



T.C.  
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



DOKTORA TEZİ

ETKİLEŞİMLİ MODELLER KULLANILARAK EVREN  
DİNAMİĞİNİN İNCELENMESİ

Derya GEMİCİ DEVECİ

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

DANIŞMAN

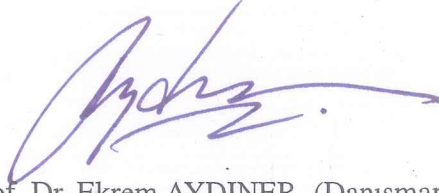
Prof. Dr. Ekrem AYDINER

Haziran, 2019

İSTANBUL

Bu çalışma 10/06/2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziğı Programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

**Tez Jürisi**



Prof. Dr. Ekrem AYDINER (Danışman)  
İstanbul Üniversitesi  
Fen Fakültesi



Prof. Dr. İbrahim SEMİZ  
Boğaziçi Üniversitesi  
Fen-Edebiyat Fakültesi



Prof. Dr. Cemsinan DELİDUMAN  
Mimar Sinan Üniversitesi  
Fen-Edebiyat Fakültesi



Doç Dr. Ertan GÜDEKLİ  
İstanbul Üniversitesi  
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Özgür AKARSU  
İstanbul Teknik Üniversitesi  
Fen-Edebiyat Fakültesi



20.04.2016 tarihli resmi gazetede yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi'nin aboneliği olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

## ÖNSÖZ

Öncelikle, doktora eğitim sürecim boyunca üzerimde çok büyük emeği olan, tezde ele alınan problemlerin tartışılması, yayına dönüştürülmesi, tezimin okunması ve düzeltilmesi konusunda çok değerli katkıları olan danışman hocam Prof. Dr. Ekrem AYDINER'e teşekkürlerimi sunarım.

Tez boyunca bilimsel katkıları ile desteklerini esirgemeyen çok değerli hocalarım Doç. Dr. Ertan GÜDEKLİ ve Doç. Dr. Özgür AKARSU'ya teşekkürlerimi sunarım.

Anlayış ve desteği ile doktora eğitimim sürecinde manevi katkıları ile yanımda olan çok değerli hocam Prof. Dr. Turgut İPEK'e teşekkürlerimi sunarım.

Sevgili Kızım ve Eşime sabırları ve destekleri için minnettarım.

Haziran, 2019

Derya GEMİCİ DEVECİ

# İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖNSÖZ .....	iv
İÇİNDEKİLER .....	vi
ŞEKİL LİSTESİ .....	viii
TABLO LİSTESİ .....	ix
SİMGE VE KISALTIMA LİSTESİ .....	xii
ÖZET .....	xiv
SUMMARY .....	xvi
<b>1. GİRİŞ .....</b>	<b>1</b>
<b>2. GENEL KISIMLAR .....</b>	<b>5</b>
2.1. HIZLANARAK GENİŞLEYEN EVREN MODELİ .....	5
2.1.1. Hubble Yasası ve Uzaklık Ölçümleri .....	6
2.1.2. Standart Kozmoloji .....	7
2.1.2.1. Friedmann Robertson Walker Evren Modeli .....	7
2.1.2.2. Evren Dinamiğinin Çeşitli Fazları .....	9
2.1.2.3. Büyük Patlama (Big Bang) Modeli .....	13
2.1.3. Büyük Patlama-Big Bang Modelinin Sorunlarına Çözüm .....	16
2.2. EVRENİN KARANLIK BİLEŞENLERİ .....	19
2.2.1. Karanlık Madde .....	19
2.2.1.1. Karanlık Maddeyi Destekleyen Gözlemler .....	20
2.2.2. Karanlık Enerji .....	21
2.2.2.1. Karanlık Enerjiyi Destekleyen Gözlemler .....	21
2.3. KARANLIK ENERJİ VE MODELLERİ .....	25
2.3.1. Kozmolojik Sabit Karanlık Enerji Modeli .....	25
2.3.2. Alternatif Karanlık Enerji Modelleri .....	27
2.4. KARANLIK BİLEŞENLERİN ETKİLEŞİMİ .....	34
2.4.1. Fenomenolojik Yaklaşım .....	36

2.4.2. Karanlık Enerji ve Karanlık Madde Etkileşimli Fenomenolojik Modeller .....	37
2.5. TERMODİNAMİĞİN GENELLEŞTİRİLMİŞ İKİNCİ YASASI .....	38
<b>3. MALZEME VE YÖNTEM .....</b>	<b>41</b>
3.1. HOMOJEN OLMAYAN KARANLIK ENERJİ VE KARANLIK MADDE ETKİLEŞİMİNİN ENERJİ YOĞUNLUKLARI ÜZERİNDEKİ ETKİSİ .....	41
3.2. HOMOJEN OLMAYAN KARANLIK ENERJİ VE KARANLIK MADDE ETKİLEŞİMİNİN ENTROPİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ .....	45
3.2.1. $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DE}$ Etkileşimi İçin Efektif EoS .....	45
3.2.2. $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DM}$ Etkileşimi İçin Efektif EoS .....	47
3.2.3. $Q = \tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM})$ Etkileşimi İçin Efektif EoS .....	47
3.2.4. $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DE}$ Etkileşimi İçin Entropi Değişimi .....	48
3.2.5. $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DM}$ Etkileşimi İçin Entropi Değişimi .....	50
3.2.6. $Q = \tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM})$ İçin Entropi Değişimi .....	51
3.3. ANİZOTROPİK BIANCHI-V TİPİ EVRENDE HOLOGRAFİK KARANLIK ENERJİ VE KARANLIK MADDE ETKİLEŞİMİ .....	52
<b>4. BULGULAR .....</b>	<b>62</b>
4.1. BİRİNCİ ÇALIŞMANIN SONUÇLARININ YORUMLANMASI .....	62
4.2. İKİNCİ ÇALIŞMANIN SONUÇLARININ YORUMLANMASI .....	67
4.3. ÜÇÜNCÜ ÇALIŞMANIN SONUÇLARININ YORUMLANMASI .....	70
<b>5. TARTIŞMA VE SONUÇ .....</b>	<b>76</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>79</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ .....</b>	<b>91</b>

## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa No

- Şekil 2.1:** Komoving koordinatlarda bulunan iki galaksinin farklı zamanlarda değişimi ..... 6
- Şekil 2.2:** Evrenin geometrisi: Evren kritik yoğunluğun altındaysa, o zaman uzay açıktır ve bir eyerin yüzeyi gibi negatif olarak kıvrılmış durumdadır ( $k = -1$ ). Yoğunluk kritik yoğunluğa tam olarak eşitse, boşluk bir kağıt yaprağına benzerdir ( $k = 1$ ). Yoğunluk kritik yoğunluğa göre daha büyükse, alan kapanır ve bir kürenin yüzeyi gibi pozitif bir şekilde kıvrılır ( $k = 1$ )<sup>[3]</sup> ..... 12
- Şekil 2.3:** Tüm gökyüzü haritası ve CMB'nin tayfsal dağılımı<sup>[2]</sup>. ..... 23
- Şekil 2.4:** Planck ile ölçülen CMB'nin tam gökyüzü sıcaklık anizotropisi<sup>[3]</sup>. ..... 23
- Şekil 2.5:** Planck tarafından ölçülen CMB sıcaklık dalgalanmalarının güç spektrumu<sup>[4]</sup>. ..... 24
- Şekil 4.1:** (a) Efektif durum denklemleri  $w_{DE}^{ef}$  (mavi) ve  $w_{DM}^{ef}$  (kırmızı)  $x = \ln(a/a_0)$ 'e karşı gösterimi ve (b) Kapalı bir evrende yoğunluk parametreleri  $\Omega_{DE}$  (mavi) ve  $\Omega_k$  (kırmızı)  $x$ 'e karşı gösterimidir, burada  $b^2 = 0.2$  ve  $n = 1$  seçilmiştir. Başlangıç koşulları  $\Omega_{DE}(0) = 0.72$ ,  $\Omega_k(0) = 0.08$  olarak seçilmiştir. .... 63
- Şekil 4.2:** Üç temel gözlemden gelen mevcut verilerin analizinden elde edilen kozmolojik parametreler üzerindeki kısıtlamalar: SN Ia (JLA (Berger ve diğ., 2014) ; mavi), BAO (BOSS DR12 (Alam ve diğ., 2017); yeşil) ve CMB (Planck (Ade-a ve diğ., 2016); kırmızı) (Huterer ve Shafer, 2017). .... 64
- Şekil 4.3:** (a) Efektif durum denklemleri  $w_{DE}^{ef}$  (mavi) ve  $w_{DM}^{ef}$  (kırmızı)  $x = \ln(a/a_0)$ 'e karşı gösterimi ve (b) Düz bir evrende yoğunluk parametreleri  $\Omega_{DE}$  (mavi) ve  $\Omega_k$  (kırmızı)  $x$ 'e karşı gösterimidir, burada  $b^2 = 0.2$  ve  $n = 1$  seçilmiştir. Başlangıç koşulları  $\Omega_{DE}(0) = 0.72$ ,  $\Omega_k(0) = 0.00$  olarak seçilmiştir. .... 65
- Şekil 4.4:** (a) Efektif durum denklemleri  $w_{DE}^{ef}$  (mavi) ve  $w_{DM}^{ef}$  (kırmızı)  $x = \ln(a/a_0)$ 'e karşı gösterimi ve (b) Açık bir evrende yoğunluk parametreleri  $\Omega_{DE}$  (mavi) ve  $\Omega_k$  (kırmızı)  $x$ 'e karşı gösterimidir, burada  $b^2 = 0.2$  ve  $n = 1$  seçilmiştir. Başlangıç koşulları  $\Omega_{DE}(0) = 0.72$ ,  $\Omega_k(0) = 0.01$  olarak seçilmiştir. .... 66
- Şekil 4.5:** (a) Efektif durum denklemleri  $w_{DE}^{ef}$  (mavi) ve  $w_{DM}^{ef}$  (kırmızı)  $x = \ln(a/a_0)$ 'e karşı gösterimi ve (b) Açık bir evrende yoğunluk parametreleri  $\Omega_{DE}$  (mavi) ve  $\Omega_k$  (kırmızı)  $x$ 'e karşı gösterimidir, burada  $b^2 = 0.1$  ve  $n = 1$  seçilmiştir. Başlangıç koşulları  $\Omega_{DE}(0) = 0.72$ ,  $\Omega_k(0) = 0.08$  olarak seçilmiştir. .... 67
- Şekil 4.6:** Karanlık enerji ve CDM etkileşim durumunda farklı etkileşim parametreleri için toplam entropinin türevinin evrimi. Burada  $c = 1$ ,  $\Omega_k = 0.01$  ve  $\Omega_{DE} = 0.72$ ,  $\alpha = 0.5$ 'dir. .... 68
- Şekil 4.7:** Farklı  $\beta$  değerleri için ölçek faktörünün kozmik zamana karşı karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır. .... 71

- Şekil 4.8:** Farklı  $\beta$  değerleri için Hubble parametresinin kozmik zamana karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır. .... 72
- Şekil 4.9:** Farklı  $\beta$  değerleri için shear skaleri kozmik zamana karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır. .... 73
- Şekil 4.10:** Farklı  $\beta$  değerleri için yavaşlama parametresinin kozmik zamana karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır. .... 74
- Şekil 4.11:** Farklı  $\beta$  değerleri için karanlık enerji EoS parametresinin kozmik zamana karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır. .... 74





## TABLO LİSTESİ

Sayfa No

**Tablo 3.1:** Bianchi ve Kantowski-Sachs uzayları için standart metrikler ..... 53



## SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
$H$	: Hubble parametresi
$a$	: Ölçek faktörü
$p$	: Basınç
$V$	: Hacim
$m$	: Kütle
$G$	: Gravitasyon sabiti
$k$	: Eğrilik sabiti
$t$	: Zaman
$K$	: Kelvin
$z$	: Kırmızıya kayma
$Q$	: Etkileşim parametresi
$R$	: Ricci eğrilik skaleri
$q$	: Yavaşlama parametresi
$E$	: Enerji
$L$	: Olay ufku yarıçapı
$v$	: Hız
$S$	: Entropi
$\rho$	: Enerji yoğunluğu
$\Omega_{tot}$	: Toplam yoğunluk parametresi
$\Omega_{rad}$	: Radyasyon yoğunluk parametresi
$\Omega_{\Lambda}$	: Vakum yoğunluk parametresi
$\Omega_m$	: Madde yoğunluk parametresi
$\Omega_k$	: Eğrilik yoğunluk parametresi
$\Omega_{CDM}$	: Soğuk karanlık madde (CDM) yoğunluk parametresi
$\rho_{tot}$	: Toplam enerji yoğunluğu
$\rho_{rad}$	: Radyasyon enerji yoğunluğu
$\rho_{DE}$	: Karanlık enerji yoğunluğu
$\rho_{DM}$	: Karanlık madde yoğunluğu
$H_0$	: Hubble parametresinin günümüz değeri

$w_{DE}$	: Karanlık enerji durum denklemi
$w_{DM}$	: Karanlık madde durum denklemi
$w_{DE}^{ef}$	: Efektif karanlık enerji durum denklemi
$w_{DM}^{ef}$	: Efektif karanlık madde durum denklemi
$\Lambda$	: Kozmolojik sabit
$G_{\mu\nu}$	: Einstein tensörü
$T_{\mu\nu}$	: Enerji momentum tensörü
$g_{\mu\nu}$	: Metrik tensörü
$R_{\mu\nu}$	: Ricci tensörü
$R_{\mu\nu\sigma}^{\lambda}$	: Riemann eğrilik tensörü
$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}$	: Christoffel sembolleri
$\gamma$	: Çarpıklık parametresi
$m_p$	: Planck kütlesi
$\theta$	: Kutup açısı
$\phi$	: Boylam açısı
$\sigma^2$	: Shear skaleri
$\theta$	: Genişleme skaleri
$\Delta$	: Anizotropi parametresi
$\mathcal{A}$	: Karakteristik enerji parametresi
$\tilde{\Gamma}$	: Bozunum oranı
$V(\phi)$	: Skaler potansiyel
$u^k$	: 4'lü Hız vektörü
$S_{BH}$	: Kara delik entropisi
$S_d$	: Dış bölgenin entropisi
$S_u$	: Ufuk entropisi
$S_{DE}$	: Karanlık enerji entropisi
$S_{DM}$	: Karanlık madde entropisi
$A$	: Kara deliğin olay ufku alanı

## Kısaltmalar

## Açıklama

<b><i>FRW</i></b>	: Friedmann-Robertson-Walker
<b><i>RW</i></b>	: Robertson Walker
<b><i>DE</i></b>	: Karanlık enerji
<b><i>DM</i></b>	: Karanlık madde

<b><i>CDM</i></b>	: Soğuk karanlık madde
<b><i>HDM</i></b>	: Sıcak karanlık madde
<b><i>GR</i></b>	: Genel görelilik
<b><i>GCG</i></b>	: Genelleştirilmiş Chaplygin gazı
<b><i>GSL</i></b>	: Termodinamiğin Genelleştirilmiş İkinci Yasası
<b><i>WMAP</i></b>	: Wilkinson Mikrodalga Anizotropi Uydusu
<b><i>CMB</i></b>	: Kozmik mikrodalga ardalan
<b><i>SN Ia</i></b>	: Ia Tipi Süpernova
<b><i>BAO</i></b>	: Baryon Akustik Salınımları
<b><i>IR</i></b>	: Kızılötesi
<b><i>UV</i></b>	: Morötesi
<b><i>GUT</i></b>	: Büyük Birleşik Kuram
<b><math>\Lambda</math>CDM</b>	: Kozmolojik sabit-soğuk karanlık madde
<b><i>WIMP</i></b>	: Zayıf etkileşen büyük kütleli parçacıklar
<b><i>SCP</i></b>	: Süpernova Kozmoloji Projesi
<b><i>HZT</i></b>	: High-Z Süpernova arama ekibi
<b><i>SDSS</i></b>	: Sloan dijital gökyüzü araştırması
<b><i>2DFRGS</i></b>	: 2dF galaksi kırmızıya kayma araştırması

## ÖZET

### DOKTORA TEZİ

#### ETKİLEŞİMLİ MODELLER KULLANILARAK EVREN DİNAMİĞİNİN İNCELENMESİ

Derya GEMİCİ DEVECİ

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ekrem AYDINER

Bu tez çalışmasında üç problem ele alınmıştır. Birinci çalışmada homojen olmayan karanlık enerjinin kuadratik katkıları dikkate alınarak, karanlık enerji ve karanlık madde etkileşimleri holografik model içerisinde incelenmiş olup, bu etkileşimlere ait EoS parametreleri ve enerji yoğunlukları elde edilmiştir. Sonuçlar gözlemsel verilerle karşılaştırılmıştır.

İkinci çalışmada yine homojen olmayan karanlık enerji dikkate alınarak karanlık sektör arasında olan etkileşim düşünülmüştür. Farklı etkileşim parametreleri seçilerek bu etkileşimler altında entropi değişimleri incelenmiştir. Bu çalışmada karanlık enerjinin kaynağı olarak Chaplygin gazı ve holografik bir model düşünüldü. EoS parametreleri elde edilmiş olup, bu yeni EoS parametreleri yardımıyla entropi değişimleri elde edilmiştir. Ayrıca sonuçların Termodinamiğin Genelleştirilmiş İkinci Yasasını (GSL) sağlayıp sağlamadığı tartışılmıştır.

Üçüncü çalışmada ise diğer iki çalışmamızdan farklı olarak anizotropik Bianchi V evren modeli dikkate alınmıştır. İki akışkan olarak ele alınan karanlık sektörün arasındaki etkileşimin bu evren modelinde önemli kozmolojik parametrelere olan etkileri incelenmiştir. Bunun yanında anizotropik katkıları içeren süreklilik denklemi elde edilmiştir. Bu süreklilik denklemi yardımıyla karanlık enerjinin yeni EoS parametresi elde edilerek sonuçlar gözlemsel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.

Sonuç olarak karanlık sektörde yer alan bileşenler arasındaki etkileşimin evrenin fiziksel nicelikleri ve dinamiği üzerine etkisinin önemli olduğu gösterilerek, bulgular tartışılmış ve sonuçlar gözlemsel veriler ile karşılaştırılmıştır.

Haziran 2019, 108 sayfa.

**Anahtar kelimeler:** Karanlık enerji, karanlık madde, etkileşim, izotropik, anizotropik



## **SUMMARY**

### **Ph.D. THESIS**

#### **INVESTIGATION OF DYNAMICS OF THE UNIVERSE BY USING INTERACTING MODELS**

**Derya GEMİCİ DEVECİ**

**İstanbul University**

**Institute of Graduate Studies in Sciences**

**Physics**

**Supervisor: Prof. Dr. Ekrem AYDINER**

In this thesis, three problems are discussed. In the first study, by considering the quadratic contributions of inhomogeneous dark energy, dark energy and dark matter interactions were examined in holographic model and EoS parameters for these interactions and energy densities were obtained. The results were compared with the observational data.

In the second study, by using inhomogeneous dark energy the interaction between the dark sector was considered. Entropy changes under these interactions were investigated by choosing different interaction parameters. In this study, Chaplygin gas was considered as the source of dark energy and holographic model was considered. EoS parameters and entropy changes were obtained by using these new EoS parameters. It is also discussed whether the results provide the generalized second law of thermodynamics (GSL) or not.

In the third study, anisotropic Bianchi V universe model was taken into consideration, unlike the other two studies. In this universe model, the effects of the interaction between the dark sectors, which are considered as two fluids, on the important cosmological parameters are examined. In addition, continuity equation containing anisotropic additives was obtained. By using this continuity equation, the new EoS parameter of dark energy was obtained and the results were compared with the observational results.

As a result, the effects of the interaction between the components in the dark sector on the physical quantities and dynamics of the universe were shown to be important, the results were discussed and compared with the observational data.

June 2019, 108 pages.

**Keywords:** dark energy, dark matter, interaction, isotropic, anisotropic





## 1. GİRİŞ

Modern kozmolojinin Einstein'ın madde ile uzay zaman etkileşimini anlatan Genel Görelilik-General Relativity (GR) kuramının evrene uyarlanması ile başlayıp Lemaitre (Lemaître, 1927) ve Friedmann'ın (Friedmann, 1922) çalışmaları ile geliştirildiği söylenebilir. Einstein, evren dinamiğini tasvir etmek için alan denklemleri önermiştir (Einstein, 1917). Bu alan denklemlerine itici bir kuvvet gibi davranabilen kozmolojik sabit ( $\Lambda$ -Lambda) eklemiş ve durağan bir evren modeli oluşturmuştur (Einstein ve Jeffery, 1922). Ancak Hubble'ın yapmış olduğu gözlemsel çalışmalar galaksilerin birbirlerinden uzaklaştığını göstermiştir (Hubble, 1929). Böylece evrenin durağan değil genişleyen bir fazda bulunduğu anlaşılmıştır. Bu gözlemlerden sonra Einstein'ın durağan evren modeli yerini Friedmann'ın ortaya koyduğu homojen ve izotrop Robertson-Walker (RW) (Friedmann, 1922, 1924) metriği üzerine kurulu Friedmann-Robertson-Walker (FRW) genişleyen evren modeline bırakmıştır. Bu model Büyük Patlama-Big Bang (BB) evren modelinin temelini oluşturmuştur. Bu evren modeli kozmolojide yaygın olarak kabul edilmektedir. BB modelini destekleyen bazı bulgular bulunmaktadır, bunlar galaksilerin tayfının kırmızıya kayması, *kozmetik mikrodalga ardalan – cosmic microwave background* (CMB) – ışınımı ve hafif elementlerin bolluğu olarak sayılabilir. BB modelinin açıklayamadığı bazı problemlerde bulunmaktadır.

Erken evren dönemlerinde  $\Lambda$  gibi davranan ve evrenin üstel olarak genişlemesine sebep olan enerji kaynaklarının varlığını destekleyen enflasyon modelleri öne sürülmüştür (De Sitter, 1917a,b). Bu enflasyon modelleri, CMB verilerinden evrenin kozmolojik parametrelerinin belirlenebilmesini sağlamıştır. Günümüzde yüksek duyarlılıkla yapılan gözlemler kozmolojik parametrelerin değerlerinin daha hassas elde edilmesine ve kozmolojik modellerin hem gözlemsel sonuçlar ile hemde birbirleri arasında karşılaştırılmasına olanak sağlamıştır.

Günümüz kozmolojisinde gözlemsel veriler evrenin erken zamanlarının bir enflasyon döneminden geçtiğini, ardından BB modeline uygun olarak evrim geçirdiğini, günümüz evrenin hızlanarak genişlediğini (Perlmutter *ve diğ.*, 1999; Riess *ve diğ.*, 1998) ve uzaysal olarak hemen hemen düz bir geometriye sahip olduğunu göstermektedir. Evrenin

hızlanarak ivmeli genişlemesi  $\Lambda$  gibi davranan karanlık enerji varlığıyla açıklanmaktadır, fiziksel orijini henüz bilinmemektedir ancak negatif basınçlı evreni genişleten fiziksel bir olgu olduğu bilinmektedir (Carroll, 2005). Diğer önemli bulgu ise galaksilerin dönme anomalisinin keşfedilmesidir (Zwicky, 1937). Galaksilerin dönme dinamiklerini açıklayabilmek için karanlık madde fikri öne sürülmüştür. Elektromanyetik etkileşime hiç ya da çok zayıf bir şekilde giren, elektriksel olarak nötr, yavaş hareket eden, gözlenemeyen (karanlık) ve galaksileri bir arada tuttuğu düşünülen bu parçacıklar *soğuk karanlık madde – cold dark matter* (CDM) – olarak adlandırılmaktadır (Garrett, 2011).

Gözlemsel veriler ile uyum içinde, evrenin sahip olduğu fiziksel bileşenlerin yapısını gösteren ve günümüz kozmolojisinde yaygın olarak kabul edilen model  $\Lambda$ CDM modelidir. Son gözlemsel çalışmalarda evrenin fiziksel bileşen oranları büyük bir duyarlılıkla verilebilmektedir. Bu verilere göre  $\Lambda$ CDM modeli çerçevesinde evrenin kütle enerji yoğunluğunun yaklaşık %5'i sıradan atomik maddeden, %25'i karanlık madde ve %69'u yapısı henüz bilinmeyen karanlık enerjiden oluşmaktadır (Aghanim ve diğ., 2018).

$\Lambda$ CDM modeli gözlemsel veriler ile uyum içerisinde olmasına rağmen ince ayar problemlerine sahiptir. Bunlardan birisi *kozmozolojik sabit problemi* (Weinberg, 1989) diğeri ise *kozmozik rastlantı problemi* (Chimento ve diğ., 2003). Birincisi, alan teorisindeki vakum enerjisi (boş uzay) değeri ile,  $\Lambda$ 'nın gözlemsel değeri arasındaki uyumsuzluk olarak anılırken, ikincisi günümüzde neden karanlık enerji ve karanlık madde enerji yoğunluklarının aynı oranda olmasından kaynaklanır.  $\Lambda$ CDM modelinde problemlerin varlığı, karanlık enerji için  $\Lambda$  tanımlamasının yerine alternatif karanlık enerji modelleri (Amendola ve Tsujikawa, 2010; Chimento ve diğ., 2003; Copeland ve diğ., 2006) ve karanlık bileşenler (karanlık enerji ve karanlık madde) arasındaki etkileşimin dahil edildiği modellerin (Hoffman, 2003; Zhang ve diğ., 2006) önünü açmıştır.

Evrenin dinamiğini açıklayabilmek ve kozmik rastlantı gibi problemleri çözebilmek için karanlık enerji ve karanlık madde etkileşimleri üzerinde çalışılmaktadır (Amendola, 2000; Amendola ve Quercellini, 2003; Sadjadi ve Alimohammadi, 2006). Karanlık enerji ve karanlık maddenin ayrı ayrı evrim geçirmediği ve birbirleri ile etkileşime girebileceği fikri ilk olarak  $\Lambda$ 'nın gözlemsel değerini haklı çıkarmak amaçlı tanıtılmıştır (Wetterich, 1994). Genel olarak, karanlık enerji modelleri, kütleçekiminin minimal olarak bağlanmış olduğu skaler alanlara dayalıdır. Bununla birlikte, karanlık enerji ve karanlık maddenin doğasının henüz

tam anlamıyla bilinmemesine rağmen aralarında etkileşimin olabileceği yönündeki fikirlerin doğmasına izin vermiştir. Bu iki bileşenin arasındaki etkileşimin göz ardı edilmemesine yönelik fikrin, teorik modeller ile desteklenmesinin yanında karanlık enerji ile standart madde parçacıkları arasındaki etkileşimden kaynaklı oluşacak yeni kuvvetler, gözlemler ile kısıtlanmıştır. Ancak karanlık madde için bu durum böyle değildir (Bolotin *ve diğ.*, 2015). Yapılan çalışmalar karanlık enerji ve karanlık maddenin kütleçekimsel etkilerinin birbirlerine zıt davranış göstermesi sebebiyle aralarındaki küçük bir değişikliğin evrenin geç zamanlarındaki kozmolojik dinamiği etkileyebileceğini göstermektedir (Abdalla *ve diğ.*, 2009; Bohmer *ve diğ.*, 2008; Caldera-Cabral (b) *ve diğ.*, 2009; Guo *ve diğ.*, 2007; He ve Wang, 2008; He *ve diğ.*, 2010; Martinelli, 2010; Pellicer *ve diğ.*, 2012; Simpson, 2011; Väliiviita *ve diğ.*, 2010). Böylece karanlık enerji ve karanlık madde arasındaki etkileşim fikri, evrenin genişleme dinamiğini önemli ölçüde etkileyeceği fikri ile bu modeller ile çalışmanın önemini büyük ölçüde arttırmıştır.

Karanlık bileşenler arasındaki etkileşimi içeren çalışmaları tezin motivasyonu olarak kabul ederek etkileşimi içeren modellerle çalıştık. Bu çalışmaları ileriki bölümlerde sunacağız. Tez çalışmasının ikinci bölümde standart evren modeli yani homojen, izotropik ve hızlanarak genişleyen evren modeli tanıtılacaktır. Tez kapsamında yapılan çalışmaların alt yapısını oluşturan modeller ele alınarak son gözlemsel veriler üzerinde durulacaktır. Evrenin büyük bir kısmını oluşturduğu bilinen farklı karanlık enerji modelleri ve bu modellerin gözlemsel verilere olan uyumu irdelenecektir. Karanlık bileşenler arasındaki etkileşimin olası evren dinamiğine olan etkilerini vurgulayan mevcut teorik çalışmalar kısa ele alınacaktır. Daha sonra karanlık bileşenler arasındaki etkileşimin evren termodinamiğine olan etkisini incelemek üzere farklı karanlık enerji modelleriyle desteklendiği/ihlal edildiği gösterilen *Termodinamiğin Genelleştirilmiş İkinci Yasası – Generalized Second Law of Thermodynamics (GSL)* – çalışmaları kısaca tanıtılacaktır.

Üçüncü bölümde, tezin alt yapısını oluşturan matematiksel altyapı kısaca sunulacak ve tez kapsamında yaptığımız olan üç ayrı çalışma tanıtılacaktır. Birinci çalışma karanlık bileşenler arasındaki kuadratik etkileşimin dinamik üzerindeki etkileri ele alınacak ve enerji yoğunlukları incelenecektir. Ayrıca elde edilen sonuçların gözlemsel sonuçlar ile uyumu analiz edilecektir. İkinci çalışmada karanlık bileşenler arasındaki etkileşimin lineer ve kuadratik katkıları söz konusu olduğunda evrenin entropi değişimleri üzerindeki etkileri incelenecektir. Üçüncü çalışmada izotropik olmayan bir Bianchi V evreninde karanlık

bileşenlerin evren dinamiğine olan etkileri incelenecektir.

Dördüncü bölümde ise, tez kapsamında yapılan çalışmalar kısaca özetlenecek. Ayrıca elde edilen teorik sonuçlar tartışılarak gözlemsel veriler ile karşılaştırılacaktır.

Beşinci ve son bölümde ise yaptığımız çalışmalardan elde edilen bulgular tartışılarak çalışma sonlandırılacaktır.



## 2. GENEL KISIMLAR

### 2.1. HIZLANARAK GENİŞLEYEN EVREN MODELİ

Hubble gözlemleri galaksilerin birbirlerinden uzaklaşmakta olduğunu ve evrenin genişlemekte olduğunu gösterdi (Hubble, 1929). Evrenin nasıl genişlediğinin anlaşılabilmesi için parçacık temelli hareket ile genişleme temelli hareketin ayırdedilebilmesi gerekir. Uzayın genişlemesini matematiksel olarak tanımlamanın bir yolu uzaysal (konuma bağlı) genişleyebilen ya da daralabilen bir koordinat kullanmaktır. Bir uzay geometrisi üzerinde sabit bir noktanın konumu

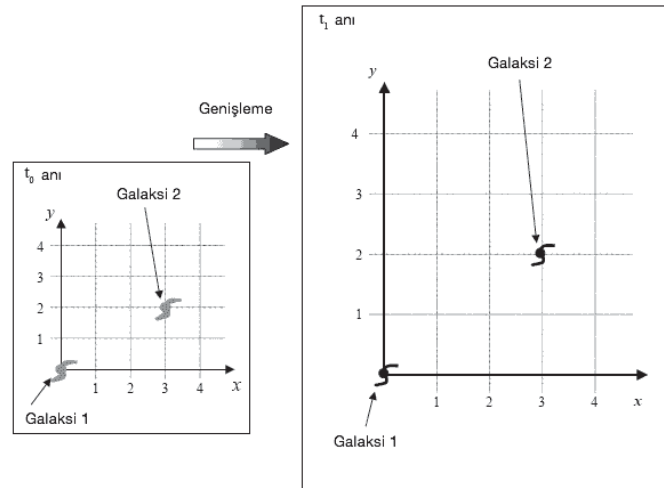
$$r = ax \quad (2.1)$$

şeklinde verilmiş olsun. Burada  $r$  proper koordinat ve  $x$  ise komoving koordinattır. Kozmik zamana bağlı  $a$  ise ölçek faktörü (çarpanı)'dır. Ölçek faktörü  $a$  bize evrenin zaman içinde nasıl genişlediğini anlatır. Uygun konum ve komoving mesafesini tanımlayacak olursak uzaysal geometri üzerinde iki noktanın göreceli konumu

$$r_2 - r_1 = a(x_2 - x_1) \quad (2.2)$$

şeklinde verilebilir. Komoving koordinatlar kullanılarak, herhangi bir nesnenin konumu genişlemeden bağımsız olarak tanımlanabilmektedir. Denklem (2.2) her iki nokta arasındaki mesafenin, evren genişledikçe, aynı faktöre göre ölçeklenmesi gerektiği anlamına gelmektedir. Bu denklem aynı zamanda iki galaksi arasındaki mesafenin evrensel bir faktöre sahip olduğu anlamına da gelmektedir.

Yerel düzensizliklerin göz ardı edildiği kadar büyük mesafelerle ayrılmış iki galaksi göz önüne alınırsa (Galaksi 1 ve Galaksi 2), evrenin homojen ve izotropik (eş yönlü) bir şekilde genişlediği durumda bu iki galaksinin tanımladığı konum noktaları her zaman orijinal konum noktaları ile aynı kalmalıdır.  $t_0$  anında belirli noktalarda bulunan bu iki galaksi,  $t_1$  anında koordinat sisteminde yine aynı noktalarda bulunmaktadır. Bu noktalar komoving koordinatlar üzerinde tanımlı noktalardır. Komoving koordinatlarda tanımlı iki



**Şekil 2.1:** Komoving koordinatlarda bulunan iki galaksinin farklı zamanlarda değişimi

nokta arası basit trigonometri ile birim cinsinden değişmez kalırken, proper mesafeler zamanla genişlemektedir. Sadece komoving koordinatta bulunan bir gözlemci için, evren izotropiktir. Aksi takdirde, evrenin her bir noktası iki nokta arasındaki mesafenin tayfının mavi veya kırmızıya kaymış olarak görünmesi gibi sistematik bir keyfiyet sergileyecektir.

### 2.1.1. Hubble Yasası ve Uzaklık Ölçümleri

Hubble'ın yapmış olduğu gözlemler galaksilerin tayfının kırmızıya kaydığını ve tüm galaksilerin bizden ve birbirlerinden uzaklaştığını göstermiştir (Hubble, 1929). Bu gözlem evrenin durağan olmadığı ve genişlemekte olduğunu göstermektedir. Bu genişleme bir kozmoloji yasaya uygun olarak devam eder. Bu yasa iki galaksinin bağlı hızının hesabından elde edilebilir:

$$v_{21} = \frac{\dot{a}}{a}(r_2 - r_1). \quad (2.3)$$

Denklem (2.3)'ün uzay-zamanda iki nokta arasında genelleştirilmesiyle Hubble Yasasına ulaşılır:

$$v = HD. \quad (2.4)$$

Burada  $H$ ,  $H = \dot{a}/a$  ölçek faktörü  $a$  ya olan bağıllığı ile *Hubble parametresi* olarak tanımlanır. Bu parametre daha uzaktaki nesnenin, gözlemlediğimiz mesafeyle orantılı bir hıza sahip olması gerektiğini söyler. Bu yasa daha önce Friedmann ve Lemaitre tarafından

gösterilmiş olsada, Hubble'a ithaf edilmiştir. Günümüz zamanın  $t_0$  olarak tanımlanmasıyla Hubble Parametresi, *Hubble sabiti* olarak isimlendirilir ( $H_0$ ). Bu sabitin günümüz değeri Planck uydusu tarafından  $H(t_0) = H_0 = 67.27 \pm 0.60$  km/Mpc s (Aghanim ve diğ., 2018) olduğu gösterilmiştir.

