151142

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

LEPTONLARIN ELEKTROZAYIF ETKİLEŞMELERİ ve e^+e^- ve νe SAÇILMA SÜREÇLERİ

151142

Şeyhmus AKASLAN

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA
2004

Prof.Dr.Ali Ulvi YILMAZER danışmanlığında, Şeyhmus AKASLAN tarafından hazırlanan bu çalışma 09/ 01/ 2004 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof.Dr.Mehmet ZEYREK İmza :

Üye : Prof.Dr. Satılmış ATAĞ İmza :

Üye : Prof.Dr.Ali Ulvi YILMAZER İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof.Dr.Metin OLGUN
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

LEPTONLARIN ELEKTROZAYIF ETKİLEŞMELERİ ve e^+e^- ve νe SAÇILMA SÜREÇLERİ

Şeyhmus AKASLAN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman : Prof.Dr. Ali Ulvi YILMAZER

Bu tezde Standart Model çerçevesinde leptonlara ait bir dizi elektrozayıf süreç ayrıntılı olarak incelenmiş ve sonuçlar LEP'in deneysel verileriyle karşılaştırılmıştır. $e^-e^- \to f\bar{f}\,(f = e,\mu,\tau)$ ve $e^-\nu_f \to e^-\nu_f$, $e^-\bar{\nu}_f \to e^-\bar{\nu}_f$ süreçlerine ait toplam ve diferansiyel tesir kesitleri, sağ-sol ve ileri-geri asimetrileri elde edilmiştir. Standart modeldeki parametrelere olan bağlılıklar irdelenmiştir.

2004, 78 sayfa

ANAHTAR KELİMELER : Elektron-pozitron, elektron-nötrino, ileri-geri asimetrisi, sağ-sol asimetrisi, toplam tesir kesiti, diferansiyel tesir kesiti

ABSTRACT

Ms. Thesis

ELECTROWEAK INTERACTIONS OF LEPTONS
and e^+e^- and νe SCATTERING PROCESSES

Şeyhmus AKASLAN

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Engineering Physics

Supervisor: Prof.Dr. Ali Ulvi YILMAZER

In this thesis a series of processes involving electroweak interactions of leptons are examined and compared with the LEP data. The processes $e^+e^- \to f\bar{f}\,(f = e, \mu, \tau)$ and $e^-\nu_f \to e^-\nu_f$, $e^-\bar{\nu}_f \to e^-\bar{\nu}_f$ are investigated and their total and differential cross sections are obtained as well as the relavent left-right and forward-backward asymmetries. The dependences to the Standart Model parameters are discussed.

2004, 78 pages

Key Words : Electron-pozitron, electron-neutrino, forward-backward asymmetry, left-right asymmetry, total cross section, differential cross section

ÖNSÖZ

Tez çalışmamda bana araştırma olanağı sağlayan ve çalışmamın her safhasında yakın ilgi ve önerileriyle beni yönlendiren danışman hocam , Sayın Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER (Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi)'e teşekkürlerimi sunarım.

Şeyhmus AKASLAN
Ankara, Ocak 2004

İÇİNDEKİLER

SİMGELER DİZİNİ

σ	Tesir kesiti
$d\sigma$	Diferansiyel tesir kesiti
u,t,s	Mandelstam değişkenleri
A_{LR}	Sağ-sol asimetsisi
A_{FB}	İleri-geri asimetrisi
$u(p,s)$, $v(p,s)$	Parçacık, antiparçacık spinörleri
P	Polarizasyon yüzdesi
p	Parçacık 4'lü momentumu
s	Parçacık spini
θ	Saçılma açısı
θ_W	Zayıf karışım açısı

ŞEKİLLER DİZİNİ

ÇİZELGELER DİZİNİ

1. GİRİŞ

Tarih bize doğanın basitliği kompleksliğe tercih ettiğini göstermiştir. Doğayı tarif etmek için çok parametre ve olaya bağlı şartlar ortaya çıktığında, fiziksel sürecin altındaki simetrilere bakma zamanı gelmiş demektir. Yüzeydeki komplekslik büyük ihtimalle altında yatan basitlikle tasvir edilebilir. Elektrik ve manyetizma, ardından da elektromanyetizma ve zayıf etkileşme birleştirilirken tam olarak yapılan budur.

Elektromanyetik etkileşme geçen iki yüzyıl boyunca tüm ayrıntılarıyla incelendi. Maxwell iki ayrı kuvvet olan elektrik ve manyetizmanın aslında aynı etkileşmeden doğduğunu gösterdi. 20. yüzyılda elektromanyetik alan kuantumlandı ve fotonun elektromanyetik alanın kuvvet taşıyıcısı olduğu anlaşıldı. Nükleer beta bozunumu zayıf etkileşmenin tanındığı ilk olay olup halen çalışma altındadır. Fermi nükleer beta bozunumunun çalışan ilk teorisini geliştiren kişidir. Ardından Lee veYang zayıf etkileşmenin pariteyi bozduğunu gösterdiler.

1960'larda Glashow, Weinberg ve Salam zayıf ve elektromanyetik etkileşmeleri birleştiren bir teori geliştirdiler. Düşük etkileşme enerjilerinde bu kuvvetler tamamen farklı olarak görülürler fakat büyük etkileşme enerjilerinde (100 GeV civarında), bu kuvvetlerin birleştiği açıkça görülebilir. "Elektrozayıf Etkileşmelerin Standart Teorisi" şimdiye kadar yapılmış büyük duyarlıklı deneysel testlerin tümünden geçmiştir. Buna rağmen Standart Modelin elekrozayıf, güçlü ve gravitasyonel kuvvetleri birleştiren daha büyük bir teorinin "düşük enerji" yaklaşımı olduğuna inanılır. Burada deneycilerin işi Standart Modelin parametrelerini mümkün olduğunca büyük duyarlılıkta ölçmek, atomaltı parçacıklar ve etkileşmelerinin altındaki temel fiziğe daha ileri bir bakış açısı verebilecek teorideki sapmaları aramaktır.

1.1. Standart Modelin Çerçevesi

Standart Model $SU(2)_L xU(1)$ grubuna dayalı bir ayar teorisidir. Burada $SU(2)$ simetrisi "zayıf izospin" uzayından ve $U(1)$ simetrisi ise "zayıf hiperyük" uzayından doğar. $SU(2)$ grubu $\vec{W}_\mu = W_\mu^{(1)}, W_\mu^{(2)}, W_\mu^{(3)}$ vektör tripletinden ve $U(1)$ grubu B_μ singletinden üretilir.Bu jeneratörler elektrozayıf etkileşmenin özdurumu olmayan kütlesiz vektör bozonlar olarak düşünülebilirler.Kendiliğinden simetri kırılması olarak bilinen proses "Higgs Mekanizması" yoluyla gerçekleştirilir. Kırılan simetri grup jeneratörlerinin lineer kombinasyonu olan fiziksel bozonlar doğurur.

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^{(1)} \pm W_\mu^{(2)}\right) \tag{1a}$$

$$Z_\mu = \frac{g_W W_\mu^{(3)} - g' B_\mu}{\sqrt{g_W^2 + g'^2}} \tag{1b}$$

$$A_\mu = \frac{g' W_\mu^{(3)} + g_W B_\mu}{\sqrt{g_W^2 + g'^2}} \tag{1c}$$

Burada $W_\mu^\pm$ 'lar yüklü kütleli bozonlar, Z_μ nötral kütleli bozon ve A_μ ise kütlesiz fotondur. $W_\mu^\pm$, Z_μ ve tüm fermiyonlar Higgs alanı tarafından sağlanan ve kendi kendileriyle etkileştikleri terimlerden kütle kazanırlar. Higgs mekanizmasının sonucu olarak bir ya da daha fazla kütleli Higgs bozonunun varolması beklenir. Şu ana kadar hiçbir Higgs bozonu deneysel olarak gözlenmemiştir. Hiperyük ve izospin uzayları "karışmıştır". Karışımın büyüklüğü g_W ve g' sabitleri tarafından aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$g_W = \frac{g_e}{\sin\theta_W}, \; g' = \frac{g_e}{\cos\theta_W} \tag{2}$$

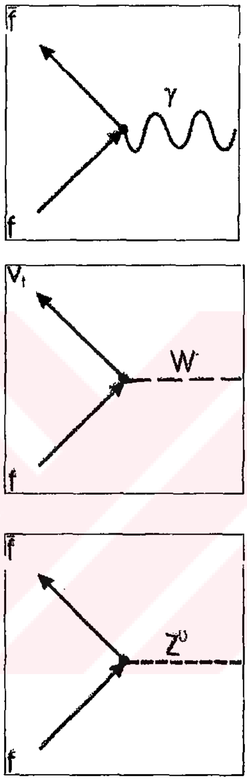
Burada g_e elektron yükü ve θ_W ise zayıf karışım açısıdır. Zayıf karışım açısı, hiperyük/izospin uzayında üniter bir transformasyonu (rotasyonu) gösteren bir parametre olarak da düşünülebilir.

Fermiyonlar ve ayar bozonları arasındaki etkileşmeyi tasvir eden Lagranjiyenin bir parçası aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \frac{g_e}{\sin\theta_W \cos\theta_W}\left(J_\mu^{(3)} - \sin^2\theta_W J_\mu^{e.m}\right) \\ & + \frac{g_e}{\sqrt{2}\sin\theta_W}(J_\mu^- W_\mu^+ + J_\mu^+ W_\mu^-) \\ & + g_e J_\mu^{e.m} A_\mu\end{aligned} \tag{3}$$

Burada J_μ 'ler fermiyon akımlarıdır. Yukarıdaki denklemin ilk terimi zayıf nötral akım etkileşmesi (Z^0 değiş-tokuşu ile), ikinci terim zayıf yüklü akım etkileşme ($W_\mu^\pm$ değiş-tokuşu ile) ve üçüncü terim elektromanyetik etkileşme (γ değiş-tokuşu ile) dir. Bu üç etkileşmenin her biri için Feynman köşeleri şekil

1.1'de gösterilmiştir. Herbir etkileşmenin büyüklüğü θ_W ve/veya ilgili fermiyon yüküne bağlıdır.



$$-ieQ\gamma^{\mu}$$

$$-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)$$

$$-\frac{ig_w}{2\cos\theta}\gamma^{\mu}(c_V - c_A\gamma^5)$$

Şekil 1.1. Elektrozayıf köşe çiftlenimleri

1.2 Bozonlar

Simetri kırılmasının sonucunda dört ayar bozonundan üçü kütle kazanır. Bozon propagatörü $\frac{1}{q^2 - m^2c^2}$ ile orantılı olduğundan (burada q^2 momentum transferinin karesidir), elektrozayıf nötral etkileşmenin foton değiş-tokuşu küçük q^2 'lerde baskındır. Büyük momentum transferlerinde $q^2 \gg m^2c^2$, bozon kütleleri ihmal edilebilir ve birleşik elektrozayıf etkileşme tek bir kuvvet olarak davranır. Yüklü ayar bozonlarının (W^-, W^+), ağaç seviyesindeki kütlesi aşağıdaki şekilde verilir.

$$M_W = \frac{1}{\sin\theta_W}\sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}} \simeq \frac{37.3}{\sin\theta_W}\,GeV \tag{4}$$

Burada α ince yapı sabiti $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ ve G_F Fermi sabitidir. Her iki sabit çok iyi ölçülmüş olup $\alpha = (137.0359895(61))^{-1}$ ve $G_F = 1.16639(2)\times 10^{-5}$ GeV^{-2} 'dir. Ara vektör bozonlarının kütleleri arasındaki bağıntı ağaç seviyesinde aşağıdaki gibidir.

$$M_W = M_Z\cos\theta_W \tag{5}$$

$W^{\pm}$ ve Z parçacıkları beraber 1983 yılında UA1 deneyinde CERN $p\overline{p}$ çarpıştırıcısında keşfedildiler.

1.3. Fermiyonlar

Standart Modelde fermiyonlar iki ayrı kategoriye ayrılırlar: kuarklar ve leptonlar. Leptonlar tamsayı katlarında yüklere sahip olup temel parçacık olarak bulunurlar. Kuarklar kesirli yüklere sahip olup kuvvetli etkileşmenin renk kuvvetiyle çiftlenim yaparlar ve bu nedenle daima kuark-antikuark (mezon) veya kuark-kuark-kuark (baryon) durumlarının birinde bağlı olarak bulunurlar. Kuark ve lepton çiftlerinin bir düzenlemesiyle üç tane sol-elli zayıf izospin ikilileri (izodublet) elde edilir.

$$\begin{array}{lcccccl} kuarklar: & \begin{array}{c} Q=+\frac{2}{3} \\ Q=-\frac{1}{3}\end{array} & \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L & \begin{array}{c} T_3=+\frac{1}{2} \\ T_3=-\frac{1}{2}\end{array} \\ leptonlar: & \begin{array}{c} Q=0 \\ Q=-1\end{array} & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L & \begin{array}{c} T_3=+\frac{1}{2} \\ T_3=-\frac{1}{2}\end{array} \end{array} \tag{6}$$

Burada Q elektron yükü olan (e) cinsinden yük ve T_3 ise zayıf izospinin üçüncü bileşenidir. Yukarıdaki tüm fermiyonların eşit kütle ve zıt yüklü birer antiparçacıkları vardır. Kütleli sağ-elli fermiyonlar izosinglet ($T_3 = 0$)

durumunda bulunurlar. Fakat S.M'de sağ elli nötrinolar yoktur.

Ayar bozonları gibi fermiyonlar da Higgs mekanizması yoluyla kütle kazanırlar. Yukarıdaki denklemde lepton ve kuarkların üç jenerasyonu artan kütleye göre listelenmiştir. Standart Model, jenerasyon sayısı üzerine bir sınırlama koymaz. Deneysel kanıtlar hafif nötrinolara dayanarak sadece üç jenerasyon olduğunu gösterir.

1.4. Standart Model Parametreleri

Standart Modeldeki elektrozayıf çiftlenimler ve bozon kütleleri toplam üç parametreyle tam olarak tasvir edilebilir. Genellikle bu parametreler inceyapı sabiti $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, Fermi sabiti $G_F = \frac{\sqrt{2}g_W^2}{8M_W^2}$ ve Z^0 bozonu kütlesi M_Z olarak seçilirler. Bunların seçilme sebebi herbirinin çok büyük duyarlılıkta ölçülebilmesindendir. Buna rağmen parametreler arasındaki bağıntılardan dolayı farklı bir parametre setinin kullanımı herhangi bir bilgi kaybına sebep olamayacaktır. Örneğin $e, \sin^2\theta_W$ ve M_W de Standart Model çiftlenimlerini ifade eder.

Gözlenebilirlerin tam bir hesabı ilave bilgi olarak fermiyon kütlelerine, Higgs bozon kütlesine ve Cabbibo-Kobayashi-Maskawa(CKM) karışım açısına ihtiyaç duyar. Parçacık kütleleri ve jenerasyon sayıları bağlantısız proseslere radyatif düzeltmeler .yoluyla girerler. CKM karışım açıları kuark kütle özdurumları ve elektrozayıf özdurumlara bağlıdır.

1.5. Çiftlenimler

Şekil 1.1 elektrozayıf teoride fermiyonların ayar bozonlarıyla nasıl çiftlenim yaptıklarını gösterir. Elektromanyetik etkileşme pariteyi korur. Bu şekilde sağ ve sol-elli fermiyonların fotonla aynı şekilde etkileşimini garantiye alır. Yüklü akım etkileşmesi V-A (V eksi A) doğası gereği yalnızca sol elli fermiyonlarla çiftlenir. Yalnızca Z^0 durumunda sol ve sağ-elli çiftlenimler sıfırdan ve birbirlerinden farklıdır. Sol ve sağ-elli fermiyonlar Z^0 'a aşağıdaki şiddetlerle çiftlenirler.

$$g_L = T_3 - Q\sin^2\theta_W \qquad (7)$$
$$g_R = -Q\sin^2\theta_W$$

Burada $g_L(g_R)$ sol(sağ) elli fermiyonların Z^0 'a çiftlenimleridir. Buna karşı gelen vektör ve axial vektör çiftlenimleri aşağıdaki gibidir.

$$g_V = g_L + g_R = T_3 - 2Q\sin^2\theta_W \qquad (8)$$
$$g_A = g_L - g_R = T_3$$

Sol ve sağ-elli çiftlenimler arasındaki farklar ileri-geri asimetrisi ve sol-sağ asimetrisi gibi birtakım ilginç fiziksel etkiler doğurur. Çizelge 1.1 fermiyon kuantum sayıları ve Z^0 'a olan sol ve sağ-elli çiftlenimleri ve vektör ve axial vektör çiftlenimleri gösterilmiştir.

g_w ve g' sabitleri dolayısıyla g_e ve $\sin^2\theta_W$ sabitleri "koşan" çiftlenim sabitleridirler. Yani bu parametlerin büyüklükleri, içlerinde bulundukları etkileşmenin momentum transferi skalasına bağlıdır.

Çizelge 1.1. Z^0 çiftlenim sabitleri. Değişik kaynaklarda kullanılan $c_V, c_A, g_V, g_A, g_L, g_R$ katsayaıları ve aralarındaki ilişkiler

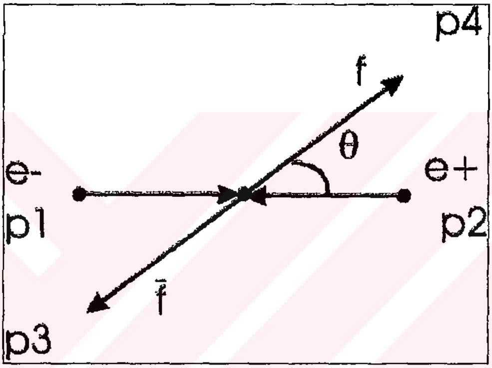
f	$c_V(g_V)$	$c_A(g_A)$	c_L	c_R	g_L	g_R
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0	$\frac{c_L}{2}$	$\frac{c_R}{2}$
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{2}$	$-1 + 2\sin^2\theta_w$	$2\sin^2\theta_w$	$\frac{c_L}{2}$	$\frac{c_R}{2}$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_w$	$\frac{1}{2}$	$1 - \frac{4}{3}\sin^2\theta_w$	$-\frac{4}{3}\sin^2\theta_w$	$\frac{c_L}{2}$	$\frac{c_R}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{2}$	$-1 + \frac{2}{3}\sin^2\theta_w$	$\frac{2}{3}\sin^2\theta_w$	$\frac{c_L}{2}$	$\frac{c_R}{2}$

1.6. e^+e^- Çarpışmalarında Z^0 Üretimi

Z^0 'ın $p\overline{p}$ çarpıştırıcılarında keşfedilmesine rağmen en iyi Z^0 çalışmaları e^+e^- çarpıştırıcılarında yapılmıştır. Z^0 rezonansı yakınlarında, $e^+e^- \to \gamma/Z^0 \to f\overline{f}(f \neq e^-)$ prosesinde foton katkısı ihmal edilebilir. Elektron demetinin polarize olduğu durumda, son durum $f\overline{f}(f \neq e^-)$ için ağaç seviyesindeki diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibidir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_c\alpha^2}{2} \times \frac{s}{(s-M_Z)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} \times \frac{(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2}{\sin^2 2\theta_W} \times \frac{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2}{\sin^2 2\theta_W}$$
$$\times [(1+\cos^2\theta)(1+P_eA_e) + 2A_f\cos\theta(A_e+P_e)] \tag{9}$$

Burada N_c renk faktörü(leptonlar için 1, kuarklar için 3) ve Γ_Z ise, Z^0 rezonansının genişliğidir.



Şekil 1.2. Elektron-pozitron yokolma kinematiği

Elektron-pozitron yokolma kinematiği şekil 1.2'de gösterilmiştir. Şekildeki p_1, p_2, p_3, p_4 'ler gelen ve giden parçacıkların 4'lü momentumlarıdır. Kütle Merkezi enerjisi karesi $s = (p_1 + p_2)^2$ olarak tanımlanır ve Lorenz invariant bir niceliktir. Diğer bir Lorenz invariant nicelik ise momentum transferinin karesi olan $t = (p_1 - p_3)^2$ dir. Saçılma açısı θ , son durum fermiyonu f ile çıkan elektron demeti ekseni arasındaki açıdır.

