

**T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ELEKTRON-DÖTERON SAÇILMASINDA
DEĞİŞMEZ KÜTLENİN ELDESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

NESLİHAN İR

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK
**Tez Danışmanı : Doç. Dr. BARIŞ TAMER
TONGUÇ**

Mayıs 2010

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ


ELEKTRON-DÖTERON SAÇILMASINDA
DEĞİŞMEZ KÜTLENİN ELDESİ

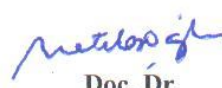
YÜKSEK LİSANS TEZİ

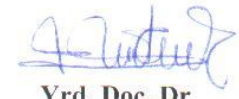
NESLİHAN İR

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 09/06/2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.


Doç. Dr.
Barış Tamer TONGUÇ
Jüri Başkanı


Doç. Dr.
Mehmet BEKTAŞOĞLU
Üye


Yrd. Doç. Dr.
Hüseyin KOCAMAN
Üye

TEŞEKKÜR

Yüksek lisansa başladığım andan itibaren bana her konuda ışık tutan danışman hocam saygı değer Doç. Dr. Barış Tamer TONGUÇ' a sonsuz teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimim boyunca destek ve yardımlarını esirgemeyen Sayın Doç. Dr. Mehmet BEKTAŞOĞLU hocama çok teşekkür ederim.

Yüksek lisans süresi boyunca çalışma arkadaşlarım olan Asiye DEMİRAG' a ve Şule ÇİTÇİ'ye teşekkür ederim.

Ayrıca beni bugünlere getiren, maddi ve manevi desteğini hiçbir zaman esirgemeyen canım aileme yürekten sonsuz teşekkür ederim.

Neslihan İR

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
TABLolar LİSTESİ.....	x
ÖZET.....	xii
SUMMARY.....	xiii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
BATES HIZLANDIRICISI VE BLAST SPEKTROMETRESİ.....	2
2.1. Bates Hızlandırıcısı.....	4
2.2. Blast Spektrometresi.....	5
2.2.1. Sürüklenme odacıkları.....	6
2.2.2. Čerenkov sayaçları.....	6
2.2.3. Sintilatörler.....	7
2.2.4. Nötron sayaçları.....	7
2.2.5. Bobin.....	7
2.3. Hedef.....	8
2.3.1. Döteron.....	8
BÖLÜM 3.	
TEORİ.....	10
3.1. Elektron-Döteron Saçılmasında Kinematik Nicelikler.....	10

3.1.1 Üç vektör momentum transferi.....	10
3.1.2. Dört vektör momentum transferi.....	11
3.2. Değişmez Kütle.....	13
BÖLÜM 4.	
ANALİZ.....	17
4.1. Veri Yapısı.....	17
4.2. Saçılan Elektronun Tespiti.....	18
4.3. Datanın Teorik Beklentilerle Karşılaştırılması.....	22
BÖLÜM 5.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	30
KAYNAKLAR.....	33
EKLER.....	34
ÖZGEÇMİŞ.....	51

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

MIT	: Massachussets Institute of Tecnology
BLAST	: Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid
LNS	: Nükleer Bilim Laboratuvarları
TOF	:Time of Flight sintilatörleri
L0	: e demetinin geliş doğrultusuna göre sol baştaki küçük sayaç
R0	: e demetinin geliş doğrultusuna göre sağ baştaki küçük sayaç
L1	: e demetinin geliş doğrultusuna göre solda orta büyüklükteki sayaç
R1	: e demetinin geliş doğrultusuna göre sağda orta büyüklükteki sayaç
L2	: e demetinin geliş doğrultusuna göre soldaki büyük sayaç
R2	: e demetinin geliş doğrultusuna göre sağdaki büyük sayaç
e^-	:electron
C	:Işık hızı
P	:Momentum
E	:Toplam enerji
Γ	:Foton
λ_{\min}	:Minimum dalga boyu
θ	:Saçılan elektron demetinin z eksenine yaptığı açı
\emptyset	:Saçılan elektron demetinin iz düşümünün x eksenine yaptığı açı
Z	:Hedef uzunluğu
p'	:Saçılan elektronun momentum
q^2	:Üç vektör momentum transfer karesi
Q^2	:Dört vektör momentum transfer karesi
W	:Değişmez kütle

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Massachusetts Middleton'da kurulu olan MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi.....	2
Şekil 2.2.	BLAST (Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid) Doğrusal Hızlandırıcı Merkezinin kroki görünüşü.....	4
Şekil 2.3.	Blast Spektrometresini oluşturan yapılar.....	5
Şekil 2.4.	$R = 2,1$ fm için döteronun dalga fonksiyonu.....	9
Şekil 3.1.	Saçılmanın genel bir tasviri.....	14
Şekil 4.1.	(a) Dedektörün kabul bölgeleri dahilindeki parçacıkların kimliğini veren kodlar (b) Saçılan elektronların tespiti için veri yapısında kayıtlı elektron kodu.....	18
Şekil 4.2.	BLAST Dedektöründe sol sektörde θ açısı.....	19
Şekil 4.3.	BLAST Dedektörünün kesit görünümünden \emptyset açısı	19
Şekil 4.4.	(a) Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların \emptyset açısına göre dağılımı (b) Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların \emptyset açısına göre dağılımı.....	19
Şekil 4.5.	(a) Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların θ açısına göre dağılımı (b) Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların θ açısına göre dağılımı.....	20
Şekil 4.6.	(a) Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların z dağılımı (b) Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların z dağılımı.....	20
Şekil 4.7.	(a) Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların momentum dağılımı (b) Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların momentum dağılımı.....	22
Şekil 4.8.	Sağ ve sol sektör için q^2 dağılımı.....	22
Şekil 4.9.	Sağ ve sol sektör için Q^2 dağılımı	22

Şekil 4.10.	$\theta = 30^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	23
Şekil 4.11.	$\theta = 40^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	23
Şekil 4.12.	$\theta = 50^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	24
Şekil 4.13.	$\theta = 60^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	24
Şekil 4.14.	$p = 0.35$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	24
Şekil 4.15.	$p = 0.45$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	24
Şekil 4.16.	$p = 0.55$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	25
Şekil 4.17.	$p = 0.65$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	25
Şekil 4.18.	$\theta = 30^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	25
Şekil 4.19.	$\theta = 40^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	25

Şekil 4.20.	$\theta = 50^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	26
Şekil 4.21.	$\theta = 60^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	26
Şekil 4.22.	$p = 0.35$ GeV/c için Q^2 'nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	26
Şekil 4.23.	$p = 0.45$ GeV/c için Q^2 'nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	26
Şekil 4.24.	$p = 0.55$ GeV/c için Q^2 'nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	27
Şekil 4.25.	$p = 0.65$ GeV/c için Q^2 'nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	27
Şekil 4.26.	$\theta = 30^\circ$ için W' nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	27
Şekil 4.27.	$\theta = 40^\circ$ için W' nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	27
Şekil 4.28.	$\theta = 50^\circ$ için W' nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	28
Şekil 4.29.	$\theta = 60^\circ$ için W' nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	28
Şekil 4.30.	$p = 0.35$ GeV/c için W' nin açığa bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	28

Şekil 4.31.	$p = 0.45 \text{ GeV}/c$ için W' nin açığa bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	28
Şekil 4.32.	$p = 0.55 \text{ GeV}/c$ için W' nin açığa bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	29
Şekil 4.33.	$p = 0.65 \text{ GeV}/c$ için W' nin açığa bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.....	29
Şekil 5.1.	Sağ ve sol sektör için değişmez kütle dağılımı	31
Şekil 5.2.	$0.1 < Q^2 < 0.2 \text{ (GeV}/c)^2$ (Sol üst), $0.2 < Q^2 < 0.3 \text{ (GeV}/c)^2$ (Sağ üst), $0.3 < Q^2 < 0.4 \text{ (GeV}/c)^2$ (Sol alt), $0.4 < Q^2 < 0.5 \text{ (GeV}/c)^2$ (Sağ alt) aralıklarında değişmez kütle dağılımları.....	32

TABLolar LİSTESİ

Tablo B.1.	$\theta = 29,5^\circ$ ve $\theta = 30,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	39
Tablo B.2.	$\theta = 39,5^\circ$ ve $\theta = 40,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	39
Tablo B.3.	$\theta = 49,5^\circ$ ve $\theta = 50,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	40
Tablo B.4.	$\theta = 59,5^\circ$ ve $\theta = 60,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	40
Tablo B.5.	$p' = 0,34$ GeV/c ve $p' = 0,36$ GeV/c için q^2 'nin açıya bağlı teorik değerleri.....	41
Tablo B.6.	$p' = 0,44$ GeV/c ve $p' = 0,46$ GeV/c için q^2 'nin açıya bağlı teorik değerleri.....	41
Tablo B.7.	$p' = 0,54$ GeV/c ve $p' = 0,56$ GeV/c için q^2 'nin açıya bağlı teorik değerleri.....	42
Tablo B.8.	$p' = 0,64$ GeV/c ve $p' = 0,66$ GeV/c için q^2 'nin açıya bağlı teorik değerleri.....	42
Tablo B.9.	$\theta = 29,5^\circ$ ve $\theta = 30,5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	43
Tablo B.10.	$\theta = 39,5^\circ$ ve $\theta = 40,5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	43
Tablo B.11.	$\theta = 49,5^\circ$ ve $\theta = 50,5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	44
Tablo B.12.	$\theta = 59,5^\circ$ ve $\theta = 60,5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	44
Tablo B.13.	$p' = 0,34$ GeV/c ve $p' = 0,36$ GeV/c için Q^2 'nin açıya bağlı teorik değerleri.....	45

Tablo B.14.	$p' = 0,44 \text{ GeV}/c$ ve $p' = 0,46 \text{ GeV}/c$ için Q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	45
Tablo B.15.	$p' = 0,54 \text{ GeV}/c$ ve $p' = 0,56 \text{ GeV}/c$ için Q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	46
Tablo B.16.	$p' = 0,64 \text{ GeV}/c$ ve $p' = 0,66 \text{ GeV}/c$ için Q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	46
Tablo B.17.	$\theta = 29,5^\circ$ ve $\theta = 30,5^\circ$ için W'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	47
Tablo B.18.	$\theta = 39,5^\circ$ ve $\theta = 40,5^\circ$ için W'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	47
Tablo B.19.	$\theta = 49,5^\circ$ ve $\theta = 50,5^\circ$ için W'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	48
Tablo B.20.	$\theta = 59,5^\circ$ ve $\theta = 60,5^\circ$ için W'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	48
Tablo B.21.	$p' = 0,34 \text{ GeV}/c$ ve $p' = 0,36 \text{ GeV}/c$ için W'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	49
Tablo B.22.	$p' = 0,44 \text{ GeV}/c$ ve $p' = 0,46 \text{ GeV}/c$ için W'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	49
Tablo B.23.	$p' = 0,54 \text{ GeV}/c$ ve $p' = 0,56 \text{ GeV}/c$ için W'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	50
Tablo B.24.	$p' = 0,64 \text{ GeV}/c$ ve $p' = 0,66 \text{ GeV}/c$ için W'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	50

ÖZET

Anahtar kelimeler: Elektron – Döteron saçılması, Değişmez kütle, Aktarılan momentum transferi

MIT Bates Laboratuvarında 2003 ve 2005 yılları arasında 850 MeV enerjili polarize elektronlar polarize Hidrojen ve Döteron hedefe gönderilerek bir dizi çarpıştırma deneyi yapılmıştır. Saçılan ve reaksiyon esnasında meydana gelen parçacıkların yükü, momentumu, konumu gibi bilgiler BLAST Spektrometresi ile belirlenerek kaydedilmiştir. Bu çalışmada elektron-döteron saçılma deneyinden kayıtlanan veriye bakılarak $d(e,e')X$ reaksiyonunda sadece saçılan elektronun tespiti yapılarak γN sisteminin değişmez kütle dağılımı elde edilmiştir. Dağılımda esnek nükleon ve ilk uyarılmış seviyesi olan $N \rightarrow \Delta$ geçişi gözlemlenmiştir. Bu dağılımın Q^2 'ye bağlı değişimine de bakılmıştır. Analizler ROOT analiz programı yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Ayrıca bağımsız değişkenlerin sayısı teke düşürülerek (diğerleri nominal tutularak) niceliklerin kuramsal davranışları belirlenmiş ve deneyden elde edilen veriler ile kıyaslama yapılmıştır.

EXTRACTION OF INVARIANT MASS DISTRIBUTION IN THE ELECTRON-DEUTERON SCATTERING

SUMMARY

Key Words: Invariant mass, Electron-Deuteron scattering, Momentum transfer, Electromagnetic interaction

Data from the polarized electron beam with 850 MeV upon the polarized Hydrogen and Deuterium have been collected at MIT Bates Laboratory between 2003-2005. Electron-Deuteron scattering data exists among these datum. By determining the scattered electron only, invariant mass distribution of the γN system has been obtained. Both the elastic peak and the Δ resonance, the first excited state of the nucleon, have been observed in the distribution. The Q^2 dependence of the distribution has been also analyzed. Analysis have been carried out using ROOT, a CERN supported analysis software.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği, temel parçacıkları ve parçacıklar arası etkileşmeleri inceleyen bir bilim dalıdır. Temel parçacıkların yapısını inceleyebilmek için yüksek enerjili parçacıklara ve hedeften saçılan parçacıkları tespit etmek için dedektörlere ihtiyaç vardır.

Tabii ki parçacıkları yüksek enerjilerde çarpıştırmak yeterli değildir. Çarpışmadan sonra parçacıklara neler olduğu hakkında bilgi edinmeliyiz. Yüksek enerji dedektörleri elementer parçacıkları tespit etmek için dizayn edilir. Her bir deney kendine ait bir dedektör sistemine sahiptir. Ancak genel olarak bir yüksek enerji dedektörü parçacığın yükünü, momentumunu ve yönünü ölçebilmelidir. Ayrıca çarpışmada her bir yöndeki yüklü parçacıkların taşıdıkları enerjiyi ölçebilmeli ve ölçülen bilgileri eksiksiz kayıt edebilmelidir [7].

Son yıllarda hızla gelişen hızlandırıcı ve dedektör teknolojileri sayesinde çok yüksek enerjili çarpışmalar gerçekleştirilmekte ve bu çarpışmaların gelişmiş dedektör sistemlerinde incelenmesi ile maddenin temel yapısı ile ilgili bilgiler elde edilmektedir.

Yapılan bu tez çalışmasında MIT Bates laboratuvarında gerçekleştirilen elektron-döteron saçılma olayı dikkate alınarak mevcut veriden değişmez kütle (W) incelenmiştir. Ayrıca sabit açı değerleri için W' nin momentuma göre dağılımı ve sabit momentum değerleri için W' nin açığa bağlı değişimi teorik ve deneysel olarak kıyaslanmıştır. Analizler ROOT analiz programı yardımıyla gerçekleştirilmiştir.

BÖLÜM 2. BATES HIZLANDIRICISI VE BLAST SPEKTROMETRESİ



Şekil 2.1. Massachusetts Middleton' da kurulu olan MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi

MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi Massachusetts Eyaletinin Middleton şehrinde bulunmaktadır. Hızlandırıcı yer altında olup mühendislik binası, araştırma ve yönetim binaları, araç park yerleri, vs. yer yüzeyindedir.

