

連星中性子星合体からの重力波及びニュートリノ放射

木内建太
関口雄一郎

〈京都大学基礎物理学研究所 606-8503 京都府京都市左京区北白川追分町 e-mail: kiuchi@yukawa.kyoto-u.ac.jp〉

〈京都大学基礎物理学研究所 606-8503 京都府京都市左京区北白川追分町 e-mail: sekig@yukawa.kyoto-u.ac.jp〉

連星中性子星合体は、KAGRA, LIGO, VIRGO などの地上型重力波干渉計の重要なターゲットである。連星合体からの重力波の観測によって中性子星内部、特にその状態方程式を直接検証できるという点で物理的に興味深い。本稿では、連星中性子星発見と重力波研究を概観するとともに、数値相対論の目覚ましい発展により明らかにされつつある連星中性子星合体の様相を最新の結果と併せて紹介する。さらにニュートリノとの同時観測の可能性とガンマ線バーストとの関連性について言及し、今後の展望を述べる。

1. はじめに

アインシュタインが重力波の存在を予言してから、ほぼ一世紀が過ぎた。1974年にハルスとテイラーによって発見された連星パルサー PSR1913+16 が示す公転周期の減少は、重力波の存在を間接的に証明した¹⁾。現在、世界各地の地上型重力波干渉計は稼働中、もしくはより感度の良い次世代干渉計へアップグレード中である。特に、日本のKAGRA¹⁾の建設が本年より開始し、重力波直接観測の機運が高まりつつある。数多く存在する重力波源の中でも、連星中性子星の合体は最も有望である²⁾。合体時には重力波のみならず、ニュートリノが大量に放射される。この2つの信号は、中性子物質の状態方程式や相転移の様相への新たな探索針となり得るため、その理論予測は喫緊の課題である。

このような背景の下、数値相対論という手法に基づいた一般相対性理論の効果を取り入れた連星中性子星合体の理論研究は、1990年代から始まり、2000年に初めての数値相対論シミュレーションが行われた²⁾。現在までに世界中の研究グループにより、様々な研究が精力的に行われている^{3, 4)}。最近、筆者らのグループは有限温度核物質状態方程式とニュートリノ冷却を取り入れた連星合体シミュレーションを世界で初めて行った。本稿では、重力波、数値相対論について概観しつつ、近年明らかにされつつある連星中性子星合体の様相を最新の研究成果を基に紹介する³⁾。

2. 重力波と数値相対論

強い重力場を記述するアインシュタイン方程式は双曲型方程式である。一方、我々に馴染み深いニュートン重力は楕円型方程式に従う。この違いが意味するところは、重力には波として伝搬する成分が本来含まれるが、重力の弱い場所では非常に振幅が小さく、その存在に気付きにくいということである。これが重力波である。振幅の大きな重力波は、重いものが加速度運動した時に生成される。重力波は物質との相互作用が小さいため、電磁波に比べて透過性が高い。つまり、波源の情報をより直接的に我々に届ける情報媒体と成り得る。例えば、電磁波では覗くことのでき

なかった星の深部や、ブラックホールや中性子星が誕生する現場が観測される可能性がある。

観測された重力波の波形から、波源が持つ物理情報を抽出するためには予め波形を理論的に求めておく必要がある。観測可能な振幅の大きな重力波を生成するような天体現象は、典型的に 10^{15}g/cm^3 を超える高密度状態と約 10^{11} 度以上の高温状態が実現され、激しい時間変動を伴う。物理過程を簡略化する近似や、解析的な手法は破綻し、数値モデル化が現在では唯一の手法となる。数値相対論とは、アインシュタイン方程式、相対論的流体力学及びニュートリノ輻射場の運動方程式を連立させつつ数値的に解き、ブラックホールや中性子星形成などの強重力場の天体現象を第一原理的に解き明かすことを目的とした研究分野である。

数値相対論研究の黎明期には様々な問題が存在したが、下記にまとめるブレイクスルーの積み重ねにより、現在までに原理的な問題は概ね解決されており、現実的な問題設定の下で長時間安定にシミュレーションが可能となっている⁴⁾。

初期値問題としての定式化：アインシュタイン方程式は時間空間が入り混じった共変的な形で書かれているため、数値シミュレーションを実行する為には時空を空間と時間に分解する必要がある。Arnowitらによる、重力場の正準形式に関する研究において提唱された定式化 (ADM 形式) では⁵⁾、ある空間的超曲面を導入し、アインシュタイン方程式をこの超曲面方向とそれに垂直な方向への射影することによって時間発展方程式と拘束条件式に分解する⁵⁾。

