

中性子星連星合体の残光放射

杜 驍 (東京大学大学院理学系研究科)

Abstract

重力波観測においてもっとも確実視されているターゲットの一つが中性子星連星合体 (Neutron Star Binary Merger, NSBM) である。2017 年までに観測を開始する LCGT と LIGO、VIRGO は全天で一年に数十回程度の頻度で NSBM 信号が受かると期待されている。しかし、重力波観測には、低 S/N 比、理論的波形テンプレートの信頼性、低位置決定精度などの問題点があり、重力波のみで NSBM であると同定するのは難しい。そこで、NSBM の電磁波対応天体を観測しフォローアップすることが必要となる。NSBM の対応天体として有力なものひとつが残光放射であり、予めその理論的詳細を知ることは極めて重要な課題である。ここで、残光放射は超新星残骸やガンマ線バーストのモデルを参考に以下のように考えられている。爆発的に放出された質量が周辺媒質と衝突して衝撃波を形成し、その波面にて粒子加速と磁場増幅が行われる。被加速粒子は Synchrotron 放射過程、IC 散乱過程でもって電波 \sim 線領域放射を行う。しかし、NSBM の残光の先行研究において、(1) 爆風の運動は非相対論的極限の解析解 (Sedov-Taylor 解) のみを用いている (2) 電子のエネルギー分布を波面直後の量で決まると単純化し放射などによる被加速電子分布の時間発展を解いていないなどの問題点が挙げられる。そこで、我々は一様シェル近似のもと、エネルギー保存則より非相対論的から相対論的速度までの全速度域の爆風の運動を解くとともに、被加速電子分布の時間発展を追跡する計算コードを作成した。

1 Introduction

数年以内の初観測が期待され注目される重力波観測において、最も確実視されている天体のひとつが中性子星連星合体 (Neutron Star Binary Merger, NSBM) である。2017 年完成予定である次世代重力波望遠鏡 KAGRA(LCGT) と aLIGO、aVIRGO は、200Mpc 以内の NSBM を捉える感度をもち、その detection rate は 40yr^{-1} と見積もられる (J. Abadie et al. 2010)。ところが、ノイズが大きく信号の S/N 比が小さいことや理論から得られる波形に当てはめて解析しなくてはならないこと、さらには重力波望遠鏡の位置決定精度の低さなどの問題から、重力波観測だけでは十分な情報が得られず、NSBM 由来の信号であるかどうかを同定することすら困難だと思われる。そこで、NSBM の電磁波対応天体を観測し、重力波観測をフォローアップする必要がある。その対応天体のひとつとして重要なのが、NSBM に伴って放出される質量による残光放射であり、予めその理論的詳細を知ることはこれからの重力波観測にとって重要な課題である。

シミュレーションによると NSBM に際して、質量 $M_0 = 10^{-4}M_{\odot} - 10^{-2}M_{\odot}$ 、平均速度 $\beta = 0.1 - 0.3$ の放出物 (ejecta) がおもに潮汐力による角運動量輸送と衝撃波加熱によって放出される。その全運動エネルギーは $E_0 \sim 10^{50}\text{erg}$ である。(Piran et al. (2013), Takami et al. (2014)) この ejecta によって周辺物質を掃き集め、衝撃波が形成される。このような放出物と衝撃波と掃き集められた周辺媒質がなす系を爆風という。衝撃波面において粒子加速、磁場増幅が行われて、加速粒子がシンクロトロン放射過程、逆コンプトン散乱過程でもって電波 \sim γ 線領域放射を行う。Piran et al. (2013) では GRB Afterglow のモデル (Sari et al. 1998) に倣い、爆風の運動を等速運動する自由膨張期と Sedov-Taylor 解に従う減速期にわけ、電波帯域付近を重点にそのスペクトルの形状と時間発展を計算した。しかし、その議論の中で被加速電子の分布を仮定する際に下限のエネルギーを非相対論的速度と見積もっているにも関わらず、そこでの電子による放射と吸収を粒子の速度が相対論的であることを仮定した一般的なシンクロトロン

公式に当てはめているという問題点があった。また、電子分布の冷却等による時間発展を考慮せず、衝撃波面から注入されるごとに更新されるという近似を用いていたが、これが良い近似であることは自明ではない。また、超新星爆発において相対論的な爆風が観測される例があり、その類推から NSBM においてもシミュレーション結果より速い ejecta の可能性がある (Sari et al. 1998)。さらに、より正確な議論をするには ejecta の速度分布を考慮しなくてはならず、その速度の最大値はおよそ $\beta = 0.8$ と mild relativistic となり (Hotokezaka et al. 2013)、非相対論的と超相対論的の中間になりこれまでの用いられてきた近似を見直す必要がある。本研究では一様シェル近似のもと、相対論的から非相対論的まで全速度域に対応した爆風の運動と被加速電子分布の時間発展を数値的に計算した。第 2 章では計算に用いたモデルを述べ、第 3 章ではその計算結果の一例を示す。第 4 章では先行研究との比較を行い、その違いを論じる。