Bates, Nükleer fizik için ABD'de ulusal bir tesis olarak 30 yıldır çarpıştırma yapmaktadır. Deneysel Nükleer Fizik programı, BLAST deneyinin tamamlanması ile 2005'te sona ermiştir.

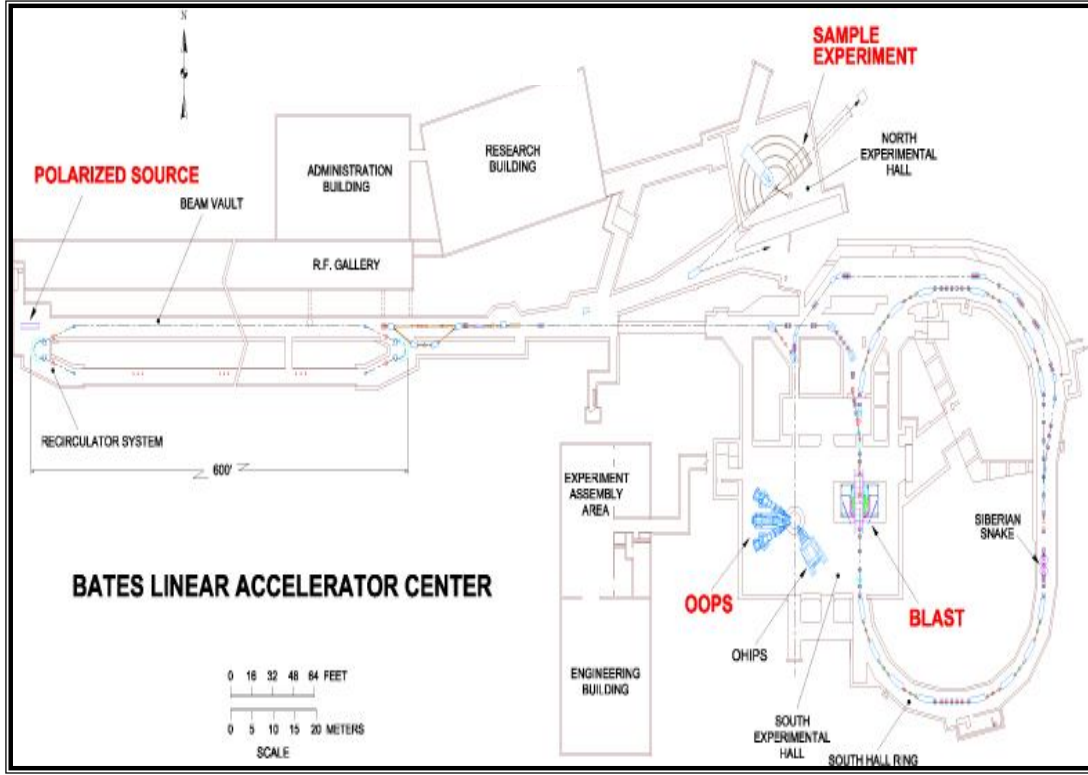
Başka bir deyişle, Araştırma ve Uygulama Merkezi olan Bates tarafından, Laboratuvar Bilimleri Enstitüsü (LNS) öğretim üyelerinin deneysel programları için Amerika Birleşik Devletleri Enerji Bakanlığının Nükleer Fizik başkanlığından bir fon ile desteklenmektedir. Büyük dedektörün ve spektrometre sistemlerinin tasarımına ve gelişimine katkıda bulunma gibi bir dizi uygulama için Bates' teki personel ve gereçler çok uygundur.

AR-GE Merkezi projeleri;

- Jefferson Lab'da QWeak deneyi için toroidin dizaynı ve yapısını,
 - Brookhaven Ulusal Lab.'da STAR deneyi için GEM prototip odacıkları ve elektronik çıktının dizaynı ve yapısını,
 - STAR'ın bir silisyum izleme dedektörü yükseltgenmesi için destek yapısının dizaynını,
 - Başlıca Kavramsal Dizayn Raporu olan elektron-iyon parçacık hızlandırıcısı eRHIC için elektron hızlandırıcısı ve bellek halkası dizaynını,
 - eRHIC için polarize kaynak geliştirilmesini,
 - SNO ve KATRIN' de nötrino fiziği için dedektör geliştirilmesini,
- içerir.

Bates Merkezinin başka bir fonksiyonu, diğer laboratuvarlarda olduğu gibi sözleşmeli projeler ve yapım çalışmalarında araştırma ve geliştirmedir. Ayrıca, MIT öğretim görevlileri ve diğer gruplar ile işbirliği içinde yapılan küçük hızlandırıcıların yeni uygulamaları için yer ve teknik destek sağlanılmaktadır.

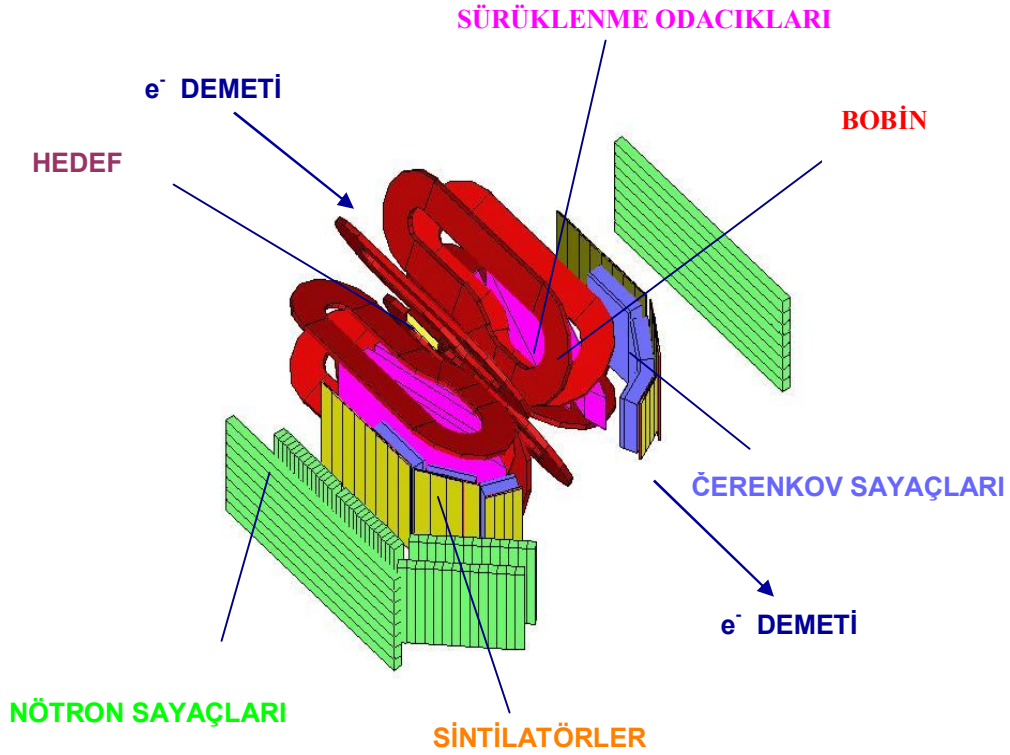
2.1. Bates Hızlandırıcısı



Şekil 2.2. BLAST (Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid) Doğrusal Hızlandırıcı Merkezinin kroki görünüşü [4]

Şekil 2.2 Blast Spektrometresinin kroki görünüşüdür. Elektron kaynağı “Polarized Source” bölümünde polarize edildikten sonra radyo frekansı dalgalarıyla doğrusal hızlandırılarak halka görünümü güney hol bölgesinde depolanmaktadır ve istenildiği anda elektron demeti hedefe enjekte edilmektedir. Doğrusal hızlandırıcıda hızlandırılan elektronların kazandıkları enerji yaklaşık 850 MeV civarındadır. Bu enerjiye sahip elektronların hedef parçacığa çarpmaları sağlanır ve böylece elektron saçılması gerçekleştirilmiş olur [2].

2.2. Blast Spektrometresi



Şekil 2.3. BLAST Spektrometresini oluşturan yapılar [2]

BLAST Spektrometresi sağ ve sol simetriye sahip bir çok sayaçtan meydana gelmiştir. Şekil 2.3’de gösterildiği gibi bu sayaçlar, Čerenkov sayaçları, nötron sayaçları, TOF(Time-of-Flight) “uçus süresi” sintilatörleri ve sürüklenme odacıklarıdır. Her bir dedektörün farklı işlevi vardır. Bu yapıların özellikleri alt bölümlerde detaylı bir şekilde açıklanmıştır.

2.2.1. Sürüklenme odacıkları

Sürüklenme odacıkları yüklü parçacıkların ortamdaki gazı iyonize ederek bıraktıkları izlerden, parçacığın momentumunu, yükünü ve dedektör içerisindeki 3-boyutlu pozisyonlarını belirlemekte kullanılır. Bu ölçümler, 3- boyutlu halkasal manyetik alan içerisinde ve yeniden yapılandırılan yörüngelerde izlenen yüklü parçacıklar sayesinde yapılmaktadır. İzlerin eğrilik ölçüsü, parçacıkların momentumunu vermekte ve eğriliğin yönünden yükleri belirlenmektedir.

Aktif alanı maksimize etmek için sürüklenme odacıkları, halkasal mıknatısın sarımları arasına oturacak şekilde tasarlanmıştır. Sürüklenme odacıkları, büyük kabul bölgesine sahiptir ve yatay düzleme göre θ açısı (polar açısal bölge) 20^0-80^0 ve ϕ açısı $\pm 15^0$ aralıklarında saçılan parçacıkları tespit edebilecek şekilde yerleştirilmiştir[1].

2.2.2. Čerenkov sayaçları

Čerenkov sayaçları, saçılan parçacıklar içerisinde elektron-pion ayrımını yapabilmek için kullanılmaktadır. Sağ-sol simetrisine sahip olup toplam 6 adet olan bu sayaçlar demetin geliş doğrultusundan bakıldığında dar açıdan geniş açığa doğru solda L0'dan başlamak üzere, L1 ve L2 olarak sıralanmaktadır. Yine aynı noktadan sağ tarafa bakıldığında dar açıdan başlamak üzere ilk sayaç R0 olmak üzere, sırasıyla R1 ve R2 sayacı gelmektedir. L0 ve R0 nispeten küçük sayaçlar olup bunların elektron demetiyle yaptığı θ polar açısı 20^0 ile 35^0 arasındadır. Küçük sayaçların sahip oldukları fototüp sayıları 3 üstte-3 altta olmak üzere toplam 6 tanedir. Orta büyüklükteki sayaçların elektron demetiyle yaptıkları polar açılar ise 35^0 ile 50^0 arasında olup, sahip oldukları fototüp sayıları toplam 8 tanedir. Büyük sayaçlar olan L2-R2'nin elektron demetiyle yaptığı polar açısı 50^0 ile 70^0 arasındadır ve fototüp sayısı 12' dir [2].

2.2.3. Sintilatörler

Sintilatörler saçılma sonucu elde edilen parçacığın etkileşim noktasından sintilatöre gelme süresi olan uçuş süresini (TOF) verir. Bundan dolayı bu sintilatörlere TOF sintilatörleride denir.

Her sektörde 16 düşey sintilatör çubuğu TOF dedektörü olarak görev yapmaktadır. TOF dedektörü, sintilatör çubuğuna değdirilen bağımsız hedefte, her olayın süresi ile uyumlu olan hızlı ve kararlı bir zamanlama sinyali elde etmek için tasarlanmış ve üretilmiştir. Bu sinyal, bütün diğer bileşenler için okumayı ve data aktarım sistemini tetiklemek için ve özellikle sürüklenme odacıkları için bir ortak dur sinyali sağlamak üzere kullanılmaktadır. Bu, bütün ölçülen bileşenler boyunca bağıl zamanlamalara izin verir. Ayrıca TOF dedektörü parçacık belirlemeye yardımcı enerji aktarımının bir ölçüsünü de sağlamaktadır. Aynı zamanda, yaklaşık pozisyon bilgisini, dedektördeki üst ve alt fotoçoğaltıcı tüpler arasındaki zamanlama farklılığından bulmak mümkündür [1].

2.2.4. Nötron sayaçları

Bu sayaçlar kalın duvarlı olup, nötron tespiti için kullanılmaktadır. Nötron sayaçlarında sağ-sol simetrisine gerek görülmemiştir.

2.2.5. Bobin

Saçılan parçacığın geçeceği bölgede bir manyetik alan oluşturulur. Parçacık eğer yüklüyse manyetik alandan dolayı eğri bir yörünge izler. Manyetik alana bağıl olarak izledikleri yörünge sürüklenme odacıklarında kayıt edilerek parçacıkların momentumları ölçülür. Ayrıca, izlerin iç ve dış bükey olma durumuna göre yükün cinsi hakkında doğrudan bilgi edinilir [2].

2.3. Hedef

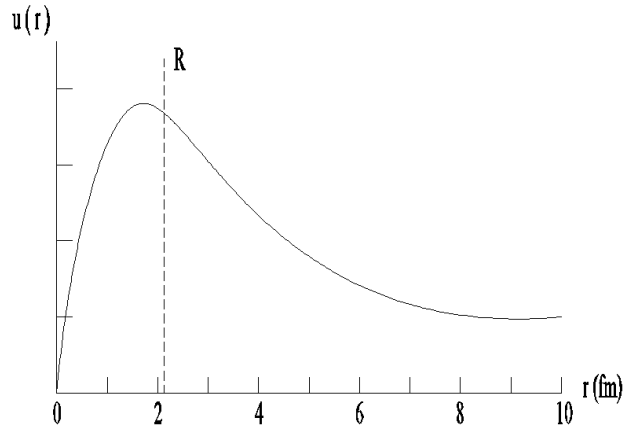
2.3.1. Döteron

Bir nötr ^2H atomuna döteryum denir. Bir döteron (^2H çekirdeği) bir nötron ve bir protondan oluşmaktadır. Döteron, nükleonların en basit bağlı halidir ve bu nedenle nükleon – nükleon etkileşmesini incelemek için ideal bir sistem oluşturmaktadır. Bu nedenle döteron, çekirdek fiziği için oldukça önemlidir.

Hidrojenin uyarılmış durumları arasındaki elektromanyetik geçişlerin ölçülen Balmer serilerinin hidrojenin yapısını anlamayı sağladığı gibi, döteronun uyarılmış durumları arasındaki elektromanyetik geçişler de onun yapısını anlamayı sağlamaktadır. Ancak, döteronun hiç bir uyarılmış durumu yoktur. Döteron öyle zayıf bağlı bir sistemdir ki yalnız “ uyarılmış durumlar ” serbest bir proton ve serbest bir nötrondan ibaret olan bağlı olmayan sistemlerdir.

Döteronun bağlanma enerjisi çok hassas ölçülmüş bir niceliktir. Kütle spektrometresi kullanılarak, $^1\text{H} + n \rightarrow ^2\text{H} + \gamma$ reaksiyonunda yayımlanan γ ışını fotonunun enerjisi ölçülerek ve foto bozunma denilen $\gamma + ^2\text{H} \rightarrow ^1\text{H} + n$ ters reaksiyonu kullanılarak 3 farklı yolla belirlenebilmektedir. Döteronun nükleon başına bağlanma enerjisi yaklaşık 8 MeV'dir. O halde döteron tipik çekirdeklere göre çok zayıf bağlıdır.

