

超新星爆発ニュートリノ検出の研究

岡山大学大学院

自然科学研究科 素粒子物理学研究室 茅野 翼

学籍番号 41425208

2015年3月26日

概要

超新星爆発は巨大な恒星が自身の一生を終えるときに起こす大爆発のことである。超新星とはまるで新しい星が誕生したかのように夜空に突如現れたことからその名が名づけられたが実際には逆で星が死ぬ時の光である。この超新星爆発からはニュートリノ、重力波、光など様々なものが飛んでくる。ゆえに様々な物理が隠されており研究者としては大変興味深い物理現象である。超新星からの信号を捕えることで超新星爆発のメカニズムが解明されると期待されている。宇宙全体では年間 500 以上の超新星爆発が望遠鏡などで観測されているが、超新星爆発からのニュートリノを捕えられるような我々の銀河付近での超新星爆発は数十年から百年に一回起こるかどうかとされており大変稀有な現象でもある。

現在では世界で様々なニュートリノの検出器が動いているがその代表的なものが水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデである。また 5 万トンの水のスーパーカミオカンデにガドリニウムを入れる実験が提案されているがそのテストのタンクとして 200 トンのガドリニウム水チェレンコフ検出器 EGADS が一昨年建設された。この検出器は世界で初めてガドリニウムを水に溶かした検出器である。ガドリニウムを溶かす理由はこの論文の第 2 章に記述する。また現在大型低温重力波望遠鏡の KAGRA が建設中である。この KAGRA と EGADS、2 つの検出器を使ってニュートリノと重力波の相関の研究を行っている研究グループ SKE というグループがあり、私はそのグループで主にニュートリノの分野に関して研究を行ってきた。

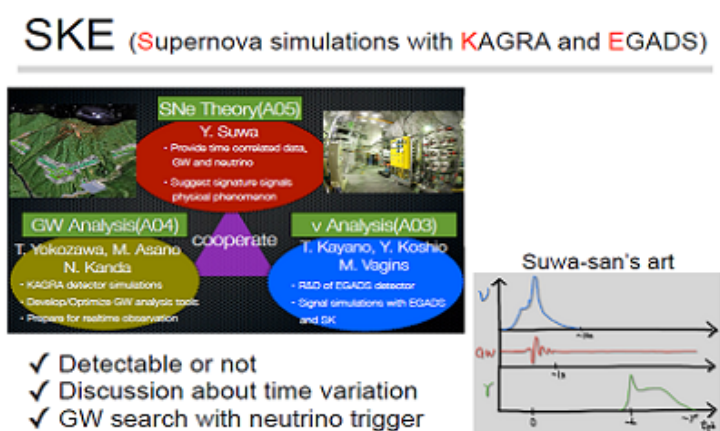


図 1 SKE

本論文では超新星爆発が起きたときにどの程度地球にある検出器でニュートリノを捕えることができるのかをシミュレーションした結果および考察を報告する。

第1章では本論文の研究対象である超新星爆発について説明し、超新星爆発に至るまでの星の進化から爆発までの流れを理解していく。

第2章では検出器について述べる。検出原理や光電子増倍管について説明する。

第3章では検出器でニュートリノはどんな反応を起こしているのかを見ていく。主に水とニュートリノの反応について述べる。さらに第4章ではニュートリノ振動について述べる。

第5章にてシミュレーションの結果を報告し考察する。さらに本論文の結論を第6章で述べる。

目次

1	超新星爆発	6
1.1	超新星爆発	6
1.2	星の進化過程	7
1.2.1	原始星	7
1.2.2	水素燃焼過程	7
1.2.3	He 燃料過程	7
1.2.4	重イオン燃焼過程	8
1.2.5	星の最後	8
1.3	超新星爆発の種類	8
1.3.1	I型超新星爆発	9
1.3.2	II型超新星爆発	9
1.4	超新星爆発の過程	10
1.4.1	核の重力崩壊 (core collapse)	10
1.4.2	ニュートリノ閉じ込め	11
1.4.3	衝撃波の形成 (core bounce)	13
1.4.4	中性子化バースト	13
1.4.5	ニュートリノ冷却	13
1.4.6	超新星爆発	13
2	検出器	14
2.1	検出原理	14
2.2	光電子増倍管 (PMT)	15
2.3	スーパーカミオカンデ (SuperKamiokande,SK)	16
2.4	EGADS	18
3	ニュートリノ反応	21
3.1	ニュートリノと電子の弾性散乱	21
3.2	逆ベータ崩壊	22
3.3	酸素原子との荷電カレント反応	23
3.4	酸素原子との中性カレント反応	23

4	ニュートリノ振動	25
4.1	質量の順階層と逆階層	26
4.2	ニュートリノ振動パラメータ	27
4.3	物質効果	27
5	超新星ニュートリノ検出シミュレーション	29
5.1	超新星爆発のモデル	29
5.1.1	Wilson モデル	29
5.1.2	SUWA モデル	30
5.2	検出シミュレーション内容	31
5.2.1	超新星爆発までの距離設定	31
5.2.2	検出器の大きさ設定	31
5.2.3	重力崩壊開始から時間発展	32
5.2.4	エネルギースペクトル	32
5.2.5	地球に届くニュートリノの数	33
5.2.6	反応断面積	34
5.3	シミュレーション結果	34
5.3.1	EGADS、ベテルギウス	34
5.3.2	スーパーカミオカンデ、銀河中心	40
5.3.3	エネルギー分解能	44
5.3.4	ニュートリノ振動入りシミュレーション	45
6	まとめと議論	49

1 超新星爆発

1987年、大マゼラン星雲において超新星爆発 SN1987A が出現し、地球から肉眼で観測された。同時にスーパーカミオカンデの前身であるカミオカンデで超新星爆発 SN1987A からのニュートリノが観測された。このとき超新星爆発ニュートリノを世界で初めて観測することに成功した。この観測によって新たにニュートリノ天文学が生まれ、超新星爆発のメカニズムの解明へのとても重要な出来事であった。

しかし、超新星爆発は非常に稀な現象で、我々の銀河内で百年に1度起こるか起こらないかと言われている。その超新星爆発を精度よく観測するため日々研究が進められている。

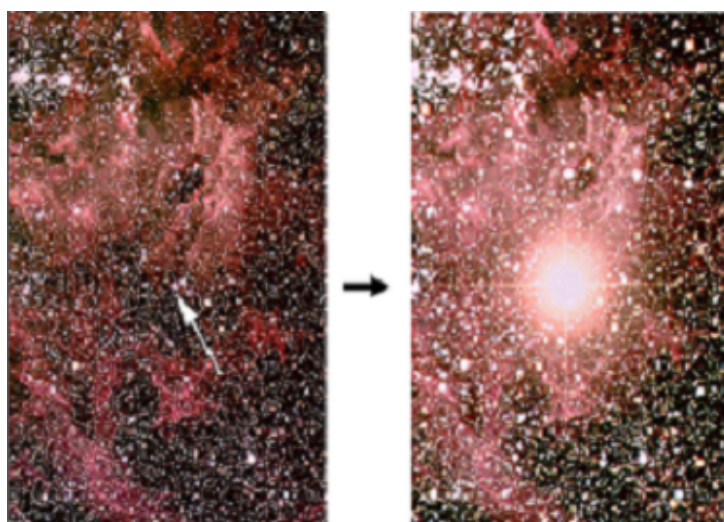


図2 SN1987A

左：爆発前、右：爆発後

1.1 超新星爆発

超新星爆発 (Supernova) は大質量の恒星がその一生を終えるときに起こす大爆発のことである。その時およそ 10^{53}erg の重力エネルギーが発生するが爆発に使われるのはおよそ 10^{51}erg でほんの1%程度しか使われず、ほとんどのエネルギーはニュートリノが持ち去ると言われている。

星の進化過程はその星の質量によってたどる道が違う。質量に対しての進化過程の違いを以下に述べていく。

1.2 星の進化過程

1.2.1 原始星

星は星間空間に漂うガスが重力収縮を起こし形成されていく。これがさらに周りの物質を吸収し大きくなっていく。吸収された物質が落下するときの運動エネルギーが熱エネルギーへと変換されこの熱により内部圧力が生じる。表面温度が 2000 度を超えると放射スペクトルが可視領域に入り輝きはじめる。中心温度が 10^7 [K] を超えると水素に火がつき核融合反応が始まる。しかし、 $M < 0.08M_{\odot}$ (M_{\odot} :太陽質量) の軽い星は水素に火がつくところまで温度が上がらず木星のような大型惑星になる。

1.2.2 水素燃焼過程

$M > 0.08M_{\odot}$ の星は水素燃焼のより内部圧力を保ち重力と力学的に平衡状態を維持する。水素燃焼では式 (1) のような反応が起こる。



非縮退下である水素燃焼は温度と圧力が平衡しており温度変化に対して星全体を膨張、収縮させて力学平衡を維持する自己安定作用が働く。これが主系列星と呼ばれる状態で太陽をはじめ多くの星がこの段階にある。重い星ほど圧力、温度が高いため燃焼率が大きく早く燃え尽きる。 $M < 0.46M_{\odot}$ の軽い星ではこの段階で燃焼が止まりヘリウムコアの白色矮星として一生を終える。

1.2.3 He 燃料過程

$M > 0.46M_{\odot}$ の星は、水素が燃え尽きると再び重力収縮が始まり中心部の温度が上昇していく。中心部が約 1 億度を超えたところでヘリウムに火がつく。そこで式 (2) のよう

に ${}^4\text{He}$ から ${}^{12}\text{C}$ を作る反応が起きる。この反応はトリプルアルファ反応と呼ばれる。



ヘリウム燃焼が始まると中心部の圧力が非常に高くなり星全体が膨張するとともに周りの温度が下がり赤色巨星となる。 $0.46M_{\odot} < M < 4M_{\odot}$ の質量の星はこの段階で周りを吹き飛ばして中心部が白色矮星として残る。このヘリウム燃焼が縮退圧下で起きている場合核融合が暴走する傾向がある。縮退圧は温度に依存しないためヘリウム燃焼によって膨張が起こらず温度が上がっていく。中心温度が高くなると爆発的にヘリウムの燃焼が起こる。これをヘリウムフラッシュという。

1.2.4 重イオン燃焼過程

$4M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$ の星は、ヘリウム燃焼が非縮退圧で進み生じた C-O コアが燃焼を始める段階で縮退圧下となりヘリウムフラッシュと同様の原理で炭素燃焼を起こす。 $8M_{\odot} < M < 12M_{\odot}$ の星は炭素燃焼まで非縮退圧でおこり Ne-Mg コアが作られる。 $12M_{\odot} < M$ の星は縮退することなく炭素やマグネシウムが燃焼して最後に鉄が生成される。鉄 ${}^{56}\text{Fe}$ は最も安定な元素であるので、これ以上燃焼は進まない。

1.2.5 星の最後

$8M_{\odot} < M$ の星はコアが重力崩壊を起こし超新星爆発を起こし中性子星やブラックホールとなる。超新星爆発の過程については後述する。

1.3 超新星爆発の種類

星の進化過程は質量によって異なるが、核が重力崩壊を起こして超新星爆発が起こるのは $8M_{\odot} < M$ の星と言われている。この超新星爆発のことを II 型超新星爆発または重力崩壊型超新星爆発という。また別の過程を経て起こす I 型超新星爆発も存在するが、私の研究では主にこの重力崩壊型超新星爆発を扱っている。

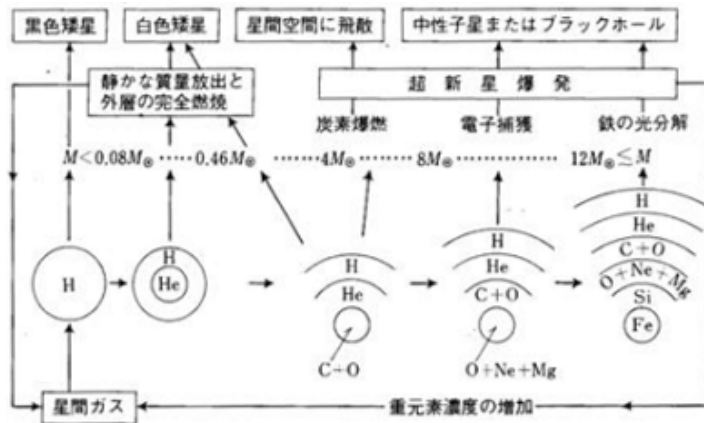


図3 星の質量に対する進化の終末 [1]

