

モンテカルロシミュレーションによる
衛星搭載軟 γ 線検出器の
軌道上放射化バックグラウンドの評価

広島大学大学院 理学研究科 物理科専攻
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

M080217 平木一至

主査 深澤 泰司

副査 山本 一博

平成23年1月31日

概要

近年の観測的天文学では、検出器の進歩が多くの天体现象の解明に貢献している。しかし、数 10 keV 以上の硬 X 線から数 MeV の軟ガンマ線領域では、軟 X 線や GeV ガンマ線に比べて感度の低い観測しかなく、それが現状である。硬 X 線から軟ガンマ線領域では天体からの熱的放射がほぼなくなり、非熱的な放射が優勢になりはじめると考えられているため、この帯域での観測が非常に重要になってくる。次期 X 線天文衛星 ASTRO-H は、ブラックホールや銀河団といった高エネルギー現象を軟 X 線から軟ガンマ線の広帯域で探るべく、2013 年度に打ち上げが予定されている。ASTRO-H に搭載予定の軟ガンマ線検出器 SGD(Soft Gamma-ray Detector) は、「狭視野コンプトンカメラ」というコンセプトを採用し、徹底的なバックグラウンド (BG) 除去を行うことで 10-600 keV で高感度の観測を行う予定である。「狭視野コンプトンカメラ」では、視野を絞る BGO アクティブシールドの中に Si 素子と CdTe 素子がスタック状に配置されている。Si 素子でコンプトン散乱し、CdTe 素子で光電吸収されたイベントに対し、コンプトン再構成を行うことでガンマ線の到来方向を検出し、その情報を BG 除去に利用する。これにより、50-300 keV 帯域において、現在同帯域で世界最高の感度を誇る「すざく」衛星搭載硬 X 線検出器 HXD(Hard X-ray Detector) よりも更に BG を約 2 桁低減させ、感度を大幅に向上させることを目指している。つまり、SGD の BG 評価は観測感度の評価や検出器デザインに直結するため非常に重要である。

HXD で残った主な BG 源は (1) 大気中性子、(2) 検出器の放射化に由来する BG 成分の 2 つである。そこで本研究では、モンテカルロシミュレーションを用いて (2) 放射化由来の BG 成分の見積りを行った。SGD では、主検出部や視野を絞るシールドに原子番号の大きな物質を用いるため、衛星軌道上の SAA(South Atlantic Anomaly) 陽子などにより検出器自身が放射化し、BG 源となる。これに対し、MGGPOD と GEANT4 という 2 つのシミュレーションツールを用いて、放射化由来の BG の見積りを試みた。MGGPOD は Geant3 をベースとした衛星軌道上バックグラウンドシミュレーション専用のソフトウェア群であり、Wind 衛星 (1994-) 搭載 TGRS 検出器や INTEGRAL 衛星 (2002-) 搭載 SPI 検出器の放射化 BG の評価に成功している実績がある。衛星軌道上での宇宙線環境を仮定することで放射性同位体の生成と崩壊のシミュレーションを担当する。Geant4 は粒子と物質との間で起こる様々な相互作用をシミュレートするためのソフトウェアであり、検出器のジオメトリ記述能力や粒子情報の取得・保存に優れている。MGGPOD で得られた放射性同位体の崩壊以降での粒子と検出器の相互作用のシミュレーションを担当する。BG を精度良く見積もるにはこれらのツールの検証が欠かせない。

そこで本研究では、まず最初にシミュレータから物理的に正しい応答が得られるか検証するため、CdTe 素子への陽子照射実験の再現を行った。検証では、放射化 BG をライ

ン成分と連続成分に分け、それぞれ照射から 1 時間後の短期成分と数日-1ヶ月後の長期成分について調べた。その結果、短期成分・長期成分とも再現性が悪く、特に長期成分では多くのラインが作られず、また時間が経つにつれ連続成分のずれが大きくなった。またラインのエネルギーにもずれが見られた。そこで、特定の放射性同位体を用いて Geant4 と MGGPOD の動作を個別に検証した結果、Geant4 の物理プロセスと MGGPOD のデータライブラリおよび核種生成部に一部不備があることが分かった。これらについて修正を行い、再度実験の再現を行ったところ、実験を概ね良く再現でき、SGD 放射化 BG を評価するための枠組みの信頼性を高めることができた。この修正を加えた枠組みを用いて、軌道上の BG を評価した。

目次

第1章	はじめに	8
第2章	狭視野コンプトンカメラを利用した軟ガンマ線検出器 SGD	10
2.1	ガンマ線光子と物質の相互作用	10
2.1.1	光電吸収	11
2.1.2	コンプトン散乱	12
2.1.3	電子・陽電子対生成	12
2.1.4	ガンマ線光子・物質間相互作用と検出器デザイン	13
2.2	コンプトンカメラの検出原理	14
2.3	次期 X 線天文衛星 ASTRO-H 搭載軟ガンマ線検出器 SGD	14
2.3.1	狭視野コンプトンカメラ	14
2.3.2	軟ガンマ線検出器 SGD	16
第3章	SGD のバックグラウンド源	19
3.1	宇宙線と宇宙線由来のバックグラウンド	19
3.1.1	一次宇宙線	20
3.1.2	二次宇宙線	23
3.1.3	SAA	25
3.2	中性子と物質の相互作用	26
3.3	原子核の崩壊と検出器の放射化	26
3.3.1	原子核の崩壊	27
3.3.2	放射性同位体を作り出す反応	30
3.3.3	崩壊平衡	31
第4章	放射化シミュレータの枠組とその検証	33
4.1	SGD シミュレータによる放射化シミュレーションの手順	33
4.2	CdTe 放射化実験との比較	36
4.3	Geant4 の物理プロセスの検証	38
4.4	Geant4 修正後のシミュレーションと実験との比較	45
4.5	MGGPOD の物理プロセスの検証	47

4.6	修正後のシミュレーションと実験との比較	51
第5章	SGDの軌道上バックグラウンド	54
5.1	SGDのジオメトリと有効面積	54
5.1.1	ジオメトリ	54
5.1.2	有効面積	55
5.2	主検出部(CdTe)の放射化バックグラウンド	58
5.2.1	CdTe放射化バックグラウンド	58
5.2.2	主要な核種のリスト	59
5.2.3	放射化バックグラウンドのBGOスレッショルド依存性	61
5.3	Fine Collimatorの放射化バックグラウンド	64
5.3.1	Fine Collimatorのバックグラウンド	64
5.3.2	主要な核種のリスト	65
5.3.3	BGOスレッショルド依存性	66
5.4	中性子由来のバックグラウンド	67
5.5	SGDのバックグラウンドレベル	67
第6章	まとめと今後の目標	70

目次

1.1	ASTRO-H の完成予想図	9
2.1	左:Si の反応断面積。紫が光電吸収、緑がコンプトン散乱、青が電子・陽電子対生成、黒が全反応断面積である。右:Si 及び CdTe の反応断面積。青が Si の光電吸収、水色が Si のコンプトン散乱を示し、紫が CdTe の光電吸収、橙色が CdTe のコンプトン散乱を示す。	11
2.2	偏光した光子がコンプトン散乱する概念図	13
2.3	最も単純なコンプトンカメラの構成。散乱体で E_1 、吸収体で E_2 の損失エネルギーを測定することで散乱角を求められる。また、検出位置も測定し、散乱角の情報と合わせることで、光子の到来方向を円環に制限することができる。	15
2.4	HXD の概観 (左) と断面図 (右)[4]	16
2.5	SGD の断面図 [5]	17
2.6	ASTRO-H チーム内に公開している SGD のコンプトンモードにおける有効面積 (左) とバックグラウンド (右)	18
2.7	HXI/SGD の要求感度及び他の検出器の感度 [7]	18
3.1	SGD シミュレータで用いる宇宙線のモデルスペクトル。ASTRO-H 衛星の軌道 (高度 550 km、軌道傾斜角 31°) を仮定している。横軸:粒子の運動エネルギー、縦軸:エネルギー×フラックスである。それぞれ CXB(青破線)、大気ガンマ線 (緑破線)、一次陽子 (紫破線)、一次電子 (水色の破線)、大気中性子 (赤実線)、SAA の束縛陽子 (黒実線) を示す。実線で示した大気中性子及び SAA 陽子が、SGD では主要なバックグラウンド源となる。	20
3.2	一次宇宙線のエネルギースペクトル [8]	21
3.3	二次宇宙線が生成されるイメージ [10]	24
3.4	二次宇宙線の変換過程 [11]	24
3.5	SAA 陽子の flux の世界地図分布 [12]。ブラジル上空の色付き部分が SAA である。紫から赤になるにつれて陽子の flux が高くなる。	26
3.6	$^{127}_{51}\text{Sb}$ から $^{127}_{52}\text{Te}$ への decay scheme[13]。	30

4.1	CdTe の陽子照射実験の結果及びその再現シミュレーション。それぞれ陽子照射から 1.2 時間後 (上)/18-40 日後 (下) の CdTe で検出されたイベント。いずれの図でもシミュレーションは赤、実験結果を青で示す。縦軸: カウントレート (counts/sec/keV)、横軸: エネルギー (keV)。上図は照射から 1.2 時間後のバックグラウンド、下図は実験・シミュレーションともに照射 18-40 日後のバックグラウンドを積分し、時間平均をとったものである。	37
4.2	^{125}I の decay scheme。	39
4.3	Geant4 バージョン 9.2.p02 での ^{125}I の崩壊のシミュレーション結果。 ^{125}I の崩壊で生じた全電子と光子のエネルギーの総和。	40
4.4	Geant4 バージョン 9.2.p02 の内部転換プロセス修正後の ^{125}I の崩壊のシミュレーション結果。 ^{125}I の崩壊で生じた全電子と光子のエネルギーの総和。	41
4.5	修正後の Geant4 を用いて得られた ^{125}I の崩壊で生じたガンマ線 (左) と電子 (右) のエネルギー分布。	41
4.6	^{121}Te の decay scheme。	42
4.7	修正後の Geant4 を用いて得られた ^{121}Te の崩壊のシミュレーション結果。左:ガンマ線、右:電子。	44
4.8	$^{127\text{m}}\text{Te}$ の decay scheme。	44
4.9	修正後 Geant4 を用いて得られた $^{127\text{m}}\text{Te}$ の崩壊のシミュレーション結果。右:ガンマ線、左:電子。	45
4.10	Geant4 修正後の CdTe への陽子照射実験及びその再現シミュレーション。それぞれ陽子照射から 1.2 時間後 (上)/18-40 日後 (下) の CdTe で検出されたイベント。いずれの図でも実験結果を青、シミュレーションを赤で示す。縦軸:カウントレート (counts/sec/keV)、横軸:エネルギー (keV)。	46
4.11	放射性同位体の反応断面積の比較。黒:シミュレーションの生成レートからの計算値、赤:実験値、青:文献 [16] による予想値。	47
4.12	陽子照射後 3-5 日 (上)、6-8 日 (中)、18-40 日 (下) の CdTe 放射化実験及びその再現シミュレーション。いずれの図でも実験結果を青、シミュレーションを赤で示す。縦軸:カウントレート (counts/sec/keV)、横軸:エネルギー (keV)。	49
4.13	^{103}Rh への decay scheme。	50
4.14	$^{119\text{m}}\text{Te}$ への decay scheme。	50
4.15	Geant4、MGGPOD の崩壊の分岐比および生成レートの修正を取り込んだ陽子照射実験の再現。陽子照射後 1.2 時間のスペクトル。	52
4.16	Geant4、MGGPOD の崩壊の分岐比および生成レートの修正を取り込んだ陽子照射実験の再現。上から陽子照射後 1.2 時間、3-5 日の時間平均、18-40 日の時間平均のスペクトル。	53

5.1	コンプトンカメラ 1 台 (上) とそれを覆う BGO アクティブシールドを上から見た図 (中) 及び、側面から見た図 (下)。	56
5.2	コンプトンモード (Si-CdTe) の有効面積。コンプトンカメラ 6 台分。	57
5.3	有効面積を求めた際に仮定した角度 cut の条件。	58
5.4	CdTe の放射化バックグラウンドのシミュレーション結果。それぞれ 1hit イベント (赤)、コンプトンモード CdTe-CdTe (青)、コンプトンモード Si-CdTe (水色) におけるバックグラウンドレベルを示している。	59
5.5	CdTe 放射化バックグラウンドのコンプトンモード (Si-CdTe) における BGO スレッシュホルド依存性。Eth = 30 keV (赤)、Eth = 60 keV (紫)、Eth = 90 keV (青)、Eth = 120 keV (水色)、Eth = 150 keV (緑)。	62
5.6	SGD の BGO シールドでのデポジットエネルギー。	62
5.7	SGD の BGO シールドにおいて、1 つのブロックのみにヒットしたイベントのデポジットエネルギー (赤) と、2 つのブロックにヒットしたイベントのデポジットエネルギー (青)。	63
5.8	左: ^{121m}Te の IT の decay scheme。右: ^{121m}Te の Si と CdTe でのデポジットエネルギーの分布。	64
5.9	Fine Collimator の放射化バックグラウンドのシミュレーション結果。それぞれ 1hit イベント (赤)、コンプトンモード CdTe-CdTe (青)、コンプトンモード Si-CdTe (水色) におけるバックグラウンドレベルを示している。	66
5.10	Fine Collimator の放射化バックグラウンドのコンプトンモード (Si-CdTe) における BGO スレッシュホルド依存性。Eth = 30 keV (赤)、Eth = 60 keV (紫)、Eth = 90 keV (青)、Eth = 120 keV (水色)。	67
5.11	SGD の中性子バックグラウンドのシミュレーション結果。1 hit (赤)、コンプトンモード Si-Si (緑)、コンプトンモード Si-CdTe (水色)、コンプトンモード CdTe-CdTe (青)。	68
5.12	SGD の放射化バックグラウンドのシミュレーション結果。Fine Collimator の放射化バックグラウンド (赤)、CdTe の放射化バックグラウンド (青)、中性子バックグラウンド (緑)、3 つのバックグラウンドの和 (黒)。	69

表目次

2.1	SGD の要求性能。衛星への取り付け(サイズ・重量)を含めてデザインの最適化をはかっているところであり、細かい数字は変わる可能性がある。	17
4.1	軌道上放射化シミュレーションで近似に用いるタイムスケール。	35
4.2	CdTe の陽子照射実験の諸元	36
4.3	実験で同定されたラインとシミュレーションとの比較。第4カラムの意味は○:十分な量が生成されている、△:生成されるが量が少ない、×:ほとんど生成されないものを示す。	38
4.4	Geant4 の物理プロセスの検証に用いた放射性同位体と検証した物理プロセス。	39
4.5	シミュレーションと文献値とのライン強度(イベント数)の比較。	40
4.6	シミュレーションと文献から予想したライン強度(イベント数)の比較。	43
4.7	シミュレーションと文献から予想したライン強度(イベント数)の比較。	45
4.8	実験で同定されたラインとシミュレーションとの比較。陽子照射後 18-40 日のスペクトルでラインを作る核種について示す。第4カラムの意味は○:十分な量が生成されている、△:生成されるが量が少ない、×:ほとんど生成されないものを示す。	48
4.9	CdTe 放射化実験、陽子照射後 18-40 日後のスペクトルにおいてラインを作る核種で主要なもの。	52
5.1	SGD1 ユニット(コンプトンカメラ 3 台)あたりに使用されている Si 素子、CdTe 素子、アクティブシールド及び Fine Collimator の詳細。	54
5.2	有効面積の計算時に使用した分解能等の各種パラメタ。 E は keV 単位でのエネルギー。	57
5.3	放射化由来バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件	58
5.4	CdTe 放射化バックグラウンドの 1hit における主要な核種のリスト。上:連続成分を作る主要な核種、下:ラインを作る核種。	60
5.5	CdTe 放射化バックグラウンドのコンプトンモード(Si-CdTe)における主要な核種のリスト。上:連続成分を作る主要な核種、下:ラインを作る核種。	61

5.6	BGOのスレッシュホールドが悪化したときにバックグラウンドの増加に寄与する核種のリスト。	63
5.7	放射化由来バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件	65
5.8	Fine Collimator 放射化由来のラインのうち、SGDのコンプトンモード (Si-CdTe) でのバックグラウンドに寄与する主要な核種。	66
5.9	中性子バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件	68

第1章 はじめに

伝統的な天文学においては、天体観測は可視領域で行われてきた。しかし、近年の観測技術の進歩に伴い、電波、赤外線、可視光、紫外線、X線、ガンマ線というあらゆる波長域での観測が可能となった。特にX線・ガンマ線は個々の光子のエネルギーが大きいこと、星間空間での吸収が少なく、放射の持つ情報が損失されにくいことから宇宙の高エネルギー現象を探るのに適した波長域である。X線・ガンマ線は地球大気の吸収を受けるため、地上観測が主であった1950年代以前は研究がなされていなかったが、1962年GiacconiによるX線星(Sco-X1)の発見を皮切りに、観測装置を搭載した人工衛星や気球が次々と打ち上げられ、高エネルギー天文学は大きな発展を遂げた。最近では、日本のASCA衛星(1993-2001)がX線望遠鏡とX線CCDカメラによる撮像分光観測の技術確立させ、10 keV以下の軟X線領域に見られる熱的放射の詳細な観測を可能とした。この後もNASAのChandra衛星(1999-)、ESAのXMM-Newton衛星(2000-)がASCAと同様の技術を発展させてきた。2005年にはこれまでの軟X線領域でのCCDカメラに加え、硬X線領域での観測を目的とした硬X線検出器(Hard X-ray Detector; HXD)を搭載した「すざく」衛星が打ち上がり、硬X線領域で世界最高精度での観測を実現した。ガンマ線観測では、位置分解能に優れた大気チェレンコフ望遠鏡を利用したヨーロッパのH.E.S.S.¹やMAGIC²などがTeVガンマ線観測分野で活躍している。GeVガンマ線領域でもFermi衛星(2008-)が次々と成果を上げている。

このように、高エネルギーガンマ線や軟X線領域では、着々と成果が上げられているが、数10 keVの硬X線や数100 keVの軟ガンマ線の領域では、上記の帯域に比べ、感度の低い観測しかなされていない。つまり、硬X線から軟ガンマ線での帯域での放射はまだ未解明な部分が多く残されており、今後はこの帯域での研究が高エネルギー宇宙物理学で大きな課題となってくる。そこで、我々はJAXA/ISASの次期X線天文衛星ASTRO-H(図1.1)のミッションとして、世界で初めての硬X線領域でのイメージング装置で、観測帯域が5-80 keVのHXI(Hard X-ray Imager)と観測帯域が10-600 keVで同帯域で世界最高感度を誇る軟ガンマ線検出器SGD(SoftGamma-ray Detector)の開発を行っている。

SGDの最大の特徴は主検出部にコンプトンカメラを用いた上で視野を絞った、「狭視野コンプトンカメラ」というコンセプトを採用していることである。「狭視野コンプトンカ

¹High Energy Stereoscopic System

²Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope

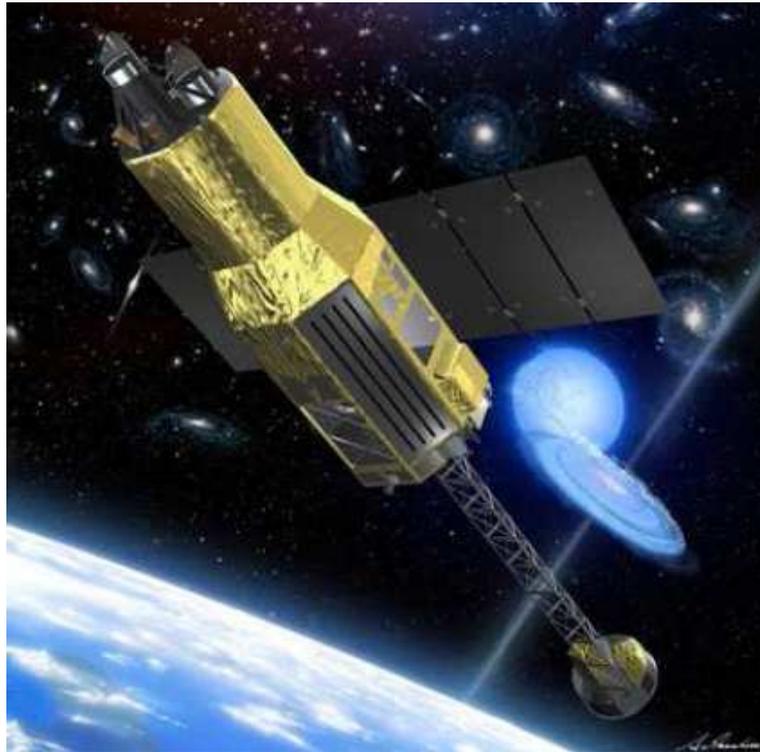


図 1.1: ASTRO-H の完成予想図

メラ」では、「すざく」衛星搭載HXDで採用された視野を絞るBGOアクティブシールドの中にSi素子とCdTe素子がスタック状に配置されている。Si素子でコンプトン散乱し、CdTe素子で光電吸収されたイベントに対し、コンプトン再構成を行うことでガンマ線の到来方向を検出し、その情報をバックグラウンド除去に利用することで、これまでに例のない高感度での観測を目指す。しかし、それでもバックグラウンドが完全にゼロに抑えられることはない。このため、設計・開発段階で、想定した通りにバックグラウンドを低減できているか、そのバックグラウンドレベルで要求感度を達成できているかを定量的に評価する必要がある。

SGDの主なバックグラウンド源は、大気中性子の弾性散乱によるものと[1]、衛星が軌道上で浴びる荷電粒子による、検出器自身の放射化によるものの2つである。特に放射化バックグラウンドは、生成された放射性同位体の崩壊に伴って生成され、崩壊の時定数が核種によって異なるためその正確な予想は難しく、HXDのバックグラウンドの評価でも、その複雑さのため長期成分のみしか正確に評価することができなかった。そこで本研究では、モンテカルロシミュレーションを用い、地上の加速器実験結果と照合しながら、SGDの軌道上放射化バックグラウンドの評価を行った。

第2章 狭視野コンプトンカメラを利用した軟ガンマ線検出器SGD

軟ガンマ線(サブ MeV-MeV) 帯域での観測はブラックホールや超新星残骸、銀河団などの高エネルギー天体の物理を解明するために有効なアプローチである。しかし、第1章で述べた通り、このエネルギー帯域での観測は他の帯域に比べて感度が制限されているため、未開の領域となっている。その大きな理由として、この帯域では光子と物質の相互作用の中でコンプトン散乱が支配的であるために、従来通りの観測方法では入射光子のエネルギー測定が困難であること、バックグラウンドイベントを除去するのが難しいことなどが挙げられる。SGDは、コンプトン散乱を積極的に利用し、かつ視野を絞った狭視野コンプトンカメラというコンセプトを採用した検出器であるため、これらの問題を解決することが可能である。この章では、観測対象である光子と物質の相互作用と、コンプトンカメラの検出原理について説明する。

