

Numerical Simulation of Gamma-ray emission from our Galaxy  
(我々の銀河起源  $\gamma$  線放射の数値シミュレーション)

M1279032  
山中 京一

広島大学理学研究科物理科学専攻  
高エネルギー宇宙学研究室

平成 14 年 3 月 10 日

## 概要

Strong と Moskalenko によって系内銀河における宇宙線生成・加速の伝播をシミュレートする GALPROP が開発された。GALPROP は疑似的 3 次元円柱座標で系内銀河における宇宙線の伝播、宇宙線の物質・電磁場との相互作用によるガンマ線放射、および、地球から見上げた skymap をシミュレートするプログラムである。我々はこの GALPROP を 2006 年打ち上げ予定のガンマ線観測衛星 GLAST(Gamma-ray Large Area Space Telescope)での打ち上げ前の観測シミュレーションとデータ解析に用いるため、一般に公開されていた Fortran90 から C++への書き換えと、その内部の理解を行った。C++への書き換えは、研究者にとって Fortran90 よりも C++の方が使い慣れており、現在の GLAST で用いられている他のプログラムと言語を合わせるためである。また、GLAST での適用のためにプログラム全体を通してどのような処理をして宇宙線とガンマ線の分布を計算しているのか、どのような物理過程を組み込んでいるのかを知る必要がある。

GALPROP は宇宙線のソース、空間拡散、運動量空間での拡散、エネルギー loss 等を含む伝播方程式を解くことで宇宙線の分布を得る。ガンマ線分布はこの宇宙線分布を基に計算されるので、我々は伝播方程式のこれらの係数が宇宙線の分布にどのような寄与を及ぼすのかを調査する必要がある。様々な特殊な条件の基で GALPROP を動かし、これら係数と結果として得られる宇宙線の分布との関係を調べ、考察し、理論どおりの結果が得られる事を確かめた。

我々は更に GALPROP のアプリケーションとして宇宙線と分子雲の相互作用によって生成されるガンマ線のスペクトルの計算を行った。分子雲のシミュレーションは GALPROP の現実的なアプリケーションである。GALPROP で星間物質の密度を変更することで分子雲を仮定し、GLAST で分子雲がどのように観測されるかを推測した。その結果、分子雲が存在すると  $\pi^0$  粒子の崩壊により生成されたガンマ線の成分が増加が分かった。これにより 10MeV 以上のエネルギー領域での強度の増加が分子雲の存在を示すものである事が分かった。

さらに、GALPROP はダークマターの研究にも、宇宙論や素粒子実験と言った従来のものとは違ったアプローチを可能にする。GLAST ではダークマターの対消滅によるガンマ線を探索することでダークマターの探索が可能であるが、ダークマターが宇宙線と相互作用しガンマ線を生成すると仮定すると GLAST でダークマターの探索が可能である。GLAST の性能により系外銀河からの点源の成分を除去することができるので、より正確な銀河内起源のガンマ線成分を得ることができる。GALPROP はこの銀河内起源のガンマ線分布を得ることができるので、GLAST により得られたスペクトルとダークマターを考慮した GALPROP の出力を比較することによりダークマターの探索ができる。我々はダークマターの宇宙線との相互作用について、ハローのサイズ、ダークマターの質量、ダークマターと陽子の相互作用の断面積をいくつか仮定し、結果として期待されるガンマ線のスペクトルと強度を求め、考察してみた。その結果、ダークマターの質量が proton の 1/10 以下で、ダークマターと宇宙線の相互作用の cross section が pp-collision の 1/20 程度であれば検出可能であることが示された。

# 目次

第 1 章 Introduction	2
第 2 章 Overview of the Galactic Gamma-ray Emission	6
2.1 Previous Observations . . . . .	6
2.2 Emission Mechanisms . . . . .	7
2.3 Purpose of This Thesis . . . . .	8
第 3 章 Numerical Calculations of the Galactic Gamma-ray Emission (GALPROP Code)	10
3.1 GALPROP Code . . . . .	10
3.2 Flow and Method of Calculation . . . . .	13
3.3 Propagation Equation of Cosmic Rays . . . . .	15
3.4 Coefficients of Propagation Equation . . . . .	17
3.4.1 Cosmic-ray Source . . . . .	17
3.4.2 Spatial and Momentum Space Diffusion Coefficients . . . . .	19
3.4.3 Energy Losses . . . . .	21
3.5 ISM Distribution . . . . .	26
3.6 ISRF and Magnetic Field . . . . .	27
3.7 ガンマ線スペクトル . . . . .	29
3.7.1 制動放射 . . . . .	29
3.7.2 逆コンプトン放射 . . . . .	30
3.7.3 $\pi^0$ 粒子崩解によるガンマ線放射 . . . . .	32
第 4 章 Solution of the GALPROP Code	34
4.1 宇宙線の運動量空間における拡散とエネルギーロス . . . . .	34
4.1.1 運動量拡散 . . . . .	34
4.1.2 エネルギーロス . . . . .	37
4.1.3 運動量変化 . . . . .	39
4.2 宇宙線の空間拡散 . . . . .	41
4.2.1 空間拡散係数のみの場合 . . . . .	41
4.2.2 運動量変化をともなった空間拡散 . . . . .	43
4.3 宇宙線スペクトルの時間発展 . . . . .	44
第 5 章 Applications of the GALPROP Code	47
5.1 Prediction of Gamma-ray Emission from Molecular Clouds . . . . .	47
5.2 Prediction of Gamma-ray Emission associated with Dark Matter . . . . .	50
第 6 章 Summary	57
付録 A GALDEF ファイル	59
A.1 GALDEF ファイルのパラメータ . . . . .	59
A.2 伝播方程式における時間間隔 . . . . .	59

# 第1章 Introduction

X線天体の発見以来、X線・ガンマ線観測衛星の活躍によって、現在の我々は、宇宙のいたるところで高エネルギー現象が起きていることを知るに至った。活動銀河核(AGN)、ブラックホール候補天体、パルサー等に付随する超高エネルギーへの粒子加速とジェット噴射、超新星残骸におけるショックフロントの存在とその構造、銀河や銀河団に閉じ込められた大量のプラズマの存在、ガンマ線バースト、そしてGeVにまで粒子が加速している太陽フレア等である。これらの天体では、様々なメカニズムで極めてダイナミックに粒子が加速され、高エネルギー粒子が宇宙空間に振りまかれている。これらの宇宙加速器やその周辺で起こっている高エネルギー現象を解明するためには、高エネルギー天体の高い精度での観測と、多波長観測との連係が重要である。現在、TeV ガンマ線観測装置であるチレンコフ地上望遠鏡は観測下限エネルギーが 100GeV まで下がってきているので、GLAST のエネルギー範囲と重なっている。地上チレンコフ望遠鏡と GLAST により 10MeV から 10TeV までの 6 衡にわたる広いエネルギー範囲で天体からのガンマ線放射をとらえることができる。これにより観測天体数が飛躍的に増加し、ガンマ線天文学は高エネルギー天文学に未知の領域を提供するだろう。

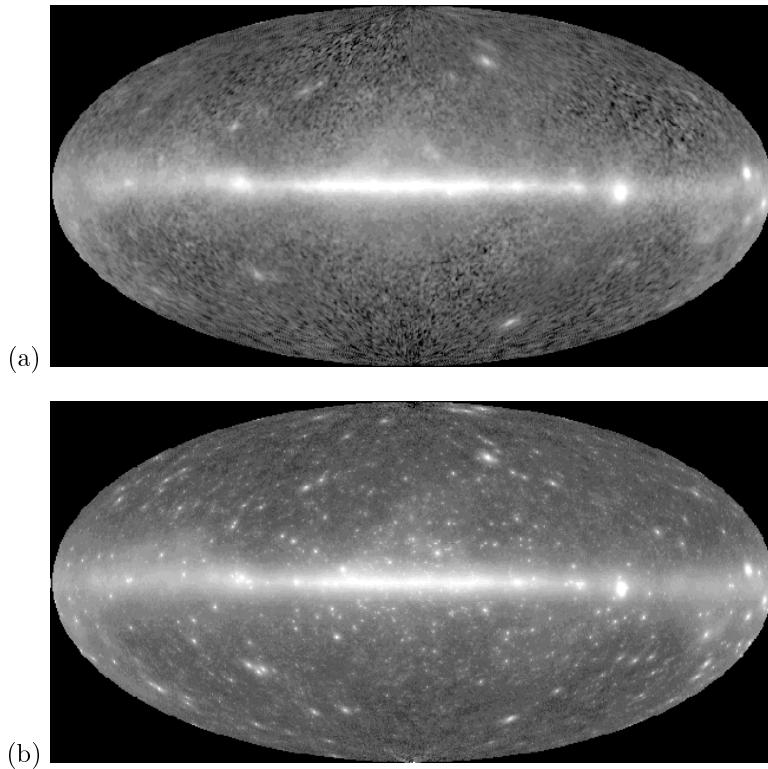
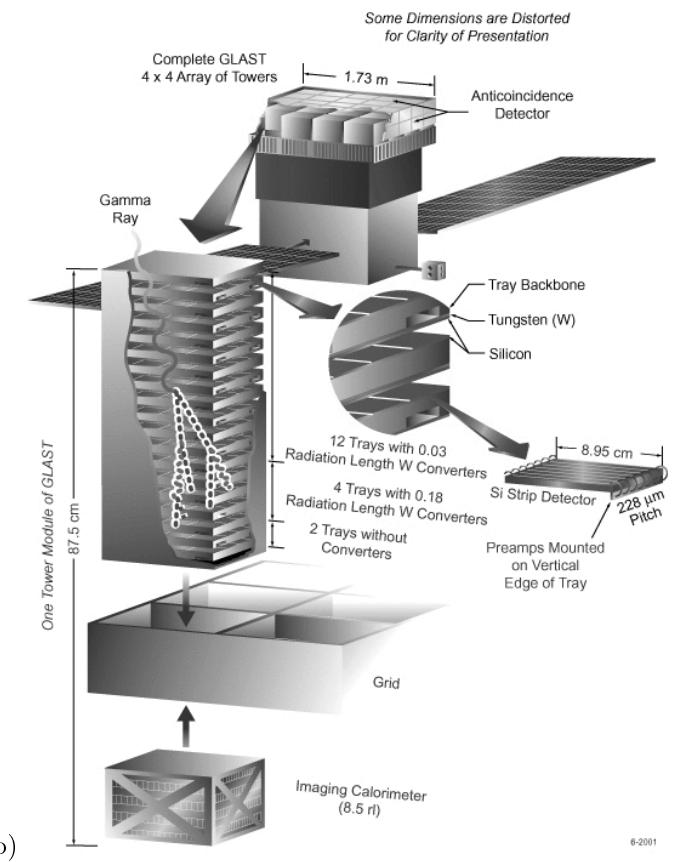


図 1.1: EGRET がガンマ線で見た宇宙 (a) と GLAST での観測をシミュレートした図 (b)。



(a)



(b)

図 1.2: GLAST 衛星の外観図 (a) と検出器の構造 (b)。検出器にはシリコンストリップセンサーを用いている。

GLAST 計画はガンマ線領域に新たなる研究分野を広げようとしている。今までにガンマ線観測衛星としては SAS-2、COS-B、EGRET(Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) 等が打ち上げられた。その観測結果は、興味深い結果とともに数多くの新たな問題を残した。このガンマ線域で宇宙物理の発展、探査を目的として、アメリカ、日本、イタリア、フランス、スウェーデンの共同で GLAST(Gamma-ray Large Area SpaceTelescope) プロジェクトが計画され、2006 年に打ち上げ予定である。GLAST はガンマ線を観測することで、多波長領域(電波・可視光・X線)との比較・同定ができる。また、活動銀河核・パルサー・ガンマ線バースト等宇宙の興味深い現象を解き明かすことが期待されている。GLAST による高エネルギー天体の観測では、これまでのガンマ線天体観測ミッションに比べて、視野の広さ、検出感度、空間分解能が同時に向上するために、天体観測数の急激な増加と天体位置の決定精度の向上が予想される。図.1.1 は EGRET で観測された宇宙と GLAST での観測予想図である。EGRET ではぼやけていたものが GLAST では点源として区別されている。これらの観測される天体に対して、20MeV から 300GeV までの広いエネルギー範囲で、エネルギー分解能 10%以下のスペクトル取得が可能になるのである。さらに、全天の 20%をカバーできる広視野であるために、特定の天体を継続的、あるいは断続的に視野内にとらえ続けることが容易であり、長期にわたる激しい時間変動を伴う天体のモニターも自動的に行うことができる。検出器として素粒子実験で用いられ、我々広島大学が浜松ホトニクスと共同で開発、量産したシリコン検出器(図.1.2(b))を用いる事によってこれらの飛躍的な性能の向上が可能になる。この GLAST 計画により、ガンマ線天文学は、今までに得られなかった定量的な情報を手に入れることが出来、その研究に飛躍的な進歩を遂げるだろう。

現在、GLAST 観測のためのシミュレータには、宇宙線、ガンマ線の検出器における飛跡検出、energy deposit をシミュレートする Geant4 がある。GALPROP は系内銀河における宇宙線生成、ガンマ線放射のシミュレートが行えるので Geant4 との結合により、GLASTでの観測をシミュレートする事が可能となる。これにより、GALPROP で分子雲等の構造を組み込み、その分子雲が GLAST でどのように観測されるか等の調査ができる。また現在、GALPROP は系内銀河起源の diffuse ガンマ線のシミュレートしか行えないが、将来的には銀河系内外の点源等も取りこむことにより、その包括的な観測のシミュレーションが可能となる。

表 1.1: GLAST LAT Specifications and Performance Compared with EGRET

Quantity	EGRET	LAT <sup>1</sup> (Minimum Spec.)
Energy Range	$20MeV - 30GeV$	$20MeV - 300GeV$
Peak Effective Area <sup>2</sup>	$1500cm^2$	$> 8000cm^2$
Field of View	$0.5sr$	$> 2sr$
Angular Resolution <sup>3</sup>	$5.8^\circ(100MeV)$	$< 3.5^\circ(100MeV)$ $< 0.15^\circ(> 10GeV)$
Energy Resolution <sup>4</sup>	10%	$< 10\%$
Deadtime per Event	$100ms$	$< 100\mu s$
Source Location Determination <sup>5</sup>	$15'$	$< 0.5'$
Point Source Sensitivity <sup>6</sup>	$\sim 1 \times 10^{-7}cm^{-2}s^{-1}$	$< 6 \times 10^{-9}cm^{-2}s^{-1}$

<sup>1</sup> LAT(Large Area Telescope) is the main instrument of GLAST

<sup>2</sup> After background rejection

<sup>3</sup> Single photon, 68% containment, on-axis

<sup>4</sup> 1- $\sigma$ , on-axis

<sup>5</sup> 1- $\sigma$  radius, flux  $10^{-7}cm^2s^{-1}$  (100MeV), high|b|

<sup>6</sup> >100MeV, at high|b|, for exposure of one-year all sky survey, photon spectral index -2

# 第2章 Overview of the Galactic Gamma-ray Emission

## 2.1 Previous Observations

銀河面からの強い diffuse ガンマ線放射はガンマ線天文学の初期の頃から観測され、興味深い現象の一つであった。diffuse gamma-ray continuum emission は星間物質や低エネルギー光子と宇宙線が相互作用して生成される。よって、Galactic diffuse ガンマ線放射は宇宙線の分布や宇宙線と星間物質との相互作用に対する情報を提供し、宇宙線の起源と伝播のモデルに対して重要な制限を加える。また、Galactic diffuse ガンマ線放射のスペクトルと起源は系外銀河の研究や宇宙論にも大きな役割を担っている。系外銀河からのガンマ線バックグラウンドは未だ良く知られていない。そのモデルは、原始ブラックホール消滅や初期宇宙でのエキゾチック粒子の消滅、活動銀河のような分解できない個々のソースからの寄与等、様々な範囲で議論されてきた。そして、系外銀河からの放射スペクトルは不明な点の主なものである。活動銀河等からの分解できないソースからの寄与については Galactic diffuse 放射の正確な研究によってのみ明かにする事ができる。

ガンマ線観測には、これまで SAS-2、COS-B、OSSE、COMPTEL、EGRET 等多くの検出器を用いて様々なエネルギー領域で観測が行われた。ガンマ線観測ではバックグラウンドの影響が問題となる。それは多くの点源からによるものだけでなく、検出器自身によるものも含まれる。供に検出器の性能、特に角分解能の向上が必要不可欠であるが、現在、最も新しい CGRO 搭載の検出器でさえ十分なバックグラウンドの除去ができない。

ガンマ線領域での最初の mapping は 35MeV から 200MeV のエネルギー領域で SAS-2 によって為された。 $335^\circ < \text{銀経} < 15^\circ$  で観測されたスペクトルはラインをもたない photon index~1.7 の power law の形をしていて、100MeV におけるフラックスは  $1 \times 10^{-6} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$  であった。次に SAS-2 より感度と角分解能に優れた COS-B が 70MeV から 5GeV で銀河面を観測し、高エネルギーガンマ線領域で銀河面放射の大規模な放射機構があることがわかり、その高さが 130pc と測定された。COS-B の後、CGRO 登載の OSSE、COMPTEL、EGRET により 0.05MeV から 50GeV を越えるエネルギー範囲で観測が行われた。OSSE の観測では diffuse continuum が 3つの独立した成分、連続成分に  $e^+e^-$  の消滅線がのった成分、低エネルギー成分、そして高エネルギー成分で形成されていることを示した。COMPTEL の結果は中間エネルギー領域で diffuse emission を最初に観測し、EGRET は高エネルギー領域で場所ごとでスペクトルが変化していることをみつけた。活動銀河等の未分解の線源からの寄与を取り除く事はできなかったが、特に 3つの機器をあわせることによる 1MeV から約 1GeV までのスペクトルは制動放射、陽子陽子衝突により生成される  $\pi^0$  粒子崩解によるガンマ線放射と逆コンプトン散乱によって説明できる。しかし、1GeV 以上では EGRET のスペクトルは地球近傍で観測された宇宙線のスペクトルから得られた期待される値よりハードであった。

## 2.2 Emission Mechanisms

多大な努力にも関わらず、diffuse galactic continuum gamma-ray emission の起源は未だかなりの不確定要素がある。GLAST では感度と位置決定精度の向上により、活動銀河核等の系外銀河からのガンマ線点源による成分を取り除けるので、銀河面放射による diffuse ガンマ線放射の成分をより正確に得ることができる。銀河内起源の diffuse ガンマ線の生成過程は以下の 3つである。

- 1、宇宙線(電子)とISM(interstellar matter)による制動放射
- 2、宇宙線(電子)と光子による IC(inverse Compton scattering)
- 3、宇宙線(proton, Helium 等)とISMによる相互作用で生成された  $\pi^0$  の崩壊

これらガンマ線放射は、cosmic-ray electron や nucleon のスペクトル、interstellar radiation、磁場、星間ガスの分布等さまざまなものに依存している。そして、1GeV 以上及び 30MeV 以下のエネルギー範囲では、主要な物理過程が未だ確立されていない。EGRET により測定されたガンマ線スペクトルは、地球近傍で観測した proton、electron のスペクトルを基に計算されたものと比べて 1GeV 以上で放射が強いことを示した。その原因としては、cosmic-ray proton のスペクトルが予測より hard であるか、ソースの分布やエネルギーолосが空間的に均一でないために地球近傍で観測された cosmic-ray electron のスペクトルよりも hard になっている、等の理由が考えられてきた。数 MeV 以下では更に不明で、COMPTEL の観測データは予測される intensity よりかなり高かく、点源の成分の寄与が考えられている。これらの解決には、ガンマ線観測、電波観測等の個々の観測に視野を狭めず、宇宙物理に関する全ての観測結果を含んだ systematic な研究と矛盾のないアプローチが必要である。

## 2.3 Purpose of This Thesis

Strong と Moskalenko によって系内銀河における宇宙線生成・加速の伝播をシミュレートする GALPROP が開発された。GALPROP は疑似的 3 次元円柱座標で系内銀河における宇宙線の伝播、宇宙線と物質・電磁場との相互作用によるガンマ線放射、および、地球から見上げた skymap をシミュレートするプログラムである。我々はこの GALPROP を 2006 年打ち上げ予定のガンマ線観測衛星 GLAST(Gamma-ray Large Area Space Telescope)での打ち上げ前の観測シミュレーションとデータ解析に用いるため、Fortran90 から C++への書き換えと、その内部の理解を行った。C++への書き換えは、研究者にとって Fortran90 よりも C++の方が使い慣れており、現在の GLAST で用いられている他のプログラムと言語を合わせるためにである。また、GLAST での適用のためにプログラム全体を通してどのような処理をして宇宙線とガンマ線の分布を計算しているのか、どのような物理過程を組み込んでいるのかを知る必要がある。

GALPROP は宇宙線のソース、空間拡散、運動量空間での拡散、エネルギーロス等を含む伝播方程式を解くことで宇宙線の分布を得る。ガンマ線分布はこの宇宙線分布を基に計算されるので、我々は伝播方程式のこれらの係数が宇宙線の分布にどのような寄与を及ぼすのかを調査する必要がある。様々な特殊な条件の下で GALPROP を動かし、これら係数と結果として得られる宇宙線の分布との関係を調べ、理論どおりの結果を打ち出すのか調べなければならない。

GALPROP は宇宙線と分子雲の相互作用によって生成されるガンマ線のスペクトルの計算を行う事ができる。分子雲のシミュレーションは GALPROP の現実的なアプリケーションであり、GALPROP では星間物質の密度と分布を自由に変更できるので、様々な分子雲を仮定し、GLAST で分子雲がどのように観測されるかを推測できる。さらに実際の GLAST で観測された結果とを組み合わせることで、分子雲の理解が深まると思われる。

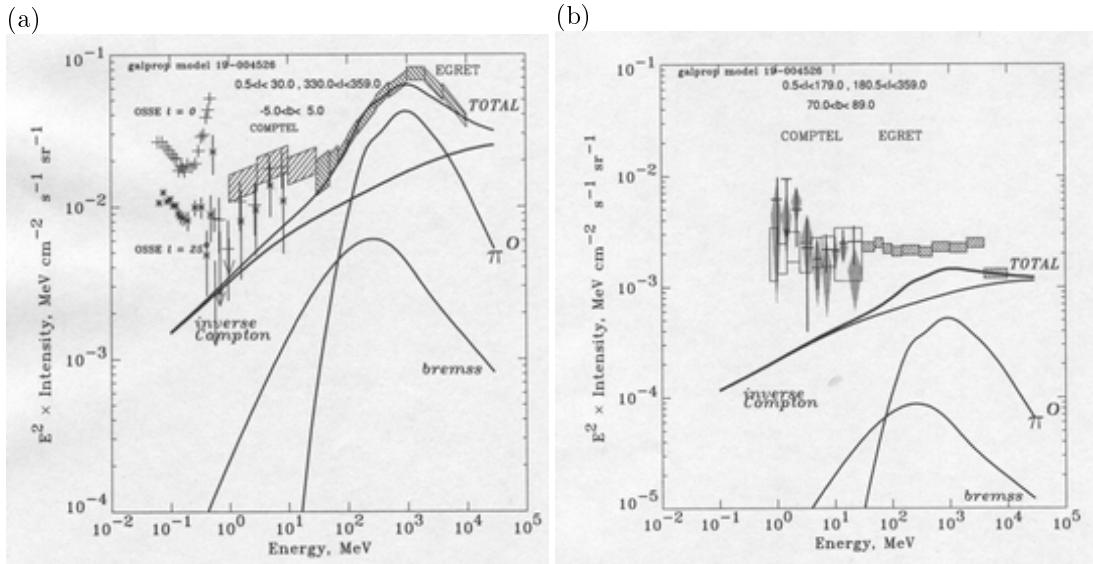


図 2.1: GALPROP の出力からスペクトルが得られる。図は高銀緯におけるもので、EGERT の観測結果と一致しない。図は Strong 等が得たもの [21]。

更に GALPROP のアプリケーションとしては、その特性を生かし、仮想的な条件でのシミュレートがある。その一つがダークマターの探索である。ダークマターは宇宙に存在し、今日までの観測では光などの電磁波では検出されていない物質であり、銀河の回転などによってその存在が示唆されている。GALPROP はダークマターの研究に対してこれまでと違った角度からアプローチすることができる。現在までに、ダークマターの研究には

- 1、銀河の回転から
- 2、素粒子実験から
- 3、宇宙論から

等のアプローチが試みられてきた。GALPROP と GLAST を用いれば、別のアプローチを行うことができる。GLAST ではその性能により系外銀河からの点源の成分を除去することができ、より正確な銀河内起源のガンマ線成分を得ることができる。GALPROP はこの銀河内起源のガンマ線分布を得ることができるので、GLAST により得られたスペクトルとダークマターを考慮した GALPROP の出力を比較することによりダークマターの探索ができる。その手順は以下のものである。

前節で述べたように gamma-ray Galactic diffuse emission の制動放射、逆コンプトン放射、 $\pi^0$  崩解によるガンマ線放射は、星間物質との相互作用によるものである。星間物質は  $H_I$  観測、CO 観測によりその分布が求められているが、それはディスク状に分布し、高銀緯では急激に密度が薄くなっている。しかし、ダークマターは球状に分布していると考えられ、そのため高銀緯において相対的にダークマターによるガンマ線放射の寄与が大きくなりそこから、その正体を推測するというものである。

