

T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
DOKTORA TEZİ

**ETKİN ALAN TEORİSİNDE VEKTÖR MEZON OKTET İLE
BARYON OKTETİN ETKİLEŞİMİ VE NÜKLEON-DELTANIN
AKSİYAL GEÇİŞ YAPI FAKTÖRLERİ**

Yasemin ÜNAL

Fizik Anabilim Dalı

Tezi Sunulduğu Tarih: 27.01.2017

Tez Danışmanı:

Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

ÇANAKKALE

Yasemin ÜNAL tarafından Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN yönetiminde hazırlanan ve 27/01/2017 tarihinde aşağıdaki jüri karşısında sunulan “**Etkin Alan Teorisinde Vektör Mezon Oktet ile Baryon Oktetin Etkileşimi ve Nükleon–Deltanın Aksiyal Geçiş Yapı Faktörleri**” başlıklı çalışma, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**’nda **DOKTORA TEZİ** olarak oybirliği ile kabul edilmiştir.

JÜRİ

Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

Başkan

Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ

Üye

Prof. Dr. Vildan BİLGİN

Üye

Prof. Dr. Güray ERKOL

Üye

Doç. Dr. Hayriye SUNDU

Üye

Prof. Dr. Levent GENÇ

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

Sıra No:.....

Bu tez çalışması TÜBİTAK - 2214-A Yurt Dışı Doktora Sırası Araştırma Burs Programı tarafından desteklenmiştir.

İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI



Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

Yasemin ÜNAL

TEŞEKKÜR

Akademik hayatım boyunca beni her zaman destekleyen saygıdeğer danışman hocam Sayın Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN'a teőekkürlerimi sunarım. Kendisinin değerli katkıları ve yol göstericiliği olmadan bu çalışma gerçekteőirilemezdi. Tez konusunun belirlenmesinde bana yardımcı olan ve bana öğreten, yaklaşık üç yıl yanında çalışma fırsatı bulduğum Sayın Prof. Dr. Stefan SCHERER'a, ilerleyemediğim noktalarda kendisine her baővurduęumda büyük bir sabır ve özveriyle benimle ilgilenen ve bana öğreten Sayın Dr. Jambul GEGELIA'ya, özellikle program kısmında yardımlarını esirgemeyen Sayın Dr. Dalibor DJUKANOVIC'e sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Doktora süresinde yurtdışı deneyimim için beni cesaretlendiren ve teővik eden, tez çalıőmaları boyunca benden yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Sayın Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ'ye ve değerli hocalarım Sayın Prof. Dr. Vildan BİLGİN, Sayın Doç. Dr. Güray ERKOL ve Sayın Doç. Dr. Hayriye SUNDU'ya teőekkürlerimi sunarım.

Değerli arkadaşlarım Ulaő ÖZDEM, Kadriye UYSAL ve Melek SÖNMEZ'e çok teşekkür ederim.

Değerli anneme, hep yanımda olduğu için, değerli aileme ve sevgili eőim Cihan ŐAHİN'e sonsuz teőekkürler.

Yasemin ÜNAL
Çanakkale, Ocak 2017

SİMGELER VE KISALTMALAR

HChPT	Ağır baryon kiral pertürbasyon teorisi
BChPT	Baryon kiral pertürbasyon teorisi
EFT	Etkin alan teorisi
EOMS	Genişletilmiş açık kabuk renormalizasyon uygulaması
LEC	Düşük enerji çiftlenim sabiti
PCAC	Kısmi aksiyal yük korunumu
ChPT	Kiral pertürbasyon teorisi
KRD	Kuantum renk dinamiği
CMS	Karmaşık kütle renormalizasyon uygulaması
QED	Kuantum elektrodinamik
SSB	Kendiliğinden simetri kırılması
SSE	Küçük ölçek açılımı
F	Kiral limitte pion bozunum sabiti
Λ	Kendiliğinden simetri kırılması ölçeği
M	Kuark kütle matrisi
S –matris	Saçılma matrisi
n	Boyut
Λ_{KRD}	KRD ölçeği

ÖZET

ETKİN ALAN TEORİSİNDE VEKTÖR MEZON OKTET İLE BARYON OKTETİN ETKİLEŞİMİ VE NÜKLEON-DELTANIN AKSİYAL GEÇİŞ YAPI FAKTÖRLERİ

Yasemin ÜNAL

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi

Danışman: Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

27/01/2017, 94

Bu tez, klasik Dirac sınırlama analizi kullanarak vektör mezonların baryonlarla etkileşiminin sınırlama yapısını araştırmaktadır. Güçlü etkileşmelerin simetrisi hadronların dinamiklerinin anlaşılmasında oldukça önemlidir. Bu sebeple temel teori kuantum renk dinamiği (KRD)'nin tüm simetrisi ile uyumlu en genel Lagranjiyen ele alınmıştır. Bir – halka mertebesinde etkin alan teorisi (EFT)'nde renormalize edilebilirlikten kaynaklanan sınırlamaları araştırmak için, vektör mezon okteti temel durum baryon oktet ile etkileşimini temsilen ilk mertebeye etkin Lagranjiyen kullanılmıştır. Buna ek olarak, bir–halka mertebesindeki renormalize edilmiş çiftlenim sabitleri arasında ilişkiler elde edebilmek için, etkileşen sisteme pertürbatif renormalizasyon öz–tutarlılık koşulu uygulanmıştır. Ayrıca, bu tezde, karmaşık kütle renormalizasyon uygulaması (CMS) kullanılarak, relativistik baryon kiral pertürbasyon teorisi (BChPT)'nde bir–halka mertebeye kadar aksiyal nükleon–delta geçiş yapı faktörlerinin hesabı yapılmıştır. Yapı faktörler, nükleonun yapısını dışa vuran en temel gözlemlenebilirlerden biridir. Bu geçiş teorik olarak oldukça çalışılmasına rağmen, deneysel bilgi yok denecek kadar azdır. Bununla birlikte, yakın gelecekte yüksek hassasiyetli yapı faktör ölçümleri planlanmaktadır. Elde edilen sonuçlar diğer teorik modellerle karşılaştırılmıştır.

Anahtar sözcükler: Lagranjiyen, Simetri, Vektör Mezon Oktet, Baryon Oktet, Delta Rezonans, Etkin Alan Teorisi, Baryon Kiral Pertürbasyon Teorisi, Yapı Faktör.

ABSTRACT

INTERACTION OF THE VECTOR MESON OCTET WITH THE BARYON OCTET AND AXIAL NUCLEON-DELTA TRANSITION FORM FACTORS IN EFFECTIVE FIELD THEORY

Yasemin ÜNAL

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Doctoral Dissertation in Physics

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

27/01/2017, 94

The thesis investigates the constraint structure of the interaction of vector mesons with baryons using the classical Dirac constraint analysis. The symmetries of the strong interactions are very important to understand the dynamics of the hadrons. For that reason the most general Lagrangian compatible with the symmetries of the underlying theory is considered. We focus on the lowest-order effective Lagrangian for the interaction of the vector meson octet with the ground-state baryon octet to investigate the constraints resulting from renormalizability in the sense of effective field theory at the one-loop level. In addition, we require the self-consistency condition of the interacting system in terms of perturbative renormalizability to obtain relations for the renormalized coupling constants at the one-loop level. This thesis is also concerned with the computation of axial nucleon-delta transition form factors in relativistic baryon chiral perturbation theory with the complex mass renormalization scheme up to and including one-loop order. The form factors are one of the most basic observables which are externalizing the structure of the nucleon. Although this transition is theoretically quite studied, experimental information is much less accurate in the present. However, in the near future high precision form factor measurements are planned. We compare the results with other theoretical models.

Keywords: Lagrangian, Symmetry, Vector Meson Octet, Baryon Octet, Delta Resonance, Effective Field Theory, Baryon Chiral Perturbation Theory, Form Factors.

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

TEZ SINAVI SONUÇ FORMU.....	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	v
ÖZET	vi
ABSTRACT.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
BÖLÜM 1	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2	
ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	10
2.1. Vektör Mezon Oktet ile Baryon Oktet Etkileşmesi	10
2.2. Aksiyal Vektör Nükleon–Delta Geçişİ	11
BÖLÜM 3	
MATERYAL VE METOT	15
3.1. Dirac Sınırlama Analizi	15
3.1.1. Spin–1 Parçacıkların Sınırlama Analizi.....	21
3.2. Kuantum Renk Dinamiği ve Kiral Pertürbasyon Teorisi.....	26
3.2.1. Kuantum Renk Dinamiği	27
3.2.2. Kütleli Kuantum Renk Dinamiği.....	28
3.2.3. Kendiliğinden Simetri Kırılması.....	31
3.2.4. Ward Özdeşlikleri ve Yerel Kiral Değişmezliği.....	32
3.3. Kiral Pertürbasyon Teorisi.....	34
3.3.1. Weinberg Kuvvet Sayma	34
3.3.2. Mezonik Kiral Pertürbasyon Teorisi.....	36
3.3.3. Baryonik Kiral Pertürbasyon Teorisi	39
3.4. Rezonansların Etkin Alan Teorisi’ne Dahil Edilmesi.....	41
3.4.1. Delta Rezonansı	42
3.5. Karmaşık Kütle Renormalizasyon Uygulaması.....	46
3.6. Vektör Mezon Oktet ile Baryon Oktet Etkileşmesinin Analizi.....	53
3.7. Aksiyal Vektör Nükleon–Delta Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi.....	66
BÖLÜM 4	
ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	76
4.1. Vektör Mezon Oktet ile Baryon Oktet Etkileşmesinin Analizi	76

4.2. Aksiyal Vektör Nükleon-Delta Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi.....	77
BÖLÜM 5	
SONUÇ VE ÖNERİLER.....	84
KAYNAKLAR	85
EKLERİ	I
EK 1. Feynman Kuralları.....	II
EK 2. Genelleştirilmiş Poisson Parantezleri	III
EK 3. Halka İntegralleri ve Karşı Terimler	V
ÖZGEÇMİŞ	VI



ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

- Şekil 3.1. Sınırlama analizinin akış diyagramı. Serbestlik dereceleri sayısı S_d ile gösterilmiştir. Sınırlamaların zamanda korunumu fiziksel gerekliliği A parametreleri arasında şartlar meydana getirebilir. Birincil sınırlamaların olmadığı durum aşıkardır. En genel Lagranjiyen L kullanılarak fiziksel olmayan bir teori elde edilebilir.....17
- Şekil 3.6. (a) Vektör mezon öz–enerji diyagramına nükleon–halka katkısı (b) Üç–vektör köşe fonksiyonuna ve (c) dört–vektör köşe fonksiyonuna bir–halka katkıları. Tek ve çift çizgiler sırasıyla fermiyonlara ve bozonlara karşılık gelmektedir..60
- Şekil 3.7.1. Elektron – nötrino saçılma sürecinin Feynman diyagramı. Bu çalışmada çerçevesiz diyagramlar grubu düşünülmüştür.....67
- Şekil 3.7.2. Aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçişini temsil eden diagramlar grubu.....67
- Şekil 3.7.3. Aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçişine katkıda bulunan ağaç seviyesi ve halka diyagramların katkıları. Tek ve çift, kesikli ve dalgalı çizgiler sırasıyla nükleon, delta, pion ve aksiyal vektör akıya karşılık gelmektedir.....70
- Şekil 4.1. Aksiyal vektör nükleon–delta geçişini temsil eden yapı faktörlerinden C_3^A 'nın Q^2 'ye bağımlılığı.....80
- Şekil 4.2. Aksiyal vektör nükleon–delta geçişini temsil yapı faktörlerinden C_4^A 'nın Q^2 'ye bağımlılığı.....80
- Şekil 4.3. Aksiyal vektör nükleon–delta geçişini temsil yapı faktörlerinden C_5^A 'nın Q^2 'ye bağımlılığı.....81
- Şekil 4.4. Aksiyal vektör nükleon–delta geçişini temsil yapı faktörlerinden C_6^A 'nın Q^2 'ye bağımlılığı.....81
- Şekil 4.5. Aksiyal vektör nükleon–delta geçiş yapı faktörlerinin reel kısımlarının Q^2 'ye bağlı olarak değişimi.....82
- Şekil 4.6. Aksiyal vektör nükleon–delta geçiş yapı faktörlerinin sanal kısımlarının Q^2 'ye bağlı olarak değişimi.....82

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

Çizelge 4.1. Serbest vektör, Dirac ve etkileşen teori durumları için serbestlik dereceleri sayımı.....	76
Çizelge 4.2. Aksiyal vektör nükleon–delta geçiş form faktörleri için elde edilen aksiyal yüklerin sayısal değerleri.....	77



BÖLÜM 1

GİRİŞ

Doğada bilinen dört temel etkileşim; kütleçekimi, elektromanyetik etkileşim, güçlü etkileşim ve zayıf etkileşimdir. Kütleçekimi ve elektromanyetik etkileşim günlük hayatta aşına olunan etkileşimlerdir. Güçlü ve zayıf etkileşim ise atomaltı ölçekte etkindir. Kuarkların bir arada durarak parçacıklar oluşturmasını sağlayan güçlü kuvvettir. Zayıf kuvvet ise özellikle parçacıkların bozunma sürecinde etkindir. Bu dört etkileşimin üçünü (elektromanyetik, güçlü ve zayıf etkileşim) tek bir çatı altında bir araya getiren kurama standart model denir. Teorik parçacık fiziği, Standart model ve testlerini anlamaya çalışır. Standart Model parametrelerini çıkartarak, daha az belirsizliğe sahip deneylerden, Standart modelin sınırlarını araştırır ve böylece doğanın yapı taşları konusundaki anlayışımızı genişletir. Bu çabalar, güçlü etkileşimdeki fiziksel niceliklerin hesaplanmasının güçlüğü nedeniyle zorlanmaktadır. EFT bu zorluğu aşmak için kullanılan araçlardan biridir.

EFT farklı ölçekli problemlerin kuantum alan teorisindeki davranışlarını inceleyebilmek için kurulmuş önemli bir yöntemdir. EFT'ne göre düşük enerjilerde fiziksel bir sürecin tanımı yüksek enerjilerdeki dinamiklerin dikkate alınmasını gerektirmediğinden düşük enerjilerdeki etkin fizik, sadece ilgili serbestlik dereceleri kullanılarak tanımlanabilir. EFT'nde Λ bir ölçek ve \mathbf{q} , Λ 'dan daha küçük bir momentum veya kütle olmak üzere \mathbf{q}/Λ oranında açılım yapılarak fiziksel nicelikler incelenebilir. Buradan anlaşılacağı üzere \mathbf{q}/Λ açılımı \mathbf{q} 'nun büyük değerleri için kullanışsız olacağından EFT uygulanabilirlik açısından sonlu bir limite sahip olur. Böylece etkin alan teorileri \mathbf{q}/Λ açılımında sonlu sayıda terimleri dikkate aldığından sonlu bir doğrulukta uygun bir tanımlama verir.

EFT yöntemi, temel teorisinin simetrisi ile uyumlu olan ve bu nedenle üzerinde herhangi bir sınırlama olmaksızın sonsuz sayıda terim içeren genel bir Lagranjiyen kullanır. Lagranjiyendeki her terime düşük enerji çiftlenim sabiti (LEC) olarak adlandırılan bir katsayı eşlik eder. EFT'nde düşük enerji çiftlenim sabitleri serbest parametreler olarak değerlendirilir ve eğer temel teori biliniyorsa hesaplanabilirler. Ancak, temel teorisinin bilinmediği ya da temel teori ile etkin teori arasında doğrudan ilişki kurulamadığı durumlarda, deneysel data ile karşılaştırılarak elde edilebilirler. LEC değerleri fiziksel süreçlerden bağımsız olduğundan tanımlanan değerleri diğer tüm hesaplarda kullanılabilir. Bir EFT oluşturulmasında iki önemli unsur vardır. İlki genel Lagranjiyen'deki sonsuz terimlerdir. EFT Lagranjiyen'indeki sonsuz sayıdaki terimler, teorisinin öngörü gücünden

yoksun olduğunu düşündürebilir. Ancak, hesaplamalar q/Λ açılımında pertürbatif olacağından ve böylece sonlu bir düzende çalışacağından durum böyle değildir. Belli bir mertebeye kadar sadece sonlu sayıda düşük enerji çiftlenim sabitleri katkıda bulunur ve bunlar, altta yatan teori (temel teori) ile eşleştirilerek ya da deney ile karşılaştırılarak belirlenebilir. İkinci konu renormalizasyon ile ilgilidir. Düşük enerji çiftlenim sabitleri keyfi mertebelerde kütle boyutlarına sahip operatörlere eşlik ederler. Dolayısıyla, EFT'nde sonsuz sayıda LEC, negatif kütle boyutlarına sahip olacaktır. Bu, etkin alan teorilerinin geleneksel anlamda renormalize edilemeyeceği anlamına gelir, yani hesaplamaları sonsuz mertebeye kadar sonlu hale getirmek için sabitlenebilen sonlu bir parametre seti yoktur. Bununla birlikte, EFT, her zaman sonlu mertebede çalıştığından ve Lagranjiyen, simetrilerin izin verdiği tüm terimleri içerdiğinden, herhangi bir sonlu mertebeye kadar görünen sonsuzluklar, bu mertebeye kadar düşük enerji çiftlenim sabitleri tarafından yutulabilir. Böylece etkin alan teorilerin 'modern anlamda' renormalize edilebilir olduğu söylenir (Weinberg, 1979).

Kuarklar ve gluonlar arasındaki güçlü etkileşmeler için EFT'nin başarılı bir uygulaması KRD (Gross ve ark., 1973, Weinberg, 1973 ve Fritzsche ve ark. 1973) teorisidir. Güçlü etkileşmelerin ayar teorisi olan KRD madde alanları, kütleleri birkaç MeV'dan 172 GeV'a kadar çıkabilen altı kuarkla temsil edilen $SU(3)$ ayar grubu üzerine kuruludur.

Temel durum baryon ve vektör mezon oktetleri güçlü etkileşimlerin simetrileri konusundaki anlayışımızı şekillendirmede ciddi bir rol oynamıştır (Gell–Mann ve ark., 1964). Coleman teoremine (Coleman, 1976) göre hafif hadronların çoklu yapısı, KRD'nin taban durumunun yaklaşık $SU(3)$ simetrisi ile ilgilidir. Yukarı (u), aşağı (d) ve garip (s) kuarklar kütsüz limitte, KRD Lagranjiyen temel durumda dinamik olarak $SU(3)_V$ grubuna kırıldığı varsayılan bir $SU(3)_L \times SU(3)_R$ kiral simetri sergiler. Bu mekanizmanın bir sonucu olarak sözde skaler mezon oktet üyeleri olarak tanımlanan sekiz kütsüz Goldstone bozonların (Nambu ve ark. 1961, Goldstone, 1961, Goldstone ve ark. 1962) meydana gelmesi beklenir. Gerçekte sözde skaler kütleleri, sonlu kuark kütleleri nedeniyle açık bir kiral simetri kırılmasıyla açıklanır. Goldstone bozonları dışındaki hadronların kütleleri kiral limitte sonlu kalır. Simetri kavramı yalnızca KRD spektrumunu etkilemekle kalmaz aynı zamanda hadronlar arasındaki etkileşime sınırlamalar getirir. Hadronların dinamikleri bir EFT (Weinberg, 1979) yolu ile tanımlanabilir. Böylece en genel Lagranjiyen temel teorisinin simetrileri ile uyumlu görünür. Bir kuvvet sayma uygulaması göz önüne alınarak, gözlemlenebilirler pertürbasyon teorisi kullanılarak veya alternatif

olarak, integral denklemlerinin çözümü gibi pertürbatif olmayan yöntemler kullanılarak hesaplanabilir. Sözde skaler oktetin (π, K, η) baryon oktet ile olan etkileşimi büyük ölçüde kendiliğinden simetri kırılması (Scherer ve ark., 2012) ile sınırlandırılmışken, vektör mezonsal oktetin baryon oktete bağlanması için durum farklı olur. Üstelik, vektör mezonsal dinamiklerini bir Lagranjyen çerçevesinde tanımlarken, kaçınılmaz olarak şöyle bir zorlukla karşı karşıya kalırız. Vektör parçacıkların (spin $\mathbf{S} = \mathbf{1}$, parite $\mathbf{P} = -\mathbf{1}$) etkin Lagranjyenleri sırasıyla Lorentz dört-vektör alanları \mathbf{V}^μ veya dört ve altı bağımsız alan içeren antisimetrik $\mathbf{W}^{\mu\nu} = -\mathbf{W}^{\nu\mu}$ tensör alanları ile oluşturulur (Ecker ve ark., 1989, Birse, 1996). Bu nedenle, bir etkileşim kuramında Lagranjyen'in çiftlenim sabitleri arasında ilişkilere yol açabilecek sınırlamalar meydana gelebilir.

Klasik bir sistemin verilen simetrisi ile kuantizasyonu için yaygın bir yöntem, sistemin dinamik değişkenlerinin karşılık gelen dönüşümü altında değişmez varsayılan Lagranjyenini oluşturmak ve daha sonra Hamiltonyene geçiş yapmak için Legendre dönüşümünü kullanmaktır. Lagranjyen formalizmi, Lorentz değişmezliği ve diğer simetrisi sağlamak için uygundur, ancak \mathbf{S} – matrisini hesaplamak için Hamiltonyen formalizmine ihtiyaç vardır (Weinberg, 1995). Sınırlamalar içeren bir sistem için, Dirac'ın sınırlama analizi uygulanarak Lagranjyenden Hamiltonyene geçiş gerçekleştirilebilir (Dirac, 2001, Gitman ve ark., 1990, Henneaux ve ark., 1992). Sınırlamalı sistemin kuantizasyonu, yol (path)–integral yöntemleri kullanılarak gerçekleştirilir (Djukanovic ve ark., 2010a, Gitman ve ark., 1990, Henneaux ve ark., 1992).

Bu tezin ilk probleminde, vektör mezonsal oktetin temel durum baryon oktet ile etkileşimi için Dirac sınırlama analizi kullanılarak en düşük mertebeden etkin Lagranjyen üzerinde odaklanılmıştır. Daha sonra, sistemde bir – halka mertebesinde EFT dikkate alınarak renormalize edilebilirlikten kaynaklanan sınırlamalar araştırılmıştır.

KRD teorisinin çok çeşitli fiziksel olguları açıklamadaki basitliği gözönüne alındığında son derece kullanışlı bir teori olduğu söylenebilir. Ancak düşük enerjili alanlar için aynı durum geçerli değildir. Hadronların renk hapsolmesi (Gross ve ark. 1973) özelliğinden dolayı KRD'nin çiftlenim sabiti azalan enerjiyle birlikte artış gösterdiğinden (Gross ve ark. 1973, David Politzer, 1973) temel serbestlik dereceleri asimptotik durumda bulunurlar ve güçlü çiftlenim sabitinin pertürbatif açılımı mümkün olmaz. Bu durum etkin alan teorileri alanında artan bir hareketliliğe yol açmıştır. Weinberg'in öncüsü (Weinberg, 1979) çalışması ile başlayan süreçte, Gasser ve Leutwyler düşük enerjilerde (Gasser ve ark., 1984, Gasser ve ark., 1985) KRD'nin etkin teorisi olan uygun bir çalışma çerçevesi sunmuşlardır. Kiral pertürpasyon teorisi (ChPT) olarak adlandırılan teorisinin

oluşturulmasında başlıca bileşenler güçlü etkileşmenin temel küresel simetrileridir. ChPT’nde kendiliğinden simetri kırılmasının (SSB) bir ölçeği olan $\Lambda \approx 1 \text{ GeV}$ civarında hesaplamalar yapılır. KR D’ndeki kuark ve gluonlar yerine, ChPT düşük enerjili güçlü süreci ilgili serbestlik dereceleri cinsinden tanımlar. Örneğin ChPT’nin $SU(2)$ formülasyonunda bu serbestlik dereceleri pionlar ve nükleonlardır. KR D kütlesiz kuarklar ($u, d, s \rightarrow 0$) limitinde kiral simetri sergilemektedir. Bu simetrinin doğada yaklaşık olarak gerçekleşeceği farz edilirse düşük enerjili alanda hadronik spektrum analiz edilebilir. Buradaki önemli gözlem pionların nispeten küçük kütlelere sahip olmasıdır. Bu durum yukarıda da değinildiği gibi, KR D’nin kiral simetrisinin kendiliğinden kırılarak neredeyse kütlesiz Goldstone bozonların; pionların, oluşmasına neden olduğu varsayımıyla açıklanabilir. Etkin eylem, etkin teori (ChPT) ve temel teori (KR D)’nin simetrisi uyuyacak şekilde simetri özellikleri gözönüne alınarak oluşturulur. Bununla birlikte KR D’nin küresel simetrisi bilgisi düşük enerjili EFT’ni tamamen düzeltmek için yeterli değildir. Fiziksel matris elemanları EFT Lagranjyen’inden çözülebilen Green fonksiyonlarda kodlanmıştır. Lagranjyen simetrisi kendilerini “Ward özdeşlikleri” olarak adlandırılan farklı Green fonksiyon özdeşlikleri cinsinden ifade ederler. Tüm Ward özdeşliklerinin toplamı, simetrisilerden gelen tüm sınırlamaları temsil eder. Böylece ChPT’nde Ward özdeşlikleri düşük enerjili yapıya sahip teorisinin simetri sınırlamalarını arttırarak KR D’nin küresel simetrisilerinin yerel (local) simetrisilere yükselmesini sağlar.

Fiziksel niceliklerin pion kütlesi veya küçük momentumlar gibi küçük parametrelerde açılım yapılmasıyla hesaplandığı ChPT, bir EFT olduğundan ve bu yüzden Lagranjyen sonsuz sayıda etkileşme terimi içerdiğinden, herhangi bir fiziksel sürece katkıda bulunan sonsuz sayıda Feynman diyagramı türetilebilir. Bu problemin çözülmesi için Weinberg, belirli bir fiziksel matris elemanına katkıda bulunan ve Weinberg kuvvet sayma olarak adlandırılan, belirli diyagramların önem derecesini tanımlamak için bir yöntem önermiştir. KR D’nin güçlü çiftlenim sabitinin tersine, düşük enerjilerde pionlar arasındaki etkileşme zayıf olur; bu nedenle pertürbasyon serileri pionların ve kuark kütlelerinin küçük momentumlarında açılım olarak düzenlenir. Gasser ve Leutwyler’in formülasyonu ilk olarak mezon sektöre uygulanmış ve daha sonra mezon – baryon etkileşimlerinin içerildiği durumlara genişletilmiştir (Gasser ve ark., 1988). Baryonik sektör için kuvvet saymanın genelleştirilmesi beklenildiği gibi yapılamamış ve daha karmaşık olduğu görülmüştür. Bunun üzerine mezon – baryon reaksiyonlarının tanımlanması için farklı yöntemler geliştirilmiştir. İlk formülasyonlar arasında en fazla başarıyı, mezon – baryon etkileşimlerinin tanımlanması için uygun bir çerçeve olarak

görülen ağır baryon kiral pertürbasyon teorisi (HBChPT) elde etmiştir (Jenkins ve ark., 1991, Bernard ve ark., 1992, Ecker ve ark., 1996). HBChPT, ağır–kuark etkin teoriye benzer şekilde formüle edilmiştir. Nükleon alanı ağır ve hafif bileşenlere bölünür ve ağır bileşenlerin bir araya getirilmesiyle oluşan ve yerel olmayan katkılar nükleon kütlelerinin kuvvetlerinde bastırılan yerel etkileşim terimlerinde seriye açılır. Bu tam olarak, nükleon kütlelerinin ters kuvvetlerinde relativistik Lagranjiyen'in açılımı anlamına gelir. 90'lı yılların sonlarında, BChPT'nin açıkça (explicitly) Lorentz–değişmez yeni formülasyonları ortaya çıkmıştır (Ellis ve ark., 1998, Becher ve ark., 1999, Gegelia ve ark., 1999, Goity ve ark., 2001, Fuchs ve ark., 2003, Schindler ve ark., 2004). Bu formülasyonlar, baryonik sektördeki kuvvet saymayı sağlayabilmek için uygun renormalizasyon çerçevelerini kullanmaktadırlar.

Güçlü etkileşen parçacıklardan oluşan karmaşık yapıya sahip bir sistem olarak nükleonun yapısını anlamak hadron fiziğinin başlıca amacıdır. Günümüzde nükleon kavramı üç valans kuark ve keyfi sayıda kuark–antikuark çiftleri ile gluonları içeren bir sistem olarak görülmektedir. Proton ve nötronun iç yapılarının tam bir tanımı halen parçacık ve hadron fiziğinin çözülmemiş bir problemidir. Nükleon yapısı, KR D'nin renk hapsolmesi ve asimptotik özgürlük özelliklerinden dolayı basit bir şekilde kendisini oluşturan bölümlere ayrıştırılarak incelenemediğinden, doğrudan olmayan ölçümler yapılmalıdır. Şu anda düşük enerjilerde KR D'nin analitik çözümleri bulunmamaktadır.

Tezde ikinci problem olarak, nükleonların zayıf geçişlerinde KR D'nin düşük enerjili yapısını araştırmak için ChPT metodu kullanılmıştır. Elektromanyetik etkileşmeler KR D'nin incelenmesi için özellikle yararlıdır, çünkü mümkün olan en temiz kanal olarak elektron kullanılmaktadır. Elektron nokta benzeri bir parçacık olduğundan herhangi bir iç yapı etkisi göstermez ve etkileşimleri, en iyi test edilen kuantum alan teorisi olan kuantum elektrodinamik (QED) tarafından tanımlanmaktadır. Nükleon olarak ifade edilen proton ve nötronlar, elektronun aksine, bileşik cisimlerdir. Bu bileşik yapı kendisini bir uyarılma spektrumunda gösterir ve böylece nükleonları, yapı faktörler veya polarize edilebilirlik (polarizability) ile parametrize edilebilen elektromanyetik kanallara cevabı ile tanımlayabiliriz. Nükleonu oluşturan bu gözlemlenebilir unsurlar, kuarkların dinamikleriyle yakından bağlantılıdır. Dolayısıyla, yapı faktörler veya polarize edilebilirlik gibi niceliklerin ölçümü, KR D'nin düşük enerjilerdeki özelliklerini ortaya çıkarmaktadır.

Nükleon bileşenlerinin doğrudan gözlemlenememesine rağmen proton ve nötronun özelliklerini araştırmak için elektron saçılması gibi çeşitli olasılıklar mevcuttur. Elektron ve proton arasındaki etkileşme QED teorisinde iyi bir şekilde tanımlı olduğundan

elektromanyetik etkileşme faydalı bir kanal sağlar. Bu nedenle saçılma deneyleri sonuçlarından nükleon bileşenleri hakkında bilgi edinilebilir. Nükleer – altı yapı araştırılmasında kilometre taşı 1950’lerde yapılan elastik elektron – proton saçılması deneyleri olmuştur (Hofstadter, 1957). 1961’de Nobel ödülü ile onurlandırılan bu deneyler ilk kez nükleonun yapısı ile ilgili önemli bilgiler sağlayan elektromanyetik yapı faktörlerin tanımlanmasına olanak sağlamıştır. Elektromanyetik yapı faktörler, proton ve nötronun içindeki yük dağılımı (\mathbf{G}_E) ve manyetik momentlerin dağılımını (\mathbf{G}_M) veren ve nükleonun bileşik doğasını yansıtan en önemli gözlenebilirlerdir. Buna göre nükleon yapısı, proton ve elektron arasında aracılık eden fotona ait transfer momentumun karesi Q^2 ’nin fonksiyoları olan, \mathbf{G}_E ve \mathbf{G}_M ile gösterilen yapı faktörleri ile parametrize edilebilir. Bu deneyler, elektromanyetik yapı faktörleri elde etmek için geniş bir kinematik bölge boyunca artan bir netlik ile ölçülen, elastik elektron–proton saçılma tesir kesit deneylerinin başlangıç noktası olmuştur. Nükleonun elektromanyetik yapısının anlaşılması elektromanyetik yapı faktörlerin bilgisiyle alakalıdır ve uygun bir tanımı tüm kinematik bölge dikkate alınarak, yani, hem uzay–benzeri ($\mathbf{q}^2 = -Q^2$) hem de zaman–benzeri ($\mathbf{q}^2 = Q^2$) bölgeleri için transfer momentumun karesi dikkate alınarak elde edilen yapı faktörlerin detaylı bilgisi ile mümkün olabilir.

Evrendeki görünür maddenin büyük çoğunluğu proton ve nötronlardan oluşmuştur. Bu yüzden nükleonların kütleleri, yük dağılımları, şekilleri gibi özellikleri önemlidir. Elektrik yükü, aksiyal yük, anormal manyetik moment, yarıçap olarak sayılabilen bu niceliklerin pek çoğu, hadronların sadece transfer momentum karesine bağlı olan $\mathbf{F}(Q^2)$ yapı faktörleri ile doğrudan ilintilidir. Düşük enerjilerde KRD’nin iki özelliğinden dolayı kuarklar hapsedilmiş olduklarından güçlü bir şekilde birbirlerine bağlıdırlar. Yüksek enerjilerde ise asimptotik olarak serbest kalırlar. Yarıçap, yük gibi nicelikler ise kuarkların serbest olmadığı sıfır momentum transferinde tanımlanırlar. Bu yüzden pertürbasyon teorisi burada çalışmaz ve başka yöntemlere ihtiyaç duyulur.

İlk momentumu \mathbf{p} ve son momentumu \mathbf{p}' ile verilen elektromanyetik akı $\mathbf{V}_\mu = \bar{\Psi}(\mathbf{x})\gamma_\mu\Psi(\mathbf{x})$ ve aksiyal akı $\mathbf{A}_\mu = \bar{\Psi}(\mathbf{x})\gamma_\mu\gamma_5\Psi(\mathbf{x})$ ile etkileşen bir nükleonun matris elemanları aşağıda verildiği gibi ifade edilebilir (Itzykson ve ark., 2006),

$$\langle N(\mathbf{p}') | \mathbf{V}_\mu | N(\mathbf{p}) \rangle = \bar{u}(\mathbf{p}') \left\{ \gamma_\mu F_1(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q_\nu}{2m_N} F_2(Q^2) \right\} u(\mathbf{p}) \quad (1.1)$$

$$\langle N(\mathbf{p}') | \mathbf{A}_\mu | N(\mathbf{p}) \rangle = \bar{u}(\mathbf{p}') \left\{ \gamma_\mu \gamma_5 G_A(Q^2) + \gamma_5 \frac{q_\mu}{2m_N} G_P(Q^2) \right\} u(\mathbf{p}) \quad (1.2)$$

Yalnızca Q^2 'ye bağlı olan $F_1(Q^2)$ ve $F_2(Q^2)$ fonksiyonları sırasıyla nükleonun Dirac ve Pauli yapı faktörlerini, $G_A(Q^2)$ ve $G_P(Q^2)$ fonksiyonları ise sırasıyla aksiyal ve uyarılmış sözdeskaler yapı faktörleri göstermektedir. Eşitliklerin sağ tarafındaki $\bar{u}(\mathbf{p}')$ ve $u(\mathbf{p})$ Dirac spinörlerini, γ_μ ise Dirac matrisini temsil etmektedir ve $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2i} \{\gamma_\mu, \gamma_\nu\}$ olarak verilir. Bu yapı faktörler genellikle saçılma deneylerinde ölçülür. 10^{-18}m mertebelerinde ve iç yapıya sahip olmayan elektron ve muonlar bir nükleon üzerinden saçılır. Proton yapı faktörün en net ölçümlerinden biri Mainz'de bulunan MAMI hızlandırıcısında yapılmıştır (Bernauer ve ark., 2010). Aksiyal yapı faktörler nükleonlar üzerinden yüklü pion elektro–üretim veya nötrino–nükleon saçılma deneyleri gibi farklı süreçlerden ölçülebilir (Bernard ve ark. 2002). Bu tezde aksiyal vektör nükleon–delta geçişi için BChPT'nde matris elemanının açık hesabı yapılacaktır. Elde edilen veriler nükleon yarıçapı, çiftlenim sabitleri ve yük dağılımları gibi hadronik niceliklerin hesaplanmasında kullanılabilirdiği için önemlidir.