## 2.1.2. Standart Kozmoloji

### 2.1.2.1. Friedmann Robertson Walker Evren Modeli

Yapılan deneysel ve gözlemsel çalışmalar evrendeki galaksi dağılımının ve CMB ışınımının istatistiksel olarak her yerde aynı olduğunu göstermektedir. Uzayın özelliklerinin bakış doğrultusu boyunca değişmemesi homojenlik olarak tanımlanır. Uzayın belli bir noktasında bulunan bir gözlemcinin hangi yöne bakarsa baksın uzayın özelliklerinin değişmediğini görmesi ise izotropik olarak tanımlanır. Evrenin büyük ölçeklerde uzaysal olarak homojen ve izotrop olması *Kozmolojik ilke* olarak adlandırılır. Evrenin homojenliği ve izotropik olması, uzay-zaman metriğinin konuma bağlı olmadığı bir koordinat sistemi ile temsil edilebilir. GR kuramı uzay-zamanın geometrik yapısı ve enerji momentum tensörlerini içine alan ifadelerini dört boyutlu uzay-zaman metriğiyle tanımlanmasına izin verir. Uzay-zaman metriği  $x^0 = t$  ve  $x^i$  uzaysal koordinatlar olmak üzere  $x^\mu = (x^0, x^i)$  koordinatları ile tanımlanabilir. Bu uzay-zaman üzerinde tanımlanan iki nokta arasındaki mesafe (line element)

$$ds^2 \equiv g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (2.5)$$

ile verilir. Burada  $dx^\mu$  ile ayrılmış noktalar arasındaki mesafenin karesidir.  $g_{\mu\nu}$  ise uzay zamanın geometrik özelliklerini tanımlayan metriktir.  $g_{\mu\nu}$  metriği, 4'ü diagonal 6'sı diagonal dışı birbirinden bağımsız bileşenlerden oluşan 4x4'lük simetrik bir tensör olmalıdır. Böyle bir homojen ve izotropik evrenin metriği Friedmann-Robertson-Walker (FRW) metrik olarak adlandırılır. Bu metrik Robertson (Robertson, 1936) ve Walker (Walker, 1944) tarafından uzaysal olarak genişleyen, homojen ve izotropik bir evreni tanımlamak için geliştirilmiştir. Bu metrik aşağıdaki gibi yazılır:

$$ds^2 = dt^2 - a^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right]. \quad (2.6)$$

Burada  $t$  kozmik zamanı,  $a$  zamana bağlı ölçek faktörünü ve  $r, \theta, \phi$  polar formdaki uzaysal koordinatları  $k$  ise uzay zaman eğriliğini göstermektedir. Eğrilik, düz bir evren için  $k = 0$ , kapalı bir evren için  $k = +1$  veya açık bir evren için  $k = -1$  değerlerini almaktadır. Uzay-zamanın eğrilik özelliğini gösteren *Riemann eğrilik tensörü* aşağıdaki gibi verilir:

$$R_{\mu\nu\sigma}^{\lambda} = \partial_{\nu}\Gamma_{\mu\sigma}^{\lambda} - \partial_{\sigma}\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} + \Gamma_{\mu\sigma}^{\eta}\Gamma_{\eta\nu}^{\lambda} - \Gamma_{\mu\nu}^{\eta}\Gamma_{\eta\sigma}^{\lambda}. \quad (2.7)$$

Burada  $\partial_j$  kısmi türev olmak üzere  $\partial/\partial x^j$ 'i temsil etmektedir. Riemann metriği tarafından betimlenen bir geometrinin  $N$ -boyutlu Öklit uzayından sapmasının ölçüsünü veren *Ricci eğrilik tensörü*, Riemann tensörünün büzülmesiyle

$$R_{\mu\nu} = R_{\mu\lambda\nu}^{\lambda} \quad (2.8)$$

şeklinde yazılır. Denklem (2.7)'de bulunan  $\Gamma$  ise Christoffel sembolleridir ve

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2}g^{\lambda\sigma} (\partial_{\mu}g_{\sigma\nu} + \partial_{\nu}g_{\sigma\mu} - \partial_{\sigma}g_{\mu\nu}) \quad (2.9)$$

şeklinde verilmektedir. Christoffel sembolleri tensör değildir, çünkü koordinat sistemindeki değişiklikler altında korunumlu bir şekilde dönüşüm yapmazlar. Ricci tensörünün izine ise *Ricci skaleri* olarak tanımlanır ve aşağıdaki şekilde verilir:

$$R = R_{\mu}^{\mu} = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}. \quad (2.10)$$

Standart kozmoloji, 1915'te Einstein'ın evrenin dinamiğini açıklayan denklemleri içeren GR kuramı ile başlamıştır (Einstein, 1916). GR kuramı aslında bir kütleçekim kuramıdır. Newton'un kütle çekim kuramından temel farkı, kütle çekimi zaman terimleri cinsinden yeniden ifadesidir (Plebanski ve Krasinski, 2006; Stephani ve diğ., 2009). GR kuramında *Einstein tensörü*  $G_{\mu\nu}$

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} \quad (2.11)$$

şeklinde verilir. GR kuramında uzay zaman eğriliğini ve evrenin evrimi *Einstein alan denklemleri*

$$G_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (2.12)$$



ile tanımlanır. Burada  $G = 6.67 \times 10^{-11} m^3 s^{-2} K g^{-1}$  değerindeki *Newton sabitidir*.  $T_{\mu\nu}$  ise evrenin enerji içeriği ile ilgili tüm bilgileri içeren *enerji momentum tensörüdür*. Bu alan denkleminin sol tarafı uzay zamanın geometrisini, sağ tarafı ise uzay zamanın fiziksel içeriğini tasvir etmektedir. Sol taraf ayrıca  $\Lambda$  terimini içerebilir (Carrol, 1997). Simetrik tensör  $T_{\mu\nu}$  mükemmel, izotropik ve homojen bir akışkan için

$$T_{\nu}^{\mu} = \text{diag}[\rho, -p, -p, -p] \quad (2.13)$$

şeklinde yazılır. Denklem (2.13)'de bulunan  $\rho$  ve  $p$  sırasıyla enerji yoğunluğu ve basıncıdır. *Enerji momentum tensörü*  $T_{\nu\mu}$

$$T_{\nu\mu} = (p + \rho)u_{\mu}u_{\nu} - pg_{\nu\mu} \quad (2.14)$$

şeklinde verilir. Burada  $u$  akışkan elemanının 4 lü hız vektörüdür. Komoving koordinat sisteminde  $u^k = (1, 0, 0, 0)$  ve enerji momentum tensörü ise denklem (2.13) deki gibi verilebilir. RW metriğinin uzaysal simetrik yapısı, diyagonal dışı ( $\mu \neq \nu$ ) tüm bileşenlerin sıfır olmasını sağlamaktadır. İzotropluk, ayrıca diyagonal ( $\mu = \nu$ ) uzaysal bileşenlerin de özdeş olmasını sağlar. Denklem (2.14)'ün denklem (2.6) ile birlikte çözümlenerek denklem (2.11) içerisine yerleştirilirse *Friedmann denklemlerine* ulaşılır (Chimento and Jakubi, 1996; Friedmann, 1922, 1924).  $H$  hubble parametresi olmak üzere, Friedmann denklemleri

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} \quad (2.15)$$

şeklinde elde edilir.

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \quad (2.16)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (2.15)'e *birinci Friedmann denklemi*, denklem (2.16)'ya *ikinci Friedmann denklemi* denir.

### 2.1.2.2. Evren Dinamiğinin Çeşitli Fazları

Çeşitli teorik, gözlemsel sonuçlar ve öngörüler evrenin evriminin yani genişleme dinamiğinin enflasyonist şişme ya da üstel dönemi olarak bilinen erken evren dönemi

ardından kuvvet yasası ile genişlediği görece daha yavaş şişme dönemi ve son gözlemsel veriler ile elde edilen geç üstel şişme dönemi olarak ayırabiliriz. Bu erken kozmik şişme dönemi (bölüm 2.1.3'de açıklanacaktır), enflasyon teorisi ile açıklanmaya çalışılmıştır. Bu fazları açıklayabilmek için bölüm 2.1.2.1'de Friedmann denklemlerine geri dönersek: denklem (2.16)'da  $\dot{a}$ 'nın işaretine bağlı olarak hızlanarak genişleyen ve yavaşlayarak genişleyen bir evren arasında ayırım yapan madde değişkenleri üzerinde bir koşul elde edilebilmektedir. Evrenin *yavaşlayarak* genişleme fazı  $\rho + 3p > 0$  koşulu ile, *hızlanarak* genişleyen fazı ise  $\rho + 3p < 0$  koşuluyla belirlenir. *Süreklilik denklemi* (enerjinin korunumu) denklem (2.15)'in türevinin alınması ve denklem (2.16)'ın birlikte çözülmesiyle

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (2.17)$$

elde edilir. Bu denklem GR kuramı içerisinde kovaryant korunumu ifade etmektedir ( $\nabla_{\mu} T_{\nu}^{\mu} = 0$ ). Denklem (2.17)'e göre sistemin tam olarak belirlenebilmesi için akışkanın enerji yoğunluğuyla basıncı arasında kurulan ilişki yeterlidir. Bilinen tüm akışkanlar için basınç

$$p = w\rho \quad (2.18)$$

ile tanımlanır. Burada  $w$  *durum denklemi veya durum parametresi* (EoS) olarak tanımlanır. Ayrıca  $\rho$  akışkanın yoğunluğudur. Dinamik sistemlerde bu denklem kullanılarak, farklı madde bileşenlerinin her birinin evrenin evrimini nasıl etkilediğini göstermek mümkündür. RW metriği EoS'un zamanın bir fonksiyonu olmasına izin verir. EoS parametresi enerji kaynakları için sabit değerler alır. Evrenin bileşenlerinden madde (baryonik veya karanlık) için  $w = 0$ , radyasyon için  $w = 1/3$  ve  $\Lambda$  için  $w = 0$  seçilebilir (Schutz, 1970). En genel haliyle yoğunluk fonksiyonu şöyle verilir:

$$\rho = \begin{cases} \rho_0^m a^{-3} & \Rightarrow a = a_0^m t^{2/3} & \text{madde} \\ \rho_0^{\text{rad}} a^{-4} & \Rightarrow a = a_0^{\text{rad}} t^{1/3} & \text{radyasyon} \\ \rho_0^{\Lambda} & \Rightarrow a = a_0^{\Lambda} e^{H_{\Lambda} t} & \text{kozmojik sabit.} \end{cases} \quad (2.19)$$

Burada  $\Lambda$  kozmojik sabit olmak üzere  $H_{\Lambda} = \sqrt{8\pi G\rho_0^{\Lambda}/3}$  ile verilir. Bu çözümlerde ölçek faktörü  $a$ 'nın yer alan ölçek faktörünün ikinci türevi alınırsa, madde ve radyasyon için

evrenin genişlemesinin yavaşladığı,  $\Lambda$  için genişlemenin hızlandığı görülebilir. Basıncın ölçek faktörüne bağlı değişimi:

$$p = \rho_0 e^{-\int 3(1+w)da/a} = \rho_0 a^{-3(1+w)} \quad (2.20)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (2.17) içerisinde bulunan EoS parametresi  $w$  sabit seçilmiştir. Sabit bir EoS yada değişken olarak alınması durumunda evrenin hızlanarak genişleme koşulu  $w < -1/3$  ile tanımlanabilir.

Evrenin kinematik özellikleri ile ilgili olabilecek bir parametre olan *yoğunluk parametresini* kullanarak Friedmann denkleminde yerine yazılırsa ( $\Lambda = 0$  için)

$$1 = \Omega_{top} - \frac{k}{a^2 H^2} \quad (2.21)$$

ilişkisi elde edilir. Denklem (2.21)'de  $\Omega_{top} = \sum_i \Omega_i$  toplam yoğunluk olmak üzere,  $\Omega_i \equiv \rho_i / \rho_{kritik}$  ile ifade edilebilir. Burada  $\Omega_i$  evrenin  $i$ 'inci bileşeninin yoğunluk parametresi olarak tanımlanır ( $i = \Lambda, k, m, rady$ ). Denklem (2.21)'de  $\rho_{kritik}$  evrenin *kritik enerji yoğunluğudur* ve ( $k = 0$ ) için:

$$\rho_{kritik} = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (2.22)$$

şeklinde ifade edilir. Farklı yoğunluk parametreleri cinsinden ilk Friedmann Denklemi tekrar düzenlenirse

$$H^2 = H_0^2 (\Omega_\Lambda^0 + \Omega_k^0 a^{-2} + \Omega_m^0 a^{-3} + \Omega_{rady}^0 a^{-4}) \quad (2.23)$$

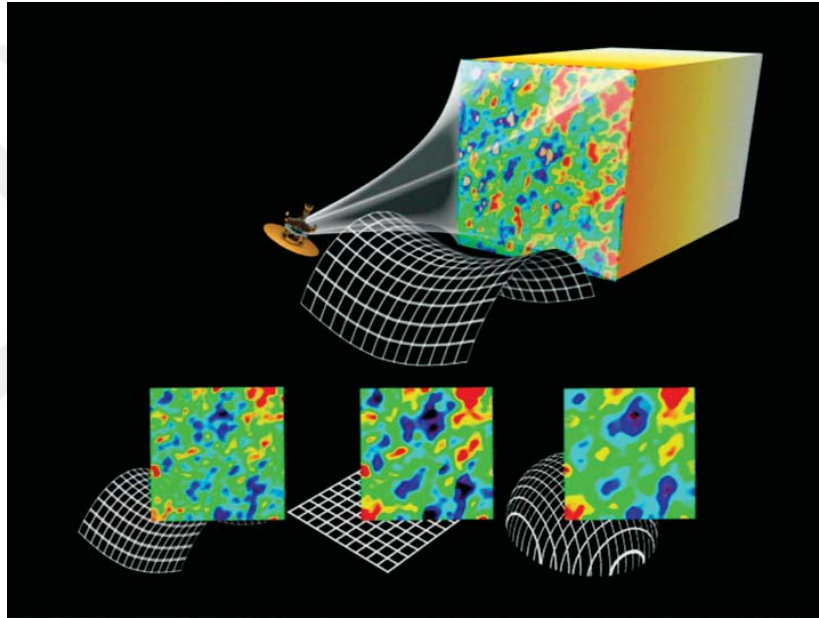
elde edilir. Ölçek faktörü  $a = 1$  olması durumunda, yoğunluk parametreleri arasında aşağıdaki gibi bir ilişki kurulabilir:

$$\Omega_\Lambda^0 + \Omega_k^0 + \Omega_m^0 + \Omega_{rady}^0 = 1. \quad (2.24)$$

Denklem (2.21)'in davranışı kritik yoğunluk ile karşılaştırılarak

$$\begin{aligned}
 \rho < \rho_{kritik} &\leftrightarrow \Omega_{toplama} < 1 \leftrightarrow k = -1 \leftrightarrow \text{açık evren} \\
 \rho = \rho_{kritik} &\leftrightarrow \Omega_{toplama} = 1 \leftrightarrow k = 0 \leftrightarrow \text{düz evren} \\
 \rho > \rho_{kritik} &\leftrightarrow \Omega_{toplama} > 1 \leftrightarrow k = 1 \leftrightarrow \text{kapalı evren}
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

sonuçları elde edilir. Denklem (2.25) bize açıkça evrenin geometrisi  $\Omega_{top} > 1$  ise küresel,  $\Omega_{top} < 1$  ise hiperbolik ve  $\Omega_{top} = 1$  ise uzaysal olarak düz olacağını söyler. GR kuramına göre evrenin uzaysal geometrisi madde dağılımı tarafından belirlenir.



**Şekil 2.2:** Evrenin geometrisi: Evren kritik yoğunluğun altındaysa, o zaman uzay açıktır ve bir eyerin yüzeyi gibi negatif olarak kıvrılmış durumdadır ( $k = -1$ ). Yoğunluk kritik yoğunluğa tam olarak eşitse, boşluk bir kağıt yaprağına benzerdir ( $k = 0$ ). Yoğunluk kritik yoğunluğa göre daha büyükse, alan kapanır ve bir kürenin yüzeyi gibi pozitif bir şekilde kıvrılır ( $k = 1$ ) [3].

*Wilkinson Mikrodalga Anizotropi Uydusu* (WMAP) tarafından gözlemlenen CMB ışınım ölçümlerinin *Sloan dijital gökyüzü araştırması* (SDSS) ve SN-Ia verilerinin birleştirilmesi ile elde edilen sonuçlar günümüz evrenin %1 hassasiyetle  $\Omega_0 \sim 1$  düz olduğunu göstermektedir (Spergel ve diğ., 2007). Evrenin ivmelenmesini temsil eden yavaşlama parametresi (deceleration) aşağıdaki şekilde tanımlanır

$$q \equiv -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} \tag{2.26}$$

şeklinde verilir. Bu parametre yavaşlama parametresi olarak biliniyor olsa da zaman zaman ivmelenme parametresi olarak da adlandırılır. Yavaşlama parametresi  $q$ 'nun aldığı değerlere bakılarak hızlanma ve yavaşlama aralıklarını tayin etmek mümkündür. Örneğin  $-1 < q < 0$  aralığında hızlanarak genişleme,  $q = 0$  ise sabit hızla genişleme,  $q > 0$  ise yavaşlayarak genişlemeye karşılık gelecektir. Uzaysal olarak düz bir evrende yavaşlama parametresi ile yoğunluk ve EoS parametresi arasındaki ilişki:

$$q = -\frac{1}{2}\Omega_{kritik}(1 + 3w) \quad (2.27)$$

şeklinde verilir. Farklı iki tür akışkan olan örneğin radyasyon ve basınçsız toz için yavaşlama parametresi

$$\begin{aligned} \rho_{rady} &\propto a^{-4} & \text{ve} & & q = 1 & & \text{radyasyon} \\ \rho_m &\propto a^{-3} & \text{ve} & & q = 1/2 & & \text{basınçsız toz} \\ \rho_\Lambda &\propto \text{sabit} & \text{ve} & & q = -1 & & \Lambda \end{aligned} \quad (2.28)$$

şeklinde verilir. Denklem (2.28)'den görüleceği üzere, radyasyonun enerji yoğunluğunun ölçek faktörüne bağlı değişimi, basınçsız toz parçacıklarınıninkine göre daha hızlıdır. Bundan dolayı; erken evrende radyasyon baskın olur ve geç evrende toz baskın olacağını düşünmek mümkündür.

### 2.1.2.3. *Büyük Patlama (Big Bang) Modeli*

BB (Big Bang) modeli fizik yasalarının evrensel oluşu (Kopernik İlkesi), evrenin büyük ölçekli yapısının GR kuramına uygun olarak evrimleştiği ve evrenin uzaysal olarak homojen ve izotrop olduğu üzerine kurulmuştur. BB modeline göre, evren başlangıç zamanlarında çok sıcak ve yoğun bir plazma halinden başlayıp genişleme süresince soğuma yaşamıştır. Henüz çok yüksek enerjileri açıklayabilecek fiziğin olmamasından dolayı evrenin ilk fazı çok iyi bilinmemektedir. GR denklemleri kullanılarak yapılan geriye dönük yapılan hesaplara göre, evrenin başlangıcında yoğunluğu ve sıcaklığı sonsuz olan bir tekillik ortaya çıkmaktadır. Kozmolojide en büyük problemlerden birisi tekillik problemidir. Standart madde ile GR kütleçekimi çalışılması durumunda tekillik birçok modelin ortak problemidir. Penrose tekillik teoremine göre, genişleyen bir evrende, evren başlangıç zamanlarında BB olarak adlandırdığımız çok küçük bir hacimde sonsuz bir enerji

yoğunluğuna sahiptir (Hawking ve Penrose, 1970). BB tekilliğinde günümüz matematiksel tanımlamalar ve fiziksel teoriler kullanılamaz hale gelmektedir. Bu tekillikten kaçınmak için, yapılan çalışmalar GR kuramı ötesine geçmek yada evrenimizin standart koşullarına göre davranmayan bir madde eklenmesi gerektiği yönünde yaklaşımlara yönelmiştir. Bu yaklaşımlar evrenimizin yüksek enerji ve eğriliklerini tanımlamaya çalışan tam ve genel bir kuantum kütleçekimi teorisinin henüz olmamasından mevcut teorilerin genişletilmesi üzerinde çalışmalar olarak sürdürülmektedir (Rovelli, 2004). Kozmolojide bu problemi aşabilmek için yapılan çalışmalar bulunmaktadır (Aydın, 2018).

**BB Modelinin Problemleri.** Hubble genişleme yasası, evrende gözlemlenen hafif elementlerin bolluğu ve CMB ışınımı BB modelini desteklese, modelin çözüm sunmadığı problemler de bulunmaktadır. Bunlardan birisi Ufuk Problemidir. Bu probleme izotropi problemide denilmektedir. Evrenin büyük ölçeklerde homojen ve izotrop olması BB modeli çerçevesinde kabul edilmiş durumdadır. CMB gözlemleri, BB sıcaklığının görece değişikliklerini  $10^{-5}$  düzeyinde olacak şekilde sınırlanmış olması CMB ışınımının neredeyse izotropik ışınım sıcaklığına sahip olduğunu göstermektedir. Evrenin günümüz homojenliği, izotropik etki çevresi en az günümüz ufuk ölçeği kadardır ( $ct_0 \sim 10^{28}$ ). Yeniden birleşme ve son saçılma yüzeyinin karşılaştığı varsayılırsa kat edilen mesafe aşağıdaki şekilde bulunabilir (*y<sub>b</sub>, yeniden birleşme*)

$$\ell = a_{yb} \int_0^{t_{yb}} \frac{dt}{a} = 2t_{yb} = H_{yb}^{-1} = H_0^{-1} (1 + z_{yb})^{-3/2} \quad (2.29)$$

bu denklemde yeniden birleşmeden günümüze kadar maddenin egemen olduğu varsayılmaktadır. Uzaysal düz bir geometri varsayımında yeniden birleşme zamanında, denklem (2.28) son saçılma yüzeyinin büyüklüğü ile karşılaştırılabilir durumdadır:

$$d = \frac{a_{yb}}{a} a_0 \int_{t_{yb}}^{t_0} \frac{dt}{a} = (1 + z_{yb})^{-1} \frac{2}{H_0} \left[ 1 - (1 + z_{yb})^{-1/2} \right] \quad (2.30)$$

Denklem (2.28) ile denklem (2.29)'un karşılaştırılmasıyla iki nokta arasında bulunan iki ilişkili nokta arasındaki maksimum açısal mesafe

$$\theta = \frac{\ell}{d} \simeq \frac{1}{2} (1 + z_{yb})^{-1/2} \approx 1 \quad (2.31)$$

şeklinde bulunur.  $1^\circ$ 'den fazla açı ile ayrılmış iki foton, CMB gözlemlerini homojen

olduğunu gösterecek şekilde hiçbir zaman, nedensel olarak bir ilişkide bulunmuş olamaz. Gözlenebilir evrenin sınırı olan son saçılma yüzeyinden yolculuğa çıkan ve fotonlardan oluşan CMB ışınımının nedensel ilişki içerisinde olmayan yaklaşık  $10^4$  bölgeden oluştuğu düşünülürse bu nedensellik ihmal edilmeden çözülememektedir. Nedenselliğin ihmal edilmesi durumunda, son saçılma döneminde bir ilişkide içerisinde olmayan bölgelerin ısısal dengede ve ortak genişleme hızında olması *ufuk problemi* olarak anılmaktadır.

Diğer BB modelinin başarısız olduğu problem ise *düzlük problemi*dir. GR çerçevesinde, bu problem kozmolojik parametre açısından yeniden tanımlanmaya çalışılırsa, denklem (2.21)'e yardımıyla analiz edilebilir. Denklem (2.21) yenden düzenlenirse

$$\Omega_{top} - 1 = \frac{k}{(aH)^2} \quad (2.32)$$

elde edilir. Buradaki  $(aH)^{-1} = 1$ 'e komoving Hubble yarıçapı denilir. Evrende madde veya radyasyon hakim olduğu standart kozmolojide denklem (2.32)'den de görülebileceği üzere bu yarıçap zamanla artacaktır ( $\Lambda = 0$ ). Denklem (2.31)'de bulunan  $\Omega_{top} = 1$  nokta kararlı bir nokta değildir. Evrenin yavaşlayarak genişlemesi durumunda ( $\ddot{a} < 0$ ) denklem (2.21)'de bulunana eğrilik terimi sürekli büyüme gösterir. Dolayısıyla  $\Omega_{top}$  değeri 1 değerinden sürekli uzaklaşması olarak sonuçlanır. Evrenin hızlanarak genişlemesi durumunda ( $\ddot{a} > 0$ ), eğrilik terimi sürekli olarak küçülecektir buda  $\Omega_{top}$  değerinin 1 değerine yaklaşacağı şeklinde sonuçlanır. Dolayısıyla sadece hızlanarak genişleyen bir evrenin  $\Omega_{top}$  değeri 1'e eşit olduğu kararlı bir noktası bulunmaktadır. Bu da evrenin madde ve (veya) radyasyon hakim olduğunda  $\Omega_{top} = 1$  değerinin kararsız olduğunu gösterir. Aynı zamanda denklem (2.31)'de sol taraf zamanla artmakta, dolayısıyla evrene sıfırdan farklı eğrilik terimi hakim olmaktadır. Bu BB'nin başlangıç koşullarında  $\Omega_k$ 'nin daha küçük bir değere sahip olacağını gösterir. Bu problem düzlük problemi tanımlanmaktadır.

BB modelinin başarısız olduğu bir diğer problem ise *manyetik tek-kutuplu problemi*dir. Büyük Birleşik Kuram (GUT) evrendeki parçacık karşı-parçacık asimetrisini açıklamaktadır. Bu açıklamayı yaparken simetri kırılması ile büyük kütlelere sahip ( $\sim 10^{16} GeV$ ) manyetik monopollerin üretilmiş olduğunu söyler. GUT simetri kırılması esnasında oluşan manyetik tek-kutuplu sayısının evrenin o dönemdeki ufuk hacmi başına bir tane olacağını söyler. Buna rağmen manyetik tek-kutup henüz gözlenebilir değildir. Manyetik tek-kutuplu sayı yoğunluğunun foton sayı yoğunluğuna olan oranın  $\sim 10^{-9}$  olduğu hesaplanmıştır. Evrendeki

ortalama enerji yoğunlukları düşünüldüğü zaman, basınçsız toz parçacıklarının  $\sim a^{-3}$  şeklinde değişmesi ve fotonların ortalama enerji yoğunluklarının  $\sim a^{-4}$  şeklinde değişmesi bilgisıyla manyetik tek-kutupların oluştuklarından kısa bir süre sonra radyasyon baskın hale gelmesi ile evrenin ortalama enerji yoğunluğunun kritik yoğunluğun üzerine çıkmasını gerektirmektedir (Linde ve Lyth, 2000; Olive, 1990).

Diğer problem ise *yapıların oluşumu problemi*dir. Evrenin fiziksel içeriğinde yerel yoğunluk dalgalanmaları kütleçekim alanları oluşturabilir. Sonrasında bu bahsedilen dalgalanmalar kütleçekim etkisiyle büyüyerek evrendeki yapıları oluşturmaktadır. Evrende günümüzde gözlemlenen küçük ölçekli anizotropilerin varlığının açıklanması gerekir. Günümüz yapıların kaynağı olan dalgalanmalarda nedensel ilişki içerisinde bulunmayan parçalardan oluşması gerekliliği, BB modelinde gök adaları oluşturacak olan dalgalanmaları üretecek zaman evren sahip olmamış olmalıdır (Olive, 1990). BB'nin diğer esas problemleri evrenin evrimine ait dinamiğin üreteceği problemlerdir. Bunlar büyük çöküş (big crunch), büyük yırtılma (big rip), donma (frozen) gibi sorunlardır. BB modeli bu sorunlara yanıt verememektedir.

### 2.1.3. Büyük Patlama-Big Bang Modelinin Sorunlarına Çözüm

BB'nin çözüm sunmadığı problemlere çözüm getirebilmek için kozmolojide, *Kozmik Enflasyon* olarak adlandırılan üstel bir genişleme evresi önerildi (Guth, 1981; Linde, 1982). Kozmik hızlanmayı sağlayan inflaton alanının kuantum dalgalanmalarının evrimi ile ilgili kozmolojide birbirinden bağımsız çalışmalar yapıldı (Guth, 2000; Guth ve Pi, 1982; Hagiwara ve diğ., 2002; Starobinsky, 1982). İlk tam enflasyon modeli Alan Guth tarafından önerildi (Guth, 1981). Bu model *eski enflasyon* olarak anılmaktadır ancak bu model enflasyon fazının düzgün bitimi ile getirdiği açıklamayla problem yaşadı. Bu problem birbirinden bağımsız olan iki çalışma ile çözüldü (Albrecht ve Steinhardt, 1982; Linde, 1982). Bu çalışmalarda *yeni enflasyon* modeli olarak anılır. Linde tarafından *kaotik enflasyon* önerisi ile birlikte bir adım daha atılmıştır (Linde, 1983). Bu öncü çalışmaların ardından, birkaç diğer enflasyon modeli daha önerildi. Yapılan enflasyon modelleri ve bu modellerin gözden geçirilmesini öneren çalışmalarda yapıldı (Martin ve diğ., 2014).

Günümüz evreninin büyük ölçeklerdeki homojen yapısının evrenin çok erken zamanlarında bir enflasyon fazı ile hızla şişmesi sonucu olduğu düşünülmektedir. Buradaki temel fikir,



evrenin çok erken zamanlarında, evrenin uzaysal kısmını düzleştiren ve evreni homojen hale getiren çok hızlı bir şişme süreci geçirmiş olması hipotezidir. Böyle bir genişleme BB modelinde yer alan bazı problemleri çözebilir.

$$a \propto e^{Ht} \quad (2.33)$$

Bunu izah etmek için denklem (2.33)'de bulunan üstel bir ölçek faktörü tanımlanabilir. denklem (2.33)'de bulunan Hubble parametresi, evrenin ilk zamanlarında enerji yoğunluğunu baskın kılan yeni bir madde potansiyeli tarafından sağlanan vakum enerjisi cinsinden verilmelidir. Bu hızlı genişleme altında, denklem (2.32)'de verilen Friedmann denklemi

$$\Omega_{top} - 1 \propto \frac{k}{e^{2Ht}} \quad (2.34)$$

şeklinde yazılır. Bu üstel gelişim fikriyle gelen denklem (2.34)'ün sağ tarafındaki üstel terimin, enflasyon geçiren evreni çok hızlı bir şekilde  $\Omega_{top} = 1$ 'e getirmektedir ve mevcut gözlemsel verilerle uyum içerisindedir. Bu üstel genişleme uzaysal düzlüğe yol açıldığını gösterir. Hızlanarak genişleme fikri enflasyon senaryolarının temelini oluşturur.

Bölüm. 2.1.2.1'de açıklandığı gibi, standart kozmoloji modeline göre evrenin homojen ve büyük ölçeklerde izotropik olmalıdır. Aslında, bu sadece bir varsayımdır. CMB gözlemleri bu fikri doğrulamıştır. Bu enflasyon fikri çerçevesinde düzlük problemini açıklamak mümkün olmaktadır.  $t_{En}$  ile  $t_0$  zaman aralığında radyasyon baskın bir evren varsayılırsa, belirli bir zaman aralığında ( $t < t_{En}$ ) yayılan bir fotonun kat ettiği mesafe

$$d = \int_t^{t_{En}} \frac{dt}{a} + \int_{t_{En}}^{t_0} \frac{dt}{a} = \frac{1}{a_{En}H} \left( e^{H(t_{En}-t)} \right) + t_0 \left[ 1 - \left( \frac{t_{En}}{t_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.35)$$

ile verilir.  $t_{En}/t_0 \simeq 10^{-56}$ ,  $a_{En}/a_0 \simeq 10^{-28}$  ve  $H \simeq 10^{56}(2t_0)$  değerleri denklem (2.35)'de yerine yazılırsa

$$d \simeq 10^{-28} \left( e^{H(t_{En}-t)} \right) + t_0 \quad (2.36)$$

olarak bulunur. Yeterince uzun bir enflasyon dönemi için, sağ taraftaki ilk terim,  $t_0$ 'dan daha büyük bir değere gidecektir. Enflasyonun sonunda, Komoving mesafe günümüz

zamanlarında gözlenebilir evrenin büyüklüğünden daha büyük olacağı anlamına gelir ve ufuk probleminde çözüm sunar.

Bölüm.2.1.2.1'de BB'nin açıklayamadığı problemlerden düzlük problemi de enflasyon modeli çerçevesinde incelenebilir.  $\Omega_k$  değerinin doğru bir ölçümü Planck tarafından verildi (Ade ve diğ., 2016)

$$\Omega_k(t_0) = 0.000 \pm 0.005 \quad (\% 95, \text{Planck TT+lowP+lensing+BAO}) \quad (2.37)$$

burada  $t_0$  günümüz zamanı gösterir. Denklem (2.23) ve  $\Omega_k = \rho_k / \rho_{kritik}$  formülünü kullanarak başlangıç koşulları cinsinden ifade edilirse

$$\Omega_k = \frac{\Omega_k a^{-2}}{\Omega_{rad} a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda} \quad (2.38)$$

elde edilir. Denklem (2.38) değeri GUT yaklaşımı içerisinde ele alınır ve günümüz normalize yoğunluklarının değerleri  $\Omega_m(t_0) \simeq 0.3$ ,  $\Omega_B(t_0) \simeq 10^{-4}$ ,  $\Omega_\Lambda(t_0) \simeq 0.7$ ,  $\Omega_k(t_0) \simeq 10^{-3}$  (Aghanim ve diğ., 2018) kullanılırsa  $\Omega_k(t_{GUT} \simeq 10^{-56})$  değeri hesaplanır. Burada  $T_0$  günümüz evrenin sıcaklığı ve ölçek faktörü  $a \sim T_0/T$  olarak tanımlandı. Bu durumda ( $T_0 \sim 2.3 \times 10^{-4} eV$ ) GUT yaklaşımında,  $T \sim 10^{16} GeV$  sıcaklığında olması beklenir. Dolayısıyla oran  $T_0/T \simeq 10^{-29}$  değerinde olur.  $\Omega_k(t_{GUT}$  değerinin çok küçük olması evrenin eğriliğinin ihmal edilecek düzeyde küçük olduğunu işaret eder.

