

**T. C.
MİMAR SİNAN GÜZEL SANATLAR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ETKİN ALAN TEORİLERİ KULLANILARAK, KARANLIK
MADDE ADAYLARININ, YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ
DENEYLERİNDE GÖZLEMLENEBİLİRLİKLERİNİN
ARAŞTIRILMASI**

**DOKTORA TEZİ
Ayşe KUDAY**

**Fizik Anabilim Dalı
Fizik Programı**

**Tez Danışmanı: Dr. Ferhat Özok
Eş Danışman: Dr. Erdiñç Ulaş SAKA**

Temmuz 2021

**T. C.
MİMAR SİNAN GÜZEL SANATLAR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ETKİN ALAN TEORİLERİ KULLANILARAK, KARANLIK
MADDE ADAYLARININ, YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ
DENEYLERİNDE GÖZLEMLENEBİLİRLİKLERİNİN
ARAŞTIRILMASI**

**DOKTORA TEZİ
Ayşe KUDAY**

**Fizik Anabilim Dalı
Fizik Programı**

**Tez Danışmanı: Dr. Ferhat Özok
Eş Danışman: Dr. Erdiñç Ulaş SAKA**

Temmuz 2021



”Anneme ve babama ...”

ETKİN ALAN TEORİLERİ KULLANILARAK, KARANLIK MADDE ADAYLARININ, YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ DENEYLERİNDE GÖZLEMLENEBİLİRLİKLERİNİN ARAŞTIRILMASI

ÖZET

Evrenin enerji bütçesinin %24'üne sahip olan Karanlık Madde (KM), bir çok farklı araştırma alanlarının hala öğrenilmeye muhtaç ve bununla birlikte heyecan uyandıran araştırma konularından biridir. Ne var ki, bu popüler maddenin karakteristiklerine ait bilgilerimiz oldukça sınırlıdır. Bu yüzden mevcut disiplinler arası araştırma alanları için hazırlanmış deneysel ve yazılımsal donanımları geliştirmek önemlidir. Bu tezde, KM araştırmaları için, mevcut termal kalıntı yoğunluğu, doğrudan deney ve dolaylı gözlem araştırmalarına ışık tutabilecek Etkin Alan Teorisi'ne ait bir KM modeli yazılımsal olarak geliştirilmiştir. Geliştirdiğimiz bu yazılım araçları sayesinde, farklı deneysel ve gözlemsel sonuçlarla kıyaslama, parametre aralıklarına dair sınırlandırmalar yapılmıştır. EAT kapsamında muhtemel KM adayının yüksek enerjili çarpıştırıcı ortamlarında detekte edilebilirliği için elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

Anahtar Kelimeler : karanlık madde, etkin alan teorisi, kalıntı yoğunluğu, tek-jet, çift-jet, kayıp enine enerji.

Sayfa Sayısı : 90

Tez Danışmanı : Dr. Öğr. Üyesi Ferhat ÖZOK

Eş Danışman : Dr. Erdinç Ulaş SAKA

PROBING DETECTABILITY OF DARK MATTER CANDIDATES IN HIGH ENERGY EXPERIMENTS BY EMPLOYING EFFECTIVE FIELD THEORY

ABSTRACT

Dark matter (DM), a substance that fills %24 energy budget of the universe, still remains to be unknown and offers an enthusiastic interest to scientists in some interdisciplinary research areas. Yet, we have very poor knowledge about its nature and characteristics. For this reason, to develop or to improve current experimental equipments and software tools are considerably noteworthy. In this thesis, a sequence of numerical tools is developed for Effective Field Theory (EFT) model of DM, which can shed light on DM searches, including thermal relic density, direct detection and indirect detection searches. By means of these numerical tools, we managed to calculate thermal relic density, direct detection cross section and indirect detection velocity averaged cross section and fluxes and compare the outputs with current experimental and observational results. Then, according to this comparison, for EFT model of DM, the proper parameter space is obtained. For detectability of possible candidate of DM-EFT, the obtained results of DM production at high energy experiments are discussed.

Keywords : dark matter, effective field theory, relic density, monojet, dijet, missing transverse energy.

Number of Pages : 90

Supervisor : Asst. Prof. Dr. Ferhat ÖZOK

Co-Supervisor : Dr. Erdiñç Ulaş SAKA

ÖNSÖZ

Bu tez, Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırmalar Kurumu (TÜBİTAK) 2211-C Öncelikli Alanlar Doktora Burs Programı (2018/3) kapsamında desteklenmiştir.

İçindekiler

ÖZET	vii
ABSTRACT	ix
ÖNSÖZ	xi
İÇİNDEKİLER	xii
ŞEKİL LİSTESİ	xiv
TABLO LİSTESİ	xviii
KISALTMALAR	xx
SEMBOLLER	xxi
1 GİRİŞ	1
2 Kozmoloji, Astrofizik ve Parçacık Fizikinde Karanlık Madde	4
2.1 Karanlık Madde için Kanıtlar	4
2.1.1 Virial Teorem	5
2.1.2 Galaksilerin Dönme Eğrileri	7
2.1.3 Kurşun Kümesi	8
2.2 Karanlık Madde Adayları	10
2.2.1 Nötrinolar	11
2.2.2 Aksiyonlar	12
2.2.3 WIMP	16
2.2.4 İlkel Karadelikler ve MACHO	18
3 Etkin Alan Teorisinde Karanlık Madde	20
3.1 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisinde Fermiyonik Karanlık Madde	24
3.2 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisinde Skaler Karanlık Madde	26
3.3 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisinde Vektör Karanlık Madde	27
4 Karanlık Madde Araştırma Alanları ve Analiz Araçları	29

5	6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde Karanlık Madde Araştırmaları - Metodoloji	42
5.1	6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde Fermiyonik Karanlık Madde İncelemesi	42
5.1.1	6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde Fermiyonik Karanlık Madde Kalıntı Yoğunluğu - Doğrudan Algıçlama - Dolaylı Algıçlama Analizi	44
5.1.2	6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'de Fermiyonik Karanlık Madde Çifti Üretimi	52
5.2	6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde Skaler Karanlık Madde İncelemesi .	67
6	Sonuçlar ve Özet	74
	Kaynakça	80
	Özgeçmiş	89

Şekil Listesi

2.1	WMAP verilerine göre evrenin içeriğine ait daire dilim grafiği (NASA / WMAP bilim ekibi).	5
2.2	NGC3198 galaksisine ait dönme eğrisi. Şekildeki noktalar galaksi merkezinden ölçülen dairesel dönme hızlarıdır (hata çizgileriyle). V(R)'ın galaksi merkezinden uzaklaştıkça eğrinin düzleşmesi KM halesinin varlığına işaret ediyor [25].	8
2.3	Kurşun Kümesi: 1E 0657-56. Mavi ile gösterilen alanlar, kütleçekimsel alana, kırmızı ile gösterilen alan, X-ışını yayan sıcak plazma gazına karşılık gelmektedir. Birlikte Katkı Sağlayanlar: ABD Ulusal Havacılık ve Uzay Dairesi (NASA) / Chandra X-Işını (Gözlem) Merkezi (CXC), Harvard-Smithsonian Gök Fiziği Gözlemevi (CfA) / M. Markevitch ve diğerleri Mercekleme Haritası: ABD Ulusal Havacılık ve Uzay Dairesi (NASA) / Uzay Teleskobu Bilim Enstitüsü (STScI) ; Avrupa Güney Gözlemevi - Geniş Alan Görüntüleyici (ESO WFI) ; Macellan Teleskobu / Arizona Üniversitesi / D. Clowe ve diğerleri Optik: ABD Ulusal Havacılık ve Uzay Ajansı (NASA) / Uzay Teleskobu Bilim Enstitüsü (STScI) ; Macellan Teleskobu / Arizona Üniversitesi / D. Clowe ve diğerleri . . .	9
3.1	KM araştırmalarında Basitleştirilmiş Model'de(solda) ve EAT'ne ait modelde(sağda) KM parçacığı ile Standart Model parçacıklarının etkileşme diagramları.	21
3.2	6-Boyutlu EAT'de, KM'nin fermiyonik olduğu durum için, yok olma sürecine ilişkin etkileşme Feynman diagramları.	26
3.3	6-Boyutlu EAT'de, KM'nin skaler olduğu durum için, yok olma sürecine ilişkin etkileşme Feynman diagramları.	27
3.4	6-Boyutlu EAT'de, KM'nin vektör olduğu durum için, yok olma sürecine ilişkin etkileşme Feynman diagramları.	28
4.1	Kütleli bir parçacık türüne ait dışa-donma senaryosu. Grafiğin kesik çizgili kısmı, gerçek kalıntı yoğunluğunu, düz devamlı çizgili kısmı denge durumundaki kalıntı yoğunluğunu gösterir (Kolb, Turner, [18]).	30
4.2	KM araştırmalarının şematik gösterimi.	32

4.3	Spinden-bağımsız KM-çekirdek saçılma tesir kesitleri için mevcut deneysel parametre uzayı. Grafik çizgilerinin üzerindeki alanlar dışarılanmış alanlardır. DAMA deneylerine ait iki kontor, Na ve I'den saçılmaları bakımından gözlenen yıllık modülasyonları göstermektedir. Turuncu kesikli çizginin altındaki alan nötrino-çekirdek saçılmalarından kaynaklanan nötrino ardalanını göstermektedir (M. Schumann, Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status [74]).	34
4.4	KM Yok-olma sürecinin son durumda $b\bar{b}$ çiftine bozunumuna dair bazı KM dolaylı araştırma analizlerinde KM'nin kütesine kısıtlamaların grafiği. Eğrilerin üzerindeki parametre aralıkları %95 güvenilirlik seviyesinde dışarılanmış alanları göstermektedir (Schumann, Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status [74]).	37
4.5	MadDM yazılımı [82].	39
4.6	Jenerik bir KM modeline ait analiz yapmak için gerekli protokol ve basamaklar (Kuday, Özok ve Saka, [79]).	41
5.1	6-Boyutlu EAT'de fermiyonik KM yok-olma süreçlerine katkı veren Feynman diagramları (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	44
5.2	6-Boyutlu EAT'de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 'nin $\Lambda_{kesme(cut-off)}$ 'a göre değişimi (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	45
5.3	6-Boyutlu EAT'de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 'nin bir bir model parametresi α 'ya göre değişimi (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	46
5.4	6-Boyutlu EAT'de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 'nin KM'nin belirli kütle değerlerine ve Λ değerlerine göre değişimi.	47
5.5	6-Boyutlu EAT'de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 'nin KM'nin kütle $M_{\chi f}$ göre ve Λ değerlerine göre değişimi (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	48
5.6	6-Boyutlu EAT'de fermiyonik KM adayı için, termal kalıntı yoğunluğu Ωh^2 'nin model parametrelerine göre değişimi. Her bir noktasal veri değeri $\alpha_{\chi\phi}$ 'yi göstermektedir (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	49
5.7	6-Boyutlu EAT'de fermiyonik KM adayı için, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV'de elde edilen KM-çekirdek çarpışmasına ilişkin elde edilen ve deneysel (üst limit) sonuçları.	50
5.8	Fermi-LAT (6 yıllık gözlem) verileri ile 6-boyutlu EAT Fermiyonik KM yok-olma sürecine ilişkin kıyaslama.	51
5.9	13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'de üretilen $pp \rightarrow \tilde{\chi}\chi + j$ sürecine ilişkin en baskın süreçlere ait Feynman diagramları (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	52

5.10	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 1.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 250$ GeV, $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait η grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	54
5.11	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 1.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 250$ GeV, $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait p_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	55
5.12	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 1.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 250$ GeV, $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait E_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	56
5.13	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 1.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 250$ GeV, $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait kayıp enine enerjiye normalize olay grafiği.	56
5.14	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 2$ TeV iken $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait η grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	57
5.15	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 2$ TeV iken $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait p_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	57
5.16	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 2$ TeV iken $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait E_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	58
5.17	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 2.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 720$ GeV iken, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait η grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	59
5.18	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 2.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 720$ GeV iken, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait p_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	61
5.19	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 2.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 720$ GeV iken, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait E_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	61
5.20	13 TeV enerjiye sahip BHÇ'da, KM'nin kütlesi $M_{\chi_f} = 720$ GeV iken, $pp \rightarrow \bar{\chi}\chi j$ sürecine ait E_T grafiği.	62
5.21	Kayıp enine enerji E_T + tek-jet sürecine ilişkin, 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'da elde edilen sinyal ve ardalana ait kayıp enine enerji grafiği (Özok, Kuday ve Saka, [80]).	62

5.22	13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'de üretilen $pp \rightarrow \bar{\chi}\chi + j$ sürecine ilişkin en baskın süreçlere ait Feynman diagramları. Büyük noktalar etkin verteksleri temsil etmektedir (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	63
5.23	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV iken fermiyonik KM'nin bazı kütleleri için, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}jj$ sürecine ait \cancel{E}_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	64
5.24	Kayıp enine enerji $\cancel{E}_T + \text{çift-jet}$ sürecine ilişkin, 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'da elde edilen sinyal ve ardalana ait kayıp enine enerji grafiği (Özok, Kuday ve Saka, [80]).	66
5.25	6-Boyutlu EAT'de skaler KM adayının kütlesi M_ϕ 'ye göre kalıntı yoğunluğunun değişimi. Gri ile taranmış alan Planck'a göre dışarılanmış bölgeyi gösterir [3].	69
5.26	6-Boyutlu EAT'de skaler KM adayının α model parametrelerine göre değişimi. Gri alan dışarılanmış bölge.	69
5.27	$\Lambda = 1.5$ TeV ve $\alpha_{butun} = 1$ için, skaler KM yok-olma hızla ortalananmış tesir kesitleri. Düz çizgiler Fermi-LAT'ın hızla ortalananmış tesir kesit için verdiği üst limitleri göstermektedir.	70
5.28	$\Lambda = 2$ TeV ve $\alpha_{butun} = 1$ için, skaler KM yok-olma hızla ortalananmış tesir kesitleri. Düz çizgiler Fermi-LAT'ın hızla ortalananmış tesir kesit için verdiği üst limitleri göstermektedir.	71
5.29	$\Lambda = 2.5$ TeV ve $\alpha_{butun} = 1$ için, skaler KM yok-olma hızla ortalananmış tesir kesitleri. Düz çizgiler Fermi-LAT'ın hızla ortalananmış tesir kesit için verdiği üst limitleri göstermektedir.	72

Tablo Listesi

2.1	Çeşitli deneylerde aktif araştırılan KM adayı WIMP örnekleri ve kütle aralıkları	16
3.1	Etkin teoride SM parçacıkları ile WIMP parçacıklarının etkileşmelerine ait olası operatörler. D,C ve R ise adlandırma, sırasıyla, WIMP parçacığının Dirac fermiyonu, kompleks ya da gerçek skaler olmasına göre verilmiştir [64, 65].	24
4.1	KM etkileşmeleri üzerine sonuçları basılmış bazı KM doğrudan deneylerinin alfabetik listesi. Deneylerden bazıları halen çalışır halde değil. Kütleler hedefin kütlelerini belirtiyor. Bazı detektörler ise pozisyon hassasiyetine sahiptir, analiz için detektörün en temiz kısmını seçer. (*) ile işaretlenen deneyler prototip fazları gösteriyor. Liste Ref. [74]'dan alınmıştır.	33
4.2	Dolaylı KM araştırmaları için bazı deneyler, avantajları ve dezavantajları.	35
5.1	6- Boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da $\cancel{E}_T + j$ son durumu için elde edilen tesir kesitlerin tablosu (Kuday, Özok ve Saka, [78]).	53
5.2	13 TeV BHÇ'da, 50000 olay ile $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV analiz kesmeleri kullanılarak elde edilen, KM çiftine tek-jet eşlik ettiği son durumuna ait tesir kesit tablosu (Özok, Kuday ve Saka, [80]).	58
5.3	13 TeV BHÇ'da, 50000 olay ile $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV analiz kesmeleri kullanılarak elde edilen, kayıp enine enerjiye ($pp > j + \nu_\ell \bar{\nu}_\ell(\cancel{E}_T)$) tek-jetin eşlik ettiği ardalana ait tesir kesit tablosu	58
5.4	$-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV kinematik kesmeleri ve 50000 olay sayısı için, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, kayıp enine enerji + tek-jet sinyali ($M_{\chi f} = 720$ GeV için) ve ardalana ait istatistiksel gözlemlenebilirlik tablosu.. . . .	60
5.5	6-boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumu için, $\cancel{E}_T + jj$ son durumuna ait tesir kesit tablosu (Kuday, Özok ve Saka, [78]). . . .	63

5.6	13 TeV BHÇ'da, 50000 olay ile $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV analiz kesmeleri kullanılarak elde edilen, KM çiftine çift-jet eşlik ettiği son durumuna ait tesir kesit tablosu (Özok, Kuday ve Saka, [80]).	65
5.7	13 TeV BHÇ'da, 50000 olay ile $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV analiz kesmeleri kullanılarak elde edilen, kayıp enine enerjiye ($pp > jj\nu_L\bar{\nu}_L$) çift-jet eşlik ettiği son durumuna ait tesir kesit tablosu	65
5.8	$-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV kinematik kesmeleri ve 50000 olay sayısı için, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, kayıp enine enerji + iki-jet sinyali ($M_{\chi f} = 720$ GeV için) ve ardalanına ($pp > jj\nu_L\bar{\nu}_L$) ait istatistiksel gözlemlenebilirlik tablosu.	66
5.9	$-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV kinematik kesmeleri ve 50000 olay sayısı için, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da $\varphi\varphi jj$ sürecine ait tesir kesit tablosu.	72

KISALTMALAR

EAT	: Etkin Alan Teorisi
BM	: Basitleştirilmiş Model
KM	: Karanlık Madde
WIMP	: Zayıf Etkileşen Kütleli Parçacık
SM	: Standart Model
BHÇ	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
GDC	: Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CMB	: Kozmik Mikrodalga Ardalan
CL	: Güvenlilik Seviyesi
CMS	: Kompakt Muon Solenoid
eV	: Electronvolt
keV	: Kiloelectronvolt
GeV	: Gigaelectronvolt
TeV	: Teraelectronvolt
pb	: Picobarn
fb	: Femtobarn
PDF	: Parton Dağılım Fonksiyonu
SM	: Standart Model
LAT	: Geniş Alan Teleskobu
UFO	: Evrensel FeynRules Çıktısı
MET	: Kayıp Enine Enerji

SEMBOLLER

ωh^2	: Kalıntı yoğunluğu
\sqrt{s}	: Kütle merkezi enerjisi
γ	: Foton
Γ	: Bozunma oranı
g	: Gluon
W^\pm, Z	: Elektrozayıf kuvvet ayar bozonları
η	: Pseudorapidite
ΔR	: Azimuthal açı
ℓ	: Leptonlar
q	: Kuarklar
p_T	: Enine Momentum
\cancel{E}_T	: Kayıp Enine Enerji
μ	: Müon
σ	: Tesir Kesit
σv	: Hızla Ortalanmış Tesir Kesit

1 GİRİŞ

Evrenin nelerden oluştuğu halen yanıtını tam olarak bulamamış bir soru olarak araştırmacıların masasında durmaktadır. Bugüne kadar edinilen bilgiler evrenin %24'ünün yapısı hala bilinemeyen bir maddeden oluştuğudur [1]. Bu karanlık maddenin (KM) özelliklerine ait mevcut bilgilerimiz, astrofizik ve kozmoloji gözlemlerinden gelir. Başka teorik yapılarla açıklanamayan ve birbirinden tamamen bağımsız olan astrofizik ve kozmolojik fenomenler, KM'nin varlığı ile çözümlenebilir. Galaksilerin dönme eğrilerinin, yarıçap büyüdükçe hemen hemen düz olması, 1998'de Kurşun Kümesi'nin keşfi [5-7] sonucunda yapılan hesaplardaki maddeler dışında belirlenemeyen yeni bir madde daha olması gerekliliği ve Kozmik Mikrodalga Arkaplan'da toplam kütle yoğunluğunun çok az bir kısmının baryonik maddeden oluşması gibi gözlemler [4], KM'nin varlığına dair en güçlü delillerdir. Fakat bu gözlemler henüz KM'nin temel özelliklerini açıklığa kavuşturmuş değildir. KM'nin nasıl bir doğaya sahip olduğu astrofizik, kozmoloji ve parçacık fiziğinin ortak problemidir. Literatürde KM'ye aday birçok parçacık vardır. Bunlardan bazıları R-paritenin korunduğu süpersimetrik modelde en küçük süpersimetrik parçacık [8, 9], KK-paritenin korunduğu evrensel ekstra boyut modelinde KK uyarılmaları [10, 11], T-paritenin korunduğu en küçük Higgs modelinde en hafif T-tek sayı olan parçacıktır [12, 13]. KM araştırmaları, doğrudan algıçlama, dolaylı algıçlama ve çarpıştırıcı araştırmaları olarak üç ana sınıfa ayrılabilir. Dolaylı araştırmalar uzay tabanlı olup, yüksek yoğunluklu ortamlarda KM yok olma sonucunda ortaya çıkan bozunma ürünlerinden gelen sinyaller incelenir. Doğrudan gözlem ise, içinde bulunduğumuz Samanyolu galaksisinde incelenmektedir. Çarpıştırıcı araştırmaları Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) ve Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı (GDÇ) gibi çarpıştırıcılarda KM

üretimi ve son durumda yeniden yapılandırma ile elde edilen kayıp enerjiden KM'nin kütlesinin çıkarımıyla araştırılır. Yeni fizik etkilerinin BHÇ veya GDÇ deneylerinde gözlenmesi mümkün olmayabilir. KM gizli sektöre ait olabilir. Bu durumda KM Standart Model (SM) parçacıkları ile zayıf bir şekilde etkileşir. Standart Model ile gizli sektör arasında bağlantı Etkin Alan Teorisi (EAT) ile tanımlanabilir [14–17].

KM evrendeki toplam enerji miktarının dörtte biri anlamına gelen, $h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ölçeklendirilmiş Hubble parametresi olmak üzere, $\Omega_{KM}h^2 = 0.1196 \pm 0.0031$, kritik enerji yoğunluğuna sahiptir [3, 4]. Parçacık yaklaşımı dahilinde, KM'nin ne olduğu ve bilindik parçacıklar (Standart Model kapsamında olan) ile etkileşimi halen açıklanamamaktadır. Dolayısıyla evrenin dörtte birini oluşturanın ne olduğu çözüm gerektiren ve yaygın olarak üzerinde çalışılan bir problem olarak hala gizemini korumaktadır.

KM adını söz konusu maddenin bilindik maddeyle son derece zayıf olarak etkileşerek gözlemciye yapısı hakkında herhangi bir bilgi sızdırmamasından alır. KM araştırmaları için ölçme biçimlerine dayanan (çarpıştırıcı fiziği, kozmik ölçekte KM yok olması v.s.) farklı yaklaşımlar izlenmektedir. Bu çalışmalarını oluşturan modelden bağımsız yaklaşımlar kapsamlı bir literatür oluşturmuş durumdadır. Söz konusu modelden bağımsız yaklaşımlar Etkin Alan Teorisi (EAT) ve Basitleştirilmiş Model (BM) iki ana başlığı altında toplanabilir. EAT yaklaşımları, anonim KM'nin SM parçacıkları ile etkileşimleri gündeme alınarak oluşturulur. Üzerinde yaygın olarak çalışılmış bu yaklaşımlar, çarpıştırıcı temelli KM aramalarında 'EAT geçerlilik koşulları' göz önüne alınarak araştırma yapmayı gerektirir. Yine de bu sorunların KM araştırmalarında EAT sınırlarını aşmayı gerektirdiği açıktır. Bu bağlamda süpersimetrik modeller yada Higgs parçacığı içeren modeller üzerinden hiyerarşi problemi sıklıkla çalışılmıştır.

Asıl problem ise deneysel sonuçlardan teorilere giden yolun zengin olmasıdır. Bir modelin doğruluğuna dair karar verilmesini sağlayan en önemli KM özelliği ise "kalıntı bolluğu" denilen özelliktir. Ayrıca deneysel ve gözlemsel sonuçlarla belirlenen doğrudan deneye ait tesir kesitler ve dolaylı gözlemlemeye ait hız ortalanmış

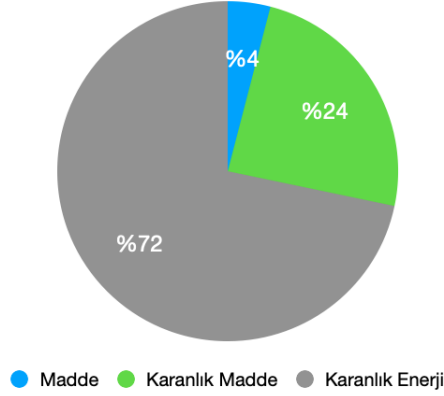
tesir kesitler ve parçacık akılarıdır. Eğer model doğru kalıntı bolluğunu ve tesir kesit değerlerini veriyorsa bunlar modelin gerçekliğine dair bir veri teşkil eder. Basitleştirilmiş modeller (BM), EAT operatörlerinin KM'nin SM parçacıkları ile etkileşimini sağlayan olası "aracı" parçacık kümesinin genişletilmesine dayanır. Nihai olarak aracı parçacık yeteri kadar ağır olduğunda EAT tekrar sağlanabilir.

Bu tez şu şekilde düzenlenmiştir: Bölüm 2'de kozmolojik ve astronomik gözlemler sonucunda KM'nin varlığına dair kanıtlar ve parçacık fiziği kapsamında KM'ye aday olabilecek parçacıklar listelenmiştir. Bölüm 3'de 6-boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde olası KM adayları ve bunların SM parçacıkları ile etkileşmelerine ait operatörler, etkileşme Lagranjiyenleri verilmiştir. Bölüm 4'te KM araştırma alanları (doğrudan araştırma, dolaylı araştırma deneyleri ile çarpıştırıcılar) ile KM araştırmaları için geliştirilen yazılımlardan bahsedilmiştir. Bölüm 5'de KM için çalışma ekibimizce geliştirdiğimiz yazılımlar anlatılmıştır. Bununla birlikte, KM gözlemlerinde ve araştırmalarındaki kalıntı yoğunluğu, ve tesir kesitler baz alınarak, 6-boyutlu EAT'de KM adayının fermiyonik ve skaler parçacıklar olması durumları için, güncel deney ve gözlem sonuçları ele alınarak uygun değerleri veren parametre aralıkları belirlenmiştir. Sunduğumuz parametre aralıkları kullanılarak, 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'nda son durumda KM çiftinin oluşturduğu kayıp enine enerjiye tek-jet ya da iki-jetin eşlik ettiği durumlar incelenmiştir. Bölüm 6'da ise elde edilen sonuçlar yorumlanmış ve tartışılmıştır.

2 Kozmoloji, Astrofizik ve Parçacık Fizikinde Karanlık Madde

2.1 Karanlık Madde için Kanıtlar

20. yy başlarından itibaren, evrene dair sahip olduğumuz bilgi oldukça hızlı bir şekilde arttı. Yaklaşık olarak bir asır öncesine kadar Edwin Hubble'ın evrenin genişlediğine dair keşfi bulunana kadar, evrenin durgun ve değişmez olduğu varsayılıyordu. Evrenin genişlediğinin ispatından sonra 1960'larda Kozmik Mikrodalga Ardalana Işınımının (CMBR) keşfi ile milyarlarca yıl önce Büyük Patlama'nın gerçekleştiği ve evrenin genişlediği fikri bütün kozmologlar ve astrofizikçiler tarafından çalışılan en popüler konulardan biri oldu. Kozmik Mikrodalga Ardalana dair ilk teorik çalışmalar 1948 yılında, Ralph Alpher, Robert Herman ve George Gamow tarafından ortaya atıldı. 1964 yılında ise, Bell Telefon Laboratuvarı'nda çalışan Arno Penzias ve Robert Wilson tarafından gözlemlendi. Bu gözlem ile, evreni dolduran, izotropik olarak dünyaya gelen, bilinen kaynaklar ile açıklanması mümkün olmayan bir elektromanyetik dalga yayılımını gözlediler [4]. Kozmik Mikrodalga Ardalana ışınımı 2,723 K (mutlak sıfırın biraz üstünde) bir sıcaklıkta, 1.9 mm dalga boyunda, 160.4 GHz mikrodalga frekansında pik veren bir karacisim ışıması dağılımına sahiptir. Günümüzde, gözlemlenebilir evren 10^{26} m büyüklüğünde, büyük ölçekte izotropik ve homojen bir yapıdadır. Kozmik Mikrodalga Ardalana Işınımına göre [4], evrenin enerji yoğunluğunun %4,6'sını bildiğimiz baryonik madde, %24'ünü foton ile etkileşmeye girmeyen, bu yüzden karanlık olarak adlandırılan, kütleçekimine sahip, 'Karanlık Madde(KM)' adı verilen bir madde, %71,4'ünü ise henüz yapısı tam olarak anlaşılmayan 'Karanlık enerji' adı verilen bir enerji yoğunluğu oluşturur [1]. Karanlık enerji, evrenin ivmelenmiş genişlemesine neden olan, negatif basınç yoğunluğuna



Şekil 2.1: WMAP verilerine göre evrenin içeriğine ait daire dilim grafiği (NASA / WMAP bilim ekibi).

sahip, foton ile etkileşmeye girmeyen, homojen (kümelenmemiş) özellikte bir enerji türüdür. KM ise yapısal olarak, baryonik olmayan, ışık absorbe etmeyen ya da yaymayan, kütleçekimini normal madde gibi hisseden, maddeye benzer. Foton ile etkileşmeye girmediğinden, astronomik ya da kozmolojik araçlarla algılanması oldukça güçtür. Tezin bu bölümünde KM'nin gerekliliği ve varlığına dair kanıtları sunacağız.

2.1.1 Virial Teorem

KM fikri ilk olarak 1933 yılında İsveçli Fizikçi Fritz Zwicky tarafından Koma Galaksi Kümesi civarında gözlenen ve hesaplanan dönme hızlarının farklı olmasını açıklamak üzere öne atıldı. Bunun için Termodinamiğin virial teoremini astronomide uyguladı. Koma Galaksi kümesinin bir arada kalabilmesi için gözlenen kütle, hesaplanan kütle değerinden yaklaşık 2 büyüklük mertebesinde daha büyük olduğunu gözledi. Bu fenomeni isimlendirmek için 'Karanlık Madde' terimini kullandı [22]. Virial teorem, kararlı ve dönen, eşit kütleli küresel dağılmış objelerin toplam kinetik enerjilerinin, sahip oldukları toplam potansiyel enerjinin $-\frac{1}{2}$ katına eşit olduğunu söyler. Virial olarak dengede olan bir galaksi kümesinin virial dengesi:

$$T = -\frac{1}{2}U \quad (2.1)$$

ile verilir. Sistem küresel simetriye sahip ve dengede olduğundan, hızın da galaksi kümesinin merkezinden izotropik olarak eşit dağıldığı varsayılır. Galaksi kümesinin merkezinden radyal hızın karesinin ortalaması $\langle v^2 \rangle$ ve Koma Galaksi Kümesinin kütlesi M ve yarıçapı R ise sistemin kinetik enerjisi:

$$T = -\frac{1}{2}M3\langle v^2 \rangle \quad (2.2)$$

ile verilir. Sistemin potansiyel enerjisi ise şu denklemlerle verilir:

$$U \sim -G\frac{M^2}{R} \quad (2.3)$$

Bu durumda 2.1 numaralı denklemi yeniden sağlamaya çalışırsak, sistemin potansiyel enerjisinden galaksi kümesinin kütlesi için;

$$M \sim \frac{3R\langle v^2 \rangle}{G} \quad (2.4)$$

elde edilir.

$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = 1008 \text{ km s}^{-1}$ [23] ve $R = 2.2 \text{ Mpc} = 8.4 \times 10^{22} \text{ m}$ [24] $G = 6.67388 \times 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{kg s}^2}$ alınırsa, toplam kütle için;

$$M = 1.9 \times 10^{15} M_{\odot} \quad (2.5)$$

elde edilir. Zwicky ise bu değer 2 büyüklük mertebesinde daha büyük olduğunu gözledi. Zwicky [19]:

Ortalama olarak 1000 km/s ya da daha fazla ortalama bir Doppler etkisinin gözlenen değerini elde etmek için, Koma sistemindeki ortalama yoğunluğunun ışıltılı (luminous) madde gözlemlerinin elde edilen değer 400 katı kadar daha büyük olması gerekirdi. Eğer bu onaylansaydı, ışıltılı maddeden daha fazla miktarda olan KM'nin var olduğu sonucuna varacaktık.

Günümüz gözlemleriyle, Zwicky'nin elde ettiği farklılık, bir değer olarak bir büyüklük mertebesi seviyesinde düşmüş görünse de, KM hala orada duruyor.

