

# Dönen Kara Delik Çift Sistemlerinin Birleşme Süreçleri ve Gravitasyonel Dalga Formları

İsmail Özbakır<sup>1</sup>  , Kadri Yakut<sup>2</sup> 

<sup>1</sup> Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 35100, Bornova, İzmir, Türkiye

Accepted: November 16, 2022. Revised: November 16, 2022. Received: November 13, 2022.

## Özet

Dönen çift kara delik sistemlerinin gravitasyonel dalga yayınlarken enerji kaybetmesi ve birleşmesini kapsayan evrimsel süreç, çeşitli simülasyonlarıyla modellenmektedir. Çalışmada, presesyon yapmadan dönen çift kara delik sistemlerinin evrimleri için PyCBC yaklaşım modelleri kullanılarak belirli parametre aralıklarında veriler elde edilmiştir. Elde ettiğimiz parametrelerin değişim diyagramlarına LIGO/Virgo tarafından tespit edilen birleşme gözlemleri eklenmiş ve karşılaştırmalar yapılmıştır. Söz konusu bu veriler üzerinden özellikle zıt spinli sistemlerde, başlangıç kütle oranlarına göre son spin ve son kütle değerlerinin değişimlerinde ilginç sonuçlar elde edilmiştir. Çalışmamız kütle kayıp oranlarının toplam kütlein %8'i kadar olabildiğini göstermiştir.

## Abstract

The evolutionary process involving the energy loss and coalescence of rotating binary black hole systems (BBHs) by emitting gravitational waves can be modelled with various computer simulations. In the study, data were obtained in certain parameter ranges using PyCBC approximation models for the evolution of BBHs rotating without precession. We added LIGO/Virgo collaboration observations to the various diagrams of the parameters we obtained, and various comparisons were made. Based on these data, exciting results were obtained in the final spin and final mass values changes according to the initial mass ratios, especially in systems with opposite spin. Our study has shown that mass loss rates can be up to 8% of the total mass.

**Anahtar Kelimeler:** Binary Black Holes – Gravitational Waves – Compact Objects

## 1 Giriş

Einstein, Genel Görelilik Kuramını tamamladıktan kısa süre sonra kendi adıyla anılan alan denklemlerinin çözümleri üzerine yaptığı çalışmalarında, uzay – zamanda oluşacak tedirginliklerin dalgalar halinde yayılabileceği sonucuna ulaştı (Einstein 1916a,b). Einstein bu çalışmalarının devamında, gravitasyonel dalgaların genliklerinin olağanüstü küçük mertebelerde olduğunu hesaplamıştır. Yaptığı bu çözümler; gravitasyonel kaynağın kuadropol kütle momentinin, zamanla değişiminden kaynaklanan birtakım uzay–zamansal tedirginliklerin, zayıf – alan yaklaşımıyla incelenmesine dayanmaktaydı. Einstein, böyle tedirginlikler üretebilen astrofiziksel sistemlerden yayılan dalgaların, yere ulaştıklarında çok zayıf genliklere sahip olacaklarını hesaplamıştır. Dolayısıyla bu dalgaların gözlemlerinin, ancak çok hassas ölçümler ile mümkün olabileceği sonucuna ulaşmıştır.

Sonraki yıllarda, Genel Görelilik Kuramı üzerine birçok bilim insanı çeşitli çalışmalar yapmıştır. Belirli simetrik durumları karşılayan kütleli cisimlerin gravitasyonel alan denklemlerinin çözümleri, bu teorik çalışmalar ile elde edilmiştir. Bu gelişmeleri takip eden yıllarda söz konusu cisimlerin kara delik oldukları ve gravitasyonel dalga kaynakları olarak bilinen çift sistemlerin bileşenlerini oluşturdukları anlaşılmıştır. Bu teorik çalışmalar bir taraftan ilerlerken, bilim dünyasında gravitasyonel dalgaların varlıklarına dair şüpheler ve tartışmalar, 1957'de yapılan Chapel Hill konferansına kadar sürmüştür

(Bergmann 1957). Bu konferansta gravitasyonel dalgalar problemi detaylı bir şekilde ele alınarak gözlenebilmeleri için gereken teorik ve deneysel çalışmaların temelleri atılmıştır.

Gravitasyonel dalgaların doğrudan gözlemlerini elde etmek için yapılan deneysel çalışmalar ilk olarak, 1960'da J. Weber'in kütle rezonans deneyi ile başlamıştır (Weber 1960). Daha sonra benzer fikirler ile kurulan kriyojenik rezonans dedektörlerinin oluşturduğu uluslararası katılımlı araştırmalara devam edilmiştir (Astone ve diğ. 2010). Diğer taraftan günümüzde de kullanılan yer bazlı girişimölçer dalga dedektörlerinin kurulumları ve doğrudan gravitasyonel dalga gözlemleriyle ilgili ön çalışmalar, 1960'lı yıllarda başlayıp (Gertsenshtein & Pustovoit 1963), 70'lerde de devam etmiştir (Moss ve diğ. 1971; Press & Thorne 1972). Takip eden yıllarda temeli lazer girişimölçer yöntemi olan bu konsept daha da yaygınlaşmıştır (McBreen & Metcalfe 1988; Hough ve diğ. 1989; Brillat ve diğ. 1989; Abramovici ve diğ. 1992). Günümüzde de lazer girişimölçer tekniği üzerine yeni kurulan birçok Yer–konuşlu gravitasyonel dalga dedektörü kullanılmaktadır.

Gravitasyonel dalgaların genliklerinin son derece küçük olması, onların doğrudan gözlemleri için birçok zorluğu beraberinde getirmiştir. Dedektörlerin, Yer'in sismik titreşimlerinden kaynaklı etkiler başta olmak üzere lazer fotonlarının taşıdıkları momentumun, dedektörlerin içinde bulunan aynalar üzerindeki etkilerine kadar birçok gürültüden arındırılması gerekmektedir. Karşılaşılan bu zorluklar, ancak yüksek teknoloji ile üretilmiş çok hassas aygıtlar ile aşılabileceğinden dolayı doğrudan gözlemlerin

\* ozbakir.ismail@gmail.com

yapılabilmesi için gerekli teknolojik altyapının geliştirilmesi uzun yıllar almıştır.

Söz konusu bu gelişmelerin ışığında, gravitasyonel dalgaların teorik olarak önerildiği tarihten yüz yıl sonra doğrudan ilk gözlemleri, 14 Eylül 2015’de LIGO dedektörlerince gerçekleştirilmiştir (Abbott ve diğ. 2016b). “GW150914” olarak isimlendirilen bir çift kara delik sistemine ait bu gözlemlerde, kara deliklerin birleşme anında oluşan gravitasyonel dalgalar LIGO dedektörlerince kaydedilmiştir. Ayrıca GW150914 gözleminin bir diğer önemi, yıldız kütleli çift kara delik sistemlerinin varlıklarını doğrulayan ilk doğrudan gözlemsel kanıt olmasıdır.

Gravitasyonel dalga sinyalleri, üretildikleri astrofiziksel sistemler hakkında birçok veriyi barındırır. Örneğin, çift kara delik sistemlerinden üretilen gravitasyonel dalgaların frekans değişimlerinden, sistemlerin birleşme öncesi kütleleri hakkında bilgilere ulaşılabilir. Ayrıca, gravitasyonel dalga analizleri kullanılarak güçlü çekim alanlarında Genel Görelilik Kuramı’nın testleri yapılabilmektedir (Abbott ve diğ. 2016c).

## 2 Gravitasyonel Dalgalar Teorisi

Einstein’in Genel Görelilik teorisi (Einstein 1916b), uzaydaki madde/enerji dağılımı ile uzay-zaman geometrisi arasındaki ilişkiyi tanımlar. Bu bağlamda, bazı özel durumlu ivmeli sistemlerin analitik çözümleri yapılarak bu sistemlerin uzay-zaman geometrisinde küçük bozulmalara neden olacağı sonucuna ulaşılabilir. Özellikle kompakt çift gök cisimlerinde, ortak kütle merkezleri etrafında dolanarak merkezci ivmeli hareket eden bileşenler uzay-zamanda tedirginlikler oluşturur. Uzay-zamanda meydana gelen bu tedirginlikler dalgalar halinde sistemden uzaklaşır. Oluşan bu dalgalar çift sistemden çok uzakta, düz uzay-zaman metriğindeki  $\eta_{\mu\nu}$ , küçük tedirginlikler  $h_{\mu\nu}$ , olarak ele alınabilir. Tedirginlik terimleriyle birlikte oluşan uzay-zaman metriği  $g_{\mu\nu}$ , (1) denklemi ile ifade edilir:

$$g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} + \mathcal{O}(h_{\mu\nu}^2), \quad |h_{\mu\nu}| \ll 1 \quad (1)$$

Bu yaklaşımda alan denklemlerinin, tedirginlik teriminin sadece birinci mertebeden terimlerine göre çözümleri yapıldığından elde edilen alan denklemlerine doğrusallaştırılmış Einstein denklemleri denir. Bu bağlamda, alan denklemleri (1) denkleminde göre belirli ayar dönüşümleri altında bazı cebirsel işlemler yapıldığında (2) Einstein Alan Denklemleri elde edilir:

$$\square h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}\square h = -16\pi G T_{\mu\nu} \quad (2)$$

Burada,  $G$  çekim sabiti,  $T_{\mu\nu}$  ortamdaki madde-enerji dağılımını gösteren enerji-momentum tensörü ve  $\square$  sembolü d’Alembert operatörüdür (4-boyutlu uzay-zamandaki dalga operatörü). Tedirginlik terimleri,  $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h \Rightarrow \bar{h} = -h$ , olacak şekilde bir dizi tensörel işlemten sonra yeniden tanımlanırsa (2) alan denklemleri, vakumda (3) dalga denklemleri şeklinde yeniden yazılabilir:

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (3)$$

Dolayısıyla, (3) denkleminde harmonik ayar koşulu için  $h_{\mu\nu}$  tedirginliklerinin, dalgalar halinde yayılacağı anlaşılmaktadır. Ayrıca, dalga denklemlerinin analitik çözümleri, gravitasyonel dalgaların 4-kutuplu bir yapıya sahip olduklarını da göstermektedir. 1918’de Einstein, gravitasyonel dalgalar tarafından taşınan enerjiyi hesaplamak için (2) denklemini,  $T_{\mu\nu} \neq 0$  durumu için çözümlerini yaparak (4) denklemlerini elde

etmiştir (Einstein 1918):

$$h^{\mu\nu}(t, \mathbf{x}) = \frac{4G}{c^4} \int \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} T^{\mu\nu} \left( t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c}, \mathbf{y} \right) d^3y \quad (4)$$

Burada kalın yazılan terimler, dalga kaynağı olan çift sistemle ilgili  $\mathbf{x} = (x^1, x^2, x^3)$  ve sistemden çok uzaktaki gözlemciler ile ilişkili  $\mathbf{y} = (y^1, y^2, y^3)$  3-boyutlu uzaysal vektörlerdir. Gravitasyonel dalganın kaynaktan gözlemciye ulaşana kadar geçen süreye “gecikme-zamanı” (*retarded-time*)  $t_r = t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c$  denir. Buna göre gerekli cebirsel işlemler yapıldığında gravitasyonel dalgaların genliğinin, (5) denklemi ile ifade edilebildiği ve tedirginlik terimlerinin kuadrupol momentinin ikinci zaman türevi ile ilişkili olduğu anlaşılır:

$$Q_{ij}^{\text{TT}}(t) = \int \rho(t, \mathbf{x}) \left( x_i x_j - \frac{1}{3} r^2 \delta_{ij} \right) d^3x \quad (5)$$

$$h_{ij}(t, \mathbf{x}) = \frac{2G}{rc^4} \ddot{Q}_{ij}^{\text{TT}}(t_r)$$

Burada  $Q_{ij}^{\text{TT}}$ , enine-izsiz (transverse-traceless – TT) ayar durumundaki kuadrupol momenti,  $\rho$ , kaynağın  $x^i$  noktasında bulunan  $d^3x$  hacimli bölgenin madde yoğunluğunu,  $\delta_{ij}$  Kronecker delta,  $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  kaynağa olan uzaklık,  $c$  ışık hızı ve  $i, j = (1, 2, 3)$  uzaysal indis numaralarını göstermektedir. Ayrıca bu çözümlerden gravitasyonel dalgalarının taşıdığı enerji, bir bölgede birden fazla dalga tarafından üretilen enerji-momentum dağılımı ile (6) denklemi olarak ifade edilebilir:

$$T_{\mu\nu}^{GW} = \frac{c^4}{32\pi G} \left\langle \partial_\mu h_{ij}^{\text{TT}} \partial_\nu h_{ij}^{\text{TT}} \right\rangle \quad (6)$$

Burada  $\langle \rangle$  matematiksel sembolü, içinde bulunan niceliklerin ortalamasının alındığını gösterir. Ayrıca  $i, j = (1, 2, 3)$  olarak uzaysal indis değerlerini alır. Daha sonra kuadrupol momentin (5) eşitliğindeki formundan faydalanılarak gravitasyonel dalga ışıması  $L_{GW}$ , (7) denklemi elde edilir:

$$L_{GW} = \frac{G}{5c^5} \langle \ddot{Q}_{ij}^{\text{TT}} \ddot{Q}_{ij}^{\text{TT}} \rangle \quad (7)$$

Gravitasyonel dalga üreten astrofiziksel bir sistemin kuadrupol momenti, sistemde hareketli  $M$  kütlesi ile sistemin büyüklüğünü betimleyen  $R$  niceliğinin karesinin çarpımına yaklaşık olarak eşittir. Bu yaklaşım bize kuadrupol momentin üçüncü zaman türevinin (8) ifadesiyle verilebilmesini sağlar:

$$\ddot{Q} \approx \frac{MR^2}{T^3} = \frac{Mv^2}{T} = \frac{E_{ns}}{T} \quad (8)$$

Burada  $v$ ; küresel olmayan hareketli sistemin ortalama hızı,  $E_{ns}$ ; küresel olmayan hareketin kinetik enerjisi ve  $T$ ; sistemdeki hareketli kütlelerin yer değiştirme zaman ölçeğidir. Belirli bir gravitasyonel alanı oluşturan sistem için  $T \sim \sqrt{R^3/GM}$  olarak verilirse (8) ilişkisi,  $\ddot{Q} \sim G^{3/2} (M/R)^{5/2}$  olarak verilebilir. Buradan (7) ile verilen sistemin gravitasyonel dalga ışıması (9) biçiminde ifade edilebilir:

$$L_{GW} \approx \frac{G^4}{c^5} \left( \frac{M}{R} \right)^5 = \frac{G}{c^5} \left( \frac{M}{R} \right)^2 v^6 \quad (9)$$

$$= \left( \frac{R_{\text{Sch}}}{R} \right)^2 \left( \frac{v}{c} \right)^6 \frac{c^5}{4G}$$

Burada  $R_{\text{Sch}}$ , sistemin Schwarzschild yarıçapıdır. Sonuç olarak  $R \sim R_{\text{Sch}}$  ve  $v \sim c$  durumunda, yayınlanan gravitasyonel dalga ışıması maksimuma çıkmaktadır. Başka bir ifadeyle, bir sistemden güçlü bir şekilde gravitasyonel dalga yayınlanabilmesi

için sistemin bileşenlerinin sıkışık cisimlerden oluşması ve rölativistik hızlarda hareket etmeleri gerektiği sonucuna ulaşılır. Gravitasyonel dalganın genliğinin kuadrupol momentin ikinci zaman türevi ile olan (5) ilişkisinden  $h \sim 2G\ddot{Q}/rc^4 = GMR^2/rc^4T^2$  bulunarak sistemin kinetik enerjisiyle olan ilişkisi (10) ile ifade edilebilir:

$$h \approx E_{ns} \frac{G}{rc^4} = \epsilon E_{kin} \frac{G}{rc^4} \quad (10)$$

Burada  $\epsilon$ , sistemin gravitasyonel ışıtmada kullanılan kinetik enerji kesrini ifade eder. Örneğin 100 Mpc uzaklıkta ve bileşen kütleleri  $30 M_{\odot}$  olan bir çift sistemden yayılan gravitasyonel dalgaların genliğinin (strain)  $h \sim 10^{-21}$  mertebelerinde olduğu anlaşılmaktadır. Sonuç olarak  $L=4$  km uzunluğunda kollara sahip interferometri temeline dayanan LIGO dedektörlerinin,  $\Delta L=hL$  ilişkisi dikkate alındığında  $\sim 10^{-18}$  m mertebesindeki küçük değişimleri algılayabilecek hassasiyette oldukları söylenebilir.

Gravitasyonel dalgalar teorisinin özeti olarak verilen bu denklemlerin oldukça uzun cebirsel ve tensörel işlemler ile elde edilmişleri için Özbakır (2020)'ye bakılabilir.

### 3 Nümerik Rölativistik Simülasyonlar ve Gravitasyonel Dalga Formları

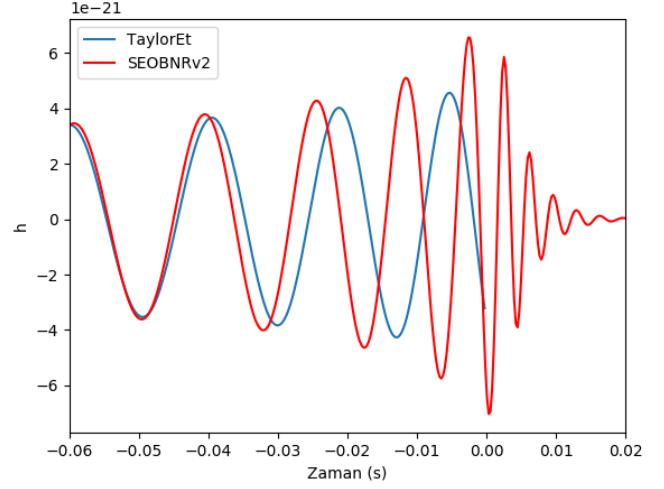
Nümerik çözümler yöntemi, modellenmek istenen çift kara delik sistemleri için bilgisayar ortamında nümerik rölativite denklemlerinin çözülmesi anlamına gelir. Einstein Alan Denklemleri, yüksek mertebeden lineer olmayan diferansiyel denklem formunda olduğundan çözümlerinin yapılabilmesi için yüksek işlemci gücüne sahip bilgisayarlar gerekmektedir. Bu nedenle, nümerik rölativitenin teorik temelleri 1960'lı yıllarda atılmış olmasına rağmen çift kara delik simülasyonlarının elde edilebilmesi için teknolojinin gelişmesi beklenmiştir.

Bu bağlamda, çift kara delik sistemlerinin sarmal evrelerinden birleşme ve sönümlenme evrelerine kadar olan süreçte ürettikleri gravitasyonel dalgaları betimleyen ilk model dalga formları, F. Pretorius tarafından elde edilmiştir (Pretorius 2005).