Yapı faktörler, transfer momentum Q kuvvetlerinde Taylor serisi açılımı şeklinde ifade edilebilirler,

$$G(Q^2) = g \left(1 + \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle Q^2 + \mathcal{O}(Q^4) \right) \quad (1.3)$$

Burada $g = G(Q^2 = 0)$, sıfır momentum transferdeki yapı faktördür ve r karşılık gelen yarıçapdır. $G_E(0)$, $G_M(0)$ ve $G_A(0)$ sırasıyla elektrik yüküne, manyetik momente ve aksiyal yüke karşılık gelmektedir. Bununla birlikte g_P uyarılmış sözde skaler yapı faktör ifadesi

$$g_P = \frac{m_\mu}{m_N} G_P(Q^2 = 0.88 m_\mu^2) \quad (1.4)$$

olarak tanımlanır. Burada m_μ muon kütesidir. Uyarılmış sözde skaler yapı faktörün deneysel ölçümlerinin çoğunda muon yakalanması görülmektedir. Bu yüzden muon yakalanması dört–momentum transferinde ve protonun durgun olduğu $Q^2 = 0.88 m_\mu^2$ değerinde gerçekleşir.

ChPT'nin kapsamı uyarılmış, kararsız parçacıkların açıkça teoriye dahil edilmesiyle daha büyük ölçekli enerjilere doğru genişletilebilir. Kararsız parçacıkların kuantum alan teoriksel tanımı hem kavramsal olarak hem de fenomenolojik olarak büyük bir öneme sahiptir. Rezonans genliklerinin ve nükleon–rezonans geçiş yapı faktörlerinin deneysel ve kuramsal araştırmaları halen nükleer fizik araştırmalarının önemli bir konusu kabul edilmektedir. Standart modelin W^\pm , Z^0 ve Higgs bozonlarının aksine, rezonans hadronların fiziksel özelliklerini tanımlayan matematiksel yapıyı oluşturmak daha karmaşıktır.

Nükleon ve delta rezonansı arasındaki kütle farkı nükleon kütesinden düşük olduğundan delta rezonansı BChPT'nde açık serbestlik derecesi olarak hesaba dahil edilebilir (Hemmert ve ark., 1998, Pascalutsa ve ark., 2003a, Bernard ve ark., 2003, Hacker ve ark. 2005). Delta rezonans gibi ağır nükleon rezonansların teoriye dahil edilmesi farklı bir yaklaşım gerektirir. Buradaki önemli nokta delta rezonansın kütle mertebelerinde halka integrallerinden gelen ve sayma uygulamasını ihlal eden sanal kısımların geleneksel renormalizasyon çerçeveleri ile yutulamamalarıdır. Sistemik sayma uygulamasını işleyebilir hale getirmek için kullanılacak bir yöntem CMS metodudur (Djukanovic ve ark., 2009). Bu çalışmada CMS metodu kararsız delta serbestlik derecesine uygulanmıştır. CMS metodunun hadronik rezonanslara uygulanması, (Stuart, 1990, Denner ve ark., 1999, Denner ve ark., 2005, Denner ve ark., 2006, Actis ve ark., 2007, Actis ve ark., 2008) ilk olarak rezonans süreçlerde yer alan W^\pm , Z_0 ve Higgs bozonlarının özelliklerini türetmek üzere tasarlanmıştır. Bu yöntemde ana fikir, rezonans parçacıkların karmaşık renormalize edilmiş kütlelerini, tam propagatöre karşılık gelen karmaşık kutup pozisyonları olarak tanımlamaktır. CMS metodunda, karmaşık ayar–bozon kütleleri ağaç mertebesinde ve halka hesaplamalarda kullanıldığından Lagranjiyen'de karmaşık karşı terimler meydana gelmesi olağandır. Böylece, karmaşık kütleler Lagranjiyen seviyesinde, renormalize olmamış gerçek kütleler kullanılarak, karmaşık renormalize kütle ve karmaşık karşı – terimlere ayrılmış şekilde tanıtılır. Karmaşık karşı terimler EFT'nde sayma uygulamasını ihlal eden sanal terimlerin yutulmasına izin verir, böylece sistematik bir şekilde fiziksel parametreler küçük parametreler şeklinde kullanılarak kuvvet serileri hesaplanabilir hale gelir. CMS metodu, kararsız parçacıkların çeşitli hadronik özelliklerinin hesaplanması ve kararsız parçacıkları ara durumlar olarak içeren reaksiyonlarda kullanılmıştır (Yao ve ark., 2016, Epelbaum ve ark., 2015, Djukanovic ve ark., 2009, Djukanovic ve ark., 2010b, Bauer ve ark., 2012a, Djukanovic ve ark., 2014, Bauer ve ark., 2014, Djukanovic ve ark., 2015a, Gegelia ve ark., 2016a, Gegelia ve ark.,

2016b). Metodun iki halka mertebede hadronik EFT'nde uygulanabilirliği (Djukanovic ve ark., 2015b) referansında gösterilmiştir. Roper rezonansı ve $\Delta(1232)$ rezonansı bozunum aralıkları için iki halka mertebeden hesaplamalar sırasıyla (Gegelia ve ark., 2016a) ve (Gegelia ve ark., 2016b) referanslarında yapılmıştır. Burada önemli soru, S – matrisinin CMS metodunda pertürbatif üniter olup olmadığıdır. (Bauer ve ark., 2012b) referansında S – matrisinin pertürbatif üniter olduğu, ağır bir vektör bozonuyla etkileşen hafif fermiyonlar modeli için bir–halka mertebesinde açıkça gösterilmiştir. Genel bir ispat ise (Denner ve ark. 2015) referansında bulunabilir. S – matrisinin pertürbatif üniterliği sağlandığından CMS, renormalize edilmiş bir kuantum alan teorisini tanımlamak için sağlam bir metot olarak düşünülebilir (Denner ve ark., 2006, Beneke, 2015).

Bu çalışmada klasik Dirac sınırlama analizinde vektör mezon oktet ile baryon oktet etkileşmesinin incelenmesi ve aksiyal vektör nükleon–delta geçişi için yapı faktörlerinin hesabı gerçekleştirilmiştir. Çalışma aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. Bölüm 2'de KRD Lagranjyeni verilmiş EFT simetri özellikleri detaylı olarak tartişılmıştır. Bunun yanında pion ve nükleonlar için ChPT'nin temel bileşenleri ve etkin Lagranjyen'in rezonans serbestlik derecelerinde açılımları tartişılmıştır. Ayrıca delta rezonansı detaylı olarak ele alınmış, Lagranjyen ve simetri özellikleri sunulmuştur. Bu bölüm etkin Lagranjyen bileşenlerini kullanan pertürpatif hesaplarla ilgili gerekli bilgiyi içermektedir. Bölüm 3'te klasik Dirac sınırlama analizi ile mezon ve baryonlar için ChPT yöntem olarak tanıtılmıştır. İlk problem olarak vektör mezon oktet ile baryon oktet etkileşmesini veren çiftlenim sabitleri arasındaki ilişkiler Dirac sınırlama analizi ve bir–halka seviyesinde pertürbatif renormalizasyon gerekliliği şartı kullanılarak incelenmiştir. Sonrasında Lorentz değişmez ChPT'nde delta rezonansı açık serbestlik derecesi alınarak aksiyal vektör nükleon–delta geçişi için yapı faktörler CMS metodu kullanılarak bir–halka seviyesinde ve $\mathcal{O}(q^3)$ mertebesinde analiz edilmiştir. Son bölüm çalışmanın sonuçlarını özet ve tartişma olarak vermektedir. Bazı önemli tanımlar, sonuçlar ve halka integrallerinin sonuçları ek olarak verilmiştir.

BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1. Vektör Mezon Oktet ile Baryon Oktet Etkileşmesi

Dirac sınırlama analizinin teorik çalışmalarına ilk örnek olarak (Wies ve ark., 2006) referansı verilebilir. Bu çalışmada kuadruplet ile temsil edilen delta baryonu ile triplet pion mezonu etkileşmesine sınırlama analizi uygulanmış ve Lagranjiyen seviyesinde üç adet bağımsız çiftlenim sabiti sayısı bir adet çiftlenim sabitine indirgenmiştir. Sonuç olarak sınırlama yapısı analizinin, spin $S \geq 1$ 'li parçacıklar da dahil olmak üzere en genel etkin alan kuramının oluşturulmasında önemli bir bileşen olduğuna karar verilmiştir. Özellikle, kural olarak Lagranjiyen'in serbest parametrelerinin sayısının azalmasına yol açtığı sonucuna varılmıştır. Weinberg'e göre klasik seviyedeki tutarlılık koşulunun ötesinde, teorinin etkin alan kuramı bağlamında pertürbatif olarak renormalize edilebilir olması gerekliliği kullanılarak ilave sınırlamalar elde edilebilir (Weinberg, 1995). Bu şekilde bir çalışma SU(2) grubu altında izospin uzayda, parite korunumlu ve Lorentz değişmez etkin alan teorisi (EFT) kullanılarak sadece vektör mezonsal ve onların etkileşimlerinden oluşan bir sistemde kütleli Yang–Mills teorisi elde edilmesiyle sonuçlanmıştır (Djukanovic ve ark., 2010). Sisteme sınırlama analizi ile öz–tutarlılık şartı uygulandıktan sonra klasik seviyede parametreler arasında bazı ilişkiler elde edilmiştir. Sınırlama analizi ile aralarında bazı ilişkilerin belirlendiği boyutsuz çiftlenim sabitlerinin içerildiği etkileşme terimlerine kanonik kuantizasyon uygulanmıştır. Daha sonra kuantize edilmiş teoriye pertürbatif renormalize edilebilirlik şartı uygulanarak sistem için geçerli ilave sınırlamalar elde edilmiştir. Benzer bir çalışma SU(3) çeşni uzayda yine saf vektör mezon etkileşmeleri için yapılmış ve kütleli Yang–Mills teorisi elde edilmiştir (Neiser, 2011, Neiser ve ark., 2014). Parametre sayısını azaltan bu tarz çalışmaların tümü, en genel Lagranjiyen'in oluşturulmasının bu şekilde bir incelemeden bağımsız olduğunu göstermiştir. Tamamen fenomenolojik Lagranjiyenler ile çalışırken bu özellikle önemlidir, çünkü öz–tutarlı bir davranışın izin verdiğinden daha fazla yapı ve böylece sadece görünüşte serbest parametreler getirilmesi muhtemeldir. (Djukanovic ve ark., 2004) referansında SU(2) izospin uzayda ρ –vektör mezonun evrensellik ilkesi, fiziksel bir sistemin renormalize

edilebilirlik şartı uygulanarak elde edilmiştir. Çalışmada EFT’nde pertürbatif renormalize edilebilirlik ile empoze edilen tutarlılık şartı sonucunda ρ – vektör mezonun kendi aralarında çiftlenimini veren çiftlenim sabiti ile pionlara bağlanma çiftlenim sabitinin eşit olduğu $g = g_{\rho\pi\pi}$, başka bir deyişle ρ – mezonun evrensellik ilkesi türetilmiştir.

Sınırlama analizinin kütleli ve kütsüz parçacıklara uygulanmasında belirgin bir farklılık vardır. Bu çalışmada analizin kütleli parçacıklara uygulanması yapılacaktır ve bu nedenle elde edilen sınırlamalar ikinci sınıf sınırlamalara aittir. Birinci sınıf sınırlamalara ait ve ayar sabitleme gibi ek sınırlamaların tanıtılmasını gerektiren kütsüz durumların en iyi bilinen örneği klasik elektrodinamikteki Maxwell teorisidir.

2.2. Aksiyal Vektör Nükleon–Delta Geçişi

Tez kapsamında ele alınan diğer çalışma oktet–dekuplet izovektör aksiyal vektör akı geçiş yapı faktörlerinin kiral etkin alan teorisi kullanılarak incelenmesidir. Elektromanyetik $N \rightarrow \Delta$ geçişi ile karşılaştırıldığında aksiyal vektör akı ile bağlantılı $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörlerinin ölçümü daha zor olduğundan haklarında daha az bilgi mevcuttur. Bu nedenle aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişi yapı faktörlerinin çalışılması şu anda oldukça önemlidir. Teorik açıdan $N \rightarrow \Delta$ geçişi literatürde farklı yöntemler kullanılarak ele alınmıştır. Bu yöntemler kiral pertürbasyon teorisi (ChPT), örgü (lattice) kuantum renk dinamiği (KRD) yöntemi, zayıf pion üretimi, ışık konisi KRD toplam kuralları ve kuark modeller olarak sayılabilir.

Aksiyal vektör nükleon–delta geçişleri ChPT dışında pertürbatif ve pertürbatif olmayan farklı yöntemler ile hem teorik hem deneysel olarak çalışılmıştır. (Geng ve ark., 2008) referansı aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörlerini relativistik baryon kiral pertürbasyon teorisi (BChPT)’nde δ – açılımı (Pascalutsa ve ark., 2003b) kullanılarak bir – halka mertebesinde teorik olarak çalışmıştır. Elde edilen sonuçlar farklı kuark model hesapları ve uyarılmış nötrino–pion üretim dataları ile karşılaştırılmıştır. Bilinmeyen düşük enerji sabitlerini belirlemede tutarlı olmasına rağmen, yeterli data olmamasından ve kuark modellerden elde edilen sonuçlarla oldukça farklı sonuçlar elde edildiğinden çok verimli olarak karşılaştırma yapılamamıştır. Sonuçlar yönünden en zengin yorumu C_5 yapı faktörü vermiştir. Momentum transferinin sıfır olduğu noktada değeri 1.16 olarak elde edilmiştir.

C_6 ve C_4 yapı faktörleri C_3 'e göre daha fazla q^2 bağımlılığı göstermekle birlikte C_5 ile karşılaştırıldığında oldukça küçük değerlerde oldukları görülmüştür. (Procura, 2008) referansında relativistik olmayan kiral etkin alan teorisinde aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörlerinin, $C_i(q^2, M_\pi)$ şeklinde momentum ve kuark kütle bağımlılıkları bir – halka mertebesinde küçük ölçek açılımı (SSE) kullanılarak çalışılmıştır. Analizlerinin sonucu, dinamik fermiyonlarla örgü KRD sonuçlarının kiral ekstrapolasyonu için teorik bir rehberlik sağlamaktadır. C_3 ve C_4 'ün relativistik olmayan SSE'nda yalnızca yüksek mertebelerde momentum ve kuark kütle bağımlılığı gösterdiği saptanmıştır. Diğer yapı faktörlerin q^2 bağımlılığının $\mathcal{O}(q^3)$ mertebesinde karşı – terimler ve pion kutup katkısından geldiği sonucu elde edilmiştir. Aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş için sırasıyla C_5 , C_6 ve tüm dört yapı faktörlerinin teorik olarak çalışıldığı, başka iki çalışma örgü KRD yönteminde Alexandrou ve grubu tarafından yapılmıştır (Alexandrou ve ark., 2007a, b). Elde edilen yapı faktörler kullanılarak G_A , G_P nükleon aksiyal yapı faktörlerini C_5 ve C_6 ile ilişkilendiren ve kısmi aksiyal yük korunumu (PCAC) hipotezi olarak bilinen genelleştirilmiş Goldberger – Treiman bağıntılarının geçerliliği araştırılmıştır. Alexandrou ve grubu tarafından yapılan diğer bir çalışmada quenched KRD yöntemiyle tüm yapı faktörlerin hesabı yapılmış ve parite bozunum asimetrisi q^2 'nin bir fonksiyonu olarak ifade edilmeye çalışılmıştır (Alexandrou ve ark., 2007b). C_3 yapı faktörü sıfır, C_4 yapı faktörü ise küçük bir değerde elde edilmiştir. Kiral limitte aksiyal akı korunumu ile ilişkili olan C_5 ve C_6 yapı faktörleri ise baskın olanlardır. (Alexandrou, 2006) ve (Alexandrou ve ark., 2007c) referanslarında örgü KRD yönteminde sırasıyla parite bozunum asimetrisinde baskın rol oynayan C_5^A/C_3^V oranı ile aksiyal akı korunumunun bir ölçüsü olan C_6^A/C_5^A oranı

hesaplanmıştır. Kiral kuark model kullanılarak aynı yapı faktörler çalışılmış, aksiyal akının, nükleon rezonansların zayıf etkileşimle uyarıldığı tepkimelerde önemli bir rol oynadığı sonucuna varılmıştır (Barquilla ve ark., 2008). KRD ışık konisi toplam kuralları kullanılarak hesaplanan aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörleri örgü KRD ve kuark model sonuçları ile karşılaştırılmıştır (Aliev ve ark., 2007). Son zamanlarda örgü KRD yöntemi ile deltanın aksiyal vektör akı matris elemanları hesaplanmıştır (Alexandrou ve ark., 2013).

PCAC hipotezinin aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişini ve baskın yapı faktör C_5^A 'nın ölçümlerini güçlü bir şekilde sınırlandırdığı gözlenmiştir.

Deneysel olarak aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişinin gözlemlenebileceği, zayıf reaksiyonlar olan nötrino deneyleri ilk olarak 1950'li yıllarda başlamıştır (Smith, 1971). 1972 yılında yapılan pion elektro-üretim deneyi ile ilk pion nükleon rezonansı, delta, $q^2 = 0.56 - 1.56 \text{ GeV}^2$ momentum transferlerinde gözlemlenmiştir (Adler, 1972). 1973 yılında nötrino production $\nu p \rightarrow \mu^- p^+ p$ reaksiyonu çalışılarak elde edilen datadan aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş matris elemanı hakkında nasıl bilgi elde edileceği gösterilmiştir (Schreiner, 1973). Matris elemanının C_i yapı faktörleri cinsinden ilk ifadesi ve faydalı bir tartışma (Barish ve ark., 1979) deneysel referansında görülebilir. Parite korunumunu sağlamayan delta rezonansının elektrozayıf uyarılması, polarize edilmiş elektron saçılma deneyi ile çalışılmıştır (Mukhopadhyay ve ark., 1998). Deneyde belirsizlikler büyük olduğundan aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörleri ile ilgili bilgi edinilememiştir. (Shi-Lin Zhu ve ark., 2001) referansında deltanın hangi parite bozan elektrozayıf uyarılmasının zayıf nötral aksiyal vektör geçiş yapı faktörlerinin elde edilmesinde kullanılabileceği tartışılmıştır. Fermilab 2004 nötrino saçılma deneyinde aksiyal yapı faktörler tartışılmıştır (Drakoulakos ve ark., 2004). Nükleon delta aksiyal yapı faktörleri, ANL&BNL uyarılmış nötrino-pion üretim dataları kullanılarak çalışılmış ve analizlerden birinde Golberger-Treiman bağıntısının bozulduğu gözlenmiştir (Hernandez ve ark., 2010). Mainz ve JLab'daki elektron hızlandırıcılarında $e^- + p \rightarrow \Delta^0 + \nu_e$ ve $e^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \bar{\nu}_e$ gibi reaksiyonlar çalışılmış ve aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörleri tartışılmıştır (Alvarez ve ark., 1998). Tüm bu deneysel çalışmaların yanında aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörlerinin net ölçümüne en çok pariteyi bozan elastik olmayan elektron - nükleon saçılımı deneyinde yaklaşılmıştır (Androic ve ark., 2012). Bu geçiş için ilk defa deneysel aksiyal yük bulunmuş ve $G_A^{N\Delta} = -0.05 \pm (0.35)_{\text{stat}} \pm (0.34)_{\text{sys}} \pm (0.06)_{\text{th}}$ olarak elde edilmiştir. Deneysel çalışmada elde edilen sonucun literatürde var olan teorik sonuçlar ile uyumlu olduğu gösterilmiştir.

Bu çalışmada Lorentz değişmez BChPT'nde $N \rightarrow \Delta$ izovektör aksiyal vektör akı geçişinin yapı faktörleri karmaşık kütle renormalizasyon uygulaması (CMS) metodu kullanılarak tartışılmıştır. Daha önce BChPT kullanılarak yapılan hesaptan farklı olarak

$N \rightarrow \Delta$ geçişinde renormalizasyon erevesi olarak CMS metodu seçilmiş ve bu seçimin hesapta ne gibi değişikliklere yol açtığı tartışılmıştır. Geçişin analitik ifadeleri ve nümerik değerleri elde edilmiş ve grafikleri çizilerek karşılaştırması yapılmıştır.

BÖLÜM 3

MATERYAL VE METOT

Bu bölümde tezin ilk konusu olan etkin alan teorisi (EFT)'nde Dirac sınırlama analizi kullanılarak vektör mezon oktet parçacıkları ile baryon oktet parçacıklar arasındaki etkileşimi veren çiftlenim sabitleri arasındaki ilişkiler çalışılmıştır. İkinci problem olarak baryon kiral pertürbasyon teorisi (BChPT)'nde aksiyal Nükleon–Delta geçişinin yapı faktörleri hesabı çalışılmıştır.

3.1. Dirac Sınırlama Analizi

Spini sıfırdan farklı kütleli parçacıkların etkin kuantum alan teorisine dahil edilmesi klasik seviyede basit olmayan hususlar gerektirmektedir. Lorentz – değişmez Lagranjiyen yoğunluklarını oluşturmak için Lorentz dönüşümleri altında iyi tanımlanmış niceliklerin kullanımı tercih edilir. Örneğin; Λ Lorentz dönüşümü altında spin – 1 parçacığını tanımlamak için kullanılan bir dört–vektör V_μ ,

$$V_\mu \rightarrow V'_\mu = \Lambda_{\mu\nu} V_\nu \quad (3.1)$$

şeklinde dönüşür. Sonuç olarak, $V_\mu V^\mu$ yapı taşları Λ Lorentz dönüşümü altında değişmez kaldığından Lagranjiyenin oluşturulması için uygun olmaktadır,

$$V^\mu \rightarrow V'^\mu V'_\mu. \quad (3.2)$$

Bununla birlikte bir Lorentz dört–vektör V_μ dört serbestlik derecesine sahipken bir spin–1 parçacığı yalnızca $2 \times 1 + 1 = 3$ serbestlik derecesine sahip olur. Bu nedenle fiziksel olarak fark edildenden daha fazla sayıda serbestlik derecesi fark edilir. Kanonik kuantizasyonda bu durum Hamiltonyen yoğunluğunun türetilmesinde aşağıdaki denklem ile gösterilen birincil sınırlamalar olarak adlandırılan ifadelerin doğmasına yol açar,

$$\phi_1(V, \pi) \approx 0. \quad (3.3)$$

Buradan bazı \dot{V} hızlarının çözümsüz olduğu elde edilir. V , vektör mezon alanlarını ifade eder ve $\pi = \frac{\partial L}{\partial \dot{V}}$ karşılık gelen kanonik momentumları tanımlar. Denk. (3.3) yalnızca Poisson parantezlerinin hesabından sonra geçerlidir. Bu durum Dirac dilinde “zayıf denklem” olarak ifade edilir.

Çözümsüz hızlar bilinmeyen $\lambda(V, \pi)$ faz uzayı fonksiyonları olarak hesaba katılır ve Hamiltonyen yoğunluğu Legendre dönüşümü ile elde edilir,

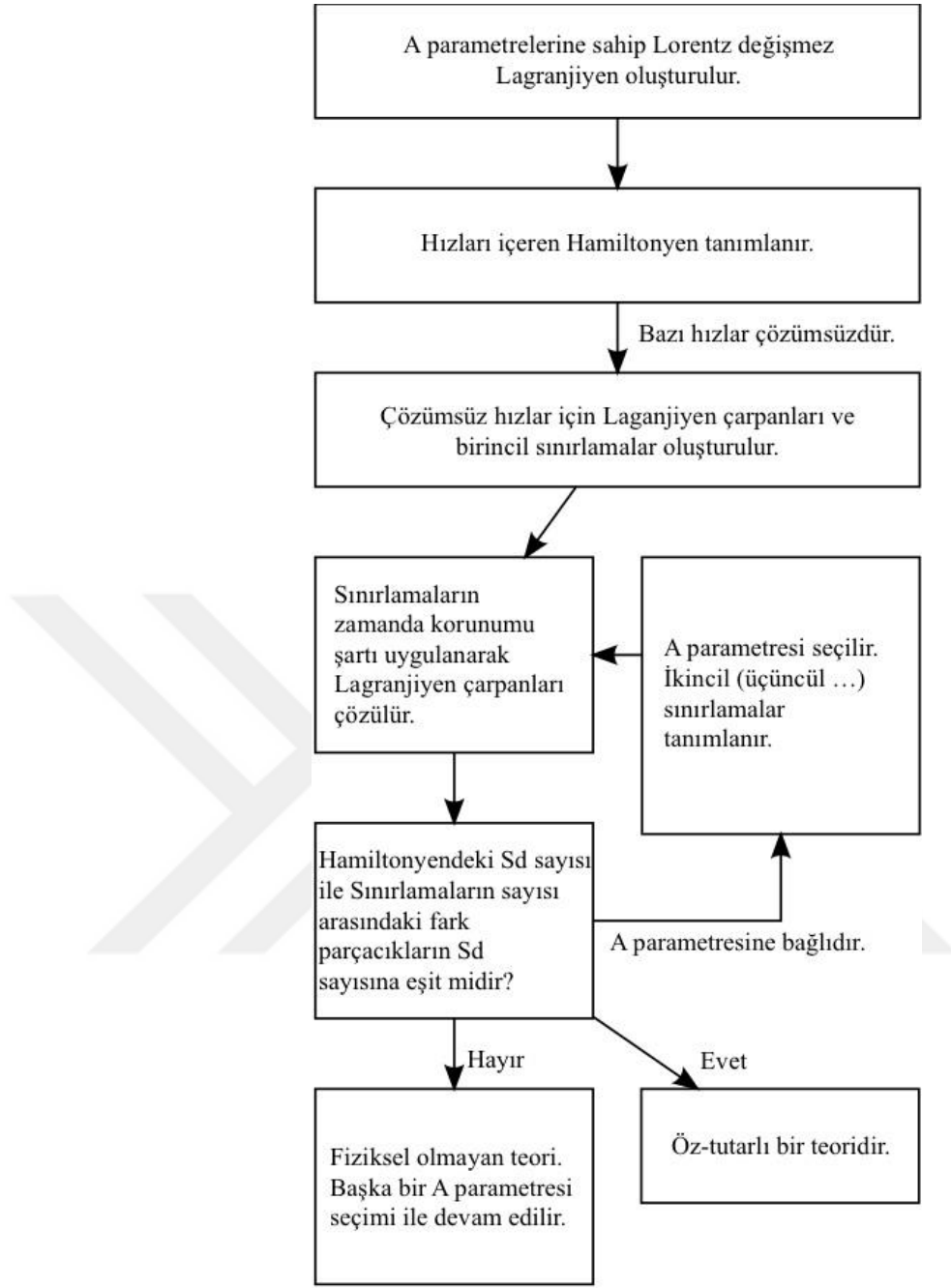
$$\mathcal{H}_1 = \phi_1 \lambda + \mathcal{H}, \quad (3.4)$$

böylece Hamiltonyen Lagranjiyenin özel bir formuna bağlıdır. Bilinmeyen λ fonksiyonları aynı zamanda genelleştirilmiş Lagranjiyen çarpanları olarak yorumlanabilir ve fiziksel bir gereklilik olan sınırlamaların zamanda korunması gerekliliği şartından tanımlanabilirler. Dolayısıyla Hamiltonyen ile sınırlamanın Poisson parantezi sıfır vermek zorundadır,

$$\{\mathcal{H}_1, \phi_1\} = \{\phi_1, \phi_1\} \lambda + \{\mathcal{H}, \phi_1\} \approx 0. \quad (3.5)$$

Burada Hamiltonyen fonksiyonu (H) ve Hamiltonyen yoğunluğu (\mathcal{H}) arasındaki ilişki $H_1 = \int d^3x \mathcal{H}_1$ bağıntısıyla verilir. Genellikle Lagranjiyenin parametreleri $\{\phi_1, \phi_1\}$ matrisinin özelliklerini karakterize eder. Böylece bilinmeyen λ fonksiyonları vektör olarak yorumlanırsa Denk. (3.5) ile temsil edilen lineer sistem denklemleri kullanılarak çözülebilirler. Bu bağlamda kaç adet sınırlamanın fiziksel olarak anlamlı olup olmadığı önem taşır. Başka bir deyişle sınırlamaların sayısı artı fiziksel serbestlik derecelerinin sayısı toplamı Hamiltonyen’deki serbestlik dereceleri’nin sayısının toplamına eşit olmak zorundadır,

$$\begin{aligned} & (\mathcal{H}' \text{ de serbestlik dereceleri sayısı}) - (\text{Sınırlama sayısı}) \\ & = (\text{Fiziksel serbestlik dereceleri sayısı}). \end{aligned} \quad (3.6)$$



Şekil 3.1. Sınırlama analizinin akış diyagramı. Serbestlik dereceleri sayısı S_d ile gösterilmiştir. Sınırlamaların zamanda korunumu fiziksel gerekliliği A parametreleri arasında şartlar meydana getirebilir. Birincil sınırlamaların olmadığı durum aşıkardır. En genel Lagranjiyen L kullanılarak fiziksel olmayan bir teori elde edilebilir.

En genel Lorentz değişmez etkin Lagranjiyen çitlenim sabitleri gibi bazı A parametrelerine sahip olabilir. Bu muhakeme A parametreleri ile ϕ_1, ϕ_2, \dots sınırlamaları arasında meydana gelebilecek ilişkilerde farklı seçeneklere yol açabilir. Fiziksel bir gereklilik olan zamanda korunumu A parametrelerinin de sağlaması gerektiğinden, parametreler arasında bazı şartlar ya da ilişkiler meydana gelebilir. Bu durum Şekil 3.1’de verilen bir akış diyagramının döngüsü olarak temsil edilebilir. Akış diyagramında ‘A parametresine bağlıdır’ ifadesi ile anlatılmak istenen, bilinmeyen λ fonksiyonlarının yalnızca A’nın belli bir seçimi için çözülebileceğidir. Özetle sınırlama analizinin en önemli sonucu; A parametreleri üzerine bazı şartlar empoze ederek etkin alan teorilerinin öz–tutarlı olanlarını seçebilmesidir.

Dirac sınırlama analizi, sonlu sayıda **N** tane serbestlik derecesine sahip bir klasik sistem üzerinden tartışılabilir. Toplu olarak **q** ve **q̇** ile gösterilen, **N** sayıda **q_i** koordinatlarına ve karşılık gelen **q̇_i** = $\frac{dq_i}{dt}$ hızlarına bağlı olan **L(q, q̇)** Lagranjiyen fonksiyonunu dikkate alalım. **L**’nin açıkça zamana bağlı olmadığını ve **q̇_i**’nin **L**’de maksimum ikinci dereceye kadar görüldüğünü varsayarsak, Lagranjiyen ifadesi

$$L(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \frac{1}{2} \mathbf{A}_{ij}(\mathbf{q}) \dot{q}_i \dot{q}_j + \mathbf{b}_i(\mathbf{q}) \dot{q}_i + c(\mathbf{q}). \quad (3.7)$$

Burada $\mathbf{A}_{ij} = \mathbf{A}_{ji}$ olarak yazılabilir, başka bir ifadeyle **A** matrisi transpozesi kendisine eşit ve $\mathbf{N} \times \mathbf{N}$ simetrik bir matristir. Hamiltonyen formülasyonuna geçiş yapmak için, **q_i** koordinatlarına konjüğe edilen **p_i** momentumlarının tanıtılması gerekir,

$$\mathbf{p}_i = \frac{\partial L(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})}{\partial \dot{q}_i} = \mathbf{A}_{ij}(\mathbf{q}) \dot{q}_j + \mathbf{b}_i(\mathbf{q}), \quad (3.8)$$

veya

$$P(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = A(\mathbf{q}) \dot{\mathbf{q}} + b(\mathbf{q}) \quad (3.9)$$

olarak ifade edilir.

Hamiltonyen (q, p) 'nin bir fonksiyonu olduğundan, Denk. (3.8)'in (q, \dot{q}) değişkenler kümesinden (q, p) değişkenler kümesine geçmek için tersine çevrilebilmesi gerekir. Denk. (3.9)'un çözümlü olabilmesi için, A^{-1} ters matrisinin sıfırdan farklı olması gereklidir, böylece hızlar tek olarak elde edilebilir

$$q = A^{-1}(p - b), \quad (3.10)$$

ve

$$A_{ij} = \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} p_i = \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = \frac{\partial^2 L}{\partial \dot{q}_j \partial \dot{q}_i} = \frac{\partial^2 L}{\partial \dot{q}_i \partial \dot{q}_j} = A_{ji}. \quad (3.11)$$

Başka bir ifadeyle, momentumlar cinsinden hızların tek bir tanımlaması için Jacobyan matrisi $\partial(q, p) / \partial(q, \dot{q})$, tekil olamaz, ve determinantı $\det\left(\frac{\partial^2 L}{\partial \dot{q}_i \partial \dot{q}_j}\right)$, sıfırdan farklı olmak zorundadır. Determinantın sıfır olduğu durumda teori tekildir ve Lagranjiyen fonksiyonundan Hamiltonyen fonksiyonuna standart şekilde geçilemez. Bu durumda, Dirac tarafından ilk kez önerilen bir yöntem kullanılabilir (Dirac, 2001).

Tekil bir sistemde, tüm hızlar koordinatların ve bağımsız momentumların fonksiyonları olarak belirlenemez. Çözülebilir olmayan \dot{q}_i hızları $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_M$ şeklinde M tane hızı olsun. Bu durumda birincil sınırlamalar aşağıdaki gibi meydana gelir. Lagranjiyen fonksiyonu L

$$L(q, \dot{q}) = \sum_{i=1}^M F_i(q) \dot{q}_i + G(q, \dot{q}_{M+1}, \dots, \dot{q}_N), \quad (3.12)$$

kullanılarak kanonik momentumlar,

$$p_i = \begin{cases} F_i(q), & i = 1, \dots, M, \\ \frac{\partial G(q, \dot{q}_{M+1}, \dots, \dot{q}_N)}{\partial \dot{q}_i}, & i = M + 1, \dots, N \end{cases} \quad (3.13)$$

ifadeleri ile elde edilir. Denk. (3.1)'in ilk kısmı birincil sınırlamalar olarak bilinen aşağıdaki ilişkiler cinsinden tanımlanabilir,

$$\phi_i(q, p) = p_i - F_i(q) \approx 0, \quad i = 1, \dots, M. \quad (3.14)$$

Burada $\phi_i \approx 0$ yukarıda da bahsedildiği gibi zayıf denklem olarak bilinir ve Poisson parantezleri çözülmeden sınırlamaların kullanılmayacağı anlamına gelir. Aşağıda verilen Legendre dönüşüm ifadesi

$$H(q, p) = \sum_{i=1}^N p_i(q) \dot{q}_i - L(q, \dot{q}) \quad (3.15)$$

kullanılarak toplam veya genişletilmiş Hamiltonyen aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\begin{aligned} H_T(q, p) &= \sum_{j=M+1}^N p_j \dot{q}_j(p, q) - G(q, \dot{q}_{M+1}(p, q), \dots, \dot{q}_N(p, q)) + \sum_{i=1}^M \lambda_i \phi_i(q, p), \\ &= H(q, p) + \sum_{i=1}^M \lambda_i \phi_i(q, p). \end{aligned} \quad (3.16)$$

Bu ifadede λ_i , $i = 1, \dots, M$, Lagranjiyen çarpanları, birincil sınırlamaları ilgilendirir ve $\dot{q}_i(p, q)$, $i = M + 1, \dots, N$, hızları Denk. (3.13) için çözümlerdir.

