

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**GRAVİTASYONEL DALGALAR FİZİĞİNDEKİ SON GELİŞMELER**

**Ceyda KÖK**

**FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**ANKARA  
2019**

**Her hakkı saklıdır**

## TEZ ONAYI

Ceyda KÖK tarafından hazırlanan “Gravitasyonel Dalgalar Fizikindeki Son Gelişmeler” adlı tez çalışması 13/09/2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman** : Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER  
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

### Jüri Üyeleri:

**Başkan:** Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER  
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

**Üye** : Prof. Dr. İsmail TURAN  
Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü

**Üye** : Doç. Dr. Özgür AÇIK  
Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

**Yukarıdaki sonucu onaylarım.**

**Prof. Dr. Özlem YILDIRIM**  
Enstitü Müdür Vekili

## ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davranıldığını ve yararlanılan bütün kaynakları referans göstererek belirttiğimi beyan ederim.

13.09.2019



Ceyda KÖK

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### GRAVİTASYONEL DALGALAR FİZİĞİNDEKİ SON GELİŞMELER

Ceyda KÖK

Ankara Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER

Gravitasyonel dalgalar fikriyle ilgili ilk makale 1776'da Laplace tarafından yayınlanmıştır (Iqbal ve Monga 2014). Ancak, görelî bir kütle çekim teorisi oluşturmak için yapılan birçok girişimden sonra, Einstein 1915 yılında yayınladığı genel görelilik teorisi ile gravitasyonel dalgaların varlığını öngörmüştür. Genel görelilik teorisi, gravitasyonel dalgaları uzayzaman dokusunda ışık hızında serbestçe yayılan “dalgalanmalar (ripples)” olarak öngörmektedir. Genel göreliliğin temeli olan Einstein alan denklemleri ise, uzayzaman geometrisi ile maddenin özellikleri arasında bir köprü kurmaktadır.

Genel görelilik teorisi, yıllar içinde pek çok testten başarıyla geçmiştir. Buna dair en önemli gelişmelerden biri, yakın zamanda LIGO dedektörlerinde çalışan araştırmacıların gravitasyonel dalgaları doğrudan gözlemlemeyi başarmış olmalarıdır. Bu çalışmada, Einstein alan denklemlerinin çözümleri olan gravitasyonel dalgalar ve polarizasyon özellikleri, genel görelilik teorisinin öngörülleri, gravitasyonel dalgaların tespit edilmesi, LIGO keşfinin verileri incelenmiş olup verilerden elde edilen parametrelere Newtonian bir yaklaşım gerçekleştirilmiştir.

**Eylül 2019, 93 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Gravitasyonel Dalgalar, Genel Görelilik Teorisi, Einstein Alan Denklemleri, LIGO Deneyi, İkili Karadelik Birleşmeleri, GW150914 Olayı

# ABSTRACT

Master Thesis

## RECENT DEVELOPMENTS IN GRAVITATIONAL WAVES PHYSICS

Ceyda KÖK

Ankara University  
Graduate School of Natural and Applied Science  
Department of Physics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER

Laplace published the first paper about the idea of gravitational waves in 1776 (Iqbal ve Monga 2014). But, after many attempts to develop a relativistic theory of gravity, Einstein predicted the existence of gravitational waves with the general theory of relativity published in 1915. The general theory of relativity estimates the gravitational waves as freely emitted “ripples” in the space-time texture at the speed of light. Einstein Field Equations, which are the basis of general relativity, form a bridge between spacetime geometry and properties of matter.

General theory of relativity has passed many tests over the years. One of the most important developments is that researchers who have recently work in LIGO detectors have managed to observe gravitational waves directly. In this study, gravitational waves with Einstein Field Equations and its polarization properties, predictions of theory of general relativity, detection of gravitational waves and data of LIGO discovery were analyzed and then Newtonian and Keplerian approximations were applied to the parameters.

**September 2019, 93 pages**

**Key Words:** Gravitational Waves, General Theory of Relativity, Einstein Field Equations, LIGO Experiment, Binary Black Hole Mergers, GW150914 Event

## ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu çalışmayı devam ettirmemi sağlayan, desteklerini esirgemeyen sayın danışman hocam Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER'e, beni yetiştiren ve her zaman yanımda olan annem Safiye SAV'a, babam Ömer SAV'a, her zaman destekleyen ve fikirleriyle yol gösteren eşim İsmail KÖK'e ve her şeye pek çok farklı açıdan bakmamı sağlayan birlikte büyüdüğümüz biricik kızım Deniz'e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, okul hayatım boyunca yanımda bulunan, yardımını esirgemeyen sevgili dostum Ayşe Nilay BOZDAĞ'a teşekkürü bir borç bilirim.

Ceyda KÖK  
Ankara, Eylül 2019

## İÇİNDEKİLER

### TEZ ONAY SAYFASI

ETİK.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT .....	iii
ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ .....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	viii
1. GİRİŞ .....	1
2. GENEL GÖRELİLİK TEORİSİ.....	10
2.1 Metrik Tensör.....	10
2.2 Christoffel Sembolleri (Bağlantı Katsayıları).....	11
2.3 Genel Tensörler .....	12
2.4 Tensörlerle İşlemler .....	13
2.5 Vektörlerin Türevi ve Kovaryant Türev .....	14
2.6 Riemann Eğrilik Tensörü .....	15
2.7 Ricci Tensörü ve Ricci Skalari .....	15
2.8 Einstein Tensörü .....	15
2.9 Schwarzschild Çözümü ve Anlamı .....	16
3. GENEL GÖRELİLİĞİN ÖNGÖRÜLERİ .....	21
3.1 Işığın Kütle çekim Alanından Geçerken Sapması .....	21
3.2 Gravitasyonel Kırmızıya Kayma .....	23
3.3 Gravitasyonel Merceklenme Etkisi.....	25
3.4 Shapiro Zaman Gecikmesi .....	27
3.5 Merkür' ün Perihel Noktasının Presesyonu .....	30
3.6 Karadelikler .....	32
3.7 Gravitasyonel Dalgalar .....	34
3.7.1 Lineerize Einstein teorisi .....	36
3.7.2 Gravitasyonel dalga kaynakları.....	50
3.7.3 Gravitasyonel dalgaların tespit edilmesi.....	54
3.7.4 Gravitasyonel dalgaların varlığına dair ilk kanıt .....	55

<b>4. LIGO</b> .....	<b>62</b>
<b>4.1 Dedektörün Yapısı</b> .....	<b>64</b>
<b>4.2 GW150914 Olayı</b> .....	<b>70</b>
<b>4.2.1 Kompaktlık oranı ile cisimlerin kara delik olduğunun kanıtlanması</b> .....	<b>75</b>
<b>4.2.2 GW150914 olayının temel parametrelerinin Kepler ve Newton yaklaşımı ile incelenmesi</b> .....	<b>77</b>
<b>4.2.3 GW150914 olayının sonuçları</b> .....	<b>83</b>
<b>4.3 Keşfedilen Diğer Gravitasyonel Dalga Kaynakları</b> .....	<b>84</b>
<b>4.4 Gravitasyonel Dalga Dedektörleri</b> .....	<b>85</b>
<b>5. TARTIŞMA VE SONUÇ</b> .....	<b>88</b>
<b>KAYNAKLAR</b> .....	<b>89</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b> .....	<b>93</b>



## SİMGELER DİZİNİ

$g_{\mu\nu}$	Metrik tensör
$\partial_\nu$	Adi türev
$\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$	Christoffel sembolleri
$R_{ijk}^l$	Riemann eğrilik tensörü
$G_{\mu\nu}$	Einstein tensörü
$T_{\mu\nu}$	Enerji-momentum tensörü
$R_{\mu\nu}$	Ricci tensörü
$R$	Ricci skaleri
$\eta_{\mu\nu}$	Minkowski metriği
$h_{\mu\nu}$	Metrik pertürbasyon
$\epsilon_{\mu\nu}$	Gravitasyonel dalganın polarizasyon tensörü

### **Kısaltmalar**

AU	Astronomi Birimi
TT	Enine-izsiz ayar (Traceless - Transverse Gauge)
LISA	Laser Interferometer Space Antenna
LIGO	Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory
iLIGO	İlk LIGO (Initial LIGO)
aLIGO	Geliştirilmiş LIGO (Advanced LIGO)
EHT	Olay Ufku Teleskobu (Event Horizon Telescope)

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1 Eşdeğerlik ilkesinin sonucu olarak ışığın bükülmesi .....	5
Şekil 1.2 Eşdeğerlik ilkesinin sonucu olarak elektromanyetik bir dalganın frekansının değişmesi .....	5
Şekil 3.1 Güneş' in yakınından geçen ışığın sapması.....	21
Şekil 3.2 29 Mayıs 1919 tarihindeki Güneş tutulması sırasında Principe adasında çekilen fotoğrafın negatifi .....	22
Şekil 3.3 Gravitasyonel mercekleme etkisi.....	25
Şekil 3.4 Gravitasyonel mercekleme etkisi-Einstein halkası.....	25
Şekil 3.5 Üst kavuşum anında Güneş, Dünya ve gezegen.....	28
Şekil 3.6 Genel Görelilik Teorisi' nin Dünya – Merkür zaman gecikmeleri üzerine ölçülen ve öngörülen etkilerinin karşılaştırılması .....	30
Şekil 3.7 Samanyolu' nun merkezinde bulunan Sgr A süper kütleli karadeliğinin etrafındaki S yıldızlarının yörüngeleri .....	33
Şekil 3.8 EHT' nin istasyonlarının Dünya' daki dağılımı ve çekilen ilk karadelik fotoğrafı .....	34
Şekil 3.9 Gravitasyonel dalgaların kutuplanması .....	48
Şekil 3.10 Sürekli gravitasyonel dalga kaynağından gelen sinyale ait örnek.....	51
Şekil 3.11 İkili sarmal gravitasyonel dalga kaynağından gelen sinyale ait örnek....	52
Şekil 3.12 Simüle edilmiş stokastik gravitasyonel dalga sinyali.....	53
Şekil 3.13 Patlama gravitasyonel dalga kaynağından gelen sinyal örneği.....	54
Şekil 3.14 Temel Michelson interferometresi.....	55
Şekil 3.15 PSR 1913+16 .....	56
Şekil 3.16 PSR 1913+16 ikili pulsar sisteminin periastron noktasının ilerlemesi ...	59
Şekil 3.17 Periastron zamanındaki kayma .....	60
Şekil 3.18 PSR 1913 + 16 ikili pulsar sisteminin yörünge bozunması .....	61
Şekil 4.1 LIGO Hanford ve LIGO Livingston.....	62
Şekil 4.2 Fabry Perot boşluklarının gösterilmesi .....	63
Şekil 4.3 LIGO' nun her biri 40 kg ağırlığındaki saf silika aynalarından ikisi .....	65
Şekil 4.4 Initial LIGO ve aLIGO .....	66
Şekil 4.5 Dahili sismik izolasyon platformunun görüntüsü.....	67
Şekil 4.6 Geliştirilmiş LIGO dedektörünün basitleştirilmiş bir diyagramı .....	68

Şekil 4.7 LIGO' nun düzlemsel olmayan halka osilatörü.....	69
Şekil 4.8 GW150914' ün gökyüzündeki yerinin, $\alpha$ ve $\delta$ cinsinden oluşturulan ortografik projeksiyonu .....	71
Şekil 4.9 Hanford (H1) ve Livingston (L1)' daki LIGO dedektörlerinin yeri ve yönelimi .....	71
Şekil 4.10 LIGO Hanford (H1) ve Livingston (L1) tarafından gözlemlenen gravitasyonel dalga olayı GW150914.....	72
Şekil 4.11 GW150914' ten elde edilen tahmini gravitasyonel dalga geriliminin, H1 de elde edilen verilerle eşleştirilmesi .....	74
Şekil 4.12 İkili karadelik birleşmelerinin aşamaları .....	77
Şekil 4.13 Ortak kütle merkezi etrafında yörünge hareketi yapan m ve M kütleli cisimler .....	78
Şekil 4.14 Gravitasyonel dalga kaynaklarının lokalizasyonları .....	84
Şekil 4.15 Küresel ağdaki mevcut ve planlanan dedektörler.....	86
Şekil 4.16 Önerilen LISA dedektörü.....	87

## 1. GİRİŞ

Gravitasyon kavramı; Kopernik' in, gezegenlerin Güneş' in merkezde bulunduğu bir sistem etrafındaki hareketlerini önerdiği “Gökteki Kürelerin Dolanımları Üzerine (De Revolutionibus Orbium Coelestium)” isimli kitabına dek dayanmaktadır. Kopernik, ölümünden hemen önce basılan ve on yıllarca kimse tarafından dikkate alınmayan kitabında, Güneş' in merkezde olduğu bir sistemde, Dünya ile birlikte keşfedilmiş diğer gezegenlerin, Güneş etrafında yaptıkları dolanma hareketleri ile Dünya' nın gerçekleştirdiği dönme hareketi ve bu hareketlerin sonuçlarını açıklamaya çalışmıştır. Bu noktada, Kopernik' in çalışmalarını dikkate alan Tycho Brahe, Johannes Kepler ve Galileo Galilei, Yer merkezli evren modelinin yıkılmasında büyük rol oynamışlardır. Sonuç olarak; gezegenlerin Güneş çevresindeki yörünge hareketinin tam olarak nasıl olduğunun anlaşılması, teleskobuyla yaptığı dikkatli gözlemleri tablolar halinde kaydeden Tycho Brahe' nin sonuçlarından yararlanan Kepler' in 3 önemli yasayı keşfetmesiyle mümkün olmuştur. Daha sonra, Kepler' in 2. ve 3. yasasını birleştiren I. Newton; iki cisim arasında, aradaki uzaklığın karesiyle ters orantılı ve cisimleri birleştiren doğru boyunca yönelmiş bir kuvvetin olması gerektiği sonucuna varmıştır ve 1687' de yayımlanan “Philosophiae Naturalis Principia Mathematica<sup>1</sup> (Doğa Bilimlerinin Matematik İlkeleri)” isimli kitabında Evrensel Gravitasyon Yasası' nı şöyle ifade etmiştir: “Evrendeki her parçacık, başka bir parçacığı, kütlelerinin çarpımıyla doğru orantılı ve aralarındaki uzaklığın karesiyle ters orantılı olan bir kuvvetle çeker.”

$$\vec{F}_g = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} \hat{r} \quad (1.1)$$

Newton' un Evrensel Gravitasyon Yasası; Güneş Sistemi' ndeki bazı gezegenlerin (örneğin Jüpiter ve Satürn) yörünge hareketlerini sorunsuz bir şekilde açıklaması, ayrıca Uranüs' ün yörünge hareketindeki tuhaflığın ise bir başka gezegenden kaynaklandığının düşünülmesi üzerine bu yeni gezegenin (Neptün) keşfedilmesi ile iyice geçerlilik kazanmıştır. Merak edilen şudur ki; Güneş Sistemi için doğru olduğu kabul edilen

---

<sup>1</sup>Newton mekaniğinin diğer önemli ögesi ise, Newton' un İkinci Hareket Yasası' dır. Eylemsiz bir referans sisteminde, bir parçacık üzerine etkiyen net kuvvet onun çizgisel momentumunun zamanagöre değişimi ile orantılıdır.  $F = d(mv)/dt$ . Bu yasa, sıklıkla şöyle kullanılır:  $F = m.a$ . Bir cisim üzerindeki net kuvvet, cismin kütlesi ile ivmesinin çarpımına eşittir.

Newton Yasaları' nın, evrenin büyük ölçekli yapısına bakıldığında da geçerli olup olmadığıdır. Örneğin; çift yıldızların birbirlerini çektiklerine dair kanıtlar bulunmaktadır. Daha büyük mesafelere gidildikçe, merkezlerinde yıldız yoğunluğunun arttığı yıldız kümelerinde, galaksilerde ve galaksi kümelerinde de gravitasyon yasasının geçerli olduğu görülmektedir.

Belirtmeliyiz ki; Newton, Evrensel Gravitasyon Yasası' nda işleyişi sağlayan mekanizma hakkında bir öngöründe bulunmamıştır. Dolayısıyla, kütlelerin temelde neden birbirini çektiğinin cevabını da vermemiştir.

Bu noktada; gravitsayon yasasının nasıl çalıştığından çok gravitasyonun kaynağının ne olduğunu anlamaya çalışan Albert Einstein, önce 1905' te yayınladığı Özel Görelilik Teorisi ile Newton hareket teorisini göreliliğe uyumlu hale getirmiştir. Newton mekaniğine göre, fizik yasaları Galilei dönüşümleri altında değişmezdir. Ancak, söz konusu ışık olduğunda ortaya bir takım problemler çıkmıştır ve Galilei dönüşümlerinin ışık için geçerli olmadığı anlaşılmıştır. Örneğin, Newton mekaniğinde ele aldığımız bağıl hız kavramı, ışık için hesaplanmak istendiğinde, ışık hızının her durumda sabit bir değere sahip olduğu görülmüştür. Bu düşünceye dayalı yapılan çok sayıda deney bu sonucu vermiştir.<sup>2</sup> Maxwell' in elektrik, manyetizma ve ışığı tek bir sistemle anlatan Maxwell denklemlerinin iki sonucuna göre; elektromanyetik dalgalar her doğrultuda ve  $c=300.000$  km/sn hızla yayılmaktadırlar ve ışığın hızı kaynağın hareketinden bağımsızdır. Dolayısıyla, Maxwell denklemleri Galilei göreliliğine uymamaktadır. İlk olarak yapılan, Maxwell denklemlerini, Galilei dönüşümleri altında görelilik ilkesini sağlaması için değiştirmeye çalışmak olmuştur. Ancak, bu adım, yeni elektrik olaylarının görülmesi gerektiği sonucuna varmıştır ve bu öngörülen yeni olaylar ise deney ile kanıtlanamamıştır. Sonuç olarak; ışığın hızının her eylemsiz sistemden sabit görünmesinin nedenini anlamak için, bir sistemden diğerine geçerken kullandığımız dönüşümleri değiştirmemiz gerekmektedir. Işık için Galilei dönüşümleri yetersiz kalmıştır. Ancak, Lorentz' in bulmuş olduğu dönüşümler, Maxwell denklemlerine

---

<sup>2</sup> Michelson ve Morley, 1887' de yılında, aslında "ether" içinde Dünya' nın mutlak hızını ölçmek için yaptıkları deney ile ışık hızının sabit olduğu sonucuna ulaşmışlardır. Sonrasında yaptıkları tüm deneyler de aynı sonucu vermiştir.

uygulandığında, Maxwell denklemleri aynı yapıda kalmaktadır. Yani; fizik yasaları Lorentz dönüşümleri altında değişmezdir. Sonuç olarak değişmesi gerekenin Newton yasaları olduğu anlaşılmıştır.

\* Fizik yasaları, eylemsiz gözlem çerçevelerinden bağımsızdır (invarianttır).

\* Işığın boşluktaki hızı sonludur, c değerindedir ve gözlemciden bağımsızdır.

Yukarıdaki postüllara dayanan Özel Görelilik Teorisi, eylemsiz referans çerçeveleri (üzerine net bir kuvvet etki etmeyen çerçeveler) için geçerlidir.

Daha sonra, Albert Einstein 1915' te yayınladığı Genel Görelilik Teorisi ile, sadece eylemsiz referans sistemleri (ivmelenmeyen sistemler) için geçerli olan Özel Görelilik Teorisi' ni, eylemli referans çerçevelerini de dahil ederek ivmelerin etkilerinin anlaşılması için genelleştirmiştir. Dolayısıyla; yeni teori, hızlanan ve yön değiştiren sistemler için de açıklık getirmiştir. Genel Görelilik Teorisi' nin temelinde 3 ana prensip bulunmaktadır:

- Eşdeğerlik ilkesine göre; bir gravitasyonel alanda serbestçe düşen bir çerçevedeki fizik ile, gravitasyonun olmadığı bir eylemsiz çerçevedeki fizik aynıdır. Bir başka ifadeyle; gravitasyonun  $\vec{g}$  olduğu hızlanmayan çerçevedeki fizik ile, gravitasyonun olmadığı ancak  $a = -\vec{g}$  ile hızlanan bir çerçevedeki fizik aynıdır. Yani; bir kütle konsantrasyonuna yakın uzayzaman bölgesine yeterince yerleşmiş cisimlerin fiziksel davranışı, yine uygun düzgün bir ivmelenme bölgesindeki fiziksel davranışından herhangi bir deneyle ayırt edilemeyecektir. Örneğin; gravitasyonun olmadığı bir ortamdaki asansörün içerisinde bulunan ve dış ortam hakkında bilgisi olmayan bir kişi, asansörün yukarıya doğru pozitif bir ivme ile hareket ettirilmesi sonucunda asansörün tabanına doğru yapmış olduğu hareketin, gravitasyondan mı yoksa ivmeli bir hareketten mi kaynaklandığını kesinlikle bilemez. Bunu sadece, dışarıdan bakan bir gözlemci cevaplayabilir. Ya da bir gravitasyonel alanda serbest düşme halinde, gravitasyonun etkisi yerel olarak hissedilmez. Diyebiliriz ki; ivme ve gravitasyon lokal olarak aynıdır ve kapalı bir ortamdaki bir gözlemci, aralarındaki farkı bulmak için hiçbir deney yapamaz. Bu iki etkinin aynı koşullara neden olmasının sebebi ise, eylemsizlik kütlesi ile çekim kütlesinin eşit olmasıdır (lokal olarak).

Dünya' nın kütlesi M, Dünya parçacık arasındaki mesafe R ve Dünya' nın yarıçapı r olmak üzere; cisme etkiyen gravitasyonel kuvvet şöyledir:

$$\vec{F}_{12} = G \frac{\mu M}{r^2} \quad \mu, \text{ parçacığın çekim kütlesi} \quad (1.2)$$

Ayrıca;

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (1.3)$$

m, eylemsizlik kütlesidir, parçacığın hareketine karşı bir dirençtir.

$$\vec{F}_{12} = \vec{F} \Rightarrow G \frac{\mu M}{r^2} = ma$$

$G \frac{M}{r^2} = \vec{g}$  olduğunu biliyoruz ve  $r \approx R$  durumunda  $\vec{g} = a$  olacağından;

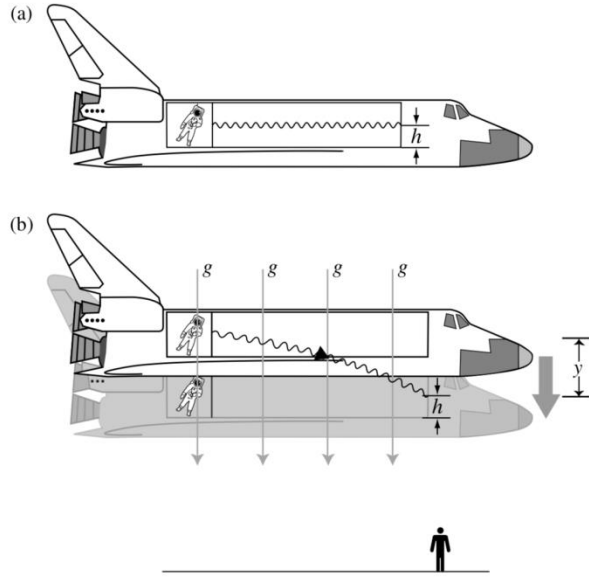
$$\mu = m \quad (1.4)$$

bulunur ki; bu da eylemsizlik ve çekim kütlelerinin eşit olduğu anlamına gelmektedir. Bu eşitlik; Baron Roland von Eötvös tarafından yapılan deneyler<sup>3</sup> ile  $10^{-9}$  hassasiyetle doğrulanmıştır (P.G. Roll, R. Krotkov, R.H. Dicke 1964). Son olarak, 1993 yılında yapılan deney ile hassasiyet oranı  $10^{-12}$  olarak bulunmuştur (I. Ciufolini, J. A. Wheeler 1995).

Eşdeğerlik ilkesi; gravitasyonun ışığı bükebileceğini, elektromanyetik bir dalganın frekansını değiştirebileceğini, saatlerin yavaş çalışmasına neden olabileceğini işaret etmektedir. Örneğin; sabit (düşey) bir  $\vec{g}$  gravitasyonel alanında düşen bir uzay aracında bulunan astronot; uzay aracı boyunca yatay olarak ilerleyen ışık ışınının, dosdoğru bir taraftan diğer tarafa hareket ettiğini görecektir. Uzay aracındaki astronot için, eşdeğerlik ilkesine göre, gravitasyon ya da ivmelenme ile ilgili tespit edilebilir bir etki olmayacaktır. Ancak; uzay aracı dışındaki bir gözlemci için  $\vec{g}$  gravitasyonel alanı vardır ve uzay aracı bu gravitsayonel alanda hızlanmaktadır (düşmektedir). Dolayısıyla; gözlemci ışık sinyalinin serbestçe düşen uzay aracındaki düz yörüngesinde bükülme gözlemleyecektir.

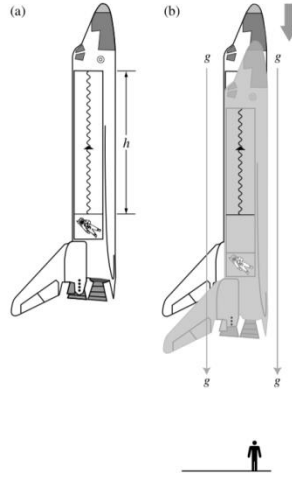
---

<sup>3</sup> Eötvös' ün 1906-1909 yılları arasında yapmış olduğu deneylerin ayrıntılı açıklaması 1922 yılında (ölümünden 3 yıl sonra), asistanları D. Pekar ve E. Fekete tarafından yayınlanmıştır.



Şekil 1.1 Eşdeğerlik ilkesinin sonucu olarak ışığın bükülmesi

Bir başka durumda, gravitasyonel alanın yönünün, ışığın yönüne paralel olması durumunda ise; sonuçlar değişmektedir.



Şekil 1.2 Eşdeğerlik ilkesinin sonucu olarak elektromanyetik bir dalganın frekansının değişmesi

Doğrudan aşağıya doğru yönelmiş bir  $\vec{g}$  gravitasyonel alanı içinde bulunan bir uzay aracına, yayıcıdan  $h$  yüksekliğine yerleştirilmiş bir alıcı bulunsun. Serbest düşme



durumunda astronot yine bir etki gözlemleyemeyeceğinden frekans kayması tespit edemeyecektir.

$$\omega_{alınan} = \omega_{yayılan} \quad (1.5)$$

Uzay aracı dışındaki bir gözlemci için ise; yine  $\vec{g}$  gravitasyonel alanı söz konusu olduğundan, uzay aracı bu gravitasyonel alanda hızlanmaktadır (düşmektedir). Bu uzay aracının, ışık ışının yayılımı anında düşmeye başladığını varsayarsak; ışık ışının tavandaki alıcıya ulaşması için  $\Delta t = h/c$  kadar bir süre geçmesi gerekecektir ve  $\Delta u = g\Delta t$  hızında hareket halindeki bir alıcı tarafından algılanacaktır. Doppler formülüne göre (düşük hız yaklaşımında), aşağıdaki gibi bir frekans kayması beklenir:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{Doppler} = \frac{\Delta u}{c} \quad (1.6)$$

Alıcı, yayıcıya yaklaştığından, ışık dalgaları sıkıştırılmış olacak ve maviye kayma gerçekleşecektir.

$$(\Delta\omega)_{Doppler} = (\omega_{alınan} - \omega_{yayılan})_{Doppler} > 0 \quad (1.7)$$

(1.5) ifadesi, iki gözlemci için de geçerli olacağından, (1.7) ile ifade edilen maviye kayma bir şekilde iptal edilmelidir. Bunun gerçekleşebilmesi, uzay aracı dışındaki gözlemci için gravitasyondan kaynaklı bir kırmızıya kaymanın söz konusu olmalıdır.

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{gravitasyon} = -\frac{\Delta u}{c} \quad (1.8)$$

Görelî hızı, iki konum arasındaki  $\Delta\Phi$  gravitasyonel potansiyel farkı cinsinden ifade edersek;

$$\Delta u = g\Delta t = \frac{gh}{c} = \frac{\Delta\Phi}{c} \quad (1.9)$$

elde edilir. (1.8) ve (1.9) birleştirildiğinde, gravitasyonel frekans kayması elde edilmektedir:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{\Delta\Phi}{c^2} \quad (1.10)$$

Yani;

$$\frac{\omega_{alınan} - \omega_{yayılan}}{\omega_{yayılan}} = -\frac{\Phi_{alınan} - \Phi_{yayılan}}{c^2} \quad (1.11)$$

Düşük gravitasyonel potansiyelde ( $\Phi_{yayılan} < \Phi_{alınan}$ ),  $\omega_{yayılan}$  frekansı ile yayılan ışık ışını; yüksek gravitasyonel alanda düşük frekans ( $\omega_{yayılan} > \omega_{alınan}$ ) sinyali olarak alınacaktır. Alıcı ve yayıcı görelî hareket halinde olmasalar da, bu, kırmızıya kaymadır (Cheng 2005).

