

Test of General Relativity with GW170817

Chihiro Kozakai

<https://arxiv.org/abs/1811.00364>

Introduction

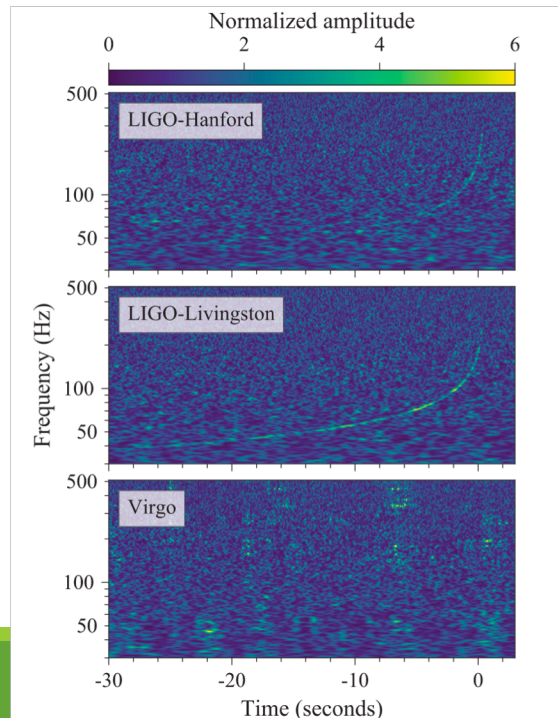
INTRODUCTION

On August 17, 2017 at 12:41:04 UTC, the Advanced LIGO and Advanced Virgo gravitational-wave (GW) detectors made their first observation of a binary neutron star inspiral signal, called GW170817 [1]. Associated with this event, a gamma ray burst [2] was independently observed, and an optical counterpart was later discovered [3]. In terms of fundamental physics, these coincident observations led to a stringent constraint on the difference between the speed of gravity and the speed of light; allowed new bounds to be placed on local Lorentz invariance violations; and enabled a new test of the equivalence principle by constraining the Shapiro delay between gravitational and electromagnetic radiation [2]. These bounds, in turn, helped to strongly constrain the allowed parameter space of alternative theories of gravity that offered gravitational explanations for the origin of dark energy [4–10] or dark matter [11].

- 2017/8/17 12:41:04 (UTC), aLIGO と Virgo によって初めて、連星中性子星合体 GW170817 が検出された。
- 関連するものとして、 γ 線バーストと遅れて電磁波の信号が観測された。
- 基礎物理の観点からは、これらの同時観測で以下のような制限がつけられた。
 - 重力と光の速度の差
 - 局所ローレンツ不変性の破れ
 - 等価原理
- これらの制限から、ダークエネルギーやダークマターを説明しようとする新たな重力理論のパラメータ領域に強い制限を与えた。

Introduction

In this paper we present a range of tests of general relativity (GR) that have not yet been done with GW170817. Some of these are extensions of tests performed with previously discovered binary black hole coalescences [12–18], an important difference being that the neutron stars' tidal deformabilities need to be taken into account in the waveform models. The parameter estimation settings for this analysis broadly match with those of [19, 20] which reported the properties of the source GW170817.



- この論文では、GW170817 に対してこれまで行われていなかった一般相対性理論の検証を論じる。
- 中にはブラックホール連星合体で行われた検証の延長もあるが、重要な変更点は、重力波波形モデルにおいて潮汐による中性子星の変形を考慮する必要があるということである。
- パラメータ推定の設定については、GW170817 の性質を論じた [19,20] とほぼ同一である。

Introduction

Three types of tests are presented. In Sec. II, we study the general-relativistic dynamics of the source, in particular constraining dipole radiation in the strong-field and radiative regime and checking for possible deviations in the post-Newtonian (PN) description of binary inspiral by studying the phase evolution of the signal. Sec. III

- 3つの検証方法を論じる。
- 2章では、相対論的な力学、特に強重力場での dipole radiation、インスパイラルの位相変化測定の post-Newtonian 近似からのずれを論じる

✓ dipole radiation

連星系が dipole となって運動しているので、重力波が放射される。

✓ post-Newtonian description

一般相対性理論を、 $(v/c)^2 \ll 1$ として多項式で近似する計算方法。

Introduction

focuses on the way gravitational waves propagate over large distances. Here we look for anomalous dispersion, which enables complementary bounds on violations of local Lorentz invariance to those of [2]; constraints on large extra spatial dimensions are obtained by comparing the distance inferred from the GW signal with the one inferred from the electromagnetic counterpart. Finally, in

✓ 余剰次元

時間 + 空間の 4 次元に加えて、さらに隠れた次元が存在する可能性がある。弦理論などが预言する。

重力が他の相互作用と比べて弱いのは余剰次元に逃げた分があるから、という説もある。

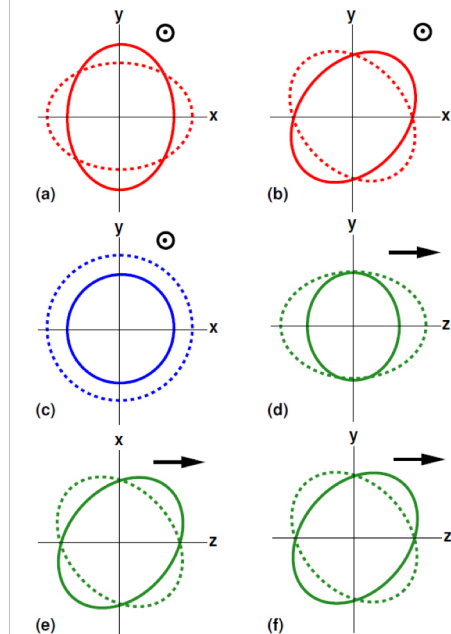
- 3章では、長距離に渡る重力波の伝搬に焦点を当てる。
- 異常な分散の探索を行い、[2] の局所ローレンツ不変性の破れに対する制限に相補的な制限を与えることができる。
- 中性子星連星までの距離を、重力波を用いて測定した結果と電磁波を用いて測定した結果を比較することにより、空間的な大きな余剰次元に対する制限をつけた。

Introduction

Sec. IV constraints are placed on alternative polarization states, where this time the position of the source on the sky can be used, again because of the availability of an electromagnetic counterpart. We end with a summary and conclusions.

- 4章では、他の偏極状態についての制限を与える。ここで、電磁波観測で得られた重力波源の位置を利用した。

Gravitational-Wave Polarization



✓ 偏極状態

一般相対性理論では+モードと×モードの2つの偏極状態のみがあると予言されているが、修正重力理論では他の偏極状態がありうる。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

Testing GR via the dynamics of a binary system involves constructing a waveform model that allows for parameterized deformations away from the predictions of GR and then constraining the associated parameters that govern those deviations [13, 15, 16, 21–26]. For previ-

- 連星の力学を通した一般相対性理論 (GR) の検証は、波形モデルの構築に関わっている。これによって、GR の予言から離れてパラメータで変形の議論ができる。また、GR からのズレについてのパラメータに制限を与えられる。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

govern those deviations [13, 15, 16, 21–26]. For previous observations of coalescing binary black holes [13, 15], these tests relied on the frequency domain IMRPhenomPv2 waveform model of [27–29], which describes the inspiral, merger, and ringdown of vacuum black holes, and provides an effective description of spin precession making the best use of the results from analytical and numerical relativity [30–37]. The phase evolution of this waveform is governed by a set of coefficients p_n that depend on the component masses and spins. These coefficients include post-Newtonian (PN) parameters and phenomenological constants that are calibrated against numerical relativity waveforms to describe the intermediate regime between inspiral and merger, as well as the merger-ringdown. To

- これまでのブラックホール連星観測では、周波数領域の波形モデル IMRPhenomPv2 を利用していた。これで真空ブラックホールのインスパイラル、合体、リングダウンの説明ができる。また、スピン歳差運動の効果を実効的に取り入れ、解析的・数値的相対論の結果を最もよく反映している。
- この波形の位相発展は、質量とスピンで決まる係数の組 p_n で決まる。
- p_n には post-Newtonian のパラメータと現象論的な制限が含まれている。後者は数値相対論による波形がインスパイラルと合体の間、合体とリングダウンの間の中間状態を説明できるように調整されている。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

test GR, the waveform model is generalized to allow for relative deviations in each of the coefficients in turn, *i.e.* by replacing $p_n \rightarrow (1 + \delta\hat{p}_n)p_n$, where the $\delta\hat{p}_n$ are zero in GR. The $\delta\hat{p}_n$ are then varied along with all the parameters that are also present in the case of GR (masses, spins, and extrinsic parameters), and posterior density functions (PDFs) are obtained using `LALInference` [38]. For GR to be correct, the value $\delta\hat{p}_n = 0$ should fall within the support of each of the PDFs.