GALPROP の skymap の出力により、銀河中心、高銀緯等のスペクトルを EGRET の観測データと比較することができる。図.2.1 は高銀緯における EGRET、COMPTEL の観測データと Strong が得た GALPROP 出力の比較した図である。観測データと GALPROP 出力に差があるのがわかる。この差を埋めるものとして、1つは系外の AGN 等の従来の観測では分離できない点源の寄与が考えられる。もう1つは GALPROP の信頼性である。GALPROP は境界条件として、ハローの縁で強制的な処理をしている。そのため、高銀緯における精度の信頼性、もしくはハローのサイズ等パラメータの設定に問題があるとも考えられる。しかし、proton 等の宇宙線とダークマターの相互作用により生成されたガンマ線（例えば相互作用で生成された  $\pi^0$  粒子の崩解によるガンマ線）の寄与を考慮してみる価値はある。GALPROP によるダークマターの分布、質量、散乱断面積等、様々な条件でのシミュレートによりその正体を推測できると考えられる。その結果と GLAST により点源の寄与を取り除いたスペクトルとの比較によりダークマターの探索を行う事ができる。

本論文では、まず様々な特殊な条件の下で GALPROP を動かし、伝播方程式の各係数と結果として得られる宇宙線の分布について、理論通りの結果が得られるかを調べた。次にアプリケーションとして星間物質の密度を変更し、仮想的に分子雲を作り、その分子雲からどのようなスペクトルが得られるのかを調べた。最後に宇宙線とダークマターとの相互作用により生成されるガンマ線放射について、ダークマターの質量、宇宙線との相互作用の cross section、ハローの大きさを変更し、どのような性質を持つダークマターから、どのようなスペクトルが得られるのかをシミュレートした。

# 第3章 Numerical Calculations of the Galactic Gamma-ray Emission (GALPROP Code)

## 3.1 GALPROP Code

GALPROP は、1997年に A.W.Strong, I.V.Moskalenko によって開発されたコンピューターコードである。宇宙線の伝播を再現し、CGRO(Compton Gamma Ray Observatory) 搭載の EGRET、COMPTEL、OSSE により得られた観測データと比較し、diffuse Galactic gamma ray の予測をするために開発された。さらに、宇宙線の起源、伝播に関する多くの観測データ(直接的には nuclei、electrons、positron を、間接的にはガンマ線、シンクロトロン放射)を同時に矛盾なく再現する "standard model" を確立することを目的としている。GALPROP は疑似的 3 次元円柱対称座標で数値的に、宇宙線(核子、反陽子、電子、陽電子)の伝播のシミュレートと、ガンマ線、シンクロトロン放射を計算する。また、secondary の陽子と電子、secondary 陽電子、反陽子に対してもシミュレートができる。GALPROP が宇宙線に対して解く伝播方程式は、diffusion、convection、diffusive reacceleration、energy loss、fragmentation、radioactive decay を含んでいる。空間伝播は diffusion と convection が、運動量空間では energy loss と diffusive reacceleration が<sup>1</sup> 基本的な物理過程である。また、fragmentation とエネルギーは星間ガスと radiation field の観測により得られた実際の分布を用いて計算している。GALPROP は理論式だけに依るものではなく、エネルギーはやガンマ線放射に関わる ISM(interstellar matter) 分布、ISRF(interstellar radiation field)、磁場等<sup>2</sup>、実際の観測結果も用いていることが特徴の 1 つである。こうすることで、より現実的なシミュレーションを行うことができる。GALPROP のソフトウェア、データセット、GALPROP 関係の論文は web 上に公開されており、その利用方法等については www<sup>3</sup> に掲載されている。

GALPROP により得られる宇宙線とガンマ線の分布は座標  $(R, z)$  で円柱状に対称な疑似的 3 次元空間座標(図.3.1(a))と運動量で得られる。空間はハローの円柱領域 ( $R = R_h, z = \pm z_h$ ) で境界とし、その外では free escape を仮定する。GALPROP の出力例を図.3.2(a) に示す。パラメータ等の初期値設定によりハローのサイズ等は変更可能で、この例では  $R$  方向に対して  $0 \leq R \leq 30\text{kpc}$ , 1kpc step,  $z$  方向に対して  $-4\text{kpc} \leq z \leq 4\text{kpc}$ , 0.1kpc step の領域を出力している。また、ガンマ線については地上から宇宙を見上げた時の銀経、銀緯の 2 次元座標(図.3.1(b))とエネルギーの分布が得られる(以後、この分布を skymap と呼ぶ)。GALPROP の出力例を図.3.2 に示す。skymap では  $0 \leq \text{longitude} \leq 180^\circ$ ,  $0 \leq \text{latitude} \leq 90^\circ$  の領域で得られる。この skymap の出力によって、別途プログラムを用いて、銀河中心や高銀河といった局所のスペクトルも求めることができる。

モデルやパラメータ等は HEAO 3 と Voyager 1,2 の観測により得られた B/C ratio と Ulysses により得られた  $^{10}\text{Be}/^{9}\text{Be}$  ratio を再現するかで、適当かどうかを判断する。B/C ratio は広いエネルギー範囲で、かつ、その cross section が良く分かっている最も正確に観測された量である。GALPROP は直接 B/C ratio を出力しないが B, C,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Be}$  のスペクトルを得ることができるので、その出力から B/C,  $^{10}\text{Be}/^{9}\text{Be}$

<sup>1</sup> モデルには diffusion and convection model と reacceleration model が考えられ、前者では B/C ratio のエネルギー依存性を説明できないが、後者ではそれが容易であることが Strong&Moskalenko[20] によって示された。

<sup>2</sup> ISRF は逆コンプトン効果のためのもので、シンクロトロン等に用いる磁場の情報は別個に導入している

<sup>3</sup> <http://www.gamma.mpe-garching.mpg.de/~aws/aws.html>

のスペクトルを算出し観測結果と比較できる。GALPROP を用いたシミュレーションの基本的な作業は最初に仮定したモデルで B/C ratio、 $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$  ratio を再現するパラメータを求め、そのモデルとパラメータで全ての宇宙線、ガンマ線、シンクロトロン放射をシミュレートする。その後に、そこで得られたデータを解析していくのである。Strong と Moskalenko 等によって様々なモデル、パラメータでのシミュレートが行われた。我々はその結果を基に研究を行った。

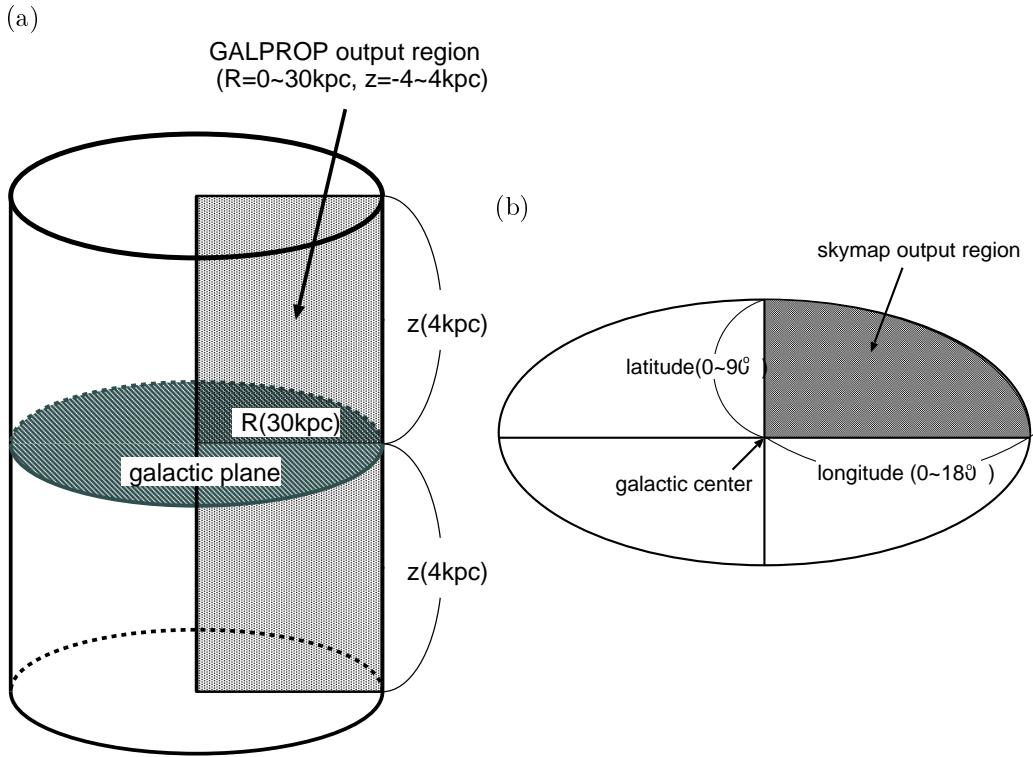


図 3.1: GALPROP の出力の説明。宇宙線・ガンマ線の出力領域を (a) に示す。図の灰色の部分が GALPROP で得られ、回転対称性を仮定するすることで擬似的に 3 次元空間としている。GALDEF ファイルのパラメータの設定にも依るが、デフォルトでは 1bin あたり  $z$  方向で 0.1kpc、 $R$  方向で 1kpc である。そのため、図は  $z$  方向に 10 倍に引き伸ばされる。skymap の出力領域を (b) に示す。EGRET や GLAST で得られるようなマップ (図.1) の 1/4 の領域が得られる。

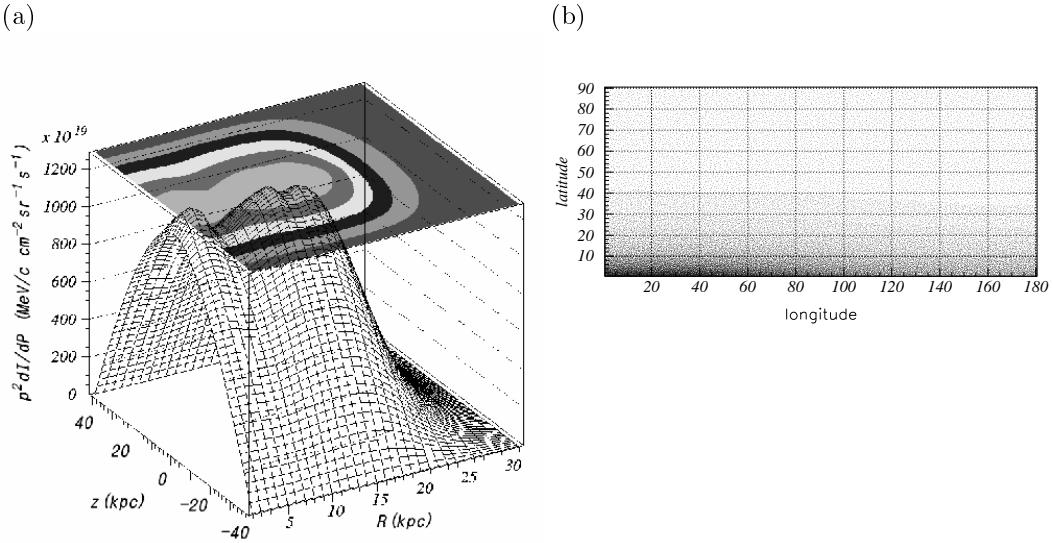


図 3.2: GALPROP の出力の例。宇宙線・ガンマ線の分布は  $(R, z, p)$  の座標で出力される。(a) は  $10^3 MeV$  の electron の分布である。(b) のガンマ線の skymap は  $(longitude, latitude)$  の座標で出力される。図の視点については図.3.1 を参照。

### 3.2 Flow and Method of Calculation

GALPROP は、主に electron 部、nucleon 部、secondary 部に分けられる。electron 部には制動放射、逆コンプトン散乱とシンクロトロン放射が含まれ、nucleon 部には  $\pi^0$  崩解、2 次反陽子等 proton 起源で起こる過程が含まれている。今回、我々が求めるのはガンマ線の出力データであるので、secondary 粒子部については触れない。GALPROP の動作のためにハローのサイズ、bin の大きさ、パラメータ、processing particle 等を入力する必要がある。それらは GALDEF ファイル<sup>4</sup> に記述されており、これらの値を変更することにより、望む条件でシミュレートが可能である。表 3.1 に GALDEF ファイルに記述されているものの一部を示す。出力型式は fits 形式<sup>5</sup> で、display45 等他のソフトウェアを使って解析する。IC によるガンマ線のスペクトルの計算や電子のエネルギーの為には ISRF(interstellar radiation field) のデータが必要で、これも fits 形式であり、このファイルを読みこんで使用する。

表 3.1: GALDEF file に記述されているものの一部

halo size and bin size
lower and upper of momentum range and step ratio for CR
break rigidity and injection spectrum above and below break
lower and upper of energy range and step ratio for gamma-ray
skymap longitude and latitude bin
Diffusion coefficient and index below and above break
convection velocity and gradient
Alfven velocity
switch of energy loss off, electron losses, source model, magnetic field model cross sections, etc.
starting and end time step and time step factor
processing particle and gamma

GALPROP の流れ図を図.3.3 に図示する。まず、GALDEF ファイルと ISRF ファイル(電子の分布を得る時)を読みこむ。次に GALDEF ファイルの processing particle にしたがって、prop\_electron()、prop\_nucleon() に進み GALDEF ファイルのパラメータを用いてソース、拡散係数、エネルギーの伝搬方程式の係数を設定する。その係数を用いて propel() で伝搬方程式を解き、銀河面の全領域で平衡状態に達した時の宇宙線の分布(フラックスとスペクトル)を得る。そして、得られた宇宙線のフラックスとスペクトルを特定の銀河面物質分布モデル、及び放射場分布モデルと組み合わせてガンマ線分布(スペクトルとフラックス)を求める。nucleon に対するエネルギーに関しては ionization loss, Coulomb loss を考慮し、electron に対しては ionization loss, Coulomb loss, bremsstrahlung, IC, synchrotron を考慮する。ここで注意する点は、bremsstrahlung, IC 等、宇宙線のエネルギーとガンマ線放射が同一過程で起こるものであってもそれらは別個として処理を行う。つまり、宇宙線の分布を求める際には、エネルギーのみを考慮し、その時点ではガンマ線放射は考慮しない。ガンマ線分布は得られた宇宙線の分布と ISM 分布、ISRF を用いて計算される。この時点では宇宙線、ガンマ線ともに疑似的円柱状座標と運動量による分布である。ガンマ線については、この後、地球上から見た状態の skymap を生成する。この skymap により別のプログラムを用いて地球から見た銀河中心方向、高銀緯等、局所のスペクトルを得ることができる。

<sup>4</sup> 付録 A.1 参照

<sup>5</sup> GALPROP の利用には本体、GALDEF ファイル、ISRF ファイル (electron の分布を得るとき) だけでなく、fits ライブライのインストールも必要である。

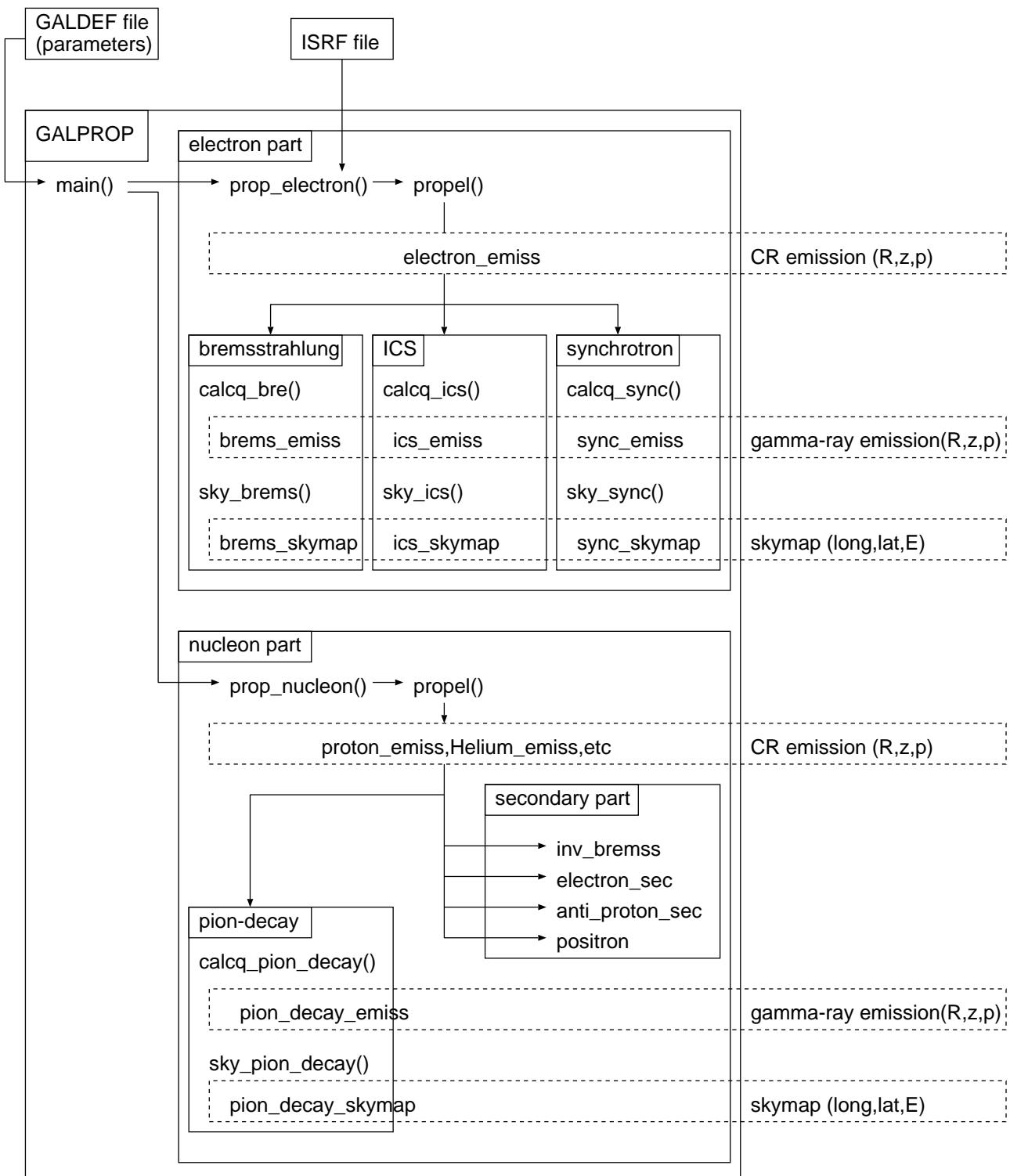


図 3.3: GALPROP process.

### 3.3 Propagation Equation of Cosmic Rays

宇宙線は超新星残骸などで生成、加速され、それが磁場や星間物質と相互作用することにより、発生時のエネルギーと運動量が時間とともに変化するため、エネルギー運動量に関する伝播方程式を解く必要がある。GALPROP では与えられた source 分布、境界条件を基に全ての宇宙線に対して伝播方程式を解いていく [22]。疑似的 3 次元円柱座標 (R,z,p) で R は銀河面における半径、z は銀河面からの距離、p は粒子の運動量である。太陽から銀河中心までの距離は 8.5kpc である。この伝播方程式は、磁気流体乱流によって引き起こされる空間拡散と運動量空間での拡散、Galactic wind(convection) による粒子の空間移動、星間物質や放射場との相互作用によるエネルギーロス、radioactive decay、fragmentation を含んでいる。伝播領域はハローの縁を空間境界とし、その外では free escape を仮定する。伝搬方程式は以下の式のように書き表される。

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = q(\vec{r}, p) + \vec{\nabla} \cdot (D_{xx} \vec{\nabla} \psi - \vec{V} \psi) + \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{p^2} \psi - \frac{\partial}{\partial p} [\dot{p} \psi - \frac{p}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \psi] - \frac{1}{\tau_f} \psi - \frac{1}{\tau_r} \psi \quad (3.1)$$

$\vec{r} = (R, z)$	coordinate (R and z are radius and height from galactic plane, respectivity)
$\psi = \psi(\vec{r}, p, t)$	the density per unit of total particle momentum
$\psi(p)dp = 4\pi p^2 f(\vec{p})$	in terms of phasespace density $f(\vec{p})$
$p$	momentum
$D_{xx}$	the spatial diffusion coefficient
$D_{pp}$	reacceleration coefficient
$\dot{p}$	the momentum loss rate
$V$	convection velocity
$\tau_f$	the time scale for fragmentation
$\tau_r$	the time scale for the radioactive decay

この式で、左辺は宇宙線の密度の時間変化、右辺第 1 項は source による宇宙線生成、第 2 項は空間拡散、第 3 項は運動量空間での拡散、第 4 項はエネルギーロス、残りは radioactive decay と fragmentation を表している。この伝播方程式は解析的に解くことは非常に困難であるため、適当な境界条件を与えて数値的に解くことになり、Crank-Nicholson の陰解法 [15] を用いる。式 3.1 の各係数はそれぞれ (R,z,p) に対して差分化でき

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial t} = \frac{\psi_i^{t+\Delta t} - \psi_i^t}{\Delta t} = \frac{\alpha_1 \psi_{i-1}^{t+\Delta t} - \alpha_2 \psi_i^{t+\Delta t} + \alpha_3 \psi_{i+1}^{t+\Delta t}}{\Delta t} + q_i \quad (3.2)$$

と表される。ここで添字  $i$  は空間と運動量座標を表し、座標 (R,z,p) のそれぞれの軸に対して式 3.2 を解いていく。式 3.2 は  $\psi_i^{t+\Delta t}$  についての連立方程式となっているが、時刻  $t + \Delta t$  の項が左辺だけでなく右辺にも現れているので、直接計算することができない。このように、新しい時刻での解が代数方程式を解かないと求められない方法の事を陰解法という。式 3.2 で右辺を  $\Delta t$  ステップずらし、時刻  $t$  の項のみとすると直接計算することができ、この方法を陽解法という。陽解法では直接計算できるが、まともな解を得るには  $\frac{\Delta t}{\Delta x^2} < \frac{1}{2}$  の条件を満たさなければならぬ。この場合、空間分解能を高める ( $\Delta x$  を小さくすると) と時間のステップ ( $\Delta t$ ) をその 2 乗に比例して小さくしなければならず、計算量が膨大なものとなり、プログラムの実行に時間がかかる。陰解法の利点はプログラムで正常な計算が行えるための陽解法のような条件が無いため、どんなに  $\Delta t$  を大きくとっても決して不安定にならず、計算量を抑える事ができるプログラムの実行時間を短くすることが出来る事である。

式 3.2 は連立 1 次方程式として

$$-\alpha_1 \psi_{i-1}^{t+\Delta t} + (1 + \alpha_2) \psi_i^{t+\Delta t} - \alpha_3 \psi_{i+1}^{t+\Delta t} = \psi_i^t + q_i \Delta t \quad (3.3)$$

と表される。式 3.3 は 3 重対角行列式であり、行列式で書いてみると

$$A \psi_{t+\Delta t} = \psi_t \quad (3.4)$$

$$A = \begin{pmatrix} 1 + \alpha_{2,1} & -\alpha_{3,2} & 0 & & \dots & 0 \\ -\alpha_{1,1} & 1 + \alpha_{2,1} & -\alpha_{3,1} & & & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & & \\ \vdots & 0 & -\alpha_{1,i-1} & 1 + \alpha_{2,i} & -\alpha_{3,i+1} & 0 & \vdots \\ & & & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & & & & -\alpha_{1,N-2} & 1 + \alpha_{2,N-1} & -\alpha_{3,N} \\ 0 & \dots & \dots & 0 & -\alpha_{1,N-1} & 1 + \alpha_{2,N} & \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

と表される。この伝播方程式を  $\psi_i^{t+\Delta t}$  に対して繰り返し解いていく事によって宇宙線の分布を得ることができる。以上の式 3.2、3.3、3.5 で用いる Crank-Nicholson 法の係数を表 3.2 にのせる。

また、空間境界条件は

$$\psi(R, z_h, p) = \psi(R, -z_h, p) = \psi(R_h, z, p) = 0 \quad (3.6)$$

で、プログラムを動かしている際のそれぞれの反復時に適用する。運動量  $p$  及び  $R = 0$  には境界条件は適用しない。以上の解法を十分な時間繰り返し、宇宙線の分布が平衡状態に達した時の状態が求めるシミュレーション結果となる。

式 3.2、3.3、3.5 に用いられている Crank-Nicholson 法の係数については、式 3.1 からそれぞれの座標に対して解いていくことで導出する。ここでは簡易のため R 座標を見ていく（表 3.2 からわかるように R は空間拡散のみによるから）。式 3.1 の伝播方程式で R 方向についてみると

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = D_{xx} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( RD_{xx} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) = \frac{2}{R_i} \frac{D_{xx}}{R_{i+1} - R_{i-1}} \left\{ R_{i+1} \frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{R_{i+1} - R_i} - R_{i-1} \frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{R_i - R_{i-1}} \right\} \quad (3.7)$$

となり、ここで  $R_{i+1} - R_i = R_i - R_{i-1} = \Delta R$  とすると

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_1}{\Delta t} &= D_{xx} \frac{2R_i - \Delta R}{2R_i(\Delta R)^2} \\ \frac{\alpha_2}{\Delta t} &= D_{xx} \frac{2R_i}{R_i(\Delta R)^2} \\ \frac{\alpha_3}{\Delta t} &= D_{xx} \frac{2R_i + \Delta R}{2R_i(\Delta R)^2} \end{aligned} \quad (3.8)$$

このようにして、z 軸、p 軸に対しても同様に行った結果が表 3.2 である。表 3.2 では R 軸以外は 2 種類以上の伝播方程式の係数に依存しているが、その場合はそれをたしあわせて、R、z、p それぞれに対する  $\frac{\alpha_1}{\Delta t}$ 、 $\frac{\alpha_2}{\Delta t}$ 、 $\frac{\alpha_3}{\Delta t}$  を求める。

表 3.2: Coefficients for the Crank-Nicholson method.

