

ELEKTRON-FOTON ÇARPIŞTIRICISINDA

UYARILMIŞ TEK NÖTRİNO ÜRETİMİ

İlhan SARIGÜL



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ELEKTRON-FOTON ÇARPIŞTIRICISINDA
UYARILMIŞ TEK NÖTRİNO ÜRETİMİ**

İlhan SARIGÜL

Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU
Danışman

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA - 2014

TEZ ONAYI

İlhan SARIGÜL tarafından hazırlanan “Elektron Foton Çarpıştırıcısında Uyarılmış Tek Nötrino Üretimi” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

Başkan: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU
Uludağ Ü. Fen Edebiyat Fakültesi,
Yüksek Enerji Fiziği Anabilim Dalı

Üye : Prof. Dr. Basri ÇELİK
Uludağ Ü. Fen Edebiyat Fakültesi,
Geometri Anabilim Dalı

Üye : Yard. Doç. Dr. Zerrin KIRCA
Uludağ Ü. Fen Edebiyat Fakültesi,
Yüksek Enerji Fiziği Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Ali Osman DEMİR
Enstitü Müdürü
.../.../2014

U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

.../.../2014

İmza

İlhan SARIGÜL

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ELEKTRON-FOTON ÇARPIŞTICISINDA UYARILMIŞ TEK NÖTRİNO ÜRETİMİ

İlhan SARIGÜL

Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

Bu tezde,

Uyarılmış nötrinoları araştırmak için ILC (International Linear Collider) ve CLIC (Compact Linear Collider) temelinde elektron-foton çarpıştırıcılarının potansiyeli analiz edilmiştir. Uyarılmış leptonlar, kompozit modeller tarafından öngörülen parçacıklardır. Uyarılmış leptonlar, SM leptonları ve ayar bozonları arasındaki etkileşmeler için etkin lagranjiyen yöntemi kullanılmıştır. Elektron-foton çarpıştırıcısında uyarılmış nötrinoların üretimi için tesir kesitleri, çarpıştırıcı kinematik limitleri ve gözlenebilirlik koşulunu sağlayan kütle ve bağlaşım parametreleri belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: elektron-foton çarpıştırıcıları, Feynman diyagramları, KED, uyarılmış nötrinolar

2014, viii + 69 sayfa

ABSTRACT

MSc Thesis

SINGLE PRODUCTION OF EXCITED NEUTRINOS AT ELECTRON-PHOTON COLLIDER

İlhan SARIGÜL

Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

In this thesis,

ILC (Internatioanl Linear Collider) ve CLIC (Compact Linear Collider) to investigate neutrino induced electron-photon collider on the basis of their potential was analyzed. Excited leptons, the composite particles are predicted by the model. Excited leptons, SM leptons and gauge bosons interactions between the effective Lagrangian method is used for. Cross sections, collider kinematic limits, mass and coupling parameters that provide the condition of observability were determined for the production of the excited neutrinos in the electron-photon collider.

Key words, e-gamma collider, Feynman diagrams, QED, excited neutrinos

2014, viii + 69 Pages

TEŞEKKÜR

Tez konusunun belirlenmesinden itibaren her konuda desteğini ve ilgisini eksik etmeyen danışmanım sayın Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU'ya, benim için zorlu ve uzun olan bu süreçte her soruma sabırla cevap veren, yol gösteren değerli hocam Yard. Doç. Dr. Zerrin KIRCA'ya, tez süresince her türlü anlayışı gösteren okul müdürüm ve tüm mesai arkadaşlarıma ayrıca fedakârlıkları için eşim Arzu ile oğullarım İlhan Eren ve Arhan Mert SARIGÜL'e saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

İlhan SARIGÜL

.../.../ 2014

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI	3
2.1. Temel Parçacıklara Genel Bakış.....	3
2.2. Standart Model'in İnşası	10
2.2.1. Standart Model Lagranjyeni	13
2.2.2. Standart Model'in Problemleri	14
2.3. Standart Model Ötesi	17
2.3.1. Standart Model Ötesi Yeni Parçacık Fiziki Modelleri.....	18
2.3.2. Kompozit Modeller	18
2.4. Uyarılmış Leptonlar	20
2.4.1. Spin-1/2 Uyarılmış Leptonlar	21
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	23
3.1. Elektron-Foton Çarpıştırıcılarında Uyarılmış Tek Nötrino Üretimi.....	23
3.2. Tesir Kesitleri.....	36
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	49
5. SONUÇ.....	54
KAYNAKLAR	55
EKLER.....	58
Ek 1. Tesir Kesitleri	58
Ek 2. Feynman Genlik Hesabı	61
ÖZGEÇMİŞ	69

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
Γ	Bozunma Genişliği
BR	Dallanma Oranı
γ^μ	Dirac Gamma Matrisi
$e^{- (+)}$	Elektron (Pozitron)
ν_e	Elektron Nötrinosu
γ	Foton
M	Genlik
Y	Hiperyük
α	İnce Yapı Sabiti
$\bar{\nu}_e$	Karşı Elektron Nötrinosu
A	Kompozitlik Ölçeği
μ	Müon
ν_μ	Müon Nötrinosu
τ	Tau
ν_τ	Tau Nötrinosu
σ	Tesir Kesiti
m^*	Uyarılmış Leptonun Kütlesi
ν^*	Uyarılmış Nötrino
l^*	Uyarılmış Yüklü Lepton
θ_w	Weinberg Açısı (Zayıf Karışım Açısı)
I_3	Zayıf İzospinin Üçüncü Bileşeni
Kısaltmalar	Açıklama
SS	Gözlenebilirlik Koşulu
CL	Güvenirlilik Seviyesi
$CLIC$	Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı
KED	Kuantum Elektrodinamiği
KRD	Kuantum Renkdinamiği

\sqrt{s}	Kütle Merkezi Enerjisi
SO	Sinyal Olay Sayısı
SM	Standart Model
ILC	Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 3.1. $\nu^* \rightarrow \nu \gamma$ sürecine ait Feynman diyagramı.....	26
Şekil 3.2. $\nu^* \rightarrow \nu Z(eW)$ sürecine ait Feynman diyagramı	27
Şekil 3.3. Süreçlere ait bozunma genişlikleri ve toplam bozunma genişliği	30
Şekil 3.4. Süreçlere ait dallanma oranları	33
Şekil 3.5. $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ sürecinde uyarılmış nötrino üretimine ait Feynman diyagramı (s-kanalı).....	37
Şekil 3.6. $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ sürecinde uyarılmış nötrino üretimine ait Feynman diyagramı (t-kanalı)	38
Şekil 3.7. $e\gamma \rightarrow W^- \nu_e$ sürecine ait (fon) Feynman diyagramları.....	38
Şekil 3.8. $\sqrt{s}= 455$ GeV’de ILC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütesine göre değişimi.....	42
Şekil 3.9. $\sqrt{s} = 911$ GeV’de CLIC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütesine göre değişimi.....	44
Şekil 3.10. $\sqrt{s} = 2733$ GeV’de CLIC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütesine göre değişimi.....	46
Şekil Ek 2.1. Dış çizgileri işaretlenmiş tipik KED diyagramı	63
Şekil Ek 2.2. Compton saçılmasına ait Feynman diyagramı	65
Şekil Ek 2.3. Compton saçılması için ikinci diyagram.....	65

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 2.1. Temel etkileşimler ve yük taşıyıcı ara parçacıklar (Bozonlar)	4
Çizelge 2.2. Fermiyon tablosu	5
Çizelge 2.3. Temel leptonlar	5
Çizelge 2.4. Kuarkların genel özellikleri	6
Çizelge 2.5. Bilinen temel fermiyonların GeV cinsinden kütleleri	7
Çizelge 3.1. ILC ve CLIC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarına ait kütle merkezi enerjileri ve ışınlılık değerleri.....	23
Çizelge 3.2. Uyarılmış nötrino için bozunum genişlikleri ($f = f' = 1$)	31
Çizelge 3.3. Uyarılmış nötrino için dallanma oranları ($f = -f' = 1$)	34
Çizelge 3.4. Uyarılmış nötrino için dallanma oranları ($f = f' = 1$)	35
Çizelge 3.5. $\sqrt{s}=455$ GeV'de ILC'de $L = 0.45 pb^{-1}$ için ($f = f' = 1$) değerine göre tesir kesitleri ve olay sayıları	43
Çizelge 3.6. $\sqrt{s} = 911$ GeV'de CLIC'de $L = 0.9 pb^{-1}$ için ($f = f' = 1$) değerine göre tesir kesitleri ve olay sayıları	45
Çizelge 3.7. $\sqrt{s} = 2733$ GeV'de CLIC'de $L = 1.5 pb^{-1}$ için ($f = f' = 1$) değerine göre tesir kesitleri ve olay sayıları	47
Çizelge 4.1. $\sqrt{s}=455$ GeV'de ILC'de $L = 0.45 pb^{-1}$ için $f = f'$ değerlerine göre sinyal gözlenebilirlik sınırları.....	51
Çizelge 4.2. $\sqrt{s} = 911$ GeV'de CLIC'de $L = 0.9 pb^{-1}$ için $f = f'$ değerlerine göre sinyal gözlenebilirlik sınırları.....	52
Çizelge 4.3. $\sqrt{s} = 2733$ GeV'de CLIC'de $L = 1,5 pb^{-1}$ için $f = f'$ değerlerine göre sinyal gözlenebilirlik sınırları.....	53

1. GİRİŞ

Temel parçacık fiziği, maddeyi oluşturan en küçük yapı taşlarının ve bu yapı taşları arasındaki temel etkileşmelerin neler olduğu sorularına cevaplar arar. Yüksek enerji fiziği alanında bugüne kadar yapılan deneylerde maddenin temel bileşenlerinin kuarklar ve leptonlar ile bunlar arasında kuvvet taşıyıcı rolü olan bozonlar olduğu anlaşılmıştır. Parçacıklar arasındaki dört temel etkileşme elektromanyetik, güçlü, zayıf ve kütle çekimi etkileşmeleridir. Standart Model (SM), parçacıkları ve aralarındaki etkileşmeleri açıklamada en popüler olan modeldir. Parçacık fiziğinin SM’i parçacıklar arasındaki güçlü etkileşmeler ile elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin birleşik teorisi olan elektrozayıf etkileşmeleri açıklayabilmektedir. Günümüzde kullanılan parçacık hızlandırıcılarının enerji ölçeğinde gerçekleştirilen deneylerde SM’in öngörülleri oldukça yüksek hassasiyetle doğrulanmıştır. Bu doğrulamayla birlikte modelin cevap bulamadığı sorular vardır. Bu noktada fiziğin geçmişine bakıldığında maddenin alt yapısında yeni düzeylerin olabileceğine yönelik yaklaşımlar da bulunmaktadır. Bu yaklaşımlarda, SM’in de daha ötesinde kuark ve leptonları oluşturan yeni temel alt yapı taşlarının varlığı araştırılmaktadır. Burada amaç SM’in cevap bulunamamış sorularına çözüm getirebilme olasılığıdır. SM ötesinde öngörülen modellerin başlıcaları; büyük birleşme teorileri, süpersimetri, sicim teorisi ve kompozit modellerdir. Fermiyonik ailelerin tekrar etmesi kuark ve leptonların kompozit yapılar olabileceği fikrini güçlendirmektedir. SM’in cevapsız sorularına çözüm getirmede en ümit verici yaklaşım Kompozit Modellerdir. Bu modelde kuark ve leptonların daha temel yapı taşlarından oluştuğu öne sürülür. Eğer kuark ve leptonlar daha temel bileşenlerden meydana gelmişlerse, bu bileşenlerin bağlanma enerjileri ölçeğinde, kuarklar ve leptonlar arasında, Λ kompozitlik ölçeği ile karakterize edilen yeni etkileşmeler açığa çıkmalıdır. Yeni alt durumların olduğunu öne sürmek bu parçacıkların uyarılmış hallerinin de olacağı anlamına gelir. Kuark ve leptonların kompozit modelleri alışık olunanın dışında kuantum sayıları sunarak, uyarılmış durumların olası bir sinyali maddenin daha temel yeni alt yapısı için gerçekçi bir kanıt verecektir (Harari 1979, Terazawa 1980, Abbot 1981, Fritzsche 1981, Renard 1982, Halzen 1984, Hagiwara 1985, Baur 1990, Boudjema 1993).

Fermiyonların tüm kompozit modelleri ise Λ ölçeği ile karakterize edilen temel bir alt yapıya sahiptir. Bu modellerde bilinen en hafif fermiyonlar, uyarılmış fermiyonların taban durum spektrumlarıdır (Λ 'nın 10 TeV'den küçük olması beklenmektedir(Suzuki 1984)).

Uyarılmış durumların incelenmesi için TeV enerjili e^-e^+ çarpıştırıcıları kullanılarak $e\gamma$ ve $\gamma\gamma$ çarpıştırıcıları önerilmektedir. Yüksek enerjili fotonlar, e^-e^+ lineer hızlandırıcılarda lazer demetinin Compton geri saçılması yoluyla üretilmektedir. Bu tür çarpıştırıcılardaki kütle merkezi enerjisinin büyük olması SM ötesi parçacıkların araştırılması olanağını sağlar. $e\gamma$ çarpıştırıcılarında parçacıkların belirlenmelerini sağlayacak temiz sinyaller, yeni süreçleri de ortaya çıkaracaktır.

Bu tez çalışmasında SM ötesi modellerde yer alan uyarılmış nötrinoları araştırmak için CLIC($\sqrt{s_{e^-e^+}} = 1$ TeV ve $\sqrt{s_{e^-e^+}}=3$ TeV) ve ILC ($\sqrt{s_{e^-e^+}} = 500$ GeV) temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarının potansiyeli incelenecektir.

Tezin ikinci bölümünde temel parçacıklar ve etkileşimlerini açıklamada günümüzde en geçerli model olan SM, modelin cevap bulamadığı sorular ve SM ötesi modeller hakkında bilgi verilecektir.

Üçüncü bölümde; CLIC ($\sqrt{s_{e\gamma}^{max}} = 911$ GeV ve $\sqrt{s_{e\gamma}^{max}} = 2733$ GeV) ve ILC ($\sqrt{s_{e\gamma}^{max}} = 455$ GeV) temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında $e\gamma \rightarrow \nu^* W^-$ sürecinde uyarılmış nötrinoya ait bozunma genlikleri, dallanma oranları, sinyal ve fon tesir kesitleri, olay sayıları ve gözlenebilirlik koşuluna ulaşılabilen parametreler incelenecektir.

Dördüncü bölümde; CLIC ve ILC için $f=f'$ değerlerine göre sinyal gözlenebilirlik sınırları incelenmiştir. Çarpıştırıcıların % 95'e ulaşan güvenlik sınırında gözlenebilirlik koşulunu sağlayan en düşük bağlaşım parametreleri ILC için $f=f' = 0,2$ ve CLIC için $f=f' = 0,1$ olarak belirlenmiştir.

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1. Temel Parçacıklara Genel Bakış

1897’de J.J. Thomson’un elektronu keşfi temel parçacık fiziğinin başlangıcı olarak kabul edilebilir. Ardından Rutherford, Thomson’un önerdiği meşhur üzümlü kek modeli yerine, merkezde pozitif yüklü çekirdek ve etrafında dolanan elektronlardan oluşan modelini öne sürerek temel parçacık fiziği araştırmalarını bir adım ileriye götürdü. Rutherford en hafif atom olan hidrojen atomunun çekirdeğine proton adını verdi. 1914’e gelindiğinde Bohr hidrojen için protonun çevresinde elektronun döndüğü bir model önerdi. Chadwick 1932’de protonun neredeyse yüksüz ikizi olan nötronu keşfederek temel parçacık fiziğinin klasik dönemi tamamlanmış oldu. Artık maddenin en temel yapı taşlarının; merkezde pozitif yüklü proton ve yüksüz nötrondan meydana gelen çekirdek ile etrafında dolanan negatif yüklü elektronlardan oluştuğu aşikârdı.

Peki, çekirdeği bir arada tutan nedir? Bu kadar yakınlıktaki tüm pozitif yüklerin birbirlerini itmesi beklenir. Elektriksel kuvvetlerin protonları itmesine karşın onları bir arada tutan daha güçlü bir kuvvet olmalıdır.

Bu ve arkasından gelen problemler daha temel parçacıkların olabilirliği fikrini güçlendirdi. Fakat mevcut parçacıkların alt yapılarına inebilmek için parçalanmalarına, dolayısıyla yüksek enerjilere ihtiyaç vardı. Maddenin daha küçük yapı taşlarını görebilmek için parçacıkları çarpıştırmak gerekir. Ne kadar yüksek enerjiye ulaşırsa parçacık alt yapısı o kadar incelenebilir. Ayrıca yüksek enerjilerde, ağır parçacıklar da üretilebilir.

Maddenin içyapısız en küçük yapıtaşlarına temel parçacıklar denir. Temel parçacıklar spin durumlarına bağlı olarak *bozon* ve *fermion* olarak adlandırılırlar.

Bozonlar Bose-Einstein istatistiğine uyan parçacıklar olup tam sayı spine sahiptirler. Farklı bozonlar aynı kuantum konumunda bulunabilirler ve aynı enerjiye sahip bozonlar aynı konumu işgal edebilirler. Parçacık fiziğinde böyle bir ayırım

yapılmamasına karşın bozonlar bu özelliklerinden dolayı taşıyıcı ara parçacık olarak kabul edilmişlerdir. Kuvvet taşıyıcı ara parçacıkların tümü bozondur. Elektromanyetik kuvvetin taşıyıcıları fotonlar, zayıf kuvvetin taşıyıcıları W^+ , W^- , Z^0 bozonları, güçlü kuvvetin taşıyıcı bozonları gluonlar ve de kütle çekiminin taşıyıcı bozonları gravitonlardır. Bozonlar *skaler*, *vektör* ve *tenzör* olarak üçe ayrılır. Bu sınıflandırmayı yaparken bozonların spin sayıları göz önünde bulundurulur. Spini sıfır (0) olan bozonlar skaler bozonlardır: π^+ , π^- ve π^0 mezonları. Spini bir (1) olan bozonlar vektör bozonlardır. Vektör bozonlar, elektromanyetik etkileşme taşıyıcısı foton (γ) ile zayıf etkileşme taşıyıcıları W^+ , W^- ve Z^0 bozonlarıdır. Tenzör bozonlar ise spini iki (2) olan bozonlardır. Kütle çekiminin taşıyıcı parçacığı olan graviton, tenzör bozondur.

Çizelge 2.1. Temel etkileşimler ve yük taşıyıcı ara parçacıklar (Bozonlar)

Kuvvet	Araç Parçacık	Elektrik Yüğü
Güçlü Kuvvet	Gluon (g)	0
Elektromanyetik Kuvvet	Foton (γ)	0
Zayıf Kuvvet	W ve Z Bozonları W^+ W^- Z^0	+e -e 0
Kütle Çekimi	Graviton (G)	0

Yarım tam sayı spine ($\hbar/2$, $3\hbar/2$, $5\hbar/2$,...) sahip olup Fermi Dirac istatistiğine uyan parçacıklar *fermiyon* olarak adlandırılır ve fermiyonlar Pauli Dışarılama İlkesine de uyduklarından farklı fermiyonlar aynı kuantum durumuna sahip olamazlar.