2.1.2 Galaksilerin Dönme Eğrileri

KM'nin varlığına dair galaksi ölçeğindeki bir diğer kanıt ise, galaksilerin dönme eğrileri olarak gösterilebilir. Bir galaksinin dönme eğrisi, galaksinin merkezinden farklı uzaklıklardaki objelerin yörüngesel dönme hızlarındaki değişim ile açıklanabilir. Öyle ki, yörünge yarıçapı R olan bir galaksi için dönme eğrisi, dairesel hız olan $V(R)$ 'ın bir fonksiyonudur. Galaksinin merkezci hızının yörüngenin yarıçapı R ile değişmesi, galaksinin kütle dağılımı hakkında bilgi edinmemizi sağlar. Küresel simetrik durumda, galaksinin merkezci kuvveti:

$$m \frac{V(R)^2}{R} = \frac{G_N M(R) m}{R^2} \quad (2.6)$$

olur. Dairesel hızı bu denklemden yola çıkarak;

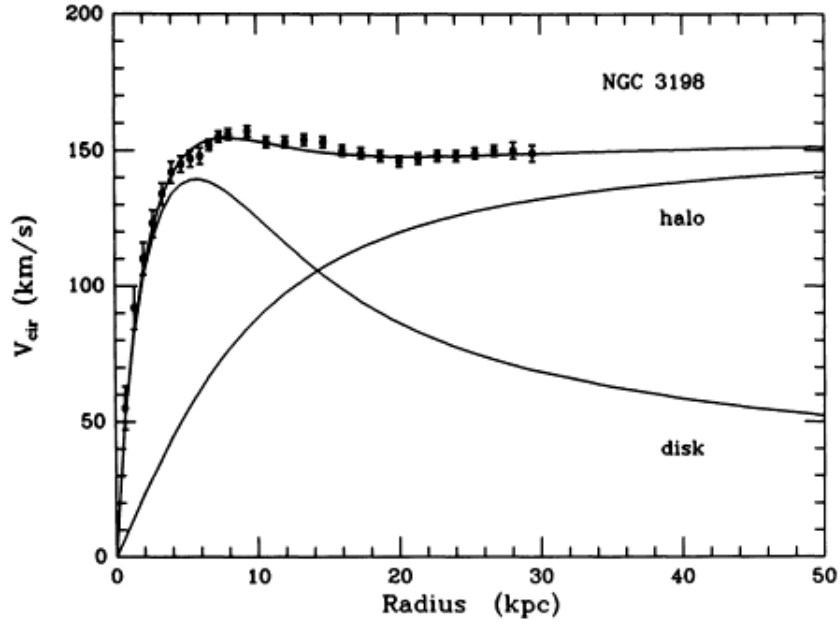
$$V(R)^2 = \frac{G_N M(R)}{R} \quad (2.7)$$

olarak buluruz. Burada G_N kütle çekimsel Newton sabiti ve $M(R)$ böyle bir küresel dağılıma sahip galaksinin kütle dağılımıdır. Kütle:

$$M(R) = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr \quad (2.8)$$

verilir. Burada $\rho(r)$ kütle yoğunluğudur. Galaksilerde ışınımlı (luminous) maddeler, galaksinin merkezinde yoğunlaşmıştır. Denk. 2.7'de bir kütle çekimsel objenin kütesinin artmasıyla, sahip olacağı kütle çekiminin de artacağı gösterilmiştir. Galaksilerin merkezinden uzaklaştıkça ise, yörüngedeki hızın azalacağı ve bunun sonucu olarak sahip olduğu kütle çekimin de azalacağı ve bunun sonucunda hızın $V(R) \propto \frac{1}{R^{1/2}}$ gibi değişen Kepleryen davranış gösterir. Gözlemler, galaksilerin merkezlerinin uzağında, yani galaksinin eteklerindeki dönme ile galaksinin merkezine

yakın noktalardaki dönme miktarlarının aynı oranda olduğunu gösterdi. Bunun sonucu olarak, Şekil 2.2’de gösterildiği gibi dönme eğrisi düz bir yapıya sahiptir. Bu da, Newton çekim yasası göre, kütlelerin yarıçap arttıkça, arttığı anlamına geliyor. Dolayısıyla, dönme eğrisi KM gibi kütle çekimine sahip bir maddenin varlığına işaret ediyor.

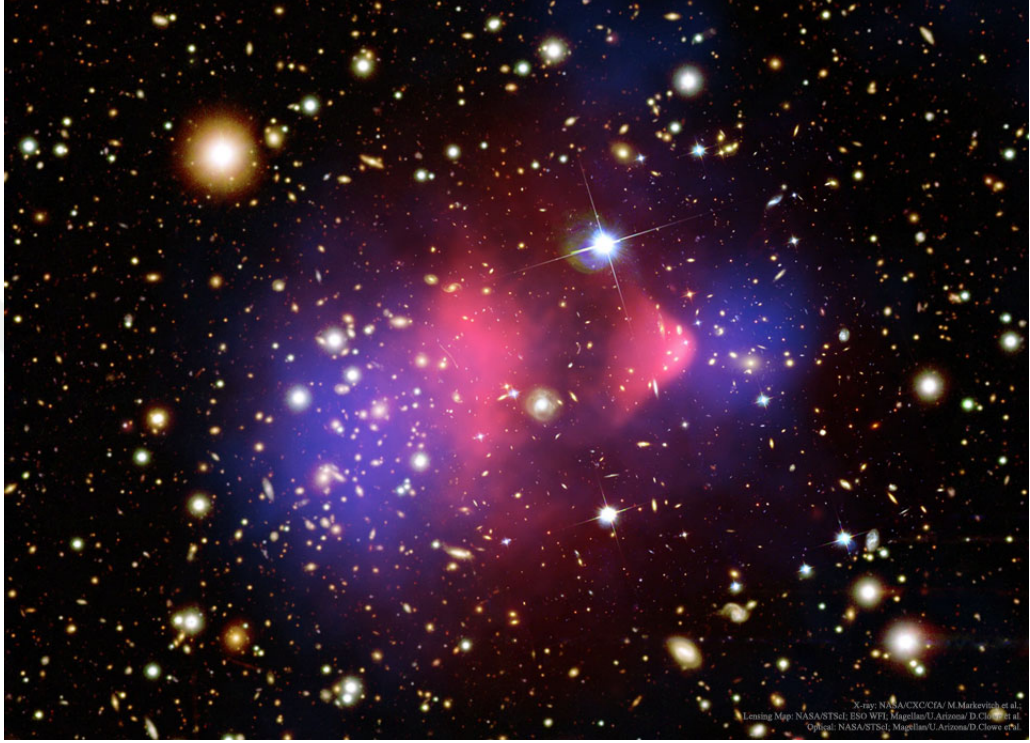


Şekil 2.2: NGC3198 galaksisine ait dönme eğrisi. Şekildeki noktalar galaksi merkezinden ölçülen dairesel dönme hızlarıdır (hata çizgileriyle). $V(R)$ 'ın galaksi merkezinden uzaklaştıkça eğrinin düzleşmesi KM halesinin varlığına işaret ediyor [25].

2.1.3 Kurşun Kümesi

Kurşun Kümesi (1E 0657-56), yaklaşık olarak 150 milyar yıl önce iki büyük galaksinin çok yüksek hızlarda kuvvetli çarpışması sonucu oluştu [26]. Spektral analiz sonucunda, çarpışma sonunda herhangi bir etkileşmeye girmeyen yıldız ve galaksilerin olduğu gözlemlendi. Galaksilerin ana-kütlesini (bulk-mass) oluşturan sıcak plazma gazı düzgün (uniform) bir şekilde dağılmış olup, çarpışmada X-ışını salar ve yüksek tesir kesitli çarpışmadan sonra çok uzağa gidemez ve kurşuna benzer bir şekil oluşturur. Zayıf mercekleme etkisi kullanılarak kütleçekimsel potansiyelin, bu sıcak gaz bulutu

üzerinde değil de galaksi üzerinde maksimum verdiği gözlemlenmiştir. Bundan yola çıkılarak, ortada yeni bir KM katkısı olmalı sonucuna varıldı.



Şekil 2.3: Kurşun Kümesi : 1E 0657-56. Mavi ile gösterilen alanlar, kütleçekimsel alana, kırmızı ile gösterilen alan, X-ışını yayan sıcak plazma gazına karşılık gelmektedir. Birlikte Katkı Sağlayanlar : ABD Ulusal Havacılık ve Uzay Dairesi (NASA) / Chandra X-İşını (Gözlem) Merkezi (CXC), Harvard-Smithsonian Gök Fiziği Gözlemevi (CfA) / M. Markevitch ve diğerleri Mercekleme Haritası : ABD Ulusal Havacılık ve Uzay Dairesi (NASA) / Uzay Teleskobu Bilim Enstitüsü (STScI) ; Avrupa Güney Gözlemevi - Geniş Alan Görüntüleyici (ESO WFI) ; Macellan Teleskobu / Arizona Üniversitesi / D. Clowe ve diğerleri Optik : ABD Ulusal Havacılık ve Uzay Ajansı (NASA) / Uzay Teleskobu Bilim Enstitüsü (STScI) ; Macellan Teleskobu / Arizona Üniversitesi / D. Clowe ve diğerleri

Şekil 2.3'de Kurşun Kümesi'nin komposit bir resmi görülmektedir. Ardalardaki resim çarpışmadan sonra oluşan galaksileri gösteriyor. Kırmızı ile gösterilen alan sıcak plazma gazından yayılan, kurşun şeklini almış X-ışınlarına karşılık gelmektedir. Mavi alan ise, kütleçekimsel mercekleme etkileri ele alınarak elde edilen toplam kütle göstermektedir. Yeniden oluşturulan (rekonstrakte edilen) toplam kütle gözlenen kütlede o kadar büyüktür ki, daha fazla madde olmadan bunu açıklamak

oldukça zordur. KM'nin doğrudan deneysel kanıtları arasında en güçlü kanıt Kurşun Kümesi'nden gelmektedir.

2.2 Karanlık Madde Adayları

KM'nin varlığına dair kanıtlar bir önceki alt bölümde verilmişti. Ne var ki, KM'nin doğası ve yapısı ile ilgili bildiklerimiz oldukça sınırlıdır. Önceki bölümlerde de açıklandığı üzere, KM'nin sahip olması gereken en temel özellikler şu şekilde listelenebilir:

- Gözlemler sonucu kütle çekimsel etkilerini hissettiğimizden dolayı, KM'nin öncelikle kütleli olması gerekir.
- İkinci olarak, karanlık olması, yani foton ile etkileşmeye girmemesi gerekir. Bunun sonucu olarak, elektriksel olarak nötral olması gerekir [27].
- Baryonik-olmayan bir yapıda olması gerekir. Bu da CMB'ki anizotropinin ve Kurşun Kümesi'ndeki madde dağılımının sonucu olarak, foton ve baryonlarla kuplajının olmadığını veya çok çok küçük olduğunu ifade eder.
- Kararlı olmalıdır ya da en azından yaşam ömrü evrenin yaşından (13,7 milyar sene) daha büyük olmalıdır [28].
- KM termal olarak 'soğuk' olmalıdır. Yani galaksilerin oluştuğu zaman boyunca rölativistik-olmayan bir yapı göstermelidir.

KM'ye aday olabilecek en popüler fikir KM'nin 'Zayıf Etkileşen Kütleli Parçacık (WIMP)' olması fikridir. WIMP kütlelerinin 10 keV ile 1 TeV arasında değiştiği öngörülmektedir. Bu bölümde KM'ye aday önerilebilecek bazı modeller ana hatları ile verilecek. Henüz Parçacık Fiziği'nin Standart Modeli'nde KM'ye aday olabilecek parçacıklar mevcut değildir. Ancak, Standart Model Ötesi modellerde ve başka modellemelerle KM'ye aday olabilecek parçacıklar öne sürülebilir. Bu modellerdeki KM'ye aday parçacıkları kısaca gözden geçirelim.

2.2.1 Nötrinolar

Zayıf etkileşen kütleli parçacıklar söz konusu olduğunda akla gelen KM adaylarından biri nötrinodur. Nötrinolar zayıf etkileşen, nötral, kararlı parçacıklardır. Standart Modelde nötrinolar kütsüz parçacıklardır. Ne var ki, hem atmosferik hem de güneş kaynaklı nötrino salınım deneylerinden biliyoruz ki, nötrinolar kütleli parçacıklardır. Bu anlamda KM adayı olarak ileri sürülmesi gayet doğaldır. Bununla birlikte, düşük enerjili trityum- β bozunumu deneyleri [29] elektron tipi nötrinoların kütlesi için üst limiti $m_{\nu_e} < 1.1$ eV olarak sınırlandırılmıştır. Buna ek olarak Planck'ın 2018 verilerine göre [31], $\Sigma_j m_j = 0.12$ eV olarak sınırlandırılmış olup, 9 yıllık veri sonunda WMAP'in en güncel sonuçlarına göre, kozmolojik olarak nötrino yoğunluğu % 95 (CL) güvenilirlik seviyesinde $\Omega_\nu h^2 < 0.0047$ [4] üst limitini vermektedir. Rölativistik olmayan nötrinoların enerjiye katkısı şu denklem yardımı ile hesaplanabilir [30]:

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\Sigma_j m_j}{94.14 eV} \quad (2.9)$$

Burada j 'ler nötrino çeşnileri üzerinden indisdir. Bu eşitlikten nötrinoların kütlesi için üst limit $\Sigma_j m_j = 0.44 eV$ olarak bulunur. Sonuç olarak kozmolojik sınırlamalar daha kısıtlı bir alana karşılık geliyor. Bu da demek oluyor ki, nötrino kütlesi için verilen sınırlamalar kozmolojik sınırlamalar ile karşılaştırıldığında, nötrinoların galaktik ölçekte bir formasyona olası katkıları açıklamak için yeterli aralıkta değildir [32]. Bununla birlikte daha ağır olan steril nötrinolar, bunlara örnek aday olarak sağ-elli nötrinolar, singlet, Standart Model ayar yükü taşımayan parçacıklar olup, soğuk KM adayı olarak düşünülebilirler [8]. Steril nötrinolar Standart Model nötrinolarından farklı bir şekilde elektrozayıf etkileşime katılmazlar ve çeşni karışımına dahil değildirler. Bununla sadece aktif nötrinolarla etkileşirler. En etkili oluşum mekanizması nötrino salınımlarıdır. Salınım hızı genişleme hızından yüksek olduğu durumlar için termal dengeyi yakalamaları mümkün, bunun sonucunda da kütlelerinin Standart Model nötrinolarından daha yüksek olması nedeniyle (yaklaşık 1 keV mertebesinde), KM kalıntı bolluğu ve galaksi oluşumları açısından Standart

Model nötrinolarına göre daha tercih edilebilir bir KM adayı olabilir.

2.2.2 Aksiyonlar

Aksiyon (axion) parçacıklarının önerilmesi, doğanın hala gizemini koruyan 'Güçlü Alanda Yük+Parite (CP) İhlali' (Strong CP Violation) gerçeğine dayalı asimetrik yapısının sonucu olarak ortaya çıkmıştır. Böylece aksiyonlar -keşfedildiğinde- 'Güçlü Alanın' nasıl CP simetrisini koruduğunun kanıtı olacaktır. Bazı modellere göre aksiyonlar nadir etkileşim yapısı ve soğuk olması dolayısıyla iyi bir KM adayıdır.

Fizikçiler, elektronun (J.J.Thompson, 1897) ve pozitronun (D.Anderson, 1932) keşfedilmesi ile birlikte anti-parçacıkların da eşleri olan parçacıklar gibi benzer yüke ve özdeğerlere (eigen-values) sahip olduğunu görmüşler ve ilgili denklemlerde (Örn: KED) CP simetrisini koruyabilmişlerdir. Yük (C) ve Parite (P) operasyonları Dirac uzayında sırasıyla skaler, spinör ve aksiyel vektör bir kuantum alanına uygulandığında [33];

$$CP\phi(\vec{x},t) = \phi^\dagger(-\vec{x},t) \quad (2.10)$$

$$CP\psi(\vec{x},t) = i\gamma^2\psi^{-T}(-\vec{x},t) \quad (2.11)$$

$$CPA_\mu(\vec{x},t) = -A^{\mu\dagger}(-\vec{x},t) \quad (2.12)$$

davranışını gösterir. Temelde; P operasyonu uzaysal koordinatların işaretini değiştirirken, C operasyonu yük eşleniğinin alınmasını sağlar ve CP operasyonu her iki işlemi birden gerçekleştirir. Aşağıda verildiği gibi elektromanyetik alanda etkileşen bir parçacığın hareket denklemlerini veren Dirac ifadesinin CP operasyonu altında

değişmez kalacağı (bir faz farkı ile) gösterilebilir:

$$(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} - \gamma^\mu eA_\mu - m)\psi(\vec{x}, t) = 0 \quad (2.13)$$

Başlangıçta parçacıkların temel etkileşimlerini içeren SM Lagranjyeninin de (\mathcal{L}_{SM}) CP operasyonu altında değişmez (invariant) kalması gerektiğini düşünebiliriz. Fakat örneğin SM Lagranjyeninin bir parçası olan ve zayıf etkileşimleri anlamamızı sağlayan Yukawa Lagranjyeni (\mathcal{L}_{Yukawa}), CP operasyonu altında, -CKM matrisleri ve Yukawa sabitlerinin farklı parametrik yapısından dolayı- değişmez değildir.

$$\mathcal{L}_{\mathcal{L.M}} = \mathcal{L}_{Kinetik} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.14)$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij} \bar{\psi}_{Li} \phi \psi_{Rj} + h.k. = Y_{ij} \bar{\psi}_{Li} \phi \psi_{Rj} + Y_{ij}^* \bar{\psi}_{Rj} \phi^\dagger \psi_{Li} \quad (2.15)$$

ve CP operasyonu spinör alanına aşağıdaki gibi uygulandığında;

$$CP(\bar{\psi}_{Li} \phi \psi_{Rj}) = \bar{\psi}_{Rj} \phi^\dagger \psi_{Li} \quad (2.16)$$

olduğundan \mathcal{L}_{Yukawa} için değişmez kalma koşulu $Y_{ij} = Y_{ij}^*$ eşitliğine bağlı olacaktır. Benzer şekilde örnek olması açısından Yukawa Lagranjyeninin yüklü akım (CC) etkileşimlerini içeren kısmı kütle özdeğerleri bazında yazıldığında;

$$\mathcal{L}_{Yukawa,CC}(Q_L) = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} V_{ij} \gamma_\mu W^{-\mu} d_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} V_{ij}^* \gamma_\mu W^{+\mu} u_{iL} \quad (2.17)$$

denkleminin CP operasyonu altında değişmez kalmasının koşulu CKM matris elemanlarının $V_{ij} = V_{ij}^*$ eşitliğidir. Yukarıdaki ifadede u , üst sektör kuark alanlarını; d , alt sektör kuark alanlarını; R,L sırasıyla sağ ve sol ellilik; W , yüklü zayıf akım alanını ve g sabiti zayıf alan sabitini göstermektedir.

(3x3) Yukawa matrislerinin diyagonalleştirilmesi ve diyagonal olmayan terimlerin CP ihlalinde rol oynaması 1963 yılında Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) tarafından önerilmiş ve Maskawa 2008 yılında Nobel ödülüne layık görülmüştür [34]. CP ihlali

deneysel olarak 1947’de keşfedilen ve ‘Kaon’ adı verilen çift kuarklı ($K^0 = \bar{s}d$) mezonların anormal davranışlarının (örn: nötral parçacık salınımları) açıklanmasında önemli rol oynamıştır [35]. Kaonlarda bu davranışın doğrudan ve dolaylı CP ihlali şeklinde görülebileceği 1964 yılında deneysel olarak ispatlanmış, J.H. Christenson, J.Cronin ve V.Fitch deneysel verilerini sundukları çalışmayla 1980 Nobel ödülüne layık görülmüştür[36]. Bununla birlikte, CP ihlalinin zayıf etkileşimlerde başka terimler ve mekanizmalar yoluyla da ortaya çıkabileceği önerilmiştir [37].

Zayıf alanı ilgilendiren yukarıdaki gelişmelerden sonra, güçlü alan için de CP simetrisinin bozulacağı beklentisi doğmuştur. Bunun temel sebebi, Kuantum Renk Dinamiği (QCD) teorisine göre CP ihlaline yol açması muhtemel terimlerin varlığıdır. SM Lagranjyeninde ayar değişmez QCD etkileşimleri 4 terimli olarak aşağıdaki gibi yazılabilir [38]:

$$L_{QCD} = -\frac{1}{2}tr(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}) + \frac{g_s^2\theta_{YM}}{16\pi^2N_c}tr(F_{\mu\nu}F^{\hat{\mu}\nu}) + \bar{q}i\gamma_\mu D^\mu - \bar{q}Me^{i\theta_Q\gamma^5}/N_f q \quad (2.18)$$

Başlangıçta daha sade düşünülen QCD Lagranjyeni, güçlü alanın hapisleme (confinement), koşan bağlaşım sabiti (running coupling constant) ve SU(3) grubunu sağlayan 8 jeneratörlü Gell-Mann matrisleri [39] gibi özellikleri nedeniyle yapılan çalışmalar sonucunda farklı bir yapıda ortaya çıkmıştır. İlk 2 ifade de karşılaşılan gluon alan kinetik terimleri $F_{\mu\nu}^j = \partial_\mu A_\nu^j - \partial_\nu A_\mu^j + g_s f^{jmn} A_\mu^m A_\nu^n$ ve $D_\mu = \partial_\mu + ig_s A_\mu^j T^j$ kovaryant türev ifadesi şeklindedir (j: Gell-man matrisleri indisi, T: Gell-mann matris jeneratörü). N_c, N_f sırasıyla renk sayısı ve çeşni sayılarını ifade ederken θ_{YM}, θ_Q sırasıyla Yang-Mills alanı ve fermiyon alanı için vakum beklenen değeridir. Bu ifadeler QCD teorisindeki etkileşimlere renormalize edilebilme özelliği kazandırırken Adler–Bell–Jackiw anomalisi [40, 41] (Chiral Anomaly) probleminin G.’t Hooft tarafından çözülmesi ile [42] CP ihlal etme olanağı da kazandırmıştır. Temelde aşağıdaki ilişki yoluyla tek bir vakum beklenen değerinin olacağı düşünülmüştür:

$$\bar{\theta} = \theta_{YM} - \theta_Q \quad (2.19)$$

Böylece QCD alanında CP ihlalinin gözlenmesi teorik açıdan mümkün ve beklenmekte iken yapılan deneylerde CP dönüşümlerinin korunduğu ve θ_{YM}, θ_Q değerlerinin her ikisinin de 0 mertebelerinde olduğu gösterilmiştir.

Bu sonuç fizikçileri oldukça şaşırtırken; diğer taraftan QCD teorisinin kurtarılması çeşitli modeller yoluyla gündeme gelmiştir. Bu modellerin en meşhuru 'Peccei–Quinn Teorisi (Mekanizması)' [43] olarak da bilinen mekanizma yoluyla oluşturulmuş 'Aksiyon Modeli'dir. Peccei-Quinn Teorisi, Higgs modeline benzer şekilde bir potansiyel tanımlayarak ortaya çıkan $\bar{\theta}$ vakum değerinin eklenen potansiyel yardımıyla sadeleşmesini ve aksiyon parçacıklarına kütle kazandırdığını ortaya koymuştur. Aksiyon Lagranjienini;

$$\mathcal{L}_a = -\frac{1}{2}\partial_\mu a \partial^\mu a - \mathcal{L}_{int}(\partial_\mu a; \psi) + \left(\frac{\langle a \rangle}{F_a} \xi + \bar{\theta}\right) \frac{g_s^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_a^{\mu\nu} \quad (2.20)$$

denklemindeki a, skaler aksiyon alanı; F_a , aksiyon bozunma sabiti, g_s , güçlü etkileşme kuplajı; ξ , ayar sabitidir. Aksiyon potansiyeli simetri kırılmadan önce;

$$V(\bar{\theta}, a) \approx \frac{\langle a \rangle}{F_a} \xi + \bar{\theta} = 0 \quad (2.21)$$

değerini alarak CP simetrisini korur. Peccei-Quinn Mekanizmasına göre simetri kırıldıktan sonra aksiyon kütlesi $m_a = 6 \times 10^{-6} eV \frac{10^{12} GeV}{F_a}$ olarak hesaplanmıştır [44]. Güncel kozmolojik veriler, aksiyon kütlesinin beklenenden daha düşük olabileceğine ($m_a < 10^{-10} eV$) işaret etmiştir.

Büyük patlama kozmolojisine göre başlangıç anında aksiyon potansiyeli sıfırdır ve aksiyonlar kütle kazanmamıştır. Zamanla evrenin sıcaklığının QCD skalasına ulaşmasıyla önce Higgs ve zayıf etkileşim parçacıkları sonrasında aksiyonlar ve QCD etkileşimleri ortaya çıkar. Aksiyon KM araştırmaları halen Brookhaven Ulusal Laboratuvarı, Florida Üniversitesi, Kyoto Üniversitesi ve ADMX kolaborasyonu ve

Model	Genişletim	Aday Parçacık	Kütle (GeV)
SUSY	RPV	Nötralino	≥ 290
	pMSSM	Snötrino	≥ 250
	CMSSM	Higssino	≥ 500
	MSUGRA	Gravitino	≈ 100
vbvb.	
2HDM	Z' Model	Z' Portal	≥ 3900
Little Higgs	T Parite	pNGB	≥ 638
UED	Kaluza-Klein	LKP	1 - 1000

Tablo 2.1: Çeşitli deneylerde aktif araştırılan KM adayları WIMP örnekleri ve kütle aralıkları

deneyi [45] ile Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarı'nda gerçekleştirilmektedir.

2.2.3 WIMP

WIMP (Zayıf Etkileşen Kütleli Parçacıklar) araştırmalarının KM keşfi için oldukça çekici hale gelmesinin nedenleri önemlidir: (i) WIMP, teorik motivasyonları sağlam olan modellerde doğal olarak ortaya çıkan parçacıklardır. (ii) WIMP kalıntı bolluğunu hesaplamak termal donma-anı mekanizması yoluyla mümkündür. (iii) Birçok WIMP deneylerde test edilip keşfedilecek süreçlere ve enerjilere sahiptir.

WIMP parçacıkları için ne kadar zayıf ve ne kadar kütleli olması gerektiği bilimsel literatürde muğlaktır. Zayıf etkileşim sabitinin $\approx 10^{-5}$ mertebelerinde olması WIMP için de aynı mertebelerin kabul edilebilir olduğunu gösterebilir. Kütle için Lee-Weinberg sınırı olarak bilinen sınır [18] göz önüne alınabilir. Bu şartlarda kalıntı yoğunluğu M_W zayıf etkileşim kütle skalası ve α EM etkileşim sabiti olmak üzere;

$$\Omega_{WIMP} h^2 \approx \frac{\alpha^2}{M_W^2} \quad (2.22)$$

mertebelerinde olması beklenebilir. Fakat yapılan birçok çalışmada WIMP kalıntı yoğunluğunun yukarıdaki gibi bir hassasiyetinin olmadığı gözlenmiştir.

Tablo-2.1 ile halen araştırılan güncel WIMP adaylarının kısa bir listesi verilmiştir. Listede en fazla KM adayına sahip model Süpersimetri (SUSY) model açılımları

olarak göze çarpmaktadır. SUSY, genişletilmiş Hilbert uzayında SM tarafından tanımlı tüm fermiyon alanlarının yeni bozon alanlarına, SM bozonlarına yeni fermiyon alanlarına olan simetrisidir. Bu nedenle tüm SM parçacıklarının ve parametrelerinin süpersimetrik eşleri ortaya çıkar. Yeni bozonik eşler SM parçacıklarının isimlerinin başına s- eki getirilerek, fermiyonik eşler -ino son eki getirilerek isimlendirilir. Parçacık etkileşimleri daha karmaşık ve ardıl (cascade) şekilde gerçekleşir. BHÇ deneylerinde şu ana kadar SUSY aday parçacıklar gözlenmiş; fakat hiçbiri istatistik olarak yeterli keşif limitine ulaşamamıştır. Ayrıntılı sonuçlar, güncellenerek BHÇ deneylerinin resmi sayfalarından duyurulmaktadır [46, 47].

2HDM, sadece bir tane yerine (SM'de olduğu gibi) iki Higgs çiftlisi (doublet) içeren SM genişletimleridir. İki Higgs çiftli yapısının eklenmesi ve daha geniş bir fenomenoloji ile ortaya çıkan parçacıklar: Nötral Higgs bozonları H ve h; A, pseudo-skaler alan ve yüklü Higgsler H⁺, H⁻ modelin yeni parçacıklarıdır. Hangi fermiyonun, hangi doublet ile etkileşeceğine göre 2HDM kendi genişletiminde tiplere ayrılmıştır: Tip-1, Tip-2, Tip-3. Yeni parçacıklara aracı görevi görerek bozunan Z' ara bozonu da bazı 2HDM genişletimlerinde gözükür. Deneysel olarak sunulan hiçbir gözlem kanalında 2HDM ile Z' benzeri parçacıklar keşif sınırını geçememiştir. Fakat 2012 yılında BHÇ'de 'Higgs Bozonu'nun keşfedilmesinin ardından beklenmeyen bazı özelliklere sahip olması 2HDM araştırmalarını çekici kılmaktadır [48].

Küçük Higgs Modeli (Little Higgs Model), başlangıçta SM süreçlerinde gerçekleşen ilmek (loop) diagramlarda hesaplamada oluşan kuadratik ıraksamaları gidermek amacıyla düşünülmüştür. SM modelinde Higgs U(1) simetrisinin kendiliğinden kırılması zayıf alanın bozonlarına kütle kazandırırken, Little Higgs Modeli ile toplu olarak (collectively) simetri kırılmaları göz önüne alınarak tıpkı Higgs bozonu gibi kütle kazanan diğer Nambu-Goldstone bozonları (pNGB: pseudo-Nambu-Goldstone Boson) araştırılmaktadır. Bu modelde ortaya çıkan pNGB parçacıklarının çitflenimleri sıfıra götürülerek ilgili kanallar kapatıldığında simetri yeniden sağlanabilir veya kısmen kırılabilir. İlk modeller Arkani-Hamed, Cohen and Georgi tarafından 2001 yılında ortaya atılmıştır [49, 50].

Sicim Kuramı gibi yüksek boyutlu teorilerin matematiksel tutarlılığı ispatlandıktan sonra, günümüz çarpıştırıcılarında bu modellerin nasıl sınanabileceği tartışılmaktadır. Kaluza-Klein teorisi, çok-boyutlu Lagranjiyenlerle başlayıp hipotetik boyutlarda simetri kırılmaları gerçekleştirerek, 4 boyutlu yeni modeller ortaya çıkarabilmektedir. Genel adıyla Evrensel Ekstra Boyut modelleri (UED) içinde, en hafif parçacık (LKP: Lightest Kaluza-Klein Particle) özellikleri bakımından KM adayı parçacıklardan biridir [51, 52].

2.2.4 İlkel Karadelikler ve MACHO

İlkel Karadelikler (PBH: Primordial Black Holes) ve benzer kapsamda ele alınan Kütleli Kompakt Hale Nesnelere (MACHO) astronomide erken evren sürecinde kütleçekim etkisiyle kendi üzerine çöken yüksek kütle ve sıcaklık değerlerine erişmiş hipotetik kavramları temsil eder. Aslında WIMP kapsamındaki adayların birçoğu kısa ömürleri nedeniyle KM adayı olabilecek kadar kararlı parçacıklar değildir. Fakat termal WIMP senaryosuna göre erken evren sıcaklıklarında sayıca fazla olan WIMPler, sıcaklıktaki ani düşmeden dolayı yok-olma süreçlerine katılmadan anlık dışı-donma (freeze-out) yaşarlar. WIMP parçacıklarının kararlılığını bir simetri (örn: süpersimetri ve R-parite) korumuş olabilir.