- Genel kovaryanslık ilkesi; genel koordinat dönüşümler altında fizik yasalarının değişmemesi demektir. Einstein bu ilke ile birlikte, fizik yasalarının geniş bir koordinat dönüşümü altında formlarının aynı kalmasını mümkün kılmıştır. Bunu yaparken de genel tensörler adı verilen matematiksel nicelikleri kullanmıştır.
- Tutarlılık ilkesi ise; Newton gravitasyonunun ve Özel Görelilik Teorisi' nin, Genel Görelilik Teorisi ile uygun olması gerektiğini söylemektedir. Genel Görelilik Teorisi, zayıf gravitasyon ve düşük hızlarda Newton gravitasyonuna indirgenebilmektedir. Newton gravitasyonunu uygun hale getirmek için ise, alan denklemleriyle ifade ederek alan teorisi haline getirmemiz gerekmektedir. Bu bağlamda, Genel Görelilik Teorisi' nde kuvvet bulunmadığından, kuvvet kavramı içermese de Newton gravitasyonunun Genel Görelilik Teorisi ile tutarlı olması gerekmektedir. Bu tutarlılık, Poisson denklemi ile anlaşılmaktadır. Newton gravitasyonunun bir alan teorisi olarak özü; Newton gravitasyonel alanının kaynağı olan kütle yoğunluğu ( $\rho$ ) ile Newton gravitasyonel potansiyelinin ikinci türevinin kombinasyonundan oluşan Poisson denklemi ile ifade edilmesidir

$$\vec{\nabla}^2\Phi = 4\pi G\rho \quad (1.12)$$

Burada;  $\Phi$  gravitasyonel potansiyel ve  $\rho$  gravitasyonel alanın kaynağı (kütle dağılımı) olmak üzere, (1.5), Newton gravitasyon için bir alan denklemdir. Newton gravitasyonel alanı  $\vec{g}$ , Newton gravitasyonel potansiyeli arasında;

$$\vec{g} = -\vec{\nabla}\Phi \quad (1.13)$$

ilişkisi bulunmaktadır. Genel görelilik; bu tür bir denklemin uygun koşulları altında (genellikle Newton limiti olarak adlandırılmaktadır), yaklaşık bir gravitasyon tanımını sağlamaktadır. Bu anlamda; Genel Görelilik Teorisi, gravitasyonel kuvvetler kullanmasa da, Newton gravitasyonunun başarılı tahminleriyle tutarlıdır. Ayrıca; Özel Görelilik Teori' sinin sonuçlarının, Genel Görelilik Teorisi' nde yerel olarak geçerli olmasından dolayı, Genel Görelilik Teorisi ile Özel Görelilik Teorisi de tutarlıdır.

Einstein Genel Görelilik Teorisi' nde eşdeğerlik ilkesine dayanarak; gravitasyonun, klasik anlamda bir kuvvet olmadığını, uzayzamanın eğriliğinden (gravitasyon = eğri uzayzaman) kaynaklandığını açıklamaktadır. Kütle ya da enerjinin varlığı, parçacıkların hareketini belirleyen eğri<sup>4</sup> uzayzamana yol açmaktadır. Parçacıklar da bu eğri uzayzamanda “mümkün olan en kısa ve mümkün olan en düz yörünge” dediğimiz jeodezik eğriyi takip etmektedirler (Cheng 2005). Bu hareketin denklemi de jeodezik denklemdir. Ayrıca, Genel Görelilik Teorisi' nin alan denklemi de kütle/enerji dağılımını uzayzaman eğriliği ile ilişkilendiren Einstein alan denklemleridir. Genel göreliliğin bir sonucu diyebileceğimiz eğri uzayzamanı ve madde/enerji arasındaki sürekli değişen ilişkiye karşın sürekli değişen bir geometriyi ilişkilendiren, Riemann geometrisindeki metrik kavramını da barındıran Einstein alan denklemlerini ifade etmek için kullanılması gereken uygun matematiksel çerçeve Riemann geometrisi ve tensör

<sup>4</sup> Öklidyen olmayan geometrinin kurucusu Gauss, sonsuz küçük aralık olarak adlandırdığımız çizgi elemanın, tüm geometrilerin ortaya çıkarılması için önemli bir rol oynadığını fark etmiştir (Lambourne 2010). Örneğin; R yarıçaplı bir küre üzerindeki bir çember için;

$$\oint dl = \int_0^{2\pi} dl = 2\pi R \sin\theta \text{ ve } \frac{\text{çevre}}{\text{yarıçap}} = \frac{2\pi R \sin\theta}{R\theta} = \frac{2\pi}{\theta} \sin\theta \neq 2\pi$$

olduğundan ( Çünkü, Öklidyen geometride  $\frac{\text{çevre}}{\text{yarıçap}} = 2\pi$  bulunur) , küre Öklidyen bir geometriye sahip değildir. Ayrıca; küresel üçgenin iç açılarının toplamı,  $180^\circ$  ' den büyüktür. İşte bu farklılıkları yaratan nicelik, eğriliktir. Riemann geometrisi de, N – boyutlu eğri uzayları ve bu uzaylardaki diferansiyel ve integral yapıları inceleyen bir matematik dalıdır.

cebiridir. Einstein alan denklemlerinin çözümlerindeki amaç bir hareket denklemi elde etmektir. Böylece, çözümlü yapılan geometride maddenin davranışı bulunmuş olacaktır.

J.A.Wheeler' in 1979' da Genel Görelilik Teorisi' ni tek bir cümleyle özetlediği gibi, “Uzayzaman kütleyle nasıl hareket edeceğini, kütle de uzayzamana nasıl eğileceğini söyler”.

Son olarak; Einstein'ın 1915'te yayınladığı Genel Görelilik Teorisi' nin öngörülerinden biri olan gravitasyonel dalgalar 2015 yılında LIGO deneyiyle keşfedilmiştir. Gravitasyonel dalgaların varlığını tespit etmek için yapılan bu deney, insanlığın gerçekleştirdiği en hassas deneydir.

## 2. GENEL GÖRELİLİK TEORİSİ

### 2.1 Metrik Tensör

Bir uzayzamanı tanımlamak için en başta iki nokta ya da iki olay arasındaki mesafeyi belirlemek için metrik tensöre ihtiyaç vardır. Einstein Genel Görelilik Teorisi' nin alan denklemlerinden hareket ederek metriği elde ettikten sonra, uzayzamanın geometrisi kesinlikle belirlenebilmektedir<sup>5</sup>.

Çok küçük uzunluk elemanı  $ds$ , metrik  $g_{\mu\nu}$  ile ilişkilidir:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (2.1)$$

Burada, tekrarlanan indisler üzerinden Einstein toplama kuralı kullanılmıştır.

- Örnek: Einstein toplama kuralı:

$A_i$  ve  $B_j$  vektörlerinin  $i, j = 1, 2, 3$  olmak üzere skalar çarpımı yapılırsa;

$$\vec{A} \cdot \vec{B} = \sum_{i=1}^3 A_i B_i = A_1 B_1 + A_2 B_2 + A_3 B_3 \quad (2.2)$$

olarak yazılır.

Örneğin; 3 boyutlu Öklid uzayı için metrik tensör şöyledir:

$$[g_{ij}] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

4 boyutlu düz uzayzaman için Minkowski metriği ise aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$[\eta_{\mu\nu}] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Kartezyen koordinatlar için Minkowski metriğini şu şekilde yazarız<sup>6</sup>:

---

<sup>5</sup> Ancak bu durumun tersi geçerli değildir. Birçok olası koordinat sistemi ve dolayısıyla metriği yazmanın birçok farklı yolu olduğundan, geometri metriği çok iyi belirleyemez.

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (2.5)$$

## 2.2 Christoffel Sembolleri

Öklid uzayının kartezyen koordinatları kullanıldığında, bir  $V$  vektörü, bileşenleri değişmeden taşınabilir ve baz vektörleri sabit kaldığından sadece bileşenlerin türevinin alınması yeterlidir. Baz vektörleri sabit kaldığından türevleri sıfırdır.

$$\vec{V} = V^x \vec{e}_x + V^y \vec{e}_y + V^z \vec{e}_z$$

$V$  vektörünün  $x'$  e göre türevi şöyle yazılır:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial x} = \frac{\partial V^x}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial V^y}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial V^z}{\partial z} \vec{e}_z \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \vec{e}_x}{\partial x} = \frac{\partial \vec{e}_y}{\partial x} = \frac{\partial \vec{e}_z}{\partial x} = 0 \quad (2.7)$$

Ancak; eğri uzayda vektörler paralel taşındığında, baz vektörlerinin ve bileşenlerin değişimi söz konusudur. Açıklayacak olursak;  $C$  eğrisinin, herhangi bir noktasındaki  $u$  parametresine denk gelen  $\vartheta(u)$  vektör alanını koordinat baz vektörleri ve koordinat bileşenleri cinsinden yazabiliriz:

$$\vec{V}(u) = V^i(u) \cdot \vec{e}_i(u) \quad (2.8)$$

(2.8)' in türevini aldığımızda; vektör alanın eğri boyunca hareket ettikçe,  $u'$  ya göre değişim oranı şöyledir:

$$\frac{d\vec{v}}{du} = \frac{dv^i}{du} \vec{e}_i + V^i \frac{d\vec{e}_i}{du} \quad (2.9)$$

Ve sağ tarafın ikinci ifadesini zincir kuralını kullanarak tekrar yazalım:

$$\frac{d\vec{v}}{du} = \frac{dv^i}{du} \vec{e}_i + V^i \frac{\partial \vec{e}_i}{\partial x^k} \frac{dx^k}{du} \quad (2.10)$$

---

<sup>6</sup> Küçük Yunan harfleri uzayzaman indislerini belirtmektedir.  $\mu = \{0,1,2,3\}$ . Burada;  $\{0\}$  zaman koordinatına ve  $\{1,2,3\}$  uzay koordinatlarına karşılık gelmektedir.

Burada,  $\frac{\partial \vec{e}_i}{\partial x^k}$  yeni bir vektördür. Dolayısıyla; eğri uzaylarda, baz vektörlerinin türevlerinden yeni türevler elde edilmiş olur. Son olarak ise; elde edilen bu yeni vektörler de, “Christoffel Sembolleri” olarak adlandırılan bağlantı katsayıları kullanılarak, yine aynı baz vektörünün cinsinden yazılabilir.

$$\frac{\partial \vec{e}_i}{\partial x^k} = \Gamma_{ik}^j \vec{e}_j \quad (2.11)$$

$\Gamma_{ik}^j \Rightarrow$  Christoffel sembolleri. Birim vektörleri ve koordinatları içerdiğinden, metrik kullanılarak belirlenmelidirler.

Bağlantı katsayıları aşağıdaki ifadeden hesaplanırlar:

$$\Gamma_{jk}^i = \frac{1}{2} g^{il} \left( \frac{\partial g_{lj}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^j} \right) \quad (2.12)$$

### 2.3 Genel Tensörler

Genel tensörler ya da tensörler; genel koordinat dönüşümleri altında değişmeyen fizik yasalarını<sup>7</sup> formüle edecek çok bileşenli matematiksel niceliklerdir.

Tensörlere şu örnekler verilebilir:

- Sonsuz küçük yer değiştirmeyi tanımlayan  $[dx^\mu] = (dx^0, dx^1, dx^2, dx^3)$ , rank 1 kontravaryant tensördür ve şuna göre dönüşür:

$$dx'^\mu = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} dx^\alpha \quad (2.13)$$

- Rank 2 metrik tensör  $[g_{\mu\nu}]$ ' nün kontravaryant formunun bileşenleri

$$g'^{\mu\nu} = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} g^{\alpha\beta} \quad (2.14)$$

ifadesine göre dönüşürler. Kovaryant formunun bileşenleri dönüşümü ise şöyle gerçekleşir:

---

<sup>7</sup> Genel kovaryanslık ilkesi.

$$g'_{\mu\nu} = \frac{\partial x^\alpha}{\partial x'^\mu} \frac{\partial x^\beta}{\partial x'^\nu} g_{\alpha\beta} \quad (2.15)$$

- Diğer bir örnek; Reimann eğrilik tensörü  $[R_{\beta\gamma\delta}^\alpha]$ , rank 1 kovaryant ve rank 3 kovaryant olan karma bir tensördür. 4 – boyutlu uzayzamanda 256 bileşeni vardır. Ancak, simetrilere dolayı bunlardan sadece 20 tane bağımsızdır. Reimann eğrilik tensörü de şöyle dönüşür:

$$R'^{\alpha}_{\beta\gamma\delta} = \frac{\partial x'^{\alpha}}{\partial x^{\mu}} \frac{\partial x^{\nu}}{\partial x'^{\beta}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\gamma}} \frac{\partial x^{\sigma}}{\partial x'^{\delta}} R^{\mu}_{\nu\rho\sigma} \quad (2.16)$$

Burada bir hatırlatma yapmak gerekir. Her çok bileşenli obje tensör değildir. Örneğin; 4 boyutlu uzayzamanda 64 bağlantı katsayısı ( $\Gamma_{\beta\gamma}^{\alpha}$ ), rank 3 karışık tensör için uygun dönüşüm kurallarını karşılamadığından tensör formunda değildir.

## 2.4 Tensörlerle İşlemler

\*Toplama: Aynı tipten tensörler toplanır. İndisler uyumlu şekilde düzenlenmiş olmalıdır.

$$T^{\mu\nu} + S^{\mu\nu} = K^{\mu\nu}$$

ya da,

$$T^{\mu}_{\nu} + K^{\mu}_{\nu} = Z^{\mu}_{\nu}$$

örnek olarak verilebilir.

\*Çarpım:

$$g_{\sigma\alpha} R^{\alpha}_{\beta\gamma\delta} = R_{\sigma\beta\gamma\delta}$$

ya da

$$g_{\alpha\beta} g^{\beta\sigma} = \delta_{\alpha}^{\sigma}$$

\*Kontraksiyon:



$G_{lm}^{ijk}$  ve  $R_{tu}^s$  tensörleri; i ve t, j ve u, l ve s indisleri üzerinden, kontrakte edildiğinde;

$$G_{lm}^{ijk} R_{ij}^l$$

tensörü elde edilir.

\*İndislerin yükseltilmesi ve düşürülmesi:

$A^\mu$  kontravaryant vektörü metrik tensör üzerinden;

$$A_\nu = g_{\mu\nu} A^\mu$$

şeklinde kovaryant vektör olarak tanımlanabilmektedir. Bu işleme, indisin düşürülmesi denmektedir.

Benzer şekilde;  $g^{ij}$  kullanılarak; kovaryant  $B_i$  vektörü;

$$B^i = g^{ij} B_j$$

şeklinde kontravaryant vektör bileşeni olarak yazılır. Bu işleme de, indis yükseltme olarak adlandırılmaktadır.

## 2.5 Vektörlerin Türevi ve Kovaryant Türev

Kontravariant tensör  $v^\alpha$ 'nın kovaryant türevi;

$$\nabla_\beta v^\alpha = \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} + \sum_\lambda \Gamma_{\lambda\beta}^\alpha v^\lambda \quad (2.17)$$

ve kovaryant tensör  $v_\alpha$  için kovaryant türev;

$$\nabla_\beta v_\alpha = \frac{\partial v_\alpha}{\partial x^\beta} - \sum_\lambda \Gamma_{\alpha\beta}^\lambda v_\lambda \quad (2.18)$$

şeklinindedir. Yüksek ranka sahip tensörler için kovaryant türev:

$$\nabla_\lambda T^{\mu\nu} = \frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\lambda} + \sum_\rho \Gamma_{\rho\lambda}^\mu T^{\rho\nu} + \sum_\rho \Gamma_{\rho\lambda}^\nu T^{\mu\rho} \quad (2.19)$$

## 2.6 Riemann Eğrilik Tensörü

Uzayzamanın eğriliğini tanımlayan, Riemann eğrilik tensörünün bileşenleri, Christoffel sembolleri ile gösterilebilir.

$$R^l_{ijk} = \frac{\partial \Gamma^l_{ik}}{\partial x^j} - \frac{\partial \Gamma^l_{ij}}{\partial x^k} + \Gamma^m_{ik} \Gamma^l_{mj} - \Gamma^m_{ij} \Gamma^l_{mk} \quad (2.20)$$

Eğer; uzayzaman düz ise; bu tensörün tüm bileşenleri sıfırdır.

$$R^l_{ijk} = 0$$

## 2.7 Ricci Tensörü ve Ricci Skaleri

Einstein denklemleri, Riemann eğrilik tensörünün çeşitli kontrakte olmuş biçimlerini de içermektedir. Riemann eğrilik tensörünün, (0,2) tensör ile kontrakte olmuş hali, Ricci tensör olarak adlandırılır.

$$R_{\alpha\gamma} = R^{\mu}_{\alpha\mu\gamma} = g^{\sigma\delta} R_{\sigma\alpha\delta\gamma} \quad (2.21)$$

Ricci tensörü, metriğin kontravaryant bileşenleri ile kontrakte ettiğimizde de Ricci skalerini buluruz.

$$\mathcal{R} = g^{\alpha\beta} R_{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta} g^{\sigma\delta} R_{\alpha\sigma\gamma\delta} \quad (2.22)$$

## 2.8 Einstein Tensörü

Ricci tensörünü kontravaryant formda yazdığımızda,

$$R^{\mu\nu} = g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} R_{\alpha\beta} \quad (2.23)$$

elde ederiz ve bunu kullanarak Einstein tensörü G tanımlanabilir. Kontravaryant formu:

$$G^{\mu\nu} = R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \mathcal{R} \quad (2.24)$$

Kovaryant formu:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathcal{R} \quad (2.25)$$

Denklemler şöyle de yazılabilir:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathcal{R} = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (2.26)$$

olduğundan,

$$G_{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (2.27)$$

$R^{\mu\nu}$  simetrik olduğundan,  $G^{\mu\nu}$  de simetriktir.

## 2.9 Schwarzschild Çözümü ve Anlamı

Karl Schwarzschild, 1916' da Einstein alan denklemlerinin, bir yıldızın dışındaki uzayzaman bölgesi için çözümlerini yapmıştır.

Schwarzschild metriği, Einstein alan denklemlerinin; küresel simetrik, durgun M kütesine sahip cisimlerin dışındaki uzayzamanı tanımlayan bir çözümdür.

Bir kütlein kendi etrafında biçimlenmesine neden olduğu uzayzamanın (gravitasyonel potansiyelin) metriğini bulma işleminde özellikle Ricci tensörünün, madde yokluğunda sifıra eşit olması işlemleri kolaylaştırmaktadır. Çünkü; bir kütle kaynağının dışındaki uzayzamanın yapısını incelerken, cisim dışında herhangi bir başka cismin bu uzayzamanın yapısına etki etmeyeceği vurgulanmaktadır. Bulunan çözüm, kütlein olmadığı (M=0) durumda Minkowski uzayına indirgenmelidir. Radyal uzaklığın sonsuza eriştiği bölgede ise, uzayın Minkowski metriğine dönüşmesi gerekir. Ayrıca cisim statik olduğundan metriğin elemanları zamandan bağımsız olup sadece yarıçapın bir fonksiyonu olarak ele alınacaktır.

Çoğu astrofiziksel durumda, metrik tensör ortogonal formda çalışılabilir. Bunun anlamı da; metrik tensörün bileşenlerinin ( $g_{\alpha\beta}$ ), tüm  $\alpha \neq \beta$  için;

$$g_{\alpha\beta} = 0 \quad (2.28)$$

ifadesini karşıladığı bir koordinat sistemi tanımlamaktır.

Schwarzschild metriğini ortogonal formda türetildiğinde, öncelikle ortogonal metrikler için bazı genel sonuçları şöyle yazabiliriz:

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = 0 \quad (\text{tüm farklı } \lambda, \mu, \nu \text{ ' ler için})$$

$$\Gamma_{\lambda\mu}^{\lambda} = \Gamma_{\mu\lambda}^{\lambda} = g_{\lambda\lambda,\mu}/2g_{\lambda\lambda}$$

$$\Gamma_{\mu\mu}^{\lambda} = -g_{\mu\mu,\lambda}/2g_{\lambda\lambda}$$

$$\Gamma_{\lambda\lambda}^{\lambda} = g_{\lambda\lambda,\lambda}/2g_{\lambda\lambda} \quad (2.29)$$

Ortogonal metrik için, Christoffel sembolleri daha basit bir hal kazanır.

Ortogonal metrik için jeodezik denklem şu formda yazılır:

$$\frac{d}{dp} \left( g_{\lambda\lambda} \frac{dx^{\lambda}}{dp} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{\mu\mu}}{\partial x^{\lambda}} \left( \frac{dx^{\mu}}{dp} \right)^2 = 0 \quad (2.30)$$

Schwarzschild çözümü; küresel simetrik, statik bir uzayzamanı ifade ettiğinden, buna uygun ortogonal metrik şöyle gösterilebilir:

$$ds^2 = -e^{\nu} dt^2 + e^{\lambda} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \quad (2.31)$$

Sıfırdan farklı Christoffel sembolleri şöyle bulunur:

$$\begin{aligned} \Gamma_{rt}^t = \Gamma_{tr}^t = \frac{1}{2}v' & \quad \Gamma_{tt}^r = \frac{1}{2}v'e^{v-\lambda} & \quad \Gamma_{rr}^r = \frac{1}{2}\lambda' \\ \Gamma_{r\theta}^{\theta} = \frac{1}{r} & \quad \Gamma_{\theta\theta}^r = -re^{-\lambda} & \quad \Gamma_{r\varphi}^{\varphi} = \Gamma_{\varphi r}^{\varphi} = \frac{1}{r} \\ \Gamma_{\varphi\varphi}^r = -re^{-\lambda}\sin^2\theta & \quad \Gamma_{\varphi\varphi}^{\theta} = -\sin\theta\cos\theta & \quad \Gamma_{\theta\varphi}^{\varphi} = \Gamma_{\varphi\theta}^{\varphi} = \cot\theta \end{aligned} \quad (2.32)$$

Sonrasında Ricci tensörünün bileşenleri hesaplanır:

$$R_{\lambda\nu} = \Gamma_{\lambda\nu}^{\tau}\Gamma_{\tau\sigma}^{\sigma} - \Gamma_{\lambda\sigma}^{\tau}\Gamma_{\tau\nu}^{\sigma} + \Gamma_{\lambda\nu,\sigma}^{\sigma} - \Gamma_{\lambda\sigma,\nu}^{\sigma}$$

$$\begin{aligned}
R_{tt} &= \frac{1}{2}e^{v-\lambda} \left( v'' + \frac{1}{2}v'^2 - \frac{1}{2}v'\lambda' + \frac{2}{r}v' \right) \\
R_{rr} &= -\frac{1}{2} \left( v'' + \frac{1}{2}v'^2 - \frac{1}{2}v'\lambda' - \frac{2}{r}\lambda' \right) \\
R_{\theta\theta} &= 1 - e^{-\lambda} \left[ 1 + \frac{r}{2}(v' - \lambda') \right] \\
R_{\varphi\varphi} &= R_{\theta\theta} \sin^2\theta
\end{aligned} \tag{2.33}$$

Diğer tüm Ricci tensörleri sıfıra eşittir. İzole edilmiş bir yıldız için, yıldızın dış yüzeyini tanımlayan tüm Ricci tensörlerinin sıfır olduğunu varsayabiliriz.

Böylece;

$$e^{\lambda-v}R_{tt} + R_{rr} = \frac{v'+\lambda'}{r} = 0 \tag{2.34}$$

elde edilir ki, bu sonuç;

$$v + \lambda = \text{sabit} \tag{2.35}$$

demektir.

Yıldızdan uzak mesafelerde,

$$r \rightarrow \infty, \quad v \rightarrow 0 \quad \text{ve} \quad \lambda \rightarrow 0 \quad \text{olduğundan};$$

$$v + \lambda = 0$$

bulunur. Dolayısıyla;

$$e^v = e^{-\lambda} \tag{2.36}$$

elde edilmiş olur.  $v$  elenirse;

$$e^{-\lambda}(1 - \lambda'r) = 1$$

$$e^v = e^{-\lambda} = 1 + \frac{\alpha}{r} \tag{2.37}$$

elde edilir. Burada,  $\alpha$  sabittir.  $\alpha'$ 'nın, dinlenme halinden serbest bırakılan bir test parçacığı olduğu varsayılırsa; başlangıçta,  $j = 1,2,3$  için;

$$\frac{dx^j}{d\tau} = 0$$

bulunacaktır. Burada  $\tau$  has zamandır.

$$\frac{dx^0}{d\tau} \equiv \frac{dt}{d\tau} \neq 0$$

$$g_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = -1 \quad (2.38)$$

ifadesini kullanarak ve yapılan işlemlerden sonra;

$$\frac{dt}{d\tau} = e^{-v/2} \quad (2.39)$$

bulunur. Radyal koordinat  $r$  için jeodezik denklem kullanıldığında ve parçacık serbest bırakıldığı anda, şu ifade elde edilir:

$$\frac{d^2r}{d\tau^2} + \Gamma_{tt}^r \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 = 0 \quad (2.40)$$

Sonuç olarak;

$$\frac{d^2r}{d\tau^2} = \frac{\alpha}{2r^2} \quad (2.41)$$

elde edilmiş olur.

Zayıf kütle çekim alanı için bu limit Newton kütle çekimine indirgenmelidir:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GM\alpha}{r^2} \quad (2.42)$$

Burada;  $M$ , yıldızın kütesidir. Kütle çekim sabiti  $G=1$  alınırsa;

$$\alpha = -2M \quad (2.43)$$

elde edilir.  $e^v = e^{-\lambda} = 1 + \frac{\alpha}{r}$  bilindiğinden,

$$e^v = e^{-\lambda} = 1 - \frac{2M}{r} \quad (2.44)$$

bulunmuş olur. Son olarak, bu değerler metrikte yerine yazıldığında,

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)} + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\varphi^2 \quad (2.45)$$

elde edilir.

Yukarıda elde edilen metrik, küresel ve statik olan bir cismin kendi etrafında oluşturduğu alanı çok iyi yansıtmaktadır. Özellikle, bu metrik bir gravitasyonel alanın etrafında hareket eden cisimlerin yörüngeleri ve ışığın gravitasyonel alandan geçerken sapması, Merkür' ün perihel noktasının ilerlemesi gibi gözlenen olayları çok iyi bir yaklaşımla vermektedir.

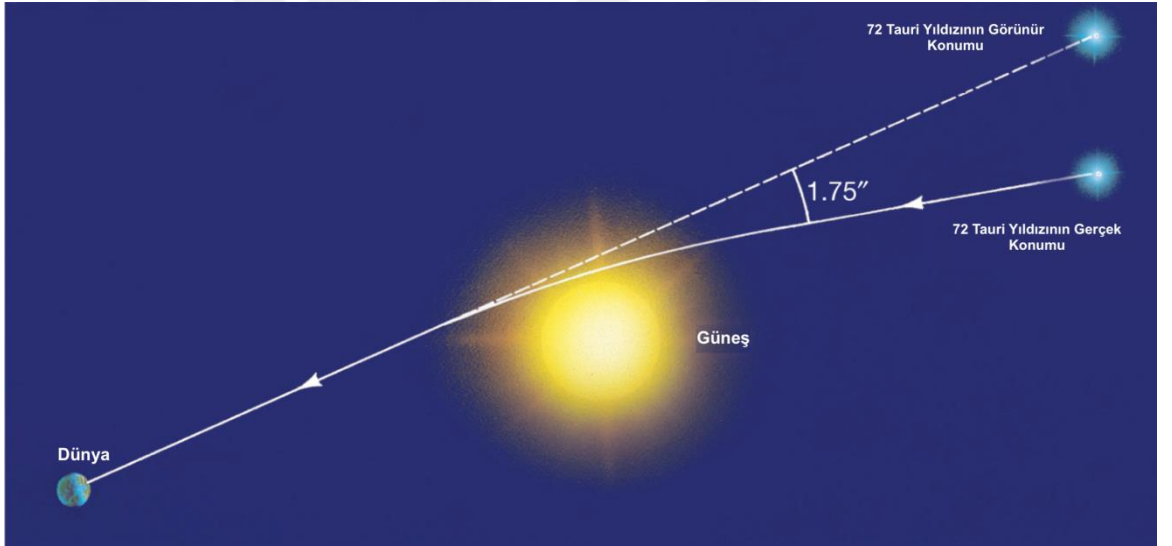


### 3. GENEL GÖRELİLİĞİN ÖNGÖRÜLERİ

Genel Görelilik Teorisi' nin, deneysel olarak doğrulanmış önemli sonuçları bulunmaktadır.

#### 3.1 Işığın Gravitasyonel Alandan Geçerken Sapması

Eşdeğerlik ilkesinin doğrudan bir sonucu olarak; ışık, bir gravitasyonel alandan geçerken eğilmektedir. Einstein, yıldızlar ya da galaksiler gibi büyük kütleli gök cisimlerinin yakınından geçen ışık ışınları için, bu etkinin ölçülebilecek kadar büyük olduğunu tahmin etmiştir.



Şekil 3.1 Güneş' in yakınından geçen ışığın sapması

Schwarzschild metriği; dönmeyen, küresel simetrik bir cismin çevresindeki uzayzamanı tanımlamaktadır. Özellikle; metriğin, foton için çözümleri yapıldığında, ışığın gravitasyonel alandan geçerken sapması çok iyi bir yaklaşımla bulunabilmektedir.

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 (dt)^2 - \frac{(dr)^2}{1 - \frac{2GM}{c^2 r}} - r^2 (d\theta)^2 + r^2 \sin^2 \theta (d\phi)^2 \quad (3.1)$$

Genel göreliliğin tahmin ettiği sapma açısı,



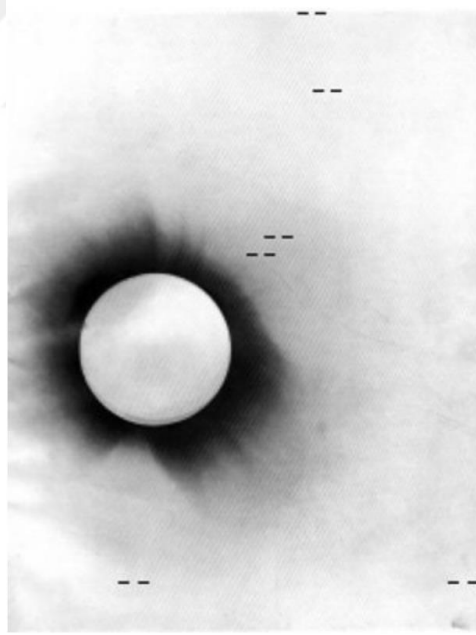
$$\delta = \frac{4GM}{c^2 R} \quad (3.2)$$

değeri kadardır. Bu açı, Güneş için hesaplandığında - M ve R, sırasıyla, Güneş' in kütlesi ve yarıçapı olmak üzere;

$$\delta_{GR} = \frac{4GM_S}{c^2 R_S} = 1,75'' \quad (3.3)$$

olarak elde edilir (Soares 2009).<sup>8</sup>

Einstein' in öngörüsü, bilim tarihinde çok önemli bir yere sahip olan ve 29 Mayıs 1919 yılında gerçekleşen tam Güneş tutulması sırasında iki araştırma grubu tarafından test edilmiştir. Tutulma, Brezilya' nın doğu sahillerinden başlayıp Afrika kıtasının batı sahillerindeki Principe adasında sonlanan bir hat boyunca gerçekleşmiştir. Eddington ve ekibi, iki ayrı grup halinde Brezilya ve Principe adasında tutulmaya ilişkin görüntüleri fotoğraflamışlardır. Bu tutulma sırasında Güneş, Hyades açık yıldız kümesinin önünden geçtiğinden çok sayıda yıldızı gözlemlemek mümkün olmuştur.



