

中性子星-中性子星合体残骸からの
r-process 元素崩壊による核ガンマ線の推定

埼玉大学 理工学研究科
物理機能系専攻 物理学コース
宇宙物理実験研究室

博士前期課程 2 年
学籍番号 18MP125

三輪 祐也

2020 年 2 月 4 日

概要

宇宙の Fe より軽い元素は恒星内部の核融合で合成されると知られているが、Fe より重い元素がどのように合成されたかという問題は、天体物理学の重要課題の一つである。Fe より重い元素の合成は大きく分けて s-process、p-process、r-process の 3 つの過程で合成され、中でも r-process は ^{209}Bi 以上の U や Th などの元素を合成できる唯一の過程である。r-process は中性子過剰状態で β -崩壊より中性子捕獲が優勢な場合に元素合成が急速に進む過程で、発生現場は中性子過剰環境が形成される中性子星-中性子星合体が候補とされている。しかし、未だ直接証拠は得られていない。中性子星-中性子星合体の残骸からは r-process で合成された不安定元素の放射性崩壊によって崩壊元素固有のエネルギーを持つ核ガンマ線がメガ電子ボルト帯域で放射される。放射された核ガンマ線は残骸が光学的に厚い時期はガスに吸収再放射され、エネルギーと放射量の情報を失うが、爆発後時間が経過し、光学的に薄い時期になると情報を保ったまま残骸を脱出できるため、この核ガンマ線を検出できれば、r-process 元素合成の直接的な証拠になるだけでなく、元素合成の環境に関する診断も行えるはずである。しかし、現在の観測では r-process 元素からの核ガンマ線を抑えることはできておらず、探査すべき核ガンマ線の不明瞭さや検出器感度の不足が問題となっている。

本研究では (1) 光学的に薄い時期の系内残骸の観測可能性が高い高 flux 核ガンマ線のリスト化、(2) その検出に向けた感度要求値を提示、(3) 未知の残骸の核ガンマ線による爆発当時の環境診断手法の提案を目的に、中性子星-中性子星合体の残骸から放出される核ガンマ線の放射量を計算した。r-process 元素合成データは Freiburghaus et al. 1999 [12] の断熱膨張モデルを使用し、元素合成に寄与した ejecta は $0.01 M_{\odot}$ または $0.05 M_{\odot}$ と仮定した。合成結果を元素崩壊データベース (JENDL/DDF-2015) にしたがって崩壊させ、中性子星合体後 10^6 年まで、核ガンマ線の時間発展を推定した。残骸の膨張速度による輝線のドップラーブロードニング効果は考慮するが、爆発直後の先行研究 Hotokezaka et al. 2016[29] よりも光学的に薄い残骸期を対象とするため、爆発直後の放射伝播は無視している。

結果、ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ 、地球-残骸距離 8000 pc、残骸年齢 ≈ 400 年以下の残骸からは NuSTAR によって ^{125}Sb (35.5 keV)、 ^{194}Os (43.1 keV)、 ^{227}Th (50.1 keV)、 ^{241}Am (74.7 keV) などの核ガンマ線の検出可能性があり、AMEGO(露光時間 10^6 秒) や e-ASTROGAM では、距離 4000 pc、年齢 ≈ 30 年の残骸から $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV) が検出可能性が示唆された。また、シェル型超新星残骸 G4.8+6.2 を距離 9–15 kpc、年齢 900 年程度の中性子星-中性子星合体残骸とする仮説 Liu et al. 2019[96] が正しければ、 ^{241}Am (59.54 keV)、 ^{243}Am (74.66 keV) などの検出可能性が高いが 10^{-8} ph/cm²/s 程度の感度が必要となることが分かった。将来衛星の輝線感度要求値は核ガンマ線検出が可能になる系内の中性子星-中性子星合体残骸の個数期待値が 1 となる輝線感度 $\approx 10^{-7}$ ph/cm²/s と算出した。未知の残骸の核ガンマ線による爆発当時の環境診断に関しては、r-process が発生する ejecta の中性子過剰度によって核ガンマ線が異なることに注目し、残骸からの 2 つの核ガンマ線 $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV)、 ^{85}Kr (513.9 keV) の比を取ることで爆発当時の中性子過剰度を推定する手法を提案した。

目次

第 1 章	序章	1
1.1	宇宙に存在する超重元素について	1
1.2	元素合成と崩壊	1
1.2.1	s-process	2
1.2.2	p-process	2
1.2.3	r-process	3
1.2.4	元素ごとの s-, p-, r-process からの供給割合	7
1.2.5	その他の元素合成過程	8
1.2.6	元素崩壊による核ガンマ線放出	11
1.2.7	元素崩壊過程の種類	12
1.3	中性子星-中性子星合体	16
1.3.1	中性子星	16
1.3.2	中性子星-中性子星連星	18
1.3.3	中性子星-中性子星合体	19
1.3.4	中性子星-中性子星合体残骸	22
1.4	核ガンマ線観測	26
1.4.1	稼働中の硬 X 線・ガンマ線 観測機器	26
1.4.2	将来計画	30
1.5	本研究の目的	33
第 2 章	核ガンマ線計算セットアップ	34
2.1	核ガンマ線計算の概要	34
2.2	元素合成計算	35
2.3	元素崩壊データベース	36
第 3 章	元素崩壊計算	37
3.1	ejecta 分布仮定	37
3.2	考慮する元素崩壊過程	38
3.3	元素崩壊計算アルゴリズム	39
3.4	ドップラーブロードニング効果	39
第 4 章	中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線推定結果	43
4.1	各 Ye の ejecta からの核ガンマ線	43
4.2	中性子星合体残骸からの核ガンマ線	46

4.2.1	核ガンマ線リストと最大 flux 核ガンマ線の時間発展	46
4.2.2	観測予想スペクトル	51
第 5 章	議論	53
5.1	太陽の r-process 元素組成比との比較	53
5.2	核ガンマ線の観測可能性	54
5.2.1	高 flux 核ガンマ線の観測可能性	54
5.2.2	中性子星-中性子星合体残骸候補 G4.8+6.2 の観測可能性	56
5.2.3	検出器ごとの核ガンマ線の観測可能性	58
5.3	将来検出器への輝線感度の要求値	60
5.4	核ガンマ線による残骸の環境診断	64
第 6 章	まとめ	67
第 7 章	付録	68
7.1	Ye ごとの ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	68
7.2	主要元素の崩壊図	77
参考文献		82

目次

1.1	核図表上にまとめた元素合成の過程	2
1.2	太陽の s-, p-, r-process によって合成された元素の組成比	3
1.3	O,Ne,Mg 核 ($8 M_{\odot}$ – $10 M_{\odot}$) の重力崩壊型超新星爆発の数値計算による Ye ごとの ejecta 分布と各 Ye の ejecta の質量割合	5
1.4	Fe 核 ($10 M_{\odot}$ 以上) の重力崩壊型超新星爆発の数値計算による Ye ごとの ejecta 分布と各 Ye の ejecta の質量割合	5
1.5	中性子星-中性子星合体の数値計算による Ye 位置分布と各 Ye の ejecta の質量割合	6
1.6	s-, p-, r-process による元素合成分配	8
1.7	ビッグバン元素合成による元素組成比	9
1.8	CNO サイクルの反応図	9
1.9	^{212}Bi の崩壊図	12
1.10	^{252}Cf の自発核分裂の確率密度図	14
1.11	放射性崩壊による元素の変化	15
1.12	中性子星の中性子縮退圧と重力の関係	16
1.13	様々な EOS での中性子星の半径 R と質量 M の関係	17
1.14	中性子星の内部構造	18
1.15	観測された中性子星-中性子星連星の中性子星の質量	18
1.16	中性子星-中性子星合体の ejecta の種類	19
1.17	中性子星-中性子星合体時の密度分布の概形	20
1.18	中性子星-中性子星合体時の熱エネルギー分布の概形	21
1.19	中性子星-中性子星合体残骸の時間発展の概要図	23
1.20	銀河系内の中性子星-中性子星合体残骸の距離と年齢による存在確率密度分布	25
1.21	INTEGRAL/SPI の全体図	27
1.22	INTEGRAL/SPI の輝線感度	28
1.23	NuSTAR の全体図	29
1.24	e-ASTROGAM の概要図	30
1.25	e-ASTROGAM の輝線感度	31
1.26	AMEGO 検出器の図	32
1.27	AMEGO の輝線感度	33
2.1	核ガンマ線計算の全体の流れ	35
2.2	r-process 元素合成計算の結果	36
3.1	中性子星-中性子星合体を想定した元素崩壊前の初期質量	38

3.2	膨張速度と熱運動によるドップラーブロードニング効果	40
3.3	中性子星-中性子星合体残骸の半径と膨張速度	41
3.4	ドップラーブロードニング効果による検出器エネルギー分解能 1bin あたりの flux 低下	42
4.1	Ye ごとの高光度の核ガンマ線 flux の時間発展	45
4.2	中性子星-中性子星合体の最も絶対光度が大きい核ガンマ線の flux	47
4.3	中性子星-中性子星合体の最も絶対光度が大きい >80 keV の核ガンマ線と <80 keV の核ガンマ線の flux	48
4.4	観測予想核ガンマ線	52
5.1	太陽の r-process 元素の組成比と中性子星-中性子星合体による r-process 元素の比較	54
5.2	中性子星-中性子星合体残骸からの絶対光度が最も大きい核ガンマ線 (<80 keV) の flux と各検出器の輝線感度比較	55
5.3	中性子星-中性子星合体残骸からの絶対光度が最も大きい核ガンマ線 (>80 keV) の flux と各検出器の輝線感度比較	56
5.4	中性子星-中性子星合体残骸の候補 G4.8+6.2 の観測予想スペクトル	57
5.5	中性子星-中性子星合体残骸の候補 G4.8+6.2 の観測予想スペクトル	58
5.6	検出器ごとの核ガンマ線が観測可能な残骸の条件	60
5.7	核ガンマ線を検出可能な系内残骸の距離と年齢の条件	61
5.8	系内残骸の位置と年齢による存在確率密度分布	62
5.9	将来衛星の達成感度による核ガンマ線が検出できる残骸の個数期待値	63
5.10	将来衛星の達成感度による核ガンマ線が検出できる残骸の個数期待値 (log スケール)	63
5.11	Ye ごとの $^{137}\text{Ba}_m$ (661.7 keV)、 ^{85}Kr (513.9 keV) の flux 比	65
5.12	爆発イベントごとの $^{137}\text{Ba}_m$ (661.7 keV)、 ^{85}Kr (513.9 keV) の flux 比	66
7.1	^{95}Nb (765.8 keV) の崩壊経路	77
7.2	^{125}Sb (427.8 keV) の崩壊経路	78
7.3	^{137m}Ba (661.6 keV) の崩壊経路	78
7.4	^{241}Am (59.54 keV) の崩壊経路	79
7.5	^{243}Am (74.66 keV) の崩壊経路	79
7.6	^{126}Sn (87.56 keV) の崩壊経路	80
7.7	^{129}I (39.57 keV) の崩壊経路	80

表目次

1.1	1 銀河あたりの NSM 発生回数	25
1.2	INTEGRAL/SPI の性能	27
1.3	NuSTAR の性能	29
1.4	e-ASTROGAM の性能	31
1.5	AMEGO の性能	32
3.1	核ガンマ線計算で考慮している崩壊タイプ	38
4.1	各 Ye の ejecta からの最も絶対光度が大きい核ガンマ線	44
4.2	中性子星-中性子星合体の最も絶対光度が大きい核ガンマ線	46
4.3	中性子星-中性子星合体の最も絶対光度が大きい 80 keV 以下の核ガンマ線と 80 keV 以上の核ガンマ線	48
4.4	中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線	50
5.1	中性子星-中性子星合体残骸の候補 G4.8+6.2 の観測予想核ガンマ線	57
5.2	中性子星-中性子星合体残骸の候補 G4.8+6.2 の観測予想核ガンマ線	58
5.3	ejecta の Ye ごとの高 flux 核ガンマ線	64
7.1	Ye=0.10 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	69
7.2	Ye=0.15 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	70
7.3	Ye=0.20 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	71
7.4	Ye=0.25 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	72
7.5	Ye=0.30 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	73
7.6	Ye=0.35 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	74
7.7	Ye=0.40 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	75
7.8	Ye=0.45 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線	76

第 1 章

序章

1.1 宇宙に存在する超重元素について

ビッグバン直後は H、He、少量の Li しか存在していなかったが、現在の宇宙には様々な元素が存在している。それらがどこでどのように合成されたかという問題は、天体物理学の重要な課題の一つである。最も安定な Fe までの元素の多くは恒星内部の核融合で合成され、Fe 以上の重い元素の合成は大きく分けて s-process、p-process、r-process の 3 つの過程で合成されると考えられている*¹。

1.2 元素合成と崩壊

宇宙における元素合成過程は s-, p-, r-, rp-, ν p-, ν -, e-, α -process, 宇宙線による融合・破壊、pp 連鎖反応、CNO サイクルなどが存在し、まとめると図 1.1 のようになる。rp-, ν p-process が ^{105}Te まで合成する可能性があり、s-, p-process が ^{209}Bi まで、r-process が ^{209}Bi 以上の U や Th まで合成する。s-process は中性子捕獲と β -崩壊を繰り返して進む元素合成過程で、 β -崩壊の方が優位に発生するため、 β 安定線に沿って合成が進む。r-process も中性子捕獲と β -崩壊を繰り返して進む元素合成過程であるが、中性子捕獲の方が優位に発生するため、中性子ドリフトラインに沿って元素合成が進んでいる。p-process は s-process で合成された元素の中性子光崩壊 (γ, n) や α 粒子光崩壊 (γ, α) などの光崩壊することによって新たな元素を合成するため、 β 安定線の少し左側の元素の合成量が多い。

*¹ Fe 以上を合成する過程は s-process、p-process、r-process 以外にいくつかあるが元素合成量は 3 つと比べて非常に少ない

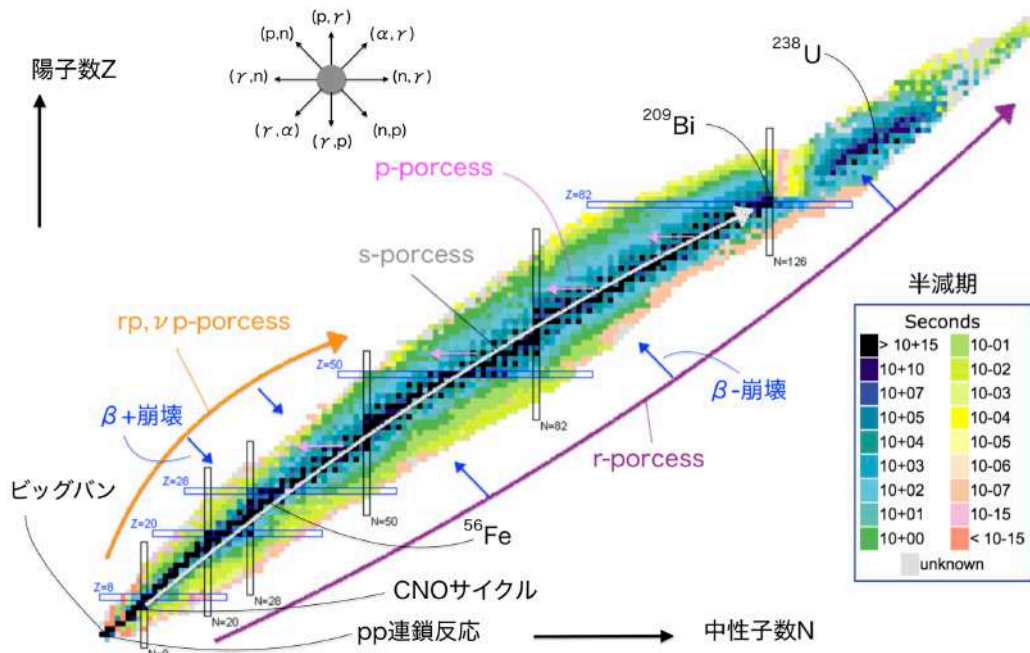


図 1.1 核図表上にまとめた元素合成の過程。元素の半減期によって色付けされている。(背景の核図表は NuDat2 より)

1.2.1 s-process

s-process (slow process) は原子核が中性子捕獲反応、 β^- 崩壊を繰り返すことで元素合成が進行する過程で、中性子を捕獲するタイムスケールより β^- 崩壊をするタイムスケールが小さい合成過程である。中性子捕獲の反応時間は $0.8 \times 10^8 - 2 \times 10^8$ K において $10^2 - 10^6$ 年程度であり β^- 崩壊のタイムスケール $\approx 10^{-2}$ 秒より長く、中性子捕獲反応より β^- 崩壊が優勢なため、図 (1.1) の核図表の安定線をたどるように元素合成が進む。

s-process が進行するには中性子数が十分、かつ長時間安定していなければならないが、恒星内部ではこの条件を満たしている。例えば、赤色巨星では式 (1.1)、式 (1.2) といった α 反応で中性子が十分に発生する。 ^{13}C や ^{21}Ne は存在量 (数密度) が鉄よりも約 100 倍多いので、1 つの Fe 原子核あたり、100 の中性子を使用できることになる [26]。



s-process による元素合成では中性子の魔法数である中性子数 $N = 50, 82, 126$ (質量数 $A=88, 138, 208$) 付近の元素の合成量が多くなるため、図 1.2 のように合成量に 3 つのピークが見られる [6]。ピークは左から第 1 ピーク、第 2 ピーク、第 3 ピークと呼ばれる。s-process では最も重い元素で ^{209}Bi までしか合成されず、それ以上に重い U や Thなどは合成されない。

1.2.2 p-process

質量数 60–200 の元素のうち核図表の β 安定線より上側に離れて位置する陽子過剰な元素を p 核と呼び、これらを合成する過程を p-process とする。s-process で合成された元素が中性子光崩壊 (γ, n) や α 粒子光崩壊 (γ, α) など

の光崩壊により分解されることで新たな元素が誕生する過程だと考えられている*2。

p-process が起こる場所は超新星爆発時における O,Ne が富んだ層であると言われている [66]。恒星中心で核融合が進み温度が 3×10^9 K 以上となると、様々な原子核が光崩壊を起こし、中性子、 α 粒子などを放出する。またその逆反応も起こり平衡状態となる [27]。このような光崩壊による既存の元素の分解によって新たな元素を合成する過程が p-process であり、s-process、r-process で合成できない元素も合成できる。 ^{34}Se 、 ^{80}Hg 、までの陽子過剰側の元素が p-process で合成され、これらには ^{74}Se 、 $^{92,94}\text{Mo}$ 、 $^{112,114,115}\text{Sn}$ 、 ^{196}Hg 、宇宙で最も少ない元素である ^{180}Ta などが含まれる。

p-process の元素合成では図 1.2 のような分布となる [6]。s-process で合成された元素などの光崩壊によって元素を合成する過程であるため p-process は s-process より合成量が小さく、おおよそ 1/10 となっている。

1.2.3 r-process

r-process(rapid process) は原子核が中性子捕獲反応、 β^- 崩壊を繰り返すことで元素合成が進行する過程で、 β^- 崩壊をするタイムスケールより中性子を捕獲するタイムスケールが小さい合成過程である [11]。中性子密度が $10^{20}\text{--}30^{30}\text{ cm}^{-3}$ では、中性子捕獲は $10^{-2}\text{--}10^{-6}$ 秒のタイムスケールで発生し、 β^- 崩壊のタイムスケール $\approx 10^{-2}$ 秒より十分小さい。中性子過剰な環境で急速に中性子捕獲反応が進むため、図 (1.1) の核図表の中性子ドリフラインに沿って元素合成が進む。合成された元素の中でも中性子魔法数 $N = 50, 82, 126$ の元素が比較的多く生き残り、r-process 後に β^- 崩壊によって安定核へ崩壊していくため、s-process のピークと少しずれた位置、 $A=80, 130, 195$ 付近に 3 つのピークができる。r-process による元素合成の結果は図 1.2 の分布となる。

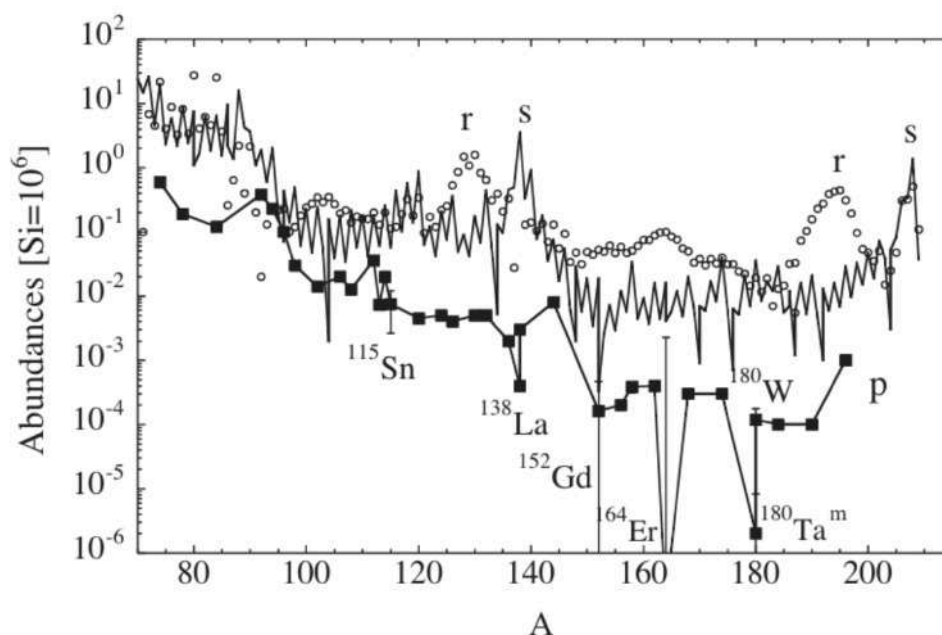


図 1.2 太陽の s-, p-, r-process によって合成された元素の組成比 [50]。白抜き丸が r-process、黒四角が p-process、黒線が s-process によって合成された元素である。縦軸は Si を 10^6 とした時の元素の組成比、横軸は元素の質量数である。s-process で合成された元素は質量数 $A=88, 138, 208$ 付近が多く、r-process で合成された元素は質量数 $A=80, 130, 195$ 付近が多い。それぞれの第 1 ピーク、第 2 ピーク、第 3 ピークが確認できる。

*2 以前は rp-process により合成された元素が β^+ 崩壊または電子捕獲することによって p 核ができるとする説と、s-process 元素の光崩壊により p 核ができる (γ -process と呼ばれる) とする説があったが、p 核と s 核の存在比がほぼ一定であるという観測結果により後者の説が有力となり、現在では一般に γ -process のことを p-process と呼ばれている [58]。

r-process 進行には中性子が過剰な環境が必要である。中性子が過剰な環境かどうかは次の Y_e (電子分率) を使って定量化されており、これは1核子あたりの電子数である。 Y_e の導出式を式 (1.3) に示す。

$$Y_e = \frac{n_e}{n_p + n_n} = \frac{n_p}{n_p + n_n} \quad (1.3)$$

n_e は電子の数密度、 n_p は陽子の数密度、 n_n は中性子の数密度である。反電子ニュートリノ捕獲で生成される陽電子や電子捕獲によって電子が減る際には陽子が減り中性子が増えるため、 Y_e が低いほど中性子過剰である。 Y_e は0-1までの値を取り、0に近づくほど中性子過剰、1に近づくほど陽子過剰、0.5で中性子と陽子が同数となる。一般に $Y_e \approx 0.3$ で r-process 第2ピークまで、 $Y_e \approx 0.2$ で r-process 第3ピークまで、 $Y_e \approx < 0.15$ で ^{209}Bi 以上も合成する [92]。r-process は ^{209}Bi 以上を合成できるとされる唯一の過程であるが、進行する現場はおおよその見当はついているものの明らかになっておらず、天体物理学の大きな問題となっている。候補天体としては重力崩壊型超新星爆発、中性子星-中性子星合体の2つが考えられている。

重力崩壊型超新星爆発

重力崩壊型超新星爆発は $8 M_\odot$ 以上の恒星が進化の最後に起こす爆発であり、r-process の進行現場候補の一つとなっている。恒星は進化の最後には O, Ne, Mg 核 (恒星質量 $8 M_\odot - 10 M_\odot$) や Fe 核 (恒星質量 $10 M_\odot$ 以上) まで形成され、電子の縮退圧と熱運動が重力と拮抗している状態になっている。ここで温度がさらに上昇すると高エネルギー光子が核の物質と衝突し光分解を起こす。この反応は吸熱反応であるため、中心圧力が一気に下がり、周囲の物質が落下する。この落下により中心部の密度が一旦上昇すると原子核中の陽子は電子を捕獲して中性子に変わりニュートリノを放出する。この電子捕獲反応で原子核の陽子数に対する中性子数が上昇し、バランスが取れなくなることで原子核から中性子が放出される。また、電子捕獲により電子数が減少、すなわち電子の縮退圧が減少し圧力が低下することで崩壊はさらに進む。こうしてほとんどの物質が中性子になり、中心部密度が原子核程度まで上昇すると中性子同士が合体し、原始中性子星となる。原始中性子星は中性子の縮退圧と核力による斥力で重力に反発し、崩壊が止まる [62]。そこに物質が落ち跳ね返る。その際に重力エネルギーが熱エネルギーに転化し、重力崩壊が始まってから ≈ 1 秒後には、熱エネルギーから生じた大量のニュートリノが原始中性子星から放出される。ニュートリノは物質とほとんど相互作用をしない素粒子であるが、物質の密度が非常に高い ($10 \times 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$) ため、ニュートリノの一部 ($\approx 1\%$) は相互作用する。相互作用した物質は吹き飛ばされ、ニュートリノ風と呼ばれる。このニュートリノ風と物質の跳ね返りによって超新星爆発が起こり [32]、その際、大量の中性子が放出されることで中性子過剰環境が形成され r-process が進行すると考えられてきた*3。

1990年代には [94] の超新星ニュートリノ風モデルの r-process 元素合成の数値計算結果が太陽系の r-process 組成比と一致するなどの結果が得られ r-process の現場は超新星が有力視されていた*4。しかし、2000年代に入ってから重力崩壊型超新星爆発では十分な中性子過剰環境が形成されるか疑問視されている。数値計算研究の進展により、超新星爆発では十分な中性子過剰状態が得られず、おおよそ $Y_e > 0.4$ 程度と算出されたためである [68, 51, 69, 90, 91]。原因はニュートリノ加熱 ($\nu_e + n \rightarrow p + e^-$, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$) によって中性子過剰環境が破壊されるためだと考えられている。O, Ne, Mg 核 (恒星質量 $8 M_\odot - 10 M_\odot$) 超新星爆発と Fe 核 (恒星質量 $10 M_\odot$ 以上) 超新星爆発について、 Y_e ごとの ejecta 分布と各 Y_e の ejecta の質量割合を、それぞれ図 1.3、図 1.4 に示す。各図の左パネルの右半分はエントロピーを示し、左半分が Y_e ごとの ejecta 分布を示している。赤色部分が $Y_e \approx 0.60$ 、緑色部分が $Y_e \approx 0.50$ 、青色部分が $Y_e \approx 0.40$ の ejecta である。各図の右パネルが各 Y_e の ejecta の質量割合を示して

*3 衝撃波が 10^{10} K 程度まで熱せられ大量の e^- , e^+ が発生するため、逆 β^- ・逆 β^+ 崩壊によって中性子過剰環境が破壊される。それでも r-process を進行させるには十分な中性子が残ると考えられていた。

*4 この数値計算では過剰なエントロピー ($S \propto T^3/\rho$, T は温度、 ρ は密度) 環境を得られたため Y_e が低くなったと考えられる。[94] では $S 400$ という高いエントロピー環境が実現するが、それには原始中性子星質量が $> 2 M_\odot$ であることが必要 [92] で典型的な $1.4 M_\odot$ の原始中性子星では弱い r-process が起こる程度である。

おり、中性子過剰状態はおおよそ $Y_e > 0.4$ 程度しか実現できないことが分かる。このように重力崩壊型超新星爆発では、様々な Y_e の ejecta を放出するものの、r-process が十分に進行するほどの中性子が過剰な状態 ($Y_e \approx < 0.15$) は数値計算上で実現しない。r-process は少しは進行するものの合成できる元素は $A \approx 100$ 程度の元素までであり、r-process の第 2, 第 3 ピークが合成できていない。このような数値計算研究の現状により、現在は重力崩壊型超新星爆発は r-process 現場として疑問視されている*5。

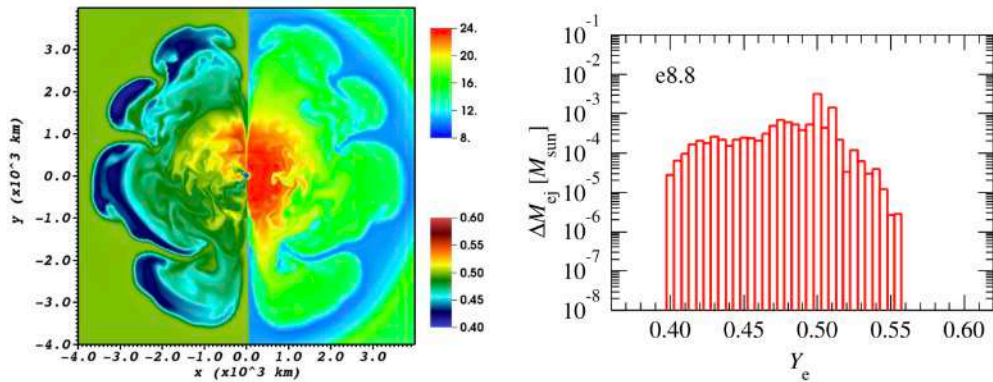


図 1.3 O,Ne,Mg 核 ($8 M_{\odot}$ – $10 M_{\odot}$) の重力崩壊型超新星爆発の数値計算による Y_e ごとの ejecta 分布と各 Y_e の ejecta の質量割合 [75]。原始中性子質量 $M_{PNS}=1.36 M_{\odot}$ 、ejecta 質量 $M_{ej}=1.14 \times 10^{-2} M_{\odot}$ 爆発後 266 ミリ秒後の様子で、左図は Y_e (下カラーバー) と 1 核子あたりのエントロピー S (上カラーバー)。右図は Y_e 各 Y_e の ejecta の質量割合のヒストグラム。おおよそ $Y_e \approx 0.4$ – 0.55 となっている。

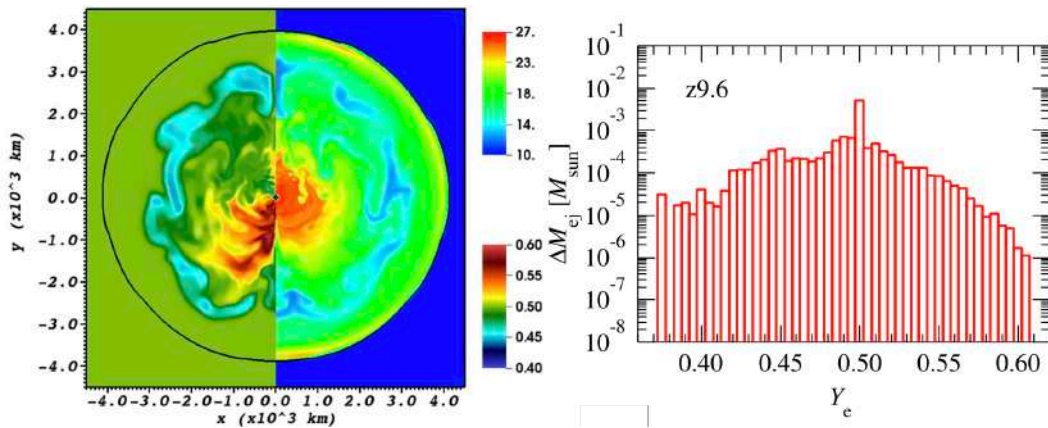


図 1.4 Fe 核 ($10 M_{\odot}$ 以上) の重力崩壊型超新星爆発の数値計算による Y_e ごとの ejecta 分布と各 Y_e の ejecta の質量割合 [75]。原始中性子質量 $M_{PNS}=1.36 M_{\odot}$ 、ejecta 質量 $M_{ej}=1.24 \times 10^{-2} M_{\odot}$ 爆発後 317 ミリ秒後の様子。左図は電子分率 Y_e (下カラーバー) と 1 核子あたりのエントロピー S (上カラーバー)。右図は各 Y_e の ejecta の質量割合。おおよそ $Y_e \approx 0.4$ – 0.55 となっている。

*5 ニュートリノ非対称爆発超新星爆発 [23](爆発時に放出するニュートリノによって $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ 、 $\bar{\nu}_e + n \rightarrow n + e^+$ 反応が起こるが、 $\bar{\nu}_e$ 、 $n + e^+$ が非対称に放出された際には片方が中性子過剰状態となり、r-process が進む。ここで n は中性子、 p は陽子、 e^- は電子、 e^+ は陽電子、 ν_e は電子ニュートリノ、 $\bar{\nu}_e$ は反電子ニュートリノである。)や磁気駆動型超新星爆発 [61] など様々なモデルが提唱、r-process 数値計算が行われ、中にはより低 Y_e を再現しているものもある。

中性子星-中性子星合体

もう一つの *r*-process の進行現場の候補は中性子星-中性子星合体 (NSM:neutron star-neutron star merger) である。中性子星と中性子星の連星が重力波を放出することで角運動量を失っていくことで最終的に合体する天体現象である。その際に角運動量による潮汐力や衝撃波加熱により、 $0.01\text{--}0.06 M_{\odot}$ 程度の噴出物 (ejecta) が連星系の重力圏を脱出する。この ejecta は非常に低い Y_e 状態となり *r*-process が進行していると考えられる。

一般相対論、ニュートリノ輸送過程を考慮した中性子星-中性子星合体の流体シミュレーション [92, 73] では、中性子星-中性子星合体にて、潮汐力と衝撃波加熱により $Y_e \approx 0.1\text{--}0.4$ 程度の ejecta が速さ $0.1\text{--}0.3c$ 程度で発生し、わずか数十 ms で *r*-process が一気に進行する。数値計算による中性子星-中性子星合体の様子を図 (1.5) に示す。左パネルは Y_e ごとの ejecta 分布で、赤色部分が $Y_e \approx 0.50$ 、緑色部分が $Y_e \approx 0.25$ 、青色部分が $Y_e \approx 0.10$ の ejecta である。様々な Y_e の ejecta が放出されているが、 $Y_e \approx 0.10$ といった *r*-process が完全に進行するのに十分な低い Y_e 状態が実現されていることが分かる。右パネルは各 Y_e の ejecta の質量割合を示しており、 $Y_e \approx 0.10\text{--}0.45$ までの ejecta が放出されていることが分かる。このような低い Y_e の状態では、*r*-process は完全に進行し、3つのピーク部分の元素、 ^{209}Bi 以上の元素も合成される。合成結果の元素組成比は太陽の *r*-process 元素組成比とおおよそ一致する。^{*6}

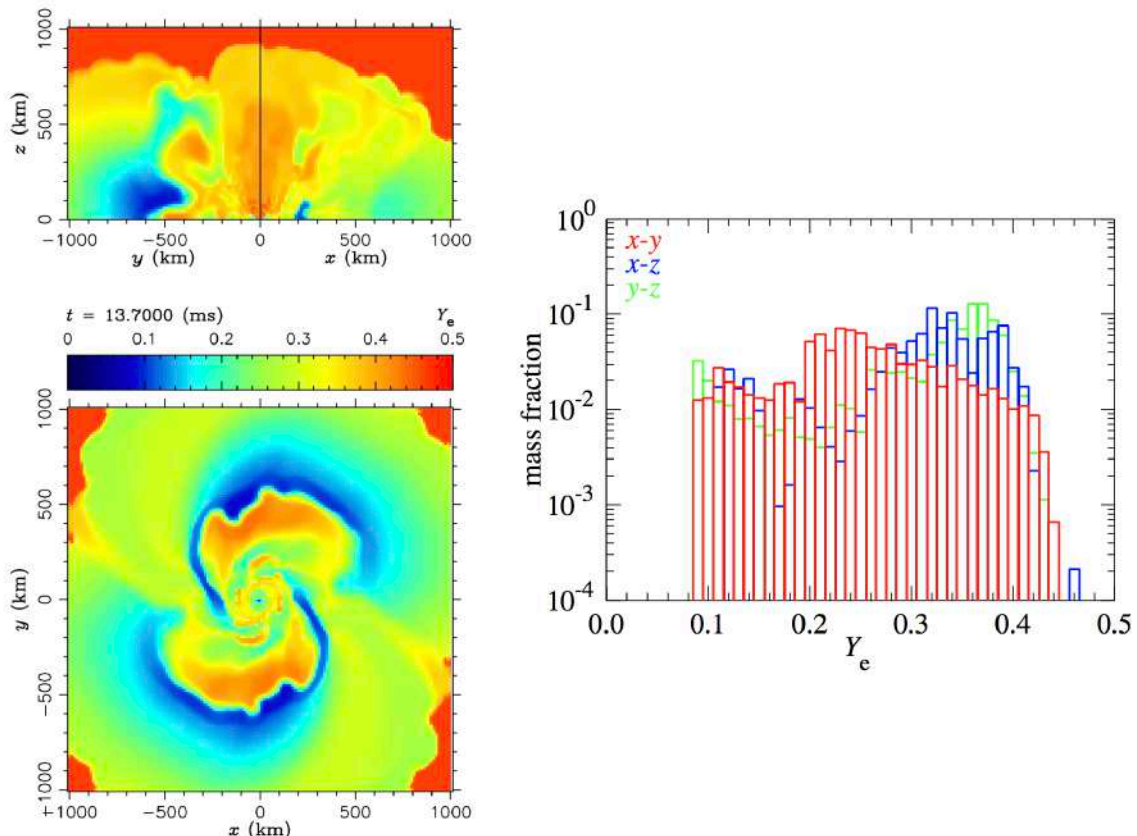


図 1.5 中性子星-中性子星合体の数値計算による Y_e 位置分布と各 Y_e の ejecta の質量割合。質量 $1.3 M_{\odot}$ の中性子星 2 つの合体により $M_{ej} \approx 0.01 M_{\odot}$ の ejecta が放出された爆発後 13.7 ミリ秒後の様子。左図上パネルは y - z 面、下パネルは x - y 面上電子分率 Y_e 。右図は各 Y_e の ejecta の質量割合で、 $Y_e \approx 0.1\text{--}0.4$ となっている。[92]

^{*6} 以前の *r*-process 計算研究によると、中性子星-中性子星合体では重い元素 (原子番号 $Z > 50$) ばかりが過剰に生産されてしまい、金属欠乏星の組成比の観測と矛盾する。しかし、これらの *r*-process が強く進行しすぎてしまう数値計算では [44] では相対論的效果を考慮しておらず、[77] では近似的な計算であるためだと考えられる。

現在では、このような数値計算の研究結果から中性子星-中性子星合体が理論的に r-process の現場として最有力候補と言われている*7。観測による間接的な証拠 (1.3.4 節参照) は挙がっているものの、²⁰⁹Bi 以上の U や Th まで合成されているという証拠にはなっておらず、中性子星-中性子星合体残骸からの r-process 元素の放射性崩壊による核ガンマ線の観測が、直接的な証拠になると期待されている (1.2.6 節参照)。

1.2.4 元素ごとの s-, p-, r-process からの供給割合

s-, p-, r-process は Fe 以上のほとんどの元素を合成する。3 つ過程のうち大まかに s-process と r-process は同程度の元素量を合成し、p-process はその 1/10 程度を合成する。元素の種類によってどの過程で合成されるか、または複数の過程で供給されるかなどが決まっており、後者の場合は供給割合なども計算されている。図 (1.6) に元素の同位体ごとの s-, p-, r-process による供給割合を示す。s-, p-, r-process どれか一つのみで合成されている元素や s-, r-process 両方で合成される元素が見られる。p-process の合成量は少ないが s,r-process で合成できない元素については合成割合が 100% となる。表示されていない Bi 以上の元素や、より質量数が多い (中性子数が多い) 元素は r-process によって合成される。

このように、元素ごとに各 process からの供給割合が異なるため、観測によって、特定の過程で元素がどの程度合成されたか調べる際には注意が必要である。例えば、r-process によって合成された元素 A の量を知りたい場合は、観測によって元素 A の量を調べたあと、他の合成過程からのどの程度供給されているかを考慮しなければならない。

*7 中性子星-ブラックホール (NS-BH), ブラックホール-ブラックホール (BH-BH) など場合も考えられている [45]。

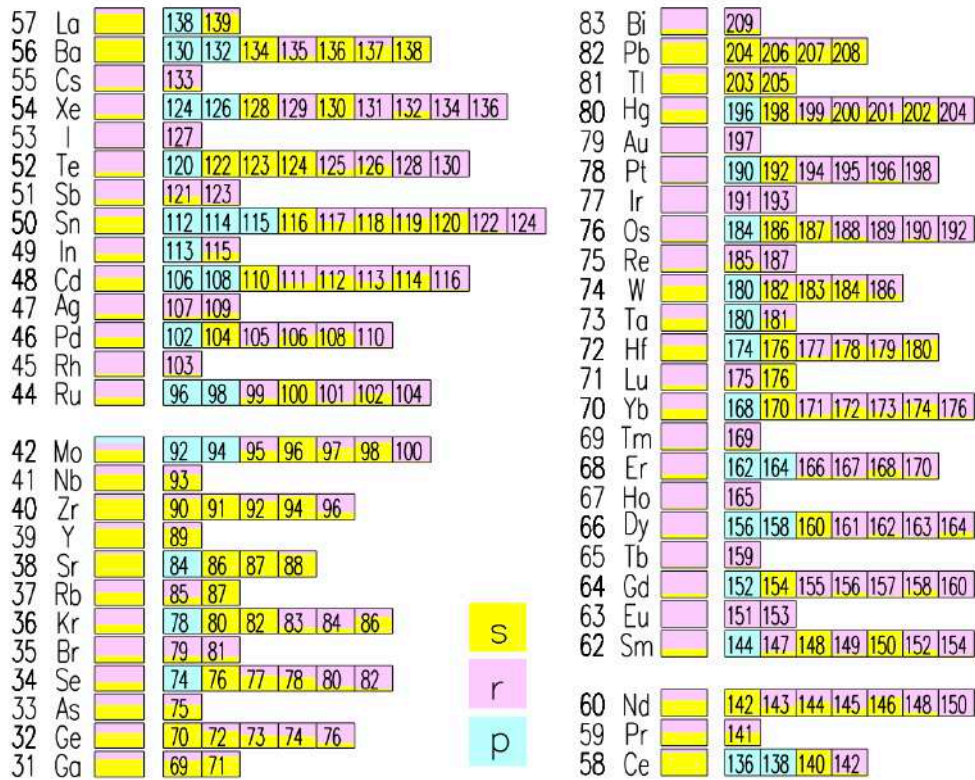


図 1.6 solar s-, p-, r-process による元素合成分配。元素名と元素名の左側に原子番号が表示されている。色で配色された番号は各元素の質量数を表し、各色の占める面積の割合が各過程で供給される元素量の割合となっている [64]。表示されていない Bi より大きな元素やより質量数が多い (中性子数が多い) 元素は r-process で合成される。