- GR 検証では、波形モデルを一般化してパラメータの相対的なずれを記述できるように、

$$p_n \rightarrow (1 + \delta\hat{p}_n)p_n$$

と置き換える。ここで $\delta\hat{p}_n$ は GR では0である。

- $\delta\hat{p}_n$ は GR で可能な全領域に渡って値を取りうる。事後確立 (PDFs) は `LALInterface` を使って得た。
- GR が正しいならば、 $\delta\hat{p}_n = 0$ がそれぞれの PDF で無矛盾となる。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

In this work, we modify this approach in two ways. First, we use waveform models more suitable for binary neutron stars. Second, whereas the infrastructure [25] used to test GR with binary black holes observations [13, 15] was restricted to waveform models that depend directly on the coefficients p_n , we also introduce a new procedure that can include deviations to the phase evolution parameterized by $\delta\hat{p}_n$ to any frequency domain waveform model [39]. We conduct independent tests of GR using inspiral-merger-ringdown models that incorporate deviations from GR using each of these two prescriptions; by comparing these analyses, we are able to estimate the magnitude of systematic modeling uncertainty in our results.

- この論文では、これまでの手法に対して2種類の修正方法を用いた。
- 1つめは、より連星中性子星に適した波形モデルを用いていること。
- 2つめは、係数 p_n を直接使っていたのを、位相発展のずれを $\delta\hat{p}_n$ で表して周波数領域の波形モデルに取り入れられるようにした。
- 2つの手法によるモデルでの検証を独立して行い、モデル由来の系統誤差評価をした。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

The merger and ringdown regimes of binary neutron stars differ from those of binary black holes, and tidal effects not present in binary black holes need to be included in the description of the inspiral. Significant work has been done to understand and model the dynamics of binary neutron stars analytically using the PN approximation to general relativity [40]. This includes modeling the non-spinning [30, 31] and spinning radiative/inspiral dynamics [32–37] as well as finite size effects [41–43] for binary neutron star systems. Frequency domain wave-

- 合体とリングダウンはブラックホール連星の場合と違う。また、インスパイラルも、ブラックホールにはない潮汐効果を入れる必要がある。
- PN を用いて、解析的に一般相対論を解いて中性子連星の運動力学を理解しモデル化しようとする多くの研究が行われてきた。
- スピンの有無、放射のあるものの、インスパイラルの運動力学についての研究や中性子星連星系の体積が有限であることの効果も研究されている。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

binary neutron star systems. Frequency domain waveforms based on the stationary phase approximation [44] have been developed incorporating the abovementioned effects [45–47] and have been successfully employed for the data analysis of compact binaries. A combination of these analytical results with the results from numerical relativity simulations of binary neutron star mergers (see [48] for a review) have led to the development of efficient waveform models which account for tidal effects [49–51].

- 一定位相近似による周波数領域波形は、以上に述べた効果を取り入れてコンパクト連星のデータ解析に採用されてきた。
- これらの解析的な研究結果と、中性子星連星の数値相対論シミュレーションの組み合わせは、潮汐効果を説明できる効果的な波形モデルの構築につながった。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

We employ the **NRTidal** models introduced in [51, 52] as the basis of our binary neutron star waveforms: frequency domain waveform models for binary black holes are converted into waveforms for inspiraling neutron stars that undergo tidal deformations by adding to the phase an appropriate expression $\phi_T(f)$ and windowing the amplitude such that the merger and ringdown are smoothly removed from the model; see [52] for details. The closed-form expression for $\phi_T(f)$ is built by combining PN information, the tidal effective-one-body (EOB) model of [49], and input from numerical relativity (NR). The form of

✓ EOB モデル

The EOB model is a relativistic generalization of the well-known Newtonian property that the relative motion of a two-body system is equivalent to the motion of a particle of mass $\mu = M_A M_B / (M_A + M_B)$ in the two-body potential

- この論文では、中性子星連星波形のベースとして NRTidal モデルを採用する。
- ブラックホール連星の周波数領域波形モデルに、適切な位相 $\phi_T(f)$ を加え、合体とリングダウンがスムーズに取り除かれるように振幅にウィンドウを通すことで、潮汐変形する中性子星連星インスパイラル波形に修正した。
- $\phi_T(f)$ は PN, tidal Effective-One-Body (EOB) モデル、数値相対論から決めた。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

and input from numerical relativity (NR). The form of $\phi_T(f)$ was originally obtained in a setting where the neutron stars were irrotational or had their spins aligned to the angular momentum. Nevertheless, a waveform model that includes both tides and *precessing* spins can be constructed by first applying $\phi_T(f)$ to an aligned-spin waveform, and then performing the twisting-up procedure that introduces spin precession [53]. We consider two waveform models that use this description of tidal effects.

- もともと $\phi_T(f)$ は中性子星連星が非回転であるか、スピンの角運動量と揃っている場合に求められたものである。
- にも関わらず、潮汐効果とスピン歳差運動を含む波形モデルは、まずスピンの揃った状態に $\phi_T(f)$ を適用し、それからスピン歳差運動が入るようにすることで得られる。
- この論文では、この潮汐効果の説明を用いた波形モデルを考える。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

The first binary neutron star model we consider is constructed by applying this procedure to IMRPhenomPv2 waveforms. Following the nomenclature of [19], we refer to the resulting waveform model as PhenomPNRT. Parameterized deformations $\delta\hat{p}_n$ are then introduced as shifts in parameters describing the phase in precisely the same way as was done for binary black holes. This will allow us to naturally combine PDFs for the $\delta\hat{p}_n$ from measurements on binary black holes and binary neutron stars, arriving at increasingly sharper results in the future. Be-

- 一つ目の中性子星連星モデルは、IMRPhenomPv2 にこの手法を適用したものである。これを PhenomPNRT と呼ぶ。
- パラメータ化した変形 $\delta\hat{p}_n$ は、ブラックホール連星の場合と同じく、位相を説明するパラメータシフトとして導入される。
- これによってブラックホール連星測定と中性子星連星の $\delta\hat{p}_n$ の PDF を合わせられるので、将来的によりはっきりした結果を得られる。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

arriving at increasingly sharper results in the future. Because of the unknown merger-ringdown behavior in the case of binary neutron stars, which in any case gets removed from the waveform model, in practice only deviations $\delta\hat{\varphi}_n$ in the PN parameters φ_n can be bounded. The set of possible testing parameters is taken to be

$$\{\delta\hat{\varphi}_{-2}, \delta\hat{\varphi}_0, \delta\hat{\varphi}_1, \delta\hat{\varphi}_2, \delta\hat{\varphi}_3, \delta\hat{\varphi}_4, \delta\hat{\varphi}_5^{(\ell)}, \delta\hat{\varphi}_6, \delta\hat{\varphi}_6^{(\ell)}, \delta\hat{\varphi}_7\}, \quad (1)$$

where the $\delta\hat{\varphi}_n$ are associated with powers of frequency $f^{(-5+n)/3}$, and $\delta\hat{\varphi}_5^{(\ell)}$ and $\delta\hat{\varphi}_6^{(\ell)}$ with functions $\log(f)$ and $\log(f)f^{1/3}$, respectively; $\delta\hat{\varphi}_5$ would be completely degenerate with some reference phase ϕ_c and hence is not included in the list. In addition to corrections to the

- 中性子星連星の場合には merger-ringdown の振る舞いが未知であり波形モデルには含まれていないため、実際には PN パラメータのずれ $\delta\hat{\varphi}_n$ のみに制限がつけられる。