Şekil 3.2 29 Mayıs 1919 tarihindeki Güneş tutulması sırasında Principe adasında çekilen fotoğrafın negatifi (Royal Astronomical Society/Science Photo Library)

<sup>8</sup> Newton' un kütle çekim teorisinde bu açı değeri  $\delta_{NG} = \frac{2GM_S}{c^2 R_S} = \frac{1}{2} \delta_{GR} = 0,87''$  olarak bulunur (Soares 2009).

Yıldızların fotoğraftaki görelî konumları, daha önce çekilmiş Hyades görüntüleri ile karşılaştırıldığında, yıldızların konumlarında belirgin yer değiştirmeler olduğu görölmüştür ve bu yer değiştirmeler Einstein' in görelilik teorisine uygun olarak 1".75 değerindedir (Dyson, Eddington ve Davidson).

ESA, 1989 – 1993 yılları arasında Hipparcos uydusu ile yapılan gözlemlerle, yüz binden fazla yıldızın konumunun yüksek hassasiyetle ölçülmesi ile Einstein' in öngörüsünün %0.1 oranında doğruluk derecesine sahip olduğunu göstermiştir.

### 3.2 Gravitasyonel Kırmızıya Kayma

Eşdeğerlik ilkesinin bir sonucu olan gravitasyonel kırmızıya kayma<sup>9</sup>, ışığın büyük kütleli bir cismin yanından geerirken enerjisinin bir kısmını kaybetmesinden dolayı, dalga boyunun spektrumun daha kırmızı, daha uzun dalga boylu ve daha az enerjili tarafa doğru kayması durumudur. Sabit bir kaynaktan yayılan radyasyon için gravitasyonel kırmızıya kaymayı ifade eden denklem şöyledir (Lambourne 2010):

$$f_{\infty} = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r_{em}}\right)^{1/2} f_{em} \quad (3.4)$$

(3.4) denklemini; m Dünya' nın kütesini,  $f_r$  dünya' nın merkezinden ölçülen r koordinat yarıapında bulunan bir vericinin uygun frekansını gösterecek şekilde uyarlanırsa;

$$f_r = \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)^{-1/2} f_{\infty} \quad (3.5)$$

elde edilir.

İyi bir yaklaşımla da aşağıdaki ifadeye ulaşılır:

$$f_r = \left(1 + \frac{mG}{c^2 r}\right) f_{\infty} \quad (3.6)$$

---

<sup>9</sup> Bu etki, uzaktaki gökadalardan tayflarının, evrenin genişlemesi sebebiyle, gökadalardan Dünya' dan uzaklaşmalarından dolayı geerleşen Doppler kıza kaymasından farklıdır.

(3.6)' nın gözlemsel olarak test edilmesi, yıldız atmosferlerindeki türbülans nedeniyle kolay olmamıştır. 1925' te, Walter Adams Sirius B<sup>10</sup> için gravitasyonel kırmızıya kayma değerini +23 km/s olarak ölçmüştür ancak Adams' ın ölçümü, gerçek değer yaklaşık dörtte biri kadardır. Daha yakın bir zamanda, Hubble Uzay Teleskobu, Sirius B' nin gravitasyonel kırmızıya kayma değerini  $+80.42 \pm 4.83$  km/s olarak ölçmüştür (Holberg 2010).

(3.6) denklemini Dünya' dan h kadar küçük bir yükseklikteki mesafe için düzenlenirse; gravitasyonel kırmızıya kayma,

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = -\frac{gh}{c^2} \quad (3.7)$$

ile bulunur.

1959' da Pound ve Rebka, gravitasyonel kırmızıya kaymayı deneysel olarak ölçmek için Mössbauer etkisini<sup>11</sup> kullanarak geliştirdikleri hassas deneyi, 1960 yılında Harvard Üniversitesi' ndeki Jefferson laboratuvarında bulunan bir kulede gerçekleştirmişlerdir. Fe-57 içeren 14 keV enerjili gama ışını kaynağını 22.6 m yüksekliğe ve aynı şekilde Fe-57 içeren diğer kaynağı da zemine yerleştirmişlerdir. Gama ışını kaynağı tarafından yayılan fotonlarda farklı Doppler kaymaları oluşturulmuştur. Gama ışınlarının saçılmasını da en aza indirmek için de helyum dolu bir "Mylar" torbası kullanılmıştır. Gama ışınları dikey olarak aşağıya doğru hareket etmiştir. Ayrıca, zemine yerleştirilen diğer kaynağın altına da, alıcı tarafından emilmeyen gama ışınlarını tespit etmek için bir sintilasyon sayacı yerleştirilmiştir. Doppler kayması, gravitasyonel kırmızıya kaymayı iptal ettiğinde; alıcının gama ışınlarının emmesi ile sintilasyon sayacı tarafından tespit edilen gama ışınlarının sayısı azalmıştır. Bu değişiklik; hoparlörün titreşim frekansı yani

---

<sup>10</sup> Sirius B bir beyaz cüce olup, Walter Adams tarafından 1915' te keşfedilmiştir. Eddington' un bu yıldızlardaki yoğunluğa ve göstermeleri gereken gravitasyonel kırmızıya kaymaya dikkat çekmesi üzerine, Adams Sirius B' nin gravitasyonel kırmızıya kayma miktarını ölçmüştür (Lambourne 2010).

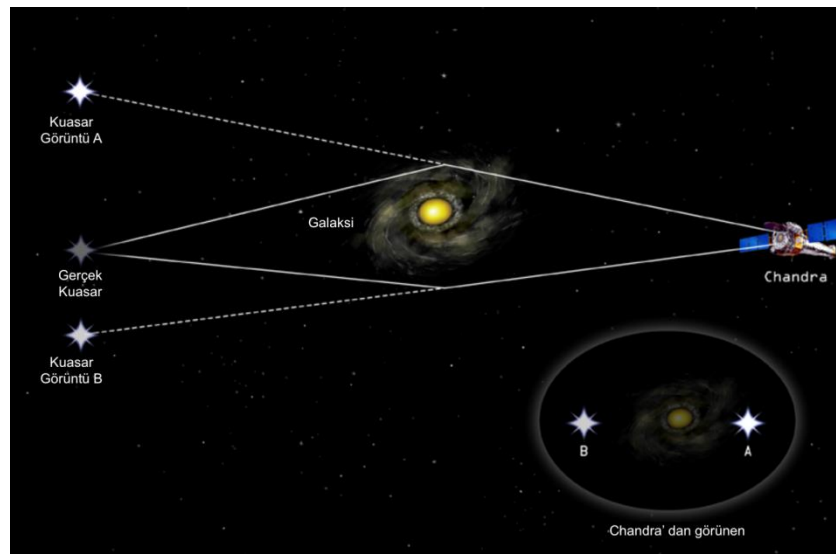
<sup>11</sup> Bir foton yayınlandığında veya absorbe edildiğinde, momentumun korunmasının gerektirdiği bir miktar kadar geri tepir. Bu geri tepme fotondan bir miktar enerji alır ve frekansını belirsizleştirir. Bu nedenle, geri tepme etkileri gravitasyonel kırmızıya kaymanın ölçülmesine yönelik sorun teşkil eder. 1958' de Mössbauer, bazı kristal katıların geri tepmesiz bir emisyon ve gama radyasyonunun emiliminin meydana gelebilmesini sağlayan kristal kafesi içerdiğini belirlemiştir. Buna Mössbauer etkisi denmektedir. Mössbauer etkisini gözlemlemek için gerekli koşulları en iyi Fe-57' nin sağladığı kanıtlanmıştır.

Doppler kayması ve iptal ettiği gravitasyonel kırmızıya kayma ile ilişkili olabilmektedir. 1960 yılında Robert Pound ve Glen Rebka yeryüzüne ait sonuçları içeren ölçümlerini yayınlamışlardır. Deney sonucunda elde edilen değer  $-(5.13 \pm 0.51) \times 10^{-15}$  olmasına karşın, tahmin edilen gravitasyonel kırmızıya kayma değeri  $-4.92 \times 10^{-15}$  'tir. (Pound ve Rebka 1960). Pound ve Rebka tarafından yapılan bu deney, genel göreliliğin kütle çekimsel kırmızıya kayma tahminlerini %10' a kadar doğrulamıştır (Lambourne 2010).

Pound ve Snider, 1964' te frekans değişimini  $\pm\%1$  belirsizlikle,  $-2.12 \times 10^{-15}$  olarak ölçmüştür (Pound ve Snider 1964). Böylece; genel göreliliğin gravitasyonel kırmızıya kayma ile ilgili tahminleri %1' den daha iyi bir hale getirilmiştir (Lambourne 2010).

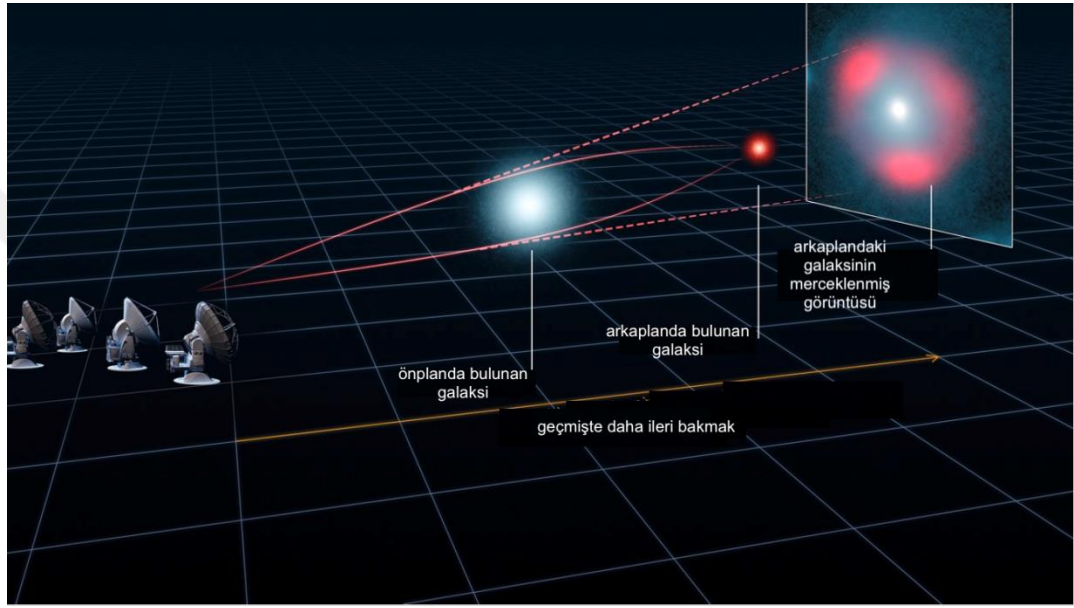
### 3.3 Gravitasyonel Mercekleme Etkisi

Işığın bükülmesinin bir sonucu olarak gravitasyonel mercekleme etkisi; gözlemci ve kaynak arasında bulunan yoğun kütle topluluğunun (bir galaksi ya da galaksi kümesi gibi) mercekleme etkisi yaratarak, kaynağın çarpık ya da çoklu görüntülerinin oluşmasına neden olmaktadır.



Şekil 3.3 Gravitasyonel mercekleme etkisi

1979’ da Dennis Walsh ve meslektaşları tarafından gözlenen Q0957+561 A ve B kuasarlarının aynı optik ve radyo spektrumuna sahip olduklarına dikkat çekmişlerdir. Ayrıca; spektrumlarındaki kırmızıya kayma<sup>12</sup> miktarlarının aynı olmasından da, aynı mesafede buldukları sonucuna ulaşmışlardır (Lambourne 2010). Dolayısıyla; A ve B, aynı kuasara ait gravitasyonel mercekleme etkisiyle oluşan, Dünya’ ya iki farklı yolla ulaşmış görüntüleridir. Bu keşfedilmiş ilk gravitasyonel mercektir.



Şekil 3.4 Gravitasyonel mercekleme etkisi-Einstein halkası

Şekil 3.4; uzak bir galaksiden gelen ışığın, Dünya ile galaksi arasında mercekleme gibi davranan büyük kütleli bir kaynak nedeniyle bükülerek “Einstein halkası” olarak bilinen karakteristik ışık dalgalarının oluşumunu göstermektedir.

Gravitasyonel mercekleme gözlemsel astronomide uzak galaksilerin gözlenmesi için doğal bir teleskop olarak kullanılmıştır. Örneğin; Abell 2218 kümesi<sup>13</sup>, çok daha uzak bir

<sup>12</sup> Yıldızların spektrumlarında, elementlerin kendilerine özgü, spektrumun belli bir yerinde oluşan soğurma çizgileri vardır. Eğer; spektrumunu aldığımız yıldız hareket ediyorsa, soğurma çizgilerinde kayma gözlenmektedir. Doppler Kayması olarak bilinen bu etkiye göre; yıldızdan gelen ışığın frekansı ölçülerek, yıldızın bizden hangi hızla uzaklaştığı ya da bize hangi hızla yaklaştığı bulunabilir. Buradan da, yıldızın bize olan uzaklığı hesaplanabilmektedir.

<sup>13</sup> Yaklaşık 2 milyar ışık yılı uzaklıkta bulunan bir gökada kümesidir.

nesnenin iki görüntüsünü oluşturularak, her birinin parlaklığının yaklaşık 30 kat artırılmasını sağlamıştır.

Gravitasyonel mercekler; aynı zamanda, Hubble sabitinin bağımsız bir hesabını yapmak, karanlık maddenin varlığını ve dağılımını belirlemek için de kullanılmışlardır.

Örneğin; MACHO<sup>14</sup> “mikro-mercek” araştırması ile 5.7 yıl boyunca 11.9 milyon yıldız gözlemlenmiş ve Samanyolu galaksisinin halo bölgesindeki karanlık maddenin %8 ile %50’ sinin MACHO formunda olabileceği sonucuna varılmıştır (Alcock vd. 2000).

### 3.4 Shapiro Zaman Gecikmesi

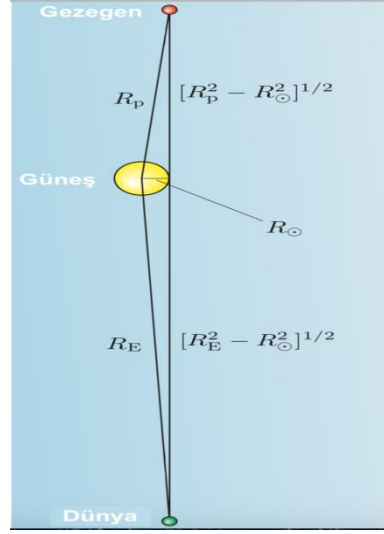
Radar astronomisindeki son gelişmeler, Einstein’ in genel görelilik teorisinin dördüncü testini mümkün kılmıştır (Shapiro 1964). “Shapiro gecikmesi”, büyük kütleli bir cismin yanından geçen ışığın varış süresindeki gecikme olarak bilinir ve ilk kez Irwin I. Shapiro tarafından 1964 yılında gezegenler arası uzay araçlarının sinyallerinin incelenmesi sırasında ortaya çıkarılmıştır.

Shapiro gecikmesi deneyi, üst kavuşum anında<sup>15</sup> Dünya’ dan yakındaki bir gezegene (Venüs, Merkür gibi) radar sinyallerinin gönderilmesi sonucunda, sinyalin gidiş ve dönüş zamanlarının ölçülmesini amaçlamaktadır. Şekil (3.2)’ de gösterildiği üzere;  $R_E$ ,  $R_P$  ve  $R_\odot$  sırasıyla; Dünya-Güneş arasındaki uzaklık, gezegen-Güneş arasındaki uzaklık ve Güneş’ in yarıçap değerlerine en yakın yaklaşımlardır.

---

<sup>14</sup> MACHO(Massive Kompact Halo Objects) - Galaksimizin dış kısımlarında(halo) bulunan bir kısmı ölü yıldızlardan, karadeliklerden veya parlamayan büyük nesnelere oluşan karanlık maddenin hepsine birden verilen isimdir. Bir MACHO arka plandaki yıldızın önüne sürüklenirse mercek görevi görür ve yıldızın parlaklığını geçici olarak artırır.

<sup>15</sup>Gezegenler üst kavuşum anında iken radar sinyali göndermek, zaman gecikmesini en iyi şekilde gözlemlememizi sağlamaktadır. Çünkü, bu esnada radar sinyali Güneş’ i sıyrarak geçtiğinden, Güneş’ in kütle çekim alanından en fazla etkilenmektedir.



Şekil 3.5 Üst kavuşum anında Güneş, Dünya ve gezegen

Schwarzschild çözümü Güneş' in yakınındaki uzayzamanı (yani Güneş' in gravitasyonel alanını) temsil etmek üzere kullanılarak, Dünya' dan gezegene gönderilen ve gezegenden Dünya' ya gelen bir radar sinyali için gidiş-dönüş süresi yaklaşık olarak şu denklem ile bulunmaktadır:

$$\Delta T(\text{Dünya} - \text{gezegen} - \text{Dünya}) \approx \frac{2}{c} \left[ (R_E^2 - R_\odot^2)^{1/2} + (R_P^2 - R_\odot^2)^{1/2} \right] + \frac{4k}{c} \left\{ \ln \left( 4 \frac{R_E R_P}{R_\odot^2} \right) + 1 \right\} \quad (3.8)$$

Burada; k, Schwarzschild metriğinin parametresidir ve şuna eşittir:

$$k = \frac{GM_\odot}{c^2} \quad (3.9)$$

(3.4) denkleminde k = 0 durumu, uzayzamanın her yerde özel görelî gibi olduğunu söylemekle eşdeğerdir.

Genel göreliliğin katkısını hesaplamak için bize gerekli olan ifade;

$$\frac{4k}{c} = \frac{4GM_\odot}{c^3} = 1.971 \times 10^{-5} \text{ s} \quad (3.10)$$

olarak verilmektedir (Lambourne 2010). Böylece; hesaplamalara eğri uzayzaman etkisi de yansıtılmış olacaktır. Diyebiliriz ki; gidiş-geliş süresindeki bu gecikmenin nedeni,

Genel Görelilik Teorisi' ne göre; sinyalin, Güneş' in gravitasyonel alanının yaratmış olduğu eğri uzayzaman bölgesinden geçerken daha yavaş hareket etmesidir.

Test yapılan gezegen için gecikme katkısı (3.8) denkleminin ikinci teriminden gelecektir:

$$\frac{4k}{c} \left\{ \ln \left( 4 \frac{R_E R_P}{R_\odot^2} \right) + 1 \right\} \quad (3.11)$$

Pratik olarak; gezegenlerin yörüngelerindeki konumları astronomik gözlemlerden bilindiğinden, gezegene gönderilen bir radar sinyalinin düz uzayzaman varsayımı altında gitme ve gelme süreleri hesaplanabilmektedir. Gecikme değerini bulmak ve gözlemlerden elde edilen değer ile karşılaştırma yapabilmek için ise; (3.11) ifadesinde gezegene ait tüm değerleri yazarak hesaplamak yeterli olacaktır.

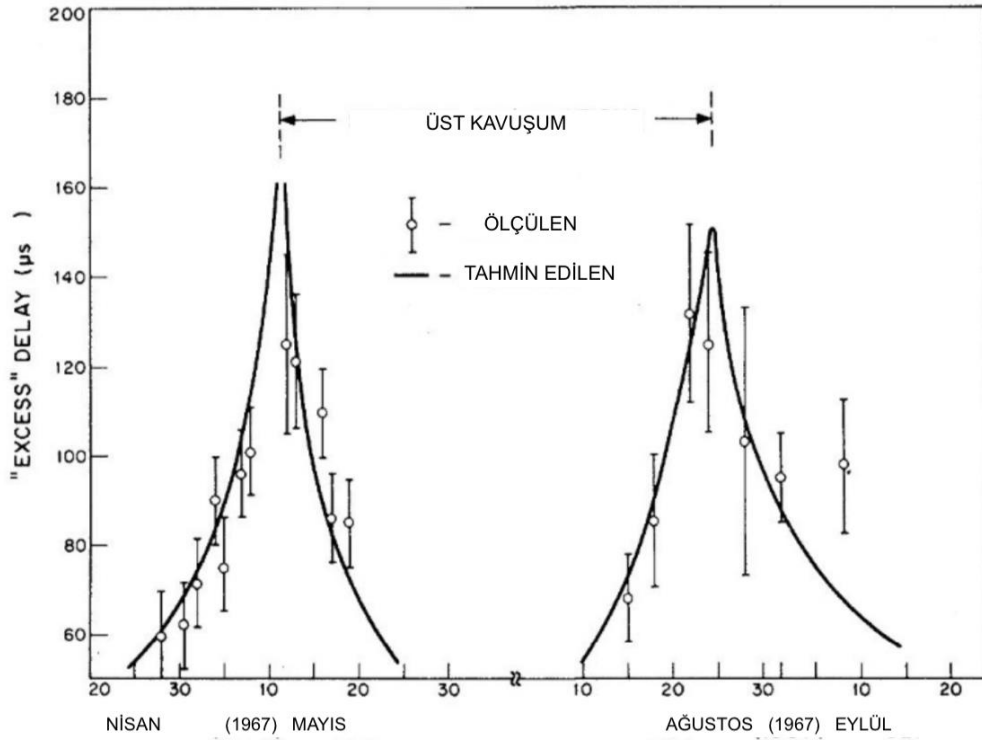
Örneğin; Mars için  $R_E = 1.496 \times 10^{11}$  m,  $R_P = 2.254 \times 10^{11}$  m ve  $R_\odot = 6.960 \times 10^8$  m olmak üzere, (3.11) hesaplanırsa; öngörülen zaman gecikmesi 267  $\mu$ s bulunmaktadır. NASA' nın 1975' te başlatılan ve Mars yüzeyini incelemek için gönderilen Viking uzay sondasına yerleştirilen radyo vericisi ile, gözlenen zaman gecikmesi 250  $\mu$ s olarak ölçülmüştür (Lambourne 2010). Dolayısıyla; bu hesap, Güneş' in bir radyo sinyali üzerindeki zaman gecikmesi etkisine dair oldukça doğru bir tahmindir.

Yine; 1965 yılının başlarında, Lincoln Laboratuvarı Haystack radarına, Dünya ile Merkür veya Venüs arasındaki sinyalin 10  $\mu$ s zaman farkını ölçme kabiliyeti kazandırmak amacıyla yeni bir verici ve alıcı sistemi yerleştirilmiştir. Bu sistem ile Merkür' ün 18 Ocak, 11 Mayıs ve 24 Ağustos üst kavuşum durumları için genel göreliliğin fazlalık<sup>16</sup> gecikme tahminleri gözlemlerle ile %20 oranında belirsizlik göstermektedir (Shapiro 1968).

---

<sup>16</sup> Excess-delay





Şekil 3.6 Genel göreliliğin Dünya – Merkür zaman gecikmeleri üzerine ölçülen ve öngörülen etkilerinin karşılaştırılması (Shapiro 1968)

Ayrıca; 1997 yılında Satürn' ün yörüngesine yerleştirilen Cassini sondasından 2003 yılında gelen sinyaller üzerinde yapılan ölçümlerle de, zaman gecikmesi Genel Görelilik Teorisi' nin tahminleri ile yaklaşık olarak milyonda 20 kısma kadar doğrulanmıştır (Lambourne 2010).

### 3.5 Merkür' ün Perihel Noktasının Presesyonu

Genel Görelilik Teorisi' nin doğruluğunu sınyayan dördüncü test, gezegenlerin yörüngelerinin presesyon hareketidir. Kepler; gezegenlerin Güneş çevresinde, odağında Güneş bulunan elips yörüngelerde hareket ettiklerini gözlemlemiştir. Newton mekaniğine göre de, Güneş' in gravitasyonel alanının etkisi altındaki gezegenlerin, örneğin Merkür' ün yörüngesinin kapalı bir elips olması ve günberi<sup>17</sup> noktasında iken Merkür ile Güneş arasındaki doğrunun değişmemesi gerekmektedir (iki cisim hali için).

<sup>17</sup> Perihel, gezegenin yörüngesi üzerinde Güneş' e en yakın olduğu nokta.

Yani, perihel noktası, gezegen yörüngedeki hareketini tamamladıktan sonra yine aynı yerde olmalıdır. Ancak, yapılan gözlemler sonucunda Merkür' ün eliptik yörüngeleri kapanmadığı ve yörünge elipsinin ana ekseninin dolayısıyla da perihel noktasının, yörünge düzleminde açısal hareket yaptığı anlaşılmıştır. Bu durum, perihel noktasının presesyonu olarak adlandırılmaktadır.<sup>18</sup>

1859 yılında, Urbain Le Verrier, Güneş' in ve diğer gezegenlerin kütle çekim etkilerini dikkate aldıktan sonra, bilinen herhangi bir Newton kuvveti tarafından hesaplanamayan yüzyılda 43'' arksaniyelik bir fazlalık olduğunu keşfetti. Bu etki gözlemlerle de doğrulandı. Ancak uzunca bir süre açıklanamadı. Hesaplanan ve gözlenen presesyon hareketi arasındaki bu fark, genel görelilik teorisinin geliştirilmesiyle anlam kazanmıştır. Güneş' in yakınındaki uzayzaman dokusu ileri seviyede büküldüğünden, Merkür' ün bu ilave açısal yörünge hareketine sebep olmaktadır.

Merkür' ün günberi noktasının yüzyılda yaklaşık 575 arksaniye kaydığı hesaplanmıştır. Bu değer 532 arksaniyelik kısmı diğer gezegenlerin pertürbatif etkileri ile açıklanabilmektedir. Geriye kalan 43 arksaniye Genel Görelilik Teorisi geliştirilene kadar açıklanamamıştır (Stewart 2005).

Merkür' ün presesyonuna diğer gezegenlerin pertürbatif etkilerinden kaynaklanan, rölativistik olmayan katkı;

$$\dot{\omega} = \frac{2\psi - 2\pi}{P} = \frac{\pi(1.977 \times 10^{-6})}{87.969 \text{ gün}} \quad (3.12)$$

ile hesaplanır ve daha uygun birim sisteminde yazılırsa;

$$\dot{\omega} = 531.9 \text{ arksaniye/yüzyıl} \quad (3.13)$$

olarak bulunur. Burada;  $\psi$ , günberi ve günöte arasındaki açıyı ve P de Merkür' ün sideral periyodunu tanımlamaktadır (Price and Rush 1978).

Merkür' ün presesyonunun rölativistik katkısı ise;

---

<sup>18</sup> Merkür' ün binyıllar içinde uzayda çizdiği yörüngelerin izi çıkarılabilseddi, ortaya çıkacak olan şekil bir elips değil de bir çiçeğin taç yapraklarına benzeyecekti.

$$presesyon = \frac{24\pi^3 a^2}{cT^2(1-e^2)} \quad (3.14)$$

ile hesaplanır ve yine daha uygun birim sisteminde yazılırsa;

$$presesyon = 42.9 \text{ arksaniye/yüzyıl} \quad (3.15)$$

olarak bulunur. Burada; a Merkür' ün yörüngesinin yarı-büyük eksen uzunluğunu, c ışık hızını, T Merkür' ün periyodunu ve e Merkür' ün periyodunun eksantrisitesini tanımlamaktadır (Pollock 2003).

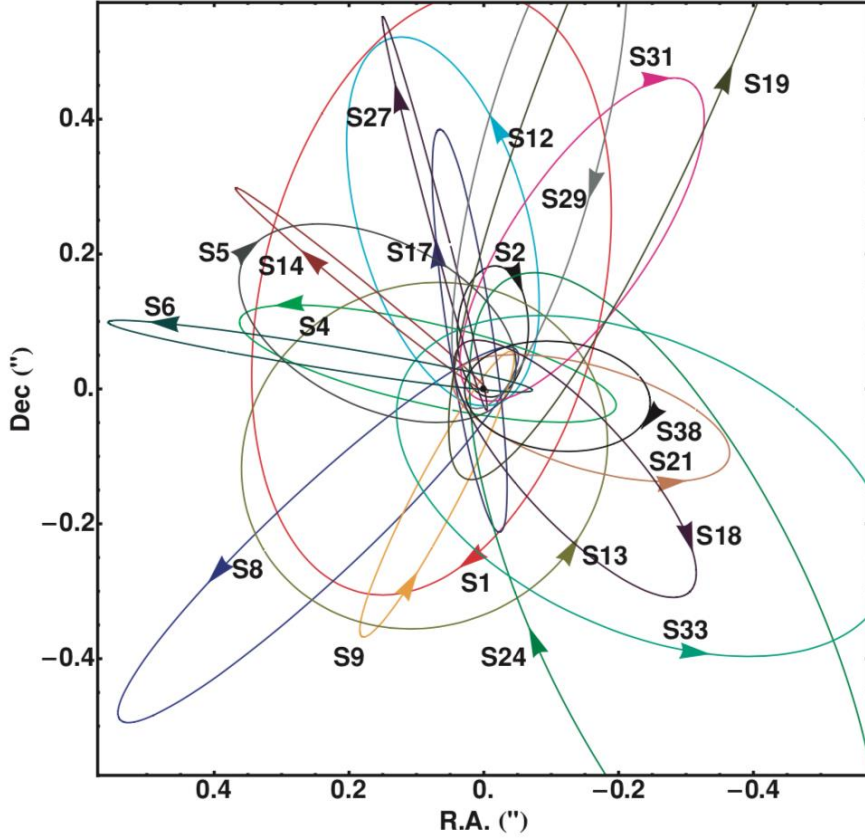
Merkür' de gözlenen bu presesyon, diğer gezegenlerde de vardır. Ancak, Güneş' ten uzak olmaları ve uzun yörünge dolanım periyotları sebebiyle çok daha küçüktür. Genel göreliliğin tahmin ettiği, Dünya'nın yörünge hareketindeki enberi noktasının sapması yüzyılda 3.8 arksaniyedir. Gözlenen değer ise  $5.0 \pm 1.2'$  dir. Yine Venüs' ün yörünge hareketindeki enberi noktasının sapması yüzyılda 8.6 arksaniyedir. Gözlenen değer  $8.4 \pm 4.8'$  dir (D'Inverno 1992).