Elektron saçılma deneylerinden döteronun rms yük yarıçapının (yarıçapın karesinin ortalamasının karekökü) yaklaşık 2,1 fm (fermi) olduğu bilinmektedir [3].



Şekil 2.4. R=2,1 fm için döteronun dalga fonksiyonu [2]

Üstte yatay eksen proton ve nötron arasındaki uzaklığı göstermektedir. Dolayısıyla R döteronun çapının bir ölçüsüdür.

Döteronun dalga fonksiyonu Şekil 2.4'te görülmektedir. U(r) dalga fonksiyonun $r=R$ 'de üstel olarak azalan bir eğri meydana getirecek biçimde negatif bir eğimle kuyunun içinde “dönüme” uğraması zayıf bağlanma anlamına gelmektedir [3].

Bu çalışmada elektron ve döteronun saçılmasında değişmez kütlelerin hesaplanması için hedefe gönderilen elektron demetinin döteronla çarpışmasından sonra nükleonlarla etkileşip etkileşmediğinin belirlenmesi için çekirdeğin ebadı ile hedefe gönderilen parçacığa eşlik eden dalga boyu kıyaslanmıştır. Bunun için Heisenberg'in belirsizlik ilkesinden yararlanılmıştır. Heisenberg belirsizlik ilkesine göre parçacığa eşlik eden dalga boyu (λ) çekirdeğin yarıçapından çok çok küçük olduğu takdirde hedefin içine girilebilir ve nükleonun iç yapısı aydınlatılabilir. de Broglie hipotezine göre momentumu p olan her hareketliye

$$\lambda_{\min} = \frac{h}{p} \quad (3.20)$$

ile belirli bir dalga eşlik eder. Hedefe gönderilen elektron için bu dalga boyu hesaplandığında fermi mertebesindedir. Bu değer çekirdeğin ebadı ile kıyaslanması sonucu gelen elektron demetinin hedefin içine girebileceği ve nükleonlarla etkileşebileceği belirlenmiştir.

BÖLÜM 3. TEORİ

3.1. Elektron-Döteron Saçılmasında Kinematik Nicelikler

Elektron-döteron saçılmasında hedefe gönderilen elektron ile saçılan elektronlar arasında aktarılan momentum transferleri ve değişmez kütle niceliğinin ifadesi dört vektörler yardımıyla incelenmiştir. Dört vektör ile ilgili detaylı bilgi Ek A'da verilmektedir.

3.1.1. Üç vektör momentum transferi

Elektron-döteron saçılmasında hedefe gönderilen elektron ile saçılan elektron arasındaki üç momentum transferi (Şekil 3.1)

$$\vec{q} = \vec{p}_e - \vec{p}'_e \quad (3.1)$$

ile ifade edilir. Burada \vec{p}_e hedefe gönderilen elektronun momentumu ve \vec{p}'_e ise saçılan elektronun momentumudur. Üç vektör momentum transferinin hesaplanması için kosinüs teoreminden yararlanılır. Denklem 3.1. deki vektör ifadesinin kendisi ile skaler çarpımı

$$\begin{aligned} q^2 &= \vec{q} \cdot \vec{q} \\ q^2 &= (\vec{p}_e - \vec{p}'_e) \cdot (\vec{p}_e - \vec{p}'_e) \\ q^2 &= p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \theta \end{aligned} \quad (3.2)$$

üç vektör momentum transferinin karesini vermektedir. Buradaki θ açısı saçılan elektronun gelen elektron doğrultusu ile yaptığı açı olup saçılma açısıdır.

3.1.2. Dört vektör momentum transferi

Elektron döteron saçılmasında aktarılan dört vektör momentum transferinin hesaplanması için ilk önce elektron demetinin (P_μ) ve saçılan elektronun (P'_μ) dört vektör momentumları aşağıdaki gibi yazılır.

$$P_\mu = \left(\frac{E}{c}, \vec{p}_e \right), P'_\mu = \left(\frac{E'}{c}, \vec{p}'_e \right) \quad \mu = 0,1,2,3 \quad (3.3)$$

Aktarılan dört vektör momentum transferinin ifadesi

$$Q_\mu = P_\mu - P'_\mu \quad (3.4)$$

şeklinde dir. Bu denklemde dört vektör momentum ifadeleri yerlerine yazılırsa

$$Q_\mu = \left(\frac{E-E'}{c}, \vec{p}_e - \vec{p}'_e \right) \quad (3.5)$$

ifadesi elde edilir ve bu dört momentum ifadesinin kovaryant ve kontravaryant ifadelerinin skaler çarpımı bir Lorentz değişmezidir yani gözlem çerçevesinden bağımsızdır [4]. Dolayısıyla,

$$Q_\mu Q^\mu = Q^2 \quad (3.6)$$

$$Q^2 = \frac{(E-E')^2}{c^2} - \vec{q}^2 \quad (3.7)$$

olur. Bunun benzerini gelen elektron için yaparsak,

$$P_\mu P^\mu = \frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2 \quad (3.8)$$

elde edilir ki eşitliğin sağı yine Lorentz değişmezidir. Bu denklemi

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 \quad (3.9)$$

şeklinde düzenler ve enerji terimini yalnız bırakırsak;

$$E^2 = m^2c^4 + p^2c^2 \quad (3.10)$$

rölativistik enerji ifadesini elde ederiz. Elektron döteron saçılmasında 850 MeV'lik enerjiye sahip elektronlar rölativistik hızlarda hareket ettikleri için burada kütle terimi ihmal edilebileceğinden hedefe gönderilen elektronlar ve saçılan elektronlar için enerji ifadesi yaklaşık olarak

$$E \approx p_e c \text{ ve } E' \approx p'_e c \quad (3.11)$$

şeklinde yazılabilir. Ayrıca bölüm 3.1.1.'de hesaplanan üç vektör momentum transfer ifadesi (Denklem 3.2) Q^2 denkleminde yerine yazılırsa

$$Q^2 = (p_e - p'_e)^2 - (p_e^2 + p'^2_e - 2p_e p'_e \cos \theta) \quad (3.12)$$

$$Q^2 = p_e + p'^2_e - 2p_e p'_e - p_e^2 - p'^2_e + 2p_e p'_e \cos \theta \quad (3.13)$$

$$Q^2 = 2 p_e p'_e (\cos \theta - 1) \quad (3.14)$$

ifadesine sadeleşir. Bu ifade de $\cos \theta$ yarım açı formülleri cinsinden yazılırsa;

$$\cos \theta = 1 - 2 \sin^2 \theta/2 \quad (3.15)$$

$$Q^2 = 2 p_e p'_e (1 - 2 \sin^2 \theta/2 - 1) \quad (3.16)$$

elde edilir. Dolayısıyla aktarılan dört vektör momentumunun karesi daha sade olarak

$$Q^2 = -4 p_e p'_e \sin^2 \theta/2 \quad (3.17)$$

şeklinde elde edilir.

3.2. Değişmez Kütle

Parçacık fiziğinde değişmez kütle, durgun sistemde kütlesi eşit olan parçacığın enerji ve momentumlarının matematiksel bir temsilidir. Bu değişmez kütle tüm referans sistemleri için aynıdır.

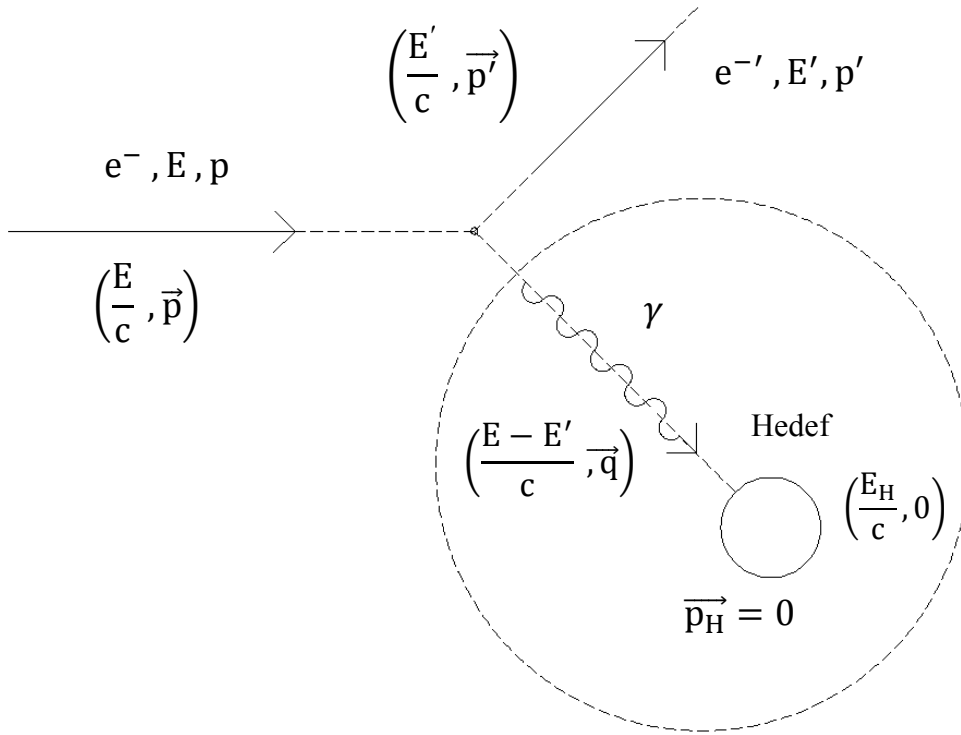
$$(mc^2)^2 = E^2 - p^2c^2 \quad (3.18)$$

veya $c = 1$ olan doğal birim sisteminde

$$m^2 = E^2 - p^2 \quad (3.19)$$

dir. Bu denklem değişmez kütlenin uzay ve zaman koordinatları için farklı bir şekli olan Pisagor teoreminin rölativistik şeklini kullanarak hesaplanmış (E,P) dört vektörün rölativistik uzunluğu olduğunu ifade etmektedir. Bu uzunluk tıpkı sıradan bir vektörün uzunluğunun dönüşümler altında korunduğu gibi dört boyutta herhangi bir Lorentz dönüşümü altında korunmaktadır [5].

Genel olarak saçılmayı incelerken saçılmayı tasvir eden aşağıdaki şekilden yararlanılabilir.



Şekil 3.1. Saçılmanın genel bir şeması

Bu belirlemelerden sonra değişmez kütle için ilk önce hedefe gönderilen elektronun ve saçılan elektronun dört momentum ifadeleri sırasıyla şu şekilde yazılabilir.

$$\left(\frac{E}{c}, \vec{p}_\mu\right), \left(\frac{E'}{c}, \vec{p}'_\mu\right) \quad (3.20)$$

Buradan da sanal fotonun ve durağan nötronun* dört momentum ifadeleri

$$P_\gamma = Q = \left(\frac{E - E'}{c}, \vec{q}\right), P_n = (m_n c, 0) \quad (3.21)$$

şeklinde yazılır.

* Dahili analiz yapıldığı için proton ile de etkileşim içerilmektedir. Burada nükleon (proton, nötron) kütlesi olarak nötron kütlesi seçilmiştir. Proton kütlesi de alınabilirdi. Ancak aradaki fark işlemlerimizi etkilemeyecek kadar küçüktür.

Bu $\gamma+N$ sisteminin dört momentumların toplamı

$$P_T = P_\gamma + P_n \quad (3.22)$$

olup P_γ 'nin electron momentumları cinsinden ifadesi burada yerine konursa;

$$P_T = \left(\frac{(E-E')}{c}, \vec{q} \right) + (m_n c, 0) \quad (3.23)$$

elde edilir. Dolayısıyla toplam dört momentum açıkça

$$P_T = \left(\frac{(E-E')}{c} + m_n c, \vec{q} \right) \quad (3.24)$$

şeklinde elde edilir. Bu dört momentum ifadesinin kovaryant ve kontravaryant ifadelerinin skaler çarpımı;

$$P_T P^T = \left(\frac{(E-E')}{c} + m_n c \right)^2 - \vec{q}^2 \quad (3.25)$$

Denklem (3.6)'da olduğu gibi yine Lorentz değişmezi olup

$$P_T P^T = (Wc)^2 \quad (3.26)$$

Burada W , $\gamma+N$ sisteminin toplam kütesidir. 3.25 ve 3.26 denklemleri eşitlenirse

$$W^2 c^2 = \frac{(E-E')^2}{c^2} + m_n^2 c^2 + 2m_n(E-E') - (p_e^2 + p_e'^2 - 2 p_e p_e' \cos \theta) \quad (3.27)$$

elde edilir. Burada elektronlar için

$$E \approx p_e c \text{ ve } E' \approx p_e' c \quad (3.28)$$

yaklaşıklığı kullanılırsa aynı ifade

$$W^2 c^2 = (p_e^2 c^2 + p_e'^2 c^2 - 2 p_e p_e' c^2) / c^2 + m_n^2 c^2 + 2 m_n c (p_e - p_e') - p_e^2 - p_e'^2 + 2 p_e p_e' \cos \theta \quad (3.29)$$

şeklinde elde edilir. İlk terimde c^2 ler sadeleştirildiğinde

$$W^2 c^2 = p_e^2 + p_e'^2 - 2 p_e p_e' + m_n^2 c^2 + 2 m_n c (p_e - p_e') - p_e^2 - p_e'^2 + 2 p_e p_e' \cos \theta \quad (3.30)$$

$$W^2 c^2 = m_n^2 c^2 + 2 m_n c (p_e - p_e') - 2 p_e p_e' (1 - \cos \theta) \quad (3.31)$$

olur ve $c = 1$ olan doğal birim sisteminde değişmez kütle karesi

$$W^2 = m_n^2 + 2 m_n (p_e - p_e') - 2 p_e p_e' (1 - \cos \theta) \quad (3.32)$$

olarak elde edilir. Bu ifadenin karekökü bize değişmez kütle ifadesini aşağıdaki şekilde verir.

$$W = \sqrt{m_n^2 + 2 m_n (p_e - p_e') - 2 p_e p_e' (1 - \cos \theta)} \quad (3.33)$$

Bu ifade düzenlendiğinde doğal birim sisteminde değişmez kütle

$$W = \sqrt{m_n^2 + 2 m_n (p_e - p_e') + Q^2} \quad (3.34)$$

şeklinde elde edilir.

BÖLÜM 4. ANALİZ

MIT Bates laboratuvarında 2003 ve 2005 yılları arasında polarize elektronun polarize hedeften (proton veya döteron) saçıldığı deneyler esnasında veri toplanmıştır. Bu veriler arasında elektron döteron saçılma verisi mevcuttur. Bu tez çalışmasında mevcut olan elektron döteron saçılma verisinin analizi yapılmıştır. Bu analizler CERN'e ait ROOT analiz programı yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Bu program verilen bir reaksiyon için kesmeler (kriterler) konularak o reaksiyondaki saçılan parçacıkların belirlenmesini ve analizini sağlar. Böylece deneysel ve teorik hesaplama arasındaki kıyaslamayı mümkün kılmaktadır.

