

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK**  
**ANABİLİM DALI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**VEKTÖR KAONLARIN SPEKTROSKOPİK ÖZELLİKLERİNİN**  
**KUANTUM RENK DİNAMİĞİ TOPLAM KURALLARI İLE**  
**İNCELENMESİ**

**MERVE TEMİZER**

**KOCAELİ 2023**

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK**  
**ANABİLİM DALI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**VEKTÖR KAONLARIN SPEKTROSKOPİK**  
**ÖZELLİKLERİNİN KUANTUM RENK DİNAMİĞİ TOPLAM**  
**KURALLARI İLE İNCELENMESİ**

**MERVE TEMİZER**

**Doç. Dr. Jale YILMAZKAYA SÜNGÜ**

**Danışman, Kocaeli Üniv.**

.....

**Prof. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK**

**Eş Danışman, İstanbul Medeniyet Üniv.**

.....

**Prof. Dr. Elşen VELİ**

**Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.**

.....

**Prof. Dr. Nuray ER**

**Jüri Üyesi, Abant İzzet Baysal Üniv.**

.....

**Doç. Dr. Oktay CEBECİOĞLU**

**Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.**

.....

**Tezin Savunulduğu Tarih: 14.06.2023**

## ETİK BEYAN VE ARAŞTIRMA FONU DESTEĞİ

Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez/proje çalışmada,

- Bu tezin/projenin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu,
- Çalışmamın hazırlık, veri toplama, analiz ve bilgilerin sunumu olmak üzere tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı,
- Bu çalışma kapsamında elde edilen tüm veri ve bilgiler için kaynak gösterdiğimi ve bu kaynaklara kaynakçada yer verdiğimi,
- Bu çalışmanın Kocaeli Üniversitesi'nin abone olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun olduğunu,
- Kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- Tezin/Projenin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez/proje çalışması olarak sunmadığımı,

beyan ederim.

Bu tez/proje çalışmasının herhangi bir aşaması hiçbir kurum/kuruluş tarafından maddi/alt yapı desteği ile desteklenmemiştir.

Bu tez/proje çalışması kapsamında üretilen veri ..... tarafından ..... kapsamında maddi/alt yapı desteği alınarak gerçekleştirilmiştir.

Herhangi bir zamanda, çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçları kabul ettiğimi bildiririm.

Merve TEMİZER

## YAYIMLAMA VE FİKRİ MÜLKİYET HAKLARI

Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından onaylanan lisansüstü tezimin/projemin tamamını veya herhangi bir kısmını, basılı ve elektronik formatta arşivleme ve aşağıda belirtilen koşullarla kullanıma açma izninin Kocaeli Üniversitesi'ne verdiğimi beyan ederim. Bu izinle Üniversiteye verilen kullanım hakları dışındaki tüm fikri mülkiyet hakları bende kalacak, tezimin/projemin tamamının ya da bir bölümünün gelecekteki makale, kitap, tebliğ, lisans, patent gibi çalışmalarda kullanımı, danışmanımın isim hakkı saklı kalmak koşuluyla ve her iki tarafın bilgisi dâhilinde bana ait olacaktır.

Tezin/projenin kendi özgün çalışmam olduğunu, başkalarının haklarını ihlal etmediğimi ve tezimin/projenin tek yetkili sahibi olduğumu beyan ve taahhüt ederim. Tezimde yer alan telif hakkı bulunan ve sahiplerinden yazılı izin alınarak kullanılması zorunlu metinlerin yazılı izin alarak kullandığımı ve istenildiğinde suretlerini Üniversiteye teslim etmeyi taahhüt ederim.

Yüksek öğretim kurulu tarafından yayınlanan **“Lisansüstü Tezlerin Elektronik Ortamda Toplanması, Düzenlenmesi ve Erişime Açılmasına İlişkin Yönerge”** kapsamında tezim aşağıda belirtilen koşullar haricinde YÖK Ulusal Tez Merkezi/ Kocaeli Üniversitesi Kütüphaneleri Açık Erişim Sistemi'nde erişime açılır.

- Enstitü yönetim kurulu kararı ile tezimin/projemin erişime açılması mezuniyet tarihinden itibaren 2 yıl ertelenmiştir.
- Enstitü yönetim kurulu gerekçeli kararı ile tezimin/projemin erişime açılması mezuniyet tarihinden itibaren 6 ay ertelenmiştir.
- Tezim/projem ile ilgili gizlilik kararı verilmemiştir.

Merve TEMİZER

## ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Dünya’da hızla gelişen yüksek enerji fiziği araştırmalarında, deney verilerini kuramsal çalışmalarla destekleyen hesaplamalar yapmak hayati önem taşımaktadır. Bu çalışmada uluslararası deneylerde ulaşılmış ve ulaşılacak sonuçlar için öngörülerde bulunulmuş ve literatürde var olan hem kuramsal hem de deneysel çalışmalarla örtüşen sonuçlar elde edilmiştir.

Danışmanım Doç. Dr. Jale YILMAZKAYA SÜNGÜ hocama, eş danışmanım Prof. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK hocama, ve Prof. Dr. Elşen Veli VELİEV hocama teşekkürü borç bilirim.

Haziran 2023

Merve TEMİZER



## İÇİNDEKİLER

ETİK BEYAN VE ARAŞTIRMA FONU DESTEĞİ.....	i
YAYIMLAMA VE FİKRİ MÜLKİYET HAKLARI.....	ii
ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR.....	iii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	v
TABLolar DİZİNİ.....	vi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	vii
ÖZET.....	viii
ABSTRACT.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. HADRON FİZİĞİ.....	3
2.1. Standart Model.....	4
2.1.1. Temel Kuvvetler.....	7
2.1.2. Fermiyonlar.....	7
2.1.3. Ayar Bozonları.....	8
2.2. Kuark Model.....	9
2.2.1. Mezonlar.....	9
2.2.2. Baryonlar.....	11
2.2.3. Egzotik Parçacıklar.....	11
3. KUANTUM RENK DİNAMİĞİ.....	14
3.1. Hapsolme.....	17
3.2. Asimtotik Özgürlük.....	18
3.3. Pertürbatif ve Pertürbatif Olmayan KRD.....	19
4. KRD TOPLAM KURALLARI.....	20
4.1. Acayıp Vektör Kaonlar için KRD Toplam Kuralları.....	20
4.2. Nümerik Analizler.....	26
4.3. Sonuç.....	29
KAYNAKLAR.....	31
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER.....	36
ÖZGEÇMİŞ.....	37

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Parçacıkların sınıflandırılması.....	3
Şekil 2.2. Lepton ve kuark nesilleri.....	5
Şekil 2.3. Onaltılı çoklular.....	11
Şekil 2.4. Egzotik hadronların sınıflandırılması.....	13
Şekil 3.1. Elektriksel kuvvet ile güçlü kuvvet karşılaştırması.....	17
Şekil 3.2. Asimtotik özgürlük.....	19
Şekil 4.1. $K^*(892)$ için kütle ve bozunma sabitinin $s_0$ ve $M^2$ 'ye bağlı grafikleri.....	27
Şekil 4.2. $K^*(1410)$ için kütle ve bozunma sabitinin $s_0$ ve $M^2$ 'ye bağlı grafikleri.....	28
Şekil 4.3. $K^*(1680)$ için kütle ve bozunma sabitinin $s_0$ ve $M^2$ 'ye bağlı grafikleri.....	28



## TABLolar DİZİNİ

Tablo 2.1. Temel kuvvetler ve parçacıklar.....	7
Tablo 2.2. Fermiyonlar.....	8
Tablo 4.1. Giriş parametreleri.....	26
Tablo 4.2. $K^*(892)$ , $K^*(1410)$ , $K^*(1680)$ için hesaplanan sonuçlar.....	27
Tablo 4.3. $K^*(892)$ , $K^*(1410)$ ve $K^*(1680)$ için literatürdeki sonuçlar.....	29
Tablo 4.4. $K^*(892)$ , $K^*(1410)$ ve $K^*(1680)$ için literatürdeki deney sonuçları.....	30



## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$A_\mu^a$	: Gluon alanı
$\hat{B}$	: Borel dönüşümü
$D_\mu$	: Kovaryant türev
$D_s^-$	: Tılsımlı D mezon
$F_{\mu\nu}^a$	: Alan şiddet tensörü
$f$	: Bozunma sabiti
$g$	: Güçlü etkileşme sabiti
$I$	: Birim işlemci
$J(x)$	: Parçacıklara karşılık gelen akım
$\mathcal{L}_{KRD}$	: Kuantum renk dinamiği Lagranjyeni
$M$	: Borel kütle parametresi
$m$	: Kütle
$p$	: Dört boyutlu momentum
$S$	: Kuark ilerleticisi
$s_0, s'_0, s''_0$	: Süreklilik eşikleri
$\mathcal{T}$	: Zaman sıralama işlemcisi
$\not{x}$	: Dirac notasyonuna sahip konum
$\psi(x)$	: Kuark alanı
$\gamma_\mu, \gamma_\nu$	: Dirac matrisi
$\delta$	: Dirac delta fonksiyonu
$\epsilon$	: Polarizasyon vektörü
$\Pi$	: Korelasyon fonksiyonu
$ 0\rangle$	: Temel durum
$\rho$	: Spektral yoğunluk

### Kısaltmalar

CERN	: Avrupa Parçacık Fiziği Araştırma Merkezi (European Organization for Nuclear Research)
CP	: Yük-Parite (Charge-Parity)
KED	: Kuantum Elektrodinamiği
KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
KRDTK	: Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları
LHC	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider )
OPE	: İşlemci Çarpım Açılımı (Operator Product Expansion)
PDG	: Parçacık Veri Grubu (Particle Data Group)

# VEKTÖR KAONLARIN SPEKTROSKOPİK ÖZELLİKLERİNİN KUANTUM RENK DİNAMİĞİ TOPLAM KURALLARI İLE İNCELENMESİ

## ÖZET

Keşiflerinden yetmiş yılı aşkın bir süre sonra kaonlar, parçacık fiziğindeki temel soruları ele almak için hala önemli bir araçtır. Kaonlar, CP ihlali, karanlık sektör anlayışımız ve Yeni Fizik arayışlarımızda seçkin bir rol oynamaktadır. CERN-SPS'deki yüksek yoğunluklu kaon ışınları (HIKE deneyi), acayip çeşni sektöründe Standart Model'in hassas bir şekilde test edilmesini sağlar. KLOE detektörü ve KLOE-2, nötr kaonları ölçebilen ve aynı zamanda lepton çeşni ihlalinin hassas kontrolünü yapabilen düşük enerjili ve yüksek hassasiyetli deneylerdir. Ayrıca COMPASS tesisindeki kaon ışını deneyi, uyarılmış kaonların spektrumunun tamamlanmasını sağlayacaktır. Acayip mezonların yeni ölçümleri için LHCb, BES III ve Belle II gibi iş birlikleri ve öneriler vardır. Bu çalışmada nötr vektör kaonların temel durumunun, birinci ve ikinci uyarılmış durumlarının kütle ve bozunma sabitleri, Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları (KRDTK) tekniği çerçevesinde ele alınmıştır. Hesaplamalar 6 işlemci boyutu ile sınırlandırılmıştır. Karşılık gelen kaon durumları için sonuçlar sunulmuştur ve bunlar diğer modellerin mevcut tahminleri ve en son deneylerle karşılaştırılmıştır. Yakın gelecekte kaonlarla yapılacak olan yüksek hassasiyetli deneyler, araştırmacıların Standart Model'in sınırlarını araştırmasına yardımcı olacaktır.

**Anahtar Kelimeler:** Güçlü Etkileşme, Kaon, KRDTK Toplam Kuralları.

# ANALYSIS OF SPECTROSCOPIC PROPERTIES OF VECTOR MESONS USING QUANTUM CHROMODYNAMICS SUM RULES

## ABSTRACT

More than seventy years after their discovery, kaons are still an essential tool to consider fundamental questions in particle physics. Kaons have played a distinguished role in our understanding of Charge-Parity (CP) violation, the dark sector, and the searches for New Physics. The high-intensity kaon beams (HIKE experiment) at the CERN-SPS allow for a precise test of the Standard Model in the strange flavor sector. The KLOE detector and KLOE-2 is a low-energy and high-precision experiment able to measure neutral kaons and sensitive check of lepton flavor violation, as well. Also, the kaon beam in the COMPASS facility will provide to complete the spectrum of excited kaons. There are also plans and proposals for new measurements of strange mesons such as LHCb, BES III, and Belle II. In this work, mass and decay constants of the ground, first and second excited states of neutral vector kaons are handled within the framework of the Quantum Chromodynamics Sum Rules (QCDSR) technique. Our calculations are restricted to operator dimension 6. Results for the corresponding kaon states are represented and are compared with the existing predictions of other models and the latest experiments. In the near future high-precision experiments with kaons will be helping researchers probe the limits of the Standard Model.

**Keywords:** Strong Interaction, Kaon, QCD Sum Rules.

## 1. GİRİŞ

Geçen yüzyılın ilk çeyreğinden itibaren binlerce fizikçinin kuramları ve keşifleri, maddenin temel yapısına dair kayda değer öngörülerle sonuçlanmıştır. Bu öngörüler, evrendeki her şeyin temel parçacıklar olarak adlandırılan bir kaç temel yapıdan oluştuğunu ve dört temel kuvvet aracılığıyla etkileştiklerini söyler. Bu parçacıkların ve bu kuvvetlerden üçünün birbiriyle nasıl ilişki kurdukları bilgisi parçacık fiziğinin Standart Modeli ile tanımlanmıştır. 1970'lerde geliştirilen Standart Model, hemen hemen tüm deneysel sonuçları başarılı şekilde açıklamıştır. Zaman içinde ve pek çok deney sayesinde Standart Model iyi sınanmış bir fiziksel kuram haline gelmiştir (Griffiths, 2008).