Fermiyonlar maddeyi oluşturan parçacıklardır. Elektron, proton ve nötron birer fermiyondur. Elektronun aksine proton ve nötron temel fermiyon olmayıp temel üç

fermionun oluşumundan meydana gelmektedir. Temel fermiyonlar, kuarklar ve leptonlar olmak üzere iki sınıfta sınıflandırılır. Leptonlar, lepton sayısı adı verilen bir kuantum sayısına sahip olan parçacıklardır. Leptonların tümü zayıf etkileşime girerler. İki temel lepton sınıfı vardır. Yüklü leptonlar; elektron (e^-), müon (μ) ve tau (τ)'dur. Yüksüz leptonlar yani nötrinolar; elektron nötrinosu (ν_e), müon nötrinosu (ν_μ) ve tau nötrinosu (ν_τ)'ndan oluşmaktadır.

Çizelge 2.2. Fermiyon tablosu

Parçacık	1. Aile	2. Aile	3. Aile
Kuarklar	u (up-yukarı) d (down-aşağı)	c (charm-cazibe) s (strange-acayip)	t (top-üst) b (bottom-alt)
Leptonlar	e^- ν_e	μ^- ν_μ	τ^- ν_τ

Çizelge 2.3. Temel leptonlar

Leptonlar	Elektrik Yükleri	Lepton Sayıları	Kütleleri
e^-	$- e $	$L_e = +1$	0,51 MeV
μ^-	$- e $	$L_\mu = +1$	105,66 MeV
τ^-	$- e $	$L_\tau = +1$	1777 MeV
ν_e	0	$L_e = +1$	0
ν_μ	0	$L_\mu = +1$	0
ν_τ	0	$L_\tau = +1$	0

Kuarklar 1/2 spine sahip fermiyonlardır. Kuarkların özellikleri Çizelge 2.4'te verilmiştir. Kuarklar çeşnilerine göre karakterize edilirler. Modern fiziğin en önemli

başarılarından birisi kuarkların çeşni serbestlik derecelerinin keşfidir (Gell-Mann 1964, Zweig 1964). Günümüzde 6 farklı çeşnili kuarkın var olduğu bilinmektedir. Bunlar u, d, c, s, b ve t sırasıyla yukarı(up), aşağı(down), cazibe (charm), acayip (strange), alt (bottom) ve üst (top) kuarklarıdır. (u, d) kuark çifti ve (ν_e, e) lepton çifti, temel parçacıkların birinci ailesini, (c, s) ve (ν_μ, μ), çiftleri ikinci aileyi ve (t, b) ile (ν_τ, τ) çiftleri ise üçüncü aileyi oluşturmaktadır.

Çizelge 2.4. Kuarkların genel özellikleri (Wong 1994)

Kuarklar	Q	Lepton Sayıları	Kütleleri
u-yukarı (up)	$+\frac{2}{3} e $	$I_z = +\frac{1}{2}$	1,5 – 4 MeV
d-aşağı (down)	$-\frac{1}{3} e $	$I_z = -\frac{1}{2}$	4 – 8 MeV
s-acayip (strange)	$-\frac{1}{3} e $	S = - 1	80 –130 MeV
c-cazibe (charm)	$+\frac{2}{3} e $	C = + 1	1,15 – 1,35 GeV
b-alt (bottom)	$-\frac{1}{3} e $	B = - 1	4,1 – 4,4 GeV
t-üst (top)	$+\frac{2}{3} e $	T = + 1	$174,3 \pm 5,1$ GeV

Çizelge 2.4'te Q elektrik yükünü, I_z izospinin z-bileşenini, C cazibelik, S acayıklık, T üst'lük, B alt'luk kuantum sayılarını göstermektedir. Kuarkların C, S, T ve B kuantum sayılarının işaretleri elektrik yükleri ile aynı işarete sahiptir.

Kuarklar hem zayıf hem de güçlü etkileşmelere katılan parçacıklardır. Elektrik yükleri de olduğundan elektromanyetik etkileşmelere katılabilirler. Güçlü etkileşimlere katılan kuarklar bu etkileşimin taşıyıcıları olan *gluonlar* tarafından bir arada tutulurlar. Çekirdekte meydana gelen güçlü etkileşimden etkilenen parçacıklara ise *hadron* denir. Hadronlar kuark ve antikuark olarak adlandırılan fermiyonlar ve gluon olarak

adlandırılan bozonlardan oluşan bileşik parçacıklardır. Bir kuark ve bir karşıkuarkın birleşmesi ile *mezon*, üç kuarkın birleşmesi ile de *baryon* denilen parçacıklar oluşur. Çekirdeği meydana getiren nötron ve proton birer baryondur.

Bilinen bütün mezonlar ve aracı parçacıklar bozondur. Yine bilinen bütün baryonlar, leptonlar ve kuarklar da fermiyondur. Fermiyonlar keşfediliş sıralamasına göre nesil (aile) olarak adlandırılmışlardır.

Çizelge 2.5. Bilinen temel fermiyonların GeV cinsinden kütleleri

Yüksüz Leptonlar (Nötrinolar)	Yüklü leptonlar	Üst kuarklar	Alt kuarklar
$\nu_e : < 3 \times 10^{-9}$	$e : 0,51099890 \times 10^{-3}$	$u : (1,5-4,5) \times 10^{-3}$	$d : (5-8,5) \times 10^{-3}$
$\nu_\mu : < 0,19 \times 10^{-3}$	$\mu : 0,105658357$	$c : 1,0-1,4$	$s : (80-155) \times 10^{-3}$
$\nu_\tau : < 0,0182$	$\tau : 1,77699$	$t : 174,3 \pm 5,1$	$b : 4,0-4,5$

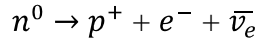
Bilinen tüm parçacıkların karşıt parçacığı vardır. Karşıt parçacıklar gerçek parçacıklardır ve elektrik yükü ile diğer kuantum sayıları bakımından parçacığın sahip olduğu bilgilerin ters işaretlisine sahiptir. Fakat bazı durumlarda karşıt parçacık, parçacığın kendisi de olabilir.

Nötrinolar ve antinötrinolar, kozmik ışınların atmosferdeki atom çekirdekleri ile etkileşmesiyle üretilen pionlar ve kaonların zayıf bozunumlarında, hızlandırıcılarda üretilen müonların bozunumunda, çekirdeğin beta bozunumunda, reaktörlerde uranyum ve plütonyumun fizyon üretimlerinde ve güneşteki nükleer reaksiyonlar gibi birçok süreçte üretilebilirler. Nötrinoların doğasını açıklamaya çalışan iki tanım vardır; bunlar Dirac ve Majorana tanımlarıdır. Dirac nötrinolarında sol elli ve sağ elli bileşenler birbirinden bağımsız iken Majorana nötrinolarında birbirine bağılıdır. SM'de

nötrinolar sadece sol ellidir ve kütleleri göz ardı edilecek kadar küçüktür (Köksal ve Şahin 2001).

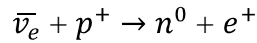
Nötrinolar, elektriksel yükleri sıfıra yakın olup ışık hızına yakın hıza sahiptirler. Elektromanyetik kuvvetlerden etkilenmeyip zayıf kuvvetlerden etkilenirler. Bu özellikleri ile maddelerin içinden neredeyse hiç etkileşmeden geçebilen temel parçacıklardır. Nötrinoların enerjilerinin çok küçük bir kısmı geçtikleri maddeye aktarılır. Nötrinoların çok küçük, sıfır olmayan durgun kütleleri mevcuttur. Yüksüz olmalarının dışında elektrona benzerler. Belirli atom bozunmalarında veya güneşteki, nükleer reaktörlerdeki ya da kozmik ışınlar atomlara çarptığında oluşan nükleer reaksiyonlar gibi belirli olaylarda açığa çıkarlar.

Nötrino, Wolfgang Pauli tarafından 1930 yılında çekirdekte meydana gelen Beta bozunmasında, kütle, momentum ve açısal momentumun korunumu yasasının sağlanması için öngörülmüştür.



Pauli'ye göre giren ve çıkan parçacıklar arasındaki enerji, momentum ve açısal momentum farkını taşıyan ve algılanamayan bir parçacık olarak teorik biçimde ifade edilmiştir.

Nötrinolar indirgenmiş beta bozunmasında doğrudan algılanırlar.



Nötrinolar yarı tam sayı spine sahip fermiyonlardır. Nötrinolar sol eli sarmallığa sahip iken karşıt nötrinolar sağ eli sarmallığa (helisite) sahiptirler. Nötrino ve karşıt nötrinolar yüksüz parçacık oldukları için aynı parçacık olabilirler. Nötrinolar çok belirgin tiplerle (elektron nötrino, müon nötrino, tau nötrino) algılanırlar. Nötrino tip salınımı denen fenomende nötrinolar uzayda hareket ederlerken tip değiştirebilirler. Böyle bir durumun nötrininin tip öz durumlarının kütle öz durumlarıyla eş

olmamasından kaynaklanır. Böylece uzayda bir noktada elektron nötrinosu olarak algılanan bir nötrinin ilerlerken başka bir noktada müon ya da tau nötrinosu olarak algılanması olasılığını sağlar.

Nötrino veya karşı nötrinin aynı parçacık olma olasılığı vardır. İlk olarak İtalyan fizikçi Ettore Majorana tarafından ortaya atılan bu fikre göre bir nötrino, spin durumunu değiştirerek bir karşı nötrinoya (ya da tam tersi) dönüşebilir. Böyle bir spin dönüşümünün olabilmesi için nötrinin kütlesinin olması gerekir. Bunun sağlanması için de ışık hızından yavaş hareket ediyor olmalıdır. Spin dönüşümü ancak sabit bir referans sisteminde mümkündür. Bunun için de referans sisteminin nötrinodan daha hızlı hareket etmesi gerekmektedir.

Parçacık fiziğinde SM, genel çerçevesince nötrinoları kütleli kabul etmeleri sorun olmamasına karşın nötrinin kütlesiz olduğunu kabul etmektedir. Doğal olarak arka plan ışınması olarak salınırlar. Nötrinolar çok zayıf etkileşime girdiklerinden anlamlı sayıda nötrino tayin edilebilmesi için nötrino detektörlerinin çok büyük olması gerekir. Nötrino detektörleri genellikle kozmik ışın ve arka plan ışınmasını engellemek için yer altında inşa edilirler. Nötrinolar ayrıca güneş sisteminin ötesindeki astronomik kaynakları araştırmada da kullanılabilir. Nötrinolar yıldızlar arası ortamdan kayda değmeyecek kadar eksilerek geçebilen tek parçacıktır.

Nötrinoların varlığının deneysel olarak doğrulanması 1950'li yıllarda gerçekleşir. 1950'lerin ortalarına kadar doğadaki tüm nötrinoların yarısının "sol-elli" helisiteli, diğer yarısının da "sağ-elli" helisiteli oldukları kabul ediliyordu. Ancak daha sonra, parite ihlalinin gözlenmesinin ardından keşfedildi ki doğada nötrinolar yalnızca sol-elli polarizasyona karşılık gelen helisite ile, antinötrinolar ise sağ-elli polarizasyona karşı gelen helisite ile ortaya çıkmaktadırlar (Wu 1957, Lee ve Yang 1957).

SM’de sol-elli leptonlar, üç aile şeklinde, $SU(2)_L$ zayıf izospin grubunun ikilileri (dubletleri) olarak, sağ-elli leptonlar ise tekliler (singletler) olarak yer almaktadırlar;

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ e \end{pmatrix}_L, \mu_R \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ e \end{pmatrix}_L, \tau_R$$

Eğer nötrinolar kütleli ise, elektrozayıf etkileşmelerin kuark sektörüne benzer olarak, ν_e, ν_μ, ν_τ zayıf etkileşme öz durumları (çeşni öz durumları) ile ν_1, ν_2, ν_3 nötrino kütle öz durumları arasında bir karışım vardır. Zayıf etkileşmeler ile üretilen nötrinolar uzayda yoluna devam ederken farklı çeşnideki bir nötrinoya periyodik geçiş yaparlar. Buna “nötrino salınımları” denir (Yılmaz 2005).

Nötrinoların kütleli olabileceklerinin ilk deneysel kanıtı olan, 1998’in haziran ayında gerçekleştirilen Süper-Kamiokande deneyidir. Bu deney ile nötrino kütleleri ve karışımı problemi günümüz yüksek enerji fiziğinin en ilgi çeken problemlerinden biri olarak karşımıza çıkmaktadır. Nötrino kütlelerinin belirlenmesi evrendeki kayıp madde probleminin çözülmesi açısından da büyük önem taşımaktadır.

2.2. Standart Model’in İnşası

Parçacık fiziğinin temel sorularından birisi parçacıklar arası etkileşmelerdir. Temel parçacıklar arasında elektromanyetik, güçlü ve zayıf kuvvet ile kütle çekimi kuvveti olmak üzere 4 temel kuvvet vardır. Temel parçacık fiziğinde etkileşmeler uygun birer alanla tanımlanır ve bu alanların kuantaları olan ara parçacıklara “ayar bozonu” adı verilir (Sinha 2002). Etkileşmelerde kuvvet taşıyıcı ara parçacıklar elektromanyetik etkileşimde fotonlar, güçlü etkileşimde W^+, W^- ve Z^0 bozonları, zayıf etkileşimde gluonlar ve kütle çekiminde gravitonlardır. Parçacıklar arası etkileşimlerin nasıl meydana geldiği sorusunu çözmek için üretilen modellerden en başarılısı günümüz itibari ile Standart Model (SM) adı verilen modeldir. SM’e bazen onu geliştiren fizikçilerin adıyla Weinberg-Salam modeli de denir. Bu model, parçacıklar arası etkileşmeleri deneylerle uyumlu olarak açıklar. SM parçacıklar arası etkileşmeleri

açıklayabildiği gibi temel kuvvetlerin birleştirilmesi açısından da başarılı bir girişim sayılır. Dört temel kuvvetin birleştirilmesi başarlama da özellikle elektromanyetik ve zayıf kuvvetlerin birleştirilmesi başarlamaştır. SM'in öngördüğü parçacıklardan 2. ve 3. aile üyeleri yüksek enerjilerde meydana gelirler ve kararsız oldukları için çabucak bozunup 1. aileye dönüşürler. Fermiyonlar kuvvet taşıyan ara parçacıkların alışverişiyle etkileşirler. Bu olayların nasıl meydana geldiğini model gerçekleştirilen deneyler ile uyumlu bir şekilde açıklayabilmektedir.

Her bir etkileşme çiftlenimi ayar teorileri ile anlaşılabilir. Elektromanyetik etkileşmeler, kuantum elektrodinamiğin (KED) $U(1)$ ayar grubu ile tanımlanabilir. $SU(2)$ ayar teorisi, zayıf etkileşmeleri ve kuantum renk dinamiğini (KRD) tanımlar. $SU(3)$ ayar grubu, kuvvetli etkileşmeleri anlamak için kullanılır.

SM, kuantum alan teorisini temel alan bir ayar modelidir. Kuantum alan teorisi çerçevesinde temel parçacıkların güçlü, elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerini açıklar. Elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin kuvvet taşıyıcı parçacıklarının korunumlu yüklerini ifade eden ayar gruplarını birleştirme anlamında ve $SU(2)_L \times U(1)_Y$ yerel (lokal) ayar simetrisi üzerine kurulan bu modele güçlü etkileşmelerin $SU(3)_C$ grubu da eklenerek genelleştirilmiştir. Netice itibari ile SM lokal simetri grubu olan $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 'na dayanan bir ayar grubudur. Burada alt indisler C, L ve Y sırasıyla renk, sol-el ve hiper-yükü temsil etmektedir.

Elektrozayıf ayar bozonları doğada bozulan simetrinin bir seviyesini gösterir. Çok kısa mesafelerde ve yüksek enerjilerde W^\pm , Z^0 ve γ benzer özelliklere sahiptirler ve bu bozonlar arasındaki simetriler belirlidir.

Parçacık fiziğindeki bütün olayları tanımlamak için kullandığımız teori kuarkların ve leptonların zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerine dayanır. Bu teori $(SU(2)_L \times U(1)_Y)$ kısmen birleştirilmiş teoridir. Bu $(SU(2)_L \times U(1)_Y)$ ayar invaryansı ayar bozonlarının kütesinin sıfır olmasını gerektirir. Çünkü ayar bozonları için kütle teriminin varlığı ayar invaryansını bozar. SM, gelişigüzel simetri kırılması ve lokal ayar invaryansına dayanan bir ayar modelidir. Ayar bozonlarının bu bulunamayan kütle teriminden

dolayı, SM'in tamamlanamadığını söyleyebiliriz. Birleştirilmiş elektrozayıf teorisinin şekli için, zayıf etkileşmelerin teorisiyle elektromanyetik teorisinin birleştirilmesi Higgs bozonunun varlığını gerektirir. SM'in elektrozayıf teorisi kısmında ayar invaryansı nedeniyle ortaya çıkan kütesiz ayar bozonlarına (Z^0 , W^\pm) kütle kazandırmak için teoriye Higgs parçacığı adı verilen bir skaler bozon eklenir. Bu Higgs bozonunun limitleri yaklaşık $60 \text{ GeV}/c^2$ 'nin daha üstündeki limitlerde deneysel olarak ve birkaç yüz GeV/c^2 'nin daha altındaki limitlerde teoriksel olarak aranmalıdır. Büyük Hadron Çarpıştırıcısından elde edilen, aranan Higgs parçacığı ile benzer özellikler gösteren sonuçlar bu parçacığın kütle limitinin $125 - 126 \text{ GeV}/c^2$ olduğunu göstermiştir (Marzocca 2012).

Teori, ayar grubu etkileşmeleri ve vektör bozon (spin-1 bozonlar) sayısını tam olarak belirler; vektör ayar bozonları olarak grubun jeneratörlerine karşılık gelir. Teoride $SU(3)_C$ 'nin sekiz jeneratörüne karşılık sekiz adet kütesiz gluon vardır. Güçlü etkileşmelerde ara parçacık olarak değiş-tokuş edilirler. Üç adet kütleli ayar bozonu (W^\pm , Z^0) ve bir adet kütesiz ayar bozonu (γ) sırasıyla $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ 'nin jeneratörlerine karşı gelen alanların uygun bir karışımıdır ve elektromanyetik etkileşmelerde değiş-tokuş edilirler. $SU(3)_C$ simetrisi kırılmadığından ve $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sektörü ile arasında herhangi bir karışım olmadığından, SM'de elektrozayıf etkileşmeler güçlü etkileşmelerden bağımsız olarak incelenebilir. Diğer yandan elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler beraber incelenmelidir. Çünkü $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ nötral ayar bozonları arasında bir karışım vardır.

SM'in simetri grubu, etkileşmeleri, vektör bozon sayısını ve özelliklerini tam olarak tarif eder. Bilinmeyen üç etkileşme sabiti deneylerden elde edilir. Fermiyon ve skaler bozon sayısı ve özellikleri teori tarafından kısıtlanmamış olmasına rağmen simetri grubu altında dönüşüm özellikleri üzerinde kısıtlama vardır.

Temel parçacıklar için geliştirilecek olan herhangi bir kuram özel görelilik kuramı ile tutarlı olmalıdır. Genel olarak Dirac Eşitliği olarak bilinen eşitliği Dirac, kuantum mekaniğin kombinasyonunu, elektromanyetizma ve özel görelilikte uygulamıştır. SM, KED gibi etkileşim alanları teorisidir (Cottingham ve Greenwood 2007).

SM elektrozayıf etkileşmeleri tüm mevcut deneylerle son derece iyi açıklar. Genel olarak, bileşik modellerin bilinen parçacıkların uyarımları gibi birçok yeni durumları içeren zengin bir spektrum sergiler.