- テストパラメータは

$$\{\delta\hat{\varphi}_{-2}, \delta\hat{\varphi}_0, \delta\hat{\varphi}_1, \delta\hat{\varphi}_2, \delta\hat{\varphi}_3, \delta\hat{\varphi}_4, \delta\hat{\varphi}_5^{(\ell)}, \delta\hat{\varphi}_6, \delta\hat{\varphi}_6^{(\ell)}, \delta\hat{\varphi}_7\}$$

ただし $\delta\hat{\varphi}_n$ は $f^{(-5+n)/3}$ についての変数、 $\delta\hat{\varphi}_5^{(\ell)}$ は $\log(f)$ についての変数、 $\delta\hat{\varphi}_6^{(\ell)}$ は $\log(f)f^{1/3}$ についての変数。

$\delta\hat{\varphi}_5$ は基準位相 ϕ_c と縮退するので考えない。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

included in the list. In addition to corrections to the positive PN order coefficients, deviations at -1PN are included because they can constrain the presence of dipole radiation during the inspiral (discussed below). We do not consider deviations at -0.5PN order because they do not arise from any known physical mechanism. $\delta\hat{\varphi}_{-2}$ and $\delta\hat{\varphi}_1$ represent absolute rather than relative deviations, as both are identically zero in GR.

- 正の値をとる PN の各係数に -1PN も加えて、インスパイラルの双極放射についても制限をつけられるようにした。
- -0.5PN については、既知の物理機構から現れないので考えていない。
- $\delta\hat{\varphi}_{-2}$ と $\delta\hat{\varphi}_1$ は一般相対性理論では 0 なので、相対値ではなく絶対値とする。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

We also employ the **SEOBNRv4** waveform model, which is constructed from an aligned-spin EOB model for binary black holes augmented with information from NR simulations [54]. Using the methods of [55], this model is evaluated in the frequency domain, and then we add the tidal correction $\phi_T(f)$ as described above; we refer to the resulting waveform model as **SEOBNRT**. Unlike

- 波形モデルとして **SEOBNRv4** も使う。これは、スピンの揃ったブラックホール連星の Effective-one-body (EOB) モデルに数値相対論シミュレーション結果を組み合わせたものである。
- このモデルは周波数領域で評価され、潮汐補正 $\phi_T(f)$ を先述の方法で加えた。その結果の波形モデルを **SEOBNRT** と呼ぶ。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

fer to the resulting waveform model as SEOBNRT. Unlike PhenomPNRT, the SEOBNRT model is not constructed explicitly in terms of PN coefficients φ_n . Instead, we model the effect of a relative shift $\delta\hat{\varphi}_n$ following [39] by adding to the frequency domain phase a term $\delta\hat{\varphi}_n \varphi_n f^{(-5+n)/3}$ or $\delta\hat{\varphi}_n^{(\ell)} \varphi_n^{(\ell)} f^{(-5+n)/3} \log(f)$, as applicable. These corrections are then tapered to zero at the merger frequency.

- PhenomPNRT と違って、SEOBNRT モデルは PN 係数 φ_n を明示的に使わずに構成されている。
- 代わりに、相対シフト $\delta\hat{\varphi}_n$ の効果を周波数領域位相に $\delta\hat{\varphi}_n \varphi_n f^{(-5+n)/3}$ または $\delta\hat{\varphi}_n^{(\ell)} \varphi_n^{(\ell)} f^{(-5+n)/3} \log(f)$ の項を適用した。これらの補正は、merger 周波数に向けて0に近づいていく。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

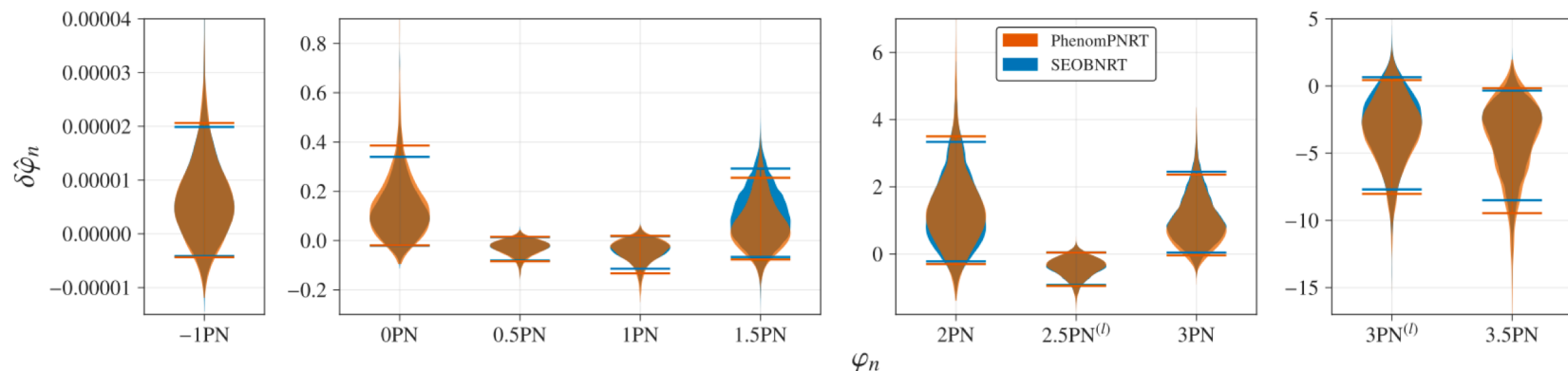


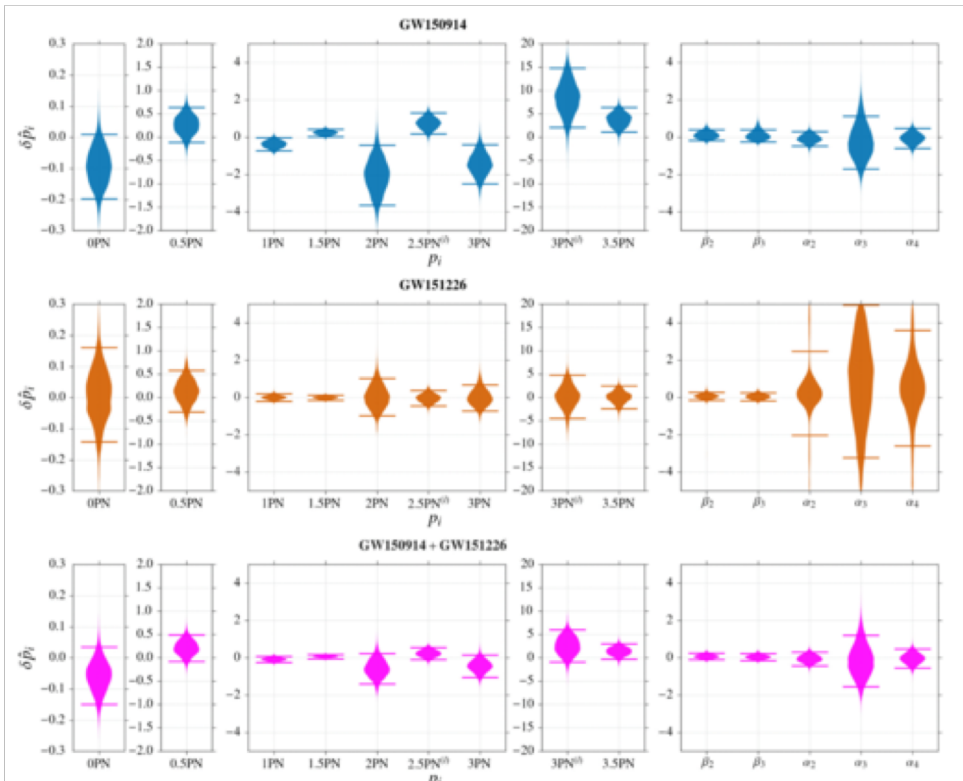
FIG. 1. Posterior density functions on deviations of PN coefficients $\delta\hat{\varphi}_n$ obtained using two different waveform models (PhenomPNRT and SEOBNRT); see the main text for details. The -1PN and 0.5PN corrections correspond to absolute deviations, whereas all others represent fractional deviations from the PN coefficient in GR. The horizontal bars indicate 90% credible regions.