PBH'ler ise erken evrenden süregelen kararlılıkları nedeniyle yok olma/bozunma ihtimali olmadığından (aslında çok çok düşük) iyi bir KM adayı olarak ortaya çıkmıştır. PBH'leri ilginç kılan diğer nedenler: Astronomide genel görelilikle ilgili problemlere çözüm getirebiliyor olması, doğal olarak ortaya çıkması ve yani KM adayı olarak yeni bir parçacık ve parametre seti önermiyor olması, evren gözlemi yapan çeşitli deneylerde kolaylıkla sınırlandırılabilir olmasıdır. Tüm bu avantajlarına rağmen PBH ile ayrıntılı hemen her konuda tartışmalar vardır. Örneğin G genel çekim sabiti ve c ışık hızı olmak üzere PBH kütlesi:

$$M_{PBH} \approx \frac{c^3 t}{G} \approx 10^{15} \left(\frac{t}{10^{23} s} \right) g \quad (2.23)$$

ile verilir [53]. Bundan dolayı, PBH'lar oldukça büyük bir kütle aralığını tarayabilirler. Örneğin; Planck zamanında (10^{43}) meydana gelenler, ($10^{-5}g$) Planck kütesine sahipken, büyük patlamadan 1 s. sonra oluşanlar $10^5 M_{\odot}$ kütle değerine sahiptir ki bu da kütle değerinin basit olarak sınırlandırılmayacağını gösterir. MACHO kapsamındaki birçok cisimden farklı olarak PBH'ler Hawking radyasyonunun önem kazandığı boyutlardadır. Dolayısıyla değişken/birleşen kütleli (accretion) ve ışımaya yaparken çeşitli enerji verimliliklerine sahipken, evrenin termal geçmişi ve kozmik araldan ışınması (CMB) nedeniyle sınırlama getirmek daha da zorlaşır. Kütleler üzerinden PBH kalıntı yoğunluğuna

$$\Omega_{PBH} < \varepsilon^{-1} z_s \Omega_R \approx 10^{-5} (10\varepsilon)^{-5/3} \quad (2.24)$$

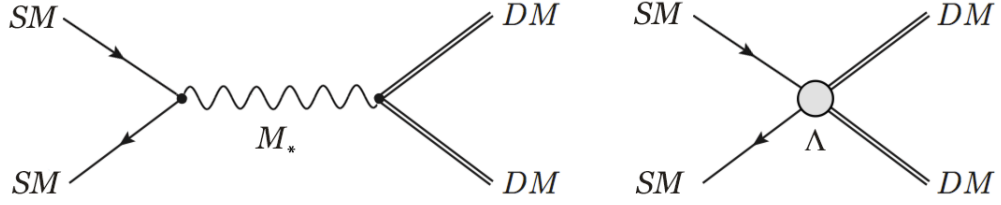
sınırı konulabilir [53] ve denklemde $z_s \approx 10\varepsilon^{-2/3}$ evrenin yaşı boyunca kırmızıya kayma oranı, ε karadeliğin ışımaya verimi, Ω_R kozmik mikrodalga ışımaya yoğunluğudur. Fakat 2.24 denklemi, PBH radyasyonunun büyük çoğunluğu evrenin başlangıç zamanında üretildiyse geçerliliğini kaybeder. Sayısal olarak düşük olan kalıntı yoğunluğu Ω_{PBH} değerine homojensizlikler, gravitasyon ve enflasyon dalgalanmaları, kuantum difüzyonu ve yoğunluk fraksiyonları gibi etkiler yoluyla düzeltme getirilebilir.

Teorik sınırlandırma çalışmaları ile birlikte başarılı astronomik gözlem ve deneyler (LIGO [55] ve Süperkütleli Karadelik gözlemleri [56]) nedeniyle PBH'lerle ilgili çok sayıda soruna yakın gelecekte yanıt bulunabilir.

3 Etkin Alan Teorisinde Karanlık Madde

Karanlık madde deneylerinde, kullanılan kaynak ve detektörlerin farklı olmasından dolayı, KM adayının etkileşmeleri de farklıdır. WIMP araştırmaları, belirli modeller üzerinde kısıtlamalar konularak yapılır. Bir önceki bölümde alt başlıklar olarak incelenen modellere ek birçok WIMP modeli daha vardır. KM araştırmaları açısından mevcut olan modellerin çoğu başka araştırma konularının da adresidir, bu nedenle oldukça fazla parametreye sahiptir. Aynı zamanda, KM araştırmaları için en kritik parametrelerden biri olan kalıntı yoğunluğu da bu modellere ait parametre uzaylarını açıklamak için yeterli olamayabilir. Bu model bolluğu içerisinde KM'yi aday araştırmaları içerisinde basitlik ve kolaylık açısından avantajlı olan Etkin Alan Teori'sini (EAT) kullanmak avantajlıdır. Bu bağlamda KM aday olan WIMP'ler ile Parçacık Fiziği'nin Standart Modeline ait parçacıklar birbirleri ile gizli bir sektörde etkileşebilir. EAT için temel fikir şudur: WIMP ile SM parçacıkları arasındaki etkileşme arabulucu bir parçacık tarafından sağlanır (Basitleştirilmiş Model (BM)) ve bu arabulucu parçacık yeterince büyük olduğu durumlarda etkileşme EAT çerçevesinde incelenebilir. 3.1'de BM ve EAT'nin etkileşmelerinin Feynman diagramları ile görselleştirilmiştir.

Şekil 3.1'de sol figürde BM'de M_* kütleli ara parçacık yoluyla etkileşme diagramı gösterilmektedir. Sağ figürden de anlaşılabilieceği gibi BM'deki M_* kütleli parçacığın kütesinin yeterince büyük olduğu durumlarda etkileşme kuplajı EAT ölçeği Λ ile bağdaştırmak mümkün olur. EAT özellikle düşük enerjili deneylerde iyi çalışabilir. BHÇ gibi yüksek enerjiye sahip deneylerde EAT'nin geçerliliği, sistemin kütle merkezi enerjisinin, kesme-ölçeğinden çok büyük olması nedeniyle araştırmacılar tarafından halen hassasiyetle üzerinde durulan bir başka araştırma konusu olarak olarak



Şekil 3.1: KM araştırmalarında Basitleştirilmiş Model’de(solda) ve EAT’ne ait modelde(sağda) KM parçacığı ile Standart Model parçacıklarının etkileşme diagramları.

çalışılmaktadır. [57]’de kütle merkezi enerjisi 8 TeV ve 14 TeV olan BHÇ’da EAT’nin geçerli olduğu limitler analiz edilmiş, [58]’de EAT’de, çok yüksek momentum transferine sahip durumlarda meydana gelen hatalar belirlenmiş ve EAT’nin geçerli olduğu parametre aralıkları sunulmuş, [59]’de yine EAT’nin UV ölçeği ile KM kütlesi arasında bir ilişki sunulmuş, [60]’de s ve t kanallarında ara parçacık etkin Lagranjiyenlerine karşılık gelen EAT limitleri BHÇ koşullarında araştırılmıştır. EAT’nin geçerliliği bu derece ciddi bir öneme sahip iken, geçerliliği en çok etkileyen nicelik (parametre) olarak transfer edilen momentumu ele almak oldukça yerinde bir çaba olacaktır. Λ kesme ölçeği, etkin teoride operator açılımındaki maksimum enerjii verir. Aslında etkin teoninin boyutuna göre, etkileşme tipi, etkin teoninin transfer edilen momentum ve kesme ölçeğine göre açılımından (Q_{tr}/Λ ’nın katlarına göre) tüer. Bunun için de ilgilenilen sürece göre (KM üretim süreci) empoze edilen en belirgin minimal sınırlandırma şu şekildedir:

$$Q_{tr} \geq \Lambda \quad (3.1)$$

BHÇ’de ise empoze edilen minimum sınırlandırma, KM çifti üretimi için, m_{KM} KM adayının kütlesi olarak şu şekildedir:

$$Q_{tr} > 2m_{KM} \quad (3.2)$$

Bu da sınırlandırma $Q_{tr} \geq 2m_{KM}$ olmasını gerektirir.

EAT geçerliği limitlerini araştırmak için bir çok farklı yöntem vardır. Kullanılan yöntemlerden bir başkası da BHÇ'de CMS ve ATLAS deneylerinde kullanılan, EAT'de transfer edilen momentumun Λ kesme ölçeğinden küçük değerlerinde sahip olduğu tesir kesiti ile total tesir kesitin cebirsel olarak birbirine oranının incelendiği yöntemdir [57].

$$R_{\Lambda} \equiv \frac{\sigma |_{Q_{tr} < \Lambda}}{\sigma} \quad (3.3)$$

burada, Q_{tr} yine transfer edilen momentumdur. R'nin davranışı, son durumda KM'ye eşlik eden parçacığın (parçacıkların) ne olduğuna göre ve etkin operatörlerin boyutununa göre değişir [57, 58, 61]. 8 TeV ve 14 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'de çeşitli boyut ve etkileşmelere sahip etkin operatörlerin, KM'ye ilk durumdan gluon sert çarpışması sonucu, son durumda tek jet ve kayıp enine enerji etkileşme sürecine ait sonuçlar verilmiştir. Bu etkileşme sonuçları ATLAS ile karşılaştırılmış olup, sonuç olarak $Q_{tr} < \Lambda, 2\Lambda, 4\pi\Lambda$ olduğu durumlar için geçerlilik limitleri bazı operatör ve etkileşme sonuçlarıyla (bazılarında hemen hemen birebir) uyum içerisindedir. EAT'nin geçerliliği hala araştırma ve tartışma konusu olarak gündemde kalmaya devam etse de hem BHÇ'da hem de daha düşük enerjili doğrudan ve doğrudan-olmayan KM deneylerinde hala ciddiyle araştırılmaktadır ve geçerlilik limitleri hassasiyetle çalışılmaktadır.

EAT en temel olarak bildiğimiz Standart Model parçacıkları ile KM'nin, arada herhangi bir aracı parçacığa ihtiyaç olmadan, ultraviyole bir kesme ölçeği vasıtasıyla etkileşmesidir. EAT'de KM adayı ile SM parçacıkları arasındaki etkileşmeler, bir dizi operatörler yardımıyla tanımlanır. Etkin teorinin inşa edilmesi için temel bazı kurallar vardır. Standart modelden örnek alırsak, öncelik Lagranjyenlerin boyutunun 4 olması gerekir ve yine bu 4 boyutlu Lagranjyenin, lokal, global ve ayar simetrisine uygun olarak tanımlanması gerekir. Çok boyutlu Lagranjyenlerde etkileşmeler kesme ölçeği ile bastırılır. Asıl olarak en önemli kriter ise, etkileşmeleri tarif eden Lagranjyenleri

tarif eden operatörlerdir. En genel haliyle etkin etkileşme Lagranjiyenleri çok boyutlu EAT’de şu şekilde ifade edilebilir:

$$\mathcal{L} = \sum_i \frac{\mathcal{C}_i}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_i^d \quad (3.4)$$

Burada \mathcal{C}_i ’ler boyutsuz etkileşme katsayıları olmak üzere, Λ , kesme ölçeği, d etkin teorinin boyutu, \mathcal{O} ise etkileşmelerin operatör formudur. Etkin teoride KM adayını fermiyon, boson ya da vektörel alan olarak, tekli (singlet) ya da çiftli (doublet) olarak ya da reel ya da kompleks alan olarak ele alınabilir. Her bir durumda etkin teoride SM parçacıkları ile KM adayının etkileşmelerine ait olan operatörler farklı simetrilere, farklı karakterikliklere ve doğal olarak farklı yapılara sahip olacaktır. En genel varsayım; KM alanının tek \mathbb{Z}_2 simetrisine sahiptir. Eğer KM adayı bir fermiyon ya da skaler alan ise, etkin modele ait etkileşme Lagranjiyenin $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times \mathbb{Z}_2$ simetrisine sahip olması gerekir. Eğer KM alanı bir vektör alan ise bu durumda, ek bir $U(1)_X$ simetrisine sahip olduğu ve bir yük taşımadığı varsayılır [62]. Bu durumda etkin teoriye ait etkileşme Lagranjiyeni $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times U(1)_X$ altında değişmez kalacaktır. Genel olarak KM için çok boyutlu EAT 6-boyutlu operatörlere dayanır. Literatürde 5-boyutlu, 7 boyutlu ve daha yüksek boyutlu etkin operatörlere ait araştırmalar da mevcuttur ([63–65, 71]). Tablo 3.1 literatürde en sık kullanılan 18 operator listelenmiştir (Operatörler [64, 66]’den alınmıştır).

Tablo 3.1’de operatör formlarına bakıldığında, KM için aday parçacığın, hangi spin grubuna ait olduğuna göre etkileşmelerin formu değişmektedir. Tabloda f ile gösterilenler, SM fermiyonlarını, χ ile gösterilen alan ise WIMP alanı, γ ’lar γ matrislerini, $\sigma^{\mu\nu}$ ’ler γ matrislerinin değişik kombinasyonlarından oluşan σ matrislerini, $G^{\mu\nu}$ ’ler Renk stres alanlarını temsil etmektedir. Bunlara ek olarak WIMP’in Majorana fermiyon [67, 69] ve vektör alanı olarak ele alınan çalışmalar da kapsamlı olarak incelenmiştir [62, 71, 72]. Bu tezde KM kalıntı yoğunluğunu ve KM çifti üretimini incelemek için, [21]’de verilen operatörleri kullandık. Çalışmamızda KM adayınının WIMP adayı olduğu fermiyonik, skaler ve vektör alanı olarak ele

Adı	Operatörü	Katsayısı	Adı	Operatörü	Katsayısı
D1	$\bar{\chi}\chi f f$	m_f/Λ^3 ya da $1/\Lambda^2$	C1	$\phi^\dagger \phi \bar{f} f$	m_f/Λ^2
D2	$\bar{\chi}\gamma^5 \chi \bar{f} f$	im_f/Λ^3 ya da $1/\Lambda^2$	C2	$\phi^\dagger \phi \bar{f} \gamma^5 f$	im_f/Λ^2
D3	$\bar{\chi}\chi \bar{f} \gamma^5 f$	im_f/Λ^3 ya da $1/\Lambda^2$	C3	$\phi^\dagger \partial^\mu \phi \bar{f} \gamma_\mu f$	$1/\Lambda^2$
D4	$\bar{\chi}\gamma^5 \chi \bar{f} \gamma^5 f$	m_f/Λ^3 ya da $1/\Lambda^2$	C4	$\phi^\dagger \partial^\mu \phi \bar{f} \gamma_\mu \gamma^5 f$	$1/\Lambda^2$
D5	$\bar{\chi}\gamma^\mu \chi \bar{f} \gamma_\mu f$	$1/\Lambda^2$	C5	$\phi^\dagger \phi G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}$	$\alpha_s/4\Lambda^2$
D6	$\bar{\chi}\gamma^\mu \gamma^5 \chi \bar{f} \gamma_\mu f$	$1/\Lambda^2$	C6	$\phi^\dagger \phi G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}$	$i\alpha_s/4\Lambda^2$
D7	$\bar{\chi}\gamma^\mu \chi \bar{f} \gamma_\mu \gamma^5 f$	$1/\Lambda^2$	R1	$\phi^2 \bar{f} f$	$m_f/2\Lambda^2$
D8	$\bar{\chi}\gamma^\mu \gamma^5 \chi \bar{f} \gamma_\mu \gamma^5 f$	$1/\Lambda^2$	R2	$\phi^2 \bar{f} \gamma^5 f$	$im_f/2\Lambda^2$
D9	$\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu} \chi \bar{f} \sigma_{\mu\nu} f$	$1/\Lambda^2$	R3	$\phi^2 G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}$	$\alpha_s/8\Lambda^2$
D10	$\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu} \gamma^5 \chi \bar{f} \sigma_{\mu\nu} f$	i/Λ^2	R4	$\phi^2 G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}$	$i\alpha_s/8\Lambda^2$
D11	$\bar{\chi}\chi G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}$	$\alpha_s/4\Lambda^3$			
D12	$\bar{\chi}\gamma^5 \chi G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}$	$i\alpha_s/4\Lambda^3$			
D13	$\bar{\chi}\chi G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}$	$i\alpha_s/4\Lambda^3$			
D14	$\bar{\chi}\gamma^5 \chi G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}$	$\alpha_s/4\Lambda^3$			

Tablo 3.1: Etkin teoride SM parçacıkları ile WIMP parçacıklarının etkileşmelerine ait olası operatörler. D,C ve R ise adlandırma, sırasıyla, WIMP parçacığının Dirac fermiyonu, kompleks ya da gerçek skaler olmasına göre verilmiştir [64, 65].

alındığı üç farklı durumu inceledik.

3.1 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisinde Fermiyonik Karanlık Madde

Etkin Teoride KM adayının fermiyonik olması durumunda, Lagranjiyenin global \mathbb{Z}_2 simetrisi altında invariant olması, KM adayının ise global \mathbb{Z}_2 paritesi altında tek ve SM ayar teklisi olması varsayılr. \mathbb{Z}_2 simetrisinin tek olması, KM adayının yok olma süreci için gerekli bir koşuldur. SM ayar singlet olması ise, KM adayını herhangi bir kiral etkileşmeye girmesini engeller. Bu durumda, KM adayının SM parçacıklarıyla etkin olarak etkileşmeleri iki ana çerçevede düşünülebilir: Bunlardan biri etkin 4-nokta etkileşmesi, ki bu durumda etkileşmeler sadece fermion etkileşmesi olabilir. Diğeri de, fermiyonik KM adayının vektör ve skaler parçacıklarıyla etkileşmesidir. Bu durumda ağaç seviyesindeki etkin etkileşmelere aşağıdaki şekilde formülize edilebilir [21]:

- 4-nokta fermiyon etkileşmeleri:

$$\mathcal{O}_{u\chi} = \frac{1}{2}(\bar{u}\gamma^\mu u)(\bar{\chi}\gamma_\mu \chi) \quad (3.5)$$

$$\mathcal{O}_{d\chi} = \frac{1}{2}(\bar{d}\gamma^\mu d)(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi) \quad (3.6)$$

$$\mathcal{O}_{e\chi} = \frac{1}{2}(\bar{e}\gamma^\mu e)(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi) \quad (3.7)$$

$$\mathcal{O}_{\ell\chi} = (\bar{\ell}\chi)(\bar{\chi}\ell) \quad (3.8)$$

$$\mathcal{O}_{q\chi} = (\bar{q}\chi)(\bar{\chi}q) \quad (3.9)$$

Burada, χ , fermiyonik KM singlet alanı, q, ℓ sol-elli dublet alanları, u, d, e sağ-elli singlet alanları ve γ^μ 'ler ise γ matrisleridir. Denk. 3.5, Denk. 3.6 ve Denk. 3.7, vektörel 4-nokta fermiyon etkileşmesini, Denk 3.8 Denk. 3.9 skaler 4-nokta fermiyon etkileşmelerini temsil eder.

- Vektör-fermion-skaler etkileşmeleri:

$$\mathcal{O}_{\phi\chi} = i(\phi^\dagger D^\mu \phi)(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi) + h.k. \quad (3.10)$$

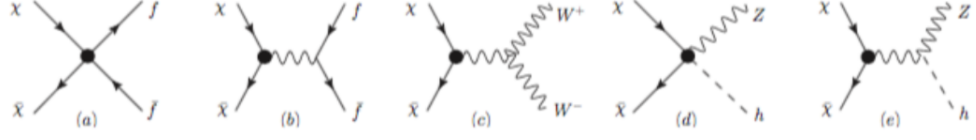
Burada, D^μ kovaryant türevi, ϕ ise Üniter ayarda ϕ Higgs alanı dubleti ise:

$$\phi = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

olarak verilir. Burada h SM Higgs bozonu ve $v = 246$ GeV vakum beklenen değeridir.

Bu etkileşmelere ait Feynman diagramları ise Şekil 3.2'de gösterilmiştir.

Şekil 3.2'de KM'nin yok olma sürecine ilişkin, etkin etkileşme Feynman diagramları gösterilmiştir. Büyük nokta ile gösterilenler, etkin etkileşme verteksleridir.



Şekil 3.2: 6-Boyutlu EAT’de, KM’nin fermiyonik olduğu durum için, yok olma sürecine ilişkin etkileşme Feynman diagramları.

3.2 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisinde Skaler Karanlık Madde

Etkin teoride KM adayının skaler olması durumunda, yine \mathcal{L}_2 simetrisi altında tek, reel singlet bir ayar alanıdır. SM parçacıkları ile reel singlet φ skaler alanı arasındaki ağaç seviyesindeki etkileşmeler aşağıdaki operatörler ile verilebilir [21]:

- Etkin skaler etkileşmeler:

$$\mathcal{O}_{\phi 1} = \frac{1}{2}(\phi^\dagger \phi)^2(\varphi\varphi) \quad (3.12)$$

$$\mathcal{O}_{\phi 2} = \partial_\mu(\phi^\dagger \phi)\partial^\mu(\varphi\varphi) \quad (3.13)$$

- Etkin skaler-vektör etkileşmeler:

$$\mathcal{O}_{\phi 3} = (\varphi\varphi)(D^\mu \phi^\dagger D_\mu \phi) \quad (3.14)$$

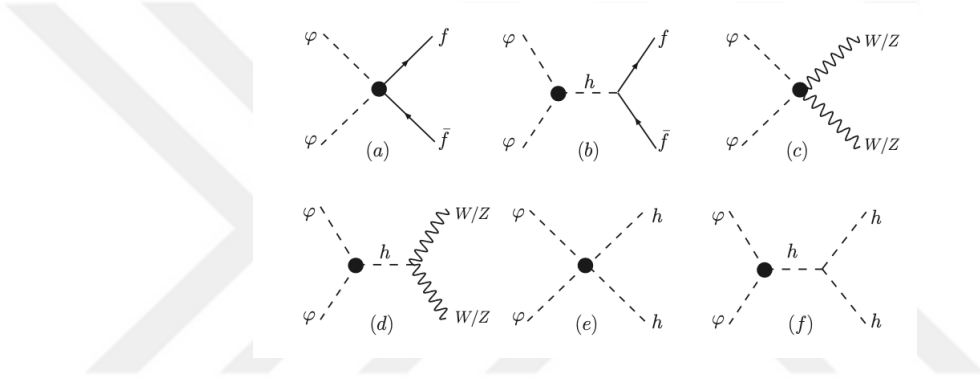
- Etkin skaler-fermiyon etkileşmeler:

$$\mathcal{O}_{e\phi} = (\varphi\varphi)(\bar{l}e\phi) \quad (3.15)$$

$$\mathcal{O}_{d\phi} = (\varphi\varphi)(\bar{q}d\phi) \quad (3.16)$$

$$\mathcal{O}_{u\phi} = (\varphi\varphi)(\bar{q}u\tilde{\phi}) \quad (3.17)$$

Burada, φ , skaler KM singlet alanı, q, ℓ sol-elli dublet alanları, u, d, e sağ-elli singlet alanları ve γ^μ 'ler ise γ matrislerini, ∂^μ , kısmi türevi, D^μ kovaryant türevi, ϕ ise uniter ayardaki ϕ Higgs alanıdır. Denk 3.12 ve Denk. 3.13 SM parçacıkları ile skaler KM alanı arasındaki etkin skaler etkileşmeleri, Denk. 3.14 etkin skaler-vektör, Denk. 3.15, Denk. 3.16 ve Denk. 3.17 etkin skaler-fermion etkileşmelerini göstermektedir. 6-Boyutlu etkin teoride KM yok olma sürecine dair, yukarıda skaler KM adayının en dominant etkileşmelerine karşılık gelen Feynman diagramları Şekil 3.3'den görülebilir.



Şekil 3.3: 6-Boyutlu EAT'de, KM'nin skaler olduğu durum için, yok olma sürecine ilişkin etkileşme Feynman diagramları.

6 Boyutlu EAT'de skaler KM adayı en baskın olarak, 4-nokta etkileşmesiyle ya da Higgs ile etkin etkileşerek de ara fermiyon çiftine, vektör bozon çiftine, ya da Higgs bozonu çiftine bozunabilir.

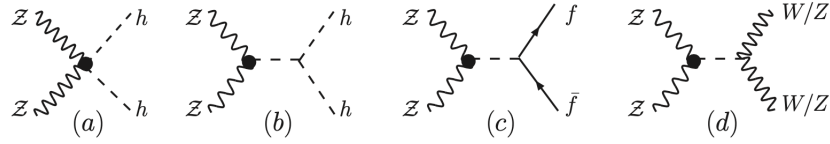
3.3 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisinde Vektör Karanlık Madde

Vektör KM adayının bir vektör bozon olduğu durumda, Standart Model elektrozayıf ayar grubuna bir $U(1)_X$ ayar grubu eklenerek Standart modelin basit bir uzantısı olan $SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_X$ ayar grubu ele alınabilir. $U(1)_X$ için \mathcal{L} ile gösterilen Abelyen alanı $C_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathcal{L}_\nu - \partial_\nu \mathcal{L}_\mu$ alan gerilmesine sahiptir. 6 Boyutlu EAT'de kuark, lepton ve Higgs alanının $U(1)_X$ kuantum sayısı, \mathcal{L} alanının ise SM ayar grubu kuantum sayılarını taşımadığı varsayılır. Bu durumda 6-boyutlu etkin operatör şu hali

alır [21]:

$$\mathcal{O}_{\phi Z} = \frac{1}{2}(\phi^\dagger \phi)C_{\mu\nu}C^{\mu\nu} \quad (3.18)$$

Bu etkin operatörün doğuracağı etkileşmelerin yine en baskın KM çifti yokolma süreçlerine karşılık geçen Feynman diagramları Şekil 3.4'den görülebilir.



Şekil 3.4: 6-Boyutlu EAT'de, KM'nin vektör olduğu durum için, yok olma sürecine ilişkin etkileşme Feynman diagramları.

6-Boyutlu EAT'de vektör KM adayı en baskın olarak, 4-nokta etkin etkileşmesiyle Higgs parçacığı çiftine ya da Higgs ile etkin etkileşerek de ara fermiyon çiftine, vektör bozon çiftine, ya da Higgs bozonu çiftine bozunabilir.

4 Karanlık Madde Araştırma Alanları ve Analiz Araçları

Karanlık madde araştırmaları için, genişleyen evren teorisinde, en hayati niceliklerden birinin termal kalıntı yoğunluğu olduğu Bölüm 2.1’de vurgulanmıştır. Termal kalıntı yoğunluğu, erken Evren’de termal ayrışma (decoupling) evresinde üretilen parçacıkların yoğunluğudur. Eşit olarak parçacık üretme ve parçacık yok-olma süreçlerinin sona ermesiyle, kimyasal (ayrışma) dekuplaj ya da diğer adıyla ‘dışa-donma(freeze-out)’ başlamıştır. Evrenin termal dengede (parçacık üretme ve yok-olma oranları birbirine eşit iken) ilk sıcaklığı oldukça yüksek olan T_0 sıcaklığıdır. Bu denge durumu evren genişleme ve soğumaya devam ederken, bir süre daha devam eder. Evrenin genişleme hızı, parçacıkların üretilme ve yok-olma oranından (hızından) daha fazla olmaya başladığı andan itibaren, parçacık üretme ve yok-olma oranı da birbirinden farklı olmaya başladı, bu kritik andaki sıcaklığı da T_f kritik sıcaklığıdır. Kararlı bir parçacık için bu kritik sıcaklıktan (T_f) sonra parçacık sayısı sabit kalır. Bu kritik andan itibaren termal denge artık söz konusu olmaz. Bu yüzden, bu andan itibaren kararlı bir parçacığın kalıntı yoğunluğunu *dışa – donma* sıcaklığı belirler. Artık bu kararlı kalıntının yoğunluğu, sıcaklık düştüğü için Boltzmann dağılımı gösterir. Dışa-donma paradigmasıyla ilgili detaylar Kolb ve W Turner tarafından verilmiştir [18]. Evrendeki belirli bir tür parçacığın sayı yoğunluğunun zamanla değişimi Boltzmann denklemleri ile verilebilir:

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma v \rangle (n^2 - n_{eq}^2) \quad (4.1)$$

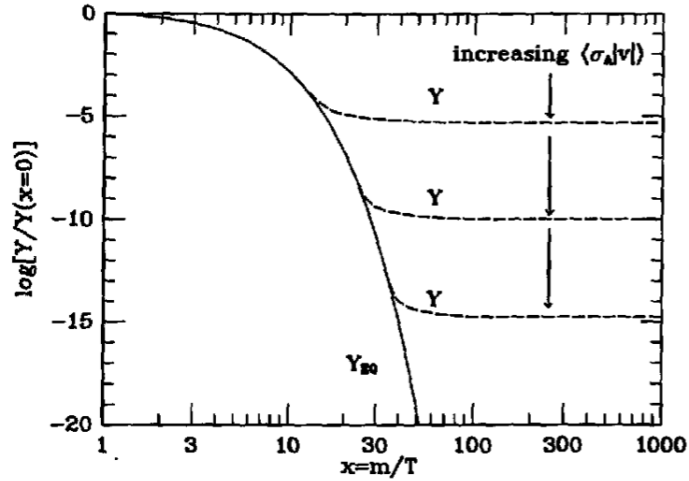
Denk 4.1’de n ve n_{eq} sırasıyla, X parçacık türüne ait gerçek sayı ve denge durumundaki sayı yoğunluğudur. $\langle \sigma v \rangle$, herhangi bir X parçacığının yok-olma sürecine ait tesir

kesiti σ ile v termal hızının çarpımının ortalamasıdır. H değeri evrenin genişleme ölçeği (a) ile belirlenen $H \equiv \dot{a}/a$ Hubble parametresidir. Belirli bir parçacık türünün sayı yoğunluğunun zamanla nasıl değiştiğini veren Boltzmann denkleminin tek bir belirli bir çözümü yoktur. Denk. 4.1’de , $Y = \frac{n}{s}$ ve $x = \frac{m_X}{T}$ değişken dönüşümü (n , yine parçacık sayısı, s entropi, m_X , incelenen parçacık türünün kütlesi ve T sıcaklık) yapılırsa ve denklem tekrardan düzenlenirse, 4.1 numaralı denklem şu şekli alır:

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{\langle \sigma v \rangle s}{x^2} (Y^2 - Y_{eq}^2) \quad (4.2)$$

Bu denklemde, $s = \frac{2\pi^2 g_* T^3}{45}$ ile verilen entropi yoğunluğudur ve $g_*^{1/2}$ ise T sıcaklığında, serbestlik derecesine bağlı bir parametredir. (4.1) ve (4.2) numaralı denklemlerin sadece yarı-analitik ve nümerik çözümlerini elde etmek mümkündür.

En iyi yaklaşım, Kolb ve Turner’ın (Ref. [18]’da Bölüm 5.2) soğuk ve sıcak kütleli kalıntılar için elde edilmiştir. 4.2 denklemi için nümerik olarak elde edilen sonuçlar Şekil 4.1’de gösterilmiştir.



Şekil 4.1: Kütleli bir parçacık türüne ait dışa-donma senaryosu. Grafiğin kesik çizgili kısmı, gerçek kalıntı yoğunluğunu, düz devamlı çizgili kısmı denge durumundaki kalıntı yoğunluğunu gösterir (Kolb, Turner, [18]).

Şekil 4.1’de yatay eksen, evrenin evrimini gösteren x parametresini, dikey eksen ise genişleme hızını da hesaba katan 'komovin' sayı yoğunluğunu (kalıntı yoğunluğu)

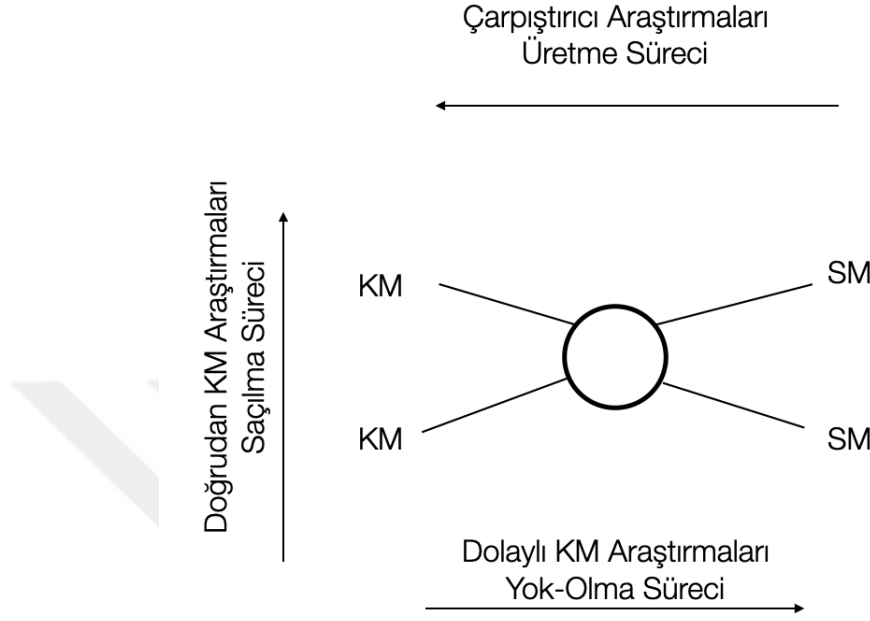
göstermektedir. Grafiğin düz devamlı çizgili kısmı termal denge durumundaki, kesikli çizgili kısmı gerçek kalıntı yoğunluğu göstermektedir. Parçacığın gerçek kalıntı yoğunluğu değeri, dışa-donma anında sahip olduğu kalıntı yoğunluğu değerinde kalır. Evrenin genişlemesi parçacık yok olmasından çok daha hızlı gerçekleştiğinden, kalıntı parçacığı kendi kendini yok edemez duruma gelir. Yok-olma sürecine ait tesir kesitin $\langle \sigma v \rangle$ ne kadar yüksekse, parçacık yok oldukça sayısı azalacağından, kalıntı yoğunluğu da o kadar az olur. Denk. 4.1 veya Denk. 4.2'nin nümerik çözümleri [73] ve [9]'da detaylıca çalışılmıştır.