2.2.1. Standart Model Lagranjiyeni

Leptonların zayıf ve elektromanyetik etkileşmeleri $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar kuramı olarak yazılabilmektedir. Kuarkların etkileşmeleri göz önüne alındığında renk simetrisinin de kuramın simetrisi arasında olması gerekmektedir. Bu çerçevede düşünüldüğünde temel parçacıkların gravitasyon haricinde tüm etkileşmelerinin tanımlandığı ayar simetrisine sahip bir ayar kuramının varlığını beklemek doğal görünmektedir. Zayıf, elektromanyetik ve kuvvetli etkileşmeleri içerecek bir Lagranjiyenin ayar simetri grubu; en basit şekilde zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin tanımlandığı $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar grubunun kuvvetli etkileşmelerin ayar simetrisini tanımlayan $SU(3)_C$ grubu ile genişletilmesi sonucu $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ formunda yazılmıştır.

Bu yerel ayar simetri grubu altında değişmez kalan Lagranjiyenin, SM Lagranjiyeni, 3 temel özelliğinin olması gereklidir.

Kuram bir ayar kuramıdır. Renormalize edilebilir ve anomali serbest (anomali olmayan) bir kuram olmalıdır. Simetri bozulumu kendiliğinden simetri bozulum mekanizması ile gerçekleşirken foton ve gluonlar haricinde tüm etkileşmeleri ileten vektör bozonların kütle kazanmış olmaları gereklidir (Gündüç 2006).

SM'in Lagranjiyeni kapalı formda,

$$L_{SM} = L_{SU(3)_C} + L_{SU(2)_L \times U(1)_Y}$$

şeklinde verilir. Renk simetrisinin kuvvetli etkileşmelerin dinamiğini tanımladığı, elektrozayıf etkileşmelerin ise $L_{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ Lagranjyeni ile açıklanabildiği göz önüne alındığında Lagranjyenin her iki parçası ayrı, ayrı incelenebilir.

Tüm SM madde alanları zayıf etkileşmelere girer. Bunun yanında yük taşıyan madde alanları aynı zamanda elektromanyetik etkileşmelerde de yer alırlar. Bu anlamda kuvvetli etkileşmeler haricindeki etkileşmeleri tanımlayan Lagranjyenin $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar grubu altında değişmez kalması gerekmektedir. Elektrozayıf etkileşmelerin Lagranjyeni içerdiği farklı etkileşmeler cinsinden açık olarak

$$L_{SU(2)_L \times U(1)_Y} = L_{gauge} + L_f + L_\phi + L_{Yukawa}$$

biçiminde yazılır. Bu Lagranjyende mevcut 4 terim;

- Ayar alanlarının kinetik enerjisi ve kendileri ile etkileşme terimlerini
- Madde alanlarının kinetik enerjisini ve ayar alanları ile madde alanlarının etkileşmelerini
- Skaler alanların kinetik enerjisini ve kendileri ile etkileşme potansiyeli
- Skaler alanlar ile fermiyonik madde alanları arasındaki etkileşmeleri

tanımlamaktadır.

2.2.2. Standart Model'in Problemleri

SM'in öngörülerinin deneysel sonuçlarla uyumunun çok iyi olmasına rağmen yanıtlayamadığı bir takım sorular vardır. Yanıt bulamayan bu sorular nedeniyle pek çok parçacık fizikçisi SM'i daha temel bir teorinin düşük enerji skalasındaki efektif bir modeli olarak görür.

SM'in cevap bulamadığı sorular;

Dört temel etkileşmeden biri olan gravitasyonel etkileşmeyi içermemesi.

SM, Gravitasyonel etkileşmeyi içermediğinden, eksik bir teori olarak kabul edilir. Hatta teoride birkaç istisnanın dışında spini-2 olan graviton alanları ile spini-1 olan ayar alanlarını tek bir cebirle birleştirmek imkansızdır.

Nötrinoların kütle problemi.

SM'de nötrinolar kütsüz parçacık olarak kabul edilmesine rağmen son yıllarda yapılan nötrino salınım deneylerinde nötrinoların çok küçük de olsa sıfırdan farklı bir kütleyle sahip olduğuna dair işaretler görülmüştür. Teoriye kütle terimi elle konulmuştur.

Hiyerarşi problemi.

Elektrozayıf kuvvetlerin birleştiği enerji ölçeği ($\sim 10^2$ GeV) ile Planck ölçeği ($\sim 10^{19}$ GeV) arasındaki farkın büyük olması *hiyerarşi problemi* olarak adlandırılır (Masetti 2005). Bunun sonuçlarından biri de eğer bu iki ölçek arasında yeni fizik mevcut değil ise SM, Planck'ın kütle ölçeğine (M_{Planck}) kadar geçerlidir, bundan sonra doğal olmayan bir yolla ince ayar yapılmadıkça Higgs kütlesi kuadratik olarak ıraksayacaktır. SM'de bu problemi çözmek oldukça zordur. TeV ölçeğinde Higgs kütlesini sabitlemek için zaten yeni bir fiziğe ihtiyaç duyulmaktadır.

Ayar problemi.

SM, 3 farklı grubun direkt çarpımından oluşan ve her grubun ayrı ayrı etkileşme sabitlerine sahip olduğu bir ayar simetri grubuna sahiptir. Bir birleştirme kuramının bu kadar farklı etkileşme sabitlerine sahip olması parametre sayısının artarak öngörü kabiliyetinin azalmasına neden olmakla birlikte fiziğin basite ulaşma prensibinden de uzaktır. Tüm etkileşme sabitlerinin bir enerji skalasında tek bir değerde toplanması ve enerji skalası değiştikçe farklılıklar göstermesi birleştirme kuramlarında temel fikirdir. SM çerçevesinde renormalizasyon grubu teknikleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda kuantum renk dinamiği, zayıf etkileşmeler ve elektromanyetik etkileşmelere ait etkileşme sabitlerin aynı enerji ölçeğinde birleşmediği görülür. Etkileşme sabitlerinin bir enerji ölçeğinde aynı değere gitmesini beklemenin de ötesinde parçacıkların

dinamiğini tanımlayan simetriler arasında iç simetri grupları olduğu gibi Poincare grubunun da bulunması estetik ve gravitasyonel etkileşmelerin birleştirilmesi açısından büyük önem taşır. SM'in bu aşamada gravitasyonel etkileşmeler hakkında herhangi bir şey söyleme olanağı yoktur.

19. yüzyılda, Elektrik ve manyetik etkileşmelerin birbirlerinden bağımsız olaylar olmadıkları, ancak tek bir elektromanyetik etkileşmenin iki belirtisi olduğunun deneysel kanıtları Maxwell'i gözlenen tüm elektrik ve manyetik olayların ortak bir tanımını yapmaya yönlendirdi. SM'de elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler elektrozayıf etkileşme olarak birleştirilmiş olup, kendiliğinden kırılan $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrik bir yerel ayar teorisiyle tanımlanmaktadır.

Bu ortak tanımların başarısı; 3 temel etkileşmenin (ve daha sonra da gravitasyonel etkileşmenin) tek bir basit simetri grubunun sonucu olarak anlaşılabilmesi ümidini doğurmuştur. Bu, kuvvetli, zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin aynı enerji ölçeğinde birleştirilmesi anlamına gelir (Moortgat, 2004).

Sol elli fermiyonlar $SU(2)$ çiftisinde iken sağ elli fermiyonların neden $SU(2)$ teklisinde olduğunun açıklanamaması.

Fermiyonik ailelerin tekrarlanması, fermiyon aileleri arasındaki kütle farkı ve Cabibbo-Kobayashi-Maskawa açısı ile zayıf karışım açısının değerlerinin nereden geldiğinin belirtilememesi.

Fermiyonların SM'in elektro zayıf ayar grubu olan $SU(2)_L \times U(1)_Y$ altında dönüşümleri ve bu grup altında kuantum sayılarının tanımlanması ve elde edilmesinde SM'in fenomenolojik gereksinimler dışında hiçbir kuramsal temele dayanmaz.

Evrendeki tüm olaylar ilk lepton ve kuark ailelerinin e, u, d fermiyonları ile açıklanabilir. Bunun yanında laboratuvar çalışmalarından üç ailenin varlığı bilinmektedir. Bu daha ağır ailelerin doğadaki rollerinin ne olduğu da açık değildir. SM, bu daha ağır ailelerin varlığı ve sayısı için hiçbir açıklama getiremez. Bununda

ötesinde fermiyon kütlelerinin birbirinden bu kadar farklı olması veya fermiyonların zayıf karışımlarının orijini hakkında da SM’de bir açıklama yoktur.

Parçacıkların sayısı için kesin bir sınırlama olmaması.

Modelin çok sayıda keyfi parametre içermesi.

SM, kuarkların, yüklü leptonların, zayıf vektör bozonların ve Higgs parçacığının kütleleri, 3 adet karışım açısı, CP bozulumundan sorumlu 1 adet faz ve 3 adet bağlaşım sabiti gibi oldukça fazla sayıda parametreye sahiptir. Bu parametreler deneylerden ölçülerek teoriye eklenirler. Bu parametreleri az sayıdaki temel sabitlerden hesaplayarak parametre sayısını azaltacak matematiksel bir yapı SM çerçevesinde yoktur.

2.3. Standart Model Ötesi

Kısım 2.2’de belirttiğimiz sorulardan bir veya birkaçını cevaplayabilmek üzere SM ötesinde bazı modeller önerilmektedir. Böylelikle SM ötesinde ne tür bir yeni fiziğin olduğu araştırılacaktır. SM ötesinde öngörülen modellerden başlıcaları; *büyük birleştirme teorileri*, *süpersimetri*, *sicim teorisi*, *Little Higgs modeller* ve *kompozit modeller*dir.

Uyarılmış fermiyonların varlığı SM’in ötesinde yeni fizik için yadsınamaz bir sinyal olmuştur. Farklı hızlandırıcılarda bu parçacıklar pek çok kez doğrudan aranmıştır.

SM’in ötesinde birçok teori elektrozayıf ve güçlü etkileşimlerde yeni fermiyonların varlığını öngörmektedir. Bu modeller çerçevesinde uyarılmış fermiyonlar $SU(2)_L \times U(1)_Y$ da kanonik olmayan kuantum sayılarına sahiptir.

2.3.1. Standart Model Ötesi Yeni Parçacık Fiziği Modelleri

Büyük Birleşme Teorisi (BBT): KRD simetrisi ($SU(3)$ renk grubu) ve Elektrozayıf simetri ($SU(2)_L \times U(1)_Y$)' in bazı yüksek enerji skalalarında daha genel bir simetri ile tanımlanması gerekir. Bunun bir yolu, $SU(5)$ (S. Glashow) içindeki kuarkların ve leptonların X ve Y ağır bozonları yoluyla birbirlerine dönüşebileceğidir. $SU(5)$, protonların kararsız olduğunu ve X-Y bozonları yoluyla bozunabileceğini önerir. Bu süreçte baryon ve lepton sayıları korunumsuzdur. Ancak, proton bozunması deneysel olarak gözlenemedi.

Süpersimetri (SUSİ): Her bir SM parçacığı, spini 1/2 farklı olarak bir SUSİ partnerine sahiptir. Higgs daha karmaşık olarak 5 fiziksel Higgs bozonuyla verilir. SUSİ, mükemmel bir simetri değildir (kırık simetri). SUSİ şimdiye kadar gözlenemedi. SUSİ partnerleri, şimdiki mevcut hızlandırıcılarla keşfedilemeyecek kadar ağır olmalı.

Little Higgs Modeller: SM'in en çok sıkıntı çektiği hiyerarşi problemine çözüm getirmek üzere, Higgs kütlesi üzerindeki kuadratik ıraksamayı giderecek TeV skalasında ağır fermiyonlar ve bozonların varlığını öne sürer.

2.3.2. Kompozit Modeller

Kompozit modellerde içyapısız kabul edilen kuark ve leptonların bir iç yapıya sahip oldukları, preon adı verilen daha temel parçacıkların bağlı durumları oldukları öngörülür. SM'de kuark ve leptonlar 3 aile şeklinde sınıflandırılmaktadır. Bir aile içinde mevcut yapı diğer aile yada ailelerde de karşımıza çıkmaktadır. Ailelerin birbirini tekrarlaması, fermiyonların kütle spektrumundaki hiyerarşi, kuark ve leptonların zayıf etkileşmelerde benzerlik göstermesi ve SM çerçevesinde temel olarak adlandırılan parçacık sayısının fazla olması, kuark ve leptonların kompozit yapılar olabileceği düşüncesini güçlendirmektedir.

Herhangi bir sistemin kompozit yani içyapısının olup olmadığının anlaşılması için o sistemi bir arada tutan enerji miktarı kadar dışarıdan bir uyarılma vermek yeterlidir (Kırca 2003). Örneğin atomların yapısını çözmek için birkaç eV' luk enerjiler yeterlidir. Hidrojen atomunun elektronunu iyonlaştırmak için gerekli olan enerji 13.6 eV 'dur. Kompozitlik üzerine çeşitli fikirler ortaya atılmıştır. Bunlar, sadece Higgs parçacığının kompozitliğinden başlayıp, SM'in bütün parçacıklarının kompozitliğine kadar uzanmaktadır. Bunlardan en muhtemel ve en önemlisi de Higgs parçacığının, kuark ve leptonların ve kütleli ayar bozonlarının kompozit olmasıdır. Kompozit modellerde kuark ve leptonların, maddenin yeni bir yapı tabakasını oluşturan ve preon denilen daha temel alt parçacıkların bağlı durumları olduğu varsayılmaktadır. Preonlardan yararlanarak tüm evreni inşa edebileceğimizi söylemek mümkün olacaktır. Buna rağmen, günümüzde preonların var olduğuna ilişkin hiçbir deneysel kanıt bulunmamaktadır (Çeliker ve ark. 2001).

Kuark ve lepton kompozitliği için gözlenebilir etkilerden bazıları, anomal manyetik momentlerin SM tahminlerinden sapması, yüklü zayıf akımların V-A formundan sapmaları ve uyarılmış durumların varlığı şeklinde sıralanabilir (Terazawa ve ark. 1982). Kuark ve leptonların içyapıları için en belirgin kanıt, kuark ve lepton taban durumları üzerinde yer alan uyarılmış durumların varlığıdır (Baur ve ark. 1990). Buna göre bilinen lepton ve kuarklar taban durumu olmak üzere, taban durumu üzerinde yer alan uyarılmış durumların geniş bir spektrumunu beklenir. Kompozit modellerde preonlar, lepton ve kuarkların alt bileşenleri olan noktasal parçacık olarak ele alınırlar. Böyle bir alt bileşen fikri ilk olarak 1974 yılında Jogesh Pati ve Abdus Salam tarafından (Pati ve Salam 1974) ortaya atılmıştır. Pati, Salam ve Strathdee' nin bir yıl sonra yaptıkları çalışmalarında bu alt bileşenlere "pre" ismi verilmiştir (Pati ve ark. 1975). Daha sonra preonik modellerle ilgili çalışmalar sürmüştür. Preonik modellerin ayrıntılı incelemesi D' Souza ve Kalman (1992) tarafından verilmiştir.

Kompozitlik ölçeği Λ , kompozit bir sistemin onu oluşturan alt bileşenlere ayrılabilceği enerji ölçeği olarak tanımlanır. Kuark ve leptonların kompozit olduğu modellerde Λ , bu parçacıkların noktasal parçacık davranışlarından uzaklaştıkları enerji ölçeği olarak ele alınır. Bu enerji ölçeğinde kuarklar ve leptonlar arasında yeni etkileşmeler açığa çıkabilir. Bu etkileşmeler, Λ 'nın altındaki enerjilerde Λ 'nın ters kuvvetleri ile bastırılmıştır. Eğer kompozitlik ölçeği, çarpışan parçacıkların kütle merkezi enerjisinden çok büyük ise, kompozitliğin açığa çıktığı etkileşmeler 4-fermyon kontakt etkileşmeleri de olacaktır.

2.4. Uyarılmış Leptonlar

Lepton ve kuark ailelerinin tekrarlanması onların daha temel parçacıklardan oluşabilecekleri fikrine neden olmaktadır. Lepton ve kuarkların kütle spektrumu ve karışım yapıları mümkün bir içyapı için önemli ipuçları verecektir. Lepton ve kuark kompozitliğinin önemli bir gözlenebilir etkisi ise uyarılmış lepton ve kuarkların varlığı olacaktır. Buna göre bilinen lepton ve kuarklar, *preon* adı verilen daha temel bileşenlerin bağlı durumlarıdır. Lepton ve kuark alt bileşenleri (preonlar) Λ kompozitlik ölçeği ile karakterize edilen bir enerji ölçeğinde, yeni etkileşmeler preon alış verişi veya ayar bozonları aracılığıyla olabilir. Λ 'nın altındaki enerjilerde $1/\Lambda$ 'nın kuvvetleri ile bu etkileşmeler bastırılmıştır (Kırca ve ark. 2003, Ozansoy 2009).

Eğer leptonlar kompozit iseler, uyarılmış spin-1/2 leptonlar üç tane spin-1/2 alt parçacığın (Terawaza ve ark. 1977) ya da spin-1/2 ve spin 0 alt parçacıkların (Ne'eman 1979) bağlı durumu olarak görülebilirler. Benzer olarak spin-3/2 uyarılmış durumlar ise, üç tane spin-1/2 alt parçacığın ya da spin-1/2 ve spin-1 alt parçacıkların bağlı durumu olarak atanabilirler (Çakır ve Ozansoy 2009). SM leptonları taban durumunu oluşturmak üzere, bu taban durumu üzerinde yer alan zengin bir uyarılmış durumlar spektrumu yer alır.

Uyarılmış yüklü leptonlar e^* , μ^* , τ^* , uyarılmış yüksüz leptonlar ν_e^* , ν_μ^* , ν_τ^* olmak üzere SM leptonlarına benzer olarak, uyarılmış leptonların da (l^*) üç aile olacağı ön görülmüştür. Fenomolojik olarak uyarılmış bir lepton, bilinen bir lepton ile aynı leptonik kuantum sayısına (çeşnisine) sahip olan ağır bir leptondur.

Örneğin, uyarılmış spin-1/2 e^- , e^- ile sıfırdan farklı bir geçiş manyetik bağlaşımı olan parçacıktır. Uyarılmış spin-1/2 durumlar en düşük radyal ve yörüngesel uyarımlardır.

2.4.1. Spin-1/2 Uyarılmış Leptonlar

Spin-1/2 uyarılmış leptonları, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ kuantum sayılarına göre 3 farklı şekilde sınıflandırabiliriz (Hagiwara ve ark. 2001).

1. Normal Tipli: Sol elli uyarılmış leptonlar eş ikilide, sağ elliler ise teklide yer alırlar;

$$\begin{pmatrix} \nu^* \\ l^* \end{pmatrix}_L, [\nu_R^*], l_R^*$$

2. Ayna Tipli: Sol-elli uyarılmış leptonlar teklide, sağ elliler eş ikilide yer alırlar;

$$[\nu_L^*], l_L^*, \begin{pmatrix} \nu^* \\ l^* \end{pmatrix}_R$$

3. Eş İkili Tipli: Sol-elli ve sağ-elli uyarılmış leptonlar eş ikililerde yer alırlar.

$$\begin{pmatrix} \nu^* \\ l^* \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu^* \\ l^* \end{pmatrix}_R$$

Uyarılmış leptonların bilinen leptonlardan daha ağır olduğu varsayımını yaparak $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri kırılmasına göre kütle kazandıkları düşünülebilir.

Uyarılmış leptonların hem sağ hem de sol-elli bileşenleri zayıf eş ikililerde yer alırlar. Bu sebepten uyarılmış leptonların ayar alanlarına bağlaşımları vektör tiplidir (Boudjema ve ark. 1993).