数値相対論の初期にはこの定式化は有用であると考えられていたが、実際に計算を行うと数値誤差による拘束条件式の破れが単調増加し、最終的には破綻をきたすことが明らかとなった。この問題の解決策を提案したのが柴田と中村である⁸⁾。彼らの解析によると、ADM 形式には拘束条件の破れが時間的に単調増加する非物理的なモードが存在する。柴田らは、空間的超曲面の計量の空間微分に相当する新しい変数を導入し、さらに拘束条件式を用いて発展方程式を書き換えることで、長時間安定に発展可能な定式化 (BSSN 形式) を行った⁶⁾。

¹⁾ LCGT (Largescale Cryogenic Gravitational wave Telescope) の愛称として KAGRA が決定したので本稿ではこれを用いる。

²⁾ KAGRA では、理想的な状況においては約 9 億光年離れた遠方宇宙までの観測が可能であり、年間数イベント程度が期待される。

³⁾ 最近の包括的なレビューとして参考文献³⁾ をあげておく。

⁴⁾ 瓜生、谷口、ググニオンらによる、連星中性子星の平衡形状の計算手法の確立も重要なポイントである⁶⁾。

⁵⁾ 共変的電磁場の方程式から 4 組のマクスウェル方程式を導くことに対応する。ガウスの法則及びモノポール無し条件が拘束条件式である。

⁶⁾ 後に同等な定式化を発表した Baumgarte と Shapiro⁹⁾ と併せて、

座標条件：一般相対性理論の一般共変性に起因した問題として、シミュレーションの際に時間軸と空間軸を設定する必要がある⁷。この自由度を利用して、ブラックホール特異点を回避する時間軸、連星系における慣性系の引きずりを解消する空間軸の設定方法が初期段階より研究されてきた⁷。現在では少ない計算量でこれらの特性を備える座標条件が開発されている⁴。

一般相対論的数値流体力学：多くの天体現象では一般に衝撃波が発生する。この際、物理量が不連続となる面の数値的取り扱いが必要となる。パレンシア大学のグループを中心に、非相対論的流体で開発された高精度衝撃波捕獲法を相対論的流体に適用する定式化が開発されてきた¹⁰。近年では、相対論的磁気流体方程式¹¹や相対論的輻射流体方程式¹²の数値解法も盛んに研究されている。

ブラックホールの取扱い：適当な座標条件を選ぶことによって、ブラックホール時空を短時間発展することは可能になったが、長時間安定にブラックホール時空を進展させることは数値相対論における大問題であった。2005年、Pretoriusは、ブラックホール内部に現れる特異点を数値的に切り取る技巧的な手法を開発し、世界で初めて連星ブラックホール合体シミュレーションを成功させた¹³。その後、BSSN形式を基礎にして、ブラックホール内部で発散しない巧妙な変数と座標条件を取るBSSN - puncture法が提案された¹⁴。現在では、長時間安定にブラックホール時空を進展させることは比較的容易となっている。

物理素過程：現実的な問題設定においては、様々な物理的素過程を考慮する必要がある。具体的には、強い相互作用で記述された高密度核物質理論に基づく有限温度状態方程式、弱い相互作用に基づく電子捕獲反応、ニュートリノ生成・散乱などを取り入れなければならない。数値相対論分野における物理素過程の組み込みは非相対論分野に比べて大きく遅れていたが、本稿の執筆者の一人である関口は、これらを取り込みつつニュートリノ輸送を近似的に扱う一般相対論的漏れ出し法を開発し、その実用性を示している¹⁵。

3. 連星中性子星合体と中性子物質の状態方程式

本節では、連星中性子星合体を概観するとともに、なぜそれが興味深いのかについて解説する。

連星中性子星は、重力波放出により軌道エネルギーと軌道角運動量を失い、徐々に軌道距離を縮めながら進化する。観測により決定されている連星系の物理量と重力波放出の式から、公転周期の減少が一般相対論に基づいて予想できる。1974年にハルスとテイラーにより発見されたPSR1913+16

は、2つのパルサーからなる連星系であり¹、その軌道パラメーターと個々の質量が高い精度で決定されている。公転周期の減少の理論値と観測値が0.2%程度の精度で一致し、これによって重力波の存在が間接的に証明された¹⁶。