Gravitasyonel dalgalar, üretildikleri astrofiziksel sistemler hakkında birçok veriyi barındırır. Örneğin, çift kara delik sistemlerinden üretilen gravitasyonel dalgaların frekans değişimlerinden, sistemlerin başlangıç kütleleri hakkında bilgilere ulaşılabilir. Gravitasyonel dalgaların gözlem verilerinin detaylı analizleri için nümerik rölativite çözümleri ile oluşturulan gravitasyonel dalga form modellerine ihtiyaç duyulur. Bu modellerden elde edilen dalga form verileri ile gözlem verileri karşılaştırılarak gravitasyonel dalgaları üreten sistemlerin, çeşitli fiziksel parametrelerine ait bilgilere ulaşılmaktadır. Gravitasyonel dalgaların analizlerinden astrofiziksel sistemlere ait parametre tahminlerinde, modellerden üretilen dalga formlarının hassasiyetleri oldukça önemlidir (Aso ve diğ. 2013; Smith ve diğ. 2013). Karşılaştırmada kullanılan söz konusu bu dalga form verilerinin üretimi için Einstein Alan Denklemlerinin nümerik çözümleri yapılır. Ayrıca, bu nümerik çözümleri temel alan bazı dalga form yaklaşım modelleri geliştirilmiştir.

#### 3.1 Yaklaşım Modelleri ile Gravitasyonel Dalga Form Üretimi

Günümüzde, oldukça güçlü işlem kapasiteli bilgisayarlar üretilmiş olmasına rağmen çift kara delik sistemlerinin yalnızca bir parametre setine göre yapılan dalga form simülasyonları, günler hatta haftalar almaktadır. Dedektörlerde elde edilen

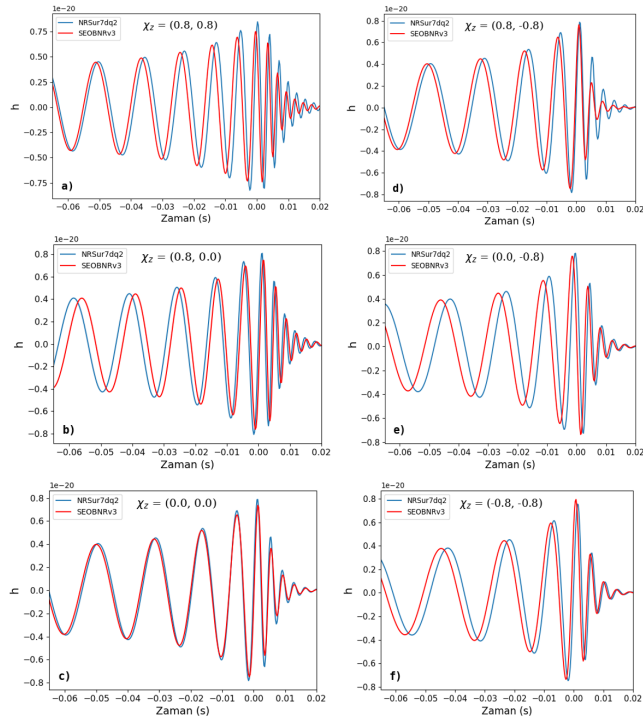


Şekil 1. Bileşenleri  $m_1=m_2=30 M_{\odot}$  olan 100 Mpc uzaklıktaki bir çift kara delik sisteminin birleşme anı ve hemen öncesindeki bir kaç periyotluk yörünge hareketi sonucu üretilen gravitasyonel dalga formu modellenmiştir.

gözlem verilerinin dalga form verileri ile karşılaştırılarak analizlerinin yapılabilmesi için çok sayıda çift kara delik model verisinin üretilmesi gerektiğinden nümerik yöntemler oldukça yetersiz ve yavaş kalmaktadır. Bu nedenle, verilen çeşitli parametre setlerine göre hızlı ve güvenilir bir şekilde ilgili sistemlerin gravitasyonel dalga formlarını üretebilen yaklaşım modelleri geliştirilmiştir. Bu yöntemler başlıca; Newton sonrası yaklaşımlar (Post-Newtonian – PN) (Blanchet 2006; Poisson & Will 2014), fenomenolojik yaklaşımlar (Phenomenological – Phenom) (Ajith ve diğ. 2007; Hannam ve diğ. 2014; Khan ve diğ. 2016) ve etkin tek cisim yaklaşımları (effective one-body – EOB) (Buonanno & Damour 1999; Pan ve diğ. 2011; Taracchini ve diğ. 2014) olarak başlıca üç ana grupta toplanmıştır.

Bu çalışma kapsamında PN modellerinden TaylorEt (Bose ve diğ. 2008) ve EOB modellerinden SEOBNRv2 (Pürrer 2016) seçilerek bir çift kara delik sistemine ait gravitasyonel dalga formu üretilmiştir.

Şekil 1'de, söz konusu çift sistemin bileşenlerini oluşturan kara deliklerin, birleşme öncesi ve sonrasındaki "sönümlenme" evrelerinde gravitasyonel dalga genliğinin ( $h$ ), değişimi görülmektedir. Sonuç olarak, rölativistik süreçlerin baskın olduğu çift kara delik sistemlerinde "birleşme" ve "sönümlenme" evrelerinde üretilen gravitasyonel dalga formlarının TaylorEt yaklaşımı ile modellenemediği anlaşılmaktadır. Dolayısıyla, Phenom ve EOB yaklaşımlarıyla üretilen dalga formlarında, çift kara delik sistemlerinin "birleşme" ve "sönümlenme" evreleri modellenenirken PN yaklaşımıyla sistemlerin sadece "erken sarmal" evrelerine ilişkin gravitasyonel dalga formları modellenenmektedir. Dolayısıyla çeşitli spin ve kütlelere sahip sıkı çift sistemlerden yayınlanan gravitasyonel dalga verilerinin analizleri için Phenom ve EOB modelleri sıklıkla kullanılmaktadır. Bu yaklaşım modelleri ile gravitasyonel dalga formları yeterli doğrulukta ve hızda üretilmektedir. Buna karşın, dedektörlerin hassasiyetleri arttıkça algılayabildikleri gözlem verilerinin sinyal gürültü oranları da artacağından ilerleyen yıllarda modellerden



**Şekil 2.** Toplam kütle  $M_{\text{tot}}=65 M_{\odot}$ , kütle oranı  $q=1$  ve uzaklığı  $d=100$  Mpc olan çift kara delik sistemlerine ait modellenen gravitasyonel dalga form verileri çizdirilmiştir. Sistemler, sadece yörünge açıl momentum vektör yönünde farklı spin değerleri verilerek modellenmiştir.

üretilen dalga formlarının hata paylarının öneminin artması beklenmektedir (Kumar ve diğ. 2015; Abbott ve diğ. 2017).

### 3.2 NRSur7dq2 ve SEOBNRv3 Dalga Form Modelleriyle Yapılan Tutarlılık Çalışmaları

Günümüzde hızlı gravitasyonel dalga formu üretmek için EOB, Phenom gibi yaklaşım yöntemleri ve vekil dalga modellerini çalıştıran çeşitli yazılımsal algoritmalar kullanılmaktadır. Bu bağlamda, LIGO/Virgo ekibi tarafından geliştirilen ve yaklaşım modellerini kullanarak çeşitli parametrelere göre gravitasyonel dalga formları üreten PyCBC (Python Compact Binary Coalescence) kodu (Nitz ve diğ. 2019), bu çalışmada kullanılmıştır.

Öncelikle, vekil dalga modellerinden NRSur7dq2 (Blackman ve diğ. 2017) modeli ile yaklaşım modellerinden SEOBNRv3 (Knowles ve diğ. 2018), modeli arasında, bir çift kara delik sistemi için ortak parametre setleri belirlenmiştir. Bu parametreler; toplam kütle, kütle oranı, uzaklık, yörünge bakış doğrultu açısı (*inclination*) ve bileşen kara deliklerin başlangıç spin değerleridir. Daha sonra bu parametrelerin farklı kombinasyonlarına göre oluşturulan parametre setleri, seçilen dalga form modellerinde çalıştırılmıştır.

Bu çalışma kapsamında, çift kara delik bileşenlerinin z yönünde alabileceği değişik spin değerlerinin, gravitasyonel dalga form üzerindeki etkilerini daha net görebilmek için sadece spin parametreleri değiştirilerek 6 farklı model yapılmıştır (Şekil 2). Yapılan bu modeller için yörünge doğrultu açısı, kuşbakışı olarak seçilmiştir. Modelleri yapılan bu sistemlerin toplam kütleleri  $M_{\text{tot}}=65 M_{\odot}$ , kütle oranları  $q=1$  ve uzaklıkları

100 Mpc olarak alınmıştır. Şekil 2'de a) panelinde, çift kara delik sisteminin bileşenlerinin her ikisinin de spin değerleri  $z=(+0.80, +0.80)$  olarak seçilmiştir. Diğerleri ise sırasıyla; b) panelinde  $z=(+0.80, +0.00)$ , c) panelinde  $z=(0.00, 0.00)$ , d) panelinde  $z=(0.80, -0.80)$ , e) panelinde  $z=(0.00, -0.80)$  ve f) panelinde  $z=(-0.80, -0.80)$  spin parametrelerine göre modellenen gravitasyonel dalga formları verilmiştir.

Buna göre, bileşenlerinin ikisi de pozitif spinli olan çift kara delik sisteminin, en uzun sarmal evreye sahip sistem olduğu grafiklerde açıkça görülmektedir. Sarmal evrenin uzun olması, kara deliklerin birbirleri etrafında daha çok dolanma hareketi yapması anlamına gelir. Modellenen dalga formları Şekil 2'de, sarmal evrenin uzunluğuna göre sırasıyla etiketlenmiştir. Sarmal evre dönemi en kısa olan sistemde (f paneli) bileşenlerin spin yönlerinin, yörünge açıl momentum vektörüne göre zıt yönde olduğu anlaşılmaktadır. Çünkü böyle spin konfigürasyonlu çift kara delik sistemlerinde, ISCO yarıçapı diğer spin konfigürasyonlarına göre maksimuma çıkmaktadır.

