T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

KÜTLE ÇEKİMSEL DALGA ÜRETEN KOMPAKT CİSİM BİRLEŞMELERİNDEN YAYILAN GAMA-IŞIN PATLAMA ARDIL IŞINIMLARININ ÇALIŞILMASI

Muhammed Diyaddin İLHAN

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Astronomi ve Uzay Bilimleri Programı

DANIŞMAN
Pof. Dr. Tolga GÜVER

II. DANIŞMAN
Doç. Dr. Massimiliano de PASQUALE

Ağustos, 2023

İSTANBUL

Bu çalışma 02.08.2023 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı Astronomi ve Uzay Bilimleri Programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Pof. Dr. Tolga GÜVER (Danışman)
İstanbul Üniversite
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Tansel AK
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Pof. Dr. Ersin GÖGÜŞ
Sabancı Üniversitesi
Mühendislik ve Doğa Bilimleri Fakültesi

Pof. Dr. Cahit YEŞİLYAPRAK
Atatürk Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi

Dr. Öğr. Üyesi Can GÜNGÖR
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

- **İntihal Programı Beyanı**

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 abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

- **Proje Destekleri**

Bu tez, T. C. Cumhurbaskanligi Strateji ve Bütçe Baskanligi 2016K121370 numaralı proje ve TÜBİTAK 119F073 numaralı proje tarafından desteklenmiştir.

- **Tezden Üretilmiş Yayınların Künye Bilgileri**

[Gama-ışın Patlamalarının Ardıl Işınımlarının Fiziksel Parametrelerinin Belirlenmesi, 2023, Cilt:4 , Sayı:3, 39-43, TJAA]

ÖNSÖZ

Tez boyunca desteğini ve bilgisini eksik etmediğinden, bu tezin bitirilmesinde olağanüstü gayretlerinden ve özellikle son yıllarda teze değerli katkılarından dolayı danışmanım sayın Prof. Dr. Tolga GÜVER hocama içtenlikle çok teşekkür ederim. II. danışmanın Doç. Dr. Massimilano De PASQUALE'ye teşekkür ederim.

Tezin bir parçası olan TİK hocalarım sayın Prof. Dr. Tansel AK ve sayın Prof. Dr. Ersin GÖĞÜŞ'e çok teşekkür ederim.

Tez jüri üyeleri sayın Prof. Dr. Cahit YEŞİLYAPRAK ve sayın Dr. Öğr. Üyesi Can GÜNGÖR'e çok teşekkür ederim.

Tezim sırasında görüşlerini ve yardımlarını esirgemeyen değerli arkadaşlarım Dr. Şivan DURAN ve Seda KAPTAN'a teşekkür ederim.

TÜBİTAK projesinde beraber çalıştığım ve bilimsel tartışmaları sıkılmadan yapabildiğim değerli Dr. Öğr. Üyesi Kai SCHWENZER hocama çok teşekkür ederim.

Bu tezi, tüm okul hayatım boyunca beni sabırla bekleyen, destekleyen dualarıyla benimle olan değerli annem Safiye İLHAN'a armağan ediyorum.

Ağustos, 2023 Muhammed Diyaddin İLHAN

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ iv

İÇİNDEKİLER vi

ŞEKİL LİSTESİ xi

TABLO LİSTESİ xiii

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ xv

ÖZET xvii

SUMMARY xvii

1. GİRİŞ 1

2. GENEL KISIMLAR 3

2.0.1. Uzun Gama-ışın Patlamaları 5

2.0.2. Kısa Gama-ışın Patlamaları 6

2.0.2.1. Kilonova/Makronova 7

2.0.2.2. Kütle Çekimsel Dalgalar 9

2.1. ANA VE ARDIL IŞINIMLAR 12

2.1.1. Ana Işınım 13

2.1.2. Ardıl ışınım 15

2.1.2.1. Ateş topu modeli 15

2.1.2.2. X-ışın Ardıl Işınımı 28

2.1.2.3. Optik ve Kızılötesi Ardıl Işınım: 29

2.1.2.4. Radyo Ardıl Işınım: 30

2.1.3. Jet 31

2.1.3.1. Jet modelleri 36

2.1.3.2. Silindirik şapka jet modeli (Top-hat jet model): 37

2.1.3.3. Gauss jet modeli (Gaussian jet model): 38

2.1.3.4. Güç kanunu jet modeli (Power law jet model): 39

2.1.3.5. İki Bileşenli Jet Modeli (Two component jet model): 39

2.1.3.6. Jet modellerinin Değerlendirilmesi: 40

3. MALZEME VE YÖNTEM 43
3.0.1. Teleskop ve Dedektörler 43
3.0.1.1. Neil Gehrels Swift Gözlemevi 43
3.0.1.2. Doğu Anadolu Gözlemevi (DAG) 44
3.0.2. Veri Seçimi 44
3.0.3. Yöntem 45
4. BULGULAR 53
5. TARTIŞMA VE SONUÇ 90
5.0.0.1. Fit Sonuçlarının Değerlendirilmesi 90
5.0.0.2. Kızılötesi ve Optik Sentetik Işık Eğrilerinin Üretilmesi ve Değerlendirilmesi 104
5.0.0.3. Sonuçların Değerlendirilmesi 125
5.0.0.4. Geleceğe yönelik çalışmalar 132
KAYNAKLAR 134
ÖZGEÇMİŞ 145

ŞEKİL LİSTESİ

Page No

Şekil 2.1: Kısa ve uzun GIP sınıflaması (Misra ve Sagar, 2009) 4

Şekil 2.2: Kısa GIP bileşenleri şematiği (Metzger ve Berger, 2012). 7

Şekil 2.3: LIGO ve VIRGO benzeri kütle çekimsel dalgaları, lazer interferometre ile tespit eden dedektör şematiği (Miller ve Yunes, 2019) 10

Şekil 2.4: Farklı GIP kaynaklarının ana ışınım ışık eğrileri (Samuelsson, 2022). 14

Şekil 2.5: Ana ışınım ve ardıl ışınım şematiği. 15

Şekil 2.6: Lorentz faktörünün evrimi ve GIP yarıçap grafiği gösterilmiştir. Burada: r_s saturasyon yarıçapı, fotosferik yarıçap r_{ph}, iç şok yarıçapı r_{is}, dış şok yarıçapı r_{es} şeklinde ifade edilmektedir (Dereli, 2015). 18

Şekil 2.7: Senkrotron spektrumunun yavaş ve hızlı soğuma sürecine ait grafik. Ok yönleri adyabatik genişleme yönünü, ν_a absorbsiyon frekansını, ν_m minimum frekansını ve ν_c kritik frekansını göstermektedir. 21

Şekil 2.8: Çevresel parçacık sayı yoğunluğu kısa ve uzun gama-ışın patlamalarına ait histogram. 23

Şekil 2.9: Yavas ve hızlı soğuma sürecine ait Senkrotron ışınım için sentetik ışık eğrileri. 26

Şekil 2.10: Bazı özel durumlar gözönüne alınarak elde edilen teorik α ve β ilişkiler tablosu. 27

Şekil 2.11: Standart X-ışın ardıl ışınım şematiği..... 28

Şekil 2.12: Sentetik optik ardıl ışınım şematiği (Li *ve diğ.*, 2012)..... 30

Şekil 2.13: Hüzmelenmiş jet mavi renk ve jetin etrafını saran koza kırmızı renk ile gösterilmiştir (Chen *ve diğ.*, 2020)..... 32

Şekil 2.14: Jet kırılması şematiği (Gomboc, 2012). 34

Şekil 2.15: Silindirik şapka (top hat), yapılandırılmış (structured) ve uniform koza jet modellerine ait jet eksenine göre gözlenme şematiği. 37

Şekil 2.16: İki bileşenli jet modeli şematiği (Racusin *ve diğ.*, 2008)..... 40

Şekil 2.17: Silindirik şapka (mavi çizim), Gauss (yeşil çizim), güç kanunu b=2 (turuncu çizim), güç kanunu b=6 (kırmızı çizim) ve ikili jet jet modellerine ait farklı gözlenme ve çevresel parçacık yoğunluğuna ait sentetik ışık eğrileri. Bu grafikte $E_k = 10^{51}$ erg, θ_j=0.07 rad, p=2.17, ε_e=0.005, ε_B=0.005 ve uzaklık 40 Mpc değerleri sabit alınmıştır. Bununla birlikte, ikili jet modelinde geniş jet bileşeni için dar jet bileşeninden %10 daha az enerji ($E_k = 10^{50}$ erg) ve daha geniş bir jet açıklık açısı (θ_j=0.14 rad) alınmıştır. 42

Şekil 3.1: BAT, XRT ve UVOT şematiği 43

Şekil 3.2: Doğu Anadolu Gözlemevi (DAG) 45

Şekil 3.3: Keyfi değerler girdisi verilen `afterglowpy` yazılım ara yüzü temsili gösterimi..... 48

Şekil 3.4: Keyfi değer girdileri ile üretilmiş `afterglowpy` ışık eğrisi ve ona yapılan fit. 49

Şekil 3.5: E_k'ya karşık jet açıklık açı değerleri ile oluşturulan sentetik ışık eğrilerinin fit sonuçları. 50

Şekil 3.6: E_k'ya karşık jet açısı 1, 2 ve ve 3 sigma için hata konturları gösterilmektedir. Bu örnekte E_k=10^{52} erg ve θ_j= 0.05 olarak verilmiştir. 50

Şekil 3.7: Jet bakış doğrultusu dışında kalan gözlenme açısı 0.5 rad ($\sim 30^\circ$) verilerek fit sonucu gösterilmektedir. Burada, turuncu çizim fit sonucu olarak gösterilmiştir. 51

Şekil 4.1: GRB 121027A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 55

Şekil 4.2: GRB 051221A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 56

Şekil 4.3: GRB 51221A kaynağının $E_k - \theta_j$, $E_k - n$ ve $\theta_j - n$ modeli ile oluşturulan 1 ve 2 σ hata konturları silindirik şapka jet model gösterimi..... 57

Şekil 4.4: GRB 51221A kaynağının E_k, n ve θ_j parametrelerinin istatistiki uyumu. 58

Şekil 4.5: GRB 080426 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 59

Şekil 4.6: GRB 090927 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 60

Şekil 4.7: GRB 090510 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 61

Şekil 4.8: GRB 111121A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 62

Şekil 4.9: GRB 200826A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 63

Şekil 4.10: GRB 130603B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 64

Şekil 4.11: GRB 140903A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 65

Şekil 4.12: GRB 071020 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 66

Şekil 4.13: GRB 150101B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 67

Şekil 4.14: GRB 120804A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 68

Şekil 4.15: GRB 160821B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 69

Şekil 4.16: GRB 091109B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 70

Şekil 4.17: GRB 130912A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 71

Şekil 4.18: GRB 131004A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 72

Şekil 4.19: GRB 121226A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 73

Şekil 4.20: GRB 150424A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 74

Şekil 4.21: GRB 060614 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 75

Şekil 4.22: GRB 060121 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 76

Şekil 4.23: GRB 111020A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 77

Şekil 4.24: GRB 061201 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 78

Şekil 4.25: GRB 061210 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 79

Şekil 4.26: GRB 060313 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 80

Şekil 4.27: GRB 061006 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 81

Şekil 4.28: GRB 070809 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 82

Şekil 4.29: GRB 070724A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 83

Şekil 4.30: GRB 051227 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 84

Şekil 4.31: GRB 100724A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları. 85

Şekil 4.32: GRB 070714B kaynağına ait silindirik şapka jet modelinin fit sonucu. 86

Şekil 5.1: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait izotropik kinetik enerji fit sonuç histogramları. 96

Şekil 5.2: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait düzeltilmiş (beaming-corrected) kinetik enerji fit sonuç histogramları. 97

Şekil 5.3: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait düzeltilmiş kinetik enerji ve izotropik kinetik enerji karşılarştırmalı histogramları. 98

Şekil 5.4: Silindirik şapka, Gauss ve güç kannunu jet modellerine ait jet açıklık açısı histogramları. 99

Şekil 5.5: Silindirik şapka, Gauss ve güç kannunu jet modellerine ait gözlenme açısı histogramları. 100

Şekil 5.6: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modelleri ile modellenmiş kısa GIP'lara ve bir uzun GIP'a ait çevresel yoğunluk histogramları. 101

Şekil 5.7: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait kırmızıya kaymaya karşık E_k gösterimi. 101

Şekil 5.8: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait kırmızıya kaymaya karşık jet açıklık açısı gösterimi. 102

Şekil 5.9: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait kinetik enerjiye karşılık jet açıklık açısı gösterimi. 103

Şekil 5.10: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait çevresel parçacık yoğunluğuna karşılık jet açıklık açısı gösterimi. 103

Şekil 5.11: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait E_k'ya karşılık çevresel parçaçık yoğunluğu gösterimi. 104

Şekil 5.12: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir 4° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 105

Şekil 5.13: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 10° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 108

Şekil 5.14: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 20° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 109

Şekil 5.15: Üst grafikte silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 30° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. Alt grafikte ise GRB 170817 kaynağına ait X-ışın, optik, radyo ardıl ışınım ile beraber kilonova ışık eğrileri gösterilmiştir (Wang *ve diğ.*, 2022). 111

Şekil 5.16: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 45° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 112

Şekil 5.17: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 100 Mpc ve 4° gözlenme açısı altında sentetik ışık eğrisini göstermektedir. .114

Şekil 5.18: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 10° gözlenme açısı altında ve 100 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 115

Şekil 5.19: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 20° gözlenme açısı altında ve 100 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 116

Şekil 5.20: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 30° gözlenme açısı altında ve 100 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 117

Şekil 5.21: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 45° gözlenme açısı altında ve 100 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 119

Şekil 5.22: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 4° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 120

Şekil 5.23: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 10° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 121

Şekil 5.24: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 20° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 122

Şekil 5.25: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 30° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 123

Şekil 5.26: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 45° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. 124

TABLO LİSTESİ

Page No

Tablo 3.1: Tez çalışmasında kullanılan kısa GIP tablosu. 46

Tablo 4.1: GRB 121027A uzun GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 55

Tablo 4.2: GRB 051221A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 56

Tablo 4.3: GRB 080426 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 59

Tablo 4.4: GRB 090927 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 60

Tablo 4.5: GRB 090510 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 61

Tablo 4.6: GRB 111121A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 62

Tablo 4.7: GRB 200826A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 63

Tablo 4.8: GRB 130603B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları..... 64

Tablo 4.9: GRB 140903A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 65

Tablo 4.10:GRB 071020 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 66

Tablo 4.11:GRB 150101B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları..... 67

Tablo 4.12:GRB 120804A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 68

Tablo 4.13:GRB 160821B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları..... 69

Tablo 4.14:GRB 091109B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları..... 70

Tablo 4.15:GRB 130912A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 71

Tablo 4.16:GRB 131004A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 72

Tablo 4.17:GRB 121226A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 73

Tablo 4.18:GRB 150424A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 74

Tablo 4.19:GRB 060614 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 75

Tablo 4.20:GRB 060121 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 76

Tablo 4.21:GRB 111020A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 77

Tablo 4.22:GRB 061201 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 78

Tablo 4.23:GRB 061210 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 79

Tablo 4.24:GRB 060313 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 80

Tablo 4.25:GRB 061006 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 81

Tablo 4.26:GRB 070809 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 82

Tablo 4.27:GRB 070724A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 83

Tablo 4.28:GRB 051227 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 84

Tablo 4.29:GRB 100724A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları. 85

Tablo 4.30:GRB 070714B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları..... 86

Tablo 4.31: Silindirik şapka jet modeline ait X-ışın ardıl ışınım fit sonuçları. 87

Tablo 4.32: Gauss jet modeline ait X-ışın ardıl ışınım fit sonuçları. 88

Tablo 4.33:Güç kanunu jet modeline ait X-ışın ardıl ışınım fit sonuçları. 89

Tablo 5.1: Silindirik şapka jet modeline ait $E_K(erg)$, $n(cm^{-3})$, $\theta_j(rad)$ ve $\theta_{obs}(rad)$ ortalama sonuçları. 95

Tablo 5.2: Gauss jet modeline ait $E_K(erg)$, $n(cm^{-3})$, $\theta_j(rad)$ ve $\theta_{obs}(rad)$ ortalama sonuçları... 95

Tablo 5.3: Güç kanunu jet modeline ait $E_K(erg)$, $n(cm^{-3})$, $\theta_j(rad)$ ve $\theta_{obs}(rad)$ ortalama sonuçları. 95

Tablo 5.4: Silindirik şapka jet modeli ile 40-100-200 Mpc uzaklıktaki kaynak için DAG 4m teleskobunun olası gözlem süreleri ve maksimum parlaklıkları. 127

Tablo 5.5: Gauss jet modeli ile 40-100-200 Mpc uzaklıktaki kaynak için DAG 4m teleskobunun olası gözlem süreleri ve maksimum parlaklıkları. 129

Tablo 5.6: Güç kanunu jet modeli ile 40-100-200 Mpc uzaklıktaki kaynak için DAG 4m teleskobunun olası gözlem süreleri ve maksimum parlaklıkları. 130

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler **Açıklama**

$\boldsymbol{c}$: Işık hızı

d_L : Lüminozite uzaklığı

E_k : Kinetik enerji

F_ν : Spesifik akı yoğunluğu

$M_\odot$: Güneş kütlesi

n : Çevreresl parçacık yoğunluğu

p : Güç kanunu indeksi

$\boldsymbol{s}$: Saniye

z : Kırmızıya kayma

Γ : Lorentz faktörü

ε_B : Şok içindeki manyetik alanın kesirsel enerji yoğunluğu

ε_e : Şok içindeki elektronların kesirsel enerji yoğunluğu

θ_{jet} : Jet açıklık açısı

θ_{obs} : Gözlemci açısı

χ^2_{ind} : İndirgenmiş ki-kare

Kısaltmalar **Açıklama**

CBM : Circum Burst Medium (Çevresel Patlama Ortamı)

CGRO : Compton Gamma-ray Observatory (Compton Gama-ışın Gözlemevi)

BAT : Burst Alert Telescope (Patlama Alarm Teleskobu)

DAG : Doğu Anadolu Gözlemevi

GIP : Gamma-ışın Patlaması

GW : Gravitational Wave (Kütle Çekimsel Dalga)

HETE : High Energy Transient Explorer (Yüksek Enerji Geçici Araştırması)

LIGO : Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory

LISA : Laser Inter-ferometer Space Antenna (Lazer Girişimölçer Uzay Anteni)

SN : Süper nova

rad : Radyan

UVOT	: Ultra Violet Optical Telescope (Morötesi ve Optik Teleskobu)
ISM	: Interstellar Medium (Yıldızlararası Ortam)
XRT	: X-ray Telescope (X-ışın Teleskobu)

ÖZET

DOKTORA TEZİ

KÜTLE ÇEKİMSEL DALGA ÜRETEN KOMPAKT CİSİM BİRLEŞMELERİNDEN YAYILAN GAMA-IŞIN PATLAMA ARDIL IŞINIMLARININ ÇALIŞILMASI

Muhammed Diyaddin İLHAN

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Danışman: Pof. Dr. Tolga GÜVER

II. Danışman: Doç. Dr. Massimiliano de PASQUALE

Gama-ışın patlamaları (GIP) evrendeki en enerjik olaylardır. Genel olarak, kısa ve uzun GIP'lar şeklinde iki sınıfa ayrılırlar. Kısa süreli patlamaların, çift kompakt cisim birleşmelerinin uzun süreli patlamaların ise büyük kütleli yıldızların çekirdek çökmesinin sonucu olduğu düşünülmektedir. Bu patlamalar ana ışınım ve ardıl ışınım olarak iki bileşen halinde gözlenirler. Ardıl ışınım fiziksel parametreleri kullanılarak `afterglowpy` yazılımı aracılığıyla sentetik ışık eğrileri üretilebilir. Bu çalışmada, farklı jet modelleri kullanılarak (silindir şapka jet modeli (top hat jet model), Gauss jet modeli (Gaussian jet model) ve güç kanunu jet modeli (power law jet model)) `afterglowpy` ile Swift - XRT ile gözlenmiş X-ışın ardıl ışınımları modellenmiştir. `afterglowpy` jet modellerini veriye doğrudan uygulanabilen ve ekibimizce geliştirilen Ciao-Sherpa versiyonu kullanılarak ardıl ışınım fiziksel paremeterleri belirlenmiştir. Bu çalışmada, kısa GIP ardıl ışınım fiziksel parametre fit sonuçları elde edilmiştir. Bulunan ardıl ışınım fiziksel parametreleri, kinetik enerji (E_K), jet yarı açıklık açısı (θ_j) ve çevresel yoğunluğu (n) şeklinde sıralanmıştır. Daha sonra, `afterglowpy` ile kızılötesi ve optik bant sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Özellikle, 4-metre teleskop bağlamında DAG'da ardıl ışınım gözlenme stratejileri tartışılmıştır.

Ağustos 2023, 163 sayfa.

Anahtar kelimeler: Gama-ışın patlamaları, kütle çekimsel dalgalar, jet

SUMMARY

Ph.D. THESIS

STUDY OF GAMMA-RAY BURST AFTERGLOW EMISSION FROM COMPACT OBJECT MERGERS THAT PRODUCE GRAVITATIONAL WAVES

Muhammed Diyaddin İLHAN

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Sciences

Department of Astronomy and Space Sciences

Supervisor: Pof. Dr. Tolga GÜVER

Co-Supervisor: Asst. Prof. Dr. Massimiliano de PASQUALE

Gamma-ray bursts (GRBs) are the most energetic events in the Universe. Generally, divided into two classes as short and long GRBs. Short GRBs are thought to be the result of binary compact body mergers, while long GRBs are thought to result from the collapse of massive stars. These bursts are observed as two components, prompt emission and afterglow emission. By using afterglow physical parameters synthetic light curves can be produced via `afterglowpy` software. In this study, Swift - XRT X-ray afterglows were modeled with `afterglowpy` by using different jet models (top hat jet model, Gauss jet model and power law jet model). Afterglow emission physical parameters were determined by using the Ciao-Sherpa version of the `afterglowpy` jet models developed by our team, which can be applied directly to the data. In this study, the fit results of short GRB afterglow physical parameters were obtained. These parameters are listed as kinetic energy (E_K), jet half-opening angle (θ_j), and circumstellar density (n). Subsequently, synthetic afterglow light curves in infrared and optical bands have been generated via `afterglowpy`. Particularly, the afterglow observation strategies of DAG in the context of the 4 meter telescope have been discussed.

August 2023, 163 pages.

Keywords: Gamma-ray burst, gravitational waves, jet

1. GİRİŞ

Gama-ışın patlamaları (Gamma-ray Bursts, GIP'lar), Evren'de en enerjik ve gizemli olaylardan bazıları olarak bilinirler. GIP'lar birkaç milisaniyeden birkaç dakikaya kadar süren yoğun ışıma olarak gözlenir (Misra ve Sagar, 2009). GIP'lar evrimini tamamlamış büyük yıldızların çekirdek çökmesi veya kütle çekimsel olarak iki nötron yıldızının zamanla birleşmesi ile oluştukları düşünülmektedir. Büyük kütleli yıldızlar evrimlerini çekirdek çökmesi ile sonlandırırlar (Berger, 2014). Diğer taraftan, nötron yıldız çifti ise kütle çekimsel etki nedeniyle zamanla birleşir. Çekirdek çökmesi ve nötron yıldız çifti birleşme senaryoları hem GIP ata yıldızı hem de uzun-kısa GIP sınıflandırılmasına neden olarak gösterilir. Bir GIP sırasında açığa çıkan enerji Güneş'in tüm ömrü boyunca üretebileceği enerjiye eşdeğerdir. İzotropik varsayım altında hesaplanan bu enerji genel olarak 10^{49} - 10^{55}erg aralığında değişmektedir (Zhang, 2018).

Gama-ışın patlamasından sonra başlayan ardıl ışınımlar (afterglow), X-ışın, radyo ve optik dalgaboylarında ışınım üretebilir ve uzun zaman ölçeklerinde gözlemlenebilir. Ardıl ışınımlar, günler, haftalar veya aylar boyunca ışınım üretebilir (Meszaros ve Ress, 1997). Ardıl ışınımlar, GIP'ların doğası ve çevresi hakkında değerli bilgiler sağlar. Ardıl ışınım ışık eğrilerinde hüzmelenmiş bir jet tarafından yüklü parçacıklar rölativistik hızlara ulaştırılır ve baskın olarak senkrotron ışıması gözlenir (Sari ve Piran, 2006). Ardıl ışınımlar özellikle optik ve radyo bandında uzun zaman ölçeklerinde gözlem sürelerine sahip olurlar (Margutti *ve diğ.*, 2010). Dolayısıyla, uzun dönemli ardıl ışınım gözlemleri, GIP'ların uzaklığı, patlama sırasında açığa çıkan enerji ve onu çevreleyen gaz ve tozun özellikleri hakkında değerli bilgiler sağlayabilir. Bununla birlikte, farklı dalgaboylarında, farklı gözlem açıları ve uzun dönemli ardıl ışınım gözlemleri; GIP kaynağına ait uzaklık, oluşan jetin geometrik yapısı ve kaynağın konumu gibi önemli özelliklerin anlaşılmasına yardımcı olur.

Patlama sonrasında üretilen jet ultra-rölativistik hızlara sahiptir. Ancak, GIP jetleriyle ilgili yapılan çalışmalarda ardıl ışınım ışık eğrilerinde çeşitli geometrik farklılıkların var olduğu gösterilmiştir. Jetin geometrik yapısı bir kaç modelle açıklanabilir: "Silindirik şapka jet modeli (top hat jet model)", birim katı açı altında enerjinin sabit olduğu modeldir (Lan *ve diğ.*, 2018). Birim katı açı altında enerjinin jet eksenine göre değiştiği "yapılandırılmış jet

(structured jet) modeli" ile birlikte merkezi jetin çok enerjik olduğu ve onun etrafını saran bir kozanın varlığı ile "iki bileşenli jet (two component jet) modeli" de bulunmaktadır (Salafia ve Ghirlanda, 2022).

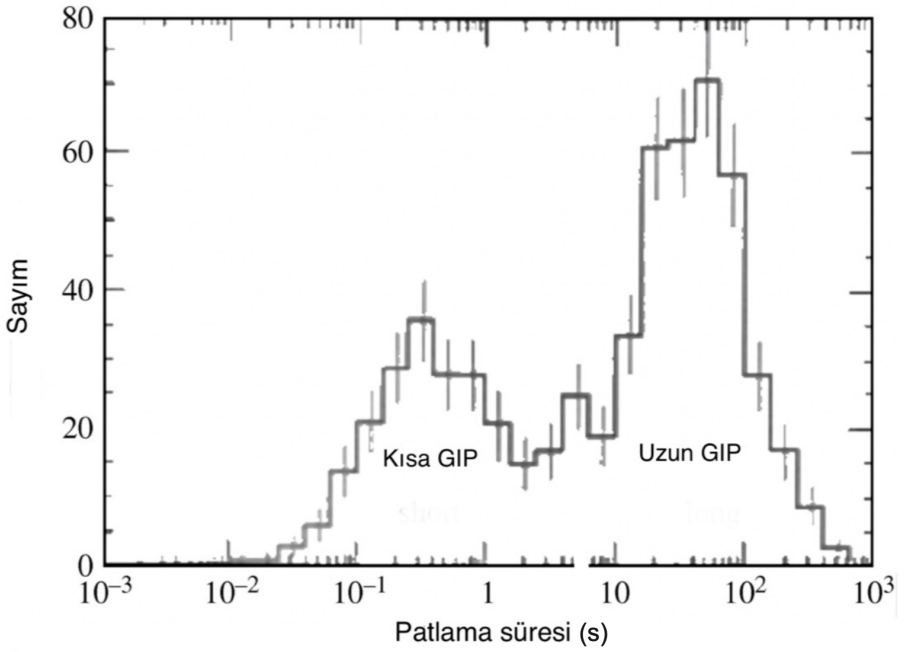
GW/GRB 170817 kaynağından, 17 Ağustos 2017 tarihinde LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) ve Virgo gözlemevleri tarafından kütle çekimsel dalgalar tespit edilmiştir. Ancak, kompakt cisimlere ait ilk kütle çekimsel dalgalar 2015 yılında iki kara delik tarafından yayılan kütle çekimsel dalgaların tespiti ile gerçekleşti. Daha sonra, kütle çekimsel dalgalar tespit edilirken eş zamanlı olarak uzay teleskopları-dedektörleri ve yer tabanlı teleskoplar ile 2017'de iki nötron yıldızının birleşmesi ve takip gözlemleri yapılmıştır. Böylece, ilk kez kütle çekimsel dalgalar ve elektromanyetik dalgalar eş zamanlı olarak tespit edilmiştir (Abbott *ve diğ.*, 2016). GW/GRB 170817, şimdiye kadar tespit edilen ilk nötron yıldız birleşmesi olurken, aynı zamanda bir kilonova da tespit edilmiştir. Bu kilonova'nın gözlemlenmesi sonucu özellikle demirden daha ağır elementlerin nötron yıldız çifti birleşmesi sonucu üretildiği doğrulanmış ve bu sayede kısa gama-ışın patlamalarının kökeninin nötron yıldız çifti birleşmesi olduğu teyit edilmiştir (Rossi *ve diğ.*, 2020).

Tez kapsamında, Swift-XRT tarafından gözlenen kısa GIP X-ışın ardıl ışınım ışık eğrileri kullanılmıştır. Kısa GIP X-ışın ardıl ışınım ışık eğrisi 10^4 saniyeden büyük örnekler ile çalışılmıştır. Kısa GIP kaynaklarına ait ardıl ışınım ışık eğrileri, çeşitli istatistik yöntemleri içeren ve modelleme uygulaması olan Sherpa kullanılmıştır. Kısa GIP X-ışın ardıl ışınım ışık eğrilerini oluşturmak için, silindirik jet modeli, Gauss jet modeli ve güç kanunu jet modeli ile fit yapılarak sonuçlar elde edilmiştir. Jet modellerinin en iyi fit sonuçları şekil ve tablolar ile sunulmuştur. Ardıl ışınım fit sonuçlarına göre, kinetik enerji (E_k), jet açıklık açısı (θ_j), çevresel parçacık yoğunluğu (n) ve gözlenme açısı (θ_{obs}) histogramları çizilmiştir. Bununla birlikte, $E_k - \theta_j$, $E_k - n$, $n - \theta_j$ vb. şekiller elde edilmiştir. Olası nötron yıldız çifti birleşme (bu birleşme olasılığı $110 - 3840 Gpc^{-3} yr^{-1}$ şeklindedir (Hoang *ve diğ.*, 2021)) sonrası fit sonuçları bağlamında, 1, 4, 8 metre teleskop limitleri göz önüne alınarak ve kızılötesi - optik bantlarda sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri, her bir teleskop limitine göre patlama sonrası olası gözlenme süreleri ve maksimum parlaklıkları özellikle Doğu Anadolu Gözlemevi (DAG) bağlamında tartışılmştır.

2. GENEL KISIMLAR

GIP'lar ana (prompt) ışınım ve ardıl ışınım olarak ikiye ayrılmaktadır (Gao ve Meszaros, 2015). GIP'lar ilk kez 2 Temmuz 1967'de Vela uyduları tarafından keşfedilen yüksek enerjili fotonlar olarak gözlenmişlerdir. 1969 ile 1972 arasında 16 GIP daha tespit edilmiştir. Bu GIP'lar ilk yayınlananlar olarak literatüre geçmiştir (Klebesadel *ve diğ.*, 1973). Takip eden yıllarda GIP'ların kökeni sıklıkla tartışılmıştır. BATSE (Burst And Transient Source Experiment), 1991-1997 arasında GIP gözlemleri ile patlamaların yerlerini gökyüzünde izotropik olarak tespit etmiş ve dolayısyla GIP'ların izotropik bir dağılıma sahip olduğunu göstermiştir. BATSE ile yapılan çalışmalar sayesinde, bu cisimlerin gama-ışın patlama süreleri açısından iki alt sınıfa ayrıldığını göstererek oldukça önemli gelişme kaydetmiştir (Şekil 2.1). Uzun GIP'ların iki saniyeden uzun, kısa GIP'lar ise iki saniyeden kısa patlama süresine sahip oldukları görülmüştür (Briggs *ve diğ.*, 1999).

GIP olaylarının Evren'deki en parlak elektromanyetik kaynaklar olmalarının yanında, o dönem koşullarında oldukça nadir gözlenmeleri bu olan ilginin artmasına neden olmuştur (Kumar ve Zhang, 2014). GIP araştırmaları için önemli adımlardan biri 1991 yılında Compton Gama-ışın Gözlemevi'nin (Compton Gamma-ray Observatory, CGRO) uzaya fırlatılması olmuştur (Meszaros, 2006). Ancak, ilk ardıl ışınım takip ve gözlemlerinde büyük gelişmelere olanak sağlayan adım ise Beppo-SAX uydusu tarafından gerçekleştirilmiştir. İtalya-Hollanda işbirliği ile üretilen BeppSAX (Beppo, İtalyan Fizikçi Giuseppe Ochialini'ye ithafen; SAX ise Satellite for X-ray Astronomi anlamında kullanılmıştır) X-ışın teleskobu 1996'da fırlatılmıştır. BeppoSAX uydusu, 0.1-300 keV gibi bir enerji aralığına sahip olarak tasarlanmıştır (Bloom, 2011; Boella *ve diğ.*, 1996). Beppo-SAX teleskobu tarafından GRB 970228 olayının X-ışınlarında takip gözlemleri sayesinde bir GIP'a ait ilk ardıl ışınım tespit edilmiştir. X-ışın ardıl ışınımı GIP'ın toplam enerjisinin önemli bir kısmını içerirken, ışık eğrisinin de bir güç yasasına (power law) uyduğu görülmüştür (Costa *ve diğ.*, 1997). Ardıl ışınımın optik parlaklığı La Palma'daki William Herschel teleskobu tarafından I-bandında ortalama 20.6 kadir ve V-bandında ortalama 21.3 kadir olarak gözlenmiştir. HETE (High Energy Transient Explorer) ile beraber BeppoSAX, 100 yakın GIP'ın gökyüzündeki yerini kesin tespit etmiştir (Zhang, 2018).



Şekil 2.1: Kısa ve uzun GIP sınıflaması (Misra ve Sagar, 2009)

.

Bununla beraber, BeppoSAX, GRB 970508 patlamasını hem X-ışın hem de optik bantta eş zamanlı tespit etmesinden dolayı ardıl ışınım teorisine büyük katkı sağlamıştır. Uzun GIP kökeni olarak tahmin edilen büyük kütleli yıldızların çekirdek çökmesi sonucu olduğu problemine katkı sağlamıştır (Zhang, 2018).

GIP'lar için diğer bir önemli olay ise ana ışınım ve ardıl ışınımları gözleyen ve takibini yapan Swift uydusunun 2004 yılında uzaya fırlatılmasıyla gerçekleşmiştir (Lien *ve diğ.*, 2016). Swift uydusu, X-ışın ve optik bantlarda gözlem yapabilme özelliği ile Amerika Birleşik Devletleri, İngiltere ve İtalya'nın işbirliğiyle üretilmiştir. Swift üzerindeki geniş bant aralığına sahip BAT (Burst Alert Telescope) teleskobu, dar bant aralığına sahip XRT (X-ray Teleskope) teleskobu ve optik-morötesi dedektörü UVOT şeklinde tasarlanmıştır (Bloom, 2011; Meszaros, 2006). Swift uydusunun en önemli görevi patlamadan hemen sonra gama-ışınları, X-ışınları ve optik bantlarında bir dakikadan az bir zamanda takip gözlemi başlatmak ve patlamanın yerini tespit etmektedir. Bu amaç doğrultusunda Swift, dakikalardan saatlere varan sürelerde ana ve ardıl ışınım gözlemleri yaparak şimdiye kadar keşfedilmeyen ardıl ışınım davranışlarını ortaya çıkarmıştır. Swift'in hassas dedektörleri sayesinde sönük kaynaklar dahil pek çok ardıl ışınım tespit etmiştir. Swift verileri kısa GIP oluşum popülasyonlarının uzun GIP oluşum popülasyonlarından farklı olduğunu önermiştir (Meszaros, 2006).

Swift gözlemleri ile önemli sonuçlar elde edilmiştir. Bu bağlamda, sönük ve kısa GIP (short GRBs) gözlemleri de olanaklı hale gelmiştir. Bazı kısa GIP'lara ev sahipliği yapan galaksi tipleri tanımlanmıştır. Kısa ve uzun GIP arasında keskin ayrıklık olmadığı bulunmuştur (BATSE ile kısa ve uzun GIP'lar patlama sürelerine göre iki sınıfa ayrılmıştı). Kısa GIP ata yıldızlarının olası bir nötron yıldız çifti birleşmeleriyle ilişkili olabileceği önerilmiştir (Zhang, 2018). Özellikle, X-ışınlarında patlamayı takiben ardıl ışınımlarda elde edilen verilerden dolayı bir "X-ışın standartı (canonical X-ray afterglow)" ortaya konulmuştur (Kumar ve Zhang, 2014). Bir diğer önemli sonuç ise, ana ışınımı izleyen bir X-ışın parlamasının (X-ray flare) Swift tarafından neredeyse tüm GIP'ların yarısında gözlenmesi olmuştur (Nousek *ve diğ.*, 2006).

Swift uydusunun ardında 2008 yılında NASA'nın başka bir gama-ışın misyonu olan Fermi Gamma-ray Space Telescope (Fermi Gama-ışın Uzay Teleskobu) uzaya fırlatılmıştır. Fermi uydusu üzerinde iki dedektör bulunmaktadır. Geniş alan taraması yapan Large Area Telescope (LAT) ve gama-ışın patlama olaylarını takip etmek için Gamma-ray Burst Monitor (GBM) dedektörü bulunur [1] . Fermi uydusu birçok yüksek enerjili kaynak belirlemesinin yanında nötron yıldız çifti birleşmesi olan GRB 170817 kaynağı dahil 3000'den fazla gama-ışın patlamasını tespit etmiştir (Thompson ve Colleen, 2022).

2.0.1. Uzun Gama-ışın Patlamaları

GIP'lar, ana ışınımlarına ait enerjilerini şiddetli ve çok kısa bir zaman aralığında yayarlar. Ana ışınım süresi GIP sınıflandırılmasında oldukça önemli rol oynar. Ana ışınımdaki enerjinin % 90'ını iki saniyeden uzun sürede ($T_{90} > 2$ s) yaydıkları durumda uzun GIP olarak sınıflandırılır ve gözlenen GIP'ların %70 - 75'i uzun GIP'lardan oluşur (Ayale, 2017). Uzun GIP'lara ev sahipliği yapan galaksilerin yıldız oluşumları devam eden ve metal bollukları düşük galaksiler oldukları düşünülmektedir (Ghirlanda ve Salvaterra, 2022). Toplam izotropik kinetik enerjileri 10^{49} - 10^{55} erg enerji aralığındadır. Bu, $\sim$10 Güneş kütlesinin yaklaşık 100 saniye gibi bir sürede ışınıma dönüşmesi anlamına gelmektedir (Bloom, 2011).

Uzun GIP'lar, büyük kütleli yıldızların çekirdek çökmesi sonucunda oluşur (Williams *ve diğ.*, 2023). Dolayısıyla, uzun GIP'ların ata yıldızlarının da büyük kütleli yıldızlar olduğu

[1] https://www.nasa.gov/content/goddard/fermi-spacecraft-and-instruments

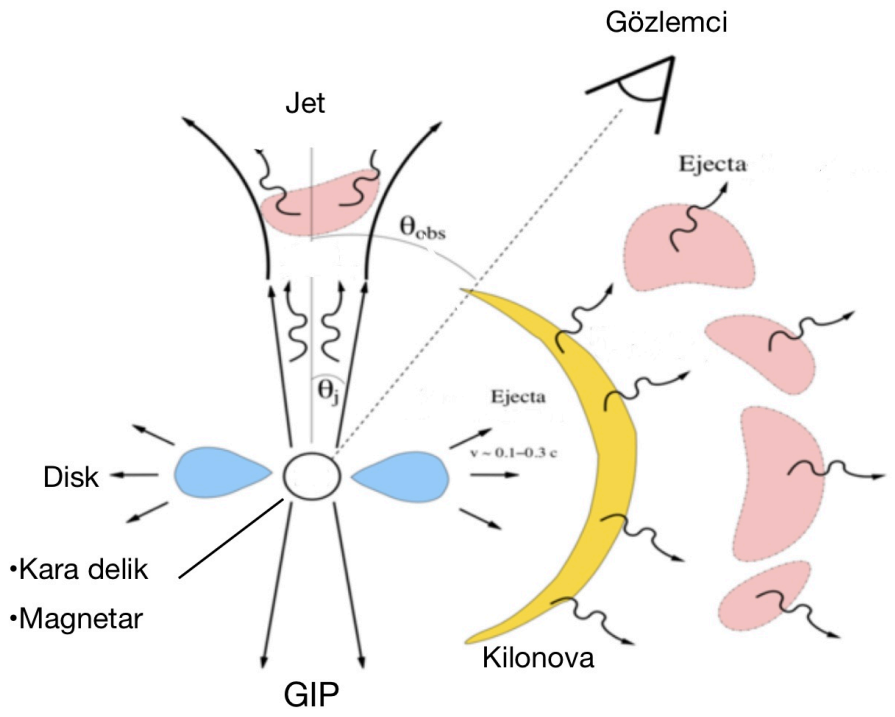
düşünülmüştür. Genel olarak, uzun GIP ata yıldızının kütlesinin 30 Güneş kütlesinden büyük olduğu ve elde edilen gözlemsel verilerin sonucunda uzun GIP'ların Tip Ic SN (süper nova) ile ilişkili oldukları öne sürülmüştür (Li *ve diğ.*, 2016).

2.0.2. Kısa Gama-ışın Patlamaları

Gama-ışınlarında üretilen enerjinin % 90'ının iki saniyeden kısa sürede ($T_{90} < 2$s) yayıldığı durumda gözlenen olay kısa GIP olarak sınıflandırılmaktadır. Gözlenen tüm GIP'ların yaklaşık %25 - 30'u kısa GIP olarak ortaya çıkmaktadır. Sadece Swift uydusu tarafından tespit edilen GIP'ların yaklaşık olarak %9'u kısa GIP'lardan oluşmaktadır (Jordana-Mitjans *ve diğ.*, 2022). Kısa GIP'ların ata yıldızlarının kompakt cisimler olduğu düşünülmektedir (Berger, 2014). Bununla beraber, genelde kompakt çift birleşmelerine eşlik eden kısa bir GIP ile beraber kütle çekimsel dalgalar ve kilonovaların üretildiği gösterilmiştir (Abbott *ve diğ.*, 2017). Kompakt yıldız birleşmeleri sonucunda üretilen kilonovalarda nötron yakalama süreci olarak bilinen "r-süreci (r-process)" etkin olmakta ve demirden daha ağır elementler yoğun bir şekilde üretilmektedir (Berger, 2014).

Çift nötron yıldızı birleşmesi sırasında görülen enerji kayıplarından biri olan kütle çekimsel dalgalar, GW/GRB 170817 kaynağında da 2017 yılında tespit edilmiştir. 17 Ağustos 2017 tarihinde, GW/GRB 170817 olarak adlandırılan bir kısa GIP olayında, LIGO ve Virgo gözlemevleri bu kaynağa ait kütle çekimsel dalgaların tespitini kayda geçmiştir (Troja *ve diğ.*, 2018b). Ancak, LIGO ve Virgo tarafından kompakt cisimlere ait ilk doğrudan kütle çekimsel dalgaların tespiti ise 14 Ekim 2015 tarihinde bir kara delik çiftinden yayılması ile gerçekleşmiştir (Abbott *ve diğ.*, 2016).

Kısa gama-ışın patlamalarına ait bileşenler Şekil 2.2'de gösterildiği üzere jet, kilonova, merkezi kaynak (karadelik veya magnetar) ve yığılma diskinden oluşmaktadır. Büyük kütleli yıldızların çekirdek çökmesi veya kompakt yıldız birleşmesi sonrası oluşan jete güç sağlamak için merkezi kaynak oluşmalıdır. Teorik olarak ilk düşünülen aday bir kara deliktir ancak, son gözlemler neticesinde en azından bazı GIP'lar için kara delik gerektirmeyen bir merkezi kaynak, yani muhtemelen milisaniye magnetarların da (güçlü bir şekilde manyetize edilmiş nötron yıldızı) merkezi kaynak olabileceği öne sürülmektedir. İki merkezi kaynak tipinin muhtemelen her iki senaryoda da çalışabilmesi mümkün olduğu düşünülmektedir. Ancak, başarılı bir GIP merkezi kaynak modelinin bazı fiziksel varsayımları karşılaması



Şekil 2.2: Kısa GIP bileşenleri şematiği (Metzger ve Berger, 2012).

gerektiği açıktır. Bu varsayımlar: Merkezi kaynak, $E_\gamma, iso \propto 10^{49}$ ile $10^{55} erg$ gibi olaylara güç verebilmelidir. Bu kaynak, değişken zamansal davranışlara sahip GIP ışınımı üretebilmeli, oldukça hüzmelenmiş jet oluşturabilmeli ve jetin Lorentz faktörünü 100'den yüksek değerlere ulaştırabilmelidir. Pek çok durumda oldukça hızlı değişkenliğe sahip ana ışınım üretmeli ve ayrıca ana ışınım sona erdikten sonra meydana gelen X-ışın parlamalarını oluşturmak için geç zamanlarda yeniden aktifleşebilmelidir (Zhang, 2018).

2.0.2.1. Kilonova/Makronova

Kilonova aynı zamanda "macronova" olarak da bilinir. Birbirleri etrafında dönen nötron yıldızları kütle çekimsel dalga oluşturur ve nötron yıldız sistemi kütle çekimsel dalgalarla açısal momentum kaybeder. Böylece, zamanla nötron yıldızları birbirlerine yaklaşır ve çarpışırlar. Kilonovalar, nötron yıldız birleşme sırasında radyoaktif bozunma sonucu üretilmiş ışınım olarak gözlenen geçici kaynaklardır (Rossi *ve diğ.*, 2020). Kilonovalar, birkaç gün ile birkaç hafta boyunca parlak bir şekilde ışımaya neden olan büyük miktarda enerji açığa çıkarırlar ve bu enerjinin çarpışma sırasında üretilen ağır elementlerin radyoaktif bozunmasıyla üretildiği düşünülür. Kilonova ışınımı nötron yıldızlarının özellikleri ve kütle çekimsel doğasına ilişkin önemli bilgiler sağlayabilir. Kilonovalar ilk olarak 1980'lerde öngörülmüş olsa da, ilk kez 2017'de LIGO ve Virgo detektörleri tarafından kütle çekimsel

dalga kaynağı olan nötron yıldızı birleşmesi (GW/GRB 170817 kaynağı) sonrası teyit edilmiştir. Bu birleşme, hem kütle çekimsel dalgalar hem de elektromanyetik ışınımın (ardıl ışınım ve kilonova) gözlendiği ilk kozmik olay olmuştur (Metzger, 2020).

Nötron - nötron yıldızı veya nötron yıldızı - kara delik çifti birleşmesi süper novadan (SN) daha güçlü bir patlama meydana getirmektedir. Patlama sonrası kilonovalarda, Altın, Platin, Uranyum gibi demirden daha ağır bazı elementler üretilmektedir (Şekil 2.2'de sarı renk ile gösterilen bölge). Kilonovaların önemli bir özelliği nispeten benzersiz spektrumlarıdır ve bu bağlamda diğer astrofiziksel olaylardan farklılaşmaktadırlar. Bu farklılığın patlamada açığa çıkan nötronca zengin maddeden kaynaklandığı düşünülmektedir. Örneğin GW/GRB 170817 kaynağında birleşme sonrası nötronca zengin 10^{-4}-10^{-2} $M_{\odot}$ miktarda materyal 0.1-0.3 c hızında (Arcavi, 2018) veya yaklaşık 0.04 $M_{\odot}$ 'lik kütle 0.2 c hızında kilonova olarak fırlatmaktadır (Duffel *ve diğ.*, 2018).

Kilonovalar ısısal ve ısısal olmayan ışınım üretirler. Gözlenen kilonova spektrumlarından, ışınımın yaklaşık 10^4 K ile yarı ısısal olduğu tahmin edilmektedir. Kompakt yıldız birleşme olayları sırasında nötronca zengin maddede sentezlenen ağır elementler bazen birleşme sonrası merkezi kaynaktan ek enerji çıkışı sayesinde hızlı nötron yakalama işlemi ("r-süreci", r-procces) ve radyoaktif bozunma ile demirden daha ağır elementleri üretirler. r-süreci, Demir elementinden daha ağır olan atom çekirdeklerinin sentezlenmesinden sorumlu olan bir dizi nükleer reaksiyondur. Ağır element bolluğuna sahip madde uzaya fırlatıldığından dolayı Evreni metalce zenginleştirmektedir.

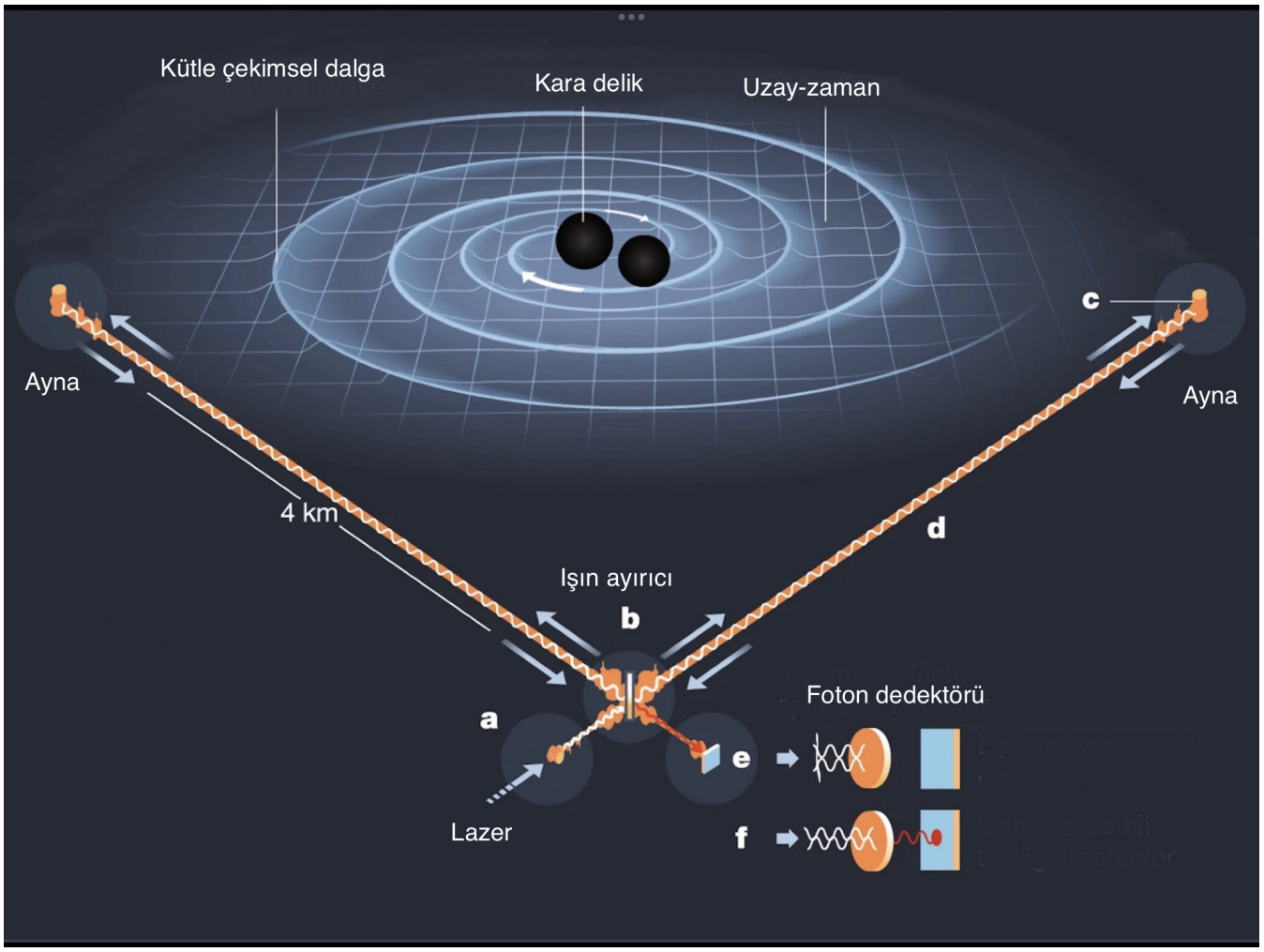
Pek çok model kilonovaların optik bantta daha parlak olduklarını öngörmüştür. Büyük yarıçaplarda fotosfer sıcaklığının düşük olduğu yerlerde optik banttan ziyade kızılötesi bant daha parlak gözlenmiştir (Berger, 2014). Kilonovalar içinde gerçekleşen r-süreci sonucunda üretilen enerjinin büyük bir kısmının yoğun opaklık nedeniyle yakın kızılötesi (nIR) bölgede yayılması gerektiği öne sürülmüştür (Tanvir *ve diğ.*, 2013). Öte yandan, optik bantta ise özellikle mavi ve kırmızı bileşene sahip olduğu öne sürülmüştür (Barnes *ve diğ.*, 2020). Özellikle, lantanid elementlerin olmadığı mavi kilonovalarda, ışıma kırmızı banttaki maksimumuna günler mertebesinde ulaşabilmektedir. Lantanit elementlerin (atom numarası 57-71 arasında bulunan elemenleri ifade eder) üretildiği kırmızı kilonovalar ise K bandında en parlak gözlenmektedir. Kilonovalar, 10^{49} erg ile 10^{51} erg arasında kinetik enerjilere sahip olabilmektedirler. Yapılan çalışmalar sonucunda, karakteristik bir kilonovanın maksimum

parlaklığı 10^{41} erg s^{-1} varsayıldığında, klasik nova maksimum parlaklığından en az bin kat daha büyük olduğu öne sürülmüştür (Zhang, 2018). GW/GRB 170817 gibi kısa GIP kaynaklarına ait bir diğer elektromanyetik karşılık olan ardıl ışınım ise Bölüm 2.1.2. altında açıklanmıştır.

2.0.2.2. Kütle Çekimsel Dalgalar

Kütle çekimsel dalgalar (gravitational waves) genel görelilik teorisinin ortaya atılmasından sonra öngörülmüştür. Kütle çekimsel dalgalar, Einstein'ın genel görelilik teorisine göre, kütleli bir nesnenin hızlanması veya çarpışması gibi olaylar sırasında oluşan ve uzay-zaman dokusunun titreşmesiyle yayılan dalgalar olarak tanımlanmıştır. Kütle çekimsel dalgalar uzay-zamanın genişlemesiyle taşınır ve uzay-zaman dokusunda bir geçici deformasyona neden olur. Kütle çekimsel dalgalarının ilk doğrudan keşfi 2015 yılında LIGO ve Virgo adlı kütle çekimsel dalga dedektörleri tarafından gerçekleştirilmiştir (Abbott *ve diğ.*, 2016). Bu keşif, Einstein'ın genel görelilik teorisini doğrulayan ilk dolaysız gözlemlerdendir. O zamandan beri, kütle çekimsel dalgalar kozmolojide ve astrofizikte yeni bir gözlem aracı olarak kullanılmaktadır. Kütle çekimsel dalgalar Evrenin en yoğun ve enerjik olaylarından kaynaklanmaktadır; kara delik çifti birleşmeleri, nötron yıldız çifti birleşmeleri, kara delik - nötron yıldız birleşmeleri ile beraber süpernova patlamaları gibi olaylar sırasında üretildikleri öne sürülmektedir (Sathyaprakash ve Schutz, 2009).

Kara delik çifti birleşmesi ile 2015 yılında ilk doğrudan kütle çekimsel dalga kaynağı olan GW 150914, LIGO ekibi tarafından tespit edilmiştir (Abbott *ve diğ.*, 2016). Bunu takiben birkaç kara delik çifti birleşmesi daha tespit edilmiştir. Bu kara delik çiftleri: GW 151012, GW151226 (ilk gözlemler sonucu,O1), GW170104, GW170608, GW170729 ve GW170809 (ikinci gözlemler sonucu, O2) şeklinde sıralanmıştır. Bununla beraber, daha sonra 2017'de ilk defa kısa GIP olarak sınıflandırılan GRB 170817A kaynağının kütle çekimsel dalgaları tespit edilmiştir (Abbott *ve diğ.*, 2016). Kütle çekimsel dalgaların uzayda dalgalanmalar yarattıkları ve ışık hızında hareket ettikleri, GW 170817 ve GRB 170817A'nın ortak tespiti ile doğrulanmış ve gama-ışınları, kütle çekimsel dalgalar sinyaline göre yaklaşık 1.7 saniye gecikme göstermiştir (LIGO ve VIRGO bilimsel işbirliği, 2017). Elektromanyetik ışınımın akısı ölçülürken, kütle çekimsel dalgaların boyutsuz genlik parametresi ölçülür. Bu ölçüm, h $\propto \Delta L/L$ olarak tanımlanmaktadır. Burada, L dedektör uzunluğu ΔL ise bu uzunluğun değişimini ifade etmektedir (örneğin LIGO dedektöründe L parametresi 4 km'dir). Şekil



Şekil 2.3: LIGO ve VIRGO benzeri kütle çekimsel dalgaları, lazer interferometre ile tespit eden dedektör şematiği (Miller ve Yunes, 2019)

.

2.3'te kütle çekimsel dalga dedektörü şematik olarak gösterilmiştir.

Kompakt cisimlerin ürettiği kütle çekimsel dalga akısı aşağıdaki denklem ile ifade edilir:

$$L_{kc} = \frac{2}{5}\frac{c^5}{G}(\frac{r_s}{a})f(e). \tag{2.1}$$

Bu denklemde, $f(e)$ düzeltme faktörünü, r_s Schwarzshild yarıçapını, a iki bileşen arasındaki uzaklığı, G evrensel kütle çekim kuvvet sabitini ve c ışık hızını ifade etmektedir. Bu denkleme göre r_s/a büyük ise yayılan dalgaların genliği daha büyük olmaktadır. Bu denklemde, kütleler büyük ise üretilen kütle çekimsel dalgalara ait genliklerin büyük olması sonucuna ulaşılmaktadır. Dolayısıyla, bir kara delik çifti, nötron yıldız çiftine göre veya bir nötron yıldızı - kara delik çiftine göre genliği daha büyük kütle çekimsel dalga üretir.

Nötron yıldız çiftilerinin kara delik çiftlerine göre genlikleri daha az kütle çekimsel dalgalar üretmesinden dolayı kara delik çiftlerine göre daha yakın nötron yıldız çiftlerinin tespit edilebildiği ifade edilmiştir (Zhang, 2018).

Kütle çekimsel dalga dedektöründen geçen bir kütle çekimsel dalga, aynalar arasındaki mesafeyi çok az bir şekilde, bir protonun bir kesri kadar değiştirebilmektedir. Bu değişiklik, dedektörün her koluna gönderilen ve geri gelen bir lazer ışınının merkezi bir dedektör tarafından toplanması sayesinde gözlenmektedir (bkz. Şekil 2.3). Gönderilen ışınlar, geçirgen ve yansıma özelliğine sahip bir ayna (beam splitter) tarafından dedektörün kollarında bulunan aynalara yansıtılmaktadır. Dedektörün kollarından geri yansıyan ışın demetleri merkezi istasyonda yeniden birleşmektedir. Kollarda bulunan aynalar arasındaki mesafe değiştiyse, yeniden birleştirilen ışın, orijinal ışından farklı bir girişim deseni oluşturmakta ve bu girişim hassas foto-detektörler tarafından algılanmaktadır. Böylece, kütle çekimsel dalganın tespit edilmesi ile ilgili veri elde edilmektedir. Ancak, dedektörün hassaslığından dolayı sismik aktivite gibi gürültü kaynaklarından kütle çekimsel dalga sinyallerini ayırt etmek için dünya çapında farklı konumlarda bulunan birden fazla kütle çekimsel dalga dedektörü kullanılmaktadır. Farklı dedektörlerden gelen sinyallerin karşılaştırılması sayesinde bir kütle çekimsel dalganın tespiti onaylanabilmekte, yönü ve gücü belirlenebilmektedir. Kütle çekimsel dalgaların tespit edilebilmesi için yer değiştirme eşik değeri $\Delta L\ 10^{-18}m$ veya daha fazla mertebede olmalıdır (Bailes *ve diğ.*, 2021).

İlk kez gözlenen kütle çekimsel dalga olayı GW 150914'ün, 400 Mpc uzaklıktaki bir kara delik çiftinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Gözlenen kütleçekimsel dalga sinyalinden itibaren ölçülen kara delik kütleleri, 29 $M_\odot$ ve 36 $M_\odot$ olarak tayin edilmiştir. Birleşme sonrası oluşan yeni karadeliğin toplam kütlesi 62 $M_\odot$ olarak hesaplanmış ve yaklaşık 3 $M_\odot$ kütlesine eşdeğer enerji kütle çekimsel dalgalar şeklinde uzaya yayılmıştır (Miller ve Yunes, 2019). Bununla beraber, nötron yıldız çifti birleşmesine ait kütleçekimsel dalgaların keşfi GW 170817 olarak adlandırılan olayda 2017 yılında ilk kez yapılmıştır. GW 170817'ye ait çift yıldız sistemindeki nötron yıldız bileşenlerinin kütleleri 1.16 $M_\odot$ ve 1.60 $M_\odot$ olarak tayin edilmiş ve birleşme sonrası oluşan kara deliğin kütlesi ise 2.74 $M_\odot$ olarak hesaplanmıştır (Abbott *ve diğ.*, 2017). Nötron yıldız çift sistemi birleşmelerinin kısa GIP'lara yol açmasının nedeni, nötron yıldızların birleşmesinden sonra oluşan yeni kara deliğe birikmesi için nötron yıldızından kalan ve nötronca zengin bol miktarda madde sağlayabilmesi olarak düşünülmüştür (Ciolfi, 2020). Dolayısıyla, eğer yığılma diski oluşmazsa kara delik

çifti gibi birleşmelerin GIP üretmesi beklenmemektedir. Kompakt yıldız birleşmelerinin yanı sıra büyük yıldız çekirdeği çökmeleri de kütle çekimsel dalgaların üretilmesi ile ilişkilendirilmektedir. Çekirdek çökmeleri sırasında merkezi çekirdeğin simetrik olmayan hareketleri sonucu kütle çekimsel dalgalar oluşması beklenir (Gao *ve diğ.*, 2017).

Halihazırda kullanılan kütle çekimsel dalga dedektörleri: LIGO, Virgo ve Kagra'dır. LIGO için ABD'de iki farklı şehirde tesis bulunmaktadır. LIGO dedektörlerinin her bir kolu 4 km olarak tasarlamış ve Livingston Louisiana'da bir tesis, Handfor Washington'da ayrı bir tesis olmak üzere 2 tesis olarak inşa edilmiştir. Virgo, 3 km uzunluğundaki kollara sahiptir ve İtalya'da bulunmaktadır. KAGRA dedektörü Japonya'da bulunur ve kolları 3 km uzunluğundadır. LISA (Laser Interferometer Space Antenna), üç uydu şeklinde tasarlanmış olup, birbirinden 2.5×10^9 metre uzaklıklarla ayrılmış uzay tabanlı dedektörlerden oluşmuştur ve 2030'lu yıllarda uzaya fırlatılması hedeflenmektedir. LISA dedektörü oldukça hassas olup süper kütleli kara delik çifti birleşmelerini, Evrende ilk oluşan kara deliklerin oluşumlarını, süper kütleli kara deliklere ait olay ufkunun uzay-zaman dokusunun haritalanması ve kütle çekimsel dalga kaynaklarına ait elektromanyetik ışınımı takip etmek amacıyla daha kesin göksel konum tayini yapmak gibi pek çok bilinmeyene ışık tutması beklenmektedir (Bailes *ve diğ.*, 2021).

2.1. ANA VE ARDIL IŞINIMLAR

Ana ve ardıl ışınımlar GIP'ların farklı fiziksel bölgelerinde üretilir. Dolayısıyla, ana ışınım, merkezi kaynağa yakın iç şoklar (inner shock) ile üretilirken, ardıl ışınım ise yıldızlar arası ortam ile etkileşimin başladığı bölgede öncül şoklar (forward shock) sayesinde üretilmektedir (Kumar ve Zhang, 2014). Genel olarak, kısa ve uzun GIP'ların ortalama 0.5 - 30 saniye arasında değişen patlama sürelerine sahip olduğu gözlenmiştir. Bununla beraber, uzun ve kısa GIP ayrımı, ana ışınım T_{90} (T_{90}, bir gama-ışın patlaması olayında dedektörün algıladığı kümülatif foton sayımları için zemin ışınımının %5'inden %95'ine çıkma süresi olarak tanımlanır (Sanlı, 2015)) süresi sonucunda ortaya çıkmıştır (Kouveliotou *ve diğ.*, 1993). Uzun GIP'lar iki saniyeden fazla ve kısa GIP'lar ise iki saniyeden az ana ışınım sürelerine sahiptir. Ana ışınım süresinin artması üretilen toplam enerjide artışa neden olmaktadır. Uzun GIP'lar, kısa GIP'lara göre yaklaşık 100 kat kadar daha fazla enerji üretmektedir. Özellikle bu fark yüksek enerjilerde yani, gama-ışınları ve X-ışınlarında

gözlenmektedir. Genel olarak uzun GIP'ların toplam izotropik enerjileri 10^{54} erg'e ve bazı GIP olaylarında ise 10^{55} erg'e kadar ulaşmaktadır. Bu kadar büyük enerjilerin üretilmesi herhangi bir model için zor görünse de çözüm olarak GIP'lar tarafından üretilen ultra-rölativisitik hızlara sahip hüzmenlenmiş jetler olarak gösterilmektedir (Zhang, 2018).

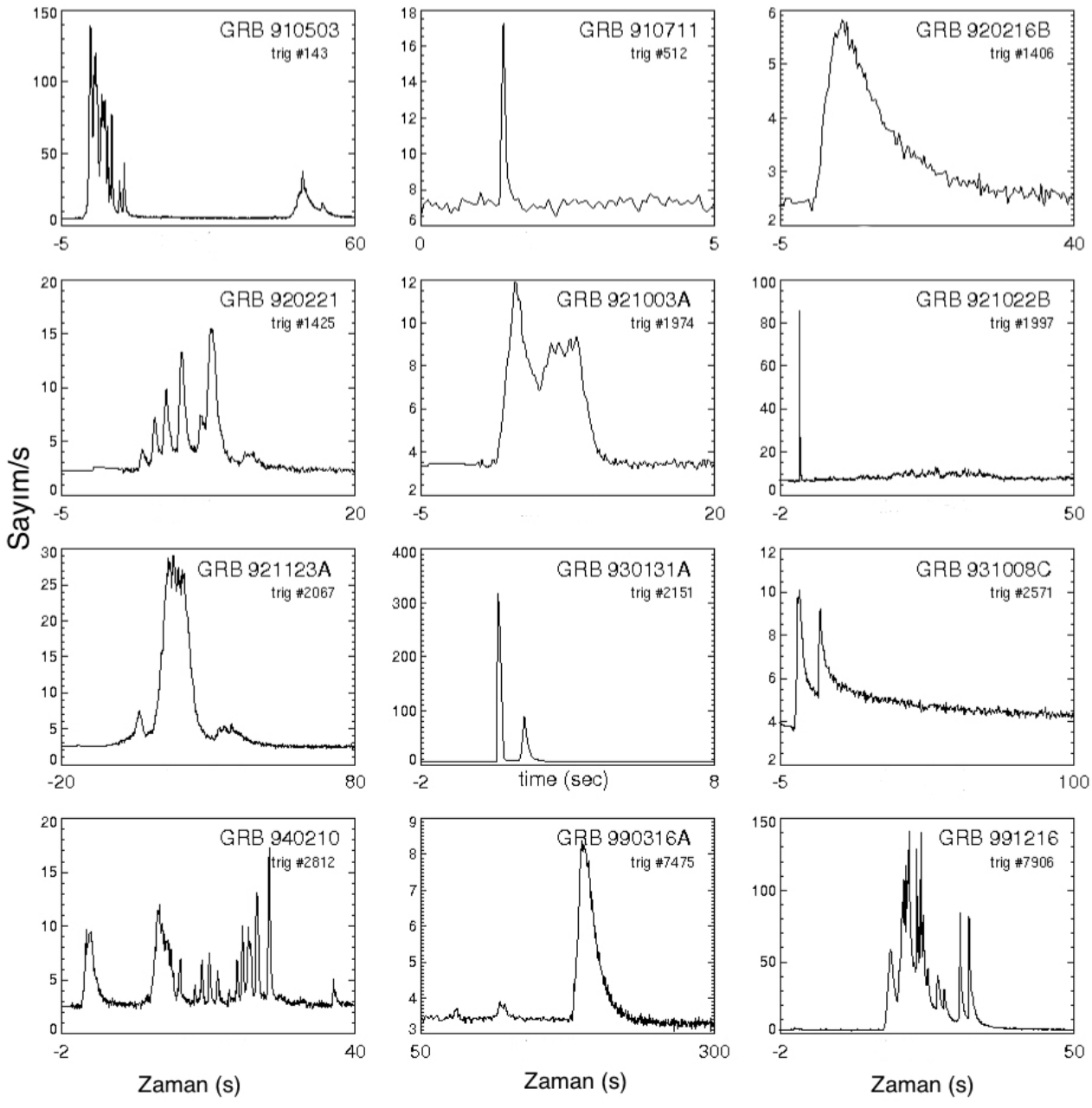
2.1.1. Ana Işınım

GIP'lar, birkaç milisaniyeden birkaç dakikaya kadar süren, gamma-ışınları da dahil olmak üzere elektromanyetik spektrumun farklı bölgelerinde ışınım yayan yüksek enerjili olaylardır (Gehrels *ve diğ.*, 2009). GIP'ların keşfedilmesinden bu yana geçen onlarca yıla rağmen ana ışınım oluşum mekanizmaları hala tam olarak anlaşılamamıştır (Pe'er, 2015). Gözlenen spektrumlarının, belirgin ve ısısal olmayan bir yapıya sahip olmasından ötürü, genellikle kırık güç kanunu (broken power law) şekline sahip olduğu görülmüştür (Bhattacharya ve Kumar, 2021). Bu kırık güç kanunu "Band fonksiyonu" olarak tanımlanmış ve düşük enerjili (yumuşak, α) bileşen ile yüksek enerjili (sert, β) bileşeni düzgün bir şekilde birleştiren iki parçalı üstel fonksiyon olarak açıklanmıştır. Band fonksiyonu aşağıdaki denklem ile ifade edilmiştir (Band *ve diğ.*, 1993; Kouveliotou *ve diğ.*, 1993):

$$N(E)\begin{cases} A\left(\frac{E}{100\,\mathrm{keV}}\right)^{\alpha}\exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & E \le (\alpha-\beta)E_0 \\ A\left(\frac{(\alpha-\beta)E_0}{100\,\mathrm{keV}}\right)^{\alpha-\beta}\left(\frac{E}{100\,\mathrm{keV}}\right)^{\beta}\exp(\beta-\alpha) & E > (\alpha-\beta)E_0 \end{cases} \tag{2.2}$$

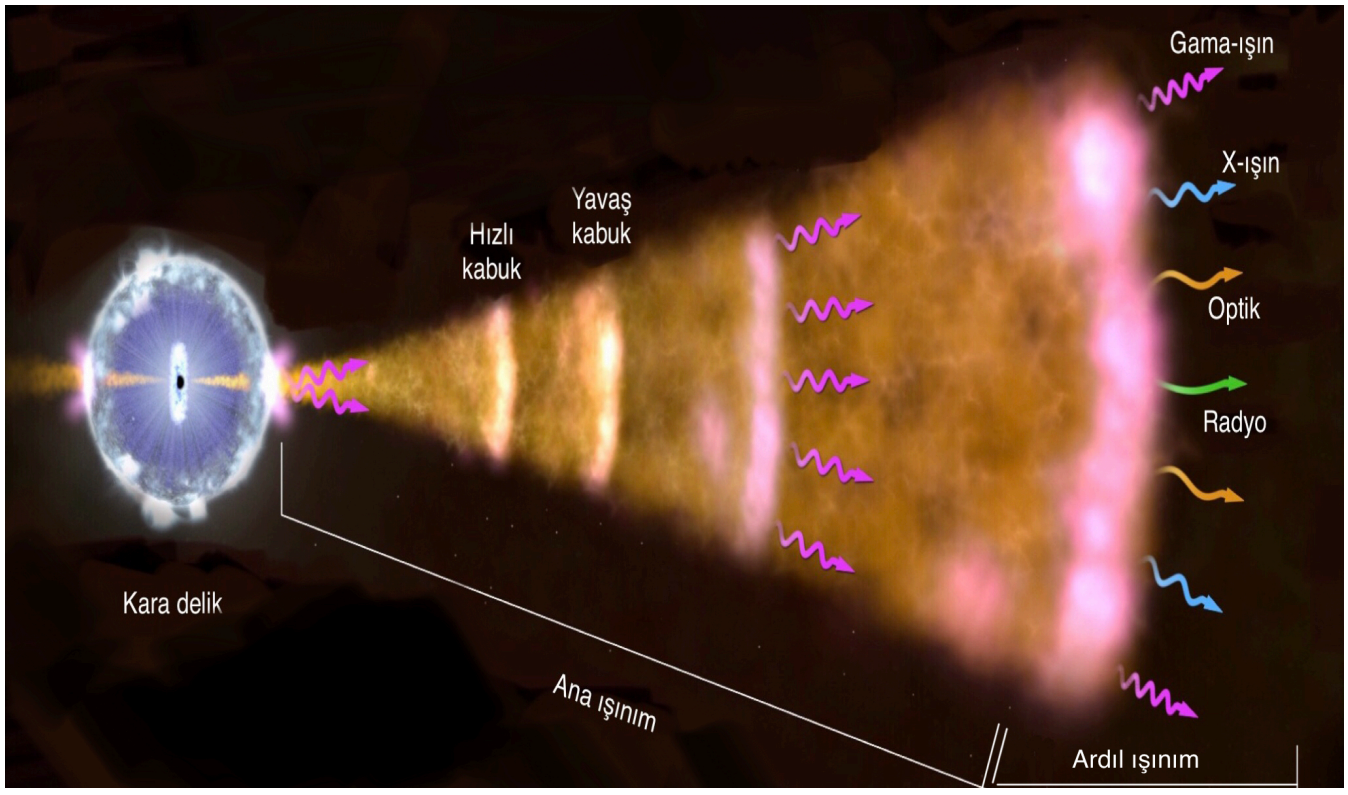
Burada, A spektrumun normalizasyonunu, E_0 kırılma enerjisini, α düşük enerji foton indeksini ve β yüksek enerji foton indeksini ifade etmektedir. Spektrumun maksimum enerjisi $E_p = (2+\alpha)E_0$ şeklinde verilmektedir (Parsotan ve Ito, 2022; Zhang *ve diğ.*, 2016). Band fonksiyonu, GIP'ların gözlemlenen spektrumları ile uyumu ve ana ışınımın oluşturduğu fiziksel süreçler hakkında bilgi edinmek için yaygın bir şekilde kullanılmaktadır (Preece *ve diğ.*, 2000). Ana ışınım, kompakt yıldız birleşmesi veya çekirdek çökmesini takiben merkezden dışa doğru fırlatılan maddenin (ki buna genellikle "ejekta" denir) yüksek hızlarda hareket etmesiyle hüzmelenmiş jet oluşumu sırasında gözlenmektedir. Ancak, ana ışınımın, hüzmelenmiş jet içinden ve merkezi kaynağa oldukça yakın yarı çaplarda iç şoklar tarafından üretildiği düşünülmektedir (Parsotan ve Ito, 2022). Her ne kadar ana ışınım spektrumunun çok büyük bir kısmı ısısal olmayan ışınım mekanizması ile üretiliyor olsa

da yarı ısısal (quasi thermal) olan bir spektrum yapısı da bulunmakta ve bu ısısal spektrumun ise sıcaklığı dengelenmiş gazdan geldiği düşünülmektedir. Ancak, sadece ısısal olmayan spektrum oldukça yüksek enerjilere ulaşabilmektedir. Bunun sebebi, yüklü parçacıkların oldukça dengesiz ortamda hüzmelenmeleri olarak (şoklar, manyetik alanlar) gösterilmektedir (Zhang, 2018).