2.1 ガンマ線光子と物質の相互作用

ガンマ線光子と物質の相互作用は、主に以下の3つの反応によるものがある。

1. 光電吸収
2. コンプトン散乱
3. 電子・陽電子対生成

これらの反応により光子のエネルギーが電子・陽電子に渡され、それらが物質中で電離や励起などによってエネルギーを失うことで、そのエネルギーを検出できる。これらの反応は物質によって支配的なエネルギーが異なる。例えばSiの場合は、図2.1左より、10 keV以下のX線帯域では(1)の光電吸収が支配的であり、100 keV程度から10 MeV程度の帯域では(2)コンプトン散乱が、数10 MeV以上では(3)対生成が主な反応となる。また図2.1右から分かるようにSiよりも原子番号の大きいCdTeの方がより高いエネルギーまで光電吸収の断面積が支配的となる。つまり、原子番号の大きな物質の方が光電吸収の反応断面積が大きく、光電吸収を利用した検出器に適しており、そのためSGDでは吸収体にCdTeを散乱体にSiを用いている。以下でそれぞれの反応についての詳細を説明する。

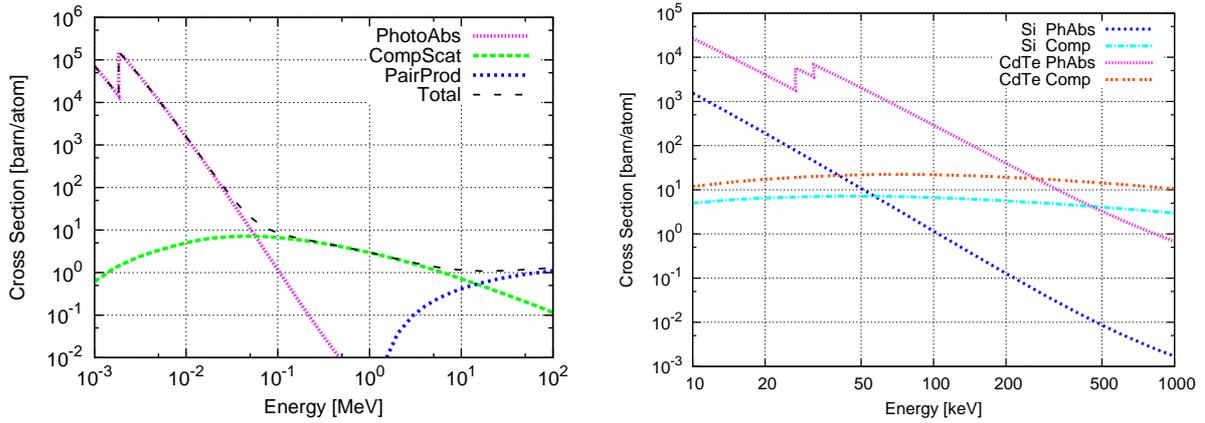


図 2.1: 左:Si の反応断面積。紫が光電吸収、緑がコンプトン散乱、青が電子・陽電子対生成、黒が全反応断面積である。右:Si 及び CdTe の反応断面積。青が Si の光電吸収、水色が Si のコンプトン散乱を示し、紫が CdTe の光電吸収、橙色が CdTe のコンプトン散乱を示す。

2.1.1 光電吸収

光電吸収は、光子の持つ全エネルギーが原子に束縛された電子に吸収されて、電子を放出する現象である。このとき放出される電子のエネルギー E_e は

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (2.1)$$

と表される。ここで、光子のエネルギーが E_γ 、電子の原子中での束縛エネルギーが E_B である。自由電子は、運動量保存則のため光子を吸収することはできない。しかし、原子に束縛された電子は、残りの原子核に反跳運動量が与えられるので光電吸収を起こすことが可能となる。光電吸収の断面積は、それぞれの電子殻の束縛エネルギー付近で急激に増大し、それを超えると減少する。そのため図 2.1 左で 1.84 keV 付近に見えるようなギザギザ構造を持つ。ここで見えているのは K 殻端であり、100 keV を超えるエネルギーの光子については、ほとんどの物質で K 殻電子による吸収が最も大きな寄与を持っている。K 殻電子との断面積 σ_K は以下のように近似される [2]。

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}\sigma_T\alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{3.5} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2.2)$$

ここで、 $\sigma_T (= 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2)$ はトムソン散乱断面積、 $\alpha (= \frac{1}{137})$ は微細構造定数である。式 (2.2) から、光電吸収の反応断面積は物質の原子番号 Z の 5 乗に比例することが分かる。このことから光電吸収によるガンマ線検出には、原子番号の大きな物質が有効であることが分かる。

2.1.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱は、光子と自由電子との弾性散乱である。物質中の電子は原子核に束縛されているので自由電子ではない。ただし、光子のエネルギーが電子の束縛エネルギーよりも十分大きいときには自由電子と見なすことができる。散乱前の電子の運動量をゼロとして、運動量保存則及びエネルギー保存則より、以下の式が与えられる。

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.3)$$

ここで、 E'_γ は散乱光子のエネルギー、 θ は光子の入射方向に対する散乱角である。電子1個に対するコンプトン散乱の断面積 σ_c はクライン・仁科の式によって与えられ、以下のように書ける [3]。

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_e^2 k^2}{2 k_0^2} \left(\frac{k_0}{k} + \frac{k}{k_0} - 2 \sin^2\theta \cos^2\chi \right) \quad (2.4)$$

ここで、 r_e^2 は電子の古典半径、 k_0 、 k は入射光子、散乱光子の運動量、 χ は偏光ベクトルに対する散乱方位角である (図 2.2)。原子内の軌道電子は各々独立に散乱すると考えられるので物質中での散乱断面積は、原子番号 Z に比例することがわかる。また、式 (2.4) は光子のエネルギーを用いて以下のようにも書ける。

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_e^2 \varepsilon^2}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon - 2 \sin^2\theta \cos^2\chi \right) \quad (2.5)$$

ただし、

$$\varepsilon = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.6)$$

であり、入射光子と散乱光子のエネルギー比を表す。 E_γ と θ が一定のとき、式 (2.5) は次のように書ける。

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = A - B \cos 2\chi \quad (2.7)$$

ここで、 A 、 B は定数であり、 $A \geq B$ の関係がある。式 (2.7) は $\chi = 90^\circ$ または 270° で最大となるので、コンプトン散乱は偏光ベクトルと直角方向に起こりやすい。これはコンプトン散乱の異方性として知られている。光子が散乱した方向の分布を調べることで、SGD では偏光の測定も可能であり、ブラックホールまわりの降着円盤や、ジェットの磁場構造などを探ることが可能となる。

2.1.3 電子・陽電子対生成

対生成は、光子が電子・陽電子対に変換される反応であり、図 2.1 から分かるように光子のエネルギーが $2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$ を超えると起こりうる。対生成の断面積は、光子の

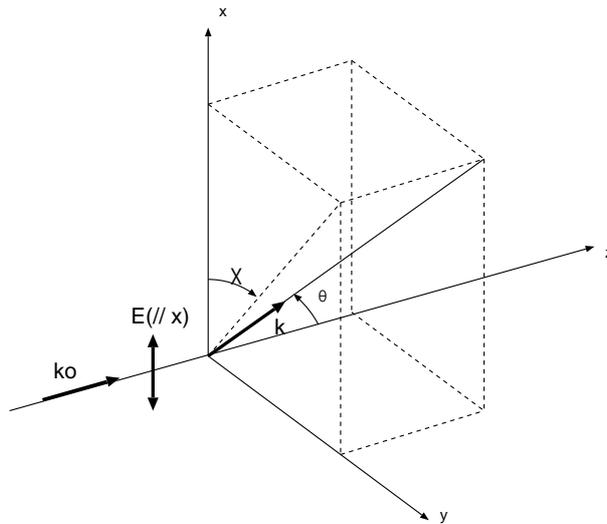


図 2.2: 偏光した光子がコンプトン散乱する概念図

エネルギーが $2m_e c^2$ で立ち上がり、1 GeV 付近で漸近値となる。 $E_\gamma \gg m_e c^2$ の場合、以下のように近似できる [3]。

$$\sigma_{pp} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{9} \right] \quad (2.8)$$

GeV ガンマ線検出器では、生成した電子・陽電子の軌跡のトラッキングとエネルギー測定を行うことで、入射光子のエネルギー及び方向を得るような仕組みになっている。Fermi 衛星 (2008-) 搭載 LAT¹ 検出器は、この原理を用いた代表的な検出器である。

2.1.4 ガンマ線光子・物質間相互作用と検出器デザイン

2.1 節からわかるように、Z が大きい物質ほど光電効果の反応断面積が大きく、またコンプトン散乱に対して光電効果が卓越するエネルギー領域が広がる。したがって、光電吸収型の検出器である HXD では原子番号の大きい GSO 結晶² が主検出部に用いられている。一方、SGD はコンプトン散乱を利用した検出器であり、ガンマ線光子をコンプトン散乱させる構造と散乱光子を光電吸収させる構造が必要となる。図 2.1 からわかるように、Z の小さい物質ほど光電吸収に対してコンプトン散乱が卓越するエネルギー領域が広がる。しかし、Z が小さすぎると反応断面積が小さくなるため、検出器としては有効でない。そのため SGD では、原子番号の比較的小さい Si を散乱体として上に置き、吸収体として原子番号の大きい CdTe をその下側及び側面に配置している。

¹Large Area Telescope

²化学式は Gd_2SiO_5 。HXD で使用したものは光量が増えるように Ce をドープしている。

2.2 コンプトンカメラの検出原理

コンプトンカメラは、検出器内でのコンプトン散乱を検出することで入射光子の情報を得るものである。その基本原理は、2.1.2節で述べたコンプトン散乱の運動学に基づいたコンプトン再構成にある。コンプトンカメラは、最も単純には、散乱体と吸収体一対の検出器から構成される。図2.3にコンプトンカメラ及びコンプトン再構成のイメージ図を示す。入射光子は、まず散乱体でコンプトン散乱する。反跳電子は散乱体内で止まりエネルギー E_1 を損失する。一方、散乱光子は吸収体で光電吸収されエネルギー E_2 を損失する。コンプトン散乱の散乱角を θ とすると、式(2.3)より、

$$\cos\theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2} \quad (2.9)$$

となる。入射エネルギー E_{in} は、 $E_{in} = E_1 + E_2$ として求めることができる。

散乱体におけるコンプトン散乱と吸収体における光電吸収の反応位置と式(2.9)から求まる散乱角を用いて、光子の到来方向を円環に制限することができる。散乱角 θ で決定される円錐は光子のソース(ガンマ線源)が存在し得る領域であり、コンプトンコーン(compton cone)と呼ばれる。同一のガンマ線源から複数のイベントを得ると、円環の交点からガンマ線源の位置、つまり光子の到来方向を特定することができる。このように測定されたエネルギーと反応位置を用いてコンプトン再構成するため、検出器には高いエネルギー分解能及び位置分解能が必要とされる。

入射光子が1 MeV以上では、光電吸収する確率が低くなってくるため、2回以上コンプトン散乱するイベントを検出する多重コンプトンカメラが有効である。この多重コンプトンカメラの運動学の詳細については[6], [7]を参照されたい。

2.3 次期X線天文衛星ASTRO-H搭載軟ガンマ線検出器SGD

2.3.1 狭視野コンプトンカメラ

衛星軌道上で行う観測では高いバックグラウンドレベルが障害となる。コンプトンカメラの持つ、光子到来方向を検出する能力をバックグラウンド除去に利用するのが、我々SGDチームが開発を進めている「狭視野コンプトンカメラ」である。これは、現在軌道上で観測中の「すぎく」衛星搭載硬X線検出器HXD(Hard X-ray Detector)で使用しているバックグラウンド除去技術である井戸型アクティブシールドとコンプトンカメラを組み合わせたものである。

図2.4にHXDの概観図と断面図を示す[4]。HXDではSiPINダイオード検出器とGSO結晶シンチレータからなる主検出器が井戸型のBGO結晶³シンチレータによるアクティ

³化学式は $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$

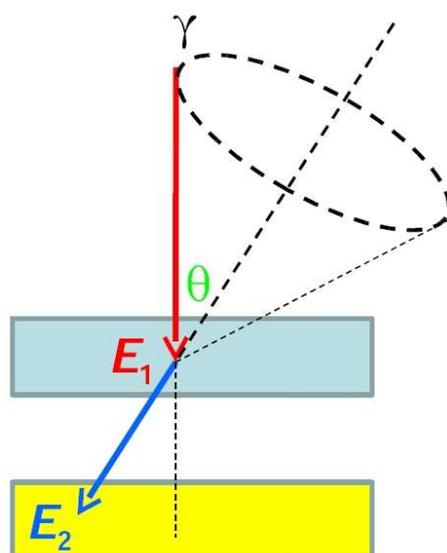


図 2.3: 最も単純なコンプトンカメラの構成。散乱体で E_1 、吸収体で E_2 の損失エネルギーを測定することで散乱角を求められる。また、検出位置も測定し、散乱角の情報と合わせることで、光子の到来方向を円環に制限することができる。

ブシールドの底に配置されている。アクティブシールドは積極的に信号を読み出すようになっており、これとの反同時計数を取ることで、荷電粒子イベントや荷電粒子に由来するガンマ線イベントを除去可能である。これにより、バックグラウンドを大幅に低減させることに成功し、HXD は 20-300 keV での観測において世界最高レベルの感度を達成している。

しかし、HXD のバックグラウンド除去能力を持ってしても、軟ガンマ線帯域の感度は他の帯域で達成されている感度には程遠い(2.3.2 参照)。感度を制限している原因はやはり衛星軌道上の宇宙線バックグラウンドであり、HXD でも落とし切れなかったバックグラウンドへの対処が必要である。アクティブシールドとの反同時計数で除去できないバックグラウンドイベントとしては、大気中性子や検出器の放射化由来のものが挙げられる。これらの詳細は第 3 で述べる。これらのバックグラウンドもできるだけ除去し、過去に例のない高感度を実現すると期待されるのが「狭視野コンプトンカメラ」である。その例として、図 2.5 に SGD の断面図を示す。HXD と同様に、井戸型アクティブシールドの底に主検出器となるコンプトンカメラを配置する。

2.2 節で述べたように、コンプトンカメラには高いエネルギー分解能及び位置分解能が必要とされる。優れたエネルギー分解能を達成するためには、シンチレータ等を使用せずに半導体検出器のみでコンプトンカメラを構成するとよい。また、電極のピクセル分割やストリップ分割によって高い位置分解能を得られる。一方、アクティブシールドは、天体

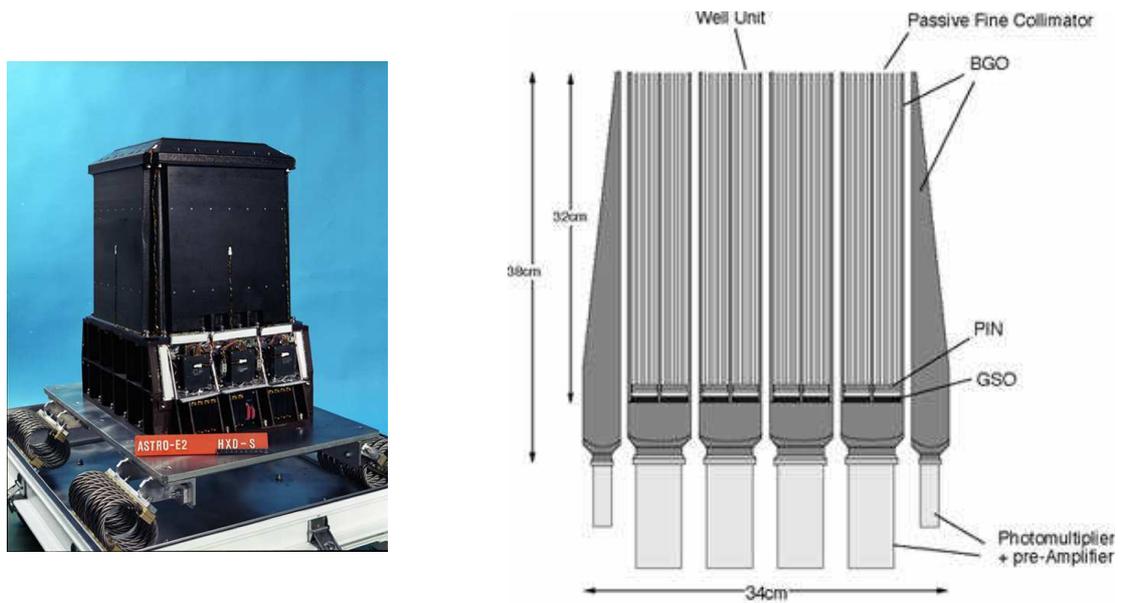


図 2.4: HXD の概観 (左) と断面図 (右)[4]

からのガンマ線光子をほぼ真上からに制限する役割を担う。これにより、真上から入射するガンマ線光子以外は全てバックグラウンドであるという制限を付けることができ、コンプトンカメラによる光子到来方向の情報を組み合わせることでバックグラウンドを除去する。具体的には、コンプトンカメラで検出したイベントに対してコンプトン再構成を行い、到来方向が真上であることに矛盾しないイベントを選択し、それ以外はバックグラウンドイベントとして除去する。これにより、光子反応でない中性子イベントや検出器内部の放射化由来のバックグラウンドなど、HXD では落とし切れなかったバックグラウンドイベントも大幅に除去することが可能となる。SGD ではこれに加え金属のファインコリメータで視野をさらに絞り、低エネルギー側で問題になりうる混入限界を下げる。

2.3.2 軟ガンマ線検出器 SGD

2013 年度打ち上げ予定の次期 X 線天文衛星 ASTRO-H には 4 種類の検出器が搭載され、軟 X 線から軟ガンマ線まで 3 桁にも及ぶ幅広いエネルギー帯域でブラックホールや銀河団などの高エネルギー天体を観測する予定である。その ASTRO-H に搭載する軟ガンマ線領域の検出器として、我々のチームが提案・開発しているのが「狭視野コンプトンカメラ」のコンセプトを用いた軟ガンマ線検出器 SGD である。SGD における「狭視野コンプトンカメラ」は、HXD で実績のある BGO 結晶シンチレータを用いた井戸型アクティブシールドと、シリコン (Si) 及びテルル化カドミウム (CdTe) を用いたコンプトンカメラとの組み合わせで構成されている。

表 2.1 に SGD の要求性能を、図 2.6 に現設計での有効面積とバックグラウンドレベル

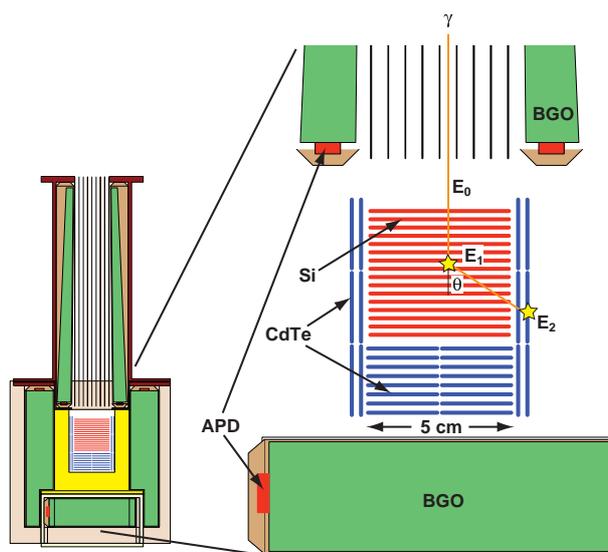


図 2.5: SGD の断面図 [5]

エネルギー帯域	10–600 keV
エネルギー分解能	< 2 keV @ 40 keV
有効面積	20 cm ² @ 100 keV (コンプトンモード)
視野	±0.5 deg (≤150 keV)

表 2.1: SGD の要求性能。衛星への取り付け(サイズ・重量)を含めてデザインの最適化をはかっているところであり、細かい数字は変わる可能性がある。

を示す。また、図 2.7 には HXI/SGD や他の検出器の感度比較を示す。SGD は 10-600 keV を観測ターゲットとしている。同じく ASTRO-H に搭載予定の硬 X 線撮像検出器 HXI は 5-80 keV を観測ターゲットとしており、両者を合わせて硬 X 線から軟ガンマ線の広帯域・高感度観測の実現を目指す。SGD は、HXI の感度が落ち始める 60 keV 程度から 300 keV 程度までのエネルギー帯域で、特に高精度の観測を求められる。既に 2.1 節で述べたように SGD が高精度観測を求められる帯域における反応断面積は、Si の場合はコンプトン散乱が卓越しており、CdTe の場合は光電吸収が卓越している (図 2.1)。このことから、SGD は ASTRO-H に適した検出器であることが分かる。

SGD ではコンプトンモード、光電吸収モードという 2 つの観測モードを用意することになっている。「コンプトンモード」は散乱体、吸収体における 2 ヒットイベントについてコンプトン再構成を行い、光子到来方向の情報をバックグラウンド除去に用いる。これにより、HXD では除去できなかったバックグラウンドイベントまでも落とし、過去に例のない高感度観測を達成できる。一方、「光電吸収モード」は検出器内で光電吸収したイ

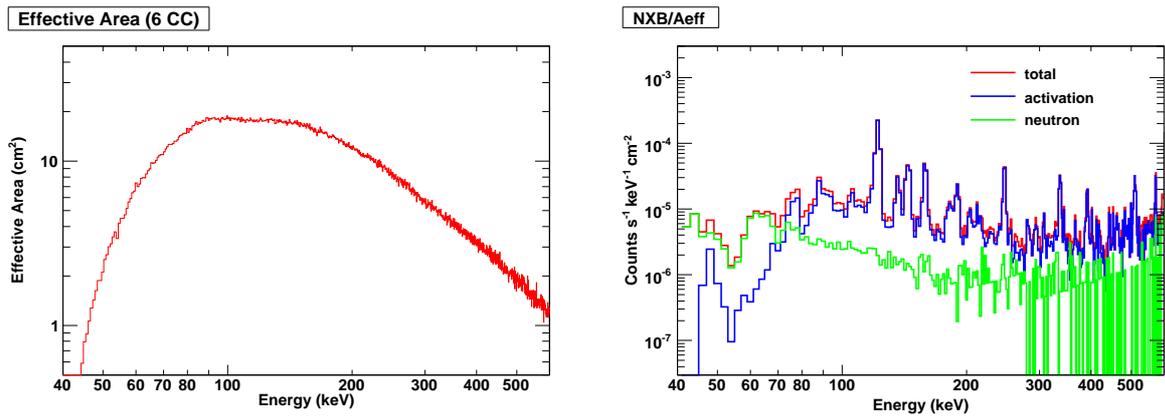


図 2.6: ASTRO-H チーム内に公開している SGD のコンプトンモードにおける有効面積 (左) とバックグラウンド (右)

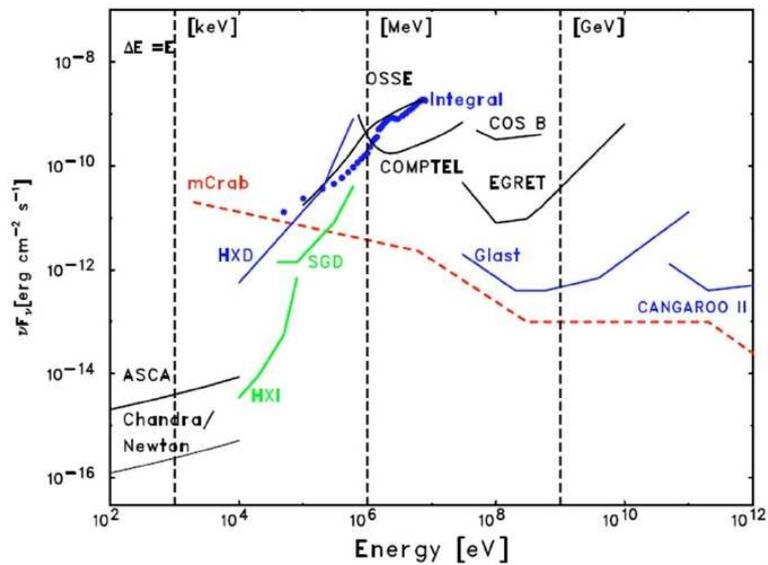


図 2.7: HXI/SGD の要求感度及び他の検出器の感度 [7]