現在までに、観測された連星中性子星及びその候補は10組であり、その内6組は宇宙年齢内に合体すると予想されている⁸。現在稼働中もしくは建設中の地上型重力波干渉計は、連星中性子星合体の最後の3分間に放出される重力波を観測する様に設計されている。以下ではその最後の3分間の描像についてまとめる。

インスパイラル：連星間距離が中性子星の半径に比べて十分に大きい段階では、互いの星を点粒子として近似することができる(図1左図)。この場合の重力波は、相対運動の速度が光速より十分小さい近似(ポストニュートン近似)の下で、連星の運動方程式を展開し、解くことにより精度良く予想される。観測では、ポストニュートン近似による高精度の理論波形と観測データの相関を取ることで、重力波を検出する。重要な点は、この段階の重力波から連星の質量の情報を読み取ることが出来ることである。

潮汐変形：続いて、重力波放出により軌道距離が段々縮むと中性子星が有限の大きさを持つことが無視できなくなる。互いの星の重力と自己重力により潮汐力の効果が表れ、星が変形する(図1中図)。この段階の重力波波形は質点近似からずれるため、星が有限の大きさである情報、即ち中性子星の半径の情報が含まれる。

合体・振動：最終的に連星は合体に至るがその後の運命は連星の総質量によって決まる。

比較的軽い連星の場合、合体後高速回転する高温の“重い”中性子星⁹が過渡的に形成される。合体時の衝撃波加熱と圧縮により温度は約 10^{11} 度までに上昇する。また、合体時に軌道角運動量を持ちこむため、典型的に中心回転周期が一ミリ秒という高速回転をしながら激しく振動する(図1右図)。その後、角運動量と内部エネルギーをそれぞれ重力波とニュートリノの放出によって徐々に失いながら進化し、自己重力を支え切れなくなった時点でブラックホールに崩壊する。この段階の重力波は、重い中性子星の振動モードで特徴づけられる(図2左上図及び右図)。このモードは星の内部物質の状態と密接に関連する為、振動モードの解析により内部の情報を読み取れる可能性がある。

比較的重い連星の場合、合体後直ちにブラックホールに崩壊する。ブラックホールへの崩壊に伴い重力波の振幅は急速に減衰する(図2左下図)。このブラックホール形成を特徴付ける臨界質量 M_{thr} は球対称中性子星の最大質量 M_{max} と $M_{thr} = M_{max} + \Delta M_{rot} + \Delta M_{th}$ の形で関係づく。但し、 ΔM_{rot} 、 ΔM_{th} は高速回転と熱的圧力による寄与で

Baumgarte-Shapiro-Shibata-Nakamura(BSSN)形式と呼ばれており、世界の数値相対論研究グループが採用する標準的手法となっている。

⁷これは(絶対時空における)デカルト座標や極座標などの座標系の選び方の自由度とは異なり、時空多様体における時間軸と空間軸の設定の問題である。

⁸PSR1913+16は合体までに3億年かかると見積もられている。

⁹球対称・零温度の中性子星の最大質量より重いことを意味する。

あり、これまでの先行研究から $O(0.1) \times M_{\max}$ で与えられることが分かっている²⁰⁾。この場合、中性子星の最大質量に制限を与えることができる。

中性子星の質量・半径や最大質量、振動モードといった情報は、中性子物質の状態方程式と密接に結びついている。即ち、連星中性子星合体からの重力波を解析することによって、その情報を読み取ることができるのである。

静的・球対称・零温度の仮定の下で中性子星の平衡形状を求めると、質量と半径の関係が得られるが、その関係は中性子物質の状態方程式と一対一に対応する¹⁷⁾。つまり、多数の連星合体から質量と半径を決めることができれば、中性子物質の状態方程式を再構築することが可能となる¹⁸⁾。また、各状態方程式に対応して最大質量が決まるため、重力波からブラックホール形成の有無を特定できれば、状態方程式に制限を与えることができる¹⁰⁾。最大質量は、状態方程式の高密度領域での性質を反映するが、核密度を大きく超える物質の状態はよく理解されていない。

中性子星内部では、陽子や中性子といった通常の核子に代わり、ハイペロン、メソン凝縮、クォークといったエキゾチックな相が現れるという理論モデルが数多く存在するが、地上実験での検証はほぼ不可能である。一方、連星中性子星合体の過程では核密度を大きく超える状況が実現するため、その重力波による観測は核密度を大きく超える物質の性質を探る「窓」となっているのである。