Şekil 2.4: Farklı GIP kaynaklarının ana ışınım ışık eğrileri (Samuelsson, 2022).

Şekil 2.4'te görüldüğü gibi farklı GIP kaynaklarına ait ana ışınım ışık eğrileri farklı yapılara sahiptir (Berger, 2014). Ana ışınım ışık eğrileri, düzensiz, tekrarsız, karmaşık ışık eğrileri olmalarının yanında milisaniye zaman ölçeklerinde de oldukça düzensiz yapılara sahiptirler (Pe'er, 2015).



Şekil 2.5: Ana ışınım ve ardıl ışınım şematiği.

2.1.2. Ardıl ışınım

Ardıl ışınımlar, aslında keşfedilmeden önce teorik olarak tahmin edilmiştir. Temel sav şöyle ifade edilir: Merkezi kaynak (kara delik veya magnetar) ne olursa olsun, bir gama-ışın patlaması aniden büyük miktarda enerji üretir ve rölativistik hızlarda hareket eden bir "ateş topu" ("fireball" veya "blastwave") ile sonuçlanır (Bloom, 2011). Genel olarak, güçlü öncül şoku (forward shock veya external shock) yavaşlatacak yıldızlararası bir ortam bulunur (Şekil 2.5). Şokun gücü azaldıkça ateş topu yavaşlar ve böylece ardıl ışınım zamanla azalır ve kaybolur. Jet içinde hızlandırılan yüklü parçacıklar, senkrotron ışınımı ve yüksek enerji bandında senkrotron self-Compton (SSC) yoluyla geniş bant aralığında (radyodan X-ışınlarına kadar) termal olmayan ardıl ışınımlara neden olurlar. Ardıl ışınımlar, dış şoklar, dış ters (external reverse shock) şoklar veya bu şokların çarpışması neticesinde üretilirler (Meszaros ve Ress, 1997).

2.1.2.1. Ateş topu modeli

İlk ardıl ışınım, BeppoSAX teleskobu ile X-ışınlarında keşfedilmiştir. Tespit edilen GRB 970228 kaynağına ait bu patlamanın varsayılan izotropik enerjisinin $E_k = 10^{52}$

erg civarında olduğu ve ortalama bir süpernovadan çok daha fazla enerji üretebildiği gösterilmiştir (Waxman, 1997). Bu denli büyük bir enerjinin nasıl üretildiği farklı çalışmalarda ve farklı GIP modellerinde tartışılsa da ilk "ateş topu" terimi Goodman ve Paczynski tarafından ortaya atılmıştır (Sari ve Piran, 2006). Ateş topu modeli, bazı varsayımlara ve kısıtlamalara giderek hem ana hem de ardıl ışınımları açıklamakta oldukça başarılı olmuştur (Waxman, 1997). Bu model, ardıl ışınımları bazı parametreler üzerinden ile kolaylıkla açıklayabilmiştir. Bu parametreler, $\Theta = [E_k, \theta_j, \theta_{obs}, n, p, \varepsilon_e, \varepsilon_B, d_L]$ şeklinde sıralanmıştır. Ateş topu modelinde bu parametreler şu şekilde açıklanmıştır: Patlamanın varsayılan izotropik enerjisi E_k, jet açıklık açısı θ_j, gözlenme açısı θ_{obs}, çevresel parçacık yoğunluğu n, güç kanunu indeksi p, şok içindeki elektronların kesirsel enerji yoğunluğu ε_e, şok içindeki manyetik alanın kesirsel enerji yoğunluğu ε_B ve gözlemcinin kaynağa olan uzaklığı d_L (Knust, 2017).

Ateş topu modelinin, yüklü parçacıklar, fotonlar ve manyetik alanın olduğu sıcak bir karışım olarak tanımlanan ve parçacıkların rastgele ve rölativistik hareketler yaparak patlamanın merkezi bölgesinden dışa doğru genişleyen bir yapıya sahip olduğu önerilmiştir (Bloom, 2011). Pek çok GIP teorik olarak standart bir ateş topu modeli ile açıklanabilmiştir. Merkezi bölgeye yakın ve erken zaman aralığında rölativistik hareketlere sahip iç şoklar ile dışa doğru yüksek zamansal değişkenliklere sahip gama-ışınları ve X-ışınlarını üretirler (Meszaros, 2006). Bu rölativistik şoklar, merkezi bölgeden daha düşük yoğunluğa sahip dış çevre (Circum Burst Medium, CBM) ile etkileşerek öncül bir şok meydana getirir ve uzun zaman aralığında ışımaya devam ederler. Uzun zaman aralığında ışımaya neden olan bu süreç boyunca, X-ışın, optik ve radyo bölgesinde geniş bir spektruma sahip olurlar. Ateş topu modeline göre küçük hacime sahip büyük bir enerji, bir patlama meydana getirir. Merkezi bölgenin dışına doğru evrilen ateş topunun iki evresi bulunur. Bunlar; şınımın baskın olduğu evre ve maddenin baskın olduğu evre olarak tanımlanır (Sari ve Piran, 2006). Ancak, daha genel bir çerçevede ardıl ışınımlar, öncül şok içinde ivmeli hareketlere sahip elektronların ürettiği ışınım olarak ifade edilir. Ateş topu modeli sayesinde ardıl ışınımların modellenmesi ile GIP'lara ait bazı özellikler elde edilebilir. Bu özellikler, GIP'ların uzaklıkları, jetin geometrik yapısı, çevresel yoğunluğu ve ata yıldızı hakkında bilgi sunmaları şeklinde sıralanmaktadır (Meszaros, 2006).

Ateş topu dinamiğine ait en basit modelleme bazı varsayımlar altında yapılır. Buna göre, toplam enerji sabittir, çevresel parçacık yoğunluğu homojendir ve sistem adyabatik

genişlemeye sahiptir. Dolayısıyla, sistemin dinamiğine ait yarıçapı (R), Lorentz faktörü (Γ) ve zaman (t_{obs}) hesapları yapılabilir. Böylece, kabaca ateş topu modeli sayesinde, gözlenme zamanı, Lorentz faktörü ve ateş topunun genişleme yarıçapi gibi bazı eşitlikler aşağıdaki denklemler ile ifade edilmiştir (Meszaros ve Ress, 1997):

$$t_{obs}\,\frac{R}{2\Gamma^2 c} \propto \Gamma^{-8/3} \tag{2.3}$$

veya

$$R \propto t_{obs}^{1/4} \tag{2.4}$$

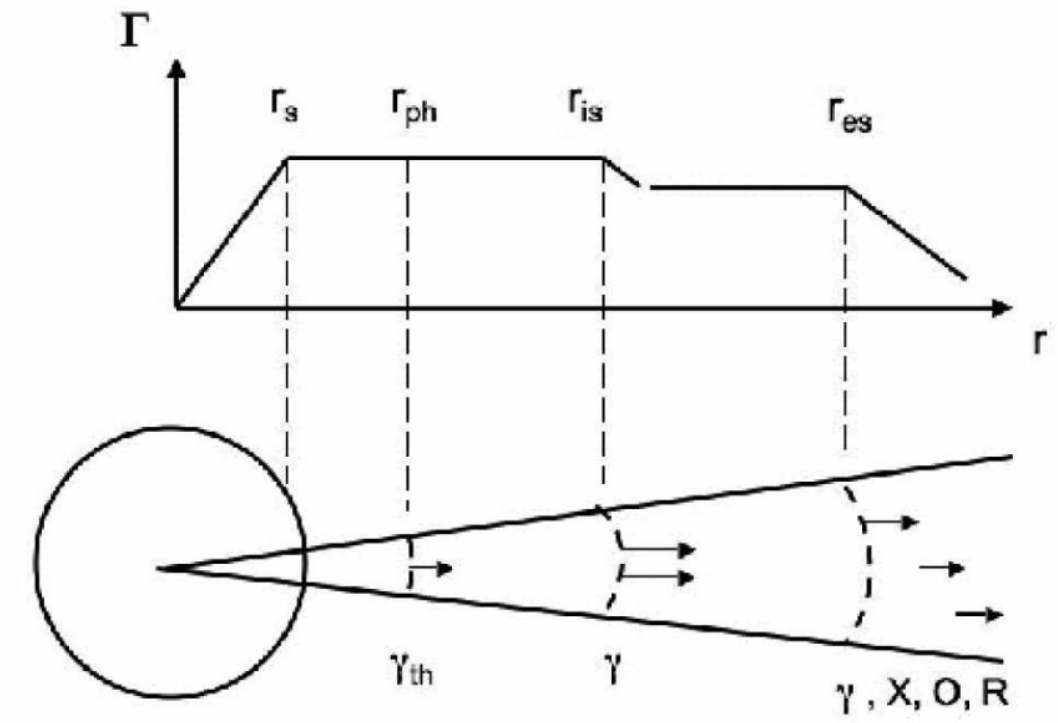
ve

$$\Gamma \propto t_{obs}^{-3/8} \tag{2.5}$$

Ateş topu modeline göre, 10^{51} - 10^{54}erg gibi yüksek enerjiler yaklaşık olarak 10^6 - 10^7 cm'ye sahip küçük bir bölgede üretilir. Bu bölge içindeki parçacıklar oldukça yüksek hızlara sahiptirler. Ancak, jet içinde yer alan parçacıkların sahip oldukları Lorentz faktörü 100-1000 gibi değerlere ulaşabilir.

Ateş topu modelinde birkaç önemli yarıçap bulunmaktadır (bkz. Şekil 2.6). Bunlar: Fotosferik yarıçap, iç şok yarıçapı ve dış şok yarıçapı şeklinde ifade edilmektedir. Fotosferik ışınım, fotosferik yarıçap içinde üretilen ışınım olarak tanımlanan bölge 10^{12} cm olduğunda GIP materyali görünür hale gelir. Merkezi bölgeden çıkan madde dengeli olmadığından farklı hızlarla hareket eder. Yerel ses hızını aşan parçacıklar, şok dalgası üretir. Bununla beraber, şok içindeki parçacıkların hızları birbirinden farklı olur ve bu parçacıklar birbiriyle çarpışırlar. Öte yandan, merkezi bölgeden hızları birbirinden farklı birçok şok çıkışı meydana gelir. Dolayısıyla, hızlı olan şok kabuğu (fast-moving shell) yavaş olan şok kabuğu (slower moving shell) ile çarpışır ve böylece ana ışınımın kaynağı olarak da görülen iç şoklar sayesinde ışınım üretilir. İç şokların üretildiği tipik yarıçap (r_i) 10^{14} cm mertebesindedir. Merkezi bölgeden dışarı çıkan şoklar, iç şok evresinin sonra erdiği ve dış şok evresinin başladığı bölgeye girerek yıldızlar arası madde (ISM: Interstellar medium)

ile etkileşirler. Yıldızlar arası madde ile karşılaşması sebebiyle jet içindeki şok dalgaları zamanla yavaşlamaya başlar. Bu yavaşlamanın olduğu yarıçap r_{es} $10^{12} - 10^{16}$ cm arasında olabilir ve bu yarıçaptan itibaren öncül şoklara ait ışınımlar görülmeye başlar (Dereli, 2015). Öncül şokun ilerlediği yıldızlar arası ortam ya homojendir (sabit yoğunluklu) ya da r^{-2} ile değişen ve homojen olmayan bir yapıya sahiptir (Bardho, 2016; Laskar, 2015).



Şekil 2.6: Lorentz faktörünün evrimi ve GIP yarıçap grafiği gösterilmiştir. Burada: r_s saturasyon yarıçapı, fotosferik yarıçap r_{ph}, iç şok yarıçapı r_{is}, dış şok yarıçapı r_{es} şeklinde ifade edilmektedir (Dereli, 2015).

Yüklü parçacıklar yüksek manyetik alan içinde dairesel hareket yapmaları sırasında senkrotron ışınımı üretirler. GIP bağlamında bu yüklü parçacıklar hüzmelenmiş jet içinde bir şok tarafından da ivmelendirilirler. Şok içinde bulunan yüklü parçacıklar, "Fermi mekanizması" ile senkrotron ışınım üretirler. Fermi mekanizmasına göre, yüklü parçacıklar şok dalgası içinde ileri ve geri hareketler yaparak enerji kazanırlar. Yüklü parçacıkların kazandığı bu enerji yine şok içinde ışınım üretilmesi için harcanır (Laskar, 2015). Genel olarak, ardıl ışınımlarda, senkrotron ışınımı baskın olarak gözlenir. Yüklü parçacıklar ultra rölativistik ise, senkrotron ışınımın büyük bir kısmı parçacığın hareketi doğrultusunda gözlenir. Ancak, eğer yüklü parçacıklar rölativistik olmayan hareketlere sahip (ki buna siklotron ışınımı denir) ise o zaman ışınım izotropik olarak yayılır. senkrotron ışınıma ait frekans, güç vs. gibi bazı paremetreler aşağıdaki denklemler ile verilmiştir. Elektrona ait

senkrotron frekansı ν_{syn} aşağıdaki denklem ile ifade edilmiştir (Sari ve Piran, 2006):

$$\nu_{syn} = \frac{q_e B}{2\pi m_e c \gamma_e^2 \Gamma} \tag{2.6}$$

Bu denklemlerde, γ_e elektronun sahip olduğu Lorentz faktörü ($\Gamma = 1/\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$), B manyetik alanı, q_e elektronu, m_e elektronun kütlesini ve c ışık hızını gösterir. Elektronun, senkrotron ışıma yaptığı süre t_{syn} şeklinde verilirse

$$t_{syn} = \frac{3 m_e c}{4 \sigma_T U_B \gamma_e \Gamma} \tag{2.7}$$

eşitliği elde edilir. Bu denklemde, σ_T Thompson tesir kesiti, U_B manyetik alan enerji yoğunluğunu ifade eder. Sadece ışıma süresi ve Lorentz faktörü orantısı dikkate alınırsa aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$t_{syn} \propto \Gamma^{-1/2} \tag{2.8}$$

Böylece, Lorentz faktörünün sadece zamana bağlılığı elde edilir. Elektronun üreteceği toplam senkrotron ışıma gücü:

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma_e^2 \tag{2.9}$$

eşitliği ile verilir. Elektronun birim frekans başına ürettiği maksimum senkrotron ışıma gücü ise aşağıdaki denklem ile ifade edilmiştir:

$$P_{syn,max} = \frac{P(\gamma_e)}{\nu(\gamma_e)} = \frac{m_e c^2 \sigma_T}{3 q_e} \Gamma B \tag{2.10}$$

Burada, $P_{syn,max}$, $ergHz^{-1}s^{-1}$ biriminden ifade edilir (Sari *ve diğ.*, 1998). Elektronun sahip olduğu Lorentz faktörü (γ_e), kritik Lorentz faktöründen (γ_c) büyük olduğu durumda, elektron enerjisinin bir kısmını ışınım olarak harcar. Elektronun sahip olduğu kritik Lorentz faktörü (γ_c) aşağıdaki gibi ifade edilmiştir:

$$\gamma_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \Gamma B^2 t_{obs}} \tag{2.11}$$

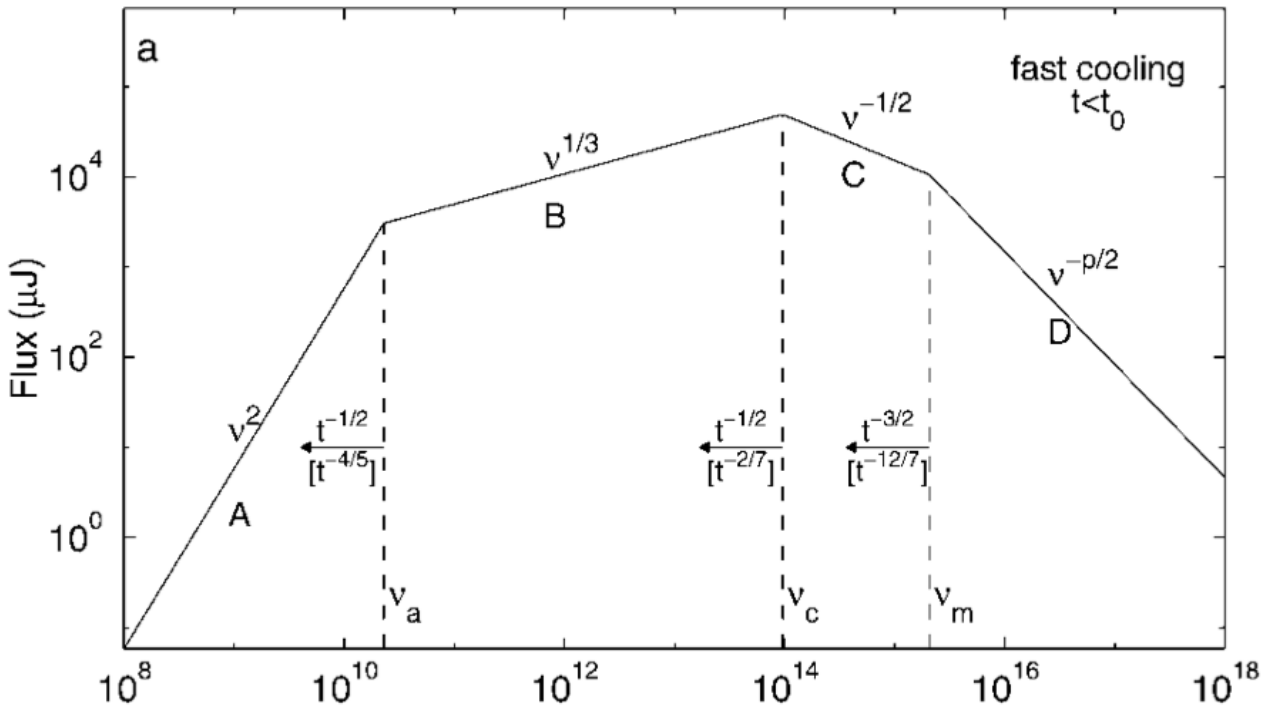
Burada, t_{obs} gözlemci zamanını gösterir. Elektronun sahip olduğu başlangıç Lorentz faktörü zamanla γ_c'ye düşer. Elektron, zamanla ışınım yoluyla enerji kaybederken elektron senkrotron spektrumu üç parçaya ayrılır. Bu parçalar, düşük enerji kısmı, güç kanunu kısmı ve üstel kesim kısmı şeklinde olur. Gözlenen ışınım maksimuma ulaşmadan önceki evreyi tanımlayan düşük enerji kısmının karakteristik akısı $F_\nu \propto \nu^{1/3}$ ve güç kanunu kısmında akının değişimi $F_\nu \propto \nu^{-1/2}$ şeklinde olur. Üstel kesim kısmında ise en enerjik elektronlar bulunur ve enerjilerinin büyük bölümünü ışınım yoluyla yaydıkları için gözlenen akının değişimi $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$ şeklinde gösterilir. Ardıl ışınım spektrumları ve ışık eğrileri genel olarak iki bölüme ayrılır. Bu ayrım, jet dinamiğine göre hızlı soğuma ve yavaş soğuma rejimi olarak verilir.

Hızlı soğuma (Fast cooling) süreci, elektronların sahip olduğu kritik Lorentz faktörünün (γ_c), elektrona ait minimum kritik Lorentz faktöründen (γ_m) küçük olmasını ifade eder. Farklı durumlar göz önüne alındığında, gözlenen akı F_ν, aşağıdaki denklemler ile gösterilmiştir:

$$F_\nu = \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/3} F_{\nu,\max} & \text{için } \nu < \nu_c \\ \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-1/2} F_{\nu,\max} & \text{için } \nu_c < \nu < \nu_m \\ \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-1/2} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-p/2} F_{\nu,\max} & \text{için} \nu_m < \nu \end{cases} \tag{2.12}$$

Burada, D uzaklığında gözlenen maksimum akıyı $F_{\nu,max} = N_e(P_{\nu,max}/4\pi D^2)$ gösterir. N_e toplam elektron sayısıdır.

Yavaş soğuma (slow cooling) süreci, elektronun sahip olduğu kritik Lorentz faktörünün (γ_c), elektronun gözlenen Lorentz faktöründen (γ_e) küçük olmasını ifade eder. Farklı durumlar göz önüne alındığında, gözlenen akı F_ν, aşağıdaki denklemler ile gösterilmiştir:



Şekil 2.7: Senkrotron spektrumunun yavaş ve hızlı soğuma sürecine ait grafik. Ok yönleri adyabatik genişleme yönünü, ν_a absorbsiyon frekansını, ν_m minimum frekansını ve ν_c kritik frekansını göstermektedir.

Eğer elektronun sahip olduğu kritik Lorentz faktörü elektronun gözlenen Lorentz faktöründen küçüktür ($\gamma_c < \gamma_e$). Ancak, $\gamma_c \sim \gamma_e$ olması durumunda soğuma süreci gerçekleşmez. Gözlenen akı F_ν aşağıdaki denklemler ile ifade edilmiştir (Bardho, 2016):

$$F_\nu = \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{1/3} F_{\nu,\max} & \text{için } \nu < \nu_m \\ \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-(p-1)/2} F_{\nu,\max} & \text{için } \nu_m < \nu < \nu_c \\ \left(\frac{\nu_c}{\nu_m}\right)^{-(p-1)/2} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-p/2} F_{\nu,\max} & \text{için } \nu_c < \nu \end{cases} \tag{2.13}$$

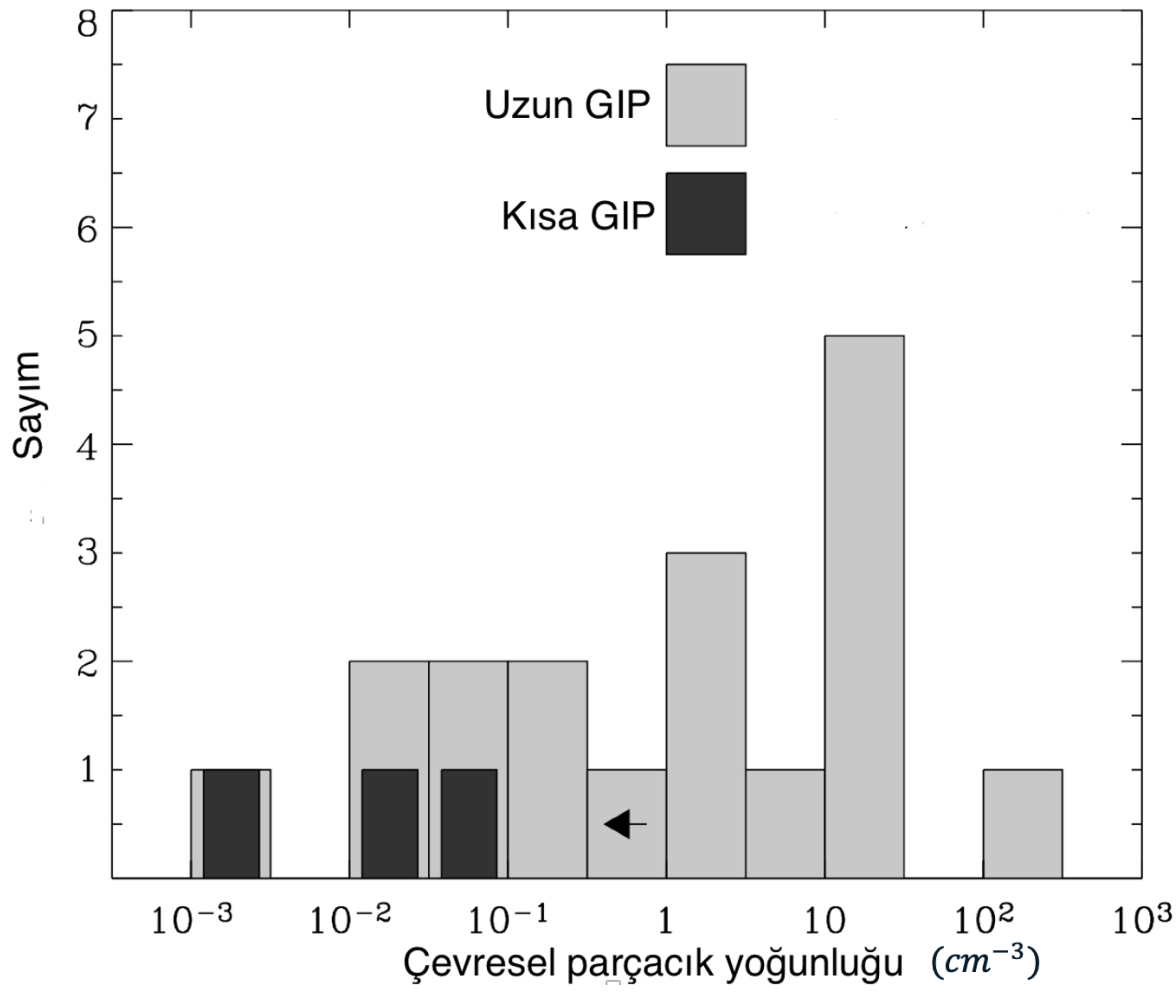
Şekil 2.7'de yavaş ve hızlı soğuma sürecine ait senkrotron spektrumu gösterilmiştir. Çevresel parçacık sayı yoğunluğu (n), gama-ışın patlamasının meydana geldiği çevre hakkında bilgiler sunar (Şekil 2.8). Genel olarak çevresel parçacık sayı yoğunluğu profili aşağıda

$$n(r) = (A/m_p)^{-k} \tag{2.14}$$

şeklinde ifade edilir. Burada, A normalizasyon sabiti, m_p proton kütlesi ve k güç kanunu indeksi olarak tanımlanır. k=0 çevresel yoğunluk dağılımının sabit olduğu ve jetin yıldızlar arası ortamda ilerlediği anlamına gelir. k= 2 ise çevresel yoğunluğun değişken olduğu (daha yoğun bir ortam), yani ata yıldızdan kalma yıldız rüzgarının varlığını sürdürdüğüne işaret eder. Genel olarak, böyle yoğun bir ortamın ata yıldızının Wolf-Rayet gibi yüksek kütleli yıldızlar olduğunu gösterir (Takahashi, 2018). Sabit yoğunluklu ortamın çevresel parçacık yoğunluğu oldukça belirsiz olmasınının yanı sıra, Sekil 2.8'de gösterildiği üzere 10^{-3} cm^{-3} ile 10^2 cm^{-3} arasında değişen değerler alabilir (Soderberg *ve diğ.*, 2006).

Tez kapsamında, k=0 durumundaki, yani sadece sabit yoğunluklu çevresel ortam altındaki koşullar göz önüne alınarak: Elektronun Lorentz faktörüne ait kritik frekans (ν_c), senkrotron minimum frekans (ν_m) ve maksimum akı ($F_{\nu,max}$) aşağıdaki eşitliklerde verilmiştir:

$$F_{\nu,\max} = 1.3 \times 10^2 \left(\frac{1+z}{3}\right) \left(\frac{\varepsilon_B}{10^{-4}}\right)^{1/2} \left(\frac{E}{10^{52}\ \text{erg}}\right) \left(\frac{n}{cm^3}\right)^{1/2} \left(\frac{d_L}{5 \times 10^{28} cm}\right)^{1/2} \mu\text{Jy} \tag{2.15}$$



Şekil 2.8: Çevresel parçacık sayı yoğunluğu kısa ve uzun gama-ışın patlamalarına ait histogram.

$$\nu_m = 5.5 \times 10^{15} \left(\frac{1+z}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{\varepsilon_B}{10^{-4}}\right)^{1/2} \left(\frac{E}{10^{52}\ \mathrm{erg}}\right)^{-1/2} \left(\frac{\varepsilon_e}{1/30}\right)^{2} \left(\frac{t_{\mathrm{obs}}}{\mathrm{min}}\right)^{-3/2} \mathrm{Hz} \tag{2.16}$$

$$\nu_c = 5.9 \times 10^{19} \left(\frac{1+z}{3}\right)^{-1/2} \left(\frac{\varepsilon_B}{10^{-4}}\right)^{-3/2} \left(\frac{E}{10^{52}\ \mathrm{erg}}\right)^{-1/2} \left(\frac{n}{cm^3}\right)^{-1} \left(\frac{t_{\mathrm{obs}}}{\mathrm{min}}\right)^{-1/2} \mathrm{Hz} \tag{2.17}$$

Gözlenen akının zamana göre değişimi aşağıdaki eşitliklerle ifade edilir. Burada, homojen çevresel parçacık yoğunluğu dikkate alınarak ν_c, ν_m ve $F_{\nu,max}$ ifadeleri 2.12 ve 2.13 eşitlikleri senkrotron spektrumunda bulunan denklemlerde yerlerine yazılırsa akının zamanla değişimi bulunur (Şekil 2.9). Elde edilen akı, hızlı ve yavaş soğuma süreçlerine göre aşağıdaki denklemlerle ifade edilir:

Hızlı soğuma sürecinde akının zamana göre değişimi aşağıdaki denklemler ile ifade edilmiştir:

$$F_\nu \begin{cases} (1+z)^{7/6} \varepsilon_B E_{52}^{7/6} n_1 5/6 d_L - 2 \nu^{1/3} t_{obs}^{1/6} & \nu < \nu_c \\ (1+z)^{3/4} \varepsilon_B^{-1/4} E_{52}^{3/4} d_L^{-2} \nu^{-1/2} t_{obs}^{-1/4} & \nu_c < \nu < \nu_m \\ (1+z)^{(p+2)/4} \varepsilon_B^{(p-2)/4} \varepsilon_e^{(p-1)} E_{52}^{(p+2)/4} d_L^{-2} \nu^{-p/2} t_{obs}^{-(3p-2)/4} & \nu_m < \nu \end{cases} \tag{2.18}$$

Yavaş soğuma sürecinde akının zamana göre değişimi ise aşağıdaki denklemler ile ifade edilir:

$$F_\nu = \begin{cases} (1+z)^{5/6} \varepsilon_B \varepsilon_e^{(-2/3)} E_{52}^{1/3} n_1 5/6 d_L - 2 \nu^{1/3} t_{obs}^{1/2} & \nu < \nu_c \\ (1+z)^{3/4} \varepsilon_B^{-1/4} E_{52}^{3/4} d_L^{-2} \nu^{-1/2} t_{obs}^{-1/4} & \nu_c < \nu < \nu_m \\ (1+z)^{(p+2)/4} \varepsilon_B^{(p-2)/4} \varepsilon_e^{(p-1)} E_{52}^{(p+2)/4} d_L^{-2} \nu^{-p/2} t_{obs}^{-(3p-2)/4} & \nu_m < \nu \end{cases} \tag{2.19}$$

Her iki soğuma sürecine ait ardıl ışınımların ışık eğrileri Şekil 2.9'da gösterilmiştir (Xu, 2009). Kinetik enerjinin iki soğuma sürecine ait eşitlikleri aşağıda ifade edilmiştir. Hızlı

soğuma süreci için kinetik enerji:

$$E_{K,iso,52} = [\frac{\nu F_\nu}{5.2x10^{-14} ergs^{-1} cm^{-2}}]^{(4/p+2)} D_{28}^{8/p+2} (1+z)^{-1} t_d^{(3p-2)/(p+2)} \times (1+Y)^{4/p+2} f_p^{-4/p+2} \varepsilon_{B,-2}^{(2-p)/(2+p)} \varepsilon_{e,-1}^{4(1-p)/(p+2)} \nu_{18}^{2(p-2)/(p+2)} \tag{2.20}$$

şeklinde yazılır. Yavaş soğuma süreci için kinetik enerji ise

$$E_{K,iso,52} = [\frac{\nu F_\nu}{6.5x10^{-13} ergs^{-1} cm^{-2}}]^{(4/p+3)} D_{28}^{8/p+3} (1+z)^{-1} t_d^{3(p-1)/(p+3)} \times (n)^{-2/p+3} f^{-4/p+3} \varepsilon_{B,-2}^{-(p+1)/(p+3)} \varepsilon_{e,-1}^{4(1-p)/(p+3)} \nu_{18}^{2(p-3)/(p+3)} \tag{2.21}$$

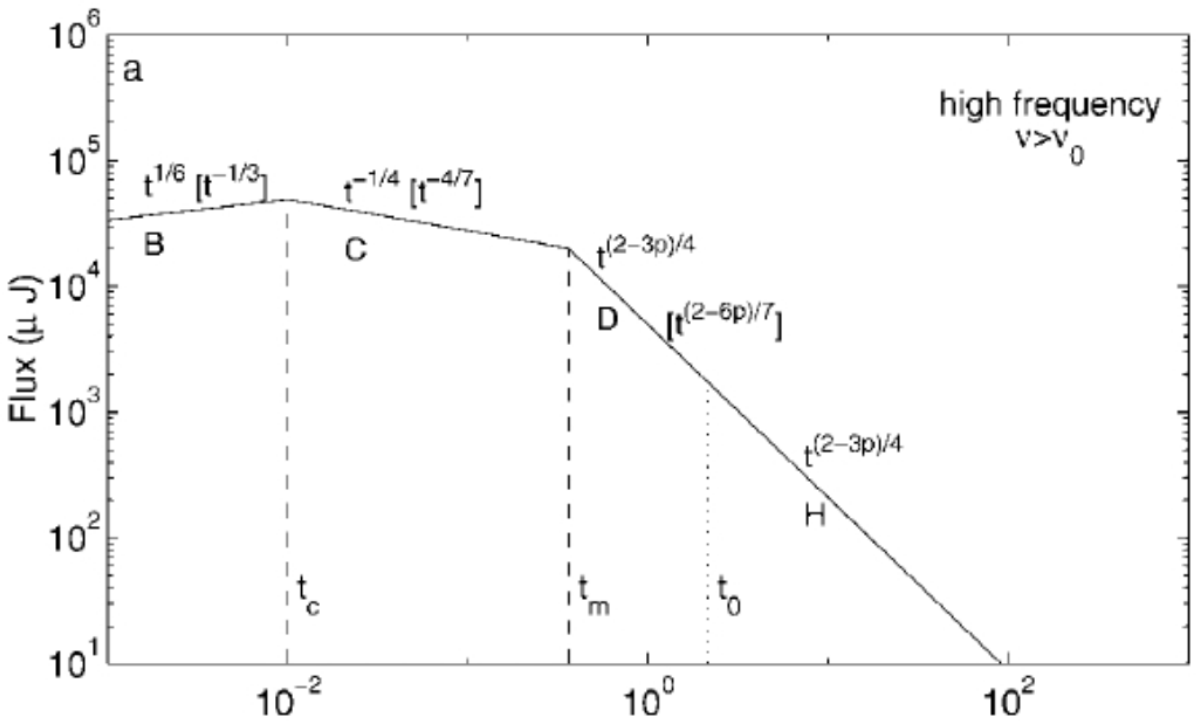
şeklinde ifade edilir. Burada, νF_ν (10^{18} Hz $ergs$ s^{-1} cm^{-2} biriminden) akı yoğunluğunu, D uzaklığı, f_p güç kanunu dağılım fonksiyonunu, n çevresel parçacık yoğunluğunu, t_d gün biriminde gözlenme zamanını ve Y ters Compton parametresini ifade eder. Bununla birlikte, hızlı soğuma sürecinden yavaş soğuma sürecine geçiş zamanı olarak tanımlanan t_0 ise $\nu_c = \nu_m$ olduğu zamanı, yani $t = t_0$ eşitliği sağlandığında tanımlar ve aşağıdaki denklem ile ifade edilir (Takahashi, 2018):

$$t_0 = 5.7 \times 10^{-3} \left(\frac{1+z}{3}\right) \left(\frac{\varepsilon_B}{10^{-4}}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon_{e0}}{1/30}\right)^2 \left(\frac{E}{10^{52}\mathrm{erg}}\right) (n/\mathrm{cm}^3)\,\mathrm{s} \tag{2.22}$$

Genel olarak daha basit bir model çerçevesinde, ardıl ışınım akısı aşağıdaki eşitlikle ifade edilir:

$$F_\nu \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta} \tag{2.23}$$

Burada, t gözlemci zamanını, ν gözlemci frekansını, α ve β ise spektrel indeksleri temsil eder (Zhang ve Meszaros, 2004). Bu denklemde, α ve β indeksleri farklı şartlar altında bir araya gelmesi ile "closure relation" ismini alır. Bu ilişki, ardıl ışınımların araştırılması adına patlamanın geometrisini, çevresel parçacık yoğunluğunu ve ateş topu mikro-fiziksel parametrelerin hesaplanmasına, gözlemsel ve teorik modellerin karşılaştırılmasına olanak

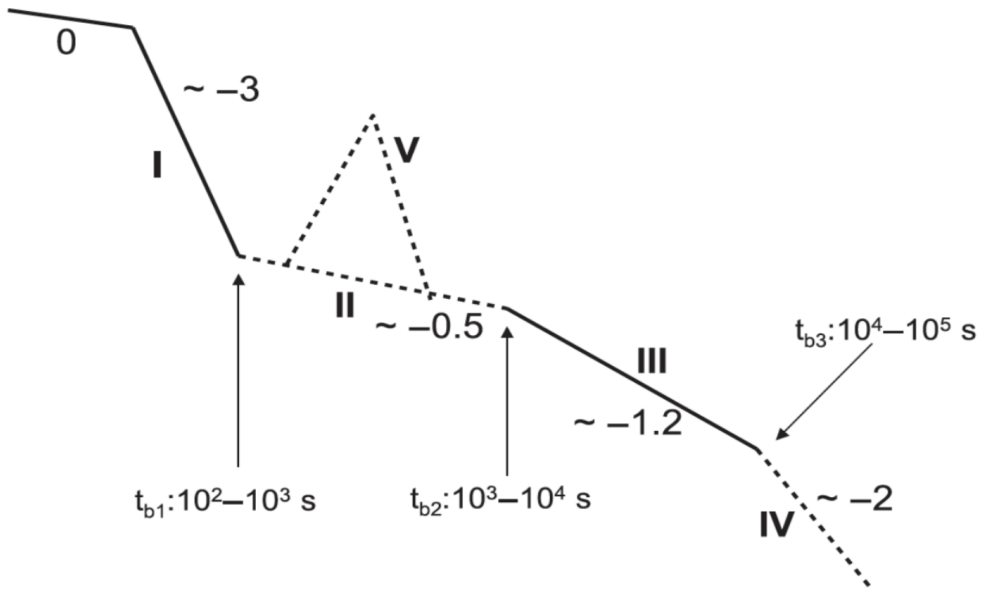


Şekil 2.9: Yavas ve hızlı soğuma sürecine ait Senkrotron ışınım için sentetik ışık eğrileri.

sağlar (Cardozo, 2017). Şekil 2.10'da tablo olarak gösterilen "closure relation" ile çevresel yoğunluk ve frekanslara göre farklı α ve β ikili değerleri alır (Schady, 2008).

	$p > 2$			$1 < p < 2$	
	β	α	$\alpha(\beta)$	α	$\alpha(\beta)$
Düşük yoğunluklu ortam, hızlı soğuma süreci					
$\nu < \nu_m$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{3\beta}{2}$	$-\frac{p+2}{8(p-1)}$	
$\nu_m < \nu < \nu_c$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{3(p-1)}{4}$	$\frac{3\beta}{2}$	$\frac{3(p+2)}{16}$	$\frac{3(2\beta+3)}{16}$
$\nu > \nu_c$	$\frac{p}{2}$	$\frac{3p-2}{4}$	$\frac{3\beta-1}{2}$	$\frac{3p+10}{16}$	$\frac{3\beta+5}{8}$
Düşük yoğunluklu ortam, yava soğuma süreci					
$\nu < \nu_c$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{6}$	$\frac{\beta}{2}$	$-\frac{1}{6}$	$\frac{\beta}{2}$
$\nu_c < \nu < \nu_m$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{\beta}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{\beta}{2}$
$\nu > \nu_m$	$\frac{p}{2}$	$\frac{3p-2}{4}$	$\frac{3\beta-1}{2}$	$\frac{3p+10}{16}$	$\frac{3\beta+5}{8}$
Yoğun ortam, hızlı soğuma süreci					
$\nu < \nu_m$	$-\frac{1}{3}$	0	$\frac{3\beta+1}{2}$	$\frac{5(p-2)}{12(p-1)}$	
$\nu_m < \nu < \nu_c$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{3p-1}{4}$	$\frac{3\beta+1}{2}$	$\frac{p+8}{8}$	$\frac{2\beta+9}{8}$
$\nu > \nu_c$	$\frac{p}{2}$	$\frac{3p-2}{4}$	$\frac{3\beta-1}{2}$	$\frac{p+6}{8}$	$\frac{\beta+3}{4}$
Yoğun ortam, yavaş soğuma süreci					
$\nu < \nu_c$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1-\beta}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1-\beta}{2}$
$\nu_c < \nu < \nu_m$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1-\beta}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1-\beta}{2}$
$\nu > \nu_m$	$\frac{p}{2}$	$\frac{3p-2}{4}$	$\frac{3\beta-1}{2}$	$\frac{p+6}{8}$	$\frac{\beta+3}{4}$

Şekil 2.10: Bazı özel durumlar gözönüne alınarak elde edilen teorik α ve β ilişkiler tablosu.



Şekil 2.11: Standart X-ışın ardıl ışınım şematiği.

2.1.2.2. X-ışın Ardıl Işınımı

Uzun dönemli Swift gözlemleri sayesinde X-ışınlarında ardıl ışınım standardı oraya çıkmış ve buna "canonical light curve" denilmiştir. Genel olarak Şekil 2.11'de gösterildiği gibi X-ışınlarına ait ardıl ışınımlar beş bölüme ayrılır: 0-Ana ışınım evresi (prompt emission), I- Hızlı düşüş evresi (steep decay) evresi, II- Kıyılanma (shallow) evresi, III- Normal evre, IV- Jet kırılım sonrası evre (post jet break) ve V- Parlama (flares) evresi olarak sıralanır.

I - Hızlı düşüş evresi: GIP'larda yaygın olarak gözlenen en erken güç yasası bozunma kısmıdır. Yaygın olarak sönümlenme eğimi yaklaşık - 3 ile -10 aralığında değişmektedir. Swift- XRT/BAT teleskop gözlemleri ile bu evrenin ana ışınım ile zayıf bir ilişkiye sahip olduğu önerilmektedir. Doğal olarak bu evre, ana ışınımın uzantısı olarak gösterilmektedir (Barthelmy *ve diğ.*, 2005).

II - Kıyılanma evresi : Bu evre tipik olarak yaklaşık 0 ila -0.7 arasında değişen bir sönümlenme eğimine sahiptir. Bunu, genellikle normal bir sönümlenme evresi olan III. evre takip eder ve bu eğim $t^{-1.2}$ şeklindedir. Bütün bölümler içinde en ilgi çekici olanıdır ve "plato" olarak da ifade edilmektedir. GIP X-ışın ışık eğrilerinde plato oluşumunu açıklayan birkaç model bulunmaktadır. Bunlar: Merkezi bölgeden uzun ömürlü bir enerjinin çıkışı, merkezi bölgeden çıkan maddenin farklı Lorentz faktörüne sahip olması, iki bileşenli jet modelinin varlığı ve merkezi bölge etrafındaki gaz ve tozun saçılma modelleri ile

açıklanmaktadır (Xu, 2009).

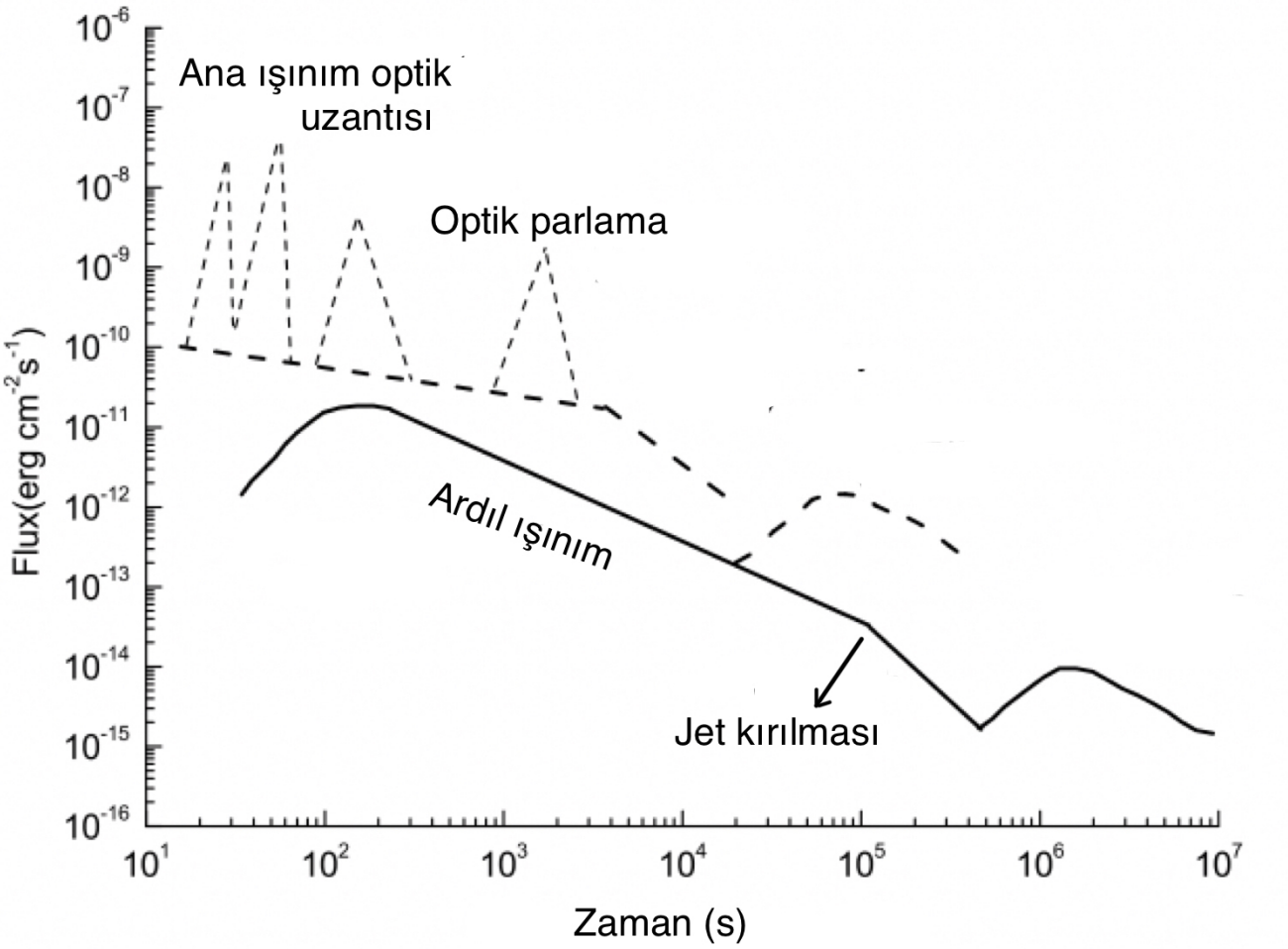
III- Normal ve IV- Jet kırılma sonrası evre: Normal evre, standart öncül şok modelinde öngörülen ve $t^{-1.2}$'lik bir sönümlenme eğimine sahiptir. Swift gözlemlerinden önce tahmin edilen ve homojen çevrede ilerleyen şok dalgası modeline uyduğu için bu bölüme normal sönümlenme evresi denilmiştir (Bardho, 2016). IV. bölümde ise gözlemci jet ekseni dışındadır. Jet kırılması gözlemci tarafından jet gözlenmeye başlanan bölümdür. Jet kırılma olayında gözlenen akıda hızlı bir düşüş gözlenir (Vlasis, 2012).

V- Parlama: X-ışın parlamaları, GIP'ların büyük bir kısmında keşfedilmiştir. Işık eğrileri oldukça diktir. Gözlenen akıda hızlı yükselişi hızlı bir düşüş takip eder. Swift'e ait GIP'ların neredeyse yarısında bu parlama gözlenir. Pek çok X-ışın ışık eğrisinde bu parlama gözlenirken bazı kaynaklarda birden fazla tespit edilebilir (Hu, 2021). X-ışın parlaması gösteren pek çok GIP için, parlama tepe parlaklığı zamanla yaklaşık $t^{-2.7}$ eğimine sahip olur (Margutti *ve diğ.*, 2010). Pek çok parlama erken zamanlarda meydana gelirken, bazı parlamalar ise çok geç zamanlarda da (10^6 s) ortaya çıkmaktadır. Bunun sebebinin merkezi bölgeden geç zaman ölçeklerinde enerji çıkışı olduğu düşünülmektedir (Zhang *ve diğ.*, 2016). Bu bölümün, genel X-ışın güç yasası modelinden farklı bir ışınım davranışına sahip ve merkezi bölgeden tekrar eden bir enerji çıkışının olduğu ve iç şoklar tarafından beslendiği öne sürülmektedir. Yani, bu parlamalar, ana ışınımın geç zaman aralığında ve daha düşük enerjili uzantısı olarak da önerilmektedir (Fan ve Wei, 2005).

2.1.2.3. Optik ve Kızılötesi Ardıl Işınım:

Optik bantta ilk ardıl ışınımlar GRB 970228A kaynağında tespit edilmiştir (Ugarte Postigio, 2007). Bu GIP kaynağını takiben birçok kaynakta optik bileşen gözlenmiştir (Hu, 2021). Kısa GIP'ların %30 kadarı kadar optik bant bileşenine sahiptir (Berger, 2010). Gama-ışın patlamasını takiben birkaç saat içinde optik ardıl ışınım ışık eğrileri oldukça düzenli ve tipik olarak yaklaşık t^{-1} bozunma indeksine sahip güç kanunu ile ifade edilir. Eğer optik ardıl ışınım yeterince parlaksa geç zamanlarda bir kırılma gözlenebilir (Şekil 2.12'de 10^5 s civarı). Işık eğrileri, iki parçalı kırık güç yasasına uymalarının yanında, standart öncül şok modelinin öngörüsü ile de uyum gösterirler. Erken zaman ölçeklerinde (ilk saatlerde), optik bant oldukça karmaşık ışık eğri davranışına sahiptir (Şekil 2.12). Optik mutlak parlaklık bir gün içinde -23 kadire kadar ulaşabilir. GIP'ların %30-50'sinde arasında optik ardıl ışınımlar tespit edilememektedir. Optik bantta gözlenmeme nedenleri, teleskop hassasiyeti

ve gözlenme zamanının kaçırılması olarak gösterilir. Optik bantta gözlenen akıda hızlı düşüş nedeniyle yer tabanlı teleskopların hızlı takip gözlemleri yapmalarının oldukça önemli olduğu söylenmektedir (Greco, 2009).



Şekil 2.12: Sentetik optik ardıl ışınım şematiği (Li *ve diğ.*, 2012).

2.1.2.4. Radyo Ardıl Işınım:

Radyoda ilk ardıl ışınım GRB 970508 kaynağında tespit edilmiştir (Greco, 2009). GIP'ların yaklaşık %30'unun radyo ardıl ışınıma sahip olduğu gözlenmiştir. Bir radyo ardıl ışınım ışık eğrisi, karakteristik olarak erken bir yükselme evresi gösterir ve patlamadan yaklaşık 3-6 gün sonra zirveye ulaşır. Uzun GIP'ların ortalama akıları maksimum 10^{31} erg s^{-1} Hz^{-1} ulaşır. Ancak, kısa GIP'lar birkaç faktöre kadar daha az bir akıya sahip olurlar. Bazı GIP'lar erken bir radyo parlaması gösterir. Erken zamanlarda üretilen radyo ardıl ışınımının öncül ters şok (inverse forward shock) sonucu olduğu ileri sürülmektedir (Zhang *ve diğ.*, 2003).

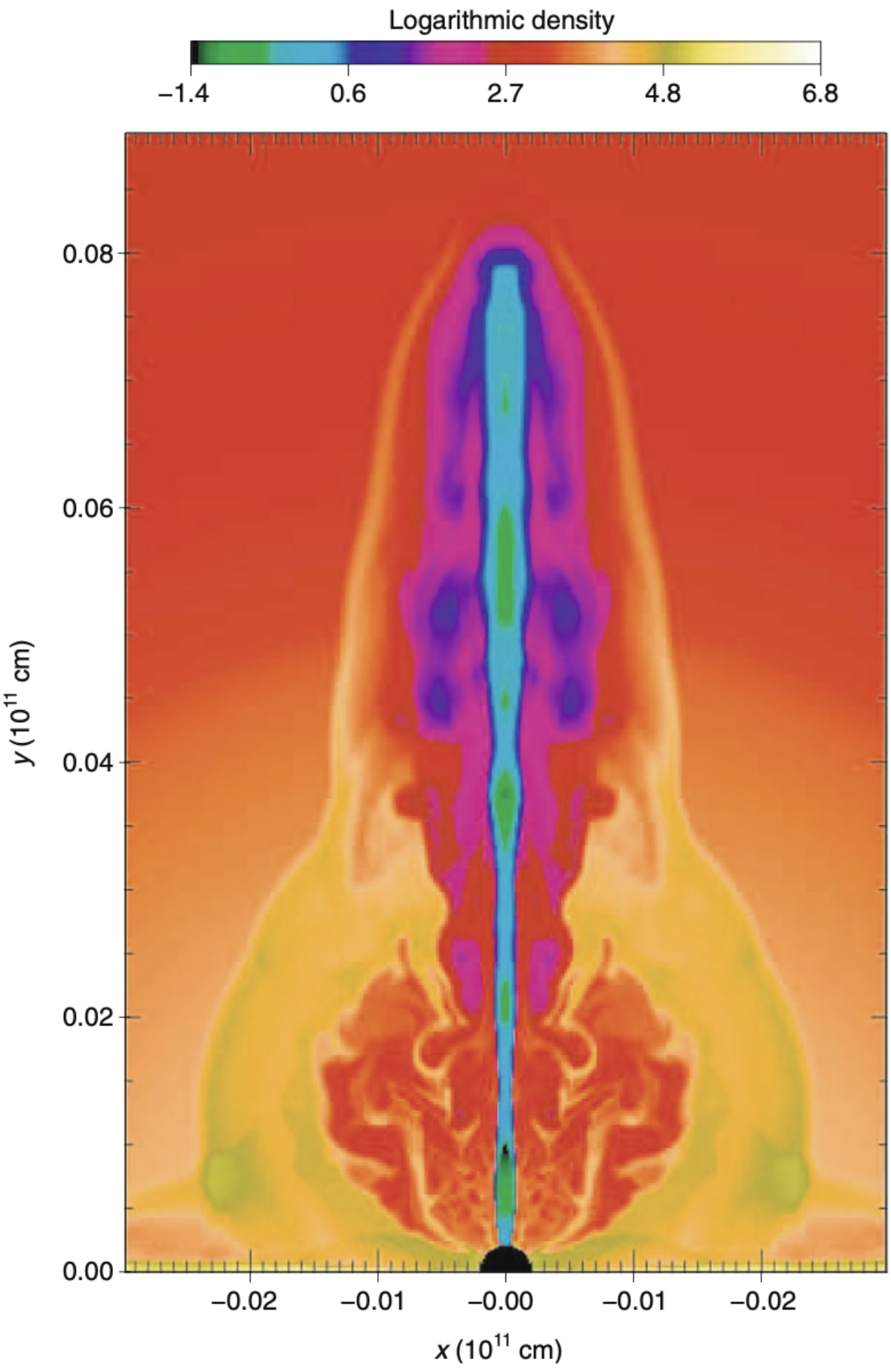
2.1.3. Jet

Gama-ışın patlamasından sonra gözlenen rölativistik hızlardaki çıkış (outflow) veya jetin, kara delik sistemlerinde, aktif galaksi çekirdeklerinde (AGÇ) veya X-ışını çiftlerinde gözlemlenen jetler gibi oluştuğu düşünülmektedir. Jetlerin kesin oluşum ve ivme mekanizmasının ayrıntıları net değildir. Ancak, hızlı yığılma disk oluşturma, manyetik alanların varlığı ve yüklü parçacıkların jet oluşumunda rol oynadığı düşünülmektedir (Salafia ve Ghirlanda, 2022). Kara deliklerin GIP'lar için merkezi kaynak olarak gösterilmesi kapsamlı bir şekilde araştırılmıştır. Kara deliklerin etrafında yığılma diski oluştuktan sonra, Blandford ve Znajek (1977) tarafından tarif edilen B-Z mekanizması ile jetler üretilmektedir. Böyle bir jette leptonlar (elektronlar ve pozitronlar) baskın olmaktadır. B-Z mekanizması sonucu üretilen enerji aşağıdaki denklem ile ifade edilmiştir:

$$L_{\rm BZ} \approx 10^{51}{\rm erg/s} \left(\frac{B}{2\times10^{15}{\rm G}}\right)^2 \left(\frac{M_{\rm BH}}{2.8M_\odot}\right)^2 \left(\frac{\alpha}{0.8M_{\rm BH}}\right)^2 \tag{2.24}$$

Burada, B manyetik alan şiddetini, α kara deliğin açısal momentumunu, $M_{\rm BH}$ kara delik kütlesini, $M_\odot$ Güneş kütlesini ifade eder. B-Z mekanizması mekanizmasına göre, kara delik veya magnetar oluştuktan sonra yığılma diskinin de oluşması beklenir. Nümerik simülasyonlar sonucunda kara deliğe, 0.5 $M_\odot$ (Margutti ve Chornock, 2020) veya 0.001-0.2 $M_\odot$ kütle civarında maddenin yığıldığı hesaplanmıştır. Bununla birlikte, yığılma diskinin kara delik tarafından yutulma süresi yığılan maddenin miktarına bağlıdır (Nathanail, 2018; Ruiz *ve diğ.*, 2021). B-Z mekanizması tarafından üretilen jetler iki kutuplu olur. Gözlemciye doğru gelen jet ve gözlemciden uzaklaşan ters jet (counter jet) olarak tanımlanır. Jetler, kara delik, magnetar veya yığılma diskinden açısal momentum kaybına neden olurlar. Ultra rölativistik hareket nedeniyle, jetlerden gelen ışınım oldukça hüzmelenmiştir (Şekil 2.13'de silindirik ve mavi kısım). Merkezi bölgeden dışarı doğru evrilen jet içindeki parçacıklar, ışık hızına yakın hareketlere sahip olmalarından dolayı şok dalgaları üretirler. Jetin ürettiği bu şoklar: İç şok, iç ters şok ve öncül şok olarak sıralanmaktadır (De Colle *ve diğ.*, 2017).

Nötron - nötron yıldızı birleşmesi sırasında meydana gelen iki kutuplu jetler, jet açıklık açısı θ_j ile tanımlanır ve ışınım γ^{-1} açısına sahip jet konisi içinde yayılır. Kısa GIP'ların sahip



Şekil 2.13: Hüzmelenmiş jet mavi renk ve jetin etrafını saran koza kırmızı renk ile gösterilmiştir (Chen *ve diğ.*, 2020).

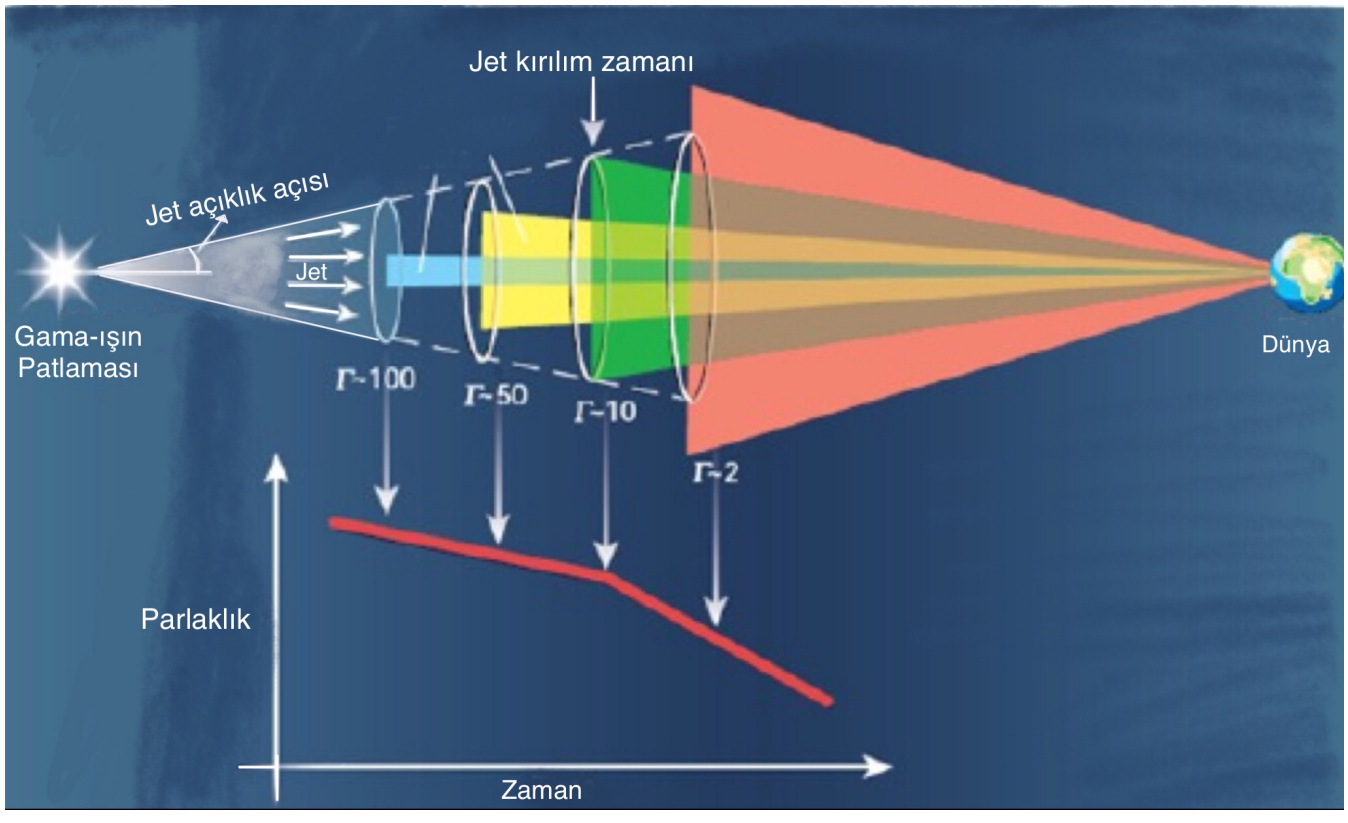
olduğu en dar jet açıklık açısı (θ_j) 2 derece gözlenirken, en geniş jet açıklık açısı (θ_j) 25 derece genişliğine ulaşabilir. Markov Zinciri Monte Carlo (MCMC) simülasyonu kullanan Ghirlanda *ve diğ.* (2016), kısa GIP jet açıklık açısı dağılımının ortalama 6 dereceye sahip olduğunu hesaplamıştır.

Ardıl ışınımlara ait ışık eğrileri birkaç jet modeli ile açıklanır. Bu jet modelleri aynı zamanda jet geometrisi olarak da bilinirler. Genel olarak, jet modelleri, jet ekseni boyunca ve θ açısına sahip bir koni içinde hüzmelenmiş modele dayandırılır. Bu modelde, birim katı açı altında enerji sabittir ve jet kenarında gözlenen enerjide düşüş gözlenir. Dolayısıyla, eğer jet yüzeyinde gözlenen enerji dağılımı sabit ise silindirik şapka jet modeli olarak tanımlanır. Eğer jet yüzeyinde gözlenen enerji dağılımı farklı ise yapılandırılmış jet (structured jet) modeli şeklinde tanımlanır. Jet geometrisini açıklayan diğer modeller: İki bileşenli jet modeli (Lan *ve diğ.*, 2018), Gauss jet modeli ve güç kanunu jet modeli şeklinde sıralanır (Salafia *ve diğ.*, 2015).

Nötron yıldız çiftinin birleşmesi sırasında meydana gelen jet, birleşme sonucu oluşan yoğun plazma boyunca yayılmak zorunda kalırsa, jet bu plazmayı (yoğun nötron yıldız zarfı) delerken şoklanmış bir "koza (cocoon)" oluşturur (Salafia ve Ghirlanda, 2022). Enerjik jeti çevreleyen koza, "jet kırılması (jet break)" oluşuncaya kadar hüzmelenmiş merkezi jet ile hareket eder. Jet-koza yapısı, jet ekseni dışında kalan gözlemci tarafından yapılandırılmış jet olarak gözlenir (Lazzati *ve diğ.*, 2018).

Alternatif olarak,j et yoğun plazmayı delme konusunda başarısız olabilir. Dolayısıyla, başarısız jet oluşumu sırasında bir enerjik koza oluşurken bir tane de "boğulmuş jet (choked jet)" meydana gelir. Böylece, sadece düşük rölativistik hızlara sahip enerjik bir koza gözlenebilir. Koza modelleri, özellikle boğulmuş jet durumlarında, kompakt birleşme sisteminin kutup bölgelerinde önemli miktarda madde birikmesi gerektiği sonucuna varabilir. Birleşme sonrası fırlatılan nötrino rüzgarı tarafından hızlandırılan maddeden de bir koza oluşabilir. Kozanın oluşum aşamasında, plazma yoğunluğunun bir jeti boğmak için gerekenden çok daha büyük olması beklenir. Bu sonuçla beraber, jet oluşumu için plazma yoğunluğunun da düşük olması gerekir (Mooley *ve diğ.*, 2018).

Ardıl ışınımın son evrelerinde, özellikle jet kırılması meydana geldikten sonra, parçacıklar rölativistik olmayan hızlarla hareket ederler. Jet kırılması, geç zamanlarda ardıl ışınım akılarında gözlenen hızlı bir düşüş şeklinde gözlenir (Şekil 2.14). Ancak, bu hızlı düşüş



Şekil 2.14: Jet kırılması şematiği (Gomboc, 2012).

her dalga boyunda eş zamanlı gözlenmez, yani X-ışınlarında jet kırılması gözlenirken optik bandında gözlenmeyebilir. Jet kırılması sonrası, hüzmelenmiş jet yarı küresel bir yapıya sahiptir ve izotropik kaynak gibi ışınım yaymaya başlar (Gomboc, 2012).