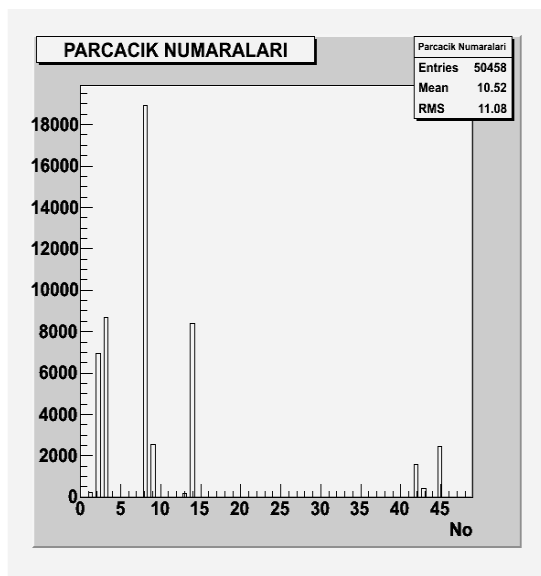
Atomdan daha küçük parçacık olan elektronların keşfi ve maddenin ışınım yapması bizi atom altı parçacıkların varlığının araştırılması yönünde çalışmalar yapmaya yönlendirmiştir. Bu çalışmaların başında saçılma deneyleri, uyarılmış durumların deneysel olarak gözlenmesi ve bağlı durumların incelenmesi gelmektedir. Bu tez çalışmasında elektron döteron saçılmasında veriden saçılan elektronlar tespit edildi. Saçılan elektronlardan yararlanarak değişmez kütle dağılımı elde edildi. Sadece saçılan elektronların tespiti etkileşim esnasında meydana gelen reaksiyonları ayırt etmemize izin vermediğinden bu tür analize dahili analiz denmektedir. Bu dağılımda esnek olmayan bölge esnek bölgeden ayırt edildi.

4.1. Veri Yapısı

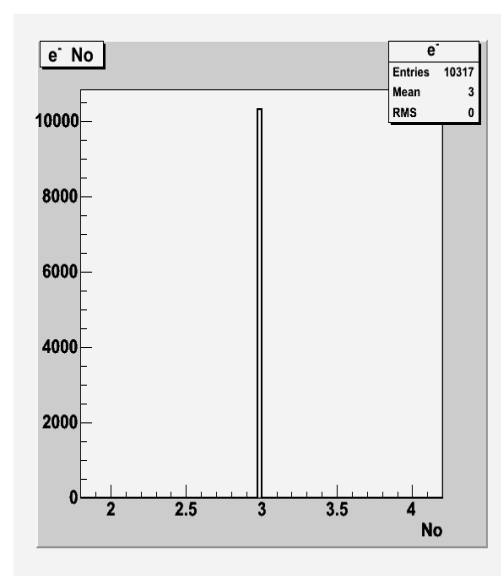
Veri, saçılan parçacığın momentumu, parçacığın hedeften çıkış noktasının merkeze olan uzaklığı, kütlesi, yükü veya parçacığın kimliğini veren parametreyi vb. yaklaşık 100'ün üzerinde birçok bilgiyi içermektedir. Veriler 1'er saatlik sürelerle alınmış ve kaydedilmiştir. Bir saatlik süreyle alınan verilerin ebadı yaklaşık 30 MB'tır.

4.2. Saçılan Elektronun Tespiti

Dedektörden geçen her yüklü parçacığın kimliği belirlenebilmektedir. Parçacıklara atanan her sayısal değer o parçacık tespit edildiğinde veriye kayıtlanmaktadır. (Şekil 4.1.a). Parçacık belirleyici bir kesme (cut) olan ve her iki sektör için parçacığın kimliğini belirten parametre “id” parametresidir. Bu belirleme parçacığa ait yük ve kütle kriterinden yararlanılarak dedektörden alınan bilgiler sayesinde bulunmuştur. Elektronlar için “id” kodunun “3” olduğu belirlenmiştir (Şekil 4.1.b).

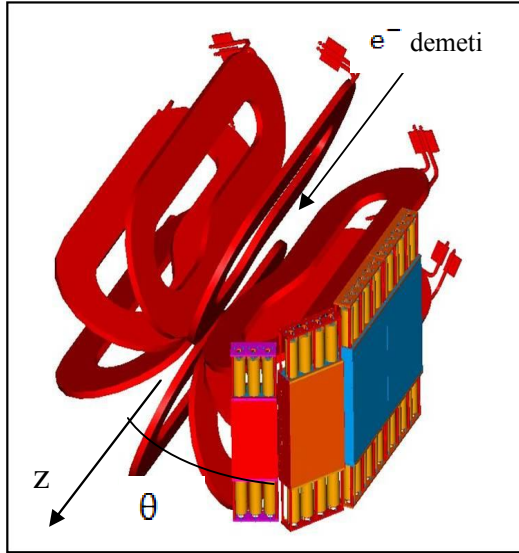


Şekil 4.1.a. Dedektörün kabul bölgeleri dahilindeki parçacıkların kimliğini veren kodlar

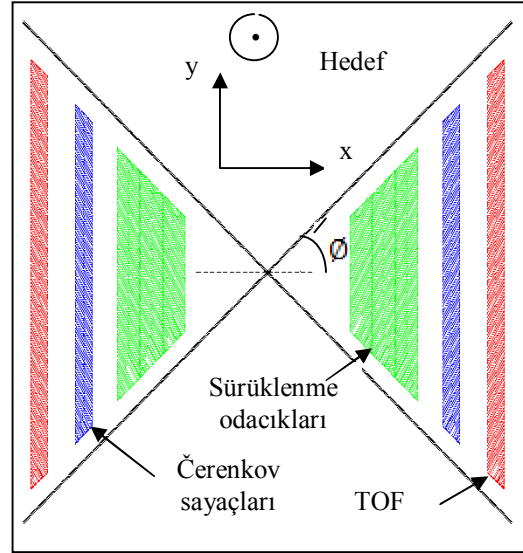


Şekil 4.1.b. Saçılan elektronların tespiti için veri yapısında kayıtlı elektron kodu

Saçılma olayını gözlemek amacıyla MIT Bates Laboratuvarında kurulan BLAST spektrometresinin bir dedektörü olan sürüklenme odacıklarından alınan bilgilere göre saçılan parçacığın momentumu, yükü ve dedektör içersinde bıraktığı iz belirlenebilir. Ayrıca, bu bilgilere bu bilgilere dayanarak hedefe gönderilen elektron demetinin gidiş yönü z eksenine olarak seçilirse saçılan elektronların z eksenine yaptığı açı küresel koordinatlardaki θ açısıdır (Şekil 4.2) ve (x,y) düzlemindeki iz düşümünün x eksenine yaptığı açı ise ϕ açısıdır tespit edilmiş ve veriye kayıtlanmıştır. (Şekil 4.3).

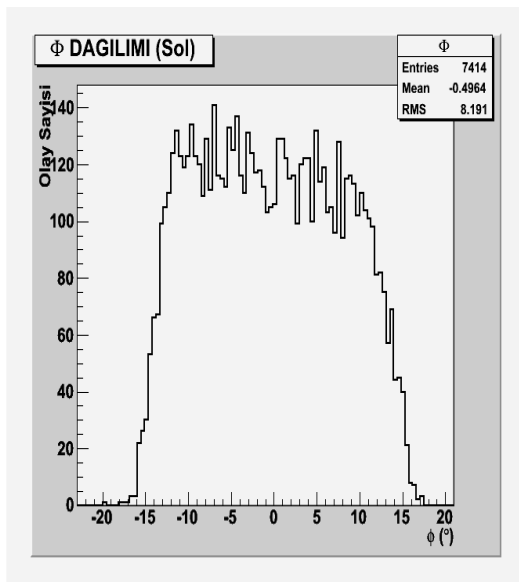


Şekil 4.2. BLAST dedektöründe sol sektörde θ açısı [2]

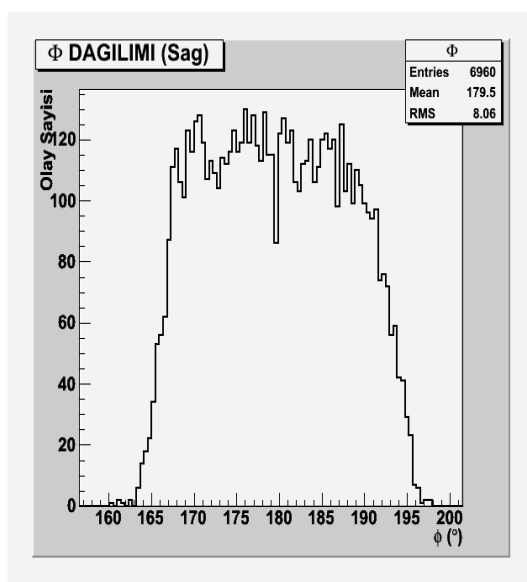


Şekil 4.3. BLAST dedektörünün kesit görünümünden ϕ açısı

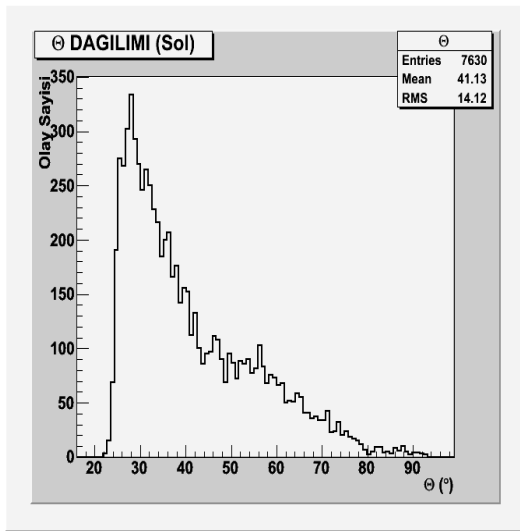
Sağ ve sol simetriye sahip BLAST spektrometresi eş zamanlı olarak her sektörde bir parçacık tespiti yapabilmektedir. BLAST dedektörü $20 < \theta < 70$, sol sektör için $15 < \phi_{\text{sol}} < 15$ ve sağ sektör için $165^\circ < \phi_{\text{sağ}} < 195^\circ$ açı bölgelerinde saçılan parçacıkları tespit edebildiği için analizimizde θ ve ϕ kesmeleri kullanıldı (Şekil 4.4.a ve 4.4.b, Şekil 4.5.a ve Şekil 4.5.b).



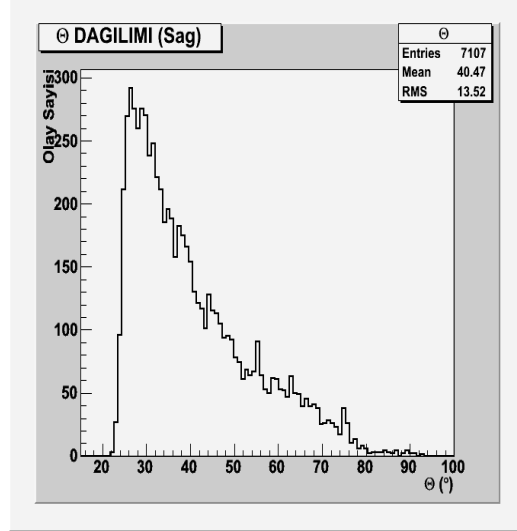
Şekil 4.4.a. Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların ϕ açısına göre dağılımı



Şekil 4.4.b. Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların ϕ açısına göre dağılımı

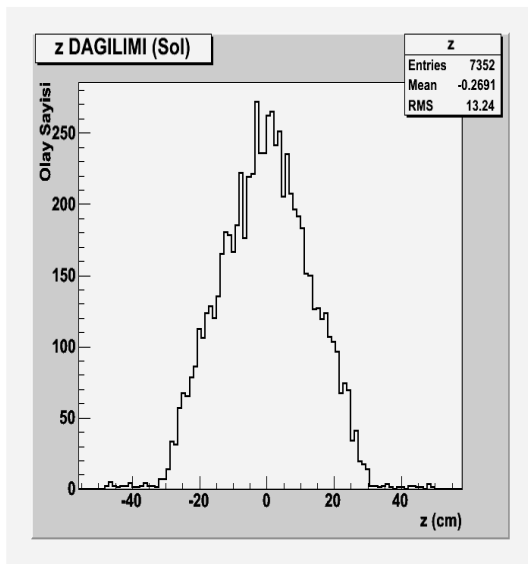


Şekil 4.5.a. Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların θ açısına göre dağılımları

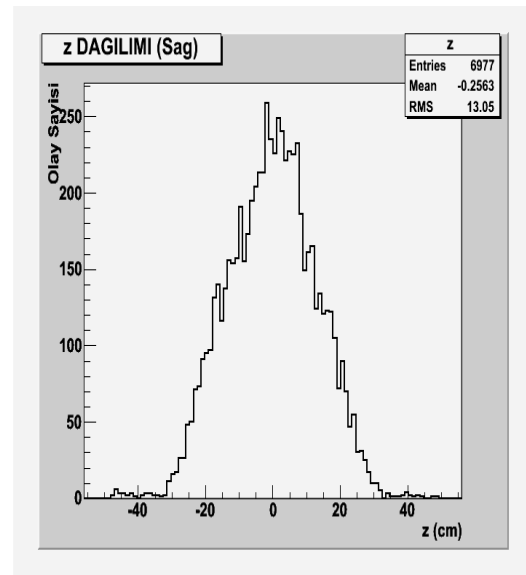


Şekil 4.5.b. Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların θ açısına göre dağılımları

Hedefimiz 80 cm uzunluğunda silindirik bir gaz ortamı olup hedefin tam merkezi orjin alınmıştır. Kabul bölgelerinin yanı sıra parçacığın hedef bölgesinden gelme şartı aranmaktadır. Bu da parçacık izinin z eksenine kesişim noktasının $-30 < z < 30$ cm arasında olması demektir (Şekil 4.6.a ve 4.6.b).



Şekil 4.6.a. Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların z dağılımı



Şekil 4.6.b. Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların z dağılımı

Saçılan parçacığın momentum bilgisi yine sürüklenme odacıkları yardımıyla tespit edilmektedir. Gelen ve saçılan elektronların yüksek oranda rölativistik olduğu söylenebilir. Dolayısıyla bu elektronlar için

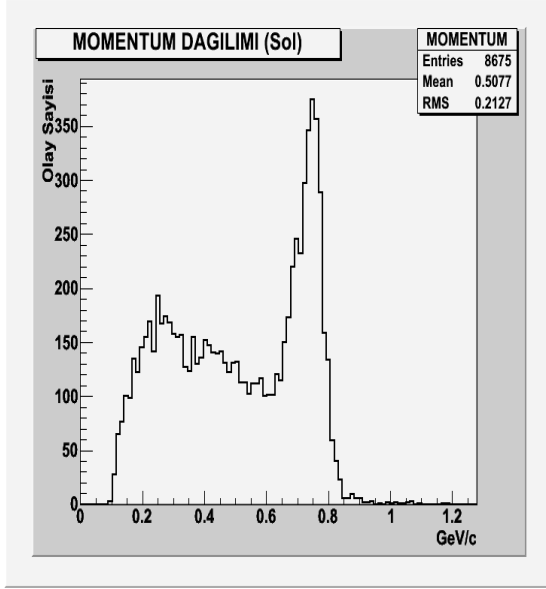
$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \quad (4.1)$$

bağıntısında kütle ihmal edilebilir ve dolayısıyla enerji ve momentum arasındaki ilişki

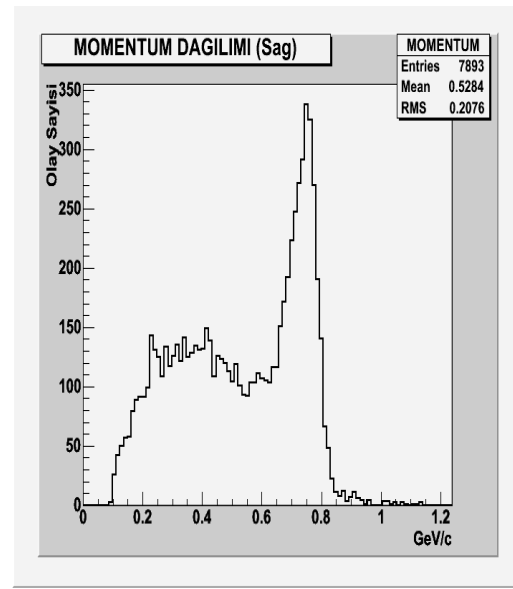
$$E \cong pc \quad (4.2)$$

ifadesine indirgenebilir. Buradan hareketle elektron demetinin sahip olduğu enerji değeri onun aynı zamanda momentum değeri olarak değerlendirilebilir. Başlangıçtaki elektron demetinin enerjisinin tamamını saçılan elektrona aktardığı düşünülürse saçılan elektronun enerjisi maksimum 0,85 GeV olarak belirlenir ki bu değer aynı zamanda momentum değerinin de üst sınırıdır.