Soğuk KM için kalıntı yoğunluğu hesaplanırken $\langle \sigma v \rangle$ için rölativistik-olmayan bir açılım yapılır. İyi bir yaklaşımla KM kalıntı bolluğu değeri, kritik yoğunluk terimi $\Omega = \Sigma_i \Omega_i = \Sigma_i \frac{\rho_i}{\rho_c}$ (burada $\rho = m_{KM} n_{KM}$) olarak ifade edilir. Son olarak m_{DM} kütleli bir KM'nin bir kalıntı yoğunluğu şu şekilde verilir [18]:

$$\Omega_{KM} h^2 \approx - \frac{1.07 \times 10^9 \text{ GeV}^{-1}}{M_{Pl}} \frac{x_F}{\sqrt{g_*}} \frac{1}{(a + 3b/x_F)} \quad (4.3)$$

Burada, $h = H_0/100 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 0.73 \pm 0.04$ değeri olan ölçeklendirilmiş Hubble parametresi, $x_F \equiv m_{KM}/T_F$, T_F dışa-donma anı sıcaklık değeri, $M_{Pl} = G_N^{-1/2} = 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}$, g_* ise dışa-donma anı sıcaklığındaki rölativistik serbestlik derecesi, a ve b 'ler GeV^{-2} mertebesinde katsayılarıdır. Bu katsayılar, termal olarak ortalaması alınmış tesir kesit $\langle \sigma v \rangle$ 'nin, rölatif hızın $\langle v^2 \rangle$ karesinin beklenen değerine rölativistik-olmayan açılımlarına açılımı sonucunda elde edilen katsayılarıdır. Bölüm 1'de verildiği gibi WMAP kolaborasyonunun 9 yıllık sonucu KM kalıntı yoğunluğu için $\Omega_{DM} h^2 = 0.1196 \pm 0.0031$ olarak verilmiştir.

KM araştırmalarında, kararlı yeni bir parçacığın KM'ye aday olup olamayacağı, bu parçacığın ilk olarak, WMAP'nin KM kalıntı yoğunluğu için verdiği değeri sağlayıp sağlamadığı ile test edilebilir. KM araştırmaları temel olarak üç şekilde gerçekleşir. Bunlar doğrudan KM araştırmaları, dolaylı KM araştırmaları ve çarpıştırıcı tabanlı KM araştırmalarıdır. Şekil 4.2'nin KM'nin bu üç ana grup altında araştırılması Őematize edilmiştir.



Şekil 4.2: KM araştırmalarının Şematik gösterimi.

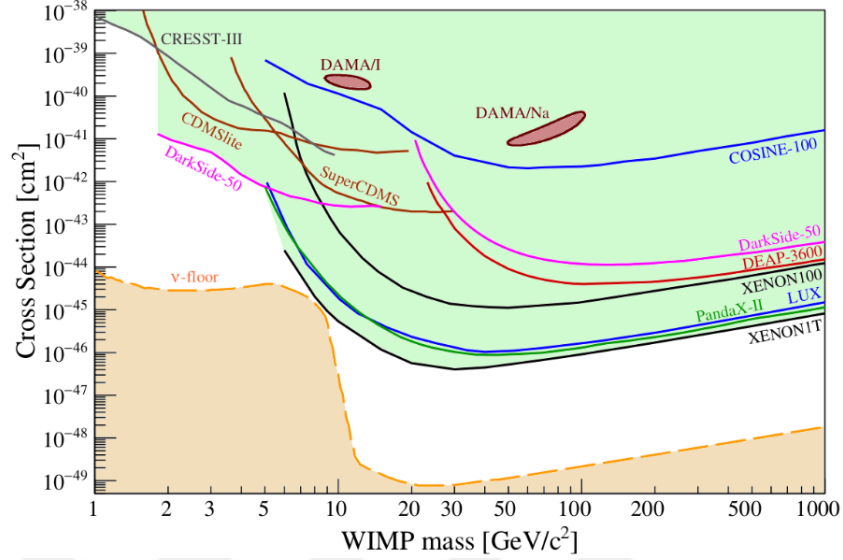
İlk olarak, düşük ardalana sahip *doğrudan*-keşif deneylerinde, Samanyolu galaksisi etrafındaki galaktik hale KM-çekirdek çarpışmalarıyla ind¼klenen geri-tepme s¼reçleri tesir kesitlerine oldukça duyarlıdır. Galaktik haleden kaynaklanan bir KM adayı dünyadan belirli bir hızla geçtikten sonra, hedef bir detektör¼n çekirdeğinden saçılır ve saçılmadan kaynaklanan geri-tepme enerjisi yer altında detektörde depolanır. Bu çekirdek saçılmalarının tesir-kesiti çok düşük olduğundan, ardalanı minimum tutmak amacıyla, bu detektörler yerin çok altındadır. Samanyolu galaksisinin KM halesinde üretilen parçacıkların kinematikleri ve dağılımları sinyal hakkında bilgi verir. Doğrudan deneyler için temel fikir Şudur: DM-çekirdek çarpışma tesir kesiti, galaksinin hız dağılımının ve yoğunluğunun hesaplanmasıyla sinyal belirlenmesidir. Bu KM-çekirdek çarpışmaları, elastik ve elastik-olmayan ile spine bağlı ve spinden-bağımsız olmasına göre sınıflandırılır. Doğrudan KM deneyleri, KM adayının k¼tlesine göre KM-çekirdek çarpışma tesir kesiti üzerine sınırları verir (Ref. [8]'da Fig:21). Özellikle bu doğrudan deneyler, çok-boyutlu EAT teorisindeki etkin operatörlere de oldukça duyarlıdırlar. Doğrudan KM araştırmalarına dair kapsamlı

Deney	Tipi	Hedef	Kütle(kg)	Laboratuvar
ANAIS–112	Kristal	NaI	112	Canfranc
CDEX–10	Kristal	Ge	10	CJPL
CDMSLite	Kriyojenik	Ge	1.4	Soudan
COSINE–100	Kristal	NaI	106	YangYang
CRESST–II	Kriyojenik	CaWO ₄	5	LNGS
CRESST–III	Kriyojenik	CaWO ₄	0.024	LNGS
DAMA/LIBRA–II	Kristal	NaI	250	LNGS
DarkSide–50	TPC	Ar	46	LNGS
DEAP–3600	Tek fazlı	Ar	3300	SNOLAB
DRIFT–II	Dolaylı	CF ₄	0.14	Boulby
EDELWEISS	Kriyojenik	Ge	20	LSM
LUX	TPC	Xe	250	SURF
NEWS–G	Gaz Sayacı	Ne	0.283	SNOLAB
PandaX–II	TPC	Xe	580	CJPL
PICASSO	Süperısıtılmış Damlacık	C ₄ F ₁₀	3.0	SNOLAB
PICO–60	Kabarcık Odası	C ₃ F ₈	52	SNOLAB
SENSEI*	CCD	Si	9.5×10^{-5}	FNAL
SuperCDMS*	Kriyojenik	Si	9.3×10^{-4}	Soudan
XENON100	TPC	Xe	62	LNGS
XENON1T	TPC	Xe	1995	LNGS
XMASS	Tek fazlı	Xe	832	Kamioka

Tablo 4.1: KM etkileşmeleri üzerine sonuçları basılmış bazı KM doğrudan deneylerinin alfabetik listesi. Deneylerden bazıları halen çalışır halde değil. Kütleler hedefin kütlelerini belirtiyor. Bazı detektörler ise pozisyon hassasiyetine sahiptir, analiz için detektörün en temiz kısmını seçer. (*) ile işaretlenen deneyler prototip fazları gösteriyor. Liste Ref. [74]’dan alınmıştır.

bir özet Ref. [74]’da verilmiştir. Doğrudan KM etkileşmelerini araştıran belli başlı deneyler Tablo 4.1 ’da verilmiştir [74].

Tablo 4.1’den görüldüğü gibi KM doğrudan incelemeleri için teknik anlamda bir çok deney kullanılmaktadır. Başlıca yarı-iletken kristal deneyleri, sıvı Xe deneyi, yarı-iletken kristal içeren kriyojenik deneyler, kabarcık odaları ve gaz sayaçları gibi bir çok algılama yöntemi kullanılmaktadır. NaI kristal deneyi olan DAMA/LIBRA, sıvı sintilatör korumalı COSINE–100, ANAIS–112 ile sıvı Xe içeren XENON100, XMASS ve LUX elektronik yapıları birbirine benzer ve düşük ardalanaya sahiptirler. Modülasyon sinyaline göre en çarpıcı sonuçlar DAMA/LIBRA deneyi tarafından verilmekte ve sıvı Xe deneyleri ile karşılaştırılmaktadır. Spinden bağımsız



Şekil 4.3: Spinden-bağımsız KM-çekirdek saçılma tesir kesitleri için mevcut deneysel parametre uzayı. Grafik çizgilerinin üzerindeki alanlar dışarılanmış alanlardır. DAMA deneylerine ait iki kontur, Na ve I'den saçılmaları bakımından gözlenen yıllık modülasyonları göstermektedir. Turuncu kesikli çizginin altındaki alan nötrino-çekirdek saçılmalarından kaynaklanan nötrino ardalanını göstermektedir (M. Schumann, Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status [74]).

KM-çekirdek saçılmalarına dair deneysel limitler Şekil 4.3'te verilmiştir [74].

KM kütlelerinin ~ 5 GeV'den daha büyük olduğu değerlerde, çekirdekten saçılma tesir kesitine en kati sınırlama, XENON1T, LUX ve PandaX-II, TPC tabanlı deneylerden geliyor. Sıvı argon hedefe sahip, DEAP-3600 ve DarkSide-50 deneyleri, yüksek eşişe sahip olduğundan daha zayıftır. Düşük hedef kütlelerine sahip kriyojenik deneyler yüksek ardalana sahiptir, buna rağmen düşük KM kütlelerine çok hassaslardır. Spine-bağlı doğrudan KM-çekirdek saçılmaları ise [74]'da detaylı incelenmiştir.

KM araştırmalarına bir diğer sınırlandırma ise *dolaylı araştırma* deneylerinden gelir. Dolaylı KM araştırma deneyleri, astrofiziksel objelerden KM yok-olma süreçlerini araştırır. Bu astrofiziksel nesnelere, galaksi merkezleri, galaksi altyapıları, cüce galaksiler, ekstragalaktik KM haleleri ve baryonik astrofiziksel nesnelere içindeki KM birikintileridir. İki KM parçacığının yok-olması süreci büyük oranda, ya gama ışınları ya da SM parçacıklarına yok-olması son durumları gözlemlenebilir. Eğer KM

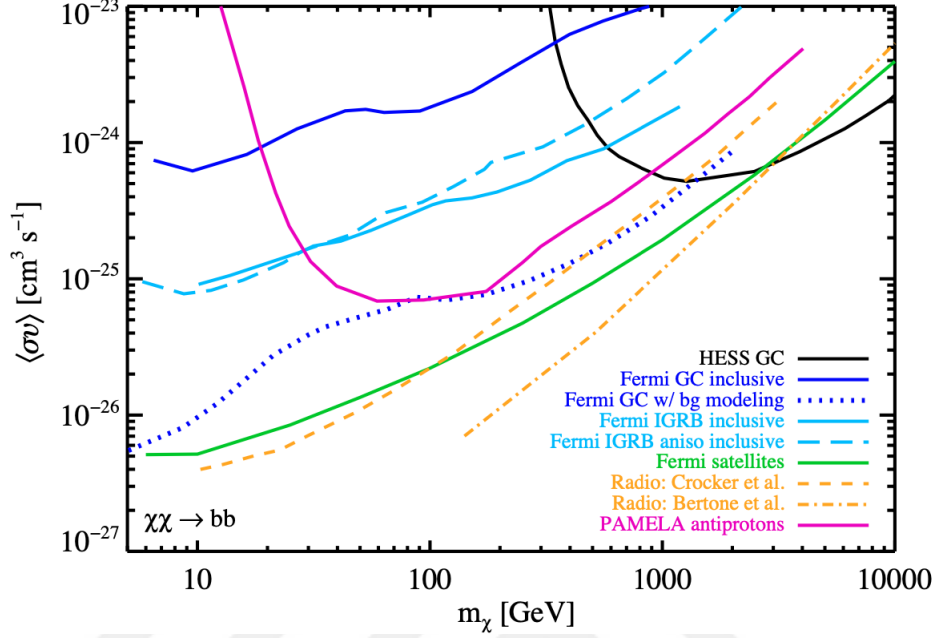
Parçacık	Deneyle	Avantajları	Zorlukları
Gama-ışını fotonları	Fermi LAT GAMMA-400 HESS(-II) MAGIC VERITAS HAWC CTA	kaynağa geri dönebilme, spektral işaretler	ardalan, zayıf sinyal
Nötrinolar	IceCube/DeepCore/PINGU ANTARES/KM3NET BAIKAL-GVD Super-Kamiokande/ Hyper-Kamiokande	kaynağa geri dönebilme, spektral işaretler	ardalan, düşük istatistik
Kozmik Işınlr	PAMELA AMS-2 ATIC IACTs Fermi LAT Auger CTA GAPS	spektral işaretler, antiparçacık araştırmaları için düşük ardalan	difüzyon, kaynağa geri dönmeme

Tablo 4.2: Dolaylı KM araştırmaları için bazı deneyle, avantajları ve dezavantajları.

parçacığının kütlesi fazla ise, yok olma süreci sonucunda elde edilen parçacıklar, enerjili parçacıklardır. Bu parçacıklar oldukça enerjili olduğundan, herhangi bir astrofiziksel mesafeyi pek etkilenmeden alacakları için, yok-olma kaynağının ne olduğu konusunda bilgiler verir. Böyle bir yok-olma sürecinden üretilen radyasyonun akısı yok-olma oranı (hızı) Γ ile orantılı olur. Aslında KM yok-olma ürünlerinin akısı, birim hacimde, birim zamanda üretilen yok-olma ürünlerinin sayısı ile orantılıdır ($\propto \sigma v n^2(r)$). Burada, r , galaksi merkezinden uzaklıktır Bu da KM kütlesinin karesine bağlıdır. Bu dolaylı (dolaylı) KM araştırmalarında, KM çifti yok-olma süreci sonunda, yaygın olarak son durumda gama ışınları üretildiği için gama ışını teleskopları ile incelenirler. Bunlara ek olarak, antiparçacıklar ve nötrinolar da, KM çifti yok-olması açısından araştırma konusudur. Dolaylı KM araştırmaları deneylelerinin bazıları Tablo 4.2'da listelenmiştir [75].

KM'in dolaylı araştırmaları için en alternatif astroparçacıklar, gama ışınlarıdır. KM'lerin kütle ölçeği düşünülürse, bir yok-olma süreci için gama ışını üretimi enerji ölçeği açısından kabul edilebilirdir. Bu gama ışınları hem uzaysal hem de spektral olarak dolaylı KM araştırmalarında önemli rol oynarlar. Fermi LAT, geniş

yüzeyle teleskop olup, LAT bir çift-oluşum detektörüdür. Gamma-400 teleskobu da geniş alanlı bir teleskop olup, açısal ve enerji çözünürlüğü daha geliştirilmiştir. Çok yüksek enerjili gama ışınları ya da kozmik ışınları detekte edebilmek için yer-tabanlı atmosferik Cherenkov görüntüleme teleskopları (IACT) kullanılır. Bu çok yüksek enerjiye sahip ışınlar, Cerenkov radyasyonu yayımlar. Mevcut ve planlanan atmosferik Cerenkov görüntüleme teleskopları, HESS, MAGIC, VERITAS ve CTA, sıvı Cerenkov detektörüne sahip HAWC'tır. Astrofiziksel nötrinoların enerji spektrumları galaksideki astroparçacıkların yoğunluğu ve spektral şekilleri hakkında bilgiler taşır. Gama ışınlarından farklı olarak, yeterli istatistiği elde etmek için astrofizik nötrino-tabanlı KM araştırmaları için -daha büyük kütleli deneysel ekipmanlara ihtiyaç vardır. IceCube gözlemlerinin, DeepCore tabakasına ait PINGU deneyi, büyük sıvı Cerenkov nötrino teleskobu olan ANTARES ile planlanan KM3NET, BAIKAL-GVD ve Super-Kamiokande'nin Hyper-Kamiokande detektörü de nötrino tabanlı dolaylı KM araştırmaları için de tasarlanmıştır. Ayrıca dolaylı KM yok-olma süreci araştırmaları için, düşük ardalana sahip, uzay-tabanlı kozmik ışın ekipmanları Tablo 4.2'nin son satırında verilmiştir. Bunlardan PAMELA, yüklü kozmik ışınlarının, AMS-02 gama ışınlarının ve kozmik ışınların, planlanan GAPS ise anti-döteryum parçacıklarının, KM yok-olma süreci kapsamında incelenmesi için tasarlanmıştır. KM'nin WIMP adayları için, dolaylı araştırmalarda WIMP son durumda $b\bar{b}$ parçacıklarına yok-olma süreci için WIMP kütlelerine yok-olma tesir kesitine ait bazı deneylerin verdiği sınırlandırmalar Şekil 4.4'te gösterilmiştir [75]. Eğrilerin üzerinde kalan parametre uzayı dışarılanmış bölgeleri gösteriyor. Yüksek kütle değerleri için en güçlü sınırlama, H.E.S.S galaktik merkez bölgesinden gelmektedir. Sadece KM olması muhtemel sinyallerin dahil edildiği, galaksi merkezi (GC), izotropik yayılan γ -Işını ardalanı (IGRB) yoğunluk tayfı ve IGRB anizotropisine ait Fermi-LAT'ın verdiği limitler Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Bu sınırlar üst sınırlardır. Ayrıca Fermi-LAT'ın uydu galaksilerine ait gözlem sonuçları da gösterilmiştir. Bertone ve ark. [76] ve Crocker ve arkadaşlarının [77] radyo gözlemlerini kullanarak elde ettiği son durumda $b\bar{b}$ yok-olma tesir kesitine ait sınırlamalar, $b\bar{b}$ son durumu için



Şekil 4.4: KM Yok-olma sürecinin son durumda $b\bar{b}$ çiftine bozunumuna dair bazı KM dolaylı araştırma analizlerinde KM'nin kütesine kısıtlamaların grafiği. Eğrilerin üzerindeki parametre aralıkları %95 güvenilirlik seviyesinde dışarılanmış alanları göstermektedir (Schumann, Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status [74]).

en kuvvetli sınırlara sahiptir. Bununla birlikte PAMELA antiproton verileri daha zayıf bir sınırlama göstermektedir. Mevcut deney ve gözlem verileri, KM kütesi için termal kalıntı yok-olma tesir kesitini sınırlandırmaya başlamıştır. Deneylerden veriler geldikçe dolaylı-KM araştırmaları KM gizemini çözmekte daha önemli bir rol oynayacaktır.

KM'ye aday WIMP araştırmaları için bir başka alan da, *çarpıştırıcı* platformudur. Çarpıştırıcılarda WIMP araştırmaları, temel olarak, zayıf etkileşen parçacığın üretildikten hemen sonra, detektörde kayıp enine enerji bırakması esasına dayanır. Kayıp enine enerji, görünür parçacıklarla eşleşmeyen, enine momentum bileşenidir. **Kayıp enine enerji**, nötrinolara, detektör yanlış ölçümlerine, detektör ile etkileşmeyen yeni egzotik parçacıklara, KM araştırmalarında ise, KM üretimine bağlı olarak oluşur. WIMP araştırmaları için kayıp enine enerji tek başına yeterli değildir, ona eşlik eden en az bir SM parçacığı olmalıdır. Bu SM parçacıkları, fotonlar, yüklü leptonlar veya

jetler olabilir. Ne var ki, çarpıştırıcılarda kayıp enine enerji üreten başka bir çok süreç olabilir. Bu ardañlar, detektörün georimetrisinden, ya da çarpışan parçacıkların karakteristiklerinden indirgenmiş ardañ da olabilir, fiziksel olarak indiregenemez ardañlar da olabilir. WIMP çifti üretimi için elde edilen sinyal ile ardañın üretilmesi analiz açısında hayati öneme sahiptir. Çarpıştırıcı portalında WIMP üretimi için süreçler iki ana sınıfta incelenebilir. Bunlardan ilki kayıp enine enerjiye eşlik eden Mono-X, diğeri ise kayıp enine enerjiye eşlik eden Di-X süreçleridir. WIMP adayının hangi parçacık sınıfına dahil olduğuna göre, çarpıştırıcılarda en uygun son durum süreci belirlenir.

Günümüzde, KM araştırmaları için bir çok yöntem geliştirilmiştir [79]. Bu nümerik yöntemler KM'nin özellikle WIMP adayının karakteristiklerini araştırmada oldukça kullanışlıdır. Bir çoğu WIMP adayının doğrudan, doğrudan-olmayan ve çarpıştırıcı ortamlarındaki sınırlandırmaları esas alınarak, uygun parametre aralıklarını belirlemede oldukça faydalıdır. Jenerik KM modelleri için kozmolojik, astrofiziksel ve çarpıştırıcı alanlarında KM hesapları yapan ilk nümerik araçlardan biri, CALCHEP altyapısında çalışan MICROMEGAS [83, 84] yazılımıdır. Ne var ki, $2 \rightarrow 4$ ve ya $2 \rightarrow 6$ parçacık süreçlerinde ve 4-nokta fermiyon etkileşmelerinde bazı dezavantajlara sahiptir. Güncel olarak, yine KM özelliklerini nümerik olarak hesaplayan, DARKSUSY [85], ISATOOLS [86], SSARD, DREES gibi yazılımlar da mevcuttur. Mevcut KM araştırmaları için MADDM [82] denilen bir araç var ki, güncel veriler sürekli yenilenerek, WIMP adayını için en uygun astrofiziksel ve kozmolojik sonuçlar ile uyumluluğunu belirlemede kapsamlı sonuçlar verir. MadDM esas olarak MADGRAPH5_AMC@NLO altyapısında çalışan KM araştırmaları için geliştirilmiş bir nümerik yazılımdır. MadDM içerisinde, KM kalıntı yoğunluğunu, KM-çekirdek saçılma tesir kesitlerini(doğrudan deneyler) ve KM yok-olma süreci sonucu elde edilen radyasyon akısını jenerik modeller yardımıyla hesaplayabilen nümerik bir araçtır. Şekil 4.5'de MadDM yazılımının KM araştırmaları kapsamında, neler yapabildiği şematik olarak listelenmiştir [82] .

MADDM, sadece KM hesaplamalarının yapıldığı bir platform değil de aynı

	MadDM'in yapabildikleri
UFO modeline sahip jenerik KM modeli için	<p><u>Karanlık Madde Kalıntı Bollluğu Hesaplama</u></p> <ul style="list-style-type: none"> • Koannihilasyon • Çok-bileşenli KM
	<p><u>Doğrudan Algıçlama</u></p> <ul style="list-style-type: none"> • Teorik olarak elastik spine-bağlı ve spinden bağımsız elastik KM-çekirdek saçılma tesir kesitleri • Doğrudan olay hızı (çift diferansiyel olay hızı) • LUX olasılıkları
	<p><u>Doğrudan Olmayan Algıçlama</u></p> <ul style="list-style-type: none"> • Şimdiki zamanda hız-ortalanmış tesir kesit için teorik tahminler • KM yok-olma sürecinden gelen enerji spektrumunun üretimi • Kaynaktaki akı hesabı ve algılaması • Cüce küresel galaksiler Fermi-LAT olasılıkları
	<p><u>Model parametre uzay modellemesi</u></p> <ul style="list-style-type: none"> • Sıralı grid taraması • Python PyMultiNest arayüzü
	<p><u>Deneyel Sınırlama Modülü</u></p>

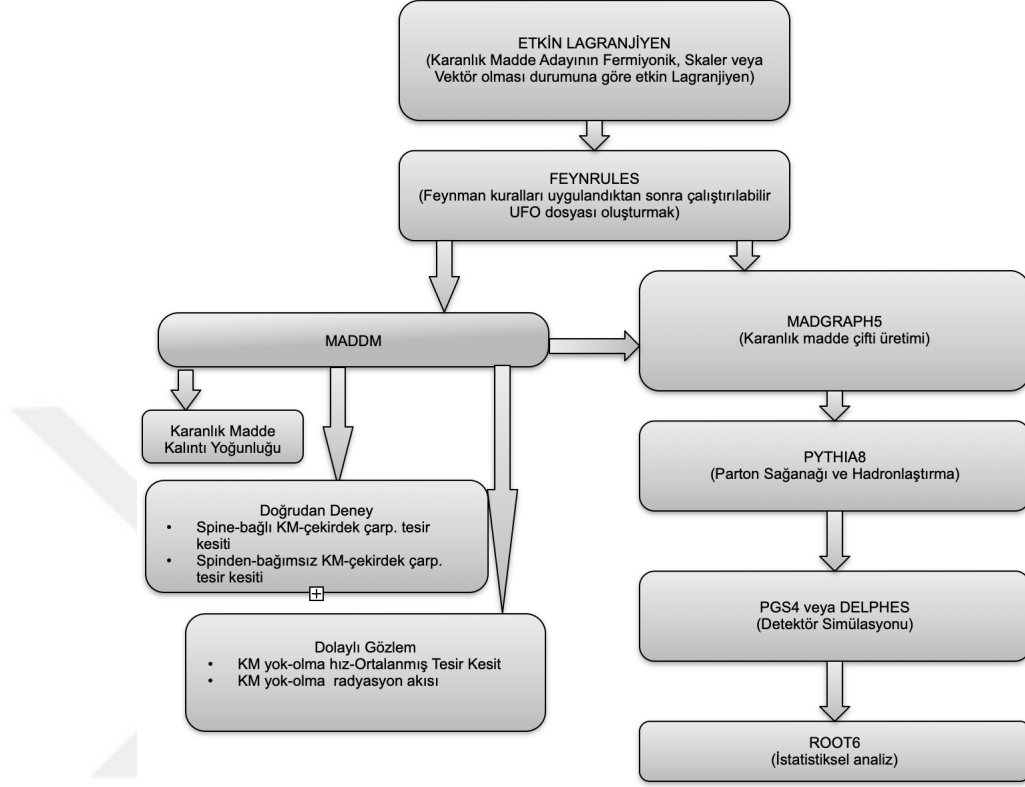
Şekil 4.5: MadDM yazılımı [82].

zamanda KM araştırmaları için tam teşekküllü ve esnek bir platformdur. MADGRAPH5_AMC@NLO altyapısında çalışmasından dolayı hem teorik hem de deneysel araştırmacılar için geniş yelpazede çalışmalar yapmak mümkündür. MadDM'in en güncel versiyonu MADDM_v.3.0 incelen KM modelinin verdiği kalıntı yoğunluğunu hesaplayıp, güncel Planck [3] verilerine göre izin verilir veya dışarılanmış değerleri gösterebilir. Bununla birlikte doğrudan ve yönlü deneyler için modelin verdiği WIMP-çekirdek saçılma tesir kesitlerini hesaplayıp, güncel doğrudan deney sonuçlarının verdiği üst limite göre modelin izinli ya da dışarılanmış bölgede olduğunu söyleyebilir. Aynı zamanda, astrofiziksel çevreden gelen dolaylı gözlem izlerine göre KM yok-olma süreci tesir kesitleri, olay hızları ve elde edilen radyasyon akılarını hesaplar ve yine incelenen modelin bu gözlemsel verilerin verdiği üst limitlerine göre izinli ya da dışarılanmış değerleri gösterir. Bununla birlikte kullanıcı dostu ara yüzü sayesinde, çarpıştırıcı deneylerinde de KM çifti üretimine ait süreçleri MADGRAPH5_AMC@NLO kullanarak incelemeyi mümkün kılar. MadDM'i çalıştırabilmek için öncelikle herhangi bir KM modeli için UFO

(Universal FeynRules Output) formatında bir model dosyasına gerek vardır. Bu UFO model dosyaları, FEYNRULES yazılımı kullanılarak elde edilir. FEYNRULES [81] yazılımı MATHEMATICA altyapısında çalışan, herhangi bir Kuantum Alan Teorisi için, momentum uzayında, Feynman kurallarını hesaplamaya izin veren bir yazılım aracıdır. Tutarlı bir model dosyası üretmek için, parçacık fiziğinde ilgilenilen modelin öngördüğü, ayar parametreleri, parçacıklar, parçacıkların ve parametrelerin karakteristik özellikleri, bağlaşım sabitleri, kinematik sabitler gibi değer kümelerinin yanısıra etkileşim Lagranjienleri gibi bilgiler FEYNRULES dosyasına dahil edilmelidir. FEYNRULES yazılımı tüm bu verileri kullanarak ve Feynman kurallarını uygulayarak bozunum genişliklerini hermisite kontrollerini, tüm parçacık kombinasyonları için etkileşim köşelerini hesaplayarak istenilen formatta (UFO) çıktıya aktarabilir. Çıktı dosyaları (UFO), yukarıda anlatıldığı üzere MADGRAPH tarafından doğrudan olay üretme ve gerçeğe yakın çarpıştırıcı ve detektör simülasyonu yapmak amacıyla (MADGRAPH5_AMC@NLO) veya aynı yazılım mimarisi altında KM kapsamlı incelemeleri yapmak amacıyla (MADDM) kullanılabilir. Şekil 4.6'da verilen şemada KM araştırması yapmak için gerekli protokol ve basamaklar gösterilmektedir.

Sonuç olarak, yukarıdaki şemadan da anlaşılacağı gibi herhangi bir KM modeline ait araştırma yapabilmek için:

- Teoriye ait model, FEYNRULES gibi yazılımlarla oluşturulmalıdır. Modele ait sorunsuz bir şekilde çalışan UFO çıktısı elde edilmelidir.
- MADDM yazılımı gibi KM niceliklerini hesaplayabilen yazılımlarda, elde edilen UFO dosyası eklenir. Modele ait KM adayına ait
 - kalıntı yoğunluğu, termal dışa–donma sıcaklığı hesaplanır ve gözlemlerde uyumluluğu (örn, Planck, [3] verilerine göre) ,
 - KM-çekirdek saçılma tesir kesitleri hesaplanır ve deney sonuçlarına göre uyumluluğu (örn, LUX, XENON, PICO deneylerine göre),
 - KM yok-olma süreci, hızla ortalanmış tesir kesitleri ve radyasyon akıları hesaplanır ve ilgili gözlemlerle uyumluluğu (örn, Fermi-LAT gözlemlerine göre)



Şekil 4.6: Jenerik bir KM modeline ait analiz yapmak için gerekli protokol ve basamaklar (Kuday, Özok ve Saka, [79]).

belirlenir. Üst limitlere göre model parametreleri taranır ve güncel gözlem ve deney değerleriyle kıyaslanıp, bunlara uygun parametre aralığı elde edilir.

- Sınırlandırılmış parametre aralıkları baz alınarak, Pythia, EventGen., Madgraph gibi simülasyon olay üreticileri kullanılarak olay üretimi yapılır.
- Üretilen bu olayların simülasyon verileri Delphes, PGS4 gibi hızlı simülasyon paketleri yardımı üretilir.
- Son olarak, elde edilecek sinyal ve artalan örnekleri kullanılarak olay seçim kriterlerinin belirlenmesi, deneysel gözlemlenebilirlerin ve bunlar üzerinde kullanılacak değerleri belirlenir.

Başlıca listelenmiş bu süreçler yardımıyla, kapsamlı bir KM araştırması yapmak mümkün olur.