Denklem (2.37)'de  $\Omega_k$  için verilen sınırı ve yeniden ısıtma (reheating) sıcaklığının  $T_{yr} \simeq 10^{15}$  (yr, yeniden ısıtma) dikkate alınarak  $\Omega_k \sim 10^{-54}$  şeklinde hesaplanır. Minimum enflasyon süresinin miktarını belirlemek için,  $N(t)$  ile verilen e-folding sayısını enflasyonun sonundan itibaren belirtmek gerekir. Bu sayı

$$N = -\ln\left(\frac{a}{a(t_{En})}\right) = H(t_{En} - t) \quad (2.39)$$

ifadesiyle verilir. Bu denklemde negatif işaret enflasyon boyunca  $N > 0$  olması için seçilmiştir. Ölçek faktörü bu denklemden

$$a \simeq a_{En} e^{-N} \quad (2.40)$$

şeklinde elde edilir. Enflasyonun tipik olarak 64 e-folding ( $10^{28} \simeq e^{64}$ ) olduğu düşünülürse,

ölçek faktörünün  $10^{28}$  kat arttığı sonucuna ulaşırız. Denklem (2.38) tekrar hesaplanırsa  $\Omega_k \sim 10^{-57}$  şeklinde hesaplanır.  $\Omega_k$  değeri enflasyon sırasında üstel olarak azaldığından,  $\Omega_k(t_{En})$  değerinin küçük değerini açıklayacak bir çözüm sunar. Enflasyon balonu şeklinde düşünerek bunun fiziksel bir yorumu yapılabilir. Balon şişerken yerel bölgeler düzleşir ve eğrilik o bölgeler için önemsiz hale gelir. Böylece düzlük problemine çözüm önerisi getirilmiş olmaktadır.

Enflasyon teorisinin tek-kutupluluk problemine sunduğu çözüm önerisi de düzlük problemindeki gibi ele alınabilir. Enflasyon sırasında ölçek faktörünün  $\sim 10^{28}$  kat artması, enflasyondan önce üretilen monopollerin enerji yoğunluğunun  $\sim 10^{78}$  kat düşmesi anlamına gelir. Bu da, enflasyondan önce çok miktarda tek-kutuplular üretilmiş olsa bile, gözlemlenebilir evrenin evrimini etkilemeyeceği anlamına gelir.

BB modelin problemlerinden bazıları Enflasyon teorisiyle açıklansada BB bu problemlerden daha karmaşık komplikasyonlara sahiptir. Tekillik, büyük yarıma (big rip), büyük çöküş (big crunch) gibi çözüm bekleyen önemli problemler bulunmaktadır. Öte yandan bu modeli zorlayan iki önemli fiziksel olgu: karanlık enerji ve karanlık madde vardır. Tüm bunları içine alan, büyük patlama modelinin yol açtığı teorik komplikasyonları açıklayan yeni teorilere ihtiyaç duyulmaktadır. Bunlara çözüm sunan bir model Aydınlar tarafından öngörülmüştür (Aydınlar, 2018). Aydınlar'ın önerdiği teori yalnızca BB'nin sorunlarını çözmez. Aynı zamanda kozmolojiye yeni alternatif bir çatı teorisi önerir. Tezin kapsamında bu konuyu ele almayacağız.

Tezin bir sonraki kesiminde karanlık madde ve karanlık enerjiyi destekleyen teorik modelleri ve gözlemsel sonuçları ele alacağız.

## 2.2. EVRENİN KARANLIK BİLEŞENLERİ

### 2.2.1. Karanlık Madde

Evrendeki baryonik maddenin miktarının  $\Omega_b h^2 = 0.02233 \pm 0.00015$  olduğu ancak madde yoğunluk parametresinin  $\Omega_m \sim 0.3$  olduğu gösterilmiştir (Aghanim ve diğ., 2018). Öyleyse, evrendeki kayıp kütle ne oluşturmaktadır? Evrendeki maddenin çoğunu oluşturan akışkan bileşen *karanlık madde* – *dark matter* (DM) olarak adlandırılır. Gözlemlendiğimiz tüm galaksileri oluşturan baryonlar, burada incelenen belirli özelliklere sahip ayrı bir bileşendir.

Büyük ölçeklerde karanlık madde kümelenmesinin egemen olduğu madde güç spektrumu, hale modelinde (Eke ve diğ., 2001) belirtilen haleler aslında karanlık madde haleleridir. Evrendeki maddenin % 90'ından fazlasının karanlık ve baryonik olmadığı yönündeki varsayımların kanıtları burada incelenecektir.

### 2.2.1.1. *Karanlık Maddeyi Destekleyen Gözlemler*

**Dönme eğrilikleri.** Bir galaksinin dönme eğrisi, yıldızların (veya gaz vb.) merkezi etrafındaki çizgisel hızının yıldız yarıçapı ile ilişkilidir. Newton argümanı kullanılarak, çizgisel hız

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (2.41)$$

yazılabilir. Burada  $v(r)$  yörünge yarıçapı ile ilintili çizgisel hız,  $M$  ise bu yörünge içerisindeki küttedir. Dolayısıyla hız ( $v \propto r^{-2}$ ) yarıçap arttıkça azalacaktır. Bununla birlikte, küresel kümelenmelerde galaksilerin hızlarının gözlemlenmesi, büyük yarıçaplarda hızların yaklaşık olarak sabit olduğunu gösterdi (Zwicky, 1937). Bu,  $M \propto r$  olduğu ve galaksilerdeki kütle miktarının görünür bileşenden daha büyük olduğu anlamına gelir. Bu fark, ışık yaymayan, gözlenemeyen bazı bileşenlerin varlığına bağlandı. Bu gözlenemeyen bileşene DM adı verildi.

**Kütleçekimsel mercekleme.** Fotonlar homojen olmayan bir kütleçekimsel alanda ilerlerken ışığın aldığı yol sapmaya uğrar. Bu olay *kütleçekimsel mercekleme* olarak bilinir. Galaksilerin merceklemenin gözlemlendiği kümeleri mercekleme miktarının kümedeki görünür madde tarafından hesaplanan miktardan daha büyük olduğunu gösterdi. Bu gözlemlerde karanlık maddenin varlığını doğrular niteliktedir (Hamana ve diğ., 2005; Taylor ve diğ., 2004).

**Sachs-Wolfe etkisi.** CMB içerisindeki anizotropilerin seviyesi büyük ölçeklerde  $10^{-5}$  düzeyindedir. Bu anizotropiler, CMB fotonlarındaki anizotropilerin baryonik yoğunluk alanındaki anizotropilerle ilişkili olduğunu söyleyen Sachs-Wolfe etkisidir. Bu kütleçekimsel orjinli etki, uzayın farklı yönlerindeki CMB radyasyonunun sıcaklığında ki küçük dalgalanmalardır ve CMB'den günümüzdeki bir gözlemciye ulaşan fotonlarında frekanslarındaki kaymadan kaynaklanmaktadır. Fotonların ve baryonların birbirlerinden ayrışması için baryonların içine düştüğü potansiyel bariyerlerin varlığından söz edilir. Bu

potansiyen kuyular ise zayıf etkileşimli bir akışkan tarafından oluşturulmuş olabilir. Bu formda karanlık maddenin işareti olarak kabul edildi.

Çok sayıda karanlık madde adayı ileri sürüldü. Bunlardan birincisi, sadece kütleçekim yoluyla normal maddeyle etkileşime giren bir akışkan olduğu düşünülmüştür. Böyle bir akışkanın, genellikle *zayıf etkileşen büyük kütleli parçacıklar* – *weakly interacting massive particles* (WIMP) –’dan oluştuğu varsayılır. Bir diğeri ise kütsüz parçacıklar olan steril nötrinolardır. Bir diğere örnek ise aksiyon parçacıklarıdır. Bu adaylar henüz gözlenebilmiş değildir. Karanlık maddenin iki farklı formu ele alınmıştır. Bunlardan birisi *sıcak karanlık madde* – *hot dark matter* (HDM) – diğeri ise *soğuk karanlık madde* – *cold dark matter* (CDM) –’dir. Aralarındaki en belirgin fark ise HDM’yi oluşturan parçacıkların ışık hızına yakın hareket etmesidir.

### 2.2.2. Karanlık Enerji

Gözlemler erken evrenin bir enflasyon döneminden geçirip, BB modeline uygun evrim geçirdiğini ve günümüz evreninin bir enerji kaynağı etkisiyle hızlandığını ve uzaysal olarak neredeyse düz ( $\Omega_{top} \sim 1$ ) bir geometriye sahip olduğunu göstermektedir (Aghanim ve diğ., 2018; Perlmutter ve diğ., 1999; Riess ve diğ., 1998). Evrenin hızlanarak genişlemesine sebep olduğu düşünülen enerji kaynağı *karanlık enerji* – *dark energy* (DE) – olarak isimlendirilir. Fiziksel orijini henüz bilinmemektedir. Ancak, evrenin genişlemesini hızlandıran negatif basınçlı fiziksel bir olgu olduğu bilinmektedir. Bu bölümde karanlık enerjinin varlığını destekleyen ve evrenin bileşenleri arasındaki oranı hakkında bilgi veren teori ve gözlemler üzerinde durulacaktır.

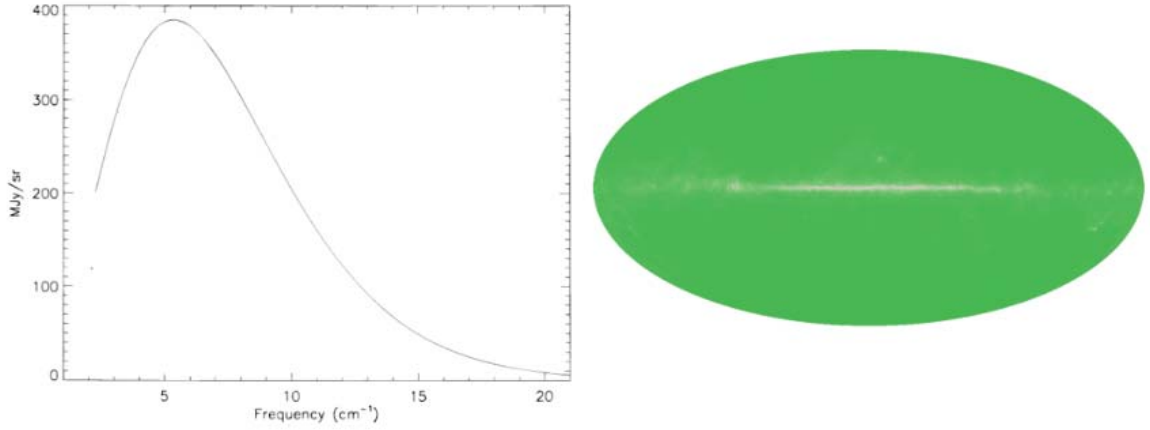
#### 2.2.2.1. Karanlık Enerjiyi Destekleyen Gözlemler

**Ia Tipi Süpernova (SNe Ia).** Evrenin hızlanarak genişlemesi, ilk defa SNe Ia gözlemleri ile doğrulandı (Perlmutter ve diğ., 1999; Riess ve diğ., 1998). SNe Ia beyaz bir cüce yıldızın Chandrasekhar kütle limitini aşarak termonükleer patlamasının bir sonucudur. Bu tip SNe’ler, yüksek radyasyona ve evrenin her yerinde aynı parlaklık özellikleriyle kozmolojide *standart mumlar* olarak anılmaktadır. Bu SNe’lerin tayflarının kırmızıya kayma düzeyi evrenin genişlemesi hakkında bilgi taşır. 1990’lı yıllara kadar, modern teknolojinin ilerlemesiyle uzak nesnelerin doğru bir şekilde tespiti mümkün oldu. 1980’lerde ve 90’larda, *Supernova Kozmoloji Projesi* – *Supernova Cosmology Project* (SCP) – ve

*High-Z Supernova arama ekibi – The High-Z supernova team (HZT)*– tarafından evrenin yavaşlama parametresi  $q$ 'yi ölçmek amacıyla SNe Ia'ların kırmızıya kayma tayfları gözlemlendi.  $q$  daha önceki bölümlerde anlatıldığı gibi yavaşlayarak genişleyen bir evren için pozitiftir. Ölçümün yapıldığı dönemde kütleçekimin genişleme oranını azaltacağına olan inanç, gözlem sonucu beklentiyi pozitif kılmıştır. Ancak, her iki ekip, yüksek  $z$  seviyesinden SNe'nin beklenenden daha zayıf olduğunu belirterek, madde içeren bir evrene dayanan beklentilerin aksine, yavaşlama parametresi  $q$ 'nin 0'dan ( $q < 0$ ) küçük değerler aldığı dolayısıyla genişlemenin hızlandığı bir evren olduğu sonucuna ulaştı. Evrenin, daha önce düşündüğümüz gibi yavaşlayarak genişleme yerine, hızlanarak genişlemekte olduğunu keşfetmeleri, SCP projesinden Saul Perlmutter, HZT ekibinden Brian Schmidt ve Adam Reiss'e, 2011 yılında Nobel Fizik Ödülü'nü kazandırdı. Diğer SN Ia gözlemleri de bu fikri destekledi (Knop *ve diğ.*, 2003).

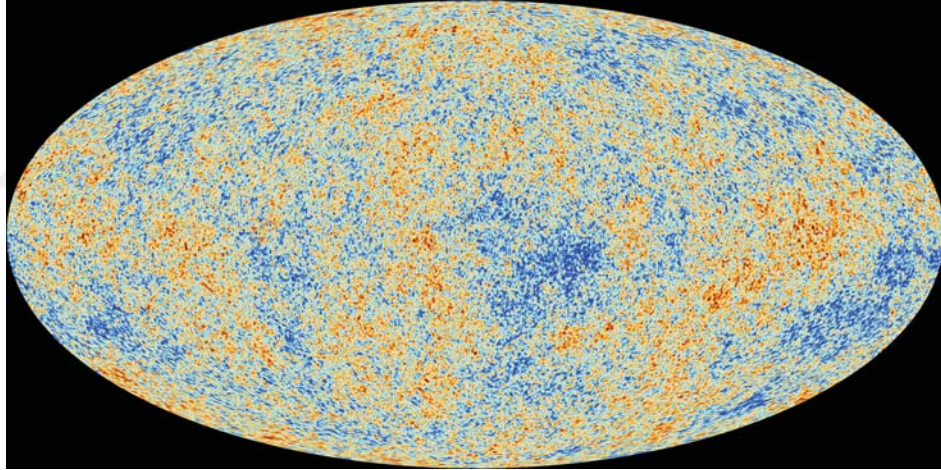
**CMB.** BB modeline göre, erken evren günümüzden çok daha yüksek bir sıcaklık ve yoğunluğa sahipti. Bu modele göre, BB'den yaklaşık 380.000 yıl sonra, proton, elektron ve foton plazması vardı ve bunlar Compton saçılması ile sıkı bir şekilde bağlanmış baryon-foton akışkanını oluşturuyordu. Evren soğudukça proton ve elektronların birleşerek nötr hidrojen ve helyum oluşturmalarına izin verdi, buna yeniden birleşme denilmektedir. Yeniden birleşme boyunca, evrendeki serbest elektron yoğunluğu azaldı ve fotonların ortalama serbest yolu arttı (Carrol, 2004). Fotonlar saçılma yüzeyi oluşturacak şekilde serbest dolaşmaya başladılar. Bu fotonların günümüz gözlemlenen sıcaklığı evrenin genişlemesinden dolayı düştü. Bu fotonlar CMB olarak bilinir. Bu radyasyon Penzias ve Wilson tarafından keşfedilmiştir (Penzias ve Wilson, 1965). İlk CMB haritalanması COBE uydusu tarafından 1990 yıllarında yapıldı. Ardından WMAP ve Planck uyduları ile bu gözlemler ilerleyen zamanlarda tekrarlandı. Bu gözlemlerde evrenin genişleme olduğu ve adyabatik olduğu varsayılır, bu da entropinin korunmuş olduğu anlamına gelir. Sıcaklık ise doğrudan ölçek faktörüne  $T \propto a^{-1}$  ilişkisiyle bağlanır. CMB sıcaklıkları  $2.72548 \pm 0.00057$  K olarak tahmin edildi (Fixsen, 2009), bu veri daha sonra Planck tarafından da doğrulandı (Ade *ve diğ.*, 2014).

CMB sıcaklık gözlemleri enflasyon modeli öngörülerine uygun olarak evrenin istatistiksel olarak neredeyse izotropik olduğunu gösterdi (de Bernardis *ve diğ.*, 2000; Mather *ve diğ.*, 1994). CMB fotonları Planck frekans dağılımını izleyen sıcaklıktaki mevcut dalgalanmalar  $10^{-5}$  seviyesinde dikkat çekici derecede homojen görünmektedir. Bu homojenlik, ilk evren



Şekil 2.3: Tüm gökyüzü haritası ve CMB'nin tayfsal dağılımı<sup>[2]</sup>.

zamanındaki enflasyon dönemini destekleyen gözlemlerden biridir, çünkü görünür evren, yeniden birleşme zamanında ve bundan önce nedensel olarak temasta olmadığı düşünülür.



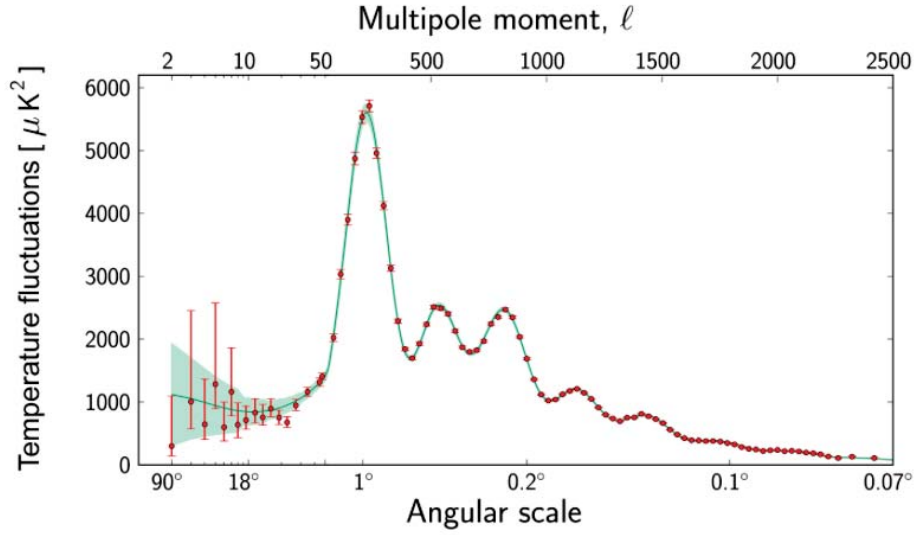
Şekil 2.4: Planck ile ölçülen CMB'nin tam gökyüzü sıcaklık anizotropisi<sup>[3]</sup>.

Planck tarafından ölçülen CMB'nin sıcaklık anizotropisine bakılacak olursa sıcaklık anizotropi haritasındaki sıcak ve soğuk noktalar foton-baryon akışkanının aşırı ve yoğun bölgelerine karşılık gelir. CMB'nin sıcaklık anizotropisi küresel harmonikler ( $Y_{lm}$ ) açısından tanımlanır:

$$\Delta T(\theta, \phi) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{l,m}^T Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.42)$$

<sup>5</sup> <https://www.esa.int/Planck>

CMB anizotropisi, karanlık madde yoğunluğundaki baryon-foton akışkanının akustik salınımının bir sonucudur. CMB'deki küçük dalgalanmalar, evrenin içeriğini sınırlandırmak için kullanılabilir, çünkü dalgalanmalardaki korelasyonların boyutu standart bir ölçü (*measure*) görevi görür.



Şekil 2.5: Planck tarafından ölçülen CMB sıcaklık dalgalanmalarının güç spektrumu<sup>[4]</sup>.

Şekil 2.5 CMB'nin sıcaklık güç spektrumunu göstermektedir. İlk pikin yeri, evrenin ortalama uzaysal eğriliğini  $\Omega_k$  sınırlamak ve  $\Omega_\Lambda$  değerini çıkarmak için standart bir ölçü görevi görür. İkinci ve üçüncü piklerin oranı, evrendeki karanlık madde ve baryonik madde içeriği için kısıtlamalar sağlar.

WMAP9 (9 yıllık) gözlem verileri evrenin içeriğinin %4.6 gözlenebilir madde, %24'ü karanlık madde, %71.6'ı karanlık enerjiden oluştuğunu göstermiştir (Hinshaw *ve diğ.*, 2003). Son Planck verileri ise bu içeriğin %4.9 gözlenebilir madde, %26.6'ü karanlık madde, %68.5'ı karanlık enerjiden oluştuğunu göstermiştir (Aghanim *ve diğ.*, 2018).

**Baryon Akustik Salınımları-Baryon Acoustic Oscillations (BAO).** Bir önceki bölümde anlatılan akustik salınımlar maddenin geniş ölçeklerdeki dağılımı üzerinde bir iz bırakır, buna *baryon akustik salınımları* – *baryon acoustic oscillations* (BAO)– denir. Galaksi güç spektrumunda BAO özellikleri ilk olarak Cole ve Eisenstein'in çalışmaları ile tespit edildi (Carroll, 2005; Eisenstein *ve diğ.*, 2005). Bu salınımlar açısal çap mesafesi ve madde güç spektrumunda büyüme olarak tespit edildi. Bu iki etki,  $w(z)$  ve  $\Omega_{DE}$  sırasıyla karanlık

<sup>5</sup> <https://www.esa.int/Planck>



enerjinin EoS parametresi ve enerji yoğunluğuna sınırlama getirmiştir. CMB, galaksilerin kümelenmelerinde ölçülebilen standart uzunluk skalası olarak tanımlanan salınımların büyüklüğünü sağlamaktadır. Fotonlardan oluşan basınç ve plazmadaki aşırı yoğunluk karanlık maddedeki yüksek yoğunlukların yer değiştirmesine neden olur. Bu yeniden birleşme döneminde yaklaşık olarak 150 Mpc değerindedir. Yeniden birleşme sonrası, baryonlar fotonları artık izlemez ve karanlık maddenin potansiyeline doğru kayar. Bununla birlikte, karanlık madde karanlık maddenin aşırı yoğun merkezi ( $\Omega_k$ ) tarafından ayrılmış baryon potansiyel bariyerine doğru kayar. Bununla birlikte, karanlık maddenin aşırı yoğun ( $\sim 150$  Mpc) merkezi ile ayrılmış olan baryon potansiyel kuyusuna doğru akmaya başlar. Sonuç olarak, galaksilerin örneğin 120 veya 180 Mpc'den 150 Mpc ile ayrılması daha olası olur. Dolayısıyla BAO verileri evrendeki madde miktarına sınırlama getirmektedir.

Bunların yanı sıra (Ade-a ve diğ., 2013; Ade-b ve diğ., 2013) ve (Ade ve diğ., 2015) çalışmalarından elde edilen BAO sonuçları  $\Lambda$ CDM modeliyle mükemmel bir şekilde uyum içerisindedir.

**Sloan dijital gökyüzü araştırması.** Geniş ölçekli yapı gözlemleri örneğin *Sloan dijital gökyüzü araştırması* – *Sloan digital sky survey* (SDSS)– (Taylor ve diğ., 2004) ve *2dF galaksi kırmızıya kayma araştırması* – *The 2dF galaxy redshift survey* (2DFRGS) – (Sánchez ve diğ., 2006) ile ilgili gözlemler, madde güç spektrumunun gözlemlenmesine izin vermiştir. Bu araştırmalar, geniş bir alanı kaplayan çok sayıda galaksiyi gözlemlemekte ve böylece her galaksinin tayfının kırmızıya kayması ortaya çıkarılabilmektedir. Madde güç tayfında maddeye gelen sınırlama ile düz bir evrende karanlık enerji yoğunluğu hakkında da bilgi sahibi olunabilir.

### 2.3. KARANLIK ENERJİ VE MODELLERİ

Bu bölümde evrenin izotropik hızlanarak genişlemesine neden olduğu düşünülen karanlık enerji ve literatürde çalışılmış olan bazı karanlık enerji modelleri üzerinde durulacaktır.

#### 2.3.1. Kozmolojik Sabit Karanlık Enerji Modeli

Evrenin hızlanarak genişlemesi için öne sürülen karanlık enerji için en basit aday Einstein'in denklemlerine eklemiş olduğu  $\Lambda$  terimidir. Einstein alan denklemleri, denklem (2.12),  $\Lambda$

terimi varlığında tekrar yazılırsa

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu} \quad (2.43)$$

elde edilir. Denklem (2.11)  $\Lambda$  varlığında yazılır ve denklem (2.43) de yerine yazılırsa

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi\tilde{T}_{\mu\nu} \quad (2.44)$$

elde edilir. Burada enerji momentum tensörü

$$\tilde{T}_{\mu\nu} \equiv T_{\mu\nu} + T_{\nu\Lambda}^{\mu} \quad (2.45)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $T_{\nu\Lambda}^{\mu} = -\rho_{\Lambda}g_{\mu\nu}$ ,  $\rho_{\Lambda} = -\frac{\Lambda}{8\pi G}g_{\mu\nu}$ 'dir. Bu tensör matris gösterimiyle yazılırsa  $T_{\nu\Lambda}^{\mu} = [-\rho_{\Lambda}, -\rho_{\Lambda}, -\rho_{\Lambda}, -\rho_{\Lambda}]$  olur. İdeal akışkan enerji momentum tensörü ile karşılaştırılırsa (denklem 2.13) karşılık gelen EoS parametresi

$$w_{\Lambda} = \frac{p_{\Lambda}}{\rho_{\Lambda}} = -1 \quad (2.46)$$

şeklinde elde edilir. Einstein'ın denklemlerinin  $\rho \rightarrow \rho + \rho_{\Lambda}$  ve  $p \rightarrow p - \rho_{\Lambda}$  şeklinde değişime uğraması anlamına gelir. Bu değişimler altında denklem (2.15) ve denklem (2.16) da bulunan Friedmann denklemleri tekrar yazılırsa

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.47)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.48)$$

elde edilir. Bu çözüme *Einstein statik evreni* ( $\dot{a} = 0, \ddot{a} = 0$ ) denir. Hubble'ın evrenin genişlediğini keşfetmesi ile statik bir evren modeline yönelik ampirik ihtiyacı ortadan kaldırdı. Ancak kozmolojik sabit, kozmolojide karanlık enerjiyle ilgili olabileceği için temel öneme sahiptir.

GR kuramında kütleçekimin kaynağı toplam enerji momentum tensörüdür. GR dışında örneğin kuantum kuramlarında, fiziksel olarak ölçülen büyüklük enerji farkı ya da potansiyel farktır. Bu kuramlarda enerji keyfi bir şekilde normalize edilebilir, ancak GR kuramında enerji yoğunluğunun mutlak değeri uzay zaman geometrisini tasvir etmesinden dolayı

enerji keyfi bir şekilde normalize edilemez. Dolayısı ile, boş uzayın enerjisinin sıfırdan farklı olabileceği söylenebilir. Tüm uzaya dağılan enerji kütleçekimi dışındaki süreçlerde kendisini göstermeyecektir. Vakumun enerji büyüklüğü sıfırdan farklı ise yerel eylemsiz koordinatlarda Lorentz invariant olması beklenir (Peebles ve Ratra, 2003). Buna göre karşılık gelen enerji momentum tensörü

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle_{vkm} = -\langle \rho \rangle_{vkm} g_{\mu\nu} \quad (2.49)$$

şeklinde yazılır. Karşılık gelen EoS parametresi

$$w_{vkm} = \frac{p_{vkm}}{\rho_{vkm}} = -1 \quad (2.50)$$

şeklinde yazılır. Vakum enerji yoğunluğu ( $\rho_{vkm}$ ), yüksek dereceli vakum dalgalanmaları ve vakum yoğunlaşmasından kaynaklanan diğer katkılarla birlikte vakum dalgalanmalarıyla ilişkili sıfır noktalı enerjilerin toplamıdır. Böyle bir enerji kaynağı hızlanarak genişlemeyi sağlayabilir. Vakum enerji yoğunluğu

$$\langle \rho \rangle_{vkm} = \frac{1}{2} \sum \hbar \omega \quad (2.51)$$

şekliden yazılır. Kesilim (cut-off) 100GeV enerji ( $\hbar = 1$ ) seçilmesi durumunda vakum enerji yoğunluğu  $\rho_{vkm} \sim (100GeV)^4$  olarak hesaplanır. Bu değer gözlemsel sonuçlardan elde edilen değerden  $10^{120}$  kat daha büyük hesaplanır. Bu problem kozmolojide *kozmozjik sabit problemi* olarak adlandırılmaktadır.

Bir diğer önemli problem ise karanlık enerji yoğunluğunun karanlık madde yoğunluğuna oranının  $\Omega_\Lambda/\Omega_m \sim a^3$  olarak hesaplanması (bakınız denklem (2.28)). Ölçek faktörü  $a$ 'nın günümüz değerinin 1 olduğu düşünülürse neden bu oranın günümüzde bu şekilde olduğunun açıklanamaması kozmolojide *kozmozmik rastlantı problemi* olarak adlandırılır.

### 2.3.2. Alternatif Karanlık Enerji Modelleri

Kozmolojik sabit karanlık enerji modelinin ince ayar problemlerini çözmek için dinamik karanlık enerji modelleri öne sürüldü. Bu modellerde vakum enerji yoğunluğunun sıfır olduğunu ve başka bir şeyin evrende negatif basınca neden olduğu varsayılır. Modifiye kütleçekim modelleri olarak  $f(R)$  *kütleçekimi modeli* (Bamba ve

diğ., 2011), *Skaler-Tensör teori* (Capozziello ve diğ., 2006), *Zar Evren modelleri* (Sahni ve Shtanov, 2003), *Gauss-Bonnet kütleçekim modeli* (Nojiri ve diğ., 2005), *Galileon kütleçekimi modelleri* (Kobayashi, 2010) sayılabilir. Değiştirilmiş madde teorileri için ise genel olarak skaler alan modelleri ile çalışılmaktadır. Bu skaler alan modelleri, EoS parametrelerine göre sınıflandırılabilir. Skaler alan karanlık enerji modellerini incelersek

**Quintessence.** Karanlık enerjiyi homojen, izotropik skalar bir alanla ( $\varphi$ ) açıklayan model quintessence olarak bilinir (Doran ve Wetterich, 2003; Maia ve Lima, 2002; Wetterich, 2002). Quintessence alanı için EoS parametresinin sabit yada dinamik bir değere sahip olduğu düşünülebilir. Bu alanın EoS parametresi  $-1 < w < 1/3$  değerine sahiptir. Bu alan evrenin güç yasasına göre hızlanarak genişlemesine sebep olur. Quintessence EoS parametresin inflaton alanına benzer bir formda skalar bir alan olarak aşağıdaki gibi ifade edilir

$$w_{\varphi} = \frac{p}{\rho} = \frac{\dot{\varphi}^2 - 2V(\varphi)}{\dot{\varphi}^2 + 2V(\varphi)}. \quad (2.52)$$

**Phantom.** EoS parametresi  $-1$  den küçük değerler alan karanlık enerji adayıdır. Bu EoS parametresi Friedmann denklemlerinde kullanımı büzülen bir evrene sebep olsada genişleme veren bir çözüm elde etmekte mümkündür. Uzaysal olarak düz bir evren için ( $k = 0$ ) Einstein alan denklemleri çözülmüşse, Hubble parametresi ile ölçek çarpanının dolayısıyla enerji yoğunluğunun evrimi aşağıdaki gibi bulunur:

$$\begin{aligned} H &= \frac{2}{3(1+w)(t-t_0)} \\ a &\propto (t-t_0)^{2/3(1+w)} \\ \rho &\propto a^{-3(1+w)}. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Burada  $t_0$  bir sabittir. Denklem (2.53) eşitlikleri sadece  $w \neq -1$  durumunda geçerlidir. Bu ifade ölçek faktörü radyasyon ve toz için

$$\begin{aligned} a &\propto (t-t_0)^{1/2} \quad \text{radyasyon} \\ a &\propto (t-t_0)^{2/3} \quad \text{toz} \end{aligned} \quad (2.54)$$

şeklinde verilir. Son gözlemsel veriler EoS parametresinin  $-1$ 'den küçük değerler

alabileceğini göstermiştir. Bu model de ölçek faktörü ve Hubble parametresi zaman geçtikçe ıraksamaktadır. Literatürde bu durum *Büyük Yırtılma (Big Rip)* olarak bilinir. Karşılık gelen EoS parametresi:

$$w_{ph} = \frac{\dot{\phi}^2 + 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 - 2V(\phi)} \quad (2.55)$$

şeklinde tanımlanır.

**K-essence.** Quintessence, skalar alan potansiyelinin evrenin geç zamanlarındaki hızlanmasına yol açan potansiyeline dayanır. Hızlanarak genişlemeye sebep olan Skalar alanların kinetik enerjisindeki değişikliklerin hızlanarak genişlemeye sebep olduğu durumları düşünmek mümkündür. Yüksek enerjilerde erken zaman enflasyonunu açıklama amaçlı kinetik enerji kaynaklı K-essence alanı Armendariz tarafından öne sürüldü (Armendariz ve diğ., 2000). İlk olarak Chiba tarafından karanlık enerjiye uyarlandı (Chen ve diğ., 2000). Daha sonra genelleştirilerek *K-essence* modeli olarak isimlendirildi (Armendariz ve diğ., 2001). K-essence, kanonik olmayan kinetik enerjili bir skalar alan ile karakterize edilir. K-essence Lagrangian aşağıdaki gibi yazılır:

$$\mathcal{L}_\phi = f(\phi)\hat{p}(\chi). \quad (2.56)$$

Burada  $\chi \equiv (-1/2)(\nabla\phi)^2$ 'dir. Bu formdaki bir Lagrangian için Sicim (String) teoriden esinlenilir ve daha açık formda

$$\mathcal{L}_\phi = p(\phi, \chi) = f(\phi)(-\chi + \chi^2) \quad \text{ve} \quad \rho(\phi, \chi) = f(\phi)(-\chi + 3\chi^2) \quad (2.57)$$

şeklinde verilir. Buna karşılık gelen EoS parametresi

$$w_{k-ess} = \frac{1 - \chi}{1 - 3\chi} \quad (2.58)$$

şeklinindedir. Denklem (2.58)'den EoS parametresi  $\chi$ 'in sabit değerinde sabit değer alacaktır. Örnek verilecek olursa  $\chi = 1/2$  için  $\Lambda$  EoS parametresi elde edilir ( $w_{k-ess} = -1$ ). Denklem (2.56)'den ( $w_{k-ess} < -1/3$ ) olduğu durumda hızlanarak genişleme verecektir. Dolayısıyla  $1/2 \leq \chi \leq 2/3$  aralığına düşer.

**Takyon-Tachyon.** Bir diğer karanlık enerji modeli ise *takyon skalar karanlık enerji* –

*tachyon scalar dark energy* – modelidir (Bagla ve diğ., 2003). Sicim terosinde taşınan (rolling) tasyon yoğunlaşması önemli bir yer alır. D-brane eklemelenmiş bu taşınan tasyonlar toza benzeyen bir enerji yoğunluğuna sahip gaz üretir (Sen, 2002). Taşınan tasyonlar -1 ile 0 arasında ara değer alan bir EoS parametresine sahiptir. Bu özelliği yüksek enerjili inflaton için uygun bir aday olarak ele alınmasını ve çeşitli kozmolojik modeller inşa edilmesini sağladı (Fabris ve diğ., 2002; Mazumdar ve diğ., 2001). Tasyon ayrıca tasyon potansiyelinin şekline bağlı olarak bir karanlık enerji kaynağı olarak da davranabilir (Abdalla ve diğ., 2003; Bagla ve diğ., 2003; Padmanabhan, 2002). Bu modelde düz bir FRW evreninde enerji yoğunluğu ve basınç

$$\begin{aligned} \rho &= -T_0^0 = \frac{V(\varphi)}{\sqrt{1-\dot{\varphi}^2}} \\ p &= -T_i^i = -V(\varphi)\sqrt{1-\dot{\varphi}^2} \end{aligned} \quad (2.59)$$

ifadesi ile verilir. Buna karşılık gelen EoS parametresi

$$w_\varphi = \frac{p}{\rho} = \dot{\varphi}^2 - 1 \quad (2.60)$$

şeklinde bulunur.

