

T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

FENOMENOLOJİK YAKLAŞIMDA

$\phi \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ BOZUNUMLARI

Yasemin ÜNAL

Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduğu Tarih: 29.06.2010

Tez Danışmanı:

Yrd. Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

ÇANAKKALE

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

Yasemin ÜNAL tarafından Yrd.Doç.Dr.Ayşe KÜÇÜKARSLAN yönetiminde hazırlanan “Fenomenolojik Yaklaşımda $\phi \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ Bozunumları” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Yrd. Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

Danışman

Prof. Dr. İsmail TARHAN

Doç. Dr. Saime SOLMAZ

Jüri Üyesi

Jüri Üyesi

Doç. Dr. Güray ERKOL

Doç. Dr. Vildan BİLGİN

Jüri Üyesi

Jüri Üyesi

Sıra No:.....

Tez Savunma Tarihi: 29/06/2010

Prof. Dr. İsmail TARHAN

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

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

Tez çalıőmam boyunca sahip olduğu bilgi, birikim ve deneyimlerini benimle paylaőan, üstesinden gelmekte zorlandığım noktalarda benden yardımını esirgemeyen ve her zaman desteğini hissetmekten büyük mutluluk duyduğum değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Ayşe Kkarıslan' a sonsuz teőekkürlerimi sunarım. Lisanstan mezun olduğum zaman eğitim hayatıma devam etme isteğim, kendisi ile tanıştığımda bir kat daha artmıő ve benim için bir örnek oluőturmuőtur.

Balıkesir Üniversitesi Fizik Bölümü oğretim yesi Sayın hocam Saime Solmaz' a tez çalıőmama göstermiő olduğu yakın ilgiden dolayı çok teşekkür ederim. Ayrıca değerli bilgilerini benimle paylaőarak çalıőmamda ilerlememi sağladığı için sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Değerli hocalarım Sayın Prof.Dr. İsmail Tarhan, Sayın Doç.Dr. Güray Erkol ve Sayın Doç.Dr. Vildan Bilgin' e zamanlarını ayırdıkları ve jürimde buldukları için sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Çalıőmalarım süresince değerli tartıőmalarımız ve yardımları için sevgili arkadaőım Ulaő zdem' e çok teşekkür ederim.

Grup arkadaőlarım zm ztrk, Esra Açıksöz ve Duygu Akın' a çalıőmama buldukları katkılardan dolayı çok teşekkür ederim.

Değerli aileme; anneme, ağabeyim Yakup nal ve ablalarım Havva Serhat ve Ayla İzmit' e desteklerinden ve bana duydukları güvenden dolayı sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Yasemin ÜNAL

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

Bu tezde kullanılan simgeler ve kısaltmalar açıklamalarıyla birlikte aşağıda belirtilmektedir.

<u>Kısaltma</u>	<u>Açıklama</u>
E_γ	:Fotonun enerjisi
$E_{1\pi}$: Pionun enerjisi
E_{1K}	: Kaonun enerjisi
V	: Vektör Mezon
P	: Sözde skaler Mezon
S	: Skaler Mezon
Γ	: Bozunum Aralığı
M	: Değişmez Matris Elemanı
α	: İnce Yapı Sabiti
g	: Çiftlenim sabiti
VMD	: Vektör Mezon Baskın
QCD	: Kuantum Renk Dinamiği
ChPT	: Kiral Tedirgenme Teorisi
BR	: Dalkanma Oranı
J	: Toplam Açısal Momentum
P	: Parite
PDG	: Particle Data Group

$I(a,b)$: Halka İntegrali
γ	: Foton
ρ	: Rho-mezon
ω	: Omega-mezon
ϕ	: Phi-mezon
η	: Eta-mezon
C	: Yük Eşleniği
s	: Dörtlü momentum karesi
ϵ	: Foton polarizasyon vektörü
p	: Phi -Mezon dört momentum
k	: Foton- dört momentum
u	: Phi -Mezon polarizasyon vektörü
σ	: Sigma-mezon
π	: Pi-mezon
K	: K-mezon
\bar{K}	: Anti-K mezon
a_0	: a_0 -skaler mezon
f_0	: f_0 -skaler mezon
q	: Kuark
\bar{q}	: Anti-kuark
$q\bar{q}$: Mezon kuark yapısı

qqq	: Baryon kuark yapısı
I	: İzospin
$SU(3)$: Özel Uniter grup
e^-	: Elektron
e^+	: Pozitron
g	: Karışım parametresi
$L^{et.}$: Etkin lagranjiyen
$\Theta_{\phi\omega}$: $\phi - \omega$ karışım genliği
f_π	: Pion bozunum sabiti
$M_{\rho\omega}$: $\rho - \omega$ karışım genliği
$qq\bar{q}\bar{q}$: Egzotik Multikuark
$K\bar{K}$: Molekül
u	: Yukarı-kuark
d	: Aşağı-kuark
s	: Garip-kuark
SND	: Küresel Nötral Dedektör
CMD	: Gizli Hareket Dedektörü
OZI	: Okubo-Zweig-Lizuka Kuralı
Multiplet	: Çoklu Yapı

ÖZET

FENOMENOLOJİK YAKLAŞIMDA $\phi \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ BOZUNUMLARI

Yasemin ÜNAL

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

29.06.2010, 56

Bu çalışmada $\phi \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ tipindeki ışımsal bozunumlar fenomenolojik yaklaşım çerçevesinde, vektör mezon baskın model, kiral halka, σ -mezon, f_0 -mezon ve a_0 -mezon ara durum genliklerinden gelen katkılar göz önüne alınarak çalışılmıştır. Ayrıca bu bozunmalar için $\phi - \omega$ karışımı ve $\phi - \omega - \rho$ karışımı etkileri incelenmiştir. Farklı katkılar arasındaki girişim etkileri analiz edilmiştir ve bozunumlar için dallanma oranları hesaplanmıştır. Elde edilen bozunum aralıkları ve dallanma oranları, deneysel sonuçlar ve farklı yaklaşımlarla yapılan çalışmalardan elde edilen değerler ile karşılaştırılmıştır.

Anahtar sözcükler: Radyatif bozunumlar, bozunum aralığı, dallanma oranı, fenomenolojik yaklaşım, vektör mezon baskın model, $\phi - \omega$ karışımı, $\phi - \omega - \rho$ karışımı, σ -mezon, a_0 -mezon, f_0 -mezon.

ABSTRACT

RADIATIVE $\phi \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ DECAYS IN PHENOMENOLOGICAL APPROACH

Yasemin ÜNAL

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Chair for Physics Thesis of Master of Science

Advisor: Assist. Prof. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

29.06.2010, 56

We study the radiative decays $\phi \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ within the framework of a phenomenological approach in which the contributions of vector meson dominance, chiral loop, σ -meson, a_0 -meson and f_0 -meson intermediate state amplitudes and the effects of $\phi-\omega$ mixing and $\phi-\omega-\rho$ mixing are considered. We analyze the interference effects between different contributions and calculate the branching ratio for these decays. A comparison of the results with the value of the decay widths and branching ratios that are determined from the experiment and also other theoretical studies are performed.

Keywords: Radiative decays, decay width, branching ratio, phenomenological approach, vector meson dominance model, $\phi-\omega$ mixing, $\phi-\omega-\rho$ mixing, σ -meson, a_0 -meson, f_0 -meson.

İÇERİK

Sayfa

TEZ SINAVI SONUÇ BELGESİ.....	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	v
ÖZET.....	viii
ABSTRACT.....	ix
BÖLÜM 1 GİRİŞ.....	1
1.1. ϕ Bozunumları.....	2
BÖLÜM 2 ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	4
2.1. Deneysel Çalışmalar.....	4
2.2. Teorik Çalışmalar.....	7
BÖLÜM 3 MATERYAL VE YÖNTEM.....	13
3.1. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ Bozunumu.....	14
3.2. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ Bozunumu.....	22
3.3. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Bozunumu.....	28
BÖLÜM 4 ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	33
4.1. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ Bozunumu.....	33
4.2. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ Bozunumu.....	40
4.3. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Bozunumu.....	44
BÖLÜM 5 SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	48
KAYNAKLAR.....	50
Ekler.....	I
Çizelgeler.....	XXXV
Şekiller.....	XXXVI
Özgeçmiş.....	XXXVII

BÖLÜM 1**GİRİŞ**

Hadron fiziği nokta benzeri kuarklar ve gluonlar gibi güçlü etkileşmeye giren maddenin en küçük yapıtaşları üzerinde çalışır ve güçlü etkileşen parçacıkların statik özellikleri kadar iç yapıları ve dinamikleri ile de ilgilenir.

Temel Parçacık fiziğinde hadron, güçlü kuvvet aracılığı ile kuarkları bir arada tutan birleşik bir parçacıktır. En bilinen hadronlar atom çekirdeğini oluşturan proton ve nötronlardır. Proton ve antiproton dışındaki bütün serbest hadronlar kararsızdır ve bozunmaya uğrarlar. Nötronlar ise atomik çekirdeğin içindeyken kararlı yapıdadırlar. Hadronlar kuark yapılarına göre baryonlar ve mezonlar olmak üzere ikiye ayrılır. Baryonlar üçlü kuark (qqq) yapılarını temsil eder, mezonlar ise bir kuark ve bir antikuark ($q\bar{q}$) çiftlerinden oluşurlar.

Teorik olarak kuarklar ve gluonlar arasındaki güçlü etkileşme yüksek enerjilerde QCD (Quantum Chromodynamics) teorisi ile açıklanmaktadır. Ancak düşük enerjilerde hadron etkileşmeleri henüz tam olarak anlaşılabilmiştir. Bu yüzden günümüzde ChPT (Chiral Perturbation Theory) ve Etkin Lagranjiyen Modelleri geliştirilmektedir.

Parçacık fiziğinde mezonlar içsel özelliklerine göre sınıflandırılmıştır. J toplam açısal momentumu sıfır, P paritesi eksi ve C yük eşleniği artı olan mezonlar $J^{PC} = 0^{-+}$ sözdeskaler mezon olarak adlandırılır, $J^{PC} = 0^{++}$ olan mezonlar skaler mezon olarak adlandırılmıştır. Benzer şekilde $J^{PC} = 1^{-}$ olarak şekilde tanımlanan mezonlar vektör mezon ve $J^{PC} = 1^{+-}$ veya $J^{PC} = 1^{++}$ şeklinde tanımlanan mezonlar ise sözdevektör mezonlara karşılık gelmektedir.

Kütle değerleri 1 GeV bölgesinde bulunan $f_0(980)$ ve $a_0(980)$ skaler mezonlar yaklaşık otuz yıldır çalışılmasına rağmen fiziksel yapıları hala açık değildir. 1 GeV civarındaki enerji bölgesi oldukça ilginç bir enerji alanıdır; Bu alan pertürbatif QCD hesabı için çok küçük bir değerdir ve ChPT kapsamında da bu enerji değerlerinde çok güvenilir açıklamalar yapılamamaktadır. 1 GeV enerji bölgesinin hesaplamaları için Vektör Mezon

Baskın Model, Lineer Sigma Model, Etkin Lagranjiyen Yöntem ve Fenomenolojik yöntem gibi farklı yöntemler önerilmiştir.

Söz konusu hafif skaler mezonların yapılarını açıklayabilmek için pek çok önerilerde bulunulmuştur. $q\bar{q}$ kuark modeli, sözdeskaler mezonların kütleleri ve özelliklerini tahmin etmede oldukça iyi olmasına rağmen skaler sektördeki kütle tahminlerinde fazla çeşitlilik göstermiştir (Van Beveren ve ark., 1986; Törnqvist ve Ross, 1996; Ricken ve ark., 2000). MIT-bag modele göre ise hafif skaler mezonların yapısı $qq\bar{q}\bar{q}$ olarak yorumlanmıştır (Jaffe, 1977, 1978). Hafif skaler mezon durumlarının yapıları için önerilen diğer bir olasılık, bağlı hadron durumları olarak düşünülen $K\bar{K}$ mezonik moleküller olmuştur (Achasov ve Ivanchenko, 1989, Close ve ark., 1992).

1.1. ϕ Bozunumları

Işınsal vektör mezon bozunmalarında oluşan skaler mezonlar hadron spektroskopisi için önemli bir bilgi kaynağıdır. Achasov ve Ivanchenko (1989) ϕ -vektör mezonun $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ve $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ şeklindeki geçişlerle sözdeskaler mezonlara ışınsal bozunumlarının, sırasıyla $f_0(980)$ ve $a_0(980)$ skaler mezonlarının doğası hakkında bilgi elde etmede önemli olabileceğini vurgulamışlardır. Ayrıca Close ve ark. (1992) $S=f_0$ veya a_0 olmak üzere $\phi \rightarrow S\gamma$ ışınsal bozunmalarının f_0 ve a_0 skaler mezonlarının yapılarını ayırt etmede önemli bir rol oynadığını göstermişlerdir. $\Gamma(\phi \rightarrow f_0\gamma)$ ve $\Gamma(\phi \rightarrow a_0\gamma)$ bozunum aralıkları bilinmeyen dinamiklere bağlı olmasına rağmen $\Gamma(\phi \rightarrow f_0\gamma)/\Gamma(\phi \rightarrow a_0\gamma)$ oranının kuarkların uzaysal dağılımı ile skaler mezonların uzaysal dalga fonksiyonları hakkında bilgi verdiğini ve böylece sözkonusu skaler mezonları açıklayabilmekte deneysel bir test olarak kullanılabilirdiğini göstermişlerdir (Close ve ark., 1992).

$V \rightarrow P^0P^0\gamma$ bozunumlarının çalışıldığı pek çok yöntem vardır. Bu çalışmada fenomenolojik yöntem kullanılarak vektör mezon baskın model ve K^+K^- halka model çerçevelerinde hesap yapılmıştır.

$\phi \rightarrow S\gamma$ ($S = f_0, a_0$) ara geçişi yoluyla gerçekleşebilen $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ ışımsal bozunumunun çalışılması, $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ reaksiyonunun çalışılmasına zemin sağladığı için önemli bir bozunmadır (Close ve ark., 1992). Çünkü bu reaksiyon, CP (Charge Conjugation-Parity) bozulması (Dunietz ve ark., 1987) çalışmalarına ışık tutmaktadır. CP bozulması çok küçük etkilerden tespit edilebilen bir olaydır, dolayısıyla eğer $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumunun dallanma oranı 10^{-6} mertebesinde veya daha büyük olarak $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) \geq 10^{-6}$ sınırında elde edilirse, söz konusu $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ temel bozunma kendi üzerindeki CP bozulma ölçümlerinin etkin olduğu alanı sınırlayacaktır. Bu yüzden $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ reaksiyonunun çalışılması ve $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma)$ dallanma oranı hesabı, $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ bozunumundaki küçük CP bozucu değişkenleri ve CP bozulması ölçümü için fazlaca önem arz etmektedir.

BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

ϕ - mezonunun $\pi^0\pi^0\gamma$, $\pi^0\eta\gamma$ ve $K^0\bar{K}^0\gamma$ parçacıklarına ışımsal bozunması yoğun çalışılan bir konudur. Bu ilginin en önemli nedeni $f_0(980)$ ve $a_0(980)$ skaler mezonlarının doğası hakkında yapılan çalışmalara ışık tutuyor olmasıdır.

Işımsal ϕ - mezon bozunumları düşük-enerji hadron fiziği için önemli bir bilgi kaynağıdır. Özellikle $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ve $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ ışımsal ϕ -mezon bozunumları $\pi^0\pi^0\gamma$ ve $\pi^0\eta\gamma$ parçacıklarına bozunmadan önce $\phi \rightarrow f_0(980)\gamma$ ve $\phi \rightarrow a_0(980)\gamma$ gibi skaler rezonansları içeren ara geçişler yoluyla ilerlediklerinden dolayı, f_0 , a_0 gibi küçük kütleli skaler rezonansların özelliklerine ve yapılarına bakış imkanı sunarlar.

Söz konusu bozunumlar $V \rightarrow P^0P^0\gamma$ şeklinde gösterilebilmektedir. Buradaki V , $V = \rho, \omega, \phi$ vektör mezonları temsil ederken P^0 , $P^0 = \pi^0, K^0, \eta$ sözdeskaler mezonları temsil etmektedir.

Bu bölümde, çalışmada ele alınan bozunmalarla ilgili daha önce yapılmış teorik ve deneysel araştırmalar incelenecektir.

2.1. Deneysel Çalışmalar

$\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunumu için ilk deneysel çalışma 1987 yılında gerçekleştirilmiştir (Durizhinin ve ark., 1987). Bu bozunmanın data analizleri ile gözlenmesi ise SND detektörü tarafından 1997 yılında kayıt edilmiştir ve gözlenen bozunma oranı değeri oldukça yüksek, yaklaşık 10^{-4} mertebesinde elde edilmiştir. Tüm kütle spektrumu üzerinden bozunmanın dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (1.14 \pm 0.10) \times 10^{-4}$ olarak bulunmuştur (Achasov ve ark., 2000). Bir sistemin toplam enerji ve momentumunu karakterize eden ve tüm referans sistemlerinde aynı değere sahip bir fiziksel büyüklük olan değişmez kütle değeri

$M_{\pi^0\pi^0} > 700 \text{ MeV}$ olduğu durumda bozunmanın dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (1.00 \pm 0.07) \times 10^{-4}$ olarak bulunurken $M_{\pi^0\pi^0} > 900 \text{ MeV}$ iken $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (0.50 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir. Deney sonuçlarına göre bu bozunma için $f_0(980)\gamma$ geçişi baskın olarak gözlenmiştir. Elde edilen bu sonuçlar daha sonra CMD-2 deneyi ile doğrulanmıştır, grup dallanma oranı değerini $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (1.08 \pm 0.17) \times 10^{-4}$ olarak elde etmiştir (Akmetsin, 1999). Bu değer tüm kütle spektrumu üzerinden integral alınarak elde edilmiştir. Değişmez kütle değeri $M_{\pi^0\pi^0} < 700 \text{ MeV}$ olduğu durumda söz konusu bozunmanın $\omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ veya $\rho\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ara geçişlerinden etkilenmediği gözlenmiştir. Bu deneyin sonuçları $\pi^0\pi^0\gamma$ kanalında $\phi \rightarrow f_0(980)\gamma$ geçişinin baskın olduğunu göstermiştir. Daha sonra KLOE grubu daha küçük hata oranlarıyla değişmez kütle değerinin $M_{\pi\pi} > 700 \text{ MeV}$ olduğu durumda dallanma oranı için $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.9 \pm 0.2) \times 10^{-5}$ değerini elde etmişlerdir (Alasio ve ark., 2001). Yine aynı grup tarafından aynı bozunma için dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (1.09 \pm 0.03) \times 10^{-4}$ ölçülmüştür (Kloe ve ark., 2002). Bozunma spektrumunda beklenildiği gibi $f_0(980)$ parçacığının kütesine yakın değerlerde, değişmez kütle değerinin $M_{\pi\pi} \approx 970 \text{ MeV}$ civarında pik gözlenilmiştir. Kütle spektrumunun $M_{\pi\pi} > 700 \text{ MeV}$ olması durumunda yani f_0 mezonunun baskın olduğu bölge ile sınırlandırıldığında $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (0.96 \pm 0.02) \times 10^{-4}$ olarak ölçülmüştür (Kloe ve ark., 2002). KLOE grubunun 2007 yıllarında yaptığı bir deneysel çalışmada ise dallanma oranı model bağımlı olarak incelenmiş ve değeri $BR(\phi \rightarrow f_0\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (1.07 \pm 0.01) \times 10^{-4}$ olarak bulunmuştur (Kloe ve ark., 2007).

$\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunumu için ilk deneysel araştırma 1987 yılında yürütülmüştür (Druzhinin ve ark., 1987). Bozunumun varlığının ilk belirtileri 1997 yılında SND detektörü tarafından kayıt edilmiştir. Böylelikle $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunumu ilk kez gözlenilmiş ve dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma) = (1.3 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir (Achasov ve ark. 1997). Bir sonraki çalışma 1997 yılında yine SND deneyi ile fakat bu kez teknik özellikleri daha

geliştirilmiş bir SND detektörü ile yapılmıştır. Bu çalışmaya göre ölçülen dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = (0.83 \pm 0.23) \times 10^{-4}$ şeklinde olmuştur (Achasov ve ark., 1998). Deneysel sonuçlarına göre geniş değişmez kütle dağılımı ($M_{\pi^0 \eta}$) grafiğinde, a_0 mezonunun kütesine yakın bölgelerde gözlenen artış, bu bozunmada $a_0 \gamma$ geçişinin baskın olduğunu göstermiştir. 1999 yılında Akmetshin ve grubu CMD-2 detektörü ile aynı bozunma üzerinde çalışmışlar ve dallanma oranı değerini $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = (0.90 \pm 0.24) \times 10^{-4}$ olarak ölçmüşlerdir. Deneysel sonucunda elde edilen değişmez kütle dağılımında görülen etkin kesite göre bu bozunmanın $a_0(980)$ aracı parçacığının vasıtası ile gerçekleştiği hipotezi desteklenmiştir (Akmetshin, 1999). Yine 2000 yılında SND detektöründen alınan verilere göre $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumunun dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = (0.88 \pm 0.14) \times 10^{-4}$ olarak bulunmuştur (Achasov ve ark., 2000). Değişmez kütle dağılım grafiğindeki büyük kütle aralıkları için gözlenen artış, bozunmada $a_0 \gamma$ ara geçişinin katkısının etkin olduğunu göstermiştir. 2001 yılında KLOE detektöründen alınan verilerden hesaplanan değerlere göre sadece $a_0(980)$ parçacığının aracılık ettiği dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow a_0(980) \gamma \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = (5.8 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ olarak ölçülmüştür (Katılımlı yayın, 2001). Aynı grup tarafından 2007 yılında tekrar $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumu için ölçüm alınmış ve dallanma oranını için $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = (6.95 \pm 0.09) \times 10^{-5}$ değeri elde edilmiştir. KLOE grubunun söz konusu bozunma üzerine yaptığı son çalışmada bütün olası aracı durumlar dahil edilerek dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = (6.92 \pm 0.10) \times 10^{-5}$ olarak hesap edilmiştir (Kloe ve ark., 2007). Bu bozunma için $\phi \rightarrow a_0(980) \gamma$ geçişinin baskın olduğu gözlenmiştir.

$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumunun ilk deneysel çalışmaları 1989 yılında N.N.Achasov ve grubu tarafından düşünülmüştür (Achasov ve Ivanchenko, 1989). Söz konusu bozunmanın $\phi \rightarrow K^+ K^- \rightarrow (f_0 + a_0) \gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ şeklinde ilerlediği tek halka mekanizmasını önerilmiştir. f_0 ve a_0 rezonansları arasında negatif girişim etkileri gözlenmiş ve dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow (f_0 + a_0) \gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) = 1.3 \times 10^{-8}$ olarak elde edilmiştir. 2007 yılında KLOE grubu

tarafından elde edilen dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) < 1.8 \times 10^{-8}$ limitinde bulunmuştur (Kloe ve ark., 2007). 2009 yılında yine KLOE grubunun elde ettiği verilere göre dallanma oranı $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) < 1.9 \times 10^{-8}$ olarak bulunmuştur (Kloe ve ark., 2009).

2.2. Teorik Çalışmalar

Teorik olarak $V \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ bozunumları ilk kez A.Bramon, S.Fajfer ve P.Singer tarafından çalışılmıştır. Söz konusu bozunmanın hesabı için kuark modeli, etkin lagranjiyen, kiral lagranjiyen, vektör mezon baskın (VMD) gibi çeşitli yaklaşım yöntemleri ve modeller önerilmiştir. Bramon ve grubu tarafından önerilen VMD modeline göre $V \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ bozunumları $V \rightarrow VP^0 \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ şeklinde ilerler ve bu modelde bozunmaya aracılık eden parçacıklar vektör mezonlardır (Escribano, 2006). Fajfer ve grubu tarafından aynı bozunmalar etkin lagranjiyen yöntemi kullanılarak incelenmiş ve sözdeskalere ve vektör mezonları ifade eden etkin lagranjiyenler kullanılarak $V \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ tipindeki bozunmaların dallanma oranları hesaplanmıştır. Bu modelde skaler mezonlar göz önünde bulundurulmamaktadır (Fajfer ve Oakes, 1990).

$\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu 1990 yılında Fajfer ve grubu tarafından etkin lagranjiyen yöntemi kullanılarak dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 3.46 \times 10^{-5}$ olarak elde edilmiştir (Fajfer ve Oakes, 1990). Bulunan bu sonuç $\phi \rightarrow f_0(975) \gamma$ geçişini desteklemektedir. Bramon ve grubu tarafından VMD yöntemi kullanılarak hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.2 \times 10^{-5}$ olup bu değer sonucu deneysel sonuçlardan oldukça küçüktür (Bramon ve ark., 1992a). Bu hesabın yapıldığı yıllarda, $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun deneysel dallanma oranı değerinin $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) < 4.4 \times 10^{-3}$ olduğu bulunmuştu. Bramon ve grubu tarafından $V \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ bozunumları ChPT kapsamında çalışılmış ve bu formalizmde hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 5.1 \times 10^{-5}$ olarak hesaplanmıştır (Bramon ve ark., 1992b). Hem VMD hem de ChPT katkıları gözönünde bulundurularak hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 3.46 \times 10^{-5}$ olup hala deneysel değerden daha küçüktür (Bramon ve ark., 1992b). Böylelikle ek katkılar olması gerektiği ve buna en iyi

adayın da skaler rezonans parçacıklardan gelen katkılar olduğu kesinlik kazanmıştır. Skaler rezonans parçacıkları içeren ilk model *yapı içermeyen model* olmuştur. Bu modele göre $V \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ bozunmaları $V \rightarrow S \gamma \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ bozunma zinciri aracılığı ile ilerler ve $V S \gamma$ çiftlenimi nokta benzeri olarak düşünülür. İkinci model ise *Kaon halka modelidir*. Bu modele göre giren vektör parçacık iki yüklü kaona bozunur ve bir foton yayımından sonra skaler rezonans parçacıkların değiş-tokuş edilmesiyle tekrar iki sözdeskaler parçacık saçılır. Bu iki model dışında kiral değişmezliğini de sağlayan iki model daha önerilmiştir. İlki unitarize edilmiş kiral tedirgenme teorisi (UChPT) diğeri ise lineer sigma model (L σ M) dir. UChPT yaklaşımı ile hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 8 \times 10^{-5}$ olarak hesaplanmıştır. Bu pertürbatif olmayan modelde vektör mezonları sözdeskaler mezonlara bağlayan kiral lagranjyenler kullanılmış ve bozunumun değişmez kütle dağılımı elde edilmiştir. Bu dağılıma göre f_0 mezonu, $K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$ genliğinde görünen önemli bir rezonans olduğundan $\phi \rightarrow f_0 \gamma$ geçişi baskın olarak gözlenmiştir (Escribano, 2003). 2000 yılında Markushin tarafından $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu, saçılma kanallarına bağlı *bağlı kanal model (coupled channel model)* kullanılarak çalışılmıştır (Markushin, 2000). Bu çalışmada tüm kütle dağılımı üzerinden dallanma oranı $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.2 \times 10^{-4}$ olarak elde edilirken değişmez kütle dağılımı $M_{\pi^0 \pi^0} > 0.9 \text{ GeV}$ olan bölgede $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 0.34 \times 10^{-4}$ olarak hesaplanmıştır. Yine aynı yıl bu kez L σ M model kullanılarak hesaplanan dallanma oranı değeri, değişmez kütle dağılımı $M_{\pi^0 \pi^0} > 550 \text{ MeV}$ olan bölgede $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 0.99 \times 10^{-4}$, $M_{\pi^0 \pi^0} > 700 \text{ MeV}$ olan bölgede $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 0.90 \times 10^{-4}$ ve $M_{\pi^0 \pi^0} > 900 \text{ MeV}$ olan bölgede $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.08 \times 10^{-4}$ olarak hesaplanmıştır (Lucio ve Napsuciale, 2000). Elde edilen değişmez kütle dağılımına göre bozunmaya aracılık eden skaler rezonansların kütle aralıkları hakkında fikir edinilmiştir. Örneğin σ -skaler rezonansının kütle değerinin $400 - 600 \text{ MeV}$ aralığında olduğu desteklenmiştir. 2001 yılında Gökalp ve Yılmaz tarafından fenomenolojik yöntem kullanılarak, farklı parçacıkların aracılık ettiği dallanma oranı değerleri $BR(\phi \rightarrow f_0 \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.29 \times 10^{-4}$, $BR(\phi \rightarrow \sigma \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 0.04 \times 10^{-4}$ ve ρ -mezonundan gelen katkı $BR(\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 0.14 \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir (Gökalp ve Yılmaz, 2001). Sonuç

olarak $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunum spektrumunda f_0 -mezon genliğinin baskın bir bozunma olduğu ve dağışmez kütle dağılımının $M_{\pi^0 \pi^0} < 0.7 GeV$ olduğu bölgede sigma rezonansından gelen katkıların gözlenebildiği yorumu yapılmıştır. Escribano tarafından L σ M model ile hesaplanan dallanma oranı değeri ise $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.16 \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir. Elde edilen bu sonuç ve $\pi^0 \pi^0$ değışmez kütle dağılımının şekli deneysel verilerle uyumlu bulunmuştur (Bramon ve ark., 2002). 2003 yılında Bramon ve Escribano tarafından yapılan bir çalışmada ise L σ M, ChPT ve VMD yöntemleri kullanılarak $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu incelenmiştir. L σ M yönteminin kullanıldığı çalışmada dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.07 \times 10^{-4}$, hem VMD hem L σ M yöntemlerinin kullanıldığı çalışmada dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.19 \times 10^{-4}$ ve ChPT' nin kullanıldığı yöntemde ise bu değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 0.49 \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir (Bramon ve Garbarino, 2002). Aynı yıllarda Oller tarafından *Kaon halka model* kullanılarak bulunan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.09 \times 10^{-4}$ değerinde elde edilmiştir. Sonuç deneysel verilerle uyumlu bulunmuştur (Oller, 2003). Yine Oset ve grubu aynı bozunmada VMD ve kiral halkalardan gelen katkıları gözönünde bulundurarak hesaplamışlar ve $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = (1.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ sonucunu elde etmişlerdir (Palomar ve ark., 2003). Elde edilen dağılımda $f_0(980)$ rezonansının pik yaptığı gözlenilmiştir. 2007 yılında Escribano tarafından yapılan bir çalışmada L σ M model kullanılarak hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 1.00 \times 10^{-4}$ olarak elde edilirken skaler mezon katkılarını içermeyen kiral halka ile hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 4.2 \times 10^{-5}$ olarak hesaplanmıştır (Escribano, 2006). Sadece VMD katkısının içerildiği durumdaki dallanma oranı ise $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = 8.3 \times 10^{-6}$ değerinde hesaplanmıştır.