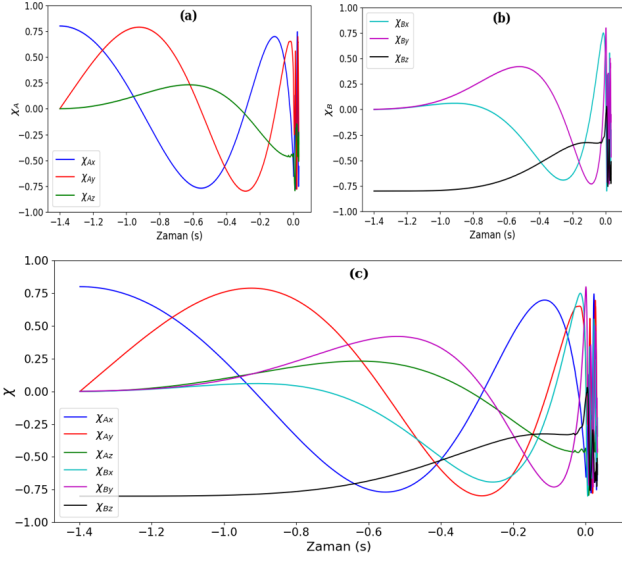
Bu bağlamda; NRSur7dq2 ve SEOBNRv3 dalga form modellerinin, birbirleri ve önceki teorik çalışmalar ile uyumlu sonuçlar verdiği anlaşılmaktadır. Ayrıca bileşen kara deliklerin spin parametrelerinin, gravitasyonel dalga form deseninde oldukça etkin olabildiği sonucuna ulaşılmıştır.

### 3.3 Çift Kara Delik Sistemlerinde Bileşenlerin Başlangıç Spin Değişimleri

Çift kara delik sistemlerinde dönmeyen durum ya da sadece z yönünde spin değerlerine sahip bileşenler söz konusu olduğunda, (Ş3.2'de modelleri yapılan sistemler gibi) sistemin yörünge düzlemi değişmeden kalacaktır. Eğer bileşen kara delikler; x ve/veya y – koordinat doğrultusunda spin bileşenlerine sahipse, yörünge düzlemi sistemin evrimi boyunca değişecektir. Bu değişime yörünge presesyonu denilmektedir. Presesyon yapan sistemlerde bileşen kara deliklerin başlangıç spin büyüklük ve yönleri, gravitasyonel dalga evrimi boyunca sürekli değişim gösterir. Söz konusu bu değişim hızı, sarmal evreden birleşme evresine geçerken maksimuma çıkar. Bu çalışmada belirli spin konfigürasyonlarına sahip çift kara deliklerde, bileşenlerin spin büyüklük ve yönlerinin değişimlerini gösterebilmek için NRSur7dq4 (Varma ve diğ. 2019), gravitasyonel dalga form modeli kullanılmıştır. Çalışmada, Ş3.2'de verilen kara delik sistemleri ile uyumluluk olması amacıyla modellenecek sistemler,  $M_{\text{tot}}=65 M_{\odot}$  ve  $q=1$  olarak alınmıştır. Çift kara delik sistemlerinin bileşenleri, x ve/veya y – koordinat doğrultusunda spin değerlerine sahip olduğunda, sistemin presesyonundan söz edilebilir. Böyle sistemlerin evrimleri incelendiğinde, kara deliklerin başlangıçta sahip olduğu spin yön ve büyüklüklerinin sürekli değiştiği, model çalışmalarından anlaşılmaktadır. Bu değişimin hızı da birleşme evresine kadar artmaktadır.

Bu çalışmada farklı yönde dönen bileşenlere sahip birçok çift kara delik sisteminin modelleri yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil 3'te verilmiştir. Sistemlerin birinci bileşeninin ( $q \neq 1$  durumunda sistemin kütlece büyük olan bileşeni "A" harfi ile etiketlenmiştir.) x, y, z koordinat sisteminde tanımlı spin vektörleri  $\chi_A=(\chi_{Ax}, \chi_{Ay}, \chi_{Az})$  olarak etiketlenmiştir. Diğer kara delik bileşeni için ise  $\chi_B=(\chi_{Bx}, \chi_{By}, \chi_{Bz})$  gösterimi yapılmıştır. Grafiklerde  $t=0.0$  anı, çift kara delik sisteminin birleşme evresine geçtiği zaman koordinatı olarak alınmıştır. Şekil 3'de gösterilen çift kara delik sisteminin başlangıç spin konfigürasyonu,  $\chi_A=(0.8, 0.0, 0.0)$  ve  $\chi_B=(0.0, 0.0, -0.8)$  olacak şekilde seçilmiştir. Verilen bu parametrelere göre sistemin evrimini modellendiğimizde, süreç içerisinde kara





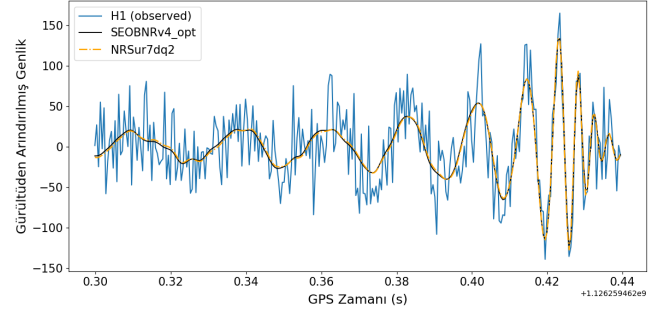
**Şekil 3.** Toplam kütlesi  $M_{\text{tot}}=65 M_{\odot}$  ve  $q=1$  olan bir çift kara delik sisteminin başlangıç spin konfigürasyonu,  $\chi_A=(0.8, 0.0, 0.0)$  ve  $\chi_B=(0.0, 0.0, -0.8)$  şeklinde seçilerek modellenmiştir. Sistemin kara delik bileşenlerinin spin değişimi (a) ve (b) çizimlerinde gösterilmiştir. Sistemin her iki bileşen kara deliğinin spin değişimi, (c) grafiğinde birlikte verilmiştir.

deliklerin kendi içlerinde spin vektör bileşenlerinin devamlı değiştiği gösterilmiştir. Bununla birlikte bileşen kara delikler, birbirleri arasında açısal momentum transferi yaparak etkileşime girmektedir (Şekil 3c). Sistemin B ile işaretlenen kara delik bileşeni, başlangıçta x ve y doğrultusunda spin değeri sıfır olmasına rağmen evrimsel süreçte bu yönlere spin açısal momentumu kazanmaktadır (Şekil 3b). Benzer şekilde "A" bileşeni de y ve z doğrultularında spin kazanmaktadır (Şekil 3a).

### 3.4 Dalga Modelleri ile Gözlem Verilerinin Karşılaştırılması

Modellerden elde edilen gravitasyonel dalga form verileri ile karşılaştırmaları yapılacak GW150914 verileri için öncelikle LIGO sunucularından kara deliklerin birleşme anını içeren, 16 KHz çözünürlükteki 32 saniyelik ham gözlem verisi indirilmiştir. Bu üçlü karşılaştırma çalışmasında dalga modelleri ile gözlem verileri arasında; sinyal işleme süreçlerinde (signal – processing) geçen "eşleşen filtreleme" (*matched filtering*) yöntemi (Owen & Sathyaprakash 1999), kullanılmıştır. Bu bağlamda, PyCBC kodunun `matched_filter()` fonksiyonu, her iki dalga modelinde de uyumlu olacak şekilde düzenlenerek yazdığımız kodlar arasına dahil edilmiştir.

LIGO dedektörlerince kaydedilen gözlem verisi üzerinde, özellikle düşük frekanslı gürültüler baskın olduğundan PyCBC kodunda yer alan filtreleme fonksiyonlarından bazıları kullanılarak 15 Hz frekansından küçük değerler için filtreleme işlemi yapılmıştır. Daha sonra yukarıda belirttiğimiz dalga form modellerinden karşılaştırma için gözlem verisine uyacak şablonlar üreten algoritmalar ve kodlar yazılarak amacımıza uygun şekilde çalıştırılmıştır. Bu bilgiler ışığında elde ettiğimiz sonuçlara göre (Şekil 4), her iki modelin de gözlem verileri üzerinde benzer performanslar sergiledikleri ve gelen sinyali betimleme konusunda tutarlı oldukları anlaşılmıştır.



**Şekil 4.** LIGO H1 dedektöründen elde edilen GW150914 sistemine ait gözlem verisi (mavi renkli), sinyal-görüntü işleme süreçlerinden sonra iki gravitasyonel yaklaşım modelinden elde edilen veriler ile karşılaştırılmıştır. Model verilerinin, gözlem verilerini özellikle birleşme aşamasında oldukça başarılı bir şekilde fit ettikleri görülmektedir.

**Çizelge 1.** Çizelgedeki veriler (Abbott ve diğ. 2019)'dan alınmıştır.  $m_{1i}$ ,  $m_{2i}$  ve  $M_f$  değerleri  $M_{\odot}$  birimindedir.

