、内水槽の光電子増倍管の数を半数の約 5200 本で運転していた。

1.2 検出原理

チェレンコフ光とは、荷電粒子がある物質中を運動する時にその物質中の光速よりも速く進む時に放出される光のことで、荷電粒子の進行方向に対して円錐状に放射される。

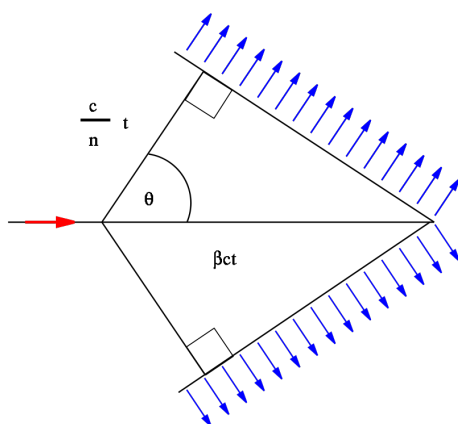


図 3: チェレンコフ光 (Wikipedia より)

荷電粒子とチェレンコフ光子のなす角を θ , 物質中の屈折率を n とすると、

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

と書ける。ここでは、 $\beta=v/c$ である。 $|\cos \theta| \leq 1$ であることを考えることで、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\frac{nv}{c}} &\leq 1 \\ 1 &\leq \frac{nv}{c} \\ \frac{c}{n} &\leq v \end{aligned} \quad (2)$$

とチェレンコフ光の発生条件が求められる。また、エネルギー閾値は

$$\begin{aligned} E &= \gamma mc^2 \\ &= \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ &\rightarrow \frac{nmc^2}{\sqrt{n^2-1}} \end{aligned} \quad (3)$$

となり、SK のメインターゲットである水の屈折率 $n = 1.33$ を用いることで、電子では 0.767MeV, ミュー粒子では 157.4MeV という閾値が得られる。この時、相対論的粒子の $\beta \sim 1$ を用いると、 θ は約 42 度となり、SK の中でチェレンコフ光の放出角がわかる。リング状に広がったチェレンコフ光を円錐状にたどることにより、事象の発生点や、発生時刻を再構成することができる。

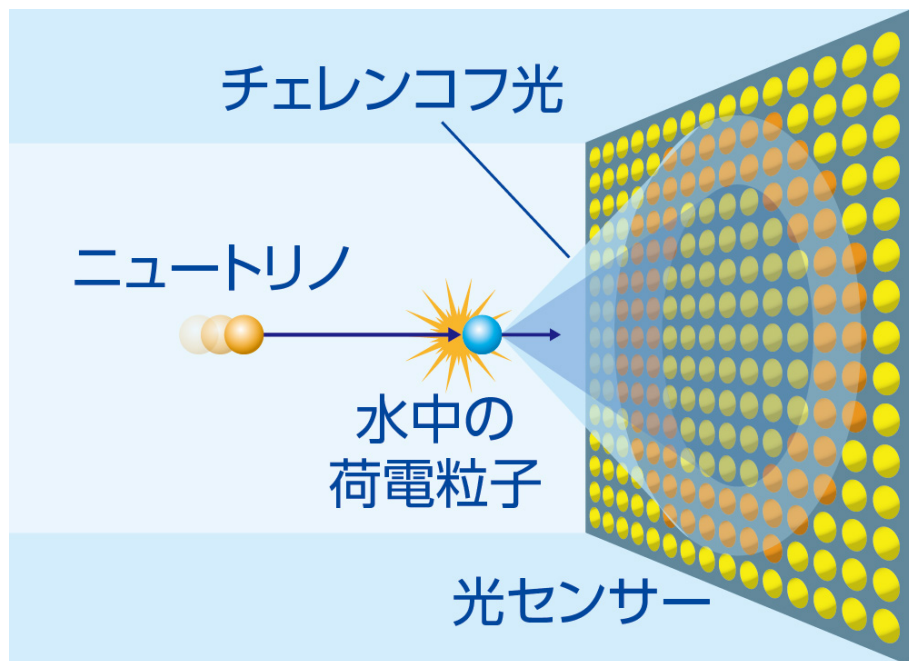


図 4: 事象の再構成 [2]

次に、このチェレンコフ光の明るさを求める。電子が屈折率 n の物質中を単位距離 dL だけ進んだ時に放出する、ある波長 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ の間の光子数 dN によって

$$\frac{dN}{dL} = \frac{2\pi\alpha}{n} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (4)$$

($\alpha \sim \frac{1}{137}$ は微細構造定数)。SK の光センサーの波長感度領域 300nm ~ 600nm を用いると、放出される光子の数は 1cm あたり約 340 個程であることがわかる。仮に 10MeV の電子を仮定すると、10MeV の電子は水中を数 cm 程度しか走らないので、放出される光子の数は約 1000 個程である。豆電球を乾電池一本で光らせた時の光子数が大体 10^{18} 個であるのと比較すると、随分と暗い光であることがわかる。

1.3 光電子増倍管

光電子増倍管とは SK を構成する光センサーのことで、光電効果を利用して光を電気信号として取り出す光検出器である。フォトマルや PMT などと略されることもある。



図 5: 20 インチ光電子増倍管 [1]

SK の内水槽に用いられている PMT は、光電面の直径が 20 インチの大口径で光電面はバイアルカリ (Sb-K-Cs) で出来ている。有効波長領域は 300nm~600nm で量子効率 390nm の光に対して最大の 22%となる。光電効果によって発生した光電子はダイノードで 10^7 倍程度にまで増幅され、電気信号として取り出される。[3]

1.4 SK-Gd プロジェクト

SK には、超新星爆発ニュートリノを観測し、各天文台にアナウンスを行うアラームとしての役割もある。アナウンスする内容は、超新星爆発の発生そのものと超新星爆発の方向である。[4] 現在の SK でも可能ではあるが、方向決定精度はあまり良くない。その理由は、超新星爆発が起こり、SK でニュートリノが観測できた場合、最も多く観測できるのは逆ベータ崩壊



からの陽電子であるが、逆ベータ崩壊は入射したニュートリノの方向情報を保存しないため、超新星爆発の方向を光より速く決定するためには使

用できない。しかし、超新星爆発ニュートリノで入射方向を保存する反応は、電子の弾性散乱で逆ベータ崩壊の次に反応確率が高い。そこで、SKでは超新星爆発からのニュートリノが起こす反応のうち逆ベータ崩壊を識別し取り除くことで、方向情報を持つ反応を取り出し、超新星爆発の方向決定制度を上げる計画がある。これはSK-Gdプロジェクトと呼ばれ、SKの超純水へ $Gd_2(SO_4)_3$ を0.2%の濃度まで溶かすものである。

SK-Gdプロジェクトでは、 $Gd_2(SO_4)_3$ を溶かすことにより、逆ベータ崩壊で発生する中性子がGdに捕獲され、遅れて出たガンマ線からの信号を同時に捉えてやることで、逆ベータ崩壊を識別する。これを同時遅延計測という。

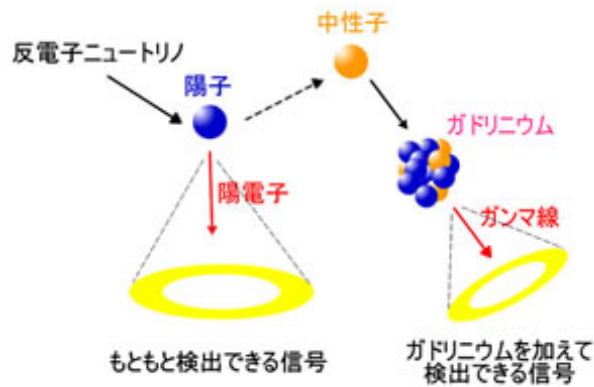


図 6: 同時遅延計測 [1]

SKにガドリニウムを溶かすに当たって、ガドリニウムがSKタンクに対してどのような影響を与えるかの確認が必要となったため、EGADSという試験タンクを用いて実証実験が行われていた。

実証実験の結果を受け、2018年の夏、SKではガドリニウムを溶かす準備としてタンクの水を抜いての改装工事が行われた。現在ではその改修工事は終了し、SK-Vとして運転中である。その間、EGADSが超新星爆発探索の代替器として運転していたが、詳しくは付録にて紹介する。

2 超新星爆発

超新星爆発とは大質量の恒星が最期に起こす天体现象である。突如として明るい星が現れるため新しい星の誕生と間違えて「新星」と名付けられたという歴史がある。過去の文献にも超新星爆発が起こったと取れる記述が残っている。また最近の理論予測から、我々の銀河内では百年に数回の頻度でしか肉眼で観測できないと見積もりがされている。

爆発によって 10^{53} erg という膨大なエネルギーを放出するが、その99%はニュートリノ、1%は爆発の運動エネルギーとして放出される。そのため、超新星爆発のメカニズムの解明には爆発によって放出されるニュートリノの観測が不可欠である。現在ニュートリノの観測が行われた超新星爆発は、1987A と呼ばれる1件だけであり、SK の前身のカミオカンデはその観測をした検出器の一つである。SK の目的の一つにも超新星爆発ニュートリノの観測があり、有効体積の広がった SK では近傍で超新星爆発が起こると、より多くのニュートリノ事象が観測されることが期待されている。



図 7: SN1987A 爆発前(右)と後(左) [1]

2.1 星の進化過程

恒星は時間とともに状態が変化しているため、この時間発展のことを「進化」と呼んでいる。恒星はその質量によって進化の進行具合が変化し、最期の様子も大きく変わってくる。この節では恒星の進化と質量の関係を説明する。

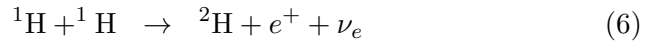
2.1.1 原始星

恒星は、分子雲コアと呼ばれる星間ガス内の密度が高い領域が自己重力によって収縮するところから始まる。重力によって、密度が高い領域に周りの物質が次第に吸収されていき、コアは大きくなっていく。この時、吸収された物質が落下する時の運動エネルギーは熱エネルギーへと変換され、中心温度が上昇していく。星の質量 M が $M < 0.08M_{\odot}$ (M_{\odot} は太陽質量) の時はこの時の熱によって生じる内部圧力によって収縮が支えられるようになり、進化が止まり恒星とはならない。

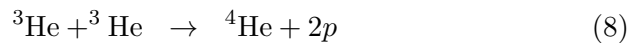
2.1.2 水素燃焼過程

$M > 0.08M_{\odot}$ の質量を持つ星は、中心温度が $10^7[K]$ 程度にまで上昇し、水素燃焼の核融合反応が始まり、自己重力と釣り合う内部圧力を生じさせる。

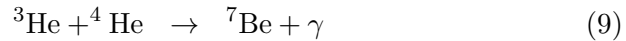
核融合反応が始まった直後は、pp チェインと呼ばれる一連の水素燃焼反応が支配的であり、以下の反応が起こる。



さらにここから温度によって支配的な反応を変えながら、3つの反応に分岐する。温度が低い場合には、pp I と呼ばれる以下の反応が支配的になり、



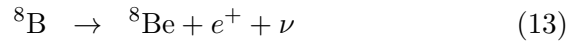
温度が高くなるにつれて pp II や pp III と呼ばれる反応が重要になってくる。pp II と pp III ではまず共通で以下の反応



によって ${}^7\text{Be}$ が生成され、それぞれ以下のように反応が進行する。



(ppIII)



下図は pp チェインの分岐を表している。

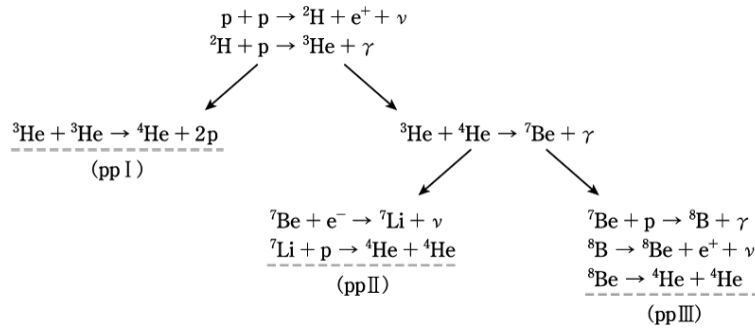
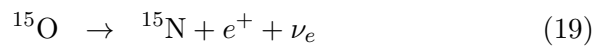
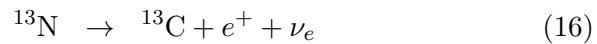
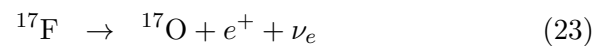


図 8: pp チェインの分岐

さらに温度が上がり、 $1.5 \times 10^7 K$ を越すと、CNO サイクルと呼ばれる反応が主な水素燃焼過程となる。CNO サイクルでは、以下のように炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) を触媒として陽子 4 つからヘリウムを生成する。



式 (19) また分岐として以下の反応があり、



温度が高いほど (20)~(23) の分岐が起きるようになる。CNO サイクルは太陽より質量が大きな恒星では主なエネルギー生成過程であると言われているが、サイクルが始まるためには初めから炭素や酸素原子が必要となるので、宇宙初期にできた恒星にはこの反応は起こらず、それらが起こした超新星爆発によって星間物質に炭素原子が含まれるようになってから起こるようになった反応だと考えられる。下に CNO サイクルのイメージを表す。

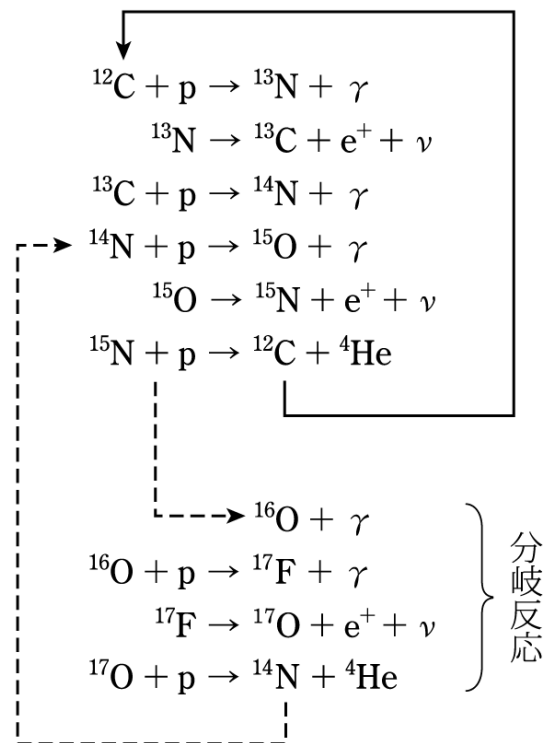
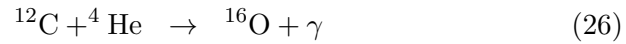


図 9: CNO サイクルのイメージ

質量が $M < 0.46M_{\odot}$ の恒星では、できたヘリウムを核融合できるほど中心温度が上がらないので、水素燃焼が終わり白色矮星として進化を終える。

2.1.3 ヘリウム燃焼過程

質量が $M > 0.46M_{\odot}$ の恒星では、水素燃焼過程は縮退圧を迎える前に完了し、再び重力収縮が始まる。収縮が進み中心温度が約 1 億 K を超えたところで、ヘリウムの燃焼が始まる。主な反応は以下の反応で、これにより恒星の中心部に炭素や酸素が生成される。



この時、いわゆる「殻」に当たる水素の層はまだ核融合しているため、恒星は膨張し赤色巨星と呼ばれる状態になる。 $M < 2M_{\odot}$ の恒星では、ヘリウム核が縮退圧によって支えられた状態で赤色巨星となるため、殻の燃焼によって生成されたヘリウムがさらに降り積もり、収縮によって温度が上昇するためヘリウムの燃焼が始まる。しかし、縮退圧によって支えられているために膨張が起こらず、温度が上昇し続けヘリウムフラッシュと呼ばれているヘリウム燃焼の暴走が起きる。燃焼の暴走は中心温度が上昇し、縮退が解けることによって正常な燃焼に戻る。