GIP, ultra rölativistik hareketlere sahip jet üretirken, enerjinin neredeyse tamamı jet içinde üretilir. Eğer, hüzmelenmiş jete ait bazı parametreler belirlenebilirse, jet içinde üretilen enerjinin miktarı hakkında bilgiler elde edilebilir. Özellikle, jet açıklık açısı ve jet kırılma zamanı oldukça önemlidir. Jet açıklık açısı aşağıdaki denklem ile ifade edilmiştir:

$$\theta_j = 0.057\left(\frac{t_j}{1day}\right)^{3/8}\left(\frac{1+z}{2}\right)^{-3/8}\left(\frac{E_{\gamma,iso}}{10^{53}erg}\right)^{-1/8}\left(\frac{n_\gamma}{0.2}\right)^{1/8}\left(\frac{n}{0.1cm^{-3}}\right)^{1/8} \quad (2.25)$$

Burada, t_j jet kırılma zamanını, n_γ gama-ışın patlamasında kinetik enerjinin ışınıma dönüşme verimliliğini, n çevresel parçacık yoğunluğunu, $E_{\gamma,iso}$ ana ışınım izotropik enerjisini ifade eder (Updike, 2007). Gama-ışın patlamalarına ait ilk jet çalışmalarında, jet açıklık açısı 1°den 25° ye kadar farklı değerler almasına rağmen (Frail *ve diğ.*, 2001) takip eden yıllarda hem uzun GIP'ların hem de kısa GIP'ların farklı jet açıklık açı dağılımlarına sahip olduğu görülmüştür (Berger, 2014). Gama-ışın patlaması sırasında üretilen toplam izotropik enerji,

ana ışınıma ve ardıl ışınıma dönüşür. Toplam izotropik enerji aşağıdaki denklem ile ifade edilmiştir (Li, 2018):

$$E_{top} = E_{\gamma,iso} + E_{K,iso} \tag{2.26}$$

Burada, $E_{\gamma,iso}$ ana ışınımı izotropik enerjisini, $E_{K,iso}$ ise ardıl ışınım izotropik enerjisini ve d_L gözlemci ile kaynak arasındaki uzaklığı ifade eder (Li *ve diğ.*, 2022). Jet kırılma zamanı ise birkaç parametreye bağlı olarak gün biriminden aşağıdaki eşitlik ile ifade edilmiştir (Wu *ve diğ.*, 2004):

$$t_j = 0.82(1+z)\left(\frac{E_{\gamma,iso}}{10^{53}erg}\right)^{1/3}\left(\frac{n}{cm^{-3}}\right)^{1/3}\left(\frac{\theta_j}{0.1}\right)^{2} \quad \text{gün} \tag{2.27}$$

Burada, $E_{\gamma,iso}$ ana ışınımın izotropik enerjiyi, n çevresel parçacık yoğunluğunu ve θ_j jet açıklık açısını ifade eder. Jet kırılma zamanı, GIP ışık eğrilerinde değişken zamanlarda gözlenmesine rağmen genel olarak ortalama 1.5 gün hesaplanmıştır (Escorial *ve diğ.*, 2022). Jet kırılımı sonrası GIP enerjisi, izotropik ardıl ışınım olarak gözlenmeye başlar. Bununla beraber, jet kırılım zamanı bulunduktan sonra "düzeltilmiş enerji (beaming corrected veya true energy)" hesaplanabilir. Düzeltilmiş enerji (E_γ), sadece jet tarafından üretilen enerji olarak tanımlanır. Toplam izotropik enerji $E_{\gamma,iso}$ ile düzeltilmiş enerji arasındaki ilişkiyi veren denklem aşağıdaki eşitlikle ifade edilmiştir (Gill *ve diğ.*, 2021; Goldstein *ve diğ.*, 2016):

$$E_\gamma = E_{\gamma,iso}\theta_j^2/2 \tag{2.28}$$

Burada, θ_j jet açıklık açısını temsil eder. Jet içinde üretilen gerçek enerjinin bulunması sonucu, varsayılan izotropik enerjiden 10 ila 100 kat gibi bir fark gözlenir. Örneğin, bir kaynağın varsayılan izotropik enerjisi 10^{52} erg ve θ_j=0.1 rad ise, düzeltilmiş enerji 10^{50} erg'e kadar düşebilir. Eşitlik 2.29'da gösterildiği gibi jet açıklık açısı düzeltilmiş enerji için oldukça belirleyici bir faktör olarak ortaya çıkar. Bu nedenle, GIP'ların ürettikleri gerçek

enerjilerinin anlaşılması için θ_j'in bilinmesi, jet tarafından üretilen enerjinin hesaplanması için büyük önem taşımaktadır (Frail *ve diğ.*, 2001).

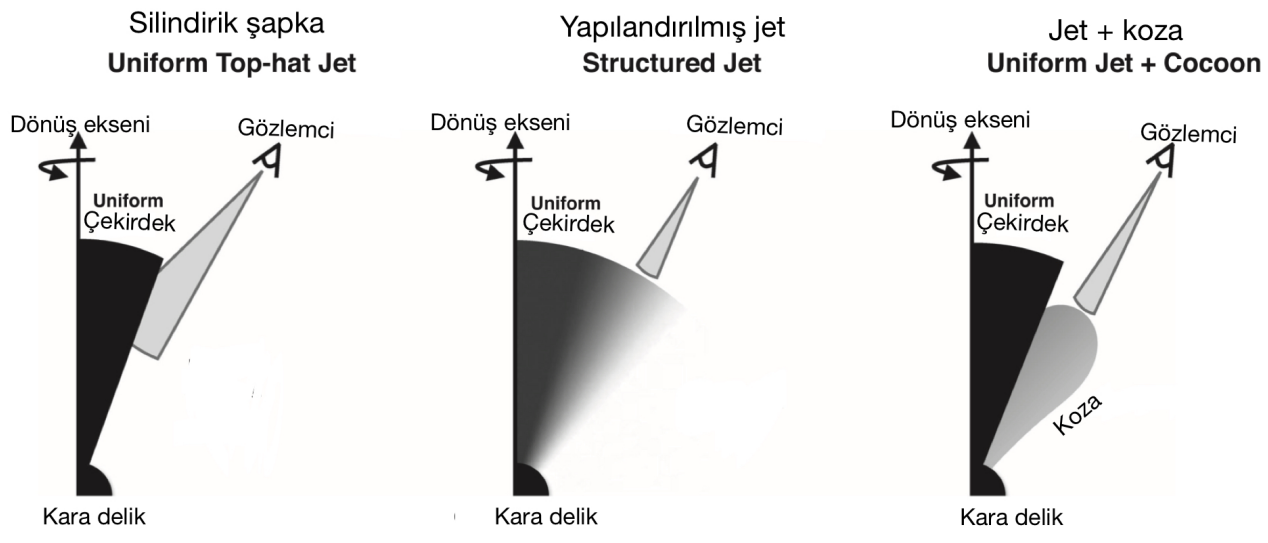
GIP'ların pek çoğunda, hüzmelenmiş jetler, bir noktadan sonra ardıl ışınım ışık eğrilerinde hızlı düşüş gösterirler (Wang *ve diğ.*, 2018). Genel olarak gözlenen düşüşün iki sebebi bulunur: Kenar etkisi (edge effect) ve yanal genişleme (side expansion) olarak ifade edilir (Li *ve diğ.*, 2022).

Gama-ışın patlaması sırasında oluşan jetlerin başlıca özellikleri: Rölativistik hızlara sahip olmaları, uzun-kısa GIP'ların benzer jet oluşturmaları, jetlerin oldukça manyetizeli ve oldukça dar bir açıya sahip koni içinde hüzmelenmiş olmaları, jet açıklık açıları ortalama dağılımları 1° ile 10° arasında olmaları (Cunningham *ve diğ.*, 2020), jetlerin yıldızlar arası ortam ile etkileşip madde biriktirmeleri sonucu jet kırılımı göstermeleri ve elektromanyetik tayfın neredeyse tüm dalgaboylarında (gama-ışınları, X-ışınlar, optik ve radyo) ışınımlara sahip olmaları şeklinde sıralanabilir (Salafia *ve diğ.*, 2020).

2.1.3.1. Jet modelleri

Jetin oluşum süreci ve kendisini çevreleyen ortamla etkileşimi, sayısal simülasyonlar yoluyla literatürde kapsamlı bir şekilde çalışılmıştır. Bu simülasyonlar, GIP jetlerini oluşturan fiziksel süreçlerin ve jetlerin özelliklerinin daha iyi anlaşılmasına yardımcı olmuştur. Jetlerin ışık eğrileri ile sıkı ilişkiye sahip olmaları nedeniyle farklı jet modelleri literatürde sıkça çalışılmıştır. Bu bağlamda, ardıl ışınım ışık eğrilerini açıklayan farklı jet modelleri ortaya çıkmıştır. Bu jet modelleri: Basit model olma sebebiyle çokça çalışılan silindirik şapka jet modeli, daha karmaşık yapıya sahip Gauss jet modeli, güç kanunu jet modeli ve ikili jet modeli olarak sıralanmıştır. Bununla birlikte, jet modelleri Şekil 2.15'te gösterildiği gibi silindirik şapka jet tipi ve yapılandırılmış jet tipi ile beraber jet-kozaya modeli olarak da adlandırılmışlardır (De Colle *ve diğ.*, 2018; LIGO ve VIRGO bilimsel işbirliği, 2017). Jetler ultra rölativistik hızlarla hareket etmeleri ve oldukça dar bir koni içinde gözlemcinin bakış açısının jet ekseni doğrultusunda olması (on-axis) veya jet ekseni dışında olması (off-axis) oldukça önemlidir. Çünkü, jet ekseni bakış doğrultusu dışında olursa ışık eğrilerinde farklılıkların gözlenmesine neden olur. Eğer gözlemci jete eksen doğrultusunda bakıyorsa gözlenen ışık eğrileri benzer davranışlar gösterir. Özellikle, jet eksen dışı gözlemleri jet modellerine ait ışık eğrilerinde farklılıkların daha iyi anlaşılmasına yardımcı olur. Örneğin, silindirik şapka jet modelinde jet eksen dışı bir gözlenme açısında, ışık eğrilerinde

maksimum parlaklığa hızlı bir yükseliş gözlenirken diğer jet modellerinde daha yavaş bir yükseliş gözlenir.



Şekil 2.15: Silindirik şapka (top hat), yapılandırılmış (structured) ve uniform koza jet modellerine ait jet eksenine göre gözlenme şematiği.

Kütle çekimsel dalgaların doğrudan keşfini takiben 2017'de nötron yıldız çifti kaynaşması tespiti ile GW170817 kaynağının uzun dönemli ardıl ışınım gözlem takipleri farklı teleskop ve algılayıcılarla sürmüştür (Radice *ve diğ.*, 2020). X-ışın, optik ve kızılötesi gözlemler sonucu GRB/GW 170817 kaynağına ait ardıl ışınım ışık eğrilerinin daha önce öne sürülen silindirik şapka jet modeli ile açıklanamadığı anlaşılmıştır. Ancak, diğer jet modelleri olan Gauss, güç kanunu ve iki bileşenli jet modeli ile daha uyumlu olduğu görülmüştür (Margutti *ve diğ.*, 2018; Lamb *ve diğ.*, 2018; Lazzati, 2020). GRB/GW 170817 bağlamında bu modeller sıkça çalışılmıştır. Jet modelleri aşağıda ayrı başlıklar altında incelenmiştir.

2.1.3.2. Silindirik şapka jet modeli (Top-hat jet model):

Silindirik şapka jet modeli, gama-ışın patlamalarına ait ardıl ışınımların ışık eğrilerini jet modeli üzerinden nümerik simülasyonlar yoluyla açıklayan bir modeldir. Bu jet modeli, jet yüzeyi boyunca birim katı açı altında enerjinin sabit olduğunu öne süren modeldir (Şekil 2.15). Silindirik şapka jet modelinin kinetik enerji ifadesi aşağıdaki eşitlik ile ifade edilmiştir:

$$E(\theta) = \begin{cases} 1, & \theta \leq \theta_j \\ 0, & \theta > \theta_j \end{cases} \tag{2.29}$$

Burada, θ gözlenme açısını ve θ_j jet yarı açıklık açısını ifade eder (Beniamini ve Nakar, 2018). Jet tarafından üretilen ışık eğrilerinde belli açılarda akının hızlı bir şekilde düştüğü ve yine eksen dışı gözlemlerde ışık eğrilerinde dik bir yükselişin gözlendiği jet modelidir. Bu modelde, diğer jet modelleri gibi jetin merkezindeki gözlemci, jetin kenarındaki gözlemciye göre daha parlak bir ışık eğrisi gözlemler (Gill *ve diğ.*, 2019). Bu model, ardıl ışınımın zamanla değişimini ve farklı dalgaboylarında nasıl göründüğünü tahmin etmek için kullanılır. Ancak, bu model her ardıl ışınım ışık eğrisini açıklamada yeterli olmayabilir. Çünkü, jet yapısının bazı GIP kaynaklarına ait ışık eğrilerinde farklı davranışlara sahip olduğu gözlemlenmiştir. Dolayısıyla, silindirik şapka jet modeli ile açıklanamayan ardıl ışınım ışık eğrileri yapılandırılmış jet modelleri ile açıklanmaya çalışılmıştır (Cunningham *ve diğ.*, 2020).

2.1.3.3. Gauss jet modeli (Gaussian jet model):

Gauss jet modeli, jet yüzeyinin enerji dağılımını tanımlanır (Şekil 2.15). Bu modelde, jet yapısı homojen değildir ve jet merkezinin dışına çıkıldıkça gözlenen enerjide silindirik jet modeline göre daha az bir enerji düşüşü gözlenir. Gauss jet modelinde kinetik enerjinin gözlenme açısına bağlılığı aşağıdaki eşitlikte matematiksel olarak ifade edilmiştir:

$$E(\theta) = E_0 \exp\left(-\left[\frac{\theta}{2\theta_{\mathrm{j}}}\right]^2\right) \tag{2.30}$$

Burada, θ gözlenme açısını, θ_j jet açıklık açısını, E_0 izotropik kinetik enerjiyi, $E(\theta)$ ise θ açısına bağlı kinetik enerjiyi temsil eder (Ryan *ve diğ.*, 2019; Tandon ve Ronning, 2021). Gauss jet modeline ait jet yüzeyinin merkez noktası, maksimum hız ve maksimum enerji ile ancak jet ekseninden uzaklaştıkça azalan hız ve enerji ile açıklanır. Daha açık bir şekilde, jet merkezinden çıkan enerjinin jet ekseninden uzaklaştıkça Gauss profili şeklinde azaldığı anlamına gelir. Gauss jet modelinde gözlenme açısı yeterli derecede büyük ise ardıl ışınım ışık eğrileri jet kırılması gözlenmeden akıda düzgün bir şekilde azalma gözlenir

(Cunningham *ve diğ.*, 2020).

2.1.3.4. Güç kanunu jet modeli (Power law jet model):

Güç kanunu jet modeli, Gauss jet modeline benzer geometrik yapıya sahiptir (Şekil 2.15). Ancak, jet merkezinden çıkan enerji jet ekseninden uzaklaştıkça bir güç kanunu profili şeklinde azaldığı modeldir. Güç kanunu jet modeli, tıpkı Gasus jet modelinde olduğu gibi kinetik enerji gözlem açısının bir fonksiyonu olarak tanımlanır. Güç kanunu jet modeli aşağıdaki denklemde matematiksel olarak ifade edilmiştir:

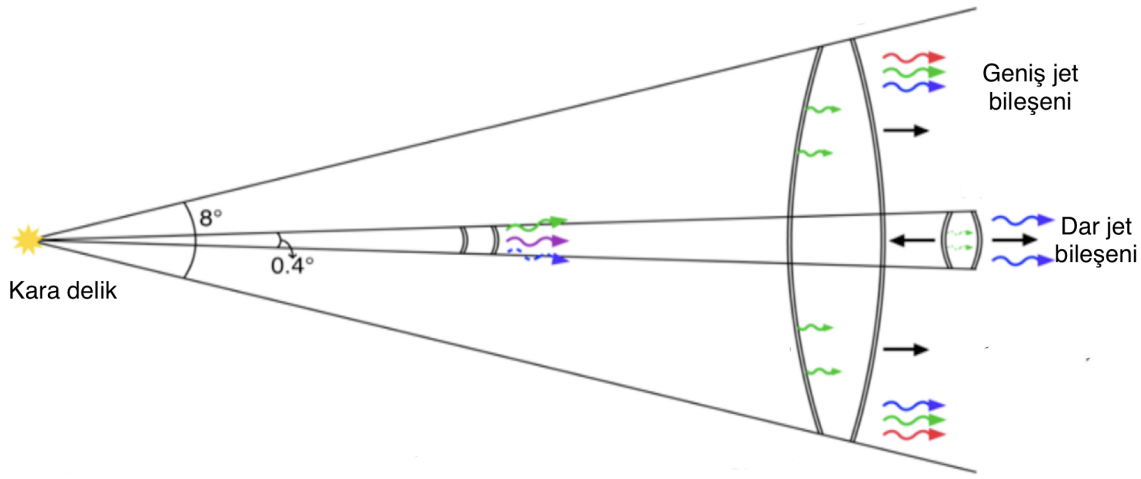
$$E(\theta) = E_0 \left(1 + \frac{\theta^2}{b{\theta_j}^2}\right)^{-b/2} \tag{2.31}$$

Bu denklemde, E_0 başlangıç enerjisini, θ gözlenme açısını ve θ_j jet yarı açıklık açısını ifade eder. Bu modelde, b ise θ_j 'i normalize eden ve güç kanunu jet modeli ile Gauss jet modeli arasında karşılaştırılabilir normalizasyon parametresi olarak ifade edilir. Örneğin, GRB/GW 170817 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileriiçin b=2 ve b=6 değerleri en iyi ardıl ışınım fit sonuçlarını vermiştir (Ryan *ve diğ.*, 2019). Güç kanunu jet modelinde, diğer jet modellerine göre daha geniş bir jet açıklık açısı, ardıl ışınım ışık eğrilerinde daha yavaş bir düşüşe sahip olmasına neden olur. Ancak, daha dar jet açıklık açısına sahip ise ardıl ışınım ışık eğrilerinde daha hızlı bir düşüş gösterir (Zhang ve Meszaros, 2004).

2.1.3.5. İki Bileşenli Jet Modeli (Two component jet model):

İki bileşenli jet modelinde isminden de anlaşılacağı üzere iki jet bileşeni bulunur. Bu jet bileşenleri, "dar jet" (narrow jet) bileşeni ve "geniş jet" (wide jet) bileşeni olarak adlandırılırlar. Dar jet bileşeni yüksek rölativistik hızlara ve yüksek enerjiler sahiptir. Ancak, geniş jet bileşeni ise rölativistik olmayan hızlara ve dar jet bileşenine göre daha az enerjiye sahiptir. Bu model ayrıca, "erken bileşen" (dar jet bileşeni) ve "geç bileşen" (geniş jet bileşeni) olarak da adlandırılır. Bu jet modeli silindirik şapka jet modeline göre daha karmaşık bir yapıya sahiptir. Dar ve geniş jet bileşenleri ardıl ışınımlara farklı zamanlarda farklı katkı sağlamalarına rağmen, GIP ardıl ışınım ışık eğrilerinin toplamı olarak gözlenirler (Racusin *ve diğ.*, 2008).

Bu jet modelinde, iki bileşenin farklı zamanlarda ve gözlemsel açılarda ışık eğrilerine olan katkıları farklı olur. Bileşen jetlerin farklı katkıları ancak jet eksen dışı gözlemlerde



Şekil 2.16: İki bileşenli jet modeli şematiği (Racusin *ve diğ.*, 2008).

tespit edilir. Jet eksen dışı gözlenen ışık eğrileri, tıpkı yapılandırılmış jet gibi davranır. Jet eksen dışı gözlemlerde geniş açılı jet bileşeni erken zamanlarda (saat mertebesinde) büyük parlaklıklara ulaşır. Ancak, geç zamanlara (günler mertebesine) gidildikçe dar açılı jet bileşeni büyük parlaklıklara ulaşır. Özellikle ardıl ışınım ışık eğrilerinde, geç zamanlarda dar jet bileşeninin baskınlığı gözlemlenir. Kısaca, gözlemci jet eksen dışı kalırsa ilk önce geniş jet bileşenini ve daha sonra dar jet bileşenini gözlemeye başlar. Eğer gözlenme açısı yeterli büyüklükte artırılırsa, gözlenen ardıl ışınım ışık eğrilerine etki eden jet bileşenleri anlaşılmaz (Lamb *ve diğ.*, 2018). Bu sonuçlar, ardıl ışınım ışık eğrilerinin jet eksen dışı gözlemlere bağlılığının oldukça önemli olduğunu göstermektedir.

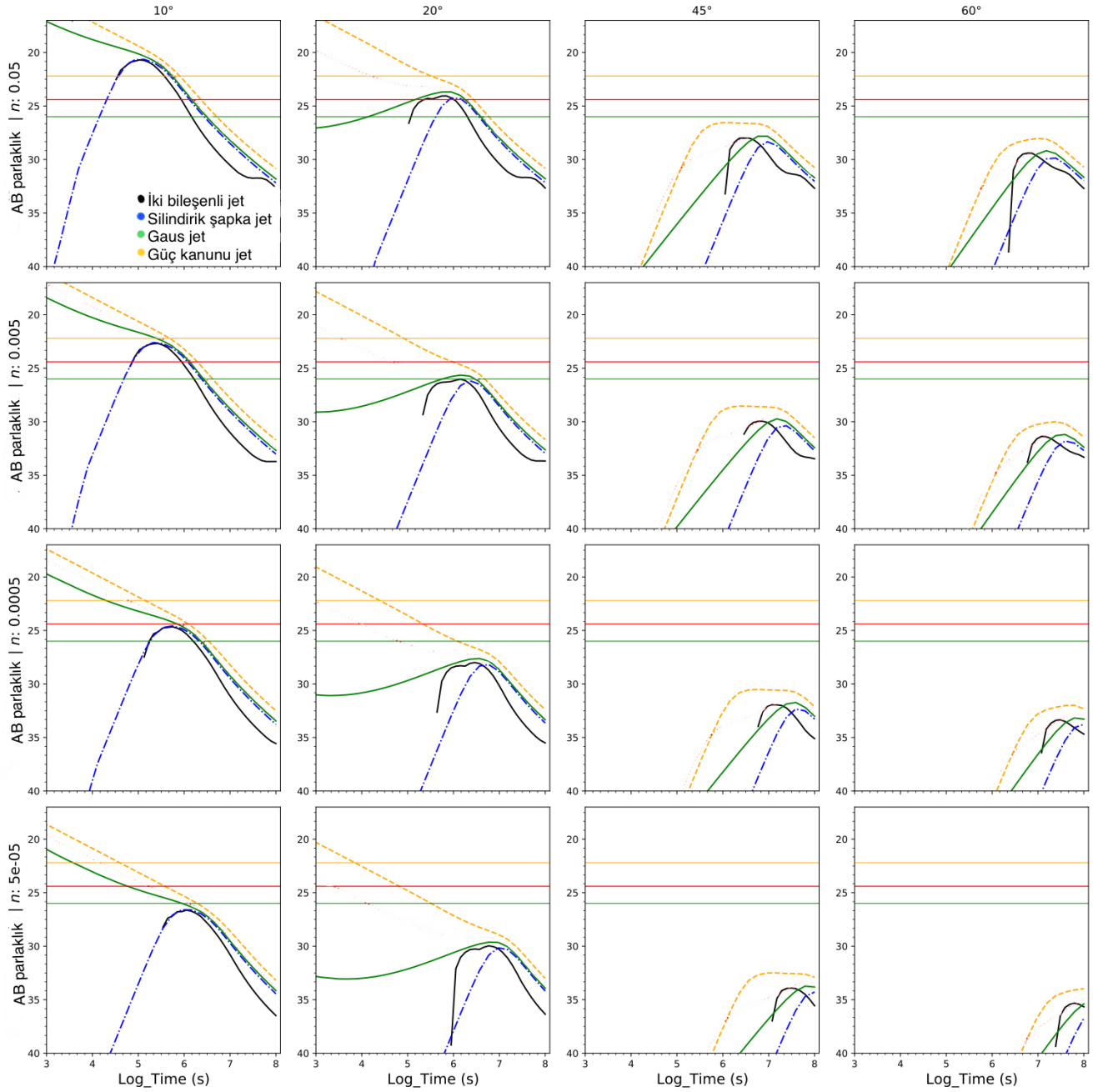
2.1.3.6. Jet modellerinin Değerlendirilmesi:

Jet modelleri ayrı başlıklar altında incelenmiş ve her bir jet modeline ait ışık eğerileri sentetik olarak üretilmiştir. Bu jet modelleri aynı grafik içerisinde (4×4) ve farklı ardıl ışınım fiziksel parametre setleri ile sentetik ışık eğrileri Şekil 2.17'de verilmiştir. Bu grafikte sentetik ardıl ışınım ışık eğrilerine ait gözlenme açıları 10° , 20°, 45° ve 60° şeklinde verilmiştir. Bununla beraber, çevresel parçacık yoğunlukları 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4} ve 10^{-5} cm^{-3} olarak verilmiştir. 10° gözlenme açısına sahip bir kaynak için iki bileşenli jet modeli ve silindirik şapka jet modeli neredeyse aynı ışık eğrisini vermektedir. Burada, ikili jet bileşeni sanki tek bir bileşenmiş gibi davranmaktadır. Jet ekseni ile gözlemci açısı azaldıkça dar jet daha baskın gözlenmektedir. Diğer taraftan, Gauss ve güç kanunu jet modelleri benzer ardıl ışınım

ışık eğrisi gibi davranmaktadır. Dolayısıyla, Gauss ve güç kanunu jet modellerinin farkı anlaşılamamaktadır. Bu gözlenme açısına sahip bir kaynak için sadece silindirik-iki bileşenli jet modeli veya Gauss-güç kanunu jet modeli ayrımı yapılabilir.

20° gözlenme açısına sahip ardıl ışınım ışık eğrilerinde her bir jet modelinin verdiği ışık eğrilerinin birbirinden farklı davranışlar sergilediği görülmektedir. Güç kanunu jet modeli erken zamanlarda daha yüksek parlaklıklara ulaşır. Silindirik jet modeli diğer modellere göre daha geç zamanlarda gözlenir ve maksimum parlaklığa hızlı ulaşır. Gauss ve iki bileşenli jet modeli benzer ışık eğrileri verir ve her iki jet modeli maksimum parlaklığa daha yavaş bir süreçte ulaşır. Dolayısıyla, böyle bir gözlenme açısına sahip kaynağın ışık eğrileri kullanılarak Şekil 2.17'da gösterildiği gibi jet modeli karşılaştırmaları yapılabilir.

45° ve 60° altında kalan gözlemci için jet modellerinin birbirinin içine geçmiş bir yapıya sahip olduğu görülür. Burada, silindirik şapka jet modeli diğer modellere göre daha geç zamanlarda maksimum parlaklığa ulaşır. Gözlenme açıları arttırıldığında jet modellerinin benzer davranışlar sergiledikleri görülür. Sonuç olarak, gözlenme açıları ile jet modellerine ait ışık eğrileri arasında karşılaştırma yapılabilir. Böylece, jet modellerinin ışık eğrileri bağlamında avantajları ve dezavantajları tartışılabilir.



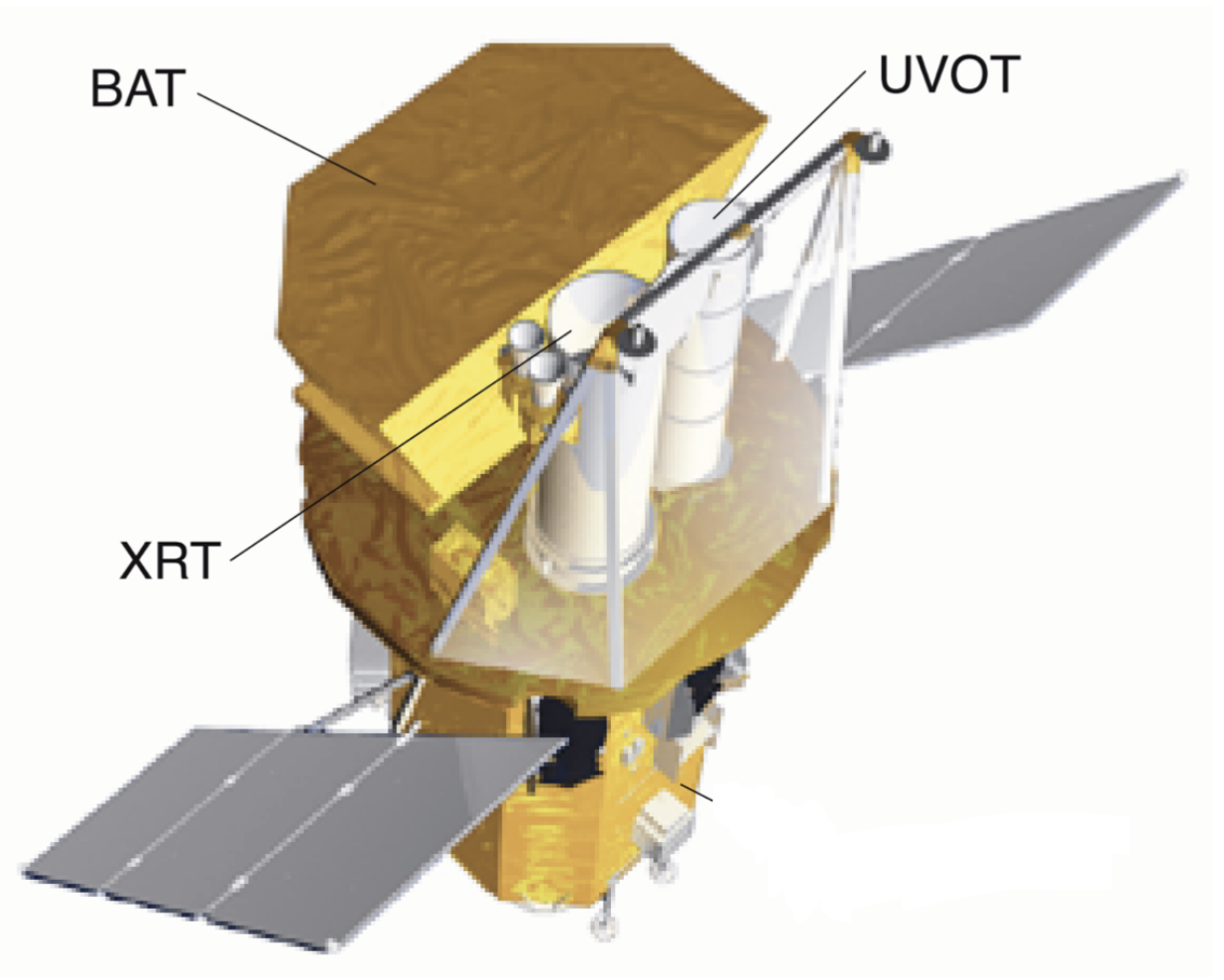
Şekil 2.17: Silindirik şapka (mavi çizim), Gauss (yeşil çizim), güç kanunu b=2 (turuncu çizim), güç kanunu b=6 (kırmızı çizim) ve ikili jet jet modellerine ait farklı gözlenme ve çevresel parçacık yoğunluğuna ait sentetik ışık eğrileri. Bu grafikte $E_k = 10^{51}$ erg, θ_j=0.07 rad, p=2.17, ε_e =0.005, ε_B=0.005 ve uzaklık 40 Mpc değerleri sabit alınmıştır. Bununla birlikte, ikili jet modelinde geniş jet bileşeni için dar jet bileşeninden %10 daha az enerji ($E_k = 10^{50}$ erg) ve daha geniş bir jet açıklık açısı (θ_j=0.14 rad) alınmıştır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.0.1. Teleskop ve Dedektörler

3.0.1.1. Neil Gehrels Swift Gözlemevi

Swift uydusu, NASA tarafından 20 Kasım 2004 tarihinde uzaya fırlatılmıştır. Amerika, İngiltere, İtalya gibi ülkelerin yanı sıra birçok bilim insanının (Japonya, Almanya, Fransa, Danimarka) katılımı ile oluşturulan takım tarafından geliştirilmiştir. Swift uydusunda üç farklı algılayıcı bulunmaktadır (Şekil 3.1). Bunlar: BAT, XRT ve UVOT olarak sıralanmaktadır. Patlama Alarm Teleskobu (BAT, The Burst Alert Telescope), 15 ile 150 keV enerji bant aralığını kapsamaktadır. X-ışın Teleskobu (XRT,The X-ray Telescope), 0.2 keV ile 10 keV enerji bant aralığını kapsamaktadır. Morötesi-Optik Teleskobu (UVOT, The Ultraviolet Optical Telescope), 1700 ile 6500 Ådalgaboyu aralığına duyarlıdır (Ilhan, 2016; Short *ve diğ.*, 2003).



Şekil 3.1: BAT, XRT ve UVOT şematiği (Gehrels, 2004).

BAT enstrümanı yaklaşık olarak 10^{-8} erg $cm^{-2}s^{-1}$ ve XRT enstrümanı ise $2x10^{-14}$erg $cm^{-2}s^{-1}$ hassasiyete sahiptir (Gehrels *ve diğ.*, 2004). Swift uydusunun görevleri: X-ışınlarında gökyüzü taraması yapma, GIP'ların kökenleri hakkında bilgi elde etme ve köken sınıflamasına katkı sağlamanın yanı sıra patlamanın çevresel ilişkisi ile ardıl ve ana ışınımın zamansal davranışlarını belirleme olarak sıralanmaktadır (Dölek, 2015)

XRT dedektörünün en önemli görevi, patlama yönüne hızlı dönmek ve ardıl ışınım takip gözlemleri başlatmaktır. Bu amaç doğrultusunda, XRT, patlamayı takiben 10 saniye içinde yüksek bir doğruluk ile tespit edip takip gözlemlerine başlayabilmektedir. XRT patlama yerini yüksek doğruluklu tespiti sayesinde yer tabanlı teleskopların çoklu dalgaboylarında GIP gözlem ve takibini olanaklı hale getirmiştir (Cardozo, 2017).

3.0.1.2. Doğu Anadolu Gözlemevi (DAG)

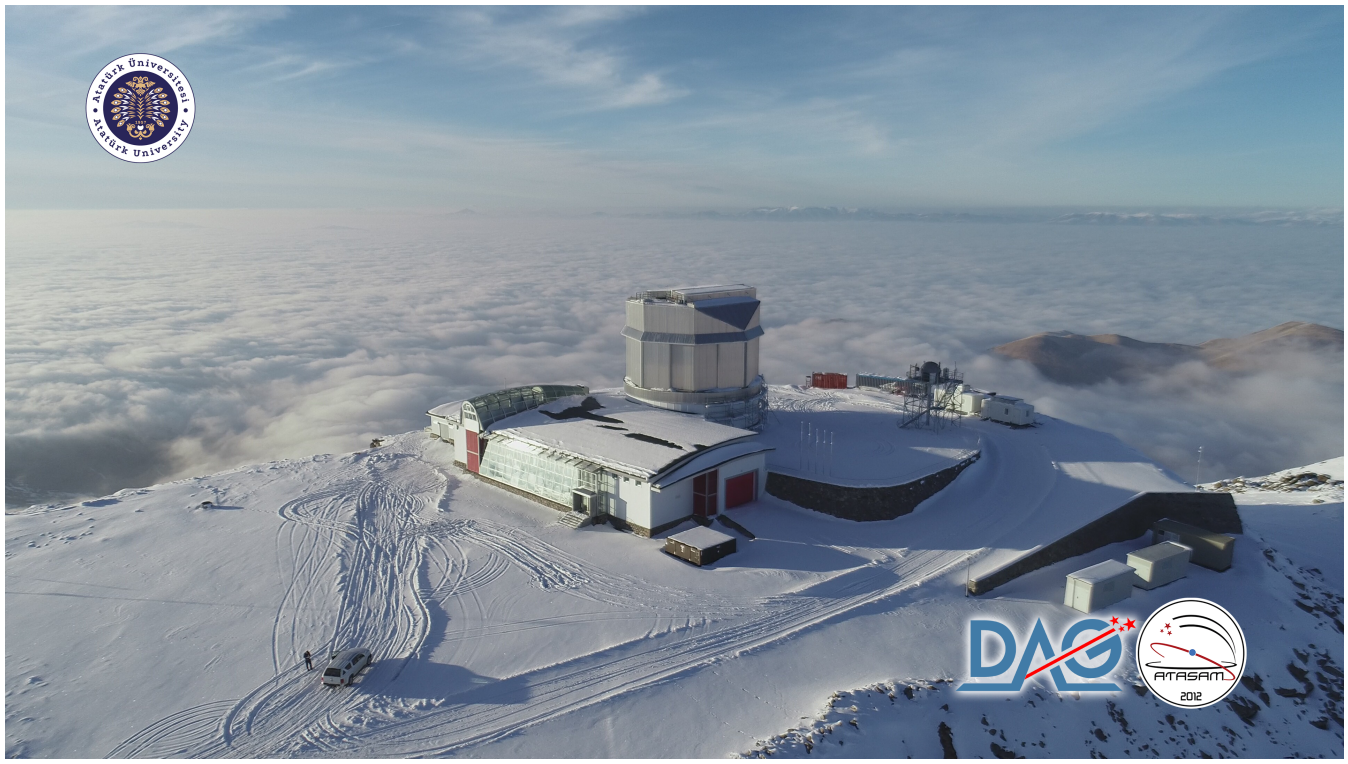
Doğu Anadolu Gözlemevi, Türkiye'nin Erzurum ilinde yer alan bir gözlemevidir (Şekil 3.2). 3197 metre yükseklikteki zirvesiyle, Türkiye'nin en yüksek gözlemevi konumundadır. DAG, Türkiye'nin ilk kızılötesi ve en büyük teleskobu olma özelliği taşımaktadır. DAG, hem aktif optik hem de adaptif optik sistemlerine sahiptir (Yeşilyaprak *ve diğ.*, 2022). 4 metre teleskop sınıfında yer alması planlanan DAG teleskobu, ana enstrümanının yakın kızılötesi (nIR) ve optik bantlarda gözlem kabiliyetine sahip olması beklenmektedir (Özdemir *ve diğ.*, 2018).

DAG, yıldızların oluşumu, galaksi evrimi, kozmik ışınlar ve Güneş Sistemi'nin özellikleri, gezegenimsi bulutsular, novalar, izole nötron yıldızlarının uzun dönemli gözlemleri, gama-ışın patlamaları, uzun dönemli ardıl ışınım gözlemleri, aktif galaksi çekirdekleri, nötron yıldızları ve kara deliklerin etrafındaki yığılma diskleri ve kızılötesi taraması gibi pek çok konuda araştırmalar yapması amaçlanmaktadır [2] [3] [4] .

3.0.2. Veri Seçimi

Tez kapsamında kullanılan veriler, halka açık Swift-XRT X-ışın ardıl ışınım gözlemlerinden seçilmiştir. Seçim sırasında bazı ölçütler dikkate alınmıştır. Kısa GIP kaynaklarına ait X-ışın ardıl ışınım ışık eğrileri, geç zaman ($\gtrsim 10^4$ s) aralığına sahip (Xu, 2009), parlama, saçılma ve olası kilonova katkısı (Rossi *ve diğ.*, 2020) gibi durumlar göz önüne alınarak

[2] http://dag-tr.org/Proje/IRtr
[3] http://dag-tr.org/Proje/IR
[4] https://www.icc.dur.ac.uk/ tt/Lectures/Galaxies/Images/Infrared/Regions/irregions.html



Şekil 3.2: Doğu Anadolu Gözlemevi (DAG)

.

seçilmiştir. Bununla beraber, özellikle platonun hemen bitiminden de itibaren X-ışın verileri dikkate alınmıştır (Dereli, 2015; Fong *ve diğ.*, 2015). Swift-XRT tarafından toplam 81 kısa GIP kaynağının X-ışın ardıl ışınımları tespit edilmiştir Fong *ve diğ.* (2015); Iyyani ve Sharma (2021). Ancak, tez kapsamında belirtilen kriterlere göre toplam 29 GIP kaynağının verileri kullanılmıştır. Bazı kısa GIP kaynaklarına ait kırmızıya kaymalar tam olarak tayin edilemediğinden dolayı, literatürde bulunan ortalama kırmızıya kayma değeri (z) 0.50 kullanılmıştır (Berger, 2014). Kırmızıya kayma değeri 0.5 alınan kaynaklar: GRB 060121, GRB 080426, GRB 111121A, GRB 091109B, GRB 111121A ve GRB 121226A şeklinde sıralanmıştır. Söz konusu kriterlere uyan kaynaklar Tablo 3.1'de listelenmiştir.

3.0.3. Yöntem

Tez çalışmasında, Python dilinde yazılmış iki boyutlu (akıya karşılık zaman) ardıl ışınım ışık eğrisi üreten `afterglowpy` yazılımı kullanılmıştır. Ardıl ışınım fiziksel parametreleri yazılıma direkt kodlanarak sentetik ışık eğrisi üretilmektedir. `afterglowpy` yazılımında, kullanıcının ardıl ışınım fiziksel parametre girdisi sağlayan `.py` uzantılı kod arayüzü bulunmaktadır. Bu arayüz, içinde ardıl ışınım fiziksel parametrelerine ait farklı jet modelleri barındırdığından birçok parametre içermektedir. Bu parametreler: jet tipi (silindir jet tipi,

Tablo 3.1: Tez çalışmasında kullanılan kısa GIP tablosu.

GIP adı	z	Referanslar
GRB 051221A	0.55	(Berger, 2014; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 060121	0.50	(Berger, 2014; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 061201	0.111	(Berger, 2014; Evans *ve diğ.*, 2009; Fong *ve diğ.*, 2015) (Rossi *ve diğ.*, 2020)
GRB 060313	0.50	(Berger, 2014; Evans *ve diğ.*, 2009; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 061006	0.438	(Berger, 2014; Evans *ve diğ.*, 2009; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 070714B	0.923	(Berger, 2014; Evans *ve diğ.*, 2009; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 070724A	0.457	(Berger *ve diğ.*, 2009; Berger, 2014; Evans *ve diğ.*, 2009) (Fong *ve diğ.*, 2015; Rossi *ve diğ.*, 2020)
GRB 070809	0.473	(Berger, 2014; Evans *ve diğ.*, 2009; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 080426	0.50	(Berger, 2014; Evans *ve diğ.*, 2009; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 090510	0.903	(Berger *ve diğ.*, 2009; Berger, 2014; Evans *ve diğ.*, 2009) (De Pasquale *ve diğ.*, 2010; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 111121A	0.50	(Berger, 2014; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 111020A	0.509	(Berger, 2014; Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 130603B	0.356	(Berger, 2014; Fong *ve diğ.*, 2015; Rossi *ve diğ.*, 2020)
GRB 140903A	0.351	(Escorial *ve diğ.*, 2022; Fong *ve diğ.*, 2015, 2022) (Rossi *ve diğ.*, 2020)
GRB 150101B	0.134	(Escorial *ve diğ.*, 2022; Fong *ve diğ.*, 2015, 2022) (Rossi *ve diğ.*, 2020)
GRB 120804A	1.30	(Berger, 2014; Escorial *ve diğ.*, 2022; Fong *ve diğ.*, 2022) (Fong *ve diğ.*, 2015; Rossi *ve diğ.*, 2020)
GRB 130912A	0.854	(Fong *ve diğ.*, 2015; O'Connor *ve diğ.*, 2022; Zhu *ve diğ.*, 2015)
GRB 131004A	0.717	(Fong *ve diğ.*, 2015, 2022; O'Connor *ve diğ.*, 2022; Rossi *ve diğ.*, 2020)
GRB 121226A	0.50	(Berger, 2014; Fong *ve diğ.*, 2015, 2022; O'Connor *ve diğ.*, 2022)
GRB 150424A	0.30	(Escorial *ve diğ.*, 2022; Fong *ve diğ.*, 2022; Xie *ve diğ.*, 2022)
GRB 060614	0.125	(Escorial *ve diğ.*, 2022; Fong *ve diğ.*, 2022; Zhang *ve diğ.*, 2007) (Xie *ve diğ.*, 2022)
GRB 091109B	0.50	(Berger, 2014; Fong *ve diğ.*, 2022; O'Connor *ve diğ.*, 2022) (Fong *ve diğ.*, 2015)
GRB 061210	0.41	(Berger, 2014; Fong *ve diğ.*, 2022; O'Connor *ve diğ.*, 2022) (Fong *ve diğ.*, 2015; Racusin *ve diğ.*, 2009; Rossi *ve diğ.*, 2020)
GRB 200826A	0.75	(Fong *ve diğ.*, 2022; O'Connor *ve diğ.*, 2022; Zhang *ve diğ.*, 2021)
GRB 160821B	0.16	(Burns *ve diğ.*, 2018; Escorial *ve diğ.*, 2022; Fong *ve diğ.*, 2022)
GRB 071020	2.15	(Tunnicliffe, 2014)
GRB 090927	1.37	(Iyyani ve Sharma, 2021)
GRB 051227	0.50	(Tunnicliffe, 2014)
GRB 100724A	1.29	(Iyyani ve Sharma, 2021)

Gauss jet tipi ve güç kanunu jet tipi), toplam izotropik kinetik enerji (E_k), çevresel parçacık sayı yoğunluğu (n), elektron kesirsel enerji yoğunluğu (ε_e), manyetik alan kesirsel enerji yoğunluğu (ε_B), elektron güç kanunu indeksi (p), jet yarı açıklık açısı (θ_j), gözlemci açısı (θ_{obs}) ve uzaklık (L_d) şeklinde sıralanmaktadır (Pandey *ve diğ.*, 2019). Bununla birlikte, zaman aralığı (Örn: 10^4 ve 10^7 saniye arası) ve frekans değeri seçilip sentetik ışık eğrisi üretilir. İstenilen fiziksel parametreler ile yazılıma direkt girdi olarak eklenir ve ışık eğrisi elde edilir. `afterglowpy` kodu içerisinde sıkça kullandığımız bazı parametreler aşağıda verilmiştir.

• JetType: Jet tipini ifade eder. Silindirik şapka jet modeli için -1, Gauss jet modeli için 0, ve güç kanunu jet modeli için 4 rakamı kullanılır.
• thetaV: Jet bakış açısı radyan değeri verilerek kullanılır.
• E0: Ardıl ışınıma ait toplam isotropik kinetik enerji şeklinde kullanılır (örn: 10^{50}).
• thetaC: Jetin açıklık açısı radyan cinsinden verilir.
• thetaW: Kanat açısı, Gauss ve güç kanunu jet modellerinde radyan olarak kullanılır.
• b: Güç kanunu normalizasyon parameteresidir. Güç kanunu jet modelinde kullanılır ve genelde 2-10 arası değerler verilir.
• $n0$: Çevresel parçacık yoğunluğunu ifade eder.
• p: Güç kanunu foton indeksini ifade eder.
• ε_e: Elektronların kesirsel enerji yoğunluğudur ve 0 ile 1 arasında değerler alır.
• ε_B: Manyetik alanın kesirsel enerji yoğunluğudur ve 0 ile 1 arası değerler alır.
• d_L: Kaynaktan ile gözlemci arasındaki uzaklığı ifade eder ve santimetre biriminde değer alır. Bu parametrelere ek olarak, yazılıma farklı frekans ve zaman aralığın girilerek GIP sentetik ardıl ışınımlar üretilebilir (Ryan *ve diğ.*, 2019).

Sherpa, bir modelleme uygulamasıdır. Kullanıcı çeşitli istatistik yöntemlerden faydalanarak basitten karmaşık yapılara kadar fit ve model optimizasyonu yapabilir. [5] Sherpa'nın model fit özelliklerinden dolayı, `afterglowpy` yazılımının, ekimiz tarafından geliştirilen bir versiyonu Sherpa içine eklenerek GIP ardıl ışınımlara ait fitlerin elde edilmesi sağlanmış ve ardıl ışınımlara ait fiziksel parametre setleri elde edilmiştir. Tez kapsamında, en iyi ardıl ışınım ışık eğrisi fiziksel parametre setlerinin elde edilmesi amacıyla gerçek (gözlenen) ve model (beklenen) veriler arasındaki uyumu veren χ^2 yöntemi kullanılmıştır. Bununla birlikte, bu çalışma boyunca Sherpa içinde yer alan indirgenmiş χ^2_{ind} kullanılmıştır.

[5] https://cxc.cfa.harvard.edu/sherpa/

```
jetType = 4
specType = 0
thV = 0.3
E0 = 9e52
thC = 0.066
thW = 0.05
b = 2
n0 = 1.9e-3
p = 2.168
epse = 0.038
epsB = 1.09e-4
ksiN = 1.0
dL = 1.23e26
```

Şekil 3.3: Keyfi değerler girdisi verilen `afterglowpy` yazılım ara yüzü temsili gösterimi.

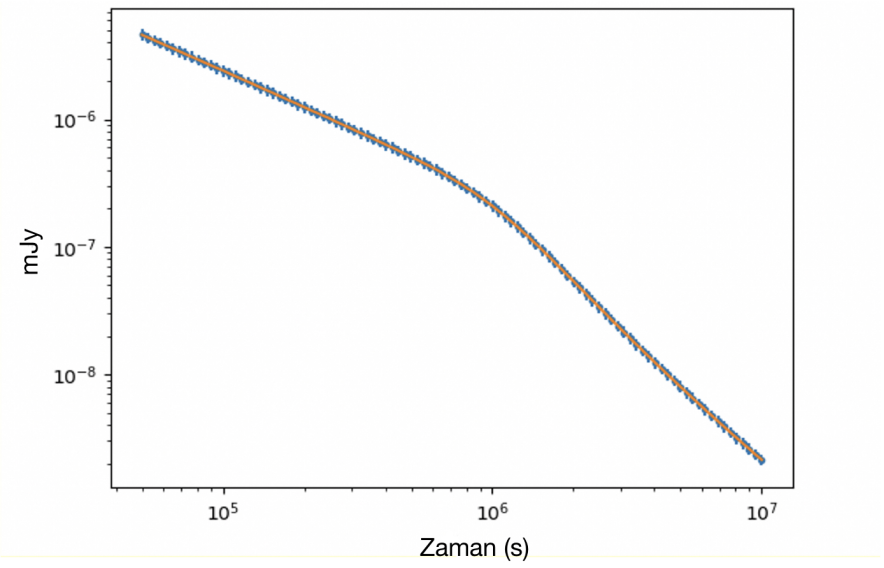
İndirgenmiş χ^2_{ind},

$$\chi^2_{ind} = \sum \frac{[(y_i - y(x_i)]^2}{\sigma_i^2} \tag{3.1}$$

şeklinde ifade edilir. Burada, y_i gözlenen değeri, $y(x_i)$ hesaplanan model değeri ve σ_i ise her veri noktası için belirsizliği ifade eder. İndirgenmiş χ^2_{ind} serbestlik derecesine bölünmesiyle hesaplanır. İndirgenmiş χ^2_{ind}'nin değerinin serbest parametre sayısına eşit olması beklenir ve χ^2_{ind} değeri serbest parametre sayısına bölünerek elde edilir. Eğer indirgenmiş χ^2_{ind} 1 veya 1'den küçük değerde olursa beklenen uyumun sağlandığı söylenebilir. Ancak, χ^2_{ind} $<<$ 1 ise iyi bir fit olduğu anlamına gelmez ve veride belirsizliğin yüksek veya serbest parametre sayısının fazla olduğunu gösterir. Eğer, χ^2_{ind} $>>$ 1 ise beklenen değerden uzak olduğu anlamına gelir yani zayıf bir fite işaret eder. Dolayısıyla, ideal olarak χ^2_{ind}'nin 1'e eşit olması beklenmektedir [6] (Bevington ve Robinson, 2003; Taylor, 1997). Bununla beraber, χ^2_{ind} $\sim$1 olması beklense de χ^2_{ind} değerinin 0.8 ile 1.2 arasında olması durumunda beklenen ve gözlenen verilerin benzer olduğu söylenebilir (Bardho, 2016).

Öncelikle, ekibimiz tarafından geliştirilen kodu test etmek için `afterglowpy` ile sentetik ışık eğrileri üretilmiş ve fitleri gerçekleştirilmiştir. Sentetik ışık eğrilerinin üretimi sırasında `afterglowpy` ışık eğrilerine ait akı hataları üretilmediğinden dolayı, çıktı ışık eğri dosyasına bir kolon daha eklenip akılara ait hatalar % 10, %100 ve %1000 şeklinde eklenmiştir. Daha

[6] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node10.html



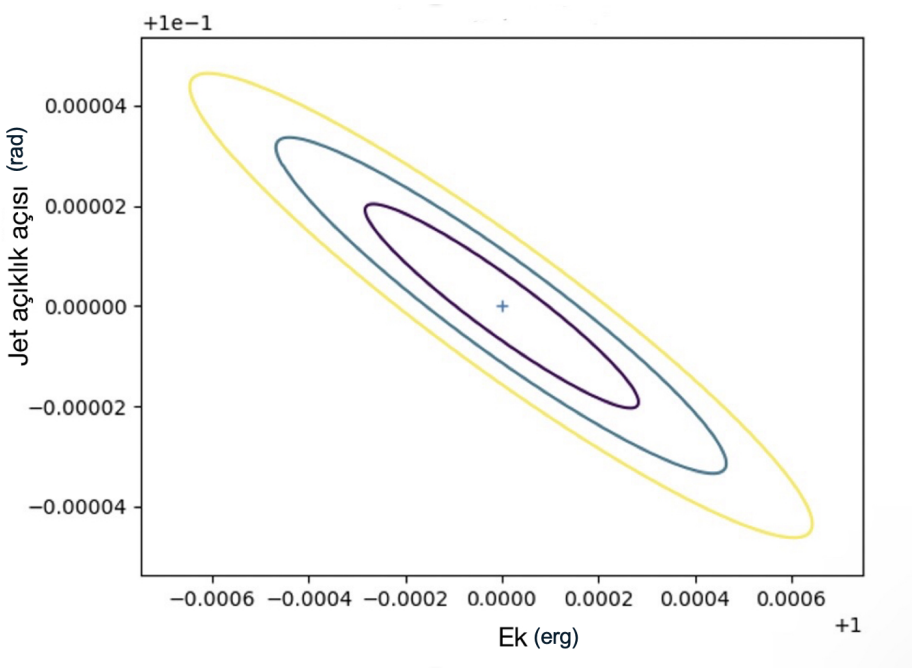
Şekil 3.4: Keyfi değer girdileri ile üretilmiş `afterglowpy` ışık eğrisi ve ona yapılan fit.

sonra, Sherpa ile sentetik ışık eğrisi fitleri hesaplanmıştır. Sentetik ışık eğrisi (mavi renkli noktalar) ile fit ışık eğrisi (turucu çizim) örneği Şekil 3.4'te verilmiştir. Sentetik ardıl ışınım ışık eğrisine fit hesaplanması sırasında parametre seti önce iki girdi olarak seçilmiştir. Yani, kinetik enerjiye (E_k) karşılık çevresel parçacık yoğunluğu (n) girdileri verilmiştir. Daha sonra diğer parametre ikilileri: E_k'ya karşılık jet açıklık açısı ve E_k'ya karşılık gözlenme açısı olarak şeçilmiştir. E_k değerleri: 10^{49} erg, 10^{50} erg, 10^{51} erg, ve 10^{52} erg; ve n değerleri: 10^{-3} cm^{-3}, 10^{-1} cm^{-3} ve 1 cm^{-3} şeklinde verilmiştir. Jet açıklık açısının (θ_j) radyan değerleri: 0, 0.05, 0.1, 0.15 şeklinde verilmiştir. Kinetik enerji değerleri (E_k): 10^{48} erg, 10^{49} erg, 10^{50} erg, 10^{51} erg ve 10^{52} erg; gözlenme açıları (θ_{obs}) ise: 0.04 radyan, 0.05 radyan, 0.1 radyan, 0.12 radyan ve 0.15 radyan olarak verilmiştir. E_k'ya kaşılık θ_j fit sonuçları Şekil 3.4'te gösterilmiştir. Aynı uygulama ile E_k'ya karşılık gözlenme açısı ve çevresel parçacık yoğunluğuna ait sentetik ışık eğrileri ve fitler elde edilmiştir. E_k ve jet açıklık açısına ait girdi ve çıktı sonuçları Şekil 3.5'te tablo şeklinde gösterilmiştir. Ayrıca, E_k'ya karşılık jet açıklık açısı hata konturu Şekil 3.6'da gösterilmiştir. Sonuç olarak, üretilen sentetik ışık eğrilerinin ardıl ışınım fiziksel parametreleri ile fit sonuçlarından elde edilen ardıl ışınım fiziksel parametreleri (E_k ve θ_j) için aynı değerler elde edilmiştir.

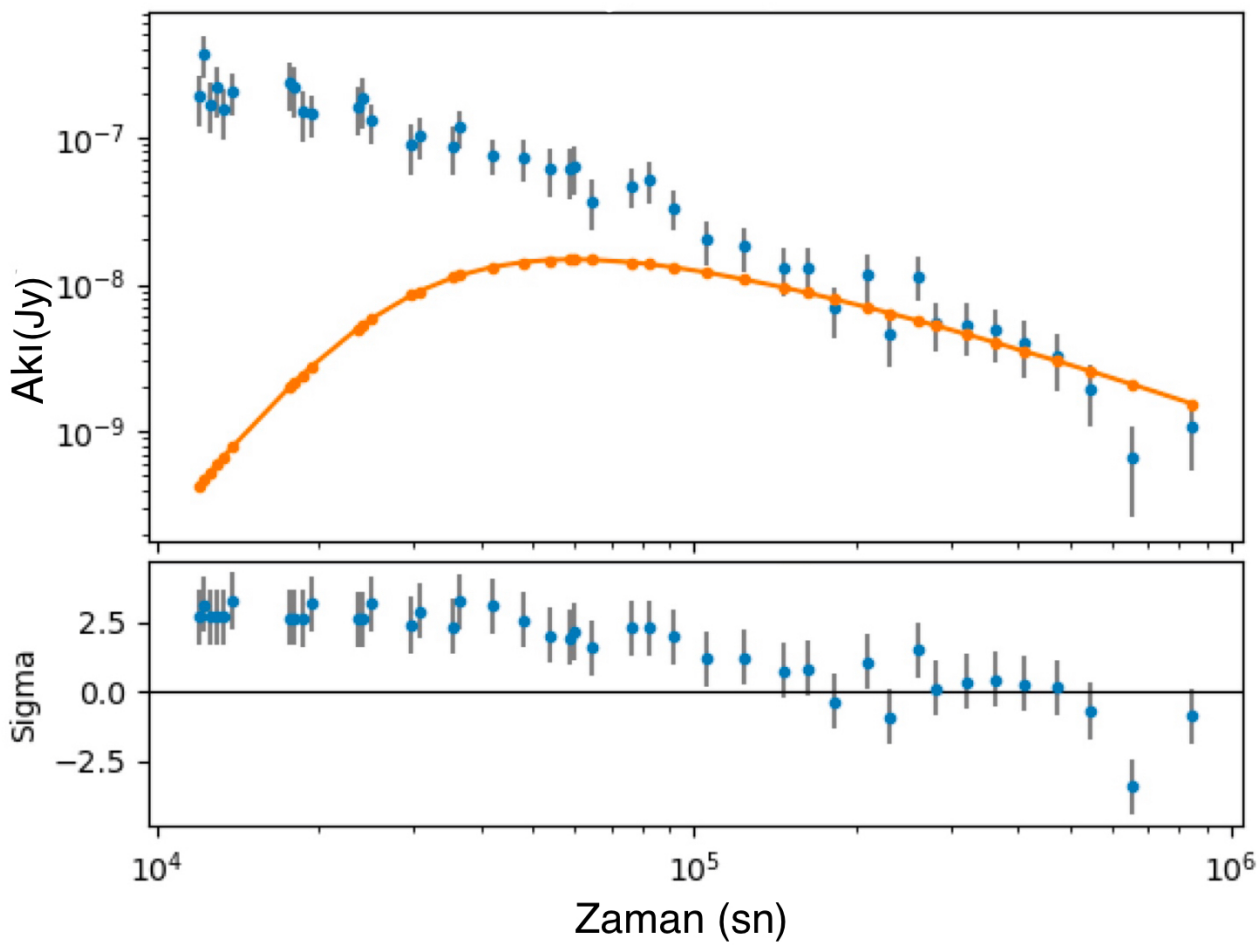
Sentetik ardıl ışınım ışık eğrilerinin fit sonuçlarına göre, ekibimizce geliştirilen Sherpa kodu ile başarılı sonuçlar elde edilmiştir. Sentetik ışık eğrileri ile çalışıldıktan sonra gözlenen kaynaklara ait ışık eğrileri için benzer uygulamalara devam edilmiştir. Elde edilen başarılı fit

		Hata oranı	$E_k\ x10^{50}$ Ek-**θ** çıktısı	χ^2	Hata (-)	Hata (+)
Ek (erg)	1e+48	f/10	0.01	0.0000005	0.000074	0.000088
θ (rad)	0.10		0.1		0.00579	0.000445
Ek (erg)	1e+48	f/1000	0.001	0.00000005	0.000001	0.000001
θ (rad)	0.10		0.1		0.000056	0.000004
Ek (erg)	1e+48	f/10	0.01	0.0000006	0.00025	0.000265
θ (rad)	0.15		0.15		0.00273	0.0027131
Ek (erg)	1e+48	f/1000	0.01	0.00620498	0.000026	0.0000026
θ (rad)	0.150		0.15		0.000027	0.0000274
Ek (erg)	1e+49	f/10	0.1	0.0000004	0.008811	0.0088111
θ (rad)	0.05		0.05		0.003210	0.0032102
Ek (erg)	1e+49	f/1000	0.1	0.0000001	0.000087	0.00008841
θ (rad)	0.05		0.05		0.000031	0.00003199
Ek (erg)	1e+50	f/10	1	4.69338e-12	0.010836	0.0106494
θ (rad)	0.20		0.2		0.001772	0.0018290
Ek (erg)	1e+50	f/1000	1	4.69338e-12	0.010836	0.0106494
θ (rad)	0.20		0.2		0.001772	0.0018290
Ek (erg)	1e+51	f/10	10	0.00000064	0.08397	0.0840726
θ (rad)	0.05		0.05		0.004243	0.0043783
Ek (erg)	1e+51	f/1000	1	0.00655954	0.000822	0.00082975
θ (rad)	0.05		0.05		0.00005	0.00004373

Şekil 3.5: E_k'ya karşık jet açıklık açı değerleri ile oluşturulan sentetik ışık eğrilerinin fit sonuçları.



Şekil 3.6: E_k'ya karşık jet açısı 1, 2 ve ve 3 sigma için hata konturları gösterilmektedir. Bu örnekte E_k=10^{52} erg ve $\theta_j = 0.05$ olarak verilmiştir.



Şekil 3.7: Jet bakış doğrultusu dışında kalan gözlenme açısı 0.5 rad ($\sim 30^\circ$) verilerek fit sonucu gösterilmektedir. Burada, turuncu çizim fit sonucu olarak gösterilmiştir.

sonuçlara dayanarak, literatürde ardıl ışınımın fiziksel parametreleri belirlenmiş kaynaklara odaklanılmıştır. Çünkü literatürde ardıl ışınımın fiziksel parametreleri belirlenmiş olan kaynaklar mevcuttur ve bu kaynaklara ait ışık eğri fit sonuçları ile karşılaştırma şansına sahip olunmuştur. Böylece, ekibimizce Sherpa içinde geliştirilen kodların daha önceki çalışmalarla uyumlu sonuçlar verip vermediğini deneyimleme imkanı elde edilmiştir.

GIP ardıl ışınım kaynaklarına ait en iyi parametre seti oluşturulmadan önce bazı ardıl ışınım fiziksel parametreleri sabit alınmıştır. Kısa ve uzun GIP'lar için ε_B, ε_e ve p sabit alınmıştır. Örneğin, kısa GIP olan GRB 051221A kaynağı için $\varepsilon_B = 0.01$, $\varepsilon_e = 0.1$, $p = 2.24$ parametreleri sabit ve kırmızıya kayması (z) 0.556 alınmıştır (Fong *ve diğ.*, 2015). Uzun GIP olan GRB 121027A kaynağı için ise $\varepsilon_B = 3.23 \times 10^{-7}$, $\varepsilon_e = 0.024$, $p = 2.16$ parametreleri sabit ve kırmızıya kayması (z) 1.773 alınmıştır (Zhang *ve diğ.*, 2015).

Tez kapsamında, ardıl ışınım ışık eğrilerine ait fitlerin hesaplanması için seçilen serbest

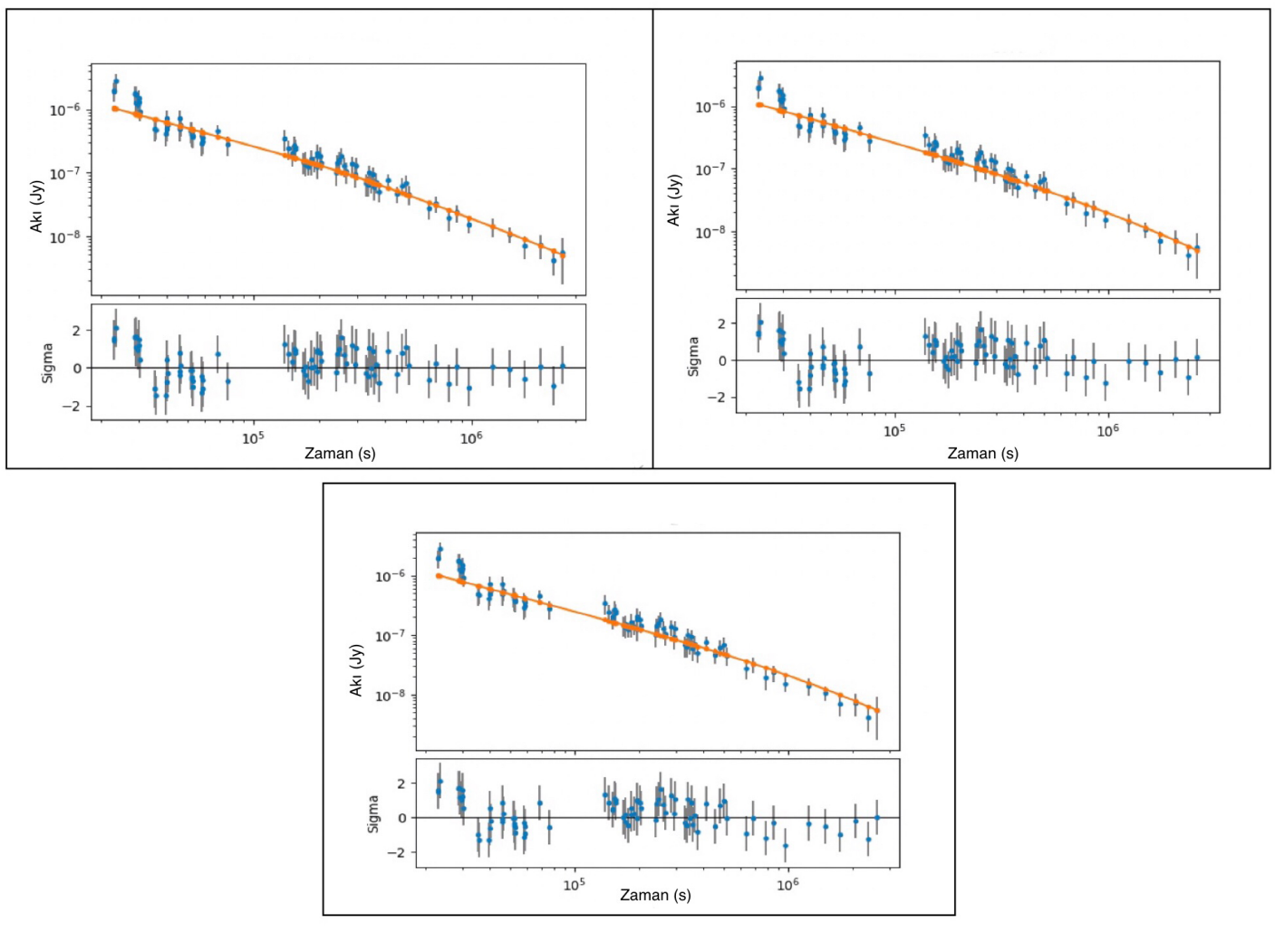
parametreler: E_K, $\theta_j(rad)$, $n(\ \mathrm{cm}^{-3})$ ve $\theta_{obs}(rad)$ şeklinde seçilmiştir. Daha iyi fit parametre seti oluşturmak için serbest parametre sayısı azaltılarak kullanıcı girdisi olarak belirlenmiştir. Azaltılan bu serbest parametre, gözlenme açısı (θ_{obs}) olarak tercih edilmiş ve gözlenme açısı sıfırdan başlanarak yani, 0, 0.01, 0.02 ... 0.7 radyan şeklinde gözlenme açı değerleri girilerek en iyi χ^2_{ind} bulunmaya çalışılmıştır. Serbest parametreler için seçilen limitler: $10^{48} < E_K(erg) < 10^{55}$, $0.01 < \theta_j(rad) < pi/2$ ve $10^{-10} < n(cm^{-3}) < 10^{10}$ şeklinde belirlenmiştir (Ryan *ve diğ.*, 2019). Elle girilen gözlenme açılarının doğru fit sonuçlarına ulaştırdığının teyit edilmesi amacıyla gözlenme açısına 0.5 radyan (30 derece) verilmiştir. Bu gözlenme açısı sonucunda istenilen fit gerçekleşmemiştir (Şekil 3.7). Dolayısıyla, doğru gözlenme açıları verildiğinde ancak istenilen sonuçlara ulaşıldığı gözlemlenmiştir.

4. BULGULAR

Tez kapsamında, örnek bir GIP kaynağına ait X-ışını ardıl ışınım verileri kullanılarak doğru sonuçlara ulaşılmış ve bu çalışmada, GIP ardıl ışınımının fiziksel parametreleri belirlenmiş bir kaynak üzerinden incelenmiştir. Daha sonra, her bir X-ışın ardıl ışınım ışık eğrisi Sherpa içine veri olarak girilerek ve ekibimizce hazırlanan model program kullanılarak silindirik şapka jet modeli, Gauss jet modeli ve güç kanunu jet modeli ile fit sonuçları elde edilmiştir. Bu bağlamda, literatürde ardıl ışınım fiziksel parametreleri bilinen uzun GIP GRB 121027A örnek kaynak seçilmiştir. Bu kaynağa ait X-ışın ışık eğrileri kullanılarak üç farklı jet modeli fit sonuçları Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Şekil 4.1'de sol üst grafik silindirik şapka jet modeline, sağ üst grafik Gauss jet modeline ve alt grafik ise güç kanunu jet modeline ait fit sonuçlarını göstermektedir. Üç farklı jet modeline ait fiziksel parametre fit sonuçları Tablo 4.1'de verilmiştir. Elde edilen ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçlarının literatürle uyumlu olduğu bulunmuştur (Zhang *ve diğ.*, 2015). Böylece, elde edilen fit sonuçları bağlamında, literatürdeki kaynağa ait ardıl ışınımın fiziksel parametreleriyle uyumlu olduğu ve kullanılan yöntemin tutarlılığı teyit edilmiştir. Daha sonra, kısa GIP ardıl ışınım fiziksel parametre fit çalışmalarına başlanmıştır. Her bir kısa GIP ardıl ışınım sonuçları aynı grafik içerisinde, silindirik şapka jet modeli, Gauss jet modeli ve güç kanunu jet modeli, şekil ve tablolar ile alt alta eklenmiştir. Bazı GIP kaynaklarına ait verilerinin azlığı sebebiyle, örneğin serbest parametre sayısının veri sayısına eşit olduğu durumlarda, bir serbest parametre daha sabit alınmıştır. Literatürde çevresel parçacık sayı yoğunluğu değerleri mevcut olduğunda bu parametre tercih edilmiştir. Daha sonra, Fong *ve diğ.* (2015) çalışmasında bulunan sayısal değerler kullanılarak en iyi fit sonuçları elde edilmiştir.