Process	Coordinate	$\alpha_1/\Delta t$	$\alpha_2/\Delta t$	$\alpha_3/\Delta t$
Diffusion	$R$	$D_{xx} \frac{2R_i - \Delta R}{2R_i(\Delta R)^2}$	$D_{xx} \frac{2R_i}{R_i(\Delta R)^2}$	$D_{xx} \frac{2R_i + \Delta R}{2R_i(\Delta R)^2}$
	$z$	$D_{xx}/(\Delta z)^2$	$2D_{xx}/(\Delta z)^2$	$D_{xx}/(\Delta z)^2$
Convection <sup>a</sup>	$z > 0 (V > 0)$	$V(z_{i-1})/\Delta z$	$V(z_i)/\Delta z$	0
	$z < 0 (V < 0)$	0	$-V(z_i)/\Delta z$	$-V(z_{i+1})/\Delta z$
	$p \left( \frac{dV}{dz} > 0 \right)$	0	$\frac{1}{3} \frac{dV}{dz} \frac{p_i}{P_{i+1}^{i+1}}$	$\frac{1}{3} \frac{dV}{dz} \frac{p_i}{P_{i+1}^{i+1}}$
Diffusive reacceleration <sup>a</sup>	$p$	$-\frac{D_{pp,i} - D_{pp,i-1}}{P_{i-1}^{i+2}}$ $+ \frac{2}{P_{i-1}^i} \left( \frac{D_{pp,i}}{P_{i-1}^{i+1}} + \frac{D_{pp,i-1}}{P_{i-1}^i} \right)$	$-\frac{D_{pp,i} - D_{pp,i-1}}{P_{i-1}^{i+2}}$ $+ \frac{2D_{pp,i}}{P_{i-1}^{i+1}} \left( \frac{1}{P_{i-1}^{i+1}} + \frac{1}{P_{i-1}^i} \right)$ $+ \frac{2D_{pp,i}}{R_{i-1}^i p_i}$	$\frac{2D_{pp,i+1}}{P_{i-1}^{i+1} P_i^{i+1}}$
	Energy loss <sup>a</sup>	0	$-\dot{p}_i/P_i^{i+1}$	$-\dot{p}_{i+1}/P_i^{i+1}$
	Fragmentation	$R, z, p$	0	$1/3\tau_f$
Radioactive decay	$R, z, p$	0	$1/3\tau_r$	0

<sup>a</sup> $P_j^i \equiv p_i - p_j$

## 3.4 Coefficients of Propagation Equation

### 3.4.1 Cosmic-ray Source

Cosmic-ray source は、伝播させる宇宙線の起源で超新星残骸、パルサー等が考えられる。GALPROP でもパラメータの設定によりこれらを変更できるが、我々は GALPROP のシミュレート結果が、EGRET ガンマ線観測の解析によって決定された宇宙線分布を再現するものを用いた [13]。その式は

$$q(\vec{r}, z) = q_0 \left( \frac{R}{R_\odot} \right)^\eta \exp \left( -\xi \frac{R - R_\odot}{R_\odot} - \frac{|z|}{0.2kpc} \right) \quad (3.9)$$

で表され、 $q_0$  は規格化定数、 $\eta$  と  $\xi$  はパラメーターである。この cosmic-ray source を表す式の R 依存性は、SNR 対するものと同じ parameterization を持っているが [3]、ガンマ線スペクトルの fit のために異なるパラメータの値を用いている。SNR 対しては、 $\eta = 1.69, \xi = 3.33$  であるが、GALPROP では  $\eta = 0.5, \xi = 1.0$  を用いている。また、 $R=21kpc$  を越える半径においては、意味を為す source は存在しないと考えられるので、この半径で cutoff を適用している。source の z 依存性は、単に source がディスク状に存在していることを示す程度のものである。この source 項は値を設定すると常に宇宙線を発生し続ける。図.3.4 に electron(a) と proton(b) の source の運動量依存性、及び、空間分布の例を図示する。スペクトルは powerlaw で proton 対しては index= -1.80(below break), -2.50(above break)、electron 対しては index=-1.80 としている。空間分布は disk 状に分布し、 $R=20kpc$  で cutoff を適用している。この source はモデルの一例で任意に変更可能である。

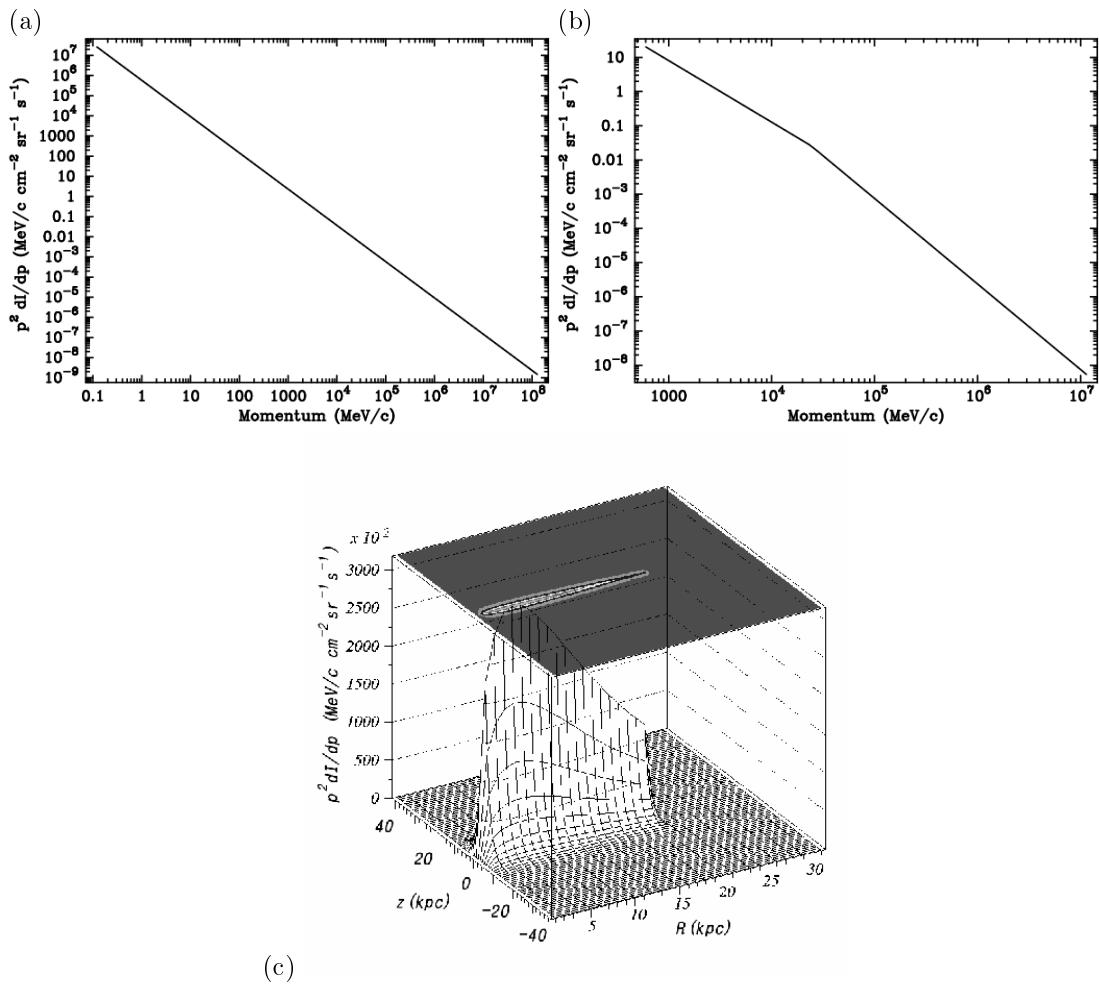


図 3.4: propagation equation の source term。proton(a)、electron(b) のスペクトルとその空間分布 (c) を示す。

### 3.4.2 Spatial and Momentum Space Diffusion Coefficients

A.W.Strongにより、diffusion+convection model と diffusive reacceleration model の二つのモデルの検討が為され、前者は B/C ratio のエネルギー依存性を説明できないが、後者は容易に再現できることから、reacceleration model の方が適当である事が示された [20]。よって、我々の研究でも、reacceleration model を用いる。拡散係数は与えられたハローのサイズと観測により得られた B/C 比によって決定されるパラメータである。そして、reacceleration model ではその reacceleration の強さ (Alfvén speed<sup>6</sup> に関係している) は、B/C のエネルギー依存性により制限される。reacceleration model では、空間拡散係数は

$$D_{xx} = \beta D_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\delta} \quad (3.10)$$

ここで、 $\beta = v/c$ 、 $D_0$  は拡散定数、 $\rho$  は rigidity、 $\rho_0$  は break rigidity である。reacceleration model の場合、弱磁気流体乱流のコルモゴロフスペクトルを仮定するので、空間拡散係数は全ての rigidity で  $\delta = \frac{1}{3}$  を適用する。このコルモゴロフスペクトルの適用は、Simon と Heinbach[17] が観測結果である B/C ratio のエネルギー依存性を最もよく再現する事を示している事による。reacceleration model では、運動量拡散係数  $D_{pp}$  は、Seo と Ptuskin[16] によって得られた方程式を用いて、空間拡散係数と関係づけられ

$$D_{xx} D_{pp} = \frac{4p^2 v_A^2}{3\delta(4 - \delta^2)(4 - \delta)w} \quad (3.11)$$

と表される。ここで  $w$  は乱流の規模を示すもので磁気流体乱流のエネルギー密度と磁場のエネルギー密度の比に等しい。Seo と Ptuskin により  $w = 1$  を用いる。よって、この関係式のパラメータはアルベーン速度  $v_A$  のみである。図.3.5 に electron と proton に対する空間拡散係数、運動量空間での拡散係数を示す。

---

<sup>6</sup> 静磁場内にあるプラズマをはじめ、電気電導性の流体中を磁力線に沿って伝播する低周波の電磁波をアルベーン波という。この波動を磁気流体波 (magnetohydrodynamic winds) ともいう。一般にプラズマ流体と磁力線はちょうど粒子が磁力線に凍りついているかのようにいっしょに運動する。磁力線はあたかも質量をもち、張力をかけられたゴム糸のように振舞い、アルベーン波はそのゴム糸がはじかれた時に生ずる振動の伝播と見なすことができる。

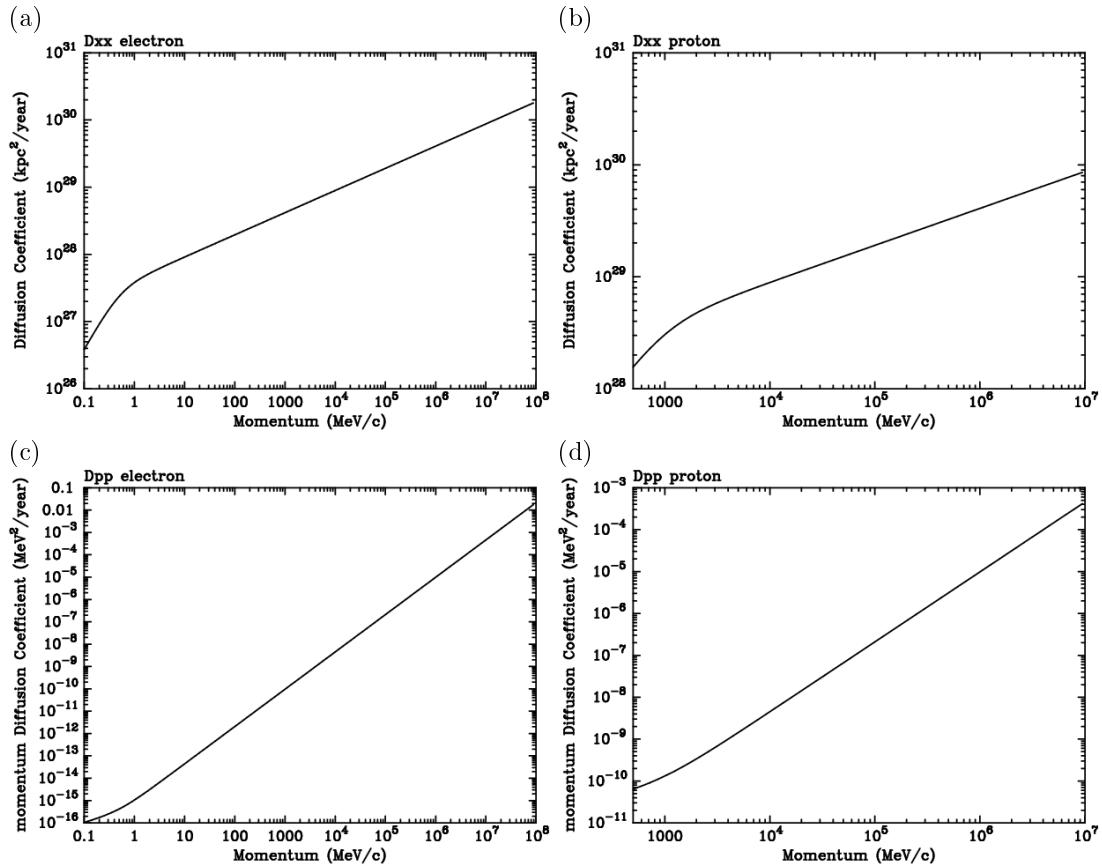


図 3.5: electron(a) と proton(b) に対する空間拡散係数  $D_{xx}$ 。及び、electron(c) と proton(d) に対する運動量空間での拡散係数  $D_{pp}$ 。  $D_0$ ,  $\rho$  等のパラメータは galdef\_20\_004526 を使用 (付録 A.1 参照)。

### 3.4.3 Energy Losses

nucleon のエネルギーロスは

- (1) ionization loss
- (2) Coulomb scattering

の 2 つを、 electron に関しては、

- (1) ionization loss
- (2) Coulomb scattering
- (3) bremsstrahlung in neutral gas
- (4) bremsstrahlung in plasma
- (5) inverse Compton scattering,
- (6) synchrotron loss

を考慮してある。これらの物理過程は良く知られており、それぞれの状況に応じた式は様々な文献に書かれている。この GALPROP で用いられている式については [20] に書かれてあり、この論文でも同じ内容であるので以下に記述する。エネルギーロスはそれぞれ、 ISM、 ISRF、 磁場に依存し、その対応を表 3.3 に示す。また、ISM、磁場の分布については、 3.5、 3.6、 図.3.7、 図.3.8 を参照。

表 3.3: energy loss dependence

ionization	$H_I^a$ 、 $H_2^b$
Coulomb scattering	$H_{II}^c$
bremsstrahlung in neutral gas	$H_I$ 、 $H_2$
bremsstrahlung in plasma	$H_{II}$
inverse Compton scattering	ISRF
synchrotron emission	magnetic field

<sup>a</sup> atomic hydrogen  
<sup>b</sup> molecular hydrogen  
<sup>c</sup> ionized Hydrogen

## energy loss for nucleons

### (1) Ionization Loss

ionization loss は、宇宙線が星間物質の電子を電離させてエネルギーを失う過程であり、電磁気と相対論的量子力学により、以下のように表せられる (Mannheim&Schlickeiser[11])。

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_I (\beta \geq \beta_0) = -2\pi r_e^2 c m_e c^2 Z^2 \frac{1}{\beta} \sum_{s=H,He} n_s [B_s + B'(\alpha_f Z/\beta)] \quad (3.12)$$

$$B_s = \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 Q_{max}}{\bar{I}_s^2} - 2\beta^2 - \frac{2C_s}{z_s} - \delta_s \right) \right] \quad (3.13)$$

ここで  $\alpha_f$  は微細構造定数、 $n_s$  は星間物質の水素、ヘリウムそれぞれの数密度、 $\gamma$  はイオンのローレンツ因子、 $\beta_0 = 1.4e^2/\hbar c = 0.01$  は水素原子の電子の軌道速度によって決定される特定の速度である。入射粒子から原子の電子への最大エネルギー遷移は運動学により

$$Q_{max} \approx \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + (2\gamma m_e/M)} \quad (3.14)$$

と定義され、ここで  $M \gg m_e$  は nucleon の質量である。 $\bar{I}_s$  は原子の ionization と excitation potential の geometric mean で  $\bar{I}_H = 19eV$ 、 $\bar{I}_{He} = 44eV$  である。また、式 3.12、3.13 の shell 補正項  $C_s/z_s$ 、密度補正項  $\delta_s$ 、 $B'$  補正項はこの研究では無視できる。図.3.6(a) に  $\frac{dE}{dt}$  の運動量依存性を示す。エネルギーロス  $\frac{dE}{dt}$  はほぼ  $\frac{1}{\beta}$  に比例し静止質量よりも力学的エネルギーが低い場合に大きなロスを与える。相対論的速度においては  $\gamma$  の増加に伴いゆっくり上昇するが、入射粒子の速度が非常に大きくなると一定の値に近づく。これは、入射粒子と原子との遠い衝突まで考慮しなくてはならず、その間に存在している原子により入射粒子の電場が遮蔽される現象が起こるからである。

### (2) Coulomb Scattering

荷電粒子間にはクーロン力が働くので、比較的長距離まで相互作用がある。クーロン相互作用による粒子の衝突によっても粒子はエネルギーを失う。完全にイオン化したプラズマでのクーロン衝突は熱電子によるものが主なものである。そのエネルギーロスは Mannheim&Schlickeiser[11] によって得られ

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{Coul} \approx -4\pi r_e^2 c m_e c^2 Z^2 n_e \ln \Lambda \frac{\beta^2}{\chi_m^3 + \beta^3} \quad (3.15)$$

$$\chi_m \equiv [3(\pi)^{1/2}/4]^{1/3} (2kT_e m_e c^2)^{1/2} \quad (3.16)$$

ここで、 $r_e$  は古典電子半径、 $m_e$  は電子の静止質量、 $c$  は光速、 $Z$  は核子の電荷、 $\beta = v/c$  は nucleon の速度、 $n_e$  はプラズマ中の電子の数密度、 $T_e$  は電子の温度である。cold plasma limit<sup>7</sup> での Coulomb logarithm は

$$\ln \Lambda \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{m_e^2 c^4}{\pi r_e \hbar^2 c^2 n_e} \frac{M \gamma^2 \beta^4}{M + 2\gamma m_e} \right) \quad (3.17)$$

ここで、 $\hbar \equiv h/2\pi$  はプランク定数、 $M$  は核子の静止質量、 $\gamma$  はローレンツ因子である。銀河面では  $n_e \sim 10^{-1} - 10^{-3} cm^{-3}$  であるので、Coulomb logarithm  $\ln \Lambda$  は大体  $\sim 40 - 50$  である。式から見て取れるように ionization loss とほぼ同じ形をしており、低エネルギー領域で  $\frac{1}{\beta}$  に比例し、高エネルギー領域ではゆっくりとロスと大きくなる。図.3.6(a) にその様子を示す。

我々は核子に関しては  $\pi^0$  崩解によるガンマ線放射のための proton、Helium しか興味がない。fragmentation、radioactive decay に関しては、重要度が低いため説明を省く。詳細は [20] を参照。

<sup>7</sup> プラズマは、多くの自由度をもっており、簡単化されたモデルを用いることではじめてその挙動を数学的に解析することができる。温度 0 に近い極限状態で、運動力学的性質を保持し、矛盾無くプラズマ中に伝播するする波の分散式を導出できる。

## energy loss for electrons

### (1) Ionization Loss

高速の荷電粒子は物質を通過するとき、物質を構成する原子の電子と連続的に衝突を起こし、原子を励起したり電離したりしてエネルギーを失う。中性水素とヘリウムガス中の ionization loss は Bethe-Bloch 関数 ([5], p.361) によって得られる。

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_I = -2\pi r_e^2 c m_e c^2 \frac{1}{\beta} \sum_{s=H,He} Z_s n_s \left\{ \ln \left[ \frac{(\gamma-1)\beta^2 E^2}{2I_s^2} \right] + \frac{1}{8} \right\} \quad (3.18)$$

ここで、 $Z_s$  は核の電荷、 $n_s$  はガスの数密度、 $I_s$  は ionization potential (GALPROP では  $I_H = 13.6\text{eV}$ 、 $I_{He} = 24.6\text{eV}$  としている)、 $E$  は電子の全エネルギー、 $\gamma$  と  $\beta = v/c$  は電子のローレンツ因子と速度である。より特殊な状況において導かれた式であるので若干の違いがあるが、図.3.6(a) のように傾向としては先に述べた核子のものと同様に低エネルギー側では大きなロスを与え、高エネルギー領域では入射粒子の速度の増加に伴いロスも増加する。

### (2) Coulomb scattering

cold plasma limit における完全にイオン化した物質中のクーロンエネルギーロスは ([5], p.361) に記述されている。

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{Coul} = -2\pi r_e^2 c m_e c^2 Zn \frac{1}{\beta} \left[ \ln \left( \frac{Em_e c^2}{4\pi r_e \hbar^2 c^2 n Z} \right) - \frac{3}{4} \right] \quad (3.19)$$

ここで、 $Zn \equiv n_e$  は電子の数密度である。図.3.6 に示すように核子の場合と同様に ionization loss と似た形をしていて、低エネルギー領域では  $\frac{1}{\beta}$  に比例し、高エネルギー領域ではゆっくりとロスが大きくなる。

### (3) bremsstrahlung loss

制動放射は電子などの軽い荷電粒子が加速を受けたときに放出する電磁波で、宇宙空間では物質中を進行している荷電粒子が、物質の原子核のクーロン力を受けたときに起こる。イオン化したガス中の制動放射によるエネルギーロスは、proton によるものと electron によるものがあるが、その全エネルギーロスは良い近似式として [5] に表されている。

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{BI} = -4\alpha_f r_e^2 c m_e c^2 Z(Z+1)nE \left[ \ln(2\gamma) - \frac{1}{3} \right] \quad (3.20)$$

イオン化したガス中では軌道電子による遮蔽が無いため、電子は核のクーロン力をそのままうける。

中性物質中の制動放射によるエネルギーロスは、物質の原子核からのクーロン力が軌道電子によって遮蔽される場合がある。この遮蔽効果は原子の質量数によって決り、質量数が大きい程エネルギーロスは小さくなる。中性水素中の制動放射によるエネルギーロスの良い近似 ( $E \sim 70\text{MeV}$  で最大 10% の誤差) は、以下のように式の組み合せで得られる。

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{BN} = \begin{cases} -4\alpha_f r_e^2 c m_e c^2 E \left[ \ln(2\gamma) - \frac{1}{3} \right] \sum_{s=H,He} n_s Z_s (Z_s + 1), & \gamma \leq 100 \\ -cE \sum_{s=H,He} \frac{n_s M_s}{T_s}, & \gamma \geq 800 \end{cases} \quad (3.21)$$

ここで、 $M_s$  は原子質量、 $T_s$  は radiation length ( $T_H \simeq 62.8\text{gcm}^{-2}$ 、 $T_{He} \simeq 93.1\text{gcm}^{-2}$ ) である。 $100 \leq \gamma \leq 800$  においては、2つの式を足しあわせたものである。

イオン化したガス中、中性水素中ともにほぼ入射電子のエネルギーに比例した関数となり高エネルギー領域でロスが大きくなるが、宇宙では物質の密度が小さいため、制動放射によるエネルギーロスは逆コン

プロトン散乱、シンクロトロンによるロスと比べるとかなり小さい。

#### (4) Inverse Compton scattering

逆コンプトン散乱は高エネルギーの電子がマイクロ波や赤外線のようなエネルギーの低い光子と弾性散乱して、エネルギーの高いガンマ線を放射する現象である。逆コンプトン効果によるエネルギーロスは Klein-Nishina cross section を用いて計算される。

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\pi r_e^2 m_e c^3}{2\gamma^2 \beta} \int_0^\infty d\omega f_\gamma(\omega) [S(\gamma, \omega, k^+) - S(\gamma, \omega, k^-)] \quad (3.22)$$

$$k^\pm = \omega\gamma(1 \pm \beta) \quad (3.23)$$

$$S(\gamma, \omega, k) = \omega \left\{ \left( k + \frac{31}{6} + \frac{5}{k} + \frac{3}{2k^2} \right) \ln(2k+1) - \frac{11}{6}k - \frac{3}{k} + \frac{1}{12(2k+1)} + \frac{1}{12(2k+1)^2} + Li_2(-2k) \right\} \\ - \gamma \left\{ \left( k + 6 + \frac{3}{k} \right) \ln(2k+1) - \frac{11}{6}k + \frac{1}{4(2k+1)} - \frac{1}{12(2k+1)^2} + 2Li_2(-2k) \right\} \quad (3.24)$$

$$Li_2(-2k) = \begin{cases} - \int_0^{-2k} dx \frac{1}{\chi} \ln(1-\chi) \\ = \begin{cases} \sum_{i=1}^{\infty} (-sk)^i / i^2, k \leq 0.2 \\ -1.6449341 + \frac{1}{2} \ln^2(2k+1) - \ln(2k+1) \ln(2k) + \sum_{i=1}^{\infty} i^{-2} (2k+1)^{-i}, k \geq 0.2 \end{cases} \end{cases} \quad (3.25)$$