**Quintom.** Karanlık enerji adayları olarak çalışılan bir diğer model quintessence ve hayalet alanın hibriti olan *Quintom Karanlık Enerji* modelidir (Feng ve diğ., 2005; Wang ve diğ., 2005). Bu modelin özelliği, karanlık enerjinin EoS parametresinin phantom bariyeri, örnek olarak  $\Lambda$  EoS değerini ( $w_q = -1$ ) aşabilmesidir. Başka bir deyişle, EoS parametresi standarttan phantom rejime dinamik bir geçiş sağlayabilir, dolayısıyla EoS parametresi  $-1$ 'in altında ve üstünde değer alabilir. bunu ilk öneren Feng oldu (Feng ve diğ., 2005). Bu model için uzaysal olarak düz bir FRW evreninde ve skaler alanların homojen olduğu varsayımıyla EoS parametresi

$$w_q = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}_1^2 - \frac{1}{2}\dot{\phi}_2^2 - V(\phi_1, \phi_2)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}_1^2 - \frac{1}{2}\dot{\phi}_2^2 + V(\phi_1, \phi_2)} \quad (2.61)$$

şeklinde bulunur. Denklem (2.61)'de  $\dot{\phi}_1^2 \geq \dot{\phi}_2^2$  iken  $w_q \geq -1$  olduğunu ve  $\dot{\phi}_2^2 \geq \dot{\phi}_1^2$  iken  $w_q \leq -1$  olduğu görülebilmektedir.

Parçacık fiziği tarafından motive edilmeyen karanlık enerji modelleri de vardır. Bunlar aşağıda verilmiştir

**Chaplygin Gaz.** Chaplygin gazı olarak bilinen bir akışkanı içeren bir karanlık enerji modelidir (Gorini ve diğ., 2003). Bu akışkan geç evren dönemlerinde evrenin hızlanarak genişlemesine yol açar ve en basit haliyle aşağıdaki özel EoS parametresine sahiptir

$$p = -\frac{A}{\rho} \quad (2.62)$$

burada  $A$  bir pozitif sabittir. Bu modelin özelliği, hem karanlık maddenin hemde karanlık enerjinin aynı akışkanın farklı belirtileri olduğu varsayımıdır: erken evren zamanlarında karanlık madde gibi, geç evren zamanlarında (ölçek faktörü sonsuza giderken) karanlık enerji gibi görünmesi. Denklem (2.62)'de bulunan süreklilik denklemi ve denklem (2.17) kullanılarak enerji yoğunluğu aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\rho = \left( A + \frac{B}{a^{3(1+\alpha)}} \right)^{\frac{1}{1+\alpha}} \quad (2.63)$$

Burada  $\alpha$  bir sabit olmak üzere  $a$ 'nın küçük olduğu erken evren zamanlarında, gaz basınçsız bir toz gibi davranır.  $a$ 'nın büyük olduğu, geç evren zamanlarında ise  $\Lambda$  gibi davranır. Böylesi bir akışkan hızlandırılmış bir genişlemeye yol açar.

Chaplygin gazı, karanlık enerjinin ve karanlık maddenin birleşmesi için ilginç bir olasılık sağlar. Bunun yanında Chaplygin gaz modelleri CMB anizotropilerinden gelen güçlü sınırlama içerir (Amendola *ve diğ.*, 2003). Bu sınırlamalar, Chaplygin gaz modellerinde pertürbasyonların Jeans kararsızlığı, toz baskın dönemde CDM dalgalanmalarına benzer şekilde davranmasından (Brax and Martin, 2006) ve hızlanarak genişleme döneminde kaybolmasından kaynaklanmaktadır (Koch *ve diğ.*, 1980). Pertürbasyonların baskılanmasının etkisi ve sıfırdan farklı Jeans uzunluklarının olması (Jeans, 1902) güçlü bir entegre Sachs-Wolfe (ISW) etkisine yol açar, bu etkide CMB anizotropilerinde güç kaybına neden olur. Bu etkinin azaltılması için *genelleştirilmiş Chaplygin gaz – generalized Chaplygin gas (GCG)–* modelleri öne sürüldü (Bento *ve diğ.*, 2002). GCG için EoS parametresi

$$p = -\frac{A}{\rho^\alpha}, \quad 0 < \alpha < 1 \quad (2.64)$$

şeklinde verilir. Bu modele daha sonraları  $\alpha$  değerine kısıtlama getirildi ( $0 < \alpha < 0.2$ ) (Amendola *ve diğ.*, 2003; Gong *ve diğ.*, 2005).

**Holografik Karanlık Enerji.** Karanlık enerji adaylarının genel olarak çözüm sunamadığı problem kozmik rastlantı problemidir. Herhangi bir alana bağlı olmayan sadece *holografi ilkesine* dayanan yeni bir karanlık enerji modeli önerildi (Hooft, 2001; Susskind, 1995). Bu ilke kuantum kütleçekimine olası bir kısa yol sunarak kozmolojide çok dikkat çekti (Cataldo *ve diğ.*, 2005; Horvat, 2004; Wang *ve diğ.*, 2010). Holografi ilkesine göre, fiziksel sistemlerin serbestlik derecelerinin sayısı, hacimleriyle değil sınırladıkları alan ile orantılıdır. 1999 yılında Cohen ve arkadaşları karanlık enerjinin holografi ilkesine uyması ve *kızılötesi – infrared (IR) –* tarafından sınırlandırılması gerektiğini öne sürdü (Cohen *ve diğ.*, 1999).

Efektif kuantum alan teorisine göre *morötesi – ultraviolet (UV) –*,  $\Lambda$  kesime sahip  $L$  büyüklüğündeki bir kutu içerisinde *entropi (S)* geniş ölçüde ölçeklenir,  $S \sim L^3 \Lambda^3$ . Bunun yanı sıra, kara deliklerin kendine özgü termodinamiğinden esinlenen Bekenstein  $L^3$  hacminde kutuda bulunan maksimum entropinin hacmi ile değil kutunun yüzey alanı ile orantılı olduğunu önerdi (Bekenstein, 1981). Herhangi bir  $\Lambda$  değeri için, efektif alan teorisinin entropisi Bekenstein sınırını aşacağı yeterince büyük bir hacime sahip. Hooft ve Susskind bu sonucun bilinen  $3+1$  boyutlu alan teorilerinin serbestlik derecelerinin sayısında artış ile



açıklanabileceğini vurguladı. Bu alan teorilerinin Lagrange yoğunluğu ile tanımlanmasından dolayı içerisindeki entropinin genişletilebilirliğine sahiptir. Sistemin hacminin aşağıdaki gibi sınırlanmasıyla Bekenstein entropi sınırı efektif alan teorisi ile sağlanabilir:

$$L^3 \Lambda^3 \leq S_{BH} \equiv \pi L^2 m_p^2. \quad (2.65)$$

Burada  $S_{BH}$ ,  $L$  yarıçaplı bir karadeliğin entropisidir (Hawking ve Page, 1983; Hawking, 1975). IR kesilim gibi davranan  $L$  uzunluğu UV kesilim olarak seçilememekte,  $\Lambda^{-3}$  ile ölçeklenmektedir. Denklem (2.68)'e uygun etkili bir alan teorisi kutu büyüklüğünden daha büyük olan Schwarzschild yarıçapında birçok durum bulundurur. Bunu görebilmek için, efektif kuantum alan teorisinin  $T$  sistem sıcaklığı olmak üzere,  $T \leq \Lambda$  koşuluyla, ( $T \gg 1/L$  olduğu sürece)  $E \sim L^3 T^4$  iç enerjiye sahip ve  $S \sim L^3 T^3$  entropiye sahip bir sistemi tasvir edebileceği varsayılır. Denklem (2.68)'e uygulandığında  $T \sim (m_p^2/L)^{1/3}$ , karşılık gelen Schwarzschild yarıçapı  $L_S \sim L(Lm_p^2)^{2/3} \gg L$  bulunur. Efektif teoride maksimum enerji yoğunluğu  $\Lambda^4$  olduğu için,  $L$  üzerindeki sınırlama

$$L^3 \Lambda^4 \leq L m_p^2 \quad (2.66)$$

şeklinindedir. Burada IR kesilim ölçeği  $\Lambda^{-2}$ 'dir. Bu sınır denklem (2.68) den sınırlayıcıdır, böylece maksimum entropi

$$L^3 \Lambda^4 \leq L m_p^2 \quad (2.67)$$

olarak önerilir. Bu öneri doğrultusunda, Li 2004 yılında (Li, 2004), karanlık enerji yoğunluğunun holografik ilkeyi sağlaması gerektiğini savundu. Bu ilke çervesinde karanlık enerji yoğunluğu  $\rho_{DE} \leq 3m_p^2 c^2 / L^2$  sınırı sağlaması gerektiğini önerdi, burada  $c$  bir sabittir ve  $m_p$  Planck kütlesi olmak üzere  $m_p^2 = (8\pi G)^{-1}$ 'dir.  $L$  uzunluk ölçeği için bir IR kesilimi sağlayacak üç seçim üzerinde çalıştı. İlk seçim olarak  $L$ 'yi Hubble yarıçapı ile tanımladı ( $H^{-1}$ ). Sonra bu seçim 2004 yılında Hu (Hu, 2004) tarafından hatalı durum denkleminde yol açtığı gösterildi. İkincisi ise parçacık ufku yarıçapı seçimi. Ancak bu seçiminde hızlanarak genişlemeyi açıklayamamıştır. Üçüncü seçim olarak  $L$ 'nin gelecekteki olay ufkunun yarıçapı ile tanımlanması istenen sonucu yani hızlanarak genişleyen bir evren için negatif EoS parametresi verdi.

Pavon 2005 yılında (Pavon ve Zimdahl, 2005) Li'nin varsayımları altında  $L$  kesilimi için Hubble yarıçapı seçimi durumunda kozmik rastlantı problemine çözüm getirilebileceğini gösterdi. Bunu yaparken karanlık enerji ve karanlık madde enerji yoğunluğunu aşağıdaki gibi tanımlamıştır

$$\begin{aligned}\rho_{DE} &= 3c^2 m_p^2 H^2 \\ \rho_{DM} &= 3(1 - c^2) m_p^2 H^2.\end{aligned}\tag{2.68}$$

Bu enerji yoğunluğu eşitliği ve Friedmann denklemi kullanılarak uzaysal olarak düz bir evren varsayımı ile önerdi ( $\rho_{DE} + \rho_{DM} = 3c^2 m_p^2 H^2$ ). Karanlık enerji ve karanlık maddenin enerji yoğunlukları oranını  $r$  parametresini aşağıdaki gibi tanımladı:

$$r \equiv \frac{\rho_{DM}}{\rho_{DE}} = \frac{1 - c^2}{c^2}\tag{2.69}$$

bu oranın bir sabite gitmesiyle kozmik rastlantı problemine çözüm önerisi sunulmuştur.

#### 2.4. KARANLIK BİLEŞENLERİN ETKİLEŞİMİ

Karanlık enerji ve karanlık maddenin fiziksel orijini, etkileşimleri ve birlikte ve bileşeni dinamiği hakkında açık bir bilgiye sahip değiliz. Bundan dolayı bu bileşenlerin fiziksel özelliklerini tanımlayan bir teori yoktur. Fakat buna rağmen akışkanlar, skaler alanlar vs. gibi farklı karanlık enerji modelleri öne sürülmüştür. Diğer yandan karanlık maddeninde teorik ve deneysel adayların olduğunu biliyoruz. Karanlık madde ve karanlık enerji etkileşimleri ise diğer bir problem alanıdır. Şimdiye kadar bu tür bir etkileşim gözlenmediği gibi bu konuda ikna edici teorik modeller yoktur. Fakat kozmik rastlantı problemine bir çözüm sunabilmek için karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşimini dikkate alan modeller önerilmiştir. Bu etkileşimleri dikkate alan çalışmalarda karanlık enerji bir akışkan olarak ele alınmıştır. EoS parametresi  $w_{DE} = p_{DE}/\rho_{DE}$  şeklinde tanımlanmıştır (Amirhashchi-a ve diğ., 2011; Amirhashchi-b ve diğ., 2011; Kumar, 2011; Pradhan ve diğ., 2001; Pradhan, 2014; Saha ve diğ., 2012). Bu çalışmalarda karanlık madde pozitif basınca sahip ve evrenin uzaysal olarak genişlemesini yavaşlatan bileşen, diğeri ise negatif basınca sahip ve evrenin ivmeli genişlemesine neden olan akışkan karanlık enerjidir.

Karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşimi ispat eden kuvvetli kanıtlar henüz bütünüyle

elde edilmemiş olsa da evrenin yaklaşık %95 ine hakim olduğu düşünölen bu karanlık sektörde etkileşimin olmayacağını düşünmek mümkün değildir. Öte yandan bazı gözlemsel veriler karanlık bileşenlerin kendi aralarında etkileşime girebileceğini düşöndürmektedir (Beck ve diğ., 2006). Bazı etkileşim modelleri karanlık madde modelleri, karanlık enerjinin ve karanlık maddenin sadece kütleçekimsel olarak etkileşime girdiğini varsayar (Wang ve diğ., 2016). Bu iki akışkanın aralarında kütleçekim dışında başka bir etkileşim olmadığı durumlarda her bir bileşen için süreklilik denklemi ve farklı EoS parametreleri söz konusu olacaktır. Bu süreklilik denklemi bileşene özgü olacak şekilde aşağıdaki gibi verilebilir:

$$\frac{d\rho_i}{dt} + 3H(1 + w_i)\rho_i = 0 \quad (2.70)$$

Burada  $i$  bileşene göre indislenebilir. Gözlemsel sonuçlardan bu bileşenlere ait birkaç özellik elde edilebilir: 1) Baryonlarla karanlık enerji bağlantısı, yerel kütleçekimi ölçümleriyle kısıtlandığından ihmal edilebilir durumdadır (Hanany ve diğ., 2000). 2) Karanlık maddenin basıncı küçük, muhtemelen sıfırken, karanlık enerjinin basıncı negatif katkıda bulunur. 3) Fotonların jeodezik bir yol izlemesinin zor olması ve yıldızdan gelen ışığın yolundan sapmasının gözlemlerle çelişmesi durumunun radyasyon ile etkileşimin ihmal edilebilirliğini göstermesi 4) Karanlık enerji ve karanlık madde arasındaki etkileşimin  $\Lambda$ CDM modeli gereği küçük olmasının gerekliliği. Tüm bu olasılıklara bakıldığı zaman karanlık enerji ve karanlık madde arasındaki etkileşim en dikkat çekici olandır. Bu etkileşim fikri geç evren zamanlarında karanlık maddenin karanlık enerjiye olan yoğunluk oranı hakkında bilgi verebilir dolayısıyla kozmik rastlantı problemine çözüm sunabilir. Son zamanlarda, karanlık enerji ile karanlık madde arasındaki etkileşimin, kozmolojinin standart modeline bir alternatif sunduğu düşünölmektedir (Bégué ve diğ., 2019). Fakat bu etkileşim modelleri Bunun yanında karanlık enerji ve karanlık maddenin fiziksel doğasının bilinmemesinden dolayı fenomenolojik modellerdir. Ayrıca literatürde hangi etkileşim modelinin en uygun olduğu konusunda ortak bir fikir henüz bulunmamaktadır.

Bu tez kapsamında iki akışkan olarak ele alınan karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşimli modelleri üzerinde durulacaktır. Tezin bir sonraki kısımda ilk olarak bu etkileşimin hızını temsil eden parametre ve bu parametre ile yapılan çalışmalar incelenecektir. İkinci olarak literatürde karanlık enerji ve karanlık maddenin farklı etkileşim modelleri ve bu modellerin son gözlemler ile uyumu irdelenecektir.

### 2.4.1. Fenomenolojik Yaklaşım

Etkileşimli modeller bileşenlerin birbirlerinden bağımsız olarak değişmediğini enerji dengesinin  $Q$  ile tanımlanan bir etkileşim parametresi ile tanımlandığını varsaymaktadır. Bu etkileşim parametresi denklem (2.70)'de bulunan süreklilik denkleminde

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{DE}}{dt} + 3H(1 + w_{DE})\rho_{DE} &= -Q \\ \frac{d\rho_{DM}}{dt} + 3H(1 + w_{DM})\rho_{DM} &= Q \end{aligned} \quad (2.71)$$

şeklinde getirilir. Bu denklem seti sadece karanlık enerji ve karanlık maddenin birbirleri ile etkileşimli olduğu durumu anlatmaktadır. Bu şekilde etkileşen modellerde toplam enerji yoğunluğu korunur.  $Q$  etkileşim parametresi temel bir teorinin henüz bulunmamasından dolayı seçimde serbestlik kazanmaktadır. Etkileşim parametresi  $Q > 0$  için karanlık maddeden karanlık enerjiye dönüşümü,  $Q < 0$  için karanlık enerjiden karanlık maddeye dönüşüm durumunu tanımlamaktadır (Bohmer ve diğ., 2008). Parçacık fiziğinde etkileşimlerin çekirdeğin ilgili enerji yoğunluklarının bir fonksiyonu olması beklenir. Benzer bir şekilde etkileşim teriminin genel bir formu yazılabilir:

$$Q = \Gamma_x \rho_{DE} + \Gamma_y \rho_{DM} + \Gamma_z \rho_{DE} \rho_{DM}. \quad (2.72)$$

Burada  $i = x, y, z$  olmak üzere  $\Gamma_i$  bozunum parametresi (decay paramater) ( $i = x, y, z$ ) iki akışkan arasındaki etkileşim hızını dolayısıyla birbirlerine dönüşüm hızını temsil etmektedir.  $\Gamma_x \neq 0$  ve  $\Gamma_y = \Gamma_z = 0$  durumunda etkileşim parametresi sadece karanlık enerjinin yoğunluğuna bağlı olur.  $\Gamma_y \neq 0$  ve  $\Gamma_x = \Gamma_z = 0$  durumunda etkileşim parametresi sadece karanlık maddenin enerji yoğunluğuna bağlı olur.  $\Gamma_z \neq 0$  ve  $\Gamma_x = \Gamma_y = 0$  durumunda etkileşim parametresi karanlık enerji ve karanlık maddenin enerji yoğunluğunun çarpımına bağlı olur.  $\Gamma_x$  ve  $\Gamma_y \neq 0$  ve  $\Gamma_z = 0$  durumunda etkileşim parametresi karanlık enerji ve karanlık maddenin enerji yoğunluğunun lineer toplamına bağlı olur.  $\Gamma_x = \Gamma_y = \Gamma_z = 0$  ise etkileşim olmayan durumları temsil eder.

Etkileşim parametresi  $Q$ 'nun  $\Gamma = 3b^2(1 + u)^n$  ile verilen özel formu ilk kez quintessence skalar alan ve basınçsız CDM arasında uygun bir eşleşme durumu için tanıtıldı (del Campo ve diğ., 2004; Farrar ve Peebles, 2004; Guberina ve diğ., 2005; Mangano ve diğ., 2003).

Burada  $u$  parametresi karanlık maddenin yoğunluğunun karanlık enerji yoğunluğuna oranını tanımlamaktadır ( $u = \rho_{DM}/\rho_{DE}$ ). Burada  $n$  bir sabit ( $n \neq 0$ ) ve  $b$  ise etkileşim sabitini göstermektedir.

Literatürde; genel olarak modeller lineer etkileşim dikkate alınarak yapılmıştır. Fakat lineer olmayan etkileşim modelleri de çok önem kazanmıştır (Aydiner, 2018).

#### 2.4.2. Karanlık Enerji ve Karanlık Madde Etkileşimli Fenomenolojik Modeller

Bölüm 2.4.1 de değinilen etkileşim parametresinin farklı formları ile literatürde karanlık enerji karanlık madde etkileşim durumları çalışılmıştır: Quintessence karanlık enerji ve karanlık madde etkileşimli çalışmalar (Boehmer *ve diğ.*, 2010; Chimento *ve diğ.*, 2003; Khurshudyan *ve diğ.*, 2014), phantom (Cai ve Wang, 2005; Guo Zhang, 2005), tachyon (Sadeghi *ve diğ.*, 2015; Setare *ve diğ.*, 2009; Sheykhi, 2010), quintom (Xin, 2005) ve lineer olmayan etkileşimler (Aydiner, 2018) örnek olarak gösterilebilir.

Bu tezin kapsamında Chaplygin gaz ve holografik karanlık enerji modelleri ile yapılan etkileşimli modeller kullanılacağına dolayı bu iki etkileşim modeli aşağıda kısaca tanıtılacaktır.

**Chaplygin Gaz Karanlık Enerji ve Karanlık Madde Etkileşim Modelleri.** Karanlık enerjinin Chaplygin gazı modeli bölüm 2.3.2 de ayrıntılı olarak anlatılmıştı. Bu modelin davranışı SN Ia verileri ve CMB pik konumları ile tutarlılığı doğrulanmıştır (Fabris *ve diğ.*, 2002; Gong *ve diğ.*, 2005; Makler *ve diğ.*, 2003). Bunun yanı sıra Sandvik 2004 yılında GCG modelinin, gözlemlerle uyuşmayan madde güç tayfının salınımlarında üstel bir terim ürettiği buldu (Sandvik *ve diğ.*, 2004). Zhang ve Zhu etkileşen karanlık enerji modelinde Chaplygin gazını kullandı ve FRW denklemlerinin kararlı çözümünü elde etti (Zhang ve Zhu, 2006). Wu ve Yu GCG için bu çözümleri genişletti (Wu ve Yu, 2007). Daha sonra yeni GCG formu için bu çalışmalar Jamil tarafından tekrar ele alındı (Jamil, 2010). Jamil bu çalışmasında bu modelin geç evren dönemlerinde phantom durumuna ( $w_{DE} < -1$ ) geçiş olabileceğini gösterdi. 2007 yılında Setare GCG ile CDM'nin etkileşim durumlarını içeren, düz olmayan bir evrende EoS parametresi elde etti (Setare *ve diğ.*, 2007). Bu modelin phantom durumuna gitmeyeceğini gösterdi. GCG karanlık enerji modeli ile karanlık maddenin etkileşimde bulunmasının Chaplygin gaz modellerinde mümkün olmayan kozmik rastlantı problemine çözüm getireceği yönünde çalışmalar da yapılmıştır (Garcia-Compean *ve diğ.*, 2008; Jamil

ve Rashid, 2008).

**Holografik Karanlık Enerji ve Karanlık Madde Etkileşim Modelleri.** Karanlık enerjinin bu modeli bölüm 2.3.2 de ayrıntılı olarak anlatılmıştı. Bu bölümde holografik karanlık enerji modeli kullanılarak karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşimlerini ele alan çalışmaları özetleyeceğiz.

2005 yılında Pavon karanlık enerjinin holografik modelini kullanarak karanlık madde ile etkileşimini ele aldı. Bu çalışmasında Hubble ölçeğinin, evrenin hızlanarak genişlemesini açıklamak için IR kesilim olarak kullanılabilceği gösterdi ve elde edilen sonucun kozmik rastlantı problemine çözüm sunacağını ileri sürdü (Pavon ve Zimdahl, 2005). Daha sonra, Wang Pavon'un yapmış olduğu çalışmayı gelecek olay ufku IR kesilim olarak kullanarak tekrarladı (Wang *ve diğ.*, 2005). Bu çalışmada Wang evrenin evrimini, erken evren zamanlarındaki yavaşlayan genişlemeden evrenin geç zamanlarındaki hızlanarak genişleme evresi aralığında inceledi. Böyle etkileşimin karanlık enerjinin EoS parametresinin  $w_{DE} > -1$  normal durumdan  $w_{DE} < -1$  phantom durumuna geçiş sağlayabildiğini gösterdi. Bu çalışmalar dışında farklı etkileşim parametreleri ve düz olmayan durumlar da ( $k \neq 0$ ) literatürde ele alınmıştır (Hu ve Ling, 2006; Kim *ve diğ.*, 2006; Setare, 2006; Zimdahl ve Pavon, 2007). Bu modellerde genel olarak RW metriği ve EoS parametresinin lineer formu ele alınmıştır.

## 2.5. TERMODİNAMİĞİN GENELLEŞTİRİLMİŞ İKİNCİ YASASI

Evrenin hızlanarak genişlemesine neden olduğu düşünülen karanlık enerjinin termodinamik açısından değişiminin incelenmesi son zamanlarda üzerinde çalışılan konulardan biridir. Hızlanarak genişleyen bir evrende termodinamiğin incelenmesiyle karanlık enerjinin dinamiği hakkında bir bilgi edinilebilir mi sorusu bu çalışmaların temelini oluşturmaktadır. Bu soruyu cevaplamak için teorik olasılıklara bakılırsa: 1970'lerde kara delik fiziğinde termodinamik ve kütleçekimi arasındaki ilişki olduğu keşfedildi (Bekenstein, 1973; Hawking, 1975). Bu fikrin ele alındığı kozmolojik çalışmalar bulunmaktadır (Eling *ve diğ.*, 2006; Jacobson, 1995). Daha sonra termodinamik ile Einstein kütleçekimi teorisi ile türetilen Friedmann denklemleri arasında yakın bir ilişki olduğu açıklandı (Akbar ve Cai, 2007; Cai, 2007; Cai *ve diğ.*, 2005; Sheykhi *ve diğ.*, 2007). Bu çalışmalar hızlanarak genişleyen evrende termodinamiğin incelenmesinin karanlık enerji ve doğasını inceleme fırsatı verebileceği

düşüncelerini artırmıştır.

Kara delik ufkuna benzer tek ufuk içeren De Sitter evreninin termodinamiği Gibbons ve Hawking tarafından 1977 yılında çalışıldı (Gibbons ve Hawking, 1977). Bu çalışmada termodinamiğin birinci yasasının geçerli olduğu bulundu, ayrıca evrenin  $w = -1$  durum denkleminde sahip karanlık enerji ile hızlanarak genişlemesi ile, de Sitter durumundaki tek ufukun, görünür ufka (apparent horizon) ve olay ufkuna (event horizon) ayrılacağı gösterildi. 2006 yılında Wang tarafından yapılan bir çalışmada, geç evren zamanlarında, hızlanarak genişleyen ve görünür ufuk ile çevrili bir evrende termodinamiğin birinci yasasının evrenin fiziksel olarak ilintili kısımlarında geçerli olduğu, olay ufku ile sarılmış bölgede geçerli olmadığı gösterildi (Wang *ve diğ.*, 2006; Zhou *ve diğ.*, 2006).

Kütleçekimi ve termodinamik arasındaki bu ilişkilerin keşfedilmesinden sonra, sıcaklık kavramının sadece kara delik ufkuyula sınırlı olmadığı anlaşıldı. Tek ufka sahip uzay-zamanda kuantum alan teorisi çalışmaları ise tüm ufukların bir sıcaklığa sahip olacağını ve siyah cisim gibi davrandığını gösterdi (Fulling, 1973). Gibbons ve Hawking'de entropinin kozmolojik ufuk, sıcaklık ve kütleçekimi ile ilişkili olabileceği öne sürdü (Gibbons ve Hawking, 1977). Bu varsayımlar kara deliğin yüzey alanının fiziksel sıcaklık ve entropi olarak kabul edilebileceğini göstermiştir. Bardeen 1973 yılında kara deliğin mükemmel soğurucu olduğunu dolayısıyla kara deliğin sıcaklığının mutlak sıfır olması gerektiğini buna bağlı olarak kara deliklerin entropisinin sürekli artacağını söyleyen termodinamiğin ikinci yasasını ihmal ettiğini savundu (Bardeen *ve diğ.*, 1973). Bekenstein 1972 yılında, evrendeki toplam genelleştirilmiş entropinin hiçbir zaman azalmayacağını söyleyen GSL'yi öne sundu (Bekenstein, 1972). Bu yasada, genelleştirilmiş entropi hem dış bölgedeki normal termodinamik entropiyi hemde kara deliğin yüzey alanı ile orantılı olan kara deliğin entropisini içerir. Bu yasa aşağıdaki gibi verilir:

$$\Delta\dot{S}_d + \Delta\dot{S}_u \geq 0. \quad (2.73)$$

Burada  $S_u$  ufkun entropisi ve  $S_d$  dış bölgenin entropisidir. 1974 yılında Hawking, kara deliklerin  $T = \kappa/2\pi$  sıcaklığına sahip kara cisim gibi bir ışıma yaptığını öne sürdü. Bunu şu şekilde açıkladı: olay ufkunun yakınında, kuantum alan dalgalanmalarından parçacık-anti parçacık çifti oluşmaktadır (Hawking, 1975). Bu çiftlerden biri olay ufkundan geçer ve yok olur (göz ardı edilir), diğeri radyasyon olarak uzaya yayılır. Bu radyasyon

*Hawking radyasyonu* olarak adlandırılmaktadır. 2005 yılında genel görelilikte Friedmann denkleminin termodinamiğin birinci yasası şeklinde yazılabileceğini gösterildi (Cai ve diğ., 2005). Bu çalışmalarında aynı zamanda Hawking radyasyonunu kullanarak görünür ufkunun entropisinin alanı ile orantılı bir şekilde yazılabileceğini de göstermiştir ( $S_u \sim A/G$ ,  $A$  ufkun yüzey alanı ve  $G$  kütleçekim sabitidir.)

Karanlık enerji kaynaklı hızlanarak genişleyen bir evrende genelleşmiş ikinci termodinamik yasası üzerine de çalışmalar bulunmaktadır (Izquierdo ve Pavón, 2006; Sadjadi, 2007; Setare ve diğ., 2007; Zhou ve diğ., 2006). Bu çalışmalar GSL ve Hawking radyasyonunun kozmolojik modellere uyarlanmasını içerir. Aynı zamanda farklı karanlık enerji modelleri kullanılarak karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşimini içeren ve bu yasanın etkileşim durumlarındaki geçerliliğini irdeleyen çalışmalarda bulunmaktadır.



### 3. MALZEME VE YÖNTEM

Bu bölümde tez kapsamında yapmış olduğumuz orjinal üç çalışma verilecektir. Çalışmaya ait grafik ve yorumlar ise 4. bölümde ayrıntılı olarak tartışılacaktır.

#### 3.1. HOMOJEN OLMAYAN KARANLIK ENERJİ VE KARANLIK MADDE ETKİLEŞİMİNİN ENERJİ YOĞUNLUKLARI ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

Bu çalışmada, iki mükemmel akışkan olduğu varsayılan karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşimi ele alınmıştır. Bu etkileşimi bir holografik model içerisinde tartıştık. Yani yaşadığımız evrenin holografik olduğu varsaydık ve bu yapı içinde bu iki akışkan arasındaki etkileşimi inceledik. Ancak bu incelemede karanlık enerjiye ait kuadratik terimi de dikkate alarak karanlık sektörde bu kuadratik terimin etkileşim katkısını analiz ettik. Türetilen efektif EoS parametreleri yardımıyla yoğunluk parametreleri yeniden elde edildi ve yoğunluk parametrelerinin davranışları incelenerek son gözlemsel çalışmalarla karşılaştırıldı.

Tartışmayı RW metriği

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

çerçevesinde yürüttük. Karanlık enerji ve karanlık madde etkileşiminde karanlık enerjinin kuadratik teriminin katkısını ilave edebilmek için basınç ifadesini yeniden düzenledik. Denklem (2.18) hacime homojen olarak dağılmış akışkanlar için kullanılan bir basınç ifadesidir. Fakat homojen olmayan akışkanlar için kullanılan basınç ifadesi enerji yoğunluğu

$$p = p(\rho) = \sum_{n=0}^N \mathcal{A}_n \rho^n = p_0 + \mathcal{A}_1 \rho + \mathcal{A}_2 \rho^2 + \dots \quad (3.2)$$

şeklinde seriye açılarak yazılabilmektedir (Aydınler, 2018). Görüldüğü gibi üçüncü terim kuadratik katkıyı temsil etmektedir. Bu basınç şekli, pertürbatif basınç veya barotropik basınç olarak bilinir (Ananda ve Bruni, 2006). Kozmolojik bir akışkan için genel senaryo lineer EoS parametresi  $p_0 = A_2 = 0$  ve  $A_1 = w$  olduğu duruma karşılık gelir.  $\mathcal{A}_1$  ve  $\mathcal{A}_2$  karakteristik enerji skalasıdır ve bu çalışma kapsamında birbirlerine eşit seçilmiştir. Böylece

$w_{DE}$  ve  $p_{DE}$  sırasıyla karanlık enerjinin EoS parametresi ve basıncı olmak üzere (3.2) denklemini

$$p_{DE} = \sum_{n=0}^N w_{DE} \rho_{DE}^n = w_{DE} (\rho_{DE} + \rho_{DE}^2 + \dots) \quad (3.3)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada  $Q$  etkileşim parametresi için  $Q = \tilde{\Gamma} \rho_{DE}$  seçimi kullanılmıştır. Bu etkileşim parametresi holografik karanlık enerjiden karanlık maddeye olan enerji transferini temsil etmektedir. Denklem (3.3) dikkate alınarak denklem (2.71) tekrar düzenlenirse

$$\dot{\rho}_{DE} + 3H(1 + w_{DE}^{ef})\rho_{DE} = 0 \quad (3.4)$$

$$\dot{\rho}_{DM} + 3H(1 + w_{DM}^{ef})\rho_{DM} = 0$$

denklemleri elde edilir. Karanlık enerji ve karanlık madde efektif EoS parametreleri

$$w_{DE}^{ef} = w_{DE}(1 + \rho_{DE} + \rho_{DE}^2 + \dots) + \tilde{\Gamma}/3H \quad (3.5)$$

$$w_{DM}^{ef} = -\tilde{\Gamma}/u3H$$

şeklinde elde edilir. Görüldüğü gibi bu ifadeler ayrı ayrı enerjinin (burada yoğunluk) korunumu sağlayacağını ifade eder. Karanlık madde efektif EoS parametresinde iki akışkanın enerji yoğunluğu arasındaki oranı betimleyen bir  $u$  parametresi  $u = \rho_{DM}/\rho_{DE}$  şeklinde tanımlandı. Burada  $u$  parametresi modelin kozmik rastlantı problemi için bir çözüm sunup sunamayacağını kontrol edilmesi için tanımlanmıştır. Öte yandan diğer yoğunluk parametreleri

$$\Omega_{DM} = \frac{\rho_{DM}}{\rho_{kritik}}, \quad \Omega_{DE} = \frac{\rho_{DE}}{\rho_{kritik}}, \quad \Omega_k = \frac{k}{a^2 H^2} \quad (3.6)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Bu aşamada yoğunluk parametreleri arasındaki ilişki

$$\Omega_{DM} + \Omega_{DE} = 1 + \Omega_k. \quad (3.7)$$

şeklinde yazılır. Bu ilişki denklem (2.15)'de verilen Friedmann denklemini sağlar.  $u$  parametresi denklem (3.7) kullanılarak tekrar düzenlenirse  $\Omega_{DE}$  ve  $\Omega_{DM}$  cinsinden

$$u = \frac{\Omega_{DM}}{\Omega_{DE}} = \frac{1 + \Omega_k - \Omega_{DE}}{\Omega_{DE}}, \quad r_k = \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}}. \quad (3.8)$$

şeklinde yazılır. Ayrıca  $u$  parametresinin -kozmetik zamana- göre türevi denklem (3.8)'de verilen ifadesi süreklilik denkleminde yerine yazılırsa

$$\dot{u} = 3Hu \left[ w_{DE} (1 + \rho_{DE}) + \frac{\tilde{\Gamma}}{3H} \left( \frac{1+u}{u} \right) \right] \quad (3.9)$$

$$\dot{u} = 3Hu \left[ w_{DE}^{ef} - w_{DM}^{ef} \right] \quad (3.10)$$

denklemleri elde edilir. Böylece  $u$  parametresinin etkileşime bağlı ifadeleri denklem (3.9) ve denklem (3.10)'de olduğu gibi verilebilir. Denklem (3.10)'de  $\dot{u} = 0$  olduğu zaman  $w_{DE}^{ef} = w_{DM}^{ef}$  olduğu sonucu görülebilmektedir. Bu durumda enerji yoğunlukların oranının sabit değeri sağladığını söylemek mümkündür.