GRB 51221A kısa GIP kaynağına ait X-ışın ardıl ışınım ışık eğrisi üç farklı jet modeli fit sonuçları Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Şekil 4.2'de sol üst grafik silindirik şapka jet modeli, sağ üst grafik Gauss jet modeline ve alt grafik ise güç kanunu jet modeline ait fit sonuçlarını göstermektedir. Ardıl ışınım fiziksel parametre fit sonuçları Tablo 4.2'de verilmiştir. Üç jet model fit sonuçlarına göre kinetik enerji ortalama değerleri birbirine yakın elde edilmiştir. Benzer şekilde çevresel parçacık ortalama yoğunluk değerleri de birbirine yakın bulunmuştur. Ancak, jet açıklık açısı hem Gauss jet modelinde hem de güç

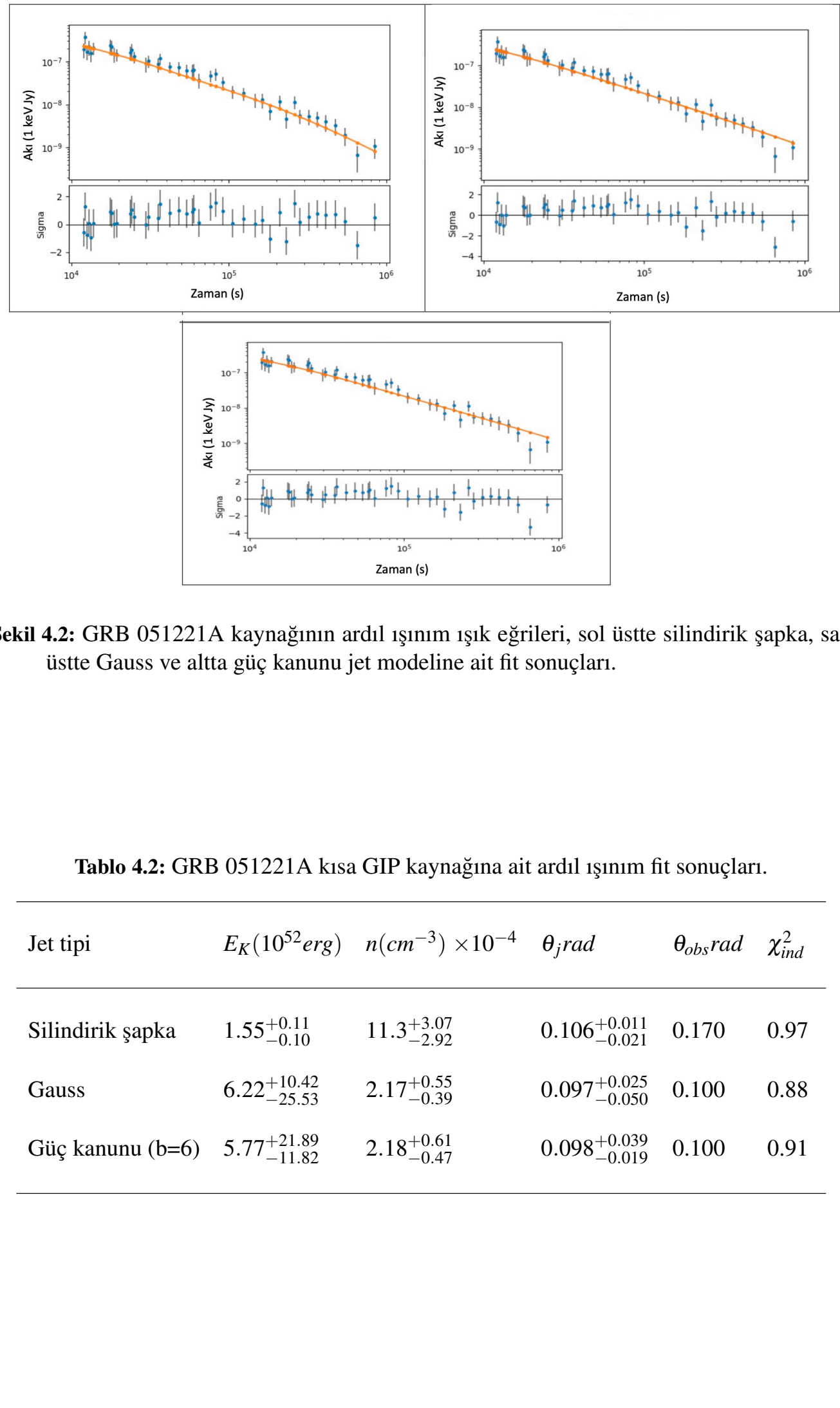
kanunu jet modelinde ortalama jet açıklık açı değerleri birbirine yakın elde edilmiş, ancak silindirik şapka jet modelinde ise ortalama daha dar bir jet yarı açıklık açısı bulunmuştur. Bununla beraber, silindirik şapka jet modeline ait ortalama gözlenme açısı daha dar bir açı hesaplanmış ve Gauss jet modeli ile güç kanunu jet modeli ortalama daha geniş bir gözlenme açısı elde edilmiştir. χ^2_{ind}ler, silindirik, Gauss ve güç kanunu jet modelinde birbirine yakın değerlere ulaşmıştır. GRB 51221A kaynağı için bulunan ardıl ışınım fiziksel parametrelerinin literatürle uyumlu olduğu gözlenmiştir (Fong *ve diğ.*, 2015). Bununla beraber, fit sonuç parametrelerinin istatistiksel olarak anlamlı olup olmadığı anlaşılması için kısa GIP olan GRB 51221A kaynağının $E_k - \theta_j$, $E_k - n$ ve $\theta_j - n$ parametre model uyumuna bakılmış ve silindirik şapka jet modeline ait bir örnek Şekil 4.3'te verilmiştir. Elde edilen ardıl ışınım fiziksel parametrelerinin güvenirlik eğrileri 1 ve 2 σ'yı gösteren kontür çizimi Şekil 4.3'te ve E_k, n ile θ_j parametrelerin istatistik değişimi ise Şekil 4.4'te gösterilmiştir.



Şekil 4.1: GRB 121027A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.1: GRB 121027A uzun GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

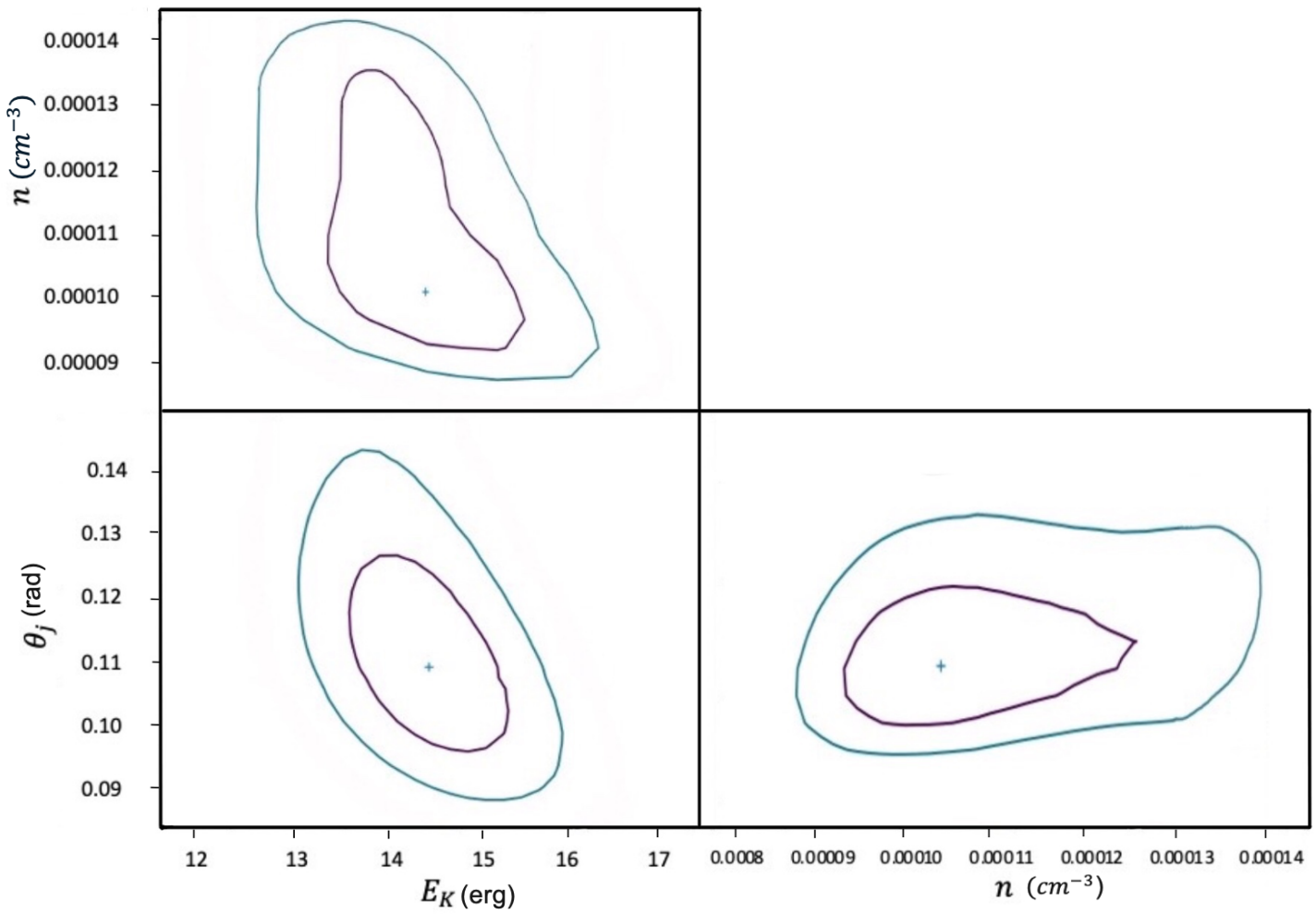
Jet tipi	$E_K(10^{53}erg)$	$n(cm^{-3})$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$9.66^{+1.06}_{-1.36}$	$482.3^{+358.2}_{-200.4}$	$0.127^{+0.027}_{-0.019}$	0.16	0.74
Gauss	$1.12^{+0.14}_{-0.15}$	$525.2^{+306.2}_{-227.4}$	$0.142^{+0.021}_{-0.011}$	0.18	0.78
Güç kanunu (b=2)	$1.09^{+0.19}_{-0.15}$	$596.8^{+341.2}_{-255.3}$	$0.098^{+0.039}_{-0.019}$	0.16	0.74



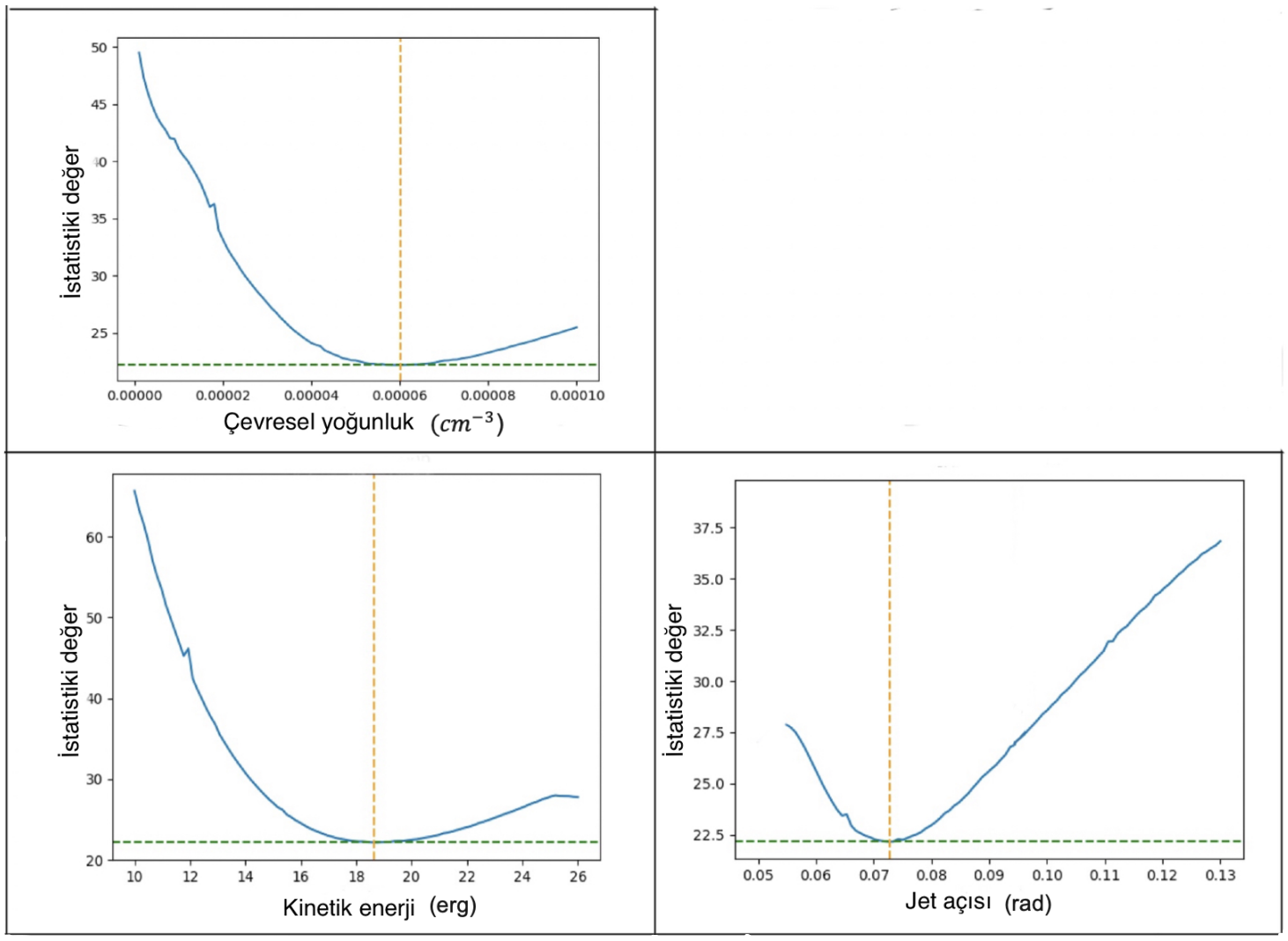
Şekil 4.2: GRB 051221A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.2: GRB 051221A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

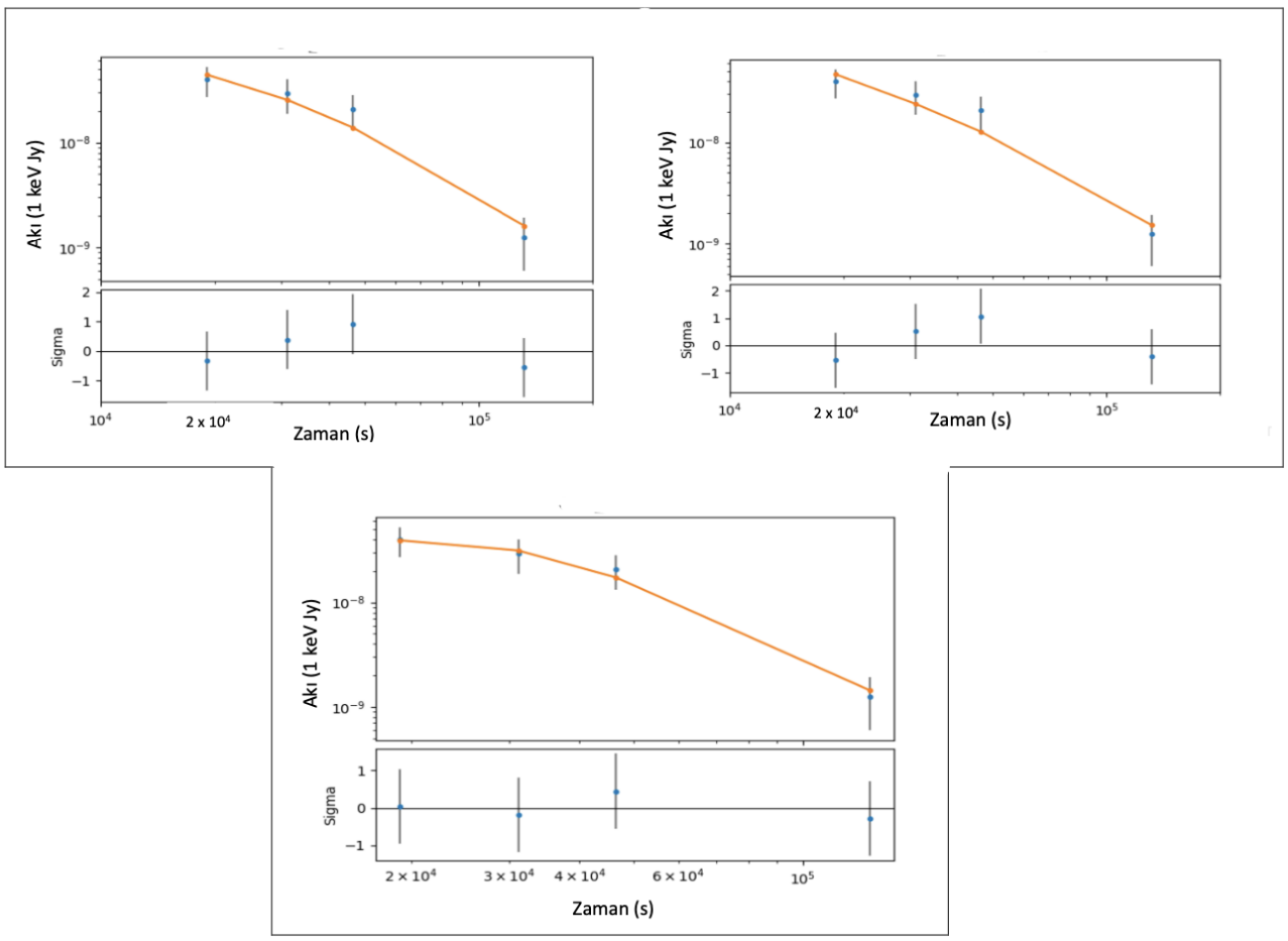
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$1.55^{+0.11}_{-0.10}$	$11.3^{+3.07}_{-2.92}$	$0.106^{+0.011}_{-0.021}$	0.170	0.97
Gauss	$6.22^{+10.42}_{-25.53}$	$2.17^{+0.55}_{-0.39}$	$0.097^{+0.025}_{-0.050}$	0.100	0.88
Güç kanunu (b=6)	$5.77^{+21.89}_{-11.82}$	$2.18^{+0.61}_{-0.47}$	$0.098^{+0.039}_{-0.019}$	0.100	0.91



Şekil 4.3: GRB 51221A kaynağının $E_k - \theta_j$, $E_k - n$ ve $\theta_j - n$ modeli ile oluşturulan 1 ve 2 σ hata konturları silindirik şapka jet model gösterimi.



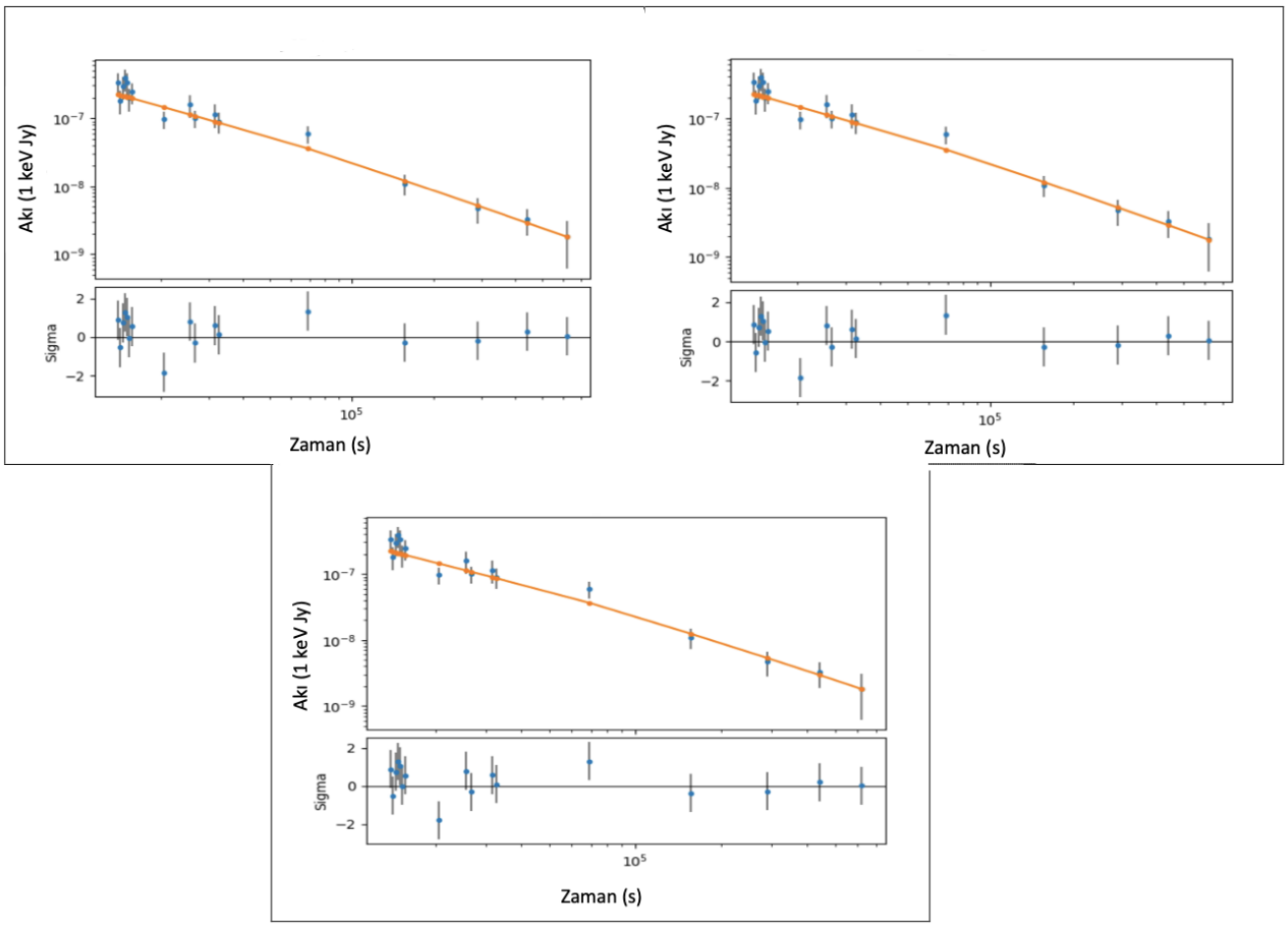
Şekil 4.4: GRB 51221A kaynağının E_k, n ve θ_j parametrelerinin istatistiki uyumu.



Şekil 4.5: GRB 080426 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.3: GRB 080426 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

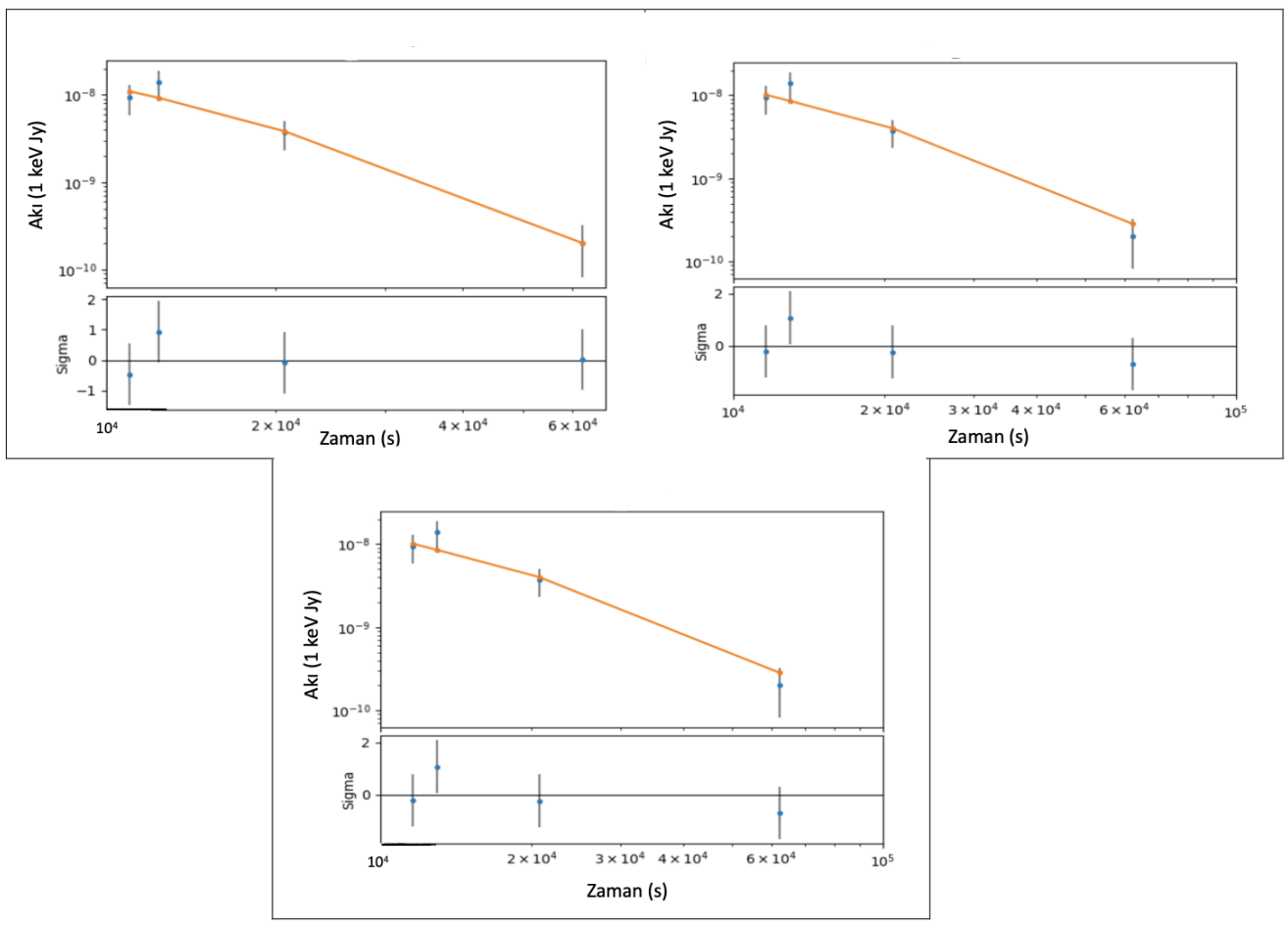
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.78^{+0.98}_{-0.35}$	$873.7^{+1561.2}_{-5735.9}$	$0.073^{+0.010}_{-0.051}$	0.050	0.43
Gauss	$0.83^{+0.42}_{-0.24}$	$2.29^{+1.25}_{-1.83}$	$0.030^{+0.011}_{-0.009}$	0.003	0.33
Güç kanunu (b=6)	$4.49^{+1.90}_{-1.82} \times 10^{-2}$	$4.44^{+69.30}_{-3.09}$	$0.019^{+0.011}_{-0.009}$	0.05	0.20



Şekil 4.6: GRB 090927 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.4: GRB 090927 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

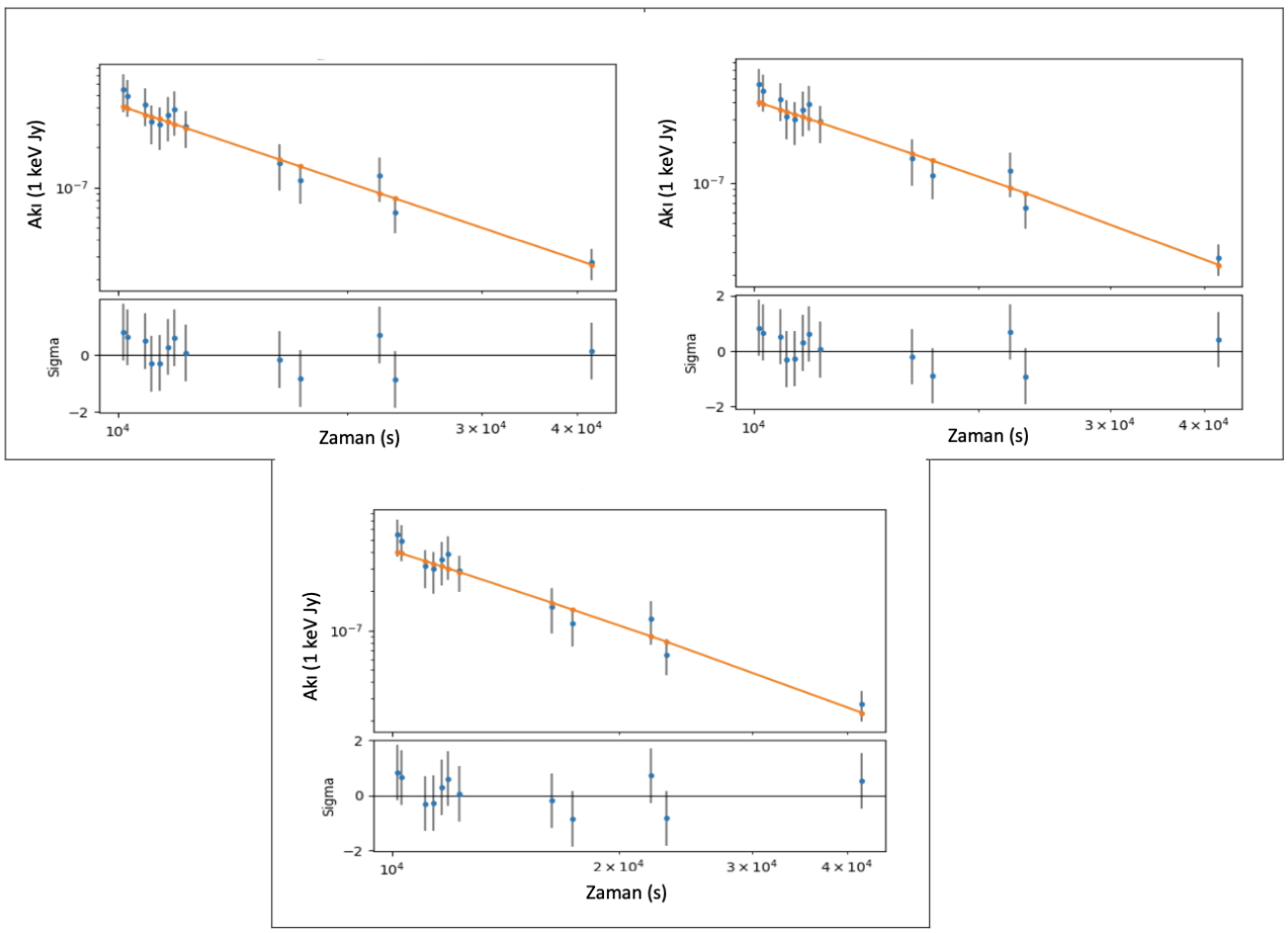
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$16.03^{+36.19}_{-2.42}$	$9.19^{+2.61}_{-1.52}$	$0.075^{+0.096}_{-0.040}$	0.040	0.88
Gauss	$1.10^{+2.81}_{-2.44}$	$2.63^{+2.31}_{-1.95}$	$0.059^{+0.019}_{-0.040}$	0.090	0.80
Güç kanunu (b=6)	$1.09^{+9.80}_{-7.50}$	$3.48^{+2.33}_{-1.90}$	$0.088^{+0.101}_{-0.037}$	0.150	0.79



Şekil 4.7: GRB 090510 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.5: GRB 090510 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

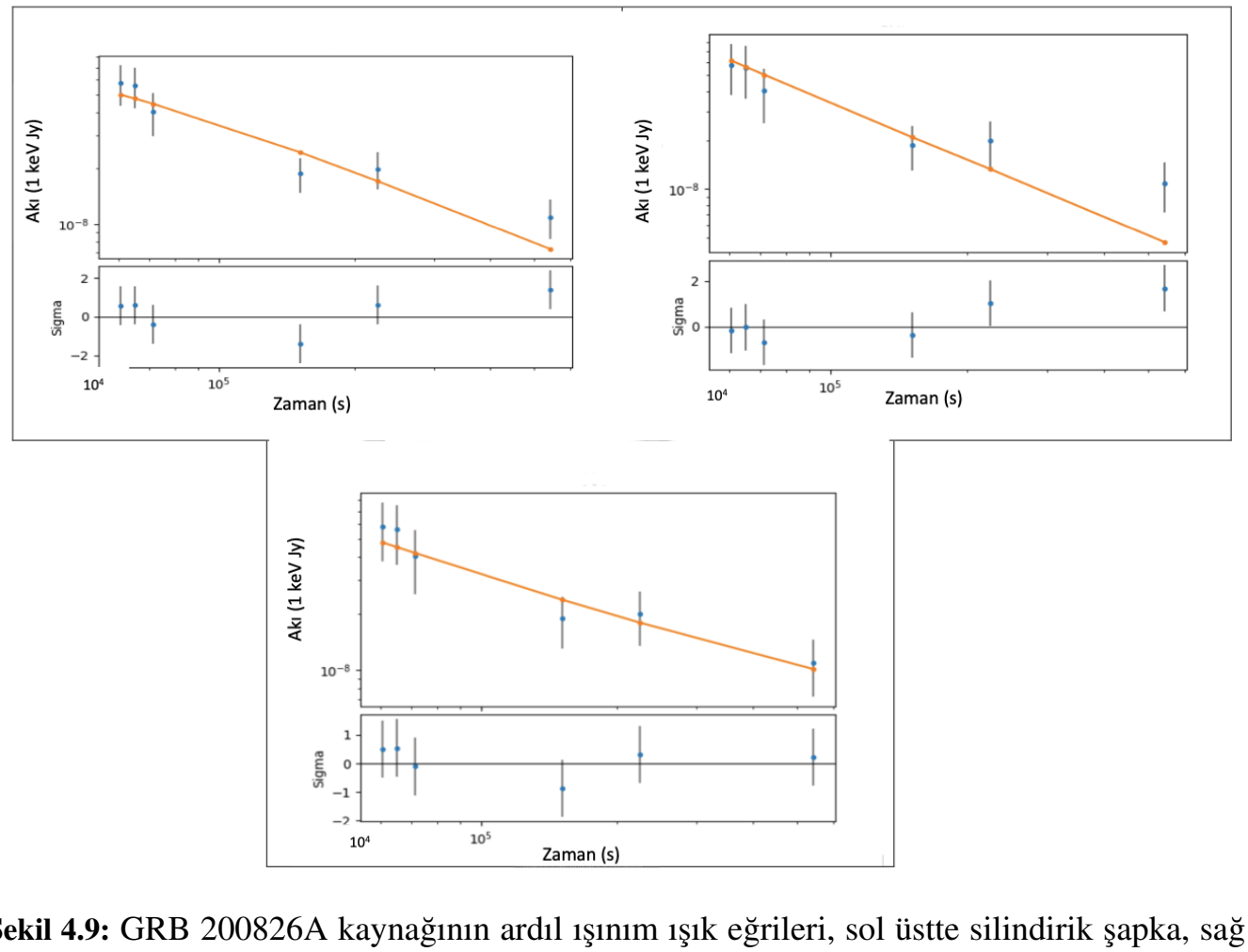
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.41^{+0.09}_{-1.52}$	$57.7^{+48.2}_{-28.7}$	$0.107^{+0.257}_{-0.049}$	0.015	1.09
Gauss	$0.13^{+7.05}_{-0.04}$	$16.60^{+20.31}_{-21.89}$	$0.046^{+0.094}_{-0.042}$	0.006	1.20
Güç kanunu (b=6)	$2.72^{+0.68}_{-0.29}$	$3.71^{+48.27}_{-2.44}$	$0.072^{+0.106}_{-0.053}$	0.030	1.18



Şekil 4.8: GRB 111121A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.6: GRB 111121A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

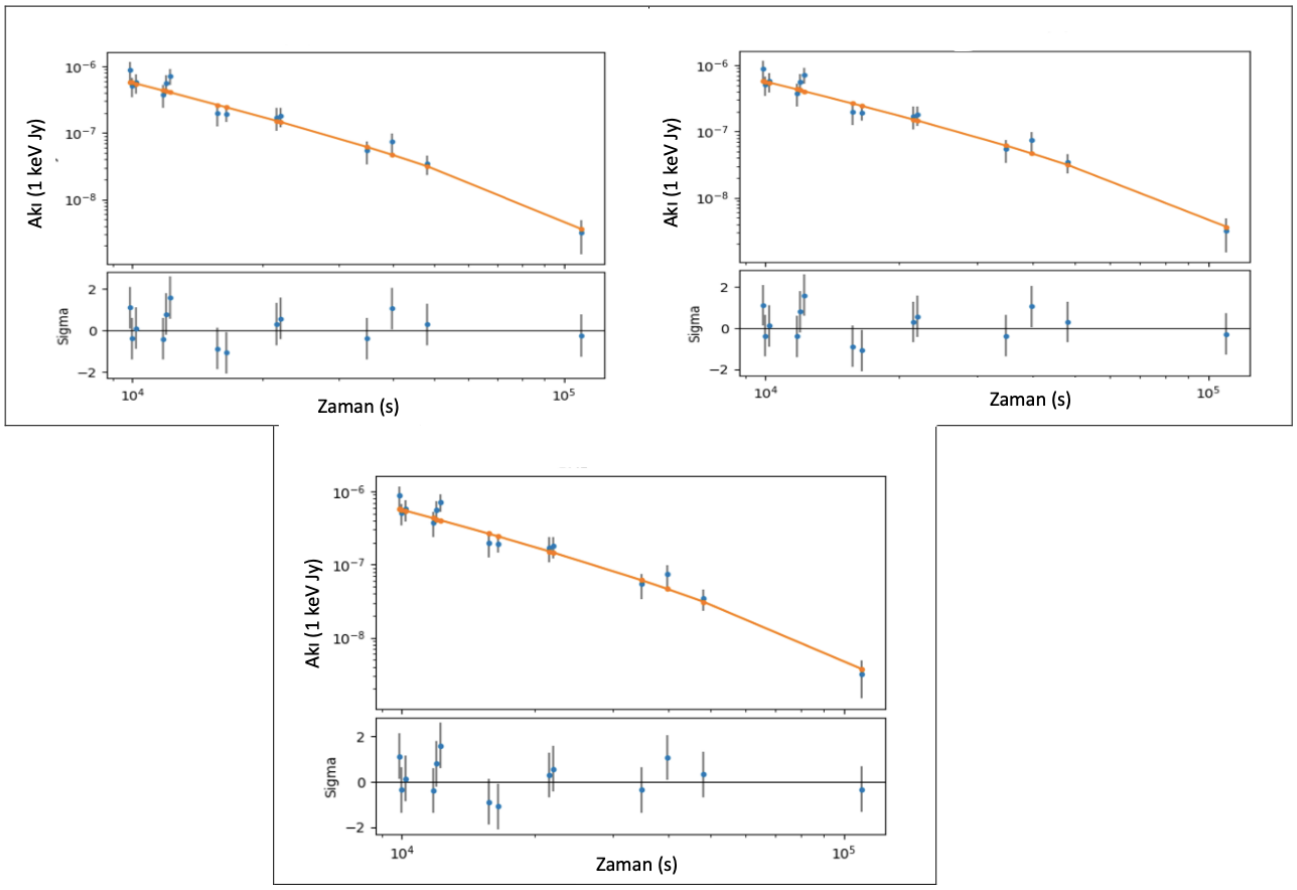
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$4.18^{+0.10}_{-0.52}$	$3.2^{+0.29}_{-0.44}$	$0.132^{+0.081}_{-0.009}$	0.100	1.08
Gauss	$2.72^{+0.68}_{-0.29}$	$3.71^{+48.27}_{-2.44}$	$0.072^{+0.106}_{-0.053}$	0.030	1.18
Güç kanunu (b=2)	$0.15^{+0.05}_{-0.10}$	$949.05^{+746.11}_{-265.77}$	$0.078^{+0.035}_{-0.020}$	0.060	0.44



Şekil 4.9: GRB 200826A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.7: GRB 200826A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

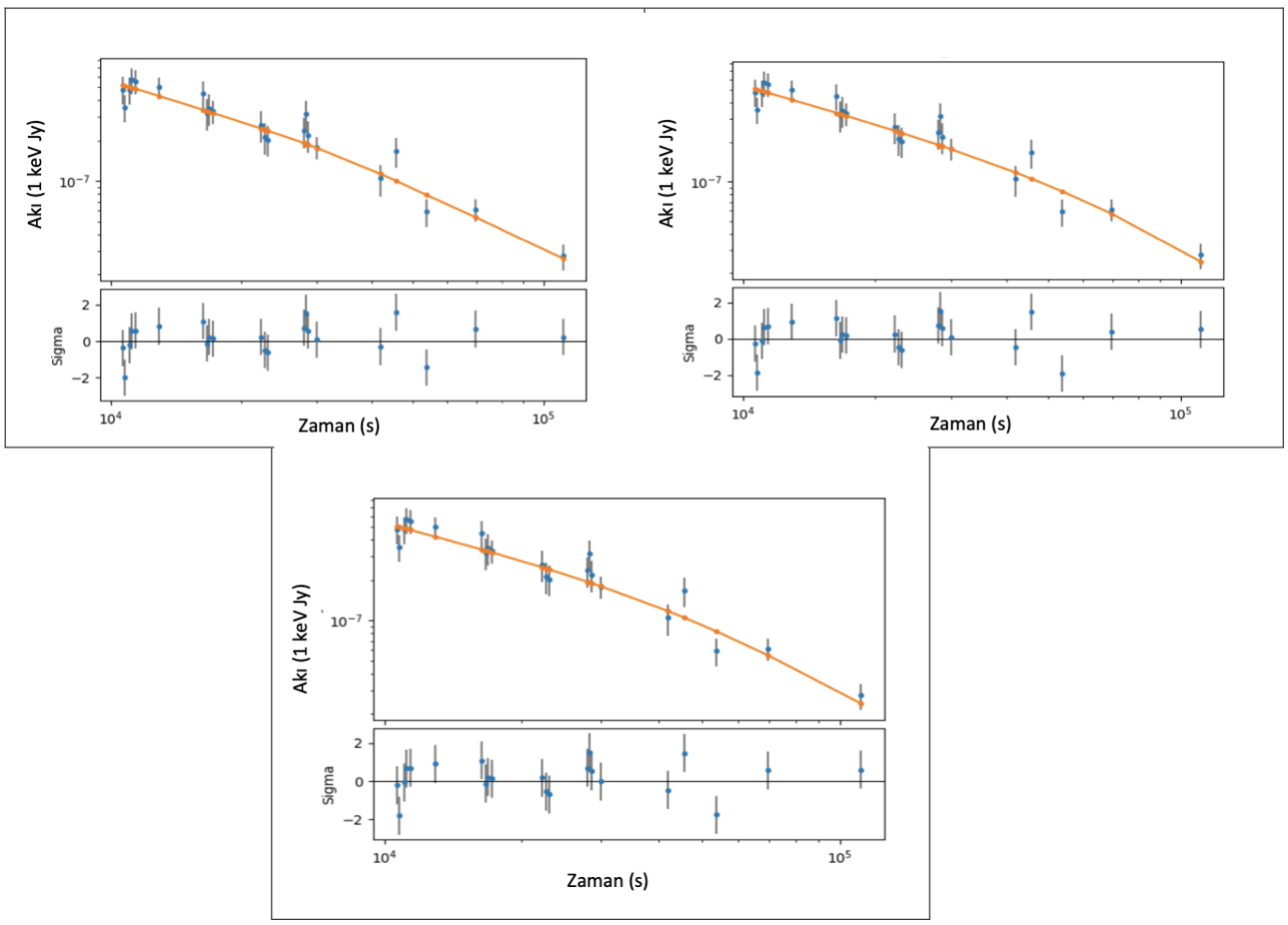
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$48.33^{+25.11}_{-46.63}$	$0.01^{+0.05}_{-0.01}$	$0.292^{+0.004}_{-0.004}$	0.250	1.55
Gauss	$13.07^{+25.10}_{-16.76}$	$19.77^{+372.31}_{-11.16}$	$0.102^{+0.032}_{-0.006}$	0.300	0.42
Güç kanunu (b=6)	$22.79^{+28.54}_{-24.87}$	$907.0^{+1092.30}_{-293.39}$	$0.056^{+0.029}_{-0.013}$	0.310	0.48



Şekil 4.10: GRB 130603B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.8: GRB 130603B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

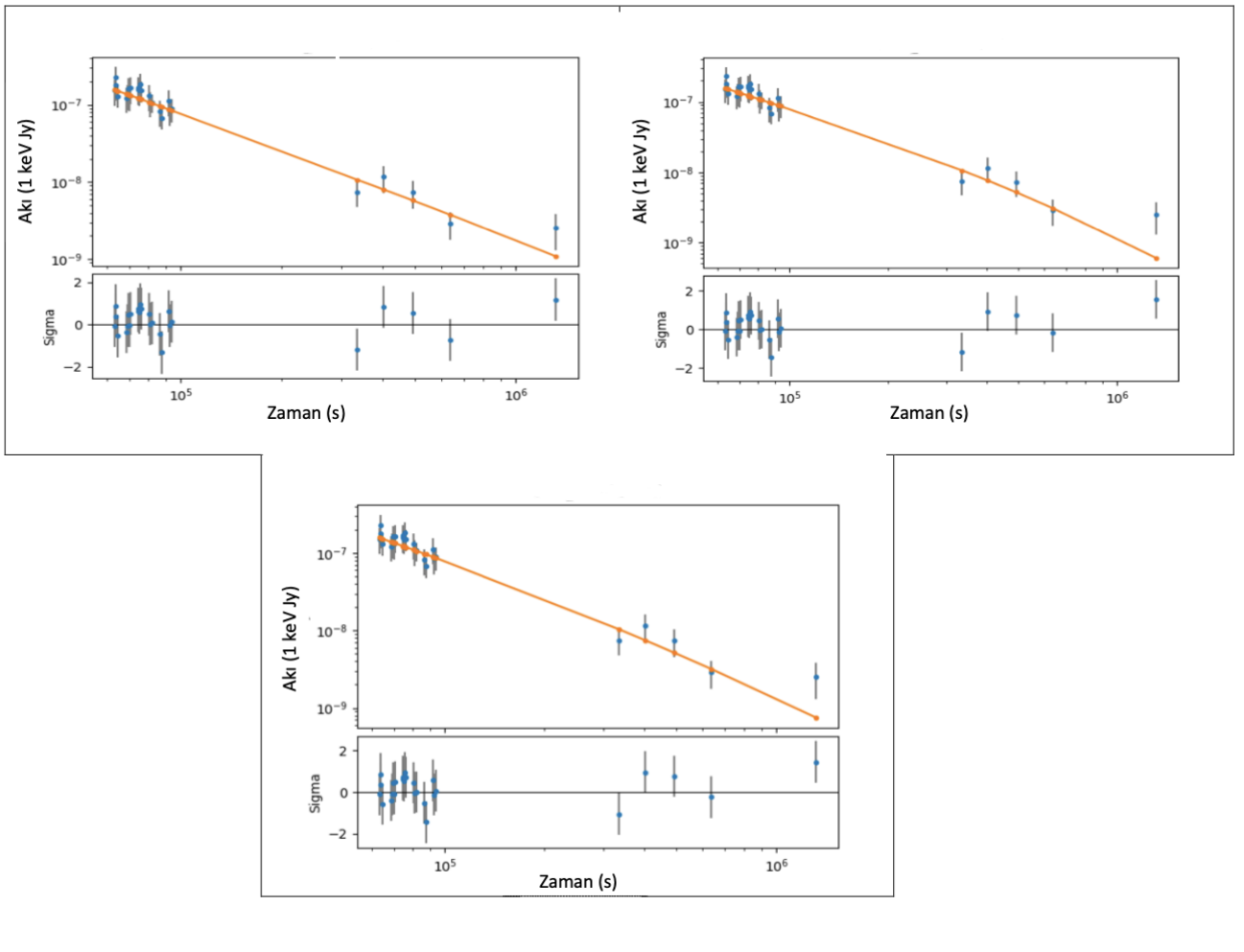
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$2.93^{+0.57}_{-1.76}$	$761.1^{+855.2}_{-479.1}$	$0.054^{+0.103}_{-0.019}$	0.070	0.86
Gauss	$0.10^{+0.15}_{-0.05}$	$11.3^{+11.24}_{-12.06}$	$0.046^{+0.145}_{-0.023}$	0.040	0.89
Güç kanunu (b=2)	$0.13^{+0.10}_{-0.07}$	$1245.3^{+7156.27}_{-848.79}$	$0.063^{+0.165}_{-0.025}$	0.100	0.88



Şekil 4.11: GRB 140903A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.9: GRB 140903A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

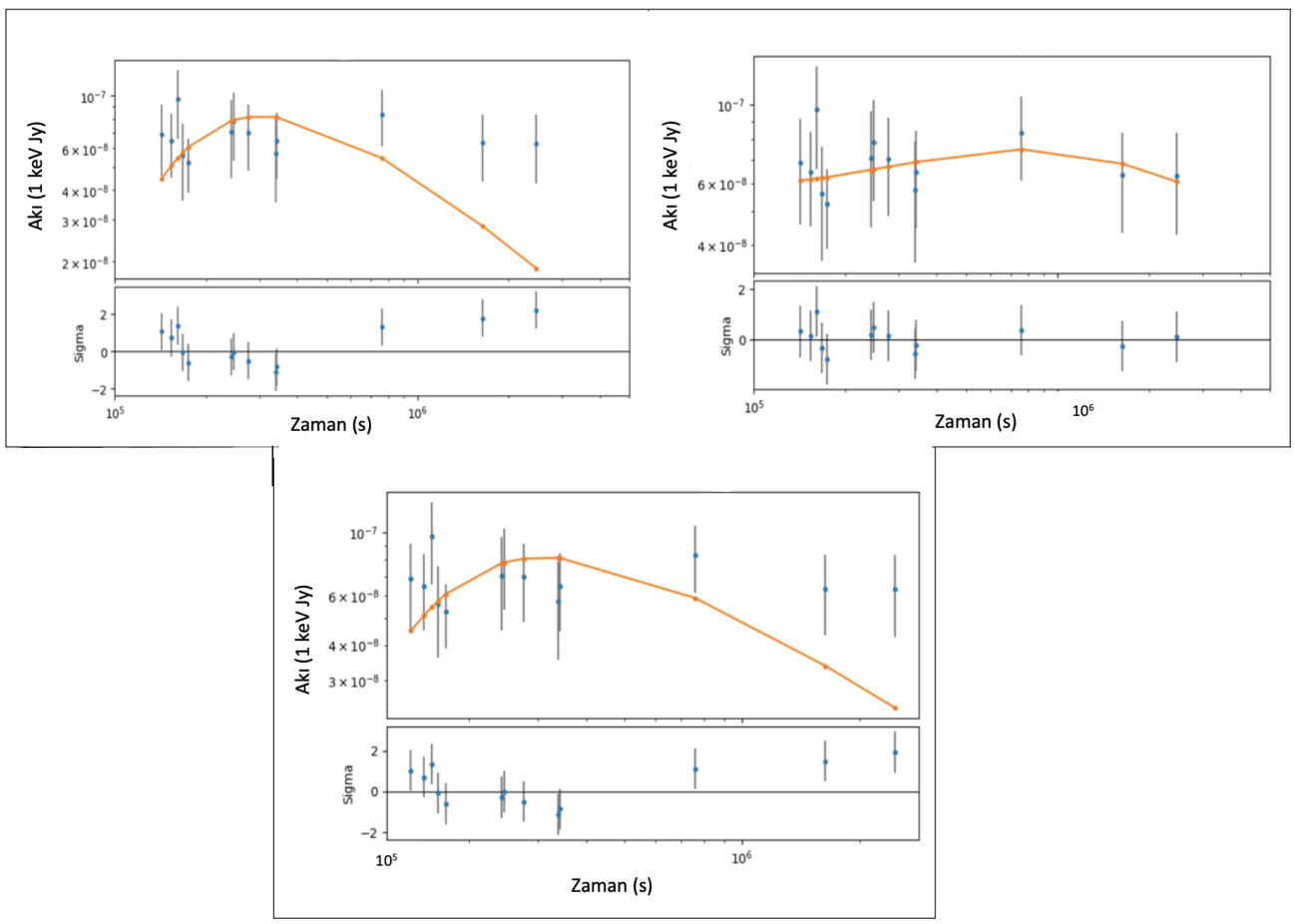
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$1.52^{+0.27}_{-0.06}$	$955.04^{+316.60}_{-366.74}$	$0.151^{+0.034}_{-0.015}$	0.080	0.84
Gauss	$1.13^{+0.39}_{-0.51}$	$16.67^{+11.57}_{-9.98}$	$0.032^{+0.102}_{-0.008}$	0.050	0.89
Güç kanunu (b=2)	$1.81^{+0.93}_{-1.02}$	$6.47^{+3.40}_{-2.78}$	$0.016^{+0.021}_{-0.006}$	0.040	0.86



Şekil 4.12: GRB 071020 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.10: GRB 071020 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

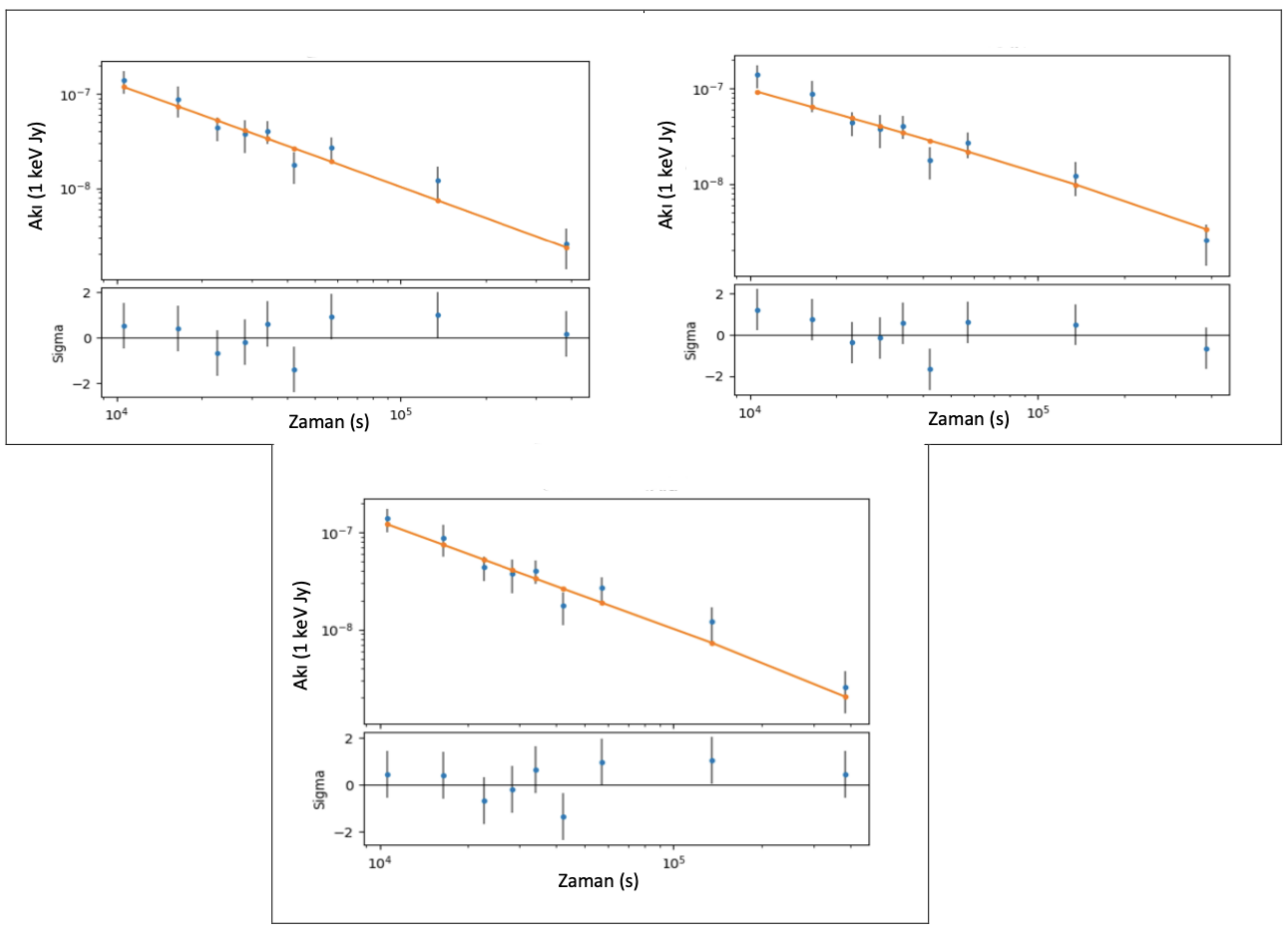
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$3.21^{+1.37}_{-0.46}$	$38.79^{88.12}_{59.30}$	$0.181^{+0.039}_{-0.037}$	0.130	0.48
Gauss	$3.99^{+4.73}_{-0.54}$	$4.40^{20.31}_{10.93}$	$0.194^{+0.134}_{-0.097}$	0.080	0.52
Güç kanunu (b=6)	$3.63^{+2.86}_{-0.55}$	$1.69^{2.23}_{5.99}$	$0.053^{+0.035}_{-0.071}$	0.050	0.98



Şekil 4.13: GRB 150101B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.11: GRB 150101B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

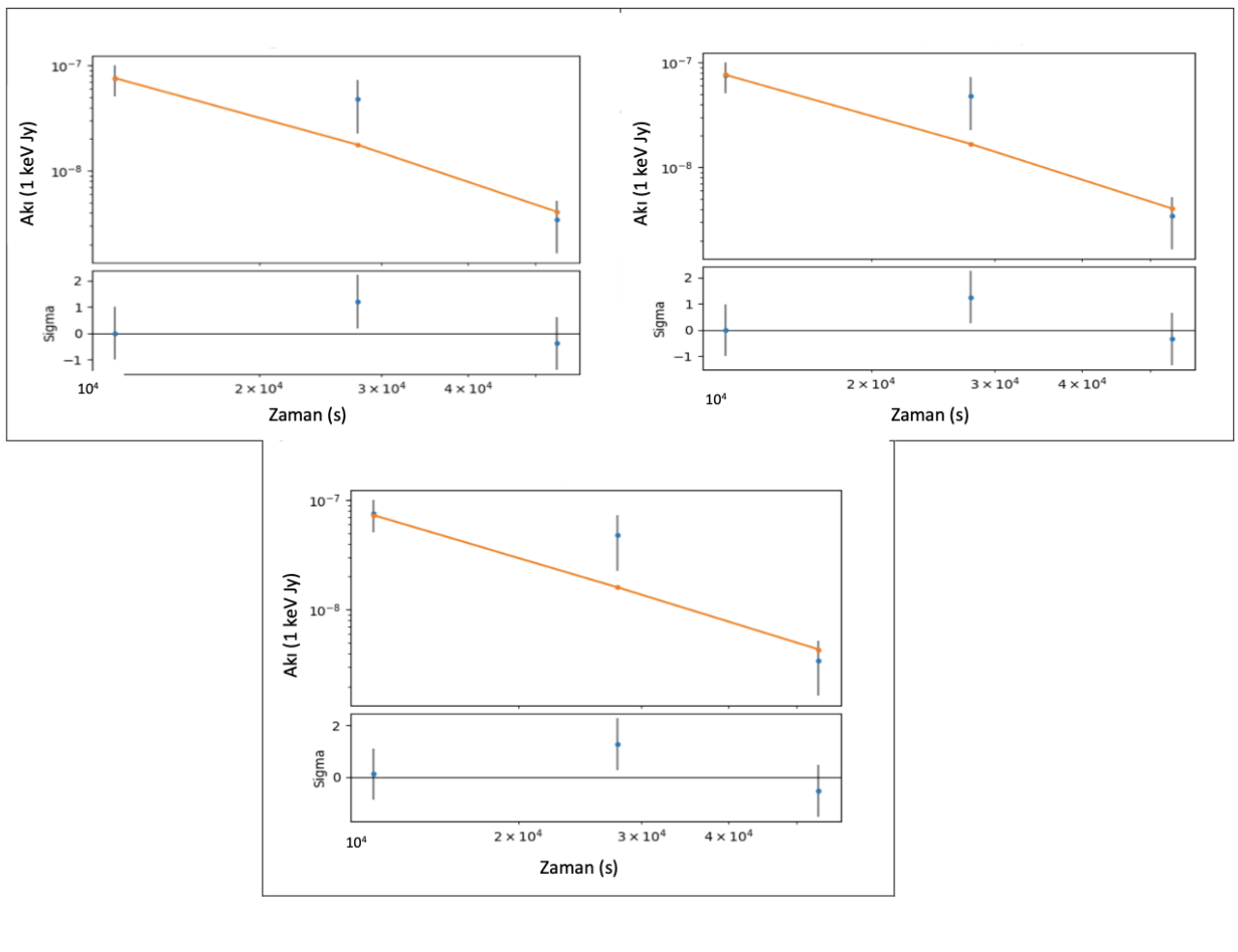
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$19.27^{+64.94}_{-7.99}$	$0.31^{+0.9}_{-0.06}$	$0.271^{+0.020}_{-0.050}$	0.280	2.23
Gauss	$27.61^{+41.39}_{-33.10}$	$0.85^{+0.54}_{-0.10}$	$0.120^{+0.261}_{-0.119}$	0.230	1.40
Güç kanunu (b=2)	$23.32^{+7.11}_{-4.29}$	$0.71^{+0.19}_{-0.12}$	$0.141^{+0.177}_{-0.097}$	0.260	2.32



Şekil 4.14: GRB 120804A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.12: GRB 120804A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

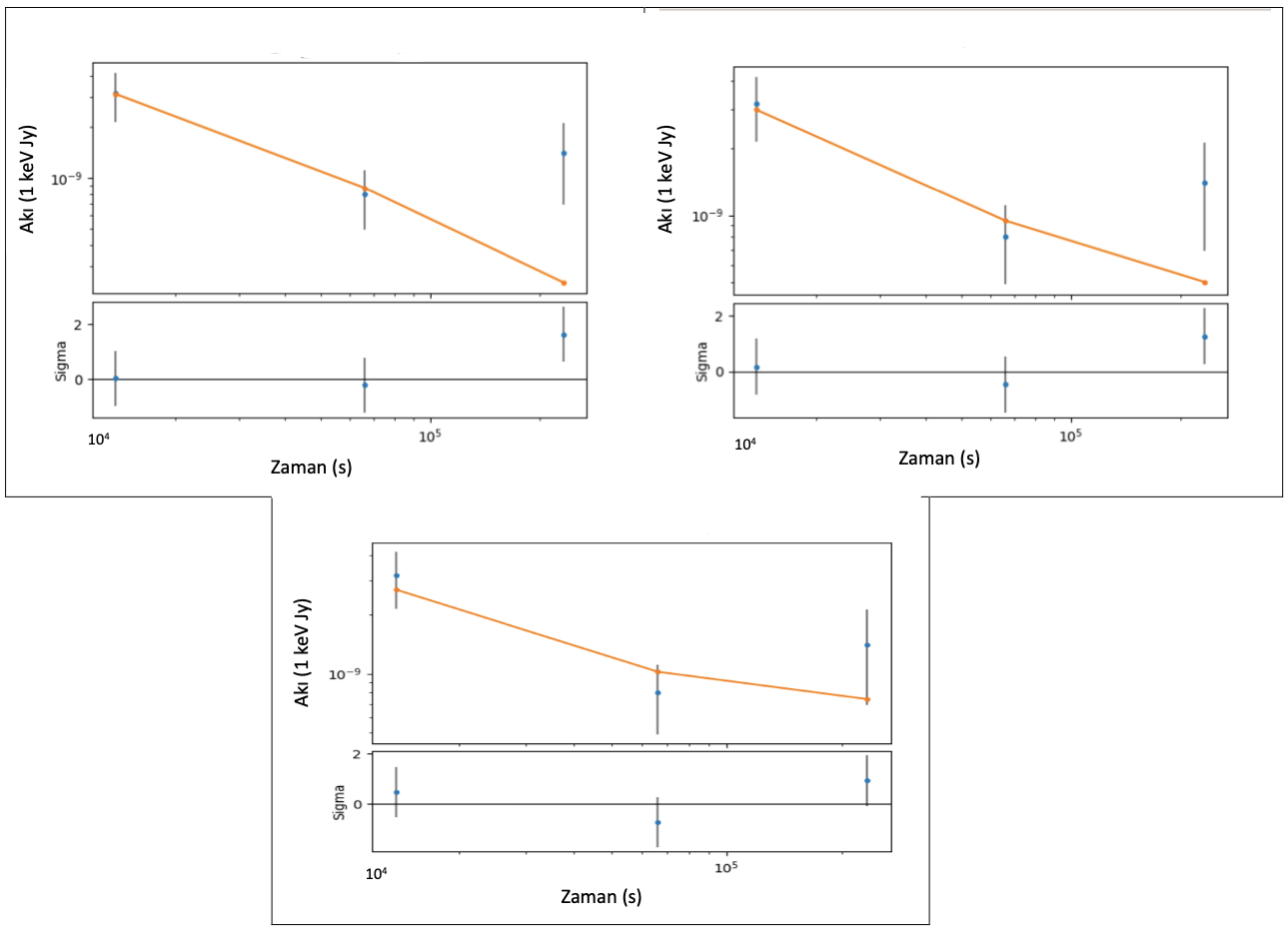
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.35^{+6.80}_{-0.17}$	$0.27^{+0.64}_{-0.50}$	$0.063^{+0.014}_{-0.011}$	0.050	0.76
Gauss	$1.86^{+4.80}_{-1.07}$	$8.11^{+138.47}_{-5.02}$	$0.071^{+0.092}_{-0.050}$	0.030	0.97
Güç kanunu (b=2)	$0.11^{+0.03}_{-0.02}$	$23.59^{+123.30}_{-12.05}$	$0.470^{+0.410}_{-0.315}$	0.020	0.87



Şekil 4.15: GRB 160821B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.13: GRB 160821B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

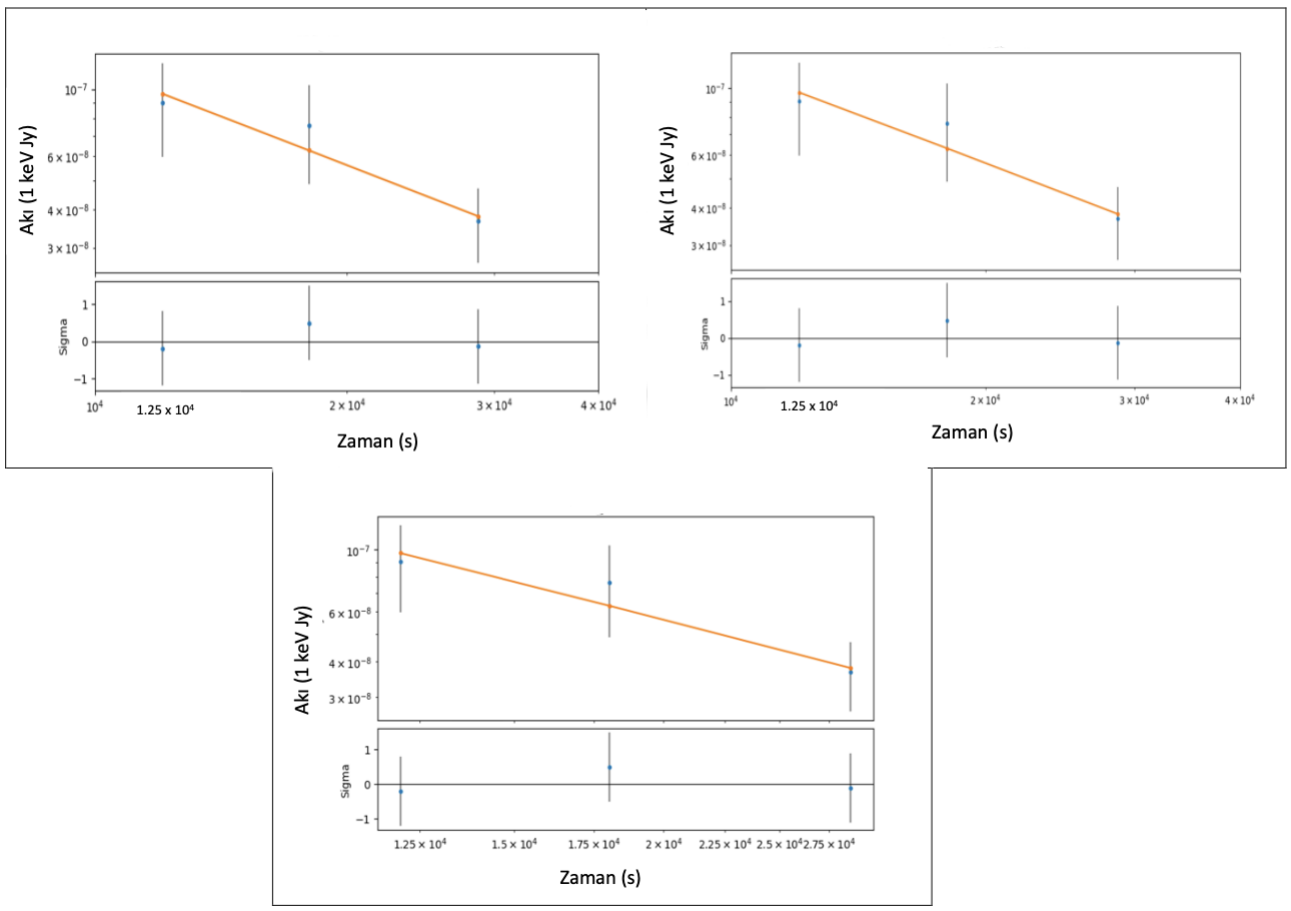
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$2.36^{+27.32}_{-0.67} \times 10^{-2}$	$sabit(30.00)$	$0.054^{+0.023}_{-0.031}$	0.060	1.48
Gauss	$3.84^{+2.87}_{-2.46} \times 10^{-2}$	$sabit(30.00)$	$0.196^{+0.127}_{-0.016}$	0.001	1.66
Güç kanunu (b=2)	$1.40^{+6.22}_{-1.40} \times 10^{-2}$	$sabit(30.00)$	$0.081^{+0.124}_{-0.050}$	0.020	2.34



Şekil 4.16: GRB 091109B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.14: GRB 091109B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

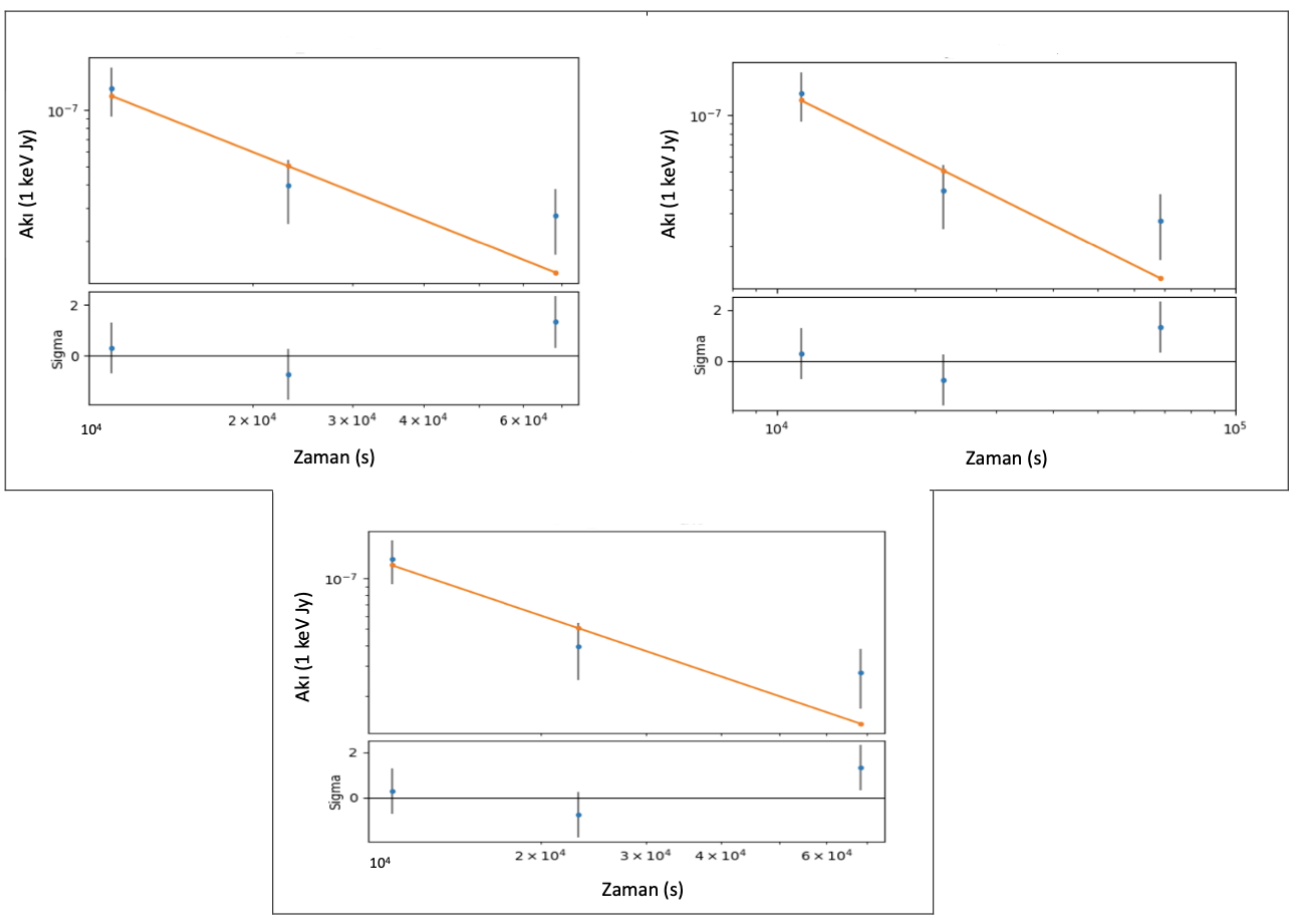
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.91^{+0.35}_{-0.57}$	$sabit(0.28)$	$0.135^{+0.016}_{-0.005}$	0.150	2.70
Gauss	$8.49^{+2.80}_{-2.11}$	$sabit(0.28)$	$0.045^{+0.023}_{-0.007}$	0.120	2.01
Güç kanunu (b=6)	$8.85^{+6.30}_{-2.36}$	$sabit(0.28)$	$0.016^{+0.023}_{-0.005}$	0.100	1.59