$M < 4M_{\odot}$ までの恒星はヘリウムの燃焼までで核融合が止まり、白色矮星となる。

2.1.4 重元素燃焼過程

$M > 4M_{\odot}$ ではヘリウム燃焼までが非縮退圧下で進む。以降は縮退圧を迎えるまで元素合成が進んでいく。

$4M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$ では炭素、酸素のコアができた時点で、縮退圧によって支えられるようになる。この時ヘリウムフラッシュと同様の原理で核融合が再開されるが、ヘリウムの時と違い縮退が解けることなく暴走したまま燃焼が起こりそのエネルギーによって星は爆発してしまう。これは核爆発型超新星爆発と呼ばれる。

$8M_{\odot} \leq M \leq 12M_{\odot}$ ではネオン、マグネシウムの核ができるまで核融合が進み、 $M > 12M_{\odot}$ の恒星では鉄元素まで生成される。鉄元素が最も安定な元素であるためにこれ以上の核融合反応が起きない。これらの星は以降に述べる重力崩壊型超新星爆発を起こす。

これらの過程を経て恒星は進化していき恒星内部は鉄をコアにした玉ねぎのような構造になっている。

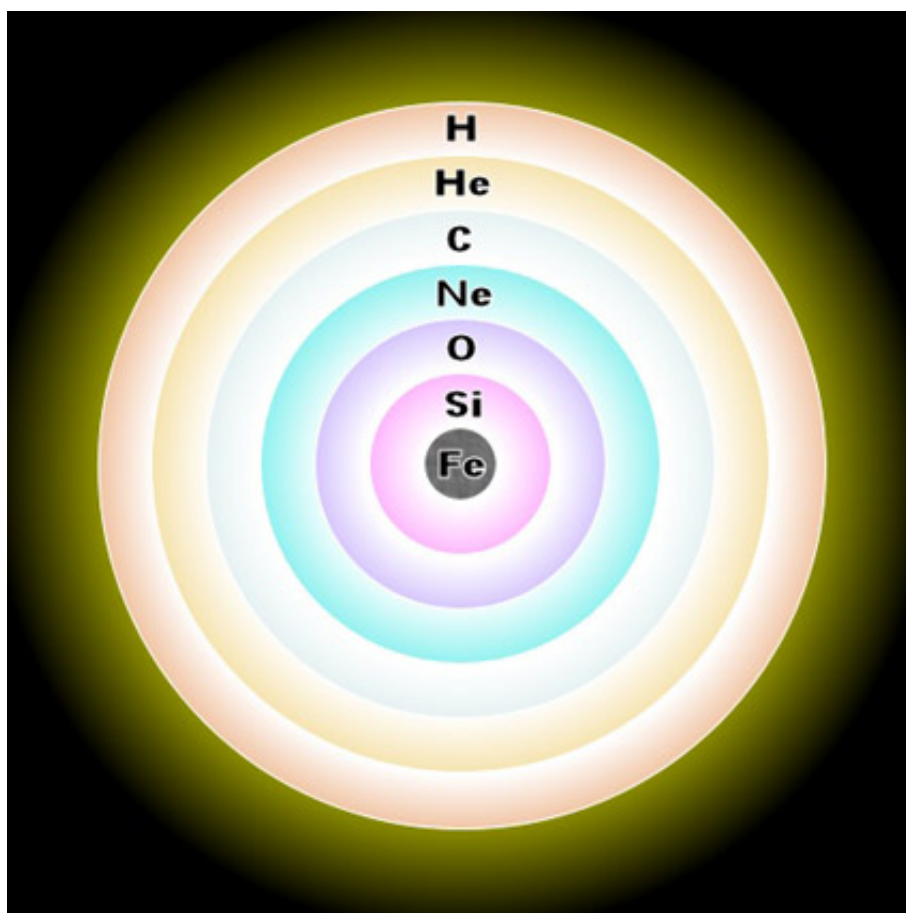


図 10: 恒星内部のイメージ (宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 提供)

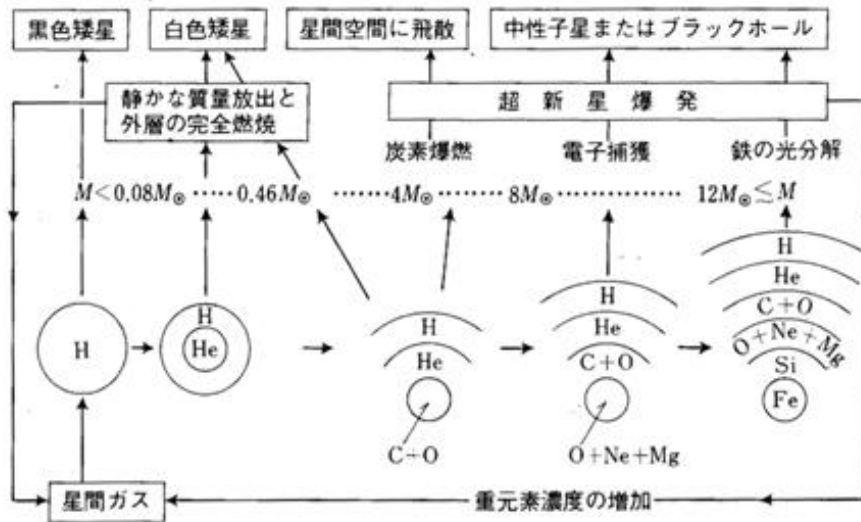


図 11: 恒星の質量とその最期 (『恒星 (シリーズ現代の天文学) より』)

2.2 超新星爆発の種類

超新星爆発の種類は大きく分けると「核爆発型」と「重力崩壊型」の二つに分けられる。核爆発型は白色矮星に外部から物質が降着するするなどで炭素の核の燃焼が始まることで爆発が起こり、爆発が起こる質量をチャンドラセカール限界と呼び約 $1.4M_{\odot}$ である。この爆発でニュートリノが持ち出すエネルギーは 10^{49} erg と言われているので観測は難しい。一方重力崩壊型の場合は 10^{53} erg のエネルギーが発生するのでニュートリノを観測することができる。これらはさらにスペクトルの特徴などからさらに細分化される。

まず、爆発のスペクトルに水素の吸収線が現れないものが I 型、現れたものが II 型に分類される。その後、I 型の内ケイ素の吸収線があるものが Ia 型に分類される。ケイ素の吸収線が出なかったものはさらにヘリウムの吸収線の有無によって、有るものが Ib 型、ないものが Ic 型に分類される。

これらは Ia 型が核爆発型に、残り全てが重力崩壊型に分類される。重力崩壊型の分類が多岐にわたる理由は、超新星爆発を起こすまでの間に恒星風という表面から吹き出すガスの流れによって外層の元素を放出し切ったものが存在するためである。本論文では以降、発生するエネルギーの関係から超新星爆発は重力崩壊型の方を指すこととする。

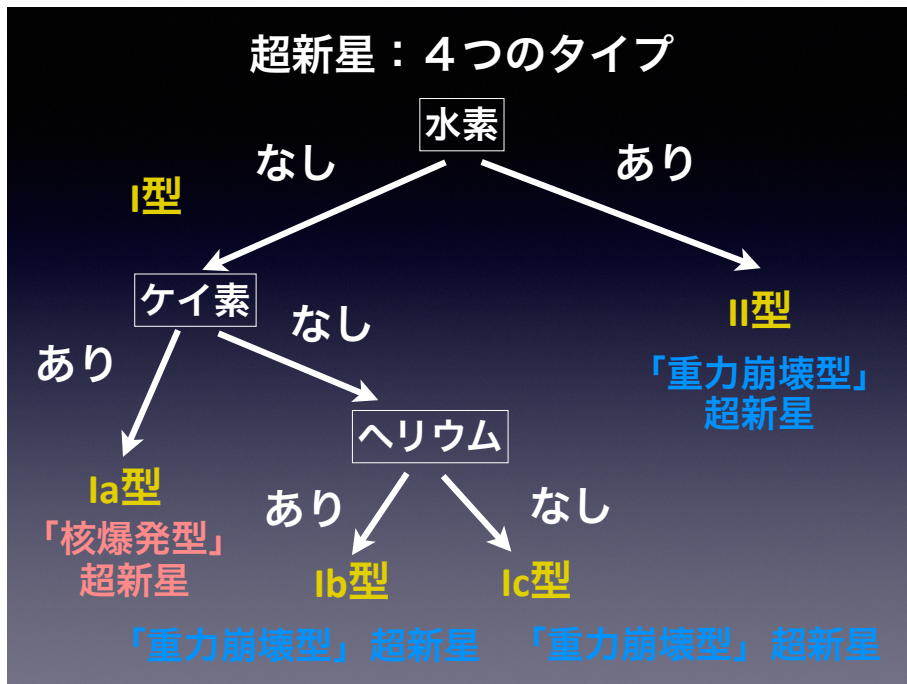


図 12: 超新星爆発の種類 (田中雅臣さん講義資料より)

2.3 超新星爆発の爆発過程

鉄コアが生成されてから爆発を起こすまでをニュートリノの起こす反応とともに説明していく。また衝撃波発生以降は衝撃波発生時刻を $t = 0$ としてタイムスケールを記載しておく。[5, 6] まず以下に爆発の過程に起きるニュートリノ反応を示す。(式 27~34)

$$e^- A(N, Z) \rightleftharpoons \nu_e A(N + 1, Z - 1) \quad (27)$$

$$e^- p \rightleftharpoons \nu_e n \quad (28)$$

$$e^+ n \rightleftharpoons \bar{\nu}_e p \quad (29)$$

$$e^- e^+ \rightleftharpoons \nu \bar{\nu} \quad (30)$$

$$\nu A \rightarrow \nu A \quad (31)$$

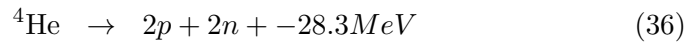
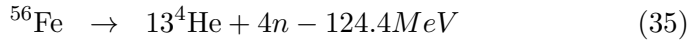
$$\nu p \rightarrow \nu p \quad (32)$$

$$\nu n \rightarrow \nu n \quad (33)$$

$$\nu e^- \rightarrow \nu e^- \quad (34)$$

2.3.1 重力崩壊の開始

鉄コアの質量がチャンドラセカール限界を超えると (27) 式のような電子捕獲反応や、以下に示す吸熱反応の光分解反応によって重力的に不安定となり崩壊が始まる。



2.3.2 ニュートリノの閉じ込め

重力崩壊によって中心部の密度が高くなっていき、密度が $3 \times 10^{10} \text{g/cm}^3$ を超えるとニュートリノの平均自由行程が短くなりコヒーレント散乱 (31) 式を起こすようになる。その結果、電子捕獲で放出されたニュートリノが出られなくなる領域ができる。この現象をニュートリノトラッピングと呼び、核がニュートリノに対して透明な部分と不透明な部分とに分かれる境目のことをニュートリノ球と呼ぶ。

この時、ニュートリノも縮退し始めるため、電子捕獲反応に歯止めがかかる。

2.3.3 衝撃波の発生 ($t = 0$)

電子捕獲反応が抑制されたことによって核は原子核と核子が混在したまま収縮していく。そして核の密度が原子核程度 ($\sim 10^{14} \text{g/cm}^3$) を超えると、核力の斥力部分によって核が支えられるようになるため急激に硬くなり収縮が止まる。この時に、中心付近の核は音速程度の伝搬時間で収縮が止まり跳ね返るが、それより外部の核は超音速で降ってくるために跳ね返り外向きに衝撃波を発生させる。

2.3.4 中性子化バースト ($t \lesssim 10\text{ms}$)

発生した衝撃波は周囲の原子核を核子に分解しながら伝搬していく。電子の捕獲反応の断面積は原子核よりも核子の方が大きいので、衝撃波が通過した領域では (28) 式の電子捕獲反応が急激に進行し大量の ν_e が生成される。ニュートリノ球の内部でこの反応が起きた時は生成されたニュートリノは外に出られないが、ニュートリノ球の外側で生成されたニュートリノは自由にとびだしていくので大量の電子ニュートリノがコアの外へ飛び出していく。これを中性子化バーストと呼び衝撃波の伝搬時間に相当する

10ms 程度継続する。またこの時に放出されるエネルギーは 10^{51} erg 程度である。この時のコアが原始中性子星となる。

2.3.5 降着フェーズ ($t = 10ms \sim 1s$)

原子核の分解やニュートリノ放出などによって、衝撃波はエネルギーを失ってしまい星の表面まで到達できず停滞してしまう。停滞する前の衝撃波が通過した後の物質は核子・電子対からなり、核子による(陽)電子捕獲反応(28)式、(29)式及び電子の対消滅反応(30)式から6種類すべてのニュートリノが生成される。また衝撃波背後の物質は、降着物質としてゆっくりと原始中性子星に降り積もり、解放した重力エネルギーを熱エネルギーに変換することで原始中性子星を加熱していく。この時ニュートリノが持ち出すエネルギーは原始中性子星の質量と半径を使って $E \sim GM^2/R$ で計算でき、合計で $\sim 10^{53}$ erg のエネルギーを $100ms \sim 1s$ のオーダーで持ち出していく。現在では、このニュートリノによって衝撃波にエネルギーが供給され、停滞していた衝撃波は復活すると考えられている。

2.3.6 原始中性子星の冷却 ($t = 1s \sim 10s$)

衝撃波の復活によって降着物質がなくなったため原始中性子星へのエネルギー供給がなくなり原始中性子星の加熱も止まる。原始中性子星内部のニュートリノは $\sim 10s$ のオーダーでゆっくり拡散して原始中性子星から熱エネルギーとレプトン数を持ち出していき原始中性子星は次第に冷却されていく。この時のニュートリノによって持ち出されるエネルギーはオーダーで $\sim 10^{53}$ erg で、ニュートリノの放出数は温度の低下に伴い徐々に減少していく。ニュートリノのエネルギーは降着フェーズと同様に $E \sim GM^2/R$ と書け、冷却以外の物理過程が乏しいため中性子星の質量が大きく影響していると考えられる。

2.3.7 超新星爆発 ($t < \text{数時間}$)

復活した衝撃波は、そのままコア表面まで達したあと外層を伝播して外層を吹き飛ばしてしまう。外層は温度・密度ともに低いため、衝撃波は衰えることなく進むことができる。外層表面に達したあとに電磁波での観測が可能となるので、中心から外層表面までの距離が $10^7 \sim 10^9$ km 程度であることから、重力崩壊が始まってから光り始めるまで数時間の遅れがあると考えられている。

以上の過程を経て超新星爆発は起きるため超新星爆発ニュートリノには時

間構造があると考えられており、発生したエネルギーの大部分を6種類すべてのニュートリノが持ち出していく。

3 超新星ニュートリノの見積もり

先に述べた超新星爆発のメカニズムはあくまで定説であり、実際のところ完全にメカニズムを説明した理論はまだ存在していない。その理由の一つにニュートリノを観測できた超新星爆発が少ないことが挙げられる。ただし、ニュートリノを観測できる超新星爆発とは近傍銀河程度の近きにある星が起こすものなので、期待値として100年に数回である。そこで次に観測できた超新星ニュートリノからスムーズにメカニズムを決定するために、あらかじめパラメータになりうる値を設定して、観測できるニュートリノの数やエネルギーを見積もっておき、実際の観測結果と比較できるように準備しておく必要がある。