Önceki yüzyılın başlarına kadar maddenin neden yapıldığı sorusuna cevap olan atomun yüzyılımızda yerini, lepton, fermiyon ve bozon gibi daha temel parçacıklara bırakmasıyla, doğadaki dört temel kuvvetten biri olan güçlü kuvvet deneyler ve kuramların ilgi odağı haline gelmiştir. Güçlü kuvvet, atomun çekirdeğini meydana getiren hadronlar ve hadronları meydana getiren kuarkların ve gluonların özelliklerini ve davranışlarını belirler. Kuarklar ve gluonlar elektromanyetik kuramdaki elektron ve fotonlara benzetilebilir: Elektronun elektromanyetik kuramda sahip olduğu elektrik yüküne benzer şekilde, kuarklar elektrik yükünün yanı sıra Kuantum Renk Dinamiği'ndeki kırmızı, yeşil ve mavi renk yüklerine sahiptir. Çekirdeği meydana getiren hadronlar olarak baryonlar renk yüküne sahip olmayacak şekilde; ışığın kırmızı, yeşil ve mavi renklerinin beyaz rengi oluşturmasına benzer şekilde renksizdirler (Williams, 2003). Serbest ve kararsız hadronlar olan mezonlar, bir renkli ve karşıt renkli kuarkı renksiz bir parçacık oluşturmak üzere içeren; örneğin bir kırmızı kuark ile karşıt kırmızı kuark, bir yeşil kuark ile bir karşıt yeşil kuark veya bir mavi ile bir karşıt mavi kuark içeren, dolayısıyla renk yükü bulunmayan parçacıklardır. Farklı türdeki baryonların ve mezonların çeşitliliği, farklı kuark ve karşıt kuark çeşnilerinin bir araya gelmesinden kaynaklanır. Üç renk arasından bir çeşniye sahip kuark, renk yüküne sahip gluonları diğer kuarklarla veya karşıt-kuarklarla değiş tokuş ederler. Renk yüklerine sahip parçacıkların özelliklerini ve davranışlarını belirleyen kuram Kuantum Renk Dinamiği (KRD) olarak adlandırılır. KRD, pertürbatif ve pertürbatif olmayan yaklaşımlara sahip hesaplama yöntemlerini içerir.

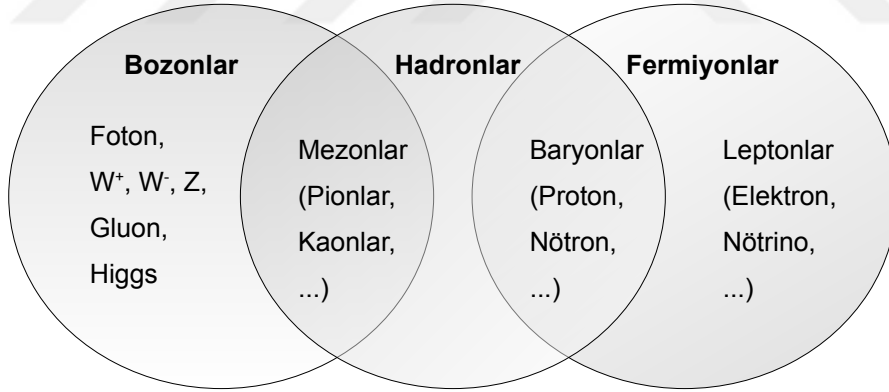
Spin-paritesi  $J^P = 1^-$  değerine sahip hafif vektör kaonların araştırılması, KRD'nin pertürbatif ve pertürbatif olmayan doğasının daha iyi anlaşılmasında önemli bir yere sahiptir. CP simetri ihlali yüksüz kaon bozunumlarında ve daha sonra  $B$  mezon bozunumlarında gözlenmiştir, ancak kaon fiziği bu olayı incelemek için istisnai bir zemin olmaya devam etmiştir. Doğrudan CP ihlali, 2000'lerin başlarında, CERN'deki NA48 deneyi tarafından ve Fermilab'daki KTeV deneyinde, kaon bozunumlarında keşfedilmiştir. Bu parçacıkların spektroskopik özellikleri kuramsal ve deneysel olarak geniş ölçekte çalışılmıştır (Moulson, 2023; Domenico, 2023; Aaij ve diğ., 2017; Finocchiaro, 1995; Taboada-Nieto ve diğ., 2023; Rocha ve Silva, 2023; Feng ve diğ., 2021; Sundu ve diğ., 2011; Er ve Azizi, 2022; Workman ve diğ. 2022).  $J^P = 1^-$  olarak ifade edilen vektör kaonlar, 1960'lardan beri deneylerde gözlenmiştir ve kütlelerinin spektroskopik özellikleri iyi bilinmektedir.

KRD'nin pertürbatif olmayan yaklaşımlarından biri olan toplam kuralları kullanılarak yapılan bu çalışmada, kuark çeşnilerinden acayip ve başka bir hafif kuarktan meydana gelen  $K^*(892)$  vektör kaonunun spektroskopik özellikleri olarak kütlesi ve bozunma sabiti hesaplanmıştır. Sonuçlar şimdiye kadar hesaplanmış olan  $K^*(892)$  temel durumu ve ilk iki uyarılmış durumun kütleleri için deneyle dikkate değer bir uyum içindedir. Hesaplanan bozunma sabitlerinin de gelecekte bulunacak değerle uyum içinde olması öngörülmektedir.

## 2. HADRON FİZİĞİ

Antik Yunan kelimesi hadros, yoğun ve kalın demektir, hadron terimi ilk olarak 1962’de, kuarklardan veya gluonlardan meydana gelen ve güçlü etkileşimde bulunan bir kısım atom altı parçacıkları belirtmek için kullanıldı (Okun, 1962). Parçacık fiziğinde bir hadron, güçlü etkileşim sayesinde bir arada tutulan iki ya da daha fazla kuarktan meydana gelen bileşik atom altı parçacıktır. Bu yönüyle hadronlar elektrik kuvvetiyle bir arada tutulan moleküllere benzerdir. Görünen evrendeki madde kütlesinin büyük kısmını iki hadron meydana getirir, bunlar protonlar ve nötronlardır; proton ve nötronların kütlesinin büyük kısmı, kuark içeriklerinin güçlü etkileşim kuvvetinden kaynaklı bağlanma enerjileridir (Okun, 1985).

Hadronların dünyası, yarım tam sayı spinli olup, üç kuark içeren baryonlara ve tam sayı spinli olup, bir kuark ve bir karşıt-kuark içeren mezonlara ayrılmış şekilde incelenir. Protonlar ve nötronlar baryonlara örnektir, pionlar ise mezonlara örnektir. Egzotik hadronlar ise kuark-gluon yapılarından ya da gluonlardan oluşurlar ve son yıllarda keşfedilmişlerdir.



Şekil 2.1. Spinlerine göre parçacıkların sınıflandırılması

Hemen hemen tüm serbest hadronlar ve karşıt hadronlar yani bir atomik çekirdekte bağlı olmayan hadronlar kararsız olarak değerlendirilirler ve başka parçacıklara bozunurlar. Bilinen tek mümkün istisna serbest protonlardır ve kararlı olarak görünürler,  $10^{34}$  yıllık bir ömre sahip oldukları hesaplanmıştır. Bir kıyaslama yapılırsa, serbest nötronlar en uzun ömürlü kararsız parçacıklardır, yaklaşık 10 dakikalık bir yarı ömre sahiptirler.

Ayrıca hadronlar, çarpıştırıcılarda birincil parçacık olarak, ivmelendirilen ve çarpıştırılıp yeni hadronlar ya da yeni durumlar ortaya çıkaran parçacıklar olarak ele alınırlar. İçeriklerinin yani içerdikleri kuarkların çeşnilerinin isimlerine göre farklı isimler alırlar, buna örnek olarak tılsım fiziği veya  $B$  fiziği verilebilir ve temel olarak asıl amaç davranışlarını ve özelliklerini açıklamaktır (Roberts, 2015).

Hadronların, yıldızların çekirdeklerinde, yoğunlaşmış pion, kaon ve süper akışkan kuark halleri olarak bulunmaları mümkündür. Yıldızların merkezindeki bu süreçleri anlayabilmek için, yoğunluk, manyetik alan ve sıcaklık göz önünde bulundurulmalıdır. Dolayısıyla hadron fiziği bu fiziksel büyüklüklerle doğrudan ilişkilidir. Bunların yanında, doğada CP simetrisi ihlalinini açığa çıkaran hadronlar olarak kaonlar Standart Model'in gelişim sürecine katkı sağlamıştır (Toledo, 2005).

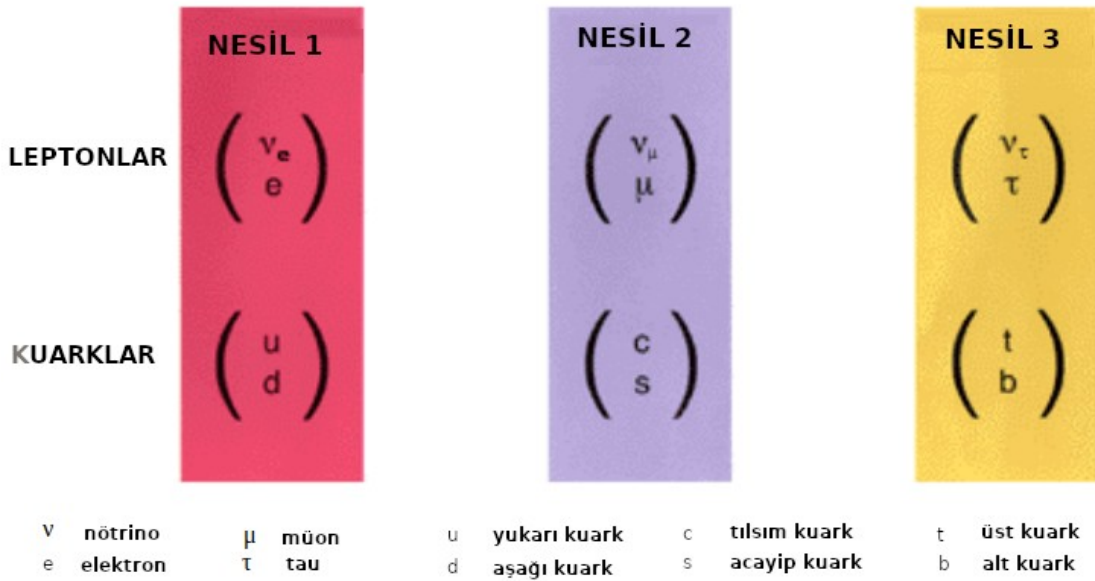
## 2.1. Standart Model

Etrafımızdaki tüm madde, maddenin temel yapı taşları olarak da ifade edilebilecek noktasal parçacıklardan oluşmaktadır. Bu parçacıklar, kuarklar ve leptonlar olarak adlandırılan iki temel tip halinde bulunurlar. Her takım, çiftler halinde bağlantılı altı parçacıktan meydana gelir. Bu çiftler "nesiller" olarak da adlandırılabilir. En hafif ve en uzun ömürlü parçacıklar birinci nesli meydana getirirken, daha ağır ve daha kısa ömürlü parçacıklar ikinci ve üçüncü nesile aittir. Evrendeki tüm uzun ömürlü madde birinci nesle ait olan parçacıklardan yapılmıştır, ağır olan bütün parçacıklar daha uzun ömürlü olanlara bozunur. Altı kuark, üç nesil olarak çiftler halindedir - birinci nesli "yukarı kuark" ve "aşağı kuark" meydana getirir, "tılsım kuark" ve "acayip kuark" ikinci nesli meydana getirir ve bunları "üst kuark" ve "alt kuark" takip eder. Kuarklar aynı zamanda üç farklı "renk" yüküne sahiptirler ve sadece renksiz nesnelere meydana getirebilecek şekilde bir araya gelirler. Altı lepton benzer şekilde üç nesil halinde sınıflandırılır - elektron ve elektron nötrinosu birinci nesli, müon ve müon nötrinosu ikinci nesli, tau ve tau nötrinosu üçüncü nesli meydana getirir. Elektron, müon ve tau elektrik yüküne sahiptir, nötrinolar ise elektriksel olarak yüksüzdürler ve çok küçük kütleyle sahiptirler.

Evrende dört temel kuvvet iş başındadır. Bunlar; bu çalışmanın detaylıca inceleyeceği güçlü kuvvet, zayıf kuvvet, elektromanyetik kuvvet ve kütle çekimsel kuvvettir. Farklı uzaklıklarda çalışırlar ve farklı şiddetlere sahiptirler. Bunlar arasında kütle çekim

kuvveti en zayıf olanıdır, ancak sonsuz bir erime sahiptir. Elektromanyetik kuvvet de sonsuz menzile sahiptir, ancak pek çok durumda kütle çekimsel kuvvetten daha şiddetlidir. Zayıf ve güçlü kuvvetler sadece çok kısa bir aralıkta ve sadece atom altı parçacıklar seviyesinde etkindirler. Zayıf kuvvet, güçlü kuvvetten ve elektromanyetik kuvvetten daha zayıftır, fakat yine de kütle çekimsel kuvvetten çok daha şiddetlidir. Güçlü kuvvet adından da anlaşıldığı üzere dört temel etkileşmenin en güçlüsüdür.

### Lepton ve kuarkların bilinen nesilleri



Şekil 2.2. Lepton ve kuarkların nesilleri (Nobel Prize, 2023)

Temel kuvvetlerin üçü, "bozonlar" olarak adlandırılan daha geniş bir parçacık takımına ait kuvvet taşıyıcı parçacıkların değiş tokuşu sonucu var olurlar. Maddenin parçacıkları, her birinin bir diğeriyle değiş tokuş ettiği bozonlar sayesinde kesikli miktarlarda enerji aktarırlar. Her bir temel kuvvet parçacıklar arası kuvveti taşıyan bir ara bozona sahiptir. Güçlü kuvvet "gluon" tarafından taşınır, elektromanyetik kuvvet "foton" tarafından taşınır ve "W ve Z bozonları" zayıf kuvveti taşımaktan sorumludurlar. Henüz bulunmamış olsa da graviton yer çekiminin kuvvet taşıyıcı parçacığı olmalıdır. Standart Model; elektromanyetik, güçlü ve zayıf kuvvetler ile hepsinin taşıyıcı parçacıklarını içerir, bunun yanında tüm madde parçacıkları üzerine bu kuvvetlerin nasıl etkideğini açıklar. Günlük yaşamda en bilinen kuvvet yer çekimi kuvveti olsa da, Standart Model'in bir parçası değildir ve yer çekimi kuvvetinin Standart Model'e dahil edilmesi

mümkün olmamıştır. Mikro dünyayı tasvir etmek için kullanılan kuantum kuramı ile makro dünyayı tasvir etmek için kullanılan göreliliğin genel kuramını tek bir çerçeveye sığdırmak zordur. Neyse ki, parçacık fiziği için, parçacıkların çok küçük boyutları söz konusu olunca, yer çekiminin etkisi yok sayılacak kadar küçük olmaktadır. Sadece hacimli parçacıklar, örneğin insan vücudu veya gezegenler söz konusu olduğunda yer çekiminin etkisi baskın olmaktadır. Dolayısıyla temel kuvvetlerden birini hariç tutarak da olsa Standart Model işe yaramaktadır.