Bu çalışmada Holografik bir evren varsayımı yapılmıştır. Bu modelde etkileşim holografik bir model içinde kurgulanmıştır. Bölüm 2.3.2 de ayrıntılı olarak anlatıldığı gibi holografik ilkenin uygulandığı holografik karanlık enerji yoğunluğu  $\rho_{DE}$  ve bir uzunluk ölçeği  $L$ 'nin bir fonksiyonu olacaktır. Burada  $L$  mevcut evrenin büyüklüğünü tanımlamaktadır (Li, 2004). Bu uzunluk ölçeği cinsinden holografik enerji yoğunluğu

$$\rho_{DE} = 3c^2 m_p^2 L^{-2} \quad (3.11)$$

şeklinde yazılabilir. Burada uzunluk ölçeği  $L$  Hubble yarıçapı ile tanımlanmıştır. Bu uzunluk ölçeği,  $a$  ölçek faktörü olmak üzere gelecekteki olay ufkunun  $r$  olan yarıçapı cinsinden

$$L = ar \quad (3.12)$$

şeklinde tanımlanır. Bu çalışmamızda olay ufkunun yarıçapı  $r$  aşağıdaki gibi seçilmiştir:

$$\int_0^r \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} = \int_t^\infty \frac{dt}{a} = \frac{R_h}{a}. \quad (3.13)$$

Burada  $R_h$  olay ufkunun yarıçapıdır ve  $k$  ise uzayın eğriliğini betimlemektedir. Başka bir deyişle,  $R_h$  yarıçap,  $r$  yönünde ölçülen olay ufkunun radyal büyüklüğüdür. Kapalı evren için (aynı hesaplama açık evren içinde geçerlidir) aşağıdaki dönüşümü varsayılırsa

$$r = \frac{1}{\sqrt{k}} \sin y, \quad y = \sqrt{k} R_h / a \quad (3.14)$$

şeklinde yazılabilir. Yoğunluk, yani  $\Omega_{DE} = \rho_{DE}/\rho_{kritik}$  ve  $\rho_{kritik} = 3m_p^2 H^2$  tanımları kullanılarak

$$HL = \frac{c}{\sqrt{\Omega_{DE}}} \quad (3.15)$$

denklemi kolay bir şekilde elde edilebilmektedir. Denklem (3.12) ve denklem (3.15) kullanılarak

$$\dot{L} = HL - a\dot{r} = \frac{c}{\sqrt{\Omega_{DE}}} - \cos y \quad (3.16)$$

denklemi elde edilir. Denklem (3.4), denklem (3.14) ve denklem (3.16) kullanılarak:

$$w_{DE} = \frac{-1}{\xi} \left( 1 + \frac{2 \cos y \sqrt{\Omega_{DE}}}{c} \right) - \frac{\tilde{\Gamma}}{H\xi} \quad (3.17)$$

denklemi türetilir. Burada  $\xi = 3(1 + 3H^2\Omega_{DE})$ 'dir. Burada  $m_p^2 = 1$  alınmıştır. Bu çalışmada dönüşüm (enerji) hızı  $\tilde{\Gamma} = 3b^2(1+u)^n H$  olarak seçilmiştir (Bakınız 1.4.1). Burada  $b$  etkileşim sabitidir ve  $n \geq 1$ 'dir. Bu dönüşüm hızının denklem (3.5) ve denklem (2.71)'e uygulanmasıyla karanlık enerji ve karanlık madde efektif EoS parametreleri

$$w_{DE}^{ef} = -\frac{1}{3} - \frac{2}{3} \frac{\sqrt{\Omega_{DE}}}{c} \cos y \quad (3.18)$$

$$w_{DM}^{ef} = \frac{-b^2(1+\Omega_k)^n}{\Omega_{DE}^{n-1}(1-\Omega_{DE}+\Omega_k)}$$

şeklinde türetildi. Denklem (3.1)'de tanımlanan homojen ve izotropik bir evrenin eğriliğini tanımlayan farklı  $k$  değerleri ile çalışılabilir. Eğriliği temsil eden  $k$ ,  $k = -1, 0, 1$  değerlerini alabilir. Bu değerler sırasıyla uzaysal olarak açık, düz ve kapalı evreni temsil etmektedir.

Bir değişken değişimi yapılarak,  $a_0$  ölçek faktörünün günümüz değerini göstermek üzere,  $x = \ln(a/a_0)$  seçimi yapılırsa  $x = 0$  olduğu zaman  $a = a_0$  olacaktır. Bu değişken değişimi altında denklem (3.7) ve (3.18) kullanılarak çiftlenim denklemleri elde edilir:

$$d\Omega_{DE}/dx = -3\Omega_{DE}\eta + \Omega_k\Omega_{DE}(1 + 3w_{DE}^{ef}) \quad (3.19)$$

$$d\Omega_k/dx = -3\Omega_k\eta + \Omega_k(1 + \Omega_k)(1 + 3w_{DE}^{ef})$$

burada  $x = \ln(a/a_0)$  ve  $\eta = (1 - \Omega_{DE} + \Omega_k) [w_{DE}^{ef} - w_{DM}^{ef}]$  olarak tanımlanmaktadır.

### 3.2. HOMOJEN OLMAYAN KARANLIK ENERJİ VE KARANLIK MADDE EKİLEŞİMİNİN ENTROPİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

Bu çalışmada karanlık enerji ve CDM akışkanının kuadratik terimlerin katkıları ile etkileşiminin dikkate alınması durumunda karanlık enerji ve karanlık madde entropi değişimlerini elde edildi. Evrenin hızlanarak genişlemesini sağlayan karanlık enerji kaynağının Chaplygin gazı olduğu ve holografik bir evrende yaşadığımız birleşik bir model olarak kabul edildi. Bu iki kabul altında etkileşim parametresinin üç farklı formu ele alındı ( $\tilde{\Gamma}\rho_{DE}$ ,  $\tilde{\Gamma}\rho_{DM}$  ve  $\tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM})$ ). Seçilen bu etkileşim parametreleri ile süreklilik denklemi modifiye edildi ve efektif EoS parametreleri elde edildi. Elde edilen yeni EoS parametreleri ile elde edilen birleşik model için entropi ifadeleri elde edildi ve incelendi.

Bu çalışmamızda denklem (3.1)'de verilen FRW evren modeli kullanıldı. Denklem (3.2)'de verilen modifiye süreklilik denkleminde tanımlanan  $Q$  parametresi için (Gold ve diğ., 2009; He ve Wang, 2008):

$$Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DE} \quad (3.20)$$

$$Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DM} \quad (3.21)$$

$$Q = \tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM}) \quad (3.22)$$

farklı formları ele alındı. Bu etkileşim parametrelerinde yer alan dönüşüm parametresi için  $\tilde{\Gamma} = 3b^2(1+u)^n H$  seçildi. Kuadratik terimlerin katkılarını ele aldığımız denklem (3.3)'de verilen, homojen olmayan akışkanlar için kullanılan basınç ifadesi varsayıldı ve CDM basınçsız olarak düşünüldü ( $p_{DM} = 0$ ).

#### 3.2.1. $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DE}$ Etkileşimi İçin Efektif EoS

Etkileşim parametresi  $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DE}$  için denklem (3.20) kullanılarak karşılık gelen efektif EoS parametreleri:

$$\begin{aligned} w_{DE}^{ef} &= w_{DE}(1 + \rho_{DE} + \rho_{DE}^2 + \dots) + \tilde{\Gamma}/3H \\ w_{DM}^{ef} &= -\tilde{\Gamma}/u3H \end{aligned} \quad (3.23)$$

şeklinde süreklilik denkleminde çekilir.

FRW çerçevesinde GCG'ye karşılık gelen EoS parametresi bölüm 2.3.2 de tanımlanmıştır:

$$w_{DE} = -\frac{A}{A + Ba^{-3(\alpha+1)}}. \quad (3.24)$$

Q içinde yer alan dönüşüm hızı  $\tilde{\Gamma} = 3b^2(1+u)^n H$  ve  $n = 1$  olarak seçilirse denklem (3.8) yardımıyla bu dönüşüm hızı  $\Omega_k$  ve  $\Omega_{DE}$  cinsinden

$$\tilde{\Gamma} = H3b^2\left(\frac{1 + \Omega_k}{\Omega_{DE}}\right) \quad (3.25)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (3.24) ve (3.25) denklem (3.23)'de yerine yazılırsa efektif EoS parametreleri

$$w_{DE}^{ef} = \frac{-A(1+\xi)}{\xi^{(\alpha+1)}} + b^2\left(\frac{1 + \Omega_k}{\Omega_{DE}}\right) \quad (3.26)$$

$$w_{DM}^{ef} = -\tilde{\Gamma}/u3H$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\xi = 6H^2\Omega_{DE}$  'dir. Öte yandan  $u$  parametresinin türevi denklem (3.8) yardımıyla

$$\dot{u} = 3Hu \left[ w_{DE}(1 + \rho_{DE}) + \frac{\tilde{\Gamma}}{3H} \left( \frac{u+1}{u} \right) \right] \quad (3.27)$$

şeklinde elde edilir. Bu işlemden sonra denklem (3.24)'de yer alan  $A$  ve  $B$  parametreleri aşağıdaki gibi hesaplanır

$$A = \left[ \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\sqrt{\Omega_{DE}} \cos y + b^2 \left( \frac{1 + \Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right] \frac{\xi^{\alpha+1}}{\xi + 1} \quad (3.28)$$

$$B = -\frac{\xi^{(\alpha+2)} a^{4(\alpha+1)}}{\xi + 1} \left[ \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\sqrt{\Omega_{DE}} \cos y + b^2 \left( \frac{1 + \Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right].$$

$A$  ve  $B$  parametreleri kullanılarak karanlık enerji için EoS daha açık olarak tanımlanabilir.

### 3.2.2. $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DM}$ Etkileşimi İçin Efektif EoS

Etkileşim parametresi  $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DM}$  için efektif EoS parametreler süreklilik denklemlerinden çekilirse

$$w_{DE}^{ef} = w_{DE}(1 + \rho_{DE} + \rho_{DE}^2 + \dots) + \tilde{\Gamma}u/3H \quad (3.29)$$

$$w_{DM}^{ef} = -\tilde{\Gamma}/3H$$

ifadeleri elde edilir.

(3.24) ve (3.25) ifadeleri denklem (3.29)'de yerine yazılırsa  $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DM}$  ye karşı gelen efektif EoS parametreleri

$$w_{DE}^{ef} = \frac{-A(1 + \xi)}{\xi^{(\alpha+1)}} + b^2u \left( \frac{1 + \Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \quad (3.30)$$

$$w_{DM}^{ef} = -\tilde{\Gamma}/u3H$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\xi = 6H^2\Omega_{DE}$  'dir. Bu adımdan sonra  $u$  parametresinin türevi alınır

$$\dot{u} = 3Hu \left[ w_{DE}(1 + \rho_{DE}) + \frac{\tilde{\Gamma}}{3H}(u + 1) \right] \quad (3.31)$$

elde edilir. Denklem (3.24)'de yer alan  $A$  ve  $B$  parametreleri aşağıdaki gibi hesaplanır

$$A = \left[ \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\sqrt{\Omega_{DE}} \cos y + b^2u \left( \frac{1 + \Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right] \frac{\xi^{\alpha+1}}{\xi + 1} \quad (3.32)$$

$$B = -\frac{\xi^{(\alpha+2)}a^{4(\alpha+1)}}{\xi + 1} \left[ \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\sqrt{\Omega_{DE}} \cos y + b^2u \left( \frac{1 + \Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right].$$

### 3.2.3. $Q = \tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM})$ Etkileşimi İçin Efektif EoS

Etkileşim parametresi  $Q = \tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM})$  için karşılık gelen efektif EoS parametreleri:

$$w_{DE}^{ef} = w_{DE}(1 + \rho_{DE} + \rho_{DE}^2 + \dots) + \tilde{\Gamma}u/3H \quad (3.33)$$

$$w_{DM}^{ef} = -\tilde{\Gamma}(1 + u^{-1})/3H$$

şeklinde elde edilir.

(3.24) ve (3.25) ifadeleri denklem (3.33) içerisinde yerine yazılırsa

$$\begin{aligned} w_{DE}^{ef} &= \frac{-A(1+\xi)}{\xi^{(\alpha+1)}} + b^2(u+1) \left( \frac{1+\Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \\ w_{DM}^{ef} &= -\tilde{\Gamma}/u3H \end{aligned} \quad (3.34)$$

şeklinde elde ediliir. Burada  $\xi = 6H^2\Omega_{DE}$  'dır. Yine,  $u$  parametresinin türevi

$$\dot{u} = 3Hu \left[ w_{DE} (1 + \rho_{DE}) + \frac{\tilde{\Gamma}}{3H} \left( \frac{2u^2 + u + 1}{u} \right) \right] \quad (3.35)$$

şeklinde elde edildi. Denklem (3.24) ve (3.34) kullanılarak  $Q = \tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM})$  için  $A$  ve  $B$  parametreleri aşağıdaki gibi hesaplandı:

$$\begin{aligned} A &= \left[ \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \sqrt{\Omega_{DE}} \cos y + b^2(u+1) \left( \frac{1+\Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right] \frac{\xi^{\alpha+1}}{\xi+1} \\ B &= -\frac{\xi^{(\alpha+2)} a^{4(\alpha+1)}}{\xi+1} \left[ \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \sqrt{\Omega_{DE}} \cos y + b^2(u+1) \left( \frac{1+\Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.36)$$

### 3.2.4. $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DE}$ Etkileşimi İçin Entropi Değişimi

Entropi ifadesi termodinamiğin birinci yasasından

$$TdS = PdV + dE \quad (3.37)$$

şeklinde verilir.  $V$  hacmi içerisinde yer alan karanlık enerji için Enerji ifadesi  $E_{DE} = \rho_{DE}V$  ile verilir. Sıcaklık için  $T = 1/2\pi L$  için Hawking radyasyon ifadesi kullanılabilir (bakınız 2.5). Burada  $L$  günümüz evrenin büyüklüğünü temsil eden uzunluk ölçeğidir. Termodinamik bir sistem olarak ele alınan evrende akışkanların içerisinde bulunduğu hacim  $V = 4\pi r^3/3$  ile verildiği düşünülmüştür. Burada  $r$  ufku radyal yarıçapıdır ve Hubble ölçeğinde seçilmiştir ( $r = 1/H$ ) ve  $S$  ise entropidir.

Bu denklemler yardımıyla seçilen üç etkileşim parametresi ( $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DE}$ ,  $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DM}$  ve  $Q = \tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM})$ ) için entropinin türev denklemlerini elde ettik. Bölüm 2.5 de anlatıldığı gibi evrenin sınırının, olay ufku yerine görünür ufuk tarafından çevrildiği kabul edilebilir



(Cai ve diğ., 2005). Bu seçim altında ufkun entropisi  $\dot{S}_L = 2\pi\dot{L}L$  denklem (3.16) yardımıyla entropinin değişimi

$$\dot{S}_L = \frac{2\pi}{H\sqrt{\Omega_{DE}}} \left( 1 - \sqrt{\frac{\Omega_{DE} - \Omega_k}{\Omega_{DE}}} \right) \quad (3.38)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (3.20) için karanlık enerji entropinin değişimi

$$\dot{S}_{DE} = \left[ 3 \left( \frac{-A(1+\xi)}{\xi^{(\alpha+1)}} + b^2 \left( \frac{1+\Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right) + 1 \right] 8\pi^2 L \dot{L} \quad (3.39)$$

şeklinde hesaplanır. Denklem (3.17), (3.23) ve (3.39) kullanılarak karanlık enerji için entropi değeri:

$$\dot{S}_{DE} = \frac{8\pi}{H} \left[ -(1 + 2\sqrt{\Omega_{DE} - \Omega_k}) \left( \frac{1+\xi}{\xi^{1+\alpha}} \right) + b^2 \eta \left( \frac{1+\xi}{\xi^{1+\alpha}} + 1 \right) \right] \left[ 1 - \sqrt{\frac{\Omega_{DE} - \Omega_k}{\Omega_{DE}}} \right] \quad (3.40)$$

şeklinde türetildi. Burada  $\xi = 6H^2\Omega_{DE}$  ve  $\eta = (1 + \Omega_k)/\Omega_{DE}$ 'dir. Karanlık madde için entropi değeri denklem (3.8) (3.27) ve (3.28) kullanılarak

$$\begin{aligned} \dot{S}_{DM} = 8\pi^2 L \left[ \left( \dot{L} \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + L\Omega_{DE}\kappa^2 + \kappa \right) + \left( \kappa \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + \frac{\kappa}{\Omega_{DE}} + \kappa^2\Omega_k \right) \right] \\ + 8\pi^2 \left[ 3Hu \left( w_{DE}(1 + \rho_{DE}) + \frac{\tilde{\Gamma}}{3H} \left( \frac{1+u}{u} \right) \right) \right] \end{aligned} \quad (3.41)$$

şeklinde elde edilir. Burada

$$\kappa = \left( \frac{1}{H} - \frac{\cos y}{H\sqrt{\Omega_{DE}}} + \frac{\dot{H}}{H} \right) \quad (3.42)$$

ile tanımlanmıştır. Denklem (3.17), (3.41) ve (3.28) kullanılarak karanlık madde için entropi değişimi

$$\begin{aligned} \dot{S}_{DM} = \frac{8\pi^2}{H} \left[ \left( \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} \left( 1 - \sqrt{\frac{\Omega_{DE} - \Omega_k}{\Omega_{DE}}} \right) + \kappa^2 \frac{\Omega_{DE}}{H} + \kappa \right) + \left( \kappa \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + \kappa \frac{1}{\Omega_{DE}} + \kappa^2\Omega_k \right) \right] \\ + 24\pi^2 H (\eta - 1) \left[ \frac{-(1+\xi)(1+\tilde{\Gamma})}{(1+\xi+\xi^{\alpha+2})} + b^2 q \left( \frac{\Omega_{DE}}{1+\Omega_k - \Omega_{DE}} \right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.43)$$

şeklinde elde edilir.

### 3.2.5. $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DM}$ Etkileşimi İçin Entropi Değişimi

Denklem (3.21) için karanlık enerji entropisi

$$\dot{S}_{DE} = \left[ 3 \left( \frac{-A(1+\xi)}{\xi^{(\alpha+1)}} + b^2 u \left( \frac{1+\Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right) + 1 \right] 8\pi^2 c^2 L \dot{L} \quad (3.44)$$

şeklinde hesaplanır. Denklem (3.17) ve (3.44) kullanılarak karanlık enerji için entropinin değişimi:

$$\dot{S}_{DE} = \left[ - (1 + 2\sqrt{\Omega_{DE} - \Omega_k}) \left( \frac{1+\xi}{\xi^{1+\alpha}} \right) + b^2 \eta (\eta - 1) \left( \frac{1+\xi}{\xi^{1+\alpha}} + 1 \right) \right] \left[ 1 - \sqrt{\frac{\Omega_{DE} - \Omega_k}{\Omega_{DE}}} \right] \quad (3.45)$$

şeklinde bulunur. Öte yandan karanlık madde için entropi değişimi denklem (3.32) ve (3.45) yardımıyla

$$\dot{S}_{DM} = 8\pi^2 c L \left[ \left( \dot{L} \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + L \Omega_{DE} \kappa^2 + \kappa \right) + \left( \kappa \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + \kappa \frac{1}{\Omega_{DE}} + \kappa^2 \Omega_k \right) \right] + 8\pi^2 c^2 \left[ 3Hu \left( w_{DE}(1 + \rho_{DE}) + \frac{\tilde{\Gamma}}{3H}(u + 1) \right) \right] \quad (3.46)$$

şeklinde elde edilir. Son olarak denklem (3.17), (3.36) ve (3.46) kullanılarak karanlık madde entropi değişimi

$$\dot{S}_{DM} = \frac{8\pi^2}{H} \left[ \left( \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} \left( 1 - \sqrt{\frac{\Omega_{DE} - \Omega_k}{\Omega_{DE}}} \right) + \kappa^2 \frac{\Omega_{DE}}{H} + \kappa \right) + \left( \kappa \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + \kappa \frac{1}{\Omega_{DE}} + \kappa^2 \Omega_k \right) \right] + 8\pi^2 3H(\eta - 1) \left[ \frac{-(1+\xi)(1+\tilde{\Gamma})}{(1+\xi+\xi^{\alpha+2})} + b^2 \eta \right] \quad (3.47)$$

şeklinde bulunur.

### 3.2.6. $Q = \tilde{\Gamma}(\rho_{DE} + \rho_{DM})$ İçin Entropi Değişimi

Benzer şekilde denklem (3.23) için karanlık enerji entropisi

$$\dot{S}_{DE} = \left[ 3 \left( \frac{-A(1+\xi)}{\xi^{\alpha+1}} + b^2(u+1) \left( \frac{1+\Omega_k}{\Omega_{DE}} \right) \right) + 1 \right] 8\pi^2 c^2 L \dot{L} \quad (3.48)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (3.48)'in tekrar düzenlenmesiyle karanlık enerji entropi değişimi

$$\dot{S}_{DE} = \frac{8\pi}{H} \left[ -(1+2\sqrt{\Omega_{DE}-\Omega_k}) \left( \frac{1+\xi}{\xi^{1+\alpha}} \right) + b^2 q^2 \left( \frac{1+\xi}{\xi^{1+\alpha}} \right) \right] \left[ 1 - \sqrt{\frac{\Omega_{DE}-\Omega_k}{\Omega_{DE}}} \right] \quad (3.49)$$

şeklinde bulunur. Bunlarla birlikte karanlık madde entropi değişimi

$$\begin{aligned} \dot{S}_{DM} = 8\pi^2 c L \left[ \left( \dot{L} \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + L \Omega_{DE} \kappa^2 + \kappa \right) + \left( \kappa \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + \kappa \frac{1}{\Omega_{DE}} + \kappa^2 \Omega_k \right) \right] \\ + 8\pi^2 c^2 \left[ 3Hu \left( w_{DE}(1+\rho_{DE}) + \frac{\tilde{\Gamma}}{3H} \left( \frac{u^2+u+1}{u} \right) \right) \right] \end{aligned} \quad (3.50)$$

şeklinde elde edilir. Son olarak denklem (3.17), (3.36) ve (3.50) kullanılarak

$$\begin{aligned} \dot{S}_{DM} = \frac{8\pi^2}{H} \left[ \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} \left( 1 - \sqrt{\frac{\Omega_{DE}-\Omega_k}{\Omega_{DE}}} \right) + \kappa^2 \frac{\Omega_{DE}}{H} + \kappa \right] + \left( \kappa \frac{\Omega_k}{\Omega_{DE}} + \kappa \frac{1}{\Omega_{DE}} + \kappa^2 \Omega_k \right) \\ + 8\pi^2 3H(\eta-1) \left[ \left( \frac{-(1+\xi)(1+\tilde{\Gamma})}{(1+\xi+\xi^{\alpha+2})} \right) + b^2 (\eta^2(\eta-1)-1) \right] \end{aligned} \quad (3.51)$$

karanlık madde entropi değişimi elde edilir. Elde ettiğimiz tüm bu sonuçlara ait grafikleri bulgular kısmında çizerek tartışacağız.

### 3.3. ANİZOTROPİK BIANCHI-V TİPİ EVRENDE HOLOGRAFİK KARANLIK ENERJİ VE KARANLIK MADDE ETKİLEŞİMİ

Bu çalışmada, anizotropik Bianchi Type-V evren modeli ele alınmıştır. COBE gözlemlerinde beri CMB ışınım anizotropisinin, standart enflasyon ve  $\Lambda$ CDM modeli çerçevesinde bazı anomaliler gösterdini yönünde kuşku bulunmaktadı (Knop *ve diğ.*, 2003; Tegmark *ve diğ.*, 2004). Bu anomalilerin varlığı üzerindeki çalışmalar Bianchi tipi evren modellerine ilginin artmasına neden olmuştur. RW metriğinin uzaysal kısmının genişletilmesiyle uzaysal olarak anizotropik metrikler elde etmek mümkün olmuştur. Bianchi uzay-zamanı küresel olarak hiperbolik bir uzaysal olarak homojen (izotropik olmayan) uzay-zamandır. Bu modeller dokuz adettir, ancak sınıflandırmaları onları  $A$  ve  $B$  gibi iki sınıfa bölmeye izin vermektedir.  $A$  sınıfında altı model (I, II, VI1, VII, VIII ve IX) ve  $B$  sınıfında beş (III, IV, V, V I<sub>h</sub> ve V II<sub>h</sub>) vardır. Her bir metrik eğrilikleri bakımından farklı simetri özelliklerine sahiptir.

Yine iki akışkan olan karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşime girdiği varsayılmıştır. Ölçek faktörü için 2014 yılında Silva tarafından önerilmiş olan özel bir form dikkate alınmıştır (Silva, 2014). Ölçek faktörü üstel (stretched exponential) formu için dikkate alınarak Einstein alan denklemleri elde edilmiştir. Silva'nın önerdiği ölçek faktörü dikkate alınarak, karanlık madde ve karanlık enerji arasındaki etkileşim Bianchi V modeli için incelenmiştir.

Uzaysal olarak homojen bu kozmolojik modeller, Einstein alan denklemlerinin tüm kozmolojik çözümlerinin uzayın yapısını ve özelliklerini anlamada önemli bir rol oynamaktadır. Uzay-zamanı tasvir eden çizgi elemanı  $ds$  zamansal ve uzaysal kısım olarak iki parça şeklinde yazılabilmektedir:

$$ds^2 = -dt^2 + d\ell^2 \quad (3.52)$$

burada uzaysal kısmın gösterimi

$$d\ell^2 = \zeta_{ab}(t, x^a, x^b, x^c) dx^a dx^b. \quad (3.53)$$

şeklinde temsil edilir. Fakat bu uzaysal kısım, Bianchi tipini karakterize eden  $w_a$  invariant

bazları tarafından ifade edilirse

$$d\ell^2 = \zeta_{ab} w^a w^b \quad (3.54)$$

şeklinde yazılabilmektedir.  $\zeta_{ab} = \delta_{ab}$  durumuna standart metrik denilirse buna karşılık gelen çizgi elemanı:

$$d\ell^2 = (w^1)^2 + (w^2)^2 + (w^3)^2 \quad (3.55)$$

şeklinde verilir. Standart ölçüm, Bianchi gruplarının türleri arasındaki karşılaştırma aracı olmaktadır. Farklı invaryant bazlar ile farklı tip Bianchi tipi metriklere ulaşılabilmektedir. Bianchi tipi metrikler Tablo. 3.1'de verilmiştir.

**Tablo 3.1:** Bianchi ve Kantowski-Sachs uzayları için standart metrikler

<i>Bianchi Tipi</i>	$d\ell^2$	$w^2$
<b>BI</b>	$dx^2 + dy^2 + dz^2$	$k = 0$
<b>BII</b>	$(dx - zdy)^2 + dy^2 dz^2$	—
<b>BIII</b>	$dx^2 + dy^2 + e^{2x} dz^2$	—
<b>BIV</b>	$dx^2 + e^{2x} dy^2 + e^{2x} (dz^2 + xdy^2)$	—
<b>BV</b>	$dx^2 + e^{2x} dy^2 + e^{2x} dz^2$	$k = -1$
<b>BVI</b>	$dx^2 + e^{2(m-1)x} dy^2 + e^{2(m+1)x} dz^2$	—
<b>BVII</b>	$dx^2 + e^{2mx} dy^2 + e^{2mx} dz^2$	$k = -1$
<b>BVIII</b>	$\cosh^2(y) dx^2 + dy^2 (dz + \sinh(y) dx)^2$	—
<b>BIX</b>	$\cos^2(y) dx^2 + dy^2 + (dz - \sin(y) dx)^2$	$k = 1$
<b>KS</b>	$dx^2 + dy^2 + \sin^2(y) dz^2$	—

Tablo.3.1'de ek olarak benzer olan Kantowski-Sachs uzayları için metrikte tabloda belirtilmiştir. Bu uzaysal olarak homojen ve anizotropik modeller, Einstein alan denklemlerinin kesin çözümleridir ve evrenin anizotropisine ilişkin ilginç sonuçlar sağlayabilecekleri için Friedmann modellerinden daha genel kabul edilir. Bianchi I tipi modelin metriği özel durum olarak uzaysal olarak düz RW metriğini, Bianchi V ve VII metriği özel durumlarda açık RW, IX metriği ise kapalı RW metriğini içermektedir. Einstein alan denlemleri tarafından ölçek çarpanının evrimi hesaplanabilir.

Bu kesimde yer alan tartışmada anizotropik uzay için Bianchi V metriği seçilmiştir. Bu

metrik için  $ds$  çizgi elemanı:

$$ds^2 = -dt^2 + R_1^2 dx^2 + e^{2\alpha x} (R_2^2 dy^2 + R_3^2 dz^2) \quad (3.56)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade içinde yer alan  $R_1$ ,  $R_2$ , ve  $R_3$  karşılık gelen kozmik zaman  $t$ 'ye bağlı olan yönsel ölçek çarpanlarıdır ve  $\alpha$  bir sabittir. Uzay-zamanının ortalama ölçek faktörü yönsel ölçek faktörleri cinsinden  $a=(R_1 R_2 R_3)^{1/3}$  şeklinde yazılabilir. Denklem (3.56)'ye karşılık gelen metrik tensörü

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & R_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_2^2 e^{2\alpha x} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & R_3^2 e^{2\alpha x} \end{pmatrix} \quad (3.57)$$

şeklinde verilir. Einstein alan denklemlerine ulaşabilmek ilk önce metriğin Christoffel sembollerini belirtmek gerekir. Denklem (2.9) ve denklem (3.57) kullanılarak Christoffel sembolleri:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}^0 &= R_1 \dot{R}_1 \\ \Gamma_{33}^0 &= e^{2\alpha x} R_3 \dot{R}_3, \quad \Gamma_{22}^0 = e^{2\alpha x} R_2 \dot{R}_2 \\ \Gamma_{22}^1 &= -\frac{e^{2\alpha x} \alpha R_2^2}{R_1^2}, \quad \Gamma_{33}^1 = -\frac{e^{2\alpha x} \alpha R_3^2}{R_1^2} \\ \Gamma_{21}^2 &= \Gamma_{31}^3 = \alpha \\ \Gamma_{10}^1 &= \frac{\dot{R}_1}{R_1}, \quad \Gamma_{20}^2 = \frac{\dot{R}_2}{R_2}, \quad \Gamma_{30}^3 = \frac{\dot{R}_3}{R_3} \end{aligned} \quad (3.58)$$

şeklinde elde edilir. Christoffel sembolleri hesaplandıktan sonra, Ricci tensörünün sıfırdan farklı bileşenleri aşağıdaki gibi

$$R_{00} = -\frac{\ddot{R}_1}{R_1} - \frac{\ddot{R}_2}{R_2} - \frac{\ddot{R}_3}{R_3} \quad (3.59)$$

$$R_{10} = \alpha \left( \frac{2\dot{R}_1}{R_1} - \frac{\dot{R}_2}{R_2} - \frac{\dot{R}_3}{R_3} \right) \quad (3.60)$$

$$R_{11} = -2\alpha^2 + R_1 \left( \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_2}{R_2} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_3}{R_2} + \ddot{R}_1 \right) \quad (3.61)$$

$$R_{22} = e^{2\alpha x} \left( \frac{\alpha^2 R_2^2}{R_1^2} + \frac{R_2}{R_1 R_3} (\dot{R}_1 \dot{R}_2 + R_1 \ddot{R}_2) \right) \quad (3.62)$$

$$R_{33} = e^{2\alpha x} \left( \frac{R_3 \dot{R}_2 \dot{R}_3}{R_2} - \frac{2\alpha R_3^2}{R_1^2} + \frac{R_3 \dot{R}_1 \dot{R}_3}{R_1} + \frac{R_1 \dot{R}_3 \ddot{R}_3}{R_1} \right). \quad (3.63)$$

elde edilir. Karşılık gelen Ricci skaleri

$$R = -2 \left( \frac{\ddot{R}_1}{R_1} + \frac{\ddot{R}_2}{R_2} + \frac{\ddot{R}_3}{R_3} - \frac{3\alpha^2}{R_1^2} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_2}{R_1 R_2} + \frac{\dot{R}_2 \dot{R}_3}{R_2 R_3} + \frac{\dot{R}_3 \dot{R}_1}{R_3 R_1} \right) \quad (3.64)$$

şeklinde bulunur. Karşılık gelen Einstein denklemlerini denklem (2.11) yardımı ile hesaplırsak:

$$G_{00} = \left( \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_2}{R_1 R_2} + \frac{\dot{R}_2 \dot{R}_3}{R_2 R_3} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_3}{R_1 R_3} - \frac{3\alpha^2}{R_1^2} \right) \quad (3.65)$$

$$G_{10} = \alpha \left( 2 \frac{\dot{R}_1}{R_1} - \frac{\dot{R}_2}{R_2} - \frac{\dot{R}_3}{R_3} \right) \quad (3.66)$$

$$G_{11} = -R_1^2 \left( -\frac{\ddot{R}_2}{R_2} - \frac{\ddot{R}_3}{R_3} - \frac{\dot{R}_2 \dot{R}_3}{R_2 R_3} + \frac{\alpha^2}{R_1^2} \right) \quad (3.67)$$

$$G_{22} = -e^{2\alpha x} R_2^2 \left( \frac{\ddot{R}_1}{R_1} + \frac{\ddot{R}_3}{R_3} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_3}{R_1 R_3} - \frac{\alpha^2}{R_1^2} \right) \quad (3.68)$$

$$G_{33} = -e^{2\alpha x} R_3^2 \left( \frac{\ddot{R}_1}{R_1} + \frac{\ddot{R}_2}{R_2} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_2}{R_1 R_2} - \frac{\alpha^2}{R_1^2} \right) \quad (3.69)$$