今回の計算では、パラメータとして中性子星の質量と関係する親星の質量と、コアバウンスによって生じた衝撃波が停滞から復活する時刻を用いる。また、密度が原子核程度 ($\sim 10^{14} \text{g/cm}^3$) の中性子星が従う状態方程式が別の観測によってすでに決定されているとして、中性子星の質量との関係も考える。中性子星が超新星爆発からできるということは実験的には確認されていないため、観測数から中性子星の質量の見積もりを可能にすることは超新星爆発と中性子星の直接的な関係を示す助けになることが期待される。この章ではその見積もりの結果と結果からモデルを類推できるかの検証を報告する。

3.1 使用する理論モデル

今回の見積もりの計算に使用させていただいた理論モデルは、

<http://asphwww.ph.noda.tus.ac.jp/snn/index.html>

に掲載されている九州大学 基幹教育院 自然科学理論系部門の中里健一郎さんが作ったものである [7]。内容は超新星爆発によって生成するニュートリノについてある時刻、エネルギー幅に存在する単位エネルギーあたりのニュートリノの数とルミノシティのデータがまとめられている。ニュートリノは $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_x (= (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau)/4)$ の3種類に分けて保存されている。データの作成において使用した状態方程式は Shen et al. (1998a [8], 1998b [9]) に掲載されているものである。モデル作成において、親星の質量から恒星の進化計算に基づき恒星の密度分布とコアの質量を求め、衝撃波復活時間により質量降着の起こる時間を決定している。冷却フェーズでは、原始中性子星のなかに捕らわれていたニュートリノが拡散によってどのように放出されていくかを、その内部状態の時間進化を考察することにより計算している。図 13 に中里モデルによる数フラックスを示す。

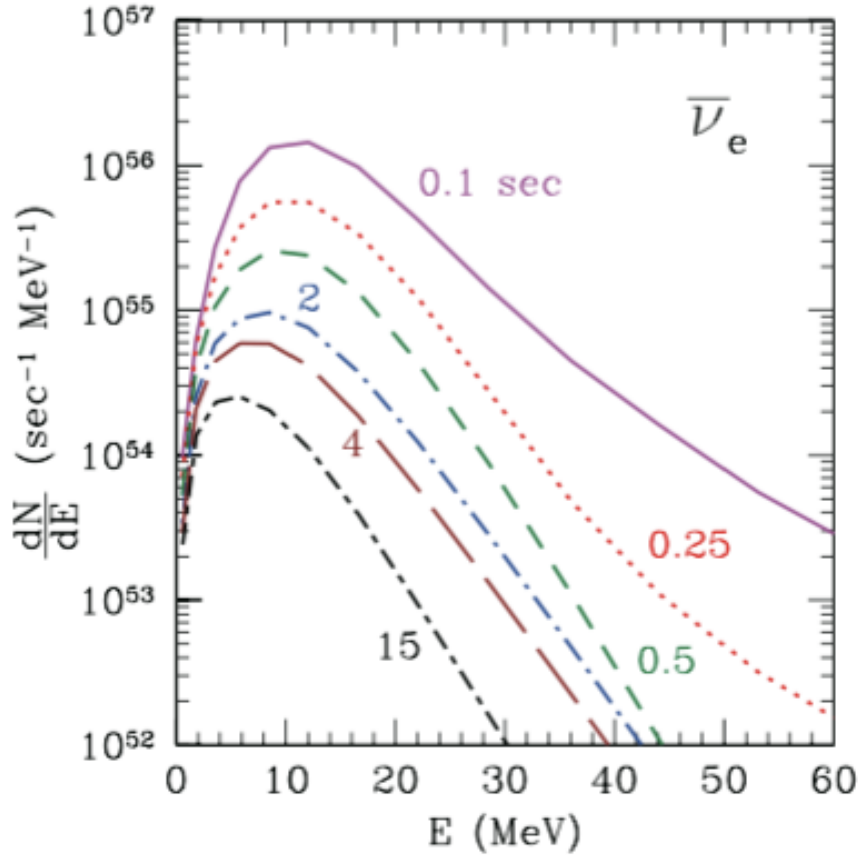


図 13: 中里モデルによる数フラックス [7]

3.2 シミュレーションの内容

実際にシミュレーションに使った式の説明をしていく。SK で観測される超新星ニュートリノの 90% を占める逆ベータ崩壊を例に流れを見ていく。まず、モデルによって計算されたニュートリノのエネルギーから逆ベータ崩壊によって生成される陽電子のエネルギーを計算する。逆ベータ崩壊の式

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (37)$$

より、陽子と中性子の静止質量差ぶんだけ陽電子のエネルギーはニュートリノより低く出るので、単純に

$$E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} - \Delta M \quad (38)$$

$$\Delta M = 1.29 [MeV] \quad (39)$$

とする。ある時刻での観測数を $N(t)$ とすると、

$$N(t) = \sum_{E_{e^+}=thr}^{80} (p_{target} \times \frac{\Delta N_{\bar{\nu}_e}(t)}{\Delta E_{\nu}} \times \frac{1}{4\pi r^2} \times \sigma(E_{\bar{\nu}_e}) \times Ebin \times Tbin) \quad (40)$$

によって計算できる。ここで、 p_{target} は逆ベータ崩壊のターゲットとなる水素原子核の数なので、超新星爆発時に解析に使用するSKの体積(32.48kton)より

$$p_{target} = 32.48 \times 10^3 \times 10^3 \times 10^3 \div 18 \times 6.02 \times 10^{23} \times 2 \quad (41)$$

と書ける。 $\frac{\Delta N_{\bar{\nu}_e}(t)}{\Delta E}$ はある時刻に、単位エネルギーあたりに生成されるニュートリノの数で、理論データから計算する。データにはある時刻、あるエネルギー幅に該当するニュートリノの数とルミノシティの値があるので、時間幅 $t_{i-1} < t < t_i(sec)$ 、エネルギー幅 $E_{j-1} < E < E_j(MeV)$ に該当する (t, E) に置いて、

$$n_{low}(t_i) = \frac{\Delta N_{\bar{\nu}_e j-1}(t_i)}{\Delta E_{j-1}} \quad (42)$$

$$n_{high}(t_i) = \frac{\Delta N_{\bar{\nu}_e j}(t_i)}{\Delta E_j} \quad (43)$$

$$E_{low}(t_i) = \frac{\frac{\Delta N_{\bar{\nu}_e j-1}(t_i)}{\Delta E_{j-1}}}{\frac{\Delta L_{\bar{\nu}_e j-1}(t_i)}{\Delta E_{j-1}}} \quad (44)$$

$$E_{high}(t_i) = \frac{\frac{\Delta N_{\bar{\nu}_e j}(t_i)}{\Delta E_j}}{\frac{\Delta L_{\bar{\nu}_e j}(t_i)}{\Delta E_j}} \quad (45)$$

と定義しておく。

$$n_0 = \frac{n_{high}(t_{i-1}) - n_{low}(t_{i-1})}{E_{high}(t_{i-1}) - E_{low}(t_{i-1})} \times (E - E_{low}(t_{i-1})) + n_{low}(t_{i-1}) \quad (46)$$

$$n_1 = \frac{n_{high}(t_i) - n_{low}(t_i)}{E_{high}(t_i) - E_{low}(t_i)} \times (E - E_{low}(t_i)) + n_{low}(t_i) \quad (47)$$

$$\frac{\Delta N_{\bar{\nu}_e}(t)}{\Delta E} = \frac{n_1 - n_0}{t_{i+1} - t_i} \times (t - t_i) + n_0 \quad (48)$$

によって求められる。そこから地球(SK)に届くまでにニュートリノが球状に拡散すると考え地球までの距離 r を使って $1/4\pi r^2$ の因子をかける。 $\sigma(E_{\bar{\nu}})$ は全断面積の事で、

$$\frac{\sigma(E_{\bar{\nu}_e})}{d \cos \theta} = \frac{\sigma_0}{2} [(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(1)} \cos \theta] E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\sigma_0 \gamma}{2M} E_e^{(0)} p_e^{(0)} \quad (49)$$

を積分することで計算できる [10]。ここで、M は核子の質量の平均、f はベクトル結合定数、g は軸性ベクトル結合定数でありそれぞれ f=1.0、g=1.26 である。

σ_0 は内部輻射補正を含む規格化定数で、

$$\sigma_0 = Gf^2 \frac{\cos^2 \theta_c (1 + \Delta_{inner}^R)}{\pi \hbar c^2} \times 10^{-26} \quad (50)$$

で表される。Gf はフェルミ結合定数であり、 $Gf = 1.16637 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ 、 Δ_{inner}^R は内部輻射補正規格化定数であり ~ 0.024 、 θ_c はカビボ角で $= 0.974$ である。 $E_{\bar{\nu}_e}$ は反電子ニュートリノのエネルギー、 E_e, p_e, v_e はそれぞれ陽電子のエネルギー、運動量、速度で添え字の (i) は第 i 近似を表す。これらは核子の質量差 ($\Delta = m_n - m_p$) を用いて以下のように表せる。

$$E_e^{(0)} = E_{\bar{\nu}_e} - \Delta \quad (51)$$

$$E_e^{(1)} = E_e^{(0)} \left(1 - \frac{E_{\bar{\nu}_e}}{M} (1 - v_e^{(0)} \cos \theta)\right) - \frac{y^2}{M} \quad (52)$$

$$p_e^{(i)} = \sqrt{(E_e^{(i)})^2 - m_e^2} \quad (53)$$

$$v_e^{(i)} = \frac{p_e^{(i)}}{E_e^{(i)}} \quad (54)$$

y は中性子、陽子、電子の質量から決まる定数で、

$$y^2 = \frac{\Delta^2 - m_e^2}{2} \quad (55)$$

である。 γ の計算式は以下の通りで、

$$\begin{aligned} \gamma &= 2 \times (f + f_2) \times g \times ((2E_{e^+0} + \Delta M) \times (1 - v_{e^+0} \cos \theta) - \frac{M_e^2}{E_{e^+0}}) \\ &+ (f^2 + g^2) \times (\Delta M \times (1 + v_e \cos \theta) + \frac{M_e^2}{E_{e^+0}}) \\ &+ (f^2 + 3g^2) \times ((E_{e^+0} + \Delta M) \left(1 - \frac{1}{v_{e^+}} \cos \theta\right) - \Delta M) \\ &+ (f^2 - g^2) \times ((E_{e^+0} + \Delta M) \left(1 - \frac{\cos \theta}{v_{e^+}}\right) - \Delta M) v_{e^+} \cos \theta \quad (56) \end{aligned}$$

によって計算する。 $f_2 = \mu_p - \mu_n = 3.706$ である。この微分反応断面積を $\cos \theta$ で積分することで全反応断面積を求める。

Ebin, Tbin はそれぞれエネルギーと時間のビン幅で今回はそれぞれ 0.01MeV、0.01s で計算している。時間とイベント数のグラフはこの $N(t)$ の値を使う。全イベント数の計算は、 $N(t)$ を全時間 0~20s の総和をとることで計算する。時間幅が 10ms ごとなので、

$$N = \sum_0^{2000} N(t) \quad (57)$$

として全イベント数を計算している。

3.3 結果

ここからは実際の計算結果を報告する。今回の計算は逆ベータ崩壊を起こす反電子ニュートリノに絞っているため、検出数は反電子ニュートリノのみの結果である。まず衝撃波復活時間による比較を見ていく。

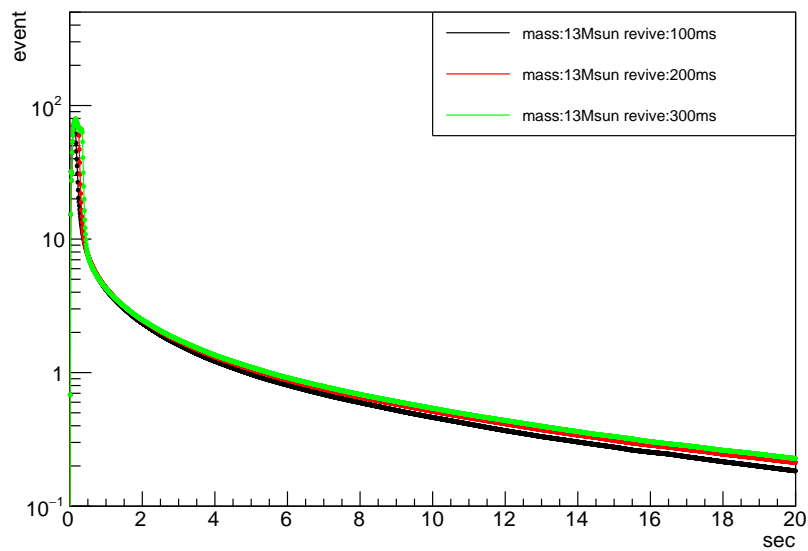


図 14: $M = 13M_{\odot}$ の時の衝撃波復活時間の比較

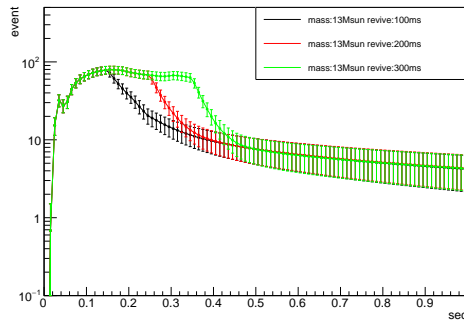


図 15: early phase(0~1s) での観測数時間発展 (event/10ms)

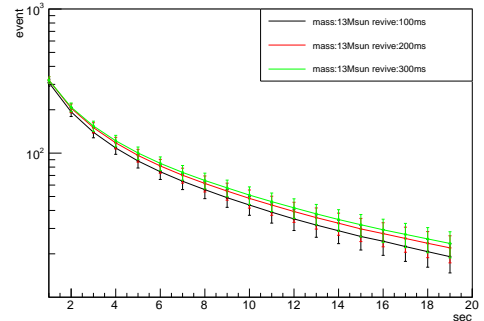


図 16: late phase(1~20s) での観測数時間発展 (event/1s)

図 14~16 が結果で、親星の質量が $13M_{\odot}$ の場合である。その他の質量の結果は付録の図 24~32 に掲載している。ヒストグラムの黒が 100ms、赤が 200ms、緑が 300ms での計算結果であり、全範囲 (0~20s)、early phase(0~1s)、late phase(1~20s) の図を載せている。グラフは横軸が時間 (単位 sec)、縦軸が観測数 (単位 1/時間) となっており late phase だけ 1/1s、他は 1/10ms としている。超新星爆発までの距離は 銀河中心 (10kpc) を用いて計算した。early phase では立ち上がりに衝撃波復活時間による差はないが、観測数が減り始める時刻が変化している。late phase では衝撃波復活時間が遅いほど、同じ時刻での観測数が多くなっている。early phase における観測数が減少する時刻の違いは、降着物質の量の違いであると考えられる。降着フェーズでは降着物質が解放する重力エネルギーがニュートリノのエネルギーとなる。衝撃波の復活は降着フェーズが終了し、降着物質がなくなることの意味するので、ニュートリノのエネルギーが減少し、それに合わせて観測数も減少していく。late phase では単調に減少しているが、これは中性子星への降着が止み、中性子星の加熱が終わることで、ゆっくりと冷却されていくからである。中性子星の熱量は、ニュートリノの形で持ち出されるのでニュートリノの観測数の時間変化として表れる。この時のニュートリノのエネルギーは、解放される中性子星の重力束縛エネルギーに対応するので、 $E \sim GM^2/R$ で計算できる。そのため、late phase には中性子星の質量の違いが表れていると考えられる。