Saçılan elektronların tespitinde bu elektronların momentumlarının alt sınır değeri 0,25 GeV/c olarak alındı. Bunun nedeni ise dedektör sistemine gelen elektronların bu saçılmadan değil herhangi başka bir saçılmadan veya kaynaktan olabilecek arka fon elektronlarının ki bunlar düşük enerji, dolayısıyla momentuma sahip olup saçılan elektronlardan ayırt edilebilmeleri içindir. Bu kriter de veriye uygulanmıştır.



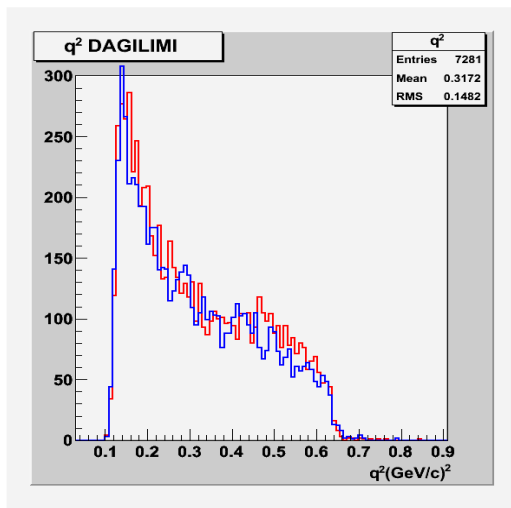
Şekil 4.7.a. Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların momentum dağılımı



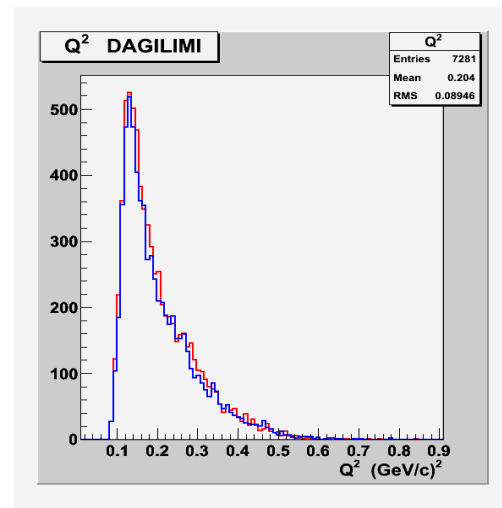
Şekil 4.7.b. Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların momentum dağılımı

4.3. Datanın Teorik Beklentilerle Karşılaştırılması

Bu tez çalışmasında saçılan elektronlar uygun kesmeler kullanılarak belirlendikten sonra Bölüm 3'te hesaplanan niceliklerden yararlanılarak aktarılan üç vektör momentum transfer karesinin (q^2) (Denklem 3.2) ve dört vektör momentum transfer karesinin (Q^2) (Denklem 3.17) sağ ve sol sektör için histogramları elde edildi (Şekil 4.8-4.9). Mavi renk sağ sektörden, kırmızı renk ise sol sektörden bilgilerle edinilen sonuçları göstermektedir.

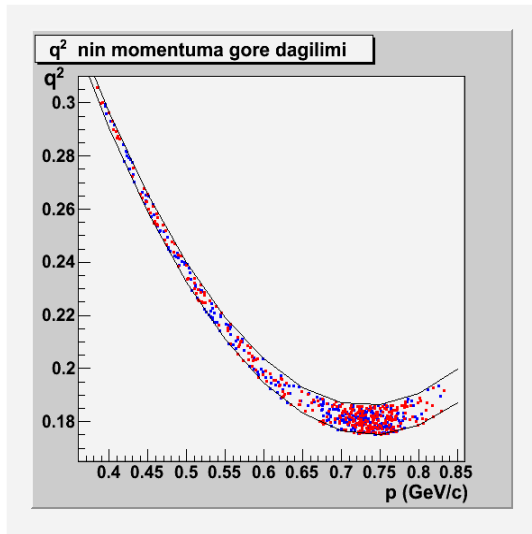


Şekil 4.8. Sağ ve sol sektör için q^2 dağılımı

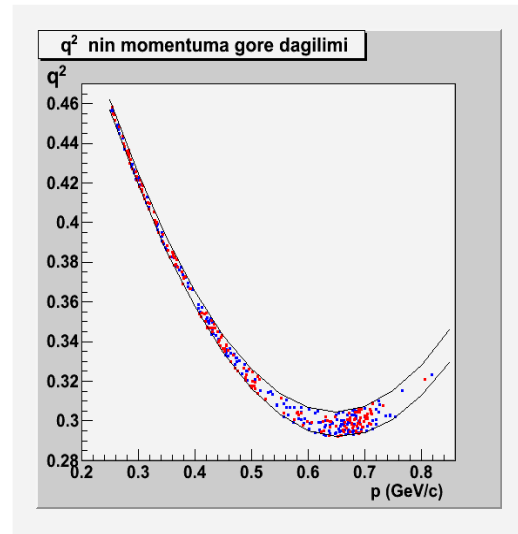


Şekil 4.9. Sağ ve sol sektör için Q^2 dağılımı

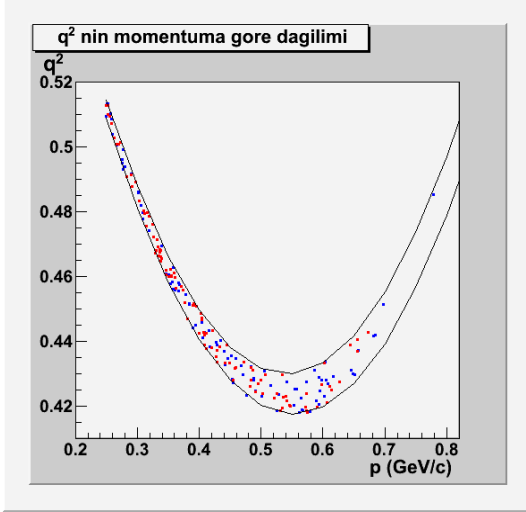
Teorik beklentiler p ve θ değişkenlerinden biri sabit tutularak diğeri için q^2 , Q^2 ve W (değişmez kütle) değerleri excel çalışması yapılarak elde edildi (Bkz Ek.B). Bunlara q^2 , Q^2 ve W 'nin $\theta = 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ değerleri için momentuma göre dağılımları ve $p = 0,35 \text{ GeV}/c, 0,45 \text{ GeV}/c, 0,55 \text{ GeV}/c, 0,65 \text{ GeV}/c$ değerleri için açığa bağlı dağılımlar olup sonuçlar grafiklere dönüştürüldü. Bunun yanı sıra aynı grafiklere aynı kısıtlamalardaki sağ ve sol sektörden gelen veriler ilave edildi. Bu grafiklerde düz çizgiler teorik değerlere noktalar ise verilere karşılık gelmektedir. Mavi renkteki noktalar sağ sektörden kırmızı renkteki noktalar ise sol sektörden gelen veriyi temsil etmektedir. Şekil 4.10-4.13, 4.18-4.21 ve 4.26-4.29 sırası ile q^2 , Q^2 ve W nun $\theta=30^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ ve 60° için saçılma momentumu p' 'ye bağlılığını gösterirken Şekil 4.14-4.17, 4.22-4.25 ve 4.30-4.33 sırası ile q^2 , Q^2 ve W nun $p=0.35, 0.45, 0.55$ ve $0.65 \text{ GeV}/c$ için saçılma açısı θ 'ya bağlılıklarını göstermektedir.



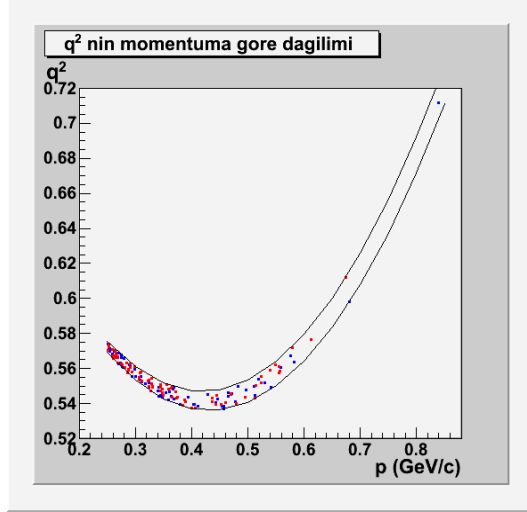
Şekil 4.10. $\theta = 30^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



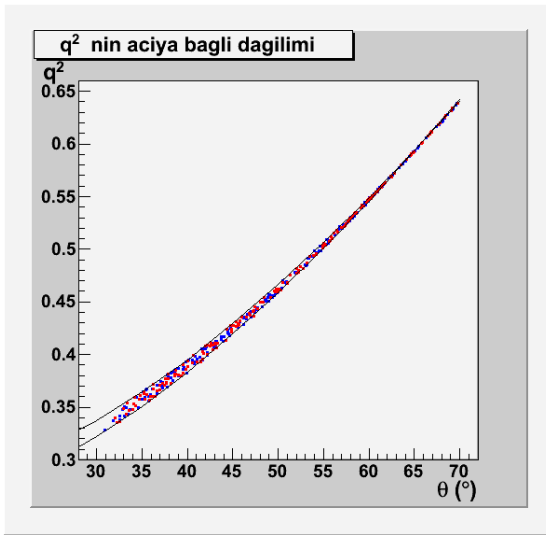
Şekil 4.11. $\theta = 40^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



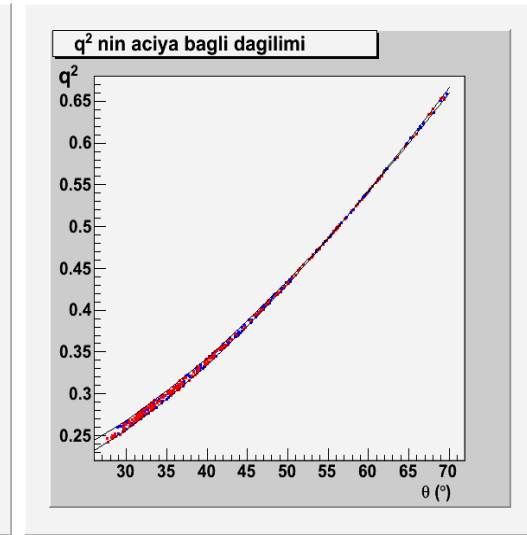
Şekil 4.12. $\theta = 50^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



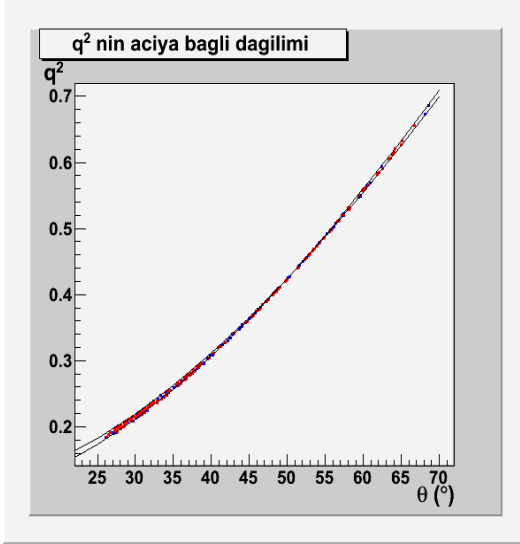
Şekil 4.13. $\theta = 60^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



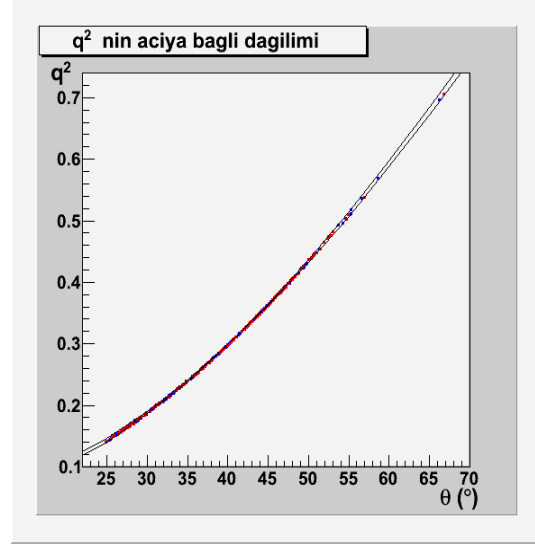
Şekil 4.14. $p = 0,35$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



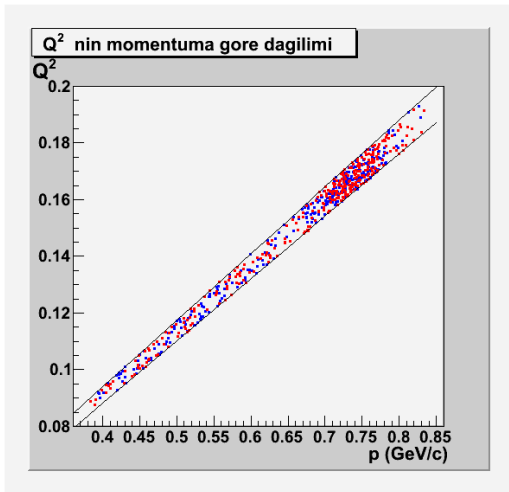
Şekil 4.15. $p = 0,45$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



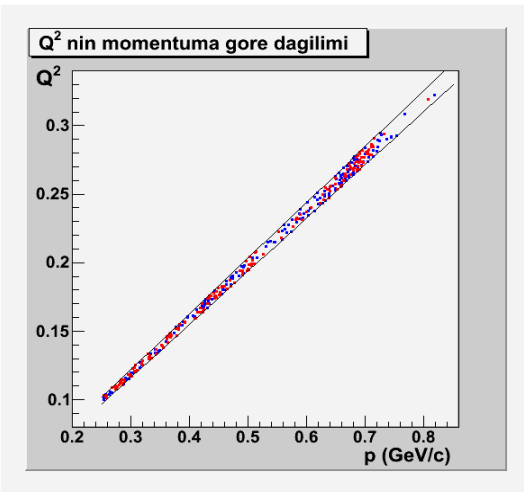
Şekil 4.16. $p = 0,55$ GeV/c için q^2 'nin açıya bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