### 3.6 Karadelikler

Astrofizikte yaygın olan ve geniş çeşitlilik gösteren kütlelere sahip olan karadelikler, genel görelilik teorisinin temel öngörüsüdür (The EHT Collaboration 2019).

Schwarzschild, 1916 yılında yayınladığı makalesinde, Einstein' in genel görelilik gravitasyon denklemlerini, çok büyük ve yoğun bir nesnenin gravitasyonel alanını bulmak için çözdüğünde, ışığın asla kaçamayacağı sonsuz bir uzayzaman eğriliğinin oluşabileceğini göstermiştir. Dolayısıyla; karadelik maddenin ve radyasyonun girebileceği, ancak ondan kaçamayacakları bir uzayzaman bölgesidir. Madde ve ışığın kaçamayacağı bu tek yönlü nedensel sınır olan “olay ufku” karadeliklerin belirleyici özelliklerindedir.

Belirleyici özelliklerinden bir diğeri kütleleri<sup>19</sup> olan karadeliklerin; galaktik merkez ve yakındaki eliptik galaksi olan M87' nin merkezi de dahil olmak üzere neredeyse tüm galaksilerin merkezlerinde bulunduğu tahmin edilmektedir. Galaksi merkezlerine yakın yıldızların ve gaz bulutlarının davranışları izlenerek süper kütleli karadeliklerin varlığına dair kanıt elde edilmeye çalışılmaktadır.



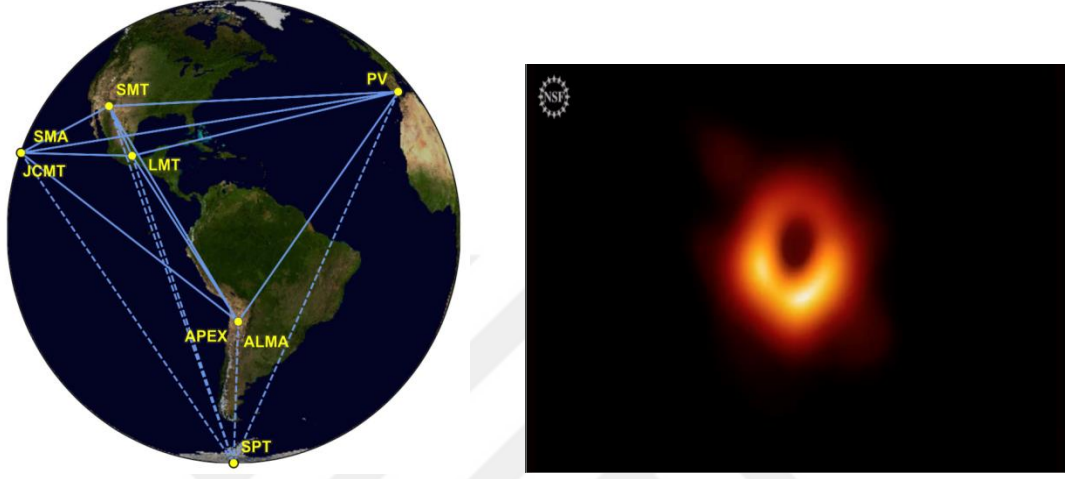
Şekil 3.7 Samanyolu' nun merkezinde bulunan Sgr A süper kütleli karadeliğinin etrafındaki S-yıldızlarının yörüngeleri (Gillessen vd. 2009)

Karadeliklerin varlığına dair heyecanla beklenen doğrudan ilk gözlemsel kanıt, 10 Nisan 2019 tarihinde duyurulmuştur. Olay Ufku Teleskobu<sup>20</sup> ile yapılan gözlemler

<sup>19</sup> Küçük kütleli karadelikler:  $0 M_{\odot}$ -  $0.1 M_{\odot}$  kütle aralığındaki karadelikler henüz keşfedilmemiştir. Yıldız kütleli karadelikler: Birkaç  $M_{\odot}$  ile birkaç on  $M_{\odot}$  arasında kütleye sahiptirler. Bir yıldız ile oluşturdukları ikili sistemde, yıldız ile etkileşimleri sonucunda varlıklarına dair dolaylı yoldan kanıt elde edilmektedir. Orta kütleli karadelikler: Kütleleri  $100 M_{\odot}$  ile  $10^5 M_{\odot}$  arasında değişmektedir. Varlıklarına dair teorik ve gözlemsel araştırmalar devam etmektedir. Süper kütleli karadelikler: Kütleleri  $10^5 M_{\odot}$  ' ten fazla olan karadeliklerdir. Varlıklarının yaygın olduğu düşünülmektedir (Lambourne 2010).

<sup>20</sup> EHT(Event Horizon Telescope): Gökyüzündeki radyo parlaklığının dağılımını, görünürlüğünü veya Fourier bileşenlerini doğrudan ölçen, 1.3 mm' lik dalgaboyunda gözlemler yapan ve 6 coğrafi bölgedeki 8 istasyondan oluşan bir VLBI (very long baseline interferometry) deneyidir.

sonucunda M87' nin merkezindeki süper kütleli karadeliğin gölgesinin<sup>21</sup> fotoğrafı çekilmiştir. Elde edilen görüntü genel olarak, Genel Görelilik Teorisi' nin öngördüğü gibi bir Kerr karadeliğinin gölgesi için beklentilerle tutarlı bulunmuştur. Ayrıca; bu radyo gözlemleri, galaksilerin merkezlerindeki aktif süper karadeliklerin varlığına dair güçlü bir kanıt niteliğindedir (The EHT Collaboration 2019).



Şekil 3.8 EHT'nin istasyonlarının Dünya' daki dağılımı ve çekilen ilk karadelik fotoğrafı (The EHT Collaboration 2019)

### 3.7 Gravitasyonel Dalgalar

1916 yılında, genel göreliliğin alan denklemlerinin son formülasyonunu geliştirdikten sonraki yıl, Albert Einstein gravitasyonel dalgaların varlığını öngördü (Abbott vd. 2016).

Genel görelilik, gravitasyonel alandaki bir değişimin evrende, ışık hızında ilerleyeceğini öngörmektedir. Gravitasyonel alandaki bu değişimler, gravitasyonel dalgalardır. Gravitasyonel dalgalar; ışık hızında yayılan, iki bağımsız polarizasyon durumuna sahip, enine (transvers) dalgalardır.

<sup>21</sup> Karadeliklerin, şeffaf emisyon bölgesiyle çevrili olduğunda, kütle çekimsel ışık bükülmesinden ve olay ufkunda foton yakalamasından kaynaklanan bir gölge ortaya çıkarması beklenmektedir (The EHT Collaboration).

Einstein' in görelilik teorisi, Maxwell' in teorisinde olduğu gibi, bir alanın kaynaktan sınırlı bir hızda dışarıya doğru yayılması özelliğine sahiptir. Elektromanyetik kurama göre ivmelenen elektrik yüklerinin elektromanyetik dalga (ışık) yayması gibi, genel görelilik kuramına göre de ivmelenen cisimler gravitasyonel dalgalar yaymaktadırlar. Elektromanyetik dalgalar ve gravitasyonel dalgalar, oluşumlarında ve yayılmalarında benzerlik göstermelerine rağmen, iki radyasyon da kendilerine özgüdür ve aralarında farklılıklar bulunmaktadır. Gravitasyonun zayıf bir kuvvet olmasına karşılık, elektromanyetizma çok daha güçlü bir kuvvettir. Bu en önemli farktır ve bu iki kavramın bu denli farklı algılanmasının temel sebebidir. Gravitasyonel dalgalar, şiddetle içeriye doğru çöken bir yıldızın iç çekirdeğinden, karadelik oluşum bölgelerinden, evrenin ilk anlarından, vb. hiç bozulmadan yayılmaktadırlar. Ancak, etkileşimleri zayıf olduğundan, madde ile karşılaştıklarında engellenmeden yayılmalarına devam etmektedirler. Bu durumda, tespit edilmeleri de zorlaşmaktadır. Elektromanyetik dalgalar ise; normal madde ile kuvvetli bir şekilde etkileştiklerinden, madde tarafından kolayca emilmekte veya dağıtılmaktadırlar ve dolayısıyla tespit edilebilmeleri de kolaylaşmaktadır. Ayrıca; gravitasyonel radyasyonun modu 4 kutuplu iken, elektromanyetik radyasyonun modu ise iki kutupludur.

Gravitasyonel dalgalar; evrendeki, genel göreliliği doğrudan yansıtan dinamikleri içeren en şiddetli ve enerjik süreçlerin (karadeliklerin çarpışması, süpernova, nötron yıldızlarının birleşmesi gibi) sonucunda meydana gelmektedirler ve uzayzaman dokusunda serbestçe yayılan dalgalanmalar<sup>22</sup> oluşturmaktadırlar. Gravitasyonel dalganın yayıldığı yol üzerinde bulunan kütleler, bu dalgalanmaları gelgit kuvvetleri olarak hissetmektedirler. Buna göre, gravitasyonel dalgalar bir yerden geçerken önce bir yönü sıkıştırıp diğerini gererken, daha sonra bir yönü gerip diğerini sıkıştırmaktadır. Tespit edilmeleri de bu prensibe dayanılarak mümkün olmuştur. İki dedektörden oluşan LIGO deneyinde kullanılan lazer, gravitasyonel dalga varlığında sıkıştırılıp gevşetilerek hareket ettiğinden, oluşan bu küçük uzunluk değişimleri<sup>23</sup>, interferometre kullanılarak tespit edilmiştir.

---

<sup>22</sup> ripples

<sup>23</sup> strain

Bozulmadan milyarlarca yıl yayılan bu dalgaların ürettikleri tek önemli değişim, elektromanyetik dalgalarda olduğu gibi, kaynaklarından uzaklaştıklarında genliklerinde meydana gelen azalma ve kırmızıya kayma (kozmolojik, gravitasyonel veya Doppler) değerlerindeki değişimdir. Gravitasyonel dalgaların üretiminin güçlü alan durumlarını içermesine karşılık, etkileşimlerinin çok zayıf olmasından dolayı genliklerindeki değişimi tespit etmek zordur. Bu değişim, düz uzayzaman metriğinde küçük yer değiştirmelere karşılık gelmektedir. Bu nedenle, gravitasyonel dalgaları tanımlamak için zayıf bir gravitasyonel alan durumu kullanılmaktadır. Bu yaklaşım ise, Einstein teorisinin lineerleştirilmesi demektir ve bu limitte, gravitasyonel bir dalga, düz bir uzayzaman arka planında yayılan küçük eğrilik dalgaları olarak görülebilir (Cheng 2005).

### 3.7.1 Lineerize Einstein teorisi

Lineerize Einstein alan denklemleri, zayıf bir gravitasyonel alan için geçerli olan Einstein alan denklemlerine bir yaklaşımdır. Zayıf gravitasyonel alan, uzayzamanın neredeyse düz olduğu alan olarak düşünülebilir. Bu durumda metrik, neredeyse Minkowski metriğidir ve bileşenleri şöyle yazılabilir:

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta} \quad (3.16)$$

Burada;  $\eta_{\alpha\beta}$ , Minkowski metriğidir.

$$\eta_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

Tüm  $\alpha$  ve  $\beta$  için  $|h_{\alpha\beta}| \ll 1$  şeklindedir.

Burada; (3.17) metrik bileşenler açısından, düz uzayzamanda bulunabilecek en basit form olduğundan; (3.16) de neredeyse düz bir uzayzamanın metrik bileşenlerini en basit şekilde temsil edecektir. Genel görelilikte tensör denklemlerini çözmek için, bileşenlerin olabildiğince basit olduğu, “arka plan Lorentz” ve “gauge (ayar)” olarak

bilinen koordinat dönüşümleri kullanmak gerekmektedir. Ayrıca; bu koordinat dönüşümleri altında, (3.16) ve (3.17) denklemlerinin özellikleri değişmemelidir.

- Arkaplan Lorentz dönüşümleri:

$$x^\alpha \rightarrow x'^\alpha = \Lambda^{\alpha'}_{\beta} x^\beta \equiv \frac{\partial x'^\alpha}{\partial x^\beta} x^\beta \quad (3.18)$$

$x^\alpha \rightarrow$  Lorentz dönüşümünden önceki koordinat

$x'^\alpha \rightarrow$  Lorentz dönüşümünden sonraki koordinat

$\Lambda \rightarrow$  özel göreliliğin Lorentz dönüşümü

Yeni koordinat sisteminde metrik bileşenler şu formdadır:

$$g'_{\alpha\beta} = \Lambda^{\mu}_{\alpha'} \Lambda^{\nu}_{\beta'} g_{\mu\nu} = \frac{\partial x^\mu}{\partial x'^{\alpha'}} \frac{\partial x^\nu}{\partial x'^{\beta'}} g_{\mu\nu} \quad (3.19)$$

(3.16)' de yerine yazalım ve sonuç olarak şunu elde ederiz:

$$g'_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h'_{\alpha\beta} \quad (3.20)$$

Bu dönüşüm yapıldıktan sonra da, yeni koordinat sistemimiz hala neredeyse Lorentz olarak kalmaktadır.

- Gauge (ayar) dönüşümleri:

Bir sonraki adımda elde edeceğimiz lineerize Einstein denklemini,  $h_{\alpha\beta}$  terimleri içerek şekilde yazabilmek için ayar dönüşümleri yapılmalıdır. Konum vektörünün küçük bir kayması için;

$$x'^\alpha = x^\alpha + \xi^\alpha(x^\beta) \quad (3.21)$$

tanımlayalım.

$\xi^\alpha(x)$  bir tensör değildir ve keyfi küçük fonksiyon olduğundan;

$$|\partial_\alpha \xi^\beta| \ll 1 \quad (3.22)$$



yazılabilir. Daha sonra; dönüşümün kontravaryant bileşenleri (3.21)' nin türevi alınarak elde edilir ve zincir kuralı uygulanırsa:

$$\frac{\partial x^\alpha}{\partial x'^\gamma} = \delta_\gamma^\alpha - \frac{\partial x^\beta}{\partial x'^\gamma} \frac{\partial \xi^\alpha}{\partial x^\beta} \cong \delta_\gamma^\alpha - \partial_\gamma \xi^\alpha \quad (3.23)$$

bulunur. (3.23) ifadesi, (3.19) metrik tensöre uygulanırsa da:

$$g'_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta} - \xi_{\alpha,\beta} - \xi_{\beta,\alpha} \quad (3.24)$$

bulunur. Burada;

$$\xi_\alpha = \eta_{\alpha\nu} \xi^\nu \quad (3.25)$$

Sonuç olarak aşağıdaki ifade ayar dönüşümü olarak bilinir:

$$h'_{\alpha\beta} = h_{\alpha\beta} - \xi_{\alpha,\beta} - \xi_{\beta,\alpha} \quad (3.26)$$

- Zayıf alan Reimann tensörü:

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = g_{\alpha\mu} R_{\beta\gamma\delta}^\mu \left[ \Gamma_{\beta\delta}^\sigma \Gamma_{\sigma\gamma}^\mu - \Gamma_{\beta\gamma}^\sigma \Gamma_{\sigma\delta}^\mu + \Gamma_{\beta\delta,\gamma}^\mu - \Gamma_{\beta\lambda,\delta}^\mu \right] \quad (3.27)$$

Minkowski uzay – zamanında Christoffel sembolleri sıfırdır.

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = g_{\alpha\mu} R_{\beta\gamma\delta}^\mu = g_{\alpha\mu} \Gamma_{\beta\delta,\gamma}^\mu - g_{\alpha\mu} \Gamma_{\beta\gamma,\delta}^\mu$$

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = g_{\alpha\mu} \frac{g^{\mu\sigma}}{2} (g_{\sigma\beta,\delta\gamma} + g_{\sigma\delta,\beta\gamma} - g_{\beta\delta,\sigma\gamma}) - g_{\alpha\mu} \frac{g^{\mu\sigma}}{2} (g_{\sigma\beta,\gamma\delta} + g_{\sigma\gamma,\beta\delta} - g_{\beta\gamma,\sigma\delta})$$

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{1}{2} (g_{\alpha\delta,\beta\gamma} + g_{\beta\gamma,\alpha\delta} - g_{\alpha\gamma,\beta\delta} - g_{\beta\delta,\alpha\gamma})$$

$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}$  olduğundan; Riemann tensörü:

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{1}{2}(h_{\alpha\delta,\beta\gamma} + h_{\beta\gamma,\alpha\delta} - h_{\alpha\gamma,\beta\delta} - h_{\beta\delta,\alpha\gamma}) \quad (3.28)$$

(3.27) ve (3.28) denklemlerinden, Ricci tensörü için lineerleştirilmiş bir ifade şöyle yazılır;

$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{2}[(h_{\nu}^{\sigma})_{,\mu\sigma} + (h_{\mu}^{\sigma})_{,\nu\alpha} - h'_{\mu\nu,\alpha} - h_{,\mu\nu}] \quad (3.29)$$

- Ricci skalar:

$$\mathcal{R} = \eta^{\alpha\beta} R_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\eta^{\alpha\beta}[(h_{\beta}^{\sigma})_{,\alpha\sigma} + (h_{\alpha}^{\sigma})_{,\beta\sigma} - h'_{\alpha\beta,\sigma} - h_{,\alpha\beta}] \quad (3.30)$$

(3.29) ve (3.30) denklemlerinin birleştirilmesinden Einstein tensörü bulunur:

- Einstein tensörü:

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}[(h_{\nu}^{\sigma})_{,\mu\sigma} + (h_{\mu}^{\sigma})_{,\nu\alpha} - h'_{\mu\nu,\alpha} - h_{,\mu\nu}] \\ &\quad - \frac{1}{4}\eta_{\mu\nu}\eta^{\alpha\beta}[(h_{\beta}^{\sigma})_{,\alpha\sigma} + (h_{\alpha}^{\sigma})_{,\beta\sigma} - h'_{\alpha\beta,\sigma} - h_{,\alpha\beta}] \\ &= \frac{1}{2}[h'_{\mu\alpha,\nu} + h'_{\nu\alpha,\mu} - h'_{\mu\nu,\alpha} - h_{,\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}(h'_{\alpha\beta} - h'_{,\beta})] \end{aligned}$$

$\bar{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h$  metrik pertürbasyon dikkate alındığında;

$$G_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}[\bar{h}'_{\mu\nu,\alpha} + \eta_{\mu\nu}\bar{h}'_{\alpha\beta} - \bar{h}'_{\mu\alpha,\nu} - \bar{h}'_{\nu\alpha,\mu}] \quad (3.31)$$

bulunur.

$G_{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}$  olduğundan;

$$-\bar{h}'_{\mu\nu,\alpha} - \eta_{\mu\nu}\bar{h}'_{\alpha\beta} + \bar{h}'_{\mu\alpha,\nu} + \bar{h}'_{\nu\alpha,\mu} = -\frac{16\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (3.32)$$

elde edilir. Burada, Lorentz ayar dönüşümünden, (3.32)' in basitleştirilmesinde yararlanılırsa; (3.32)' in sol kısmının son üç terimi sıfır olur.

$$\bar{h}'_{\mu\nu,\alpha} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (3.33)$$

d' Alambert operatörü:  $\square = \partial^\mu \partial_\mu$  olarak tanımlandığından;

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (3.34)$$

elde edilir. Böylece; zayıf kütle çekim alanları için dalga denklemi elde edilmiş olur.

Vakum ortamında enerji momentum tensörü sıfırdır.

$$\bar{h}'_{\mu\nu,\alpha} = 0 \quad \text{ve} \quad \bar{h}'_{\mu\nu,\alpha} \equiv \eta^{\alpha\alpha} \bar{h}_{\mu\nu,\alpha\alpha}$$

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2\right) \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (3.35)$$

olacağından;

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (3.36)$$

elde edilir ve  $\eta^{00} = -\frac{1}{c^2}$  idi.

(3.35) denklemi tekrar yazılırsa;

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + c^2 \nabla^2\right) \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (3.37)$$

bulunur ve  $c$  hızıyla yayılan dalganın denklemine ait matematiksel ifadedir. Böylece; metrik pertürbasyonların; yani metrik tarafından üretilen uzayzamandaki dalgalanmaların, boş uzayzamanda ışık hızı ile yayıldıkları gösterilmiş olmaktadır.

- Enine izsiz ayar:

Doğrusal bir metrik pertürbasyon 16 bileşenden, sadece 2 tanesi bağımsız bileşene indirilebilir. En basit çözümler, düzlem dalgalarıdır. Bir çözüm şöyle yazılsın:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \text{Re}[A_{\mu\nu} \exp(ik_{\alpha}x^{\alpha})] \quad (3.38)$$

$A_{\mu\nu}$ , dalga genliği ve  $k_{\alpha}$ , dalga vektörüdür ve her ikisi de keyfi bileşen değildir.

$\bar{h}_{\mu\nu}$  simetrik olduğundan,  $A_{\mu\nu}$  de simetriktir. Bağımsız bileşenlerin sayısı 16' dan 10' a düşmüş olur.

$$\bar{h}'_{\mu\nu,\alpha} \equiv \eta^{\alpha\sigma} \bar{h}_{\mu\nu,\alpha\sigma} = 0 \quad \text{olduğundan};$$

$$k_{\alpha}k^{\alpha} = 0 \quad (3.39)$$

elde edilir. (3.38),  $(1/k^t)(k_x, k_y, k_z)$  yönünde yayılan, aşağıdaki düzlem dalga frekansını tanımlar:

$$\omega = k^t = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2} \quad (3.40)$$

Lorentz ayar dönüşümü kullanılarak;

$$A_{\mu\alpha}k^{\alpha} = 0 \quad (3.41)$$

bulunur. (3.41), aslında dört doğrusal denklemdir. Bu, bize  $A_{\mu\nu}$ ' nün dört bileşenini sabitleme olanağı tanır ve böylece, bağımsız bileşenlerin sayısı 10' dan 6' ya düşer.

Ayar dönüşümlerinden yapılabilecek seçimlerle,  $\psi^{\mu}$  bileşenini ekleyerek yeni bir dönüşüm tanımlayabiliriz:

$$x'^{\mu} \rightarrow x^{\mu} + \zeta^{\mu} = x^{\mu} + \xi^{\mu} + \psi^{\mu} \quad (3.42)$$

ve  $\psi^\mu$  şu ifadeyi sağlamaktadır:

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2\right)\psi^\mu = 0 \quad (3.43)$$

Ve  $\zeta^\mu$  hala aşağıdaki ifadeyi sağlamaktadır:

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2\right)\zeta^\mu = \bar{h}_{,\nu}^{(old)\mu\nu} \quad (3.44)$$

Buradan elde edilen değiştirilmiş metrik pertürbasyon;

$$h_{\mu\nu}^{(TT)} = h_{\mu\nu}^{(old)} - \zeta_{\mu,\nu} - \zeta_{\nu,\mu} \quad (3.45)$$

TT, enine izsiz anlamındadır. Ayar dönüşümü  $\psi^\mu$  (ya da  $\zeta^\mu$ ) ise, enine izsiz ayarı tanımlamaktadır.

Denklem (3.43),  $\bar{h}_{\mu\nu}$  ve dolayısıyla  $A_{\mu\nu}$  için mümkün olduğu kadar basitleştirebileceğimiz bir koordinat sistemi seçmek için, ayar dönüşümlerini bileşenlerine ayırabileceğimiz ek denklemler vermektedir.

Seçtiğimiz U vektörünün bileşenleri  $U^\beta$  ile temsil edilsin. Dalga genlik tensörü aşağıdaki ifadeyi sağlar:

$$A_{\alpha\beta}U^\beta = 0 \quad (3.46)$$

Ayrıca;

$$A^\mu{}_\mu = \eta^{\mu\nu}A_{\mu\nu} = 0 \text{ 'dır.}$$

Dört hız vektörü  $U^\beta$ 'nin bileşenleri (1,0,0,0) olsun.  $U^\beta = \delta_t^\beta$  olduğundan, her  $\alpha$  için;

$$A_{\alpha t} = 0$$

yazılabilir. Bir de, dalganın, pozitif z yönünde yayıldığını varsayalım:

$$k^t = \omega, \quad k^x = k^y = 0, \quad k^z = \omega$$

$$k_t = -\omega, \quad k_x = k_y = 0, \quad k_z = \omega$$

(3.41)' den; tüm  $\alpha$ ' lar için;

$$A_{\alpha z} = 0 \tag{3.47}$$

bulunur. Dalganın yayılma yönünde, metrik pertürbasyonun bir bileşeni yoktur. Buradaki metrik pertürbasyon, gravitasyonel dalganın yayılma yönüne tamamen çaprazdır. (3.38), basit hale gelmiş olur:

$$\bar{h}_{\mu\nu}^{(TT)} = A_{\mu\nu}^{(TT)} \cos[\omega(t - z)] \tag{3.48}$$

$A_{\mu\nu}$  için sıfır olmayan bileşenler;  $A_{xx}$ ,  $A_{yy}$  ve  $A_{xy} = A_{yx}$ . Ve  $A_{xx} = -A_{yy}$  ' dir. Sonuç olarak, enine izsiz ayarda genlik tensörü şöyle yazılır:

$$A_{\mu\nu}^{(TT)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{xx}^{(TT)} & A_{xy}^{(TT)} & 0 \\ 0 & A_{xy}^{(TT)} & -A_{xx}^{(TT)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{3.49}$$

Ayrıca;

$$\bar{h}_{\mu\nu}^{(TT)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{h}_{xx}^{(TT)} & \bar{h}_{xy}^{(TT)} & 0 \\ 0 & \bar{h}_{xy}^{(TT)} & -\bar{h}_{xx}^{(TT)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{3.50}$$

yazılabilir. Burada;

$$\bar{h}_{xx}^{(TT)} = A_{xx}^{(TT)} \cos[\omega(t - z)] \quad (3.51)$$

ve

$$\bar{h}_{xy}^{(TT)} = A_{xy}^{(TT)} \cos[\omega(t - z)] \quad (3.52)$$

şeklindedir.

- Gravitasyonel dalgaların serbest parçacık üzerine etkisi:

Parçacığın hareketsiz olduğu bir arka plan Lorentz çerçevesi seçelim. Parçacık için jeodezik denklem:

$$\frac{dU^\beta}{d\tau} + \Gamma_{\mu\nu}^\beta U^\mu U^\nu = 0 \quad (3.53)$$

şeklindedir. Burada;  $\tau$  has zaman ve  $U^\beta$ , parçacığın dördümlü hızıdır. Parçacık başlangıçta hareketsiz olduğundan;  $U^\beta = \delta_t^\beta$  olarak yazılabilir. Ve parçacığın başlangıç ivmesi şu denklemle verilir:

$$\left(\frac{dU^\beta}{d\tau}\right)_0 = -\Gamma_{tt}^\beta = -\frac{1}{2}\eta^{\alpha\beta}(h_{\alpha t,t} + h_{t\alpha,t} - h_{tt,\alpha}) \quad (3.54)$$

$$A_{\alpha t} = 0 \Rightarrow \bar{h}_{\alpha t} = 0 \quad (3.55)$$

$h = \bar{h} = 0$  olduğundan; tüm  $\alpha$  ' lar için;

$$h_{\alpha t} = 0 \quad (3.56)$$

elde edilir. Dolayısıyla da;

$$\left(\frac{dU^\beta}{d\tau}\right)_0 = 0 \quad (3.57)$$

sonucuna ulaşılır. Bu ifade; başlangıçta hareketsiz olan parçacığın, süresiz olarak hareketsiz kalacağı anlamına gelmektedir. Durmadan kalmak, parçacığın koordinatlarının değişmediği anlamına gelmektedir. Bu da, enine izsiz Lorentz ayarıyla seçmiş olduğumuz koordinat sisteminden kaynaklanmaktadır. Gravitasyonel dalga geçtikçe, bu koordinat sistemi kendisini, uzayzamandaki dalgalanmalara göre ayarlar ve herhangi bir parçacık ilk koordinat konumlarına bağlı kalır. Bunun için; her ikisi de başlangıçta hareketsiz olan iki parçacığın bulunduğu bu koordinat sistemini göz önüne alalım: parçacıklardan birinin merkezde, diğerinin de  $x = \epsilon$ ,  $y = z = 0$  olan uzaysal koordinatlarda olduğunu varsayalım. İki parçacık arasındaki uygun mesafe;

$$\Delta l = \int |g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta|^{1/2} \quad (3.58)$$

$$\Delta l = \int_0^\epsilon |g_{xx}|^{1/2} \simeq \sqrt{g_{xx}(x=0)} \epsilon \quad (3.59)$$

$$g_{xx}(x=0) = \eta_{xx} + \eta_{xx}^{(TT)}(x=0) \quad (3.60)$$

Sonuç olarak;

$$\Delta l \simeq \left[1 + \frac{1}{2} h_{xx}^{(TT)}(x=0)\right] \epsilon \quad (3.61)$$

bulunmuş olur.