1.2.5 その他の元素合成過程

このサブセクションでは、s-, p-, r-process 以外の宇宙での元素合成過程をまとめる。

ビッグバンでの元素合成

ビッグバンで合成される元素を図 (1.7) に示す。元素合成が発生するまで温度が低下するビッグバン後 3-分から元素合成が進行し始め、20 分程度で完了する [2]。陽子が最も多く、次いで ${}^4\text{He}$ 、 ${}^2\text{H}$ 、 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^3\text{H}$ が多い。少量だが Li より重い元素も合成される。

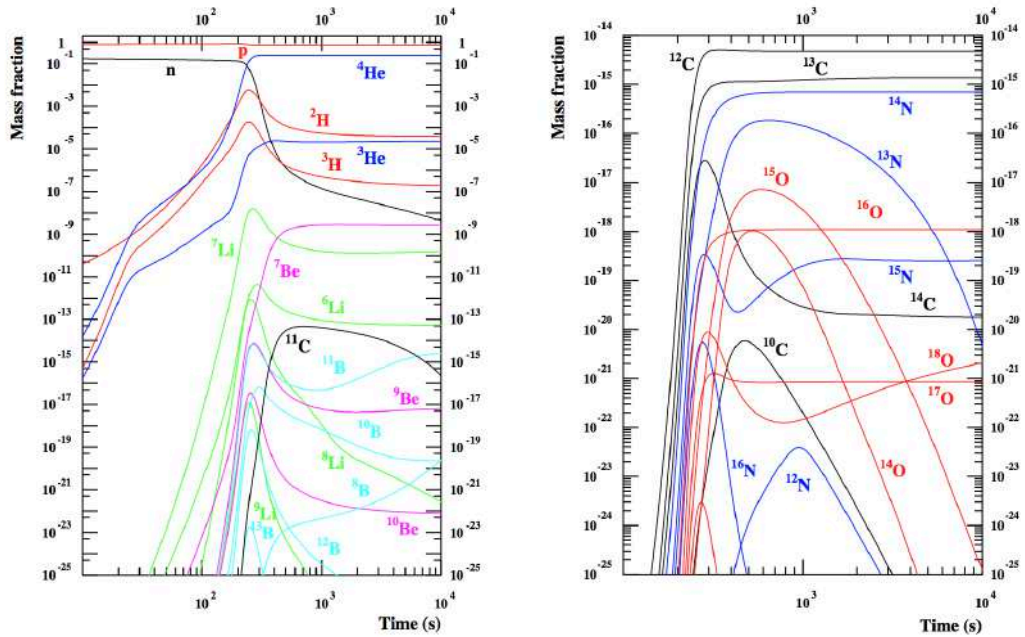


図 1.7 ビッグバン元素合成による元素組成比 [2]。左パネルは時間発展する H, He, Li, Be、および B 同位体の組成比。右パネルは時間発展する C, N、および O 同位体の組成比。

pp 連鎖反応

恒星進化の第 1 段階で起こる水素燃焼反応の一つで、陽子を連鎖的に核反応を起こして α 粒子を合成する一連の反応である。式 (1.4) の反応を経て、最終的に 6 つの陽子から 1 つの α 粒子と 2 つの陽子ができる。



CNO サイクル

pp 連鎖反応に続いて起こる水素燃焼反応の一つで、C,N,O を触媒として 4 つの陽子を次々に捕獲した後、 β -崩壊するという過程を繰り返すことで α 粒子を合成する過程である (図 1.8)。

α -process

α -process は α 粒子を原子核に合体させていく過程で、トリプル α 反応 ($3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$) と共鳴反応 ($\alpha + {}^8\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$) で始まり、その後は次々に α を取り込んで行く過程である。そのため、C,O,Ne,Mg,Si など質量数が 4 の倍数となる元素 (α 元素) の合成量が多くなる。

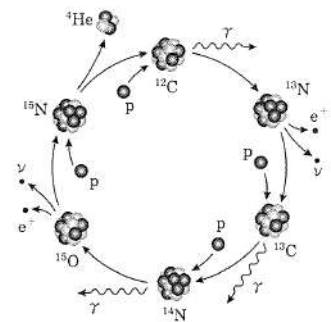


図 1.8 CNO サイクルの反応図 [62]。C,N,O を介することで 4 つの陽子から 1 つの α 粒子が合成されている。

e-process

e-process(equilibrium-process) は大質量星の進化終

盤で起こると考えられている熱平衡状態による元素合成である。熱平衡状態では多くの元素が光子温度 T の熱浴で化学平衡であり、これを NSE(Nuclear Statistical Equilibrium) と言う。NSE では原子核の数密度 n は式 (1.5) に従う。

$$n(Z, N) = \frac{g_A}{2^A} \left(\frac{Am_N kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} n_p^Z n_n^N \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_N kT} \right)^{3A/2} \exp\left(-\frac{Q_A}{kT}\right) \quad (1.5)$$

ここでは陽子数 Z 、中性子数 N 、質量数 A 、ボルツマン係数 k 、プランク定数 \hbar 、原子核スピン自由度 g_A 、原子質量単位 m_N 、陽子の数密度 n_p 、中性子の数密度 n_n 、原子核の束縛エネルギー Q_A としている。例えば、 $\rho = 10^7 \text{ g cm}^{-3}$ 、 $Y_e=0.5$ の状態では、温度 $T \approx 12 \times 10^9 \text{ K}$ で中性子と陽子、温度 $T \approx 8 \times 10^9 \text{ K}$ で α 粒子、温度 $T \approx 5 \times 10^9 \text{ K}$ で Fe、温度 $T \approx 3 \times 10^9 \text{ K}$ で Ni が多量に作られる。e-process では核子あたりの束縛エネルギーが大きい Fe, Co, Ni などの合成量が多い。

rp-process

rp-process は超新星爆発や X 線バースト時に起こる水素燃焼反応の一つで、陽子捕獲反応が連鎖的に起こり元素合成が進む過程である。白色矮星や中性子星表面に膠着したガスの温度が $1-3 \times 10^9 \text{ K}$ に達することで暴走的に水素燃焼、CNO サイクルが進行する。そこから CNO サイクル中の原子核が α 粒子を捕獲することで陽子捕獲反応が連鎖的に発生し*8、サイクルを逃れて元素を合成していく [87]。また、 $\beta+$ 崩壊や電子捕獲を繰り返しながら陽子リッチ側の元素を合成していき、rp-process が完全に進行した場合で ^{105}Te まで合成されると考えられている [31]。rp-process が完全に進行するには ≈ 100 秒程度かかる。

X 線バーストでは ≈ 2 分程度 rp-process が進行する条件を満たすことができるが、中性子星付近という強い磁場からどのように合成された元素を持ち出すか議論が続いている。超新星爆発では爆発初期に陽子過剰物質が短時間放出される可能性が示唆され、そこで rp-process が進行する可能性がある。しかし、必要な ≈ 100 秒には届かない、 ≈ 1 秒しか rp-process が進行する条件を保持できないため、進行が難しいと考えられていた。

ν p-process

ν p-process は超新星爆発時にニュートリノを使った、短時間で rp-process を進行させる過程である。rp-process が完全に進行するのに ≈ 100 秒程度かかる理由は ^{64}Ge の電子捕獲半減期が 1.062 分と長く、これを待たないと次の陽子捕獲ができないためである。超新星爆発初期の陽子が過剰な物質内では中性子がほとんど無いが、ニュートリノによる $p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$ により中性子を生成することができれば、 $^{64}\text{Ge} + n \rightarrow ^{64}\text{Ga} + p$ (半減期 $\approx 10^{-2}$ 秒) となり、rp-process は遅延せず進行することができる。このニュートリノを使った遅延を回避した rp-process を ν p-process と言う [89]。

ν -process

ν -process はニュートリノと原子核の相互作用によって新たな元素が合成される過程のことである。また合成された元素や放出された粒子によって、さらに元素合成が進んだ場合はその合成も ν -process と呼ぶ。 ν -process は恒星内部で各層において進行し、例えば He 層であれば*9 ^7Li , ^{11}B 、Ne, Mg 層では ^{19}F , ^{138}La , ^{180}Ta 、Si 層で

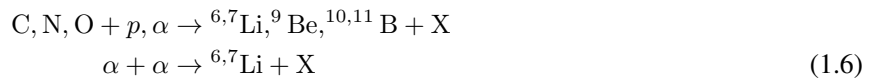
*8 O が α 粒子を捕獲した場合、 $^{14}\text{O} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{F} + p$, $^{17}\text{F} + p \rightarrow ^{18}\text{Ne} + \gamma$, $^{18}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{21}\text{Na} + p$ などの反応となる。

*9 $\alpha(\nu, \nu', p)^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$, $\alpha(\nu, \nu', n)^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}(n, p)^7\text{Li}$, $^7\text{Li}(\alpha, \gamma)^{11}\text{B}$

^{55}Co , ^{55}Ni , ^{45}Sc , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{59}Co などが合成される*10。

宇宙線による融合・破碎

宇宙線により星間物質の元素が融合・破碎される現象が存在する。太陽系元素組成の中で極端に少ない $^6,7\text{Li}$, ^9Be , $^{10,11}\text{B}$ などは式 (1.6) のように宇宙線と星間物質の相互作用によって作られることわかっている。これらの元素は 10^6 K 程度で (p,α) 反応によって破壊されるため恒星内部ではほとんど作られない*11。



1.2.6 元素崩壊による核ガンマ線放出

中性子過剰な天体で r-process が進行した際には、不安定な元素も合成する。それらは半減期に従って放射性崩壊を起こし、崩壊した元素の原子核からは固有のエネルギー、強度でガンマ線輝線が放出される。このとき原子核から放出されるガンマ線を核ガンマ線と言い、10–5000 keV 程度のエネルギーを持つ [65]*12。そのため、r-process で合成された元素の崩壊による核ガンマ線輝線を検出できれば、r-process が発生した証拠となる。さらに、輝線の放射量から元素量を特定すれば、どの程度 r-process が進行したか理解する手がかりにもなる*13。

重力崩壊型超新星残骸からは $Y_e > 0.4$ 程度で、中性子星-中性子星合体残骸からは $Y_e \approx 0.1\text{--}0.4$ 程度で合成される不安定元素からの核ガンマ線が検出されることが期待される*14。このように元素合成を伴う爆発現象の種類によって残骸から得られる核ガンマ線は異なると考えられるため、未知の残骸が発見された場合は核ガンマ線を調べることで爆発現象の特定や爆発時の環境の診断を行える可能性もある。

核ガンマ線が放出される過程の第一段階は、半減期に従った放射性崩壊である。時間経過によって減少する元素の数は式 (1.7) で表される。

$$N = N_0 e^{-t \ln 2 / T_{1/2}} \quad (1.7)$$

初期原子数を N_0 、 t 時間後の原子数を N 、 $T_{1/2}$ を半減期としている*15。崩壊の種類はいくつかあり (1.2.7 節参照)、どの崩壊を起こすかは元素固有の確率で選択される。元素の崩壊後には原子核が励起している状態であり、おおよそ 10^{-10} 秒で脱励起しガンマ線を放出する*16。この脱励起によってガンマ線を放出する過程を γ 崩壊と言う。

例えば、 ^{212}Bi は半減期 60.55 分に従って、35.94% で α 崩壊、64.06% で β -崩壊する。そして α 崩壊した場合には直後に γ 崩壊を起こし 452.98 keV の核ガンマ線 (36.3%)、 β -崩壊した場合には 727.33 keV の核ガンマ線 (6.67%) などを放出する*17。 ^{212}Bi の崩壊図を図 (1.9) に示す。原子核が励起状態から基底状態まで移行するまで

*10 金属欠乏星で発見された ^{45}Sc , ^{59}Co の存在量は ν -process による合成量と比べて多く、 ν -process だけでは説明できない。

*11 ^7Li , ^{11}B はピックバンと ν -process で少量作られる。

*12 非 r-process 元素であるが ^{44}Ti の核ガンマ線が超新星残骸 Cassiopeia A と SN1987A から検出されている [76]。

*13 1.2.4 節の各 process による元素合成分配率を考慮しなければいけないことに注意

*14 Cassiopeia A から $^{44}\text{Ti} \rightarrow (78\text{ keV}) \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow (1157\text{ keV}) \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ が検出されている [83]。

*15 単位時間に崩壊する確率を λ として $= N_0 e^{-\lambda t}$ と表記されることが多い。この場合原子数が $1/e$ となるまでの時間 (平均寿命) を τ として $\lambda = 1/\tau$ であり、原子数が $1/2$ となるまでの時間 (半減期) を用いて $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ である。平均寿命と半減期の混同に注意する必要がある。

*16 比較的長く励起状態を維持する元素もあり、励起した状態の元素を核異性体と言う。

*17 ここでは周囲に多粒子が存在していないと仮定している。熱中性子などが存在すればまた異なったタイプの放射性崩壊を決まった確率で起こす。

に、途中の様々な準位を経由し、段階的に脱励起する。そのため、複数の脱励起経路が存在し、辿った経路によって、様々なエネルギーの複数の核ガンマ線が放出される。

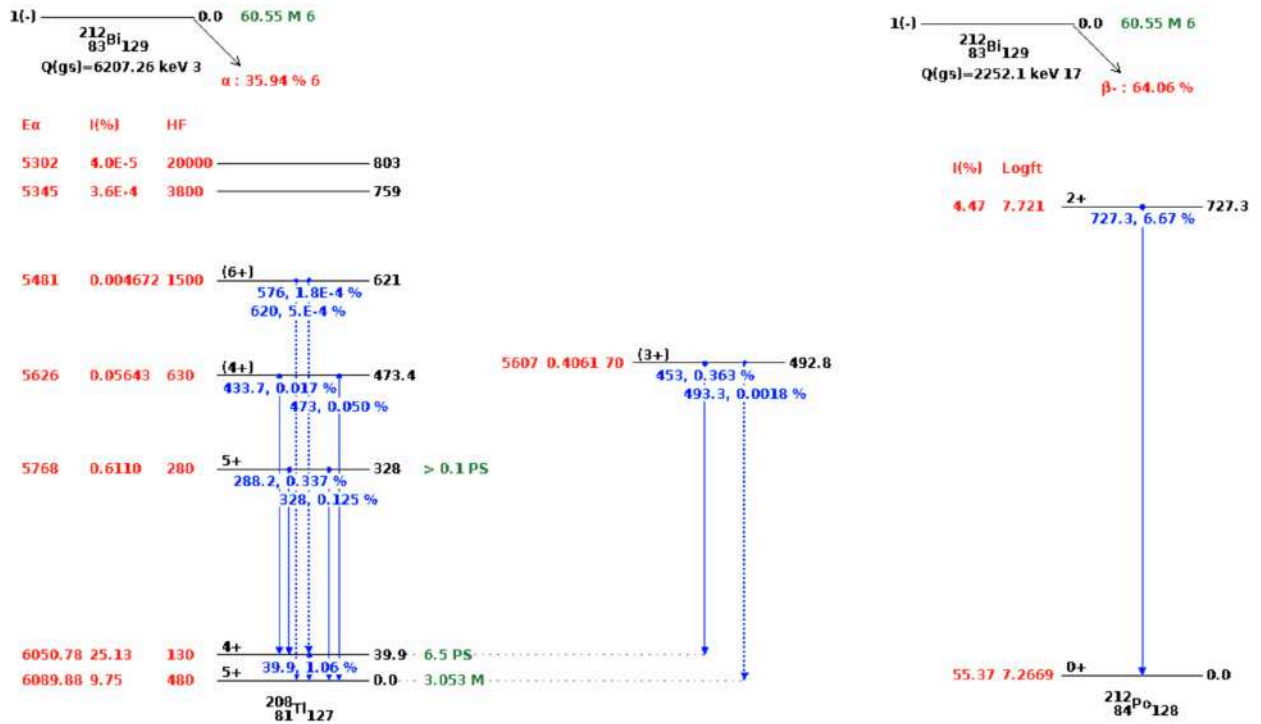


図 1.9 ^{212}Bi の崩壊図 (NuDat2)。左に ^{212}Bi の α 崩壊後、右に β -崩壊後の励起準位と γ 崩壊による核ガンマ線のエネルギーと強度を示している。黒線が準位、緑線が半減期、青線が放出核ガンマ線のエネルギー (keV) と強度を示している。崩壊図に低強度で放出される十数の核ガンマ線が描ききれていない。

励起した原子核と原子中の電子等相互作用し、電子が原子から飛び出すことでエネルギーを持ち出すことで原子核が脱励起することがある。この場合、核ガンマ線は放出されない。放出された電子は内部転換電子 (CE: Conversion Electron) と呼ばれ、ほとんどの場合は原子核に一番近い K 殻の電子が放出される。その後、空席となった電子殻に高準位の電子が移動し、特性 X 線かオージェ電子が放出される^{*18}。この一連の過程を内部転換 (IC: Internal Conversion) という。内部転換は元素ごとに決まった確率で発生し、 γ 崩壊と競合する。

1.2.7 元素崩壊過程の種類

放射性崩壊 (radioactive decay) には様々なタイプが存在する。ここでは熱中性子など外的要因がない場合の崩壊をまとめる。

α 崩壊

α 崩壊は式 (1.8) で表されるような α 粒子 (He 原子核) を放出する崩壊である。 α 粒子は陽子 2 個、中性子 2 個で構成されるため崩壊後は質量数が-4、原子番号が-2 となる。

*18 電子が放出される点で β -崩壊と似ているが、 β -崩壊の電子はニュートリノに任意のエネルギーを持ち去られるので連続スペクトル、内部転換電子は準位差による放射のため輝線スペクトルと言う点で異なる。



β -崩壊

β -崩壊は式 (1.9) で表されるような電子を放出する崩壊である。電子は $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ という中性子が陽子に変換されることで放出されるため、崩壊後は質量数は変わらず原子番号が +1 となる。



β +崩壊

β +崩壊は式 (1.10) で表されるような陽電子を放出する崩壊である。陽電子は $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ という陽子が中性子に変換されることで放出されるため、崩壊後は質量数は変わらず原子番号が -1 となる。



電子捕獲

電子捕獲 (EC:Electron Capture) は式 (1.11) で表されるように原子核が電子を捕獲することで起きる崩壊である。捕獲する電子は原子中の電子で、ほとんどの場合が K 殻である。崩壊後は電子軌道に空席ができるため電子の再編成によって特性 X 線やオージェ電子が放出される。結果だけ見れば β +崩壊と同じである。



自発核分裂

自発核分裂 (SF:Spontaneous Fission) は 2 つまたはそれ以上の核に分裂する崩壊である。例えば、 ${}^{252}\text{Cf}$ は質量数が半分に近い 2 個の原子核に分かれ、同時に数個の中性子とガンマ線を放出する。どの元素に崩壊するかは確率分配でしか決まっていない*¹⁹。図 (1.10) は ${}^{252}\text{Cf}$ が崩壊した際に分裂する元素の確率分布を表したものである。広範囲に分布が広がり、2 つのピークがあることわかる。自発核分裂はちょうど半分の質量数の元素 2 つに分裂するより、少し質量数に差がある 2 つの元素に分裂する。

*¹⁹ 決まった元素に分裂する元素も発見されており、その場合はクラスタ崩壊 (Cluster decay) と呼ばれる。

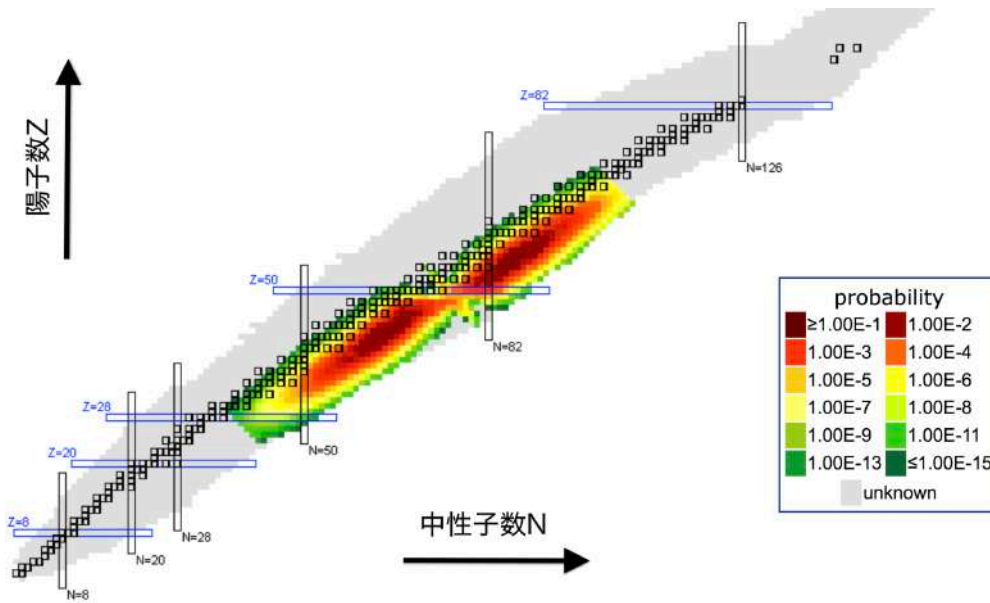


図 1.10 ^{252}Cf の自発核分裂の確率密度図 NuDat2。核図表に ^{252}Cf が自発核分裂をした後の 2 つの娘核の確率密度を示している。

中性子放出

中性子放出は式 (1.12) で表されるように中性子が放出される過程である。中性子過剰核の元素に見られる。



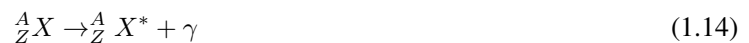
陽子放出

陽子放出は式 (1.13) で表されるように陽子が放出される過程である。陽子過剰核の元素に見られる。



γ 崩壊

励起状態の原子核が脱励起する際に光子を放出する陽子数と中性子数が変化しない過程である式 (1.13)。



γ 崩壊が発生するためには原子核の励起状態が必要である。これまで紹介した α 崩壊、 β -崩壊、 β^+ 崩壊、電子捕獲、自発核分裂、中性子放出、陽子放出などの崩壊直後は核が励起した状態になるため、 γ 崩壊は基本的にこれらの崩壊とセットで発生する。また正確には娘核が γ 崩壊し核ガンマ線が放出されるが、励起状態から脱励起するタイムスケールは 10^{-10} 秒程度と小さいため、親核の崩壊時に放出されたとも表現されることもある*20。本研究では後者の方法で記載している。

*20 例えば、 $A \rightarrow B$ と崩壊した直後に B が γ 崩壊によるガンマ線を放出したとする。この場合 B の γ 崩壊時に核ガンマ線が放出された、または A の崩壊時に核ガンマ線が放出されたとも書ける。核ガンマ線検出により元素量を特定する目的などの場合は後者の方が便利である。

複数の励起準位を持つ元素の場合、事前の崩壊で核が励起された準位によって、様々なエネルギーの核ガンマ線を放出しうる。また、励起状態から2回以上に分けて基底状態へ移行する場合は、2つ以上の核ガンマ線が放出される。そのため、一種類の核の崩壊でもエネルギーが異なる数十種類の核ガンマ線が放出される。事前の崩壊によってどの準位に励起するかは親核のスピンとパリティ、娘核の各準位のスピンとパリティによって決まり、選択規則と呼ばれる*21[35]。また、 γ 崩壊によってどの準位を辿りながら基底状態へ移行するかもスピンとパリティによる選択規則が存在する*22。

核異性体転移

核異性体転移 (IT:Isomeric Transition) は γ 崩壊と同じく、励起状態の原子核が脱励起する際に光子を放出する陽子数と中性子数が変化しない過程である (式 1.15)。



γ 崩壊と異なる点は励起状態の核が脱励起するまでのタイムスケールである。多くの元素は 10^{-10} 秒程度で脱励起するが、中には励起状態を比較的長く維持する元素もあり、 10^{-6} 秒以上励起した状態を長く維持している元素を核異性体 (isomer) と呼ぶ。核異性体は質量数の後に m をつけて区別し、複数ある場合は励起準位が小さい順に m1,m2,m3... と記述する。核異性体の例としては、半減期 2.552 分の ${}^{137m}\text{Ba}$ や、半減期 7.15×10^{15} 年の ${}^{180m1}\text{Ta}$ 、半減期 19.2 nsec の ${}^{180m2}\text{Ta}$ などがある。 ${}^{180m1}\text{Ta}$ は基底状態の ${}^{180}\text{Ta}$ (半減期 8.154 hour) より半減期が長い。核異性体転移は励起状態を比較的長時間保つ元素が脱励起する過程であり、 γ 崩壊と根本的に変わらない。

放射性崩壊のタイプを核図表にまとめたものを図 1.11 を示す。これらの崩壊による核ガンマ線を検出し、放射量を調べることで崩壊元素の量を知ることができる。ただし、崩壊後にさらに崩壊するといった連鎖や、他の元素の崩壊による元素量の増加も考慮する必要がある。また、複数の核異性体、複数の核ガンマ線を放出する γ 崩壊もあり、放出される核ガンマ線は非常に複雑である。さらに、異なる元素の崩壊による複数の核ガンマ線輝線があるエネルギー付近に混在し、1つの輝線として誤解する可能性も考えなければならない。そのため、核ガンマ線観測による元素特定は、放出される核ガンマ線の網羅的で定量的な研究が必要である。

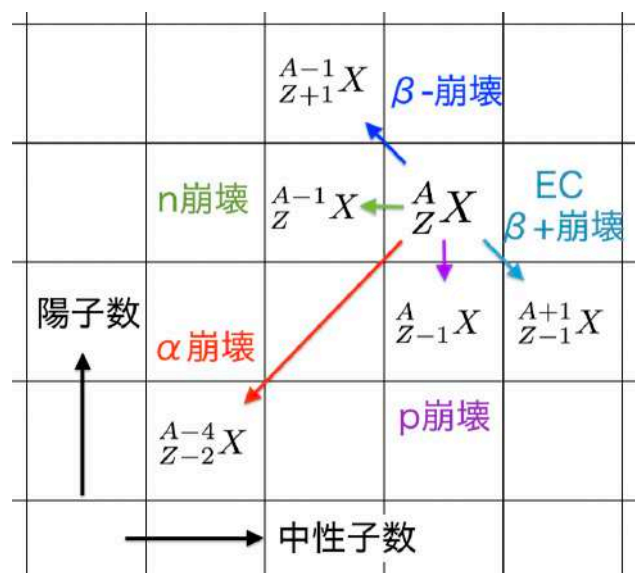


図 1.11 放射性崩壊による元素の変化。縦軸は陽子数、横軸は中性子数の核図表形式で元素 ${}^A_Z X$ が各崩壊タイプで崩壊した際の変化を示している。

*21 例えば、 ${}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}$ と β -崩壊する際には選択規則によって第1励起準位 (2^+) への励起が禁止され、ほとんどが第2励起準位 (4^+) へ励起する。

*22 例えば、選択規則により第2励起準位 (4^+) から基底準位 (0^+) への遷移は禁止されている。この場合は第1励起準位を経由して基底状態へ遷移する。

1.3 中性子星-中性子星合体

1.3.1 中性子星

$8 M_{\odot}$ – $30 M_{\odot}$ 程度の恒星は進化の最後に重力崩壊型超新星爆発を起こし、外層が吹き飛んだ後、中心部に中性子星が残る。重力崩壊時に電子捕獲が起こり陽子が中性子に変化する過程を経ているため、中性子星はほとんどが中性子でできており、これらの中性子の縮退圧で重力に反発している。

中性子星の質量と半径の関係は中性子の縮退圧と重力から決まる。中性子の縮退圧は式 (1.16) である。

$$P_d = \frac{1}{3} h^2 m_n \left(\frac{\rho}{m_n} \right)^{5/3} \quad (\text{非相対論的}) \quad P_d = \frac{1}{3} h c \left(\frac{\rho}{m_n} \right)^{4/3} \quad (\text{相対論的}) \quad (1.16)$$

ここで P_d は圧力、 ρ は密度、 m_n は中性子の質量、 h はディラック定数、 c は光速である。次に重力を支えるのに必要な圧力を P_G は、式 (1.17) で表される。

$$P_G \approx \frac{GM\rho}{R} \approx GM^{2/3} \rho^{4/3} \quad (1.17)$$

ここで、 M は中性子星の質量、 R は中性子星の半径である。式 (1.16,1.17) から力学的釣り合いを考えると中性子星の M と R の関係が分かる。(式 1.19)

$$\frac{M}{R} \approx \frac{hc\rho^{1/3}}{Gm_n^{4/3}} \quad (\text{非相対論的}) \quad (1.18)$$

$$\frac{M}{R} \approx \frac{h^2 \rho^{2/3}}{Gm_n^{8/3}} \quad (\text{相対論的}) \quad (1.19)$$

P_d と P_G の模式図を図 (1.12) に示す。

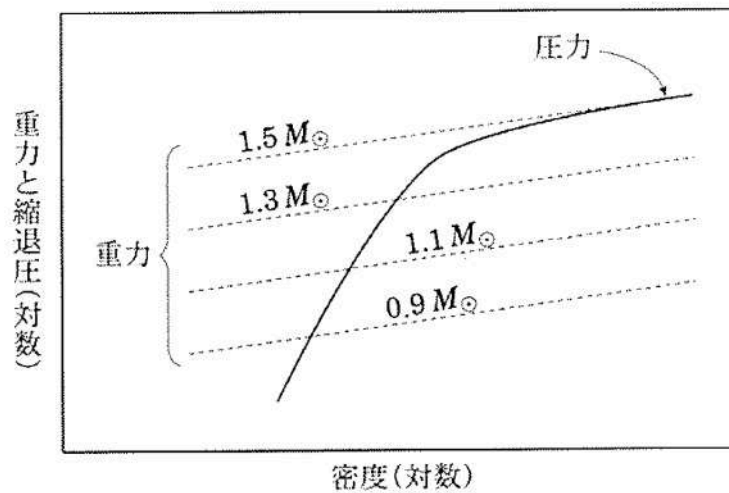


図 1.12 中性子星の中性子縮退圧と重力の関係。破線が P_G 、実線が P_d であり、交点が P_G と P_d が拮抗する安定点である。質量が約 $1.5 M_{\odot}$ 程度まで大きくなると安定点なくなることが分かる。[97]

P_G は M が大きくなるにつれて上に移動し、 P_d とバランスが取れることにより安定する交点は右上に移動し、

最終的には交点が存在しなくなる。つまり、中性子星の質量には縮退圧で支えきれなくなるため上限値が存在する。これをチャンドラセカール限界 (Chandrasekhar limit) と言い、式 (1.16,1.17) から式 (1.20) で表される。

$$M_{Ch} \approx m_n \left(\frac{\hbar c}{Gm^2} \right)^{3/2} \approx 1.5 M_{\odot} \quad (1.20)$$

これらは単純な力学的釣り合いから導出した半径 R と質量 M の関係だが、中性子星は中心密度が高いため中性子同士の核力、強重力であるため一般相対論を考慮しなければならない。それらを考慮した状態方程式 (EOS) を考え研究が進められており、様々なモデルで中性子星の半径 R と質量 M の関係の結果が計算されている。図 (1.13) に様々なモデルで中性子星の半径 R と質量 M の関係を示す。

中性子星の質量は大きくなるほど不安定となり最終的にはブラックホールになる。逆に質量が小さい時は半径が増大し、潮汐破壊による制限を受ける。各 EOS でのチャンドラセカール限界値は $1.5 - 2.5 M_{\odot}$ に集中している。

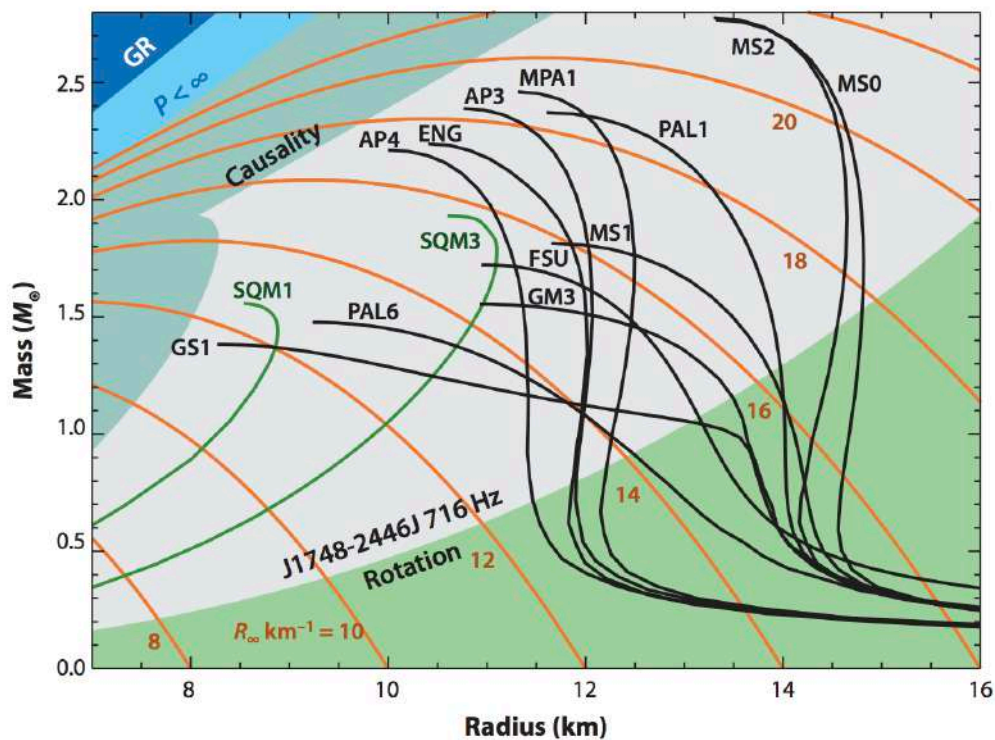


図 1.13 Lattimer et al.2001[47] により取り扱われた様々な EOS での中性子星の半径 R と質量 M の関係 [46]。ハドロン状態方程式 (EOS)(黒色曲線) およびストレンジクォークマター (SQM)EOS(緑色曲線) の一般的な M - R 曲線。一般相対性理論 (GR)、有限圧力 ($P < \infty$)、因果関係 (Causality) によって除外された M - R 平面的領域が示され、オレンジの曲線は、赤方偏移による放射半径 $R_{\infty} = R(1 - 2GM/Rc^2)^{-1/2}$ の等高線を示している。Rotation と表記された領域は、Hessels et al.2006[28] によって PSR J1748-2446J のパルサー周波数 716 Hz の潮汐破壊 (mass shedding) によって制限されている領域。

中性子星の質量と半径の比は、連星系でのケプラーの第三法則などを用いて高い精度で求めることができる。また、中性子星-中性子星合体による重力波を解析することで、原始中性子星の半径と質量の関係を求めることもできる [25]。

中性子星の内部構造は図 (1.14) のように複数の層からできているとされ、各層で密度や存在する元素が異なる。

Envelope

中性子星の表面に位置する密度 10^9 kg m^{-3} 以下の層。温度や磁場による影響で固体または液体状になっている。

Outer Crust

Envelope の下に存在する層で、密度は $10^9 \approx 4.3 \times 10^{14} \text{ kg m}^{-3}$ 。鉄やニッケルなどの原子核が規則的に並び、縮退した電子に浸っている。密度が $10^{10} \text{ kg m}^{-3}$ を越えた領域になると、電子捕獲の反応により中性子過剰核が増える。さらに密度が高くなるにつれ表面エネルギーが小さくて済む重い原子核が安定になり存在している。

Inner Crust

この層では密度 $4.3 \times 10^{14} - 1 \times 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$ で、中性子過剰な原子核が縮退した電子に格子状に並んで存在する。またこの層では原子核が中性子を保持できず、中性子が漏れ出て超流動状態の自由中性子として存在している。

Outer Core

この領域では原子核は全て溶け、超流動状態の自由中性子で満たされている。わずかに電子、陽子、 μ 粒子が存在し、陽子については超伝導状態になっている。

Inner Core

この領域は密度が極めて高く、凝縮した π 中間子、 \mathbf{K} 中間子、クォークなどの素粒子の存在が予想されている。これらの素粒子が出現する密度が不明なため、未だはっきりしていない部分である。

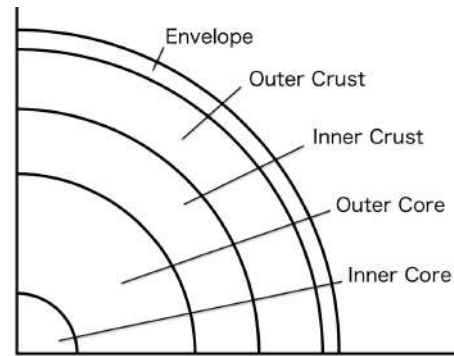


図 1.14 中性子星の内部構造。

1.3.2 中性子星-中性子星連星

中性子星-中性子星連星は中性子同士の連星であり、現在では十数個発見されている。図 (1.15) に中性子星-中性子星連星のそれぞれの中性子星の質量観測値を示す。質量はチャンドラセーカル限界付近の $\approx 1.4 M_{\odot}$ に集中してる。

中性子星-中性子星などの連星は重力波をエネルギーとして放出し、公転周期が短くなる。公転周期 P 変化率は式 (1.21) で表され、最終的には合体する。

$$\dot{P}_{orb} = -\frac{192}{5c^5} \left(\frac{P_{orb}}{2\pi} \right)^{-5/3} \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4 \right) \times (1 - e^2)^{-7/2} G^{5/3} M^2 (2M)^{-1/3} \quad (1.21)$$

銀河系内に宇宙年齢以内に合体する連星パルサーがすでに数個確認されていることなどから、中性子星-中

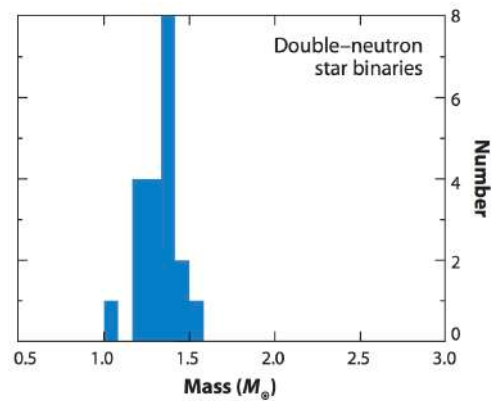


図 1.15 観測された中性子星-中性子星連星の中性子星の質量 [46]。

中性子星合体は銀河1つあたり 10^6 年に 3–190 回程度発生すると考えられている [42]。^{*23}

1.3.3 中性子星-中性子星合体

中性子星-中性子星合体が発生すると重力波を発生させ、中心部には大質量中性子星かブラックホールが形成される。周囲には合体の衝撃により様々な Ye の ejecta を発生する。図 (1.16) に ejecta の種類を示す。それぞれ量と Ye が異なり、各 ejecta の質量は Dynamical ejecta $10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot}$ 、GRB jet $<10^{-8} M_{\odot}$ 、Cocoon $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$ 、Shock breakout $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$ 、Wind $10^{-4} - 5 \times 10^{-2} M_{\odot}$ である。r-process に寄与する ejecta は Dynamical ejecta ($Ye=0.01 - 0.4$) と Wind ($Ye=0.2 - 0.4$) であり、合わせて $0.01 - 0.06 M_{\odot}$ 程度である。

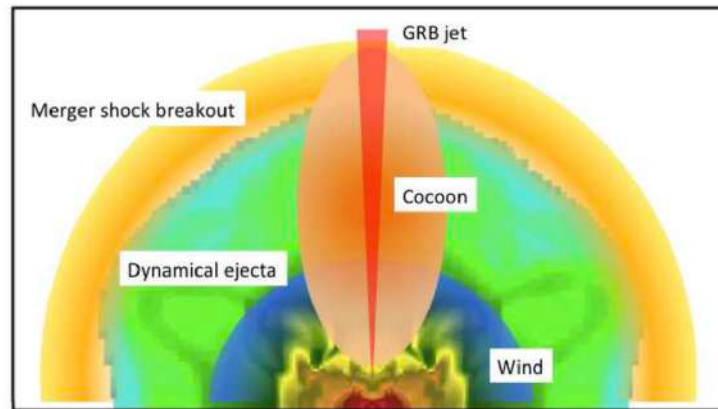


図 1.16 中性子星-中性子星合体の ejecta の種類 [40]。各 ejecta の質量は Dynamical ejecta $10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot}$ 、GRB jet $<10^{-8} M_{\odot}$ 、Cocoon $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$ 、Shock breakout $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$ 、Wind $10^{-4} - 5 \times 10^{-2} M_{\odot}$ である。

GRB jet

jet は極方向への光速に近い速度で質量放出である。中性子星-中性子星合体の jet が地球方向を向いている場合ショート Gamma-ray Burst (GRB) として観測されると考えられている。

Merger shock breakout

Merger shock breakout 成分は合体の衝撃が外部の星間物質に到達し一部が相対論的速度 $v < 0.8c$ を持ったものである。質量と運動エネルギーは $M \approx 10^{-5} M_{\odot}$ 、 $E \approx 5 \times 10^{48} \text{ erg}$ 程度と考えられている [55]。

cocoon

GRB jet と、ejecta や回転軸に沿った風などの事前に放出された物質との相互作用が発生するジェットを囲む熱い繭状の領域が cocoon と呼ばれる。jet との交差時間に jet のエネルギーが蓄積されるため、エネルギーは GRB jet に類似すると考えられている。

wind

中性子星の残骸の一部は中心天体を囲む $10^{-3} - 0.3 M_{\odot}$ の降着円盤を形成し [74]、この降着円盤は粘性加熱とニュートリノ加熱によってアウトフローを生成する。このアウトフローが wind であり、放出質量は中心天体に依