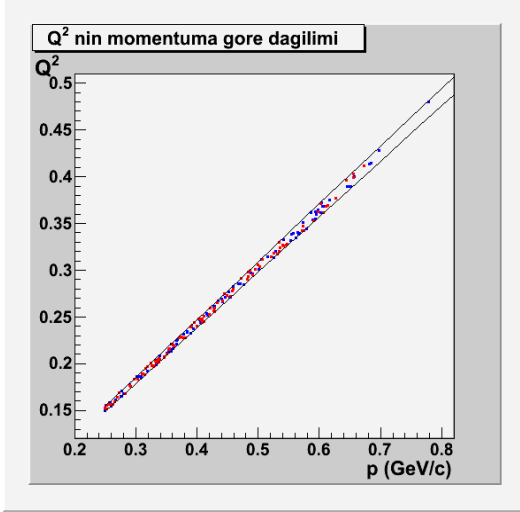
Şekil 4.17. $p = 0,65$ GeV/c için q^2 'nin açıya bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



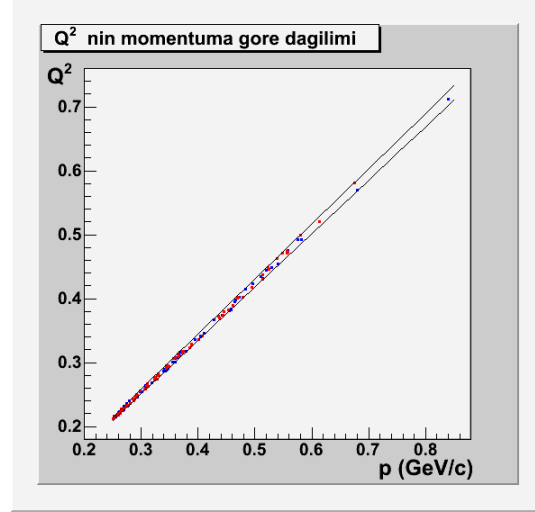
Şekil 4.18. $\theta=30^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



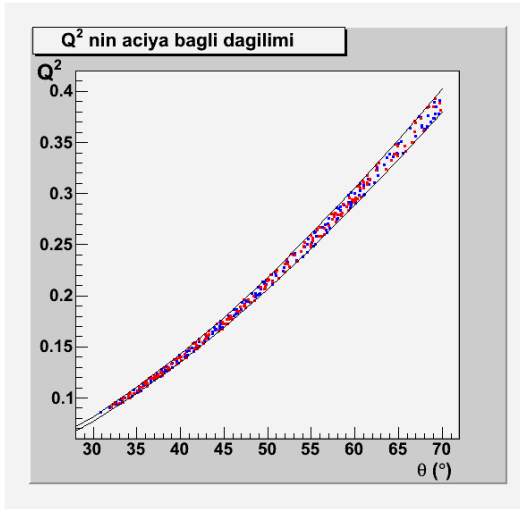
Şekil 4.19. $\theta=40^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



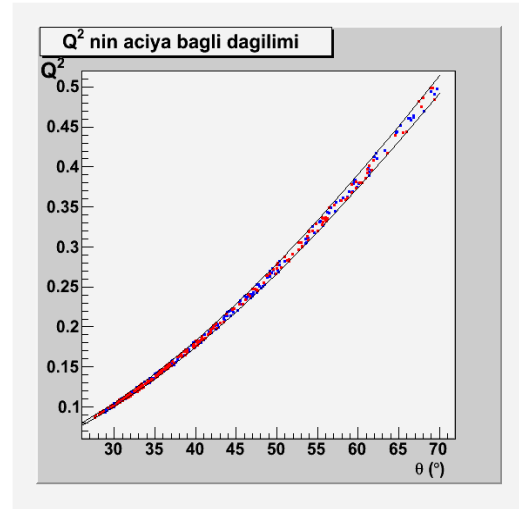
Şekil 4.20. $\theta=50^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



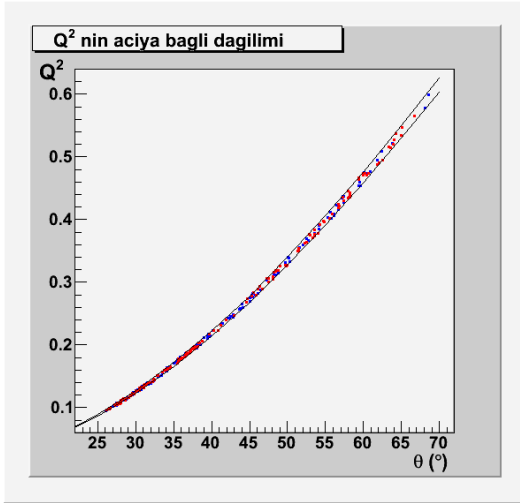
Şekil 4.21. $\theta=60^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



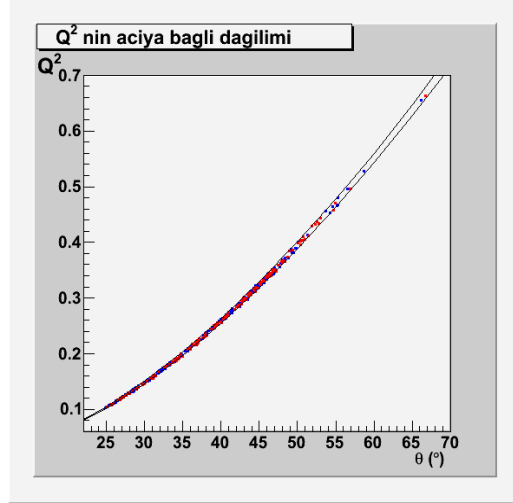
Şekil 4.22. $p=0,35$ GeV/c için Q^2 'nin açıya bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



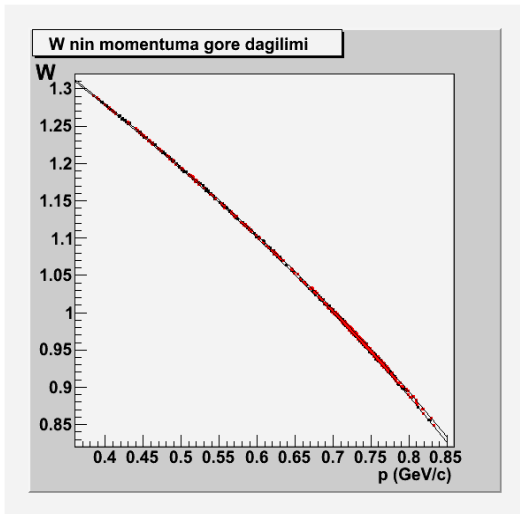
Şekil 4.23. $p=0,45$ GeV/c için Q^2 'nin açıya bağıllığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



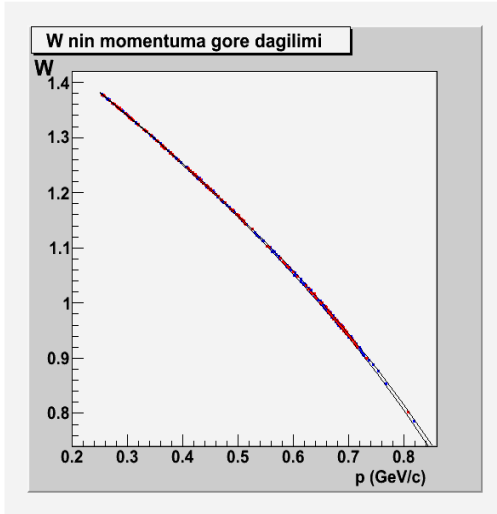
Şekil 4.24. $p=0,55$ GeV/c için Q^2 'nin açıya bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



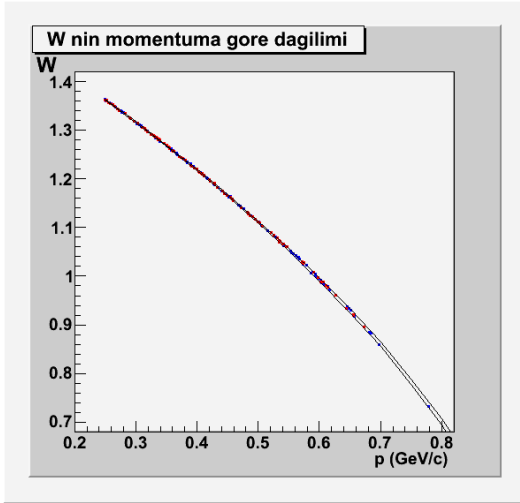
Şekil 4.25. $p=0,65$ GeV/c için Q^2 'nin açıya bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



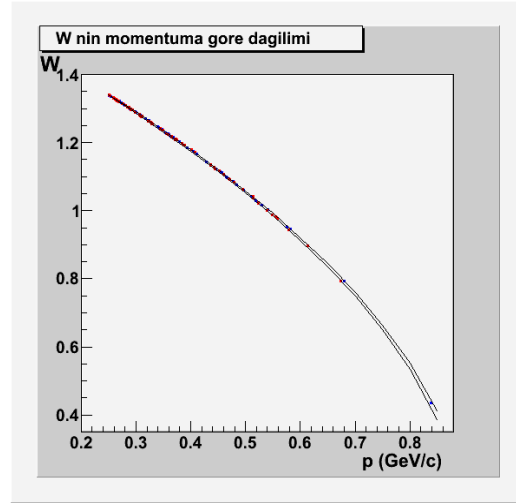
Şekil 4.26. $\theta=30^\circ$ için W 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



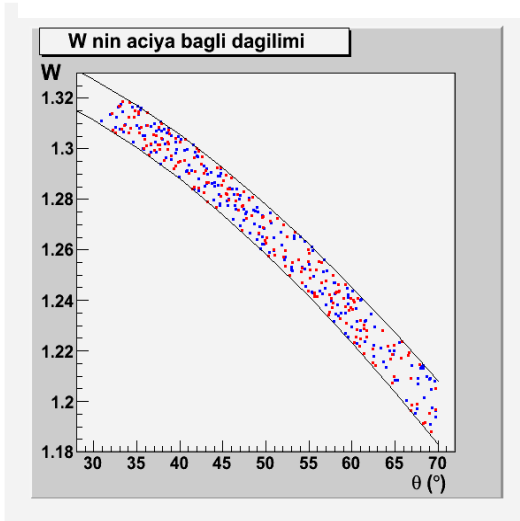
Şekil 4.27. $\theta=40^\circ$ için W 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



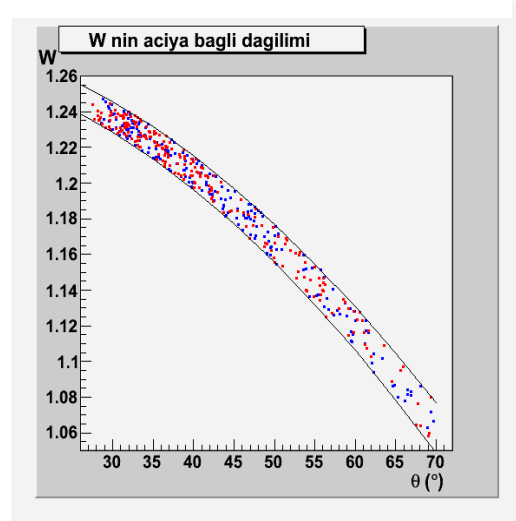
Şekil 4.28. $\theta=50^\circ$ için W 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



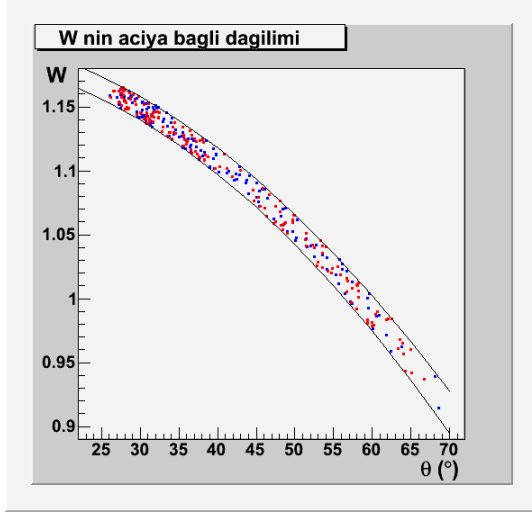
Şekil 4.29. $\theta=60^\circ$ için W 'nin momentuma bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



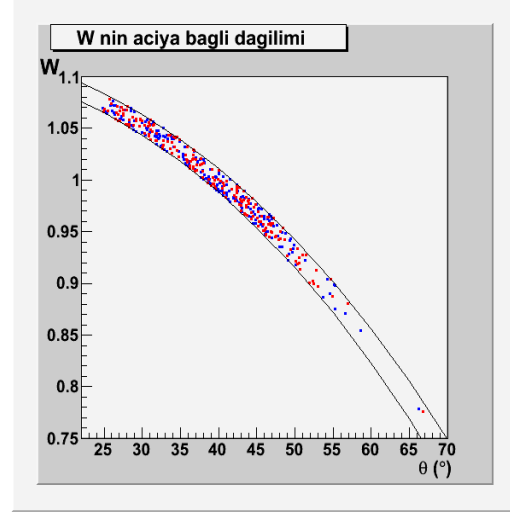
Şekil 4.30. $p=0,35$ GeV/c için W 'nin açığa bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



Şekil 4.31. $p=0,45$ GeV/c için W 'nin açığa bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.



Şekil 4.32. $p=0,55$ GeV/c için W 'nin açıya bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.

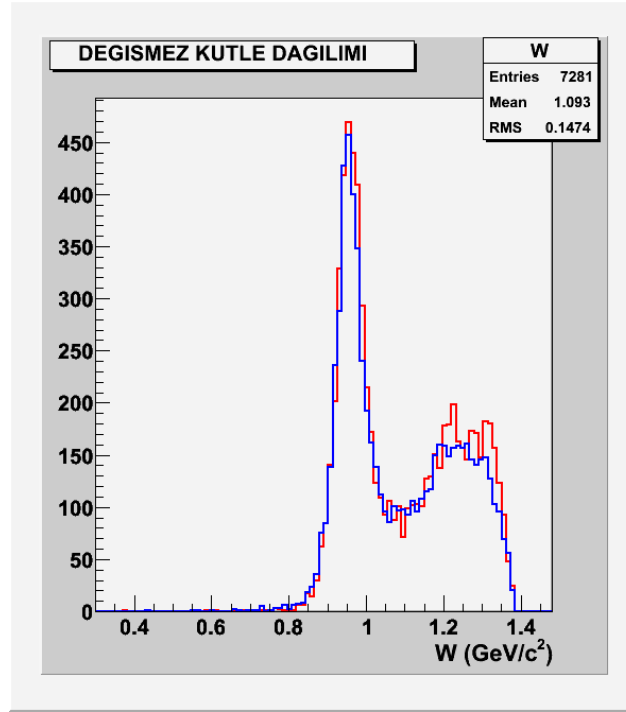


Şekil 4.33. $p=0,65$ GeV/c için W 'nin açıya bağlılığı. Çizgi teorik aralığı, mavi ve kırmızı noktalar sırasıyla sağ ve sol sektördeki deneysel verileri göstermektedir.