5 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde Karanlık Madde Araştırmaları - Metodoloji

5.1 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde Fermiyonik Karanlık Madde İncelemesi

Bu bölümde ağaç seviyesinde $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariant 6-Boyutlu etkin teori için, Bölüm 3'de incelenen Karanlık Madde (KM) adayının, fermiyonik KM olması durumu incelenmiştir. Teoriye ait etkileşmelerin operatör temsilleri tezin Bölüm 3.1'de verilmiştir. Kısa bir hatırlatma olarak, fermiyonik KM adayı χ 'ın herhangi bir kiral etkileşmeye girmeyen, \mathbb{Z}_2 simetrisi altında tek, SM ayar teklisi olduğu farsayılr. Bu tezde χ 'nin Dirac fermiyonu olduğu durum için, gerekli nümerik alt yapı oluşturulmuş ve detaylı analiz yapılmıştır. Denk. 3.5, Denk. 3.6, Denk 3.7, Denk. 3.8 ve Denk. 3.9, χ Dirac fermiyonik KM adayının 4-nokta etkileşmelerini, Denk. 3.10 ise χ 'nin vektör-fermion ya da skaler-fermion etkileşmelerini içerir. Bölüm 4'te listelenen sıraya göre bu KM adayı χ 'nin etkileşmeleri FEYNRULES yazılımına eklendi. Operatör formundaki bu etkileşmeleri öncelikle Lagranjiyen formda yazıp, her bir 6-boyutlu operatöre Λ^2 ile bastırılmış kuplaj sabitleri eklenir. Bu durumda Lagranjiyenler şu formu alır:

- 4-fermion vektör etkileşmeleri:

$$\mathcal{L}_{(uR,dR,eR)\chi} = \frac{g_R^u}{2\Lambda^2} (\bar{u}\gamma^\mu u)(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi) + \frac{g_R^d}{2\Lambda^2} (\bar{d}\gamma^\mu d)(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi) + \frac{g_R^e}{2\Lambda^2} (\bar{e}\gamma^\mu e)(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi) \quad (5.1)$$

- 4-fermion skaler etkileşmeleri:

$$\mathcal{L}_{(\ell,q)\chi} = \frac{g_L^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}\chi)(\bar{\chi}\ell) + \frac{g_L^q}{\Lambda^2} (\bar{q}\chi)(\bar{\chi}q) \quad (5.2)$$

- Fermiyon-vektör-skaler etkileşmeleri:

$$\mathcal{L}_{\phi\chi} = \frac{i\alpha_{\phi\chi}}{\Lambda^2} (\phi^\dagger D^\mu \phi) (\bar{\chi} \gamma_\mu \chi) + h.k. \quad (5.3)$$

Bu denklemlerde, Λ önceki bölümde bahsedildiği gibi yeni fizik kesme-skalası $g_R^{u(d,e)}$ ve $g_L^{\ell(q)}$ 'ler, karanlık operatörler α 'lara bağlı kuplaj parametreleridir. Bu g kuplaj sabitleri ile her bir etkileşmeye özel α karanlık sabitleri arasındaki ilişki şu şekilde verilebilir:

$$g_L^u = -\frac{1}{2}\alpha_{q\chi}, \quad g_R^u = \frac{1}{2}\alpha_{u\chi}$$

$$g_L^d = -\frac{1}{2}\alpha_{q\chi}, \quad g_R^d = \frac{1}{2}\alpha_{d\chi}$$

$$g_L^e = -\frac{1}{2}\alpha_{\ell\chi}, \quad g_R^e = \frac{1}{2}\alpha_{e\chi}$$

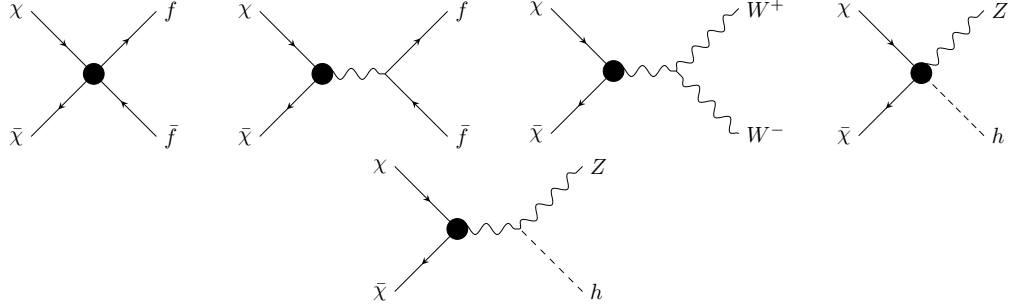
$$g_L^v = -\frac{1}{2}\alpha_{\ell\chi}, \quad g_R^v = 0$$

Bu Lagranjiyenlere karşılık gelen Feynman diagramları Şekil 5.1'de verilmiştir. Etkin köşeler büyük nokta ile gösterilmiştir.

FEYNRULES yazılımı Standart Modelin tamamını içeriğinde barındırdığı için, 6-boyutlu etkin fermiyonik KM modelimize ait bütün karakteristikleri, parçacıkları, kuplaj sabitlerini ve etkileşmelerini dahil ettik.

`LEffFDm := LEff4f + LEffXfPhi ;`

Bu Lagrangiyende `LEff4f` Denk. 5.1 ile Denk. 5.2'deki etkileşmeleri, `LEffXfPhi`'de Denk. 5.3 etkileşmelerini içerir. Gerekli Hermitesite, yük korunumu kontrolleri yapıldıktan ve Kuantum Renk Dinamiği'nden de gelen sınırlamalar da eklendikten



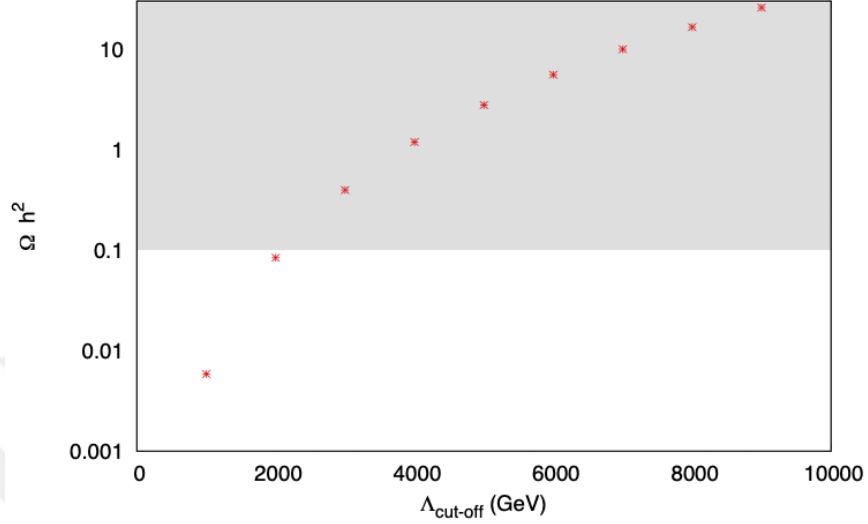
Şekil 5.1: 6-Boyutlu EAT’de fermiyonik KM yok-olma süreçlerine katkı veren Feynman diagramları (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

sonra sorunsuz çalışabilen Evrensel FeynRules Çıktısı (UFO) elde edildi. Bu model dosyası KM’ye ait gözlemsel ve deneysel sonuçları kullanmak; kuplaj sabitleri, kesme-skala ve KM’nin kütlesine sınırlama getirmek amacıyla, MADDM v.3.0 model dosyaları içine yerleştirildi.

5.1.1 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi’nde Fermiyonik Karanlık Madde Kalıntı Yoğunluğu - Doğrudan Algıçlama - Dolaylı Algıçlama Analizi

6-boyutlu etkin teoride KM adayı χ ’nin fermiyonik olması durumunda, modele kalıntı yoğunluğundan gelen sınırlandırmalar incelendi. Bunun için model parameteleri, α ’ların, Λ kesme-skalasının ve KM adayının kütlesi $M_{\chi f}$ ’in KM kalıntı yoğunluğuna katkısı incelendi. Hesaplamalar için MADDM v.3.0’ın kalıntı yoğunluğu modülü kullanıldı. Şekil 5.2’de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 ’nin Λ_{kesme} ’a göre değişimi gösterilmektedir.

Şekil 5.2’de gri ile taranmış alan Planck verilerine göre KM kalıntı yoğunluğu değeri tarafından dışarılanmış alan. Şekilde fermiyonik KM’nin kütlesi $M_{\chi f} = 70$ GeV ve model parametreleri olan α ’lar 1 ($\alpha_{u\chi} = \alpha_{d\chi} = \alpha_{e\chi} = \alpha_{q\chi} = \alpha_{l\chi} = \alpha_{\phi\chi} = 1$) alınmıştır. Λ skalasının değeri arttıkça, model uygun kalıntı yoğunluğu değerinden uzaklaşmaktadır. Yok-olma tesir kesiti Λ ölçeğiyle bastırılmış olduğundan, etkin bir teoride yüksek Λ değeri, fazla bastırılmaya, dolayısıyla kalıntı yoğunluğundan uzaklaşmaya meyillidir.

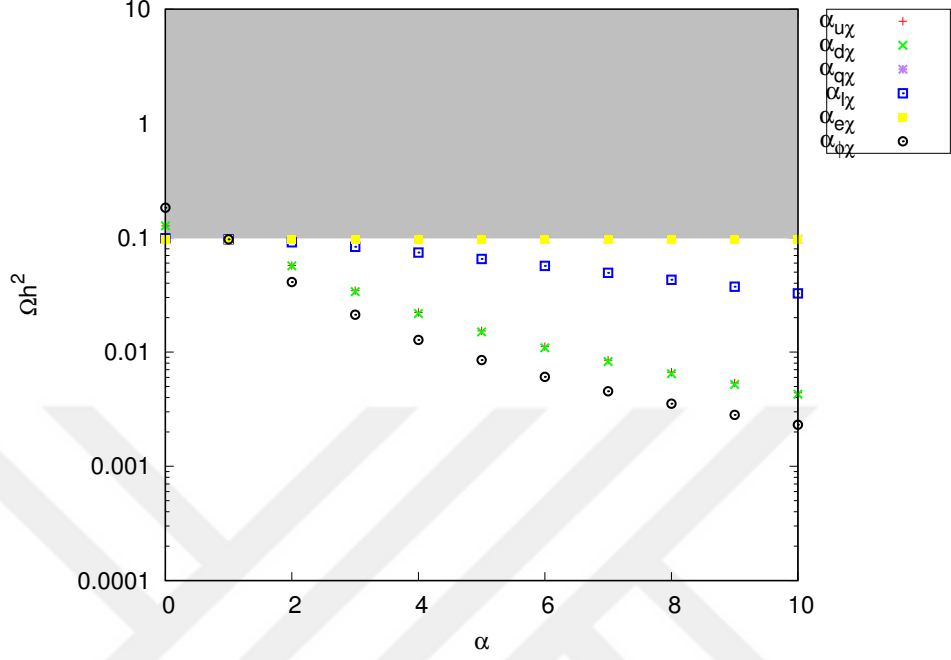


Şekil 5.2: 6-Boyutlu EAT’de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 ’nin $\Lambda_{kesme(cut-off)}$ ’a göre değişimi (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

Etkin teoride etkileşmelerin katkılarını incelemek adına, model parametreleri olan α ’ların da kalıntı yoğunluğuna olan katkıları oldukça önemlidir. Şekil 5.3 ’de model parametreleri α ’lara karşı kalıntı yoğunluğu grafiği çizildi.

Şekil 5.3 ’de model parametreleri α ’lara karşı kalıntı yoğunluğuna göre değişimi görülmektedir. Bunun için fermiyonik KM adayının kütlesi tanımlanan $M_{\chi f} = 70$ GeV ve kesme ölçek parametresi $\Lambda = 2$ TeV alındı. Yine gri ile taranan alan Planck verilerine göre KM adayının kalıntı yoğunluğu için dışarılanmış alanı göstermektedir. Kalıntı yoğunluğuna en ciddi değişimi, $\alpha_{\chi\phi}$ ’nin değişimi sağlamaktadır. Şekil 5.1’de fermiyonik KM yok-olma süreci için gösterilen Feynman diagramlarından (Denk. 5.3) son üç diagramın değişimi KM kalıntı yoğunluğu değişiminde önemli bir rol oynar. Şekil 5.4 ’de $\alpha_{\chi\phi}$ ’nin KM’nin belirli kütle değerlerine ve Λ değerlerine göre değişimi daha ayrıntılı gösterilmiştir.

Şekil 5.4’de etkin teoride fermiyonik KM etkileşmelerinin, model parametresi $\alpha_{\chi\phi}$ ’ye diğer parametrelere göre daha hassas olduğundan, KM kütlesinin 100 GeV - 1 TeV arasında belirli kütle değerleri için değişimi çizilmiştir. Gri bölgeler güncel KM termal kalıntı yoğunluğu değerlerine göre dışarılanmış alanı göstermektedir. Kütle değeri

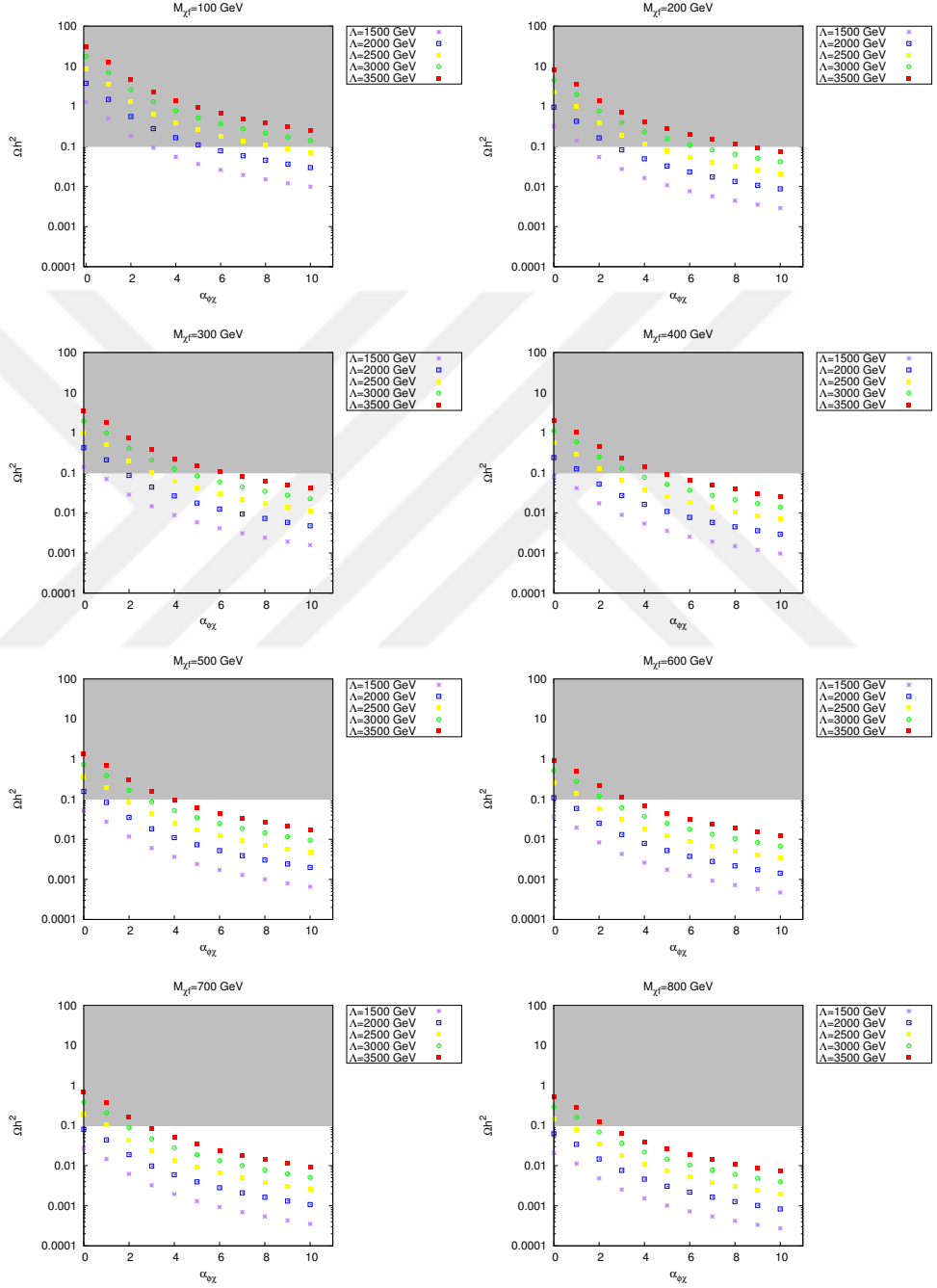


Şekil 5.3: 6-Boyutlu EAT’de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 ’nin bir model parametresi α ’ya göre değişimi (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

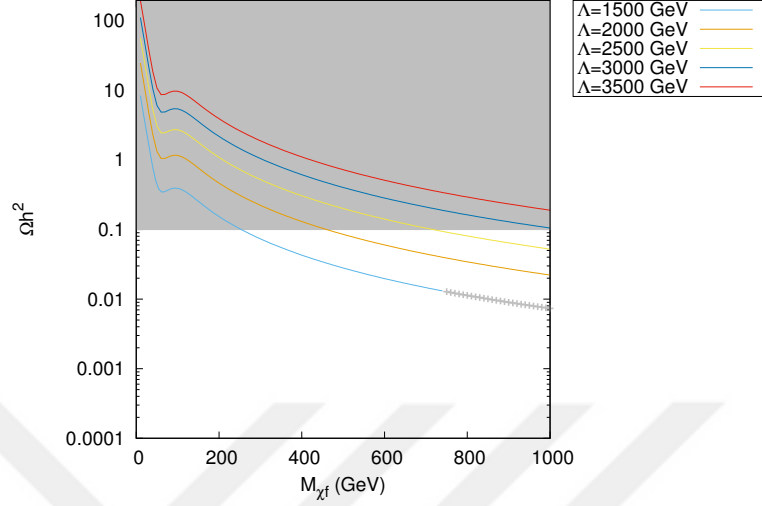
arttıkça model, uygun termal kalıntı yoğunluğu yoğunluğu değerlerine ulaşmaya daha elverişlidir.

KM araştırmalarının her bir platformu için, yok-olma, çekirdekten saçılma, çift üretim, en hayati parametrelerden biri de kütlesidir. Etkin teoride kütlenin kalıntı yoğunluğuna grafiği Şekil 5.5’de verilmiştir.

Şekil 5.5’de KM’nin kütlesi $M_{\chi f}$ ’in termal kalıntı yoğunluğuna katkısı verilmektedir. Şekilde, basitlik olması açısından α parametleri $\alpha_{u\chi} = \alpha_{d\chi} = \alpha_{e\chi} = \alpha_{q\chi} = \alpha_{l\chi} = \alpha_{\phi\chi} = 1$ olarak set edildi. Gri ile taranmış bölgeler yine güncel termal kalıntı yoğunluğu değerleri göz önüne alınarak, dışarılanmış bölgeleri göstermektedir. $\Lambda = 1.5$ TeV çizgisinde gri ile çentiklenmiş bölge ise, Bölüm 3’de üzerinde hassasiyetle durulan etkin teorinin geçerlilik bölgesinin Denk 3.2 ye göre ihlal edilmiş kısmıdır.



Şekil 5.4: 6-Boyutlu EAT’de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 ’nin KM’nin belirli kütle değerlerine ve Λ değerlerine göre değişimi.



Şekil 5.5: 6-Boyutlu EAT’de fermiyonik KM adayı için, kalıntı yoğunluğu Ωh^2 ’nin KM’nin kütlesi $M_{\chi f}$ göre ve Λ değerlerine göre değişimi (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

6-Boyutlu Etkin Teoride, α parametleri $\alpha_{u\chi} = \alpha_{d\chi} = \alpha_{e\chi} = \alpha_{q\chi} = \alpha_{l\chi} = \alpha_{\phi\chi} = 1$ iken Şekil 5.5’de sunulan grafikte;

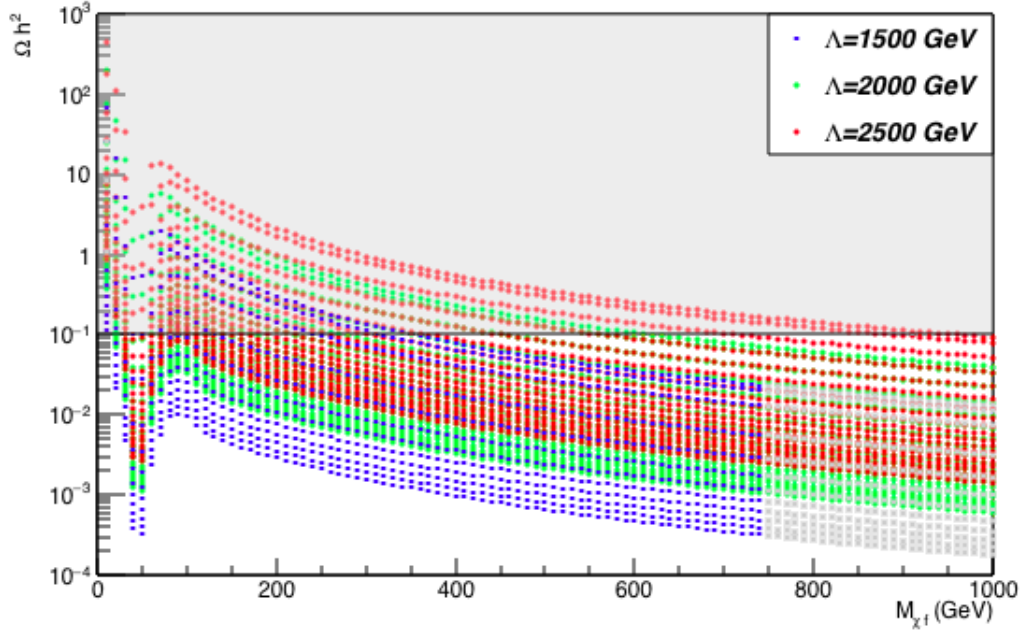
- $\Lambda = 1.5$ TeV iken, fermiyonik KM adayının kütlesinin $M_{\chi f} \geq 250$ GeV
- $\Lambda = 2$ TeV iken, fermiyonik KM adayının kütlesinin $M_{\chi f} \geq 460$ GeV
- $\Lambda = 2.5$ TeV iken, fermiyonik KM adayının kütlesinin $M_{\chi f} \geq 720$ GeV

değerleri KM için uygun kalıntı yoğunluğu değerlerini sağlamaktadır.

Bütün bu model parametrelerinin, $M_{\chi f}$, Λ ve $\alpha_{\chi\phi}$ değerlerinin birlikte, KM kalıntı yoğunluğunun davranışını nasıl etkilediği Şekil 5.6 ’de gösterilmiştir.

Şekil 5.6’de termal kalıntı yoğunluğu Ωh^2 ’nin model parametresi $M_{\chi f}$, Λ ve $\alpha_{\chi\phi}$ ile simultane olarak nasıl değiştiği gösterilmiştir. Burda her bir noktasal veri değeri $\alpha_{\phi\chi} = 0.2, \dots, 10$ e kadar (α ’nın 0.2 inden başlayarak 10 a kadar tam sayı değerlerini aldığı durum için) aralığındaki değerleri temsil etmektedir. Gri ile taranmış alan ve gri ile işaretlenmiş veri değerleri, sırasıyla güncel termal kalıntı yoğunluğuna ve etkin teorinin geçerlilik koşullarına göre (Denk. 3.2) dışlanmış kısımları göstermektedir.

6-boyutlu EAT’de fermiyonik KM adayı için ’doğrudan deney (KM-Çekirdek çarpışma tesir kesitleri)’ sonuçları Şekil 5.7’de verilmiştir. Hesaplamalar, MADDM v.3.0

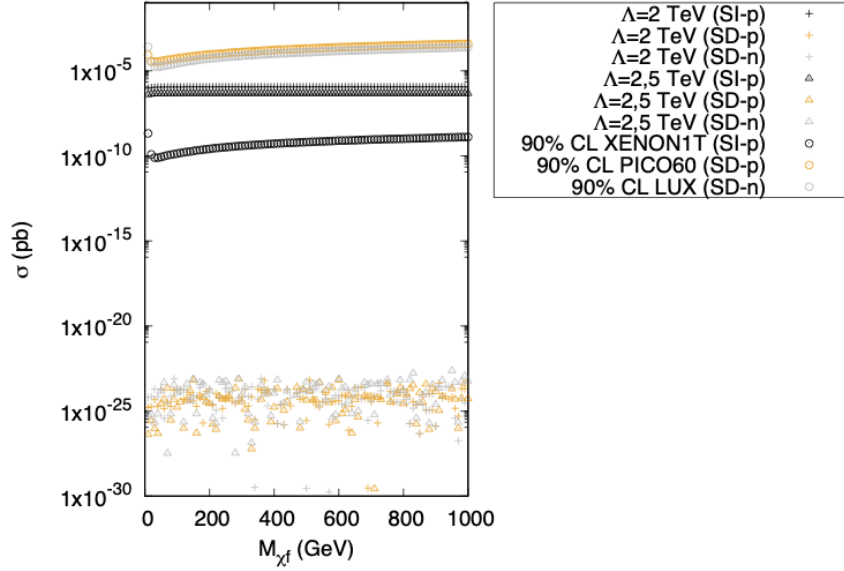


Şekil 5.6: 6-Boyutlu EAT’de fermiyonik KM adayı için, termal kalıntı yoğunluğu Ωh^2 ’nin model parametrelerine göre değişimi. Her bir noktasal veri değeri $\alpha_{\chi\phi}$ ’yi göstermektedir (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

kullanılarak, doğrudan algıçlama modülü eklenerek elde edilmiştir.

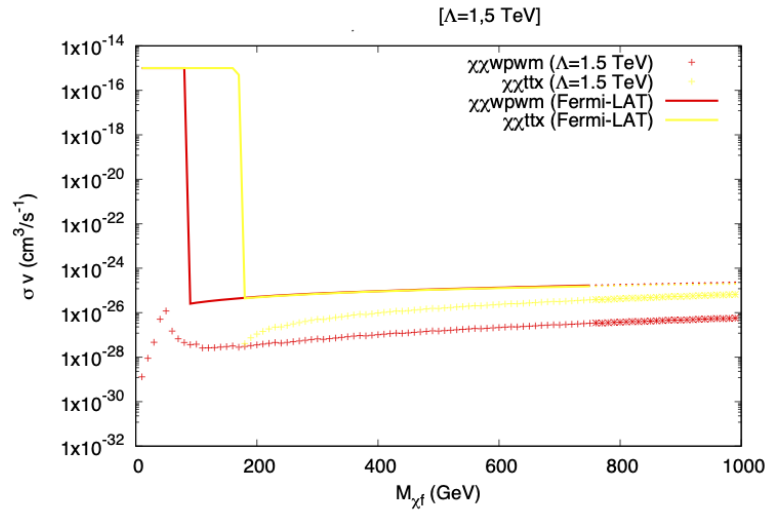
Şekil 5.7’de (+) ile gösterilen değerler, **etkin teoride** $\Lambda = 2$ TeV’de (\square) ile gösterilen değerler, **etkin teoride** $\Lambda = 2.5$ TeV kütle ve kesme-skala parametreleri değiştirilerek elde edilen değerleri, \odot ile gösterilen veri değerleri **deneysel** değerlerde %90 güvenilirlik seviyesinde **üst limiti** göstermektedir. Şekil 5.7’de **yeşil** ile gösterilen değerler Spinden bağımsız-nötron çarpışma değerlerini (**XENON1T**), **turuncu** ile gösterilenler, spine bağlı-proton çarpışma deney **PICO60** elastik çarpışma tesir kesitlerini, **gri** ile gösterilenler, spine bağlı-nötron elastik çarpışma deney **LUX** elastik çarpışma tesir kesitlerini göstermektedir. Sonuç olarak, EAT’de KM fermiyonik olduğu durum için model, XENON1T deneyi tarafından dışarılanmış, PICO60 ve LUX deneyleri tarafından kabul edilebilir kütle-tesir kesit değerlerindedir.

Fermiyonik KM adayı için ’doğrudan-olmayan deney (KM-Yok Olma)’ sonuçları

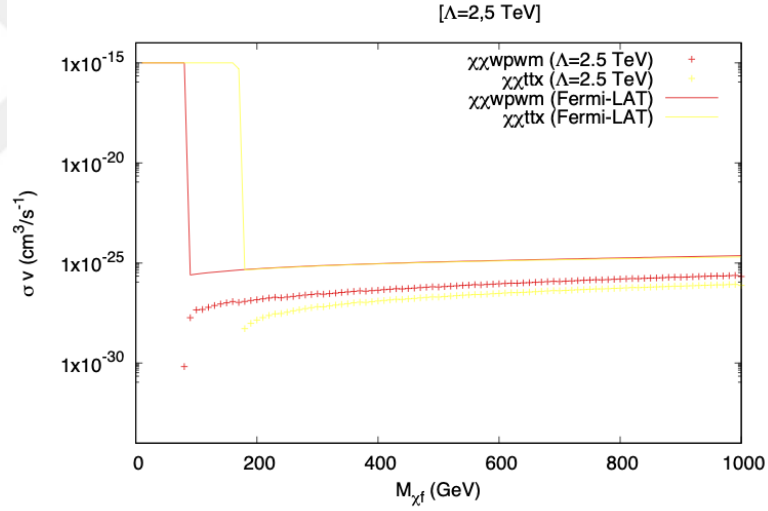
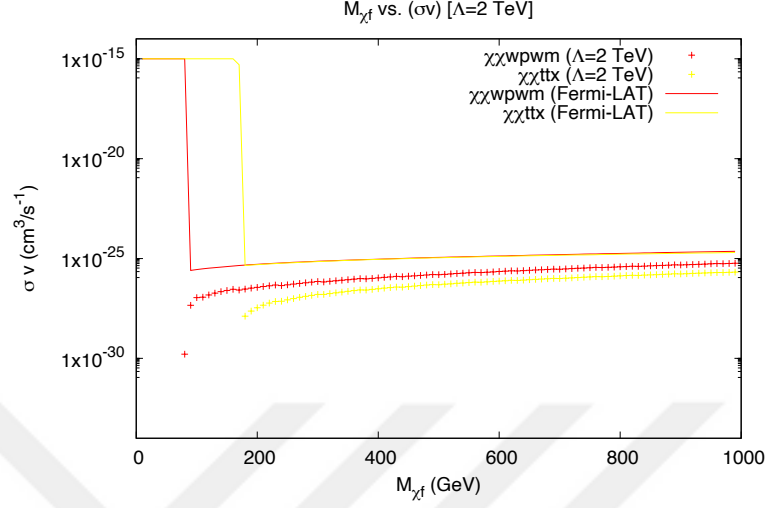


Şekil 5.7: 6-Boyutlu EAT’de fermiyonik KM adayı için, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV’de elde edilen KM-çekirdek çarpışmasına ilişkin elde edilen ve deneysel (üst limit) sonuçları.

Şekil 5.8’de verilmiştir. Hesaplamalar, MADDM v.3.0 kullanılarak, dolaylı algılama modülü eklenerek elde edilmiştir.



Şekil 5.8’de $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV değerlerinde, kütle ile %90 güvenilirlik seviyesinde Fermi-LAT dSphs (cüce küresel galaksi)’in SM parçacık çifti son durumuna ait σ_ν kıyaslaması verilmiştir. Düz çizgi ile gösterilen değerler,



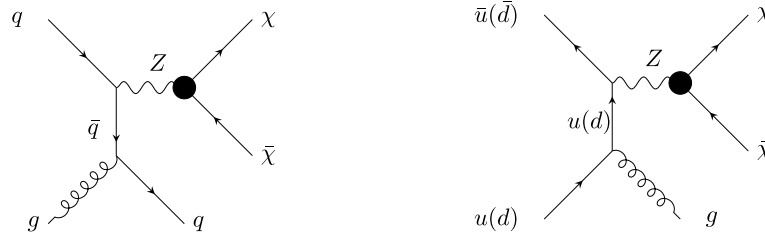
Şekil 5.8: Fermi-LAT (6 yıllık gözlem) verileri ile 6-boyutlu EAT Fermiyonik KM yok-olma sürecine ilişkin kıyaslama.

Fermi-LAT'ın gözlem verileridir. Diğer veri değerleri ise fermiyonik KM için modelin verdiği değerleri göstermektedir. $\Lambda = 1.5$ TeV için, Fermi-LAT'ın kesikli çizgileri ile modelin çentikli çizgileri etkin teori için Denk 3.2'e göre dışarılanmış bölgeleri göstermektedir. Yok-olma süreci özellikle leptonlarda ve düşük kütleli diğer fermiyonlarda çok küçük tesir kesitler verdiği için, grafiğe bu sonuçlar dahil edilmemiştir. Yine de model bu kanallar için de üst limit sınırlandırmalarının dahil alanındadır. Bununla birlikte, fermiyonik KM yok-olma süreci en yüksek yok-olma

tesir kesiti $\chi\bar{\chi}W^+W^-$, $\chi\bar{\chi}t\bar{t}$ kanallarındadır. Şekil 5.8'den de görüleceği gibi 6-boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda elde edilen sonuçlar Fermi-LAT'in sınırlandırmaları ile uyumludur.

5.1.2 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'de Fermiyonik Karanlık Madde Çifti Üretimi

6-boyutlu EAT'de KM'nin fermiyonik olması durumunda, BHÇ'da KM çifti üretime en önemli katkıyı tek-jet ve çift-jete sahip son durumlar verir. KM çifti Bölüm 4'de bahsedildiği gibi çarpıştırıcılarda kayıp enerji olarak araştırılmaktadır. Kayıp enerjiye eşlik eden tek-jet ve çift-jet durumları özellikle fermiyonik KM adayı için en baskın süreçlerdir. Farklı Λ değerleri ve basitlik açısından varsayılan model parametre değerleri için $\alpha = 1$, $\chi\bar{\chi}j$ ve $\chi\bar{\chi}jj$ son durumları ayrı ayrı analiz edildi. Bunun için FEYNRULES yazılımı aracılığıyla ürettiğimiz UFO formatındaki model dosyası MADGRAPH5_AMC@NLO model klasörüne eklendi. Analizler MADGRAPH5_AMC@NLO'in mg5 modülünde yapıldı. Şekil 5.9'de 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'de üretilen $pp \rightarrow \bar{\chi}\chi + j$ sürecine ilişkin en baskın süreçlere ait Feynman diagramları gösterilmektedir. Büyük noktalar etkin vertekslere temsil etmektedir.