Elektron demetinin polarizasyonu şöyle tanımlanır.

$$P_e = \frac{N_L^e - N_R^e}{N_L^e + N_R^e} \tag{10}$$

Burada $N_L^e(N_R^e)$ demetteki $L(R)$ elektronların sayısıdır. A_f ise nötral akımdaki parite ihlalinin mertebesini gösteren bir niceliktir.

$$A_f = \frac{(g_L^f)^2 - (g_R^f)^2}{(g_L^f)^2 + (g_R^f)^2} = \frac{2g_V g_A}{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2} \tag{11}$$

Z^0 ın fermiyonlara bozunumunun kısmi genliğini tanımlamak uygun olur.

$$\Gamma_{f\bar{f}} = \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} \times \left[(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2 \right] N_c (1+\delta_f) \tag{12}$$

Burada δ_f son durum radyasyonu için düzeltme olup leptonlar için $\frac{3\alpha}{4\pi}Q_f^2$ ve kuarklar için $\frac{3\alpha}{4\pi}Q_f^2 + \frac{\alpha_s}{4\pi}$ $\left(\alpha_s\right.$ güçlü çitlenim sabiti$\left.\right)$ dır. Z^0 ın toplam genişliği kısmi genişliklerin toplamıdır, $\Gamma_Z; = \sum_f \Gamma_{f\bar{f}}$.

Denklem 9 , elektrozayıf parametreleri çıkarmak için birçok farklı yolla kullanılabilir. Bazı metodlar belirli bir son durumun diğer durumlardan yalıtılmasını gerektirir, buna dışarlayan (exlusive) ölçüm denir; diğer metodlar ise yalnızca tüm son durumlar üzerinden toplam almayı gerektirir, bunlara da inklusif (inclusive) ölçüm denir. Aşagıdaki metodların hepsi dışarlayan ölçüm metodudur.

- Polarize olmayan demetlerle Kütle Merkezi enerjisi $\sqrt{s}$ farklı değerler için skalayı tararken, inklusif ve dışarlayan diferansiyel tesir kesiti ve/veya toplam tesir kesiti ölçülür. Bu bize M_Z, Γ_Z ve $\Gamma_{f\bar{f}}$ 'i verir.
- Polarize olmayan bir demetle dışarlayan son durumlar için ileri-geri asimetrisi ölçülür.

$$A_{fb} = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta}{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta} \tag{13}$$

- Polarize elektron demetiyle her bir helisite için toplam tesir kesiti ölçülür. Buna sol-sağ asimetrisi denir.

$$A_{LR} = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \tag{14}$$

- Polarize bir elektron demetiyle dışarlayan son durumlar için polarize ileri-geri asimetrisi ölçülür.

$$\tilde{A}_{fb} = \frac{\left[\int_0^1 \frac{d\sigma}{dz}dz - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{dz}dz\right]_L - \left[\int_0^1 \frac{d\sigma}{dz}dz - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{dz}dz\right]_R}{\left[\int_0^1 \frac{d\sigma}{dz}dz - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{dz}dz\right]_L + \left[\int_0^1 \frac{d\sigma}{dz}dz - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{dz}dz\right]_R} \tag{15}$$

Burada $z \equiv \cos\theta$ 'dır. Yukarıdaki yöntemlerden ilki Z^0 'ın kütlesini, kısmi genişliğini ve toplam genişliğini büyük duyarlıkta ölçmeye izin verir. Kısmi genişlikler , fermiyonlar ve Z^0 arasındaki axial vektör çiftlenimine çok duyarlıdır. Yukarıdaki son üç metod ise fermiyon ve Z^0 arasındaki vektör çiftlenimine duyarlı, dolayısıyla $\sin^2\theta_W$ 'ya daha da duyarlıdır. Tüm bu duyarlılıklar yukarıdaki tüm ölçümleri birbirini tamamlayıcı yapar.

1.7. Sol-Sağ Asimetrisi

Sol-sağ asimetrisi A_{LR} , elektrozayıf karışım açısını ölçmenin sağlıklı ve duyarlı bir yöntemdir. Bu anlamda tesir kesiti asimetrisi oluşturulduğunda son durum çiftlenimlerine olan bağlılık ortadan kalkar. A_{LR} , başlangıç durumu için elektronun Z^0 'a olan çiftleniminin bir ölçüsüdür. A_{LR} , son durum çiftlenimlerinden bağımsız olduğundan tüm son durumlar kullanılarak (e^+e^- hariç, t kanal foton değiş-tokuşundan dolayı) istatistiksel bir avantaj elde edilir. Dahası A_{LR} ölçümü için mutlak limunisite veya dedektör kabulü ve verimliliğini bilmeye gerek yoktur.

Ölçülen nicelik aslında deneysel asimetri olan A_{LR}^{exp} 'dır.

$$A_{LR}^{exp} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = P_e A_{LR} \tag{16}$$

Burada $N_L(N_R)$, Z^0 'ın sol(sağ) elli elektron demetleriyle beraber bulunan bozunum sayısıdır. A_{LR} ölçümündeki iki önemli deneysel hata istatistiksel hata ve demet polarizasyonu ölçümündeki hatadır.

$$\delta A_{LR} = \sqrt{\frac{1}{P_e^2 N_{tot}} + A_{LR}^2 \left(\frac{\delta P_e}{P_e}\right)^2} \tag{17}$$

Burada $N_{tot} = N_L + N_R$ ve δP_e elektron demet polarizasyonu ölçümündeki belirsizliktir. Denklem 17'dan sol-sağ asimetrisi üzerindeki istatistiksel hatanın $\frac{1}{\sqrt{N} P_e}$ 'ye indirgenebileceği görülebilir. Buradan demet polarizasyonunu ikiye katlamanın Z^0 bozunum sayısını dört kat artırmaya eşdeğer olduğu görülebilir.

1.8. Radyatif Düzeltmeler

Tüm elektrozayıf gözlenebilirler radyatif düzeltmeler yoluyla Born seviyesindeki beklentilerinden saparlar. Radyatif düzeltmeler Breit-Wigner'in büyük Z^0 katkısından dolayı elektron-pozitron yokolması sürecinde Z^0 rezonansı yakınlarında özellikle önemlidir.

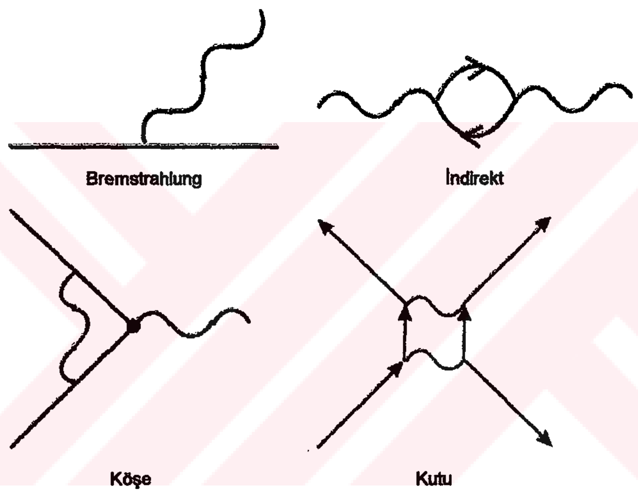
Radyatif düzeltmeler genellikle pertürbasyon teorisi tarafından ele alınır. Bu metod küçük çiftlenim sabitleri nedeniyle hassastır. Elektromanyetik radyatif düzeltmeler için pertürbasyonun α cinsinden açılımı hızla yakınsar. Düşük mertebe radyatif düzeltmelerin dört büyük sınıfı vardır: Bremsstrahlung, köşe düzeltmeleri, kutu diagramlar ve indirekt düzeltmeler. Bu dört prosesin örnekleri şekil 1.3'te gösterilmiştir. Bremsstrahlung , e^+e^- sisteminde kütle merkezi enerjisini düşürücü etki yaparken, kütle merkezini demet ekseni boyunca artırır. İndirekt düzeltmeler ayar bozonlarıyla etkileşen yeni ağır parçacıklar için de duyarlıdır.

Farklı prosesler radyatif düzeltmeler tarafından farklı etkilenirler. Z^0 tesir kesiti başlangıç durum Bremsstrahlung'u sebebiyle %30 düşer ve 100 MeV kayar. Sol-sağ asimetrisi ağır fermiyonlara indirekt ve başlangıç zayıf köşe düzeltmeleri yoluyla çok duyarlıdır.

Standart Model parametreleri, koşan çiftlenimleri ve radyatif düzeltmeleri emecek şekilde yeniden tanımlanabilir. Bu parametreler deneysel olarak elde edilebilirler. Efektif çiftlenim, üzerinde bir çizgiyle tanımlanabilir. Efektif elektron vektör ve axial vektörün Z^0 'a çiftlenimleri ($\sqrt{s} = M_Z$ de hesaplandı) $\overline{g}_V^e$ ve $\overline{g}_A^e$ olarak gösterilebilir. Zayıf karışım açısını tarif etmenin birçok yolu vardır. Buradaki tanım denklem 8'i takiben yazılmıştır.

$$\sin^2\theta_W^{eff} = \frac{1}{4}\left(1 - \frac{\overline{g}_V^e}{\overline{g}_A^e}\right) \tag{18}$$

Bu tanım zayıf karışım açısı üzerindeki düzeltmelerin efektif çiftlenim sabitleri tarafından emilmesine izin verir.



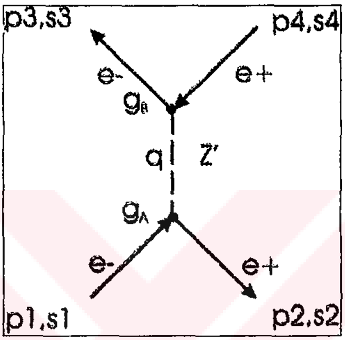
Şekil 1.3. Birinci mertebe radyatif diagramlara örnek prosesler

1.9. Standart Model Ötesi

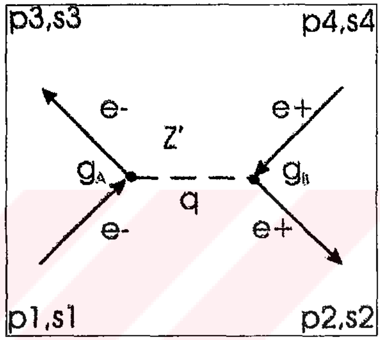
Bhabba saçılmasının Standart Model çerçevesinde incelenmesi ikinci bölümde yapılmıştır. Beklenen diferansiyel tesir kesitindeki herhangi bir farklılık Standart Model ötesi bir fiziğe ait bir gösterge olabilir. e^+e^- ve $p\overline{p}$ makinelerindeki direkt ölçümler Z^0 kütlesinde veya altında Standart Model ötesi bir fiziğin varlığı olasılığını ortadan kaldırmıştır. Z^0 rezonansında görülen farklılıklar büyük ihtimalle yüksek enerjilerdeki yeni bir fiziğin düşük enerjilerdeki göstergesidir.

Birkaç Standart Model uzantısı teoriler önerilmiştir. Bunlar polarize elektron demetiyle yapılmış diferansiyel Bhabba saçılmasındaki sapmalardan tanınabilir. Bu bölüm şu üç başlığı inceleyecektir: Bir ya da daha fazla ilave ayar bozonu, kontakt etkileşmeler ve dördüncü bir ailenin varlığı.

1.9.1. İlave Ayar bozonları (Z')



Şekil 1.4. Z' bozon s kanal katkısı



Şekil 1.5. Z' bozon t kanal katkısı

Standart $SU(2)_L \times U(1)$ simetri grubuna yapılacak birçok eklenti bir ya da daha fazla nötral ayar bozonu gerektirir. Bu teoriler $SU(2)_L \times U(1)$ grubunu daha büyük bir birleşik grubun alt grubu olarak içerirler. Bunların bazıları $E_6, SO(10)$ ve $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ teorileridir. Modeller genellikle Z' nün kuark ve leptonlarla yaptığı çiftlenim gücünü belirler fakat Z' nün kütlesi üzerinde herhangi bir öngörüde bulunmazlar.

Bugün ilave Z' bozonunun varlığına yönelik herhangi bir deneysel kanıt yoktur. $M_{Z'}$ üzerindeki deneysel limit 412 GeV dir. Bu limit Z' ve leptonlar arasında Standart Model çiftlenim kuvveti olduğunu varsayar.

Z ve Z' bozonları Standart Modelin $SU(2)_L \times U(1)$ grubu ve Standart Modeli uzatan $U(1)$ yada $SU(2)_R$ gruplarının karışımından oluşur. Bozonların kütle özdurumları etkileşme özdurumlarından farklı olabilir.

$$\begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_M & \sin\theta_M \\ -\sin\theta_M & \cos\theta_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^0 \\ Z^{0\prime} \end{pmatrix} \tag{19}$$

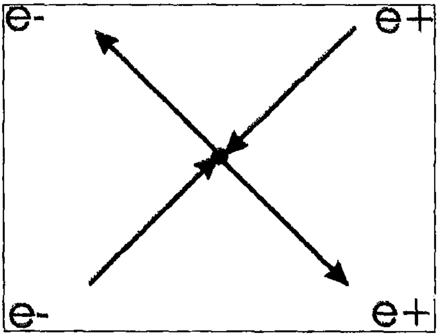
Burada Z^0 ve $Z^{0\prime}$ simetri özdurumları ve Z ve Z' ise kütle özdurumlarıdır. Bozon kütleleri, karışım açısı θ_M 'e aşağıdaki şekilde bağlıdır.

$$\tan^2\theta_M = \frac{m_0^2 - m_Z^2}{m_{Z'}^2 - m_0^2} \tag{20}$$

Burada m_0 karışım olmadığında standart Z bozonu kütlesidir. Z^0 rezonansında yapılan bir analiz $Z - Z'$ karışım açısını $-0.05 \leq \theta_M \leq 0.0015$ aralığına sınırlandırır. $500\,\mathrm{GeV}$ lik bir Z' ve $\theta_M = 0.005$ lik bir karışım açısıyla ölçülen Z^0 kütlesi, karışım olmadığı durumda ölçülen kütlesinden yaklaşık olarak $34\,\mathrm{MeV}$ sapacaktır.

$e^+e^- \to f\bar{f}(f \neq e^-)$ durumunda Z' s-kanala katkıda bulunacak ve s-kanal fotonu ve Z^0 'la girişim yapacaktır. Bhabba saçılmasında ise Z' hem s hem de t kanal terimlerine katkıda bulunacaktır. Z' nün Bhabba saçılmasına olan katkıları şekil 1.4 ve 1.5'te gösterilmiştir. Z' nün büyük Z^0 rezonansı nedeniyle polarize $e^+e^- \to e^+e^-$ saçılmasında Z^0 yakınlarındaki etkisinin çok küçük olacağı umulmaktadır.

1.9.2. Kontakt etkileşmeler



Şekil 1.6. Kontakt etkileşmeler

Maddenin kuark ve leptonlardan oluştuğuna dayanarak, leptonların ve qurkların da bir altyapısı olabileceği hipotezi ortaya atılabilir. Bu teoriler kompozit teoriler olarak bilinirler. Bu teorilerde Standart Modelin bozonları ve fermiyonları, bazen "preonlar" olarak da adlandırılan altparçacıklardan oluşur.

Yapı kendisini iki şekilde gösterir. İlki, daha büyük kütleye ve büyük olasılıkla egzotik kuantum sayılarına sahip uyarılmış lepton ve kuarklar varolabilir. İkincisi, kompozit bağ durumu Standart Model ötesi bir etkileşmeyle ortaya çıkabilir. Her iki durumda da kompozit sistemin enerji skalası Λ parametresiyle belirlenir ve elektrozayıf simetri kırılmasından ya büyük yada aynı mertebededir ($\lesssim 1\,\mathrm{TeV}$).

Bugün kompozit parçacıkların varlığı üzerine herhangi bir deneysel kanıt yoktur. Uyarılmış elektronun kütlesi üzerinde şimdiki limit $225\,\mathrm{GeV}$ dir. Enerji skalası Λ , Z^0 rezonansı saçılma enerjisinden çok daha büyük olduğundan propagatörün momentumu kütleyle kıyaslandığında ihmal edilebilir. Bu durumda etkileşme noktasal yada kontakt etkileşme olur. Bu etkileşmedeki fermiyon akımları helisiteyi korur, çeşni (flavor) diagonaldır fakat pariteyi mutlaka korunmak zorunda değildir.

Polarize Bhabba saçılması kontakt etkileşmeleri araştırmak için iki sebepten iyi bir metoddur. İlki, $e^+e^- \to e^+e^-$ prosesi yalnızca elektronun kompozit yapısını araştırır. İkincisi, eğer aslında kontakt etkileşme pariteyi ihlal ediyorsa, elektron polarizasyonu kontakt etkileşmenin helisiteyi koruyan doğasına ilave hassasiyet verecektir. Şekil 1.6 kontakt etkileşmenin Feynman diagramını göstermektedir. Bu terim standart $e^+e^- \to e^+e^-$ Feynman diagralarına ilave edilmelidir.

1.9.3. Dördüncü jenerasyon

Standart Model kuark ve lepton jenerasyonlarının sayısı üzerine herhangi bir limit koymaz. Hafif nötrino jenerasyonlarının sayısı LEP ölçümlerinde kabaca 3 olarak belirlenmiştir. Bu kanıt şaşırtıcı olmasına rağmen dördüncü bir ağır jenerasyonun varlığı olasılığını engellemez. SLC ve LEP teki direkt ölçümler kütlesi kabaca Z^0 'ın kütlesinin yarısından az, yüklü veya nötral ağır leptonların varolmadığını göstermiştir. Kuark sektöründe ise direkt ölçümler kütlesi $200\,\mathrm{GeV}$ in altında dördüncü nesil down-tip kuarkın varolmadığını göstermiştir.

Buna rağmen eğer ilave jenerasyonlar varsa Z^0 civarındaki ölçümlerde radyatif düzeltmelerde kendilerini göstermelidirler. İlave olarak bir dördüncü jenerasyon A_{LR} ın da çok duyarlı olduğu köşe ve indirekt radyatif düzeltmelerin katkılarını güçlü bir şekilde değiştirecektir. Açıkça A_{LR} ölçümü ilave ağır fermiyonlar için en iyi düşük enerji testidir.