İki uyarılmış spin-1/2 lepton ve bir ayar bozonu arasındaki etkileşmeyi tanımlayan Lagranjiyen;

$$L_{l^* l^* \nu} = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \left[g \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \left[g \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \Psi_R \quad (2.1)$$

Burada; \vec{W}_μ , $SU(2)$ 'nin ve B_μ , $U(1)$ 'in ayar alanları, g ve g' , bu alanlara karşılık gelen bağlaşım sabitleri, $\vec{\tau}$; Pauli spin matrisi, Y ; hiper yüküdür.

Bu denklem SU(2) ayar alanı \vec{W}_μ 'ye sağ-elli leptonların da bağlanabilmesi dışında, SM leptonları ile ayar alanlarının bağlaşımını ifade eden Lagranjiyen ile benzer yapıdadır.

Ayar alanları ile SM leptonları bağlaşımını ifade eden Lagranjiyen;

$$L_l = \bar{\psi}_L i \gamma^\mu D_\mu^L \psi_L + \bar{\psi}_R i \gamma^\mu D_\mu^R \psi_{LR} \quad (2.2)$$

Uyarılmış leptonların bilinen leptonlardan oluşan temel durumlara geçişine izin verilir. Spin-1/2 uyarılmış lepton, bir SM leptonu (l) ve bir ayar bozonu (V) arasındaki etkileşmeyi tanımlayan Lagranjiyeni hem uyarılmış leptonun bozunumu hem de tek üretimini açıklayabilmelidir.

Etkileşme vektörel yapıda olsaydı, SU(2)_L simetri grubu altında değişmez kalmazdı. Çünkü uyarılmış leptonun sağ-elli bileşeni eş ikilide yer alırken SM leptonun sağ-elli bileşeni teklide yer almaktadır. Bu nedenle bir uyarılmış lepton hem sağ-elli hem de sol-elli leptona bağlanmamalıdır.

Böyle bir kiral simetri olmazsa, KED tahminlerine ve hassaslık deneylerinden elde edilen sonuçlara ters düşecek şekilde leptonlar büyük bir anomal manyetik moment kazanırlar (Kuhn ve Zerwas 1984, Hagiwara ve ark. 1985, Boudjema ve ark. 1993). Burada elliliğin değişmezliği kuark ve lepton kütlelerinin Λ 'dan niçin daha küçük olduklarına doğal bir açıklama getirir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Elektron-Foton Çarpıştırıcılarında Uyarılmış Tek Nötrino Üretimi

Son yıllarda SM ötesi fiziği araştırmak üzere TeV enerjili e^-e^+ çarpıştırıcıları (Kleiss 1987, Abbiendi ve ark. 2002) kullanılarak $e\gamma$ ve $\gamma\gamma$ çarpıştırıcıları (Ginzburg 1992) ve hadron çarpıştırıcılarında (Eboli 2002) leptonların kompozit olabileceğine dair bilgiler araştırılmaktadır. Özellikle CLIC ve ILC gibi çarpıştırıcıların büyük kütle merkezi enerjisine, yüksek ışınlığa ve düşük fon (ard alan) etkilerine sahip olmaları bu araştırmalara büyük kolaylık getirmiştir. $e\gamma$ çarpıştırıcıları yüksek enerjilerde e ve γ etkileşmelerinin davranışını, elektrozayıf etkileşmelerin alt yapısını ve yeni parçacıkların bulunma olasılığını inceleme olanağına sahiptir ve basit kinematik sunar (Renard 1982).

Bu tezde CLIC ve ILC temelli $e\gamma$ çarpıştırıcılarında uyarılmış tek nötrino üretimi için $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ süreci dikkate alınmaktadır. CLIC ve ILC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcıları için Çizelge 3.1'de (Abromowicz ve ark. 2001, Telnov 2002) verilen kütle merkezi enerjileri ve ışınlılık (luminosity) değerleri kullanılarak, uyarılmış tek nötrino üretimine ait bozunma genişlikleri, dallanma oranları ve üretim tesir kesitleri incelenmiştir.

Çizelge 3.1. ILC ve CLIC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarına ait kütle merkezi enerjileri ve ışınlılık değerleri

	$\sqrt{S_{ee}}$ (GeV)	$\sqrt{S_{e\gamma}^{max}}$ (GeV)	$L_{e\gamma}$ ($10^{34} cm^{-2} sn^{-1}$)
ILC	500	455	0,45
CLIC	1000	911	0,9
CLIC	3000	2733	1,5

Kompozit modellerde uyarılmış leptonlar bildiğimiz leptonların yeni kütleli durumlarıdır. SM'deki leptonlar gibi vektör bozonlarıyla birlikte aynı elektrozayıf $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar bağlaşımlarına sahip ve sağ-elli ile sol-elli zayıf izo-ikililer şeklinde sınıflandırıldıkları farz edilmektedir (Baur 1990).

Spin-1/2 uyarılmış lepton, bir SM leptonu ve ayar bozonu arasındaki etkileşmeyi tanımlayan kiral simetriye sahip $SU(2)_L \times U(1)_Y$ değişmez etkin Lagranjiyen (Hagiwara ve ark. 1985);

$$L = \frac{1}{2\Lambda} \bar{\psi}_R^* \sigma^{\mu\nu} [g f \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_{\mu\nu} + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu}] \psi_L + h.c \quad (3.1)$$

ile tanımlanır.

Burada $\vec{W}_{\mu\nu}$ ve $B_{\mu\nu}$; $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ etkileşmelerinin alan şiddet tensörleridir, τ Pauli matrisi, $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu)$, Λ kompozitlik ölçeği, Y hiperyük (uyarılmış durumlar için $Y = -1$), g ve g' ayar bağlaşım sabitleri ($g = \frac{e}{\sin\theta_w}$, $g' = \frac{g}{\cos\theta_w}$, $e = \sqrt{4\pi\alpha}$), $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar gruplarına karşılık gelen f ve f' parametreleri kompozitlik dinamiklerine bağlıdır ve g ile g' , SM bağlaşım sabitlerinden dolayı oluşan etkin değişimleri açıklar.

Etkin Lagranjiyen fiziksel olarak aşağıdaki gibi yazılır (Boudjema 1993).

$$L = \frac{1}{2\Lambda} [(f - f') N_{\mu\nu} \sum_{l=v,e} \bar{l}^* \sigma^{\mu\nu} l_L + f' \sum_{l,l'=v,e} \theta_{\mu\nu}^{\bar{l}^*,l} \bar{l}^* \sigma^{\mu\nu} l'] \psi_L + h.c \quad (3.2)$$

Burada l ; e veya ν_e , l^* ; e^* ve ν_e^* 'sunu temsil etmektedir. Parantez içindeki ilk ifade tamamen üç katlı bir köşe içerir ve $f = f'$ için sıfırdır. Burada köşegen terim,

$$N_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \tan\theta_w \partial_\mu Z_\nu \quad (3.3)$$

sadece üçlü köşeleri içerir.

İkinci terim ise üçlü köşelerin yanı sıra dörtlü köşeleri de içeren abelyan olmayan kısımdır. Burada

$$\theta_{\mu\nu}^{\bar{\nu}^*,\nu} = \frac{1}{\cos\theta_w \sin\theta_w} \partial_\mu Z_\nu - i \frac{g_e}{\sin^2\theta_w} W_\mu^+ W_\nu^- \quad (3.4)$$

$$\theta_{\mu\nu}^{\bar{e}^*,e} = -\left(2\partial_\mu A_\nu + \frac{\cos^2\theta_w - \sin^2\theta_w}{\cos\theta_w \sin\theta_w} \partial_\mu Z_\nu - i \frac{g_e}{\sin^2\theta_w} W_\mu^+ W_\nu^- \right) \quad (3.5)$$

$$\theta_{\mu\nu}^{\bar{\nu}^*,e} = \frac{\sqrt{2}}{\sin\theta_w} (\partial_\mu W_\nu^+ - i g_e W_\mu^+ (A_\nu + \cot\theta_w Z_\nu)) \quad (3.6)$$

$$\theta_{\mu\nu}^{\bar{e}^*,\nu} = \frac{\sqrt{2}}{\sin\theta_w} (\partial_\mu W_\nu^- + i g_e W_\mu^- (A_\nu + \cot\theta_w Z_\nu)) \quad (3.7)$$

dir. 3.4, 3.5, 3.6, 3.7 denklemlerinden gelen tüm katkılar dikkate alınarak, lepton (l) ve ayar bozonları (V) ile etkileşen uyarılmış lepton (l^*) köşe faktörü,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{V\bar{l}^*l} = \frac{g_e}{2\lambda} q^\nu \sigma_{\mu\nu} (1 - \gamma_5) f_V \quad (3.8)$$

olarak elde edilir. Burada q ; gelen ayar bozonunun dört-momentumudur.

Köşe faktöründe yer alan f_V bağlaşımları ($V = \gamma, W, Z$),

$$f_\gamma = Q_f f' + I_{3L}(f - f') \quad (3.9)$$

$$f_Z = \frac{-Q_f \sin^2\theta_w f' + I_{3L}(\cos^2\theta_w f + \sin^2\theta_w f')}{\cos\theta_w \sin\theta_w} \quad (3.10)$$

$$f_W = \frac{f}{\sqrt{2}\sin\theta_w} \quad (3.11)$$

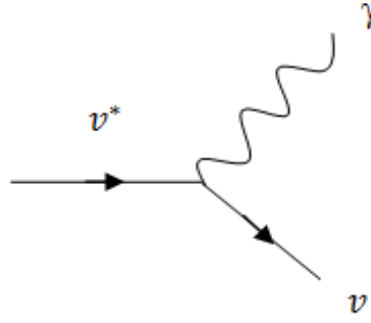
şeklinde ifade edilir. Burada Q_f ; uyarılmış leptonun elektrik yükü, I_{3L} ; zayıf izospinin üçüncü bileşeni, θ_w ; zayıf karışım açısıdır.

Bozunma genişliği;

$$\Gamma = \frac{S|M_{fi}|^2}{16\pi M} \quad (3.12)$$

ile verilir. S ; reaksiyondan çıkan parçacıklar eğer özdeş ise 1/2, aksi takdirde 1 olarak alınır. M_{fi} ; ilk durumdan son duruma Feynman geçiş genliğidir. M ise bozunan parçacığın kütlesidir.

Şimdi $\nu^* \rightarrow \nu \gamma$, $\nu^* \rightarrow e W$, $\nu^* \rightarrow \nu Z$ süreçlerine ait bozunum genişlikleri hesaplanabilir.



Şekil 3.1. $\nu^* \rightarrow \nu \gamma$ sürecine ait Feynman diyagramı

Uyarılmış lepton-lepton ve foton etkileşmesi Şekil 3.1'deki Feynman diyagramı ile verilir ve Lagranjiyen,

$$L = \frac{1}{2\Lambda} \bar{f}_R^* \sigma^{\mu\nu} g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu} f_L + \text{h.c} \quad (3.13)$$

şeklinde yazılır. $Q = g' f' \frac{Y}{2}$ ve $B_{\mu\nu} = P_\mu \epsilon_\nu - P_\nu \epsilon_\mu$ olarak Feynman genliği M_{fi} hesaplanır. Genliğin mutlak karesini hesaplayabilmek için Feynman genliğinin hermitik eşleniği M_{fi}^\dagger bulunur. $M_{fi} M_{fi}^\dagger$ 'nin son spin durumları üzerinden toplayıp, iz (*trace*) alma işlemini yaptıktan sonra genliğin karesi,

$$|M_{fi}|^2 = \frac{4Q^2}{\Lambda^2} [(P_\gamma P_{\nu^*})(P_\gamma P_\nu)] \quad (3.14)$$

elde edilir.

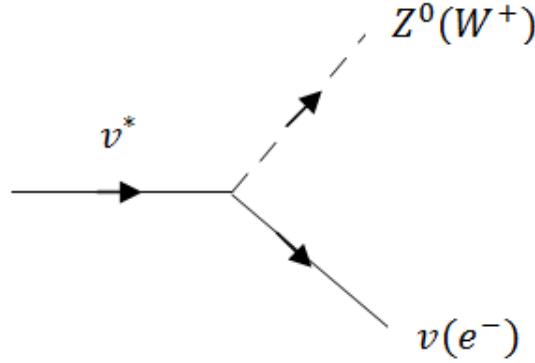
$P_\nu = (E_\nu, \vec{P}_\nu)$, $P_\gamma = (E_\gamma, \vec{P}_\gamma)$, $P_{\nu^*} = (E_{\nu^*}, \vec{P}_{\nu^*})$, $\vec{P}_{\nu^*} = \vec{P}_\nu + \vec{P}_\gamma$ ve $M_* \gg M_\nu$ bağıntıları kullanılırsa;

$$|M_{fi}|^2 = Q^2 \frac{M_*^4}{\Lambda^2} \quad (3.15)$$

bulunur. Burada M_* uyarılmış parçacığın kütlesi, Λ , kompozitlik ölçeği ve Q , elektrik yüküdür. Denklem 3.15'i, denklem 3.12'de yerine koyarsak

$$\Gamma (\nu^* \rightarrow \nu \gamma) = \frac{\alpha f_\gamma^2 M_*^3}{4\Lambda^2} \quad (3.16)$$

denklemini elde edilir. 3.16 denklemini nötrino, uyarılmış nötrino ve foton etkileşmesine ait bozunma genişliğidir.



Şekil 3.2. $\nu^* \rightarrow \nu Z^0 (e^- W^+)$ sürecine ait Feynman diyagramı

$\nu^* \rightarrow e^- W^+$ ve $\nu^* \rightarrow \nu Z^0$ süreçlerine ait Feynman diyagramları Şekil 3.2'de verilmektedir. Bu süreçler için

$$L = \frac{1}{2\Lambda} \bar{f}_R^* \sigma^{\mu\nu} g' f' \frac{\tau}{2} W_{\mu\nu} f_L + \text{h.c} \quad (3.17)$$

Lagranjiyenini kullanarak, $\nu^* \rightarrow e^- W^+$ süreci için,

$$|M_{fi}|^2 = \frac{2(g_W f_{W_2}^\tau)^2 2(g_W f_{W_2}^\tau)}{\Lambda^2} [(P_W P_{v^*})(P_e P_W)] \quad (3.18)$$

ve $v^* \rightarrow v Z$ süreci için

$$|M_{fi}|^2 = \frac{2(g_Z f_{Z_2}^\tau)^2 2(g_Z f_{Z_2}^\tau)}{\Lambda^2} [(P_Z P_{v^*})(P_v P_Z)] \quad (3.19)$$

genlik kareleri elde edilir.

$P_{W,Z} = \frac{M_*}{2} (1 - \frac{M_{W,Z}^2}{M_*^2})$ ifadeleri kullanılarak $v^* \rightarrow e W$ süreci için

$$|M_{fi}|^2 = \frac{2(g_W f_{W_2}^\tau)^2 2(g_W f_{W_2}^\tau) M_*^4}{\Lambda^2} (1 + \frac{M_W^2}{M_*^2}) (1 - \frac{M_W^2}{M_*^2})^2 \quad (3.20)$$

$v^* \rightarrow v Z$ süreci için

$$|M_{fi}|^2 = \frac{2(g_Z f_{Z_2}^\tau)^2 2(g_Z f_{Z_2}^\tau) M_*^4}{\Lambda^2} (1 + \frac{M_Z^2}{M_*^2}) (1 - \frac{M_Z^2}{M_*^2})^2 \quad (3.21)$$

genlik kareleri elde edilir. Denklem 3.20 ve 3.21'de

$$(1 + \frac{M_{W,Z}^2}{M_*^2}) = 1 + \frac{1}{2} \frac{M_{W,Z}^2}{M_*^2} + \dots = \frac{1}{2} (2 + \frac{M_{W,Z}^2}{M_*^2}) \quad (3.22)$$

yaklaşımı kullanılarak $v^* \rightarrow e W$ ve $v^* \rightarrow v Z$ süreçlerine ait bozunma genişlikleri

$$\Gamma(v^* \rightarrow e W) = \frac{\alpha f_W^2 M_*^3}{4\Lambda^2} (1 + \frac{M_W^2}{2M_*^2}) (1 - \frac{M_W^2}{M_*^2})^2 \quad (3.23)$$

$$\Gamma(v^* \rightarrow v Z) = \frac{\alpha f_Z^2 M_*^3}{4\Lambda^2} (1 + \frac{M_Z^2}{2M_*^2}) (1 - \frac{M_Z^2}{M_*^2})^2 \quad (3.24)$$

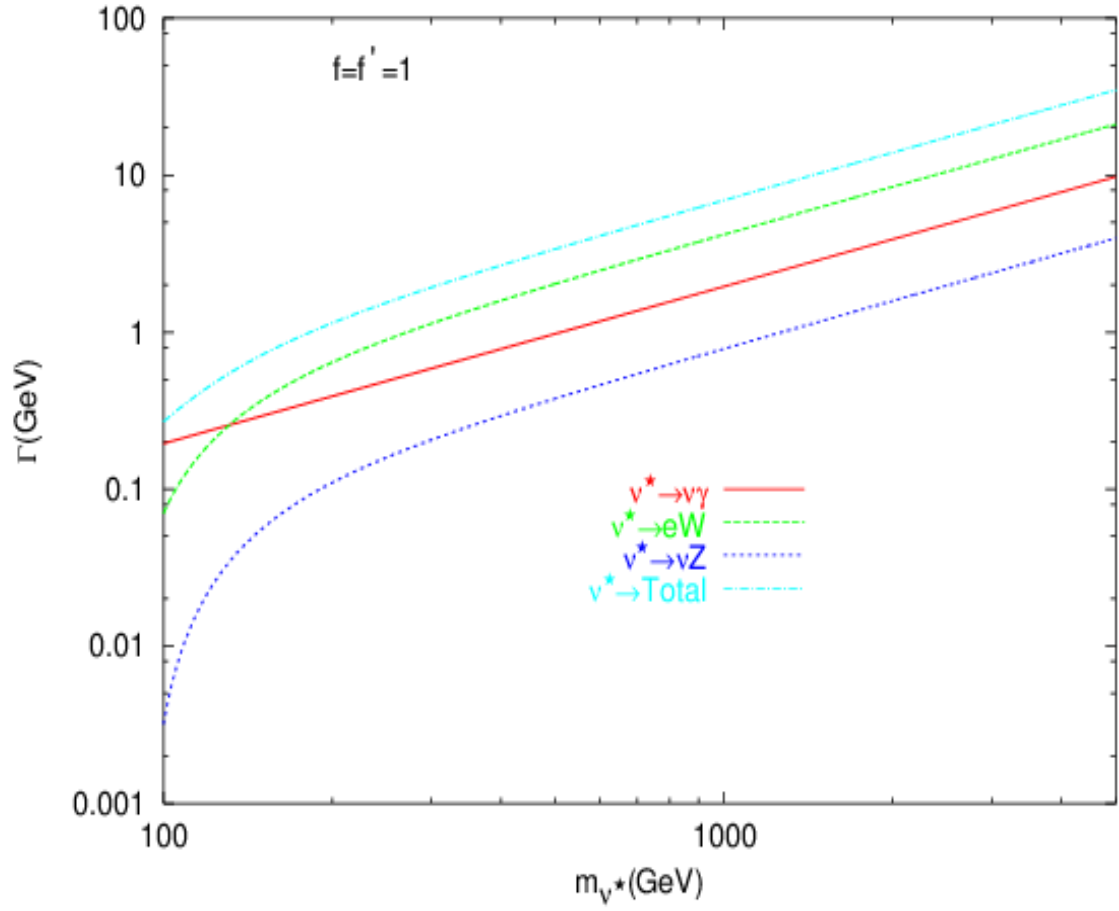
olarak elde edilir. Toplam bozunma genişliği, her bir bozunma modu için bozunma genişliklerinin toplamı olarak ifade edilir.

$$\Gamma_{top} = \sum_{i=1}^n \Gamma_i \quad (3.25)$$

Toplam bozunma genişliği için $M_* \gg M_{W,Z}$ yaklaşımı kullanılarak

$$\Gamma_{top} = \frac{\alpha M_*^3}{4\Lambda^2} [f_\gamma^2 + f_W^2 + f_Z^2] \quad (3.26)$$

bulunur. 3.9, 3.10 ve 3.11 denklemleriyle ifade edilen f_γ , f_Z , f_W değerlerini uyarılmış nötrino için $f = -f'$ olarak, $\Gamma(l^* \rightarrow l\nu)$ ve Γ_{top} farklı uyarılmış nötrino kütlelerine göre hesaplanarak Şekil 3.3 ve Çizelge 3.2'de verilmiştir.