1.3.1 I型超新星爆発

I型超新星爆発は、そのスペクトルに水素の吸収線が存在しない。さらにI型超新星爆発はスペクトルの違いで3種類に分類される。スペクトルにケイ素の吸収線が見られるのがIa型、ケイ素はないがヘリウムの吸収線があるのがIb型、全てないのがIc型と呼ばれている。I型の超新星爆発は白色矮星の近くに赤色巨星がある場合、赤色巨星の表面が白色矮星に吸い込まれどんどん重くなることで内部の炭素の核融合が暴走して爆発すると言われている。この時の爆発を起こすために必要な質量はチャンドラセカール質量 ($1.4M_{\odot}$) と呼ばれる。この爆発は爆発の明るさが一定であるので地球からの距離を測定することが可能である。

1.3.2 II型超新星爆発

II型超新星爆発は重力崩壊型超新星爆発と呼ばれその名の通り核が重力崩壊を起こして爆発する。核が重力崩壊を起こすためには $8M_{\odot} < M$ の質量が必要と言われている。

1.4 超新星爆発の過程

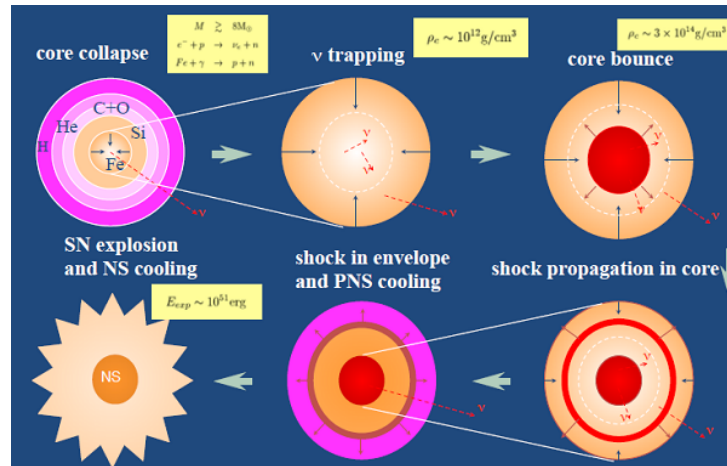


図4 重力崩壊後の超新星爆発の過程 [2]

1.4.1 核の重力崩壊 (core collapse)

核が Fe まで形成される。Fe のコアは、

$$\begin{aligned}
 R_{core} &\sim 1000 \text{ km} \\
 M_{core} &\sim 1.4 M_{solar} \\
 \rho_{center} &\sim 10^9 \text{ g/cm}^3 \\
 T &\sim 1 \text{ MeV} \\
 E_F &\sim 10 \text{ MeV} \quad \text{電子のフェルミエネルギー}
 \end{aligned}$$

この状態までくると核は電子の縮退圧によって支えられるようになる。核の密度が 10^9 g/cm^3 を超えると式 (3) の電子捕獲反応や式 (4) の鉄の光分解の反応によって重力崩壊が起こる。

電子捕獲反応

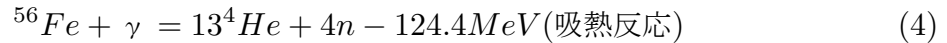


この反応では

$m_{Mn} - m_{Fe} = 3.7 \text{ MeV}$ となっていて電子のフェルミエネルギーが 10 MeV なので反応

はエネルギーの低い方つまり左辺から右辺へ進む。よって電子が減少するため縮退圧が下がり核崩壊が進んでいく。

鉄の光分解

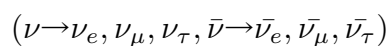
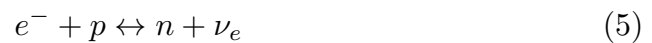


この反応は吸熱反応であるので圧力が減少し核崩壊が進む。

この二つの反応が引き金となり重力崩壊を起こす。

1.4.2 ニュートリノ閉じ込め

重力崩壊が起きた核は密度が上昇していき様々な反応が起こりニュートリノが生成される。



このニュートリノは核から飛び出していくが、核の密度が 10^{12}g/cm^3 を超えるとニュートリノですら自由に飛び出せなくなりニュートリノが核に閉じ込められる。これをニュートリノトラッピング (neutrino trapping) と呼びこのニュートリノの閉じ込められた部分のことをニュートリノ球 (neutrino sphere) と呼ぶ。

超新星の核における代表的なニュートリノ反応

(1) ν と核子 (nucleon) (p, n) の反応

電子捕獲反応

$$e^{-} + p \leftrightarrow n + \nu_e \quad (10)$$

陽電子捕獲反応

$$e^{+} + n \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (11)$$

散乱

$$\nu + N \leftrightarrow \nu + N \quad (12)$$

$$\nu + e^{\pm} \leftrightarrow \nu + e^{\pm} \quad (13)$$

(2) ν と原子核 (A) との反応

原子核への電子捕獲

$$e^{-} + A \leftrightarrow A' + \nu_e \quad (14)$$

原子核との散乱

$$\nu + A \leftrightarrow \nu + A \quad (15)$$

(3) ペア反応

対生成 対消滅

$$e^{+} + e^{-} \leftrightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (16)$$

制動放射

$$N + N \leftrightarrow N + N + \nu + \bar{\nu} \quad (17)$$

このうち一番原子核との散乱が反応断面積が高くニュートリノトラッピングに影響する。

ニュートリノトラッピングの典型的な断面積は $\sigma_0 = 1.71 \times 10^{-44} \text{cm}^2$ とされている。

1.4.3 衝撃波の形成 (core bounce)

核の密度が 10^{14}g/cm^3 を超えると今度は中性子の縮退圧によって核が支えられるようになる。すると核が固くなり落下してきた物質が核に跳ね返り外側にむけ衝撃波を生み出す。この時核は原始中性子星と呼ばれる。

1.4.4 中性子化バースト

衝撃波が通った部分では $e^- + p \leftrightarrow n + \nu_e$ の反応が起き大量の ν_e を作りだす。衝撃波がニュートリノ球の表面に達すると大量のニュートリノが放出される。これを中性子化バーストと呼ぶ。このバーストはおよそ 10msec の間続く。この時放出されるエネルギーの放出率は 10^{53}erg/s で、全放出エネルギーは 10^{51}erg となり、超新星爆発全体のエネルギーは 10^{53}erg 程度とされているのでこのバーストで放出されるエネルギーは 1%程度である。

1.4.5 ニュートリノ冷却

核の周りの物質が核に落ち込む際 10^{53}erg の重力エネルギーが熱化される。そのエネルギーのほとんどをニュートリノが持って約 10sec 放出され、原始中性子星は冷却され中性子星になる。このとき核の質量が中性子の縮退圧で支えられる量より重ければブラックホールが形成される。

1.4.6 超新星爆発

核表面に衝撃波が達するとそこから外層を吹き飛ばしていく、そして外層表面まで達するとようやく星が光りはじめる。中心から外層表面までの距離は $10^7 \sim 10^9 \text{km}$ なので重力崩壊が始まってから星が光りはじめるまで数時間かかる。

2 検出器

現在岐阜県飛騨市神岡町の地下 1000m に世界最大の水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデがある。1996 年に観測開始以降、大気ニュートリノや太陽ニュートリノの観測、陽子崩壊の探索など様々な功績が残された。最近ではスーパーカミオカンデと同じ地下に世界初のガドリニウム水チェレンコフ検出器 EGADS も建設され現在始動している。この章では水チェレンコフ検出器の検出原理などから二つの検出器の特徴を解説していきたい。

2.1 検出原理

スーパーカミオカンデや EGADS でのニュートリノ検出は、検出器に入射したニュートリノが水中の物質と反応して生成される荷電粒子が水中の光速を超える速度で運動した時に放出されるチェレンコフ光を光電子増倍管によって電気信号に変換してやることで検出している。チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して円錐状に放出される。物質は真空中では光速を超えることはできないが、真空中の光速度 c とすると屈折率 n の溶質中では光速は c/n となり、荷電粒子は光速を超えることができる。荷電粒子が溶質中を進むとき、荷電粒子の電場により周囲の粒子に誘電分極が起きる。荷電粒子の速度が溶質中の光速度より遅い場合は周囲の電磁場と荷電粒子が光子をやり取りできるが、溶質中の光速を超える場合は光子が荷電粒子に追いつけなくなりチェレンコフ光として放出される。荷電粒子と光子のなす角度 θ は

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \quad (18)$$

の関係がある。 $\beta = v/c$ である。 $-1 \leq \cos\theta \leq 1$ なのでチェレンコフ光の発生条件

$$v \geq c/n \quad (19)$$

が導かれる。水の屈折率は約 1.34 なので β が最大値の 1 のとき、荷電粒子の進行方向に対する光子の放射角度 θ は 42 度になる。荷電粒子のエネルギー閾値は

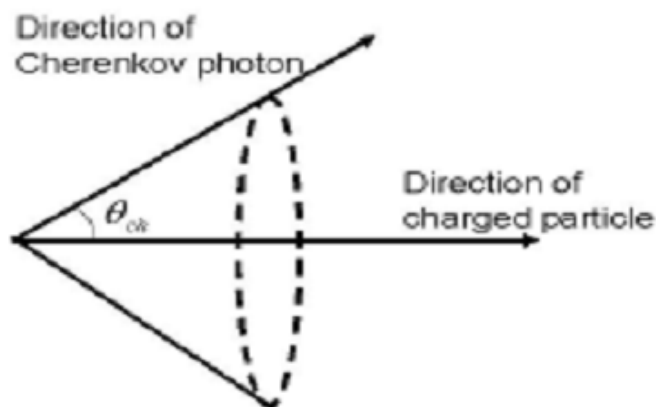


図5 チェレンコフ光 [3]

$$E = mc^2 / \sqrt{1 - \beta^2} \quad (20)$$

$$= n \times mc^2 / \sqrt{n^2 - 1} \quad (21)$$

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

次にチェレンコフ光がどの程度の明るさであるのかを説明する。電子が屈折率 n の溶質中を単位距離 dL だけ進んだときに放出されるある波長領域 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ の光子数 dN は

$$\frac{dN}{dL} = \frac{2\pi\alpha}{n} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (22)$$

で与えられる ($\alpha \sim \frac{1}{137}$ は微細構造定数)。これより電子がほぼ光速で走るとき、スーパーカミオカンデで検出できる波長領域 300nm~600nm の光子を 1cm あたり約 340 個放出することがわかる。10MeV の電子は水中を数 cm 程度しか走らないのでその電子がスーパーカミオカンデで放出する光子数は約 1000 個程度であるが、豆電球を乾電池一本で光らせたときに放出される光子がだいたい 10^{18} 個/秒であるのと比較するとずいぶん暗い光であることがわかる。この暗い光を捕えるために光電子増倍管が用いられる。

2.2 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管は光電効果を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換しそのエネルギーを増幅してやることで電気信号として検出することのできる高感度光検出器である。

フォトマルまたは PMT(photomultiplier tube) と略称されることもある。
スーパーカミオカンデで用いられている光電子増倍管は光電面の直径が 20 インチで光電面はバイアルカリ (Sb-K-Cs) でできている。有感領域は 300nm~600nm で量子効率は波長 390nm で最大 22% となる。この光電材料により光子を光電子に変換し、それをダイノードで 10^6 倍程度まで増幅し電気信号として取り出す光センサーの役割を果たしている。

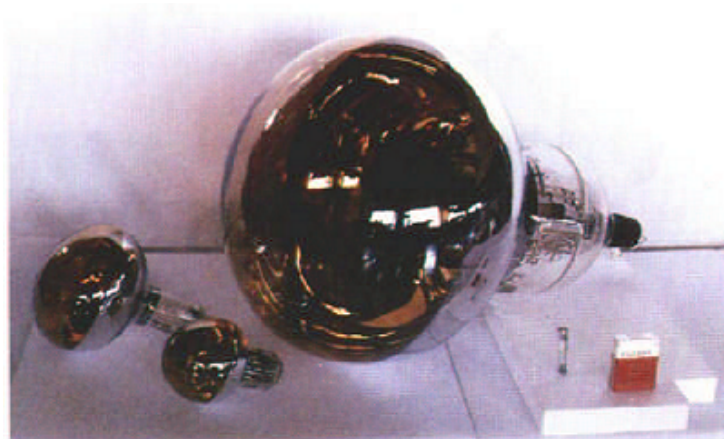


図 6 20 インチの光電子増倍管

2.3 スーパーカミオカンデ (SuperKamiokande,SK)