2. FERMİYONLARIN ELLİLİK DURUMLARI

Elektromanyetik ve zayıf kuvvetler arasında yapısal bir farklılık vardır. İlk bakışta bu iki etkileşmenin birleştirilemez olduğu düşünülebilir: İlki tamamen vektörel (γ^{μ}) , oysa ikincisi vektör ve axial vektör parçalarını içerir. $W^{\pm}$ durumunda bu karışım maksimal V-A formundadır, $\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})$. Elekromanyetik ve zayıf kuvetleri birleştirirken karşılaşılan bu zorluk $(1-\gamma^{5})$ terimini parçacık spinörlerinin içine atarak aşılabilir. Özel olarak aşağıdaki tanım yapılabilir.

$$u_L(p) \equiv \frac{(1-\gamma^5)}{2}u(p) \qquad (1)$$

Burada (L) altindisi parçacığın "sol elli" olduğu anlamına gelir. Sol ellilik helisite özdeğerleriyle karıştırılmamalıdır. Yalnızca parçacığın kütlesiz olduğu durumda ve ultrarölativistik bölgede helisite ve ellilik özdeğerleri çakışır. Denklem 1'den

$$\gamma^5 u(p) = \begin{pmatrix} \dfrac{c(p.\sigma)}{E+mc^2} & 0 \\ 0 & \dfrac{c(p.\sigma)}{E-mc^2} \end{pmatrix} \qquad (2)$$

Parçacığın kütlesiz olduğu durumda $E = |p|c$ ve

$$\gamma^5 u(p) = (\hat{p}.\textstyle\sum)u(p) \qquad (3a)$$

$$\sum = \begin{pmatrix} \sigma & 0 \\ 0 & \sigma \end{pmatrix} \qquad (3b)$$

Burada $\frac{\hbar}{2}\sum$ dirac parçacıkları için spin matrisi ve bundan dolayı $(\hat{p}.\sum)$, ± 1 özdeğerli helisite özdeğerleridir. Sonuç olarak

$$\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)u(p) = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & \textit{Eğer } u(p) \textit{ helisite } +1 \textit{ değerini tasıyorsa} \\ u(p) & \textit{Eğer } u(p) \textit{ helisite } -1 \textit{ değerini tasıyorsa} \end{array} \right\} \qquad (4)$$

Burada $\frac{1}{2}(1-\gamma^5)$ projeksiyon operatörü olarak davranır ve $u(p)$ 'nin helisite -1 özdeğerini dışarı çıkartır. Diğer yandan parçacık kütlesiz değilse denklem $(3a)$ yalnızca ultrarölativistik bölgede $(E \gg mc^2)$ yaklaşık olarak geçerlidir ve yalnızca bu limitte u_L helisite -1 değerini taşıyor denir. Rölativistik olamayan bölgede ise u_L 'e yalnızca "sol-elli" denir. Antiparçacıklar için denklem $(3a)$

$$\gamma^5 v(p) = -(\hat{p}.\textstyle\sum)\, v(p) \tag{5}$$

olduğundan sol-elli antiparçacık

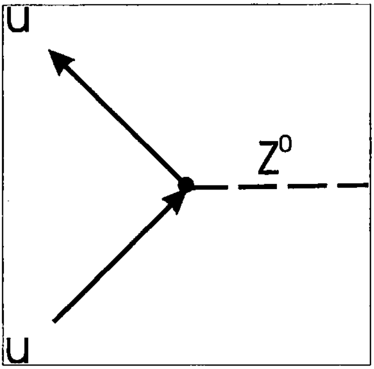
$$v_L(p) \equiv \frac{(1+\gamma^5)}{2} v(p) \tag{6}$$

olarak tanımlanır. Burada tüm yapılanlar yalnızca notasyon ve terminolojiden ibarettir. Fakat elektromanyetik ve zayıf etkileşmeleri birleştirirken çok büyük kolaylık sağlarlar. Çizelge 2.1'de parçacık ve antiparçacıklar için ellilik tanımları yapılmıştır.

Çizelge 2.1. Fermiyon ellilik tanımları

Parçacıklar	Antiparçacıklar
$u_L(p) \equiv \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) u(p)$	$v_L(p) \equiv \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) v(p)$
$u_R(p) \equiv \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) u(p)$	$v_R(p) \equiv \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) v(p)$
$\overline{u}_L(p) \equiv \overline{u}(p)\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)$	$\overline{v}_L(p) \equiv \overline{v}(p)\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)$
$\overline{u}_R(p) \equiv \overline{u}(p)\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)$	$\overline{v}_R(p) \equiv \overline{v}(p)\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)$

2.1. Yüksüz Zayıf Akım



Şekil 2.1. NC –Parçacık etkileşmesi

Yüksüz zayıf akımın parçacılarla olan etkileşme köşesi şekil 2.1'de gösterilmiştir. Yüksüz akım etkileşme terimi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\bar{u}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f - c_A^f\gamma^5\right)\right]u = \bar{u}\left[-\frac{ig_Z}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]u + \bar{u}\left[\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]u \qquad (7)$$

Yukarıdaki her iki terim ayrı ayrı incelenirse, ilkinden aşağıdaki eşitlik bulunur.

$$\bar{u}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_V^f\right]u = \bar{u}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_V^f\right]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]u \qquad (8a)$$

$$= \left\{\begin{array}{c} \bar{u}\left[-\frac{ig_Z}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 u \\ +\bar{u}\left[-\frac{ig_Z}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 u \end{array}\right\} \qquad (8b)$$

$$= \bar{u}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]u_R + \bar{u}_L\left[-\frac{ig_Z}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]u_L \qquad (8c)$$

Burada $\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 = 1$ 'dır. İkinci terim için de benzer işlemler yapılır.

$$\bar{u}\left[\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]u = \bar{u}\left[\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2+\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]u \tag{9a}$$

$$= \left\{\begin{array}{l} \bar{u}\left[\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 u \\ +\bar{u}\left[\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 u \end{array}\right\}. \tag{9b}$$

$$= \bar{u}_R\left[\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^\mu\right]u_R + \bar{u}_L\left[-\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]u_L \tag{9c}$$

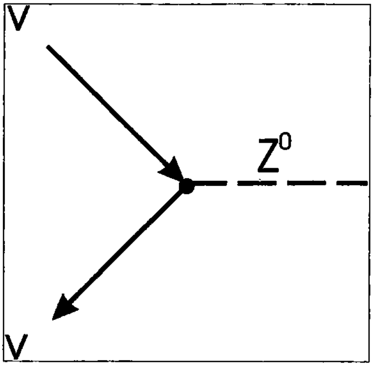
Her iki terim birleştirilir ve $c_L \equiv c_V^f + c_A^f$, $c_R \equiv c_V^f - c_A^f$ denklikleri kullanılırsa aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\bar{u}\left[-\frac{igz}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f - c_A^f\gamma^5\right)\right]u = \left\{\begin{array}{l} \bar{u}_R\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]u_R + \bar{u}_L\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]u_L \\ +\bar{u}_R\left[\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^\mu\right]u_R + \bar{u}_L\left[-\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^\mu\right]u_L \end{array}\right\} \tag{10a}$$

$$= \left\{\begin{array}{l} \bar{u}_R\left[-\frac{igz}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f - c_A^f\right)\right]u_R \\ +\bar{u}_L\left[-\frac{igz}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f + c_A^f\right)\right]u_L \end{array}\right\} \tag{10b}$$

$$= \bar{u}_R\left[-\frac{igz}{2}\gamma^\mu c_R\right]u_R + \bar{u}_L\left[-\frac{igz}{2}\gamma^\mu c_L\right]u_L \tag{10c}$$

Yüksüz zayıf akımın antiparçacıklarla etkileşme köşesi şekil 2.2'de gösterilmiştir.



Şekil 2.2. NC –Antiparçacık etkileşmesi

$$\overline{\nu}\left[-\frac{igz}{2}\gamma^{\mu}\left(c_V^f - c_A^f\gamma^5\right)\right]\nu = \overline{\nu}\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^{\mu}\right]\nu + \overline{\nu}\left[\frac{igz}{2}c_A^f\gamma^{\mu}\gamma^5\right]\nu \tag{11}$$

İlk terim açılırsa:

$$\overline{\nu}\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^{\mu}\right]\nu = \overline{\nu}\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^{\mu}\right]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]\nu \tag{12a}$$

$$= \left\{\begin{array}{c} \overline{\nu}\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^{\mu}\right]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2\nu \\ +\overline{\nu}\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^{\mu}\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\nu \end{array}\right\} \tag{12b}$$

$$= \overline{\nu}_L\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^{\mu}\right]\nu_L + \overline{\nu}_R\left[-\frac{igz}{2}c_V^f\gamma^{\mu}\right]\nu_R \tag{12c}$$

İkinci terim ise

$$\bar{\nu}\left[\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]\nu=\bar{\nu}\left[\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2+\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]\nu \tag{13a}$$

$$=\left\{\begin{array}{l}\bar{\nu}\left[\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2\nu\\ +\bar{\nu}\left[\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\gamma^5\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\nu\end{array}\right\} \tag{13b}$$

$$=\bar{\nu}_L\left[\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\right]\nu_L+\bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\right]\nu_R\ , \tag{13c}$$

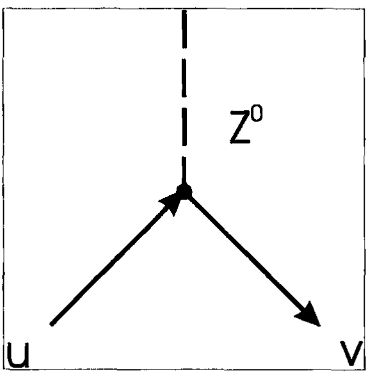
Her ikisinin toplamı

$$\bar{\nu}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f-c_A^f\gamma^5\right)\right]\nu=\left\{\begin{array}{l}\bar{\nu}_L\left[-\frac{ig_Z}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]\nu_L+\bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}c_V^f\gamma^\mu\right]\nu_R\\ +\bar{\nu}_L\left[\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\right]\nu_L+\bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}c_A^f\gamma^\mu\right]\nu_R\end{array}\right\} \tag{14a}$$

$$=\left\{\begin{array}{l}\bar{\nu}_L\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f-c_A^f\right)\right]\nu_L\\ +\bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f+c_A^f\right)\right]\nu_R\end{array}\right\} \tag{14b}$$

$$=\bar{\nu}_L\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_R\right]\nu_L+\bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_L\right]\nu_R \tag{14c}$$

Yüksüz zayıf akımın bir parçacık ve bir antiparçacıkla olan etkileşme köşesi şekil 2.3 te gösterilmiştir.



Şekil 2.3. $NC-(anti)$parçacık etkileşmesi

$$\overline{v}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}\left(c_V^f - c_A^f\gamma^5\right)\right]u = \overline{v}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_V^f\right]u + \overline{v}\left[\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_A^f\gamma^5\right]u \tag{15}$$

İlk terim geliştirilirse:

$$\overline{v}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_V^f\right]u = \overline{v}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_V^f\right]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]u \tag{16a}$$

$$= \left\{\begin{array}{l} \overline{v}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_V^f\right]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 u \\ +\overline{v}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_V^f\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 u \end{array}\right\} \tag{16b}$$

$$= \overline{v}_L\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_V^f\right]u_R + \overline{v}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_V^f\right]u_L \tag{16c}$$

İkinci terim için

$$\overline{v}\left[\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_A^f\gamma^5\right]u = \overline{v}\left[\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_A^f\gamma^5\right]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]u \tag{17a}$$

$$= \left\{\begin{array}{l} \overline{v}\left[\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_A^f\gamma^5\right]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 u \\ +\overline{v}\left[\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_A^f\gamma^5\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 u \end{array}\right\} \tag{17b}$$

$$= \overline{v}_L\left[\frac{ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_A^f\right]u_R + \overline{v}_R\left[\frac{-ig_Z}{2}\gamma^{\mu}c_A^f\right]u_L \tag{17c}$$

Her ikisinin toplamı

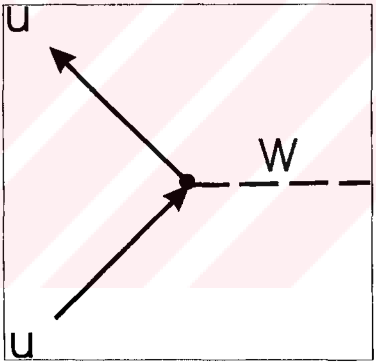
$$\bar{\nu}\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f - c_A^f\gamma^5\right)\right]u = \left\{\begin{array}{l} \bar{\nu}_L\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_V^f\right]u_R + \bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_V^f\right]u_L \\ +\bar{\nu}_L\left[\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_A^f\right]u_R + \bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_A^f\right]u_L \end{array}\right\} \quad (18a)$$

$$= \left\{\begin{array}{l} \bar{\nu}_L\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f - c_A^f\right)\right]u_R \\ +\bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu\left(c_V^f + c_A^f\right)\right]u_L \end{array}\right\} \quad (18b)$$

$$= \bar{\nu}_L\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_R\right]u_R + \bar{\nu}_R\left[-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_L'\right]u_L \quad (18c)$$

olarak bulunmuş olur.

2.2. Yüklü Zayıf Akım



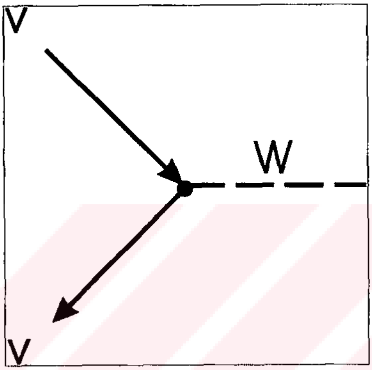
Şekil 2.4. W-Parçacık etkileşmesi

Yüklü zayıf akımın parçacıklarla olan etkileşme köşesi şekil 2.4'te gösterilmiştir. Etkileşme köşe terimleri yerine yazıldığında aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\bar{u}\left[-\frac{ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\right]u = \bar{u}\left[-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 u \quad (19a)$$

$$= \bar{u}_L\left[-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu\right]u_L \quad (19b)$$

Görüldüğü gibi yüklü akım sadece sol elli leptonlarda gözlenir. $(1-\gamma^5)$ terimi etkileşmenin kendisinden çok etkileşmeye katılan parçacıkların hangi ellilikte olacağını gösterir. Yüklü zayıf akımın antiparçacıklarla olan etkileşme köşesi şekil 2.5'te gösterilmiştir. Köşe faktörler yerine yazıldığında denklem 20a(b) elde edilir.

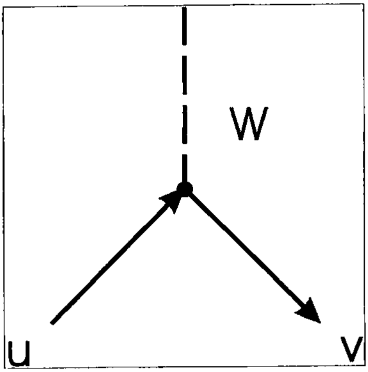


Şekil 2.5. W-Antiparçacık etkileşmesi

$$\overline{v}\left[-\frac{ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\right]v = \overline{v}\left[-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 v \quad (20a)$$

$$= \overline{v}_R\left[-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu\right]v_R \quad (20b)$$

Görüldüğü gibi antiparçacık durumunda etkileşmeye sadece sağ elliler girmektedir. Yüklü zayıf akımın parçacık ve antiparçacıklarla etkileşme köşesi şekil 2.6'da gösterilmiştir.



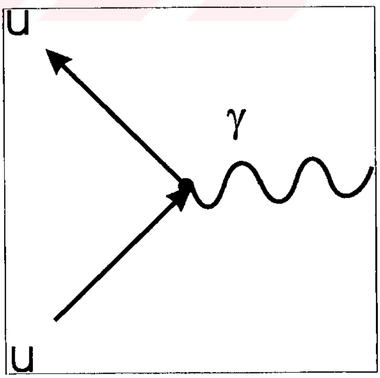
Şekil 2.6. W-(Anti)parçacık etkileşmesi

$$\overline{v}\left[-\frac{ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\right]u = \overline{v}\left[-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu\right]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 u \tag{21a}$$

$$= \overline{v}_R\left[-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu\right]u_L \tag{21b}$$

Burada etkileşmeye parçacık sol elli, antiparçacık ise sağ elli girmiştir.

2.3. Elektromanyetik Akım



Şekil 2.7. Foton-Parçacık etkileşmesi

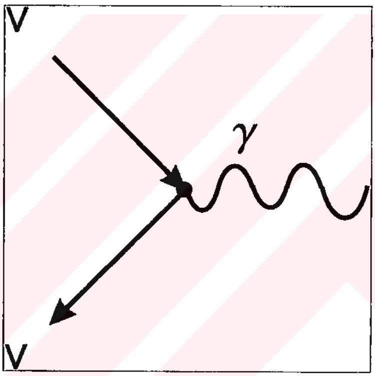
Elektromanyetik akımın parçacıklarla etkileşme köşesi şekil 2.7'de gösterilmiştir. Elektromanyetik etkileşme terimi aşağıdaki gibidir.

$$\bar{u}[ig_e\gamma^\mu]u = \bar{u}[ig_e\gamma^\mu]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]u \qquad (22a)$$

$$= \bar{u}[ig_e\gamma^\mu]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 u + \bar{u}[ig_e\gamma^\mu]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 u \qquad (22b)$$

$$= \bar{u}_R[ig_e\gamma^\mu]u_R + \bar{u}_L[ig_e\gamma^\mu]u_L \qquad (22c)$$

Elektromanyetik akımın antiparçacıklarla olan etkileşme köşesi şekil 2.8'de gösterilmiştir.



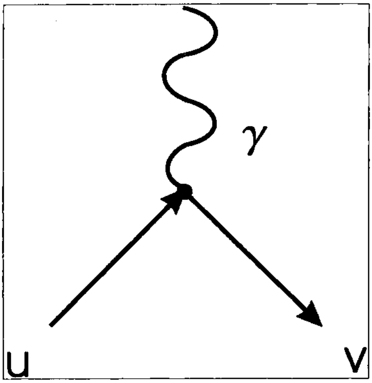
Şekil 2.8. Foton-Antiparçacık etkileşmesi

$$\bar{v}[ig_e\gamma^\mu]v = \bar{v}[ig_e\gamma^\mu]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]v \qquad (23a)$$

$$= \bar{v}[ig_e\gamma^\mu]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 v + \bar{v}[ig_e\gamma^\mu]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 v \qquad (23b)$$

$$= \bar{v}_L[ig_e\gamma^\mu]v_L + \bar{v}_R[ig_e\gamma^\mu]v_R \qquad (23c)$$

Elektromanyetik akımın parçacık ve antiparçacıklarla olan etkileşme terimlerinin aynı sonucu verdiği görülmektedir. Elektromanyetik akımın parçacık ve antiparçacıklarla olan etkileşme köşesi şekil 2.9'da gösterilmiştir. Etkileşme terimleri yerine yazıldığında



Şekil 2.9. Foton-(Anti)parçacık etkileşmesi

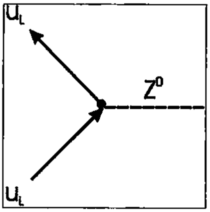
$$\overline{v}[ig_e\gamma^\mu]u = \overline{v}[ig_e\gamma^\mu]\left[\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\right]u \tag{24a}$$

$$= \overline{v}[ig_e\gamma^\mu]\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)^2 u + \overline{v}[ig_e\gamma^\mu]\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 u \tag{24b}$$

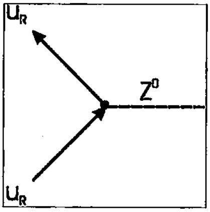
$$= \overline{v}_L[ig_e\gamma^\mu]u_R + \overline{v}_R[ig_e\gamma^\mu]u_L \tag{24c}$$

elde edilir. Bölüm içinde elde edilen tüm sonuçlar çizelge 2.2'de özetlemektedir.