ここで、バックグラウンド光子の分布  $f_\gamma(\omega)$  は、 $\omega$  で積分すると光子数密度で  $n_\gamma = \int \omega^2 f_\gamma(\omega) d\omega$  となるように規格化されている。 $\hbar\omega$  はバックグラウンド光子のエネルギーである。宇宙空間での特定の状況に対応した複雑な式となっているが、大雑把にいえば電子の運動量の約 2乗の巾関数 (図.3.6) となる。

#### (5) Synchrotron energy loss

シンクロトロンエネルギーロスは高エネルギーの電子が磁場の中を運動する時、磁場によって力を受けシンクロトロン放射を行う際に失うロスである。

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_S = -\frac{32}{9} \pi r_e^2 c U_B \gamma^2 \beta^2 \quad (3.26)$$

ここで、 $U_B = H^2/8\pi$  は磁場のエネルギー密度である。 $\gamma^2 \beta^2$  に比例し、高エネルギー領域では逆コンプトン散乱とともに電子の主なエネルギーロスとなっている。

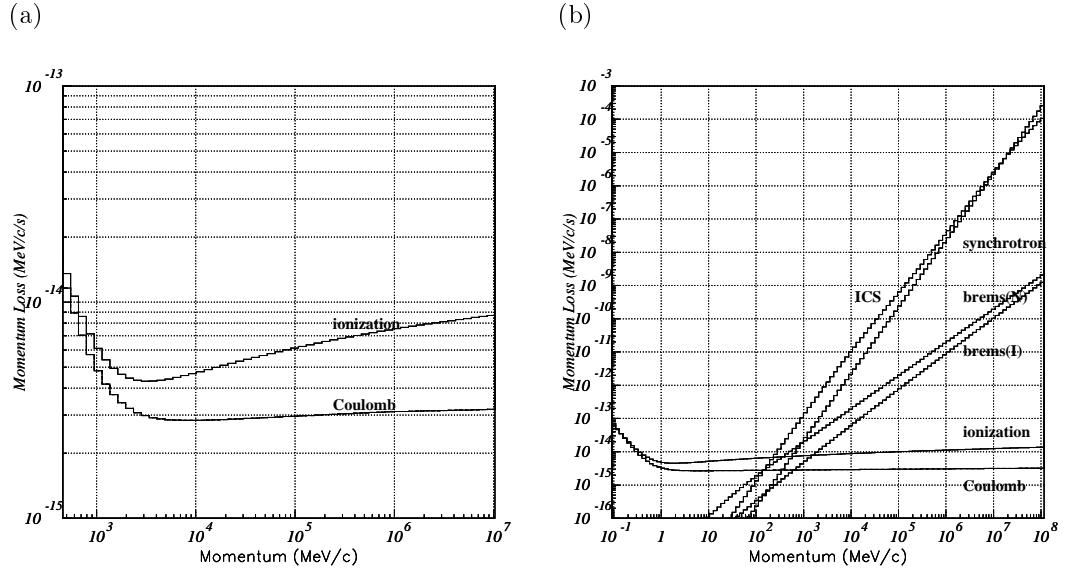


図 3.6: proton に対するエネルギーロス (a) と electron に対するエネルギーロス (b)。brems(N) は中性ガス中での制動放射、brems(I) はイオン化したガス中での制動放射を表す。図は  $R = 8kpc$ 、 $z = 0kpc$  におけるエネルギーロスを示す。

位置によって ISM 密度が異なるため場所によってエネルギーロスの値は変わってくるが、例として図.3.6 では  $R = 8kpc$ 、 $z = 0kpc$  に electron、nucleon のエネルギーロスを示す。GALPROP では計算を楽にするためエネルギーロスは運動量ロスとして計算されるので、図の横軸は運動量で表記してある。図のエネルギーロスでは、ISM、ISRF、磁場は後で述べる分布を用いている。proton 及び electron の低エネルギー域では ionization loss、Coulomb loss が、electron の高エネルギー域では inverse Compton loss、synchrotron loss が主な寄与であることが分かる。宇宙空間では、ISM の密度が希薄であるため、高エネルギー領域では制動放射よりも、ISRF や磁場と相互作用する IC、synchrotron による寄与が大きくなる。

### 3.5 ISM Distribution

$\pi^0$  崩解宇宙線(陽子、ヘリウム)からの $\pi^0$ 粒子の生成や、制動放射を起こすためにはISMの分布が必要となる。GALPROPの特徴の1つがシミュレートに際して理論式だけでなく実際の観測データを用いていくことである。ISMはHI観測、CO観測によって得られた分布を用いている[20]。

水素原子の分布は $H_I$ 観測の結果より

$$n_{HI}(R, z) = n_{HI}(R) \exp \left( -(\ln 2) \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right) \quad (3.27)$$

で表せられる。水素分子の分布はCO観測の結果より

$$n_{H_2}(R, z) = n_{H_2}(R) \exp \left( -(\ln 2) \left( \frac{z}{70pc} \right)^2 \right) \quad (3.28)$$

のようになり、イオン化したガスの分布は

$$n_{HII} = 0.025 \exp \left[ -\frac{|z|}{1kpc} - \left( \frac{R}{20kpc} \right)^2 \right] + 0.2 \exp \left[ -\frac{|z|}{0.15kpc} - \left( \frac{R}{2kpc} - 2 \right)^2 \right] \quad (3.29)$$

のように2つの成分から成る。第1項は広範囲に拡がるイオン化したガスの分布、第2項は4kpc付近に集中した分布を示している。イオン化したガスにおけるクーロンエネルギーの計算のためにガスの温度を $10^4K$ と仮定している。

以上のガス分布を図3.7に図示する。水素原子( $H_I$ )は半径の大きいところまで分布しているのに対し、水素分子( $H_2$ )は半径5kpcに多く分布している。水素イオン( $H_{II}$ )も含めた大部分のISMは $2 \leq R \leq 15kpc$ ,  $0 \leq z \leq 0.3kpc$ の薄いドーナツ状に分布している。また、星間ガスのHeliumについては数密度でHe/H ratio=0.11としている。これには不確定要素があるが、この量は最近の恒星大気<sup>8</sup>の観測結果に一致している。

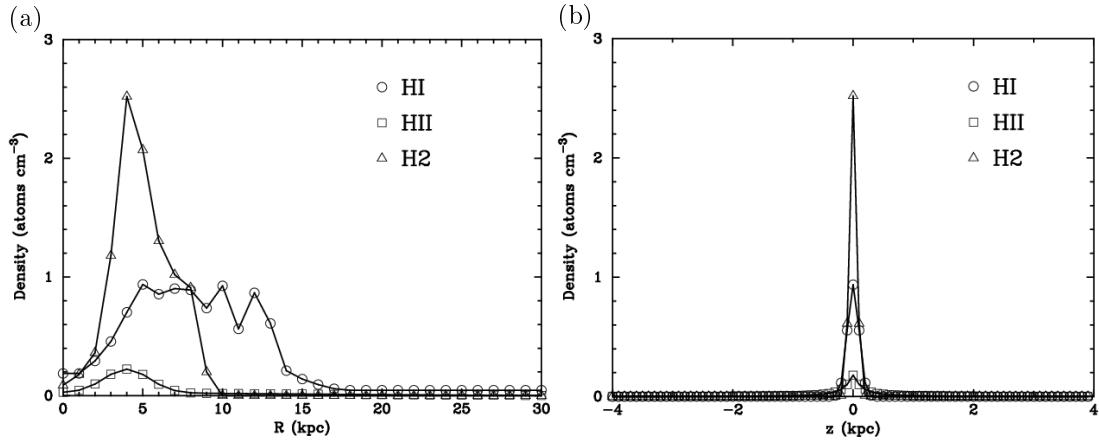


図3.7: ISM分布の $z=0$ での $R$ 依存性(a)と $R=5kpc$ での $z$ 依存性(b)。HI観測、CO観測の結果を基に得られた分布である。 $\circ$ は水素原子( $H_I$ )、 $\square$ は水素イオン( $H_{II}$ )、 $\triangle$ は水素分子( $H_2$ )である。

<sup>8</sup> 恒星が放出する連続スペクトル光の大部分を放出しているのは大気層である。地球に到達する光は、大気の各層で放出や吸収を繰り返した後に星の表面から放射されたものであり、大気層のいろいろな温度に対応する熱放射の光を含んでいる。しかし連続スペクトルの強度は、光学的深さが $2/3$ の層の温度で生ずる熱放射にほぼ等しい。青白い星や赤みがかった星が見られるのは、大気層の温度に高温のものや低温のものがあるからである。

### 3.6 ISRF and Magnetic Field

ICによるガンマ線放射と電子のエネルギーロスの計算には、 $(R, z, \nu)$ の関数でのISRFのデータが必要となる。しかし、このISRFデータは理論式や観測結果が文献になっていない。宇宙線電子によって弾き飛ばされる光子は宇宙マイクロ波背景放射(CMB)、宇宙空間での赤外線放射、星の光などである。この内、宇宙マイクロ波背景放射の密度については良く知られているが、太陽系から遠く離れた場所での赤外線放射と星の光の分布については未だ正確に分かっていない。そのため、StrongはCOBE/DIRBEの観測データ、 $H_I$ 、 $H_2$ の分布、その他様々な文献を基にISRFデータを独自に作成している。ISRFデータもStrongがweb上に公開しており、我々もそのファイルを利用した。図.3.9はISRFファイルのデータを図示したものである。(a)は星の光、ダスト放射、CMBの光子のスペクトルである。(b)は $1000\mu m$ での星の光の分布を示したものであり銀河中心が高エネルギー密度である。ダスト放射は銀河中心から約7kpc離れた場所でエネルギー密度が高くなっている。CMBは一様に分布している。なお、星の光、ダスト放射、CMBともに $R=21\text{kpc}$ を越える領域ではISRFによる寄与は無視できるとして、エネルギー密度を0としている。

ISRFデータはあくまでICによるガンマ線放射と電子のエネルギーロスの計算のためのもので、シンクロトロン放射とそれによる電子のエネルギーロスのための磁場の情報としては用いない。磁場については観測結果を基にした、より現実的な値を用いている。その式は

$$B = B_0 \exp \left( -\frac{(R - R_\odot)}{R_\odot} - \frac{|z|}{z_B} \right) \quad (3.30)$$

で与えられている。ここで、パラメータ $(B_0, R_B, z_B)$ は408MHz synchrotron観測により得られた分布にマッチするように調整される。これらのパラメータもgaldef\_20\_004526で設定できる。図.3.8は磁場の分布を図示したものである。

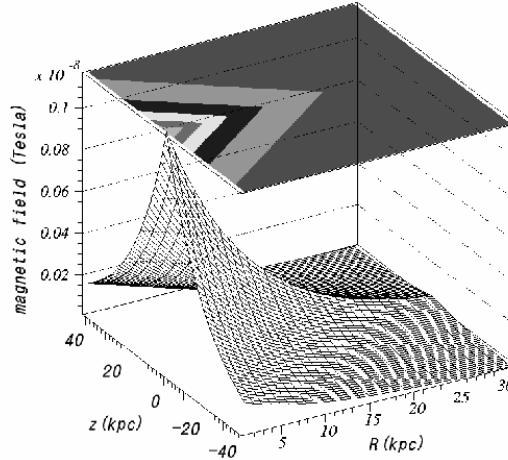


図 3.8: GALPROPで用いている星間磁場の分布モデル。

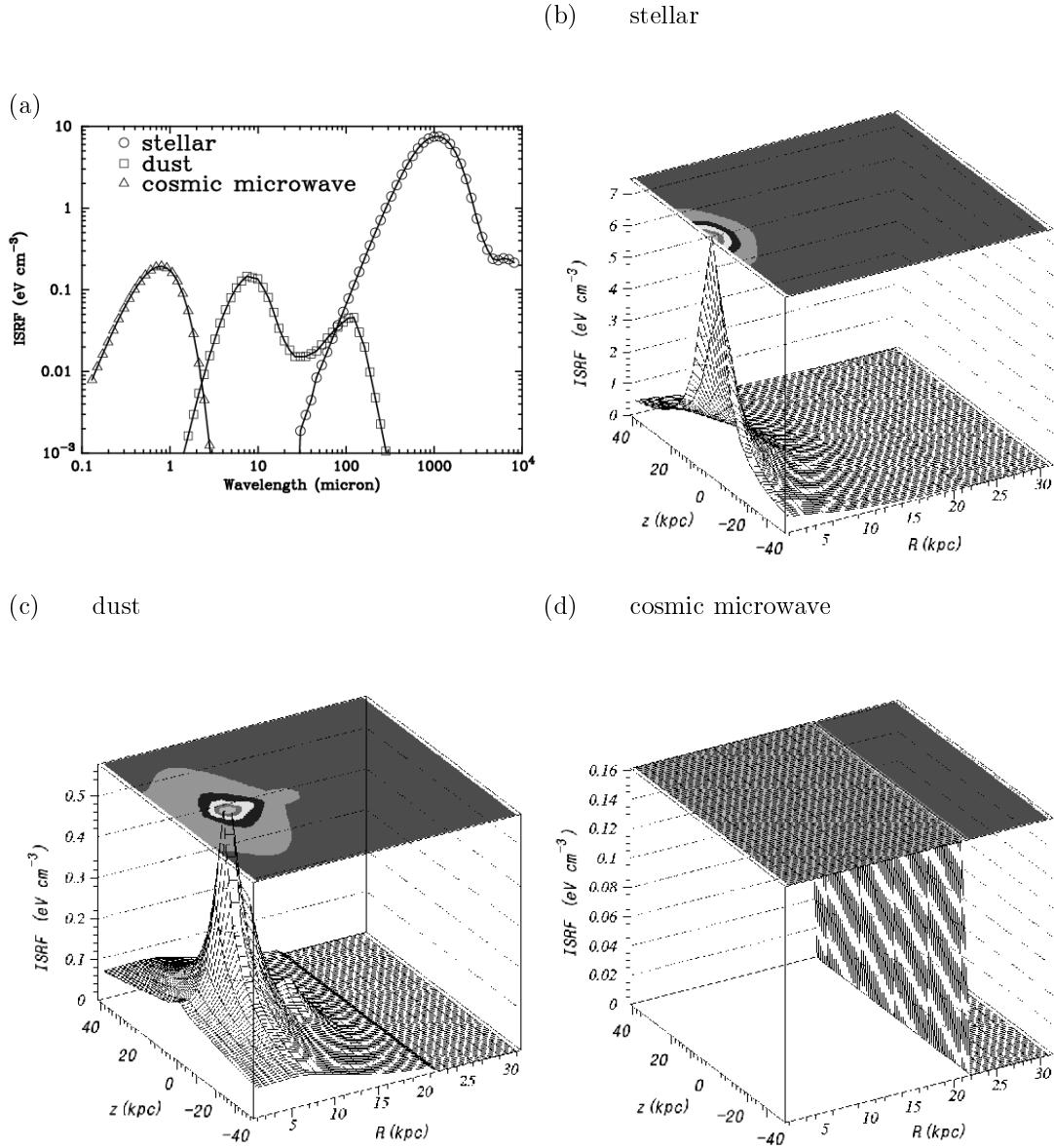


図 3.9: GALPROP で用いている ISRF の分布モデル。(a) は銀河中心におけるスペクトル、(b) は  $1000\mu m$  での星の光、(c) は  $10\mu m$  でのダスト放射、(d) は  $1\mu m$  での宇宙マイクロ波背景放射の分布である。

## 3.7 ガンマ線スペクトル

GALPROP ではガンマ線分布を得るには、まず宇宙線分布を計算しその宇宙線分布を基にガンマ線分布を計算する。銀河内の diffuse ガンマ線の生成過程は以下の 3つである。

1. 宇宙線(電子)と星間物質による制動放射
2. 宇宙線と光子による逆コンプトン放射
3. 宇宙線(proton, Helium 等)と星間物質による相互作用で生成された  $\pi^0$  粒子の崩壊

これらの物理過程、計算式は Strong[21] や Moskalenko[13][14]、及びその引用文献に記述されている。我々もガンマ線放射に関する物理式は Strong 達が導いた式を利用し、以下に説明する。なお、実際にはエネルギー範囲によって複数のモデルを用い、それらを組み合わせてガンマ線分布を算出している。それらは複雑、かつ分量も多いのでここではそれぞれの放射過程について主なもののみ記述する。詳細については引用文献に記述されている。

図.3.11 に線スペクトルをもつ宇宙線分布、およびその宇宙線分布から得られるガンマ線スペクトルを図示している。宇宙線スペクトルはこの研究を通して適用している条件<sup>9</sup>において得られる宇宙線分布から、それぞれ electron に対して  $10^1, 10^3, 10^5, 10^7 \text{ MeV}/c$ (図.3.11(a))、proton に対して  $10^3, 10^4, 10^5, 10^6 \text{ MeV}/c$ (d) の線スペクトルとするため、それ以外のエネルギーでフラックスを 0 とした。ガンマ線スペクトルは制動放射(b)、逆コンプトン散乱(c)、 $\pi^0$  粒子崩解からのガンマ線放射(e)を先に述べた線スペクトルをもつ宇宙線のそれぞれの運動量に対して取得したものである。これらの図を基に以下にそれぞれのガンマ線放射について説明する。

### 3.7.1 制動放射

宇宙線電子と星間物質が相互作用して、制動放射でガンマ線を放射する過程は [6][8][21] に詳細が記述されている。ここでは主要な 2MeV 以上のエネルギー範囲における放射について述べる。

制動放射を考える場合、重要な要素として遮蔽効果がある。その遮蔽因子は

$$\delta = \frac{k}{2\gamma_0\gamma} \quad (3.31)$$

と表され、 $k$  は放射されるガンマ線のエネルギー、 $\gamma, \gamma_0$  はそれぞれ衝突前後の電子のローレンツ因子である。 $\delta \rightarrow 0$  の場合、宇宙線電子とターゲットとなる星間物質の原子の距離は原子半径に比べて大きく、原子の電子によって核子の電場が遮蔽される。遮蔽効果が起きない場合は原子の電子は原子に束縛されていないフリーの電荷として扱うことができる。それ故、遮蔽効果が起きない場合は以下に説明する関数で  $Z^2$  の所を  $(Z^2 + N)$  と置き換える事で説明できる。ここで  $Z$  は原子番号、 $N$  は原子の電子の数である。任意の遮蔽効果を考慮した場合の方程式は Koch&Motz[8] によって得られ

$$\frac{d\sigma}{dk} = r_e^2 \alpha_f \frac{1}{k} \left[ \left( 1 + \frac{\gamma^2}{\gamma_0^2} \right) \phi_1 - \frac{2}{3} \frac{\gamma}{\gamma_0} \phi_2 \right] \quad (3.32)$$

と表される。ここで  $\sigma$  は cross section、 $r_e$  は古典電子半径、 $\alpha_f$  は微細構造定数である。遮蔽効果を起こす電子が無い場合は  $\phi_1 = \phi_2 = Z^2 \phi_u$  となり、 $\phi_u$  は

$$\phi_u = 4 \left[ \ln \left( \frac{2\gamma_0\gamma}{k} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (3.33)$$

である。また原子の電子があっても、 $\delta$  が大きい場合(宇宙線電子とターゲットとの距離が原子半径に比べて小さい場合)は遮蔽効果は起きない。先に述べた通り、この場合は  $Z^2$  を  $Z^2 + N$  と見なすことができ、

$$\phi_1 = \phi_2 = (Z^2 + N) \phi_u \quad (3.34)$$

<sup>9</sup> 詳細は 4.3、付録 A.1 を参照

遮蔽効果が起きる場合は  $\phi_1, \phi_2$  はより複雑なものとなり、水素、ヘリウム等の 1 個 ( $N=1$ )、もしくは 2 個 ( $N=2$ ) の電子をもつ原子においては  $\phi_1, \phi_2$  は Gould[6] によって得られた式、

$$\begin{aligned}\phi_1(N) &= (Z-N)^2\phi_u + 8Z \left[ 1 - \frac{N-1}{z} + \int_{\delta}^1 dq \frac{R_N(q)}{q^3} (q-\delta)^2 \right], \\ \phi_2(N) &= (Z-N)^2\phi_u + 8Z \left\{ \frac{5}{6} \left( 1 - \frac{N-1}{Z} \right) + \int_{\delta}^1 dq \frac{R_N(q)}{q^4} [q^3 - 6\delta^2 q \ln(q/\delta) + 3\delta^2 q - 4\delta^3] \right\}\end{aligned}\quad (3.35)$$

で表される。ここで、 $R_N(q)$  は  $N = 1, 2$  に対して

$$\begin{aligned}R_1(q) &= 1 - F_1(q), & F_1(q) &= \left\{ 1 + \frac{q^2}{[2\alpha_f Z]^2} \right\}^{-2} \\ R_2(q) &= 22[1 - F_2(q)] - \frac{1 - F_2^2(q)}{Z}, & F_2(q) &= \left\{ 1 + \frac{q^2}{[2\alpha_f (Z - \frac{5}{16})]^2} \right\}^{-2}\end{aligned}\quad (3.36)$$

である。式 3.35、3.36 はどの  $Z$  に対しても正確なものである。

図.3.11(a) の单スペクトルをもつ宇宙線電子によって放射されるガンマ線スペクトルを図.3.11(b) に図示してある。制動放射は式 3.33 で見て取れるようにガンマ線のエネルギーの逆数  $\frac{1}{k}$  に依存している。これは図からも見て取れ、また、宇宙線電子のエネルギーを越えるエネルギーでは当然フラックスは 0 となっている。

### 3.7.2 逆コンプトン放射

宇宙線電子が光子と逆コンプトン散乱してガンマ線を放射する過程は [10][14] に詳細が記述されている。GALPROP では星間光子の分布は ISRF ファイルに記述されており、その分布は 3.6 で述べた星の光、ダスト放射、宇宙マイクロ波背景放射によってなる。逆コンプトン散乱でのガンマ線放射スペクトル (photon  $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{MeV}^{-1}$ ) は以下の式を宇宙線電子と ISRF のエネルギーで積分することで得られる。

$$\frac{dF}{d\epsilon_2} = \frac{n_e n_\gamma c}{4\pi m_e c^2} \int d\epsilon_1 \int d\gamma \epsilon_1^2 \gamma^2 f_\gamma(\epsilon_1) f_e(\gamma) \frac{R(\gamma, \epsilon_1)}{d\epsilon_2} \quad (3.37)$$

ここで  $\epsilon_1, \epsilon_2$  は入射光子と放射ガンマ線のエネルギー、 $n_\gamma, n_e$  は入射光子と電子の数密度、 $\gamma$  は電子のローレンツ因子、 $f_\gamma, f_e$  は入射光子と電子の分布で

$$\int f_\gamma(\epsilon_1) d\epsilon_1 = 1, \quad \int f_e(\gamma) d\gamma = 1 \quad (3.38)$$

と規格化されている。 $R$  は光子と電子の相互作用の確率でクレイン仁科の cross section[7]

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon'_2 d\cos\eta'} = \pi r_e^2 \left( \frac{\epsilon'_2}{\epsilon'_1} \right)^2 \left( \frac{\epsilon'_2}{\epsilon'_1} + \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_2} - \sin^2 \eta' \right) \delta \left[ \epsilon'_2 - \frac{\epsilon'_1}{1 + \epsilon'_1(1 - \cos\eta')} \right] \quad (3.39)$$

を基に得られ、

$$\frac{dR(\gamma, \epsilon_1)}{d\epsilon_2} = \frac{\pi r_e^2}{\epsilon_1(\gamma - \epsilon_2)^2} \int_{\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma Q_\gamma(\Omega_\gamma) \left[ 2 - 2\frac{\epsilon_2}{\gamma} \left( \frac{1}{\epsilon'_1} + 2 \right) + \frac{\epsilon_2^2}{\gamma^2} \left( \frac{1}{\epsilon'^2_1} + 2\frac{1}{\epsilon'_1} + 3 \right) - \frac{\epsilon_2^3}{\gamma^3} \right] \quad (3.40)$$

である。ここで  $\epsilon'_1, \epsilon'_2$  は入射、放射光子の電子静止系でのエネルギー、 $r_e$  は古典電子半径、 $\eta'$  は電子静止系での散乱角、 $\delta(x)$  はディラックのデルタ関数である。 $Q_\gamma, \Omega_\gamma$  はそれぞれ光子の角度分布と立体角で

$$\int d\Omega_\gamma Q_\gamma = 1 \quad (3.41)$$

と規格化されている。

逆コンプトン散乱は式 3.37 より星間光子と宇宙線電子の分布に強く依存している。制動放射の場合と同様に図.3.11(a) の単スペクトルをもつ宇宙線電子によって放射されるガンマ線スペクトルを図.3.11(c) に図示してある。図のガンマ線放射で宇宙線電子が単スペクトルである場合、星間光子の分布は 3.6 で示した ISRF の分布をもっているため図.3.9(a) の星間光子のスペクトルの形を残したものとなっている。そして、宇宙線電子の運動量が高くなるほどスペクトルが高エネルギーの方へ移動していく。また宇宙線電子の運動量が  $10^3 \text{ MeV}/c$  ではガンマ線は約  $100 \text{ MeV}$  で急に減少し、 $10^7 \text{ MeV}/c$  ではパワーロウとなっている。これは ISRF 分布が  $0.1\mu\text{m} < \lambda < 10^4\mu\text{m}$  の範囲しかないからである。図.3.10 に星間光子がモノクロマティックな振動数である場合の逆コンプトン散乱の放射スペクトル [10] を示す。図.3.10 から図.3.11(c) で電子の運動量が低いときは ISRF の  $\lambda = 10^4\mu\text{m}$  でモノクロマティックな放射の高エネルギー部分の形を示し、逆に電子の運動量が高いときは  $\lambda = 0.1\mu\text{m}$  でパワーロウの形を示している事が分かる。