Şekil 5.9: 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'de üretilen $pp \rightarrow \bar{\chi}\chi + j$ sürecine ilişkin en baskın süreçlere ait Feynman diagramları (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

Analizin devamında, $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV kesme ölçek değerleri için Şekil 5.5'te fermiyonik KM'nin kütesinin $M_{\chi f} \geq 750$ GeV olduğu değer, istenen kalıntı yoğunluğu arasındadır. Buna göre, Son durumda KM kayıp enine enerjisine eşlik eden tek-jet durumuna ait tesir kesit tablosu Tablo 5.1'de verilmiştir.

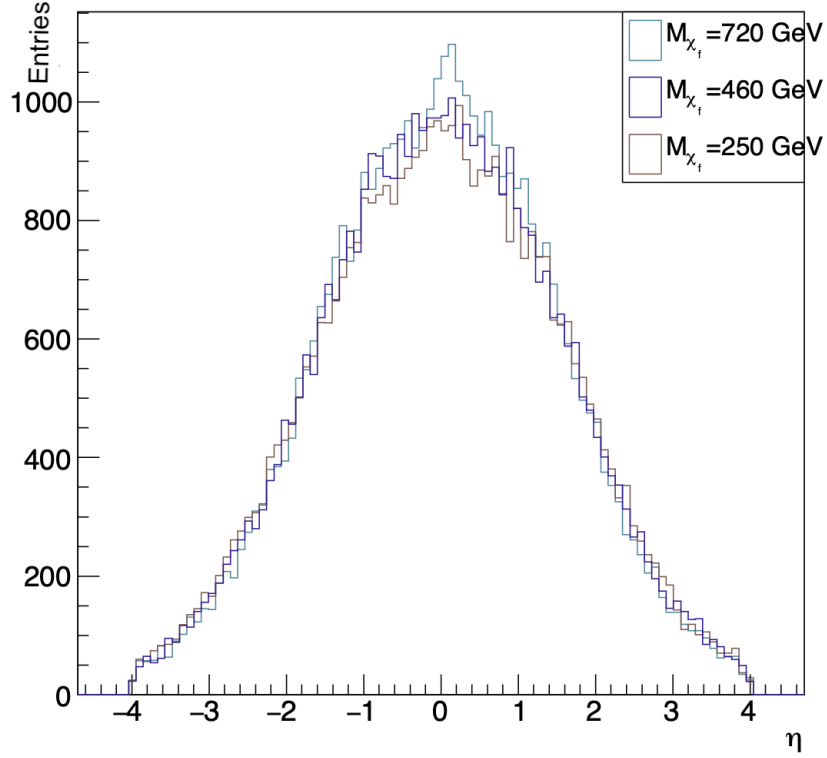
M_{χ_f}	$\sigma_{pp>\chi\chi_j}(pb), \Lambda = 1.5 \text{ TeV}$	$\sigma_{pp>\chi\chi_j}(pb), \Lambda = 2 \text{ TeV}$	$\sigma_{pp>\chi\chi_j}(pb), \Lambda = 2.5 \text{ TeV}$
$M_{\chi_f} = 250 \text{ GeV}$	$2.76 \cdot 10^{-2}$	-	-
$M_{\chi_f} = 460 \text{ GeV}$	$1.67 \cdot 10^{-2}$	$5.31 \cdot 10^{-3}$	-
$M_{\chi_f} = 720 \text{ GeV}$	$8.75 \cdot 10^{-3}$	$2.76 \cdot 10^{-3}$	$1.13 \cdot 10^{-3}$

Tablo 5.1: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da $\cancel{E}_T + j$ son durumu için elde edilen tesir kesitlerin tablosu (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

6 Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, kayıp enine enerji + tek-jet son durumuna ait $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ ve $\alpha_{\phi\chi}(u\chi, d\chi, e\chi, q\chi, \ell\chi) = 1$ alındığında, $M_{\chi_f} \geq 250 \text{ GeV}$ değerleri uygun kalıntı yoğunluğu ile uygun doğrudan ve dolaylı deney gözlemleri tesir kesitlerini verir. Bu sürece ilişkin hesaplamalar MADGRAPH5_AMC@NLO’ta standart analiz kesmeleri ($p_{t,j>20} \text{ GeV}$, $-5 < \eta < 5$) ve varsayılan NN23LO1 parton dağılım setleri kullanılarak ilk etapta kayıp enine enerji + tek-jet süreci için 10000 olay üretildi. MADGRAPH5_AMC@NLO’ta Pythia6 sağanak modülü kullanılarak üretilen bu olaylar, MADGRAPH5_AMC@NLO içerisinde bulunan PGS4 hızlı simülasyon modülü kullanılarak elde edilmiştir. Elde edilen bu olaylara ilişkin simülasyon çıktıları η , öncü jetin enine momentumu p_T ve kayıp enine enerji \cancel{E}_T ’ler ROOT açık-kaynak analiz çerçevesi kullanılarak analiz edilmiştir. 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ’da standart kesmeler kullanılarak, 6-boyutlu etkin teoride KM çifti üretimine tek jetin eşlik ettiği sürece ait, $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ iken, detektörün η , jetlerin enine momentumu p_T ’s ve KM çifti kayıp enine enerjisinin grafikleri Şekil 5.10’, Şekil 5.11 Şekil 5.12’de verilmiştir.

Şekil 5.10 ve Şekil 5.11’de fermiyonik KM adayının kütesinin değişmesiyle detektörün geometrisi ve jetlerin enine momentumlarının karakteristiklerinin ve değerlerinin değişmeyeceği açıkça görülmektedir. Kayıp enine enerji için ise KM adayının kütesine bir bağıllık vardır. Şekil 5.12’den de görüldüğü gibi, KM adayının kütesi arttıkça, olay sayısı da artmaktadır. Standart kesmeler kullanılarak, $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ için elde edilen normalize olay grafiği Şekil 5.13’de verilmiştir.

13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ’da standart kesmeler kullanılarak,

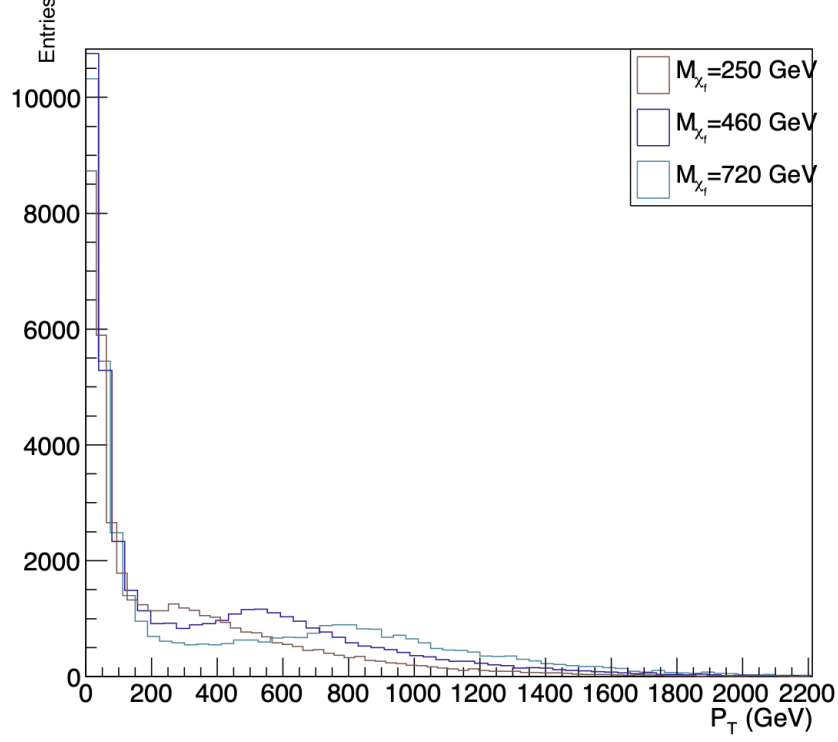


Şekil 5.10: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 1.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 250$ GeV, $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait η grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

6-boyutlu etkin teoride KM çifti üretimine tek jetin eşlik ettiği sürece ait, $\Lambda = 2$ TeV iken, detektörün η , jetlerin enine momentumu p_T ’s of jet ve KM çifti kayıp enine enerjisinin grafikleri Şekil 5.14, Şekil 5.15 Şekil 5.16’de verilmiştir.

13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ’da standart kesmeler kullanılarak, 6-boyutlu etkin teoride KM çifti üretimine tek jetin eşlik ettiği sürece ait, $\Lambda = 2.5$ TeV iken, detektörün η , jetlerin enine momentumu p_T ’s of jet ve KM çifti kayıp enine enerjisinin grafikleri Şekil 5.17’, Şekil 5.18 Şekil 5.19’de verilmiştir.

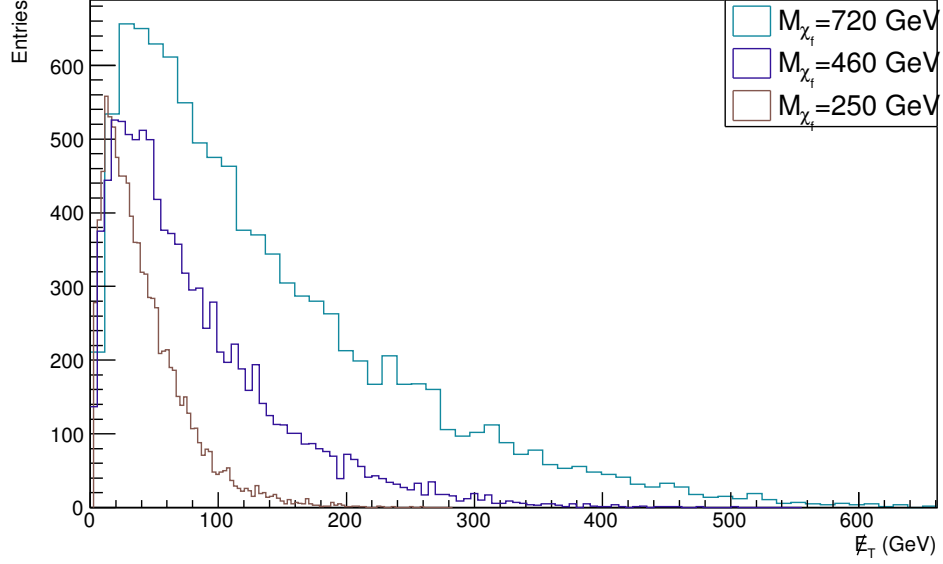
Kesme skalası Λ ’nın değişmesiyle, KM çifti üretimine ait , η , jetlerin enine momentumu p_t ve kayıp enine enerji \cancel{E}_T karakteristiklerinin davranışında değişiklik olmamaktadır. Bu kıyaslamayı daha somut bir şekilde yapabilmek için KM’nin



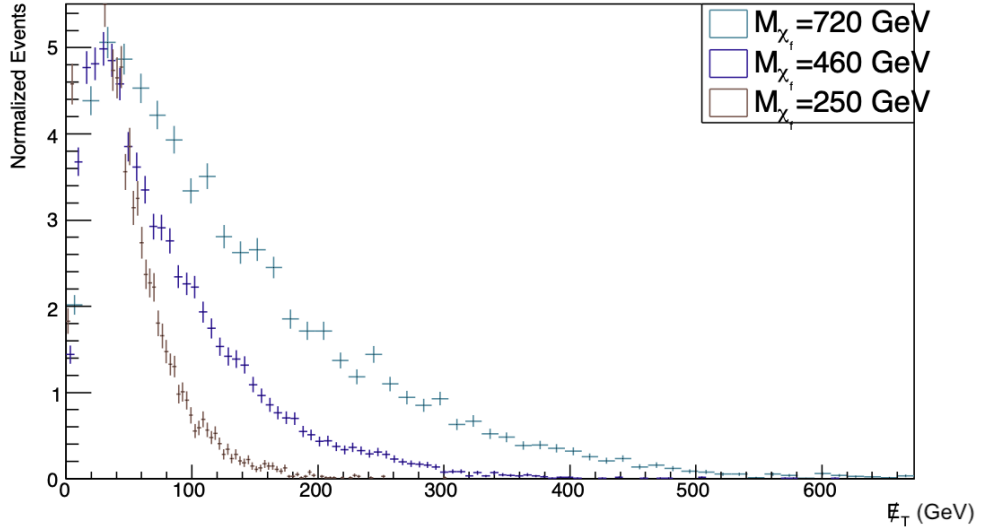
Şekil 5.11: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 1.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 250$ GeV, $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait p_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

kütlesinin $M_{\chi_f} = 720$ GeV olduğu durum için ($\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV kesme skalası değerlerinde uygun deneysel ve gözlem sonuçlarını verdiğinden) üç ayrı Λ kesme skalası değerleri ile kıyaslama yapılmıştır. Yine yukarıda belirtilen analiz kesmeleri kullanarak elde edilen grafik Şekil 5.20’de gösterilmektedir.

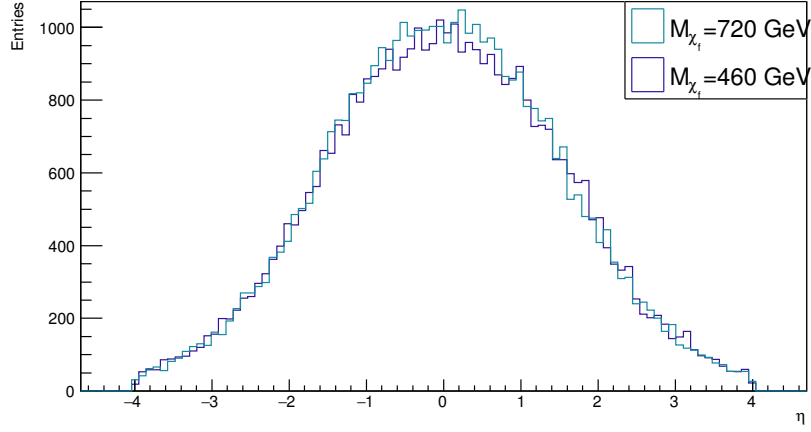
Daha fazla istatistiksel analiz elde amacıyla olay sayısını 50000’e çıkardık ve ATLAS’ın Ref. [88] kullandığı analiz kesmelerini kullandık. Standart analiz kesmelerinden farklı olan bu analiz kesmelerinde $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV kullanıldı. Yine KM’nin kütlesinin $M_{\chi_f} = 720$ GeV olduğu durum için üç ayrı Λ kesme skalası değerlerinde 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da tek-jet son durumu süreci için kayıp enine enerji incelendi. İlgili sürece ilişkin tesir kesiti Tablo 5.2’de verilmiştir.



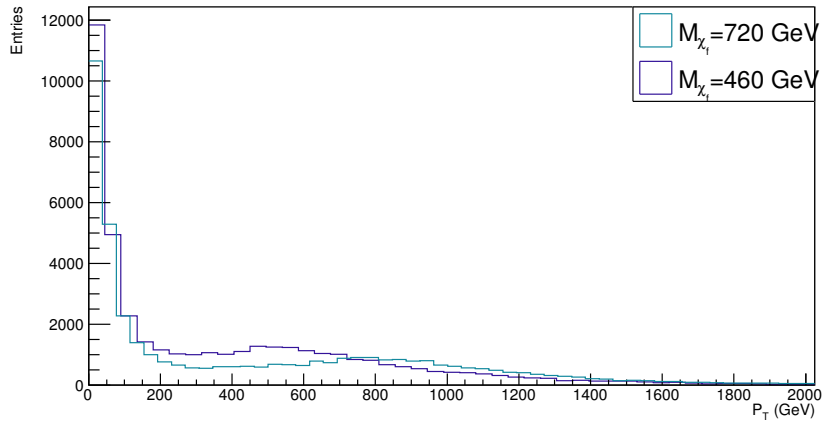
Şekil 5.12: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 1.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 250$ GeV, $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait E_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).



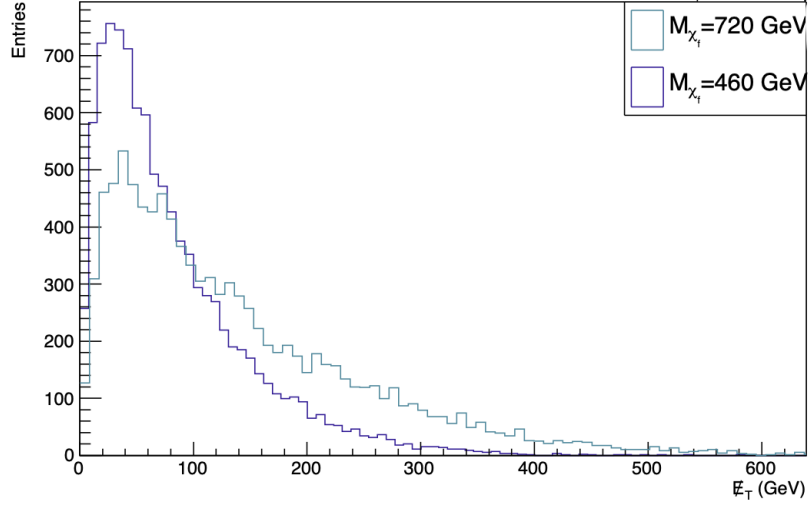
Şekil 5.13: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 1.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 250$ GeV, $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait kayıp enine enerjiye **normalize olay** grafiği.



Şekil 5.14: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 2$ TeV iken $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait η grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).



Şekil 5.15: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 2$ TeV iken $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait p_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).



Şekil 5.16: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 2$ TeV iken $M_{\chi_f} = 460$ GeV ve $M_{\chi_f} = 720$ GeV kütle değerlerinde, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait \cancel{E}_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

M_{χ_f}	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}j}(pb), \Lambda = 1500$ GeV	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}j}(pb), \Lambda = 2000$ GeV	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}j}(pb), \Lambda = 2500$ GeV
$M_{\chi_f} = 720$ GeV	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$0.6 \cdot 10^{-3}$	$0.2 \cdot 10^{-4}$

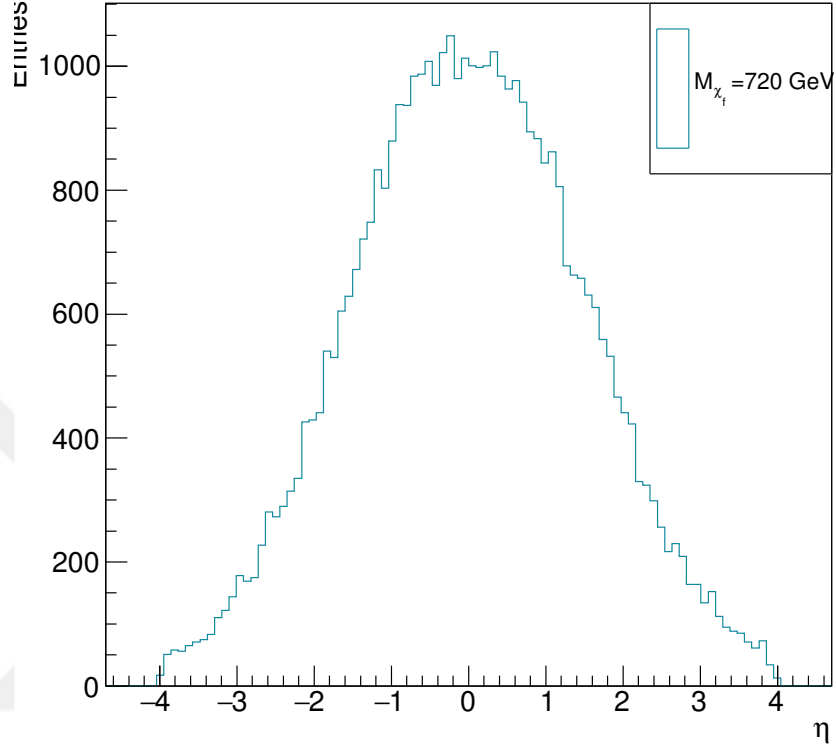
Tablo 5.2: 13 TeV BHÇ’da, 50000 olay ile $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV analiz kesmeleri kullanılarak elde edilen, KM çiftine tek-jet eşlik ettiği son durumuna ait tesir kesit tablosu (Özok, Kuday ve Saka, [80]).

Aynı analiz kesmelerine sahip, 13 TeV BHÇ’da kayıp enine enerji + tek-jet ($pp > j + \nu_\ell \bar{\nu}_\ell(\cancel{E}_T)$) sürecine karşılık gelen ardalanın hesaplanan tesir kesiti ise, Tablo 5.3’de verilmiştir.

$\sigma_{pp>j+\cancel{E}_T}$ (ardalan)	4.057 pb
--	----------

Tablo 5.3: 13 TeV BHÇ’da, 50000 olay ile $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV analiz kesmeleri kullanılarak elde edilen, kayıp enine enerjiye ($pp > j + \nu_\ell \bar{\nu}_\ell(\cancel{E}_T)$) tek-jetin eşlik ettiği ardalana ait tesir kesit tablosu

13 TeV BHÇ’da kayıp enine enerji + tek-jet sürecine ait fermiyonik EAT KM adayının kütle $M_{\chi_f} = 720$ GeV için elde edilen sinyale ait tesir kesit, ardalandan yaklaşık $\Lambda = 1.5$ TeV iken 3 büyüklük mertebesi daha küçüktür. Bu hadron çarpıştırıcısında jetlerin çok fazla üretilmesinden kaynaklanmaktadır. Sinyale ve ardalana ait kayıp enine enerji grafiklerinin bir kıyaslaması Şekil 5.21’de verilmiştir.



Şekil 5.17: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 2.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 720$ GeV iken, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait η grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

13 TeV BHÇ’da kayıp enine enerji + tek-jet süreci ele alındığında, 6-boyutlu EAT için elde edilen tesir kesit ve BHÇ’da ki elde edilen ardalın kıyaslandığında sinyal için $\cancel{E}_T = 50$ GeV değerinde detektöre maksimum çarpmayı verirken, ardalın için bu değer $\cancel{E}_T = 400$ GeV olmaktadır. Sinyalin ve ardalının kayıp enine enerji eğrilerinin karakteristikleri birbirinden farklı olması, sinyali ardalandan ayırmak için önemli bir göstergedir. Detektör seviyesinde aynı analiz kesmeleri uyguladığımızda elde ettiğimiz gözlemlenebilirlikler Tablo 5.4’te gösterilmiştir.

-	Olay Sayısı	İstatistiksel Gözlemlenebilirlik (S/B)
$\Lambda = 1.5$ TeV ($pp > \chi\bar{\chi}j$)	9030	0.219484
$\Lambda = 2$ TeV ($pp > \chi\bar{\chi}j$)	9017	0.219168

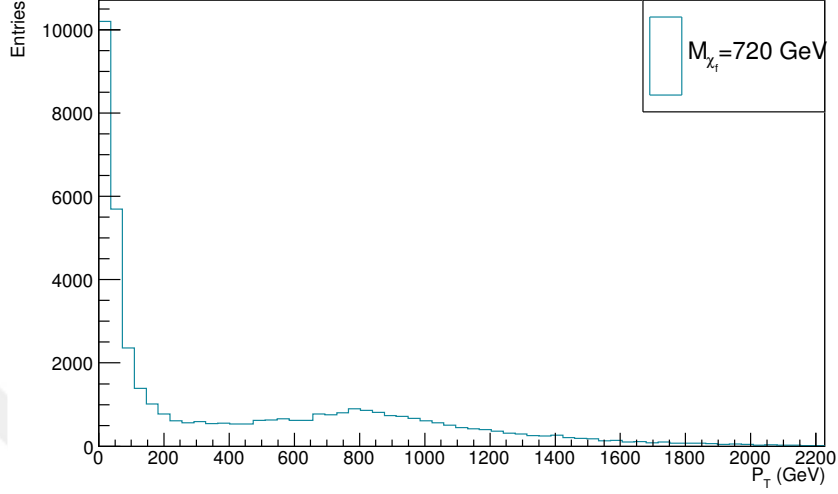
$\Lambda = 2.5 \text{ TeV } (pp > \chi\bar{\chi}j)$	9049	0.219946
Ardalan ($pp > j\nu_L\bar{\nu}_L$)	41142	-

Tablo 5.4: $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120 \text{ GeV}$ ve $\cancel{E}_T > 250 \text{ GeV}$ kinematik kesmeleri ve 50000 olay sayısı için, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, kayıp enine enerji + tek-jet sinyali ($M_{\chi f} = 720 \text{ GeV}$ için) ve ardalana ait istatistiksel gözlemlenebilirlik tablosu..

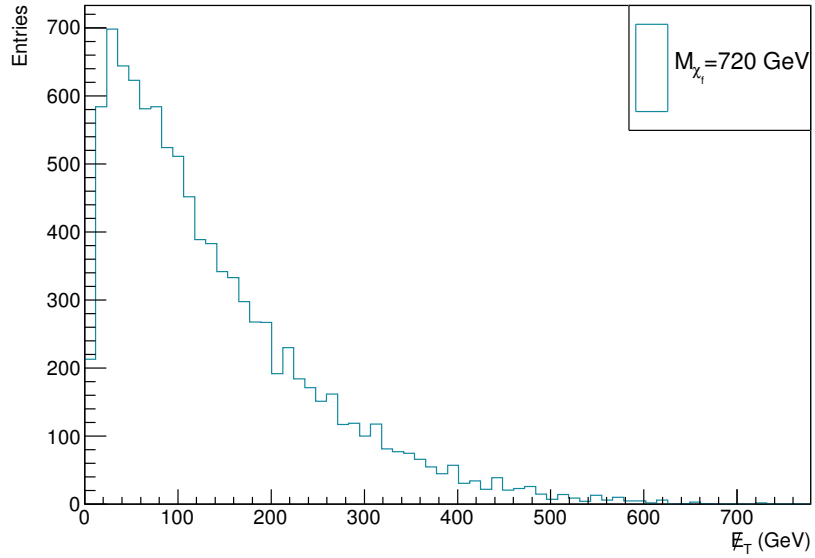
Tablo 5.4’de 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ için, 6-boyutlu EFT’de KM adayının fermiyonik olması durumunda, kayıp enine enerjiye tek jetin eşlik ettiği süreç ele alındığında, 50000 olay üretilerek gerçekleştirilen analizde $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120 \text{ GeV}$ ve $\cancel{E}_T > 250 \text{ GeV}$ seçim kriterleri uygulanarak elde edilen gözlemlenebilirlikler listelenmiştir. Etkin teoride $M_{\chi f} = 720 \text{ GeV}$ için $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$, $\Lambda = 2.5 \text{ TeV}$ ve $\Lambda = 2.5 \text{ TeV}$ değerlerinde ardalanın sinyal üzerinde baskın gelmesinden dolayı böyle bir süreci BHÇ’da gözlemleyebilmek oldukça güç görünmektedir.

6-boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, BHÇ’da KM çifti üretimine katkı veren bir kayda değer bir diğer süreç ise, kayıp enine enerjiye çift-jetin eşlik ettiği son durumdur. Kayıp enine enerji + çift-jet sürecine ilişkin hesaplamalar 10000 olay için, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da MADGRAPH5_AMC@NLO standart analiz kesmeleri ($p_{t,j} > 20 \text{ GeV}$, $-5 < \eta < 5$) ve varsayılan NN23LO1 parton dağılım setleri kullanılarak elde edildi. Yine MADGRAPH5_AMC@NLO’da Pythia6 sağanak modülü kullanılarak üretilen bu olaylar, MADGRAPH5_AMC@NLO içerisinde bulunan PGS4 hızlı simülasyon modülü kullanılarak elde edilmiştir. Bir KM çifti üretimi süreci için en karakteristik kinematik değişkenin kayıp enine enerji \cancel{E}_T , yine ROOT açık-kaynak analiz çerçevesi kullanılarak analiz edilmiştir. BHÇ’de üretilen $pp \rightarrow \chi\bar{\chi} + jj$ sürecine ilişkin en baskın süreçlere ait Feynman diagramları Şekil 5.22 gösterilmektedir.

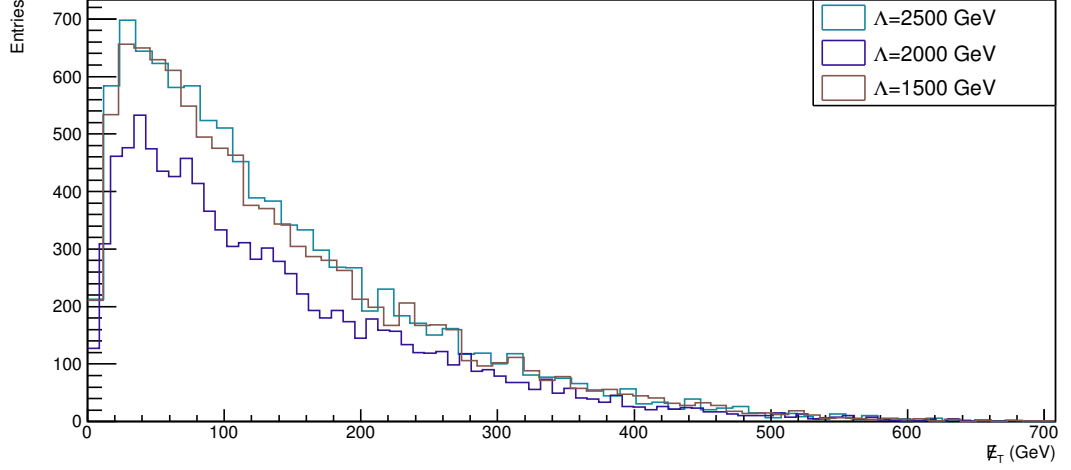
13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ’de, standart analiz kesmeleri kullanılarak, 6-boyutlu EAT için son durumda fermiyonik KM kayıp enine enerjisine eşlik eden



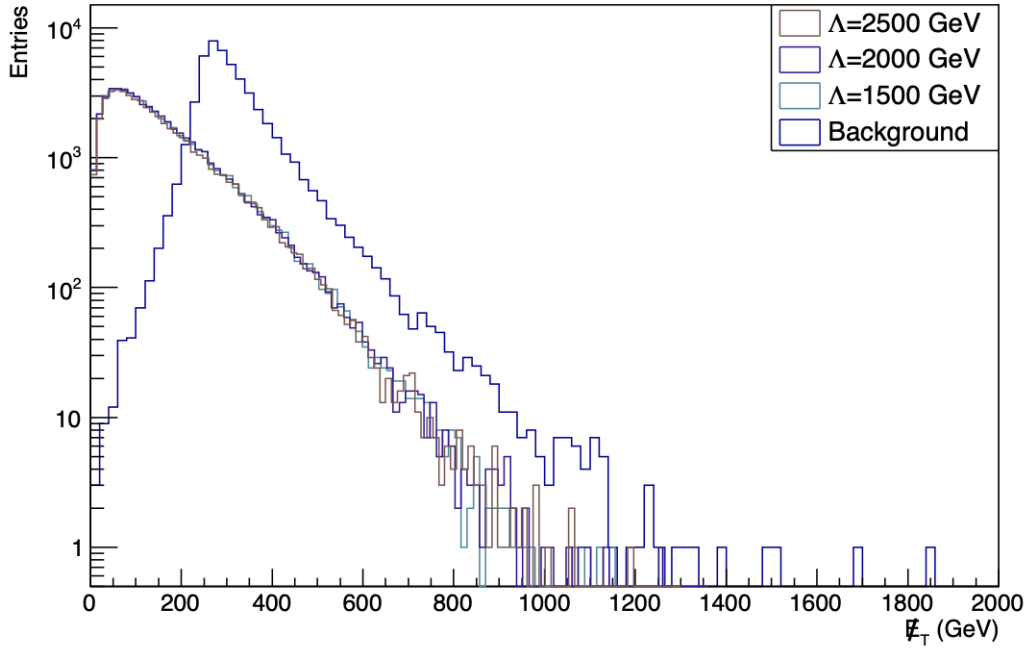
Şekil 5.18: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 2.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 720$ GeV iken, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait p_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).



Şekil 5.19: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 2.5$ TeV iken $M_{\chi_f} = 720$ GeV iken, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}j$ sürecine ait E_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).