Fig. 1 depicts the PDFs on $\delta\hat{\varphi}_n$ recovered when only variations at that particular PN order are allowed. We find that the phase evolution of GW170817 is consistent with the GR prediction. The 90% credible region for each parameter contains the GR value of $\delta\hat{\varphi}_n = 0$ at all orders other than 3PN and 3.5PN . The bounds on the positive-

- Fig.1 は、一つの PN 項のみ $\delta\hat{\varphi}_n$ が変化する場合 $\delta\hat{\varphi}_n$ の PDF。
- GW170817 の位相発展は一般相対論と一致する。
- 3PN , 3.5PN 以外は $\delta\hat{\varphi}_n = 0$ が 90% 信頼区間に含まれる。

✓ Binary Black Hole Mergers in the First Advanced LIGO Observing Run (LVC) より。

✓ ブラックホールでの結果は、今回の中性子星での結果と違ってプラス寄り。今の測定精度だと一般相対論で十分っぽい。



Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

with the GR prediction. The 90% credible region for each parameter contains the GR value of $\delta\hat{\varphi}_n = 0$ at all orders other than 3PN and 3.5PN.^[1] The bounds on the positive-PN parameters ($n \geq 0$) obtained with GW170817 alone are comparable to those obtained by combining the binary black hole signals GW150914, GW151226, and GW170104 in [16] using the IMRPhenomPv2 waveform model. For convenience we also separately give 90% upper bounds on deviations in PN coefficients; see Fig. 2.

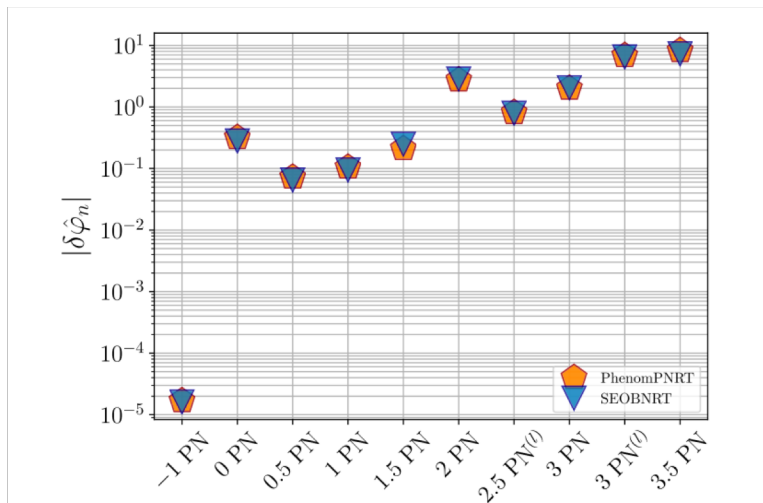


FIG. 2. 90% upper bounds on deviations $|\delta\hat{\varphi}_n|$ in the PN coefficients following from the posterior density functions shown in Fig. 1.

- GW170817 のみから得られた正の PN パラメータ制限は、連星ブラックホール(GW150914, GW151226, GW170104)から IMRPhenomPv2 波形モデルを使って得られた結果を組み合わせたと同程度である。
- PN のずれの90% の上限を Fig.2 に示す。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

The PDFs shown in Fig. 1 were constructed using the same choice of prior distribution outlined in [19] with the following modifications. We use uniform priors on $\delta\hat{\varphi}_n$ that are broad enough to fully contain the plotted PDFs. Due to the degeneracy between $\delta\hat{\varphi}_0$ and the chirp mass, a broader prior distribution was chosen for the latter as compared to in [19] for runs in which $\delta\hat{\varphi}_0$ was allowed to vary. All inference was done assuming the prior $|\chi_i| \leq 0.99$, where $\chi_i = c\mathbf{S}_i/(Gm_i^2)$ is the dimensionless spin of each body. This conservative spin prior was chosen to allow the constraints on $\delta\hat{\varphi}_n$ to be directly compared with those from binary black hole observations, which used the same prior [13, 15]. Nevertheless, throughout

- Fig.1 の PDF は[19]で利用した事前確率に次のような修正を加えたものを使って得られた。
- $\delta\hat{\varphi}_n$ について、得られたPDF よりも十分広い範囲で一様分布とした。
- $\delta\hat{\varphi}_0$ のPDFを求めるときは、縮退があるのでチャープ質量を広く取っている。
- 無次元スピン $\chi_i = c\mathbf{S}_i/(Gm_i^2)$ は $|\chi_i| \leq 0.99$ を仮定した。同条件で測定されたブラックホール連星の結果と比較するため。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

used the same prior [13, 15]. Nevertheless, throughout this paper we assume the two objects to be neutron stars, and following [19] we limit our prior on the component tidal parameters to $\Lambda_i \leq 5000$. (For a precise definition of the Λ_i , see [1] and references therein.) This choice was motivated by reasonable astrophysical assumptions regarding the expected ranges for neutron star masses and equations of state [42, 56, 57]; higher values of Λ are possible for some equations of state if the neutron star masses are small ($\simeq 0.9 M_\odot$). The extra freedom introduced by including $\delta\hat{\varphi}_n$ leads to a loss in sensitivity in the measurement of tidal parameters; in particular, the tail of the PDF for the tidal deformation of the less massive body Λ_2 touches the prior upper bound in many of the tests. The correlation between $\delta\hat{\varphi}_n$ and Λ_2 means that the upper bounds for $|\delta\hat{\varphi}_n|$ would be weaker if we did not impose our neutron star prior of $\Lambda_i \leq 5000$.

✓ 潮汐パラメータ

$$\Lambda = (2/3)k_2[(c^2/G)(R/m)]^5$$

- しかし、この論文では2つの物体が中性子星であることを仮定し、潮汐パラメータを $\Lambda_i \leq 5000$ とした。これは中性子星質量と状態方程式の期待値を考慮した合理的な宇宙物理学による仮定。
- 中性子星質量が小さい ($\simeq 0.9 M_\odot$) 場合、状態方程式によっては Λ がもっと大きいこともありうる。
- $\delta\hat{\varphi}_n$ をさらに増やすと潮汐パラメータの感度が落ちてしまう。特に、質量が小さい時はPDFのテールが上限に達することが多い。
- つまり、潮汐パラメータの制限を入れないと $|\delta\hat{\varphi}_n|$ の制限も弱まる。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

Certain differences are present between the PhenomPNRT and SEOBNRT waveform models and the way they are used. First, PhenomPNRT allows for precessing spin configurations, whereas the SEOBNRT is restricted to systems with spins aligned with the orbital angular momentum. Second, continuity conditions enforced in the construction of PhenomPNRT waveforms cause deviations from GR in the inspiral to affect the behavior of later phases of the signal, whereas the tapering of deviations in SEOBNRT ensures that the merger-ringdown of the underlying waveform is exactly reproduced. However, this discrepancy is not expected to affect measurements of $\delta\hat{\varphi}_n$ significantly, because the signal is dominated by the inspiral, and both waveform models are amplitude-tapered near merger. Third, the

- PhenomPNRT と SEOBNRT には差があって、また使い方も違う。
- PhenomPNRT はスピン歳差運動を入れられるが、SEOBNRT はスピンが軌道角運動量と同じ向きのみ扱える。
- PhenomPNRT は波形を連続にする過程でインスパイラルが GR からずれるが、SEOBNRT は位相ずれを小さくしていくことで GR を正確に再現する。しかし、この違いは測定には影響がない。なぜなら信号のほとんどがインスパイラルだから。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

models are amplitude-tapered near merger. Third, the spin-induced quadrupole moment [58], which enters the phase at 2PN through quadrupole-monopole couplings, is computed using neutron-star universal relations [59] in **PhenomPNRT** and is assumed to take the black-hole value in **SEOBNRT**. Finally, in the **PhenomPNRT** model, fractional deviations are applied only to non-spinning terms in the PN expansion of the phase, *i.e.* terms dependent on the bodies' spins retain their GR values, while in **SEOBNRT**, fractional deviations are applied to all terms at a given post-Newtonian order. One can convert between these