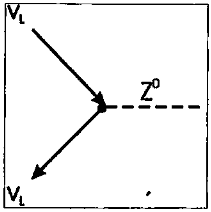
Çizelge 2.2. Sağ(R) ve Sol(L) ellilik durumunda köşe faktörleri



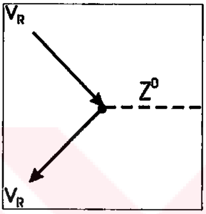
Köşe : $-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_L$



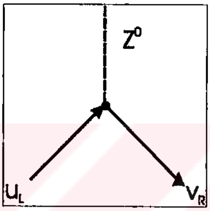
Köşe : $-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_R$



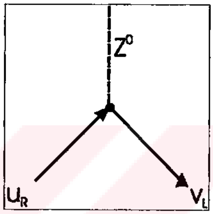
Köşe : $-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_R$



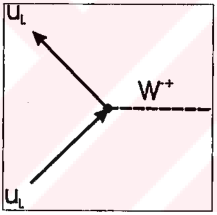
Köşe : $-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_L$



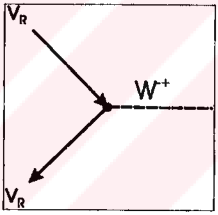
Köşe : $-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_L$



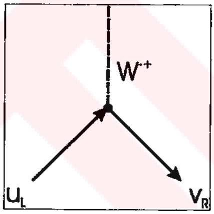
Köşe : $-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu c_R$



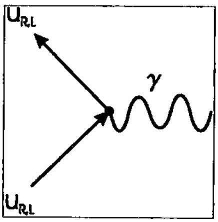
Köşe : $-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu$



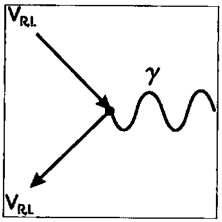
Köşe : $-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu$



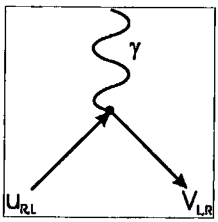
Köşe : $-\frac{ig_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu$



Köşe : $ig_e\gamma^\mu$



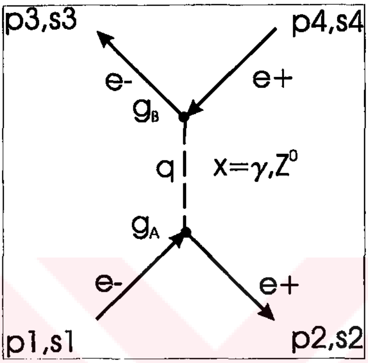
Köşe : $ig_e\gamma^\mu$



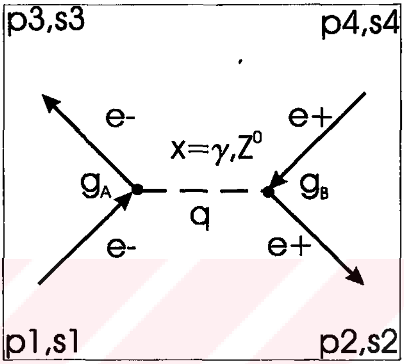
Köşe : $ig_e\gamma^\mu$

3. ELEKTRON-POZİTRON SAÇILMA SÜREÇLERİ

3.1. $e^-e^+ \to e^-e^+$ Saçılması



Şekil 3.1. $e^-e^+ \to e^-e^+$ saçılması s kanal



Şekil 3.2. $e^-e^+ \to e^-e^+$ saçılması t kanal

$e^-e^+ \to e^-e^+$ sürecine ait s ve t kanal Feynman diagramları şekil 3.1 ve 3.2'de gösterilmiştir. Burada $G_{AB}(s)$ ve $G_{AB}(t)$ katsayılarındaki $A(L,R)$ ve $B(L,R)$ indisleri sırasıyla g_A ve g_B köşelerini temsil etmektedir. Fierz transformasyonunun da yardımıyla genlikler aşağıdaki şekilde hesaplanabilir.

$$M_{LL}(e_L^- e_R^+ \to e_L^- e_R^+) = \left\{ \begin{array}{l} G_{LL}(s)[\overline{u}_L(3)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{v}_R(2)\gamma_\mu u_L(1)] \\ -G_{LL}(t)[\overline{v}_R(2)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{u}_L(3)\gamma_\mu u_L(1)] \end{array} \right\} \quad (1a)$$

$$= (G_{LL}(s) + G_{LL}(t))[\overline{u}_L(3)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{v}_R(2)\gamma_\mu u_L(1)] \quad (1b)$$

$$M_{RR}(e_R^- e_L^+ \to e_R^- e_L^+) = \left\{ \begin{array}{l} G_{RR}(s)[\overline{u}_R(3)\gamma^\mu v_L(4)][\overline{v}_L(2)\gamma_\mu u_R(1)] \\ -G_{RR}(t)[\overline{v}_R(2)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{u}_R(3)\gamma_\mu u_R(1)] \end{array} \right\}$$

$$= (G_{RR}(s) + G_{RR}(t))[\overline{u}_R(3)\gamma^\mu v_L(4)][\overline{v}_L(2)\gamma_\mu u_R(1)] \quad (2)$$

$$M_{LR}^{(s)}(e_L^- e_R^+ \to e_R^- e_L^+) = G_{LR}(s)[\overline{u}_R(3)\gamma^\mu v_L(4)][\overline{v}_R(2)\gamma_\mu u_L(1)] \qquad (3a)$$
$$M_{RL}^{(s)}(e_R^- e_L^+ \to e_L^- e_R^+) = G_{RL}(s)[\overline{u}_L(3)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{v}_L(2)\gamma_\mu u_R(1)] \qquad (3b)$$
$$M_{LR}^{(t)}(e_L^- e_L^+ \to e_L^- e_L^+) = G_{LR}(t)[\overline{v}_L(2)\gamma^\mu v_L(4)][\overline{u}_L(3)\gamma^\mu u_L(1)] \qquad (3c)$$
$$M_{RL}^{(t)}(e_R^- e_R^+ \to e_R^- e_R^+) = G_{RL}(t)[\overline{v}_R(2)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{u}_R(3)\gamma_\mu u_R(1)] \qquad (3d)$$

$$G_{LL}(s) = \frac{g_e^2}{s} + \frac{g_Z^2 c_L^2}{4(s - M_Z^2 c^2 + i\hbar M_Z \Gamma_Z)} \qquad (4a)$$
$$G_{LL}(t) = \frac{g_e^2}{t} + \frac{g_Z^2 c_L^2}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (4b)$$
$$G_{RR}(s) = \frac{g_e^2}{s} + \frac{g_Z^2 c_R^2}{4(s - M_Z^2 c^2 + i\hbar M_Z \Gamma_Z)} \qquad (4c)$$
$$G_{RR}(t) = \frac{g_e^2}{t} + \frac{g_Z^2 c_R^2}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (4d)$$
$$G_{LR}(s) = \frac{g_e^2}{s} + \frac{g_Z^2 c_L c_R}{4(s - M_Z^2 c^2 + i\hbar M_Z \Gamma_Z)} \qquad (4e)$$
$$G_{RL}(s) = \frac{g_e^2}{s} + \frac{g_Z^2 c_L c_R}{4(s - M_Z^2 c^2 + i\hbar M_Z \Gamma_Z)} \qquad (4f)$$
$$= G_{LR}(s) \qquad (4g)$$
$$G_{LR}(t) = \frac{g_e^2}{t} + \frac{g_Z^2 c_L c_R}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (4h)$$
$$G_{RL}(t) = \frac{g_e^2}{t} + \frac{g_Z^2 c_R c_L}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (4i)$$
$$= G_{LR}(t) \qquad (4j)$$

Yukarıdaki denklemlerde s,t ve u değişkenleri Mandelstam değişkenleri olup yapılacak tüm hesaplarda sıklıkla kullanılacaktır. Genliklerin kareleri aşağıdaki şekilde hesaplanır.

$$|M_{LL}|^2 = |G_{LL}(s) + G_{LL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^\nu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\nu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\} \qquad (5a)$$
$$= 16|G_{LL}(s) + G_{LL}(t)|^2 (p_1.p_4)(p_2.p_3) \qquad (5b)$$
$$= 4u^2 |G_{LL}(s) + G_{LL}(t)|^2 \qquad (5c)$$

$$|M_{RR}|^2 = |G_{RR}(s)+G_{RR}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^\nu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\nu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\} \tag{6a}$$

$$= 16|G_{RR}(s)+G_{RR}(t)|^2(p_1.p_4)(p_2.p_3) \tag{6b}$$

$$= 4u^2|G_{RR}(s)+G_{RR}(t)|^2 \tag{6c}$$

$$\left|M_{LR}^{(s)}\right|^2 = |G_{LR}(s)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^\nu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\nu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\} \tag{7a}$$

$$= 16|G_{LR}(s)|^2(p_1.p_3)(p_2.p_4) \tag{7b}$$

$$= 4t^2|G_{LR}(s)|^2 \tag{7c}$$

$$\left|M_{RL}^{(s)}\right|^2 = |G_{RL}(s)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^\nu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\nu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\} \tag{8a}$$

$$= 16|G_{RL}(s)|^2(p_1.p_3)(p_2.p_4) \tag{8b}$$

$$= 4t^2|G_{RL}(s)|^2 \tag{8c}$$

$$\left|M_{LR}^{(t)}\right|^2 = |G_{LR}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^\nu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\nu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \end{array} \right\} \tag{9a}$$

$$= 16|G_{LR}(t)|^2(p_1.p_2)(p_3.p_4) \tag{9b}$$

$$= 4s^2|G_{LR}(t)|^2 \tag{9c}$$

$$\left|M_{RL}^{(t)}\right|^2 = |G_{RL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^\nu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\nu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \end{array} \right\} \tag{10a}$$

$$= 16|G_{RL}(t)|^2(p_1.p_2)(p_3.p_4) \tag{10b}$$

$$= 4s^2|G_{RL}(t)|^2 \tag{10c}$$

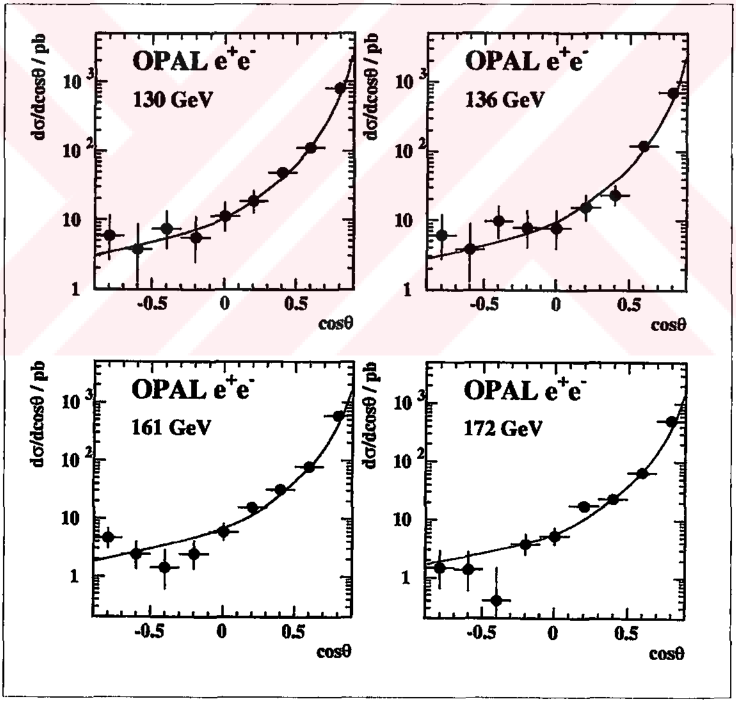
Diferansiyel tesir kesitleri aşağıdaki şekilde bulunur.

$$\frac{d\sigma_L(e_L^- e^+ \to e^- e^+)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2}\left\{u^2|G_{LL}(s)+G_{LL}(t)|^2 + s^2|G_{LR}(t)|^2 + t^2|G_{LR}(s)|^2\right\} \quad (11a)$$

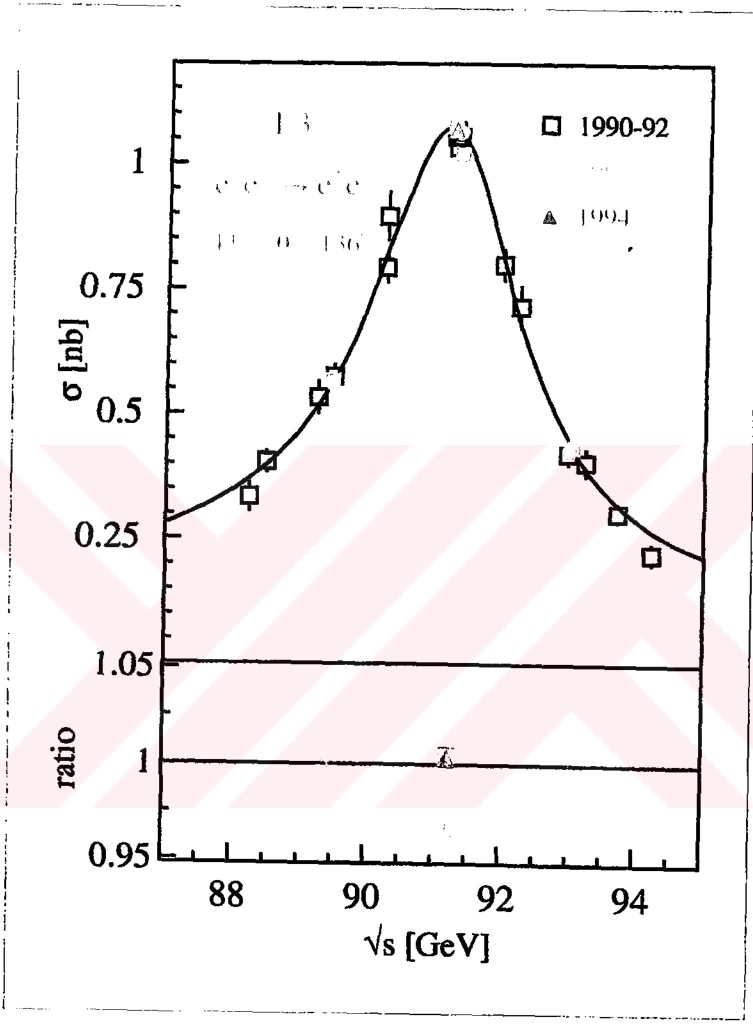
$$\frac{d\sigma_R(e_R^- e^+ \to e^- e^+)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2}\left\{u^2|G_{RR}(s)+G_{RR}(t)|^2 + s^2|G_{RL}(t)|^2 + t^2|G_{RL}(s)|^2\right\} \quad (11b)$$

$$\frac{d\sigma_T(e^- e^+ \to e^- e^+)}{dt} = \frac{d\sigma_L + d\sigma_R}{2dt} \quad (11c)$$

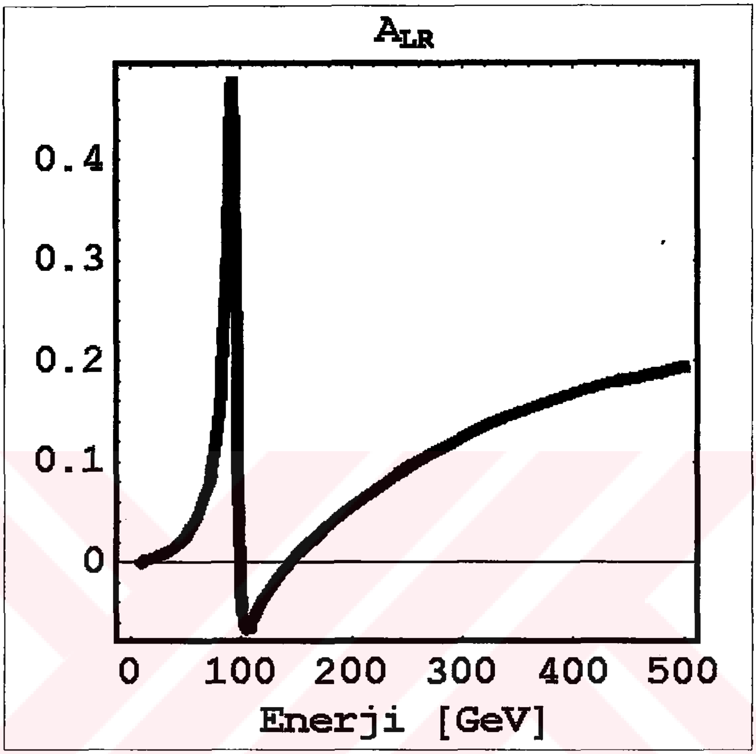
Toplam tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesitlerine ait deneysel ve teorik grafikler şekil 3.3 ve 3.4'te gösterilmiştir.



Şekil 3.3. $e^-e^+ \to e^-e^+$ saçılması diferansiyel tesir kesiti

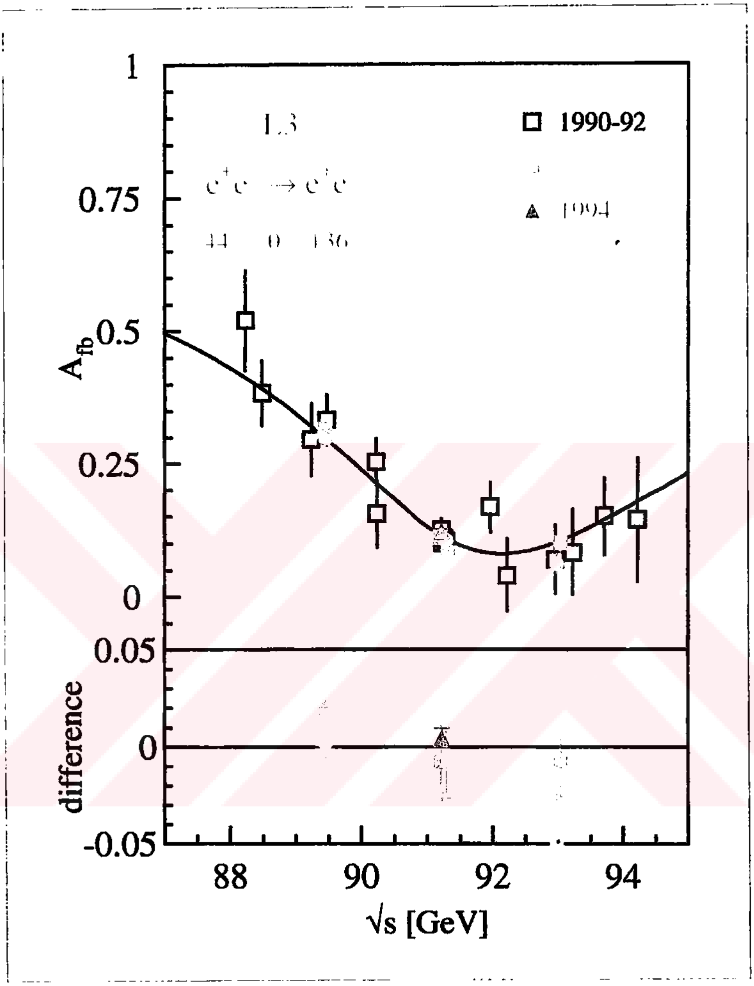


Şekil 3.4. $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ saçılması toplam tesir kesiti

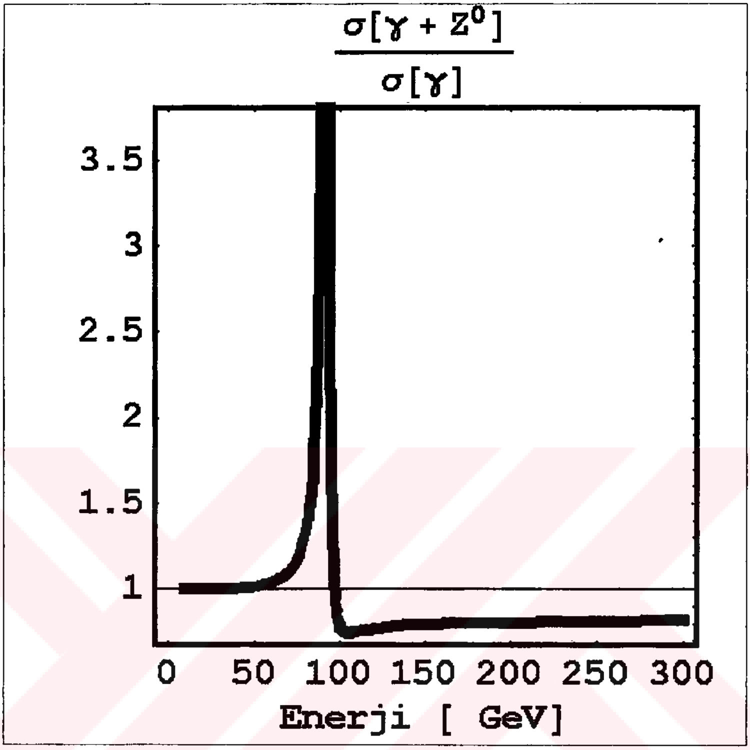


Şekil 3.5. $e^{-}e^{+} \rightarrow e^{-}e^{+}$ saçılması A_{LR} asimetrisi

Asimetrilere ait teorik ve deneysel grafikler şekil 3.5 ve 3.6'da gösterilmiştir.