メントを選び出す。このモードは低エネルギー側で検出効率がほぼ 100% となり統計が良くなるため、バックグラウンドレベルに左右されない明るい天体の短時間変動を追うような観測に有効である。

また SGD の配置に関しては、コンプトンカメラ 3 台を 1 列に並べたものを衛星サイドパネルに取り付ける予定である。これを左右対称になるように 2 ユニット設置する。

第3章 SGDのバックグラウンド源

これまで、軟ガンマ線領域での観測の最大の障害は高いバックグラウンドレベルにあった。SGDでは、狭視野コンプトンカメラという新しいコンセプトを採用し、バックグラウンドを徹底的に除去することで過去に例のない高い感度での観測を目指す。本章では、バックグラウンドの源となる宇宙線とバックグラウンドを生み出す物理プロセスについて説明する。

3.1 宇宙線と宇宙線由来のバックグラウンド

宇宙線を発見したのはオーストラリアの科学者 Hess である。1912年8月に自由気球に検電器を積み、高度4 kmまで上昇し、上昇に伴い電離度が増すことを確かめた。この観測結果より、地球外部から強力な放射線、すなわち宇宙線が入射してきていると考えられるようになった。その後の研究により、宇宙線の組成やその起源に関して、様々なことが明らかになった。宇宙線は現代天文学の中でも重要なテーマのひとつであるが、SGDによる観測では観測機器へ入り込み、天体信号と認識されるバックグラウンド源となってしまう。通常、衛星軌道上に打ち上げる観測機器は、様々な工夫を凝らしてなるべくバックグラウンドを低く抑えられるように設計される。しかしそれでも除去しきれないバックグラウンドは存在する。一口にバックグラウンドと言っても、様々な宇宙線粒子が様々なプロセスを経て疑似信号となりうるためその評価は容易ではない。

そこで我々はバックグラウンド源となりうる主要な宇宙線に対し、モンテカルロシミュレーションを用いてSGDのバックグラウンドを評価する仕組みを開発している。評価を行うに当たって、軌道上の宇宙線環境をモデル化したスペクトルが必要な道具立てとなる。本節では、シミュレーションで仮定した衛星軌道上での宇宙線環境とバックグラウンド(疑似信号)を作り出す物理プロセスについて説明する。SGDが観測を行ういわゆる低周回軌道(Low Earth orbit; 3.1.3節参照)での宇宙線環境は主に以下の3種類に分けられる。

1. 一次宇宙線
2. 二次宇宙線
3. SAA由来の荷電粒子

これらが衛星内に入り込み、検出器と相互作用することでバックグラウンドとなる。その粒子種ごとのモデルスペクトルを図3.1に示す。衛星軌道上において宇宙線は一様に降ってくる訳ではない。そのため、宇宙線環境を再現する際は、軌道一周分の平均強度に基づくスペクトルを用いる。こうすることにより、東西効果などの複雑な要素を単純化してシミュレートできる。スペクトルを作成したのは東京大学牧島研究室の山田氏であり、氏の作成したモデルスペクトルをチーム全体で検証した。モデルスペクトルは、ASTRO-H軌道上かつ 4π 方向からの入射の平均をとったスペクトルである。それぞれの成分について以下で説明する。

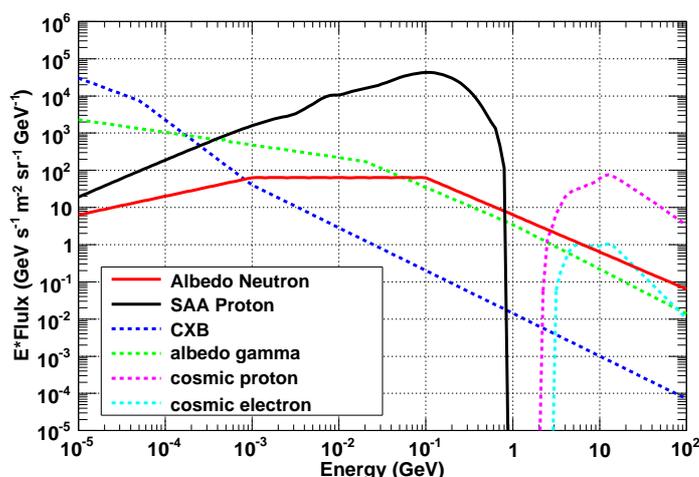


図 3.1: SGD シミュレータで用いる宇宙線のモデルスペクトル。ASTRO-H 衛星の軌道(高度 550 km、軌道傾斜角 31°)を仮定している。横軸:粒子の運動エネルギー、縦軸:エネルギー×フラックスである。それぞれCXB(青破線)、大気ガンマ線(緑破線)、一次陽子(紫破線)、一次電子(水色の破線)、大気中性子(赤実線)、SAA の束縛陽子(黒実線)を示す。実線で示した大気中性子及び SAA 陽子が、SGD では主要なバックグラウンド源となる。

3.1.1 一次宇宙線

地球大気と反応する前の宇宙線のことを一次宇宙線という。図 3.2 に一次宇宙線のスペクトルを示す。スペクトルはベキ型であり、最もエネルギーが高いところは 10^{20} eV 程度まで伸びていることが確認されている。ベキの折れ曲がりを入の足になぞらえて、 10^{15} eV 付近の折れ曲がり knee、 10^{19} eV 付近の折れ曲がり ankle と呼ぶ。一次宇宙線の主要な成分は原子核であり、その大部分は陽子であることが分かっている。

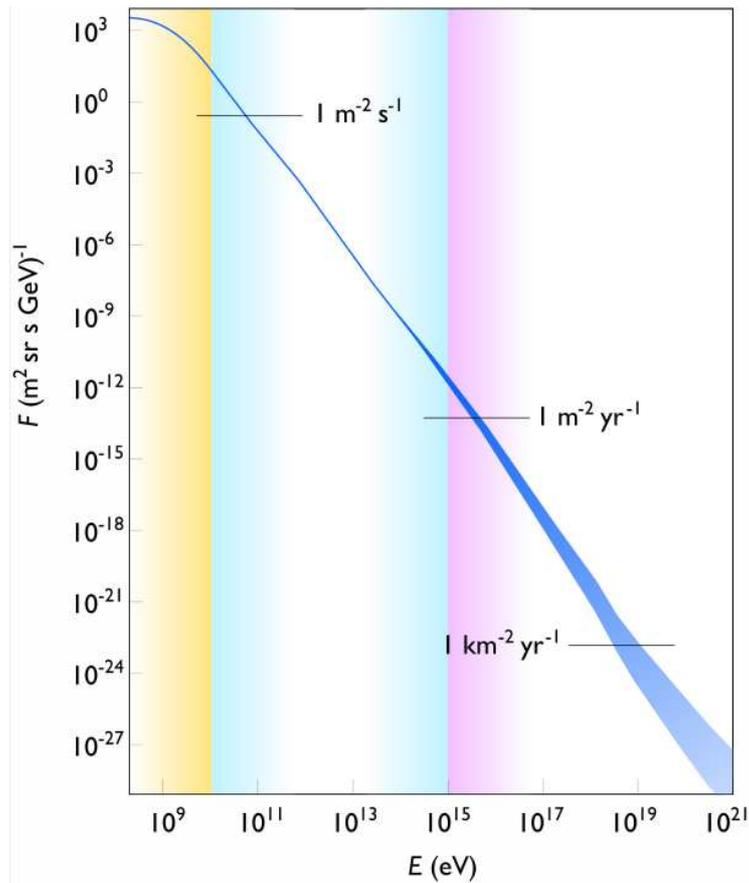


図 3.2: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [8]

一次宇宙線由来のバックグラウンドの中で、SGDのバックグラウンド源として効きうるのは、CXB(Cosmic X-ray Background; 宇宙X線背景放射)、陽子、電子・陽電子である。He以上の原子番号の大きな原子核も存在するが、陽子と比べると数%でしかない。また、同じ正電荷を持ち質量が異なるだけで相互作用が似通っているため、陽子と同様に扱うものとする。以下、各々の成分について簡単に説明する。

CXB

宇宙のあらゆる方向からほぼ一様等方に地球へ降り注ぐX線があり、これを宇宙X線背景放射(CXB)と呼ぶ。Chandra衛星により、2-10 keVにおけるCXBが詳しく調べられ、その起源の75%程度は活動銀河核からの放射が占めていると考えられている。CXBは全天にほぼ一様等方に分布しているため、必然的にSGDの視野に入り込んでくる。CXBは除去できないため、X線天体のスペクトル解析をするときは、天体周辺の何も無い領域(=CXBが支配的とみなす)のスペクトルを差し引くことで考慮するのが一般的である。

SGDではCXBの寄与は、視野の大きさに比例する。このためCXBのフラックスの大きい低エネルギー側では、視野を絞るための金属のコリメータ(ファインコリメータ)を挿入している。このファインコリメータは、観測対象でない天体からのイベントの混入を低減させる役割も担う。

陽子

陽子は一次宇宙線の荷電粒子の中で最も数が多い、低エネルギーほど数が多いが地球は0.4 Gauss程度の磁場を持つため、低エネルギーの陽子は低周回軌道を持つ衛星の軌道までは届かない。鉛直方向から飛来した宇宙線粒子が地表に到達するために必要な最低限の硬度(運動量と電荷の絶対値の比)のことをCOR(Cut Off Rigidity)と呼ぶ。CORの値が大きいほど地磁気によるシールド能力が大きいことを意味する。一次宇宙線の主成分は陽子であり、硬度の単位[GV]はそのまま[GeV]単位の運動量に対応する。ASTRO-H衛星はCOR>2 GeVの軌道上で観測を行うため、モデルスペクトルもそれに準ずるものとしている。

陽子は荷電粒子である。荷電粒子が物質を通過するときの反応の種類には以下のようなものがある。

1. 物質中の電子との電磁相互作用
2. 原子核との弾性散乱
3. 原子核との反応(非弾性衝突)

一般に、番号が小さい反応ほど起こる確率は大きい。一次陽子は2 GeV以上の高エネルギー荷電粒子のため、(1)の反応を起こしながら検出器を貫くイベントが最も多いが、SGDはBGOアクティブシールドによるvetoをかけることにより、このようなイベントはほぼ全て除去できる。

注意すべきイベントは、一次粒子とSGDの周辺物質との(3)非弾性散乱により生成される即発の中性子や光子がSGDに入り込むイベントである。SGDの視野内には、硬X線望遠鏡やサイドパネルが設置されていて、BGOによるアクティブシールドが効かないのでバックグラウンド源となり得る。また、中性子の場合は、視野外の衛星筐体の物質もバックグラウンドに寄与し得る。

電子・陽電子

電子・陽電子はともに荷電粒子であり、BGOを貫いてSGD本体に到達するようなイベントは一次陽子と同様にアクティブシールドでほぼ完璧に落とすことができる。またこ

れらは質量が小さく高エネルギーのため、原子核の電場による散乱で光子を放射(制動放射)することによるエネルギー損失が大きい。よって電子・陽電子由来のバックグラウンドとしては、視野内物質での制動放射によるものが支配的になると考えられる。

3.1.2 二次宇宙線

一次宇宙線が大気に突入すると、大気中の窒素や酸素などの原子核と相互作用して二次宇宙線を生成する。図 3.3, 3.4 は二次宇宙線が生成されるプロセスを模式的に示したものである。TeV より低いエネルギーの陽子と原子核の相互作用の断面積 σ は次のように近似できる [9]。

$$\sigma = \sigma_0(A^{1/3} + \alpha)^2 \quad (3.1)$$

ここで、 A は質量数、 $\sigma_0 = 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\alpha \approx 0.2$ である。式 (3.1) を平均自由行程 $\lambda [\text{g/cm}^2]$ で表すと次のようになる。

$$\lambda = \frac{A}{N_A \sigma} \quad (3.2)$$

ここで、 N_A はアボガドロ数である。式 (3.2) より、大気中で核子は約 90 g/cm^2 に一回核衝突を起こして、その度に窒素や酸素の原子核から多数の核子を叩き出し、何個かの π 中間子を生成する。中性の π^0 はすぐに 2 個の光子に崩壊して電磁カスケード源となる。一方、 π^\pm は核子と同様の核衝突を起こすことで核カスケード源となる。このように大気上層部で生成された粒子群がさらに種々の相互作用を繰り返しつつ、発達した二次成分が雨のように降ってくる現象のことを空気シャワーと呼ぶ。これはまた二次宇宙線の源ともなる。

二次宇宙線の中でも中性子は SGD の検出部と弾性散乱することでバックグラウンドとなる。また、低エネルギーの陽子は地磁気に捕われて、検出器の放射化によるバックグラウンド源となる。これら地球大気由来の二次宇宙線は、衛星の下側、つまり地球側からも降ってくる。二次宇宙線の中でも特に注意して見積もりたい粒子は、中性子と地磁気異常帯 (SAA) に捕えられた陽子である。SAA 陽子については 3.1.3 節で詳しく述べる。以下では大気中性子と光子 (大気ガンマ線) について説明する。

中性子

中性子は検出部との弾性散乱によってエネルギー損失することでバックグラウンドとなりうる。大きなエネルギーを失うには、原子番号の小さな物質と衝突する必要があるので、BGO アクティブシールドで有効に落とすことが難しい¹。従って SGD の主要なバックグラウンド源となる。

¹原子番号の小さなプラスチックシンチレータで中性子弾性散乱イベントを落とすには、巨大な体積が必要となり、重量とサイズの制限が厳しい衛星システムでは現実的ではない。

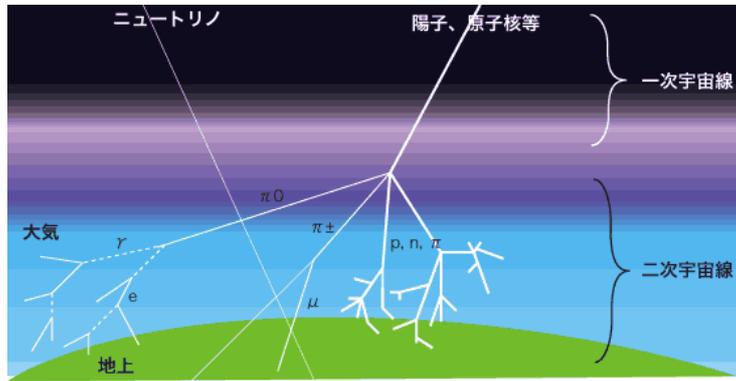


図 3.3: 二次宇宙線が生成されるイメージ [10]

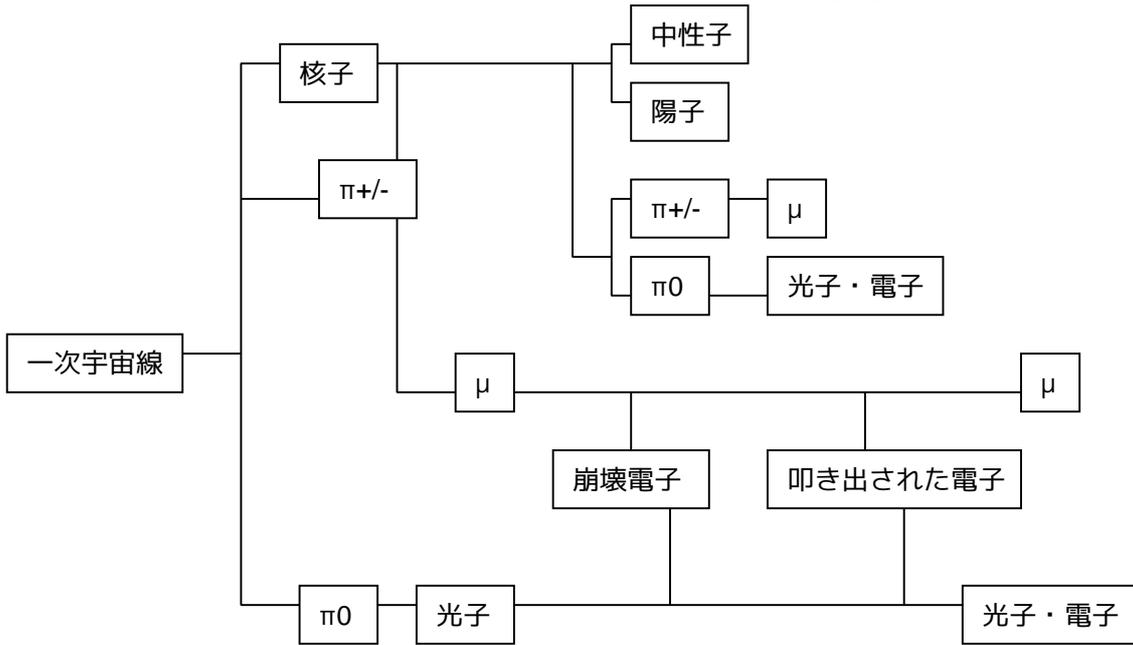


図 3.4: 二次宇宙線の変換過程 [11]

「すぎく」衛星搭載硬 X 線検出器 HXD では徹底的にバックグラウンドを低減することにより、過去に行われたバックグラウンドの大きなミッションではあまり重要視されてこなかったバックグラウンドが顕在化した。HXD はアクティブシールドにより荷電粒子や光子は効率良く除去できるため、残存バックグラウンドは中性子由来であると考えられた。そこで、理論計算に基づく大気中性子のスペクトルを仮定したモンテカルロシミュレーションにより評価したところ、HXD-PIN のバックグラウンドの 1/2 程度を再現できた。仮定したスペクトルには factor 2 程度の不定性があること、軌道上でのバックグラウンドの増減が中性子フラックスの増減と合致することなどから、HXD-PIN のバックグラウンドの主要成分は中性子由来であるという確証が得られた [1]。

光子

衛星が天体を向いているとき二次宇宙線光子は SGD の底部方向から入ってくるため、ほとんどバックグラウンドにならないが、ケーブルを通すための BGO シールドの隙間などから光子が入り込むことは避けられない。検出部に直接当たらないような設計をしているが、SGD を構成する物質とコンプトン散乱して検出部に跳び込む光子がバックグラウンドになりうる。このためモンテカルロシミュレーションによる評価が大切になる。

3.1.3 SAA

SAA(South Atlantic Anomaly) とは、ブラジル上空にある南大西洋地磁気異常帯のことである(図 3.5)。地球に入射した宇宙線のうち、低エネルギーの荷電粒子は地球磁場に捕まり、それに沿った放射線帯を作る。ASTRO-H のとる低周回軌道(高度約 550 km)はこの放射帯の下にあり、そのため低いバックグラウンドを達成できる。しかし、地球中心と磁気中心がずれているため、放射線帯が ASTRO-H 衛星の軌道上(地上 550 km、傾斜角 31°)に食い込んでくる場所がある。これを SAA と呼んでいる。SAA では大量の荷電粒子(主に陽子)が流れ込んでくる。その密度は他の領域に比べて 1000 倍以上もあり、衛星が 1 日に浴びる荷電粒子の約 90% 以上にも及ぶ。この大量の荷電粒子により検出器が放射化し、天体信号を受け取る検出器自身がバックグラウンド源となってしまう。

SGD では、主検出部やアクティブシールド、ファインコリメータに原子番号の大きな物質を用いている。一般に原子番号の大きな物質ほど放射化の影響は大きいので、主要なバックグラウンド成分となりうる。HXD の開発段階でも放射化由来のバックグラウンドについて考慮したが、事前に評価できたのは長期成分のみであった。なぜなら HXD 開発時にはシミュレーション環境などが整っておらず、半減期 1 日以下の短期成分を計算することは非常に困難だったからである。SGD では、モンテカルロシミュレーションにより、短期成分も含め放射化由来バックグラウンドを見積もる。

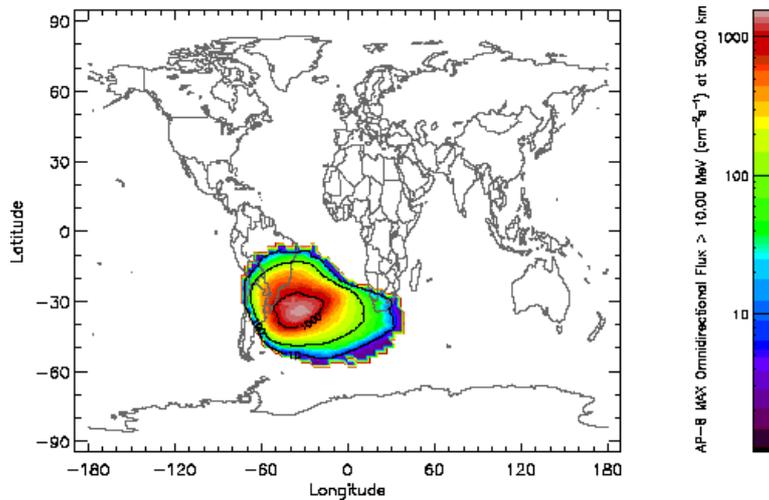


図 3.5: SAA 陽子の flux の世界地図分布 [12]。ブラジル上空の色付き部分が SAA である。紫から赤になるにつれて陽子の flux が高くなる。

3.2 中性子と物質の相互作用

中性子は光子と同様、電荷を持たず、相互作用は原子核との強い相互作用があるのみである。従って断面積は小さく、シールドするのが難しいと言える。中性子と物質の反応には以下のようなものがある。

1. 原子核との弾性散乱
2. 非弾性散乱
3. 中性子捕獲

この中で、(1) 中性子と検出部半導体の原子核との弾性散乱イベントが SGD における主要なバックグラウンド源のひとつになることが、「すぎく」衛星搭載硬 X 線検出器 HXD の経験より明らかになった。中性子由来のバックグラウンドについての詳細は梅木修論 [1] を参照されたい。

3.3 原子核の崩壊と検出器の放射化

自然界には、自然に崩壊し粒子または電磁波を放出するものがあり、このような元素を放射性元素、放出される粒子を放射線と呼ぶ。広義には、高エネルギーの粒子および電磁波を放射線と総称する。1896 年にベクレルがウラン鉱石から放射線が出ているのを発見したのが放射能の研究の始まりである。その後の研究から崩壊に様々な種類があることが

明らかになった。低周回軌道をとる衛星では、SAAの通過に伴い大量の陽子を浴び、検出器中の物質が放射性同位体となる。これを放射化と言う。この放射性同位体の崩壊は検出器信号となるため天体観測にとってはバックグラウンド源となってしまう。本節では、放射性同位体の主要な崩壊プロセスと、放射性同位体を作り出す反応について説明する。

3.3.1 原子核の崩壊

多くの元素は質量数の異なる同位元素を持つ。これら同位元素の中でも原子核が不安定で、高エネルギー粒子を放出して崩壊を起こすものが放射性同位体である。放射性同位体の崩壊には以下のようなものがある。