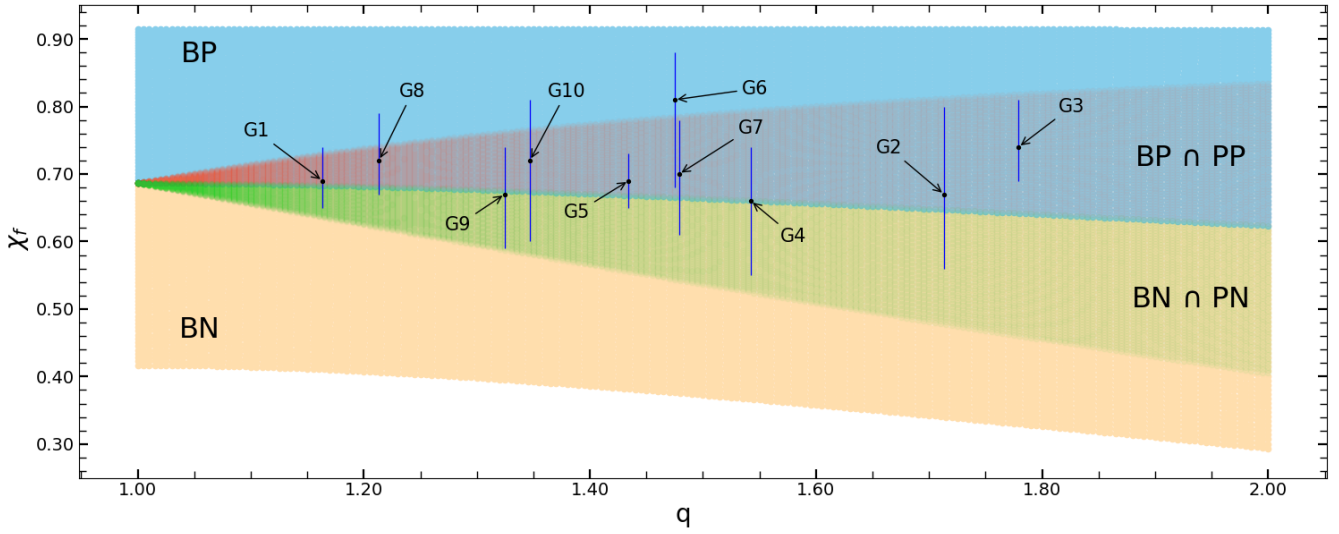
Sistem	ID	$m_{1i}$	$m_{2i}$	$M_f$	$\chi_f$
GW150914	G1	$35.6^{+4.7}_{-3.1}$	$30.6^{+3.0}_{-4.4}$	$63.1^{+3.4}_{-3.0}$	$0.69^{+0.05}_{-0.04}$
GW151012	G2	$23.2^{+14.9}_{-5.5}$	$13.6^{+4.1}_{-4.8}$	$35.6^{+10.8}_{-3.8}$	$0.67^{+0.13}_{-0.11}$
GW151226	G3	$13.7^{+8.8}_{-3.2}$	$7.7^{+2.2}_{-2.5}$	$20.5^{+6.4}_{-1.5}$	$0.74^{+0.07}_{-0.05}$
GW170104	G4	$30.8^{+7.3}_{-5.9}$	$20.0^{+4.9}_{-4.6}$	$48.9^{+5.1}_{-4.0}$	$0.66^{+0.08}_{-0.11}$
GW170608	G5	$11.0^{+1.7}_{-1.7}$	$7.6^{+1.4}_{-2.2}$	$17.8^{+3.4}_{-0.7}$	$0.69^{+0.04}_{-0.04}$
GW170729	G6	$50.2^{+16.2}_{-10.2}$	$34.0^{+9.1}_{-10.1}$	$79.5^{+14.7}_{-10.2}$	$0.81^{+0.07}_{-0.13}$
GW170809	G7	$35.0^{+8.3}_{-5.9}$	$23.8^{+5.1}_{-5.2}$	$56.3^{+5.2}_{-3.8}$	$0.70^{+0.08}_{-0.09}$
GW170814	G8	$30.6^{+5.6}_{-3.0}$	$25.2^{+2.8}_{-4.0}$	$53.2^{+3.2}_{-2.4}$	$0.72^{+0.07}_{-0.05}$
GW170818	G9	$35.4^{+7.5}_{-4.7}$	$26.7^{+4.3}_{-5.2}$	$59.4^{+4.9}_{-3.8}$	$0.67^{+0.07}_{-0.08}$
GW170823	G10	$39.5^{+11.2}_{-6.7}$	$29.0^{+6.7}_{-7.8}$	$65.4^{+10.1}_{-7.4}$	$0.72^{+0.09}_{-0.12}$

## 4 Dalga Modellerinden Elde Edilen Sonuçlar

Bu bölümde, çift kara delik sistemlerinin model çalışmalarından üretilen gravitasyonel dalga form verileri ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir. Sistemlerin birçok başlangıç ve bitiş parametrelerinin değişimleri çizdirilmiştir. Daha sonra bu grafikler üzerine, LIGO/Virgo gravitasyonel dalga kataloğundan alınan veriler noktalanarak sonuçlar tartışılmıştır.

### 4.1 Dalga Modelleri ile Parametre Korelasyonları İçin Ön Hazırlıklar

Çift kara delik sistemlerinden yayılan gravitasyonel dalga verilerinin analizlerinde çeşitli fiziksel durumlar için dalga formları üreten yaklaşım modelleri kullanılmaktadır. Bu çalışmada, Çizelge 1'den alınan gözlem verilerinin fiziksel özelliklerine göre uygun gravitasyonel dalga formlarının üretilmesi amacıyla SEOBNRv4\_opt yaklaşım modeli (Bohé ve diğ. 2017) kullanılmıştır. Çalışmada öncelikle, gözlemsel verilerle karşılaştırılabilir dalga form verileri üretmek için modellenecek çift kara delik sistemlerinin başlangıç parametre aralıkları ve sistemlerin genel özellikleri belirlenmiştir. Buna göre, modellenen çift sistemin bileşenlerinin spin doğrultuları, yörünge düzlemine dik olacak şekilde (z koordinat doğrultusunda) seçilmiştir. Sistemlerin toplam kütleleri  $\Delta M_{\text{tot}}=1 M_{\odot}$  adım aralıklarla ve  $M_{\text{tot}}=[12 M_{\odot}, 130 M_{\odot}]$  olarak sınırlandırılmıştır. Sistemlerin kütle oranları gözlem



**Şekil 5.** Gravitasyonel dalga modelleri yapılan çift kara delik sistemlerinde, oluşan kara deliğin  $\chi_f$  spin değerlerinin,  $q$  parametresine bağlı değişimi gösterilmektedir. Modellenen sistemlerin başlangıç spin yönlerine göre BP, PP, PN ve BN durumları birlikte verilmiştir. Grafikte belirli değer aralıklarında modellerin kesiştiği gözlemlenmektedir. Modellenen bu veriler üzerinde Çizelge 1'den alınan gözlem verileri hata barlarıyla birlikte noktalanmıştır.

verilerini kapsayacak şekilde  $\Delta q=0.004$  adım aralıklarıyla ve  $q=m_{1i}/m_{2i}=[1.0, 2.0]$  olarak belirlenmiştir. Modellerden elde edilen verilerin büyüklüğü nedeniyle sistemleri oluşturan kara deliklerin başlangıç spin büyüklükleri bu çalışma için  $|\chi_{1i}|=|\chi_{2i}|$  şeklinde seçilmiştir. Sistemlerin bileşenlerini oluşturan kara deliklerin başlangıç spin yönleri; yörünge açısız momentumu ile aynı yönlü olanlar pozitif, zıt yönlü olanlar negatif işaretli olacak şekilde  $\Delta\chi_{1i,2i}=0.017$  aralıklarıyla ve  $\chi_{1i,2i}=[-0.83, 0.83]$  değerleriyle sınırlandırılmıştır. Modellenen sistemlerde kullanılan yörünge doğrultu açısı, genişliğin maksimumuna çıktığı  $0^\circ$  (kuşbakışı) olarak seçilmiştir. Belirlenen bu aralıklarda modellerde kullanılacak parametre setlerini düzenleyen ve çalıştıran kodlar, Python programlama dilinde yazılmıştır.

## 4.2 Tanımlanan Spin Durumları

Hazırlanan kodların çalıştırılması sonucu birçok farklı çift sistem için üretilecek dalga form verileri, belirli kütle oranlarındaki sistemleri karşılaştırmak amacıyla kütle oranlarına göre gruplandırılmıştır. Daha sonra aynı verilerin, sistemlerin bileşenlerini oluşturan kara deliklerin başlangıç spin yönlerine göre dört farklı kategoride gruplandırılmasına karar verilmiştir. Bu kategorilerden birincisi  $BP(++)$ , bileşen kara deliklerin her ikisinin de spin yönlerinin pozitif olduğu durumdur. İkinci kategori  $PP(+)$ , büyük kütleli kara deliğin pozitif diğerinin negatif başlangıç spinli olduğu durumdur. Üçüncü kategori  $PN(-)$ ,  $PP$  durumunun zıt işaretli spin durumuna karşılık gelir. Dördüncü kategoride ise  $BN(--)$ , bileşenlerin her ikisinin de negatif spin yönlü olduğu durumdur.

Çift kara delik sistemlerinin yukarıda bahsedilen farklı parametre setlerine göre yapılacak modellerinin yorumlanabilmesi için sistemlerin başlangıç ve sonuç parametrelerinden karşılaştırmaya uygun olanları seçilerek dört farklı grafik türü belirlenmiştir. Grafikler üzerinde yapılan parametre yerleşimlerinde x-eksenine, başlangıç parametrelerinden veriler yerleştirilmiştir. Söz konusu bu

başlangıç parametreleri; sistemlerin başlangıç kütle oranları,  $q$ , civıltı kütlesi (Blanchet ve diğ. 1996),  $M$ , ve bileşen kara deliklerin başlangıç spin durumları  $\chi_{1i}$ ,  $\chi_{2i}$ , olarak belirlenmiştir. Grafiklerde bulunan y-eksenleri ve renk barlarında; sistemlerin sonuç parametreleri yerleştirilmiştir. Bunlar; kütle kayıp miktarları,  $\Delta M$ , sistemin sönümlenme evresindeki son kütlesi,  $M_f$ , kütle-kayıp yüzdesi (mass loss rate),  $M_{RL}=(1 - M_f/M_{tot}) \times 100$ , sistemlerin ürettiği gravitasyonel dalgaların maksimum genlikleri, ( $h_{max}$ ), ve oluşan son kara deliğin spin parametresi,  $\chi_f$  olarak gösterilmiştir.