スーパーカミオカンデは前述したとおり神岡の鉱山地下 1000m にある世界最大の水チェレンコフ検出器である。この検出器はニュートリノ観測と核子崩壊観測を目的とし

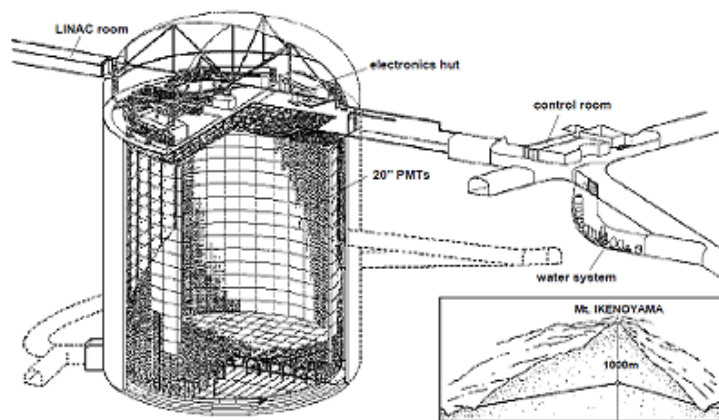


図 7 スーパーカミオカンデ

ている。地下 1000m に建設したのは観測においてバックグラウンドとなる宇宙線の減少と水チェレンコフ検出器に使う大量の水を調達できるという利点を効率よく実現するためである。特にバックグラウンドとなる宇宙線ミュオンが遮られ地上と比べると約 1/100000 程度にまで減少させることができる。また水槽の周りには地磁気を打ち消すようなヘルムホルツコイルが設置されている。これにより光電子増倍管の収集効率が地磁気の影響で変化しないようになっている。

スーパーカミオカンデの検出器本体は直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型タンクで総体積

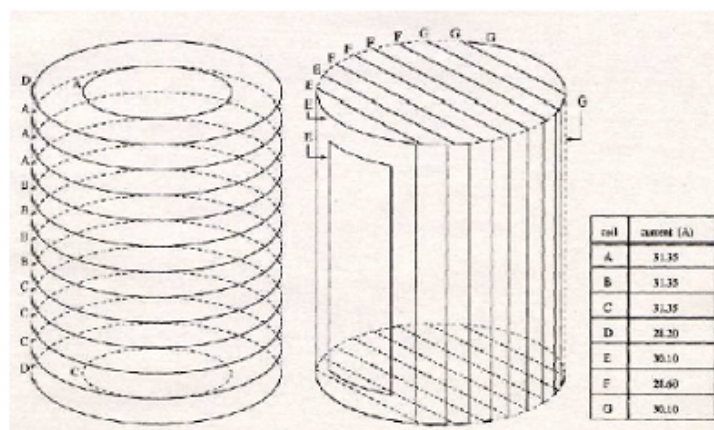


図 8 SK のヘルムホルツコイル

50000 トンの純水で満たされており、内水槽と外水槽に分けられている。スーパーカミオカンデでは内水槽の壁面に 11129 本の 20 インチ光電子増倍管が設置されており光電面は内水槽の面積の 40% を占める。規則的に並べられた光電子増倍管により、チェレンコフ光のリングパターンを読み取って情報を得る。具体的には、各光電子増倍管の時間情報から事象発生点を、また全光子数やヒット数から粒子のエネルギーを、チェレンコフリングの形状から荷電粒子の方向や種類の情報を得ることができる。

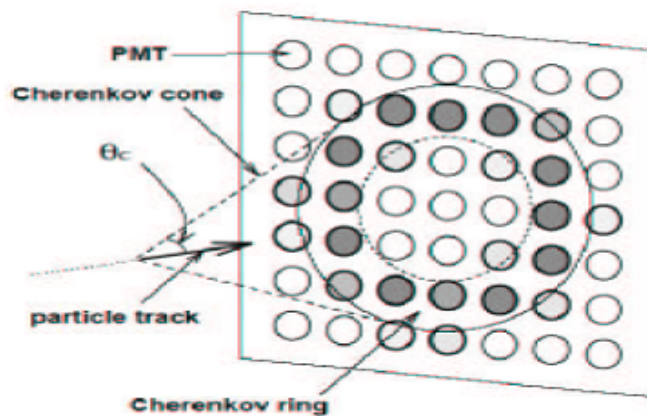


図9 チェレンコフリング

一方外水槽の目的は、タンクの外の岩盤から飛来する γ 線や中性子を遮断することと、宇宙線ミュオンなどの荷電粒子が外部からタンクへ入ってくるのを観測しそれによるバックグラウンド事象を識別することである。そのために外水槽には 1885 本の 8 インチ光電子増倍管が外向きに取り付けられている。

2.4 EGADS

スーパーカミオカンデと同じ山の地下 1000m に建設された世界で初めて水にガドリニウムを溶かした検出器で、容量は 200 トン、240 本の光センサーが設置されている。こ

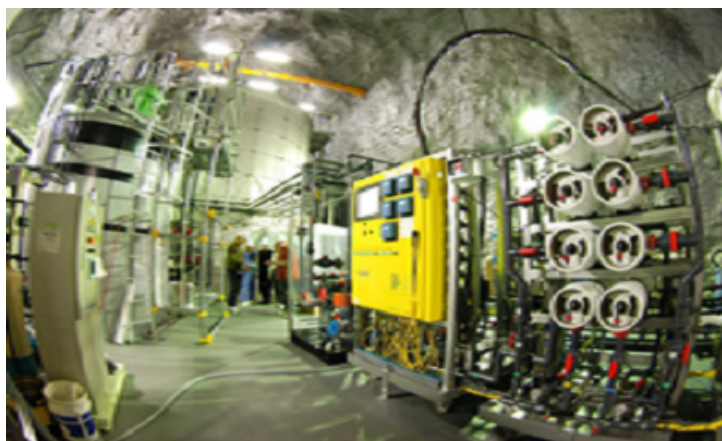


図10 EGADS

の検出器はスーパーカミオカンデに将来ガドリニウムを入れるためのテスト用のタンクで



図 11 タンク内

あるが、この大きさでも我々の銀河内の超新星爆発のニュートリノなどは十分検出できると言われている。なぜガドリニウムを水に溶かすのかというと、図 12 のように反電子ニュートリノと陽子が反応して放出される陽電子の信号とガドリニウムが中性子を捕獲することで放出されるガンマ線の信号を遅延同時計測することによって逆ベータ崩壊の反応を識別することができるからだ。逆ベータ崩壊の反応を識別してやることで宇宙創成以来いたるところで起きてきた超新星爆発のニュートリノである超新星背景ニュートリノを捕えるという目的がある。

また現在水チェレンコフ検出器では次の章で説明するニュートリノと電子の弾性散乱の反応と逆ベータ崩壊の反応が区別することが難しい。ニュートリノと電子と弾性散乱の反応ではニュートリノの方向が保存されるが逆ベータ崩壊の反応ではニュートリノの方向は保存されない、したがって逆ベータ崩壊の反応は弾性散乱の反応のバックグラウンド事象になってしまう。しかしガドリニウムを入れて遅延同時計測を行うことで2つの反応を区別しバックグラウンド事象を減少させることで超新星爆発の方向がより精度よく見られるということが期待されている。

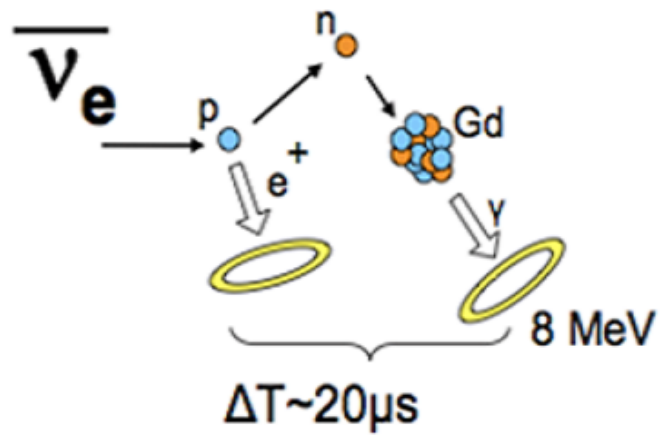


图 12 中性子捕獲

3 ニュートリノ反応

ここではニュートリノ検出に使われるニュートリノの反応について紹介する。ニュートリノの検出器としてスーパーカミオカンデが有名であり、スーパーカミオカンデは純水を使ってニュートリノを検出している。ここでは水とニュートリノがどのような反応を起こして検出しているのかを紹介したい。

3.1 ニュートリノと電子の弾性散乱

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (23)$$

この反応はニュートリノが電子を弾き飛ばすことで電子が水中で光速を超えることによりチェレンコフ光を発生し検出できる。この反応ではニュートリノの方向を保存しているため超新星爆発のニュートリノであればその超新星爆発の方向がわかるという特徴がある。またすべての世代のニュートリノで起こるが電子ニュートリノのみ荷電カレント反応があるため断面積が大きくなっている。しかし次に紹介する逆ベータ崩壊の断面積に比べると2ケタほど小さくなっている。

微分断面積は以下のように表される。

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[A_0 + B_0 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu}\right) + C_0 \frac{m_e T_e}{E_\nu} \right] \quad (24)$$

ここで G_F, m_e, E_ν, T_e はそれぞれフェルミ結合定数、電子の質量、入射ニュートリノのエネルギー、反跳電子の運動エネルギーである。パラメータ A_0, B_0, C_0 は

$$\begin{aligned} A_0 &= (g_\nu + g_A)^2, B_0 = (g_\nu - g_A)^2, C_0 = (g_A^2 - g_\nu^2) \\ g_\nu &= 2 \sin^2 \theta_w + \frac{1}{2}, g_A = +\frac{1}{2}, \text{ for } (\nu_e, e) \\ g_\nu &= 2 \sin^2 \theta_w - \frac{1}{2}, g_A = -\frac{1}{2}, \text{ for } (\nu_\mu, e), (\nu_\tau, e) \end{aligned}$$

ここで θ_w はワインバーグ角である。[4]

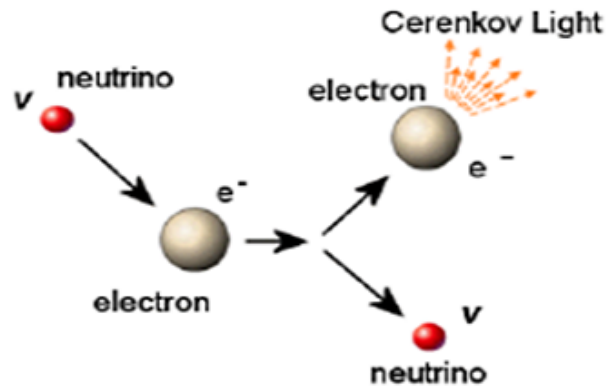


図 13 弾性散乱

3.2 逆ベータ崩壊



この反応では反電子ニュートリノと水 (H_2O) の水素 (H) が反応し出てくる陽電子がチェレンコフ光を発生し観測される。この反応は断面積が他のニュートリノと水の反応に対して大きいため最も検出される反応である。この反応では陽電子のエネルギーが測定され、既知の陽子と中性子の質量からニュートリノのエネルギーが精度よく求めることができる。

$$E_\nu \sim E_{e^+} + (m_n - m_p) \quad (26)$$

しかしこの反応ではニュートリノの方向は保存されない。

(中性子の質量-陽子の質量=1.293MeV)

断面積は

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c}{2\pi(s - m_p^2)^2} |M^2| \quad (27)$$

で表される。[5] ここで $G_F = 1.16637 \times 10^{-5}/MeV^2$ でフェルミ結合定数、 θ_c はカビボ角、 m_p は陽子の質量。