Standart Model şu anda her ne kadar atom altı dünyanın en iyi tasviriyse de büyük resmi açıklamamaktadır. Kuram, dört temel kuvvetin üçünü bağdaştırır, kütle çekimini yok sayar. Aynı zamanda, "Karanlık madde nedir?", "Büyük patlamadan sonra karşıt maddeye ne oldu?","Neden bu kadar farklı kütleli üç çeşit kuark ve lepton nesilleri bulunmaktadır?" gibi cevap vermediği sorular da bulunmaktadır.

Temmuz 2012'de CERN'deki ATLAS ve CMS deneyleri  $126 GeV$  civarında bir kütleyle sahip yeni bir parçacık gözlemlendiğini duyurmuşlardır. Higgs bozonu, Standart Model'de önerildiği şekliyle Brout-Eglert-Higgs mekanizmasının en basit ifadesidir. Higgs bozonlarının diğer tipleri, Standart Model'in ötesine geçen kuramlar tarafından öngörülmektedir. Ekim 2013'te fizik Nobel ödülü François Englert ile Peter Higgs'e "atom altı parçacıkların kütlelerinin kaynağını anlayışımıza katkı sağlayan ve öngörülen temel parçacığın bulunmasını CERN'deki ATLAS ve CMS deneyleri sayesinde kanıtlayan kuramı keşfettikleri için" verilmiştir. Standart Model kendi alanındaki kavramlar bütünü keskin olarak tasvir edebilse de, hala tam değildir. Muhtemeldir ki atom altı dünyanın ya da evrenin karanlık taraflarının içinde gizli yeni fiziği içeren daha büyük bir resmin parçası olabilir. LHC'deki deneylerle ulaşılan yeni bilgi kayıp parçaları tamamlamak konusunda yardımcı olacaktır.

Standart Model'in günümüz parçacık fiziğinin önerilerini belirleyen ve test edilmiş en iyi model olduğu bilinmektedir. Standart Model; altı kuarkın ve altı leptonun kuvvet taşıyıcı parçacıklar ve ayar bozonları sayesinde etkileşimini tanımlar. Elektrozayıf ve güçlü etkileşmelerin fiziği olarak Standart Model aslında bir kuantum alan kuramıdır. Bu çalışmanın konusu olan güçlü etkileşmelerin incelenmesi Standart Model'in KR D adı verilen bir parçası ile mümkün olmaktadır. KR D kendileriyle ilişkili sorulara cevap

öngördüğü güçlü kuvvet yani güçlü etkileşim atomları meydana getiren hadronların ve hadronları meydana getiren kuarklar ile gluonların özelliklerini ve davranışlarını belirler (Gross ve diğ., 2022).

### 2.1.1. Temel Kuvvetler

Görünen fiziksel olguları meydana getirdiği düşünülen dört temel kuvvet vardır. Bunlardan en zayıf olanı kütle çekimsel kuvvettir ve gök adaları bir arada tutar. Elektromanyetik kuvvet, kimyadan, biyolojiye, elektronikten malzeme bilimine kadar pek çok alanda etkindir. Yer çekimsel kuvvet ve elektromanyetik kuvvet, günlük hayatımızdaki tecrübelerimizde büyük rol oynar. Radyasyon fiziğini, nötrinoların davranışlarını ve süper novaların fiziğini belirleyen zayıf kuvvettir. Evreni inşa eden en güçlü kuvvet, kuarkları ve gluonları protonlar, nötronlar halinde birbirine bağlar, ayrıca bu protonları ve nötronları da atomik çekirdek halinde birbirine bağlar. Tablo 2.1’de bu kuvvetlerin hangi parçacıklar tarafından taşındığı ve hangi parçacıklara etki ettiği belirtilmiştir. Parçacıklar spin kuantum sayılarına göre iki ana başlık altında incelenirler: fermiyonlar ve ayar bozonları.

### 2.1.2. Fermiyonlar

Yukarı, aşağı, tılsım, acayip, üst ve alt olarak bilinen 6 adet kuark çeşnişi mevcuttur ve kuarklar kırmızı, mavi ve yeşil olarak adlandırılan 3 renk yükünden birine sahiptirler. Lepton ismi, küçük kütleyle gönderme yapılarak Yunanca’daki hafif kelimesinden Tablo 2.1. Temel kuvvetlerin taşıyıcı parçacıkları ve etki ettiği parçacıklar (Williams, 2003)

	<b>Yer Çekimi</b>	<b>Zayıf</b>	<b>Elektromanyetik</b>	<b>Güçlü</b>
<b>Kuvvet Taşıyıcı Parçacıklar</b>	Graviton	$W^+, W^-, Z^0$	Foton	Gluon
<b>Etki Ettiği Parçacıklar</b>	Hepsi	Kuarklar, Leptonlar	Kuarklar, Leptonlar, $W^+, W^-$	Kuarklar, Gluonlar

türetilmiştir. Leptonlar renk yüküne sahip değildir, bu da bu parçacıkların güçlü kuvvetten etkilenmedikleri anlamına gelmektedir. Fermiyonların spinleri, kütleleri ve elektrik yükleri Tablo 2.2’de sunulmuştur (Williams, 2003).

Tablo 2.2. Fermiyonların kütle, elektrik yükü gibi özellikleri (Williams, 2003)

Leptonlar (spin = 1/2)			Kuarklar (spin = 1/2)		
	Kütle (GeV/c <sup>2</sup> )	Elektrik yükü	Çeşni	Kütle (GeV/c <sup>2</sup> )	Elektrik yükü
<b>Elektron nötrinosu (<math>\nu_e</math>)</b>	$< 1 \times 10^8$	0	<i>u</i> yukarı	0.003	2/3
<b>Elektron (<i>e</i>)</b>	0.000511	-1	<i>d</i> aşağı	0.006	-1/3
<b>Müon nötrinosu (<math>\nu_\mu</math>)</b>	$< 0.0002$	0	<i>c</i> tılsım	1.3	2/3
<b>Müon (<math>\mu</math>)</b>	0.106	-1	<i>s</i> acayip	0.1	-1/3
<b>Tau nötrinosu (<math>\nu_\tau</math>)</b>	$< 0.02$	0	<i>t</i> üst	175	2/3
<b>Tau (<math>\tau</math>)</b>	1.7771	-1	<i>b</i> alt	4.3	-1/3

### 2.1.3. Ayar Bozonları

Standart Model'de tüm kuvvet taşıyıcılar ayar bozonları olarak adlandırılır. Ayar alan kuramları, küresel bir simetrinin yerel bir simetriye genelleştirilmesinden doğmuştur. Farklı uzay-zaman noktalarındaki gözlemciler, bu simetri dönüşümlerinin orijini keyfi olarak seçmekte özgürdürler. Ayrıca ayar değişmezliği ilkesi, özel görelilik ve genel göreliliği doğuran görelilik ilkesine benzetilebilir.

Standart Model'de Higgs mekanizması adı verilen, kendiliğinden simetri kırınımı ile protonun kütlesinin yaklaşık 80 katı olan  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  ve kütsüz ayar bozonlarını doğuran bir mekanizma bulunmaktadır. Kütleli ayar bozonları  $W^+$ ,  $W^-$  ve  $Z^0$ 'dır ve bunlar zayıf etkileşime aracılık ederler. Büyük kütleli olmalarının sonucu olarak zayıf etkileşim çok kısa bir erime sahiptir. Standart Model'deki kütsüz ayar bozonlarından biri, elektromanyetik etkileşimlerde uzun mesafelerde aracı parçacık olan fotondur ve diğeri güçlü etkileşime aracılık eden, renk yükü taşıyan gluonlardır. Gravitonlar yer çekimsel kuvvete aracılık ettiği düşünülen ve 2 spinine sahip olması gereken ayar bozonlarıdır. Elektromanyetik ışığa için fotonlar ne ise, kütle çekimsel dalgalar için graviton o'dur. Gravitonlar henüz gözlenmemiş olmasına rağmen, yetkin kütle çekimsel

dalga tespit ediciler yapılandırılmıştır ve bu kütle çekimsel dalgaların araştırılmasında kullanılmaktadır. Gluonlar da güçlü etkileşimin aracı parçacıklarıdır. Etkidikleri kuarklarla beraber davranışları; protonlar, nötronlar ve pionlar gibi güçlü şekilde etkileşen parçacıkları ve bunların arasındaki ilişkilerin işleyişini belirler. Bu etkileşim ve işleyişin kuralları, KRD adını taşıyan bir kuantum alan kuramı olarak ifade edilir (Williams, 2003).

## 2.2. Kuark Model

Standart Model'in, güçlü kuvvet aracılığıyla etkileşen kuarklar için öngördüğü kuramsal yapı Kuark Model'dir. Kuarklar  $1/2$  spine sahip, güçlü etkileşmeye giren parçacıklardır ve geleneksel görüşe göre pozitif pariteye sahiptirler. Karşıt-kuarklar negatif pariteye sahiptirler. Kuarkların baryon sayısı  $1/3$ , karşıt-kuarkların baryon sayısı  $-1/3$ 'tür. Tablo 2.1 kuarkların üç nesili için diğer kuantum sayılarını vermektedir. Kuarklar  $Q$  yükü ile, genelleştirilmiş Gell-Mann-Nishijima formülüne göre,  $B$  baryon sayısı olmak üzere Denklem (2.1)'de görüldüğü gibi ilişkilidir:

$$Q = I_z + \frac{B+S+C+B'+T}{2}. \quad (2.1)$$

Burada,  $I_z$   $z$  eksenindeki izospin bileşeni,  $B$  baryon sayısı,  $S$  acayıplik sayısı,  $C$  tılsım kuantum sayısı,  $B'$  alt kuantum sayısı,  $T$  üst kuantum sayısıdır. Geleneksel şekilde bir kuarkın çeşnisi, yani  $I_z$ ,  $S$ ,  $C$ ,  $B'$ ,  $T$  sayıları, yükü  $Q$  ile aynı işarete sahiptir. Bu kullanım geleneğiyle, yüklü bir mezon tarafından taşınan herhangi bir çeşni, yüklü mezonun yüküyle aynı işarete sahiptir, örneğin  $K^+$ 'nin acayıp kuarkı nedeniyle acayıplik sayısı  $+1$ 'dir,  $B^+$ 'nin alt kuarkı nedeniyle altlık sayısı  $+1$  ve  $D_s^-$ 'nin hem tılsımlık hem de acayıplik sayısı  $-1$ 'dir. Karşıt-kuarklar zıt çeşni sayılarına sahiptir (Amsler ve diğ., 2008).

### 2.2.1. Mezonlar

Mezonların baryon sayısı  $B = 0$  olarak alınır. Kuark modele göre;  $q$  kuark ve  $\bar{q}'$  karşıt-kuark bağlı durumları oluşturur, kuark ve karşıt-kuarkın çeşnileri farklı olabilir. Eğer  $q\bar{q}'$  durumunun yörüngesel açıl momentumu  $l$  ise,  $P$  paritesi  $-1^{l+1}$  olur. Mezon spini  $J$ , genel bağıntı  $|l - s| < J < |l + s|$  ile verilir, burada antiparalel kuark spinleri  $s = 0$

'dır, ya da paralel kuark spinleri  $s = 1$ 'dir. Yük eşleniği ya da  $C$  paritesi  $C = -1^{l+s}$ , sadece kuarklardan ve onların kendi karşıt-kuarklarından meydana gelen  $q\bar{q}$  durumları için tanımlanmıştır. Bir kuark ve karşıt-kuarkından yapılmış izospini sıfır olan mezonlar için ve izospini bir olan yüklü  $u\bar{d}$ ,  $d\bar{u}$  durumları için  $C$  paritesi  $G$  paritesine genelleştirilebilir.

Mezonlar  $J^{PC}$  çokluları şeklinde sınıflandırılırlar.  $l = 0$  durumları  $0^{-+}$  şeklinde sözde skalerlerdir ve  $1^{--}$  şeklinde vektörlerdir.  $l = 1$  şeklindeki yörüngesel uyarılmalar  $0^{++}$  şeklindeki skalerlerdir, aksiyel vektörler  $1^{++}$  ile  $1^{+-}$  şeklinde ve tensörler  $2^{++}$  şeklindedir.

Doğal spin-paritesi olarak  $P = (-1)^J$  olan durumlar için  $s = 1$  ve  $CP = +1$  olmalıdır.  $J^{PC} = 0^{--}$  durumu da buna dahildir. Böylece doğal spin-paritesine ve  $CP = -1$  olmak üzere  $(0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+})$  kuantum sayılarına sahip mezonlar,  $q\bar{q}'$  modelinde olmak durumundadır. Egzotik kuantum sayılarına sahip mezonlar bulunabilir, fakat  $q\bar{q}'$  modeli dışında değerlendirilirler.

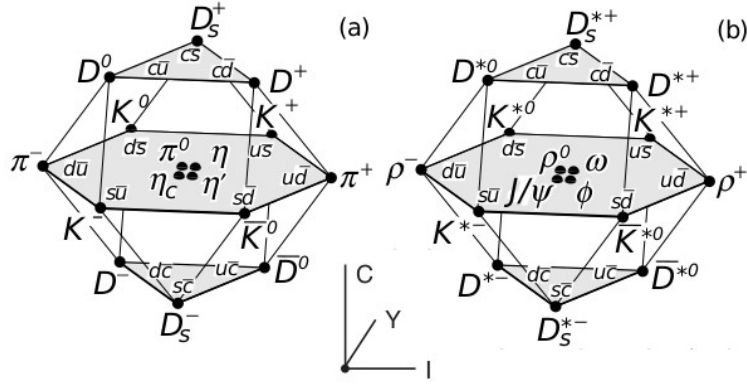
$SU(3)$  simetri grubuna göre, hafif  $u$ ,  $d$  ve  $s$  kuarklarını içeren, dokuz mümkün  $q\bar{q}'$  bileşimleri, hafif kuark mezonların sekizli ve teklileri şeklinde gruplanmıştır:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1. \quad (2.2)$$

Dördüncü tip kuark ( $c$  kuark)  $SU(3)$  simetrisini,  $SU(4)$  simetrisine genişleterek dahil edilir. Ancak,  $SU(4)$  simetrisi çok daha ağır kütleli  $c$  kuark nedeniyle ciddi şekilde kırılmıştır. Yine de, bir  $SU(4)$  sınıflandırmasında, onaltı mezon onbeşli ve tekliler içinde gruplanmıştır:

$$4 \otimes \bar{4} = 15 \oplus 1. \quad (2.3)$$

Temel durum sözde skaler ve vektör mezon diyagramları Şekil 2.3'de gösterilmiştir. Hafif kuark mezonları, orta düzlemi meydana getiren dokuzluların üyeleridir (Amsler ve diğ., 2008).