^{*23} 2003 年以前は、銀河系の中性子星-中性子星連星合体は 10^6 年に 0.1–10 個の間で推定されていた [36]。

存する。

中心天体が降着円盤のあるブラックホールの場合、降着円盤は非常に高密度であり、降着速度は非常に大きいため、合体初期はニュートリノでも不透明である。合体の開始から約 0.1~1 秒後に、降着円盤の密度と温度が低下し、ニュートリノ冷却が非効率的になると、粘性加熱により、降着円盤の一部が等方的に放出される [21]。wind の量は、 α 粘度パラメータとブラックホールのスピンパラメータに応じて変わるが、初期の降着円盤の質量の約 5-20% である。2 つパラメータを大きくすると、初期ディスク質量に対する wind の割合が増加する。wind の平均速度は 0.03c-0.05c、予想運動エネルギーは 10^{47} - 10^{50} erg の範囲、平均電子分数は $Y_e = 0.2$ -0.3 である。

中心天体が降着円盤を持つ中性子星の場合の wind は、ニュートリノ加熱と粘性加熱による降着円盤からのアウトフローの他に、中性子星自体からのニュートリノ駆動風がある [63]。ニュートリノ加熱と粘性加熱による降着円盤からのアウトフローは降着円盤の質量の約 20% である。ニュートリノ駆動風は、降着円盤の質量が $0.03 M_\odot$ の場合は、 $10^{-3} M_\odot$ (速度 $v \approx 0.05$) 程度、降着円盤の質量が $0.17 M_\odot$ の場合は、 $3 \times 10^{-3} M_\odot$ (速度 $\approx 0.06c$ - $0.9c$) 以上放出される。

dynamical ejecta

dynamical ejecta の平均速度は $\approx 0.2c$ 程度 [39]、質量と運動エネルギーは $10^{-4} < M < 10^{-2} M_\odot$ *24、 $10^{49} < E < 10^{51}$ erg の範囲にあると予想されている [5]。低 Y_e を実現する ejecta であり、質量も大きいため、本研究では dynamical ejecta を主な r-process 進行の場として考え議論する。

$1.35 M_\odot$ 同士の中性子星の合体時の密度分布の概形を図 1.17 に、熱エネルギー分布の概形を図 1.18 に示す*25。合体により周囲に ejecta を排出している様子が分かる。また密度と熱エネルギーが大きい螺旋状のアーム構造が見られる。合体による ejecta は異方性はあるが準球状であり、時間が経つとともに膨張し異方性は小さくなる。

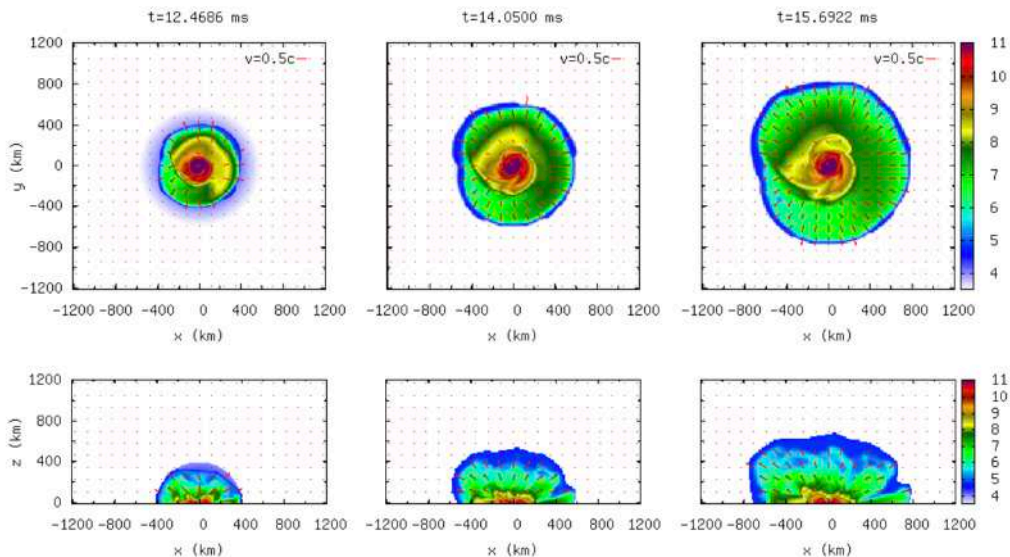


図 1.17 中性子星-中性子星合体時の密度分布の概形 [39]。 $1.35 M_\odot$ 同士の中性子星合体で、上の 3 パネルは連星の回転平面の密度分布の概形、下の 3 パネルは極方向の密度分布の概形、矢印は速度ベクトルを示している。

*24 2017 年には中性子星-中性子星合体 GW170817 から重力波とともにキロノヴァが観測され [15]、ライトカーブから r-process に寄与した質量が 0.03 - $0.06 M_\odot$ だと推定されている [37][38]。

*25 大きさのスケールが違うことに注意。

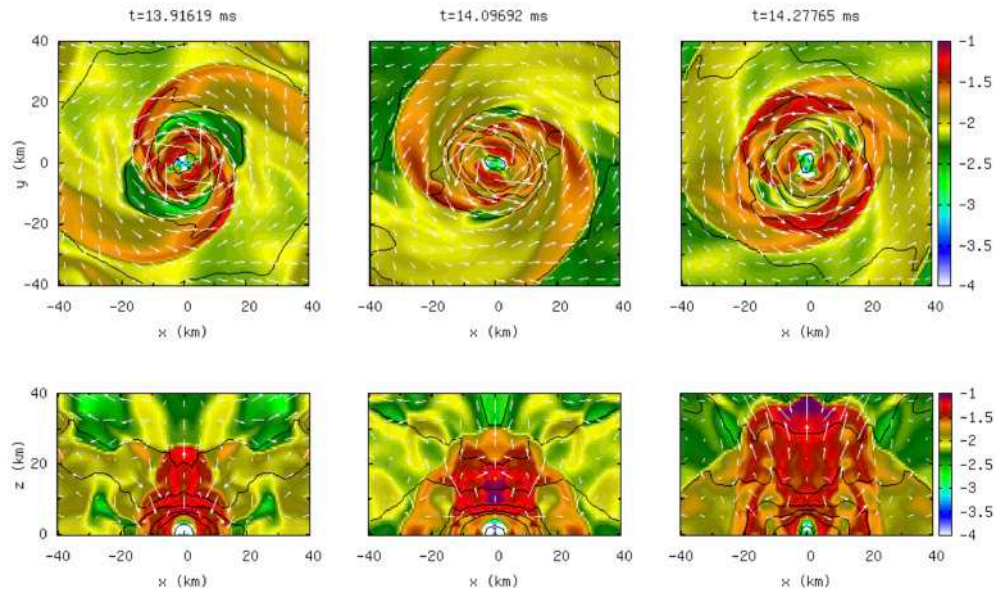


図 1.18 中性子星-中性子星合体時の熱エネルギー分布の概形 [39]。1.35 M_{\odot} 同士の中性子星合体で、上の 3 つのパネルは連星の回転平面の熱エネルギー分布の概形、下の 3 つのパネルは極方向の熱エネルギー分布の概形、矢印は速度ベクトルを示している。

dynamical ejecta は衝撃加熱由来と潮汐力由来の ejecta から構成されており、それぞれの排出の過程は次の通りである。

衝撃加熱由来の ejecta は、2 つの中性子星の合体の開始時に形成される衝撃加熱によるものである。合体の衝撃加熱によって生成された高温物質は、図 (1.18) にみられるように特に赤道面上 2 方向と極方向に多く放出される。半径が小さい中性子星で構成される連星は、合体時には 2 つの中性子星の衝突速度が大きくなるため、より強い衝撃が形成され、ejecta の量が多くなる。加熱された ejecta は、回転する衝撃面に沿って生成された高熱、高圧力部によって外側に押し出され、合体する中性子星のエンベロップ中の物質を掃引する。その後、回転しながら外向きに拡張し、図 (1.18) の上の 3 パネルにみられるようなホットスパイラルアームを形成する。ホットスパイラルアームは高速回転する中性子星によって角運動量を獲得し、一部は最終的に中性子星重力圏から脱出する。衝撃加熱由来の ejecta の Y_e は、潮汐力由来の ejecta より大きく $Y_e \approx 0.2-0.4$ 程度である [92]。この過程は、合体の開始後、最初の数ミリ秒で発生し、持続時間が $1-2 \times 10^{-2}$ 秒の比較的長期間の排出過程である。

潮汐力由来の ejecta は、非対称の中性子星-中性子星連星で起こる、潮汐力によって引き伸ばされた中性子星の一部が ejecta になったものである。十分に非対称な連星の場合は、質量の小さい中性子星が潮汐力によって引き伸ばされることでスパイラルアームを形成し、その後、大質量中性子星から角運動量を得ることで重力圏を脱出する。この潮汐力由来の ejecta は約 20° の角度で連星の赤道面に放出される [39]、衝撃加熱やニュートリノ照射の影響を受けないため、電子分率は低く $Y_e < 0.1$ 程度になる。そのため dynamical ejecta の中でも潮汐力由来の ejecta は r-process が強く進行し第 3 ピーク以降の元素を生成する場として非常に有力候補である。

このように dynamical ejecta には衝撃加熱由来と潮汐力由来による ejecta 排出過程が存在する。それらは高速回転する中性子星によって加えられる角運動量によって、赤道面に近い方向に非常に高速で放出され、平均速度は $0.15c-0.25c$ 程度、最大速度は $0.5c-0.8c$ (c は光速) にもなる。

1.3.4 中性子星-中性子星合体残骸

中性子星-中性子星合体後、残骸から放射性崩壊による核ガンマ線の観測が期待されるが、光学的厚さが大きい期間はガスに核ガンマ線が吸収散乱され輝線のエネルギーと放射量の情報を失い、観測することはできない。光学的厚さ τ_s は次の式 (1.22) で計算される [48]。

$$\tau_s = \frac{3\kappa M_{ej}}{4\pi V^2 t^2} = 1.57 \left(\frac{\kappa}{0.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right) \left(\frac{M_{ej}}{0.01 M_\odot} \right) \left(\frac{V}{0.3c} \right)^{-2} \left(\frac{t}{1 \text{ day}} \right)^{-2} \quad (1.22)$$

ここでは、一定の ejecta 質量 M_{ej} 、均一密度 ρ の球面合体 ejecta を考え、表面で一定の速度 V で均一に膨張し、ejecta の opacity κ が一定であると仮定している。拡大する球体の半径は、 $R = Vt$ で、ここで、 t は合体からの時間であり、 $M_{ej} = \frac{4\pi}{3} \rho V^3 t^3$ である。ここで光学的厚さ τ_s となるまでの時間 t_s を考えると次の式 (1.23) で計算される。

$$t_c = 1.25 \left(\frac{\kappa}{0.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{ej}}{0.01 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{V}{0.3c} \right)^{-1} \quad (1.23)$$

$M_{ej} = 0.01 M_\odot$ 、 $V = 0.3c$ 、 $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ の中性子星-中性子星合体残骸では 1.25 日程度経過すると $\tau_s = 1$ となる。しかし、 $\tau_s = 1$ では放射性崩壊による核ガンマ線が約 37% 程度しか透過しないため*26、さらに τ_s が小さくなるのを待つ必要がある。核ガンマ線が 99% 程度透過する場合の光学的厚さは $\tau_s \approx 0.01$ であり、かかる時間は $t_s \approx 13$ 日である。このように十分光学的厚さが小さくなってからでないと残骸から核ガンマ線輝線は観測できない。

図 (1.19) に中性子星-中性子星合体残骸の時間発展の概要を示す。左から右へ爆発から時間が経過する様子を図示しており、初めは中性子星-中性子星合体 (NSM) が発生し、 ≈ 10 ミリ秒で r-process が完了する。その後、ejecta が光学的に厚い期間となる。

ejecta が光学的に厚い期間には核ガンマ線が ejecta による吸収散乱を受けるため、核ガンマ線がどのように見えるかについては、放射伝搬過程を考慮しなければ推定できない。この時期の中性子星-中性子星合体残骸について、Hotokezaka et al.2015[40] で放射伝搬過程を考慮した核ガンマ線の研究がなされている。さらに、ejecta が光学的に厚い時期には、吸収散乱される核ガンマ線のエネルギーが ejecta を加熱し、熱された ejecta は赤外線帯域で熱光子を放射することが予想されている [56, 67, 44, 4, 79]。これをキロノヴァまたはマイクロノヴァと言う。キロノヴァを駆動する放射性崩壊は半減期の短いランタノイド元素 ($A < 180$) が主であり、キロノヴァを観測できればそれらの元素が r-process で合成された証拠とされる。最初のキロノヴァ候補は、短い GRB 130603B の後にハッブル宇宙望遠鏡によって発見され、ejecta の質量は $> 0.02 M_\odot$ と推定された [81, 9]。また、GRB 050709 および 060614 に関して、残光の光学バンプ (スペクトル上のこぶのような隆起した形状) がキロノヴァとして解釈できる説も存在する [95, 33]。2017 年には中性子星-中性子星合体と考えられる重力波イベント GW170817 から重力波とともにキロノヴァが観測されている [15]*27。中性子星-中性子星合体からキロノヴァが観測されたことで、中性子星-中性子星合体が r-process の現場としてより広く解釈されるようになった。しかし、ランタノイド元素以上の元素、特に r-process 第 3 ピーク ($A \approx 195$) の合成の証拠には至っていない。

時間が経過し、ejecta が光学的に薄くなると核ガンマ線輝線がエネルギーと放射量の情報を持ったまま外部に脱出する。この時期には残骸から核ガンマ線輝線の観測が可能となる。残骸の膨張速度はこの時点でも十分速いため、

*26 ここでは、放射性崩壊による核ガンマ線のうち吸収散乱される割合を $1 - e^{-\tau_s}$ で近似し、残骸を脱出した核ガンマ線の割合を $e^{-\tau_s}$ で近似している。

*27 ライトカーブから r-process に寄与した質量は $0.03 - 0.06 M_\odot$ だと推定されている [37, 38]。

核ガンマ線輝線はドップラーブロードニング (Doppler broadening) 効果を受ける。ドップラーブロードニング効果は放射源が速度を持つことで光のドップラー効果により観測光子のエネルギーが変化する効果である。球状に膨張する場合、速度が早くなればなるほど観測できる輝線の半値全幅 (FWHM) が大きくなり、ピーク flux の低下と他の輝線と重なることで輝線の検出は難しくなっていく。そのため、初期の残骸は光学的厚さが十分小さくなったとしてもドップラーブロードニング効果で輝線を観測できない可能性がある*28。さらに時間が経過すると、最終的に残骸は星間物質と区別がつかなくなる。

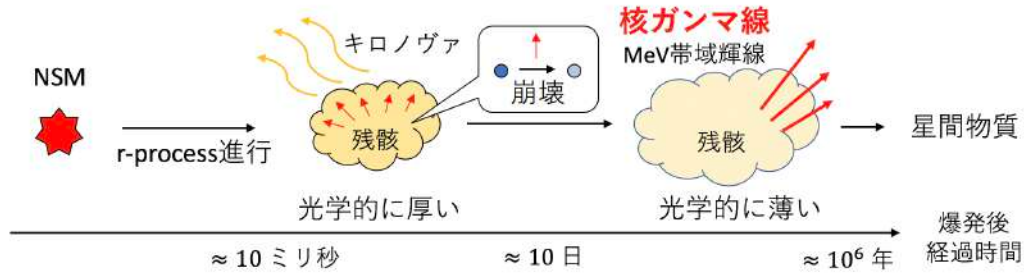


図 1.19 中性子星-中性子星合体残骸の時間発展の概要図。左から右へ爆発から時間が経過する様子を図示している。中性子星-中性子星合体 (NSM) から ejecta が光学的に厚く、外部から輝線観測ができない時期を経て、ejecta が光学的に薄く、外部から輝線観測ができる状態へ移行している。最後には星間物質と区別がつかなくなる。

中性子星-中性子星残骸には、これまで超新星残骸で考えられてきたように、自由膨張期、セドフテイラー (ST:Sedov-Taylor) 期、PDS (pressure-driven snowplow) 期、MCS (momentum-conserving snowplow) 期の 4 つのフェーズがある [53]。

自由膨張期

自由膨張期は合体の ejecta がほぼ自由に星間空間を膨張する期間である。高速で膨張するため星間物質中に衝撃波を生じながら、星間物質を圧縮し、掃き集める。初期に掃き集められる量は ejecta の質量に比べて非常に少ないため、ejecta の膨張は外の星間物質にはほとんど影響されずに初期速度、運動エネルギーを保って膨張する。掃き集められた星間物質の質量が ejecta の質量と等しくなるまで続き、合体から式 (1.24) の t_{sw} 年まで続く。

$$t_{sw} = 69.5 \left(\frac{0.1c}{v_{ej}} \right) \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{年} \quad (1.24)$$

ここで、 M_{ej} は中性子星-中性子星合体の ejecta 質量、 v_{ej} は ejecta 放出初期速度、 ρ は星間物質質量密度、 m_p は陽子質量、 $n \approx \rho/m_p$ は星間物質粒子密度である。

セドフテイラー (ST:Sedov-Taylor) 期

掃き集められた星間物質の質量が ejecta の質量程度になると、ejecta の持っていた運動エネルギーは掃き集められた星間物質に渡され加熱される。このとき、掃き集められた星間物質は完全電離しているため、輻射冷却によってエネルギーが失われない状態にある。この期間をセドフテイラーまたは断熱膨張期と言う。セドフテイラー期が始まる時間 t_{PDS} は、 $E = M_{ej}v_{ej}^2/2$ を ejecta の運動エネルギーとすると、式 (1.25) で決まる。

*28 3.4 節にて球殻状の ejecta の膨張速度の時間発展を考え、視線方向速度を体積積分することでドップラーブロードニング効果による輝線太りを計算している。

$$t_{\text{PDS}} = t_{\text{sw}} + 1.33 \times 10^4 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{3/14} \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-4/7} \text{ 年} \quad (1.25)$$

PDS(pressure-driven snowplow) 期

t_{PDS} 後、衝撃波の速度が時間とともに減少しつつも、膨張が進み温度が下がる。温度が下がると衝撃波の後面でガスが放射冷却ができるようになる。このとき、衝撃波の後面には放射冷却によって冷えた星間物質が球殻状に分布し、その内側には高温で希薄な気体が満ちている構造となる。この期間を PDS 期または等温膨張期と言う。エネルギー保存は成り立っておらず、内部の熱と球殻状の冷えて密度の高まった星間物質の運動による慣性の法則で膨張が進む。そして、合体から t_{mix} (式 1.26) 年後に星間物質と混ざり、星間物質と区別がつかなくなる。この時期を ISM 期とする。

$$t_{\text{mix}} = 56.84 \times t_{\text{PDS}} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{5/49} \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right)^{10/49} \quad (1.26)$$

MCS(momentum-conserving snowplow) 期

PDS 期の終わりには放射冷却により内部の熱エネルギーのほとんどが枯渇し、内部の圧力は無視できるようになる。この期間は、残骸の運動量のみで膨張が継続され、MCS 期と呼ばれる。ただし、MCS 期に到達する前に PDS 期またはセドフテイラー期で、残骸は星間物質と混ざり区別ができなくなる [14]。したがって、本研究では MCS 期を無視している。

それぞれの期間で残骸の半径 r_{NSM} を計算すると式 (1.27) のようになる。

$$\begin{aligned} r_{\text{NSM}} &= v_{\text{ej}} t : \text{自由膨張期 } t \leq t_{\text{sw}} \\ &= R_{\text{sw}} + \left(\frac{2.026 E (t - t_{\text{sw}})^2}{\rho} \right)^{1/5} : \text{セドフテイラー期 } t_{\text{sw}} < t \leq t_{\text{PDS}} \\ &= R_{\text{PDS}} \left(\frac{4}{3} \frac{t}{t_{\text{PDS}}} - \frac{1}{3} \right)^{3/10} : \text{PDS 期 } t_{\text{PDS}} < t \leq t_{\text{mix}} \\ &= R_{\text{PDS}} \left(\frac{4}{3} \frac{t_{\text{mix}}}{t_{\text{PDS}}} - \frac{1}{3} \right)^{3/10} : \text{ISM 期 } t_{\text{mix}} < t \end{aligned} \quad (1.27)$$

残骸の膨張速度 v_{NSM} は半径を時間 t で微分することで計算でき、式 (1.28) となる。この速度を残骸の膨張速度と考え、核ガンマ線に対するドップラーブロードニング効果の計算に用いる*29。

$$\begin{aligned} v_{\text{NSM}} &= v_{\text{ej}} : \text{自由膨張期 } t \leq t_{\text{sw}} \\ &= \frac{1}{5} \left(\frac{2.026 E}{\rho} \right)^{1/5} (t - t_{\text{sw}})^{-3/5} : \text{セドフテイラー期 } t_{\text{sw}} < t \leq t_{\text{PDS}} \\ &= \frac{2 R_{\text{PDS}}}{5 t_{\text{PDS}}} \left(\frac{4 t}{3 t_{\text{PDS}}} - \frac{1}{3} \right)^{-7/10} : \text{PDS 期 } t_{\text{PDS}} < t \leq t_{\text{mix}} \\ &\approx 0 : \text{ISM 期 } t_{\text{mix}} < t \end{aligned} \quad (1.28)$$

天の川銀河中での中性子星-中性子星合体の発生レートは、Kim et al.2015[13] で $21_{-14}^{+28} \text{ Myear}^{-1}$ (誤差は信頼度 95%)、Pol et al.2019[60] で $42_{-14}^{+30} \text{ Myear}^{-1}$ (誤差は信頼度 90%) であるとされている。その他の文献は表 (1.1) に

*29 3.4 節で速度を具体的に計算し、ドップラーブロードニングを考慮している。

まとめる。 t_{mix} がおよそ 10^6 年であることを考えると、現在、銀河系に存在する星間物質と区別ができる中性子星-中性子星合体残骸の数は 20–40 程度になると考えられる。

表 1.1 1 銀河あたりの NSM 発生回数。1 列目は文献名、2 列目は 1 銀河あたりの NSM 発生回数を表示している。数値の範囲については、Pol et al.2019 が信頼度 95%、Kim et al.2015 が信頼度 90%、記述していないものは複数のモデルでの計算結果の最大値と最小値の範囲を表している。

参考文献	1 銀河あたりの NSM 発生回数 (Myr^{-1})
Pol et al.2019[60]	42^{+30}_{-14}
Chruslinska et al.2017[52]	0.1–234
Kim et al.2015[13]	21^{+28}_{-14}
Mennekens et al.2014[54]	0–153
Dominik et al.2012[18]	7.6–23.5
Belczynski et al.2010b[7]	3.3–41
Kim et al.2006[43]	3–190
Voss et al.2003[86]	$1.5^{+15.5}_{-0.96}$
Belczynski et al.2002[8]	53

それらの残骸は、銀河系に均等に分布しているわけではなく、残骸の年齢も均一ではない。地球-残骸間距離と残骸年齢の 2 つのパラメーターで残骸の存在確率密度分布を考えると図 (1.20) のようになる。左パネルが地球からの距離をパラメーターに取った場合の残骸の存在確率密度で 8 kpc あたりにピークがあることがわかる。右パネルは残骸の年齢をパラメーターに取った場合の確率密度分布で、 $-0.6(2.5 \times 10^5 \text{ 年})$ あたりにピークがあることがわかる。将来検出器の達成感度によって核ガンマ線検出可能な残骸の個数を算出する際には、この距離と年齢をパラメーターに取った系内残骸の存在数確率密度分布が必要になる*30。

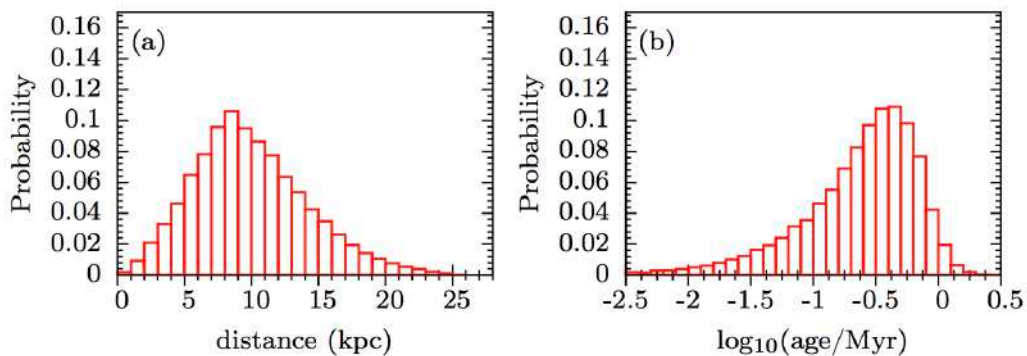


図 1.20 シミュレーションによる銀河系内の中性子星-中性子星合体残骸の距離と年齢による存在確率密度分布 [53]。左パネルが地球からの距離をパラメーターに取った場合の残骸の存在確率密度。右パネルは残骸の年齢をパラメーターに取った場合の確率密度分布。

*30 将来検出器の達成感度によって核ガンマ線検出可能な残骸の個数の算出は 5.3 節を参照。

1.4 核ガンマ線観測

核ガンマ線帯域 (≈ 1 MeV) に感度を持つ衛星で現在または過去に稼働しているものは主に、COMPTEL[71]、INTEGRAL[17]、NuSTAR[22] などがある。中でも最も輝線感度が良い検出器は INTEGRAL/SPI で、輝線感度は $\approx 10^{-5}$ ph/cm⁻²/s である。将来の気球ミッションは COSI[41]、GRAMS[3]、また、将来の衛星ミッションは AMEGO[59]、e-ASTROGAM[82]、ETCC[80]、HEXP[49]、LOX[57] などがあり、輝線感度は 10^{-6} – 10^{-5} ph/cm⁻²/s である。輝線感度は宇宙環境で放射化バックグラウンドによって感度が著しく低下するエネルギー帯域などがあり一様には決まらずエネルギーの関数となる。そのため、同じ Flux の輝線であっても輝線エネルギーによって検出できるどうかが変わる。

1.4.1 稼働中の硬 X 線・ガンマ線 観測機器

現在の MeV 帯域衛星ミッションで最も良い感度を持つ INTEGRAL(20–8000 keV) と、エネルギー帯域は MeV 帯域からずれるが感度が高い NuSTAR(3–78.4 keV) の核ガンマ線検出性能をまとめる。現在の検出器感度は、r-process 元素から直接核ガンマ線観測するには足りず、感度要求値の算出と MeV 帯域での高感度検出器開発が必要である。

INTEGRAL

INTEGRAL(INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) 衛星 [93] は、2002 年に打ち上げられたアメリカの CGRO 衛星、ロシアの GRANAT 衛星に続くガンマ線天文衛星である。INTEGRAL にはガンマ線撮像用の IBIS、ガンマ線分光用の SPI、X 線撮像用の JEMX、光学モニター OM の 4 つの観測装置が搭載されている。

SPI[85] は、19 個の Ge 半導体検出器 (GeDs)^{*31}とコーデットマスク^{*32}を使用した、硬 X 線および軟 γ 線の高エネルギー現象を観測するための検出器である。エネルギー範囲は 20 keV–8 MeV で、このエネルギー範囲で動作する最初の高解像度ガンマ線スペクトルイメージャーである。非常に高いスペクトル分解能と感度を持ち、ガンマ線領域での分光解析が可能である。機器の全体図を図 (1.21) に、機器の主な特性を表 (1.2) に示す。

^{*31} 現在、19 台の検出器のうち 4 台が故障している。#2 が 2003 年 12 月、#17 が 2004 年 7 月、#5 が 2009 年 2 月、#1 が 2010 年 5 月に故障した。

^{*32} X 線や γ 線検出器の前に置かれる穴をいくつか開けたマスク。穴一つ一つがピンホールカメラの穴に相当し、検出器には複数のピンホールカメラの画像が映ることになるため、フーリエ変換など数学的な手法を用いて光源の像を再構成できる。

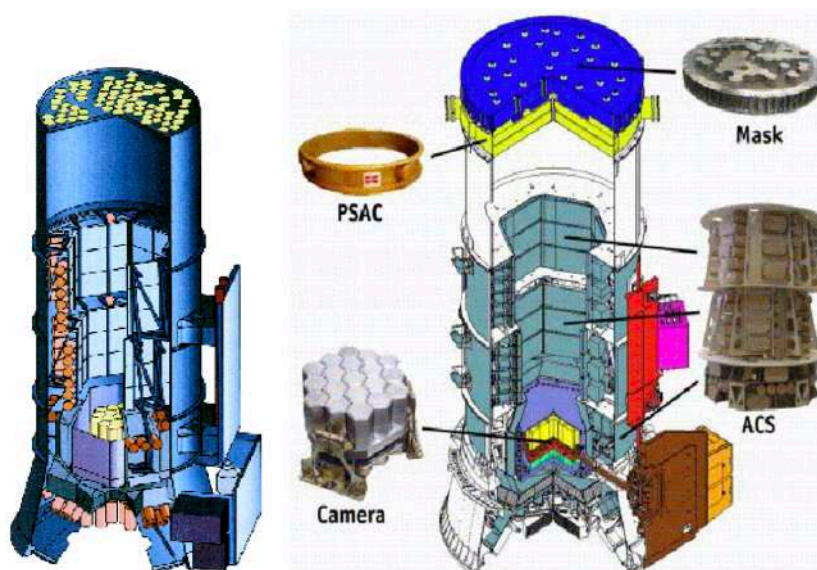


図 1.21 左パネルは INTEGRAL/SPI の全体図、右パネルは INTEGRAL/SPI の各装置を示す図 [17]。その主要な要素は、 ≈ 80 K で動作する 19 の Ge 半導体検出器、検出器視野の約 50% を隠すタングステンのコーデッドマスク、91 個の BGO ブロックからなる反同時係数検出システム (ACS)、機器全体を囲むシンチレーション光を測定するための光電子増倍管を備えた BGO シンチレータとプラスチックシンチレータプレート (PSAC) からなる。

表 1.2 INTEGRAL/SPI の性能 (INTEGRAL Science Operations Centre Announcement of Opportunity for Observing Proposals (AO-9))

Parameter	Value
Energy range	20 keV – 8 MeV
Energy resolution (FWHM)	2.2 keV at 1.33 MeV for each detector, 3 keV for the whole spectrometer.
Angular resolution	2.5° for point sources
Point source positioning	<1.3° for point sources (depending on point source intensity)
Field-of-view	fully coded: 14° flat to flat, 16° corner to corner zero coding: 32° flat to flat, 35° corner to corner (zero sensitivity)

輝線感度は 10^6 秒の露光時間で $\approx 10^{-5}$ ph/cm⁻²/s 程度である。図 (1.22) に SPI の輝線感度を示す。バックグラウンドが多いエネルギー帯では感度が悪くなり、エネルギーが大きくなるほど有効面積が小さくなるため輝線感度低下する。図 (1.22) の 198 keV で感度が著しく悪くなるのは Ge 半導体検出器の Ge による放射化バックグラウンドが原因である*³³。

*³³ Roland Dieh et al. 2018[70] に SPI のガンマ線バックグラウンド一覧がまとめられている。

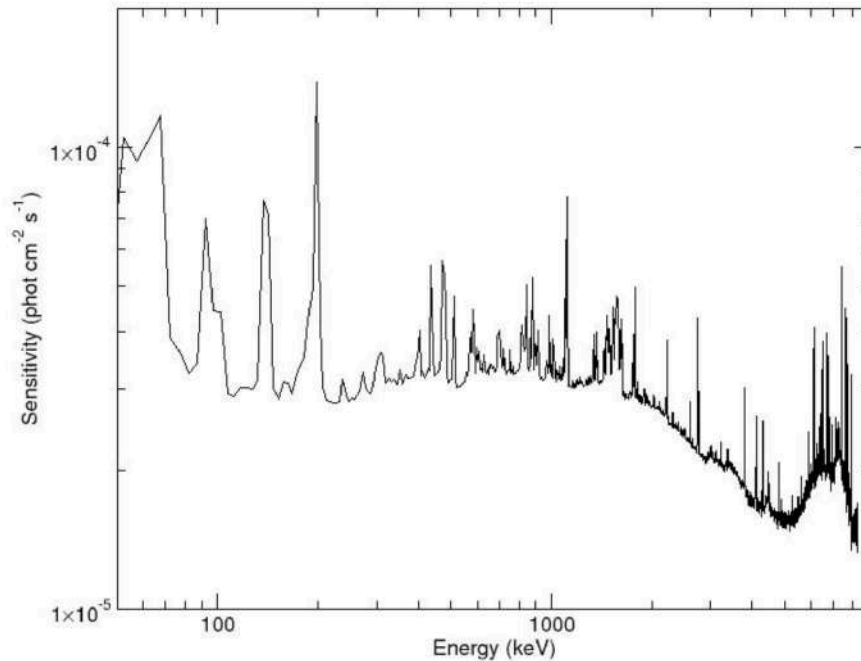


図 1.22 INTEGRAL/SPI の軸上の点光源の輝線感度 (3σ)。露光時間は 10^6 秒で、19 の Ge 検出器のうち 1、2、5、17 番の損失と実際の高バックグラウンド状態を考慮している。(INTEGRAL Science Operations Centre Announcement of Opportunity for Observing Proposals (AO-9))

NuSTAR

核分光望遠鏡アレイ (NuSTAR) ミッションは 2012 年 6 月 13 日に打ち上げられた、軌道上で初めての高エネルギー (3–78.4 keV) X 線望遠鏡である。図 1.23 に NuSTAR の全体図を示す。NuSTAR は、Pt/SiC と W/Si の多層膜コーティングが施された 2 つのヴォルター式光学機器を搭載しており、それぞれ 133 個ずつの同心殻で構成されたミラーで X 線を集束するため、低バックグラウンドを実現している。屈折率が小さい硬 X 線をミラーで集束するため 10 m もの焦点距離が必要となるが軌道に乗った後に光学系を延長する独自の展開可能なマストによって解決している。それぞれの集光した焦点には CsI 同時係数シールドに囲まれた、 32×32 ピクセル、0.6 mm の 2×2 の CdZnTe 検出器が配置されている。

NuSTAR は感度が 3–78.4 keV にあり、核ガンマ線帯域 (≈ 1 MeV) より低いため検出できる核ガンマ線が少なくなるが、集光系であるため、このエネルギー帯で動作するコリメートまたはコーデットマスク検出器よりも感度が 100 倍以上向上している。主な NuSTAR の性能を表 (1.3) に示す。

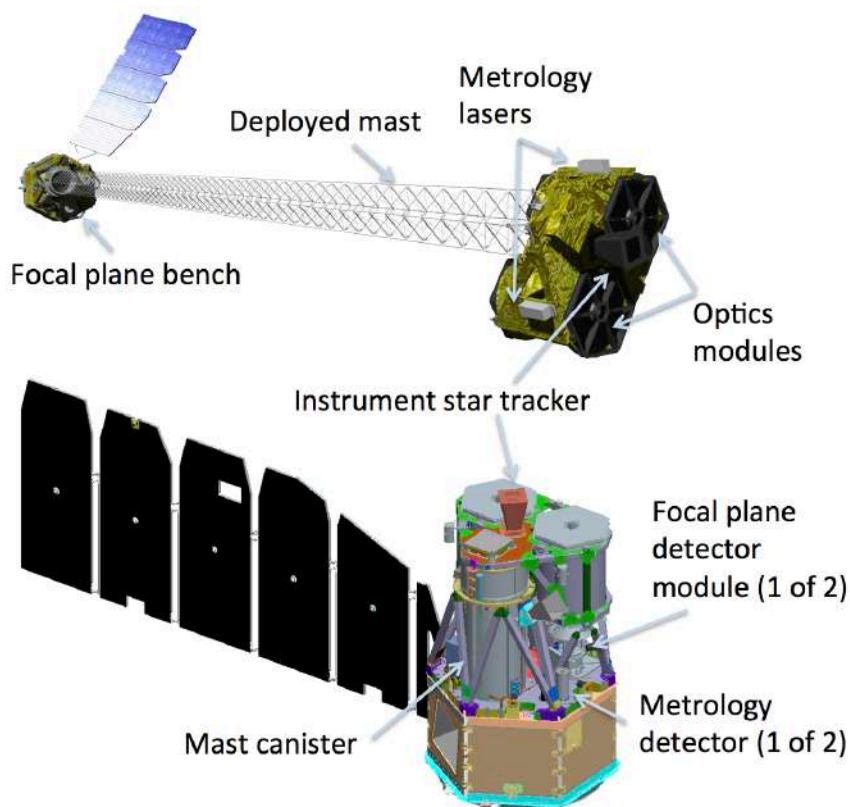


図 1.23 NuSTAR の全体図 (NASA NuSTAR HP)。

表 1.3 NuSTAR の性能 [22]

Parameter	Value
Energy range	3 – 78.4 keV
Angular resolution (HPD)	58''
Angular resolution (FWHM)	18''
FoV (50% resp.) at 10 keV	10'
FoV (50% resp.) at 68 keV	6'
Sensitivity (6 – 10 keV) [10 ⁶ s, 3σ, ΔE/E = 0.5]	$2 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Sensitivity (10 – 30 keV) [10 ⁶ s, 3σ, ΔE/E = 0.5]	$1 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Background in HPD (10 – 30 keV)	$1.1 \times 10^{-3} \text{ cts s}^{-1}$
Background in HPD (30 – 60 keV)	$8.4 \times 10^{-4} \text{ cts s}^{-1}$
Spectral resolution (FWHM)	400 eV at 10 keV, 900 eV at 68 keV

1.4.2 将来計画

e-ASTROGAM

e-ASTROGAM は 2029 年打ち上げ予定の 0.3 MeV–3 GeV 帯域コンプトン望遠鏡である。前身であるコンプトンガンマ線天文台 (CGRO) の検出器 COMPTEL よりも 1 桁大きい感度を達成するよう設計される。

図 1.24 に e-ASTROGAM の全体図、コンプトンカメラの仕組み、検出器の構造を示す。コンプトンカメラは、入射ガンマ線がトラッカー部分でコンプトン散乱を起こし場合、コンプトン散乱電子の位置とエネルギーをトラッカーで測定で測定しつつ、散乱したガンマ線をカロリメータで捉えることで入射ガンマ線の到来方向とエネルギーを同時に計測するものである。または、入射ガンマ線がトラッカー部分で電子-陽電子対生成をした場合にはそれぞれの飛跡をトラッカーで追跡し、カロリメータで検出することでガンマ線の到来方向とエネルギーを知ることができる。

e-ASTROGAM では検出器のトラッカー部分は 56 層に配置された 5600 の両面 Si ストリップ検出器³⁴(DSSD:double-sided silicon detector) で構成されている (図 1.24 右下パネル)。面積 $9.5 \times 9.5 \text{ cm}^2$ に 5×5 の DSSD ユニットの 4 つ並べており、1 つの層の厚さは 0.5 mm、ストリップ幅 240 μm で、56 層を合計した厚さは 2.8 cm である。底部のカロリメータは 8cm 厚の各 $5 \times 5 \times 80 \text{ mm}^3$ の CsI(Tl) の配列で構成され、662 keV で 4.5% のエネルギー分解能がある。検出器の周囲にはプラスチックシンチレータシールドを配置し、反同時計数システムによって荷電粒子のバックグラウンドを削減している。主な e-ASTROGAM の性能を表 (1.4) に示す。

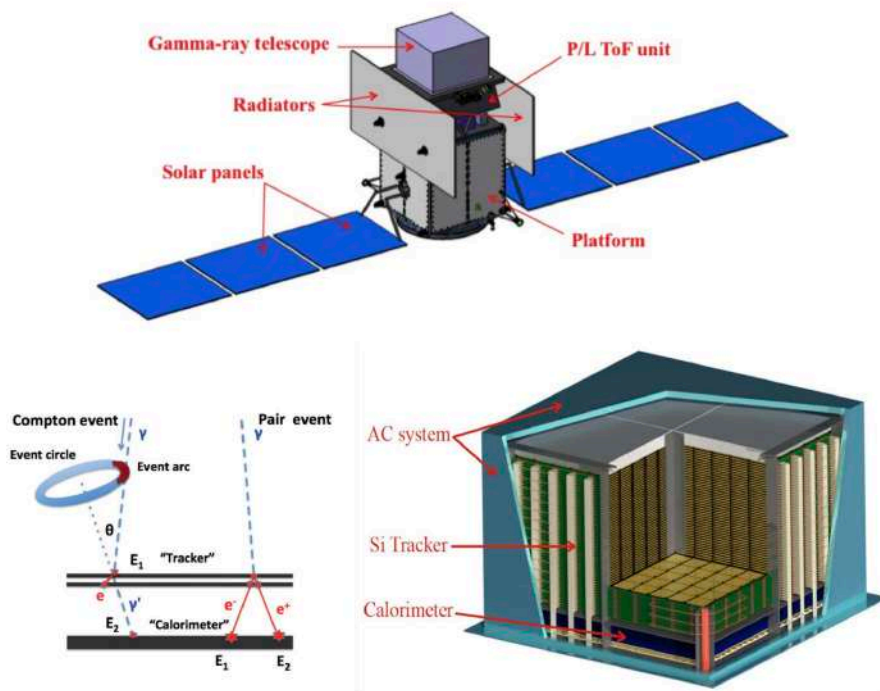


図 1.24 e-ASTROGAM の概要図 [1]。上パネルが衛星、右下パネルが底部にカロリメータを搭載するコンプトン検出器、左下パネルがコンプトンカメラの概要図。

³⁴ シリコンストリップ検出器 (Si strip detector) はシリコンウェハ上にストリップ (帯) 状の電極を実装し、個別に読み出すことにより、荷電粒子の通過位置を精密に測定できる検出器で、ガンマ線が引き起こす電子-陽電子対生成の飛跡検出に用いられている。ひとみ衛星 [78] で性能実証されている。

表 1.4 e-ASTROGAM の性能 [1]

Parameter	Value
Energy range	0.3 MeV – 3 GeV (Gamma-ray imager: Tracker + Calorimeter) 30 keV – 200 MeV (Calorimeter burst search)
Gamma-ray imager FOV (at 100 MeV)	≤ 2.5 sr
Gamma-ray imager Continuum flux sensitivity at 3σ confidence level	$<2 \times 10^{-5}$ MeV $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ at 1 MeV ($T_{obs} = 10^6$ s, effective observation time) $<5 \times 10^{-5}$ MeV $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ at 10 MeV ($T_{obs} = 10^6$ s, high-latitude source) $<3 \times 10^{-6}$ MeV $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ at 500 MeV ($T_{obs} = 10^6$ s, high-latitude source)
Gamma-ray imager Line flux sensitivity at 3σ confidence level	$<5 \times 10^{-6}$ ph $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ for the 511 keV line ($T_{obs} = 10^6$ s, effective obs. time) $<5 \times 10^{-6}$ ph $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ for the 847 keV SN Ia line ($T_{obs} = 10^6$ s) $<3 \times 10^{-6}$ ph $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ for the 4.44 MeV line from LECRs ($T_{obs} = 10^6$ s)
Gamma-ray imager angular resolution	$\leq 1.5^\circ$ at 1 MeV (FWHM of the angular resolution measure) $\leq 1.5^\circ$ at 100 MeV (68% containment radius) $\leq 0.2^\circ$ at 1 GeV (68% containment radius)
$\Delta E/E$ (Gamma-ray imager)	3.0% at 1 MeV 30% at 100 MeV
$\Delta E/E$ (Calorimeter burst)	$<25\%$ FWHM at 0.3 MeV $<10\%$ FWHM at 1 MeV $<5\%$ FWHM at 10 MeV

e-ASTROGAM の輝線感度を図 (1.25) に示す。e-ASTROGAM の輝線感度が INTEGRAL/SPI より 1–2 桁程度向上していることが分かる。