BÖLÜM 5. ÖZET VE SONUÇLAR

Bölüm 2’de geniş bir şekilde anlatılan sayaçlardan alınan veriler histogram şeklinde elde edildikten sonra q^2 , Q^2 ve W için ayrı ayrı teorik beklentiler ile veri kıyaslaması yapılmıştır. Bu kıyaslama sonucunda deneysel veriler ile teorik beklentiler uyumlu bir şekilde örtüşmektedir (Bkz. Şekil 4.10 - 4.33). BLAST spektrometresinin Q^2 kinematik aralığının $0.1 < Q^2 < 0.5$ (GeV/c)² olduğu analizin sonuçlarından biri olarak söylenebilir (Bkz. Şekil 4.9). Ayrıca maksimum momentumda saçılma açısı büyük olduğu durumda q^2 ve Q^2 ’nin maksimum olduğu ve saçılma açısı küçük olduğu durumda ise minimum olduğu görülmektedir.

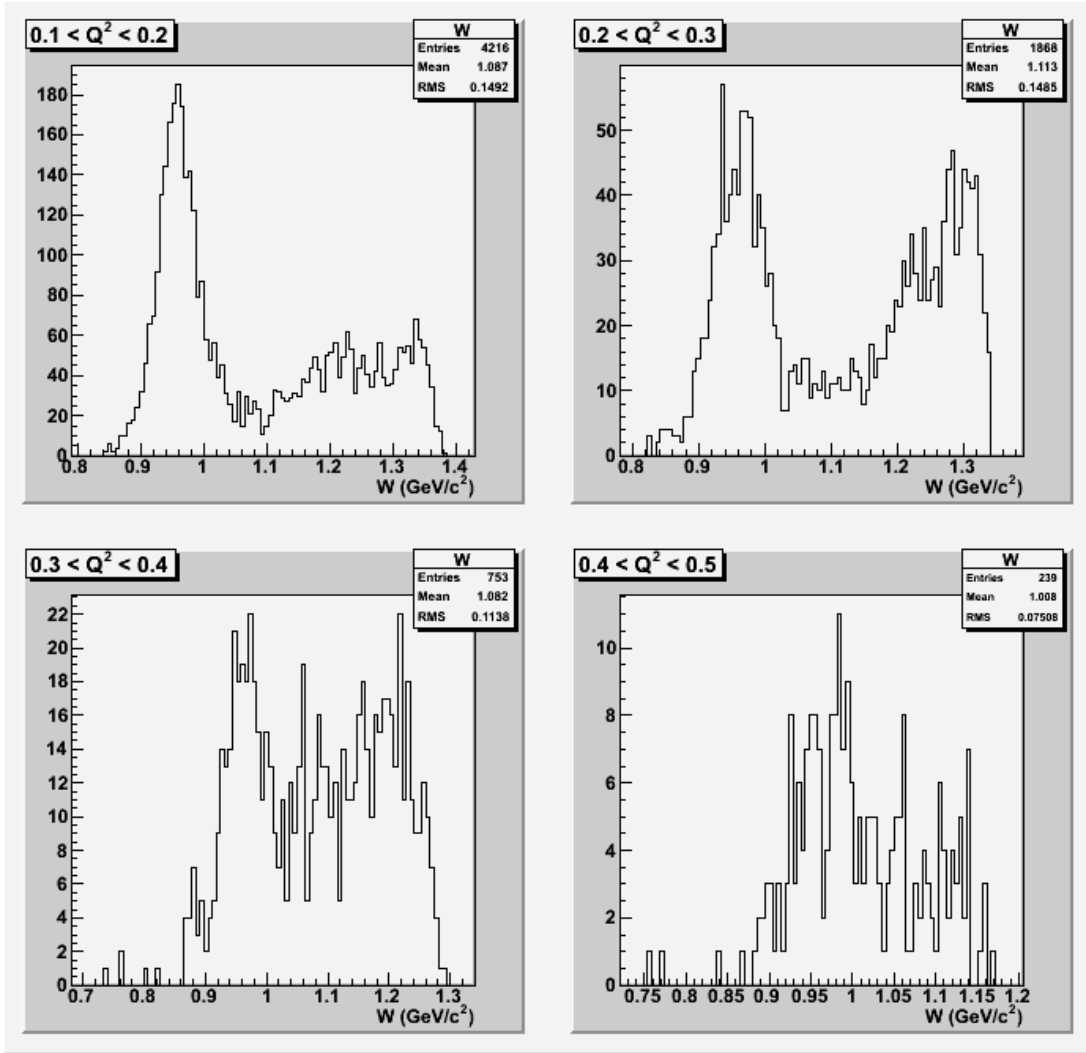
Değişmez kütleinin hesaplanması için ilk önce saçılan elektronun hedef döteronla çarpıştıktan sonra nükleonlarla etkileşip etkileşmediği belirlendi. Bunun için de Broglie hipotezinden yararlanılarak parçacığa eşlik eden minimum dalga boyu 0.0146 fm (fermi) olarak hesaplanmıştır. Bu değer Bölüm 2.3.1’de verilen döteronun yarıçapı ile kıyaslandığında parçacığa eşlik eden dalga boyunun çekirdeğin ebadından çok çok küçük olduğu görülmüş ve nükleonlarla etkileşebileceği belirlenmiştir. Değişmez kütleinin hesaplanması için fotonun etkileştiği nükleon kütlesi nötron kütlesi olarak seçilmiştir ve Bölüm 3.2’te hesaplanan matematiksel nicelikler yardımıyla ROOT analiz programı kullanılarak değişmez kütleinin histogramı elde edilmiştir (Şekil 5.1.).



Şekil 5.1. Sağ ve sol sektör için değişmez kütle dağılımı

Bu çalışmanın ana hedeflerinden en önemlisi olan değişmez kütle dağılımı dahili analiz yapılarak elde edilmiştir. Elde edilen dağılım Şekil 5.1’de gösterilmektedir. Bu dağılım incelendiğinde değişmez kütlelerin nükleon kütlelerine eşit olduğu nokta etrafında sivri ve dar bir dağılım ve enerjisi 1.232 GeV olan Δ rezonans bölgesinde öncekinden küçük ve geniş bir dağılım gözlenmiştir.

İlk dağılım uyarılmanın oluşmadığı temel durumu yani, elastik saçılmaların olduğu esnek bölgeyi, ikinci dağılım ise uyarılmanın meydana geldiği ilk uyarılmış durum olan Δ rezonans bölgesini yani elastik olmayan saçılmaların olduğu esnek olmayan bölgeyi göstermektedir.



Şekil 5.2. $0.1 < Q^2 < 0.2$ (GeV/c)² (Sol üst), $0.2 < Q^2 < 0.3$ (GeV/c)² (Sağ üst), $0.3 < Q^2 < 0.4$ (GeV/c)² (Sol alt), $0.4 < Q^2 < 0.5$ (GeV/c)² (Sağ alt) aralıklarında değişmez kütle dağılımları

Değişmez kütle dağılımının $0.1 < Q^2 < 0.5$ (GeV/c)² aralığında ara bölgelerdeki dağılım grafiklerine bakıldığında Q^2 değeri arttıkça γN sisteminin temel durumdan uyarılmış duruma yani elastik bölgeden elastik olmayan bölgeye kaydığı görülmektedir (Şekil 5.2). Ayrıca düşük Q^2 değerlerinde olayların çoğu esnek bölgeyi oluşturmaktadır. Buradan $W > 1.1$ GeV/c² bölgesi esnek olmayan bölge olarak ayırt edilebilir.

KAYNAKLAR

- [1] TONGUÇ, B., et al., The Blast Experiment, Nucl. Instr. And Methods in Physics Research A 603, 2009; 247-262.
- [2] ÇİTÇİ, Ş., MIT Bates Laboratuvarındaki Cerenkov Dedektörünün Esnek e-p Saçılması Deneyinden Elde Edilen ADC Spektrumunun Analizi, Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2008; 3-7, 13-14, 58-61.
- [3] ŞARER, B., Nükleer Fizik, 2001.
- [4] GRIFFITS, D., Introduction to Elementary Particles, 1987.
- [5] http://en.wikipedia.org/wiki/Invariant_mass.
- [6] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/relativ/vec4.html>.
- [7] <http://www20.uludag.edu.tr/~epilicer/index.html>.

EKLER

Ek A. Dört Vektörler

A.1. Rölativite Teorisinde Dört Vektörler

Rölativitede, bir parçacığın uzaysal koordinatları ve enerji-momentumu dört-vektör şeklinde ifade edilmektedir. Dört-vektörler, bir dört-vektörün uzunluğunun koordinat değişikliğinde sabit kalması olarak tanımlanabilir. Bu sabitlik, fiziksel düşüncelerle örtüşmektedir. Uzaysal dört-vektör değişmezliği, ışığın hızının sabit olması ile de ilişkilendirilebilir. Uzaysal dört-vektör değişmezliği, parçacığın durgun kütesinin koordinat değişikliğinde sabit kalması ile ilişkilendirilebilir.

Uzay – zaman dört vektörü

$$\vec{R} = \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} ct \\ \vec{r} \end{bmatrix}$$

ile tanımlanır. Enerji – momentum dört vektörü ise

$$\vec{P} = \begin{bmatrix} E \\ p_x c \\ p_y c \\ p_z c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E \\ \vec{p} c \end{bmatrix}$$

ile tanımlanır.

Uzay – zaman dört vektörünün skaler çarpımı

$$\vec{R}_a = \begin{bmatrix} ct \\ \vec{r}_a \end{bmatrix} \quad \vec{R}_b = \begin{bmatrix} ct \\ \vec{r}_b \end{bmatrix}$$

$$\vec{R}_a \cdot \vec{R}_b = ct_a ct_b - \vec{r}_a \cdot \vec{r}_b$$

ile tanımlanır ve enerji – momentum dört vektörünün skaler çarpımı

$$\vec{P}_a = \begin{bmatrix} E_a \\ \vec{P}_a c \end{bmatrix} \quad \vec{P}_b = \begin{bmatrix} E_b \\ \vec{P}_b c \end{bmatrix}$$

$$\vec{P}_a \cdot \vec{P}_b = E_a E_b - \vec{P}_a \cdot \vec{P}_b c^2$$

ile tanımlanır. İfadedeki eksi işaretinden dolayı vektörlerin tipik skaler çarpımdan farklı olduğuna dikkat edelim. Bu eksi işareti, bu dört vektörlerin büyüklüğünün değişmezliği özelliği için gereklidir.

Uzay – zaman dört vektörünün büyüklüğü

$$\vec{R} \cdot \vec{R} = (ct)^2 - (x^2 + y^2 + z^2)$$

ile verilir. Bu dört vektörün büyüklüğü değişmezdir. Bu değişmez özelliği ışığın hızına bağlılığıyla ilişkilendirilir. Bu ifade bir t zamanında kürenin yarıçapı ct olan merkezden c ışık hızıyla dışarıya doğru her yöne yayılan ışığın bir küre denklemi olarak görülebilir [6].

Dört vektör enerji-momentum büyüklüğü,

$$\sqrt{\vec{P} \cdot \vec{P}} = \sqrt{E^2 - (pc)^2} = m_0 c^2$$

ile verilir. Bu dört vektörün büyüklüğü parçacığın durgun enerjisidir. Bu değişmezlik, durgun kütle için eylemsizlik referans çerçevesinde aynı olması ile ilişkilendirilir.

A.2. Dört Vektörlerin Lorentz Dönüşümleri

Hem uzay – zaman hem de enerji – momentum dört vektörlerinin Lorentz dönüşümleri matris formunda açıklanabilir.

$$\begin{array}{cc}
 \text{Uzay – Zaman} & \text{Enerji – Momentum} \\
 \begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} E' \\ P'_x c \\ P'_y c \\ P'_z c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ P_x c \\ P_y c \\ P_z c \end{bmatrix}
 \end{array}$$

Uzay – zaman Lorentz dönüşüm çarpımları sonucu

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma ct - \beta\gamma x \\ -\beta\gamma ct + \gamma x \\ y \\ z \end{bmatrix}$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

ve enerji – momentum dört vektör dönüşüm çarpımları sonucu

$$\begin{bmatrix} E' \\ P'_x c \\ P'_y c \\ P'_z c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma E - \beta\gamma P_x c \\ -\beta\gamma E + \gamma P_x c \\ P_y c \\ P_z c \end{bmatrix}$$

A.3. Momentum-Enerji İçin Toplam Dört Vektör

İki enerji – momentum dört vektörü bir dört vektör formunda toplanabilir.

$$\vec{P}_a + \vec{P}_b = \begin{bmatrix} E_a + E_b \\ \vec{P}_a c + \vec{P}_b c \end{bmatrix}$$

bu dört vektörün büyüklüğü bir değişmezdir.

$$s = (\vec{P}_a + \vec{P}_b)^2 = (E_a + E_b)^2 - (\vec{P}_a c + \vec{P}_b c)^2$$

$$s = (\vec{P}_a c + \vec{P}_b c)^2 = (m_a c^2)^2 + (m_b c^2)^2 + 2E_a E_b - 2\vec{P}_a \cdot \vec{P}_b c^2$$

Bir çarpışmada iki parçacığın momentumu, yüksek enerjili çarpışmalarda büyük bir avantaj sağlayan analiz için, ilk momentum çerçevesine dönüştürülebilir. Bu iki parçacık için, Lorentz dönüşümleri altında değişmez olan enerji – momentum dört vektörünün büyüklüğünü belirleyebiliriz. Bu yüksek enerjili çarpışmalar için uygulanabilir avantajı, başlangıç momentum çerçevesinde her parçacığın momentumunu hesaplanmasına olanak sağlar. İki parçacık sistemi için bir yaklaşım, bu iki parçacık için momentum ve enerji ilavesini içerir.

$$\begin{bmatrix} E_a \\ P_a c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} E_b \\ P_b c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_a + E_b \\ P_a c + P_b c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Bu ifade başlangıç momentum çerçevesine dönüşerek

$$\begin{bmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_a + E_b \\ P_a c + P_b c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_a^* + E_b^* \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

halini alır. Bu gerekli dönüşüm formülünü verirken, başlangıç momentum durumuna ulaşmak için gerekli olan β ve γ değerleri bilinmemektedir. Burada enerji-momentum dört vektörünün büyüklüğünün değişmezliğindeki değer bulunur.

Laboratuvar ortamında alınan deneysel bilgilerden enerji-momentum dört vektörünün büyüklüğü hesaplandığında, S niceliğinin üzerinde verilmiştir. S, laboratuvar bilgilerinden hesaplanabildiğinden dolayı, başlangıç momentum çerçevesinde S ifadesinde toplanabilir.

$$s = \left(\sqrt{(m_a c^2)^2 + (pc)^2} + \sqrt{(m_b c^2)^2 + (pc)^2} \right)^2$$

Denklemdaki pc ifadeleri her momentumun değerini belirtmek için kullanılır. Bu denklem pc' yi bulmaya yarar ve bulunan değer ile, parçacıkların biri için belirli β ve γ değerlerinde bilinen momentumun asıl değeri karşılaştırılabilir [2].