Vektör mezonların aracılık ettiği ardışık $V \rightarrow VP \rightarrow PP\gamma$ geçişler ve halka diyagramlar oldukça önemlidir. Her iki mekanizma ile hesaplanan bozunum aralıkları deneyler ile uyumlu sonuçlar vermektedir. Bir vektör mezonun aracılık ettiği $\phi \rightarrow \rho \pi^0$ bozunumu OZİ yasaklı olduğu için ardışık vektör mezon mekanizmasından gelen katkı çok küçüktür ve bu katkılar Bramon ve ark. (2002) ve Achasov ve Kiselev (2002) çalışmalarına kadar dikkate

alınmamıştır. Daha sonra söz konusu bozunmanın $\phi - \omega$ karışımı yoluyla gerçekleştiği gözlenmiştir. ϕ ışımsal bozunumlarında bu etki oldukça küçük fakat farkedilebilir ölçüdedir.

$\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumu 1990 yılında Fajfer ve grubu tarafından etkin lagranjiyen yöntemi kullanılarak çalışılmıştır ve dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 5.18 \times 10^{-5}$ olarak elde edilmiştir (Fajfer ve Oakes, 1990). Elde edilen sonuç $\phi \rightarrow a_0(980) \gamma$ ara geçişini desteklemiştir. 1992 yılında Bramon ve grubunun VMD yöntemini kullanarak elde ettikleri dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 5.4 \times 10^{-6}$ olup, bu değer $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 11 \times 10^{-3}$ deneysel değerinden oldukça küçüktür (Bramon ve ark., 1992a). Yine Bramon ve grubu tarafından aynı bozunma ChPT yöntemi ile hesaplanmış ve dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 3.0 \times 10^{-5}$ olarak elde edilmiştir (Bramon ve ark., 1992b). Her iki katkı da göz önünde bulundurularak hesaplandığında dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 3.6 \times 10^{-5}$ olarak bulunmuştur. Bu değerler deneysel değerlerden hala küçük olduğu için $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunda da olduğu gibi skaler rezonans parçacıkların da bozunmaya katkısının olması gerektiği düşünülmüştür. Skaler rezonansları da içeren pertürbatif olmayan UChPT yaklaşım yöntemi ile hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 0.87 \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiş (Marco ve ark., 1999) ve bozunmanın değişmez kütle dağılımında a_0 -rezonansının katkısının baskın olduğu gösterilmiştir. 2000 yılında Escribano tarafından yapılan bir çalışmada hafif skaler rezonansları çalışmak için uygun bir model olan $L \sigma M$ kullanılarak dallanma oranı hesaplanmıştır ve elde edilen değer $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = (0.75 - 0.95) \times 10^{-4}$ aralığında bulunmuştur (Escribano, 2000). Bozunumun kütle dağılımı a_0 -rezonansının kütle aralığında pik yapmıştır, bu da söz konusu skaler mezonun $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumuna katkısının baskın olduğunu göstermiştir. Yine Escribano ve Bramon tarafından aynı yıllarda yapılan bir çalışmada değişmez kütle dağılımının düşük enerjilerde olduğu bölgelerde sonuç veren fakat yüksek enerjilerde çalışmayan ChPT yaklaşımı kullanılarak dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 0.47 \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir (Bramon ve Garbarino, 2002). Bu değer deneysel değerden yaklaşık iki kat daha düşük olarak bulunmuştur. 2002 yılında $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ ışımsal bozunumu Oller tarafından *kaon halka model* kullanılarak hesaplanmış ve dallanma

oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 0.72 \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir (Oller, 2003). Escribano tarafından $L\sigma M$ model ile tüm $\pi^0 \eta$ değişmez kütle dağılımı üzerinden integrallenecek hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 8.3 \times 10^{-5}$ olarak elde edilmiş ve bulunan sonuca göre $a_0(980)$ rezonansının bozunmada baskın olduğu görülmüştür (Escribano, 2003). 2003 yılında Oset ve grubu $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ ışınal bozunumunu hem VMD hem de kiral halkalardan gelen katkıları gözönünde bulundurarak hesaplamışlar ve toplam dallanma oranı değerini $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = (0.59 \pm 0.19) \times 10^{-4}$ olarak elde etmişlerdir (Palomar ve ark., 2003). Toplam bozunuma kaon halkalardan gelen katkının oldukça büyük olduğu dikkat çekmiştir. Escribano tarafından 2007 yılında aynı bozunma $L\sigma M$ model, VMD ve kiral halka yöntemi kullanılarak incelenmiştir. $L\sigma M$ model ile hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 7.8 \times 10^{-5}$, skaler mezon katkıları içermeyen kiral halka ile hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 2.9 \times 10^{-5}$ olarak hesaplanmış ve $L\sigma M$ ile hesaplanan değerden yaklaşık üç kat daha küçük olarak elde edilmiştir (Escribano, 2006). Sadece ρ parçacığının aracılık ettiği VMD ile hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma) = 3.4 \times 10^{-6}$ değerinde hesaplanmış ve elde edilen değişmez kütle dağılımında a_0 -rezonansı baskın olarak gözlenmiştir.

$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumu 1990 yılında Fajfer ve grubu tarafından çalışılmış ve etkin lagranjiyen yöntemi kullanılarak dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) = 4.19 \times 10^{-8}$ olarak elde edilmiştir (Fajfer ve Oakes, 1990). 1992 yılında Bramon ve grubu tarafından VMD yöntem kullanılarak hesaplanan dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) = 2.7 \times 10^{-12}$ olarak bulunmuştur (Bramon ve ark., 1992a). Daha sonra aynı grup tarafından $V \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ tipindeki bozunmalar açık kabuk (on-shell) vektör mezonların içerildiği, genişletilmiş kiral tedirgenme teorisinde çalışılmıştır. Bu formalizmde hesaplanan dallanma oranı $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) = 7.6 \times 10^{-9}$ olarak hesaplanmıştır (Bramon ve ark., 1992b). Aynı yıllarda Kumano tarafından $K\bar{K}$ model (Nussinov ve Truong, 1989) kullanılarak yapılan bir çalışmada $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumunun dallanma oranı için bulunan $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) \leq 10^{-7}$ değeri oldukça küçük olduğundan CP bozulması çalışmalarına ciddi bir altyapı oluşturamayacağı sonucuna

varılmıştır (Kumano, 1992). 1998 yılında Oller tarafından aynı bozunma rezonans parçacığının içerilmediği ve farklı isosopin kanallarının gözönünde bulundurulduğu kiral uniter yaklaşım metodu kullanılarak incelemiştir (Oller, 1998). Elde edilen dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) = 5 \times 10^{-8}$ oldukça küçük olduğundan bu bozunmanın CP bozulmasında çok önemli bir etkiye sahip olmadığı sonucuna varılmıştır. 2006 yılında Escribano tarafından $L \sigma M$ modelinin kullanıldığı $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumunda skaler mezonların etkisi gözönünde bulundurulmuş ve dallanma oranı $BR(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) = 7.5 \times 10^{-8}$ değeri elde edilmiştir. Elde edilen bu değer CP testi için hala küçük bir değer olduğu sonucuna varılmıştır (Escribano, 2007). 2007 yılında Gökçalp ve Yılmaz tarafından fenomenolojik yöntem kullanılarak $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmasına f_0 ve a_0 skaler rezonanslarının katkıları gözönünde bulundurulmuş ve dallanma oranı değeri $BR(\phi \rightarrow (f_0 + a_0) \gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) = 4.47 \times 10^{-8}$ olarak hesap edilmiştir (Gökçalp ve ark., 2007).

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

Bu çalışmada ϕ mezonunun $\pi^0\pi^0\gamma$, $\pi^0\eta\gamma$ ve $K^0\bar{K}^0\gamma$ durumlarına bozunması fenomenolojik yaklaşımla ele alınmıştır ve bu bozunmaların dallanma oranları vektör mezon ara durumları (VMD), kiral-halka (chiral-loop) ve a_0 , f_0 -skaler mezonları ara durumlarının katkıları düşünülerek hesaplanmıştır.

Bu hesaplamalarda Feynman diyagramları kullanılmıştır ve bu diyagramlardaki köşeleri tanımlayan lagranjyenler kullanılarak ışımsal bozunmalar için genlikler elde edilmiştir. Bu geçiş genlikleri kullanılarak parçacıkların bozunma aralıkları hesap edilmiştir. Karşılaştırmaların ve tartışmaların daha verimli olabilmesi için incelenen bozunmaların dallanma oranları da hesaplanmıştır.

Işımsal bozunumlarla ilgili başlıklardan birisi vektör mezon baskın model ile ilintilidir. Vektör-vektör-sözdeskalere çiftlenimlerinin anormallikleri, incelediğimiz bozunma tipleri için $V \rightarrow VP \rightarrow PP\gamma$ şeklindeki mekanizmalara izin verir. Bu mekanizma $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ışımsal bozunma aralığının hesaplanmasında tam sonucu vermektedir (Bramon, 1992a) ve $\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunması ve diğer bozunmalar için de geliştirilmiştir (Bramon, 2001), özellikle ρ^0 -mezon bozunması için vektör mezon baskın model, halka hesapları ile aynı derecede önemle ele alınmaktadır. ϕ - mezon bozunmaları için düşünürsek, $\phi \rightarrow \rho\pi^0$ bozunumu OZI-yasaklı olduğundan vektör mezon baskın modelden gelecek katkı küçük olmalıdır ve yakın zamanlara kadar düşünülmemiştir (Achasov ve Kiselev, 1992). Ancak bu geçiş $\phi - \omega$ karışımı yoluyla da gerçekleşebilir, ve gerçekten küçüktür, fakat ışımsal ϕ - mezon bozunum aralığında dikkate alınması gerekmektedir.

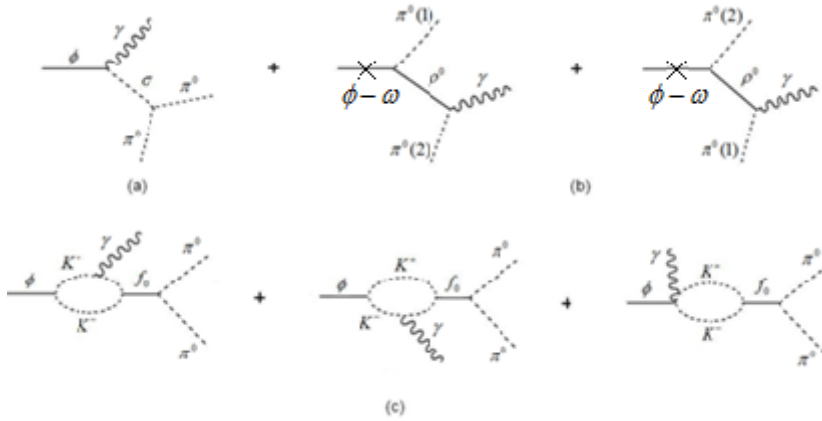
ϕ vektör mezonunun $\pi^0\pi^0\gamma$ ve $\pi^0\eta\gamma$ bozunumları incelenirken vektör mezon baskın modelde $\phi\rho\pi$ köşesi için geçişin $\phi - \omega$ karışımı yoluyla olduğu durum da tartışılmıştır. ϕ - mezonunun $K^0\bar{K}^0\gamma$ bozunması vektör mezon baskın modelde düşünülmediğinden $\phi - \omega$ karışım durumu incelenmemiştir.

Ayrıca iki basamak $\phi-\omega-\rho$ geçişinin iyi bir katkı verebileceği gösterildiğinden (Achasov ve ark., 1992), (Achasov ve Kozhevnikov 1989), $\phi\rho\pi$ geçişi gibi diğer rezonans olmayan süreçlerde ayrıntılı bir şekilde çalışılmıştır. OZI izinli $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ bozunması karşı (Wang ve Yan, 2000), foton değişimi OZI yasaklı $\phi-\gamma-\rho-\pi^+\pi^-$ yoluyla gerçekleşen elektromagnetik $\phi\pi^+\pi^-$ çiftlenimi güzel bir sonuç verir ve $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ geçişi farklı yöntemler kullanılarak çalışılmıştır (Genz ve Tatur, 1994), (Bramon ve Varias, 1979), (Oller ve ark., 2000). $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ bozunması vektör mezon baskın (tree level diagram) modelde iki basamak karışım mekanizması kullanılarak $\phi\pi^+\pi^-$ çiftlenimi hesap edilmiştir (Oller ve ark., 2000). Bu çiftlenim sabiti terimi $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ve $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunmalarında kullanılmıştır.

Bu kısımda ilk olarak $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunması incelenmiştir, daha sonra $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunması ve son olarak $\phi \rightarrow K^0\bar{K}^0\gamma$ bozunması ele alınarak bozunma diagramları, farklı aracı parçacıklardan gelen katkılar ve dallanma oranı değerlerini elde etmek için kullanılan bağıntılar verilmiştir.

3.1. $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Bozunumu

$\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunması ρ - kutup (pole), $\phi \rightarrow \rho\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, skaler σ - kutup, $\phi \rightarrow \sigma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, vektör mezon baskın genlikleri ve f_0 - kutup, $\phi \rightarrow f_0\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, genliği katkıları düşünülerek çalışılmıştır. Ele alınan bu mekanizmaların Feynman diyagramları Şekil 3.1’ de gösterilmiştir. Ayrıca ρ^0 -mezon aracı durum diyagramlarında $\phi \rightarrow \rho^0\pi^0$ sürecinin $\phi-\omega$ karışımı yoluyla oluşabileceği durum da ele alınmıştır.



Şekil 3.1: $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu için Feynman Diyagramları

Vektör mezon Baskın Model’ de çalışılan ve Şekil 3.1-(a) ve (b)’ de gösterilen Feynman diyagramlarının hesabı için kullanılan lagranjiyenler,

$$L_{\phi\sigma\gamma}^{et.} = \frac{e}{M_\phi} g_{\phi\sigma\gamma} \left[\partial^\alpha \phi^\beta \partial_\alpha A_\beta - \partial^\alpha \phi^\beta \partial_\beta A_\alpha \right] \sigma \quad (3.1)$$

$$L_{\sigma\pi\pi}^{et.} = \frac{1}{2} g_{\sigma\pi\pi} M_\sigma \vec{\pi} \cdot \vec{\pi} \sigma \quad (3.2)$$

şeklinde. $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti fenomenolojik yaklaşım da Gökalp ve Yılmaz tarafından elde edilen kuadrik denkleminin çözümünden $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.064 \pm 0.008$ ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.025 \pm 0.009$ değerleri bulunmuştur (Gökalp ve Yılmaz, 2001). Bu çalışmada aynı yöntem kullanılarak, yeni verilerle $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti de elde edilmiştir. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunmasının yakın tarihte elde edilen deneysel bozunum aralığı değeri $BR(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = (1.13 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ (Amsler ve ark., 2008) kullanılarak $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.078$ ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0012$ değerleri hesap edilmiştir.

σ mezoununun bozunum aralığı için yukarıdaki lagranjiyen kullanılarak aşağıdaki ifade elde edilmiştir ,

$$\Gamma_{\sigma} = \Gamma(\sigma \rightarrow \pi\pi) = \frac{g_{\sigma\pi\pi}^2}{4\pi} \frac{3M_{\sigma}}{8} \left[1 - \left(\frac{2M_{\pi}}{M_{\sigma}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (3.3)$$

$\sigma \rightarrow \pi\pi$ bozunumu için denklem 3.3 'de verilen bozunum aralığı ifadesi kullanılarak $g_{\sigma\pi\pi}$ çiftlenim sabiti için $g_{\sigma\pi\pi} = (5.24 \pm 0.032)$ değeri bulunmuştur. Bu değer hesabında σ -mezon parametreleri için $M_{\sigma} = (478 \pm 17) MeV$ ve $\Gamma_{\sigma} = (324 \pm 21) MeV$ değerleri kullanılmıştır (Aitala ve ark., 2001). Achasov ve Gubin (2001), $g_{\sigma\pi\pi}$ çiftlenim sabiti için $g_{\sigma\pi^0\pi^0} = 2.58 \pm 0.02 GeV$ değerini elde etmişlerdir.

ρ^0 -mezon ara durum diyagramlarının bozunuma olan katkıları hesaplanırken iki farklı durum gözönüne alındı. İlk olarak şekil 3.1-(b)'de gösterilen diyagramlardaki $\phi\rho\pi$ köşesinin karışım mekanizması olmadan oluştuğu düşünülmüştür ve bu köşe için tanımlanan etkin lagranjiyen kullanılmıştır;

$$L_{\phi\rho\pi}^{eff.} = \frac{g_{\phi\sigma\gamma}}{M_{\phi}} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_{\mu} \phi_{\nu} \partial_{\alpha} \rho_{\beta} \cdot \vec{\pi}. \quad (3.4)$$

$g_{\phi\rho\pi}$ çiftlenim sabiti $\phi \rightarrow \rho^0 \pi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumundaki veriler (Groom ve ark., 2000) kullanılarak Achasov ve Gubin (2001) tarafından $g_{\phi\rho\pi}$ çiftlenim sabiti $g_{\phi\rho\pi} = (0.811 \pm 0.081) GeV^{-1}$ olarak bulunmuştur.

İkinci durumda $\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0$ sürecinin $\phi - \omega$ karışım yoluyla bozunabileceği düşünülmüştür. Dolayısıyla $\phi - \omega$ karışımını üreten Lagranjiyeni kullanmak zorunlu olmuştur. Urech (1995), tarafından tanımlanan formalizm kullanılmıştır ve $\phi - \omega$ karışımı için lagranjiyen;

$$L_{\phi\omega} = \Theta_{\phi\omega} \phi_{\mu} \omega^{\mu} \quad (3.5)$$

olarak verilmiştir. Bu mekanizma ile şekil 3.1-(b) 'de verilen diyagramlardan elde edilen genlik \mathcal{G} ile çarpılmış ve ω -mezon (M_{ϕ} kütleli) bozunumu gibi düşünülüp hesap edilmiştir. Burada $\phi - \omega$ karışımı büyüklüğünü veren \mathcal{G} karışım parametresinin ifadesi;

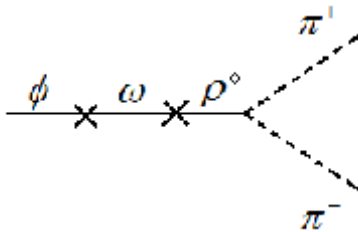
$$\mathcal{G}_{\phi\omega} = \frac{\Theta_{\phi\omega}}{M_{\phi}^2 - M_{\omega}^2} \quad (3.6)$$

şeklindedir. $\Theta_{\phi\omega}$ karışım genliği, $20000 - 29000 \text{ MeV}^2$ aralığında hesaplanmıştır (Achasov and Kozhevnikov, 1989). Buradan (3.6) ile tanımlanan $\phi - \omega$ karışım parametresinin büyüklüğü $\mathcal{G}_{\phi\omega} = 0.059 \pm 0.004$ olarak bulunmuştur (Bramon ve ark., 1998).

$\phi - \omega$ karışımı yoluyla gerçekleşen $\phi\rho\pi$ geçişi için $g_{\phi\rho\pi}$ çiftlenim sabiti, $g_{\omega\rho\pi}$ çiftlenim sabiti gibi düşünülmüştür. $g_{\omega\rho\pi}$ çiftlenim sabiti deneysel olarak VEPP-2M çarpışmasındaki SND deneyinde $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ süreci incelenirken çalışılmıştır (Achasov ve ark., 2000). Farklı bozunum modları kullanılarak hesap yapılmıştır ve $\omega \rightarrow 3\pi$ bozunum aralığının deneysel değerinden $g_{\omega\rho\pi}$ çiftlenim sabiti için $g_{\omega\rho\pi} = (14.3 \pm 0.2) \text{ GeV}^{-1}$ değeri elde edilmiştir.

Eğer $\phi - \omega - \rho$ karışım mekanizmasının etkisini göstermek istersek ρ -mezonun bozunma kanallarını da bilmemiz gerekir. Bu iki basamak karışım bize ϕ -mezonun kaon-halka yanında pion-halka ile de bağlanabileceğini göstermektedir. Bu durumun hesabı için $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ geçişi çalışılmış ve bu geçiş için $\phi - \omega - \rho$ karışımının dikkate alınması gerektiği bulunmuştur (Oller ve ark., 2000). Bu geçişi veren vektör mezon Feynman diyagramı Şekil 3.2’deki gibidir ve gerekli formalizm Oller ve arkadaşları tarafından ‘The Decay within a Chiral Unitary Approach’ adlı makalede verilmiştir. Buna göre $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ geçişi için gerekli olan etkin çiftlenim sabiti aşağıda verildiği gibidir,

$$g_{\phi\pi^+\pi^-}^{(\phi\omega)} = -\frac{M_{\phi}^2 G_{\rho}}{M_{\rho} f^2} \frac{\mathcal{G}_{\rho\omega}(M_{\phi})}{M_{\phi}^2 - M_{\rho}^2 + iM_{\rho}\Gamma_{\rho}} \frac{\mathcal{G}_{\phi\omega}(M_{\phi})}{M_{\phi}^2 - M_{\omega}^2 + iM_{\omega}\Gamma_{\omega}}. \quad (3.7)$$



Şekil 3.2: $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ bozunması için iki basamak karışım mekanizması.

$\rho\pi\gamma$ köşesi için tanımlanan etkin lagranjiyen aşağıdaki gibidir,

$$L_{\rho\pi\gamma}^{eff.} = \frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu \overset{\Gamma}{\rho}_\nu \cdot \overset{\Gamma}{\pi} \partial_\alpha A_\beta. \quad (3.8)$$

$g_{\rho\pi\gamma}$ çiftlenim sabiti için yukarıda verilen lagranjiyen kullanılarak bozunum aralığı ifadesi elde edilmiştir;

$$\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) = \frac{\alpha}{24} \frac{(M_\rho^2 - M_\pi^2)^3}{M_\rho^5} g_{\rho\pi\gamma}^2 \quad (3.9)$$

$\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ bozunumunun Amsler ve ark. (2008) tarafından ölçülen dallanma oranı $BR(\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) = (6.0 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ değeri kullanılarak $g_{\rho\pi\gamma}$ çiftlenim sabitinin değeri $g_{\rho\pi\gamma} = 0.64 \pm 0.04$ olarak hesaplanmıştır. Bu çiftlenim sabiti ile ilgili diğer bir çalışma Achasov ve Kiselev (2006) tarafından yapılmıştır ve $g_{\rho\pi\gamma}$ çiftlenim sabitini $g_{\rho\pi\gamma} = (0.26 \pm 0.02) GeV^{-1}$ olarak bulunmuştur.

ϕ mezonu f_0 skaler mezon ile K^+K^- sistemi aracılığı ile güçlü bir şekilde birleşir. Şekil 3.1-(c)' deki Feynman diyagramlarında gösterilen ϕK^+K^- ve $f_0 K^+K^-$ köşeleri için aşağıda lagranjiyenler tanımlanmıştır (Klingl ve ark., 1996);

$$L_{\phi K^+K^-}^{eff.} = -i g_{\phi K^+K^-} \phi^\mu (K^+ \partial_\mu K^- - K^- \partial_\mu K^+). \quad (3.10)$$

$$L_{f_0 K^+K^-}^{eff.} = g_{f_0 K^+K^-} M_{f_0} K^+ K^- f_0 \quad (3.11)$$

Bu lagranjiyenleri kullanarak $g_{\phi K^+K^-}$ ve $g_{f_0 K^+K^-}$ çiftlenim sabitlerinin hesaplandığı bozunum aralıkları elde edilmiştir. $\phi \rightarrow K^+K^-$ bozunumu için (3.10) kullanılarak bozunum aralığı ifadesi aşağıdaki gibi bulunmuştur;

$$\Gamma(\phi \rightarrow K^+K^-) = \frac{g_{\phi K^+K^-}^2}{48\pi} M_\phi \left[1 - \left(\frac{2M_K}{M_\phi} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (3.12)$$

$g_{\phi K^+ K^-}$ çiftlenim sabitinin hesabı için $\phi \rightarrow K^+ K^-$ bozunumunun deneysel dallanma oranı, $BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) = 0.489 \pm 0.005$ (Amsler ve ark., 2008) değeri kullanılmıştır ve çiftlenim sabiti $g_{\phi K^+ K^-} = (4.41 \pm 0.09)$ olarak elde edilmiştir. Achasov ve ark., (2001) $g_{\phi K^+ K^-}$ çiftlenim sabitini $g_{\phi K^+ K^-} = 4,391 \pm 0,078$ değerinde elde etmişlerdir.