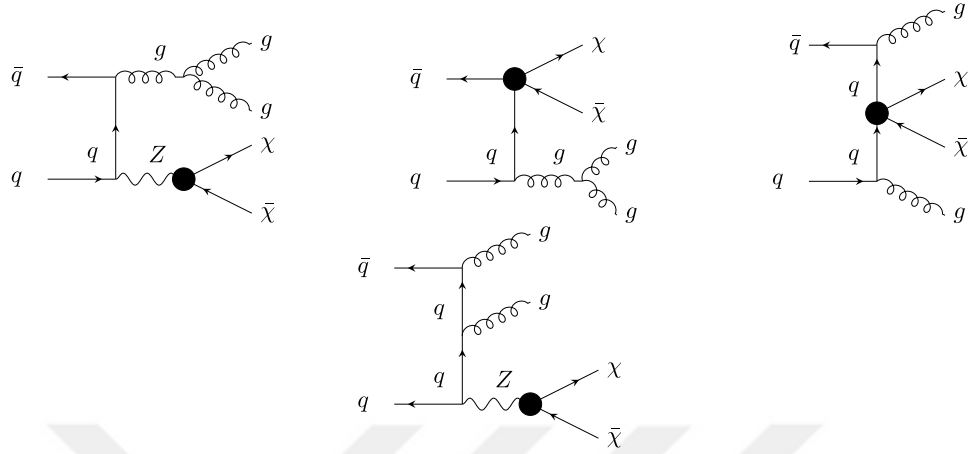
Şekil 5.20: 13 TeV enerjiye sahip BHÇ'da, KM'nin kütlesi $M_{\chi f} = 720$ GeV iken, $pp \rightarrow \bar{\chi}\chi j$ sürecine ait \cancel{E}_T grafiği.



Şekil 5.21: Kayıp enine enerji \cancel{E}_T + tek-jet sürecine ilişkin, 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'da elde edilen sinyal ve ardalana ait kayıp enine enerji grafiği (Özok, Kuday ve Saka, [80]).

tek-jet durumuna ait tesir kesit tablosu Tablo 5.5'de verilmiştir.

Tablo 5.5 MADGRAPH'ın 10000 olay için 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip



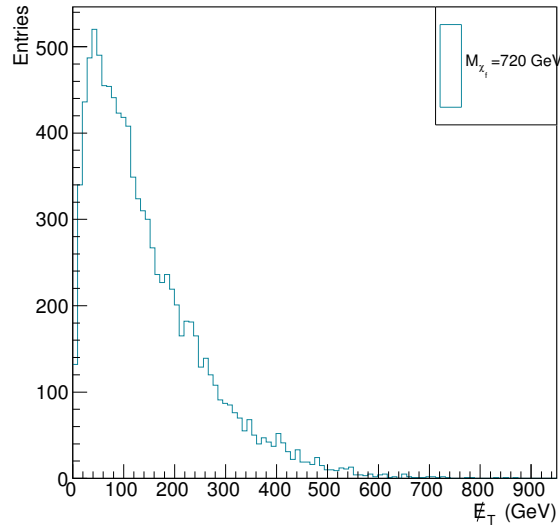
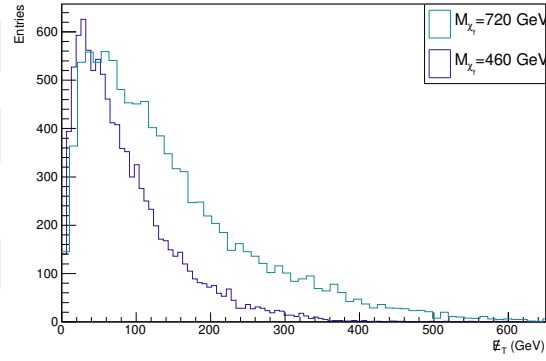
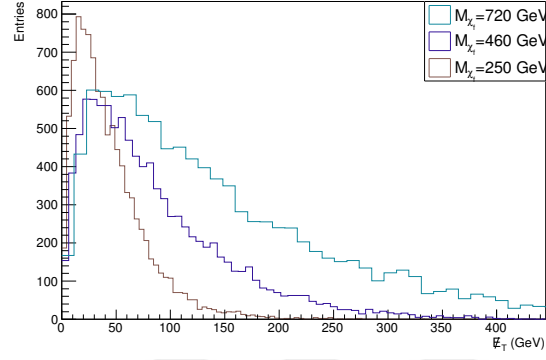
Şekil 5.22: 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ’de üretilen $pp \rightarrow \bar{\chi}\chi + j$ sürecine ilişkin en baskın süreçlere ait Feynman diagramları. Büyük noktalar etkin verteksleri temsil etmektedir (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

$M_{\chi f}$	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}jj}(pb), \Lambda = 1.5 \text{ TeV}$	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}jj}(pb), \Lambda = 2 \text{ TeV}$	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}jj}(pb), \Lambda = 2.5 \text{ TeV}$
$M_{\chi f} = 250 \text{ GeV}$	$1.33 \cdot 10^{-2}$	-	-
$M_{\chi f} = 460 \text{ GeV}$	$8.28 \cdot 10^{-3}$	$2.62 \cdot 10^{-3}$	-
$M_{\chi f} = 720 \text{ GeV}$	$4.37 \cdot 10^{-3}$	$1.38 \cdot 10^{-3}$	$5.65 \cdot 10^{-4}$

Tablo 5.5: 6-boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumu için, $\cancel{E}_T + jj$ son durumuna ait tesir kesit tablosu (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

BHÇ’da $p_{T,j} > 20 \text{ GeV}$, $-5 < \eta < 5$ standart analiz kesmeleri ve varsayılan NN23LO1 parton dağılım setleri kullanılarak elde edilen tesir kesit değerleri görülmektedir. Tek-jetin eşlik ettiği durum ile kıyaslanırsa, tesir kesit değerleri beklenildiği üzere daha düşük değerlerde seyretmektedir. Bununla birlikte yine etkin teori kullanılmasından kaynaklanan, KM’nin kütle değeri M_{χ} ve Λ değerleri arttıkça da tesir kesit değerlerinde düşüş görülmektedir.

Şekil 5.23’de 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$, $\Lambda = 2 \text{ TeV}$ ve $\Lambda = 2.5 \text{ TeV}$ iken fermiyonik KM’nin bazı kütlelerinde 10000 olay için elde edilen kayıp enine enerji + çift-jet sürecine ait \cancel{E}_T grafikleri verilmiştir. Yine kayıp enine enerji + tek-jet durumuyla kıyaslandığında, detektörde daha az çarpma olacağı Şekil 5.23’de gösterilen dikey eksenden açıkça görülmektedir.



Şekil 5.23: 6- Boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ’da, $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV iken fermiyonik KM’nin bazı kütleleri için, $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}jj$ sürecine ait \cancel{E}_T grafiği (Kuday, Özok ve Saka, [78]).

Analizi daha güçlendirmek adına, 50000 olay için onuç elde etmeye çalışıldı. 720 GeV KM kütlesi değeri için $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV and, $\Lambda = 2.5$ TeV kesme ölçeklerinde kayıp enine enerjiye - çift-jetin eşlik ettiği durumda daha iyi analiz katları olan $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV kullanılarak hem etkin teoriye ilişkin sinyale ait tesir kesit hem de BHÇ'da olası diğer süreçlere ait ardalan ($pp > jj\nu_L\bar{\nu}_L$) hesaplandığında elde edilen değerler Tablo 5.6'de verilmiştir.

M_{χ_f}	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}j}(pb), \Lambda = 1.5$ TeV	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}j}(pb), \Lambda = 2$ TeV	$\sigma_{pp>\chi\bar{\chi}j}(pb), \Lambda = 2.5$ TeV
$M_{\chi_f} = 720$ GeV	$2.79 \cdot 10^{-4}$	$8.8 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$

Tablo 5.6: 13 TeV BHÇ'da, 50000 olay ile $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV analiz kesmeleri kullanılarak elde edilen, KM çiftine çift-jet eşlik ettiği son durumuna ait tesir kesit tablosu (Özok, Kuday ve Saka, [80]).

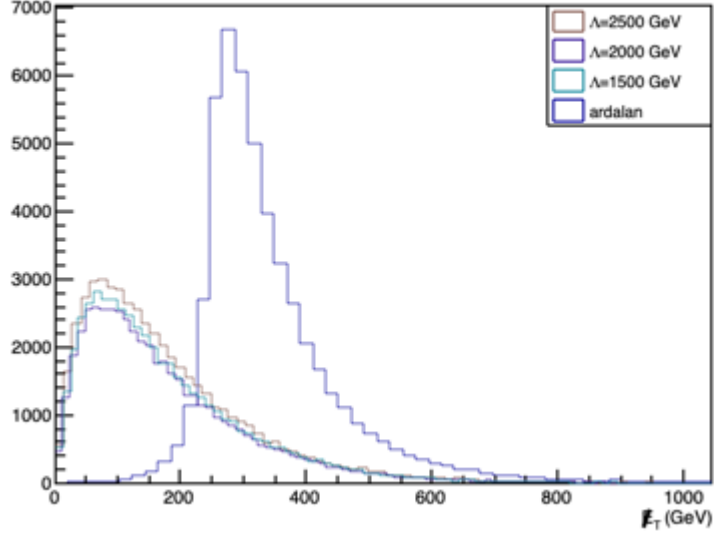
BHÇ'da yukarıdaki analiz kesmeleri kullanılarak, ardalan ($pp > jj\nu_L\bar{\nu}_L$) sürecine ait tesir kesit ise Tablo 5.7'de verilmiştir.

$\sigma_{pp>jj+\cancel{E}_T}$ (ardalan)	1.267 pb
---	----------

Tablo 5.7: 13 TeV BHÇ'da, 50000 olay ile $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV analiz kesmeleri kullanılarak elde edilen, kayıp enine enerjiye ($pp > jj\nu_L\bar{\nu}_L$) çift-jet eşlik ettiği son durumuna ait tesir kesit tablosu

13 TeV BHÇ'da kayıp enine enerji + çift-jet sürecine ait fermiyonik EAT KM adayının kütlesi $M_{\chi_f} = 720$ GeV için elde edilen sinyale ait tesir kesit, ardalandan yaklaşık $\Lambda = 1.5$ TeV iken 10^4 kat, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV için ise 10^5 kat daha küçüktür. Sinyale ve ardalanına ait kayıp enine enerji grafiklerinin bir kıyaslaması Şekil 5.24'da verilmiştir.

13 TeV BHÇ'da kayıpenine enerji + çift-jet süreci ele alındığında, 6-boyutlu EAT için elde edilen tesir kesit ve BHÇ'da ki elde edilen ardalan kıyaslandığında sinyal için $\cancel{E}_T = 70$ GeV değerinde detektöre maksimum çarpmayı verirken, ardalan için bu değer $\cancel{E}_T = 300$ GeV olmaktadır. Sinyalin ve ardalanın kayıp enine enerji eğrilerinin karakteristikleri birbirinden tamamen farklı olması, sinyali ardalandan ayırmak adına önemlidir. Detektör seviyesinde aynı analiz kesmeleri uyguladığımızda elde ettiğimiz gözlemlenebilirlikler Tablo 5.8'te gösterilmiştir.



Şekil 5.24: Kayıp enine enerji \cancel{E}_T + çift-jet sürecine ilişkin, 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ'da elde edilen sinyal ve ardalanına ait kayıp enine enerji grafiği (Özok, Kuday ve Saka, [80]).

-	Olay Sayısı	İstatistiksel Gözlemlenebilirlik (S/B)
$\Lambda = 1.5 \text{ TeV } (pp > \chi\bar{\chi}jj)$	11276	0.267432
$\Lambda = 2 \text{ TeV } (pp > \chi\bar{\chi}jj)$	11269	0.267266
$\Lambda = 2.5 \text{ TeV } (pp > \chi\bar{\chi}jj)$	11241	0.266602
Ardalan ($pp > jj\nu_L\bar{\nu}_L$)	42164	-

Tablo 5.8: $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120 \text{ GeV}$ ve $\cancel{E}_T > 250 \text{ GeV}$ kinematik kesmeleri ve 50000 olay sayısı için, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da, kayıp enine enerji + iki-jet sinyali ($M_{\chi f} = 720 \text{ GeV}$ için) ve ardalanına ($pp > jj\nu_L\bar{\nu}_L$) ait istatistiksel gözlemlenebilirlik tablosu.

Tablo 5.8'de 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ için, 6-boyutlu EFT'de KM adayının fermiyonik olması durumunda, kayıp enine enerjiye çift jetin eşlik ettiği süreç ele alındığında, 50000 olay üretilerek gerçekleştirilen analizde $-2.5 < \eta < 2.5$, öncü jetin momentumunun $p_T > 120 \text{ GeV}$ olduğu ve $\cancel{E}_T > 250 \text{ GeV}$ seçim kriterleri uygulanarak elde edilen gözlemlenebilirlikler listelenmiştir. Etkin teoride $M_{\chi f} = 720 \text{ GeV}$ için $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$, $\Lambda = 2.5 \text{ TeV}$ ve $\Lambda = 2.5 \text{ TeV}$ değerlerinde ardalanın sinyal üzerinde baskın gelmesinden dolayı böyle bir KM oluşum sürecinin de BHÇ'da gözlemleyebilmesi pek olası görünmemektedir.

5.2 6-Boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde Skaler Karanlık Madde İncelemesi

Bu bölümde ağaç seviyesinde 6-boyutlu Etkin Alan Teorisi'nde KM adayının skaler olması durumu incelenmiştir. Bölüm 3.2'de açıklandığı gibi, skaler KM adayı φ 'nin \mathcal{L}_2 simetrisi altında tek reel bir ayar-teklisi olduğu varsayılır. Bölüm 3.2'de operatör formalizmiyle verilen denklemleri etkin skalar, etkin vektör-skaler ve etkin skaler-fermiyon Lagranyenleri olarak şu şekilde yazmak mümkündür:

$$\mathcal{L}_{\phi 1} = \frac{\alpha_{\phi 1}}{2\Lambda^2} (\phi^\dagger \phi)^2 (\varphi \varphi) \quad (5.4)$$

$$\mathcal{L}_{\phi 2} = \frac{\alpha_{\phi 2}}{\Lambda^2} \partial_\mu (\phi^\dagger \phi) \partial^\mu (\varphi \varphi) \quad (5.5)$$

$$\mathcal{L}_{\phi 3} = \frac{\alpha_{\phi 3}}{\Lambda^2} (\varphi \varphi) (D^\mu \phi^\dagger D_\mu \phi) \quad (5.6)$$

$$\mathcal{L}_{e\phi} = \frac{\alpha_{e\phi}}{\Lambda^2} (\varphi \varphi) (\bar{l} e \phi) \quad (5.7)$$

$$\mathcal{L}_{d\phi} = \frac{\alpha_{d\phi}}{\Lambda^2} (\varphi \varphi) (\bar{q} d \phi) \quad (5.8)$$

$$\mathcal{L}_{u\phi} = \frac{\alpha_{u\phi}}{\Lambda^2} (\varphi \varphi) (\bar{q} u \tilde{\phi}) \quad (5.9)$$

Burada, φ reel bir ayar-teklisi alanı, q, ℓ sırasıyla sol-elli kuark ve lepton ayar çiftlisi, u, d, e , sağ-elli fermiyon ayar teklileridir. γ^μ Gama matrisleri, ϕ ise uniter ayarda Higgs alanıdır.

6-boyutlu etkin skaler KM modelimize ait Denk. 5.4, Denk. 5.5, Denk. 5.6, Denk. 5.7, Denk. 5.9 ve Denk. 5.8'lerin tamamıyla, KM ve kuplajlarına ait bütün karakteristikleri FEYNRULES'a dahil ettik.

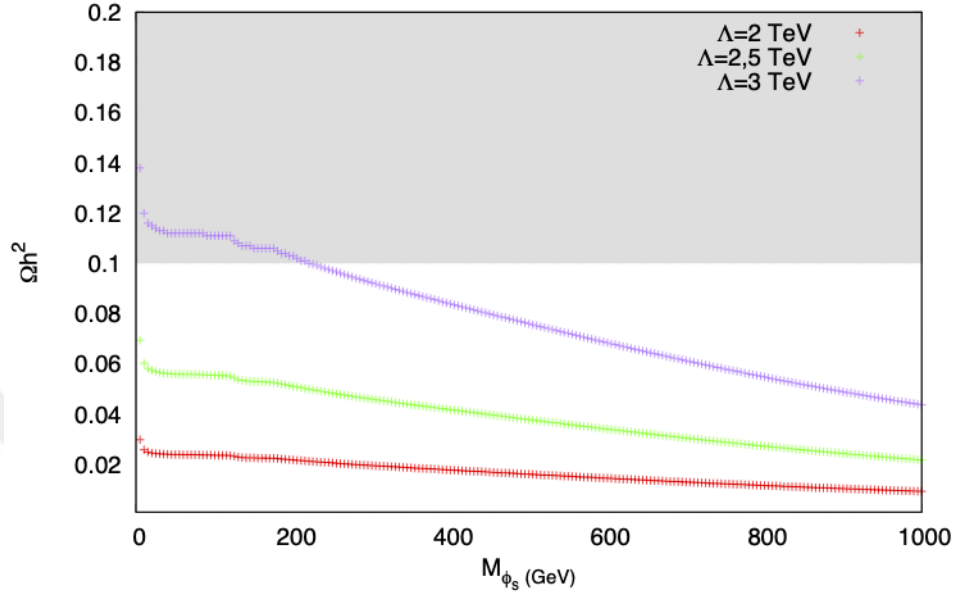
$$LEffSDM := LS + LSV + LSL + LSQ1 + LSHC$$

Bu Lagrangiyende LS Denk. 5.4 ile Denk. 5.5'deki sadece skaler etkileşmeleri, LS 'de Denk. 5.6 etkileşmelerini içerir. LSL ve $LSQ1$ 'de sırasıyla skaler-lepton (Denk. 5.7) ve skaler-fermion etkileşmeleri (Denk. 5.9 ve Denk. 5.8), $LSHC$ ise LSL ve $LSQ1$ 'in hermitik eşleniğini içermektedir. Gerekli Hermisite, yük korunumu kontrolleri yapıldıktan ve Kuantum Renk Dinamiği'nden de gelen sınırlamalar da eklendikten sonra sorunsuz çalışabilen Evrensel FeynRules Çıktısı (UFO) elde edildi. Bu model dosyası KM'ye ait gözlemsel ve deneysel sonuçları kullanmak; kuplaj sabitleri, kesme-skala ve KM'nin kütlesine sınırlama getirmek amacıyla, MADDM v.3.0 model dosyaları içine yerleştirildi. Bunun için teorinin öngördüğü kalıntı yoğunluğu, KM-çekirdek tesir kesitleri ve dolaylı araştırma gözlemleri için KM-yokolma sürecine ait hızla ortalanmış tesir kesitler hesaplanmıştır.

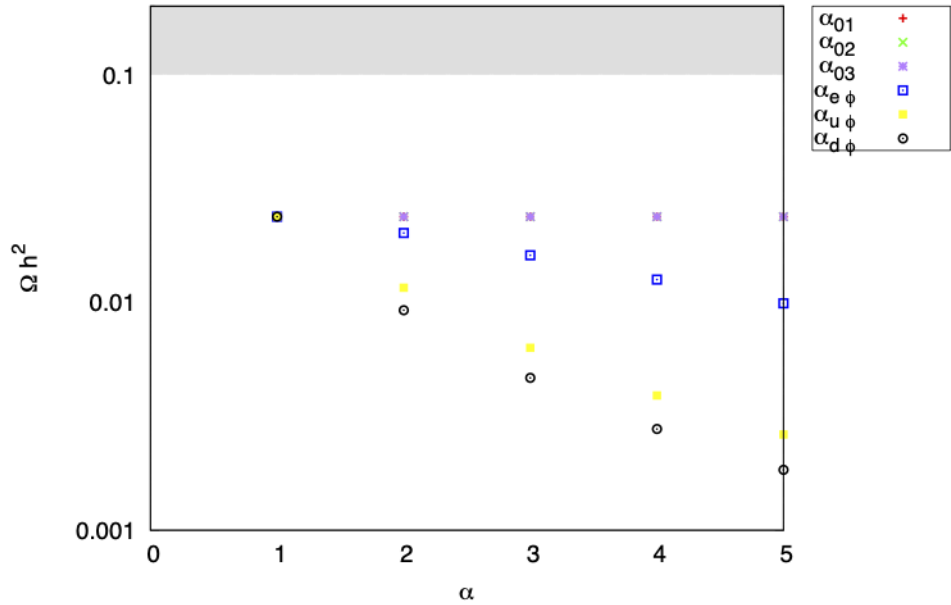
Herhangi bir KM modelinde olduğu gibi, 6-Boyutlu EAT'de de en kritik parametre olan kalıntı yoğunluğundaki hesaplayarak skaler KM için hesaplamalar yapıldı. Bunun için MADDM'in RELICDENSITY modülü kullanıldı. Şekil 5.25'de, 6-boyutlu etkin teoride skaler KM adayı M_ϕ 'ye göre kalıntı yoğunluğunun nasıl değiştiği görülmektedir.

Şekil 5.25'de gri ile taranmış alan, Planck [3] verilerine göre termal kalıntı yoğunluğunun dışarılanmış değerlerini gösterir. 6-boyutlu EAT'de skaler KM modeli, KM termal kalıntı yoğunluğunun güncel değeriyle kıyaslandığında, kabul edilebilir değer aralığı içerisindedir. Λ kesme ölçeği değeri arttıkça, model KM kalıntı yoğunluğu için verilen üst limit değerini aşar. 6-Boyutlu EAT'de skaler KM modeli için, $\Lambda = 3$ TeV iken, KM kütlesi için $0 < M_\phi < 225$ GeV değer aralığı kalıntı yoğunluğu üst limitini aştığından dolayı dışarılanmıştır.

$\Lambda = 2$ TeV ve $M_\phi = 70$ GeV için, kalıntı yoğunluğunun model kuplaj parametrelerine bağlılığı Şekil 5.26'de gösterilmiştir.



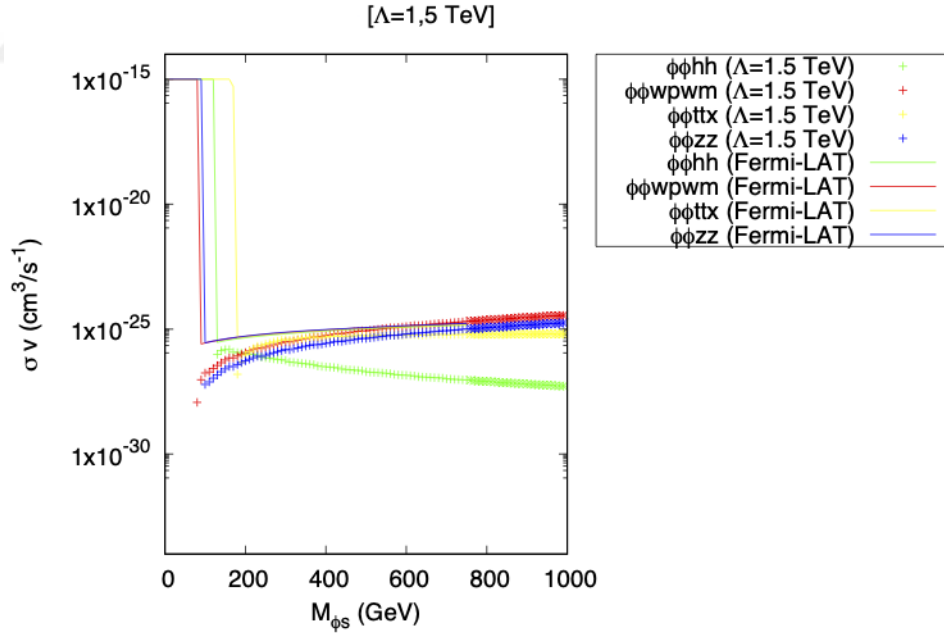
Şekil 5.25: 6-Boyutlu EAT'de skaler KM adayının kütlesi M_ϕ 'ye göre kalıntı yoğunluğunun değişimi. Gri ile taranmış alan Planck'a göre dışarılanmış bölgeyi gösterir [3].



Şekil 5.26: 6-Boyutlu EAT'de skaler KM adayının α model parametrelerine göre değişimi. Gri alan dışarılanmış bölge.

Şekil 5.26’de skaler KM kalıntı yoğunluğunun, etkin teorinin kuplaj parameterelerine göre değişimi görülmektedir. Gri ile taranmış alan Planck [3]’in KM kalıntı yoğunluğu verileri tarafından dışarılanmış bölgeyi gösterir. 6-boyutlu EAT modelinde KM yoğunluğuna en kritik değişimi skaler KM adayının fermiyonlarla etkileşmesinden geldiği açıkça görülmektedir. Bundan, Denk. 3.17 ve Denk. 3.17’in temsil ettiği etkileşmelerin, skaler KM kalıntı yoğunluğundan önemli bir rol oynadığı sonucuna varılabilir.

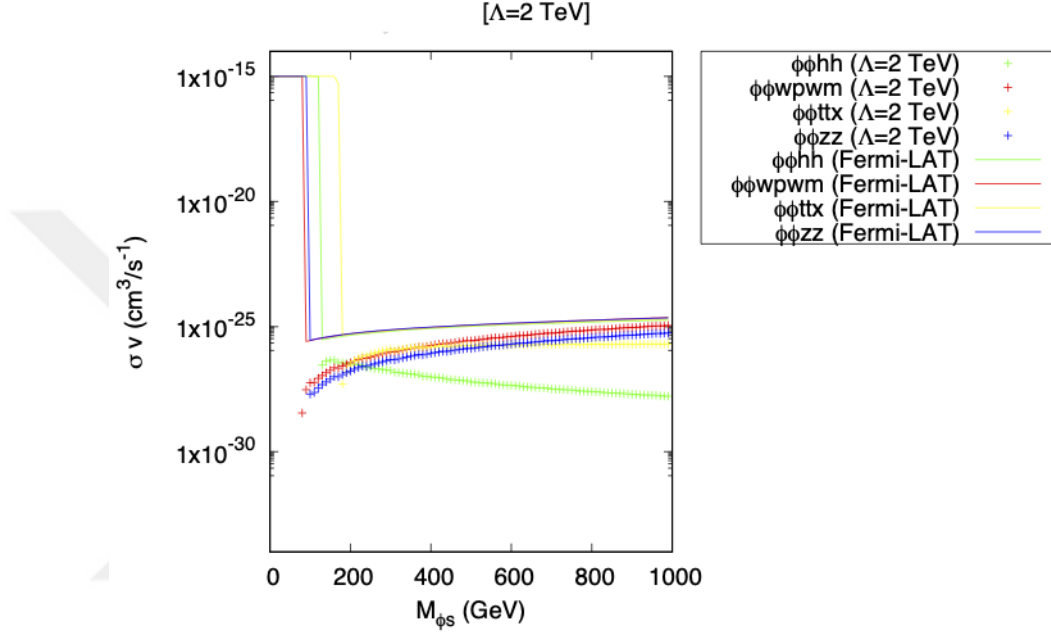
6-Boyutlu EAT’de skaler KM adayı için, model parametrelerine bir diğer sınırlandırma KM araştırmaları için bir diğer araştırma alanı olan dolaylı algıçlama deneylerinden gelmektedir. Bunun için MADDM’in INDIRECTDETECTION modülü kullanıldı. Skaler KM’nin SM parçacıklarına yok-olma hız ortalananmış tesir kesitleri $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV için Şekil 5.27, Şekil 5.28, ve Şekil 5.29’de gösterilmiştir.



Şekil 5.27: $\Lambda = 1.5$ TeV ve $\alpha_{butun} = 1$ için, skaler KM yok-olma hızla ortalananmış tesir kesitleri. Düz çizgiler Fermi-LAT’ın hızla ortalananmış tesir kesit için verdiği üst limitleri göstermektedir.

Şekil 5.27’de $\Lambda = 1.5$ TeV ve $\alpha_{butun} = 1$ için skaler KM’nin SM parçacıklarına yok-olma hızla ortalananmış tesir kesitleri gösterilmiştir. Düz çizgiler Fermi-LAT gözlem

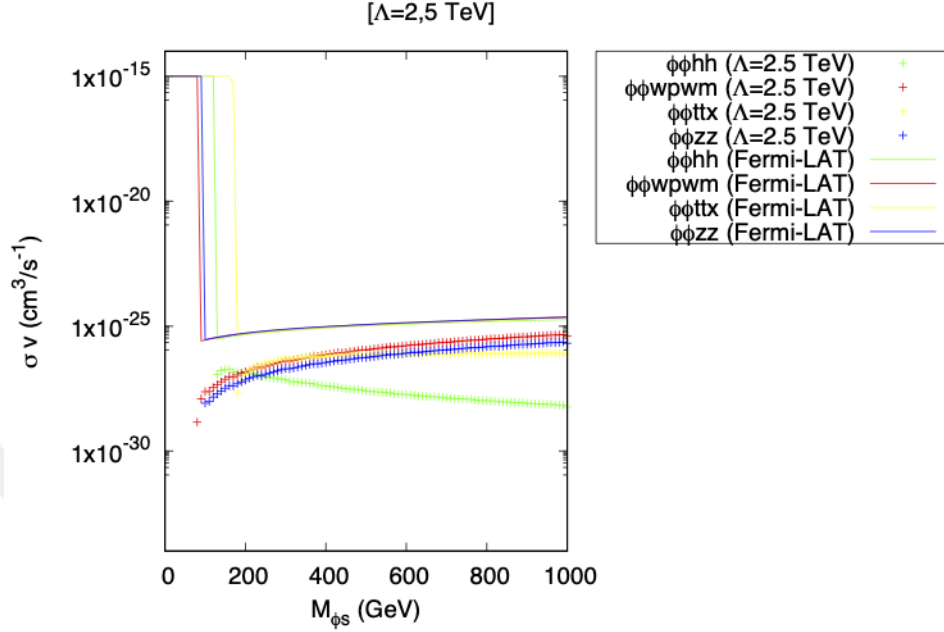
verilerinin verdiği üst limiti, veri noktaları çizgiler ise 6-Boyutlu EAT’de skaler DM için elde edilen sonuçları göstermektedir. $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ ’de $M_\phi \geq 620 \text{ GeV}$ değerleri skaler KM’nin W^+W^- ’ye bozunması sonucu dışarılanan değer aralığını göstermektedir.



Şekil 5.28: $\Lambda = 2 \text{ TeV}$ ve $\alpha_{butun} = 1$ için, skaler KM yok-olma hızla ortalananmış tesir kesitleri. Düz çizgiler Fermi-LAT’ın hızla ortalananmış tesir kesit için verdiği üst limitleri göstermektedir.

Şekil 5.28 ve Şekil 5.29 veri noktaları 6-Boyutlu EAT’de skaler KM adayının SM parçacıklarına bozunma hızla ortalananmış tesir kesitlerinin kütleyle göre nasıl değiştiğini göstermektedir. $\Lambda = 2 \text{ TeV}$, $\Lambda = 2.5 \text{ TeV}$ ve $\alpha_{butun} = 1$ için, galaktik hale etrafında KM çifti yok-olma hızla ortalananmış tesir kesitleri, Fermi-LAT’ın güncel veri değerleriyle uyumludur. Etkin teoride skaler KM’nin dolaylı gözlem araştırmalarından gelen tek limiti $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ ’de W^+W^- boson çiftine bozunmasından gelmektedir.

Mevcut KM araştırmaların bir diğer araştırma alanı da olası bir KM’nin üretilmesi esas alınan çarpıştırıcı platformudur. Bunun için kütle merkezi enerjisi 13 TeV olan BHC’da KM çifti oluşturan olası süreçler ele alınmıştır. KM çifti bölüm 4’de bahsedildiği gibi çarpıştırıcı detektörlerinde kayıp enine enerji olarak ortaya çıkar. Bunun için 13



Şekil 5.29: $\Lambda = 2.5$ TeV ve $\alpha_{butun} = 1$ için, skaler KM yok-olma hızla ortalanmış tesir kesitleri. Düz çizgiler Fermi-LAT'ın hızla ortalanmış tesir kesit için verdiği üst limitleri göstermektedir.

TeV BHÇ düşünülürse, 6-boyutlu EAT'de skaler KM çifti yok olma sürecine iki jetin eşlik ettiği durumdan genlik üretilebilir. $\phi\phi jj$ süreci, FEYNRULES'da etkin teori için geliştirilen skaler KM UFO modeli MG5_AMC_v2.6_2 yazılımının model klasörüne eklenip incelendi. $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV, ve $\Lambda = 2.5$ TeV'de kalıntı yoğunluğu ve dolaylı gözlem sonuçlarına göre kabul edilebilir kütle değeri $M_\phi = 500$ GeV ve $\alpha_{butun} = 1$ alınarak, 50000 olay sayısı ile $-2.5 < \eta < 2.5$, enine momentumun $p_{T,j} \geq 120$ ve kayıp enine enerjisinin $\cancel{E}_T \geq 250$ kinematik kesmeleri için, kütle merkezi enerjisi 13 TeV olan BHÇ'da elde edilen tesir kesit tablosu:

	$\Lambda = 1.5$ TeV	$\Lambda = 2$ TeV	$\Lambda = 2.5$ TeV	$\Lambda = 3$ TeV
$\sigma _{(pp \rightarrow \phi\phi jj)}$ pb	3.03×10^{-8}	3.02×10^{-9}	2.5×10^{-10}	1.1×10^{-10}

Tablo 5.9: $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV ve $\cancel{E}_T > 250$ GeV kinematik kesmeleri ve 50000 olay sayısı için, 13 TeV kütle merkezi enerjili BHÇ'da $\phi\phi jj$ sürecine ait tesir kesit tablosu.