Dirac analizine göre ϕ_i , $i = 1, \dots, N$, sınırlamaları tüm zaman boyunca korunmak zorunda olduğundan sistemin tutarlı olabilmesi için $\frac{d\phi_i}{dt}$ sıfır olmak zorundadır. Bu açıklamaya göre, ϕ_i birincil sınırlamaların zaman evrimi, toplam hamiltonyen fonksiyonu ile Poisson parantezi tarafından verilir ve bu da tutarlılık koşullarına yol açar,

$$\frac{d\phi_i}{dt} = \{\phi_i, H_T\} = \{\phi_i, H\} + \sum_{j=1}^M \lambda_j \{\phi_i, \phi_j\} \approx 0, \quad i = 1, \dots, M. \quad (3.17)$$

Burada iki durum söz konusu olur; tüm λ_i Lagranjiyen çarpanları bu denklemlerden belirlenebilir ya da yeni sınırlamalar ortaya çıkar. Bu ikincil sınırlamaların sayısı belirlenemeyen λ sayısına (veya λ 'ların lineer kombinasyonlarına) karşılık gelir. Yine, bu

yeni sınırlamaların zaman içinde korunması gerekliliği şartı uygulanarak kalan λ 'lar bu denklemlerden çözülmeye çalışılır ve sınırlama analizi bu şekilde devam eder. Fiziksel serbestlik dereceleri sayısı, başlangıç serbestlik dereceleri sayısı (koordinatlar artı momentumlar) ile sınırlamalar sayısının farkından elde edilir. Doğru sayıda fiziksel serbestlik dereceleri elde edilene kadar sistemin sınırlama analizine devam edilir. Bir teorinin tutarlı olması için, analizin sonunda fiziksel olmayan serbestlik dereceleri elenmiş, doğru sayıda serbestlik derecesine sahip bir sistem elde edilmelidir. Bu tutarlılık koşulu kullanılarak, olası etkileşim terimleri üzerinde bazı sınırlamalar getirilebilir.

3.1.1. Spin–1 Parçacıklara Sınırlama Analizinin Uygulanması

Bu kısımda sınırlama analizine örnek olarak (Weinberg, 1995) referansında spin–1 vektör parçacığın kanoniksel kuantizasyonu yeniden yapılmıştır. Spin – 1 parçacıkları temsil eden en genel Lagranjiyen yoğunluğu aşağıdaki gibidir. Buradaki α , β ve m^2 keyfi sabitlerdir ve J_μ harici akılardır.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\alpha\partial_\mu V_\nu\partial^\mu V^\nu - \frac{1}{2}\beta\partial_\mu V_\nu\partial^\nu V^\mu + \frac{1}{2}m^2V_\mu V^\mu + J_\mu V^\mu \quad (3.18)$$

V_μ için Euler–Lagranjiyen alan denklemleri,

$$\partial_\rho \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\rho V_\sigma)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial V_\sigma} = 0 \quad (3.19)$$

kullanılarak

$$\begin{aligned} \partial_\rho \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\rho V_\sigma)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial V_\sigma} &= -\alpha\partial_\rho\partial^\rho V^\sigma - \beta\partial_\rho\partial^\sigma V^\rho - m^2V^\sigma - J^\sigma \\ &= \alpha\Box V^\sigma - \beta\partial^\sigma\partial_\rho V^\rho - m^2V^\sigma - J^\sigma \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.20)$$

spin–1 parçacıklar için hareket denklemi elde edilebilir,

$$\alpha \square V^\sigma + \beta \partial^\sigma \partial_\rho V^\rho + m^2 V^\sigma = -J^\sigma. \quad (3.21)$$

Bu ifadenin diverjansı alındığında

$$(\alpha + \beta) \partial_\sigma V^\sigma + m^2 V^\sigma = -\partial_\sigma J^\sigma \quad (3.22)$$

ifadesi elde edilir. Buradaki $\varphi = \partial_\sigma V^\sigma$ skaler bir alan olarak yorumlanabilir. Kütle terimi $\frac{m^2}{\alpha + \beta}$ ve kaynağı $-\frac{\partial_\sigma J^\sigma}{\alpha + \beta}$ olan skaler bir alanın hareket denklemi,

$$(\square + m^2)\varphi = \text{Kaynak} \quad (3.23)$$

şeklinde yazılabilir. Serbest skaler alan için kaynak sıfır değerini alır. Etkileşen alanlar için kaynak mevcut olduğundan sıfırdan farklıdır. Bu kısımda yalnızca spin-1 parçacıklar ele alınacağından $\partial_\sigma V^\sigma$ terimini iptal etmek için Denk. (3.22)'de $\alpha = -\beta$ alınır. Bu durumda $\partial_\sigma V^\sigma$ aşağıdaki gibi bir dış akım olarak ifade edilir,

$$\partial_\sigma V^\sigma = \frac{\partial_\sigma J^\sigma}{m^2}. \quad (3.24)$$

$\alpha = -\beta = 1$ olarak düşünülürse vektör mezonların Lagranjiyen yoğunluğu

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \partial_\mu V_\nu \partial^\mu V^\nu + \frac{1}{2} \partial_\mu V_\nu \partial^\nu V^\mu + \frac{1}{2} m^2 V_\mu V^\mu + J_\mu V^\mu \quad (3.25)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada anti-simetrik $V^{\mu\nu}$ vektör alan tensörü için

$$\begin{aligned} V^{\mu\nu} &= \partial^\mu V^\nu - \partial^\nu V^\mu \\ V_{\mu\nu} V^{\mu\nu} &= 2\partial_\mu V_\nu \partial^\mu V^\nu - 2\partial_\mu V_\nu \partial^\nu V^\mu \end{aligned} \quad (3.26)$$

ifadeleri geçerlidir. Böylece Denk. (3.26) ifadelerinden Lagranjiyen yoğunluğu

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}V_{\mu\nu}V^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m^2V_\mu V^\mu + J_\mu V^\mu \quad (3.27)$$

olarak yazılabilir. Dirac sınırlama analizini uygulamaya başlamak için ilk olarak konjuge momentumlar elde edilir;

$$\pi_\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{V}^\mu} = \partial_\mu V_0 - \partial_0 V_\mu = -V_{0\mu} = V_{\mu 0}. \quad (3.28)$$

Sırasıyla $\mu = 0$ ve $\mu = i$ için konjuge momentumlar

$$\begin{aligned} \pi_0 &= 0, \\ \pi_i &= -\dot{V}_i + \partial_i V_0 \end{aligned} \quad (3.29)$$

olarak elde edilir. Lagranjiyende alanın sıfırinci bileşeninin zamana göre türevi \dot{V}_0 , bulunmadığından V_0 bir dinamik değişken olarak değil bir yardımcı alan olarak değerlendirilir. Başka bir deyişle sistem için bir sınırlama olarak kullanılabilir.

Denk. (3.21)'deki hareket denkleminde $\sigma = 0$ ve $\alpha = -\beta = 1$ olarak alınır

$$\begin{aligned} \square V^0 - \partial^0 \partial_\rho V^\rho + m^2 V^0 &= \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) V^0 - \partial^0 \partial_\rho V^\rho + m^2 V^0 \\ &= \partial_i (\partial^i V^0 - \partial^0 V^i) + m^2 V^0 \\ &= -\partial_i V^{0i} + m^2 V^0 \\ &= \partial_i \pi^i + m^2 V^0 = -J^0 \end{aligned} \quad (3.30)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade düzenlenirse V_0 için aşağıdaki eşitlik kullanılabilir,

$$V^0 = -\frac{\partial_i \pi^i + J^0}{m^2}. \quad (3.31)$$

Daha önce de bahsedildiği gibi Lagranjiyen formalizminden Hamiltonyen formalizmine

geçiş

$$\mathcal{H} = \dot{V}^\mu \pi_\mu - \mathcal{L} \quad (3.32)$$

bağıntısıyla verilen Legendre dönüşümü ile yapılır. Konjuge momentumun sıfırcı bileşeni $\pi_0 = 0$ olduğundan Denk. (3.32)

$$\mathcal{H} = \dot{V}^i \pi_i - \mathcal{L} \quad (3.33)$$

olarak yazılabilir. Denk. (3.29) ve Denk. (3.31), Denk. (3.33)'de kullanıldığında Hamiltonyen yoğunluğu

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= (-\pi^i + \partial^i V^0) \pi_i - \mathcal{L} \\ &= -\pi^i \pi_i + \partial^i \left(\frac{\partial_i \pi^i + J^0}{m^2} \right) \pi_i - \mathcal{L} \end{aligned} \quad (3.34)$$

şeklinde elde edilir. Denk. (3.29) ve Denk. (3.31) Denk. (3.27)'deki Lagranjiyende yerine konularak yeniden düzenlenebilir

$$\begin{aligned} -\mathcal{L} &= -\frac{1}{4}(V_{00} V^{00} + V_{0i} V^{0i} + V_{i0} V^{i0} + V_{ij} V^{ij}) - \frac{1}{2}m^2(V_0 V^0 + V_i V^i) \\ &\quad - (J_0 V^0 + J_i V^i), \end{aligned} \quad (3.35)$$

ve $V_{00} = 0$, $V_{0i} V^{0i} = V_{i0} V^{i0} = \pi_i \pi^i$ ifadeleri kullanılarak, Lagranjiyen

$$-\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \pi_i \pi^i + \frac{1}{4} V_{ij} V^{ij} - \frac{1}{2} m^2 \left(\frac{\partial_i \pi^i + J^0}{m^2} \right)^2 - \frac{1}{2} m^2 V_i V^i + J_0 \left(\frac{\partial_i \pi^i + J^0}{m^2} \right) - J_i V^i \quad (3.36)$$

olarak elde edilir. Bu Lagranjiyen ifadesi ifade Denk. (3.34)'e yerleştirildiğinde Hamiltonyen yoğunluğunun daha açık hali aşağıda verildiği şekilde yazılır,

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \pi_i \pi^i - \partial^i \left(\frac{\partial_j \pi^j + J^0}{m^2} \right) \pi_i + \frac{1}{4} V_{ij} V^{ij} - \frac{1}{2} m^2 \left(\frac{\partial_i \pi^i + J^0}{m^2} \right)^2$$

$$-\frac{1}{2}m^2V_iV^i + J_0 \left(\frac{\partial_i \pi^i + J^0}{m^2} \right) - J_i V^i. \quad (3.37)$$

Denk. (3.29)'da verilen ifadelerden ilki birincil sınırlamalardır,

$$\pi_0 = 0, \quad \phi_1 = \pi_0. \quad (3.38)$$

Buradan, Denk. (3.16)'daki toplam Hamiltonyen sınırlamaları da içerecek şekilde

$$\mathcal{H}_T = \mathcal{H} + \phi_1 u_1, \quad (3.39)$$

olarak yazılır. Denk. (3.17) kullanıldığından ikinci terimin sıfır olduğu görülür,

$$\begin{aligned} \{\phi_1, H_T\} &= \{\phi_1, H\} + u_1 \{\phi_1, \phi_1\}. \\ &= \{\phi_1, H\} \approx 0. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Buradan, görüldüğü gibi Denk. (3.40) ifadesinden u_1 Lagranjiyen çarpanı tanımlanamamaktadır. Bu nedenle ikincil sınırlamalar oluşturulmasına ihtiyaç duyulur. Toplam Hamiltonyen fonksiyonu elde edilen Hamiltonyen yoğunluğunun üç boyutta integralinin alınmasıyla elde edilir

$$\{\phi_1, H_T\} = \{\phi_1, \int d^3y \mathcal{H}_T\} = \int d^3y \{\phi_1, \mathcal{H}\}. \quad (3.41)$$

Denk.(3.37)'nin kısmi integrasyon alınarak sadeleştirilmesiyle aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\mathcal{H} = \int d^3x \left(-\frac{1}{2} \pi_i \pi^i + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial_i \pi^i}{m} \right)^2 + \frac{1}{4} V_{ij} V^{ij} - \frac{1}{2} m^2 V_i V^i + J^0 \frac{\partial_i \pi^i}{m^2} + \frac{1}{2} \frac{J_0^2}{m^2} - J_i V^i \right) \quad (3.42)$$

Bu ifade Denk. (3.41)'de Hamiltonyen yoğunluğu olarak kullanılıp daha sonra Poisson parantezleri çözümlenirse

$$\{\phi_1, H\} = -\partial_i \pi^i - m^2 V^0 - J^0 = 0 \quad (3.43)$$

elde edilir. Buradan, u_1 fonksiyonundan bağımsız olarak ikincil sınırlamalar elde edilir,

$$\phi_2 = \partial_i \pi^i + m^2 V^0 + J^0. \quad (3.44)$$

Ancak, u_1 Lagranjiyen çarpanı hala belirlenememiştir. Bunun için, Denk. (3.40)'da ikincil sınırlamalar kullanıldığında elde edilen

$$\{\phi_2, \mathcal{H}_T\} = \{\phi_2, \mathcal{H} + \phi_1 u_1\} \approx 0, \quad (3.45)$$

ifadede Denk. (3.42)'deki Hamiltonyen yoğunluğu kullanılarak elde edilen Poisson parantezleri çözüldüğünde u_1 fonksiyonu aşağıdaki gibi belirlenmiş olur,

$$u_1(\vec{x}) = -\partial_i V^i(\vec{x}) - \frac{\partial_i J^i(\vec{x})}{m^2}. \quad (3.46)$$

Böylece sınırlama analizi uygulanarak değiştirilmiş toplam Hamiltonyen fonksiyonu

$$H_T = \int d^3x \left(-\frac{1}{2} \pi_i \pi^i + \partial_i V^0 \pi^i + \frac{1}{4} V_{ij} V^{ij} - \frac{1}{2} m^2 V_\mu V^\mu - J_\mu V^\mu - \partial_i V^i \pi^0 - \frac{\partial_i J^i}{m^2} \pi^0 \right) \quad (3.47)$$

olarak yazılabilir.

3.2. Kuantum Renk Dinamiği (KRD), ve Kiral Etkin Alan Teorisi

KRD kuarklar arasındaki güçlü etkileşimleri kütlelessiz ayar bozonları olarak adlandırılan gluon alışverişi ile açıklamaktadır. Bu bölüm kiral limitte KRD Lagranjiyan'ının simetrilerine karşılık gelen etkin alan kuramı olarak kiral pertürbasyon teorisi (ChPT)'ni tanımlamaktadır. ChPT'nden vektör mezonlar gibi daha ağır serbestlik derecelerini içeren kiral etkin alan teorisine geçiş yapılabilir.

3.2.1. Kuantum Renk Dinamiği, KRD

Güçlü etkileşme abelyan olmayan bir SU(3) ayar teorisini içeren KRD teorisi ile tanımlanır. En genel KRD Lagranjyeni

$$\mathcal{L}_{\text{KRD}} = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f - \frac{1}{4} G_{\mu\nu,a} G_a^{\mu\nu} + \mathcal{L}_\theta \quad (3.48)$$

şeklindedir. Burada q_f her biri altı kuark f : u, d, s, c, b, t içeren ve (kırmızı, mavi, yeşil) renk tripleti olarak yazılan Dirac spinördür. Böylece kuark alanları,

$$q_f = \begin{pmatrix} q_{f,k} \\ q_{f,y} \\ q_{f,m} \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

sütun matrisi ile temsil edilir. Kuark alanları üzerine etkiyen, üzerine etkidiği niceliği tanımlandığı gibi dönüştüren ve gluonları tanımlayan $A_{\mu,a}$ ayar potansiyelini içeren kovaryant türev, λ_a Gell-Mann matrisleri olmak üzere

$$D_\mu q_f = \partial_\mu q_f - ig \sum_{a=1}^8 \frac{\lambda_a}{2} A_{\mu,a} q_f \quad (3.50)$$

şeklinde yazılır. Burada g güçlü etkileşimlerin çiftlenim sabitidir ve kuark çeşnisinden bağımsızdır. Gluon alanı aynı zamanda kuvvet tensörü de içerir. Sekiz adet gluon ayar alanlarını temsil eden alan kuvvet tensörü

$$G_{\mu\nu,\alpha} = \partial_\mu A_{\nu,\alpha} - \partial_\nu A_{\mu,\alpha} + gf_{abc} A_{\mu,b} A_{\nu,c} \quad (3.51)$$

ile verilir. İfadedeki f_{abc} fonksiyonları SU(3) grubunun yapı sabitleridir. Denk. (3.48)'deki serbest parametreler g çiftlenim sabiti ve altı kuarkı temsil eden m_f kütleleridir; u kuark için 1.5 – 3 MeV, d kuark için 3 – 7 MeV ve t kuark için yaklaşık 172 GeV'e kadar geniş bir alanı kapsar. Bu hiyerarşi aşağıdaki gibi gösterilebilir

$$\begin{pmatrix} m_u = (0.0015 - 0.003) \text{ GeV} \\ m_d = (0.003 - 0.007) \text{ GeV} \\ m_s = (0.95 \mp 0.25) \text{ GeV} \end{pmatrix} \ll 1 \text{ GeV} \leq \begin{pmatrix} m_c = 1.25 \text{ GeV} \\ m_b = (4.2 - 4.7) \text{ GeV} \\ m_t = 174 \text{ GeV} \end{pmatrix}. \quad (3.52)$$

Abelyan kuantum elektrodinamik (QED) teoriden farklı olarak Denk. (3.48)'deki KRD Lagranjyanında bulunan kuvvet alan tensörünün karesi g şiddetinde üç gluon ve g^2 şiddetinde dört gluon köşelerini içeren etkileşimlere neden olur. KRD'nin bu özelliği SU(3) ayar grubunun abelyan olmayan bir grup olmasından kaynaklanır. Bu tarz etkileşim terimleri abelyan olmayan ayar teorilerinin karakteristik bir özelliğidir ve teoriyi abelyan teorilerden daha karmaşık hale getirir. Denk. (3.48) Lagranjyanı parite (P), yük eşleniği (C) ve zaman tersinmesi (T) dönüşümleri altında değişmezdir. Bununla birlikte Denk. (3.48) ile verilen güçlü etkileşmelerin Lagranjyanının ayar değişmezliği P ve CP simetrisini bozan ve θ –terim olarak adlandırılan aşağıdaki gibi bir terim içerebilir,

$$\mathcal{L}_\theta = \frac{g^2 \bar{\theta}}{64\pi^2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \sum_{a=1}^8 G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a. \quad (3.53)$$

Burada $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ antisimetrik Levi–Civita tensördür. Güncel deneyler θ –teriminin ihmal edilebilir derecede küçük olduğunu gösterdiğinden bu çalışmada Denk. (3.48) ile verilen KRD Lagranjyanı P ve CP değişmez olarak kullanılmaktadır.

3.2.2. Kütlesiz Kuantum Renk Dinamiği

Denk. (3.52)'deki kuark kütlelerinin hiyerarşisine bakıldığında ilk yaklaşım olarak u, d ve s kuark kütlelerinin sıfıra (kiral limit) ve c, b ve t kütlelerinin sonsuza götürüldüğü teorik bir limit alınabilir. Bu limitteki Lagranjyen ile çiftlenim sabitlerinin hepsi boyutlu olur ve tüm fiziksel geçiş olasılıkları tam bir kesinlikle belirlenebilir. Elbette bu durum güçlü çiftlenim sabiti g 'nin KRD'nin iç ölçeği Λ_{KRD} ile ilişkilendirildiği ve açılım parametresi olarak tüm momentumların bu ölçek birimlerinde ifade edildiği durum için doğrudur. Bu limitte KRD Lagranjyan aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$\mathcal{L}_{\text{KRD}}^0 = \sum_{f=u,d,s} \bar{q}_f i\gamma^\mu D_\mu q_f - \frac{1}{4} G_{\mu\nu,a} G_a^{\mu\nu} \quad (3.54)$$

Burada kovaryant türevin yalnızca renk ve Dirac indisleri üzerinde etkisi olduğuna fakat çeşniden bağımsız olduğuna dikkat edilmelidir. $\mathcal{L}_{\text{KRD}}^0$ 'nin simetri özelliklerinin incelenmesine sırasıyla sağ ve sol elli durumlara işaret eden R ve L indisli kiralite projeksiyon operatörlerini tanımlayarak başlayabiliriz,

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5), \quad P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5). \quad (3.55)$$

Kuark alanlarına etki eden projektör operatörleri kuark alanlarını $q_R = P_R q$, $q_L = P_L q$ şeklinde sağ elli ve sol elli bileşenlerine ayırır. Bu tanımlamayı kullanarak Denk. (3.54) Lagranjiyanı aşağıdaki gibi yeniden yazılır,

$$\mathcal{L}_{\text{KRD}}^0 = \sum_{f=u,d,s} (\bar{q}_{R,f} i\gamma^\mu D_\mu q_{R,f} + \bar{q}_{L,f} i\gamma^\mu D_\mu q_{L,f}) - \frac{1}{4} G_{\mu\nu,a} G_a^{\mu\nu} \quad (3.56)$$

Yalnızca u, d ve s kuark alanlarının dahil olduğu Denk. (3.56) Lagranjiyen'inde sağ ve sol elli kuark alanı bileşenleri aşağıdaki bağımsız küresel U(3) ayar grubu dönüşümleri altında değişmezdir,

$$\begin{aligned} q_{f,L} &\rightarrow q'_{f,L} = \exp\left(-i \sum_{a=1}^8 \mathbb{T}_a^L \frac{\lambda_a}{2}\right) e^{-i\mathbb{T}^L} q_{f,L} \equiv U_L q_{f,L} \\ q_{f,R} &\rightarrow q'_{f,R} = \exp\left(-i \sum_{a=1}^8 \mathbb{T}_a^R \frac{\lambda_a}{2}\right) e^{-i\mathbb{T}^R} q_{f,R} \equiv U_R q_{f,R}, \end{aligned} \quad (3.57)$$

ve böylece tüm Lagranjiyen değişmez kalır,

$$\mathcal{L}_{\text{KRD}}^0 \rightarrow \mathcal{L}'_{\text{KRD}} = \mathcal{L}_{\text{KRD}}^0. \quad (3.58)$$

Denk. (3.56) Lagranjiyeninin tam simetri grubu $U(3)_L \times U(3)_R$ aşağıdaki gibi ayrıştırılabilir,

$$G = SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V \times U(1)_A.$$

Noether teoremine göre fiziksel bir sistemdeki her simetriye karşılık gelen bir korunum yasası mevcuttur. Böylece yukarıdaki dönüşümlerle ilişkili kiral akılar olarak adlandırılan korunan akılar türetilebilir,

$$\begin{aligned} L^{\mu,a} &= \bar{q}_L \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q_L, & \partial_\mu L^{\mu,a} &= 0, \\ R^{\mu,a} &= \bar{q}_R \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q_R, & \partial_\mu R^{\mu,a} &= 0. \end{aligned} \quad (3.59)$$

Tek kiral akılar yerine lineer kombinasyonlarının kullanımı yaygındır ve parite dönüşümü altındaki davranışlarına göre sırasıyla, vektör (pozitif parite) ve aksiyal vektör (negatif parite) akı yoğunlukları olarak adlandırılırlar,

$$\begin{aligned} V^{\mu,a} &= R^{\mu,a} + L^{\mu,a} = \bar{q} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q, \\ A^{\mu,a} &= R^{\mu,a} - L^{\mu,a} = \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\lambda^a}{2} q. \end{aligned} \quad (3.60)$$

Yukarıdaki simetri özellikleri klasik düzeyde geçerlidir. Anomaliden dolayı $U(1)_A$ simetrisi kuantizasyon durumunda korunmaz ve yalnızca $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V$ simetrisi geçerli olur. $U(1)_V$ değişmezliği baryon sayısı korunumu ile ilişkilidir ve $SU(3)_L \times SU(3)_R$ simetrisi kiral simetri olarak adlandırılır. Böylece oktet ve tekli yapısı ile birlikte 9 adet korunan vektör yük bulunmaktadır ve KRD temel durumu, vektör yüklerin oluşturduğu altgrup $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V$ altında değişmez kalırken aksiyal yükler için iki olasılık mevcuttur. İlki, $Q_A^a |0\rangle = 0$ temel durumun kiral dönmeler altında yani $SU(3)_L \times SU(3)_R$ simetrisi altında değişmez kaldığı ve karşılık gelen simetrisinin Wigner – Weyl mod olarak adlandırıldığı durumdur. İkinci olasılık, $Q_A^a |0\rangle \neq 0$, temel durumun tam simetri grubu $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V \times U(1)_A$ altında değişmez kalmadığı durumdur, Nambu–Goldstone mod olarak adlandırılır ve kendiliğinden simetri kırılması (SSB) olarak bilinir. Teorinin spektrumu, temel durumu değişmez bırakan

yalnızca $H = SU(3)_V \times U(1)_V$ alt grubunun çoklu yapılarını içerir. Bu durumda temel duruma etki eden aksiyal yükler $Q_A^a|0\rangle$, taban durumu ile aynı enerjiyi ve momentumu taşıyan çoklu yapılarını üretirler ve Goldstone bozonları olarak adlandırılan kütsüz parçacıklar çoklu yapısının oluşmasını sağlarlar. Deneysel gözlemler ikinci olasılığın baskın olarak gerçekleştiğini göstermektedir. Böylece kütsüz limitte KRD, klasik seviyede $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V \times U(1)_A$ simetri grubu altında değişmezdir, ancak kuantizasyon durumunda $U(1)_A$ grubu anomaliye uğradığından $SU(3)_L \times SU(3)_R$ kiral simetri grubu $SU(3)_V$ alt grubuna kırılır. Böylece kiral simetri grubunun $SU(3)_L \times SU(3)_R$ 16 adet üretici $SU(3)_V$ alt grubunun 8 üreticine dönüşür. Bu nedenle Goldstone teoremine göre 8 adet kütsüz Goldstone bozonlarının oluşması beklenir. Gerçekte de KRD spektrumu oldukça küçük kütlelere sahip olan 8 adet sözde skaler mezon (kaonlar, pionlar ve etalar) içerir.

3.2.3. Kendiliğinden Simetri Kırılması

Şimdiye kadar KRD'nin kütsüz limiti göz önünde bulunduruldu. Fakat doğada kuarklar kiral simetriyi açıkça kıran sonlu kütlelere sahiptirler. Bu durum kendisini Lagranjyende kütle terimi M olarak gösterir, ve ilgili ifade

$$\mathcal{L}_M = -\bar{q}Mq = \bar{q}_R M q_L + \bar{q}_L M q_R \quad (3.61)$$

olarak yazılır. Kuark kütle matrisi M aşağıdaki gibi verilir,

$$M = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{pmatrix}. \quad (3.62)$$

Kütle terimi vektör ve aksiyal vektör akılarının diverjanslarına aşağıdaki gibi ek katkılarda bulunacaktır,

$$\partial_\mu V^{\mu,a} = i\bar{q} \left[M, \frac{\lambda_a}{2} \right] q,$$

$$\begin{aligned}
\partial_\mu A^{\mu,a} &= i\bar{q} \left[\frac{\lambda_a}{2}, M \right] \gamma_5 q, \\
\partial_\mu V^\mu &= 0, \\
\partial_\mu A^\mu &= 2i\bar{q} M \gamma_5 q + \frac{3g^2}{32\pi^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} G_a^{\mu\nu} G_a^{\rho\sigma}.
\end{aligned} \tag{3.63}$$

Son denklemdaki tekli aksiyal vektör akı ifadesinde ikinci terim aksiyal anomalidir. Diverjanslar kuark kütleleri ile orantılı olduğundan küçük kuark kütleleri için kiral simetri KRD'nin bir yaklaşık simetrisidir. Tüm u, d ve s kuark kütlelerinin eşit olduğu durumda kuark matrisi birim matrisle orantılı olacağından 8 vektör akının korunumu Gell–Mann'ın önerdiği oktetler ile uyumlu olacaktır [Gell–Mann ve ark., 1964].

3.2.4. Ward Özdeşlikleri ve Yerel Kiral Değişmezliği

Green fonksiyonları olarak adlandırılan zaman–sıralı operator çarpımlarının taban durum beklenen değerleri, Lehmann–Symanzik–Zimmermann (LSZ) formalizmine göre fiziksel saçılma genlikleri ile ilişkilidir (Lehmann ve ark., 1955, Peskin ve ark., 1995). Böylece kuantum alan teorisinde deneysel veri ile teori arasında önemli bir ilişkiyi temsil ederler. Daha önce bahsedilen küresel kiral simetri, yerel simetriye çevrildiğinde farklı Green fonksiyonlar arasında ilişkiler meydana gelir. Bu ilk olarak U(1) simetrisine göre QED'de keşfedilmiştir ve elde edilen ilişkiler kısaca Ward özdeşlikleri olarak gösterilmiştir (Ward, 1950, Fradkin, 1955 ve Takahashi, 1957). Temel kiral simetri açıkça kırıldığında, başka bir ifadeyle kuark kütlelerinin yok olmadığı fiziksel durumda kiral Ward özdeşlikleri değiştirilmiş bir formda hala kullanışlı olacaktır (Gell–Mann, 1962).

Green fonksiyonları yol integral formalizminde dış alanlara göre fonksiyonel türevlerin alınmasıyla elde edilebilir. Bu amaçla Denk. (3.56)'daki Lagranjiyenin SU(2) grubuna adapte edilmiş şekli vektör–, aksiyal vektör–, skaler–, ve sözde skaler kuark akıları gibi niceliklerle etkileşen dış alanların dahil olduğu duruma genişletilebilir,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{KRD}}^0 + \mathcal{L}_{\text{ext}} = \mathcal{L}_{\text{KRD}}^0 + \bar{q} \gamma^\mu \left(\vartheta^\mu + \frac{1}{3} \vartheta_{(s)}^\mu + \gamma_5 a^\mu \right) q - \bar{q} (s - i\gamma_5 p) q. \tag{3.64}$$

Çeşni uzayda, etki eden renk–nötr dış alanlar Pauli matrislerinin yardımıyla aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$\begin{aligned} \vartheta^\mu &= \sum_{i=1}^3 \frac{\tau_i}{2} \vartheta_i^\mu, & \vartheta_{(s)}^\mu &= \tau_0 \vartheta_0^\mu, & a^\mu &= \sum_{i=1}^3 \frac{\tau_i}{2} a_i^\mu, \\ s &= \sum_{i=1}^3 \tau_i s_i, & p &= \sum_{i=1}^3 \tau_i p_i \end{aligned} \quad (3.65)$$

Burada vektör akının izovektör ve izoskaler kısımlara sahip olduğuna dikkat edilmelidir. Sonlu kuark kütleli orjinal KRD Lagranjiyanı $s = \text{diag}(m_u, m_d)$ ve $\vartheta = a = p = 0$ alınarak elde edilebilir. Sonunda üretici fonksiyonel Z aşağıdaki gibi verilir.

$$\exp(iZ[\vartheta, a, s, p]) = \langle 0|T \exp[i \int d^4x \mathcal{L}_{\text{ext}}(x)]|0 \rangle_{(\text{kiral limit})}. \quad (3.66)$$

Bu fonksiyonel güçlü etkileşmenin etkin alan teorileri ve düşük enerjili KRD limiti arasında önemli bir ilişki verir.

Denk. (3.64)'deki Lagranjiyen, dış alanlar aşağıdaki gibi dönüştüğünde yerel kiral dönüşümü altında değişmezdir,

$$\begin{aligned} (\vartheta^\mu + a^\mu) &\rightarrow V_R(\vartheta^\mu + a^\mu)V_R^\dagger + iV_R\partial^\mu V_R^\dagger, \\ (\vartheta^\mu - a^\mu) &\rightarrow V_L(\vartheta^\mu - a^\mu)V_L^\dagger + iV_L\partial^\mu V_L^\dagger, \\ (s^\mu + ip^\mu) &\rightarrow V_R(s + ip)V_L^\dagger, \\ (s + ip) &\rightarrow V_R(s + ip)V_L^\dagger, \\ (s - ip) &\rightarrow V_L(s - ip)V_R^\dagger, \end{aligned} \quad (3.67)$$

burada $(V_L(x), V_R(x)) \in SU(2)_L \times SU(2)_R$ şeklindedir. Böylece küresel simetri yerel simetriye yükseltilmiş olur. Küresel kiral simetriyi yerel simetriye çevirmek iki amaca hizmet eder. Birincisi, anomalilerin olmadığı durumda kiral Ward özdeşlikleri, yerel kiral dönüşümü altında üretici fonksiyonelin değişmez kaldığı duruma eşdeğerdir, başka bir deyişle Denk. (3.66)'dan gelen Green fonksiyonlarını üreten etkin Lagranjiyen yerel kiral

dönüşümler altında değişmezdir. Bu değişmezlik EFT'nin oluşturulmasına kuvvetli sınırlamalar yükler. İkincisi, yerel değişmezlik dış ayar alanları ile etkin serbestlik dereceleri arasında çiftlenime izin verir. Örneğin elektromanyetik dört-vektör potansiyel A^μ aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$\vartheta_{(s)}^\mu = -\frac{e}{2}A^\mu, \quad \vartheta^\mu = -\frac{e}{2}\tau_3 A^\mu. \quad (3.68)$$

3.3. Kiral Pertürbasyon Teorisi

KRD'nin simetrisi tartışıldığına göre düşük enerjili hadronik süreçlere karşılık gelen etkin teori, ChPT oluşturulabilir. ChPT, Weinberg'in öncü (Weinberg,1979) çalışması ile başlamış Gasser ve Leutwyler tarafından sistematik olarak geliştirilmiştir (Gasser ve ark., 1984, Gasser ve ark., 1985). ChPT'nin en büyük başarılarından biri, akı cebri ve kısmi aksiyal yük korunumu (PCAC)'na dayanan önceki bulguları, düzeltmelerin hesaplanmasına izin veren sistematik bir çerçeveye aktarmasıdır.

ChPT'nde etkin serbestlik dereceleri, KRD'nin temel serbestlik derecelerinden, yani kuark ve gluonlardan ziyade, deneysel olarak gözlemlenen hadronik durumlardır. ChPT isminin aksine, güçlü bağlanma sabiti g 'de aslında pertürbatif değildir. Pertürbasyon serisi, daha ziyade, 1 GeV mertebesi civarında seçilen Λ ölçeği üzerine momentum kuvvetlerinde bir Taylor serisi açılımı olarak gerçekleştirilir.

Bu çalışmada hem iki çeşni hem de üç çeşni durumda çalışılmıştır. Başka bir deyişle yalnızca u ve d kuarkların isospin simetrik limitte eşit kütleli olarak alındığı SU(2) grubunda ChPT kullanılarak ve u, d ve s kuarkların eşit kütleli olarak alındığı EFT kullanılarak SU(3) çeşni simetrisinin geçerli kabul edildiği sistemde çalışılmıştır.