Şekil 3.3. Süreçlere ait bozunma genişlikleri ve toplam bozunma genişliği. $\Lambda = m_*$,
 $f = f' = 1$

Çizelge 3.2. Uyarılmış nötrino için bozunum genişlikleri ($f = f' = 1$)

	$\nu^* \rightarrow \nu \gamma$	$\nu^* \rightarrow e W$	$\nu^* \rightarrow \nu Z$	
m_* (GeV)	Γ (Gev)	Γ (Gev)	Γ (Gev)	Γ_{top} (Gev)
100	0,195	0,070	0,003	0,268
200	0,391	0,642	0,110	1,143
300	0,586	1,132	0,205	1,923
400	0,781	1,588	0,292	2,661
500	0,977	2,031	0,376	3,384
600	1,172	2,467	0,459	4,098
700	1,367	2,900	0,541	4,807
800	1,563	3,330	0,622	5,515
900	1,758	3,758	0,702	6,218
1000	1,953	4,185	0,783	6,921
1100	2,148	4,612	0,863	7,623
1200	2,344	5,037	0,943	8,324
1300	2,539	5,463	1,023	9,025
1400	2,734	5,887	1,102	9,723

Dallanma oranı (BR), özel bir bozunum modu için bozunma genişliğinin toplam bozunma genişliğine oranıdır ve

$$\text{BR} = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{top}} \quad (3.27)$$

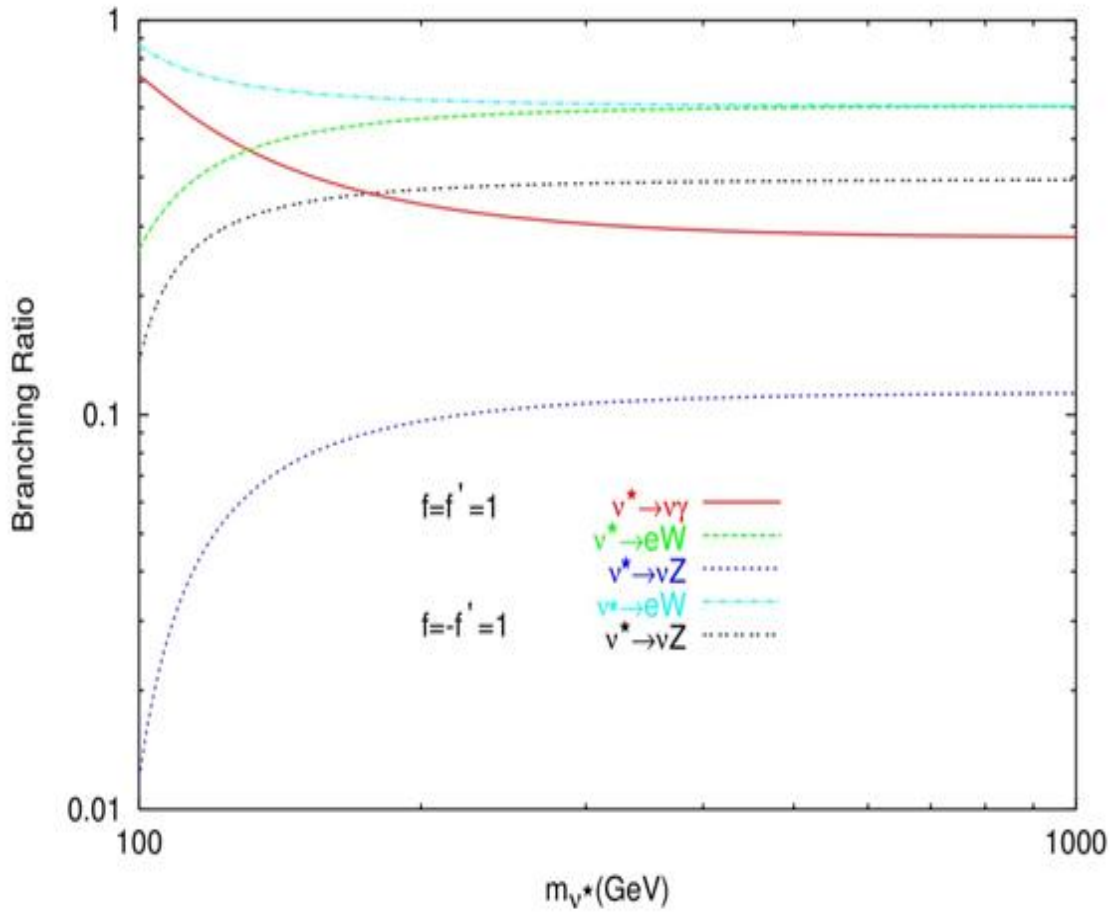
ile verilmektedir.

Uyarılmış nötrinoya ait dallanma oranları ise,

$$\text{BR} = \frac{\Gamma(l^* \rightarrow l\nu)}{\sum_V \Gamma(l^* \rightarrow l\nu)} \quad (3.28)$$

ifadesi ile hesaplanmaktadır.

Uyarılmış nötrino için dallanma oranları Çizelge 3.3 ve 3.4'te verilmiştir. Çizelgelerden elde edilen değerlere göre $f = f'$ için $\nu^* \rightarrow \nu \gamma$ kanalı için uyarılmış nötrino kütlesi $m_{\nu^*}(\text{GeV})$ arttıkça dallanma oranının azaldığı, $\nu^* \rightarrow e W$ ve $\nu^* \rightarrow \nu Z$ kanalları için dallanma oranlarının arttığı görülmektedir. $f = -f'$ seçiminde ise $\nu^* \rightarrow \nu \gamma$ kanalının yok olduğu görülmektedir. Çizelge 3.2, 3.3 ve 3.4'teki değerler incelendiğinde uyarılmış nötrinonun, elektron ve W bozona bozunumunun diğer kanallara göre daha baskın olduğu görülmektedir. Dallanma oranları M_W ve M_Z kütleleri ile karşılaştırıldığında uyarılmış nötrinonun kütlesi arttıkça hassaslaşmaktadır.



Şekil 3.4. Süreçlere ait dallanma oranları. $\Lambda = m_s$, $f = f' = 1$, $f = -f' = 1$

Çizelge 3.3. Uyarılmış nötrino için dallanma oranları ($f = f' = 1$)

	$\nu^* \rightarrow \nu \gamma$	$\nu^* \rightarrow e W$	$\nu^* \rightarrow \nu Z$
$m_{\nu^*} (GeV)$	BR	BR	BR
100	0,728	0,260	0,012
200	0,342	0,562	0,096
300	0,305	0,589	0,107
400	0,294	0,597	0,110
500	0,289	0,600	0,111
600	0,286	0,602	0,112
700	0,284	0,603	0,112
800	0,283	0,604	0,113
900	0,283	0,604	0,113
1000	0,282	0,605	0,113
1100	0,282	0,605	0,113
1200	0,282	0,605	0,113
1300	0,281	0,605	0,113
1400	0,281	0,605	0,113

Çizelge 3.4. Uyarılmış nötrino için dallanma oranları ($f = -f' = 1$)

	$\nu^* \rightarrow \nu \gamma$	$\nu^* \rightarrow e W$	$\nu^* \rightarrow \nu Z$
$m_{\nu^*} (GeV)$	BR	BR	BR
100	0	0,864	0,136
200	0	0,628	0,372
300	0	0,614	0,386
400	0	0,610	0,390
500	0	0,609	0,391
600	0	0,608	0,392
700	0	0,607	0,393
800	0	0,607	0,393
900	0	0,607	0,393
1000	0	0,607	0,393
1100	0	0,607	0,393
1200	0	0,607	0,393
1300	0	0,606	0,394
1400	0	0,606	0,394

3.2. Tesir Kesitleri

$e\gamma$ çarpıştırıcılarında uyarılmış nötrino üretimi $e^- \gamma \rightarrow e, e^* \rightarrow W^- \nu^*$ alt süreçleri s-kanalı ile doğrudan, $e^- \gamma \rightarrow W^- \rightarrow W^- \nu^*$ süreci t-kanalı ile dolaylı olarak üretilebilmektedir. Burada \hat{s} ve \hat{t} , Mandelstam değişkenleri olmak üzere tüm süreçler için diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\langle |M_{fi}|^2 \rangle}{16\pi\hat{s}^2} \quad (3.29)$$

ile verilmektedir. Diferansiyel tesir kesiti hesabı Ek 1’de verilmiştir. Uyarılmış nötrino üretimine ait diyagramlar (sinyal) ve ard alan (fon) oluşturacak SM diyagramları için genlik ifadeleri elde edilerek toplam tesir kesiti, alt süreç tesir kesitine bağlı olarak

$$\sigma = \int_{x_{min}}^{x_{max}} dx f_\gamma(x) \hat{\sigma}(\hat{s}) \quad (3.30)$$

ile verilmektedir. Burada $x_{min} = \frac{M_*^2}{s}$ olarak alınmaktadır. $\hat{\sigma}(\hat{s})$ alt süreç tesir kesiti, denklem 3.29’un analitik integralinin alınmasıyla elde edilir (Ek 1). $f_\gamma(x)$ foton dağılım fonksiyonudur. Toplam tesir kesiti, foton dağılım fonksiyonu ve alt süreç tesir kesitinin nümerik integralinin hesaplanmasıyla elde edilir.

$e^- \gamma$ çarpıştırıcılarında yüksek enerjili foton demetleri, yüksek enerjili $e^- e^+$ demeti ile düşük enerjili lazer fotonu demetlerinin Compton geri saçılmasına uğratılması yolu ile elde edilir. Geri saçılan fotonun $e^- e^+$ demetinin enerjisinin ne kadarını alacağı kinematik olarak sınırlandırılmıştır. Bu oran $x_{max} = \frac{E_\gamma}{E_e}$ olmak üzere en yüksek değeri 0.83’tür.

Temel foton enerjisi, ancak lazer demetinin enerjisinin artırılması ile artırılabilir. Buna karşılık fotonun enerjisinin artması fotonun e^- ile etkileşmesi sonucu $e^- e^+$ çiftlerinin yaratılmasına sebep olur.

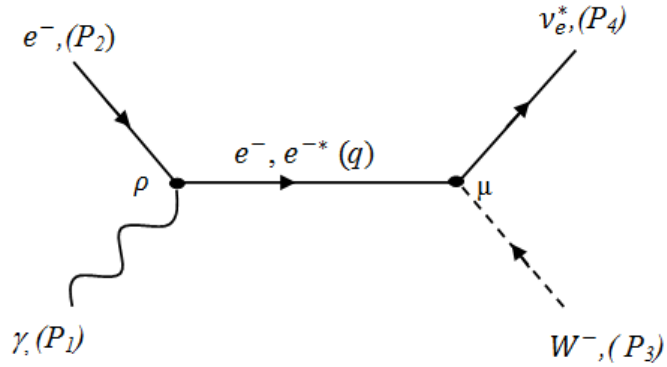
Burada ifade edilen $f_\gamma(x)$, lazer fotonunun yüksek enerjili elektron demetinden geri saçılması yoluyla elde edilen reel fotonun dağılım fonksiyonudur ve

$$f_\gamma(x) = \begin{cases} \frac{1}{N} \left[1 - x + \frac{1}{1-x} \left[1 - \frac{4}{x_0} \left(1 - \frac{x}{x_0(1-x)} \right) \right] \right], & 0 < x < x_{max} \\ 0, & x > 0 \end{cases}$$

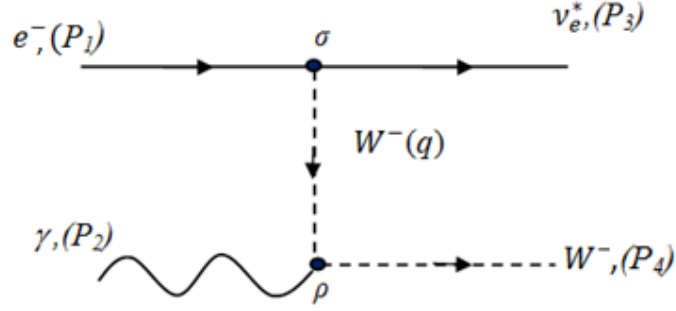
ile verilir. Burada $N = 1.84$ 'tür (Ginzburg 1983) ve Compton geri saçılmış elektronların enerjisi $x_{max} = 0.83$ ($x_{max} = \frac{x_0}{x_0+1}$, $x_0 = 4.82$) koşuluyla sınırlıdır. Bu koşul ile SM ard alan etkilerinden yüksek enerjili bir foton ile bir lazer fotonunun çarpışıp e^-e^+ çifti oluşturması engellenmiş olur.

$e^- \gamma \rightarrow e, e^* \rightarrow W^- \nu^*$ ve $e^- \gamma \rightarrow W^- \rightarrow W^- \nu^*$ süreçlerine ait Feynman diyagramları, sinyal, ard alan ve girişim terimlerine ait genlikler ve toplam tesir kesitlerinin ILC ($\sqrt{s}=500$ GeV) ve CLIC ($\sqrt{s} = 1000$ GeV ile $\sqrt{s} = 3000$ GeV) temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında incelemeye başlanabilir.

TeV enerjili $e\gamma$ çarpıştırıcılarında uyarılmış nötrinoya ait Feynman diyagramları (sinyal) Şekil 3.5 ve 3.6'da

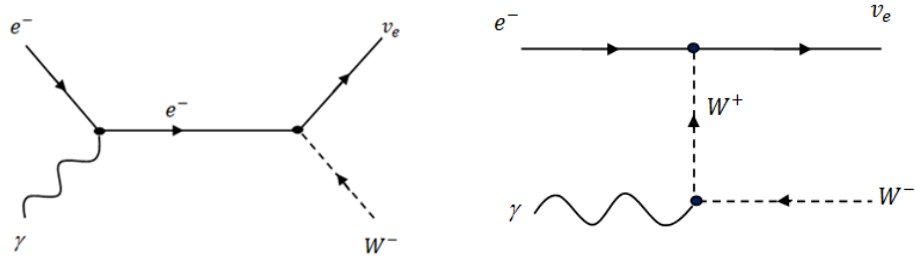


Şekil 3.5. $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ sürecinde uyarılmış nötrino üretimine ait Feynman Diyagramı (s-kanalı).



Şekil 3.6. $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ sürecinde uyarılmış nötrino üretimine ait Feynman diyagramı (t-kanalı).

SM $e\gamma \rightarrow W^- \nu_e$ süreci için Feynman diyagramları ise Şekil 3.7'de



Şekil 3.7. $e \gamma \rightarrow W^- \nu_e$ sürecine ait (fon) Feynman diyagramları

verilmektedir.

s ve t kanallarında üretilen uyarılmış nötrinoya ait Feynman genlikleri Şekil 3.5 ve 3.6'da verilen köşelere ait faktörler kullanılarak hesaplanır. Şekil 3.5'te ρ köşesi SM köşesi olup KED'de;

$$V_\rho = ig_e \gamma_\rho \quad (3.31)$$

ile verilir. Burada $g_e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ ve $\alpha_{em} = 1/137$ ince yapı sabitidir. Uyarılmış nötrinoyu içeren μ köşesi denklem 3.8'den elde edilir.

$$V_{\mu} = \frac{g_e}{2\Lambda} P_3^{\nu} \sigma_{\mu\nu} (1 - \gamma_5) f_w \quad (3.32)$$

Burada , $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_{\mu} \gamma_{\nu} - \gamma_{\nu} \gamma_{\mu})$ 'dir

Şekil 3.5'te yer alan propagator terimi kütleli bir parçacık için.

$$\frac{i(q+m_e^2)}{(q^2-m_e^2)} \quad (3.33)$$

olur. Köşe faktörleri ve propagator terimi dikkate alınarak diyagrama ait Feynman genliği Ek 2'de verilen kurallar kullanılarak hesaplandığında.

$$M_1 = \frac{g_e^2}{2\Lambda} \frac{P_3^{\nu} \epsilon^{\mu} (P_3) \epsilon^{\rho} (P_1)}{(q^2 - m_e^2)} f_w \left[\bar{u}(P_4) (\gamma_{\mu} \gamma_{\nu} - \gamma_{\nu} \gamma_{\mu}) (1 - \gamma_5) (\not{q} + m_e) \gamma_{\rho} u(P_2) \right] \quad (3.34)$$

bulunur.

Uyarılmış nötrino üretimine katkı verecek t-kanalı diyagramına (Şekil 3.6) ait Feynman genliği, SM köşesi olan ρ için

$$V_{\rho} = i g_e \left[g_{\nu\lambda} (q - P_4)_{\mu} + g_{\lambda\mu} (P_4 - P_2)_{\mu} + g_{\mu\nu} (P_2 - q)_{\lambda} \right] \quad (3.35)$$

ifadesi kullanılarak hesaplanır. Uyarılmış nötrino üretimi için verilen σ köşesi

$$V_{\sigma} = \frac{g_e}{2\Lambda} q \sigma_{\sigma\kappa} (1 - \gamma_5) f_w \quad (3.36)$$

dir. Burada $\sigma_{\sigma\kappa} = \frac{i}{2}(\gamma_{\sigma} \gamma_{\kappa} - \gamma_{\kappa} \gamma_{\sigma})$ 'dir.

Şekil 3.6'da yer alan kütleli, spin-1 W^- bozonu için propagator terimi

$$\frac{-i[g_{\mu\nu} - q_{\mu} q_{\nu}]}{q^2 - m_W^2} \quad (3.37)$$

ile verilmektedir. Köşe faktörleri ve propagator terimi dikkate alınarak Şekil 3.6'ya ait Feynman genliği

$$M_2 = \frac{-g_e^2 \epsilon^\rho(P_2) q \epsilon^\sigma(P_3)}{2\Lambda (q^2 - m_W^2)} f_W \left[\bar{u}(P_4) g_{\nu\lambda} (q - P_4)_\mu + g_{\lambda\mu} (P_4 - P_2)_\mu + g_{\mu\nu} (P_2 - q)_\mu \right] \left[g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_W^2} \right] \left[(\gamma_\sigma \gamma_\kappa - \gamma_\kappa \gamma_\sigma) (1 - \gamma_5) u(P_1) \right] \quad (3.38)$$

Şekil 3.7'de Fon (ard alan)'a ait Feynman genlikleri

$$M_3 = \frac{g_e g_W}{2\sqrt{2}} \frac{\epsilon^\mu(P_3) \epsilon^\rho(P_1)}{(q^2 - m_e^2)} \left[\bar{u}(P_4) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (q) \gamma_\rho u(P_2) \right] \quad (3.39)$$

$$M_4 = \frac{g_e g_W}{2\sqrt{2}} \frac{\epsilon^\mu(P_3) \epsilon^\rho(P_1)}{(q^2 - m_W^2)} \bar{u}(P_4) \gamma_{\mu\alpha} (1 - \gamma_5) u(P_2) \left[q^{\lambda\alpha} - \frac{q'^\lambda q'^\alpha}{m_W^2} \right] \left[g_{\lambda\mu} (q' - (P_3))_\rho + g_{\mu\rho} ((-P_3) - P_1)_\lambda + g_{\rho\lambda} (P_1 - q')_\lambda \right] \quad (3.40)$$

olarak hesaplanmıştır. Burada m_w ; W- bozon kütesidir

Toplam tesir kesitinin hesaplanması için gerekli olan $\langle |M_{fi}|^2 \rangle$ ifadeleri sinyal için 3.34 ve 3.38 ifadeleri ve girişim terimleri kullanılarak

$$\langle |M_{fi}|^2 \rangle_{sinyal} = \langle |M_1|^2 \rangle + \langle |M_2|^2 \rangle + 2 \langle |M_{12}|^2 \rangle \quad (3.41)$$

toplanır ve Ek 2'de verilen ilk spinler üzerinden ortalama ve son spinler üzerinden toplam alınıp Trace (iz) işlemi yapılarak bulunur (Griffiths 2008). Bu hesaplamalar için REDUCE programı kullanılmıştır.