$h_{xx}^{(TT)}(x=0)$ , bir sabit değildir, metrik pertürbasyondan etkilenmektedir ve parçacıklar arasındaki değeri; gravitasyonel dalga geçerken değişecektir. Dedektörlerin ölçmeye çalıştığı; test parçacıklarının (kütlelerinin) arasındaki uygun mesafe budur.

Bu etki, jeodezik denklemlerden de elde edilebilir.



$$\frac{\partial^2 \xi^\alpha}{\partial t^2} = R_{\mu\nu\beta}^\alpha U^\mu U^\nu \xi^\beta \quad (3.62)$$

Tanımladığımız  $\xi^\beta$  vektörü, parçacıklar arasında bağlantı kurmamızı sağlar.  $U^\mu$  parçacıkların dörtlü hız vektörlerinin bileşenlerini ifade etmektedir. Parçacıklar başlangıçta hareketsiz olduklarından;

$$U^\mu = (1,0,0,0)^T \quad (3.63)$$

$$\xi^\beta = (0, \epsilon, 0, 0)^T \quad (3.64)$$

şeklindedir. (3.59) denklemi şuna dönüşür:

$$\frac{\partial^2 \xi^\alpha}{\partial t^2} = \epsilon R_{tt\alpha}^\alpha = -\epsilon R_{t\alpha t}^\alpha \quad (3.65)$$

(3.28) ' te yerine yazdığımızda, Riemann tensörü, metrik pertürbasyonun sıfır olmayan bileşenleri cinsinden şöyle yazılır:

$$R_{t\alpha t}^\alpha = \eta^{xx} R_{xtxt} = -\frac{1}{2} h_{xx,tt}^{(TT)} \quad (3.66)$$

$$R_{t\alpha t}^\alpha = \eta^{yy} R_{ytxt} = -\frac{1}{2} h_{xy,tt}^{(TT)} \quad (3.67)$$

x yönünde, başlangıçta  $\epsilon$  ile ayrılmış parçacıklar için aşağıdaki diferansiyel denklemlerle uyan bir jeodezik sapmaya sahiptir.

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \xi^x = \frac{1}{2} \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} h_{xx}^{(TT)} \quad (3.68)$$

ve

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \xi^y = \frac{1}{2} \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} h_{xy}^{(TT)} \quad (3.69)$$

Benzer şekilde; y yönünde  $\epsilon$  ile ayrılmış parçacıklar için yazılan jeodezik deviasyon vektörü, aşağıdaki diferansiyel denklemleri sağlayacaktır:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \xi^x = \frac{1}{2} \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} h_{xy}^{(TT)} \quad (3.70)$$

ve

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \xi^y = -\frac{1}{2} \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} h_{yy}^{(TT)} \quad (3.71)$$

- Gravitasyonel dalgaların kutuplanması:

(3.65) – (3.68) arasındaki denklemleri genelleştirelim: parçacıklardan biri merkezde, diğeri başlangıç koordinatları,  $x = \epsilon \cos\theta$ ,  $y = \epsilon \sin\theta$ ,  $z=0$  olan, xy düzleminde bulunsunlar. Gravitasyonel dalga z yönünde yayılsın.  $\xi^x$  ve  $\xi^y$  'nin diferansiyel denklemlere uyduğunu gösterebiliriz:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \xi^x = \frac{1}{2} \epsilon \cos\theta \frac{\partial^2}{\partial t^2} h_{xx}^{(TT)} + \frac{1}{2} \epsilon \sin\theta \frac{\partial^2}{\partial t^2} h_{xy}^{(TT)} \quad (3.72)$$

ve

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \xi^y = \frac{1}{2} \epsilon \cos\theta \frac{\partial^2}{\partial t^2} h_{xy}^{(TT)} - \frac{1}{2} \epsilon \sin\theta \frac{\partial^2}{\partial t^2} h_{xx}^{(TT)} \quad (3.73)$$

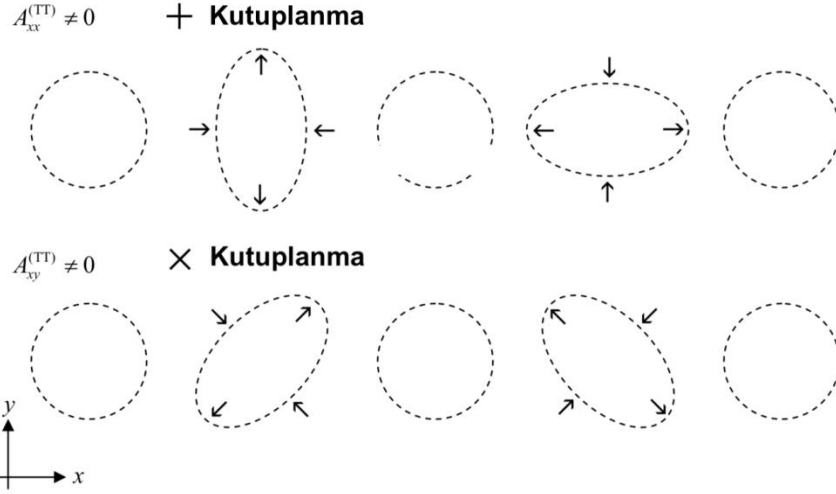
bu denklemleri; (3.49) ve  $\bar{h}_{\alpha\beta}^{(TT)} = h_{\alpha\beta}^{(TT)}$  'de yerlerine yazalım:

$$\xi^x = \epsilon \cos\theta + \frac{1}{2} \epsilon \cos\theta A_{xx}^{(TT)} \cos\omega t + \frac{1}{2} \epsilon \sin\theta A_{xy}^{(TT)} \cos\omega t \quad (3.74)$$

ve

$$\xi^y = \epsilon \sin\theta + \frac{1}{2} \epsilon \cos\theta A_{xy}^{(TT)} \cos\omega t - \frac{1}{2} \epsilon \sin\theta A_{xx}^{(TT)} \cos\omega t \quad (3.75)$$

$\theta'$  nın, 0 ile  $2\pi$  aralığında değiştiğini varsaydığımızda; test parçacıklarının, başlangıcı orjin olan, xy düzleminde yaptıkları halkasal hareketi düşünüyoruz. Şekil 3.8; parçacıkların yapmış olduğu halka hareketinin, z yönünde yayılan gravitasyonel dalga varlığı ile nasıl etkilendiğini göstermektedir.



Şekil 3.9 Gravitasyonel dalgaların kutuplanması

Artı kutuplanma için;  $A_{xx}^{(TT)} \neq 0$  ve  $A_{xy}^{(TT)} = 0$  olduğundan;  $\xi^x$  ve  $\xi^y$  için çözümler şöyledir:

$$\xi^x = \epsilon \cos\theta \left( 1 + \frac{1}{2} A_{xx}^{(TT)} \cos\omega t \right) \quad (3.76)$$

$$\xi^y = \epsilon \sin\theta \left( 1 - \frac{1}{2} A_{xx}^{(TT)} \cos\omega t \right) \quad (3.77)$$

Çapraz kutuplanma için ise;  $A_{xy}^{(TT)} \neq 0$  ve  $A_{xx}^{(TT)} = 0$  olduğunda;

$$\xi^x = \epsilon \cos\theta + \frac{1}{2} \epsilon \sin\theta A_{xy}^{(TT)} \cos\omega t \quad (3.78)$$

$$\xi^y = \epsilon \sin\theta + \frac{1}{2} \epsilon \cos\theta A_{xy}^{(TT)} \cos\omega t \quad (3.79)$$

bulunur.

Çözümler ve  $A_{xx}^{(TT)} \neq 0$  ifadeleri arasındaki ilişkiyi anlamak için, x ve y koordinatları  $-\frac{\pi}{4}$  açısı kadar döndürülsün ve oluşan yeni koordinatlar  $x'$  ve  $y'$  olsun.

$$x' = \frac{1}{\sqrt{2}}(x - y) \quad (3.80)$$

$$y' = \frac{1}{\sqrt{2}}(x + y) \quad (3.81)$$

$A_{xx}^{(TT)} \neq 0$  için denklemleri, yeni koordinatları cinsinden yazalım:

$$\xi'^x = \epsilon \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{1}{2}\epsilon \sin\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right)A_{xy}^{(TT)} \cos\omega t \quad (3.82)$$

$$\xi'^y = \epsilon \sin\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{1}{2}\epsilon \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right)A_{xy}^{(TT)} \cos\omega t \quad (3.83)$$

bulunur. (3.79) ve (3.80) denklemleri ile (3.75) ve (3.76) denklemleri karşılaştırıldığında; şekil 3.9' dan da görüleceği üzere;  $-\frac{\pi}{4}$  kadar bir döndürmeden sonra,  $A_{xy}^{(TT)} \neq 0$  ile  $A_{xx}^{(TT)} \neq 0$  çözümleri aynı olmuştur.

$A_{xx}^{(TT)} \neq 0$  ve  $A_{xy}^{(TT)} \neq 0$  çözümleri, gravitasyonel dalgaların iki kutuplanma durumuna sahip olduğunu göstermektedir. Bu kutuplanma durumları "+" ve "×" ile gösterilir. Genellikle; z eksenini boyunca yayılan bir gravitasyonel dalga, kutuplanma durumlarının birleşimi olarak ifade edilebilir:

$$h = ae_+ + be_\times \quad (3.84)$$

Burada; a ve b, skaler sabit.  $e_+$  ve  $e_\times$  kutuplanma tensörleridir.

$$e_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.85)$$

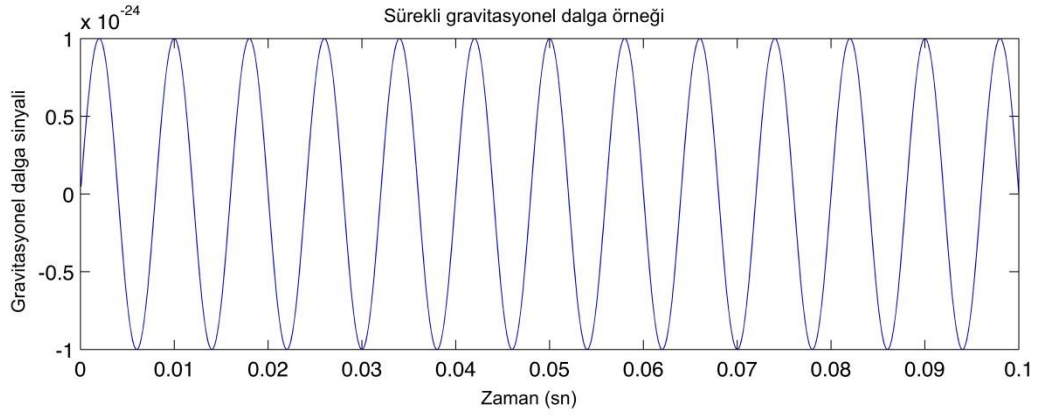
$$e_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.86)$$

Gravitasyonel dalgalar tarafından üretilen bozulma (çarpıklık) dört kutupludur ve bu durum; gravitasyonel dalgaların uzayzaman eğriliğindeki değişimler tarafından üretilmiş olmalarının bir sonucudur.

### 3.7.2 Gravitasyonel dalga kaynakları

Hızlandırılan kütlelerin (konum değiştiren, dönen, yörünge hareketi yapan nesnelere), gravitasyonel dalgalar ürettikleri ve evrende, hızlı ivmelere sahip çok büyük kütleli kaynakların bulunduğu bilinmektedir. Dolayısıyla; gravitasyonel dalgaları incelemenin ve analiz etmenin tek yolu, üretildikleri yerlere bakmaktır. Etkileşen karadeliğler, kompakt ikili sistemlerin birleşmesi, yıldızların çökmesi ve pulsarlar gibi kaynaklar gravitasyonel dalga kaynakları olarak düşünülebilir. (Iqbal ve Monga 2014). LIGO bilim insanları, neyin sebep olduğuna bağlı olarak dört farklı gravitasyonel dalga kategorisi tanımlamışlardır. Her kategori kendisine özgü, parmak izi niteliğinde bir titreşim özelliği göstermektedir.

\* Sürekli gravitasyonel dalga kaynakları: Oldukça sabit ve iyi tanımlanmış bir frekansa sahiptirler. Nötron yıldızı gibi, eksenini etrafında dönen tek bir yoğun kütleli nesne tarafından üretildikleri düşünülmektedir. Yıldızın yüzeyinde bulunan düzensizlikler gravitasyonel dalgaların oluşmasına neden olmaktadır ve yıldızın dönüş hızı sabit kalırsa, yayılan gravitasyonel dalgaların frekansı ve genliği de değişmemektedir.



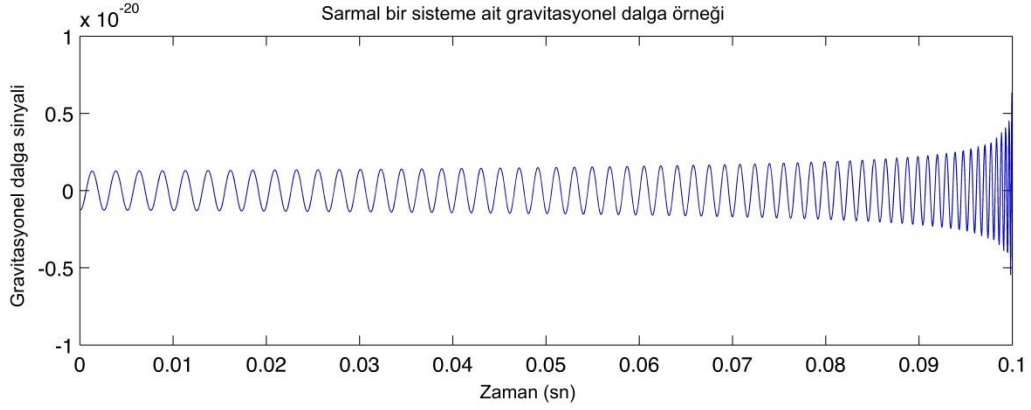
Şekil 3.10 Sürekli gravitasyonel dalga kaynağından gelen bir sinyale ait örnek (A. Stuver/LIGO)

\* Yoğun ikili sarmal sistemler: Bu tipteki gravitasyonel dalgalar beyaz cüceler, nötron yıldızları ya da kara delikler gibi yoğun cisimlerin oluşturduğu ikili sistemlerin yörünge hareketleri ile üretilmektedirler. Bunlar; ikili nötron yıldızı sistemi (BNS), ikili karadelik sistemi (BBH) ve nötron yıldızı – karadelik ikili sistemi (NSBH) şeklinde üç alt başlık altında sınıflandırılabilir. Dalga oluşturma mekanizmaları aynı olmasına rağmen, her ikili çiftin kendisine özgü bir dalga dizisi vardır. Bu, sarmal<sup>24</sup> olarak adlandırılmaktadır. Sarmal, milyonlarca yıldan fazla sürmektedir. İki kütle birbirini etrafında döndükçe, yörüngesel mesafeleri azalır ve hızları artar. Sistem yörünge enerjisinin bir kısmını, gravitasyonel dalgalar olarak yayar. Yaklaştıkça, nesnelere hızları daha da artar ve bu da, daha fazla yörünge enerjisi kaybetmelerine neden olur. Bu süreç böyle devam eder ve kaçınılmaz son olarak iki kütle birleşerek evrenin en şiddetli patlamalarından birini yaratır.

Bu sistemlerdeki gravitasyonel dalgalar, kütlelere bağlı olarak, süre içinde değişmektedir. Örneğin; çarpışan kara delikler saniyenin kesirleri ile ifade edilen kısa gravitasyonel dalgalar üretirken; nötron yıldızları birkaç on saniye uzunluğunda sinyaller üretmektedir. Her iki durumda da, nesnelere birbirlerine doğru hızla hareket ettiğinden sinyalin frekansı artmaktadır. Frekans artarken, sinyalin, duyulabilir bir hale çevrilmesinden elde edilen sese “chirp” denmektedir.

<sup>24</sup> Inspiral

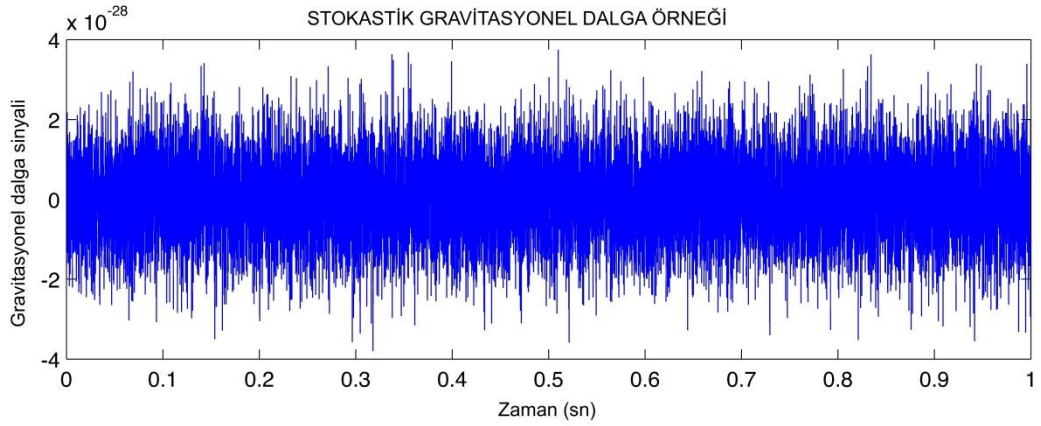
LIGO hem karadelik hem de nötron yıldızı birleşmesinden kaynaklanan sinyalleri tespit etmiştir. Karadelik çarpışmasında, sistem, saniyenin onda birinde bir sinyal üretmiştir. Ağustos 2017’ de tespit edilen bir nötron yıldızı birleşmesinde ise; dedektörde 100 saniyeden fazla süren bir sinyal kaydedilmiştir.



Şekil 3.11 İkili sarmal gravitasyonel dalga kaynağından gelen sinyale ait örnek (A. Stuver/LIGO)

\* Stokastik gravitasyonel dalga kaynakları: Evrenin erken evriminden gelen kalıntı gravitasyonel dalgalarıdır. Çok sayıda, küçük gravitasyonel dalganın evrenin her yerinden sürekli geçtiği ve rastgele birbirine karıştığı varsayılmaktadır. Her yönden gelen bu küçük dalgalar, stokastik sinyal<sup>25</sup> olarak adlandırılmaktadır. Küçük olmalarından dolayı, tespit edilmesi en zor gravitasyonel dalgalardır. Önemi ise; sinyalin bir kısmının büyük patlamadan kaynaklı olmasından ileri gelmektedir. Dolayısıyla; evren genişlerken gerilen bu gravitasyonel dalgaların, evrenin başlangıcı hakkında bilgi taşıdıkları düşünülmektedir. Tespit edilmeleri halinde, evrenin geçmişine dair yapılan araştırmalar konusunda katkılarının çok büyük olacağı tahmin edilmektedir.

<sup>25</sup> Stokastik kelimesi, istatistiksel olarak analiz edilebilecek, ancak kesin olarak tahmin edilemeyecek rastgele bir desene sahip olmak anlamına gelir.



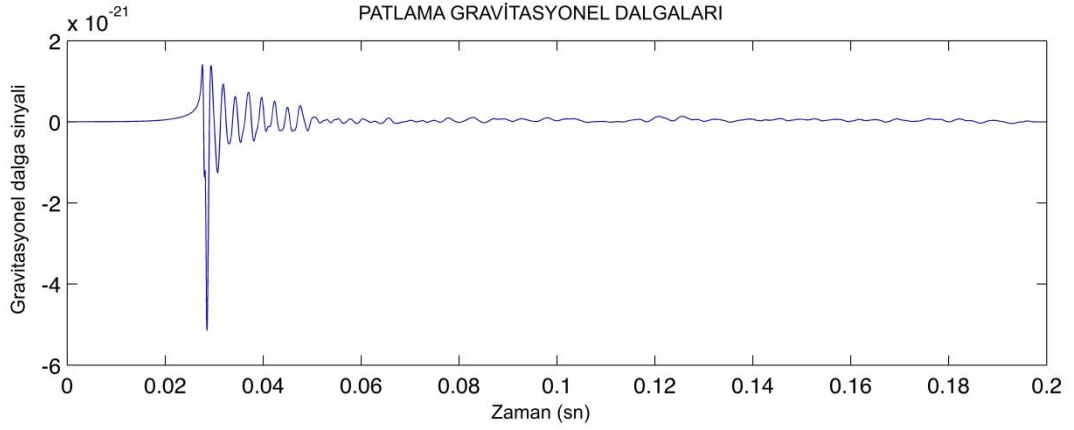
Şekil 3.12 Simüle edilmiş stokastik gravitasyonel dalga sinyali (A.Stuver/LIGO)

Bu türden gravitasyonel dalgaların üreteceği sinyale dair “ses”, sürekli bir gürültüdür ve gökyüzünün her yerinden aynı olacaktır.

\* Patlama gravitasyonel dalga kaynakları: Bu türden gravitasyonel dalgaların, kısa süreli, bilinmeyen ve beklenmeyen kaynaklardan yayıldıkları düşünülmektedir. Henüz tespit edilmediklerinden, haklarında çok fazla bilinmeyen söz konusudur. Süpernova veya gama ışını patlamaları gibi süreçlerin sonucunda oluşabileceklerine dair varsayımlar bulunmaktadır. Ancak; bu süreçlerin detaylarına dair çok az şey bilindiğinden, bu türden gravitasyonel dalgaların sahip olacağı formu öngörmek zor bir hale gelmektedir. Dalgaya ait sinyalin üretmesi beklenen ses, “patlama” ya da “çatırtı” sesidir.

Tespit edilmesi edilmesi zor olan bu gravitasyonel dalgalar, evrene dair devrim niteliğindeki bilgileri ortaya çıkarma potansiyelini taşımaktadırlar.





Şekil 3.13 Patlama gravitasyonel dalga kaynağından gelen sinyal örneği(A. Stuver/C. Ott, D. Burrows, vd. “A New Mechanism For Core-Collapse Supernova Explosions” verileri kullanılmıştır)

### 3.7.3 Gravitasyonel dalgaların tespit edilmesi

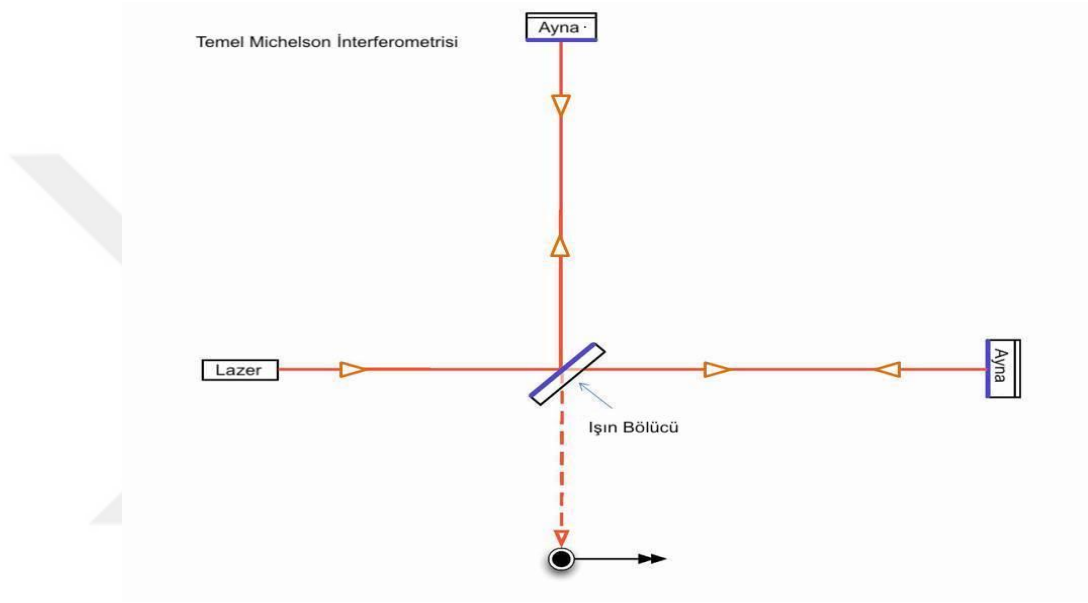
Gravitasyonel dalgaların tespit edilmesini sağlayan ölçü aletine interferometre denmektedir. Analiz edilebilir iki veya daha fazla ışık kaynağını, girişim deseni oluşturmak için birleştirmeleri sebebiyle interferometre (girişim ölçer) olarak adlandırılmışlardır.

Yaygın olarak kullanılan interferometreler, 19. yüzyılın sonlarında Albert Michelson tarafından icat edilmiştir. Michelson ve Morley, evrende bulunduğu düşünülen “ether” in varlığını kanıtlamak için yaptıkları deneylerde interferometre kullanmışlardır.

İnterferometrenin çalışma prensibi şöyledir: Lazerden gönderilen ışık, ışın bölücü ile ikiye ayrılmaktadır ve sonlarında ayna bulunan kollara yönlendirilmektedir. Aynadan geri yansıyan iki ışın, ışın bölücünün bulunduğu noktada tekrar birleşir ve detektöre giderek bir girişim deseni yaratır. Gravitasyonel dalganın varlığı söz konusu değilse ve kollarn uzunlukları değişmeden kalırsa, iki ışın dedektörde yıkıcı girişim<sup>26</sup> oluştururlar ve bir dalga elde edilmemiş olur. Diğer yandan, gravitasyonel dalga interferometre

<sup>26</sup> İki veya daha fazla kaynaktan çıkan dalgalar, bir noktaya yarım periyot faz farkı ile geldiklerinde, bir dalganın tepesi ve diğerinin çukuru aynı anda bu noktaya ulaşmaktadır. Oluşan genlik, iki genliğin farkıdır. Genlikler eşit ise, toplam genlik sıfırdır.

boyunca kollara dik olarak geçişi sırasında, hafifçe (yaklaşık 1/1000 proton çapı) bir kolu gerip diğerini sıkıştırırsa, kolların uzunluklarında değişmeye neden olacaktır. Bu durum da, iki ışık ışını arasındaki yol farkının değişmesiyle ve dedektörde kaydedilen bir yapıcı girişim<sup>27</sup> ile sonuçlanacaktır. İki kol arasında oluşan görelî uzunluk değişimi, gravitasyonel dalgalar hakkında bilgi vermektedir.



Şekil 3.14 Temel Michelson interferometresi

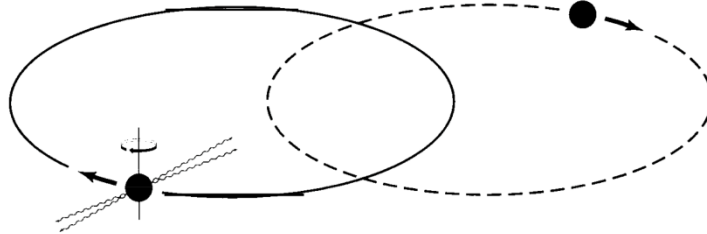
Işığın özelliklerinin, çok küçük mesafeleri ölçmek için kullanıldığı interferometreler, lazerin keşfedilmesiyle birlikte, ilk interferometreye kıyasla bir hayli geliştirilmişlerdir. Dolayısıyla, LIGO' nun gerektirdiği üzere düşünülebilecek en küçük ölçümlerin yapılmasını sağlayarak, gravitasyonel dalgaların tespit edilmesinde büyük rol oynamışlardır.

### 3.7.4 Gravitasyonel dalgaların varlığına dair ilk kanıt

Gravitasyonel dalgaların varlığına dair ilk kanıt, dolaylı olarak elde edilmiştir. 1974 yılında, Arecibo Radyo Gözlemevi' nde çalışan iki astronom olan Russel Hulse ve

<sup>27</sup> İki veya daha fazla kaynaktan çıkan dalgalar, bir noktaya aynı fazda geldiklerinde oluşan dalganın genliği her bir dalganın genliğinin toplamına eşittir, dalgalar birbirlerini güçlendirmişlerdir.

Joseph Taylor, Yengeç Bulutsusu' nda (Crab Nebula) bulunan, birbirini etrafındaki yörüngelerde dönen son derece yoğun kütleli iki nötron yıldızından oluşan PSR 1913+16<sup>28</sup> sistemini keşfetmişlerdir (Hulse ve Taylor 1974).



Eşlik eden benzer bir kütleli yıldızın etrafındaki pulsarın eliptik yörüngesine ait şema

Şekil 3.15 PSR 1913 + 16 (Russel A. Hulse, “The Discovery of the Binary Pulsar – Nobel Lecture” 1993)

Pulsarın kütesinin  $1.4408 \pm 0.0003 M_{\odot}$  ve diğer kompakt yıldızın kütesinin  $1.3873 \pm 0.0003 M_{\odot}$  olduğu sistemin birbirini etrafındaki yörünge dönemi 7.75 saattir. Pulsarın kendi ekseninde saniyede 17 kez döndüğü ve dolayısıyla 59 milisaniyede bir “pulse” sayıldığı gözlemlenmiştir. Ayrıca, gözlenen pulsasyon oranındaki periyodik değişimler, pulsarın,  $0^d.3230$  periyodunda eksantrik<sup>29</sup> yörüngeye sahip, ikili bir sistemin üyesi olduğunu göstermektedir (Hulse ve Taylor 1974).

Radyo pulsalarını zamanlayan ve bir süre gözlemleyen Hulse ve Taylor, pulsaların varış zamanlarında sistematik bir değişiklik olduğunu fark etmişlerdir. Pulsarlar, bazen beklenenden daha önce bazen de beklenenden daha sonra alınmıştır. Bu varyasyonlar, düzgün ve tekrarlayan 7.75 saatlik periyotlarla değişmektedir. Bu davranışa dair doğal bir açıklama, pulsarın 7.75 saatlik bir yörüngede başka bir cismin etrafında hareket ettiği (Weisberg vd. 1981).