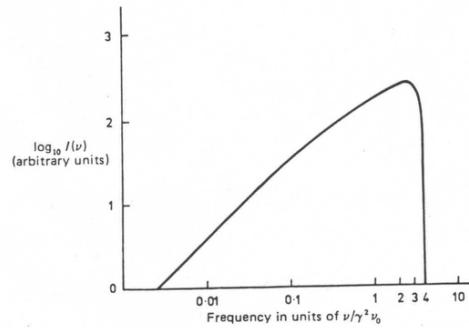


図 3.10: 星間光子がモノクロマティックな振動数である場合の逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトル。

### 3.7.3 $\pi^0$ 粒子崩解によるガンマ線放射

宇宙線と星間物質が相互作用して生成された  $\pi^0$  粒子崩解によるガンマ線放射は Dermer[4] によって導かれた方法で求める。それは低エネルギーでは Stecker モデル [18]、高エネルギーでは Scaling モデル [2][19]、3GeV から 7GeV の中間領域においては 2つのモデルを組み合わせるというものである。Stecker モデル [18] は低エネルギーにおいて精度が良く、 $\pi^0$  粒子の分布は以下の式から得ることができる。

$$F_\pi(\epsilon_\pi, \epsilon_p) = \Gamma \left[ \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{s} - m_p - m_\Delta^0}{\Gamma} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{m_p + m_\pi - m_\Delta^0}{\Gamma} \right) \right]^{-1} \times \int_{m_p + m_\pi}^{\sqrt{s} - m_p} dm_\Delta \frac{f_\pi(\epsilon_\pi, \epsilon_p; m_\Delta)}{(m_\Delta - m_\Delta^0)^2 + \Gamma^2} \quad (3.42)$$

ここで  $\Gamma$  は Breit-Wigner 分布の半値幅の 2倍の値、 $\sqrt{s}$  は重心系でのエネルギー、 $m_p, m_\pi$  はそれぞれ宇宙線陽子と  $\pi$  粒子の質量、 $m_\Delta, m_\Delta^0$  はそれぞれ  $\Delta$ -isobar の質量と平均質量である。

陽子のエネルギーが  $\epsilon \geq 13.5\text{GeV}$  のエネルギー範囲では、pp-collision における  $\pi$  粒子の cross section は実験結果から推論され、Badhwar[2][19] によって得られた以下の式を用いる。

$$\epsilon_\pi \frac{d^3\sigma}{d^3p_\pi} = AG_\pi(\epsilon_p)(1 - \bar{\chi}_\pi)^Q \exp[-Bp_{\perp/(1+4m_p^2/s)}] \quad (3.43)$$

$$G_{\pi^0}(\epsilon_p) = (1 + 23\epsilon_p^{-2.6})(1 - 4m_p^2/s)^R \quad (3.44)$$

$$Q = (C_1 - C_2 p_\perp + C_3 p_\perp^2) / \sqrt{1 + 4m_p^2/s} \quad (3.45)$$

$$\bar{\chi}_\pi = \sqrt{\chi_{\parallel}^* + (4/s)(p_\perp^2 + m_\pi^2)} \quad (3.46)$$

$$\chi_{\parallel}^* = \frac{2m_\pi\sqrt{s}\gamma_c\gamma_\pi(\beta_\pi \cos\theta - \beta_c)}{[(s - m_\pi^2 - m_X^2)^2 - 4m_\pi^2m_X^2]^{1/2}} \quad (3.47)$$

ここで  $\theta$  は  $\pi$  粒子の実験室系での polar angle、A、B、 $C_{1,2,3}$ 、R は正の値をもつ定数、 $pp \rightarrow \pi^0 X$  の過程では  $m_X = 2m_p$  である。実験室系における  $\pi$  粒子のエネルギー分布は polar angle( $\cos\theta$ ) で積分することで得ることができる。

$$F_\pi(\epsilon_\pi, \epsilon_p) = \frac{2\pi p_\pi}{<\eta\sigma_\pi(\epsilon_p)>_{sm}} \int_{\cos\theta_{max}}^1 d\cos\theta \left( \epsilon_\pi \frac{d^3\sigma}{d^3p_\pi} \right) \quad (3.48)$$

ここで  $-1 \leq \cos\theta_{max} \leq 1$  である。

$$\cos\theta_{max} = \frac{1}{\beta_c\gamma_c p_\pi} \left( \gamma_c\epsilon_\pi - \frac{s - m_X^2 + m_\pi^2}{2\sqrt{s}} \right) \quad (3.49)$$

ここで  $<\eta\sigma_\pi(\epsilon_p)>_{sm}$  は scaling モデルでの  $\pi$  粒子生成の inclusive cross section である。

以上の Stecker モデル、Scaling モデルを用いて得られた  $\pi^0$  粒子の分布からガンマ線放射分布を計算する。 $\pi^0$  崩解によるガンマ線分布は

$$F_\gamma(\epsilon_\gamma, \epsilon_{\pi^0}) = \frac{2}{p_\pi}, \quad \frac{1}{2}m_\pi\gamma_\pi(1 - \beta_\pi) \leq \epsilon_\gamma \leq \frac{1}{2}m_\pi\gamma_\pi(1 + \beta_\pi) \quad (3.50)$$

で得られ、ここで分子の 2 は  $\pi^0$  粒子の 1 個の崩解で放射される光子を表している。

以上が宇宙線と星間物質の相互作用で生成された  $\pi^0$  粒子崩解によるガンマ線放射分布の計算式であるが、複雑であるので式からガンマ線放射スペクトル (図.3.11(e)) の説明、及びその過程のイメージは困難である。ここでは、宇宙線が図.3.11(d) の単スペクトルをもつ場合にどのようなガンマ線スペクトルが得られるかを図示するにとどめる。詳細については [2][18][19] に記述されている。

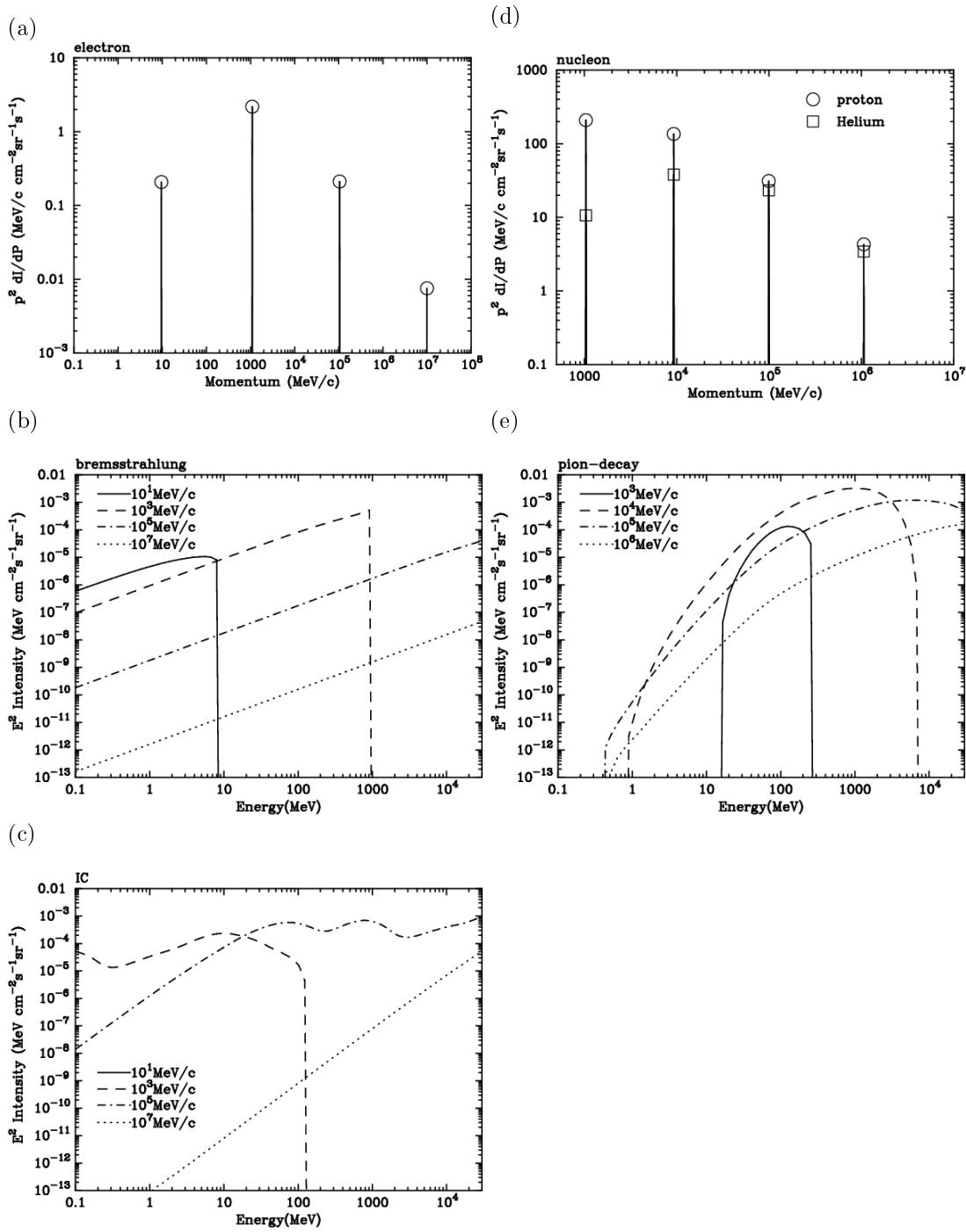


図 3.11: 宇宙線電子と陽子、ヘリウムが単スペクトル (a)(d) である場合の制動放射 (b)、逆コンプトン放射 (c)、 $\pi^0$  粒子崩解によるガンマ線放射 (e) のスペクトル。

# 第4章 Solution of the GALPROP Code

## 4.1 宇宙線の運動量空間における拡散とエネルギーロス

GLAST の観測シミュレータとして用いるためには、実際に GALPROP の内部がどう動いているかを理解しておく必要がある。ガンマ線分布は宇宙線分布を基に計算されるので、その宇宙線がどのように得られるかを調べる必要がある。よって、空間拡散係数  $D_{xx}$ 、運動量拡散係数  $D_{pp}$ 、エネルギーロス係数  $\dot{p}$  等が宇宙線の伝播にどう影響するのか、空間分布とスペクトルがどのように変化するのかを調査した。

### 4.1.1 運動量拡散

reacceleration model では、弱磁気流体乱流を仮定している。乱流拡散においては拡散係数は

$$D = \frac{1}{6} \frac{dl_*^2}{dt} \quad (4.1)$$

と表される。ここで  $l_*^2$  は分散である。運動量空間での拡散に対しても式 4.1 を適用すると粒子分布の 68% を含む運動量の変化量は

$$\sigma = \frac{l_*}{\sqrt{3}} = \frac{\sqrt{6 D_{pp} t}}{\sqrt{3}} \quad (4.2)$$

で得られる。運動量拡散係数  $D_{pp}$  自体は運動量のみの関数で時間変動は無いが、運動量拡散により運動量が変化するとそれに対応して係数値は変化する。しかし、運動量拡散があまり進まない時期をみると拡散係数は一定とみれるので、式 4.2 から得られる値を理論値とし、シミュレーションの結果得られる実験値と比較した。ここではエネルギーロス等の寄与を無くし、運動量拡散のみの結果を得るために、以下の条件の下でシミュレーションを行った。

1.  $t = 0$  で宇宙線を生成後は source 項  $q(\vec{r}, p)$  を 0 とし、新たな宇宙線を生成しない。
2. 宇宙線の初期値は  $(15kpc, 0kpc, p)$  とし、electron に対して  $p = 10^1, 10^3, 10^5, 10^7 MeV/c$ 、proton に対して  $p = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6 MeV/c$  とする。
3. 調査する係数以外の係数は 0 とする。

運動量拡散係数  $D_{pp}$  の寄与のみによる運動量の時間変化と理論値を示した図を図 4.2 に示す。図で  $dE$  は各時間でフラックスがピークとなる運動量と 68% の粒子が含まれる運動量の差を拡散した運動量として求めたもので、実線と点線はそれぞれ低運動量方向と高運動量方向へ拡散した運動量、破線は式 4.2 より算出した理論値を示す。また、スペクトルの時間変化の一部を図 4.3 に示す。図 4.3 から運動量拡散によって、時間とともに運動量が増加し幅も広くなる。時間が大きくなると山が運動量の高い方へと移動する。これは運動量拡散が大きくなつたために、その平均運動量が増加するからである。

その事を図 4.1 で説明してある。図で A は時間があまり経過していない時点での運動量を 2 次元（実際には運動量空間も 3 次元空間であるが、ここでは簡易のため 2 次元で表す）座標で示し、B は山が動いた後の運動量空間を示す。C、D はそれぞれ山が動く前と後でのスペクトルの状態を示し、b、e はそれぞれ図 4.3 での初期運動量を表す。3.2 の式 3.1 で

$$\psi(p)dp = 4\pi p^2 f(\vec{p}) \quad \text{in terms of phasespace density } f(\vec{p})$$

と示しているように運動量の変化による粒子数の変化は図.4.1 の 1、2、3、4 の領域で示される円周 (3 次元の時は球殻) の面積 (3 次元では体積) に依存している。これは本来、運動量も 3 次元で表すところを方向の情報を無くし 1 次元で用いているためである。そのため図.4.1 の A、B で 1、2、3、4 で示されているように、同じ運動量を拡散しても低運動量域よりも高運動量域の方が円周の面積が大きくなる。そして、上の式で表されているように、ある微小な運動量範囲内の粒子数は円周の面積で積分するので図.4.1C で示しているように運動量拡散が小さい場合はその影響が小さく (領域 1 ≈ 領域 2 とみなせる) 山が初期運動量から変化しない。しかし、運動量拡散が大きい場合は影響が大きいため (領域 3 >> 領域 4 であるため) 積分したときに山のピークが高運動量域へと動いてしまう (図.4.1)。これが図.4.3 で山が動く理由である。

図.4.2 から実験値と理論値がほぼ一致しているのが分かる。先に述べたように運動量拡散係数は、運動量が変化すると係数値も変化する。図.4.2 では運動量を一定として理論値を導いているため、低運動量域では  $10^7$  年、高運動量域では  $10^8$  年頃から electron、proton ともに実験値が理論値よりも大きくなり始めている。これは図.4.3 で低運動量域では  $10^7$  年、高運動量域では  $10^8$  年頃から山が動きだしていることに対応し、運動量拡散係数の増加が無視できなくなっているからである。

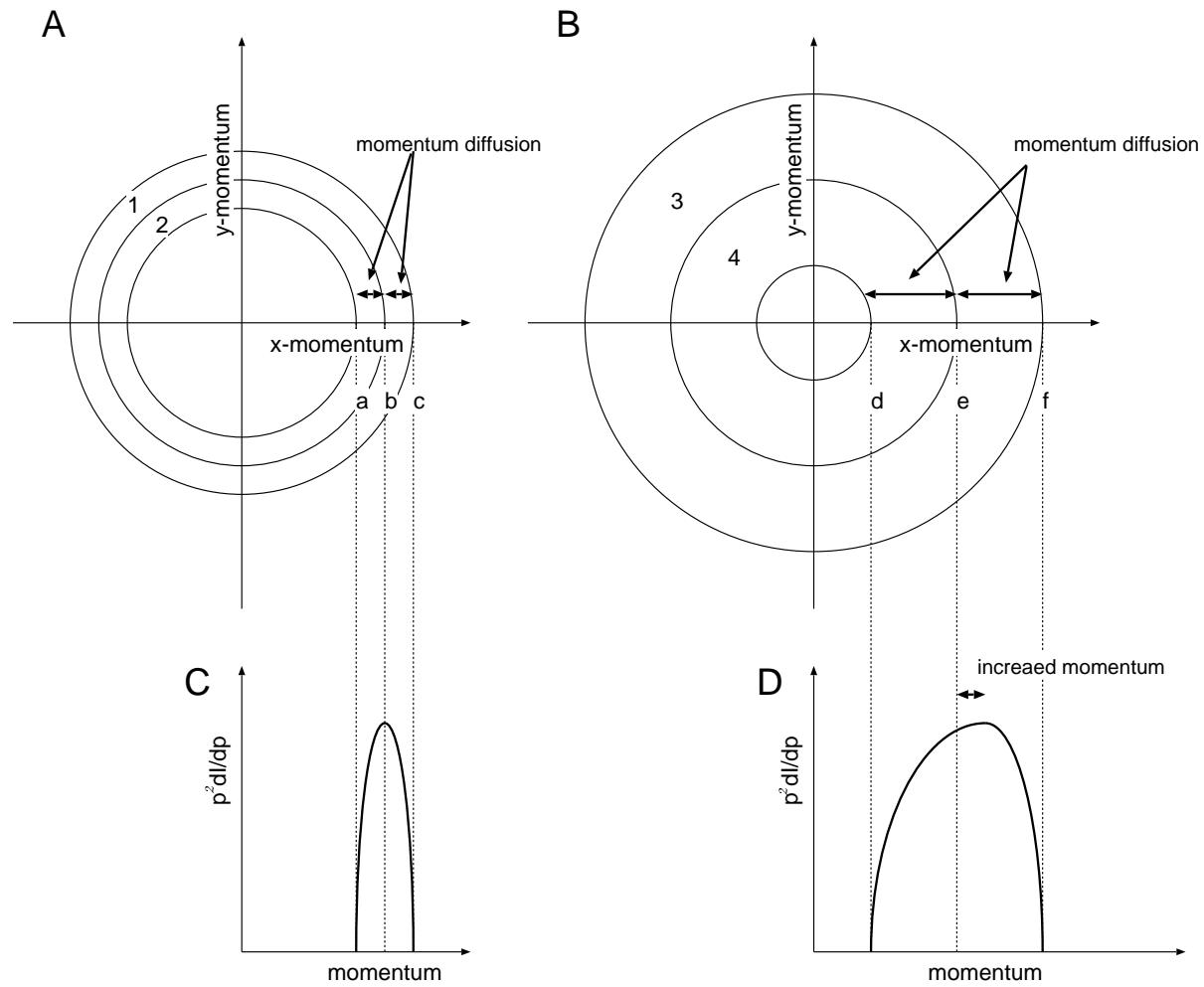


図 4.1: 図.4.3 で山が動く事の説明。A、B は山が動く前と後の 2 次元運動量空間で見た拡散の図。A、B で b、e は図.4.3 で初期運動量に対応し、a、d は低運動量への拡散、c、f は高運動量への拡散である。

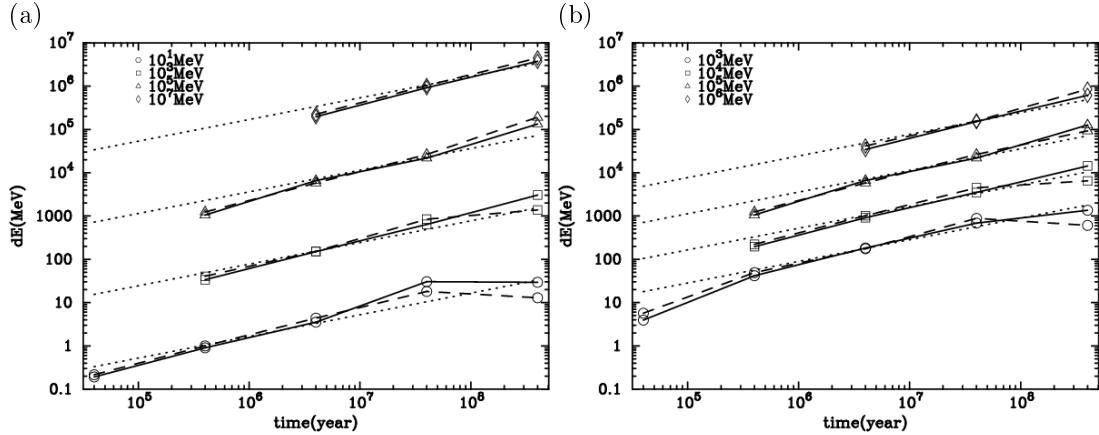


図 4.2: source 項・空間拡散・エネルギーロスを含まない、運動量拡散係数  $D_{pp}$  だけによる electron(a) と proton(b) の運動量増加。実線と点線はそれぞれ低運動量、高運動量域への拡散、破線は式.4.2 を用いて算出した理論値を示す。dE は初期運動量からの運動量変化。

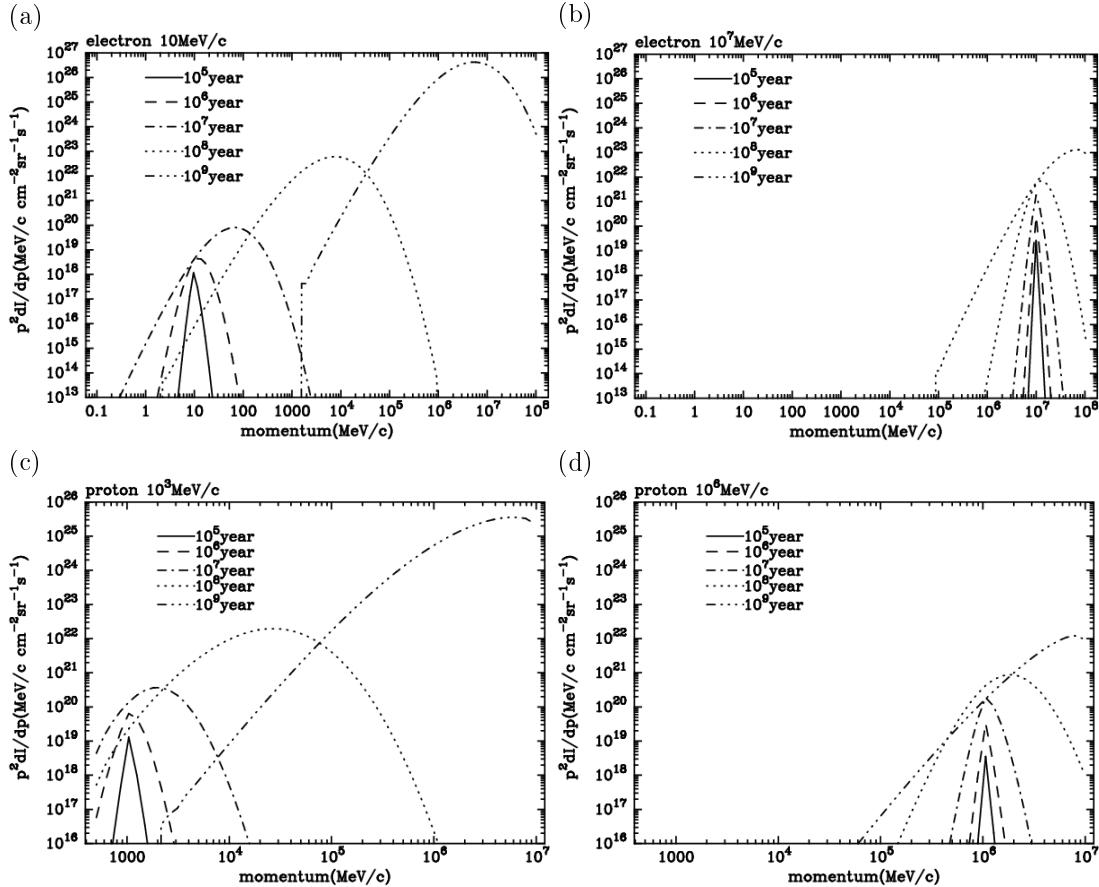


図 4.3: 運動量拡散係数のみで伝播させた宇宙線のスペクトル。electron に対して初期運動量  $10 \text{ MeV}/c$ (a)、 $10^7 \text{ MeV}/c$ (b)。proton に対して  $10^3 \text{ MeV}/c$ (c)、 $10^6 \text{ MeV}/c$ (d)。

#### 4.1.2 エネルギーロス

エネルギーの寄与を無くし、エネルギーのみの結果を得るために、以下の条件の下でシミュレーションを行った。

- 1、 $t = 0$  で宇宙線を生成後は source 項  $q(\vec{r}, p)$  を 0 とし、新たな宇宙線を生成しない。
- 2、宇宙線の初期値は  $(15kpc, 0kpc, p)$  とし、electron に対して  $p = 10^1, 10^3, 10^5, 10^7 MeV/c$ 、proton に対して  $p = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6 MeV/c$  とする。
- 3、調査する係数以外の係数は 0 とする。

また、理論値は 3.4.3、図.3.6 で示した値を用い、運動量変化によって変化するエネルギーの寄与係数についても考慮した。エネルギーの寄与係数  $\dot{p}$  の寄与のみによる運動量変化を示した図を図.4.4 に、スペクトルの時間変化の一部を図.4.5 に示す。図.4.4 ではある時間経過したときの運動量を初期運動量で割ったものをログスケールで表示している。図.4.4 を見ると electron の  $10^5, 10^7 MeV$  がほぼ理論値に沿った時間変化を示している。図.4.5 を見ると electron の高運動量域のみが十分なエネルギーの効果を示しており、その結果理論値と合致したと考えられる。その他の electron の低運動量域（図.4.5(a)）、proton の低運動領域（図.4.5(c)）、proton の高運動領域（図.4.5(d)）ではいずれも初期運動量に対してエネルギーが小さいため、裾が広がるだけで、大部分が初期運動量から変化していない。本来、エネルギーは粒子全体が受けるため、図.4.5(b) のように山が動くはずである。これはビンの荒さによるものである。図.3.6 で示したように electron の高運動量域以外エネルギーは小さく、相対的にビンが荒くなり、確率的にある量の粒子が低運動量側の隣のビンに移動する、といった処理がされていると考えられる。その結果、山が動かず、裾が広がるスペクトルとなったのである。またエネルギー係数を用いて理論値を算出したが図.4.4 で分かるように electron の高運動領域以外寄与が小さい。よってエネルギー係数は electron の高運動量以外あまり宇宙線のスペクトル形成に寄与していないと考えられる。特に運動量拡散係数の寄与を考えるとエネルギーの寄与は埋もれてしまう。