2 Models

爆風を一様なシェルで近似して、エネルギー保存則でもってその運動を解いた。' の付く量をシェルの共動系での量とする。それ以外は中心天体の静止系からみた量とする。どの系で見たかによらないものは ' をつけないとする。シェルの質量を含めた運動エネルギー E_{kin} のエネルギーの変化は

$$\Delta E_{kin} = \Delta M c^2 + \Delta E_{rad} \quad (1)$$

とかける。 M はシェルの質量であり、爆風が半径 R まで広がる間に集めた周辺物質の質量であるから、周辺物質の質量密度 ρ_0 を用いて

$$M = \frac{4\pi}{3}(R^3 - R_0^3)\rho_0 \quad (2)$$

とかける。 E_{rad} は放射によって散逸したエネルギーである。一方でシェルの共動系での全エネルギー E'_{int} は

$$\Delta E'_{int} = \Delta E'_{sh} + \Delta E'_{rad} + \Delta E'_{adi} \quad (3)$$

と変化する。上式右辺の $\Delta E'_{sh}$ は衝撃波によるエネルギー注入、 $\Delta E'_{adi}$ はシェルの膨張による断熱冷却

の項である。 E'_{int} と E_{kin} の間にはローレンツ変換により

$$E_{kin} = \Gamma E'_{int} \quad (4)$$

の関係がある。 Γ はシェル中の流体のバルクローレンツファクターで、シェルの流体速度を v とすると

$$\Gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5)$$

である。初期エネルギー E_{ejecta} をおいてエネルギー保存則を満たすように Γ を変化させれば、爆風の減速が解ける。 E_{ejecta} は ejecta のもつ運動エネルギーにあたる。

衝撃波による圧縮、加熱は Jump Conditions (Appendix 参照) を用いて決める。シェルの体積 V' は衝撃波下流の質量密度 ρ' を用いて

$$V' = \frac{M}{\rho'} \quad (6)$$

であるとする。 Jump Conditions の第二式より、衝撃波面を通った質量は下流に

$$\Delta E'_{sh} = \frac{e'}{\rho'} \Delta M = \Gamma \Delta M \quad (7)$$

のエネルギーを持ち込む。断熱冷却は体積が膨張する際に粒子の運動量が断熱不変量となることに由来する冷却で、体積が V'_0 から V'_1 に変化した時に各粒子の運動量が

$$p_1 = p_0 \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{-1/3} \quad (8)$$

と変化する。これをシェル中の全粒子について計算した結果を集計して $\Delta E'_{adi}$ とした。

磁場と被加速電子は $\Delta E'_{sh}$ のうちある割合が磁場増幅と電子の加速に用いられた。すなわち、被加速電子の全エネルギー U'_e と磁場の全エネルギー U'_B は

$$dU'_B = \epsilon_B (\Gamma - 1) dM \quad (9)$$

$$dU'_e = \epsilon_e (\Gamma - 1) dM \quad (10)$$

で変化する。 ϵ_B, ϵ_e はパラメータである。これから、磁場は

$$B' = \sqrt{8\pi U'_B / V'} \quad (11)$$

である。被加速電子はべき乗型の注入

$$\Delta N_e \propto E_e^{-p} \quad (E_m < E_e < E_{max}) \quad (12)$$

を仮定し、上限 E_{max} は冷却時間または脱出時間と加速時間の釣り合いから求め、下限 E_m は被加速電子の全質量と全エネルギーのバランスから、

$$E_m \sim \frac{\alpha - 2}{\alpha - 1} \frac{\epsilon_e}{\eta} m_p c^2 (\Gamma - 1) \quad (13)$$

と見積もれる。ここで、 η は全電子中の被加速電子の割合である。べき乗分布の指数 p はパラメータで、標準的な値は 2 から 3 程度である。放射は電子分布と磁場から Synchrotron 放射と Synchrotron Self Compton を計算した。放射の全エネルギーを $\Delta E'_{rad}$ とした。エネルギー保存式に現れる静止系からみた放射エネルギー ΔE_{rad} はローレンツ変換

$$\Delta E_{rad} = \Gamma \Delta E'_{rad} \quad (14)$$

で計算される。

3 Results

表 1 のパラメータでテスト計算を行った。先行研究との比較のための図 1, 2 に示した。

表 1: パラメータ

E_{ejecta}	10^{49} erg
β_{ejecta}	0.2
η	1
ϵ_e	0.1
ϵ_B	0.1
ρ_0	m_p/cm^3
p	2.1
$Distance$	10^{27} cm

4 Discussion

先行研究 Piran et al. (2013), Takami et al. (2014) とくらべると全体的に暗いことが分かるが、これは彼らが低エネルギー側の電子でも相対論的な Synchrotron 放射をするとしたからであり、実際には被