şeklinde beş birbirinden bağımsız denklem elde edilir. Denklem (2.12), (3.57) ve (3.65)-(3.69) kullanılarak ( $8\pi G = c = 1$ )

$$\frac{\dot{R}_1 \dot{R}_2}{R_1 R_2} + \frac{\dot{R}_2 \dot{R}_3}{R_2 R_3} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_3}{R_1 R_3} + \frac{3\alpha^2}{R_1^2} = \rho_{KE} + \rho_{DM} \quad (3.70)$$

$$\frac{\ddot{R}_2}{R_2} + \frac{\ddot{R}_3}{R_3} + \frac{\dot{R}_2 \dot{R}_3}{R_2 R_3} - \frac{\alpha^2}{R_1^2} = -p_{DE} \quad (3.71)$$

$$\frac{\ddot{R}_1}{R_1} + \frac{\ddot{R}_3}{R_3} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_3}{R_1 R_3} - \frac{\alpha^2}{R_1^2} = -p_{DE} \quad (3.72)$$

$$\frac{\ddot{R}_1}{R_1} + \frac{\ddot{R}_2}{R_2} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_2}{R_1 R_2} - \frac{\alpha^2}{R_1^2} = -p_{DE} \quad (3.73)$$

$$2 \frac{\dot{R}_1}{R_1} + \frac{\dot{R}_2}{R_2} - \frac{\dot{R}_3}{R_3} = 0 \quad (3.74)$$

denklemleri elde edilir. Einstein alan denklemi enerji momentum tensörleri karanlık

bileşenlerin basınç ve enerji yoğunluğu cinsinden:

$$\begin{aligned} T_j^{(DM)i} &= \text{diag}[-\rho_{DM}, p^{DM}, p^{DM}, p^{DM}] \\ T_j^{(DE)i} &= \text{diag}[-\rho_{DE}, p_x^{DE}, p_y^{DE}, p_z^{DE}] \end{aligned} \quad (3.75)$$

şeklinde yazılabilir. Karanlık enerjinin EoS parametresi için  $w_{DE} = p_{DE}/\rho_{DE}$  denklemi kullanılarak denklem (3.75) tekrar düzenlenirse, karanlık enerji için enerji momentum tensörü

$$T_j^{(DE)i} = \text{diag}[-1, w_{DE_x}, w_{DE_y}, w_{DE_z}] \rho_{DE} \quad (3.76)$$

ile verilebilir. Burada  $w_{DE_x}, w_{DE_y}$  ve  $w_{DE_z}$  sırasıyla  $x, y$  ve  $z$  koordinatları boyunca yönsel EoS parametreleridir.  $\gamma$ ;  $x, y$  ve  $z$  eksenlerinde durum denklemi  $w_{DE}$ 'den sapma bir ölçütü olan çarpıklık parametreleri olarak tanımlanır. Karşılık gelen eksenlere göre çarpıklık parametreleri  $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$  kullanılarak denklem (3.76) tekrar düzenlenirse karşılık gelen enerji momentum tensörü

$$T_j^{(DE)i} = \text{diag}[-1, (w_{DE} + w_x), (w_{DE} + \gamma_y), (w_{DE} + \gamma_z)] \quad (3.77)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (3.77)'ye karşılık gelen Einstein alan denklemlerinin (3.70)-(3.74) yeniden düzenlenmesi ile aşağıdaki gibi elde edilebilir,

$$\frac{\dot{R}_1 \dot{R}_2}{R_1 R_2} + \frac{\dot{R}_2 \dot{R}_3}{R_2 R_3} + \frac{\dot{R}_3 \dot{R}_1}{R_3 R_1} - \frac{3\alpha^2}{R_1^2} = (\rho_{DE} + \rho_{DM}) \quad (3.78)$$

$$\frac{\ddot{R}_1}{R_1} + \frac{\ddot{R}_2}{R_2} + \frac{\dot{R}_1 \dot{R}_2}{R_1 R_2} - \frac{\alpha^2}{R_1^2} = -(w_{DE} + \gamma_z) \rho_{DE} \quad (3.79)$$

$$\frac{\ddot{R}_2}{R_2} + \frac{\ddot{R}_3}{R_3} + \frac{\dot{R}_2 \dot{R}_3}{R_2 R_3} - \frac{\alpha^2}{R_1^2} = -(w_{DE} + \gamma_x) \rho_{DE} \quad (3.80)$$

$$\frac{\ddot{R}_3}{R_3} + \frac{\ddot{R}_1}{R_1} + \frac{\dot{R}_3 \dot{R}_1}{R_3 R_1} - \frac{\alpha^2}{R_1^2} = -(w_{DE} + \gamma_y) \rho_{DE} \quad (3.81)$$

$$\frac{2\dot{R}_1}{R_1} + \frac{\dot{R}_2}{R_2} - \frac{\dot{R}_3}{R_3} = 0. \quad (3.82)$$

Denklem (3.82)'den

$$R_1^2 = R_2 R_3 \quad (3.83)$$



ilişkisi elde edilir. Bu çalışmada metrik fonksiyonları arasında alan denklemleri setinin tam çözümlerini bulmak için  $R_2 = R_3^\zeta$  şeklinde bir ilişki olduğu varsayılmıştır. Ölçek faktörü  $a = V^{1/3}$  ile verilir. Burada  $V$  metriğin uzaysal hacmi olmak üzere  $V = R_1 R_2 R_3$  ile tanımlanır. Burada  $\zeta$  bir pozitif sabit olmak üzere uzay zamanın izotropik olmayan karakterini korumaktadır. Yönel ölçek çarpanları denklem (3.83) kullanılarak

$$R_1 = a, \quad R_2 = a^{\frac{2\zeta}{\zeta+1}}, \quad R_3 = a^{\frac{2}{\zeta+1}} \quad (3.84)$$

şeklinde kolayca elde edilir. Yönel ölçek faktörlerini elde etmek için 2014 yılında Silva (Silva, 2014) tarafından önerilen ölçek faktörü

$$a = \exp \left[ \frac{H_0 T_0}{\beta} \left( \frac{t}{T_0} \right)^\beta - 1 \right] \quad (3.85)$$

kullanılacaktır. Bu ölçek faktörü Friedmann modeli için gözlemsel sonuçlara uygun değerler vermektedir. Burada  $\beta$  bir sabittir ve  $H_0$  Hubble sabitidir.  $T_0$  ise evrenin günümüzdeki yaşıdır. Denklem (3.85) evrenimizin genişlemesinin başlangıç ile günümüze kadar olan davranışını tasvir ettiği varsayılmaktadır. Denklem (3.85) denklem (3.84) yerine yazılırsa yönel ölçek çarpanları

$$\begin{aligned} R_1 &= \exp \left[ \frac{H_0 T_0}{\beta} \left( \frac{t}{T_0} \right)^\beta - 1 \right] \\ R_2 &= \exp \left[ \frac{H_0 T_0}{\beta} \left( \frac{t}{T_0} \right)^\beta - 1 \right] \left( \frac{2\zeta}{\zeta+1} \right) \\ R_3 &= \exp \left[ \frac{H_0 T_0}{\beta} \left( \frac{t}{T_0} \right)^\beta - 1 \right] \left( \frac{2}{\zeta+1} \right) \end{aligned} \quad (3.86)$$

şeklinde elde edilir. Yöne bağlı ölçek çarpanları kullanılarak Hubble parametreleri ise

$$\begin{aligned} H_1 &= H_0 t^{-1+\beta} T_0^{1-\beta} \\ H_2 &= \frac{H_0 \zeta t^{-1+\beta} T_0^{1-\beta}}{1+\zeta} \\ H_3 &= \frac{H_0 t^{-1+\beta} T_0^{1-\beta}}{1+\zeta} \end{aligned} \quad (3.87)$$

şeklinde elde edilir. Ortalama Hubble parametresi  $H = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 H_i$  ve denklem (3.87)

yardımla

$$H = H_0 t^{-1+\beta} T_0^{1-\beta} \quad (3.88)$$

şeklinde zamana bağlı olarak elde edilir. Yavaşlama parametresi (deceleration parameter)  $q$  denklem (2.26) ve (3.86) yardımıyla aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$q = - \left( \frac{\beta - 1}{H_0 T_0} \left( \frac{t}{T_0} \right)^{-\beta} + 1 \right). \quad (3.89)$$

Zamana bağlı çarpıklık parametreleri ise denklem (3.78)-(3.81) denklemleri kullanılarak sırasıyla

$$\begin{aligned} \gamma_x = & \exp \left[ \frac{-H_0(-1+t^\beta)}{T_0^{1-\beta}} \right] \left[ \frac{\alpha^2 T_0^2}{3H_0^2} \right] - 2 \frac{\exp \left[ \left( \frac{H_0(1-t^2)}{2T_0} \right) \left( 1 + \frac{2\zeta}{1+\zeta} \right) \right] \zeta t^{-2+2\beta} T_0^{4-2\beta}}{9(1+k)} \\ & - 2 \frac{\exp \left[ \left( \frac{H_0(-1+t^2)}{2T_0} \right) \left( \frac{4\zeta}{1+\zeta} \right) \right] \zeta t^{-2+\beta} (-1+\beta) T_0^{3-\beta}}{9H_0(1+\zeta)} \\ & - 2 \frac{\exp \left[ \left( \frac{H_0(-1+t^\beta)T_0^{1-\beta}}{2T_0} \right) \left( \frac{-4}{1+\zeta} \right) \right] t^{-2+\beta} (-1+\beta) T_0^{3-\beta}}{9H_0(1+\zeta)} - w_{DE} \end{aligned} \quad (3.90)$$

$$\begin{aligned} \gamma_y = & \exp \left[ \frac{-H_0(-1+t^\beta)}{T_0^{1-\beta}} \right] \left[ \frac{\alpha^2 T_0^2}{3H_0^2} - \frac{(-1+\beta)}{H_0 T_0^{-3+\beta}} \right] - 2 \frac{\exp \left[ \left( \frac{H_0(1-t^2)}{2T_0} \right) \left( 1 + \frac{2\zeta}{1+\zeta} \right) \right] t^{-2+2\beta} T_0^{4-2\beta}}{9(1+\zeta)} \\ & - 2 \frac{\exp \left[ \left( \frac{H_0(-1+t^2)}{2T_0} \right) \left( \frac{4}{1+\zeta} \right) \right] t^{-2+\beta} (-1+\beta) T_0^{3-\beta}}{9H_0(1+\zeta)} - w_{DE} \end{aligned} \quad (3.91)$$

$$\begin{aligned} \gamma_z = & \exp \left[ \frac{-H_0(-1+t^\beta)}{T_0^{1-\beta}} \right] \left[ \frac{\alpha^2 T_0^2}{3H_0^2} - \frac{(-1+\beta)}{H_0 T_0^{-3+\beta}} \right] - 2 \frac{\exp \left[ \left( \frac{H_0(1-t^2)}{2T_0} \right) \left( 1 + \frac{2\zeta}{1+\zeta} \right) \right] \zeta t^{-2+2\beta}}{9(1+\zeta) T_0^{-4+2\beta}} \\ & - 2 \frac{\exp \left[ \left( \frac{H_0(-1+t^2)}{2T_0} \right) \left( \frac{4\zeta}{1+\zeta} \right) \right] \zeta t^{-2+\beta} (-1+\beta)}{9H_0(1+\zeta) T_0^{-3+\beta}} - w_{DE} \end{aligned} \quad (3.92)$$

şeklinde bulunur. Genişleme skaleri  $\theta$

$$\theta = 3H = 3H_0 t^{-1+\beta-1} T_0^{1-\beta} \quad (3.93)$$

olarak hesaplanır. Shear skaleri ise  $\sigma^2$

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \left( \sum_{i=1}^n H_i^2 - \frac{1}{3} \theta^2 \right) \quad (3.94)$$

olarak formülize edilir. Denklem (3.87), denklem (3.93) ve (3.94) kullanılarak shear skaleri

$$\sigma^2 = \frac{H_0^2 (-1 + \zeta)^2 t^{-2+2\beta} T_0^{2-2\beta}}{(1 + \zeta)^2} \quad (3.95)$$

şeklinde verilir. Ortalama anizotropi parametresi  $\Delta$  ise Hubble cinsinden

$$\Delta = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \left( \frac{H_i - H}{H} \right)^2 \quad (3.96)$$

şeklinde yazılır. Öte yandan denklem (3.87) ve denklem (3.96) yardımıyla bu anizotropi parametresi

$$\Delta = \frac{2(-1 + \zeta)^2}{3(1 + \zeta)^2} \quad (3.97)$$

olduğu bulunur.

Süreklilik denklemini bulmak için köşegen ölçek çarpanları komoving koordinat referans çerçevesinde enerji korunumu denklemi kullanılmaktadır. Buna göre  $T_{0;l}^l = 0$  aşağıdaki gibi verilebilmektedir. Denklem (3.78)'de verilen ifadenin kozmik zamana göre türevinin alınması ile

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{DE} + \dot{\rho}_{DM} + \left( \frac{\dot{R}_1}{R_1} + \frac{\dot{R}_2}{R_2} + \frac{\dot{R}_3}{R_3} \right) (\rho_{DE}(1 + w_{DE}) + \rho_{DM}) \\ + \left( \gamma_x \frac{\dot{R}_1}{R_1} + \gamma_y \frac{\dot{R}_2}{R_2} + \gamma_z \frac{\dot{R}_3}{R_3} \right) \rho_{DE} = 0 \end{aligned} \quad (3.98)$$

şeklinde yazılabilen bir süreklilik denklemine ulaşılır. Denklem (3.98)'deki toplamın ayrı

ayrı sıfıra eşitlenmesi ile iki ayrı süreklilik denklemi

$$\dot{\rho}_{DE} + 3H(1 + w_{DE})\rho_{DE} + (\gamma_x H_x + \gamma_y H_y + \gamma_z H_z)\rho_{DE} = 0 \quad (3.99)$$

$$\dot{\rho}_{DM} + 3H\rho_{DM} = 0 \quad (3.100)$$

elde edilir. Şimdi modifiye edilmiş denklem (3.99) ve (3.100) denklemlerini etkileşimi içine alacak şekilde yeniden yazarsak

$$\dot{\rho}_{DE} + 3H(1 + w_{DE})\rho_{DE} + (\gamma_x H_x + \gamma_y H_y + \gamma_z H_z)\rho_{DE} = -Q \quad (3.101)$$

$$\dot{\rho}_{DM} + 3H\rho_{DM} = Q \quad (3.102)$$

eşitliklerini elde ederiz. Denklem (3.11), denklem (3.87) ve denklem (3.101) kullanılarak  $Q = 3b^2 H \rho_{DE}$  için karanlık enerji EoS parametresinde ulaşılır.

$$w_{DE} = -1 - b^2 - \frac{2\dot{H}}{3H^2} - \frac{(\gamma_x H_x + \gamma_y H_y + \gamma_z H_z)}{3H} \quad (3.103)$$

Bu ifade içerisinde yer alan çarpıklık ve Hubble bileşenleri yerine yazılırsa EoS parametresinin zamana bağlı genel ifadesi

$$\begin{aligned} w_{DE} = & -1 - b^2 + \frac{-2t^\beta(1+\beta)T_0^{-1+\beta}}{3H_0} - \frac{1}{3t^2} \exp\left[\frac{-4H_0(-1+t^\beta)T_0^{-1+\beta}}{\beta}\right] T_0^{-2\beta} \\ & - 3 \exp\left[\frac{-4H_0(-1+t^\beta)T_0^{-1+\beta}}{\beta}\right] t^2 w T_0^{2\beta} \\ & + \exp\left[\frac{2H_0(-1+t^\beta)T_0^{-1+\beta}}{\beta}\right] T_0^\beta (-2H_0 t^\beta (-1+\beta)T_0 + 9t^2 \alpha^2 T_0^\beta) \\ & - \frac{4 \exp\left[\frac{3H_0(-1+t^\beta)T_0^{-1+\beta}}{\beta}\right] (3 - \frac{2\zeta}{1+\zeta}) \zeta t^{2\beta}}{(1+\zeta)^2 H_0^{-2} T_0^{-2}} - \frac{2 \exp\left[\frac{H_0(-1+t^\beta)T_0^{-1+\beta}}{\beta}\right] (\frac{1+3\zeta}{1+\zeta})}{(1+\zeta)^2 H_0^{-2} T_0^{-2}} (1+3\zeta) t^{2\beta} \\ & - \frac{2 \exp\left[\frac{H_0(-1+t^\beta)T_0^{-1+\beta}}{\beta}\right] (\frac{4\zeta}{1+\zeta})}{(1+\zeta)^2 H_0^{-1} T_0^{-\beta-1}} (-1+\beta)(1+3\zeta)^2 t^\beta \\ & - \frac{2 \exp\left[\frac{H_0(-1+t^\beta)T_0^{-1+\beta}}{\beta}\right] (\frac{4}{1+\zeta})}{(1+\zeta)^2 H_0^{-1} T_0^{-\beta-1}} (-1+\beta)(1+\zeta^2) t^\beta \end{aligned} \quad (3.104)$$

şeklinde elde edilir. Bu kesimde elde edilen sonuçlara ait grafikler, Bulgular kısmında çizilecek ve elde edilen sonuçlar yorumlanacaktır.



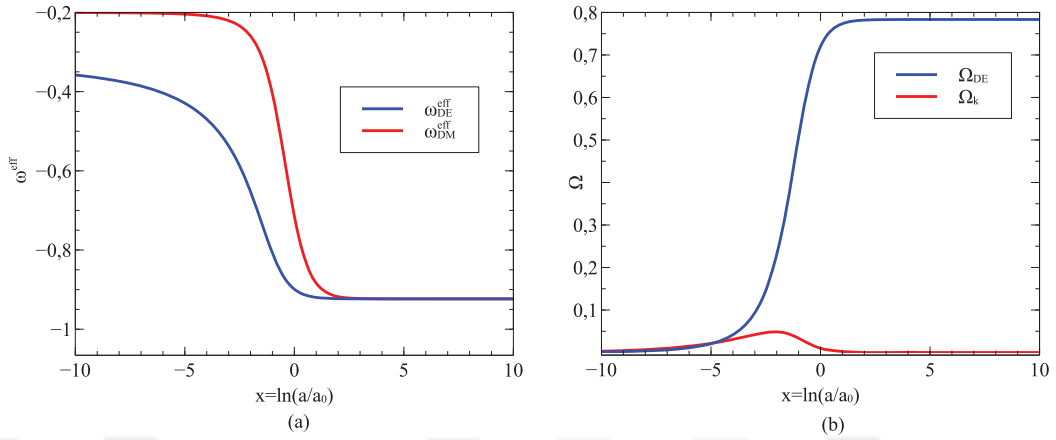
## 4. BULGULAR

Bu bölümde bulgular üzerinde duracağız. Tez kapsamında yapmış olduğumuz üç adet farklı orjinal çalışmanın matematiksel ayrıntıları Bölüm 3’de verilmişti. Bu bölümde ise elde edilen sonuçlara ait grafikler sunularak sonuçlar ayrıntılı olarak yorumlanmıştır.

### 4.1. BİRİNCİ ÇALIŞMANIN SONUÇLARININ YORUMLANMASI

Bölüm 3.1 de yapmış olduğumuz ilk çalışmamızda, iki akışkan olarak ele aldığımız karanlık enerji ve karanlık maddenin birbirleriyle etkileşiminin evren dinamiğine katkılarını incelemeyi hedefledik. Karanlık enerjinin homojen olmayan bir akışkan olduğu varsayımıyla basınç ifadesine gelen kuadratik terimin katkısı dikkate alındı. İçinde yaşadığımız evrenin holografik bir evren olduğu varsayımı nedeniyle holografik karanlık enerji modeli dikkate alındı. Bu iki varsayım altında efektif EoS parametrelerine etkileşimden gelen katkılar belirlendi. Karanlık madde ve karanlık enerji arasındaki etkileşim için  $Q = \tilde{\Gamma}\rho_{DE}$  ifadesi seçildi. Etkileşim altında Karanlık enerji ve karanlık madde akışkanının efektif EoS parametreleri ( $w_{DE}^{ef}$ ,  $w_{DM}^{ef}$ ) ve bunlara karşılık gelen yoğunluk parametreleri türetildi. Elde edilen nümerik sonuçların davranışlarını analiz etmek için uzayın farklı eğriliğine göre  $k = -1, 0, 1$  değerleri için  $c = 1$ ,  $n = 1$  ve  $b^2 = 0.1$  ve  $0.2$  alınarak çizildi.

İlk olarak şekil 4.1’de uzaysal olarak kapalı bir evren için gözlemsel değerler olan  $w_k(0) = 0.08$ ,  $\Omega_{DE}(0) = 0.720$ ,  $w_{DE}(0) = -0.72$  başlangıç koşulları kullanılarak efektif EoS parametreleri ve yoğunluk parametreleri  $x$ ’e göre çizilmiştir. Şekil 4.1 (a)’da karanlık enerji ve karanlık maddenin efektif EoS parametrelerinin davranışları görülebilir. Erken evren zamanlarında bu iki efektif EoS parametresinin farklı değerlerden başladığı görülebilir. Karanlık madde efektif EoS parametresinin karanlık enerjinin efektif EoS parametresinden daha büyük değerlerden başladığı ve günümüze kadar iki efektif parametrenin azalan davranış gösterdiği görülebilir. Uzak gelecekte bu iki efektif EoS parametresinin eşit değer aldığı ve bu değer değişmediği görülebilir. Karanlık maddenin enerji yoğunluğunun karanlık enerjinin enerji yoğunluğuna oranı  $u$  parametresinin türevinin  $\dot{u} = 3Hu [w_{DE}^{ef} - w_{DM}^{ef}]$  (bakınız denklem (3.10)) şeklinde verileceğini göstermiştik. Geç

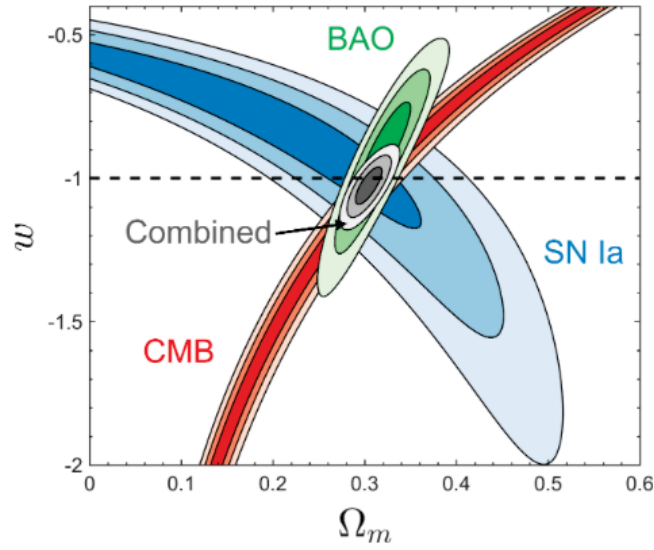


**Şekil 4.1:** (a) Efektif durum denklemleri  $w_{DE}^{ef}$  (mavi) ve  $w_{DM}^{ef}$  (kırmızı)  $x = \ln(a/a_0)$ 'e karşı gösterimi ve (b) Kapalı bir evrende yoğunluk parametreleri  $\Omega_{DE}$  (mavi) ve  $\Omega_k$  (kırmızı)  $x$ 'e karşı gösterimidir, burada  $b^2 = 0.2$  ve  $n = 1$  seçilmiştir. Başlangıç koşulları  $\Omega_{DE}(0) = 0.72$ ,  $\Omega_k(0) = 0.08$  olarak seçilmiştir.

evren zamanlarında bu iki efektif EoS parametresinin eşit değerler alması  $u$  parametresinin türevinin sıfır olacağı anlamına gelmektedir ( $w_{DE}^{ef} = w_{DM}^{ef} \Rightarrow \dot{u} = 0$ ). Bu tanımladığımız  $u$  parametresinin türevinin sıfır olması karanlık enerji ve karanlık maddenin enerji yoğunluklarının oranının bir sabit ve eşit değere ulaştığı anlamına gelir. Bu sonuç kozmolojide bildiğimiz rastlantı problemine karşılık gelir. Bu sonuç bizim seçtiğimiz modelin doğru çalıştığının bir kanıtıdır.

Bilindiği gibi  $\Lambda$ CDM modelinde  $w_{DE} = -1$ 'dir. Fakat bu sonuç gözlemsel sonuçlarla kesin uyum içerisinde değildir. Gözlemsel sonuçlar  $-1$  civarında değerler aldığını göstermektedir. Bizim elde ettiğimiz ve Şekil 4.1'de verilen sonuçlar bu gözlemsel verilerle tutarlıdır. Örneğin 2017 yılında elde edilen gözlemsel verilerin analiz edildiği Huterer'in (Huterer ve Shafer, 2017) Şekil 4.2'de yer alan çalışması  $w$ 'nin aralığını göstermektedir. Bizim elde ettiğimiz EoS değeri bu gözlemsel aralık ile uyum içerisinde. Ayrıca, bu sonuçlar Planck sonuçlarıyla da uyum içerisinde (Aghanim ve diğ., 2018).

Şekil.4.1 (b)'de karanlık enerji ve karanlık madde enerji yoğunluk parametrelerinin  $x$ 'e karşı değişimini göstermektedir. Karanlık enerji yoğunluk parametresi ( $\Omega_{DE}$ ) ve gözlenebilir maddenin uzay dokusunda oluşturduğu eğriliğin ( $\Omega_k$ ) yoğunluk parametresi değişiminden erken evren zamanlarında ikisininde sifıra yakın değerlerden başladığı

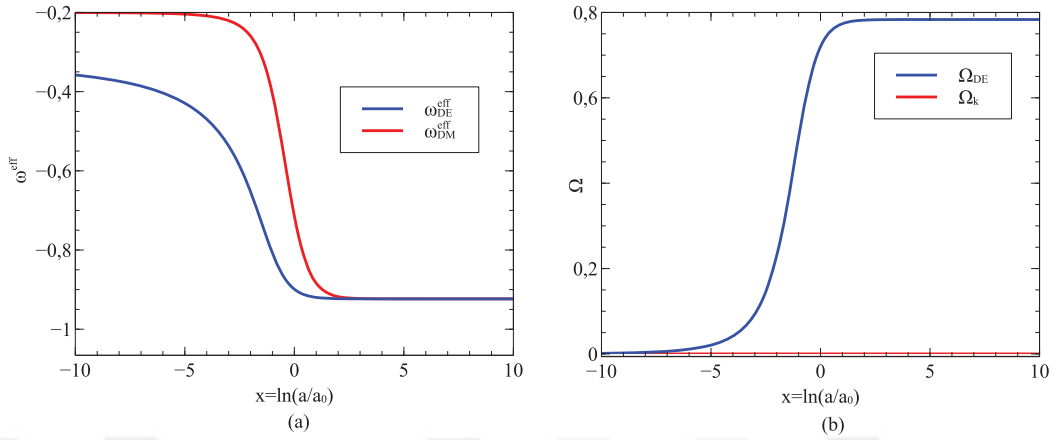


**Şekil 4.2:** Üç temel gözlemden gelen mevcut verilerin analizinden elde edilen kozmolojik parametreler üzerindeki kısıtlamalar: SN Ia (JLA (Berger *ve diğ.*, 2014) ; mavi), BAO (BOSS DR12 (Alam *ve diğ.*, 2017); yeşil) ve CMB (Planck (Ade-*a ve diğ.*, 2016); kırmızı) (Huterer ve Shafer, 2017).

görülebilir. Denklem (3.8)'de yoğunluk parametreleri arasında  $\Omega_{DM} + \Omega_{DE} = 1 + \Omega_k$  bir ilişki olduğu gösterilmiştir. Bu denklem çerçevesinde erken evren zamanlarında karanlık maddenin ( $\Omega_{DM}$ ) yoğunluk parametresinin maksimum değerinde olduğu görülebilir. Erken evren zamanlarından günümüze kadar her iki yoğunluk parametresinin ( $\Omega_{DE}$ ,  $\Omega_k$ ) değerinin artan davranış gösterdiği görülmektedir. Şekil 4.1 (b) görülebileceği gibi  $\Omega_{DE}$  yakın gelecekte 0.77 ve  $\Omega_{DM} \approx 0.23$  değerine ulaşır ve sabit değerlerini korudukları görülebilir.  $\Omega_k$  ise erken dönem için  $x < 0$  bölgesinde sıfır değerine yakınken, günümüze yakın bir zaman diliminde  $-5 < x < 5$  bölgesinde  $-0.04$  değerinde maksimum pozitif eğriliğe ulaşmaktadır. Ardından ve yakın gelecekte zamanlarında tekrar sıfır değerine ulaştığı görülebilir. Evrenin kapalı durumunda yakın gelecekte karanlık enerjinin baskın olduğu ve  $\Omega_k$ 'nın sıfır değerine ulaştığı görülebilir. Bu durum bize yakın gelecekte eğriliğin önemini kalmayacağını söyler.

Şekil.4.3'de  $k = 0$  için çizilmiştir.  $w_k(0) = 0.08$ ,  $\Omega_{DE}(0) = 0.720$ ,  $w_{DE}(0) = -0.72$  başlangıç değerleri seçilerek efektif EoS parametrelerinin ve yoğunluk parametrelerinin  $x$ 'e göre değişimi çizilmiştir. Şekil 4.3 (a)'da karanlık enerji ve karanlık maddenin efektif EoS parametrelerinin davranışları görülebilir. Seçilen bu parametreler için efektif EoS parametreleri erken evren zamanlarında farklı değerlerden başlamıştır. Karanlık maddeye ait efektif EoS parametresinin karanlık enerjiye ait efektif EoS parametresinden daha



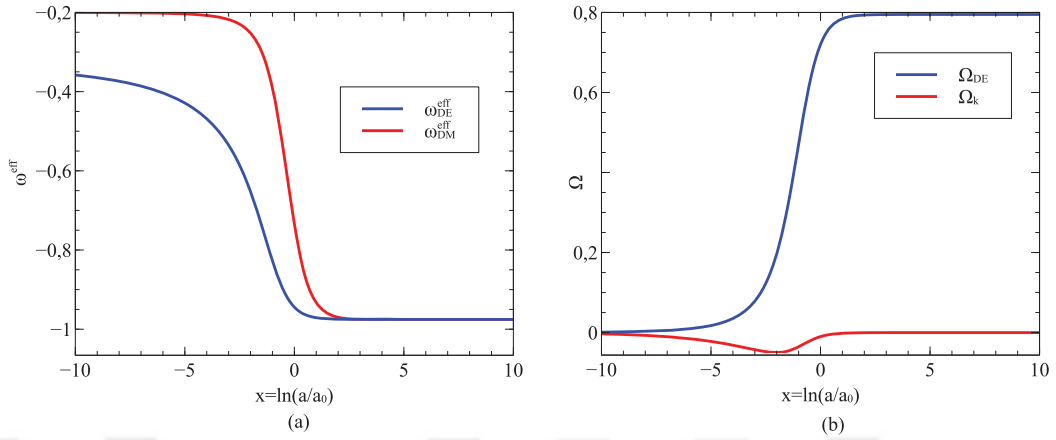


**Şekil 4.3:** (a) Efektif durum denklemleri  $w_{DE}^{ef}$  (mavi) ve  $w_{DM}^{ef}$  (kırmızı)  $x = \ln(a/a_0)$ 'e karşı gösterimi ve (b) Düz bir evrende yoğunluk parametreleri  $\Omega_{DE}$  (mavi) ve  $\Omega_k$  (kırmızı)  $x$ 'e karşı gösterimidir, burada  $b^2 = 0.2$  ve  $n = 1$  seçilmiştir. Başlangıç koşulları  $\Omega_{DE}(0) = 0.72$ ,  $\Omega_k(0) = 0.00$  olarak seçilmiştir.

büyük değerlerden başladığı ve günümüze kadar iki efektif parametrenin azalan davranış gösterdiği ve uzak gelecekte  $-0.98$  değerine ulaştıkları görülebilir. Öte yandan,  $k = 0$  içinde EoS parametresinin  $-0.98$  değerinde karşılaşması: enerji yoğunluklarının sabit bir değer alacağını dolayısıyla bu modelinde kozmik rastlantı probleminde çözüm sunulabildiğini göstermektedir.

Şekil. 4.3 (b) yoğunluk parametrelerinin  $x$ 'e göre değişimini göstermektedir.  $\Omega_{DE}$  değeri erken evren zamanlarında sıfıra yakın bir değerden başlamakta ve günümüze doğru artan davranış göstermektedir.  $\Omega_{DE}$  yakın gelecekte  $0.78$  değerinde sabit bir değer almaktadır ve baskın duruma geçmektedir ve bu sonuç gözlemlerle uyum içerisindedir (Aghanim ve diğ., 2018).  $\Omega_k$  değeri ise uzaysal olarak düz bir evrende beklenildiği gibi sıfır değerindedir.

Şekil. 4.4'de aynı tartışmayı  $k = -1$  yani uzaysal olarak açık evren için yaptık. Efektif EoS parametrelerinin ve yoğunluk parametreleri  $x$  e göre davranışları  $w_k(0) = 0.08$ ,  $\Omega_{DE}(0) = 0.720$ ,  $w_{DE}(0) = -0.72$  başlangıç koşullarında çizilmiştir. Şekil 4.4 (a)'da karanlık enerji ve karanlık maddenin efektif EoS parametrelerinin davranışları görülebilir. Uzak gelecekte bu iki efektif denklem  $w_{DE} = -0.98$  değerinde birbirlerine eşit ve sabit değer aldıkları görülebilir. Karanlık enerji için efektif EoS parametresinin değeri 0 ile  $-1$  değer arasındadır ve hiçbir zaman  $-1$  değerini aşmamaktadır. Evrenin uzaysal olarak açık formunda etkileşim

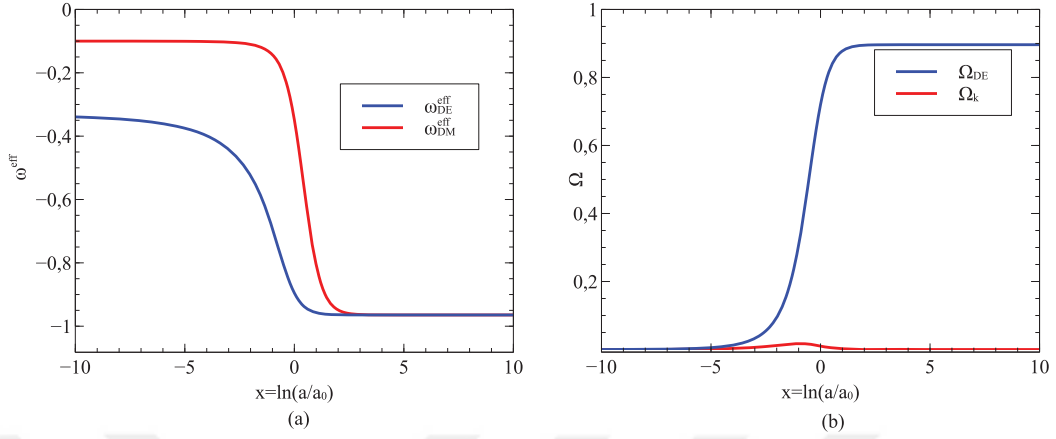


**Şekil 4.4:** (a) Efektif durum denklemleri  $w_{DE}^{ef}$  (mavi) ve  $w_{DM}^{ef}$  (kırmızı)  $x = \ln(a/a_0)$ 'e karşı gösterimi ve (b) Açık bir evrende yoğunluk parametreleri  $\Omega_{DE}$  (mavi) ve  $\Omega_k$  (kırmızı)  $x$ 'e karşı gösterimidir, burada  $b^2 = 0.2$  ve  $n = 1$  seçilmiştir. Başlangıç koşulları  $\Omega_{DE}(0) = 0.72$ ,  $\Omega_k(0) = 0.01$  olarak seçilmiştir.

durumunda yakın gelecekte iki efektif EoS parametresinin  $-0.98$  değerinde eşit değer alması enerji yoğunluklarının sabit bir değer alacağını dolayısıyla kozmik rastlantı problemine çözüm sunulabildiğini göstermektedir.