$f_0 \rightarrow K^+ K^-$ geçişinin deneysel verileri zayıf olduğundan $g_{f_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabitinin hesabı için $\phi \rightarrow f_0 \gamma$ bozunumu ve $g_{\phi K^+ K^-}$ çiftlenim sabiti değeri kullanılmıştır. $\phi \rightarrow f_0 \gamma$ bozunmasının bozunum aralığının hesabı için Şekil 3.1-(c)' de gösterilen Feynman diyagramları ve final durum etkileşmeleri düşünülmeden ϕ ve f_0 -mezonun $K^+ K^-$ ara halkası ile $\phi \rightarrow K^+ K^- \gamma \rightarrow f_0 \gamma$ reaksiyonu yoluyla gerçekleştiği düşünülmüş ve genlik ifadesi;

$$M(\phi \rightarrow f_0 \gamma) = -\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} (g_{f_0 K^+ K^-} M_{f_0}) (e g_{\phi K^+ K^-}) I(a, b) [\epsilon \cdot uk \cdot p - \epsilon \cdot pk \cdot u] \quad (3.13)$$

olarak elde edilmiştir, burada (u, p) ve (ϵ, k) sırasıyla ϕ mezonunun ve fotonun polarizasyon vektörleri ve dört-momentumlarıdır. Bu genlik ifadesi kullanılarak bozunum aralığı aşağıdaki gibi bulunmuştur;

$$\Gamma(\phi \rightarrow f_0 \gamma) = \frac{\alpha}{6(2\pi)^4} \frac{M_\phi^2 - M_{f_0}^2}{M_\phi^3} g_{\phi K^+ K^-}^2 (g_{f_0 K^+ K^-} M_{f_0})^2 |(a-b)I(a, b)|^2. \quad (3.14)$$

(3.14) ifadesinde $\phi \rightarrow f_0 \gamma$ bozunumunun dallanma oranı için $BR(\phi \rightarrow f_0 \gamma) = (3.22 \pm 0.19) \times 10^{-4}$ (Amsler ve ark., 2008), değeri kullanılarak $g_{f_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabiti $g_{f_0 K^+ K^-} = (4.42 \pm 0.25)$ olarak elde edilmiştir. Achasov ve Gubin (2001) $g_{f_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabitininin değerini $g_{f_0 K^+ K^-} = (4.021 \pm 0.011) GeV$ olarak hesaplamışlardır. $\phi \rightarrow f_0 \gamma$ bozunum aralığı ifadesindeki $I(a, b)$ fonksiyonu aşağıdaki gibi kullanılmıştır (Lucio ve Pestieau, 1990),

$$I(a, b) = \frac{1}{2(a-b)} - \frac{1}{(a-b)^2} \left[f\left(\frac{1}{b}\right) - f\left(\frac{1}{a}\right) \right] + \frac{a}{(a-b)^2} \left[g\left(\frac{1}{b}\right) - g\left(\frac{1}{a}\right) \right] \quad (3.15)$$

burada $a = \frac{M_\phi^2}{M_K^2}$, $b = \frac{M_{f_0}^2}{M_K^2}$

$$f(x) = \begin{cases} -\left[\arcsin\left(\frac{1}{2\sqrt{x}}\right)\right]^2, & x > \frac{1}{4} \\ \frac{1}{4}\left[\ln\left(\frac{\eta_+}{\eta_-}\right) - i\pi\right]^2, & x < \frac{1}{4} \end{cases}$$

$$g(x) = \begin{cases} (4x-1)^{1/2} \arcsin\left(\frac{1}{2\sqrt{x}}\right), & x > \frac{1}{4} \\ \frac{1}{2}(1-4x)^{1/2}\left[\ln\left(\frac{\eta_+}{\eta_-}\right) - i\pi\right], & x < \frac{1}{4} \end{cases}$$

$$\eta_\pm = \frac{1}{2x}\left[1 \pm (1-4x)^{1/2}\right]. \quad (3.16)$$

Son olarak final durumunda f_0 -mezonu $\pi^0\pi^0$ ile güçlü bir şekilde bağlanır. Bu köşeyi tanımlayan etkin lagranjiyen ifadesi,

$$L_{f_0\pi\pi}^{eff.} = \frac{1}{2}g_{f_0\pi\pi}M_{f_0}\pi\pi f_0. \quad (3.17)$$

şeklindedir. (3.17)' deki lagranjiyen kullanılarak $f_0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ geçişinin bozunum aralığı $\sigma \rightarrow \pi\pi$ geçişine benzer şekilde aşağıdaki gibi türetilmiştir,

$$\Gamma(f_0 \rightarrow \pi\pi) = \frac{g_{f_0\pi\pi}^2}{4\pi} \frac{3M_{f_0}}{8} \left[1 - \left(\frac{2M_\pi}{M_{f_0}}\right)^2\right]^{1/2}. \quad (3.18)$$

$g_{f_0\pi\pi}$ çiftlenim sabitinin hesabı için bu denklem bozunum aralığı Γ_{a_0} 'ın deneysel değeri $\Gamma(f_0 \rightarrow \pi\pi) = (40-100)MeV$ (Amsler ve ark.,) kullanılarak çözülmüş ve $g_{f_0\pi\pi} = 1.58 \pm 0.30$ değeri bulunmuştur. Achasov ve Gubin (2001), $g_{f_0\pi\pi}$ çiftlenim sabitini $g_{f_0\pi^0\pi^0} = (1.494 \pm 0.021)GeV$ olarak hesaplamışlardır.

Bunların dışında hesabımızdaki genlik ifadelerinde f_0 , σ ve ρ -mezon propagatörlerinde sonlu bozunum aralığı elde edebilmek için $q^2 - M^2 \rightarrow q^2 - M^2 + iM\Gamma$ değişimi yapılmıştır.

ρ ve σ mezonları için bozunum aralığı değerleri sırasıyla $\Gamma_\rho = (146.2 \pm 0.8) MeV$ (Amsler ve ark., 2008), $\Gamma_\sigma = (324 \pm 21) MeV$ (Aitala ve ark., 2001) olarak kullanılmıştır. Γ_{f_0} bozunum aralığı için farklı ifadeler kullanılabilir. Çünkü f_0 -mezon kütesinin $M_{f_0} = 980 MeV$, K^+K^- sisteminin eşik enerjisine çok yakın olması f_0 - mezonunun Γ_{f_0} aralığı için güçlü bir enerji bağımlılığı gerektirmektedir. Buradan f_0 -mezonu için enerji bağımlı bozunum aralığı ifadesi aşağıdaki gibi kullanılmıştır.

$$\Gamma_{f_0}(q^2) = \Gamma_{\pi\pi}^{f_0}(q^2)\theta(\sqrt{q^2} - 2M_\pi) + \Gamma_{K\bar{K}}^{f_0}(q^2)\theta(\sqrt{q^2} - 2M_K) \quad (3.19)$$

q , f_0 mezonunun dörtlü momentumudur. Bu ifadedeki $\Gamma_{\pi\pi}^{f_0}(q^2)$ bozunum aralığı için,

$$\Gamma_{\pi\pi}^{f_0}(q^2) = \Gamma_{\pi\pi}^{f_0} \frac{M_{f_0}^2}{q^2} \sqrt{\frac{q^2 - 4M_\pi^2}{M_{f_0}^2 - 4M_\pi^2}} \quad (3.20)$$

ifadesi kullanılmıştır. (3.19) ifadesindeki $\Gamma_{K\bar{K}}^{f_0}(q^2)$ bozunum aralığı için (3.20)' deki ifadeye benzer bir ifade kullanılmıştır,

$$\Gamma_{K\bar{K}}^{f_0}(q^2) = \Gamma_{K\bar{K}}^{f_0}(q^2 = M_{f_0}^2) \frac{M_{f_0}^2}{q^2} \sqrt{\frac{q^2 - 4M_K^2}{M_{f_0}^2 - 4M_K^2}}. \quad (3.21)$$

M_a , M_b ve M_c Şekil 3.1' de verilen Feynman diyagramlarından hesaplanan genlikler olmak üzere toplam değişmez genlik, $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunumu için $M(E_\gamma, E_1) = M_a + M_b + M_c$ olarak elde edilmiştir. Bu genliklerin hesabıyla ilgili ayrıntılı işlemler ekte verilmiştir. Her bir diyagramın katkısı tek tek hesap edildiği gibi farklı reaksiyonlar arasındaki girişim katkıları da dikkate alınmıştır. Polarize olmayan ve durgun referans sisteminde ϕ mezonun $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunumu için elde edilen $M(E_1, E_\gamma)$ değişmez genliği cinsinden diferansiyel bozunum olasılığı hesabı için aşağıdaki ifade kullanılmıştır;

$$\frac{d\Gamma}{dE_\gamma dE_1} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{8M_\phi} |M|^2. \quad (3.22)$$

Burada E_γ ve E_1 sırasıyla foton ve pion enerjileridir. Fotonun ve pionun maksimum ve minimum değerleri kullanılarak ve (3.22)'deki ifadenin integrali alınarak, bozunumun bozunum aralığı ifadesi $\Gamma(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma)$ aşağıdaki gibi elde edilmiştir,

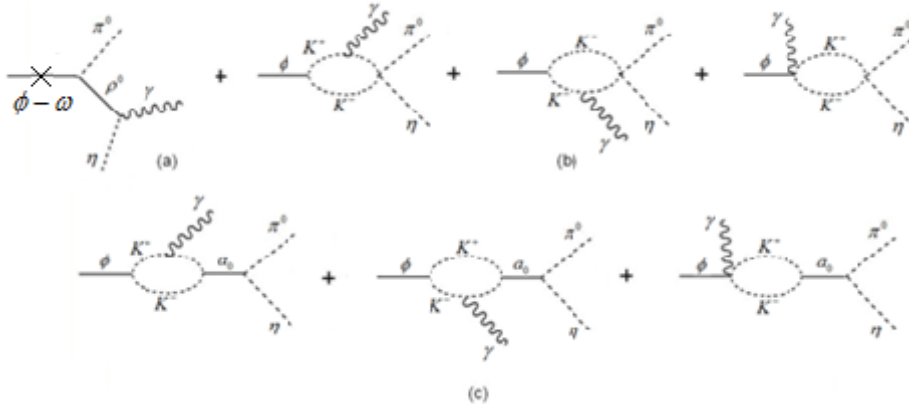
$$\Gamma(\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = \frac{1}{2} \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} dE_\gamma \int_{E_{1,\min}}^{E_{1,\max}} dE_1 \frac{d\Gamma}{dE_\gamma dE_1} \quad (3.23)$$

ifadedeki $\left(\frac{1}{2}\right)$ faktörü final durumundaki özdeş iki parçacıktan dolayı ilave edilmiştir. Fotonun minimum enerjisi için $E_{\gamma,\min} = 0$ ve maksimum enerjisi için de $E_{\gamma,\max} = (M_\phi^2 - 4M_\pi^2) / 2M_\phi$ ifadeleri kullanılmıştır. Pionun, $E_{1\pi}$, maksimum ve minimum enerjileri için aşağıdaki ifadeler düşünülmüştür,

$$\frac{1}{2(2E_\gamma M_\phi - M_\phi^2)} \left\{ -2E_\gamma^2 M_\phi + 3E_\gamma M_\phi^2 - M_\phi^3 \right. \\ \left. \pm E_\gamma \left[(-2E_\gamma M_\phi + M_\phi^2)(-2E_\gamma M_\phi + M_\phi^2 - 4M_\pi^2) \right]^{1/2} \right\}. \quad (3.24)$$

3.2. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ Bozunumu

$\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumu ρ -kutup, $\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0 \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$, vektör mezon baskın genliği, a_0 -kutup, $\phi \rightarrow a_0 \gamma \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ ve kiral halka, $\phi \rightarrow K^+ K^- \gamma \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ genliğinden gelen katkılar gözönünde bulundurularak çalışılmıştır. Şekil 3.3' de sözü geçen mekanizmaların Feynman diyagramları gösterilmiştir. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunda olduğu gibi ρ^0 - mezonun aracılık ettiği diyagramda $\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0$ geçişinin $\phi - \omega$ karışımı yoluyla oluşabileceği durum ele alınmıştır.



Şekil 3.3: $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumu için Feynman Diyagramları

Vektörmezon Baskın Model’ de çalışılan ve ρ^0 -mezonun aracılık ettiği Feynman diyagramı Şekil 3.3-(a)’ da gösterilmiştir. Bu diyagramın bozunuma olan katkısı da karışımli ve karışimsız olmak üzere iki şekilde düşünülmüştür. $\phi\rho\pi$ köşesinin karışım mekanizması olmadan oluştuğu durum (3.4) ile verilen lagranjiyen kullanılarak hesaplanmıştır. Karışım mekanizması oluştuğu durumda daha önce bahsedildiği gibi $\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0$ geçişinin $\phi - \omega$ karışım yoluyla bozunabileceği düşünülmüştür. $\phi - \omega$ karışımı için lagranjiyen (3.5) ile verilmiştir. Şekil 3.3-(a) ’daki diyagramdan elde edilen genlik \mathcal{E} ile çarpılmış ve $\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0$ bozunumu $\phi \rightarrow \omega \rightarrow \rho^0 \pi^0$ geçişi ile ω -mezon (M_ϕ kütleli) bozunumu gibi düşünülüp hesap edilmiştir. $\phi - \omega$ karışımının büyüklüğü \mathcal{E}' nun ifadesi (3.6) ile verilmiştir. Burada da $\phi - \omega$ karışımı yoluyla gerçekleşen $\phi\rho\pi$ geçişi için $g_{\phi\rho\pi}$ çiftlenim sabiti, $g_{\omega\rho\pi}$ çiftlenim sabiti gibi düşünülmüş ve yine Achasov tarafından elde edilen $g_{\omega\rho\pi} = (14.3 \pm 0.2) GeV^{-1}$ değeri kullanılmıştır.

$\rho\eta\pi$ köşesini için tanımlanan lagranjiyan,

$$L_{\rho\eta\gamma}^{eff} = \frac{e}{M_\rho} g_{\rho\eta\gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu \rho_\nu \partial_\alpha A_\beta \eta. \quad (3.25)$$

şeklindedir. $g_{\rho\eta\gamma}$ çiftlenim sabiti için (3.25) ile verilen lagranjiyen kullanılarak elde edilen bozunum aralığı aşağıdaki gibidir;

$$\Gamma(\rho \rightarrow \eta\gamma) = \frac{\alpha}{24} \frac{(M_\rho^2 - M_\pi^2)^3}{M_\rho^5} g_{\rho\eta\gamma}^2. \quad (3.26)$$

$\rho \rightarrow \eta\gamma$ bozunumu için deneysel dallanma oranı (Amsler ve ark., 2008) $BR(\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma) = (3.0 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ kullanılarak $g_{\rho\eta\gamma}$ çiftlenim sabiti $g_{\rho\eta\gamma} = (1.22 \pm 0.04)$ olarak hesaplanmıştır. Achasov ve Gubin (2001) deneysel olarak $g_{\rho\eta\gamma}$ çiftlenim sabitini $g_{\rho\eta\gamma} = (0.572 \pm 0.08) GeV^{-1}$ değerinde elde etmişlerdir.

Şekil 3.3-(b)' de Feynman diyagramları ile verilen $\phi K^+ K^-$ köşesi için tanımlanan lagranjiyen (3.10) ile verilmiştir. Bu lagranjiyenden elde edilen $\phi \rightarrow K^+ K^-$ geçişinin bozunum aralığı ise (3.12)' de verildiği gibi kullanılmıştır.

Dört sözdeskaler parçacık, $KK\pi\eta$ köşesini tanımlayan genlik, Bramon ve grubu tarafından kiral tedirgenme teorisi kullanılarak elde edilmiştir (Bramon ve ark., 2000) ve bu köşelerin ifadesi aşağıdaki gibidir;

$$M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta) = \frac{\sqrt{3}}{4f_\pi^2} \left(M_{\pi^0 \eta}^2 - \frac{4}{3} M_K^2 \right) \quad (3.27)$$

Bu ifadedeki $M_{\pi^0 \eta}$, $\pi^0 \eta$ sisteminin değişmez kütlelerini ve $f_\pi = 92.4 MeV$ pion bozunma sabitini ifade etmektedir. Böylece Şekil 3.3-(b)' deki Feynman diyagramlarından elde edilen $\phi \rightarrow K^+ K^- \gamma \rightarrow \pi^0 \eta\gamma$ bozunumunun genlik ifadesi,

$$M = \left(\frac{ieg_{\phi K^+ K^-}}{2\pi^2 M_K^2} \right) M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta) I(a, b) [\epsilon . uk . p - \epsilon . pk . u] \quad (3.28)$$

olarak elde edilmiştir. Bu ifadedeki (u, p) ve (ϵ, k) sırasıyla ϕ mezonunun ve fotonun polarizasyon vektörleri ve dört-momentumlarıdır.

Şekil 3.3-(c)' de Feynman diyagramları ile gösterilen $\phi K^+ K^-$ köşesini tanımlayan lagranjiyen ifadesi (3.10)' da verilmiştir. $a_0 K^+ K^-$ köşesi için lagranjiyen aşağıdaki gibidir,

$$L_{a_0 K^+ K^-}^{eff.} = g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0} K^+ K^- a_0. \quad (3.29)$$

Bu etkin lagranjiyen ifadesinden elde edilen a_0 skaler mezonunun bozunum aralığı,

$$\Gamma(a_0 \rightarrow K^+ K^-) = \frac{g_{a_0 K^+ K^-}^2}{16\pi} M_{a_0} \left[1 - \left(\frac{2M_K}{M_{a_0}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.30)$$

olarak tanımlanmıştır. $g_{a_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabiti fenomenolojik yaklaşım kullanılarak bu çiftlenim sabitlerine bağlı olarak elde edilen kuadrik denklemin çözümünden, $g_{a_0 K^+ K^-} = (3.0 \pm 0.4) GeV$ ve $g_{a_0 K^+ K^-} = (-1.5 \pm 0.3) GeV$ değerleri bulunmuştur (Gökalp ve ark., 2008). Achasov ve Gubin (2001), deneysel verilerden $g_{a_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabitini $g_{a_0 K^+ K^-} = (2.747 \pm 0.428) GeV$ olarak elde etmişlerdir.

$\phi \rightarrow a_0 \gamma$ bozunumunun bozunum aralığının hesabı için elde edilen genlik ifadesi, daha önce $\phi \rightarrow f_0 \gamma$ geçişine benzer şekilde elde edilmiştir;

$$M(\phi \rightarrow a_0 \gamma) = -\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} (g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0}) (e g_{\phi K^+ K^-}) I(a, b) [\epsilon . uk . p - \epsilon . pk . u]. \quad (3.31)$$

Bu genlik ifadesi kullanılarak $\phi \rightarrow a_0 \gamma$ bozunumu için bozunum aralığı aşağıdaki gibi olmaktadır,

$$\Gamma(\phi \rightarrow a_0 \gamma) = \frac{\alpha}{6(2\pi)^4} \frac{M_\phi^2 - M_{a_0}^2}{M_\phi^3} g_{\phi K^+ K^-}^2 (g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0})^2 |(a-b)I(a,b)|^2. \quad (3.32)$$

$\phi \rightarrow a_0 \gamma$ bozunum aralığı ifadesindeki $I(a, b)$ fonksiyonu (3.15) ve (3.16) ile verildiği gibidir.

Son olarak $a_0 \pi^0 \eta$ köşesi için tanımlanan etkin lagranjiyen ifadesi,

$$L_{a_0\pi^0\eta}^{eff.} = g_{a_0\pi^0\eta} \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{a_0} \eta \quad (3.33)$$

şeklindedir. $a_0 \rightarrow \pi^0\eta$ bozunumunun bozunum aralığı aşağıdaki gibi hesap edilmiştir,

$$\Gamma(a_0 \rightarrow \pi^0\eta) = \frac{g_{a_0\pi\eta}^2}{16\pi M_{a_0}} \sqrt{\left[1 - \frac{(M_{\pi^0} + M_{\eta})^2}{M_{a_0}^2}\right]} \sqrt{\left[1 - \frac{(M_{\pi^0} - M_{\eta})^2}{M_{a_0}^2}\right]}. \quad (3.34)$$

Bu ifade ile Amsler ve ark. (2008) tarafından ölçülen deneysel bozunum aralığı $\Gamma_{a_0} = 70 MeV$ değeri kullanılarak $g_{a_0\pi\eta}$ çiftlenim sabiti $g_{a_0\pi\eta} = (2.33 \pm 0.18)$ olarak hesaplanmıştır. Kuru ve Yılmaz (2005), QCD teorisini kullanarak $g_{a_0\pi\eta}$ çiftlenim sabitini $g_{a_0\pi\eta} = (2.0 \pm 0.3) GeV$ olarak hesaplamışlardır.

Final durumdaki $\pi^0\eta$ sisteminde, değişmez kütle büyüklüğü $M_{\pi^0\eta}^2 = (q_1 + q_2)^2 = (p - k)^2$ ifadesi ile verilmektedir. Buradaki q_1 ve q_2 sırasıyla son durumdaki π^0 ve η sözdeskaler parçacıkların dört momentumlarına karşılık gelmektedir.

Değişmez genliklerin hesabında a_0 ve ρ^0 gibi kararsız parçacıkların sonlu bozunum aralığı ifadelerini elde edebilmek için yine propagatör ifadelerinde $q^2 - M^2 \rightarrow q^2 - M^2 + iM\Gamma$ değişimi yapılmıştır. ρ mezonu için deneysel bozunum aralığı $\Gamma_{\rho} = (146.2 \pm 0.8) MeV$ (Amsler ve ark., 2008) olarak alınmıştır. a_0 mezonunun kütesinin, K^+K^- durumlarının eşik enerjisine çok yakın bir değerde olması, a_0 mezonun Γ_{a_0} bozunum aralığının büyük miktarda enerji bağımlı olmasına sebep olmaktadır. Bu çalışmada söz konusu bağımlılığı hesaba katmak için Flatte tarafından önerilen a_0 rezonansı ile $\pi\eta K\bar{K}$ bağlı kanalı üzerine kurulu fikir benimsenmiştir (Flatte, 1976). Buna göre a_0 -rezonansının enerji bağımlı bozunum aralığı aşağıdaki gibidir;

$$\begin{aligned} \Gamma_{a_0}(q^2) = & \Gamma_{\pi^0\eta}^{a_0}(q^2) \theta\left(\sqrt{q^2} - (M_{\pi^0} + M_{\eta})\right) + i g_{K\bar{K}} \sqrt{M_K^2 - q^2} / 4 \theta\left(2M_K - \sqrt{q^2}\right) \\ & + g_{K\bar{K}} \sqrt{q^2 / 4 - M_K^2} \theta\left(\sqrt{q^2} - 2M_K\right) \end{aligned} \quad (3.35)$$

Bu ifadedeki $\Gamma_{\pi^0\eta}^{a_0}$ bozunum aralığı;

$$\Gamma_{\pi^0\eta}^{a_0}(q^2) = \frac{g_{a_0\pi\eta}^2}{16\pi(q^2)^{3/2}} \sqrt{[q^2 - (M_{\pi^0} + M_\eta)^2][q^2 - (M_{\pi^0} - M_\eta)^2]} \quad (3.36)$$

şeklindedir. a_0 mezonunun parametrelerinden biri olan $g_{K\bar{K}}$ Flatte parametresinin değeri $g_{K\bar{K}} = (0.22 \pm 0.04)$ olarak alınmıştır (Teige ve ark., 1998).

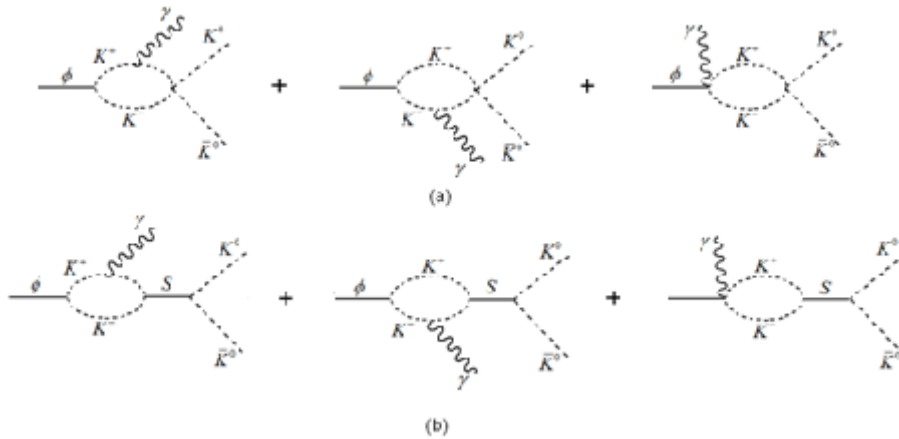
Şekil 3.3' de verilen Feynman diyagramlarından hesaplanan genlikler M'_a , M'_b ve M'_c olmak üzere $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunumu için toplam değişmez genlik $M(E_\gamma, E_1) = M'_a + M'_b + M'_c$ olarak elde edilmiştir ve ayrıntılı çözümler ekte verilmiştir. $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunumuna farklı reaksiyonlardan gelen katkılar ile birlikte bu reaksiyonlar arasındaki girişim etkileri de hesap edilmiştir. Polarize olmayan ve durgun referans sistemindeki ϕ mezonun $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunumu için $M(E_\gamma, E_1)$ değişmez genliği cinsinden diferansiyel bozunma olasılığı (3.20) ifadesi ile verilmiştir. E_γ ve $E_{1\pi}$ sırasıyla foton ve pionun enerjileridir. $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunumunda olduğu gibi (3.22) ifadesinin integrali alınarak elde edilen bozunum aralığı $\Gamma(\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma)$ (3.23) ile verilmiştir. Fakat bu kez final durumdaki parçacıklar özdeş olmadıklarından $\frac{1}{2}$ faktörü (3.23) ifadesinde yer almayacaktır. Fotonun minimum enerjisi için $E_{\gamma,\min} = 0$ ve maksimum enerjisi için $E_{\gamma,\max} = [M_\phi^2 - (M_\pi + M_\eta)^2] / 2M_\phi$ ifadesi alınmıştır. $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunumu için $E_{1\pi}$, Maksimum ve minimum pion enerjileri ise,

$$\frac{1}{2(2E_\gamma M_\phi - M_\phi^2)} \left\{ -2E_\gamma^2 M_\phi - M_\phi (M_\phi^2 + M_{\pi^0}^2 - M_\eta^2) + E_\gamma (3M_\phi^2 + M_{\pi^0}^2 - M_\eta^2) \right. \\ \left. \pm E_\gamma \left[4E_\gamma^2 M_\phi^2 + M_\phi^4 + (M_{\pi^0}^2 - M_\eta^2)^2 - 2M_\phi^2 (M_{\pi^0}^2 + M_\eta^2) \right] \right. \\ \left. + 4E_\gamma M_\phi (-M_\phi^2 + M_{\pi^0}^2 + M_\eta^2)^{1/2} \right\} \quad (3.37)$$

şeklinde kullanılmıştır.

3.3. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Bozunumu

$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumunun ϕ -mezon ve skaler mezonlarla güçlü bir şekilde çiftleşen $K^+ K^-$ halkası yoluyla gerçekleştiği düşünülmüştür. Dolayısıyla, bu bozunmada skaler mezonların katkısı baskındır. Bu bozunmayı ilginç hale getiren özelliği $K \bar{K}$ çiftinin f_0 ve a_0 mezonları ile doğrudan ölçümlerine izin vermesidir. Yani, bu süreç f_0 ve a_0 mezonlarının aynı anda katkı verebildiği tek ışımsal bozunmadır. Dolayısı ile bu çalışmada, kaon-halka modeli katkısı yanında f_0 ve a_0 skaler mezonların katkıları da çalışılmıştır. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumunun bozunum süreçlerini $\phi \rightarrow K^+ K^- \gamma \rightarrow K \bar{K}^0 \gamma$ ve $\phi \rightarrow K^+ K^- \gamma \rightarrow S \gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ ($S = f_0, a_0$), gösteren feynman diyagramları Şekil 3.4’ de verilmiştir.



Şekil 3.4: $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumu için Feynman Diyagramları, burada S , f_0 ve a_0 skaler mezonları göstermektedir.

Bu diyagramlardaki $\phi K^+ K^-$ köşesi için, $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ ve $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunmaları incelenirken tanımlanan etkin lagranjiyen ve bu lagranjiyen kullanılarak elde edilen bozunum aralığı yardımı ile hesaplanan $g_{\phi K^+ K^-}$ çiftleşim sabiti dikkate alınmıştır. Diğer köşeler için kullanılan ifadeler aşağıda sırasıyla verilmiştir.