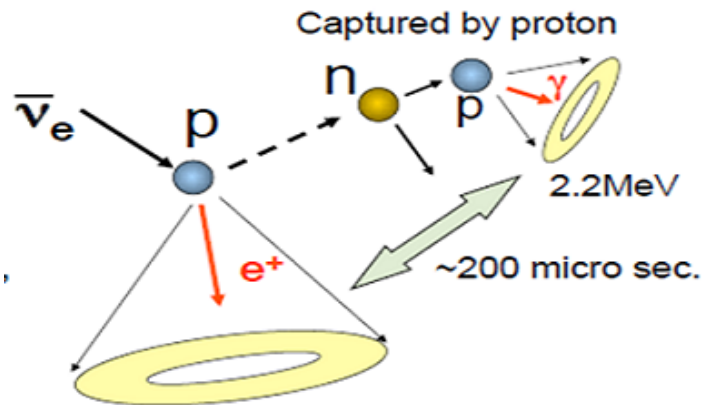
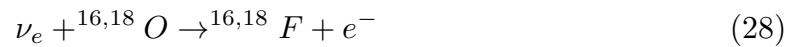


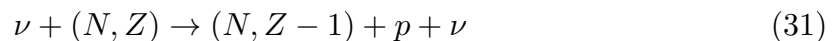
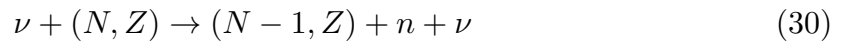
図 14 逆ベータ崩壊

3.3 酸素原子との荷電カレント反応



荷電カレント反応は W^\pm ボソンを交換することで起こる。この反応ではニュートリノと酸素原子核の陽子や中性子と反応し酸素がフッ素や窒素になる。この反応の断面積は超新星爆発のニュートリノのエネルギー領域では小さいと言われているがまだ不定なことが多く今でも研究が進められている。

3.4 酸素原子との中性カレント反応



中性カレント反応は Z^0 ボソンを交換することで起こる。この反応ではニュートリノが酸素原子核の陽子や中性子を弾き飛ばすことで励起状態の粒子が脱励起を起こしガンマ線を出す。これを脱励起ガンマ線といいこれを検出することでニュートリノを検出してやる。しかしこの反応も超新星爆発のニュートリノのエネルギー領域では断面積が小さくまた不

定性が大きいため現在も研究が進められている。またこの反応は全ての種類のニュートリノで起きるためニュートリノ振動によらない解析が可能である。

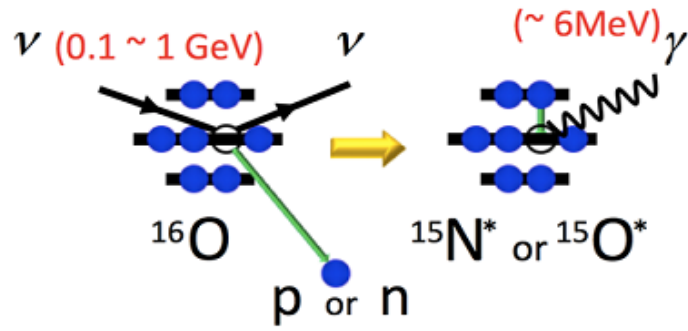
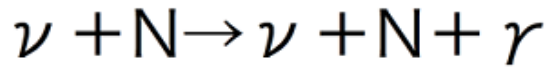


図 15 脱励起ガンマ線

4 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ある種類のニュートリノが飛行中に別の種類のニュートリノに変化する現象である。ニュートリノにはフレーバーの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) と質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) があり、フレーバーの固有状態は質量の固有状態の混合状態で一般性を失わずに表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (32)$$

ここで $U_{\alpha i}$ は、 3×3 のユニタリ行列で、3つの混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} および、1つの複素位相 δ を用いて

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (33)$$

と記述される。ここで $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ である。ところで、このフレーバーの固有状態は

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} \exp(-iE_i t) |\nu_i(t=0)\rangle \quad (34)$$

と時間発展する。ここで E_i は質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ の固有値である。よって、 $t=0$ におけるフレーバーの固有状態 ν_α が時間 t 経過した時状態 ν_β に変化する確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* \exp(-iE_i t) \right|^2 \\ &= \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}|^2 + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp(-i(E_i - E_j)t) \end{aligned} \quad (35)$$

と計算できる。特に2フレーバーの混合を考えたとき、混合行列 U は

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (36)$$

と簡略化できる。これを使うと ν_α が距離 L 飛行後に別のフレーバー ν_β に変化する確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{(E_i - E_j)t}{2}\right)$$

$$\begin{aligned}
&= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L_\nu}{4E_\nu}\right) \\
&= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{ij}^2 (eV^2)L_\nu (km)}{E_\nu (GeV)}\right) \tag{37}
\end{aligned}$$

と計算される。ここで、 Δm_{ij}^2 はニュートリノ質量二乗差 ($\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$) である。なお、計算過程において相対論的な場合 ($m_i \ll p$) に成り立つ近似

$$\begin{aligned}
E_i - E_j &= \sqrt{p_i^2 + m_i^2} - \sqrt{p_j^2 + m_j^2} \\
&\simeq \left(p + \frac{m_i^2}{2p}\right) - \left(p + \frac{m_j^2}{2p}\right) \\
&\simeq \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \tag{38}
\end{aligned}$$

および

$$L \simeq t \tag{39}$$

を使用した。

ニュートリノ振動実験は、フレーバーが変化する確率の測定を通じて混合角 θ および質量二乗差 Δm^2 を導出する。[8]

4.1 質量の順階層と逆階層

ニュートリノの質量の固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) の質量 (m_1, m_2, m_3) とした場合、質量の階層性が存在する。順階層 ($m_3 > m_2 > m_1$) と逆階層 ($m_2 > m_1 > m_3$) が存在する。

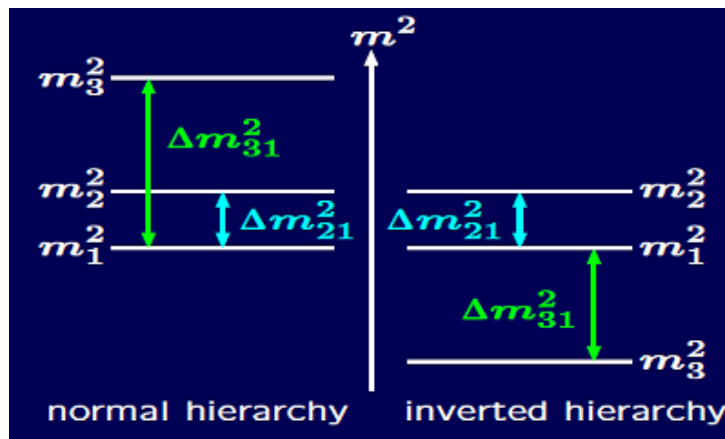


図 16 質量の階層性 [9]
左：順階層、右：逆階層

4.2 ニュートリノ振動パラメータ

現在、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、原子炉ニュートリノ、加速器ニュートリノなどの実験によって、ニュートリノ振動パラメータは以下のように設定されている。
[10]

parameter	1σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	$7.59^{+0.20}_{-0.18}$
$\Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	$2.45 \pm 0.09, -(2.34^{+0.10}_{0.09})$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.312^{+0.017}_{-0.015}$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.51 \pm 0.06, 0.52 \pm 0.06$
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.010^{+0.009}_{-0.006}, 0.013^{+0.009}_{-0.007}$

表 1

4.3 物質効果

超新星のような高密度な空間をニュートリノが移動する際にニュートリノ振動は物質場の影響を受ける。質量の固有状態の階層性と星内部を断熱的に変化するか非断熱的に変化するかによって4つの可能性が考えられる。

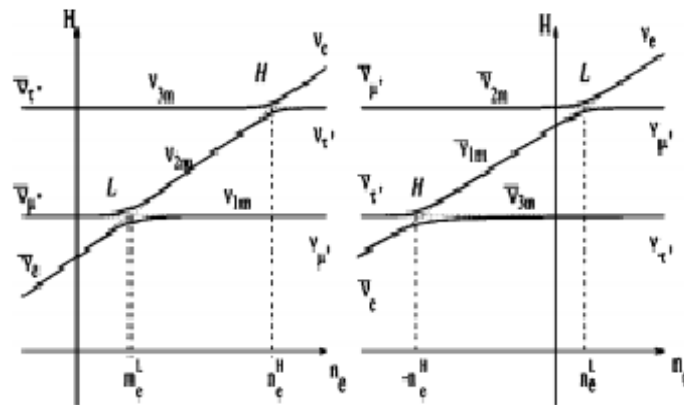


図 17 物質効果 [11]

縦軸：ニュートリノ質量、横軸：電子の密度
左：順階層，右：逆階層

今回私のシミュレーションに入っている物質効果のニュートリノ振動の式は以下のようになっている。[11] 各フレーバーのニュートリノの数をそれぞれ $N_{\nu e}, N_{\nu\mu\tau}, N_{\bar{\nu}e}, N_{\nu\bar{\mu}\tau}$ とすると

順階層で断熱的に変化する場合 (ph=0) と非断熱的に変化する場合 (ph=1)

$$N_{\nu e} = N_{\nu e} \times \sin^2 \theta_{12} \times ph + N_{\nu\mu\tau} \times (1 - \sin^2 \theta_{12} \times ph) \quad (40)$$

$$N_{\nu\mu\tau} = N_{\nu e} \times (1 - \sin^2 \theta_{12} \times ph) + N_{\nu\mu\tau} \times (1 + \sin^2 \theta_{12} \times ph) \quad (41)$$

逆階層で断熱的に変化する場合 (ph=0) と非断熱的に変化する場合 (ph=1)

$$N_{\nu e} = N_{\nu e} \times \sin^2 \theta_{12} + N_{\nu\mu\tau} \times \cos^2 \theta_{12} \quad (42)$$

$$N_{\nu\mu\tau} = N_{\nu e} \times (1 - \sin^2 \theta_{12}) + N_{\nu\mu\tau} \times (1 + \sin^2 \theta_{12}) \quad (43)$$

5 超新星ニュートリノ検出シミュレーション

超新星爆発によるニュートリノが観測されたのは SN1987A の一回だけである。そもそも超新星爆発は我々の銀河内で数十年から数百年に一回起こるかどうかという現象といわれておりその一回を観測するために日々研究が進められている。

この章では超新星爆発からのニュートリノが検出器でどの程度観測することができるのかを超新星爆発のモデルを用いてシミュレーションしたのでその内容と結果を解説していきたい。

5.1 超新星爆発のモデル

超新星爆発のモデルとはコンピュータ上で超新星爆発を数値シミュレーションによって再現したもので、現在では様々な理論モデルが存在している。超新星爆発の重力崩壊のからの時間やニュートリノのエネルギーの情報が入っており様々な研究に用いられている。今回私のシミュレーションでは二つの超新星爆発モデルを使っている。その二つのモデルの特徴は以下に述べる。

5.1.1 Wilson モデル

この超新星モデルは世界で初めてコンピュータ上で爆発させることに成功したモデルである。このモデルは1次元平面で爆発させてある。

図 18 は Wilson モデルのルミノシティと平均エネルギーを示す。[12]

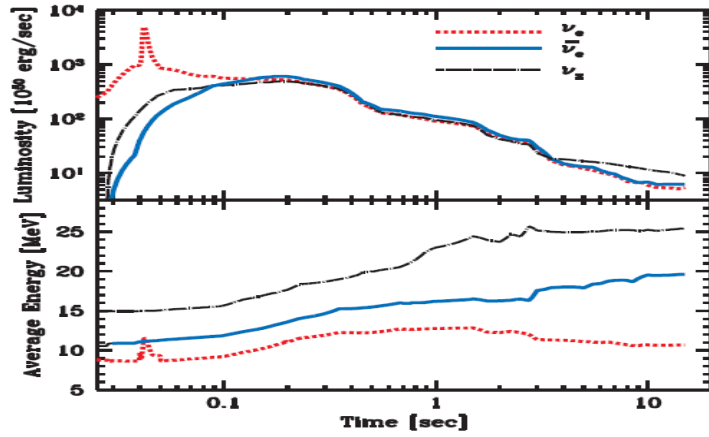


図 18 Wilson モデル
上:ルミノシティ 下:平均エネルギー

5.1.2 SUWA モデル

この超新星モデルの特徴は2次元で爆発させており、ニュートリノだけでなく重力波も出すことに成功したモデルである。また SUWA モデルには星が回転しているモデル、回転していないモデルが存在する。