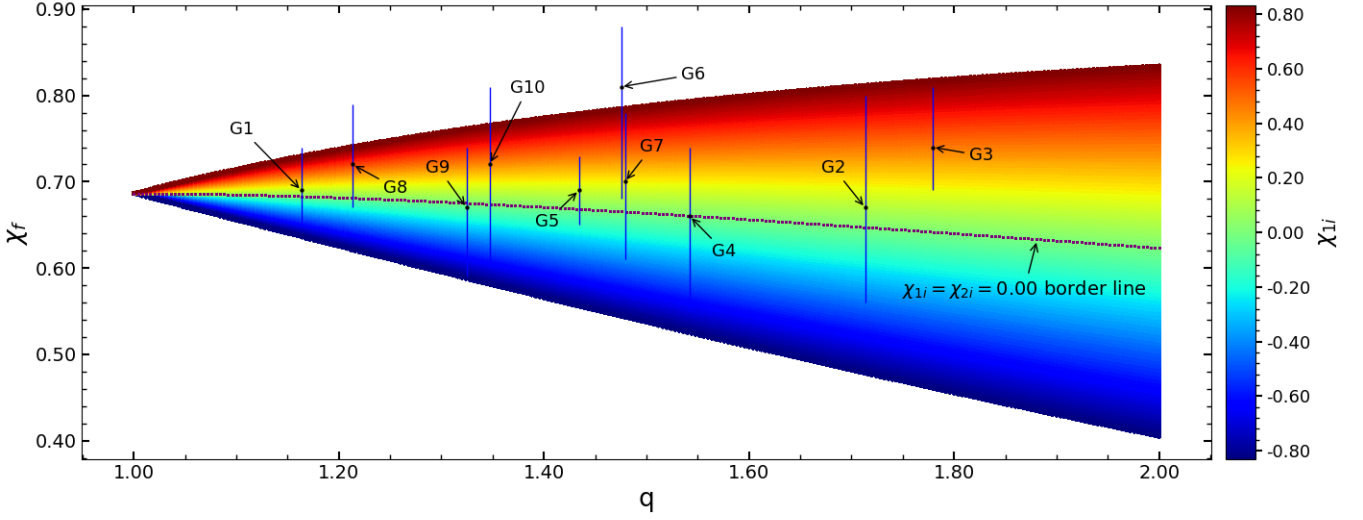
## 4.3 Belirlenen Parametre Setleri ile Çalıştırılan Dalga Form Modelleri

Modellenen çift kara delik sistemlerinin  $q$ 'ya bağlı  $\chi_f$  değişimleri, sistemlerin bileşenlerini oluşturan kara deliklerin başlangıç spin durumlarına göre gruplandırılarak tek bir grafik üzerinde Şekil 5'de gösterilmiştir. Daha sonra, bu model verileri üzerine Çizelge 1'den alınan gözlem verileri noktalanmıştır. Şekil 5'de;  $BP \cap PP$  ile  $BN \cap PN$  arasında kalan sınır çizgisi,  $\chi_{1i}=\chi_{2i}=0.0$  değerlerine göre modellenen çift sistemlerden oluşmaktadır.

Buna göre, §4.2'de tanımladığımız 4 spin durumuna göre yapılan bütün modeller Şekil 5'de bir arada çizdirilmiştir. Bu genel grafiğe bakıldığında gözlem noktalarının büyük çoğunluğunun,  $BP \cap PP$  alanında toplandığı görülmektedir.

Modellerden elde edilen verilerin  $q$ ,  $M_f$  ve  $\chi_f$  parametrelerinin değişimlerine bakıldığında;  $PP$  haricinde modellenen bütün sistemlerden elde edilen  $h_{max}$ ,  $\chi_f$  ve  $M_{LR}$  sonuç parametrelerinin  $q$  ile ters orantılı oldukları anlaşılmıştır. Ancak Özbakır (2020) kapsamında incelenen  $PP$  durumu için  $\chi_f$  parametresinin  $q$ 'ya bağlı değişimi,  $\chi_{1i}=0.00$  spin değerinde diğer modeller gibi  $q$  ile ters orantılı bir değişim gösterirken  $\chi_{1i}>0.00$  spinli sistemlerde ilginç şekilde  $q$  ile doğru orantılı bir değişim elde edilmiştir (Özbakır ve Yakut, 2022, hakem aşamasında).

Aynı çalışmada,  $M_{LR}$  parametresinin de  $\chi_{1i}$  spin



**Şekil 6.**  $PN + PP$  modellerinde  $\chi_f$  değerlerinin  $q$ 'ya bağlı değişimleri verilmiştir. Modeller,  $\chi_{1i}$  spinlerine göre renklendirilmiştir.  $PN$  ve  $PP$  modellerini ayıran  $\chi_{1i}=\chi_{2i}=0.0$  sınır çizgisi ayrıca belirtilmiştir. Modellenen bu sistemler üzerine, Çizelge 1'den alınan gözlem verileri, hata barlarıyla birlikte noktalanmıştır.

büyükliğüne bağlı olarak belirli  $q$  değerlerine kadar doğru orantılı, sonraki  $q$  değerleri için ters orantılı bir değişim gösterdiği anlaşılmaktadır.  $PP$  modellerinde  $(\chi_{1i}, \chi_{2i})$  parametrelerine bağlı olarak gerçekleşen söz konusu durumları daha iyi analiz etmek amacıyla  $PN$  modellerini de kapsayan Şekil 6 grafiği verilmiştir.

Şekil 6'de  $\chi_{1i} > 0.08$  spinli sistemlerde  $\chi_f$  parametresinin belirli  $q$  değerlerine göre trend dönüşlerine başladığı görülmektedir. Özellikle  $\chi_{1i} > 0.50$  bölgesinde söz konusu trend dönüşleri oldukça belirgin hale gelmektedir. Yaptığımız çalışmalara göre bu trend dönüşlerinin yaşandığı  $q$  değerlerine karşılık gelen  $M_{LR}$  değişimleri dikkat çekici olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Buna göre;  $\chi_{1i} \sim 0.80$  spin değerlerinde  $M_{LR}$  değerinin,  $q \sim 1.70$  civarında maksimuma çıktığı ve  $q > 1.70$  bölgesinde ise azalma eğiliminde olduğu anlaşılmıştır.

Şekil 6'de  $\chi_f$  parametresinin  $PN$  ve  $PP$  modellerindeki  $q$ 'ya bağlı değişimleri gösterilmektedir. Bu grafik üzerine Çizelge 1'den alınan gözlem verileri yerleştirilmiştir.  $PN$  ve  $PP$  modellerini daha net ayırt edebilmek için  $\chi_{1i}=\chi_{2i}=0.0$  değerlerine karşılık gelen sınır çizgisi grafik üzerinde gösterilmiştir. Bu grafikte,  $\chi_f$  parametresinin  $\chi_{1i} < 0.30$  değerlerine kadar (belirli  $q$  değerlerinde) trend dönüşümleri yaptığı görülmektedir. Daha yüksek  $\chi_{1i}$  spinli sistemlerde,  $\chi_f$  parametresi,  $q$  ile doğru orantılı olarak değişmektedir.

Özbakır (2020) çalışmasında ağırlıklı olarak kullanılan SEOBNRv4\_opt gravitasyonel dalga form modeline uygun durumları içeren  $PP$ ,  $PN$  ve  $BN$  spin yönelimlerine göre modellenen sistemlerin grafikleri, Şekil 7, 8 ve 9'da gösterilmiştir.