E (keV)	FWHM (keV)	Origin	SPI sensitivity (ph $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	e-ASTROGAM sensitivity (ph $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
511	1.3	Narrow line component of the e ⁺ /e ⁻ annihilation radiation from the Galactic center region	5.2×10^{-5}	4.1×10^{-6}
847	35	⁵⁶ Co line from thermonuclear SN	2.3×10^{-4}	3.5×10^{-6}
1157	15	⁴⁴ Ti line from core-collapse SN remnants	9.6×10^{-5}	3.6×10^{-6}
1275	20	²² Na line from classical novae of the ONe type	1.1×10^{-4}	3.8×10^{-6}
2223	20	Neutron capture line from accreting neutron stars	1.1×10^{-4}	2.1×10^{-6}
4438	100	¹² C line produced by low-energy Galactic cosmic-ray in the interstellar medium	1.1×10^{-4}	1.7×10^{-6}

図 1.25 e-ASTROGAM の輝線感度 (3σ 露光時間 10^6 秒)[1]。左から 1 列目が輝線エネルギー、2 列目が半値全幅、3 列目が輝線発生の原因、4 列目が INTEGRAL/SPI の輝線感度、5 列目が e-ASTROGAM の輝線感度を示している。

AMEGO

The All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory (AMEGO) は、エネルギー帯域 200 keV – 10 GeV の高感度と、広い視野、優れたスペクトル分解能、偏光感度を兼ね備えたコンプトン望遠鏡である。中性子星-中性子星合体の合体、超新星、銀河核など、ガンマ線が発生するマルチメッセンジャー天体物理学の研究のため制作されており、2029 年の打ち上げを目指し提案されている。検出器はフェルミ衛星のトラッカー、CsI カロリメータ、反同時計数用のプラスチックシンチレータの構成を踏襲している。図 (1.26) では 1 つのタワーが取り出された状態でスケッチされ、4 つの各部品が示されている。入射ガンマ線を電子-陽電子に変換または散乱させ、機器を通過する電子-陽電子ペアまたはコンプトン散乱電子の位置とエネルギーを測定する両面シリコン検出器 (DSSD) トラッカーは 60 層で構成されており、それぞれが $10 \times 10 \text{ cm}$ で厚さ $500 \mu\text{m}$ である。

CZT(CdZnTe) カロリメータモジュールは、トラッカーモジュールの下部の外側を覆い、CsI カロリメータモジュールが機器の底部にある。全体を見ると DSSD トラッカー、CZT、CsI モジュールで構成されるタワー型のモジュールが 4 つあり、上部および側面が半同時係数検出器 (ACD: anticoincidence detector) に覆われている。

AMEGO の性能を表 (1.5) に示す。AMEGO は高感度、広エネルギー範囲、広視野のために最適化されており、大きな有効面積と組み合わせられた高いエネルギー分解能で、高精度の核ガンマ線分光が可能になると考えられている。

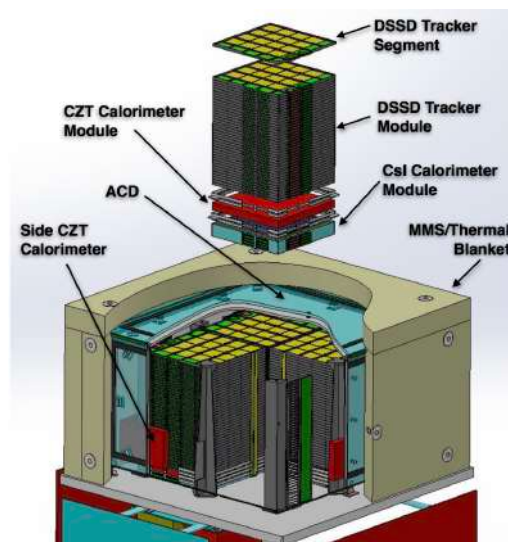


図 1.26 AMEGO 検出器の図 [34]。

表 1.5 AMEGO の性能 [34]

Parameter	Value
Energy range	200 keV – 10 GeV
Angular Resolution	2.5° (1 MeV), 1.5° (5 MeV), 2° (100 MeV)
Energy Resolution (σ/E)	$<1\%$ ($<2 \text{ MeV}$), $\approx 10\%$ (1 GeV)
Field of View	2.5 sr (20% of the sky)
Line Sensitivity	$1 \times 10^{-6} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ for the 1.8 MeV ^{26}Al line in 5 years
Polarization Sensitivity	$<20\%$ MDP for a source 1% the Crab flux, observed for 10^6 s
Sensitivity ($\text{MeV s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	2×10^{-6} (1 MeV), 1×10^{-6} (100 MeV) in 5 years

AMEGO の輝線感度を図 (1.27) に示す。核ガンマ線帯域に高い輝線感度を持ち、露光時間 10^6 秒で $5 \times 10^{-6} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ 程度、露光時間 5 年では $10^{-6} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ という非常に高い輝線感度を達成する。

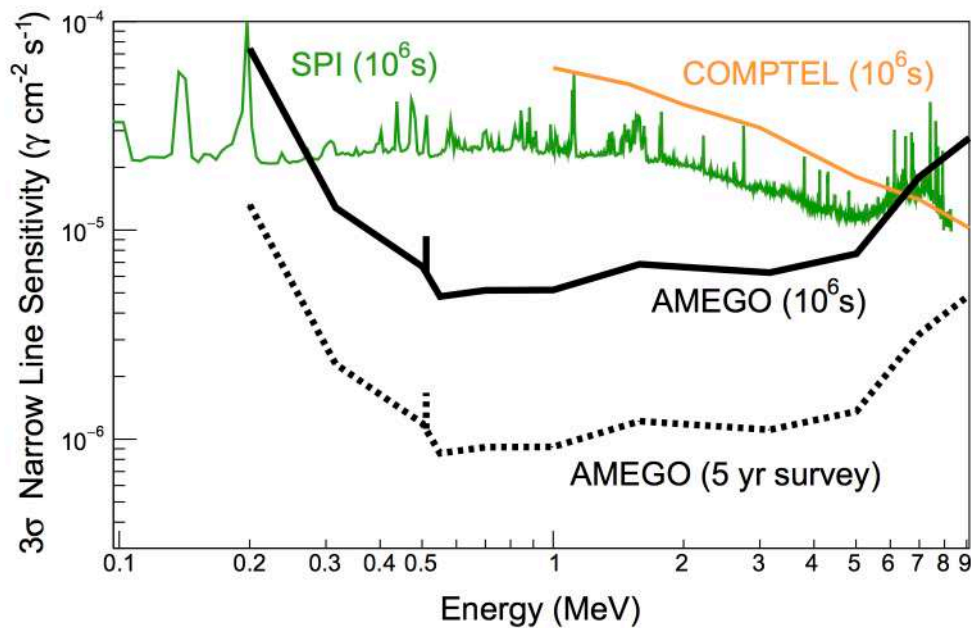


図 1.27 AMEGO の輝線感度 (3σ)[34]。INTEGRAL/SPI と COMPTEL の露光時間 10^6 秒での感度と比較している。緑線が INTEGRAL/SPI、オレンジ線が COMPTEL の輝線感度、黒実線が AMEGO の露光時間 10^6 秒、黒点線が AMEGO の露光時間 5 年の場合の輝線感度。

1.5 本研究の目的

現在では r -process が発生している現場は超新星爆発より中性子星-中性子星合体説が有力視されている (1.2.3 節参照)。しかし、未だ直接証拠は得られていない。GW170817 のキロノヴァ観測 [15] を持ってしてもランタノイド ($A < 180$) 合成までの間接的な証拠であり、 r -process 第 3 ピーク ($A \approx 195$) 以上の元素合成の証拠には至らない。そこで放射性崩壊による核ガンマ線を中性子星-中性子星合体残骸から直接観測できれば、 r -process 発生 of 証拠となる。また、発見された未知の残骸を核ガンマ線で解析することで爆発当時の Ye を推定し、超新星爆発または中性子星-中性子星合体による残骸なのか判別する手がかりになる (1.2.6 節参照)。残骸からの核ガンマ線観測には 2 つの問題がある。1 つ目は中性子星-中性子星合体で合成された元素の放射性崩壊による核ガンマ線は多種多様で、十分な研究が進んでいないことである (1.2.7 節参照)。そのため、約 $10 - 5000$ keV という広範囲の核ガンマ線領域の輝線探索は難しい。また、複数の核ガンマ線が重なり 1 つの核ガンマ線に誤認する可能性を排除できない。2 つ目は r -process 元素からの核ガンマ線は非常に少量であり、直接観測を行うには、検出器の感度が足りないことである (1.4 節参照)。まずはどの程度の輝線感度を達成すれば、少なくとも 1 つの残骸から核ガンマ線を検出できるか、将来検出器へ向けての輝線感度要求値を定量的に定める必要がある。これには銀河系の残骸の位置分布や残骸の年齢分布なども考慮した上で議論する必要がある。これらの問題を解決するため、本研究は (1) 光学的に薄い時期の系内残骸の観測可能性が高い高 flux 核ガンマ線のリスト化。(2) 核ガンマ線検出のための将来検出器への輝線感度要求値の提示を目的とする。最後に、(3) 未知の残骸の核ガンマ線による爆発当時の環境診断手法を提案する。

第 2 章

核ガンマ線計算セットアップ

この章では、中性子星-中性子星合体の残骸から放出される核ガンマ線の輻射量計算の準備について記述する。

2.1 核ガンマ線計算の概要

核ガンマ線計算の手順は図 (2.1) に示すように、4 つの手順で進めている。①で様々な Ye 状態での元素合成を計算し元素組成比データとして取得する (2.2 節参照)。②中性子星-中性子星合体では様々な Ye の ejecta が放出される。Ye ごとの ejecta 質量割合を考慮し、①のデータを配合することで、中性子星-中性子星合体で合成される元素組成比を作成する (3.1 節参照)。③原子核データベースに従って元素を崩壊させ、放出される核ガンマ線を取得する。考慮する崩壊過程は 3.2 節で説明し、崩壊アルゴリズムや核ガンマ線取得方法は 3.3 節で説明する。④放射伝搬効果については、本研究では吸収散乱は考慮しない。残骸の光学的厚さ τ_s が大きい時 ($\tau_s \approx >0.01$ 、爆発後 $\approx <13$ 日、3.4 節参照) は考慮が必要だが、核ガンマ線計算は爆発 1 年後以降の光学的厚さが十分小さい時期を対象とするため、考慮していない。ejecta 速度が最大 $0.3c$ と速いためドップラーブロードニング効果は考慮する (3.4 節参照)。

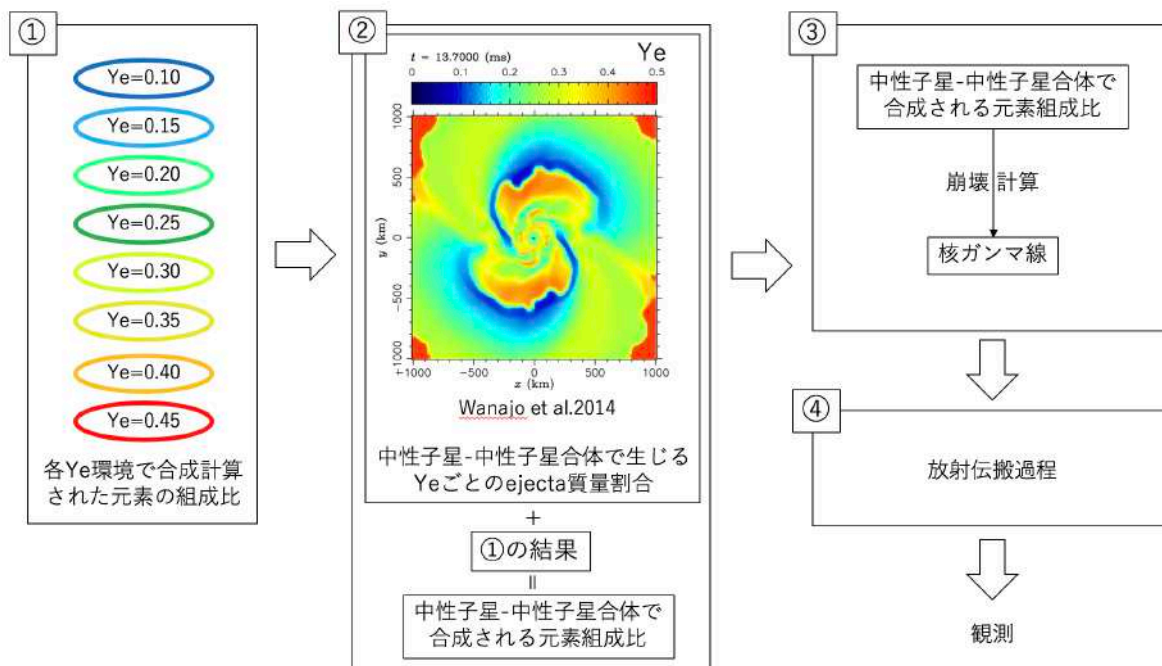


図 2.1 核ガンマ線計算の全体の流れ。①で様々な Y_e 状態での元素合成を計算し元素組成比データとして取得する。②中性子星-中性子星合体では様々な Y_e の ejecta が放出される。 Y_e ごとの ejecta 質量割合の分配率を考慮し、①のデータを配合することで、中性子星-中性子星合体で合成される元素組成比となる。③原子核データベースに従って元素を崩壊させ、放出される核ガンマ線を取得する。④放射伝搬効果については、本研究では光学的厚さが十分小さい残骸からの核ガンマ線を想定しているため吸収散乱は考慮しない。ejecta 速度が最大 $0.3c$ と速いためドップラーブロードニング効果は考慮する。

2.2 元素合成計算

核ガンマ線計算の手順①の様々な Y_e 状態で作成された元素組成比データの詳細を記述する。本研究で用いた元素合成計算は Freiburghaus1999 et al. 1999[12] の断熱膨張モデルによって熊本高等専門学校の藤本信一郎様によって計算され提供されたものである。 $Y_e=0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45$ の ejecta での元素合成を計算し、合成された元素の組成比データを取得している。Fm($Z=100$) までのサイトに依存しない一般的な元素合成計算であり、核反応率は ETFSI と FRDM データセットのうち FRDM を考慮し、約 4000 核種を考慮した核反応ネットワークを用いて計算している (Fujimoto et al.2007[24])。 Y_e と ejecta 質量を変えることで、超新星爆発・ブラックホール-中性子星合体など様々なイベントによる残骸からの核ガンマ線計算にも適用可能である。

元素合成計算の初期段階は、核反応ネットワークに含まれる全核種が、特定の Y_e の核統計平衡 (NSE)*¹ で与えられる比率で構成されており、断熱的に膨張して冷却させる。温度が低下すると核子と α 粒子が結合してより重い原子核 (通常は Fe 群) になり、中性子と α 粒子については一部残った状態になる。さらに温度が低下すると α 粒子はクーロン障壁を越えられなくなり合成されなくなる。その後、中性子捕獲が卓越するようになり質量数が 4 より大きい原子核を種として、残存している中性子を急速に捕獲し、r-process が進行する。

元素合成の具体的な初期パラメーターは爆発時温度 $T_0=9 \times 10^9$ K、原始中性子星半径 $R=100$ km、1 バリオンあたりのエントロピー $S=10 k$ 、初期膨張速度 $v=2 \times 10^9$ cm/s である。 $Y_e=0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45$

*¹ 1.2.5 節参照

について元素合成を計算し、それぞれの場合での爆発から1年後の元素組成比データを取得している。r-process 元素合成の結果の元素量を図(2.2)に示す。Yeによって合成される元素の質量数が大きく変わり、Ye=0.35–0.45でr-process第1ピーク、Ye=0.10–0.30でr-process第2ピーク、Ye=0.10–0.20でr-process第3ピークが多く合成されることがわかる。

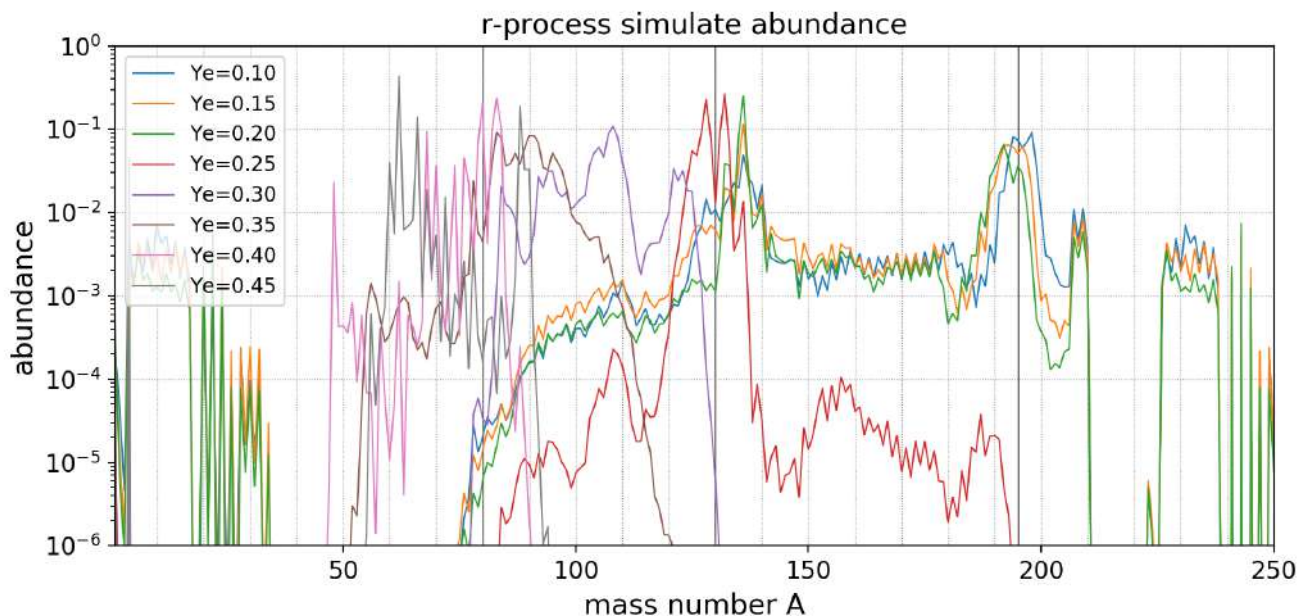


図 2.2 中性子星-中性子星合体の1年後のr-process元素合成計算の結果。縦軸が元素組成比、横軸は元素の質量数で、左上の凡例に示すようにYeごとに結果を示している。3本の縦黒実線はA=80,130,195であり、r-processの3つのピーク部分である。

2.3 元素崩壊データベース

元素崩壊と核ガンマ線放射量を計算するために使用する元素崩壊データベースとして JENDL(Japanese Evaluated Nuclear Data Library)の DDF-2015:Decay Data File 2015 を使用した^{*2}。DDF-2015には、陽子や中性子を含む最も軽い元素から Rf(Z = 104)までの3237核種の崩壊データ(半減期、崩壊分岐割合、崩壊した際に放出される核ガンマ線強度など)が含まれている。このファイルは、原子炉の廃止措置に使用する放射性同位体(RI)の生産の評価や加速器によるRI生産の推定など、幅広い用途に使用されている。r-process元素の崩壊を計算するには十分なデータである。

DDF-2015は²⁴¹Amのデータに不備があり本来放出される核ガンマ線が表記されていない点に注意が必要である。この²⁴¹Am崩壊データの不備は本研究の過程で発見したもので、JENDLに連絡しデータの誤りである確認が取れている。修正されたファイルの公開が予定されているのはまだ先ではあるが、個人的には修正ファイルをすでに提供してもらい、それを使用しているため本研究では問題はない。

第2章では、核ガンマ線計算の概要と準備について記述した。次の第3章からは核ガンマ線計算の過程を記述する。

*2 このデータベースは ENDF-6 format で書かれており、記述ルールは ENDF-6 Formats Manual に記載されている。

第 3 章

元素崩壊計算

この第 3 章から本研究で行った核ガンマ線計算の過程を説明する。

3.1 ejecta 分布仮定

核ガンマ線計算の手順②の中性子星-中性子星合体で合成される元素組成比データの作成について説明する。中性子星-中性子星合体で合成される元素組成比データは、2.2 節で説明した Y_e ごとの合成元素の組成比データを中性子星-中性子星合体の ejecta を想定して組み立てることで作成する。中性子星-中性子星合体では様々な Y_e の ejecta が放出されているため、 Y_e ごとの ejecta 質量割合を考慮する必要がある。中性子星-中性子星合体数値計算研究 [92] を参考に、 Y_e ごとの ejecta 質量割合 (図 (3.1) の左上パネル参照) を仮定し、2.2 節で説明した Y_e ごとの合成元素 (2.2 節参照) を配合することで中性子星-中性子星合体を想定した r-process 元素の組成比を構築する (図 3.1 の中央パネル)。 ^{56}Fe より大きな元素が合成され、 ^{209}Bi 以上の U や Th 付近まで元素が合成されていることが分かる。また、この時点で r-process ピーク付近に元素が集中していることが分かる。この元素組成比を中性子星-中性子星合体で合成された元素として核ガンマ線の推定に使用する。

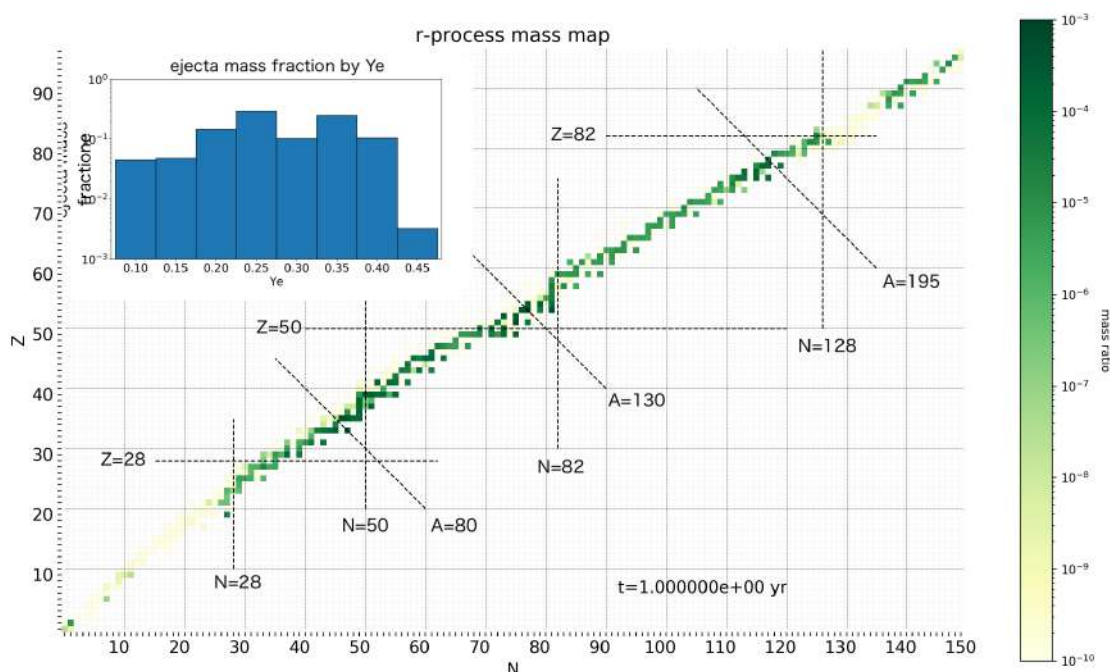


図 3.1 左上パネルは中性子星-中性子星合体での Ye ごとの ejecta 質量割合を表しており、 $Ye=0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45$ の dynamical ejecta(1.3.3 節参照) を想定している。中央パネルは中性子星-中性子星合体での合成元素の組成比。横軸が中性子数、縦軸が陽子数の核図表となっており、中性子星-中性子星合体 1 year 後の r-process 元素の組成比を表している。横黒破線は陽子の魔法数、縦黒破線は中性子の魔法数、斜め黒破線は r-process の 3 つのピーク部分である。

3.2 考慮する元素崩壊過程

核ガンマ線計算の手順③の元素を崩壊させる時に考慮する崩壊過程を記述する。元素の崩壊には様々なタイプがあり、どの崩壊過程を考慮し計算するか決める必要がある。崩壊計算には元素の崩壊データ(2.3 節参照)が必要であるが、非常に不安定な元素や未だ不明な点が多い崩壊過程についてはデータが不十分であり、計算していないものもある。核ガンマ線計算において考慮する元素崩壊素過程を表(3.1)に示す。

放射性崩壊で代表的な α 崩壊、 β^- 崩壊、 β^+ 崩壊、電子捕獲、ガンマ線を放出させる γ 崩壊と核異性体転移を考慮している。考慮しないものについては理由と影響を下記に示す。

自発核分裂はある程度ばらけた異なる娘元素に崩壊するが、それらの完全なデータが無いため考慮しない。しかし、核ガンマ線計算にはほとんど影響しない。自発核分裂が優位に起こる元素は元素崩壊ネットワーク計算中 ($Z=0-100$) で ^{257}Es 、 ^{256}Cf 、 ^{254}Cf 、 ^{250}Cm の 4 つある。それ以外に自発核分裂が優位に起こる元素は陽子ドリップラインや $\text{Fm}(Z=100)$ 以上にあるが、今回の崩壊計算中に登場しない。この 4 つのうち ^{254}Cf 、 ^{250}Cm は $Ye=0.1-0.2$ の ejecta で少量合成され、その合成量は中性子星-中性子星合体での合成元素の全体量を 1 とすると $10^{-5}-10^{-8}$ 程度である。 ^{257}Es 、 ^{256}Cf の生成量はすべての Ye の ejecta についてほとんどゼロであるため核ガンマ線に影響

しない。さらに、自発核分裂ではある程度ばらけた異なる娘元素に崩壊するため、最も多量にできる娘核でも親元

表 3.1 核ガンマ線計算で考慮している崩壊タイプ

考慮する	考慮していない
α 崩壊	自発核分裂
β^- 崩壊	内部転換
β^+ 崩壊	中性子放出
電子捕獲	陽子放出
核異性体転移	
γ 崩壊	

素の 0.1% 程度であり、特定の核ガンマ線が高 flux 核ガンマ線として浮上する可能性は無視できる。

内部転換を経た過程は考慮していない。内部転換後、オージェ電子では無く特性 X 線 (≈ 10 keV) が放出される場合は、MeV 帯域では無いが高 flux な輝線情報となる可能性がある。

中性子放出、陽子放出は中性子ドリップラインや陽子ドリップライン付近の元素に起こる崩壊である。ドリップライン付近の元素は不安定であり、すぐに崩壊を起こし β 安定線に向かうため、中性子星-中性子星合体 1 年後から崩壊ネットワーク計算をする今回の環境ではそれらの元素は存在しない。

3.3 元素崩壊計算アルゴリズム

核ガンマ線計算の手順③の元素を崩壊させ放出される核ガンマ線を取得する過程を説明する。元素崩壊計算では初期の各元素量を微小時間ごとに崩壊させていき、各元素量変化の反映と放出核ガンマ線の取得をおこなっていく。取得する情報は崩壊元素の名前と質量、元素 i の崩壊による核ガンマ線エネルギーと核ガンマ線 flux、合体後経過時間の 5 つである。

崩壊から取得される核ガンマ線 flux は Qian et al. 1999[65] の核ガンマ線 flux 計算式を参考にした式 (3.1) で計算する。先行研究では元素の寿命を用いていたが、本研究では元素の半減期を用いた式に変換している点で異なっている。

$$F_{\gamma,i} = \frac{N_A}{4\pi d^2} \frac{M_i}{A_i} \frac{I_{\gamma,i}}{T_{1/2}} \left(\frac{1}{2} \right)^{-dt/T_{1/2}} \quad (3.1)$$

$F_{\gamma,i}$ は元素 i の核ガンマ線 flux、 N_A はアボガドロ数、 d は地球-残骸距離、 M_i は元素 i の質量、 A_i は元素 i の質量数、 $I_{\gamma,i}$ は元素 i の崩壊による放出核ガンマ線の absolute intensity (1 元素崩壊あたりの特定のエネルギーの放出光子割合)、 $T_{1/2}$ は半減期、 dt は微小時間としている。

3.4 ドップラーブロードニング効果

核ガンマ線計算の手順④のドップラーブロードニング効果の計算についての詳細を記述する。中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線について、ドップラーブロードニング効果 (1.3.4 節) による輝線太りを計算する。ドップラーブロードニング効果には残骸の膨張速度による効果と熱による効果が考えられる。前者は球殻上に広がる ejecta の速度によるものであり、後者は ejecta 中の放射源となる元素の熱運動によるものである。それぞれのドップラーブロードニング効果の大きさ $\text{FWHM}/E_{\text{line}}$ (半値全幅 (FWHM) を輝線エネルギーで割ったもの) を式 (3.3) に示す。 E_{line} は輝線エネルギー、 A は輝線を放射する原子核の質量数、 m_p は核子の質量である。

$$\text{FWHM}/E_{\text{line}} = 2\sqrt{\ln 2}v/c \quad (\text{膨張速度による}) \quad (3.2)$$

$$\text{FWHM}/E_{\text{line}} = \frac{2}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m_p A}} \quad (\text{熱運動による}) \quad (3.3)$$

図 (3.2) に式 (3.3) から計算した 2 種類のドップラーブロードニング効果の $\text{FWHM}/E_{\text{line}}$ を示す。中性子星-中性子星合体後の ejecta 速度が $0.3c$ から減少するにつれて、膨張速度によるドップラーブロードニング効果 (黒線) が減少する様子がわかる。熱運動によるドップラーブロードニング効果は、元素の質量によって同じ温度 (エネルギー) でも熱運動の大きさが異なるため、核ガンマ線を放出する原子核の質量数によって異なる。図 (3.2) では質量数 $A=10,50,100,200$ の場合について計算しており、質量数が大きい方が同じ温度 (エネルギー) でもドップラーブロードニング効果が小さいことが分かる。

中性子星-中性子星合体の ejecta の温度は合体初期の元素合成時点で $\approx 10^{11}$ K、合体から 10–100 ミリ後には 10^{10} K その後、不安定元素の崩壊によるエネルギー供給などを受けながらも数日後には 10^3 – 10^4 K まで低下する [20]。図 (3.2) で 10^3 – 10^4 K での熱運動によるドップラーブロードニング効果を見ると $\text{FWHM}/E_{\text{line}} \approx 1$ – 2×10^{-5} 程度である。ejecta 速度によるドップラーブロードニング効果の方が十分大きく、残骸年齢が小さい時ほどのその差は大きい。残骸年齢が大きくなるにつれて ejecta 速度によるドップラーブロードニング効果が小さくなるが、残骸が断熱膨張するとして ejecta 温度が変わらないと仮定しても熱運動によるドップラーブロードニング効果と同等になるには残骸年齢が $\approx 9 \times 10^5$ 年以上 (ejecta 速度 $\approx 10^{-5}c (\approx 3 \text{ km/s})$) でなければならない。残骸が星間物質と区別がつかなくなるまで $\approx 10^6$ 年であることを考えると、残骸は終始、ejecta 速度によるドップラーブロードニング効果が十分大きく、熱運動によるドップラーブロードニング効果は無視できる。そのため、本研究では熱運動による効果は無視している。

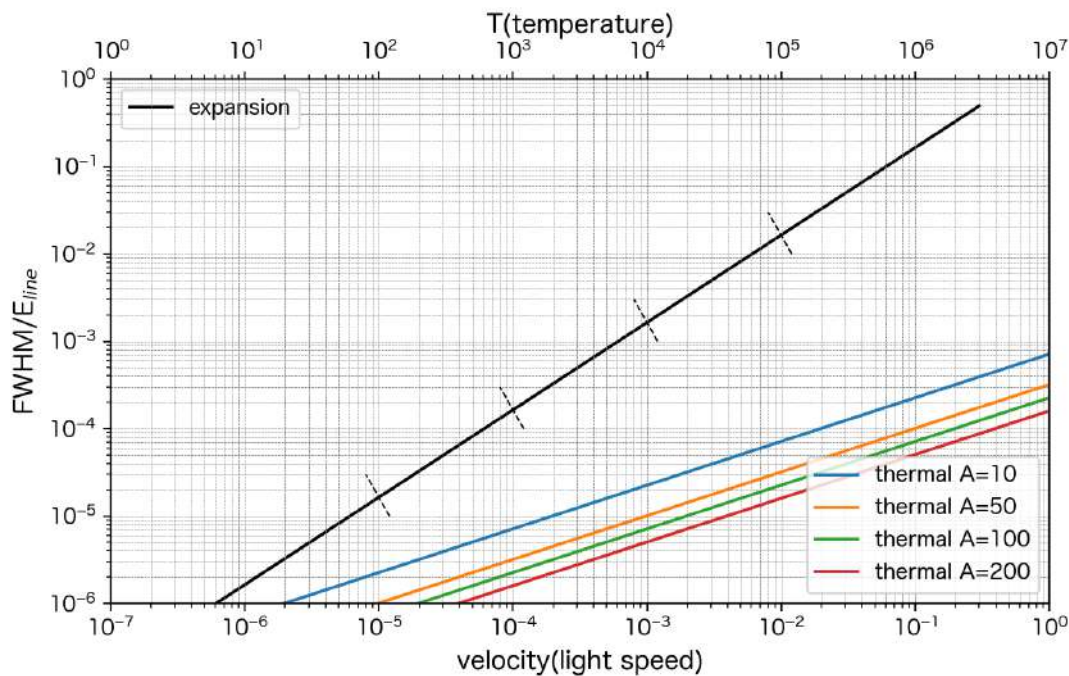


図 3.2 膨張速度と熱運動によるドップラーブロードニング効果。縦軸は太った輝線の半値全幅を輝線エネルギーで割った値である。黒線は ejecta の膨張速度 (上横軸) によるドップラーブロードニング効果である。黒破線で残骸の ejecta 速度が $10^{-2}c$ 、 $10^{-3}c$ 、 $10^{-5}c$ となる位置を示しており、それぞれ残骸年齢が 10^3 年、 4.3×10^4 年、 3.9×10^5 年、 9.0×10^5 年で ejecta はその速度になる。カラーラインは熱 (下横軸) によるドップラーブロードニング効果で、4つの原子核の質量数 ($A=10, 50, 100, 200$) についてプロットしている。

膨張速度によるドップラーブロードニング効果の計算には、時間変化する ejecta の膨張速度の情報が必要である。そのため、中性子星-中性子星合体残骸の各フェーズの残骸膨張過程 [48] を考え残骸半径の時間発展を計算し、残骸半径を時間で微分することで ejecta 膨張速度を導出した (1.3.4 節参照)。図 (3.3) に残骸の半径と速度の時間発展を示す。半径は色付き線で表され、残骸年齢とともに大きくなるのが分かる。ejecta 速度は黒線で表され、自由膨張期は等速、Sedov-Taylor 期は残骸年齢の $-(3/5)$ 乗、PDS 期は残骸年齢の $-(7/10)$ 乗に比例して減衰する。 $\text{FWHM}/E_{\text{line}}$ は ejecta 速度に比例するため縦軸スケールだけ変更し、ejecta 速度と同じ黒線で表示されている。ドップラーブロードニング効果による輝線の半値全幅 (FWHM) は Hotokezaka et al. 2016 [29] と同様に輝線エネルギーを E_{line} として、 $\text{FWHM}=2E_{\text{line}}\sqrt{\ln 2}v/c$ とした。このように計算したドップラーブロードニング効果による $\text{FWHM}/E_{\text{line}}$ の時間発展を使用し、観測予想スペクトルの輝線太りを考慮する。

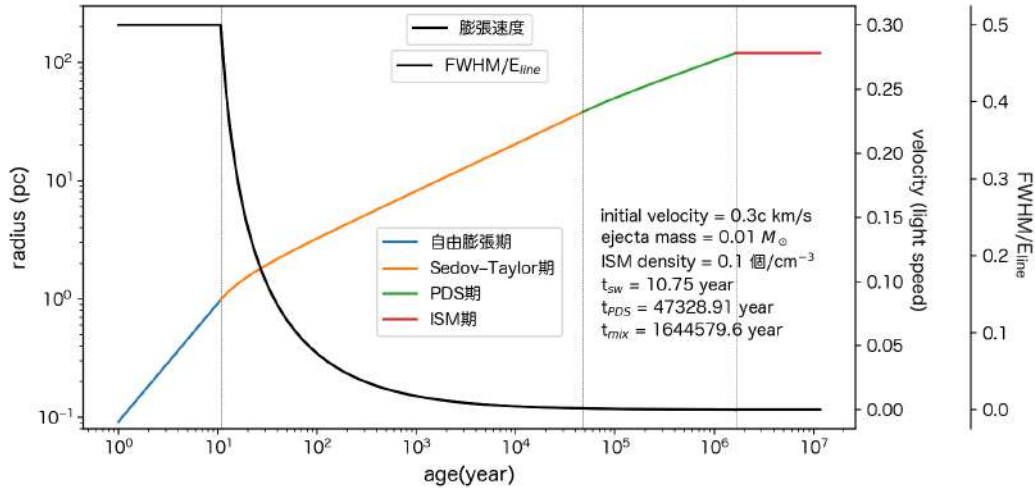


図 3.3 中性子星-中性子星合体残骸の半径と膨張速度。1.3.4 節の中性子星-中性子星合体残骸の各フェーズの残骸膨張過程 [48] で計算し、横軸は残骸年齢、左縦軸は残骸の半径 (色付き線で表示)、右縦軸は ejecta の速度と $\text{FWHM}/E_{\text{line}}$ (黒線で表示) である。 t_{sw} 、 t_{PDS} 、 t_{mix} はそれぞれのフェーズの境目、ejecta 初期速度は $0.3c$ 、ejecta 質量は $0.01 M_{\odot}$ 、星間物質密度は $0.1/\text{cm}^{-3}$ 、爆発エネルギーは $8.0 \times 10^{50} \text{ erg}$ としている。

検出器の輝線検出感度 (ph/cm^2) は、その検出器のエネルギー分解能 (keV) ぶんの幅に入る光子の連続成分感度 ($\text{ph}/\text{cm}^2/\text{keV}$) に相当するとして算出する。ドップラー運動により輝線が広がることで、輝線強度の一部がエネルギー分解能の幅からもれ得るため、感度が低下する。以下では、この感度低下分を計算する。ドップラーブロードニング効果による輝線太りは輝線のエネルギーによって FWHM が異なり、検出器のエネルギー分解能 1bin の幅も異なる。図 (3.4) にガウシアンを仮定した輝線が検出器のエネルギー分解能 1bin に入る割合を計算したものを示す。輝線エネルギー対象とする核ガンマ線によってその都度仮定するが図 (3.4) では $10, 100, 1000 \text{ keV}$ の3つの場合についてのみ表示している。検出器のエネルギー分解能はエネルギーに依存し、中性子星-中性子星合体残骸の ejecta 速度によるドップラーブロードニング効果は残骸年齢に依存するため、輝線がエネルギー分解能 1bin に入る割合は輝線エネルギーと残骸年齢の2つの変数が決まれば決定できる。検出器は INTEGRAL/SPI を想定し、エネルギー分解能は式 (3.4) で与えられる。以後の議論では、このようにドップラーブロードニング効果による 1bin あたりの flux 低下を考慮している。

$$\Delta E = 5.5 \times 10^{-4} \times E - 1.7 \times 10^{-8} + 1.1 \quad (3.4)$$

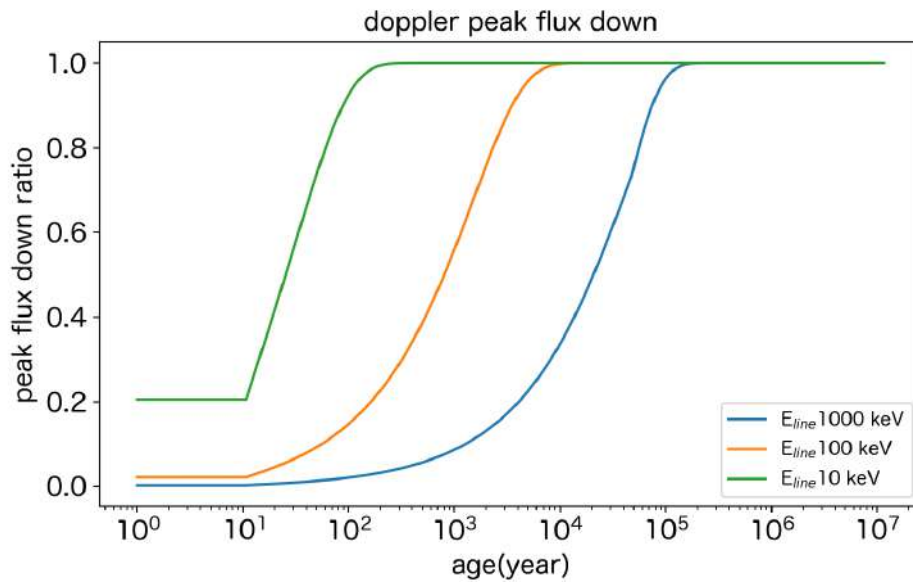


図 3.4 ドップラーブロードニング効果による検出器エネルギー分解能 1bin あたりの flux 低下。横軸が残骸年齢、縦軸がガウシアン形状の輝線を仮定した場合、検出器のエネルギー分解能 1bin に入る面積の割合を示している。エネルギーによってドップラーブロードニング効果とエネルギー分解能の両方が変わるため、10,100,1000 keV の3つの場合について計算したものを表示している。