- スピン由来の四重極モーメントが四重極モーメントとモノポールのカップリングを通して 2PN の位相に入ってくるが、**PhenomPNRT** は中性子星の一般的な関係から計算し、**SEOBNRT** ではブラックホールでの値を仮定する。
- **PhenomPNRT** では位相の PN 展開のスピンのない項のみずれを入れていてスピン依存する部分は GR と同じにしているが、**SEOBNRT** では全ての項にずれを入れている。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

post-Newtonian order. One can convert between these two parameterizations *post hoc* by requiring that the total phase correction be the same with either choice; the results shown in Figs. 1 and 2 correspond to the parameterization used by PhenomPNRT. Nevertheless, the different treatment of the spin terms may still explain the discrepancy seen at 1.5PN, where spin effects first enter. Either parameterization offers a reasonable phenomenological description of deviations from GR; the generally close correspondence at most PN orders between results from the two models indicates that the quantities measured can be interpreted in similar ways. For more details on each waveform model we use, see

- 2つのパラメータの取り方は、全体の位相補正をどちらかに合わせるように後から調整することで変換できる。Fig. 1,2 は PhenomPNRT のパラメータの取り方に対応する。
- しかし、最初にスピンの効果が入る 1.5PN の違いはスピンの項の扱いの違いによるものかもしれない。
- いずれのパラメータの取り方でも、GRからのずれに対して合理的な現象論的説明を与える。
- ほとんどの PN オーダーで2つのモデルから近い結果が得られていることから、測定結果を同じように解釈して良いと言える。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

The long inspiral observed in GW170817 (relative to previous binary black hole signals) allows us to place the first stringent constraints on $\delta\dot{\varphi}_{-2}$. Binaries comprised of compact objects with additional charges that characterize couplings with fields other than the metric will generically support a time-varying dipole moment. Such systems will emit dipole radiation in addition to the energy flux predicted in GR (given at leading order by the quadrupole formula). Provided that this additional flux is a small correction to the total flux, the dipole radiation mainly induces a negative -1PN order correction in the phase evolution. Writing the total energy flux

- GW170817 で観測された長時間のインスパイラルから、初めて $\delta\dot{\varphi}_{-2}$ に強い制限をつけることができた。
- コンパクト連星で、メトリック以外の場合にカップルするチャージを持つ場合、一般に双極子モーメントが時間発展する。その場合、GR で予想されるエネルギー放出(四重極公式の最低次で与えられる)に加えて双極子放射があるだろう。
- この効果は全放射エネルギーに対して小さいとすれば、双極子放射は主に -1PN の位相発展を小さくする補正が入るだろう。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

in the phase evolution. Writing the total energy flux as $\mathcal{F}_{\text{GW}} = \mathcal{F}_{\text{GR}}(1 + Bc^2/v^2)$, the leading-order modification to the phase due to theory-agnostic effects of dipole radiation is given by $\delta\hat{\varphi}_{-2} = -4B/7$ [60, 61]. Combining the PDFs shown in Fig. 1 obtained with the PhenomPNRT and SEOBNRT waveforms and restricting to the physical parameter space $B \geq 0$ corresponding to positive outgoing flux, the presence of dipole radiation in GW170817 can be constrained to $B \leq 1.2 \times 10^{-5}$. For comparison, precise timing of radio pulses from binary pulsars can constrain $|B| \lesssim 6 \times 10^{-8}$ [61]; this much stronger constraint arises, in part, because of the much longer observation time over which the inspirals of binary pulsars are tracked.

- 全エネルギー放出量を

$$\mathcal{F}_{\text{GW}} = \mathcal{F}_{\text{GR}}(1 + Bc^2/v^2)$$

と書く。理論によらない双極子放射の効果による位相の修正の最低次は、 $\delta\hat{\varphi}_{-2} = -4B/7$ である。

- Fig.1 のPhenomPNRT.

SEOBNRT から得られた PDF を組み合わせて、またエネルギーの流れが正になるよう $B \geq 0$ を仮定して、GW170817 の双極子放射に $B \leq 1.2 \times 10^{-5}$ の制限をつけた。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

can be constrained to $B \leq 1.2 \times 10^{-5}$. For comparison, precise timing of radio pulses from binary pulsars can constrain $|B| \lesssim 6 \times 10^{-8}$ [61]; this much stronger constraint arises, in part, because of the much longer observation time over which the inspirals of binary pulsars are tracked.

- 比較として、パルサー連星のパルスタイミングの精密測定により、 $|B| \lesssim 6 \times 10^{-8}$ が得られている。
- この強い制限はインスパイラルの測定を長時間行えたことによるところが大きい。

Constraints on deviation from the general-relativistic dynamics of the source

Though our bound on the dipole parameter B is weaker than existing constraints, it is the first that comes directly from the nonlinear and dynamical regime of gravity achieved during compact binary coalescences. In this regard, we note that for general scalar-tensor theories there are regions of parameter space where constraints from both Solar System and binary pulsar observations are satisfied, and yet new effects appear in the frequency range of GW detectors, such as spontaneous scalarization [62] or resonant excitation [63, 64] of a massive field, or dynamical scalarization [65–67].

✓ Spontaneous scalarization

スカラー場 ϕ があって、 $\phi=0$ が不安定で有限の値をとること

✓ Resonant excitation

重いスカラー場があって、あるインスパイラルの周波数でブラックホールとの相互作用に共鳴が起ること

✓ Dynamic scalarization

Spontaneous scalarization が連星合体の運動に寄与すること

- B に対する制限はすでにあるものより弱いですが、コンパクト連星合体で得られる非線形で動的な重力場の状態から直接測定された初めてのものである。

- この点で、一般的なスカラーテンソル理論について、太陽系・パルサー連星観測の制限を満たし、重力波検出器の周波数領域に新しい効果が見えるようなパラメータ領域があることが言える。

- spontaneous scalarization
- resonant excitation of a massive field
- dynamical scalarization

Constraints from gravitational wave propagation

The propagation of GWs may differ in theories beyond GR, and the deviations depend on the distance that the GWs travel. The search for such deviations provides unique tests of relativity, particularly when the distance inferred through GWs can be compared with an accurate, independent distance measurement from EM observations. In GR, GWs propagate non-dispersively at the speed of light with an amplitude inversely proportional to the distance travelled. Using GW170817, we carry out

- 重力波の伝搬はGRと修正重力理論の間でずれるかもしれない。ずれの大きさは、伝搬する距離に依存する。
- このずれの探索は相対論の特別な検証になる。特に重力波から推定される距離と、それと独立に電磁波によって独立に正確な距離が推定できる場合。
- GRでは、重力波は分散せず光速で伝搬し、振幅は伝搬した距離の逆数に比例する。

Constraints from gravitational wave propagation

to the distance travelled. Using GW170817, we carry out two different types of analyses to study the propagation of GWs, looking for possible deviations from GR's predictions. The first method implements a generic modification to the GWs dispersion relation, adding terms that correct for a massive graviton, and momentum dependent dispersion that could be apparent in Lorentz violating models [68, 69]. The second modifies the distance relation GWs follow in GR by adding correcting factors accounting for the GW's *gravitational leakage* into the large extra dimensions of higher-dimensional theories of gravity [70, 71].