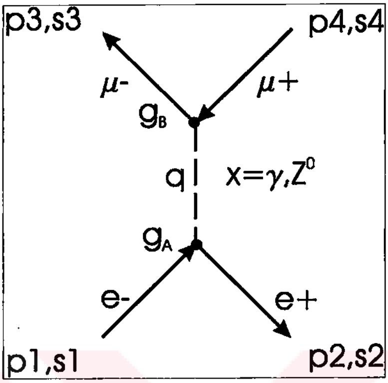
Şekil 3.6. $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ saçılması A_{FB} asimetrisi



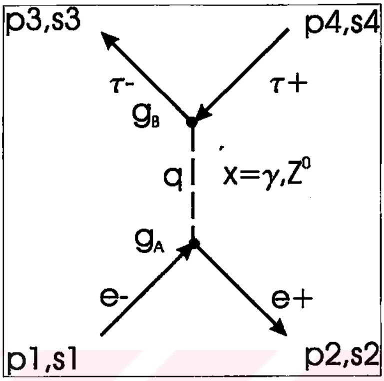
Şekil 3.7. $e^{-}e^{+} \rightarrow e^{-}e^{+}$ saçılması $\sigma(\gamma + Z^{0})/\sigma(\gamma)$ oranı

Etkileşmenin toplam tesir kesitinin elektromanyetik etkileşmeye oranı şekil 3.7'de gösterilmiştir.

3.2. $e^-e^+ \rightarrow \mu^-(\tau^-)\mu^+(\tau^+)$ Saçılması



Şekil 3.8. $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ saçılması s kanal



Şekil 3.9. $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$ saçılması s kanal

$e^-e^+ \rightarrow \mu^-(\tau^-)\mu^+(\tau^+)$ etkileşmesine ait s kanal Feynman diagramları şekil 3.8 ve 3.9'da gösterilmiştir. Leptonların kütlesiz kabul edildiği yaklaşımda $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ ve $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$ saçılmalarının hesapları ve sonuçları aynıdır. Bu nedenle her iki etkileşme beraber incelenebilir. Burada hesap yalnızca $\mu^-\mu^+$ son durumu için yapılacaktır.

$$M_{LL}(e_L^-e_R^+ \rightarrow \mu_L^-\mu_R^+) = G_{LL}(s)[\overline{u}_L(3)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{v}_R(2)\gamma_\mu u_L(1)] \qquad (1a)$$
$$M_{RR}(e_R^-e_L^+ \rightarrow \mu_R^-\mu_L^+) = G_{RR}(s)[\overline{u}_R(3)\gamma^\mu v_L(4)][\overline{v}_L(2)\gamma_\mu u_R(1)] \qquad (1b)$$
$$M_{LR}(e_L^-e_R^+ \rightarrow \mu_R^-\mu_L^+) = G_{LR}(s)[\overline{u}_R(3)\gamma^\mu v_L(4)][\overline{v}_R(2)\gamma_\mu u_L(1)] \qquad (1c)$$
$$M_{RL}(e_R^-e_L^+ \rightarrow \mu_L^-\mu_R^+) = G_{RL}(s)[\overline{u}_L(3)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{v}_L(2)\gamma_\mu u_R(1)] \qquad (1d)$$

Burada

$$G_{LL}(s) = \frac{g_e^2}{s} + \frac{g_Z^2 c_L^2}{4(s - M_Z^2c^2 + i\hbar M_Z\Gamma_Z)} \qquad (2a)$$
$$G_{RR}(s) = \frac{g_e^2}{s} + \frac{g_Z^2 c_R^2}{4(s - M_Z^2c^2 + i\hbar M_Z\Gamma_Z)} \qquad (2b)$$
$$G_{LR}(s) = \frac{g_e^2}{s} + \frac{g_Z^2 c_L c_R}{4(s - M_Z^2c^2 + i\hbar M_Z\Gamma_Z)} \qquad (2c)$$
$$G_{RL}(s) = G_{LR}(s) \qquad (2d)$$

Genliklerin kareleri

$$|M_{LL}|^2 = |G_{LL}(s)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\}, \quad (3a)$$

$$= 16|G_{LL}(s)|^2(p_1.p_4)(p_2.p_3) \quad (3b)$$

$$= 4u^2|G_{LL}(s)|^2 \quad (3c)$$

$$|M_{RR}|^2 = |G_{RR}(s)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^{\nu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\nu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\} \quad (4a)$$

$$= 16|G_{RR}(s)|^2(p_1.p_4)(p_2.p_3) \quad (4b)$$

$$= 4u^2|G_{RR}(s)|^2 \quad (4c)$$

$$|M_{LR}|^2 = |G_{LR}(s)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^{\nu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\} \quad (5a)$$

$$= 16|G_{LR}(s)|^2(p_1.p_3)(p_2.p_4) \quad (5b)$$

$$= 4t^2|G_{LR}(s)|^2 \quad (5c)$$

$$|M_{RL}|^2 = |G_{RL}(s)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\nu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\} \quad (6a)$$

$$= 16|G_{RL}(s)|^2(p_1.p_3)(p_2.p_4) \quad (6b)$$

$$= 4t^2|G_{RL}(s)|^2 \quad (6c)$$

Diferansiyel tesir kesitleri aşağıdaki gibi bulunur.

$$\frac{d\sigma_L(e_L^- e^+ \to \mu^-\mu^+)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2}\left\{u^2|G_{LL}(s)|^2 + t^2|G_{LR}(s)|^2\right\} \tag{7a}$$

$$\frac{d\sigma_R(e_R^- e^+ \to \mu^-\mu^+)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2}\left\{u^2|G_{RR}(s)|^2 + t^2|G_{RL}(s)|^2\right\} \tag{7b}$$

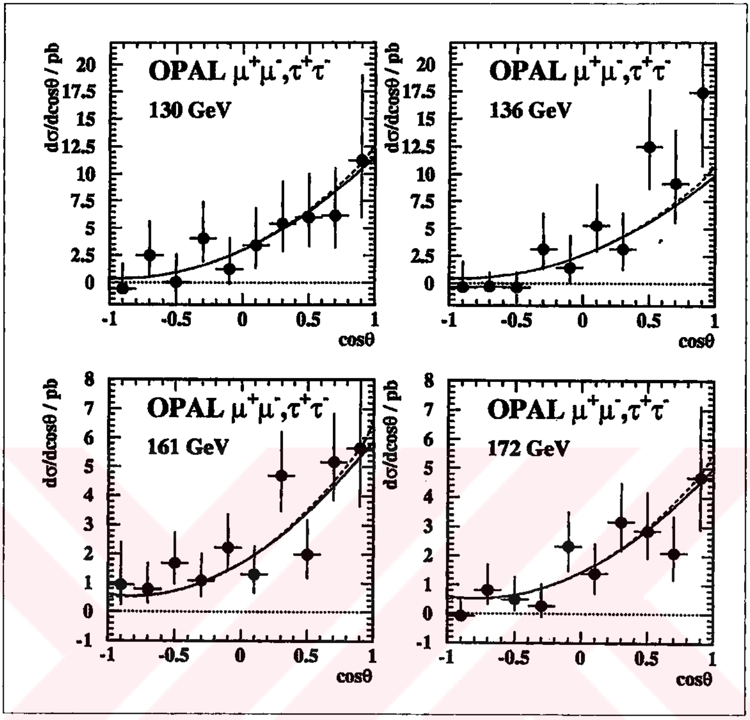
$$\frac{d\sigma_T(e^- e^+ \to \mu^-\mu^+)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{16\pi s^2 c^2}\left\{u^2\left(|G_{LL}(s)|^2 + |G_{RR}(s)|^2\right) + 2t^2|G_{LR}(s)|^2\right\} \tag{7c}$$

Toplam tesir kesiti ve asimetriler aşağıdaki gibi bulunur.

$$\sigma_T = \frac{(\hbar c)^2 s}{48\pi c^2}\left\{|G_{LL}(s)|^2 + |G_{RR}(s)|^2 + 2|G_{LR}(s)|^2\right\} \tag{8b}$$

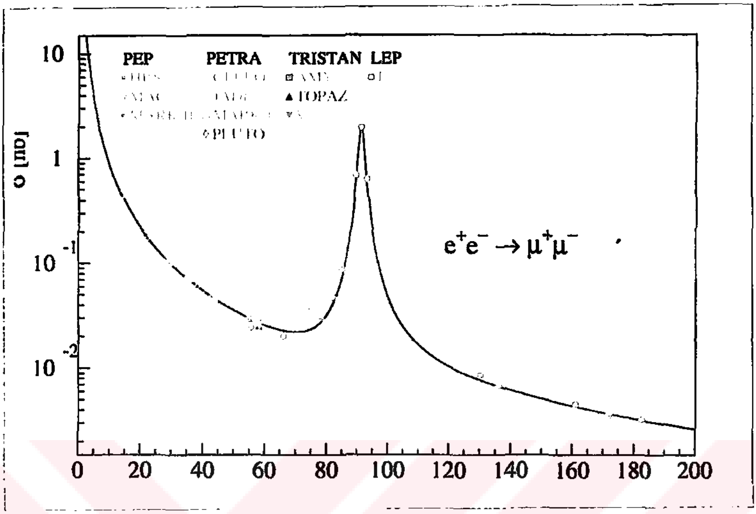
$$A_{LR} = \frac{|G_{LL}(s)|^2 - |G_{RR}(s)|^2}{|G_{LL}(s)|^2 + |G_{RR}(s)|^2 + 2|G_{LR}(s)|^2} \tag{8b}$$

$$A_{FB} = \frac{3\left(|G_{LL}(s)|^2 + |G_{RR}(s)|^2\right)}{4\left(|G_{LL}(s)|^2 + |G_{RR}(s)|^2 + 2|G_{LR}(s)|^2\right)} \tag{8c}$$

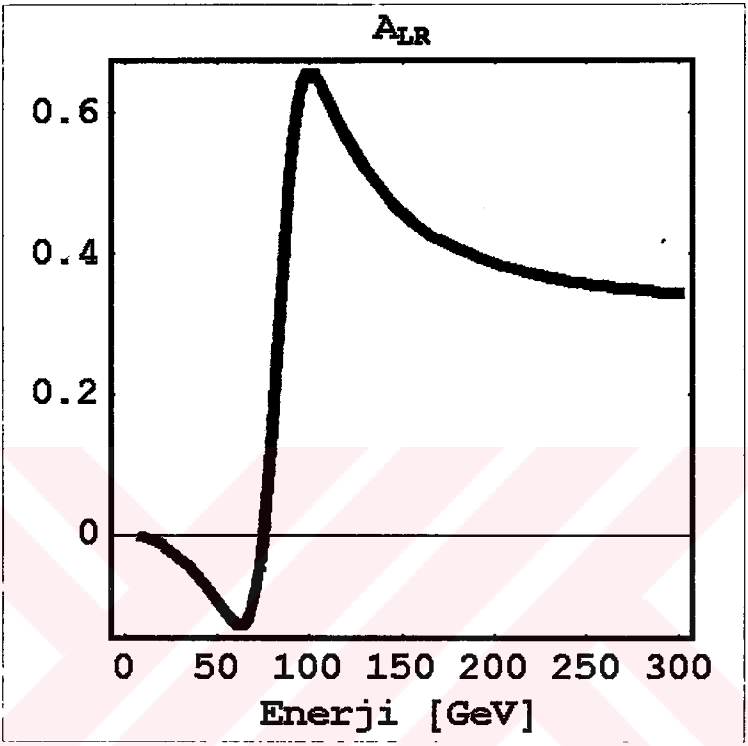


Şekil 3.10. $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ saçılması diferansiyel tesir kesiti

Toplam tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesitlerine ait teorik ve deneysel grafikler şekil 3.10 ve 3.11'de gösterilmiştir.

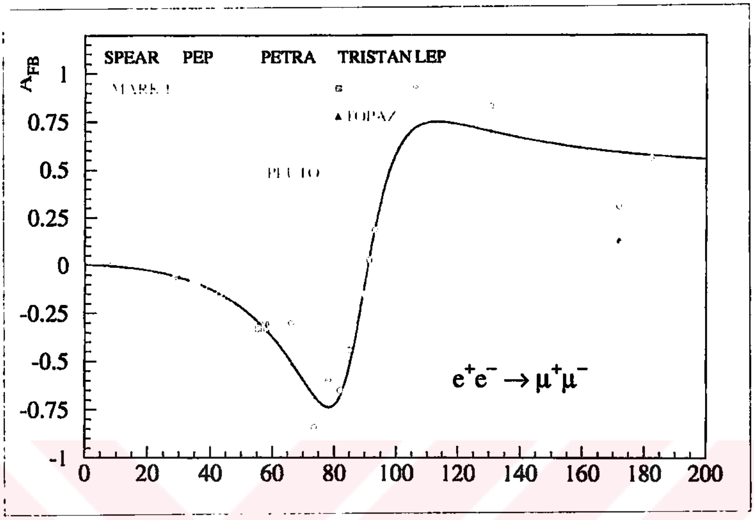


Şekil 3.11. $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ saçılması toplam tesir kesiti

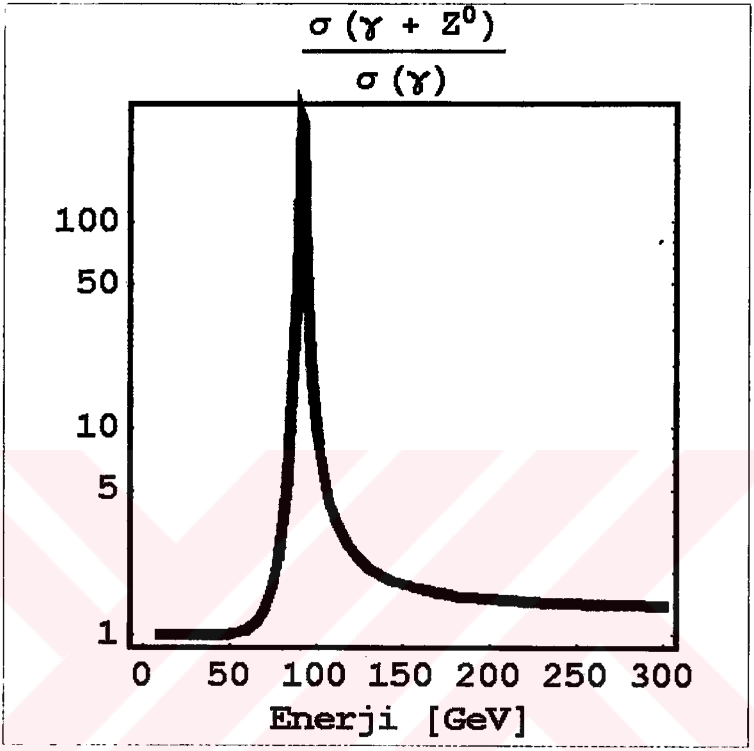


Şekil 3.12. $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ saçılması A_{LR} asimetrisi

Asimetrilere ait teorik ve deneysel grafikler şekil 3.12 ve 3.13'te gösterilmiştir.



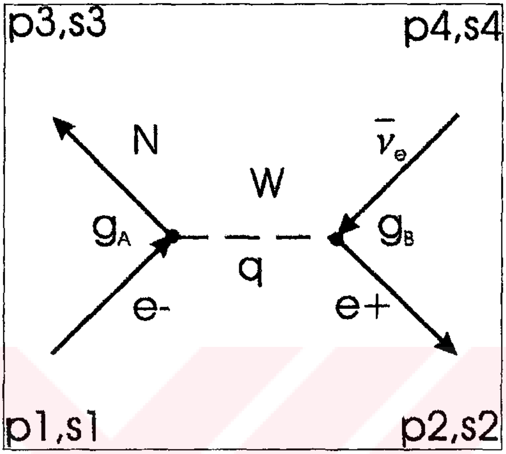
Şekil 3.13. $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ saçılması A_{FB} asimetrisi



Şekil 3.14. $e^{-}e^{+} \rightarrow \mu^{-}\mu^{+}$ saçılması $\sigma(\gamma + Z^{0})/\sigma(\gamma)$ oranı

Etkileşmenin toplam tesir kesitinin elektromanyetik etkileşmeye oranı şekil 3.14'te gösterilmiştir.

3.3. $e^{-}e^{+} \rightarrow N\overline{\nu}_e$ Saçılması



Şekil 3.15. $e^{-}e^{+} \rightarrow N\overline{\nu}_e$ **saçılması t kanal**

$e^{-}e^{+} \rightarrow N\overline{\nu}_e$ saçılmasına ait t kanal Feynman diagramı şekil 3.15'te gösterilmiştir. Aşağıdaki denklemler N ve ν_e 'nin Dirac nötrinosu olduğu varsayılarak yazılmıştır. Dirac tipi nötrinolarda, $\nu_e \neq \overline{\nu}_e$ ve $N \neq \overline{N}$ dır. Sürece ait genlik ifadesi aşağıda çıkarılmıştır.

$$M_{LL}(e_L^{-}e_R^{+} \rightarrow N_L\overline{\nu}_R) = G_{LL}(t)[\overline{v}_R(2)\gamma^{\mu}v_R(4)][\overline{u}_L(3)\gamma_{\mu}u_L(1)] \quad (1)$$

Denklem 2'deki V_{Ne}, quark sektöründe olduğu gibi lepton sektöründeki jenerasyon karışım matris elemanıdır.

$$G_{LL}(t) = \frac{g_W^2 V_{Ne}}{2(t - M_W^2 c^2)} \quad (2)$$

Genliğin karesi

$$|M_{LL}|^2 = |G_{LL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)(\not{p}_3+m_N)\right\} \end{array} \right\} \tag{3a}$$

$$= 16|G_{LL}(t)|^2(p_1.p_4)(p_2.p_3) \tag{3b}$$

$$= 4u(u-m_N^2c^2)|G_{LL}(t)|^2 \tag{3c}$$

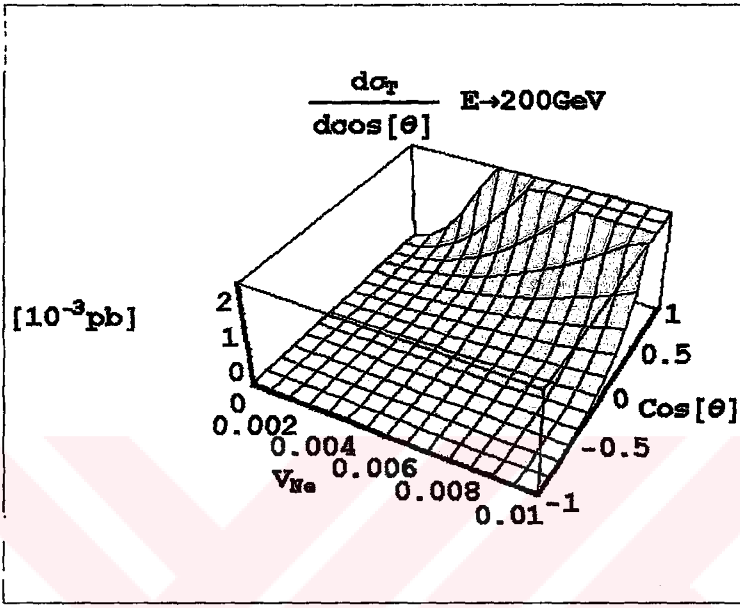
Diferansiyel tesir kesitleri aşağıdaki gibi bulunur.

$$\frac{d\sigma_L(e_L^- e^+ \to N\overline{\nu}_e)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2} u(u-m_N^2c^2)|G_{LL}(t)|^2 \tag{4a}$$

$$\frac{d\sigma_T(e^- e^+ \to N\overline{\nu}_e)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{16\pi s^2 c^2} u(u-m_N^2c^2)|G_{LL}(t)|^2 \tag{4b}$$