Şekil 2.3. (a) Sözde skaler mezonlar için onaltılı çoklular (b) Vektör mezonlar için onaltılı çoklular (Amsler ve diğ., 2008)

### 2.2.2. Baryonlar

Baryonlar,  $B = 1$  baryon sayısına sahip fermiyonlardır ve üç kuarktan oluşurlar. Bunların durum fonksiyonlarının renk kısmı bir  $SU(3)$  teklisidir, bu üç rengin bütünüyle antisimetrik bir durumdur. Kuarklar fermiyon olduğundan, durum fonksiyonu herhangi iki eş kütleli kuark birbiriyle yer değiştirdiğinde antisimetrik olmalıdır.

Sıklıkla karşılaştığımız baryonlar;  $u$ ,  $d$  ve  $s$  kuarktan oluşurlar. Üç çeşni bir yaklaşık  $SU(3)$  çeşnisine işaret eder, bu da Denklem (2.5)'in sağ tarafındaki çoklulara ait olan bu kuarklardan yapılmış baryonlar bulunmasını gerektirir:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_M \oplus 8_M \oplus 1_A \cdot \quad (2.5)$$

Bu denklemde alt indisler; herhangi iki kuarkın değişimi altında simetrik olduğunu ifade eden  $S$ , karışık simetrik olduğunu ifade eden  $M$  ve antisimetrik durumları ifade eden  $A$  'dır (Amsler ve diğ., 2008).

### 2.2.3. Egzotik Parçacıklar

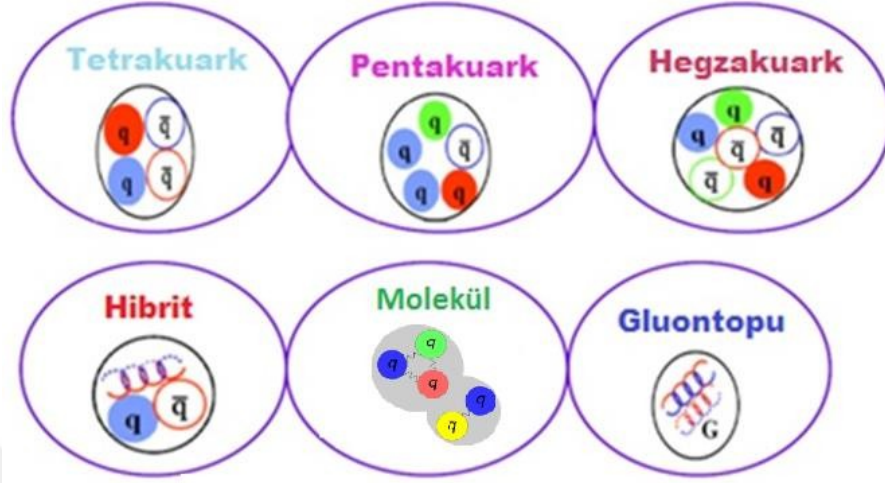
Murray Gell-Mann tarafından 1964'te standart mezonlar ve baryonlar öngörülürken, bunların dışında daha fazla kuark içeriğine sahip yapılar için hadron molekülü terimi Glashow tarafından ortaya atılmıştır. Belle laboratuvarında 2003'te keşfedilen ve daha

sonra BaBar'da ve başka yüksek enerji deneylerinde varlıkları onaylanan  $X(3872)$  gibi parçacıkları yorumlamak üzere alternatif bir yapı öne sürülmüştür. Ardından keşfedilmiş zengin egzotik hadron çeşitliliği, Gell-Mann'ın,  $q\bar{q}$  and  $qqq$  kalıbına uymadığı için, hadron spektroskopisinde egzotik parçacıklar adı altında incelenmeye başlanmıştır.

Egzotik hadronlar kendi içinde gruplara ayrılarak incelenir. Dört kuarklı yapılar olan dört-kuarklar (tetraquark) ve hadronik moleküller, beş kuarklı yapılar olan beş-kuarklar (pentaquark), altı kuarklı yapılar olan altı-kuarklar (hexaquark), gluonik serbestlik dereceleri içeren hibritler ve sadece gluonlardan meydana gelen gluonopları (glueball) olarak gruplandırılırlar. Dört-kuarklar iki adet değerlik kuarkı ve karşıt-kuark çiftinden meydana gelirler, dört-kuarklar ağır kuarkları da içerebilirler. Hadronik moleküller birden fazla hadronun birlikte meydana getirdiği yapılardır. Beş-kuarklar da dört-kuarklar gibi ağır kuarkları da içerebilen, dört kuark ve bir karşıt-kuark olmak üzere beş adet kuarktan meydana gelen yapılardır. Altı-kuarklar altı kuark içeren yapılardır. Gluontopu ya da gluonyum adı verilen sınıftaki egzotik hadronlar değerlik kuarkı içermezler, sadece gluonlardan meydana gelen hipotetik yapılardır. Hibrit mezonlar bir değerlik kuarkı ve karşıt-kuark çiftinin dışında bir veya daha fazla gluonun bir araya gelmesiyle ortaya çıkan yapılardır (Brambilla ve diğ., 2020; Süngü ve Veliev, 2018). Egzotik hadronların sınıflandırılmasını temsil eden bir şema Şekil 2.4'te verilmiştir.

Egzotik parçacıkları ayrıca  $X$ ,  $Y$  ve  $Z$  parçacıkları olarak sınıflandırmak mümkündür. Bu sınıflandırmadaki farklı parçacık tiplerine ait kuantum sayıları ve yükleri farklıdır.  $X$  sınıfına  $X(3872)$  egzotik mezonu örnek verilebilir. Elektriksel olarak yüksüzdürler,  $\psi$  ve pionlara bozunurlar, pozitif pariteye sahiptirler.  $J^{PC} = 0^{++}, 1^{+\pm}, 2^{++}$  şeklinde çeşitleri mevcuttur.  $Y$  sınıfına  $Y(4260)$  egzotik mezonu örnek verilebilir. Elektriksel olarak yüksüzdürler, elektron çifti yok olması sırasında ortaya çıkarlar ( $e^+e^- \rightarrow Y$ ).  $J^{PC} = 1^{--}$  ile ifade edilen vektör mezonlardır.  $Z$  sınıfına örnek olarak  $Z(4430)$  egzotik mezonu verilebilir. Bunlar izospin üçlüleridir, yüklü veya yüksüz olabilirler, tipik olarak pozitif pariteye sahiptirler, dört değerlik kuarkından meydana gelirler, çoğunlukla  $\psi + \pi$ 'ye, bazen de  $h_c(1P) + \pi$ 'ye ve açık tılsım mezonlara bozdukları görülmüştür. Değerlik kuarkları  $c\bar{c}u\bar{d}$ 'dir. Belle tarafından gözlenmiş  $Z_b$  parçacıklarına örnek olarak  $Z_b(10610)$ ,  $Z_b(10650)$  verilebilir,  $\Upsilon(nS)\pi$ ,  $h_b(nP)\pi$  ve açık alt

## Egzotik Parçacıklar



Şekil 2.4. Egzotik hadronların sınıflandırılması

mezonlara bozunurlar, değerlik kuarkları  $b\bar{b}u\bar{d}$ 'dir. Gizli tılsım ve gizli acayıpliğe sahip  $X$  durumları LHCb tarafından gözlenmiştir, örnek olarak  $X(4140) \rightarrow \psi + \phi$  durumu gösterilebilir.  $J^{PC} = 1^{++}$  ile ifade edilir. Gizli tılsım açık acayıplik olarak ifade edilebilecek  $c\bar{c}u\bar{s}$  durumları 2021'de BES III tarafından gözlenmiştir:  $Z_{cs}^+(3985) \rightarrow \psi + K^+$  şeklinde bozunur, ayrıca LHCb tarafından  $Z_{cs}^+(4003) \rightarrow \psi + K^+$  şeklinde bozunduğu gözlenmiştir. Bunlara ek olarak, dört tılsım dört-kuarklar ikili  $J/\psi$  durumları olarak LHCb tarafından gözlenmiştir,  $X^{6900} \rightarrow \psi + \psi \rightarrow 2(\mu^+\mu^-)$  şeklinde bozunmaktadırlar. Beş-kuark durumları LHCb tarafından  $J/\psi + p$  bozunma kanalında gözlenmiştir ve değerlik kuarkları  $c\bar{c}u\bar{d}\bar{c}$ 'dir (Maiani ve Pilloni, 2022; Agaev ve dig., 2020).

### 3. KUANTUM RENK DİNAMIĞI

KRD'de her bir kuark, "renk yükü" ya da basitçe "renk" olarak da adlandırılan "güçlü yük"ün üç tipinden birini taşır, buradaki renk kavramı bir kuantum sayısıdır. Gluonlar için sekiz adet olası renk yükü tipi bulunmaktadır. Elektriksel olarak yüklü parçacıkların foton değiş tokuş ederek etkileşimi gibi, güçlü etkileşimlerde renk yüküne sahip parçacıklar gluonları değiş tokuş ederek etkileşirler. Leptonlar, fotonlar,  $W$  ve  $Z$  bozonları renk yüküne sahip değildir; dolayısıyla güçlü etkileşimlerden etkilenmezler.

KRD, güçlü etkileşimeyi tanımlayan, Abelyan olmayan oldukça başarılı bir ayar alan kuramıdır. Kökeni deneylere dayanır, 1950'lerdeki hızlandırıcı deneylerinde açığa çıkan yüzlerce temel parçacığın keşfi sayesinde temeli atılmıştır. Güçlü etkileşen maddenin içindeki kuarklar, güçlü etkileşim tarafından üretilen kütlelerin sadece %2'sini meydana getirirler. Bu pertürbatif olmayan davranış, Standart Model'i meydana getiren kuramlardan biri olan KRD'yi etkileyici ve aynı zamanda zor bir alan haline getirmektedir.

Güçlü etkileşen madde, hadronik madde ve güçlü etkileşen parçacıklar hadronlar olarak adlandırılır, bunlara örnek olarak protonlar, nötronlar, ve pionlar verilebilir. Yarım tam sayı spine sahip hadronlar fermiyondur ve baryonlar olarak adlandırılır, protonlar ve nötronlar baryonlardır. Tam sayı spine sahip hadronlar bozonlardır ve mezonlar olarak adlandırılır, örnek olarak bir pion mezondur. Fermiyonlar olarak baryonlar Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar, mezonlar ise bozonlar olarak Bose-Einstein istatistiğine uyarlar (Williams, 2003).

Güçlü etkileşim bölgesel, Abelyen olmayan ve bazı ilginç özellikleri bulunan bir  $SU(3)_C$  ayar kuramı ile tanımlanır. Kuarkların ve gluonların serbest halde gözlenmemiş olmalarına rağmen, Abelyen olmayan bir ayar kuramı şeklinde kuramsal tanımlamaları, sade bir matematiksel ifadedir ve aynı zamanda bu kuramsal ifade hesaplamalar için kapsamlı bir çerçeve sunmaktadır.

Kuantum alan kuramının tanımı için öncelikle, bir Lagranjiyen, gerekli simetriler temel alınarak yapılandırılır. KRD'nin simetrileri Poincare değişmezliği, bölgesel renk ayar değişmezliği ve çeşitli çeşni simetrileridir. Ayrıca Lagranjiyen'deki alanlar bu grupların

gösterimleri altında dönüşebilmelidir. KRD Lagranjyeni, güçlü etkileşime aracılık eden kuark, karşıt-kuark ve gluon alanlarını içerir:

$$\psi_{\alpha,i,f}(x), \quad \bar{\psi}_{\alpha,i,f}(x), \quad A_a^\mu(x). \quad (3.1)$$

Kuark alanları Dirac spinörleridir ve  $SU(3)_C$ 'nin temel ifadesi altında dönüşürler, burada  $i = 1, 2, 3$  ya da kırmızı, yeşil, mavidir. Ek olarak  $f$  indisi  $f = 1 \dots N_f$  olmak üzere çeşni kuantum sayısının etiketidir ( $f =$  yukarı, aşağı, acayip, tılsım, alt, üst). Sekiz gluon alanı  $A_a^\mu(x)$  Lorentz vektörleridir, grubun ( $a = 1 \dots 8$ ) her bir üreticisi  $t_a$  için bir alan bulunur. Temel gösterimde;  $t_a = \lambda_a/2$  'dir,  $\lambda_a$  sekiz Gell-Mann matrisidir. Gluonlar çeşniden bağımsız olarak davranırlar ve çeşni etiketi taşımazlar.

Serbest bir fermiyon Lagranjyeni  $\bar{\psi}(i\cancel{D} - m)\psi$  kuark ve karşıt-kuark alanlarından yapılandırılır ve global  $SU(3)_C$  dönüşümleri

$$\psi'(x) = U\psi(x), \quad \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x)U^\dagger, \quad U = e^{i\varepsilon} = e^{i\sum_a \varepsilon_a t_a}, \quad (3.2)$$

altında değişmezdirler, burada  $\varepsilon$  sabittir ve  $U_{ij}$  kuarkların renk indisleri üzerine etki eder. Bu değişmezlik, bölgesel bir  $SU(3)_C$  ayar simetrisi olan  $\psi'(x) = U\psi(x)$  ifadesi, uzay-zaman bağımlı grup parametreleri  $\varepsilon_a(x)$  ile kullanılırsa geçerliliğini kaybeder. Kütle terimi yine de değişmez kalır fakat bu durumda kinetik terimdeki türev uzay-zaman argümanı  $U(x)$  üzerine de etki eder, böylece Lagranjyenin değişmezliği sıradan bir kısmi türevle sağlanamaz hale gelir. Bölgesel renk ayar değişmezliğinin kesinliği için kovaryant türev ve gluon alanları kullanılmalıdır:

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu, \quad (3.3)$$

burada  $A^\mu(x) = \sum A_a^\mu(x)t_a$  Lie cebirinin bir elemanıdır. Yeni Lagranjyen  $\bar{\psi}(i\cancel{D} - m)\psi$ 'den  $\cancel{D}\psi$ 'in kuark alanının dönüştüğü gibi dönüşmesi gerektiği anlaşılır, bu da gluon alanlarının dönüşüm özelliklerini onarmış olur:

$$\bar{\psi}'\cancel{D}'\psi' = \bar{\psi}\cancel{D}\psi, \quad (3.4)$$

eşitliği sorgulanırsa; elde edilen Denklem (3.5) eşitliklerinde,  $A'_\mu$  eşitliğindeki ikinci terimi bölgesel ayar dönüşümlerine özeldir, küresel bir ayar simetrisi için kovaryant bir türeve gerek yoktur ve basitçe  $A_\mu = 0$ 'a ayarlanabilir. Ayrıca burada gluon alanları sıfırdan ( $A_\mu = 0$ ), bir bölgesel ayar dönüşümü tarafından üretilebilir, böyle ayar alanları  $U(\partial_\mu U^\dagger)$  saf ayar düzenlemeleri olarak adlandırılır.