- GW170817 を用いて、相対論からのずれの探索のために、重力波の伝搬に関する 2 つの解析を行った。
- 1 つ目は、重力波の伝搬に修正を加えるもので、グラビトンに質量がある場合の項と、ローレンツ対称性が破れているモデルに現れる運動量依存性を追加する。
- 2 つ目は、相対論での重力波の距離との関係に、余剰次元への gravitational leakage についての補正因子を入れる方法である。

Constraints on Modified Dispersion

In GR, gravitational waves propagate at the speed of light and are non-dispersive, leading to a dispersion relation $E^2 = p^2 c^2$. An alternative theory may generically modify this as $E^2 = p^2 c^2 + A p^\alpha c^\alpha$, where A is the coefficient of modified dispersion corresponding to the exponent denoted by α [68, 69]. When $\alpha = 0$, a modification with $A > 0$ may be interpreted as due to a non-zero graviton mass ($A = m_g^2 c^4$) [69]. It can be

- 相対論では、重力波は光速で進み、分散しない。

$$E^2 = p^2 c^2$$

- 修正重力理論での分散関係式は一般に次のように表せる。

$$E^2 = p^2 c^2 + A p^\alpha c^\alpha$$

ここで A は、指数 α に対応する係数である。

- $\alpha = 0$ の場合、 $A > 0$ ならば、グラビトンが質量を持つと解釈できる。

$$A = m_g^2 c^4$$

Constraints on Modified Dispersion

a non-zero graviton mass ($A = m_g^2 c^4$) [69]. It can be shown that such modified dispersion relations would lead to corrections to the GW phasing, thereby allowing us to constrain any dispersion of GWs [69]. This method, implemented in a Bayesian framework, placed bounds on A corresponding to different α using binary black hole detections [16]. We apply the above method to constrain dispersion of GWs in the case of the binary neutron star merger GW170817 [1]. We find that GW170817 places

- 分散関係の修正は重力波の位相の補正を引き起こすことが示せる。それによって重力波の分散に制限をつけることが可能である。
- ブラックホール連星検出によって、ベイジアンのパラメータ空間の中で、様々な α に対して A の制限が与えられた。同じ手法で、連星中性子星合体 GW170817 で重力波の分散に制限をつけた。

Constraints on Modified Dispersion

merger GW170817 [1]. We find that GW170817 places weaker bounds on dispersion of GWs than the binary black holes. For instance, the bound on the graviton mass m_g we obtain from GW170817 is $9.51 \times 10^{-22} \text{ eV}/c^2$, which is weaker compared to the bounds reported in [16]. This is not surprising as GW170817 is the closest source detected so far, and for the same SNR propagation-based tests such as this are more effective when the sources are farther away. This method complements the bounds on non-dispersive standard model extension coefficients [72] reported in [2] from GW170817.

✓ 拡張標準模型

標準模型に対して、ローレンツ対称性を破る項を入れたモデル。
CPT 対称性の破れに関するモデルでもある。

- 今回つけられた制限は、連星ブラックホールでの結果より弱かった。
- グラビトン質量の上限は $9.51 \times 10^{-22} \text{ eV}/c^2$ であった。
GW170104 では $7.7 \times 10^{-23} \text{ eV}/c^2$
- 今回の制限が弱いのは、GW170817 がこれまで見つかった中でもっとも近いイベントだからで、分散の効果は遠い方が大きくなる。
- この方法は分散のない拡張標準模型の係数と相補的なものである。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

In higher-dimensional theories of gravity the scaling between the GW strain and the luminosity distance of the source is expected to be modified, suggesting a damping of the waveform due to gravitational leakage into large extra dimensions. This deviation from the GR scaling $h_{\text{GR}} \propto d_L^{-1}$ depends on the number of dimensions $D > 4$ and would result in a systematic overestimation of the source luminosity distance inferred from GW observations [70, 71]. A comparison of distance measurements

- 重力の高次元理論では、重力波の振幅と重力波源までの光度距離のスケールリングが修正される。これは大きな余剰次元への重力場の漏れによって波形が弱まることを示唆する。
- 相対論でのスケールリング

$$h_{\text{GR}} \propto d_L^{-1}$$

からのずれは、次元数 $D > 4$ に依存し、重力波観測での光度距離の測定を系統的に過大評価することになりうる。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

tions [70, 71]. A comparison of distance measurements from GW and EM observations of GW170817 allows us to constrain the presence of large additional spacetime dimensions. We assume, as is the case in many extra-dimensional models, that light and matter propagate in four spacetime dimensions only, thus allowing us to infer the EM luminosity distance d_L^{EM} . In the absence of a complete, unique GW model in higher-dimensional gravity, we use a phenomenological ansatz for the GW amplitude scaling and neglect all other effects of modified gravity in the GW phase and amplitude. This approach

- GW170817 の重力波と電磁波での距離測定の比較で、大きな余剰次元の存在に制限を与えられる。
- 多くの余剰次元モデルのように、光と物質は四次元時空のみを伝搬すると仮定し、電磁波の光度距離 d_L^{EM} を推定できると仮定する。
- 高次元重力理論の完全な重力波モデルが存在しないので、現象論的な重力波振幅のスケーリングを仮定し、それ以外の効果は無視する。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

gravity in the GW phase and amplitude. This approach requires that gravity be asymptotically GR in the strong-field regime, while modifications due to leakage into extra dimensions start to appear at large distances from the source. We therefore consider gravity modifications with a screening mechanism, i.e., a phenomenological model with a characteristic length scale R_c beyond which the propagating GWs start to leak into higher dimensions.

- このアプローチでは、今日重力場で重力が漸近的に相対論に近づく一方、余剰次元への漏れによる修正は波源から遠いところで現れ始めることが要求される。
- よって、スクリーニング機構による重力の修正を考える。つまり、現象論的なモデルとして、 R_c という特徴的な長さがあり、それ以上の距離で重力波が余剰次元に漏れ始める。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

In this model, the strain scales as

$$h \propto \frac{1}{d_L^{\text{GW}}} = \frac{1}{d_L^{\text{EM}}} \left[1 + \left(\frac{d_L^{\text{EM}}}{R_c} \right)^n \right]^{-(D-4)/(2n)} \quad (2)$$

where D denotes the number of spacetime dimensions, and where R_c and n are the distance scale of the screening and the transition steepness, respectively. Eq. (2) reduces to the standard GR scaling at distances much shorter than R_c , and the model is consistent with tests of GR performed in the Solar System or with binary pulsars. Unlike the scaling relation considered in [70, 71],

- このモデルにおいて、

$$h \propto \frac{1}{d_L^{\text{GW}}} = \frac{1}{d_L^{\text{EM}}} \left[1 + \left(\frac{d_L^{\text{EM}}}{R_c} \right)^n \right]^{-(D-4)/(2n)} \quad (2)$$

ここで、 D は時空の次元数、 R_c はスクリーニングの距離のスケール、 n は転移の急さを表す。

- この式は R_c より十分小さい距離で相対論と縮退する。また、太陽系やパルサーによる相対論検証結果とも矛盾しない。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

sars. Unlike the scaling relation considered in [70, 71], notice that Eq. (2) reduces to the GR limit for $D = 4$ spacetime dimensions. An independent measurement of the source luminosity distance from EM observations of GW170817 allows us to infer the number of spacetime dimensions from a comparison of the GW and EM distance estimates, for given values of model parameters R_c and n . Constraints on the number of spacetime dimensions are derived in a framework of Bayesian analysis, from the joint posterior probability for D , d_L^{GW} and d_L^{EM} , given the two statistically independent measurements of EM data x_{EM} and GW data x_{GW} . The posterior for D is then

- [70],[71]で考えているスケーリング関係式と違って、式2は $D=4$ の極限で一般相対論と縮退する。
- GW170817の距離の電磁波による独立な測定によって、重力波による測定と比較することでパラメータ R_c, n に対して時空の次元数を推定することができる。
- 次元数に対する制限は、ベイジアンをもとにした解析で与えられた。
- $D, d_L^{\text{GW}}, d_L^{\text{EM}}$ の joint posterior probability を用い、統計的に独立な電磁波観測による測定値 x_{EM} と重力波観測による測定値 x_{GW} を使った。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

- Dの事後確率は、

$$p(D|x_{\text{GW}}, x_{\text{EM}}) = \int p(d_L^{\text{GW}}|x_{\text{GW}})p(d_L^{\text{EM}}|x_{\text{EM}})\delta(D - D(d_L^{\text{GW}}, d_L^{\text{EM}}, R_c, n)) dd_L^{\text{GW}} dd_L^{\text{EM}}$$

x_{EM} and GW data x_{GW} . The posterior for D is then given by:

$$p(D|x_{\text{GW}}, x_{\text{EM}}) = \int p(d_L^{\text{GW}}|x_{\text{GW}})p(d_L^{\text{EM}}|x_{\text{EM}})\delta(D - D(d_L^{\text{GW}}, d_L^{\text{EM}}, R_c, n)) dd_L^{\text{GW}} dd_L^{\text{EM}}. \quad (3)$$