1. α 崩壊
2. β 崩壊
3. γ 崩壊

原子核がこれらの崩壊を起こすとき、反応前後の粒子の静止質量の差をQ値と呼ぶ。より一般には次のような場合を考える。ある核種Aに入射粒子aを照射すると粒子bが放出され、新しく核種Bが生成する。このとき、核種A、B、粒子a、bの静止質量を m_A 、 m_B 、 m_a 、 m_b とするとこの反応のQ値は

$$Q = \{(m_A + m_a) - (m_B + m_b)\}c^2 \quad (3.3)$$

と書ける。Q値が正の場合はエネルギーQが核種Bと粒子bの運動エネルギーとして放出され、Q値が負の場合はエネルギーをQだけ吸収しなければ反応が起こらない。前者を発熱反応、後者を吸熱反応と呼び、前者は自然界でも起こり得るが、後者は外部からエネルギーを吸収しなければ反応が起こらない。この反応を起こすには、入射粒子の運動エネルギー E_a が次の式で与えられる閾値以上でなければならない。

$$E_a = -Q \frac{m_A + m_a}{m_A} \quad (3.4)$$

SGDの検出器の放射化では、3つの崩壊の中でも(2)の β 崩壊(β^+ 崩壊)と(3)の γ 崩壊により崩壊を起こし、それに伴って発生する硬X線・軟ガンマ線が主なバックグラウンド源となる。以下で、各反応を説明する。

α 崩壊

α 崩壊は原子核が α 粒子(${}^4_2\text{He}$ 原子核)を放出する反応であり、一般には質量数が200を超えるような重い原子核における重要な崩壊過程である。この反応式は以下のように表わ

される。



この反応の Q 値は、

$$Q = m_X - m_Y - m_\alpha \quad (3.6)$$

となり、Q 値が正の値をとるとき、 α 粒子は運動エネルギーを持って自発的に放出される。

β^- 崩壊

β^- 崩壊は原子核中の中性子が崩壊し、電子と中性微子 (ニュートリノ) を放出する反応である。この反応式は以下のように表される。



この反応の Q 値は、

$$Q = m_n - m_p - m_e = 0.783 \text{ MeV} \quad (3.8)$$

となり、Q 値が正であることから自然に起こりうる反応であることが分かる。ここでニュートリノの質量はゼロとした。原子核中の中性子の場合も



という反応の Q 値

$$Q = m_X - m_Y - m_{e^-} = M_X - M_Y \quad (3.10)$$

が正 ($M_X > M_Y$) であれば自然に起こり得る。ここで m_X 、 m_Y は原子核としての質量、 M_X 、 M_Y は原子としての質量を表す。 β^- 崩壊は電子を放出する反応であり、また反応エネルギーの一部をニュートリノが持ち去るため、放出された電子の運動エネルギーは連続的な分布をとる。

β^+ 崩壊

β^+ 崩壊は原子核中の陽子が崩壊して陽電子を放出する反応である。この反応式は以下のように表される。



この反応の Q 値は負となり、自然には起こりえない。しかし、原子核中では可能となりうる。



という反応を考えると、その Q 値は、

$$Q_{\beta^+} = m_X - m_Y - m_{e^+} = M_X - (M_Y + 2m_e) \quad (3.13)$$

なので、 $M_X > M_Y + 2m_e$ であれば反応は起こりうる。生じた陽電子は物質中でクーロン相互作用によりエネルギーを失い、最後は電子と対消滅を起こして 511 keV の 2 本のガンマ線を出し、バックグラウンド源となる。

電子捕獲 (Electron Capture; EC)

電子捕獲反応は、原子軌道を回っている電子を原子核中の陽子が吸収して中性子へと変わる反応で、 β^+ 崩壊と競合する過程である。この反応式は以下のように表される。



β^+ 崩壊は親核種と娘核種の原子としての質量の差が 1.02 MeV 以上なければ起こらないが、電子捕獲は捕獲する電子の束縛エネルギー以上の差があれば起こる。このため β^+ 崩壊は起こせなくても電子捕獲をするものがある。この反応では原子の軌道に空準位ができるため、上の準位から電子が遷移して特性 X 線を出し、これもバックグラウンド源となる。また、特性 X 線の代わりに外側の電子がエネルギーを受け取って飛び出すことがあり、この電子をオージェ電子と呼んでいる。

γ 崩壊

β 崩壊などで生じた励起状態にある原子核が光子を放出して基底状態に遷移する現象を γ 崩壊と呼ぶ。図 3.6 は ${}^{127}_{51}\text{Sb}$ の崩壊過程を示している。 ${}^{127}_{51}\text{Sb}$ は β^- 崩壊後、様々なエネルギーの励起状態の ${}^{127}_{52}\text{Te}$ となり、 γ 崩壊を起こして基底状態となる。この時、数 10 keV から数 MeV のガンマ線を放出する。励起状態の寿命は一般には非常に短いですが、なかには 10 分から 100 日程度までの寿命が長いものも存在し、これらをアイソマー (isomer) と呼ぶ。 ${}^{127}_{52}\text{Te}$ の場合は、アイソマーは 88.3 keV の励起状態にあり、109 日という大変長い寿命を持つ。これは 97.6 % の確率で γ 崩壊 (アイソマーの場合は Isometric Transition; IT と呼ぶ) をし、2.4 % の確率で β^- 崩壊をする。

内部転換

上記の γ 崩壊と競合する過程として、内部転換がある。 γ 崩壊では励起エネルギーを持ち出すのは光子だが、内部転換では原子軌道にある電子にその励起エネルギーを直接渡し

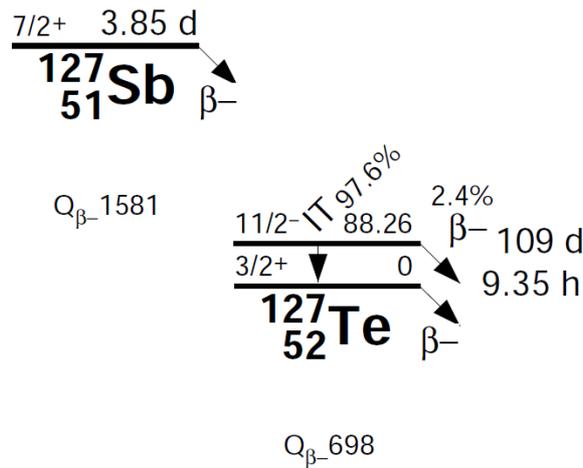


図 3.6: $^{127}_{51}\text{Sb}$ から $^{127}_{52}\text{Te}$ への decay scheme[13].

て電子を原子の外に放出することで基底状態に遷移する。このときに放出される電子のエネルギーは、

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (3.15)$$

というように γ 崩壊の場合に放出されるエネルギー E_γ から電子の束縛エネルギー E_B を引いたものとなる。内部転換後には原子核軌道に空準位ができるため、電子捕獲と同様に特性 X 線も放出される。

3.3.2 放射性同位体を作り出す反応

前節で述べた放射性元素は不安定な同位体であり、自然界での存在比は小さい。しかし人工衛星の軌道上では、検出器が宇宙線を浴び、核反応によって放射性同位体が作られる(放射化)。ASTRO-H 衛星のとり低周回軌道は放射線帯の下にあるが、赤道軌道でない場合は SAA を通過するため、そこで大量の 2 次宇宙線陽子を浴び、放射化を起こす。

BGO シールド中の主検出部が SAA で浴びる陽子の典型的なエネルギーは 150 MeV 程度である。このエネルギー領域では標的核が多数の核子を失う破砕反応 (spallation) が主なプロセスとなる。この反応は一般に、入射核子と標的核内の核子が球突き状に衝突をくり返すカスケードと、その結果励起状態になった核 (複合核) が核子や軽い原子核を放出する蒸発の 2 段階モデル (cascade-evaporation model) として理解されている。

この反応で生成される同位体を予想するには、大別すると cascade-evaporation をあらわに扱うモンテカルロシミュレーションと、実験データ・物理描像に基き、反応断面積を数式で記述する半経験的公式を用いる 2 つの方法がある。本研究では放射化シミュレーショ

ンツールである MGGPOD を使い、前者のモンテカルロシミュレーションによって生成核種を予想する。もちろんシミュレーションによる予想は実験データと比較し、必要な較正を行わなければならない(第4章参照)。

3.3.3 崩壊平衡

こうして SAA 通過に伴う放射化で生成された放射性同位体には、安定核種になるまで1日以下の短寿命のものから1年以上の長寿命のものまで様々な核種が存在する。そのため、SAA 通過後の時間経過によってバックグラウンドレベルは変動し続けるが、生成と崩壊がつり合ったところで平衡に達する。これを崩壊平衡と呼ぶ。

核種(親核種)の崩壊によって生じた娘核種がさらに崩壊する次の場合について考える。

核種(A)(親核種) → 核種(B)(娘核種) → 核種(C)(孫核種)

ASTRO-H は1日に約9回 SAA を通過するので、1日以上長い寿命をもった核種が徐々に蓄積されていき、じきに平衡に達する。核種 A は SAA 通過による生成のレートと、自身の崩壊レートが等しくなったとき、核種 B は親核種 A の崩壊レートと自身の崩壊レートが等しくなったとき、平衡に達する。核種 A の寿命を τ_1 、原子数を N_1 とおき、核種 B についても同様に τ_2 、 N_2 とおく。親核種 A は SAA の通過により一定のレート V で生成されているので、つり合いの式は

$$\frac{dN_1}{dt} = V - \frac{N_1}{\tau_1} \quad (3.16)$$

娘核種 B のつり合いの式は

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_1}{\tau_1} - \frac{N_2}{\tau_2} \quad (3.17)$$

と書ける。よって平衡時は $\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$ となる。つまり親核種、娘核種ともその崩壊レートは大もとの親核種の生成レートに等しくなる。(3.16) より N_1 は以下ようになる。

$$N_1 = \tau_1 V \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] \quad (3.18)$$

崩壊平衡は、 $t \rightarrow \infty$ の場合にあたるので、

$$N_1 \rightarrow \tau_1 V \quad (3.19)$$

となる。つまり生成レートと寿命の積が、平衡に達した時の原子の数となる。また(3.18)より $t = 3\tau_1$ であれば、 $N_1 = 0.95\tau_1 V$ であり、親核種はほぼ崩壊平衡に達している。よって崩壊平衡に達するまでの時間 T_1 は

$$T_1 \sim 3\tau_1 \quad (3.20)$$

と見積もれる。また、 N_2 は

$$N_2 = \tau_2 V \left[1 - \frac{1}{\tau_1 - \tau_2} \left\{ \tau_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \tau_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right\} \right] \quad (3.21)$$

なので、 τ_1 と τ_2 のうち大きい方の寿命よりも十分長い時間がたつと $N_2 = \tau_2 V$ となり平衡に達する。

第4章 放射化シミュレータの枠組とその検証

検出器の開発において、その応答を調べることは重要項目のひとつである。設計段階で検出器の配置や各種パラメータを最適化するためには、様々な設計パターンにおける検出器応答を調べる必要がある。関連する物理過程が単純な場合は、解析的に調べることができる。しかし、SGDはコンプトン散乱を積極的に利用する検出器であり、光子がいろいろな方向に散乱されるため反応過程は複雑になり、反応過程を追うための検出器の構造や検出原理も複雑になってくる。よって、検出器応答を解析的に調べることは手間がかかり非効率的である。

モンテカルロシミュレーションはガンマ線検出器の応答をモデル化するのによく使用される手法で、粒子と物質の相互作用を乱数を用いて複数回試行することで応答の確率分布を得ようというものである。SGDのバックグラウンドを見積もるためには、SGDのマスモデル(ジオメトリと構成物質)を作成し、バックグラウンド源となる粒子を照射した上で、適切に物理過程をシミュレートしなければならない。さらに実験で得られる量に変換するために、エネルギー分解能や位置分解能を取り込んだものをシミュレーション結果とする。こうすることにより、解析的に解いたり、他の数値計算や実験などでは実証が困難なSGDのバックグラウンドの評価が可能となる。モンテカルロシミュレーションは、これまでHXDやSGDの中性子バックグラウンド評価[1]などで実績をあげている。

4.1 SGDシミュレータによる放射化シミュレーションの手順

本章では、3.3節で説明した放射化由来のバックグラウンドについて評価を行う。SGDは主検出部の半導体素子としてCdTeを使用するなど原子番号の大きな物質を使用しており、SAA通過などに伴う放射化により検出器自体がバックグラウンド源となる。この検出器の放射化バックグラウンドを調べるためには、どの放射性同位体がどのくらいの量で生成され、崩壊に伴ってどの程度バックグラウンドとして寄与するのかを正確に見積もる必要がある。我々はSAA陽子による放射性同位体の生成と、その後の時間の経過に伴う減衰や新たな同位体の生成にMGGPODというシミュレーションツール群を、また検出器との反応のシミュレーションにはGeant4を用いることにした。MGGPODは衛星軌道上

の放射化シミュレーションに実績があり、一方 Geant4 は複雑な検出器ジオメトリの記述に優れており、現時点で最適な組み合わせとして選んだ。以下で説明するような3段階に分け、それぞれの段階で適切なツールを用いてシミュレーションを実行することにした。以下に放射化シミュレーションの手順について説明する。このシミュレーションの枠組みは ISAS 高橋研究室の小高氏を中心に開発された。

放射化シミュレーションは次の3つの Step に分けて行う。

Step1 : 放射性同位体の生成 (MGGPOD)

Step2 : 生成された放射性同位体の崩壊レートの計算 (MGGPOD)

Step3 : 検出器との反応 (Geant4)

Step1, 2 は MGGPOD を用いてシミュレートする。MGGPOD とは、GEANT3 ベースの衛星軌道上シミュレーション専用のツールである。これまでに Wind 衛星 (1994-) 搭載 TGRS¹ 検出器や INTEGRAL 衛星 (2002-) 搭載 SPI 検出器の放射化バックグラウンドの評価に成功しているため、現時点で最も信頼できるツールと言える。**Step3** は従来応答関数や中性子バックグラウンドの評価などに用いてきた Geant4 ベースの SGD シミュレータを改良したものである。**Step2** までの出力を取り込み、シミュレーションを行う。

Step1

Step 1 ではどの放射性同位体がどのような割合で生成されるかを計算する。衛星軌道上における宇宙線環境を仮定し、宇宙線粒子と検出器との相互作用により生成される放射性同位体を MGGPOD を用いたシミュレーションにより計算する。

入射粒子は SAA 中の陽子とし、平均化されたモデルスペクトルを使用する。モデルスペクトルは SPENVIS² を用い、ASTRO-H 衛星の低周回軌道 (図 3.5) を仮定して作成されている。ASTRO-H の周回軌道は 31° と傾いているため毎週 SAA を通過するわけではない。そこで日平均のモデルスペクトルを使用する。

Step2

Step2 では生成された放射性同位体の崩壊レートを計算する。崩壊レートは、宇宙線陽子の照射時間 (irradiation time) 及び照射を止めた後の経過時間 (cooling time) に応じた計算により求める。求めたレートを SGD の各パーツ (Volume) ごとにリスト化する。放射化バックグラウンドは放射性同位体毎に異なる変動を示す。例えば、寿命の長い核種は打

¹Transient Gamma-Ray Spectrometer

²SPace ENVironment Information System

ち上げ後数年かけて平衡に達するが、寿命の短い物は数日で平衡に達したり、1日のうちで大きく変動したりする。そこで、irradiation time と cooling time について、長期、短期、SAA 直後等様々なタイムスケールの中で代表的な組み合わせごとにレートの一覧を作成する(表 4.1)。半減期が年オーダーの長期成分は irradiation time = 3 年 cooling time = 1 年、日オーダーの中期成分は irradiation time = 1 年 cooling time = 1 日として代表させる。また衛星は1日あたり約15回地球を周回するが、そのうち SAA を通過するのは連続した約9回である。そこで SAA を通過する時間帯とそうでない時間帯とを区別するため、C₁、D₁(SAA 通過 path 用)と C₂、D₂(SAA 非通過 path 用)を設けた。

これらの組み合わせに応じた計算を Si や CdTe など各素子ごとに行い、リスト化する。このリストのファイル名は例えば CdTe Bottom 部の3年照射1年 cooling のものであれば、CDT1_3y_1y.radi とした。その中身は放射性同位体ごとに割り振られた ID ナンバーと計算した崩壊レートが並んだテキストファイルである。

	irradiation time	cooling time
A. 長期	3 年	1 年
B. 中期	1 年	1 日
C ₁ . 短期	1 日	100 分
C ₂ . 短期	1 日	600 分
D ₁ . SAA 直後	1 SAA	1200 秒
D ₂ . non-SAA	1 SAA	30000 秒

表 4.1: 軌道上放射化シミュレーションで近似に用いるタイムスケール。

Step3

Step3 では放射性同位体の崩壊からシミュレートし始め、Step1, 2 の結果を利用して放射化由来バックグラウンドレベルを求める。Step1, 2 では MGGPOD を使用するのに対して、ここでは Geant4 を用いた SGD シミュレータを使用する。放射化のシミュレーションを行えるように、従来の応答関数評価に用いられてきたものに対し、入射粒子である放射性同位体を Volume 内のランダムな位置で発生させるようにしたり、時間分解してイベント検出できるようにした等の改良がなされている。時間分解能が必要な理由は、放射性崩壊が時間依存するからであり、例えば、検出イベントデータの読み出し中(デッドタイム)にはトリガーを出さないというような処理を取り込んでいる。

入射粒子は Step1 で求めた放射性同位体である。そのため、各 Volume で生成された放射性同位体ごとにモンテカルロシミュレーションを試行する必要がある。例えば SGD1 台

(コンプトンカメラ3台)ではボトム部のCdTeパッドは $4 \times 8 \times 3 = 96$ 枚、サイド部のCdTeパッドは $12 \times 4 \times 3 = 144$ 枚のシミュレーションを試行しなければならない。マスモデルはStep1と同じものを使用する。

シミュレーションで得られたスペクトルを、Step2で作成したリスト*.radiの崩壊レートに従った重み付けをして足し上げる。これにより、目的とするバックグラウンドスペクトルが得られる。

4.2 CdTe放射化実験との比較

シミュレータの動作確認と物理的に正しい結果が得られるかの検証を兼ねて、地上放射化実験の再現を行った。再現したのは、Murakami *et al.* (2003) [14]によるCdTeへの陽子照射実験である。実験条件を表4.2に示す。実験は $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ のCdTe素子1枚に対して、150 MeVの単色陽子を照射することで放射化させ、ある一定時間後、CdTeで検出されるイベントのフラックスを測定するというものである。シミュレーション中のジオメトリやエネルギー分解能はこの実験にあわせた。照射・冷却時間は異なるが、4.1節で説明したのと同じフレームワークでシミュレーションを行った。

ジオメトリ	$10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$
エネルギー分解能	2keV
入射エネルギー	150 MeV 単色陽子
入射個数	1.7×10^{10}

表 4.2: CdTe の陽子照射実験の諸元

図4.1上が陽子照射から1.2時間後、図4.1下が陽子照射から18-40日後の結果である。どちらの図も実験結果を青、シミュレーションを赤で示している。下側の図は実験・シミュレーションとも18-40日後のバックグラウンドを積分し、時間平均をとったものである。照射から1.2時間後のシミュレーションでラインはそこそこ再現できているが、CdTeの蛍光X線(20-30 keV)も含め位置が少しずれている。また実験では見られるがシミュレーションではほとんど出ていないラインも多い。一方、連続成分は概ね再現できることが確認できた。これに対し、18-40日後では、ラインはほとんど一致しない上、連続成分についても実験より2倍程低くなる。表4.3に、実験で同定されたラインとシミュレーションとの比較をまとめる。但し、論文[14]に掲載されている核種のうち、 β^- 崩壊が主であるなどの理由で明らかにラインに寄与しないはずの物は除いてある。

表4.3より、放射性同位体自体の生成は再現できているものもあるが、ラインのエネルギーが正しく出ていないこと、また主にアイソマーは生成自体が足りていないものが多

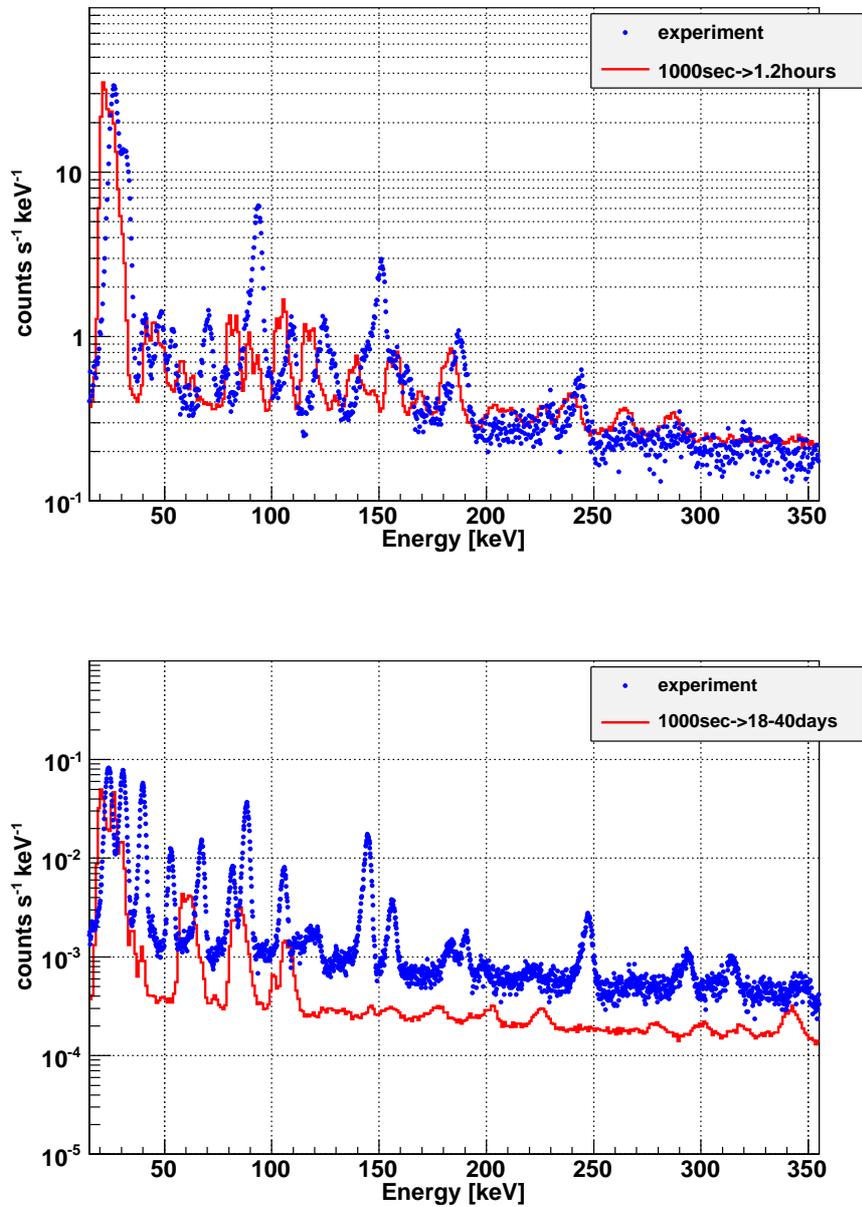


図 4.1: CdTe の陽子照射実験の結果及びその再現シミュレーション。それぞれ陽子照射から 1.2 時間後 (上)/18-40 日後 (下) の CdTe で検出されたイベント。いずれの図でもシミュレーションは赤、実験結果を青で示す。縦軸: カウントレート (counts/sec/keV)、横軸: エネルギー (keV)。上図は照射から 1.2 時間後のバックグラウンド、下図は実験・シミュレーションともに照射 18-40 日後のバックグラウンドを積分し、時間平均をとったものである。

