ガンマ線背景放射から Ia 型超新星へ

幾田 佳 (京都大学理学研究科宇宙物理学教室)

Abstract

Ia 型超新星 (SNIa) は連星系を成す白色矮星 (WD) の核爆発が起源だと考えられており、その爆発メカニズムとして、Single Degenerate(SD) モデルと Double Degenerate(DD) モデルが提唱されている。 SD モデルは DD モデルに比べて星形成から爆発までの時間が短く、赤方偏移方向の発生頻度の分布に差が生じる。しかし、その差は可視領域では観測例が少ない為に誤差が大きい。

そこで、ガンマ線背景放射 (CGB) に着目した。CGB はクエーサー等の活動銀河核が主要な光源だと考えられているが、爆発時に合成された ^{56}Ni が放射性崩壊する過程でガンマ線を放射する SNIa の寄与もある。また、SD モデルと DD モデルでは発生頻度分布の差によって CGB への寄与が異なる。この差を CGB から抽出することで、可視とは独立してガンマ線で SNIa の親星を特定できると考えられる。

将来的な観測を念頭に、SD モデルと DD モデルの CGB への寄与から必要な観測精度を定量的に考察する。まず典型的な SD モデルからの CGB への寄与及び SD モデルと DD モデルで異なる寄与を比較評価する。更に理論的に得られた観測精度から観測誤差なども踏まえてモンテカルロ法にて擬似観測を行い、観測への制限へと言及する。

1 Introduction

Ia 型超新星 (SNIa) の爆発メカニズムは、carbon-oxygen 白色矮星を親星 (progenitor) とする連星系の熱核爆発だと考えられ、その伴星の違いから Single Degenerate(SD) モデルと Double Degenerate(DD) モデルが提唱されている。SD モデルは、主系列星 (main sequence star; MS) や赤色巨星 (red giant; RG) や He-star から Roche-lobe overflow や恒星風 (stellar wind) によって、CO-WD に質量が降着され、Chandrasekhar 限界に達することで爆発する。DD モデルは、2 つの CO-WD が重力波放射によって角運動量を失い、潮汐力で合体すること (merger) で爆発する。この 2 つのモデルで星形成から爆発までのタイムスケールは質量や軌道長などによって異なるが、SD モデルのタイムスケール (∼1Gyr) の方が DD モデルのタイムスケール (1Gyr∼) より短い。

SNIa の爆発頻度分布は観測から赤方偏移 z の関数 $SNR_{Ia}(z)$ として与えられる。上述の 2 つのモデルには星形成から爆発までに時間差があるので、$SNR_{Ia}(z)$ のピークのずれから progenitor に制限をかけられる (2 つのモデルを切り分けられる) が、観測例が少ない為に可視領域では $z > 1$ で誤差が大きく区別がつかない。(cf. [1] Fig.3, [2] Fig.11)

そこでガンマ線領域に着目した。ガンマ線宇宙背景放射 (Cosmic Gamma-ray Background; CGB) は様々な赤方偏移の天体からの足し合わせとして観測され、主要な光源はクエーサー (Quasar) などの活動銀河核 (Active Galactic nucleus; AGN) だと考えられている。[3] そこには、SNIa からの寄与もあると考えられている。何故ならば、SNIa は爆発時に太陽質量の 0.6 倍程度 ^{56}Ni が生成されると考えられており、^{56}Ni → ^{56}Co → ^{56}Fe へと放射性崩壊 (^{56}Ni,^{56}Co の半減期はそれぞれ 6.1day,77.2day) を起こす過程でガンマ線を放出する為である。(cf. [1] Sec.3.1)

$$^{56}\mathrm{Ni} + \mathrm{e}^- \rightarrow ^{56}\mathrm{Co}^* + \nu_\mathrm{e} \tag{1}$$

$$^{56}\mathrm{Co}^* \rightarrow ^{56}\mathrm{Co} + \gamma \tag{2}$$

$$E_\gamma = 158\mathrm{keV}(99\%), 812\mathrm{keV}(86\%) \tag{3}$$

$$^{56}Co + e^- \rightarrow ^{56}\mathrm{Fe}^* + \nu_\mathrm{e} \tag{4}$$

$$^{56}\mathrm{Co} \rightarrow ^{56}\mathrm{Fe}^* + \mathrm{e}^+ + \nu_\mathrm{e} \tag{5}$$

$$^{56}\mathrm{Fe}^* \rightarrow ^{56}\mathrm{Co} + \gamma \tag{6}$$

$$E_\gamma = 847\mathrm{keV}(100\%), 1238\mathrm{keV}(67\%) \tag{7}$$

また、この現象の観測例としては ^{56}Co の放射性崩壊が観測された SN2014J の一例のみである。[4]
本研究では SNIa からの理論的なガンマ線スペクトルを用い、上述の SD モデルと DD モデルの理論的な区別を定量的に考察する。更に将来的な観測に照準を合わせ、モンテカルロ法を用いて擬似観測を行う予定である。Sec.2 では、観測から推測される SD モデルと DD モデルで異なる $SNR_{Ia}(z)$ を用いて、SNIa のフラックスの具体的な定式化を行う。Sec.3 ではフラックスの計算結果に関して CGB への寄与や誤差の大きい $z > 1$ からの寄与を議論する。Sec.4 では ^{56}Co の放射性崩壊に伴うガンマ線領域付近で擬似観測の方法を紹介する。