$$\begin{aligned}
D'_\mu \psi' &= U D_\mu \psi = U D_\mu U^\dagger \psi' \\
(\partial_\mu - ig A'_\mu) \psi' &= U (\partial_\mu - ig A_\mu) U^\dagger \psi' \\
A'_\mu &= U A_\mu U^\dagger + \frac{i}{g} U (\partial_\mu U^\dagger)
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Bunun devamında, gluonların davranışlarını ifade eden kinetik bir terime gereksinim duyulur. Gluon alan şiddet tensörü, iki kovaryant terimin komütatörü olarak şu şekilde tanımlanır:

$$F_{\mu\nu}(x) = \frac{i}{g} [D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig [A_\mu, A_\nu], \tag{3.6}$$

bu aynı zamanda Lie cebirinin bir elemanıdır, şu şekilde yazılabilir:

$$F_{\mu\nu} = \sum_a F_{\mu\nu}^a t_a, \tag{3.7}$$

bunlar bir araya getirildiğinde KRD Lagranjiyeni,

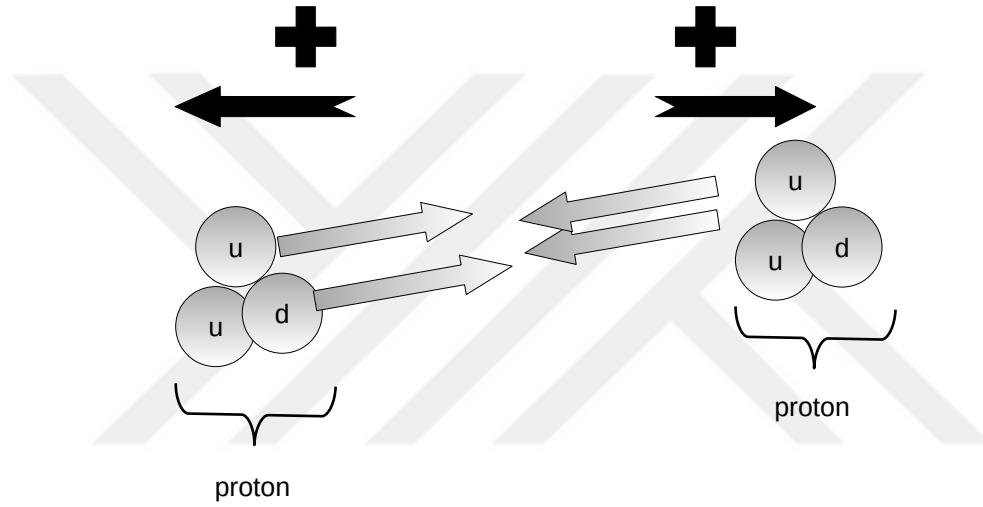
$$\mathcal{L}_{KRD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^\alpha F^{\alpha\mu\nu} + \sum_q \bar{\psi}_q (i\not{D} - m_q) \psi_q, \tag{3.8}$$

şeklinde yazılır. Burada  $F_{\mu\nu}^\alpha$  gluon alan şiddet tensörüdür ve  $q$  kuark çeşnileri olmak üzere  $\psi_q$  kuark alanıdır. Pek çok hadron özelliğini ve hadronik süreçleri bu Lagranjiyen belirler (Eichmann, 2020).

Tüm hadronlar, kuarkların ve karşıt-kuarkların renksiz bir bütün meydana getirecek şekilde bir araya gelmesiyle var olurlar. Güçlü kuvvet kuarkları bir arada tutar çünkü kuarklar renk yüküne sahiptir, bu öyle ki gluonlar "glue" yani yapıştırıcı olarak görev

alıp, kuarkları bir arada tutarlar. Bir protonun içindeki kuarklarla diğer bir protonun içindeki kuarklar arasındaki kalıntı güçlü etkileşim, çekirdekdeki itici elektromanyetik kuvvetten çok fazladır. Şekil 3.1’de, sahip oldukları elektromanyetik itme kuvvetine rağmen birbirini çeken iki proton gösterilmiştir, bu kararlı çekirdeğin bulunmasına olanak tanır.

Güçlü şekilde etkileşen madde, maddi evrenin bütün kütlesi, atom çekirdeğindeki proton ve nötronlardan meydana gelmek üzere inşa edilmiştir. Güçlü etkileşim güneşin ve yıldızların yakıtını



Şekil 3.1. Aynı elektriksel yüke sahip olmalarına rağmen güçlü kuvvet dolayısıyla nükleonların çekimi

sağlar, ayrıca hangi çekirdeklerin kararlı olacağını ve böylece hangi elementlerin var olacağını belirler. Bu etkileşimin temelini meydana getiren kuram KRD olarak adlandırılır, temel içerik olarak kuarklara ve gluonlara sahiptir. Bu kuarklar ve gluonlar asla serbest parçacıklar olarak bulunmazlar. Bu da ebedi hapsolme olarak adlandırılır. Çok yüksek enerjiye maruz kaldıklarında kuarklar ve gluonlar arasındaki etkileşim zayıflar, buna asimtotik özgürlük denir (Williams, 2003).

### 3.1. Hapsolme

İki kuark arasındaki güçlü kuvvet, gluonların değiş tokuşu sayesinde ortaya çıkar. Ayrıca, gluonlar renk yükü taşıdıklarından ve birbirleriyle etkileşim kurabildiklerinden, gluonların kendi aralarında da güçlü kuvvet vardır. Bu durum burada, elektromanyetik

etkileşimin kuantum alan kuramı içinde, yani Kuantum Elektrodinamiği'nde (KED), fotonlar elektrik yükü taşımadıkları için fotonlar için geçerli bir durum değildir.

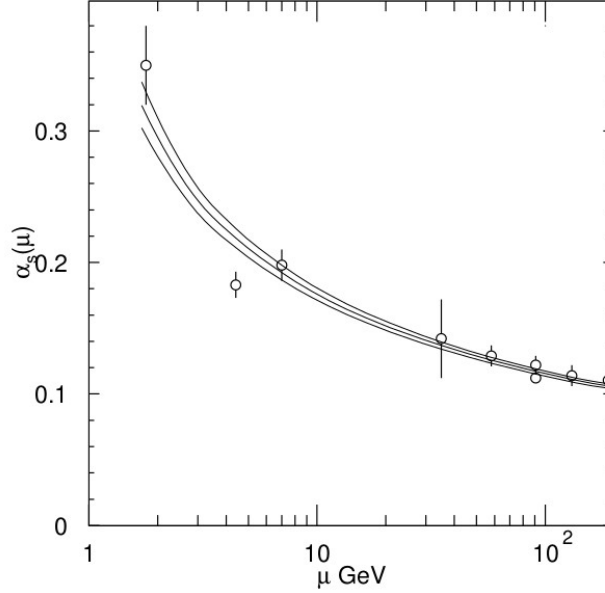
KRD'yi KED'den ayıran en önemli özellik gluonların birbirleriyle etkileşmeleridir. İki kuark arasındaki kuvvet, birbirlerinden yeterince uzağa çekildiklerinde sabit hale gelir, öyle ki bu kuvvet ayrılmış olmalarından bağımsızdır. Bu, kuarklar arasında doğrusal olarak artan bir gerilime karşılık gelir ve sicim gerilimi olarak adlandırılır. Sicim gerilimi, kuarkların birbirine, birbirlerinden uzağa çekildikçe enerjisi doğrusal olarak artan esnek bir ip ile bağlanmış olmalarına benzer bir durumu ifade eder. Sicim gerilimi, bazen, "fiziksel uzaklık ölçeğini ayarlamak" için örgü KRD hesaplamalarında kullanılır. Kuarklar arasındaki sicim gerilimi kuvveti yaklaşık 10 tonluk bir ağırlığa eşdeğerdir ve nesnelerin birbirinden ne kadar uzağa çekildiğinden bağımsızdır.

Sicim gerilimini, elektromanyetik kuvvette olduğundan farklı şekilde, sonsuza kadar yayılmayan aksine uzayın küçük bir bölgesinde sınırlanmış renk akış çizgileri meydana getirir. Eğer belirlenen bir hadronun içindeki kuarkların biri komşularından uzağa çekilirse, hapsolmuş renk-yükü alanı söz konusu kuark ve komşuları arasında gerilir ve bir renk akış tüpü meydana getirir. Kuark komşularından uzağa çekilirse akış tüpü gerilir ve gittikçe daha da fazla enerji renk kuvveti alanına eklenir. Bir noktada, renk kuvveti alanı için, ikiye bölünmek ve yeni bir kuark karşıt-kuark çiftini süreçteki boşluktan üretmek, enerjik olarak daha ekonomik olur. Böyle olursa, enerji korunmuş olur, çünkü renk kuvveti alanının enerjisi yeni kuarkların enerjisine dönüştürülmüş olur ve renk kuvveti alanı tekrar gerilmemiş durumuna dönmüş olur. Bu serbest kuarkların ya da gluonların asla tespit edilmemiş olmalarının nedenidir, öyle ki, KRD'nin hapsolme özelliğine sahip olduğu söylenir (Williams, 2003).

### 3.2. Asimtotik Özgürlük

KED'de ince yapı sabiti  $\alpha$  yaklaşık  $1/137$ 'dir ve artan enerji ve azalan mesafe ile yavaş bir şekilde artar. Bu durum deneysel olarak belirlenmiştir, örneğin  $Z^0$  kütlesi ölçeğinde  $\alpha$ 'yı  $1/128$  olarak buluruz. KRD'de karşılık gelen çiftlenim  $\alpha_s$  azalan mesafe ölçeğiyle çok daha hızlı şekilde azalır.  $\alpha_s$ 'in türevleri enerji ölçeğiyle birlikte Şekil 3.2'de gösterilmiştir.

$Z^0$  kütlesinin enerji ölçeğinde güçlü çiftlenim sabiti  $\alpha_s$ , 0.12 gibi bir değere düşer. Böylece kuarkların ve gluonların çok yüksek enerjilerde hemen hemen serbest oldukları görülür. Düşük enerjilerde  $\alpha_s = 1$ 'dir, çiftlenim çok güçlüdür ve pertürbasyon kuramı kullanılamaz hale gelir (Williams, 2003).



Şekil 3.2. Asimtotik özgürlük için güçlü etkileşim sabiti  $\alpha_s$ 'nin enerjiye göre değişiminin grafiği (Williams, 2003)

### 3.3. Pertürbatif ve Pertürbatif Olmayan KRD

KRD bir önceki alt bölümde incelendiği gibi sınırlılıkları bulunan ve bunun yanında faydaları da bulunan bir kuantum alan kuramıdır. Doğanın temel içeriğinin davranışlarını düzenleyen kuralları tanımlayan kuantum alan kuramları, onların pertürbatif bölgelerinde daha iyi anlaşılmuştur. Bu sınırlılığı aşabilmek halen kuramsal ve matematiksel fiziğin üstesinden gelmesi gereken meydan okumalardan biridir; ki bunun nedeni sadece alanları, onların pertürbatif olmayan bölgelerinde anlamak ve alanları pertürbatif olmayan bölgelerinde denetim altında tutmak değil, aynı zamanda pertürbasyon kuramının uygulanabilirliğinin sınırı içinde geçerli olmak üzere kesin ispatlar cinsinden matematiksel dayanak gerektirmesidir. Bu gerekliliğin ele alınması ve bir çözüme ulaştırılması için çabalar pertürbatif ve pertürbatif olmayan yaklaşımları birlikte ele almak üzerine şekillenmiştir (Colangelo ve Khodjamirian, 2001).

#### 4. KRDTK TOPLAM KURALLARI

KRDTK kuramı Shifman, Vainshtein ve Zakharov tarafından, hadronların fiziksel özelliklerinin incelenmesi için öne sürülmüştür ve hadron fenomenolojisinde geniş kullanım alanına sahip hale gelmiştir. Yaklaşımına önemli bir katkı Ioffe tarafından, tekniğin baryonlar için kullanılabilir hale getirilebilmesi için sağlanmıştır. KRDTK bugüne kadar pek çok çalışmayla geçerliliği ispat edilmiş bir tekniktir.

KRDTK yaklaşımında, hadronlar, nükleer madde içinde yayılan yapılar olarak ele alınırlar. Bu yaklaşımda, hadronun içerdiği kuarklar cinsinden modele bağımlı bir işlem yerine, hadronlar, kuarkların ara kesit akımları ile ifade edilirler. Bu akımların ilişki fonksiyonları, kısa ve uzun mesafe kuark-gluon etkileşimlerinin birbirinden ayırt edildiği işlemci çarpım açılımı (OPE) çerçevesinde yazılır. Kısa mesafe etkileşim pertürbatif KRDTK kuramıyla hesaplanır, uzun mesafe etkileşim ise evrensel boşluk yoğunlukları veya ışık-koni dağılım genlikleri cinsinden parametrelendirilir. KRDTK hesaplamasının sonucu daha sonra dağılım bağıntısı aracılığıyla, hadronik durumlar üzerinden bir toplamı sonuç verecek şekilde eşleştirilir. Bu yolla elde edilen toplam kuralı hadron temel durumunun gözlenebilir özelliklerini hesaplamaya izin verir. (Colangelo ve Khodjamirian, 2001)

##### 4.1. Acayip Vektör Kaonlar için KRDTK Toplam Kuralları

KRDTK, momentum uzayındaki, yerel bileşik işlemcilerin ilişkilendirme fonksiyonuna odaklanmıştır. Her bir bileşik işlemci, kuark veya gluon alanları kullanılarak, çalışılacak hadronun kuantum sayılarına sahip olacak şekilde yapılandırılır, bu şekildeki işlemcilere ara kesit alanları denir. Bu yaklaşım, derin Öklid dört-momentum bölgesindeki ilişkilendirme fonksiyonunu hesaplamak için işlemci çarpım açılımını (OPE) kullanır. Diğer taraftan, ilişkilendirme fonksiyonunun analitiklik özelliğine dayanan bir dağılım bağıntısı, spektral fonksiyon üzerinden alınan bir integral ve boşluk yoğunlukları arasında bir bağlantı kurar. Böylece, spektral fonksiyonu türetmek, düşük enerji KRDTK'si araştırmalarındaki KRDTK çözümlerinin temel noktasıdır. Çiftlenim sabiti büyük olduğundan, pertürbatif olmayan yaklaşımlar düşük enerjilerde zorunludur ve KRDTK boşluğu kuark ve gluon yoğunluklarına sahiptir.