第 4 章

中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線 推定結果

4.1 各 Y_e の ejecta からの核ガンマ線

$Y_e=0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45$ の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線を計算した。任意の計算期間中 ($\approx 1-10^6$ 年) で絶対光度が最も大きくなる核ガンマ線を表 (4.1) に示し、輻射量の時間発展を図 (4.1) に示す。ドップラーブロードニング効果によって輝線がなまされた場合、検出器のエネルギー分解能 1bin あたりに入る光子の数が減ることで flux が低下する。図 (4.1) では点線がドップラーブロードニング効果を考慮していない場合、実線が考慮した場合の flux を表示しており、ドップラーブロードニング効果によって 1bin あたりの flux が低下していることが分かる。検出器は INTEGRAL/SPI を想定している。核ガンマ線の減衰率は、様々な半減期を持つ元素の崩壊によって核ガンマ線が放出されるため、種類によって様々である。また、核ガンマ線を放射する元素の量が別元素の崩壊によって増加する場合もあり、Flux の時間発展は複雑な形状をしているものもある。 Y_e が低い ejecta では質量数が大きい元素が合成され、それらの崩壊による高い flux の核ガンマ線が多く見られる。質量数 $A \gtrsim 209$ の元素は α 崩壊と β 崩壊の両方が同じ程度発生するため、核の崩壊経路が絡み合い、それに応じて核ガンマ線の減衰率が複雑になる。例えば、図 (4.1) の左上パネル $Y_e=0.10$ の ^{241}Am (59.54 keV) については、 ≈ 40 年までは半減期 14.3 年の ^{241}Pu の β -崩壊によって ^{241}Am が増加するため、核ガンマ線が増加している。その後、 ≈ 2000 年までは ^{241}Am 自体の半減期 432 年で減衰する様子が見られる。それ以降は半減期 8423 年の ^{245}Cm の α 崩壊 $\rightarrow \beta$ -崩壊による ^{241}Am 供給の影響が現れ、減衰が打ち止められている。 Y_e が低い ejecta では、質量数が大きい元素は合成できず、ほとんどの元素は β -崩壊のみを行うため、核ガンマ線の複雑な時間発展は見られない。また、 Y_e が高くなると、長期的に明るい核ガンマ線が少なくなる様子が見られる。

表 4.1 各 Ye の ejecta からの最も絶対光度が大きい核ガンマ線。各 Ye の ejecta で合成された元素の放射性放火によって放出された核ガンマ線のうち、任意の時期で最も絶対光度が大きい核ガンマ線を表示している。1 列目が Ye、2 列目が崩壊元素、3 列目が核ガンマ線輝線のエネルギーである。

Ye	元素名	輝線エネルギー (keV)	核ガンマ線の半減期	Ye	元素名	輝線エネルギー (keV)	核ガンマ線の半減期
0.10	^{194}Ir	328.4	≈ 6.0 年	0.30	^{95}Nb	765.8	≈ 34 日 64 日
	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	661.7	≈ 30 年		^{106}Rh	511.9	≈ 1.1 年
	^{241}Am	59.54	$\approx 4.3 \times 10^2$ 年 $\approx 8.4 \times 10^3$ 年		^{125}Sb	427.9	≈ 2.7 年
	^{214}Bi	609.3	$\approx 1.6 \times 10^3$ 年 $\approx 7.5 \times 10^4$ 年		^{85}Kr	513.9	≈ 10 年
	^{225}Ra	40.0	$\approx 7.9 \times 10^3$ 年 $\approx 1.6 \times 10^5$ 年 $\approx 2.1 \times 10^8$ 年		^{126}Sn	87.6	$\approx 2.3 \times 10^5$ 年
	^{227}Th	236.0	≈ 21 年 $\approx 3.2 \times 10^4$ 年 $\approx 7.0 \times 10^8$ 年		^{95}Nb	765.8	≈ 34 日 64 日
	^{126}Sn	87.56	$\approx 2.3 \times 10^5$ 年		^{106}Rh	511.9	≈ 1.1 年
	^{233}Pa	311.9	$\approx 2.1 \times 10^6$ 年		^{85}Kr	513.9	≈ 10 年
	^{194}Ir	328.4	≈ 6.0 年		$^{60\text{m}}\text{Co}$	58.6	$\approx 2.6 \times 10^6$ 年
	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	661.7	≈ 30 年		^{85}Kr	513.9	≈ 10 年
0.15	^{241}Am	59.54	$\approx 4.3 \times 10^2$ 年 $\approx 8.4 \times 10^3$ 年	0.40	$^{60\text{m}}\text{Co}$	58.6	$\approx 2.6 \times 10^6$ 年
	^{243}Am	74.66	$\approx 7.4 \times 10^3$ 年	^{65}Zn	1115.5	≈ 243 日	
	^{126}Sn	87.56	$\approx 2.3 \times 10^5$ 年	^{60}Co	1332.5	≈ 5.2 年	
	^{233}Pa	311.9	$\approx 2.1 \times 10^6$ 年	^{44}Sc	1157.0	≈ 60 年	
	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	661.7	≈ 30 年	^{94}Nb	871.1	$\approx 2.0 \times 10^4$ 年	
	^{241}Am	59.54	$\approx 4.3 \times 10^2$ 年 $\approx 8.4 \times 10^3$ 年	^{94}Nb	702.6	$\approx 2.0 \times 10^4$ 年	
0.20	^{243}Am	74.66	$\approx 7.4 \times 10^3$ 年	0.45	^{81}Kr	276.0	$\approx 2.2 \times 10^5$ 年
	^{214}Bi	609.3	$\approx 1.6 \times 10^3$ 年 $\approx 7.5 \times 10^4$ 年		^{92}Nb	561.1	$\approx 3.4 \times 10^7$ 年
	^{126}Sn	87.56	$\approx 2.3 \times 10^5$ 年		^{92}Nb	934.5	$\approx 3.4 \times 10^7$ 年
	^{225}Ra	40.0	$\approx 7.9 \times 10^3$ 年 $\approx 1.6 \times 10^5$ 年 $\approx 2.1 \times 10^8$ 年				
	^{233}Pa	311.9	$\approx 2.1 \times 10^6$ 年				
	^{125}Sb	427.9	≈ 2.7 年				
	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	661.7	≈ 30 年				
	^{126}Sn	87.56	$\approx 2.3 \times 10^5$ 年				
	^{129}I	39.6	$\approx 1.6 \times 10^7$ 年				

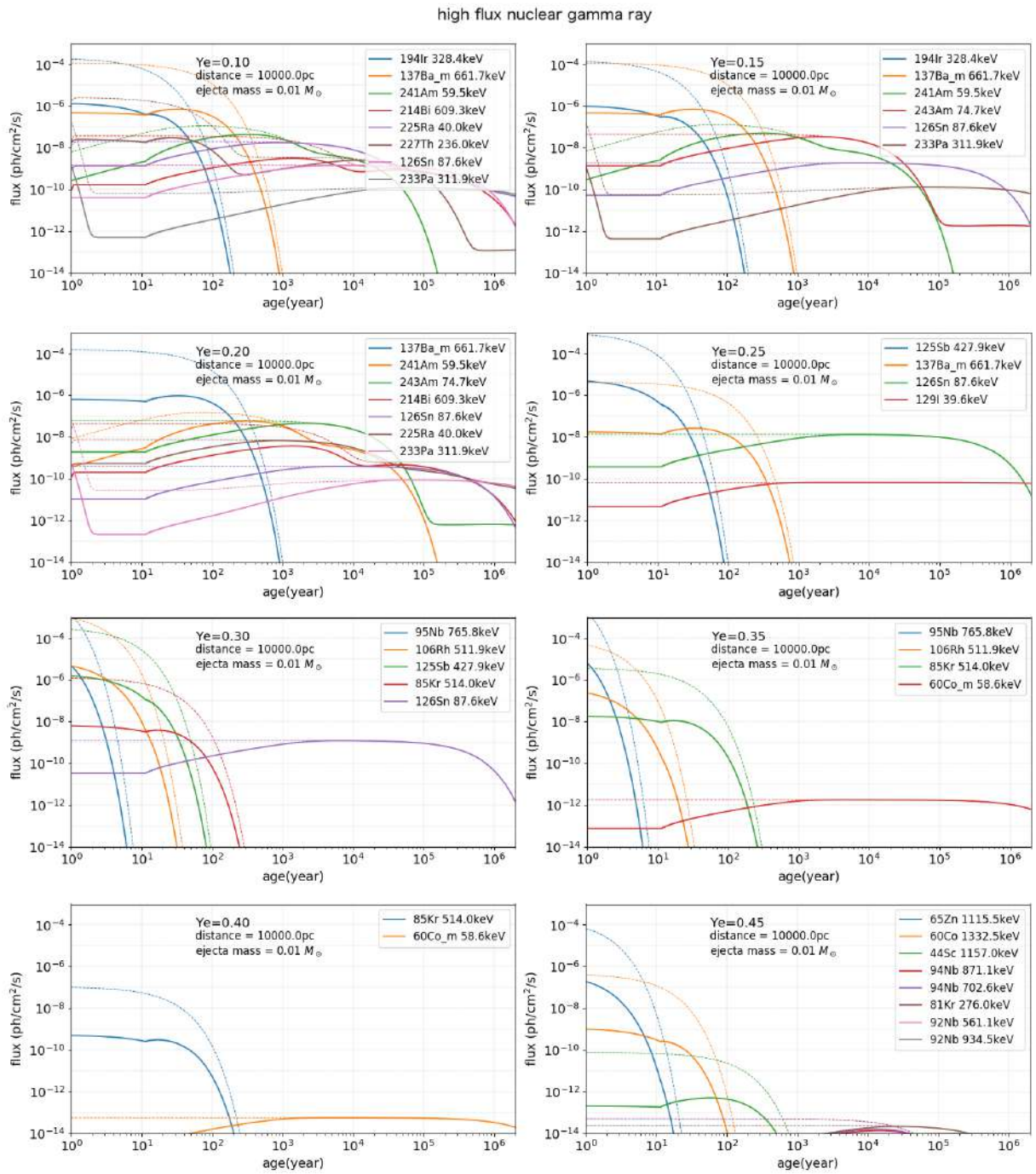


図 4.1 Y_e ごとの高光度の核ガンマ線 flux の時間発展。横軸が残骸年齢、縦軸が観測予想 Flux で、ejecta 質量は $0.01 M_\odot$ 、地球-残骸距離は 10000 pc を仮定している。 $Y_e=0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45$ の各 ejecta で合成された元素の崩壊による核ガンマ線を示している。実線はドップラーブロードニング効果を考慮した flux、点線は考慮していない場合の flux。ドップラーブロードニング効果を計算する際に仮定するエネルギー分解能は INTEGRAL/SPI のものを想定している。

4.2 中性子星合体残骸からの核ガンマ線

4.2.1 核ガンマ線リストと最大 flux 核ガンマ線の時間発展

中性子星-中性子星合体残骸から放出される核ガンマ線を計算し、任意の計算期間中に絶対光度が最も大きくなる核ガンマ線の flux の時間発展を図 (4.2) に示す。最大 flux 核ガンマ線となったことがある核ガンマ線は7つ、 ^{95}Nb (765.8 keV)、 ^{125}Sb (427.9 keV)、 $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV)、 ^{241}Am (59.54 keV)、 ^{243}Am (74.66 keV)、 ^{126}Sn (87.57 keV)、 ^{129}I (39.58 keV) である。核ガンマ線の半減期は、 ^{95}Nb (765.8 keV) は35日、 ^{125}Sb (427.9 keV) は2.8年、 $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV) は ≈ 30 年、 ^{241}Am (59.54 keV) は $\approx 4.3 \times 10^2$ 年(残骸年齢 $\approx 40\text{--}2000$ 歳)と $\approx 8.4 \times 10^3$ 年(残骸年齢 $\approx >2000$ 歳)、 ^{243}Am (74.66 keV) で $\approx 7.4 \times 10^3$ 年、 ^{126}Sn (87.57 keV) で $\approx 2.3 \times 10^5$ 年、 ^{129}I (39.58 keV) で $\approx 1.6 \times 10^7$ 年である。これらの元素の詳細は表 (4.2) に、崩壊経路は7.2節にまとめる。

表 4.2 中性子星-中性子星合体で合成された元素からの核ガンマ線輝線で、任意の期間でも最も明るくなった核ガンマ線。1列目に崩壊元素名、2列目に輝線エネルギー、3列目に核ガンマ線の半減期を示している。崩壊元素が他元素の崩壊によって増加する場合は、核ガンマ線の半減期は複数の値を取る。核ガンマ線の半減期が短い順に表示している。

崩壊元素名	輝線エネルギー (keV)	核ガンマ線の 半減期
^{95}Nb	765.8	≈ 35 日
^{125}Sb	427.9	≈ 2.8 年
$^{137\text{m}}\text{Ba}$	661.7	≈ 30 年
^{243}Am	74.66	$\approx 7.4 \times 10^3$ 年
^{241}Am	59.54	$\approx 4.3 \times 10^2$ 年 $\approx 8.4 \times 10^3$ 年
^{126}Sn	87.56	$\approx 2.3 \times 10^5$ 年
^{129}I	39.57	$\approx 1.6 \times 10^7$ 年

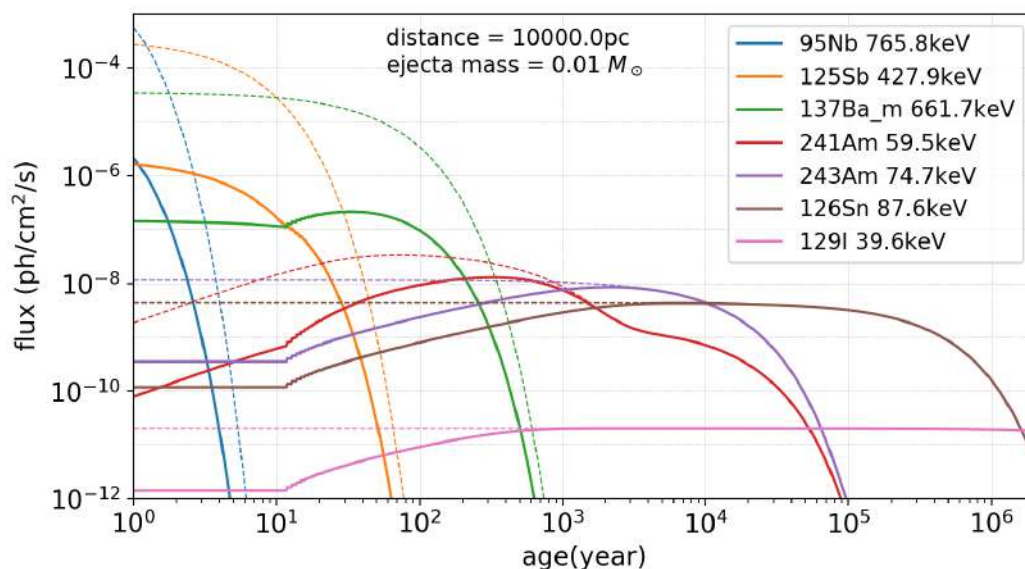


図 4.2 中性子星-中性子星合体で合成された元素からの核ガンマ線輝線で、任意の期間でも最も明るくなった核ガンマ線の flux。縦軸は核ガンマ線の観測予想 flux、横軸は残骸年齢で、ejecta 質量 $0.01 M_{\odot}$ 、地球-残骸距離 10000 pc と仮定している。実線はドップラーブロードニング効果を考慮した flux、点線は考慮していない場合の flux。ドップラーブロードニング効果を計算する際に仮定するエネルギー分解能は INTEGRAL/SPI のものを想定している。

X 線ガンマ線検出器には、集光するタイプとしないタイプがある。X 線ガンマ線検出器の感度 (Signal/Noise(S/N) 比) を議論する際、MeV 帯域の Noise は主に Non X-ray background と呼ばれる粒子由来のものであるため、その量は検出器体積に比例する。ゆえに、同じ Signal を検出する際に、小さな体積で受光できる集光系を持つ装置では、S/N 比である感度が飛躍的に向上する。ミラーで集めることができる光子はおおよそ <80 keV である。集光しないタイプはコーデットマスクやコンプトンカメラなどを用いて到来した光子の一部を捨てることで撮像するため、原理的に、 >80 keV の光子を検出できるが一般的に感度は悪くなる。 ≈ 80 keV が集光の可否の境目であり、核ガンマ線がこのエネルギーより小さいか大きいかで使用できる検出器が変わってくるため、エネルギーが <80 keV と >80 keV のそれぞれの核ガンマ線に絞って、明るいものをリストアップする。図 (4.3) の左パネルに <80 keV、右パネルに >80 keV 以上で明るい核ガンマ線の flux を示す。任意の計算期間中に絶対光度が最も大きくなる核ガンマ線をリストアップしており、詳細は表 (4.3) にまとめる。

表 4.3 中性子星-中性子星合体で合成された元素からの核ガンマ線輝線で、任意の期間でも最も明るくなった核ガンマ線。1,4 列目に崩壊元素名、2,5 列目に輝線エネルギー、3,6 列目に核ガンマ線の半減期を示している。崩壊元素が他元素の崩壊によって増加する場合は、核ガンマ線の半減期は複数の値を取る。核ガンマ線の半減期が短い順に表示している。

80 keV 以下の核ガンマ線			80 keV 以上の核ガンマ線		
崩壊元素名	輝線エネルギー (keV)	核ガンマ線の半減期	崩壊元素名	輝線エネルギー (keV)	核ガンマ線の半減期
^{125}Sb	35.5	≈ 2.7 年	^{95}Nb	765.8	≈ 34 日 ≈ 64 日
^{194}Os	43.1	≈ 6 年 ≈ 21 年	^{125}Sb	427.9	≈ 2.7 年
^{227}Th	50.1	$\approx 3.2 \times 10^4$ 年 $\approx 7.0 \times 10^8$ 年	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	661.7	≈ 30 年
^{241}Am	59.54	$\approx 4.3 \times 10^2$ 年 $\approx 8.4 \times 10^3$ 年	^{214}Bi	609.3	$\approx 1.6 \times 10^3$ 年 $\approx 7.5 \times 10^4$ 年
^{243}Am	74.66	$\approx 7.4 \times 10^3$ 年 $\approx 7.9 \times 10^3$ 年	^{126}Sn	87.6	$\approx 2.3 \times 10^5$ 年
^{225}Ra	40.0	$\approx 1.6 \times 10^5$ 年 $\approx 2.1 \times 10^6$ 年	^{233}Pa	311.9	$\approx 2.1 \times 10^6$ 年

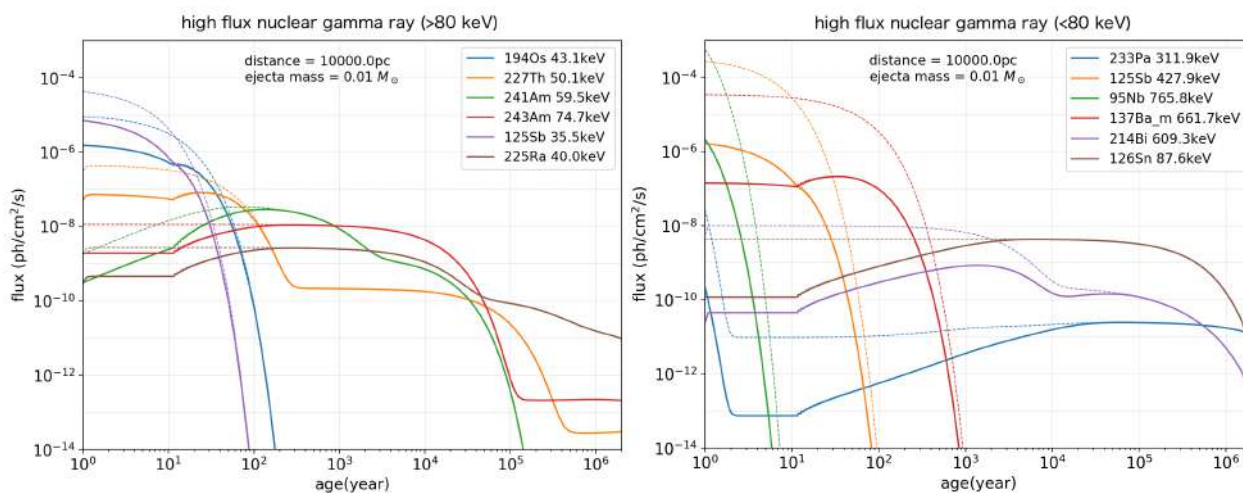


図 4.3 中性子星-中性子星合体で合成された元素からの核ガンマ線輝線で、任意の期間でも最も明るくなった核ガンマ線の flux。縦軸は核ガンマ線の観測予想 flux、横軸は残骸年齢で、ejecta 質量 $0.01 M_{\odot}$ 、地球-残骸距離 10000 pc と仮定している。実線はドップラーブロードニング効果を考慮した flux、点線は考慮していない場合の flux。左パネルが $<80 \text{ keV}$ の核ガンマ線でドップラーブロードニング効果を計算する際に仮定するエネルギー分解能は NuSTAR (900 eV @ 68 keV) のものを想定している。右パネルが $>80 \text{ keV}$ の核ガンマ線でドップラーブロードニング効果を計算する際に仮定するエネルギー分解能は INTEGRAL/SPI のものを想定している。

既知の残骸について、最も絶対光度が大きい核ガンマ線を知りたい場合は、残骸年齢を調べ、図 (4.2) を参照すれ

ば良い*¹。flux については残骸の年齢と距離によって変動するが、それについては 5.2 節で議論する。

表 (4.4) に残骸の年齢ごとに高い flux の核ガンマ線、上位 5 つの詳細をまとめる。様々な元素から核ガンマ線が放出されており、時間が経つにつれて flux が低下している様子がわかる。この表 (4.4) から質量数 $A \approx 80, 130, 195$ 付近の元素からの核ガンマ線を検出すれば、r-process のどのピークまで元素合成されているか知ることにつながる。例えば、 ^{95}Nb (765.8 keV) などの検出は r-process 第 1 ピーク、 ^{125}Sb (427.9 keV)、 $^{137\text{m}}$ (661.7 keV)、 ^{126}Sn (87.57 keV)、 ^{129}I (39.58 keV) などの検出は第 2 ピーク、 ^{241}Am (59.54 keV)、 ^{243}Am (74.66 keV)、 ^{214}Bi (609.3 keV)、 ^{214}Pb (351.9 keV) などの検出は第 3 ピーク以上の元素の合成が行われた証拠となる。特に、質量数 $A \approx > 209$ の元素は s-process による元素合成による成分を含んでいない r-process でのみで合成された元素であるため、それらの元素からの核ガンマ線検出は r-process 現場の確実な証拠となる。

*¹ ただし、検出器はエネルギー帯ごとに輝線感度が異なるため、それらを考慮しなければならない。検出器の輝線感度を考慮した核ガンマ線検出可能性は 5.2 節、5.3 節で議論する

表 4.4 中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ。0.01 M_{\odot} の r-process 処理された ejecta を放出する中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線の詳細を示している。1 列目は残骸年齢、2 列目は核ガンマ線の放出親元素、3 列目は核ガンマ線エネルギー、4 列目は核ガンマ線の Luminosity Flux、5 列目は地球-残骸距離 10000 pc を仮定した場合のドップラーブロードニング効果を考慮していない観測予想 flux。

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	Flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	Flux (ph/cm ² /s)
10 ⁰	⁹⁵ Nb	765.8	1.63×10 ⁵⁰	4.31×10 ⁻⁴	3×10 ⁰	¹²⁵ Sb	427.8	6.25×10 ⁴⁹	1.66×10 ⁻⁴
	¹²⁵ Sb	427.8	1.02×10 ⁵⁰	2.71×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	600.5	3.72×10 ⁴⁹	9.87×10 ⁻⁵
	¹²⁵ Sb	600.5	6.09×10 ⁴⁹	1.62×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	635.9	2.37×10 ⁴⁹	6.28×10 ⁻⁵
	⁹⁵ Zr	756.7	4.31×10 ⁴⁹	1.14×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	463.3	2.21×10 ⁴⁹	5.87×10 ⁻⁵
	¹⁰⁶ Rh	511.8	3.94×10 ⁴⁹	1.04×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	176.3	1.44×10 ⁴⁹	3.83×10 ⁻⁵
10 ¹	¹²⁵ Sb	427.8	1.06×10 ⁴⁹	2.81×10 ⁻⁵	3×10 ¹	^{137m} Ba	661.6	6.60×10 ⁴⁸	1.75×10 ⁻⁵
	^{137m} Ba	661.6	1.05×10 ⁴⁹	2.79×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Ir	328.4	2.78×10 ⁴⁷	7.36×10 ⁻⁷
	¹²⁵ Sb	600.5	6.32×10 ⁴⁸	1.68×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Os	43.1	1.14×10 ⁴⁷	3.03×10 ⁻⁷
	¹²⁵ Sb	635.9	4.02×10 ⁴⁸	1.06×10 ⁻⁵		²²⁷ Th	235.9	9.99×10 ⁴⁶	2.65×10 ⁻⁷
	¹²⁵ Sb	463.3	3.76×10 ⁴⁸	9.96×10 ⁻⁶		²²³ Ra	69.46	8.21×10 ⁴⁶	2.18×10 ⁻⁷
10 ²	^{137m} Ba	661.6	1.28×10 ⁴⁸	3.38×10 ⁻⁶	3×10 ²	^{137m} Ba	661.6	1.14×10 ⁴⁶	3.03×10 ⁻⁸
	²⁴¹ Am	59.54	1.24×10 ⁴⁶	3.29×10 ⁻⁸		²⁴¹ Am	59.54	9.15×10 ⁴⁵	2.43×10 ⁻⁸
	²²⁷ Th	235.9	1.05×10 ⁴⁶	2.78×10 ⁻⁸		²⁴³ Am	74.66	4.21×10 ⁴⁵	1.12×10 ⁻⁸
	²²³ Ra	269.4	8.69×10 ⁴⁵	2.30×10 ⁻⁸		²¹⁴ Bi	609.3	3.33×10 ⁴⁵	8.83×10 ⁻⁹
	²¹¹ Bi	351.0	8.55×10 ⁴⁵	2.27×10 ⁻⁸		²¹⁴ Pb	351.9	2.61×10 ⁴⁵	6.91×10 ⁻⁹
10 ³	²⁴³ Am	74.66	3.93×10 ⁴⁵	1.04×10 ⁻⁸	3×10 ³	²⁴³ Am	74.66	3.24×10 ⁴⁵	8.58×10 ⁻⁹
	²⁴¹ Am	59.54	3.26×10 ⁴⁵	8.63×10 ⁻⁹		¹²⁶ Sn	87.56	1.64×10 ⁴⁵	4.34×10 ⁻⁹
	²¹⁴ Bi	609.3	2.46×10 ⁴⁵	6.53×10 ⁻⁹		²³⁹ Np	106.12	1.29×10 ⁴⁵	3.41×10 ⁻⁹
	²¹⁴ Pb	351.9	1.93×10 ⁴⁵	5.11×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	414.5	1.22×10 ⁴⁵	3.23×10 ⁻⁹
	¹²⁶ Sn	87.56	1.65×10 ⁴⁵	4.36×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	666.1	1.22×10 ⁴⁵	3.23×10 ⁻⁹
10 ⁴	¹²⁶ Sn	87.56	1.60×10 ⁴⁵	4.24×10 ⁻⁹	3×10 ⁴	¹²⁶ Sn	87.56	1.50×10 ⁴⁵	3.97×10 ⁻⁹
	²⁴³ Am	74.66	1.56×10 ⁴⁵	4.14×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	666.1	1.11×10 ⁴⁵	2.95×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	666.1	1.19×10 ⁴⁵	3.15×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	414.5	1.11×10 ⁴⁵	2.95×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	414.5	1.19×10 ⁴⁵	3.15×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	694.8	1.06×10 ⁴⁵	2.82×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	694.8	1.13×10 ⁴⁵	3.00×10 ⁻⁹		¹²⁶ Sn	64.28	3.90×10 ⁴⁴	1.03×10 ⁻⁹
10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.56	1.20×10 ⁴⁵	3.19×10 ⁻⁹	3×10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.56	5.90×10 ⁴⁴	1.56×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	666.1	8.94×10 ⁴⁴	2.37×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	666.1	4.39×10 ⁴⁴	1.16×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	414.5	8.94×10 ⁴⁴	2.37×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	414.5	4.39×10 ⁴⁴	1.16×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	694.8	8.52×10 ⁴⁴	2.26×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	694.8	4.18×10 ⁴⁴	1.11×10 ⁻⁹
	¹²⁶ Sn	64.28	3.13×10 ⁴⁴	8.28×10 ⁻¹⁰		¹²⁶ Sn	64.28	1.53×10 ⁴⁴	4.06×10 ⁻¹⁰
10 ⁶	¹²⁶ Sn	87.56	3.47×10 ⁴³	9.19×10 ⁻¹¹	3×10 ⁶	¹²⁹ I	39.57	6.65×10 ⁴²	1.76×10 ⁻¹¹
	^{126m} Sb	666.1	2.58×10 ⁴³	6.85×10 ⁻¹¹		²³³ Pa	311.9	3.37×10 ⁴²	8.93×10 ⁻¹²
	^{126m} Sb	414.5	2.58×10 ⁴³	6.85×10 ⁻¹¹		²²⁵ Ra	40	2.82×10 ⁴²	7.48×10 ⁻¹²
	^{126m} Sb	694.8	2.46×10 ⁴³	6.53×10 ⁻¹¹		²¹³ Bi	440.4	2.56×10 ⁴²	6.79×10 ⁻¹²
	¹²⁶ Sn	64.28	9.02×10 ⁴²	2.39×10 ⁻¹¹		²³⁷ Np	29.37	1.21×10 ⁴²	3.22×10 ⁻¹²

4.2.2 観測予想スペクトル

残骸からの観測予想スペクトルを図(4.4)に示す。初期速度 $0.3c$ の ejecta $0.01 M_{\odot}$ を放出した中性子星-中性子星合体残骸が、 10000 pc 先にあると仮定した場合の観測予想核ガンマ線。残骸は光学的に薄いと考えるため、吸収散乱などの放射伝搬過程は考慮していないが、ejecta 速度が速いためドップラーブロードニング効果(3.4節参照)は考慮している。図(4.4)の輝線はドップラーブロードニング効果減少による輝線の鋭利化と元素崩壊による flux の減少のバランスによって、輝線のピーク flux が増減する。長寿命核からの核ガンマ線はほとんど flux の変化が無い状態であり、ドップラーブロードニング効果減少による輝線の鋭利化によってピーク flux が増加している場面が見られる。残骸年齢約 10 年では、強いドップラーブロードニング効果により各輝線が太り、重なることで連続成分のような形状に見える。この時点では膨張速度が $0.1\text{--}0.3c$ 程度あるため、輝線エネルギーの約 30% という大きな半値全幅を持つ輝線に太り、解析での輝線分析は難しい。残骸年齢約 30 年では、膨張速度は約 $0.05c$ でドップラーブロードニング効果がある程度落ち着き、輝線の半値全幅は輝線エネルギーの約 15% となる。最も高 flux な核ガンマ線は $^{137\text{m}}\text{Ba}(661.7 \text{ keV})$ である。目視ではこの時点から輝線を分離して検出できるようになる。残骸年齢約 100 年では、膨張速度は約 $0.05c$ でドップラーブロードニング効果が落ち着き、輝線の半値全幅は輝線エネルギーの約 8% となる。最も高 flux な核ガンマ線は $^{137\text{m}}\text{Ba}(661.7 \text{ keV})$ である。残骸年齢約 1,000 年では、膨張速度は約 $0.01c$ で輝線の半値全幅は輝線エネルギーの約 2% となる。この時点では $^{241}\text{Am}(59.54 \text{ keV})$ 、 $^{243}\text{Am}(74.66 \text{ keV})$ などが比較的高 flux であり観測候補である。ガンマ線望遠鏡のエネルギー分解能は $\approx 1\%$ であるため、この時点からドップラーブロードニング効果の影響を無視し始められる*2。残骸年齢約 10,000 年では、膨張速度は約 $0.002c$ で輝線の半値全幅は輝線エネルギーの約 0.2% となる。 $^{243}\text{Am}(74.66 \text{ keV})$ 、 $^{126}\text{Sn}(87.57 \text{ keV})$ が比較的高 flux 核ガンマ線として現れていることがわかる。残骸年齢約 100,000 年では、膨張速度は約 $0.002c$ で輝線の半値全幅は輝線エネルギーの約 0.2% となる。 $^{126}\text{Sn}(87.57 \text{ keV})$ 、 $^{125}\text{Sb}(427.9 \text{ keV})$ 、 $^{126}\text{Sn}_m(666.1 \text{ keV})$ 、 $^{126}\text{Sn}_m(694.8 \text{ keV})$ が比較的高い flux の核ガンマ線として現れていることがわかる。

*2 エネルギー分解能は AMEGO で $<1\%$ @2 MeV、e-ASTROGAM で $<3\%$ @1 MeV、NuSTAR で 1.3% @68 keV、INTEGRAL/SPI で 0.1% @1.33MeV である(1.4節参照)。

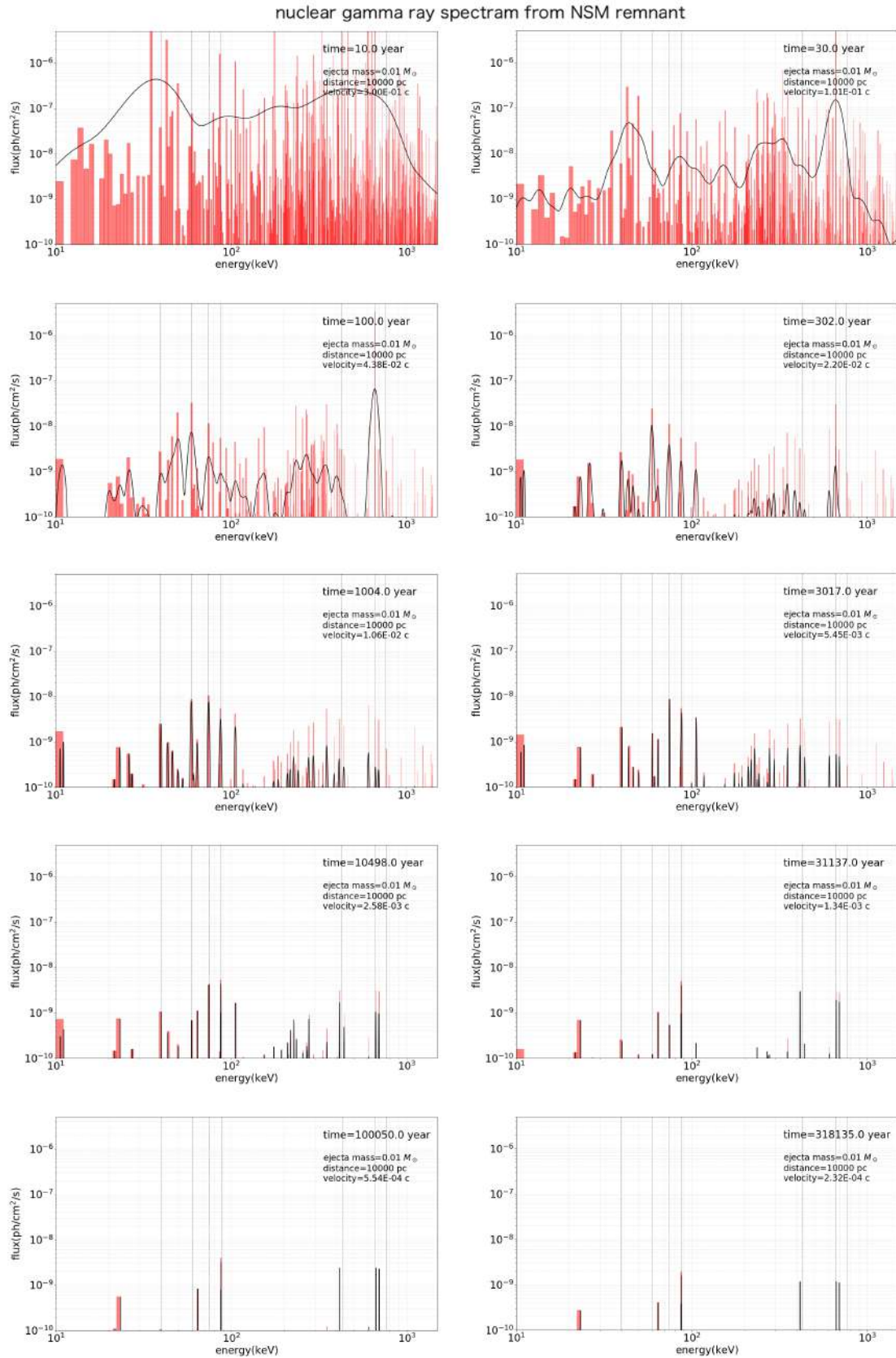


図 4.4 初期速度 $0.3c$ の ejecta $0.01 M_{\odot}$ を放出した中性子星-中性子星合体残骸が、 10000 pc 先にあると仮定した場合の観測予想核ガンマ線。ドップラーブロードニング効果 (3.4 節参照) を考慮している。左上パネルから残骸年齢がおおよそ 10, 30, 100, 300, 1000, 3000, 10000, 30000, 100000, 300000 年時の観測予想ガンマ線を表している。7 本ある黒色の縦点線は低エネルギー側から 4.1 節の ^{129}I (39.68 keV)、 ^{241}Am (59.54 keV)、 ^{243}Am (74.66 keV)、 ^{126}Sn (87.57 keV)、 ^{125}Sb (427.9 keV)、 $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV)、 ^{95}Nb (765.8 keV) の輝線エネルギーの位置である。

第 5 章

議論

5.1 太陽の r-process 元素組成比との比較

元素崩壊を十分な時間続け、太陽の r-process 存在量に近づくか検証する。図 5.1 に中性子星-中性子星合体で合成された元素の崩壊を計算し、 5×10^6 年後の元素存在量を示す。中性子星-中性子星合体による r-process 元素の組成比 (黒線) と太陽の r-process 元素の組成比 [6]、[16] を比較すると $\chi^2/d.o.f.=0.90$ と一致している。特に r-process 第 2 ピーク、r-process 第 3 ピーク付近はより太陽 r-process 元素量を再現している。灰色線は元素合成からの経過時間が 1 Gyear, 100 Myear, 10 Myear, 1 Myear 後の元素量であり、 $\chi^2/d.o.f.$ はそれぞれ 0.90, 0.90, 0.91, 0.92 である。 ^{182}W , ^{135}Ba , ^{129}Xe , ^{129}Te , ^{107}Ag , ^{99}Ru , ^{93}Nb など、いくつかの元素が経過時間が小さい時 (1 Myear) には少ないことが分かる。それら時間が経つにつれ他元素の崩壊によって増加し、元素ごとの組成比の差は小さくなっていく。複数の中性子星-中性子星合体によって合成された元素の混ざったものであるため、太陽の r-process 元素組成比は図 5.1 の灰色線のような複数の異なる時間経過をした元素の重ね合わせであることに注意が必要である。また、中性子星-中性子星合体は低頻度だが 1 回で多量の r-process 処理された ejecta を放出するため、直近の中性子星-中性子星合体の元素組成結果の影響を受けやすいことにも注意が必要である*¹。

*¹ 深海の測定から推定された現在の星間物質の推定 ^{244}Pu の存在量 [88] は、対応する初期太陽系の存在量 [84] よりもかなり低い。この結果を r-process 元素の生産のための高頻度/低収量シナリオ (重力崩壊型超新星爆発など) と低頻度/高収量シナリオ (中性子星-中性子星合体など) の両方のモデルで、この値の周りの ^{244}Pu の存在量と変動を推定すると、現在および初期の太陽系の存在量は、低頻度/高収量シナリオで自然に説明されるが、高頻度/低収量モデルでは説明できないという論文 [30] がある。中性子星-中性子星合体などの低頻度/高収量イベントで r-process 元素が合成されているならば直近のイベントの個性の影響を受けやすい。

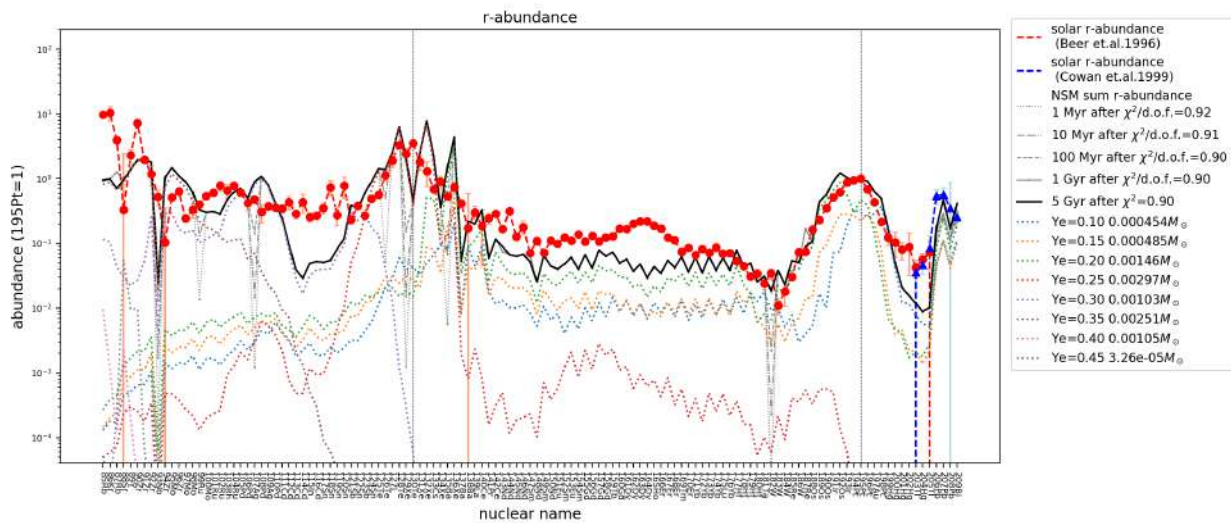


図 5.1 太陽の r-process 元素の組成比と中性子星-中性子星合体による r-process 元素の比較。中性子星-中性子星合体による r-process 元素は、本研究の核ガンマ線推定のための元素崩壊計算を続けた場合の元素組成比である。2本の縦点線は左が r-process 第 2 ピーク ($A=130$)、右が第 3 ピーク ($A=195$) である。赤破線プロットが $A=85-205$ の太陽の r-process 組成比 [6]、青破線プロットが $A=203-209$ の太陽の r-process 元素組成比 [16]。中性子星-中性子星合体の各 Y_e の ejecta で合成された元素は色付き点線で示している。黒線がそれらの合計であり $^{195}\text{Pt}=1$ として、 5×10^9 年 (5 Gyear) 後の組成比を示している。灰色線は元素合成からの経過時間が 1 Gyear, 100 Myear, 10 Myear, 1 Myear 後の元素量であり、判例に $\chi^2/d.o.f.$ を示している。