Şekil 3.4-(a)’ da gösterilen ve kaon-halka modeli katkısını veren Feynman diyagramlarında $K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ geçişini veren genlik ifadesi (Oller, 1998),

$$\langle K^0 \bar{K}^0 | t | K^+ K^- \rangle = \frac{1}{2} [t_{1=0} - t_{1=1}] = -\frac{1}{4f^2} \left[s + \frac{4M_K^2 - \sum_i P_i^2}{3} \right] \quad (3.38)$$

şeklindedir. Burada f pion bozunum sabitidir ve değeri $f \approx 93 \text{ MeV}$ dir. I ise genliğin izospin kanalını göstermektedir, i indisi 1–4 arası değer alır ve güçlü etkileşmede yer alan dört kaondan birisini içerir. Bu ifade $p_{K^0}^2 = p_{\bar{K}^0}^2 = m_K^2$ durumunda aşağıdaki gibi elde edilmiştir,

$$M_{(a)}(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) = -\frac{1}{2f^2} \left[s + \frac{4M_{K^0}^2 - 2M_K^2}{3} \right]. \quad (3.39)$$

f_0 ve a_0 skaler mezonlardan gelecek katkının hesaplanması için Şekil 3.4-(b)' de verilen Feynman diyagramları kullanılmıştır. Bu diyagramlardaki SK^+K^- ve $SK^0\bar{K}^0$ köşeleri için tanımlanan lagranjiyan ifadeleri aşağıdaki gibidir,

$$L_{SK^+K^-}^{eff.} = -g_{SK^+K^-} K^+ K^- S \quad (3.40)$$

$$L_{SK^0\bar{K}^0}^{eff.} = -g_{SK^0\bar{K}^0} K^0 \bar{K}^0 S. \quad (3.41)$$

$g_{SK^+K^-}$ ve $g_{SK^0\bar{K}^0}$ çiftlenim sabitleri teorik hesaplamalardan ve deneysel verilerin analizlerinden hesaplanmıştır. Daha önceki bölümlerde incelenen $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ ve $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumlarından $g_{SK^+K^-}$ çiftlenim sabitlerinin değerleri bulunmuştur. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmasının hesabında da daha önceki bölümde hesaplanan değerler kullanılmıştır. Ayrıca $g_{SK^+K^-}$ ve $g_{SK^0\bar{K}^0}$ çiftlenim sabitleri ile ilgili bir noktaya daha değinmek yerinde olur. İzotopik spin değişmezliğinden $g_{f_0 K^+ K^-} = g_{f_0 K^0 \bar{K}^0}$ ve $g_{a_0 K^+ K^-} = -g_{a_0 K^0 \bar{K}^0}$ eşitlikleri yazılabilir (Achasov ve Ivanchenko, 1989). Hesaplarımızda bu yaklaşımı kullanarak, bu durumu sağlayan $g_{SK^+K^-}$ ve $g_{SK^0\bar{K}^0}$ çiftlenim sabitleri kullanılmıştır. Skaler f_0 ve a_0 mezonlarını içeren $M_{(b)}(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0)$ genlik ifadesi aşağıdaki gibi elde edilmiştir;

$$M_{(b)} = (K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) = -i g_{SK^+K^-} g_{SK^0\bar{K}^0} \frac{1}{q^2 - M_S^2}. \quad (3.42)$$

Buradan $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumu için Şekil 3.4 diyagramlarından elde edilen genlik,

$$M(\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma) = -\frac{e g_{\phi KK}}{i 2\pi^2 M_K^2} [p.k \in u - p.k \in k.u] I(a, b) M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \quad (3.43)$$

olarak elde edilmiştir. İfadedeki (u, p) ve (ϵ, k) sırasıyla ϕ -mezon ve foton için polarizasyon vektörü ve dört momentumudur. $I(a, b)$ fonksiyonu ifadesi (3.15) ve (3.16)' da verildiği gibi

kullanılmıştır ve bu fonksiyondaki $a = \frac{M_\phi^2}{M_K^2}$ ve M_{KK}^2 son $K^0 \bar{K}^0$ sisteminde değeri

$M_{K^0\bar{K}^0}^2 = (p - k)^2 = q^2$ ile verilen değişmez kütle olmak üzere $b = \frac{M_{KK}^2}{M_K^2}$ değerindedir. Kaon-halka

ve skaler mezonları içeren $M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0)$ genlik ifadesi ise,

$$M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) = M_{(a)}(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) + M_{(b)}(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \quad (3.44)$$

şeklindedir. $M_{(a),(b)}$ ifadeleri için (3.39) ve (3.42) kullanılmıştır.

f_0 ve a_0 skaler rezonans parçacıklar kararsız olduklarından sonlu yaşam süresine sahiptirler ve bu rezonanslar için enerji bağımlı Breit-Wigner propagatörleri kullanılmıştır. Dolayısı ile skaler mezon propagatörlerinde $q^2 - M_S^2 \rightarrow q^2 - M_S^2 + i M_S \Gamma_S$ gibi bir değişiklik bu bozunma hesabı için de yapılmıştır. Burada $\Gamma_S(q^2)$ için aşağıdaki ifadeler tanımlanmıştır,

$$\begin{aligned}
\Gamma_{f_0}(q^2) &= \frac{g_{f_0 K^+ K^-}^2}{16\pi\sqrt{q^2}} \sqrt{1 - \frac{4M_{K^+}^2}{q^2}} \theta(\sqrt{q^2} - 2M_{K^+}) \\
&+ \frac{g_{a_0 K^0 \bar{K}^0}^2}{16\pi\sqrt{q^2}} \sqrt{1 - \frac{4M_{K^0}^2}{q^2}} \theta(\sqrt{q^2} - 2M_{K^0}) \\
&+ \frac{2}{3} \Gamma_{f_0} \frac{M_{f_0}}{\sqrt{q^2}} \frac{\sqrt{1 - \frac{4M_{\pi^0}^2}{q^2}}}{\sqrt{1 - \frac{4M_{\pi^0}^2}{M_{f_0}^2}}} \theta(\sqrt{q^2} - 2M_{\pi^0})
\end{aligned} \tag{3.45}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_{a_0}(q^2) &= \frac{g_{a_0 K^+ K^-}^2}{16\pi\sqrt{q^2}} \sqrt{1 - \frac{4M_{K^+}^2}{q^2}} \theta(\sqrt{q^2} - 2M_{K^+}) \\
&+ \frac{g_{a_0 K^0 \bar{K}^0}^2}{16\pi\sqrt{q^2}} \sqrt{1 - \frac{4M_{K^0}^2}{q^2}} \theta(\sqrt{q^2} - 2M_{K^0}) \\
&+ \Gamma_{a_0} \frac{M_{a_0}}{\sqrt{q^2}} \frac{\sqrt{\left[1 - \frac{(M_{\pi^0} + M_\eta)^2}{q^2}\right] \left[1 - \frac{(M_{\pi^0} - M_\eta)^2}{q^2}\right]}}{\sqrt{\left[1 - \frac{(M_{\pi^0} + M_\eta)^2}{M_{a_0}^2}\right] \left[1 - \frac{(M_{\pi^0} - M_\eta)^2}{M_{a_0}^2}\right]}} \theta(\sqrt{q^2} - (M_{\pi^0} + M_\eta))
\end{aligned} \tag{3.46}$$

Bu ifadelerdeki Γ_{f_0} ve Γ_{a_0} bozunum aralıklarının deneysel değerleri kullanılmıştır, (Amsler, 2008).

$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için diferansiyel bozunum olasılığı ve bozunum aralığı hesapları için daha önce tanımlanan eşitlikler kullanılmıştır, (3.22 –3.23) ve yine final durumdaki parçacıklar özdeş olmadığından (3.23) ifadesindeki $\frac{1}{2}$ faktörü kullanılmamıştır. Ancak bu bozunmanın hesabında bozunum aralığı hesabındaki integralin sınırları için aşağıdaki durumlar düşünülmüştür; $E_{\gamma, \min} = 0$ fotonun minimum enerjisi olmak üzere fotonun maksimum enerjisi için $E_{\gamma, \max} = (M_\phi^2 - 4M_{K^0}^2) / 2M_\phi$ alınmıştır. Ayrıca K^0 mezonunun E_1 enerjisinin maksimum ve minimum değerleri için,

$$\frac{1}{2(2E_\gamma M_\phi - M_\phi^2)} \left\{ \begin{array}{l} -2E_\gamma^2 M_\phi + 3E_\gamma M_\phi^2 - M_\phi^3 \\ \pm E_\gamma \left[(-2E_\gamma M_\phi + M_\phi^2)(-2E_\gamma M_\phi + M_\phi^2 - 4M_{K^0}^2) \right]^{1/2} \end{array} \right\} \quad (3.47)$$

ifadesi kullanılmıştır.

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu bölümde $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ ve $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmaları için elde edilen verilerin tartışması yapılmıştır. Yapılan hesaplamalarda bu bozunmalar için vektör mezon baskın model, kiral halka katkıları ve skaler mezonların katkıları düşünülmüştür. Ayrıca karışım mekanizmalarının bu bozunmalara olan etkisi tartışılmıştır.

4.1. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ Bozunumu

$\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu için $\phi \rightarrow \sigma \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, $\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ ve $\phi \rightarrow f_0 \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ geçişlerinden gelen katkılar gözönüne alınarak incelenmiştir. Bu bozunmada ayrıca $\phi - \omega$ ve $\phi - \omega - \rho$ karışım mekanizmalarının katkılarının olup olmadığına da bakılmıştır. Sayısal değerlerin elde edilebilmesi için yapılan hesaplamalarda parçacıkların kütleleri ile bozunum aralıkları için $M_\phi = 1019.455 \text{ MeV}$, $M_{\pi^0} = 134.9766 \text{ MeV}$, $M_{\rho^0} = 775.49 \text{ MeV}$, $M_{f_0} = 996 \text{ MeV}$, $M_\sigma = 478 \text{ MeV}$, $M_K = 493.677 \text{ MeV}$, $\Gamma_\phi = 4.26 \text{ MeV}$, $\Gamma_\rho = 146.2 \text{ MeV}$, $\Gamma_\sigma = 324 \text{ MeV}$ (Amsler ve ark., 2008) değerleri kullanılmıştır. $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti, bu sabite bağlı olarak elde edilen ikinci dereceden diferansiyel denklemin, $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunmasının son deneysel değeri kullanılarak çözülmesinden elde edilmiştir. Buradan $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.078$ ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0012$ değerleri bulunmuştur. Ayrıca karışım mekanizmalarının etkileri düşünülerek hesap yapıldığında $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0750$ ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0032$ değerleri elde edilmiştir. Buradan karışım mekanizmasının çiftlenim sabitleri üzerine etkisinin arttırıcı ve azaltıcı olabildiği görülmüştür.

Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2' de bu çiftlenim sabitleri kullanılarak $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunmasının farklı mekanizmalardan elde edilen dallanma oranları verilmiştir. Karışım mekanizmalarının, $\phi - \omega$ ve $\phi - \omega - \rho$, etkilerini daha net görmek için $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunması

bu mekanizmalar dikkate alınmadan da çalışılmıştır. Çizelge 4.1 karışım mekanizmasının olmadığı katkıları, Çizelge 4.2 karışım mekanizmasının olduğu katkıları içermektedir.

Çizelge 4.1. Karışım mekanizması etkisi düşünülmeden $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu için elde edilen dallanma oranları.

$g_{\phi\sigma\gamma}$	$\sigma (\times 10^{-4})$	$\rho (\times 10^{-4})$	$f_0 (\times 10^{-4})$	<i>toplam</i> ($\times 10^{-4}$)
0.078	0.3645	0.1159	1.0446	1.1293 ± 0.1055
0.0012	0.0001	0.1159	1.0446	1.1300 ± 0.1544
	$\sigma + f_0$	$\rho + f_0$	$\sigma + \rho$	<i>giriş</i>
0.078	0.9111	1.1356	0.6075	-0.3957
0.0012	1.0371	1.1356	0.1179	-0.0306

Çizelge 4.2. Karışım mekanizması etkisi düşünülerek $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunması için elde edilen dallanma oranları.

$g_{\phi\sigma\gamma}$	$\sigma (\times 10^{-4})$	$\rho + (\phi - \omega)$ ($\times 10^{-4}$)	$f_0 (\times 10^{-4})$	<i>toplam</i> ($\times 10^{-4}$)
0.0750	0.3370	0.1257	1.0446	1.1300 ± 0.1073
0.0032	0.0006	0.1257	1.0446	1.1301 ± 0.8554
	$\sigma + f_0$	$\rho + f_0 + (\phi - \omega)$	$\sigma + \rho + (\phi - \omega)$	<i>giriş</i>
0.0750	0.9028	1.1444	0.5901	-0.3774
0.0032	1.0248	1.1444	0.1317	-0.0409

$\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunmasında $\phi - \omega$ ve $\phi - \omega - \rho$ karışım mekanizmalarının etkilerinin ne olduğu tartışılmıştır. Yukarıda verilen her iki tablo incelenirse $\phi - \omega$ karışımının hesaplanan çiftlenim sabiti ve dallanma oranlarına katkısının çok küçük olduğu görülür. $\phi - \omega - \rho$ karışım mekanizmasının ise katkısının ihmal edilir derecede küçük olduğu görüldüğünden sayısal değerleri verilmemiştir. $\phi - \omega - \rho$ karışımı $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ yasaklı geçişi incelenirken ele

alınmıştır, (Oller ve ark., 2000). Bu çalışmada da aynı yöntem kullanılmıştır. Bu karışım mekanizması ile ϕ –mezon ρ –mezon gibi hareket ettiğinden ϕ –mezonun $\pi^0\pi^0\gamma$ bozunması ρ –mezonun $\pi^0\pi^0\gamma$ bozunması gibi düşünülmüştür ve kiral-halka, σ -mezon ara durum genliklerinin katkıları hesaplanmıştır. Analitik çözümlerinin sonucunda dallanma oranları kiral halkadan $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = 0.18342 \times 10^{-9}$, σ ara durum genliğinden $BR(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = 0.85224 \times 10^{-9}$ olarak bulunmuştur. Elde edilen verilerin oldukça küçük olmasından dolayı toplam dallanma oranına katkıları da küçük olmuştur.

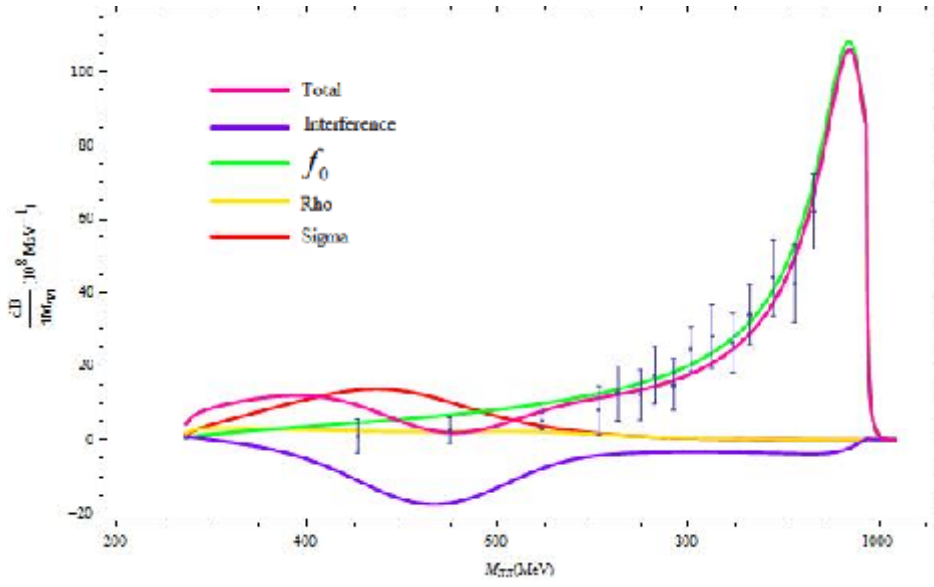
Çizelge 4.1’ den görüldüğü gibi $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.078$ olarak alındığı durumda sadece σ -mezonun aracılık ettiği VMD diyagramdan gelen katkı $BR(\phi \rightarrow \sigma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = 0.364 \times 10^{-4}$, ρ -mezonun aracılık ettiği VMD diyagramdan gelen katkı $BR(\phi \rightarrow \rho^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = 0.115 \times 10^{-4}$, f_0 -mezonun aracılık ettiği halka diyagramlardan gelen katkı $BR(\phi \rightarrow f_0\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = 1.0446 \times 10^{-4}$ olarak bulunmuştur. $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0012$ olarak alındığı durumda ise toplam dallanma oranına sadece σ -mezonun aracılık ettiği VMD diyagramdan gelen katkı $BR(\phi \rightarrow \sigma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = 0.0001 \times 10^{-4}$ olarak elde edilirken, ρ ve f_0 -mezonun aracılık ettiği diyagramlardan gelen katkı, çiftlenim sabiti bu mezonlara bağlı olmadığından, değişmemiştir ve dallanma oranları $BR(\phi \rightarrow \rho^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = 0.115 \times 10^{-4}$ ile $BR(\phi \rightarrow f_0\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = 1.044 \times 10^{-4}$ olarak bulunmuştur. Çizelge 4.2’ deki verilere bakıldığında $\phi - \omega$ karışımının etkisinin çok küçük olduğu görülmüştür. Bu karışım VMD diyagramında geçerli olduğundan elde edilen sonuçlara bakılarak mekanizmanın ρ – mezon ara durumdan gelen katkıyı yaklaşık olarak %8 oranında arttırdığı görülmüştür. Toplam dallanma oranına etkisine bakılırsa arttırıcı etkisinin oldukça küçük olduğu görülmüştür.

Çizelge 4.3. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunması için elde edilen toplam dallanma oranının literatürdeki diğer çalışmalar ile karşılaştırılması.

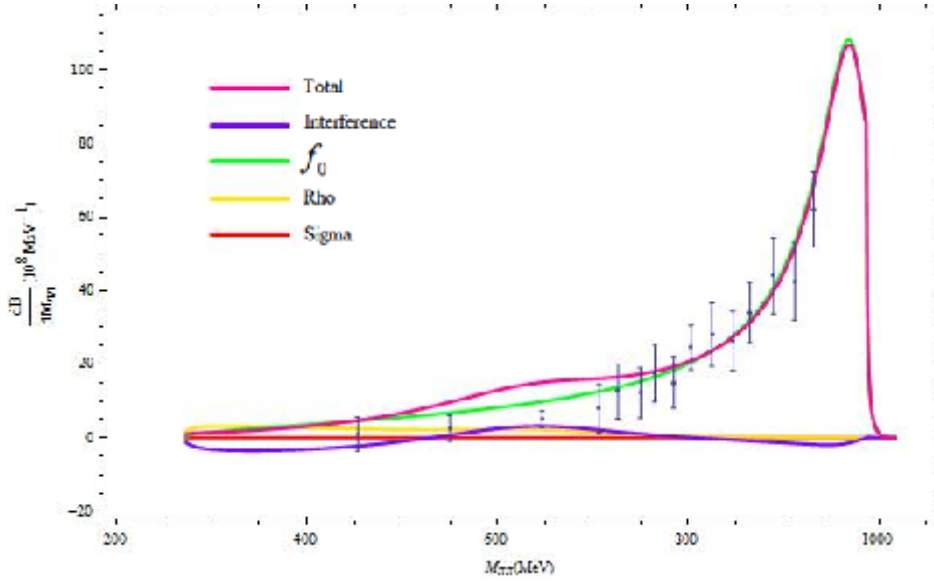
<i>referanslar</i>	$\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma (\times 10^{-4})$	<i>referanslar</i>	$\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma (\times 10^{-4})$
Achasov ve ark., 2000	1.14 ± 0.10	Escribano, 2003	0.8
Akmetshin ve ark., 1999	1.08 ± 0.17	Markushin, 2000	1.2
KLOE, 2002	1.09 ± 0.03	Bramon ve ark., 2002	1.16
Fajfer ve Oakes, 1990	0.346	Palomar ve ark., 2003	1.2 ± 0.3
<i>bu çal</i> ³ ($g_{\phi\sigma\gamma} = 0.078$)	1.1293 ± 0.1055	<i>bu çal</i> ³ ($g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0012$)	1.1300 ± 0.1544

Çizelge 4.3’ deki verilere bakıldığında bu çalışmada elde edilen değerlerin, farklı teorik yöntemlerle ve deneysel değerler ile uyum içerisinde olduğu görülür.

Grafik analizlerini yapabilmek için $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun değişmez kütle, $M_{\pi\pi}$, dağılımları grafikleri çizilmiştir. Şekil 4.1’ de çalıştığımız fenomenolojik yaklaşımda $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitini $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.078$ değerinde seçerek $dBR / dM_{\pi\pi} = (M_{\pi\pi} / M_{\phi}) dBR / dE_{\gamma}$ dağılımı grafiği, değişmez kütle fonksiyonu cinsinden çizilmiştir; Şekil 4.2’ de ise aynı dağılım $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0012$ değeri için gösterilmiştir. Bu grafiklerde $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu için farklı reaksiyonlardan gelen katkıların yanında toplam dallanma oranının katkısı ve girişimin etkisi de gösterilmiştir. Her iki grafikten de görüldüğü gibi f_0 genliği baskın spektrumu oluşturmaktadır. Ayrıca deneysel verilerden elde edilen datalarla uyum içerisinde olan grafiğin $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.078$ değeri için çizilen grafik olduğu görülmüştür.

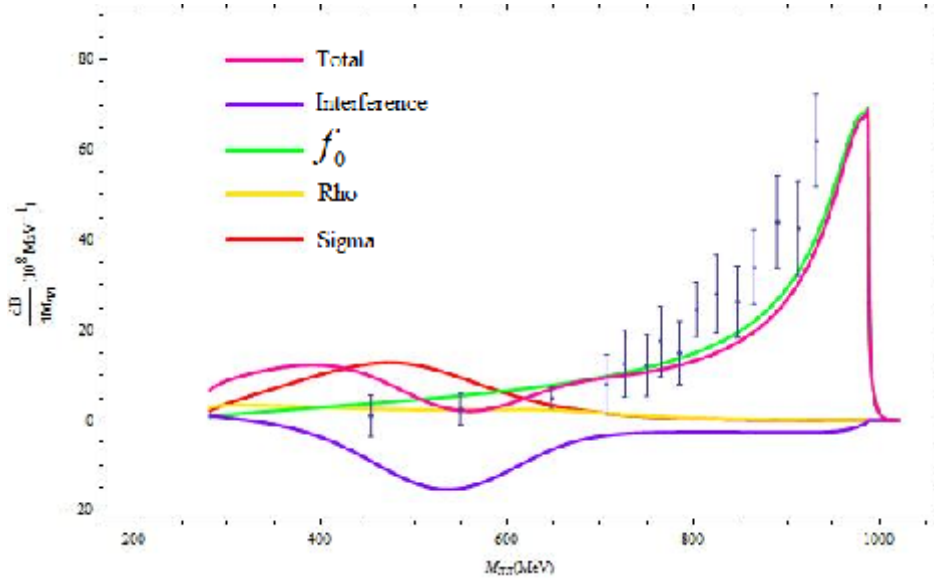


Şekil 4.1. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.078$ değeri için $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle spektrumu. Farklı terimlerin katkıları da gösterilmiştir.

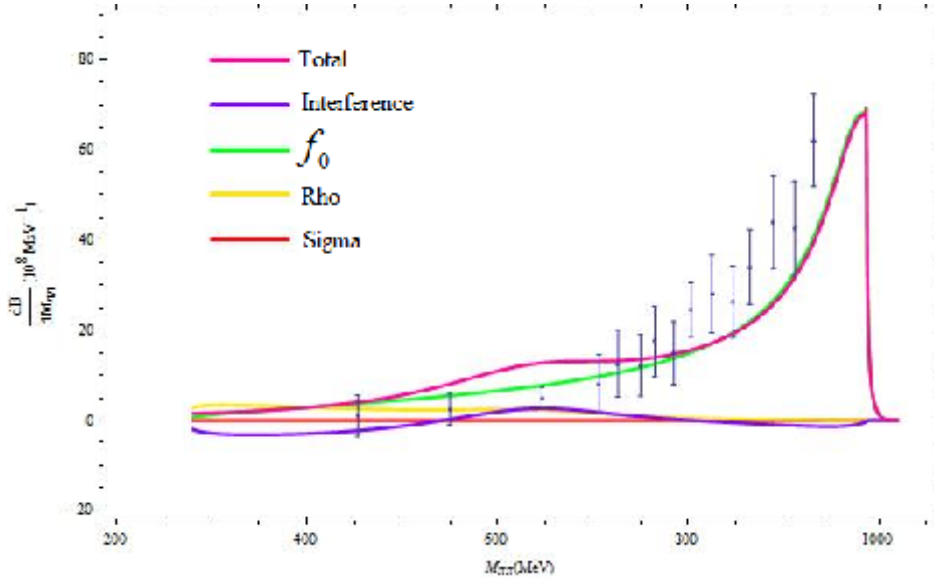


Şekil 4.2. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0012$ değeri için $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle spektrumu. Farklı terimlerin katkıları da gösterilmiştir.

Bu iki grafiğin dışında karışım mekanizmasının etkisinin grafiklerden nasıl olacağını görmek için bu mekanizma kullanılarak elde edilen verilerden Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’ de gösterilen grafikler çizilmiştir. Bu grafiklerden karışımın etkisinin elde edilen dallanma oranlarının katkılarının değerlerini, deneysel değerlerden biraz uzaklaştırdığı görülmüştür.



Şekil 4.3. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0750$ değeri için $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle spektrumu. Farklı terimlerin katkıları da gösterilmiştir.



Şekil 4.4. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0032$ değeri için $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle spektrumu. Farklı terimlerin katkıları da gösterilmiştir.

4.2. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ Bozunumu

$\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumu için $\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0 \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$, $\phi \rightarrow K^+ K^- \gamma \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ ve $\phi \rightarrow a_0 \gamma \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ reaksiyonlarından gelen katkılar incelenmiştir. Bunun yanında karışım mekanizmalarının etkisi de incelenmiş ve hesaplarda katkısının çok küçük olduğu görüldüğünden ihmal edilmiştir. Dallanma oranı hesabında parçacıkların kütleleri ve bozunum aralıkları için $M_\phi = 1019.455 \text{ MeV}$, $M_{\pi^0} = 134.9766 \text{ MeV}$, $M_{\rho^0} = 775.49 \text{ MeV}$, $M_{a_0} = 980 \text{ MeV}$, $M_\sigma = 478 \text{ MeV}$, $M_{K^\pm} = 493.677 \text{ MeV}$, $\Gamma_\phi = 4.26 \text{ MeV}$, $\Gamma_\rho = 146.2 \text{ MeV}$, $\Gamma_\sigma = 324 \text{ MeV}$ (Amsler ve ark., 2008) değerleri kullanılmıştır. $g_{a_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabiti için fenomenolojik yaklaşım ile elde edilen $g_{a_0 K^+ K^-} = 3.00$ ve $g_{a_0 K^+ K^-} = -1.50$ değerleri kullanılmıştır (Gökalp ve ark., 2008). Çizelge 4.4’ de $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunması için farklı mekanizmalardan elde edilen dallanma oranlarının değerleri verilmiştir. Çizelge 4.4’ den ρ -mezonun katkısının oldukça küçük olduğu görülür ve ihmal edilebilir. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunması için baskın katkılar kiral-halkadan ve a_0 -mezondan gelir ve skaler a_0 -mezonun katkısı kiral-halka ile karşılaştırıldığında oldukça büyüktür. Fakat $a_0 K^+ K^-$ çiftlenim sabitinin etkisine göre düşünülürse toplamdaki değeri farklı olmamasına rağmen, yalnız a_0 -mezonun katkısı değişmektedir.

Çizelge 4.4. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunması için elde edilen dallanma oranları.

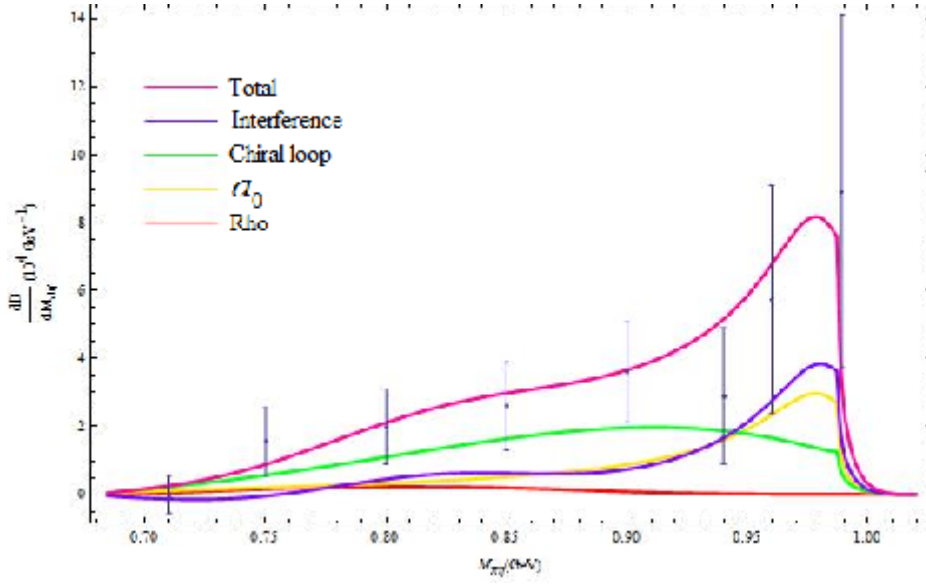
$g_{a_0 K^+ K^-}$ (Gökalp ve ark., 2008)	ρ	<i>kiral – halka</i> ($\times 10^{-5}$)	a_0 ($\times 10^{-5}$)	<i>toplam</i> ($\times 10^{-5}$)
3.0	0.4×10^{-11}	4.062	10.753	9.197 ± 1.448
-1.5	0.4×10^{-11}	4.062	2.688	9.560 ± 1.761
	$\rho + kiral$	$\rho + a_0$	$kiral + a_0$	<i>giri</i> ³
3.0	4.062×10^{-5}	10.753	9.197	-5.619
-1.5	4.062×10^{-5}	2.688	9.560	2.809

Çizelge 4.5. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunması için elde edilen toplam dallanma oranının literatürdeki diğer çalışmalar ile karşılaştırılması.