ラインエネルギー	親核種 (崩壊モード)	半減期	シミュレーションでの量
40 keV	$^{103\text{m}}\text{Rh}(\text{IT})$	56.12 m	×
53 keV	$^{119}\text{Sb}(\text{EC})$	38.1 h	×
67 keV	$^{125}\text{I}(\text{EC})$	59.4 d	△
82 keV	$^{121\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	154 d	×
88 keV	$^{105}\text{Ag}(\text{EC}+\beta^+)$	41.3 d	○
	$^{109\text{m}}\text{Ag}(\text{IT})$	39.6 s	×
	$^{127\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	109 d	△
106 keV	$^{129\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	33.6 d	△
145 keV	$^{125\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	57.4 d	×
157 keV	$^{101\text{m}}\text{Rh}(\text{IT})$	4.3 d	×
181 keV	$^{100}\text{Pd}(\text{EC})$	3.6 d	×
184 keV	$^{119\text{m}}\text{Te}(\text{EC}+\beta^+)$	4.7 d	×

表 4.3: 実験で同定されたラインとシミュレーションとの比較。第 4 カラムの意味は○:十分な量が生成されている、△:生成される量が少ない、×:ほとんど生成されないものを示す。

いことが分かる。このライン及び連続成分の不一致の原因は以下の 2 つに大別できるであろう。

1. Geant4 における粒子と検出器の相互作用のシミュレーション
2. MGGPOD における崩壊レートの計算

放射性同位体が生成されているにもかかわらず、ラインのエネルギーが正しくでないのは (1) が、また核種の生成が足りないのは (2) が原因と考えられる。これらの問題点について順に検証する。

4.3 Geant4 の物理プロセスの検証

まず Geant4 における粒子と検出器の相互作用についての検証を行う。ここで調査するのは放射性同位体の崩壊に伴って起きる軌道電子捕獲 (EC)、 γ 崩壊、Isometric Transition (IT) 及び β 崩壊の物理プロセスについてである。実験で同定されている核種の中から、これらの物理プロセスを検証するのに適していると考えられる ^{125}I 、 ^{121}Te 、 $^{127\text{m}}\text{Te}$ の崩壊シミュレーションを用いて検証を行う。問題の切り分けのため、Geant4 単位で検証を行った。

放射性同位体	ライン エネルギー	シミュレーションでの ラインエネルギー	崩壊モード
^{125}I	67 keV	58 keV	EC & γ 崩壊
^{121}Te	-	-	EC & γ 崩壊
$^{127\text{m}}\text{Te}$	88 keV	84 keV	β^- 崩壊 & IT & γ 崩壊

表 4.4: Geant4 の物理プロセスの検証に用いた放射性同位体と検証した物理プロセス。

^{125}I を用いた EC と内部転換の検証

図 4.2 に ^{125}I の壊変図を示す。この放射性同位体は遷移が単純であり、EC とそれに伴う蛍光 X 線、 γ 崩壊、及び内部転換の検証に適している。図 4.3 には、Geant4 のバージョン 9.2.p02 でこの放射性同位体のシミュレーションを行った結果を示す。イベント数は 10000 であり、横軸は ^{125}I の崩壊で生成された電子と γ 線の全エネルギーの和となっている。

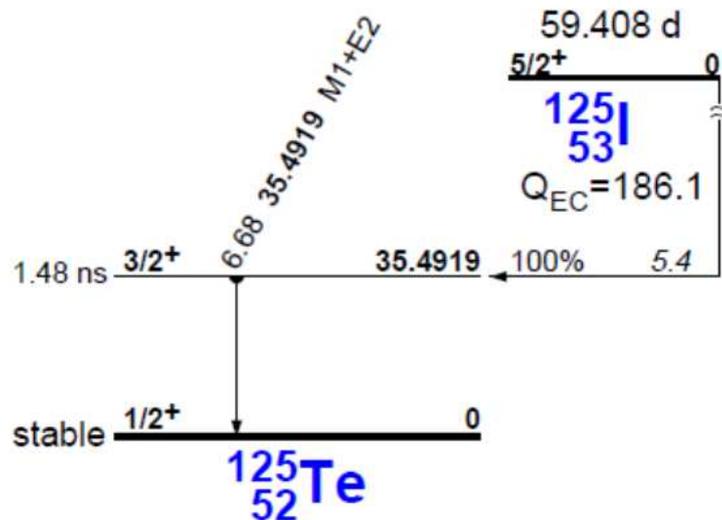


図 4.2: ^{125}I の decay scheme。

図 4.2 から分かるように ^{125}I は EC で ^{125}Te に崩壊する。EC は K 殻が最も確率が高く、できた空順位に電子が遷移することで蛍光 X 線もしくはオージェ電子を放出する。これらのエネルギーの総和は K 殻の束縛エネルギーと同じ 31.8 keV となる。また EC に続き、即座に γ 崩壊で 35.5 keV のガンマ線を放出する(または内部転換を起こす)。内部転換を起こした場合は、空順位に電子が遷移し蛍光 X 線 / オージェ電子を出すため、放出されるエネルギーの総和は γ 崩壊と同じ 35.5 keV となる。つまり本来なら K 殻の束縛エネルギー

ギー (31.8 keV) と 35.5 keV の和の 67.3 keV あたりに最大のピークを持つはずだが図 4.3 はこれとは全く異なる分布をしている。

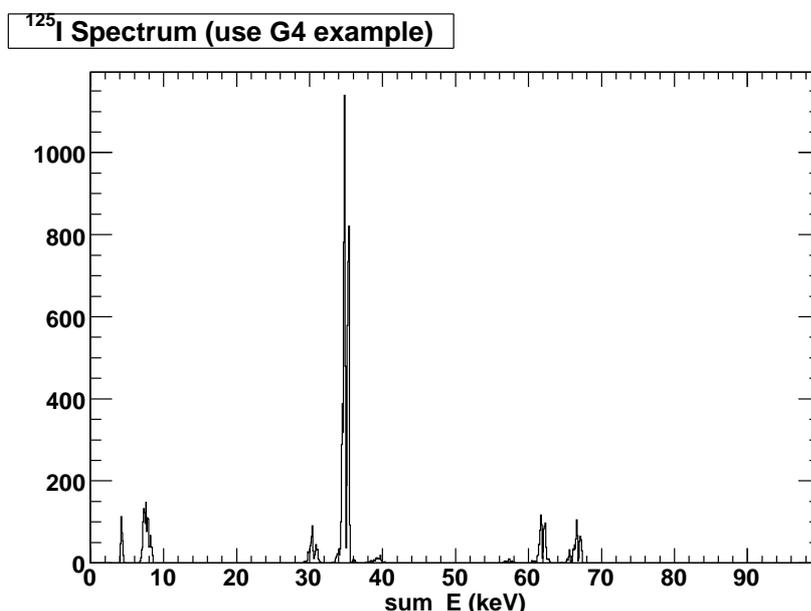


図 4.3: Geant4 バージョン 9.2.p02 での ^{125}I の崩壊のシミュレーション結果。 ^{125}I の崩壊で生じた全電子と光子のエネルギーの総和。

そこで図 4.3 の各ピークについて、生成された粒子の種類とエネルギーを調べた所、内部転換後に出されるはずの蛍光 X 線が含まれていないことが分かった。さらにソースコードまでさかのぼって調べた所、バージョン 9.2.p02 では EC に伴う蛍光 X 線は考慮されているが、その後の γ 崩壊の競合過程である内部転換が起きた場合の蛍光 X 線の放出は考慮されていないことが分かった。

粒子種	エネルギー	ライン強度	文献からの予想値	崩壊モード
ガンマ線	28.3 keV	5811	5670	EC
	31.8 keV	1225	1270	EC
	35.5 keV	700	667	IT
電子	35.5 keV	9300	9333	内部転換

表 4.5: シミュレーションと文献値とのライン強度 (イベント数) の比較。

本来なら、ソースプログラムに内部転換後のプロセスを書き加える必要があるが、かえってバグを加えてしまう危険性もあるので、今回はプロセスの追加は見送った。次善策

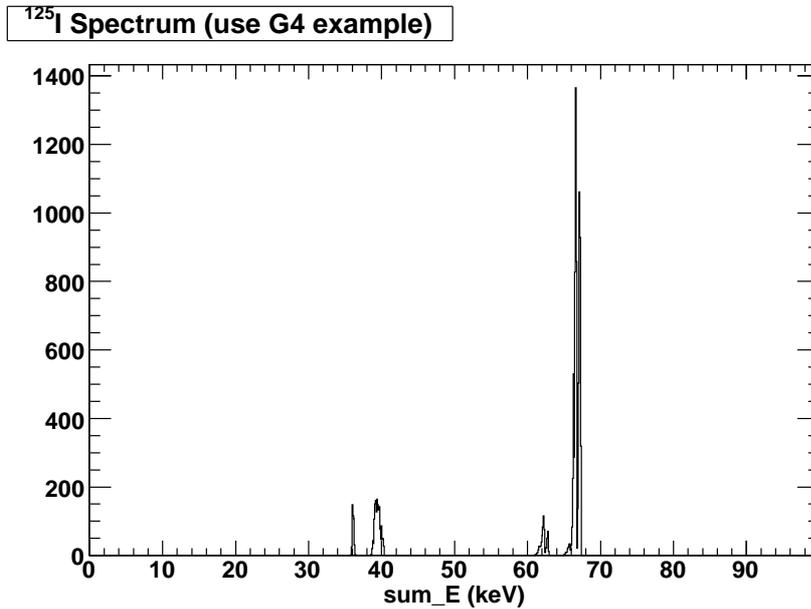


図 4.4: Geant4 バージョン 9.2.p02 の内部転換プロセス修正後の ^{125}I の崩壊のシミュレーション結果。 ^{125}I の崩壊で生じた全電子と光子のエネルギーの総和。

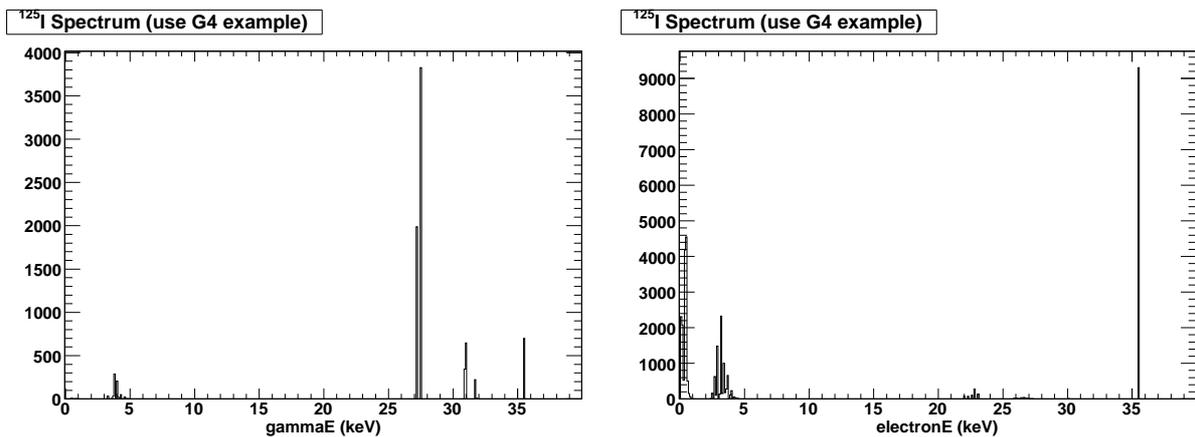


図 4.5: 修正後の Geant4 を用いて得られた ^{125}I の崩壊で生じたガンマ線(左)と電子(右)のエネルギー分布。

として、内部転換では電子が反応の全エネルギーを担うように変更を加えた。蛍光 X 線のエネルギーは最も確立の大きい $K\alpha$ の場合 Cd で 23 keV、Te で 27 keV、Bi で 77 keV であり、ほぼ検出器内で止まるので、概ね正しい出力が得られるはずである。修正を加えた後のスペクトルを図 4.4 に示す。エネルギーの総和が 67 keV のあたりに最大のピークがきているのが分かる。さらなる検証のため、図 4.5 に放射性同位体の崩壊で生じたガンマ線と電子のエネルギーについて個別に示す。イベント数は 10000 である。表 4.5 は図 4.5 で見られるラインについて強度を文献 [15] からの予想と比較したものである。35.5 keV はガンマ崩壊と内部転換のいずれかが起きる。シミュレーション値と文献値からの予想は統計の範囲で一致しており、ライン強度もよく再現できていることが分かる。これらは Geant4 への修正が妥当であったことを示している。以降はこの修正を施した Geant4 を用いて、 ^{121}Te 、 $^{127\text{m}}\text{Te}$ の検証を行う。

^{121}Te を用いた複数の経路を持つ崩壊の検証

Geant4 修正後のプロセスについてさらに検証していく。図 4.6 に ^{121}Te の壊変図を示す。この放射性同位体は EC を起こして ^{121}Sb に崩壊するとき様々な励起状態の ^{121}Sb に崩壊した後、基底状態へと γ 崩壊するものであり、複数の経路を持つ γ 崩壊の検証に適している。図 4.7 には、この放射性同位体のシミュレーションを行った結果を示す。イベント数は 10000 であり、左図はガンマ線、右図は電子の運動エネルギーを示している。

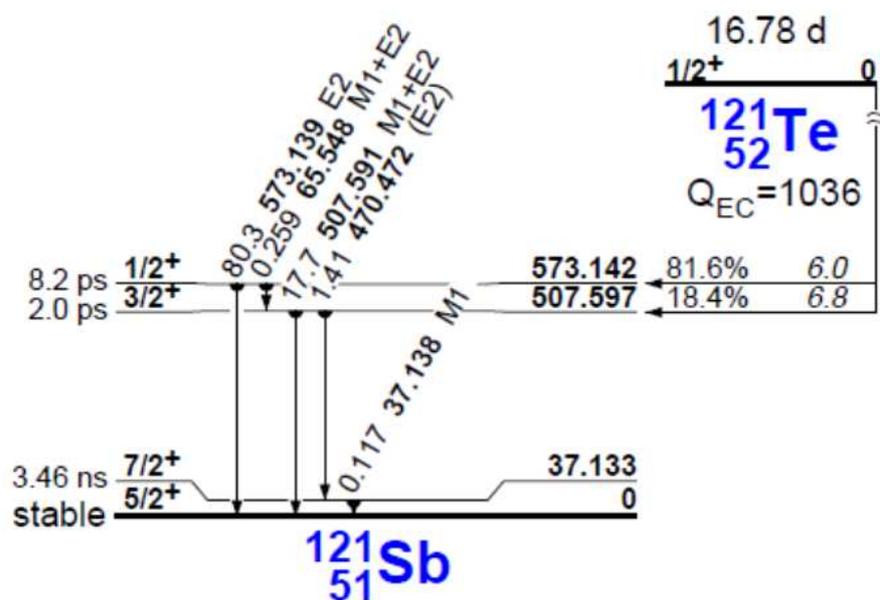


図 4.6: ^{121}Te の decay scheme。

図 4.6 から、 ^{121}Te はそのほとんどが EC により 573.1 keV の励起状態に崩壊し、そこから 3 つの経路にしたがって安定状態へと γ 崩壊を起こすことが分かる。

1. 573.1 keV から直接基底状態へ崩壊
2. 573.1 keV から 507.6 keV へ、そこからさらに基底状態へ崩壊
3. 573.1 keV から 507.6 keV へ、そこから 37.1 keV を介して基底状態へ崩壊

(1) の経路を通れば 573.1 keV にピークが立ち、(2) を通れば 65.5 keV と 507.6 keV に、(3) を通れば 37.1、65.5、470.5 keV にピークが立はずである。実際これらのエネルギーのガンマ線が生成されている。

より定量的に見るため、表 4.6 に図 4.7 で見られるラインについて強度を文献値からの予想と比較したものを示す。ガンマ線と同じエネルギーの電子は、内部転換を起こしたものである。 ^{121}Te についてもライン強度を良く再現できていることが分かる。

粒子種	エネルギー	ライン強度	文献からの予想値
ガンマ線	37.1 keV	14	11.7
	65.5 keV	35	25.9
	470.5 keV	140	141
	507.6 keV	1772	1770
	573.1 keV	8029	8030
電子	37.1 keV	127	130
	65.5 keV	50	58.8
	470.5 keV	1	1.3
	6507.6 keV	7	14.8
	573.1 keV	51	43.2

表 4.6: シミュレーションと文献から予想したライン強度(イベント数)の比較。

$^{127\text{m}}\text{Te}$ を用いた IT と β^- 崩壊のプロセス検証

図 4.8 に $^{127\text{m}}\text{Te}$ の壊変図を示す。この放射性同位体はほとんどが(97.6%)IT を起こし、安定状態へ遷移し、その後娘核へ β^- 崩壊をするが、一部励起状態から娘核の励起状態へと β^- 崩壊をするものもあり、アイソマーの崩壊と β 崩壊の検証に適している。図 4.9 に

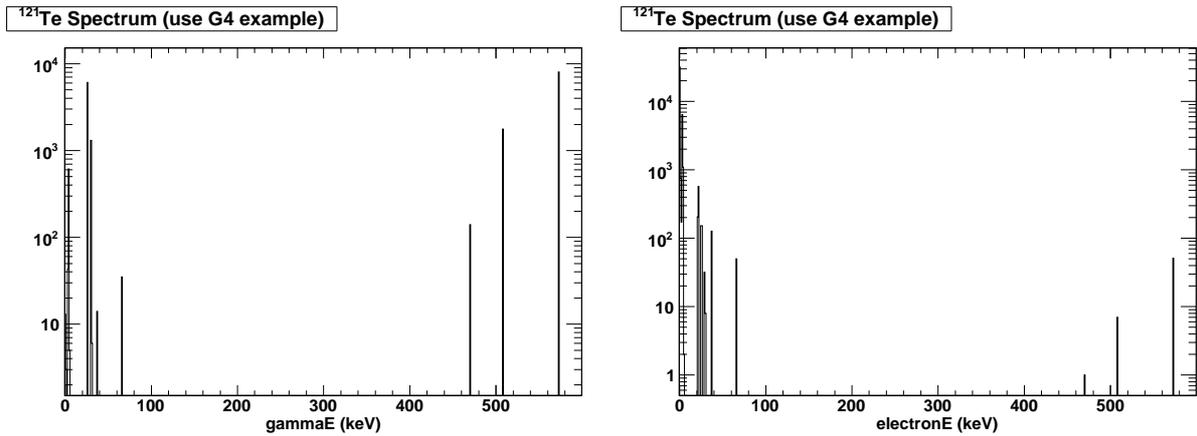


図 4.7: 修正後の Geant4 を用いて得られた ^{121}Te の崩壊のシミュレーション結果。左:ガンマ線、右:電子。

は、修正後の Geant4 を用いて得られたこの放射性同位体のシミュレーションを行った結果を示す。イベント数は 100000 であり、左図はガンマ線、右図は電子の運動エネルギーを示している。

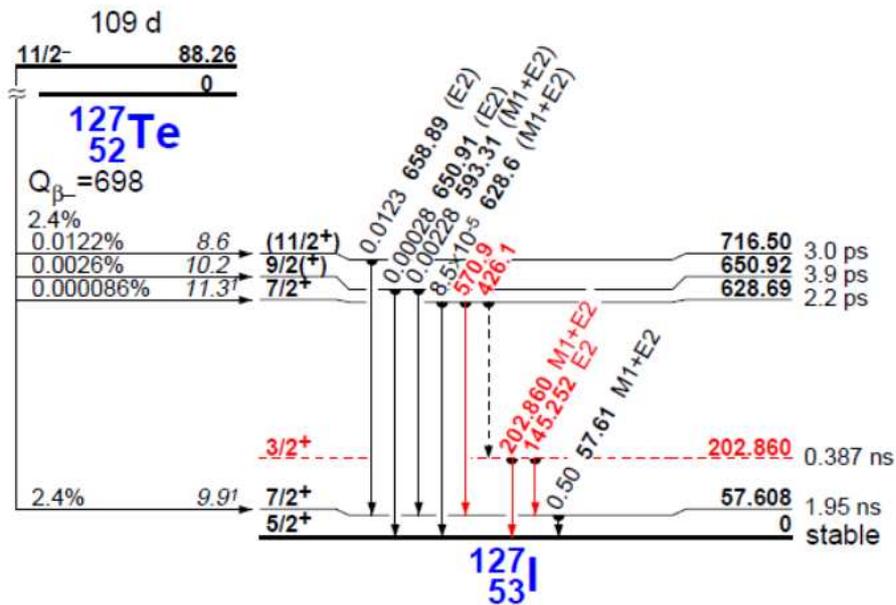


図 4.8: ^{127m}Te の decay scheme。

^{127m}Te から ^{127}I への崩壊は IT が最も多く、88.3 keV のガンマ線が生じる。 ^{127}I へ崩壊する場合は、57.6 keV の励起状態への遷移が多いが、他の準位への崩壊もわずかながら存在する。図 4.9 ではこれらのラインが見られる。表 4.7 は図 4.9 で見られるラインについて

て強度を文献からの予想と比較したもので、ライン強度を良く再現できていることが分かる。また、図 4.9 右に見られる β 崩壊による連続成分についてイベント数の積分値を求めたところ 2350 となり、文献による連続成分のイベント数予想 2400 と良く一致し、 β 崩壊も良く再現できていることが分かった。

粒子種	エネルギー	ライン強度	文献値
ガンマ線	57.6 keV	525	500
	88.3 keV	79	84
	658.9 keV	11	12.3
電子	57.6 keV	1826	1885
	88.3 keV	97530	97516

表 4.7: シミュレーションと文献から予想したライン強度(イベント数)の比較。

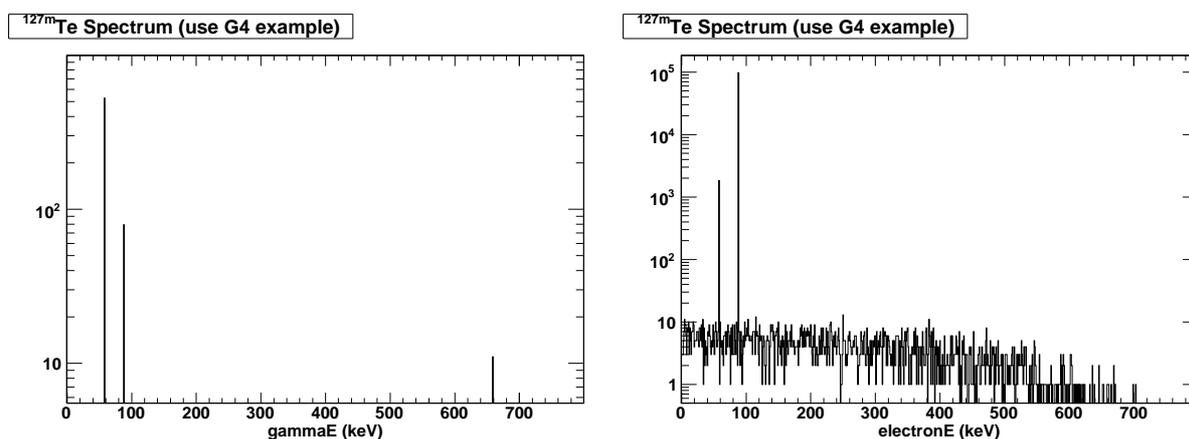


図 4.9: 修正後 Geant4 を用いて得られた ^{127m}Te の崩壊のシミュレーション結果。右:ガンマ線、左:電子。

4.4 Geant4修正後のシミュレーションと実験との比較

図 4.10 に Geant4 バージョン 9.2.p02 の修正後の CdTe への陽子照射実験の再現を示す。シミュレーション条件は表 4.2 と同様である。

図 4.1 と図 4.10 を見比べると、修正前はラインエネルギーが実験とほとんど一致していなかったが、修正後はラインエネルギーは良く一致しており、いくつかのライン強度も同程度の値を取るようになった。ただし、図 4.10 中で実験ではラインが見られる所にシミュレーションではラインが見られないものも多い。これらは、ほとんどがアイソマーで