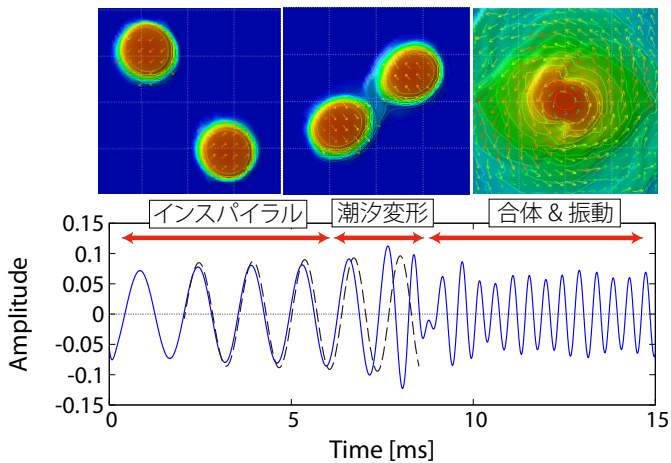


図1 連星中性子星合体の各フェイズと重力波波形。コンター図は中性子星の密度等高面の赤道面における進化を表す。破線はポストニュートン近似に基づく重力波波形を表す。

4. 研究成果

以下の節では、潮汐変形フェイズと、合体・振動フェイズに着目し、我々の最新の研究結果を解説する^{21, 22)}。シミュレーションを行った連星中性子星モデルの一覧を表1に記す。

¹⁰⁾最近、太陽の約2倍の質量の中性子星が見つかり、状態方程式に対する強い制限が課された¹⁹⁾。

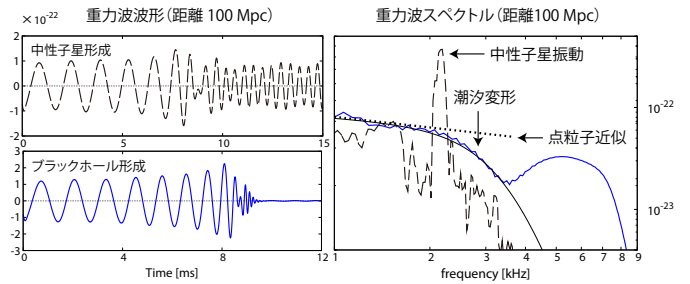


図2 中性子星形成(左上図)とブラックホール形成(左下図)の場合の重力波波形及びフーリエスペクトル(右図)。スペクトル図中には、ポストニュートン近似(点粒子近似)における重力波スペクトル及び(1)式によるフィッティング(細線)も示してある。

| 潮汐変形 (4.1 節) | | |
|------------------------|----------------------------|------------------|
| EOS | モデル (総質量 - 質量比) | M_{thr} |
| APR ²⁴⁾ | A2.9-0.8, A2.9-0.9, A2.9-1 | ≈ 2.9 |
| SLy ²⁵⁾ | S2.8-1, S2.9-1, S3-1 | ≈ 2.7 |
| FPS ²⁶⁾ | F2.6-0.8, F2.6-1, F2.7-0.8 | ≈ 2.5 |
| 中性子星振動 (4.2 節) | | |
| EOS | モデル (各質量) | M_{thr} |
| 通常核物質 ²⁷⁾ | S135, S15, S16 | $\gtrsim 3.2$ |
| ハイペロン物質 ²⁸⁾ | H135, H15 | $\gtrsim 3$ |

表1 状態方程式、モデルと臨界質量。質量は太陽質量 ($\approx 2 \times 10^{33} \text{g}$) を単位とする。APR, SLy, FPS の場合、モデルの数字は、総質量 - 質量比を表す。通常核物質、ハイペロンの場合、全て等質量の連星であり、数字は各星の質量を表す。

4.1. 潮汐変形

中性子星形成とブラックホール形成の場合の典型的な重力波の波形とスペクトルを図2に示す。前節で述べた様に、インスパイラルでは点粒子近似に従うので、初期重力波波形及びスペクトルの低周波数領域はポストニュートン近似と良く一致する(図2右図中の点線)。一方、潮汐変形フェイズでは、ポストニュートン近似からのずれが顕著になる。このずれはブラックホール形成の場合に特に明確にみられる¹¹⁾。我々は、スペクトルを

$$h(f) = f^{-1/6} \frac{h_0}{1 + \exp[(f - f_{\text{cut}})/\Delta f]} \quad (1)$$