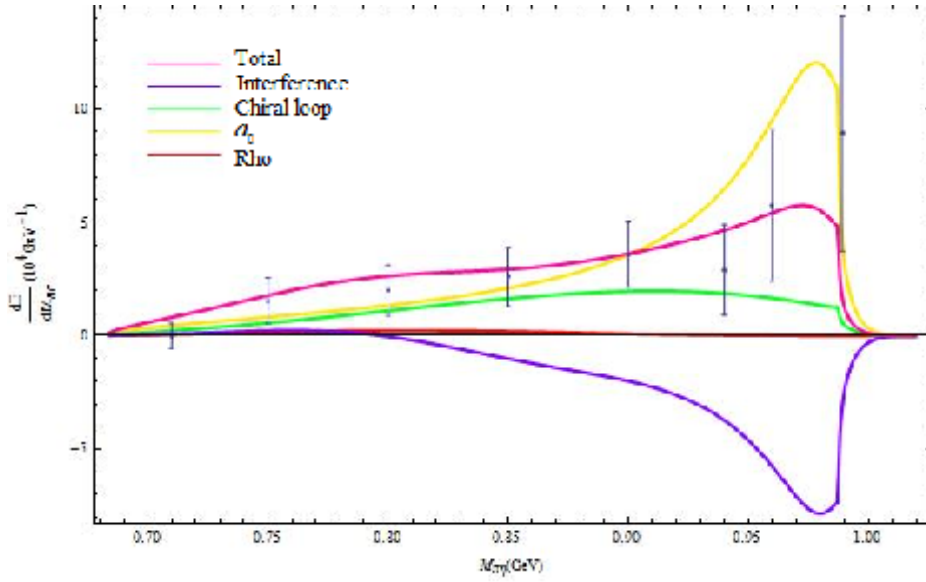
<i>referanslar</i>	$\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$	<i>referanslar</i>	$\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$
Achasov ve ark., 1998	$(0.83 \pm 0.23) \times 10^{-4}$	Marco ve ark., 1999	8.7×10^{-5}
Akmetshin ve ark., 1999	$(0.90 \pm 0.24) \times 10^{-4}$	Oller, 2003	0.72×10^{-4}
KLOE, 2007	$(6.92 \pm 0.10) \times 10^{-5}$	Escribano, 2003	8.3×10^{-5}
Fajfer ve Oakes, 1990	5.18×10^{-5}	Palomar ve ark., 2003	$(0.59 \pm 0.19) \times 10^{-4}$
<i>bu çal</i> ³ $g_{a_0 K^+ K^-} = 3.00 GeV$	9.197 ± 1.448	<i>bu çal</i> ³ $g_{a_0 K^+ K^-} = -1.5 GeV$	9.560 ± 1.761

$\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunması için Çizelge 4.5’ de toparlanan deneysel ve teorik çalışmalara bakıldığında, elde edilen değer pek çok çalışma ile uyum içerisinde olduğu görülür.

Şekil 4.3 ve 4.4’ de $g_{a_0K^+K^-}$ çiftlenim sabiti $g_{a_0K^+K^-} = 3.0 GeV$ ve $g_{a_0K^+K^-} = -1.5 GeV$ değerleri için $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunmasının $dBR / dM_{\pi\eta}$ dağılım grafikleri $M_{\pi\eta}$ değişmez kütle için bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Bu grafiklerde nümerik hesapları da yapılmış olan farklı reaksiyonlardan gelen katkıların yanında toplam genlik ve girişim terimi de düşünülmüştür. Grafiklerde elde edilen şekiller deneysel datalar ile karşılaştırıldığında $g_{a_0K^+K^-} = -1.5 GeV$ değeri ile çizdirilen grafiğin daha uygun bir sonuç verdiği görülmüştür.



Şekil 4.5. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunmasının $g_{a_{0K^+K^-}} = -1.5 \text{ GeV}$ değeri için $\pi^0 \eta$ değişmez kütle spektrumu. Farklı terimlerin katkıları da gösterilmiştir.



Şekil 4.6. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunmasının $g_{a_{0K^+K^-}} = 3.0 \text{ GeV}$ değeri için $\pi^0 \eta$ değişmez kütle spektrumu. Farklı terimlerin katkıları da gösterilmiştir.

4.3. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Bozunumu

$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumu için $\phi \rightarrow K^+ K^- \gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$, $\phi \rightarrow a_0 \gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ ve $\phi \rightarrow f_0 \gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ reaksiyonlarından gelen katkılar ele alınmıştır. Yapılan hesaplamalarda parçacıkların kütleleri ve bozunum aralıkları için $M_\phi = 1019.455 \text{ MeV}$, $M_{a_0} = 1003 \text{ MeV}$, $M_{f_0} = 984.2 \text{ MeV}$, $\Gamma_{f_0} = 70 \text{ MeV}$, $\Gamma_\phi = 4.26 \text{ MeV}$, $\Gamma_{a_0} = 70 \text{ MeV}$, $M_{K^\pm} = 493.677 \text{ MeV}$, $M_{K^0} = 497.614 \text{ MeV}$ (Amsler ve ark., 2008) değerleri kullanılmıştır. Bu bozunmanın a_0 ve f_0 skaler mezonlardan gelen katkılarını hesaplamak için $g_{a_0 K^+ K^-}$ ve $g_{f_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabitlerinin farklı değerleri kullanılmıştır.

$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmasının farklı terimlerden elde edilen dallanma oranları Çizelge 4.6' de verilmiştir. Elde edilen verilerden bozunmanın dallanma oranının yaklaşık $1.80 \times 10^{-7} - 4.00 \times 10^{-7}$ değerleri arasında olduğu görülmüştür. Skaler mezonların katkılarının incelendiği hesaplarda, skaler mezonların kütleleri ve çiftlenim sabitlerinin değerleri $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmasında etkili olduğu Çizelge 4.6' de verilen değerlerden görülmektedir.

Çizelge 4.6. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için $g_{a_0 K^+ K^-}$ ve $g_{f_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabitlerinin farklı değerlerine göre elde edilen dallanma oranları.

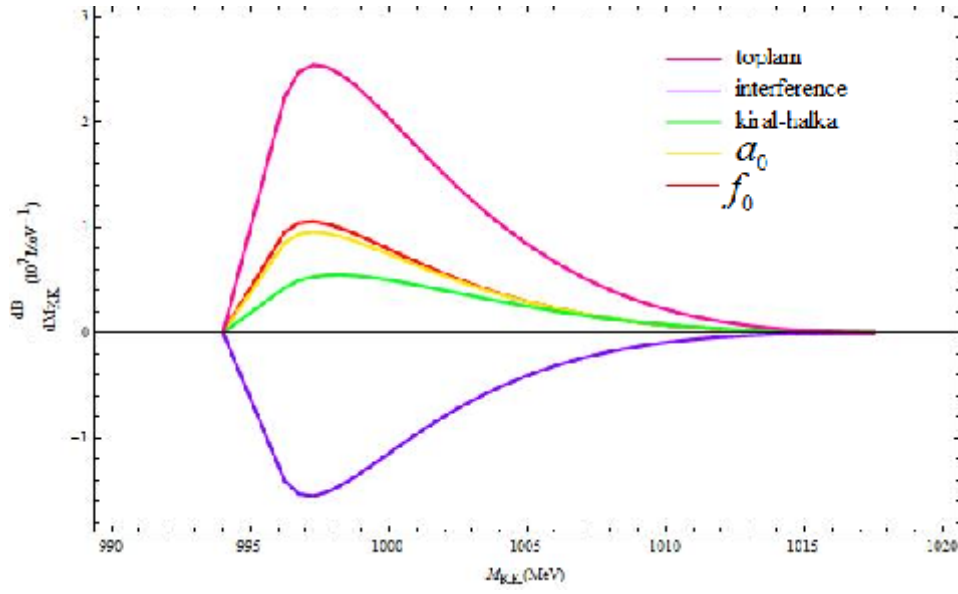
M_{f_0} (MeV)	M_{a_0} (MeV)	$\frac{g_{a_0 K^+ K^-}^2}{4\pi}$ (GeV ²)	$\frac{g_{f_0 K^+ K^-}^2}{4\pi}$ (GeV ²)	f_0 (10 ⁻⁷)	a_0 (10 ⁻⁸)	$f_0 + a_0$ (10 ⁻⁸)	Kiral-halka (10 ⁻⁸)	girişim (10 ⁻⁸)	toplam (10 ⁻⁷)
984.2	1003	2.26 ± 0.08	5.14 ± 0.12	2.27	2.89	9.96	4.8	-2.52	3.07
996 ± 1.3	985.51 ± 0.8	0.6 ± 0.015	1.29 ± 0.017	1.66	4.66	4.03	4.8	-2.55	2.62
969.8 ± 4.5	994 ± ₈ ³³	1.05 ± _{0.25} ^{0.36}	2.47 ± _{0.51} ^{0.73}	2.39	9.51	4.09	4.8	-3.30	3.84
973 ± 1	984.8	0.40 ± 0.04	2.79 ± 0.12	2.59	2.56	12.3	4.8	-2.78	3.35
973 ± 1	984.8	0.40 ± 0.04	1.29 ± 0.14	1.31	2.56	4.48	4.8	-1.44	2.07
984.2	1003 ± ₁₃ ³²	0.82 ± _{0.27} ^{0.81}	0.62	0.769	7.25	1.25	4.8	-1.10	1.99

Bu çalışmada $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için skaler mezonların, a_0 ve f_0 , katkısı yanında kaon-halka'nın katkısının ne olduğu da incelenmiştir. Elde edilen değerler bozunmanın son deneysel değerleri ile uyum içersindedir.

Çizelge 4.7. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için farklı yöntemlerle elde edilen dallanma oranları.

<i>referanslar</i>	$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$	<i>referanslar</i>	$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$
Achasov ve Ivanchenko, 1989	1.3×10^{-8}	Fajfer ve Oakes, 1990	4.19×10^{-8}
KLOE ve ark., 2007	$< 1.8 \times 10^{-8}$	Gökalp ve ark., 2007	4.47×10^{-8}
KLOE ve ark., 2009	$< 1.9 \times 10^{-8}$	Bramon ve ark., 1992b	7.6×10^{-9}
Escribano, 2007	7.5×10^{-8}	Oller, 1998	5×10^{-8}
<i>bu çalış</i> ($f_0 + a_0$)	1.25×10^{-8}	<i>bu çalış</i> ($f_0 + a_0 + kiral$)	$(1.99 \pm 0.27) \times 10^{-7}$

Çizelge 4.7, $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmasının elde edilen dallanma oranlarının literatürdeki çalışmalar ile karşılaştırılabilmesi için yapılan deneysel ve teorik bulguları içermektedir. Bu bozunmanın grafik analizi için değişmez kütle dağılımları grafiği çizilmiştir.



Şekil 4.7. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmasının KK değişmez kütle spektrumu. Farklı terimlerin katkıları da gösterilmiştir.

Şekil 4.7' deki $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için çizilen dBR/dM_{KK} dağılım grafiği, f_0 ve a_0 -skaler mezonlar, kiral-halka katkıları yanında girişim ve toplam dallanma oranı katkılarını da içermektedir.

BÖLÜM 5

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada ϕ mezonunun $\pi^0\pi^0\gamma$, $\pi^0\eta\gamma$ ve $K^0\bar{K}^0\gamma$ durumlarına bozunmalarına farklı durumlardan gelen katkıları incelenmiştir ve aşağıda sıralanan sonuçlar elde edilmiştir:

- $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunması farklı reaksiyonlardan gelen katkıların yanında karışım mekanizmasının etkisi de düşünülerek incelenmiştir ve karışım mekanizmasının azaltıcı etkisi yanında f_0 -mezon katkısının baskın olduğu görülmüştür.
- $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunması analitik ve sayısal çözümlerinin yanında değişmez kütle dağılımı grafiği de çizilerek incelenmiş ve baskın katkıyı veren f_0 -mezon genliğinin $M_{\pi^0\pi^0} > 0.7 GeV$ bölgesinde tanımlı olduğu gözlenmiştir.
- $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunmasının hesaplarında ele alınan $\phi - \omega$ karışımı ve $\phi - \omega - \rho$ karışım mekanizmalarının katkılarının küçük olduğu görülmüştür, ancak zenginlik açısından bu bozunma çalışılırken dikkate alınması gerektiği düşünülmüştür.
- Hesaplarda kullanılan $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için iki değer bulunmuştur ve bu çiftlenim sabitinin hesabı karışım mekanizmasının dahil olduğu ve olmadığı durumlar için yapılmıştır. Sonuçlar karşılaştırıldığında $g_{\phi\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti değeri karışım mekanizması düşünüldüğünde küçük bir farkla diğer değerlere yakın değerlerin elde edildiği görülmüştür.
- $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ bozunumunun değişmez kütle analizi için $g_{a_0K^+K^-}$ çiftlenim sabitinin iki değeri için de çizim yapılmış ve çiftlenim sabitinin negatif değerinin daha uyumlu olduğu görülmüştür.

- $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumunda farklı terimlerden gelen katkılar karşılaştırıldığında a_0 -mezondan gelen katkının diğer terimlere göre daha zengin bir katkı verdiği görülmüştür.
- $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için yapılan hesaplamalarda kiral halka ve f_0 ve a_0 -mezoon katkıları incelenmiştir ve özellikle skaler mezon katkılarının $g_{SK^+K^-}$ çiftlenim sabitleri ile M_s skaler mezon kütlelerine hassas bir şekilde bağlı olduğu görülmüştür.
- $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için skaler mezonların yanında, kaon kiral- halka' nın katkısı da incelenmiştir. Deneysel verilerle karşılaştırıldığında sonucun uyum içerisinde olduğu görülmüştür ve bu bozunmanın hesaplarında kaon-halka' nın da dikkate alınması gerekmektedir.
- Bu çalışmada $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için hesaplanan dallanma oranı oldukça küçüktür. Dolayısı ile bu bozunma $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ bozunmasında CP bozulması çalışmaları için önemli bir arka plan çalışmasına izin vermez.
- $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$, ve $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmalarında karışım mekanizmalarının etkilerinin çok küçük olduğu görülmüştür. En belirgin etki $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunmasında görülmüştür, diğer iki bozunmada ise durum ihmal edilebilir seviyede olmuştur ve hesaplarda ihmal edilmiştir.
- $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ ve $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmalarının elde edilen dallanma oranlarının literatürdeki deneysel ve teorik çalışmalar ile uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

Achasov M.N., Beloborodov K. I., Berdyugin A.V., Bogdanchikov A.G., Bozhenok A.V., Bukin A. D., Bukin D.A., Burdin S.V., Dimova T.V., Druzhinin V.P., Dubrovin M.S., Gaponenko I.A., Golubev V.B., Ivanchenko V.N., Ivanov P.M., Korol A.A., Korostelev M.S., Koshuba S.V., Pakhtusova E.V., Polunin A.A., Pyata E.E., Salnikov A.A., Serednyakov S.I., Shary V.V., Shatunov Yu.M., Sidorov V.A. ve Silagadze Z.K., 2001. Measurements of the Parameters of the $\phi(1020)$ Resonance through Studies of the Processes $e^+e^- \rightarrow K^+K^-, K_S K_L$ and $\pi^+\pi^-\pi^0$. *Phys. Rev. D*, 63, 072002.

Achasov M.N., Aulchenko V.M. ve Berdyugin A.V., 2000. Investigation of the $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Reaction in the Energy Domain Near the ϕ -Meson. *Nucl. Phys. B*, 569: 158-182. *arxiv:hep-ex/9907026v3*, 2008.

Achasov M.N. ve Baru S.E., 2000. The $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Decay. *Phys. Lett. B*, 485: 349–356.

Achasov M.N., Berdyugin A.V., Bozhenok A.V., Bukin A. D., Bukin D.A., Burdin S.V., Dimova T.V., Druzhinin V.P., Dubrovin M.S., Gaponenko I.A., Golubev V.B., Ivanchenko V.N., Korol A.A., Koshuba S.V., Pakhtusova E.V., Salnikov A.A., Serednyakov S.I., Shary V.V., Shatunov Yu.M., Sidorov V.A, ve Silagadze Z.K., 1997. Evidence of $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ and $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ Decays in SND Experiment at VEPP-2M. *arxiv :hep-ex/9711023v1*.

Achasov M.N. ve Aulchenko V.M., 1998. Evidence of $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ Decay. *Phys. Lett. B*, 438: 441–445.

Achasov M.N., Baru S.E. ve Beloborodov K.I., 2000. The $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ Decay. *Phys, Lett. B*, 479: 53–58.

Achasov N.N. ve Ivanchenko V.N., 1989. On a Search for Four-Quark States in Radiative Decays of ϕ Mesons. *Nucl. Phys. B*, 315-465.

Achasov N.N. ve Kozhevnikov A.A., 2008. Measuring the Finite Width and Unitarity Corrections to the $\phi\omega$ Mixing Amplitude. *arxiv: hep -ph/9906520v3 29 Mar 2001*.

Achasov N.N., Kozhevnikov A. A., ve Dubrovin M.S., 1992. *Int. Journ. Mod. Phys A7*, 3187.

Achasov N.N. ve Kozhevnikov A.A., 1989. $\phi\omega$, $\phi\rho$ Mixings and the Decay $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$. *Phys. Lett. B*, 233: 474-478.

Achasov N.N. ve Kozhevnikov A.A., 1995. Nature of the Decay $\phi(1020) \rightarrow \rho(770)\pi$. *Phys. Rev. D*, 52: 3119-3122.

Achasov N.N. ve Ivanchenko V.N., 1989. On a Search for Four-Quark States in Radiative Decays of ϕ -Mesons. *Nucl.Phys. B*, 315: 465-476.

Achasov N.N. ve Kiselev A.V., 2002. The New Analysis of the KLOE Data on the $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ Decay. *arxiv:hep-ph/0212153*.

Achasov N.N. ve Kiselev A.V., 2006. Properties of the Light Scalar Mesons Face the Experimental Data on the $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Decay and the $\pi\pi$ Scattering. *Phys. Rev. D*, 73, 054029.

Achasov N.N. ve Gubin V.V., 2001. Analysis of the Nature of the $\phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ and $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Decays. *Phys. Rev. D*, 63, 094007.

Aitala E.M., E791 Collaboration, 2001. Experimental Evidence for a Light and Broad Scalar Resonance in $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$ Decay. *Phys. Rev. Lett.* 86: 770 - 774.

Akmetshin, 1999. Study of the ϕ Decays into $\pi^0\pi^0\gamma$ and $\pi^0\eta\gamma$ Final States. *Phys. Lett. B*, 462: 380–388.

Amsler C., 2008. Particle Data Group, *PLB.*, 667, 1.

Aloisio A., Ambrosino F. ve Antonelli A., 2001, Detection of $\phi \rightarrow f_0(980)\gamma$, $\phi \rightarrow a_0(980)\gamma$ into Five Photons Final State with KLOE at DAFNE, *arxiv:hep-ex/0107024v1*.

Aloisio A., Ambrosino F. ve Antonelli A., The KLOE Collaboration, 2002. Study of the Decay $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ with the KLOE Detector. *Phys. Lett. B*, 537: 21–27.

Ambrosino F., Antonelli A. ve Antonelliloe M., The KLOE Collaboration, 2007. η Physics and ϕ Radiative Decays at KLOE. *arxiv:0705.3412v2*.

- Ambrosino F., Antonelli A. ve Antonelliloe M., The KLOE Collaboration, 2007. Study of the Radiative Decay $\phi \rightarrow a_0(980)\gamma$ with the KLOE Detector. *arxiv:0707.4609v1*.
- Ambrosino F., Antonelli A. ve Antonelliloe M., The KLOE Collaboration, 2007. Search for $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Decay with KLOE. *arxiv:0707.4148v2*.
- Ambrosino F., Antonelli A. ve Antonelliloe M., The KLOE Collaboration, 2009. Search for the decay $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ with the KLOE experiment. *arxiv:0903.4115v2*.
- Bramon A., Escribano E. ve Scadron M.D., 1998. The $\eta - \eta'$ Mixing Angle Revisited. *arxiv:hep-ph/9711229v2*.
- Bramon A. ve Varias A., 1979. Unitarity and Gluonic Corrections to the Pion Form Factor Around the ϕ Peak. *Phys.Rev. D*, 20: 2262-2265.
- Bramon A., Grau A. ve Pancheri G., 1992a. Intermediate Vector Meson Contributions to $V^0 \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ Decays. *Phys. Lett. B*, 283: 416-420.
- Bramon A., Grau A. ve Pancheri G., 1992b. Chiral Perturbation Theory and Radiative $V^0 \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ Decays. *Phys. Lett. B*, 289: 97-102.
- Bramon A. ve Garbarino G., 2002. Test of Local Realism with Entangled Kaon Pairs and without Inequalities. *Phys. Rev. Lett.* 89, 160401.
- Bramon A., Escribano R., Lucio M J. L., Napsuciale M. ve Pancheri G., 2002. Scalar $f_0(980)$ and $\sigma(500)$ Meson Exchange in ϕ Decays into $\pi^0 \pi^0 \gamma$. *Eur. Phys. J. C.*, 26, 253. *arxiv:hep-ph/0204339, 2003*.
- Bramon A., Escribano R., Lucio M J. L., Napsuciale M. ve Pancheri G., 2000. Chiral Loops and $a_0(980)$ Exchange in $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$. *Phys. Lett. B*, 494: 221-228.

Bramon A., Escribano R., Lucio M J. L., Napsuciale M., 2001. Scalar σ -Meson Effects in ρ and ω Decays into $\pi^0\pi^0\gamma$. *Phys. Lett. B*, 517: 345-354. *arxiv:hep-ph/0105179*.

Close F. E., Isgur N. ve Kumano S., 1993. Scalar Mesons in ϕ Radiative Decay: Their Implications for Spektroskopy and for Studies of CP violation at ϕ Factories. *Nucl. Phys. B*, 389: 513-533. *arxiv: hep-ph/9301253v1*.

Dunietz I., Hauser J. ve Rasner J.L., 1987. Proposed Experiment Addressing CP and CPT Violation in the $K^0 - \bar{K}^0$ System. *Phys. Rev. D*, 35: 2166-2177.

Dolinsky S.I., 1991. Summary of Experiments with the Neutral Detector at the e^+e^- Storage Ring VEPP-2M. *Phys. Rept.*, 202: 99-170.

Druzhinin V.P., 1987. Search for Rare Radiative Decays of ϕ -Meson at VEPP-2M. *Z. Phys. C*, 37, 1.

Escribano R., 2007. The $\phi \rightarrow K^0\bar{K}^0\gamma$ Decay. *Eur. Phys. J.A.*, 31: 454-457.

Escribano R., 2006. Scalar and Vector Meson Exchange in $V^0 \rightarrow P^0P^0\gamma$ Decays. *Phys.Rev.D*, 74, 114020.

Escribano R., 2003. Scalar Meson Exchange in $\phi \rightarrow P^0P^0\gamma$ Decays. *arxiv:hep-ph/0307038v1*.

Escribano R., 2-7 October 2000. Talk given at the Hadron Structure 2000 Conference, Stara Lesna, High Tatras Mountains, Slovakia. *arxiv:hep-ph/0012050v1*.

Fajfer S. ve Oakes R.J., 1990. $V^0 \rightarrow P^0P^0\gamma$ Decay Rates. *Phys. Rev. D*, 42: 2392-2395.

Flatt'e S.M., 1976. Coupled - Channel Analysis of the $\pi\eta$ and $K\bar{K}$ Systems Near $K\bar{K}$ Threshold. *Phys. Lett. B*, 63: 224-227.

Genz H. ve Tatur S., 1994. Test of Isospin Symmetry Breaking at $\phi(1020)$ Meson Factories. *Phys. Rev D*, 50: 3263-3267.

Gökalp A., Korkmaz C. S. ve Yılmaz O., 2007. Scalar Mesons in Radiative $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Decay. *Phys.Rev.D*, 75: 013001.

Gökalp A., Küçükarslan A., Solmaz S. ve Yılmaz O., 2008. Scalar $a_0(980)$ Meson in $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ Decay. *J. Phys. G*, 28:2783-2793. *arXiv:hep-ph/0205016v2 30 Oct 2002*.

Gökalp A. ve Yılmaz O., 2001. Interference Effects in the Decay $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ and the Coupling Constant $g_{\phi\sigma\gamma}$. *Phys. Rev. D*, 64, 053017.

Gökalp A., Küçükarslan A., Solmaz S., ve Yılmaz O., 2002. Scalar $a_0(980)$ Meson in $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ Decay. *J. Phys. G*, 28: 2783-2793. *arXiv:hep-ph/0205016v2*.

Guetta D. ve Singer P., 2000. $\phi - \omega$ Mixing and the $\omega \rightarrow \pi\pi\gamma$ Decay. *Phys. Rev. D*, 63, 017502.

Groom D.E., 2000. Particle Data Group. *Eur. Phys. J.C.*, 15, 1.

Jaffe R.L., 1977. Multiquark Hadrons. I. Phenomenology of $Q^2 \bar{Q}^2$ mesons. *Phys. Rev. D.*, 15: 267-280.

Jaffe R.L., 1978. $Q^2 \bar{Q}^2$ Resonances in the Baryon-Antibaryon System. *Phys. Rev. D*, 17: 1444-1458.

Koru H. ve Yılmaz B., 2005. $a_0 \rightarrow \pi^0 \eta$ Decays in QCD Sum Rules. *Acta Physica Polonica B*, 36, 6.

Kumano S., 21-21 Eylül 1992. Talk given at the International Workshop on Flavor and Spin in Hadronic and Electromagnetic Interactions Torino, Italy. *arxiv;nucl-th/9211008v1*.

Klingl F., Kaiser N., ve Weise W., 1996. Effective Lagrangian Approach to Vector Mesons, Their Structure and Decays. *Z. Phys. A*, 356: 193-206.

Langacker P., 1979. Quark Mass Differences $\rho-\omega$ and Mixing, *Phys. Rev. D*, 20: 2983-2985.

Lucio J.L. ve Pestieau J., 1990. On the $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Decay. *Phys. Rev. D*, 42: 3253-3254.

Lucio J.L. ve Pestieau J., 1991. Erratum: Relativistic Description of Quark-Antiquark Bound States. II. Spin-Dependent Treatment. *Phys. Rev. D*, 43: 2447-2447.

Lucio J.L. ve Napsuciale M., 2000. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ Decay Within a $U(3) \times U(3)$ Linear Sigma Model. Contribution to DAFNE99, Frascati Italy. *arXiv:hep-ph/0001136v1*.

Markushin V.E., 2000. The Radiative Decay $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ in a Coupled Channel Model and the Structure of $f_0(980)$. *Eur. Phys. J. A*, 8: 389-399. *arXiv:hep-ph/0005164v1*.

Marco E., Hirenzaki S., Oset E. ve Toki H., 1999. Radiative Decay of ρ^0 and ϕ Mesons in a Chiral Unitary Approach. *Phys. Lett. B*, 470: 20-26.

Nussinov S. ve Truong T.N., 1989. Decay $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ and its Possible Effects on Future Kaon Factories. *Phys. Rev. Lett.* 63: 1349-1351.

Oller J.A., 1998. The $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Decay. *Phys. Lett. B*, 426: 7-11. *arxiv:hep-ph/9803214v1*.

Oller J.A., Oset E. ve Palaez J.R., 2000. $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Decay Within a Chiral Unitary Approach. *Phys. Rev. D*, 62, 114017. *arxiv:hep-ph/9911297v2*.

Oller J.A., 2003. Finite Width Effects in ϕ Radiative Decays. *Nucl. Phys. A*, 714: 161-182. *arxiv: hep-ph/0205121*.

Palomar J.E., Roca L., Oset E. ve Vicente Vacas M.J., 2003. Sequential Vector and Axial-Vector Meson Exchange and Chiral Loops in Radiative Phi Decay. *Nucl. Phys. A*, 729: 743-768.

Paver N. ve Riazuddin, 1990. On the $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Transition at a ϕ Factory. *Phys. Lett. B*, 246: 240-244.

Ricken R., 2000. The Meson Spectrum in a Covariant Quark Model. *Eur. Phys. J. A*, 9: 221-244.

Şişman Korkmaz C., 2006. Scalar Mesons in Radiative Phi-Meson Decays Into Neutral K-Meson States. Doktora Tezi, ODTÜ, Ankara.

Teige S., 1998. Properties of the $a_0(980)$ Meson. *Phys. Rev. D*, 59, 012001.

Titov A.I., Lee T.S.H., Toki H., ve Streltsova O., 1999. Structure of The ϕ Photoproduction Amplitude at a Few GeV. *Phys. Rev. C*, 60: 035205.

Törnqvist N.A. ve Ross M., 1996. Confirmation of the Sigma Meson. *Phys. Rev.Lett.* 76: 1575-1578.

Urech R., 1995. $\rho^0 - \omega$ Mixing in Chiral Perturbation Theory. *Phys. Lett. B*, 355: 308-312. *arXiv:hep-ph/9504238*.