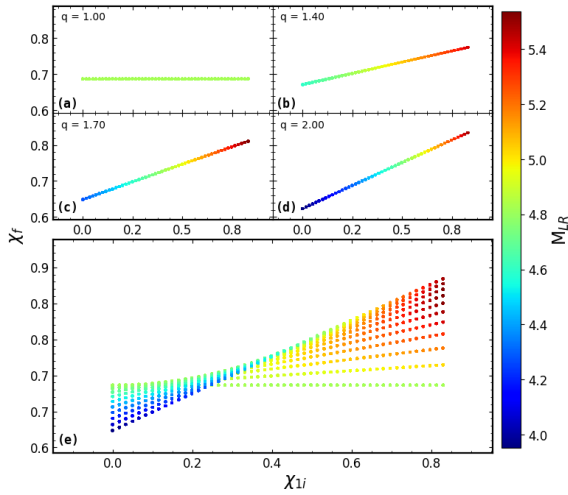
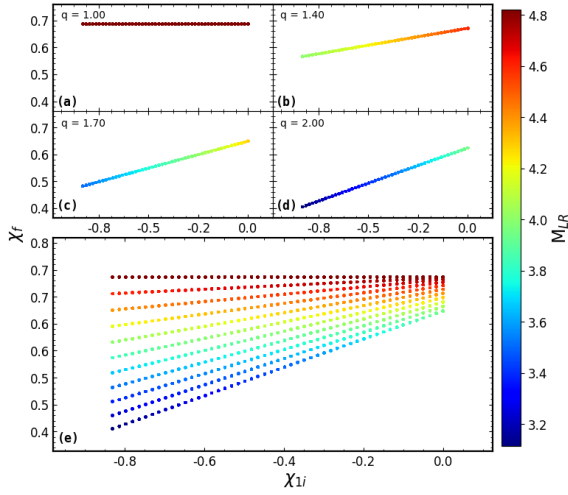
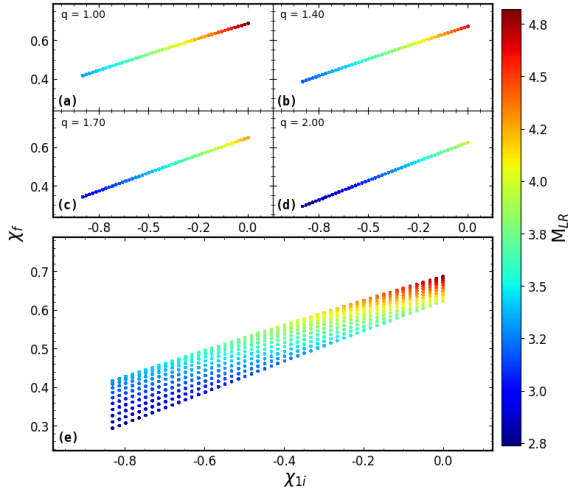
Şekil 7'de  $BN$  durumunu gösteren grafikte,  $\chi_{1i}$  küçüldükçe  $\chi_f$  değerlerinin de küçüldüğü görülmektedir.  $BP$  ile benzer şekilde  $BN$  durumunda da  $\chi_{1i}$  ile  $\chi_f$  arasında doğrusal ilişkiler bulunmaktadır. Ayrıca  $\chi_{1i}$  değerlerinin artma yönünde,  $\chi_f$  parametresinin aldığı değerlerin  $q$  parametresine daha az bağlı olduğu anlaşılmıştır. Şekil 7'de gösterilen  $PN$  ve  $PP$  grafiklerinin ortak özelliği, zıt spinli bileşenlerden oluşan sistemlerin değişimlerini göstermeleridir. Ek olarak  $PN$  veya

$PP$  durumlu  $q=1.00$  sistemlerinde,  $\chi_f$  parametresinin  $\chi_{1i}$ 'den bağımsız olduğu görülmektedir. Ayrıca bu sistemlerde, 7 parametresinin de  $\chi_{1i}$  değişimlerinden etkilenmemesi, ilginç sonuçlardan biridir. Daha açık olarak, bileşenleri eşit kütleli sistemlerde oluşan son kara deliğin kütlesi, bileşenlerin başlangıç spin parametrelerinden bağımsızdır. Çünkü bu tür sistemlerden elde edilen modellerde, bileşenlerin spin açılma momentumlarının birbirlerini sönmüledikleri görülmektedir.

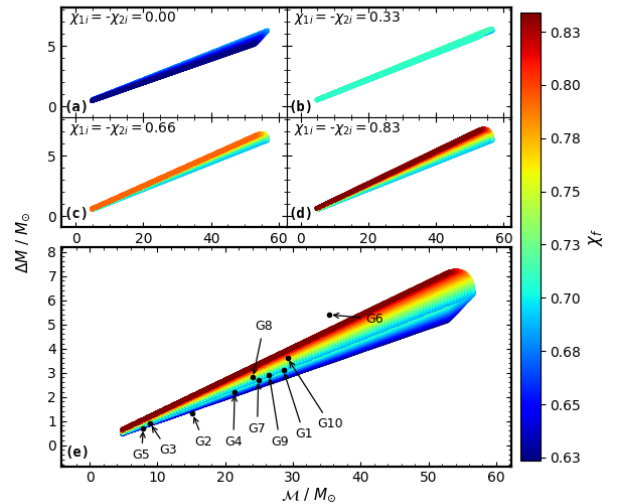
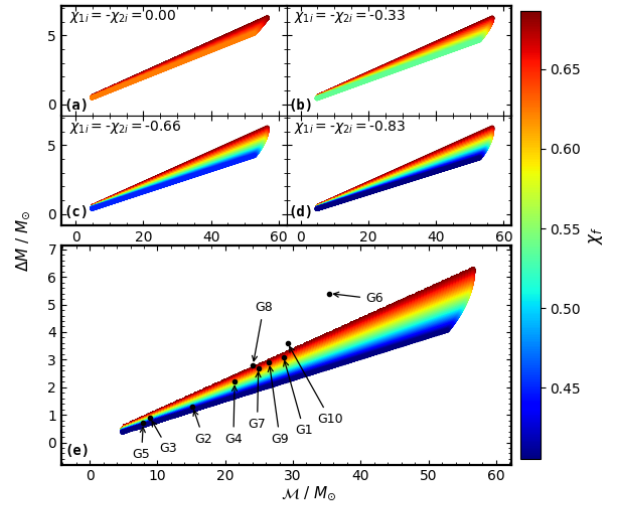
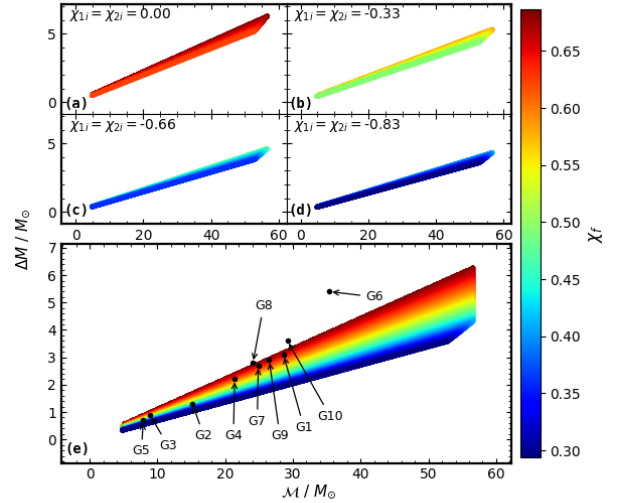
## 5 Sonuçlar ve Tartışmalar

Çizelge 1'de verilen sistemlerin başlangıç spin durumları ile ilgili olarak yorum yapabilmek için Şekil 5'deki verilerden yararlanılmıştır. Buna göre; G1, G2, G5, G7, G8 ve G10 sistemlerinin hata barları dikkate alınarak başlangıç spin durumlarının benzer olduğu söylenebilir. Bu sistemlerin  $BP$  ya da  $PP$  olma olasılıkları, diğer durumlara göre daha fazladır. G1 sistemi için Şekil 6'ya bakıldığında,  $\chi_{1i}=\chi_{2i}=0.0$  çizgisine çok yakın olduğu görülmektedir. Buradan, G1 (GW150914) sisteminin, başlangıç spinleri çok küçük değerli bileşen kara deliklere sahip olabileceği anlaşılmaktadır. Tez çalışmasında bulunan bu sonuç, G1 sistemi için yapılan önceki çalışmaları desteklemektedir (Abbott ve diğ. 2016a; Reynolds 2019). G6 sistemi, Şekil 5 grafiği ile karşılaştırıldığında  $BP$  olma olasılığı diğer gözlenen sistemlere göre daha fazladır. G6 sisteminin hata barlarının da  $BN \cap PN$  ve  $BN$  bölgelerine girmediği görülmektedir.

G3 sistemi,  $BN \cap PN$  ve  $BN$  bölgelerine girmemektedir (Şekil 5). Şekil 6'da verilen modellerin kapsadığı gözlemler arasında G3 sistemi için  $\chi_{1i} \sim 0.50$  bulunmuştur.  $PP$  durumu dikkate alınarak; G3 sisteminin Çizelge 1'den alınan  $\chi_f \sim 0.75$  ve  $q \sim 1.8$  değerleri karşılaştırmalar yapılmıştır. Buna göre, sistemin grafik üzerinde karşılık geldiği  $\chi_f \sim 0.50$  değerinin, Çizelge 1 ile uyumlu olduğu anlaşılmaktadır. Gözlemlerden G4 sisteminin başlangıç spin durumu değerlendirildiğinde Şekil 5'den, bütün spin durumlarının kesişimindeki  $\chi_{1i}=\chi_{2i}=0.0$  değerlerinin oluşturduğu sınır bölgesinde konumlandığı görülmektedir. Aynı grafik üzerinde G4 sisteminin  $PP$  durumlu bir sistem