図 19 は SUWA モデルのルミノシティを示す。[13]

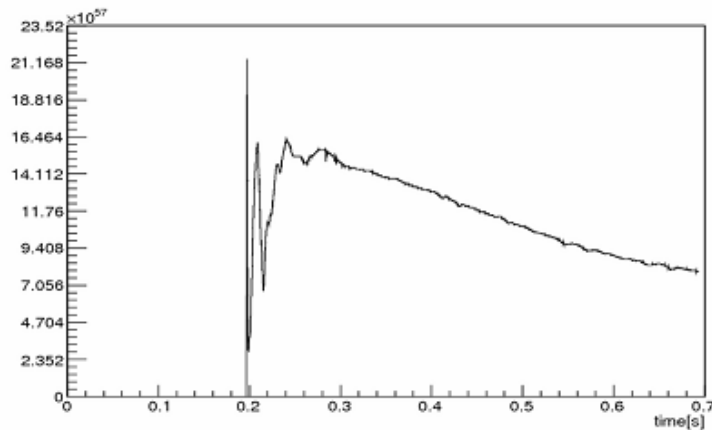


図 19 SUWA モデル電子ニュートリノのルミノシティ

5.2 検出シミュレーション内容

まずはそのシミュレーションの内容について詳しく説明したい。
私がおこなったシミュレーションは超新星爆発が起こった時スーパーカミオカンデや EGADS ではいったい何個のニュートリノを検出することができるのかという内容だ。以下でシミュレーションのプログラムの流れを解説する。

5.2.1 超新星爆発までの距離設定

最初に超新星爆発が起こった場所が地球からどのくらいの距離にあるのかを決める。仮に超新星が K 光年離れた位置にあるとすると 1 光年およそ $9.46 \times 10^{15} m$ であるので

$$K \times 9.46 \times 10^{15} [m] \quad (44)$$

となる。また宇宙物理学では光年のほかに pc(パーセク) という単位がよく用いられ、 1 光年 = $0.306 pc$ 、また、 $1 pc = 3.26$ 光年、である。したがって $S pc$ 離れた位置にある超新星は

$$\begin{aligned} S' &= S \times 3.26 \times 9.46 \times 10^{15} [m] \\ &= S \times 3.08 \times 10^{16} [m] \\ &= S \times 3.08 \times 10^{18} [cm] \end{aligned} \quad (45)$$

となる。現在超新星爆発するのではないかとされているベテルギウスは約 $200 pc$ 、また我々の銀河中心までは約 $10 kpc (10000 pc)$ である。

5.2.2 検出器の大きさ設定

次にどの程度の大きさの検出器で検出するのかを設定する。例えばスーパーカミオカンデでは 50000 トンの水を使用しているが実際検出に用いることのできる有効体積は 32480 トンであるので設定を 32480 トンの水にする。この時、検出に必要なのは水の容量ではなく実際はその中にある電子や陽子、原子核の数であるのでその個数になおす。有効体積 Y トンの検出器を用いるとするとまず単位を $[mol]$ にする。

$$Y' = Y[\text{トン}] \times 1000[\text{kg}] \times 1000[\text{g}] \div 18[\text{mol}] \quad (46)$$

これから電子、陽子、酸素原子核の数にする、アボガドロ数は 6.02×10^{23} とすると (ただし陽子の数は自由陽子 (水素) の数とする。)

$$\begin{aligned} Y' \times 6.02 \times 10^{23} \times 10 & \text{ [個] (電子)} \\ Y' \times 6.02 \times 10^{23} \times 2 & \text{ [個] (陽子)} \\ Y' \times 6.02 \times 10^{23} & \text{ [個] (原子核)} \end{aligned} \quad (47)$$

となる。

5.2.3 重力崩壊開始から時間発展

超新星爆発のモデルを爆発地点に置いて重力崩壊開始からのニュートリノの全体のエネルギーと平均エネルギーを時間発展で見えていく。今回私のシミュレーションでは 1msec 刻みで時間発展を追っている。これは SKE で重力波のほうの解析と合わせるためにこの設定でおこなった。

5.2.4 エネルギースペクトル

時間発展は 1msec 刻みでその時のニュートリノの全体のエネルギーと平均エネルギーからエネルギースペクトルを 0.1MeV 刻みで求める。

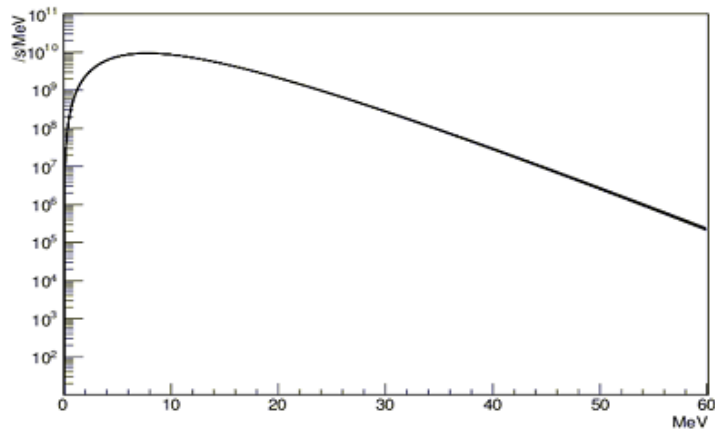


図 20 SUWA モデル 0.300s の時の電子ニュートリノのエネルギースペクトル

この時用いるのがフェルミディラックの式で

$$n = \frac{E \times E}{\exp\left(\frac{E}{T} + 1\right)} \quad (48)$$

E はエネルギー (ルミノシティ)、 T は温度、 n はニュートリノの数となり各エネルギーのニュートリノの数がわかるようになっている。(ただし化学ポテンシャルは 0 としてある。)

5.2.5 地球に届くニュートリノの数

超新星爆発の地点から地球までどのくらいのニュートリノが届くのかを立体角を使って求める。距離 S' [cm] の地点に超新星爆発があるとすると超新星爆発から出るニュートリノの数を n 、地球に届くニュートリノの数を n' とすると

$$n' = n \div 4\pi S'^2 [\text{個}/\text{cm}^2] \quad (49)$$

となる。ここで単位を $[\text{個}/\text{cm}^2]$ にしたのは次節で水とニュートリノの各反応の断面積をかける際、断面積の単位が $[\text{cm}^2]$ でちょうど打ち消すことができるためである。

5.2.6 反応断面積

水とニュートリノの各反応には3章で説明した通りそれぞれ異なった断面積があり図21のようになる。これを地球に飛んできたニュートリノの数にかけることで単位面積[cm^2]当たりの検出数にする。ここで私が使った断面積は水分子1個に対する断面積なのでこれにそれぞれの反応で使われる電子、陽子、原子核の数をかけてやることでその検出器で検出できる数にしてやる。

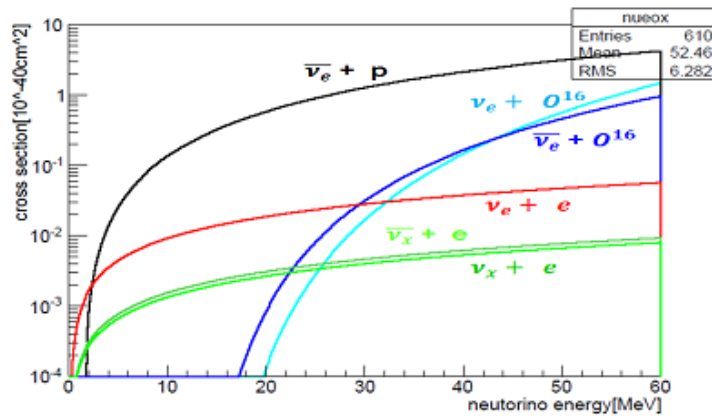


図 21 主な水とニュートリノの反応断面積

5.3 シミュレーション結果

上記のシミュレーション内容で、検出器、距離、反応等を様々変えたパターンでシミュレーションしたので以下に報告する。

5.3.1 EGADS、ベテルギウス

まず超新星モデルを SUWA モデルと Wilson モデル、検出器を EGADS、距離を 200pc(ベテルギウス)でのシミュレーションを行った。まず超新星モデルだが、爆発地点での電子ニュートリノ、反電子ニュートリノのルミノシティは図22で横軸はコアバウンス時を $t=0s$ としてある。

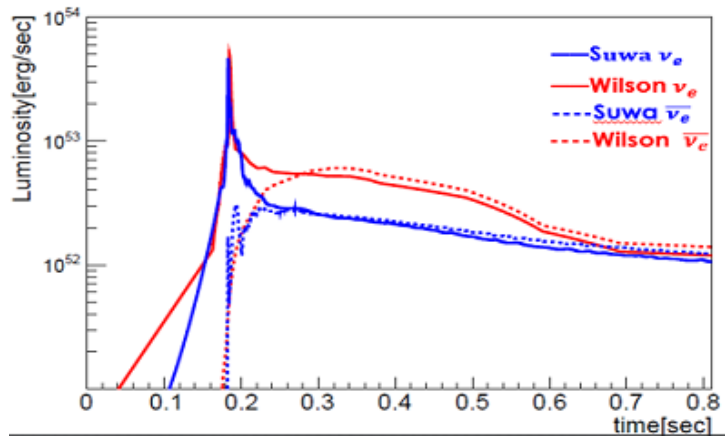


図 22 SUWA モデルと Wilson モデルのルミノシティ

これを 0.001sec ごとのニュートリノのエネルギースペクトルに変える。図 23 はコアバウンス後 0.250sec の時の電子ニュートリノのエネルギースペクトルであり、これを 0~0.7sec まで 0.001sec 毎にすべて計算する。

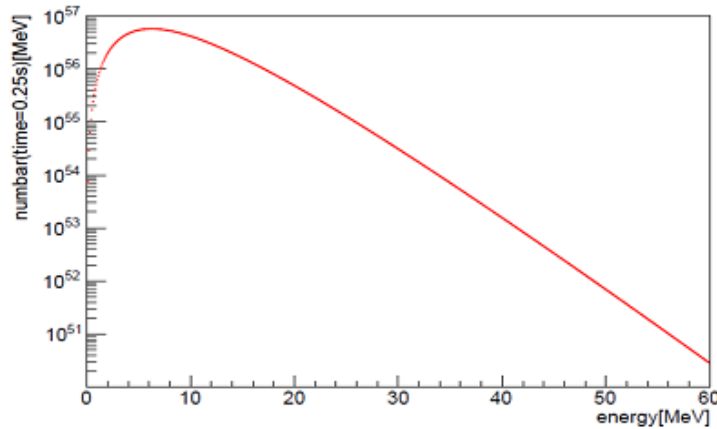


図 23 $t=0.250s$ の時の電子ニュートリノのエネルギースペクトル

次にこのシミュレーションで用いた反応断面積だが、今回は逆ベータ崩壊と弾性散乱の反応についての検出数を求めるため図 21 の反応断面積を使った。

以上に検出器の大きさ 200 トン (有効体積 100 トン)、距離 200pc を考慮して検出数を求めると図 24 のようになる。このシミュレーションではニュートリノのエネルギー閾値は 5MeV として計算した。