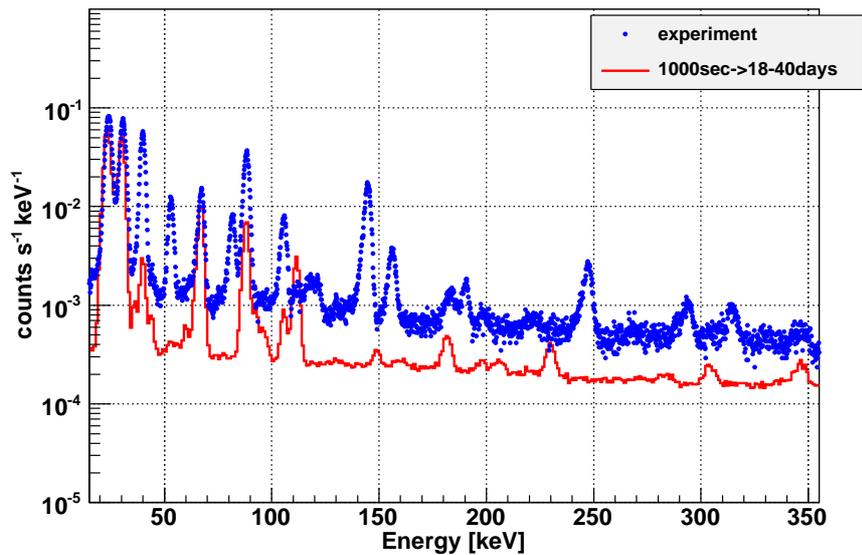
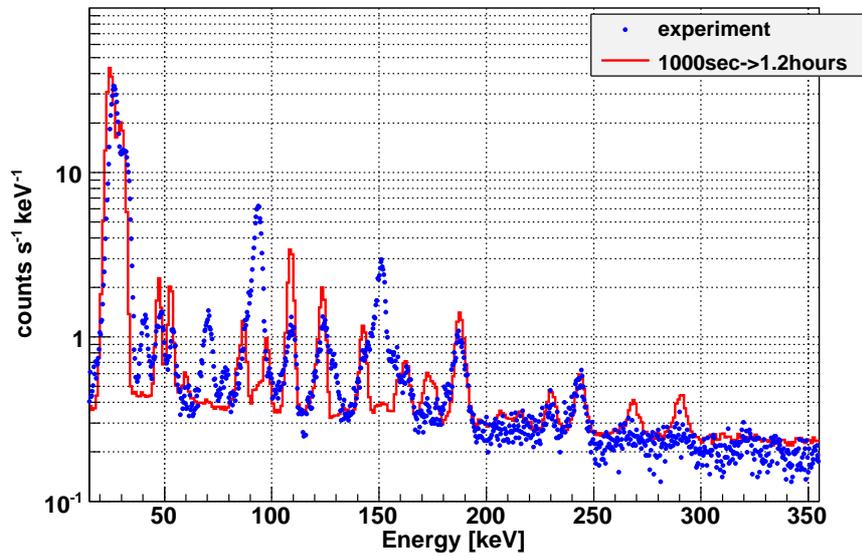


図 4.10: Geant4 修正後の CdTe への陽子照射実験及びその再現シミュレーション。それぞれ陽子照射から 1.2 時間後(上)/18-40 日後(下)の CdTe で検出されたイベント。いずれの図でも実験結果を青、シミュレーションを赤で示す。縦軸:カウントレート (counts/sec/keV)、横軸:エネルギー (keV)。

あり、MGGPODの放射性同位体の崩壊もしくは生成に不備があることが疑われる。また連続成分については、陽子照射後1.2時間の短期のものについては良く一致しているが、照射後18-40日の長期のものは実験結果に比べて低い。これについてもMGGPODで、長寿命のアイソマーの生成が不十分な可能性が高い。従って次節では、MGGPODの物理プロセスを検証していく。

4.5 MGGPODの物理プロセスの検証

MGGPODは、SAA陽子の照射に伴う放射性同位体の生成とその後の時間経過に伴う同位体の崩壊(既に生成された同位体の減衰及び新たな同位体の生成)を担う。同位体の生成は、我々が興味のあるエネルギー(数100 MeVの陽子)ではHETCというcascade-evapolutionコードが、同位体の崩壊はORIHETというコードで行われる。そこで我々は、最初に生成された同位体量の検証とその後の時間発展の検証を別々に行った。まず、陽子照射時に正しい量の放射性同位体が生成されているかどうかを調べた。放射化実験の論文[14]では、いくつかの同位体について、実験的に得られた生成の断面積と、半経験式からの予想(Silberberg *et al.* 1997 [16])が比べられている。そこでこれらの放射性同位体についてシミュレーションの生成から反応断面積を逆算し、論文中の反応断面積と比較した。

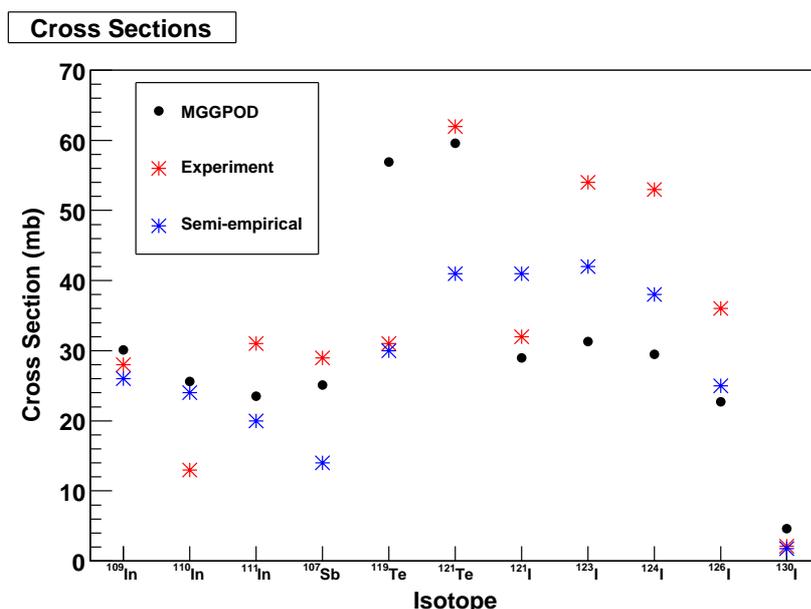


図 4.11: 放射性同位体の反応断面積の比較。黒:シミュレーションの生成レートからの計算値、赤:実験値、青:文献 [16] による予想値。

結果を図 4.11 に示す。どの放射性同位体も実験値と factor 2 で一致しており、MGGPOD

は概ね正しい量の同位体を生成できていることが分かった。但し原子番号の大きいIについては、系統的に実験値より低くなっていることに注意が必要である。

次に時間経過に伴う同位体の崩壊について検証を行った。図 4.12 は陽子照射実験の結果であり、それぞれ上から 3-5、6-8、18-40 日後のバックグラウンドを積分し、時間平均をとったものである。図から時間経過とともにシミュレーションと実験値との差が大きくなっていくことが分かる。この原因を探るため、実験で同定された放射性同位体について個別にシミュレーションと比べた。結果を表 4.8 に示す。

ラインエネルギー	親核種 (崩壊モード)	半減期	シミュレーションでの量
40 keV	$^{103\text{m}}\text{Rh}(\text{IT})$	56.12 m	×
53 keV	$^{119}\text{Sb}(\text{EC})$	38.1 h	×
67 keV	$^{125}\text{I}(\text{EC})$	59.4 d	○
82 keV	$^{121\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	154 d	×
88 keV	$^{105}\text{Ag}(\text{EC}+\beta^+)$	41.3 d	○
	$^{109\text{m}}\text{Ag}(\text{IT})$	39.6 s	×
	$^{127\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	109 d	△
106 keV	$^{129\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	33.6 d	△
145 keV	$^{125\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	57.4 d	×
157 keV	$^{101\text{m}}\text{Rh}(\text{IT})$	4.3 d	×
181 keV	$^{100}\text{Pd}(\text{EC})$	3.6 d	△
184 keV	$^{119\text{m}}\text{Te}(\text{EC}+\beta^+)$	4.7 d	×

表 4.8: 実験で同定されたラインとシミュレーションとの比較。陽子照射後 18-40 日のスペクトルでラインを作る核種について示す。第 4 カラムの意味は○:十分な量が生成されている、△:生成されるが量が少ない、×:ほとんど生成されないものを示す。

ここから、特にアイソマーがシミュレーションでほとんどできていないことが分かる。MGGPOD で全く生成されないアイソマーのうち例えば、 $^{103\text{m}}\text{Rh}$ を考えてみる。この放射性同位体の崩壊過程を図 4.13 に示す。

図 4.13 を見ると $^{103\text{m}}\text{Rh}$ は ^{103}Ru と ^{103}Pd の崩壊で生成される。 ^{103}Ru やその親核種は MGGPOD において全く生成されないのだからこちからの崩壊はないものと考えられる。 ^{103}Pd は半減期も 17 日程度と長寿命に分けられる放射性同位体であり、文献 [15] によると 99.9% はアイソマーを経由して ^{103}Rh の安定状態へと崩壊する。また MGGPOD でも十分な量が生成されていることから本来なら $^{103\text{m}}\text{Rh}$ もシミュレーションでも生成されるべきであるが、全く作られていない。ORIHET の崩壊経路を割り振るデータライブラリを確認したところ、全てが ^{103}Rh の基底状態に落ちるように設定されていることが分かった。

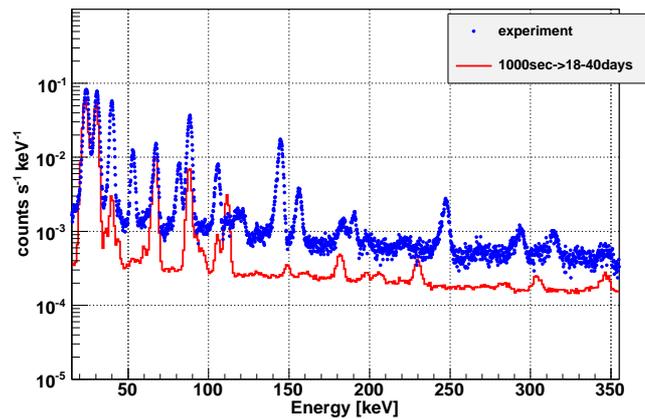
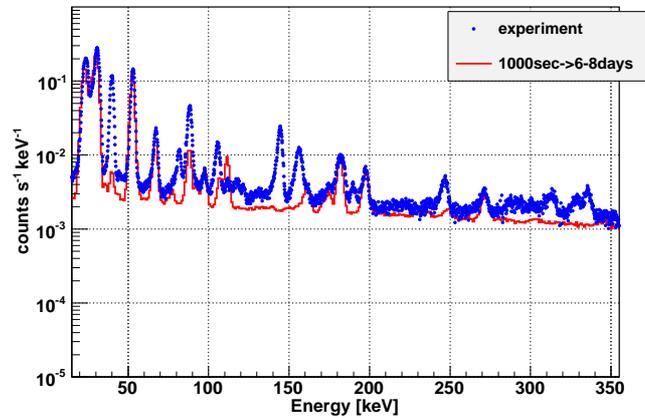
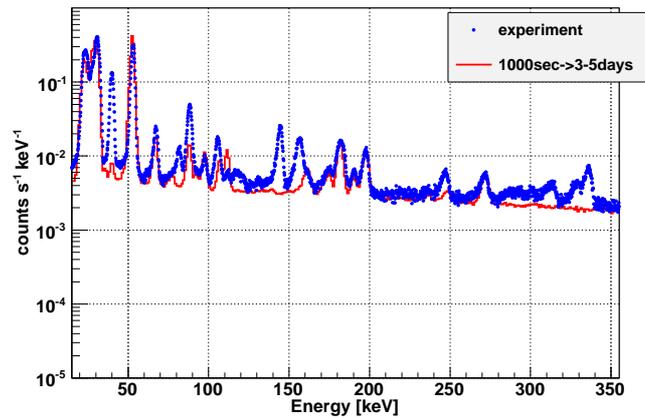


図 4.12: 陽子照射後 3-5 日 (上)、6-8 日 (中)、18-40 日 (下) の CdTe 放射化実験及びその再現シミュレーション。いずれのいずれでも実験結果を青、シミュレーションを赤で示す。縦軸: カウントレート (counts/sec/keV)、横軸: エネルギー (keV)。

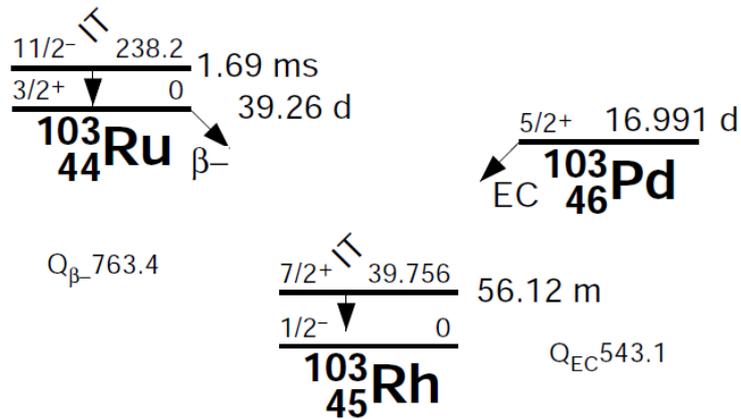


図 4.13: ^{103}Rh への decay scheme。

もう一つの例として、 $^{119\text{m}}\text{Te}$ を考えてみる。これもまた MGGPOD では生成されていない放射性同位体である。この放射性同位体の崩壊過程をしてみる (図 4.14)。

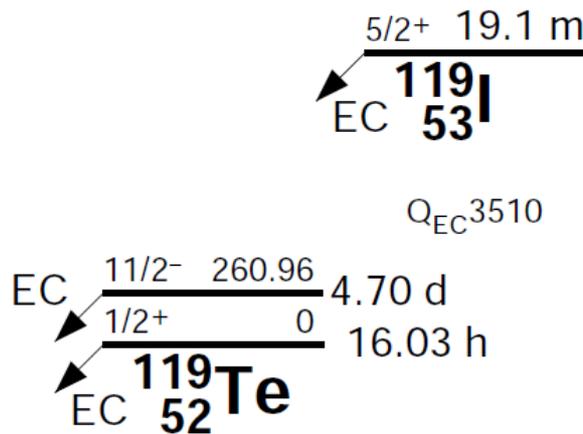


図 4.14: $^{119\text{m}}\text{Te}$ への decay scheme。

$^{119\text{m}}\text{Te}$ は ^{119}I からの崩壊により生成する。文献 [15] によるとほとんどはアイソマーとは別の励起状態に崩壊し、その後安定状態へと崩壊するが、 $^{119\text{m}}\text{Te}$ も 1% 程度生じる。しかし ORIHET のデータライブラリは、全てが ^{119}Te の基底状態へと遷移するようになっていた。

これらのように MGGPOD の ORIHET では親核種からアイソマーへの崩壊が考慮されていない核種が多いことが分かった。そこで、崩壊経路を割り振るデータライブラリを文献 [15] をもとに修正した。修正を行った核種は質量数が 100-130 であり、アイソマー自身

もしくは親核種の寿命が1日以上でアイソマーへと崩壊する核種、全7種である。

この修正をかけた後でも、まだアイソマーの量は十分ではなかった。そこで MGGPOD 内の核種を生成する箇所 (Step1) を詳しく調べた。この Step1 では、核反応コードを用いて陽子照射で生じる核種をシミュレートする。さらに、その即発反応のシミュレーションを行い、核種の生成レートファイルを出力する。この生成レートファイルの段階ですでにアイソマーの生成レートがゼロとなっていることが分かった。Step1 内を詳細に調べた結果、たとえ寿命の長いアイソマーであっても、ほとんどの場合は基底状態にして生成レートファイルを作っていることが分かった。つまり、MGGPOD の仕様では通常は核種を基底状態までシミュレートしてから次のステップ (Step2; ORIHET) に渡すためアイソマーは生成されない。そこで我々はきちんとバックグラウンドの見積りを行うために生成レートファイルの修正を行った。正しくは MGGPOD のコード自体を書き変えるべきだが、プログラムが複雑でかえってバグを混入させる恐れがあるので今回はプログラムの修正は見送った。次善策として、Step1 の出力である生成レートファイルの書き換えを行うことにした。質量数が 90-130 の範囲で、1 日以上の寿命のアイソマーを持つ核種 23 種に対して、元々の基底状態の生成レートを 1 とし、これと同量のアイソマーが作られるものとして修正した。

4.6 修正後のシミュレーションと実験との比較

Geant4、MGGPOD の崩壊の分岐比および生成レートの修正を取り込み、陽子照射実験の再現を行った。結果を図 4.15、4.16 に示す。照射後 1 時間から 1 カ月に渡り、実験を良く再現している。また、実験で同定されているラインについて、ラインを構成する核種とそのエネルギーについてまとめたものが表 4.9 である。修正前の表 4.3 と比較するとほとんどのラインが再現できるようになっていることがわかる。これより、今後放射化のシミュレーションでは本章で行った修正を適用する。

ラインエネルギー	エネルギー遷移 ¹	親核種 (崩壊モード)	半減期
40 keV	^{103m} Rh(39.7-g.s.)	^{103m} Rh(IT)	56.1 m
53 keV	¹¹⁹ Sn(23.8-g.s.)+K	¹¹⁹ Sb(EC)	38.1 h
67 keV	¹²⁵ Te(35.4-g.s.)+K	¹²⁵ I(EC)	59.4 d
82 keV	^{121m} Te(293.9-212.1)	^{121m} Te(IT)	154 d
88 keV	¹⁰⁵ Pd(344.5-280.5)+K	¹⁰⁵ Ag(EC+β ⁺)	41.3 d
	^{109m} Ag(88.0-g.s.)	^{109m} Ag(IT)	39.6 s
	^{127m} Te(88.2-g.s.)	^{127m} Te(IT)	109 d
106 keV	^{129m} Te(105.5-g.s.)	^{129m} Te(IT)	33.6 d
145 keV	^{125m} Te(144.7-35.4) + ¹²⁵ Te(35.4-g.s.)	^{125m} Te(IT)	57.4 d
157 keV	^{101m} Rh(157.3-g.s.)	^{101m} Rh(IT)	4.34 d
181 keV	¹⁰⁰ Rh(158.7-g.s.)+K	¹⁰⁰ Pd(EC)	3.6 d
184 keV	¹¹⁹ Sb(1366.3-1212.7)+K	^{119m} Te(EC+β ⁺)	4.7 d

表 4.9: CdTe 放射化実験、陽子照射後 18-40 日後のスペクトルにおいてラインを作る核種で主要なもの。

¹ K は EC における K 殻の結合エネルギーを、g.s. は ground state を表す。括弧内の数字は keV 単位のエネルギー準位である。

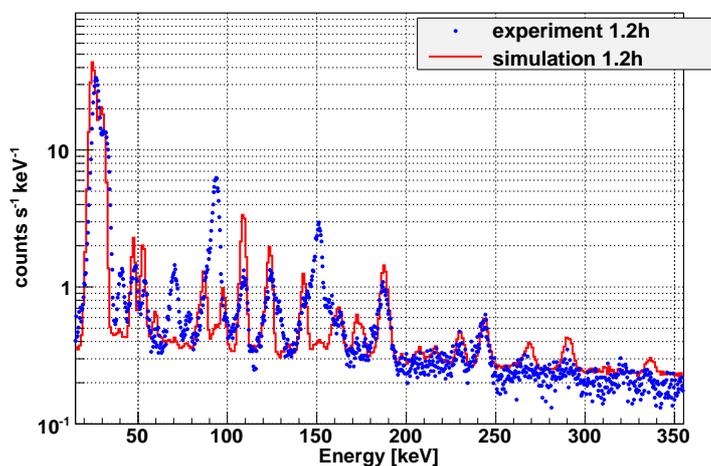


図 4.15: Geant4、MGGPOD の崩壊の分岐比および生成レートの修正を取り込んだ陽子照射実験の再現。陽子照射後 1.2 時間のスペクトル。

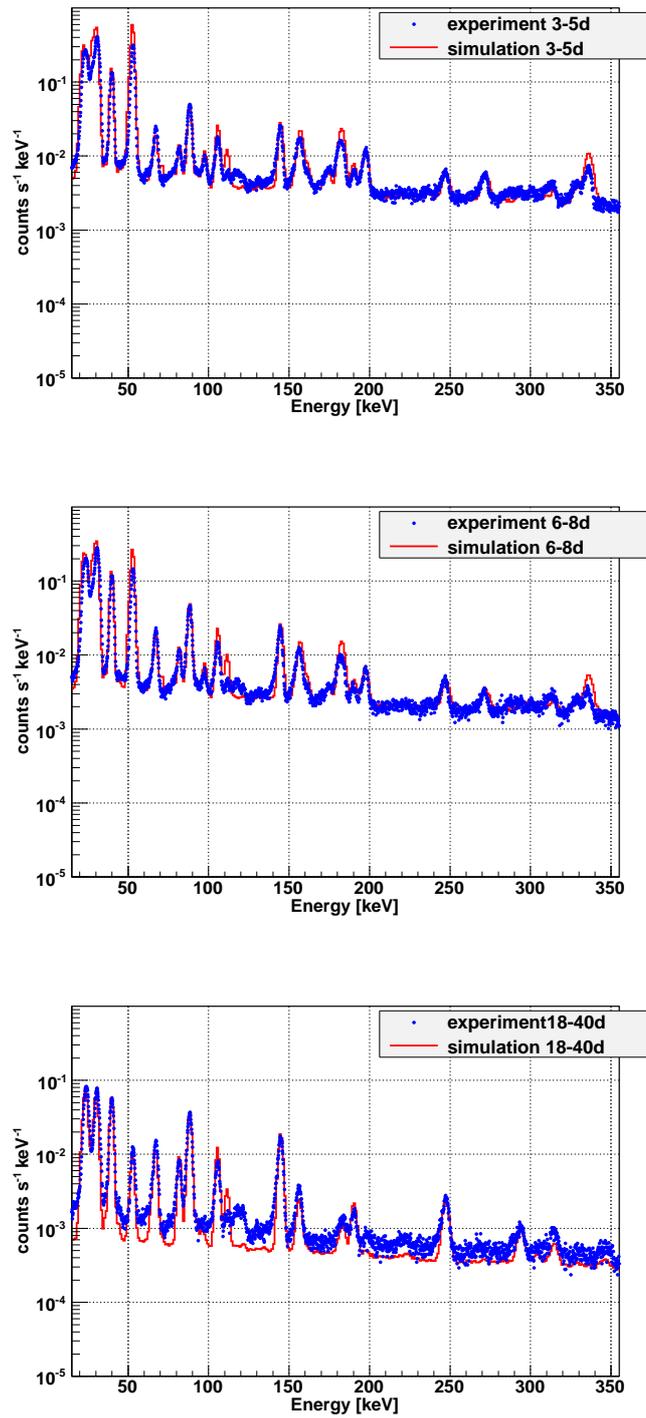


図 4.16: Geant4、MGGPOD の崩壊の分岐比および生成レートの修正を取り込んだ陽子照射実験の再現。上から陽子照射後 1.2 時間、3-5 日の時間平均、18-40 日の時間平均のスペクトル。