KRDTK tekniği ilişkilendirme fonksiyonunun hesaplanması üzerine kurulmuřtur:

$$\Pi_{\mu\nu}(p) = i \int d^4x e^{ip \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T} \{ J_\mu(x) J_\nu^\dagger(0) \} | 0 \rangle, \quad (4.1)$$

burada  $\mathcal{T}$  zaman sıralı çarpım işlemcisidir,  $J_\mu(x)$  ve  $J_\nu(0)$ , vektör kaonların ara kesit (interpolating) akımlarıdır:

$$J_\mu(x) = \bar{s}^i(x) \gamma_\mu d^i(x), \quad (4.2)$$

bu akım ifadesindeki  $i$  renk indisleridir.  $s$  ve  $d$ , sırasıyla, acayip ve aşağı kuark alanlarını ifade eder. Önce fiziksel kısım hesaplanır;

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{Phy}(p) = & \frac{\langle 0 | J_\mu(0) | K^*(892)(p, \epsilon) \rangle \langle K^*(892)(p, \epsilon) | J_\nu^\dagger(0) | 0 \rangle}{m_{K^*(892)}^2 - p^2} \\ & + \frac{\langle 0 | J_\mu(0) | K^*(1410)(p, \epsilon) \rangle \langle K^*(1410)(p, \epsilon) | J_\nu^\dagger(0) | 0 \rangle}{m_{K^*(1410)}^2 - p^2}, \quad (4.3) \\ & + \frac{\langle 0 | J_\mu(0) | K^*(1680)(p, \epsilon) \rangle \langle K^*(1680)(p, \epsilon) | J_\nu^\dagger(0) | 0 \rangle}{m_{K^*(1680)}^2 - p^2} \end{aligned}$$

burada  $J^P = 1^-$  olan  $K$  mezonlarının Denklem (4.3)'teki  $J_\mu$  akımı ile ilişkilendirilmesi,  $f_K$  mezon bozunum sabitiyle ifade edilebilir:

$$\langle 0 | J_\mu(0) | K^*(892)(p, \epsilon) \rangle = m_{K^*(892)} f_{K^*(892)} \epsilon_\mu, \quad (4.4a)$$

$$\langle 0 | J_\mu(0) | K^*(1410)(p, \epsilon) \rangle = m_{K^*(1410)} f_{K^*(1410)} \epsilon_\mu, \quad (4.4b)$$

$$\langle 0 | J_\mu(0) | K^*(1680)(p, \epsilon) \rangle = m_{K^*(1680)} f_{K^*(1680)} \epsilon_\mu, \quad (4.4c)$$

burada,  $\epsilon_\mu$ ,  $K$  durumunun polarizasyon vektörüdür ve řu şekilde yazılabilir:

$$\epsilon_\mu \epsilon_\nu = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_K^2}. \quad (4.5)$$

Denklem (4.1)'den Denklem (4.5)'e kadar olan denklemler bir araya getirilirse fiziksel kısım Denklem (4.6) şeklinde yazılabilir:

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu\nu}^{Phy}(p) &= \frac{m_{K^*(892)}^2 f_{K^*(892)}^2}{m_{K^*(892)}^2 - p^2} \left( -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_{K^*(892)}^2} \right) \\ &+ \frac{m_{K^*(1410)}^2 f_{K^*(1410)}^2}{m_{K^*(1410)}^2 - p^2} \left( -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_{K^*(1410)}^2} \right), \\ &+ \frac{m_{K^*(1680)}^2 f_{K^*(1680)}^2}{m_{K^*(1680)}^2 - p^2} \left( -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_{K^*(1680)}^2} \right)\end{aligned}\quad (4.6)$$

daha sonra spektral ifadelerdeki daha yüksek durumların katkıları,  $\Pi_{\mu\nu}$ 'ye Borel dönüşümü uygulanarak üstel olarak baskılanır:

$$\begin{aligned}\widehat{B}\Pi_{\mu\nu}^{Phy}(p) &= m_{K^*(892)}^2 f_{K^*(892)}^2 e^{-m_{K^*(892)}^2/M^2} \left( -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_{K^*(892)}^2} \right) \\ &+ m_{K^*(1410)}^2 f_{K^*(1410)}^2 e^{-m_{K^*(1410)}^2/M^2} \left( -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_{K^*(1410)}^2} \right), \\ &+ m_{K^*(1680)}^2 f_{K^*(1680)}^2 e^{-m_{K^*(1680)}^2/M^2} \left( -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_{K^*(1680)}^2} \right)\end{aligned}\quad (4.7)$$

aynı yapıları içeren terimler, burada  $g_{\mu\nu}$  seçilerek, bir araya getirilir.

$K^*(892)$  temel durumunun ve bunun yanında  $K^*(1410)$  birinci uyarılmış durumu ile  $K^*(1680)$  ikinci uyarılmış durumunun kütlesi ve bozunma sabiti için toplam kuralını bulmak üzere, kuramın KRD kısmının tanımlanması gerekir. Bu amaçla Denklem (4.2), Denklem (4.1)'deki ilişkilendirme fonksiyonu ifadesinin içinde yerine yazılır. Sonrasında standart işlemlerden geçirilerek ve kuark alanları etkileştirilerek, hafif kuark ileticisi cinsinden aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(p) = -i \int d^4x e^{ip \cdot x} Tr \left[ \gamma_\mu S_d^{ij}(x) \gamma_\nu S_s^{ji}(-x) \right]. \quad (4.8)$$

Denklem (4.8)'deki standart hafif kuark ileticisi Denklem (4.9)'da verilmiştir, burada

$G_{\mu\nu}^{ij}$  gluon alan şiddet tensörüdür ve  $G_{\mu\nu}^{ij} = G_{\mu\nu}^A t^{ijA}$  şeklinde ifade edilir.  $A = 1, 2, 3, \dots, 8$  olmak üzere  $t^{ijA} = \lambda^{ijA}/2$  ve  $\lambda^A$  Gell-Mann matrisleridir.

$$\begin{aligned}
S_q^{ij}(x) = & i\delta^{ij} \frac{\not{x}}{2\pi^2 x^4} - \delta_{ij} \frac{m_q}{4\pi^2 x^2} - \delta_{ij} \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{12} + i\delta^{ij} \frac{\not{x} m_q \langle \bar{q}q \rangle}{48} \\
& - \delta^{ij} \frac{x^2}{192} \langle \bar{q} g_s \sigma G q \rangle + i\delta^{ij} \frac{x^2 \not{x} m_q}{1152} \langle \bar{q} g_s \sigma G q \rangle \\
& - i \frac{g_s G_{\mu\nu}^{ij}}{32\pi^2 x^2} [\not{x} \sigma^{\mu\nu} + \sigma^{\mu\nu} \not{x}] - i\delta^{ij} \frac{x^2 \not{x} g_s^2 \langle \bar{q}q \rangle^2}{7776} \\
& - \delta^{ij} \frac{x^4 \langle \bar{q}q \rangle \langle g_s^2 G^2 \rangle}{27648} + \dots
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Borel dönüşümünü, momentum değişkeni  $p^2$  üzerinde değişmez genlik  $\Pi^{KRD}(p)$ 'ye uygulayarak,  $\mathcal{B}\Pi$ 'dekiyle aynı yapıyı seçerek, bu yapıya karşılık gelen terimleri eşleştirerek ve süreklilik katkısını çıkararak, KRD kısmı yapılar cinsinden elde edilir:

$$\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(p) = \Pi_1(M^2, s_0) g_{\mu\nu} + \Pi_2(M^2, s_0) p_\mu p_\nu \tag{4.10}$$

ve

$$\Pi_{1(2)}(M^2, s_0) = \int_{m_s^2}^{s_0} \rho_{1(2)}^{Pert} e^{-s/M^2} ds + \Pi_{1(2)}(M^2) \tag{4.11}$$

denklemleri sayısal analiz için kullanılır, burada  $s_0$  süreklilik eşik parametresidir, her ne kadar KRDTK'da yardımcı parametre olarak tanımlansada, ele alınan durumun ilk uyarılmış durumu ile ilişkilidir.  $\Pi(M^2)$  pertürbatif olmayan katkıları ifade eder:

$$\Pi(M^2) = \sum_{N=3}^6 \Pi^{DimN}(M^2). \tag{4.12}$$

Spektral yoğunluk  $\rho^{Pert}(s)$ , KRD ilişkilendirme fonksiyonunun sanal kısmı olarak, analitiklik özelliği üzerine temellendirilmiş dağılım bağıntısı tarafından belirlenir:

$$\rho^{Pert}(s) = \frac{1}{\pi} \text{Im} [\Pi^{KRD}(s)]. \quad (4.13)$$

KRD kısmı şu şekilde ifade edilebilir:

$$\Pi^{KRD} = \int_{m_s^2}^{s_0} ds \rho^{Pert}(s) e^{-s/M^2} + \sum_{N=3}^6 \Pi^{DimN}(M^2). \quad (4.14)$$

KRD kısmının pertürbatif olmayan katkıları,  $\Pi(M^2)$  ifadeleri şu şekildedir:

$$\Pi^{Dim3}(M^2) = \langle \bar{s}s \rangle \frac{m_s}{2} - \langle \bar{d}d \rangle m_s, \quad (4.15)$$

$$\Pi^{Dim4}(M^2) = -\frac{\langle \alpha_s \frac{GG}{\pi} \rangle}{24}, \quad (4.16)$$

$$\Pi^{Dim5}(M^2) = \langle \bar{s}s \rangle m_0^2 \frac{m_s}{12M^2}, \quad (4.17)$$

$$\Pi^{Dim6}(M^2) = -\frac{(g_s^2 \langle \bar{d}d \rangle^2 + g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2)}{81M^2}. \quad (4.18)$$

Son olarak, yukarıdaki ifadeleri hesaba katarak,  $K^*(892)$  mezonu için kütle ve bozunma sabiti KRDTK ifadeleri, sırasıyla şöyledir:

$$m_{K^*(892)}^2 = \frac{\Pi'_1(M^2, s_0)}{\Pi_1(M^2, s_0)}, \quad (4.19)$$

$$f_{K^*(892)}^2 = \frac{1}{m_{K^*(892)}^2} e^{\frac{m_{K^*(892)}^2}{M^2}} \Pi_1(M^2, s_0). \quad (4.20)$$

Birinci uyarılmış durum  $K^*(1410)$  için kütle ve bozunma sabiti KRDTK ifadeleri, sırasıyla şöyledir:

$$m_{K^*(1410)}^2 = \frac{\Pi'_1(M^2, s'_0) + m_{K^*(892)}^2 f_{K^*(892)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(892)}^2}{M^2}}}{\Pi_1(M^2, s'_0) - m_{K^*(892)}^2 f_{K^*(892)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(892)}^2}{M^2}}}, \quad (4.21)$$

$$f_{K^*(1410)}^2 = \frac{1}{m_{K^*(1410)}^2} e^{\frac{m_{K^*(1410)}^2}{M^2}} \left( \Pi_1(M^2, s'_0) - m_{K^*(892)}^2 f_{K^*(892)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(892)}^2}{M^2}} \right), \quad (4.22)$$

İkinci uyarılmış durum  $K^*(1680)$  için kütle ve bozunma sabiti KRDTK ifadeleri, sırasıyla şöyledir:

$$m_{K^*(1680)}^2 = \frac{\Pi'_1(M^2, s''_0) + a_{K^*(892)} + b_{K^*(1410)}}{\Pi_1(M^2, s''_0) - c_{K^*(892)} - d_{K^*(1410)}}$$

$$a_{K^*(892)} = m_{K^*(892)}^4 f_{K^*(892)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(892)}^2}{M^2}}, \quad (4.23)$$

$$b_{K^*(1410)} = m_{K^*(1410)}^4 f_{K^*(1410)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(1410)}^2}{M^2}},$$

$$c_{K^*(892)} = m_{K^*(892)}^2 f_{K^*(892)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(892)}^2}{M^2}},$$

$$d_{K^*(1410)} = m_{K^*(1410)}^2 f_{K^*(1410)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(1410)}^2}{M^2}}$$

$$f_{K^*(1680)}^2 = \frac{1}{m_{K^*(1410)}^2} e^{\frac{m_{K^*(1410)}^2}{M^2}} \left( \Pi_1(M^2, s'_0) - m_{K^*(892)}^2 f_{K^*(892)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(892)}^2}{M^2}} - m_{K^*(1410)}^2 f_{K^*(1410)}^2 e^{-\frac{m_{K^*(1410)}^2}{M^2}} \right), \quad (4.24)$$

burada,

$$\Pi'_1(M^2, s_0) = \frac{d\Pi_1(M^2, s_0)}{d\left(-\frac{1}{M^2}\right)}, \quad (4.25)$$

olmak üzere işlem yapılır. Denklem (4.19), Denklem (4.21) ve Denklem (4.23) ile ifade edilen kütle toplam kuralları,  $d/d(-1/M^2)$  işlemcisiyle bozunum sabiti toplam kuralları kullanılarak çıkarılmıştır, burada  $M$ , kuramdaki yardımcı Borel kütle parametresidir (Temizer ve diğ., 2023).

## 4.2. Nümerik Analizler

Bu bölümde, vektör kaonların toplam kurallarının sayısal analizi için, hesaplamalar yapılmıştır. Hesaplamalarda kullanılan giriş parametrelerinin merkezi değerleri Tablo 4.1de verilmiştir.