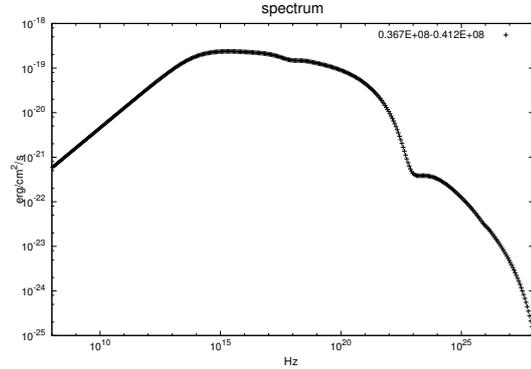


図 1: 減速が開始したときに観測されるスペクトル。 10^{15} Hz におけるピークには電子の cooling break が対応している。

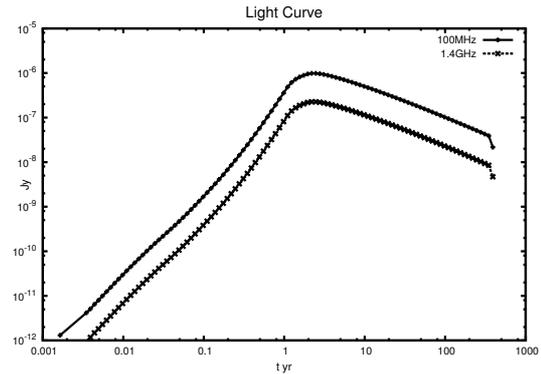


図 2: 電波帯域の光度曲線。重力波信号からおよそ 420 日後にピークを迎え、そのときの明るさは μJy 程度である。

加速電子の下限エネルギーは $\gamma_e \sim 1$ となっていて、cyclotron 放射に切り替わっている。同じ理由で Synchrotron 自己吸収も効かず、spectrum には吸収が効き始めるところが見受けられなかった。したがって Piran et al. (2013) にて論じられているような自己吸収振動数 ν_a と下限エネルギー振動数 ν_m の大小関係の入れ替わりなどの振る舞いが見られなかった。Takami et al. (2014) と比較すると、暗いところ、逆コンプトン成分がシンクロトロン成分より少ない

事以外は概ね似ている。Takami et al. (2014) に比べて暗いのは上述の理由以外に、パラメータの違いによるものもあり、 E_{ejecta} が一桁大きい、初速度 β_{ejecta} が少し大きいなどが挙げられ、これを考慮すれば、もう 10-100 倍ほど明るくなりうる。また、 ϵ_B が小さく磁場が弱く設定されているために、逆コンプトン成分が大きくなっている。光度曲線においては、前述のように自己吸収や、下限エネルギーが電波帯域の下方に位置して寄与しなかったため、ピークに至る直前の振る舞いは Piran et al. (2013) のようにならなかったが、ピーク後の減光期の振る舞いは一致していた。

今回のテスト計算から、Piran et al. (2013) のようにならなかった原因はやはり下限エネルギーが低すぎることによっている。被加速電子の割合 η を小さくすることで下限エネルギーを引き上げるなどして、引き続き NSBM の残光がどのような性質を持ちうるかを調べていきたい。

Appendix: Jump Conditions

上流では Cold Gas であると仮定すると、上流静止系から見た Jump Condition は

$$\rho' = \frac{\hat{\gamma}\Gamma + 1}{\hat{\gamma} - 1} \rho_0 \quad (15)$$

$$e' = \Gamma \rho' c^2 \quad (16)$$

$$\Gamma_s^2 = \frac{(\Gamma + 1)(\hat{\gamma}(\Gamma - 1) + 1)^2}{\hat{\gamma}(2 - \hat{\gamma})(\Gamma - 1) + 2} \quad (17)$$

となる。 Γ_s は衝撃波面速度のローレンツファクターであり、 e', ρ', e_0, ρ_0 はそれぞれ下流の質量を含めたエネルギー密度、下流の質量密度、上流のエネルギー密度、上流の質量密度である。 $\hat{\gamma}$ は下流の流体の状態方程式

$$p = (\hat{\gamma}(p/\rho c^2) - 1)(e - \rho c^2) \quad (18)$$

に現れる係数であり、 $\Gamma \gg 1$ のとき $\hat{\gamma} \sim 4/3$ で、 $\Gamma - 1 \ll 1$ のとき $\hat{\gamma} \sim 5/3$ である。

Reference

J. Abadie, B. P. Abbott, R. Abbott, M. Abernathy,
T. Accadia, F. Acernese, C. Adams, R. Adhikari, P.

Ajith, B. Allen et al., Classical Quantum Gravity 27, 173001 (2010).

Takami, H., Kyutoku, K., & Ioka, K. 2014, PhRvD, 89, 063006

Piran, T., Nakar, E., & Rosswog, S. 2013, MNRAS, 430, 2121

Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJ, 497, L17

S.R.Kulkarni et al. ,1998 , "Radio emission from the unusual supernova 1998bw and its association with the -ray burst of 25 April 1998 "

Hotokezaka, K., Kiuchi, K., Kyutoku, K., et al. 2013, PhRvD, 87, 024001