Şekil 4.17: GRB 130912A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.15: GRB 130912A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

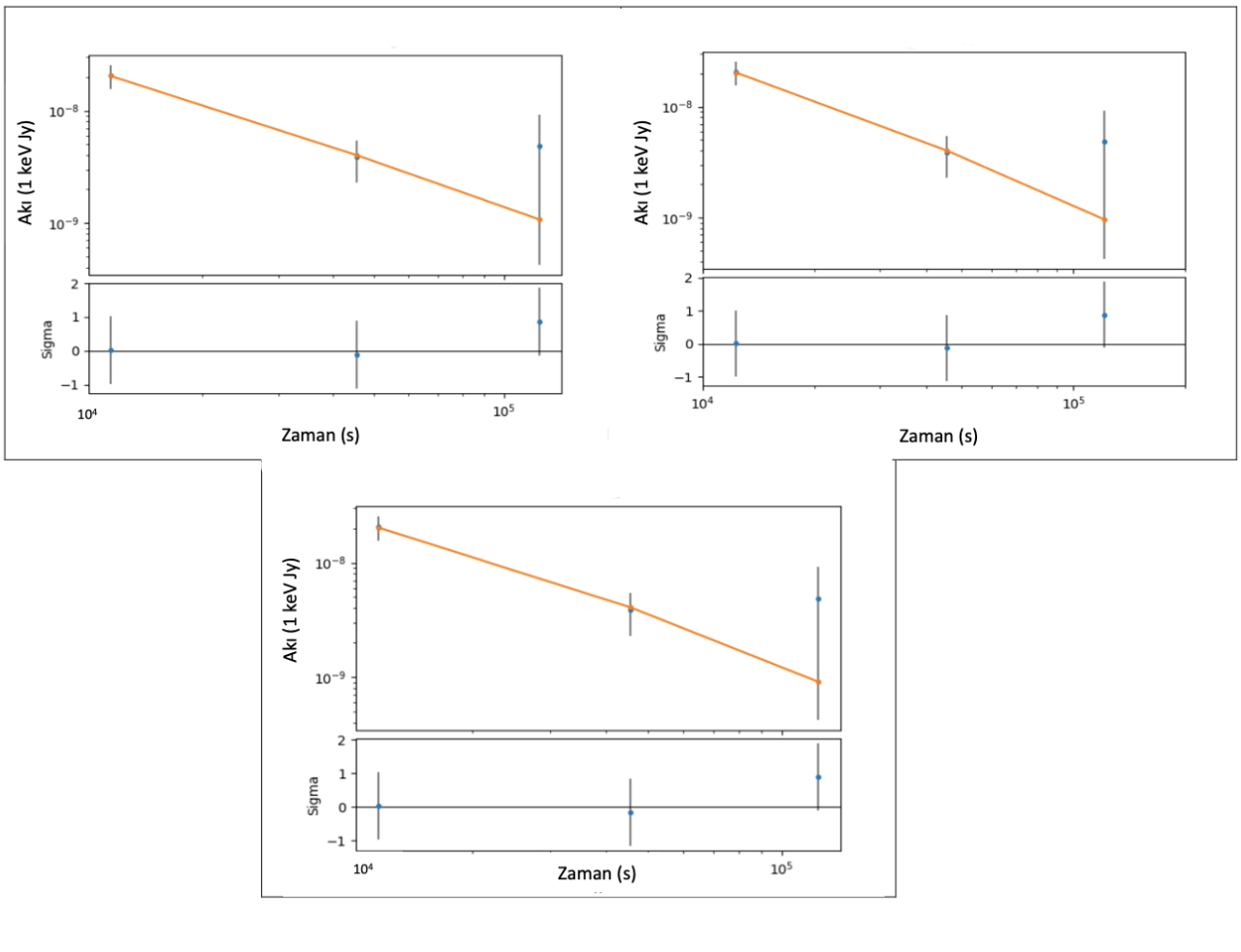
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.35^{+0.74}_{-0.49}$	$sabit(0.17)$	$0.283^{+0.375}_{-0.265}$	0.030	0.30
Gauss	$0.34^{+0.01}_{-0.01}$	$sabit(0.17)$	$0.196^{+0.145}_{-0.316}$	0.001	0.28
Güç kanunu (b=6)	$0.36^{+0.10}_{-0.52}$	$sabit(0.17)$	$0.196^{+0.316}_{-0.144}$	0.020	0.31



Şekil 4.18: GRB 131004A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.16: GRB 131004A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

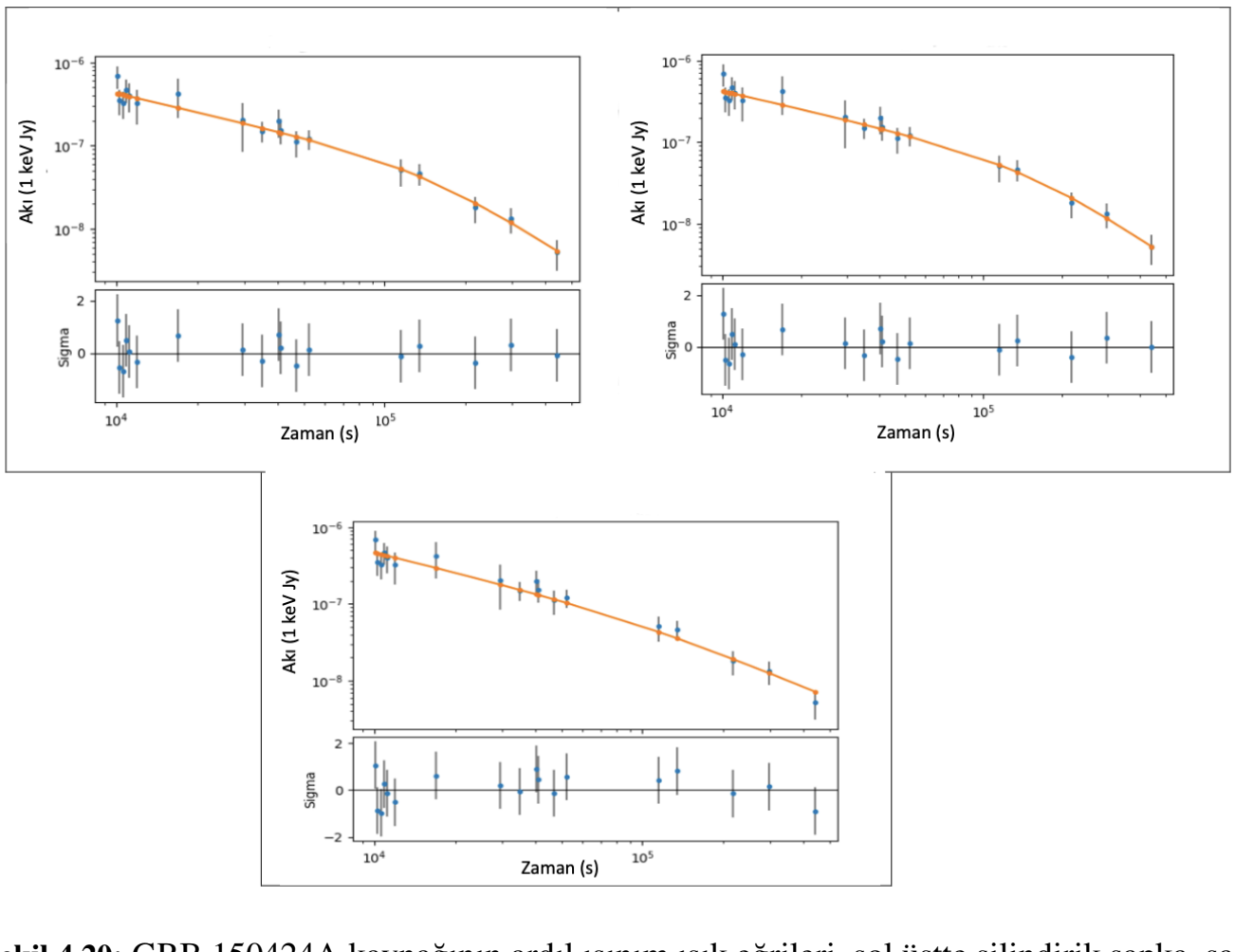
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$2.77^{+89.93}_{-1.81}$	$sabit(0.12)$	$0.332^{+0.350}_{-0.258}$	0.090	1.28
Gauss	$3.80^{+24.41}_{-1.68}$	$sabit(1.20)$	$0.124^{+0.243}_{-0.093}$	0.110	1.71
Güç kanunu (b=2)	$2.68^{+0.41}_{-0.52}$	$sabit(1.20)$	$0.335^{+0.268}_{-0.308}$	0.040	2.31



Şekil 4.19: GRB 121226A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.17: GRB 121226A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

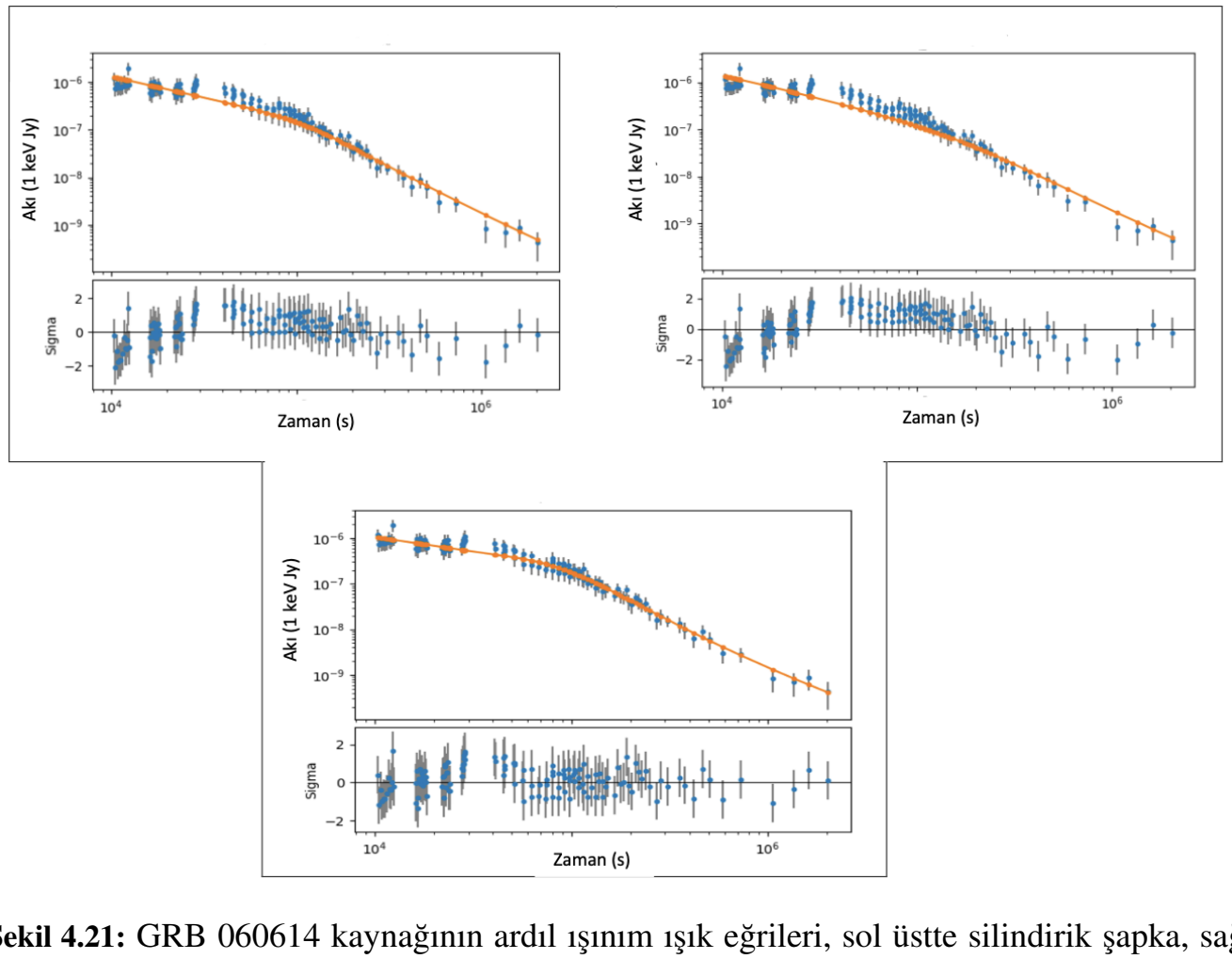
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$2.06^{+0.88}_{-0.67}$	$sabit(40.0)$	$0.179^{+0.098}_{-0.007}$	0.130	0.76
Gauss	$9.20^{+6.43}_{-7.67}$	$sabit(40.0)$	$0.059^{+0.021}_{-0.017}$	0.120	0.78
Güç kanunu (b=2)	$0.12^{+0.10}_{-0.08}$	$sabit(40.0)$	$0.028^{+0.014}_{-0.011}$	0.110	0.81



Şekil 4.20: GRB 150424A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.18: GRB 150424A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

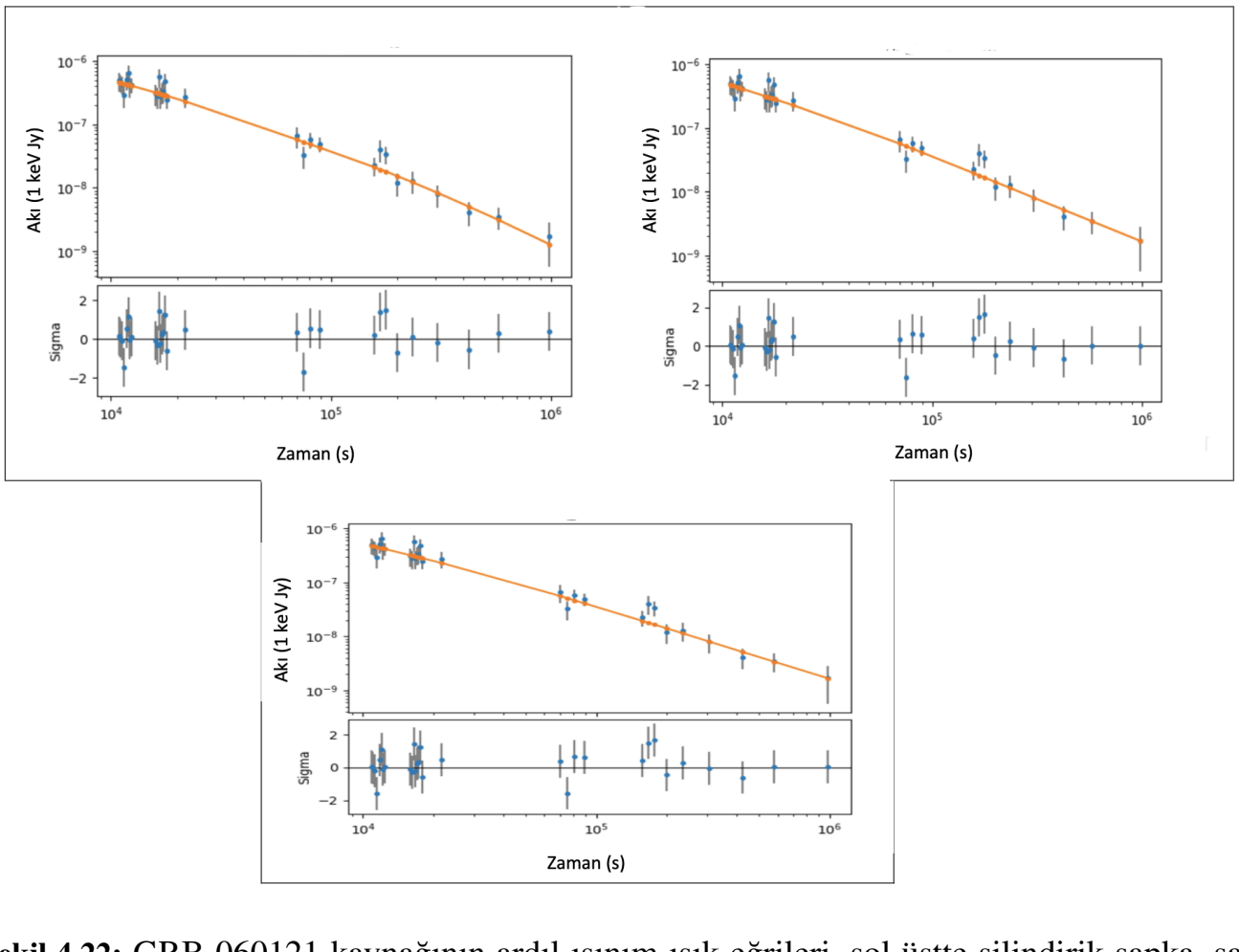
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j rad$	$\theta_{obs} rad$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$7.15^{+7.20}_{-20.47}$	$0.21^{+0.32}_{-0.02}$	$0.036^{+0.015}_{-0.011}$	0.010	0.86
Gauss	$3.59^{+1.18}_{-1.30}$	$2.85^{+1.19}_{-1.08}$	$0.038^{+0.015}_{-0.007}$	0.060	1.08
Güç kanunu (b=2)	$0.29^{+0.07}_{-0.23}$	$0.98^{+12.80}_{-0.52}$	$0.041^{+0.090}_{-0.021}$	0.040	0.84



Şekil 4.21: GRB 060614 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.19: GRB 060614 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

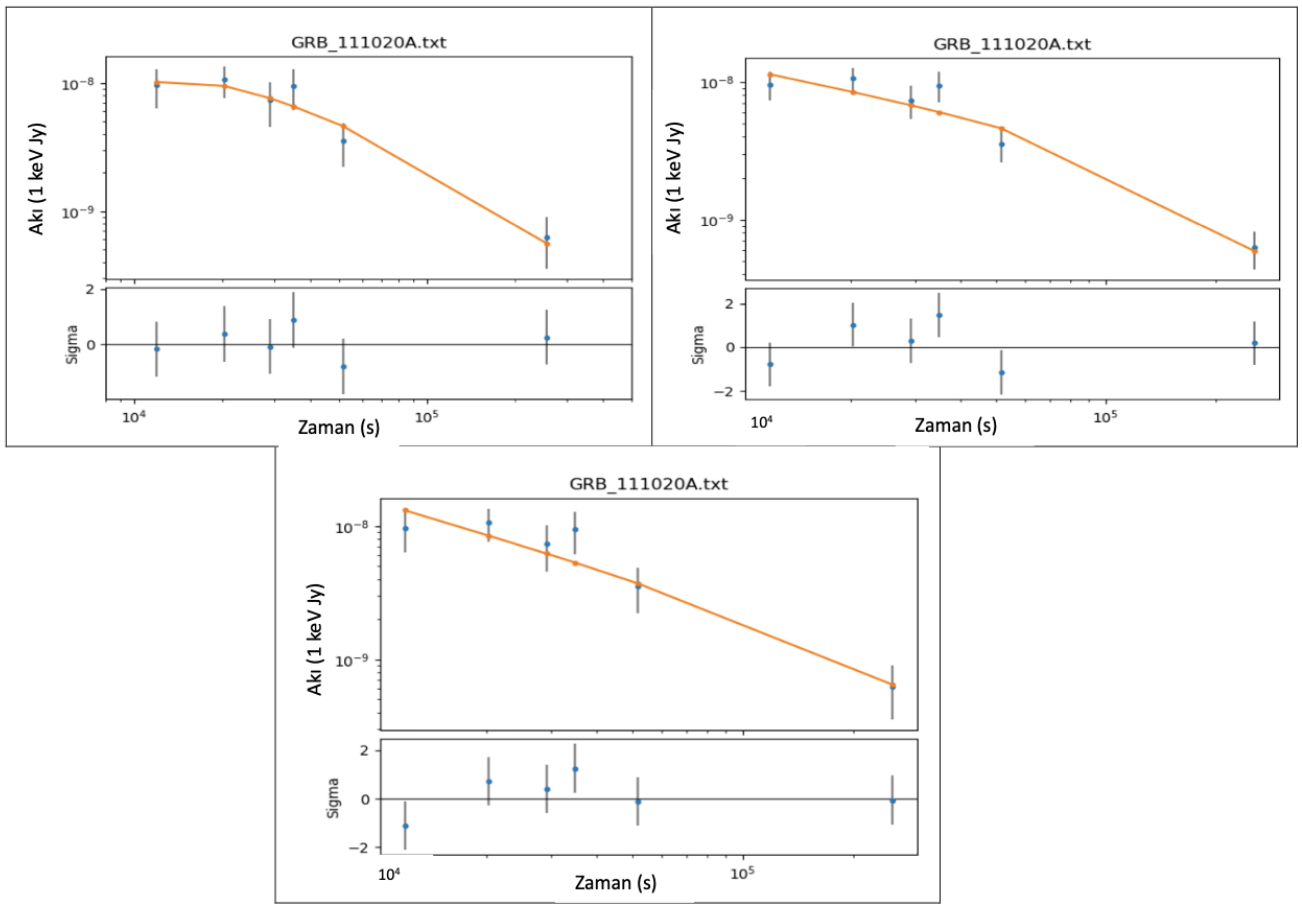
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.42^{+0.62}_{-0.24}$	$0.15^{+0.02}_{1.07}$	$0.077^{+0.034}_{-0.027}$	0.060	0.88
Gauss	$0.57^{+0.93}_{-0.31}$	$0.09^{+0.02}_{-0.01}$	$0.055^{+0.026}_{-0.022}$	0.001	1.20
Güç kanunu (b=6)	$0.99^{+0.35}_{-0.22}$	$51.7^{+27.2}_{-14.3}$	$0.024^{+0.003}_{-0.004}$	0.110	0.42



Şekil 4.22: GRB 060121 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.20: GRB 060121 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

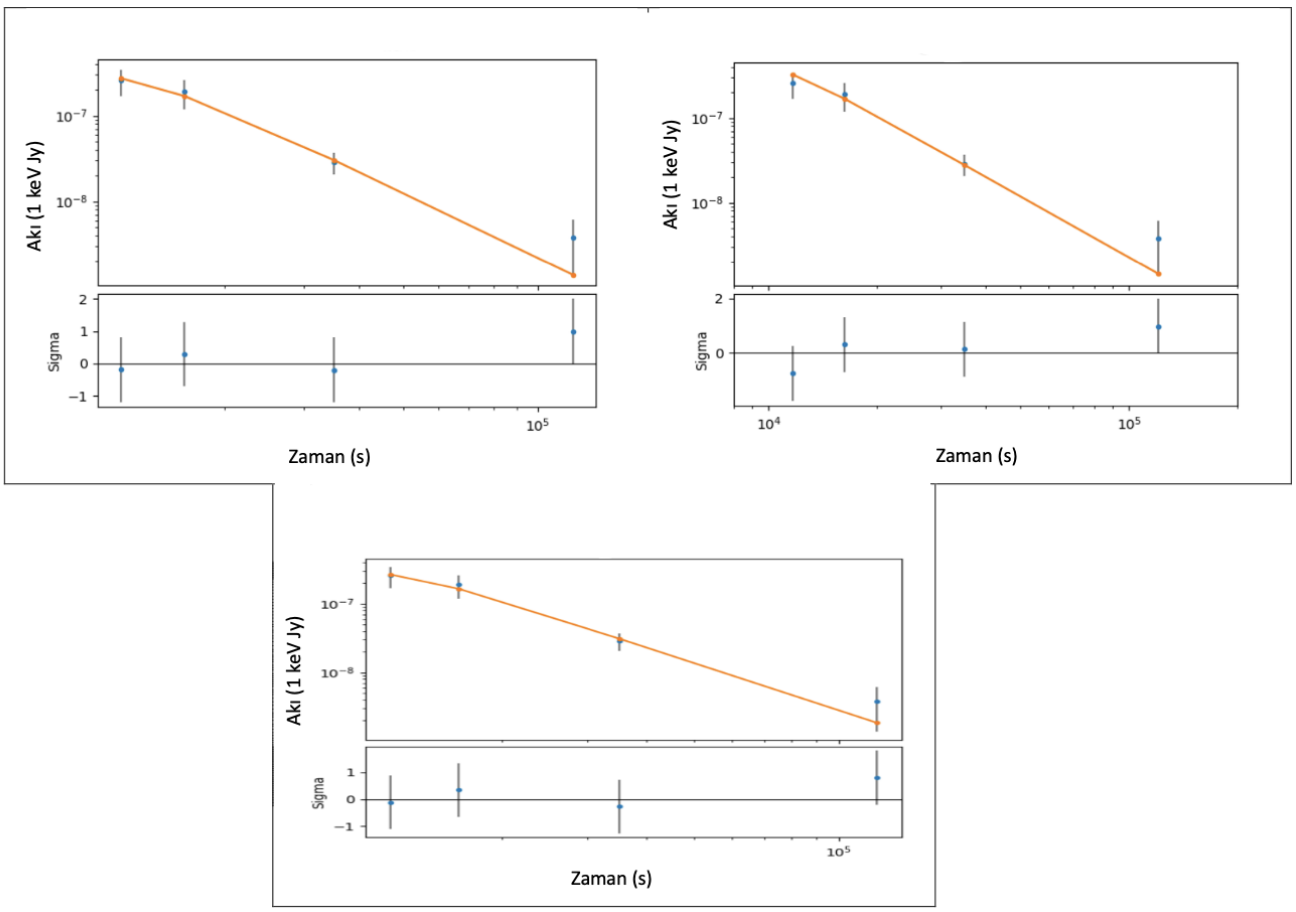
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$1.94^{+1.75}_{-1.78}$	$0.96^{+0.46}_{-0.26}$	$0.091^{+0.012}_{-0.018}$	0.040	0.83
Gauss	$1.40^{+0.17}_{-0.13}$	$0.07^{+0.003}_{-0.003}$	$0.078^{+0.084}_{-0.063}$	0.001	1.16
Güç kanunu (b=2)	$1.42^{+0.15}_{-0.09}$	$0.08^{+0.003}_{-0.002}$	$0.084^{+0.103}_{-0.062}$	0.020	1.14



Şekil 4.23: GRB 111020A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.21: GRB 111020A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

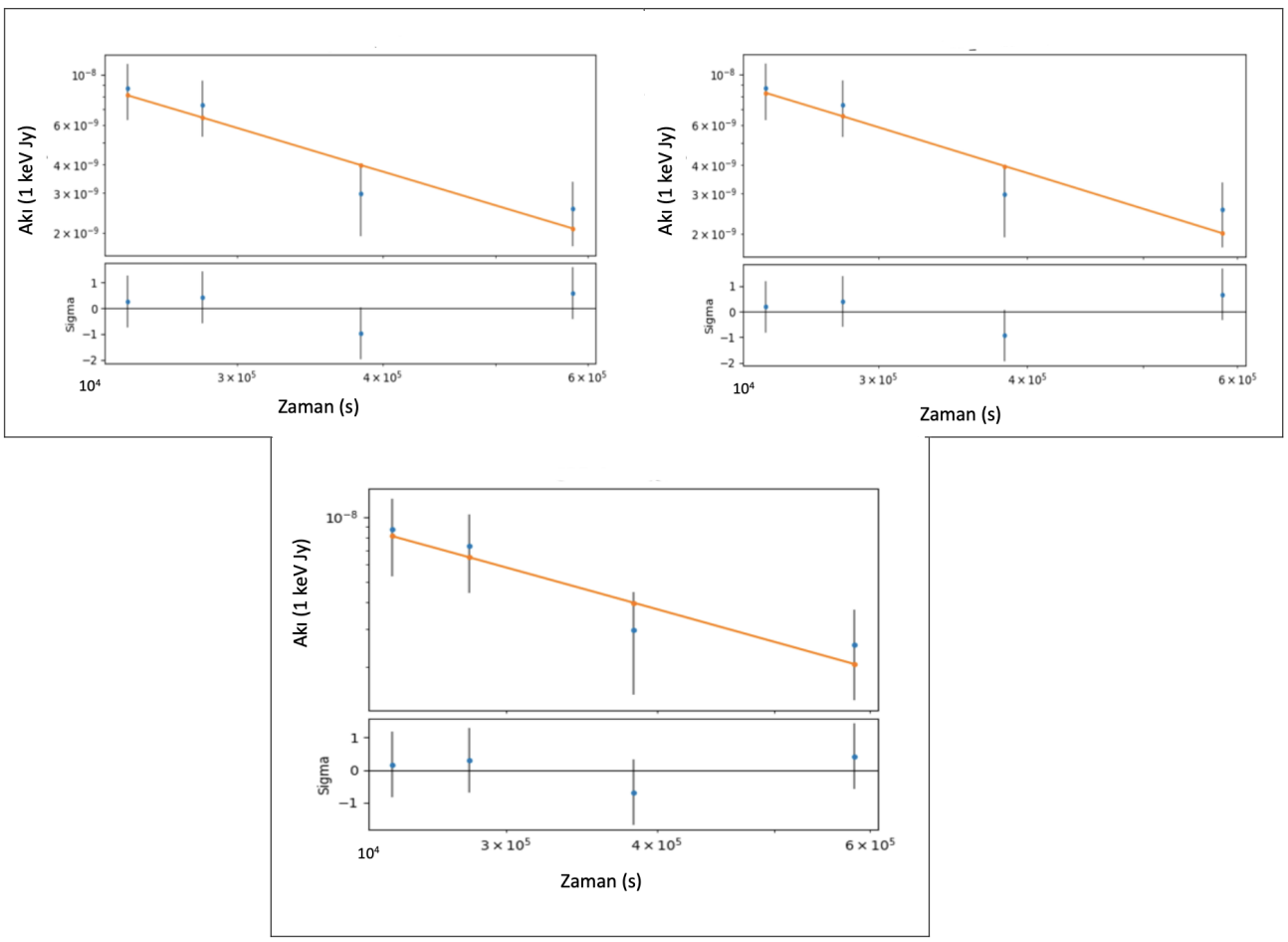
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.12^{+0.03}_{-0.05}$	$135.9^{+80.8}_{-451.0}$	$0.063^{+0.016}_{-0.010}$	0.100	0.60
Gauss	$4.22^{+2.07}_{-1.75} \times 10^{-2}$	$1.39^{+4.19}_{-1.06}$	$0.036^{+0.011}_{-0.007}$	0.070	1.70
Güç kanunu (b=6)	$0.14^{+0.32}_{-0.03}$	$2.59^{+1.40}_{-1.56}$	$0.297^{+0.196}_{-0.232}$	0.003	1.16



Şekil 4.24: GRB 061201 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.22: GRB 061201 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

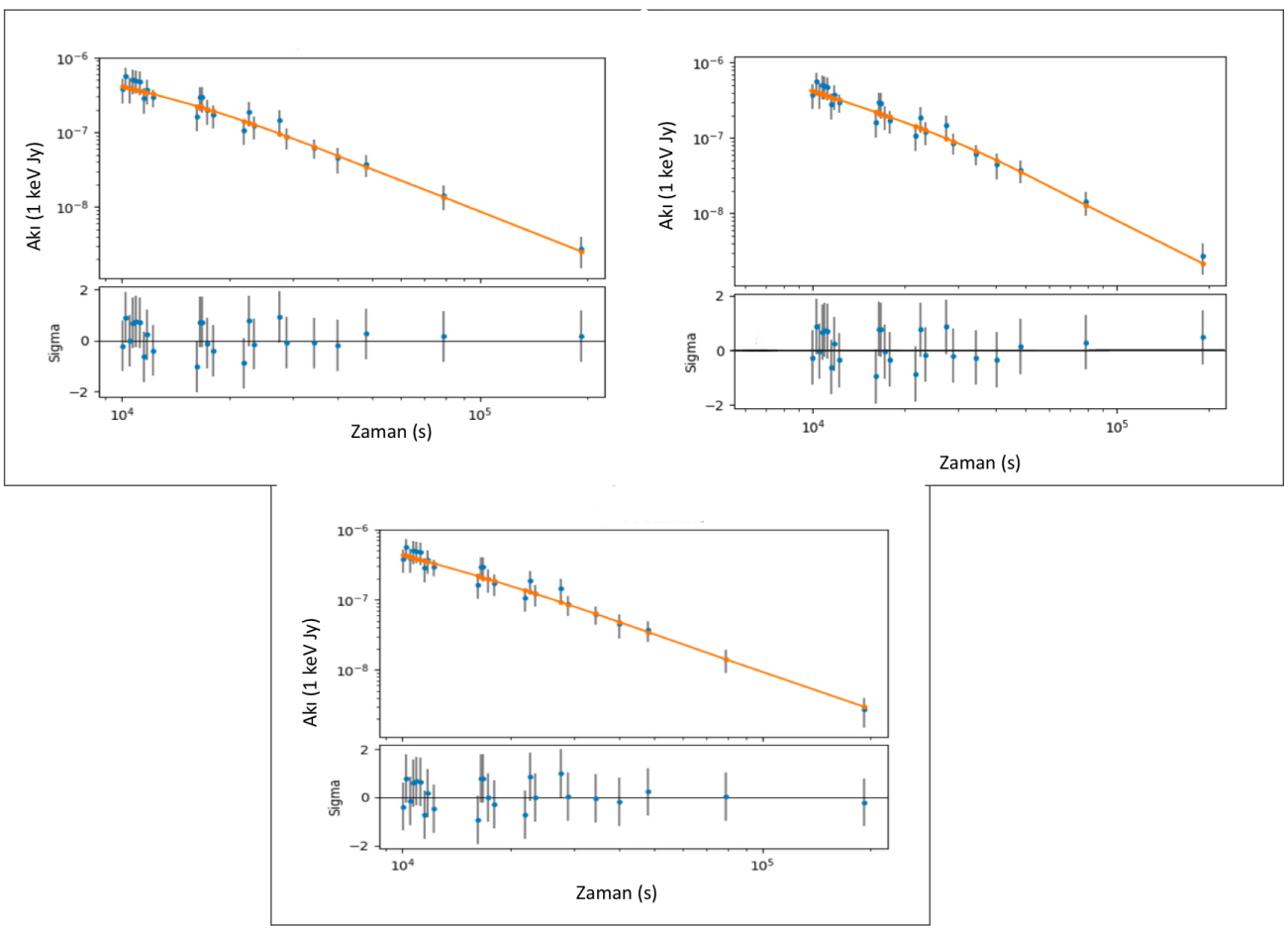
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$1.72^{+0.03}_{-0.06} \times 10^{-2}$	$245.10^{+205.87}_{-172.10}$	$0.056^{+0.056}_{-0.009}$	0.010	1.14
Gauss	$2.49^{+1.72}_{-0.89}$	$8.28^{+6.10}_{-4.26}$	$0.095^{+0.038}_{-0.101}$	0.055	1.30
Güç kanunu (b=6)	$0.76^{+0.29}_{-0.46}$	$16.60^{+304.41}_{-0.13}$	$0.014^{+0.022}_{-0.030}$	0.060	0.87



Şekil 4.25: GRB 061210 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.23: GRB 061210 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

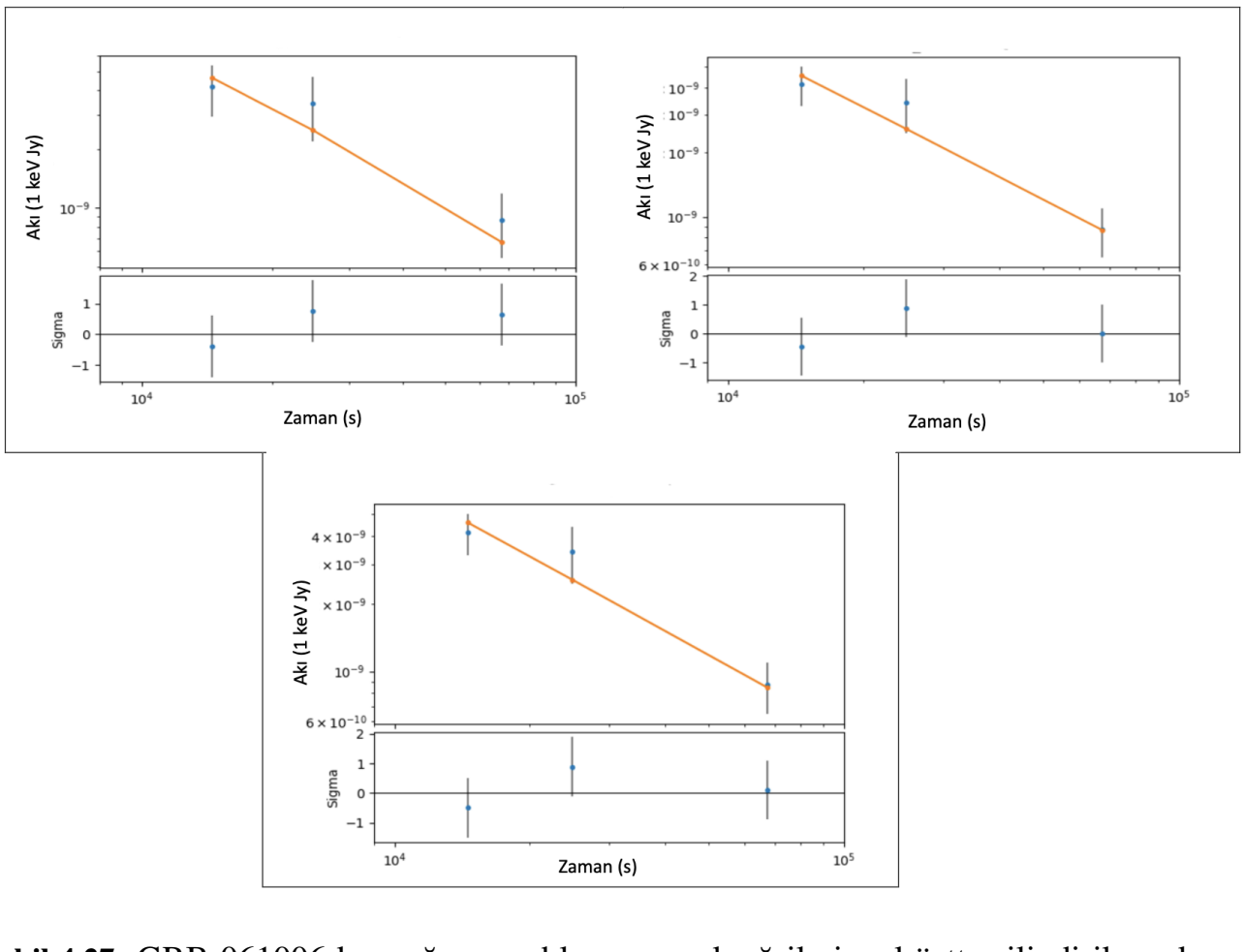
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.38^{+0.28}_{-0.24}$	$0.10^{+0.53}_{9.73}$	$0.114^{+0.171}_{-0.108}$	0.090	1.44
Gauss	$0.17^{+0.21}_{-0.27}$	$16.55^{+9.21}_{-24.15}$	$0.179^{+0.114}_{-0.025}$	0.060	1.30
Güç kanunu (b=2)	$0.20^{+0.21}_{-0.12}$	$4.24^{+2.63}_{-3.42}$	$0.398^{+0.031}_{-0.025}$	0.050	0.83



Şekil 4.26: GRB 060313 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.24: GRB 060313 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

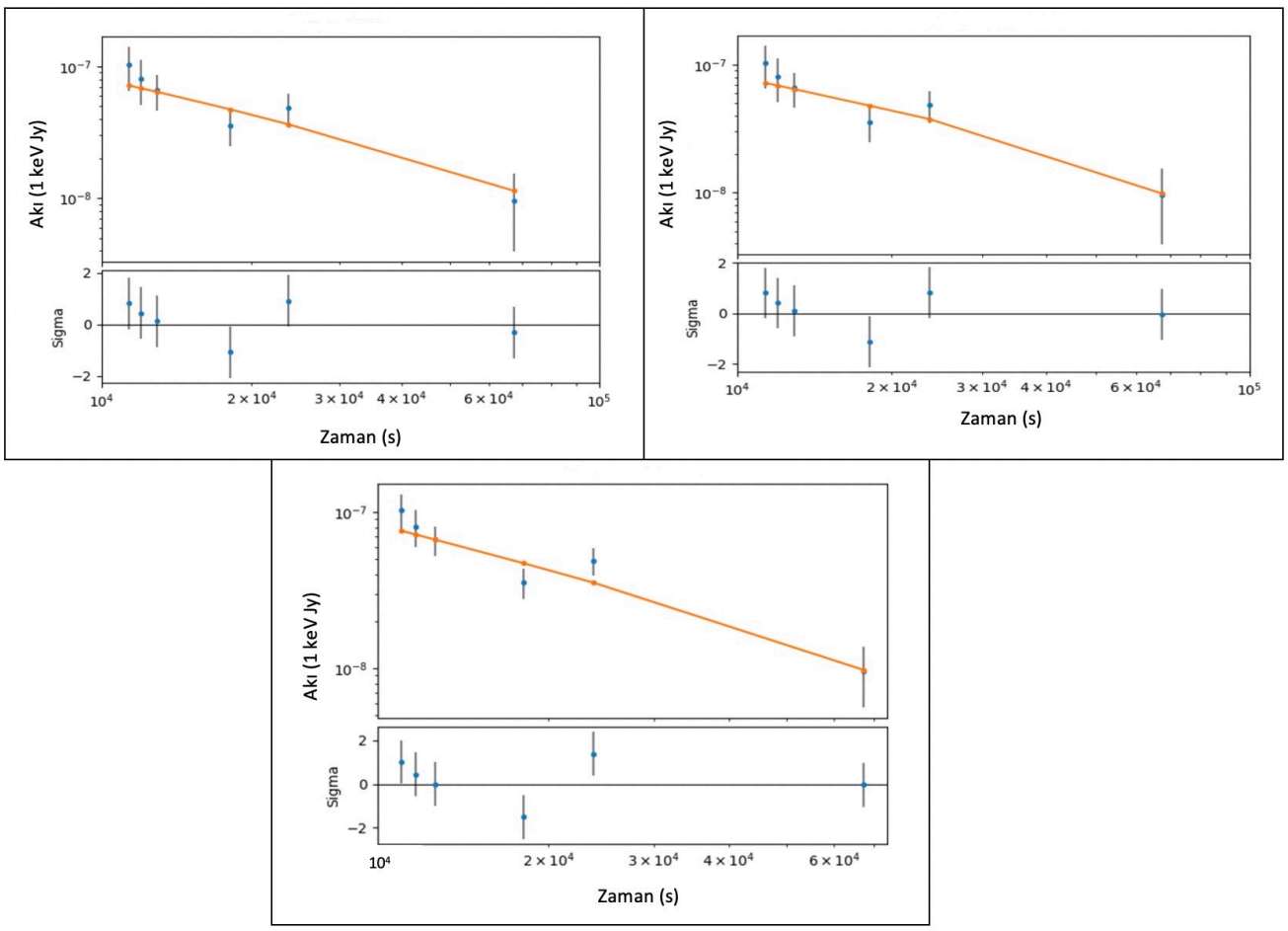
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.51^{+4.22}_{-2.03}$	$14.30^{+10.38}_{-5.26}$	$0.038^{+0.175}_{-0.026}$	0.040	0.40
Gauss	$0.16^{+0.12}_{-0.11}$	$18.21^{+31.35}_{-15.03}$	$0.044^{+0.019}_{-0.029}$	0.030	0.84
Güç kanunu (b=6)	$0.13^{+0.82}_{-0.10}$	$20.86^{+946.20}_{-111.09}$	$0.044^{+0.033}_{-0.031}$	0.001	0.34



Şekil 4.27: GRB 061006 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.25: GRB 061006 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

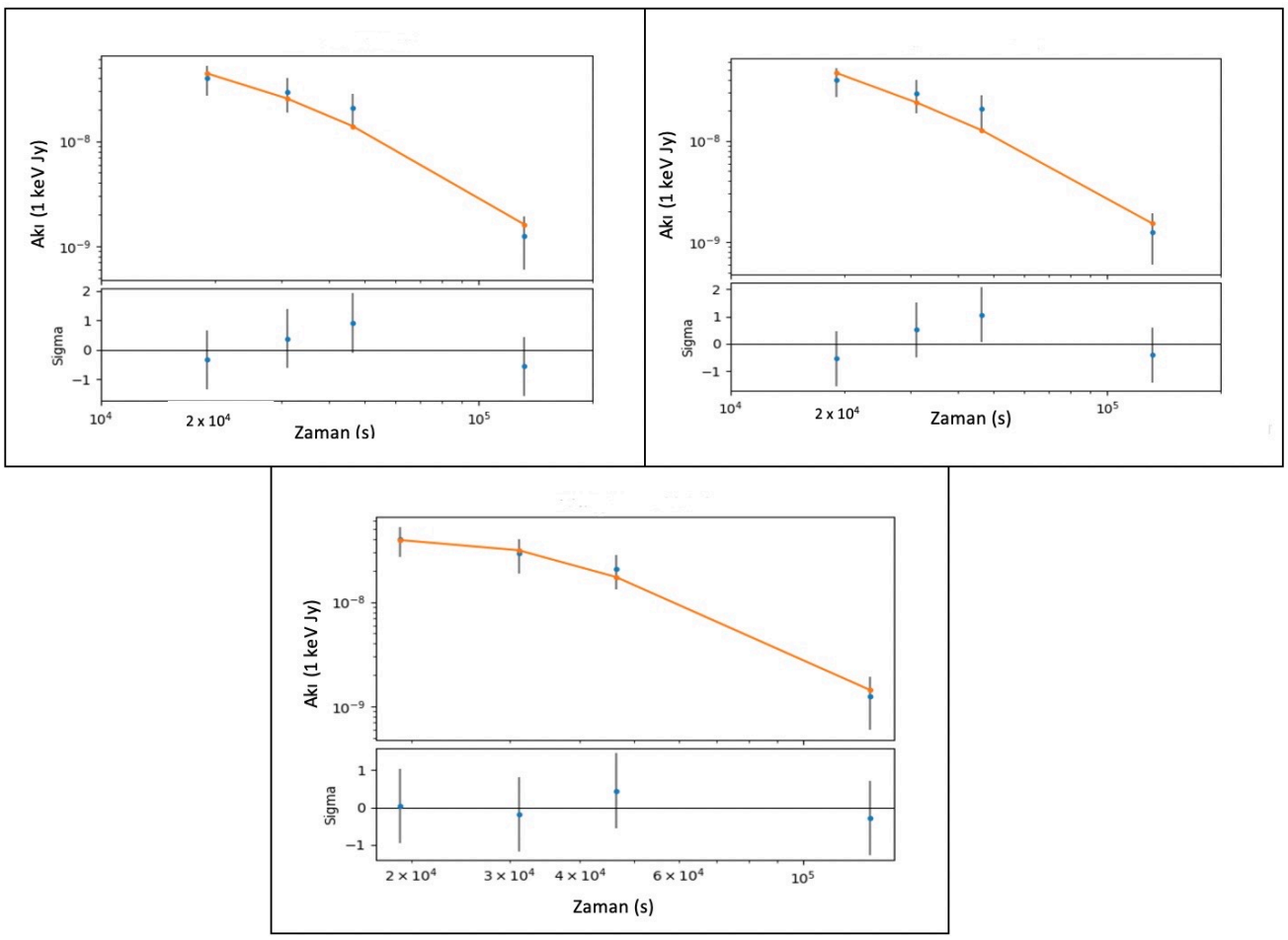
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.11^{+0.08}_{-0.09}$	$sabit(33.00)$	$0.290^{+0.329}_{-0.241}$	0.050	0.95
Gauss	$0.32^{+0.06}_{-0.01}$	$sabit(33.00)$	$0.235^{+0.393}_{-0.104}$	0.080	0.75
Güç kanunu (b=2)	$0.74^{+0.08}_{-0.08}$	$sabit(33.00)$	$0.390^{+0.393}_{-0.052}$	0.090	1.02



Şekil 4.28: GRB 070809 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.26: GRB 070809 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

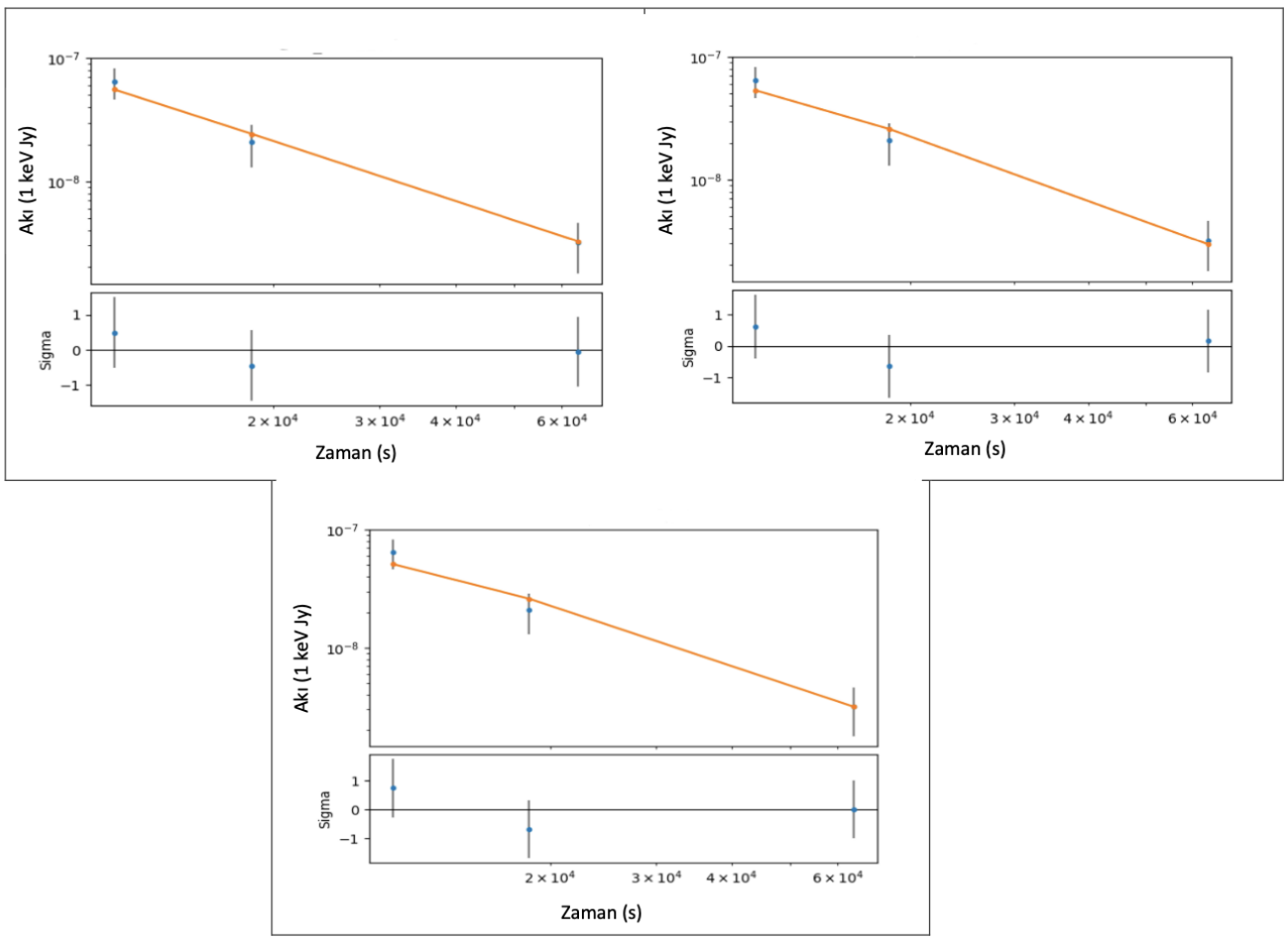
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.21^{+0.76}_{-0.10}$	$0.25^{+0.10}_{-0.11}$	$0.051^{+0.036}_{-0.18}$	0.030	0.82
Gauss	$1.12^{+7.6}_{-1.0} \times 10^{-2}$	$1973.36^{+442.51}_{-346.28}$	$0.371^{+0.132}_{-0.094}$	0.130	1.55
Güç kanunu (b=2)	$2.67^{+1.66}_{-1.70} \times 10^{-3}$	$23.81^{+320.07}_{-132.11}$	$0.108^{+0.115}_{-0.082}$	0.080	1.78



Şekil 4.29: GRB 070724A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.27: GRB 070724A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

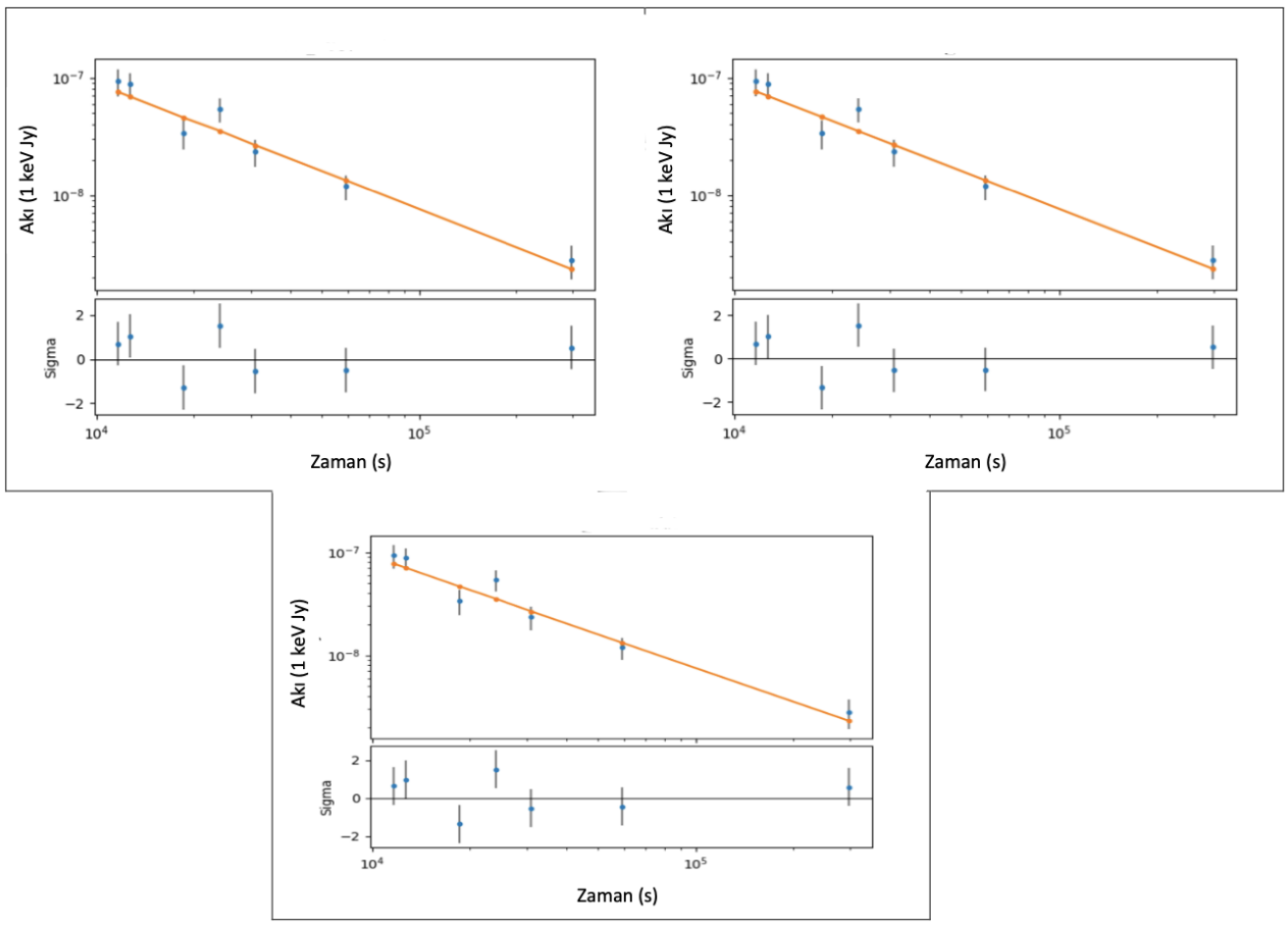
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.17^{+0.06}_{-0.04}$	$0.76^{+0.02}_{-0.11}$	$0.059^{+0.011}_{-0.029}$	0.001	1.08
Gauss	$0.12^{+0.04}_{-0.04}$	$10.13^{+31.62}_{-12.80}$	$0.058^{+0.213}_{-0.005}$	0.080	1.60
Güç kanunu (b=2)	$0.23^{+0.24}_{-0.12}$	$1273.80^{+3270.34}_{-1114.03}$	$0.014^{+0.017}_{-0.003}$	0.120	0.32



Şekil 4.30: GRB 051227 kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.28: GRB 051227 kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

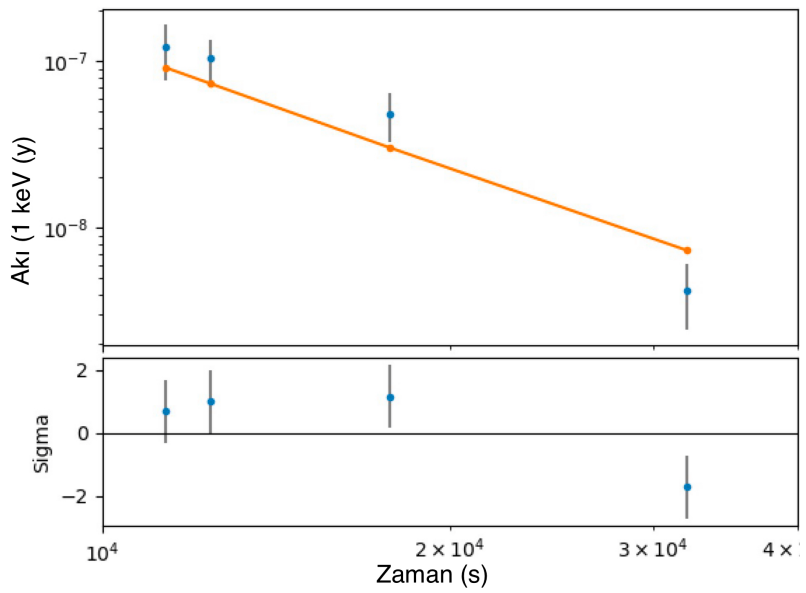
Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.38^{+0.28}_{-1.17}$	$sabit(30.00)$	$0.070^{+0.036}_{-0.037}$	0.044	0.54
Gauss	$2.57^{+7.08}_{-17.10}$	$sabit(30.00)$	$0.078^{+0.033}_{-0.081}$	0.075	1.02
Güç kanunu (b=2)	$3.73^{+8.80}_{-2.17}$	$sabit(30.00)$	$0.036^{+0.017}_{-0.014}$	0.065	1.00



Şekil 4.31: GRB 100724A kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sol üstte silindirik şapka, sağ üstte Gauss ve altta güç kanunu jet modeline ait fit sonuçları.

Tablo 4.29: GRB 100724A kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3})\times10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
silindirik şapka	$8.49^{+1.52}_{-0.48}$	$0.06^{+0.02}_{-0.01}$	$0.216^{+0.299}_{-0.106}$	0.014	1.48
Gauss	$9.59^{+10.12}_{-4.14}$	$0.05^{+0.20}_{-0.01}$	$0.391^{+0.314}_{-0.342}$	0.010	1.57
Güç kanunu (b=6)	$9.44^{+4.21}_{-6.14}$	$0.07^{+0.15}_{-0.14}$	$0.138^{+0.223}_{-0.191}$	0.080	1.55



Şekil 4.32: GRB 070714B kaynağına ait silindirik şapka jet modelinin fit sonucu.

Tablo 4.30: GRB 070714B kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım fit sonuçları.

Jet tipi	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
Silindirik şapka	$0.16^{+0.42}_{-6.31}$	$0.36^{+2.73}_{-0.19}$	$0.027^{+0.325}_{-0.05}$	0.010	1.37

Tablo 4.31: Silindirik şapka jet modeline ait X-ışın ardıl ışınım fit sonuçları.

GIP adı	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
GRB 051221A	$1.55^{+0.11}_{-0.10}$	$11.3^{+3.07}_{-2.92}$	$0.106^{+0.011}_{-0.021}$	0.170	0.97
GRB 080426	$0.78^{+0.98}_{-0.35}$	$873.72^{+1561.24}_{-5735.91}$	$0.073^{+0.010}_{-0.051}$	0.050	0.20
GRB 090927	$16.03^{+36.19}_{-2.42}$	$9.19^{+2.61}_{-1.52}$	$0.075^{+0.096}_{-0.040}$	0.040	0.88
GRB 090510	$0.41^{+0.09}_{-1.52}$	$57.72^{+48.25}_{-28.70}$	$0.107^{+0.257}_{-0.049}$	0.015	1.09
GRB 111121A	$4.18^{+0.10}_{-0.52}$	$3.2^{+0.29}_{-0.44}$	$0.132^{+0.081}_{-0.009}$	0.100	1.08
GRB 200826A	$48.33^{+25.11}_{-46.63}$	$0.01^{+0.05}_{-0.01}$	$0.292^{+0.004}_{-0.004}$	0.250	1.55
GRB 130603B	$2.93^{+0.57}_{-1.76}$	$761.1^{+855.2}_{-479.1}$	$0.054^{+0.103}_{-0.019}$	0.070	0.86
GRB 140903A	$1.52^{+0.27}_{-0.06}$	$955.04^{+316.60}_{-366.74}$	$0.151^{+0.034}_{-0.015}$	0.080	0.84
GRB 071020	$3.21^{+1.37}_{-0.46}$	$38.79^{88.12}_{59.30}$	$0.181^{+0.039}_{-0.037}$	0.130	0.48
GRB 150101B	$19.27^{+64.94}_{-7.99}$	$0.31^{+0.90}_{-0.06}$	$0.271^{+0.002}_{-0.005}$	0.280	2.23
GRB 120804A	$0.35^{+6.80}_{-0.17}$	$0.27^{+0.64}_{-0.50}$	$0.063^{+0.014}_{-0.011}$	0.050	0.76
GRB 160821B	$2.36^{+27.32}_{-0.67} \times 10^{-2}$	$sabit(30.00)$	$0.054^{+0.023}_{-0.031}$	0.060	1.48
GRB 091109B	$0.91^{+0.35}_{-0.57}$	$sabit(0.28)$	$0.135^{+0.016}_{-0.005}$	0.150	2.70
GRB 130912A	$0.35^{+0.74}_{-0.49}$	$sabit(0.17)$	$0.283^{+0.375}_{-0.265}$	0.030	0.30
GRB 131004A	$2.77^{+89.93}_{-1.81}$	$sabit(0.12)$	$0.332^{+0.350}_{-0.258}$	0.090	1.28
GRB 121226A	$2.06^{+0.88}_{-0.67}$	$sabit(40.00)$	$0.179^{+0.098}_{-0.007}$	0.130	0.76
GRB 150424A	$7.15^{+7.20}_{-20.47}$	$0.21^{+0.32}_{-0.02}$	$0.036^{+0.015}_{-0.011}$	0.010	0.86
GRB 060614	$0.42^{+0.62}_{-0.24}$	$0.15^{+0.02}_{-1.07}$	$0.077^{+0.034}_{-0.027}$	0.060	0.88
GRB 060121	$1.94^{+1.75}_{-1.78}$	$0.96^{+0.46}_{-0.26}$	$0.091^{+0.012}_{-0.018}$	0.040	0.83
GRB 111020A	$0.12^{+0.03}_{-0.05}$	$135.9^{+80.8}_{-451.0}$	$0.063^{+0.016}_{-0.010}$	0.100	0.60
GRB 061201	$1.72^{+0.03}_{-0.06} \times 10^{-2}$	$245.10^{+205.87}_{-172.10}$	$0.056^{+0.056}_{-0.009}$	0.010	1.14
GRB 061210	$0.38^{+0.28}_{-0.24}$	$0.10^{+0.53}_{-97.30}$	$0.011^{+0.171}_{-0.011}$	0.090	1.44
GRB 060313	$0.51^{+4.22}_{-2.03}$	$14.30^{+10.38}_{-5.26}$	$0.038^{+0.175}_{-0.026}$	0.040	0.40
GRB 061006	$0.11^{+0.08}_{-0.09}$	$sabit(30.30)$	$0.290^{+0.329}_{-0.241}$	0.050	0.95
GRB 070809	$0.21^{+0.76}_{-0.10}$	$0.25^{+0.10}_{-0.11}$	$0.051^{+0.036}_{-0.180}$	0.030	0.82
GRB 070724A	$0.17^{+0.06}_{-0.04}$	$0.76^{+0.02}_{-0.11}$	$0.059^{+0.011}_{-0.029}$	0.001	1.08
GRB 051227	$0.38^{+0.28}_{-1.17}$	$sabit(30.00)$	$0.070^{+0.036}_{-0.037}$	0.044	0.54
GRB 100724A	$8.49^{+1.52}_{-0.48}$	$0.06^{+0.02}_{-0.01}$	$0.216^{+0.299}_{-0.106}$	0.014	1.58
GRB 070714B	$0.16^{+0.42}_{-6.31}$	$0.36^{+2.73}_{-0.19}$	$0.027^{+0.325}_{-0.05}$	0.010	1.37

Tablo 4.32: Gauss jet modeline ait X-ışın ardıl ışınım fit sonuçları.

GIP adı	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
GRB 051221A	$6.22^{+10.4}_{-25.5}$	$2.17^{+0.55}_{-0.39}$	$0.097^{+0.025}_{-0.050}$	0.100	0.88
GRB 080426	$0.83^{+0.42}_{-0.24}$	$2.29^{+1.25}_{-1.83}$	$0.030^{+0.011}_{-0.009}$	0.003	0.33
GRB 090927	$1.10^{+2.81}_{-2.44}$	$2.63^{+2.31}_{-1.95}$	$0.059^{+0.019}_{-0.040}$	0.090	0.80
GRB 090510	$0.13^{+7.05}_{-0.04}$	$16.60^{+20.31}_{-21.89}$	$0.046^{+0.094}_{-0.042}$	0.006	1.20
GRB 111121A	$2.72^{+0.68}_{-0.29}$	$3.71^{+48.27}_{-2.44}$	$0.072^{+0.106}_{-0.053}$	0.030	1.18
GRB 200826A	$13.07^{+25.10}_{-16.76}$	$19.77^{+372.31}_{-11.16}$	$0.102^{+0.032}_{-0.006}$	0.300	0.42
GRB 130603B	$0.10^{+0.15}_{-0.05}$	$11.3^{+11.24}_{-12.06}$	$0.046^{+0.145}_{-0.023}$	0.040	0.89
GRB 140903A	$1.13^{+0.39}_{-0.51}$	$16.67^{+11.57}_{-9.98}$	$0.032^{+0.102}_{-0.008}$	0.050	0.89
GRB 071020	$3.99^{+4.73}_{-0.54}$	$4.40^{20.31}_{10.93}$	$0.194^{+0.134}_{-0.097}$	0.080	0.52
GRB 150101B	$27.61^{+41.39}_{-33.10}$	$0.85^{+0.54}_{-0.10}$	$0.120^{+0.261}_{-0.119}$	0.230	1.40
GRB 120804A	$1.86^{+4.80}_{-1.07}$	$8.11^{+138.47}_{-5.02}$	$0.071^{+0.092}_{-0.050}$	0.030	0.97
GRB 160821B	$3.84^{+2.87}_{-2.46} \times 10^{-2}$	$sabit(30.00)$	$0.196^{+0.127}_{-0.016}$	0.001	1.66
GRB 091109B	$8.49^{+2.80}_{-2.11}$	$sabit(0.28)$	$0.045^{+0.023}_{-0.007}$	0.120	2.01
GRB 130912A	$0.34^{+0.01}_{-0.01}$	$sabit(0.17)$	$0.196^{+0.145}_{-0.316}$	0.001	0.28
GRB 131004A	$3.80^{+24.41}_{-1.68}$	$sabit(0.12)$	$0.124^{+0.243}_{-0.093}$	0.110	1.71
GRB 121226A	$9.20^{+6.43}_{-7.67}$	$sabit(40.00)$	$0.059^{+0.021}_{-0.017}$	0.120	0.78
GRB 150424A	$3.59^{+1.18}_{-1.30}$	$2.85^{+1.19}_{-1.08}$	$0.038^{+0.015}_{-0.007}$	0.060	1.08
GRB 060614	$0.57^{+0.93}_{-0.31}$	$0.09^{+0.02}_{-0.01}$	$0.055^{+0.026}_{-0.022}$	0.001	1.20
GRB 060121	$1.40^{+0.17}_{-0.13}$	$0.07^{+0.003}_{-0.003}$	$0.078^{+0.084}_{-0.063}$	0.001	1.16
GRB 111020A	$4.22^{+2.07}_{-1.75} \times 10^{-2}$	$1.39^{+4.19}_{-1.06}$	$0.036^{+0.011}_{-0.007}$	0.070	1.70
GRB 061201	$2.49^{+1.72}_{-0.89}$	$8.28^{+6.10}_{-4.26}$	$0.095^{+0.038}_{-0.101}$	0.055	1.30
GRB 061210	$0.17^{+0.21}_{-0.27}$	$16.55^{+9.21}_{-24.15}$	$0.179^{+0.114}_{-0.025}$	0.060	1.30
GRB 060313	$0.16^{+0.12}_{-0.11}$	$18.21^{+31.35}_{-15.03}$	$0.044^{+0.019}_{-0.029}$	0.030	0.84
GRB 061006	$0.32^{+0.06}_{-0.01}$	$sabit(30.30)$	$0.235^{+0.393}_{-0.104}$	0.080	0.75
GRB 070809	$1.12^{+7.6}_{-1.0} \times 10^{-2}$	$1973.36^{+442.51}_{-346.28}$	$0.371^{+0.132}_{-0.094}$	0.130	1.55
GRB 070724A	$0.12^{+0.04}_{-0.04}$	$10.13^{+31.62}_{-12.80}$	$0.058^{+0.213}_{-0.005}$	0.080	1.60
GRB 051227	$2.57^{+7.08}_{-17.10}$	$sabit(30.00)$	$0.078^{+0.033}_{-0.081}$	0.075	1.02
GRB 100724A	$9.59^{+10.12}_{-4.14}$	$0.05^{+0.20}_{-0.01}$	$0.391^{+0.314}_{-0.342}$	0.010	1.57

Tablo 4.33: Güç kanunu jet modeline ait X-ışın ardıl ışınım fit sonuçları.