3.3.1. Weinberg Kuvvet Sayma Uygulaması

Daha önce bahsedildiği gibi bir etkin Lagranjiyen sonsuz sayıda etkileşme terimi içerir ve bu yüzden bir – halka mertebesine kadar fiziksel bir sürece sonsuz sayıda Feynman diyagramları katkıda bulunabilir. Bu sebeple her diyagrama bir D kiral mertebesi atayan bir kuvvet sayma uygulaması gereklidir. Pionlar dikkate alındığında bu kuvvet

sayma uygulaması “Weinberg kuvvet sayma” olarak adlandırılır ve sistematik bir şekilde yüksek mertebeden katkıları ihmal eder. Sonuç olarak Lagranjiyenin etkileşme terimleri pion alanlarına etki eden türevler ve pion kütlelerinin kuvvetlerinde mertebelenir,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_4 + \mathcal{L}_6 + \dots$$

Aşağıda açıklanacağı üzere, baryonik sektörde tek sayılı mertebeler de görünürken, mezonik Lagranjiyede yalnızca \mathcal{L}_{2n} çift sayılı mertebeler meydana gelir. Fiziksel matris elemanı, \mathcal{M} 'ye katkıda bulunan herhangi bir Feynman diyagramı, kuark kütlelerinin ve pion momentumlarının fonksiyonudur,

$$\mathcal{M} = D_1(p_i, m_q) + D_2(p_i, m_q) + \dots$$

Özellikle D kiral mertebesi, $\mathcal{M}(p_i, m_q)$ değişmez genliği diyagramın dış pion momentumunun sırasıyla lineer ve kuark kütlelerinin kuadratik $p_i \rightarrow t p_i$, $m_q \rightarrow t^2 m_q$ yeniden ölçeklendirmesi altında davranışı ile belirlenir,

$$\mathcal{M}(p_i, m_q) \rightarrow \mathcal{M}(t p_i, t^2 m_q) = t^D \mathcal{M}(p_i, m_q). \quad (3.69)$$

Bu durumda kiral mertebesi

$$\begin{aligned} D &= 2 + \sum_{n=0}^{\infty} 2(n-1)N_{2n} + 2N_L \\ &= 4N_L - 2N_I + \sum_{n=0}^{\infty} 2nN_{2n}. \end{aligned} \quad (3.70)$$

ile verilir. N_{2n} , \mathcal{L}_{2n} 'den gelen köşelerin sayısını, N_L halka integrallerinin sayısını ve N_I iç pion çizgilerinin sayısını temsil etmektedir. Bir-halka integrali $D = 4$ olarak, bir iç pion propagatörü $D = -2$ ve \mathcal{L}_{2n} 'den bir köşe $D = 2n$ olarak sayılır. Sonuçta halka sayısı ile doğrudan orantılı olarak artan D kiral mertebesi ile diyagramların önem derecesi azalır.

Böylece yalnızca belli bir maksimum mertebeye kadar diyagram alınarak değişmez genliğe tutarlı bir şekilde yaklaşılabılır.

Eğer vektör mezonlar gibi daha ağır serbestlik dereceleri teoriye dahil edilirse ve dış parçacıklar (halka dışında) olarak görünürlerse, aşağıda baryonik sektörde görüleceği üzere, kuvvet sayma uygulaması zorunlu olarak genişletilir ve uygun bir renormalizasyon uygulamasına ihtiyaç duyulur.

Baryonik sektörde tek sayıda mertebeleri de içeren Lagranjiyen

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3 + \dots$$

şeklindedir. Kuvvet sayma mezonik sektöre benzer şekilde yapılır, her diyagram için bir D kiral mertebesi atanır,

$$D = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2(n-1)N_{2n} + 2N_L + \sum_{n=1}^{\infty} (n-1)N_n + 2N_L. \quad (3.71)$$

Denk. (3.70)'den farklı olarak N_n , \mathcal{L}_{2n} 'den gelen köşe sayısını göstermektedir. BChPT'de nükleon kütlesi kiral limitte yok olmadığından kiral ve halka açılımı arasında bir çelişkiye yol açan farklı bir ölçeği temsil eder. Başka bir deyişle nükleon alanına etki eden $D_\mu \Psi$ kovaryant türev küçük bir nicelik olarak sayılamaz. Oysa ki $(iD_\mu \gamma^\mu - m)\Psi$ farkı $\mathcal{O}(q)$ kiral mertebesinde sayılmalıdır. Neticede BChPT'nde renormalize edilmiş halka katkıları sayma uygulamasının tahmin ettiği kadar düşük mertebelere katkıda bulunur. Bu sorun Kısım (3.5)'de detaylı olarak anlatılan uygun bir renormalizasyon çerçevesinin seçimi ile çözülebilmektedir.

3.3.2. Mezonik Kiral Pertürbasyon Teorisi

KRD ile ChPT arasındaki temel bağlantı Denk. (3.66)'daki üretici fonksiyonel olduğundan amaç $SU(3)_L \times SU(3)_R$ yerel dönüşümü altında değişmez kalan etkin Lagranjiyen oluşturmaktır. Kuantum alanında bir süreç için kendiliğinden kırılmış bir simetrisinin nasıl uygulanacağı (Sidney ve ark., 1969) referansında gösterilmiştir. Bu amaçla

Goldstone bozon alanlarından pion alanları π^+ , π^0 , π^- üniter 2×2 , U –matrisi ile temsil edilir,

$$U(x) = \exp\left(\frac{i\Phi(x)}{F}\right), \quad \sum_{i=1}^3 \tau_i \Phi_i = \begin{pmatrix} \pi^0 & \sqrt{2}\pi^+ \\ \sqrt{2}\pi^- & -\pi^0 \end{pmatrix}, \quad (3.72)$$

F kiral limitte pion bozunma sabiti ile ilişkilendirilir. Kiral değişmez Lagranjiyenleri oluşturmak için farklı yapı taşlarının $SU(2)_L \times SU(2)_R$ grubu altında dönüşüm özelliklerini bilmek gerekir. U –matrisinin yerel kiral dönüşümü lineer olmayan dönüşüm ile ifade edilir

$$U(x) \rightarrow V_R U(x) V_L^\dagger. \quad (3.73)$$

Burada $(V_R(x), V_L(x)) \in SU(2)_L \times SU(2)_R$ şeklindedir. Burada temel durumun U matrisinin birim matrise eşit olduğu durumda elde edildiğine ve yalnızca $V_R = V_L$ ise değişmez olduğuna dikkat edilmelidir. Böylece istendiği gibi alt grup $SU(2)_V$ 'ye karşılık gelmektedir. U üzerine etkiyen kovaryant türev aşağıdaki gibi tanımlanır

$$D_\mu U = \partial_\mu U - i r_\mu U + i U l_\mu. \quad (3.74)$$

$r_\mu = \vartheta_\mu + a_\mu$ ve $l_\mu = \vartheta_\mu - a_\mu$ dış kaynaklarının dönüşüm özellikleri Denk. (3.67)'de gösterildiği gibidir. Ve

$$\chi = 2B(s + ip) \quad (3.75)$$

niceliği U olarak dönüşen skaler ve sözde skaler kaynakları temsil eder. B sabiti kiral limitte kuark yoğunluğu ile ilgilidir, $\langle q\bar{q} \rangle^0 = -2F^2$. Daha yüksek mertebeden terimlerin oluşturulabilmesi için dış alanları içeren alan şiddet tensörleri tanımlanır,

$$\begin{aligned}
f_{\mu\nu}^R &= \partial_\mu r_\nu - \partial_\nu r_\mu - i[r_\mu, r_\nu], \\
f_{\mu\nu}^L &= \partial_\mu l_\nu - \partial_\nu l_\mu - i[l_\mu, l_\nu],
\end{aligned} \tag{3.76}$$

ve kiral dönüşümleri altında aşağıdaki gibi davranırlar,

$$\begin{aligned}
f_{\mu\nu}^R &\rightarrow V_R f_{\mu\nu}^R V_R^\dagger, \\
f_{\mu\nu}^L &\rightarrow V_L f_{\mu\nu}^L V_L^\dagger.
\end{aligned} \tag{3.77}$$

Etkin Lagranjiyen oluşturulurken yapı taşları olarak yukarıdaki tanımlanmış nicelikler kullanılmaktadır. Denk. (3.73) – (3.77) ifadelerindeki yapı taşlarının kiral mertebeleri

$$U \sim \mathcal{O}(q^0), \quad D_\mu U \sim \mathcal{O}(q^1), \quad r_\mu, l_\mu \sim \mathcal{O}(q^1), \quad f_{\mu\nu}^{R/L} \sim \mathcal{O}(q^2), \quad \chi \sim \mathcal{O}(q^2) \tag{3.78}$$

ile verilir ve q pion momentumu ve mezon kütleleri gibi küçük bir niceliği göstermektedir. Sonuç olarak, yerel kiral değişmezliği ve yok olmayan kuark kütlelerinden dolayı açık kırılma ve SSB'ni içeren, mertebe iki ve mertebe dört etkin Lagranjiyenler (Gasser ve ark., 1984) aşağıdaki gibi verilir

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_2 &= \frac{F^2}{4} \text{Tr}[D_\mu U(D^\mu U)] + \frac{F^2}{4} \text{Tr}[\chi U^\dagger + U \chi^\dagger] \\
\mathcal{L}_4 &= \frac{l_1}{4} \{\text{Tr}[D_\mu U(D^\mu U)^\dagger]\}^2 + \frac{l_2}{4} \text{Tr}[D_\mu U(D_\nu U)^\dagger] \text{Tr}[D_\mu U(D^\nu U)^\dagger] \\
&\quad + \frac{l_3}{4} \{\text{Tr}[\chi U^\dagger + U \chi^\dagger]\}^2 + \frac{l_4}{4} \text{Tr}[D_\mu U(D^\mu \chi)^\dagger + D_\mu \chi(D^\mu U)^\dagger] + \dots \tag{3.79}
\end{aligned}$$

Diğer olası terimler parite, yük eşleniği değişmezliği ve hermityenlik şartları uygulandığında ihmal edilmiştir. Burada ilk mertebe pion kütesinin $M^2 = 2B\hat{m}$ ile verildiğine dikkat edilmelidir. İfadedeki $\hat{m} = (m_u + m_d)/2$ aktif kuark kütlelerinin ortalamasıdır. ChPT'nde Lorentz değişmezliğinden dolayı tüm Lorentz indislerinin

kısaltılmış olması gerektiğinden, $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $\pi\pi \rightarrow \pi\pi\pi\pi$ gibi, yalnızca çift sayıda kiral mertebelerin görülebilir olduğuna dikkat edilmelidir. Ayrıca $F_\pi = F + \mathcal{O}(q^2)$ ve B mertebe ikiye kadar olan tek düşük enerji çiftlenim sabitleridir (LECs).

3.3.3. Baryonik Kiral Pertürbasyon Teorisi

Şimdiye kadar yalnızca pionların kendileri ve dış alanlarla olan etkileşimleri dikkate alındı. Nükleonlar sisteme dahil edilmek istendiğinde önceki bölüme benzer olarak yapı taşları ve yapı taşlarının kiral dönüşümler altındaki davranışları belirlenmelidir. Dış alanlar mezonik durum ile benzer şekilde dönüşürler. Nükleonlar ise bir izospinörde toplanırlar,

$$\Psi = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}.$$

Dört bileşenli Dirac alanları olarak p ve n sırasıyla proton ve nötronu gösterir. Ψ alanının kiral dönüşümler altındaki davranışı denkleştirici olarak adlandırılan $K(V_R, V_L, U)$ cinsinden verilir,

$$\begin{aligned} \Psi &\rightarrow K(V_R, V_L, U)\Psi, \\ \bar{\Psi} &\rightarrow \bar{\Psi}K^\dagger(V_R, V_L, U) \end{aligned} \quad (3.80)$$

U matrisinin karekökü u ile temsil edilir, $u^2(x) = U(x)$, ve $SU(2)$ değerli fonksiyon aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$\begin{aligned} u(x) = u'(x) &= \sqrt{V_R U V_L^\dagger} \equiv V_R u K^{-1}(V_R, V_L, U), \\ K(V_R, V_L, U) &= u'^{-1} V_R u = {}^{-1}\sqrt{V_R U V_L^\dagger} V_R \sqrt{U}. \end{aligned} \quad (3.81)$$

Kiral bağlantısı olarak adlandırılan (Ecker, 1995) aşağıdaki tanımlama kullanılarak kovaryant türev oluşturulabilir,

$$\begin{aligned}\Gamma_\mu &= \frac{1}{2}[u^\dagger(\partial_\mu - ir_\mu)u - u(\partial_\mu - il_\mu)u^\dagger], \\ D_\mu \Psi &= (\partial_\mu + \Gamma_\mu - i\vartheta_\mu^{(s)})\Psi.\end{aligned}\tag{3.82}$$

Burada $\vartheta_\mu^{(s)}$ dış izoskaler vektör alanı temsil etmektedir ve kovaryant türev $SU(2)_L \times SU(2)_R$ dönüşümleri altında Ψ izospinörü ile aynı şekilde dönüşür,

$$D_\mu \Psi = K(V_R, V_L, U)D_\mu \Psi.\tag{3.83}$$

İlk mertebede başka bir hermityen yapı taşı mevcuttur (Ecker, 1995) ve parite dönüşümü altında aksiyal vektör olarak dönüşür,

$$u_\mu \equiv i[u^\dagger(\partial_\mu - ir_\mu)u - u(\partial_\mu - il_\mu)u^\dagger].\tag{3.84}$$

Daha yüksek mertebeden terimleri oluşturabilmek için gerekli yapı taşlarını tanıtmak gerekir,

$$\begin{aligned}\chi_\pm &= u^\dagger \chi u^\dagger \pm u \chi^\dagger u, \\ f_{\mu\nu}^\pm &= u f_{\mu\nu}^L u^\dagger \pm u^\dagger f_{\mu\nu}^R u, \\ \vartheta_{\mu\nu}^{(s)} &= \partial_\mu \vartheta_\nu^{(s)} - \partial_\nu \vartheta_\mu^{(s)}.\end{aligned}\tag{3.85}$$

Kiral dönüşümler altında

$$\begin{aligned}X &\rightarrow K(V_R, V_L, U)XK^{-1}(V_R, V_L, U), X = u_\mu, \chi_\pm, f_{\mu\nu}^\pm, \\ \vartheta_{\mu\nu}^{(s)} &\rightarrow \vartheta_{\mu\nu}^{(s)}.\end{aligned}\tag{3.86}$$

olarak dönüşürler. Böylece yapıtaşlarının kovaryant türevleri

$$D_\mu X = \partial_\mu X + [\Gamma_\mu, X]\tag{3.87}$$

şeklinde yapıtaşları ile aynı şekilde dönüşürler. Bu tanımlamalar kullanılarak $\bar{\Psi}\mathcal{O}\Psi$ yapısında terimler içeren bir Lagranjiyen oluşturulabilir. \mathcal{O} , Denk. (3.84) ve (3.85) yapı taşları ve onların türevlerini içeren bir operatördür. Böylece en düşük merteye pion-nükleon ve çift pion-nükleon Lagranjiyen ifadeleri (Gasser ve ark., 1988)

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{(1)} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m + \frac{g_A}{2}\gamma^\mu\gamma_5 u_\mu)\Psi$$

$$\mathcal{L}_{\pi\pi NN}^{(1)} = -\frac{1}{4F^2}\varepsilon_{abc}\bar{\Psi}\gamma^\mu\varphi_a\partial_\mu\varphi_b\tau_c\Psi \quad (3.88)$$

olarak yazılabilir, m kiral limitteki nükleon kütesidir ve g_A kiral limitteki nükleon-aksiyal vektör çiftlenim sabitidir. Lagranjiyenin dördüncü merteye $\mathcal{O}(q^2)$, $\mathcal{O}(q^3)$, $\mathcal{O}(q^4)$ 'e kadar yazılmış ifadeleri (Gasser ve ark., 1988, Ecker ve ark., 1996, Fettes ve ark., 2000) referanslarında bulunabilir.

3.4. Rezonansların EFT'ne Dahil Edilmesi

ChPT'nde vektör mezon, aksiyal vektör mezon, delta, roper gibi rezonanslardan gelen katkılar Lagranjiyendeki düşük enerjili çiftlenim sabitlerinde teoriye dahil edilebilirler. Sembolik olarak gösterilmek istenirse rezonans propagatörü aşağıdaki gibi genişletilir

$$\frac{1}{q^2 - M_R^2} = -\frac{1}{M_R^2} \left[1 + \frac{q^2}{M_R^2} + \left(\frac{q^2}{M_R^2}\right)^2 + \left(\frac{q^2}{M_R^2}\right)^3 + \mathcal{O}(q^8) \right], \quad (3.89)$$

ve bu ifadelerden gelen her mertebedeki katkılar o mertebedeki düşük enerjili çiftlenim sabitlerinde yutulabilir. Burada M_R rezonansın kütesini temsil etmektedir ve propagatörün Lorentz yapısı gösterilmemiştir. Rezonansların açık serbestlik dereceleri olduğu düşünülürse propagatörün genişletilmesi zorunlu değildir, onun yerine Denk. (3.89)'un sağındaki tüm terimler hesaba katılabilir. Bu yüzden ek serbestlik derecelerinin dahil

edilmesi yüksek mertebeden terimler dahil edilmek üzere açılımdaki tüm terimlerin uygun bir şekilde yeniden toplanarak hesaba katılmasını sağlar.

Aşağıdaki bölümlerde çalışma ile ilgili olan delta rezonansının Lagranjiyen yoğunlukları verilmiştir. Rezonans serbestlik derecelerinin sisteme dahil edilmesi ile birlikte nasıl uygun bir renormalizasyon uygulaması seçileceği tartışılmıştır.

3.4.1. Delta Rezonans

Spin-3/2 delta rezonansı nükleonun ilk uyarılmış durumudur ve formalizmi W. Rarita and J. S. Schwinger tarafından geliştirilmiştir (Rarita ve ark., 1941). Bu formalizmde spin $k + \frac{1}{2}$ parçacıklar k Lorentz indislerinde tamamen simetrik ve Lorentz grubu altında Dirac spinör ve dört-vektör temsillerinde dönüşen bir tensör $\Psi_{\alpha, \mu_1, \dots, \mu_{k-1}}$ ile temsil edilir. Böylece tensörün her bir bileşeni bir Dirac spinördür ve Dirac denklemini sağlarlar,

$$(i\gamma^\nu \partial_\nu - m)\Psi_{\alpha, \mu_1, \dots, \mu_{k-1}} = 0 . \quad (3.90)$$

Dirac denkleminin yanı sıra $\Psi_{\alpha, \mu_1, \dots, \mu_{k-1}}$ tensörü aşağıdaki özellikleri taşımak zorundadır,

$$\begin{aligned} \gamma^\alpha \Psi_{\alpha, \mu_1, \dots, \mu_{k-1}} &= 0, \\ \partial^\alpha \Psi_{\alpha, \mu_1, \dots, \mu_{k-1}} &= 0 \end{aligned} \quad (3.91)$$

Denk. (3.91) koşulları Denk. (3.90)'ın Dirac matrisi ile soldan çarpılması ve türev uygulanması ile elde edilir. Denk. (3.91) sınırlamaları $\Psi_{\alpha, \mu_1, \dots, \mu_{k-1}}$ tensörünün bağımsız bileşenlerinin sayısının fiziksel spin serbestlik dereceleri'ne karşılık geldiğini garanti eder. Böylece sistem doğru sayıda bağımsız bileşene sahip olmuş olur. Rarita – Schwinger formalizmine göre spin-3/2 parçacığı 16 bileşenli vektör spinör alanıyla temsil edilir. Denk. (3.91) sınırlamalarının her biri bağımsız bileşenlerin sayısını 4 azaltır, böylece toplamda 8 azalmış olur. Böylece vektör – spinör Ψ_μ , tamamen kütleli spin – 3/2

parçacığının sahip olması gereken spin Serbestlik dereceleri sayısına karşılık gelen $16 - 4 - 4 = 8 = 2 \times 4$ bağımsız bileşene sahip olmuş olur. İki çarpanı, parçacık ve antiparçacık tanımlamalarından gelirken, dört çarpanı durgun bir spin-3/2 sistemindeki olası spin projeksiyonlarından gelmektedir.

Delta rezonansının Lagranjyenini tanımlamak için delta alanlarını vektör ve spinör yapısını aynı zamanda temsil edecek şekilde yazabiliriz. İzospin-3/2 delta rezonansı, izospin-1 ve izospin-1/2 durumların çiftleniminden gelen bir izovektör-izospinör alanı olarak dikkate alınabilir,

$$\Psi_{\mu,i} = \begin{pmatrix} \Psi_{\mu,i,\frac{1}{2}} \\ \Psi_{\mu,i,-\frac{1}{2}} \end{pmatrix}, \quad \mu = 0, 1, 2, 3, \quad i = 1, 2, 3. \quad (3.92)$$

Dört fiziksel izospin serbestlik derecesini oluşturmak için projeksiyon operatörleri tanıtlır,

$$P_{ij,rs}^{\frac{3}{2}} = \delta_{ij}\delta_{rs} - \frac{1}{3}(\tau_i\tau_j)_{rs}. \quad (3.93)$$

Delta alanı $\Psi_{\mu,i}$, yerel $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V$ simetri grubu altında aşağıdaki gibi dönüşür (Tang ve ark., 1996b),

$$\begin{aligned} \Psi_{\mu,i,r} &\rightarrow \Psi_{\mu,i,r}' = \exp(-i\theta) \mathcal{K}_{ij,rs} \Psi_{\mu,j,s}, \\ \mathcal{K}_{ij,rs} &:= \frac{1}{2} \text{Tr} (\tau_i K \tau_j K^\dagger) K_{rs}. \end{aligned} \quad (3.94)$$

Buradan kovaryant türev

$$(D_\mu \Psi)_{v,i,r} = (\partial_\mu \delta_{ij} \delta_{rs} - 2i\epsilon_{ijk} \Gamma_{\mu,k} \delta_{rs} + \delta_{ij} \Gamma_{\mu,r,s} - i\vartheta_{\mu\nu}^{(s)} \delta_{ij} \delta_{rs}) \Psi_{v,j,s} \quad (3.95)$$

olarak tanımlanır ve $\Gamma_\mu = \tau_k \Gamma_{\mu,k}$ şeklinde parametrize edilmiştir. Yukarıda tanımlanan yapıtaşları kullanılarak (Hemmert ve ark., 1998) referansına benzer şekilde n-boyutta ilk

mertebe pion–nükleon Lagranjiyen yoğunluğu aşağıdaki gibi yazılabilir (Pilling, 2005, Wies ve ark., 2006),

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\pi\Delta}^{(1)} &= -\bar{\Psi}^\mu P^{\frac{3}{2}} \{ (i\gamma_\rho D^\rho - m_{\Delta 0}) g_{\mu\nu} + iA(\gamma_\mu D_\nu + \gamma_\nu D_\mu) \\
&\quad + \frac{i}{n-2} [(n-2)A^2 + 2A + 1] \gamma_\mu \gamma_\rho D^\rho \gamma_\nu \\
&\quad + \frac{m_{\Delta 0}}{(n-2)^2} [n(n-1)A^2 + (4n-1)A + n] \gamma_\mu \gamma_\nu \\
&\quad + \frac{g_{\Delta 1}}{2} \gamma_\rho u^\rho \gamma_5 g_{\mu\nu} + \frac{g_{\Delta 2}}{2} (\gamma_\mu u_\nu + u_\mu \gamma_\nu) \gamma_5 \\
&\quad + \frac{g_{\Delta 3}}{2} (\gamma_\mu \gamma_\rho u^\rho \gamma_5 \gamma_\nu) P^{\frac{3}{2}} \Psi^\nu \\
&\equiv -\bar{\Psi}^\mu P^{\frac{3}{2}} \Lambda_{\mu\nu}^{A,n} P^{\frac{3}{2}} \Psi^\nu.
\end{aligned} \tag{3.96}$$

Denk. (3.96)'nın ilk üç satırı $m_{\Delta 0}$ kütleli serbest delta alanının kinetik kısmını temsil eder. Kalan terimler pionlarla etkileşimin en genel formunu gösterir. A parametresi $-1/2$ dışında herhangi bir değeri alabilen fiziksel olmayan reel bir parametredir ($-1/2$ değerinde deltanın propagatör ifadesi tanımsız olmaktadır). Denk. (3.96) Lagranjiyeni sınırlamalı bir sistemi tanımlar. (Ünal ve ark., 2015.) referansındaki sınırlama analizine benzer şekilde doğru serbestlik derecelerine sahip öz – tutarlı bir teori olma şartı uygulandığında $g_{\Delta 1}$, $g_{\Delta 2}$ ve $g_{\Delta 3}$ çiftlenim sabitleri arasında aşağıdaki ilişkiler elde edilir (Maldauer ve ark., 1956),

$$g_{\Delta 2} = A g_{\Delta 1}, \quad g_{\Delta 3} = -\frac{1+2A+A^2(n-1)}{(n-2)}. \tag{3.97}$$

Denk. (3.96) ile verilen Lagranjiyen yoğunluğu ifadeleri

$$\begin{aligned}
\Psi_\mu &\rightarrow \Psi_\mu + a\gamma_\mu \gamma^\nu \Psi_\nu, \\
A &\rightarrow \frac{A-2a}{1+4a}, \quad a \neq -\frac{1}{4}
\end{aligned} \tag{3.98}$$

dönüşümleri altında değişmez kalırlar ve bu dönüşümlere “nokta dönüşümleri” adı verilir (Nath ve ark., 1971, Tang ve ark. 1996a). Denklik Teoremine (Kamefuchi ve ark., 1961) göre dönüştürülmüş Lagranjiyen yoğunluğu $\mathcal{L}_{\pi\Delta}(\Psi_\mu, g_{\Delta 1}, A + 2a + 4aA)$, $\mathcal{L}_{\pi\Delta}(\Psi_\mu, g_{\Delta 1}, A)$ ile aynı gözlemlenebilirleri üretmelidir ve fiziksel nicelikler A ’dan bağımsız olduğundan a keyfi olarak seçilebilir.

Denk. (3.92)’de izospin uzayda tanımlı $\Psi_{\mu,i}$ alanı olması gerekenden daha fazla serbestlik derecesi verir. Bu da alanların aşağıdaki gibi verilen yerel dönüşümleri altında Lagranjiyen yoğunluğunun değişmez kalmasına neden olur,

$$\Psi_i^\mu(x) \rightarrow \Psi_i^\mu(x) + \tau_i \alpha^\mu(x). \quad (3.99)$$

Burada α^μ herhangi bir izovektör – izospinör fonksiyonu temsil eder. Lagranjiyen yoğunluğunu kuantize etmek için bir ayar şartı gereklidir. Buradan, $\tau_i \Psi_i^\mu = 0$ ayar şartı kullanılarak Denk. (3.96)’daki Lagranjiyen yoğunluğu delta rezonansı için aşağıdaki serbest propagatörü meydana getirir (Pilling ve ark., 2005),

$$S_0^{\mu\nu,ij}(p) = P_{ij}^{\frac{3}{2}} S_0^{\mu\nu}(p), \quad (3.100)$$

ve

$$\begin{aligned} S_0^{\mu\nu}(p) = & -\frac{\gamma_\rho p^\rho + m_{\Delta 0}}{p^2 - m_{\Delta 0}^2 + i0^+} \left(g^{\mu\nu} - \frac{\gamma^\mu \gamma^\nu}{n-1} + \frac{p^\mu \gamma^\nu - \gamma^\mu p^\nu}{(n-1)m_{\Delta 0}} - \frac{(n-2)p^\mu p^\nu}{(n-1)m_{\Delta 0}^2} \right) \\ & - \frac{A+1}{m_{\Delta 0}^2(A n + 2)} \left[\frac{(n-4-nA)m_{\Delta 0} \gamma^\mu \gamma^\nu}{(n-2)(nA+2)} + \frac{(n-2)(\gamma^\mu p^\nu + p^\nu \gamma^\mu)}{(n-1)} \right. \\ & \left. - \frac{(n-2)(A+1)\gamma^\mu \gamma_\rho p^\rho \gamma^\nu}{(n-1)(nA+2)} \right]. \end{aligned} \quad (3.101)$$

Bir, iki ve üçüncü mertebeden pion – nükleon – delta Lagranjiyen yoğunluğu aşağıdaki gibi verilir (Nath ve ark., 1971),

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\pi N\Delta}^{(1)} &= g_{\Delta} \bar{\psi}_{\mu,i} P_{ij}^{\frac{3}{2}} (g^{\mu\nu} + \tilde{z} \gamma^{\mu} \gamma^{\nu}) u_{\nu,j} \Psi + \text{h. c.} . \\
\mathcal{L}_{\pi N\Delta}^{(2)} &= -i \frac{b_3}{F} \bar{\psi}_{\mu,i} P_{il}^{\frac{3}{2}} (g^{\mu\alpha} + C \gamma^{\mu} \gamma^{\alpha}) \partial_{\alpha} \partial_{\nu} \varphi_l \gamma^{\nu} \Psi + \text{h. c.} \\
\mathcal{L}_{\pi N\Delta}^{(3)} &= \bar{\psi}_{\mu,i} P_{ij}^{\frac{3}{2}} (g^{\mu\nu} + z_3 \gamma^{\mu} \gamma^{\nu}) \left\{ \frac{f_1}{m} [D_{\nu}, \omega_{\alpha\beta}^j] \gamma^{\alpha} i D^{\beta} - \right. \\
&\quad \left. - \frac{f_2}{2m^2} [D_{\nu}, \omega_{\alpha\beta}^j] \{D^{\alpha}, D^{\beta}\} + f_4 \omega_{\nu}^j \langle \chi_{+} \rangle + f_5 [D_{\nu}, i \chi_{-}^j] \right\} \Psi
\end{aligned} \tag{3.102}$$

h.c. hermityen eşleniğini, g_{Δ} ve \tilde{z} çiftlenim sabitlerini gösterir ve $u_{\mu} = \tau_k u_{\mu,k}$ parametrizasyonu kullanılmıştır. \tilde{z} çiftlenim sabiti için bir sınırlama analizi aşağıdaki sonucu vermiştir (Pascalutsa, 1998),

$$\tilde{z} = \frac{1}{2} (1 + 3A). \tag{3.103}$$

Denk. (3.98) nokta dönüşümleri altında Denk. (3.102) Lagranjiyen yoğunluğu değişmezdir. Bu çalışmada $A = -1$ olarak alınmıştır. Bu sayede delta propagatörünün Denk. (3.101)'deki şekli basite indirgenmiş olur. Delta Lagranjiyenin ikinci mertebeden ifadesi aşağıdaki gibidir,

$$\mathcal{L}_{\Delta}^{(2)} = -c_1^{\Lambda} \text{Tr}(\chi_{+}) \bar{\Psi}_{\mu,i} P_{ij}^{\frac{3}{2}} g^{\mu\nu} \Psi_{\nu,j} + \dots . \tag{3.104}$$

3.5. Karmaşık Kütle Renormalizasyon Uygulaması (CMS)

CMS kararsız parçacıkların pertürbatif hesaplamalarında oldukça faydalıdır (Stuart, 1990, Denner ve ark., 1999, Denner ve ark., 2005, Denner ve ark., 2006, Actis ve ark., 2007, ve Actis ve ark., 2008). Bu uygulamada parçacıkların renormalize edilmiş kütleleri tam propagatörün kutup pozisyonu olarak seçilir, böylece fiziksel büyüklüklerin ayar ve alanı, yeniden tanımlama parametrelerinden bağımsızlığı garanti edilmiş olur (Sirlin,

1991a, Sirlin, 1991b, Willenbrock ve ark., 1991, Gegelia ve ark., 1992, Gambino ve ark., 2000, Willenbrock ve ark., 1990, Valencia ve ark., 1990, Gegelia ve ark., 2010). Tam propagatör genellikle ikinci Riemann yüzeyinde karmaşık kutbu olan önemli bir fonksiyondur (Peierls, 1955, Matthews ve ark., 1958). Dallanma noktalarının pozisyonları tam propagatör ile belirlendiğinden, kararsız parçacıkların dallanma noktaları karmaşık değerlidir. Geleneksel renormalizasyon uygulamalarında dallanma noktaları ve kutuplar ilk mertebede ve reel eksen üzerindeyken, CMS metodunda dallanma noktaları ve kutuplar ilk mertebede ve karmaşık pozisyonadırlar.

CMS metodu aşağıdaki gibi kısaca açıklanabilir; her kararsız parçacık için renormalize edilmemiş Lagranjiyen yoğunluğu \mathcal{L}_0 'da bulunan reel değerli kütle parametresi m_0 , karmaşık renormalize edilmiş kütle z_R ve karmaşık karşı terim δm 'e ayrıştırılır,

$$m_0 = \left(m_R - i \frac{\Gamma_R}{2} \right) + \delta m \equiv z_R + \delta m. \quad (3.105)$$

Burada z_R kararsız parçacığın propagatörünün karmaşık kutbu olarak seçilir. Böylece her kararsız parçacık için $-i\Gamma_R/2$ 'nin sanal kısmı \mathcal{L}_0 'a eklenir ve çıkarılır. Bu terimlerden biri renormalize edilmiş kütle parametresi z_R 'nin sanal kısmına karşılık gelir ve serbest propagatöre eklenir. Diğer terim köşe karşı-terime karşılık gelir ve pertürbatif olarak ele alınır. Bu yöntem özdeş bir dönüşümü temsil ettiğinden \mathcal{L}_0 'nun tüm özellikleri, Γ_R 'nin değerinden bağımsız olarak değişmez kalır.

Halka hesaplarında karmaşık kütle parametrelerinin öz – tutarlı tanımı, uygun renormalizasyon şartları seçimini gerektirir (Denner ve ark., 2005). Bu amaçla, kütlelerin yanında Lagranjiyen yoğunluğunun diğer parametreleri karmaşık renormalize edilmiş parametrelere ve karmaşık karşı terimlerine ayrılır,

$$g_0 = g_R + \delta g, \quad \Psi_0 = \sqrt{Z} \Psi_R \equiv \sqrt{1 + \delta Z} \Psi_R. \quad (3.106)$$

Burada g_0 ve Ψ_0 sırasıyla çiftlenim sabiti ve renormalize edilmemiş Lagranjiyen yoğunluğu \mathcal{L}_0 'ın alanlarını temsil etmektedir. Standard model çerçevesinde kütle kabuk renormalizasyonunun (Denner ve ark., 1993) geliştirilmesi rezonans ara durum içeren süreçlerin pertürbatif hesaplarının yapılmasına olanak sağlar (Denner ve ark., 2005, Denner ve ark., 2006, Actis ve ark., 2007, ve Actis ve ark., 2008). EFT'nde genişletilmiş açık kabuk renormalizasyon uygulaması (EOMS)'nın (Fuchs ve ark., 2003a) geliştirilerek CMS metodunun kullanılabilir olduğu (Djukanovic ve ark., 2009, ve Djukanovic ve ark., 2010) referanslarında gösterilmiştir. Renormalize edilmiş kütleler kiral limit durumunda tam propagatörlerin kutup pozisyonları olarak seçilirler ve karmaşık parametreler, renormalize edilmiş halka diyagramların önceden belirlenmiş sayma uygulamasını sağlayacak şekilde uyarlanırlar.

CMS metodu, (Denner ve ark., 2006) referansında belirtildiği gibi yalnızca S – matrisinin üniterliği pertürbatif olarak gösterilebildiği takdirde tutarlı bir renormalizasyon uygulaması olarak kabul edilebilir. Bu araştırma (Torsten, 2012) referansında gerçekleştirilmiş ve metodun tutarlı bir renormalizasyon uygulaması olduğu ispatlanmıştır.