の関数形でフィットした解析を行い、 f_{cut} によって潮汐変形が良く特徴づけられることを明らかにした。

図3左図に様々な状態方程式の場合の重力波スペクトルを示す。これから、潮汐変形を特徴づける f_{cut} は定量的にモデルに依存することが分かる。重力波は四重極の時間変化から生成されるので、連星の時に最も効率よく放出される。 f_{cut} は連星的な形状が失われ、また潮汐力など有限サ

¹¹⁾重い中性子星が形成される場合にはその振動モードが混ざってしまう(図2参照)。

イズの影響によって連星系が“早く落ちる”ことによる解釈することが出来る。

この段階の重力波から、半径の情報を抽出する為に、 f_{cut} と星の質量 m_1 と半径 R から定義されるコンパクトネス $C = Gm_1/c^2R$ の関係を精査した。但し、 G と c は重力定数と光速である。図3右図に示されるこの関係は f_{cut} とコンパクトネスの間に強い正の相関があることを明確に示している。筆者らはこの相関関係が連星のモデル、即ち連星の質量や状態方程式に依存せず成立していることを発見した。

この結果は非常に重要であり、観測された重力波から星の半径を決定できる可能性を示唆している。先に述べたとおり、中性子星質量はインスパイラルの重力波の解析から精度良く決定されることに注意されたい。一方、潮汐変形に起因する重力波の解析から中性子星の半径を決めることが可能である。従って、連星中性子星合体からの重力波が多数観測されれば、質量 - 半径関係から状態方程式を再構築するという逆問題が解ける可能性がある。

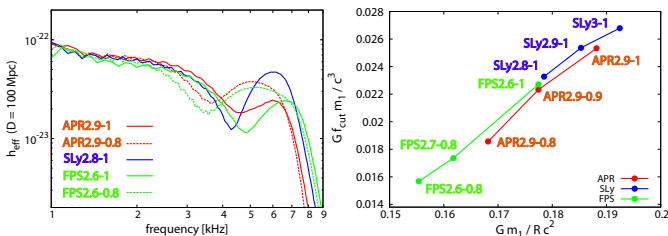


図3 左図：重力波フーリエスペクトル、右図： f_{cut} のコンパクトネス依存性

4.2. 中性子星振動

前章で述べた通り、高温・高速回転中性子星が誕生する場合、大量のニュートリノが放出されるので、高密度物質の状態方程式（強い相互作用）、ニュートリノ素過程（弱い相互作用）を組み入れた上でアインシュタイン方程式を数値的に解かねばならない。

筆者らのグループは、独自に開発した数値相対論のコードをもとに¹⁵⁾、通常核物質の有限温度状態方程式を採用し、ニュートリノ素過程を考慮した、現実的な連星系の合体シミュレーションを世界で初めて行った²²⁾。さらに、中性子星の内部コアで出現が期待される Λ ハイペロンを含んだ状態方程式におけるシミュレーションを行い²³⁾、両者の結果を踏まえて、中性子星連星の合体過程と放出される重力波及びニュートリノの様相を明かにした。

現在までに観測されている連星中性子星の個々の質量は、太陽質量 ($\approx 2 \times 10^{33} \text{g}$) の 1.35 – 1.4 倍の範囲に集中している¹⁷⁾。つまり、観測される典型的な連星中性子星は総質量が太陽質量の 2.7 倍程度と予想される。この“標準的な”

連星の場合、通常核物質モデルのみならず、最大質量が小さいハイペロン物質モデルの場合でも、合体後、高速回転と熱エネルギーによって支えられる、高温の“重い”中性子星がまずはじめに誕生することが分かった¹²⁾。

通常核物質モデルの場合、この効果は顕著で合体から 2–3 秒の間にはブラックホールへ崩壊しないと見積もられる。この間、 $L_{\bar{\nu}} \sim 10^{53} \text{erg/s}$ のニュートリノが放射され続け、中性子星は重力波放出及びニュートリノ冷却の“長い”時間スケール¹³⁾で準定常的に進化する。