As in [19], we use a measurement of the surface brightness fluctuation distance to the host galaxy NGC 4993 from [73] to constrain the EM distance, assuming a Gaussian distribution for the posterior probability $p(d_L^{\text{EM}}|x_{\text{EM}})$, with the mean value and standard deviation given by 40.7 ± 2.4 Mpc [73]. Contrary to [71], our analysis relies

- 電磁波距離を制限するため、ホスト銀河 NGC 4993 の surface brightness fluctuation の距離測定を使った。事後確率 $p(d_L^{\text{EM}}|x_{\text{EM}})$ をガウシアンとし、平均値と誤差は 40.7 ± 2.4 Mpc である。

✓ Surface brightness fluctuation

対象天体の光量自体の揺らぎ測定を用いた手法。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

40.7 ± 2.4 Mpc [73]. Contrary to [71], our analysis relies on a direct measurement of d_L^{EM} and is independent of prior information on H_0 or any other cosmological parameter. For the measurement of the GW distance, the posterior distribution $p(d_L^{\text{GW}}|x_{\text{GW}})$ was inferred from the GW data assuming general relativity and fixing the sky position to the optical counterpart while marginalizing over all other waveform parameters [19]. Our analysis imposes a prior on the GW luminosity distance that is consistent with a four-dimensional Universe, but we have checked that other reasonable prior choices do not significantly modify the results. We invert the scaling relation

- [71] とは反対に、この解析は d_L^{EM} の直接測定によるもので、 H_0 やその他の宇宙論パラメータの事前確率とは独立である。
- 重力波による距離測定では、事後確率 $p(d_L^{\text{GW}}|x_{\text{GW}})$ を、相対論を仮定して電磁波測定から到来方向を決定して、重力波データから推定した。
- 重力波の光度距離の事前確率は4次元宇宙と矛盾しないものを使ったが、他の合理的な事前確率を用いても結果には大きな影響はない。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

icantly modify the results. We invert the scaling relation in Eq. (2) to compute $D(d_L^{\text{GW}}, d_L^{\text{EM}}, R_c, n)$ in Eq. (3). Fig. 3 shows the 90% upper bounds on the number of dimensions D , for theories with a certain transition steepness n and distance scale R_c . Shading indicates the excluded regions of parameter space. Our results are consistent with the GR prediction of $D = 4$.

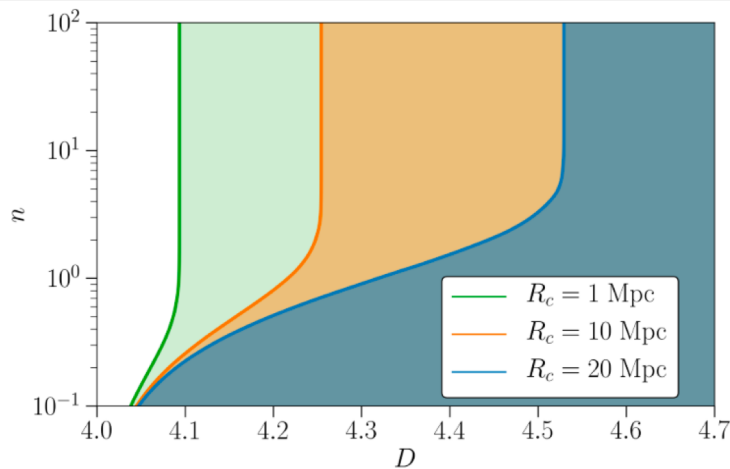


FIG. 3. 90% upper bounds on the number of spacetime dimensions D , assuming fixed transition steepness n and distance scale R_c . Shading indicates the regions of parameter space excluded by the data.

- 式 2 のスケーリング関係式から、式 3 の $D(d_L^{\text{GW}}, d_L^{\text{EM}}, R_c, n)$ を計算する。
- 図 3 は各 n, R_c に対する次元数 D の 90% の上限である。影が付いている側が排除されたパラメータ領域である。
- 相対論の予言 $D=4$ と一致する。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

Additionally, the data allows us to infer constraints on the characteristic distance scale R_c of higher-dimensional theories with a screening mechanism, while fixing D to 5, 6 or 7. The posterior for $p(R_c|x_{\text{GW}}, x_{\text{EM}})$ is obtained from the joint posterior probability of R_c, d_L^{GW} and d_L^{EM} , fixing D instead of R_c in Eq. (3) and computing $R_c(d_L^{\text{GW}}, d_L^{\text{EM}}, D, n)$ by inverting the scaling relation in Eq. (2). Since we consider higher-dimensional models that allow only for a relative damping of the GW signal, we select posterior samples with $d_L^{\text{GW}} > d_L^{\text{EM}}$, leading to an additional step function $\theta(d_L^{\text{GW}} - d_L^{\text{EM}})$ in $p(R_c|x_{\text{GW}}, x_{\text{EM}})$. In Fig. 4, we show 10% lower bounds

- また、 D を5,6,7 で固定して、スクリーニング機構のある高次元理論の特徴的な距離 R_c に制限をつけることができる。

- 事後確率 $p(R_c|x_{\text{GW}}, x_{\text{EM}})$ は、 R_c の代わりに D を固定し、式2から

$R_c(d_L^{\text{GW}}, d_L^{\text{EM}}, D, n)$ を求め、 $R_c, d_L^{\text{GW}}, d_L^{\text{EM}}$ の joint posterior probability から得られる。

- 重力波が相対的に弱くなるだけの高次元モデルを考えているので、

$d_L^{\text{GW}} > d_L^{\text{EM}}$ を仮定して $p(R_c|x_{\text{GW}}, x_{\text{EM}})$ に $\theta(d_L^{\text{GW}} - d_L^{\text{EM}})$ が入る。

Constraints on the Number of Spacetime Dimensions

$p(R_c|x_{\text{GW}}, x_{\text{EM}})$. In Fig. 4, we show 10% lower bounds on the screening radius R_c , for theories with a certain fixed transition steepness n and number of dimensions $D > 4$. Shading indicates the excluded regions of parameter space. For higher-dimensional theories of gravity with a characteristic length scale R_c of the order of the Hubble radius $R_H \sim 4 \text{ Gpc}$, such as the well known Dvali-Gabadadze-Porrati (DGP) models of dark energy

[74, 75], small transition steepnesses ($n \sim \mathcal{O}(0.1)$) are excluded by the data. Our analysis cannot conclusively rule out DGP models that provide a sufficiently steep transition ($n > 1$) between GR and the onset of gravitational leakage. Future LIGO-Virgo observations of binary neutron star mergers, especially at higher redshifts, have the potential to place stronger constraints on higher-dimensional gravity.

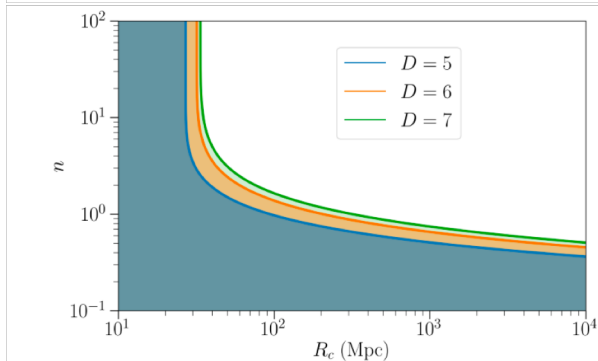


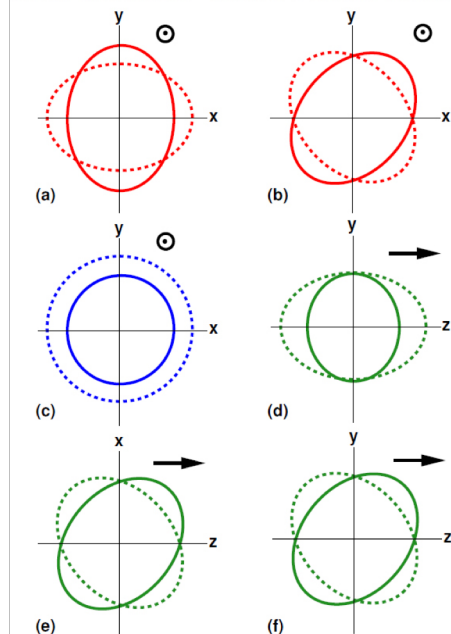
FIG. 4. 10% lower limits on the distance scale R_c (in Mpc), assuming fixed transition steepness n and number of spacetime dimensions D . Shading indicates the regions of parameter space excluded by the data.