Van Beveren E., Rijken T. A., Metzger K., Dullemond C., Rupp G. ve Ribeiro J.E., 1986. A Low Lying Scalar Meson Nonet in a Unitarized Meson Model *Z. Phys. C*, 30: 615-620.

Xiao-Jun Wang ve Mu- Lin Yan, 2000. Isospin Breaking and $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Decay. *Phys. Rev. D*, 62, 094013.

EKLER LİSTESİ

EK ADI	Sayfa No
Ek 1. İki Cisim Bozunum Aralıkları	II
Ek 2. Üç Cisim Bozunum Aralıkları	VIII
Ek 3. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ Bozunumunun Değişmez Genliği	X
Ek 4. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ Bozunumunun Değişmez Genliği	XVII
Ek 5. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Bozunumunun Değişmez Genliği	XXII
Ek 6. Karışım Mekanizması	XXVI
Ek 7. İzospin, G-Parite ve OZI kuralı	XXXII

Ek 1. İki Cisim Bozunum Aralıkları

Başlangıç durumu $|i\rangle$ durum vektörü ile tanımlanan bir sistemin son durum vektörü $|f\rangle$ ile gösterilmek üzere geçiş olasılığı;

$$|S_{fi}|^2 = |\langle f|S|i\rangle|^2 \quad (1.1)$$

ile verilmektedir. Bu ifadedeki olasılık genliği;

$$\langle f|S|i\rangle = S_{fi} \quad (1.2)$$

olarak ifade edilmektedir.

S matris elemanı;

$$\langle f|S|i\rangle = \delta_{fi} + (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\sum p'_f - \sum p_i) M_{fi} \prod_i \left(\frac{1}{2VE_i} \right)^{1/2} \prod_f \left(\frac{1}{2VE'_f} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

olarak ifade edilir. Bu ifadedeki M_{fi} ifadesi değişmez matris elemanıdır. $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ ve $p'_f = (E'_f, \vec{p}'_f)$ ifadeleri ise sırasıyla başlangıçtaki ve son durumdaki parçacıkların dört momentumlarıdır. Bu durumda birim zaman başına geçiş olasılığını veren ifade aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır;

$$\Gamma = V (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\sum p'_f - \sum p_i) |M_{fi}|^2 \prod_i \left(\frac{1}{2VE_i} \right) \prod_f \left(\frac{V d^3 p'_f}{(2\pi)^3 2E'_f} \right). \quad (1.4)$$

Bu ifade, son durumdaki tek bir parçacık için geçiş oranı ifadesidir. $f = 1, 2, \dots, N$ tane $(\vec{p}'_f, \vec{p}'_f + d\vec{p}'_f)$ momentum aralığına sahip son durumdaki parçacık grubu için geçiş oranı ifadesi elde edilmek istenirse, (1.4) ile verilen Γ ifadesi gruptaki durum sayısı ile çarpılır;

$$\prod_f \left(\frac{V d^3 p'_f}{(2\pi)^3 2E'_f} \right), \quad (1.5)$$

Böylece diferansiyel bozunum aralığı elde edilmiş olur;

$$d\Gamma = V(2\pi)^4 \delta^{(4)}\left(\sum p'_f - \sum p_i\right) |M_{fi}|^2 \prod_i \left(\frac{1}{2VE_i}\right) \prod_f \left(\frac{Vd^3 p'_f}{(2\pi)^3 2E'_f}\right). \quad (1.6)$$

M kütleli ve E enerjili bir parçacığın 1,2,...,N tane parçacığa bozunumunu ifade eden diferansiyel bozunum aralığı;

$$d\Gamma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}\left(\sum p_f - \sum p_i\right) |M_{fi}|^2 \frac{1}{2E_f} \prod_f \left(\frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_f}\right) \quad (1.7)$$

Bir parçacığın iki parçacığa bozunduğu iki cisim bozunmasını düşünersek, parçacığın bozunduğu durgun kabul edilen referans sisteminde (CMS) $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 \equiv \vec{p}$, $E_1 + E_2 = M$ şeklindedir. Bu bozunma için diferansiyel bozunum aralığı aşağıdaki gibidir;

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^2} |M_{fi}|^2 \frac{1}{2M} \frac{1}{4E_1 E_2} \delta^{(3)}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \delta(E_1 + E_2 - M) d^3 p_1 d^3 p_2. \quad (1.8)$$

$d^3 p_2$ üzerinden integral alınarak ilk delta fonksiyonu elenir ve $d^3 p_1$;

$$d^3 p = p^2 d|\vec{p}| d\Omega = |\vec{p}| d\Omega \frac{E_1 E_2 d(E_1 + E_2)}{E_1 + E_2} \quad (1.9)$$

olarak yazılır. Burada $E_1^2 - M_1^2 = E_2^2 - M_2^2 = \vec{p}^2$ 'dir. İkinci delta fonksiyonu $(E_1 + E_2)$ üzerinden itegrallenerek elenir ve bu integralin sonucunda diferansiyel bozunum aralığı;

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2 M^2} |M_{fi}|^2 |\vec{p}| d\Omega \quad (1.10)$$

olarak elde edilir. Bu ifade de integrallenerek bozunum aralığı;

$$\Gamma = \frac{1}{8\pi M^2} |M_{fi}|^2 |\vec{p}| \quad (1.11)$$

bulunur. Bozunan $|\vec{p}|$ momentumlu parçacığın durgun referans sisteminde momentum ifadesi aşağıdaki gibi verilir;

$$|\vec{p}| = \frac{1}{2M} \sqrt{[M^2 - (M_1 + M_2)^2][M^2 - (M_1 - M_2)^2]}. \quad (1.12)$$

$M_1 = M_2$ olduğu $M \rightarrow M_1 + M_2$ bozunması için momentum ifadesi

$$|\vec{p}| = \frac{1}{2} M \sqrt{1 - \left(\frac{2M_1}{M}\right)^2} \quad (1.13)$$

haline gelir.

$M \rightarrow M_1 + \gamma$ bozunumu için momentum ifadesi;

$$|\vec{p}| = \frac{1}{2} M \left[1 - \left(\frac{M_1}{M}\right)^2 \right] \quad (1.14)$$

şeklindedir.

$\phi \rightarrow K^+ K^-$ bozunumu için değişmez matris elemanı aşağıdaki etkin lagranjiyenden elde edilir;

$$L_{\phi K^+ K^-}^{eff.} = -i g_{\phi K^+ K^-} \phi^\mu (K^+ \partial_\mu K^- - K^- \partial_\mu K^+), \quad (1.15)$$

$$M(\phi \rightarrow K^+ K^-) = -i g_{\phi K^+ K^-} (2q_1 - p)_\mu u^\mu \quad (1.16)$$

olarak bulunur. Buradaki q_1 , K^- mezonunun, $p(u)$ ise bozunan ϕ - mezonunun (polarizasyon) dört momentumudur. Bu durumda $\phi \rightarrow K^+ K^-$ bozunumunun bozunma aralığı;

$$\Gamma(\phi \rightarrow K^+ K^-) = \frac{g_{\phi K^+ K^-}^2}{48\pi} M_\phi \left[1 - \left(\frac{2M_K}{M_\phi}\right)^2 \right]^{3/2} \quad (1.17)$$

şeklinde olur.

$\phi \rightarrow S\gamma$ bozunumunda ($S = f_0$ veya a_0) ϕ ve S , $K\bar{K}$ durumu ile $\phi K^+ K^-$ köşesi için $g_{\phi K^+ K^-}$ çiftlenimi ile $SK^+ K^-$ köşesi için ise $g_{SK^+ K^-}$ çiftlenimi ile güçlü etkileşme aracılığı ile çiftlenir, değişmez genlik;

$$M(\phi \rightarrow S\gamma) = u^\mu \epsilon^\nu (k_\mu p_\nu - g_{\mu\nu} k \cdot p) \frac{eg_{\phi K^+ K^-} (g_{SK^+ K^-} M_S)}{2\pi^2 M_K^2} I(a, b) \quad (1.18)$$

olarak elde edilir. (u, p) ve (ϵ, k) sırasıyla bozunan vektör mezounun ve fotonun polarizasyon vektörleri ve dört momentumlarıdır. Bu ifadedeki a ve b , $a = M_\phi^2 / M_K^2$ ve $b = M_S^2 / M_K^2$ ifadelerine karşılık gelmektedir. Bozunumun bozunma aralığı ise;

$$\Gamma(\phi \rightarrow S\gamma) = \frac{\alpha}{6(2\pi)^4} \frac{M_\phi^2 - M_S^2}{M_\phi^3} g_{\phi K^+ K^-}^2 (g_{SK^+ K^-} M_S)^2 |(a-b)I(a, b)|^2 \quad (1.19)$$

şeklindedir.

$S \rightarrow \varphi\varphi$ bozunumu için değişmez matris elemanı aşağıdaki etkin Lagranjyandan bulunur;

$$L_{S\varphi\varphi}^{eff.} = \frac{1}{2} g_{S\varphi\varphi} M_S \varphi \varphi S. \quad (1.20)$$

Değişmez matris elemanı;

$$M(S \rightarrow \varphi\varphi) = ig_{S\varphi\varphi} M_S \quad (1.21)$$

olarak verilir ve buradaki S ve φ sırasıyla skaler σ veya f_0 mezounu ve sözdeskaler π mezounu gösterir. Böylece bozunum aralığı;

$$\Gamma(S \rightarrow \varphi\varphi) = \frac{g_{S\varphi\varphi}^2}{4\pi} \frac{3M_S}{8} \left[1 - \left(\frac{2M_\varphi}{M_S} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.22)$$

olarak elde edilir.

$V \rightarrow \varphi\gamma$ ışınal bozunumunu tanımlayan etkin Lagranjyan aşağıdaki gibidir;

$$L_{V\varphi\gamma}^{eff.} = \frac{e}{M_V} g_{V\varphi\gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu V_\nu \partial_\alpha A_\beta \varphi. \quad (1.23)$$

İfadedeki V , bozunan vektör mezonu ve φ sözdeskaler mezonu gösterir. Elde edilen değişmez genlik;

$$M(V \rightarrow \varphi\gamma) = i \frac{e}{M_V} g_{V\varphi\gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\mu u_\nu k_\alpha \epsilon_\beta \quad (1.24)$$

şeklindedir. (u, p) ve (ϵ, k) sırasıyla bozunan vektör mezonun ve fotonun polarizasyon vektörleri ve dört momentumlarıdır. Söz konusu bozunmanın bozunum aralığı ise;

$$\Gamma(V \rightarrow \varphi\gamma) = \frac{\alpha}{24} \frac{(M_V^2 - M_\varphi^2)^3}{M_V^5} g_{V\varphi\gamma}^2 \quad (1.25)$$

olarak verilir.

$\phi \rightarrow a_0\gamma$ bozunumu için değişmez matris elemanı

$$L_{\phi a_0\gamma}^{eff.} = \frac{e}{M_\phi} g_{\phi a_0\gamma} \left[\partial^\alpha \phi^\beta \partial_\alpha A_\beta - \partial^\alpha \phi^\beta \partial_\beta A_\alpha \right] a_0 \quad (1.26)$$

lagranjiyeni kullanılarak

$$M(\phi \rightarrow a_0\gamma) = i \frac{e}{M_\phi} g_{\phi a_0\gamma} p^\alpha u^\beta (\epsilon_\alpha k_\beta - k_\beta \epsilon_\alpha) \quad (1.27)$$

olarak elde edilir. Böylece $\phi \rightarrow a_0\gamma$ bozunumunun bozunum aralığı aşağıdaki gibi verilir,

$$\Gamma(\phi \rightarrow a_0\gamma) = \frac{\alpha}{24} \frac{(M_\phi^2 - M_{a_0}^2)^3}{M_\phi^5} g_{\phi a_0\gamma}^2. \quad (1.28)$$

$a_0 \rightarrow \pi^0\eta$ geçişi için tanımlanan lagranjiyan ve bu lagranjiyen kullanılarak elde edilen bozunum aralığı,

$$L_{a_0\pi\eta}^{eff.} = g_{a_0\pi\eta} \mathbf{\hat{\pi}} \cdot a_0 \eta \quad (1.29)$$

$$\Gamma(a_0 \rightarrow \pi^0 \eta) = \frac{g_{a_0 \pi \eta}}{16\pi M_{a_0}} \sqrt{\left[1 - \frac{(M_{\pi^0} + M_\eta)^2}{M_{a_0}^2}\right] \left[1 - \frac{(M_{\pi^0} - M_\eta)^2}{M_{a_0}^2}\right]} \quad (1.30)$$

şeklindedir.

$a_0 \rightarrow K^+ K^-$ geçişi için tanımlanan lagranjiyen ve bu lagranjiyen kullanılarak elde edilen değişmez matris elemanı ile bozunum aralığı,

$$L_{a_0 K^+ K^-}^{eff.} = g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0} K^+ K^- a_0 \quad (1.31)$$

$$M(a_0 \rightarrow K^+ K^-) = i g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0} \quad (1.32)$$

$$\Gamma(a_0 \rightarrow K^+ K^-) = \frac{g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0}}{16\pi} \left[1 - \left(\frac{2M_K}{M_{a_0}}\right)^2\right]^{1/2} \quad (1.33)$$

olarak verilmektedir.

Ek 2. Üç Cisim Bozunum Aralıkları

Dört momentumu $p = (E_p, \vec{p})$ olan bir parçacığın dört momentumu $p'_f = (E'_f, \vec{p}'_f)$ olan N tane parçacığa bozunumunu ifade eden diferansiyel bozunum aralığı,

$$d\Gamma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\Sigma p'_f - p) \frac{1}{2E_p} \prod_f \frac{d^3 \vec{p}'_f}{(2\pi)^3 (2E'_f)} \overline{|M_{fi}|^2} \quad (2.1)$$

şeklindedir. $M(p) \rightarrow M_1(q_1) + M_2(q_2) + \gamma(k)$ şeklinde üç parçacığa bozunan bir parçacık için diferansiyel bozunum aralığı,

$$d\Gamma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 + k - p) \frac{1}{2E_p} \frac{d^3 q_1}{(2\pi)^3 (2E_1)} \frac{d^3 q_2}{(2\pi)^3 (2E_2)} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 (2E_\gamma)} \overline{|M_{fi}|^2} \quad (2.2)$$

şeklindedir. Burada $\overline{|M_{fi}|^2}$, bozunum için yazılan değişmez matris elemanının tam karesinin spin durumları üzerinden ortalamasıdır. $\delta^{(4)}$ fonksiyonu, bozunan parçacığın durgun referans sisteminde $\delta^{(4)}(q_1 + q_2 + k - p) = \delta(E_1 + E_2 + E_\gamma - M) \delta^{(3)}(\vec{q}_1 + \vec{q}_2 + \vec{k})$ olarak yazılmaktadır ve $\delta^{(4)}$ fonksiyonunu elimine etmek için, final durumdaki q_2 üç momentumlu parçacığın üzerinden ilk integral alınır. Aşağıda verilen

$$\frac{d^3 q_1}{2E_1} = \frac{|\vec{q}_1| dq_1 d\Omega_1}{2E_1} = \frac{1}{2} |\vec{q}_1| dE_1 d\Omega_1, \quad (2.3)$$

$$\frac{d^3 k}{2E_\gamma} = \frac{|\vec{k}| dk d\Omega_\gamma}{2E_\gamma} = \frac{1}{2} E_\gamma dE_\gamma d\Omega_\gamma \quad (2.4)$$

ifadeleri kullanılarak

$$\frac{d\Gamma}{dE_\gamma dE_1} = \frac{|\vec{q}_1| E_\gamma \overline{|M_{fi}|^2}}{16M (2\pi)^5} \int d\Omega_\gamma d\Omega_1 \frac{\delta(E_\gamma + E_1 - M + \sqrt{(k + \vec{q}_1)^2 + M_2^2})}{\sqrt{(k + \vec{q}_1)^2 + M_2^2}} \quad (2.5)$$

bağıntısı elde edilir. I integrali aşağıdaki gibi tanımlanıp, açısal integraller de düzenlendiğinde,

$$I = |\vec{q}_1| E_\gamma \int d\Omega_\gamma d\Omega_1 \frac{\delta(E_\gamma + E_1 - M + \sqrt{(k + \vec{q}_1)^2 + M_2^2})}{\sqrt{(k + \vec{q}_1)^2 + M_2^2}} \quad (2.6)$$

$$I = 8\pi^2 \int_{-1}^1 d(\cos \theta) |\vec{q}_1| E_\gamma \frac{\delta(E_\gamma + E_1 - M + \sqrt{E_\gamma^2 + E_1^2 - M_1^2 + 2E_\gamma |\vec{q}_1| \cos \theta + M_2^2})}{\sqrt{E_\gamma^2 + E_1^2 - M_1^2 + 2E_\gamma |\vec{q}_1| \cos \theta + M_2^2}} \quad (2.7)$$

ifadeleri elde edilir. Burada θ , $k \cdot \vec{q}_1 = |k| |\vec{q}_1| \cos \theta$ olarak tanımlanır. Değişken değişimi ile I integrali aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\varepsilon = \sqrt{E_\gamma^2 + E_1^2 - M_1^2 + 2E_\gamma |\vec{q}_1| \cos \theta + M_2^2}, \quad (2.8)$$

$$I = 8\pi^2 \int d\varepsilon \delta(E_\gamma + E_1 - M + \varepsilon) = 8\pi^2. \quad (2.9)$$

Bu noktada enerji ve momentumun korunumu gereği, $E_\gamma + E_1 - M + \varepsilon = 0$ şartı kullanılmıştır.

Böylece diferansiyel bozunum aralığı;

$$\frac{d\Gamma}{dE_\gamma dE_1} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{8M} |\overline{M_{fi}}|^2 \quad (2.10)$$

olarak hesaplanır. İntegral sınırları

$$M - E_\gamma - E_1 = \sqrt{E_\gamma^2 + E_1^2 - M_1^2 + 2E_\gamma |\vec{q}_1| \cos \theta + M_2^2} \quad (2.11)$$

şartını kullanarak,

$$-1 \leq \frac{(M - E_\gamma - E_1)^2 - (E_\gamma^2 + E_1^2 - M_1^2 + M_2^2)}{2E_\gamma \sqrt{E_1^2 - M_1^2}} \leq 1 \quad (2.12)$$

şeklinde elde edilir.

Ek 3. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ Bozunumunun Değişmez Genliği

$\phi(p) \rightarrow \pi^0(q_1) \pi^0(q_2) \gamma(k)$ bozunumu için değişmez genlik $M(E_\gamma, E_1)$, aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$M = M_a + M_b + M_c + M_d \quad (3.1)$$

Burada M_a , M_b , M_c ve M_d Şekil 3.1'deki diyagramlardan hesaplanan değişmez genliklerdir ve sırasıyla aşağıdaki gibi hesaplanmışlardır;

$$M_a = - \left(\frac{e}{2M_\phi} g_{\phi\sigma\gamma} \right) (g_{\sigma\pi\pi} M_\sigma) p^\alpha u^\beta (k_\alpha \varepsilon_\beta - k_\beta \varepsilon_\alpha) \times \left\{ i[(p-k)^2 - M_\sigma^2] + \Gamma_\sigma M_\sigma \right\} \Delta_\sigma^0(p-k) \quad (3.2)$$

$$M_b = - \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \right) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\mu u_\nu (p-q_1)_\alpha \varepsilon^{\mu'\nu'\alpha'\beta'} (p-q_1)_{\mu'} k_{\alpha'} \varepsilon_{\beta'} \times \left\{ i[(p-q_1)^2 - M_\rho^2] + \Gamma_\rho M_\rho \right\} R_{\beta\nu'}^\rho(p-q_1) \quad (3.3)$$

$$M_c = - \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \right) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\mu u_\nu (p-q_2)_\alpha \varepsilon^{\mu'\nu'\alpha'\beta'} (p-q_2)_{\mu'} k_{\alpha'} \varepsilon_{\beta'} \times \left\{ i[(p-q_2)^2 - M_\rho^2] + \Gamma_\rho M_\rho \right\} R_{\beta\nu'}^\rho(p-q_2) \quad (3.4)$$

$$M_d = - \frac{1}{2} (e g_{\phi KK}) (g_{f_0\pi\pi} M_{f_0}) (g_{f_0 KK} M_{f_0}) \times \left\{ [(p-k)^2 - M_{f_0}^2] - i\Gamma_{f_0} M_{f_0} \right\} \Delta_{f_0}^0(p-k) \times 2u^\mu \varepsilon^\nu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{-4q_\mu q_\nu + g_{\mu\nu}(q^2 - M_K^2)}{(q^2 - M_K^2) [(q-k)^2 - M_K^2] [(p-q)^2 - M_K^2]} \right\} = \frac{(e g_{\phi KK}) (g_{f_0\pi\pi} M_{f_0}) (g_{f_0 KK} M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \left\{ [(p-k)^2 - M_{f_0}^2] - i\Gamma_{f_0} M_{f_0} \right\} \times \Delta_{f_0}^0(p-k) I(a,b) [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)]. \quad (3.5)$$

Genlik ifadelerinde yer alan propagatör bağıntıları aşağıdaki gibidir,

$$\Delta_{\sigma}^0(q) = \frac{1}{(q^2 - M_{\sigma}^2)^2 + (\Gamma_{\sigma} M_{\sigma})^2}, \quad (3.6)$$

$$\Delta_{f_0}^0(q) = \frac{1}{(q^2 - M_{f_0}^2)^2 + (\Gamma_{f_0} M_{f_0})^2}, \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}^{\rho}(q) &= \frac{1}{(q^2 - M_{\rho}^2)^2 + (\Gamma_{\rho} M_{\rho})^2} \left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{M_{\rho}^2} \right] \\ &= R_{\rho}^0(q) \left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{M_{\rho}^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Her bir genlik ifadesi, $M_i = iM_i' + M_i''$ şeklinde kompleks ve reel kısımlar olmak üzere ayrı düşünülür ve değişmez genliğin tam karesi aşağıdaki gibidir;

$$\begin{aligned} |M|^2 &= M_1'^2 + M_2'^2 + M_3'^2 + M_4'^2 + M_1''^2 + M_2''^2 + M_3''^2 + M_4''^2 \\ &\quad + 2(M_{12}'^2 + M_{13}'^2 + M_{14}'^2 + M_{23}'^2 + M_{24}'^2 + M_{34}'^2 \\ &\quad + M_{12}''^2 + M_{13}''^2 + M_{14}''^2 + M_{23}''^2 + M_{24}''^2 + M_{34}''^2). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Bu ifadedeki her bir terimin eşiti aşağıda verilmiştir.

$$M_1'^2 = \left(\frac{e}{2M_{\phi}} g_{\phi\sigma\gamma} \right)^2 (g_{\sigma\pi\pi} M_{\sigma})^2 \left\{ [(p-k)^2 - M_{\sigma}^2] \Delta_{\sigma}^0(p-k) \right\}^2 \times \frac{2}{3} (k.p)^2, \quad (3.10)$$

$$M_1''^2 = \left(\frac{e}{2M_{\phi}} g_{\phi\sigma\gamma} \right)^2 (g_{\sigma\pi\pi} M_{\sigma})^2 \left\{ (\Gamma_{\sigma} M_{\sigma}) \Delta_{\sigma}^0(p-k) \right\}^2 \times \frac{2}{3} (k.p)^2, \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} M_2'^2 &= \left(\frac{e}{M_{\rho}} g_{\rho\pi\gamma} \right)^2 \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_{\phi}} \right)^2 \left\{ [(p-q_1)^2 - M_{\rho}^2] R_{\rho}^0(p-q_1) \right\}^2 \\ &\quad \times \frac{1}{3} \left\{ \begin{aligned} &-2k.p.k.q_1 [p^2(p.q_1 - 2q_1^2) + p.q_1 q_1^2] \\ &+ (k.p)^2 [2(p.q_1)^2 - p^2 q_1^2 - 2p.q_1 q_1^2 + q_1^4] \\ &+ (k.q_1)^2 [p^4 + 2(p.q_1)^2 - p^2(2p.q_1 + q_1^2)] \end{aligned} \right\}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned}
M_2^{n^2} &= \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \right)^2 \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right)^2 \left\{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_1) \right\}^2 \\
&\times \frac{1}{3} \left\{ \begin{aligned} &-2k \cdot p k \cdot q_1 \left[p^2(p \cdot q_1 - 2q_1^2) + p \cdot q_1 q_1^2 \right] \\ &+(k \cdot p)^2 \left[2(p \cdot q_1)^2 - p^2 q_1^2 - 2p \cdot q_1 q_1^2 + q_1^4 \right] \\ &+(k \cdot q_1)^2 \left[p^4 + 2(p \cdot q_1)^2 - p^2(2p \cdot q_1 + q_1^2) \right] \end{aligned} \right\}, \tag{3.13}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_3^{l^2} &= \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \right)^2 \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right)^2 \left\{ [(p-q_2)^2 - M_\rho^2] R_\rho^0(p-q_2) \right\}^2 \\
&\times \frac{1}{3} \left\{ \begin{aligned} &-2k \cdot p k \cdot q_2 \left[p^2(p \cdot q_2 - 2q_2^2) + p \cdot q_2 q_2^2 \right] \\ &+(k \cdot p)^2 \left[2(p \cdot q_2)^2 - p^2 q_2^2 - 2p \cdot q_2 q_2^2 + q_2^4 \right] \\ &+(k \cdot q_2)^2 \left[p^4 + 2(p \cdot q_2)^2 - p^2(2p \cdot q_2 + q_2^2) \right] \end{aligned} \right\}, \tag{3.14}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_3^{n^2} &= \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \right)^2 \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right)^2 \left\{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_2) \right\}^2 \\
&\times \frac{1}{3} \left\{ \begin{aligned} &-2k \cdot p k \cdot q_2 \left[p^2(p \cdot q_2 - 2q_2^2) + p \cdot q_2 q_2^2 \right] \\ &+(k \cdot p)^2 \left[2(p \cdot q_2)^2 - p^2 q_2^2 - 2p \cdot q_2 q_2^2 + q_2^4 \right] \\ &+(k \cdot q_2)^2 \left[p^4 + 2(p \cdot q_2)^2 - p^2(2p \cdot q_2 + q_2^2) \right] \end{aligned} \right\}, \tag{3.15}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_4^{l^2} &= \left(\frac{(e g_{\phi KK})(g_{f_0\pi\pi} M_{f_0})(g_{f_0 KK} M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \right)^2 \\
&\times \left\{ [(p-k)^2 - M_{f_0}^2] \text{Im} I - (\Gamma_{f_0} M_{f_0}) \text{Re} I \right\}^2 \left\{ \Delta_{f_0}^0(p-k) \right\}^2 \\
&\times \frac{2}{3} (k \cdot p)^2, \tag{3.16}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_4^{n^2} &= \left(\frac{(e g_{\phi KK})(g_{f_0\pi\pi} M_{f_0})(g_{f_0 KK} M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \right)^2 \\
&\times \left\{ [(p-k)^2 - M_{f_0}^2] \text{Re} I - (\Gamma_{f_0} M_{f_0}) \text{Im} I \right\}^2 \left\{ \Delta_{f_0}^0(p-k) \right\}^2 \\
&\times \frac{2}{3} (k \cdot p)^2, \tag{3.17}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M'_{12}{}^2 &= \left(\frac{e}{2M_\phi} \mathbf{g}_{\phi\sigma\gamma} \right) (\mathbf{g}_{\sigma\pi\pi} M_\sigma) \left(\frac{e}{M_\rho} \mathbf{g}_{\rho\pi\gamma} \right) \left(\frac{\mathbf{g}_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \\
&\quad \times \left\{ \left[(p-k)^2 - M_\sigma^2 \right] \Delta_\sigma^0(p-k) \right\} \left\{ \left[(p-q_1)^2 - M_\rho^2 \right] R_\rho^0(p-q_1) \right\} \\
&\quad \times \frac{1}{3} \left\{ 2k \cdot p k \cdot q_1 p^2 - (k \cdot q_1)^2 p^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_1 + q_1^2) \right\},
\end{aligned} \tag{3.18}$$

$$\begin{aligned}
M''_{12} &= \left(\frac{e}{2M_\phi} \mathbf{g}_{\phi\sigma\gamma} \right) (\mathbf{g}_{\sigma\pi\pi} M_\sigma) \left(\frac{e}{M_\rho} \mathbf{g}_{\rho\pi\gamma} \right) \left(\frac{\mathbf{g}_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \\
&\quad \times \left\{ (\Gamma_\sigma M_\sigma) \Delta_\sigma^0(p-k) \right\} \left\{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_1) \right\} \\
&\quad \times \frac{1}{3} \left\{ 2k \cdot p k \cdot q_1 p^2 - (k \cdot q_1)^2 p^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_1 + q_1^2) \right\},
\end{aligned} \tag{3.19}$$