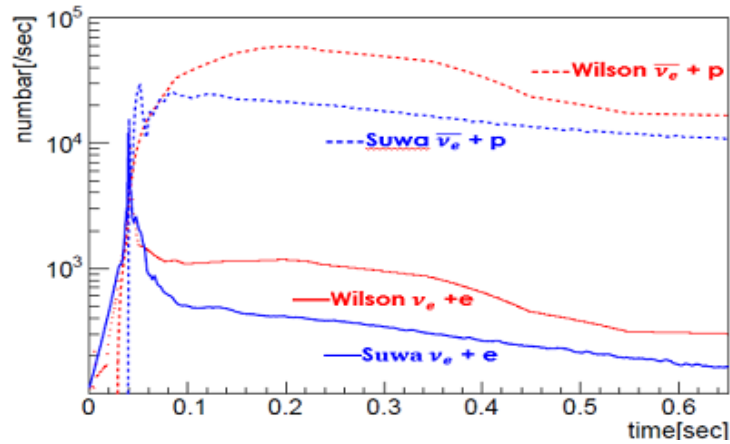


図 24 検出数：縦軸 検出数：横軸 時間

図 24 を時間 0s~0.7s で積分すると検出数は

SUWA モデル逆ベータ崩壊	8362
Wilson モデル逆ベータ崩壊	18446
SUWA モデル弾性散乱	218
Wilson モデル弾性散乱	439

表 2

表 2 となる。

この結果からわかるのは SUWA モデルと Wilson モデルでは検出数に差が出る、また逆ベータ崩壊と弾性散乱の反応ではかなり差が出て弾性散乱の反応は逆ベータの崩壊の反応に埋もれてしまうということである。このモデルでの検出数の差の原因としては前述したように Wilson モデルの方は 1 次元、SUWA モデルの方は 2 次元で爆発させているため Wilson モデルの方はルミノシティも高くまた平均エネルギーも高くなっているためこのような差がでると考えられる。

次に逆ベータ崩壊と弾性散乱の検出数の差についてだが、ここで考えなければいけないのは 2.4 節で述べた通り、普通の水チェレンコフ検出器では二つの反応を区別するのが難しいということと、弾性散乱の反応は方向依存性があるので超新星爆発の方向が分かるのでこの反応を見たいということだ。

そこで今回このシミュレーションに用いた EGADS という検出器の特性がきいてくる。

前述した通り EGADS にはガドリニウムが溶かしてありそれによって逆ベータ崩壊反応を検出してやることができる。現在 EGADS では約 80% の逆ベータ崩壊反応を区別することができるかとされている。今回はまず弾性散乱の反応のバックグラウンド事象となっている逆ベータ崩壊反応を 80% 減少させてみると図 25 のようになる。

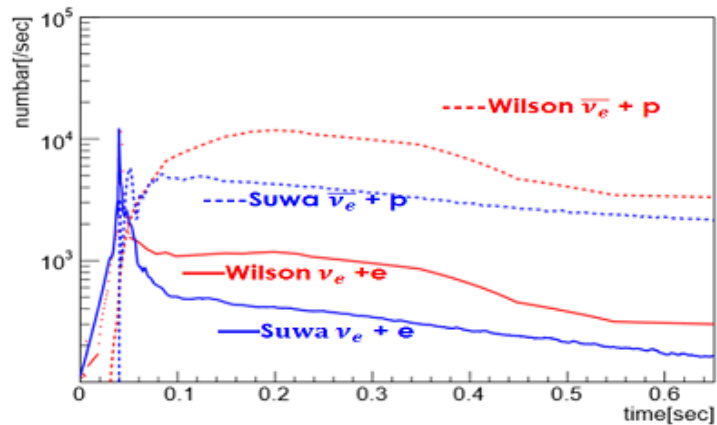


図 25 逆ベータ崩壊反応 80% タグ後検出数：縦軸 検出数：横軸 時間

図 25 を時間 0s~0.7s で積分すると検出数は

SUWA モデル逆ベータ崩壊	1672
Wilson モデル逆ベータ崩壊	3689
SUWA モデル弾性散乱	218
Wilson モデル弾性散乱	439

表 3

表 3 となる。

図 25、表 3 を見ると確かにかなりの逆ベータ崩壊反応の数を減らすことができたが全体で見るとまだ弾性散乱の反応はバックグラウンドに埋もれてしまう。

そこで今度は図 26 のように電子ニュートリノの検出数のピークがある中性子化バースト付近の時間 (0 ~ 0.08sec) で差を見る。

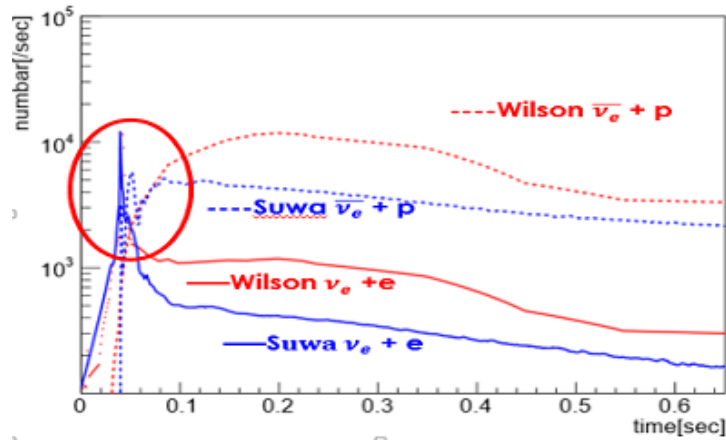


図 26 中性子化バーストの位置

ここからはより中性子化バーストのはっきりしている SUWA モデルを見ていく。
 0~ 0.08sec を積分すると

SUWA モデル逆ベータ崩壊	733 個
SUWA モデル弾性散乱	106 個

表 4

表 4 のようになる。これでもまだバックグラウンドに埋もれてしまっているのが、次にニュートリノの方向に対して見る。当然弾性散乱の反応は方向依存性を持つため超新星のある方向に多く検出されるはずである。今回は弾性散乱と逆ベータ崩壊の検出数に対してそれぞれの反応に対する乱数を振ってくれるツールを使って方向に対する検出数を求めた。

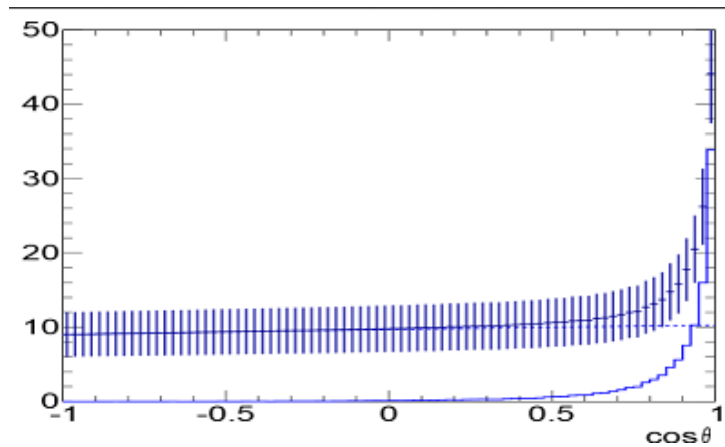


図 27 方向に対する検出数；縦軸：検出数；横軸：方向
 実線：弾性散乱；点線：逆ベータ崩壊；クロス線：合計検出数

図 27 で実線が弾性散乱、点線が逆ベータ崩壊、クロス線が合計の検出数となっている。ここで横軸だがこれは $\cos\theta$ で $\cos\theta = 1$ が超新星爆発が起こった方向を示している。この図 27 において $\cos\theta \geq 0.8$ 、または $\cos\theta \geq 0.9$ をとると

逆ベータ崩壊	82 個
弾性散乱	84 個

表 5 $\cos\theta \geq 0.8$

逆ベータ崩壊	41 個
弾性散乱	68 個

表 6 $\cos\theta \geq 0.9$

表 5、表 6 からわかるように、超新星爆発の方向に限ったところで中性子化バーストの時間を見てやると弾性散乱の検出数が逆ベータ崩壊反応の検出数より多くなることがわかる。つまり中性子化バーストの時間では弾性散乱の超新星の方向をむいた反応が多くなる。つまり超新星爆発の方向のニュートリノを見ることで中性子化バーストの時間を高い効率で取得することができると思われることが分かった。

まとめるとこのシミュレーションでわかったことは、もしベテルギウスで超新星爆発が起きたとき EGADS では Wilson モデル、SUWA モデルで弾性散乱反応の検出数が 439 個、218 個、逆ベータ崩壊反応の検出数が 18446 個、8362 個と十分検出可能であるということ、そして SUWA モデルにおいて中性子化バーストの時間 (0~0.08s) でガドリニウムの中性子捕獲により逆ベータ崩壊と弾性散乱の反応を区別し、 $\cos\theta > 0.9$ をとると弾性散乱 68 個、逆ベータ崩壊 41 個となり中性子化バーストを高い効率で取得できることだ。本結果は重力波との相関研究 *SKE* に使用され、その結果は論文 [15] にまとめられた。(付録参照)

5.3.2 スーパーカミオカンデ、銀河中心

今度は検出器はスーパーカミオカンデ、超新星爆発までの距離を銀河中心にして行う。今回は電子ニュートリノと反電子ニュートリノの反応だけでなくミューニュートリノ、タウニュートリノについても、さらに逆ベータ崩壊反応、弾性散乱反応だけでなく酸素原子核との反応についてもシミュレーションを行った。現在酸素原子核とニュートリノの反応については逆ベータ崩壊や弾性散乱と比べるとまだ不確定な部分が多く現在でも研究が進められている。このシミュレーションでは Artur Ankowski が計算した断面積を使用している。[6]

まず内容は、Wilson モデル図 18、スーパーカミオカンデ (有効体積 32.48k トン)、銀河中心 (10kpc) である。

最初に弾性散乱と逆ベータ崩壊の検出数について見ていく。注意だがこのシミュレーションの弾性散乱の検出数には電子ニュートリノだけでなくミューニュートリノ、タウニュートリノと電子の弾性散乱も含まれている。

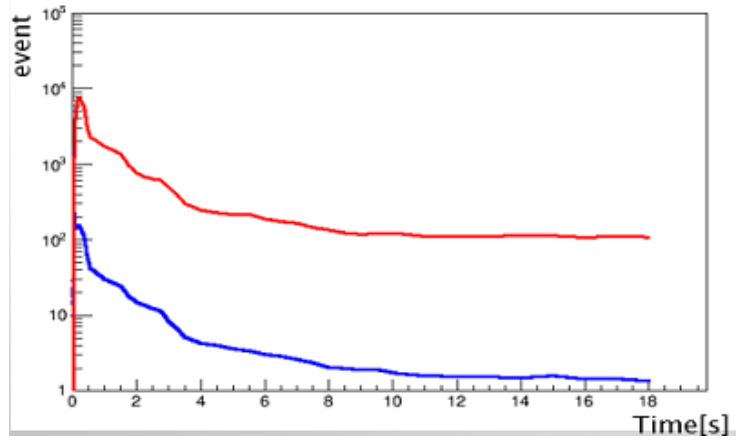


図 28 検出数

青線：弾性散乱；赤線：逆ベータ崩壊

図 28 を積分すると、

逆ベータ崩壊	7569 個/18sec
弾性散乱	217 個/18sec

表 7

と表 7 のようになる。

次に酸素原子核とニュートリノの反応による検出数を見ていく。今回使った Ankowski の計算した断面積 [5] は図 29 である。

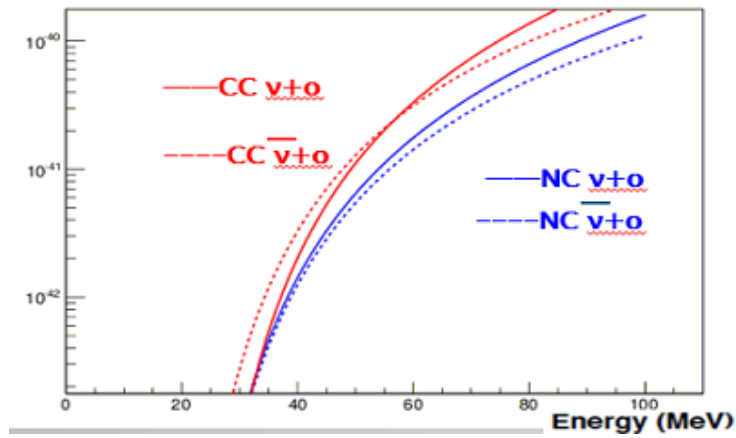


図 29 反応断面積
 青線：中性カレント反応；赤線：荷電カレント反応
 実線：ニュートリノ；点線：反ニュートリノ

これを用いて検出数を計算した。
 まず酸素原子核との荷電カレント反応では、

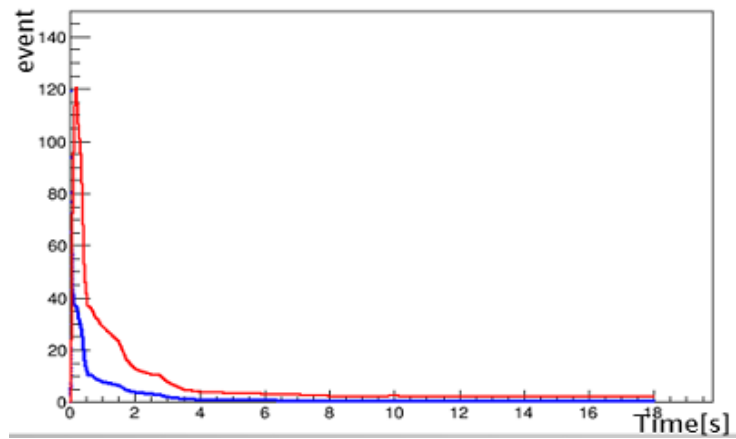


図 30 検出数
 青線：電子ニュートリノ；赤線：反電子ニュートリノ

図 30 を積分すると

電子ニュートリノ	38 個/18sec
反電子ニュートリノ	128 個/18sec

表 8

と表 8 の結果になった。この電子ニュートリノと反電子ニュートリノの検出数の差は図 29 を見るとニュートリノのエネルギーの低いところでの断面積は反電子ニュートリノのほうが大きくなっており、超新星爆発からのニュートリノはその断面積が大きくなっているあたりのエネルギーのものが多いとからだと考えられる。次に酸素原子核との中性カレント反応では図 31 のようになる。