Benzer işlemler Şekil 3.7'deki diyagramlar için de yapılır ve

$$\langle |M_{fi}|^2 \rangle_{fon} = \langle |M_3|^2 \rangle + \langle |M_4|^2 \rangle + 2 \langle |M_{34}|^2 \rangle \quad (3.42)$$

toplamı için Ek 2’de verilen hesaplama metodu kullanılarak fon’a ait toplam genlik ifadesi bulunur.

Uyarılmış nötrino için toplam tesir kesiti ard alan etkileri dahil edilerek $\sqrt{s} = 500$ GeV (ILC) ve $\sqrt{s} = 1000$ GeV ile $\sqrt{s} = 3000$ GeV (CLIC) kütle merkezi enerjilerinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında incelenmiştir. Bu çalışmada $f = f' = 1$ ve $\Lambda = \sqrt{s}$ alınmıştır.

$e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ süreci toplam tesir kesitinin kütleyle göre değişimi $f = f' = 1$ ILC ($\sqrt{s} = 455$ GeV) için Şekil 3.8’de, güvenli gözlenebilirlik koşulu olan C.L. % 95 olay sayısı $S/\sqrt{B} \geq 5$ değerleri kütle değişimine göre Çizelge 3.5’de verilmektedir.

$e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ süreci toplam tesir kesitinin kütleyle göre değişimi $f = f' = 1$ CLIC ($\sqrt{s} = 911$ GeV ve $\sqrt{s} = 2733$ GeV) için sırası ile Şekil 3.9 ve 3.10’da, güvenli gözlenebilirlik koşulu olan C.L. % 95 olay sayısı $S/\sqrt{B} \geq 5$ değerleri kütle değişimine göre Çizelge 3.6 ve 3.7’de’de verilmektedir.

Gözlenen olay sayısı

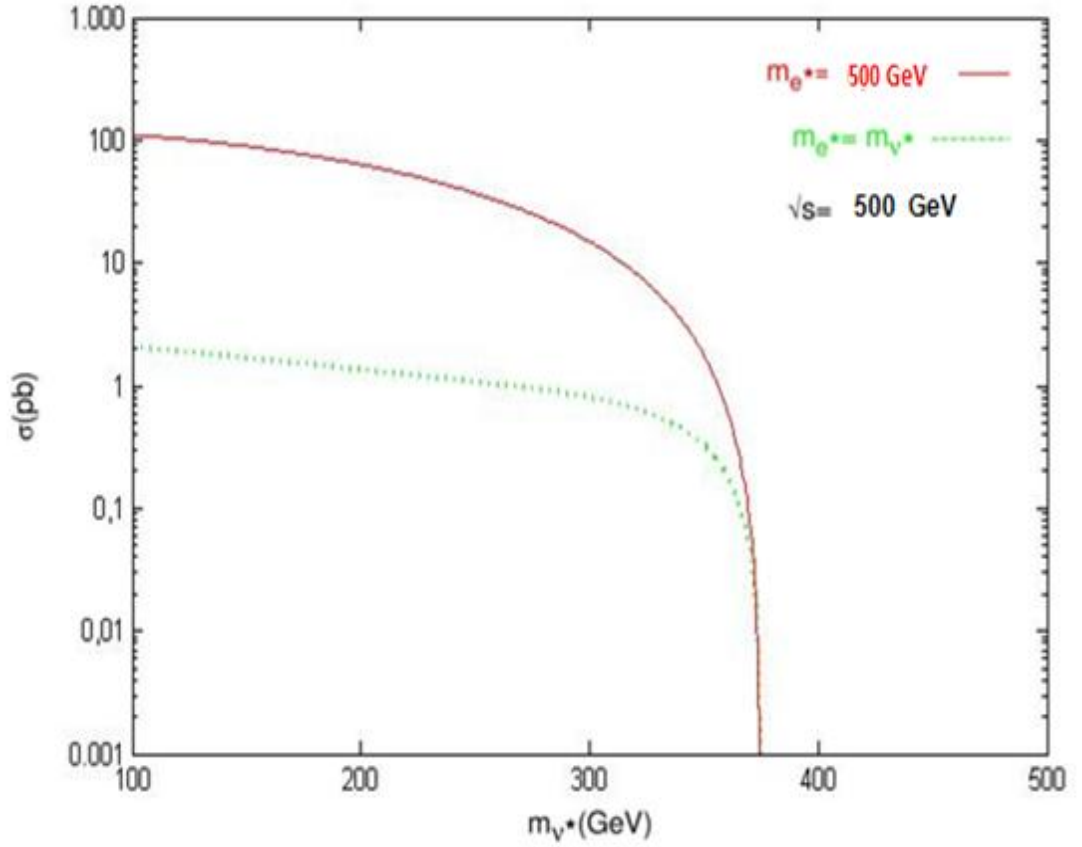
$$SS = \frac{L \sigma_{sinyal}}{\sqrt{L \sigma_{fon}}} = \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (3.43)$$

Burada S; sinyal olay sayısı, B; fon (ard alan) olay sayısı, L; ışınlılık (Luminosite) değeridir.

Üretilen parçacığın detektörde % 95 güvenli gözlenebilirlik koşulu

$$SS \geq 5 \quad (3.44)$$

değeri ile sınırlıdır.



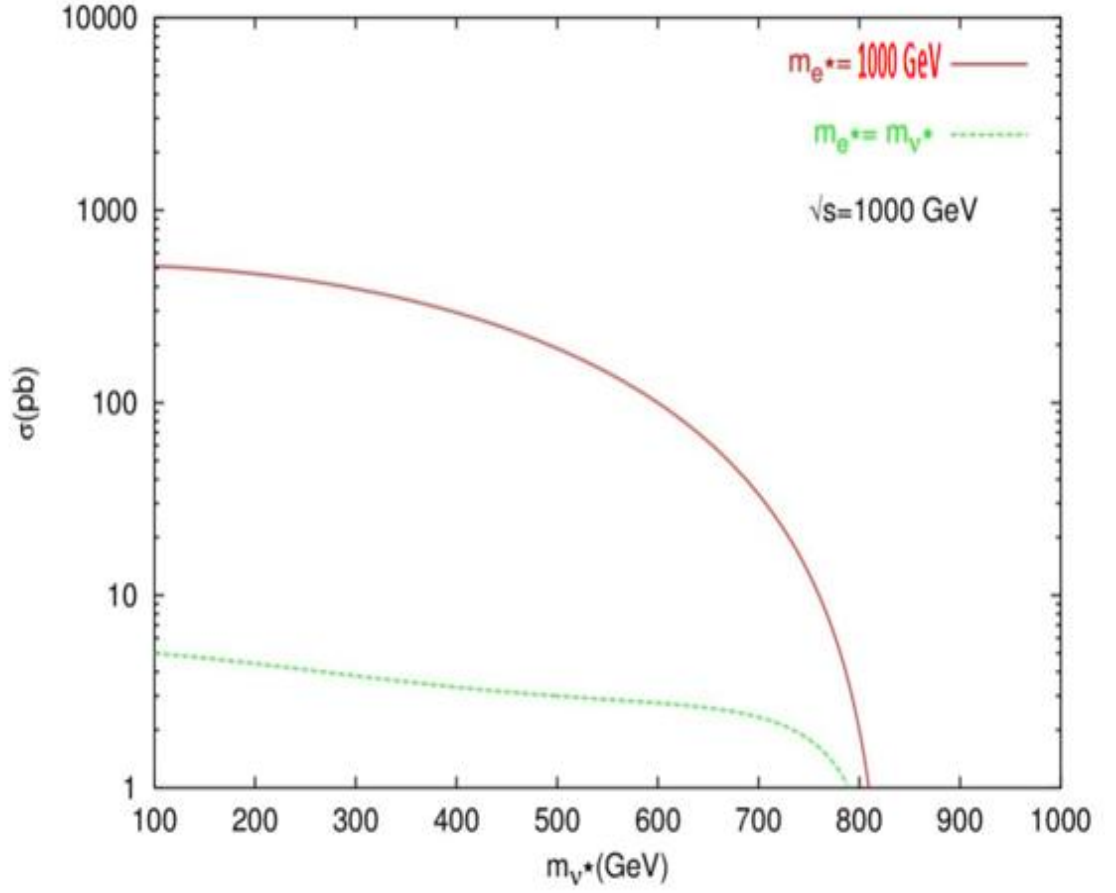
Şekil 3.8. $\sqrt{s} = 455$ GeV için ILC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütesine göre değişimi.

Şekil 3.8’de ILC temelinde $\sqrt{s} = 455$ GeV için toplam tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütesine göre değişimi verilmektedir. Uyarılmış elektron kütesi kütle merkezi enerjisine yakın alındığında ($\sqrt{s} = 500$ GeV) $m_{\nu^*} = 100$ GeV için maksimum tesir kesitini $\sigma = 110,7$ pb verirken, uyarılmış nötrino kütesi arttıkça tesir kesiti azalmaktadır. $m_{\nu^*} = 375$ GeV’de minimum değere $\sigma \approx 10^{-2}$ pb ulaşmaktadır. Uyarılmış nötrino kütesi uyarılmış elektronun kütesine eşit alındığında, s- kanalı e^* değiş tokuşunun yapıldığı diyagram toplam tesir kesitini azaltmaktadır. $m_{\nu^*} = 100$ GeV değerinde toplam tesir kesiti $\sigma = 2,1$ pb’a ulaşırken, $m_{\nu^*} = 375$ GeV’de $\sigma \approx 10^{-2}$ pb değerini almaktadır. ILC temelinde $\sqrt{s} = 455$ GeV için ulaşılabilir maksimum kütle değeri s-kanalı nötrino üretimi için $m_{\nu^*} = 375$ GeV değerini vermektedir.

Çizelge 3.5. $\sqrt{s} = 455$ GeV’de ILC’de $L = 0,45$ pb^{-1} için ($f = f' = 1$) değerine göre tesir kesitleri ve olay sayıları

$e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$			
$m_{\nu^*} (GeV)$	σ (pb)	SO (10^2)	SS
100	110,706	49,818	198,48
200	63,329	28,498	113,54
300	14,856	6,685	26,63
343	2,898	1,304	5,20

Çizelge 3.5’te $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ süreci için ILC temelinde $\sqrt{s} = 455$ GeV ve $L = 0,45$ pb^{-1} ışınllık için değeri için tesir kesiti, olay sayıları ve $SS \geq 5$ koşuluna ulaşan uyarılmış nötrino kütle değeri için $\sqrt{s} = 455$ GeV’de uyarılmış nötrino kütlesi $m_{\nu^*}=343$ GeV’de $SS = 5,20$ olarak hesaplanmıştır. ILC temelinde $\sqrt{s} = 455$ GeV kütle merkezi enerjisinde uyarılmış nötrino kütlesi $m_{\nu^*} = 343$ GeV’e kadar gözlenebileceği belirlenmiştir.



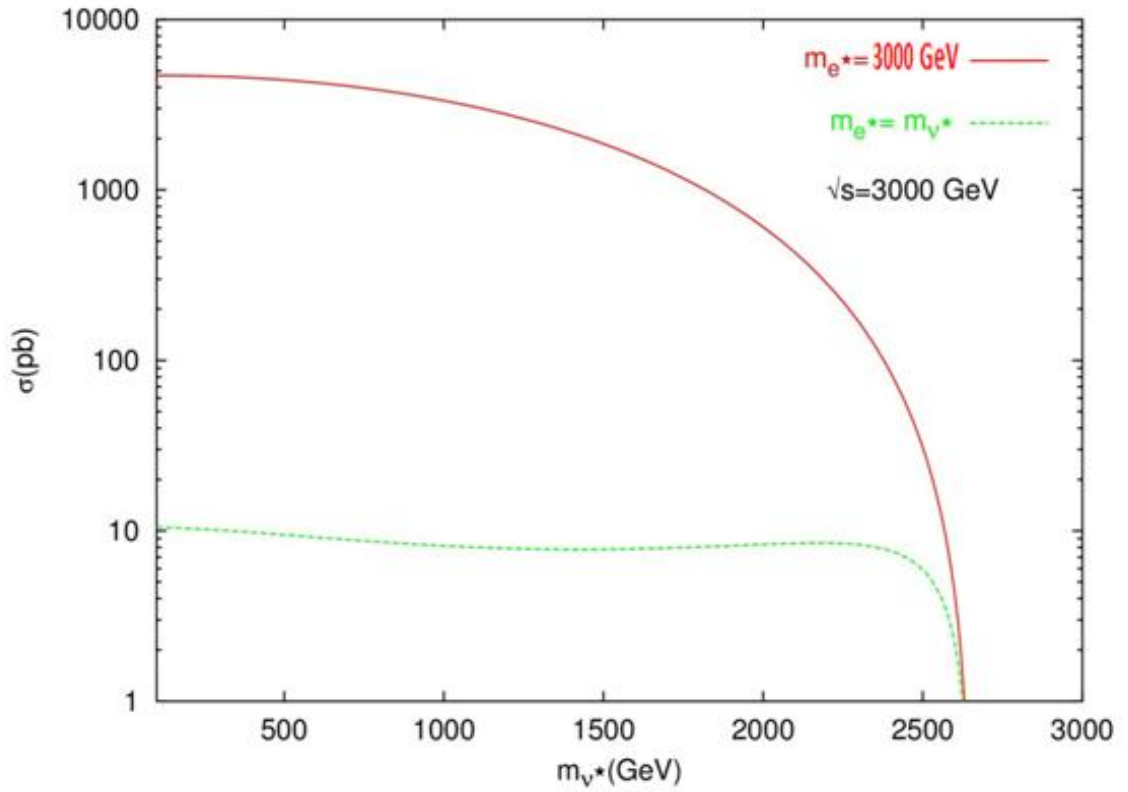
Şekil 3.9. $\sqrt{s} = 911$ GeV için CLIC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütesine göre değişimi.

Şekil 3.9'da CLIC temelinde $\sqrt{s} = 911$ GeV için toplam tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütesine göre değişimi verilmektedir. Uyarılmış elektron kütesi kütle merkezi enerjisine yakın alındığında ($\sqrt{s} = 1000$ GeV) $m_{\nu^*} = 100$ GeV için maksimum tesir kesitini $\sigma = 512,2$ pb verirken, uyarılmış nötrino kütesi arttıkça tesir kesiti azalmaktadır. $m_{\nu^*} = 810$ GeV'de minimum değere $\sigma \approx 1$ pb ulaşmaktadır. Uyarılmış nötrino kütesi uyarılmış elektronun kütesine eşit alındığında, s-kanalı e^* değiş tokuşunun yapıldığı diyagram toplam tesir kesitini azaltmaktadır. $m_{\nu^*} = 100$ GeV değerinde toplam tesir kesiti $\sigma = 5$ pb'a ulaşırken, $m_{\nu^*} = 790$ GeV'de $\sigma \approx 1$ pb değerini almaktadır. CLIC temelinde $\sqrt{s} = 911$ GeV için ulaşılabilir maksimum kütle değeri s-kanalı nötrino üretimi için $m_{\nu^*} = 790$ GeV değerini vermektedir.

Çizelge 3.2. $\sqrt{s} = 911$ GeV’de CLIC’de $L = 0,9$ pb^{-1} için ($f = f' = 1$) değerine göre tesir kesitleri ve olay sayıları

$e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$			
$m_{\nu^*} (GeV)$	σ (pb)	SO(10^2)	SS
100	512,232	461,009	1298,74
200	467,506	420,756	1185,35
300	390,978	351,880	991,31
400	294,014	264,612	745,46
500	191,576	172,418	485,73
600	99,868	89,882	253,21
700	33,414	30,073	84,72
800	2,002	1,802	5,08

Çizelge 3.6’da $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ süreci için CLIC temelinde $\sqrt{s} = 911$ GeV ve $L = 0,9$ pb^{-1} ışınllık için değeri için tesir kesiti, olay sayıları ve $SS \geq 5$ koşuluna ulaşan uyarılmış nötrino kütle değeri için $\sqrt{s} = 911$ GeV’de uyarılmış nötrino kütlesi $m_{\nu^*}=800$ GeV’de $SS=5,08$ olarak hesaplanmıştır. CLIC temelinde $\sqrt{s} = 911$ GeV kütle merkezi enerjisinde uyarılmış nötrino kütlesi $m_{\nu^*}= 800$ GeV’e kadar gözlenebileceği belirlenmiştir.



Şekil 3.10. $\sqrt{s} = 2733$ GeV için CLIC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütlesine göre değişimi

Şekil 3.10'da CLIC temelinde $\sqrt{s} = 2733$ GeV için toplam tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütlesine göre değişimi verilmektedir. Uyarılmış elektron kütlesi kütle merkezi enerjisine yakın alındığında ($\sqrt{s} = 3000$ GeV) $m_{\nu^*} = 100$ GeV için maksimum tesir kesitini $\sigma = 4688,6$ pb verirken, uyarılmış nötrino kütlesi arttıkça tesir kesiti azalmaktadır. $m_{\nu^*} = 2631$ GeV'de minimum değere $\sigma \approx 1$ pb ulaşmaktadır. Uyarılmış nötrino kütlesi uyarılmış elektronun kütlesine eşit alındığında, s-kanalı e^* değiş tokuşunun yapıldığı diyagram toplam tesir kesitini azaltmaktadır. $m_{\nu^*} = 100$ GeV değerinde toplam tesir kesiti $\sigma = 10,5$ pb'a ulaşırken, $m_{\nu^*} = 2626$ GeV'de $\sigma \approx 1$ pb değerini almaktadır. CLIC temelinde $\sqrt{s} = 2733$ GeV için ulaşılabilir maksimum kütle değeri s-kanalı nötrino üretimi için $m_{\nu^*} = 2626$ GeV değerini vermektedir.