Şekil. 4.4 (b) ise yoğunluk parametrelerinin değişimini göstermektedir. Beklenildiği gibi  $\Omega_{DE}$  değeri erken evren zamanlarında sıfıra yakın bir değerden başlamakta ve günümüze doğru artan davranış göstermektedir.  $\Omega_{DE}$  yakın gelecekte  $0.80$  değerinde sabit bir değer almaktadır ve baskın durumuna geçmektedir (Aghanim *ve diğ.*, 2018).  $\Omega_k$  değeri ise erken evren zamanlarında sıfır değerinden başlamakta ve maksimum negatif eğriliğe  $-0.04$  değerinde ulaşmaktadır. Yakın gelecekte ve evrenin geç zamanlarında değeri sıfıra gitmektedir.  $\Omega_{DM}$  erken evren zamanlarında baskın durumdayken yerini karanlık enerjiye bıraktığı ve yakın gelecekte sabit değer aldığı görülebilir.

Ek olarak Şekil. 4.5'de uzaysal olarak açık bir evrende  $w_k(0) = 0.08$ ,  $\Omega_{DE}(0) = 0.720$ ,  $w_{DE}(0) = -0.72$  başlangıç koşullarında efektif EoS parametrelerinin ve yoğunluk parametrelerinin  $x$  e göre davranışları çizilmiştir. Burada etkileşim sabitinin farklı değer alması durumunda parametrelere olan etkisinin analizinin yapılabilmesi için  $b^2 = 0.1$  seçilmiştir. Etkileşimin sıfır olduğu durumda  $b^2 = 0$ 'dir ve  $x$  değeri artarken  $\Omega_{DE}(x) \rightarrow 1$  olmaktadır. Etkileşim sabiti  $0.1$  seçildiği zaman Şekil. 4.5 (a)'da görülebileceği üzere



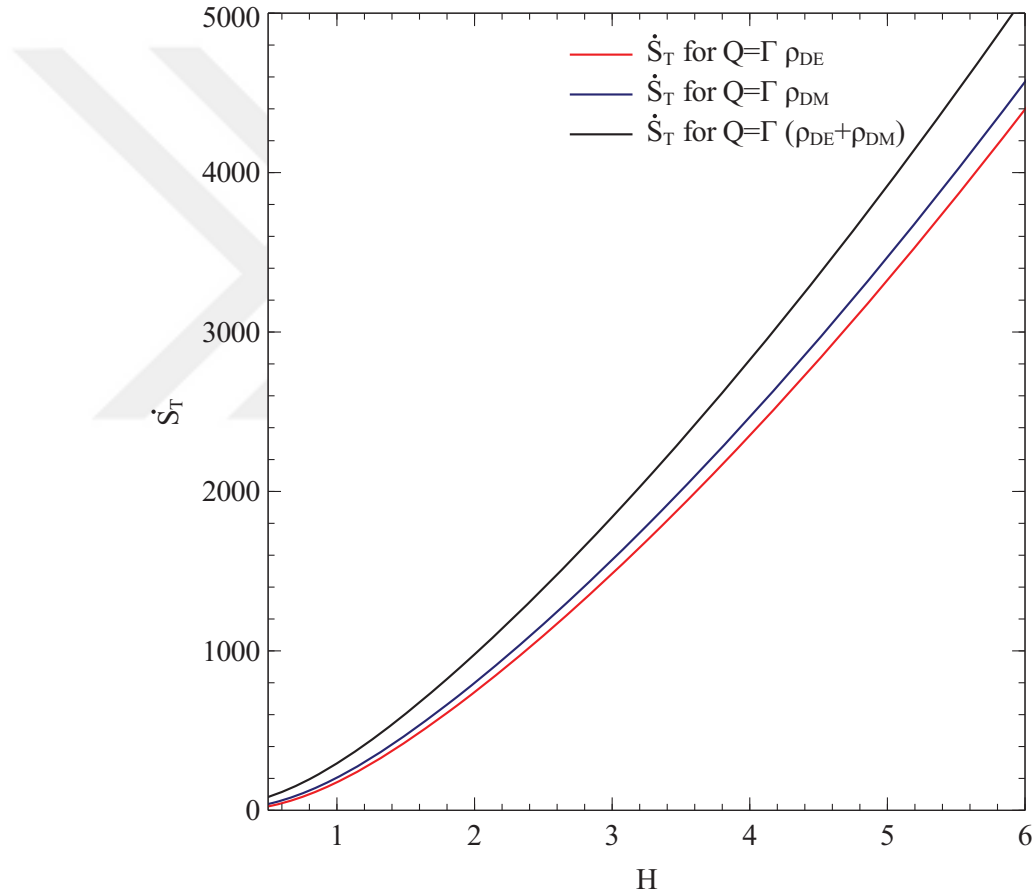
**Şekil 4.5:** (a) Efektif durum denklemleri  $w_{DE}^{ef}$  (mavi) ve  $w_{DM}^{ef}$  (kırmızı)  $x = \ln(a/a_0)$ 'e karşı gösterimi ve (b) Açık bir evrende yoğunluk parametreleri  $\Omega_{DE}$  (mavi) ve  $\Omega_k$  (kırmızı)  $x$ 'e karşı gösterimidir, burada  $b^2 = 0.1$  ve  $n = 1$  seçilmiştir. Başlangıç koşulları  $\Omega_{DE}(0) = 0.72$ ,  $\Omega_k(0) = 0.08$  olarak seçilmiştir.

yakın gelecekte 0 ve  $-1$  değerleri aralığında iki efektif EoS parametresi  $-0.98$  değerinde karşılaşmaktadır. Şekil.4.4 (a)  $b^2 = 0.2$  seçimi durumu ile karşılaştırdığımız zaman erken evren zamanlarında karanlık enerjinin EoS parametresi değeri değişmez kalırken karanlık maddenin EoS parametre değeri artış göstermiştir, bunun yanı sıra yakın gelecekte karşılaştıkları değerleri değişiklik göstermemiştir. Etkileşim sabitinde çok küçük bir değişiklik bile karanlık maddenin EoS parametre değerinin etkileneneceğini ancak karanlık enerjinin EoS parametresinin etkilenmeyeceği söylenebilir. Şekil.4.5 (b)'ye baktığımız zaman etkileşim sabiti 0.1 seçiminde karanlık enerjinin yoğunluk parametresi yakın gelecekte 0.90 değerinde sabit değer almaktadır. Şekil.4.4 (b)  $b^2 = 0.2$  seçimi durumu ile karşılaştırdığımız zaman bu değer artış gösterdiği görülebilir. Karanlık enerjinin evrenin gelecek zamanlarında baskın olduğu ve yoğunluk parametresi değerinin bileşenler arasındaki küçük bir etkileşim tarafından değişebileceği görülmüştür.

## 4.2. İKİNCİ ÇALIŞMANIN SONUÇLARININ YORUMLANMASI

Bölüm.3.2 de yapmış olduğumuz ikinci çalışmada yine evrenin fiziksel bileşenlerini oluşturan iki akışkan olarak karanlık enerji ve karanlık madde ele alındı. Bu çalışmamızda seçilen bu iki akışkanın birbirleriyle etkileşiminin entropi üzerindeki etkisi incelendi.

Yine homojen olmayan karanlık enerji ifadesi basınç ifadesine getirilen kuadratik katkı ile temsil edildi. Böylece kuadratik katkıların varlığı durumunda karanlık madde ve karanlık enerji etkileşimini  $\Gamma\rho_{DE}$ ,  $\Gamma\rho_{DM}$  ve  $\Gamma(\rho_{DE} + \rho_{DM})$  tipi etkileşimleri çalışıldı. Bu etkileşim modelini çözmek için iki ek varsayımda bulunduk. Bunlardan birincisi evrenin hızlanarak genişlemesini sağlayan karanlık enerjinin kaynağının Chaplygin gazı olduğu, ikincisi ise içinde yaşadığımız evrenin  $L$  yarıçapı ile sarılı (dev bir kara delik gibi) bir holografik evren gibi davrandığı varsayımdır. Bu iki varsayım altında model çözülerek, entropi değişimi incelenmiştir. Ayrıca bu modelde Entropinin değişiminin GSL'ye uyup uymadığı tartışılmıştır.



**Şekil 4.6:** Karanlık enerji ve CDM etkileşim durumunda farklı etkileşim parametreleri için toplam entropinin türevinin evrimi. Burada  $c = 1$ ,  $\Omega_k = 0.01$  ve  $\Omega_{DE} = 0.72$ ,  $\alpha=0.5$ 'dir.

Şekil 4.6'da  $\Gamma\rho_{DE}$ ,  $\Gamma\rho_{DM}$  ve  $\Gamma(\rho_{DE} + \rho_{DM})$  etkileşim modelleri kullanılarak bölüm 3.2'de elde ettik. Şekil 4.6'da verilen toplam entropinin Hubble parametresine bağlı değişimi  $c = 1$ ,  $\Omega_k = 0.01$  ve  $\Omega_{DE} = 0.72\alpha = 0.5$  değerlerini kullanarak çizdik. Toplam entropi değişimi  $\dot{S}_{top} = \dot{S}_{DE} + \dot{S}_{DM} + \dot{S}_L$  şeklinde elde edildi. Şekil.4.6'da her üç etkileşim parametresi durumunda  $\dot{S}_{top} > 0$  olduğu görülmektedir. Bu sonuç karanlık bileşenlerin etkileşim

durumunda hatta farklı etkileşim parametre seçiminde, izole bir termodinamik sistem olarak ele alınan evrenin termodinamiğın GSL'ye uyayacağını yani entropinin artacağını göstermektedir.

Literatürde yapılan çalışmalara baktığımız zaman holografik karanlık enerji modeli ile olan çalışmaların bazı koşullarda GSL'yi sağladığı görülmüştür. 2006 yılında Wang (Wang ve diğ., 2006) tarafından yapılan çalışmada düz bir evren ve evreni hızlandıran kaynağın holografik karanlık enerji olduğu varsayımıyla evrenin sınırının görünür ufuk ve olay ufku seçildiği zaman termodinamiğın birinci yasasını ve ikinci yasasını sağlayıp sağlamadığı ele alındı. Bu çalışmada olay ufuk seçimi durumunda birinci ve ikinci yasanın ihmal edileceğini gösterdi. 2007 yılında Setare (Setare, 2007) holografik karanlık enerji ve karanlık madde etkileşim durumunu inceleyip olay ufuk seçimi durumunda GSL'nin bazı yavaşlama parametresi ( $q$ ) değerlerinde sağlandığını gösterdi. Diğer bir çalışma ise 2011 yılında Ujjal'ın (Debnath, 2012) yapmış olduğu çalışmada holografik karanlık enerjinin karanlık madde ile etkileşimi dikkate alındı. Ujjal çalışmada EoS parametresi için lineer form kullandı ve sonucun sadece bazı yavaşlama parametresi ( $q$ ) değerlerinde sağlandığını gösterdi. 2014 yılında Praseetha (Praseetha ve Mathew, 2014) yapmış olduğu çalışmasında, holografik karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşim durumlarını Eos parametresinin lineer formları incelemiştir. Praseetha bu çalışmasında ufkun olay ufku olarak seçilmesi durumunda  $q$ 'nin işaretine bağlı olarak GSL'nin sağlanacağını, ufkun görünür ufuk olarak seçilmesi durumunda ise  $q$ 'nin işaretinden bağımsız olarak GSL'nin sağlanacağı sonucuna ulaşmıştır. 2018 yılında Karami (Karami, 2007) Setare'nin 2007 yılında yapmış olduğu çalışmaya düzeltme getirerek olay ufku seçiminde  $q$ 'nun değerinden bağımsız olarak GSL'in ihlal edildiğini gösterdi.

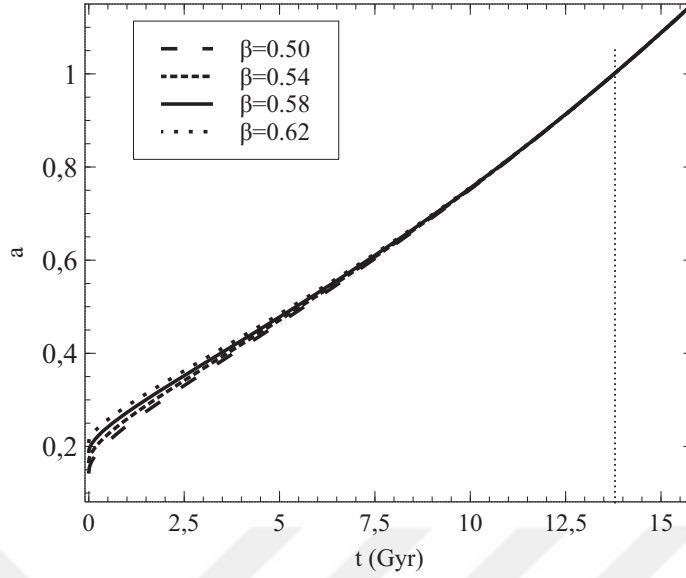
Bunların yanı sıra literatürde karanlık enerji kaynağının GCG olarak alındığı ve karanlık madde ile etkileştiği varsayılan modellerde bulunmaktadır. Örneğin, 2010 yılında yapılan bir çalışmada (Jamil, 2010) görünür ufukla sarılı FRW evreninde Chaplygin gazı karanlık enerji ile karanlık maddenin etkileşimli durumunda GSL yasasının her durumda sağlanacağını gösterdi. Salti 2013 yılında (Salti ve diğ., 2013) görünür ufukla sarılı Gödel evreni kullanarak GCG modelinin enerji yoğunluğuna bağlı olarak sağlanacağını gösterdi. 2011 yılında Karami (Karami ve diğ., 2011) evrenin, görünen ufukta Hawking sıcaklığına sahip termal dengede olduğunu varsayarak karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşim durumunda GSL'nin sağlanıp sağlanmadığını inceledi. Karami bu çalışmasında karanlık enerji için GCG

EoS parametresini kullandı ve GSL'nin efektif EoS parametresinden bağımsız bir şekilde sağlandığını gösterdi.

### 4.3. ÜÇÜNCÜ ÇALIŞMANIN SONUÇLARININ YORUMLANMASI

Bölüm.3.3'de yapmış olduğumuz üçüncü çalışmada, bir önceki iki çalışmamız dışında anizotropik bir evren dikkate alındı. Anizotropik Bianchi V evreni FRW kozmolojisinde açık evrenin bir genelleştirilmesidir. Bu nedenle karanlık enerji modellerinin önemli olacağı fikriyle bu çalışma kapsamında Bianchi V metriği ele alındı. Ölçek faktörü olarak 2014 yılında Silva tarafından öne sürülen özel bir form kullanıldı (denklem (3.85) (Silva, 2014). Yine bu çalışma iki varsayım altında yapıldı: bunlardan birisi anizotropik evrende iki akışkan olan karanlık enerji ve karanlık maddenin birbirleriyle etkileşmesi, ikincisi ise bu evrenin  $L$  ile sarılı bir holografik evren olması şeklindeydi. Bu iki varsayım altında seçilen Bianchi V metriği yardımıyla Einstein alan denklemleri çözüldü ve önemli bazı kozmolojik parametreler hesaplandı. Daha sonra etkileşimi ve anizotropik katkıları içeren modifiye süreklilik denklemi yardımıyla karanlık enerjinin durum denklemleri hesaplandı. Buradan elde edilen nümerik çözümler sunulacak ve analizi yapılacaktır.

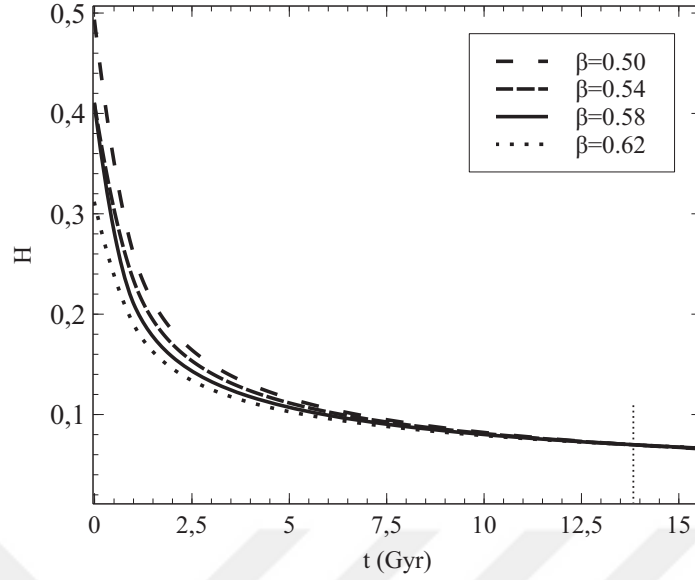
İlk olarak seçilen ölçek faktörünün kozmik zamana göre değişimi incelendi. Şekil.4.7'de ölçek faktörünün kozmik zaman karşı değişimi çizdirildi. Hatırlatacak olursak; ölçek faktörü genişleyen bir evrende artan bir davranış göstermektedir (Linder, 2003). Bilindiği gibi ölçek faktörü bize evrenin zaman içinde nasıl genişlediğini anlatır. Standart çözümde ölçek faktörü  $a$ 'nın zamanın fonksiyonu olarak değişimleri  $a(t) \propto t^{2/3}$ ,  $a(t) \propto t^{1/3}$  ve  $a(t) \propto e^{Ht}$  verilmektedir (bakınız bölüm.2.1.2.2). Bunun yanı sıra yoğunluk fonksiyonunun değişimi radyasyon için  $\rho \propto a^{-4}$ , basınçsız toz (madde) için  $\rho \propto a^{-3}$ ,  $\Lambda$  için  $\rho_0^\Lambda$  ile verilmektedir. Ölçek faktörünün ikinci türevi genişleyen evrenin yavaşlamakta yada hızlanmakta olduğu hakkında bilgi verebilir. Madde ve radyasyon için evrenin genişlemesinin yavaşladığı,  $\Lambda$  için genişlemenin hızlandığı görülebilir (denklem (2.19). Ölçek faktörünün yoğunluk ile olan ilişkisine bakarak evrenin erken zamanlarında radyasyon ve toz baskın olduğu geç evren zamanlarında ise evreni hızlandırdığı düşünülen bir enerji kaynağının, örneğin  $\Lambda$ , hakim olduğunu söylemek mümkündür. Bu bilgilerden sonra sonuçlarımıza dönersek; ölçek faktörünün zamana karşı değişimi erken evren zamanlarında genişlemenin yavaşlayan fazında, geç evren zamanlarında ise genişlemenin hızlanan fazında olduğu Şekil.4.7'de



**Şekil 4.7:** Farklı  $\beta$  değerleri için ölçek faktörünün kozmik zamana karşı karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır.

görülebilir. Silva çalışmasında  $\beta$ 'nin değerini  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  değerlerinde hesaplayarak 0.58 bulmuştur. Şekil. 4.8'de Hubble parametresinin ve günümüz evren yaşının değişken olduğunu düşünerek farklı  $\beta$  değerlerinde çizdirdik. Farklı  $\beta$  değerlerinden elde edilen eğrilerin günümüzde (kesikli çizgi) aynı değerleri verdikleri görülmektedir. Bu eğrilerin üst üste binmesi yaklaşık 6.650 Gyr'de meydana gelmektedir. Aynı zamanda yavaşlayan fazdan hızlanan faza geçiş de yakın geçmişte yaklaşık olarak 6.650 Gyr'de olduğu görülmektedir. Ölçek faktörünün bu formu aslında bize evrenin hızlanarak genişlemesi fazının günümüzden daha önce meydana geldiğini ve Hubble parametresinin ve evren yaşından bağımsız olduğunu gösterdiğini söylemek mümkündür. Aynı zamanda ölçek faktörünün günümüz değeri de yapılan teorik çalışmalar ile (Akarsu ve Dereli, 2012) ve günümüzde "1" değerini almaktadır.

İkinci olarak Şekil.4.8'de Hubble parametresinin zamana karşı değişimi farklı  $\beta$  değerlerinde çizdirilmiştir. Hubble parametresi bize evrenin genişleme hızını, bir başka deyişle uzayda belirli bir mesafedeki bir noktanın bizden ne kadar hızlı uzaklaştığının bilgisini verir. Farklı yoğunluk parametreleri cinsinden ilk Friedmann denkleminin tekrar yazılmasıyla elde edilen denklem (2.23)'e göre ölçek faktörünün erken evren zamanlarında çok küçük değerler almasıyla (bakınız şekil.4.8) Hubble parametresi büyük değerlere ulaşır. Ölçek faktörünün zamanla artmasıyla Hubble parametresi zamanla sabit değere

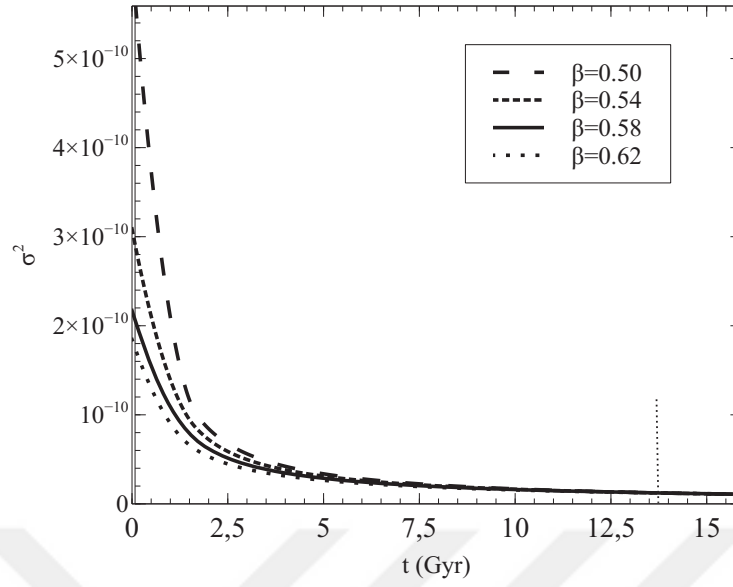


**Şekil 4.8:** Farklı  $\beta$  değerleri için Hubble parametresinin kozmik zamana karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır.

yaklaşacaktır. Farklı  $\beta$  değerlerinden elde edilen eğrilerin günümüzde aynı değerleri verdikleri ancak sabit bir değer almadıkları görülmüştür. Hubble parametresinin  $\dot{a}/a$  olduğu hatırlanırsa genişlemenin ölçek faktörünün artan davranışına neden olmasına, dolayısıyla  $\dot{a} > 0$  olmasına neden olur. Evrenin hızlanarak genişlemesi  $\dot{a}$  değerinin zamanla artmasına sebep olacaktır. Dolayısıyla  $a$ ,  $\dot{a}$  değerinden daha hızlı artacağı anlamına gelir. Bu da Hubble parametresinin zamanla azalacağı anlamına gelmektedir. Standart model evrenin zamanla bir enerji kaynağı baskınlığıyla Hubble parametresinin sabit değer alacağını söylemektedir. Karanlık enerji ve karanlık maddenin etkileşimlerinin dikkate alındığı anizotropik bir evren modelinde evrenin geç zamanlarında hızlanarak genişlemeye devam edeceğini söylemek mümkün görülmektedir. Şekil. 4.8'den farklı  $\beta$  değerlerinden elde edilen eğrilerin yaklaşık 6.650 Gyr'de üst üste bindiği görülmektedir. Bu da hızlanarak genişlemenin Hubble parametresi ve günümüz evren yaşından bağımsız bir şekilde gerçekleşeceği anlamına gelebilir.

Üçüncü olarak Şekil. 4.9'da shear skalerinin zamana karşı değişimi farklı  $\beta$  değerlerinde çizdirilmiştir. Shear skaleri bize evrenin ortalama genişleme hızından olan sapmasını verir. Başka bir deyişle evrenin geometrisinin değişmesiyle büyük ölçekli yapısındaki madde akışında yaşanan bozulmaların oranıdır (Collins ve Wainwright, 1983). Şekil. 4.9'da bu model için shear skalerinin değişimi erken evren zamanlarında büyük değerlerden başlarken



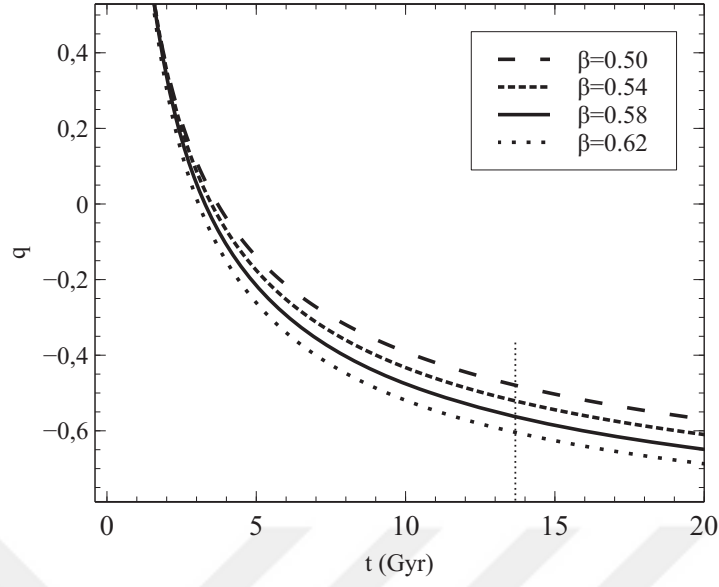


**Şekil 4.9:** Farklı  $\beta$  değerleri için shear skaleri kozmik zamana karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır.

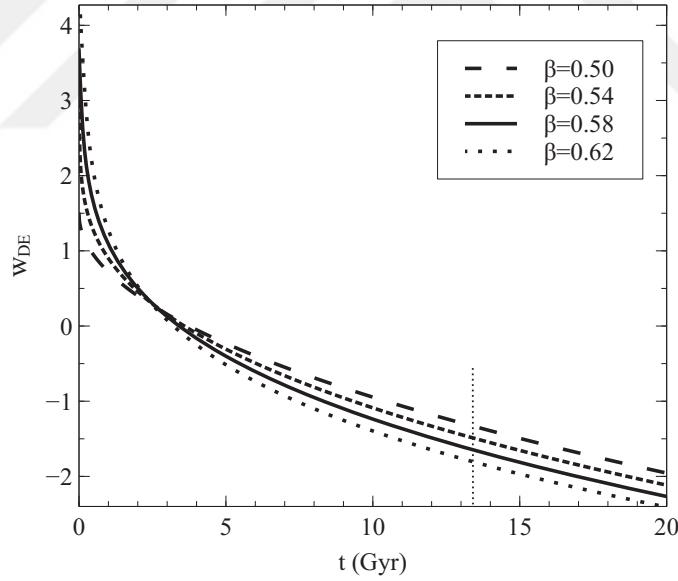
günümüze kadar azalan davranış göstermektedir. Yakın gelecekte ise sıfıra değil sabit bir değere yaklaşmaktadır, ancak tam olarak sabit bir değer almadığı görülmektedir. Shear skaleri ve genişleme skaleri oranı  $\lim_{t \rightarrow \infty} \sigma^2 / \theta = 0$  olmaktadır. Bu sonuç modelin evrenin geç zamanlarında izotropik davranışa yaklaşacağını göstermiştir. Yapılan diğer teorik çalışmalarla tutarlı sonuç vermiştir (Kumar ve Singh, 2007; Singh ve diğ., 2008).

Dördüncü olarak Şekil. 4.10'da yavaşlama parametresinin zamana karşı değişimi farklı  $\beta$  değerlerinde çizdirilmiştir. Yavaşlama parametresi, genişlemenin kozmik ivmesinin boyutsuz bir ölçüsüdür, bu nedenle evrenin genişleme hızını verir. Şekil. 4.10'da yavaşlama parametresi erken evren dönemlerinde sıfırdan büyük değerler alırken günümüzde sıfırdan küçük değerlere ulaştığı görülmektedir. Yavaşlama parametresi  $q$ 'nun bu değişimi evrenin erken zamanlarında ( $H > 0, q > 0$ ) genişlemenin ( $H > 0, q < 0$ ) (Bolotin ve diğ., 2015) yavaşladığı fazdan genişlemenin hızlanan fazına geçtiğini göstermiştir. Farklı  $\beta$  değerlerinden elde edilen eğrilerin yaklaşık 3.21 Gyr'de birbirlerinden farklılaşmaya başladıkları görülebilmektedir. Bu sonuç Hubble parametre ve evrenin yaşının değişmesiyle evrenin genişleme hızının etkileneceği anlamına gelmektedir. Aynı zamanda yavaşlama parametresi  $q$  günümüz değer aralıkları Gómez'in çalışmasıyla tutarlıdır (Gómez, 2019).

Son olarak Şekil. 4.11'de karanlık enerji durum parametresinin zamana göre değişimi farklı



**Şekil 4.10:** Farklı  $\beta$  değerleri için yavaşlama parametresinin kozmik zamana karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır.



**Şekil 4.11:** Farklı  $\beta$  değerleri için karanlık enerji EoS parametresinin kozmik zamana karşı değişimi. Burada  $H_0 = 0.07 \text{ Gyr}^{-1}$  ve  $T_0 = 13.77 \text{ Gyr}$  alınmıştır.

$\beta$  değerlerinde çizdirilmiştir. Daha öncede bahsedildiği üzere farklı EoS parametrelerine göre farklı karanlık enerji modelleri bulunmaktadır. Önceki bölümlerde bahsedildiği üzere EoS parametresinin farklı değerler aldığı karanlık enerji modelleri bulunmaktadır. Şekil.4.11'de EoS parametresinin günümüzde  $-1$  ile  $-2$  aralığında değer aldığı görülmektedir, yani  $-1$  değerini aşmaktadır. Bu sonuç phantom karanlık enerji modeli ile

aynıdır. Holografik evren ve karanlık enerjinin karanlık madde ile etkileşimi varsayımı altında anizotropik bir evrende EoS parametresi phantom modeline gitmektedir. Evrenin hızlanarak genişlemeye devam edeceğini göstermektedir.



## 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında iki akışkan olarak ele aldığımız karanlık enerji ve karanlık maddenin birbirleriyle etkileşiminin evren dinamiğine katkıları incelendi. İki çalışmamızda karanlık enerjinin homojen olmayan bir akışkan olduğu varsayımıyla basınç ifadesine gelen kuadratik katkıları dikkate alındı. Her üç çalışmada içinde yaşadığımız evrenin holografik bir evren olduğu varsayımı ile karanlık enerjinin holografik karanlık enerji modeli dikkate alındı.

Birinci çalışmada bu iki varsayım altında karanlık sektörde karanlık enerjiye ait kuadratik terimin etkileşime katkısı incelendi. Türetilen yeni efektif EoS parametreleri yardımıyla karanlık enerji ve karanlık maddeye ait yoğunluk parametreleri yeniden elde edildi. Türetilen yeni EoS parametreleri ve yoğunluk parametrelerinin davranışları incelenerek son gözlemsel veriler ile karşılaştırıldı. Türetilen karanlık enerji ve karanlık maddeye ait yeni EoS parametrelerinin erken evren zamanlarında farklı değerlerden başlamasına rağmen yakın gelecekte eşit ve sabit değere ulaştığı görüldü. Bu sonuca göre modelin kozmolojide bildiğimiz rastlantı problemini çözdüğünü gösterir. Bu sonuç bizim seçtiğimiz modelin doğru çalıştığının kanıtıdır. Öte yandan karanlık enerjinin yoğunluk parametresi ve maddenin uzay dokusunda oluşturduğu eğriliğe ait yoğunluk parametresini değişimi günümüzde ve yakın gelecekte karanlık enerjinin baskın duruma geçtiğini, aynı zamanda yakın gelecekte eğriliğin bir önemini kalmayacağını göstermiştir. Ek olarak, etkileşim parametresinin önemini incelemek için türetilen yeni EoS parametrelerinin ve yoğunluk parametrelerinin değişimi çizildi. Sonuçlar, küçük bir etkileşim sabiti değişikliğinde bile karanlık maddenin EoS parametre değerinin etkileceğini ancak karanlık enerjinin EoS parametresinin etkilenmeyeceği görülmüştür. Bunun yanında, etkileşimdeki farklılık yakın gelecekteki karanlık enerjinin yoğunluk parametre değerini değiştirebileceği ve bileşenler arasındaki küçük bir etkileşimin ve hatta bu etkileşimdeki farklılığın yoğunluk parametrelerini etkileyebileceği görülmüştür. Bu modelde elde edilen karanlık enerjinin yeni EoS parametre değerinin Huterere ve Shafer (Huterer ve Shafer, 2017) tarafından verilen gözlemsel verilerle uyum içerisinde olduğu gösterilmiştir.

İkinci çalışmada yine homojen olmayan karanlık enerji akışkanının karanlık madde akışkanı ile etkileşiminin entropi türevlerine olan etkisini inceledik. Evrenin hızlanarak

genişlemesini sağlayan karanlık enerji kaynağının Caplygin gazı olduğu ve holografik bir evrende yaşadığımız birleşik bir model olduğu kabul edildi. Bu iki varsayım altında etkileşim parametresinin  $\Gamma\rho_{DE}$ ,  $\Gamma\rho_{DM}$  ve  $\Gamma(\rho_{DE} + \rho_{DM})$  olarak verilen üç farklı formu ele alındı. Seçilen bu etkileşim parametreleri yardımıyla karanlık sektöre ait yeni EoS parametreleri elde edildi. Elde edilen yeni EoS parametreleri ile elde edilen bu birleşik model için entropi ifadeleri elde edildi ve toplam entropi değişiminin GSL'ye uyup uymadığı tartışıldı. Literatürde yapılan diğer çalışmalar holografik evren modeli ile çalışıldığı zaman koşullu bir şekilde GSL'nin sağlandığını göstermektedir ( $\dot{S}_{top} > 0$ ). Aynı zamanda Caplygin gazı modellerinin ufuğun görünür ufuk yada olay ufku olarak seçimine göre geçerlilik sağladığını göstermektedir. Bu çalışmada karanlık bileşenlerin etkileşim durumunda hatta farklı etkileşim parametre seçiminde, bu birleşik modelde, izole bir termodinamik sistem olarak ele alınan evrenin GSL'ye uyacağını göstermiştir.