第5章 SGDの軌道上バックグラウンド

第4章で行った検証により、シミュレータが物理的に正しく動作するように調整できた。本章では、シミュレータを用いて宇宙線環境やSGD(マスモデル)を再現し、軌道上バックグラウンドを見積もった結果についてまとめる。主なバックグラウンド源として、衛星軌道上のSAA通過による主検出部(CdTe)や視野内物質であるFine Collimatorの放射化由来のバックグラウンドを見積もった。また大気中性子の弾性散乱によるバックグラウンドもあわせてまとめる。

5.1 SGDのジオメトリと有効面積

5.1.1 ジオメトリ

SGDは、大きく分けるとコンプトンカメラ、アクティブシールド、Fine Collimatorの3つの部分で構成されている。この内コンプトンカメラはSiとCdTeが、アクティブシールドではBGOが、Fine Collimatorではリン青銅が用いられる。

	サイズ	使用数	材質
Si 素子	53.9 × 53.9 × 0.6 mm	96 枚	Si
CdTe 素子 (ボトム部)	26.75 × 26.75 × 0.75 mm	96 枚	CdTe
CdTe 素子 (サイド部)	26.75 × 26.75 × 0.75 mm	144 枚	CdTe
アクティブシールド (ボトム部)	-	13 ブロック	BGO(Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂)
アクティブシールド (トップ部)	-	12 ブロック	BGO(Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂)
Fine Collimator	51.2 × 51.2 × 320 mm 16×16 マス 内壁の厚さ 0.1mm	3 本	リン青銅 (P,Cu,Sn の合金)

表 5.1: SGD1 ユニット (コンプトンカメラ 3 台) 当たりに使用されている Si 素子、CdTe 素子、アクティブシールド及び Fine Collimator の詳細。

SGD1 ユニットは 3 台のコンプトンカメラで構成されている。コンプトンカメラ 1 台当

たりでは、32層のSi素子がスタック状に配置されており、その底部に2×2の配置で8層のCdTe素子が、側面にも2×3の配置で2層のCdTe素子が同様に配置されている(図5.1上)。各素子のサイズなどを表5.1にまとめる。シミュレーション内ではこれらの素子1枚1枚にサイズや位置が定義してあり、これにVolumeと呼ばれる素子を同定する名称が付けられている。例えば、CdTe Bottomの第1層つまり一番上の層に設置されているCdTe素子は、Volume = CdTePadDetectorModule_0:CdTePad_Wafer0 というVolumeが付けられている。

これを図5.1中および下のようなBGOアクティブシールドで囲う。BGOアクティブシールドは主検出部が設置されるボトム部と入射X線をコリメートするトップ部に分かれている。ボトム部はさらに1ブロックの底部と2-4ブロックの側面に分かれており、トップ部は4ブロックに分かれている。トップ部には視野を絞るためのFine Collimatorが設置される。Fine Collimatorは3.2 mmピッチ、16×16マスの十字メッシュ構造をしており、各壁面の厚さは0.1 mmである。

以前のデザインではSGD1ユニットは4台のコンプトンカメラからなっており、シミュレータのマスモデルも4台のコンプトンカメラ用のものしか存在しない。新たにマスモデルを組むべきであるが、バグを混入させる可能性もある。そこで本研究では、コンプトンカメラ4台のマスモデル(revision 8_4; r8_4)を用い、コンプトンカメラの台数や、BGO結晶の厚みなどは適宜スケールさせることとする。こうすることで「信頼できる」有効面積やバックグラウンドの見積もりができる。これは最新の検出器ジオメトリを取り込んだマスモデルを組んだ際の参照としても有用である。

5.1.2 有効面積

マスモデルr8_4に平行なX線ビームを照射し、コンプトンカメラ6台分(SGD2ユニット分)の有効面積を求める。Si/CdTeのスレッシュホールドやエネルギー分解能は、最近の実験結果に基づき現実的な(やや厳しめの)値を設定した。用いたパラメータを表5.2にまとめる。5.2節以降のバックグラウンドのシミュレーション結果を考慮して、Si-CdTeイベントのみとした(Si-Siは中性子バックグラウンドが、CdTe-CdTeは放射化バックグラウンドが大きい)。得られた結果を図5.2に示す。100 keVで20 cm²弱の有効面積が達成されている。ここで仮定した角度cutの条件を図5.3に示す。この角度cutの条件は暫定的なものであり、観測対象によって最適化されるべきものであることに注意する。

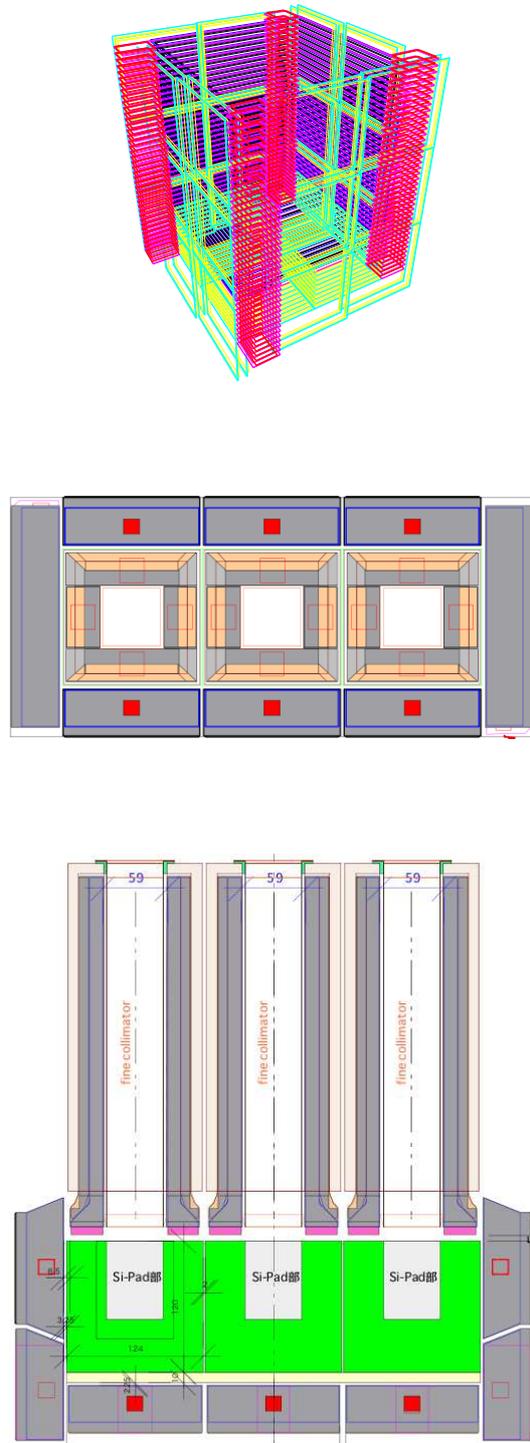


図 5.1: コンプトンカメラ 1 台(上)とそれを覆う BGO アクティブシールドを上から見た図(中)及び、側面から見た図(下)。

エネルギー分解能 (Si)	$\sqrt{2^2 + (0.01E)^2}$ keV
エネルギー分解能 (CdTe)	$\sqrt{1.5^2 + (0.01E)^2}$ keV
trigger threshold (Si & CdTe)	10 keV
veto threshold (BGO)	60 keV
hit threshold (Si)	5 keV
hit threshold (CdTe)	10 keV

表 5.2: 有効面積の計算時に使用した分解能等の各種パラメタ。E は keV 単位でのエネルギー。

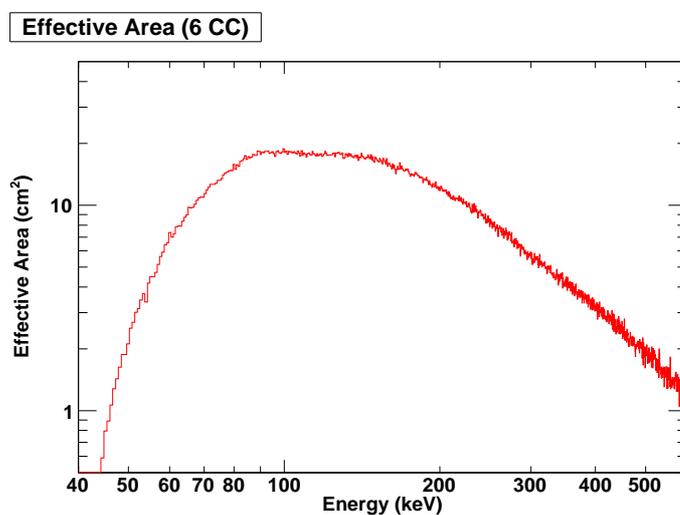


図 5.2: コンプトンモード (Si-CdTe) の有効面積。コンプトンカメラ 6 台分。

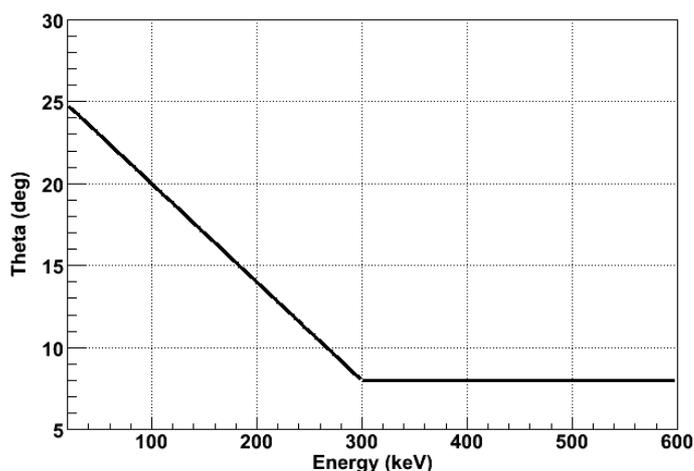


図 5.3: 有効面積を求めた際に仮定した角度 cut の条件。

5.2 主検出部 (CdTe) の放射化バックグラウンド

5.2.1 CdTe 放射化バックグラウンド

SGD の主検出部である CdTe の放射化バックグラウンドを見積る。シミュレーションの手順は以下ようになる。まずマスモデル r8_4 のジオメトリの SGD に SAA 陽子を照射し、生成される核種とその生成量のリストを作成する。続いて、様々な照射・冷却時間に応じた予想スペクトルを各核種に対して作成する。これを足し合わせた物が軌道上の予想スペクトルとなる。照射・冷却時間の組み合わせは、表 4.1 の A、B、C₂、D₂ を組み合わせた SAA 非通過 path を用いた。その他のシミュレーション条件を表 5.3 に示す。

マスモデル	r8_4	
Volume	CdTe-Bottom	CdTe-Side
試行回数	各 4×10^3	
物理プロセスモジュール	stdANLPhysicsList_DC_RD	
BGO シールドのスレッシュホールド	60 keV	
クエンチングファクター	0.5	
cut length	0.00001 cm	

表 5.3: 放射化由来バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件

コンプトンカメラ 1 台あたりにスケールしたバックグラウンドを図 5.4 に示す。ここで

赤のヒストグラムはSiまたはCdTeの1つのパッドのみでヒットのあったイベントである。これは軌道上の光電モードに対応するが、入射 X 線が直接あたらないサイド部の CdTe を除いたり、低エネルギー側では上の方の Si 層のみに限るなどの最適化がまだ済んでいないため、区別して「1hit イベント」と呼んでいる。高感度の観測で使われるコンプトンモードでは、Si-CdTe イベントが CdTe-CdTe イベントより 1 桁あまりバックグラウンドが小さい事、1hit イベントに比べ、2 桁以上バックグラウンドを落とせることが分かる。

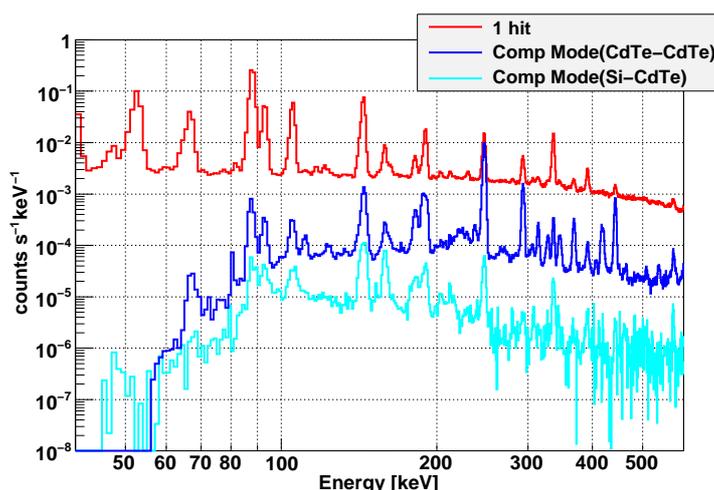


図 5.4: CdTe の放射化バックグラウンドのシミュレーション結果。それぞれ 1hit イベント (赤)、コンプトンモード CdTe-CdTe (青)、コンプトンモード Si-CdTe (水色) におけるバックグラウンドレベルを示している。

5.2.2 主要な核種のリスト

前節において見積もった CdTe 放射化バックグラウンドに寄与する主要な核種を以下の表 5.4、表 5.5 に示す。ここでは表 4.1 の A および B のタイムスケールを組み合わせた長期成分についてのみまとめた。2つの表はそれぞれ、1hit とコンプトンモード (Si-CdTe) において主要な核種のリストである。

1hit は 1 つのパッドでヒットのあったイベントであり、 β^- 崩壊を起こす核種が連続成分に、IT や EC を起こす核種がラインに効いてくる (表 5.4)。一方、コンプトンモード (Si-CdTe) では IT や EC で崩壊する核種、特に 2 本のラインを同時に出し、高エネルギー側が 100 keV を超えるラインを出す核種が連続成分に対しても大きな寄与を占めていることが分かる (表 5.5)。これは高いエネルギーのラインがコンプトン散乱し、パッシブな物質で吸収されたか、BGO の veto 条件を満たさなかったものと考えられる。これら主要な核種

の中には長期成分に寄与するにも関わらず数時間といった半減期の短い核種も見られる。これらの核種はその親核種の半減期が長い。

放射性同位体	崩壊モード	半減期
$^{113\text{m}}\text{Cd}$	β^- 崩壊	14.1 y
$^{115\text{m}}\text{Cd}$	β^- 崩壊	44.6 d
^{115}Cd	β^- 崩壊	2.2 d
^{127}Te	β^- 崩壊	9.35 h
$^{129\text{m}}\text{Te}$	β^- 崩壊	33.6 d
^{129}Te	β^- 崩壊	1.2 h

ラインエネルギー	エネルギー遷移 ¹	親核種(崩壊モード)	半減期
53 keV	$^{119}\text{Sn}(23.8\text{-g.s.})+\text{K}$	$^{119}\text{Sb}(\text{EC})$	38.1 h
67 keV	$^{125}\text{Te}(35.4\text{-g.s.})+\text{K}$	$^{125}\text{I}(\text{EC})$	59.4 d
88 keV	$^{109\text{m}}\text{Ag}(88.0\text{-g.s.})$	$^{109\text{m}}\text{Ag}(\text{IT})$	39.6 s
	$^{127\text{m}}\text{Te}(88.2\text{-g.s.})$	$^{127\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	109 d
93 keV	$^{107\text{m}}\text{Ag}(93.1\text{-g.s.})$	$^{107\text{m}}\text{Ag}(\text{IT})$	44.3 s
106 keV	$^{129\text{m}}\text{Te}(105.5\text{-g.s.})$	$^{129\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	33.6 d
145 keV	$^{125\text{m}}\text{Te}(144.7\text{-}35.4) + ^{125}\text{Te}(35.4\text{-g.s.})$	$^{125\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	57.4 d
159 keV	$^{123\text{m}}\text{Te}(159.1\text{-g.s.})$	$^{123\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	119.7 d
181 keV	$^{100}\text{Rh}(158.7\text{-g.s.})+\text{K}$	$^{100}\text{Pd}(\text{EC})$	3.6 d
190 keV	$^{114\text{m}}\text{In}(190.3\text{-g.s.})$	$^{114\text{m}}\text{In}(\text{IT})$	49.5 d
248 keV	$^{123\text{m}}\text{Te}(247.5\text{-}159.1) + ^{123}\text{Te}(159.1\text{-g.s.})$	$^{123\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	119.7 d
294 keV	$^{121\text{m}}\text{Te}(293.9\text{-}212.1) + ^{121}\text{Te}(212.1\text{-g.s.})$	$^{121\text{m}}\text{Te}(\text{IT})$	154 d
336 keV	$^{115\text{m}}\text{In}(336.2\text{-g.s.})$	$^{115\text{m}}\text{In}(\text{IT})$	4.5 h
392 keV	$^{113\text{m}}\text{In}(391.7\text{-g.s.})$	$^{113\text{m}}\text{In}(\text{IT})$	1.7 h

表 5.4: CdTe 放射化バックグラウンドの 1hit における主要な核種のリスト。上：連続成分を作る主要な核種、下：ラインを作る核種。

¹ K は EC における K 殻の結合エネルギーを、g.s. は ground state を表す。括弧内の数字は keV 単位のエネルギー準位である。

放射性同位体	主なエネルギー遷移 ¹	崩壊モード	半減期
^{101m} Rh	¹⁰¹ Ru(306.8-g.s.)+K	EC	4.34 d
¹⁰⁵ Ag	¹⁰⁵ Pd(344.5-g.s.)+K	EC	41.29 d
^{117m} Sn	^{117m} Sn(314.6-158.6) + ¹¹⁷ Sn(158.6-g.s.)	IT	13.6 d
^{121m} Te	^{121m} Te(294.0-212.2) + ¹²¹ Te(212.2-g.s.)	IT	154 d
^{123m} Te	^{123m} Te(247.6-159.1) + ¹²³ Te(159.1-g.s.)	IT	119.7 d

ラインエネルギー	エネルギー遷移 ¹	親核種(崩壊モード)	半減期
88 keV	^{109m} Ag(88.0-g.s.)	^{109m} Ag(IT)	39.6 s
	^{127m} Te(88.2-g.s.)	^{127m} Te(IT)	109 d
93 keV	^{107m} Ag(93.1-g.s.)	^{107m} Ag(IT)	44.3 s
106 keV	^{129m} Te(105.5-g.s.)	^{129m} Te(IT)	33.6 d
145 keV	^{125m} Te(144.7-35.4) + ¹²⁵ Te(35.4-g.s.)	^{125m} Te(IT)	57.4 d
159 keV	^{123m} Te(159.1-g.s.)	^{123m} Te(IT)	119.7 d
190 keV	^{114m} In(190.3-g.s.)	^{114m} In(IT)	49.5 d
248 keV	^{123m} Te(247.5-159.1) + ¹²³ Te(159.1-g.s.)	^{123m} Te(IT)	119.7 d
336 keV	^{115m} In(336.2-g.s.)	^{115m} In(IT)	4.5 h

表 5.5: CdTe 放射化バックグラウンドのコンプトンモード (Si-CdTe) における主要な核種のリスト。上：連続成分を作る主要な核種、下：ラインを作る核種。

¹ 表 5.4 に準ずる。

5.2.3 放射化バックグラウンドの BGO スレッシュヨルド依存性

アクティブシールドである BGO シンチレータは、放射化由来のバックグラウンドもある程度除去できる。本節では、放射化バックグラウンドの BGO スレッシュヨルド依存性を調べる。BGO スレッシュヨルドは地上実験から 50-100 keV 程度が見込まれる。そこで、30 keV から 150 keV まで 30 keV 刻みでスレッシュヨルドを変化させ、各々でバックグラウンドを調べた。これにより軌道上で実現すべきスレッシュヨルドの目標値が得られる。これが(衛星搭載という、リソースが限られた条件下での)電磁シールドや温度コントロールに対する要求となる。

結果を図 5.5 に示す。BGO スレッシュヨルドを 30 keV から 150 keV まで変化させたときのコンプトンモード (Si-CdTe) でのバックグラウンド (長期成分) を色分けして示している。

図からバックグラウンドのライン成分はほぼ変化しないことが分かる。一方で、スレッシュヨルドが 90 keV 以上になると 90 keV から 150 keV という観測上重要な領域で連続成分が増加することが分かる。

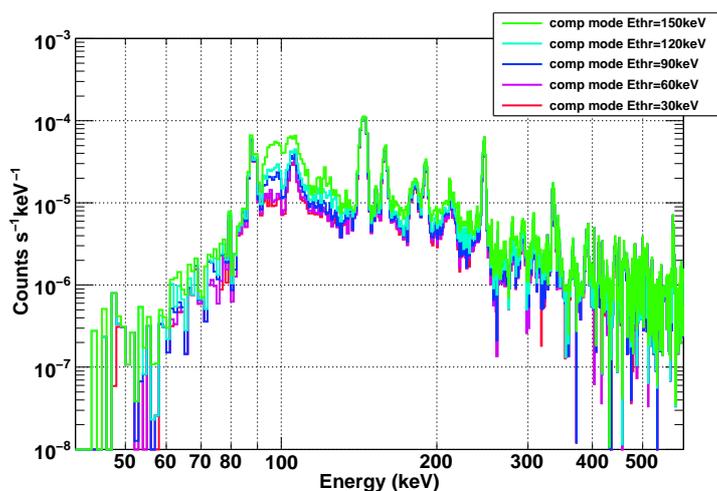


図 5.5: CdTe 放射化バックグラウンドのコンプトンモード (Si-CdTe) における BGO スレッショルド依存性。Eth = 30 keV(赤)、Eth = 60 keV(紫)、Eth = 90 keV(青)、Eth = 120 keV(水色)、Eth = 150 keV(緑)。

この依存性を理解するため、各 BGO ブロックでのデポジットエネルギーを調べた。実機と同様に、あるブロックで複数の hit があった場合は足しこんだエネルギーをプロットしたのが図 5.6 である。2 つ以上のブロックでエネルギーデポジットがあった場合は、各々のエネルギースペクトルを足して表示している。図を見ると、70 keV から 90 keV の領域でラインが目立つ。特に強いのは Bi の蛍光 X 線 (74.8 keV、77.1 keV、87.3 keV) である。

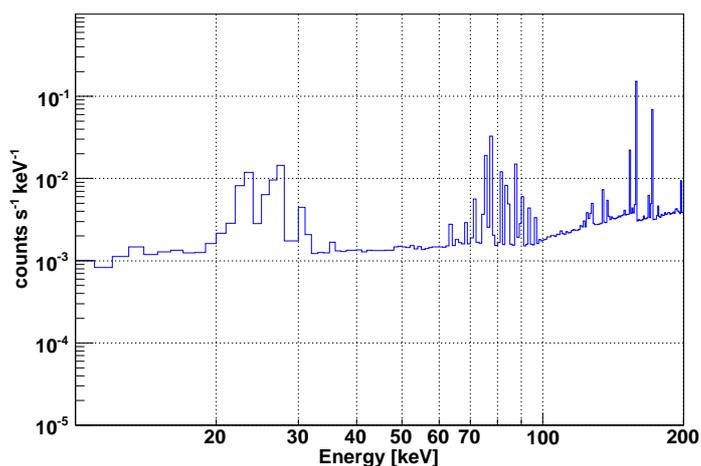


図 5.6: SGD の BGO シールドでのデポジットエネルギー。

さらに詳しくみるため、1つのブロックのみにhitしたイベントと2つのブロックにhitしたイベントのデポジットエネルギーのスペクトルを図5.7に示す。3つ以上のブロックにhitしたイベントはごくわずかであり考慮していない。図から前者はBiの蛍光X線がほとんど見られないが、後者はBiの蛍光X線が目立つことが分かる。これはBGOブロックでの光電効果に伴い生じた蛍光X線が自分自身では吸収できず、別のBGOブロックで吸収されたエスケープイベントと理解できる。従ってBGOのスレッシュホールドがBiの蛍光X線のエネルギーよりも大きくなると、バックグラウンドの増加につながる。