次に衝撃波復活時間を固定して親星の質量による違いを比較する。

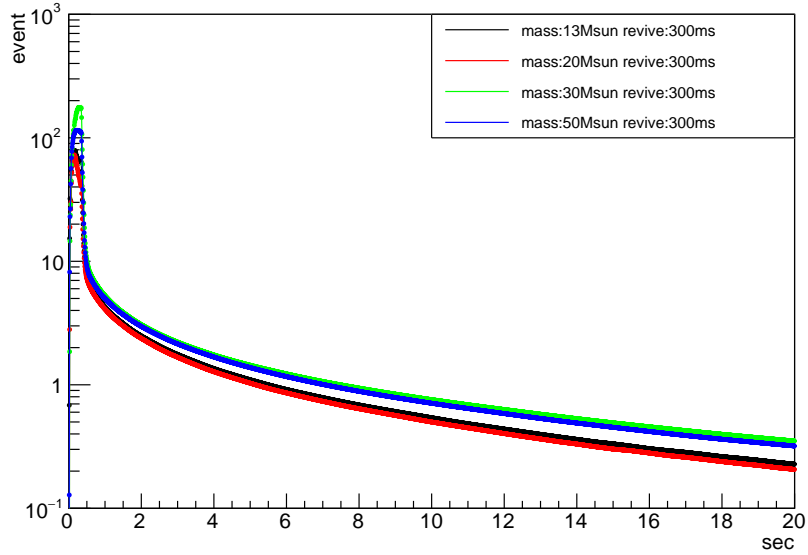


図 17: 衝撃波復活時間 300ms の時の親星の質量による比較

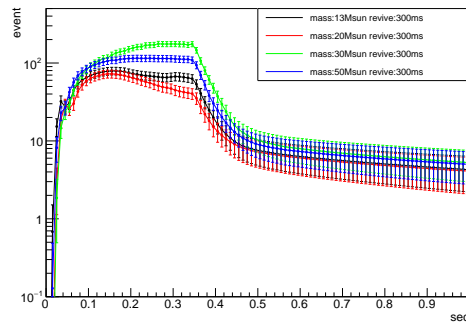


図 18: early phase(0~1s) での観測数時間発展 (event/10ms)

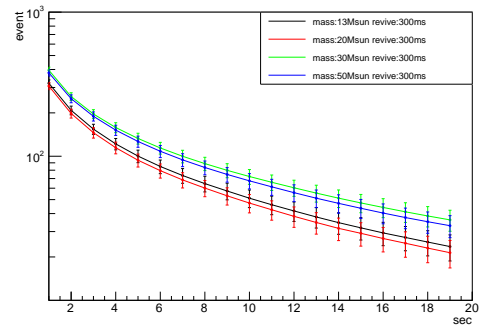


図 19: late phase(1~20s) での観測数時間発展 (event/1s)

図 17~19 までの図が質量を変化させた時の結果である。衝撃波復活時間が 300ms のものを代表で掲載し、残りは付録に図 33~38 として掲載している。縦軸や横軸、超新星爆発までの距離は先ほどまでと同様で、それぞれ衝撃波復活時間を 300ms、200ms、100ms に固定した時の図である。先ほどと同様に一つの条件に全範囲、early phase(0~1s)、late phase(~20s) の図を掲載している。

early phase では親星の質量と観測数の増加が線形で対応していない。

これは観測数の違いが物質降着のレートの違いを反映していると考えられる。降着レートは恒星内部の密度分布に依存するため、親星の質量が大きいほど降着物質は多くなる。しかし、対流などの影響でも降着レートが変化することがわかっているため、親星の質量と全く同じ大小関係は取らない。

early phase は様々な物理過程が存在し複雑になっているため、SKでの観測数からパラメータの値を一意に決定することは難しい。そこで冷却フェーズが主な late phase に注目することで、観測数と中性子星の質量との間にどのような関係式が成り立つかを調べる。どの程度の親星、衝撃波復活時間からどれくらいの中性子星が生成されるかは理論によって計算されており、以下に今回の計算に関係する量を表にまとめておく(表1)。

表 1: 初期条件と中性子星の質量の関係

親星の質量 (M_{\odot})	復活時間 (ms)	中性子星の質量 (M_{\odot})
13	100	1.50
13	200	1.59
13	300	1.64
20	100	1.47
20	200	1.54
20	300	1.57
30	100	1.62
30	200	1.83
30	300	1.98
50	100	1.67
50	200	1.79
50	300	1.87

中性子星の質量と late phase の観測数との間の相関を調べ得るため、まず中性子星の質量と観測数の時間積分との相関係数を計算する。最適な積分時間を決定するために、積分時間と相関係数を図 20 にプロットする。

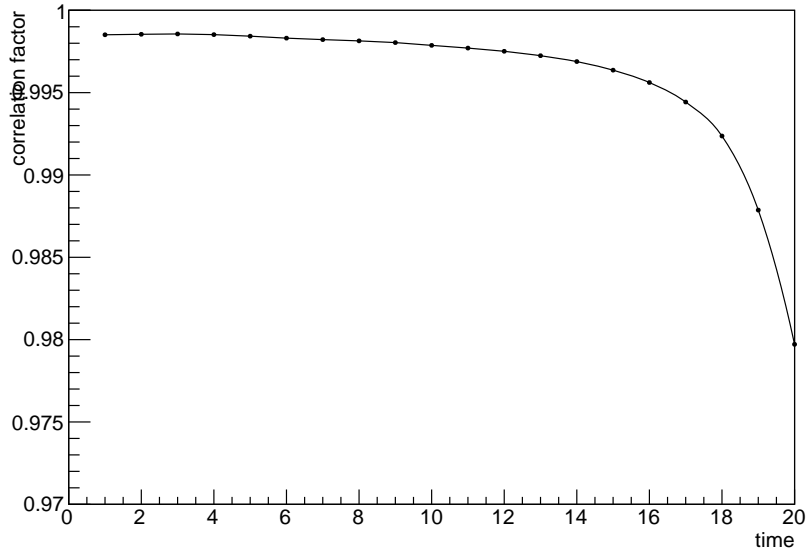


図 20: 積分時間と相関係数の関係

横軸の積分時間は、時刻 20s から何秒戻ったかを表しており、例えば $t=5s$ は 20s から 5s 戻った 15~20s の範囲で観測数を積分したという意味である。ニュートリノのエネルギーが $E \sim GM^2/R$ で表せることを考えると、線形ではなく 2 次関数で対応するはずである。その理由はまだ分からないが、ルミノシティが質量に比例するために観測数では質量の項が一つキャンセルされて 1 次の相関を持つことや、時間発展を時間が無限大になるまで計算してやると質量の 2 次に比例するようになる、などの可能性が考えられ今後の研究で確認する。積分範囲が最大となった時に相関が低下するのは積分範囲に early phase を含むからで、early phase では冷却のような単純な物理ではなく、核密度程度の状態方程式や対流などの現象が関係してくるため、単純な比例関係からはずれれる。

次に中性子星の質量と観測数の合計をプロットし、1 次関数でフィットする。(図 21)

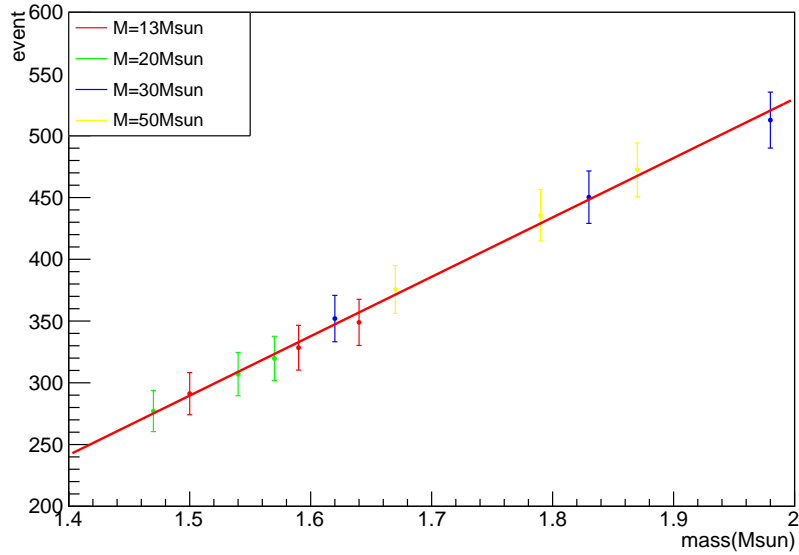


図 21: 中性子星の質量と観測数の比較 (時間幅 10s)

図 21 は積分時間 10s のデータを用いたもので、フィット関数は、 $y = 481x - 432$ となった。ここから、観測数のエラーをガウス分布で仮定し、フィット関数に 1σ のエラーの値を代入することで観測数から見積もる中性子星の質量にエラーをつける。相関係数の時と同様に積分時間とエラーの大きさをプロットする。(図 22)

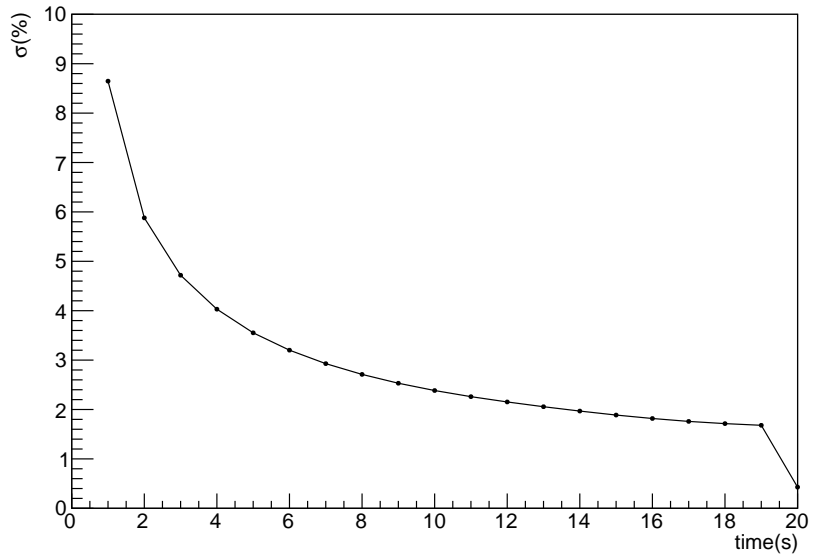


図 22: 積分時間と中性子星の質量の誤差 ($m=1.4 M_{\odot}$)

図 22 は中性子星の質量が $1.4M_{\odot}$ の時のものである。積分範囲が広がれば質量の誤差は小さくなるが、相関関係は積分範囲が広がると小さくなるため、質量の誤差は 2.5%未満となる $t=10s$ で評価することとする。

最後に SK で観測できる全イベント数を超新星爆発までの距離の関数として計算する。全イベント数は時間発展のヒストグラムを時間で積分することにより計算した。

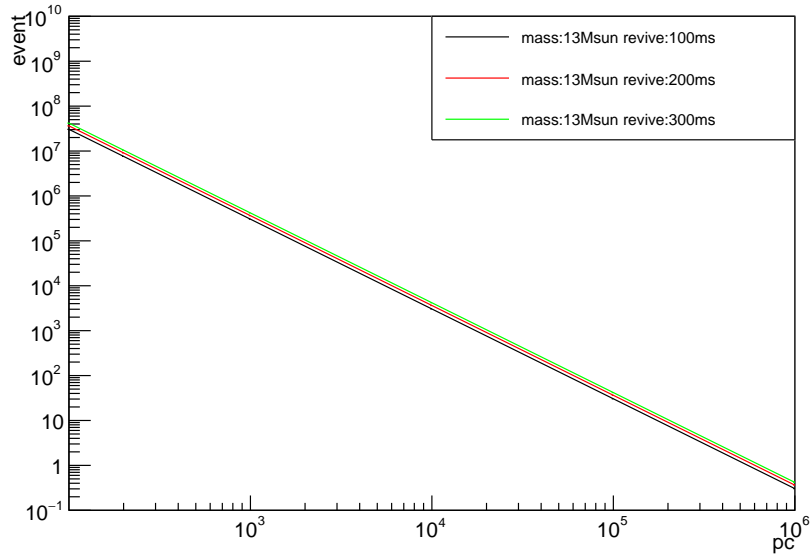


図 23: 超新星爆発までの距離と観測できる総イベント数の比較 (質量 = $13M_{\odot}$)

超新星爆発が期待されるベテルギウス (200pc) と、銀河中心 (10kpc) を抜き出して表 2 にまとめると、

表 2: 初期条件ごとの観測数

親星の質量 (M_{\odot})	復活時間 (ms)	距離 200pc(個 $\times 10^6$)	距離 10kpc(個)
13	100	7.60	3039.76
13	200	9.09	3634.49
13	300	10.46	4182.56
20	100	7.17	2866.56
20	200	8.28	3310.19
20	300	9.07	3629.53
30	100	9.40	3759.18
30	200	13.58	5433.07
30	300	17.80	7119.83
50	100	9.37	3747.85
50	200	12.01	4803.86
50	300	14.54	5815.33

モデルにもよるが、およそベテルギウス (200pc) で $\sim 10^7$ 、銀河中心 (10kpc) で $\sim 10^3$ イベントの観測が期待できる。モデル間の観測数の違いは、時間発展同様に中性子星の質量による。

4 まとめ

今回のシミュレーションで中里モデルを使用し、中性子星の質量に影響する親星の質量、衝撃波復活時間の値を変えてSKでの観測数の時間発展の変化を確認した。計算結果からから early phase では衝撃波復活時間と親星の質量の違いが表れているが、物理過程が複雑なために観測数からパラメータを決定することは難しいことがわかった。そこで、冷却フェーズが主となる late phase に注目することで、超新星爆発によって生成された中性子星の質量が観測数から推定することが可能であることを示した。

SKでの観測数から中性子星の質量を見積もるために、late phaseの観測数の積分量と中性子星の質量との相関を調べ、中性子星の質量と観測数を一次関数で近似することでSKの観測数と中性子星の質量との関係式を導いた。観測数の積分幅は、中性子星の質量と観測数の積分量との相関係数と質量誤差から最適な積分幅を見積もっている。これにより、実際の観測が行われた際に、スムーズに中性子星の質量を決定でき、超新星爆発と中性子星の直接的な関係を示す手助けになることが期待される。相関については、観測数が、中性子星の質量に対して2次ではなく1次の相関を持つという予想と異なる点もあったため、今後の研究で調査していく。

今回の計算では理論データの計算に用いた状態方程式がわかっているものとして計算したため、中性子星の質量には理論計算による誤差や状態方程式の理論による違いは考えていない。そのため、様々な状態方程式を用いて同様の見積もりを行うことで、より根本の理論の比較もできるようにしていくことも今後の課題と考えている。

A その他のパラメータのグラフ

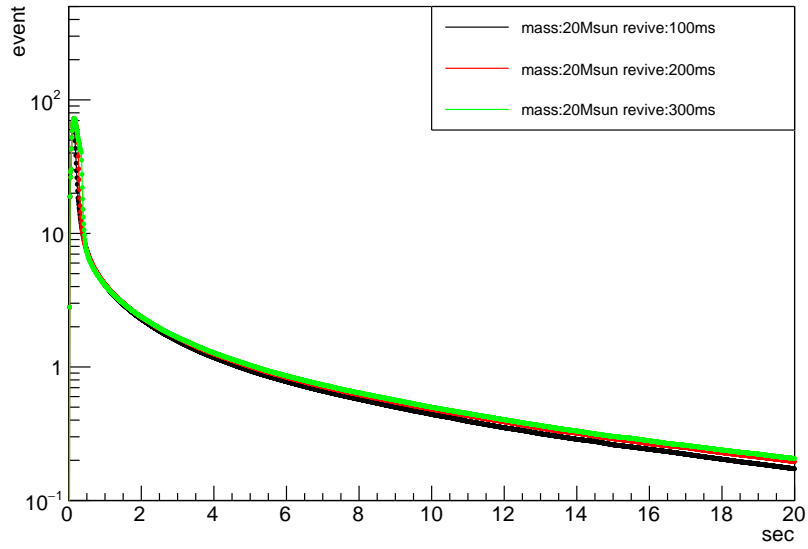


図 24: $M = 20M_{\odot}$ の時の衝撃波復活時間の比較

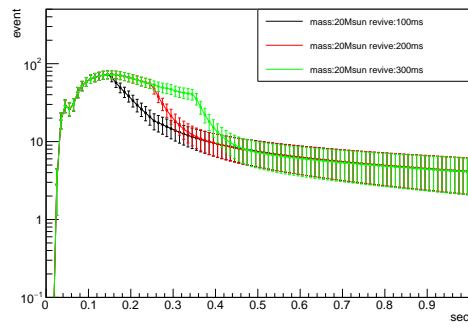


図 25: early phase(0~1s) での観測数時間発展 (event/10ms)