Tablo 5.9'de MG5_AMC_v2.6_2'in PYTHIA6 sağanak/hadronizasyonu ve DELPHES

modülleri ve NN23LO1 parton dağılım setleri kullanarak, $\varphi\varphi jj$ sürecine ait tesir kesit tablosu verilmiştir. Tablodan anlaşılacağı gibi tesir kesitler değerleri üç Λ değeri için de oldukça küçüktür. Bu sürece ait $\eta, p_{T,j}$ ve \cancel{E}_T 'ye dair herhangi bir kinematik dağılım üretilemiştir. Buna rağmen, 13 TeV kütle merkezi enerji BHÇ'da kayıp enine enerjiye çift-jetin eşlik ettiği duruma ait ardalın ($pp > jj\nu_L\bar{\nu}_L$) tesir kesiti Tablo 5.7'de verilmiştir.

Tablo 5.9'de 6-boyutlu etkin teörinin skaler KM modeline ait kesit değerleriyle Tablo 5.7'de kayıp enine enerjiye çift-jetin eşlik ettiği ardalın sürecine ait tesir kesitler kıyaslandığında, etkin teoriye ait skaler KM modelinin oldukça zayıf kaldığı görülmektedir. Bu modele ait, tesir kesitin oldukça düşük olması, sürece ait olay üretilememesi ve dolayısıyla herhangi bir kinematik dağılım, özellikle kayıp enine enerjiye ait, doğrudan-deney araştırmaları için de KM-çekirdek tesir kesitine ait bir genliğin mevcut olmaması 6-Boyutlu EAT'de skaler KM adayının araştırmalar için uygun nitelikte olmadığı sonucuna çıkabilir.

6 Sonuçlar ve zet

Karanlık madde ortaya atıldığı ilk günden beri özellikle kozmolojistlerin, astrofizikiklerin ve parçacık fizikçilerinin ilgi odağı olmuştur. Varlığına dair bir çok delil olan bu gizemli maddenin, nasıl bir karakteristiğe nasıl bir doğaya sahip olduğuna dair veriler bir o kadar azdır. Deneysel ve gözlemsel veriler bize Karanlık madde yapbozunun bütününe tamamlamaya giden yollar için bir ışık oluşturmaktadır. Günümüzde bu yapbozun bütününe oluşturmaya yönelik oldukça fazla model öne sürülmüştür.

Bu tezde Bölüm 1’de KM’ye kabaca bir göz attıktan sonra, Bölüm 2’de önce KM’nin gözlemsel olarak varlığına dair kanıtlardan, daha sonra var olan bu madde için önerilen adaylardan bahsedildi. Bölüm 2’den yola çıkarak termal donma-anı mekanizmasına odaklanıldı ve KM araştırmalarında bu mekanizma sonucu elde edilen kalıntı yoğunluğu, donma-anı sıcaklığı... vb. nicelikleri sağlayan sonuçlar incelendi. Yine, Bölüm 2 KM’nin zayıf etkileşen kütleli bir parçacık olduğu senaryo üzerinde yoğunlaştık. Bu bölümlerden sonra artık KM’yi WIMP adayı olarak ele aldık, deneylerde WIMP için verilen sınırlandırmaları göz önünde bulundurduk.

Bölüm 3’de WIMP adayı için önerilen 6-boyutlu Etkin Alan Teorisine ait modeli inceledik. Modelde KM’nin dahil olduğu parçacık sınıfına göre (fermiyonik, skaler ve vektör parçacık sınıfları) alabileceği muhtemelen etkileşmeler ele alındı. Etkin teorisinin belirli bir ölçeğe kadar geçerli olduğu gerçeğini göz önünde bulundurarak geçerlilik limitleri tartışıldı. Tezin bu aşamasında, etkileşmeler en genel haliyle operatör formatında yazıldı ve sonraki bölümlerde Lagranjiyen formunda gerekli parametreler eklenerek etkileşmeler incelendi.

Bölüm 4’de KM araştırmaları için doğrudan araştırma, dolaylı araştırma ve arpıştırıcı

alanlarındaki güncel statüleri verildi. Doğrudan deneyler için WIMP-çekirdek tesir kesitler, dolaylı araştırmalar için galaktik haledeki WIMP yok-olma süreçlerine ait ortalama hızlı tesir kesitlere ve kalıntı yoğunluğunun güncel değerlerinin Km araştırmalarına öncülük üst limitleri verilmiştir.

Bölüm 5'te ise 6-boyutlu Etkin Alan Teorisi modelinde KM'nin fermiyonik olması ve skaler olması durumları için ayrı analiz çalışmaları yapılmıştır. Analiz iki kısma ayrılarak, önce ilgili KM modeline ait parametre uzayına, termal kalıntı yoğunluğu, doğrudan deney ve dolaylı gözlem sonuçlarından gelen üst limitler baz alınarak, gerekli sınırlandırmalar getirilmiştir. Bu çalışmalar MADGRAPH'in KM'ye dair geniş bir araştırma yelpazesi sunan MADDM modülü aracılığıyla yapılmıştır. EAT modeline getirilen bu sınırlandırmalar sonucunda, çarpıştırıcı ortamlarında KM çifti üretimine katkı veren süreçler analiz edilmiş ve KM'nin detekte edilebilmesinin mümkün olup olmadığı araştırılmıştır.

Bölüm 5.1.1'te ilk olarak etkin teori modelinde KM adayının fermiyonik olması durumunda, fermiyonik KM kalıntı bolluğu hesaplanmıştır. Etkin teorinin kesme ölçeği değerleri, etkileşme kuplajları ve kütlesi gibi parametreleri tarayarak elde edilen sonuçları güncel veri değerleriyle karşılaştırıldı. Etkin teorinin geçerliliğlik koşuluna (Denk. 3.2) sadık kalındı. İlk olarak, KM araştırmaları için en kritik parametre olan kalıntı yoğunluğundan gelen sınırlandırmalar dikkate alındı. Şekil 5.2'da modelin Λ bastırılması arttıka, kalıntı yoğunluğunun, Planck [3] ve WMAP [4]'den gelen KM kalıntı yoğunluğu değerinden uzaklaştığı görölmektedir. Modele ait α kuplaj parametrelerinden ise, Şekil 5.3'den göröleceği gibi, KM'nin maddenin en çok skaler alanla etkileştiği durumda kalıntı yoğunluğuna uygun sonuçlar elde edilmektedir. Bu aşamadan sonra teoride basitlik olması açasından α 'ların belirli bir değerde sabit tutulup, bazı Λ ölçek değerlerinde, fermiyonik KM kütlesinin kalıntı yoğunluğuna etkisi 5.5'de gösterilmiştir. Kütle arttıka, kalıntı yoğunluğu değerine verilen üst limit değerinden o kadar uzaklaşır yani model güncel verilere uygun kalıntı yoğunluğu arasına düşer. $\Lambda = 1.5$ TeV için $250 \text{ GeV} \leq M_{\chi f} \leq 750 \text{ GeV}$, $\Lambda = 2$ TeV için $M_{\chi f} \geq 460 \text{ GeV}$ ve $\Lambda = 2.5$ TeV için $M_{\chi f} \geq 720 \text{ GeV}$ aralıkları

6-boyutlu etkin teoride fermiyonik KM için uygun kalıntı yoğunlu değerlerini verir. Daha sonra etkin modelde fermiyonik KM için, doğrudan deney sonuçlarıyla karşılaştırma yapılmıştır. 0 – 1 TeV kütle aralığında, $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV’de XENON1T spinden-bağımsız, PICO60 spine-bağlı, LUX spine-bağlı doğrudan deney sonuçlarında %90 güvenilirlik seviyesindeki tesir kesitler için verilen üst limit verileri karşılaştırılmıştır. Şekil 5.7’de bu deneylerin güncel değerleriyle, etkin modelin fermiyonik KM için elde edilen sonuçları görülmektedir. XENON1T deneyine göre, fermiyonik etkin model KM spinden-bağımsız tesir kesit için üst limiti sağlayamıyor. Fakat Spine-bağlı deney sonuçlarıyla kıyaslandığında model uyumlu görülmektedir. Şekil 5.8’de dolaylı gözlem sonuçlarında, KM yok-olma sürecine ait hızla ortalanmış tesir kesit değerleriyle, 6-boyutlu fermiyonik etkin teoriden elde edilen hızla ortalanmış tesir kesit sonuçları karşılaştırılmıştır. Dolaylı gözlem sonuçlarıyla, fermiyonik etkin model uyumlu görülmektedir. Daha sonra kütle ve diğer parametre değerlerine getirilen sınırlandırmalar, ve modelin uygun olduğu parametre değerleri kullanılarak, 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ’da fermiyonik KM üretimine dair analizler yapılmıştır. Analiz için MADGRAPH_AMC kullanılmış olup, kalıntı bolluğundan gelen sınırlandırmalar ($\alpha_{lum} = 1$ için $\Lambda = 1.5$ TeV için $250 \text{ GeV} \leq M_{\chi_f} \leq 750 \text{ GeV}$, $\Lambda = 2$ TeV için $M_{\chi_f} \geq 460 \text{ GeV}$ ve $\Lambda = 2.5$ TeV için $M_{\chi_f} \geq 720 \text{ GeV}$ aralıkları) göze alınmıştır. Buna göre, öncelikle 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ’da standart kesmeler kullanıldı. 6-boyutlu etkin teoride KM çifti üretimine tek jetin eşlik ettiği sürece ait, $\Lambda = 1.5$ TeV iken, detektörün η , jetlerin enine momentumu p_T ve KM çifti kayıp enine enerjisi için elde edilen grafikler, sırasıyla Şekil 5.10’, Şekil 5.11 Şekil 5.12’de gösterilmiştir. Benzer şekilde, $\Lambda = 2$ TeV iken, sırasıyla, Şekil 5.14’, Şekil 5.15 Şekil 5.16 ve $\Lambda = 2.5$ TeV iken, Şekil 5.17’, Şekil 5.18 Şekil 5.19’de verilmiştir. Kinematik dağılımlardan η ve $p_{T,j}$ kütleyle ya da diğer parametrelerin değişmesine bağlılık göstermediğinden KM üretimi için \cancel{E}_T odak noktasına alındı. KM’nin kütlelerinin $M_{\chi_f} = 720 \text{ GeV}$ olduğu durum için $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV kesme skalası değerlerinde uygun deneysel ve gözlem sonuçlarını verdiğinden standart analiz kesmeleri kullanılarak sinyale ve ardalana ait

kayıp enine enerji grafiği Şekil 5.21’de gösterilmiştir. Şekil 5.21’den görüldüğü sinyale ve ardalana ait kayıp enine enerji tamamen farklı karakteristiğe sahip olup, 200 GeV kayıp enine enerji değerinde birbirinden ayrılıyor. Bu sinyal ile ardalanı birbirinden ayırma adına oldukça önemli bir gösterge olup, tezin kapsamı dışında çalışılacaktır.

Bölüm 5.1.2’de ise, analizler 6-boyutlu EAT’de KM’nin fermiyonik olması durumunda, BHÇ’da KM çifti üretimine katkı veren bir kayda değer bir diğer süreç ise, kayıp enine enerjiye çift-jetin eşlik ettiği son durum için yapılmıştır. Bu sürece ilişkin tesir kesitler, tek-jet durumuna göre oldukça daha düşük değerlerde seyretmektedir. Buna bağlı olarak ardalan da daha düşüktür. KM çifti + çift-jet sinyali ve buna karşılık gelen ardalanı ait kayıp enine enerji grafiklerinin bir kıyaslaması Şekil 5.24’de verilmiştir. Yine sinyal ve ardalanı ait kayıp enine enerji dağılımları birbirinden farklı karakteristiğe sahip olmaları, sinyal ile ardalanı ayırmak için daha sonra kullanılacak çalışmalarda önemli bir indikatör olacaktır.

Bununla birlikte Tablo 5.4 ve Tablo 5.8’de 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip BHÇ için, 6-boyutlu EFT’de KM adayının fermiyonik olması durumunda, sırasıyla, kayıp enine enerjiye tek jetin ve çift jetin eşlik ettiği süreçler ele alındığında, 50000 olay üretilerek gerçekleştirilen analizlerde $-2.5 < \eta < 2.5$, $p_T > 120$ GeV olduğu ve $E_T > 250$ GeV seçim kriterleri uygulanarak elde edilen gözlemlenebilirlikler listelenmiştir. Etkin teoride $M_{\chi f} = 720$ GeV için $\Lambda = 1.5$ TeV, $\Lambda = 2.5$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV değerlerinde ardalanın sinyal üzerinde domine dolayı böyle bir KM çifti oluşum sürecinin de BHÇ’da gözlemleyebilmesi pek mümkün görünmemektedir. Buna rağmen, çalışmada elde edilen bu gözlemlenebilirlik değerleri BHÇ’da çalışılan diğer modellerinde gözlemlenebilirlikleri ele alınırsa çok da ümit kırıcı bir sonuç değildir. Yine de, çalışma ekibimiz sinyal ile ardalanı birbirinden ayıran çalışmalara bu tezin kapsamı dışında devam edecektir. Bölüm 5.2’de etkin teori modelinde KM adayının skaler olması durumu incelenmiştir. İlk olarak, skaler KM kalıntı bolluğu hesaplanmıştır. Etkin tezinin kesme ölçeği değerleri, etkileşme kuplajları ve kütlesi gibi parametreleri tarayarak elde edilen sonuçları güncel Planck [3] veri değerleriyle karşılaştırıldı. Yine, etkin tezinin geçerlilik koşulu (Denk. 3.2) uygulandı.Şekil

5.25'den görüleceği gibi $\Lambda = 2$ TeV ve $\Lambda = 2.5$ TeV değerlerinde 6-boyutlu EAT'de skaler KM modeli, KM termal kalıntı yoğunluğunun güncel değeriyle kıyaslandığında, kabul edilebilir değer aralığı içerisinde. Λ kesme ölçeği değeri arttıkça, model KM kalıntı yoğunluğu için verilen üst limit değerini aşar. 6-Boyutlu EAT'de skaler KM modeli için, $\Lambda = 3$ TeV iken ise, KM kütlesi için $0 < M_\phi < 225$ GeV değer aralığı kalıntı yoğunluğu üst limitini aştığından dolayı dışarılanmıştır. Daha sonra modelin kuplaj parametrelerinin termal kalıntı yoğunluğunu nasıl etkilediği incelendi. Şekil 5.26'den görüleceği gibi KM- termal kalıntı yoğunluğuna en önemli katkı, skaler KM'nin fermion etkileşmelerinden gelir. Daha sonra KM araştırma platformlarından, doğrudan-algıçlama deneylerinde etkin teorisinin skaler KM modeli incelendi. Ne var ki, skaler KM-çekirdek çarpışmalarına dair incelemede çarpışma geçiş genliği üretilemedi. Daha sonra, galaktik hale etrafında skaler KM'nin SM parçacıklarına yok-olma sürecine ait hız ortalanmış tesir kesitleri (dolaylı araştırma) incelendi. Şekil 5.27'de $\Lambda = 1.5$ TeV ve $\alpha_{butun} = 1$ için skaler KM'nin SM parçacıklarına yok-olma hızla ortalanmış tesir kesitleri gösterilmiş olup, $\Lambda = 1.5$ TeV'de $M_\phi \geq 620$ GeV değerleri skaler KM'nin W^+W^- 'ye bozunması sonucu, Fermi-LAT'ın verdiği üst limitlere göre dışarılanan değer aralığını vermektedir. Şekil 5.28 ve Şekil 5.29'de yine KM'nin SM parçacıklarına yok-olma hızla ortalanmış tesir kesitleri verilmiş olup kütle aralığını sınırlayacak bir sonuç görülmemiştir. Son olarak Bölüm 5.2'de 6-boyutlu etkin teorisinin skaler KM modeline ait kesit değerleriyle (Tablo 5.9), kayıp enine enerjiye çift-jetin eşlik ettiği aralan sürecine ait tesir kesitler (Tablo 5.7) kıyaslanmıştır. Etkin teoriye ait skaler KM modeline ait tesir kesit değerleri oldukça düşük değerlerde seyretmektedir. Bu modele ait, tesir kesitin oldukça düşük olması, sürece ait olay üretilememesi ve dolayısıyla herhangi bir kinematik dağılım, özellikle kayıp enine enerjiye ait, doğrudan-deney araştırmaları için de KM-çekirdek tesir kesitine ait bir genliğin mevcut olmaması 6-Boyutlu EAT'de skaler KM adayının araştırmalar için uygun nitelikte olmadığı sonucunu doğurur.

Sonuç olarak bu tezde, 6-Boyutlu Etkin Alan teorisi kapsamında KM araştırmaları için bir dizi nümerik araç geliştirilmiş olup, KM hesaplamalarının her bir aşamasında

kullanılabilir olduğu görülmüştür. Hatasız olarak çalıştırılabilen bu araçlar, mevcut deney ve gözlem verileriyle kıyaslama yapmak, olası bir etkin KM adayının yüksek enerjilerdeki çarpıştırıcılarda gözlemlenebilirliğini araştırmak adına, özellikle fermiyonik KM adayları için, önemli bir kılavuz olabilir.



Kaynakça

- [1] Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP), "WMAP Produces new results", <https://map.gsfc.nasa.gov/news/>, Son Erişim: 15.05.2021
- [2] Planck Collaboration, "Timeline of the Universe", <https://plancksatellite.org.uk/science/timeline/>, Son Erişim: 15.05.2021.
- [3] P. A. R. Ade, et al., 2016. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astronomy and Astrophys.*, 594, A13, 63.
- [4] C. L Bennet, Larson, J. L Weiland. 2013. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 208:20.
- [5] Tucker, W., Blanco, P., Rappoport, S., David, L., Fabricant, D., Falco, E. E., Forman, W., Dresser, A., Ramella, W. 1998. 1E 0657-56: A Contender for the Hottest Known Cluster of Galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 496,1, L5-L8.
- [6] Clowe, D., A, Gonzalez, A., Markevitch, M. 2004. Weak-Lensing Mass Reconstruction of the Interacting Cluster 1E 0657-558: Direct Evidence of Dark Matter. *The Astrophysical Journal* 604, 2, 596-603.
- [7] Markevitch, M., Gonzalez, A. H., Clowe, D., Vikhlinin, A., David, L., Forman, W., Jones, C., Murray, S., Tucker, W. 2004. Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56. *The Astrophysical Journal* 606, 2, 819-824.

- [8] Bertone, G., Hooper, D., Silk, J. 2005. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405, 5-6, 279-390.
- [9] Jungman, G., Kamionkowski, M., Griest, K. 1996. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267, 5-6, 195-373.
- [10] Servant, G., Tait, T, M.P. 2003. Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate?. *Nuclear Physics B*, 650, 1-2, 391-419.
- [11] Servant, G., Tait, T, M.P. 2002. Elastic scattering and direct detection of Kaluza-Klein dark matter. *New Journal of Physics*, 4, 99.1-99.19.
- [12] Cheng, H., Low, I. 2003. TeV symmetry and the little hierarchy problem. *JHEP*, 2003, 1-16.
- [13] Birkedal, A., Noble, A., Perelstein, M., Spray, A. 2006. Little Higgs dark matter. *Phys. Rev. D*, 74, 035002, 1-11.
- [14] Barger, V., Keung, W., Shaughnessy, G. 2008. Spin dependence of dark matter scattering. *Phys. Rev. D*, 78, 056007, 1-19.
- [15] Buchmuller, W., Wyler, D. 1986. Effective Lagrangian analysis of new interactions and flavor conservation. *Nucl. Phys. B*, 268, 3-4, 621-653.
- [16] Fan, J., Reece, M., Wang, L. 2010. Non-relativistic effective theory of dark matter detection. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 11(2010), 042, 1-30.
- [17] Artz, C., Einhorn, M. B., Wudka, J. 1995. Patterns of deviation from the Standard Model. *Nucl. Phys. B*, 433, 1, 41-66.
- [18] Kolb, E. W., Turner, M. S. 1990. The Early Universe, *Front. Phys.* 69.
- [19] Mitton, J., Mitton S. 2021. Vera Rubin: a life. Belknap Press of Harvard University Press 2021.

- [20] Belyaev, A, Christensen, N. D., Pukhoc, A. 2013. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. *Comput. Phys. Commun.*, 184, 7, 1729-1769.
- [21] Zhang, H., Qing-Hong, C., Chen, C. R., Li C. S. 2011. Effective dark matter model: relic density, CDMS II, Fermi-LAT and LHC. *JHEP* 2011:08, 18, 1-48.
- [22] Zwicky F (1933) Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv Phys Acta* 6:110–127.
- [23] Struble, Mitchell F.; Rood, Herbert J. 1999. A Compilation of Redshifts and Velocity Dispersions for ACO Clusters. *The Astrophysical Journal Supplement Series. Chicago, Illinois, USA: The University of Chicago Press.* 125 (1): 35–71.
- [24] White S. D. M., Navarro J. F., Evrard A. E., and Frenk C. S. 1993. The baryon content of galaxy clusters: a challenge to cosmological orthodoxy. *Nature*, 366, 429-433.
- [25] Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman and et al. 1985. Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198, *Astrophysical Journal*(295)305313.
- [26] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones and D. Zaritsky. 2006. *Astrophys. J.* 648, L109.
- [27] F. J. Sanchez-Salcedo, E. Martinez-Gomez and J. Magana. 2010. *JCAP* 1002, 031.
- [28] B. Audren, J. Lesgourgues, G. Mangano, P. D. Serpico and T. Tram. 2014. *JCAP*, 1412, no. 12, 028
- [29] M. Aker, et al. 2019. An improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN. *Phys. Rev. Lett.* 123, 221802
- [30] C. Giunti and C. W. Kim. 2007. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics.* Oxford University Press.

- [31] Planck Collaboration. 2018. Planck2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics (A&A)*, A6.
- [32] S. Tremaine and J. E. Gunn. 1979. Dynamical Role of Light Neutral Leptons in Cosmology. *Phys. Rev. Lett.* 42, 407.
- [33] Tuning N., National Institute for Subatomic Physics (Nikhef), *Lecture Notes on CP Violation*. Amsterdam, Netherlands, February 2020.
- [34] Kobayashi, M., Maskawa, T. 1973. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49 (2): 652–657.
- [35] Rochester, G.D., Butler, C. C. 1947. Evidence for the existence of new unstable elementary particles. *Nature* 160, 855-857.
- [36] Christenson, J. H. ,Cronin, J. W.,Fitch, V. L. and Turlay, R. 1964. Evidence for the 2π Decay of the K^0 Meson. *Phys. Rev. Lett.* 13, 138.
- [37] Bigi I.I., Sanda A.I. 1984. $B^0 - \bar{B}^0$ mixing and violation of CP symmetry. *Phys. Rev. D* 29,1393–1398. (1984).
- [38] Dougherty, J., 2020. Large gauge transformations and the strong CP problem. *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics*. 69, 50-66.
- [39] Gell-Mann, M. 1962. Symmetries of Baryons and Mesons. *Physical Review. American Physical Society (APS)*, 125 (3): 1067–1084.
- [40] Adler, S. L. 1969. Axial-Vector Vertex in Spinor Electrodynamics. *Physical Review*, 177 (5): 2426–2438.
- [41] Bell, J. S.; Jackiw, R. 1969. A PCAC puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ -model. *Nuovo Cimento A*, 60 (1): 47–61.
- [42] 't Hooft, G., 1976. Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies. *Phys. Rev. Lett.*,37, 8.

- [43] Peccei, Roberto D.; Quinn, Helen R. 1977. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Physical Review Letters.*, 38 (25): 1440–1443.
- [44] Leanne, D. and Karl, V.B. 2009. Axions as dark matter particles. *New J. Phys.*, 11, 105008 (2009).
- [45] The ADMX Collaboration; Asztalos, S.J.; Carosi, G.; Hagmann, C.; Kinion, D.; van Bibber, K.; Hotz, M.; Rosenberg, L.; Rybka, G.; Hoskins, J.; Hwang, J.; Sikivie, P.; Tanner, D. B.; Bradley, R.; Clarke, J. 2010. A SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions. *Physical Review Letters*, 104 (4): 041301. (2010)
- [46] ATLAS Collaboration. *Supersymmetry Searches Public Results*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>. Erişim Tarihi:10.06.2021
- [47] CMS Collaboration. *Supersymmetry Searches Public Results*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS> Erişim Tarihi: 10.06.2021
- [48] G.C. Branco and P.M. Ferreira and L. Lavoura et al. 2012. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Physics Reports* 516 1,1-102
- [49] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and H. Georgi. 2001. Electroweak symmetrybreaking from dimensional deconstruction. *Phys. Lett.*, B513, 232.
- [50] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, T. Gregoire and J. G. Wacker. 2002. The minimal moose for a little Higgs. *JHEP*, 0208, 021
- [51] Hsin-Chia Cheng, Jonathan L. Feng, and Konstantin T. Matchev. 2002. Kaluza-Klein Dark Matter. 2002. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 211301.
- [52] Flacke, T., Kang, D.W., Kong, K. et al. 2017. Electroweak Kaluza-Klein dark matter. *J. High Energ. Phys.*, 2017, 41.

- [53] Carr B. and Kühnel F. 2020. Primordial Black Holes as Dark Matter: Recent Developments. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 70, 335-394.
- [54] Carr B. and Kühnel F. 2020. Primordial Black Holes as Dark Matter: Recent Developments. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 70, 335-394.
- [55] R. Abbott et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration). 2020. GW190521: A Binary Black Hole Merger with a Total Mass of $150M_{\odot}$. *Phys. Rev. Lett.*, 125, 101102.
- [56] Oka, T., Tsujimoto, S., Iwata, Y., Nomura M., Takekawa S., 2017. Mm-wave emission from an intermediate-mass black hole candidate in the Milky Way. *Nature Astronomy*, 1, 709–712.
- [57] G. Busoni, A. De Simone, J. Gramlin, E. Morgante, A. Riotto, 2014. On the Validity of the Effective Field Theory for Dark Matter Searches at the LHC Part II: Complete Analysis for the s-channel. *JCAP*, 06(2014)060.
- [58] G. Busoni, A. De Simone, E. Morgante, A. Riotto, 2014. On the Validity of the Effective Field Theory for Dark Matter Searches at the LHC. *Physics Letters B*, 728C.
- [59] G.R.C. Cotta, J.L. Hewett, M.-P. Le and T.G. Rizzo. 2013. Bounds on Dark Matter Interactions with Electroweak Gauge Bosons. *Phys. Rev. D*, 88, 116009.
- [60] M. Bauer, A. Butter, N. Desai, J. Gonzalez-Fraile, and T. Plehn. 2017. On the Validity of Dark Matter Effective Theory. *Phys. Rev. D*, 95, 075036.
- [61] G. Busoni, A. De Simone, T. Jacques, E. Morgante and A. Riotto, 2014. On the validity of the effective field theory for dark matter searches at the LHC part III: analysis for the t-channel. *JCAP*, 09, 022.
- [62] Y. Farzan and A. R. Akbarieh. 2012. VDM: A model for Vector Dark Matter. *JCAP*, 1210 (2012) 026.

- [63] L. M. Carpenter, A. Nelson, C. Shimmin, T.M.P. Tait, and D. Whiteson. 2012. Collider searches for dark matter in events with a Z boson and missing energy. *JPhysRevD*, 87, 074005
- [64] K. Cheung, P. Tseng, Y. S. Tsai and T. Yuan. 2012. Global Constraints on Effective Dark Matter Interactions: Relic Density, Direct Detection, Indirect Detection, and Collider. *JCAP* 1205, 001.
- [65] M. Beltran, D. Hooper, E. W. Kolb, Z. C. Krusberg. 2009. Deducing the nature of dark matter from direct and indirect detection experiments in the absence of collider signatures of new physics. *Phys. Rev. D* , 80, 043509.
- [66] J. Goodman, M. Ibe, A. Rajaraman, W. Shepherd, T. M.P. Tait, H.-Bo Yu. 2010. Constraints on Dark Matter from Colliders. *Phys. Rev. D*, 82, 116010.
- [67] L. Lopez-Honorez, T. Schwetz, J. Zupan. 2012. Higgs portal, fermionic dark matter, and a Standard Model like Higgs at 125 GeV. *Physics Letters B*, 716, 1, 2012, 179-185.
- [68] A. De Simone, G. F. Giudice, A. Strumia. 2014. Benchmarks for Dark Matter Searches at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, 2014, 81.
- [69] W. Shepherd, T. M.P. Tait, G. Zaharijas. 2009. Bound states of weakly interacting dark matter. *Phys. Rev. D*, 79, 055022.
- [70] Y. Farzan, a. B. Akbarieh. 2013. Natural explanation for 130 GeV photon line within vector boson dark matter model. *Physics Letters B* 724, 13, 8487.
- [71] J. Kumar, D. Marfatia, D. Yaylali. 2015. Vector dark matter at the LHC. *Phys. Rev. D*, 92, 095027.
- [72] A. Belyaev, L. Panizzi, A. Pukhov, M. Thomas. 2017. Dark Matter characterization at the LHC in the Effective Field Theory approach. *JHEP*, 04(2017), 110.

- [73] P. Gondolo, G. Gelmini. 1991. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nucl. Phys. B* 360, 145179.
- [74] M. Schumann. 2019. Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status. *J. Phys. G*, 46 (2019), 10, 103003.
- [75] J. Gaskins. 2016. A review of indirect searches for particle dark matter. *Contemporary Physics*, 0:19, 1–32.
- [76] G. Bertone, M. Cirelli, A. Strumia, and M. Taoso. 2009. Gamma-ray and radio tests of the e+e- excess from DM annihilations. *JCAP*, 0903 (2009), 009.
- [77] R. Crocker, N. Bell, C. Balazs, and D. Jones. 2010. Radio and gamma-ray constraints on dark matter annihilation in the Galactic center. *Phys.Rev. D*, 81(2010), 063516.
- [78] A. E. Kaday, F. Özok ve E. U. Saka. 2020. Probing dark matter via effective field theory approach. *IJGMMP*, 17, 2 (2020), 2050028.
- [79] A. E. Kaday, F. Özok ve E. U. Saka. 2021. Karanlık Madde Etkin Alan Teorisinde Simülasyon Araçları Uygulamaları. *İstanbul Sabahattin Zaim Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 3 (1), 5659.
- [80] F. Özok, A. E. Kaday, ve E. U. Saka. 2020. Fermionic Dark Matter Production of Effective Field Theory al LHC. *Proceedings of the International Conference on Technology and Science*, 3, Techno-Science 2020, 103198
- [81] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks. 2014. FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology. *Comput.Phys.Commun.*, 185 (2014) 2250-2300.
- [82] F. Ambrogio, C. Arina, M. Backovic, J. Heisig, F. Maltoni, L. Mantani, O. Mattelaer and G. Mohlabeng. 2019. MadDM v.3.0: A comprehensive tool for dark matter studies. *Phys. Dark Univ.* 24 (2019) 100249.

- [83] Belanger, G., Boujdema, F., Pukhov, A., Semenov, A. (2002). micrOMEGAs: A program for calculating the relic density in the MSSM. *Comput. Phys. Commun.* 149, 2,103120.
- [84] Belanger, G., Boudiema, F., Pukhov, A., Semenov, A. (2007). MicrOMEGAs 2.0: A program to calculate the relic density of dark matter in generic model. *Comput. Phys. Commun.*, 176, 5, 367382.
- [85] Bringmann T., Edsjo J., Gondolo P., Ullio P., Betrgstorm L. 2018. DarkSUSY 6 An Advanced Tool to Compute Dark Matter Properties Numerically. *JCAP*, 1807.
- [86] A. Pukhov, G. Belanger, F. Boudjema, A. 2010. Tools for Dark Matter in Particle and Astroparticle Physics Semenov, Tools for Dark Matter in Particle and *Astroparticle Physics* PoS ACAT 2010, 011
- [87] de Favereau, J., Delaere, C., Demin, P., Giammanco, A., Lemaitre, V. Mertens, A., Selvaggi, M. 2013. DELPHES 3: A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. *JHEP2014:02*, 057, 1-25.
- [88] N. Trevisani. 2018 Collider Searches for Dark Matter (ATLAS + CMS). *Universe* 2018, 4, 131.