Çizelge 3.7. $\sqrt{s} = 2733$ GeV’de CLIC’de $L = 1.5 \text{ pb}^{-1}$ için ($f = f' = 1$) değerine göre tesir kesitleri ve olay sayıları

$e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$			
$m_{\nu^*} (\text{GeV})$	σ (pb)	SO (10^2)	SS
100	4688,596	70,329	9570,56
200	4677,139	70,157	9547,17
300	4627,395	69,411	9445,63
400	4539,964	68,100	9267,16
500	4416,102	66,242	9014,33
600	4257,720	63,866	8691,03
700	4067,352	61,010	8302,45
800	3848,121	57,722	7854,94
900	3603,689	54,055	7356,00
1000	3338,196	50,073	6814,06
1100	3056,184	45,843	6238,41
1200	2762,524	41,438	5638,98
1300	2462,320	36,935	5026,19
1400	2160,809	32,412	4410,73
1500	1863,254	27,949	3803,35
1600	1574,828	23,622	3214,60
1700	1300,493	19,507	2654,62
1800	1044,863	15,673	2132,82
1900	812,075	12,181	1657,64
2000	605,646	9,847	1236,27
2100	428,330	6,425	874,33
2200	281,978	4,230	575,59
2300	167,398	2,511	341,70
2400	84,230	1,264	171,93
2500	30,847	0,463	62,97
2600	4,323	0,065	8,82
2614	2,538	0,038	5,18

Çizelge 3.7’de $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ süreci için CLIC temelinde $\sqrt{s} = 2733$ GeV ve $L = 1,5$ pb^{-1} ışınllık için değeri için tesir kesiti, olay sayıları ve $SS \geq 5$ koşuluna ulaşan uyarılmış nötrino kütle değeri için $\sqrt{s} = 2733$ GeV’de uyarılmış nötrino kütlesi $m_{\nu^*}=2614$ GeV’de $SS = 5,18$ olarak hesaplanmıştır. CLIC temelinde $\sqrt{s} = 2733$ GeV kütle merkezi enerjisinde uyarılmış nötrino kütlesi $m_{\nu^*}= 2614$ GeV’e kadar gözlenebileceği belirlenmiştir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Kompozit modellerde bugün temel olarak bildiğimiz kuark ve leptonların daha temel alt bileşenlerin bağlı durumu olduğu düşünülür. Bu alt bileşenlerin bağlanma enerjisi ölçeğinde yeni etkileşimler açığa çıkabilir. Bu yeni etkileşimler kompozitlik ölçeği Λ 'nın altındaki enerjilerde $1/\Lambda$ 'nın kuvvetleri ile bastırılmıştır. Kuark ve lepton kompozitliğinin gözlenebilir etkilerinden biri uyarılmış durumların varlığı olacaktır. Fenomenolojik olarak, uyarılmış leptonlar bilinen leptonlar ile benzer kuantum sayısına sahip olan daha ağır bir leptondur. En düşük radyal ve yörüngesel uyarılma olarak spin-1/2 uyarılmış leptonlar alınır. En düşük uyarılmaların incelenmesi alt bileşenlerin özellikleri hakkında önemli bilgiler verebilir.

Gelecek nesil yüksek enerjili doğrusal elektron-pozitron çarpıştırıcıları uyarılmış leptonların araştırılması için mükemmel bir ortam sağlar. Bu çarpıştırıcılarda uyarılmış leptonlar tek ve çift olarak üretilebilirler. Üretilen bu uyarılmış leptonlar bilinen bir SM leptonuna ve bir vektör bozonuna bozunacaktır. Bozunma modlarını inceleyerek sinyal hakkında bilgi edinmek mümkündür. Son durumdaki gözlenebilir parçacıklar üzerine belirli kinematik sınırlamalar koyarak, normalize açısız dağılımlar, değişmez kütle dağılımları ve enine momentum dağılımlarından faydalanarak uyarılmış leptonlar algılanabilir.

Bu çalışmada, $e^- \gamma$ çarpıştırıcılarında uyarılmış nötrinonun tek üretimi incelenmiştir. Alt bileşenlerin dinamiği bilinmediğinden uyarılmış leptonlar, SM leptonları ve ayar bozonları arasındaki etkileşmeyi tanımlamak üzere etkin Lagranjiyen yöntemi kullanılmıştır. Analizlerde sadece ayar etkileşmeleri dikkate alınmıştır, ancak, uyarılmış leptonlar keşfetme limitlerini genişleten kontakt etkileşmeler yoluyla da bilinen kuark ve leptonlara bağlanabilir (Çakır ve ark. 2003). Bununla birlikte bu çalışmanın amacı gelecek nesil yüksek enerjili $e^- e^+$ çarpıştırıcıları ILC ve CLIC' de uyarılmış nötrino için keşfedilme potansiyellerinin bulunmasıdır.

Bu çalışmada, sinyal ve fon olaylarının analizi için istatistiksel gözlenebilirlik (SS) değerleri hesaplanmıştır. Bu hesaplarda, ILC için kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 500$ GeV ve toplam ışınlılık $L=0.45 pb^{-1}$ olarak, CLIC için ise kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 1000$ GeV (1 TeV) ve toplam ışınlılık $L=0.9 pb^{-1}$ olarak ile kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 3000$ GeV (3 TeV) ve toplam ışınlılık $L=1,5 pb^{-1}$ olarak alınmıştır.

Uyarılmış nötrinin sinyal gözlenebilirliğinin belirlenmesi için

$$SS = \frac{L \sigma_{sinyal}}{\sqrt{L \sigma_{fon}}} \quad (4.1)$$

ifadesi kullanıldı. Burada σ_{fon} ; fon'a ait tesir kesiti, σ_{sinyal} ; sinyal tesir kesiti ve L ; ILC ($\sqrt{s}=455$ GeV) için $0.45 pb^{-1}$, CLIC ($\sqrt{s} = 911$ GeV) için $0,9 pb^{-1}$ CLIC ($\sqrt{s} = 2733$ GeV) için $1,5 pb^{-1}$ ışınlılık değeridir. Sinyal gözlenebilirliği için beklenen oran $SS \geq 5$ 'tir.

Çizelge 4.1, 4.2 ve 4.3'te ILC ve CLIC için $f = f'$ değerlerine göre sinyal gözlenebilirlik sınırları verilmiştir.

Çizelge 4.1. $\sqrt{s} = 455$ GeV’de ILC’de $L = 0.45$ pb^{-1} için $f = f'$ değerlerine göre sinyal gözlenebilirlik sınırları

$f = f'$	$m_{\nu^*}(\text{GeV})$	SS
0,2	188	5,00
0,3	262	5,01
0,4	293	5,02
0,5	310	5,10
0,6	321	5,16
0,7	329	5,39
0,8	335	5,15
0,9	340	5,02
1	343	5,20

Çizelge 4.1’de ILC temelinde $\sqrt{s} = 455$ GeV için farklı $f = f'$ bağlaşım dinamik değerleri için gözlenebilirlik koşuluna ulaşılabilen kütle değerleri verilmektedir. $f=f'=0,1$ değeri için $SS \geq 5$ koşuluna ulaşan kütle değeri bulunmamaktadır. 0,2 ile 1 arasındaki bağlaşım değerleri arttıkça kütle değeri de $SS \geq 5$ koşulu için artmaktadır.

Çizelge 4.2. $\sqrt{s} = 911$ GeV’de CLIC’de $L = 0.9 \text{ pb}^{-1}$ için $f = f'$ değerlerine göre sinyal gözlenebilirlik sınırları

$f = f'$	m_{ν^*} (GeV)	SS
0,1	494	5,01
0,2	671	5,01
0,3	725	5,03
0,4	752	5,01
0,5	768	5,02
0,6	778	5,15
0,7	786	5,10
0,8	792	5,05
0,9	796	5,19
1	800	5,08

Çizelge 4.2’de CLIC temelinde $\sqrt{s} = 911$ GeV için farklı $f = f'$ bağlaşım dinamik değerleri için gözlenebilirlik koşuluna ulaşılabilen kütle değerleri verilmektedir. $f=f'=0,1$ değeri için $SS \geq 5$ koşuluna ulaşan kütle değeri 494 GeV’dir. 0,1 ile 1 arasındaki bağlaşım değerleri arttıkça kütle değeri de $SS \geq 5$ koşulu için artmaktadır.

Çizelge 4.3. $\sqrt{s} = 2733$ GeV’de CLIC’de $L = 1.5 \text{ pb}^{-1}$ için $f = f'$ değerlerine göre sinyal gözlenebilirlik sınırları

$f = f'$	$m_{\nu^*}(\text{GeV})$	SS
0,1	2229	5,01
0,2	2438	5,04
0,3	2509	5,04
0,4	2546	5,07
0,5	2569	5,05
0,6	2584	5,08
0,7	2595	5,07
0,8	2603	5,10
0,9	2609	5,17
1	2614	5,18

Çizelge 4.3’te CLIC temelinde $\sqrt{s} = 2733$ GeV için farklı $f = f'$ bağlaşım dinamik değerleri için gözlenebilirlik koşuluna ulaşılabilen kütle değerleri verilmektedir. $f=f'=0,1$ değeri için $SS \geq 5$ koşuluna ulaşan kütle değeri 2229 GeV’dir. 0,1 ile 1 arasındaki bağlaşım değerleri arttıkça kütle değerleri $SS \geq 5$ koşulu için artmaktadır.

5. SONUÇ

Uyarılmış nötrinolar, $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu^*$ süreci için ILC ve CLIC temelinde $e\gamma$ çarpıştırıcılarında büyük tesir kesitlerinde doğrudan üretilebilmektedir. İncelenen doğrudan üretim kanalları için ışınlılık değerleri dikkate alınarak $\sqrt{s} = 455$ GeV'de ILC'de, $\sqrt{s} = 911$ GeV ve $\sqrt{s} = 2733$ GeV'de CLIC'te 10^2 mertebesindedir.

$e^- \gamma \rightarrow e, e^* \rightarrow W^- \nu^*$ ve $e^- \gamma \rightarrow W^- \rightarrow W^- \nu^*$ süreçleri için uyarılmış elektron (e^*) kütlesi, kütle merkezi enerjisinde alındığında, tesir kesitleri uyarılmış elektron kanalı için baskın görünmektedir.

$\sqrt{s} = 455$ GeV kütle merkezi enerjisinde ILC'de $L = 0,45 \text{ pb}^{-1}$ ışınlılık ve $f = f' = 1$ bağlaşım değerinde $m_{\nu^*} = 343$ GeV değerine kadar $\sigma_{\text{sinyal}} = 2,898 \text{ pb}$ $SS \geq 5$ koşulunu sağlamaktadır.

$\sqrt{s} = 911$ GeV kütle merkezi enerjisinde CLIC'te $L = 0,9 \text{ pb}^{-1}$ ışınlılık ve $f = f' = 1$ bağlaşım değerinde $m_{\nu^*} = 800$ GeV değerine kadar $\sigma_{\text{sinyal}} = 2,002 \text{ pb}$ $SS \geq 5$ koşulunu sağlamaktadır.

$\sqrt{s} = 2733$ GeV kütle merkezi enerjisinde CLIC'te $L = 1,5 \text{ pb}^{-1}$ ışınlılık ve $f = f' = 1$ bağlaşım değerinde $m_{\nu^*} = 2614$ GeV değerine kadar $\sigma_{\text{sinyal}} = 2,538 \text{ pb}$ $SS \geq 5$ koşulunu sağlamaktadır.

Hesaplamalarda bağlaşım parametresini $f = f' = 1$ alarak, uyarılmış nötrino kütlesinin çarpıştırıcı enerjilerinin kinematik limitlerine kadar ulaşabileceği belirlendi. Daha düşük $f = f'$ değerleri için tesir kesitleri f^2 ile azalmaktadır.

Bir parçacığın gözlenebilirlik koşulu olarak tanımlanan $SS \geq 5$ koşulunu sağlayan minimum bağlaşım parametreleri ILC ($\sqrt{s} = 455$ GeV) için $f = f' = 0,2$ ve CLIC ($\sqrt{s} = 911$ GeV ve $\sqrt{s} = 2733$ GeV) için $f = f' = 0,1$ olarak belirlenmiştir. Daha düşük bağlaşım parametreleri var ise yüksek çözünürlüklü detektörlere ihtiyaç olacaktır.

KAYNAKLAR

- Abbiendi ve ark. 2002.** OPAL Collaboration, Search for charged excited leptons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 183$ GeV to 209 GeV, Phys. Lett., B544.
- Abromowicz, H., ve ark. 2001.** TESL-N Study Group, TESLA TDR, Appendix I, Chapter I, Desy-01-011- p55.
- Abbott, L. ve Farhi, E. 1981.** A confining model of the weak interactions, Nucl. Phys., B189, 547.
- Baur, U., Spira, M., Zerwas, P.M. 1990.** Excited –quark and- lepton production at hadron colliders, Phys. Rev, D42, 185.
- Boudjema, F., Djouadi, A., Kneur, J. L. 1993.** Excited fermions at e^+e^- and ep colliders, Z. Phys., C57, 425.
- Cottingham, W.N., Greenwood, D.A. 2007.** An Introduction to the Standard Model of Particle Physics Page 1.
- Çakır, O. ve Ozansoy A. 2009.** Phys. Rev. D ; arXiv: hep-ph/ 0809.1624.
- Çeliker, A., Kantar, M., Sultansoy, S. 2001.** Yüksek enerjili lepton-hadron çarpıştırıcılarında lepton kompozitliğinin aranması. I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, 25-26 Ekim 2001, TAEK, Ankara.
- Fritzsch, H., Mandelbaum, G. 1981.** Weak interactions as manifestations of the substructure of leptons and quarks, Phys. Lett., B102, 319.
- D’Sauza, A ve Kalman, C.S. 1992.** Preons, models of leptons, quarks and gauge bosons as composite objects, World Scientific.
- Gell-Mann, M. 1964.** Phys. Lett. 8, 214.
- Ginzburg, I.F., Kotkin, G.L., Serbov, V.G., Telnov, V. 1983.** Colliding $\gamma\gamma$ and γe beams based on the single-pass e^+e^- colliders, VLEPP type, Nucl. Instr. And. Meth., 205,47.
- Ginzburg, I.F., Ivanov, D.Y. 1992.** Excited leptons and quarks at $\gamma\gamma$ and γe colliders, Phys. Lett., B276,214.
- Griffiths, D. 2008.** Introduction to elementary particles. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 454 pp.
- Gündüç, S. 2006.** Elektron-pozitron ve elektron-foton çarpıştırıcılarında süpersimetri parametre uzayının incelenmesi *Doktora Tezi*, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı, Ankara.
- Hagiwara ve ark. 2001.** Phys. Rev. D 60, 0100001.

- Hagiwara, K., Komamiya S., Zeppenfeld D.Z. 1985.** Z. Phys. C 29, 115.
- Halzen, F., Martin, D.A. 1984.** Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics. John Wiley & Sons, Inc., Canada, 396 pp.
- Harari, H.1979.** Schematic model of quarks and leptons, Phys. Lett., B86, 83.
- Kırca, Z. 2003.** Uyarılmış elektronların TESLA ve CLIC temelinde elektron foton çarpıştırıcılarında üretimi *Doktora Tezi*, Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Eskişehir.
- Kırca, Z. Çakır, O. Aydın, Z.Z. 2003.** Production of excited electrons at TESLA and CLIC based $e\gamma$ colliders. arXiv:hep-ph/0208041v2 14 Jan 2003.
- Kleiss, R., Zerwas P.M. 1987.** Excited quarks and leptons at $e+e-$ and pp colliders, CERN Workshop on physics at future accelerators, La Thuile, Vol. 2. 277.
- Köksal, M., Şahin, İ. 2011.** Nötrinin elektromagnetik özellikleri. Karaelmas Science and Engineering Journal 1(2), 15-19.
- Kuhn, J. and Zerwas, P. 1984.** Phys. Lett. 147B, 189.
- Lee, T.D. ve Yang, C.N. 1957.** Parity nonconservation and a two-component theory of the neutrino. Phys. Rev. 105 5; 1671.
- Marzocca, D., Serone, M., Shu, Jing. 2012.** General composite Higgs models, arXiv:1205.0770v3 [hep-ph] 1 Aug 2012, Trieste, Italia.
- Masetti, G. 2005.** Search for the MSSM Neutral Higgs bosons with the CMS experiment at LHC, Bologna, Italy
- Moortgat, F. 2004.** Discovery potential of MSSM Higgs bosons using supersymmetric decay modes with the CMS dedector. *Doktora Tezi*. Universiteit Antwerpen, Wetenschappen, 222s.
- Ne'eman, Y. 1979.** Phys. Lett. 82B, 69.
- Ozansoy, A. 2009.** Elektron-pozitron çarpıştırıcılarında spin-3/2 uyarılmış leptonların üretimi ve bozunumu. *Doktora Tezi*, AÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Ankara.
- Pati, J.C. ve Salam, A. 1974.** Phys. Rev. D 10, 275.
- Pati, J.C., Salam, A., Strahdee, J. 1975.** Phys. Lett. B59, 265.
- Renard, F.M., 1982.** Test of composite models with Z^0 decay modes, Phys. Rev., B116, 264.
- Sinha, K.K. 2002.** Standard model for the beginners. Allied Publishers Pvt. Limited, New Delphi, India, 113 pp.

Suzuki, M. 1984. Phys. Lett. B143,237.

Telnov, V. 2002. Interaction region for $\gamma\gamma$, γe collisions at linear colliders. arXiv: /hep-ex/0207093v1 29 July 2002.

Terazawa, H., Chikashige, K. and Akama, K. 1977. Phys. Rev. D 15, 480.

Terazawa, H.,1980. Subquark model of leptons and quarks, Phys. Rev. D22, 184.

Terezawa, H., Akama, K. ve Hayashi, M. 1982. Phys. Lett. B 112, 4

Wong, C. Y. 1994. Introduction to High Energy Heavy-Ion Collisions. World Scientific Publ. Co. Pte. Ltd. London, N20 8DH.

Wu, C. S. (Ed.) 1957. Experimental test of parity conservation in beta decay. Phys. Rev. 105; 1413.

Yılmaz, D. 2005. Kütleli nötrino fiziği. *Doktora Tezi*, AÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı, Ankara.

Zweig, G. 1964. CERN Report, Th 401 ve Th 412.

EKLER

Ek 1. Tesir Kesitleri

Fermi'nin ifade ettiği altın kurala göre $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + n$ süreci için ifade edilen tesir kesiti,

$$d\sigma = \langle |M|^2 \rangle \frac{S}{4\sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - (m_1 \cdot m_2)^2}} \left[\frac{d^3 P_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 P_4}{(2\pi)^3 2E_4} \dots \frac{d^3 P_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right] \times (2\pi)^4 \delta^4(P_1 + P_2 - P_3 - P_4 - \dots - P_n) \quad (\text{Ek 1.1})$$

Burada;

$4\sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - (m_1 \cdot m_2)^2}$ ifadesi ile verilen nicelik Lorentz değişmez akıdır. (Ek 1.2)

Kütle merkezi sisteminde, gelen parçacıkların üçlü momentumları eşit büyüklükte fakat zıt yönlü olduğundan ($\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$), yukarıda verilen Lorentz değişmez akı

$(E_1 + E_2) = |\vec{p}_1| = \sqrt{s} |\vec{p}_1|$ şeklinde elde edilir. Buna göre;

$$d\sigma = \frac{\langle |M|^2 \rangle}{4\sqrt{s}} \frac{d^3 \vec{p}_3 d^3 \vec{p}_4}{(2\pi)^3 4E_3 E_4} \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \quad (\text{Ek 1.3})$$

Dörtlü Delta fonksiyonu:

$\delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) = \delta^{(3)}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4)$ şeklinde yazılarak $d^3 \vec{p}_4$ integrali kaldırılabilir. Bir sonraki işlem olarak $d^3 \vec{p}_3$ integralinin alınması kalır.

$d^3 \vec{p}_3 = \vec{p}_3^2 d\vec{p}_3 d\Omega$ $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ katı açı ve θ ise saçılma açısıdır.