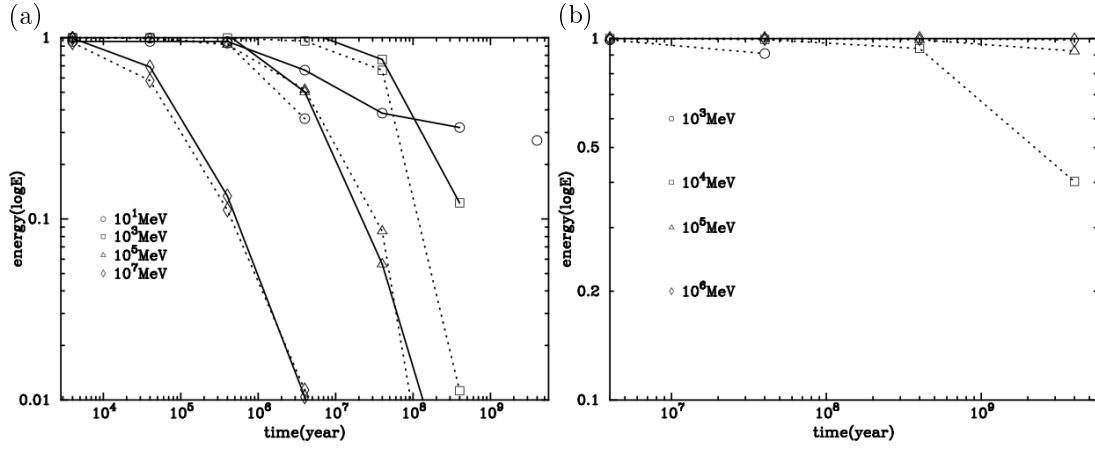


図 4.4: source 項・空間拡散・運動量拡散を含まない、エネルギーロス  $\dot{p}$  だけによる electron(a) と proton(b) の運動量損失。点線はエネルギーロス係数から算出した理論値。proton の実験値は取得できなかった。

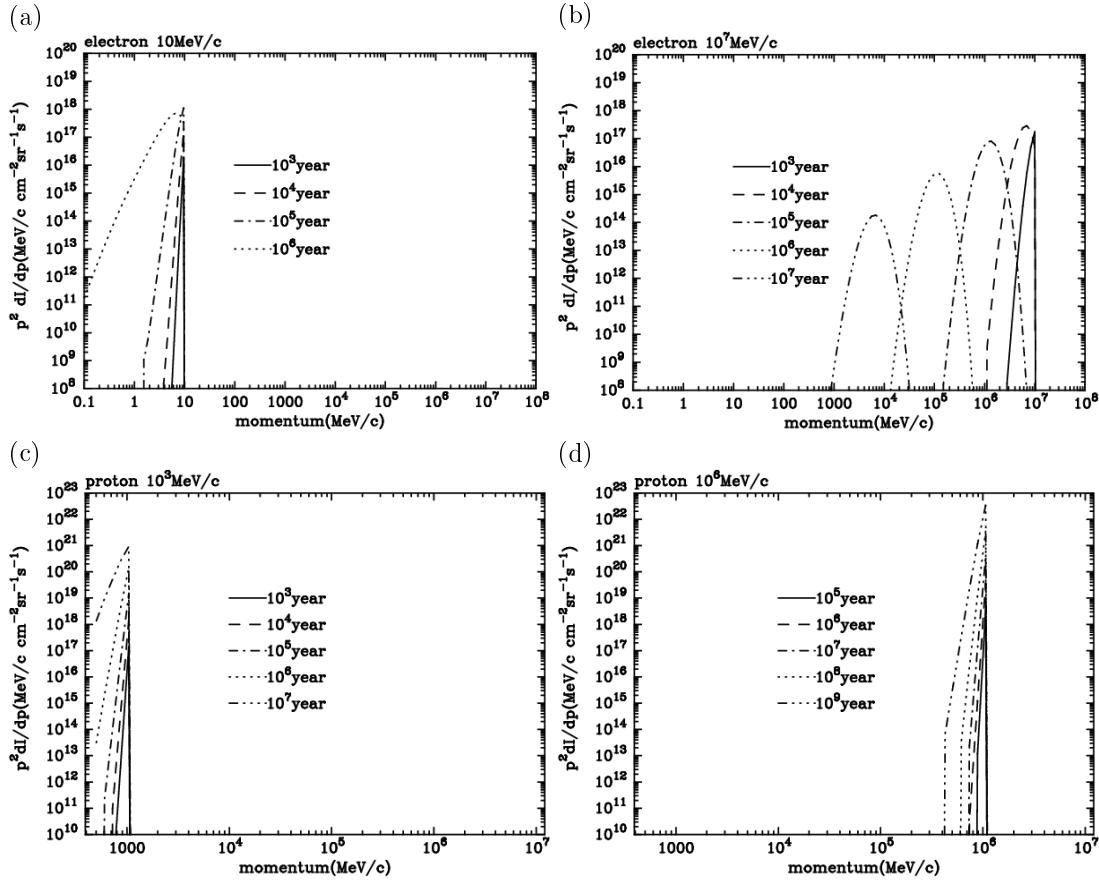


図 4.5: エネルギーロスのみで伝播させた宇宙線のスペクトル。electron に対して初期運動量  $10\text{MeV}/c$ (a),  $10^7\text{MeV}/c$ (b)。proton に対して  $10^3\text{MeV}/c$ (c),  $10^6\text{MeV}/c$ (d)。

### 4.1.3 運動量変化

4.1.1、4.1.2 で運動量拡散、エネルギーロスと運動量空間での寄与を独立して見て来たが、これらを併せ、実際に GALPROP で宇宙線のスペクトル形成にどのような影響があるかを調べた。その条件は source  $q(\vec{r}, p)$  の運動量成分のある運動量のみ有意なものとし他の運動量では 0 として、つまり線スペクトルをもつ source を仮定し、source 項以外は空間拡散係数も適用して通常の伝播の処理をするというものである。

- 1、source 項  $q(\vec{r}, p)$  によって常に宇宙線が生成される。
- 2、宇宙線の初期値は  $(\vec{r}, p)$  とし、electron に対して  $p = 10^1, 10^3, 10^5, 10^7 MeV/c$ 、proton に対して  $p = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6 MeV/c$  とする。
- 3、調査する係数以外（空間拡散）の係数も適用する。

この条件での伝搬後の粒子の 99% を含む部分の運動量（図.4.6）とその初期運動量との比を求めた（図.4.7）。propagation equation(式 3.1) 及び表.3.2 から運動量の変化は運動量拡散係数  $D_{pp}$  とエネルギーロス係数  $\dot{p}$  が影響している（electron、proton は fragmentation、radioactive decay の影響は無い）。よって、図.4.7 で 1 以上は運動量方向の拡散（reacceleration）からエネルギーロスを差し引いたもので、運動量が高エネルギー側に広がっていく様子を示しており、1 以下は運動量方向の拡散とエネルギーロスで運動量の低エネルギー側に広がっていく様子を示している。図.4.7(a) から electron は低運動量ではエネルギーゲイン、 $10^3 MeV$  付近でエネルギーゲインとエネルギーロスが釣り合い、高運動量領域ではエネルギーロスが優勢になっていることがわかる。electron のスペクトルは、時間とともに低運動量領域からは reacceleration が強く働きエネルギーゲインになり、高運動量領域ではエネルギーロスが優勢になる。proton に対しては図.3.6 から electron と異なり、エネルギーロスは ionization loss と Coulomb loss によるものだけであり、運動量拡散に比べて寄与が小さい。また、質量も大きいため  $D_{pp}$  の寄与も小さくなる。図.4.7 をみると electron と比べて運動量の変化が 1/10 である事が分かる。

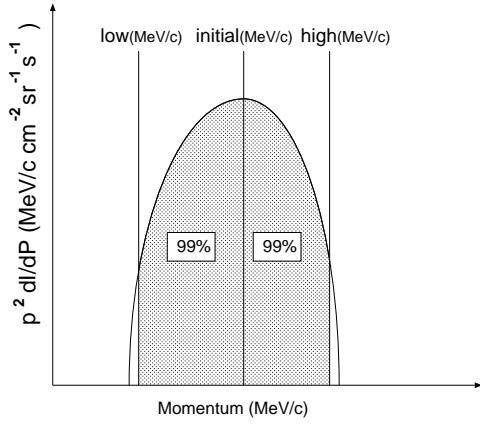


図 4.6: 図.4.7 の説明。高運動量域における粒子の 99% を含む運動量 (high) を初期の運動量 (initial) で割ったものをエネルギーインとして、同様の事を低運動量域に対して行ったものをエネルギーインとして表し、これらの作業を行った結果を図.4.7 に示している。

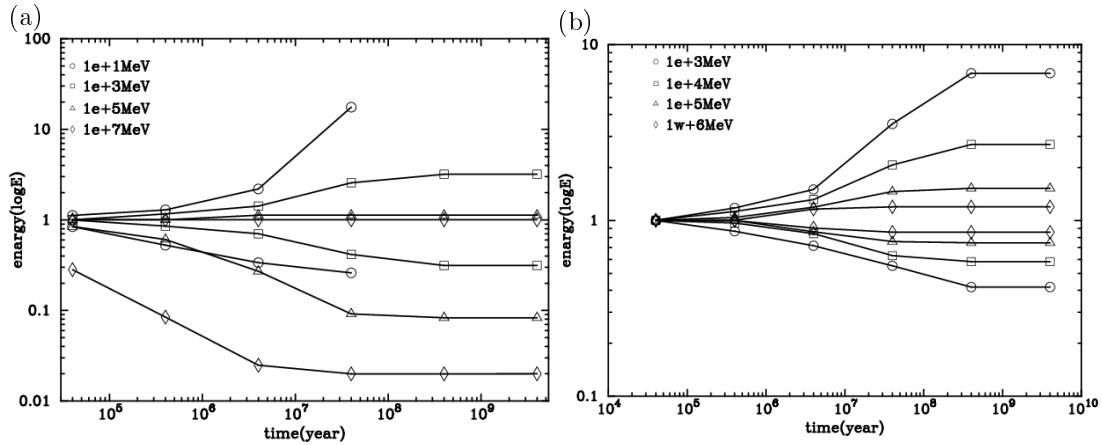


図 4.7: electron と proton の運動量変化。source  $q(\vec{r}, p)$  の運動量  $p$  を electron に対して  $p = 10^1, 10^3, 10^5, 10^7 \text{ MeV}/c$  proton に対して  $p = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6 \text{ MeV}/c$  とした。縦軸は 99% での運動量を source 項で設定した初期運動量で割ったものを表している。

## 4.2 宇宙線の空間拡散

### 4.2.1 空間拡散係数のみの場合

次に宇宙線の空間拡散について調べた。空間拡散係数  $D_{xx}$  と宇宙線の空間分布について、source 項  $q(\vec{r}, p)$  で  $\vec{r}_0 = (R, z) = (15kpc, 0kpc)$  として point source と見なし、各時刻で 68% の粒子が含まれる  $\vec{r}_0$  からの距離を拡散距離として求める。その他の条件は運動量拡散、エネルギーロスの場合と同様に空間拡散係数以外の寄与を無くし、ある運動量を見た場合、同じ粒子について拡散距離を見る事ができるようにしている。

1.  $t = 0$  で宇宙線を生成後は source 項  $q(\vec{r}, p)$  を 0 とし、新たな宇宙線を生成しない。
2. 宇宙線の初期値は  $(15kpc, 0kpc, p)$  として、3.4.1、図.3.4 で示される連続スペクトルを持つ。
3. 調査する係数以外の係数は 0 とする。

4.1.1 で述べたように reacceleration model では、弱磁気流体乱流を仮定し、乱流拡散においては拡散係数は

$$D_{xx} = \frac{1}{6} \frac{dl_*^2}{dt} \quad (4.3)$$

と表される。ここで  $l_*^2$  は分散である。拡散係数  $D_{xx}$  は空間では一定で粒子の運動量のみの関数である。ここでは運動量拡散、エネルギーロスを無視しているので粒子分布の 68% となる拡散距離は

$$\sigma = \frac{l_*}{\sqrt{3}} = \frac{\sqrt{6} D_{xx} t}{\sqrt{3}} \quad (4.4)$$

で表される。式 4.4 の分母は拡散係数の一次元成分を取りだすためのものである。GALPROP 出力から空間拡散距離を導く際の手法は、粒子分布を R 方向で積分し全粒子の 68% を含む z の値を求めるというものである。R 方向の拡散については 1bin が示す距離が大きく十分な精度の結果を得ることができない。よって z 方向のみの結果を示す。GALPROP における拡散係数  $D_{xx}$  の寄与のみによる拡散距離と式 4.4 により求めた理論値を図.4.8 に示す。図.4.8 より electron、proton ともにほぼ理論値に沿った結果となっていることが分かる。また、electron、proton ともに  $t = 4 \times 10^5$  年頃に高運動量域から平衡状態に達し  $t = 10^8$  年までに全運動量域で  $z = 1.87kpc$  付近で平衡状態になる。これはハローを 4kpc と設定した事による。3.4.2 で述べたように拡散係数はハローの値と B/C 比によって決められる。そしてその境界で free escape を仮定し、式.3.6 で示すように  $z = z_{halo}$  で粒子数が 0 となるように境界条件を適用している。その結果、空間拡散は 1.87kpc で平衡状態に達し、それ以上拡散しなくなると考えられる。同様の条件でハローを 10kpc、20kpc と変化させたときの拡散距離を求め、ハローの大きさに対する拡散距離の割合を求めたものを図.4.9 に示す。図から平衡状態に達したときのハローと拡散距離の割合はハローの大きさ、宇宙線のエネルギーに関係なく約 47% であり、拡散距離  $x_{Dxx}$  はハローの大きさ  $z_{halo}$  のみの関数で

$$x_{Dxx} \simeq 0.47 \times z_{halo} \quad (4.5)$$

と表される事が分かる。

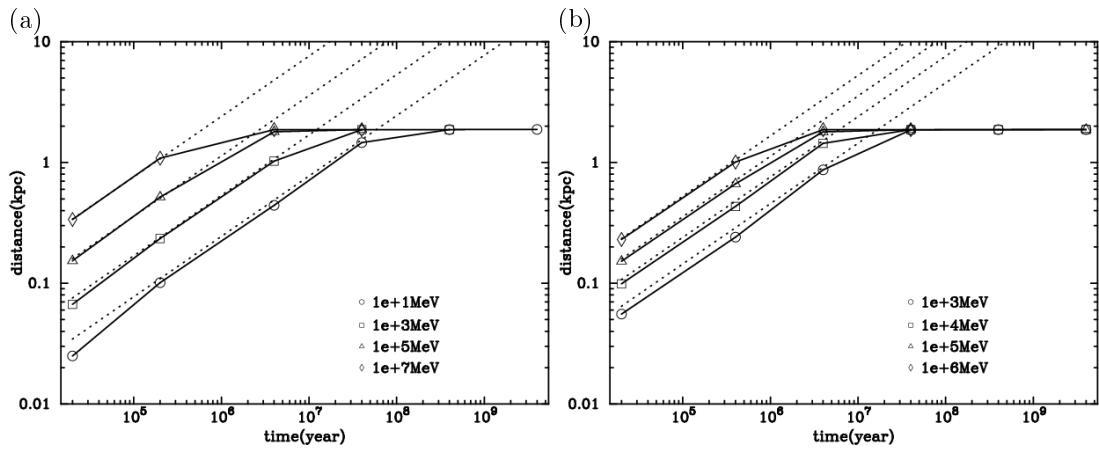


図 4.8: source 項・reacceleration・エネルギーロスを含まない、空間拡散係数  $D_{xx}$  だけによる electron(a) と proton(b) の空間拡散。点線は式 4.4 を用いて拡散係数から算出したそれぞれのエネルギーにおける拡散距離の理論値を示す。

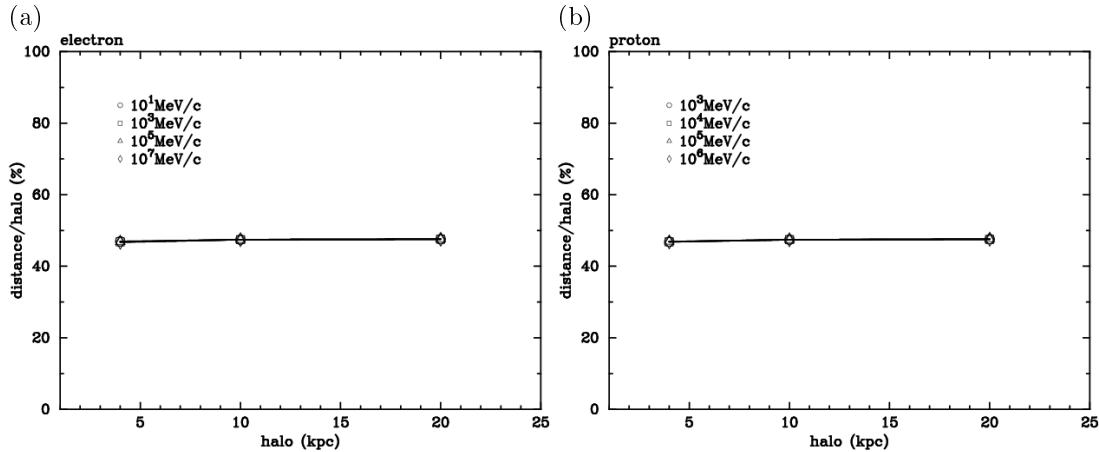


図 4.9: ハローの大きさに対する拡散距離の比率。(a) は electron、(b) は proton のもの。

#### 4.2.2 運動量変化をともなった空間拡散

次に運動量空間での拡散、エネルギーロス、source 項による粒子生成を含んだ条件での空間拡散について調べた。先に行った運動量拡散、エネルギーロスを起こさない条件の下では粒子の運動量が変化しないので、同じ運動量を見れば同一粒子の空間拡散を見ているとみなすことができた。しかし、運動量拡散、エネルギーロスを起こすとなると粒子の運動量は増減し、同一粒子を追っていく事はできない。よって、粒子の拡散距離を求めるのではなく、ある時刻においてある運動量をもつ粒子の 68% が含まれる  $r_0$  からの距離を拡散距離として求めた。また、source 項は 3.4.1、図.3.4 で示される連続スペクトルを適用している。

1. source 項  $q(\vec{r}, p)$  によって常に宇宙線が生成される。
2. 宇宙線の初期値は  $(15\text{kpc}, 0\text{kpc}, p)$  として、3.4.1、図.3.4 で示される連続スペクトルを持つ。
3. 調査する係数以外の係数も適用する。

図.4.10 に electron に対して  $10^1, 10^3, 10^5, 10^7 \text{MeV}/c$ 、proton に対して  $10^3, 10^4, 10^5, 10^6 \text{MeV}/c$  における拡散距離を図示する。electron に関しては、質量が軽く高運動量領域でのエネルギーロスが大きいため、低運動量への粒子の遷移が激しい。そのため、高運動量領域では初期において遠方まで拡散するが、すぐにエネルギーを失い拡散距離はあまり変動しない。エネルギーロスの寄与が大きい  $10^5, 10^7 \text{MeV}/c$  より、reacceleration の寄与が大きい  $10^1, 10^3 \text{MeV}/c$  の方が平衡状態に達するのに時間がかかる。これはエネルギーと reacceleration のタイムスケール [22] と寄与の大きさの違いによるものである。高運動量域では図.4.2、4.4 で示されるようにエネルギーの寄与が運動量拡散よりも大きく、 $10^7 \text{MeV}/c$  では  $10^5$  年でエネルギーの半分以上を失う。一方、低運動量域では 4.1.2 で述べたようにエネルギーは運動量拡散に対して無視できる程小さく、また、運動量拡散の寄与は  $10^3 \text{MeV}/c$  では  $10^7$  年経過しても 1~2 割程しか運動量が変化しない。これは図.4.10(b) の proton の結果からも見て取れ、proton はどの運動量域でも運動量拡散と比べてエネルギーの寄与が無視できる程小さいので、どの運動量でもほぼ同じ時間で平衡状態に達している。 $10^3 \text{MeV}$  で拡散距離が最も大きいのは、図.4.7(a) で reacceleration とエネルギーがつり合う運動量で、遷移して来た粒子が平衡状態に達するまで拡散するからと考えられる。proton に対しては、4.1.3、図.4.7(b) に示しているように、エネルギーの寄与は運動量拡散に比べて無視出来る程小さく、また、質量が大きいため拡散係数の寄与も小さい。そのため、各運動量間での粒子の遷移は electron の約 1/10 であり、electron のようにそれぞれの運動量で空間拡散距離が大きく変化しない。ただし、ここでは source 項によって宇宙線が  $(R, z)=(15\text{kpc}, 0\text{kpc})$  において常に生成されているため、68% の粒子が含まれる距離 ( $p = 10^4, 10^5 \text{MeV}/c$  において 1.43kpc) は図.4.8 の値 (1.87kpc) より小さくなる。空間拡散が平衡状態に達するまでの時間は約  $10^8$  年である。この年数は図.4.8(b) で平衡状態に達する時間とほぼ同じである。これも運動量変化が小さいために、electron のような運動量拡散やエネルギーのタイムスケールの影響が小さく、図.4.8 における粒子の運動量が変化しないという条件に近いためである。

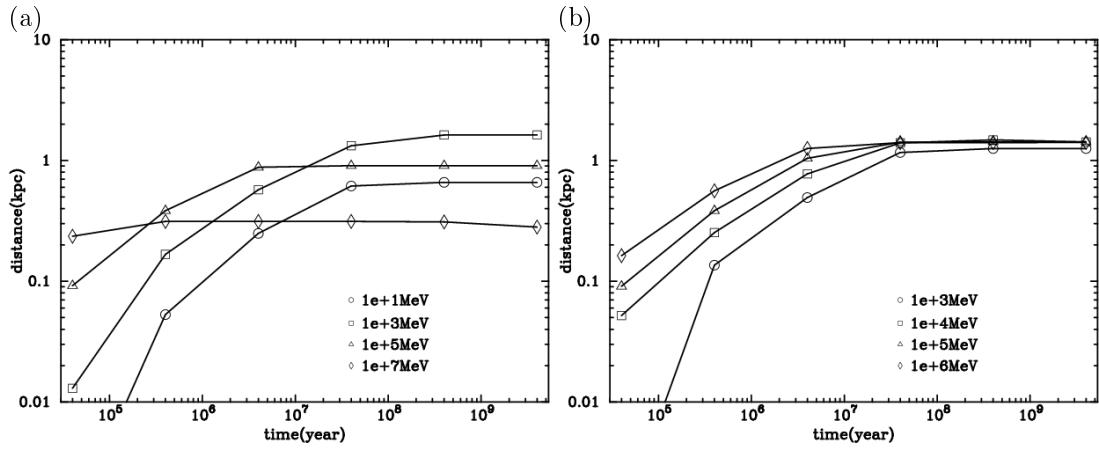


図 4.10: electron(a) と proton(b) の空間拡散。R=15kpc における z 方向への拡散で、68% となる距離を表している。 $\Delta z$  は 0.1kpc であるので 68% となる値が 0.1kpc に達しない運動量、エネルギーに対しては測定域外である。

### 4.3 宇宙線スペクトルの時間発展

この節では宇宙線スペクトルがどのように形成されるのかを調べる。GALDEF ファイルの time step<sup>1</sup> を変化させ宇宙線スペクトルの変化を見た。time step 以外のパラメータについては Strong の galdef\_20\_004526<sup>2</sup> を用いた。GALPROP では electron、proton の絶対 flux への規格化は、propagation (図.3.3 の propel()) が終了した時点で GALDEF ファイルで指定した flux への規格化が行われる。しかし、ここではスペクトルの時間変化を見るために規格化は行わない。よって、ここで示す flux は相対的なもので、実際のスペクトルとは約  $10^{20}$  倍ほど値が異なる。

図.4.11(a)(b) はそれぞれ  $t = 4 \times 10^5, 4 \times 10^6, 4 \times 10^7, 4 \times 10^8, 4 \times 10^9$  年における electron と proton のスペクトルである。また、(c)(d) は electron と proton の source、つまり  $t = 0$  でのスペクトルである。electron のスペクトル図.4.11(a) から、運動量が大体  $1 \sim 10^6 MeV/c$  においては平衡状態に達するのに時間がかかり、低高運動量域では早く平衡状態に達する事が分かる。時間とともに低運動量域および高運動量域それから除々に平衡状態に達していく、 $t = 4 \times 10^8$  年でスペクトルに変化が見られなくなる。proton のスペクトル図.4.11(b) については、傾向は electron と同様であるが、 $t = 4 \times 10^6$  年までは  $\text{rigidity} = 2 \times 10^4 MV$  に break をもつ source 項の成分を残している事が分かる。electron、proton ともに  $t = 4 \times 10^8$  年でスペクトルに変化が見られなくなり、平衡状態に達していることが分かる。我々が求めるガンマ線分布はこの宇宙線分布が平衡状態に達したときの分布であるので、以後、ガンマ線分布を得る際には  $t = 4 \times 10^8$  年以上のシミュレートを行えば良い事がわかる。