Üçüncü çalışmada, bir önceki iki çalışmamız dışında anizotropik bir Bianchi V evreni dikkate alınmıştır. Ölçek faktörü olarak Silva tarafından öne sürülen üstel özel bir form ele alındı. Bu kabuller ile Einstein alan denklemleri yardımıyla kuadratik katkıların ve anizotropik katkıların bulunduğu süreklilik denklemi elde edildi. Bu modifiye süreklilik denklemi yardımıyla karanlık enerji efektif EoS parametresi elde edildi. Öncelikle seçilen ölçek faktörünün kozmik zamana göre değişimi incelendi. ölçek faktörünün değişimi genişleyen bir evrende beklenildiği gibi davranış gösterdiği görüldü. Ölçek faktörünün zamana karşı bu değişimi erken evren zamanlarında genişlemenin yavaşlayan fazında, geç evren zamanlarında ise genişlemenin hızlanan fazında olduğunu destekler nitelikte olduğu görülmüştür. İkinci olarak ortalama Hubble parametresinin değişimi, hızlanarak genişlemenin Hubble parametresi değeri ve günümüz evren yaşından bağımsız bir şekilde günümüzden daha önce gerçekleştiğini ve hızlanmanın gelecek evren zamanlarında devam edeceğini göstermiştir. Elde edilen diğer kozmolojik parametrelerde evrenin hızlanarak genişlemesini desteklediği görülmüştür. Bunun yanı sıra anizotropinin günümüz ve gelecek evren dönemlerinde kaybolmadığını varlığını koruduğunu göstermiştir. Elde edilen karanlık enerjiye ait yeni EoS parametresinin değerleri ise evrenin hızlanarak genişlemesinin devam edeceği sonucunu desteklediği göstermiştir. Bu da Bianchi V evren ve holografik evren birleşik modelinde karanlık sektörün birbirleriyle olan etkileşiminin evrenin nihai geleceğini etkileyebileceğini göstermiştir.

Sonuç olarak karanlık sektör arasındaki etkileşim bileşenlerin davranışlarını ve evrenin

nihai kaderini etkilenebileceğini desteklemektedir. Yapılan çalışmalar günümüz gözlemsel verileri desteklese de, evrenin nasıl ortaya çıktığı, evrimi ve dinamiğinin nasıl olduğu, galaksilerin nasıl ortaya çıktığı, evrenin geniş ölçekli organizasyonunun nasıl meydana geldiği ve evrenin nihai kaderinin ne olacağı gibi problemlerin açıklanabilmesi için yeni bir modelere ihtiyaç duyulmaktadır. Bu konular hakkında kapsamlı tartışma Aydınlar tarafından verilmiştir (Aydınlar, 2018).



## KAYNAKLAR

- Abdalla, E., Abramo, L. R., Sodré Jr, L. and Wang, B., 2009, Signature of the interaction between dark energy and dark matter in galaxy clusters, *Physics Letters B*, 673(2), 107-110.
- Abramo, L. R. and Finelli, F., 2003, Cosmological dynamics of the tachyon with an inverse power-law potential, *Physics Letters B*, 575(3-4), 165-171.
- Ade, P. A., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F. and Bartlett, J. G., 2014, Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood, *Astronomy and Astrophysics*, 571, A15.
- Ade, P. A., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F. and Bartlett, J. G., 2014, Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters, *Astronomy and Astrophysics*, 571, A16.
- Ade, P. A., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C. and Battaner, E., 2016, Planck 2015 results-xiii. cosmological parameters, *Astronomy and Astrophysics*, 594, A13.
- Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C. and Battye, R., 2016, Planck 2015 results-xiv. dark energy and modified gravity, *Astronomy and Astrophysics*, 594, A14.
- Ade, P. A., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F. and Bartlett, J. G., 2014, Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters, *Astronomy and Astrophysics*, 571, A16.
- Ade, P. A., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C. and Battaner, E., 2016, Planck 2015 results-XIII Cosmological parameters, *Astronomy and Astrophysics*, 594, A13.
- Amendola, L., Finelli, F., Burigana, C. and Carturan, D., 2003, WMAP and the generalized Chaplygin gas, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2003(07), 005.
- Amendola, L., 2000, Coupled quintessence, *Physical Review D*, 62(4), 043511.
- Amendola, L., ve Quercellini, C., 2003, Tracking and coupled dark energy as seen by the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, *Physical Review D*, 68(2), 023514.
- Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Battye, R., et al, 2018, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, arXiv preprint arXiv:1807.06209.
- Akarsu, Ö. and Dereli, T., 2012, Cosmological models with linearly varying deceleration parameter, *International Journal of Theoretical Physics*, 51(2), 612-621.

- Akbar, M. and Cai, R. G., 2007, Thermodynamic behavior of the Friedmann equation at the apparent horizon of the FRW universe, *Physical Review D*, 75(8), 084003.
- Alam, S., Ata, M., Bailey, S., Beutler, F., Bizyaev, D., Blazek, J. A. and Comparat, J., 2017, The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological analysis of the DR12 galaxy sample, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470(3), 2617-2652.
- Albrecht, A. and Steinhardt, P. J., 1982, Cosmology for grand unified theories with radiatively induced symmetry breaking, *Physical Review Letters*, 48(17), 1220.
- Amendola, L., Tsujikawa, S., 2010, *Dark energy: theory and observations*, Cambridge University Press.
- Amirhashchi, H., Pradhan, A. and Saha, B., 2011, An interacting two-fluid scenario for dark energy in an FRW universe, *Chinese Physics Letters*, 28(3), 039801.
- Amirhashchi, H., Pradhan, A., and Zainuddin, H., 2011, An interacting and non-interacting two-fluid dark energy models in FRW universe with time dependent deceleration parameter, *International Journal of Theoretical Physics*, 50(11), 3529-3543.
- Ananda, K. N. and Bruni, M., 2006, Cosmological dynamics and dark energy with a nonlinear equation of state: A quadratic model, *Physical Review D*, 74(2), 023523.
- Armendariz-Picon, C., Mukhanov, V. and Steinhardt, P. J., 2001, Essentials of k-essence, *Physical Review D*, 3(10), 103510.
- Armendariz-Picon, C., Mukhanov, V. and Steinhardt, P. J., 2000, Dynamical solution to the problem of a small cosmological constant and late-time cosmic acceleration, *Physical Review Letters*, 85(21), 4438.
- Aydiner, E., 2018, Chaotic universe model, *Scientific Reports*, 8(1), 721.
- Bagla, J. S., Jassal, H. K. and Padmanabhan, T., 2003, Cosmology with tachyon field as dark energy, *Physical Review D*, 67(6), 063504.
- Bamba, K., Geng, C. Q., Lee, C. C. and Luo, L. W., 2011, Equation of state for dark energy in  $f(T)$  gravity, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011(01), 021.
- Bardeen, J. M., Carter, B. and Hawking, S. W., 1973, The four laws of black hole mechanics, *Communications in Mathematical Physics*, 31(2), 161-170.
- Beck, C., 2006, Laboratory tests on dark energy, *In Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 31, No. 1, p. 123, IOP Publishing.
- Bégué, D., Stahl, C. and Xue, S. S., 2019, A model of interacting dark fluids tested with supernovae and Baryon Acoustic Oscillations data. *Nuclear Physics B*, 940, 312-320.
- Bekenstein, J. D., 1973, Black holes and entropy, *Physical Review D*, 7(8), 2333.
- Bekenstein, J. D., 1972, Black holes and the second law, *Lettere Al Nuovo Cimento*, 4(15), 737-740.



- Bekenstein, J. D., 1981, Universal upper bound on the entropy-to-energy ratio for bounded systems, *Physical Review D*, 23(2), 287.
- Bento, M. C., Bertolami, O. and Sen, A. A., 2002, Generalized Chaplygin gas, accelerated expansion, and dark-energy-matter unification, *Physical Review D*, 66(4), 043507.
- Betoule, M., Kessler, R., Guy, J., Mosher, J., Hardin, D., Biswas, R. and Marriner, J., 2014, Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples, *Astronomy and Astrophysics*, 568, A22.
- Boehmer, C. G., Caldera-Cabral, G., Chan, N., Lazkoz, R. and Maartens, R., 2010, Quintessence with quadratic coupling to dark matter, *Physical Review D*, 81(8), 083003.
- Bolotin, Y. L., Kostenko, A., Lemets, O. A. and Yerokhin, D. A., 2015, Cosmological evolution with interaction between dark energy and dark matter, *International Journal of Modern Physics D*, 24(03), 1530007.
- Bohmer, C. G., Caldera-Cabral, G., Lazkoz, R. and Maartens, R., 2008, Dynamics of dark energy with a coupling to dark matter, *Physical Review D*, 78(2), 023505.
- Brax, P. and Martin, J., 2006, The supergravity quintessence model coupled to the minimal supersymmetric standard model, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2006(11), 008.
- Cai, R. G. and Wang, A., 2005, Cosmology with interaction between phantom dark energy and dark matter and the coincidence problem, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2005.03, 002.
- Cai, R. G., 2007, A dark energy model characterized by the age of the universe, *Physics Letters B*, 657(4-5), 228-231.
- Cai, R. G., and Kim, S. P., 2005, First law of thermodynamics and Friedmann equations of Friedmann-Robertson-Walker universe, *Journal of High Energy Physics*, 2005(02), 050.
- Caldera-Cabral, G., Maartens, R., and Schaefer, B. M., 2009, The growth of structure in interacting dark energy models, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2009(07), 027.
- Capozziello, S., Nojiri, S. and Odintsov, S. D., 2006, Dark energy: the equation of state description versus scalar-tensor or modified gravity, *Physics Letters B*, 634(2-3), 93-100.
- Carroll, S. M., 1997, *Lecture notes on general relativity*, arXiv preprint gr-qc/9712019.
- Carroll, S. M., 2004, *Spacetime and geometry*, An introduction to general relativity
- Carroll, S. M., 2005, Dark energy and the preposterous Universe, *Sky and Telescope*, 109(3).
- Cataldo, M., Cruz, N., Del Campo, S. and Lepe, S., 2001, Holographic principle and the dominant energy condition for Kasner type metrics, *Physics Letters B*, 509(1-2), 138-142.

- Chiba, T., Okabe, T. and Yamaguchi, M., 2000, Kinetically driven quintessence, *Physical Review D*, 62(2), 023511.
- Chimento, L. P. and Jakubi, A. S., 1996, Scalar field cosmologies with perfect fluid in Robertson-Walker metric, *International Journal of Modern Physics D*, 5(01), 71-84.
- Chimento, L. P., Jakubi, A. S., Pavon, D. and Zimdahl, W., 2003, Interacting quintessence solution to the coincidence problem, *Physical Review D*, 67(8), 083513.
- Cohen, A. G., Kaplan, D. B. and Nelson, A. E., 1999, Effective field theory, black holes, and the cosmological constant, *Physical Review Letters*, 82(25), 4971.
- Collins, C. B. and Wainwright, J., 1983, Role of shear in general-relativistic cosmological and stellar models, *Physical Review D*, 27(6), 1209.
- Copeland, E. J., Sami, M., Tsujikawa, S., 2006, Dynamics of dark energy, *International Journal of Modern Physics D*, 15(11), 1753-1935.
- de Bernardis, P., Ade, P. A., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Boscaleri, A. and Ferreira, P. G., 2000, A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation. *Nature*, 404(6781), 955.
- De Sitter, W., 1917, On the relativity of inertia. Remarks concerning Einstein's latest hypothesis, *Proc. Kon. Ned. Acad. Wet.*, 19(2), 1217-1225.
- De Sitter, W., 1917, Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences, Third paper, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 78, 3-28.
- Debnath, U., 2012, Holographic dark energy interacting with two fluids and validity of generalized second law of thermodynamics, *Astrophysics and Space Science*, 337(1), 503-508.
- del Campo, S., Herrera, R. and Pavón, D., 2004, Late universe expansion dominated by domain walls and dissipative dark matter, *Physical Review D*, 70(4), 043540.
- Doran, M., Wetterich, C., 2003, Quintessence and the cosmological constant, *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 124, 57-62.
- Einstein, A., 1917, Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie, *Sitzungsberichte der K. Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 1, 142-152
- Einstein, A., 1916, The foundation of the General Theory of Relativity, *Annalen der Physik*
- Einstein, A., 1922, Einstein, A., Jeffery, G. B., 1922, *Sidelights on relativity*, London: Methuen.
- Eisenstein, D. J., Zehavi, I., Hogg, D. W., Scoccimarro, R., Blanton, M. R., Nichol, R. C. and Anderson, S. F., 2005, Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies, *The Astrophysical Journal*, 633(2), 560.

- Eke, V. R., Navarro, J. F. and Steinmetz, M., 2001, The power spectrum dependence of dark matter halo concentrations, *The Astrophysical Journal*, 554(1), 114.
- Eling, C., Guedens, R. and Jacobson, T., 2006, Nonequilibrium thermodynamics of spacetime, *Physical Review Letters*, 96(12), 121301.
- Fabris, J. C., Goncalves, S. V. B. and De Souza, P. E., 2002, *Fitting the supernova type Ia data with the Chaplygin gas*, arXiv preprint astro-ph/0207430.
- Farrar, G. R. and Peebles, P. J. E., 2004, Interacting dark matter and dark energy, *The Astrophysical Journal*, 604(1), 1.
- Feng, B., Wang, X. and Zhang, X., 2005, Dark energy constraints from the cosmic age and supernova, *Physics Letters B*, 607(1-2), 35-41.
- Fixsen, D. J., 2009, The temperature of the cosmic microwave background, *The Astrophysical Journal*, 707(2), 916.
- Friedmann, A., 1922, Reprint: 1999, On the curvature of space, *General Relativity and Gravitation*, 31(12), 1991-2000.
- Friedmann, A., 1924, Reprint: 1999, On the possibility of a world with constant negative curvature of space, *General Relativity and Gravitation*, 31(12), 2001-2008.
- Fulling, S. A., 1973, Nonuniqueness of canonical field quantization in riemannian space-time, *Physical Review D*, 7(10), 2850.
- Garrett, K. and Duda, G., 2011, Dark matter: A primer, *Advances in Astronomy*, 2011.
- Garcia-Compean, H., Garcia-Jimenez, G., Obregon, O. and Ramirez, C., 2008, Crossing the phantom divide in an interacting generalized Chaplygin gas, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2008(07), 016.
- Gibbons, G. W. and Hawking, S. W., 1977, Action integrals and partition functions in quantum gravity, *Physical Review D*, 15(10), 2752.
- Gold, B., Bennett, C. L., Hill, R. S., Hinshaw, G., Odegard, N., Page, L., Jarosik, N., et al, 2009, Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe\* Observations: Galactic Foreground Emission, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 180(2), 265.
- Gómez-Valent, A., 2019, Quantifying the evidence for the current speed-up of the Universe with low and intermediate-redshift data, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019(05), 026.
- Gong, Y., 2005, Observational constraints on the generalized Chaplygin gas model, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2005(03), 007.
- Gorini, V., Kamenshchik, A. and Moschella, U., 2003, Can the Chaplygin gas be a plausible model for dark energy?, *Physical Review D*, 67(6), 063509.
- Guo, Z. K., Ohta, N., and Tsujikawa, S., 2007, Probing the coupling between dark components of the universe, *Physical Review D*, 76(2), 023508.

- Guo, Z. K. and Zhang, Y. Z., 2005, Interacting phantom energy, *Physical Review D*, 71(2), 023501.
- Guberina, B., Horvat, R. and Štefančić, H., 2005, Hint for quintessence-like scalars from holographic dark energy, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2005(05), 001.
- Guth, A. H., 1981, Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems, *Physical Review D*, 23(2), 347.
- Guth, A. H., 2000, Inflation and eternal inflation, *Physics Reports*, 333, 555-574.
- Guth, A. H. and Pi, S. Y., 1982, Fluctuations in the new inflationary universe, *Physical Review Letters*, 49(15), 1110.
- Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Tanabashi, M., Aguilar-Benitez, M., AMSLER, C. and CONFORTO, G., 2002, Review of Particle Physics: Particle data group, *Physical Review D*, 66(1 I), 100011-10001958.
- Hamana, T., Ohyama, Y., Chiba, M. and Kashikawa, N., 2005, *Dark and stellar matter in strong lensing galaxies from a joint lensing and stellar dynamics*, arXiv preprint astro-ph/0507056.
- Hanany, S., Ade, P., Balbi, A., Bock, J., Borrill, J., Boscaleri, A. and Lange, A. E., 2000, MAXIMA-1: a measurement of the cosmic microwave background anisotropy on angular scales of  $10^{-5}$ , *The Astrophysical Journal Letters*, 545(1), L5.
- Hawking, S. W., 1975, Particle creation by black holes, *Communications in mathematical physics*, 43(3), 199-220.
- Hawking, S. W. and Penrose, R., 1970, The singularities of gravitational collapse and cosmology, *Proceedings of the Royal Society of London*, 314(1519), 529-548.
- Hawking, S. W. and Page, D. N., 1983, Thermodynamics of black holes in anti-de Sitter space, *Communications in Mathematical Physics*, 87(4), 577-588.
- Hawking, S. W., 1975, Particle creation by black holes, *Communications in mathematical physics*, 43(3), 199-220.
- He, J. H. and Wang, B., 2008, Effects of the interaction between dark energy and dark matter on cosmological parameters, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2008.06, 010.
- He, J. H., Wang, B., Abdalla, E. and Pavon, D., 2010, The imprint of the interaction between dark sectors in galaxy clusters, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010(12), 022.
- Hinshaw, G., Spergel, D. N., Verde, L., Hill, R. S., Meyer, S. S., Barnes, C., Komatsu, E., et al, 2003, First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: The Angular Power Spectrum, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 148(1), 135.

- Horvat, R., 2004, Holography and a variable cosmological constant, *Physical Review D*, 70(8), 087301.
- Huterer, D. and Shafer, D. L., 2017, Dark energy two decades after: observables, probes, consistency tests, *Reports on Progress in Physics*, 81(1), 016901.
- Hooft, G. T., 2001, The holographic principle, *In Basics and Highlights in Fundamental Physics*, 72-100.
- Hoffman, M. B., 2003, *Cosmological constraints on a dark matter–dark energy interaction*, arXiv preprint astro-ph/0307350.
- Hsu, S. D., 2004, Entropy bounds and dark energy, *Physics Letters B*, 594(1-2), 13-16.
- Hu, B. and Ling, Y., 2006, Interacting dark energy, holographic principle, and coincidence problem, *Physical Review D*, 73(12), 123510.
- Hubble, E., 1929, A Relation between distance and radial velocity among extra- galactic nebulae, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 15(3):168-173.
- Izquierdo, G. and Pavón, D., 2006, The generalized second law in phantom dominated universes in the presence of black holes, *Physics Letters B*, 639(1), 1-4.
- Jacobson, T., 1995, Thermodynamics of spacetime: the Einstein equation of state, *Physical Review Letters*, 75(7), 1260.
- Jamil, M., 2010, Interacting new generalized Chaplygin gas, *International Journal of Theoretical Physics*, 49(1), 62.
- Jamil, M. and Rashid, M. A., 2008, Interacting modified variable Chaplygin gas in a non-flat universe, *The European Physical Journal C*, 58(1), 111-114.
- Jeans, J. H., 1902, I. The stability of a spherical nebula, *Proceedings of the Royal Society of London*, 199(312-320), 1-53.
- Karami, K., 2010, Comment on“Interacting holographic dark energy model and generalized second law of thermodynamics in a non-flat universe”, by MR Setare (JCAP 01 (2007) 023), *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010(01), 015.
- Karami, K., Ghaffari, S. and Soltanzadeh, M. M., 2011, The generalized second law for the interacting generalized Chaplygin gas model in non-flat universe enclosed by the apparent horizon, *Astrophysics and Space Science*, 331(1), 309-314.
- Khurshudyan, M., Chubaryan, E. and Pourhassan, B., 2014, Interacting quintessence models of dark energy, *International Journal of Theoretical Physics*, 53(7), 2370-2378.
- Kim, H., Lee, H. W. and Myung, Y. S. 2006, Equation of state for an interacting holographic dark energy model, *Physics Letters B*, 632(5-6), 605-609.

- Knop, R. A., Aldering, G., Amanullah, R., Astier, P., Blanc, G., Burns, M. S. and Fabbro, S., 2003, New constraints on  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$ , and  $w$  from an independent set of 11 high-redshift supernovae observed with the Hubble Space Telescope, *The Astrophysical Journal*, 598(1), 102.
- Koch, R. H., Van Harlingen, D. J. and Clarke, J., 1980, Quantum-noise theory for the resistively shunted Josephson junction, *Physical Review Letters*, 45(26), 2132.
- Kobayashi, T., 2010, Cosmic expansion and growth histories in Galileon scalar-tensor models of dark energy, *Physical Review D*, 81(10), 103533.
- Kumar, S., 2011, Some FRW models of accelerating universe with dark energy, *Astrophysics and Space Science*, 332(2), 449-454.
- Kumar, S. and Singh, C. P., 2007, Anisotropic Bianchi type-I models with constant deceleration parameter in general relativity, *Astrophysics and Space Science*, 312(1-2), 57-62.
- Lemaître, G., 1927, Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques, *In Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 47, 49-59
- Li, M., 2004, A model of holographic dark energy, *Physics Letters B*, 603(1-2), 1-5.
- Linder, E. V., 2003, Exploring the expansion history of the universe, *Physical Review Letters*, 90(9), 091301.
- Liddle, A. R. and Lyth, D. H., 2000, *Cosmological inflation and large-scale structure*, Cambridge University Press.
- Linde, A. D., 1983, Chaotic inflation, *Physics Letters B*, 129(3-4), 177-181.
- Linde, A. D., 1982, A new inflationary universe scenario: a possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems, *Physics Letters B*, 108(6), 389-393.
- Maia, J. M. F. and Lima, J. A. S., 2002, Scalar field description of decaying- $\Lambda$  cosmologies, *Physical Review D*, 65(8), 083513.
- Makler, M., de Oliveira, S. Q. and Waga, I., 2003, Constraints on the generalized Chaplygin gas from supernovae observations, *Physics Letters B*, 555(1-2), 1-6.
- Mangano, G., Miele, G. and Pettorino, V., 2003, Coupled quintessence and the coincidence problem, *Modern Physics Letters A*, 18(12), 831-842.
- Martin, J., Ringeval, C. and Vennin, V., 2014, Encyclopedica inflationaris, *Physics of the Dark Universe*, 5, 75-235.
- Martinelli, M., Honorez, L. L., Melchiorri, A. and Mena, O., 2010, Future CMB cosmological constraints in a dark coupled universe, *Physical Review D*, 81(10), 103534.

- Mather, J. C., Cheng, E. S., Cottingham, D. A., Eplee Jr, R. E., Fixsen, D. J., Hewagama, T. and Read, S. M., 1994, Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument, *The Astrophysical Journal*, 420, 439-444.
- Mazumdar, A., Panda, S. and Perez-Lorenzana, A., 2001, Assisted inflation via tachyon condensation, *Nuclear Physics B*, 614(1-2), 101-116.
- Nojiri, S. I., Odintsov, S. D. and Sasaki, M., 2005, Gauss-Bonnet dark energy, *Physical Review D*, 71(12), 123509.
- Olive, K. A., 1990, Inflation, *Physics Reports*, 190(6), 307-403.
- Padmanabhan, T., 2002, Accelerated expansion of the universe driven by tachyonic matter, *Physical Review D*, 66(2), 021301.
- Pavón, D. and Zimdahl, W., 2005, Holographic dark energy and cosmic coincidence, *Physics Letters B*, 628(3-4), 206-210.
- Peebles, P. J. E. and Ratra, B., 2003, The cosmological constant and dark energy, *Reviews of modern physics*, 75(2), 559.
- Pellicer, C. E., Ferreira, E. G., Guariento, D. C., Costa, A. A., Graef, L. L., Coelho, A., Abdalla, E., 2012, The role of dark matter interaction in galaxy clusters, *Modern Physics Letters A*, 27(26), 1250144.
- Penzias, A. A. and Wilson, R. W., 1965, A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s, *The Astrophysical Journal*, 142, 419-421.
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G. and Hook, I. M., 1999, Measurements of  $\omega$  and  $\Lambda$  from 42 high-redshift supernovae, *The Astrophysical Journal*, 517(2), 565.
- Plebanski, J. and Krasinski, A., 2006, *An introduction to general relativity and cosmology*, Cambridge University Press.
- Pradhan, A., Amirhashchi, H. and Saha, B., 2011, An interacting and non-interacting two-fluid scenario for dark energy in FRW universe with constant deceleration parameter, *Astrophysics and Space Science*, 333(1), 343-350.
- Pradhan, A., 2014, Two-fluid atmosphere from decelerating to accelerating Friedmann–Robertson–Walker dark energy models, *Indian Journal of Physics*, 88(2), 215-223.
- Praseetha, P. and Mathew, T. K., 2014, Entropy of holographic dark energy and the generalized second law, *Classical and Quantum Gravity*, 31(18), 185012.
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M. and Leibundgut, B. R. U. N. O., 1998, Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant, *The Astronomical Journal*, 116(3), 1009.
- Rovelli, C., 2004, *Quantum gravity*, Cambridge University Press.

- Robertson, H. P, 1936, Kinematics and world-structure, *Astrophysical Journal*, 83, 187
- Sadeghi, J., Khurshudyan, M., Hakobyan, M. and Farahani, H., 2015,. Mutually interacting Tachyon dark energy with variable  $G$  and  $\lambda$ , *Research in Astronomy and Astrophysics*, 15(2), 175.
- Sadjadi, H. M. and Alimohammadi, M., 2006, Cosmological coincidence problem in interacting dark energy models, *Physical Review D*, 74(10), 103007.
- Sadjadi, H. M, 2007, Schwarzschild black hole and generalized second law in phantom-dominated universe, *Physics Letters B*, 645(2-3), 108-112.
- Saha, B., Amirhashchi, H. and Pradhan, A., 2012, Two-fluid scenario for dark energy models in an FRW universe-revisited, *Astrophysics and Space Science*, 342(1), 257-267.
- Sahni, V. and Shtanov, Y., 2003, Braneworld models of dark energy, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2003(11), 014.
- Sahni, V. and Wang, L., 2000, New cosmological model of quintessence and dark matter, *Physical Review D*, 62(10), 103517.
- Sánchez, A. G., Baugh, C. M., Percival, W. J., Peacock, J. A., Padilla, N. D., Cole, S. and Norberg, P., 2006, Cosmological parameters from cosmic microwave background measurements and the final 2dF Galaxy Redshift Survey power spectrum, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 366(1), 189-207.
- Salti, M., 2013, Thermodynamics of Chaplygin gas interacting with cold dark matter, *International Journal of Theoretical Physics*, 52(12), 4583-4591.
- Sandvik, H. B., Tegmark, M., Zaldarriaga, M. and Waga, I., 2004, The end of unified dark matter?, *Physical Review D*, 69(12), 123524.
- Schutz Jr, B. F., 1970, Perfect fluids in general relativity: velocity potentials and a variational principle, *Physical Review D*, 2(12), 2762.
- Sen, A., 2002, Rolling tachyon, *Journal of High Energy Physics*, 2002(04), 048.
- Setare, M. R., Sadeghi, J. and Amani, A. R., 2009, Interacting tachyon dark energy in non-flat universe, *Physics Letters B*, 673(4-5), 241-246.
- Setare, M. R., 2006, Interacting holographic dark energy model in non-flat universe, *Physics Letters B*, 642(1-2), 1-4.
- Setare, M. R., 2007, Holographic Chaplygin gas model, *Physics Letters B*, 648(5-6), 329-332.
- Setare, M. R., 2007, Interacting generalized Chaplygin gas model in non-flat universe, *The European Physical Journal C*, 52(3), 689-692.
- Setare, M. R., 2007, Interacting holographic dark energy model and generalized second law of thermodynamics in a non-flat universe, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2007(01), 023.



- Sheykhi, A., 2009, Interacting agegraphic dark energy models in non-flat universe, *Physics Letters B*, 680(2), 113-117.
- Sheykhi, A., 2010, Interacting agegraphic tachyon model of dark energy, *Physics Letters B*, 682(4-5), 329-333.
- Sheykhi, A., Wang, B. and Cai, R. G., 2007, Deep connection between thermodynamics and gravity in Gauss-Bonnet braneworlds, *Physical Review D*, 76(2), 023515.
- Singh, C. P., Ram, S. and Zeyauddin, M., 2008, Bianchi type-V perfect fluid space-time models in general relativity, *Astrophysics and Space Science*, 315(1-4), 181.
- Silva, N. P., 2014, A uodel for the expansion of the Universe, *Progress in Physics*, 10(2), 93-97.
- Simpson, F., Jackson, B. and Peacock, J. A., 2011, Unmodified gravity, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 411(2), 1053-1058.
- Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Dunkley, J., Peiris, H. V., et al, 2007, Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: implications for cosmology, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 170(2) , 377.
- Starobinsky, A. A., 1982, Dynamics of phase transition in the new inflationary universe scenario and generation of perturbations, *Physics Letters B*, 117(3-4), 175-178.
- Stephani, H., Kramer, D., MacCallum, M., Hoenselaers, C. and Herlt, E., 2009, *Exact solutions of Einstein's field equations*, Cambridge University Press.
- Susskind, L., 1995, The world as a hologram, *Journal of Mathematical Physics*, 36(11), 6377-6396.
- Taylor, A. N., Bacon, D. J., Gray, M. E., Wolf, C., Meisenheimer, K., Dye, S. and Wisotzki, L., 2004, Mapping the 3D dark matter with weak lensing in COMBO-17, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 353(4), 1176-1196.
- Tegmark, M., Blanton, M. R., Strauss, M. A., Hoyle, F., Schlegel, D., Scoccimarro, R., Budavari, T., et al, 2004, The three-dimensional power spectrum of galaxies from the sloan digital sky survey, *The Astrophysical Journal*, 606(2), 702.
- Väliiviita, J., Maartens, R., and Majerotto, E., 2010, Observational constraints on an interacting dark energy model, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(4), 2355-2368.
- Walker, H. P, 1944, Completely symmetric spaces, *J. London Math.*, 19: 219-26
- Wang, B., Abdalla, E. and Osada, T., 2000, Entropy and holography constraints for inhomogeneous universes, *Physical Review Letters*, 85(26), 5507.
- Wang, B., Gong, Y. and Abdalla, E., 2006, Thermodynamics of an accelerated expanding universe, *Physical Review D*, 74(8), 083520.

- Wang, B., Abdalla, E., Atrio-Barandela, F. and Pavon, D., 2016, Dark matter and dark energy interactions: theoretical challenges, cosmological implications and observational signatures, *Reports on Progress in Physics*, 79(9), 096901.
- Wang, B., Gong, Y. and Abdalla, E., 2005, Transition of the dark energy equation of state in an interacting holographic dark energy model, *Physics Letters B*, 624(3-4), 141-146.
- Weinberg, S., 1989, The cosmological constant problem, *Reviews of Modern Physics*, 61(1), 1.
- Wetterich, C., 1994, *The cosmological model for an asymptotically vanishing time-dependent cosmological constant*, arXiv preprint hep-th/9408025.
- Wetterich, C., 2002, Quintessence—the dark energy in the universe?, *Space Science Reviews*, 100(1-4), 195-206.
- Wu, P. and Yu, H., 2007, Interacting generalized Chaplygin gas, *Classical and Quantum Gravity*, 24(18), 4661.
- Xin, Z., 2005, An interacting two-fluid scenario for quintom dark energy, *Communications in Theoretical Physics*, 44(4), 762.
- Zhang, H. and Zhu, Z. H., 2006, Interacting Chaplygin gas, *Physical Review D*, 73(4), 043518.
- Zhang, X., Wu, F. Q., and Zhang, J., 2006, New generalized Chaplygin gas as a scheme for unification of dark energy and dark matter, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2006(01), 003.
- Zhou, J., Wang, B., Gong, Y. and Abdalla, E., 2007, The generalized second law of thermodynamics in the accelerating universe, *Physics Letters B*, 652(2-3), 86-91.
- Zimdahl, W. and Pavon, D., 2007, Interacting holographic dark energy, *Classical and Quantum Gravity*, 24(22), 5461.
- Zwicky, F., 1937, On the masses of Nebulae and of clusters of Nebulae, *The Astrophysical Journal*, 86, 217.

## ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Derya GEMİCİ DEVECİ
Doğum Yeri	Balıkesir
Doğum Tarihi	05.02.1985
Uyruğu	<input checked="" type="checkbox"/> T.C. <input type="checkbox"/> Diğer:
Telefon	0554 262 358
E-Posta Adresi	derya.deveci@altinbas.edu.tr



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	Dokuz Eylül Üniversitesi
Fakülte	Fen Fakültesi
Bölümü	Fizik
Mezuniyet Yılı	2008

Yüksek Lisans	
Üniversite	Sabancı Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Mühendislik ve Doğa Bilimleri
Programı	Fizik Programı
Mezuniyet Tarihi	2013

Doktora	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Fizik Anabilim Dalı
Programı	Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı
Mezuniyet Tarihi	

Makale ve Bildiriler
<p><b>Makaleler</b></p> <p>Gemici-Deveci, D., Aydiner, E., 2019, Holographic Dark Energy and Dark Matter Interaction in Anisotropic Bianchi V-Type Universe, (yayın aşamasında)</p> <p>Gemici-Deveci, D., Aydiner, E., 2019, Influence of linear plus quadratic interactions between dark components of the Universe on Thermodynamics, <i>Gravitation and</i></p>

*Cosmology*, 25(1), 75-81.

Gemici-Deveci, D., Aydiner, E., 2017, Quadratic interaction effect on the dark energy density in the universe, *Chinese Physics B*, 26(10), 109501.

Gemici-Deveci, D., Aydiner, E., 2016, Entropy, inequality and statistical complexity for the modified Pöschl-Teller potential in non-extensive formalism, *In Journal of Physics: Conference Series*, 738, 012044.

Gemici-Deveci, D, Aslan Ö., 2015, The role of opticians in providing counseling based on optical physics in Turkey society, *International Journal of Scientific and Technological Research*.

Gemici-Deveci, D, Yazıcıoğlu C., 2015, The education based on applied optical physics in opticianry programs Turkey society, *International Journal of Science and Research*.

### ***Bildiriler***

Derya G. Deveci, Ekrem Aydiner, 2019, Influence of linear plus quadratic interactions between dark components of the Universe on thermodynamics, *Yüksek Enerji Fiziği, Astrofizik ve Kozmoloji Çalıştayı*, İstanbul Üniversitesi

Derya G. Deveci, Ekrem Aydiner, 2018, Quadratic interaction effect on the dark energy density in the universe, *Yüksek Enerji Fiziği, Astrofizik ve Kozmoloji Çalıştayı*, İstanbul Üniversitesi.

Derya G. Deveci, Ekrem Aydiner, 2015, The non-additive entropic uncertainty relation for the modified Pöschl-Teller Potential, *9th International Physics Conference of the Balkan Physical Union – BPU9*, İstanbul University, İstanbul, Turkey.

Derya G. Deveci, Ekrem Aydiner, 2015, Information entropy of two-electron atomic models, *9th International Physics Conference of the Balkan Physical Union – BPU9*, İstanbul University, İstanbul, Turkey.

Derya G. Deveci, Ahmet Oral, 2011, Construction of non-contact atomic force microscope and scanning tunneling microscope (nc-AFM:/STM), *NanoTR-VII 7th Nanoscience and Nanotechnology Conference*, İstanbul, Turkey.

Derya G. Deveci, Ahmet Oral, 2009, Extreme nanotribology: atomistic level force measurement using novel home made combined (nc-AFM/STM), *Electron Controlled Chemical Lithography Meeting*, İstanbul, Turkey.