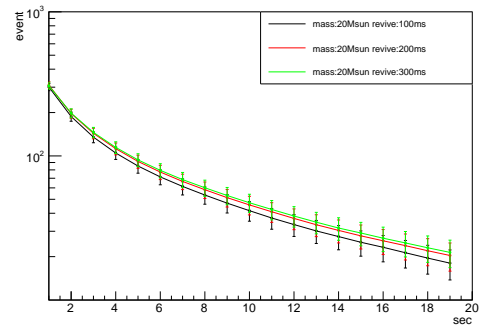


図 26: late phase(1~20s) での観測数時間発展 (event/1s)

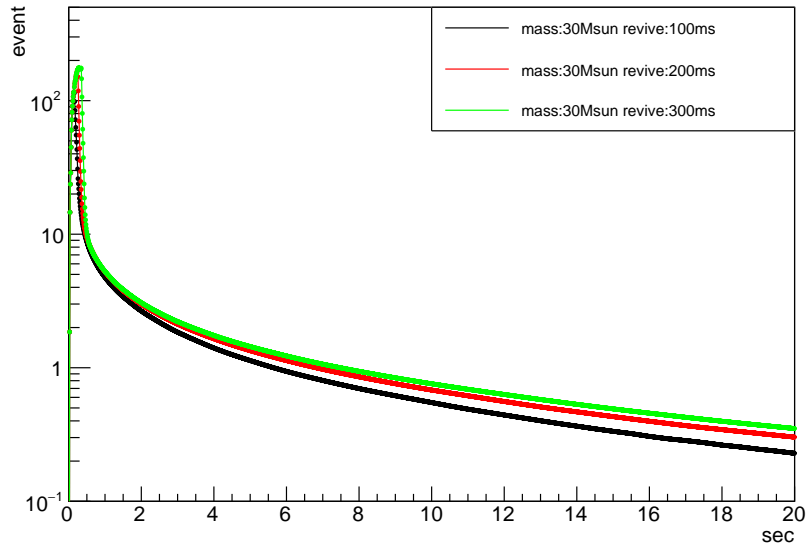


図 27: $M = 30M_{\odot}$ の時の衝撃波復活時間の比較

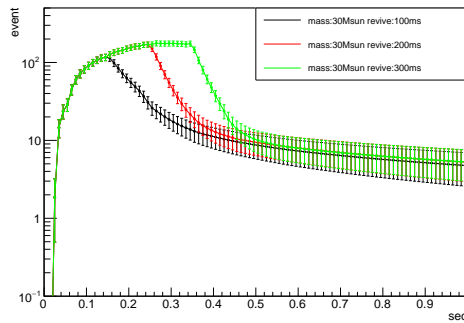


図 28: early phase(0~1s) での観測数時間発展 (event/10ms)

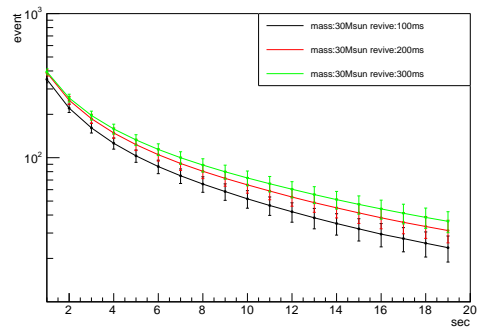


図 29: late phase(1~20s) での観測数時間発展 (event/1s)

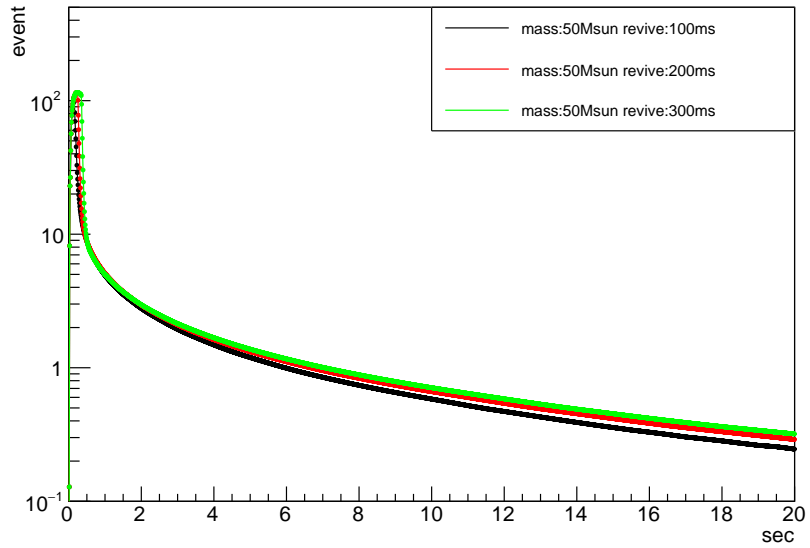


図 30: $M = 50M_{\odot}$ の時の衝撃波復活時間の比較

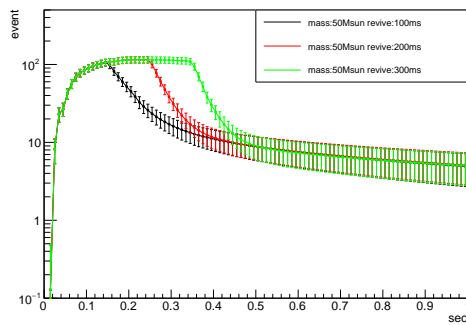


図 31: early phase(0~1s) での観測数時間発展 (event/10ms)

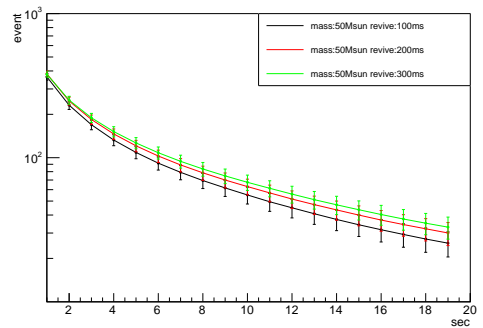


図 32: late phase(1~20s) での観測数時間発展 (event/1s)

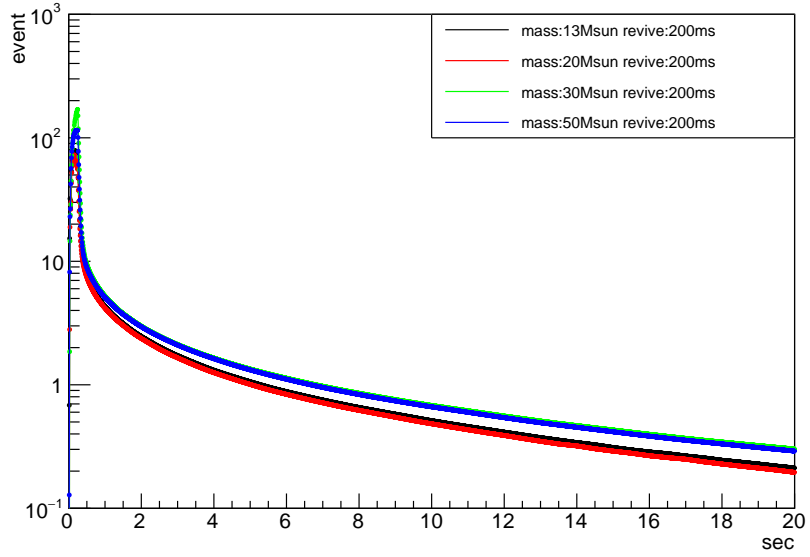


図 33: 衝撃波復活時間 200ms の時の親星の質量による比較

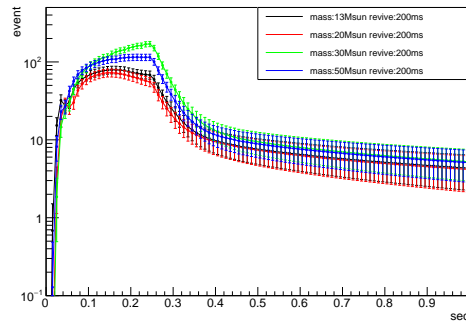


図 34: early phase(0~1s) での観測数時間発展 (event/10ms)

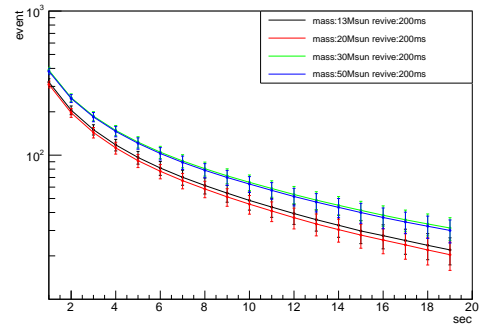


図 35: late phase(1~20s) での観測数時間発展 (event/1s)

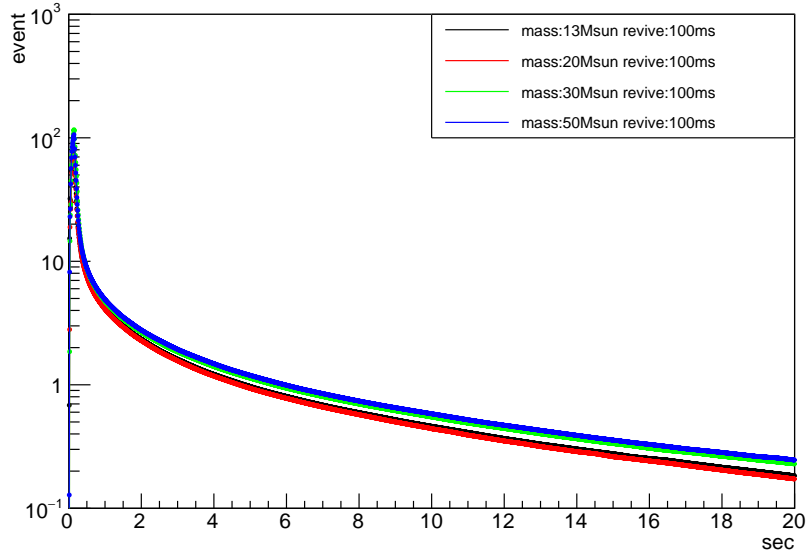


図 36: 衝撃波復活時間 100ms の時の親星の質量による比較

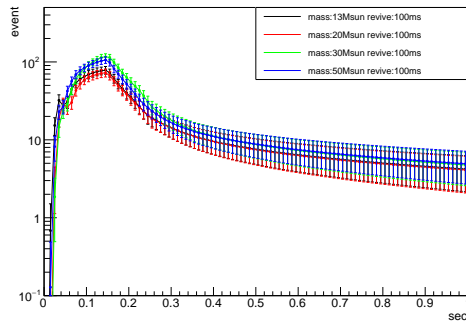


図 37: early phase(0~1s) での観測数時間発展 (event/10ms)

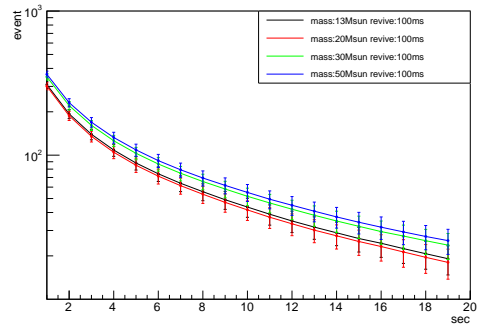


図 38: late phase(1~20s) での観測数時間発展 (event/1s)

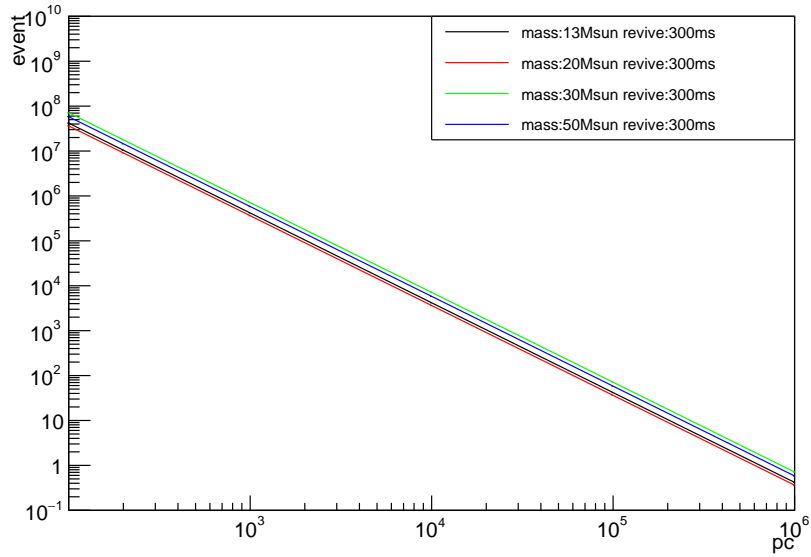


図 39: 超新星爆発までの距離と観測できる総イベント数の比較 (衝撃波復活時間=300ms)

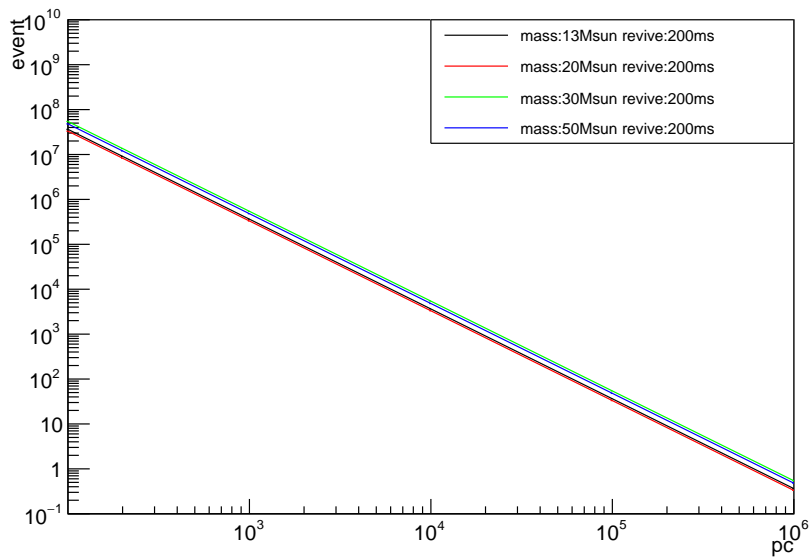


図 40: 超新星爆発までの距離と観測できる総イベント数の比較 (衝撃波復活時間=200ms)