ハイペロン物質モデルの場合も、合体後ニュートリノと重力波を放出しながら進化する。しかし、ハイペロンの存在の為、進化の具合が通常核物質と比べて定性的に異なる：重力波放出により角運動量を失うと、星は収縮し中心密度が増加し、それに伴ってハイペロンの存在比も上昇する。一般に、ハイペロン相のような通常核物質以外の“エキゾチック相”が出現すると通常核物質の場合に比べて圧力は低くなる。そのため、収縮 ハイペロン存在比増大 圧力減少 収縮 という正のフィードバック機構が働くことになり、中性子星は“短い”時間スケールで収縮する。

図4に計算された重力波のスペクトルを示す。図3のスペクトルとの比較からも容易に分かる様に、中性子星形成とブラックホール形成は重力波によって明確に区別することができる（図2参照）。前述した様に、インスパイラルの重力波の解析から連星の質量が分かるので、ブラックホール形成の臨界質量に制限が付き、その帰結として中性物質の状態方程式に制限がつくことになる。

さらに、この研究成果で特に興味深いのは、ハイペロンの出現の有無を重力波観測によって制限しうることである。図4の 2 – 4kHz の間に見えるピークは合体後誕生した中性子星の振動による重力波に対応するが、通常核物質は代表的な周波数に鋭いピークを持つのにに対し、ハイペロン物質は幅を持った構造になっている。この違いは図5に示す重力波周波数の時間進化を見るとさらに明確になる。

通常核物質の場合、スペクトルが鋭いピークを持つことから予想できる様に、重力波周波数は時間に依存せず一定となる¹⁴⁾。一方、ハイペロン物質の場合、周波数は時間とともに高くなっていく。その結果、時間積分として与えられるスペクトルは幅を持った構造となる。

では、なぜ通常核物質の場合の周波数は変化せず、ハイペロン物質では変化するのか？これは、先に説明した通り重い中性子星の進化が異なることに起因する。即ち、通常核物質では、重力波及びニュートリノ放射の“長い”時間スケールで準定常的に進化するので、一定の振動数を持った重力波を放出するのに対し、ハイペロン物質では、上述の

¹²⁾ 零温度の場合と比べて、最大質量は 20 – 30% 増加するため、臨界質量が実効的に高くなり、ブラックホールへの直接崩壊が回避される。

¹³⁾ ダイナミカルタイムスケールより十分長いという意味である。

¹⁴⁾ この進化の様子は連星の質量に依存しないことを注意しておく。

正のフィードバック機構により、中性子星は“短い”時間スケールで収縮し、それが重力波振動数の時間変化として現れるためである。仮に、重力波周波数の時間進化が観測できれば、ハイペロン相あるいはエキゾチック相の有無を観測的に検証できることになる。

4.3. 今後の展望

最後に今後の展望を述べる。中性子星が持つ熱エネルギーと放射されるニュートリノ光度から、その寿命 ΔT は 2–3 秒程度と見積もられる¹⁵。この値と、20–30MeV 程度である平均ニュートリノエネルギー $\epsilon_{\bar{\nu}}$ から¹⁶、ハイパーカミオカンデによるニュートリノの観測個数は、 σ を観測器の散乱断面積として $\sigma \Delta T L_{\bar{\nu}} / 4\pi D^2 \epsilon_{\bar{\nu}}$ で与えられる。但し、 D は波源までの距離である。仮に合体イベントが 1500 万光年以内の近傍で起これば、ハイパーカミオカンデによって 10 イベント以上の検出が期待される。この距離では、次世代検出器による重力波との同時観測も可能である。重力波とニュートリノの同時観測による中性子星状態方程式へ更なる制限可能性に関しては研究が進んでおらず、今後進めていくべき課題である。

また、中性子星連星合体はショートガンマ線バースト¹⁷の駆動源であるという理論仮説³¹が幅広く受け入れられている。重力波とショートガンマ線バーストの同時観測は、この理論仮説の検証を可能にする。さらに、重力波をトリガーとしてショートガンマ線バーストを待ち構えて観測する、ショートガンマ線バーストの観測によって重力波の到来方向や発生時刻に制限をつけ、より効率的に重力波を観測する、といったことも可能となる。これはショートガンマ線バーストに限らず、連星合体からの電磁波放射を用いても期待されることである。従って、今後は、連星中性子星合体から、ショートガンマ線バーストを含め、どのような電磁波が放射される可能性があるのか、という観点からも精力的に研究を行っていく必要がある。