<sup>28</sup> PSR 1913 + 16: Keşfedilen ilk çift nötron yıldızı sistemidir (Iqbal ve Monga 2014). Bu sistem, birbirini etrafında dönen pulsar ve nötron yıldızından oluşmaktadır. Pulsarlar, çok yoğun ve güçlü manyetik alana sahip, kendi eksenleri etrafında dönen, x – ışını veya radyo dalgaları yayan nötron yıldızlarıdır. Manyetik kutuplarının dönüş eksenleriyle çakışmaması sonucu, nötron yıldızı kendi eksenini etrafında dönüş yaparken, manyetik eksenin baktığı doğrultu uzayı bir koni biçiminde tarar. Bu manyetik eksenenden yayılan radyasyon da, pulsarı, belirli zaman aralıklarında yanıp sönüyor olarak görmemize neden olur. Eğer; manyetik eksen Dünya’ dan görülüyorsa, her yanıp sönmesi bir atım (pulse) olarak adlandırılmaktadır ve bu özel nötron yıldızlarına “atarca” ya da “pulsar” denmektedir.

<sup>29</sup>  $e = 0.6171338 \pm 0.000004$  (Cheng 2005)

Genel görelilik; yörüngesel enerji, gravitasyonel radyasyona dönüştürülürken ikili sistemin enerji kaybedeceğini öngörmektedir (Weisberg vd. 1981). Gravitasyonel dalgaların yayılması ile ikili sistem enerji kaybetmesi sonucunda, yörünge periyodu azalmaktadır. Gravitasyonel radyasyon nedeniyle kaybedilen enerji;

$$\frac{dE}{dt} = \frac{128G_N}{5c^2} \omega_b^6 M^2 R^4 \quad (3.87)$$

denklemleri ile bulunur. Ayrıca;

$$\frac{dP_b}{P_b} \propto -\frac{dE}{dt} \quad (3.88)$$

olduğundan, yörünge periyodundaki değişim hesaplanabilmektedir. Basitleştirmek adına, M kütlelerine sahip iki cismin, birbirleri etrafında yapmış oldukları dairesel harekette, 2R mesafesi ile ayrıldığını düşündüğümüzde; toplam enerji;

$$E = MV^2 - \frac{G_N M^2}{2R} \quad (3.89)$$

olacaktır. Newton hareket denklemi tarafından tanımlanan hız;

$$M \frac{V^2}{R} = \frac{G_N M^2}{(2R)^2}$$

ise;

$$V^2 = \frac{G_N M}{4R} \quad (3.90)$$

elde edilir ve ikili sistemin toplam enerjisi;

$$E = -\frac{G_N M^2}{4R} \quad (3.91)$$

olarak bulunmuş olur. Denklem (3.83)' ü kullanarak, yörünge periyodu cinsinden enerji terimi elde edebiliriz:

$$R = \frac{G_N M}{4V^2} = \frac{G_N M}{4} \left( \frac{2\pi R}{P_b} \right)^{-2} \quad \text{ya da} \quad R^3 = \frac{G_N M}{16\pi^2} P_b^2 \quad (3.92)$$

Bu ifadeyi; (3.84) denkleminde yerine yazarsak;

$$E = -M \left( \frac{\pi M G_N}{2} \right)^{2/3} P_b^{-2/3} \quad (3.93)$$

bulunur.  $\frac{dE}{E} = -\frac{2}{3} \frac{dP_b}{P_b}$  ifadesi ile; periyot azalma oranı  $\dot{P}_b \equiv \frac{dP_b}{dt}$ , kaybedilen enerji oranı ile ilişkilidir.

$$\dot{P}_b = -\frac{3P_b}{2E} \left( \frac{dE}{dt} \right) \quad (3.94)$$

Bu ifadeleri ve  $\omega_b = 2\pi/P_b$  olan dalga frekansını, (3.80) denkleminde yazdığımızda;

$$\dot{P}_b = -\frac{48\pi}{5c^2} \left( \frac{4\pi G_N M}{P_b} \right)^{5/3} \quad (3.95)$$

sonucuna ulaşılmaktadır. Ancak; PSR 1913+16 sistemi eliptik bir yörüngeye sahip olduğundan; sonucun, aşağıda gösterildiği bir çarpma faktörü içermesi gerekmektedir:

$$\frac{1+(73/24)e^2+(37/96)e^4}{(1-e^2)^{7/2}} = 11.85681^{30} \quad (3.96)$$

İkili sistemde yer alan kütleler eşit olmadığından ( $M_p \neq M_c$ ),  $(2M)^{5/3} \rightarrow 4M_p M_c (M_p + M_c)^{-1/3}$  yer değiştirmesi yapılmalıdır. Dolayısıyla; Genel Görelilik Teorisi tarafından öngörülen periyottaki azalma oranı;

$$\begin{aligned} \dot{P}_{b,GR} &= \frac{-192\pi M_p M_c}{5c^2 (M_p + M_c)^{1/3}} \frac{1 + (73/24)e^2 + (37/96)e^4}{(1 - e^2)^{7/2}} \left( \frac{2\pi G_N}{P_b} \right)^{5/3} \\ &= -(2.40247 \pm 0.00002) \times 10^{-12} \text{ s/s} \end{aligned} \quad (3.97)$$

olarak elde edilmiş olur.

Ölçülen periyot azalma oranı;

$$\dot{P}_{b,\text{ölçülen}} = -(2.4086 \pm 0.0052) \times 10^{-12} \text{ s/s} \quad (3.98)$$

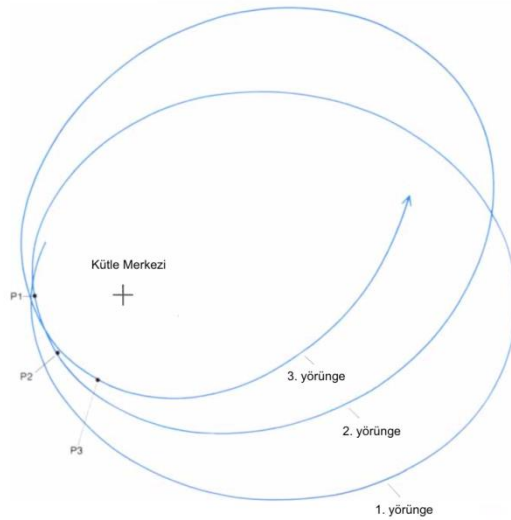
ile verilir ve Genel Görelilik Teorisi ile çok iyi bir uyum içerisindedir (Cheng 2005).

---

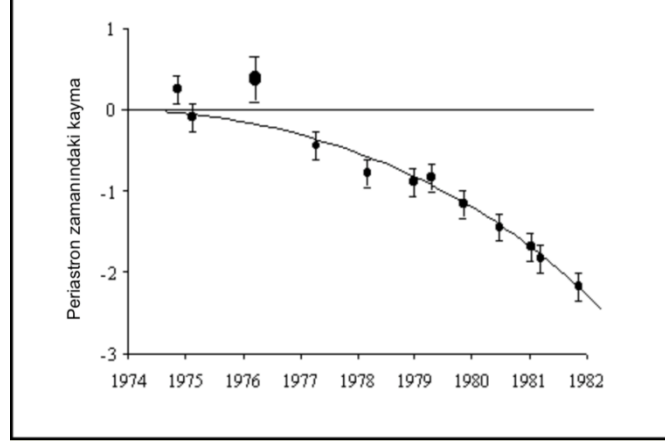
<sup>30</sup> Bu değer; Peters ve Mathews, "Gravitational Radiation from Point Masses in a Keplerian Orbit" makalesinden alınmıştır.

Azalan yörünge periyodu, yörüngelerin küçülmesi anlamı taşımaktadır ve iki nötron yıldızı birbirine yaklaşmaktadır. Yörünge başına 3.1 mm küçülmenin gerçekleştiği ikili sistemin 300 milyon yıl sonra birleşmesi beklenmektedir (Weisberg 1981). İkili sistemin LIGO gibi dedektörler tarafından tespit edilebilecek ölçüde gravitasyonel radyasyon yayması öngörülmektedir. Yayılacak olan gravitasyonel dalgaların genliği kabaca  $h \sim 10^{-26}$  dır (Iqbal ve Monga 2014).

Merkür' ün perihel noktasının presesyonu gibi, PSR 1913 + 16 için de periastron noktasının kayması söz konusudur. Pulsarın yoldaşı olan yoğun nötron yıldızının çevresindeki uzayzamanın eğriliğinden dolayı, pulsarın eliptik yörüngesi ilerler veya döner. Genel görelilik teorisi, pulsarın yörüngesinde yılda yaklaşık  $4^\circ$  lik bir ilerleme öngörmektedir. Yapılan ölçümlere göre periastron ilerlemesi yılda  $4^\circ.2'$  dir ve tahmin ile iyi bir uyum içerisindedir. Bu keşif, Güneş Sistemi dışındaki cisimleri içeren genel görelilik bir etkinin ilk net gözlemlerinden biridir (Weisberg vd. 1981).



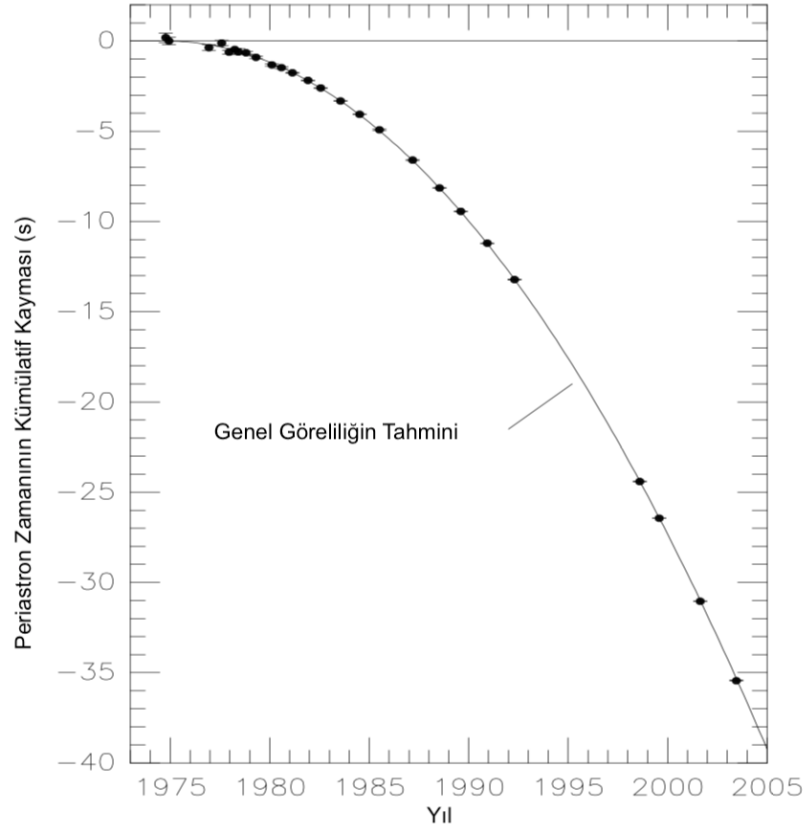
Şekil 3.16 PSR 1913 + 16 ikili pulsar sisteminin periastron noktasının ilerlemesi (Weisberg vd 1981)



Şekil 3.17 Periastron zamanındaki kayma (Weisberg vd. 1981)

Şekil 3.16 keşiften sonra ilk 10 yılda alınan verilere aittir ve Einstein' in öngörüsü ile uyuşmaktadır.

Son 30 yıl içerisindeki gözlemlerden elde edilen verilere dayalı yörünge bozunması ise Şekil 3.15 ile verilmiştir. Sistemdeki potansiyel enerji kaybının, genel görelilik teorisi tarafından öngörülen gravitasyonel dalga emisyonu ile uyumlu olduğu gösterilmiştir.



Şekil 3.18 PSR 1913 + 16 ikili pulsar sisteminin yörünge bozunması (Weisberg ve Taylor 2004)

Veri noktaları (gözlemler), tarih ile periastron (pulsar ve diğer bileşen yıldız arasındaki en yakın konum) zamanının değişimini gösterirken; parabol eğrisi genel göreliliğin tahminini yansıtmaktadır (Weisberg ve Taylor 2004)

Hulse – Taylor’ un bu keşfi, ikili sistemlerin astrofiziği ile özel ve genel görelilik etkilerinin çalışılmasına önemli katkılar sunmuştur. 1993 yılındaki Nobel Fizik Ödülü bu keşfe verilmiştir.

Bu öncü sistemin keşfedilmesinden bu yana ise, güçlü gravitasyonel dalga emisyonlarını gösterecek kadar güçlü olan birçok çift nötron yıldız sistemi keşfedilmiştir (M. Burgay vd).



#### 4. LIGO (LASER INTERFEROMETER GRAVITATIONAL WAVE OBSERVATORY – LAZER İNTERFEROMETRE GRAVİTASYONEL DALGA GÖZLEMEVİ)

LIGO, L şeklinde düzenlenmiş, aralarında  $90^\circ$  bulunan iki adet 4 km uzunluğunda kollara sahip, biri Livingston (Louisiana)' da ve diğeri Hanford (Washington)' da olmak üzere iki interferometreden oluşmaktadır. Bu yapılar, gravitasyonel dalgaları tespit etmek için anten görevi görmektedirler.



Şekil 4.1 LIGO Hanford ve LIGO Livingston

LIGO; dedektörlerinin her biri, gravitasyonel dalga gerilimini, dik açılı konumlandırılmış kollarının uzunluğundaki fark olarak ölçen geliştirilmiş bir Michelson interferometresidir ve tek bir dedektör gibi çalışmaktadır.

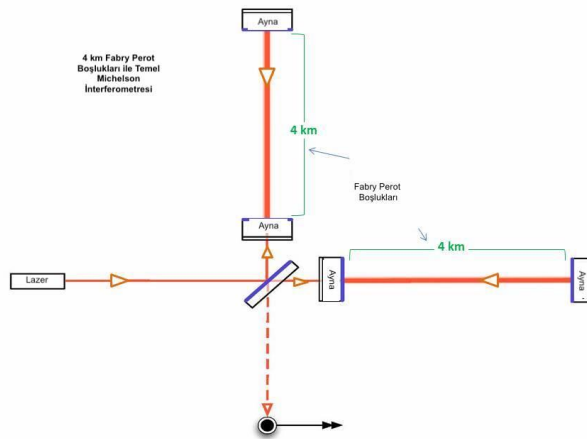
Farklı birçok astrofiziksel ve kozmolojik kaynaktan farklı aralıklarla gelen gravitasyonel dalgaları gözlemlemek ve sinyal gürültü oranını arttırmak için, yüksek ve çok düşük frekans bandı arasındaki gravitasyonel dalga spektrumunun araştırılması gerekmektedir. Gravitasyonel dalgayı tespit etmenin en klasik yolu, neden olduğu genliğini ölçmektir. Bundan dolayı; gravitasyonel dalga dedektörleri genellikle, enerji sensörleri değil de genlik sensörleridir (Iqbal ve Monga 2014).

Genlik, bir gravitasyonel dalgayı tanımlayan iki<sup>31</sup> önemli özellikten biri olan, boyutsuz bir parametredir. LIGO interferometresinde, lazer kaynağından gönderilen ve iki kola ayrıştırılan ışık, gravitasyonel dalga polarizasyonu uyarıldığında, kolların birinde

<sup>31</sup> Diğer özellik ise, frekanstır ve Hz ile ifade edilir.

meydana gelen gerilme ve diğerinde meydana gelen sıkıştırılma hareketi sonucunda, test kütleleri arasındaki mesafe değişecektir. “Strain” olarak adlandırılan bu değişiklik, gravitasyonel dalganın genliği ile doğrudan ilişkilidir. Dolayısıyla; gravitasyonel dalgalar, bu uzunluk değişimlerini tespit eden cihazlarla, yani interferometrelerle tespit edilmektedir.

Genlik duyarlılığı  $h = 10^{-21}$  olan LIGO’ nun interferometreleri şimdiye kadar üretilenlerin en büyükleridir. Kollarının bu denli uzun olması da, gravitasyonel dalga arayışında önem taşımaktadır. Çünkü, kollar ne kadar uzun olursa, lazer o kadar daha fazla yol kat etmektedir ve interferometre de daha hassas hale gelmektedir. Kol uzunluğundaki bir değişimin, protondan 1000 kat daha küçük ölçülmeye çalışılması, LIGO’ nun şimdiye kadarki yapılmış herhangi bir bilimsel cihazdan daha hassas olduğu anlamına gelmektedir. Ancak, kollarının uzunluğunun 4 km olması dahi gravitasyonel dalgaları tespit etmek için yeterli bir uzunluk değildir. Bu kısıtlama, temel Michelson interferometresine “Fabry Perot boşlukları” eklenerek ortadan kaldırılmıştır. Lazerden çıkan ve iki kola ayrıştırılan ışınlar, tekrar bir araya getirilmeden önce, 4 km uzunluğundaki kollarında aynalardan 280 kez ileri geri yansıtılmaktadır. Böylece, LIGO interferometre kolları 1120 km uzunluğundaki kadar etkili olmaktadır ve hassasiyet artmaktadır. Bu da LIGO’ yu, Michelson’ un orijinal interferometresinden 144.000 kez daha büyük yapmaktadır.



Şekil 4.2 Fabry Perot boşluklarının gösterilmesi

## 4.1 Dedektörün Yapısı

LIGO' nun 14 Eylül 2015' te, yaklaşık 1.3 milyar ışık yılı uzaklıkta, çarpışan iki karadeliğin yaydığı gravitasyonel dalgaların uzayzamanda yarattığı tedirginlikleri fiziksel olarak algıladığı keşif ile, gravitasyonel dalgaların varlığı ilk kez doğrudan kanıtlanmıştır.

Bu önemli keşfi gerçekleştiren LIGO, 20 yılı aşkın bir süre önce kurulumuna başlanmış bir dedektördür. İnterferometreler, bu süre içerisinde çeşitli güncellemeler ve birçok değişiklik geçirmişlerdir. 2002 – 2010 yılları arasında gerçekleştirilen veri toplama işleminde “iLIGO”<sup>32</sup> kullanılmıştır. iLIGO , gravitasyonel dalgaları tespit etmek için inşa edilen ilk interferometreleri ifade etmektedir. iLIGO, aktif olarak gravitsayonel dalgaları arayışı içinde olmasına rağmen; genel olarak, LIGO' nun tam potansiyelini elde etmek için gerekli ve daha iyi teknolojilerin geliştirilmesini kolaylaştıracak bir test aracı olarak tasarlanmıştır. Çalıştırıldığı 9 yıl süresince gravitasyonel dalgaları algılayamamıştır. Ancak; dünyadaki en yüksek teknolojik ölçüm cihazlarından biri olan LIGO' nun nasıl çalıştırılacağı, korunacağı ve geliştirileceği hakkında laboratuvar görevi üstlenmiştir. Görevi 2010 yılında sona eren iLIGO öncelikle demonte hale getirilmiştir. Sonrasında ise, geliştirilen yeni teknolojiler ile aLIGO<sup>33</sup>, nun yapımına başlanmıştır. aLIGO' nun yapımı, hazırlanması, montajı ve test edilmesi 7 yıl sürmüştür (2008 – 2015). Amaç, LIGO' yu ilk halinden 10 kat daha hassas hale getirmektir ve çalışmalar devam etmektedir. Gözlemlerde periyodik olarak planlanan ara vermeler ile iyileştirmeler sistematik olarak gerçekleştirilmiştir. Teknolojik iyileştirmelerden bazılarında şöyle bahsedilebilir:

Örneğin; iLIGO' da kullanılan aynalar (test kütleleri) 25 cm çapında, 10 cm kalınlığında ve 11 kg ağırlığında iken; aLIGO' daki aynalar 34 cm çapında, 20 cm kalınlığında ve 40 kg ağırlığındadır. LIGO' da bulunan aynaların en yüksek hassasiyette, birbirlerine uzaklıklarının ne kadar olabileceğinin ölçülmesi, lazer kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

---

<sup>32</sup> Initial LIGO: İlk, başlangıç LIGO. 100 Hz bandında ve genlik duyarlılığı  $h = 10^{-21}$ .

<sup>33</sup> Advanced LIGO: ileri, geliştirilmiş LIGO. Karşılaştırma yapabilmek bakımından iLIGO ve aLIGO ifadeleri kullanılmıştır. 2015' ten itibaren kullanılmaya başlayan geliştirilmiş LIGO' yu anlatmak için sadece LIGO ifadesi kullanılacaktır.

Ancak; lazer kullanmanın bir takım sorunlar yaratacağı bilinmektedir. Örneğin; aynalara çarpan lazer fotonları, geri tepme etkisi yaratarak, aynaların hareket etmesine sebep olmaktadır. Aynaların hareket etmesi ise; gerçek bir gravitasyonel dalga sinyalinin algılanmasını engelleyecek ölçüde gürültü<sup>34</sup> oluşması neden olmaktadır. Ayrıca; lazerler, aynaların ısınarak deforme olmasına sebep olduğundan, lazerin yolu etkilenmektedir ve gravitasyonel dalgaların tespit edilmesi zorlaşmaktadır. Aynaların büyüklüğü ve kütlesi artırılarak fotonların yarattığı bu geri tepme etkisinin daha az hissedilmesi sağlanmıştır. Ayrıca, yine aynaların kütlesinin ve büyüklüğünün artırılması ile, lazerin daha büyük bir aynayı ısıtması ve deforme etmesi zorlaşmaktadır ve dolayısıyla ışığın çoğu yansıtılmaktadır.<sup>35</sup> Yüksek yansıtıcı yüzey lazerin gücünü koruduğundan, LIGO' nun çözünürlüğü de o derece yüksek olmaktadır. Aynaların cilalanması konusundan da bahsetmek gerekmektedir. Bu konu, kritik bir öneme sahiptir. Çünkü, her bir kola gönderilen ve ikiye ayrılan lazer, tekrar birleştirilmeden ve fotodetektöre yansıtılmadan önce, kollarda gerçekleştirdiği yansımalarla 1120 km yol kat etmektedir. Bu lazer ışığının stabilitesinin ve saflığının korunması aynaların cilalanması ile mümkün olmasının yanı sıra, LIGO' nun en büyük zorluklarından birisini oluşturmaktadır.



Şekil 4.3 LIGO' nun her biri 40 kg ağırlığındaki saf silika aynalarından ikisi

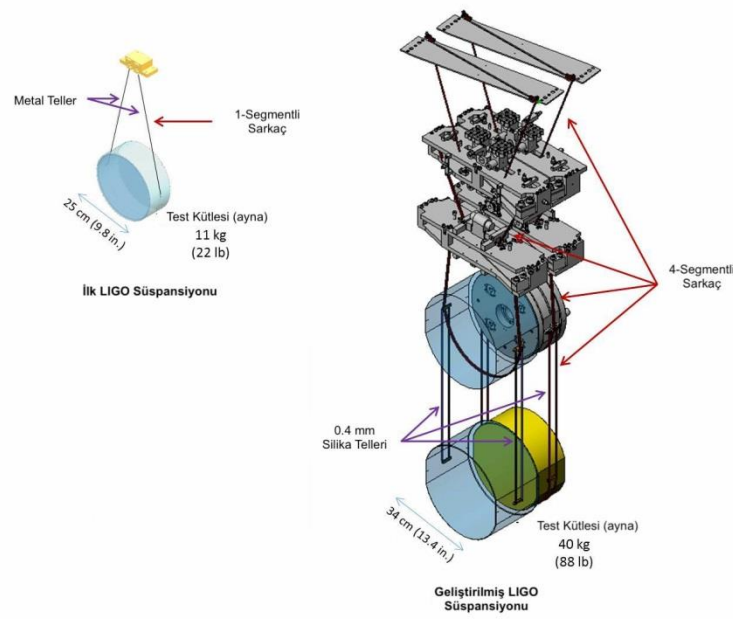
Aynaları hareket ettirecek ve gravitasyonel dalga sinyalin taklit edebilecek istenmeyen sinyaller şunlardır: sismik, termal, kuantum, şarj, lazer, osilatör ve vakum ortamdaki gaz parçacıklarından kaynaklı gürültü. Bunlar, ölçümlerin bozulmasına neden

<sup>34</sup> noise

<sup>35</sup> Çok saf erimiş silika camdan yapılmış aynalar, kendilerini vuran 3 milyon fotondan sadece birini emer.

olabilmektedirler. Dedektör ekipmanı ve kontrolündeki değişiklikler ile istenmeyen etkiler sınırlandırılmaya ve dedektörün hassasiyeti arttırılmaya çalışılmaktadır.

aLIGO’ da, geliştirilmiş olan bir diğer kısım ise, aynaların taşındığı sarkaçlardır. “Initial LIGO” da bir segmentli sarkaç kullanılmaya karşın, aLIGO’ da dört segmentli sarkaç kullanılmıştır. Böylece, dörtlü süspansiyonun tepesindeki bir titreşim, tabana ulaştığında 100 milyon kat azalmış olarak etki etmektedir. Bu; izolasyonun, sarkaçların ve süspansiyonun bileşenlerinin kendilerine özgü özellikleri nedeniyle meydana gelmesinden dolayı, pasif sismik izolasyon sistemi olarak adlandırılmaktadır. Ayrıca; iLIGO’ da aynaları süspansiyonlara asmak için metal teller kullanılmaya karşın, aLIGO’ da cam/silika lifleri kullanılmıştır. Çünkü; silikadaki moleküller, metal içindeki moleküllere göre daha az enerjiktirler. Bu şekilde metal tellerden kaynaklanan istenmeyen gürültüler de azaltılmıştır.



Şekil 4.4 iLIGO ve aLIGO

İlk dedektöre göre geliştirilmiş olan bir diğer konu da, sismik izolasyondur. Sismik izolasyon ile anlatılmak istenen, LIGO’ nun aynalarını; yakın yollarda hareket halindeki kamyonlar, okyanus hareketleri, dünyadaki depremler gibi etkilerin neden olduğu titreşimlerden korumak için tasarlanan mekanizmalardır. Çünkü; LIGO, bu titreşimlere

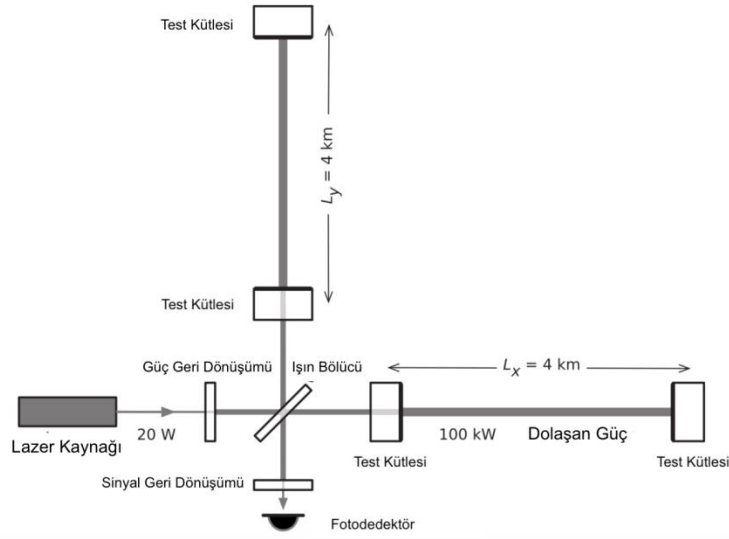
karşı son derece hassastır. Önlem alınmadığı durumda, böyle bir titreşim, gravitsyonel dalga sinyalinin algılanmasını engelleyebilmektedir. Bu amaçla da, LIGO'yu olabildiğince çevresel titreşimlerden yalıtmanın aktif ve pasif sönümlenme sistemleri kullanılmaktadır. iLIGO' da, titreşimleri emen ve aynalara ulaşmasını engelleyen amortisörlerin bulunduğu, pasif izolasyon sistemi kullanılmıştır. aLIGO' da ise, pasif izolasyon sistemine ek olarak, geliştirilen aktif izolasyon sistemi de kullanılmıştır. Bu sistem, farklı çevresel titreşimlerden kaynaklı farklı frekansları hissetmek için tasarlanmış sensörler içermektedir. Bu sensörler yan yana çalışmaktadır ve elde edilen sinyalleri, hareketin tümünün etkilerini birleştiren bir bilgisayara göndererek, tüm titreşimlerin aynı anda iptal edilmesini sağlamak için karşı bir hareket oluşturmaktadır.



Şekil 4.5 Dahili sismik izolasyon platformunun görüntüsü

LIGO' nun test kütle süspansiyon sistemleri, bu aktif izolasyon platformlarının altında durmaktadır.

Bu iki izolasyon sistemi ile, LIGO' nun aynalarına ulaşan harici gürültü ve titreşimler büyük ölçüde azaltılırken, aynaların uzay ortamında yüzüyormuş gibi davranmaları sağlanmaktadır.



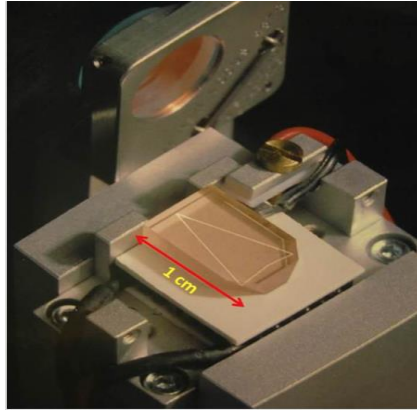
Şekil 4.6 Geliştirilmiş LIGO dedektörünün basitleştirilmiş bir diyagramı (Abbott vd. 2016)

Diyagramdan görüleceği üzere; lazer ışığını her bir kolda ileri ve geri yansıtan ve lazer ışığının fazı üzerindeki gravitasyonel dalga etkisinin artırılmasını sağlayan optik bir boşluğun bulunması, lazerin gücünü arttıran güç geri dönüşümlü bir aynanın varlığı ve fotodedektörde çıkartılan sinyali daha da optimize eden bir sinyal geri dönüşüm aynasının bulunması; optik boşluktaki lazerin gücünü ve sinyalin interferometrede dolaşımında bulunduğu süreyi arttırmaktadır (Abbott vd 2016).