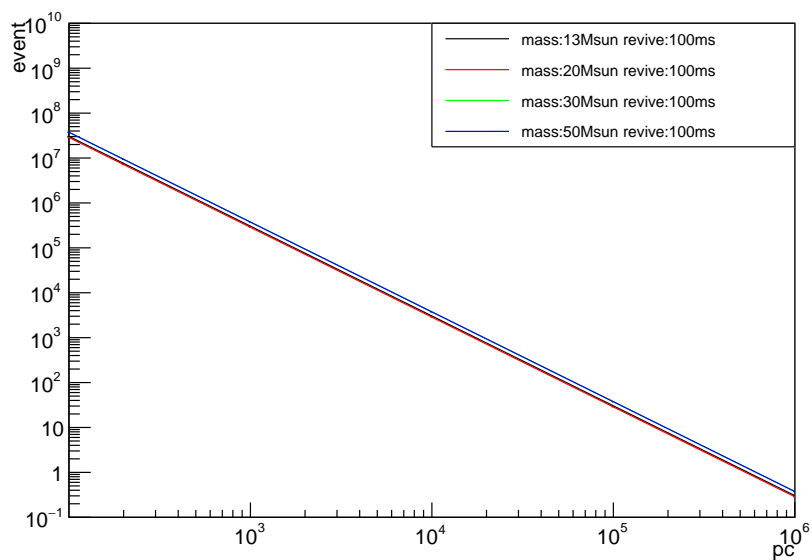


図 41: 超新星爆発までの距離と観測できる総イベント数の比較 (衝撃波復活時間=100ms)

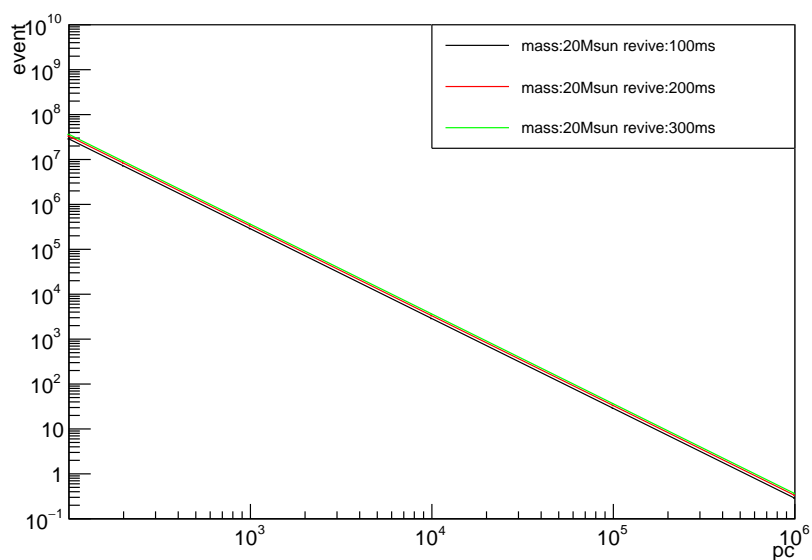


図 42: 超新星爆発までの距離と観測できる総イベント数の比較 (質量= $20M_{\odot}$)

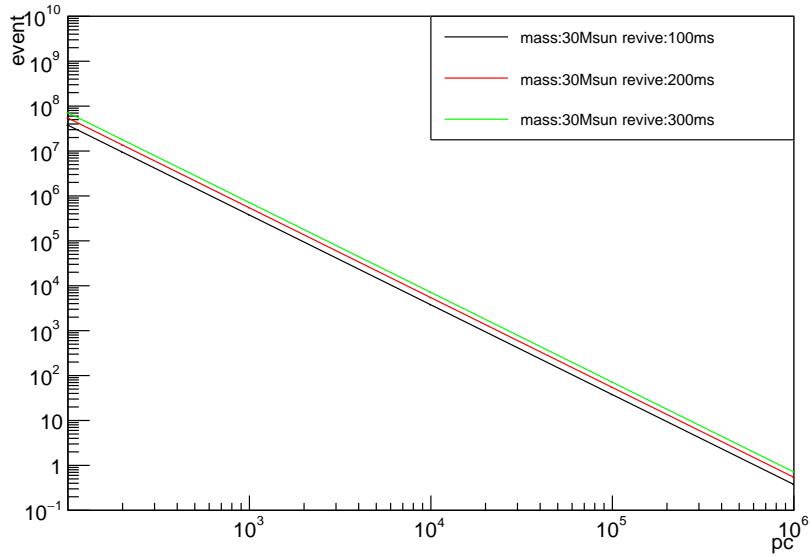


図 43: 超新星爆発までの距離と観測できる総イベント数の比較 (質量 $=30M_{\odot}$)

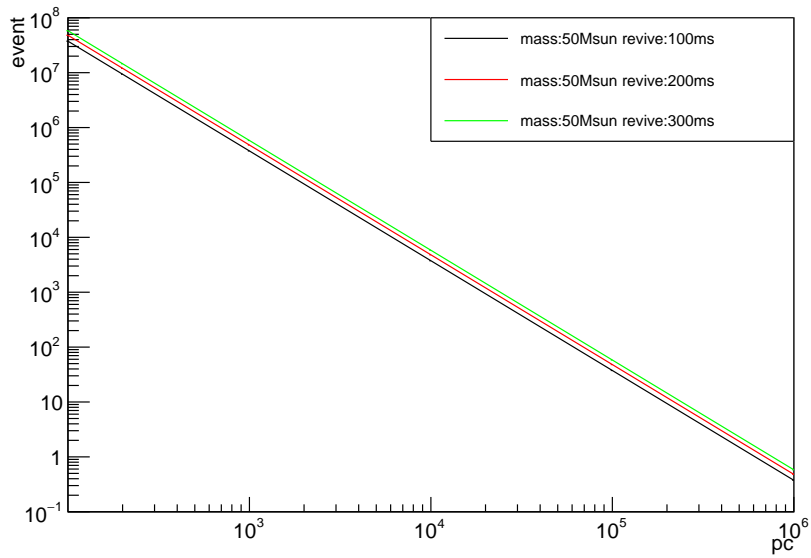


図 44: 超新星爆発までの距離と観測できる総イベント数の比較 (質量 $=50M_{\odot}$)

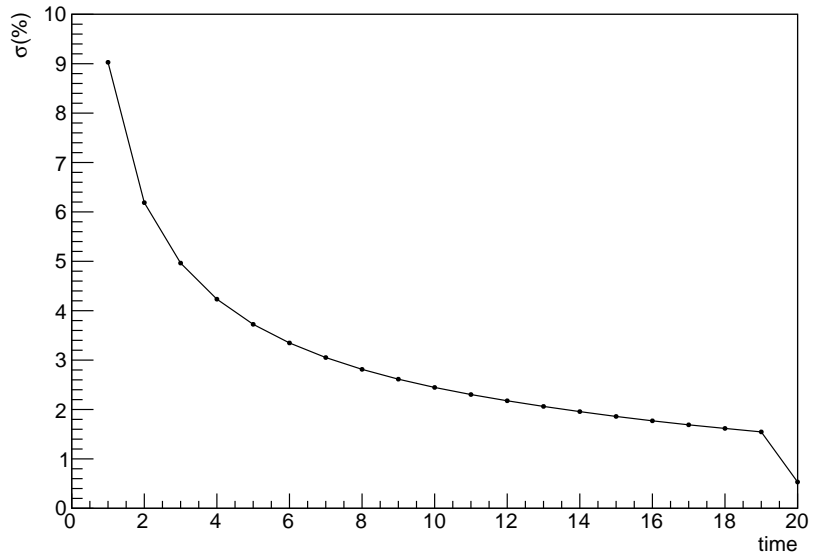


図 45: 積分時間と中性子星の質量の誤差 ($m=2.0 M_{\odot}$)