- 図4に、各 n と D に対する R_c の10% の下限を示す。
- 影の部分は排除されたパラメータ領域である。
- R_c がダークエネルギーのDvali-Gabadadze-Porrati (DGP)モデルで予言されるハッブル距離 $R_H \sim 4 \text{ Gpc}$ 程度のとき、 $n \sim \mathcal{O}(0.1)$ が排除されている。
- DGP モデルでは $n > 1$ のため、今回の解析では棄却しきれなかった。
- 今後、赤方偏移の大きいイベントでより強い制限がつかだろう。

Constraints on the Polarization of Gravitational Waves

Generic metric theories of gravity predict up to six polarization modes for metric perturbations: two tensor (helicity ± 2), two vector (helicity ± 1), and two scalar (helicity 0) modes [76, 77]. GWs in GR, however, have only the two tensor modes regardless of the source properties; any detection of a non-tensor mode would be unambiguous indication of physics beyond GR. The GW

Gravitational-Wave Polarization



- 一般に、幾何学論は時空構造の摂動について、最大6種類の偏極モードを预言する。

- テンソル 2 つ (ヘリシティ ± 2)
- ベクトル 2 つ (ヘリシティ ± 1)
- スカラー 2 つ (ヘリシティ 0)

- 相対論の重力波は、波源の性質によらず 2 つのテンソルモードのみがある。

- テンソルモードでないモードが検出されれば、相対論を超える物理の明確な証拠になる。

Constraints on the Polarization of Gravitational Waves

ambiguous indication of physics beyond GR. The GW strain measured by a detector can be written in general as $h(t) = F^A h_A$, where h_A are the 6 independent polarization modes and F^A represent the detector responses to the different modes $A = (+, \times, x, y, b, l)$. The antenna response functions depend only on the detector orientation and GW helicity, i.e. they are independent of the intrinsic properties of the source. We can therefore place bounds on the polarization content of GW170817 by studying which combination of response functions is consistent with the signal observed [78–82].

- 検出器で測定された重力波の振幅は、一般に

$$h(t) = F^A h_A$$

ここで h_A は 6 つの独立な偏極モードで、 F_A は異なる偏極に対する検出器の応答である。 $A = (+, \times, x, y, b, l)$

- アンテナの応答関数は検出器の向きと重力波のヘリシティのみに依存する。つまり、波源自体の性質とは独立である。
- よって、GW170817 の偏極成分についての制限を、どのような組み合わせの応答関数が観測された信号と一致するかを調べることで得ることができる。

Constraints on the Polarization of Gravitational Waves

The first test on the polarization of GWs was performed for GW150914 [13]. The number of GR polarization modes expected was equal to the number of detectors in the network that observed GW150914, rendering this test inconclusive. The addition of Virgo to the network of GW detectors allowed for the first informative test of polarization for GW170814 [17]. This analysis established that the GW data was better described by pure tensor

modes than pure vector or pure scalar modes with Bayes factors in favor of tensor modes of more than 200 and 1000 respectively.

- 最初に重力波偏極のテストが行われたのは GW150914 である。
- 相対論の偏極モード数 2 と検出器の数が同じだったため、このテストは結論が出なかった。
- Virgo が加わったので、GW170814 で初めて意味のある検証を行うことができた。
- この解析では、重力波データがテンソルモードのみ・ベクトルモードのみ・スカラーモードのみのどれで最もよく説明できるか検証し、ベイズ因子でテンソルモードがベクトルモードのみの200倍、スカラーモードのみの1000倍の確率で正しいことがわかった。

Constraints on the Polarization of Gravitational Waves

We here carry out a test similar to [17] by performing a coherent Bayesian analysis of the signal properties with the three interferometer outputs, using either the tensor or the vector or the scalar response functions. (Note that although the SNR in Virgo was significantly lower than in the two LIGO detectors, the Virgo data stream still carries information about the signal.) We assume that the phase evolution of the GW can be described by GR templates, but the polarization content can vary

- 今回は、GW170814 と同様に、3つの検出器の信号のベイジアン解析を行い、テンソル・ベクトル・スカラーのそれぞれの応答関数を用いた。
- Virgo のシグナルの SN比は2つの LIGO 検出器のシグナルよりもずっと小さいが、それでもシグナルについての情報が入っている。
- 重力波の位相発展は相対論のテンプレートで説明でき、偏極成分は変わりうると仮定した。

Constraints on the Polarization of Gravitational Waves

[83]. The phase evolution is modeled with the GR waveform model `IMRPhenomPv2` and the analysis is carried out with `LALInference` [38]. Tidal effects are not included in this waveform model, but this is not expected to affect the results presented below, since the polarization test is sensitive to the antenna pattern functions of the detectors and not the phase evolution of the signal, as argued above. The analysis described above tests for the presence of pure tensor, vector, or scalar modes. We leave the analysis of mixed-mode content to future work.

- 波形モデルは `IMRPhenomPv2` を用い、解析は `LALInterface` で行なった。
- 潮汐効果は波形モデルには入っていない。しかし、偏極測定は検出器のアンテナパターン関数のみに感度を持ち、シグナルの位相発展には感度があまりないため、結果には影響しないはずである。
- 以上に説明した解析で、テンソルモードのみ・ベクトルモードのみ・スカラーモードのみをテストした。混在してる場合は将来行う。

Constraints on the Polarization of Gravitational Waves

If the sky location of GW170817 is constrained to NGC 4993, we find overwhelming evidence in favor of pure tensor polarization modes in comparison to pure vector and pure scalar modes with a (base ten) logarithm of the Bayes factor of $+20.81 \pm 0.08$ and $+23.09 \pm 0.08$ respectively. This result is many order of magnitudes stronger than the GW170814 case both due to the sky position of GW170817 relative to the detectors and the fact that the sky position is determined precisely by electromagnetic observations. Indeed if the sky location is unconstrained we find evidence against scalar modes with $+5.84 \pm 0.09$, while the test is inconclusive for vector modes with $+0.72 \pm 0.09$.

- GW170817 の到来方向が NGC4993 であれば、テンソルモードのみについて非常に強い証拠が得られ、これはベクトルのみ仮説に対して $10^{20.81 \pm 0.08}$ 倍、スカラーのみ仮説に対して $10^{23.09 \pm 0.08}$ 倍、の確率で正しい。
- これは GW170814 よりも何桁も強い制限で、検出器に対する到来方向の角度と、この方向が伝授は観測によって正確に決められたためである。
- もし到来方向が電磁波観測によって決められなければ、スカラーモードに対しては $10^{5.84 \pm 0.09}$ 倍 だけど、ベクトルモードに対しては $10^{0.72 \pm 0.09}$ 倍で結論が出ない。

Conclusion

- 連星中性子星合体イベント GW170817 を使って、また必要に応じて関連する電磁波信号を用いて、波源の動力学について関するテスト（PN 係数のずれに対する制限）、重力波の伝搬（局所ローレンツ不変性の破れと大きな余剰次元）重力波の偏極成分に関する様々な一般相対性理論の検証を行った。
- 全てにおいて、一般素体性理論の予言と一致した。
- これから始まるLIGO / Virgo の観測でさらに中性子星連星合体が検出されると期待される。
- 電磁波観測によって、重力波観測との組み合わせで(ブラックホール連星合体も含めて)一般相対性理論からのずれにより強い制限が得られる、または理論の欠陥が見つかる可能性もある。

略語集

- GR: general relativity
- PN: post-Newtonian
- PDF: posterior density functions
- EOB: effective one body