İki nokta KRDTK yönteminde giriş parametrelerinin yanı sıra süreklilik eşiği  $s_0$  ve Borel Kütle Parametresi  $M^2$  gibi iki adet yardımcı parametre yer almaktadır. Bu

Tablo 4.1. Giriş parametreleri (Workman ve diğ., 2022; Shifman ve diğ., 1979; Dosch, 1989)

Parametreler	Değerleri
$m_s$	$93.4_{3.4}^{8.6} MeV$
$m_d$	$4.67_{0.17}^{0.48} MeV$
$\langle 0   \bar{s}s   0 \rangle$	$-0.8(0.24 \pm 0.01)^3 GeV^3$
$\langle 0   \bar{d}d   0 \rangle$	$(0.24 \pm 0.01)^3 GeV^3$
$m_0^2$	$(0.8 \pm 0.2)^3 GeV^2$
$\langle \bar{q}g_s \sigma Gq \rangle$	$m_0^2 \langle \bar{q}q \rangle$
$\langle \alpha_s G^2 / \pi \rangle$	$(0.012 \pm 0.004) GeV^4$

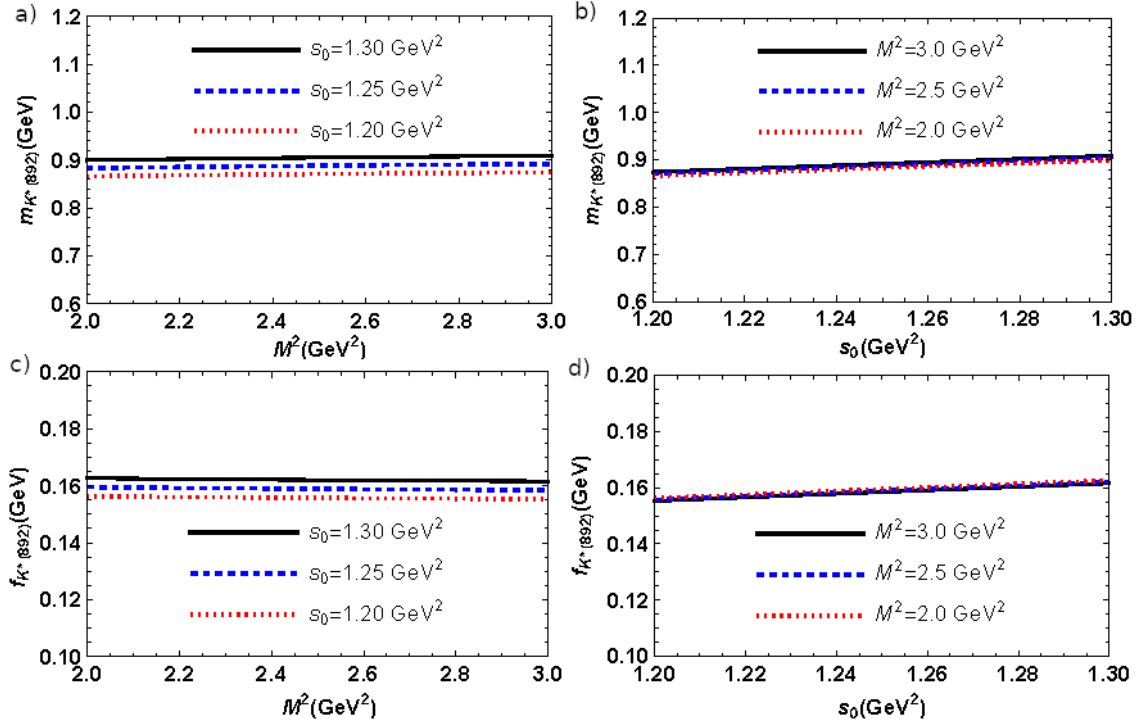
yardımcı parametreler tam fiziksel olmadığı için elde edilen spektroskopik sonuçlar bu parametrelerden bağımsız olmalıdır. O sebeple bu parametreler için çalışma bölgeleri belirlenmelidir.  $s_0$  süreklilik eşiği her ne kadar yardımcı parametre olsa da ele alınan parçacığın uyarılmış durumunun kütlesi ile ilişkilidir o sebeple çalışma bölgesi elde edilirken uyarılmış durumun kütlesi göz önüne alınır. Borel kütle parametresi  $M^2$ 'nin belirlenmesinde kutup katkısı göz önüne alınır. Standart mezonlarda kutup katkısının %50 'nin üzerinde olması beklenir. Bu beklenti göz önüne alınarak  $M^2$ 'in çalışma bölgesinin üst limiti elde edilir. Alt limit ise bağılılığın az olduğu ve yakınsamanın %10 'un altında olduğu göz önüne alınarak belirlenir. Bu bilgiler ışığında hesaplamalarda  $s_0$

ve  $M^2$  için çalışma bölgeleri belirlenmiştir. Giriş parametreleri ve KRDTK formülleri kullanılarak elde edilen sonuçlar Tablo 4.2’de sunulmuştur.

Tablo 4.2.  $K^*(892)$ ,  $K^*(1410)$  ve  $K^*(1680)$  için elde edilen kütle ve bozunma sabitleri değerleri (Temizer ve diğ., 2023)

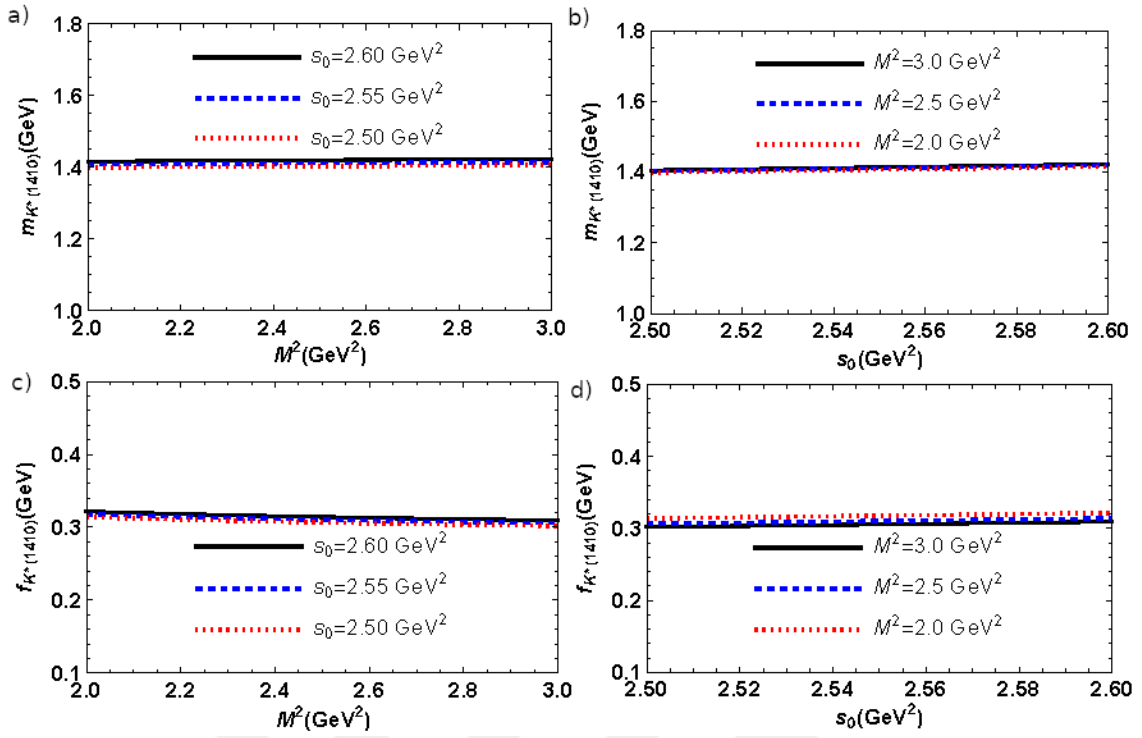
Durumlar	Kütle ( $MeV$ )	Bozunma Sabiti ( $MeV$ )
$K^*(892)$	$887.51 \pm 21.48$	$158.95 \pm 2.63$
$K^*(1410)$	$1410.83 \pm 11.78$	$258.49 \pm 10.72$
$K^*(1680)$	$1713.07 \pm 97.84$	$434.05 \pm 15.39$

Kütle ve bozunma sabitine karşı Borel kütle parametreleri  $M^2$  ve  $s_0$  grafikleri sırasıyla, temel durum  $K^*(892)$  için çizilmiştir ve Şekil 4.1’de verilmiştir.

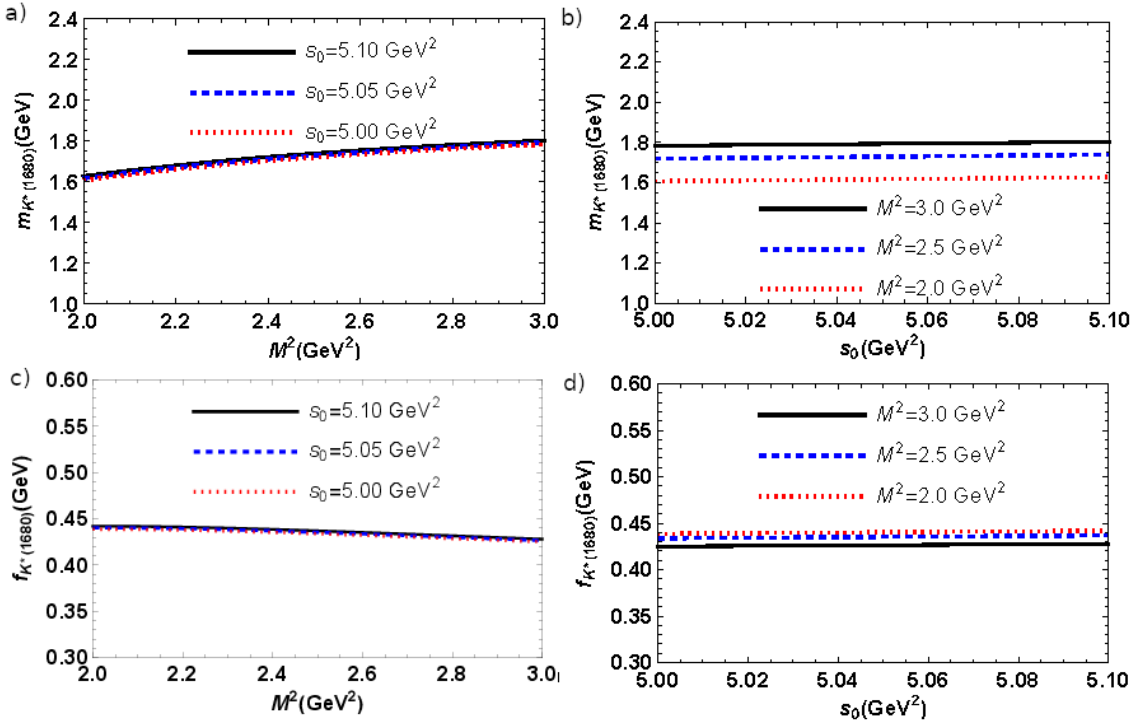


Şekil 4.1.  $K^*(892)$  için grafikler (a) Kütle  $M^2$ 'ye göre değişimi (b) Kütle  $s_0$ 'a göre değişimi (c) Bozunma sabitinin  $M^2$ 'ye göre değişimi (d) Bozunma sabitinin  $s_0$ 'a göre değişimi

Kütle ve bozunma sabitine karşı Borel kütle parametreleri  $M^2$  ve  $s_0$  grafikleri sırasıyla,  $K^*(1410)$  için ve  $K^*(1680)$  için çizilmiştir ve Şekil 4.2 ile Şekil 4.3'te verilmiştir.



Şekil 4.2.  $K^*(1410)$  için grafikler (a) Kütlein  $M^2$ 'ye göre değişimi (b) Kütlein  $s_0$ 'a göre değişimi (c) Bozunma sabitinin  $M^2$ 'ye göre değişimi (d) Bozunma sabitinin  $s_0$ 'a göre değişimi



Şekil 4.3.  $K^*(1680)$  için grafikler (a) Kütlein  $M^2$ 'ye göre değişimi (b) Kütlein  $s_0$ 'a göre değişimi (c) Bozunma sabitinin  $M^2$ 'ye göre değişimi (d) Bozunma sabitinin  $s_0$ 'a göre değişimi

### 4.3. Sonuç

Bu çalışmada,  $K^*(892)$  mezonu ve onun ilk iki uyarılmış durumları için kütle ve bozunma sabiti için toplam kuralları belirlenmiştir. Amaç, LHCb’de ve Belle II’de çalışılan alt ve tılsımlı mezon bozunmalarındaki CP ihlali gibi araştırmalarda geniş çapta etkiye sahip kaonların tam spektrumunun haritasını çıkarmaktır.

Literatürde bulunan çalışmalarda,  $K^*(892)$ ,  $K^*(1410)$  ve  $K^*(1680)$  durumlarının kütlelerine dair hesaplamalar, pertürbatif kiral kuram (ChPT), örgü KRD (LQCD), kuark Born diyagramı ve birimsel kiral yaklaşım yöntemleriyle yapılmıştır. Bu farklı yöntemlerle yapılan kuramsal hesaplamaların sonuçları kaynaklarıyla birlikte Tablo 4.3’te verilmiştir. Tablo 4.3’te görülebileceği gibi literatürde Tablo 4.4’teki deney verisi sonuçlarına yaklaşık değerler hesaplanmış bulunmaktadır.

Tablo 4.3. Literatürde farklı yaklaşımlarla yapılan kütle ve bozunma sabiti hesaplarının sonuçları

<b>Kuram</b>	$m_{K^*(892)}(MeV)$	$f_{K^*(892)}(MeV)$	$m_{K^*(1410)}(GeV)$	$m_{K^*(1680)}(GeV)$
KRDTK	895.55 (Kumar ve Mishra, 2023)	$222 \pm 8 MeV$ (Chang ve diğ. 2018)	————	————
Pertürbatif kiral kuram (ChPT)	880 (Dobado ve Pelaez, 1993)	————	————	————
Örgü KRD	$868_{-8}^{+9}$ (UKQCD, 1994)	————	$1.33 \pm 0.02$ (Prelovsek ve diğ., 2013)	————
Kuark Born diyagramı	895 (Li ve diğ., 1994)	————	————	————
Birimsel kiral yaklaşım	————	————	————	1.7 (Yan ve diğ., 2023)

Deneylerde ölçülen sonuçlar kaynaklarıyla birlikte Tablo 4.4’te verilmiştir. Bu çalışmada da KRDTK yöntemiyle yapılan hesap ile literatüre katkı sunulmuştur ve KRDTK yaklaşımı ile 6 işlemci boyutuna kadar hesaplama yapılmıştır. Deney

verilerinin yer aldığı Tablo 4.4'te bulunan, NA48 İşbirliği'nde ölçülmüş olan ( $859 \pm 18 \text{ MeV}$ ) değeri,  $K^*(892)$  temel durumunun bu çalışmada hesaplanıp Tablo 4.2'de verilen kütle değeriyle uyum içindedir. Tablo 4.4'te bulunan  $m_{K^*(892)}$  için ölçülmüş ( $895.53 \pm 0.19 \text{ MeV}$ ) değeri,  $K^*(892)$  temel durumunun bu çalışmada hesaplanıp Tablo 4.2'de verilen kütle değeriyle uyum içindedir. Vektör acayip durumların hadronik parametreleri için tahminlerin deneylerle iyi bir uyum içinde olduğu görülmektedir. Modelin tahmini,  $K^*(892)$ ,  $K^*(1410)$  ve  $K^*(1680)$  durumlarına dair şimdiye kadar toplanmış olan ve gelecekte elde edilecek olan deneysel verilerle kıyaslanmak için kullanılabilir. Belle II ve LHC deneyleri tarafından kaon spektrumunun tamamlanması, kuramsal gelişmeler kadar yakın gelecekte yapılacak olan yüksek enerji fiziği deneylerinin de öncelikleri arasında olmayı hak etmektedir (Temizer ve diğ., 2023).