上記に述べたように、今後は、ニュートリノ輸送や磁場の組み込みといった、より詳細なモデル化に研究は進んでゆくと予想される。前者に関して、本研究ではニュートリノの取扱いとして「漏れ出し法」と呼ばれる近似手法を用いたが、定量的な議論のためには、より詳細なニュートリノ輸送方程式を解くことが必要となる。現在、モーメント法に基づく一般相対論的ニュートリノ輸送コードの開発が京都大学のグループで進行中である。後者については、磁

¹⁵ 中性子星は熱エネルギーと遠心力で支えられている。

¹⁶ ハイパーカミオカンデなどでは電子反ニュートリノを観測する。超新星爆発から放出されるニュートリノの階層性とは異なり、連星中性子星合体では電子反ニュートリノの光度が最も高い。

¹⁷ ガンマ線バーストは宇宙最大規模の爆発現象であり、継続時間の短いショートガンマ線バーストでは、数秒以下の間に 10^{48} erg 以上のエネルギーが主にガンマ線として放出される³⁰。

気流体不安定モードの波長を分解するために高解像度数値計算が必要不可欠となる。また、磁気流体不安定性とニュートリノの放射に起因する対流不安定との関連なども探査すべき問題である。いずれの問題に対しても、スーパーコンピューター「京」を使用した高解像度のシミュレーションが予定されている。

5. 終わりに

近年の数値相対論の目覚ましい発展により、物理素過程を考慮した詳細な数値モデル化が可能になりつつある。本稿では、柴田大氏、久徳浩太郎氏、谷口敬介氏との共同研究に基づいて、筆者らのグループが推し進めている連星中性子星合体の数値相対論シミュレーションに焦点を当てて研究結果を紹介させて頂いた。シミュレーションは国立天文台 CfCA の NEC SX-9 及び Cray XT-4、京都大学基礎物理学研究所の Hitachi SR-16000 を用いて行われた。

本稿で述べた様に連星中性子星合体の様相は徐々に明らかになりつつある。重力波直接観測の報告が近い将来、我々の耳に届くことを願いながら筆をおくことにする。

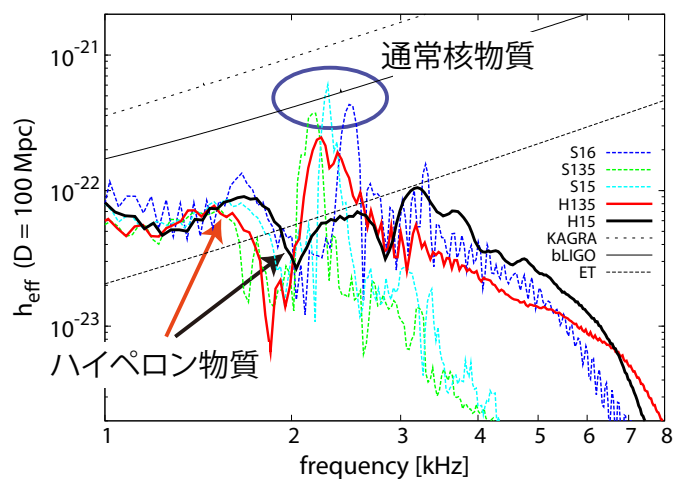


図4 中性子星振動の場合の重力波スペクトル。通常核物質は顕著なピークを持つのにに対し、ハイペロン物質には幅を持った構造が現れる。斜めに走る曲線は KAGRA、Broadband LIGO (bLIGO)、Einstein-Telescope (ET) の感度曲線を示す²⁹。連星中性子星までの距離を 100Mpc (1pc \approx 3.26 光年) に仮定している。

参考文献

- 1) R. A. Hulse and J. H. Taylor: *Astrophys. J.* **195** (1975) L51.
- 2) M. Shibata and K. Uryu: *Phys. Rev. D* **61** (2000) 064001.
- 3) 柴田大: 『一般相対論の世界を探る：重力波と数値相対論』(東京大学出版会 2007).
- 4) T. W. Baumgarte and S. L. Shapiro: *Numerical Relativity: Solving Einstein's Equations on the Computer*, (Cambridge University Press, 2010)
- 5) M. D. Duez: *Class. Quant. Grav.* **27** (2010) 114002.