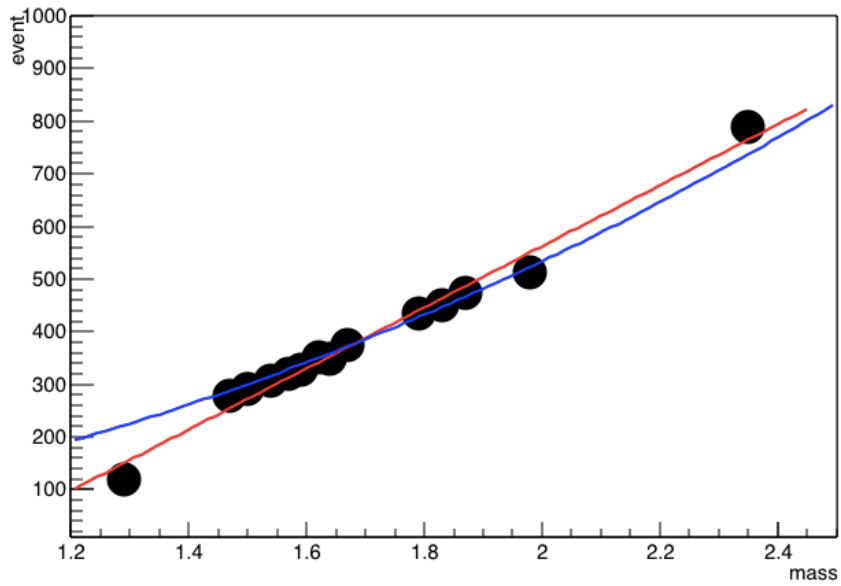


図 46: 中性子星の質量 (バリオン質量) と観測数への 1 次 (赤) と 2 次 (青) でのフィット

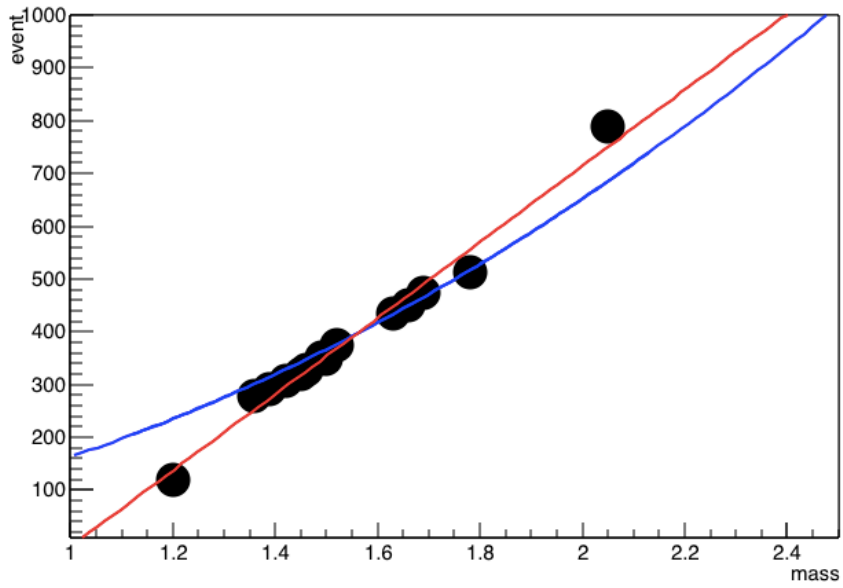


図 47: 中性子星の質量 (重力質量) と観測数への 1 次 (赤) と 2 次 (青) でのフィット

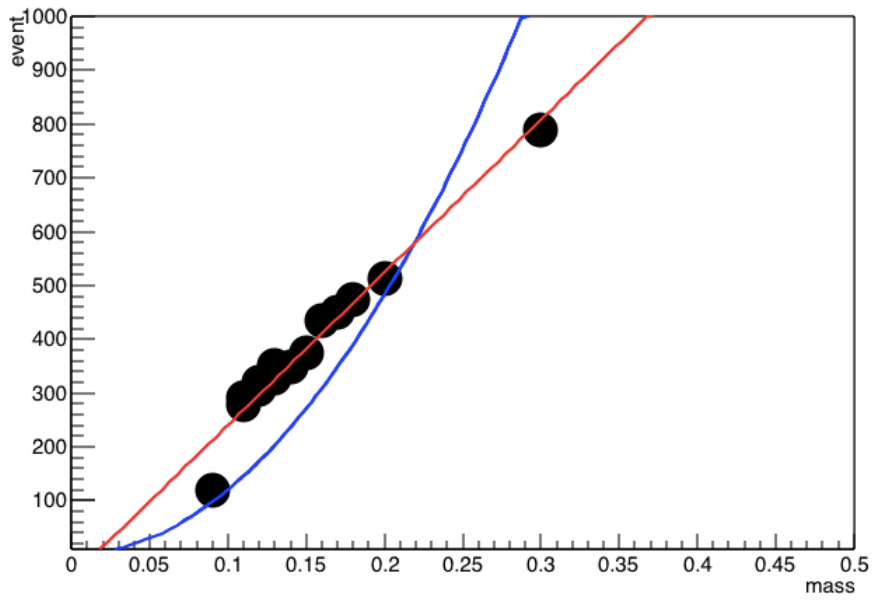


図 48: 中性子星の質量 (バリオン質量と重力質量の差) と観測数への 1 次 (赤) と 2 次 (青) でのフィット

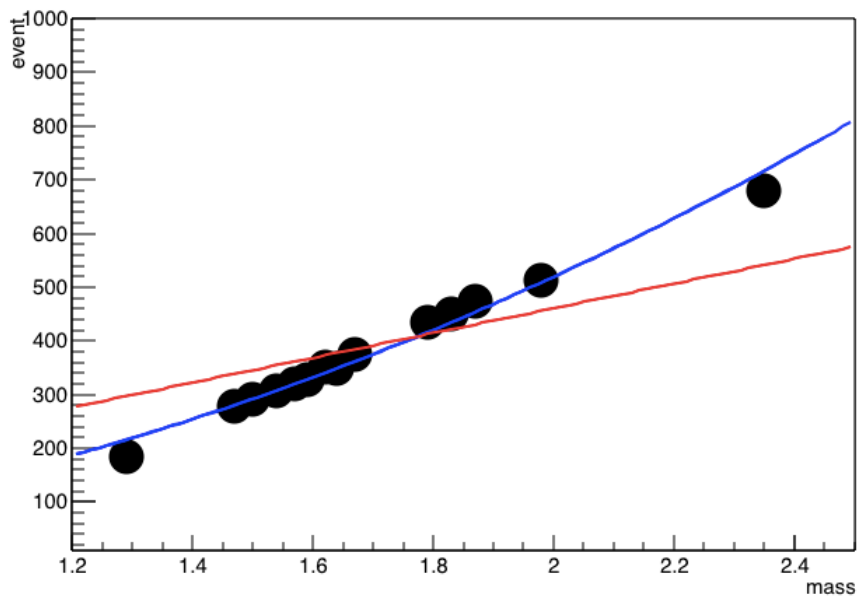


図 49: 中性子星の質量 (バリオン質量) と観測数への ax (赤) と ax^2 (青) でのフィット

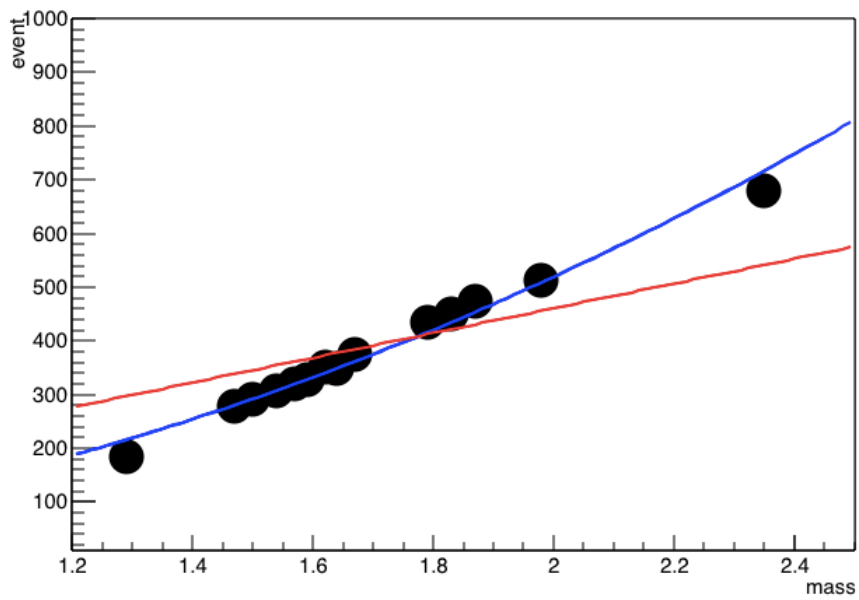


図 50: 中性子星の質量 (重力質量) と観測数への ax (赤) と ax^2 (青) でのフィット

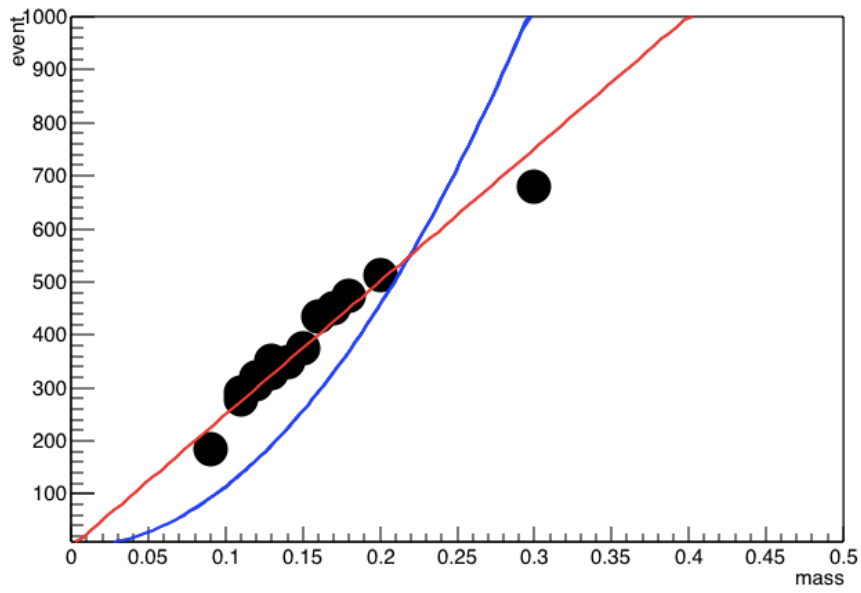


図 51: 中性子星の質量 (バリオン質量と重力質量の差) と観測数への ax (赤) と ax^2 (青) でのフィット

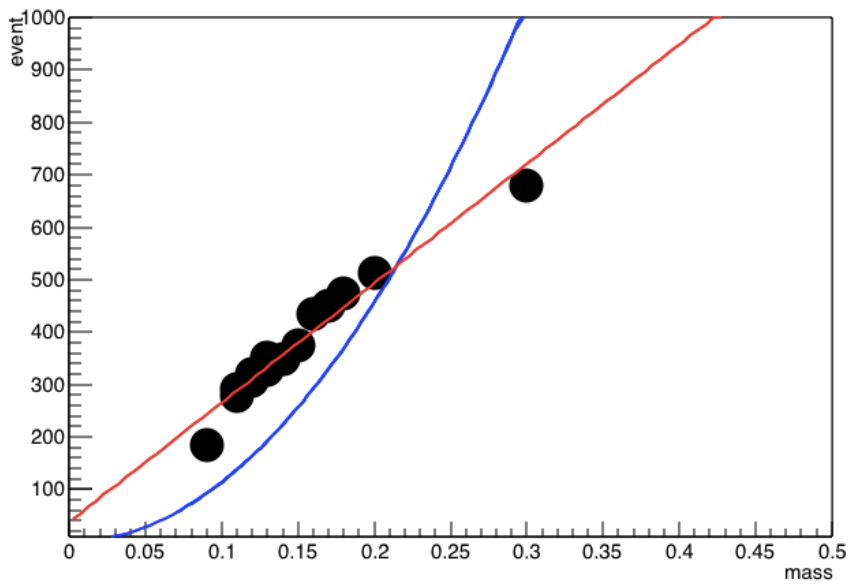


図 52: 中性子星の質量 (バリオン質量) と観測数 (5~10s) への 1 次 (赤) と 2 次 (青) でのフィット

B EGAD 検出器

EGADS 検出器とは、SK と同じ神岡鉱山内にある水チェレンコフ検出器である。当初の目的は、 $Gd_2(SO_4)_3$ を溶かすことによる SK への影響を確認する R&D を行うことであった [11]。

B.1 検出器概要

EGADS 検出器は直径、高さが約 6m の円筒形水チェレンコフ検出器である。総体積 200 トン、PMT の数は 240 本の「ミニスーパーカミオカンデ」とも呼べる検出器になっている。加えるガドリニウムは質量濃度で 0.1% ($Gd_2(SO_4)_3$ では 0.2%) である。実験の目的としては

- 純水の透過率に与える影響
- $Gd_2(SO_4)_3$ の腐食性の評価
- $Gd_2(SO_4)_3$ の導入及び除去方法の確立
- 環境中性子や放射性バックグラウンドの評価
- 人工中性子源を用いた検出効率の評価

である。

これらの確認が完了したため、SK では $Gd_2(SO_4)_3$ の導入が決定し、そのためのタンク改修工事が 2018 年の夏に行われた。ベテルギウス (200pc) で超新星爆発が起きた場合は EGADS 検出器でも数万のニュートリノ事象を観測可能なため、改修中の超新星爆発ニュートリノの探索の代替機として稼働していた。

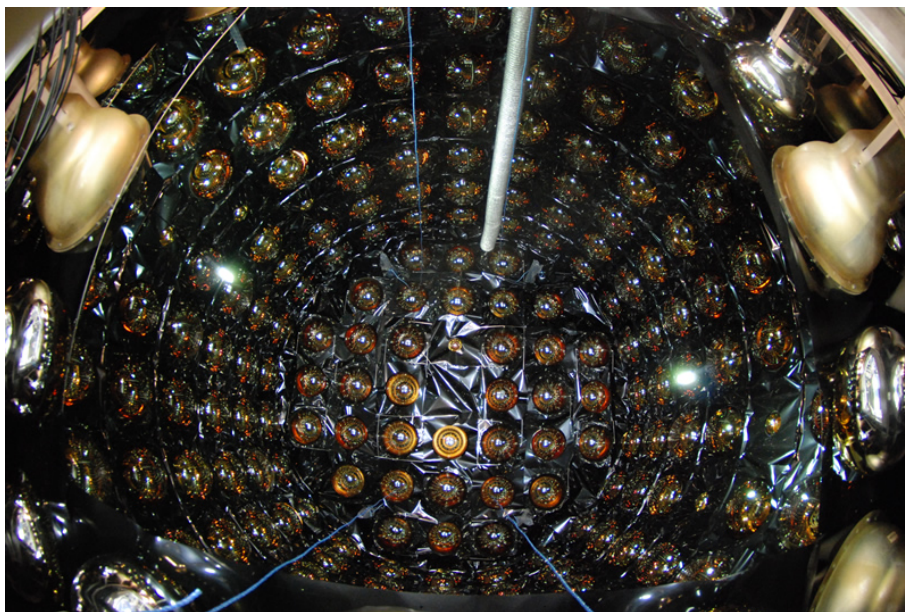


図 53: EGADS 検出器 [1]

B.2 検出器較正

水チェレンコフ検出器はPMTによって得た時間情報と電荷情報によってニュートリノが起こした相互作用を再構成する。特に時間情報は事象の発生点を再構成する時に必要なため、チェレンコフ光が反応点から発生し各PMTに届くまでの時間以外は全てのPMTで揃っている必要がある。[12] 実際の観測においてズレとして働くものの一つとして、電荷毎の応答時間の違いがある。これは電荷毎に閾値をこえるタイミングが違うことに関係しておりこのことをtime-walkと呼ぶ。time-walkのイメージを図54に載せる。

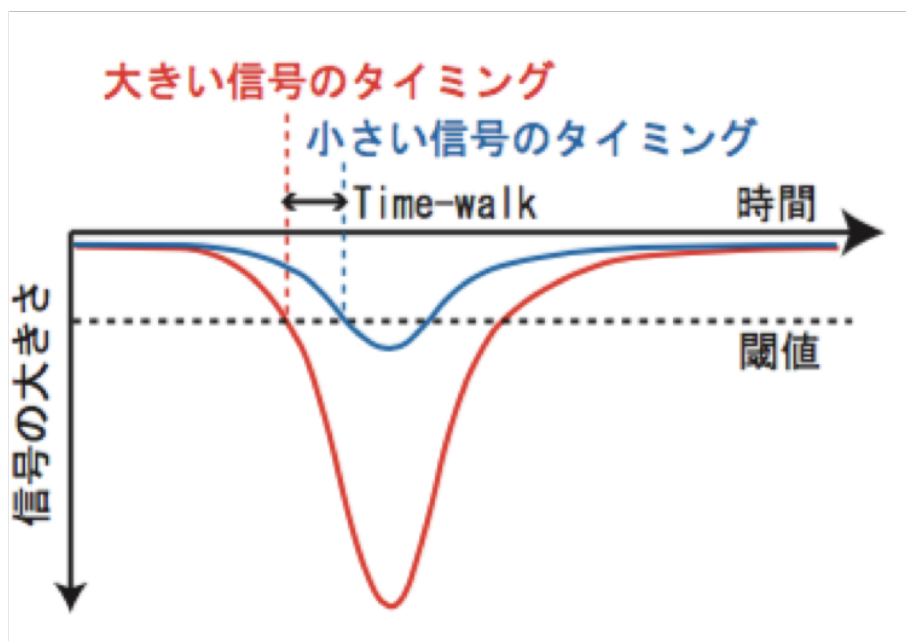


図 54: time-walk

そこで time-walk によるズレを補正するのが、TQ 補正である。TQ 補正では、PMT 毎に T(時間) と Q(電荷) の分布を作成し、7 次関数でフィットを行うことで T と Q の関係式を得る。T と Q の分布のことを TQ 分布と呼び、ある PMT の例を図 55 に載せる。

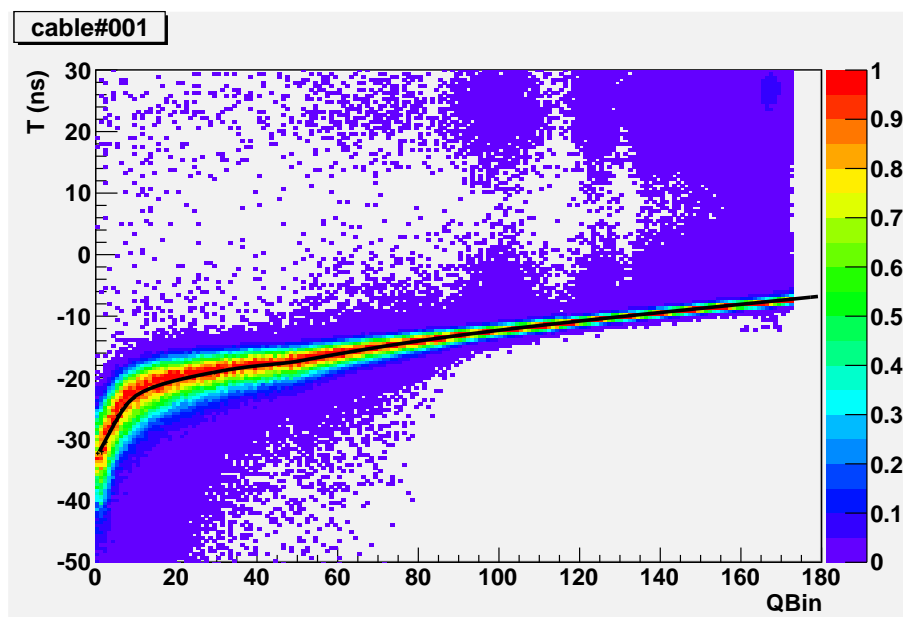


図 55: ある PMT の TQ 分布の例 (補正前)

TQ 分布の横軸は電荷で、1 ~ 50bin が線形 (0 ~ 10pC)、50bin 以降が対数となっている。各ビンの幅は式 58 に示す。今後 TQ 分布の横軸はビンの番号 (Qbin) で示す。縦軸は応答時間だが、データ収集の関係で数字の小さい方が応答時間が遅く、大きい方が早くなっている。

$$\Delta Qbin = \begin{cases} 0.2pC & (1 \leq Qbin \leq 50) \\ 10^{\frac{Qbin}{50}} - 10^{\frac{Qbin-1}{50}} & (51 \leq Qbin \leq 170) \end{cases} \quad (58)$$

検出器校正を行うにあたって、光源にレーザーダイオード (LD) を用いる。LD の光はタンクの中心に取り付けられた拡散球へ放射され、拡散球によって全方位へ同時 (誤差 0.2ns 以内) に散乱される。校正の概要を図 56 に、拡散球の構造を図 57 に掲載する。

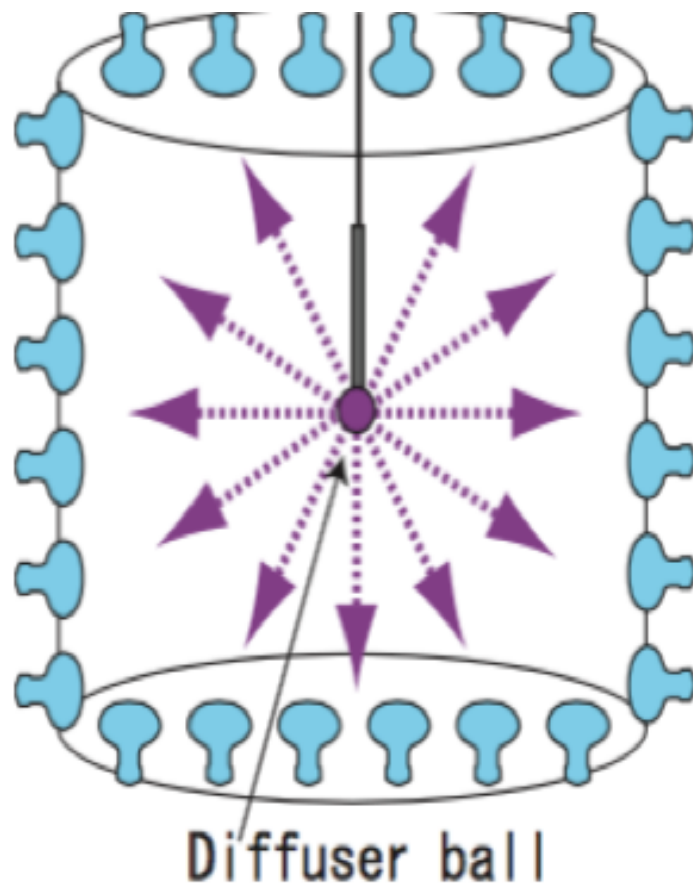


図 56: 検出器校正の概要

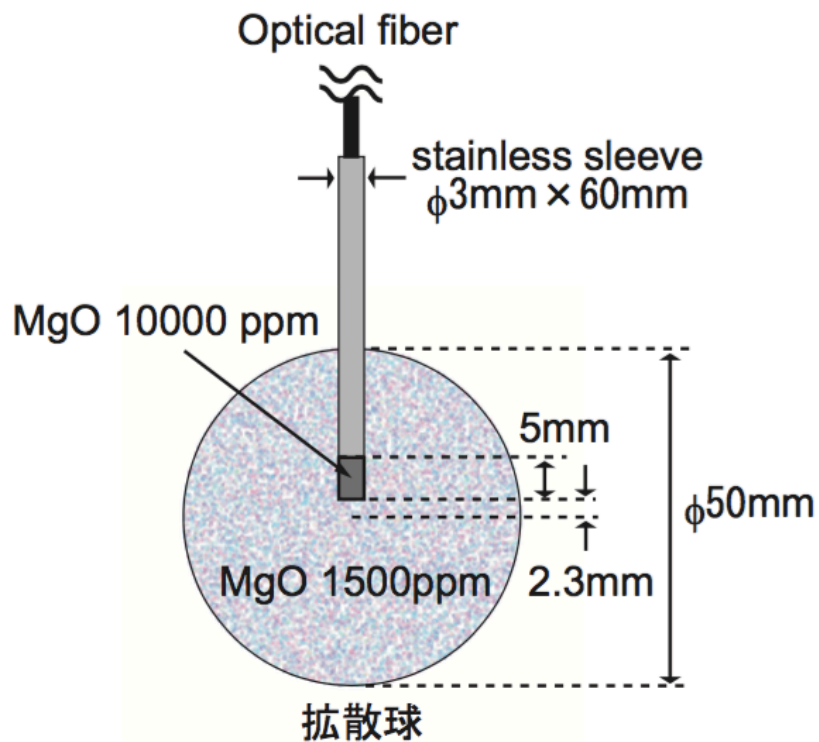


図 57: 拡散球の構造

TQ 分布へ 7 次関数をフィットするために各ビン毎に応答時間の代表点を決めておく。各電荷の応答時間を決定するために、TQ 分布の各ビンを切り出し射影ヒストグラムを作成する。切り出したヒストグラムに対し式 59 をフィットすることでピークを求め、代表点とする。図 58 は射影ヒストグラムに対し、フィットを行った例である。

$$y = y_0 + A \exp\left[1 + \frac{t - T_{peak}}{w} - \exp\left[\frac{t - T_{peak}}{w}\right]\right] \quad (59)$$