LIGO dedektörü, dünyadaki en büyük ve en saf kalıcı vakumlardan birini içermektedir. LIGO' nun vakum tüplerindeki atmosferik basınç, deniz seviyesindeki üçte biri kadardır. Birkaç hava molekülü bile; aynalar arasındaki tespit edilmeye çalışılan, mesafedeki küçük değişiklikleri gizleyen gürültü yaratabileceğinden, bu vakum ortamına ihtiyaç vardır. Brownian hareketine göre, mutlak sıfırın üzerindeki bir sıcaklığa sahip her şey ısı enerjisiyle hareket etmektedir. Buna göre, aynalara çarpan hava molekülleri, aynaların hareket etmesine neden olabilmektedir. Böylece, gittiği mesafe değişen lazer ışığı, gravitasyonel dalganın neden olduğu bir değişikliği taklit edebilir veya gizleyebilir. Ayrıca, vakum ortamında çalışılmasının bir diğer nedeni de; tozun, lazer üzerindeki etkilerinin ortadan kaldırılmasıdır. Çünkü, lazer ışının içinden geçen bir toz parçacığı, ışığın dağılmasına neden olabilmektedir. Benzer şekilde, bu saçılma gravitasyonel dalgadan kaynaklı olabileceği şeklinde yanlış yorumlanabilir.

Vakum tüplerinden havayı ve diğer gaz moleküllerini uzaklaştırmak için birçok yöntem kullanılmıştır ve bu işlem 40 gün sürmüştür.

Son olarak, LIGO' nun en temel parçası olan 200 Watt lazer ışınından bahsetmek gerekmektedir. Aslında; ışın, 200 Watt ile başlamıyor. Gücünü yükseltmek ve dalga boyunu, daha önce böyle bir lazerde hiç görülmemiş bir hassasiyete taşımak için dört adım atılmaktadır. İlk olarak 4 Watt' lık 808 nm yakın kızılötesi ışın demeti üretmek için elektrik kullanılan bir lazer diyottan yararlanılmaktadır. İkinci adımda ise, 4 Watt ışın, "Düzlemsel Olmayan Halka Osilatörü (NPRO)" isimli bir cihaza gönderilir ve bu cihazda bulunan kristalin içinde zıplayarak, 1064 nm dalga boyunda 2 W ışın salınımını uyarır. 1064 nm 2 W ışın; önce 2 ile 35 W olacağı yükseltme cihazına, ardından 35 W ışını daha fazla büyütme ve arıtma yapan, 200 W bozulmamış ışık ışığını üreten "Yüksek Güçlü Osilatör (HPO)" isimindeki cihaza gönderilmektedir. Sadece 1 cm uzunluğundaki bu kristal, iki lazer yükselticisine beslenen ve ışın gücünü 200 W' a yükselten lazer ışını üretmektedir. LIGO' nun interferometresine giren ışın budur. Sürekli bir tek dalga boyunda ışık üretme ihtiyacından dolayı, bu çok aşamalı büyütülmüş lazer, LIGO için gereklilik taşımaktadır. LIGO' nun lazeri, bu dalga boyunda üretilmiş en kararlı ışıktır. Bu kararlılık ise, LIGO' nun gravitasyonel dalgaları algılamasında kritik öneme sahip faktörlerden birisidir.



Şekil 4.7 LIGO' nun düzlemsel olmayan halka osilatörü (Peter King/LIGO)

Diğer çok önemli bir alan da, bilgi işlem alt yapısıyla ilgilidir. LIGO cihazlarını çalıştıran bilgisayarların, topladığı verileri işlemesi de gerekmektedir. Gözlem modundayken, her gün terebayt (1000 Gigabyte) veri üreten LIGO' nun, topladığı



bilgilerin tümü, depolanmak ve arşivlenmek üzere süper bilgisayarlara aktarılmaktadır. Daha sonra, bilim insanları gravitasyonel dalgalar için verileri taramak üzere özelleştirilmiş bilgisayar programları kullanmaktadırlar. Ayrıca, bilgilerin işlenmesi ve analiz edilmesi için ise, çok büyük bir bilgi işlem alt yapısı gerekmektedir.

LIGO'yu tasarlamak için bahsedilen bu teknolojiler çok önemlidir. Bu sistemlerden birinin başarısız olması, tüm sistemi etkilemektedir. Dolayısıyla, LIGO'nun en önemli bilimsel hedeflerinden biri, bu bileşenlerin birbirleriyle tamamen sorunsuz bir şekilde çalışmalarını sağlamaktır.

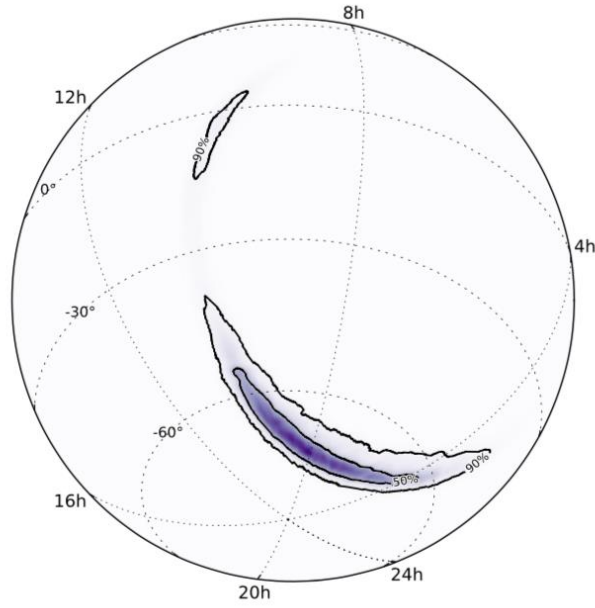
## 4.2 GW150914 Olayı

14 Eylül 2015 UTC <sup>36</sup> 09:50:45' te LIGO'nun iki dedektörü eş zamanlı olarak geçici bir gravitasyonel dalga sinyali gözlemledi. Başlangıç frekansı 35 Hz olan sinyal, artarak 250 Hz frekansa ulaştıktan sonra sonlanmaktadır. Gravitasyonel dalga geriliminin tepe noktası  $1.0 \times 10^{-21}$ ' dir (Abbott vd 2016).

GW150914; sadece LIGO dedektörleri tarafından, çakışan 16 günlük verilerin filtre analizleriyle gözlemlenmiştir. Virgo dedektörü geliştirme aşamasında olduğundan ve GEO600 dedektörü ise, bu olayı algılamak için yeterince hassas olmamasının yanı sıra, gözlem modunda olmadığından; GW150914 LIGO'nun iki dedektörü tarafından tespit edilmiştir. Kaynağın yeri ise, iki dedektörle, varış zamanına göre belirlenmiştir ve yaklaşık olarak  $600 \text{ derece}^2$  (% 90 güvenilir bölge) bir alanla sınırlandırılmıştır (Abbott vd. 2016).

---

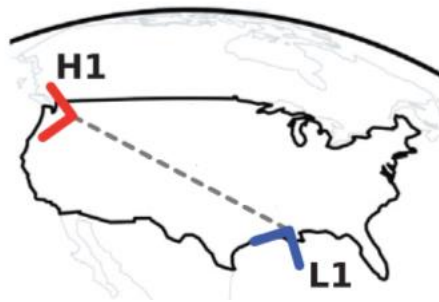
<sup>36</sup> UTC: Coordinated Universal Time



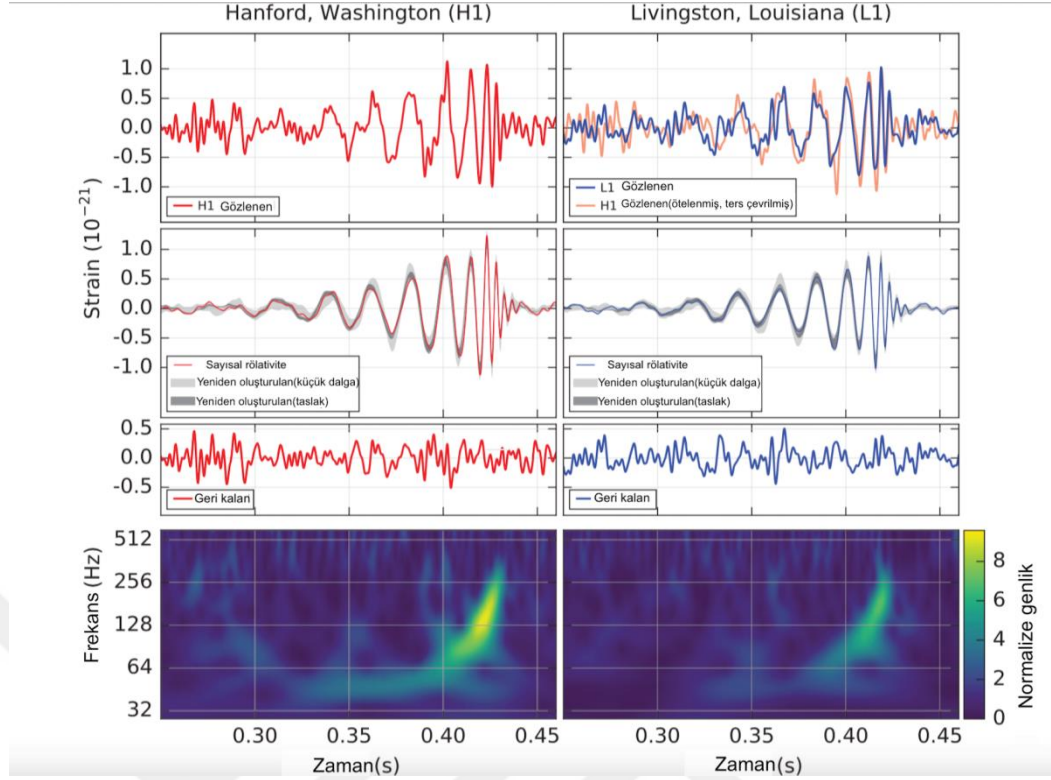
Şekil 4.8 GW150914' ün gökyüzündeki yerinin,  $\alpha$  ve  $\delta$  cinsinden oluşturulan ortografik projeksiyonu (Abbott vd. 2016)

Şekil 4.8' de verilen; sağ açıklık değeri olan  $\alpha$ , saat cinsinden ölçülmektedir ve şeklin kenarında gösterilmektedir. Dik açıklık değerini ifade eden  $\delta$  ise, derece cinsinden ölçülmektedir ve şeklin içinde gösterilmektedir (Abbott vd. 2016).

Gravitasyonel dalga sinyali, önce Livingston' a ve yaklaşık 7 ms sonra da Hanford' da ulaşmıştır. Dedektörlerin arasında 3002 km mesafe ve yönelimleri arasında da  $45^\circ$  açı bulunmaktadır. Dolayısıyla, bu mesafe ışık hızı ile kat edilseydi, bulunacak süre, sinyalin dedektörlere varışı arasındaki farka (yaklaşık 7 ms) eşit olacaktı. Sonuç olarak, bu durum, gravitasyonel dalgaların ışık hızıyla hareket ettiği varsayımı ile tutarlıdır.



Şekil 4.9 Hanford (H1) ve Livingston (L1)' daki LIGO dedektörlerinin yeri ve yönelimi (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration 2016)



Şekil 4.10 LIGO Hanford (H1, sol sütun panelleri) ve Livingston (L1, sağ sütun panelleri) tarafından gözlemlenen gravitasyonel dalga olayı GW150914 (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration 2016)

Şekildeki ilk sırada; tüm zaman serileri, dedektörlerin en hassas frekans bandının dışındaki büyük dalgalanmaları önlemek için 35 – 350 Hz bant geçiş filtresi ve güçlü cihaz spektrum çizgilerini gidermek için bant reddetme filtresi ile filtrelenmiştir. Ayrıca; H1 verileri kaydırılmış (zaman farkından dolayı) ve ters çevrilmiş (dedektörlerin görelî yönelimlerini dikkate almak için) olarak gösterilmiştir.

İkinci sıra; her detektöre yansıtılan, 35 – 350 Hz bandındaki, gravitasyonel dalga genliği gösterilmiştir. Kesintisiz çizgiler, GW150914' ten elde edilenlerle tutarlı parametrelere sahip ve bağımsız bir hesaplama ile % 99.9 olarak teyit edilen bir sistem için sayısal bir görelilik dalga formunu göstermektedir. Gölgele alanlar, iki bağımsız dalga formu yapılandırması için % 90 güvenilir bölgeleri göstermektedir. Biri (koyu gri olan), sinyali, ikili karadelik şablon dalga formlarını kullanarak modellerken; diğeri (açık gri olan), astrofiziksel bir model kullanmaz, bunun yerine gerilim sinyalini sinüs – Gauss

dalgacıklarının doğrusal bir kombinasyonu olarak hesaplamaktadır. Bu kombinasyonlar, % 94 oranında örtüşmektedir.

Üçüncü sırada; filtrelenmiş sayısal görelî dalga biçiminin, filtrelenmiş dedektör zaman serisinden çıkarıldıktan sonraki kalanı göstermektedir.

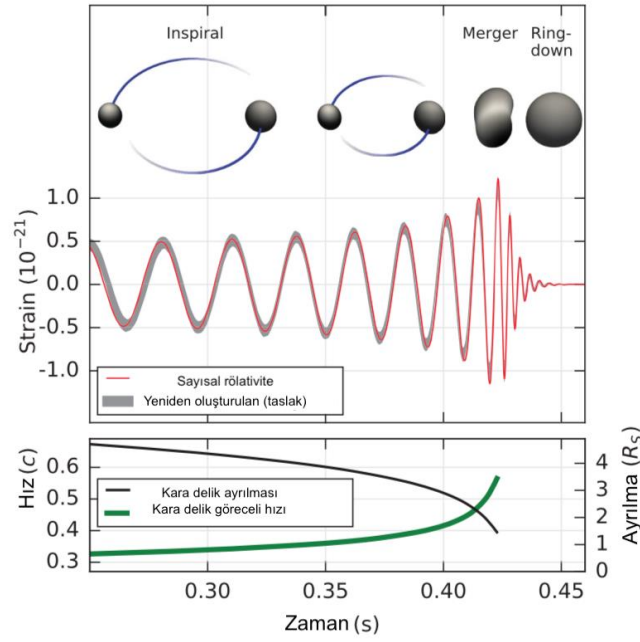
En altta ise; GW150914 ile ilişkili sinyal gücünün zaman – frekans analizi göstermektedir. Gerilim verileri, zaman içinde artan bir sinyal frekansına sahiptir (Abbott vd. 2016). Sinyalin başlangıç frekansı 35 Hz’ tir ve sinyal 250 Hz’ te tepe değerine ulaştıktan sonra sonlanmaktadır.

GW150914, genel göreliliğin doğru kütle çekim teorisi olduğu varsayımı altında geliştirilen, gözlem sırasında mevcut olan en doğru sinyal modelleri kullanılarak analiz edilmiştir (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration 2016).

Periyot boyunca, gravitasyonel dalga frekansı ve genliği artıyorsa, iki cismin yörüngesel hareketi tek mantıklı açıklamadır. Burada; yörüngesel cisimleri birbirine yaklaştıran (sarmal), yörünge frekansını arttıran ve gravitasyonel dalga enerjisinin sistemden çıkışını güçlendiren tek sönüleme kuvveti, gravitasyonel yayılım ile sağlanmaktadır (Abbott vd. 2016). Nitekim sinyal; bir çift karadeliğin sarmal ve birleşmesi ile oluşan, genel görelilik ile öngörülen dalga biçimiyle ve sonuçta ortaya çıkan tek karadeliğin sesiyle (ring down) eşleşmektedir. Sinyal – gürültü – oranı (SNR) 24 olarak belirlenmiştir ve yanlış alarm oranının 203.000 yılda 1 olaydan daha az olduğu tahmin edilmektedir.  $\sigma = 5.1$ ’ den daha büyük bir önem derecesine eşdeğerdir. Kaynak; kırmızıya kayma değeri  $z = 0.09_{-0.04}^{+0.03}$  ‘ e karşılık gelen  $410_{-180}^{+160}$  Mpc’ lik bir parlaklık<sup>37</sup> mesafesinde yer almaktadır. Karadeliklerin başlangıç kütleleri  $36_{-4}^{+5}M_{\odot}$  ve  $29_{-4}^{+4}M_{\odot}$ ’ tir. Oluşan karadeliğin kütlesi  $62_{-4}^{+4}M_{\odot}$  olup,  $3.0_{-0.5}^{+0.5}M_{\odot}c^2$ ’ lik enerji gravitasyonel dalgalar ile yayılmıştır (Abbott vd. 2016).

---

<sup>37</sup> Luminosite.



Şekil 4.11 GW150914’ ten elde edilen tahmini gravitasyonel dalga geriliminin, H1 de elde edilen verilerle eşleştirilmesi (Abbott vd. 2016)

Bu, Şekil: 4.10 için kullanılan filtreleme olmadan, dalga formlarının tam bant genişliğini göstermektedir. İç şekiller, karadelikler birleşince, karadelik ufuklarının sayısal görelilik modellerini göstermektedir. Alttaki şekilde, Schwarzschild yarıçapı ( $R_S = 2GM/c^2$ ) birimlerinde Keplerian etkili karadelik ayrışması ve post-Newtonian parametre ( $v/c = (GM\pi f/c^3)^{1/3}$ ) ile verilmiş efektif göreceli hız bilgisine ulaşılabilmektedir. Burada  $f$ , sayısal görelilik ile hesaplanan gravitasyonel dalga frekansı ve  $M$  toplam kütedir.

GW150914 için sinyal, 0.2 s’ den fazla sürmüştür. Sarmal fazında yaklaşık 8 çevrim gerçekleşmiştir ve frekans 30 – 150 Hz arasında artmıştır. Bu aşamada genlik de maksimum seviyesine ulaşmıştır. Daha önce de belirtildiği gibi, bu evrim için tek makul açıklama, sarmal fazında bulunan  $m_1$  ve  $m_2$  kütlelerinin, gravitasyonel dalga yayarak birbirleri etrafında yörüngesel hareket yapmalarındır ve sonuç olarak bu evrim; düşük frekanslarda,  $f$ ’ nin gözlenen frekans,  $\dot{f}$ ’ nin gözlenen frekansın türevi,  $G$ ’ nin kütle çekim sabiti ve  $c$ ’ nin ışık hızı olduğu “ chirp mass” ile karakterize edilmektedir (Abbott vd. 2016).

$$\mathcal{M} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} = \frac{c^3}{G} \left[ \frac{5}{96} \pi^{-8/3} f^{-11/3} \dot{f} \right]^{3/5} \quad (4.1)$$

Genel görelilikte, “chirp mass”, ikili sistem tarafından sarmal sırasında yayılan gravitasyonel dalganın öncü genlik ve frekans evrimini ifade etmektedir. Dolayısıyla; yayılan gravitasyonel dalga özelliklerini tanımlamamızda büyük bir öneme sahiptir.

“Chirp mass” için bir değer, herhangi bir zamanda gravitasyonel dalgaların frekans ve frekansın türevi kullanılarak gözlemsel verilerden doğrudan bulunabilmektedir (LIGO Scientific and Virgo Collaborations 2016). Şekil 4.10’ dan tahmin edilen  $f$  ve  $\dot{f}$  değerleri ile  $\mathcal{M} \approx 30M_{\odot}$  elde edilmiştir. Bu değer de, toplam kütle  $M = m_1 + m_2 \gtrsim 70M_{\odot}$  olduğu anlamına gelmektedir. Bu, ikili bileşenlerin Schwarzschild yarıçaplarının toplamını  $2GM/c^2 \gtrsim 210 \text{ km}$ ’ ye sınırlamaktadır. 75 Hz’ lik bir yörüngesel frekansa – ki bu, gravitasyonel dalga frekansının yarısı kadardır – ulaşmak için nesnelere çok yakın ve çok kompakt olmaları gerekmektedir (Abbott vd. 2016). Bu durum, 4.2.1’ de ayrıntılı olarak açıklanmıştır.

#### 4.2.1 Kompaktlık oranı ile cisimlerin karadelik olduğunun kanıtlanması<sup>38</sup>

Ayrıca, cisimlerin birer karadelik olduklarını kompaktlık oranına<sup>39</sup> bakarak da anlayabiliriz. İşlemlerde basitlik sağlaması açısından,  $m_1 = m_2$ , cisimlerin dönmediği, yörüngelerinin Keplerian olduğu varsayılmıştır. “Chirp mass”,  $\mathcal{M} = 35M_{\odot}$  alınmıştır.

$m_1 = m_2 = 2^{1/5} \mathcal{M} = 35M_{\odot}$  ( denklem 4.1’ den) ve toplam kütle  $M = 70M_{\odot}$ ’ tir.

Schwarzschild yarıçapı;

$$R_{Sc}(m) = \frac{2GM}{c^2} = 2.95 \left( \frac{m}{M_{\odot}} \right) \text{ km} = 2.95 \times 35 = 103.25 \text{ km} \text{ dir.}$$

<sup>38</sup> Bilgiler, “The basic physics of the binary black hole merger GW150914” makalesinden alınmıştır.

<sup>39</sup> Cisimlerin merkezleri arasındaki en küçük olası Newtonyen yörünge ayrılmasının, cisimlerin yarıçaplarının toplamına bölünmesiyle bulunur.

GW150914' e ait sinyal verilerden elde edilen elde edilen, sarmal fazı için maksimum frekans değerinin  $f_{GW|max} \sim 150$  Hz olduğu bilinmektedir. Buradan yörünge açılmal frekansı;

$$\omega_{Kep|max} = \frac{2\pi f_{GW|max}}{2} = 2\pi \times 75 \text{ Hz} \quad (4.2)$$

olarak bulunur. Cisimlerin yörünge ayrılması, tüm değerler yerine yazıldıktan sonra;

$$R = \left( \frac{GM}{\omega^2_{Kep|max}} \right)^{1/3} = 350 \text{ km} \quad (4.3)$$

olarak elde edilir.

Kompaktlık oranı;

$$\mathcal{R} = \frac{R}{R_{Sc}} = \frac{350 \text{ km}}{206 \text{ km}} \sim 1.7 \quad (4.4)$$

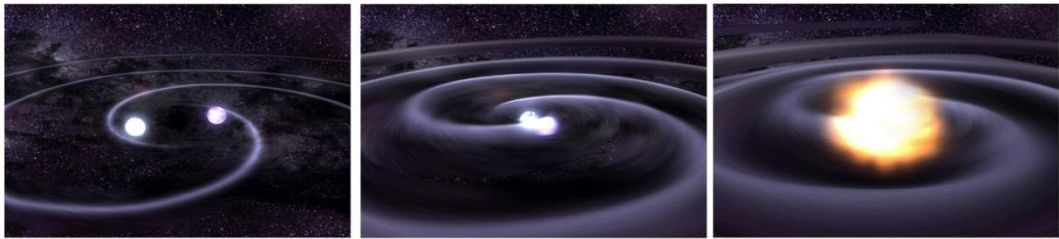
bulunmaktadır.

Bilinen diğer Keplerian sistemlerle karşılaştırma yaptığımızda; Güneş sistemimizin en içteki yörüngesinde bulunan Merkür için kompaktlık oranı  $\mathcal{R} \sim 2 \times 10^7$ , yörüngedeki yıldız karadeliğ CYG X-1 için kompaktlık oranı  $\mathcal{R} \sim 3 \times 10^5$ , bilinen en yüksek yörünge frekansına sahip ikili beyaz cüce sistemi olan HM Cancrı için kompaktlık oranı  $\mathcal{R} \sim 2 \times 10^4$ , galaksimizin merkezinde yer alan süper kütleli karadeliğin yörüngesinde bulunan S2 yıldızının kompaktlık oranı  $\mathcal{R} \sim 10^3$  ve birbirine sadece değmek üzere olan nötron yıldızı sistemi için kompaktlık oranı  $\mathcal{R} \sim 2$  ile  $\mathcal{R} \sim 5$  arasında iken; bizim sistemimiz için bulduğumuz  $\mathcal{R} \sim 1.7$ ' dir. Teorik olarak, benzer cisimler için  $\mathcal{R} = \frac{4}{3} = 1.3$  kompaktlık oranı – veriler, cisimlerin maddesel olduğunu gösteriyorsa – bu cisimlerin; yıldız sürekliliğinin içinde, son derece sınırlı, şimdiye kadar gözlemlenmemiş ve keşfedilmemiş bir boşluk olması gerektiği sonucuna varılabilir. Bu tür kütle ve kompaktlığa sahip nesnelere, karadeliğlerdir. Dolayısıyla, bulduğumuz  $\mathcal{R} \sim 1.7$  değeri, GW150914 sisteminde cisimlerin yüksek oranda karadeliğ olduğunu kanıtlamaktadır.

#### 4.2.2 GW150914 olayının temel parametrelerinin Kepler Newton yaklaşımı ile incelenmesi<sup>40</sup>

LIGO – Virgo işbirliği tarafından GW150914 keşfindeki verilerden elde edilen parametrelerin, Newton mekaniği kullanılarak elde edilmesi amaçlanmıştır. İkili bir kara delik birleşmesinin fiziği, hem analitik hem de sayısal genel görelilik gerektirmektedir. Burada Newton yaklaşımıyla elde edilen parametreler, yalnızca büyüklük düzeyinde bir anlayış sağlamaktadır.

Şekil 4.10’ dan görüleceği üzere, ikili karadelik birleşmeleri üç aşamada gerçekleşmektedir: İlk olarak; karadelikler, ortak kütle merkezleri etrafında yörüngelerde hareket etmektedirler ve bu hareketleri sırasında, gravitasyonel radyasyon formunda yörüngesel enerji kaybetmektedirler. Böylece, içe doğru dönerek bir sarmal oluşturmaktadırlar. İkinci aşamada, karadelikler, tek bir karadelik oluşturmak için birleşmektedirler. “Ring – down” olarak adlandırılan üçüncü aşamada ise; birleşmiş cisim, Kerr karadeliği denilen denge durumuna erişmektedir.



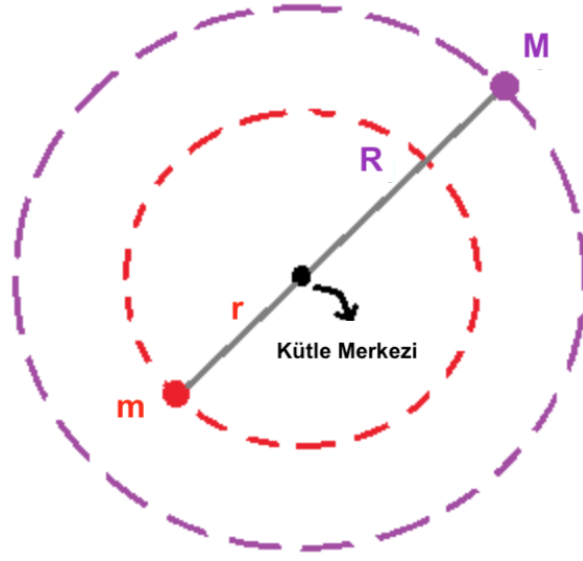
Şekil 4.12 İkili karadelik birleşmelerinin aşamaları

Sinyalin sarmal fazındaki genlik ve frekansı hakkında bize bilgi verdiği için, öncelikle Kepler 3. Yasası kullanılarak “chirp mass” için bir ifade oluşturulmalıdır.

Kepler’ in 3. yasasına göre, nokta kütleler olarak modellenen  $m$  ve  $M$  kütleli karadelikler, yarıçaplarının  $r$  ve  $R$  olduğu yörüngelerde, ortak kütle merkezleri etrafında dolanmaktadırlar. Basitlik olması bakımından, yörüngeler dairesel varsayılmıştır.

<sup>40</sup> Bu bölüm, “An analysis of the LIGO discovery based on introductory physics” makalesinin analiz edilmesi ile oluşturulmuştur.





Şekil 4.13 Ortak kütle merkezi etrafında yörünge hareketi yapan m ve M kütleli cisimler

Sistemin açısal frekansı  $\omega$ , karadeliklerin ayrılması ( $R + r$ ) ile ilişkilendirilirse;

$$\omega^2 = \frac{G(M+m)}{(R+r)^3} \quad (4.5)$$

elde edilir.

\*Sistemin toplam enerjisinin hesaplanması gereklidir ve şöyle ifade edilmektedir:

$$E_{tot} = -\frac{1}{2} \frac{GMm}{(R+r)} \quad (4.6)$$

Ancak; toplam enerjiyi, frekans cinsinden ifade etmek daha uygun olacağından, (4.5)' i kullanarak;

$$E_{tot} = -\frac{1}{2} \frac{G^{2/3} Mm}{(M+m)^{1/3}} \omega^{2/3} \quad (4.7)$$

elde edilir.

\*Bir diğer kullanışlı parametre ise, eylemsizlik momentidir. Karadelik ayrılması cinsinden;

$$I = \frac{Mm}{M+m} (R + r)^2 \quad (4.8)$$

olarak yazılır.

\*Newton yaklaşımında gravitasyonel radyasyon olmadığından, ancak; genel göreliliğe göre karadelikler yörünge hareketleri ile birbirlerine yaklaştıklarından ve gravitasyonel dalga yaydıklarından dolayı, bu süreci analiz etmek için bir formülasyon geliştirilmiştir. Sonuç olarak da, gravitasyonel radyasyon yayılımı;

$$P_{rad} = \alpha \frac{G^2 \omega^6}{c^5} \quad (4.9)$$

olarak elde edilir. Burada;  $\alpha = \frac{32}{5}$  değerinde bir sabittir ve genel görelilik analizlerine dayanarak bulunmuştur.