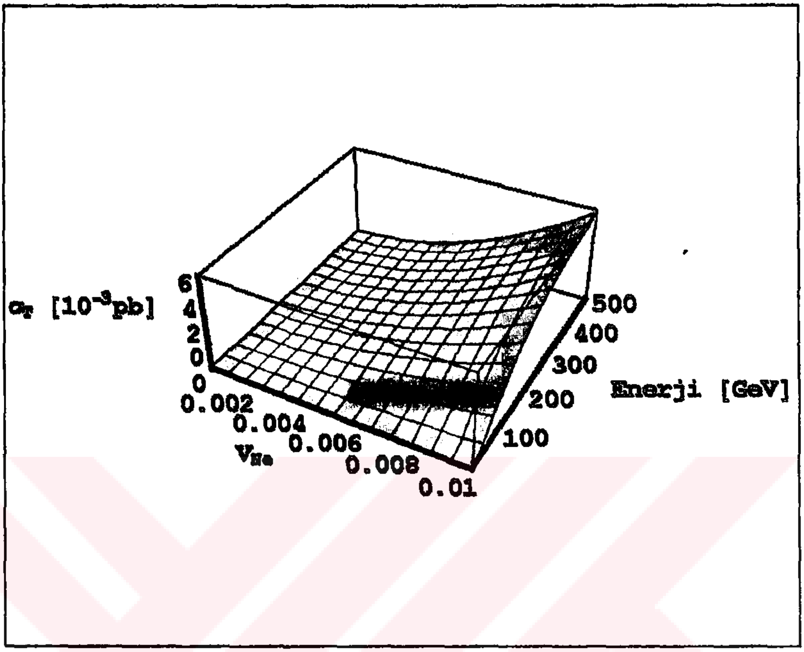
Etkileşmeye sadece sol elli nötrinolar (ya da sağ elli antinötrinolar) girdiğinden A_{LR} asimetrisi aşağıdaki şekilde hesaplanabilir.

$$A_{LR} = 1 \tag{5a}$$

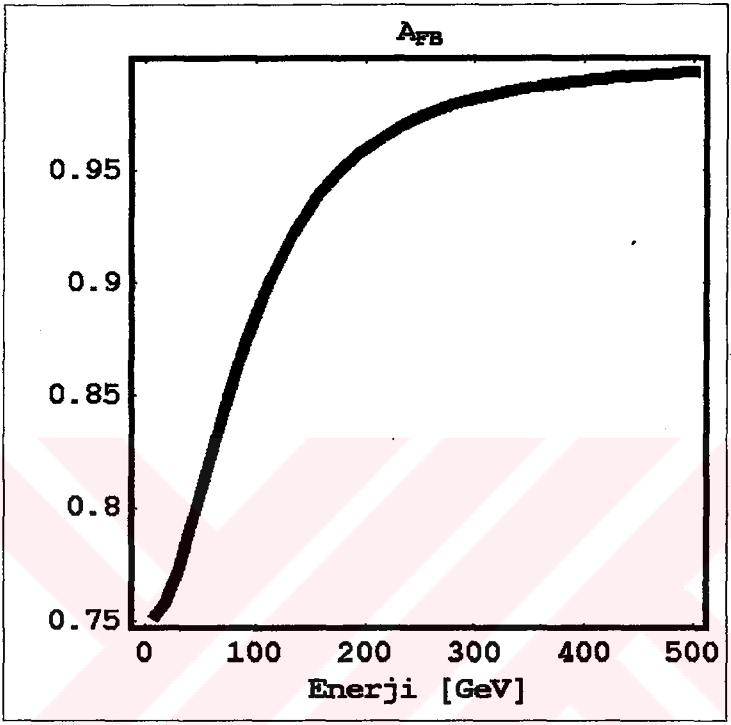


Şekil 3.16. $e^{-}e^{+} \rightarrow N\overline{\nu}_{e}$ saçılması diferansiyel tesir kesiti

Toplam tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesitine ait teorik grafikler şekil 3.16 ve 3.17'de gösterilmiştir.



Şekil 3.17. $e^- e^+ \rightarrow N\bar{\nu}_e$ saçılması toplam tesir kesiti



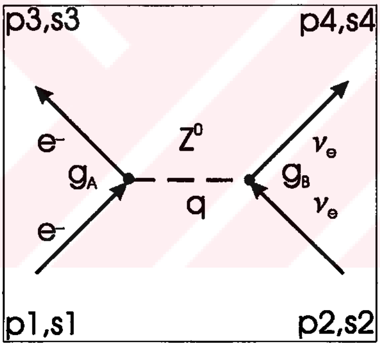
Şekil 3.18. $e^-e^+ \rightarrow N\overline{\nu}_e$saçılması A_{FB} asimetrisi

Asimetriye ait teorik grafik ise şekil 3.18'de gösterilmiştir.

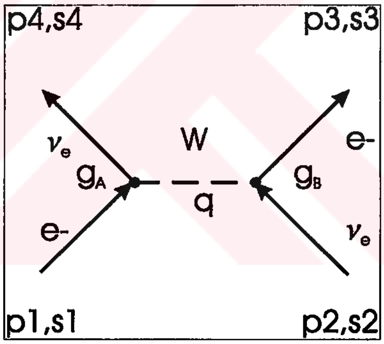
4. ELEKTRON-NÖTRİNO SAÇILMA SÜREÇLERİ

Elektron-nötrino saçılma tesir kesitleri, aşırı derecede küçük ve doğal olarak da ölçümü zordur. Buna rağmen yapılan büyük deneysel çabalar sayesinde Standart Modelin $SU(2)_L \times U(1)_Y$ yapısının teyidinde ve nötrinoların bilinmeyen yapısını ortaya çıkarmada kritik rol oynarlar. Mesela CERN 'de $\overline{\nu}_\mu e \rightarrow \overline{\nu}_\mu e$ saçılmasının ilk gözlemleri zayıf nötral akımın varlığını doğrulamıştır. Ardından $\nu_\mu e$ ve $\overline{\nu}_\mu e$ saçılmalarının ileri istatistiksel çalışmaları elektrozayıf karışım açısını ($\sin^2\theta_W$) temiz bir şekilde (tamamen leptonik) belirlemeye olanak tanır. Super K Grubunun düşük enerjili $\nu e \rightarrow \nu e$ solar nötrino saçılma çalışmaları, nörino karışımı ve osilasyonlarının doğasını $\nu_e e$ ve $\nu_l e(l = \mu, \tau)$ saçılma tesir kesitleri arasındaki SM farkları yoluyla ortaya çıkarmaya imkan tanır.

4.1. $e^-\nu_e \rightarrow e^-\nu_e$ Saçılması



Şekil 4.1. $e^-\nu_e \rightarrow e^-\nu_e$ saçılması t kanal



Şekil 4.2 $e^-\nu_e \rightarrow e^-\nu_e$ saçılması u kanal

$e^-\nu_e \rightarrow e^-\nu_e$ sürecine ait t ve u kanal Feynman diagramları şekil 4.1 ve 4.2'de gösterilmiştir. Genlik hesabı yapılırken denklem 1a'dan denklem 1b'ye Fierz transformasyonu yardımıyla geçilmiştir.

$$M_{LL}(e_L^- \nu_L \to e_L^- \nu_L) = \left\{ \begin{array}{c} G_{LL}(t)[\overline{u}_L(4)\gamma^\mu u_L(2)][\overline{u}_L(3)\gamma_\mu u_L(1)] \\ +G_{LL}(u)[\overline{u}_L(4)\gamma^\mu u_L(1)][\overline{u}_L(3)\gamma_\mu u_L(2)] \end{array} \right\} \tag{1a}$$

$$= (G_{LL}(t) - G_{LL}(u))[\overline{u}_L(4)\gamma^\mu u_L(2)][\overline{u}_L(3)\gamma_\mu u_L(1)] \tag{1b}$$

$$M_{RL}(e_R^- \nu_L \to e_R^- \nu_L) = G_{RL}(t)[\overline{u}_L(4)\gamma^\mu u_L(2)][\overline{u}_R(3)\gamma_\mu u_R(1)] \tag{1c}$$

Burada

$$G_{LL}(t) = \frac{g_Z^2 c_L^e}{4(t - M_Z^2 c^2)} \tag{2a}$$

$$G_{LL}(u) = \frac{g_W^2}{2(u - M_W^2 c^2)} \tag{2b}$$

$$G_{RL}(t) = \frac{g_Z^2 c_R^e}{4(t - M_Z^2 c^2)} \tag{2c}$$

Genliklerin kareleri

$$|M_{LL}|^2 = |G_{LL}(t) - G_{LL}(u)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \not{p}_2 \gamma^\nu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \not{p}_4 \right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \not{p}_1 \gamma_\nu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \not{p}_3 \right\} \end{array} \right\} \tag{3a}$$

$$= 16|G_{LL}(t) - G_{LL}(u)|^2 (p_1.p_2)(p_3.p_4) \tag{3b}$$

$$= 4s^2 |G_{LL}(t) - G_{LL}(u)|^2 \tag{3c}$$

$$|M_{RL}|^2 = |G_{RL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \not{p}_2 \gamma^\nu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \not{p}_4 \right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) \not{p}_1 \gamma_\nu \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) \not{p}_3 \right\} \end{array} \right\} \tag{4a}$$

$$= 16|G_{RL}(t)|^2 (p_1.p_4)(p_2.p_3) \tag{4b}$$

$$= 4u^2 |G_{RL}(t)|^2 \tag{4c}$$

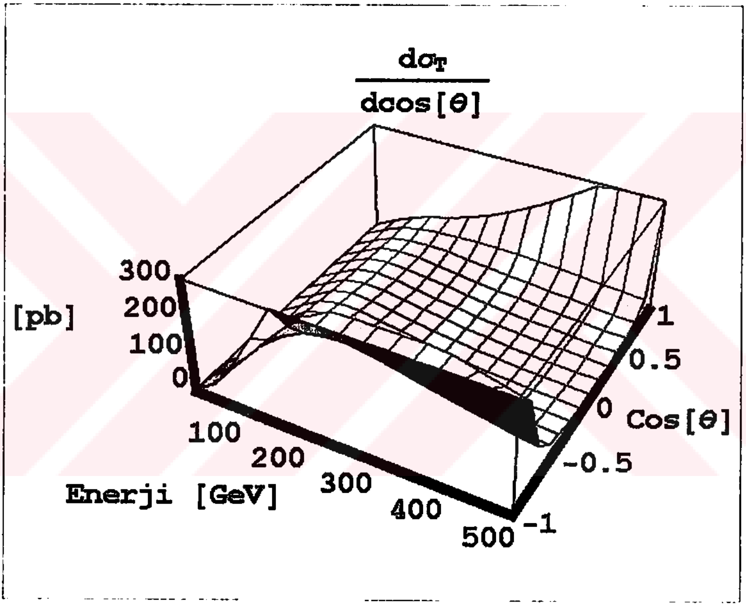
Diferansiyel tesir kesitleri aşağıdaki gibi bulunur.

$$\frac{d\sigma_L(e_L^- \nu \to e^- \nu)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{4\pi s^2 c^2} s^2 |G_{LL}(t) - G_{LL}(u)|^2 \tag{5a}$$

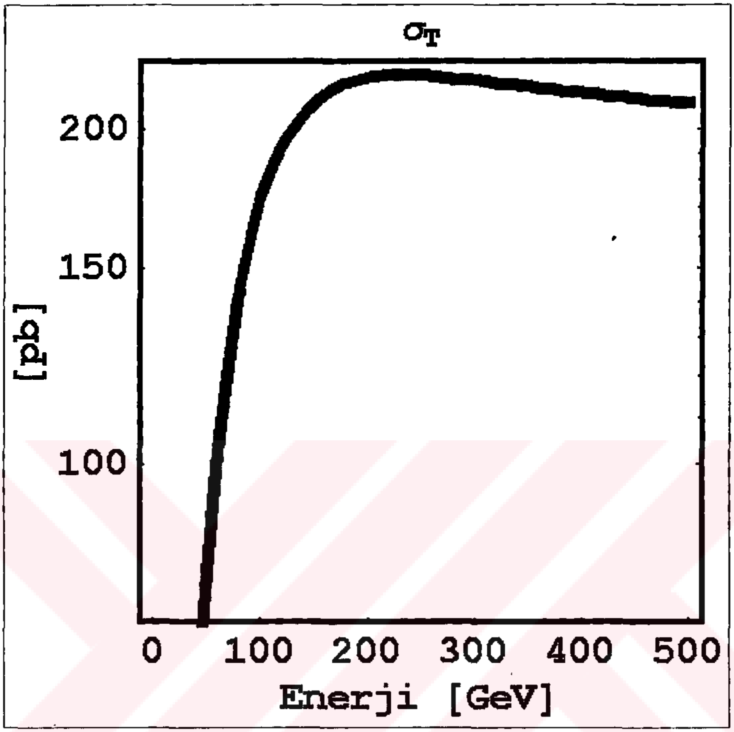
$$\frac{d\sigma_R(e_R^- \nu \to e^- \nu)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{4\pi s^2 c^2} u^2 |G_{RL}(t)|^2 \tag{5b}$$

$$\frac{d\sigma_T(e^- \nu \to e^- \nu)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2} \left\{ s^2 |G_{LL}(t) - G_{LL}(u)|^2 + u^2 |G_{RL}(t)|^2 \right\} \tag{5c}$$

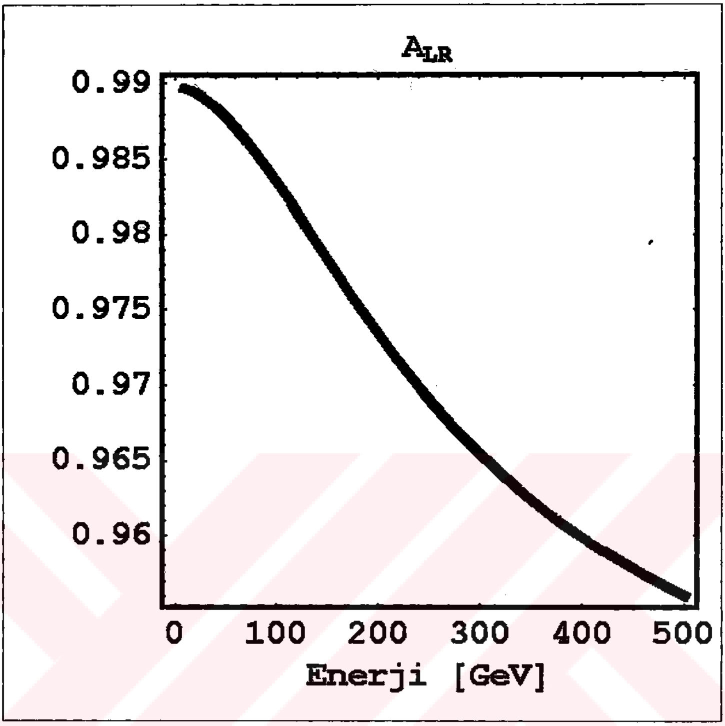
Toplam tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesitine ait teorik grafikler şekil 4.3 ve 4.4'te gösterilmiştir.



Şekil 4.3. $e^-\nu_e \to e^-\nu_e$ saçılması diferansiyel tesir kesiti



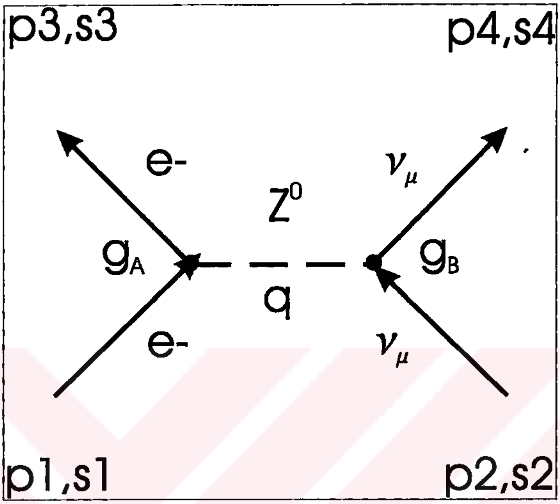
Şekil 4.4. $e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e$ saçılması toplam tesir kesiti



Şekil 4.5. $e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e$ saçılması A_{LR} asimetrisi

A_{LR} asimetrisine ait teorik grafik şekil 4.5'te gösterilmiştir.

4.2. $e^-\nu_\mu \rightarrow e^-\nu_\mu$ Saçılması



Şekil 4.6. $e^-\nu_\mu \rightarrow e^-\nu_\mu$ saçılması t kanal

$e^-\nu_\mu \rightarrow e^-\nu_\mu$ saçılmasına ait t kanal Feynman diagramı şekil 4.6'da gösterilmiştir. Genlikler aşağıdaki gibi hesaplanırlar.

$$M_{LL}(e_L^-\nu_L \rightarrow e_L^-\nu_L) = G_{LL}(t)[\overline{u}_L(4)\gamma^\mu u_L(2)][\overline{u}_L(3)\gamma_\mu u_L(1)] \qquad (1a)$$

$$M_{RL}(e_R^-\nu_L \rightarrow e_R^-\nu_L) = G_{RL}(t)[\overline{u}_L(4)\gamma^\mu u_L(2)][\overline{u}_R(3)\gamma_\mu u_R(1)] \qquad (1b)$$

Burada

$$G_{LL}(t) = \frac{g_Z^2 c_L^e c_L^\nu}{4(t - M_Z^2 c^2)} = \frac{g_Z^2 c_L^e}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (2a)$$

$$G_{RL}(t) = \frac{g_Z^2 c_R^e c_L^\nu}{4(t - M_Z^2 c^2)} = \frac{g_Z^2 c_R^e}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (2b)$$

Genliklerin kareleri

$$|M_{LL}|^2 = |G_{LL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\gamma^{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \end{array} \right\} \tag{3a}$$

$$= 16|G_{LL}(t)|^2(p_1.p_2)(p_3.p_4) \tag{3b}$$

$$= 4s^2|G_{LL}(t)|^2 \tag{3c}$$

$$|M_{RL}|^2 = |G_{RL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\gamma^{\nu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\nu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \end{array} \right\} \tag{4a}$$

$$= 16|G_{RL}(t)|^2(p_1.p_4)(p_2.p_3) \tag{4b}$$

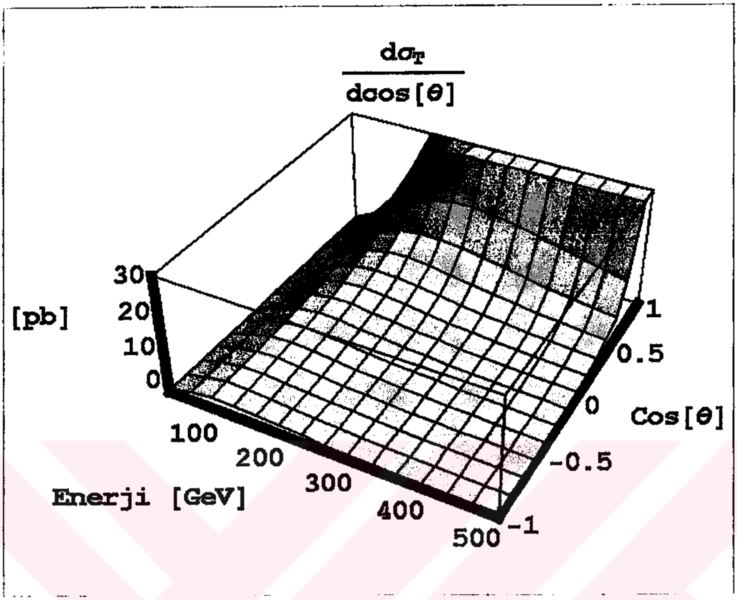
$$= 4u^2|G_{RL}(t)|^2 \tag{4c}$$

Diferansiyel tesir kesitleri aşağıdaki gibi bulunurlar.

$$\frac{d\sigma_L(e_L^-\nu \to e^-\nu_L)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{4\pi s^2 c^2} s^2|G_{LL}(t)|^2 \tag{5a}$$