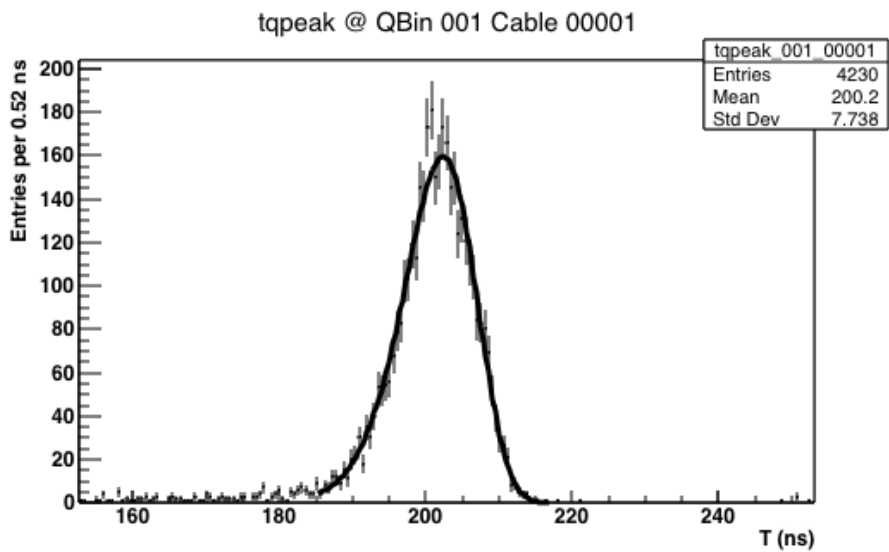


図 58: ある PMT ノピークへのフィットの例 (Qbin=1 の時)

各ビンのピークに対して式60をフィットする。フィットは各PMT(EGADSでは240個)に対してそれぞれ行い、それぞれのTとQの関係式を求め補正関数とする。フィット関数には15個のパラメータが存在しているので、 15×240 をTQmapとして一つにまとめておく。

$$polN(x) = p_0 + p_1x + p_2x^2 + \dots + p_Nx^N \quad (60)$$

$$F_1(x) = pol3(x) \quad (61)$$

$$F_2(x) = F_1(10) + (x - 10)[F_1(10) + (x - 10)pol3(x - 10)] \quad (62)$$

$$F_3(x) = F_2(50) + (x - 50)[F_2(50) + (x - 50)pol6(x - 50)] \quad (63)$$

求めた補正の確認をするために、補正後のTQ分布を確認する。図59はあるPMTの例である。

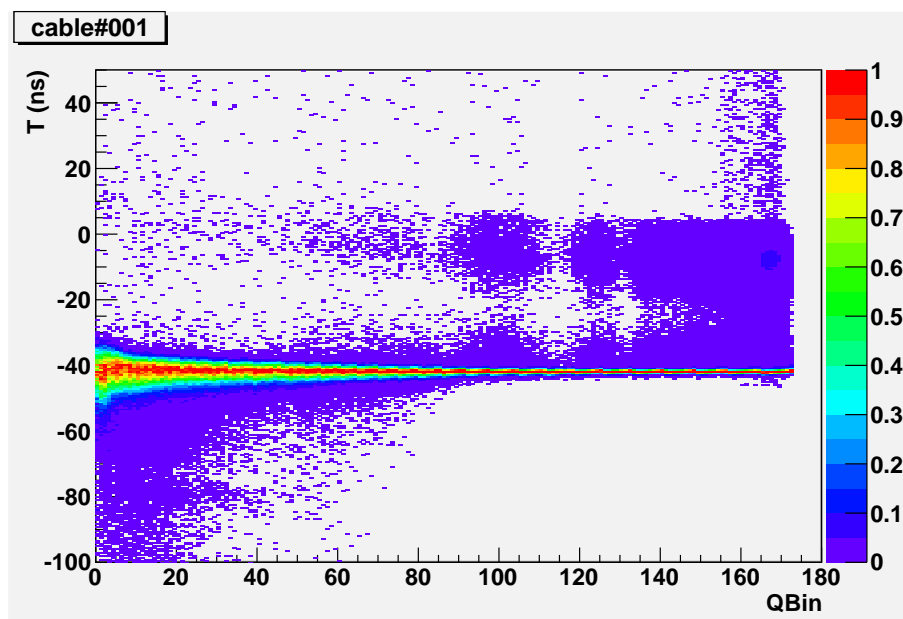


図 59: ある PMT の TQ 分布の例 (補正後)

補正により電荷によらず応答時間が一定となっていることが確認できる。これをすべての PMT において確認し、応答時間の差が $\pm 1\text{ns}$ になるようにした。

参考文献

- [1] スーパーカミオカンデ 公式ホームページ - 神岡宇宙素粒子研究施設.
- [2] ハイパーカミオカンデ.
- [3] A. Suzuki, M. Mori, K. Kaneyuki, T. Tanimori, J. Takeuchi, H. Kyushima, and Y. Ohashi. Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tubes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 329, No. 1, pp. 299 – 313, 1993.
- [4] K. Abe, Y. Haga, Y. Hayato, M. Ikeda, K. Iyogi, J. Kameda, Y. Kishimoto, M. Miura, S. Moriyama, M. Nakahata, Y. Nakano, S. Nakayama, H. Sekiya, M. Shiozawa, Y. Suzuki, A. Takeda, H. Tanaka, T. Tomura, K. Ueno, R.A. Wendell, T. Yokozawa, T. Irvine, T. Kajita, I. Kametani, K. Kaneyuki, K.P. Lee, T. McLachlan, Y. Nishimura, E. Richard, K. Okumura, L. Labarga, P. Fernandez, S. Berkman, H.A. Tanaka, S. Toyabayama, J. Gustafson, E. Kearns, J.L. Raaf, J.L. Stone, L.R. Sulak, M. Goldhaber, G. Carminati, W.R. Kropp, S. Mine, P. Weatherly, A. Renshaw, M.B. Smy, H.W. Sobel, V. Takhistov, K.S. Ganezer, B.L. Hartfiel, J. Hill, W.E. Keig, N. Hong, J.Y. Kim, I.T. Lim, T. Akiri, A. Himmel, K. Scholberg, C.W. Walter, T. Wongjirad, T. Ishizuka, S. Tasaka, J.S. Jang, J.G. Learned, S. Matsuno, S.N. Smith, T. Hasegawa, T. Ishida, T. Ishii, T. Kobayashi, T. Nakadaira, K. Nakamura, Y. Oyama, K. Sakashita, T. Sekiguchi, T. Tsukamoto, A.T. Suzuki, Y. Takeuchi, C. Bronner, S. Hirota, K. Huang, K. Ieki, T. Kikawa, A. Minamino, A. Murakami, T. Nakaya, K. Suzuki, S. Takahashi, K. Tateishi, Y. Fukuda, K. Choi, Y. Itow, G. Mitsuka, P. Mijakowski, J. Hignight, J. Imber, C.K. Jung, C. Yanagisawa, M.J. Wilking, H. Ishino, A. Kibayashi, Y. Koshio, T. Mori, M. Sakuda, R. Yamaguchi, T. Yano, Y. Kuno, R. Tacik, S.B. Kim, H. Okazawa, Y. Choi, K. Nishijima, M. Koshihara, Y. Suda, Y. Totsuka, M. Yokoyama, K. Martens, Ll. Marti, M.R. Vagins, J.F. Martin, P. de Perio, A. Konaka, S. Chen, Y. Zhang, K. Connolly, and R.J. Wilkes. Real-time supernova neutrino burst monitor at super-kamiokande. *Astroparticle Physics*, Vol. 81, pp. 39 – 48, 2016.
- [5] 茅野翼. 超新星爆発ニュートリノ検出の研究. 2015.

- [6] 池田一得. スーパーカミオカンデにおける 超新星爆発ニュートリノバースト探索. 2007.
- [7] Ken'ichiro Nakazato, Kohsuke Sumiyoshi, Hideyuki Suzuki, Tomonori Totani, Hideyuki Umeda, and Shoichi Yamada. SUPERNOVA NEUTRINO LIGHT CURVES AND SPECTRA FOR VARIOUS PROGENITOR STARS: FROM CORE COLLAPSE TO PROTO-NEUTRON STAR COOLING. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 205, No. 1, p. 2, feb 2013.
- [8] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi. Relativistic equation of state of nuclear matter for supernova and neutron star. *Nuclear Physics A*, Vol. 637, No. 3, pp. 435 – 450, 1998.
- [9] Hong Shen, Hiroshi Toki, Kazuhiro Oyamatsu, and Kohsuke Sumiyoshi. Relativistic Equation of State of Nuclear Matter for Supernova Explosion. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 100, No. 5, pp. 1013–1031, 11 1998.
- [10] P. Vogel and J. F. Beacom. Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + \vec{p} \rightarrow e^+ + n$. *Phys. Rev. D*, Vol. 60, p. 053003, Jul 1999.
- [11] John F. Beacom and Mark R. Vagins. Antineutrino spectroscopy with large water Čerenkov detectors. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 93, p. 171101, Oct 2004.
- [12] K. Abe, Y. Hayato, T. Iida, K. Iyogi, J. Kameda, Y. Kishimoto, Y. Koshio, Ll. Marti, M. Miura, S. Moriyama, M. Nakahata, Y. Nakano, S. Nakayama, Y. Obayashi, H. Sekiya, M. Shiozawa, Y. Suzuki, A. Takeda, Y. Takenaga, H. Tanaka, T. Tomura, K. Ueno, R.A. Wendell, T. Yokozawa, T.J. Irvine, H. Kaji, T. Kajita, K. Kaneyuki, K.P. Lee, Y. Nishimura, K. Okumura, T. McLachlan, L. Labarga, E. Kearns, J.L. Raaf, J.L. Stone, L.R. Sulak, S. Berkman, H.A. Tanaka, S. Tobayama, M. Goldhaber, K. Bays, G. Carminati, W.R. Kropp, S. Mine, A. Renshaw, M.B. Smy, H.W. Sobel, K.S. Ganezer, J. Hill, W.E. Keig, J.S. Jang, J.Y. Kim, I.T. Lim, N. Hong, T. Akiri, J.B. Albert, A. Himmel, K. Scholberg, C.W. Walter, T. Wongjirad, T. Ishizuka, S. Tasaka, J.G. Learned, S. Matsuno, S.N. Smith, T. Hasegawa, T. Ishida, T. Ishii, T. Kobayashi, T. Nakadaira, K. Nakamura, K. Nishikawa,

Y. Oyama, K. Sakashita, T. Sekiguchi, T. Tsukamoto, A.T. Suzuki, Y. Takeuchi, K. Huang, K. Ieki, M. Ikeda, T. Kikawa, H. Kubo, A. Minamino, A. Murakami, T. Nakaya, M. Otani, K. Suzuki, S. Takahashi, Y. Fukuda, K. Choi, Y. Itow, G. Mitsuka, M. Miyake, P. Mijakowski, R. Tacik, J. Hignight, J. Imber, C.K. Jung, I. Taylor, C. Yanagisawa, Y. Idehara, H. Ishino, A. Kibayashi, T. Mori, M. Sakuda, R. Yamaguchi, T. Yano, Y. Kuno, S.B. Kim, B.S. Yang, H. Okazawa, Y. Choi, K. Nishijima, M. Koshihara, Y. Totsuka, M. Yokoyama, K. Martens, M.R. Vagins, J.F. Martin, P. de Perio, A. Konaka, M.J. Wilking, S. Chen, Y. Heng, H. Sui, Z. Yang, H. Zhang, Y. Zhenwei, K. Connolly, M. Dziomba, and R.J. Wilkes. Calibration of the super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 737, pp. 253 – 272, 2014.

謝辞

本論文を書くにあたって、本当に多くの方からのご助力をいただきましたことを深く感謝申し上げます。私が修士論文を書き上げることができたのは皆様のおかげです。

指導教官である小汐由介先生には研究内容への指導はもちろん、研究以外のことでもご指導いただきました。研究のメインがコンピュータによる解析だったため、ほとんど知識の無い状態からのスタートだったためかなり初歩的なことから教えていただきました。私の物分かりが悪く、何度か同じ説明をしていただいたこともありました。発表の準備なども進みが遅く、いつもギリギリまで校正に付き合ってくださいました。とてもご迷惑をおかけしましたが、そんな私のことを見捨てず最後までご指導いただいたことに深く感謝します。出張の多い研究室だったため、出張先での生活面でも支えていただきました。本当にありがとうございました。

作田誠先生には、副査として多くのアドバイスをいただきました。私の理解が曖昧な点を指摘していただき、学習するための資料を提示していただきました。また、理解の遅い私のために何度もなんども繰り返し説明していただき、理解を助けていただきました。

同じ部屋の先輩、同期、後輩の皆様にもいつも支えていただきました。3つの研究室が部屋を共同で利用しているという恵まれた環境のおかげで、プログラムについてわからないことがあればすぐにアドバイスをくれ、理解が難しい物理を一緒になって考えていただきました。

京都産業大学の諏訪さん、九州大学の中里さん、沼津工業高等専門学校に住吉さんには理論の面から様々なアドバイスをいただきました。理論には明るくなかったため、初歩的な質問ばかりをしていましたが優しく丁寧に教えていただきました。本論文で使用した理論モデルを提供していただいた上、モデル計算にどのような物理が含まれ、どのようなことが考察できるのかなど非常に興味深い話をしていただき、専門外と諦めていた理論計算の世界の一端を体験させていただきました。

東京大学宇宙線研究所の池田さん、Guillaumeさん、Lluisさんには神岡での研究で多くのアドバイスをいただきました。EGADSのTQ補正をするときにも、データの取り方や、実験器具の使い方、データファイルの読み込みの方法などあらゆる面で協力していただきました。英語での会話で手間取っていることが多かった私に根気強く付き合ってくださいました。

多くの方に出会い、支えていただいたことに改めて感謝したいと思います。本当にありがとうございました。