CMS metodunun halka seviyesinde formülasyonu (Denner ve ark., 2005) kütle kabuk renormalizasyon uygulamasının doğrudan geliştirilmesine (Denner ve ark., 1995) dayandığından Standart model uygulamaları için uygundur. Bu çalışmada metodun renormalizasyon şartları EFT'ne göre değiştirilmiştir (Djukanovic ve ark., 2009, ve Djukanovic ve ark., 2010). Standard model'in aksine etkin Lagranjiyen yoğunluğu renormalize edilebilir değildir. Dolayısıyla ultraviyolete ıraksaklıklar Lagranjiyen yoğunluğunun sonlu sayıdaki parametrelerinin yeniden tanımlanmasıyla yutulamazlar. Tüm Lagranjiyen yoğunlukları simetrilerinin izin verdiği ölçüde sonsuz sayıda terim içerdiğinden, her bir terime karşılık gelen ve ultraviyolete ıraksaklıkları yutan karşı–terimler mevcuttur (Weinberg, 1995). Bu bağlamda, sonsuz sayıda çiftlenim sabitli etkin alan teorileri renormalize edilebilir teorilerdir (Weinberg, 1979).

EFT, verilen bir fiziksel sürece katkıda bulunan her Feynman diyagramının katkısının önem derecesi belirlenebildiğinde kullanışlıdır. Bu şekilde bir sayma uygulaması mezonik ChPT'nde, k halka sayısında diyagramdan gelen katkı (q^{2k+2})

mertebesinde sayıldığından ve böylece ağaç seviyesi diyagramlara göre q^{2k} faktörü ile bastırıldığından, problemsiz bir şekilde çalışır. Mezonik sektörde iraksak halka katkılarının renormalizasyonu için, n uzay–zamanlı boyutlarda boyutsal regularizasyonla (T' Hooft ve ark., 1972) ChPT'nin modifiye edilmiş minimal çıkarma uygulaması (\widetilde{MS}) (Gasser ve ark., 1988) birlikte kullanılır. Böylece

$$R = \frac{2}{n-4} - [\ln(4\pi + \Gamma'(1) + 1)] \quad (3.107)$$

terimi ile orantılı olan katkılar düşük enerji sabitlerinde yutulurlar. Boyutsal regularizasyonun \widetilde{MS} ile birleştirilmesiyle halka açılımı tam olarak sabitlenmiş kuark kütleleri ve momentum oranında m_q/q^2 kiral açılımına karşılık geldiğinden sistematik hesaplamalar pertürbasyon teorisinde gerçekleştirilebilir.

Fakat \widetilde{MS} uygulaması halka diyagramlarda nükleonun görüldüğü süreçlere uygulanırsa renormalize edilmiş halka katkıları sayma uygulamasının tahmin ettiğinden daha düşük mertebedeki kiral mertebelere katkıda bulunur (Gasser ve ark., 1988). Bu durum kiral limitte yok olmayan nükleon kütlelerinin EFT için yeni bir ölçek olmasından kaynaklanır. Sayma uygulamasını geri kazanmak için bir yöntem, ağır baryonlar için ChPT'nde (Jenkins ve ark., ve 1991, Bernard ve ark., 1992) nükleon alanının ağır bileşenleri üzerinden integral alınarak ağır bileşenler kaldırıldıktan sonra nükleonun ters kuvvetlerinde açılım yapmaktır. Relativistik olmayan limitte BChPT'nde sayma uygulaması minimal çıkarma (subtraction) uygulaması ile boyutsal regularizasyonun birlikte uygulandığı mezonik sektörle benzerdir. Ancak nükleon kütlelerinde gerçekleştirilen ek açılım bazı durumlarda yanlış analitik davranışlara yol açmaktadır (Bernard ve ark., 1996).

Relativistik BChPT çerçevesinde tutarlı bir sayma uygulamasının oluşturulması, uygun renormalizasyon koşullarının seçilmesi ile sağlanabilir (Tang, 1996a, Ellis ve ark., 1998, Gegelia ve ark., 2003, Becher ve ark. 1999, Fuchs ve ark., 2003a, Schindler ve ark., 2004a). Bu bağlamda, pion ve nükleon propagatörler içeren halka diyagramlara uygulanabilen standart bir yöntem, infrared regularizasyondur (Becher ve ark. 1999). Bu

yönteme göre halka integralleri bir infrared tekil ve bir infrared regular parçaya bölünür. İnfrared tekil kısım, sayma uygulamasını yerine getirirken infrared regular kısım, küçük niceliklere göre açılımda analitik olduğundan, etkin teorinin LEC'nce yutulabilir. Genişletilmiş kütle kabuk renormalizasyonu (Fuchs ve ark., 2003a), çoklu halka diyagramlarının yanı sıra çoklu fermiyon ve iç rezonans propagatörlerine sahip Feynman diyagramlarına başarıyla uygulanabilen alternatif bir lorentz değişmez renormalizasyon uygulamasıdır (Fuchs ve ark., 2003b, Schindler ve ark., 2004b). Temel fikir, $\overline{\text{MS}}$ uygulamasının kullanımına ek olarak sonlu çıkarmaları gerçekleştirmektir, böylece renormalize edilmiş Feynman diyagramları önceden belirlenmiş sayma uygulamasını yerine getirir. Tüm kuvvet sayma uygulamasını ihlal eden terimler küçük parametrelerde analitik olduğundan, en genel Lagranjiyen'de karşı-terimler olarak uygulanabilirler.

Genişletilmiş kütle kabuk renormalizasyonundaki prosedür aşağıdaki integral ile gösterilebilir (Fuchs ve ark., 2003a).

$$\begin{aligned}
H_{11}(0, p) &= \mu^{4-n} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \frac{i}{[k^2 - i0^+][(k+p)^2 - m^2 + i0^+]} \\
&= -\frac{1}{(4\pi)^{\frac{n}{2}}} \left(\frac{m}{\mu}\right)^{n-4} [F_{21}\left(1, 2 - \frac{n}{2}; 4 - n; \Delta\right) \frac{\Gamma(2 - \frac{n}{2})}{n-3} \\
&\quad + (-\Delta)^{n-3} F_{21}\left(\frac{n}{2} - 1, n - 2; n - 2; -\Delta\right) \Gamma(3 - n) \Gamma(\frac{n}{2} - 1)]. \quad (3.108)
\end{aligned}$$

ve

$$\begin{aligned}
F(n, \Delta) &:= F_{21}\left(1, 2 - \frac{n}{2}; 4 - n; \Delta\right) \\
G(n, \Delta) &:= F_{21}\left(\frac{n}{2} - 1, n - 2; n - 2; -\Delta\right)
\end{aligned}$$

tanımlamaları yapılmıştır. Burada μ boyutsal regularizasyondaki t' Hooft parametresidir ve Γ gama fonksiyonudur. Denk. (3.108) integrali, örnek olarak, kiral limit durumunda ilk mertebe nükleer enerji halka integrallerinin hesaplanmasında görülebilir (Gasser ve ark., 1998). $F(n, \Delta)$ ve $G(n, \Delta)$ hipergeometrik fonksiyonları, $\Delta = \frac{p^2 - m^2}{m^2}$ parametresine göre açılımın analitik kuvvet serileridir. Denk. (3.71)'deki kuvvet saymaya göre renormalize edilmiş integral $\mathcal{O}(q^3)$ kiral mertebesine katkıda bulunur. G ile orantılı olan kısım kuvvet

saymayı sağlar fakat tamsayı olmayan n değerleri için Δ 'da analitik değildir. F ile orantılı olan kısım kuvvet saymayı ihlal eder fakat Δ açılımına göre analitiktir. Bu durum aşağıdaki özdeşlik kullanılarak gösterilir,

$$F_{21}(a, b; c; z) = 1 + \frac{ab}{c}z + \frac{a(a+1)b(b+1)}{c(c+1)}\frac{z^2}{2} + \dots \quad |z| < 1 \quad (3.109)$$

Δ parametresi, $\mathcal{O}(q)$ mertebesinde küçük bir parametre olarak kabul edilmektedir. Böylece Denk. (3.108) aşağıdaki gibi yazılır,

$$H_{11}(0, p) = -\frac{1}{(4\pi)^{\frac{n}{2}}} \left(\frac{m}{\mu}\right)^{n-4} \left[\frac{\Gamma\left(\frac{2-n}{2}\right)}{n-3} + \Delta \ln(\Delta) + \Delta^2 \ln(\Delta) + \dots \right]. \quad (3.110)$$

Noktalar $\mathcal{O}(q^3)$ veya $\mathcal{O}(q^{n-4})$ mertebesindeki terimleri ifade etmektedir. Sayma uygulamasını bozan ifade

$$-\frac{1}{(4\pi)^{\frac{n}{2}}} \left(\frac{m}{\mu}\right)^{n-4} \frac{\Gamma\left(\frac{2-n}{2}\right)}{n-3} = \mathcal{O}(q^0) \quad (3.111)$$

şeklindedir, ve bu terim p momentumunda analitiktir ve böylece çiftlenim sabitlerinin renormalizasyonunda yutulabilirler.

Çıkarma terimlerini belirlemek için integralin açık bir şekilde hesaplanması gerekli değildir. Bunun yerine integrand, sayma uygulamasına bağlı olarak küçük parametrelere göre genişletilir ve daha sonra elde edilen terimler ayrı ayrı integre edilir. İntegrasyon ve toplamın sırasının değiştirilmesi açılım parametresindeki orjinal integralin tüm analitik katkılarını üretir (Gegelia ve ark., 1994). Buna göre Denk. (3.108)'deki integrale karşılık gelen çıkarma terimi aşağıdaki gibi olur,

$$H_{11}^{\text{çık.}} = \mu^{4-n} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \frac{i}{[k^2 - i0^+][(k+p)^2 - m^2 + i0^+]} \Big|_{p^2 = m^2}. \quad (3.112)$$

$\alpha = \beta = 1$ için ekteki formüller kullanılarak Denk. (3.111)' e uygun olarak çıkarma terimi

$$\begin{aligned}
H_{11}^{\text{cik.}} &= -\frac{1}{(4\pi)^{\frac{n}{2}}} \left(\frac{m}{\mu}\right)^{n-4} \frac{\Gamma\left(2-\frac{n}{2}\right)}{n-3} \\
&= \frac{1}{16\pi^2} \left[R - 1 + 2 \ln\left(\frac{m}{\mu}\right) \right] + \mathcal{O}(q^{n-4})
\end{aligned} \tag{3.113}$$

olarak elde edilir. İfadede yer alan R Denk. (3.107) ile verilmektedir. Böylece artık renormalize edilmiş integral

$$H_{11}^{\text{ren}} = H_{11} - H_{11}^{\text{cik.}} = \mathcal{O}(q^{n-3}) \tag{3.114}$$

sayma uygulamasını sağlar.

EOMS metodu, rezonans serbestlik dereceleri sadece halkalardaki iç propagatörler olarak ortaya çıkarsa tutarlı bir sayma uygulaması olarak görülebilir (Fuchs ve ark., 2003b ve Hacker ve ark., 2005). Rezonans parçacıkların fiziksel özelliklerinin hesaplarında, halka integralleri karmaşık momentumlar içerecek şekilde sonuçlanabilir. Bu tarz durumlarda sayma uygulamasını ihlal eden sanal kısımlar yukarıda tanımlanan yöntemle elenemezler. Bu problem CMS metodu uygulanarak çözülebilir. Bu amaçla ilk olarak Lagranjiyen yoğunluğunun yalın parametreleri renormalize edilmiş parametreler ve karşı terimlere ayrılırlar, ve renormalize edilmiş kütle tam propagatörün kiral limitte kutbu olacak şekilde seçilir. Reel değerli yalın kütle M_{R0} , renormalize edilmiş karmaşık kütle Z_R ve karmaşık karşı terime δZ_R ayrılır,

$$M_{R0} = Z_R + \delta Z_R \tag{3.115}$$

ve karmaşık kütle karesi

$$Z_R^2 = \left(M_\chi - i \frac{\Gamma_\chi}{2}\right)^2. \tag{3.116}$$

İfadede M_χ kiral limitteki fiziksel kütle ve Γ_χ kiral limitteki bozunum aralığını

göstermektedir. Fiziksel kütle kutbun reel kısmına karşılık gelirken bozunum aralığı kutbun sanal kısmının -2 katına karşılık gelmektedir. Renormalize edilmiş kütleler yukarıda tanımlandığı gibi propagatörlere yerleştirilir, karşı terimler pertürbatif olarak işlenir ve geriye kalan Lagranjiyen yoğunluğunun renormalize edilmiş parametreleri öyle seçilir ki, halka diagramlarındaki kuvvet uygulamasını ihlal eden terimler karşılık gelen karşı terimlerle yutulur.

CMS metodu bu çalışmada iki adımda gerçekleştirilmektedir. İlk olarak tüm iraksak katkılar, boyutsal regularizasyon ile \overline{MS} uygulaması birlikte uygulanarak elimine edilir. Sonra \overline{MS} –renormalize edilmiş halka diyagram katkıları, kiral limitte (karmaşık) kütle kabuğu üzerinde karmaşık noktalarda çıkarılır. Bu bağlamda CMS metodu, kararsız parçacıklar için EOMS metodunun genelleştirilmesi olarak gösterilir ve yukarıda tarif edilen yöntem, çıkarma terimlerini belirlemek için uygulanabilir. Karşı terimler karmaşık değerli olarak alınır ve böylece kuvvet sayma uygulamasını ihlal eden terimler sistematik olarak karşı terimlerle yutulur.

Tüm kuvvet sayma uygulamasını ihlal eden terimler çıkarıldıktan sonra, renormalize edilmiş düşük enerji çiftlenim sabitleri mevcut deneysel verilere uyarlanabilir. CMS metodundaki renormalize edilmiş düşük enerji çiftlenim sabitleri genellikle sanal bir kısma sahip olsalar da, bazı noktalarda ihmal edilebilir, çünkü hem gerçek hem de sanal kısımları belirlemek için yeterli deneysel bilgi genellikle yoktur.

CMS metodunun uygulamasında karmaşık iç ve dış momentum içeren halka integrallerinin hesaplanması mümkün olmalıdır. Karmaşık parametrelere sahip halka integralleri bozunum aralıklarının sıfıra yaklaştığı limitte aynı halka integrallerinin reel kısımlarına karşılık gelmelidir. Eğer halka integrallerindeki iç kütleler, sonlu negatif sanal kısımlar ve reel dış momentumlar içeriyorsa, dört nokta Green fonksiyonlara kadar gerekli analitik süreklilik gerçekleştirilebilir (Denner ve ark., 2011). Analitik süreklilikte karşılaşılan zorluklar, hem iç kütleler hem de dış kütleler karmaşık değerli seçilmek zorunda olduğundan ve integrallerin analitik sonuçları olmadığı durumlarda ortaya çıkar (Passarino ve ark., 2010). Bu sorunun bazı hesaplarda ortaya çıkmasından dolayı nümerik değerlendirmelerde bazı yaklaşımların kullanılması gereklidir.

3.6. Vektör Mezon Oktet ile Baryon Oktet Etkileşmesinin Analizi

Vektör mezonlar sekiz reel V_a^μ vektör alanları ile tanımlanır, ve spin $-\frac{1}{2}$ baryonlar sekiz karmaşık Dirac alanları Ψ_a (ve Ψ_a^\dagger adjoint alanları) ile tanımlanır. Sonsuz derecede birim elemanına yakın bir SU(3) grup elemanı $U = (1 - i\epsilon_b \lambda_b)$ ele alınır. Buradaki ϵ_b grup elemanı parametrelerini ve λ_b Gell–Mann matrislerini temsil eder. Sonsuz küçük küresel SU(3) dönüşümü altında alanların karşılık gelen davranışları

$$\begin{aligned} V_a^\mu &\rightarrow V_a^\mu + f_{abc}\epsilon_b V_c^\mu \\ \Psi_a &\rightarrow \Psi_a + f_{abc}\epsilon_b \Psi_c \\ \Psi_a^\dagger &\rightarrow \Psi_a^\dagger + f_{abc}\epsilon_b \Psi_c^\dagger \end{aligned} \quad (3.117)$$

ifadeleri ile verilir ve f_{abc} SU(3) yapı sabitlerini gösterir. Denk. (3.117) ifadeleri her dönüşüm durumuna karşılık gelen alanların SU(3) oktet adjoint temsiline göre dönüştüğünü ifade eder. Kütleli vektör mezon oktet ile kütleli baryon oktet etkileşmesini içeren bir sistem için en genel Lagranjiyen

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_{1/2} + \mathcal{L}_{\text{int}} + \dots \quad (3.118)$$

şeklinde yazılır. Noktalamalar sonsuz sayıda “renormalize edilemeyen” yüksek–mertebe etkileşmeleri ve diğer hadronlarla etkileşmeleri temsil etmektedir. Renormalize edilemeyen etkileşmelerin daha büyük ölçekli kuvvetler tarafından bastırıldığı kabul edilmektedir. Denk. (3.118)’deki ilk mertebe Lagranjiyenler \mathcal{L}_1 , $\mathcal{L}_{1/2}$, ve \mathcal{L}_{int} aşağıdaki ifadelerle verilir (basitlik adına yalın parametreler ve yalın alanları temsil eden sıfır indisi kaldırılmıştır)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 &= -\frac{1}{4}V_{\alpha\mu\nu}V_a^{\mu\nu} + \frac{M_V^2}{2}V_{\alpha\mu}V_a^\mu - gf_{abc}(\partial_\mu V_{\alpha\nu})V_b^\mu V_c^\mu - \frac{g^2}{4}f_{abc}f_{ade}V_{b\mu}V_{c\nu}V_d^\mu V_e^\nu, \\ \mathcal{L}_{1/2} &= \frac{i}{2}\bar{\Psi}_a\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_a - \frac{i}{2}(\partial_\mu\bar{\Psi}_a)\gamma^\mu\Psi_a - M_B\bar{\Psi}_a\Psi_a, \\ \mathcal{L}_{\text{int}} &= -iG_F f_{abc}\bar{\Psi}_a\gamma^\mu\Psi_b V_{c\mu} + G_D d_{abc}\bar{\Psi}_a\gamma^\mu\Psi_b V_{c\mu}. \end{aligned} \quad (3.119)$$

Yukarıdaki Lagranjyenler sonsuz küçük küresel SU(3), Denk.(3.117)'de verilen ifade dönüşümleri altında değişmez kalacak şekilde alınmıştır. Sonuç olarak vektör mezon oktet üyeleri ortak bir M_V kütesine sahiptir ve baryon oktetkütleli M_B ile gösterilmiştir. Denk. (3.119)'da alan-kuvvet tensörü $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_{\nu} - \partial_\nu V_{\mu}$ şeklinde tanımlanmaktadır. Başlangıçta beş adet bağımsız çiftlenim sabiti içeren vektör mezon öz etkileşmelerinin olduğu bir sistem sınırlama analizi kullanılarak çalışılmış ve sistem tek bir g çiftlenim sabitine bağlı hale indirgenmiştir (Neiser, 2011 ve Neiser, 2014). Dolayısıyla \mathcal{L}_1 Lagranjyeni kütleli Yang–Mills model Lagranjyendir. SU(3) simetrisi kabul edildiğinden dolayı vektör mezon oktet ile baryon oktet arasındaki etkileşme, Denk. (3.119)'da görüldüğü gibi iki çiftlenim sabiti G_F ve G_D cinsinden parametrize edilebilir. Buradaki d_{abc} SU(3) grubunun d yapı sabiti sembolleridir. SU(2) durumunda d sembolleri ile orantılı bir yapı bulunmadığına dikkat edilmelidir. Denk. (3.119) Lagranjyeni Goldstone – bozon oktet ile baryon oktet (Krause, 1990) etkileşmesindeki D ve F terimleri ile benzerlik gösterir. Özetlersek, vektör mezonlar için Lagranjyen seviyesinde bir adet g boyutsuz çiftlenim sabiti içeren kütleli Yang-Mills Lagranjyen ile başlamaktayız (Neiser, 2011). Vektör mezon oktet ile baryon oktet arasındaki etkileşme ise iki SU(3) yapısı, G_F ve G_D çiftlenim sabitlerini içerir.

Klasik sınırlama analizi kullanılarak çiftlenim sabitleri arasındaki ilişkiler araştırılır. Spin–1 parçacıklarının V^μ vektör alanları cinsinden Lagranjyen tanımı, Lorentz indisinden dolayı üç alan yerine dört alan ile temsil edildiğinden çok sayıda serbestlik derecesi içerir. Başka bir ifadeyle lüzumsuz serbestlik derecelerinin elenmesi için sınırlamalara ihtiyaç duyulur. İlk olarak Hamiltonyen formülasyonuna geçiş yapılır ve Denk. (3.119) Lagranjyenlerinin doğru serbestlik derecesine sahip tutarlı bir etkileşmeyi sağlayıp sağlamadığı araştırılır. Tam bu durumda uygun sayıda sınırlama eşitlikleri elde edilir ve aynı anda tüm Lagranjyen çarpanları çözülebilir. Klasik seviyede fermiyonik serbestlik derecelerini dahil etmek için geçerli karmaşık eşlenikleri ile ilişkilendirilmiş $\Psi_{\alpha a}$ ve $\Psi_{\alpha a}^*$ alanları bağımsız Grassmann alanları olarak ele alınmaktadır. Sırasıyla α ve a indisleri Dirac – spinör bileşenlerine ve SU(3) – çeşni bileşenlerine karşılık gelir. Aynı zamanda ekte verilen Poisson parantezinin karşılık gelen genelleştirilmiş ifadeleri de

kullanılır.

Dirac sınırlama analizini gerçekleştirmeden önce alanların ve momentumların bağımsız değişkenler olarak ele alındığı Hamiltonyen çerçevesinde serbestlik dereceleri sayılırsa, V_a^μ vektör alanları ve π_a^μ eşlenik momentumları ile birlikte $8 \times 4 + 8 \times 4 = 64$ alan mevcuttur. Oysa ki 8 adet spin -1 alanlar için yalnızca $8 \times 3 + 8 \times 3 = 48$ bağımsız alana ihtiyaç vardır. Bu sınırlamanın olması gerektiği anlamına gelir. Spin $-1/2$ alanlar için $8 \times 4 + 8 \times 4 = 64$ tane $\Psi_{\alpha a}$ ve $\Psi_{\alpha a}^*$ alanları ile 64 tane $\Pi_{\Psi_{\alpha a}}$ ve $\Pi_{\Psi_{\alpha a}^*}$ eşlenik momentum alanları mevcuttur. Dolayısıyla, $8 \times 2 \times 2$ (alanlar) + $8 \times 2 \times 2$ (eşlenik momentum alanlar) kadar bağımsız serbestlik derecesi olması beklenir. Başka bir ifadeyle 64 adet sınırlamaya ihtiyaç vardır.

Kanonik formalizmde alan değişkenlerine eşlenik momentum alan değişkenleri

$$\begin{aligned}\pi_{a\mu} &= \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{V}_a^\mu} = \frac{\partial \mathcal{L}_1}{\partial \dot{V}_a^\mu} = V_a^{\mu 0}, \\ \Pi_{\Psi_{\alpha a}} &= \frac{\partial^L \mathcal{L}}{\partial \Psi_{\alpha a}} = \frac{\partial^L \mathcal{L}_{\frac{1}{2}}}{\partial \Psi_{\alpha a}} = -\frac{i}{2} \Psi_{\alpha a}^*, \\ \Pi_{\Psi_{\alpha a}^*} &= \frac{\partial^L \mathcal{L}}{\partial \Psi_{\alpha a}^*} = \frac{\partial^L \mathcal{L}_{1/2}}{\partial \Psi_{\alpha a}^*} = -\frac{i}{2} \Psi_{\alpha a},\end{aligned}\tag{3.120}$$

denklemleri ile verilir. Burada konvansiyon olarak $\Pi_{\Psi_{\alpha a}}$ ve $\Pi_{\Psi_{\alpha a}^*}$ eşlenik momentum alanları sol türevler cinsinden tanımlanmaktadır. Ayrıca burada $\Pi_{\Psi_{\alpha a}^*} = -\Pi_{\Psi_{\alpha a}}^*$ eşitliği geçerlidir. Bu ilişkiler kullanıldığında ‘hızların’, ‘momentumlar’ cinsinden ifade edilemediği görülür. Bu durumda alanlar ve hızlar cinsinden ifade edilen Lagranjiyen tanımından alanlar ve momentumlar cinsinden ifade edilen Hamiltonyene doğrudan geçiş yapılamaz. Sistemin Hamiltonyenini tanımlamak için “birincil sınırlamalar” olarak adlandırılan üç eşitlik tanımlanır,

$$\begin{aligned}\theta_{V_a} &= \pi_{a0} + g f_{abc} V_{b0} V_{c0} \approx 0, \\ \chi_{1\alpha a} &= \Pi_{\Psi_{\alpha a}} + \frac{i}{2} \Psi_{\alpha a}^* \approx 0, \\ \chi_{2\alpha a} &= \Pi_{\Psi_{\alpha a}^*} + \frac{i}{2} \Psi_{\alpha a} \approx 0,\end{aligned}\tag{3.121}$$

$a = 1, \dots, 8$ ve $\alpha = 0, 1, 2, 3$. Bu eşitliklerde $\theta_{Va} \approx 0$ ifadesi Dirac söyleminde “zayıf denklem” anlamını taşır, yani Poisson parantezleri çözülmeyen bu sınırlamaların kullanılmayacağı ifade edilmektedir. Denk. (3.121) ifadeleri vektör mezolonlar için toplamda 8, baryonlar için toplamda $8 \times 4 + 8 \times 4 = 64$ sınırlama denklemini ifade etmektedir. Üç sınırlama denklem grubuna karşılık üç adet $\{\lambda_{1\alpha a}, \lambda_{2\alpha a}, \lambda_{Va}\}$ şeklinde bilinmeyen Lagranjiyen çarpanı fonksiyonları grubu tanımlanır. Sınırlama Hamiltoniyen yoğunluğu \mathcal{H}_c aşağıdaki gibidir,

$$\mathcal{H}_c = \lambda_{1\alpha a} \chi_{1\alpha a} + \lambda_{2\alpha a} \chi_{2\alpha a} + \lambda_{Va} \theta_{Va}. \quad (3.122)$$

$\chi_{1\alpha a}^* = -\chi_{2\alpha a}$ ve $\theta_{Va}^* = \theta_{Va}$ gerçeklikleri kullanılarak \mathcal{H}_c 'nin reel olma şartı sağlanır. $\lambda_{1\alpha a}, \lambda_{2\alpha a}, \chi_{1\alpha a}$ ve $\chi_{2\alpha a}$ ifadelerinin tek fonksiyon olduklarına dikkat edilirse $\lambda_{1\alpha a}^* = \lambda_{2\alpha a}$ ve $\lambda_{Va}^* = \lambda_{Va}$ olduğu açıkça görülür. Toplam veya genişletilmiş Hamiltoniyen yoğunluğu Legendre dönüşümü ile oluşturulur ve sınırlama Hamiltoniyen yoğunluğunu da içeren

$$\mathcal{H}_T = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_{1/2} + \mathcal{H}_{\text{int}} + \mathcal{H}_c \quad (3.123)$$

şeklinde tanımlanır. Hamiltoniyenlerin açık ifadeleri ekte verilmektedir.

Denk. (3.121) eşitliklerinin tüm zaman boyunca sıfır olması gerekliliği sonucunda

$$\begin{aligned} \{\theta_{Va}, H_T\} &= \partial_i \pi_a^i + M_V^2 V_{a0} - g f_{abc} \pi_b^i V_{ci} + \dots \\ &\equiv \vartheta_{Va} \approx 0 \\ \{\chi_{1\alpha a}, H_T\} &= i(\partial_i \Psi_{\beta a}^*)(\gamma^0 \gamma^i)_{\beta\alpha} + M_B \Psi_{\beta a}^* \gamma_{\beta a}^0 + \dots + i\lambda_{2\alpha a} = 0 \\ \{\chi_{2\alpha a}, H_T\} &= i(\gamma^0 \gamma^i)_{\alpha\beta} \partial_i \Psi_{\beta a} - M_B \gamma_{\alpha\beta}^0 \Psi_{\beta a} + \dots + i\lambda_{1\alpha a} = 0 \end{aligned} \quad (3.124)$$

ifadeleri elde edilir. Burada $H_T = \int d^3x \mathcal{H}_T$ toplam Hamiltoniyen fonksiyonudur. Poisson parantezlerinin tüm ifadeleri Ek 2’de gösterilmiştir.

Denk. (3.124)’deki ifadelerden son ikisi kullanılarak sırasıyla $\lambda_{2\alpha a}$ ve $\lambda_{1\alpha a}$

Lagranjiyen çarpanları çözülebilir. Başka bir deyişle fermiyonik sektörde 64 adet serbestlik derecesi üretilmiş, G_F ve G_D çiftlenim sabitleri üzerine herhangi bir sınırlama olmadan 64 adet Lagranjiyen çarpanı tanımlanmıştır. Denk. (3.124)'ün ilk ifadesi “ikincil sınırlamalar” olarak adlandırılır ve bu nedenle 8 ek sınırlama daha elde ederiz. Ayrıca ikincil sınırlamaların da zaman içinde korunmaları gerektiği şartı kullanılarak Lagranjiyen çarpanı $\vartheta_{V\alpha}$ ile H_T 'nin Poisson parantezi hesaplandığında $\lambda_{V\alpha}$ Lagranjiyen çarpanı da elde edilmiş olur. Sonuçlar fermiyonik Lagranjiyen için kullanıldığında $\lambda_{1\alpha\alpha}$ ve $\lambda_{2\alpha\alpha}$ Lagranjiyen çarpanları elde edilmiş olur. Böylece tüm Lagranjiyen çarpanları çözümlenerek doğru sayıda sınırlama sayısı üretilmiş olmaktadır. Elde edilen serbestlik derecelerinin sayısı Çizelge 4.1’de özetlenmiştir.

Dirac sınırlama analizinin sonucu olarak klasik seviyede teori öz–tutarlıdır ve çiftlenim sabitleri arasında herhangi bir ilişki olmaksızın doğru sayıda fiziksel serbestlik derecesi ve doğru sayıda sınırlama elde edilmiştir. Diğer bir ifadeyle g , G_F ve G_D çiftlenim sabitleri klasik seviyede bağımsız parametreler olarak ele alınabilir.

Klasik seviyede Denk. (3.119) ile verilen birinci mertebe Lagranjiyenler doğru serbestlik derecesine sahip, tutarlı bir etkileşme sağlamışlardır. Böylece bu aşamada g , G_F ve G_D çiftlenim sabitleri teorinin bağımsız parametreleridir. Daha sonra renormalize edilebilirlik şartı uygulanarak çiftlenim sabitlerinin ilişkileri araştırılır. Ağaç seviyesinin ötesinde pertürbatif hesaplarda aynı Lagranjiyenler kullanıldığında renormalizasyon ile telafi edilmesi gereken ultraviyole ıraksaklıklar ile karşılaşmaktadır. Bir – halka seviyesinde pertürbatif renormalize edilebilirlik şartı, halka diyagramlarının tüm ıraksak kısımlarının karşı – terim Lagranjiyenden gelen ağaç seviyesi diyagramlar tarafından kaldırılmak zorunda olduğunu ifade eder. Temel simetrileri sağlayan en genel etkin Lagranjiyen ile çalışıldığından EFT’nde pertürbatif renormalize edilebilirlik, halka diyagramların ultraviyole ıraksaklıklarının etkin Lagranjiyenin kütle, çiftlenim sabiti ve alanlarında soğurulabilmesini gerektirir. Bununla birlikte yalnızca çiftlenim sabitleri arasında belirli ek ilişkiler mevcut olduğunda söz konusu renormalizasyon şartı mümkün olabilir.

Etkileşen sistemin renormalize edilmesi, karşı – terim Lagranjiyen oluşturularak gerçekleştirilir. Renormalize edilebilirlik şartı aracılığı ile g , G_F , ve G_D çiftlenim sabitleri

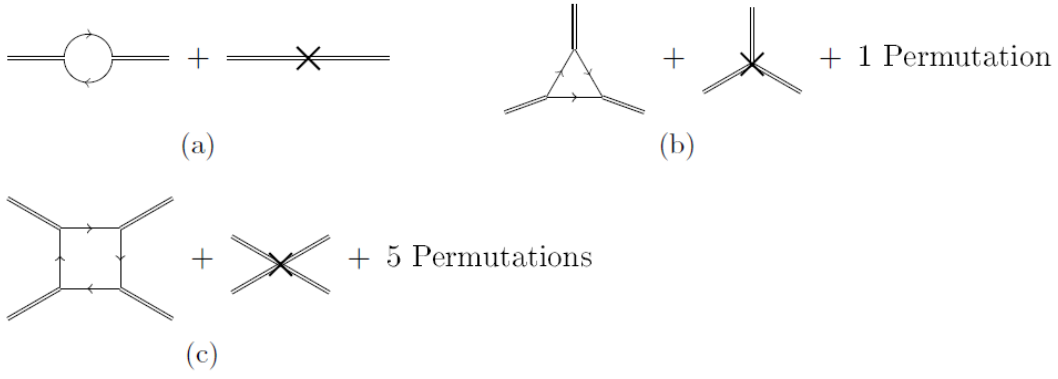
arasında bir–halka seviyesinde vektör mezon öz–enerji VVV ve VVVV köşe fonksiyonları incelenir. Karşı – terim Lagranjyenini belirlemek için yalın Ψ_0 ve V_0^μ alanları ile renormalize edilmiş Ψ ve V_μ alanları ilişkilendirilir. Bunun için $\Psi_0 = \sqrt{Z_\Psi} \Psi$, $V_0^\mu = \sqrt{Z_V} V^\mu$ ifadeleri yazılır. Renormalize edilmiş parametreler cinsinden dalga fonksiyonu renormalizasyon sabitleri ile yalın parametreler

$$\begin{aligned}
g_0 &= g + \delta g, \\
G_{F0} &= G_F + \delta G_F, \\
G_{D0} &= G_D + \delta G_D, \\
M_0 &= M + \delta M_0,
\end{aligned} \tag{3.125}$$

olacak şekilde ifade edilir. δg , δG_F , vs., fonksiyonları tüm renormalize edilmiş parametrelere ve renormalizasyon şartına bağlıdırlar. Bu durumda karşı–terim Lagranjyen aşağıdaki gibi verilir

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{ct} &= -\frac{1}{4} \delta Z_V V_{a\mu\nu} V_a^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \delta \{M_V^2\} V_{a\mu} V_a^\mu - \frac{1}{4} \delta \{g^2\} \times f_{abc} f_{ade} V_{b\mu} V_{c\nu} V_d^\mu V_e^\nu \\
&\quad - \delta \{g\} f_{abc} (\partial_\mu V_{a\nu}) V_b^\mu V_c^\nu + \frac{i}{2} \delta Z_\Psi [\bar{\Psi}_a \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_a - (\partial_\mu \bar{\Psi}_a) \gamma^\mu \Psi_a] \\
&\quad - \delta \{M_B\} \bar{\Psi}_a \Psi_a - i \delta \{G_F\} f_{abc} \bar{\Psi}_a \gamma^\mu \Psi_b V_{c\mu} + i \delta \{G_D\} d_{abc} \bar{\Psi}_a \gamma^\mu \Psi_b V_{c\mu}. \tag{3.126}
\end{aligned}$$

Burada yalnızca Denk. (3.119) Lagranjyenlerinden üretilmiş terimler gösterilmektedir. Karşı–terim fonksiyonları $\delta \{M_V\}$, $\delta \{M_B\}$,... vs. açık ifadeleri Ek 3’de verilmektedir.