Ek B. Teorik Değerler

B.1. q^2 İçin Teorik Değerler

Tablo B.1. $\theta = 29,5^\circ$ ve $\theta = 30,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri

p'	$q^2 (\theta = 29,5^\circ)$	$q^2 (\theta = 30,5^\circ)$
0,25	0,415044	0,418749
0,3	0,368553	0,372999
0,35	0,327062	0,332249
0,4	0,290571	0,296499
0,45	0,25908	0,265749
0,5	0,232588	0,239999
0,55	0,211097	0,219249
0,6	0,194606	0,203499
0,65	0,183115	0,192748
0,7	0,176624	0,186998
0,75	0,175133	0,186248
0,8	0,178641	0,190498
0,85	0,18715	0,199748

Tablo B.2. $\theta = 39,5^\circ$ ve $\theta = 40,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri

p'	$q^2 (\theta = 39,5^\circ)$	$q^2 (\theta = 40,5^\circ)$
0,25	0,456965	0,461729
0,3	0,418858	0,424574
0,35	0,385751	0,39242
0,4	0,357644	0,365266
0,45	0,334537	0,343111
0,5	0,31643	0,325957
0,55	0,303323	0,313803
0,6	0,295216	0,306649
0,65	0,292109	0,304494
0,7	0,294002	0,30734
0,75	0,300895	0,315186
0,8	0,312788	0,328031
0,85	0,329681	0,345877

Tablo B.3. $\theta = 49,5^\circ$ ve $\theta = 50,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağı teorik değerleri

p'	$q^2 (\theta = 49,5^\circ)$	$q^2 (\theta = 50,5^\circ)$
0,25	0,508843	0,51452
0,3	0,481112	0,487924
0,35	0,45838	0,466328
0,4	0,440649	0,449732
0,45	0,427918	0,438136
0,5	0,420186	0,431541
0,55	0,417455	0,429945
0,6	0,419723	0,433349
0,65	0,426992	0,441753
0,7	0,439261	0,455157
0,75	0,456529	0,473561
0,8	0,478798	0,496965
0,85	0,506066	0,525369

Tablo B.4. $\theta = 59,5^\circ$ ve $\theta = 60,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağı teorik değerleri

p'	$q^2 (\theta = 59,5^\circ)$	$q^2 (\theta = 60,5^\circ)$
0,25	0,569103	0,575522
0,3	0,553424	0,561126
0,35	0,542745	0,551731
0,4	0,537066	0,547335
0,45	0,536386	0,54794
0,5	0,540707	0,553544
0,55	0,550028	0,564148
0,6	0,564348	0,579753
0,65	0,583669	0,600357
0,7	0,60799	0,625962
0,75	0,63731	0,656566
0,8	0,671631	0,69217
0,85	0,710952	0,732775

Tablo B.5. $p' = 0,34$ GeV/c ve $p' = 0,36$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	q^2 ($p' = 0,34$ GeV/c)	q^2 ($p' = 0,36$ GeV/c)
20	0,294923	0,276971
25	0,3142	0,297382
30	0,337461	0,322011
35	0,364527	0,35067
40	0,395195	0,383142
45	0,42923	0,419178
50	0,466373	0,458507
55	0,506342	0,500827
60	0,548834	0,545819
65	0,593525	0,593139
70	0,640076	0,642428

Tablo B.6. $p' = 0,44$ GeV/c ve $p' = 0,46$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	q^2 ($p' = 0,44$ GeV/c)	q^2 ($p' = 0,46$ GeV/c)
20	0,213165	0,199213
25	0,238112	0,225294
30	0,268214	0,256764
35	0,303241	0,293384
40	0,342929	0,334875
45	0,386974	0,380922
50	0,435041	0,431175
55	0,486767	0,485252
60	0,541756	0,542741
65	0,599592	0,603205
70	0,659834	0,666185

Tablo B.7. $p' = 0,54 \text{ GeV/c}$ ve $p' = 0,56 \text{ GeV/c}$ için q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$q^2 (p' = 0,54 \text{ GeV/c})$	$q^2 (p' = 0,56 \text{ GeV/c})$
20	0,151407	0,141455
25	0,182024	0,173206
30	0,218967	0,211517
35	0,261955	0,256098
40	0,310662	0,306609
45	0,364718	0,362666
50	0,42371	0,423844
55	0,487191	0,489676
60	0,554678	0,559662
65	0,625658	0,633271
70	0,699591	0,709943

Tablo B.8. $p' = 0,64 \text{ GeV/c}$ ve $p' = 0,66 \text{ GeV/c}$ için q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$q^2 (p' = 0,64 \text{ GeV/c})$	$q^2 (p' = 0,66 \text{ GeV/c})$
20	0,109649	0,103697
25	0,145935	0,141118
30	0,18972	0,186271
35	0,240669	0,238812
40	0,298396	0,298343
45	0,362462	0,36441
50	0,432378	0,436512
55	0,507615	0,5141
60	0,5876	0,596584
65	0,671724	0,683338
70	0,759349	0,7737

B.2. Q^2 İçin Teorik Değerler

Tablo B.9. $\theta = 29,5^\circ$ ve $\theta = 30,5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri

p'	$Q^2 (\theta = 29,5^\circ)$	$Q^2 (\theta = 30,5^\circ)$
0,25	0,055044	0,058749
0,3	0,066053	0,070499
0,35	0,077062	0,082249
0,4	0,088071	0,093999
0,45	0,09908	0,105749
0,5	0,110088	0,117499
0,55	0,121097	0,129249
0,6	0,132106	0,140999
0,65	0,143115	0,152748
0,7	0,154124	0,164498
0,75	0,165133	0,176248
0,8	0,176141	0,187998
0,85	0,18715	0,199748

Tablo B.10. $\theta = 39,5^\circ$ ve $\theta = 40,5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri

p'	$Q^2 (\theta = 39,5^\circ)$	$Q^2 (\theta = 40,5^\circ)$
0,25	0,096965	0,101729
0,3	0,116358	0,122074
0,35	0,135751	0,14242
0,4	0,155144	0,162766
0,45	0,174537	0,183111
0,5	0,19393	0,203457
0,55	0,213323	0,223803
0,6	0,232716	0,244149
0,65	0,252109	0,264494
0,7	0,271502	0,28484
0,75	0,290895	0,305186
0,8	0,310288	0,325531
0,85	0,32968	0,345877

Tablo B.11. $\theta = 49,5^\circ$ ve $\theta = 50,5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağılı teorik değerleri

p'	$Q^2 (\theta = 49,5^\circ)$	$Q^2 (\theta = 50,5^\circ)$
0,25	0,148843	0,15452
0,3	0,178612	0,185424
0,35	0,20838	0,216328
0,4	0,238149	0,247232
0,45	0,267918	0,278136
0,5	0,297686	0,309041
0,55	0,327455	0,339945
0,6	0,357223	0,370849
0,65	0,386992	0,401753
0,7	0,416761	0,432657
0,75	0,446529	0,463561
0,8	0,476298	0,494465
0,85	0,506066	0,525369

Tablo B.12. $\theta = 59,5^\circ$ ve $\theta = 60,5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağılı teorik değerleri

p'	$Q^2 (\theta = 59,5^\circ)$	$Q^2 (\theta = 60,5^\circ)$
0,25	0,209103	0,215522
0,3	0,250924	0,258626
0,35	0,292745	0,301731
0,4	0,334566	0,344835
0,45	0,376386	0,38794
0,5	0,418207	0,431044
0,55	0,460028	0,474148
0,6	0,501848	0,517253
0,65	0,543669	0,560357
0,7	0,58549	0,603462
0,75	0,62731	0,646566
0,8	0,669131	0,68967
0,85	0,710952	0,732775

Tablo B.13. $p' = 0,34$ GeV/c ve $p' = 0,36$ GeV/c için Q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$Q^2 (p' = 0,34 \text{ GeV/c})$	$Q^2 (p' = 0,36 \text{ GeV/c})$
20	0,034823	0,036871
25	0,0541	0,057282
30	0,077361	0,081911
35	0,104427	0,11057
40	0,135095	0,143042
45	0,16913	0,179078
50	0,206273	0,218407
55	0,246242	0,260727
60	0,288734	0,305719
65	0,333425	0,353039
70	0,379976	0,402328

Tablo B.14. $p' = 0,44$ GeV/c ve $p' = 0,46$ GeV/c için Q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$Q^2 (p' = 0,44 \text{ GeV/c})$	$Q^2 (p' = 0,46 \text{ GeV/c})$
20	0,045065	0,047113
25	0,070012	0,073194
30	0,100114	0,104664
35	0,135141	0,141284
40	0,174829	0,182775
45	0,218874	0,228822
50	0,266941	0,279075
55	0,318667	0,333152
60	0,373656	0,390641
65	0,431492	0,451105
70	0,491734	0,514085

Tablo B.15. $p' = 0,54 \text{ GeV/c}$ ve $p' = 0,56 \text{ GeV/c}$ için Q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$Q^2 (p' = 0,54 \text{ GeV/c})$	$Q^2 (p' = 0,56 \text{ GeV/c})$
20	0,055307	0,057355
25	0,085924	0,089106
30	0,122867	0,127417
35	0,165855	0,171998
40	0,214562	0,222509
45	0,268618	0,278566
50	0,32761	0,339744
55	0,391091	0,405576
60	0,458578	0,475562
65	0,529558	0,549171
70	0,603491	0,625843

Tablo B.16. $p' = 0,64 \text{ GeV/c}$ ve $p' = 0,66 \text{ GeV/c}$ için Q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$Q^2 (p' = 0,64 \text{ GeV/c})$	$Q^2 (p' = 0,66 \text{ GeV/c})$
20	0,065549	0,067597
25	0,101835	0,105018
30	0,14562	0,150171
35	0,196569	0,202712
40	0,254296	0,262243
45	0,318362	0,32831
50	0,388278	0,400412
55	0,463515	0,478
60	0,5435	0,560484
65	0,627624	0,647238
70	0,715249	0,7376

B.2. W İçin Teorik Değerler

Tablo B.17. $\theta = 29,5^\circ$ ve $\theta = 30,5^\circ$ için W'nin momentuma bağlı teorik değerleri

p'	W ($\theta = 29,5^\circ$)	W ($\theta = 30,5^\circ$)
0,25	1,397668	1,396342
0,3	1,359621	1,357984
0,35	1,320477	1,318511
0,4	1,280137	1,277819
0,45	1,238484	1,235788
0,5	1,19538	1,192276
0,55	1,150662	1,147115
0,6	1,104135	1,100101
0,65	1,05556	1,050986
0,7	1,004638	0,999461
0,75	0,950993	0,945131
0,8	0,894136	0,887481
0,85	0,833409	0,825817

Tablo B.18. $\theta = 39,5^\circ$ ve $\theta = 40,5^\circ$ için W'nin momentuma bağlı teorik değerleri

p'	W ($\theta = 39,5^\circ$)	W ($\theta = 40,5^\circ$)
0,25	1,38259	1,380867
0,3	1,340993	1,33886
0,35	1,298064	1,295493
0,4	1,253665	1,250622
0,45	1,207636	1,20408
0,5	1,159781	1,155666
0,55	1,109864	1,105133
0,6	1,057594	1,052175
0,65	1,002602	0,996407
0,7	0,944414	0,937327
0,75	0,882398	0,874263
0,8	0,815679	0,806281
0,85	0,742994	0,732014

Tablo B.19. $\theta = 49,5^\circ$ ve $\theta = 50,5^\circ$ için W 'nin momentuma bağı teorik değerleri

p'	$W (\theta = 49,5^\circ)$	$W (\theta = 50,5^\circ)$
0,25	1,3637	1,361617
0,3	1,317577	1,314989
0,35	1,26978	1,266646
0,4	1,220112	1,216383
0,45	1,168334	1,163952
0,5	1,114152	1,109045
0,55	1,057197	1,051274
0,6	0,996994	0,990138
0,65	0,932914	0,924969
0,7	0,864095	0,854848
0,75	0,789298	0,778434
0,8	0,706628	0,693654
0,85	0,612907	0,596952

Tablo B.20. $\theta = 59,5^\circ$ ve $\theta = 60,5^\circ$ için W 'nin momentuma bağı teorik değerleri

p'	$W (\theta = 59,5^\circ)$	$W (\theta = 60,5^\circ)$
0,25	1,341424	1,339029
0,3	1,289844	1,286855
0,35	1,236113	1,232473
0,4	1,179939	1,175579
0,45	1,120953	1,115787
0,5	1,058685	1,052605
0,55	0,992519	0,985379
0,6	0,921614	0,913219
0,65	0,844779	0,834844
0,7	0,760218	0,748304
0,75	0,664989	0,65035
0,8	0,553615	0,534743
0,85	0,413242	0,385935

Tablo B.21. $p' = 0,34 \text{ GeV/c}$ ve $p' = 0,36 \text{ GeV/c}$ için W 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$W (p' = 0,34 \text{ GeV/c})$	$W (p' = 0,36 \text{ GeV/c})$
20	1,343383	1,328559
25	1,336189	1,320855
30	1,327456	1,311499
35	1,317222	1,300527
40	1,305529	1,287983
45	1,292428	1,273916
50	1,277978	1,258386
55	1,262243	1,241456
60	1,245298	1,223202
65	1,227223	1,203704
70	1,208108	1,183053

Tablo B.22. $p' = 0,44 \text{ GeV/c}$ ve $p' = 0,46 \text{ GeV/c}$ için W 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$W (p' = 0,44 \text{ GeV/c})$	$W (p' = 0,46 \text{ GeV/c})$
20	1,267532	1,25181
25	1,257652	1,241349
30	1,245627	1,228608
35	1,231487	1,213613
40	1,215266	1,196397
45	1,197008	1,176996
50	1,176758	1,155451
55	1,154571	1,131808
60	1,130506	1,10612
65	1,104631	1,078441
70	1,077018	1,048835

Tablo B.23. $p' = 0,54 \text{ GeV/c}$ ve $p' = 0,56 \text{ GeV/c}$ için W 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$W (p' = 0,54 \text{ GeV/c})$	$W (p' = 0,56 \text{ GeV/c})$
20	1,186842	1,170037
25	1,173873	1,156389
30	1,15803	1,139703
35	1,139318	1,119974
40	1,117738	1,097193
45	1,09329	1,071342
50	1,06597	1,0424
55	1,035765	1,010329
60	1,002658	0,975079
65	0,966614	0,936573
70	0,927583	0,894706

Tablo B.24. $p' = 0,64 \text{ GeV/c}$ ve $p' = 0,66 \text{ GeV/c}$ için W 'nin açığa bağlı teorik değerleri

θ	$W (p' = 0,64 \text{ GeV/c})$	$W (p' = 0,66 \text{ GeV/c})$
20	1,100251	1,082102
25	1,083635	1,06467
30	1,063241	1,04325
35	1,039005	1,017757
40	1,010844	0,988078
45	0,978642	0,95406
50	0,942243	0,915494
55	0,901435	0,87209
60	0,855921	0,823442
65	0,805281	0,768963
70	0,748901	0,707772

ÖZGEŞMİŞ

1985 yılında Sakarya'nın Söğütlü ilçesinde doğdu. İlk öğrenimini Küçük Söğütlü İlk öğretim okulunda tamamladı. Orta öğrenimini Kız Meslek Lisesinde, lise öğrenimini ise Ali Dilmen Süper Lisesinde bitirdi. 2004- 2005 öğretim yılında Çanakkale 18 Mart Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümün'de eğitime başladı. 2005-2006 öğretim yılında yatay geçiş yaptığı Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nü 2008 yılında bitirdi. 2008 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisansa başladı. Halen aynı üniversitede eğitimine devam etmektedir.