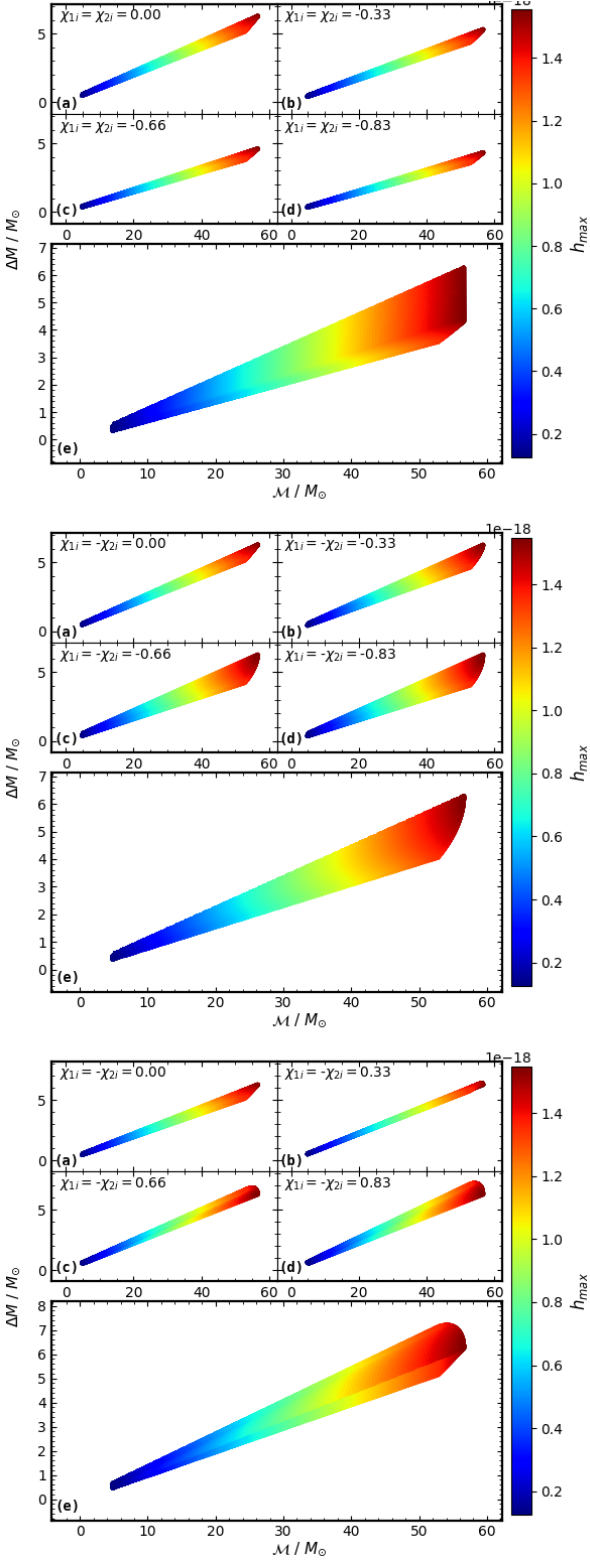


**Şekil 7.** Modellenen BN (üstte), PN (orta) ve PP (alt) sistemlerinin değişimleri verilmiştir. Gravitasyonel dalga modelleri yapılan bu çift kara delik sistemlerinde, oluşan kara deliğin  $\chi_f$  spin değerlerinin,  $\chi_{1i}$  ve  $M_{LR}$  parametrelerine bağlı değişimi gösterilmektedir. Grafiklerde (a), (b), (c) ve (d) ile işaretli bölgelerde sistemlerin bileşenleri, başlangıç kütle oranlarına  $q$ , göre gruplandırılmıştır. En alttaki (e) grafiğinde ise bu spin durumlarına göre modellenen bütün sistemler bir arada çizdirilmiştir.



**Şekil 8.** Modellenen BN (üstte), PN (orta) ve PP (alt) sistemlerinin  $\Delta M$  değerlerinin,  $\mathcal{M}$ 'ye ve  $\chi_f$  parametrelerine göre değişimleri verilmiştir. Ayrıca Çizelge 1'den alınan gözlem verileri, grafikler üzerinde noktalanmıştır. Grafiklerde (a), (b), (c) ve (d) ile işaretli bölgelerde sistemlerin bileşenleri, başlangıç spin parametrelerine göre gruplandırılmıştır. En alttaki (e) grafiğinde ise modellenen bütün başlangıç spin durumları bir arada çizdirilmiştir.





**Şekil 9.** Modellenen BN (üstte), PN (orta) ve PP (alt) sistemlerinin değişimleri verilmiştir. Gravitasyonel dalga modelleri yapılan bir çift kara delik sistemlerinde, oluşan kara deliğin  $\Delta M$  kütle kayıp miktarları,  $M$  ve  $h_{max}$  parametrelerine bağlı değişimi gösterilmektedir. Grafiklerde (a), (b), (c) ve (d) ile işaretli bölgelerde sistemlerin bileşenleri, başlangıç spin büyüklüklerine ( $\chi_{1i}$  ve  $\chi_{2i}$ ), göre gruplandırılmıştır. En alttaki (e) grafiğinde ise bu spin durumlarına göre modellenen bütün sistemler bir arada çizdirilmiştir.

olma olasılığının,  $PN$  ve  $BN$  durumlarına göre daha zayıf kaldığı anlaşılmaktadır. G4 sisteminin başlangıç spin durumları hakkında daha detaylı analiz yapabilmek için Şekil 5 ve 6'de verilen grafiklere bakılabilir. Buna göre;  $BN$  durumu için  $\chi_f > 0.60$ ,  $PN$  için  $\chi_f < 0.60$  eşitsizlikleri bulunmuştur. Ayrıca Şekil 5 grafiği incelendiğinde  $BN$  için  $M_{LR} \sim 4.20$  ve  $PN$  için  $M_{LR} \sim 4.40$  değerleri okunmaktadır. Çizelge 1'den son spin  $\chi_f \sim 0.66$ , kütle kayıp yüzdesi  $M_{LR} \sim 3.90$  olarak verilmiştir. Dolayısıyla, Çizelge 1 değerleri dikkate alınarak yorum yapıldığında G4 sisteminin  $BN$  olma olasılığının  $PN$ 'ye göre daha büyük olduğu anlaşılmaktadır.

### Teşekkür

Bu çalışma; TÜBİTAK 113F097, 117F188, 119F077 projeleri ve "TÜBİTAK 2211 – C Öncelikli Alanlar Burs Programı" kapsamında desteklenmiştir.

### Kaynaklar

- Abbott B. P., ve diğ., 2016a, *Physical Review X*, 6, 041015  
 Abbott B. P., ve diğ., 2016b, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 061102  
 Abbott B. P., ve diğ., 2016c, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 221101  
 Abbott B. P., ve diğ., 2017, *Classical and Quantum Gravity*, 34, 104002  
 Abbott B. P., ve diğ., 2019, *Physical Review X*, 9, 031040  
 Abramovici A., ve diğ., 1992, *Science*, 256, 325  
 Ajith P., ve diğ., 2007, *Classical and Quantum Gravity*, 24, S689  
 Aso Y., Michimura Y., Somiya K., Ando M., Miyakawa O., Sekiguchi T., Tatsumi D., Yamamoto H., 2013, *Phys. Rev. D*, 88, 043007  
 Astone P., ve diğ., 2010, *Phys. Rev. D*, 82, 022003  
 Bergmann P. G., 1957, *Reviews of Modern Physics*, 29, 352  
 Blackman J., ve diğ., 2017, *Phys. Rev. D*, 96, 024058  
 Blanchet L., 2006, *Living Reviews in Relativity*, 9, 4  
 Blanchet L., Iyer B. R., Will C. M., Wiseman A. G., 1996, *Classical and Quantum Gravity*, 13, 575  
 Bohé A., ve diğ., 2017, *Phys. Rev. D*, 95, 044028  
 Bose S., Gopakumar A., Tessmer M., 2008, preprint, (arXiv:0807.2400), ADS  
 Brillat A., ve diğ., 1989, in *General Relativity and Gravitation*. p. 567  
 Buonanno A., Damour T., 1999, *Phys. Rev. D*, 59, 084006  
 Einstein A., 1916a, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, pp 688–696, ADS  
 Einstein A., 1916b, *Annalen der Physik*, 354, 769  
 Einstein A., 1918, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, pp 154–167, ADS  
 Gertsenshtein M. E., Pustovoit V. I., 1963, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 16, 433, ADS  
 Hannam M., Schmidt P., Bohé A., Haegel L., Husa S., Ohme F., Pratten G., Pürrer M., 2014, *Phys. Rev. Lett.*, 113, 151101  
 Hough J., ve diğ., 1989, Other, Proposal for a Joint German-British Interferometric Gravitational Wave Detector, <http://eprints.gla.ac.uk/114852/>. Max-Planck-Institut, Germany, <http://eprints.gla.ac.uk/114852/>  
 Khan S., Husa S., Hannam M., Ohme F., Pürrer M., Forteza X. J., Bohé A., 2016, *Phys. Rev. D*, 93, 044007  
 Knowles T. D., Devine C., Buch D. A., Bilgili S. A., Adams T. R., Etienne Z. B., McWilliams S. T., 2018, *Classical and Quantum Gravity*, 35, 155003  
 Kumar P., Barkett K., Bhagwat S., Afshari N., Brown D. A., Lovelace G., Scheel M. A., Szilágyi B., 2015, *Phys. Rev. D*, 92, 102001  
 McBreen B., Metcalfe L., 1988, *Nature*, 332, 234  
 Moss G. E., Miller L. R., Forward R. L., 1971, *Appl. Opt.*, 10, 2495  
 Nitz A., ve diğ., 2019, gwastro/pycbc: PyCBC Release v1.14.1, doi:10.5281/zenodo.3265452, <https://doi.org/10.5281/zenodo.3265452>  
 Owen B. J., Sathyaprakash B. S., 1999, *Phys. Rev. D*, 60, 022002  
 Özbakır I., 2020, PhD thesis, Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi

- Pan Y., Buonanno A., Boyle M., Buchman L. T., Kidder L. E., Pfeiffer H. P., Scheel M. A., 2011, *Phys. Rev. D*, 84, 124052
- Poisson E., Will C., 2014, Gravity: Newtonian, Post-Newtonian, Relativistic. Cambridge University Press, <https://books.google.com.tr/books?id=PZ5cAwwAAQBAJ>
- Press W. H., Thorne K. S., 1972, *ARA&A*, 10, 335
- Pretorius F., 2005, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 121101
- Pürrer M., 2016, *Phys. Rev. D*, 93, 064041
- Reynolds C. S., 2019, *Nature Astronomy*, 3, 41
- Smith R. J. E., Cannon K., Hanna C., Keppel D., Mandel I., 2013, *Phys. Rev. D*, 87, 122002
- Taracchini A., ve diğ., 2014, *Phys. Rev. D*, 89, 061502
- Varma V., Field S. E., Scheel M. A., Blackman J., Gerosa D., Stein L. C., Kidder L. E., Pfeiffer H. P., 2019, *Physical Review Research*, 1, 033015
- Weber J., 1960, *Physical Review*, 117, 306

**Access:**

M23-0359: *Turkish J.A&A* — Vol.4, Issue 3.