2 Formularization

[5] によると、SNIa からの intensity, I_ν は観測される振動数を ν として

$$I_\nu = \frac{c}{4\pi}\int \frac{dzP_\nu([1+z]\nu, z)}{H(z)(1+z)^4} \tag{8}$$

$H(z) \equiv \Omega_m h^2(1+z)^3 + \Omega_\lambda h^2$ は赤方偏移 z での膨張率、$P_\nu(\nu, z)$ は単位エネルギー、単位時間、単位振動数、単位固有体積当たりの volume emissiviy であり、

$$P_\nu(\nu, z) = (1+z)^3 SNR_{Ia}(z)E_\nu \tag{9}$$

で関連付けられる。$SNR_{Ia}(z)$ は上述の SNIa の爆発頻度分布であり、E_ν は時間平均した単位振動数当たりのガンマ線エネルギースペクトルである。これらを用いると、

$$F_\nu = \frac{c}{4\pi}\int \frac{dzSNR_{Ia}(z)\nu(1+z)E_{\nu(1+z)}}{H(z)(1+z)^2} \tag{10}$$

となる。E_ν は ^{56}Ni が太陽質量の 0.64 倍となる典型値で固定する。([5] Fig.2)
$SNR_{Ia}(z)$ は観測から理論的に予想される ([2] Fig.11) を用いる。
また CGB は COMPTELL の観測から得られる値を power-law として SNIa のガンマ線領域を考える。([5] Fig.3,[6])

3 Results and Discussion

まず SD モデルで全体と $z > 1$ の寄与は図 1 である。また SD モデルと DD モデルで異なる爆発頻度分布 ([2] Fig.11) を用いて計算した結果と CGB の power-law は以下の図 2 と図 3 である。ただしそれぞれの図で横軸は [keV] で縦軸は [keV cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}] に取っている。

^{56}Co の放射性崩壊で生じる光子のエネルギー (847,1238keV) の領域に着目すると、SD モデル全体と CGB の寄与の比及び SD モデル全体と $z > 1$ のみの寄与の比は

$$\frac{F_\nu^{SD(全体)}}{F_\nu^{CGB}} \sim 0.04 \tag{11}$$

$$\frac{F_\nu^{SD(z>1)}}{F_\nu^{SD(全体)}} \sim 0.3 \tag{12}$$

これより

$$\frac{F_\nu^{SD(z>1)}}{F_\nu^{CGB}} \sim 0.012 \tag{13}$$

また SD モデル全体と DD モデル全体の寄与の比は

$$\frac{F_\nu^{DD(全体)}}{F_\nu^{SD(全体)}} \sim 0.8 \tag{14}$$

なので

$$\frac{F_\nu^{DD(z>1)}}{F_\nu^{CGB}} \sim 0.01 \tag{15}$$

となる。
これより最低で 1%の観測精度があれば SD モデルと DD モデルを区別できることが分かる。([1] Fig.3) の $SNR_{Ia}(z)$ では寄与がこれよりも大きい為、このモデルを考えれば十分である。

4 Development

更に理論計算に基づき、^{56}Co の崩壊で生じるガンマ線のエネルギー領域付近 (500∼1500keV) へ実際の観測装置から見積もられる光子数 (10^6 個) をモンテカルロ法でランダムに照射し、観測に制限をかける。図 3 を元にした理論値と擬似観測のスペクトルが図

4 である。(横軸と縦軸は図 1,2,3 と同じ) これより実際に誤差がどの程度理論を再現するかを考察する予定である。

Acknowledgement

基礎物理学研究所 (研究会番号：YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。
また幾度と建設的な議論を行い、激励して頂いた、前田啓一氏、長尾崇史氏、松尾直人氏を始めとする宇宙物理学教室の皆様、物理学第二教室宇宙線研究室の谷森達氏に謝意を表します。

References

[1] S.Horiuchi & J.F.Beacom, ApJ, 723, 329 (2010)
[2] S.A.Rodney et al., AJ, 148, 13 (2014)
[3] Y.Inoue et al., ApJ, 776, 33 (2013)
[4] E.Churazov et al., Nature, 512, 406 (2014)
[5] K.Ahn & E.Komatsu, Phys.Rev.D71, 121301(R) (2005)
[6] P.Ruiz-Lapuente et al., arXiv:1502.06116v1 (2015)