$$\begin{aligned}
M'_{13}{}^2 &= \left(\frac{e}{2M_\phi} \mathbf{g}_{\phi\sigma\gamma} \right) (\mathbf{g}_{\sigma\pi\pi} M_\sigma) \left(\frac{e}{M_\rho} \mathbf{g}_{\rho\pi\gamma} \right) \left(\frac{\mathbf{g}_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \\
&\quad \left\{ \left[(p-k)^2 - M_\sigma^2 \right] \Delta_\sigma^0(p-k) \right\} \left\{ \left[(p-q_2)^2 - M_\rho^2 \right] R_\rho^0(p-q_2) \right\} \\
&\quad \times \frac{1}{3} \left\{ 2k \cdot p k \cdot q_2 p^2 - (k \cdot q_2)^2 p^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_2 + q_2^2) \right\},
\end{aligned} \tag{3.20}$$

$$\begin{aligned}
M''_{13} &= \left(\frac{e}{2M_\phi} \mathbf{g}_{\phi\sigma\gamma} \right) (\mathbf{g}_{\sigma\pi\pi} M_\sigma) \left(\frac{e}{M_\rho} \mathbf{g}_{\rho\pi\gamma} \right) \left(\frac{\mathbf{g}_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \\
&\quad \times \left\{ (\Gamma_\sigma M_\sigma) \Delta_\sigma^0(p-k) \right\} \left\{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_2) \right\} \\
&\quad \times \frac{1}{3} \left\{ 2k \cdot p k \cdot q_2 p^2 - (k \cdot q_2)^2 p^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_2 + q_2^2) \right\},
\end{aligned} \tag{3.21}$$

$$\begin{aligned}
M'_{14}{}^2 &= - \left(\frac{e}{2M_\phi} \mathbf{g}_{\phi\sigma\gamma} \right) (\mathbf{g}_{\sigma\pi\pi} M_\sigma) \left(\frac{(e\mathbf{g}_{\phi KK})(\mathbf{g}_{f_0\pi\pi} M_{f_0})(\mathbf{g}_{f_0 KK} M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \right) \\
&\quad \times \left\{ \left[(p-k)^2 - M_\sigma^2 \right] \Delta_\sigma^0(p-k) \right\} \left\{ \left[(p-k)^2 - M_{f_0}^2 \right] \text{Im } I - (\Gamma_{f_0} M_{f_0}) \text{Re } I \right\} \\
&\quad \times \left\{ \Delta_{f_0}^0(p-k) \right\} \frac{2}{3} (k \cdot p)^2,
\end{aligned} \tag{3.22}$$

$$\begin{aligned}
M_{14}^{\prime 2} = & - \left(\frac{e}{2M_\phi} \mathbf{g}_{\phi\sigma\gamma} \right) (\mathbf{g}_{\sigma\pi\pi} M_\sigma) \left(\frac{(e\mathbf{g}_{\phi KK})(\mathbf{g}_{f_0\pi\pi} M_{f_0})(\mathbf{g}_{f_0 KK} M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \right) \\
& \times \left\{ (\Gamma_\sigma M_\sigma) \Delta_\sigma^0(p-k) \right\} \left\{ \left[(p-k)^2 - M_{f_0}^2 \right] \text{Re } I - (\Gamma_{f_0} M_{f_0}) \text{Im } I \right\} \\
& \times \left\{ \Delta_{f_0}^0(p-k) \right\} \frac{2}{3} (k.p)^2,
\end{aligned} \tag{3.23}$$

$$\begin{aligned}
M_{23}^{\prime 2} = & \left(\frac{e}{M_\rho} \mathbf{g}_{\rho\pi\gamma} \right)^2 \left(\frac{\mathbf{g}_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right)^2 \\
& \times \left\{ \left[(p-q_1)^2 - M_\rho^2 \right] R_\rho^0(p-q_1) \right\} \left\{ \left[(p-q_2)^2 - M_\rho^2 \right] R_\rho^0(p-q_2) \right\} \\
& \times \frac{1}{3} \left\{ \begin{aligned} & (k.q_2)^2 \left[(p.q_1)^2 - p^2 q_1^2 \right] + k.p k.q_2 [p.q_2 q_1^2 - 2p.q_1 q_1.q_2 \\ & + p^2(-p.q_1 + q_1^2 + q_1.q_2)] + (k.p)^2 [-p.q_2 q_1^2 + q_1.q_2(-p^2 + q_1.q_2)] \\ & + p.q_1(2p.q_2 - q_2^2)] + (k.q_1)^2 [(p.q_2)^2 - p^2 q_2^2] \\ & + k.q_1(k.q_2 p^2(p^2 - p.q_1 - p.q_2 + q_1.q_2) \\ & + k.p(-2p.q_2 q_1.q_2 + p.q_1 q_2^2 + p^2(-p.q_2 + q_1.q_2 + q_2^2))] \end{aligned} \right\},
\end{aligned} \tag{3.24}$$

$$\begin{aligned}
M_{23}^{\prime 2} = & \left(\frac{e}{M_\rho} \mathbf{g}_{\rho\pi\gamma} \right)^2 \left(\frac{\mathbf{g}_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right)^2 \\
& \times \left\{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_1) \right\} \left\{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_2) \right\} \\
& \times \frac{1}{3} \left\{ \begin{aligned} & (k.q_2)^2 \left[(p.q_1)^2 - p^2 q_1^2 \right] + k.p k.q_2 [p.q_2 q_1^2 - 2p.q_1 q_1.q_2 \\ & + p^2(-p.q_1 + q_1^2 + q_1.q_2)] + (k.p)^2 [-p.q_2 q_1^2 + q_1.q_2(-p^2 + q_1.q_2)] \\ & + p.q_1(2p.q_2 - q_2^2)] + (k.q_1)^2 [(p.q_2)^2 - p^2 q_2^2] \\ & + k.q_1(k.q_2 p^2(p^2 - p.q_1 - p.q_2 + q_1.q_2) \\ & + k.p(-2p.q_2 q_1.q_2 + p.q_1 q_2^2 + p^2(-p.q_2 + q_1.q_2 + q_2^2))] \end{aligned} \right\},
\end{aligned} \tag{3.25}$$

$$\begin{aligned}
M_{24}^{\prime 2} = & - \left(\frac{e}{M_\rho} \mathbf{g}_{\rho\pi\gamma} \right) \left(\frac{\mathbf{g}_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{(e\mathbf{g}_{\phi KK})(\mathbf{g}_{f_0\pi\pi} M_{f_0})(\mathbf{g}_{f_0 KK} M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \right) \\
& \times \left\{ \left[(p-q_1)^2 - M_\rho^2 \right] R_\rho^0(p-q_1) \right\} \\
& \times \left\{ \left[(p-k)^2 - M_{f_0}^2 \right] \text{Im } I - (\Gamma_{f_0} M_{f_0}) \text{Re } I \right\} \left\{ \Delta_{f_0}^0(p-k) \right\} \\
& \times \frac{1}{3} \left\{ 2k.q_1 k.p p^2 - p^2(k.q_1)^2 + (k.p)^2(-2p.q_1 + q_1^2) \right\},
\end{aligned} \tag{3.26}$$

$$\begin{aligned}
M_{24}^{n2} = & - \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \right) \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{(eg_{\phi KK})(g_{f_0\pi\pi}M_{f_0})(g_{f_0KK}M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \right) \\
& \times \{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_1) \} \\
& \times \left\{ [(p-k)^2 - M_{f_0}^2] \text{Re} I + (\Gamma_{f_0} M_{f_0}) \text{Im} I \right\} \{ \Delta_{f_0}^0(p-k) \} \\
& \times \frac{1}{3} \{ 2k \cdot q_1 k \cdot p p^2 - p^2 (k \cdot q_1)^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_1 + q_1^2) \},
\end{aligned} \tag{3.27}$$

$$\begin{aligned}
M_{34}'^2 = & - \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \right) \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{(eg_{\phi KK})(g_{f_0\pi\pi}M_{f_0})(g_{f_0KK}M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \right) \\
& \times \left\{ [(p-q_2)^2 - M_\rho^2] R_\rho^0(p-q_2) \right\} \\
& \times \left\{ [(p-k)^2 - M_{f_0}^2] \text{Im} I - (\Gamma_{f_0} M_{f_0}) \text{Re} I \right\} \{ \Delta_{f_0}^0(p-k) \} \\
& \times \frac{1}{3} \{ 2k \cdot q_2 k \cdot p p^2 - p^2 (k \cdot q_2)^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_2 + q_2^2) \},
\end{aligned} \tag{3.28}$$

$$\begin{aligned}
M_{34}^{n2} = & - \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\pi\gamma} \right) \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{(eg_{\phi KK})(g_{f_0\pi\pi}M_{f_0})(g_{f_0KK}M_{f_0})}{4\pi^2 M_K^2} \right) \\
& \times \{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_2) \} \\
& \times \left\{ [(p-k)^2 - M_{f_0}^2] \text{Re} I + (\Gamma_{f_0} M_{f_0}) \text{Im} I \right\} \{ \Delta_{f_0}^0(p-k) \} \\
& \times \frac{1}{3} \{ 2k \cdot q_2 k \cdot p p^2 - p^2 (k \cdot q_2)^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_2 + q_2^2) \},
\end{aligned} \tag{3.29}$$

buradaki $\text{Im}I$ ve $\text{Re}I$ sırasıyla (3.14) ve (3.15) ile verilmiştir. Durgun referans sisteminde bozunan ϕ –mezon için dört momentum çarpanları aşağıdaki gibidir,

$$k \cdot p = M_\phi E_\gamma, \tag{3.30}$$

$$k \cdot q_1 = \frac{1}{2} (M_\phi^2 - 2M_\phi E_2), \tag{3.31}$$

$$k \cdot q_2 = \frac{1}{2} (M_\phi^2 - 2M_\phi E_1), \tag{3.32}$$

$$p \cdot p = p^2 = M_\phi^2, \tag{3.33}$$

$$p \cdot q_1 = M_\phi E_1, \quad (3.34)$$

$$p \cdot q_2 = M_\phi E_2, \quad (3.35)$$

$$q_1 \cdot q_1 = q_1^2 = M_\pi^2, \quad (3.36)$$

$$q_2 \cdot q_2 = q_2^2 = M_\pi^2, \quad (3.37)$$

$$q_1 \cdot q_2 = \frac{1}{2}(M_\phi^2 - 2M_\phi E_\gamma - 2M_\pi^2). \quad (3.38)$$

Ek 4. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ Bozunumunun Değişmez Genliği

$\phi(p) \rightarrow \pi^0(q_1)\eta(q_2)\gamma(k)$ bozunumu için değişmez genlik, $M(E_\gamma, E_1)$, $M = M'_a + M'_b + M'_c$ şeklindedir. Şekil 3.2 diyagramlarından elde edilen M'_a, M'_b ve M'_c değişmez genlikleri sırasıyla aşağıdaki gibi hesaplanmıştır,

$$M'_a = -\left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\eta\gamma}\right) \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi}\right) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\mu u_\nu(p-q_1)_\alpha \varepsilon^{\mu'\nu'\alpha'\beta'}(p-q_1)_{\mu'} k_{\alpha'} \varepsilon_{\beta'} \times \left\{ i \left[(p-q_1)^2 - M_\rho^2 \right] + \Gamma_\rho M_\rho \right\} R_{\beta\nu'}^\rho(p-q_1), \quad (4.1)$$

$$M'_b = -(ieg_{\phi KK}) M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta) \times 2u^\mu \varepsilon^\nu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{-4q_\mu q_\nu + g_{\mu\nu}(q^2 - M_K^2)}{(q^2 - M_K^2) [(q-k)^2 - M_K^2] [(p-q)^2 - M_K^2]} \right\} = \left(\frac{ieg_{\phi KK}}{2\pi^2 M_K^2} \right) M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta) I(a, b) \times [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)], \quad (4.2)$$

$$M'_c = -(eg_{\phi K^+ K^-})(g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0})(g_{a_0 \pi \eta}) \times \left\{ \left[(p-k)^2 - M_{a_0}^2 \right] - i\Gamma_{a_0} M_{a_0} \right\} \Delta_{a_0}(p-k) \times 2u^\mu \varepsilon^\nu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{-4q_\mu q_\nu + g_{\mu\nu}(q^2 - M_K^2)}{(q^2 - M_K^2) [(q-k)^2 - M_K^2] [(p-q)^2 - M_K^2]} \right\} = \frac{(eg_{\phi K^+ K^-})(g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0})(g_{a_0 \pi \eta})}{2\pi^2 M_K^2} \left\{ \left[(p-k)^2 - M_{a_0}^2 \right] - i\Gamma_{a_0} M_{a_0} \right\} \times \Delta_{a_0}^0(p-k) I(a, b) \times [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)]. \quad (4.3)$$

Genlik ifadeleri içersindeki propagatör bağıntıları,

$$\begin{aligned}
R_{\mu\nu}^{\rho}(q) &= \frac{1}{(q^2 - M_{\rho}^2)^2 + (\Gamma_{\rho} M_{\rho})^2} \left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{M_{\rho}^2} \right] \\
&= R_{\rho}^0(q) \left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{M_{\rho}^2} \right],
\end{aligned} \tag{4.4}$$

$$\Delta_{a_0}^0(q) = \frac{1}{(q^2 - M_{a_0}^2)^2 + (\Gamma_{a_0} M_{a_0})^2} \tag{4.5}$$

şeklindedir. $K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta$ köşesi için değişmez genlik aşağıdaki gibidir,

$$M(K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta) = \frac{\sqrt{3}}{4f_{\pi}^2} \left(M_{\pi^0\eta}^2 - \frac{4}{3}M_K^2 \right). \tag{4.6}$$

Her bir genlik ifadesi, $M_i = iM_i' + M_i''$ şeklinde kompleks ve reel kısımlar olmak üzere ayrı düşünülür ve değişmez genliğin tam karesi aşağıdaki gibidir;

$$\begin{aligned}
|M|^2 &= M_1'^2 + M_2'^2 + M_3'^2 + M_1''^2 + M_2''^2 + M_3''^2 \\
&\quad + 2(M_{12}'^2 + M_{13}'^2 + M_{23}'^2 + M_{12}''^2 + M_{13}''^2 + M_{23}''^2).
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Bu ifadedeki her bir terimim eşiti aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned}
M_1'^2 &= \left(\frac{e}{M_{\rho}} g_{\rho\eta\gamma} \right)^2 \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_{\phi}} \right)^2 \left\{ \left[(p - q_1)^2 - M_{\rho}^2 \right] R_{\rho}^0(p - q_1) \right\}^2 \\
&\quad \times \frac{1}{3} \left\{ \begin{aligned} &-2k \cdot pk \cdot q_1 \left[p^2 (p \cdot q_1 - 2q_1^2) + p \cdot q_1 q_1^2 \right] \\ &+ (k \cdot p)^2 \left[2(p - q_1)^2 - p^2 q_1^2 - 2p \cdot q_1 q_1^2 + q_1^4 \right] \\ &+ (k \cdot q_1)^2 \left[p^4 + 2(p \cdot q_1)^2 - p^2 (2p \cdot q_1 + q_1^2) \right] \end{aligned} \right\},
\end{aligned} \tag{4.8}$$

$$\begin{aligned}
M_1'^2 &= \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\eta\gamma} \right)^2 \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right)^2 \left\{ (\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_1) \right\}^2 \\
&\quad \times \frac{1}{3} \left\{ \begin{aligned} &-2k \cdot pk \cdot q_1 \left[p^2 (p \cdot q_1 - 2q_1^2) + p \cdot q_1 q_1^2 \right] \\ &+ (k \cdot p)^2 \left[2(p-q_1)^2 - p^2 q_1^2 - 2p \cdot q_1 q_1^2 + q_1^4 \right] \\ &+ (k \cdot q_1)^2 \left[p^4 + 2(p \cdot q_1)^2 - p^2 (2p \cdot q_1 + q_1^2) \right] \end{aligned} \right\}, \tag{4.9}
\end{aligned}$$

$$M_2'^2 = \left(\frac{eg_{\phi KK}}{2\pi^2 M_K^2} \right)^2 \left\{ M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta) \right\}^2 (\text{ReI})^2 \frac{2}{3} (k \cdot p)^2, \tag{4.10}$$

$$M_2''^2 = \left(\frac{eg_{\phi KK}}{2\pi^2 M_K^2} \right)^2 \left\{ M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta) \right\}^2 (\text{ImI})^2 \frac{2}{3} (k \cdot p)^2, \tag{4.11}$$

$$\begin{aligned}
M_3'^2 &= \left(\frac{(eg_{\phi KK})(g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0})(g_{a_0 \pi \eta})}{2\pi^2 M_K^2} \right)^2 \\
&\quad \times \left\{ \left[(p-k)^2 - M_{a_0}^2 \right] \text{ImI} - (\Gamma_{a_0} M_{a_0}) \text{ReI} \right\}^2 \\
&\quad \times \left\{ \Delta_{a_0}^0(p-k) \right\}^2 \frac{2}{3} (k \cdot p)^2, \tag{4.12}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_3''^2 &= \left(\frac{(eg_{\phi KK})(g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0})(g_{a_0 \pi \eta})}{2\pi^2 M_K^2} \right)^2 \\
&\quad \times \left\{ \left[(p-k)^2 - M_{a_0}^2 \right] \text{ReI} + (\Gamma_{a_0} M_{a_0}) \text{ImI} \right\}^2 \\
&\quad \times \left\{ \Delta_{a_0}^0(p-k) \right\}^2 \frac{2}{3} (k \cdot p)^2, \tag{4.13}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{12}'^2 &= - \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\eta\gamma} \right) \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{eg_{\phi KK}}{2\pi^2 M_K^2} \right) \left\{ M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta) \right\} \\
&\quad \times \left\{ \left[(p-q_1)^2 - M_\rho^2 \right] R_\rho^0(p-q_1) \right\} (\text{ReI}) \\
&\quad \times \frac{1}{3} \left\{ 2k \cdot pk \cdot q_1 p^2 - (k \cdot q_1)^2 p^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_1 + q_1^2) \right\}, \tag{4.14}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{12}''^2 &= \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\eta\gamma} \right) \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{eg_{\phi KK}}{2\pi^2 M_K^2} \right) \{M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta)\} \\
&\times \{(\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_1)\} (\text{ImI}) \\
&\times \frac{1}{3} \{2k \cdot pk \cdot q_1 p^2 - (k \cdot q_1)^2 p^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_1 + q_1^2)\},
\end{aligned} \tag{4.15}$$

$$\begin{aligned}
M_{13}'^2 &= - \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\eta\gamma} \right) \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{(eg_{\phi KK})(g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0})(g_{a_0 \pi\eta})}{2\pi^2 M_K^2} \right) \\
&\times \left\{ [(p-q_1)^2 - M_\rho^2] R_\rho^0(p-q_1) \right\} \\
&\times \left\{ [(p-k)^2 - M_{a_0}^2] \text{ImI} - (\Gamma_{a_0} M_{a_0}) \text{ReI} \right\} \{ \Delta_{a_0}^0(p-k) \} \\
&\times \frac{1}{3} \{2k \cdot pk \cdot q_1 p^2 - (k \cdot q_1)^2 p^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_1 + q_1^2)\},
\end{aligned} \tag{4.16}$$

$$\begin{aligned}
M_{13}''^2 &= - \left(\frac{e}{M_\rho} g_{\rho\eta\gamma} \right) \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{M_\phi} \right) \left(\frac{(eg_{\phi KK})(g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0})(g_{a_0 \pi\eta})}{2\pi^2 M_K^2} \right) \\
&\times \{(\Gamma_\rho M_\rho) R_\rho^0(p-q_1)\} \\
&\times \left\{ [(p-k)^2 - M_{a_0}^2] \text{ReI} + (\Gamma_{a_0} M_{a_0}) \text{ImI} \right\} \{ \Delta_{a_0}^0(p-k) \} \\
&\times \frac{1}{3} \{2k \cdot pk \cdot q_1 p^2 - (k \cdot q_1)^2 p^2 + (k \cdot p)^2 (-2p \cdot q_1 + q_1^2)\},
\end{aligned} \tag{4.17}$$

$$\begin{aligned}
M_{23}'^2 &= \left(\frac{eg_{\phi KK}}{2\pi^2 M_K^2} \right)^2 \left\{ (g_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0})(g_{a_0 \pi\eta}) \right\} \{M(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta)\} \\
&\times (\text{ReI}) \left\{ [(p-k)^2 - M_{a_0}^2] \text{ImI} - (\Gamma_{a_0} M_{a_0}) \text{ReI} \right\} \\
&\times \{ \Delta_{a_0}^0(p-k) \} \frac{2}{3} (k \cdot p)^2,
\end{aligned} \tag{4.18}$$

$$\begin{aligned}
M_{23}''^2 = & -\left(\frac{e\mathbf{g}_{\phi KK}}{2\pi^2 M_K^2}\right)^2 \left\{ \left(\mathbf{g}_{a_0 K^+ K^-} M_{a_0} \right) \left(\mathbf{g}_{a_0 \pi \eta} \right) \right\} \left\{ M \left(K^+ K^- \rightarrow \pi^0 \eta \right) \right\} \\
& \times (\text{ImI}) \left\{ \left[(p-k)^2 - M_{a_0}^2 \right] \text{ReI} + \left(\Gamma_{a_0} M_{a_0} \right) \text{ImI} \right\} \\
& \times \left\{ \Delta_{a_0}^0 (p-k) \right\} \frac{2}{3} (k \cdot p)^2,
\end{aligned} \tag{4.19}$$

buradaki ImI ve ReI sırasıyla (3.14) ve (3.15) ile verilmiştir. Durgun referans sisteminde bozunan ϕ –mezon için dört momentum çarpanları aşağıdaki gibidir,

$$k \cdot p = M_\phi E_\gamma, \tag{4.20}$$

$$k \cdot q_1 = \frac{1}{2} \left(M_\phi^2 - 2M_\phi E_2 + M_\eta^2 - M_{\pi^0}^2 \right), \tag{4.21}$$

$$k \cdot q_2 = \frac{1}{2} \left(M_\phi^2 - 2M_\phi E_1 + M_{\pi^0}^2 - M_\eta^2 \right), \tag{4.22}$$

$$p \cdot p = p^2 = M_\phi^2, \tag{4.23}$$

$$p \cdot q_1 = M_\phi E_1, \tag{4.24}$$

$$p \cdot q_2 = M_\phi E_2, \tag{4.25}$$

$$q_1 \cdot q_1 = q_1^2 = M_{\pi^0}^2, \tag{4.26}$$

$$q_2 \cdot q_2 = q_2^2 = M_\eta^2, \tag{4.27}$$

$$q_1 \cdot q_2 = \frac{1}{2} \left(M_\phi^2 - 2M_\phi E_\gamma - M_{\pi^0}^2 - M_\eta^2 \right). \tag{4.28}$$

Ek 5. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ Bozunumunun Değişmez Genliği

$\phi(p) \rightarrow K^0(q_1) \bar{K}^0(q_2) \gamma(k)$ bozunumu için değişmez genlik, $M'_i = M'_1 + M'_2 + M'_3$ şeklindedir. Şekil 3.3-(a) diyagramlarından elde edilen M'_1 , M'_2 ve M'_3 değişmez genlikleri sırasıyla aşağıdaki gibi hesaplanmıştır,

$$\begin{aligned} M'_1 &= M'_2 \\ &= (-2ieg_{\phi K^+ K^-}) \times M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \\ &\quad \times 2u^\mu \varepsilon^\nu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{1}{\left[q^2 - M_K^2 \right] \left[(q-k)^2 - M_K^2 \right] \left[(p-q)^2 - M_K^2 \right]} \right\}, \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} M'_3 &= (ieg_{\phi K^+ K^-}) \times M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \\ &\quad \times 2u^\mu \varepsilon_\mu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{1}{\left[(q-k)^2 - M_K^2 \right] \left[(p-q)^2 - M_K^2 \right]} \right\} \end{aligned} \quad (5.2)$$

şeklindedir. Toplam değişmez genlik ise aşağıdaki gibidir,

$$\begin{aligned} M'_i &= (ieg_{\phi K^+ K^-}) M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \\ &\quad \times 2u^\mu \varepsilon^\nu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{-4q_\mu q_\nu + g_{\mu\nu}}{\left(q^2 - M_K^2 \right) \left[(q-k)^2 - M_K^2 \right] \left[(p-q)^2 - M_K^2 \right]} \right\} \\ &= (ieg_{\phi K^+ K^-}) M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \\ &\quad \times \left\{ -\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} I(a, b) \times [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)] \right\}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

İfadedeki $M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0)$ değişmez genliğinin eşiği,

$$M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) = -\frac{1}{2f^2} \left[s + \frac{4M_{K^0}^2 - 2M_K^2}{3} \right] \quad (5.4)$$

şeklindedir. Nokta benzeri skaler mezonlar (3.14) ve (3.15) ile verilmiş olan $I(a,b)$ değişmez fonksiyonunun eşiti aşağıdaki gibidir,

$$2u^\mu \varepsilon^\nu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{-4q_\mu q_\nu + g_{\mu\nu}}{(q^2 - M_K^2) [(q-k)^2 - M_K^2] [(p-q)^2 - M_K^2]} \right\} = -\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} I(a,b) \times [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)]. \quad (5.5)$$

Kompleks reel kısımlardan oluşan değişmez genlik ifadesi, $M' = iM'_i + M''_i$ ve M' ve M'' genlikleri,

$$M' = (-eg_{\phi K^+ K^-}) M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \times \left\{ \frac{1}{2\pi M_K^2} \text{Re} I [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)] \right\}, \quad (5.6)$$

$$M'' = (eg_{\phi K^+ K^-}) M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \times \left\{ \frac{1}{2\pi M_K^2} \text{Im} I [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)] \right\} \quad (5.7)$$

şeklindedir. Değişmez genliğin tam kareleri $|M|^2 = M'^2 + M''^2$,

$$M'^2 = (eg_{\phi K^+ K^-})^2 \{M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0)\}^2 \times \left(\frac{1}{2\pi M_K^2} \right)^2 \{ \text{Re} I \}^2 \frac{2}{3} (k.p)^2, \quad (5.8)$$

$$M''^2 = (eg_{\phi K^+ K^-})^2 \{M(K^+ K^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0)\}^2 \times \left(\frac{1}{2\pi M_K^2} \right)^2 \{ \text{Im} I \}^2 \frac{2}{3} (k.p)^2 \quad (5.9)$$

şeklindedir.