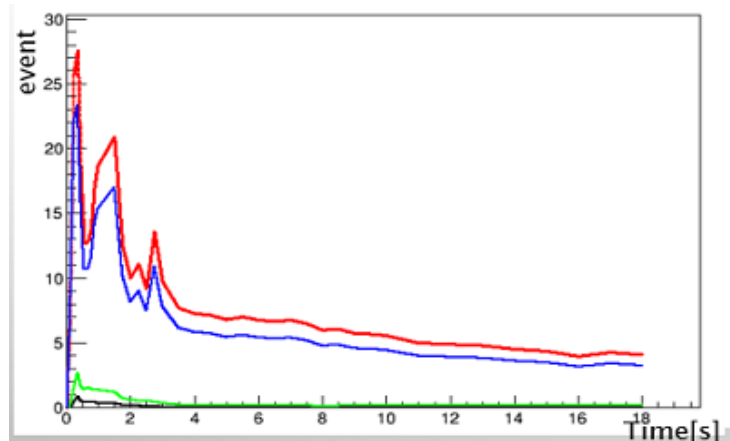


図 31 検出数

黒線：電子ニュートリノ；緑線：反電子ニュートリノ

赤線：ミューまたはタウニュートリノ；青線：反ミューまたは反タウニュートリノ

ここで注意だが Wilson モデルではミューニュートリノとタウニュートリノは同じものとして出てくる。なので検出結果はミューニュートリノ、タウニュートリノ単独の検出数である。

図 31 を積分すると

電子ニュートリノ	1 個/18sec
反電子ニュートリノ	5 個/18sec
ミューまたはタウニュートリノ	127 個/18sec
反ミューまたは反タウニュートリノ	103 個/18sec

表 9

と表 10 の結果になった。この結果で注目するのはミューニュートリノとタウニュートリノの検出数が多いことだ。この原因は図 18 を見るとわかるようにミューニュートリノとタウニュートリノの平均エネルギーが高いためだと考えられる。このためエネルギーの高い領域では断面積が大きくなっているのでミューニュートリノとタウニュートリノは検出することができる。

これらの結果をまとめると

弾性散乱	217 個/18sec
逆ベータ崩壊	7569 個/18sec
酸素原子核との中性カレント反応	464 個/18sec
酸素原子核との荷電カレント反応	166 個/18sec

表 10 10kpc、SK での検出数

となった。過去の Kolbe らのシミュレーション結果では中性カレント反応では同条件で異なる断面積を用いたシミュレーションでは検出数 360 個であった。[7]、これと比較すると今回 Ankowski が新しく計算した反応断面積では 464 個検出できるという結果になり、超新星爆発からのニュートリノを検出すると酸素原子核との中性カレント反応の数はもっと多いのではないかと考えられる。これを確かめるには実際に超新星爆発が起きニュートリノ信号を取得することで結論が出る。

5.3.3 エネルギー分解能

次にこの検出のシミュレーションをより実際の結果に近づけるために検出器のエネルギー分解能を入れる。この検出器のエネルギー分解能は今までのシミュレーションでは、例えば逆ベータ崩壊で 10MeV のニュートリノが反応すれば 10MeV の陽電子が検出され

ることになっていたが実際はそうではなく 10MeV のニュートリノが来るとガウス関数に従う形でエネルギーが変化する。この重要なところはそれぞれ検出器にはエネルギー閾値がありその閾値以下の反応はカウントされない。私のシミュレーションではエネルギー閾値を 5MeV に設定しているが、例えば 4MeV のニュートリノが飛んできた場合でも反応後に 5MeV を超えることもあれば 10MeV のニュートリノが飛んできて反応後には 5MeV 以下になっているかもしれないためこのエネルギー分解能はシミュレーションの精度を向上させるためにも重要である。

今回このスーパーカミオカンデのエネルギー分解能で使うガウス関数は平均を μ 、分散を σ^2 とすると

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (50)$$

ここで、スーパーカミオカンデのエネルギー分解能は

$$\sigma(E) = 0.0536 + 0.5200\sqrt{E} + 0.0458E \quad (51)$$

で表される。[14] これを用いてシミュレーションを行った結果、

分解能なし	7552 個/18sec
分解能あり	7542 個/18sec

表 11 Wilson モデル、10kpc、SK での逆ベータ崩壊反応検出数

と表 11 のように多少であるが差が見られるようになった。

5.3.4 ニュートリノ振動入りシミュレーション

超新星爆発からくるニュートリノにはニュートリノ振動が起き超新星爆発で発生したニュートリノとは違うフレーバーのニュートリノが地球に届く可能性がある。よってニュートリノ振動の効果を入れシミュレーションを行う。

今回も Willson モデル、距離が 100kpc、検出器スーパーカミオカンデを用いてシミュレーションした。前章で説明した通り、ニュートリノ振動は質量の固有状態の順階層と逆階層で異なっている、また超新星爆発から放出される際、恒星内を断熱的に進むか非断熱的に進むかでも変わってくる。よって 4 通りのニュートリノ振動を用いてシミュレーションした。

逆ベータ崩壊	8832 個/18sec
弾性散乱・電子ニュートリノ	220 個/18sec
弾性散乱・反電子ニュートリノ	58 個/18sec
弾性散乱・ミュー+タウニュートリノ	57 個/18sec
弾性散乱・反ミュー+反タウニュートリノ	56 個/18sec
弾性散乱・合計	391 個/18sec
荷電カレント・電子ニュートリノ	234 個/18sec
荷電カレント・反電子ニュートリノ	83 個/18sec
中性カレント・電子ニュートリノ	127 個/18sec
中性カレント・反電子ニュートリノ	36 個/18sec
中性カレント・ミュー+タウニュートリノ	128 個/18sec
中性カレント・反ミュー+タウニュートリノ	175 個/18sec

表 12 順階層、断熱

逆ベータ崩壊	8832 個/18sec
弾性散乱・電子ニュートリノ	199 個/18sec
弾性散乱・反電子ニュートリノ	58 個/18sec
弾性散乱・ミュー+タウニュートリノ	61 個/18sec
弾性散乱・反ミュー+反タウニュートリノ	56 個/18sec
弾性散乱・合計	373 個/18sec
荷電カレント・電子ニュートリノ	103 個/18sec
荷電カレント・反電子ニュートリノ	103 個/18sec
中性カレント・電子ニュートリノ	88 個/18sec
中性カレント・反電子ニュートリノ	36 個/18sec
中性カレント・ミュー+タウニュートリノ	167 個/18sec
中性カレント・反ミュー+タウニュートリノ	175 個/18sec

表 13 順階層、非断熱

逆ベータ崩壊	11676 個/18sec
弾性散乱・電子ニュートリノ	199 個/18sec
弾性散乱・反電子ニュートリノ	70 個/18sec
弾性散乱・ミュー + タウニュートリノ	61 個/18sec
弾性散乱・反ミュー + 反タウニュートリノ	52 個/18sec
弾性散乱・合計	381 個/18sec
荷電カレント・電子ニュートリノ	161 個/18sec
荷電カレント・反電子ニュートリノ	233 個/18sec
中性カレント・電子ニュートリノ	87 個/18sec
中性カレント・反電子ニュートリノ	102 個/18sec
中性カレント・ミュー + タウニュートリノ	168 個/18sec
中性カレント・反ミュー + タウニュートリノ	108 個/18sec

表 14 逆階層、断熱

逆ベータ崩壊	8832 個/18sec
弾性散乱・電子ニュートリノ	199 個/18sec
弾性散乱・反電子ニュートリノ	58 個/18sec
弾性散乱・ミュー + タウニュートリノ	61 個/18sec
弾性散乱・反ミュー + 反タウニュートリノ	56 個/18sec
弾性散乱・合計	373 個/18sec
荷電カレント・電子ニュートリノ	161 個/18sec
荷電カレント・反電子ニュートリノ	82 個/18sec
中性カレント・電子ニュートリノ	88 個/18sec
中性カレント・反電子ニュートリノ	36 個/18sec
中性カレント・ミュー + タウニュートリノ	168 個/18sec
中性カレント・反ミュー + タウニュートリノ	175 個/18sec

表 15 逆階層、非断熱

となった。ニュートリノ振動の効果を考えないときとくらべ逆ベータ崩壊と弾性散乱の検出数は増えることが分かる。またニュートリノのフレーバーによって反応断面積の変わ

らない酸素原子核との中性カレント反応ではそれぞれのフレーバーでの検出数は変わるものの検出数の合計は変わらないことが分かる。

6 まとめと議論

本論文では超新星爆発からのニュートリノを水チェレンコフ検出器でどの程度検出できるのかをシミュレーションし、水とニュートリノの様々な反応での検出数を見積もり、その結果による考察を行った。

まずはベテルギウスで超新星爆発が起きたときの EGADS での検出について、ベテルギウス程度の近い星で超新星爆発が起これば、SUWA モデルにおいては EGADS のような小さな検出器でも弾性散乱反応 218 個、逆ベータ崩壊反応 8362 個と十分ニュートリノを検出してやるができるということ、さらに EGADS の特徴でもあるガドリニウムを溶かしたことによる逆ベータ崩壊反応と弾性散乱の反応が区別できるというのを生かし超新星爆発の方向のニュートリノを見てやることで中性子化バーストの時間では弾性散乱反応 68 個、逆ベータ崩壊反応 41 個となり中性子化バーストで放出すると考えられる、方向に感度がある電子ニュートリノ事象を効率よく取得できることがわかった。

次に酸素原子核との反応による検出について銀河中心で超新星爆発が起こった時にスーパーカミオカンデでの検出数をシミュレーションした。酸素原子核とニュートリノの反応を見ると中性カレント反応では電子ニュートリノや反電子ニュートリノの検出数が 1 個と 5 個に対してミューニュートリノやタウニュートリノが 127 個、反ミューニュートリノや反タウニュートリノが 103 個とほとんどの割合をしめている。これはミューニュートリノやタウニュートリノは平均エネルギーが高いことが影響しており、また本論文で用いた断面積を用いると過去のデータよりもっと多くの検出数があるということがシミュレーションの結果から考えられる。次にニュートリノ振動を考える検出についてはニュートリノの質量の固有状態には順階層と逆階層が存在し、それによって検出数に違いがでることがわかった。ニュートリノ振動が起きると逆ベータ崩壊と弾性散乱の数は増えるが酸素原子核との中性カレント反応の検出数はニュートリノ振動によらず一定の数を検出できることがわかった。このシミュレーションによって実際超新星爆発からのニュートリノを捕えたとき各反応の検出数を調べることによってニュートリノの質量の固有状態の決定について役立つと期待される。