5.2 核ガンマ線の観測可能性

5.2.1 高 flux 核ガンマ線の観測可能性

中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線の検出可能性を議論する。図 (4.3) から分かるように残骸の年齢によって絶対光度が最も大きい核ガンマ線は異なり、表 (4.3) のように切り替わっている。残骸の年齢ごとに絶対光度が最も大きい核ガンマ線の flux を切り替えながら表示し、さらに各検出器の輝線感度を重ねたものを図 (5.2) と図 (5.3) に示す。図 (5.2) は <80 keV の核ガンマ線、図 (5.3) は >80 keV の核ガンマ線の中で、絶対光度が最も大きい核ガンマ線の flux を表示している。天の川銀河の中性子星-中性子星合体残骸の位置分布は 8 kpc をピークとした 0–25 kpc 程度の範囲にあるため (図 1.20)、中性子星-中性子星合体残骸の距離を銀河中心の 8000 pc と仮定し、中性子星-中性子星合体時に放出される r-process 処理された ejecta 質量に関しては、GW170817 イベントにてライトカーブからは $\approx 0.3-0.6 M_{\odot}$ と算出されているため [19, 37, 38, 75, 53]、ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ を仮定して核ガンマ線 flux を計算している。検出器感度は横ラインで示され、それぞれの詳細は凡例に書かれている通り、INTEGRAL, NuSTAR, e-ASTROGAM, AMEGO の輝線感度 (3σ) である*2。AMEGO のみ露光時間 5 年の場合の輝線感度の情報 [34] が公開されているため表示している*3。輝線感度はエネルギー帯によって異なるため、対象とする核ガンマ線が変わるごとに表示する輝線感度が変わっている。

図 (5.2) では、距離 8000 pc、年齢 ≈ 400 年以下の残骸から、NuSTAR によって ^{125}Sb (35.5 keV)、 ^{194}Os (43.1

*2 横ラインで表示している輝線感度は 1.4 節で示した輝線感度を目視で読み取って表示しているため少量の読み取り誤差を含む可能性があるが、核ガンマ線 flux スケールで議論する場合には問題ない。

*3 NuSTAR の 30–80 keV 帯域の輝線感度に関しては資料が存在しないため 10–30 keV 帯域の輝線感度 1×10^{-14} erg/cm²/s [22] を用いて計算し、 $\approx 0.7-2.1 \times 10^{-7}$ ph/cm²/s として表示している。

keV)、 ^{227}Th (50.1 keV)、 ^{241}Am (74.7 keV) などの核ガンマ線を検出可能であることが分かる。図 (5.3) では、距離 8000 pc、年齢 $\approx 10\text{--}100$ 年の残骸から、AMEGO(露光時間 5 年) によって $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV) が検出可能であることが分かる。AMEGO(露光時間 10^6 秒) や e-ASTROGAM では、距離 4000 pc、年齢 ≈ 30 年の残骸から $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV) が検出可能であることが分かる。図 (5.2) と図 (5.3) では INTEGRAL/SPI での核ガンマ線検出は難しいことが分かるが、残骸-地球間の距離によって観測予想 flux は大きく変わるため、残骸距離が近いものであれば、検出可能であることに注意が必要である。

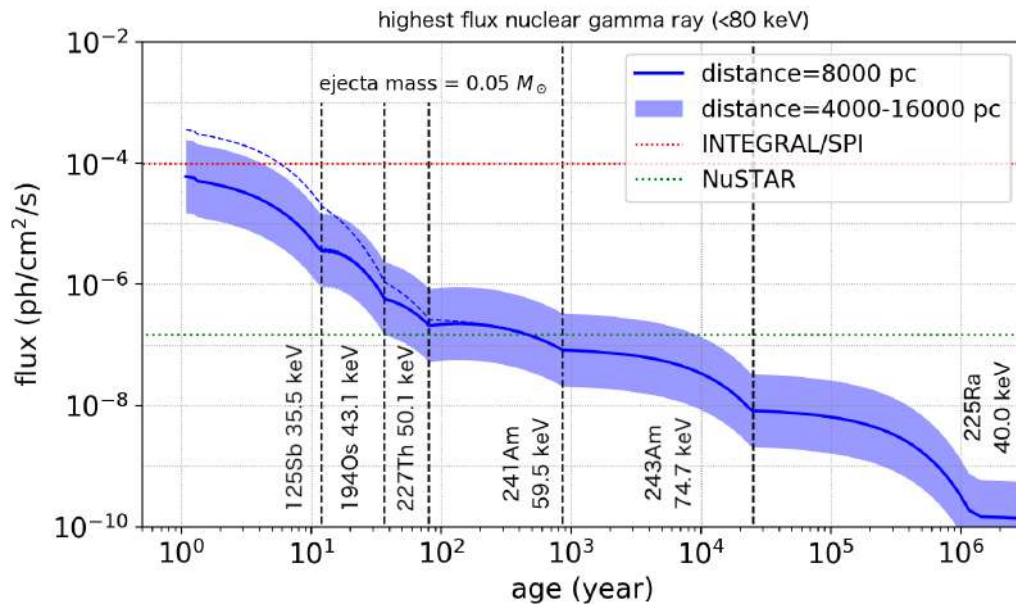


図 5.2 中性子星-中性子星合体残骸からの絶対光度が最も大きい核ガンマ線の flux と各検出器の輝線感度比較。青系色ラインは残骸からの最大 flux 核ガンマ線の flux であり、中性子星-中性子星合体残骸のパラメーターは距離 8000 pc、ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ の場合について計算している。青色エリアは残骸の距離を 4000–16000 pc にした場合の核ガンマ線 flux である。青系色以外の横ラインは凡例に示すように各検出器 (1.4 節参照) の輝線感度を示したものである。実線はドップラーブロードニング効果を考慮した flux、点線は考慮していない場合の flux。ドップラーブロードニング効果を計算する際に仮定するエネルギー分解能は NuSTAR(900 eV@68 keV) のものを想定している。

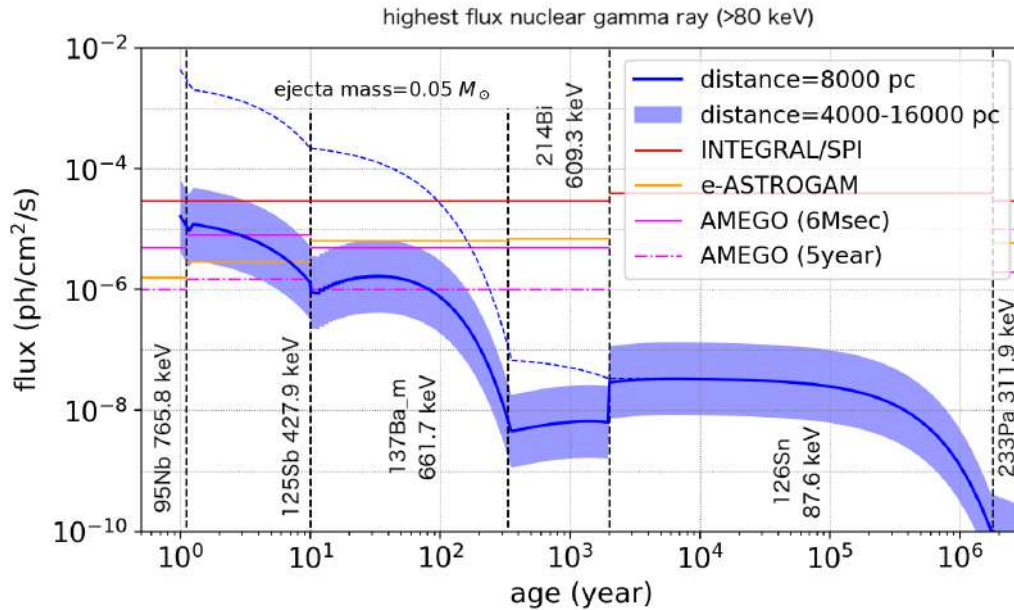


図 5.3 中性子星-中性子星合体残骸からの絶対光度が最も大きい核ガンマ線の flux と各検出器の輝線感度比較。青色系ラインは残骸からの最大 flux 核ガンマ線の flux であり、中性子星-中性子星合体残骸のパラメーターは距離 8000 pc、ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ の場合について計算している。青色エリアは残骸の距離を 4000–16000 pc にした場合の核ガンマ線 flux である。青色系以外の横ラインは凡例に示すように各検出器 (1.4 節参照) の輝線感度を示したものである。輝線感度はエネルギー帯によって異なるため、対象とする核ガンマ線が変更されると輝線感度も変化する。実線はドップラーブロードニング効果を考慮した flux、点線は考慮していない場合の flux。ドップラーブロードニング効果を計算する際に仮定するエネルギー分解能は INTEGRAL/SPI のものを想定している。

5.2.2 中性子星-中性子星合体残骸候補 G4.8+6.2 の観測可能性

シェル型超新星残骸 G4.8+6.2 を中性子星-中性子星合体残骸とする説 [96] がある。これが正しい場合の核ガンマ線の観測可能性を議論する。G4.8+6.2 の距離は 9–15 kpc [10]、年齢は ≈ 700 –2500 年程度*4 である。

図 (5.4, 5.5) に G4.8+6.2 の観測予想スペクトル、表 (5.1, 5.2) に具体的な G4.8+6.2 の観測予想核ガンマ線の種類と flux を示す。図 (5.4)、表 (5.1) は ejecta 質量は $0.05 M_{\odot}$ 、年齢は 700 年、距離は 9 kpc を想定しており、絶対光度が最も大きい ^{241}Am (59.54 keV) の flux は、 6.0×10^{-8} ph/cm²/s である。また、図 (5.5)、表 (5.2) は ejecta 質量は $0.05 M_{\odot}$ 、年齢は 2500 年、距離は 15 kpc を想定しており、絶対光度が最も大きい ^{243}Am (74.66 keV) の flux は 1.8×10^{-8} ph/cm²/s である。これらを検出できれば、r-process が中性子星-中性子星合体で十分進行し、 ^{209}Bi 以上の重い元素が合成された証拠となる。しかし、G4.8+6.2 から核ガンマ線を検出するには $\approx 6 \times 10^{-8}$ ph/cm²/s または $\approx 10^{-8}$ ph/cm²/s 程度の輝線感度を持った検出器が必要になるが、INTEGRAL/SPI ($\approx 2 \times 10^{-5}$ ph/cm²/s)、NuSTAR ($\approx 1.5 \times 10^{-7}$ ph/cm²/s) ではこの輝線感度に届いていない。

*4 G4.8+6.2 の年齢は sedov solution に適合せき、 $\text{age} = 2544 \times (n_0 / 0.001 \text{ cm}^{-3})^{1/2} \times (r_s / 39 \text{ pc})^{2/5} \times (E / 10^{51} \text{ erg})^{-1/2}$ で計算している [72]。 n_0 は星間物質密度、 r_s は衝撃波半径で $r_s = 39 \times (d / 15 \text{ kpc}) \text{ pc}$ 、 E は爆発エネルギーである。距離 d は 9–15 kpc として計算すると $\text{age} \approx 700$ –2500 年となる。

表 5.1 中性子星-中性子星合体残骸の候補 G4.8+6.2 の観測予想核ガンマ線。1 列目は崩壊する親元素名、2 列目は核ガンマ線エネルギー、3 列目は Luminosity、4 列目は ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ を仮定した場合のドップラーブロードニング効果を考慮した flux で、距離 9 kpc、年齢 700 年を想定している。上から Luminosity が高い順に核ガンマ線をまとめている。

元素名	輝線 E(keV)	Luminosity(ph/year)	距離 9 kpc、年齢 700 年 flux(ph/cm ² /s)
²⁴¹ Am	59.54	2.4×10^{46}	6.0×10^{-8}
²⁴³ Am	74.66	2.0×10^{46}	3.9×10^{-8}
²¹⁴ Bi	609.3	1.4×10^{46}	4.4×10^{-9}
²¹⁴ Pb	351.9	1.0×10^{46}	4.2×10^{-9}
¹²⁶ Sn	87.57	8.2×10^{45}	1.3×10^{-8}

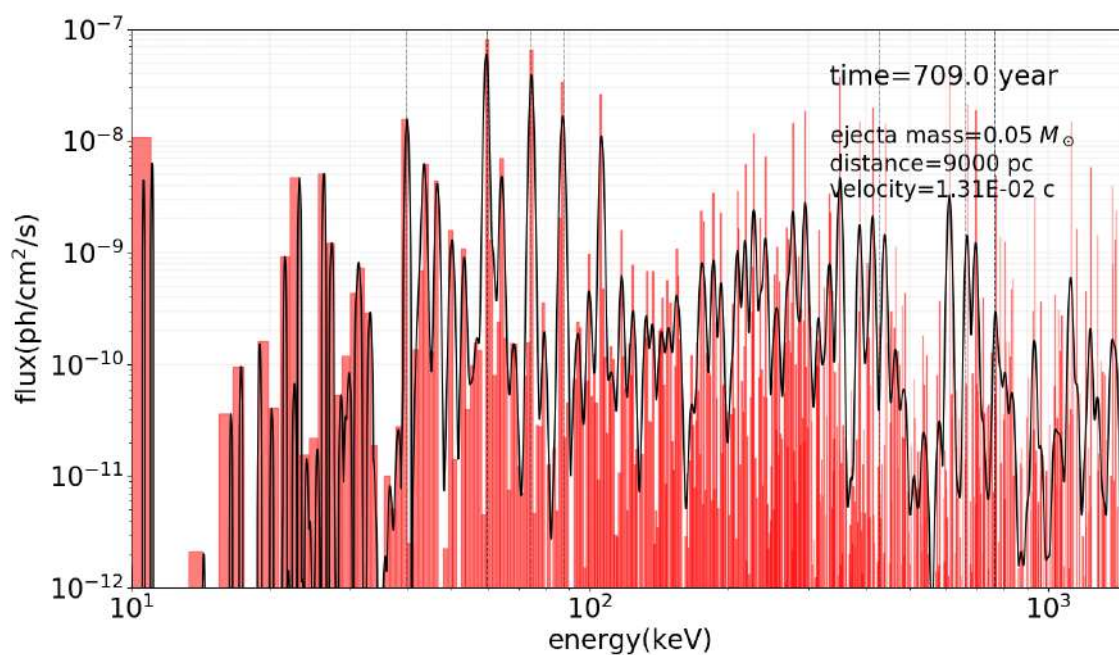


図 5.4 中性子星-中性子星合体残骸の候補 G4.8+6.2 の観測予想スペクトル。距離 9 kpc、年齢 700 年、ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ を想定している。赤色ヒストグラムはドップラーブロードニング効果を考慮していない場合のスペクトルで、エネルギー分解能は INTEGRAL/SPI を想定している。黒線はドップラーブロードニング効果を考慮した場合の輝線である。

表 5.2 中性子星-中性子星合体残骸の候補 G4.8+6.2 の観測予想核ガンマ線。1 列目は崩壊する親元素名、2 列目は核ガンマ線エネルギー、3 列目は Luminosity、4 列目は ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ を仮定した場合のドップラーブロードニング効果を考慮した flux で、距離 15 kpc、年齢 2500 年を想定している。上から Luminosity が高い順に核ガンマ線をまとめている。

元素名	輝線 E(keV)	Luminosity(ph/year)	距離 15 kpc、年齢 2500 年 flux(ph/cm ² /s)
²⁴³ Am	74.66	1.7×10^{46}	1.8×10^{-8}
¹²⁶ Sn	87.56	8.2×10^{45}	8.6×10^{-9}
²³⁹ Np	106.1	6.8×10^{45}	6.4×10^{-9}
²¹⁴ Bi	609.3	6.7×10^{45}	1.6×10^{-9}
^{126m} Sn	414.5	6.1×10^{45}	1.9×10^{-9}

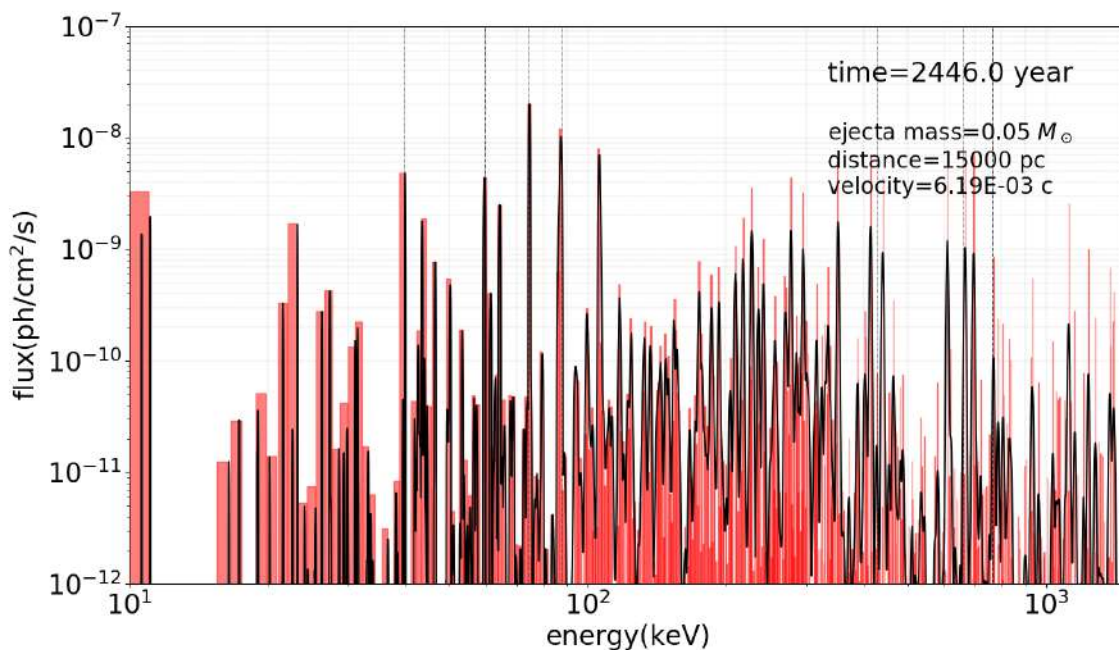


図 5.5 中性子星-中性子星合体残骸の候補 G4.8+6.2 の観測予想スペクトル。距離 15 kpc、年齢 2500 年、ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ を想定している。赤色ヒストグラムはドップラーブロードニング効果を考慮していない場合のスペクトルで、エネルギー分解能は INTEGRAL/SPI を想定している。黒線はドップラーブロードニング効果を考慮した場合の輝線である。

5.2.3 検出器ごとの核ガンマ線の観測可能性

検出器によって感度持つエネルギー帯が異なり、検出できる核ガンマ線が異なる。また、エネルギーによって輝線感度もことなる。そのため、検出器ごとに核ガンマ線の観測可能性を議論する。残骸の特徴は観測予想核ガンマ線に影響する、地球からの距離・残骸の年齢・放出する ejecta の質量の 3 つとして、それぞれの検出器のエネルギー範囲と輝線感度を考慮し、どのような特徴の残骸なら核ガンマ線を検出できるかを検討する。図 (5.6) は検出器ごとの核ガンマ線が観測可能な残骸の条件を示した図である。残骸から届く様々な核ガンマ線の中で、各検出器

のエネルギー範囲に当てはまる核ガンマ線のみを考慮し、核ガンマ線の検出可否の分岐線を示した。ドップラーブロードニング効果を計算する際に仮定するエネルギー分解能は INTEGRAL/SPI のものを想定している。分岐線より右上のエリアの残骸は検出不可能、左下のエリアの残骸は検出可能性がある。

図 (5.6) のオレンジ色線は INTEGRAL/SPI を想定している。エネルギー範囲は 20–8000 keV で輝線感度は 2×10^{-5} ph/cm²/s と仮定し、核ガンマ線の検出可否の分岐線を示している。残骸年齢 ≈ 300 年までは時間の経過によって観測可能な残骸の距離が大きく減衰している。この期間の明るい核ガンマ線は半減期が小さく、すぐに flux が低下するためである。そのため、距離より年齢の方が核ガンマ線検出に大きく影響する。残骸年齢 ≈ 1000 年以上は、観測可能な残骸の距離は時間経過によって大きく減衰しない。この期間の明るい核ガンマ線は半減期が大きく、flux が時間経過によって減少しにくいいためである。そのため、年齢より距離の方が核ガンマ線検出に大きく影響する。

赤色線は AMEGO,e-ASTROGAM(露光時間 10⁶ 秒) を想定し、エネルギー範囲は >200 keV で輝線感度は 5×10^{-6} ph/cm²/s としている。e-ASTROGAM のエネルギー範囲は >300 keV であるが、200–300 keV に明るい核ガンマ線がないため、AMEGO,e-ASTROGAM の結果は同じとなる。AMEGO,e-ASTROGAM は INTEGRAL/SPI より輝線感度が向上しているため、赤色線 (AMEGO,e-ASTROGAM) はオレンジ色線 (INTEGRAL/SPI) より右上にあり、より遠くの老いた残骸も検出できるようになったことが分かる。

紫色線は AMEGO(露光時間 5 年) を想定し、現在計画中の観測機の中で最も輝線感度が良い 10^{-6} ph/cm²/s としている。AMEGO のエネルギーによる輝線感度の図 (1.27) から分かるように、輝線感度を 10^{-6} ph/cm²/s が達成できるのはエネルギー範囲 ≈ 500 –1000 keV であるため、エネルギー範囲は 500–1000 keV としている。紫色線は赤色線 (AMEGO,e-ASTROGAM) とオレンジ色線 (INTEGRAL/SPI) より右上にあり、より遠くの老いた残骸も検出できることが分かる。

緑色線は NuSTAR を想定し、エネルギー範囲は 3–78.4 keV で輝線感度は 5×10^{-7} ph/cm²/s としている。NuSTAR は他の検出器よりエネルギー範囲が低く狭いため、検出できない核ガンマ線も多くなるが輝線感度が良い。3–78.4 keV の核ガンマ線のみ考慮するため、核ガンマ線の検出可否の分岐線の形状が他の検出器と比べて大きく異なる。注目すべき点は、残骸年齢 ≈ 300 –2000 年で紫線 (AMEGO(露光時間 5 年)) で検出できない残骸も検出可能なことである。また、オレンジ線 (INTEGRAL/SPI) と比べても、INTEGRAL/SPI で検出できない残骸が NuSTAR で観測可能である場面があることが分かる。このように、ある検出器で核ガンマ線が検出不可能であっても、別の検出器で検出可能である場合がある。

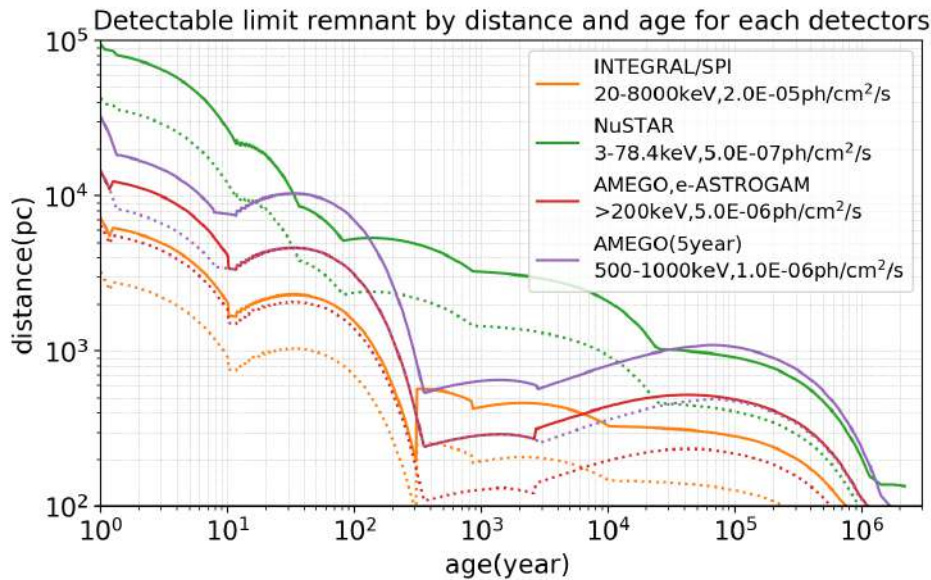


図 5.6 検出器ごとの核ガンマ線が観測可能な残骸の条件。横軸が残骸年齢、縦軸が地球-残骸距離であり、各色のラインは核ガンマ線の検出可否の分岐ラインを示しており、実線が ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ 、点線が ejecta 質量 $0.01 M_{\odot}$ の場合である。凡例に示すように色ごとに検出器を示している。残骸の距離、年齢をこの図にプロットし、各ラインより左下であれば観測可能性があるとと言える。ドップラーブロードニング効果を計算する際に仮定するエネルギー分解能は INTEGRAL/SPI のものを想定している。

5.3 将来検出器への輝線感度の要求値

系内の中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線を検出するための将来衛星への輝線感度の要求値を検討する。想定する検出器はエネルギーによって輝線感度が変わらないものとして、仮定した輝線感度ごとの検出可能な残骸個数の期待値を求め、期待値が 1 になる輝線感度を将来衛星への要求値とする。

まず初めに、仮定した輝線感度ごとに、核ガンマ線が検出可能な残骸の条件を調べる。残骸は距離が大きくなるほど、また年齢が大きいほど核ガンマ線は暗くなり検出が難しくなるため、検出可能な残骸の条件は残骸の距離と年齢に依存する。仮定した輝線感度ごとに核ガンマ線を検出可能な残骸の条件を図 (5.7) に示す。仮定した輝線感度が良いほど、検出可否の分岐ラインが右上に上がり、より遠く古い残骸からも検出可能になることが分かる。年齢 1000 年以下のドップラーブロードニング効果が影響する残骸数が無視できるほど少ないためドップラーブロードニングは考慮していない。次に、この条件に当てはまる残骸が天の川銀河にいくつ存在するのか調べる必要がある。

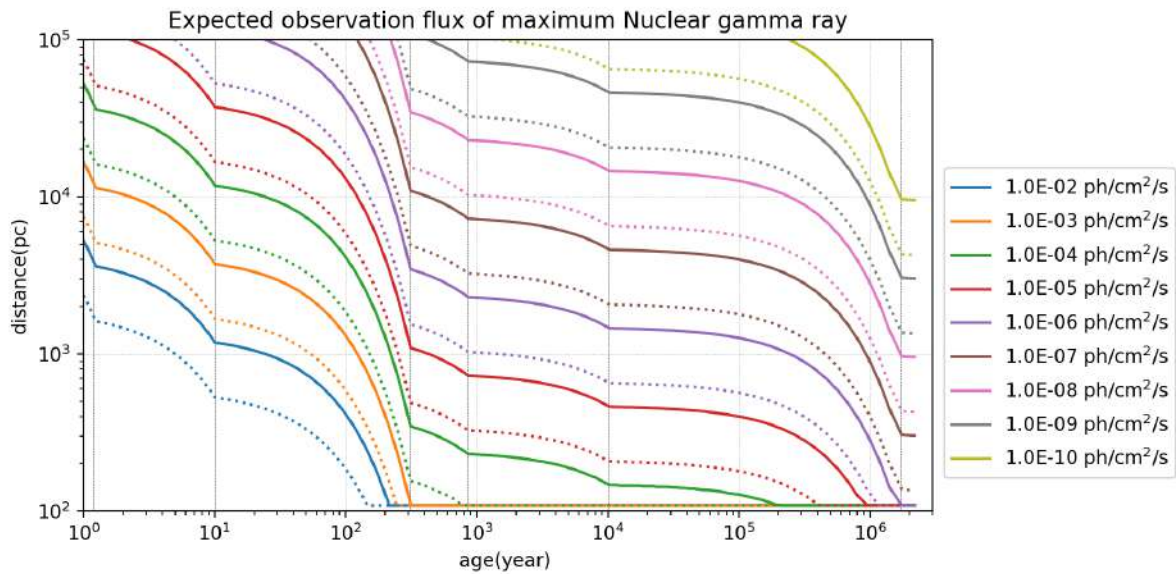


図 5.7 核ガンマ線を検出可能な系内残骸の距離と年齢の条件。縦軸が地球-残骸距離、横軸が残骸年齢。破線が ejecta 質量 $0.01 M_{\odot}$ 、実線が $0.05 M_{\odot}$ を表している。各ラインは 10^{-2} – 10^{-10} の様々な輝線感度を仮定した場合の検出可否の分岐ラインであり、このラインより左下は核ガンマ線を検出可能な残骸、右上は検出不可能な残骸となる。区切りの良い 9 つの輝線感度のみ表示している。

系内に存在する残骸は全てが均等に配置されているわけではなく銀河中心部付近に偏っている、また年齢の分布にも偏りがある。検出可能な残骸の距離と年齢の条件に当てはまる系内残骸の数を求めるには、系内残骸の距離と年齢による存在確率密度^{*5}を考慮する必要がある。図 (5.8) に系内残骸の距離と年齢による存在確率密度を示す。左パネルの残骸の位置分布では地球-残骸距離 8 kpc あたりでピークがあり、この付近が銀河系中心である。また下パネルには残骸年齢分布が記されており、 $\log_{10}\text{age}=-0.5$ Myear ($\approx 0.3 \times 10^6$ 年) にピークがある。 $\log_{10}\text{age}=-2.5$ Myear (≈ 3000 年) より若い残骸の確率密度は無視できるほど十分小さいため、ドップラーブロードニングは考慮していない。中央パネルには距離と年齢による確率密度分布を重ね合わせた 2 次元の確率密度分布である。この確率密度分布上で観測可能な残骸エリアを体積積分することで、検出可能な残骸の個数確率密度を算出する。観測可能な残骸エリアは距離と年齢によって決まっており、図 (5.7) に示した通りである。

*5 1.3.4 節参照

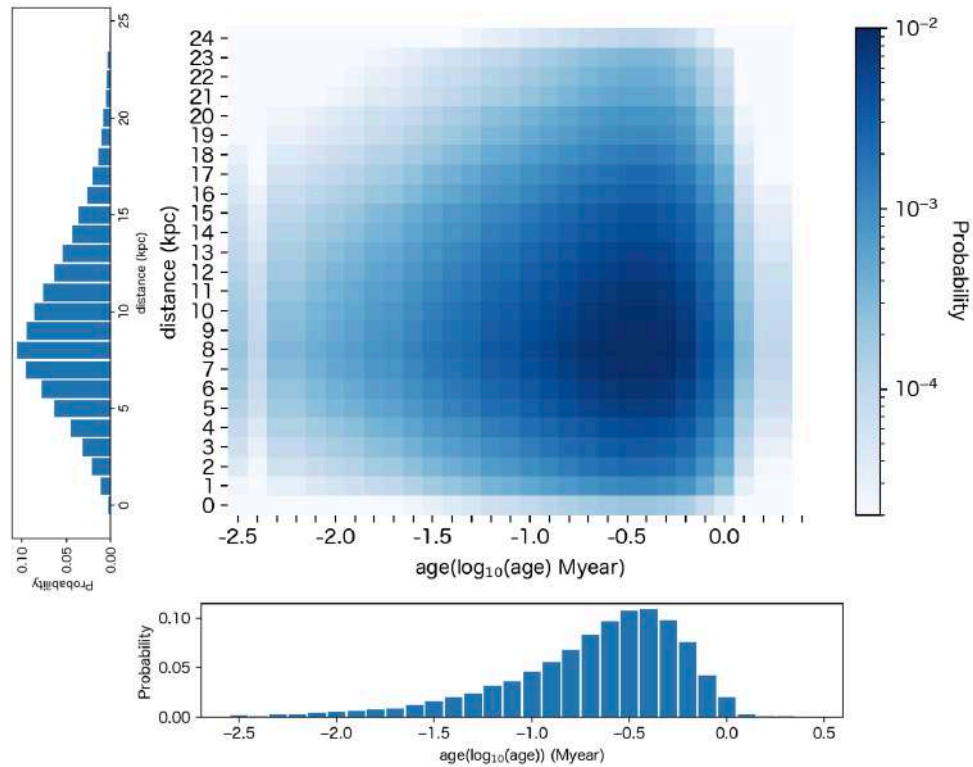


図 5.8 系内残骸の位置と年齢による存在確率密度分布。地球からの距離による残骸の存在確率密度分布が左パネル、残骸の年齢による残骸の存在確率密度分布が下パネルに示され [53]、中央パネルにはそれらの重ね合わせた確率密度分布を示している。横軸が年齢、縦軸が距離で色の濃さで確率密度を表している。

最後に、検出可能な残骸の個数確率密度に系内に存在する残骸の総数を乗算することで、検出可能な残骸の個数期待値となる。天の川銀河中での中性子星-中性子星合体の発生レートは、Kim et al.2015[13] で $21^{+28}_{-14} \text{Myear}^{-1}$ (誤差は信頼度 95%)、Pol et al.2019[60] で $42^{+30}_{-14} \text{Myear}^{-1}$ (誤差は信頼度 90%) であるとされており、 t_{mix} がおよそ 10^6 年であることを考えると、現在、銀河系に存在する星間物質と区別ができる残骸の個数は 20–40 程度になると考えられる。図 (5.9)、図 (5.10) に将来衛星の達成感度による核ガンマ線が検出できる残骸の個数期待値を示す。輝線感度が向上するにつれて、検出可能な残骸の個数期待値が増加していき、最終的には系内残骸の総数 30 に漸近していく様子がわかる。このように輝線感度が良くなるに連れて、系内の検出可能な距離空間、年齢空間が広がっていき、最終的に系内残骸の全てを検出可能になる。個数期待値が 1 となる輝線感度に注目すると、合体時に放出する ejecta 質量が $0.05 M_{\odot}$ 場合は $\approx 10^{-7} \text{ph/cm}^2/\text{s}$ 、 $0.01 M_{\odot}$ 場合は $\approx 2 \times 10^{-8} \text{ph/cm}^2/\text{s}$ となる。この結果より、将来検出器の輝線感度は $\approx < 10^{-7} \text{ph/cm}^2/\text{s}$ が必要である。現在の観測機 INTEGRAL で輝線感度 $\approx 10^{-5} \text{ph/cm}^2/\text{s}$ 、将来の観測機 AMEGO で輝線感度 $\approx 10^{-6} \text{ph/cm}^2/\text{s}$ であるため、さらなる検出器感度向上が求められる。

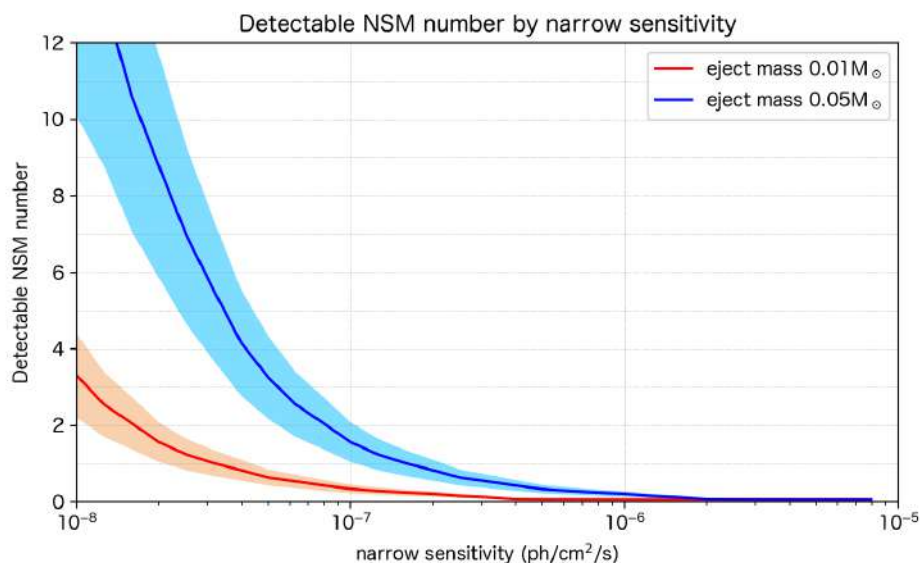


図 5.9 将来衛星の達成感度による核ガンマ線が検出できる残骸の個数期待値。縦軸が核ガンマ線を検出できる残骸の個数期待値、横軸が輝線感度、ejecta 質量は $0.01 M_{\odot}$, $0.05 M_{\odot}$ の場合について計算し、系内の残骸の総数は 30 としている。配色された水色、オレンジのエリアは上限が系内の残骸の総数を 42[60] とした時、下限が 21[13] とした時の個数期待値である。

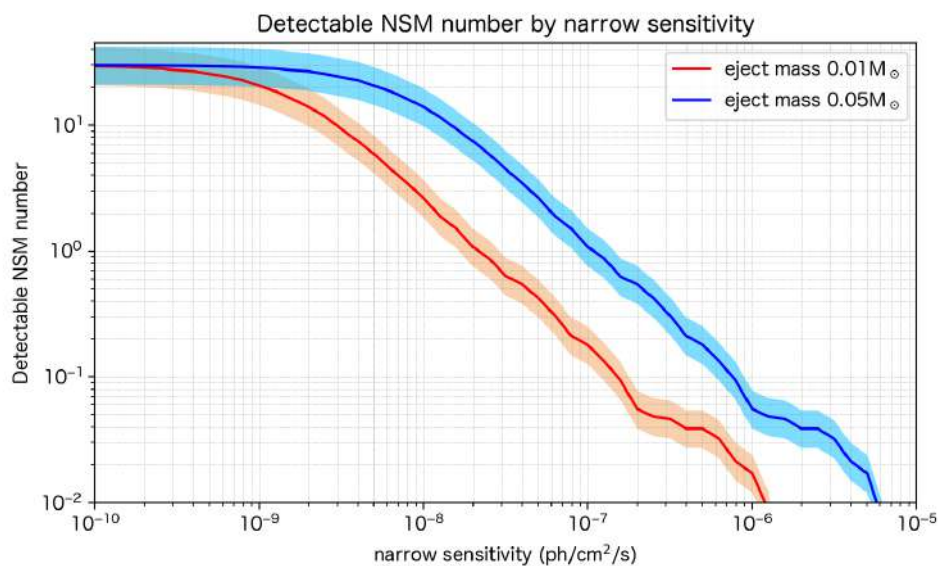


図 5.10 将来衛星の達成感度による核ガンマ線が検出できる残骸の個数期待値。縦軸が核ガンマ線を検出できる残骸の個数期待値、横軸が輝線感度、ejecta 質量は $0.01 M_{\odot}$, $0.05 M_{\odot}$ の場合について計算し、系内の残骸の総数は 30 としている。配色された水色、オレンジのエリアは上限が系内の残骸の総数を 42[60] とした時、下限が 21[13] とした時の個数期待値である。図 (5.9) の表示範囲を拡大し、縦軸を log スケールに変更したものである。

5.4 核ガンマ線による残骸の環境診断

未知の残骸からの核ガンマ線を調べることで、爆発当時の ejecta の Y_e を推定する方法を提案する。中性子星-中性子星合体時に放出される ejecta の Y_e によって、合成される元素が異なるため、放出される核ガンマ線が変わる。よって、核ガンマ線は爆発当時の Y_e 環境を反映していると考えられる。元素合成時の Y_e ごとに、放出される核ガンマ線を flux の上位 3 位までを表 (5.3) に示す。残骸年齢 ≈ 100 年時点での予想核ガンマ線を表示しており、元素合成された環境が低い $Y_e (Y_e=0.10, 0.15, 0.20, 0.25)$ の場合は、 ^{137m}Ba (661.7 keV) が大きく放出され、高い $Y_e (Y_e=0.30, 0.35, 0.40)$ の場合は ^{85m}Kr (513.9 keV) が大きく放出されることが分かる。この 2 つの核ガンマ線 flux の比を考えることで残骸の爆発当時の支配的な Y_e が推定できると考えられる。

表 5.3 ejecta の Y_e ごとの高 flux 核ガンマ線。中性子星-中性子星合体で発生する各 Y_e の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線を flux について上位 3 位までを示している。

rank\ Y_e	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
1	^{137m}Ba	^{137m}Ba	^{137m}Ba	^{137m}Ba	^{85}Kr	^{85}Kr	^{85}Kr	^{44}Sc
	661.7 keV	661.7 keV	661.7 keV	661.7 keV	513.9 keV	513.9 keV	513.9 keV	1157 keV
2	^{241}Am	^{227}Th	^{241}Am	^{126}Sn	^{126}Sn	^{60m}Co	^{60m}Co	^{44}Ti
	59.54 keV	235.9 keV	59.54 keV	87.57 keV	87.57 keV	58.60 keV	58.60 keV	78.36 keV
3	^{227}Th	^{241}Am	^{227}Th	^{126m}Sn	^{126m}Sn	^{126}Sn	^{42}K	^{44}Ti
	235.9 keV	59.54 keV	235.9 keV	414.5 keV	666.1 keV	87.57 keV	1525 keV	67.87 keV

残骸年齢 10、100、1000 年時点での $^{137}\text{Ba}_m$ (661.7 keV)、 ^{85}Kr (513.9 keV) の flux 比を図 (5.11) に示す。赤線で示される $^{137}\text{Ba}_m$ (661.7 keV) は $Y_e=0.10-0.25$ で大きく、 Y_e が大きくなるにつれて小さくなる。青線で示す ^{85}Kr (513.9 keV) は $Y_e=0.30-0.40$ で大きく、その他の Y_e で小さい。黒線は 2 つの核ガンマ線 flux の比 ($^{137}\text{Ba}_m/^{85}\text{Kr}$) を示しており、 $Y_e=0.10-0.25$ では比が $\approx 10^5$ と大きく、 $Y_e=0.30-0.45$ では比が $\approx 10^{-7}$ と小さい。核ガンマ線が十分検出できた場合を想定しているため、ドップラーブロードニング効果による 1bin あたりの輝線低下は考慮していない。この結果より、核ガンマ線 flux 比から爆発当時の支配的な Y_e が $Y_e=0.10-0.25$ か $Y_e=0.30-0.45$ かを推定できる可能性がある。また、低い Y_e の ejecta を多く含む中性子星-中性子星合体と比較的高い Y_e の ejecta を多く含む重力崩壊型超新星爆発の判別の可能性もある。