Şekil 3.6. (a) Vektör mezón öz-enerji diyagramına nükleon-halka katkısı (b) Üç-vektör köşe fonksiyonuna ve (c) dört-vektör köşe fonksiyonuna bir-halka katkıları. Tek ve çift çizgiler sırasıyla fermiyonlara ve bozonlara karşılık gelmektedir.

Şekil 3.6'da gösterilen öz-enerji ve köşe fonksiyonlarının tüm bir-halka ıraksak katkıları araştırılmaktadır. Sadelik adına çeşni ve Lorentz indislerini kaldırarak renormalize edilmemiş (yalın) ve renormalize edilmiş üç- ve dört-vektör alanlarını içeren uygun köşe fonksiyonları sırasıyla

$$\Gamma_{3V}^R = Z_V^{3/2} \Gamma_{3V}^0, \quad (3.127)$$

$$\Gamma_{4V}^R = Z_V^2 \Gamma_{4V}^0 \quad (3.128)$$

olarak tanımlanır. Burada Γ_{3V}^0 ve Γ_{4V}^0 renormalize edilmemiş köşe fonksiyonlarıdır ve Z_V vektör alanın dalga fonksiyonu renormalizasyon sabitidir. Köşe fonksiyonları ve dalga fonksiyonu renormalizasyon sabiti

$$\Gamma^0 = \Gamma^{\text{tree}} + \hbar \Gamma^{\text{loop}} + \mathcal{O}(\hbar^2), \quad (3.129)$$

$$Z_V = 1 + \hbar \delta Z_V^{\text{1loop}} + \mathcal{O}(\hbar^2) \quad (3.130)$$

olacak şekilde genişletilebilir. Denk. (3.129) ve Denk. (3.130) ifadeleri Denk. (3.127) ve

Denk. (3.128) ifadelerinde kullanılırsa aşağıdaki açılımlar elde edilir

$$\Gamma_{3V}^R = \Gamma_{3V}^{\text{tree}} + \hbar \left(\Gamma_{3V}^{1\text{loop}} + \frac{3}{2} \delta Z_V^{1\text{loop}} \Gamma_{3V}^{\text{tree}} \right) + \mathcal{O}(\hbar^2), \quad (3.131)$$

$$\Gamma_{4V}^R = \Gamma_{4V}^{\text{tree}} + \hbar \left(\Gamma_{4V}^{1\text{loop}} + 2\delta Z_V^{1\text{loop}} \Gamma_{4V}^{\text{tree}} \right) + \mathcal{O}(\hbar^2). \quad (3.132)$$

Ağaç seviyesindeki diyagramlar

$$\Gamma_{3V}^{\text{tree}} = g_0 S_{3V}, \quad (3.133)$$

$$\Gamma_{4V}^{\text{tree}} = g_0^2 S_{4V}, \quad (3.134)$$

formundadır, S_{3V} ve S_{4V} hem Lorentz hem çetni yapısını gösterirler. Şekil 3.6'daki halka diyagramlarının karşılık gelen ıraksak kısımları aynı Lorentz yapısına sahiptir. Renormalize edilmiş g çiftlenim sabiti cinsinden g_0 yalın çiftlenim sabiti

$$g_0 = g + \hbar \delta g^{1\text{loop}} + \mathcal{O}(\hbar^2) \quad (3.135)$$

olarak yazılabilir. Burada $\delta g^{1\text{loop}}$ bir-halka karşı terimdir. Denk. (3.135), Denk. (3.133) ve Denk. (3.134)'de kullanılarak Denk. (3.131) ve Denk. (3.132) ifadelerinden aşağıdaki denklemler elde edilir

$$\Gamma_{3V}^R = g S_{3V} + \hbar \delta g^{1\text{loop}} S_{3V} + \hbar \left(\Gamma_{3V}^{1\text{loop}} + \frac{3}{2} \delta Z_V^{1\text{loop}} g S_{3V} \right) + \mathcal{O}(\hbar^2) \quad (3.136)$$

$$\Gamma_{4V}^R = g^2 S_{4V} + 2\hbar g \delta g^{1\text{loop}} S_{4V} + \hbar \left(\Gamma_{4V}^{1\text{loop}} + 2\delta Z_V^{1\text{loop}} g^2 S_{4V} \right) + \mathcal{O}(\hbar^2). \quad (3.137)$$

Denk. (3.136) ve (3.137)'nin sol tarafı, yani Γ_{3V}^R ve Γ_{4V}^R sonludurlar. Aynı zamanda sağ tarafında ağaç seviye katkıları, yani $g S_{3V}$ ve $g^2 S_{4V}$ terimleri sonludurlar. Denk.

(3.136)'daki δg^{1loop} parantez içindeki çiftlenim sabitlerine bağlı ifadenin ıraksak kısımlarını kaldırmak zorundadır. Aksi takdirde teori EFT'nde renormalize edilebilir değildir. Diğer yandan aynı sebeple δg^{1loop} , farklı fonksiyonel formda bulunan Denk. (3.137)'deki parantez içindeki yine çiftlenim sabitlerine bağlı ıraksaklıkları kaldırmak zorundadır. Sonuç olarak δg^{1loop} için yukarıdaki iki şart çiftlenim sabitleri arasında ilişkiye yol açmaktadır. Ayrıca, Denk. (3.136) ve Denk. (3.137)'den lineer terimler için aşağıdaki ifadeler elde edilir

$$\delta g^{1loop} S_{3V} + \left(\Gamma_{3V}^{1loop} + \frac{3}{2} \delta Z_V^{1loop} g S_{3V} \right) = 0, \quad (3.138)$$

$$2 g \delta g^{1loop} S_{4V} + \left(\Gamma_{4V}^{1loop} + 2 \delta Z_V^{1loop} g^2 S_{4V} \right) = 0 \quad (3.139)$$

SU(3) grubu altında evrensellik ilkesi incelenmeden önce SU(2) grubundaki durum yeniden türetilir. Bu amaçla Şekil 3.6'da gösterilen diyagramlar ele alınır. Lorentz ve izospin indisleri tanıtılarak vektör mezon öz-enerji ifadesi aşağıdaki gibi parametrize edilebilir

$$\Pi_{ij}^{\mu\nu}(p) = \delta_{ij} [g^{\mu\nu} \Pi_1(p^2) + p^\mu p^\nu \Pi_2(p^2)]. \quad (3.140)$$

Boyut analizi kullanılarak öz-enerji diyagramının ıraksak kısmı için elde edilen sonuç

$$\Pi_1^{\text{div}}(p^2) = -\frac{\lambda}{12\pi^2} g_{VNN}^2 p^2, \quad (3.141)$$

$$\Pi_2^{\text{div}}(p^2) = \frac{\lambda}{12\pi^2} g_{VNN}^2 \quad (3.142)$$

Şeklinde olur. Burada D boyutlu uzay-zaman için λ

$$\lambda = \frac{1}{16\pi^2} \left\{ \frac{1}{D-4} - \frac{1}{2} [\ln(4\pi) + \Gamma'(1) + 1] \right\} \quad (3.143)$$

formundadır. Dalga fonksiyonu renormalizasyon sabiti $p^2 = M_V^2$ kutup noktasında propagatörün rezidüsü ile ilişkilidir. Öz-enerji fonksiyonu $\Pi_1(p^2)$ cinsinden

$$Z_V = \frac{1}{1 - \Pi_1'(M_V^2)} \quad (3.144)$$

şeklinde verilir. Bir-halka mertebesinde çalışıldığından

$$Z_V = 1 + \Pi_1'(M_V^2) + \mathcal{O}(\hbar^2), \quad (3.145)$$

olarak yazılabilir. Buradaki $\mathcal{O}(\hbar^2)$ iki-halka mertebesindeki düzeltmeleri temsil eder. Den. (3.141), Den. (3.145)'de kullanılırsa λ ile orantılı kısım için aşağıdaki ifade elde edilir

$$\delta Z_V^\lambda = -\frac{\lambda}{12\pi^2} g_{VNN}^2. \quad (3.146)$$

Bir-halka ıraksak kısımların üç- ve dört-köşe fonksiyonlarına katkıları sırasıyla aşağıdaki gibidir

$$\begin{aligned} \Gamma_{ijk}^{\mu\nu\rho\text{div}}(p_1, p_2, p_3) &= \epsilon_{ijk} \frac{\lambda}{12\pi^2} g_{VNN}^3 [g^{\mu\nu}(p_1 - p_2)^\rho \\ &\quad + g^{\mu\rho}(p_2 - p_3)^\nu + g^{\nu\rho}(p_3 - p_1)^\mu], \end{aligned} \quad (3.147)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{ijkl}^{\mu\nu\rho\sigma\text{div}}(p_1, p_2, p_3, p_4) &= -\frac{i\lambda}{12\pi^2} g_{VNN}^4 [(2\delta_{ij}\delta_{kl} - \delta_{ik}\delta_{jl} - \delta_{jk}\delta_{il})g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} \\ &\quad + (2\delta_{ik}\delta_{jl} - \delta_{il}\delta_{jk} - \delta_{ij}\delta_{kl})g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} \\ &\quad + (2\delta_{il}\delta_{jk} - \delta_{ik}\delta_{jl} - \delta_{ij}\delta_{kl})g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho}]. \end{aligned} \quad (3.148)$$

Denk. (3.146), Denk. (3.147) ve Denk. (3.148)'deki ifadeler Denk. (3.138) ve Denk. (3.139)'da kullanılırsa δg^λ için aşağıdaki iki ifade elde edilir,

$$\delta g^\lambda = \frac{\lambda}{8\pi^2} g g_{VNN}^2 - \frac{\lambda}{12\pi^2} g_{VNN}^3, \quad (3.149)$$

$$\delta g^\lambda = \frac{\lambda}{12\pi^2} g g_{VNN}^2 - \frac{\lambda}{24\pi^2} \frac{g_{VNN}^4}{g}. \quad (3.150)$$

Öz–tutarlı bir teoride δg^λ için yukarıdaki iki ifade eşit olmak zorundadır. Bu durum $g_{VNN} = 0$ iken, yani vektör mezonlar ile nükleon arasındaki en düşük mertebeye etkileşmenin sıfır olduğu duruma karşılık gelmektedir. Diğer çözüm ise SU(2) grubunda evrensellik ilkesine karşılık gelir

$$g_{VNN} = g \quad (3.151)$$

Sonuç olarak EFT’nde evrensellik ilkesi, perturbatif renormalize edilebilirlik gerekliliğinden gelen tutarlılık şartlarının bir sonucu olarak elde edilmiştir.

Bu kesimde Denk. (3.119)’daki SU(3) grubunda etkileşme Lagranjiyeninin renormalize edilmiş G_F , G_D , ve g çiftlenim sabitleri arasında ilişkiler aranacaktır. Yöntem SU(2) durumundaki ile benzerdir fakat bu kez G_F ve G_D sabitleri arasındaki ilişkileri çözebilmek için farklı SU(3) çeşni kombinasyonlarının dikkate alınması gerekmektedir.

Şekil 3.6’daki öz–enerji diyagramının ıraksak kısmı

$$\Pi_{ab}^{\mu\nu\text{div}}(p) = -\frac{\lambda}{6\pi^2} (5G_D^2 + 9G_F^2) \delta_{ab} (g^{\mu\nu} p^2 - p^\mu p^\nu) \quad (3.152)$$

ile verilir. Bu ifadeden Denk. (3.145) kullanılarak aşağıdaki ifade elde edilir

$$\delta Z_V^\lambda = -\frac{\lambda}{6\pi^2} (5G_D^2 + 9G_F^2). \quad (3.153)$$

SU(2)’deki duruma kıyasla δg^λ için iki ifade elde edebilmek için çeşni indislerinin iki farklı kombinasyonlarında dört–vektör köşe fonksiyonu hesaplanmaktadır. Daha açık ifadeyle $(a, b, c, d) = (1, 3, 1, 3)$ ve $(a, b, c, d) = (1, 6, 1, 6)$ kombinasyonlarını ele alarak

sırasıyla aşağıdaki ifadeler bulunmuştur

$$\begin{aligned} \Pi_{1313}^{\mu\nu\rho\sigma div} &= -\frac{i\lambda}{54\pi^2} (11G_D^4 + 90G_D^2G_F^2 + 27G_F^4) \\ &\quad \times (g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} + g^{\rho\sigma}g^{\mu\nu} - 2g^{\nu\rho}g^{\mu\sigma}), \end{aligned} \quad (3.154)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{1616}^{\mu\nu\rho\sigma div} &= \frac{i\lambda}{216\pi^2} (35G_D^4 + 90G_D^2G_F^2 + 27G_F^4) \\ &\quad \times (g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} + g^{\rho\sigma}g^{\mu\nu} - 2g^{\nu\rho}g^{\mu\sigma}). \end{aligned} \quad (3.155)$$

Denk. (3.139), sırasıyla iki farklı $(a, b, c, d) = (1, 3, 1, 3)$ ve $(a, b, c, d) = (1, 6, 1, 6)$ çeşni kombinasyonları dikkate alınarak ve Denk. (153), Denk. (3.154) ve (3.155) sonuçları ve Ek 1’deki çizelgede ağaç seviyesi Feynman kurallarının da kullanımı ile δg^λ için aşağıdaki iki ifade elde edilir,

$$\delta g^\lambda = -\frac{\lambda}{108\pi^2 g} (11G_D^4 + 90G_D^2G_F^2 + 27G_F^4) + \frac{\lambda}{6\pi^2} (5G_D^2 + 9G_F^2)g, \quad (3.156)$$

$$\delta g^\lambda = -\frac{\lambda}{108\pi^2 g} (35G_D^4 + 90G_D^2G_F^2 + 27G_F^4) + \frac{\lambda}{6\pi^2} (5G_D^2 + 9G_F^2)g. \quad (3.157)$$

Öz – tutarlı bir teoride δg^λ için yukarıdaki iki ifade eşit olmak zorundadır. Bunun sonucunda

$$G_D = 0 \quad (3.158)$$

olduğu görülür. Başka türlü, etkileşen teori, EFT’nde renormalize edilebilir olmayacaktır. SU(2)’de olduğu gibi sırasıyla üç – vektör ve dört – vektör köşe fonksiyonları δg^λ için karşılaştırıldığında ve $G_D = 0$ sonucu kullanıldığında $G_F = g$ evrensellik ilkesi elde edilmektedir. Üç – vektör köşe fonksiyonu için elde edilen

$$\delta g^\lambda = \frac{3\lambda}{4\pi^2} gG_F^2 + \frac{\lambda}{2\pi^2} G_F^3 \quad (3.159)$$

ifadesi dört–vektör köşe fonksiyonundan gelen

$$\delta g^\lambda = -\frac{\lambda}{4\pi^2} G_F^4 + \frac{3\lambda}{2\pi^2} G_F^2 g \quad (3.160)$$

ifadesi ile karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak çözüm için SU(3) grubunda

$$G_D = 0 \text{ ve } G_F = g \quad (3.161)$$

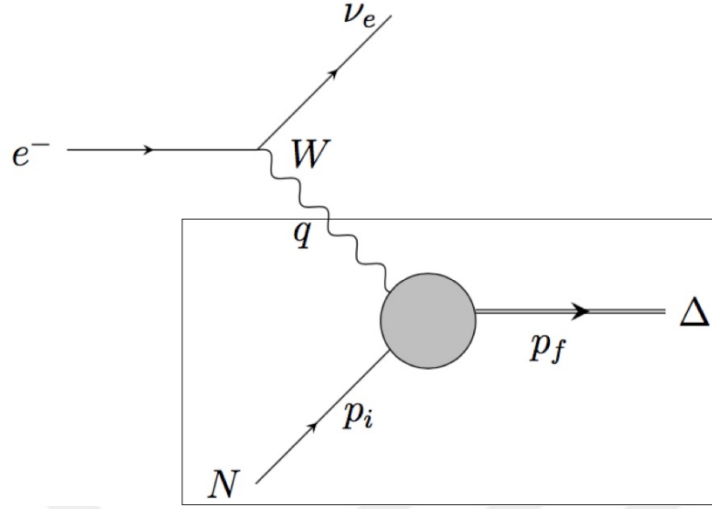
elde edilmiştir.

3.7. Aksiyal Nükleon–Delta Geçişinin Zayıf Yapı Faktör Hesabı

Relativistik olmayan durumda, yapı faktörler bir parçacığın uzaysal yapısını tanımlamak için kullanılır. Standart modelin düşük enerjili EFT olan ChPT, yapı faktörlerinin modelden bağımsız olarak hesaplanmalarına olanak tanır. Bu kısımda aksiyal $N - \Delta$ geçiş yapı faktörleri, Lorentz – değişmez ChPT’nde, CMS metodu kullanılarak $\mathcal{O}(q^3)$ mertebesine kadar hesap edilmiştir. Elektromanyetik yapı faktörler için bol miktarda deneysel veri ve teorik öngörüler mevcut olmasına rağmen, izovektör aksiyal vektör akımının nükleon yapı faktörleri ve uyarılmış sözde skaler yapı faktörler gibi fiziksel nicelikler iyi bilinmemektedir. Aksiyal vektör, nükleon ve delta rezonansı arasındaki geçiş zayıf C_3, C_4, C_5 ve C_6 yapı faktörleri tarafından sağlanır. Bunların oluşumu delta rezonansının fiziksel yapısının bir göstergesi olarak düşünülebileceğinden yapı faktörler incelenerek fiziksel yapı açıklanabilir.

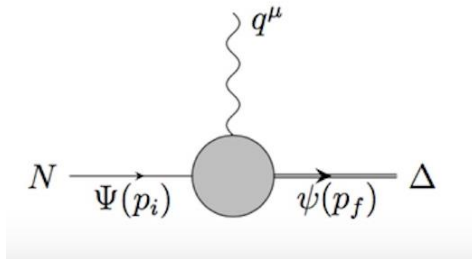
Bu bölümde öncelikle nötrino saçılma deneylerinde meydana gelen aksiyal $N - \Delta$ geçişinin genel süreci verilmiştir. Daha sonra karşılık gelen yapı faktörler tanımlanmıştır. Bu geçiş için kuantum alan teorisinde sürecin hesabı sunulmuş ve bu sürece ait hesaplanan tüm Feynman diyagramları, $\mathcal{O}(q^3)$ kiral mertebesine kadar verilmiştir. Tüm sonuçlar, $e N \rightarrow \Delta \nu_e$ süreci ile ilgilidir. Burada e elektron ya da pozitron, N nükleon, Δ delta rezonans ve ν_e elektron nötrinosunu ya da elektron anti–nötrinosunu temsil etmektedir. W bozon aracılığı ile gerçekleşen bu zayıf süreçler Şekil 3.7.1 ile gösterilen

elektron–nükleon saçılmasının alt süreçleri olarak düşünülür.



Şekil 3.7.1. Elektron – nötrino saçılma sürecinin Feynman diyagramı. Bu çalışmada çerçevelenmiş diyagramlar grubu düşünülmüştür.

Elektron–nükleon saçılmasının tüm hesaplamalarını yapmak zorunda kalmadan yalnızca alt süreç dikkate alınarak fiziksel parametreler (yapı faktörler) elde edilebilir. Bu çalışmada araştırılan yapı faktörleri aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişini tanımlamak için kullanılan temsillerdir. Böylece bir nükleon (N), bir aksiyal vektör akı (A) ile etkileşerek delta rezonansını (Δ) oluşturur. Şekil 3.7.2’de bu etkileşmeyi tanımlayan olası diyagramlar sınıfı gösterilmiştir.



Şekil 3.7.2. Aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçişini temsil eden diyagramlar grubu.

Şekilde kullanılan gösterim bu çalışmada da geçerlidir: Gelen nükleon $\Psi(p_i)$ fonksiyonu için, p_i momentumunu, aksiyal vektör $A(q^\mu)$ için, μ Lorentz indisini ve q momentumunu,

delta dalga fonksiyonu $\psi_j^\alpha(p_f)$ için, p_f delta momentumunu, α Lorentz indisini ve j isospin indisini gösterir. Nükleon ve delta kütle kabuğunda, başka bir ifadeyle, $p_i^2 = m_N^2$ ve $p_f^2 = m_\Delta^2$ olarak alınmıştır.

Aksiyal yapı faktörler, izovektör aksiyal vektör akı matris elemanları aracılığı ile tanımlanır. KRD'de bu akının üç bileşeni aşağıdaki gibi verilir,

$$A^{\mu,\alpha}(x) \equiv \bar{q}(x)\gamma^\mu\gamma_5\frac{\tau^a}{2}q(x), \quad q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad a = 1, 2, 3 \quad (3.162)$$

$A^{\mu,\alpha}(x)$ operatörleri hermityendir,

$$A^{\mu,\alpha\dagger}(x) = A^{\mu,\alpha}(x), \quad (3.163)$$

ve vektör yükleri ile eş-zamanlı komütasyon bağıntılarını sağlarlar,

$$[Q_V^a(t), A^{\mu,b}(t, \vec{x})] = i\epsilon^{abc}A^{\mu,c}(t, \vec{x}). \quad (3.164)$$

Parite ve yük eşleniği altında $A^{\mu,\alpha}(x)$ operatörlerinin davranışı sırasıyla

$$\begin{aligned} A^{\mu,\alpha}(x) &\xrightarrow{P} -A_\mu^\alpha(\tilde{x}), \quad \tilde{x}^\mu = x_\mu, \\ A^{\mu,\alpha}(x) &\xrightarrow{C} A^{\mu,\alpha}(x), \quad a = 1, 3, \\ A^{\mu,2}(x) &\xrightarrow{C} -A^{\mu,2}(x), \end{aligned} \quad (3.165)$$

şeklindedir. İzovektör aksiyal vektör operatörleri aynı zamanda PCAC bağıntısını sağlarlar,

$$\partial_\mu = i\bar{q}\gamma_5\left\{\frac{\tau^a}{2}, \mathcal{M}\right\}q, \quad (3.166)$$

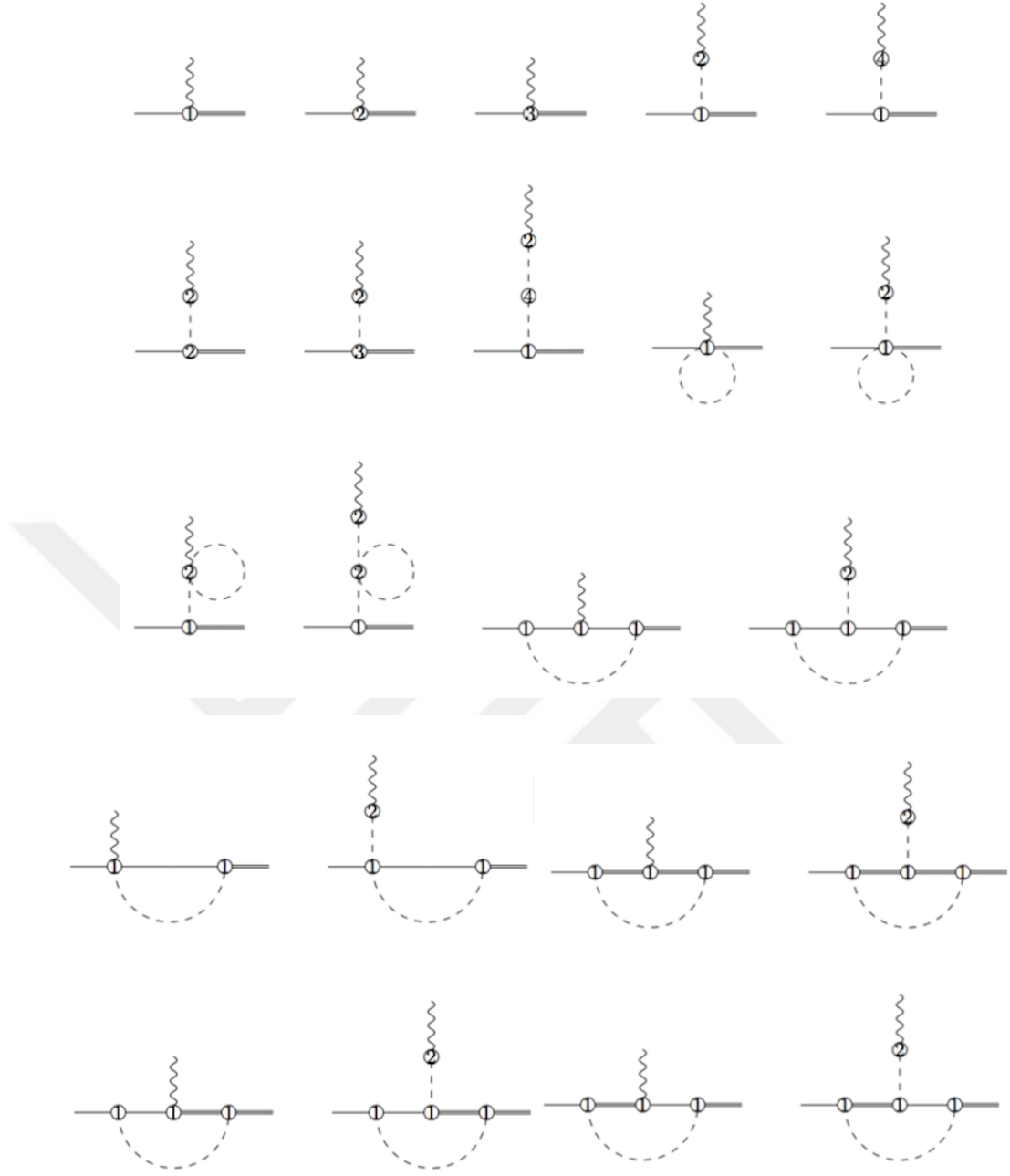
burada \mathcal{M} kuark kütle matrisidir. İzospin simetrisi, $m_u = m_d = \hat{m}$ kabul edilerek izovektör aksiyal vektör akının nükleon ve delta durumları arasındaki geçişinin en genel

ifadesi (Adler, 1968) parametrizasyonuna göre

$$\begin{aligned} \langle \Delta(p') | -A_{\mu}^3 | N(p) \rangle = & \bar{u}(p') \left[\left(\frac{C_3^A(q^2)}{m_N} \gamma^{\nu} + \frac{C_4^A(q^2)}{m_N^2} p'^{\nu} \right) (g_{\lambda\mu} g_{\rho\nu} - g_{\lambda\rho} g_{\mu\nu}) q^{\rho} \right. \\ & \left. + C_5^A(q^2) g_{\lambda\mu} + \frac{C_6^A(q^2)}{m_N^2} q_{\lambda} q_{\mu} \right] u(p) \end{aligned} \quad (3.167)$$

ile verilir. Burada $q^{\mu} = p'^{\mu} - p^{\mu}$ momentum transferidir ve m_N nükleon kütesini gösterir. $C_3^A(q^2)$, $C_4^A(q^2)$, $C_5^A(q^2)$ ve $C_6^A(q^2)$ aksiyal vektör yapı faktörlerdir. Denk. (3.163) hermityenlik ifadesinden yapı faktörlerin uzay benzeri momentum bölgesi ($q^2 \leq 0$) için reel olduğu sonucuna varılır. Aksiyal form faktörlerin sıfır momentum transferindeki değerleri aksiyal yükleri vermektedir. Form faktörlerin q^2 bağımlılığı nötrino saçılma deneyleri aracılığı ile elde edilebilir. Ancak tam olarak net bir veri henüz bulunmamaktadır.

Aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişine katkıda bulunan Feynman diyagramları Şekil 3.7.3'de gösterilmiştir. Fiziksel sonuçlar elde etmek için, bu geçişe ait teorik olarak uygun olabilecek diyagramlar dikkate alınmalıdır. Bir nükleonun veya bir delta rezonansının iç çizgi olarak yayılım gösterdiği üç çeşit diyagram elde edilmektedir. Bu diyagramlar pertürbasyon serilerinde bir açılımı temsil ettiklerinden genellikle sonsuzdurlar. Bununla birlikte, bir diyagramın kiral mertebesi, bölüm 3.1'de tanımlandığı gibi sayma uygulaması ile belirlenebilir. Böylece yalnızca ChPT'nde seçilen mertebeye kadar katkıda bulunan tüm diyagramlar ele alınır. Ağaç seviyesi diyagramları en basit diyagram olarak düşünülebilir.



Şekil 3.7.3. Aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçişine katkıda bulunan ağaç seviyesi ve halka diyagramların katkıları. Tek ve çift, kesikli ve dalgalı çizgiler sırasıyla nükleon, delta, pion ve aksiyal vektör akıya karşılık gelmektedir.

Şekil 3.7.3'deki ağaç diyagramları ve köşe fonksiyonlarının hesaplamalarında Denk. (3.79), Denk. (3.88), Denk (3.96), Denk.(3.102) ve Denk. (3.104) Lagranjyenleri kullanılmıştır. Nükleon ve pion propagatörleri için Ek 1' deki ifadeler dikkate alınmıştır. Delta propagatörü için Denk. (3.101) ile verilen ifade kullanılmıştır. Şekil 3.7.3'de verilen ağaç ve halka diyagramlardan gelen katkıların yapısı sırasıyla aşağıdaki gibidir.

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = ig_{\Delta}(g^{\mu\nu} + \tilde{z}\gamma^{\mu}\gamma^{\nu})\delta_{ij} \quad (3.168)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = i(g^{\mu\alpha} + \tilde{z}\gamma^{\mu}\gamma^{\alpha})(b_3q_{\alpha}\gamma^{\nu} + \frac{b_8}{m_N}q_{\alpha}p_i^{\nu})\delta_{ij} \quad (3.169)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = i(g^{\mu\alpha} + \tilde{z}\gamma^{\mu}\gamma^{\alpha})(\frac{f_1}{m_N}q_{\alpha}\gamma_{\sigma}q^{\sigma}p_i^{\nu} - \frac{f_2}{m_N^2}q \cdot p_i q_{\alpha}p_i^{\nu} + 8f_4M^2g_{\alpha\nu})\delta_{ij} \quad (3.170)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -ig_{\Delta}(q^{\mu} + \tilde{z}\gamma^{\mu}\gamma_{\sigma}q^{\sigma})\frac{1}{q^2-M^2}q^{\nu}\delta_{ij} \quad (3.171)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -\frac{2ig_{\Delta}M^2l_4}{F^2}(q^{\mu} + \tilde{z}\gamma^{\mu}\gamma_{\sigma}q^{\sigma})\frac{1}{q^2-M^2}q^{\nu}\delta_{ij} \quad (3.172)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -ib_3(q^{\mu}\gamma_{\sigma}q^{\sigma} + Cq^2\gamma^{\mu})\frac{1}{q^2-M^2}q^{\nu}\delta_{ij} \quad (3.173)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = i(q^{\mu} + \tilde{z}\gamma^{\mu}\gamma_{\sigma}q^{\sigma})\frac{1}{m_N}\left[f_1\gamma_{\sigma}k^{\sigma} + \frac{f_2}{m_N}p_i \cdot q\right]p_i \cdot q - 2M^2(2f_4 - f_5)\frac{1}{q^2-M^2}q^{\nu}\delta_{ij} \quad (3.174)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -\frac{ig_{\Delta}M^2}{F^2}(q^{\mu} + \tilde{z}\gamma^{\mu}\gamma_{\sigma}q^{\sigma})\frac{1}{(q^2-M^2)^2}[l_3M^2 - l_4(q^2 - M^2)]q^{\nu}\delta_{ij} \quad (3.175)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -\frac{27g_{\Delta}}{2F^2}\int\frac{d^n k}{(2\pi)^n}(g^{\mu\nu} + \tilde{z}\gamma^{\mu}\gamma^{\nu})\frac{1}{k^2-M^2}\delta_{ij} \quad (3.176)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = \frac{g_\Delta}{2F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (g^{\mu\nu} + \tilde{z}\gamma^\mu\gamma^\nu) [(q_\mu - 3k_\mu) + (q_\mu + 3k_\mu) - 6q_\mu] q^\nu \frac{1}{(k^2 - M^2)(q^2 - M^2)} \delta_{ij} \quad (3.177)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -\frac{8g_\Delta}{3F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (q^\mu + \tilde{z}\gamma^\mu\gamma_\rho q^\rho) q^\nu \frac{1}{(k^2 - M^2)(q^2 - M^2)} \delta_{ij} \quad (3.178)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -\frac{g_\Delta}{3F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (p^\mu + \tilde{z}\gamma^\mu\gamma_\rho p^\rho) q^\nu [9(q - p)^2 - 2p^2 - 2q^2 - 4k^2 + 2M^2 + 3(k - p)^2] \frac{1}{(k^2 - M^2)(q^2 - M^2)(p^2 - M^2)} \delta_{ij} \quad (3.179)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -\frac{g_\Delta g_A^2}{2F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (k^\mu + \tilde{z}\gamma^\mu\gamma_\rho k^\rho) \frac{1}{(\gamma_\rho p_f^\rho + \gamma_\rho k^\rho - m_N)(k^2 - M^2)} \gamma^\nu \gamma_5 \frac{1}{\gamma_\rho p_i^\rho + \gamma_\rho k^\rho - m_N} \gamma_\rho k^\rho \gamma_5 \delta_{ij} \quad (3.180)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = \frac{g_\Delta g_A^2}{2F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (k^\mu + \tilde{z}\gamma^\mu\gamma_\sigma k^\sigma) \frac{1}{(\gamma_\rho p_f^\rho + \gamma_\rho k^\rho - m_N)(k^2 - M^2)(q^2 - M^2)} \gamma_\sigma q^\sigma \gamma_5 q^\nu \frac{1}{\gamma_\rho p_i^\rho + \gamma_\rho k^\rho - m_N} \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 \delta_{ij} \quad (3.181)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = -\frac{g_\Delta}{F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (k^\mu + \tilde{z}\gamma^\mu\gamma_\sigma k^\sigma) \frac{1}{(\gamma_\rho p_i^\rho + \gamma_\rho k^\rho + \gamma_\sigma q^\sigma - m_N)(k^2 - M^2)} \gamma^\nu \delta_{ij} \quad (3.182)$$