本論文では 2 つの超新星モデルについてシミュレーションを行ったが他にも多くの超新星モデルが存在する。次の研究としては、超新星モデルにもまだ理解されていないところが多くありどのモデルが正しいのかわかっていないためこのシミュレーションを様々なモデルで行い、実際超新星爆発が起きたときに比較することでどのモデルが正しいのかを示す

ことができると期待される。

付録

SKE

超新星爆発からのニュートリノと重力波の相関の研究を行っている研究グループ。ニュートリノと重力波、そして理論を専門に研究している人たちが集まり超新星爆発からのニュートリノと重力波にはどんな相関があるのかを研究している。

図 32 は研究結果の一つで超新星が回転しているかないかによってニュートリノと重力

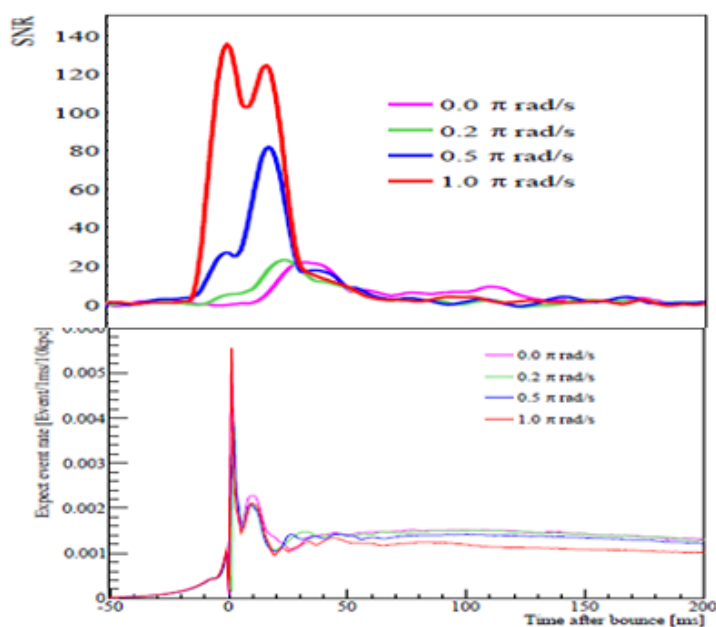


図 32 上：重力波；下：ニュートリノ

波がどのように違っているかを表したものである。図 32 を見るとわかるようにニュートリノの方は超新星の回転にはあまり影響がなくどれも同じ時間にフラックスのピークを持っているが、重力波の方では速く回転している方がより早くピークが訪れる。そして $1.0\pi rad/s$ で回転しているものはニュートリノのピークより速く重力波のピークが来ることがわかる。よってニュートリノと重力波のピークの位置を見てやることで超新星が回転しているのか否か判明する。[15]

KAGRA

KAGRA はスーパーカミオカンデと同じ神岡鉱山に建設中の大型低温重力波望遠鏡である。SKE でもこの検出器をメインに扱っている。レーザー干渉計の基線長が 3km あり、神岡の低い地面振動やレーザーの反射鏡を冷却することで重力波検出のノイズとなる振動を小さくしてより高い精度で重力波が検出できるようになっている。しかし重力波の検出は単独の検出器ではどの方向から来たかわからないのでアメリカの LIGO, イタリアの VIRGO と協力することで超新星の方向を割り出すことができる。



図 33 KAGRA

参考文献

- [1] 池田一得 修士論文「スーパーカミオカンデにおける超新星爆発ニュートリノバースト探索」
- [2] Shoichi YAMADA "My Personal" Overview of Core-Collapse Supernovae Theory(2013)
- [3] 山口竜太 修士論文「Gd を添加したスーパーカミオカンデ検出器の中性子検出効率の評価」
- [4] 「検出器の中での太陽ニュートリノ相互作用」,[online]www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/nuint.html(2010)
- [5] Alessandro Strumia and Francesco Vissani "Precise quasielastic neutrino/nucleon cross section"(2003)
- [6] Spectral function model (Ankowski et al. PRL 108, 052505 (2012))
- [7] Kolbe.et.al (1997)
- [8] Z.Maki,M.Najagawa,and S.Sakata,Prog.Theor.Phys.28,870(1962)
- [9] 「超新星ニュートリノとニュートリノ振動」,[online]http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/sakemi/snWS/slide/yoshihara.pdf
- [10] 「我々は何を知っているか」,[online]t2k-experiment.org/ja/neutrinos/oscillations-today/
- [11] Smirnov.et.al PhysRevD.62.033007(2000)
- [12] Totani,K.Sato,H.E.Dalhed and J.R.Wilson,ApJ.496(1998)216
- [13] Yudai Suwa THE ASTROPHYSICAL JOURNAL,764:99(19pp) (2013)
- [14] 'Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande I' Physical Review D 73,112001(2006)
- [15] T.Yokozawa et al.,arxiv:1410.2050v1(2014)

謝辞

本論文を書くにあたり、この大学と大学院の間私に関わってくれた全ての人にお礼を申し上げます。

指導教官である小汐由介先生、小汐先生が岡山大学に来られて初めての学生が私でした。私は4年生の時にこの宇宙物理学の分野に移ってきて大学院に入りまだ何もわからない状態で小汐先生の元につき本当に先生は大変だったと思います。そんな私にも基本からきちんと教えていただき、M1の時は日本全国様々な場所の研究会に参加させていただきこの宇宙の分野を理解させてくれました。また学会の発表の時もギリギリまでスライドや内容などの確認に付き合ってもらい本当に感謝しております。私は課題とかギリギリだったり遅れたりして先生に迷惑をかけたりとなかなか手のかかる学生でしたが見捨てず優しく指導してくれました。私が言うのもなんですが最初が私のような学生だったのでこれより手のかかるやつはなかなかいないと思うのでこれから先も小汐先生は安心して学生とやっているとしたいと思います。本当にお世話になりました、ありがとうございました。

作田誠先生は学部4年の時、事情で研究室を移るとき作田先生の研究室にあたたかく迎え入れてくださって本当に感謝しています。今こうして岡山大学で修士論文を書けるまでになったのはあの時入れていただいた作田先生のおかげです。大学院になって研究室は変わりましたが学生部屋は変わらなかったのも先生はたまに訪れて研究の進展など気にしてくださったり、就職活動の時はいろいろお世話してもらいました。私の就職が決まったのはほとんど作田先生のおかげのようなもので本当にありがとうございました。

石野宏和先生には学部4年の時、4年生のゼミでお世話になりました。私が宇宙物理学の分野で最初に勉強したのが石野先生のゼミでの一般相対性理論で本当に難しかったですがあれで宇宙について少しだけ理解できました。またゼミの最後で出されていた頭を使う問題も楽しかったです。本当にありがとうございました。

野原実先生は4年の時私が困っているときに相談に乗っていただき、そして本当にお世話をかけました。あの時野原先生には感謝してもしきれないくらいです。本当にお世話になりました、ありがとうございました。

SKEでは大阪市立大学のみなさんそして京都大学の諏訪さんと毎週テレビ会議をしたり実際集まって議論したりとこの大学院の研究生活でずっと関わっていただきました。

神田先生には自分の大学の学生ではないにも関わらず色々とニュートリノのことでご指導いただいたり意見をくださったり本当にお世話になりました。大阪市立大学で集中講義を受けさせていただいた時も快く受け入れてくださり、飲み会にも参加させていただきまして本当にありがとうございました。

諏訪さんにはすごく色々教えていただきました。本や論文を読むだけでは分からなかったことが諏訪さんの話で分かることができたり、質問したら何でも素早く回答していただき本当にありがとうございました。諏訪さんを見て私は世の中には本当にすごい人がいるなと思いました。お世話になりました。

横澤さんには本当にお世話になりました。学会では会場でスライドを見ていただきアドバイスをくださったり、ニュートリノ検出のプログラムも見ていただいたりと本当にありがとうございました。研究以外にも楽しくお話しさせていただいて本当に楽しかったです。

浅野君は出会えて本当によかったです。SKE の同級生で人見知りな私をすぐ友達にしてくれて、研究の話だとか就活の話、ゲームの話などいろいろして本当に違う大学の人とは思えないくらい仲良くしてもらいました。SKE でずっとやってこれたのも浅野君がいたのがすごく大きかったです。本当にありがとうございました。

その他 SKE で関わってくれた方々本当に感謝いたします。

神岡では EGADS の建設や FS コースやファーストシフトなどで色々な人にお世話になりました。英語ができない私にもファーストシフトの時良くしてくださったホセさん、ジェーンさん、その他たくさんの人本当にありがとうございました。

研究室のみなさんとは本当に長いこと一緒に生活してきて本当にお世話になりました。

秘書の久保田さんは様々な事務の手続きもお世話になりましたし、世間話もしたりして楽しかったです。ありがとうございました。

秘書の筒井さんはあまりお話しはできませんでしたが本当に仕事が早く出張手続とかもすべてやってもらって本当にお世話になりました。

途中で神戸大学に行かれた矢野先生にもお世話になりました。本当に学生の面倒見がよく J-PARC に行ったときには色々案内してもらって本当にありがとうございました。

樹林さんは時々お菓子作ってきてくれて学生の部屋においてくれました。とてもおいしかったです、ありがとうございました。

D3 の森さんは毎日朝早くから夜遅くまで研究室にいて本当にすごいなと思ってました。EGADS の建設の時はタンク内などを案内してもらったりと本当にありがとう

ございました。

D1の王さんは私がこの研究室に来た時からすぐに仲良くしてもらって、先輩とは思えないくらいの付き合いでした。そんな感じなのに研究の方ではものすごく知ってたり英語ペラペラだったり、私も何度も何度も助けてもらいました。私が研究で困ってるとものすごく心配してくれて手伝ってくれ、この修論を書いているときも何回も助けられました、本当にありがとうございました。また研究以外でもカラオケ行ったりゲームしたりワールドカップ見たりいろんなことをしてきましたが本当に楽しかったです。この研究室に王さんがいて本当によかったです、お世話になりました、ありがとうございました。

M1の福田君、白髭君、喜田君は来年大変だと思いますが頑張ってください。いろいろと研究室で関わってくれてありがとうございました。

4年の萩原君、永田君、舟木君、岡さん、横田君は進学する人も就職する人もいると思いますがこれから頑張ってください。特に院に進む萩原君、永田君、舟木君は個性豊かなのでこれから研究室を盛り上げていってください。見本にはならない先輩ですが仲良くしてくれてありがとうございました。

同期のみなさん大学院まで含めると6年間お世話になりました、ありがとうございました。

山田君は一緒に学生部屋で研究してきて、4年の時なんかは色々教えてくれてありがとうございました。車でご飯連れて行ってくれたり買い出し行ったり色々共に同じ部屋で頑張ってくれてよかったです。

藤戸君は大学に入って初めての友達で1年生の時から授業やテストと一緒に受けてきて色々乗り越えてきました。大学院まで一緒に来れてよかったですありがとう。川部君はよくご飯行ったり遊んだりして大学生活よく一緒にいました。学部の際はテスト勉強の時とか本当にお世話になりましたありがとう。

山川さんはテスト勉強やレポートの時本当にお世話になりましたありがとう。

大学院で大阪大学に行った太畑君は4年の時一緒に研究室で一緒に頑張っていました。ほんとにこんな面白い人間他にいないか？ぐらい面白くてすぐ仲良くなれて大学が変わっても学会で会って飲みに行ったりと本当楽しかったです。博士に行くとき聞いていたのでこれからも頑張ってください応援してます。

水上君は私が大学で出会って6年間本当に一番付き合ってきた友達です。彼がいなかったらおそらく大学院に入っていないし大学も卒業できていたかわからないくらいです。互いに相談したり二人で飲みに行ったりして本当に言葉では表せないくらい感謝しています。本当にありがとう。

岡本君は高校からの付き合いでもう9年になります。大学入試から修論まで全てのことを一緒に乗り越えてきました。この修論を書いているときも互いに励ましあって本当に助けられました。岡本君がいるこの研究室に来てほんとうに良かったです。俺の冗談にも素早くつつこんでくれて本当に相棒のようでした。ほんとお世話になりましたありがとう。

最後に私を大学院まで行かせてくれた両親、そしていつも心配してくれていた祖父祖母たちに本当に感謝しています。ありがとうございました。

2015年2月9日 茅野 翼