GIP adı	$E_K(10^{52}erg)$	$n(cm^{-3}) \times 10^{-4}$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$	χ^2_{ind}
GRB 051221A	$5.77^{+21.89}_{-11.82}$	$2.18^{+0.61}_{-0.47}$	$0.098^{+0.039}_{-0.019}$	0.100	0.91
GRB 080426	$4.49^{+1.90}_{-1.82} \times 10^{-2}$	$4.4^{+69.30}_{-3.09}$	$0.019^{+0.011}_{-0.009}$	0.050	0.30
GRB 090927	$1.09^{+9.80}_{-7.50}$	$3.48^{+2.33}_{-1.90}$	$0.088^{+0.101}_{-0.037}$	0.150	0.79
GRB 090510	$2.72^{+0.68}_{-0.29}$	$3.71^{+48.27}_{-2.44}$	$0.072^{+0.106}_{-0.053}$	0.030	1.18
GRB 111121A	$0.15^{+0.05}_{-0.10}$	$949.05^{+746.11}_{-265.77}$	$0.078^{+0.035}_{-0.020}$	0.060	0.44
GRB 200826A	$22.79^{+28.54}_{-24.87}$	$907.0^{+1092.30}_{-293.39}$	$0.056^{+0.029}_{-0.013}$	0.310	0.48
GRB 130603B	$0.13^{+0.10}_{-0.07}$	$1245.3^{+7156.27}_{-848.79}$	$0.063^{+0.165}_{-0.025}$	0.100	0.88
GRB 140903A	$1.81^{+0.93}_{-1.02}$	$6.47^{+3.40}_{-2.78}$	$0.016^{+0.021}_{-0.006}$	0.040	0.86
GRB 071020	$3.63^{+2.86}_{-0.55}$	$1.69^{2.23}_{5.99}$	$0.053^{+0.035}_{-0.071}$	0.050	0.98
GRB 150101B	$23.32^{+7.11}_{-4.29}$	$0.71^{+0.19}_{-0.12}$	$0.141^{+0.177}_{-0.097}$	0.260	2.32
GRB 120804A	$0.11^{+0.03}_{-0.02}$	$23.59^{+123.30}_{-12.05}$	$0.470^{+0.410}_{-0.315}$	0.020	0.87
GRB 160821B	$1.40^{+6.22}_{-1.40} \times 10^{-2}$	$sabit(30.00)$	$0.081^{+0.124}_{-0.050}$	0.020	2.34
GRB 091109B	$8.85^{+6.30}_{-2.36}$	$sabit(0.28)$	$0.016^{+0.023}_{-0.005}$	0.100	1.59
GRB 130912A	$0.36^{+0.10}_{-0.52}$	$sabit(0.17)$	$0.196^{+0.316}_{-0.144}$	0.020	0.31
GRB 131004A	$2.68^{+0.41}_{-0.52}$	$sabit(0.12)$	$0.335^{+0.268}_{-0.308}$	0.040	2.31
GRB 121226A	$0.12^{+0.10}_{-0.08}$	$sabit(40.00)$	$0.028^{+0.014}_{-0.011}$	0.110	0.81
GRB 150424A	$0.29^{+0.07}_{-0.23}$	$0.98^{+12.80}_{-0.52}$	$0.041^{+0.090}_{-0.021}$	0.040	0.84
GRB 060614	$0.99^{+0.35}_{-0.22}$	$51.7^{+27.2}_{-14.3}$	$0.024^{+0.003}_{-0.004}$	0.110	0.42
GRB 060121	$1.42^{+0.15}_{-0.09}$	$0.08^{+0.003}_{-0.002}$	$0.084^{+0.103}_{-0.062}$	0.020	1.14
GRB 111020A	$0.14^{+0.32}_{-0.03}$	$2.59^{+1.40}_{-1.56}$	$0.297^{+0.196}_{-0.232}$	0.003	1.16
GRB 061201	$0.76^{+0.29}_{-0.46}$	$16.60^{+304.41}_{-0.13}$	$0.014^{+0.022}_{-0.030}$	0.060	0.87
GRB 061210	$0.20^{+0.21}_{-0.12}$	$4.24^{+2.63}_{-3.42}$	$0.398^{+0.031}_{-0.025}$	0.050	0.83
GRB 060313	$0.13^{+0.82}_{-0.10}$	$20.86^{+946.20}_{-111.09}$	$0.044^{+0.033}_{-0.031}$	0.001	0.34
GRB 061006	$0.74^{+0.08}_{-0.08}$	$sabit(30.30)$	$0.390^{+0.393}_{-0.052}$	0.090	1.02
GRB 070809	$2.67^{+1.66}_{-1.70} \times 10^{-3}$	$23.81^{+320.07}_{-132.11}$	$0.108^{+0.115}_{-0.082}$	0.080	1.78
GRB 070724A	$0.23^{+0.24}_{-0.12}$	$1273.80^{+3270.34}_{-1114.03}$	$0.014^{+0.017}_{-0.003}$	0.120	0.32
GRB 051227	$3.73^{+8.80}_{-2.17}$	$sabit(30.00)$	$0.036^{+0.017}_{-0.014}$	0.065	1.00
GRB 100724A	$9.44^{+4.21}_{-6.14}$	$0.07^{+0.15}_{-0.14}$	$0.138^{+0.223}_{-0.191}$	0.080	1.55

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

5.0.0.1. Fit Sonuçlarının Değerlendirilmesi

Bu çalışmada, veri seçimi kısmındaki ölçütlere göre oluşturulan kaynak grubuna ait fitler elde edilmiştir. Bu kaynakların her biri için üç jet modelinin (silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modeli) fitleri hesaplanmıştır. Ancak, GRB 070714B kaynağı için sadece silindirik şapka jet modeline ait fit sonucu elde edilmiştir. Hem Gauss hem de güç kanunu jet modellerinde anlamlı ardıl ışınım fit sonuçları elde edilememiştir. Bu bağlamda, GRB 070714B kaynağının ardıl ışınım ışık eğrileri, sadece silindirik şapka jet modeli ile açıklanabilmiş ve kinetik enerji fiziksel parametresinin literatüre benzer değerde görülmüştür (Fong *ve diğ.*, 2015).

GRB 051221A kaynağı üç jet modelinin fit sonuçları kayda değer χ^2_{ind} ile birlikte, ardıl ışınım fiziksel parametreleri birbirine yakın elde edilmiştir. Üç jet model fit sonucu $E_k \sim 10^{52}$erg , $n \sim 10^{-4}$ cm^{-3} ve $\theta_j \sim 0.10$ mertebelerinde bulunmuştur. θ_{obs} ise Gauss ve güç kanunu jet modellerinde aynı değerler elde edilirken silindirik şapka jet modeli için ise 0.17 radyanlık ($\sim 10^{\circ}$) daha büyük bir gözlenme açısı elde edilmiştir.

GRB 080426 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Silindirik şapka ve Gauss jet modellerinde bulunan kinetik enerjiler, güç kanunu jet modelinden daha yüksek değerler bulunmuştur. n değeri en yüksek silindirik şapka jet modelinde elde edilmiştir. Gauss ve güç silindirik şapka jet modellerine ait kinetik enerji değerleri benzer hesaplanmıştır.

GRB 090927 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Üç jet modeli fit sonuçlarına ait χ^2_{ind}ler beklenen dağılıma sahip olduğu görülmüştür. Silindirik şapka jet modeline ait gözlenme açısı diğer modellere göre daha dar ve kinetik enerjisi daha büyük bulunmuştur. Diğer ardıl ışınım fiziksel parametreleri olan θ_j ve n, üç jet modelinde birbirine yakın değerler elde edilmiştir.

GRB 090510 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Güç kanunu jet modelinde, en büyük kinetik enerji değeri bulunmuştur. θ_j açı değeri en geniş silindirik şapka jet modelinde ve en dar açı ise Gauss jet modelinde bulunmuştur. n değeri için ise üç jet modelinde benzer değerler elde edilmiştir. χ^2_{ind}ler birbirine yakın değerler bulunmuştur. Dolayısıyla, bu kaynağa ait ardıl ışınım ışık eğrilerini

üç jet modeli ile açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 111121A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Işık eğrisi en iyi χ^2_{ind} değeri ile silindirik şapka ve Gauss jet modellerinde bulunmuştur. Güç kanunu jet modeline ait χ^2_{ind} 1'den küçük hesaplanmıştır. Kinetik enerji de diğer jet modellerine göre küçük bulunmuş ve n değeri ise çok yüksek elde edilmiştir. Üç jet modeliyle ardıl ışınım ışık eğrileri modellendiği gözlenmiştir.

GRB 200826A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. θ_j değeri silindirik jet modelinde oldukça geniş açı olan $\sim$0.3 rad ve en dar θ_j açısı ise güç kanunu jet modelinde $\sim$0.06 rad bulunmuştur. Bununla birlikte, n değeri en küçük silindirik jet modelinde elde edilmiştir. Üç jet modelinde bu kaynağa ait gözlenme açıları da oldukça büyük bulunmuştur.

GRB 130603B kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Üç jet modeli χ^2_{ind} değerleri istenilen dağılım aralığında bulunmuştur. Gauss ve güç kanunu jet modellerinde kinetik enerjileri birbirine yakın değerlere ulaşılmıştır. Silindirik şapka jet modelinde elde edilen kinetik enerji, diğer iki jet modelinden yaklaşık 10 kat daha yüksek elde edilmiştir. Güç kanunu jet modelinde elde edilen n değeri diğer jet modellerine kıyasla oldukça yüksek bir değer bulunmuştur. Bununla beraber, hem θ_j hem de θ_{obs} değerleri üç jet modeli için benzer sonuçları elde edilmiştir.

GRB 140903A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri 1'e yakın hesaplanmıştır. χ^2_{ind}, kinetik enerji ve gözlenme açılarında benzer sonuçlara ulaşılmıştır. Ancak, n değeri silindirik jet modelinde oldukça yüksek olduğu bulunmuştur. χ^2_{ind}ler, üç jet modelde de benzer değerler elde edilmesinden dolayı bu kaynağa ait ardıl ışınım ışık eğrilerini her üç jet modeli açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 071020 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Üç jet modelinin kinetik enerji, çevresel parçacık yoğunluğu ve gözlenme açı değerleri birbirine yakın bulunmuştur. Güç kanunu jet modelinde, θ_j değeri en dar açı olarak hesaplanmıştır. Bununla birlikte, Gauss ve silindirik jet modellerinde birbirine yakın θ_j değeri elde edilmiştir.

GRB 150101B kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri 1'den büyük olduğu gözlenmiştir. Bu kaynağa ait her üç modelde kinetik enerji $\sim 10^{53}$erg mertebelerinde çıkmıştır. Bununla beraber, gözlenme açıları da oldukça büyük bulunmuştur. χ^2_{ind} değerleri göz önüne

alındığında Gauss jet modeli ile bu ışık eğrisi en iyi şekilde açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 120804A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri 1'e yakın elde edilmiştir. Üç jet modelde ardıl ışınım fiziksel parametre değerleri birbirine yakın hesaplanmıştır. Ancak, güç kanunu jet modelinde θ_j değeri 0.470 radyan ($\sim 27^\circ$) gibi oldukça yüksek bir değer bulunmuştur. χ^2_{ind} değerlerine göre silindirik, Gauss ve güç kanunu jet modelleri bu kaynağa ait ışık eğrilerini açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 160821B kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Bu kaynağa ait yeterli veri olmadığından *n* parametresi sabit alınmış ve böylece serbest parametre sayısı bir azaltılmıştır. Üç jet modelinin kinetik enerji değerleri benzer bulunmuştur. Ancak, θ_j değeri $\sim$0.2 rad ile en geniş açı olarak Gauss jet modelinde gözlenmiştir. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri 1'den büyük bulunmuştur. Ardıl ışınım fiziksel parametre çıktıları birbirine yakın değerler alsa da Gauss jet modeline ait θ_j daha büyük hesaplanmıştır. χ^2_{ind} değerleri 1'den büyük olmasına rağmen silindirik ve Gauss jet modeli ile bu kaynağa ait ışık eğrisi açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 091109B kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Bu kaynağa ait yeterli veri olmadığından *n* parametresi sabit alınmış ve serbest parametre sayısı bir azaltılmıştır. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri 1'den büyük bulunmuştur. Dolayısıyla, bu üç jet modeline ait görece kötü χ^2_{ind} değerlerinde dolayı bu ışık eğrisinin tam olarak açıklanamadığı söylenebilir.

GRB 130912A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Bu kaynağa ait yeterli veri olmadığından *n* parametresi sabit alınmış ve serbest parametre sayısı bir azaltılmıştır. Fit sonuçlarına göre ardıl ışınım fiziksel parametreleri benzer sonuçlara ulaşılmıştır. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri verinin büyük hatalara sahip olmasından dolayı 1'den küçük elde edilmiştir.

GRB 131004A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Bu kaynağa ait yeterli veri olmadığından *n* parametresi sabit alınmış ve serbest parametre sayısı bir azaltılmıştır. Fit sonuçlarına göre ardıl ışınım fiziksel parameler benzer değerler elde edilmiştir. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri 1'den büyük elde edilmiştir.

GRB 121226A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Bu kaynağa ait yeterli veri olmadığından *n* parametresi sabit alınmış ve serbest parametre sayısı bir azaltılmıştır. Üç jet modelinde χ^2_{ind} değerleri nispeten 1'e yakın bulunmuştur. Gözlenme açıları üç modelde de neredeyse aynı değerler bulunmuştur. Güç

kanunu jet modelinde ise diğer jet modelere göre hem kinetik enerjisi daha az hem de θ_j değeri de daha küçük açıya sahip olduğu hesaplanmıştır.

GRB 150424A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Silindirik ve Gauss jet modellerinde kinetik enerji değeri, güç kanunu jet modelinden yaklaşık 10 kat daha yüksek bulunmuştur. nacak, diğer ardıl ışınım fiziksel parametreleri ise birbirine yakın sonuçlara ulaşılmıştır. χ^2_{ind} değerleri birbirine yakın hesaplandığından dolayı bu ışık eğrisi üç jet modeli ile açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 060614 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Silindirik şapka ve Gauss jet modellerine ait ardıl ışınım fiziksel parametreleri birbirine yakın değerler elde edilmiştir. Üç jet modelinde kinetik enerji değerleri $\sim 10^{51}$ erg mertebesinde bulunmuştur. Güç kanunu jet modelinin n değeri büyük ancak, θ_j değeri küçük elde edilmiştir. Bu ışık eğrisi güç kanunu jet modeli ile daha iyi açıklandığı söylenebilir.

GRB 060121 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Ardıl ışınım fiziksel parametreleri birbirine yakın değerler elde edilmiştir. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri 1'e yakın bulunmuştur. Üç jet modelinin n değeri bezer bulunmuş ve kinetik enerjileri de $\sim 10^{51}$erg mertebesinde hesaplanmıştır. Bu kaynağa ait ışık eğrisi üç jet modeli ile açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 111020A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Güç kanunu jet ve slindirik şapka jet modelinde $\sim 10^{51}$erg bulunmuştur. Güç kanunu jet modeline θ_j açısı diğer jet modellerine göre büyük hesaplanmıştır. Gauss jet modelinde hem kinetik enerji hem de θ_j oldukça küçük değerler elde edilmiştir.

GRB 061201 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Silindirik şapka ve güç kanunu jet modellerine ait χ^2_{ind} değerleri 1'e yakın bulunmuştur. Silindirik şapka jet modeline ait kinetik enerji $\sim 10^{50}$erg civarında olduğu görülmüştür. Güç kanunu jet modelinde ise $\sim 10^{51}$erg civarında bulunmuştur. Bununla beraber, silindirik şapka jet modeline ait n ve θ_j güç kanunu jet modeline göre daha yüksek değerler elde edilmiştir. Bu kaynağın ışık eğrisi, silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modelleri ile açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 061210 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Güç kanunu jet modelinin χ^2_{ind} değeri diğer modellere göre daha iyi elde edilmiştir. Üç jet modeline ait kinetik enerji değerleri birbirine yakın bulunmuştur. Güç kanunu jet modelinin θ_j değeri ~ 0.40 radyan ($\sim 23^\circ$) gibi büyük bir açı olarak hesaplanmıştır. Bu kaynağın ışık eğrisi, silindirik, Gauss ve güç kanunu jet modelleri ile ardıl ışınım parametrelerinin

açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 060313 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Üç jet modeline ait ardıl ışınım fiziksel parametreleri benzer aralıklara sahip olduğu gözlenmiştir. Bu kaynağa ait silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet model fit sonuçları göz önüne alındığında ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları oldukça benzer sonuçlara ulaşılmıştır. Dolayısıyla, üç jet modeli ile bu kaynağa ait ışık eğrisinin açıklanabildiği ifade edilebilir.

GRB 061006 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Bu kaynağa ait yeterli veri olmadığından n parametresi sabit alınmış ve serbest parametre sayısı bir azaltılmıştır. Üç jet modeline ait ardıl ışınım fiziksel parametre değerleri de birbirine yakın bulunmuştur. Kinetik enerjileri $\sim 10^{51}$ erg mertebesinde ve θ_j açısı ise büyük değerlerde elde edilmiştir. Üç jet modeline ait χ^2_{ind} değerleri istenilen aralıkta olması nedeniyle ışık eğrileri bu jet modelleri ile açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 070809 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Üç jet modelinin kinetik enerjileri birbirinden farklı değerler elde edilmiştir. Gauss jet modelinde, hem n hem de θ_j değerleri diğer iki modele göre oldukça yüksek hesaplanmıştır. Silindirik şapka jet modeli diğer jet modellerine göre en dar θ_j açısına ve en yüksek kinetik enerjiye sahip olduğu bulunmuştur. χ^2_{ind} değerinin 1'e daha yakın olması nedeniyle bu kaynağa ait ışık eğrisini en iyi silindirik şapka jet modeli ile açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 070724A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları bulunmuştur. Üç jet modelinin kinetik enerji değerleri $\sim 10^{51}$ erg mertebesinde hesaplanmıştır. Güç kanunu jet modeline ait n değeri oldukça yüksek bulunmuştur. Üç jet modelinde θ_j birbirine yakın ve dar bir açı elde edilmiştir. Gözlenme açısı en dar silindirik şapka ve en geniş ise güç kanunu jet modelinde bulunmuştur. Bu kaynağa ait ışık eğrisini güç kanunu jet modeli ile açıklanabildiği söylenebilir.

GRB 051227 kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları elde edilmiştir. Bu kaynağa ait yeterli veri olmadığından n parametresi sabit alınmış ve serbest parametre sayısı bir azaltılmıştır. Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait kinetik enerjileri benzer değerlere sahip olduğu görülmüştür. Ancak, elde edilmiş kinetik enejiler, silindirik şapka jet modelinden yaklaşık 10 kat daha büyük bulunmuştur. θ_j açısı, Gauss ve silindirik şapka jet modellerinde birbirine yakın ancak güç kanunu jet modelinden iki kat daha yüksek bir değer elde edilmiştir.

GRB 100724A kaynağı, üç jet modeli ile ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları

bulunmuştur. Üç jet modelinde benzer kinetik enerji ($\sim 10^{52}$erg mertebesinde) ve benzer n ($\sim 10^{-4}$ cm^{-3} mertebesinde) değerleri elde edilmiştir. Bununla beraber, gözlenme açıları ve χ^2_{ind} değerleri de oldukça benzer sonuçlara ulaşılmıştır. Ancak, sadece θ_j değerleri birbirinden farklı sonuçlar bulunmuştur. Bu kaynağa ait ışık eğrilerinin hem jet modellerinin ardıl ışınım fiziksel parametre çıktıları hem de χ^2_{ind} değerleri birbirine yakın sonuçlar elde edildiğinden dolayı jet modellerinin üstünlüğünden söz edilemediği söylenebilir.

Tablo 5.1: Silindirik şapka jet modeline ait $E_K(erg)$, $n(cm^{-3})$, $\theta_j(rad)$ ve $\theta_{obs}(rad)$ ortalama sonuçları.

$E_K(erg)$	$n(cm^{-3})$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$
4.33×10^{52}	9.97×10^{-3}	0.136	0.075

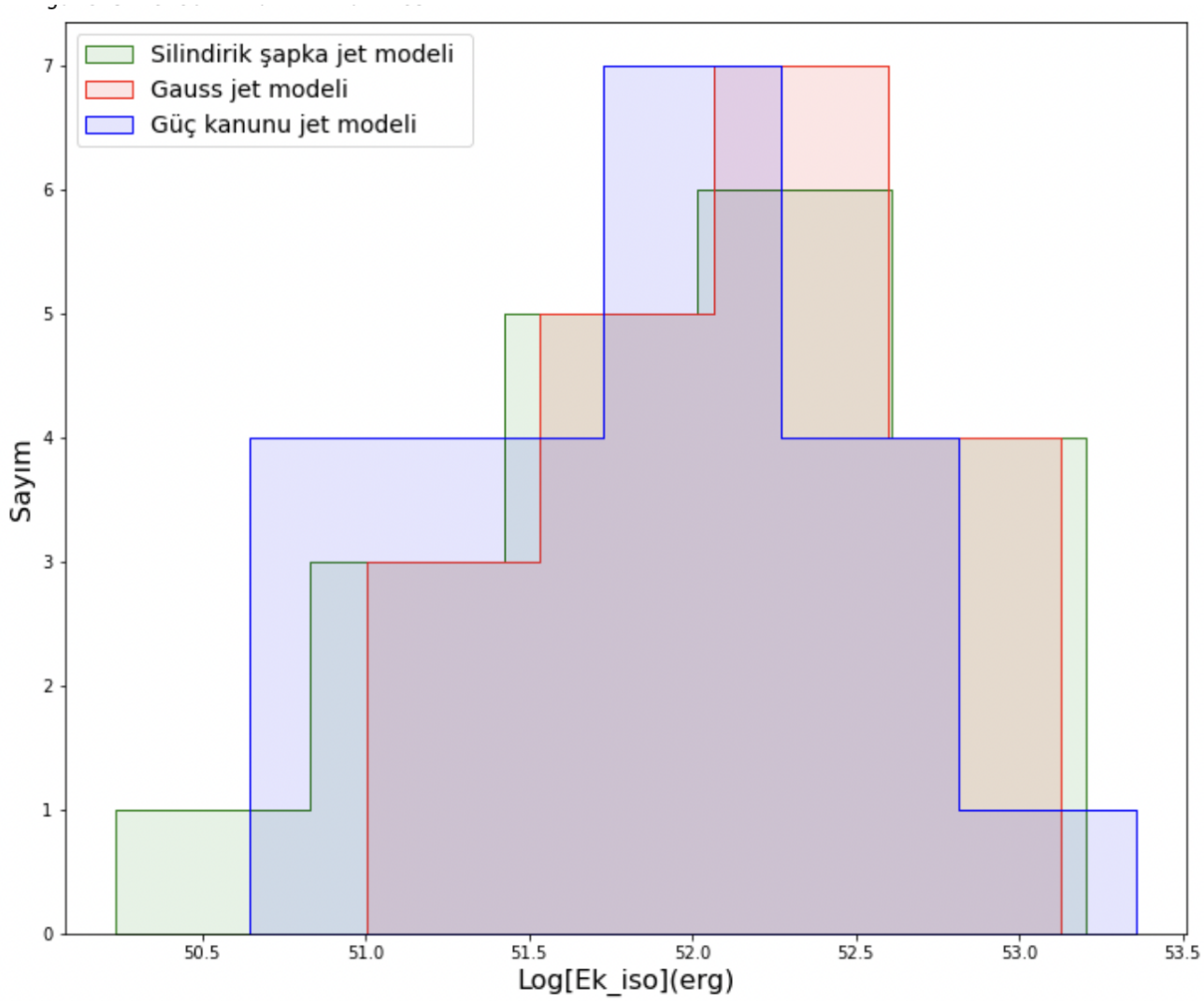
Tablo 5.2: Gauss jet modeline ait $E_K(erg)$, $n(cm^{-3})$, $\theta_j(rad)$ ve $\theta_{obs}(rad)$ ortalama sonuçları.

$E_K(erg)$	$n(cm^{-3})$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$
3.62×10^{52}	7.88×10^{-3}	0.112	0.068

Tablo 5.3: Güç kanunu jet modeline ait $E_K(erg)$, $n(cm^{-3})$, $\theta_j(rad)$ ve $\theta_{obs}(rad)$ ortalama sonuçları.

$E_K(erg)$	$n(cm^{-3})$	$\theta_j(rad)$	$\theta_{obs}(rad)$
6.32×10^{52}	1.66×10^{-2}	0.121	0.077

Sherpa ile elde edilen bütün ardıl ışınım fiziksel parametre fit sonuçları, Ek, n, θ_j ve θ_{obs} değerlerine ait ortalamalar Tablo 5.1, 5.2, 5.3'te verilmiştir. Jet modellerinin fit sonuçlarına ait ortalama değerlerin birbirine yakın olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Ancak, güç kanunu jet modeline ait n değeri $\sim 10^{-2}$ cm^{-3} şeklinde nispeten daha yoğun ortamı işaret etmektedir. Bununla birlikte, üç jet modelinde de θ_j değerleri $\sim$0.12 rad ($\sim$6 derece) bulunması literatürdeki çalışmalarla benzer sonuçlara ulaşıldığı göstermektedir (Fong *ve diğ.*, 2015; Ghirlanda *ve diğ.*, 2016). Üç jet modeline ait çıktıların ortalamalarının benzer olmasının genel sebeplerinden bir tanesi gözlenen GIP'ların jet doğrultusu içinde kalmasıdır.

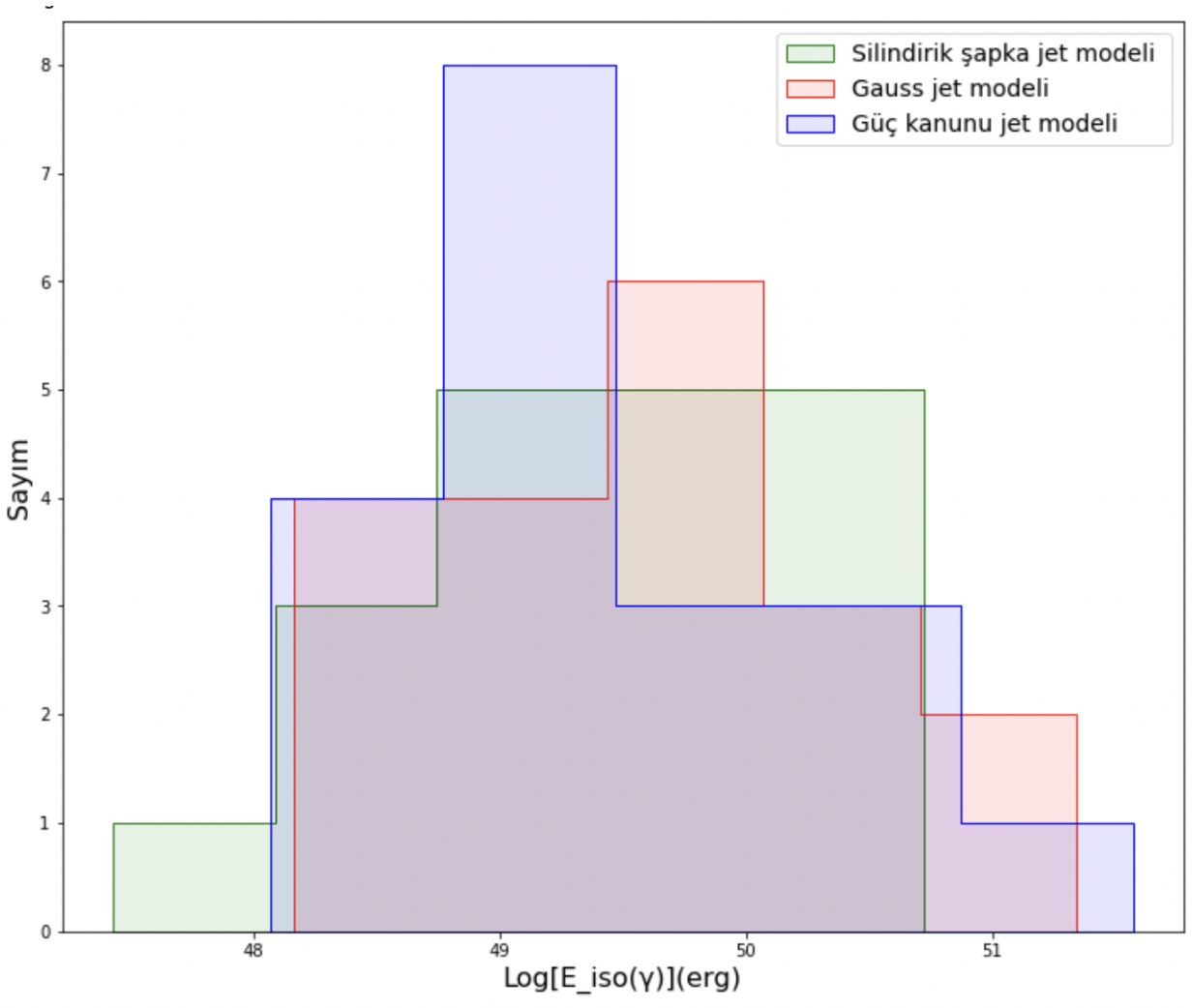


Şekil 5.1: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait izotropik kinetik enerji fit sonuç histogramları.

Ancak, fit sonuçları bağlamında ardıl ışınım fiziksel parametre farklarının daha iyi anlaşılması için gözlemcinin jet doğrultusu dışında kaldığı gözlemlere de ihtiyaç duyulmaktadır. Aşağıda elde edilen fit sonuçlarına ait grafiklerde ve histogramlarda, model-veri uymunun iyi olmadığı kısa GIP fit sonuçları eklenmemiştir. Model-veri uymunun iyi olmadığı bu kaynaklar: GRB 080426, GRB 200826A, GRB 150101B, GRB 091109B,

GRB 100724A, GRB 160821B, ve GRB 061210 (silindirik jet modeli); GRB 150101B, GRB 160821B, GRB 091109B, GRB 131004A, GRB 111020A, GRB 070809, GRB 070724A ve GRB 100724A (Gauss jet modeli); GRB 150101B, GRB 160821B, GRB 091109B, GRB 131004A, GRB 070809, GRB 070724A, GRB 111121A, GRB 060313 ve GRB 100724A (güç kanunu jet modeli).

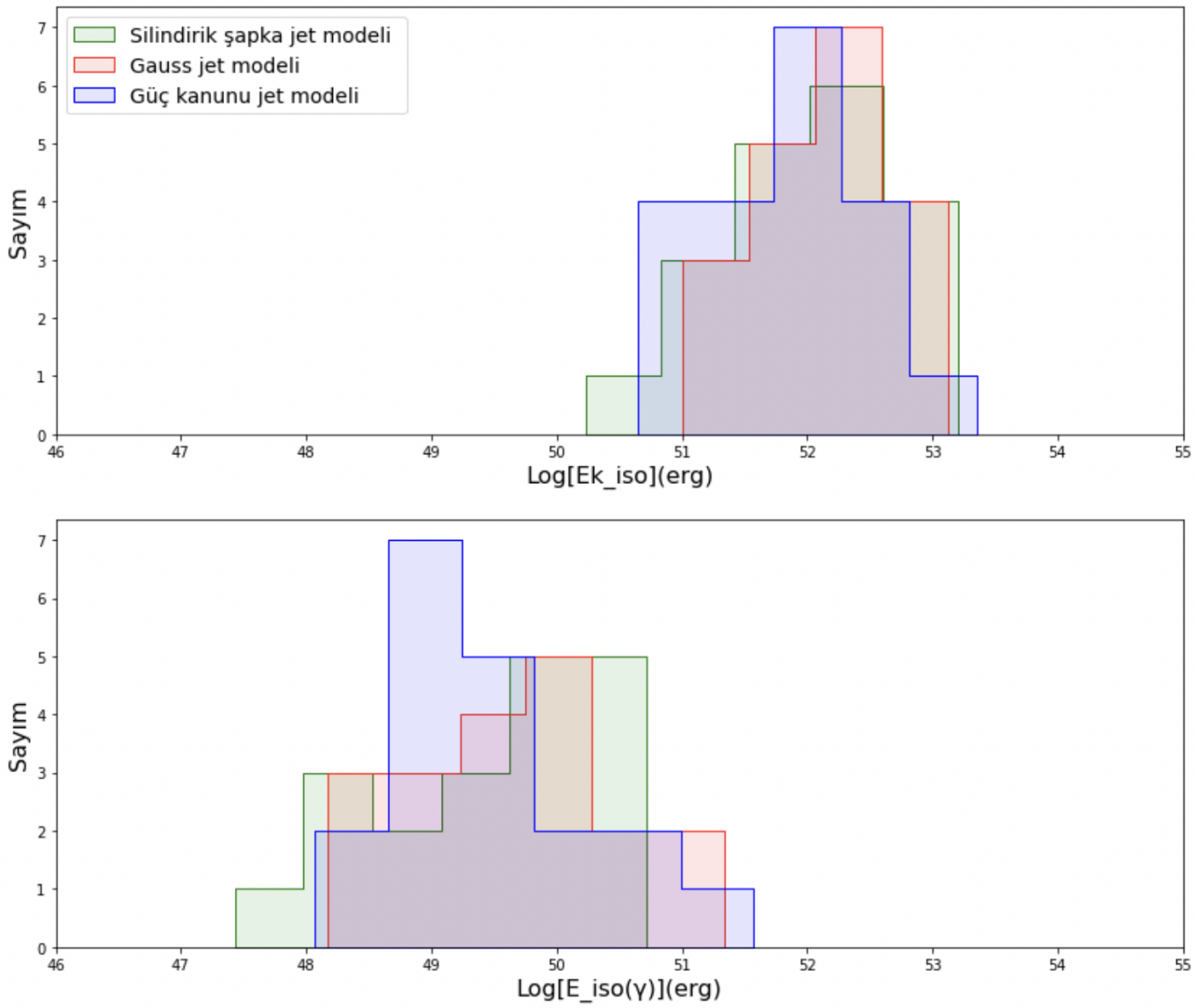
Şekil 5.1'de üç jet modeline ait kinetik enerji dağılımı gösterilmiştir. Güç kanunu jet modeli $\sim 10^{52}$erg civarında maksimum sayıma ulaşmıştır. Güç kanunu jet modelinde en yüksek kinetik enerji $\sim 10^{54}$erg değerinde sonlanmaktadır. Silindirik şapka jet modelinde kinetik enerji dağılımının $\sim 3 \times 10^{51}$erg gibi bir değerde maksimum sayıma ulaştığı görülmektedir. Gauss jet modelinde ise $\sim 5 \times 10^{54}$erg gibi bir değerde maksimum sayıma ulaşmaktadır. Kısa GIP'lar için üç jet model sonuçları literatüre benzere kinetik enerji dagılımına sahip olduğu görülmektedir. Yani, $\sim 10^{49}$erg ile $\sim 5 \times 10^{53}$erg arasında bir enerji bandına sahiptir.



Şekil 5.2: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait düzeltilmiş (beaming-corrected) kinetik enerji fit sonuç histogramları.

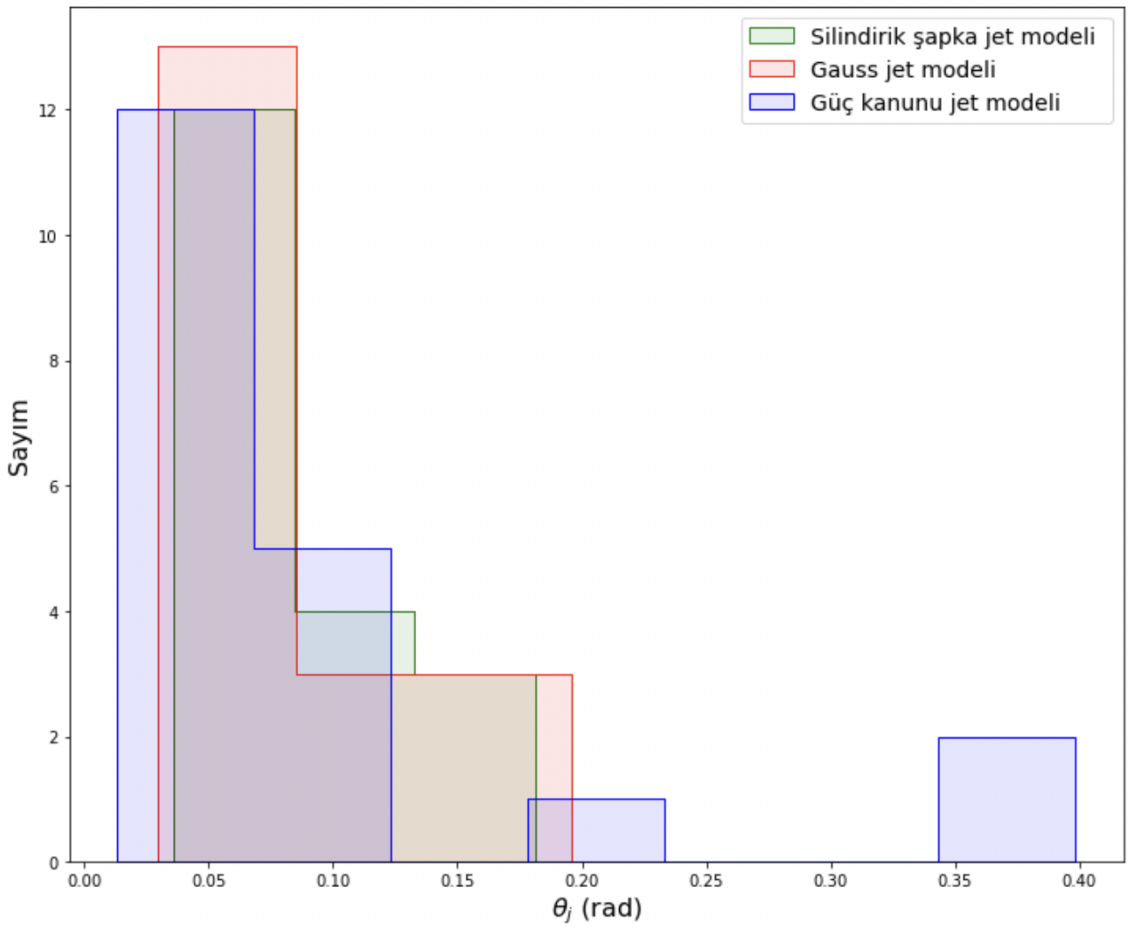
GIP kaynaklarına ait sadece jetin sahip olduğu enerjinin ölçülmesi için düzeltilmiş veya

gerçek kinetik enerji terimi kullanılmaktadır. Buna göre, varsayılan toplam kinetik enerji ile jetin üretebileceği enerji arasında bir dönüşüm sağlanabilmektedir. Tez çalışmasında elde edilen izotropik kinetik enerji, 2.29 eşitliği kullanılarak jete ait kinetik enerji elde edimiştir. Böylece, varsayılan toplam kinetik enerjinin jet içerisinde nasıl dağıldığı hesaplanabilmektedir (Şekil 5.2). Ancak, bu enerji dağılımının, jet açıklık açısının karesine nasıl bağlı olduğu da görülmektedir. Bu bağlamda, toplam izotropik kinetik enerji dağılımı ile düzeltilmiş kinetik enerji dağılımının karşılaştırmalı histogramı Şekil 5.3'te alt alta verilmiştir. Toplam izotropik kinetik enerji dağılımı ile düzeltilmiş kinetik enerji dağılımı arasında yaklaşık 100 faktöre kadar bir enerji farkı görülmektedir. Örneğin, tipik jet açıklık açısı 6 derece ve izotropik kinetik enerji 10^{51}erg verilen bir olay için düzeltilmiş kinetik enerji $\sim 10^{49}$erg olduğu hesaplanmaktadır. Dolayısıyla, üretilen toplam kinetik enerjisinin büyük bir kısmı jet içerisinde üretildiği görülmektedir (Frail *ve diğ.*, 2001).



Şekil 5.3: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait düzeltilmiş kinetik enerji ve izotropik kinetik enerji karşılarştırmalı histogramları.

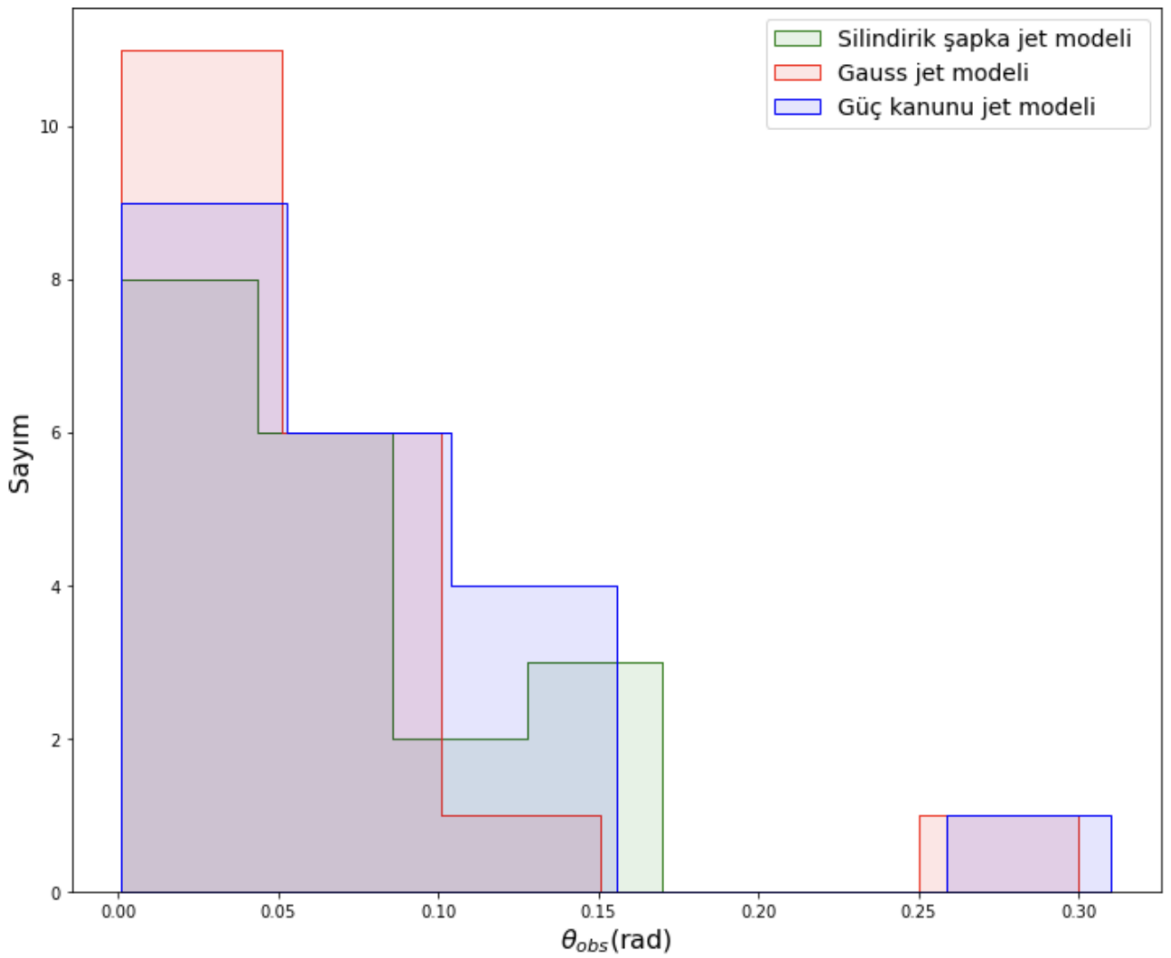
Şekil 5.4'te jet açıklık açısı (θ_j) dağılımı histogram olarak gösterilmiştir. Literatürde çalışılan



Şekil 5.4: Silindirik şapka, Gauss ve güç kannunu jet modellerine ait jet açıklık açısı histogramları.

GIP kaynaklarına benzer jet açıklık açı dağılımları elde edilmiştir. Üç jet modelinde de elde edilen jet açıklık açılarının dar bir dağılıma sahip olduğu görülmektedir. Bu modeller içerisinde, en dar açılı jetlere sahip güç kanunu jet modelinde gözlenmektedir (histogram grafiğinde açık mavi rekte gösterilmektedir). Daha sonra, dar jetlere sahip Gauss jet modeli ve silindirik şapka jet modeli gelmektedir. Şekil 5.4'te görüldüğü üzere jet açıklık açıları 0.01 ile 0.2 radya aralığında yığılma görülmektedir. Literatürde çalışılan silindirik şapka jet modeli ile bulduğumuz jet modellerine ait sonuçlar uyumlu bulunmuştur. Bu sonuçlar, üretilen jetlerin, pek çok GIP kaynağı için oldukça dar bir jet açıklık açısına sahip olduğunu göstermektedir (Fong *ve diğ.*, 2015; Frail *ve diğ.*, 2001).

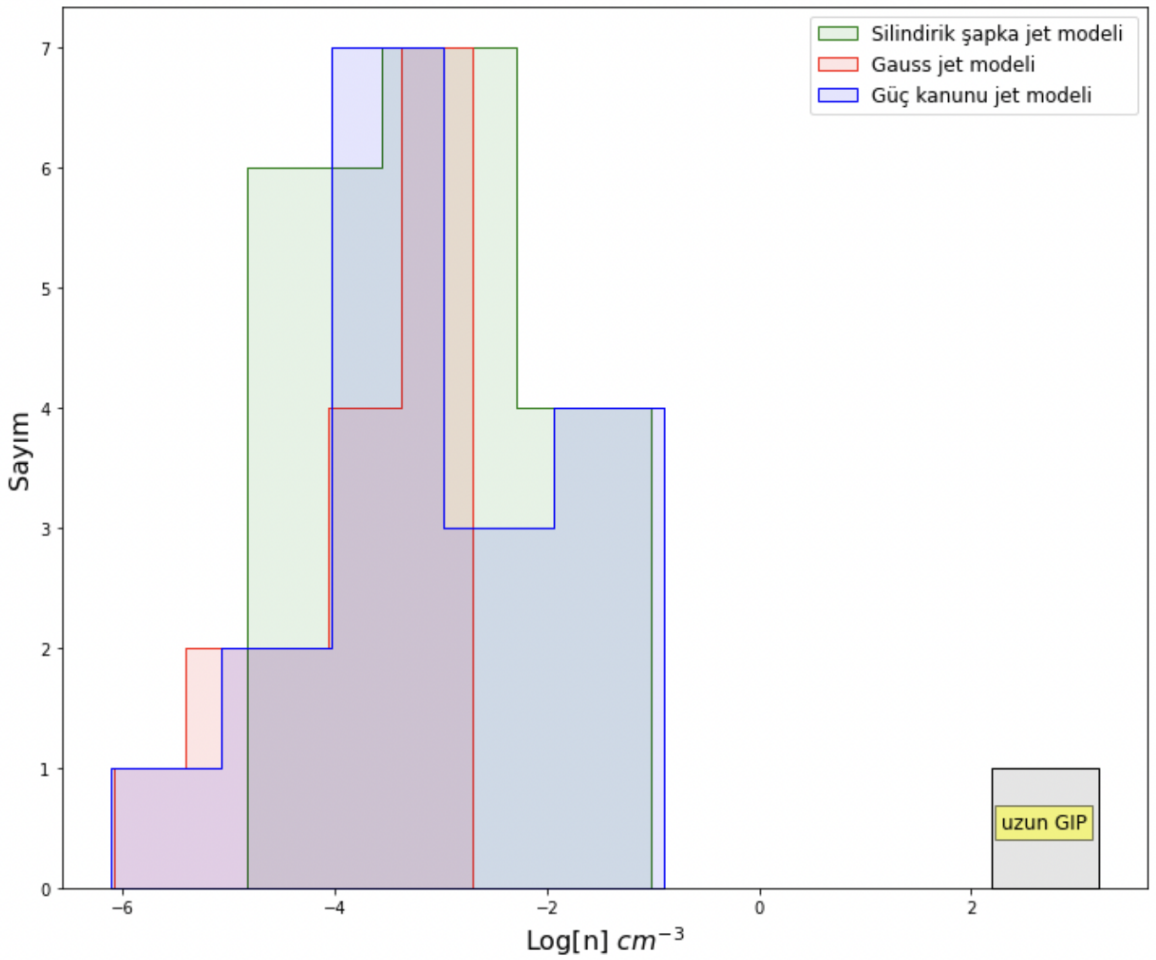
Şekil 5.5'te üç jet modelinin gözlenme açı (θ_{obs}) sonuçlarına ait histogramı gösterilmiş. Her üç modelde yaklaşık 0 ile 0.15 radyan (0-10 derece) arasında dağılıma gözlenmektedir. Tez kapsamında kullanılan X-ışın ardıl ışınım verilerinin sonuçlarına göre, kısa GIP oldukça dar bir bakış açısı altında gözlendiği söylenebilir. Ancak, bazı GIP kaynakları jet bakış açısı dışında da gözlenme açılarına sahip olduğu görülmektedir. Bu kaynaklar, 0.30 radyana kadar geniş gözlenme açısına sahip olmasının yanı sıra kinetik enerjileri de büyük bulunmuştur.



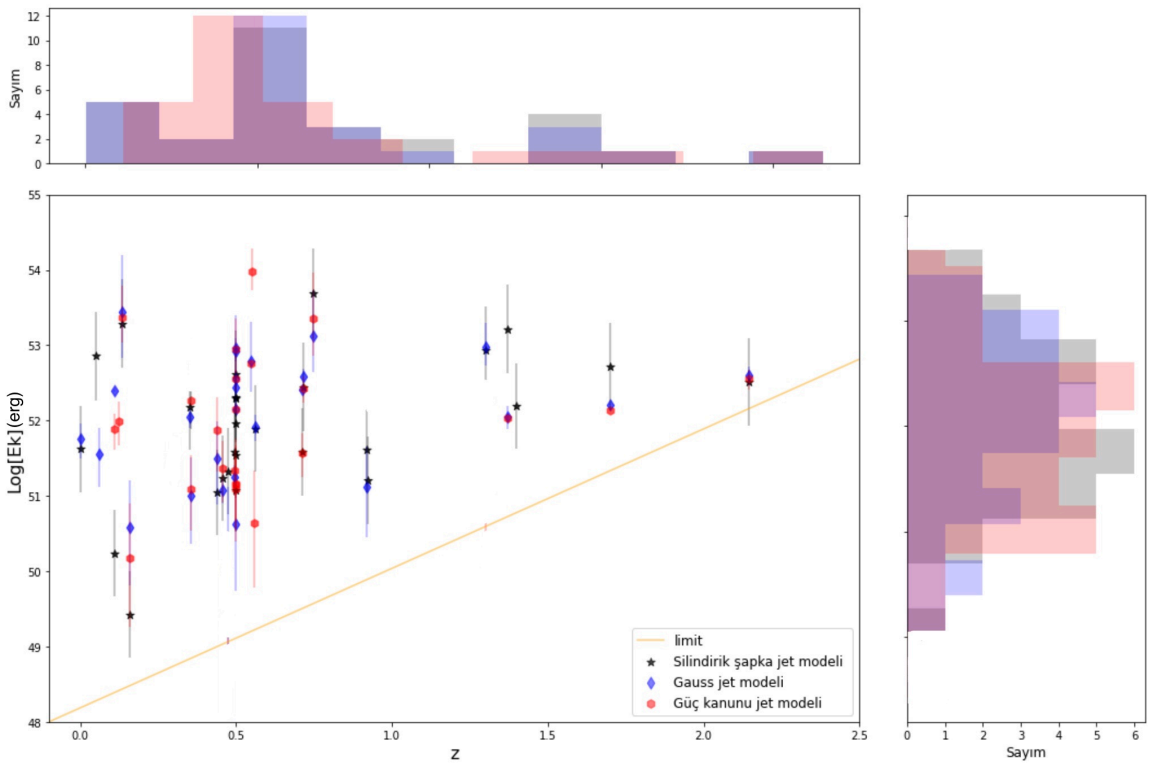
Şekil 5.5: Silindirik şapka, Gauss ve güç kannunu jet modellerine ait gözlenme açısı histogramları.

Şekil 5.6'da üç jet modeli için çevresel parçacık yoğunluk (n) sonuçları gösterilmiştir. Jet modellerinin fit sonuçlarına göre, çevresel parçacık yoğunlukları $\sim 10^{-6}$ ile $\sim 10^{-1}$ cm^{-3} arasında bir dağılıma sahiptir. Silindirik şapka jet modeli, diğer modellere göre daha dar aralık içinde maksimum sayıma ulaştığı (10^{-5} cm^{-3} - 10^{-1} cm^{-3}) görülmektedir. Tez kapsamında, uzun GIP kaynağına ait çevresel yoğunluk grafikte gösterilmektedir. Histogramda görüldüğü üzere uzun GIP'a ait çevresel parçacık yoğunluğu daha yüksek bulunmuştur. Histogramda kısa ve uzun GIP'lar ait çevresel yoğunluk farkı açıkça görülmektedir. Literatürdeki çalışmalara göre, kısa GIP'lar düşük çevresel ortamlara, uzun GIP'lar ise daha yoğun çevresel ortamlara sahip olduğu bulunmuştur (bkz. Şekil 2.8). Dolayısıyla, elde edilen sonuçların literatürde bulunan benzer çevresel parçacık yoğunluklarıyla uyumlu olduğu görülmüştür. Bu sonuçlar ayrıca, kısa GIP'ların düşük çevresel parçacık yoğunluk dağılımlarına sahip olduğunun da teyidini göstermektedir.

Şekil 5.7'de kinetik enerjiye karşılık kırmızıya kayma gösterilmiştir. Kırmızıya kayması kesin olarak bilinmeyen kaynaklar 0.5 seçilmesinden dolayı 0.5 civarında bir yoğunluk

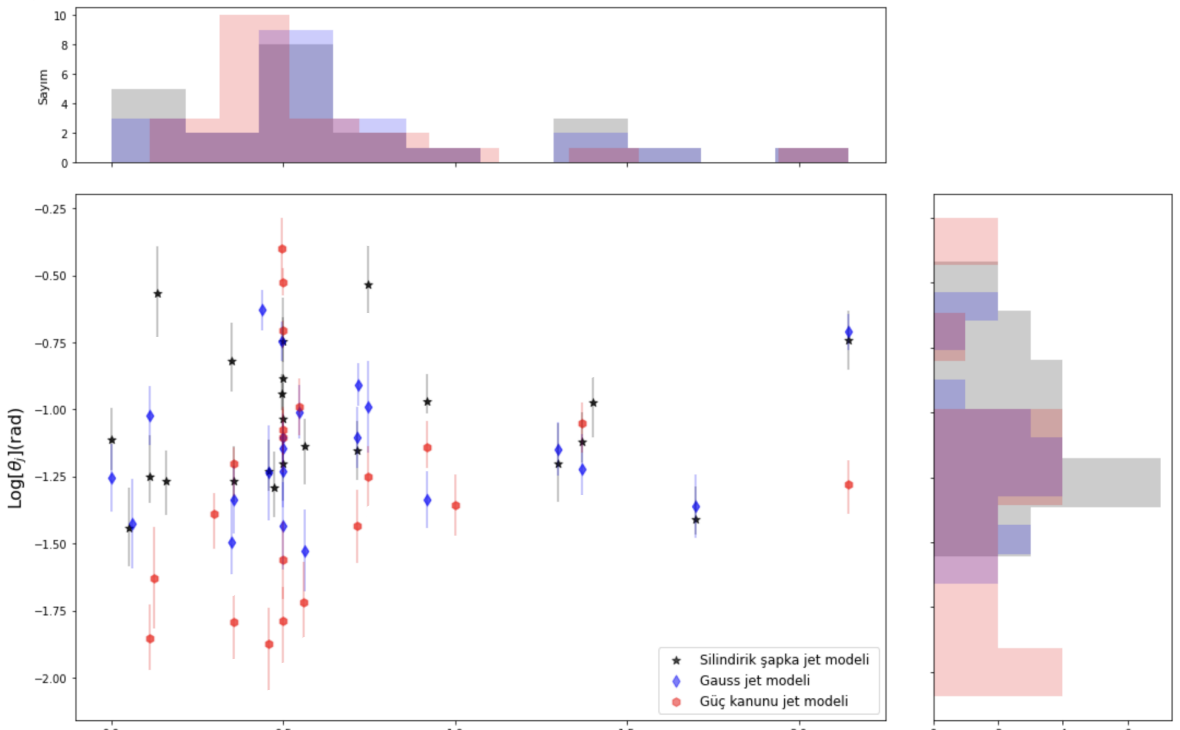


Şekil 5.6: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modelleri ile modellenmiş kısa GIP'lara ve bir uzun GIP'a ait çevresel yoğunluk histogramları.



Şekil 5.7: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait kırmızıya kaymaya karşık E_k gösterimi.

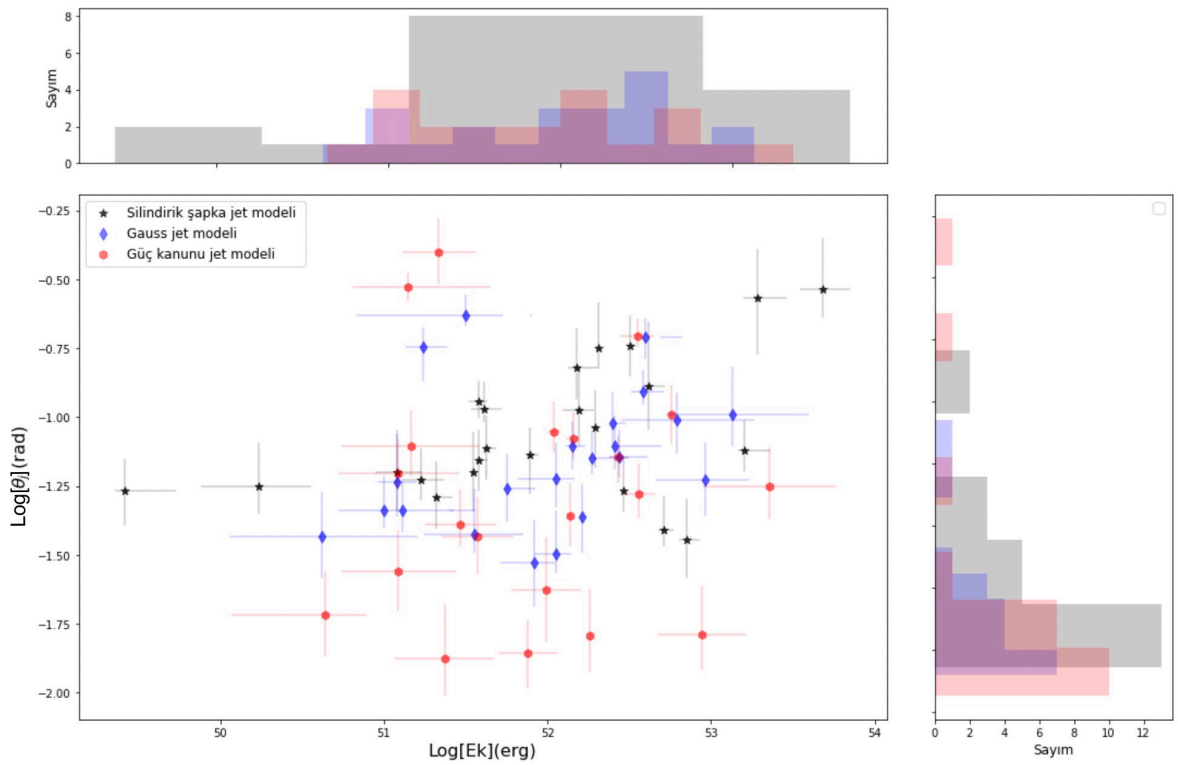
görülmektedir. Kırmızıya kayma arttığında kinetik enerjide de bir artış gözlenmektedir. Bunun anlamı, büyük kırmızıya kaymalarda sadece izotropik kinetik enerjisi büyük olan kaynaklar tespit edilebilmektedir (Bloom, 2011). Ancak, burada gözlenme açısı da oldukça önemlidir. Çünkü, izotropik kinetik enerjisi büyük olmasına rağmen, eğer gözlemci jet bakış doğrultusunun çok dışında ise GIP kaynağının tespit edilmesi beklenmeyebilir.



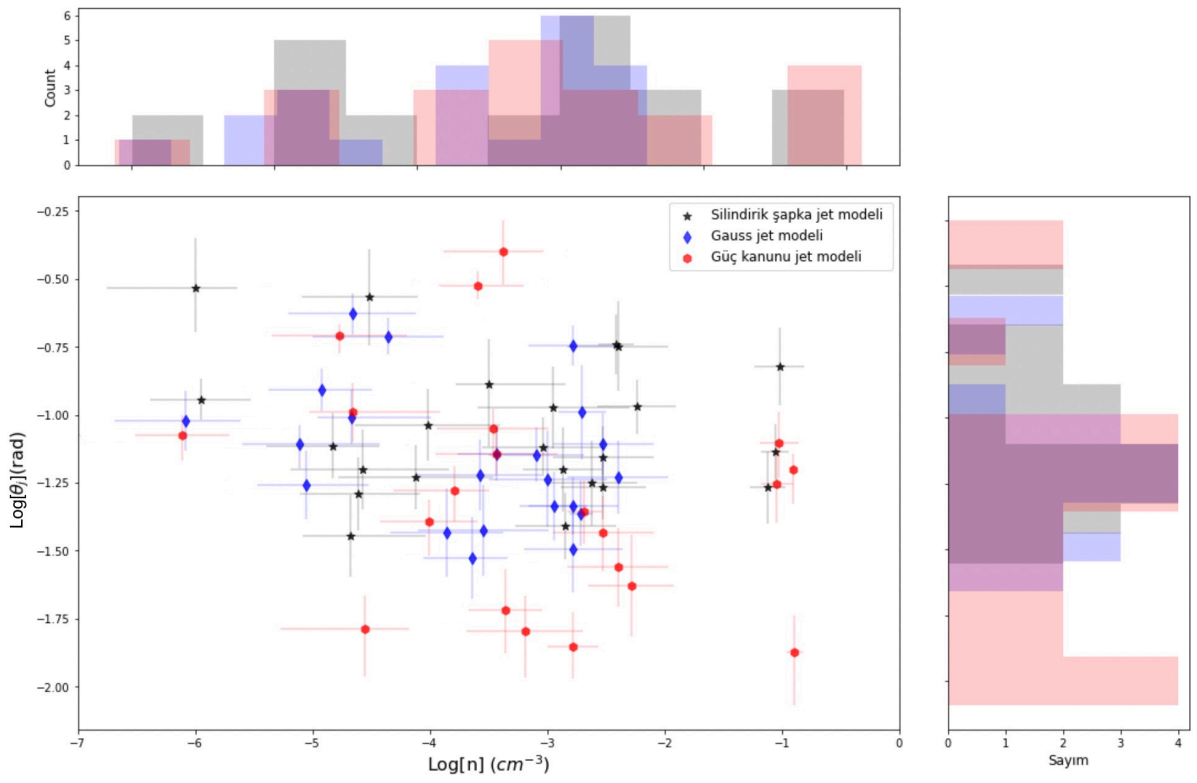
Şekil 5.8: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait kırmızıya kaymaya karşık jet açıklık açısı gösterimi.

Şekil 5.8'de θ_j açısına karşılık kırmızıya kayma grafiği gösterilmiştir. Kırmızıya kayması kesin olarak bilinmeyen kaynaklar için bu değerin 0.5 seçilmesinden dolayı şekilde görüldüğü üzere yığılma z=0.5 civarında gözlenmektedir. Üç jet modelinde de kırmızıya kayma arttığı zaman jet açıklık açısının da nispeten arttığı görülmektedir. Uzaklık arttıkça daha geniş jet açıklık açısına sahip kaynakların tespit edilebildiği söylenebilir. Dar jet açılık açılarına sahip kaynakların ise bakış açısının dışında kalma olasılıkları daha büyük ve çok küçük jet açıklık açılarına sahip kaynaklar gözlenme olasılıklarının da düşük olduğu söylenebilir. Çünkü, ardıl ışınım fit sonuçlarına göre $\sim$ z=0.5 ile $log[\theta_j] \sim$ - 1.5 bölgesinde artan bir boşluk gözlenmektedir.

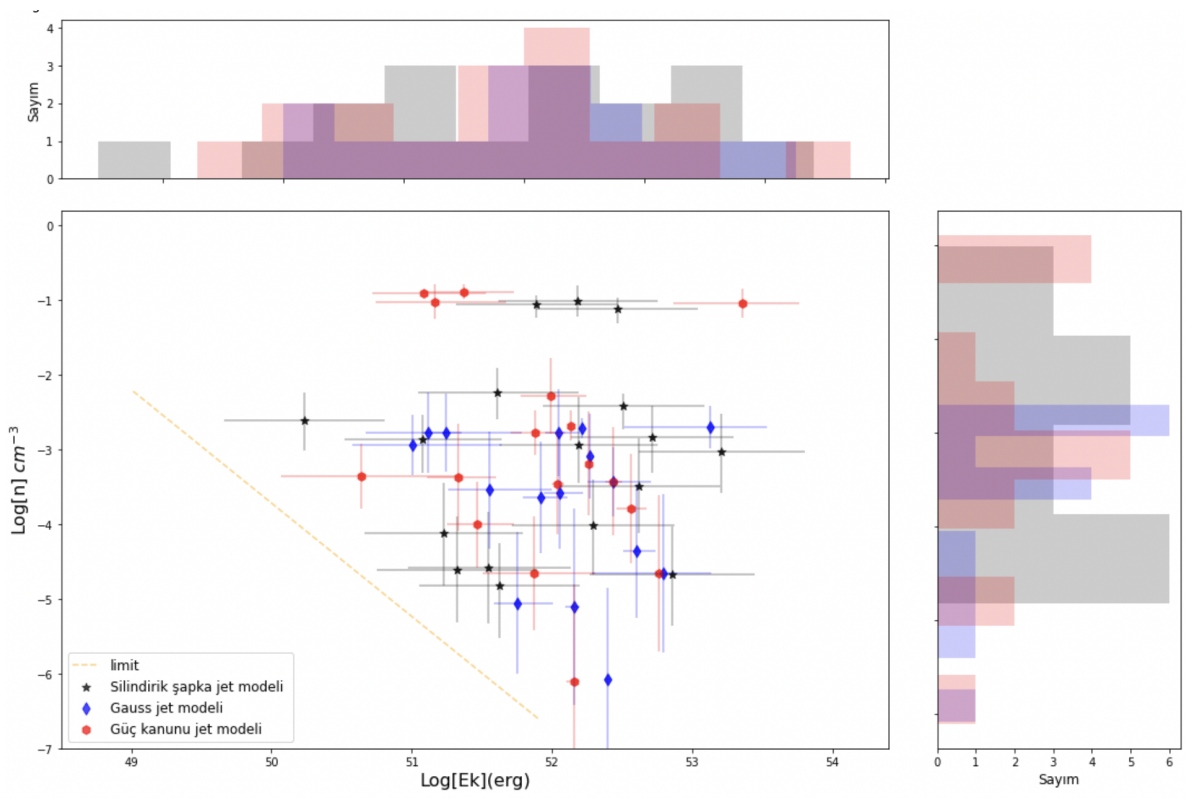
Şekil 5.9'da kinetik enerjiye karşılık jet açıklık açısı gösterilmiştir. Üç jet modeline ait sonuçlara göre kinetik enerji ile jet açıklık açısı arasında herhangi bir ilişki bulunamamıştır. Şekilde görüldüğü üzere fit sonuçları homojen bir dağılım gözlenmiştir.



Şekil 5.9: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait kinetik enerjiye karşılık jet açıklık açısı gösterimi.



Şekil 5.10: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait çevresel parçacık yoğunluğuna karşılık jet açıklık açısı gösterimi.



Şekil 5.11: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait E_k'ya karşılık çevresel parçaçık yoğunluğu gösterimi.

Şekil 5.10'da θ_j karşılık n grafiği gösterilmiştir. Grafikte görüldüğü gibi $log[\theta_j] \sim -1$ radyan ile $Log[n] \sim -4$ altında herhangi bir değer bulunamamıştır.

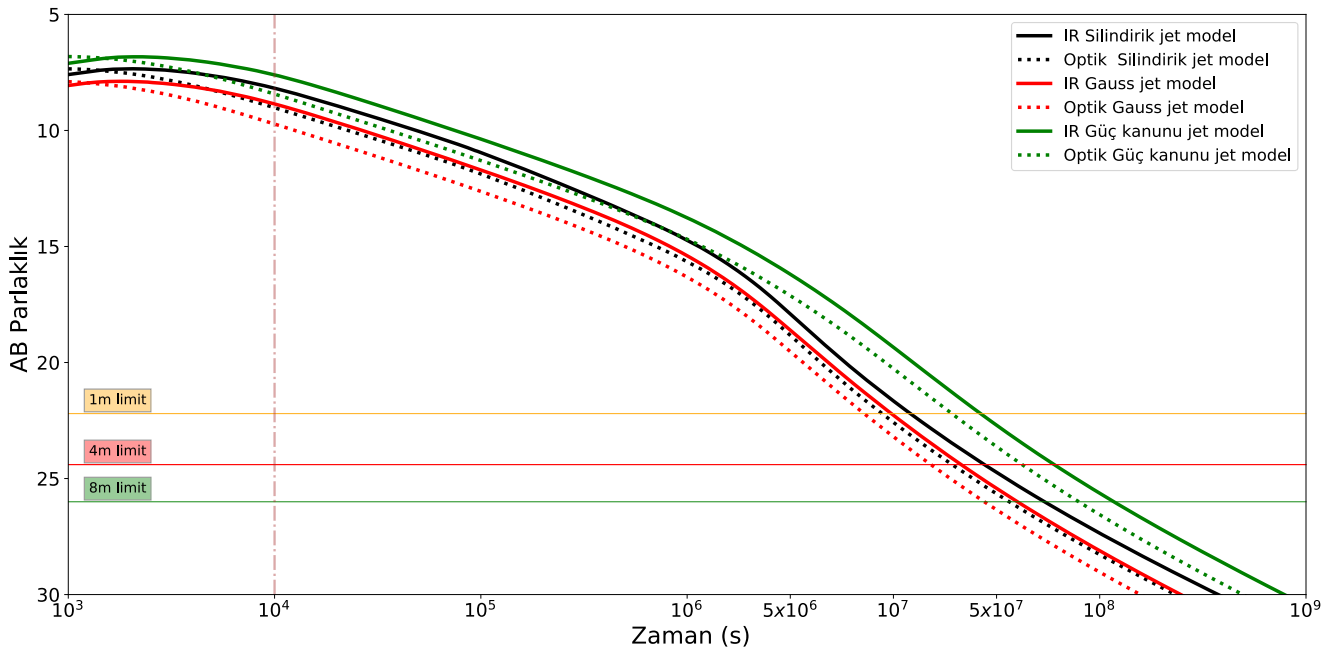
Şekil 5.11'de kinetik enerjiye karşılık çevresel yoğunluk grafiği gösterilmiştir. Üç jet modelinde $E_k \sim 10^{51}$erg ile $\sim 10^{54}$erg arasında homojen dağılım göstermektedir. Ancak, şekilde $n \sim -2$ altında ve $E_k \sim 10^{52}$erg altından itibaren bir boşluk görülmektedir (sarı çizim). Buna göre, iki parametrede eş zamanlı alt limit değerleri elde edilememiştir. Yani, hem kinetik enerji hem de çevresel yoğunluk çok küçük değerler elde edilememiştir. Literatürde benzer çalışma optik ve radyo ardıl ışınım ışık eğrileri için yapılmıştır (Metzger ve Berger, 2012). Çalışmamızda elde ettiğimiz X-ışın ardıl ışınım fit sonuçları literatürle karşılaştırıldığında benzer sonuçlara ulaşılmıştır.