Tablo 4.4. Literatürde farklı deneylerde ölçülen kütle değerleri

Deney	$m_{K^*(892)}$	$m_{K^*(1410)}$
LHCb Collaboration	[826, 966] $\text{MeV}$ (Fabbrichesesi ve diğ., 2023)	_____
Belle II Collaboration	[0.796, 0.996] $\text{GeV}/c^2$ (Abudinén ve diğ., 2022)	_____
Belle Collaboration	$895.53 \pm 0.19 \text{ MeV}$ (Epifanov ve diğ., 2007)	_____
FOCUS Collaboration	$895.41 \pm 0.32^{+0.35}_{-0.43} \text{ MeV}/c^2$ (Link ve diğ., 2007)	_____
NA48 Collaboration	$859 \pm 18 \text{ MeV}$ (Lai ve diğ., 2004)	_____
ALEPH Collaboration	$0.895 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$ (Barate, 1999)	$1.412 \text{ GeV}/c^2$ (Barate, 1999)

## KAYNAKLAR

- Aaij, R. et al. (2017). Observation of  $J/\psi\phi$  Structures Consistent with Exotic States from Amplitude Analysis of  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 118(2), 022003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.022003
- Abudinén, F. et al. (2022). Measurement of the Branching Fraction for the Decay  $B \rightarrow K^*(892)l^+l$  at Belle II, *Belle II Collaboration*, BELLE2-CONF-PH-2022-009. DOI: 10.48550/arXiv.2206.05946
- Agaev, S., Azizi, K. and Sundu, H. (2020). Four-Quark Exotic Mesons. *Turk. J. Phys.*, 44(2), 95-173. DOI:10.3906/fiz-2003-15
- Ali, A., Lange, J.S. and Stone, S. (2017) Exotics: Heavy Pentaquarks and Tetraquarks. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 97, 123-198. DOI:10.1016/j.pnpnp.2017.08.003
- Aliev, T., Shifman, M. (1982). QCD Sum Rules and Tensor Mesons (In Russian). *Soviet Journal Of Nuclear Physics-USSR*, 36(6), 891-896. DOI: 10.1016/0370-2693(82)91078-4
- Amsler, C., et al. (2008). Quark Model. *Physics Letters B*, 667(1-5), 172-191. DOI: 10.5167/uzh-17516
- Azizi, K., Süngü, J.Y. (2019). On the Mass and Decay Constant of the P-wave Ground and Radially Excited  $h_c$  and  $h_b$  Axial-vector Mesons. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 46(3), 035001. DOI: 10.1088/1361-6471/aee21
- Barate, R., (1999). Study of Tau Decays Involving Kaons, Spectral Functions and Determination of the Strange Quark Mass. *Eur. Phys. J. C*, 11, 599-618. DOI:10.48550/arXiv.hep-ex/9903015
- Bethke, S. (2000). Determination of the QCD Coupling  $\alpha_s$ . *J. Phys. G*, 26(7), R27-R66. DOI: 10.1088/0954-3899/26/7/201
- Brambilla, N., et al. (2020). The  $XYZ$  States: Experimental and Theoretical Status and Perspectives. *Phys. Rept.*, 873, 1-154. DOI: 10.48550/arXiv.1907.07583
- Chang, Q., et al. (2018). Decay Constants of Pseudoscalar and Vector Mesons with Improved Holographic Wavefunction. *Chin. Phys. C*, 42(7), 073102. DOI: 10.1088/1674-1137/42/7/073102
- Colangelo, P., Khodjamirian, A. (2001). QCD Sum Rules, A Modern Perspective. Shifman, M. (Ed.), *The Frontier of Particle Physics* (1st ed.). 1495-1576, Singapore: World Scientific.

- Dobado, A., Pelaez, J. R. (1993). A Global Fit of  $\pi\pi$  and  $\pi K$  Elastic Scattering in ChPT with Dispersion Relations. *Phys.Rev. D*, 47, 4883-4888. DOI:10.1103/PhysRevD.47.4883
- Domenico, A.D. (2023). Latest Results on Kaon Physics at KLOE-2. *JACoW, eeFACT2022*, 30-34. DOI: 10.18429/JACoW-eeFACT2022-TUXAS0101
- Dosch, H.G., Jamin, M., Narison, S. (1989). Baryon Masses and Flavour Symmetry Breaking of Chiral Condensates. *Phys. Lett. B*, 220, 251-257. DOI: 10.1016/0370-2693(89)90047-6
- Eichmann, G. (2020). *QCD Lagrangian*. Centro de Física Teórica de Partículas, <http://cftp.ist.utl.pt/~gernot.eichmann/2020-QCDHP/QCD-lagrangian.pdf> (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2023).
- Epifanov, D., et al., (2007). Study of  $\tau^- \rightarrow K_S \pi^- \nu_\tau$  Decay at Belle. *Phys.Lett. B*, 654, 65-73. DOI:10.1016/j.physletb.2007.08.045
- Er, N., Azizi, K. (2022). Spectroscopic Parameters and Electromagnetic Form Factor of Kaon in Vacuum and a Dense Medium. *The European Physical Journal C*, 82, 397. DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10333-w
- Fabbrichesi, M., et al., (2023). Bell Inequality is Violated in  $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$  Decays. *Cornell University e-Print Archive*, <https://arxiv.org/pdf/2305.04982.pdf> (Ziyaret tarihi: 10 Haziran 2023) DOI:10.48550/arXiv.2305.04982
- Fanti, V., et al., (1999). A New Measurement of Direct CP Violation in Two Pion Decays of the Neutral Kaon. *Phys. Lett. B*, 465, 335-348. DOI: 10.1016/S0370-2693(99)01030-8
- Feng, J.C., Kang, X.W., Lü, Q.F., Zhang F.S. (2021). Possible Assignment of Excited Light  $^3S_1$  Vector Mesons. *Phys. Rev. D*, 104(5), 054027. DOI: 10.1103/PhysRevD.104.054027
- Finocchiaro, G. (1995). The KLOE Tracking Chamber. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 360, 48-51. DOI: 10.1016/0168-9002(94)01220-2
- Griffiths, D. (2015). *Temel Parçacıklara Giriş*. Çeviri: Önengüt, G. (Ed.), Süngü, J.Y., Kırca, Z., Şirvanlı, B.B., Demir, N. Nobel Yayınmevi. (Orijinal Yayın Tarihi: 2008).
- Gross, F., et al., (2022). 50 Years of Quantum Chromodynamics. *Cornell University e-Print Archive*, <https://arxiv.org/pdf/2212.11107.pdf> (Ziyaret tarihi: 10 Haziran 2023) DOI: 10.48550/arXiv.2212.11107
- Greiner, W., et al. (1987). *Quantum Chromodynamics* (3rd ed.). U.S.A.: Springer.

- Güngör, E., Sundu, H., Süngü, J.Y., Veliev, E.V. (2023). Possible Molecular Explanation for the Resonance  $Y(4500)$ . *Few Body Syst.*, 64(3), 53. DOI: 10.1007/s00601-023-01807-y
- Ioffe, B.L. (1981). Calculation of Baryon Masses in Quantum Chromodynamics. *Nucl.Phys. B 188*, 317-341, *Nucl. Phys. B, 191*, 591-592 (erratum). DOI: 10.1016/0550-3213(81)90259-5, DOI:10.1016/0550-3213(81)90315-1 (erratum)
- Kaku, M. (1993). *Quantum Field Theory: A Modern Introduction* (1st ed.). New York : Oxford University Press.
- Kumar, A., Mishra, A. (2023). Open Strange Mesons in (Magnetized) Nuclear Matter. *Cornell University e-Print Archive*, <https://arxiv.org/pdf/2302.14493> (Ziyaret tarihi: 10 Haziran 2023) DOI: 10.48550/arXiv.2302.14493
- Lai, A., et al., (2004). Measurement of  $K_{e3}^0$  Form Factors. *Phys. Lett. B, 604*, 1-10 DOI:10.1016/j.physletb.2004.08.076
- Li, Z., Guidry, M., Barnes, T., Swanson, E.S. (1994).  $I = 0, 1 \pi\pi$  and  $I = 1/2 K\pi$  Scattering Using Quark Born Diagrams, *MIT-CTP-2277, ORNL-CCIP-94-01*. DOI: 10.48550/ arXiv.hep-ph/9401326
- Link, J.M., et al., (2007). Analysis of the  $K\pi$  Hadronic State Interaction Using  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \mu^+ \nu$  Semileptonic Decays From the FOCUS Experiment. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 164*, 101-104 DOI: 10.48550/arXiv.hep-ex/0510053
- Maiani, L., Pilloni, A. (2022). GGI Lectures on Exotic Hadrons. *Frontiers in Nuclear and Hadronic Physics 2022*, Galileo Galilei Institute, Floransa - İtalya, 21-25 February 2022. DOI: 10.48550/arXiv.2207.05141
- Moulson, M. (2023). HIKE: High Intensity Kaon Experiments at the CERN SPS. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2446(1), 012036. DOI: 10.1088/1742-6596/2446/1/012036
- Nobel Prize Outreach AB (2023). *Leptons and Quarks*. NobelPrize.org, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1988/9555-leptons-and-quarks/> (Ziyaret tarihi: 12 Haziran 2023).
- Okun, L.B. (1985). *Particle Physics: The Quest for the Substance of Substance Harwood* (1st ed.). New York: Academic Publishers.
- Okun, L.B. (1987).  $\alpha, \beta, \gamma, \dots, Z$ : *A Primer in Particle Physics* (1st ed). (Çeviri: Kisin, V.I.) Switzerland: Harwood Academic Publishers GmbH. (Orijinal Yayın Tarihi: 1985).
- Prelovsek, S., Leskovec, L., Lang, C.B., Mohler, D. (2013).  $K\pi$  Scattering and the  $K^*$  Decay Width from Lattice QCD. *Phys. Rev. D, 88*, 054508. DOI:10.1103/PhysRevD.88.054508

- Reinders, L.J., Rubinstein, H., Yazaki, S. (1985). Hadron Properties from QCD Sum Rules. *Phys. Rept.*, 127(1), 1-97.
- Roberts, C. (2015). Three Lectures on Hadron Physics. *Journal of Physics: Conference Series*, 706, 022003. DOI: 10.1088/1742-6596/706/2/022003
- Rocha, R.D., Silva, P.H.O. (2023). Configurational Entropy and Shape Complexity of Strange Vector Kaons in AdS/QCD. *Cornell University e-Print Archive*, <https://arxiv.org/pdf/2302.05785.pdf> (Ziyaret tarihi: 12 Haziran 2023) DOI: 10.48550/arXiv.2302.05785
- Shifman, M.A., Vainshtein, A.I., Zakharov, V.I. (1979). QCD and Resonance Physics. Theoretical Foundations. *Nucl. Phys. B*, 147, 385-447. DOI: 10.1016/0550-3213(79)90022-1
- Sundu, H., Süngü, J.Y., Şahin, S., Yinelek, N., Azizi, K. (2011). Strong Coupling Constants of Bottom and Charmed Mesons with Scalar, Pseudoscalar and Axial-Vector Kaons. *Phys. Rev. D*, 83, 114009. DOI: 10.1103/PhysRevD.83.114009
- Süngü, J.Y., Jumasahatov, A.J. (2019). Probing Axial-Vector Charmonia  $\chi_{c1}(1P)$  and  $\chi_{c1}(2P)$ . *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 46(3), 035007. DOI: 10.1088/1361-6471/ab0115
- Süngü, J.Y., Veliev, E.V. (2018). Egzotik Hadronlar. *Marmara Fen Bilimleri Dergisi*, 1, 77-93. DOI: 10.7240/marufbd.338529
- Taboada-Nieto, U., Ortega, P.G., Entem, D.R., Fernandez, F., Segovia, J. (2023). Kaon Spectrum Revisited: Bound States of High Energy and Spin. *Eur. Phys. J. A*, 59(3), 40. DOI: 10.1140/epja/s10050-023-00963-3
- Temizer, M., Sundu, H., Süngü, J.Y., Veliev, E.V. (2023). Evaluation of QCD Sum Rules for Conventional Vector Strange States  $1^3S_1$ ,  $2^3S_1$  and  $3^3S_1$ . *4th International Cappadocia Scientific Research Congress*. Cappadocia, Turkey, 16-17 April 2023.
- Toledo, G. (2005). Hadron Physics: Some Perspectives. *Journal of Physics: Conference Series*, 18, 338. DOI: 10.1088/1742-6596/18/1/009
- UKQCD Collaboration, (1994). The Light Hadron Spectrum and Decay Constants in Quenched Lattice QCD. *Phys.Rev. D*, 49, 474-485. DOI:10.1103/PhysRevD.49.474
- Williams, A. (2003). Introduction to the Standard Model, QCD and the Lattice. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 151, 21-31. DOI: 10.1143/PTPS.151.21
- Workman, R.L., et al. (2022). Review of Particle Physics. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2022, 083C01. DOI:10.1093/ptep/ptac097

Yan, M.J., Dias, M.J., Guevara, A., Guo, F.K., Zou, B.S. (2023). On the  $\eta_1(1855)$ ,  $\pi_1(1400)$  and  $\pi_1(1600)$  as Dynamically Generated States and Their  $SU(3)$  Partners. *Universe* 2023, 9(2), 109. DOI:10.3390/universe9020109

Yılmazkaya, J. (2004). Kuark-Gluon Plazma'nın Termodinamik Potansiyelinin Işık Koni Ayarında Hesaplanması. Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 154847.



## KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- Temizer, M.**, Sundu, H., Sng, J. Y., Veliev E. V. (2023). Evaluation of QCD Sum Rules for Conventional Vector Strange States  $1^3S_1$ ,  $2^3S_1$  and  $3^3S_1$ . *4th International Cappadocia Scientific Research Congress*, Cappadocia, Turkey, 16-17 April 2023.
- Temizer, M.**, Diri B. (2012). Automatic Subject-Object-Verb Relation Extraction, *2012 International Symposium on Innovations in Intelligent Systems and Applications*, Trabzon, Turkey, 4-7 July 2012. DOI: 10.1109/INISTA.2012.6246943



## ÖZGEÇMİŞ

İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 2011 yılında Yıldız Teknik Üniversitesi Elektrik Elektronik Fakültesi Bilgisayar Mühendisliği Bölümü'nden mezun oldu. Çeşitli bilişim firmalarında Yazılım Geliştirici olarak ve Milli Eğitim Bakanlığı'nda Bilişim Teknolojileri Öğretmeni olarak çalıştı.