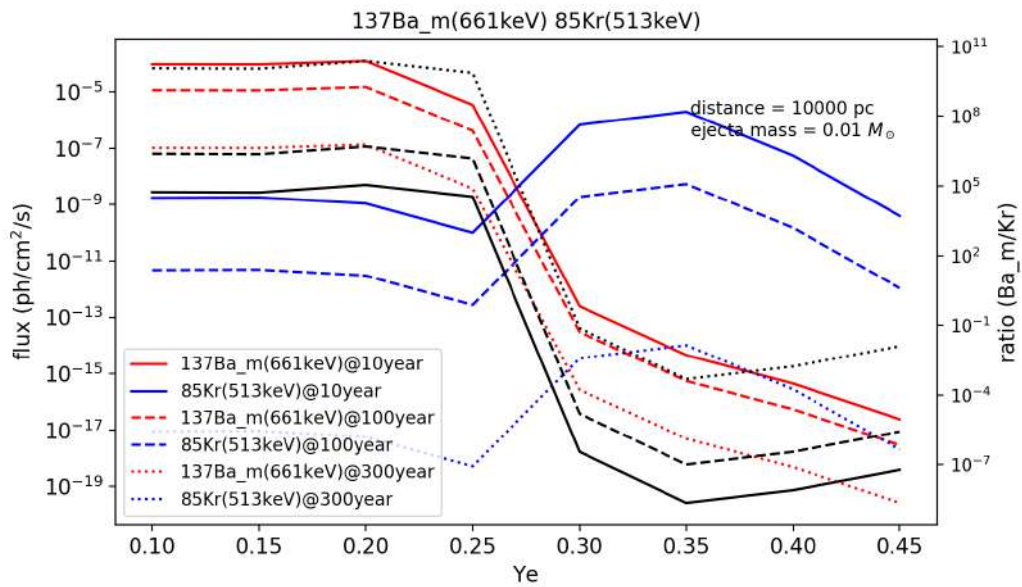


図 5.11 Ye ごとの $^{137}\text{Ba}_m(661.7 \text{ keV})$ 、 $^{85}\text{Kr}(513.9 \text{ keV})$ の flux 比。凡例に示すように赤線が $^{137}\text{Ba}_m(661.7 \text{ keV})$ 、青線が $^{85}\text{Kr}(513.9 \text{ keV})$ であり、実線が残骸年齢 10 年、破線が残骸年齢 100 年、点線が残骸年齢 300 年時の flux である。黒線は 2 つの核ガンマ線 flux の比であり右縦軸に値を示している。

核ガンマ線の flux 比 ($^{137m}\text{Ba}(661.7 \text{ keV})$ 半減期 ≈ 30 年 / $^{85}\text{Kr}(513.9 \text{ keV})$ 半減期 ≈ 10 年) を重力崩壊型の超新星残骸と中性子星-中性子星合体残骸について計算した結果を図 (5.12) に示す。中性子星-中性子星合体残骸の flux 比については、節 (4.2.1) で行った核ガンマ線計算の結果を用いている。超新星残骸の flux 比は図 (1.3,1.4) を参考に $Ye=0.40, 0.45$ を 1:1 の比率で仮定した場合の簡易的なものである。低 Ye で $^{137}\text{Ba}_m(661.7 \text{ keV})$ 、高 Ye で $^{85}\text{Kr}(513.9 \text{ keV})$ が比較的多量に放出されるため、flux 比は中性子星-中性子星合体残骸の方が大きく、超新星残骸の方が小さい。flux 比は 1 以上で中性子星-中性子星合体残骸、flux 比は 1 未満で超新星残骸となる。この結果から残超新星爆発による残骸か、中性子星-中性子星合体による残骸か不明な場合、核ガンマ線の flux 比を用いて判別できる可能性がある。 $^{137}\text{Ba}_m(661.7 \text{ keV})$ より $^{85}\text{Kr}(513.9 \text{ keV})$ の方が早く flux が低下するため、 ≈ 300 年以降から残骸の種類にかかわらず $^{137}\text{Ba}_m(661.7 \text{ keV})/^{85}\text{Kr}(513.9 \text{ keV})$ の分母が 0 に近づき flux 比は無限に発散し、核ガンマ線による診断は難しくなる。

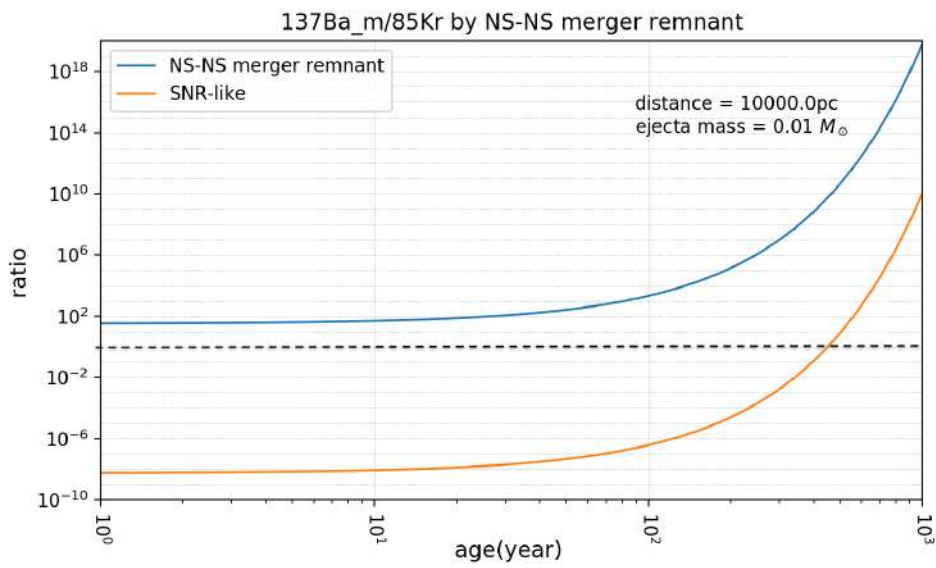


図 5.12 爆発イベントごとの $^{137}\text{Ba}_m$ (661.7 keV)、 ^{85}Kr (513.9 keV) の flux 比。中性子星-中性子星合体と重力崩壊型超新星爆発の残骸からの $^{137}\text{Ba}_m$ (661.7 keV)、 ^{85}Kr (513.9 keV) の flux 比を表示している。縦軸が flux 比、横軸が残骸年齢である。重力崩壊型超新星爆発は $Y_e=0.40, 0.45$ を 1:1 の比率で仮定した場合の簡易的なものである。黒色破線は flux 比が 1 の部分を示している。

第 6 章

まとめ

本研究では、(1) 高い flux の核ガンマ線の網羅的で定量的な推定、(2) 中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線検出に向けた将来検出器への輝線感度の要求値の算出、(3) 核ガンマ線による残骸の爆発当時の環境を診断する手法提案の 3 点を行うことを目標に、中性子星-中性子星合体残骸からの r-process 元素の放射性崩壊による核ガンマ線を計算した。

(1) では、任意の期間で最も明るくなる核ガンマ線の flux の時系列発展をまとめ、7 つの核ガンマ線 ^{95}Nb (765.8 keV)、 ^{125}Sb (427.9 keV)、 $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV)、 ^{241}Am (59.54 keV)、 ^{243}Am (74.66 keV)、 ^{126}Sn (87.57 keV)、 ^{129}I (39.58 keV) を挙げた。比較的高い flux の核ガンマ線は表 (4.4) にまとめており、これらは検出可能性が高い核ガンマ線である。質量数 $A \approx 80, 130, 195$ 付近の元素からの核ガンマ線を検出すれば、r-process のどのピークまで元素合成されているか知ることに繋がる。また、質量数 $A \approx > 209$ の元素は s-process による元素合成による成分を含んでいない r-process でのみで合成された元素であるため、それらの元素からの核ガンマ線検出は r-process 現場の確実な証拠となる。観測予想スペクトルは核ガンマ線とドップラーブロードニングを考慮して計算し、時間によって変動する様子を示した。中性子星-中性子星合体残骸候補の G4.8+6.2 からの明るい核ガンマ線は距離 9 kpc、年齢 700 年であれば ^{241}Am (59.54 keV) が $6.0 \times 10 \times 10^{-8}$ ph/cm²/s、距離 15 kpc、年齢 2500 年であれば ^{243}Am (74.66 keV) が $1.8 \times 10 \times 10^{-8}$ ph/cm²/s である。

(2) では、仮定した輝線感度によって、核ガンマ線検出が可能になる残骸の個数期待値を算出した (図 5.9)。輝線感度 $\approx 10^{-7}$ ph/cm²/s で個数期待値が 1 程度になることが分かる。現在の観測機 INTEGRAL で輝線感度 $\approx 10^{-5}$ ph/cm²/s、将来の観測機 AMEGO で輝線感度 $\approx 10^{-6}$ ph/cm²/s であるため、さらなる検出器感度向上が必要であることが分かる。

(3) では、r-process が発生する ejecta の Ye によって放出される核ガンマ線が異なることに注目し、残骸からの 2 つの核ガンマ線の比を取ることで爆発当時の支配的な Ye を推定する手法を提案した。(1) の研究から高い flux で、さらに、ejecta の Ye によって大きく輻射量が変動する 2 つの核ガンマ線、 $^{137}\text{Ba}_m$ (661.7 keV)、 ^{85}Kr (513.9 keV) を挙げ、flux 比を計算した。中性子星-中性子星合体残骸と簡易的な重力崩壊型の超新星残骸からの flux 比を計算し、flux 比が 1 より大きい場合は前者、1 より小さい場合は後者となることを示した。

現在の検出器では、ejecta 質量 $0.05 M_{\odot}$ 、地球-残骸距離 8000 pc、残骸年齢 ≈ 400 年以下の残骸からは NuSTAR によって ^{125}Sb (35.5 keV)、 ^{194}Os (43.1 keV)、 ^{227}Th (50.1 keV)、 ^{241}Am (74.7 keV) などの核ガンマ線の検出可能性があり、AMEGO(露光時間 10^6 秒) や e-ASTROGAM では、距離 4000 pc、年齢 ≈ 30 年の残骸から $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (661.7 keV) が検出可能性が示唆された。しかし、天の川銀河での中性子星-中性子星合体の発生レートは 10^6 年に 20–40 回程度であり、年齢 $\approx < 400$ 年の残骸が系内に存在する可能性は極めて低い。そのため、本研究で算出した輝線感度の要求値 $\approx 10^{-7}$ ph/cm²/s を達成する次世代検出器の開発が必要であると考える。

第 7 章

付録

7.1 Ye ごとの ejecta で合成された元素からの核ガンマ線

表 7.1 Ye=0.10 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線。0.01 M_{\odot} の r-process 処理された ejecta を放出する中性子星-中性子星合体残骸からの核ガンマ線の詳細を示している。1 列目は残骸年齢、2 列目は核ガンマ線の放出親元素、3 列目は核ガンマ線エネルギー、4 列目は核ガンマ線の Luminosity Flux、5 列目は地球-残骸距離 10000 pc を仮定した場合のドップラーブロードニング効果を考慮していない観測予想 flux。

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)
10 ⁰	¹⁹⁴ Ir	328.4	6.71×10 ⁴⁹	1.78×10 ⁻⁴	3×10 ⁰	¹⁹⁴ Ir	328.4	5.35×10 ⁴⁹	1.42×10 ⁻⁴
	^{137m} Ba	661.7	4.39×10 ⁴⁹	1.16×10 ⁻⁴		^{137m} Ba	661.7	4.20×10 ⁴⁹	1.11×10 ⁻⁴
	¹⁹⁴ Os	43.1	2.76×10 ⁴⁹	7.32×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Os	43.1	2.20×10 ⁴⁹	5.84×10 ⁻⁵
	¹²⁵ Sb	427.9	1.78×10 ⁴⁹	4.70×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	427.9	1.08×10 ⁴⁹	2.88×10 ⁻⁵
	¹⁹⁴ Ir	293.5	1.29×10 ⁴⁹	3.42×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Ir	293.5	1.03×10 ⁴⁹	2.72×10 ⁻⁵
10 ¹	^{137m} Ba	661.7	3.57×10 ⁴⁹	9.45×10 ⁻⁵	3×10 ¹	^{137m} Ba	661.7	2.24×10 ⁴⁹	5.93×10 ⁻⁵
	¹⁹⁴ Ir	328.4	2.36×10 ⁴⁹	6.26×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Ir	328.4	2.27×10 ⁴⁸	6.02×10 ⁻⁶
	¹⁹⁴ Os	43.1	9.73×10 ⁴⁸	2.58×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Os	43.1	9.36×10 ⁴⁷	2.48×10 ⁻⁶
	¹⁹⁴ Ir	293.5	4.54×10 ⁴⁸	1.20×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Ir	293.5	4.36×10 ⁴⁷	1.16×10 ⁻⁶
	²¹² Pb	238.6	2.40×10 ⁴⁸	6.37×10 ⁻⁶		²²⁷ Th	236	3.77×10 ⁴⁷	1.00×10 ⁻⁶
10 ²	^{137m} Ba	661.7	4.33×10 ⁴⁸	1.15×10 ⁻⁵	3×10 ²	^{137m} Ba	661.7	3.87×10 ⁴⁶	1.03×10 ⁻⁷
	²⁴¹ Am	59.54	4.15×10 ⁴⁶	1.10×10 ⁻⁷		²⁴¹ Am	59.54	3.07×10 ⁴⁶	8.13×10 ⁻⁸
	²²⁷ Th	236	4.05×10 ⁴⁶	1.07×10 ⁻⁷		²¹⁴ Bi	609.3	1.23×10 ⁴⁶	3.27×10 ⁻⁸
	²²³ Ra	269.5	3.35×10 ⁴⁶	8.88×10 ⁻⁸		²⁴⁹ Cf	388.2	1.20×10 ⁴⁶	3.18×10 ⁻⁸
	²¹¹ Bi	351.1	3.30×10 ⁴⁶	8.74×10 ⁻⁸		²¹⁴ Pb	351.9	9.65×10 ⁴⁵	2.56×10 ⁻⁸
10 ³	²⁴¹ Am	59.54	1.11×10 ⁴⁶	2.94×10 ⁻⁸	3×10 ³	²²⁵ Ra	40	5.63×10 ⁴⁵	1.49×10 ⁻⁸
	²¹⁴ Bi	609.3	9.17×10 ⁴⁵	2.43×10 ⁻⁸		²¹³ Bi	440.4	5.14×10 ⁴⁵	1.36×10 ⁻⁸
	²¹⁴ Pb	351.9	7.17×10 ⁴⁵	1.90×10 ⁻⁸		²¹⁴ Bi	609.3	4.03×10 ⁴⁵	1.07×10 ⁻⁸
	²²⁵ Ra	40	6.77×10 ⁴⁵	1.79×10 ⁻⁸		²¹⁴ Pb	351.9	3.15×10 ⁴⁵	8.36×10 ⁻⁹
	²¹³ Bi	440.4	6.18×10 ⁴⁵	1.64×10 ⁻⁸		²²⁹ Th	11.1	2.27×10 ⁴⁵	6.02×10 ⁻⁹
10 ⁴	²²⁵ Ra	40	2.89×10 ⁴⁵	7.66×10 ⁻⁹	3×10 ⁴	²²⁷ Th	236	6.93×10 ⁴⁴	1.84×10 ⁻⁹
	²¹³ Bi	440.4	2.64×10 ⁴⁵	6.99×10 ⁻⁹		²²⁵ Ra	40	6.54×10 ⁴⁴	1.73×10 ⁻⁹
	²²⁹ Th	11.1	1.17×10 ⁴⁵	3.09×10 ⁻⁹		²¹³ Bi	440.4	5.97×10 ⁴⁴	1.58×10 ⁻⁹
	²²¹ Fr	218.1	1.12×10 ⁴⁵	2.96×10 ⁻⁹		²²³ Ra	269.5	5.68×10 ⁴⁴	1.51×10 ⁻⁹
	²²⁷ Th	236	1.10×10 ⁴⁵	2.92×10 ⁻⁹		²¹¹ Bi	351.1	5.58×10 ⁴⁴	1.48×10 ⁻⁹
10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	4.05×10 ⁴⁴	1.07×10 ⁻⁹	3×10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	1.99×10 ⁴⁴	5.27×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	666.1	3.01×10 ⁴⁴	7.99×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	666.1	1.48×10 ⁴⁴	3.92×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	414.5	3.01×10 ⁴⁴	7.99×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	414.5	1.48×10 ⁴⁴	3.92×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	694.8	2.87×10 ⁴⁴	7.62×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	694.8	1.41×10 ⁴⁴	3.74×10 ⁻¹⁰
	²¹⁴ Bi	609.3	2.74×10 ⁴⁴	7.27×10 ⁻¹⁰		²¹⁴ Bi	609.3	1.10×10 ⁴⁴	2.91×10 ⁻¹⁰
10 ⁶	²³³ Pa	311.9	2.99×10 ⁴³	7.92×10 ⁻¹¹	3×10 ⁶	²³³ Pa	311.9	1.63×10 ⁴³	4.32×10 ⁻¹¹
	²²⁵ Ra	40	2.61×10 ⁴³	6.93×10 ⁻¹¹		²²⁵ Ra	40	1.37×10 ⁴³	3.62×10 ⁻¹¹
	²¹³ Bi	440.4	2.39×10 ⁴³	6.33×10 ⁻¹¹		²¹³ Bi	440.4	1.24×10 ⁴³	3.29×10 ⁻¹¹
	¹²⁶ Sn	87.57	1.17×10 ⁴³	3.10×10 ⁻¹¹		¹⁸² Hf	270.4	7.09×10 ⁴²	1.88×10 ⁻¹¹
	²³⁷ Np	29.37	1.08×10 ⁴³	2.86×10 ⁻¹¹		²³⁷ Np	29.37	5.88×10 ⁴²	1.56×10 ⁻¹¹

表 7.2 Ye=0.15 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)
10 ⁰	¹⁹⁴ Ir	328.4	5.01×10 ⁴⁹	1.33×10 ⁻⁴	3×10 ⁰	^{137m} Ba	661.7	4.15×10 ⁴⁹	1.10×10 ⁻⁴
	^{137m} Ba	661.7	4.34×10 ⁴⁹	1.15×10 ⁻⁴		¹⁹⁴ Ir	328.4	3.99×10 ⁴⁹	1.06×10 ⁻⁴
	¹²⁵ Sb	427.9	2.87×10 ⁴⁹	7.61×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	427.9	1.76×10 ⁴⁹	4.65×10 ⁻⁵
	¹⁹⁴ Os	43.1	2.06×10 ⁴⁹	5.47×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Os	43.1	1.64×10 ⁴⁹	4.36×10 ⁻⁵
	¹²⁵ Sb	600.6	1.71×10 ⁴⁹	4.54×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	600.6	1.05×10 ⁴⁹	2.77×10 ⁻⁵
10 ¹	^{137m} Ba	661.7	3.53×10 ⁴⁹	9.34×10 ⁻⁵	3×10 ¹	^{137m} Ba	661.7	2.21×10 ⁴⁹	5.86×10 ⁻⁵
	¹⁹⁴ Ir	328.4	1.76×10 ⁴⁹	4.67×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Ir	328.4	1.70×10 ⁴⁸	4.49×10 ⁻⁶
	¹⁹⁴ Os	43.1	7.26×10 ⁴⁸	1.92×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Os	43.1	6.98×10 ⁴⁷	1.85×10 ⁻⁶
	¹⁹⁴ Ir	293.5	3.39×10 ⁴⁸	8.97×10 ⁻⁶		²²⁷ Th	236	4.90×10 ⁴⁷	1.30×10 ⁻⁶
	¹⁵⁵ Eu	86.55	3.23×10 ⁴⁸	8.55×10 ⁻⁶		²²³ Ra	269.5	4.03×10 ⁴⁷	1.07×10 ⁻⁶
10 ²	^{137m} Ba	661.7	4.28×10 ⁴⁸	1.13×10 ⁻⁵	3×10 ²	^{137m} Ba	661.7	3.83×10 ⁴⁶	1.02×10 ⁻⁷
	²²⁷ Th	236	5.16×10 ⁴⁶	1.37×10 ⁻⁷		²⁴¹ Am	59.54	3.56×10 ⁴⁶	9.44×10 ⁻⁸
	²⁴¹ Am	59.54	4.78×10 ⁴⁶	1.27×10 ⁻⁷		²⁴³ Am	74.66	1.65×10 ⁴⁶	4.36×10 ⁻⁸
	²²³ Ra	269.5	4.27×10 ⁴⁶	1.13×10 ⁻⁷		²⁴⁹ Cf	388.2	1.62×10 ⁴⁶	4.29×10 ⁻⁸
	²¹¹ Bi	351.1	4.20×10 ⁴⁶	1.11×10 ⁻⁷		²¹⁴ Bi	609.3	1.27×10 ⁴⁶	3.36×10 ⁻⁸
10 ³	²⁴³ Am	74.66	1.54×10 ⁴⁶	4.08×10 ⁻⁸	3×10 ³	²⁴³ Am	74.66	1.27×10 ⁴⁶	3.36×10 ⁻⁸
	²⁴¹ Am	59.54	1.36×10 ⁴⁶	3.61×10 ⁻⁸		²³⁹ Np	106.1	5.04×10 ⁴⁵	1.34×10 ⁻⁸
	²¹⁴ Bi	609.3	9.40×10 ⁴⁵	2.49×10 ⁻⁸		²²⁵ Ra	40	4.31×10 ⁴⁵	1.14×10 ⁻⁸
	²¹⁴ Pb	351.9	7.35×10 ⁴⁵	1.95×10 ⁻⁸		²¹⁴ Bi	609.3	4.10×10 ⁴⁵	1.09×10 ⁻⁸
	²³⁹ Np	106.1	6.12×10 ⁴⁵	1.62×10 ⁻⁸		²¹³ Bi	440.4	3.94×10 ⁴⁵	1.04×10 ⁻⁸
10 ⁴	²⁴³ Am	74.66	6.11×10 ⁴⁵	1.62×10 ⁻⁸	3×10 ⁴	²⁴³ Am	74.66	8.00×10 ⁴⁴	2.12×10 ⁻⁹
	²³⁹ Np	106.1	2.43×10 ⁴⁵	6.44×10 ⁻⁹		¹²⁶ Sn	87.57	6.67×10 ⁴⁴	1.77×10 ⁻⁹
	²²⁵ Ra	40	2.20×10 ⁴⁵	5.83×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	666.1	4.96×10 ⁴⁴	1.31×10 ⁻⁹
	²¹³ Bi	440.4	2.01×10 ⁴⁵	5.32×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	414.5	4.96×10 ⁴⁴	1.31×10 ⁻⁹
	²⁴¹ Am	59.54	1.69×10 ⁴⁵	4.47×10 ⁻⁹		²²⁵ Ra	40	4.78×10 ⁴⁴	1.27×10 ⁻⁹
10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	5.35×10 ⁴⁴	1.42×10 ⁻⁹	3×10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	2.62×10 ⁴⁴	6.95×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	414.5	3.98×10 ⁴⁴	1.05×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	414.5	1.95×10 ⁴⁴	5.17×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	666.1	3.98×10 ⁴⁴	1.05×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	666.1	1.95×10 ⁴⁴	5.17×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	694.8	3.79×10 ⁴⁴	1.01×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	694.8	1.86×10 ⁴⁴	4.93×10 ⁻¹⁰
	²¹⁴ Bi	609.3	2.40×10 ⁴⁴	6.36×10 ⁻¹⁰		²¹⁴ Bi	609.3	8.93×10 ⁴³	2.37×10 ⁻¹⁰
10 ⁶	²³³ Pa	311.9	3.30×10 ⁴³	8.74×10 ⁻¹¹	3×10 ⁶	²³³ Pa	311.9	1.80×10 ⁴³	4.77×10 ⁻¹¹
	²²⁵ Ra	40	2.81×10 ⁴³	7.46×10 ⁻¹¹		²²⁵ Ra	40	1.51×10 ⁴³	4.00×10 ⁻¹¹
	²¹³ Bi	440.4	2.57×10 ⁴³	6.81×10 ⁻¹¹		²¹³ Bi	440.4	1.37×10 ⁴³	3.63×10 ⁻¹¹
	¹²⁶ Sn	87.57	1.54×10 ⁴³	4.09×10 ⁻¹¹		²³⁷ Np	29.37	6.49×10 ⁴²	1.72×10 ⁻¹¹
	²³⁷ Np	29.37	1.19×10 ⁴³	3.15×10 ⁻¹¹		²²⁹ Th	11.1	6.09×10 ⁴²	1.61×10 ⁻¹¹

表 7.3 Ye=0.20 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)
10 ⁰	^{137m} Ba	661.7	5.74×10 ⁴⁹	1.52×10 ⁻⁴	3×10 ⁰	^{137m} Ba	661.7	5.49×10 ⁴⁹	1.45×10 ⁻⁴
	¹⁹⁴ Ir	328.4	1.87×10 ⁴⁹	4.95×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Ir	328.4	1.49×10 ⁴⁹	3.95×10 ⁻⁵
	¹²⁵ Sb	427.9	8.60×10 ⁴⁸	2.28×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Os	43.1	6.13×10 ⁴⁸	1.62×10 ⁻⁵
	¹⁵⁵ Eu	86.55	7.97×10 ⁴⁸	2.11×10 ⁻⁵		¹⁵⁵ Eu	86.55	5.99×10 ⁴⁸	1.59×10 ⁻⁵
	¹⁴⁴ Ce	133.5	7.76×10 ⁴⁸	2.06×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	427.9	5.26×10 ⁴⁸	1.39×10 ⁻⁵
10 ¹	^{137m} Ba	661.7	4.66×10 ⁴⁹	1.24×10 ⁻⁴	3×10 ¹	^{137m} Ba	661.7	2.92×10 ⁴⁹	7.75×10 ⁻⁵
	¹⁹⁴ Ir	328.4	6.57×10 ⁴⁸	1.74×10 ⁻⁵		¹⁹⁴ Ir	328.4	6.32×10 ⁴⁷	1.67×10 ⁻⁶
	¹⁹⁴ Os	43.1	2.71×10 ⁴⁸	7.18×10 ⁻⁶		²²⁷ Th	236	4.04×10 ⁴⁷	1.07×10 ⁻⁶
	¹⁵⁵ Eu	86.55	2.14×10 ⁴⁸	5.67×10 ⁻⁶		²²³ Ra	269.5	3.32×10 ⁴⁷	8.79×10 ⁻⁷
	²¹² Pb	238.6	1.88×10 ⁴⁸	4.98×10 ⁻⁶		²¹¹ Bi	351.1	3.26×10 ⁴⁷	8.63×10 ⁻⁷
10 ²	^{137m} Ba	661.7	5.66×10 ⁴⁸	1.50×10 ⁻⁵	3×10 ²	^{137m} Ba	661.7	5.06×10 ⁴⁶	1.34×10 ⁻⁷
	²⁴¹ Am	59.54	5.62×10 ⁴⁶	1.49×10 ⁻⁷		²⁴¹ Am	59.54	4.13×10 ⁴⁶	1.10×10 ⁻⁷
	²²⁷ Th	236	4.22×10 ⁴⁶	1.12×10 ⁻⁷		²⁴³ Am	74.66	2.25×10 ⁴⁶	5.97×10 ⁻⁸
	²²³ Ra	269.5	3.49×10 ⁴⁶	9.26×10 ⁻⁸		²¹⁴ Bi	609.3	1.48×10 ⁴⁶	3.92×10 ⁻⁸
	²¹¹ Bi	351.1	3.44×10 ⁴⁶	9.11×10 ⁻⁸		²¹⁴ Pb	351.9	1.16×10 ⁴⁶	3.06×10 ⁻⁸
10 ³	²⁴³ Am	74.66	2.11×10 ⁴⁶	5.58×10 ⁻⁸	3×10 ³	²⁴³ Am	74.66	1.73×10 ⁴⁶	4.60×10 ⁻⁸
	²⁴¹ Am	59.54	1.43×10 ⁴⁶	3.80×10 ⁻⁸		²³⁹ Np	106.1	6.90×10 ⁴⁵	1.83×10 ⁻⁸
	²¹⁴ Bi	609.3	1.09×10 ⁴⁶	2.89×10 ⁻⁸		²¹⁴ Bi	609.3	4.60×10 ⁴⁵	1.22×10 ⁻⁸
	²¹⁴ Pb	351.9	8.53×10 ⁴⁵	2.26×10 ⁻⁸		²³⁹ Np	277.6	3.79×10 ⁴⁵	1.00×10 ⁻⁸
	²³⁹ Np	106.1	8.38×10 ⁴⁵	2.22×10 ⁻⁸		²¹⁴ Pb	351.9	3.60×10 ⁴⁵	9.55×10 ⁻⁹
10 ⁴	²⁴³ Am	74.66	8.36×10 ⁴⁵	2.22×10 ⁻⁸	3×10 ⁴	²⁴³ Am	74.66	1.09×10 ⁴⁵	2.90×10 ⁻⁹
	²³⁹ Np	106.1	3.33×10 ⁴⁵	8.82×10 ⁻⁹		²³⁹ Np	106.1	4.36×10 ⁴⁴	1.15×10 ⁻⁹
	²³⁹ Np	277.6	1.83×10 ⁴⁵	4.84×10 ⁻⁹		²²⁵ Ra	40	2.42×10 ⁴⁴	6.41×10 ⁻¹⁰
	²³⁹ Np	228.2	1.41×10 ⁴⁵	3.74×10 ⁻⁹		²³⁹ Np	277.6	2.39×10 ⁴⁴	6.34×10 ⁻¹⁰
	²²⁵ Ra	40	1.10×10 ⁴⁵	2.92×10 ⁻⁹		²¹³ Bi	440.4	2.21×10 ⁴⁴	5.86×10 ⁻¹⁰
10 ⁵	²¹⁴ Bi	609.3	1.40×10 ⁴⁴	3.72×10 ⁻¹⁰	3×10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	5.32×10 ⁴³	1.41×10 ⁻¹⁰
	²¹⁴ Pb	351.9	1.10×10 ⁴⁴	2.91×10 ⁻¹⁰		²¹⁴ Bi	609.3	5.20×10 ⁴³	1.38×10 ⁻¹⁰
	¹²⁶ Sn	87.57	1.08×10 ⁴⁴	2.88×10 ⁻¹⁰		²²⁵ Ra	40	4.72×10 ⁴³	1.25×10 ⁻¹⁰
	²²⁵ Ra	40	8.91×10 ⁴³	2.36×10 ⁻¹⁰		²¹³ Bi	440.4	4.28×10 ⁴³	1.14×10 ⁻¹⁰
	²¹³ Bi	440.4	8.11×10 ⁴³	2.15×10 ⁻¹⁰		²¹⁴ Pb	351.9	4.06×10 ⁴³	1.08×10 ⁻¹⁰
10 ⁶	²³³ Pa	311.9	2.20×10 ⁴³	5.83×10 ⁻¹¹	3×10 ⁶	²³³ Pa	311.9	1.20×10 ⁴³	3.19×10 ⁻¹¹
	²²⁵ Ra	40	1.86×10 ⁴³	4.93×10 ⁻¹¹		²²⁵ Ra	40	1.01×10 ⁴³	2.67×10 ⁻¹¹
	²¹³ Bi	440.4	1.70×10 ⁴³	4.50×10 ⁻¹¹		²¹³ Bi	440.4	9.14×10 ⁴²	2.42×10 ⁻¹¹
	²³⁷ Np	29.37	7.94×10 ⁴²	2.10×10 ⁻¹¹		²³⁷ Np	29.37	4.33×10 ⁴²	1.15×10 ⁻¹¹
	²²⁹ Th	11.1	7.50×10 ⁴²	1.99×10 ⁻¹¹		²²⁹ Th	11.1	4.07×10 ⁴²	1.08×10 ⁻¹¹

表 7.4 $Y_e=0.25$ の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)
10 ⁰	¹²⁵ Sb	427.9	2.98×10 ⁵⁰	7.91×10 ⁻⁴	3×10 ⁰	¹²⁵ Sb	427.9	1.82×10 ⁵⁰	4.83×10 ⁻⁴
	¹²⁵ Sb	600.6	1.78×10 ⁵⁰	4.72×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	600.6	1.09×10 ⁵⁰	2.88×10 ⁻⁴
	¹²⁵ Sb	636	1.13×10 ⁵⁰	3.00×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	636	6.91×10 ⁴⁹	1.83×10 ⁻⁴
	¹²⁵ Sb	463.4	1.06×10 ⁵⁰	2.80×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	463.4	6.47×10 ⁴⁹	1.71×10 ⁻⁴
	¹²⁵ Sb	176.3	6.90×10 ⁴⁹	1.83×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	176.3	4.22×10 ⁴⁹	1.12×10 ⁻⁴
10 ¹	¹²⁵ Sb	427.9	3.10×10 ⁴⁹	8.20×10 ⁻⁵	3×10 ¹	^{137m} Ba	661.7	8.15×10 ⁴⁷	2.16×10 ⁻⁶
	¹²⁵ Sb	600.6	1.85×10 ⁴⁹	4.89×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	427.9	1.92×10 ⁴⁷	5.08×10 ⁻⁷
	¹²⁵ Sb	636	1.17×10 ⁴⁹	3.11×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	600.6	1.14×10 ⁴⁷	3.03×10 ⁻⁷
	¹²⁵ Sb	463.4	1.10×10 ⁴⁹	2.91×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	636	7.27×10 ⁴⁶	1.93×10 ⁻⁷
	¹²⁵ Sb	176.3	7.15×10 ⁴⁸	1.90×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	463.4	6.80×10 ⁴⁶	1.80×10 ⁻⁷
10 ²	^{137m} Ba	661.7	1.58×10 ⁴⁷	4.18×10 ⁻⁷	3×10 ²	¹²⁶ Sn	87.57	5.12×10 ⁴⁵	1.36×10 ⁻⁸
	¹²⁶ Sn	87.57	5.12×10 ⁴⁵	1.36×10 ⁻⁸		^{126m} Sb	666.1	3.80×10 ⁴⁵	1.01×10 ⁻⁸
	^{126m} Sb	414.5	3.81×10 ⁴⁵	1.01×10 ⁻⁸		^{126m} Sb	414.5	3.80×10 ⁴⁵	1.01×10 ⁻⁸
	^{126m} Sb	666.1	3.81×10 ⁴⁵	1.01×10 ⁻⁸		^{126m} Sb	694.8	3.63×10 ⁴⁵	9.61×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	694.8	3.63×10 ⁴⁵	9.62×10 ⁻⁹		^{137m} Ba	661.7	1.41×10 ⁴⁵	3.74×10 ⁻⁹
10 ³	¹²⁶ Sn	87.57	5.10×10 ⁴⁵	1.35×10 ⁻⁸	3×10 ³	¹²⁶ Sn	87.57	5.07×10 ⁴⁵	1.34×10 ⁻⁸
	^{126m} Sb	666.1	3.80×10 ⁴⁵	1.01×10 ⁻⁸		^{126m} Sb	666.1	3.77×10 ⁴⁵	1.00×10 ⁻⁸
	^{126m} Sb	414.5	3.80×10 ⁴⁵	1.01×10 ⁻⁸		^{126m} Sb	414.5	3.77×10 ⁴⁵	1.00×10 ⁻⁸
	^{126m} Sb	694.8	3.62×10 ⁴⁵	9.59×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	694.8	3.60×10 ⁴⁵	9.53×10 ⁻⁹
	¹²⁶ Sn	64.28	1.33×10 ⁴⁵	3.52×10 ⁻⁹		¹²⁶ Sn	64.28	1.32×10 ⁴⁵	3.50×10 ⁻⁹
10 ⁴	¹²⁶ Sn	87.57	4.96×10 ⁴⁵	1.31×10 ⁻⁸	3×10 ⁴	¹²⁶ Sn	87.57	4.65×10 ⁴⁵	1.23×10 ⁻⁸
	^{126m} Sb	414.5	3.69×10 ⁴⁵	9.77×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	414.5	3.45×10 ⁴⁵	9.15×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	666.1	3.69×10 ⁴⁵	9.77×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	666.1	3.45×10 ⁴⁵	9.15×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	694.8	3.51×10 ⁴⁵	9.31×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	694.8	3.29×10 ⁴⁵	8.73×10 ⁻⁹
	¹²⁶ Sn	64.28	1.29×10 ⁴⁵	3.42×10 ⁻⁹		¹²⁶ Sn	64.28	1.21×10 ⁴⁵	3.20×10 ⁻⁹
10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	3.73×10 ⁴⁵	9.88×10 ⁻⁹	3×10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	1.83×10 ⁴⁵	4.84×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	666.1	2.77×10 ⁴⁵	7.34×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	414.5	1.36×10 ⁴⁵	3.60×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	414.5	2.77×10 ⁴⁵	7.34×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	666.1	1.36×10 ⁴⁵	3.60×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	694.8	2.64×10 ⁴⁵	7.00×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	694.8	1.30×10 ⁴⁵	3.44×10 ⁻⁹
	¹²⁶ Sn	64.28	9.69×10 ⁴⁴	2.57×10 ⁻⁹		¹²⁶ Sn	64.28	4.75×10 ⁴⁴	1.26×10 ⁻⁹
10 ⁶	¹²⁶ Sn	87.57	1.08×10 ⁴⁴	2.85×10 ⁻¹⁰	3×10 ⁶	¹²⁹ I	39.58	2.15×10 ⁴³	5.70×10 ⁻¹¹
	^{126m} Sb	666.1	8.01×10 ⁴³	2.12×10 ⁻¹⁰		¹²⁶ Sn	87.57	4.71×10 ⁴¹	1.25×10 ⁻¹²
	^{126m} Sb	414.5	8.01×10 ⁴³	2.12×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	666.1	3.52×10 ⁴¹	9.33×10 ⁻¹³
	^{126m} Sb	694.8	7.64×10 ⁴³	2.02×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	414.5	3.52×10 ⁴¹	9.33×10 ⁻¹³
	¹²⁶ Sn	64.28	2.80×10 ⁴³	7.41×10 ⁻¹¹		^{126m} Sb	694.8	3.36×10 ⁴¹	8.90×10 ⁻¹³

表 7.5 Ye=0.30 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)
10 ⁰	⁹⁵ Nb	765.8	3.73×10 ⁵⁰	9.88×10 ⁻⁴	3×10 ⁰	¹⁰⁶ Rh	511.9	8.70×10 ⁴⁹	2.31×10 ⁻⁴
	¹⁰⁶ Rh	511.9	3.31×10 ⁵⁰	8.76×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	427.9	6.00×10 ⁴⁹	1.59×10 ⁻⁴
	¹⁰⁶ Rh	621.9	1.61×10 ⁵⁰	4.27×10 ⁻⁴		¹⁰⁶ Rh	621.9	4.24×10 ⁴⁹	1.12×10 ⁻⁴
	⁹⁵ Zr	756.7	9.89×10 ⁴⁹	2.62×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	600.6	3.58×10 ⁴⁹	9.49×10 ⁻⁵
	¹²⁵ Sb	427.9	9.82×10 ⁴⁹	2.60×10 ⁻⁴		¹²⁵ Sb	636	2.28×10 ⁴⁹	6.03×10 ⁻⁵
10 ¹	¹²⁵ Sb	427.9	1.02×10 ⁴⁹	2.70×10 ⁻⁵	3×10 ¹	⁸⁵ Kr	514	6.99×10 ⁴⁶	1.85×10 ⁻⁷
	¹²⁵ Sb	600.6	6.07×10 ⁴⁸	1.61×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	427.9	6.31×10 ⁴⁶	1.67×10 ⁻⁷
	¹²⁵ Sb	636	3.86×10 ⁴⁸	1.02×10 ⁻⁵		¹²⁵ Sb	600.6	3.76×10 ⁴⁶	9.98×10 ⁻⁸
	¹²⁵ Sb	463.4	3.61×10 ⁴⁸	9.57×10 ⁻⁶		¹²⁵ Sb	636	2.39×10 ⁴⁶	6.34×10 ⁻⁸
	¹²⁵ Sb	176.3	2.35×10 ⁴⁸	6.24×10 ⁻⁶		¹²⁵ Sb	463.4	2.24×10 ⁴⁶	5.93×10 ⁻⁸
10 ²	⁸⁵ Kr	514	7.07×10 ⁴⁴	1.87×10 ⁻⁹	3×10 ²	¹²⁶ Sn	87.57	4.69×10 ⁴⁴	1.24×10 ⁻⁹
	¹²⁶ Sn	87.57	4.69×10 ⁴⁴	1.24×10 ⁻⁹		^{126m} Sb	666.1	3.49×10 ⁴⁴	9.24×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	666.1	3.49×10 ⁴⁴	9.24×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	414.5	3.49×10 ⁴⁴	9.24×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	414.5	3.49×10 ⁴⁴	9.24×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	694.8	3.32×10 ⁴⁴	8.81×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	694.8	3.33×10 ⁴⁴	8.81×10 ⁻¹⁰		¹²⁶ Sn	64.28	1.22×10 ⁴⁴	3.23×10 ⁻¹⁰
10 ³	¹²⁶ Sn	87.57	4.68×10 ⁴⁴	1.24×10 ⁻⁹	3×10 ³	¹²⁶ Sn	87.57	4.65×10 ⁴⁴	1.23×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	666.1	3.48×10 ⁴⁴	9.22×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	666.1	3.46×10 ⁴⁴	9.16×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	414.5	3.48×10 ⁴⁴	9.22×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	414.5	3.46×10 ⁴⁴	9.16×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	694.8	3.32×10 ⁴⁴	8.79×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	694.8	3.30×10 ⁴⁴	8.73×10 ⁻¹⁰
	¹²⁶ Sn	64.28	1.22×10 ⁴⁴	3.22×10 ⁻¹⁰		¹²⁶ Sn	64.28	1.21×10 ⁴⁴	3.20×10 ⁻¹⁰
10 ⁴	¹²⁶ Sn	87.57	4.54×10 ⁴⁴	1.20×10 ⁻⁹	3×10 ⁴	¹²⁶ Sn	87.57	4.26×10 ⁴⁴	1.13×10 ⁻⁹
	^{126m} Sb	666.1	3.38×10 ⁴⁴	8.95×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	414.5	3.16×10 ⁴⁴	8.39×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	414.5	3.38×10 ⁴⁴	8.95×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	666.1	3.16×10 ⁴⁴	8.39×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	694.8	3.22×10 ⁴⁴	8.53×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	694.8	3.02×10 ⁴⁴	8.00×10 ⁻¹⁰
	¹²⁶ Sn	64.28	1.18×10 ⁴⁴	3.13×10 ⁻¹⁰		¹²⁶ Sn	64.28	1.11×10 ⁴⁴	2.93×10 ⁻¹⁰
10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	3.41×10 ⁴⁴	9.05×10 ⁻¹⁰	3×10 ⁵	¹²⁶ Sn	87.57	1.67×10 ⁴⁴	4.44×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	666.1	2.54×10 ⁴⁴	6.73×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	414.5	1.25×10 ⁴⁴	3.30×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	414.5	2.54×10 ⁴⁴	6.73×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	666.1	1.25×10 ⁴⁴	3.30×10 ⁻¹⁰
	^{126m} Sb	694.8	2.42×10 ⁴⁴	6.42×10 ⁻¹⁰		^{126m} Sb	694.8	1.19×10 ⁴⁴	3.15×10 ⁻¹⁰
	¹²⁶ Sn	64.28	8.88×10 ⁴³	2.35×10 ⁻¹⁰		¹²⁶ Sn	64.28	4.35×10 ⁴³	1.15×10 ⁻¹⁰
10 ⁶	¹²⁶ Sn	87.57	9.85×10 ⁴²	2.61×10 ⁻¹¹	3×10 ⁶	¹²⁶ Sn	87.57	4.31×10 ⁴⁰	1.14×10 ⁻¹³
	^{126m} Sb	666.1	7.34×10 ⁴²	1.94×10 ⁻¹¹		^{126m} Sb	666.1	3.23×10 ⁴⁰	8.55×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	414.5	7.34×10 ⁴²	1.94×10 ⁻¹¹		^{126m} Sb	414.5	3.23×10 ⁴⁰	8.55×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	694.8	7.00×10 ⁴²	1.85×10 ⁻¹¹		^{126m} Sb	694.8	3.08×10 ⁴⁰	8.15×10 ⁻¹⁴
	¹²⁶ Sn	64.28	2.56×10 ⁴²	6.79×10 ⁻¹²		¹²⁶ Sn	64.28	1.12×10 ⁴⁰	2.97×10 ⁻¹⁴