5.0.0.2. Kızılötesi ve Optik Sentetik Işık Eğrilerinin Üretilmesi ve Değerlendirilmesi

Tez kapsamında, özellikle DAG 4-m sınıfında olması sebebiyle kızılötesi (IR: 2188 nm) sentetik ışık eğrileri üretilmiştir. Bununla birlikte, optikte kırmızı bant kullanılmıştır. Kırmızı bant kullanılmasının önemli gerekçelerinden bir tanesi, gerçekleşebilecek bir kilonova gözlemi ile ardıl ışınım gözlemi arasındaki gözlemsel ayırımı netleştirmektir. Çünkü, kilonovalar, hem kırmızı-kızılötesi hem de mavi-morötesi bantlarda r-süreci ve radyoaktif

bozunma sırasında açığa çıkan enerjiden dolayı bu iki bant aralığında oldukça parlak gözlenirler. Kilonovalara ait kırmızı-kızılötesi bantlarında gözlenen ışık eğrilerine ardıl ışınımlardan ayırmak için bu iki bantta sentetik ışık eğrileri üretilmiştir. Sentetik ardıl ışınım ışık eğrilerinden kızılötesi ve kırmızı bant seçimi yapıldıktan sora uzaklık ve gözlenme açıları belirlenmiştir. Halihazırda kütle çekimsel dalga dedektörlerinin tespit edebileceği olası nötron yıldız çiftine ait kütle çekimsel dalgaların iyimser sonuçlarına göre 200 Mpc uzaklığına kadar ulaşabilmektedir. (Beniamini *ve diğ.*, 2018; Ghirlanda *ve diğ.*, 2016). İlk nötron çift yıldız birleşmesi olan GRB/GW 170817'nin uzaklığı ise 40 Mpc'dir (Margutti *ve diğ.*, 2018; Troja *ve diğ.*, 2018a). Dolayısıyla, kütle çekimsel dalga kaynağının uzaklık limiti göz önünde bulundurularak; 40, 100 ve 200 Mpc uzaklıklar ile birlikte gözlenme açıları da 4°, 10°, 20°, 30° ve 45° şeklinde seçilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Tez kapsamında elde edilen ardıl ışınım fiziksel parametre sonuçları sırasıyla silindirik şapka jet modeli Tablo 5.1, Gauss jet modeli Tablo 5.2 ve güç kanunu jet modeli Tablo 5.3'te verilmiştir. Bulunan ardıl ışınım fiziksel parametreleri ile silidirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modelleri ile kızılötesi ve optik bantlarda, sentetik ışık eğrileri üretilmiştir. `afterglowpy` tarafından üretilen ışık eğrisi çıktılarına ait akılar Jy (Jansky) birimde olup AB parlaklığına dönüştürülmüştür.



Şekil 5.12: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir 4° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

AB kadir sistemi, SDSS gibi modern teleskoplarda kullanılmaktadır. Bu sistemde tüm

bantların sıfır noktası 3631 Jy ($1Jy = 10^{-26}\ WHz^{-1}m^{-2}$) olarak tanımlanlanmaktadır. Herhangi bir akı değeri verildiğinde bu dönüşüm aşağıdaki denklem ile verilmektedir (Tonry *ve diğ.*, 2012):

$$m = -2.5\log_{10}\left(\frac{f_\nu}{3631\ \mathrm{Jy}}\right) \tag{5.1}$$

veya

$$m = -2.5\log_{10}(f_\nu) + 8.90 \tag{5.2}$$

Burada, f_ν ölçülen cismin akı yoğunluğudur ve birimi Janskys'tir. $f_{\mathrm{AB}} = 3631$ Jy ise referans akı yoğunluğunu ifade etmektedir.

AB parlaklık dönüşümleri yapıldıktan sonra fit sonuçları bağlamında elde edilen ardıl ışınım fiziksel parametre değerleri kullanılarak üç jet modeli için ve farklı uzaklıklar (40, 100 ve 200 Mpc) ile farklı gözlem açılarına (4°, 10°, 20°, 30° ve 45°) sahip ışık eğrileri üretilmiştir. Fit sonuçlarından elde edilen fiziksel parametre setlerinin sabit kalması koşuluyla sırasıyla 40 Mpc uzaklığına karşılık 4°, 10°, 20°, 30° ve 45° ışık eğrileri üretilmiştir. Aynı yöntem kullanılarak, 100 Mpc ve 200 Mpc için sentetik ışık eğrileri üretilmiştir. Bununla birlikte her bir grafikte, silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait kızılötesi - optik bant sentetik ışık eğrileri ile beraber 1-m, 4-m ve 8-m teleskop limitleri (Tanaka ve Hotokezaka, 2013) eklenmiştir. Bu çalışmada, 10 dakikalık poz süresi dikkate alınarak teleskop limitleri göz önünde bulundurulmuştur.

Şekil 5.12'de üretilen ardıl ışınım sentetik ışık eğrisinde kullanılan fiziksel parametre değerleri silindirik şapka jet modeli için girdiler; $E_k = 4.33 \times 10^{52}$, $n = 9.97 \times 10^{-3}$, $\theta_j = 0.136$, $\theta_{obs} = 0.075$, $p = 2.43$, $\varepsilon_B = 0.1$, $\varepsilon_e = 0.1$, $d_L = 40 \quad Mpc$ verilmiştir. Gauss jet modeli için girdiler; $E_k = 3.62 \times 10^{52}$, $n = 8.88 \times 10^{-3}$, $\theta_j = 0.112$, $\theta_{obs} = 0.068$, $p = 2.43$, $\varepsilon_B = 0.1$, $\varepsilon_e = 0.1$, $d_L = 40 \quad Mpc$ verilmiştir. Güç kanunu jet modeli için girdiler; $E_k = 6.32 \times 10^{52}$, $n = 1.66 \times 10^{-3}$, $\theta_j = 0.121$, $\theta_{obs} = 0.077$, $p = 2.43$, $\varepsilon_B = 0.1$, $\varepsilon_e = 0.1$, $d_L = 40 \quad Mpc$ verilmiştir. Bu fiziksel parametre setlerinden literatürde ortalama olarak elde edilen $\varepsilon_B = 0.01$, $\varepsilon_e = 0.1$ ve $p = 2.43$ alınmıştır (Fong *ve diğ.*, 2015). Bütün ardıl ışınım

fiziksel parametre seti hazırlandıktan sonra, aşağıda her bir ışık eğrisine ait üç jet modeli bağlamında 1m, 4m, 8m sınıfı teleskop gözlem stratejileri tartışılmıştır.

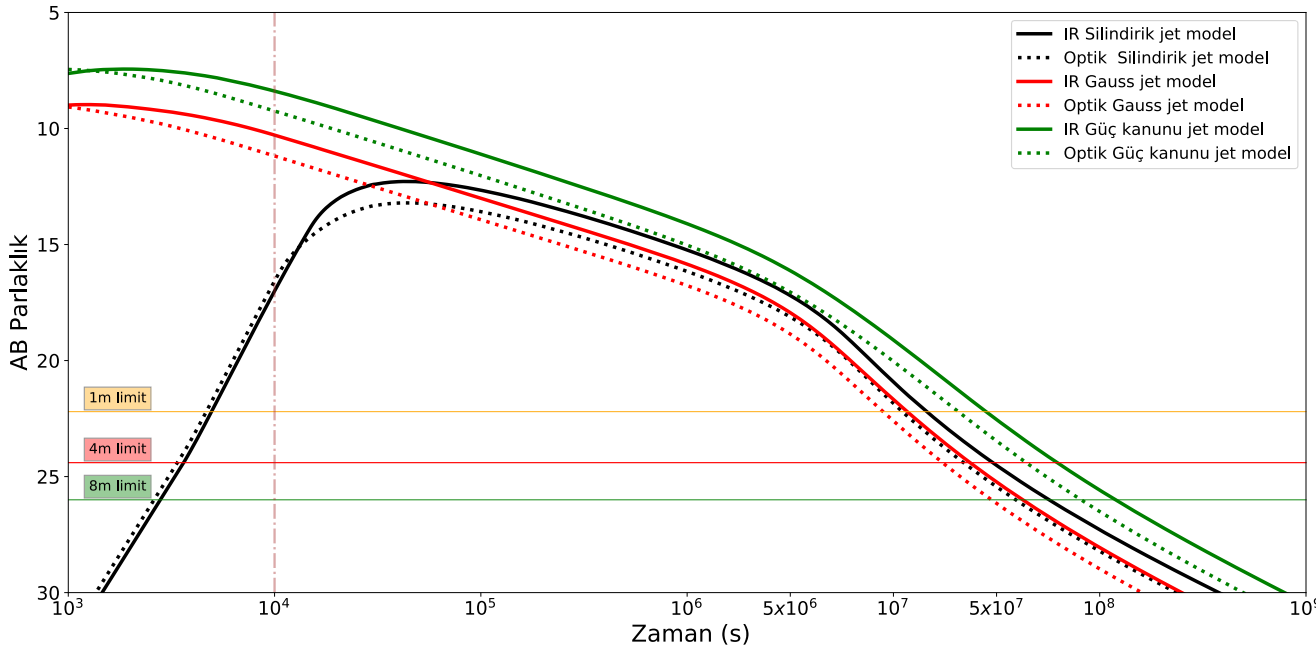
Sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri, Şekil 5.12'de gösterilen üç jet modeli ve iki bant (kızılötesi ve optik) ile üç teleskop sınıfı tarafından yaklaşık 7 kadirden itibaren gözlemeye başlar. Silindirik şapka jet modeli, kızılötesi siyah çizim ve optik bant noktalı çizim olarak gösterilmiştir. Bu jet modeli için kızılötesi ve optik bant teorik gözlem zamanı 1-m teleskop limitine (sarı çizim) göre yaklaşık olarak 120 gün (1×10^7 saniye) sürebilir. 4-m teleskop limitine (kırmızı çizim) göre kızılötesi bantta 570 gün ($\sim 5 \times 10^7$ saniye) ve optik bantta 480 gün gözlem süresine sahip olabilir. 8-m teleskop limitine (yeşil çizim) göre ise her iki bant 870 gün ($\sim 7 \times 10^7$ saniye) gözlem süresine sahip olabilir.

Gauss jet modelinde (kırmızı çizim), kızılötesi ve optik bant için teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre yaklaşık olarak 120 gün; 4-m teleskop limitine göre, kızılötesi bantta 480 gün ve optik bantta 350 gün gözlem süresine sahip olabilir. 8-m teleskop limitine göre iki bantta yaklaşık $\sim$630 gün gözlem süresine sahip olabilir. Teleskop limitlerine göre, Gauss jet modeline ait gözlem süreleri silindirik şapka jet modeline benzerlik göstermektedir.

Güç kanunu jet modelinde (yeşil çizim), kızılötesi ve optik bant için teorik gözlem süreleri 1-m teleskop limitine göre yaklaşık 520 gün olur. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta yaklaşık 890 gün ve optik bantta yaklaşık 700 güne sahip olduğu söylenebilir. 8-m teleskop limitine (yeşil çizim) göre kızılötesi bantta yaklaşık 1300 gün ve optik bantta ise 1050 gün gözlem sürelerine sahip olduğu söylenebilir. Teleskop limitlerine göre, silindirik şapka jet modeli ve Gauss jet modelinden daha fazla gözlem sürelerine sahip olduğu görülmektedir.

Şekil 5.13'teki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 10° verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.13'te gösterilen üç jet modeli ile iki bant (kızılötesi ve optik) için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modeli, kızılötesi siyah çizim ve optik bant noktalı çizimle ifade edilmiştir. Bu modelde jet bakış açısının dışında kaldığı için gözlenen akıda erken zaman ölçeklerinde bir dikleşme görülmektedir. Her iki bant yaklaşık olarak $\sim 6 \times 10^4$ saniye sonra maksimum parlaklığa ulaştığı görülmektedir. En yüksek parlaklık değeri $\sim$13 kadir parlaklığa ulaştıktan sonra zamanla teleskop limetleri altına düşmektedir.



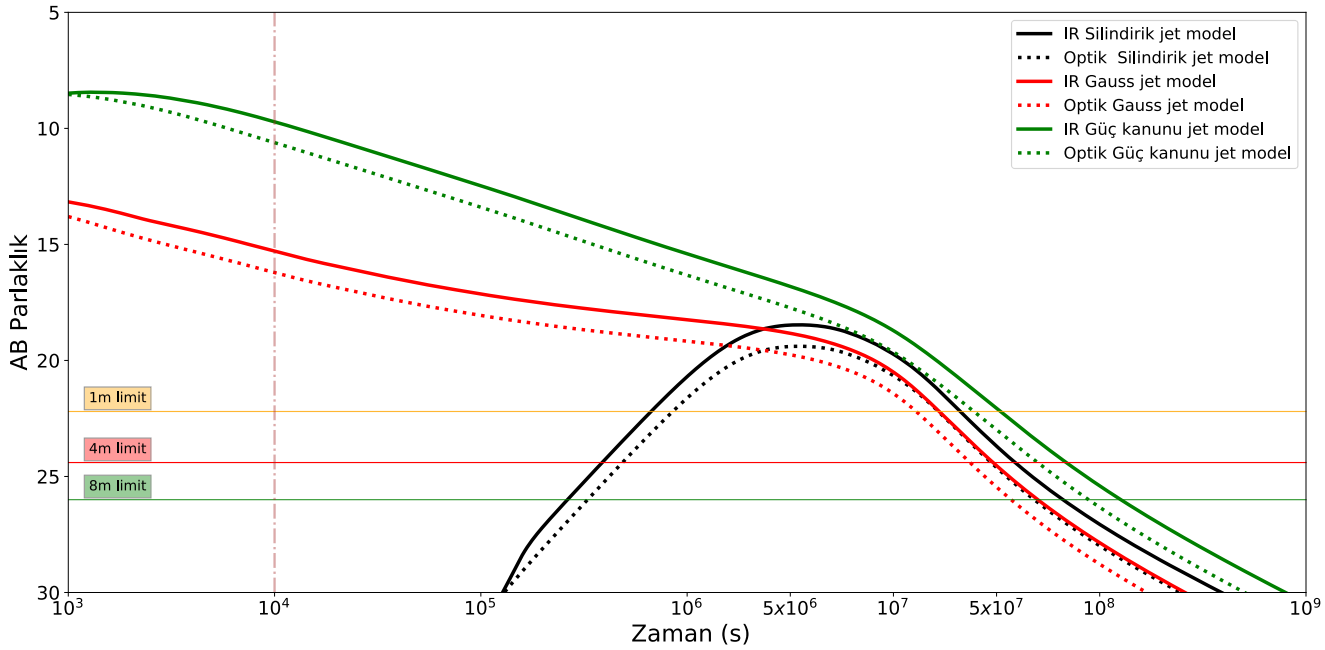
Şekil 5.13: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 10° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

Bununla birlikte, jet eksen dışı kızılötesi-optik ardıl ışınım, silindirik jet modeli varsayımı altında Krühler *ve diğ.* (2009) çalışmasında gösterilmiştir. Bu jet modeli için teorik gözlem süreleri kızılötesi ve optik bant gözönüne alındığında 1-m teleskop limitine göre iki batta da ∼120 gün gözlem sürelerine sahip olduğu söylenebilir. 4-m teleskop limitine göre, kızılötesi bantta 570 gün ve optik bantta 480 gün gözlem sürelerine sahiptir. 8-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta ∼1300 gün ve optik bantta ise ∼1050 gün gözlem sürelerine sahip olduğu söylenebilir.

Gauss jet modeline göre gözlenen parlaklık yaklaşık 9 kadirden itibaren iki bantta da gözlenmeye başlanır. Bu modelde, kızılötesi ve optik bant için teorik gözlem süresi her iki bantta ve 1-m teleskop limitine göre yaklaşık 120 gün olduğu söylenebilir. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta ∼570 gün ve optik bantta ∼400 gün gözlem sürelerine sahip olduğu söylenebilir. 8-m teleskop limitine göre, kızılötesi bant için ∼700 gün ve optik bant için ∼570 gün gözlem zamanına sahip olduğu söylenebilir. Teleskop limitlerine göre, Gauss jet modeli gözlem süreleri silindirik şapka jet modeliyle benzerlikler göstermektedir.

Güç kanunu jet modelinde diğer jet modellerine göre ışık eğrilerinin daha fazla gözlemlediği görülmektedir. Bu modelde, parlaklık yaklaşık 7 kadirden itibaren gözlenmeye başlanır. Teorik gözlem süreleri 1-m teleskop limitine göre yaklaşık olarak iki bant için 520 gün sürebilir. 4-m teleskop limitine göre kırmızı bantta ∼890 ve optik bantta ∼700 gün gözlem

sürelerine sahip gözlenirken, 8-m teleskop limitine göre her iki bantta ∼1300 gün gibi gözlem sürelerine sahip olduğu söylenebilir. Teleskop limitleri karşılaştırıldığında, güç kanunu jet modelinin diğer iki jet modeline göre daha uzun gözlem süresi ve daha parlak ışık eğrileri gözlenmektedir.



Şekil 5.14: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 20° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

Şekil 5.14'teki ardıl ışınım fiziksel parametere seti gözlenme açısı hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 20° verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.14'te gösterilen her üç jet modeli ile iki bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modelinde, gözlenme açısı 20°ye sahip akı, patlamadan sonra yaklaşık ilk kez 8-m teleskop tarafından $\sim 3 \times 10^5$ saniye içinde tespit edilebilir. Kısa zaman içinde 4-m ve 1-m teleskoplar tarafından da tespit edilmeye başlanır. Gözlenen parlaklığın maksimuma ulaşması yaklaşık iki ay yani, $\sim 5 \times 10^6$ saniye kadar sürebilir. kızılötesi bantta maksimum parlaklığa ∼18 kadire, optik bantta ise 19 kadire kadar ulaşabilir. 4-m teleskop limiti göz önüne alındığında, kızılötesi bantta ∼630 gün ve optik bantta ∼570 gün gözlenme sürelerine sahip olduğu söylenebilir.

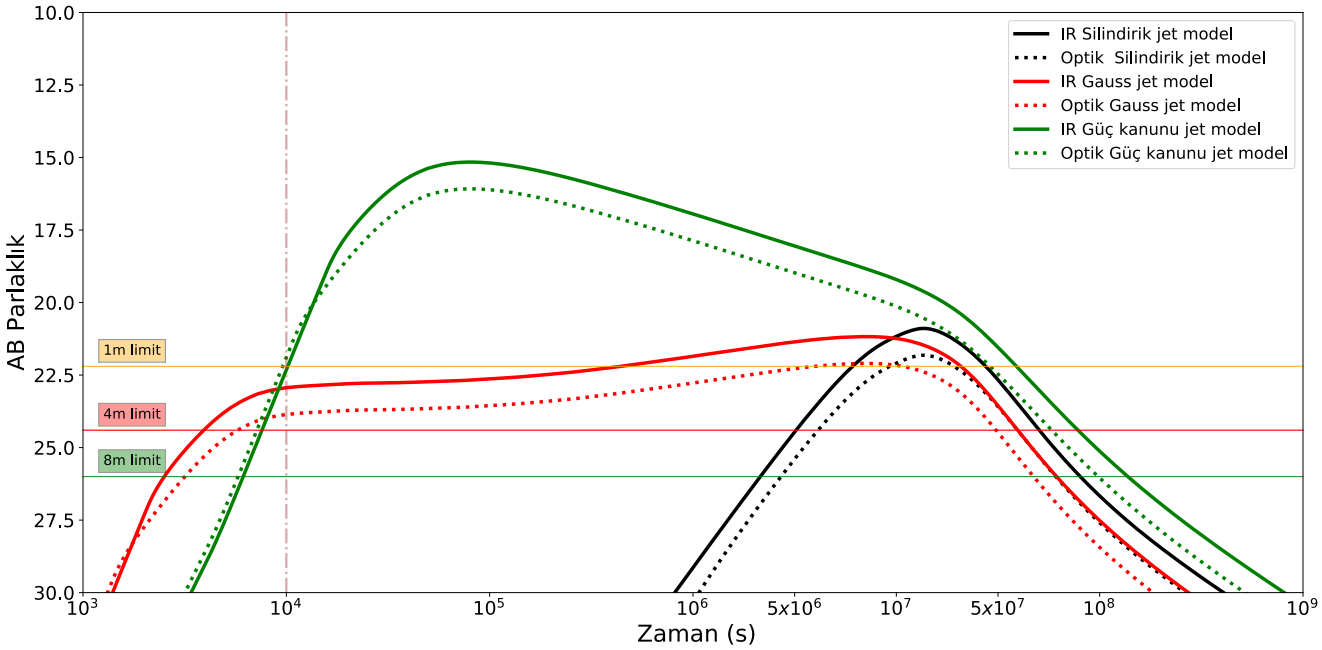
Gauss jet modeline ait parlaklıklar, kızılötesi ve optik bantta yaklaşık 13 kadirden itibaren gözlenmeye başlanır. Bu jet modeli için teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre her iki bantta ∼350 gün olur. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta 570 gün ve optik bantta

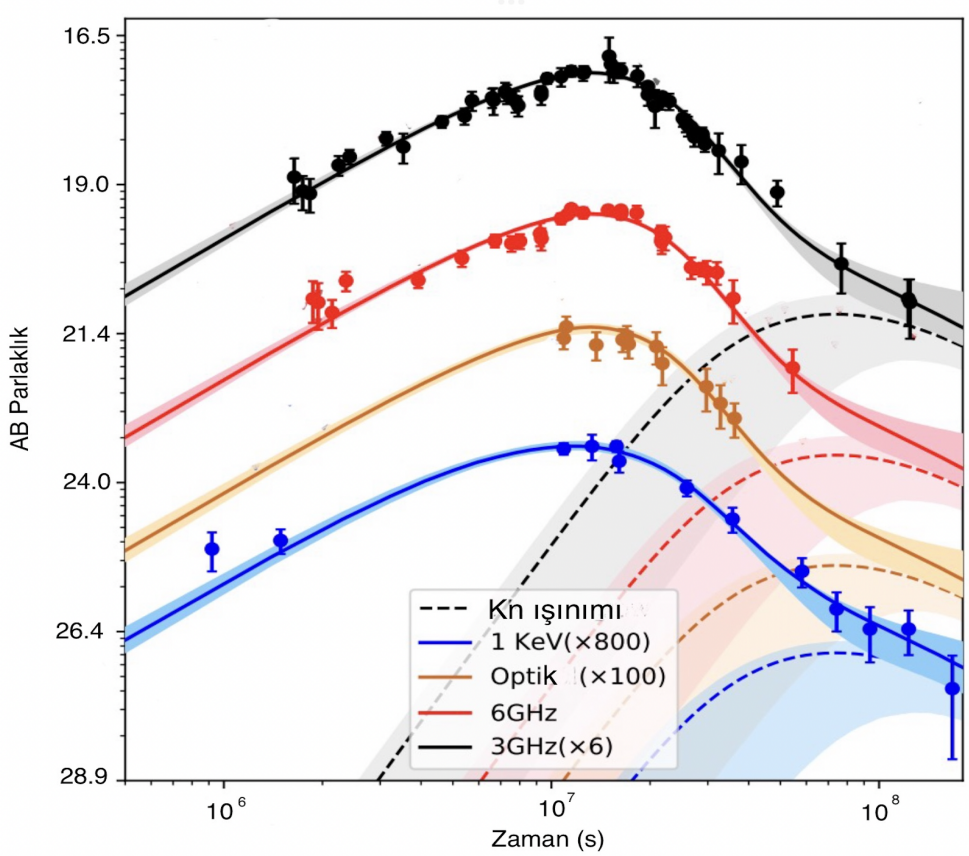
$\sim$460 gün gibi bir gözlem zamanına sahip olur. 8-m teleskop limitine göre iki bantta $\sim$800 gün gözlem zamanına ulaşabilir.

Güç kanunu jet modeli, diğer iki jet modeline göre 20° gözlenme açısına sahip olmasına rağmen diğer iki jet modeline göre daha fazla akının gözlendiği görülmektedir. Gözlenen parlaklık yaklaşık 8 kadirden itibaren üç teleskop tarafından gözlenmeye başlanır. Maksimum parlaklığa ulaştıktan sonra yavaş bir süreçte parlaklıkta düşüş gözlenir. Teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta $\sim$560 gün ve optik bantta $\sim$460 gün gözlem sürelerine sahip olabilir. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta $\sim$920 gün, optik bantta $\sim$700 gün bununla beraber 8-m teleskop limitine göre ise iki bantta $\sim$1300 gün gibi bir gözlenme sürelerine sahip olabilir. Teleskop limitlerine göre, diğer iki jet modelinin gözlem sürelerinden daha fazladır. Güç kanunu jet modelinde, gözlenme açılarının 20° veya 10° olması gözlem sürelerinde önemli farklılığa neden olmadığı görülmektedir.

Şekil 5.15'teki üst grafikte ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısına 30° verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Şekil 5.15'teki üst grafikte gösterilen üç jet modeli ile kızılötesi ve optik bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modelinde jet bakış doğrutusu dışında kaldığı için akı, yaklaşık 1 ay sonra 8-m teleskop ile ilk kez tespit edilir. 4-m teleskop ile $\sim$50 gün sonra ilk gözlenmeye başlanır ve bu süre 1-m teleskop için yaklaşık 2 ayı bulabilir. Bu modelde, kızılötesi bant maksimum $\sim$20 kadire ulaşma zamanı $\sim$120 gün sürer ve gözlenen parlaklıkta hızlı bir düşüş gözlenir. Ancak, optik bant ise maksimum $\sim$22 kadire ulaşmasına rağmen 1-m teleskop tarafından sadece maksimuma ulaştığı parlaklık gözlenir. Teorik gözlem zamanı 4-m teleskop göz önüne alındığında kızılötesi bantta $\sim$650 gün ve optik bantta ise $\sim$550 gün olabilir. 8-m teleskop için ise $\sim$1150 gün kızılötesi ve $\sim$700 gün optik bantta gözlem süreslerine sahip olabilir.

Gauss jet modelinde, kızılötesi bant parlaklığı $\sim$20 ve optik bant parlaklığı ise $\sim$21 kadirden itibaren gözlenebilir. Bu jet modelinde, gözlenen parlaklık ilk kez tespit edilmesinden maksimum parlaklığa ulaşıncaya kadar $\sim$250 gün içinde yavaş bir yükseliş gözlenir. Daha sonra gözlenen akıda hızlı düşüş gözlenir. 1-m teleskop limitine göre kızılötesi bant $\sim$450 gün gözlenirken, optik bantta ya gözlenemez ya da sadece maksimuma ulaşan parlaklık gözlenebilir. 4-m teleskop limitine göre teorik gözlem süresi kızılötesi bant için $\sim$630 gün ve optik bant için $\sim$580 gün olabilir. 8-m teleskop limiti için kızılötesi bantta $\sim$ 1050 gün



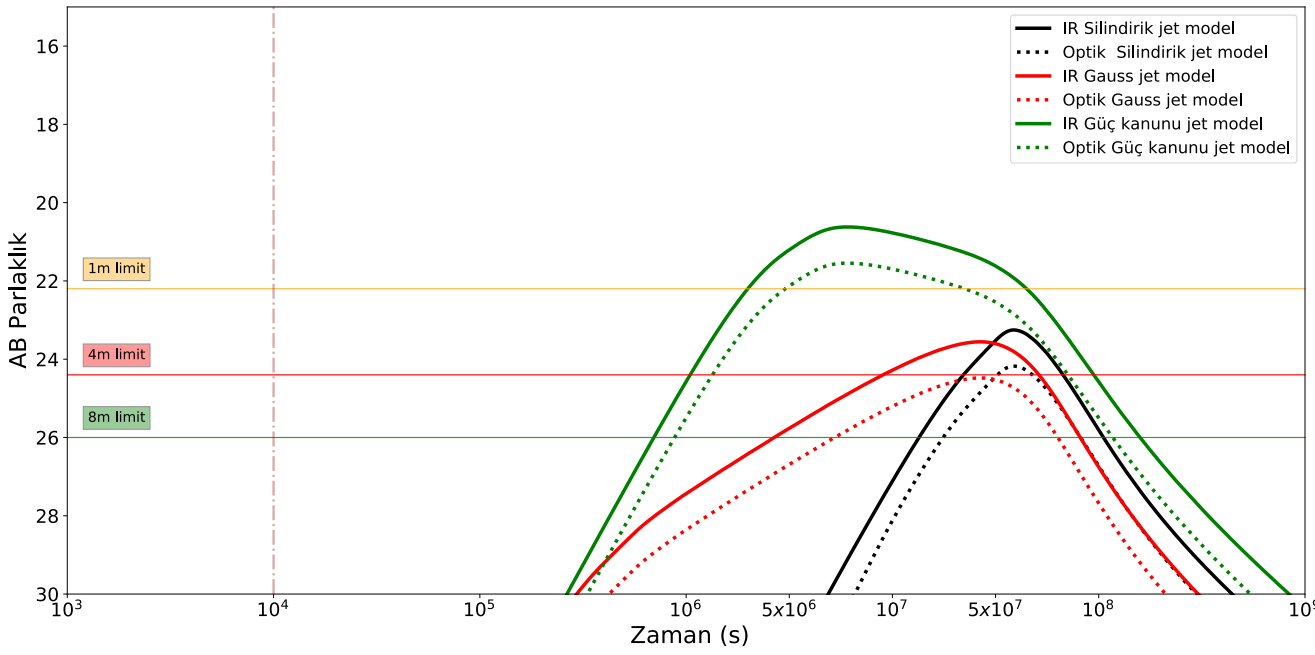


Şekil 5.15: Üst grafikte silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 30° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir. Alt grafikte ise GRB 170817 kaynağına ait X-ışın, optik, radyo ardıl ışınım ile beraber kilonova ışık eğrileri gösterilmiştir (Wang *ve diğ.*, 2022).

ve optik bantta ise ∼850 gün gözlem sürlerine sahip olabilir. Şekil 5.15'in alt grafiğinde Gauss jet modeli ile modellenmiş GRB 170817A kaynağı da 10^8 saniye (∼1150 gün) X-ışın, optik ve radyo gözlem süreleri gösterilmiştir (Wang *ve diğ.*, 2022). Tez kapsamında Gauss

ile sentetik ışık eğrileri teorik gözlem süresi hesaplanmış ve GRB 170817A kaynağına benzer gözlem süresi elde edilmiştir. Dolayısıyla, sentetik ışık eğrilerinden hesaplanan teorik uzun dönemli gözlemler GRB 170817A kaynağı ile benzer gözlem sürelerine sahip olduğu görülmüştür. Böylece, olası bir nötron yıldız çifti birleşmesine ait uzun dönemli ardıl ışınım gözlemlerinin mümkün olduğu ifade edilebilir.

Güç kanunu jet modelinde, gözlenme açısı 30° olmasına rağmen diğer iki jet modeline göre daha fazla akının gözlendiği görülmektedir. Parlaklık, yaklaşık 22 kadirden itibaren üç teleskop tarafından gözlenmeye başlanır. Teleskoplar tarafından ilk kez tespit edilmesiyle beraber maksimum 15 kadir parlaklığına kısa sürede (saat mertebesinde) ulaşır. Maksimum parlaklığa ulaştıktan sonra uzun zaman ölçeklerinde düşüş gözlenir. Teleskop limitleri göz önüne alındığında, 1-m teleskop, bu iki bandı ∼570 gün gözleyebilir. 4-m teleskop için kızılötesi bantta ∼1050 gün ve optik bantta ise ∼850 gün gözlem sürelerine sahip olabilir. 8-m teleskop limitine göre iki bantta ∼1200 gün gibi uzun bir gözlem süresine ulaşabilir.



Şekil 5.16: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 45° gözlenme açısı altında ve 40 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

Şekil 5.16'teki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısına 45° verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.16'da gösterilen üç jet modeli ile kızılötesi ve optik bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmitir. Silindirik şapka jet modeline göre, gözlemci jet bakış doğrultusunun

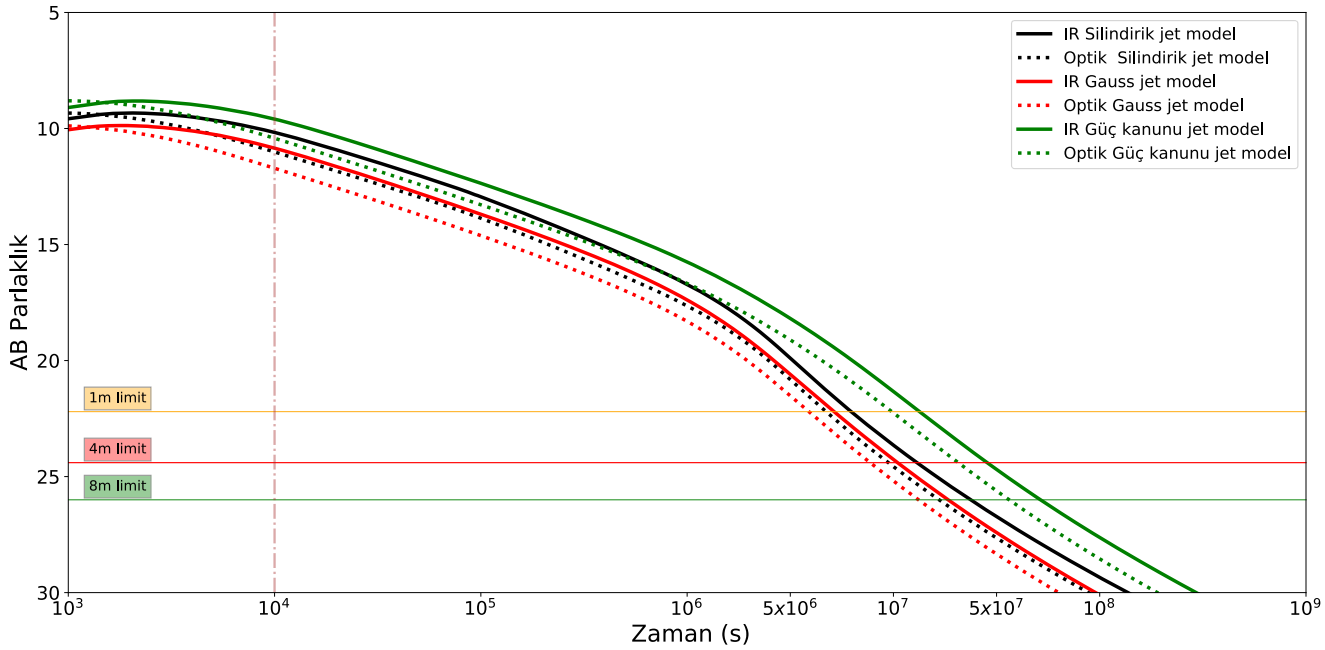
oldukça dışındadır. Dolayısıyla, patlamadan uzun zaman sonra ardıl ışınımlar gözlenebilir. İlk kez, 8-m teleskop tarafından ∼115 gün içinde kızılötesi bantta ve ∼450 gün içinde ise optik bantta tespit edilir. 8-m teleskobu takiben, 4-m teleskop tarafından da gözlenir. Ancak, bu ardıl ışınım fiziksel parametre setine sahip kaynak 1-m teleskop ile tespit edilemez. Çünkü, 1m teleskop limitinin oldukça altıdadır. Silindirik şapka jet modelinde parlaklık, kızılötesi bant maksimum ∼23 kadire kadar ulaşabilir. Ancak, 8-m teleskop haricinde, 1-m ve 4-m teleskoplar, optik bantta tespit edilemeyecek kadar düşük gözlem limitine sahiptir. Silindirik şapka jet modeli için 4-m teleskop ile teorik gözlem süresi kızılötesi bantta ∼400 gün ve optik bantta ∼100 gün gözlem süresine sahiptir. 8-m teleskop ile teorik gözlem süresi kızılötesi bantta ∼750 gün ve optik bantta ise ∼630 gün olabilir.

Gauss jet modelinde, kızılötesi bant ∼11 gün sonra ilk kez 8-m teleskop tarafından tespit edilirken, optik bantta ise yaklaşık iki ay sonra tespit edilebilir. kızılötesi bantta gözlenen parlaklık maksimum ∼23 kadir ve optik bantta gözlenen parklaklık ise maksimum ∼25 kadire ulaşabilir. Bu parametre setine sahip kaynak, silindirik şapka jet modelinde olduğu gibi 1-m teleskop tarafından gözlenemez. 4-m teleskop ile optik bant gözleyemez ancak kızılötesi bant gözlenebilir. Bu modelde kızılötesi bantta teorik gözlem süresi ∼640 gündür. 8-m teleskop ile teorik gözlem süresi kızılötesi bantta ∼950 gün ve optik bantta ise ∼730 gün olabilir.

Güç kanunu jet modeli, diğer iki jet modeline göre daha fazla akının gözlendiği görülmektedir. kızılötesi bant parlaklığı maksimum ∼20 kadire kadar ulaşabilir. Optik bant ise maksimum ∼21 kadir civarında gözlenebilir. Ardıl ışınımlar, patlamayı takiben günler mertebesinde üç teleskop tarafından gözlenmeye başlar. Yaklaşık iki ayda maksimum parlaklığa ulaşır. Güç kanunu jet modelinde 1-m teleskop gözlem süresi iki bant için ∼520 gün olur. 4-m teleskop ile kızılötesi bantta ∼1150 gün ve optik bantta ∼950 gün gözlem sürelerine sahip olur. 8-m teleskop ile teorik gözlem süresi kızılötesi bantta ∼1500 gün ve optik bantta ∼1150 gün gözlem sürelerine sahip olduğu söylenebilir.

Şekil 5.12'deki ardıl ışınım fiziksel parametre seti aynı kalmak koşuluyla uzaklık 100 Mpc alınarak sentetik ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.17'de gösterilen her üç jet modeli ile kızılötesi ve optik bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Şekil 5.17'de görüldüğü gibi üç jet modeline ait parlaklıklar 8-9 kadir bandında olduğu görülmektedir. 1-m teleskop limitine göre Gauss ve silindirik şapka

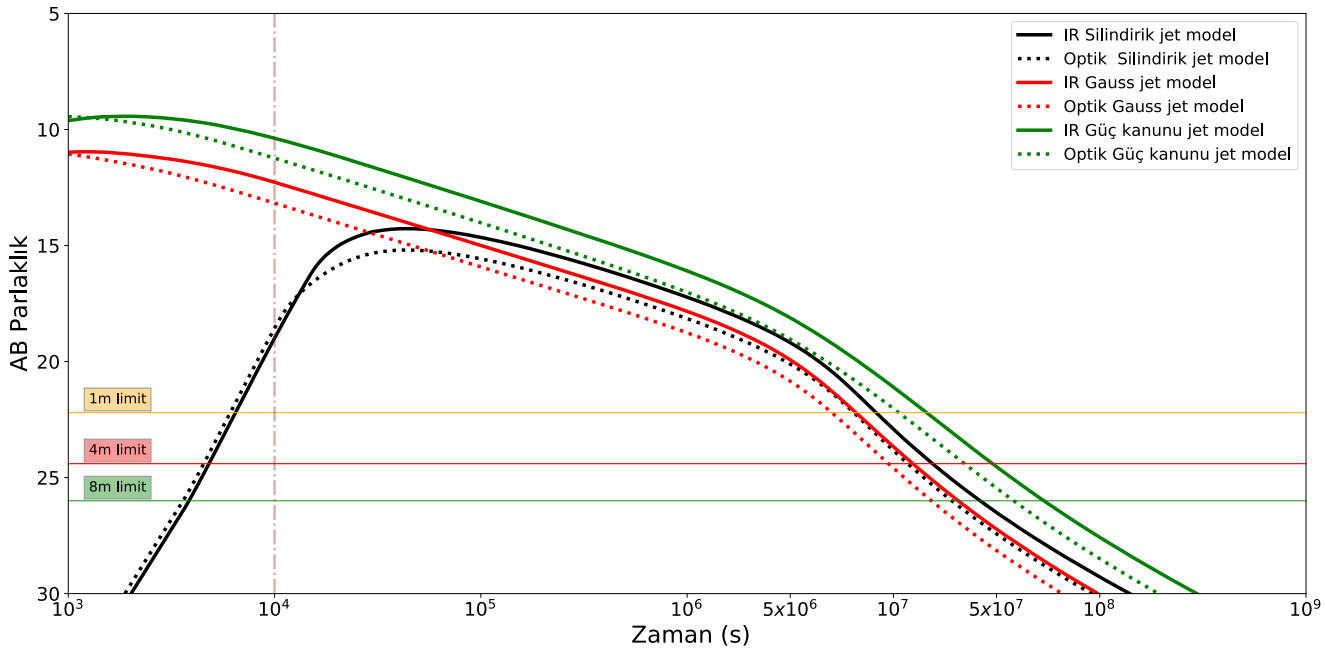


Şekil 5.17: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 100 Mpc ve 4° gözlenme açısı altında sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

jet modelleri için iki bantta ∼70 gün süreyle gözlem yapılabilirken, güç kanunu jet modeli için ise bu süre ∼120 gün olarak belirlenebilir. 4-m teleskop limiti göz önüne alındığında, hem Gauss hem de silindirik şapka jet modellerinde, iki bantta yaklaşık olarak 120 gün gözlem süresi sahip olabilir. Ancak, güç kanunu jet modelinin teorik gözlem süresi ise ∼450 gün olabilir.8-m teleskop limitine göre, Gauss ve silindirik şapka jet modelleri için teorik gözlem süresi yaklaşık 570 gün iken, güç kanunu jet modeli için bu süre yaklaşık 670 gün olur.

Şekil 5.18'deki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 10° ve uzaklık 100 Mpc verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.18'de gösterilen üç jet modeli ve iki bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modelinde 10° gözlenme açısı altında, kızılötesi ve optik bant akıları hızlı bir şekilde maksimuma ulaştığı görülmektedir. Her iki bant yaklaşık olarak $\sim 6 \times 10^4$ saniye sonra maksimum parlaklık olan 14 kadire ulaşabilir. En büyük parlaklık değerine ulaştıktan sonra aylar mertebesinde parlaklıkta düşüş gözlenir ve teleskop limitleri altında düşer. Bu jet modeli için teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre iki bant için ∼90 gün olur. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta ∼290 gün ve optik bantta ∼250 gün gözlem sürelerine sahip olur. 8-m teleskop limitine göre teorik gözlem zamanı kızılötesi



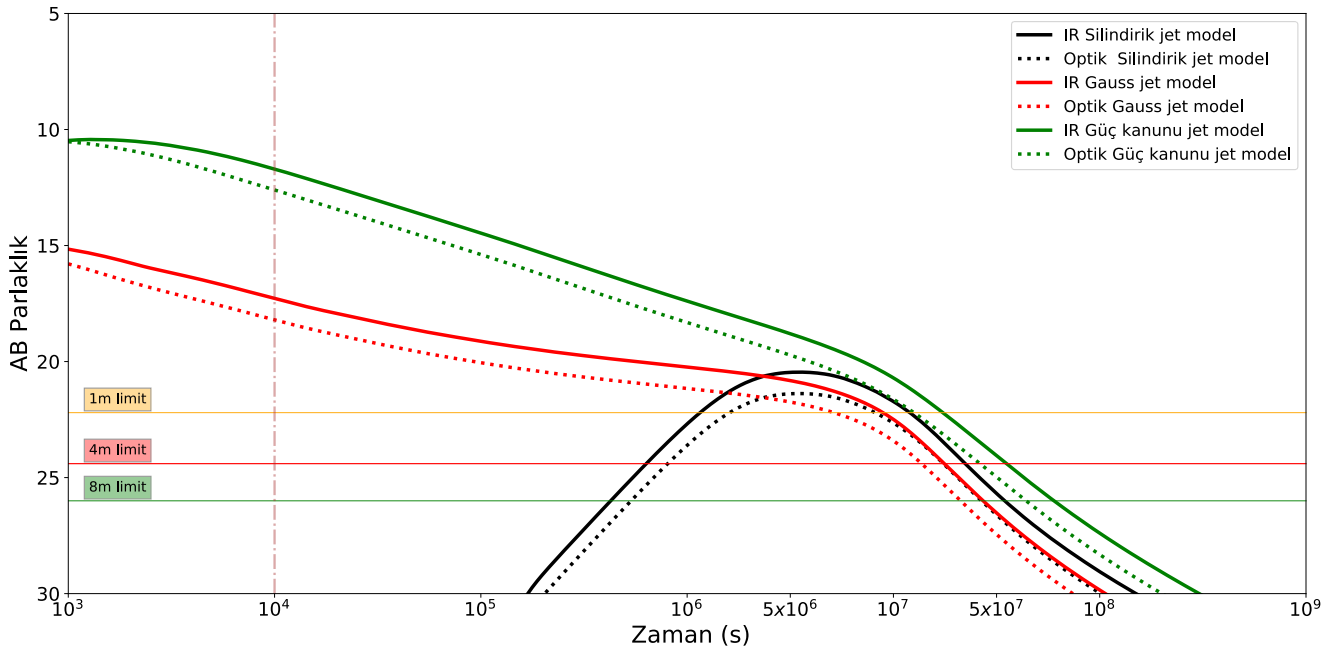
Şekil 5.18: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 10° gözlenme açısı altında ve 100 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

ve optik bant için ortalama $\sim$560 gün gözlenme süresine sahip olduğu söylenebilir.

Gauss jet modelinde parlaklık yaklaşık 11 kadirden itibaren ardıl ışınımlar iki bantta da gözlenmeye başlar. Bu jet modeli için teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre $\sim$100 gün olur. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta $\sim$250 gün ve optik bantta $\sim$120 gün gözlem süresine sahip olabilir. 8-m teleskop limitine göre kızılötesi bant ve optik bant için $\sim$460 gün olduğu görülebilir. Teorik gözlem süresi üç teleskop limiti göz önüne alındığında $\sim$100 gün ile 460 gün arasında değerlere sahip olduğu söylenebilir.

Güç kanunu jet modeli, diğer iki jet modeline göre ışık eğrileri daha parlak olduğu görülmektedir. Parlaklık yaklaşık 9 kadirden itibaren teleskoplar tarafından gözlenmeye başlar. Teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre hem kızılötesi hem de optik bantta yaklaşık olarak 150 gün olur. 4-m teleskop limitine göre, kızılötesi bant $\sim$570 gün ve optik bant ise $\sim$410 gün gözlem süresine sahip olur. 8-m teleskop limitine göre her iki bantta yaklaşık 820 gün gibi bir gözlem süresine sahip olabilir. Teleskop limitleri ile kıyaslandığında diğer iki jet modelinin gözlem süresinden daha fazla ve gözlenen maksimum parlaklık daha büyük değereler ulaştığı görülmektedir.

Şekil 5.19'deki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 20° ve uzaklık 100 Mpc verilerek



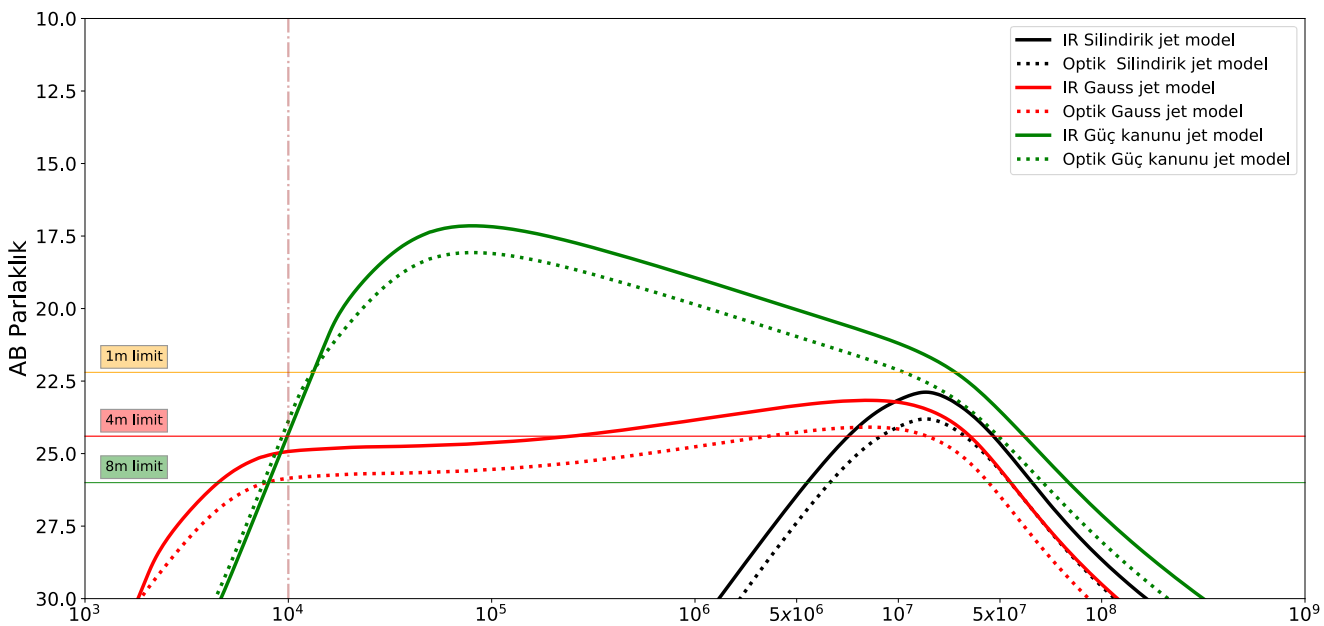
Şekil 5.19: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 20° gözlenme açısı altında ve 100 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.19'da gösterilen üç jet modeli ve iki bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modelinde, jet bakış açısının 20° dışında kaldığı için kızılötesi ve optik bant akıları patlamadan sonra ilk kez 8-m teleskop tarafından tespit edilir. Sonraki günlerde 4-m ve 1-m teleskoplar tarafından da tespit edilir. Patlamayı takiben yaklaşık iki ay sonra maksimum parlaklığa ulaşır. kızılötesi bantta gözlenen maksimum parlaklık yaklaşık 14 kadire ulaşırken, optik bant ise maksimum yaklaşık 15 kadire kadar ulaşabilir. Teorik gözlenme süreleri 1-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta 100 gün ve optik bantta 90 gün olur. 4-m teleskop limitine göre, kızılötesi bantta ∼450 gün ve optik bantta ∼250 gün gözlem sürelerine sahiptir. 8-m teleskop limitine göre, kızılötesi ve optik bantta ∼560 gün gözlem süresine sahip olduğu söylenebilir. Bu grafikte, optik bant ile kızılötesi bant gözlenme sürelerinde benzerlik olmasına rağmen maksimum parlaklıklarda daha belirgin farklar görülmeye başlanır.

Gauss jet modelinde, kızılötesi ve optik bantta yaklaşık 15 kadirden itibaren ardıl ışınımlar gözlenmeye başlar. Bu jet modeli için teorik gözlem süresi iki bantta 1-m teleskop limitine göre ∼110 gün olur. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta ∼290 gün ve optik bantta ∼230 gün gözlem sürelerine sahiptir. 8-m teleskop limitine göre teorik gözlem zamanı iki bant için yaklaşık 560 gün olduğu görülebilir.

Güç kanunu jet modeli, diğer iki jet modeline göre daha büyük parlaklığa sahip olduğu Şekil 5.19'da görülmektedir. Parlaklık, yaklaşık 10 kadirden itibaren gözlenebilir seviyede artmaya başlar. Teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre, iki bantta ∼300 gün olduğu söylenebilir. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bant ∼600 gün ve optik bant ise ∼460 gün gözlem süresine sahiptir. 8-m teleskop limitine göre iki bantta ∼700 gün gözlem süresine sahip olur. Diğer iki jet modelinin gözlem sürelerinden daha uzun olduğu ve gözlenen maksimum parlaklığın daha büyük olduğu söylenebilir.



Şekil 5.20: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 30° gözlenme açısı altında ve 100 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

Şekil 5.20'deki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 30° ve uzaklık 100 Mpc verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.20'de gösterilen üç jet modeli ve iki bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modeli jet bakış açısının 30° dışında kaldığı için kızılötesi ve optik bant akıları patlamadan sonra yaklaşık ∼50 gün sonra ilk kez 8-m teleskop tarafından tespit edilir. Sonraki günlerde 4-m ve 1-m teleskoplar tarafından da gözlenemeye başlanır. Patlamayı takiben yaklaşık ∼230 gün sonra maksimum parlaklığa ulaşılır. Gözlenen parlaklık, kızılötesi bantta maksimum yaklaşık 22 kadire kadar ulaşırken, optik bantta ise maksimum yaklaşık 23 kadire kadar ulaşabilir. Bu parametre setine sahip kaynak iki bantta da 1-m teleskop tarafından tespit edilemediği Şekil 5.20'de görülmektedir. Dolayısıyla,

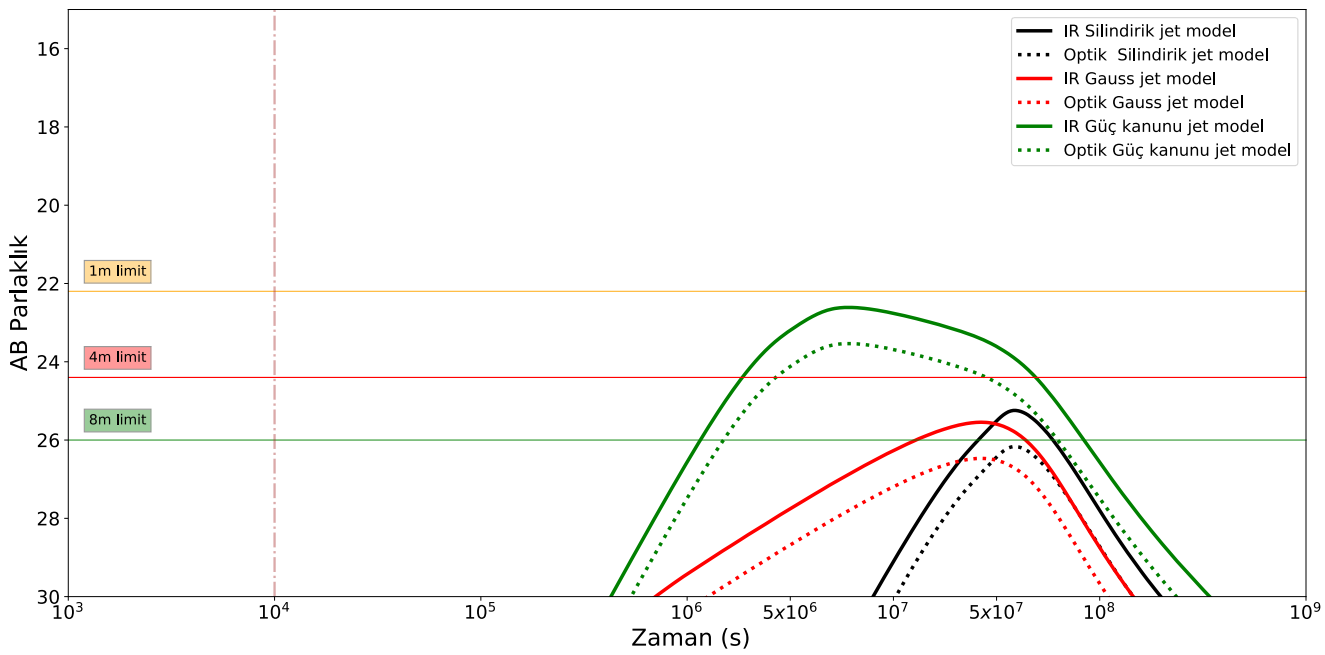
1-m teleskop ile kızılötesi ve optik bant için teorik gözlenme sürelerine sahip olmadığı söylenebilir. 4-m teleskopun limitine göre, kızılötesi bantta ∼520 gün ve optik bantta ∼280 gün gözlem sürelerine sahip olduğu görülür. Ancak, 8-m teleskopun limitine göre, kızılötesi ve optik bantlarda gözlem süreleri ∼650 gün olarak tespit edilir.

Gauss jet modelinde, kızılötesi bantta 23 kadir ve optik bantta 24 kadir civarlarında gözlenmeye başlanır. 1-m teleskop limitine göre kızılötesi ve optik bantlar gözlenemez. Bu jet modelinde, parlaklıkta belirgin bir maksimum gözlenmezken, ∼110 gün zaman diliminde gözlenen parlaklıkta yavaş bir değişim gözlenir. Maksimum parlaklığa ulaştıktan sonra gözlenen parlaklıkta düşüş başlar. 4-m teleskop limiti göz önüne alındığında, kızılötesi ve optik bandın teorik gözlenme süreleri sırasıyla yaklaşık 380 gün ve 180 gün olduğu söylenebilir. 8-m teleskop limitine göre iki bant için ∼700 gün gözlem süresine sahip olduğu söylenebilir.

Güç kanunu jet modeli, diğer jet modeline göre daha parlak gözlendiği Şekil 5.19'da görülmektedir. kızılötesi ve optik bantta parlaklığı yaklaşık 22 kadir itibaren teleskolar ile gözlenmeye başlanır. Her iki bantta yaklaşık beş gün sonra maksimuma parlaklığa ulaşır. kızılötesi bantta maksimum parlaklık yaklaşık 17 kadir civarında gözlenirken, optik bantta ise maksimum parlaklık 18 kadir civarında gerçekleşmektedir. Teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta ∼350 gün ve optik bantta ∼120 gün süreye sahip olur. 4-m teleskobun limitine göre, kızılötesi bantta ∼700 gün ve optik bantta ∼540 gün süreyle gözlem yapılabilir. Ancak, 8-m teleskobun limitine göre, kızılötesi bantta ∼1150 gün ve optik bantta ise ∼800 gün süreyle gözlem yapılabilir. Güç kanunu jet modeli diğer iki jet modelinden daha fazla gözlem zamanına sahip olduğu görülmektedir.

Şekil 5.21'deki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 45° ve uzaklık ise 100 Mpc verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.21'de gösterilen her üç jet modeli ile kızılötesi ve optik bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modelinde bu ışık eğrileri, hem 1-m hem de 4-m teleskoplar ile gözlenemez. Sadece 8-m teleskop tarafından, kızılötesi ve optik bant gözlemleri yapılabilir. Silindirik şapka jet modelinde maksimum parlaklığa ∼550 günde ulaşır. kızılötesi bantta gözlenen maksimum parlaklık ∼25 ve optik bant ise ∼26 kadir civarında olur. 8-m teleskop ile kızılötesi bantta ∼700 gün ve optik bantta ise ∼200 gün

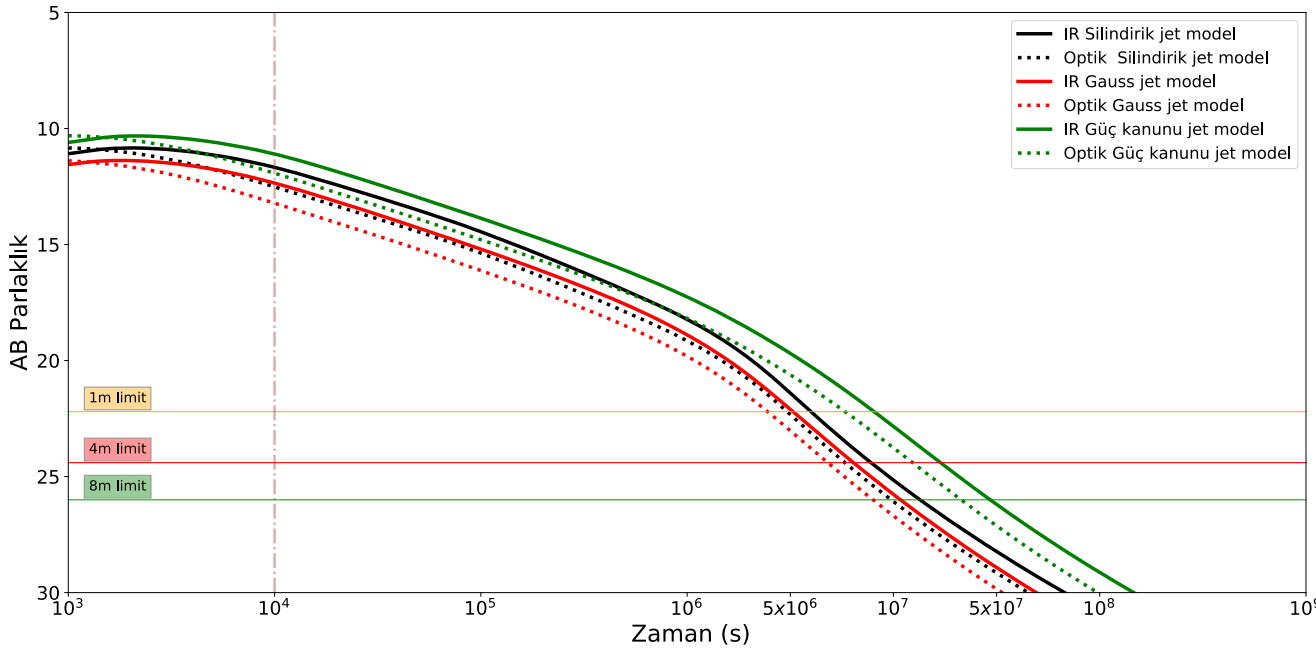


Şekil 5.21: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 45° gözlenme açısı altında ve 100 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

süre teorik gözlem sürelerine sahip olur.

Gauss jet modeli, silindirik şapka jet modeline benzer şekilde kızılötesi bandı sadece 8-m teleskop ile tespit edebilir. Optik bantta ise üç teleskop tarafından da gözlenemez olduğu görülür. Silindirik şapka jet modeline göre daha erken zamanda maksimum parlaklığa ulaşır. kızılötesi bant, yaklaşık 25 kadir maksimum parlaklığa yaklaşık 450 günde ulaşabilir. Bu modelde, 8-m teleskop ile kızılötesi bant için teorik gözlenme süresi yaklaşık 460 gün olduğu görülür. Dolayısyla, bu modelde kaynak sönük kaldığı için sadece kızılötesi bant ve sadece 8-m sınıfında yer alan teleskoplar tarafıdandan gözlenebilir.

Güç kanunu jet modeli, 45° altında olmasın rağmen diğer iki jet modeline kıyasla daha fazla akının gözlendiği görülmektedir. kızılötesi bant parlaklığı maksimum yaklaşık 22 kadire, optik bantta ise maksimum yaklaşık 23 kadire ulaşabilir. Patlamayı takiben ardıl ışık eğrileri, üç teleskop tarafından günler mertebesinde gözlenmeye başlanır. Yaklaşık 80 gün içinde maksimum parlaklığa ulaşır. 1-m teleskop tarafından güç kanunu jet modeline ait akı gözlenemez. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta $\sim$650 gün ve optik bantta $\sim$460 gün teorik gözlenme süresine sahip olur. 8-m teleskop limiti göz önüne alındığında kızılötesi bantta $\sim$1000 gün ve optik bantta $\sim$750 gün gözlenme zamanına sahip olduğu söylenebilir. Şekil 5.21'de belirtilen ardıl ışınım fiziksel parametre setine sahip olası bir GIP kaynağı için üç farklı jet modeli ve üç teleskop sınıfı için gözlem sürelerinin sınırlı olduğu söylenebilir.



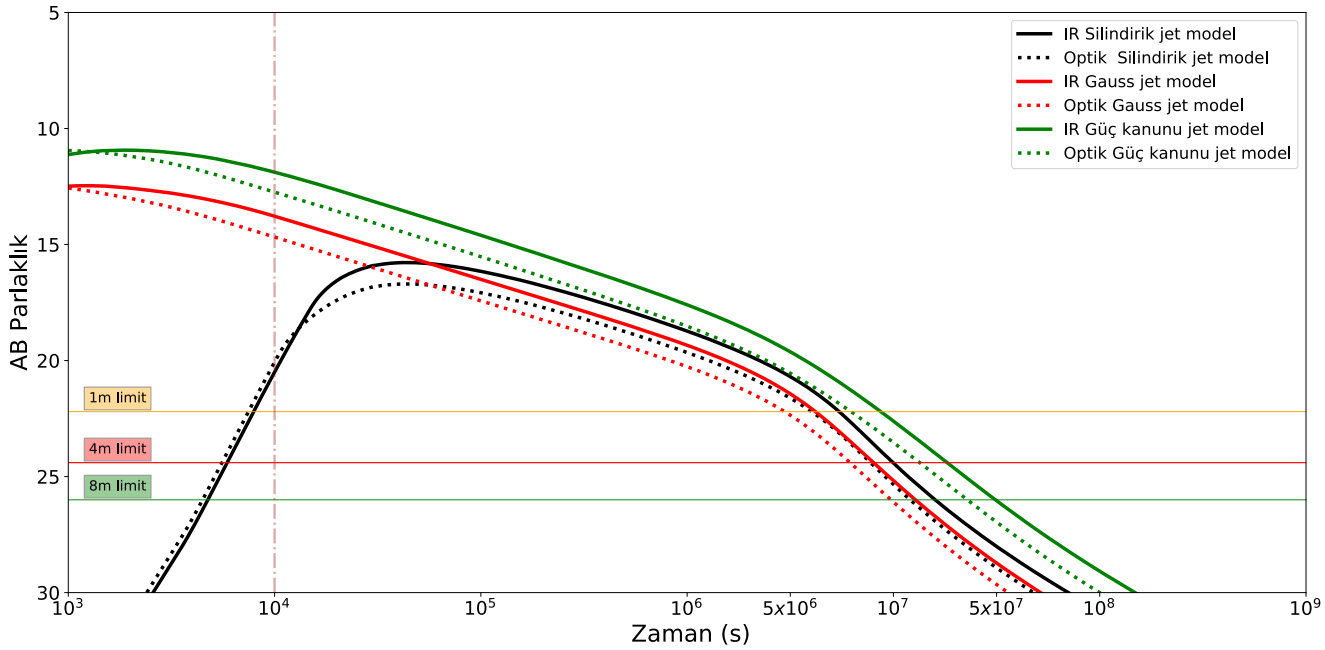
Şekil 5.22: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 4° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

Şekil 5.22'deki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 4° ve uzaklık 200 Mpc verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.22'de gösterilen üç jet modeli ile kızılötesi ve optik bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Şekil 5.22'de üç jet modeline ait parlaklıklar yaklaşık 10-11 kadir bandında olduğu görülmektedir. Silindirik şapka ve Gauss jet modellerinin teorik gözlem süreleri, 1-m teleskop tarafından iki bantta $\sim$60 gün gözlenebilir. 4-m teleskop limiti göz önüne alındığında, kızılötesi bantta $\sim$100 gün ve optik bantta ise $\sim$80 gün gözlem sürelerine sahiptir. 8-m teleskop limitine göre iki bantta $\sim$350 gün gözlem süresine sahiptir. Güç kanunu jet modelinde, 1-m teleskop ile iki bant $\sim$120 gün gözlem süresi olabilir. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta $\sim$300 gün ve optik bantta $\sim$160 gün gözlem süresi olur. 8-m teleskop limitine göre ise kızılötesi ve optik bant $\sim$560 gün gözlem süreleri elde edilir.

Şekil 5.23'deki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 10° ve uzaklık 200 Mpc verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.23'de gösterilen üç jet modeli ve iki bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri



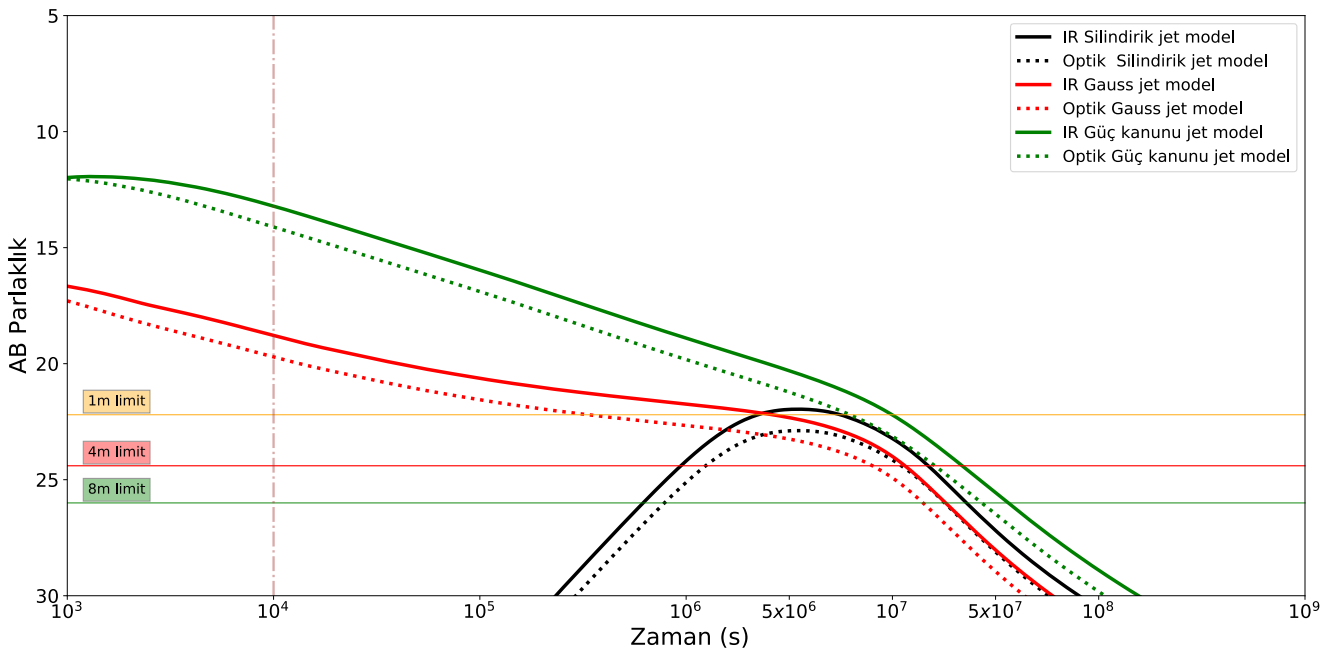
Şekil 5.23: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 10° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

üretilmiştir. Silindirik şapka jet modelinde, jetin bakış açısının 10°'lik bir açıyla dışında kaldığı durumlarda, kızılötesi ve optik bantlardaki akılar hızlı bir şekilde maksimuma ulaşır. Her iki bant da birkaç gün içinde maksimum parlaklık olan $\sim$16 kadir değerine ulaştığı gözlemlenebilir. İki bant da, en büyük parlaklık değerine ulaştıktan sonra $\sim$70 gün içinde 1-m teleskop limitinin altına düşer ve toplam teorik gözlem süresi de $\sim$70 gün olur. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bant için $\sim$120 gün ve optik bant için $\sim$80 gün gözlem süresine sahip olur. 8-m teleskop limitine göre iki bant için toplam teorik gözlem süresi ise yaklaşık 570 gün olur.

Gauss jet modelinde, kızılötesi ve optik bantta yaklaşık 12 kadirden itibaren ardıl ışınımlar gözlenir. Bu jet modeli için teorik gözlem süresi, 1-m teleskop limitine göre iki bantta $\sim$50 gün olur. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta $\sim$100 gün ve optik bantta ise $\sim$90 gün gözlem sürelerine sahip olur. 8-m teleskop limitine göre kızılötesi ve optik bant için $\sim$ 140 güne ulaşan bir gözlem süresi elde edilir.

Güç kanunu jet modeli, diğer iki jet modeline göre ışı eğrileri daha parlak olduğu görülmektedir. kızılötesi ve optik bantta gözlenen parlaklık yaklaşık 11 kadire kadar ulaşır. Teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre yaklaşık $\sim$110 gün olur. 4-m teleskop limitine göre gözlem süreleri kızılötesi bantta $\sim$350 gün ve optik bantta ise $\sim$230 gün olur. 8-m teleskop limitine göre her iki bantta da yaklaşık 560 gün bir gözlem süresine sahip olur.

Teleskop limitleri hesaba katıldığında diğer iki jet modelinden hem gözlem süreler daha uzun hem de gözlenen parlaklıklar daha büyük olduğu gözlemlenebilir.