4.1.1、4.1.2、4.2 では運動量拡散係数、エネルギーロス係数、拡散係数について調査を行った。それらの結果と図.4.11 を考慮すると electron に関しては低運動量域からの運動量拡散と高運動量域からのエネルギーロスにより、それらが釣り合う  $10^3 MeV/c$  付近で山型となるスペクトルが形成される。proton に関してはエネルギーロスの寄与は殆ど無視でき、運動量拡散の寄与が表面に出てくる頃 (運動量の約 1~2 割程、 $10^3 MeV$  の場合約  $150 MeV$  の運動量拡散が起こり、その寄与が表面に出てくる) の  $10^7$  年までは source 項の寄与が優勢である。その後、free escape でハローの外に逃げていく粒子が増えていくが、低運動量より

<sup>1</sup> 付録 A.2 を参照

<sup>2</sup> 付録 A.1 を参照

も高運動量の空間拡散係数が大きいため、スペクトルの傾きが急になる。3.4.1で述べたように proton の break 以上の運動量域での source 項の index は 2.5 である。図.4.11(b) の break 以上の運動量域での index は時間が経過する毎に 2.5、2.61、2.84、2.84、2.84 と大きくなっている。図.4.8 から見て取れるように高運動量では空間拡散係数が大きいため早く平衡状態に達する、これは source 項での粒子の生成と free escape での粒子の散逸がつり合った状態である。低運動量になる程平衡状態に達するまでの時間がかかるということは、その分ハロー内に存在する粒子が増え、スペクトルの index が大きくなる事を示している。electron と同様約  $3 \times 10^3 MeV/c$  で山型となるのは図.4.7 でエネルギーゲインとエネルギーロスがつり合う運動量であるからである。また、 $10^3 MeV/c$  以下では低エネルギーへの運動量拡散によりレンジ外<sup>3</sup> に拡散していくのでスペクトルが急に落ちる形となっている。先に述べたように図.4.2 で運動量拡散が大きくなるにしたがって、この形が顕著になっている。以上が GALPROP における宇宙線のスペクトル形成のメカニズムである。

これらの結果から、GALPROP で用いられている伝播方程式の係数が宇宙線の分布の生成にどのような寄与を及ぼすのかを理解できた。また、伝播方程式の係数と宇宙線の分布の関係を調べ、理論通りの結果が得られる事が確かめられた。

以上の運動量拡散、エネルギーロスの調査にあたって図.4.2、4.3、4.4、4.5、4.7 に掲載していないデータの中には GALPROP が異常な処理をしているものも存在した。この調査を通して気になった点を挙げる。

- 1、source 項を 0 としているのに時間によって粒子数が変化している。
- 2、エネルギーロスでは時間が  $t = 10^8 \sim 10^9$  になると値が負になったりスペクトルが不連続になったりする。

1については propagation が終了した時点で規格化が行われるので、重要な問題ではない。また、2についてもエネルギーロスの寄与自体が運動量拡散に比べて小さいので無視できる問題かもしれない。いづれもこの調査の方法には特殊な条件においてシミュレートしたものなのでそのために生じたのかもしれないが、将来のバグの可能性の 1 つとして気に留めていた方が良いだろう。

---

<sup>3</sup> GALDEF ファイルで設定する宇宙線の下限エネルギー。空間におけるハローの縁で free escape で粒子が逃げていくのと同様に、この下限（もしくは上限）エネルギーを越えるとその粒子は失われる。

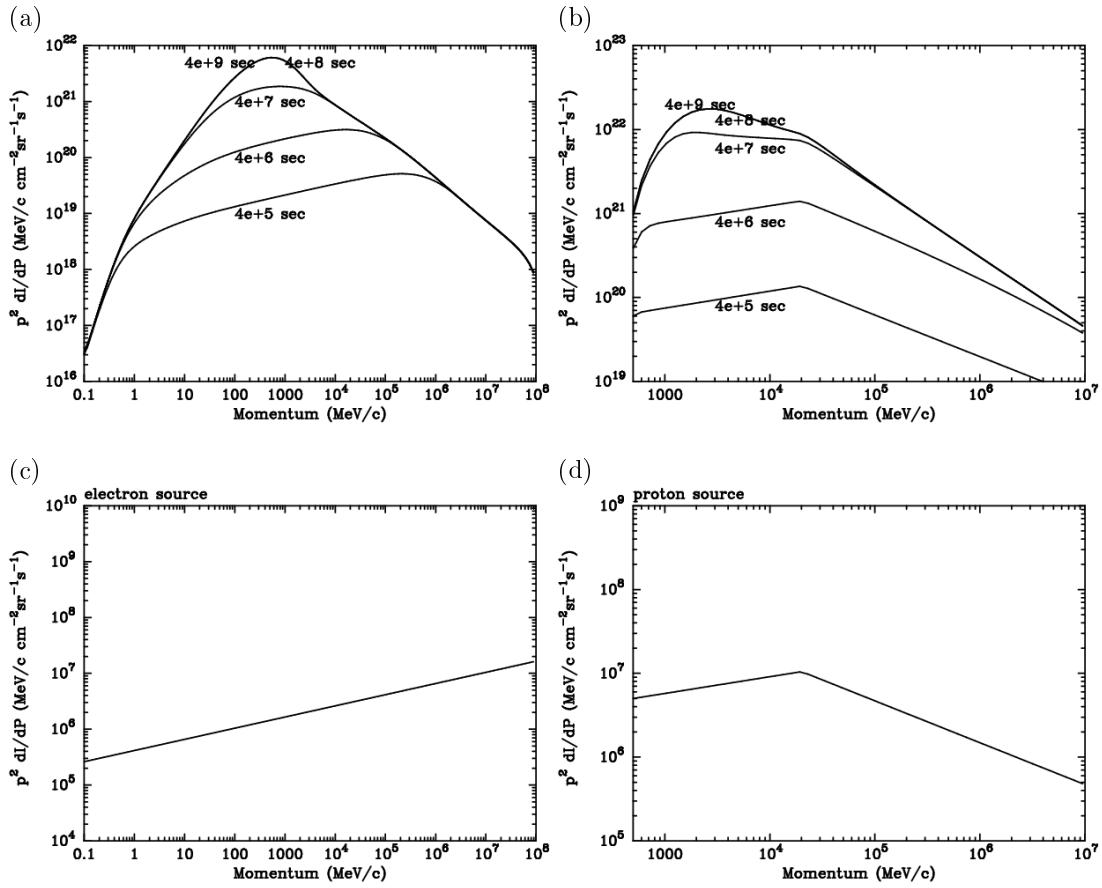


図 4.11: electron(a) と proton(b) のスペクトルの時間変化。時間変化を見るため electron, proton の絶対 flux に規格化していない。そのため、縦軸は相対的な flux である。(c), (d) はそれぞれ electron, proton の source。proton(b) のスペクトルで break 以上の運動量における index は、経過時間が短い順に 2.5, 2.61, 2.84, 2.84, 2.84 である。

# 第5章 Applications of the GALPROP Code

## 5.1 Prediction of Gamma-ray Emission from Molecular Clouds

GALPROPのアプリケーションとしては、銀河のある位置に分子雲が存在した時、それが GLAST でどのように観測されるかをシミュレーションできる点がある。GALPROP の現バージョンでは空間座標は軸対称性を仮定することで疑似的に 3 次元空間を表しているため、 $z=0\text{kpc}$  以外の座標に分子雲を仮定するとリング状になってしまう。よって我々は銀河中心に  $0.1\text{kpc}$  四方の高密度の  $H_2$  を設定しそれを分子雲と仮定してシミュレートを行った。巨大分子雲ではその大きさは  $0.1\text{kpc}$  で質量は  $10^6 M_\odot$  であり、この場合この分子雲の密度は約  $10\text{atom}/\text{cm}^{-3}$  となる。本論文ではガンマ線スペクトルにおける分子雲の特徴を見るため、分子雲の密度を  $100\text{atom}/\text{cm}^3$  と  $10000\text{atom}/\text{cm}^3$  に仮定しシミュレーションを行った。図.5.1は密度  $100\text{atom}/\text{cm}^3$ (c)(d)、 $10000\text{atom}/\text{cm}^3$ (e)(f) の分子雲と比較のための分子雲が無い場合 (a)(b) のガンマ線スペクトルと skymap を示している。ガンマ線スペクトルでは分子雲の密度が高くなる程、制動放射、pion-decay の Intensity が上昇し  $10\text{MeV}$  以上において pion-decay の成分が dominant になっているのがわかる。この事から  $10\text{MeV}$  以上のエネルギー領域での Intensity の増加が、GLAST によって観測されると期待され、またこの兆候が分子雲の存在を示すものと考えられる。

skymap では図.5.1(d)(f) で分子雲のある  $R = 0\text{kpc}, z = 0\text{kpc}$  が他より Intensity が高い。密度  $100\text{atom}/\text{cm}^3$  の場合は分子雲の Intensity はディスク部分のものより約 10 倍、 $10000\text{atom}/\text{cm}^3$  の場合は約 100 倍であることがわかる。また、このそれぞれ場合での  $R = 0\text{kpc}, z = 0\text{kpc}$  における宇宙線のスペクトルを図.5.2 に示す。分子雲の密度が高くなるにしたがって、宇宙線のスペクトルが特に低エネルギー領域で弱くなっているのが見て取れる。これは、磁場によって粒子が銀河中心に捕らわれ、そこでは星間物質の密度が高いために大きなエネルギーを起こし続けて、このような形になると考えられる。GALPROP では宇宙線の空間移動は空間拡散係数  $D_{xx}$  によって起こるので厳密なものではないが、図.5.2 の宇宙線スペクトルの変化の説明とおおまかな計算として以下が考えられる。運動量  $p$ 、荷電  $q$  の粒子は磁束密度  $B$  の磁場の中で曲率半径  $R$  の円形軌道を描き、ローレンツ力と遠心力の釣り合いから

$$p = qBR \quad (5.1)$$

となる。この式から運動量が  $p=10^3\text{MeV}/c$ 、 $10^5\text{MeV}/c$ 、 $10^7\text{MeV}/c$  での半径を求めるとき  $R=3\text{pc}$ 、 $0.3\text{kpc}$ 、 $30\text{kpc}$  となる。このことから約  $10^5\text{MeV}/c$  より低いエネルギーでは宇宙線は磁場に捕らわれ、そこで星間物質との相互作用により制動放射と pion-decay によるガンマ線放射を起こしてエネルギーを失い続ける。その結果図.5.2 のようなスペクトルになると考えられる。

なお、2001/9/20 をもって Strong らは GALPROP の最新バージョンを公開しており、完全な 3 次元空間対応のプログラムとなっている。このバージョンを用いることで銀河中心以外に分子雲を配置した時のガンマ線スペクトルを取得でき、また、ISM の分布を適当に設定することで銀河の腕等、より自由な構造を取り入れることが可能となる。

(a) 分子雲が無い時 (スペクトル)

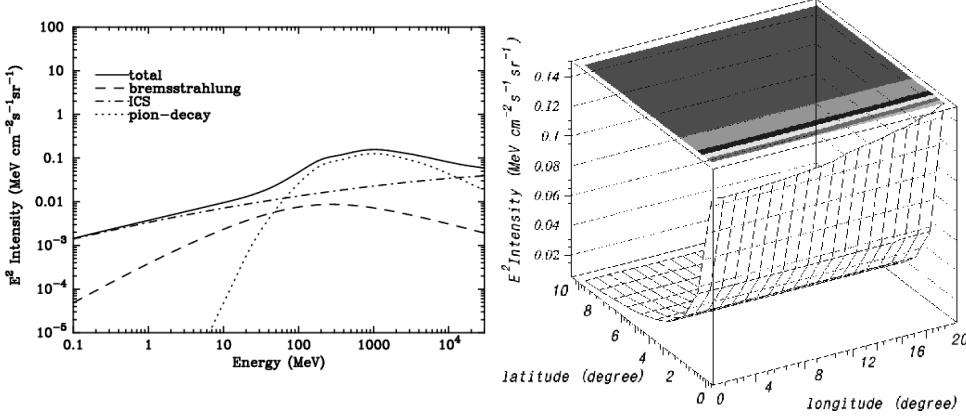
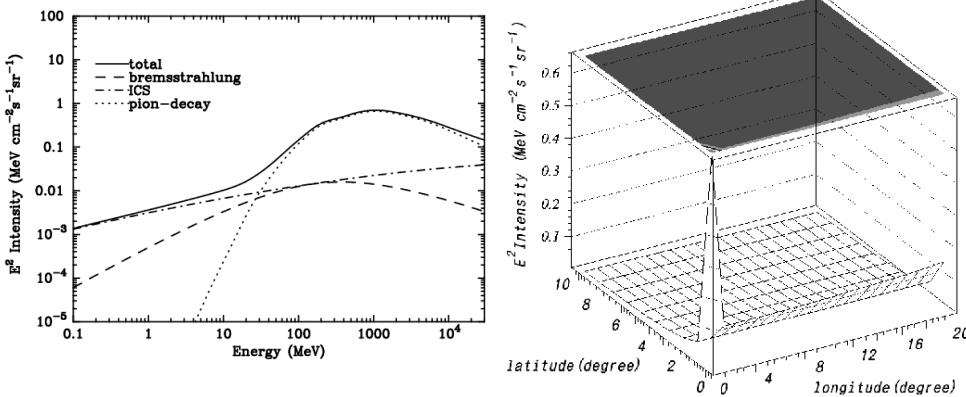
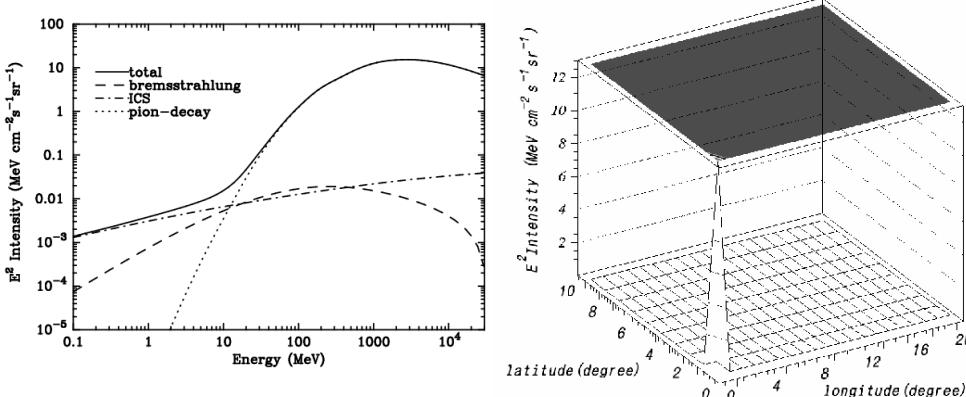
(b) 分子雲が無い時 ( $\gamma$  線 skymap)(c) 密度 100atom/cm<sup>3</sup>(スペクトル)(d) 密度 100atom/cm<sup>3</sup>( $\gamma$  線 skymap)(e) 密度 10000atom/cm<sup>3</sup>(スペクトル)

図 5.1: 分子雲を仮定せず比較のためのスペクトル (a) とその skymap(b)。銀河中心 ( $R=0\text{kpc}, z=0\text{kpc}$ ) に密度  $100\text{atom}/\text{cm}^3$  を仮定した場合のスペクトル (c) と skymap(d)。同じく密度  $100\text{atom}/\text{cm}^3$  とした場合のスペクトル (e) と skymap(f)。スペクトルは  $0 \leq R_{48} \leq 1, 0 \leq z \leq 1$  の領域のもの。skymap は  $1000\text{MeV}$  におけるもの。

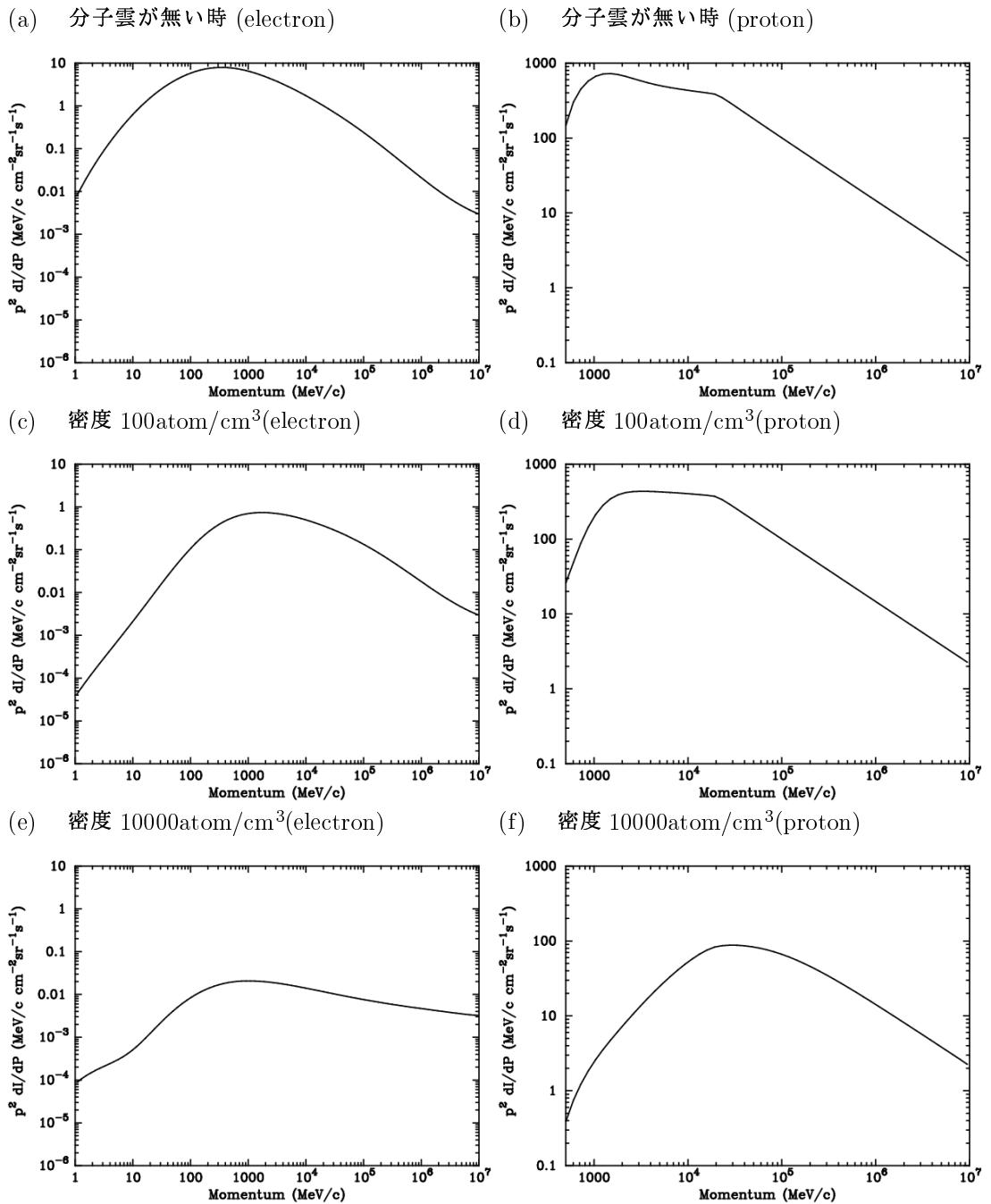


図 5.2: 図.5.1 のそれぞれの状況での宇宙線のスペクトル。分子雲を仮定しない場合の electron(a)、 proton(b)。密度 100atom/cm<sup>3</sup> の場合の electron(c)、 proton(d)。密度 10000atom/cm<sup>3</sup> の場合の electron(e)、 proton(f)。

## 5.2 Prediction of Gamma-ray Emission associated with Dark Matter

ダークマターは宇宙に存在し、今まで光などの電磁波では検出されていない物質で銀河の回転等によってその存在が示唆されている。このダークマターの探索において GALPROP はこれまでと違った角度からアプローチをすることができる。GLAST はガンマ線の空間分解能が良いので系外銀河からのガンマ線点源の寄与をかなりの部分除去できるため、より正確な系内銀河からのガンマ線放射を観測することができる。よって GLAST により得られたスペクトルと GALPROP の出力を比較することによりダークマターの探索ができる。ダークマターの正体は不明であるが、もし、宇宙線とダークマターが断面積は小さいが interaction を起こし、陽子-陽子反応のように  $\pi^0$  を生成するとした場合、 $\pi^0$  の崩壊により生成されたガンマ線は地球にも届いているはずである。そのガンマ線のスペクトルや skymap 上での強度分布はこの GALPROP によって容易に求めることができる。銀河内起源の diffuse ガンマ線の生成過程は 2.2 節で述べた様に

1. 宇宙線(電子)とISM(interstellar matter)による bremsstrahlung
  2. 宇宙線(電子)と光子による IC(inverse Compton scattering)
  3. 宇宙線(proton, Helium)とISMによる相互作用で生成された  $\pi^0$  の崩壊
- が考えられる。これに第4の物理過程
4. 宇宙線(proton, Helium)とDM(dark matter)による相互作用で生成された  $\pi^0$  の崩壊
- を組み込んで、地球で観測される系内銀河起源の diffuse ガンマ線を求めてみた。

Gamma-ray Galactic diffuse emission の制動放射、逆コンプトン放射は、星間物質との相互作用によるものである。星間物質は図. 3.7 に図示している通りディスク状で高銀緯では急激に密度が薄くなっている。しかし、ダークマターは球状に分布していると考えられる。この分布の違いを考慮して、GALPROP の skymap の出力により、銀河中心方向と高銀緯方向のスペクトルをシミュレートすることにする。GALPROP によるダークマターの分布、質量、散乱断面積等、様々な条件でのシミュレートにより期待されるガンマ線のスペクトルと強度を調べてみた。

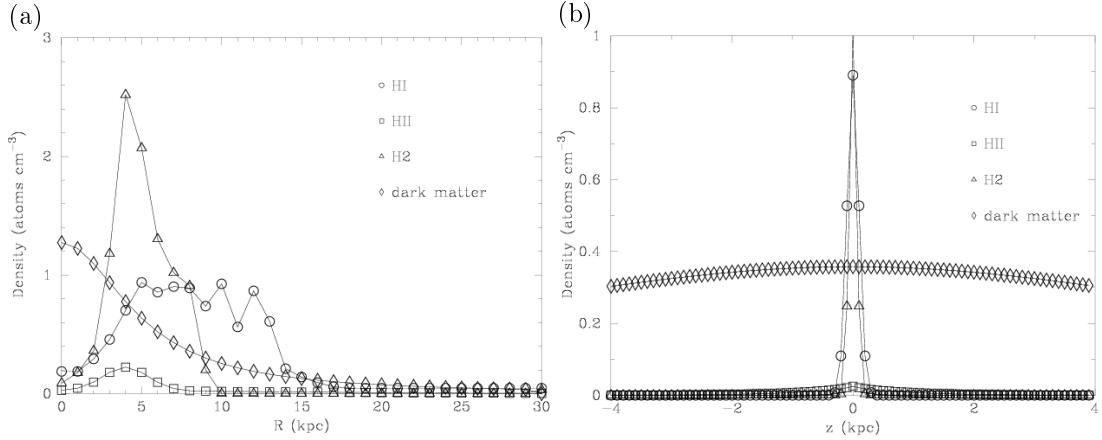


図 5.3: ISM と式 5.2 により得られたダークマターの分布。(a) は  $z=0$  での  $R$  依存性。(b) は  $R=8\text{kpc}$  での  $z$  依存性。

宇宙線の相互作用により生成された  $\pi^0$  粒子の崩解からのガンマ線放射を得るためにには

- 1、ダークマターの分布
- 2、ダークマターの質量
- 3、ダークマターと宇宙線の相互作用

の入力が必要である。まずダークマターの分布については [1] の分布式を用いた。

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{R_0^2 + a^2}{r^2 + a^2} \quad (5.2)$$

ここで  $\rho_0 = 0.008 M_{\odot} pc^{-3}$  は地球近傍のダークマターの質量密度、 $r$  は銀河中心からの距離、 $R_0 = 8.5 kpc$  は銀河中心から太陽までの距離、 $a = 5 kpc$  は Galactic core radius である。ダークマターの質量を proton と同じと仮定して、式 5.2 により得られたダークマターの数密度分布と ISM の分布を比較したものを図.5.3 に図示する。図.5.3 より分かる通り、ダークマターは銀河中心および高銀緯において ISM より数密度が大きい。よってダークマターによるガンマ線放射のスペクトルの寄与は高銀緯において相対的に大きくなる。また、ダークマターと proton の相互作用の cross section は Dermer[4][12] によって得られた  $p + p \rightarrow \pi^0 + X$  ( $X$  は何でも良い) の inclusive cross section<sup>1</sup> を仮定する。

$$\sigma = \begin{cases} \eta^2(0.032 + \eta^4(0.04 + 0.047\eta^2)) & P_p \leq 0.96 GeV \\ 32.6(P_p - 0.8)^{3.21} & 0.96 GeV < P_p \leq 1.27 GeV \\ 5.40(P_p - 0.8)^{0.81} & 1.27 GeV < P_p \leq 8 GeV \\ 32.0 \log(P_p) + \frac{48.5}{\sqrt{P_p}} - 59.5 & 8 GeV < P_p \leq 1000 GeV \\ 163. \left(\frac{s}{1876 GeV^2}\right)^{0.21} & 1000 GeV < P_p \end{cases} \quad (5.3)$$

$$\eta = \frac{\sqrt{(s - M_{\pi^0}^2 - M_x)^2 - 4M_{\pi^0}^2 M_x^2}}{2M_{\pi^0} \sqrt{s}}$$

$$M_x = M_p + M_{target}$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{M_p^2 + M_{target}^2 + 2M_{target} \sqrt{P_p^2 + M_p^2}}$$