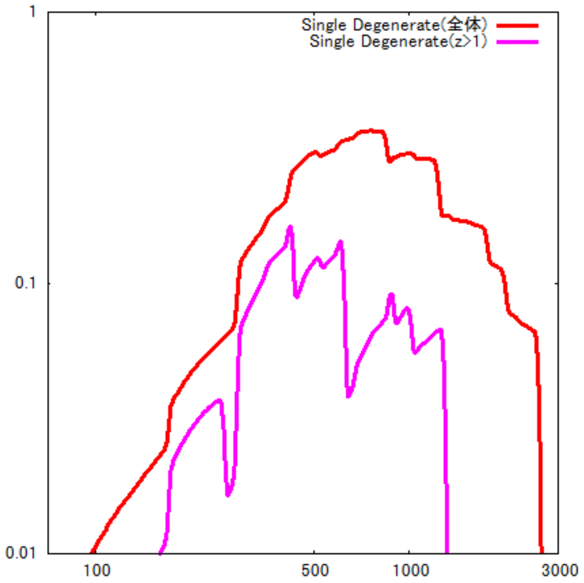

図 1: SD モデル全体 (赤) と $z > 1$ のみ (桃) のスペクトル

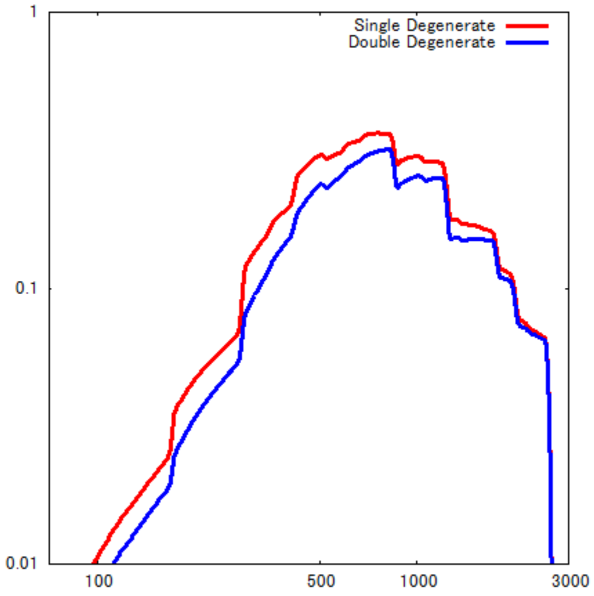

図 2: SD モデル全体 (赤) と DD モデル全体 (青)

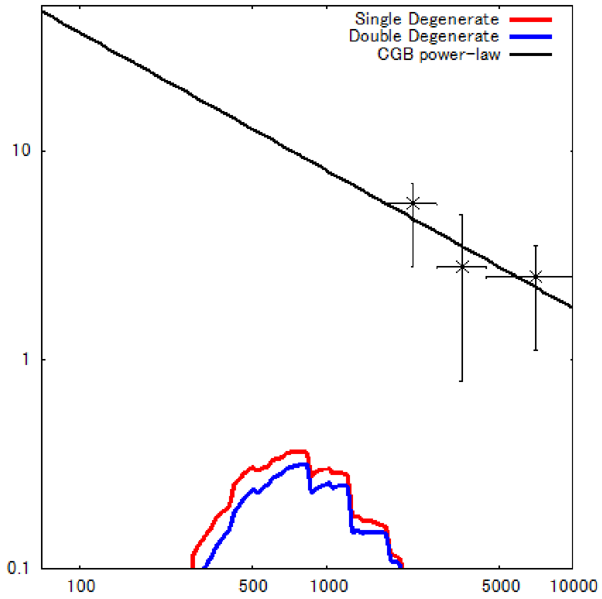

図 3: SD モデル全体 (赤) と DD モデル全体 (青) と CGB の観測値と推測される power-law(黒)

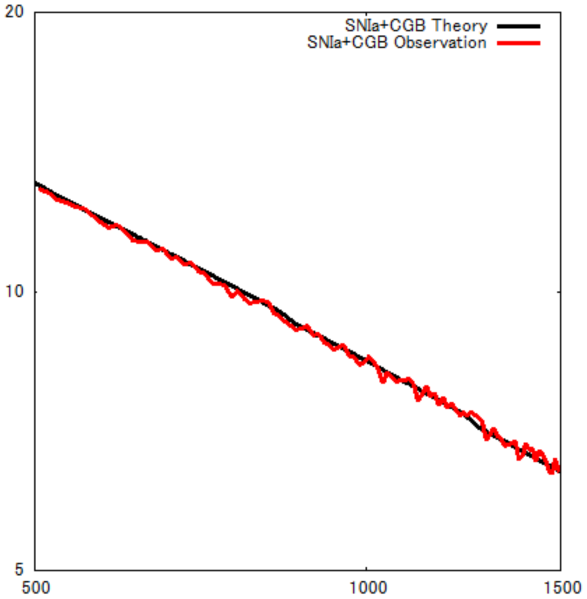

図 4: ガンマ線の理論値 (黒) と観測値 (赤)