表 7.6 $Ye=0.35$ の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)
10 ⁰	⁹⁵ Nb	765.8	4.92×10 ⁵⁰	1.30×10 ⁻³	3×10 ⁰	¹⁰⁶ Rh	511.9	4.46×10 ⁴⁸	1.18×10 ⁻⁵
	⁹⁵ Zr	756.7	1.30×10 ⁵⁰	3.45×10 ⁻⁴		¹⁰⁶ Rh	621.9	2.17×10 ⁴⁸	5.76×10 ⁻⁶
	⁹⁵ Zr	724.2	1.06×10 ⁵⁰	2.81×10 ⁻⁴		⁸⁵ Kr	514	1.17×10 ⁴⁸	3.10×10 ⁻⁶
	¹⁰⁶ Rh	511.9	1.69×10 ⁴⁹	4.49×10 ⁻⁵		¹⁰⁶ Rh	1050	3.41×10 ⁴⁷	9.03×10 ⁻⁷
	¹⁰⁶ Rh	621.9	8.25×10 ⁴⁸	2.19×10 ⁻⁵		⁹⁵ Nb	765.8	2.63×10 ⁴⁷	6.97×10 ⁻⁷
10 ¹	⁸⁵ Kr	514	7.42×10 ⁴⁷	1.97×10 ⁻⁶	3×10 ¹	⁸⁵ Kr	514	2.01×10 ⁴⁷	5.34×10 ⁻⁷
	¹⁰⁶ Rh	511.9	3.64×10 ⁴⁶	9.66×10 ⁻⁸		¹²⁵ Sb	427.9	2.64×10 ⁴²	6.99×10 ⁻¹²
	¹⁰⁶ Rh	621.9	1.77×10 ⁴⁶	4.70×10 ⁻⁸		¹²⁵ Sb	600.6	1.57×10 ⁴²	4.17×10 ⁻¹²
	¹⁰⁶ Rh	1050	2.78×10 ⁴⁵	7.38×10 ⁻⁹		¹²⁵ Sb	636	1.00×10 ⁴²	2.65×10 ⁻¹²
	¹⁰⁶ Rh	616.2	1.35×10 ⁴⁵	3.57×10 ⁻⁹		¹²⁵ Sb	463.4	9.35×10 ⁴¹	2.48×10 ⁻¹²
10 ²	⁸⁵ Kr	514	2.04×10 ⁴⁵	5.40×10 ⁻⁹	3×10 ²	^{60m} Co	58.6	6.63×10 ⁴¹	1.76×10 ⁻¹²
	^{60m} Co	58.6	6.63×10 ⁴¹	1.76×10 ⁻¹²		¹²⁶ Sn	87.57	3.12×10 ⁴⁰	8.28×10 ⁻¹⁴
	¹²⁶ Sn	87.57	3.13×10 ⁴⁰	8.28×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	666.1	2.32×10 ⁴⁰	6.16×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	666.1	2.32×10 ⁴⁰	6.16×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	414.5	2.32×10 ⁴⁰	6.16×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	414.5	2.32×10 ⁴⁰	6.16×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	694.8	2.21×10 ⁴⁰	5.87×10 ⁻¹⁴
10 ³	^{60m} Co	58.6	6.63×10 ⁴¹	1.76×10 ⁻¹²	3×10 ³	^{60m} Co	58.6	6.62×10 ⁴¹	1.75×10 ⁻¹²
	¹²⁶ Sn	87.57	3.12×10 ⁴⁰	8.26×10 ⁻¹⁴		¹²⁶ Sn	87.57	3.10×10 ⁴⁰	8.21×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	414.5	2.32×10 ⁴⁰	6.14×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	414.5	2.30×10 ⁴⁰	6.10×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	666.1	2.32×10 ⁴⁰	6.14×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	666.1	2.30×10 ⁴⁰	6.10×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	694.8	2.21×10 ⁴⁰	5.86×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	694.8	2.20×10 ⁴⁰	5.82×10 ⁻¹⁴
10 ⁴	^{60m} Co	58.6	6.60×10 ⁴¹	1.75×10 ⁻¹²	3×10 ⁴	^{60m} Co	58.6	6.53×10 ⁴¹	1.73×10 ⁻¹²
	¹²⁶ Sn	87.57	3.03×10 ⁴⁰	8.02×10 ⁻¹⁴		¹²⁶ Sn	87.57	2.84×10 ⁴⁰	7.52×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	414.5	2.25×10 ⁴⁰	5.96×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	666.1	2.11×10 ⁴⁰	5.59×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	666.1	2.25×10 ⁴⁰	5.96×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	414.5	2.11×10 ⁴⁰	5.59×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	694.8	2.15×10 ⁴⁰	5.69×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	694.8	2.01×10 ⁴⁰	5.33×10 ⁻¹⁴
10 ⁵	^{60m} Co	58.6	6.31×10 ⁴¹	1.67×10 ⁻¹²	3×10 ⁵	^{60m} Co	58.6	5.65×10 ⁴¹	1.50×10 ⁻¹²
	¹²⁶ Sn	87.57	2.28×10 ⁴⁰	6.03×10 ⁻¹⁴		¹²⁶ Sn	87.57	1.12×10 ⁴⁰	2.96×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	666.1	1.69×10 ⁴⁰	4.48×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	666.1	8.30×10 ³⁹	2.20×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	414.5	1.69×10 ⁴⁰	4.48×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	414.5	8.30×10 ³⁹	2.20×10 ⁻¹⁴
	^{126m} Sb	694.8	1.61×10 ⁴⁰	4.28×10 ⁻¹⁴		^{126m} Sb	694.8	7.91×10 ³⁹	2.10×10 ⁻¹⁴
10 ⁶	^{60m} Co	58.6	3.63×10 ⁴¹	9.61×10 ⁻¹³	3×10 ⁶	^{60m} Co	58.6	1.52×10 ⁴¹	4.03×10 ⁻¹³
	¹²⁶ Sn	87.57	6.57×10 ³⁸	1.74×10 ⁻¹⁵		¹²⁶ Sn	87.57	2.87×10 ³⁶	7.62×10 ⁻¹⁸
	^{126m} Sb	666.1	4.89×10 ³⁸	1.30×10 ⁻¹⁵		^{126m} Sb	414.5	2.15×10 ³⁶	5.70×10 ⁻¹⁸
	^{126m} Sb	414.5	4.89×10 ³⁸	1.30×10 ⁻¹⁵		^{126m} Sb	666.1	2.15×10 ³⁶	5.70×10 ⁻¹⁸
	^{126m} Sb	694.8	4.66×10 ³⁸	1.24×10 ⁻¹⁵		^{126m} Sb	694.8	2.05×10 ³⁶	5.43×10 ⁻¹⁸

表 7.7 Ye=0.40 の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)
10 ⁰	⁸⁵ Kr	514	3.67×10 ⁴⁶	9.73×10 ⁻⁸	3×10 ⁰	⁸⁵ Kr	514	3.24×10 ⁴⁶	8.58×10 ⁻⁸
	⁵⁹ Fe	1099	4.77×10 ⁴⁴	1.26×10 ⁻⁹		⁶⁰ Co	1332	5.93×10 ⁴¹	1.57×10 ⁻¹²
	⁵⁹ Fe	1292	3.65×10 ⁴⁴	9.67×10 ⁻¹⁰		⁶⁰ Co	1173	5.92×10 ⁴¹	1.57×10 ⁻¹²
	⁵⁹ Fe	192.3	2.60×10 ⁴³	6.89×10 ⁻¹¹		^{60m} Co	58.6	2.05×10 ⁴⁰	5.43×10 ⁻¹⁴
	⁵⁹ Fe	142.7	8.61×10 ⁴²	2.28×10 ⁻¹¹		⁵⁹ Fe	1099	6.87×10 ³⁹	1.82×10 ⁻¹⁴
10 ¹	⁸⁵ Kr	514	2.05×10 ⁴⁶	5.44×10 ⁻⁸	3×10 ¹	⁸⁵ Kr	514	5.57×10 ⁴⁵	1.48×10 ⁻⁸
	⁶⁰ Co	1332	2.34×10 ⁴¹	6.21×10 ⁻¹³		^{60m} Co	58.6	2.05×10 ⁴⁰	5.43×10 ⁻¹⁴
	⁶⁰ Co	1173	2.34×10 ⁴¹	6.20×10 ⁻¹³		⁶⁰ Co	1332	1.64×10 ⁴⁰	4.34×10 ⁻¹⁴
	^{60m} Co	58.6	2.05×10 ⁴⁰	5.43×10 ⁻¹⁴		⁶⁰ Co	1173	1.63×10 ⁴⁰	4.33×10 ⁻¹⁴
	⁴² K	1525	2.34×10 ³⁸	6.21×10 ⁻¹⁶		⁴² K	1525	1.53×10 ³⁸	4.06×10 ⁻¹⁶
10 ²	⁸⁵ Kr	514	5.64×10 ⁴³	1.49×10 ⁻¹⁰	3×10 ²	^{60m} Co	58.6	2.05×10 ⁴⁰	5.43×10 ⁻¹⁴
	^{60m} Co	58.6	2.05×10 ⁴⁰	5.43×10 ⁻¹⁴		⁸⁵ Kr	514	1.06×10 ³⁸	2.81×10 ⁻¹⁶
	⁴² K	1525	3.42×10 ³⁷	9.06×10 ⁻¹⁷		²⁴⁹ Cf	388.2	1.16×10 ³⁷	3.08×10 ⁻¹⁷
	^{137m} Ba	661.7	2.05×10 ³⁷	5.42×10 ⁻¹⁷		²⁴⁹ Cf	333.4	2.57×10 ³⁶	6.81×10 ⁻¹⁸
	²⁴⁹ Cf	388.2	1.74×10 ³⁷	4.61×10 ⁻¹⁷		²⁴¹ Am	59.54	7.02×10 ³⁵	1.86×10 ⁻¹⁸
10 ³	^{60m} Co	58.6	2.05×10 ⁴⁰	5.43×10 ⁻¹⁴	3×10 ³	^{60m} Co	58.6	2.05×10 ⁴⁰	5.42×10 ⁻¹⁴
	²⁴⁹ Cf	388.2	2.82×10 ³⁶	7.47×10 ⁻¹⁸		²⁴¹ Am	59.54	7.76×10 ³⁵	2.06×10 ⁻¹⁸
	²⁴¹ Am	59.54	7.51×10 ³⁵	1.99×10 ⁻¹⁸		²⁴⁵ Cm	175	2.08×10 ³⁵	5.52×10 ⁻¹⁹
	²⁴⁹ Cf	333.4	6.23×10 ³⁵	1.65×10 ⁻¹⁸		²⁴³ Am	74.66	1.60×10 ³⁵	4.25×10 ⁻¹⁹
	²⁴⁵ Cm	175	2.28×10 ³⁵	6.05×10 ⁻¹⁹		²³⁹ Np	106.1	6.38×10 ³⁴	1.69×10 ⁻¹⁹
10 ⁴	^{60m} Co	58.6	2.04×10 ⁴⁰	5.40×10 ⁻¹⁴	3×10 ⁴	^{60m} Co	58.6	2.02×10 ⁴⁰	5.35×10 ⁻¹⁴
	²⁴¹ Am	59.54	4.31×10 ³⁵	1.14×10 ⁻¹⁸		²⁴¹ Am	59.54	7.75×10 ³⁴	2.05×10 ⁻¹⁹
	²⁴⁵ Cm	175	1.11×10 ³⁵	2.94×10 ⁻¹⁹		²⁴⁵ Cm	175	1.90×10 ³⁴	5.02×10 ⁻²⁰
	²⁴³ Am	74.66	7.75×10 ³⁴	2.05×10 ⁻¹⁹		²⁴³ Am	74.66	1.03×10 ³⁴	2.72×10 ⁻²⁰
	²⁴⁵ Cm	133.1	3.17×10 ³⁴	8.40×10 ⁻²⁰		²⁴⁵ Cm	133.1	5.42×10 ³³	1.44×10 ⁻²⁰
10 ⁵	^{60m} Co	58.6	1.95×10 ⁴⁰	5.17×10 ⁻¹⁴	3×10 ⁵	^{60m} Co	58.6	1.74×10 ⁴⁰	4.62×10 ⁻¹⁴
	²³³ Pa	311.9	4.42×10 ³³	1.17×10 ⁻²⁰		²³³ Pa	311.9	4.09×10 ³³	1.08×10 ⁻²⁰
	²³⁷ Np	29.37	1.59×10 ³³	4.22×10 ⁻²¹		²²⁵ Ra	40	2.29×10 ³³	6.07×10 ⁻²¹
	²³⁷ Np	86.48	1.40×10 ³³	3.71×10 ⁻²¹		²¹³ Bi	440.4	2.07×10 ³³	5.47×10 ⁻²¹
	²²⁵ Ra	40	1.11×10 ³³	2.93×10 ⁻²¹		²³⁷ Np	29.37	1.48×10 ³³	3.91×10 ⁻²¹
10 ⁶	^{60m} Co	58.6	1.12×10 ⁴⁰	2.97×10 ⁻¹⁴	3×10 ⁶	^{60m} Co	58.6	4.70×10 ³⁹	1.24×10 ⁻¹⁴
	²³³ Pa	311.9	3.01×10 ³³	7.97×10 ⁻²¹		²³³ Pa	311.9	1.64×10 ³³	4.35×10 ⁻²¹
	²²⁵ Ra	40	2.46×10 ³³	6.52×10 ⁻²¹		²²⁵ Ra	40	1.38×10 ³³	3.65×10 ⁻²¹
	²¹³ Bi	440.4	2.24×10 ³³	5.94×10 ⁻²¹		²¹³ Bi	440.4	1.25×10 ³³	3.31×10 ⁻²¹
	²³⁷ Np	29.37	1.09×10 ³³	2.88×10 ⁻²¹		²³⁷ Np	29.37	5.92×10 ³²	1.57×10 ⁻²¹

表 7.8 $Ye=0.45$ の ejecta で合成された元素からの核ガンマ線

年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)	年齢 (年)	元素名	エネルギー (keV)	Luminosity (ph/year)	flux (ph/cm ² /s)
10^0	⁶⁵ Zn	1116	2.32×10^{49}	6.16×10^{-5}	3×10^0	⁶⁵ Zn	1116	3.04×10^{48}	8.06×10^{-6}
	⁵⁷ Co	122.1	4.45×10^{47}	1.18×10^{-6}		⁶⁰ Co	1332	1.14×10^{47}	3.01×10^{-7}
	⁷⁵ Se	264.7	2.75×10^{47}	7.30×10^{-7}		⁶⁰ Co	1173	1.14×10^{47}	3.01×10^{-7}
	⁷⁵ Se	136	2.72×10^{47}	7.22×10^{-7}		⁵⁷ Co	122.1	7.17×10^{46}	1.90×10^{-7}
	⁷³ As	53.44	1.58×10^{47}	4.20×10^{-7}		⁵⁷ Co	136.5	8.95×10^{45}	2.37×10^{-8}
10^1	⁶⁰ Co	1332	4.50×10^{46}	1.19×10^{-7}	3×10^1	⁶⁰ Co	1332	3.14×10^{45}	8.33×10^{-9}
	⁶⁰ Co	1173	4.49×10^{46}	1.19×10^{-7}		⁶⁰ Co	1173	3.14×10^{45}	8.32×10^{-9}
	⁶⁵ Zn	1116	2.00×10^{45}	5.30×10^{-9}		⁸⁵ Kr	514	4.04×10^{43}	1.07×10^{-10}
	⁸⁵ Kr	514	1.49×10^{44}	3.94×10^{-10}		⁴⁴ Sc	1157	1.95×10^{43}	5.18×10^{-11}
	⁵⁷ Co	122.1	9.99×10^{43}	2.65×10^{-10}		⁴⁴ Ti	78.36	1.88×10^{43}	5.00×10^{-11}
10^2	⁴⁴ Sc	1157	8.56×10^{42}	2.27×10^{-11}	3×10^2	⁴⁴ Sc	1157	8.02×10^{41}	2.12×10^{-12}
	⁴⁴ Ti	78.36	8.26×10^{42}	2.19×10^{-11}		⁴⁴ Ti	78.36	7.74×10^{41}	2.05×10^{-12}
	⁴⁴ Ti	67.87	7.97×10^{42}	2.11×10^{-11}		⁴⁴ Ti	67.87	7.47×10^{41}	1.98×10^{-12}
	⁸⁵ Kr	514	4.09×10^{41}	1.08×10^{-12}		⁹⁴ Nb	871.1	1.84×10^{40}	4.86×10^{-14}
	⁶⁰ Co	1332	2.67×10^{41}	7.08×10^{-13}		⁹⁴ Nb	702.6	1.84×10^{40}	4.86×10^{-14}
10^3	⁹⁴ Nb	871.1	1.79×10^{40}	4.75×10^{-14}	3×10^3	⁹⁴ Nb	871.1	1.67×10^{40}	4.42×10^{-14}
	⁹⁴ Nb	702.6	1.79×10^{40}	4.75×10^{-14}		⁹⁴ Nb	702.6	1.67×10^{40}	4.42×10^{-14}
	⁸¹ Kr	276	8.82×10^{39}	2.34×10^{-14}		⁸¹ Kr	276	8.77×10^{39}	2.32×10^{-14}
	⁹² Nb	934.5	3.50×10^{39}	9.29×10^{-15}		⁹² Nb	561.1	3.50×10^{39}	9.29×10^{-15}
	⁹² Nb	561.1	3.50×10^{39}	9.29×10^{-15}		⁹² Nb	934.5	3.50×10^{39}	9.29×10^{-15}
10^4	⁹⁴ Nb	702.6	1.28×10^{40}	3.39×10^{-14}	3×10^4	⁸¹ Kr	276	8.02×10^{39}	2.12×10^{-14}
	⁹⁴ Nb	871.1	1.28×10^{40}	3.39×10^{-14}		⁹⁴ Nb	702.6	6.11×10^{39}	1.62×10^{-14}
	⁸¹ Kr	276	8.56×10^{39}	2.27×10^{-14}		⁹⁴ Nb	871.1	6.11×10^{39}	1.62×10^{-14}
	⁹² Nb	561.1	3.50×10^{39}	9.29×10^{-15}		⁹² Nb	561.1	3.50×10^{39}	9.28×10^{-15}
	⁹² Nb	934.5	3.50×10^{39}	9.29×10^{-15}		⁹² Nb	934.5	3.50×10^{39}	9.28×10^{-15}
10^5	⁸¹ Kr	276	6.41×10^{39}	1.70×10^{-14}	3×10^5	⁹² Nb	561.1	3.48×10^{39}	9.23×10^{-15}
	⁹² Nb	561.1	3.50×10^{39}	9.27×10^{-15}		⁹² Nb	934.5	3.48×10^{39}	9.23×10^{-15}
	⁹² Nb	934.5	3.50×10^{39}	9.27×10^{-15}		⁸¹ Kr	276	3.11×10^{39}	8.25×10^{-15}
	⁹⁴ Nb	702.6	4.98×10^{38}	1.32×10^{-15}		^{60m} Co	58.6	5.90×10^{37}	1.56×10^{-16}
	⁹⁴ Nb	871.1	4.98×10^{38}	1.32×10^{-15}		⁹⁴ Nb	702.6	1.62×10^{35}	4.29×10^{-19}
10^6	⁹² Nb	561.1	3.42×10^{39}	9.05×10^{-15}	3×10^6	⁹² Nb	934.5	3.29×10^{39}	8.72×10^{-15}
	⁹² Nb	934.5	3.42×10^{39}	9.05×10^{-15}		⁹² Nb	561.1	3.29×10^{39}	8.72×10^{-15}
	⁸¹ Kr	276	1.76×10^{38}	4.67×10^{-16}		^{60m} Co	58.6	1.59×10^{37}	4.21×10^{-17}
	^{60m} Co	58.6	3.79×10^{37}	1.00×10^{-16}		⁸¹ Kr	276	7.17×10^{35}	1.90×10^{-18}
	⁹⁸ Tc	745.4	4.01×10^{34}	1.06×10^{-19}		⁴⁰ K	1461	3.78×10^{34}	1.00×10^{-19}

7.2 主要元素の崩壊図



図 7.1 ⁹⁵Nb(765.8 keV) の崩壊経路。核図表に各元素の半減期と崩壊タイプを記述している (NuDat2)。各元素の色は半減期を示しており、図 (1.1) の右下パネルで示されている。水色矢印は β 崩壊、赤色矢印は α 崩壊を示している。



図 7.2 $^{125}\text{Sb}(427.8 \text{ keV})$ の崩壊経路



図 7.3 $^{137\text{m}}\text{Ba}(661.6 \text{ keV})$ の崩壊経路

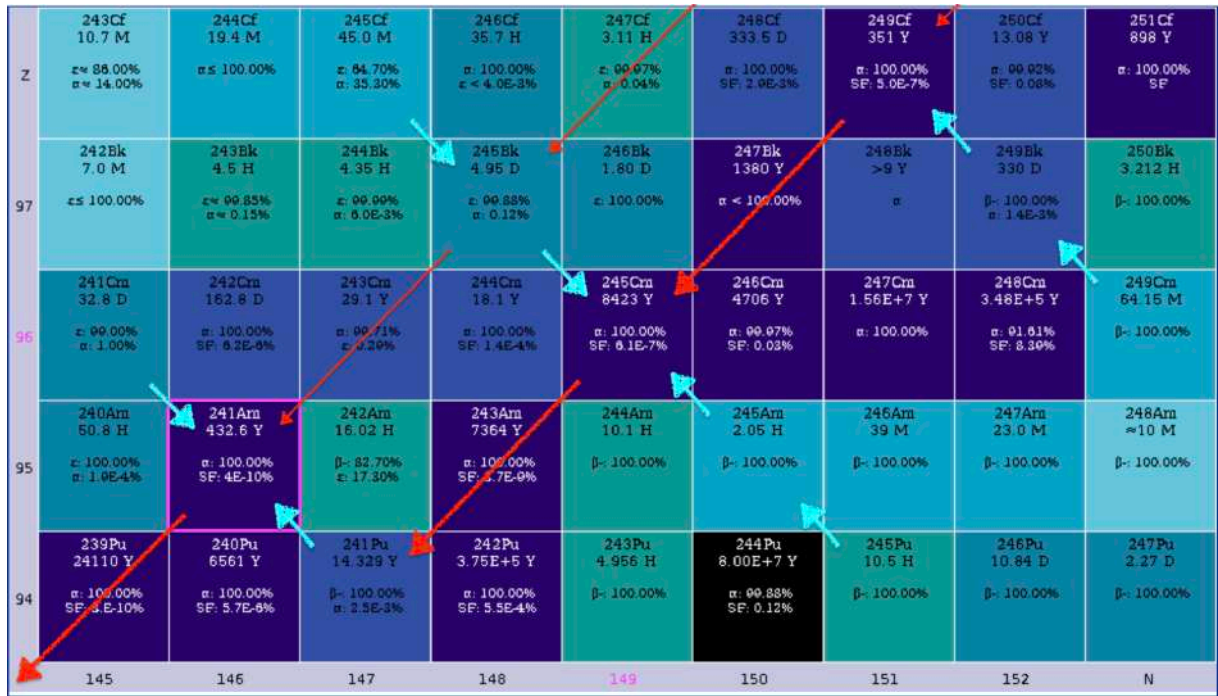


図 7.4 ²⁴¹Am(59.54 keV) の崩壊経路

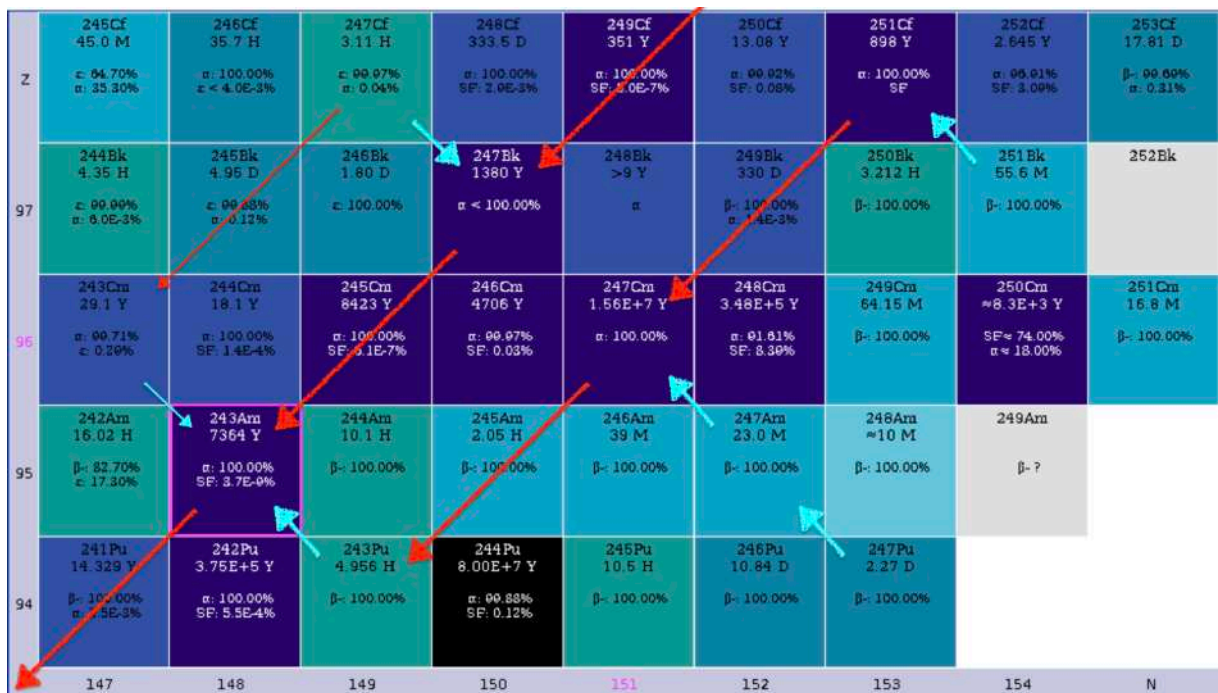
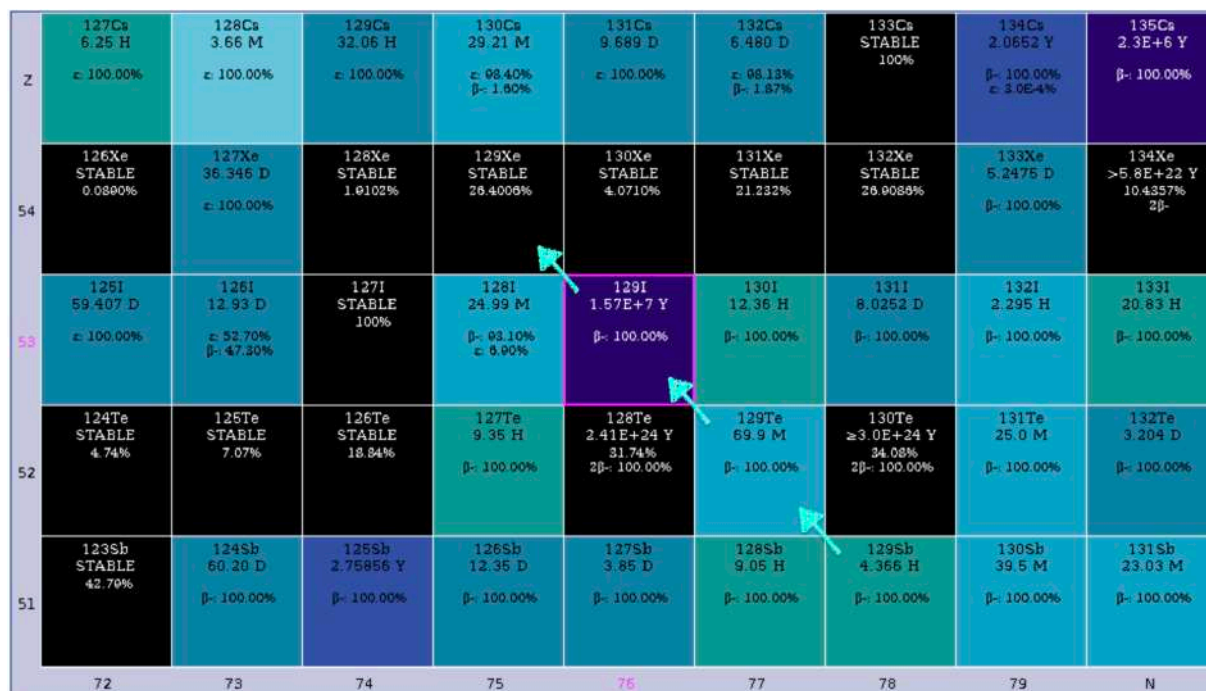


図 7.5 ²⁴³Am(74.66 keV) の崩壊経路

図 7.6 $^{126}\text{Sn}(87.56 \text{ keV})$ の崩壊経路図 7.7 $^{129}\text{I}(39.57 \text{ keV})$ の崩壊経路

謝辞

参考文献

- [1] A. De Angelis, V. Tatischeff, and I. A. Grenier et al. *arXiv:1711.01265v4*, 2018.
- [2] Alain Coc, Stephane Goriely, Yi Xu, Matthias Saimpert, and Elisabeth Vangioni. *The Astrophysical Journal*, 744:158 (18pp), 2012.
- [3] Aramaki, T., Hansson Adrian, P., Karagiorgi, G., and Odaka, H. *arXiv e-prints*, *arXiv:1901.03430*, 2019.
- [4] Barnes J. and Kasen D. *ApJ*, 775, 18, 2013.
- [5] Bauswein A., Goriely S., and Janka H.-T. *ApJ*, 773, 78, 2013.
- [6] BEER H., CORVI F., and MUTTI P. *THE ASTROPHYSICAL JOURNAL*, 474 843-861, 1997.
- [7] Belczynski, K., Dominik, M., Bulik, T., O’Shaughnessy R., Fryer, C., Holz, D. E. *2010b, ApJ*, 715, L138, 2010.
- [8] Belczynski, K., Kalogera, V., and Bulik, T. *ApJ*, 572, 407, 2002.
- [9] Berger E., Fong W., and Chornock R. *ApJL*, 774, L23, 2013.
- [10] Bhatnagar S. *MNRAS*, 317, 453, 2000.
- [11] Burbidge, E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., and Hoyle F. *RvMP*, 29, 547, 1957.
- [12] C. FREIBURGHHAUS, J.-F. REMBGES, T. RAUSCHER, E. KOLBE, F.-K. THIELEMANN, K.-L. KRATZ, B. PFEIFFER, and J. J. COWAN. *THE ASTROPHYSICAL JOURNAL*, 516:381-398, 1999.
- [13] Chunglee Kim, Benetge Bhakthi Pranama Perera, and Maura A. McLaughlin. *MNRAS* 448, 928–938, 2015.
- [14] Cioffi, D. F., McKee, C. F., and Bertschinger, E. *ApJ*, 334, 252, 1988.
- [15] Coulter, D. A., Foley, R. J., and Kilpatrick, C. D. et al. *Science*, 358, 1556, 2017.
- [16] Cowan J.J., Pfei er B., Kratz K.-L., Th ieleman, F.-K., Sneden C., Burles S., Tytler D., and Beers T.C. *Apj* 521,194, 1999.
- [17] Diehl, R. *Reports on Progress in Physics*, 76, 026301, 2013.
- [18] Dominik M., Belczynski K., Fryer C., Holz D. E., Berti E., Bulik T., Mandel I., O’Shaughnessy R. *ApJ*, 759, 52, 2012.
- [19] Drout, M. R. et al. *Science*, 358, 1570, 2017.
- [20] Eric Burns. *arXiv:1909.06085v3*, 2020.
- [21] Fernández R. and Metzger B. D. *MNRAS*, Volume-435, Issue-1, 11, Pages, 502–517, 2013.
- [22] Fiona A. Harrison, William W. Craig, and Finn E. Christensen. *arXiv 1301.7307v1*, 2013.
- [23] Fujimoto S. and Hiroki Nagakura. *MNRAS*, 5 pages, 5 figures, 2019.
- [24] Fujimoto, Shin-ichirou, Hashimoto, Masa-aki, Kotake, Kei, and Yamada, Shoichi. *The Astrophysical Journal*, Volume 656, Issue 1, pp. 382-392., 2007.
- [25] Hajime Sotani, Takami Kuroda, Tomoya Takiwaki, and Kei Kotake. *Phys. Rev. D* 96, 063005, 2017.
- [26] 早川幸男ら. 宇宙の物理. 丸善, 1971.
- [27] 林忠四郎ら. 原子核物理学と星の内部構造. 恒星社厚生閣, 1966.

-
- [28] Hessesels JWT et al. *Science* 311:1901, 2006.
- [29] Hotokezaka, K. et al. *MNRAS*, 459, 35, 2016.
- [30] Hotokezaka, Kenta, Piran, Tsvi, and Paul, Michael. *Nature Physics, Volume 11, Issue 12, pp. 1042*, 2015.
- [31] Jagdish K. Tuli. *Nuclear Wallet Cards (7th ed.) National Nuclear Data Center*, 2005.
- [32] Janka H.-T., Hanke F., and Hüdepohl L. et al. *Progress of eoretical and Experimental Physics* 01A309, 2012.
- [33] Jin, Z.-P. et al. *arXiv:1603.07869*, 2016.
- [34] Julie E. McEnery et al. *arXiv:1907.07558v2*, 2019.
- [35] 影山誠三郎ら. 原子核位物理. 朝倉書店, 2001.
- [36] Kalogera V. et al. *ApJ*, 556 (2001), p. 340, 2001.
- [37] Kasen, D., Metzger, B., Barnes, J., Quataert, E., and Ramirez-Ruiz, E. *Nature*, 551, 80, 2017.
- [38] Kawaguchi, K., Shibata, M., and Tanaka, M. *ApJL*, 865, L21, 2018.
- [39] Kenta Hotokezaka, Kenta Kiuchi, Koutarou Kyutoku, Hirotada Okawa, Yu-ichiro Sekiguchi, Masaru Shibata, and Keisuke Taniguchi. *arXiv:1212.0905v2*, 2013.
- [40] Kenta Hotokezaka and Tsvi Piran. *arXiv:1501.01986v1*, 2015.
- [41] Kierans, C. A. et al. *PoS, INTEGRAL2016, 075*, 2016.
- [42] Kim, C., Kalogera, V., and Lorimer, D. *NewAR*, 54, 148, 2010.
- [43] Kim, C., Kalogera, V., and Lorimer, D. R. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2006.
- [44] Korobkin O., Rosswog S., Arcones A., and Winteler C. *MNRAS* 426, 1940, 1940.
- [45] Kyutoku, Koutarou, Kiuchi, Kenta, and Sekiguchi, Yuichiro et al. *Physical Review D, Volume 97, Issue 2, id.023009*, 2018.
- [46] Lattimer JM. The Annual Review of Nuclear and Particle Science 62:485–515, 2012.
- [47] Lattimer JM and Prakash M. *Astrophys. J.* 550:426, 2001.
- [48] Li-Xin Li. *The Astrophysical Journal*, 872:19 (29pp), 2019.
- [49] Madsen, K. K., Harrison, F., and Broadway, D. et al. *SPIE Conference Series, Vol. 10699, Space Telescopes and Instrumentation 2018:Ultraviolet to Gamma Ray,106996M*, 2018.
- [50] M.Arnould and S.Goriely. *Physics Reports* 384 1-84, 2003.
- [51] Martinez-Pinedo G., Fischer T., Lohs A., and Huther L. *Physical Review Letters* 109, 251104, 2012.
- [52] Martyna Chruslinska, Krzysztof Belczynski, Jakub Klencki, and Matthew Benacquista. *MNRAS* 000, 1–24, 2017.
- [53] Meng-Ru Wu, Projjwal Banerjee, Brian D., Metzger Gabriel Martínez-Pinedo, Tsuguo Aramaki, Eric Burns, Charles J.Hailey, Jennifer Barnes, Georgia Karagiorgi. *The Astrophysical Journal, Volume 880, Number 1*, 2019.
- [54] Mennekens N. and Vanbeveren D. *A&A*, 564, A134, 2014.
- [55] Metzger B. D., Bauswein A., Goriely S., and Kasen D. *MNRAS*, 446, 1115, 2015.
- [56] Metzger B. et al. *MNRAS*, 406, 2650, 2010.
- [57] Miller, R. S., Ajello, M., and Beacom, J. F. et al. *LPI Contributions, Vol. 2063, Deep Space Gateway Concept Science Workshop, 3094*, 2018.
- [58] 観山正見ら. 天体物理学の基礎 1. 日本評論社, 2009.
- [59] Moiseev, A. and Team, O. B. O. T. A. *PoS,ICRC2017, 798*, 2018.
- [60] Nihan Pol, Maura McLaughlin, and Duncan R. Lorimer. *The Astrophysical Journal, Volume 870, Issue 2, article id. 71, 11 pp.*, 2019.
- [61] Nishimura N., Sawai H., Takiwaki T., Yamada S., and Thielemann F. -K. *The Astrophysical Journal Letters*

- Volume 836, Issue 2, article id. L21, 6 pp, 2017.*
- [62] 岡村定矩ら. 人類の住む宇宙. 日本評論社, 2009.
- [63] Perego A., Rosswog S., Cabezòn R. M., Korobkin O., Käppeli R., Arcones A., and Liebendörfer M. *MNRAS*, 443, 3134, 2014.
- [64] Prantzos N., Abia C., Cristallo S., Limongi M., and Chieffi A. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 491, Issue 2, January 2020, Pages 1832–1850, 2019.
- [65] Qian Y.-Z., Vogel P., and Wasserburg G. J. *ApJ*, 524, 213, 1999.
- [66] Rayet, M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., and Nomoto K. *Astronomy and Astrophysics*, v.298, p.517, 1995.
- [67] Roberts L et al. *ApJL*, 736, L21, 2011.
- [68] Roberts L.F. *Apj* 755, 126, 2012.
- [69] Roberts L.F., Reddy S., and Shen G. *Physical Review C* 86, 065803, 2012.
- [70] Roland Diehl, Thomas Siegert, and Jochen Greiner. *A&A* 611, A12, 2018.
- [71] Schoenfelder, V., Aarts, H., and Bennett, K. et al. *ApJS*, 86, 657, 1993.
- [72] Sedov L. I. *The Observatory*, 89, 227, 1959.
- [73] Sekiguchi Y., Kiuchi K., Kyutoku K., and Shibata M. *Physical Review Letters* 107, 051102, 2011.
- [74] Shibata M. and Taniguchi K. *Phys. Rev. D.*, 73, 064027, 2006.
- [75] Shinya Wanajo, Bernhard Müller, Hans-Thomas Janka, Alexander Heger. *Apj* 852, 40, 2018.
- [76] Siegert T., Diehl R., Krause M. G. H., and Greiner J. *A&A*, 579, A124, 2015.
- [77] Stephane Goriely, Andreas Bauswein, and Hans-Thomas Janka. *The Astrophysical Journal Letters*, 738:L32 (6pp), 2011.
- [78] Takahashi, T. et al. *JATIS*, 4(2), 021402, 2018.
- [79] Tanaka M. and Hotokezaka K. *ApJ*, 775, 113, 2013.
- [80] Tanimori, T. et al. *Sci. Rep.*, 7, 41511, 2017.
- [81] Tanvir N. et al. *Nature*, 500, 547, 2013.
- [82] Tavani, M. et al. *JHEAp*, 19, 1, 2018.
- [83] Thomas Siegert, Roland Diehl, Martin G. H. Krause, and Jochen Greiner. *Astronomy and Astrophysics*, 579, A124, 2015.
- [84] Turner, G., Busfield, A., Crowther, S. A., Harrison, M., Mojszsis, S. J., and Gilmour, J. *Earth and Planetary Science Letters*, 261, 491, 2007.
- [85] Vedrenne, G., Roques, J.-P., and Schönfelder, V. et al. *A&A*, 411, L63, 2003.
- [86] Voss R. and Tauris T. M. *MNRAS*, 342, 1169, 2003.
- [87] Wallace R. K. and Woosley S. E. *Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 45, p. 389-420, 1981.
- [88] Wallner, A., et al. *Nature Communications*, 6, 5956, 2015.
- [89] Wanajo S. *The Astrophysical Journal*, 647:1323–1340, 2006.
- [90] Wanajo S., Janka H.-T., and Müller B. *Apj* 726, L15, 2011.
- [91] Wanajo Shinya. *Apj* 770, L22, 2013.
- [92] Wanajo Shinya, Sekiguchi Yuichiro, Nishimura Nobuya, Kiuchi Kenta, Kyutoku Koutarou, and Shibata Masaru. *Apj* 789, L39, 2014.
- [93] Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., and Di Cocco, G. et al. *A&A*, 411, L1, 2003.
- [94] Woosley S.E., Wilson J.R., Mathews G.J., Hoffman R.D., and Meyer B.S. *The Astrophysical Journal* 433, 229, 1994.

-
- [95] Yang B. et al. *Nature Communications*,6,7323, 2015.
- [96] Yu,Liu, Yuan-Chuan Zou, Bing Jiang, He Gao, Shuai-Bing Ma, and Bin Liao. *arXiv:1909.05714v1*, 2019.
- [97] 小山勝二ら. ブラックホールと高エネルギー現象. 日本評論社, 2008.