ここで  $P_p$ 、 $M_p$  はそれぞれ入射 proton の運動量と質量、 $M_{\pi^0}$  は  $\pi^0$  粒子の質量、 $M_{target}$  は星間物質の proton、もしくは仮定したダークマターの質量である。この式によって得られる inclusive cross section を図.5.4 に示す。一般的な pp-collision における cross section[23] と違い、相互作用により生成される  $\pi^0$  粒子の数でかけてあるので、図のような形となる。

---

<sup>1</sup> 粒子 a と b が衝突して多重発生が起こるとき、終状態に出てくる粒子のうち特定のものだけに着目し、ほかには何がつくられてもかまわない反応をインクルージブ反応という。インクルージブ反応では終状態に同種粒子が n 個あった場合、n 回粒子を勘定したこととなり、inclusive cross section は粒子の数で n 倍されたものである。

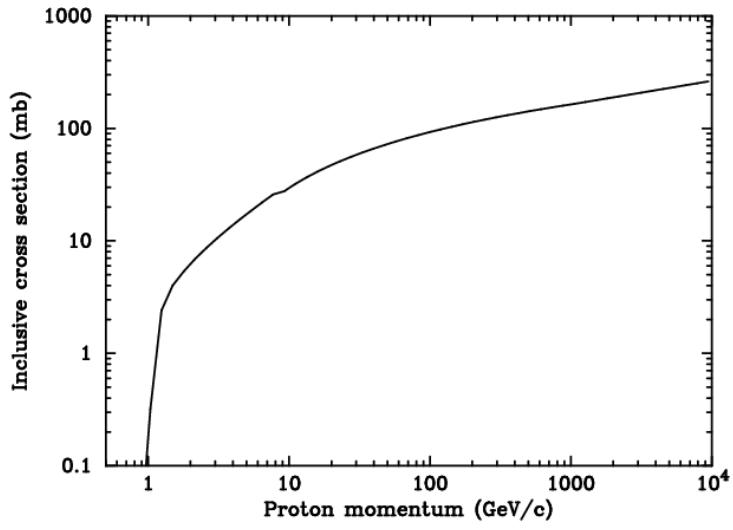


図 5.4: pp-collision における  $\pi^0$  粒子生成の Inclusive cross section を入射 proton の運動量の関数で表した図。Dermer[4][12] によって得られた式 5.3 によって得られる。

以上のダークマターの分布と cross section を用いて

- 1、ダークマターの質量は proton 同じ
- 2、ダークマターと proton の相互作用は cross section が pp-collision の  $1/100$
- 3、生成される  $\pi^0$  粒子の数や運動量成分は変わらない

と仮定し、シミュレートを行った。なお、以降の図について設定した条件と対応する図を表にしたものを作成した。

銀河中心方向と高銀緯におけるガンマ線スペクトルを図.5.5 に示す。ここで便宜のため宇宙線と ISM による相互作用で生成された  $\pi^0$  の崩壊からのガンマ線を pion-decay、ダークマターとの相互作用で生成された  $\pi^0$  の崩壊からのガンマ線を dark matter として表記する。図から pion-decay、bremsstrahlung とダークマターの成分の比が高銀緯において小さくなっているのが見て取れる。しかし、それでも pion-decay、IC との差は大きくダークマターの成分は無視できるほど小さい。GALPROP は 3.1、3.3 節でも述べたように境界条件としてハローの縁で宇宙線が 0 となるような強制的な処理をしている。ハローの z 方向の大きさを変化させたときの宇宙線 (proton) の z 方向の分布を図.5.6(a) に示す。図より分かるようにハローの大きさを変更することで宇宙線の分布も更に広がる。宇宙線が存在すればその分高銀緯においてガンマ線を放射するので、ハローの大きさを変化させてダークマター起源のガンマ線スペクトルを求めた (図.5.6(b))。図からハローが大きくなるほど、Intensity は大きくなるが ISM との pion-decay と比較するとその flux は約  $1/10$  程度であることが分かる。

表 5.1: 設定条件と対応図

図番号	DM の分布	ハローのサイズ	DM の質量	DM と宇宙線の cross section
5.6(b)(d)	$\rho(r) = \rho_0 \frac{R_0^2 + a^2}{r^2 + a^2}$	4kpc	$M_p^a$	$\frac{1}{100} \times \sigma_p^b$
5.6(d)	"	10kpc	$M_p$	"
5.6(d)	"	20kpc	$M_p$	"
5.7(a)(b)	"	4kpc	$0.1M_p$	"
"	"	"	$0.5M_p$	"
"	"	"	$1M_p$	"
"	"	"	$2M_p$	"
"	"	"	$10M_p$	"
5.7(c)(d)	"	"	$0.1M_p$	$\frac{1}{100} \times \sigma_p \times (\sqrt{s})^2$
"	"	"	$0.5M_p$	"
"	"	"	$1M_p$	"
"	"	"	$2M_p$	"
"	"	"	$10M_p$	"

<sup>a</sup> proton の質量

<sup>b</sup> proton と宇宙線の cross section

(a) 銀河中心の  $\gamma$  線スペクトル (b) 高銀緯の  $\gamma$  線スペクトル

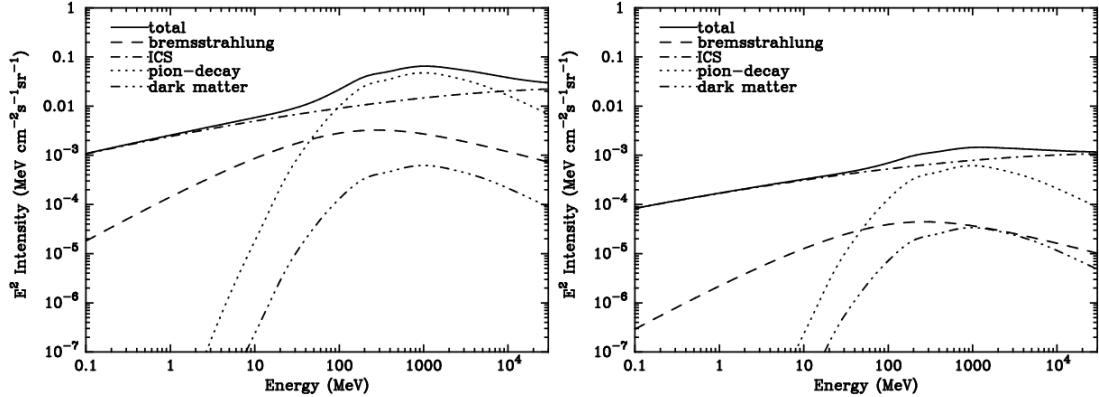


図 5.5: 銀河中心 ( $0 \leq \text{longitude} \leq 30, 0 \leq \text{latitude} \leq 5$  の領域) のガンマ線スペクトル (a) と高銀緯 ( $0 \leq \text{longitude} \leq 179, 70 \leq \text{latitude} \leq 89$  の領域) のガンマ線スペクトル (b)。

(a) proton 分布 (z 方向) のハロー依存性 (b) DM 起源ガンマ線スペクトルのハロー依存性

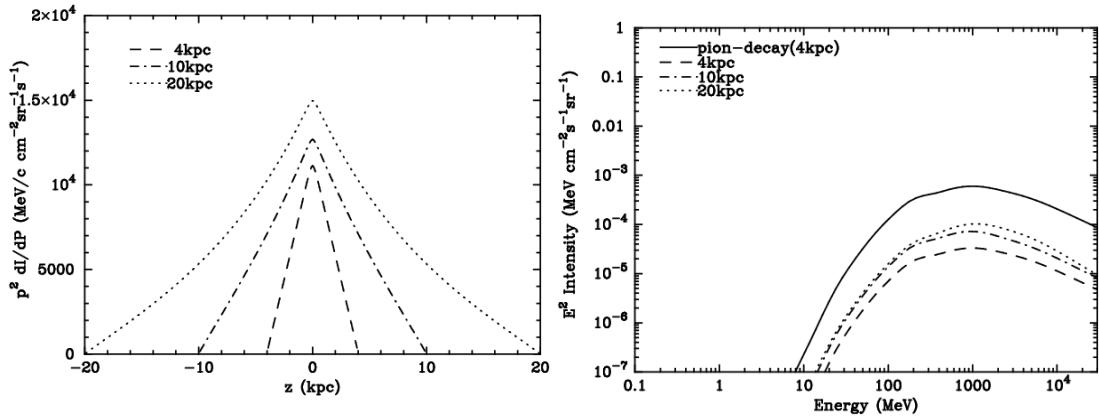


図 5.6: ハローの z 方向の大きさを 4kpc, 10kpc, 20kpc と変化させたときの  $R=15\text{kpc}$  における proton の z 方向の分布 (a)。  $85 \leq \text{longitude} \leq 95, 80 \leq \text{latitude} \leq 89$  の領域においてハローの z 方向の大きさを変化させたときのダークマター起源のガンマ線スペクトル (b)。 pion-decay のスペクトルを比較のため表示してある。

次にダークマターの質量を変化させたスペクトルと式 5.3 によって得られる cross section に  $\sqrt{s}$  の 2 乗依存性をつけたスペクトルを図 5.7 に示す。ダークマターの質量は proton の質量の 0.1, 0.5, 1.0, 2.0, 10 倍としてシミュレートを行った。また、素粒子の相互作用では、電子とニュートリノの cross section[9] は

$$\sigma(\nu_e e^-) = \frac{G^2 (\sqrt{s})^2}{\pi} \quad (5.4)$$

と表される。ここで  $G$  は普遍定数、 $\sqrt{s}$  は重心系での全エネルギーである。この式のように素粒子の相互作用では  $\sqrt{s}$  の 2 乗に比例するケースがあることからこの依存性を用いた。図 5.7(a)(c) から質量が軽い程 Intensity が高くなっていることが分かる。しかし、これは質量の違いにより物理的にガンマ線放射を起こしやすいと言うものではなく、単にダークマターの数が増えたから Intensity が増加しているのである。式 5.2 は質量密度を表すので、ダークマターの質量が小さくなればその分数密度は高くなり、その結果として Intensity の増加となる。ガンマ線放射の全成分に対しては銀河中心、高銀緯方向ともに 2 衡のオーダーの差があり、ダークマターの成分を区別することは難しい。

$\sqrt{s}$  の 2 乗依存性をつけたスペクトルについては(図 5.7(b)(d))、0.1 proton 質量が高エネルギー領域で他との差が開くが、その他の質量では似た形をしている。銀河中心、高銀緯とともに  $3 \times 10^4 MeV$  では全成分の約 1/5 程になるが全体的にダークマターの成分は埋もれてしまう。

以上の結果から現時点において、銀河内ガンマ線放射の全成分からダークマターの成分を区別する為には、ダークマター粒子の質量が proton の 1/10 以下で宇宙線とダークマターの cross section が pp-collision の 1/20 以上ないと難しい。しかし、我々のこのシミュレーションには未だ不十分な点、改良の余地が多く残っている。1つには宇宙線の伝播方程式にある source 項のパラメータの設定である。3.4.1 節でも述べたように source 項のパラメータの設定は GALPROP のシミュレート結果が、EGRET ガンマ線観測の解析によって決定された宇宙線分布を再現する値を用いているが、実際には EGRET では系外銀河からの点源の寄与を大きく受けているためその正確性には問題があり、また、図 2.1 の EGRET 等により観測されたスペクトルも点源の成分を除去すると Intensity は減少し、相対的にダークマターの成分が増加するであろう。その他にもダークマターの分布式(式 5.2)の検討、物理過程の再検討、GALPROP コードの改良等がある。

ただ、このシミュレート結果からいくつかの条件を仮定した場合のダークマターのスペクトルの傾向を見て取れた事は、GALPROP の特性を生かした 1 つの例であり、その可能性も大きなものと思われる。今回、宇宙線とダークマターが相互作用して  $\pi^0$  粒子を生成する場合を考えたが、いずれにしても、宇宙線とダークマターが相互作用してガンマ線を放射している場合、ダークマターを考慮しない場合と比べるとガンマ線のスペクトル、強度、方向依存性に違いが表れるはずである。そのためには、ダークマターの考慮した場合、しない場合のガンマ線の正確なシミュレーターが必要になり、またこの事は、ダークマター候補の素粒子の対消滅からガンマ線を探索することにも言える事である。そのためには、GALPROP が有効であり、今回の我々の試みがその一つである。

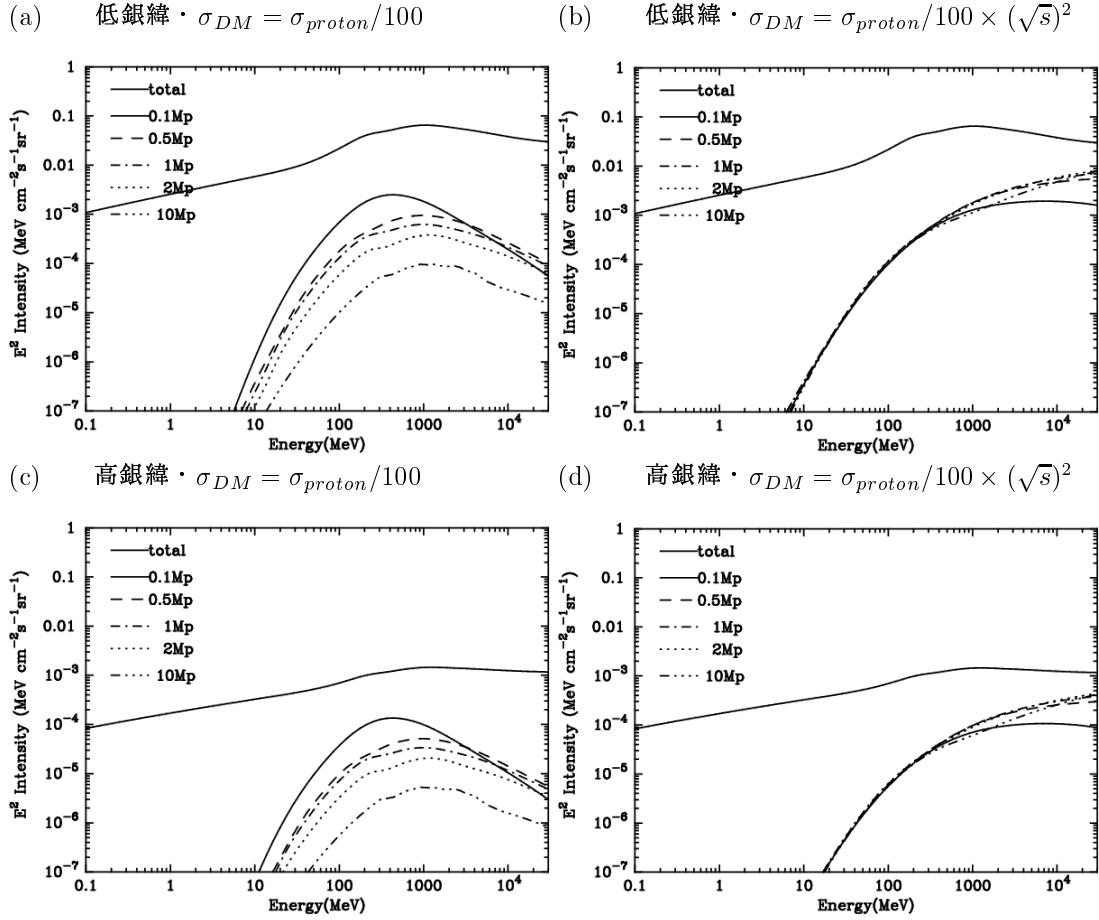


図 5.7: (a) と (b) は低銀緯 ( $0 \leq \text{longitude} \leq 30, 0 \leq \text{latitude} \leq 5$ )、(c) と (d) は高銀緯 ( $0 \leq \text{longitude} \leq 179, 70 \leq \text{latitude} \leq 89$ ) のダークマター起源のガンマ線スペクトル。比較のため図.5.5 の全成分のスペクトルも表示してある。(a) と (c) は cross section を proton の 100 分の 1、(b) と (d) は cross section にエネルギー依存性 ( $\sqrt{s}$  の 2 乗) を加えたもの。Mp は proton の質量。

## 第6章 Summary

我々は Strong と Moskalenko によって系内銀河における宇宙線生成・加速の伝播をシミュレートする GALPROP を 2006 年打ち上げ予定のガンマ線観測衛星 GLAST(Gamma-ray Large Area Space Telescope) での打ち上げ前の観測シミュレーションとデータ解析に用いるため、一般に公開されていた Fortran90 から C++への書き換えと、その内部の理解を行った。それは、GLAST での適用のためにプログラム全体を通してどのような処理をして宇宙線とガンマ線の分布を計算しているのか、どのような物理過程を組み込んでいるのかを知る必要があるからである。様々な特殊な条件の下で GALPROP を動かし、伝播方程式の係数と結果として得られる宇宙線の分布との関係を調べ、考察し、理論どおりの結果が得られる事を確かめた。

我々は GALPROP のアプリケーションとして、星間物質の密度を変更することで分子雲を仮定し、GLAST で分子雲がどのように観測されるかを推測した。その結果、分子雲が存在すると  $\pi^0$  粒子の崩解により生成されたガンマ線の成分の増加が示された。これにより、10MeV 以上のエネルギー領域での intensity の増加が分子雲の存在を示すものである事が分かった。

我々は更にダークマターと宇宙線の相互作用について、ハローのサイズ、ダークマターの質量、ダークマターと proton の相互作用の cross section をいくつか仮定し、結果として期待されるガンマ線のスペクトルと強度を求め、考察してみた。その結果、ガンマ線スペクトルに対するダークマターの成分の比は今回我々が仮定した条件の下では最も小さいもので約 1/5 であり、ダークマターの質量が proton の 1/10 以下で、ダークマターと宇宙線の相互作用の cross section が pp-collision の 1/20 程度であれば検出可能であった。今回は特殊なダークマターを仮定したが、ダークマターの性質を組み込めばどんなダークマターによるガンマ線放射スペクトルでも得ることができ、GALPROP はまだ改良の余地はあるものの、このような解析をするのに適しており有用なツールであると言える。

今後、完全な 3 次元対応のプログラムを用いて分子雲に対する更なるシミュレーションを行うことにより、より正確な、あらゆる場所での分子雲のスペクトル取得が可能になると思われる。また、ダークマターの探索についても改良の余地は十分にあり、GLAST によって系外銀河からの点源の寄与を除いたスペクトルとの比較によりダークマターの探索を行うことが期待される。

## 謝辞

この論文を製作するにあたり、直接御指導頂きました大杉節教授、深沢泰司助教授、吉田勝一先生に深く感謝致します。また、諸事にわたり御協力頂きました林香苗氏に感謝致します。また、本研究を進めるに際して御協力、御討論、激励を頂きました広島大学素粒子実験・高エネルギー宇宙学研究室の皆様に感謝致します。

# 付録A GALDEF ファイル

## A.1 GALDEF ファイルのパラメータ

GALDEF ファイルは GALPROP の動作に必要なパラメータ等を記述したファイルである。GALPROP の開発者 Strong は様々なモデル、パラメータによりファイル名を GALDEF\_20\_004526 のように番号で表現している。GALDEF\_20\_004526 は EGRET のガンマ線スペクトルを良く再現する条件でのモデル、パラメータが設定されており、Strong も GALPROP の試使用ではこのファイルを推奨している。GALDEF\_20\_004526 は reacceleration model でその他のパラメータは表.A.1 に示す。更なる詳細については [21] を参照。我々も基本はこの GALDEF\_20\_004526 を使用し、状況に応じて局所的にパラメータを変更して研究を行った。

## A.2 伝播方程式における時間間隔

GALPROP では伝播方程式を繰り返し解くわけであるが、その際の時間間隔は GALDEF ファイルで設定するパラメータの starting time step、final time step、time step factor で決める。starting time step は大きな時間間隔で荒く伝搬させ、starting time step に time step factor 倍した値でさらに伝搬方程式を解いていく。これを時間間隔が final time step で設定した値より小さくなるまで繰り返す。iteration 数はそれぞれの時間間隔で繰り返す回数である。以下に例を示す。

starting time step	1.0e+8
final time step	1.0e+4
time step factor	0.5
number of iterations	20

$$10^8 \times 20 + 10^8 \times 0.5 \times 20 + 10^8 \times 0.5^2 \times 20 \cdots \chi \times 20 \simeq 4.0 \times 10^9$$

ここで  $\chi$  は  $\chi < 10^4$  となる最大のものである。

表 A.1: GALDEF\_20\_004526

30,1	Galaxy halo radius(kpc) and delta Rh
4,0.1	Galaxy halo height(kpc) and delta zh
5.0e+2,1.0e+7	nucleon momentum range lower and upper (MeV/c/nucleus)
1.200	nucleon momentum step ratio
3.0	nucleon break rigidity (MV)
2.25,2.25	nucleon injection spectrum below and above break
20e3	protons break rigidity (MV)
1.80,2.50	proton injection spectrum below and above break
80e3	Helium break rigidity (MV)
1.80,2.50	Helium injection spectrum below and above break
10e3	normalization momentum for proton
4.32e-6	intensity at normalization point for proton
40e3	normalization momentum for Helium
5.76e-8	intensity at normalization point for Helium
0.1,1.0e+8	Electron momentum range lower and upper(MeV)
1.2	Electron momentum step ratio
10.0e+3	Electron break rigidity (MV)
1.8,1.8	Electron injection spectrum below and above break
9.0e+3	Electron normalization momentum
4.50e-8	Electron intensity at normalization point
0.1,30e+3	Gamma-ray energy range lower and upper (MeV)
1.2	Gamma-ray energy step ratio
1.0,1.0	skymap longitude and latitude bin
6.0e28	Diffusion coeff. at break rigidity
0.33,0.33	Diffusion coeff. index below and above break
3000	break rigidity (MV)
0.	Convection velocity at z=0 (km s-1)
0.	Convection velocity gradient (km s-1 kpc-1) (z>0)
20.	Alfven velocity for reacc. (km s-1)
1	1=diffusive reacceleration, 0=non reacc
0	1=turn off energy losses for nuclei
0	0=Klein-Nichina, 1=Thompson for electron losses
2	0=isotropic,1=anisotropic correction,2=both for inverse compton
1	nucleon source distribution model 1=par shape,2=SNR,3=pulsar
0.5,1.0,20	source_parameters used by model 1
1	gas model(0=no gas,1=normal)
1.0e+9,1.0e+4	starting and final time step(year) for nucleons
0.5	time step factor for nucleons
60	number of iterations per stepsize for nucleons
1.0e+9,1.0e+2	starting and final time step(year) for electrons
0.5	time step factor for electrons
60	number of iterations per stepsize for electrons
1	processing particle protons primary
1	processing particle Helium_4 primary
0	processing particle C,B,10Be,28Si,27Al,etc primary and secondary
1	processing particle electrons primary
0	processing particle electrons,positron,antiproton,etc secondary
1	processing gammas bremsstrahlung,inverse Compton,etc
0	processing synchrotron

## 関連図書

- [1] Alcock,C.,et al 1996 ApJ,471,774
- [2] Badhwar,G.D.,Stephens,S.A.,&Golden,R.L. 1977,Phys.Rev.D,15,820
- [3] Case,G.,&Bhattacharya,D 1996,A&AS,120,437
- [4] Dermer,C.D 1986,ApJ,307,47
- [5] Ginzburg,B.L. 1979,Theoretical Physics and Astrophysics
- [6] Gould,R.J. 1969,Phys.Rev.,185,72
- [7] Jauch,J.,& Rohrlich,F.1976,The Theory of Photons and Electrons
- [8] Koch,H.W.,& Motz,J.W. 1959,Rev.Mod.phys.,31,920
- [9] Halzen,F.,&Martin,A.D Quarks & Leptons
- [10] Longair,M.S. 1992,High energy astrophysics Second edition
- [11] Mannheim,K.,&Schlickeiser,R. 1994,A&A,286,983
- [12] Mori,M. 1997,ApJ,478,225
- [13] Moskalenko,I.V.,&Strong,A.W 1998,ApJ,493,694
- [14] Moskalenko,I.V.,&Strong,A.W 2000,ApJ,528,357
- [15] Press,W.H.,et al. 1992,Numerical Recipes in FORTRAN
- [16] Seo,E.S.,&Ptuskin,V.S 1994,ApJ,431,705
- [17] Simon,M.&Heinbach,U. 1996,ApJ,456,519
- [18] Stecker,F.W. 1970,Ap&SS,6,377
- [19] Stephens,S.A.,&Badhwar,G.D. 1981,Ap&SS,76,213
- [20] Strong,A.W.,&Moskalenko,I.V 1998,ApJ,509,212
- [21] Strong,A.W.,&Moskalenko,I.V 2000,ApJ,537,763
- [22] Strang,A.W.,&Moskalenko,I.V 2001,Explanatory Supplement
- [23] The European Physical Journal C,Volume 3,Number 1-4,1998