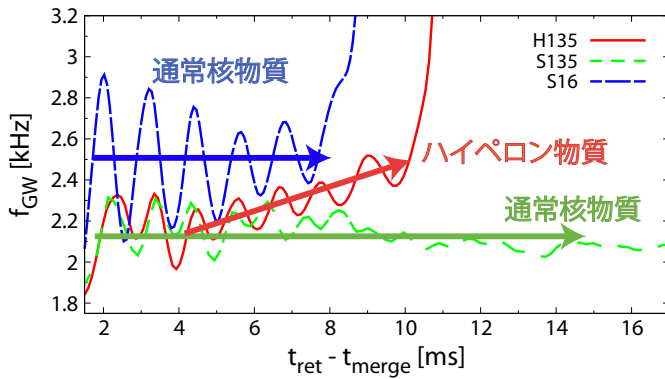


図5 重力波周波数の時間進化。通常核物質の場合、振動数はほぼ時間変化しないのに対し、ハイペロン物質は高周波数へ時間変化する。矢印は各々の場合の中心値を示す。

- 6) K. Uryu, M. Shibata and Y. Eriguchi: Phys. Rev. D **62** (2000) 104015; K. Taniguchi and E. Gourgoulhon: Phys. Rev. D **66** (2002) 104019.
- 7) R. Arnowit, S. Deser, and C. W. Misner: in *Gravitation: Introduction to Current Research*, ed. L. Witten (John Wiley and Sons, 1962) p. 227; J. W. York: in *Sources of Gravitational Radiation*, ed. L. L. Smarr (Cambridge University Press, 1979) p. 83.
- 8) M. Shibata and T. Nakamura: Phys. Rev. D **52** (1995) 5428.
- 9) T. W. Baumgarte and S. L. Shapiro: Phys. Rev. D **59** (1999) 024007.
- 10) J. M. Martí and E. Müller: Living Review in Relativity **6** (2003) 7; J. A. Font: Living Review in Relativity **11** (2008) 7.
- 11) L. Anton, *et al.*: Astrophys. J. Suppl. **188** (2010) 1.
- 12) M. Shibata, *et al.*: Prog. Theor. Phys. **125** (2011) 1255.
- 13) F. Pretorius: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 121101.
- 14) M. Campanelli, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 111101; J. G. Baker, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 111102.
- 15) Y. Sekiguchi: Prog. Theor. Phys. **124** (2010) 331.
- 16) J. M. Weisberg and J. H. Taylor: ASP Conf. Ser. **328** (2005) 25.
- 17) J. M. Lattimer and M. Parakash: Phys. Rep. **442** (2007) 109.
- 18) L. Lindblom: Astrophys. J. **398** (1992) 569.
- 19) P. Demorest, *et al.* Nature **467** (2010) 1081.
- 20) K. Hotokezaka, *et al.*: Phys. Rev. D **83** (2011) 124008.
- 21) K. Kiuchi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 141101.
- 22) Y. Sekiguchi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 051102.
- 23) Y. Sekiguchi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 211101.
- 24) A. Akmal, *et al.*: Phys. Rev. C **58** (1998) 1804.
- 25) F. Douchin and P. Haensel: Astron. Astrophys. **380** (2001) 151.
- 26) B. Friedman and V. R. Pandharipande: Nuc. Phys. A (1981) **361** 502.
- 27) H. Shen, *et al.*: Nucl. Phys. A **637** (1998) 435.

- 28) H. Shen, *et al.*: Astrophys. J. Suppl. **197** (2011) 20.
- 29) T. Accadia *et al.*: Class. Quantum Grav. **28** (2011) 025005; K. Kuroda, *et al.*: Class. Quantum Grav. **27** (2010) 084004; M. Punturo, *et al.*: Class. Quantum Grav. **27** (2010) 194002.
- 30) E. Nakar: Phys. Rep. **442** (2007) 166.
- 31) R. B. P. Narayan and T. Piran: Astrophys. J. **395** (1992) L83.

(2012年5月1日原稿受付)

Gravitational waves and neutrino emissions from the binary neutron star mergers

Kenta Kiuchi and Yuichiro Sekiguchi

abstract: Coalescence of binary neutron stars is a main target of the ground-based gravitational observatory such as KAGRA and important target for the multimessenger astronomy. If gravitational waves and neutrinos from mergers of binary neutron star, it would be possible to probe the nuclear matter inside neutron stars. In this report, we would like to overview the discovery of the binary neutron star and the research for the gravitational wave and introduce our latest research based on Numerical Relativity.