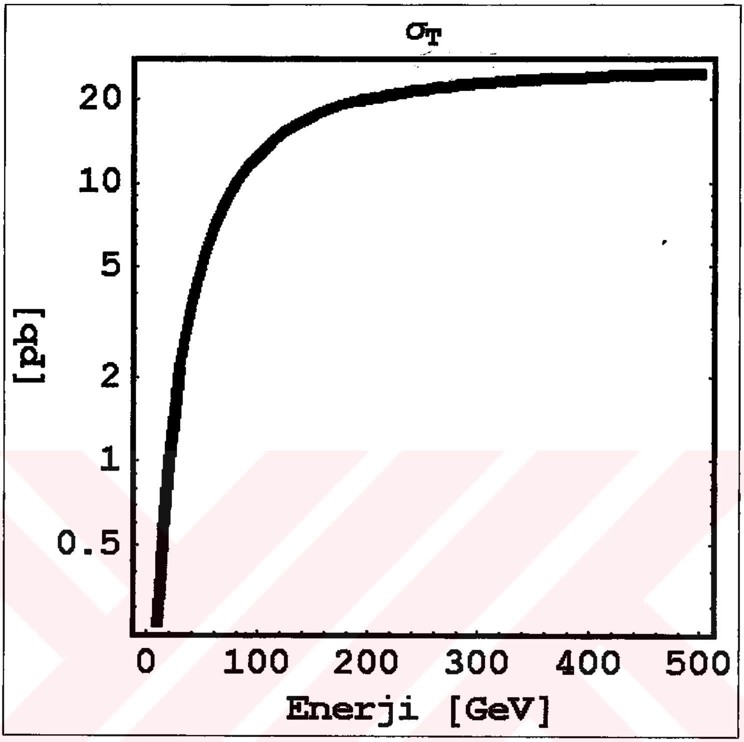
$$\frac{d\sigma_R(e_R^-\nu \to e^-\nu_L)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{4\pi s^2 c^2} u^2|G_{RL}(t)|^2 \tag{5b}$$

$$\frac{d\sigma_T(e^-\nu \to e^-\nu_L)}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2}\left\{s^2|G_{LL}(t)|^2 + u^2|G_{RL}(t)|^2\right\} \tag{5c}$$

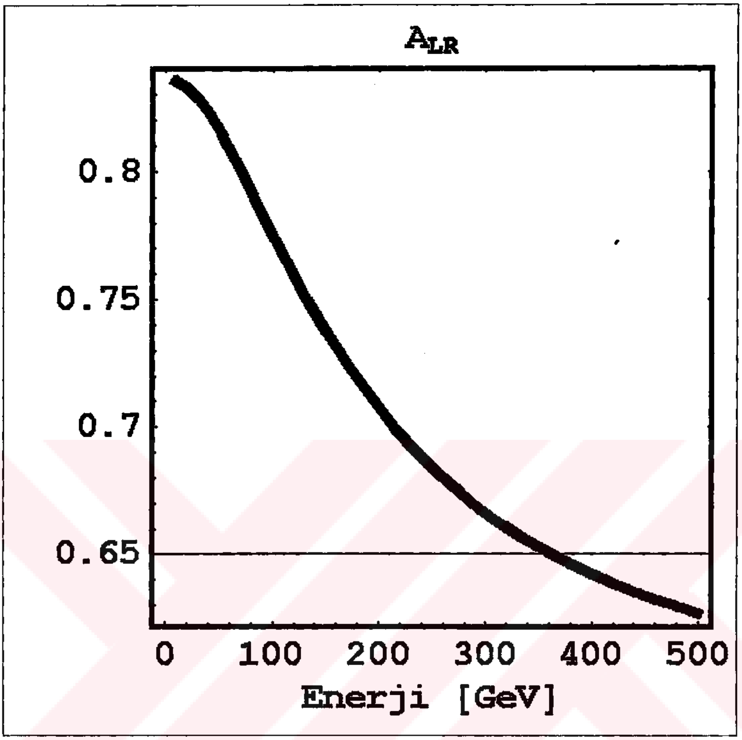


Şekil 4.7. $e^- \nu_\mu \rightarrow e^- \nu_\mu$ saçılması diferansiyel tesir kesiti

Toplam tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesitine ait teorik grafikler şekil 4.7 ve 4.8'de gösterilmiştir.

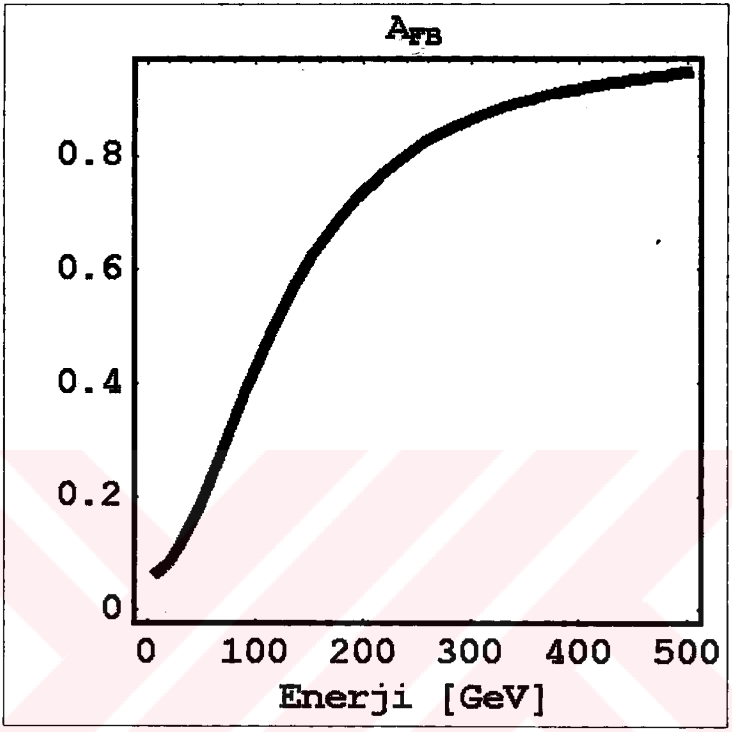


Şekil 4.8. $e^- \nu_\mu \rightarrow e^- \nu_\mu$ saçılması toplam tesir kesiti



Şekil 4.9. $e^{-}\nu_{\mu} \rightarrow e^{-}\nu_{\mu}$ saçılması A_{LR} asimetrisi

Asimetrilere ait teorik grafikler şekil 4.9 ve 4.10'da gösterilmiştir.



Şekil 4.10. $e^{-}\nu_{\mu} \rightarrow e^{-}\nu_{\mu}$ saçılması A_{FB} asimetrisi

4.2.1. Polarize Dirac parçacıklarının saçılması

Bu bölümde polarize fermiyonların saçılma hesap tekniği en basit örnek olan $e^{-}\nu_{\mu} \rightarrow e^{-}\nu_{\mu}$ saçılması üzerinde incelenecektir. Spini s ve momentumu p olan serbest fermiyonlar $u(p,s)$ spinörüyle antifermiyonlar ise $v(p,s)$ spinörüyle tarif edilirler. Burada $s \equiv s^{\mu}$ Lorenz vektörü olup parçacığın durgun olduğu sistemde uzaysal birim vektördür.

$$(s^{\mu})_{RS} = \left(0, \vec{s}\right) \tag{6}$$

Parçacığın s^{μ} vektörünün parçacığın $\vec{p}$ momentumuyla hareket ettiği referans sistemindeki bileşenleri Lorenz dönüşümü yardımıyla bulunabilir.

$$s^{\mu} = \left(\frac{\vec{p}.\vec{s}}{m_0}, \vec{s} + \frac{\vec{s}.\vec{p}}{m_0(E+m_0)}\vec{p} \right) \quad (7)$$

Denklem 7'nin ortagonalite ve normalizasyon şartlarını sağladığı kolayca gösterilebilir.

$$s^2 = 1, p.s = 0 \quad (8)$$

Parçacığın durgun olduğu referans sisteminde birim spinörler $\sum.\vec{s}$ operatörünün özdeğerledirler.

$$\sum.\vec{s}u(0,\pm\vec{s}) = \pm u(0,\pm\vec{s}) \quad (9)$$

Burada $\sum = \gamma^5\gamma^0\vec{\gamma}$ olup standart tanımı çift Pauli matrisidir.

$$\sum = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix} \quad (10)$$

Denklem 9'un kovariant genelleştirmesi yapılabilir.

$$\gamma^5 s\, u(p,\pm s) = \pm u(p,\pm s) \quad (11)$$

Burada extra γ^0 faktörü denklem 11'i pozitron spinörleri olan $v(p,\pm s)$ 'ler içinde geçerli yapmak için eklenmiştir. Denklem 11'i kullanarak "spin projeksiyon" operatörü tanımlanabilir. Özellikleri ise aşağıda gösterilmiştir.

$$\hat{\sum}(s) = \frac{1}{2}(1+\gamma^5 s) \quad (12a)$$

$$\hat{\sum}(s)\, u(p,+s) = u(p,+s)\, , \hat{\sum}(s)\, u(p,-s) = 0 \quad (12b)$$

Şimdiye kadar spin polarizasyonu için üretilen formülasyon helisite durumlarını da uygulanabilir. Parçacığın spini hareket doğrultusunu gösterdiğinde $\vec{s}$ şu şekilde tanımlanabilir.

$$\vec{s}(\lambda) = \lambda \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}, \ \lambda = \pm 1 \qquad (13a)$$

$$s^{\mu}(\lambda) = \lambda \left(\frac{|\vec{p}|}{m_0}, \frac{E}{m_0} \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \right) \qquad (13a)$$

Biz fermiyonun spini $\vec{s}$ 'nin momentumu $\vec{p}$ 'yle aynı yönde olanına sağ elli, spini momentumuna ters yönde olanına ise sol elli diyeceğiz. alternatif olarak sırasıyls pozitif ve negatif helisite tanımları da kullanılabilir $(\lambda = +1$ veya $\lambda = -1)$.

Yapılan bu girişten sonra artık $e^{-}\nu_{\mu} \to e^{-}\nu_{\mu}$ saçılmana geçilebilir.

$$M(e^{-}\nu_{\mu} \to Z^{0} \to e^{-}\nu_{\mu}) = G(t) \left\{ \begin{array}{c} \left[\overline{u}(p_4, s_4)\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)u(p_2, s_2) \right] \times \\ \left[\overline{u}(p_3, s_3)\gamma_{\mu}(c_V^e - c_A^e\gamma^5)u(p_2, s_2) \right] \end{array} \right\} \qquad (14a)$$

$$G(t) = -\frac{g_Z^2}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (14b)$$

Bu ifade Dirac matrislerinin ve parçacık belirli spinörlerinin konmasıyla hesaplanabilir. Fakat geçen bölümlerde kullanılan trace teoremleri denklem 12b'nin yardımıyla s_1 ve s_3 spinleri üzerinden toplam alınarak kullanılabilir. Spin projeksiyon operatörü kullanılarak $|M|^2$ şöyle yazılabilir.

$$|M|^2 = \left\{ \begin{array}{c} |G(t)|^2 Tr\left\{ \gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \not{p}_2 \gamma^{\nu} \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \not{p}_4 \right\} \times \\ Tr\left\{ \gamma_{\mu}(c_V - c_A\gamma^5) \hat{\sum}(s_1) \not{p}_1 \gamma_{\nu} (c_V - c_A\gamma^5) \hat{\sum}(s_3) \not{p}_3 \right\} \end{array} \right\} \qquad (15)$$

Denklem 15'deki $\hat{\sum}(s_1)u(p_1,s_1') = \delta_{s_1 s_1'}u(p_1,s_1)$ projeksiyonu s_1' üzerinden toplamın yalnızca bir terim (s_1) vermesini garanti eder. Aynı sonuç s_3' üzerinden yapılan toplam için de geçerlidir. Elektronun helisitesini $\lambda_1 = +1$ olduğunu varsayıp son durumda saçılan elektronun spinin hareket doğrultusuna paralel olup olmama olasılığına bakacağız. Polarizasyon vektörleri şu şekilde tarif edilirse

$$s_1(\lambda_1) = \lambda_1\left(\frac{|\vec{p_1}|}{m_0}, \frac{E_1}{m_0}\frac{\vec{p_1}}{|\vec{p_1}|}\right) \equiv \lambda_1 s_1 \tag{16a}$$

$$s_3(\lambda_3) = \lambda_3\left(\frac{|\vec{p_3}|}{m_0}, \frac{E_3}{m_0}\frac{\vec{p_3}}{|\vec{p_3}|}\right) \equiv \lambda_3 s_3 \tag{16b}$$

Genliğin karesi

$$|M|^2 = \left\{ \begin{array}{c} |G(t)|^2 Tr\left\{\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\gamma^\mu \not{p}_2 \gamma^\nu \not{p}_4\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu(c_V - c_A\gamma^5)\left(\frac{1+\lambda_1\gamma^5 \not{s}_1}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\nu(c_V - c_A\gamma^5)\left(\frac{1+\lambda_3\gamma^5\not{s}_3}{2}\right)\not{p}_3\right\} \end{array} \right\} \tag{17}$$

Denklem 17'deki ikinci trace sadeleştirildiğinde λ_1 ve λ_3 'ü tek başına içeren terimler tek sayıda gama matrisi içerdiklerinden sıfır olarak hesaplanırlar. Geriye şu terimler kalır.

$$|M|^2(\lambda_1,\lambda_3) = \left\{ \begin{array}{c} \frac{|G(t)|^2}{8} Tr\{(1+\gamma^5)\gamma^\mu \not{p}_2\gamma^\nu \not{p}_4\} \times \\ \left[Tr\left\{(c_V + c_A\gamma^5)^2\gamma_\mu \not{p}_1\gamma_\nu \not{p}_3\right\} + \lambda_1\lambda_3(c_A^2 - c_V^2)Tr\{\gamma_\mu \not{s}_1 \not{p}_1 \gamma_\nu \not{s}_3 \not{p}_3\}\right] \end{array} \right\} \tag{18}$$

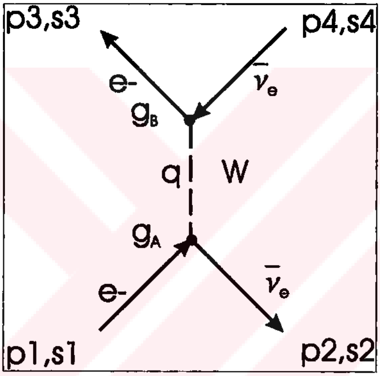
Sonuç olarak diferansiyel tesir kesiti yada genliğin karesi $\lambda_1\lambda_3$ helisite çarpımlarına bağlıdır. Birçok deneyde saçılan parçacıkların polarizasyon derecesi ölçülebilir.

$$P = \frac{d\sigma(\lambda_3 = +1) - d\sigma(\lambda_3 = -1)}{d\sigma(\lambda_3 = +1) + d\sigma(\lambda_3 = -1)} \qquad (19a)$$

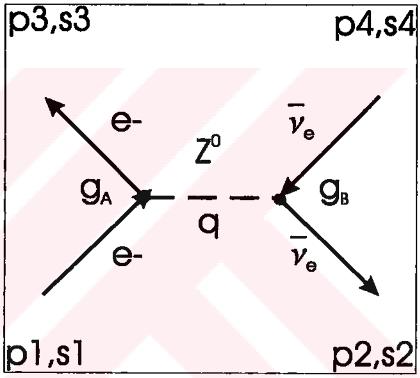
$$P = \lambda_1(c_A^2 - c_V^2)\frac{Tr\{\gamma_\mu \not{s}_1 \not{p}_1 \gamma_\nu \not{s}_3 \not{p}_3\}}{Tr\left\{(c_V + c_A\gamma^5)^2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_\nu \not{p}_3\right\}} \qquad (19b)$$

Sonuç olarak $P \neq 0$ olduğu görülmektedir.

4.3. $e^-\overline{\nu}_e \rightarrow e^-\overline{\nu}_e$ Saçılması



Şekil 4.11. $e^-\overline{\nu}_e \rightarrow e^-\overline{\nu}_e$ saçılması s kanal



Şekil 4.12. $e^-\overline{\nu}_e \rightarrow e^-\overline{\nu}_e$ saçılması t kanal

$e^-\overline{\nu}_e \rightarrow e^-\overline{\nu}_e$ saçılmasına ait s ve t kanal Feynman diagramları şekil 4.11 ve 4.12'de gösterilmiştir. Denklem 1a'dan 1b'ye geçerken Fierz transformasyonu kullanılmıştır.

$$M_{LL}(e_L^-\overline{\nu}_R \rightarrow e_L^-\overline{\nu}_R) = \left\{ \begin{array}{c} G_{LL}(s)[\overline{u}_L(3)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{v}_R(2)\gamma_\mu u_L(1)] \\ +G_{LL}(t)[\overline{v}_R(2)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{u}_L(3)\gamma_\mu u_L(1)] \end{array} \right\} \qquad (1a)$$

$$= (G_{LL}(s) - G_{LL}(t))[\overline{u}_L(3)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{v}_R(2)\gamma_\mu u_L(1)] \qquad (1b)$$

$$M_{RL}(e_R^-\overline{\nu}_R \rightarrow e_R^-\overline{\nu}_R) = G_{RL}(t)[\overline{v}_R(2)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{u}_R(3)\gamma_\mu u_R(1)] \qquad (1c)$$

Burada

$$G_{LL}(s) = \frac{g_W^2}{2(s - M_W^2 c^2 + i\hbar M_W \Gamma_W)} \tag{2a}$$

$$G_{LL}(t) = \frac{g_Z^2 c_L^e}{4(t - M_Z^2 c^2)} \tag{2b}$$

$$G_{RL}(t) = \frac{g_Z^2 c_R^e}{4(t - M_Z^2 c^2)} \tag{2c}$$

Genliklerin kareleri

$$|M_{LL}|^2 = |G_{LL}(s) - G_{LL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^\upsilon\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\upsilon\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \end{array} \right\} \tag{3a}$$

$$= 16|G_{LL}(s) - G_{LL}(t)|^2 (p_1.p_4)(p_2.p_3) \tag{3b}$$

$$= 4u^2 |G_{LL}(s) - G_{LL}(t)|^2 \tag{3c}$$

$$|M_{RL}|^2 = |G_{RL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^\upsilon\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_\mu\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_\upsilon\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \end{array} \right\} \tag{4a}$$

$$= 16|G_{RL}(t)|^2 (p_1.p_2)(p_3.p_4) \tag{4b}$$

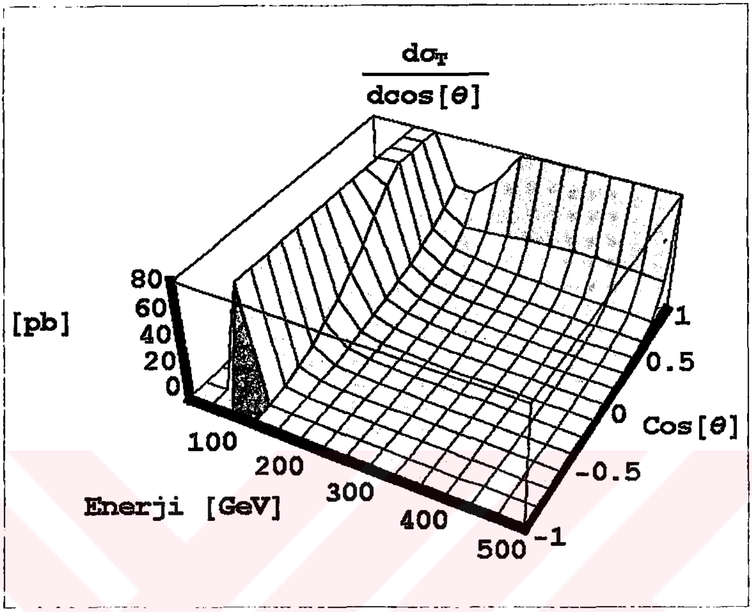
$$= 4s^2 |G_{RL}(t)|^2 \tag{4c}$$

Diferansiyel tesir kesitleri aşağıdaki gibi bulunur.

$$\frac{d\sigma_L(e_L^- \overline{v} \to e^- \overline{v})}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{4\pi s^2 c^2} u^2 |G_{LL}(s) - G_{LL}(t)|^2 \tag{5a}$$