(4.5), (4.8) ve (4.9) kullanılarak, ikili karadelik sisteminin gravitasyonel radyasyon gücü şöyle elde edilmiş olur:

$$P_{binary} = \alpha \frac{G^{7/3} \omega^{10/3}}{c^5} \frac{m^2 M^2}{(m+M)^{2/3}} \quad (4.10)$$

Diğer yandan; (4.7)' nin diferansiyeli alınırsa;

$$-\frac{dE_{tot}}{dt} = \frac{1}{3} G^{2/3} \frac{Mm}{(M+m)^{1/3}} \omega^{-1/3} \frac{d\omega}{dt} \quad (4.11)$$

bulunur.

(4.10) ve (4.11) denklemlerinin eşitliğinden;

$$\frac{(mM)^{3/5}}{(m+M)^{1/5}} = \frac{c^3}{G} \left( \frac{1}{3\alpha} \omega^{-11/3} \frac{d\omega}{dt} \right)^{3/5} \quad (4.12)$$

gelir.

(4.12)' nin sol tarafı “chirp mass”  $\mathcal{M}$  için klasik gösterimdir ve sarmal fazı süreci için çok değerli bir ölçektir. “Chirp mass” i gözlenen frekans değeri  $f$  cinsinden ifade edelim:

$2\pi f = 2\omega$  eşitliğini (4.12)' yazarsak (radyasyon frekansının, yörünge frekansının iki katı olduğunu bilindiğinden);

$$\mathcal{M} = \frac{c^3}{G} \left( \frac{1}{3\alpha} \pi^{-8/3} f^{-11/3} \frac{df}{dt} \right)^{3/5} \quad (4.13)$$

olarak elde edilir ve  $\alpha = \frac{32}{5}$  yerine yazılırsa, bulunan sonuç LIGO' nun keşif makalesindeki değerle kesinlikle eşleşmektedir.

(4.13) denklemi; sarmal fazında, yayılan radyasyonun frekansının hızlıca arttığını göstermektedir.

(4.13) denkleminin integralinin aldığımızda, sonuç;

$$\frac{1}{f_1^{8/3}} - \frac{1}{f_2^{8/3}} = 8\alpha\pi^{8/3} \frac{G^{5/3}\mathcal{M}^{5/3}}{c^5} \tau \quad (4.14)$$

olmaktadır. Ayrıca;  $f_2$  çok hızlı artmakta olduğundan;  $f_2 \gg f_1$  varsayımını yaptığımızda; (4.13) denkleminin ikinci terimi ihmal edilebilir olmaktadır. Dolayısıyla; “chirp mass” için gözlenen frekansa bağlı ifade son olarak aşağıdaki gibi elde edilmiş olur:

$$\mathcal{M} = \frac{c^3}{Gf_1} \frac{1}{(8\alpha f_1 \tau)^{3/5} \pi^{8/5}} \quad (4.15)$$

Şekil (4.9), 0.35 s’ de iken frekansın  $f_1 \approx 42$  Hz olduğunu göstermektedir. Frekansın değişimi esasen 0.43. s’ de gerçekleştiğinden,  $\tau = 0.08$  için  $f_1 \approx 42$  ve diğer sabitler (4.15) denkleminde yerlerine yazıldığında,  $\mathcal{M} = 35M_\odot$  bulunur ki, bu değer LIGO tarafından elde edilen  $\mathcal{M} = 30M_\odot$  değerine çok yakındır.

(LIGO’ nun  $\mathcal{M} = 30M_\odot$  değeri için (4.1)’ den, kütlelerin eşit olduğu varsayımı altında,

$$m_1 = m_2 = 2^{1/5}\mathcal{M} = 35M_\odot \text{ ve toplam kütle } M = 70M_\odot \text{ elde edilir).}$$

\*“Chirp mass”, tek başına, cisimlerin ayrı ayrı kütlelerini hesaplamamızı sağlayamaz. Dolayısıyla, kütlelerin eşit olduğu varsayımı altında; (4.1) denkleminde çiftin toplam kütlelerinin  $(4)^{3/5}\mathcal{M}$  olduğu sonucuna varılır. Bunu göstermek için de  $m = \xi M_{tot}$  ve  $M = (1 - \xi)M_{tot}$  olduğunu varsayalım. Burada;  $0 < \xi < 1$  ‘ dir. Bu varsayımlar (4.1)’ de yerine yazıldığında  $\xi = 0.7$  elde edilmektedir.

$$m = 0.7M_{tot} \text{ ve } M = 0.3M_{tot} \quad (4.16)$$

\*Ayrıca; kurtulma hızı denklemi,

$$V^2 = \frac{2GM}{R}$$

kullanılarak karadeliğin Schwarzschild yarıçapı elde edilebilir. Burada kullanılan hız değeri, ışık hızı olacaktır.

$$c^2 = \frac{2GM}{R_S} \Rightarrow R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (4.17)$$

Makul bir tahmin olarak, birleşmenin, karadelikler arasındaki ayrılmanın, karadeliklerin yarıçaplarının toplamına eşit olduğu an başlayacağını söylenebilir. Ya da (4.16)' dan şöyle ifade edebilir:

$$R + r = \frac{2G}{c^2} (M + m) \quad (4.18)$$

(4.5)' ten elde ettiğimiz (R+r) ifadesi (4.17) denkleminde yerine yazıldığında;

$$\omega_c = \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{c^3}{G(M+m)} \quad (4.19)$$

bulunur ve  $f_c = \omega_c/\pi$  değeri de yazılacak olursa,

$$M_{tot} = M + m = \frac{1}{\pi\sqrt{8}} \frac{c^3}{Gf_c} \quad (4.20)$$

elde edilir. Burada, “chirp” tarafından elde edilen en yüksek frekansın  $f_c$  olduğunu tahmini yapılmıştır. Şekil 4.9' dan,  $f_c = 300 \text{ Hz}$  değerinde olduğu önerilirse,  $M_{tot} = 76M_{\odot}$  bulunur ki; bu değer de, LIGO tarafından elde edilen  $M_{tot} = 70M_{\odot}$  değeri ile dikkat çekici bir şekilde uyum içindedir.

Bulduğumuz  $M_{tot} = 76M_{\odot}$  değeri; (4.16)' da kullanırsa; karadeliklerin ayrı ayrı kütleleri;  $53M_{\odot}$  ve  $23M_{\odot}$  bulubur. Bu kütle değerleri de, LIGO' nun bulduğu  $36M_{\odot}$  ve  $29M_{\odot}$  ile uyumludur.

\*Hesaplanabilecek bir diğer nicelik de, yayılan gravitasyonel radyasyonun enerjisidir. Denklem (4.18)' i denklem (4.6)' da yazıldığında;

$$E_{tot} = \frac{1}{4} \left( \frac{Mm}{(M+m)} \right) c^2 \quad (4.21)$$

bulunur ve bu ifadede kütle değerlerini de yazıldığında, gravitasyonel radyasyon formunda yayılan enerjiyi  $4M_{\odot}$  bulunur ve yine, LIGO' nun bulmuş olduğu  $3M_{\odot}$  değeri ile tutarlıdır.

\*Kütlelerin ayrı ayrı değerlerini bilindiğinde, gravitasyonel radyasyon ilk tespit edildiğinde, karadeliklerin arasındaki uzaklık hesaplanabilmektedir. Şekil 4.8' den sarmal sürecin ilk gözlemlendiği andaki frekansın 45 Hz civarlarında olduğu dikkate alınır ve bu (4.5) denkleminde yerine yazılırsa,

$R + r = 800 \text{ km}$  bulunur ( bu değer hesaplanırken; toplam kütle, LIGO' nun elde ettiği  $70M_{\odot}$  olarak alınmıştır).

\*Yine; karadeliklerin Schwarzschild yarıçapları, (4.17)' den;

$$M \Rightarrow R_S = 106 \text{ km} \approx 100 \text{ km} \text{ ve } m \Rightarrow r = 86 \text{ km} \approx 100 \text{ km}$$

sonucunu çıkarılabilir.

\*Gravitasyonel dalgalar, yayıldıkları alanı (uzayı) geçerken gererler ve sıkıştırırlar.  $h$  ile belirtilen gravitasyonel bir dalganın genliği, dalganın uzayı ya da bir interferometre kolunun iki ucu arasındaki mesafeyi gerdiği ya da sıkıştırdığı kesirli ve boyutsuz bir miktardır. Gravitasyonel dalganın yoğunluğunun, genliğin karesi ile orantılı olduğu varsayıldığında; yapılan boyutsal analizler sonucunda, yoğunluk;

$$I_{rad} = \beta h^2 \frac{f^2 c^3}{G} \quad (4.22)$$

ile verilmektedir. Burada;  $\beta = \frac{\pi}{2}$  olan boyutsuz bir sabittir ve linenerleştirilmiş genel göreliliğe dayanan analizler sonucunda elde edilmiştir. Ayrıca; gözlenen genlik,  $h = 10^{-21}$  ' dir.

\*Son olarak, ikili sistemin, bize olan uzaklığını hesaplanabilmektedir. İkili sistemin yaydığı gravitasyonel radyasyonun yoğunluğu yönlüdür. Ancak; ortalama olarak

$I_{rad} = \frac{P_{rad}}{4\pi R^2}$  olarak azalmaktadır. Bu ters kare yasasını, (4.10) ve (4.22) ifadelerini kullanarak;

$$R = \frac{4}{\sqrt{5}} \pi^{2/3} \frac{G^{5/3}}{c^4} \frac{1}{h} f^{2/3} \frac{mM}{(m+M)^{1/3}} \quad (4.23)$$

elde edilir ve gözlenen  $h$  ve  $f$  değerlerini yerlerine yazılırsa;

$R = 1.7 \times 10^9 \text{ IY}$  bulunur. LIGO' nun elde ettiği  $R = 1.3 \times 10^9 \text{ IY}$  uyumludur.

Sonuç olarak, yapılan bu Newtonian analiz, LIGO tarafından kullanılan tamamen rölativistik yaklaşımla elde edilen verilerle şaşırtıcı bir şekilde uyum göstermektedir. Bu çalışmada ihmal edilen karadeliklerin spini; LIGO tarafından sarmal faz ve “ring down” fazındaki veriler kullanılarak, başlangıçtaki ve birleşmiş karadelik için hesaplanmıştır. Bu da, genel göreliliğin şimdiye kadar gerçekleştirilememiş, güçlü bir testinin yapılmasına olanak sağlamıştır.

#### 4.2.3 GW150914 olayının sonuçları

GW150914, gravitasyonel dalgaların ilk doğrudan tespiti ve ikili karadelik birleşmelerinin doğrudan ilk gözlemidir. Ayrıca, bu gözlemler, ikili yıldız kütleli karadelik sistemlerinin varlığını da göstermiştir (Abbott vd. 2016).

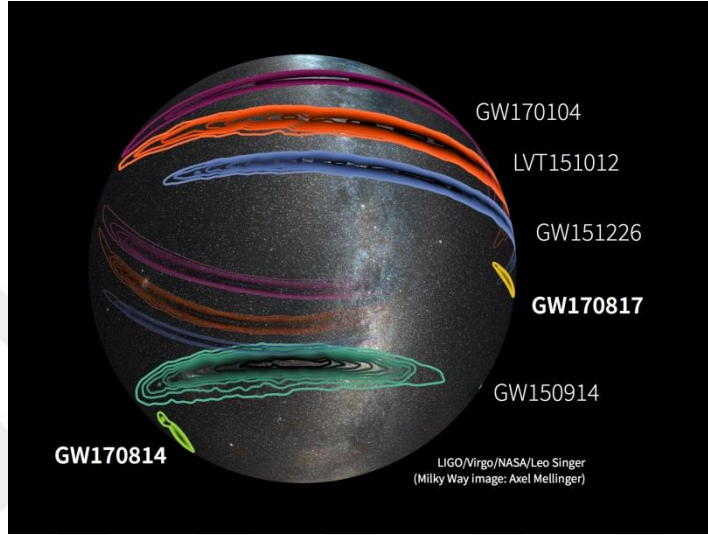
Bu tür ikili karadelik birleşmeleri, galaktik alanda izole edilmiş ikilileri ya da yıldız ortamında etkileşim içinde bulunan genç ve yaşlı ikilileri içeren, iki ana oluşum modeli kullanılarak tahmin edilmiştir. Ölçülen kütleler sağlam bir şekilde, görelilik olarak, ağır ( $\gtrsim 25M_{\odot}$ ) karadeliklerin evrende var olabileceğini göstermektedir (Abbott 2016).

Dolayısıyla; GW150914 keşfi, çeşitli teorik tahminlerin ilk güçlü onayını sağlamaktır: (i) ağır karadeliklerin varlığı, (ii) karadeliklerin evrende oluşmaları ve (iii) karadeliklerin evrenin yaşı süresince tespit edilebilir bir oranda birleşmeleri (Abbott 2016).

Ayrıca; bu keşif, ikili karadelik birleşmelerinin astrofizikinin diğer çalışmalarına da öncülük etmektedir (Abbott 2016).

Örneğin; farklı dalga modelleri kullanılarak, LIGO tarafından elde edilen parametrelerin geliştirilmiş tahminleri üzerine çalışılmaktadır. Tespit edilen kaynaklar, spektrumun x ışın ve gama ışını bölgesindeki analizlerinin yapılabilmektedir.

### 4.3 Keşfedilen Diğer Gravitasyonel Dalga Kaynakları



Şekil 4.14 Gravitasyonel dalga kaynaklarının lokalizasyonları

GW170814 ve GW170817 olayları için LIGO dedektörleri ile birlikte Virgo da gözlem yapmıştır. Üç dedektör var ise, sinyalin oluştuğu gökyüzü bölgesi daha iyi belirlenebilmektedir. Çünkü; her bir dedektör çifti, gökyüzü etrafında ince bir dairesel halka verdiğinden, bu halkaların kesişimi kaynağın en muhtemel yerini vermektedir.

Ayrıca; şekil 4.14’ de yer alan GW170817, nötron yıldızlarının birleşmesinden oluşan gravitasyonel dalga kaynağıdır. Bileşenlerin kütlelerinin, bilinen nötron yıldızlarının kütleleri ile uyumlu olarak,  $0.86 - 2.26 M_{\odot}$  arasında olduğu ve toplam kütleinin de  $2.74^{+0.04}_{-0.01} M_{\odot}$  bulunduğu bildirilmiştir (Abbott 2017).

Bu keşifle ilgili önemli olan; nötron yıldızlarının birleşmesini, kısa bir gama ışını patlamasının izlemiş olmasıdır. Gözlem; ikili nötron yıldızı birleşmelerinin, gama ışını patlamalarıyla bağlantılı olduğuna dair bulunan hipotezleri doğrulamaktadır. Gravitasyonel dalga verilerinin, elektromanyetik emisyonların gözlemleriyle birlikte

yapılan ayrıntılı analizleri; kompakt ikili sistemlerin ve gama ışını patlamalarının astrofiziği, aşırı koşullar altında yoğun madde, kütle çekiminin doğası ve bağımsız kozmolojik testler hakkında yeni bilgiler sunmaktadır (Abbott 2017). Dolayısıyla; karadelik birleşmelerinden farklı olarak, nötron yıldızı birleşmelerinin böyle bir katkısı bulunmaktadır.

#### **4.4 Gravitasyonel Dalga Dedektörleri**

Gravitasyonel dalgaları saptamaya yönelik deneyler, Weber ve 1960' larda geliştirdiği rezonans kütle dedektörleri ile başlamıştır. İnterferometrik dedektörler ilk olarak 1960' ların başlarında ve 1970' lerde önerilmiştir. Bu tür dedektörlerin gürültü ve performans sorunlarını iyileştirilmesi ve artan hassasiyet potansiyelini karşılaması, lazer interferometrelerin gündeme gelmesine yol açmıştır. 2000' lerin başında Japonya' da TAMA, Almanya' da GEO600, Amerika' da LIGO ve İtalya' da Virgo gibi bir dizi ilk dedektör ağı tamamlanmıştır ve 2000 – 2011 yılları arasında ortak gözlemler yapmışlardır. Daha sonra, 2015 yılında aLIGO dedektörü, oldukça hassas gözlemler yapmak adına geliştirilmiş dedektör ağının ilki olmuştur (Abbott 2016).

Şekil 4.15, mevcut dedektör ağını göstermektedir. Kullanılan gravitasyonel dalga dedektörleri; Amerika' da Livingston ve Handford' da bulunan LIGO' nun yanısıra; İtalya' da bulunan Virgo ve Almanya' da bulunan GEO600 dedektörleridir. Japonya' daki KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Dedector) yapım aşamasındadır. LIGO India dedektörü ise, henüz planlama aşamasındadır.



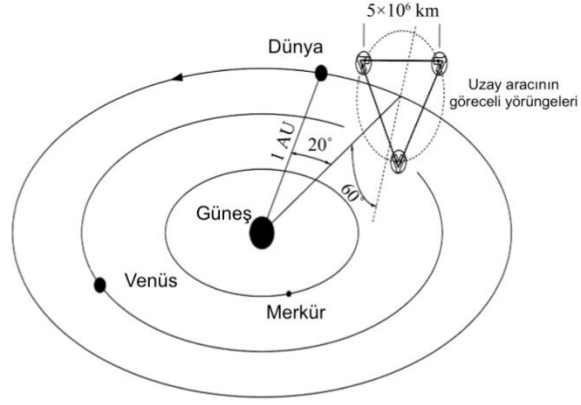


Şekil 4.15 Küresel ağdaki mevcut ve planlanan dedektörler

İtalya – Pisa yakınlarında bulunan Virgo 3km uzunluğunda kollara, Almanya Hannover yakınlarında bulunan GEO600 ise 600 m uzunluğunda kollara sahip Michelson tabanlı olan dedektörlerdir ve çalışmaya devam etmektedirler.

2006 yılında Japonya’ da 100 m kollara sahip CLIO, Vela pulsarından gelen gravitasyonel dalgaları aramıştır. Japonya’ da kurulan bir diğer dedektör olan KAGRA’ nın çalışma prensibi LIGO ile aynıdır ve birbirine dik olarak inşa edilmiş 3 km uzunluğunda kolları vardır. 2019’ un sonlarında çalışmaya başlayacağı öngörülmektedir.

Dünya’ da bulunan dedektörlerin yanı sıra, uzaya yerleştirilmesi planlanan LISA (Laser Interferometer Space Antenna)’ nın 2020 yılında başlatılması beklenmektedir (Iqbal ve Monga 2014). LISA, uzayda bulunan ilk gravitasyonel dalga gözlemevi olacaktır. LISA üç uzay aracını içeren ve uzay araçlarının, kenarları  $5 \times 10^6 km$  uzunluğundaki eşkenar üçgenin köşelerinde bulunduğu bir dedektördür.



Şekil 4.16 Önerilen LISA dedektörü (www.lisa.nasa.gov)

Uzay temelli bu proje ile, Dünya’ dan erişilemeyen gravitasyonel dalga spektrumunun bölgelerinin incelenmesi mümkün olacaktır. LISA’ nın birincil amacı, büyük karadelik ikililerinden, beyaz cüce ya da nötron yıldızı çiftlerinden gelecek olan 0.03 ile 0.1 mHz frekans aralığında gravitasyonel dalgaların varlığını tespit etmektir. Bu düşük frekans aralığına, Dünya’ daki interferometrelerden erişilememektedir (Iqbal ve Monga 2014). Ayrıca LISA, karadeliklerin oluşumları, yoğunlukları ve çevreleri hakkında da bilgiler sağlayabilir.

Gravitasyonel dalga dedektörleri ağının genişlemesi, kaynağın parametre tahminlerini önemli ölçüde iyileştirecektir.

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında, Einstein alan denklemlerinin çözümleri olan gravitasyonel dalgalar ve polarizasyon özellikleri, sonrasında ise LIGO deneyinin sunduğu veriler ve bu verilerden elde edilen parametreler incelenmiştir. Bu noktada, karadelik çiftlerinin birleşerek bir Kerr karadeliği oluşturmaları sonucunda oluşan gravitasyonel dalga yaymalarını anlatan aşamalar genel görelilik çerçevesinde çalışılmıştır. Gözlem verilerinden elde edilen parametreler, Newtonian yaklaşım ile değerlendirilmiştir. Elde edilen sonuçlar, gözlem sonuçlarıyla uygun bulunmuştur. Ayrıca; dedektörün yapısı ve çalışma prensibi ayrıntılı olarak incelenmiştir. Son teorik ve deneysel çalışmalar analiz edilmiştir. Genel görelilik teorisinin öngörülerinden bazıları da irdelenmiştir ve astrofiziksel katkılarında bahsedilmiştir.

Tüm bunların ışığında; gravitasyonel dalgaların keşfedilmesi ile evren anlayışımıza yönelik yaklaşım kökten değişmiş olduğunu söyleyebiliriz.

Karadeliklerin etkileşimi, kompakt ikili sistemlerin birleşmesi, yıldız çöküşleri ve pulsarlar gibi kaynaklar, gravitasyonel dalgaların varlığını tespit etmemiz için en olası kaynaklardır. Bu kaynaklardan alınacak olan sinyaller, evren hakkındaki anlayışımızı önemli ölçüde etkileyecektir (Naseer ve Iqbal 2014).

Ayrıca; gelişen teknolojiler ile, daha iyi hassasiyet ve frekans kapsamı içeren dedektörlerin geliştirilmesiyle gravitasyonel dalga kaynaklarının tespit edilmesi ve verilerinin yorumlanması kolaylaşacaktır. Ayrıca; henüz ulaşamadığımız yeni bilgileri de öğrenmiş olacağız. Bu durum, evreni daha iyi anlamamızı ve yorumlamamızı sağlayacaktır.

Gravitasyonel dalga araştırmalarının; karanlık çağlar olarak bilinen büyük patlamadan sonraki ilk 38.000 yıllık süreçte yaratılan gravitasyonel dalgaların, evrenimizin o dönemleri hakkındaki gizemin çözülmesinde yardımcı olacağı tahmin edilmektedir.

Tüm bunların yanı sıra; yapılan keşifler ile, astronomi ve astrofizik alanlarına olan ilginin artacağı söylenebilir. Bu da, yapılacak daha fazla keşif demektir.

## KAYNAKLAR

- Abbott, B.P., vd. (LIGO Scientific and Virgo Collaborations), Physical Review Letters 116, 061102 (2016). Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger, 11 February 2016, The American Physical Society.
- Abbott, B.P., vd. 2016. Astrophysical Implications of the Binary Black Hole Merger GW150914, 20 February 2016, The Astrophysical Journal Letters, 818:L22 (15pp)
- Abbott, B.P., vd. 2019. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole, 10 April 2019, The Astrophysical Journal Letters, 875:L1 (17pp).
- Abbott, B.P., vd. (LIGO Scientific and Virgo Collaborations), Physical Review Letters 116, 221101 (2016). Tests of General Relativity with GW150914, 31 May 2016, The American Physical Society.
- Abbott, B.P., vd.. 2016. An improved analysis of GW150914 using a fully spin-precessing waveform model, 3 June 2016.
- Abbott, B.P., vd. (LIGO Scientific and Virgo Collaborations), Physical Review Letters 116, 241102 (2016). Properties of the Binary Black Hole Merger GW150914, 14 June 2016, The American Physical Society.
- Abbott, B.P., vd. 2016. The basic physics of the binary black hole merger GW150914, 4 October 2016, Annalen der Physik (Berlin) 529, No.1-2, 1600209 (2017) /DOI 10.1002/andp.201600209.
- Alcock, C., vd. 2000. The Macho Project: Microlensing results from 5.7 years of large magellanic cloud observations, 20 October 2000, The Astrophysical Journal, 542:281-307.
- Annenberg Learner 2017, Web Sitesi: <https://www.learner.org/courses/physics/unit/text.html?unit=3&secNum=7>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: [https://pages.uoregon.edu/jimbrou/BrauImNew/Chap22/7th/AT\\_7e\\_UnFigure22\\_Pg564.jpg](https://pages.uoregon.edu/jimbrou/BrauImNew/Chap22/7th/AT_7e_UnFigure22_Pg564.jpg), Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.eso.org/public/images/eso1313b/> , Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: [http://chandra.harvard.edu/photo/2003/apm08279/apm08279\\_grav\\_lens.jpg](http://chandra.harvard.edu/photo/2003/apm08279/apm08279_grav_lens.jpg), Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.org/science/GW-GW.php>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.

- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <http://www.tapir.caltech.edu/~teviet/Waves/differences.html>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.org/science/GW-GW2.php>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.caltech.edu/page/gw-sources>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.org/science/GW-Overview/images/continuous.jpg>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.org/science/GW-Inspiral.php>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.org/science/GW-Stochastic.php>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.org/science/GW-Burst.php>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: [http://spiff.rit.edu/classes/ast613/lectures/grav\\_i/grav\\_i.html#scenario](http://spiff.rit.edu/classes/ast613/lectures/grav_i/grav_i.html#scenario), Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.caltech.edu/page/what-is-interferometer>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.caltech.edu/page/about-aligo>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.caltech.edu/page/ligo-technology>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.org/science/GW-Detecting.php>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.org/science/Publication/O1Noise/index.php#sthash.M3pNrLJA.dpuf>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://www.ligo.caltech.edu/page/ligo-technology>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Forces/gravwav.html>, Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2019. Web sitesi: <https://www.ligo.caltech.edu/WA/page/ligo-detectors>, Erişim Tarihi: 26.08.2019.

- Anonymous. 2018. Web Sitesi: [http://www.esa.int/spaceinimages/Images/2005/09/Laser\\_Interferometer\\_Space\\_Antenna\\_LISA](http://www.esa.int/spaceinimages/Images/2005/09/Laser_Interferometer_Space_Antenna_LISA) Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <http://sci.esa.int/lisa/> Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2018. Web Sitesi: <https://apod.nasa.gov/apod/ap160828.html> Erişim Tarihi: 13.12.2018.
- Anonymous. 2019. Web Sitesi: [https://www.esa.int/Our\\_Activities/Space\\_Science/Hipparcos\\_overview](https://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Hipparcos_overview) Erişim Tarihi: 06.09.2019
- Anonymous. 2019. Web Sitesi: <https://www.sciencephoto.com/media/328924/view> Erişim Tarihi: 06.09.2019
- Anonymous. 2019. Web Sitesi: [https://www.esa.int/Our\\_Activities/Space\\_Science/Relativity\\_and\\_the\\_1919\\_eclipse](https://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Relativity_and_the_1919_eclipse) Erişim Tarihi: 06.09.2019
- Burgay, M., vd. 2003. An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system. *Nature* Vol 426, 531-533.
- Caroll, S.M. 2004 *Spacetime and Geometry an Introduction to General Relativity*, Addison-Wesley, USA
- Cheng, T.P. 2005 *Relativity, Gravitation and Cosmology*, Oxford University Press Inc, New York
- Dyson, F.W., Eddington, A.S., Davidson, C. 1920. A Determination of the Deflection of Light by the Sun's Gravitational Field, from Observations Made at the Total Eclipse of May 29, 1919, *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 220: 291-333.
- Ecole Polytechnique 2004, Web Sitesi: <https://portail.polytechnique.edu/hep/en/actualite/first-observation-gravitational-waves-ligo-experiment>, Erişim Tarihi: 21.12.2018.
- Feynman, R. , Leighton, R. , Sands, M. 2017. *Feynman Fizik Dersleri*, Alfa Basım Yayım Dağıtım San. ve Tic. Ltd. Şti., İstanbul.
- Goodstein, D.L., Goodstein, J.R. 2001. *Feynman' ın Kayıp Dersi - Gezegenlerin Güneş Çevresindeki Hareketi*, TÜBİTAK Popüler Bilim Kitapları, Ankara.
- Hulse, R.A., Taylor, J.H. 1975. Discovery of a pulsar in a binary system, *The Astrophysical Journal*, 195:L51-L53.
- Hulse, R.A. 1993. Nobel Lecture. The discovery of the binary pulsar, 48-69.

- Iqbal N., Monga S. 2014. Gravitational Waves: Present Status and Future Prospectus, *Natural Science*, 6, 305-322.
- Lambourne, J.R. 2010 *Relativity, Gravitation and Cosmology*, Cambridge University Press, Cambridge
- LIGO Caltech 2008, Web Sitesi: <https://www.ligo.caltech.edu/page/ligo-detectors>, Erişim Tarihi: 21.12.2018.
- Lisa 2017, Web Sitesi: <https://lisa.nasa.gov>, Erişim Tarihi: 30/11/2018
- Mathur, H., Brown, K., Lowenstein, A. 2017. An analysis of the LIGO discovery based on introductory physics. *American Journal of Physics*, 85, 676; 10.1119/1.4985727
- Pollock, C. 2003. Mercury's Perihelion, Web Sitesi: <https://paulba.no/paper/Pollock.pdf>, Erişim Tarihi: 20/12/2018
- Price, M. P., Rush, W.F. 1979. Nonrelativistic contribution to Mercury's perihelion precession, June 1979, *American Journal of Physics*, 47(6).
- Stewart, M.G. 2005. Precession of the perihelion of Mercury's orbit. *American Journal of Physics*, 73 (8), August 2005.
- Schutz, B. 2009. *A first course in general relativity*. Cambridge University Press, 187-189, New York.
- Virgo 2007, Web Sitesi: <http://public.virgo-gw.eu/language/en/>, Erişim Tarihi: 20/12/2018.
- Weisberg, J. M., Taylor, J. H., Fowler, L. A. 1981. Gravitational Waves from an orbiting pulsar, *Scientific American Inc*, 74-82.
- Weisberg, J. M., Taylor, J.H. 2004. Relativistic Binary Pulsar B1913+16: Thirty years of observations and analysis, *Binary Radio Pulsars ASP Conference Series*, Vol. TBD.

## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Ceyda KÖK

Doğum Yeri : Malkara

Doğum Tarihi : 15.02.1986

Medeni Hali : Evli

Yabancı Dili : İngilizce

### Eğitim Durumu

Lise : Malkara Anadolu Lisesi (2004)

Lisans : İstanbul Üniversitesi Florence Nightingale Hemşirelik Okulu (2008)

Lisans : Ankara Üniversitesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü (2015)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği  
Anabilim Dalı (09.2016 – 09.2019)