$\phi(p) \rightarrow S(q = p - k) \gamma(k) \rightarrow K^0(q_1) \bar{K}^0(q_2) \gamma(k)$ bozunumu için değişmez genlik, $M(E_\gamma, E_1)$, $M = M_1 + M_2 + M_3$ şeklindedir. Şekil 3.3-(b) diyagramlarından elde edilen M_1, M_2 ve M_3 değişmez genlikleri sırasıyla aşağıdaki gibi hesaplanmıştır,

$$\begin{aligned}
M_1 &= M_2 \\
&= (-2eg_{\phi K^+ K^-} g_{SK^+ K^-} g_{SK^0 \bar{K}^0}) \times \frac{1}{[(p-k)^2 - M_S^2 + iM_S \Gamma_S]} \\
&\quad \times 2u^\mu \varepsilon^\nu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{q_\mu q_\nu}{(q^2 - M_K^2)[(q-k)^2 - M_K^2][(p-q)^2 - M_K^2]} \right\},
\end{aligned} \tag{5.10}$$

$$\begin{aligned}
M_3 &= (eg_{\phi K^+ K^-} g_{SK^+ K^-} g_{SK^0 \bar{K}^0}) \times \frac{1}{[(p-k)^2 - M_S^2 + iM_S \Gamma_S]} \\
&\quad \times 2u^\mu \varepsilon_\mu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{1}{[(q-k)^2 - M_K^2][(p-q)^2 - M_K^2]} \right\},
\end{aligned} \tag{5.11}$$

şeklindedir. Bu üç genliğin toplamından elde edilen değişmez genlik aşağıdaki gibidir,

$$\begin{aligned}
M &= (2eg_{\phi K^+ K^-} g_{SK^+ K^-} g_{SK^0 \bar{K}^0}) \times \frac{1}{[(p-k)^2 - M_S^2 + iM_S \Gamma_S]} \\
&\quad \times u^\mu \varepsilon^\nu \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{-4q_\mu q_\nu + g_{\mu\nu}}{(q^2 - M_K^2)[(q-k)^2 - M_K^2][(p-q)^2 - M_K^2]} \right\} \\
&= (eg_{\phi K^+ K^-} g_{SK^+ K^-} g_{SK^0 \bar{K}^0}) \frac{(p-k)^2 - M_S^2 - iM_S \Gamma_S}{[(p-k)^2 - M_S^2 + (M_S \Gamma_S)^2]} \\
&\quad \times \left\{ -\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} I(a, b) \times [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)] \right\}
\end{aligned} \tag{5.12}$$

olarak hesaplanmıştır. Kompleks değişmez genlik ifadesi, $M = iM' + M''$ şeklinde parametrize edilir ve M' ve M'' ,

$$\begin{aligned}
M' &= \left(-\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} \right) (eg_{\phi K^+ K^-} g_{SK^+ K^-} g_{SK^0 \bar{K}^0}) [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)] \\
&\quad \times \left\{ [(p-k)^2 - M_S^2] \text{Im}I - (\Gamma_S M_S) \text{Re}I \right\} \Delta_S^2(p-k),
\end{aligned} \tag{5.13}$$

$$M'' = \left(-\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} \right) (e\mathbf{g}_{\phi K^+ K^-} \mathbf{g}_{SK^+ K^-} \mathbf{g}_{SK^0 \bar{K}^0}) [(\varepsilon.u)(k.p) - (\varepsilon.p)(k.u)] \quad (5.14)$$

$$\times \left\{ [(p-k)^2 - M_S^2] \text{Re}I - (\Gamma_S M_S) \text{Im}I \right\} \Delta_S^2(p-k)$$

şeklindedir. Buradaki propagatör ifadesi $\Delta_S^0(p-k)$ aşağıdaki gibidir,

$$\Delta_S^0(q) = \frac{1}{(q^2 - M_S^2)^2 + (\Gamma_S M_S)}. \quad (5.15)$$

Değişmez genliğin tam kareleri $|M|^2 = M'^2 + M''^2$,

$$M'^2 = \left\{ -\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} e\mathbf{g}_{\phi K^+ K^-} \mathbf{g}_{SK^+ K^-} \mathbf{g}_{SK^0 \bar{K}^0} \right\} \frac{2}{3} (k.p)^2 \quad (5.16)$$

$$\times \left\{ \left\{ [(p-k)^2 - M_S^2] \text{Im}I - (\Gamma_S M_S) \text{Re}I \right\} \Delta_S^2(p-k) \right\}^2,$$

$$M''^2 = \left\{ -\frac{1}{2\pi^2 M_K^2} e\mathbf{g}_{\phi K^+ K^-} \mathbf{g}_{SK^+ K^-} \mathbf{g}_{SK^0 \bar{K}^0} \right\} \frac{2}{3} (k.p)^2 \quad (5.17)$$

$$\times \left\{ \left\{ [(p-k)^2 - M_S^2] \text{Re}I - (\Gamma_S M_S) \text{Im}I \right\} \Delta_S^2(p-k) \right\}^2$$

olarak alınmıştır.

Ek 6. Karışım Mekanizması

İzospin korunumu yıllardır güçlü etkileşmelerde korunan, elektromanyetik etkileşmelerde bozulan bir simetri olarak bilinmekteydi. Ancak QCD ve kuark tasviri başka bir olasılık olarak güçlü etkileşmelerde de izospin bozulmasını öngörmüştür. Bu durum u ve d kuarkları arasındaki kütle farkından dolayı mümkündür. Parametrik olarak böyle bir bozulma elektromanyetik etkileşmeden kaynaklı bir bozulmadan daha güçlü olabilir, fakat bu durumda bozulmanın tam değeri, bilinmeyen hadronik matris elemanlarına bağlıdır ve bazı durumlarda nümerik olarak bastırılmış olabilir. Gerçekte ise bozulmanın bilinen belirtilerinin çoğu nicel olarak elektromanyetik doğa ile uyumludur (nümerik olarak $\sim O(\alpha)$ genliklerinde, hatta daha küçük olabilir). Bu yüzden bu çelişkili durum hem teorik hem deneysel olarak çok ayrıntılı bir iştir. İzospin bozulmasının çeşitli sebeplerini ve altında yatan fiziği ayırt etmek gerekmektedir.

Hadron fiziğinde iki önemli durum izospin kırılmasına sebep olur; mezonlar arasındaki elektromanyetik etkileşmeler ile u ve d kuarkları arasındaki kütle farklılıkları. Her iki durum $SU(3)_f$ çeşni dokuzlu (nonet) üyelerinin $I=0$ ve $I=1$ izospinli üyelerinin karışımına yol açar. İzospin simetrisini bozan mezon bozunmaları $\pi^0 - \eta$, $\pi^0 - \eta'$, $\omega - \rho^0$ ve $\phi - \rho^0$ karışımları yoluyla gerçekleşebilir. G -paritenin bozulduğu ve/veya OZI yasaklı bozunumlara en iyi bilinen iki örnek $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ve $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ geçişleri verilebilir. Bu geçişler $\omega - \rho$, $\phi - \rho$ ve $\omega - \phi$ karışımları ile ilişkilendirilerek incelenebilir.

6.1. $\omega - \rho$ Karışımı

İlk deneysel olarak gözlenen karışım olayı simetrinin kırıldığı durumlarda gözlenebilmektedir. Parçacık çifti yok olmasında $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$, rezonans eğrisinde ρ rezonans parçacığı ile birlikte ω mezonunun kütlesi civarında da bir eğri gözlenmiştir. Bu ilginç karşılanmıştır çünkü güçlü etkileşme ω -mezonun pionlara bozulmasına müsaade etmemektedir. Bunun mümkün olabilmesi için G -paritesinin bozulması gerekir. 1961 yılında Glashow bu duruma açıklık getirmiştir; ρ ve ω parçacıklarının iki öz izospin durumları ρ_1 ve ω_1 , elektromanyetik etkilerle karışır ve bu etki, ρ ve ω parçacıklarının kütle

öz durumlarında başlangıçtaki iki ρ ve ω alanlarının süperpozisyonu olarak kendini gösterir. Bu etki çok küçüktür ve en açık olma olasılığı $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ geçişinde gözlenir.

Fiziksel durumlar $|\alpha_I\rangle$, $\alpha = \rho, \omega$ olmak üzere fiziksel durumlar öz izospin durumların lineer kombinasyonları olarak alınabilir; $|\rho_I\rangle \equiv |1,0\rangle$ ve $|\omega_I\rangle \equiv |0,0\rangle$. Burada $|I, I_3\rangle$ izospin ve izospinin z -bileşenleridir. İzospinin bozucu etkilerin olmadığı durumda karışım etkisi yoktur ve kütle özdeğerlerinin yer aldığı matris elemanları köşegen olur. İzospin bozucu etkiler altında köşegen elemanlar dışında matris elemanları oluşur ve bu köşegen dışı elemanlar $\rho-\omega$ karışımı hakkında bilgi içerir. Matrisi köşegenleştiren fiziksel durumlar;

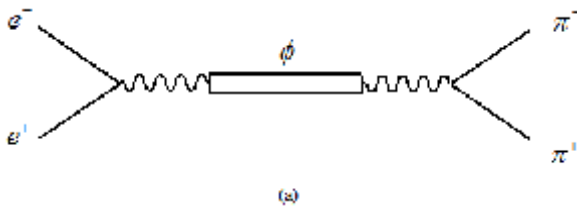
$$|\rho\rangle = |\rho_I\rangle - \epsilon |\omega_I\rangle \quad |\omega\rangle = |\omega_I\rangle + \epsilon |\rho_I\rangle \quad (6.1)$$

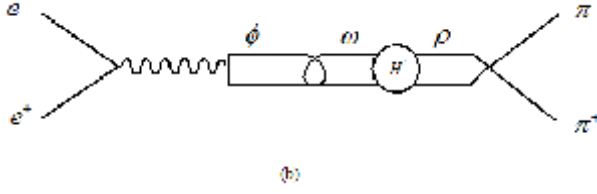
şeklinde yazılır. $|\rho\rangle$ ve $|\omega\rangle$ fiziksel bazları matrisi köşegenleştirir.

İzospin simetrisinin kırıldığı durumda hadronik hamiltoniyen $(u\bar{u} - d\bar{d})$ ile orantılı olduğundan, ϕ -mezonu yalnızca $\phi-\omega$ karışımı yoluyla ρ ile bağlanır. $\omega \rightarrow \gamma \rightarrow \rho^0$ geçişinin katkısı $\langle \omega | H' | \rho^0 \rangle$ matris elemanında içerilmektedir. $\sqrt{s} \approx m_\phi = 1020 \text{ MeV}$ enerji değerinde ρ^0 'nun katkısı aşağıdaki Breit-Wigner propogatörü ile parametrize edilir;

$$\frac{1}{s - m_\rho^2 + i\Gamma_\rho m_\rho} \quad (6.2)$$

Bu ifade $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ hadronik geçişini ifade eder (Genz ve Tatur, 1994).





ϵ oldukça küçük değerde ve kompleks olan karışım parametresidir ve aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$\epsilon = \frac{\langle \rho_I | H' | \omega_I \rangle}{m_\omega^2 - m_\rho^2 - im_\omega \Gamma_\omega + im_\rho \Gamma_\rho}. \quad (6.3)$$

Karışımında ϵ mertebesinde çalışılır. $m_\rho, m_\omega, \Gamma_\rho$ ve Γ_ω büyüklüklerinin deneysel değerleri ve $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ reaksiyonundan tanımlanan $m_{\rho\omega}^2 = -(3.8 \pm 0.4) \times 10^3 \text{ MeV}^2$ karışım genliği değeri kullanılarak ϵ karışım parametresi, $\epsilon = -0.006 + i0.036$ olarak elde edilir.

Propagatörde meydana gelen karışım durumunda ρ propogatörü aşağıdaki ifadeyle yer değiştirir;

$$\frac{1}{P^2 - m_\rho^2 + im_\rho \Gamma_\rho} \rightarrow \frac{1}{P^2 - m_\rho^2 + im_\rho \Gamma} + \frac{f_{\omega\pi\gamma}}{f_{\rho\pi\gamma}} \frac{m_{\rho\omega}^2}{(P^2 - m_\rho^2 + im_\rho \Gamma)(P^2 - m_\omega^2 + im_\omega \Gamma)} \quad (6.4)$$

(Guetta ve Singer, 2000).

$\rho-\omega$ karışımının ispatı pek çok reaksiyonda gözlenmiştir fakat ρ ve ω genliklerinden elde edilen $m_{\rho\omega}^2 = \langle \rho | H(0) | \omega \rangle$ şiddetindeki $\rho-\omega$ karışımının en açık ispatı $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ reaksiyonunda gözlenmiştir (Langacker, 1979). Başka bir örnek olarak G-parite bozan $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ reaksiyonu, $\omega-\rho$ karışımı yoluyla, $\text{BR}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) = (2.21 \pm 0.30)\%$ dallanma oranı değerde meydana gelmektedir. $\rho^{(I=1)}$ ve $\omega^{(I=0)}$ izospin durumları arasında meydana gelen karışım,

$$L = M_{\rho\omega}^2 \omega_\mu \rho^\mu \quad (6.5)$$

ek bir lagranjiyan gerektirir.

6.2. $\phi - \omega$ Karışımı

$\phi \rightarrow \omega\pi^0$, $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ ve $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ bozunmaları OZI kuralı ve G-parite korunumu tarafından yasaklanmış bozunmalardır. Dolayısıyla bu bozunmalar için karışım etkileri incelenebilir. Özellikle $\phi \rightarrow \omega\pi^0$ ve $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ bozunmaları için elde edilen deneysel genlik ifadeleri, $\phi - \omega$ karışımı üzerine kurulu teorik açıklamalarla uyumluluk içersindedir.

ϕ ve ω vektör mezonlarının ideal bazda karışmamış durum vektörleri aşağıdaki gibidir;

$$\omega^{(0)} = (u\bar{u} + d\bar{d}) / \sqrt{2}, \quad (6.6)$$

$$\phi^{(0)} = s\bar{s}. \quad (6.7)$$

$\phi \rightarrow \rho^0\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ bozunumu OZI yasaklı olduğundan bu bozunmanın olabilmesi için ϕ -mezonun dalga fonksiyonu, acayip-olmayan kuarkların ilave edilmesiyle aşağıdaki gibi gelişir;

$$\phi(1020) = s\bar{s} + \epsilon_{\phi\omega}(s)(u\bar{u} + d\bar{d}) / \sqrt{2}. \quad (6.8)$$

Burada $\phi\omega$ karışım genliği enerji bağımlı kompleks karışım parametresi $\epsilon_{\phi\omega}(s)$ ile tanımlanır ve $|\epsilon_{\phi\omega}(s)| \ll 1$ limitindedir. Bu karışım parametresi köşegen olmayan polarizasyon operatörü $\Pi_{\phi\omega}$ ile de temsil edilebilir

$$\epsilon_{\phi\omega}(s) = -\frac{\text{Re}\Pi_{\phi\omega} + i\text{Im}\Pi_{\phi\omega}(s)}{\Delta M_{\phi\omega}^2(s)}. \quad (6.9)$$

$$\Delta M_{\phi\omega}^2(s) = \Delta m_{\phi\omega}^{(0)2} - i\sqrt{s}[\Gamma_{\phi}^{(0)}(s) - \Gamma_{\omega}^{(0)}(s)], \quad (6.10)$$

$$\Delta m_{\phi\omega}^{(0)2} = \Delta m_{\phi}^{(0)2} - \Delta m_{\omega}^{(0)2} \quad (6.11)$$

şeklindedir. Bu ifadelerdeki $m_V^{(0)}$ ve $\Gamma_V^{(0)}$ sırasıyla ideal karışmış kütle ve bozunum aralıklarıdır ve (0) üst indisli bütün nicelikler bu ideal durumlara karşılık gelmektedir. Bu mekanizma güçlü $\phi\omega$ karışımı olarak adlandırılır (Achasov ve Kozhevnikov 2008).

6.3. $\phi - \rho - \omega$ Karışımı

$\phi \rightarrow \omega\pi$ geçişi G -pariteden dolayı yasaktır yani ϕ ve ω vektör mezonları ile π sözdeskaler mezon arasındaki bağlanmada izospin aynı (invariant) kalmaz. Sonuç olarak öz izospin durumları olan $\omega_1 (= \omega_0)$ ve ρ_1 karışır ve bu karışım kendini kütle öz durumlarında köşegen olmayan matris elemanları olarak gösterir. Kütle öz durumları yani fiziksel ρ ve ω mezonları, oldukça küçük ($\sin \epsilon_{\omega\rho} \approx \epsilon_{\omega\rho}$) $\rho - \omega$ karışım açısı $\epsilon_{\omega\rho}$ ile izospin öz durumlarının bir karışımı haline gelir;

$$\rho = \rho_1 - \epsilon_{\omega\rho} \omega_1 \qquad \omega = \omega_1 + \epsilon_{\omega\rho} \rho_1 \qquad (6.12)$$

$\rho_1 = \rho + \epsilon_{\omega\rho} \omega_1$ olarak yazılabildiğinden $\phi \rightarrow \rho_1\pi$ köşesi oluşacak ve bu da $g_{\phi\omega\pi}^{(\omega\rho)} \approx \epsilon_{\omega\rho} g_{\phi\rho\pi}$ çiftlenim sabitli etkin bir $\phi \rightarrow \omega\pi$ köşesi meydana gelmesine sebep olacaktır.

Üç durum arasında meydana gelen karışım iyi bilinen $\omega - \rho$ karışımının formalizminden geliştirilebilir. Dolayısıyla yukarıda tanımlanan $\rho - \omega$ karışımı ϕ -mezonu da içeren iki basamak karışıma genelleştirilebilir. İdeal bazda üç karışmamış durum aşağıdaki gibidir;

$$\rho_0 = (u\bar{u} - d\bar{d}) / \sqrt{2}, \qquad (6.13)$$

$$\omega_0 = (u\bar{u} + d\bar{d}) / \sqrt{2}, \qquad (6.14)$$

$$\phi_0 = s\bar{s}. \qquad (6.15)$$

Yukarıdaki fiziksel durumlar cinsinden karışmış durumlar

$$\rho = \rho_0 - \epsilon_{\omega\rho} \omega_0 - \epsilon_{\phi\rho} \phi_0, \qquad (6.16)$$

$$\omega = \omega_0 + \epsilon_{\omega\rho} \rho_0 - \epsilon_{\omega\phi} \phi_0, \qquad (6.17)$$

$$\phi = \phi_0 + \epsilon_{\phi\rho} \rho_0 + \epsilon_{\omega\phi} \omega_0 \qquad (6.18)$$

olarak verilir. Kompleks olan $\epsilon_{\nu\nu'}$ karışım parametreleri köşegen dışı matris elemanlarını ifade eden $m_{\nu\nu'}^2$ ile ilişkilidir ve aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$\epsilon_{\nu\nu'} = \frac{m_{\nu\nu'}^2}{m_\nu^2 - m_{\nu'}^2 + im_\nu\Gamma_\nu - im_{\nu'}\Gamma_{\nu'}} \quad (6.19)$$

burada $\nu \neq \nu'$ olan terimler karışmamış farklı durumları ifade etmektedir

$\phi - \rho$ karışımından dolayı $\phi \rightarrow \omega\pi$ geçişine ek bir katkı gelmektedir, bu da $g_{\phi\omega\pi}^{(\phi\rho)} \approx \epsilon_{\phi\rho} g_{\omega\rho\pi}$ bağıntısı ile ifade edilir. Çiftlenim sabitleri arasındaki $|g_{\omega\rho\pi}| \gg |g_{\phi\rho\pi}|$ eşitsizliğinden dolayı $g_{\phi\omega\pi}$ çiftlenim sabiti yerine,

$$g_{\phi\omega\pi} = g_{\phi\omega\pi}^{(\omega\rho)} + g_{\phi\omega\pi}^{(\phi\rho)} = \epsilon_{\omega\rho} g_{\phi\rho\pi} + \epsilon_{\phi\rho} g_{\omega\rho\pi} \quad (6.20)$$

ifadesi kullanılmaktadır.

Ek 7. İzospin, OZI Kuralı ve G-Parite

7.1. İzospin

İzospin ya da izotopik spin yalnızca güçlü etkileşmeler için tanımlı olan bir niceliktir ve izospin değerleri de yalnızca hadronlar için atanır. Dolayısıyla leptonlar ya da fotonlar söz konusu ise etkileşme güçlü etkileşme değildir ve izospinden bağımsızdır.

Hadron çoklu-yapılarına örnek olarak nükleon iki-katlı yapı ve pion üç-katlı yapıları verilebilir. Bir çoklu-yapının üyelerinin acayıplik kuantum sayısı, hiperyükü, spini, baryon numarası, elektron aile numarası ve müon aile numarası aynıdır. Fakat yükte ve az olarak da kütlede (yaklaşık 5 MeV civarında) farklılaşırlar. İzospin içeriğine göre, üyeler arasındaki elektromanyetik etkileşmeler gözardı edilirse bahsedilen çoklu-yapının bütün üyeleri özdeştir.

Bu hipotez nükleon-nükleon saçılması çalışmaları sırasında ortaya atılmıştır. Nötron-nötron saçılması ile ilgili bilginin, proton-proton saçılmasındaki saçılma eşitliklerinde protonun yükü görmezden gelindiğinde elde edilebileceği düşünülmüştür. Bu durumda çoklu-yapıdaki üyelerin yüklerinden sorumlu olan ve izotopik spin ya da izospin olarak isimlendirilen yeni bir nicelik tanımlanmıştır. Yani yük izospin ile yer değiştirmiştir. Aslında izospin sadece yük sorumluluğu alan bir kuantum sayısı olmaktan daha komplike bir niceliktir. Çünkü izospin sadece güçlü etkileşmelerde korunan bir büyüklüktür, dolayısıyla basit yük korunumundan daha sınırlayıcıdır. Ayrıca izospinin cebri spin ile aynıdır fakat izospin spin değildir. Spin gerçek uzayda var olan bir büyüklüktür, izospin ise soyut matematiksel izospin uzayda tanımlıdır.

Her çoklu-yapı için bir izospin sayısı, I atanır. Bu izospin $\sqrt{I(I+1)}$ büyüklüğünde bir vektör olarak düşünülebilir (spin vektör büyüklüğü ise $h/2\pi\sqrt{s(s+1)}$ değerindedir). İzospin koordinat uzayında bir vektör değildir dolayısıyla x , y ve z -eksenlerinden değil 1, 2 ve 3 bileşenlerinden bahsedilir. İzospinin 3. bileşeni açısal momentumun z -bileşeni gibi $I, I-1, I-2, \dots, -I$ değerlerinden herhangi birini alabilir. Bu değerlerden her biri çoklu-yapıdaki en küçük negatif yüklü parçacıktan ($I_3 = -I$) başlayarak en büyük pozitif yüklü parçacığa ($I_3 = I$) kadar farklı üyeler için atanır. Örneğin pion üçlü-yapısı için izospin $I=1$

dir. π^+ için izospin $I=1$, π^0 için $I=0$, π^- için $I=-1$ 'dir. Eğer bir parçacık belli bir I_3 durumundaysa, belirsizlik ilkesi I_1 ve I_2 bileşenlerinin belli değerlerine sahip olmayı engeller. Dolayısıyla bu bileşenler gözardı edilir.

I izospinli bir çoklu-yapıda $2I+1$ tane parçacık vardır. Bu sonuç olası I_3 değerlerinin sayımından gelir. Bu yüzden tekli-yapılar için $I=0$, iki-katlı yapılar için $I=1/2$ ve üçlü-yapılar için $I=1$ 'dir.

Antiparçacık parçacığı ile aynı I izospin değerindedir fakat I_3 bileşeni ters işaretlidir.

İzospin korunumu ile ilgili olarak; yük, baryon sayısı ve izotopik spinin 3.bileşeni ilişkilidir. Bir parçacığın yükü;

$$Q = \frac{S+B}{2} + I_3 = \frac{Y}{2} + I_3 \quad (7.1)$$

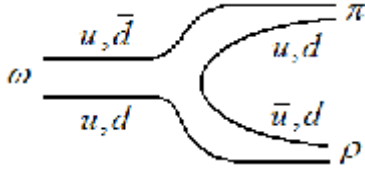
olarak verilir. İlk terim $\frac{S+B}{2}$ çoklu-yapının ortalama yükünü (ya da hiperyükün yarısını) verir ve çoklu-yapıdaki bütün parçacıklar için aynıdır. I_3 çoklu-yapıdaki özel bir parçacığın ek yüküne karşılık gelir. S, B, I_3 , ve Q parçacık ve antiparçacık için zıt işaretlidir.

I ve I_3 güçlü etkileşmelerde korunurken zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerde korunmazlar.

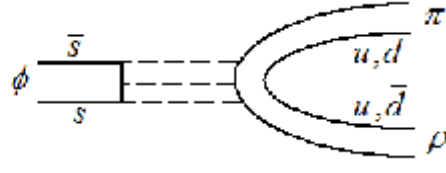
7.2. OZI Kuralı

OZI kuralı bozulması mezon fiziğinde oldukça önemli bir yere sahiptir. Deneysel olarak gözlenen bu olay güçlü etkileşmelerin bir özelliğidir. OZI kuralına göre güçlü süreçler tercihli ve izinlidir, fakat bastırılmıştır. Başka bir deyişle bağlantılı olmayan kuark diyagramlarına karşılık gelen bozunmalar yasaktır. Parçacıkların diğer özelliklerinden (ideal karışım gibi) dolayı çok güçlü olan bozunmaların dışında, bu bozunmalar tamamen yasaklı değildir. Örneğin ϕ -mezonu acayip kuark içermeyen $\rho\pi$ veya 3π parçacıklarına bozunmaktan ziyade acayip olan $K\bar{K}$ mezonlarına bozunur. OZI izinli ve yasaklı süreçlere örnek olarak aşağıdaki durumlar verilebilir, Şekil. (a), (b):

Başlangıçtaki kuark içeriği	Son durumdaki kuark içeriği	
$u\bar{u}$	$u\bar{u} + u\bar{u}$	OZI izinli
$u\bar{u}$	$u\bar{d} + d\bar{u}$	OZI izinli
$u\bar{u}$	$s\bar{d} + d\bar{s}$	OZI yasaklı



(a) OZI izinli



(b) OZI yasaklı

7.3. G –parite

G –parite, C-paritenin genelleştirilmiş halidir. C-parite yalnızca yüksüz sistemlere uygulanabilen bir kuantum sayısıdır. Örneğin pion üçlü-yapısında sadece π^0 , C-pariteye sahiptir. Diğer taraftan güçlü etkileşme elektrik yükünü görmez, dolayısıyla π^+ , π^0 ve π^- mezonlarını birbirinden ayırt etmez. Bu durumda C-parite genelleştirilerek, verilen bir çoklu-yapıdaki tüm yüklü durumlara uygulanabilen bir parite olarak G-parite tanımlanmıştır. G-parite zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerde korunmazken, güçlü etkileşmelerde korunan bir kuantum sayısıdır.

Bu tezde çalışılan bazı parçacıklar için G–parite değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

	ϕ	ω	ρ	π	η
G -parite	-1	-1	+1	-1	+1

ÇİZELGELER LİSTESİ.....	Sayfa No
Çizelge 4.1. Karışım mekanizması etkisi düşünülmeden $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu için elde edilen dallanma oranları.....	34
Çizelge 4.2. Karışım mekanizması etkisi düşünülerek $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu için elde edilen dallanma oranları.....	34
Çizelge 4.3. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunması için elde edilen toplam dallanma oranının literatürdeki diğer çalışmalar ile karşılaştırılması.....	36
Çizelge 4.4. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunması için elde edilen dallanma oranları.....	41
Çizelge 4.5. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunması için elde edilen toplam dallanma oranının literatürdeki diğer çalışmalar ile karşılaştırılması.....	41
Çizelge 4.6. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için $g_{a_0 K^+ K^-}$ ve $g_{f_0 K^+ K^-}$ çiftlenim sabitlerinin farklı değerlerine göre elde edilen dallanma oranları.....	45
Çizelge 4.7. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunması için elde edilen dallanma oranları.....	46

ŞEKİLLER LİSTESİ.....	Sayfa No
Şekil 3.1. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumu için Feynman diyagramları.....	15
Şekil 3.2. $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bozunması için iki basamak karışım mekanizması.....	17
Şekil 3.3. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumu için Feynman diyagramları.....	23
Şekil 3.4. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunumu için Feynman diyagramları.....	28
Şekil 4.1. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.078$ değeri için $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle spektrumu.....	37
Şekil 4.2. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0012$ değeri için $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle spektrumu.....	37
Şekil 4.3. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0750$ değeri için $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle spektrumu.....	39
Şekil 4.4. $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ bozunumunun ve $g_{\phi\sigma\gamma} = 0.0032$ değeri için $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle spektrumu.....	39
Şekil 4.5. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunmasının $g_{a_{0K^+K^-}} = -1.5 GeV$ değeri için $\pi^0 \eta$ değişmez kütle spektrumu.....	43
Şekil 4.6. $\phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ bozunumunun $g_{a_{0K^+K^-}} = 3.0 GeV$ değeri için $\pi^0 \eta$ değişmez kütle spektrumu.....	43
Şekil 4.7. $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \gamma$ bozunmasının KK ideğişmez kütle spektrumu.....	47

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

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

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : 2002-2007 Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
Yüksek Lisans Öğrenimi : 2007 Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü. Fizik Anabilim Dalı (devam ediyor).
Bildiği Yabancı Diller: İngilizce

BİLİMSEL FAALİYETLERİ

- a) Yayınlar –
- b) Bildiriler –
‘The Role of Scalar Mesons in $\phi \rightarrow P^0 P^0 \gamma$ Decays’ isimli poster ‘IInd International Conference on Hadron Physics TROIA’09’ konferansında sunulmuştur.
- c) Katıldığı Projeler –
30/06/2008 - 04/07/ 2008 tarihleri arasında Feza Gürsey Enstitüsü’ nde ‘Summer School IV on Nuclear Collective Dynamics’ isimli çalıştayda yer alınmıştır.
21/07/2008 - 31/07/2008 tarihleri arasında Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi’ nde ‘Cern Summer Student Programme’ isimli programda yer alınmıştır.
10/09/2008-18/09/2008 tarihleri arasında ‘International Summer School and Conference on High Energy Physics: Standard Model and Beyond’ isimli konferansta yer alınmıştır.
10/09/2008-14/09/2009 tarihleri arasında ‘IInd International Conference on Hadron Physics TROIA’09’ isimli konferansta yerel komitede yer alınmıştır.

04/07/2010-10/07/2010 tarihleri arasında 'Summer School V on Nuclear Collective Dynamics' isimli çalıştayda yer alınmıştır.

İÇ DENEYİMİ

10/06/2010 tarihinde itibaren Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi' nde Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktadır.

İLETİŐİM

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