$E_3 = \sqrt{m_3^2 + \vec{p}_3^2}$ ve $E_4 = \sqrt{m_4^2 + \vec{p}_3^2}$ şeklinde yazılarak $E_3 + E_4 = E'$ değişken değiştirmesi yapılırsa

$$d\vec{p}_3 = \frac{dE'}{|\vec{p}_3|} \left(\frac{\sqrt{m_3^2 + \vec{p}_3^2} \sqrt{m_4^2 + \vec{p}_3^2}}{\sqrt{m_3^2 + \vec{p}_3^2} \sqrt{m_4^2 + \vec{p}_3^2}} \right) \quad (\text{Ek 1.4})$$

ifadesi elde edilir.

Buradan diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\langle |M|^2 \rangle |\vec{p}_s|}{64\pi^2 |\vec{p}_i|} \quad (\text{Ek 1.5})$$

olarak bulunur. $|\vec{p}_i| \equiv |\vec{p}_1|$ ilk momentum ve $|\vec{p}_s| \equiv |\vec{p}_3|$ ise son momentumdur. Bu işlemlerin ardından $\frac{d\sigma}{dt}$ ifadesi ele alınabilir. Burada t ; $t = (p_1 - p_3)^2$ şeklinde tanımlanan Mandelstam değişkenidir.

$$t = (p_1 - p_3)^2 = m_1^2 + m_3^2 - 2[E_1 E_3 - \vec{p}_1 \vec{p}_3 \cos\theta] \quad (\text{Ek 1.6})$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{dt} \frac{dt}{d\Omega} \quad (\text{Ek 1.7})$$

$$\frac{dt}{d\Omega} = \frac{dt}{2\pi d(\cos\theta)} = \frac{1}{2\pi} \frac{dt}{d(\cos\theta)} \quad (\text{Ek 1.8})$$

biçiminde yazılır. Buradan;

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\langle |M|^2 \rangle}{64\pi s |\vec{p}_i|^2} \quad (\text{Ek 1.9})$$

elde edilir. Kütle merkezi sisteminde $m_1 = m_2 = 0$ için $|\vec{p}_i| = \frac{\sqrt{s}}{2}$ bulunur. Bu ifade Ek 1.9 da kullanılırsa diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\langle |M|^2 \rangle}{16\pi s^2} \quad (\text{Ek 1.10})$$

olarak elde edilir.

$$\sigma = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{\langle |M|^2 \rangle}{16\pi s^2} dt \quad (\text{Ek 1.11})$$

integrali alınarak bulunur. $\theta = 0$ ve $\theta = \pi$ için t_{min} ve t_{max} uygun kinematik bağıntılardan bulunur.

Ek 2. Feynman Genlik Hesabı

Bozunum oranları ve saçılma tesir kesitlerinin hesabı için genlik M hesabından yararlanılır. Bu bölümde Feynman diyagramlarından yararlanarak genlik hesabının nasıl yapıldığı açıklanmaktadır.

$p = (E/c, \mathbf{p})$ momentum ve $E = \sqrt{m^2 c^4 + \mathbf{p}^2 c^2}$ enerjiye sahip serbest elektron ve pozitronların dalga fonksiyonları

Elektronlar

Pozitronlar

$$\psi(x) = a e^{-(i/\hbar)p \cdot x} u^{(s)}(p) \quad \psi(x) = a e^{(i/\hbar)p \cdot x} v^{(s)}(p) \quad (\text{Ek 2.1})$$

biçiminde ifade edilir. Burada $s = 1, 2$ spin durumlarıdır. $u^{(s)}$ ve $v^{(s)}$ spinörler olup momentum uzayı Dirac eşitlikleri

$$(\gamma^\mu p_\mu - mc)u = 0 \quad (\gamma^\mu p_\mu + mc)v = 0 \quad (\text{Ek 2.2})$$

ifadeleri ile verilir. Spinörlerin eşlenikleri $\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$, $\bar{v} = v^\dagger \gamma^0$ olup eşlenik Dirac eşitlikleri

$$\bar{u} (\gamma^\mu p_\mu - mc) = 0 \quad \bar{v} (\gamma^\mu p_\mu + mc) = 0 \quad (\text{Ek 2.3})$$

denklemleri ile verilir. Spinörlerin ortogonal halleri

$$\bar{u}^{(1)} u^{(2)} = 0 \quad \bar{v}^{(1)} v^{(2)} = 0 \quad (\text{Ek 2.4})$$

olup normalize edilirse

$$\bar{u} u = 2mc \quad \bar{v} v = -2mc \quad (\text{Ek 2.5})$$

spinler üzerinden toplamı alınarak

$$\sum_{s=1,2} u^{(s)} \bar{u}^{(s)} = (\gamma^\mu p_\mu + mc) \quad \sum_{s=1,2} v^{(s)} \bar{v}^{(s)} = (\gamma^\mu p_\mu - mc) \quad (\text{Ek 2.6})$$

biçiminde ifade edilir.

Öte yandan $p = (E/c, \mathbf{p})$ momentumlu $E = |\mathbf{p}|c$ enerjili serbest bir fotonun dalga fonksiyonu ise

$$A^\mu(x) = a e^{-i/\hbar p \cdot x} \epsilon_{(s)}^\mu \quad (\text{Ek 2.7})$$

ile ifade edilir. Burada $s = 1,2$ fotonun iki spin durumunu (veya polarizasyonunu) ifade eder. Polarizasyon vektörleri $\epsilon_{(s)}^\mu$, momentum uzayında Lorentz koşulunu

$$\epsilon^\mu p_\mu = 0 \quad (\text{Ek 2.8})$$

ile sağlar. Polarizasyon vektörlerinin ortogondirler ve

$$\epsilon_{(1)}^{\mu*} \epsilon_{\mu(2)} = 0 \quad (\text{Ek 2.9})$$

normalize edilirse

$$\epsilon^{\mu*} \epsilon_\mu = 1 \quad (\text{Ek 2.10})$$

ifadesi elde edilir. Coulomb ayarından

$$\epsilon^0 = 0, \quad \epsilon \cdot \mathbf{p} = 0 \quad (\text{Ek 2.11})$$







yazarak spin üzerinden toplam alınırsa aşağıdaki denklem yazılır.

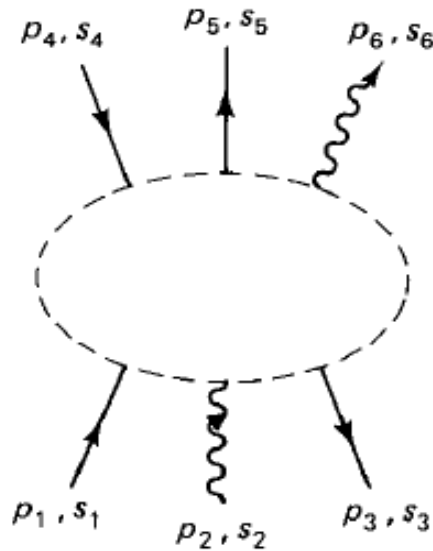
$$\sum_{s=1,2} (\epsilon_{(s)})_i (\epsilon_{(s)}^*)_j = \delta_{ij} - \hat{p}_i \hat{p}_j \quad (\text{Ek 2.12})$$

Bu kısa bilgileri verdikten sonra M genlik hesabı için aşağıdaki akış takip edilir.

1. Notasyon (gösterim): Gelen ve giden dört-momentumları p_1, p_2, \dots, p_n , spinleri s_1, s_2, \dots, s_n ile ara parçacıkların dört-momentumları q_1, q_2, \dots, q_n şeklinde ifade edilir. Şekil Ek 2.1’de verilen örnek gibi dış çizgileri ve iç çizgileri gösteren akış diyagramı oluşturulur.

2. Dış çizgiler: Dış çizgilerin katkı faktörleri elektron, pozitron ve fotonların gelen ve gidenlerine dikkat edilerek yazılır.

Gelen e^- için (): u	Gelen e^+ için (): \bar{v}	Gelen γ için (): ϵ^μ
Giden e^- için (): \bar{u}	Giden e^+ için (): v	Giden γ için (): $\epsilon^{\mu*}$



Şekil Ek 2.1. Dış çizgileri işaretlenmiş tipik KED diyagramı.

3. Köşe faktörleri: Her bir köşeden gelen katkı için bir faktör yazılır.

$$ig_e\gamma^\mu \quad (\text{Ek 2.13})$$

burada g_e , boyutsuz bağlanma sabiti olup. $g_e = \sqrt{4\pi\hbar c} = \sqrt{4\pi\alpha}$ biçiminde açık olarak yazılır.

4. Propagator (yayıma) terimleri: Her bir iç çizgiden gelen katkılar için bir faktör yazılır.

$$\text{Elektronlar ve pozitronlar: } \frac{i(\gamma^\mu q_\mu + mc)}{q^2 - m^2 c^2} \quad (\text{Ek 2.14})$$

$$\text{Fotonlar: } \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} \quad (\text{Ek 2.15})$$

5. Enerji ve momentum korunumu: Her köşe için,

$$(2\pi)^4 \delta^4(k_1 + k_2 + k_3) \quad (\text{Ek 2.16})$$

formunda bir delta fonksiyonu yazılır. Burada k 'ler köşeye gelen üç adet dörtlü momentumdur (ok dışı doğru yönelmiş ise dörtlü momentum k , eksi işaretlidir). Bu faktör her köşede enerji ve momentum korunumunu ortaya koyar. Böylece delta fonksiyonu, gelen momentumların toplamı giden momentumların toplamına eşit olmaksızın sıfırdır.

6. İç momentum üzerinden integral: Her iç çizgi için,

$$\frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \quad (\text{Ek 2.17})$$

gibi bir faktör yazılır ve tüm iç momentumlar üzerinden integral alınır.

7. Delta fonksiyonunun iptali: Sonuç,

$$(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 + \dots - p_n) \quad (\text{Ek 2.18})$$

şeklinde tamamıyla enerji ve momentum korunumunu yansıtan bir delta fonksiyonu içerir. Bu fonksiyonun iptali ile $-i M$ elde edilir.

8. Antisimetriğini almak: Gelen veya giden parçacıkların yerlerini değiştirerek M genliğinin eksi işaretlisi bulunur.

Yukarıda verilen yol izlenerek Compton saçılmasının genliği hesaplanmak istenirse öncelikle Şekil Ek 2.2'den

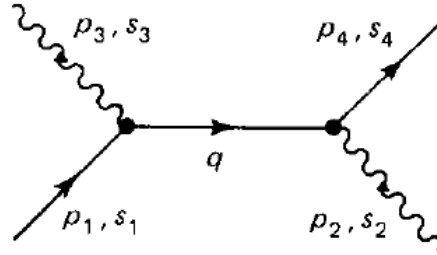
$$(2\pi)^4 \int \epsilon_\mu (2) \left[\bar{u}(4)(ig_e\gamma^\mu) \frac{i(\not{q} + mc)}{q^2 - m^2c^2} (ig_e\gamma^\nu)u(1) \right] \times \delta^4(p_1 - p_3 - q)\epsilon_\nu(3)^* \delta^4(p_1 - p_3 - q) d^4q \quad (\text{Ek 2.19})$$

ifadesi yazılarak genlik,

$$\not{a} = a^\mu \gamma_\mu \quad (\text{Ek 2.20})$$

$$M_I = \frac{g_e^2}{(p_1 - p_3)^2 - m^2c^2} [\bar{u}(4)\not{e}(2)(\not{p}_1 - \not{p}_3 + mc)\not{e}(3)^*u(1)] \quad (\text{Ek 2.21})$$

elde edilir.



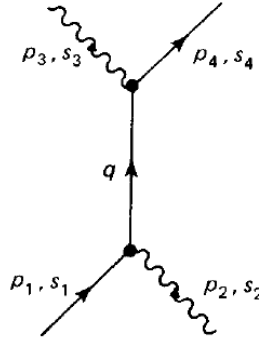
Şekil Ek 2.2. Compton saçılmasına ait Feynman diyagramı

Şekil 2.3'ten ikinci genlik

$$M_2 = \frac{g_e^2}{(p_1 + p_2)^2 - m^2c^2} [\bar{u}(4)\not{e}(3)^*(\not{p}_1 + \not{p}_2 + mc)\not{e}(2)u(1)] \quad (\text{Ek 2.22})$$

olarak hesaplanır ve toplam genlik $M = M_1 + M_2$ ile elde edilir.

İki genlik ifadesinde yer alan $\not{e}^* = \gamma^\mu (\epsilon_\mu^*)$ 'dir. γ matrisi eşlenik değildir.



Şekil Ek 2.3. Compton saçılması için ikinci diyagram

Genliğin karesi (M^2) için verilecek olan denklemin genel formu;

$$G \equiv [\bar{u}(a)\Gamma_1 u(b)][\bar{u}(a)\Gamma_2 u(b)]^* \quad (\text{Ek 2.23})$$

Burada, a ve b spin ve momentumlar için gösterim ve Γ_1 ile Γ_2 4×4 matrislerdir.

Hermityen eşlenik alınırsa;

$$[\bar{u}(a)\Gamma_2 u(b)]^* = [u(a)^\dagger \Gamma_2 \gamma^0 u(b)]^\dagger = u(b)^\dagger \Gamma_2^\dagger \gamma^{0\dagger} u(a) \quad (\text{Ek 2.24})$$

$\gamma^{0\dagger} = \gamma^0$ ve $(\gamma^0)^2 = 1$ ise

$$u(b)^\dagger \Gamma_2^\dagger \gamma^{0\dagger} u(a) = u(b)^\dagger \gamma^0 \Gamma_2^\dagger \gamma^0 u(a) = \bar{u}(b) \bar{\Gamma}_2 u(a) \quad (\text{Ek 2.25})$$

burada, $\bar{\Gamma}_2 = \gamma^0 \Gamma_2^\dagger \gamma^0$ 'dir.

Bu işlemlerden sonra genel formu

$$G = [\bar{u}(a)\Gamma_1 u(b)][\bar{u}(b)\bar{\Gamma}_2 u(a)] \quad (\text{Ek 2.26})$$

biçiminde yazılabilir. Artık spin yönelimleri (a) üzerinden toplam alınabilir. Burada denklem Ek 2.6'nın elektronlar için olan kısmı alınarak

$$\sum_{b \text{ spinleri}} G = \bar{u}(a)\Gamma_1 \left\{ \sum_{s_b=1,2} u^{(s_b)}(p_b) \bar{u}^{(s_b)}(p_b) \right\} \bar{\Gamma}_2 u(a)$$

$$= \bar{u}(a)\Gamma_1(\not{p}_b + m_b c)\bar{\Gamma}_2 u(a) = \bar{u}(a)Qu(a) \quad (\text{Ek 2.27})$$

yazılır. Burada Q , 4×4 matrisin geçici kısa gösterimidir.

$$Q \equiv \Gamma_1(\not{p}_b + m_b c)\bar{\Gamma}_2 \quad (\text{Ek 2.28})$$

Aynı işlemler (a) parçacığı için yapılırsa,

$$\sum_a \text{spinleri} \sum_b \text{spinleri} G = \sum_{s_a=1,2} \bar{u}^{(s_a)} p_a Q u^{(s_a)} p_a \quad (\text{Ek 2.29})$$

veya

$$\begin{aligned} \sum_{s_a=1,2} \bar{u}^{(s_a)}(p_a)_i Q_{ij} u^{(s_a)}(p_a)_j &= Q_{ij} \left\{ \sum_{s_a=1,2} u^{(s_a)}(p_a) \bar{u}^{(s_a)}(p_a) \right\}_{ji} \\ &= Q_{ij} (\not{p}_a + m_a c)_{ji} = \text{Tr}(Q(\not{p}_a + m_a c)) \quad (\text{Ek 2.30}) \end{aligned}$$

biçiminde yazılır. Burada Tr , matrisin izini (matrisin köşegen elemanlarının toplamı) temsil eder.

$$\text{Tr}(A) = \sum_i A_{ii} \quad (\text{Ek 2.31})$$

Sonuç olarak;

$$\sum_{\text{tüm spinler}} [\bar{u}(a)\Gamma_1 u(b)][\bar{u}(a)\Gamma_2 u(b)]^* = \text{Tr}[\Gamma_1(\not{p}_b + m_b c)\bar{\Gamma}_2(\not{p}_a + m_a c)] \quad (\text{Ek 2.32})$$

denklemler genlik hesaplamalarında γ matrislerinin karmaşık hesaplama işini en aza indirir. Bu hesaplamaları yaparken Trace (iz) alma işleminin bazı özelliklerini bilmek gerekir. Bunlar;

$$1. \text{Tr}(A+B) = \text{Tr}(A) + \text{Tr}(B)$$

$$2. \text{Tr}(\alpha A) = \alpha \text{Tr}(A)$$

$$3. \text{Tr}(AB) = \text{Tr}(BA)$$

Burada A ve B iki matris, α herhangi bir sayıdır.

$$4. g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} = 4$$

$$5. \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \quad 5'. \not{a}\not{b} + \not{b}\not{a} = 2a \cdot b$$

Buradan sonrası “daralma teoremleri” olarak adlandırılır.

$$6. \gamma^\mu \gamma_\mu = 4$$

$$7. \gamma_\mu \gamma^\nu \gamma^\mu = -2\gamma^\nu \quad 7'. \gamma_\mu \not{a} \gamma^\mu = -2 \not{a}$$

$$8. \gamma_\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\mu = 4g^{\nu\lambda} \quad 8'. \gamma_\mu \not{a}\not{b}\gamma^\mu = 4a \cdot b$$

$$9. \gamma_\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma \gamma^\mu = -2\gamma^\sigma \gamma^\lambda \gamma^\nu \quad 9'. \gamma_\mu \not{a}\not{b}\not{c}\gamma^\mu = -2\not{c}\not{b}\not{a}$$

Ve sonuç olarak, iz teoremleri,

10. Gamma (γ) matrislerinin tek sayıya sahip ürününün izi sıfırdır.

$$11. Tr(1) = 4$$

$$12. Tr(\gamma^\mu \gamma^\nu) = 4g^{\mu\nu} \quad 12'. Tr(\not{a}\not{b}) = 4a \cdot b$$

$$13. Tr(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma) = 4(g^{\mu\nu} g^{\lambda\sigma} - g^{\mu\lambda} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\lambda}) \quad 13'. Tr(\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}) = 4(a \cdot b c \cdot d - a \cdot c b \cdot d + a \cdot d b \cdot c)$$

gamma (γ) matrislerinin çift sayıya sahip ürünü; $\gamma^5 = i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$

$$14. Tr(\gamma^5) = 0$$

$$15. Tr(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu) = 0 \quad 15'. Tr(\gamma^5 \not{a}\not{b}) = 0$$

$$16. Tr(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma) = 4i \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \quad 16'. Tr(\gamma^5 \not{a}\not{b}\not{c}\not{d}) = 4i \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} a_\mu b_\nu c_\lambda d_\sigma$$

Burada;

$$\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \equiv \begin{cases} -1, & \text{eğer } \mu\nu\lambda\sigma, \text{ 0123 gibi çift permutasyon ise} \\ +1, & \text{eğer } \mu\nu\lambda\sigma, \text{ tek permutasyon ise} \\ 0, & \text{eğer herhangi iki indis aynı ise} \end{cases}$$

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : İlhan SARIGÜL
Doğum Yeri ve Tarihi : Tekirdağ 29/03/1977
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Muratlı Lisesi
(1991-1994)

Lisans : Trakya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi
Fizik Bölümü
(1995-2000)

Yüksek Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Yüksek Enerji Fiziği Bölümü
(2011-2014)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : Çakmak Köyü İlköğretim Okulu
(2000-2001)
Harmancık İlköğretim Okulu
(2001-2007)
BTSO Sait Ete İlköğretim Okulu
(2007-2012)
BTSO Sait Ete İlkokulu
(Haziran 2012-)

İletişim (e-posta) : ilhansarigul@gmail.com