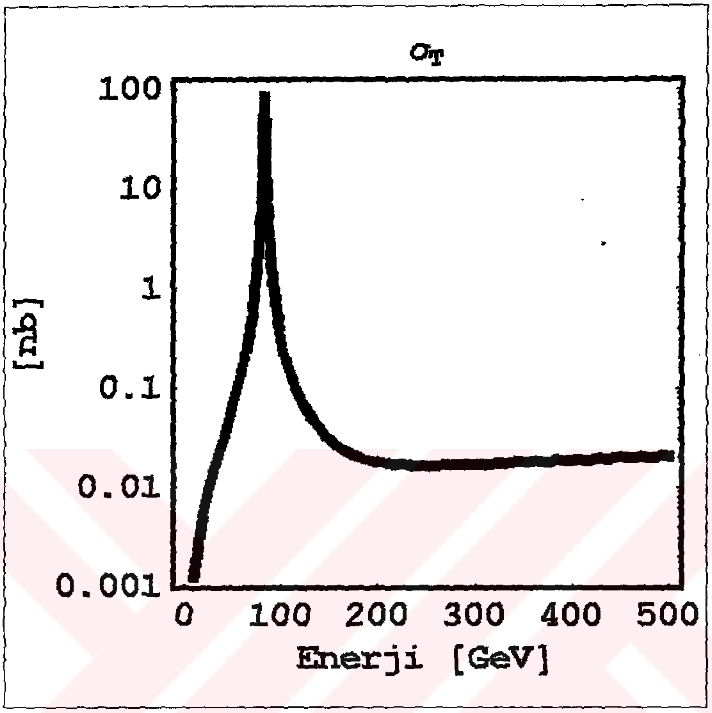
$$\frac{d\sigma_R(e_L^- \overline{v} \to e^- \overline{v})}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{4\pi s^2 c^2} s^2 |G_{RL}(t)|^2 \tag{5b}$$

$$\frac{d\sigma_T(e^- \overline{v} \to e^- \overline{v})}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2} \left\{u^2 |G_{LL}(s) + G_{LL}(t)|^2 + s^2 |G_{RL}(t)|^2\right\} \tag{5c}$$

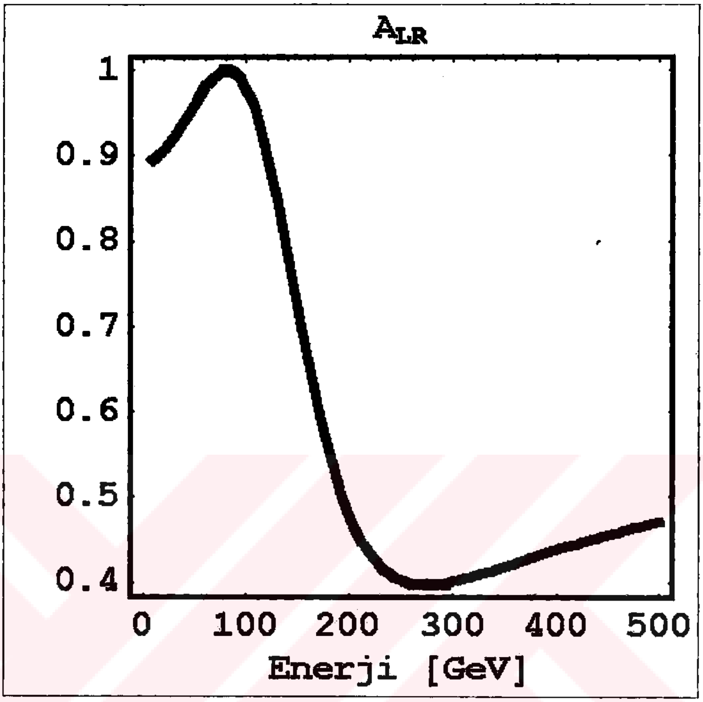


Şekil 4.13. $e^-\overline{\nu}_e \rightarrow e^-\overline{\nu}_e$ saçılması diferansiyel tesir kesiti

Toplam tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesitine ait teorik grafikler şekil 4.13 ve 4.14'te gösterilmiştir.

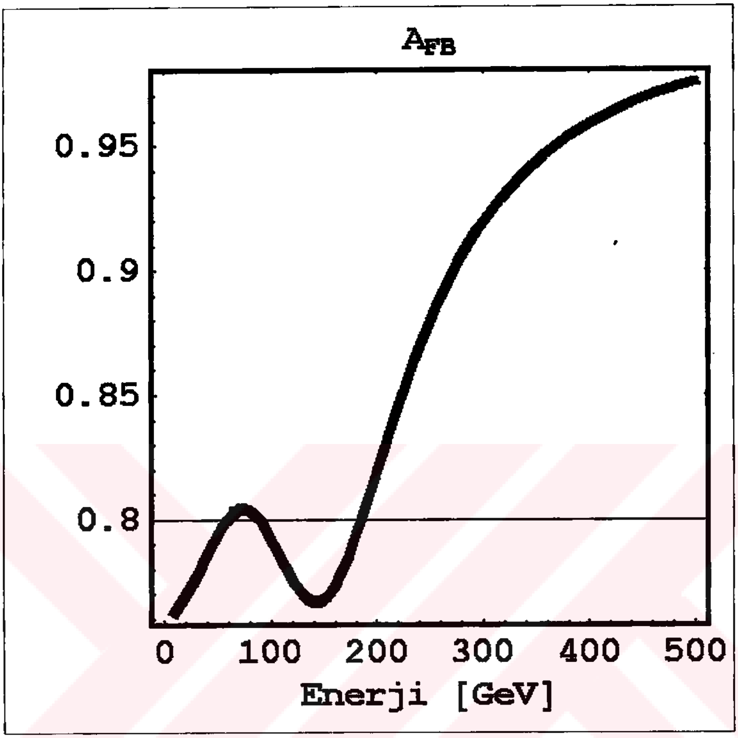


Şekil 4.14. $e^-\overline{\nu}_e \rightarrow e^-\overline{\nu}_e$ saçılması toplam tesir kesiti



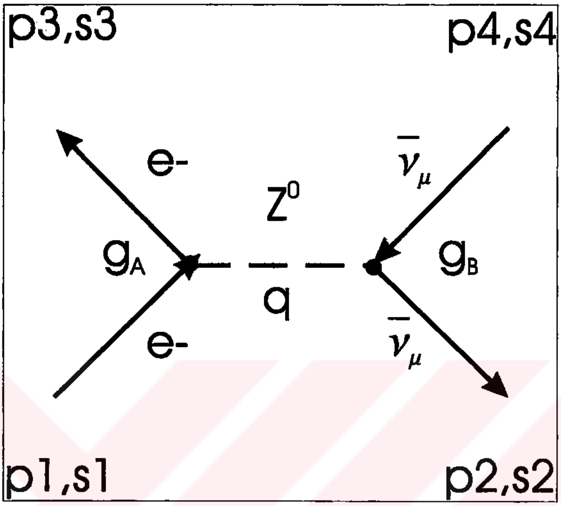
Şekil 4.15. $e^-\overline{\nu}_e \rightarrow e^-\overline{\nu}_e$ saçılması A_{LR} asimetrisi

Asimetrilere ait teorik grafikler şekil 4.15 ve 4.16'da gösterilmiştir.



Şekil 4.16. $e^- \overline{\nu}_e \rightarrow e^- \overline{\nu}_e$ saçılması A_{FB} asimetrisi

4.4. $e^-\overline{\nu}_\mu \rightarrow e^-\overline{\nu}_\mu$ Saçılması



Şekil 4.17. $e^-\overline{\nu}_\mu \rightarrow e^-\overline{\nu}_\mu$ saçılması t kanal

$e^-\overline{\nu}_\mu \rightarrow e^-\overline{\nu}_\mu$ saçılmasına ait t kanal Feynman diagramı şekil 4.17'da gösterilmiştir. Genlik hesapları aşağıdaki gibi yapılır.

$$M_{LL}(e_L^- \nu_R \rightarrow e_L^- \nu_R) = G_{LL}(t)[\overline{v}_R(2)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{u}_L(3)\gamma_\mu u_L(1)] \qquad (1a)$$

$$M_{RL}(e_R^- \nu_R \rightarrow e_R^- \nu_R) = G_{RL}(t)[\overline{v}_R(2)\gamma^\mu v_R(4)][\overline{u}_R(3)\gamma_\mu u_R(1)] \qquad (1b)$$

Burada

$$G_{LL}(t) = \frac{g_Z^2 c_L^e}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (2a)$$

$$G_{RL}(t) = \frac{g_Z^2 c_R^e}{4(t - M_Z^2 c^2)} \qquad (2b)$$

Genliklerin kareleri

$$|M_{LL}|^2 = |G_{LL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^{\upsilon}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\upsilon}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \end{array} \right\} \tag{3a}$$

$$= 16|G_{LL}(t)|^2(p_1.p_4)(p_2.p_3) \tag{3b}$$

$$= 4u^2|G_{LL}(t)|^2 \tag{3c}$$

$$|M_{RL}|^2 = |G_{RL}(t)|^2 \left\{ \begin{array}{c} Tr\left\{\gamma^{\mu}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_4\gamma^{\upsilon}\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\not{p}_2\right\} \times \\ Tr\left\{\gamma_{\mu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_1\gamma_{\upsilon}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\not{p}_3\right\} \end{array} \right\} \tag{4a}$$

$$= 16|G_{RL}(t)|^2(p_1.p_2)(p_3.p_4) \tag{4b}$$

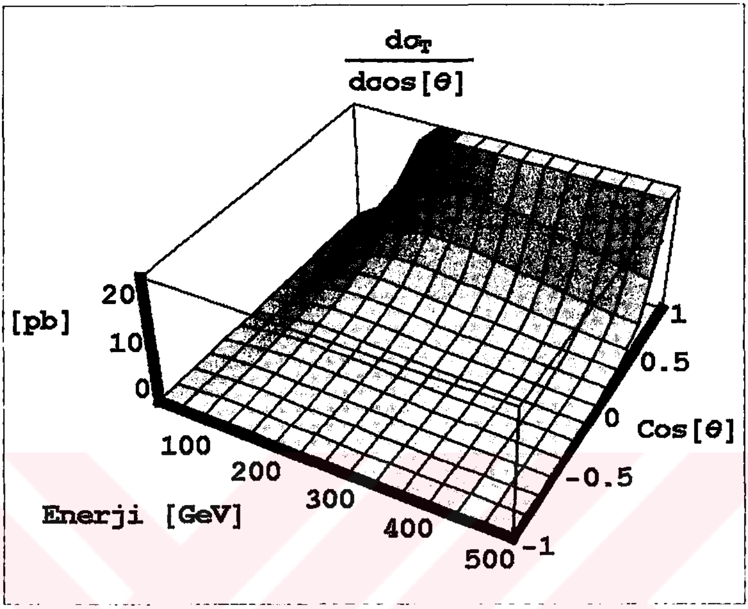
$$= 4s^2|G_{RL}(t)|^2 \tag{4c}$$

Diferansiyel tesit kesitleri aşağıdaki gibi bulunur.

$$\frac{d\sigma_L(e_L^-\overline{\nu} \to e^-\overline{\nu})}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{4\pi s^2 c^2}u^2|G_{LL}(t)|^2 \tag{5a}$$

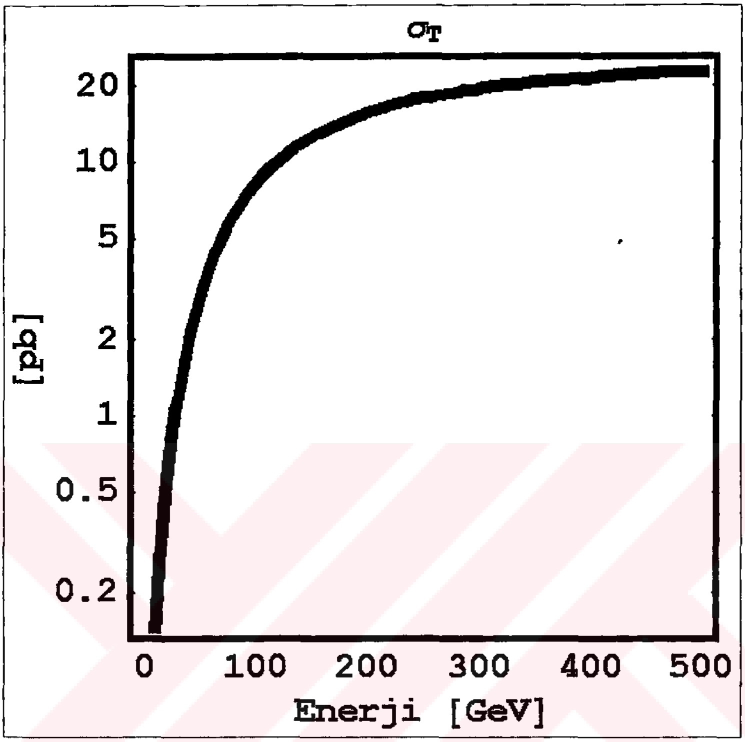
$$\frac{d\sigma_R(e_R^-\overline{\nu} \to e^-\overline{\nu})}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{4\pi s^2 c^2}s^2|G_{RL}(t)|^2 \tag{5b}$$

$$\frac{d\sigma_T(e^-\overline{\nu} \to e^-\overline{\nu})}{dt} = \frac{(\hbar c)^2}{8\pi s^2 c^2}\left\{u^2|G_{LL}(t)|^2 + s^2|G_{RL}(t)|^2\right\} \tag{5c}$$

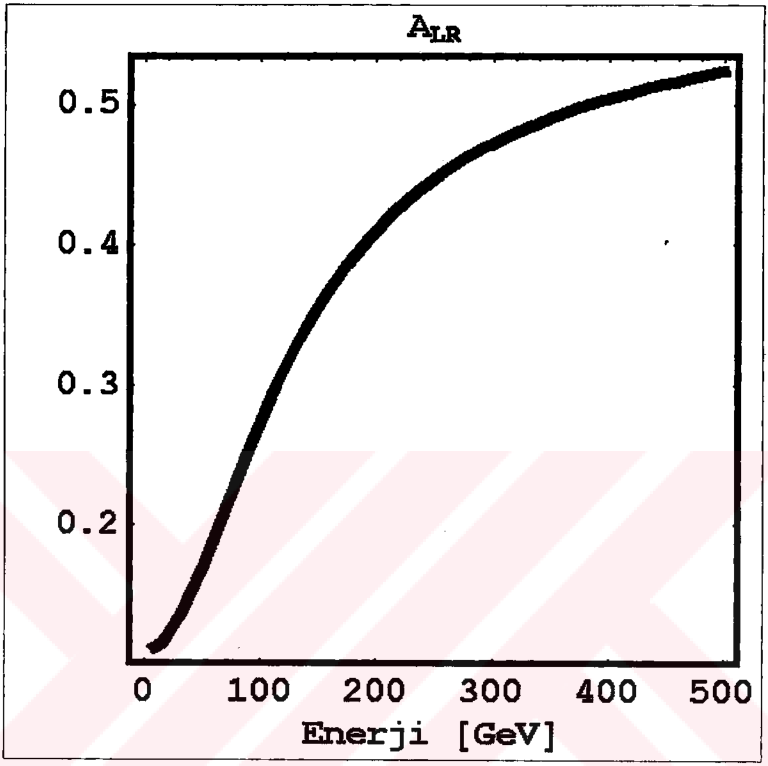


Şekil 4.18. $e^{-}\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow e^{-}\overline{\nu}_{\mu}$ saçılması diferansiyel tesir kesiti

Toplam tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesitine ait teorik grafikler şekil 4.18 ve 4.19'da gösterilmiştir.

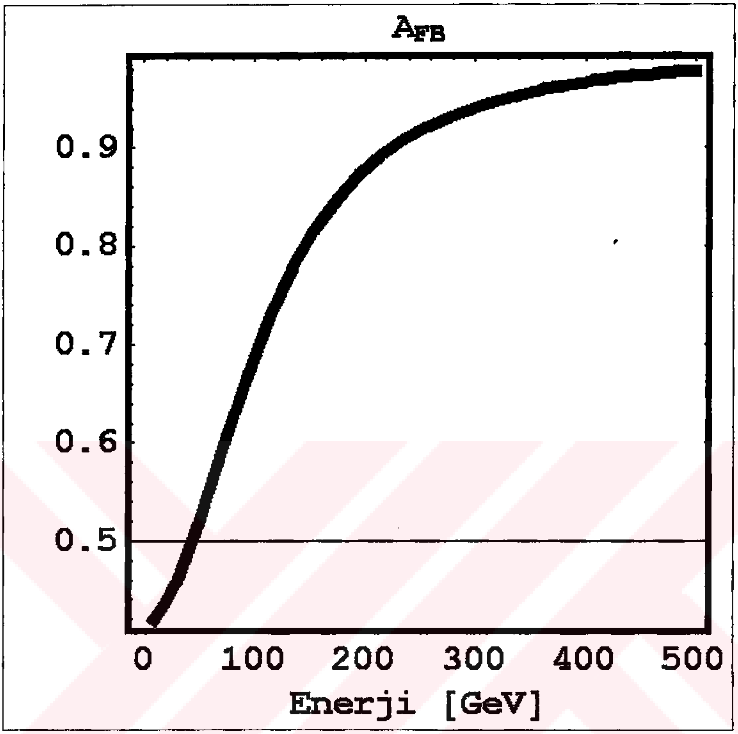


Şekil 4.19. $e^-\overline{\nu}_\mu \rightarrow e^-\overline{\nu}_\mu$ saçılması toplam tesir kesiti



Şekil 4.20. $e^{-}\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow e^{-}\overline{\nu}_{\mu}$ saçılması A_{LR} asimetrisi

Asimetrilere ait teorik grafikler şekil 4.20 ve 4.21'da gösterilmiştir.



Şekil 4.21. $e^- \overline{\nu}_\mu \rightarrow e^- \overline{\nu}_\mu$ saçılması A_{FB} asimetrisi

5. SONUÇ

Standart Model günümüz parçacık fiziğinin kabul görmüş ve deneylerle mükemmel uyuşan modelidir. Bu model çerçevesinde $e^+e^- \to f\overline{f}(f = e, \mu, \tau)$ ve $e\nu_f \to e\nu_f$, $e\overline{\nu}_f \to e\overline{\nu}_f$ süreçleri ayrıntılarıyla incelenmiştir. LEP verileriyle yapılan karşılaştırmalar göstermektedir ki teori ile deney arasındaki uyum mükemmeldir. Standart Model ötesi fiziğin bu süreçlere katkılarının hesabı ve böylelikle modelin geliştirilmesine ait ipuçlarının araştırılması günümüzdeki güncel problemlerdendir ve daha ileri bir araştırmanın konusunu oluşturur.

KAYNAKLAR

Griffiths, D. 1987. Introduction to Particle Physics. J.Wiley Ed.
Barger,V.D. and Philips R. 1997. Collider Physics.
Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
Greiner, W. 2001. Electroweak Interactions. Springer Ed.
Martin, A. 1992. Quarks and Leptons. J.Wiley Ed.
Quigg, C. 1996. GaugeTheories of Strong, Weak
and Electromagnetic Interactions. Eddison-Wesley Ed.
Marciano, W.J and Parsa, Z. 2003. Neutrino-electron scattering theory*.
J.Phys. G:Nucl.Part.Phys.29 (2003) 2926-2645.
Vilain, P. , Wilquet G. 1994. Precision measurement of electroweak
parameters from the scattering of muon-neutrinos on electrons
(CHARM II Collaboration). Physics Letters B. 335 (1994) 246-252.

ÖZGEÇMİŞ

Nusaybin'de 1977 yılında doğdu. İlk ve orta öğrenimini İzmir'de, lise öğrenimini Eskişehir TCDD Meslek Lisesi'nde tamamladı. 1996 yılında girdiği Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden 2001 yılında Fizikçi ünvanyla mezun oldu. 2001-2004 yılları arasında, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimini tamamladı.

TCDD Genel Müdürlüğü Tesisler Daire Başkanlığı 2. BölgeTesisler Müdürlüğü'nde 1996 yılından bu yana görev yapmaktadır.