Şekil 5.24: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 20° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

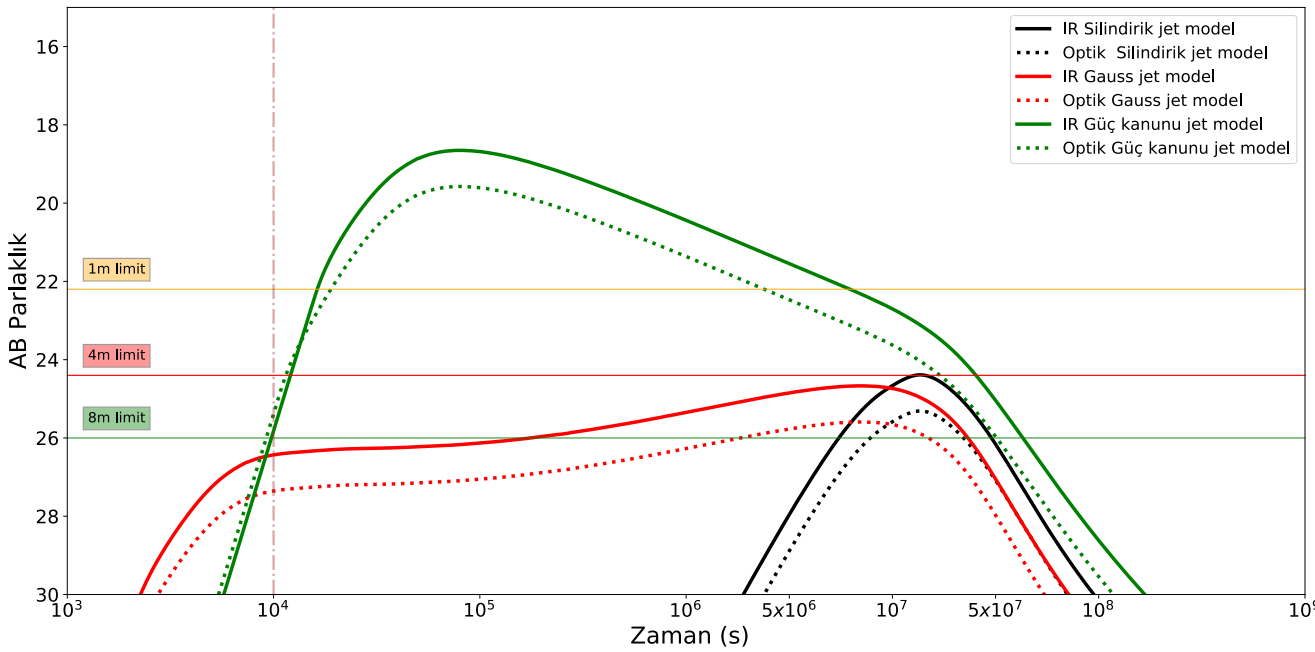
Şekil 5.24'teki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 20° ve uzaklık 200 Mpc verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.24'te gösterilen üç jet modeli ve iki bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modeli, jet bakış açısının 20°'lik dışında kaldığı için kızılötesi ve optik bant akıları zamanla maksimum parlaklığa ulaşır. kızılötesi bant yaklaşık 20 kadire ve optik bant ise yaklaşık 22 kadire ∼50 gün içinde ulaşır. Patlamayı takiben ardıl ışınımları, ∼5 gün içinde ilk kez 8-m teleskop tarafından tespit edilir. 8-m teleskobu takiben 4-m ve 1-m teleskoplar da ardıl ışınımı tespit etmeye başlar. Ancak, 1-m teleskop ile optik bant akısı tespit edilemediği Şekil 5.24'te görülebilir.kızılötesi bantta ise 1-metrelik bir teleskop ile ardıl ışınımları ∼90 gün boyunca gözleyebilir. 4-m teleskop ile kızılötesi bantta ∼280 gün ve optik bantta ∼120 gün gözlem sülerine sahip olabilir. 8-m teleskop ile iki bantta ∼460 gün toplam teorik gözlem zamanına sahip olduğu söylenebilir.

Gauss jet modelinde ardıl ışınımlar yaklaşık 16 kadirden itibaren hem kızılötesi hem de optik bantta gözlenmeye başlar. Bu jet modeli için teorik gözlem süresi, 1-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta ∼50 gün ve optik bantta birkaç gün olur. 4-m teleskop limitine göre

kızılötesi bant ∼120 gün ve optik bantta ∼100 gün gözlem süresi bulunur. 8-m teleskop limitine göre, kızılötesi ve optik bant için ∼300 gün gözlem süresi olur.

Güç kanunu jet modeli, diğer iki jet modeline göre ardıl ışınımlar daha parlak olduğu görülmektedir. Ardıl ışınımlarda gözlenen parlaklık yaklaşık 11 kadire kadar ulaşabilir. Teorik gözlem süreleri, 1-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta ∼110 gün ve optik bantta ∼30 gün elde edilir. 4-m teleskop limitine göre kızılötesi bantta ∼460 gün ve optik bantta ∼250 gün teorik gözlem sülerine sahip olur. 8-m teleskop limitine göre kızılötesi bant ve optik bant ∼570 gün gözlem sürelerine sahiptir. Güç kanunu jet modelinde gözlem süreleri ve ışık eğrilerinin parlaklığı daha fazla olur.



Şekil 5.25: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 30° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

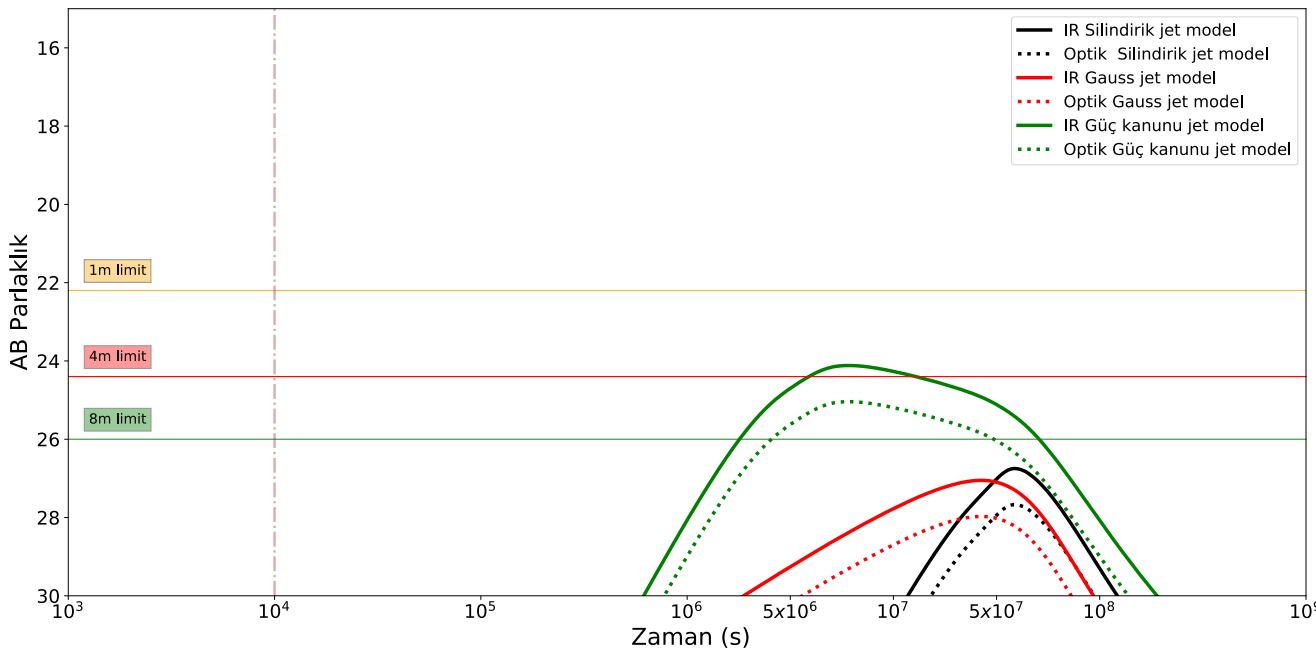
Şekil 5.25'deki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 30° ve uzaklık 200 Mpc verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir.

Şekil 5.25'de gösterilen üç jet modeli ve iki bant için sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Silindirik şapka jet modelinde ışık eğrileri, 30°'lik gözlenme açısı sebebiyle 1-m teleskop tarafından tespit edilmez. Bununla beraber, optik bant sadece 8-m teleskop tarafından ve sadece maksimum parlaklığa ulaştığında gözlenebilir. kızılötesi bantta 24 kadir parlaklığına ulaşıldığında, sadece 4-m teleskop ile gözlenebilir ve bu durum en yüksek parlaklıkta gerçekleşir. 8-m teleskop ile kızılötesi bantta ∼450 gün ve optik bantta ∼300

gün gözlem süresine sahip olur.

Gauss jet modelinde yaklaşık 24 kadirden itibaren ardıl ışınımlar gözlenmeye başlar. Bu jet modelinde akı, 1-m ve 4-m teleskoplar tarafından gözlenemez. Ancak, 8-m teleskop ile kızılötesi ve optik bantta gözlem yapabilir. 8-m teleskop kızılötesi bantta ∼460 gün ve optik bantta ∼180 gün gözlem sürelerine sahip olur.

Güç kanunu jet modeli, diğer iki jet modeline göre ardıl ışınımları oldukça parlak olduğu görülmektedir. Gözlenen ardıl ışınım parlaklıkları, kızılötesi bantta 18 kadire ve optik bantta ise 19 kadire kadar ulaşabilir. İki bant da maksimum parlaklığa yaklaşık bir gün içinde ulaşır. Teorik gözlem süresi 1-m teleskop limitine göre, kızılötesi bant ∼110 gün ve optik bant ∼50 gün elde edilir.4-m teleskobun limitine göre, kızılötesi bantta ∼480 gün ve optik bantta ∼240 gün süreyle gözlem yapılabilir. 8-m teleskobun limitine göre kızılötesi bantta ∼650 gün ve optik bantta ise ∼550 gün gibi bir gözlem süresine sahip olduğu görülebilir.



Şekil 5.26: Silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modellerine ait sentetik ışık eğrisi gösterilmiştir. 45° gözlenme açısı altında ve 200 Mpc uzaklık için sentetik ışık eğrisini göstermektedir.

Şekil 5.26'daki ardıl ışınım fiziksel parametre seti gözlenme açısı ve uzaklık hariç Şekil 5.12'deki parametre seti ile aynıdır. Gözlenme açısı 45° ve uzaklık 200 Mpc verilerek sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri üretilmiştir. Şekil 5.26'da 1, 4, 8m teleskopların hem silindirik şapka hem de Gauss jet modelleri ile bu parametre setine sahip kaynağa ait ardıl ışınımları gözleyemediği görülmektedir. Ancak, sadece güç kanunu jet modelinde, 4-m ve 8-m teleskoplar ile ardıl ışınımlar gözlenebilir. Güç kanunu jet modeli ile patlamayı takiben

yaklaşık 30 gün sonra ilk kez 8-m teleskop tarafından tespit edilir ve yaklaşık 50 gün sonra ise 4-m teleskop tarafından gözlenir. Güç kanunu jet modeline göre, ardıl ışınımların maksimum parlaklığı 24 kadire ulaşır ve patlamayı takiben yaklaşık 60 gün sonra gerçekleşir. kızılötesi bantta, 4-m teleskopla teorik olarak gözlem süresi yaklaşık 60 gün iken, 8-m teleskopla bu süre 560 gün olarak bulunur. Optik bandın gözlemi sadece 8-m teleskop tarafıdan gerçekleşirken toplam teorik gözlem süresi ise yaklaşık 180 gün olur.

5.0.0.3. Sonuçların Değerlendirilmesi

Tez kapsamında, her bir kısa GIP kaynağına ait ardıl ışınım ışık eğrilerinin fit sonuçları elde edilmiş ve bu sonuçlardan şekiller ve tablolar oluşturulmuştur. GIP ardıl ışınım fit sonuçlarının fiziksel parametreleri ile üç jet modeli (silindirik şapka, Gauss ve güç kanunu jet modeli) için ortalamalar Tablo 5.1, 5.2 ve 5.3'te ayrı ayrı gösterilmiştir. Ortalama ardıl ışınım fiziksel parametre setleri ile üç jet modelinde sentetik ışık eğrileri üretilmiştir. 1, 4 ve 8 metre teleskop limitleri göz önüne alınarak, kızılötesi ve optik bantlarda sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri oluşturulmuştur. Her bir jet modeline ait sentetik ardıl ışınım ışık eğrileri, fit sonuçlarından elde edilen parametre girdileri ile üretilmiştir. Gama-ışın patlamalarından sonra yani, ana ışınım gözlendikten sonra `afterglowpy` yazılımı sayesinde ardıl ışınım ışık eğrilerine ait AB parlaklıkları ve olası teorik gözlenme süreleri hesaplanmıştır. Böylece, farklı ardıl ışınım fiziksel parametre setleri, farklı teleskop sınıflarına ait limitler ve farklı jet modelleri ile ardıl ışınım ışık eğri davranışları gözlemlenmiştir.

Doğu Anadolu Gözlemevi'nin 4 metrelik teleskop sınıfında yer alacak olması nedeni ile kızılötesi ve optik bant için patlama sonrası ardıl ışınımı takibi (follow up) ve olası teorik gözlem sürelerine ait stratejilerin belirlenmesi ana motivasyon kaynağımız olmuştur. Bu bağlamda, farklı uzaklıkla (40, 100 ve 200 Mpc) ve farklı gözlenme açıları (4°, 10°, 20°, 30° ve 45°) göz önüne alınmış ardıl ışınımların gözlenme süreleri ve maksimum parlaklıkları teorik olarak hesaplanmıştır. Jet modellerine ait ışık eğrileri, *Jet Modellerinin Değerlendirilmesi* (Bölüm 2.2.3.6.) başlığı altında tartışılmıştır. Bununla birlikte, GIP sırasında oluşan jetin geometik yapısının ardıl ışınım ışık eğrilerine olan etkilerinden dolayı olası nötron yıldız çifti birleşme senaryoları çalışılmıştır. Eğer olası nötron yıldızı çifti birleşmesi sırasında oluşan jetin silindirik şapka şeklinde ve gözlenme açısının 10 derece ve üzerinde olduğu düşünülürse gözlenen akının/parlaklığın gözlenme açısından oldukça etkileneceği ve bu nedenle gözlem sürelerinin diğer modellere göre daha kısıtlı olacağı

görülmüştür. Bununla beraber, silindirik şapka jet modeline göre uzaklık ve gözlenme açısı arttıkça DAG, sadece maksimuma parlaklığa ulaşan ardıl ışınımları tespit etmiştir. Özellikle, gözlenme açılarının artışı (örneğin 10°, 20° vs.) durumunda kızılötesi bant ile optik bant parlaklıkları arasındaki farklarda artış gözlenmiştir. Ardıl ışınım fit sonuçlarına göre üretilen sentetik ışık eğrilerinden elde edilen en olumsuz senaryoda DAG'ın, 200 Mpc uzaklık ve 30 derece gözlenme açısı altında sadece patlamaya ait maksimum akıyı tespit edebileceği ve sadece kızılötesi bantta gözlem sürelerine sahip olacağı görülmüştür (Şekil 5.25). Böylece, DAG'ın olası nötron yıldız çifti birleşme senaryosunda oluşan jetin silindirik şapka senaryosunda kızılötesi bantta uzaklık 200 Mpc ve gözlenme açısı 30 derece limit parametrelerine sahip olduğu gözlenmiştir (diğer ardıl ışınım fiziksel parametreleri Tablo 5.1'de verilmiştir). Ancak, Şekil 5.25'te gösterildiği gibi kızılötesi bant limit durumunda olsa bile optik bant tespit edilememiştir. Optik bant için en olumsuz senaryo ise 200 Mpc uzaklık ve 20 derece gözlenme açısı altında kalan ardıl ışınım fiziksel parametre seti olmuştur. Kabaca, DAG tarafından, 200 Mpc uzaklıkta ve 20 derece gözlenme açısı altında ardıl ışınım fit sonuçları bağlamında olası tüm nötron yıldız çifti birleşme senaryolarında hem kızılötesi hem de optik bantta gözlem yapılabileceği görülmüştür. 4-m teleskop sınıfı için gözlem süreleri ve maksimum parlaklıklara ait silindirik şapka jet modelinde üretilmiş sentetik ardıl ışınım sonuçları Tablo 5.4'te sunulmuştur.

Eğer olası nötron yıldız çifti birleşme senaryosunda oluşan jet Gauss tipi olursa, bazı ardıl ışınım ışık eğrilerinin silindirik şapka jet modeline benzer davranışlar sergileyecekleri görülmüştür. Özellikle, 10 derece ve üstü gözlenme açılarına sahip ardıl ışınım ışık eğrilerinin yapısının diğer modellerden ayrılmasının daha kolay olduğu gözlemlenmiştir. Böyle bir jet tipine sahip kaynağın 30 derece gözlenme açısı altında olması koşulunda, ışık eğrilerinin güç kanunu jet modeline benzer davrandığı görülmüş olsa da maksimum parlaklıklarda farklılıklar tespit edilmiştir. Gauss jet modeline ait ışık eğrilerini güç kanunu jet modelinden ayıran önemli ardıl ışınım fiziksel parametrelerinden gözlenme açısı, 30 derece ve üstünde olan senaryolarda ışık eğrilerinin farklılıkları daha belirgin davranışlar sergilediği görülmüştür. Şekil 5.15, 5.20 ve 5.25'te görüldüğü üzere, patlama sonrası ardıl ışınım ışık eğrilerinin gözlenmeye başlamasıyla beraber maksimum parlaklığa ulaşıncaya kadar parlaklıkta gözle görünür çok büyük bir değişim gözlenmemiştir. Dolayısıyla, böyle bir ardıl ışınım ışık eğrisinin diğer modellerden kolayca ayrılabileceği anlaşılmıştır (Şekil 4.13 Gauss jet modeli). 45 derece gözlenme açısına sahip senaryolarda, silindirik şapka

Tablo 5.4: Silindirik şapka jet modeli ile 40-100-200 Mpc uzaklıktaki kaynak için DAG 4m teleskobunun olası gözlem süreleri ve maksimum parlaklıkları.

Uzaklık	θ_{obs}	Kızılötesi	Optik	Kızılötesi parklaklık	Optik parlaklık
40 Mpc	4°	∼570 gün	∼480 gün	$7^m.34$	$7^m.34$
	10°	∼570 gün	∼480 gün	$12^m.28$	$13^m.20$
	20°	∼630 gün	∼570 gün	$18^m.46$	$19^m.38$
	30°	∼650 gün	∼550 gün	$20^m.89$	$21^m.82$
	45°	∼400 gün	∼100 gün	$24^m.18$	$23^m.55$
100 Mpc	4°	∼ 250 gün	∼ 120 gün	$9^m.33$	$9^m.33$
	10°	∼ 290 gün	∼ 250 gün	$14^m.27$	$15^m.19$
	20°	∼ 450 gün	∼ 280 gün	$20^m.45$	$21^m.38$
	30°	∼ 520 gün	∼ 380 gün	$22^m.88$	$23^m.80$
	45°	–	–	$25^m.24$	$26^m.16$
200 Mpc	4°	∼ 100 gün	∼ 80 gün	$10^m.83$	$10^m.83$
	10°	∼ 120 gün	∼ 100 gün	$15^m.77$	$16^m.70$
	20°	∼ 280 gün	∼ 120 gün	$21^m.96$	$22^m.88$
	30°	∼ 10 gün	–	$24^m.38$	$25^m.31$
	45°	–	–	$26^m.74$	$27^m.67$

jet modeline benzer ışık eğrisi davranışları sergilemiştir. Bu tip senaryolarda, Gauss jet modeline ait ışık eğrilerinin silindirik şapka jet modelinden farklılıkların belirlenmesinde zorluklar yaşanmıştır. Ancak, yine de silindirik şapka jet modelinde maksimum parlaklığa kısa sürede daha dik bir yükseliş gözlenirken, Gauss jet modelinde ise maksimum parlaklığa daha uzun sürede yavaş bir yükseliş gözlemiştir. DAG tarafından gözlenebilecek en olumsuz senaryoda, tıpkı silindirik şapka jet modelinde olduğu gibi uzaklığın 200 Mpc ve gözlem açısının 30 derece olduğu görülmüştür. Bu olumsuz senaryodaki ışık eğrilerinden anlaşılacağı üzere, DAG sadece kızılötesi bantta gözlem sürelerine sahip olmuştur. DAG'ın bu olumsuz senaryoda bile kızılötesi bantta yaklaşık 120 gün gözlem yapabilecek durumda olduğu hesaplanmıştır. Ancak, optik bant ve 4-m teleskop limiti gözönüne alındığında, olası bir nötron yıldız çifti birleşme senaryosuna ait ardıl ışınımlar gözlenemez. Bununla beraber, optik bant için en olumsuz senaryo uzaklık 200 Mpc ve 20 derece gözlem açısına sahip olduğu senaryodur. Uzaklık 200 Mpc altında ve gözlenme açısı 20 derece altında kalan tüm senaryolarda DAG'ın hem kızılötesi hem de optik bantta gözlem yapabileceği söylenebilir (Tablo 5.5). 4-m teleskop sınıfı için gözlem süreleri ve maksimum parlaklıklara ait Gauss jet modelinde üretilen sentetik ardıl ışınım sonuçları Tablo 5.5'te sunulmuştur.

Eğer olası bir nötron yıldız birleşmesi sırasında oluşan jetin tipi güç kanunu jet modeline uyuyorsa gözlenen parlaklıkların diğer iki modelden daha fazla olduğu üretilen sentetik ardıl ışınım ışık eğrilerindan anlaşılmıştır. Özellikle, gözlenme açısının arttığı senaryolarda diğer modellere göre ışık eğrilerinde daha yüksek parlaklıklar gözlenmiştir. Ancak, gözlenme açısı 20 derecenin altında kalan senaryolarda Gauss jet modeline benzer ardıl ışınım ışık eğrisi davranışları görülmüştür. Dolayısıyla, 20 derecenin altında kalan gözlenme açılarına sahip senaryolarda, güç kanunu jet modeli ile Gauss jet modeline ait ardıl ışınım ışık eğrileri arasındaki farklılıkların anlaşılması konusunda güçlükler yaşanmıştır. İki model arasındaki farkın daha iyi anlaşılması için gözlenme açısının göreli olarak büyük olması gerekmektedir. Burada özellikle 30 derecenin altında kalan bir gözlenme açısı için güç kanunu jet modeline ait ışık eğrilerinin belirgin farkları gözlenmiştir (örnek Şekil 5.15). Yani, diğer jet modellerine göre daha erken zamanlarda maksimum parlaklığa ulaştığı ve zamanla parlaklıkta azalma görülmüştür. Bununla birlikte, gözlenen maksimum parlaklık diğer modellerden daha büyük değerler almış ve uzun gözlenme sürelerine sahip olmuştur. Tez kapsamında üretilen en olumsuz ardıl ışınım ışık eğrisi senaryosunda bile güç kanunu jet modeli ile DAG'ın gözlem yapma şansına sahip olabileceği gözlenmiştir. Yani, bu olumsuz

Tablo 5.5: Gauss jet modeli ile 40-100-200 Mpc uzaklıktaki kaynak için DAG 4m teleskobunun olası gözlem süreleri ve maksimum parlaklıkları.

Uzaklık	θ_{obs}	Kızılötesi	Optik	Kızılötesi parklaklık	Optik parlaklık
40 Mpc	4°	∼480 gün	∼350 gün	$7^m.88$	$7^m.89$
	10°	∼630 gün	∼290 gün	$8^m.99$	$9^m.07$
	20°	∼570 gün	∼460 gün	$13^m.16$	$13^m.80$
	30°	∼630 gün	∼580 gün	$21^m.17$	$22^m.09$
	45°	∼640 gün	-	$24^m.18$	$23^m.55$
100 Mpc	4°	∼120 gün	∼100 gün	$9^m.87$	$9^m.88$
	10°	∼250 gün	∼120 gün	$10^m.95$	$11^m.06$
	20°	∼ 290 gün	∼ 230 gün	$15^m.15$	$15^m.79$
	30°	∼ 380 gün	∼ 180 gün	$23^m.16$	$24^m.08$
	45°	–	–	$25^m.54$	$26^m.46$
200 Mpc	4°	∼80 gün	∼70 gün	$11^m.73$	$11^m.39$
	10°	∼100 gün	∼90 gün	$12^m.46$	$12^m.56$
	20°	∼120 gün	∼100 gün	$16^m.66$	$17^m.29$
	30°	–	–	$24^m.66$	$25^m.59$
	45°	–	–	$27^m.04$	$27^m.97$

Tablo 5.6: Güç kanunu jet modeli ile 40-100-200 Mpc uzaklıktaki kaynak için DAG 4m teleskobunun olası gözlem süreleri ve maksimum parlaklıkları.

Uzaklık	θ_{obs}	Kızılötesi	Optik	Kızılötesi parklaklık	Optik parlaklık
40 Mpc	4°	∼890 gün	∼700 gün	$6^m.82$	$6^m.81$
	10°	∼890 gün	∼700 gün	$7^m.43$	$7^m.45$
	20°	∼920 gün	∼700 gün	$8^m.44$	$8^m.53$
	30°	∼1050 gün	∼850 gün	$15^m.15$	$16^m.08$
	45°	∼1150 gün	∼950 gün	$20^m.62$	$21^m.54$
100 Mpc	4°	∼570 gün	∼410 gün	$8^m.81$	$8^m.80$
	10°	∼570 gün	∼410 gün	$9^m.42$	$9^m.44$
	20°	∼600 gün	∼460 gün	$10^m.43$	$10^m.52$
	30°	∼700 gün	∼540 gün	$17^m.14$	$18^m.06$
	45°	∼650 gün	∼460 gün	$22^m.61$	$23^m.53$
200 Mpc	4°	∼300 gün	∼160 gün	$10^m.32$	$10^m.31$
	10°	∼350 gün	∼230 gün	$10^m.93$	$10^m.95$
	20°	∼460 gün	∼250 gün	$11^m.93$	$12^m.03$
	30°	∼480 gün	∼240 gün	$18^m.65$	$19^m.57$
	45°	∼60 gün	–	$24^m.11$	$25^m.04$

senaryoda 200 Mpc uzaklıkta ve 45 derece gözlenme açısı altında üretilen ışık eğrisinin kızılötesi bantta gözlenebileceği tespit edilmiştir (Şekil 5.26). Böyle olumsuz bir senaryoda bile güç kanunu jet modelini diğer modellerden ayrılması mümkün gibi görünmektedir. Çünkü, diğer jet modellerine göre daha erken zamanlarda maksimum parlaklığa ulaşması öngörülmektedir. Ancak, diğer jet modelleri daha geç zamanlarda maksimum parlaklıklara ulaşmaktadır. DAG'ın kızılötesi bantta gözlem yaptığı, öte yandan optik bantta gözlem yapamadığı görülmüştür. DAG, optik bant limit değerleri, uzaklığın 200 Mpc ve gözlenme açısının 30 dereceden küçük olduğu tüm nötron yıldız çifti birleşme senaryolarında gözlem yapılabileceği söylenebilir. Bununla birlikte, bu limit kızılötesi bant için de geçerlidir. 4-m teleskop sınıfı için gözlem süreleri ve maksimum parlaklıklara ait güç kanunu jet modelinde üretilmiş sentetik ardıl ışınım sonuçları Tablo 5.6'da sunulmuştur.

Ultra rölativistik parçacıklar içeren jet bakış doğrultusunda ise ışık eğrileri oldukça yüksek parlaklıklara ulaşır ve patlamayı takiben kısa zaman ölçeklerinde gözlemlenebilir.

Literatürde bu etki açıkça gösterilmiştir (Granot *ve diğ.*, 2002; van Eerten ve MacFadyen, 2011). Ancak, jet eksen dışı gözlemlerde akı geç zamanlara düşük parlaklıklarda gözlenmeye başlar. Özellikle jet kırılımı sonrası hüzmelenmiş jet içindeki enerji, izotropik olarak uzaya yayılır. Ultra rölativistik jet tarafından üretilen ışınımın gözlenme süresi $t^{-3/8}$ olur. Ancak, jet kırılımı sonrası ise jet gözlenme süresi $t^{-3/4}$ şekline evrilir (Ryan *ve diğ.*, 2019; Sari ve Piran, 2006; Zhang, 2018). Bununla birlikte, jet kırılım sonrası jet rölativistik evreden rölativistik olmayan evreye geçer. Böylece gözlenen akıda düşüş gözlenirken, akının gözlem süresinde artış gözlenir (Bloom, 2011; Ryan *ve diğ.*, 2019). Jet yavaşladıkça jet konisi θ artmaya başlar. θ artışıyla beraber jet ekseni dışında kalan gözlemci, ardıl ışınım yüzeyi alanını zamanla daha fazla görmeye başlar. Dolayısıyla, jet konisi genişledikçe ardıl ışınım jet yüzey alanı artarken gözlem süresinde de artış meydana gelir (Bloom, 2011). Böylece, jet ekseni dışı gözlemler daha uzun sürer. Bu bağlamda, üretilen sentetik ardıl ışınım ışık eğrilerinde benzer davranışlar görülmektedir. Ardıl ışınımların jet eksen dışı gözlemleri jet geometrisi bakımından oldukça önemlidir. Çünkü, gözlemci jet bakış doğrultusunda kalırsa jet geometrisini ayırmada başarılı olamaz (örneğin Şekil 5.12, 5.17, 5.22). Burada kriter nokta jet eksenine göre gözlenme açısı jet açıklık açısından küçük ($\theta_{obs} < \theta_j$) ise jet geometrik yapılarının anlaşılması noktasında başarı söz konusu olmaz çünkü, gözlemci direkt hüzmelenmiş jeti gözler. Ancak, jet eksenine göre gözlenme açısı jet açıklık açısından büyük ($\theta_{obs} > \theta_j$) olursa jet geometrisi hakkında daha aydınlatıcı bilgiler elde edilir. Dolayısıyla, uzun dönemli ve jet eksen dışı ardıl ışınım gözlemleri sayesinde jet geometrisinin anlaşılabileceği ve ardıl ışınım ışık eğrisinin hangi jet modeli ile daha iyi açıklanabileceği hakkında değerli bilgiler elde edilebilir. Bu bağlamda, tez kapsamında üretilen ışık eğrileri ile olası nötron yıldız birleşme senaryolarına ait farklı gözlenme açıları sayesinde söz konusu jet modellerini ayırmada daha net kanıya sahip olunmuştur. Bununla birlikte jet modellerini karşılaştırırken hangi modelin üstün olduğunun söylenmesi mümkün değildir. Çünkü jet geometrisi GIP sırasında rastgele oluşmaktadır. Buna rağmen gözlem süreleri ve gözlenen akının daha fazla olduğu güç kanunu jet modelinin gözlemci için avantajlı olduğu söylenebilir. Tez kapsamında üretilen sentetik ardıl ışınım ışık eğrilerinde bu avantaj açıkça görülmektedir. Bütün ardıl ışınım fiziksel parametreleri (E_k, θ_{obs}, θ_j, n, vs.) aynı olan ışık eğrileri içerisinde güç kanunu jet modelinin gözlenme açısından (θ_{obs}) daha az etkilendiği ve daha uzun gözlem sürelerine sahip olduğu görülmektedir. Diğer taraftan silindirik jet modeli hem gözlenme açısından en çok etkilenen hem de nispten daha kısa gözlem sürelerine sahip olarak karşımıza çıkmaktadır.

Sonuç olarak, hem üretilen ardıl ışınım ışık eğrileri hem de üç jet model modeli karşılaştırılmıştır. Gözlemci jet bakış doğrultusunda ise ışık eğrilerinde farklılık gözlenememiş, yani jet geometrisine ait bilgiler elde edilememiştir. Ancak, gözlemci jet ekseni dışında ise jet geometrisi bağlamında ışık eğrilerinde farklılıklar gözlenmiştir.

Bu bağlamda, DAG 4-m teleskobun uzun dönemli jet eksen dışı ardıl ışınım gözlemlerine hem kızılötesi hem de optik bantlarda önemli katkılar sağlayabileceği söylenebilir. Tez kapsamında üretilen sentetik ardıl ışınım ışık eğrilerinden yola çıkarak, DAG 4-m gibi teleskopların gözlem stratejilerinin belirlenebileceği gibi, teleskoplar için gözlem zamanı ve verimlilik gibi parametrelerin sağlıklı bir şekilde yönetilebileceği söylenebilir. Bununla birlikte, DAG 4-m kızılötesi bant ile patlamayı takiben günler mertebesinde kilonova gözlemlerine de önemli derecede katkılar sağlayabilir.

5.0.0.4. Geleceğe yönelik çalışmalar

GIP'lara ait jet geometrisini anlamak adına jet eksen dışı gözlemleri ve çoklu bant ardıl ışınım gözlemlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu uzun dönemli gözlemler bize jet geometrisi hakkında önemli bilgiler sunabilir. Gözlem aletlerinin ve gözlem sürelerinin artmasıyla önümüzdeki yıllarda GIP'ların jet modellerine göre de sınıflanabileceği tahmin edilmektedir. Gelecekte yapılması mümkün çalışmalar aşağıda sıralanmıştır.

1)- Kısa GIP'lar için yapılan fit çalışmaları gibi, uzun GIP kaynakları için de Sherpa ile fit sonuçlarından oluşan ardıl ışınım fiziksel parametre setleri oluşturulabilir. Bu fit sonuçlarına göre DAG dahil, yer ve uzay tabanlı teleskop-dedektörler ile gözlem stratejileri geliştirilebilir.

2)- (1) kısımda yer alan ardıl ışınım parametre fit sonuçları ile kısa ve uzun GIP ardıl ışınım fiziksel parametre verilerini içeren tablolar kullanılarak oluşturulur. Ardıl ışınım parametre verileri içeren tablolar derin öğrenme (Deep Learning) veya daha farklı makine öğrenme algoritmaları eğitilir. Daha sonra tespit edilen yeni GIP'ları eğitilmiş algoritmalar kullanılarak GIP ardıl ışınım fiziksel parametreleri olan E_k, θ_j, θ_{obs}, n, z, p ve jet model tipi belirlenebilir.

3)-Merkezi kaynak magnetar (Rowlinson *ve diğ.*, 2013) veya kara delik olduğu düşünülen kaynakların Sherpa fit (veya MCMC) yöntemi ve üç jet modeli kullanılarak ardıl ışınım fiziksel parametreleri belirlenir. Fit sonuçlarından jet modelleri karşılaştırılır. Bu

karşılaştırma, magnetar ve kara deliğe göre yapılır. Daha sonra jet modellerinin hangi kaynağı daha iyi açıklayabildiği tartışılır ve varsa kara delik - magnetarların farklılıkları veya benzerlikleri tartışılabilir. Yöntem aynı kalmak koşuluyla, uzun emisyon (extended emission) ve flare gösteren GIP kaynaklarının jet geometrisindeki olası farklılıkları ve bunlara neden olan sebepler tartışılabilir. Dolayısıyla, merkezi kaynak olarak magnetar veya kara deliğin jet geometrisine etkisinin varlığı tartışılabilir. Bununla beraber, oluşan jete ait enerjide değişim gözlenebilir. Yani, merkezi kaynağın kara delik olduğu senaryolarda daha fazla enerji çıkışı olduğu, magnetara sahip merkezi kaynağın daha fazla veya daha az olabileceği anlaşılabilir. Ayrıca, merkezi kaynağın farklı olduğu GIP kaynaklarına ait ardıl ışınım fiziksel parametrelerindeki benzerlikler ve farklılıklar tartışmaya açılabilir.

4)- Ardıl ışınımlara ait belirli fiziksel parametreler (buna farklı jet modelleri dahildir) ile Derin öğrenme için gerekli sayıda sentetik ışık eğrileri üretilir. Daha sonra bu sentetik ışık eğrileri iki kırılım gösteren güç kanunu modeli ile fitler elde edilir:

$$f(t) = f_{max}((t/t_b)^{\alpha} - (t/t_b)^{\beta})^{(-1/s)} \tag{5.3}$$

Burada, f_{max} maksimum akıyı, t_b jet kırılma zamanını, α ve β güç kanunu bileşenlerini, s ise α ile β arasındaki geçişi temsil eder (Schulze *ve diğ.*, 2010). Her bir ardıl ışınım fiziksel parametrelerine karşılık fit sonuçları eklenir ve tablolar oluşturulur. Yani, [E_k,θ_j , n, ..., f_{max},t_b, α, β, s]. Daha sonra bu modeller makine öğrenmesi ile eğitilir. Eğitilmiş modelin içine gerçek GIP ardıl ışınımın iki kırılım gösteren güç kanunu model fit sonuçları eklenerek ardıl ışınıma ait fiziksel parametre setleri elde edilebilir.

5)-Derin öğrenmeye benzer çalışma ile yani evrişimli sinir ağları (convolutional neural network) algoritması ile patlamalar eğitilerek, olası bir patlama ve takiben ardıl ışınımlara ait fiziksel parametrelerine ulaşılabilir.

KAYNAKLAR

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Abernathy, M. R., Acernese, F., Ackley, K., ve Adams, C., 2016, Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Bole Merger, Physical Review Letters, 116, 6.

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Acernese, F. and Ackley, K., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., Afrough, M., Agarwal, B., Agathos, M., Agatsuma, K., Aggarwal, N., Aguiar, O. D., Aiello, L., Ain, A., Ajith, P., Allen, B., Allen, G., Allocca, A., Altin, P. A., Amato, A., Ananyeva, A. ve diğ., 2017, GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral, Physical Review Letters, 119, 16.

Arcavi, I., 2018, The First Hours of the GW170817 Kilonova and the Importance of Early Optical and Ultraviolet Observations for Constraining Emission Models, AAS, 855, 2-23.

Ayale, D. E., 2017, Gamma-Ray Burst In Swift Era: Analysis Of Afterglow Light Curves, Tez (Yüksek Lisans), Addis Ababa Üniversitesi.

Bailes, M., K. B., Berger, R., P., Brady, Branchesi, M., Danzmann, K., Evans, M., Holley-Bockelmann, K., Iyer, B. R., Kajita, T., Katsanevas, S. *ve dig.*, 2021, Gravitational-wave Physics and Astronomy in the 2020s and 2030s. Nature Rev. Phys., 3, 344-366.

Band, D., Matteson, J., Ford, L., Schaefer, B., Palmer, D., Teegarden, B., Cline, T., Briggs, M., Paciesas, W., ve Preece, R., 1993, BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral Diversity, ApJ, 413, 281–292.

Barnes, J., Zhu,Y. L., Lund, K. A., Sprouse, T. M. , Vassh, N. , McLaughlin, G. C., Mumpower, M.R. ve Surman, R., 2020, Kilonovae Across the Nuclear Physics Landscape: The Impact of Nuclear Physics Uncertainties on r-process-powered Emission, AAS, 918, 44.

Bardho, O., 2016, Understanding the Physical Behind the Correlation of Gamma-ray Bursts Data, *Tez (Doktora)*, Nice Sophia Üniversitesi.

Barthelmy, S. D., Cannizzo, J. K., Gehrels, N., Cusumano, G., Mangano,V., O'Brien, P.T., Vaughan, S., Zhang, B., Burrows, D.N., Campana, S., Chincarini, G., Goad, M.R., Kouveliotou, C., Kumar, P., Meszaros, P., Nousek, J. A., Osborne, J.P., Panaitescu, A., Reeves, J.N., Sakamoto, T. Tagliaferri, G. ve Wijers, R.A.M.J., 2005, Discovery of an Afterglow Extension of the Prompt Phase of Two Gamma-ray Bursts Observed by Swift, ApJ, 635, 133–136.

Beniamini, P., ve Ehud Nakar, N., 2018, Observational Constraints on the Structure of Gamma-ray Burst jJts, MNRS, 482, 5430-5440.

Beniamini, P., Petropoulou, M., Duran, R. B ve Giannios, D., 2018, A Lesson from GW170817: Most Neutron Star Mergers Result in Tightly Collimated Successful GRB Jets, MNRS, 483, 840-851.

Berger, E., Cenko, S. B., Fox, D. B., ve Cucchiara, A., 2009, Discovery of the Very Red Near-Infrared and Optical Afterglow of the Short-Duration GRB 070724A, ApJ, 704, 877–882.

Berger, E., 2010, A Short GRB "No-Host" Problem? Investigating Large Progenitor Offsets for Short GRBs with Optical Afterglows, AAS, 722, 1946-1961.

Berger, E., 2014, Short-Duration Gamma-ray Bursts, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 52, 43-105.

Bevington, P. R. ve Robinson, D. K., 2003, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science, ISBN 0-07-247227-8, Case Western Reverse Üniversitesi.

Bhattacharya, M. ve Kumar, P., 2021, On Explaining Prompt Emission from GRB Central Engines with Photospheric Emission Model, doi:10.48550/ARXIV.2110.14792.

Blandford, R. D. ve Znajek, R. L., 1977, Electromagnetic Extractions of Energy from Kerr Black Holes, MNRS, 179, 433-456.

Bloom, J., 2011, What are Gamma-ray Bursts, Princeton University Press, ISBN:9780691145570, Amerika Birleşik Devletleri.

Burns, E., Veres, P., Connaughton,V., Racusin, J., Briggs, M. S., Christensen, N., Goldstein, A., Hamburg, R., Kocevski, D., McEnery, J., Bissaldi, E., Dal Canton, T., Cleveland, W. H., Gibby, M. H., Hui,C. M., von Kienlin, A., Mailyan, B., Paciesas, W. S., Roberts, O. J., Siellez, K., Stanbro, M. ve Wilson-Hodge, C. A., 2018, Fermi GBM Observations of GRB 150101B: A Second Nearby Event with a Short Hard Spike and a Soft Tail, ApJ, 863, 34.

Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., Piro, L., Scarsi, L. ve Bleeker, J. A. M., 1996, BeppoSAX, the Wide Band Mission for X-ray Astronomy, AA, 122, 299-307.

Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., ve diğ., 1999, Observations of GRB 990123 by the Compton Gamma-Ray Observatory, ApJ, 524, 82–91.

Cardozo, K. P.V., 2017, Testing the Standard GRB Afterglow Model with The Snapshot Method Using Multi-epoch Multi-wavelength Data, Tez (Doktora), Münih Teknik Üniversitesi.

Costa, E., Frontera, F., Heise, J., ve diğ., 1997, Discovery of an X-ray Afterglow Associated with The Gamma-ray Burst of 28 February 1997, Nature, 387, 783–785.

Ciolfi, R., 2020, Binary Neutron Star Mergers After GW170817, eprint=2005.02964.

Chen, W., Urata, Y., Huang, K., Takahashi, S., Petitpas, G. ve Asada, K., 2020, Two Component Jets of GRB160623A as Shocked Jet Cocoon Afterglow ,The Astrophysical Journal Letters, 891, 15.

Cunningham, V., Cenko, S. B., Ryan, G., Vogel, S. N., Corsi, A., Cucchiara, A., Fruchter, A. S., Horesh, A., Kangas, T., Kocevski, D., Daniel A. Perley, D. A. ve Racusin, J., 2020, GRB 160625B: Evidence for a Gaussian-shaped Jet, ApJ, 904, 783–785.

Dereli, H., 2015, Discovery and Study of a Population of Gamma-ray Bursts with Low-Luminosity Afterglows, Tez (Doktora), Warwick Üniversitesi.

De Colle, F., Kumar, P., R., D. ve Dena, A., 2018, Radio Emission from the Cocoon of a GRB Jet: Implications for Relativistic Supernovae and Off-axis GRB Emission, AAS, 863, 1-32.

De Colle, F., Lu, W., Kumar, P., Ramirez-Ruiz, E. ve Smoot, G., 2017, Thermal and Non-thermal Emission from The Cocoon of a Gamma-ray Burst Jet, MNRAS, 478, 4553-4564.

De Pasquale, M., Schady, P., Kuin, N. P. M., Page, M. J., Curran, P. A., Zane, S., Oates, S. R., Holland, S. T., Breeveld, A. A., Hoversten, E. A., Chincarini, G., Grupe, D. ve diğ., 2010, Swift and Fermi Observations of the Early Afterglow of the Short Gamma-Ray Burst 090510, ApJ, 709, 146 - 151.

Dölek, F., 2015, Swift Tarafından Gözlenen Gama Işın Patlamalarının Zamansal Özelliklerinin İncelenmesi, Tez (Yüksek Lisans), Çukurova Üniversitesi.

Duffel, C. P., Quataert, E., Kasen, D., Klion, H., 2018, Jet Dynamics in Compact Object Mergers: GW170817 Likely Had a Successful Jet, AAS, 866, 3-8.

Escorial, A. R., Fong, W., Berger, E., Laskar, T., Margutti, R., Schroeder, G., Rastinejad, J. C., Cornish, D., and Popp, S., Lally, M., Nugent, A. E., Paterson, K., Metzger, B. D., Chornock, R., Alexander, K., Cendes, Y., ve Eftekhari, T., 2022, The Jet Opening Angle and Event Rate Distributions of Short Gamma-ray Bursts from Late-time X-ray Afterglows, arxiv:2210.05695.

Evans, P. A., Beardmore, A. P., Page, K. L., Osborne, J. P., O'Brien, P. T., Willingale, R., Starling, R. L. C., Burrows, D. N., Godet, O., Vetere, L., Racusin, J., Wiersema, K., Angelini, L., Capalbi, M., Chincarini, G., Gehrels, N., Kennea, J. A., Margutti, R., Morris, D. C., Mountford, C. J., Pagani, C., Perri, M., Romano, P., Tanvir, N., 2009, Methods and Results of an Automatic Analysis of a Complete Sample of Swift-XRT Observations of GRBs, MNRAS, 397, 1177-1201.

Fan, Y. Z. ve Wei, D. M., 2005, Late internal shock model for bright X-ray flares in Gamma-ray Burst afterglows and GRB 011121, MNRS, 364,42-46.

Fong, W., Berger, E., Margutti, R., ve Zauderer, R., 2015, A Decade of Short-duration Gamma-ray Burst Broad-band Afterglows: Energetics, Circumburst Densities, and Jet Opening Angles , ApJ, 815, 102.

Fong, W., Nugent, A. E., Dong, Y., Berger, E., Paterson, K., Chornock, R., Levan, A., Blanchard, P., Alexander, K. D., Andrews, J., Cobb, B. E., Cucchiara, A., Fox, D., Fryer, C. L., Gordon, A. C., Kilpatrick, C. D., Lunnan, R., Margutti, R., Miller, A., Milne, P., Nicholl, M., Perley, D., Rastinejad, J., Escorial, A. R., Schroeder, G., Smith, N., Tanvir, N. ve Terreran, G., 2022, Short GRB Host Galaxies I: Photometric and Spectroscopic Catalogs, Host Associations, and Galactocentric Offsets, ApJ, 940, 56.

Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R., Djorgovski, S. G., Bloom, J. S., Galama, T. J., Reichart, D. E., Berger, E., Harrison, F. A., Price, P. A., Yost, S. A., Diercks, A., Goodrich, R. W., Chaffee, F., 2001, Beaming in Gamma-Ray Bursts: Evidence for a Standard Energy Reservoir, AAS, 562, 55-58.

Gao, H. ve Meszaros P., 2015, Reverse Shock Emission in Gamma-ray Burst Revisited, ApJ, 182, 85-88.

Gao, H., Cao, Z., Ai,S., ve Zhang, B., 2017, A More Stringent Constraint on the Mass Ratio of Binary Neutron Star Merger GW170817, ApJ Letter, 851, 45.

Gehrels, N., 2004, The Swift Gamma-Ray Burst Mission, AIP Conference Proceedings, 727, 637.

Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., Mason, K. O., Nousek, J. A., Wells, A. A., White, N. E., Barthelmy, S. D., Burrows, D. N., Cominsky, L. R., Hurley, K. C., Marshall, F. E., Meszaros, P., Roming, P. W. A. ve Swift Bilim Takımı, 2004, The Swift Gamma-Ray Burst Mission, ApJ, 611, 2.

Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E., ve Fox, D. B., 2009, Gamma-Ray Bursts in the Swift Era, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 47, 567–617.

Greco, G., 2009, Multiwavelength studyof GRB emission and TORTORA project, Tez (Doktora), Bologna Üniversitesi.

Gill, R., Kole, M., ve Granot, J., 2021, GRB Polarization: A Unique Probe of GRB Physics, arXiv, doi:10.48550/ARXIV.2109.03286.

Gill, R., Granot, J. De Colle, F. ve Urrutia, D., 2019, Numerical Simulations of an Initially Top-Hat Jet and the Afterglow of GW170817/GRB170817A, AAS, 883, 15.

Ghirlanda, G. G., Salafia, O. S. Pescalli, A. Ghisellini, G., Salvaterra, R., Chassande–Mottin, E., Colpi, M., Nappo, F., D'Avanzo, P., Melandri, A., Bernardini, M. G., Branchesi, M., Campana, S., Ciolfi, R., Covino, S., Götz, D., Vergani, S. D., Zennaro, M. ve Tagliaferri, G., 2016, Short Gamma-ray Bursts at The Dawn of The Gravitational Wave Era, 594, 84.

Ghirlanda, G. ve Salvaterra, R., 2022, The Cosmic History of Long Gamma-Ray Bursts, ApJ, 932, 10-19.

Goldstein, A., Connaughton, V., S. Briggs, M. S, and Burns, E. J., 2016 Estimating Long GRB Jet Opening Angles and Rest-Frame Energetics,ApJ,818,1-19.

Gomboc, A., 2012, Unveiling the Secrets of Gamma Ray Bursts, Contemporary Physics, 53, 339-355.

Granot, J., Alin, P., Pawan, K., ve Woosley, S. E., 2002, Off-axis Afterglow Emission from Jetted Gamma-ray Bursts, Astrophys. J. Lett., 570, 61-64.

Hu, Y. D., 2021, Multi-wavelength Study of GRBs Detected by Fermi and Swift, Tez (Doktora), Granada Üniversitesi.

Hoang, B., Naoz, S., ve Kremer, K., 2022, Neutron Star–Black Hole Mergers from Gravitational-wave Captures, ApJ, 903, 9.

Iyyani, S., ve Sharma, V., 2021, Study of Prompt Emission of Short Gamma-ray Bursts Using Multi-color Blackbody: A Clue to The Viewing Angle, AAJ, 255, 2-25.

İlhan, M. D., 2016, Aktif Galaksi Çekirdeklerinin X ve Gama ışınlarında Gözlenen Zamansal Özellikleri, Tez (Yüksek Lisans), İstanbul Üniversitesi.

Jordana-Mitjans, N., Mundell, C. G., Guidorzi, C., Smith, R. J., Ramirez-Ruiz, E., Metzger, B. D., Kobayashi, S., Gomboc, A., Steele, I. A., Shrestha, M., Marongiu, M., Rossi, A. ve Rothberg, B., 2022, A Short Gamma-ray Burst From a Proto-magnetar Remnant, AAS, 939, 106.

Klebesadel R.W., Strong, I. B. ve Olson R. A., 1973, Observation of Gamma-ray Burst of Cosmic Origin, ApJ, 182, 85-88.

Knust, B., 2017, Applying the Fireball Model to Short Gamma-Ray Burst Afterglows: Methods, Jet Opening Angles and Plateau Phases, Tez (Doktora), Münih Üniversitesi.

Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., Bhat, N. P., Briggs, M. S., Koshut, T. M., Paciesas, W. S., ve Pendleton, G. N., 1993, Identification of Two Classes of Gamma-Ray Bursts. The Astrophysical Journal Letters, 413, 101-104.

Krühler, T., Greiner, J., Afonso, P., Burlon, D., Clemens, C., Filgas, R., Kann, D. A., Klose, S., Küpcü Yoldas, A., McBreen, S., Olivares, F., Rau, A., Rossi, A., Schulze, S., Szokoly, G. P., Updike, A. ve Yoldas, A., 2009, The Bright Optical/NIR Afterglow of The Faint GRB 080710 - Evidence for a Jet Viewed off Axis, Astrnomy and Astrophysics, 508, 593.

Kumar, P. ve Zhang, B., 2014, The Physics of Gamma-Ray Bursts and Relativistic Jets, Physics Reports, 561, 1-109.

Margutti, R., Bernardini, G., Duran, R. B., Guidorzi, C., Shen, R. F. ve Chincarini, G., 2010, On the Average Gamma-ray Burst X-ray Flaring Activity. MNRAS, 410, 1064–1075.

Margutti, R., Berger, E., Fong, W., et al., 2018, The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817. V. Rising X-Ray Emission from an Off-axis Jet, ApJL, 856, L18.

Margutti, R. ve Chornock, R., 2020, First Multimessenger Observations of a Neutron Star Merger, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 59, 55-202.

Metzger, B. D. ve Beger, E., 2012, What is the Most Promising Electromagnetic Counterpart of a Neutron Star Binary Merger?, ApJ, 746, 48.

Metzger, D. E., 2020, Kilonovae, Living Reviews in Relativity, 23, 1.

Meszaros, P. ve Rees, M. J., 1997, Optical and Long-Wavelength Afterglow from Gamma-Ray Bursts, ApJ, 476, 232-237.

Meszaros, P., 2006, Gamma-Ray Burst, IOP, 69, 2259-2321.

Miller, M. C. ve Yunes, N., 2019, The New Frontier of Gravitational Waves, Nature, 568, 469 - 476.

Misra, K. ve Sagar, R., 2009, An Insight Into The Progenitors of Gamma-ray Bursts from The Optical Afterglow Observations, Current Science Association, 96, 347-356.

Mooley, K.P., Deller, A.T., Gottlieb, O., Nakar, E., Hallinan, G., Bourke, S., Frail, D.A., Horesh, A., Corsi, A. ve Hotokezaka, K., 2018, Superluminal Motion of a Relativistic Jet in The Neutron-star Merger GW170817, Nature, 23, 1.

Nathanail, A., 2018, Binary Neutron Star and Short Gamma-ray Burst Simulations in Light of GW170817, eprint=1808.05794.

Lamb, G.P., Lyman, J.D., Levan, A.J., Tanvir, N. R., Kangas, T., Fruchter, A. S., Gompertz, B., Hjorth, J., Mandel, I., Oates, S. R., Steeghs, D. ve Wiersema, K., 2018, The Optical Afterglow of GW170817 at One Year Post-Merger, ApJ, 870, L15.

Lan, M., Wu, X., ve Dai, Z., 2018, Gamma-Ray Burst Optical Afterglows with Two-Component Jets: Polarization Evolution Revisited, ApJ, 860, 44.

Laskar, T., 2015, The Diversity and Versatility of Gamma-Ray Burst, Tez (Doktora), Harvard Üniversitesi.

Lazzati, D., 2020, Short Duration Gamma-ray Bursts and Their Outflows in Light of GW170817, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 7.

Lazzati, D., Rosalba, P., Brian, M., Diego, L., Matteo, C., Riccardo, C., Bruno, G., Jared C. W., 2018, Late Time Afterglow Observations Reveal a Collimated Relativistic Jet in The Ejecta of The Binary Neutron Star Merger GW170817, American Physical Society, 7.

Li, L., Liang, E., Tang, Q., Chen, J. ve diğ., 2012, A Comprehensive Study of Gamma-Ray Burst Optical Emission: I. Flares and Early Shallow Decay Component, AAS, 758, 27.

Li, Y., Zhang, B. ve Lü, H., 2016, A Comparative Study of Long and Short GRBs. I. Overlapping Properties, 227, 7.

Li, L., 2018, Interpretation of of Gamma-Ray Burst X-ray and Optical Afterglow Emission, Tez (Doktora), Stockholm Üniversitesi.

Li, L., Wang, Y., Ryde, F., Pe'er, A., Zhang, B., Guiriec, S., Castro-Tirado, A. J., Kann, D. A., Axelsson, M., Page, K., Veres, P., ve Bhat, P. N., 2022, A Cosmological Fireball with Sixteen-Percent Gamma-Ray Radiative Efficiency, AAS, 944, 2-57.

Lien, Y, Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., Cannizzo, J. F., Chen, K., Collins, N. R., Cummings, J. R., Gehrels, N., Krimm, H. A., Markwardt, C. B., Palmer, D. M., Stamatikos, M., Troja, E., ve Ukwatta, T. N., 2016, The Third Swift Burst Alert Telescope Gamma-Ray Burst Catalog, 829, 1.

LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration, Fermi Gamma-Ray Burst Monitor, INTEGRAL, 2017, Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A, ApJ, 848, 13.

Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., Page, K., Granot, J., Ramirez-Ruiz,E., Patel,S. K. ve diğ., 2006, Evidence for a Canonical GRB Afterglow Light Curve in the Swift/XRT Data, ApJ, 642, 389-400.

O'Connor, B., E. Troja, S. Dichiara, P. Beniamini, S. B. Cenko, C. Kouveliotou, J. Becerra Gonzalez, J. Durbak, P. Gatkine, A. Kutyrev, T. Sakamoto, R. Sanchez-Ramirez, S. Veilleux, 2022, A deep survey of short GRB host galaxies over z 0–2: implications for offsets, redshifts, and environments, MNRS, 515, 4890–4928.

Özdemir, S., Yeşilyaprak, C., Aktuğ, B., Öztürk, D., Çoker, D. ve Balbay, R., 2018, Precipitable Water Vapor (PWV) Estimations from The Site of The Eastern Anatolia Observatory* (DAG), A New Astronomical Observatory in Turkey, 46, 323–336.

Pandey, S. B., Hu, Y., Castro-Tirado, A. J., Pozanenko, A. S., Sánchez-Ramírez, R., Gorosabel, J., Guziy, S., Jelinek, M., Tello, J. C., Jeong, S., Oates, R.S., Zhang, B. -B., Mazaeva, E. D., Volnova, A. A., Minaev, P. Yu., van Eerten, H. J., Caballero-García, M. D., Pérez-Ramírez, D., Bremer, M., Winters,J. M., ve diğ., 2019, A Multi-wavelength Analysis of A Collection of Short-duration GRBs Observed Between 2012-2015, MNRS, 485, 5294-5318.

Parsotan, T. ve Ito, H., 2022, GRB Prompt Emission: Observed Correlations and Their Interpretations, *arXiv*, doi:10.48550/ARXIV.2204.09729.

Pe'er, A., 2015, Physics of Gamma-Ray Bursts Prompt Emission, Advances in Astronomy, 2015, 2015, 1-37.

Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., Pendleton, G. N., Paciesas, W. S., Band, D. L., Barrat, E., 2000, The Synchrotron Shock Model Confronts a "Line" Event, Astrophysical Journal Letters, 126, 19-22.

Radice, D., Bernuzzi, S., ve Perego, A., 2020, The Dynamics of Binary Neutron Star Mergers and of GW170817, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 70, 95-119.

Racusin, J. L., Karpov, S. V., Sokolowski, M. Granot, Wu, J., Pal'shin, X. F., Covino, V., van der Horst, S., Oates, A. J., Schady, S. R., Smith, P., Cummings, R. J., Starling, J., Piotrowski, R. L. C., Zhang, L. W., Evans, B., Holland, P. A., Malek, S. T., Page, K., Vetere, M. T., Margutti, R., Guidorzi, C., Kamble, A. P., Curran, P. A., Beardmore, A., Kouveliotou, C., Mankiewicz, L. ve Melandri, A., 2008, Broadband Observations of The Naked-eye Gamma-ray Burst GRB 080319B, Nature, 455, 183–188.

Racusin, J. L., Liang, E. W., Burrows, D. N., Falcone, A., Sakamoto, T., Zhang, B. B., Zhang, B., Evans, P. ve Osborne, J., 2009, Jet breaks and Energetics of Swift GRB X-ray Afterglows, ApJ, 698, 43–74.

Rossi, A., Stratta, G., Maiorano, E., Spighi, D., Masetti, N., Palazzi, E., Gardini, A., Melandri, A., Nicastro, L., Pian, E., Branchesi, M., Dadina, M., Testa, V. , Brocato, S. Benetti, S., Ciolfi, R. , Covino, S. , D'Elia, V. , Grado, A., Izzo, L. Perego, A., Piranomonte, S., Salvaterra, R., Selsing, J. , Tomasella, L., Yang, S., Vergani, D., Amati, L. ve Stephen, J. B., 2020, A Comparison Between Short GRB Afterglows and AT2017gfo: Shedding Light on Kilonovae Properties, MNRS , 493, 3379-3397.

Rowlinson, A., O'Brien, P. T., Metzger, B. D., Tanvir, N. R. ve Levan, A. J., 2013, Signatures of Magnetar Central Engines in Short GRB Lightcurves, MNRS , 430, 1061-1087.

Ruiz, M., Shapiro, S. L. ve Tsokaros, A., 2021, Multimessenger Binary Mergers Containing Neutron Stars: Gravitational Waves, Jets, and -Ray Bursts, 8.

Ryan, G., van Eerten, H., Piro, L. ve Troja, E., 2019, Gamma-Ray Burst Afterglows In The Multi-Messenger Era: Numerical Models and Closure Relations, AAS, 896, 2-166.

Salafia, O. A., Ghisellini, G., Pescalli, A., Ghirlanda, G. ve Nappo, F., 2015, Structure of Gamma-ray Burst Jets: Intrinsic Versus Apparent Properties, MNRAS, 450, 3549-3558.

Salafia, O. A., Barbieri, C., Ascenzi, S. ve Toffano, M., 2020, Gamma-ray Burst Jet Propagation, Development of Angular Structure, and The Luminosity Function, AA, 636, 105.

Salafia, O. A. ve Ghirlanda, G., 2022, The Structure of Gamma Ray Burst Jets, AA, 636, 15.

Samuelsson, F., 2022, Cosmic Rays and Shock Physics in Gamma-ray Bursts, Tez (Doktora), Stockholm Üniversitesi.

Sanlı, Ş. C., 2022, Uzun Süreli Işıma Gösteren Kısa Gama-ışın Patlamalarının Araştırılması, Tez (Yüksek Lisans), İstanbul Üniversitesi.

Sari, R., Piran, T. ve Narayan, R., 1998, Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows, ApJ, 497, 17-20.

Sari, R. ve Piran, T., 2006, Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows, ApJ, 497,17-20.

Sathyaprakash, B.S., ve Schutz, B.F., 2009, Physics, Astrophysics and Cosmology with Gravitational Waves, Living Reviews in Relativity, 12, 1.

Schady, P., 2008, Prompt Observations Of Gamma-Ray Bursts with Swift, Tez (Dokota), Collage of London Üniversitesi, İngiltere.

Schulze, S., Klose, S., Björnsson, G., Jakobsson, P., Kann, D. A., Rossi, A., Krühler, T., Greiner, J., ve Ferrero, P., 2010, The Circumburst Density Profile Around GRB Progenitors: A Statistical Study, Astronomy &amp Astrophysics, 526, 23.

Short, A. D., Ambrosi, R. M. ve Hutchinson, I. B., 2003, Performance of the Swift X-ray Telescope (XRT) Mirror/Detector Combination, AIP, 662, 511.

Soderberg, A. M., Berger, E., Kasliwal, M. Frail, D. A., Price, P. A., Schmidt, B. P., Kulkarni, S. R., Fox, D. B. Cenko, S. B., Gal-Yam, A., Nakar, E., Roth, K. C., 2006, The Afterglow, Energetics, and Host Galaxy of the Short-Hard Gamma-Ray Burst 051221a, ApJ, 650, 261-271.

Takahashi, M., 2018, Study of the Emission of Gamma-ray Bursts above 10 GeV with the Standard and Newly Recovered Data of the Fermi-LA, Tez (Doktora), Tokyo Üniversitesi.

Tanaka, M. ve Hotokezaka, K., 2013, Radiative Transfer Simulations for Neutron Star Merger Ejecta, ApJ, 775, 113.

Tandon, C. ve Ronning, N. L., 2021, Understanding Gamma-ray Burst Jet Structures from Afterglow Light Curves, arXiv, arXiv:2108.01079v2.

Tanvir, N. R., Levan, A. J. , Fruchter, A. S., Hjorth, J. , Hounsell, R. A., Wiersema, K. ve Tunnicliffe,R., 2013, A "kilonova" Associated with Short-duration Gamma-ray Burst 130603B, 500, 547-549.

Taylor, J. R., 1997, An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurement, ISBM: 9780935702750, University Science Book Press, Amerika Birleşik Devletleri.

Thompson, D. J. ve Colleen A. Wilson-Hodge, C. A., 2022, Fermi Gamma-Ray Space Telescope, Springer Nature Singapore, 1-31.

Tonry, J. L., Stubbs, C. W., Lykke, K. R., Doherty, P., Shivvers, I. S., Burgett, W. S., Chambers, K. C., Hodapp , K. W., Kaiser, N., Kudritzki, R. P., Magnier, E. A., Morgan, J. S., Price, P. A., ve Wainscoat, R. J., 2012, The Pan-STARRS1 Photometric System, ApJ , 750, 99.

Tunnicliffe, R., 2014, Constraining the Progenitors of Short Gamma-Ray Bursts, Tez (Dokotora), Warwick Üniversitesi, İngiltere.

Troja, Ryan, G., Piro, L., van Eerten, H., Cenko, S. B., Yoon, Y., Lee, S.-K., Im, M., Sakamoto, T., Gatkine, P., Kutyrev, A. ve Veilleux, S., 2018a, A Luminous Blue Kilonova and an Off-axis Jet from a Compact Binary Merger at z= 0.1341, Nature, 9, 4089.

Troja, E., Piro, L., Ryan, G., van Eerten, H., Ricci, R., Wieringa, M. H., Lotti, S., Sakamoto, T. ve Cenko, S. B., 2018b, The outflow structure of GW170817 from Late-time Broad-band observations, MNRAS, 478, 18-23.

Ugarte, P. A., 2007, Gamma-ray Burst Afterglows and Instrumentation For Their Study: From BOOTES to X-shooter, Tez (Doktora), Granada Üniversitesi.

Updike, A., 2007, Gamma-Ray Burst Afterglows Observation, Tez (Doktora), Clemson Üniversitesi.

van Eerten, H. J. ve MacFadyen, A. I., 2011, Gamma-ray Burst Afterglow Scaling Relations for The Full Blast Wave Evolution, ApJ, 747, L30.

Vlasis, A., 2012, Numerical Simulations in The Afterglow Phase of GRBs, Tez (Doktora), Leuven Katolik Üniversitesi.

Yeşilyaprak, C., Keskin, O., ve Jolissaint, L., 2022, Eastern Anatolia Observatory (DAG): The Status in 2022, Towards The First Light, Proc. SPIE 12182, Ground-based and Airborne Telescopes IX, 121820X (29 August 2022), https://doi.org/10.1117/12.2630889

Zhang, B., Kobayashi, S., ve Peter Mészáros, M., 2003, Gamma-Ray Burst Early Optical Afterglows: Implications for the Initial Lorentz Factor and the Central Engine, ApJ, 655, 25–28.

Zhang, B., Meszaros, P., 2004, Gamma-Ray Bursts: Progress, Problems and Prospects, International Journal of Modern Physics A, 19, 2385-2472.

Zhang, B., Zhang, B, Liang, E., Gehrels, N., Burrows, D. N., Meszaros, P., 2007, Making a Short Gamma-Ray Burst from a Long one: Implications for the Nature of GRB 060614, ApJ, 655, 25–28.

Zhang, B., van Eerten, H., Burrows, D. N., Ryan, G. S., Evans, P. A., Racusin, J. L., Troja, E. ve MacFadyen A., 2015, An Analysis of Chandra Deep Follow-up GRBs: Implications for Off-Axis Jets, ApJ, 806, 15.

Zhang, B., Lü, H., ve Liang, E., 2016, GRB Observational Properties, Space Science Reviews, 202, 3-32.

Zhang, B., 2018, The Physics of Gamma-Ray Bursts , Cambridge University Press, ISBN:9781139226530, United Kingdom.

Zhang, B., Liu, Z. K., Peng, Z. K., Li, Y., Lü, H. J. , Yang, J., Yang, Y. S., Yang, Y. H., Meng, Y. Z., Zou, J. H. , Ye, H. Y., Wang, X. G., Mao, J. R., Zhao, X. H., Bai, J. M., Castro-Tirado, A. J., Hu, Y. D., Dai, Z. G., Liang, E. W. B. Zhang., 2021, A Peculiarly Short-duration Gamma-Ray Burst from Massive Star Core Collapse B, Nature Astronomy, 5, 911- 916,

Zhang, B. B., Lucas, Uhm Z., Connaughton, V., Briggs, M. S. ve Zhang, B., 2016, Synchrotron Origin of the Typical GRB Band Function - A Case Study of GRB 130606B, ApJ, 816, 2-72.

Zhu, B., Zhang, F., Zhang, S., Jin, Z. ve Da-Ming Wei, D., 2015, The long-lasting Optical Afterglow Plateau of Short Burst GRB 130912A, AA, 576, A71 .

Wang, X., Zhang, B., Liang, E., Lu, R., Lin, D., Li, J. ve Lin, L., 2018, Gamma-ray Burst Jet Breaks Revisited, ApJ, 859, 160-208.

Wang, Y., Tang, S., Jin, Z., ve Fan, Y., 2022, The late afterglow of GW170817/GRB170817A: A Large Viewing Aangle and The Shift of The Hubble Constant to a Value More Consistent with The Local Measurements, ApJ, 943, 1-13.

Waxman, E., 1997, Gamma-ray Burst Afterglow: Confirming the Cosmological Fireball Model, ApJ, 489, 33-36.

Williams, M. A., Kennea, J. A., Dichiara, S., Kobayashi, K., Iwakiri, W. B., Beardmore, A. P., Evans, P.A., Heinz, S., Lien, A., Oates, S. R., Negoro, H., Cenko, S. B., Buisson, D. J. K., Hartmann, D. H., Jaisawal, K. G., Kuin, N.P.M., Lesage, S., Page, K. L., Parsotan, T., Pasham, D. R., Sbarufatti, B., Sigel, M. H. ve diğ., 2023, GRB 221009A: Discovery of an Exceptionally Rare Nearby and Energetic Gamma-Ray Bursts, The Astrophysical Journal Letters, 946, 1-24.

Wu, X., F., Dai Z., G. ve Liang, E., W., 2004, Jet Break Time-Flux Density Relationship and Constraints on Physical Parameters of Gamma-Ray Burst Afterglows, AAS, 615, 359-365.

Xie, L., Wei, D., Wang, Y., Li, L ve Jin, Z., 2022, Identifying Gravitational Wave Emission Signature in Electromagnetic Observations of Short Gamma-ray Bursts, MNRAS 513, 1365–1371.

Xu, D., 2009, Gamma-Ray Bursts:Afterglow Modelling, Origin, and Implications, Tez (Doktora), Copenhagen Üniversitesi.

ÖZGEÇMİŞ



Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Muhammed Diyaddin İLHAN

Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	ANKARA
Fakülte	FEN
Bölümü	Astronomi ve Uzay Bilimleri
Mezuniyet Yılı	2012

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı
Programı	Astronomi ve Uzay Bilimleri Programı
Mezuniyet Tarihi	2016

Doktora	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı
Programı	Astronomi ve Uzay Bilimleri Programı
Mezuniyet Tarihi	2023

Makale ve Bildiriler

Makaleler

Gama-ışın patlamalarının ardıl ışınım fiziksel parametrelerini çalışılması, TJAA

Bildiriler

Two Component jet model at 80 mpc, AIP

Kütle Çekim Kaynağı Olan GW170817'nin BOXFIT ile Modellenmesi, Galaktik, 2021, Astronomi Çalıştayı Bildiriler Kitabı

GRB 170817A / AT2017gfo kaynağının BOXFIT ile modellenmesi, 2020, Yüksek

Enerji Fiziği, Astrofizik ve Kozmoloji Çalıştayı, İstanbul Üniversitesi

Study of Electromagnetic Light-Curves of GRB 170817A / AT2017gfo Souces, 2018, TFD, Bodrum

Long Term Correlation Betwen X-rays and Gamma-rays in AGNs, 2018, TFD, Bodrum