$$\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = \frac{g_\Delta}{4F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (k^\mu + \tilde{z}\gamma^\mu\gamma_\sigma k^\sigma) \frac{1}{(\gamma_\rho p_i^\rho + \gamma_\rho k^\rho + \gamma_\rho q^\rho - m_N)(k^2 - M^2)(q^2 - M^2)} (\gamma_\rho k^\rho - \gamma_\rho q^\rho) q^\nu \delta_{ij} \quad (3.183)$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = & -\frac{5g_\Delta g_1^2}{12F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (g^{\mu\alpha} \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 - \gamma^\mu \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 \gamma^\alpha \\
& - \gamma^\mu k^\alpha \gamma_5 - \gamma^\alpha k^\mu \gamma_5) \frac{\gamma_\sigma k^\sigma + \gamma_\sigma p_f^\sigma + m_\Delta}{(k+p_f)^2 - m_\Delta^2} [g_{\alpha\beta} - \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta}{n-1} \\
& - \frac{(n-2)(k_\alpha + p_{f,\alpha})(k_\beta + p_{f,\beta})}{(n-1)m_\Delta^2} \\
& - \frac{\gamma_\alpha(k_\beta + p_{f,\beta}) - \gamma_\beta(k_\alpha + p_{f,\alpha})}{(n-1)m_\Delta}] [\gamma^\nu \gamma_5 g^{\beta\rho} - \gamma^\beta \gamma_5 g^{\rho\nu} - \gamma^\rho \gamma_5 g^{\nu\beta} \\
& - \gamma^\rho \gamma^\beta \gamma_5 \gamma^\beta] \frac{\gamma_\sigma k^\sigma + \gamma_\sigma p_i^\sigma + m_\Delta}{(k+p_i)^2 - m_\Delta^2} [g_{\rho\lambda} - \frac{\gamma_\rho \gamma_\lambda}{n-1} \\
& - \frac{(n-2)(k_\rho + p_{i,\rho})(k_\lambda + p_{i,\lambda})}{(n-1)m_\Delta^2} - \frac{\gamma_\rho(k_\lambda + p_{i,\lambda}) - \gamma_\lambda(k_\rho + p_{i,\rho})}{(n-1)m_\Delta}] (k^\lambda \\
& + \tilde{z} \gamma^\lambda \gamma_\sigma k^\sigma) \delta_{ij}
\end{aligned} \tag{3.184}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = & -\frac{5g_\Delta g_1^2}{12F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (g^{\mu\alpha} \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 - \gamma^\mu \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 \gamma^\alpha \\
& - \gamma^\mu k^\alpha \gamma_5 - \gamma^\alpha k^\mu \gamma_5) \frac{\gamma_\sigma k^\sigma + \gamma_\sigma p_f^\sigma + m_\Delta}{(k+p_f)^2 - m_\Delta^2} [g_{\alpha\beta} - \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta}{n-1} \\
& - \frac{(n-2)(k_\alpha + p_{f,\alpha})(k_\beta + p_{f,\beta})}{(n-1)m_\Delta^2} \\
& - \frac{\gamma_\alpha(k_\beta + p_{f,\beta}) - \gamma_\beta(k_\alpha + p_{f,\alpha})}{(n-1)m_\Delta}] (g^{\beta\rho} \gamma_\sigma q^\sigma \gamma_5 - \gamma^\beta \gamma_\sigma q^\sigma \gamma_5 \gamma^\rho \\
& - \gamma^\beta q^\rho \gamma_5 - \gamma^\rho q^\beta \gamma_5) \frac{1}{q^2 - M^2} q^\nu \frac{\gamma_\sigma k^\sigma + \gamma_\sigma p_i^\sigma + m_\Delta}{(k+p_i)^2 - m_\Delta^2} [g_{\rho\lambda} - \frac{\gamma_\rho \gamma_\lambda}{n-1} \\
& - \frac{(n-2)(k_\rho + p_{i,\rho})(k_\lambda + p_{i,\lambda})}{(n-1)m_\Delta^2} - \frac{\gamma_\rho(k_\lambda + p_{i,\lambda}) - \gamma_\lambda(k_\rho + p_{i,\rho})}{(n-1)m_\Delta}] (k^\lambda \\
& + \tilde{z} \gamma^\lambda \gamma_\sigma k^\sigma) \frac{1}{k^2 - M^2} \delta_{ij}
\end{aligned} \tag{3.185}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = & \frac{5g_\Delta g_1 g_A}{12F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (g^{\mu\alpha} \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 - \gamma^\mu \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 \gamma^\alpha \\
& - \gamma^\mu k^\alpha \gamma_5 - \gamma^\alpha k^\mu \gamma_5) \frac{\gamma_\sigma k^\sigma + \gamma_\sigma p_f^\sigma + m_\Delta}{(k + p_f)^2 - m_\Delta^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta}{n-1} \right. \\
& \left. - \frac{(n-2)(k_\alpha + p_{f,\alpha})(k_\beta + p_{f,\beta})}{(n-1)m_\Delta^2} - \frac{\gamma_\alpha(k_\beta + p_{f,\beta}) - \gamma_\beta(k_\alpha + p_{f,\alpha})}{(n-1)m_\Delta} \right] (g^{\beta\nu} \\
& + \tilde{z} \gamma^\beta \gamma^\nu) \frac{1}{\gamma_\rho p_i^\rho + \gamma_\rho k^\rho - m_N} \gamma_\rho k^\rho \gamma_5 \frac{1}{k^2 - M^2} \delta_{ij}
\end{aligned} \tag{3.186}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = & -\frac{5g_\Delta g_1 g_A}{12F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (g^{\mu\alpha} \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 - \gamma^\mu \gamma_\sigma k^\sigma \gamma_5 \gamma^\alpha \\
& - \gamma^\mu k^\alpha \gamma_5 - \gamma^\alpha k^\mu \gamma_5) \frac{\gamma_\sigma k^\sigma + \gamma_\sigma p_f^\sigma + m_\Delta}{(k + p_f)^2 - m_\Delta^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta}{n-1} \right. \\
& \left. - \frac{(n-2)(k_\alpha + p_{f,\alpha})(k_\beta + p_{f,\beta})}{(n-1)m_\Delta^2} - \frac{\gamma_\alpha(k_\beta + p_{f,\beta}) - \gamma_\beta(k_\alpha + p_{f,\alpha})}{(n-1)m_\Delta} \right] (q^\beta \\
& + \tilde{z} \gamma^\beta \gamma_\sigma q^\sigma) \frac{1}{q^2 - M^2} q^\nu \frac{1}{\gamma_\rho p_i^\rho + \gamma_\rho k^\rho - m_N} \gamma_\rho k^\rho \gamma_5 \frac{1}{k^2 - M^2} \delta_{ij}
\end{aligned} \tag{3.187}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = & \frac{g_\Delta^3}{3F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (k^\mu + \tilde{z} \gamma^\mu \gamma_\sigma k^\sigma) \frac{1}{\gamma_\rho p_f^\rho + \gamma_\rho k^\rho - m_N} (g^{\nu\alpha} \\
& + \tilde{z} \gamma^\nu \gamma^\alpha) \frac{\gamma_\sigma k^\sigma + \gamma_\sigma p_i^\sigma + m_\Delta}{(k + p_i)^2 - m_\Delta^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta}{n-1} \right. \\
& \left. - \frac{(n-2)(k_\alpha + p_{i,\alpha})(k_\beta + p_{i,\beta})}{(n-1)m_\Delta^2} - \frac{\gamma_\alpha(k_\beta + p_{i,\beta}) - \gamma_\beta(k_\alpha + p_{i,\alpha})}{(n-1)m_\Delta} \right] (k^\beta \\
& + \tilde{z} \gamma^\beta \gamma_\sigma k^\sigma) \frac{1}{k^2 - M^2} \delta_{ij}
\end{aligned} \tag{3.188}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_{ij}^{\mu\nu} = & -\frac{g_\Delta^3}{3F^2} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} (k^\mu + \tilde{z}\gamma^\mu\gamma_\sigma k^\sigma) \frac{1}{\gamma_\rho p_f^\rho + \gamma_\rho k^\rho - m_N} (q^\alpha \\
& + \tilde{z}\gamma_\sigma k^\sigma \gamma^\alpha) \frac{1}{q^2 - M^2} \frac{\gamma_\sigma k^\sigma + \gamma_\sigma p_i^\sigma + m_\Delta}{(k + p_i)^2 - m_\Delta^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta}{n-1} \right. \\
& \left. - \frac{(n-2)(k_\alpha + p_{i,\alpha})(k_\beta + p_{i,\beta})}{(n-1)m_\Delta^2} - \frac{\gamma_\alpha(k_\beta + p_{i,\beta}) - \gamma_\beta(k_\alpha + p_{i,\alpha})}{(n-1)m_\Delta} \right] (k^\beta \\
& + \tilde{z}\gamma^\beta\gamma_\sigma k^\sigma) \frac{1}{k^2 - M^2} \delta_{ij}
\end{aligned}
\tag{3.189}$$

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Vektör Mezon Oktet ile Baryon Oktet Etkileşmesinin Analizi

Bu tez çalışmasında ilk ele alınan problemde etkin alan teorisi (EFT)'nde Dirac sınırlama analizi kullanılarak vektör mezon oktet ile baryon oktet etkileşmesinin çiftlenim sabitleri arasındaki ilişkiler araştırılmıştır. Klasik seviyede çiftlenim sabitleri arasında herhangi bir ilişki elde edilememiştir.

Klasik sınırlama analizi için elde edilen serbestlik dereceleri Çizelge 4.1.'de verilmiştir. Bu tabloya göre klasik seviyede etkileşen teori SU(3) grubu altında tutarlı, fiziksel bir teoridir ve bu seviyede üç çiftlenim sabiti G_F , G_D ve g birbirinden bağımsızdır.

Çizelge 4.1. Serbest vektör, Dirac ve etkileşen teori durumları için serbestlik derecesi sayımı.

Durum	Toplam serbestlik derecesi	Sınırlamalar	Fiziksel serbestlik derecesi
Serbest vektör alanları	64	16	48
Serbest Dirac alanları	128	64	64
Etkileşen teori	192	80	112

EFT'nin tutarlı bir teoriyi temsil etmesi için teorinin renormalize edilebilir olması, başka bir ifadeyle iraksaklıklardan arınmış olması gerekmektedir. Bu nedenle sonraki adım olarak bir –halka seviyesinde pertürbatif renormalizasyon şartı kullanılmıştır. Bu şart vektör mezon oktet ile baryon oktet etkileşmesini içeren bir sisteme uygulandığında çiftlenim sabitleri arasında $G_D = 0$ ve $G_F = g$ ilişkileri elde edilmiştir.

4.2. Aksiyal Vektör Nükleon–Delta Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi

Çalışmada ele alınan ikinci problem BChPT’nde bir–halka seviyede aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçişinin yapı faktörleri hesabıdır. Bu hesapta karmaşık kütle renormalizasyon uygulaması (CMS) metodu kuvvet sayma uygulaması olarak seçilmiş ve elde edilen sonuçlar diğer çalışmalar ile karşılaştırılmıştır. Bu problem incelenirken kullanılan parametrelerin sayısal değerleri kütleler ve bilinen çiftlenim sabitleri için $M_N = 940$ MeV, $M_\Delta = 1232 - 50i$ MeV, $M_\pi = 140$ MeV, $F = 92$ MeV, $g_A = 1.26$ GeV, $g_1 = \frac{9}{5} g_A$ ve $g_A = 1.127$ GeV değerleri kullanılmıştır. Kiral pertürbasyon teorisi (ChPT) ancak momentum transferinin küçük olduğu ($Q^2 < 0.5$ GeV²) bölgelerde güvenilir sonuç verir. Yapı faktörlerinin momentum transferinin sıfıra eşit olduğu, $Q^2 = 0$ durum için ilgili aksiyal yükler hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Çizelge 4.2’de verildiği gibidir.

Çizelge 4.2. Aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörleri için elde edilen aksiyal yüklerin sayısal değerleri.

Form faktör	$C_i^A(Q^2)$
C_3^A	0.014
C_4^A	-0.29
C_5^A	1.19
C_6^A	15.13

Hesaplanan dört aksiyal yapı faktörünün literatürde yer alan farklı yöntemler kullanılarak irdelenmiş sonuçları ile karşılaştırması yapılabilir. Bunun için herbir aksiyal yapı faktörü ayrı ayrı ele alınarak analizi aşağıda verilmiştir.

C_3^A yapı faktörü elektromanyetik kuadropolün geçiş yapı faktörü olan G_{E2} yapı faktörüne karşılık gelir (Buchman ve ark., 1997). Bu yapı faktör nükleonun şeklinin belirlenmesinde temel rol oynar (Buchman ve ark., 1998). Deneysel olarak elde edilmesi oldukça zor bir büyüklüktür. Teorik olarak ise literatürde var olan sonuçlar genellikle sıfır olarak elde edilmiştir. Kuark – model kullanılarak elde edilen sonuç $C_3^A =$

0.035 değerindedir (Barquilla – Cano ve ark., 2007). ChPT’nde SSE kuvvet sayma uygulaması kullanılarak değeri $C_3^A = 0$ olarak bulunmuştur (Geng ve ark., 2008). Örgü KRD yöntemi kullanılarak elde edilen sonuç $C_3^A = 0$ şeklindedir (Alexandrou ve ark., 2007a, b). Bu tez kapsamında momentum transferine göre değişime bakıldığında literatürde var olan yaklaşıma yakın sonuçlar elde edilmiştir.

SU(6) simetri limitinde C_4^A form faktörü skaler helisite genliği ile bağlantılıdır (Liu ve ark., 1995). Bu yapı faktör elektromanyetik geçiş faktörü ile karşılaştırıldığında G_{C2} kuadropol geçiş yapı faktörü ile benzerdir. Kuark–model kullanılarak elde edilen sonuç $C_4^A = -0.26$ olarak elde edilmiştir (Barquilla-Cano ve ark., 2007). Fenomenolojik model kullanılarak elde edilen sonuç $C_4^A = -0.3$ şeklindedir (Adler, 1968). ChPT kullanılarak $C_4^A = -0.3$ sonucu elde edilmiştir (Geng ve ark., 2008). Örgü KRD kuralları kullanılarak elde edilen sonuç ise $C_4^A = 0$ şeklindedir (Alexandrou ve ark., 2007a, b). Bu tez kapsamında elde edilen sonuç literatürde var olan örgü KRD haricindeki sonuçlar ile uyumludur.

C_5^A deneysel olarak $Q^2 = 0$ ’da en kolay elde edilebilen ve aynı zamanda $N \rightarrow \Delta$ geçişinin aksiyal yükü olarak tanımlanan yapı faktördür. Bu çalışmada aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş için elde edilen aksiyal yük $C_5^A = 1.19$ olarak bulunmuştur. Bu sonuç literatürde yer alan ve farklı teorik yöntemlerle elde edilmiş aksiyal yük sonuçları ile kıyaslanabilir. Kuark–model ile elde edilen sonuçlara bakıldığında yapı faktörü $C_5^A = 0.93$ değerinde bulunmuştur (Barquillano–Cano va ark., 2007). BChPT’nde tezde ele alınan kuvvet sayma uygulamasından farklı bir kuvvet sayma uygulaması (SSE) kullanılarak elde edilen sonuç $C_5^A = 1.16$ şeklindedir (Geng ve ark., 2008). Örgü KRD yöntemi ile elde edilen sonuç $C_5^A = 0.9 \pm 0.2$ (Alexandrou ve ark., 2007a, b) ve zayıf pion üretimi metodu ile elde edilen sonuç $C_5^A = 1.08 \pm 0.1$ (Hernandez ve ark., 2010), $C_5^A = 1.19 \pm 0.08$ (Graczyk ve ark., 2009) olarak verilir. Aksiyal yük için literatürde varolan sonuçlarla kıyaslama yapıldığında, elde edilen değer uyumlu olduğu görülmektedir. Deneysel olarak aksiyal yük G^A ’nın elde edilmesi için aşağıda verildiği gibi bir ifade tanımlanır (Androic ve ark., 2012),

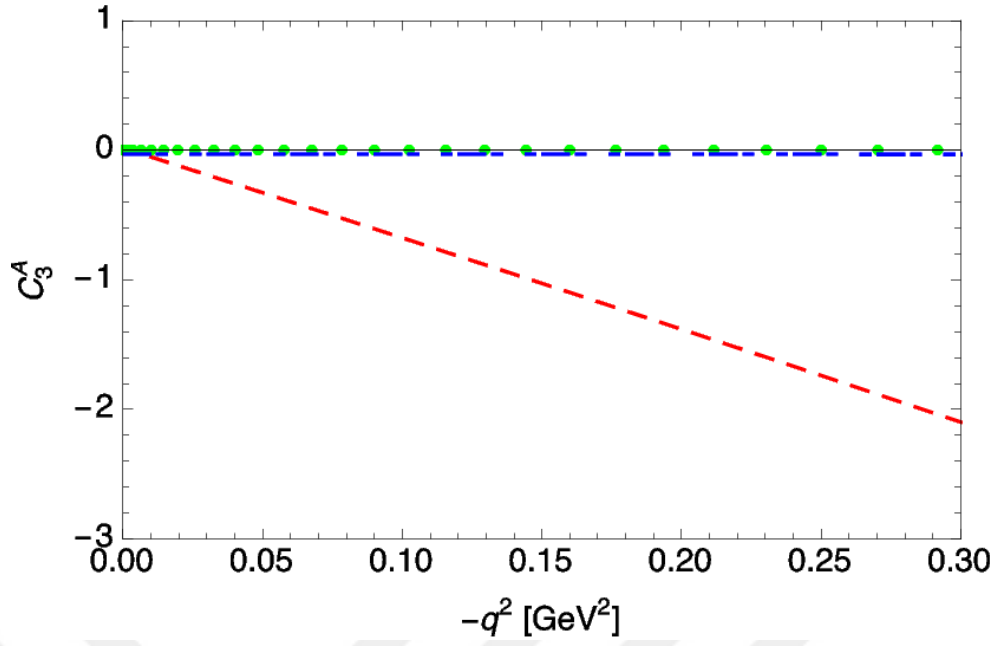
$$G_A^{N\Delta}(Q^2) = \frac{1}{2}[M_N^2 - M_\Delta^2 + Q^2]C_4^A(Q^2) - M_N^2 C_5^A(Q^2). \quad (4.1)$$

Bu ifadeden,

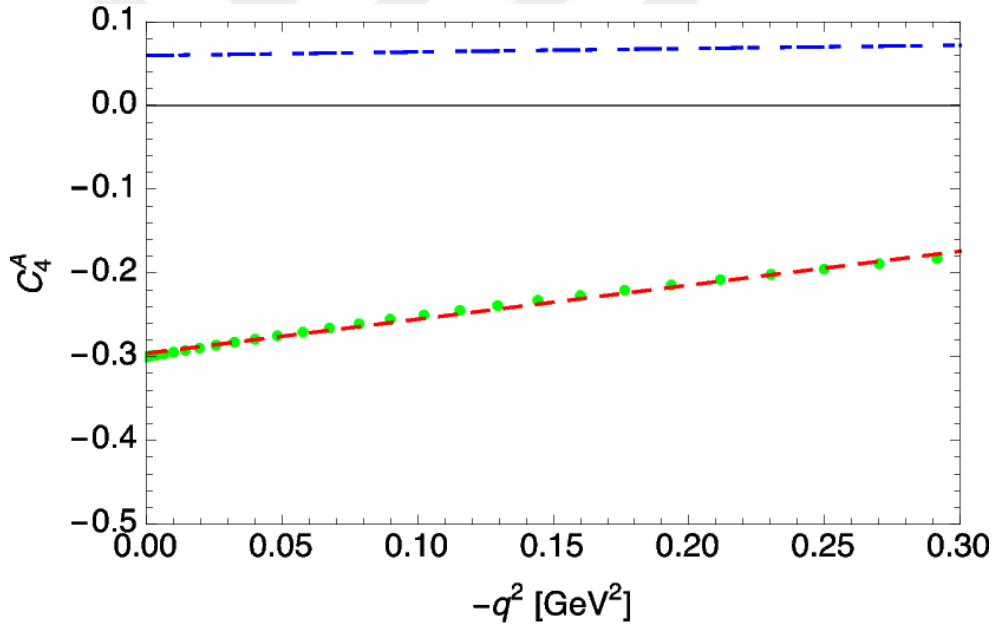
$$G_A^{N\Delta}(Q^2 = 0.34 \text{ GeV}^2) = -0.05 \pm (0.35)_{stat} \pm (0.34)_{sys} \pm (0.06)_{th} \quad (4.2)$$

sonucu bulunmuştur. Karşılaştırma yapmak için C_4^A ve C_5^A yapı faktörleri için Çizelge 4.2'de verilen değerler kullanılırsa aksiyal yük için $G_A^{N\Delta} = -0.98$ değeri elde edilir. Burada Q^2 momentum transferi için, $Q^2 = 0.34 \text{ GeV}^2$ alındığına dikkat edilmelidir.

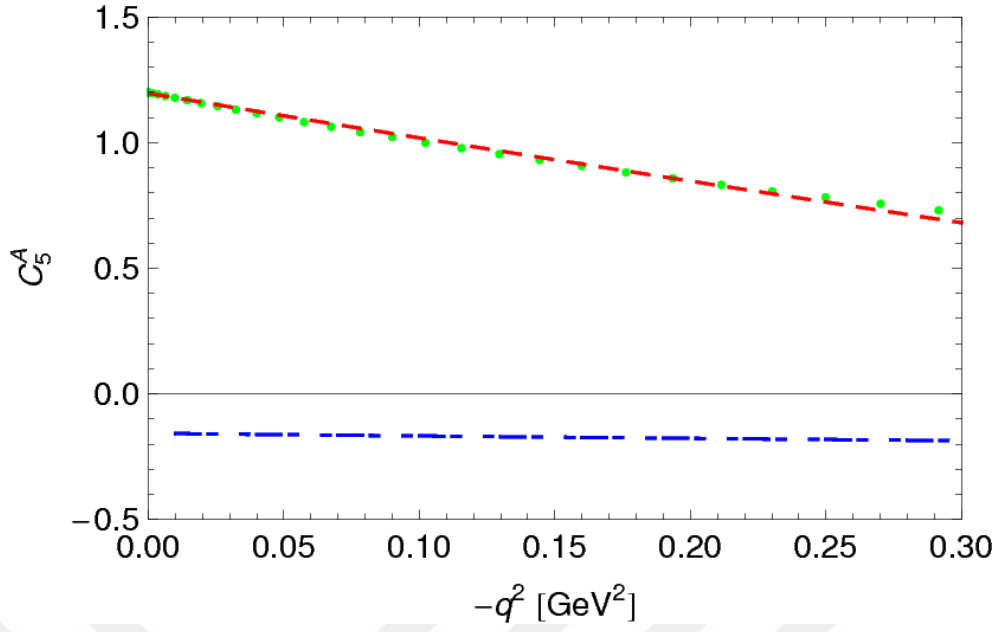
Bu çalışmada C_6^A aksiyal yükü için bulunun sonuç ile karşılaştırma yapıldığında sonucun genel olarak farklılık gösterdiği görülür. C_6^A yapı faktörü nükleonun uyarılmış sözde skaler yapı faktörüne karşılık gelmektedir. Kuark modeller kullanılarak elde edilen pion kutup katkısının dahil edilmediği sonuç $C_6^A = -0.72, 1.13$ aralığında elde edilmiştir. Pion kutup katkısının dahil edildiği durumda ise $C_6^A \approx 50$ olarak elde edilmiş ve baskın katkının pion kutbundan geldiği elde edilmiştir (Barquilla-Cano., 2007). Küçük ölçek açılımı (SSE) kuvvet sayma uygulaması ile ChPT kullanılarak elde edilen pion kutup katkısının dahil edilmediği sonuç $C_6^A \approx -2$ değerindedir (Geng ve ark., 2008). Örgü KRD kullanılarak elde edilen sonuç $C_6^A = 3.5 \pm 0.3$ (Alaxandrou ve ark., 2007a, b) değerindedir.



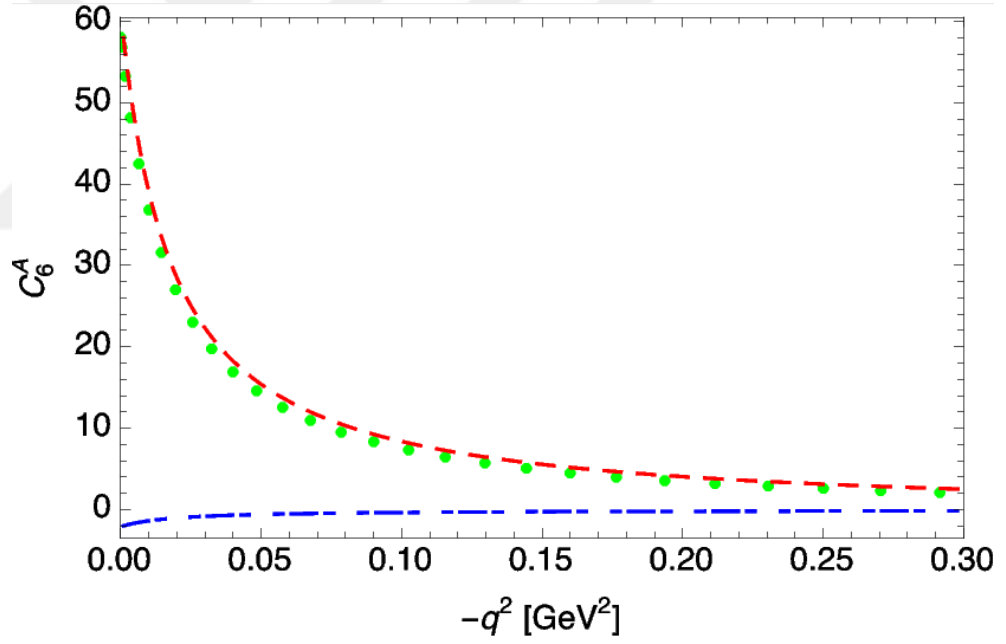
Şekil 4.1. Aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişinin C_3^A yapı faktörü için Q^2 bağımlılığı.



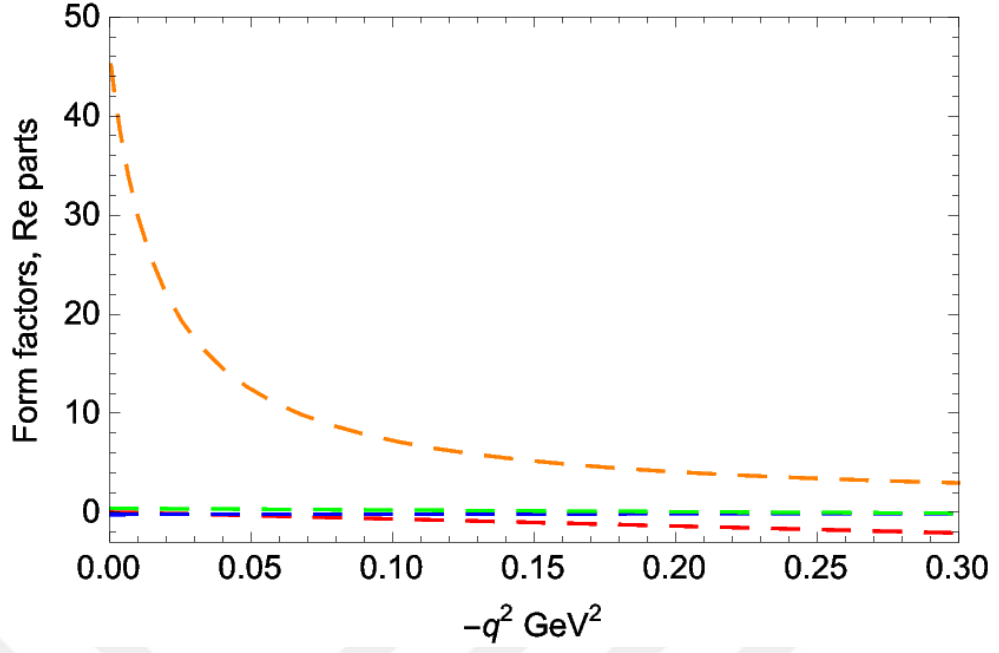
Şekil 4.2. Aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişinin C_4^A yapı faktörü için Q^2 bağımlılığı.



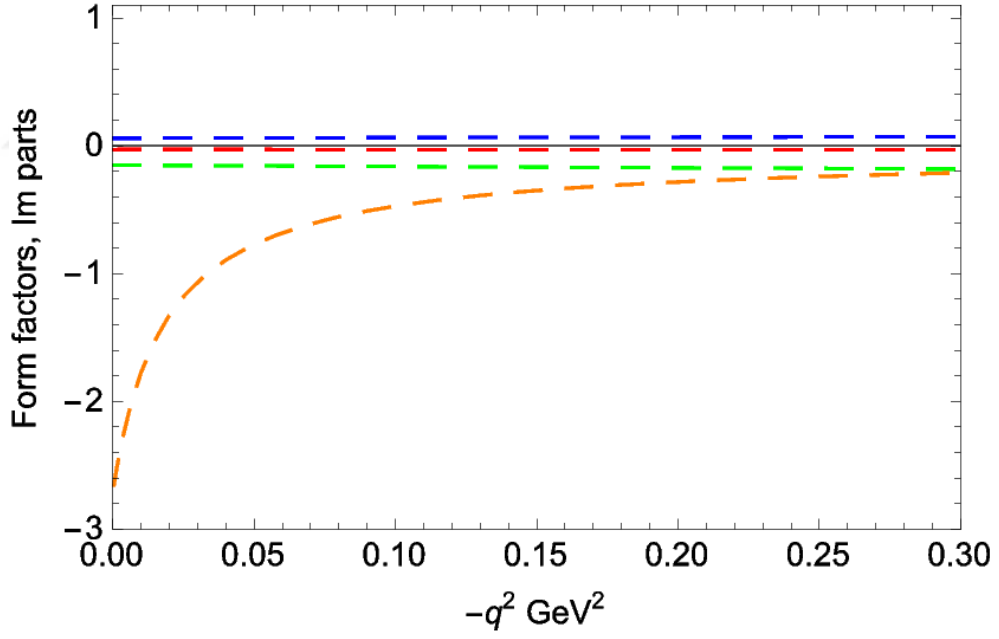
Şekil 4.3. Aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişinin C_5^A yapı faktörü için Q^2 bağımlılığı.



Şekil 4.4. Aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçişinin C_6^A yapı faktörü için Q^2 bağımlılığı.



Şekil 4.5. Aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörlerinin reel kısımlarının Q^2 'ye bağlı olarak değişimi.



Şekil 4.6. Aksiyal $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörlerinin sanal kısımlarının Q^2 'ye bağlı olarak değişimi.

N– Δ geçişi geçişinin aksiyal yapı faktörlerinin momentum transferi Q^2 'ye göre davranışının grafiksel analizi Şekil 4.1, Şekil 4.2, Şekil 4.3 ve Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Grafiklerden görülebileceği gibi yapı faktörler büyük Q^2 değerlerinde beklenen $\frac{1}{Q^2}$ davranışı sergilemektedir. Momentum transferinin arttığı bölgede yapı faktör değerleri azalmaktadır. Şekil 4.5 ve 4.6'da yapı faktörlerin reel ve sanal kısımları karşılaştırılmıştır. Sonuçların (Geng ve ark., 2008) referansındaki sonuçlar ile uyumlu olduğu görülmektedir.



BÖLÜM 5

SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu doktora çalışmasında iki özgün hesap ele alınmıştır. Bu hesaplamalarda etkin alan teorisi (EFT) ve baryon kiral pertürbasyon teorisi (BChPT) metotları kullanılmıştır. Hesaplamalardan elde edilen sonuçlar özgün sonuçlardır. Elde edilen veriler aşağıdaki gibi sıralanabilir.

- EFT’nde Dirac sınırlama analizi kullanılarak vektör mezon oktet ile baryon oktet etkileşmesi incelenmiştir ve ilgili çiftlenim sabitleri arasındaki ilişkiler ele alınmıştır.
- Klasik seviyede etkileşmeyi temsil eden çiftlenim sabitleri arasında ilişki elde edilememiş ve Çizelge 4.1’de gösterildiği gibi tutarlı bir teori elde edilmiştir.
- Pertürbatif renormalize edilebilirlik şartı kullanılarak ilgili çiftlenim sabitleri için $G_D = 0$ ve $G_F = g$ özgün sonuçları elde edilmiştir.
- Böylece renormalize edilebilirlik analizi küresel SU(3) simetriye sahip en genel Lagranjiyenin boyutsuz çiftlenim sabitleri arasında ilişkiler türetmiştir. SU(3) grubunda evrensellik ilkesi, birinci mertebe Lagranjiyen’inde yalnızca g evrensel çiftlenim sabitini içeren kütleli Yang – Mills teorisi ile sonuçlanmıştır. Bu tür Lagranjiyenler fenomenolojik uygulamalarda kullanılmaktadır.
- BChPT’nde aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçiş yapı faktörleri ilk kez karmaşık kütle renormalizasyon uygulaması (CMS) kullanılarak hesap edilmiştir. Daha önceki çalışmalardan farklı olarak kararsız delta rezonansını daha iyi tanımlayan CMS metodu kullanılmıştır.
- Elde edilen yapı faktörlerinin transfer momentuma göre değişimleri gösterilerek grafiksel analizleri yapılmıştır. Bu analizlerden elde edilen sonuçların yapılan diğer deneysel ve teorik çalışmalar ile uyumlu olduğu görülmüştür.
- Aksiyal vektör $N \rightarrow \Delta$ geçişinin yapı faktörleri kullanılarak aksiyal yüklerinin sayısal değerleri elde edilmiştir, Çizelge 4.2.
- Sonuçların iyileştirilmesi için uygun bir fit metodu kullanılmıştır. Bu sayede fazla sayıdaki bilinmeyen parametreler elenmiştir.
- Elde edilen yapı faktörler ve aksiyal yük sonuçları literatürdeki teorik çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Deneysel veriler eksik olduğundan elde edilen sonuçlar, gelecek deneysel çalışmalara öncülük edeceğinden önemlidir.

KAYNAKLAR

- Actis S., Passarino G., 2007. Two–Loop Renormalization in the Standard Model. Part III: Renormalization Equations and their Solutions. Nucl. Phys. B777: 100.
- Actis S., Passarino G., Sturm C., Uccirati S., 2008. Two–Loop Threshold Singularities, Unstable Particles and Complex Masses. Phys. Lett. B669: 62.
- Adler S.L., 1968. Photoproduction, Electroproduction and Weak Single Pion Production in the (3,3) Resonance Region. Annals. Phys. 50: 189–311.
- Alder J. C., Brasse F. W., Chazelas E., 1972. π^0 Elektroproduction at the First Resonance at Momentum Transfers $q^2 = 0.6$ and 1.56 GeV^2 . Nucl. Phys. B46: 573–592.
- Alexandrou C., 2006. N and N to Delta transition Form Factors from Lattice QCD. Talk given at the 5th International Workshop on Chiral Dynamics, Durham/Chapel Hill, NC, USA, Sept. 18–22. arxiv: 0611008v1[hep–lat].
- Alexandrou C., Kotsou G., Negele J.W., Tsapalis A., 2007a. Axial Nucleon and Nucleon to Δ Form Factors and Goldberger–Treiman Relations from Lattice QCD. Phys. Rev. D76: 094511. Erratum: Phys Rev. D80: 099901(2009).
- Alexandrou C., Kotsou G., Leontiou Th., Negele J.W., Tsapalis A., 2007b. Nucleon and Nucleon to Delta Axial Form Factors from Lattice QCD. PoSLAT 162. arxiv:0710.2173v1[hep–lat].
- Alexandrou C., 2007c. N to Delta Electromagnetic and Axial Form Factors in Full QCD. Invited talk given at the Workshop Exclusive Reactions at High Momentum Transfer, Jefferson Lab, Newport News, USA, May 21 – 24. arxiv: 0710.1202v1[hep–lat].
- Alexandrou C., Gregory E. B., Korzec T., 2013. Determination of the $\Delta(\mathbf{1232})$ Axial and Pseudoscalar Form Factors from Lattice QCD. arxiv:1304.4614v1[hep–lat].
- Aliev T.M., Azizi K., Ozpineci A., 2008. Light–cone QCD Sum Rules Analysis of the Axial $N \rightarrow \Delta$ Transitions Form Factors. Nucl. Phys. A799: 105–126.
- Alvarez–Ruso L., Singh S. K., Vicente Vacas J. V., 1998. $vd \rightarrow \mu^- \Delta^{++} n$ Reaction and Axial Vector $N - \Delta$ Coupling. Phys. Rev. C59: 6.