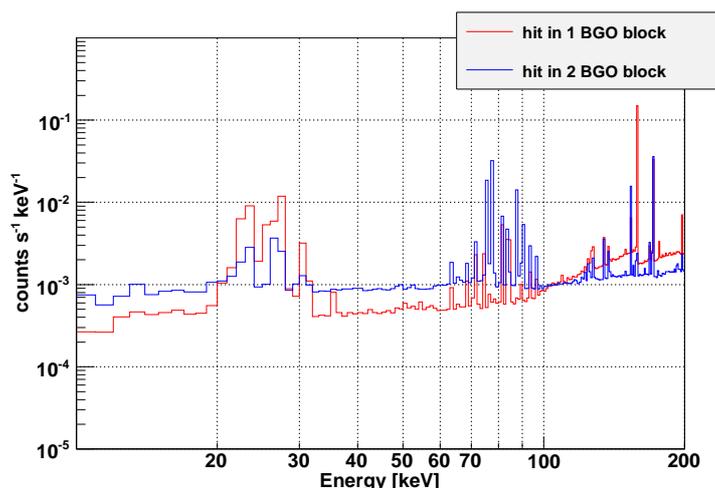


図 5.7: SGD の BGO シールドにおいて、1つのブロックのみにヒットしたイベントのデポジットエネルギー (赤) と、2つのブロックにヒットしたイベントのデポジットエネルギー (青)。

最後にバックグラウンドの増加に大きく寄与する核種を表5.6にまとめる。

放射性同位体	エネルギー遷移 ¹	崩壊モード	半減期
^{101m} Rh	¹⁰¹ Ru(306.8-g.s.)+K	EC	4.34 d
^{117m} Sn	^{117m} Sn(314.6-158.6) + ¹¹⁷ Sn(158.6-g.s.)	IT	13.6 d
^{121m} Te	^{121m} Te(294.0-212.2) + ¹²¹ Te(212.2-g.s.)	IT	154 d
^{123m} Te	^{123m} Te(247.6-159.1) + ¹²³ Te(159.1-g.s.)	IT	119.7 d

表 5.6: BGO のスレッシュホールドが悪化したときにバックグラウンドの増加に寄与する核種のリスト。

¹ 表 5.4 に準ずる。

この表から分かる通り、2本以上のガンマ線・X線を出す核種がバックグラウンドの増加に寄与している。ここでは^{121m}Teを例にとって説明する。図5.8左は^{121m}TeのIT時の

decay scheme である。 ^{121m}Te は IT を起こし、中間準位を介して ^{121}Te へ崩壊する。この際、82 keV と 212 keV の 2 本のガンマ線をほぼ同時に放出する。こうしたイベントはコンプトンイベントと見なされやすく、また高いエネルギーのガンマ線は、Si、CdTe を抜けて BGO へと到達し、エスケープイベントとなりやすい。図 5.8 右はこの核種によるバックグラウンドイベントに対し、Si と CdTe でのエネルギーデポジットの関係性をプロットしたものである。図より、CdTe で 82 keV を吸収し Si で 212 keV をコンプトン散乱、もしくは Si で 82 keV を吸収し CdTe で 212 keV をコンプトン散乱するイベントが特に多く、エスケープイベントが発生しやすいことを裏付けている。

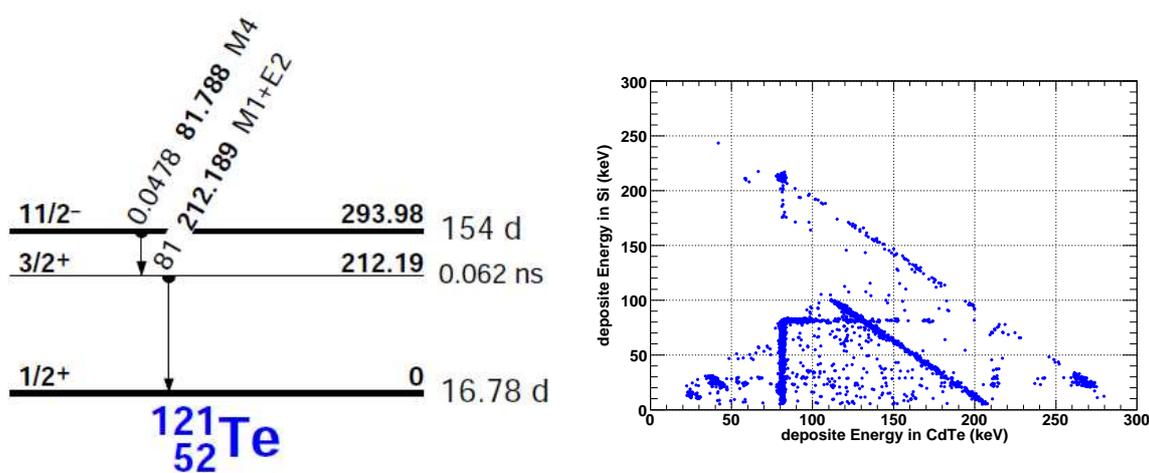


図 5.8: 左: ^{121m}Te の IT の decay scheme。右: ^{121m}Te の Si と CdTe でのデポジットエネルギーの分布。

5.3 Fine Collimator の放射化バックグラウンド

5.3.1 Fine Collimator のバックグラウンド

150 keV 程度以下の比較的低エネルギーでは天体の数が多いため、BGO の視野内に複数の天体が入りうる。また CXB の寄与も大きい。そこで SGD では、低エネルギー光子に対する視野をさらに絞るため、Fine Collimator と呼ばれる金属コリメータを BGO トップ部に設置している。Fine Collimator はリン青銅製のものを使用する予定である。本節では、Fine Collimator の放射化バックグラウンドを見積もる。シミュレーションの手順は 5.2.1 節と同様に、SGD(マスモデル r8_4) に SAA 陽子を照射し、生成される核種とその生成量のリストを作成する。続いて、様々な照射・冷却時間に応じた予想スペクトルを各核種に対して作成し、これを足し合わせたものを軌道上の予想スペクトルとする。照射・冷却時間

も CdTe の時と同様に 4.1 節の非 SAA path を用いた。他のシミュレーション条件を表 5.7 に示す。

マスモデル	r8_4
Volume	Fine Collimator
試行回数	各 1×10^6
物理プロセスモジュール	stdANLPhysicsList_DC_RD
BGO シールドのスレッシュヨルド	60 keV
クエンチングファクター	0.5
cut length	0.00001 cm

表 5.7: 放射化由来バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件

コンプトンカメラ 1 台あたりにスケールしたバックグラウンドを図 5.9 に示す。図より高感度の観測で使われるコンプトンモードでは、Si-CdTe イベントは CdTe-CdTe イベントとほぼ同レベルである事、1hit イベントに比べ、1 桁以上バックグラウンドを落とせることが分かる。また、図 5.4 と比較すると 1 hit およびコンプトンモード (Si-CdTe) でおよそ 1 桁 CdTe 放射化由来のバックグラウンドの方が大きく、Fine Collimator の放射化バックグラウンドは SGD のバックグラウンドにあまり寄与しないことが分かる。しかし、いくつかのラインはバックグラウンドに効いてくるので、そのエネルギーや強度を精度良く見積もることは重要である。

5.3.2 主要な核種のリスト

Fine Collimator 放射化バックグラウンド由来のラインのうち、バックグラウンドに寄与しうる物を以下の表 5.8 に示す。ここでは長期成分についてコンプトンモード (Si-CdTe) において主要な核種のリストをまとめた。Fine Collimator は視野内物質であり、放射化で生じたラインが Si でコンプトン散乱され、CdTe で光電吸収されれば、コンプトン再構成の条件をみたすのでコンプトンイベントとして認識される。

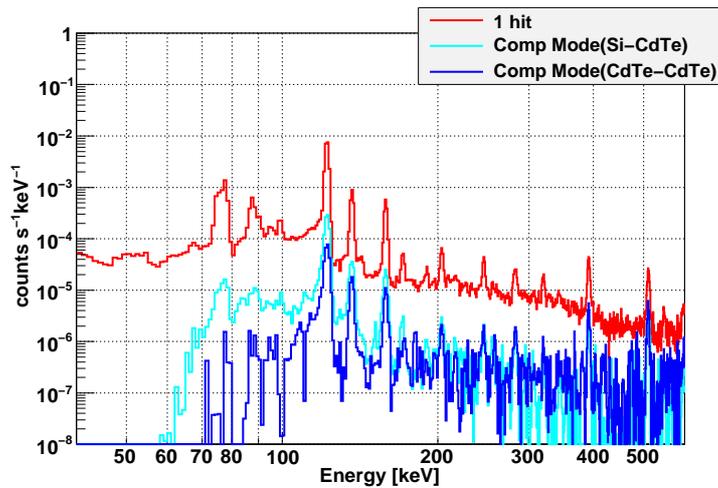


図 5.9: Fine Collimator の放射化バックグラウンドのシミュレーション結果。それぞれ 1hit イベント (赤)、コンプトンモード CdTe-CdTe(青)、コンプトンモード Si-CdTe(水色) におけるバックグラウンドレベルを示している。

ラインエネルギー	エネルギー遷移 ¹	親核種 (崩壊モード)	半減期
122 keV	$^{57}\text{Fe}(136.5-14.4)$	$^{57}\text{Co}(\text{EC})$	271.8 d
136 keV	$^{57}\text{Fe}(136.5\text{-g.s.})$	$^{57}\text{Co}(\text{EC})$	271.8 d
159 keV	$^{117\text{m}}\text{Sn}(158.6\text{-g.s.})$	$^{117\text{m}}\text{Sn}(\text{IT})$	13.6 d
392 keV	$^{113\text{m}}\text{In}(391.6\text{-g.s.})$	$^{113\text{m}}\text{In}(\text{IT})$	1.7 h

表 5.8: Fine Collimator 放射化由来のラインのうち、SGD のコンプトンモード (Si-CdTe) でのバックグラウンドに寄与する主要な核種。

¹ 表 5.4 に準ずる。

5.3.3 BGO スレッシュホールド依存性

5.2.3 節と同様、Fine Collimator でも放射化バックグラウンドの BGO スレッシュホールド依存性を調べた。結果を図 5.10 に示す。BGO スレッシュホールドを 30 keV から 120 keV まで変化させたときのコンプトンモード (Si-CdTe) でのバックグラウンドを色分けして示している。図からバックグラウンドのライン成分、連続成分共にほぼ変化しないことが分かる。BGO スレッシュホールドが 60 keV 以上のとき、75-80 keV にピークが現れるが、これは ^{57}Co の 122 keV / 136 keV が BGO で吸収されてできた Bi の蛍光 X 線 (77.1 keV) のエスケープイベントである。

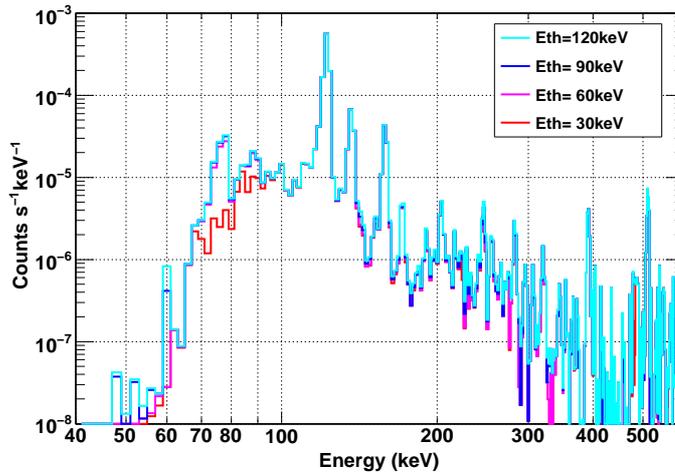


図 5.10: Fine Collimator の放射化バックグラウンドのコンプトンモード (Si-CdTe) における BGO スレッショルド依存性。Eth = 30 keV(赤)、Eth = 60 keV(紫)、Eth = 90 keV(青)、Eth = 120 keV(水色)。

5.4 中性子由来のバックグラウンド

大気中性子は検出器の放射化と並ぶSGDの主要なバックグラウンド源である。中性子と検出部半導体の原子核との弾性散乱によりバックグラウンドを作り出す。この中性子バックグラウンドの詳細については梅木修士論文[1]を参照されたい。シミュレーションの手順は以下ようになる。まずマスモデル r8_4 のジオメトリのSGDに10 keVから1 GeVの中性子を照射し、これによるバックグラウンドを見積もる。その他のシミュレーション条件を表5.9に示す。

コンプトンカメラ1台あたりにスケールしたバックグラウンドを図5.11に示す。図より高感度観測で使われるコンプトンモードは1hitイベントに比べ、2桁以上バックグラウンドを落とせることが分かる。また、コンプトンモードの中でも、Si-SiイベントはSi-CdTeに比べ1桁程度バックグラウンドが高い。これは同じ反跳原子核エネルギーに対する入射中性子エネルギーは、Siの方がCdTeよりも小さいためである。従ってSiの方がより多くの中性子の影響を受けるので、Si-Siの方がSi-CdTeよりバックグラウンドが大きくなる。

5.5 SGDのバックグラウンドレベル

5.2.1節、5.3.1節、5.4節からコンプトンモードではSi-CdTeイベントを用いると最も効率良くバックグラウンドが低減できるので、バックグラウンド評価にはSi-CdTeイベント

マスモデル	r8_4
モデルスペクトル	albedo_neutron_armstrongx2.root
入射エネルギー	10 keV - 1 GeV
入射半径	371 mm (4π 方向, 中心 (0,0,0))
入射個数	7.5×10^7
物理プロセスモジュール	HXISGDRcommendedHad
BGO シールドのスレッシュホールド	60 keV
クエンチングファクター	0.5
cut length	0.001 cm

表 5.9: 中性子バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件

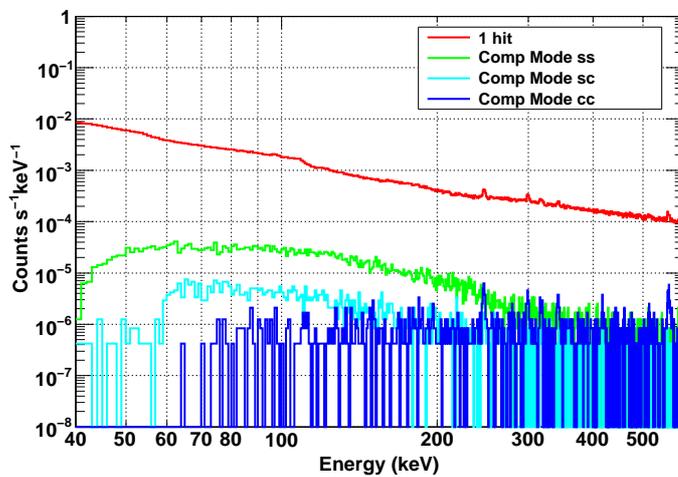


図 5.11: SGD の中性子バックグラウンドのシミュレーション結果。1 hit(赤)、コンプトンモード Si-Si(緑)、コンプトンモード Si-CdTe(水色)、コンプトンモード CdTe-CdTe(青)。

を用いる。本研究で見積もった CdTe、Fine Collimator の放射化バックグラウンド、中性子バックグラウンドおよびこれらの和を取ったものを図 5.12 に示す。このバックグラウンドはマスモデル r8.4 を用いて、コンプトンカメラ 1 台あたりにスケールしたものである。図から 90 keV 以上の高エネルギー領域では CdTe の放射化バックグラウンドの寄与が大きく、それ以下では中性子バックグラウンドの寄与が大きいことが分かる。ライン成分については CdTe と Fine Collimator の放射化の両方が効いていることが分かる。ただし、この結果には BGO の放射化バックグラウンドが考慮されていないので、別途 BGO のバックグラウンド評価を行う必要がある。

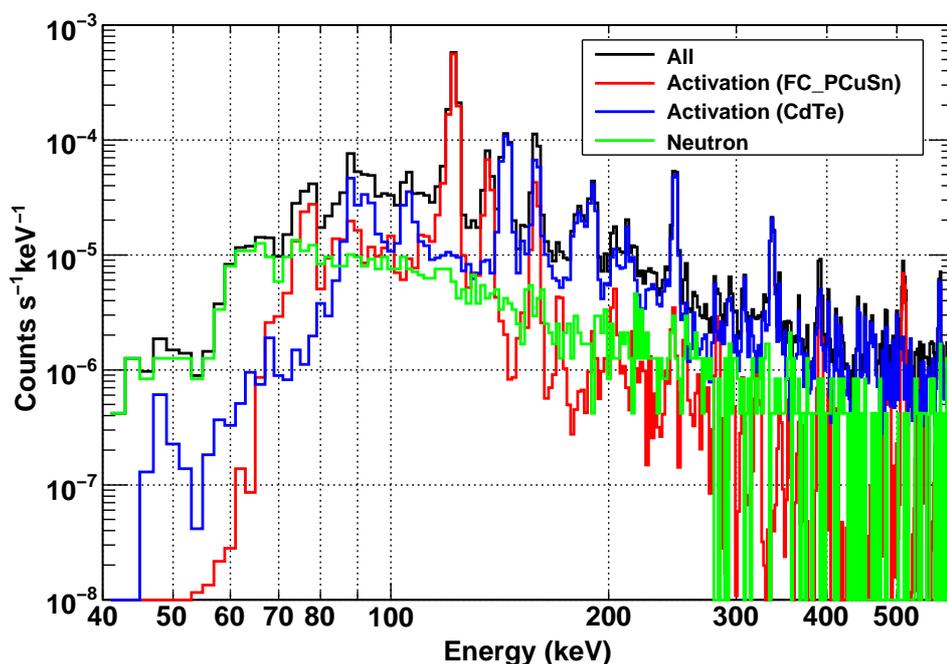


図 5.12: SGD の放射化バックグラウンドのシミュレーション結果。Fine Collimator の放射化バックグラウンド (赤)、CdTe の放射化バックグラウンド (青)、中性子バックグラウンド (緑)、3 つのバックグラウンドの和 (黒)。

第6章 まとめと今後の目標

本研究では、X線天文衛星 ASTRO-H に搭載する軟ガンマ線検出器 SGD における放射化バックグラウンドの評価を試みた。SGD の放射化バックグラウンドの評価をするにあたって、まず CdTe への陽子照射実験をシミュレーションにより再現することでシミュレータの動作確認を行った。その結果

1. Geant4 による崩壊のシミュレーションで、内部転換後の蛍光 X 線が考慮されていないこと
2. MGGPOD の核種生成部で、アイソマーが作られないこと
3. MGGPOD の照射・冷却のシミュレーション部で、崩壊の分岐比に一部不備があること

が分かった。

これらの問題点を修正した結果、CdTe の陽子照射実験を良く再現することができ、SGD の放射化バックグラウンドの評価する準備ができた (第4章)。この上で SGD の軌道上バックグラウンドの見積りを行った。CdTe 放射化成分は、Si-CdTe イベントが CdTe-CdTe イベントより一桁近くバックグラウンドが低いことが分かった。また BGO のスレッシュホルドが、Bi の蛍光 X 線 (77 keV) より高くなると、エスケープイベントのため 100 keV 付近のバックグラウンドが大きくなることが分かり、BGO スレッシュホルドに対する目標値がえられた。視野内物質であるファインコリメータ (リン青銅) のバックグラウンドに対する寄与は、150 keV 以下では CdTe の放射化と同程度であることが分かった。また中性子バックグラウンド [1] もあわせて評価したところ、Si-CdTe が最もバックグラウンドを低減できること、80 keV 程度以下では中性子バックグラウンドが、それ以上では放射化バックグラウンドが効くことが分かった (第5章)。

今後は、BGO の放射化バックグラウンドを評価するとともに、イベント選別の最適化、デザインの最適化を行うことが目標である。

謝辞

本論文の作成にあたり多くの方にご協力いただき、ありがとうございました。まず、私に SGD の放射化バックグラウンドの評価という研究の機会をいただいた深澤先生に心より感謝いたします。また、研究にあたり直接のご指導をいただいた水野さんに厚くお礼を述べたいと思います。水野さんからご指導いただいた物事の基本的な考え方、取り組み方の手順等はとても為になりました。今後の研究生活でも役立てていきたいと思います。この1年間研究面でさまざまなアドバイスをいただいた HXI/SGD チームの皆様にも厚くお礼申し上げます。

環境面では修士になり、この2年間共に研究を続けてきた池尻、先本、花畑、林、松岡へ心より感謝いたします。また、小部屋の皆様のおかげで明るい雰囲気の充実した研究生生活を送ることができました。ありがとうございました。事務でお世話になった石井さん、横山さんもうありがとうございました。

平成 22 年 2 月 10 日
平木 一至

References

- [1] 梅木勇大 修士論文「モンテカルロシミュレーションによる次期 X 線衛星 ASTRO-H 搭載軟ガンマ線検出器のバックグラウンド評価」 広島大学 2009 年
- [2] Leo., W., R., "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments" SpringerVerlag
- [3] 永江知文・永宮正治 「原子核物理学」 裳華房
- [4] Takahashi, T. *et al.*, 2007, PASJ, 59, pp. S35-S51
- [5] Takahashi, T. *et al.*, 2004, Proc. SPIE, 5488
- [6] Takahashi, T., 2006, Experimental Astronomy, 20, pp. 317-331
- [7] 小高裕和 修士論文「Si / CdTe 半導体コンプトンカメラ試作機の開発と性能評価」 東京大学 2008 年
- [8] 一次宇宙線 (<http://ja.wikipedia.org/wiki/%E5%AE%87%E5%AE%99%E7%B7%9A>)
- [9] 小田稔・西村純・桜井邦朋 「宇宙線物理学」 朝倉書店
- [10] 二次宇宙線 (<http://www.gw.hep.osaka-cu.ac.jp/vuniv/2004-physics/lecture4.html>)
- [11] 早川幸男 「原子核物理学と星の内部構造 新天文学講座 7 V. 宇宙線」 恒星社
- [12] 軌道上の陽子 flux の世界分布図 (<http://www.spennis.oma.be/help/background/traprad/traprad.html>)
- [13] 放射性核種の decay scheme (<http://ie.lbl.gov/toi/>)
- [14] Murakami, M., 2003, IEEE Trans. Nucl. Sci. 50 4
- [15] Richard, B. Firestone, 「Table Of Isotopes」 A Wiley-Interscience Publication
- [16] R., Silberberg and C.,H., Tsao "Cross sections for (p, xn) reactions and astrophysical applications," ApJSS, 35, pp129, 1977
- [17] 伊藤和夫・河村文夫・北原一太・瀧幸・松井正夫・吉野富雄 「放射性同位元素の科学 基礎と応用」 廣川書店

- [18] Weidenspointer, G. *et al.* 2004, *New Astronomy reviews*, 48, 227-230
- [19] NIST XCOM Photon Cross Sections Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>)
- [20] Geant4 ホームページ (<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>)
- [21] ROOT ホームページ (<http://root.cern.ch>)
- [22] MEGALib ホームページ (<http://www.mpe.mpg.de/MEGA/megalib.html>)
- [23] ESA's Space Environment Information System (SPENVIS)
(<http://www.spennis.oma.be/intro.html>)