- Androic D., Armstrong D. S., Arvieux J., Bailey S. L., (G0 Collaboration), 2012. First Measurement of the Neutral Current Excitation of the Delta Resonance on a Proton Target. arxiv:1212.1637v1[nucl-ex].
- Bauer T., 2012. Etkin Alan Teorisinde Karmaşık Kütle Renormalizasyon Yönteminin Uygulamaları, Doktora Tezi.
- Bauer T., Gegelia J., Japaridze G., Scherer S., 2012a. Complex Mass Scheme and Perturbative Unitarity. *Int. J. Mod. Phys. A*27: 1250178.
- Bauer T., Gegelia J., Scherer S., 2012b. Magnetic Moment of Roper Resonance, *Phys. Lett. B*715: 234.
- Barish S. J., Derrick M., Dombeck T., 1979. Study of Neutrino Interactions in Hydrogen and Deuterium. II. Inelastic Charged–Current Reactions. *Phys. Rev. D*19: 9.
- Barquilla-Cano D., Buchmann A.J., Hernandez E., 2007. Axial $N \rightarrow \Delta(1232)$ and $N \rightarrow N^*(1440)$ Transition Form Factors. *Phys. Rev. C*75: 065203. Erratum: *Phys. Rev. C*77: 019903(2008).
- Becher, T., Leutwyler, H. 1999. Baryon Chiral Perturbation Theory in Manifestly Lorentz Invariant Form. *Eur. Phys. J. C*9: 643–671.
- Beneke M., 2015. Non–Relativistic high–energy physics: Top Production and Dark Matter Annihilation. *Nucl. Part. Phys. Proc.* 218: 261–262.
- Bernard, V., Kaiser, N., Kambor, J., Meißner, U. G. 1992. Chiral Structure of the Nucleon. *Nucl. Phys. B*388: 315.
- Bernard V., Kaiser N., Meissner U. G., 1996. Nucleon Electroweak Form factors: Analysis of Their Spectral Function. *Nucl. Phys. A*611: 429.
- Bernard V., Elouadrhiri L., Meissner U. G., 2002. Axial Structure of the Nucleon: Topical Review, *J. Phys. G*28: 1–35. arxiv: 0107088 [hep–ph].
- Bernard V., Hemmert T. R., Meissner U. G., 2003. Infrared regularization with Spin–3/2 Fields. *Phys. Lett. B*565: 137.
- Bernauer J. C., 2010. High Precision Determination of Electric and Magnetic Form Factors of the Proton. *Phys. Rev. Lett.* 105: 242001.

- Birse M. C., 1996. Effective Lagrangians for Spin-1 Mesons. *Z. Physics A355*: 231.
- Buchmann A. J., Hernandez E., Faesler A. 1997. Electromagnetic Properties of the $\Delta(1232)$. *Phys. Rev. C55*: 448–463.
- Buchmann A. J., Hernandez E., Meyer U., Faesler A. 1998. $N \rightarrow \Delta(1232)$ E2 Transition and Siegert's Theorem. *Phys. Rev. C58*: 2478–2488.
- Coleman S. R., Wess J., Z. Bruno, 1969. Structure of Phenomenological Lagrangians. 1, *Phys. Rev. 177* : 2239–2247.
- Coleman S. R., 1976. The Invariance of the Vacuum is the Invariance of the World. *J. Math. Phys. 7*: 787.
- Denner A., 1993. Techniques for the Calculation of Electroweak Radiative Corrections at the One-Loop Level and Results for W-Physics at LEP200. *Fortschr. Phys. 41*: 307–420.
- Denner A., Dittmaier S., Weiglein G., 1995. Application of the Background-Field Method to the Electroweak Standard Model. *Nucl. Phys. B440*: 95–128.
- Denner A., Dittmaier S., Roth M., 1999. Predictions for All Processes $e^+ + e^- \rightarrow$ Fermions $+\gamma$. *Nucl. Phys. B560*: 33.
- Denner A., Dittmaier S., Roth M., 2005. Electroweak Corrections to Charged-Current $e^+ + e^- \rightarrow 4$ Fermion Processes: Technical Details and Further Results, *Nucl. Phys. B724*: 247.
- Denner A., Dittmaier S., 2006. The Complex Mass Scheme for Perturbative Calculations with Unstable Particles. *Nucl. Phys. Proc. Suppl. 160*: 22.
- Denner A., Dittmaier S., 2011. Scalar One-Loop 4-Point Integrals. *Nucl. Phys. B844*, 199.
- Denner A., Lang J. N., 2015. The Complex Mass Scheme and Unitarity in Perturbative Quantum Field Theory. *Eur. Phys. J. C75*: 377.
- Dirac P. A. M., 2001. *Lectures on Quantum Mechanics*. Dover, Mineola, N. Y.
- Djukanovic D., Schindler M. R., Gegelia J., Japaridze G., Scherer S., 2004. Universality of the ρ - Meson Coupling in Effective Field Theory. *Phys. Rev. Lett. 93*: 122002.

- Djukanovic D., Gegelia J., Keller A., Scherer S., 2009. Complex–Mass Renormalization in Chiral Effective Field Theory. *Phys. Lett. B*680: 235.
- Djukanovic D., Gegelia J., Scherer S., 2010a. Path Integral Quantization of Massive Vector Bosons. *Int. J. Mod. Phys. A*25: 3603.
- Djukanovic D., Gegelia J., Scherer S., 2010b. Chiral Structure of the Roper Resonance Using Complex–Mass Scheme. *Phys Lett. B*690: 123–128.
- Djukanovic D., Epelbaum E., Gegelia J., Meissner U. G., 2014. The Magnetic Moment of ρ – Meson. *Phys. Lett. B*730: 115–121.
- Djukanovic D., Gegelia J., Keller A., Scherer S., Tiator L., 2015a. Vector Form Factor of the Pion in Chiral Effective Field Theory. *Phys Lett. B*742: 55.
- Djukanovic D., Epelbaum E., Gegelia J., Krebs H., Meissner U.G., 2015b. Complex–Mass Renormalization in Hadronic EFT: Applicability at Two Loop Order. *Eur. Phys. J. A*51: 101.
- Drakoulakos D., Stamoulis P., Tzanakos G., 2004. Proposal to Perform a High–Statistics Neutrino Scattering Experiment Using a Fine – grained Detector, Minerva Collaboration (Fermilab E938). arxiv: 0405002v1[hep–ex].
- Ecker G., Gasser J., Leutwyler H., Pich A., De Rafael E., 1989. Chiral Lagrangians for Massive Spin–1 Fields. *Phys. Lett. B*223: 425.
- Ecker G., 1995. Chiral Perturbation Theory. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 35: 1–80.
- Ecker, G., Mojziz, M. 1996. Low–Energy Expansion of the Pion–Nucleon Lagrangian. *Phys. Lett. B*365: 312.
- Ellis P. J., Tang H. B., 1998. Pion–Nucleon Scattering in a New Approach to Chiral Perturbation Theory. *Phys. Rev. C*57: 3356.
- Epelbaum E., Gegelia J., Meissner U. G., Yao D. L., 2015. Baryon Chiral Perturbation Theory Extended Beyond the Low–Energy Region, *Eur. Phys J. C*75: 499.
- Fettes, N., Meißner, U. G., Mojziz M., Steininger S., 2000. The Chiral Effective Pion–Nucleon Lagrangian of Order p^4 . *Ann. Phys.* 283: 273–302.

- Fradkin E. S., 1955. Concerning Some General Relations of Quantum Electrodynamics. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 29: 258–261.
- Fritzsch H., Gell–Mann M., Leutwyler H., 1973. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. Phys. Lett. B47: 365.
- Fuchs, T., Gegelia, J., Japaridze, G., Scherer, S. 2003a. Renormalization of Relativistic Baryon Chiral Perturbation Theory and Power Counting. Phys. Rev. D68: 056005.
- Fuchs T., Schindler M. R., Gegelia J., Scherer S., 2003b. Power Counting in Baryon Chiral Perturbation Theory Including Vector Mesons. Phys. Lett. B 575: 11.
- Gambino P., Grassi P. A., 2000. Nielsen Identities of the SM and the Definition of Mass. Phys. Rev. D62: 076002.
- Gasser J., Leutwyler H., 1984. Chiral Perturbation Theory to One Loop. Annals Phys. 158: 142.
- Gasser J., Leutwyler H., 1985. Chiral perturbation theory: Expansions in the Mass of the Strange Quark. Nucl. Phys. B250: 465.
- Gasser J., Sainio M. E., Svarc A., 1988. Nucleons with Chiral Loops. Nucl. Phys. B307: 779.
- Gegelia J. ve ark., 1992. Proceedings of the International Seminar on Quarks (Quark 92). Zvenigorod, Russland, 11–17 May, S. 391.
- Gegelia J., Japaridze G. S., Turashvili K. S., 1994. Calculation of Loop Integrals by Dimensional Counting. Theor. Math. Phys. 101: 1313.
- Gegelia J., Japaridze G. S., 1999. Matching Heavy Particle Approach to Relativistic Theory. Phys. Rev. D60: 114038.
- Gegelia J., Japaridze G., Wang X. Q., 2003. Power Counting in Relativistic Baryon Chiral Perturbation Theory. J. Phys. G 29, 2303.
- Gegelia J., Scherer S., 2010. How to Define Physical Properties of Unstable Particles. Eur. Phys. J. A44: 425–430.
- Gegelia J., Meissner U. G., Yao D. L., 2016a. The Width of the Roper Resonance in Baryon Chiral Perturbation Theory. Phys. Lett. B760: 736.

- Gegelia J., Meissner U.G., Siemens D., Yao D. L., 2016b. The Width of the Delta Resonance at Two Loop Order in Baryon Chiral Perturbation Theory. *Phys. Lett. B*763: 1.
- Gell–Mann M., 1962. Symmetries of Baryons and Mesons. *Phys. Rev.* 125: 1067.
- Gell–Mann M., Ne’eman Y., 1964. *The Eightfold Way: A Review with a Collection of Reprints.* Benjamin, New York.
- Geng L. J., Camalich J. M., Alvarez–Ruso L., Vicente–Vacas M. J., 2008. Nucleon to Delta Axial Transition Form Factors in Relativistic Baryon Chiral Perturbation Theory. *Phys. Rev. D*78: 014011.
- Gitman D. M., Tyutin I. V., 1990. *Quantization of Fields with Constraints.* Springer, Berlin.
- Goity J. L., Lehmann D., Prezeau G., Saez J., 2001. Regularization for Effective Field Theory with Two Heavy Particles. *Phys. Lett. B*504: 21–27.
- Goldstone J., 1961. Field Theories with Superconductor Solutions. *Nuovo Cim.* 19: 154.
- Goldstone J., Salam A., Weinberg S., 1962. Broken Symmetries. *Phys. Rev.* 127: 965.
- Graczyk K. M., Kielczewska D., Przewlocki P., Sobzyck J. T., 2009. C_5^A Axial Form Factors from Bubble Chamber Experiments. *Phys. Rev. D*80: 093001.
- Gross D. J., Wilczek F., 1973. Ultraviolet Behaviour of Non–Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.* D30: 1343–1346.
- Hacker C., Wies N., Gegelia J., Scherer S., 2005. Including the $\Delta(1232)$ Resonance in Baryon Chiral Perturbation Theory. *Phys. Rev. C*72: 055203.
- Hemmert T. R., Holstein B. R., Kambor J., 1998. Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory with Light Deltas. *J. Phys. G*24: 1831.
- Henneaux M., Teitelboim C., 1992. *Quantization of Gauge Systems.* Princeton University Press, Princeton.
- Hernandez E., Nieves J., Valverde M., Vicente–Vacas M. J., 2010. $N - \Delta$ Axial Form Factors from Weak Pion Production. *Phys. Rev. D*81: 085046.

- Hofstadter R., 1957. Nuclear and Nucleon Scattering of High–Energy Electrons. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 7: 231.
- Itzykson C., Zuber J. B., 2006. *Quantum Field Theory*. Dover, Pubn. Inc.
- Jenkins, E., Manohar, A. V., 1991. Chiral Corrections to the Baryon Axial Currents. *Phys. Lett. B* 259: 353–358.
- Kamefuchi S., O’Raifeartaigh L., Salam A., 1961. Change of Variables and Equivalence Theorems in Quantum Field theories. *Nucl. Phys.* 28: 529.
- Krause A., 1990. Baryon Matrix Elements of the Vector Current in Chiral Perturbation Theory. *Helv. Phys. Acta* 63: 3–70.
- Lehmann H., Symanzik K., Zimmermann W., 1955. Zur Formulierung Quantisierter Feldtheorien. *Nuovo Cim.* 1: 205.
- Llewellyn Smith C. H., 1971. Neutrino Reactions at Accelerator Energies. *Phys. Rep.* 5: 261–379.
- Matthews P. T., Salam A., 1958. Relativistic Field Theory of Unstable Particles. *Phys. Rev.* 112: 283.
- Moldauer P. A., Case K. M., 1956. Properties of Half–Integral Spin Dirac–Fierz–Pauli Particles. *Phys. Rev.* 102: 279.
- Mukhopadhyay N. C., Ramsey – Musolf M.J., Pollock S.J., 1998. Parity Violating Excitation of the $\Delta(1236)$: Hadron Structure and New Physics. *Nucl. Phys. A* 633: 481–518.
- Nambu Y., Jona–Lasinio G., 1961. Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. *Phys. Rev.* 122: 345.
- Nath L. M., Etemadi B., Kimel J. D., 1971. Uniqueness of the Interaction Involving Spin– $\frac{3}{2}$ Particles. *Phys. Rev. D* 3: 2153.
- Neiser A., 2011. Diploma thesis. Johannes Gutenberg University Mainz.
- Neiser A., Scherer S., 2014. Mini Proceedings of the Light Meson Dynamics Workshop. Mainz, Germany, 10–12 February. arxiv:1403.6380[hep-ph].

- Pascalutsa V., 1998. Covariant Description of Pion – Nucleon Dynamics. Print Partners–Ipskamp, Enschede.
- Pascalutsa V., Phillips D. R., 2003a. Effective Theory of the $\Delta(1232)$ Resonance in Compton Scattering off the Nucleon. Phys. Rev. C67: 055202.
- Pascalutsa V., Phillips D. R., 2003b. Model–Independent Effects of Delta Excitation in Nucleon Polarizabilities. Phys. Rev. C68: 055205.
- Passarino G., Stum C., Uccirati S., 2010. Higgs Pseudo–Observables, Second Riemann sheet and All that. Nucl. Phys. B834: 77.
- Peierls R., 1955. Proceedings of the 1954 Glasgow Conference. S. 296, Pergamon, New York.
- Peskin M. E., Schroeder D. V., 1995. An Introduction to Quantum Field theory. Westview Press.
- Pilling T., 2005. Symmetry of Massive Rarita–Schwinger Fields. Int. J. Mod. Phys. A20: 2715.
- Politzer H. D., 1973. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions. Phys. Rev. Lett. 30: 1346–1349.
- Procura M., 2008. Chiral symmetry and the Axial Nucleon to Delta(1232) Transition Form Factors. Phys. Rev. D78: 094021.
- Rarita W., Schwinger J.S., 1941. On a Theory of Particles with Half–Integral Spin. Phys. Rev. 60: 61.
- Scherer. S., Schindler M. R., 2012. A Primer for Chiral Perturbation Theory. Springer.
- Shi–Lin Zhu, Maekawa C. M., Sacco G., 2001. Electroweak Radiative Corrections to Parity–Violating Electroexcitation of the Δ , Phys. Rev. D65: 033001
- Schindler M. R., Gegelia J., Scherer S., 2004a. Infrared Regularization of Baryon Chiral Perturbation Theory Reformulated. Phys. Lett. B586: 258.

- Schindler M. R., Gegelia J., Scherer S., 2004b. Infrared and Extended On–Mass–Shell Renormalization of Two–Loop Diagrams. Nucl. Phys. B682: 367.
- Schreiner P. A., Hippel F. V., 1973. Neutrino Production of the $\Delta(1236)$. Nucl. Phys. B58: 333–362.
- Sirlin A., 1991a. Theoretical Considerations Concerning the Z^0 Mass. Phys. Rev. Lett. 67, 2127.
- Sirlin A., 1991b. Observations Concerning Mass Renormalization in the Electroweak Theory. Phys. Lett. B267: 240.
- Stuart R. G., 1990. In Z^0 Physics, ed. J. Tran Thanh Van. Editions Frontieres, Gif–sur–Yvette, S. 41.
- Takahashi Y., 1957. On the Generalized Ward Identity. Nuovo Cim. 6: 371.
- Tang H. B., 1996a. A New Approach to Chiral Perturbation Theory for Matter Fields. arxiv: 9607436[hep–ph].
- Tang H. B., Ellis P.J., 1996b. Redundance of Δ – Isobar Parameters in Effective Field Theories. Phys. Lett. B387: 9–13.
- T’ Hooft G., Veltman M. J. G., 1972. Regularization and Renormalization of Gauge Fields. Nucl. Phys. B44: 189.
- Ünal Y., Küçükarslan A., Scherer S., 2015. Interaction of Vector–Meson Octet with the Baryon Octet in Effective Field Theory. Phys. Rev. C92: 055208.
- Valencia G., Willenbrock S., 1990. Goldstone–Boson Equivalence Theorem and the Higgs Resonance. Phys. Rev. D42: 853.
- Ward J. C., 1950. An Identity in Quantum Electrodynamics. Phys. Rev. 78: 182.
- Weinberg S., 1973. Non–Abelian Gauge Theories of the Strong Interactions. Phys. Rev. Lett. 31: 494.
- Weinberg S., 1979. Phenomenological Lagrangians. Physica A96: 327.
- Weinberg S., 1995. The Quantum Theory of Fields Vol. I: Foundations. Cambridge University Press, Cambridge.

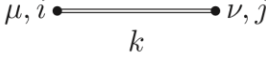
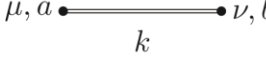
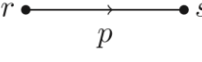
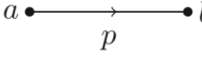


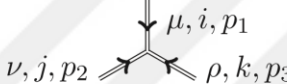
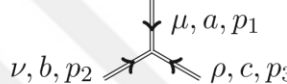
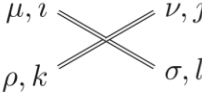
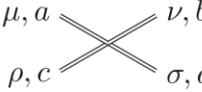
- Wies N., Gegelia J., Scherer S., 2006. Consistency of the $\pi\Delta$ Interaction in Chiral Perturbation Theory. Phys. Rev. D73: 094012.
- Willenbrock S., Valencia G., 1990. The Higgs Resonance Shape. Phys. Lett. B247: 341.
- Willenbrock S., Valencia G., 1991. On the definition of the Z–Boson Mass. Phys. Lett. B259: 373.
- Yao D. L., Siemens D., Bernard V., Epelbaum E., 2016. Pion Nucleon Scattering in Covariant Chiral Perturbation Theory with Explicit Delta Resonances. JHEP05: 038.





EKLERİ

EK 1. Feynman Kuralları

	SU(2)	SU(3)
		
Propagators	$-i \frac{g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{M_V^2}}{k^2 - M_V^2 + i\epsilon} \delta_{ij}$	$-i \frac{g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{M_V^2}}{k^2 - M_V^2 + i\epsilon} \delta_{ab}$
		
	$\frac{i}{\not{p} - m + i\epsilon} \delta_{rs}$	$\frac{i}{\not{p} - M_B + i\epsilon} \delta_{ab}$
		
	$ig\gamma^\mu \frac{(\tau_i)_{ba}}{2}$	$i\gamma^\mu [G_D d_{abc} + iG_F f_{abc}]$
		
Vertices	$g\epsilon_{ijk} [g^{\mu\nu} (p_1 - p_2)^\rho + g^{\mu\rho} (p_3 - p_1)^\nu + g^{\nu\rho} (p_2 - p_3)^\mu]$	$gf_{abc} [g^{\mu\nu} (p_1 - p_2)^\rho + g^{\mu\rho} (p_3 - p_1)^\nu + g^{\nu\rho} (p_2 - p_3)^\mu]$
		
	$-ig^2 [g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} (2\delta_{ij}\delta_{kl} - \delta_{ik}\delta_{jl} - \delta_{jk}\delta_{il}) + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} (2\delta_{ik}\delta_{jl} - \delta_{il}\delta_{jk} - \delta_{ij}\delta_{kl}) + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} (2\delta_{il}\delta_{jk} - \delta_{ik}\delta_{jl} - \delta_{ij}\delta_{kl})]$	$-ig^2 [f_{abe} f_{cde} (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) + f_{ace} f_{bde} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) + f_{ade} f_{bce} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma})]$

Çizelge I. SU(2) ve SU(3)'de Feynman diyagramlarının propagatörler ve köşeler (vertices) ifadeleri. Tek ve çift çizgiler sırasıyla fermiyonlara ve bozonlara karşılık gelir. a, b, c, d SU(3) oktet indislerine karşılık gelirken, i, j, k, l ve r, s sırasıyla izospin üçlüsü ve ikilisi indislerine karşılık gelir.

EK 2. Genelleştirilmiş Poisson Parantezleri

Grassmann alanlarının dahil edilmesi Poisson parantezlerinin dahil edilmesi ile mümkün olmaktadır. Burada Ref. [17]'nin 6.bölümü kullanılmaktadır. Dinamik değişken fonksiyonları $\Psi_{\alpha a}, \Pi_{\Psi_{\alpha a}}, \Psi_{\alpha a}^*, \Pi_{\Psi_{\alpha a}^*}, V_{a\mu}$ ve $\pi_{a\mu}$ F ile tanımlansın. Grassmann paritesi ϵ_F eğer Grassmann alanlarının terimleri çift derecede ise sıfıra eşittir ve fonksiyonun sıfı olduğu söylenir. Tek fonksiyon için Grassmann paritesi $\epsilon_F = 1$ şeklindedir ve tek dereceli Grassmann değişken terimlerinden oluşur. Herhangi bir F fonksiyonu sırasıyla $F = F_E + F_O$ olarak çift ve tek bileşenlerine ayrılabilir. İki fonksiyonelin/fonksiyonun Poisson parantezi

$$\begin{aligned} \{F, G\} = & \int d^3x \left(\frac{\delta F}{\delta V_{a\mu}(\vec{x})} \frac{\delta G}{\delta \pi_a^\mu(\vec{x})} - \frac{\delta F}{\delta \pi_a^\mu(\vec{x})} \frac{\delta G}{\delta V_{a\mu}(\vec{x})} \right) + (-)^{\epsilon_F} \\ & \times \int d^3x \left(\frac{\delta^L F}{\delta \Psi_{\alpha a}(\vec{x})} \frac{\delta^L G}{\delta \Pi_{\Psi_{\alpha a}}(\vec{x})} + \frac{\delta^L F}{\delta \Pi_{\Psi_{\alpha a}}(\vec{x})} \frac{\delta^L G}{\delta \Psi_{\alpha a}(\vec{x})} \right. \\ & \left. + \frac{\delta^L F}{\delta \Psi_{\alpha a}^*(\vec{x})} \frac{\delta^L G}{\delta \Pi_{\Psi_{\alpha a}^*}(\vec{x})} + \frac{\delta^L F}{\delta \Pi_{\Psi_{\alpha a}^*}(\vec{x})} \frac{\delta^L G}{\delta \Psi_{\alpha a}^*(\vec{x})} \right), \end{aligned}$$

olarak tanımlanır. Toplam tekrar eden indisler üzerinden gösterilir ve F' 'nin belli bir ϵ_F Grassmann paritesine sahip olduğu kabul edilir. Aynı zamanda hesaplandığı için zaman argümanları ihmal edilmiştir. Fonksiyonel türevdeki L sembolü fonksiyonele giren ilgili fonksiyonun gerekli permütasyonlardan ileri gelen uygun işaret çarpanı ile sola taşınmak zorunda olduğunu gösterir. Temel Poisson parantezleri

$$\begin{aligned} \{V_{a\mu}(\vec{x}), \pi_{bv}(\vec{y})\} &= \delta_{ab} \delta_{\mu\nu} \delta^3(\vec{x} - \vec{y}), \\ \{\Psi_{\alpha a}(\vec{x}), \Pi_{\Psi_{\beta b}}(\vec{y})\} &= -\delta_{\alpha\beta} \delta_{ab} \delta^3(\vec{x} - \vec{y}), \\ \{\Psi_{\alpha a}^*(\vec{x}), \Pi_{\Psi_{\beta b}^*}(\vec{y})\} &= -\delta_{\alpha\beta} \delta_{ab} \delta^3(\vec{x} - \vec{y}), \end{aligned}$$

ile verilir. Ayrıca aşağıdaki özellikler faydalıdır:

$$\begin{aligned} \{F, G\} &= -(-)^{\epsilon_F \epsilon_G} \{G, F\}, \\ \{F, GH\} &= \{F, G\}H + (-)^{\epsilon_F \epsilon_G} G\{F, H\} \\ \{F, G\}^* &= -\{G^*, F^*\}. \end{aligned}$$

Hamiltoniyen yoğunlukları poisson parantezlerinin hesabı için aşağıdaki gibidir,

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_{\frac{1}{2}} &= -\frac{i}{2}[\bar{\Psi}_a \gamma^i \partial_i \Psi_a - (\partial_i \bar{\Psi}_a) \gamma^i \Psi_a] + M_B \bar{\Psi}_a \Psi_a, \\
\mathcal{H}_1 &= -\frac{1}{2} \pi_{ai} \pi_a^i + (\partial_i V_{a0}) \pi_a^i + \frac{1}{4} V_{aij} V_a^{ij} - \frac{M_V^2}{2} V_{a\mu} V_a^\mu \\
&\quad - g f_{abc} \pi_a^i V_{b0} V_{ci} + g f_{abc} (\partial^i V_a^j) V_{bi} V_{cj} \\
&\quad + \frac{g^2}{4} f_{abc} f_{ade} V_{bi} V_{cj} V_d^i V_e^j, \\
\mathcal{H}_{\text{int}} &= i G_F f_{abc} \bar{\Psi}_a \gamma^\mu \Psi_b V_{c\mu} - G_D d_{abc} \bar{\Psi}_a \gamma^\mu \Psi_b V_{c\mu}.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\{\theta_{V_a}, H_T\} &= \partial_i \pi_a^i + M_V^2 V_{a0} - g f_{abc} \pi_b^i V_{ci} + (-i G_F f_{abc} + G_D d_{abc}) \Psi_b^\dagger \Psi_c \equiv \vartheta_{V_a} \approx 0, \\
\{\vartheta_{V_a}, H_T\} &= -M_V^2 \partial_i V_a^i + g f_{abc} V_{b0} \partial_i \pi_c^i + g^2 f_{abe} f_{ecd} V_{c0} (V_{bi} \pi_d^i - \pi_b^i V_{di}) \\
&\quad - g^2 f_{abe} f_{ecd} V_{bi} [(\partial^j V_{cj}) V_d^i + (\partial^i V_c^j) V_{dj}] + g^2 f_{abe} f_{ecd} \partial_i (V_c^i V_{dj} V_b^j) - \frac{g^3}{2} f_{abc} f_{dbe} f_{dfg} V_{ci} V_{ej} V_f^i V_g^j \\
&\quad + g f_{abc} (i G_F f_{cde} - G_D d_{cde}) V_{bi} \bar{\Psi}_d \gamma^i \Psi_e + (i G_F f_{abc} - G_D d_{abc}) \partial_i (\bar{\Psi}_b \gamma^i \Psi_c) \\
&\quad + (-i G_F f_{abc} - G_D d_{abc}) \lambda_{1ab} \Psi_{\alpha c}^* + (i G_F f_{abc} - G_D d_{abc}) \lambda_{2ab} \Psi_{\alpha c} + M_V^2 \lambda_{V_a}, \\
\{\chi_{1\alpha a}, H_T\} &= i (\partial_i \Psi_{\beta a}^*) (\gamma^0 \gamma^i)_{\beta\alpha} + M_B \Psi_{\beta a}^* \gamma_{\beta\alpha}^0 - (i G_F f_{abc} + G_D d_{abc}) \Psi_{\beta b}^* (\gamma^0 \gamma^\mu)_{\beta\alpha} V_{c\mu} + i \lambda_{2\alpha a} \approx 0, \\
\{\chi_{2\alpha a}, H_T\} &= i (\gamma^0 \gamma^i)_{\alpha\beta} \partial_i \Psi_{\beta a} - M_B \gamma_{\alpha\beta}^0 \Psi_{\beta a} + (-i G_F f_{abc} + G_D d_{abc}) (\gamma^0 \gamma^\mu)_{\alpha\beta} \Psi_{\beta b} V_{c\mu} + i \lambda_{1\alpha a} \approx 0.
\end{aligned}$$

Toplam Hamiltonyenin sınırlamalar ile Poisson parantezlerinin sonucu yukarıdaki gibidir.

EK 3. Halka İntegralleri ve Karşı–Terimler

Karşı–terim fonksiyon ifadeleri aşağıdaki gibidir

$$\delta\{M_B\} = \delta M_B + \delta Z_\Psi M_B, \quad \delta\{M_V^2\} = \delta M_V^2 + \delta Z_V M_V^2, \quad \delta\{g\} = \delta g + \frac{3}{2}\delta Z_V g,$$
$$\delta\{g^2\} = 2\delta g g + 2\delta Z_V^2 g^2, \quad \delta\{G_F\} = \delta G_F + (\delta Z_\Psi + \frac{1}{2}\delta Z_V)G_F, \quad \delta\{G_D\} = \delta G_D + (\delta Z_\Psi + \frac{1}{2}\delta Z_V)G_D.$$

Sadece \hbar açılımındaki ilgili ilk mertebe terimleri gösterilmiştir, yani δM_V^2 , δZ_V gibi terimler kaldırılmıştır.

Öz – enerji ve köşe diyagramlarının hesabında kullanılan iki – , üç – ve dört – nokta fonksiyonlarının skaler halka integralleri

$$A_0(m^2) = \frac{(2\pi\mu)^{4-D}}{i\pi^2} \int d^D k \frac{1}{k^2 - m^2},$$
$$B_0(p_1^2, m_1^2, m_2^2) = \frac{(2\pi\mu)^{4-D}}{i\pi^2} \int d^D k \frac{1}{[k^2 - m_1^2][(k + p_1)^2 - m_2^2]},$$
$$C_0(p_1^2, p_2^2, p_{12}^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2) = \frac{(2\pi\mu)^{4-D}}{i\pi^2} \int d^D k \frac{1}{[k^2 - m_1^2][(k + p_1)^2 - m_2^2][(k + p_1 + p_2)^2 - m_3^2]},$$
$$D_0(p_1^2, p_2^2, p_3^2, p_4^2, p_{12}^2, p_{23}^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2, m_4^2)$$
$$= \frac{(2\pi\mu)^{4-D}}{i\pi^2} \int d^D k \frac{1}{[k^2 - m_1^2][(k + p_1)^2 - m_2^2][(k + p_1 + p_2)^2 - m_3^2][(k + p_4)^2 - m_4^2]}$$

bağıntıları ile verilir. Momentum için $p_{ij} = (p_i + p_j)$ şeklinde tanımlama yapılmıştır. Kısaca ifade etmek için paydalardaki bireysel çarpanlarda i e sınır koşulları gösterilmemiştir.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Yasemin ÜNAL
Doğum Yeri : Küçük Karasu – SAKARYA
Doğum Tarihi : 21.12.1983

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : 2002–2007 Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
Yüksek Lisans Öğrenimi : 2007–2010 Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
Doktora Öğrenimi : 2010 Eylül–2017 Ocak Çanakkale Onsekiz Mart
Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü.
Bildiği Yabancı Diller: İngilizce (ileri), Almanca (başlangıç)

BİLİMSEL FAALİYETLERİ

a) Yayınlar –

A. Küçükarslan, Y. Ünal, "The Radiative $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Decay", Eur. Phys. J. A49, 129 (2013).

Y.Ünal, A. Küçükarslan, S. Scherer, "Vector Meson Octet Baryon Octet Interaction in Effective Field Theory", Phys. Rev. C92, 055208 (2015). arxiv:150.02205v1.

T. Bauer, Y.Ünal, A. Küçükarslan, S. Scherer, "Mass and width of the $\Delta(1232)$ resonance using complex – mass renormalization", submitted. (2016). arxiv: 1612.07506v1 [nucl–th].

b) Bildiriler –

Y. Ünal, S. Kerman, A. Küçükarslan, "The Role of Scalar Mesons in $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Decays", 2nd International Conference on Hadron Physics (TROIA'09), 10 – 14 Sep 2009, Çanakkale, TÜRKİYE.

Y. Ünal, A. Küçükarslan, " $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Decay in Phenomenological Approach", International Summer School and Conference on High Energy Physics: Standard Model and Beyond, ISSCSMB'10", 27 Ağustos–04 Eylül 2010, Muğla, TÜRKİYE.

Y. Ünal, A. Küçükarslan, "The $\phi \rightarrow K^0 K^0$ Decay in Phenomenological Approach", Turkish Physical Society 27th International, Physics Congress, 14 – 17 Sep, 2010, Istanbul–TURKEY.

A. Küçükarslan, Y. Ünal, "Different Contributions of the The $\phi \rightarrow K^0 K^0$ Decay", AIP Conf. Proc. 1400, 186 (2011).

A. Küçükarslan, U. Özdem, Y. Ünal, "Radiative The $\phi \rightarrow \sigma \gamma$ Vertex in QCD Sum Rules and Phenomenological Approach", AIP Conf. Proc. 1400, 190 (2011).

Y. Ünal, A. Küçükarslan, "Scalar Mesons in the Decay The $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ ", Journal of Physics: Conference Series 348, 012018 (2011).

Y. Ünal, A. Küçükarslan, " $\phi \rightarrow f_0 a_0 \gamma$ Decay in Phenomenological Approach", Turkish Physical Society 28th International, Physics Congress, 06 – 09 Sep, 2011, Mugla–TURKEY.

Y. Ünal, A. Küçükarslan, S. Scherer, "Constraint Analysis for the Interaction of the Vector–Meson Octet with the Baryon Octet", Journal of Physics: Conference Series 562, 012008 (2014).

Y. Ünal, T. Bauer, A. Küçükarslan, S. Scherer, "Mass and width of the $\Delta(1232)$ resonance using complex – mass renormalization", EPJ Web of Conferences 130, 07023 (2016), MESON 2016–14th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction.

Katılımcı Konuşmacı, The Low–Energy Frontier of the Standard Model, SFB School, 12 – 15 Oct, 2014, Boppard/Almanya. Web Adres: <http://conference.kph.uni-mainz.de/ss2014/presentations/monday.html>

Y. Ünal, A. Küçükarslan, S. Scherer, "Constraint Analysis for the Interaction of the Vector – Meson Octet with the Baryon Octet", Deutsche Physikalische Gessellschaft (DPG) Alman Fizik Kongresi, 23.03-27.03.2015, Heidelberg/Almanya.

Katılımcı Konuşmacı, Student Exchange Week, 30.03–02.04.2015, Bad Honnef/Almanya.

Etkinliğin görülebileceği web adresi:

<http://www.dpg-physik.de/dpg/pbh/anfahrt/anfahrt.html?lang=en&>

c) Katıldığı Projeler –

2214 A Yurtdışı Doktora Sırası Araştırma Burs Programı, TÜBİTAK, 02/2013–07/2015,
Bursiyer.

02/2015–09/2015 Johannes Gutenberg Üniversitesi Yurt Dışı Doktora Bursu.

İŞ DENEYİMİ

06/2009–... Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
Araştırma Görevlisi

İLETİŞİM

E-posta Adresi: yaseminunal@comu.edu.tr