

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BLAST İLE POLARİZE DÖTERONDAN
 π^- ELEKTROÜRETİMİ İLE ÇİFT SPİN ASİMETRİSİ
ÖLÇÜMÜ

DOKTORA TEZİ

Şule ÇİTÇİ

Enstitü Anabilim Dalı

: FİZİK

Tez Danışmanı

: Doç. Dr. Barış Tamer TONGUÇ

Haziran 2014

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ


BLAST İLE POLARİZE DÖTERONDAN π^-
ELEKTROÜRETİMİ İLE ÇİFT SPİN ASİMETRİSİ
ÖLÇÜMÜ

DOKTORA TEZİ


Şule ÇİTÇİ

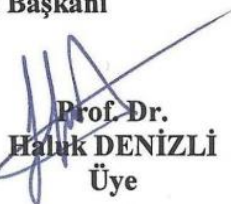
Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK


Bu tez 26 /05 /2014 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.


Prof. Dr.
Ahmet TUTAR
Jüri Başkanı


Prof. Dr.
Mehmet BEKTAŞOĞLU
Üye


Doç. Dr.
Barış Tamer TONGUÇ
Üye


Prof. Dr.
Haluk DENİZLİ
Üye


Doç. Dr.
Ayşe DURUSOY
Üye

TEŞEKKÜR

Öncelikle tez süresince bana sabır, akıl, çalışma azmi ve gücü veren, severek çalıştığım tez konusunu bana nasip eden Yüce ALLAH'a şükürler olsun.

Hem yüksek lisans hem doktora süresince bilgi ve tecrübelerini hiç çekinmeden bana aktaran, karanlıkta kaldığımda ışık tutan, sabırlı ve hoşgörülü olan, kendisiyle çalıştığım için mutluluk duyduğum Saygıdeğer Hocam Doç. Dr. Barış Tamer TONGUÇ'a teşekkürlerimi ve hürmetlerimi sunarım.

Tez süresi boyunca bilgi ve tecrübeleriyle çalışmalara ışık tutan ve destek veren Tez İzleme Komitesi Üyesi Sayın Hocam Prof. Dr. Mehmet BEKTAŞOĞLU'na çok teşekkür ederim.

Tez İzleme Komitesi Üyesi Prof. Dr. Ahmet TUTAR, Meslek Yüksek Okulu Müdürü Yrd. Doç. Dr. Yılmaz GÜNEY, Prof. Dr. İbrahim OKUR, Yrd. Doç. Dr. Mehmet KAYMAK ve Fizik Bölüm Başkanı Prof. Dr. Recep AKKAYA'ya, tez çalışmasının donanım ve teknik kısımlarında büyük yardımları olan SAÜ Bilgi İşlem Dairesi Başkanlığı'nda görevli Semih BİTİM, Kadir ASLAN ve Mehmet KARAKAYA'ya ve SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü personeline çok teşekkür ederim.

BLAST projesinde görev alan başta Prof. Dr. Ricardo ALARCON olmak üzere tüm BLAST ekibine çok teşekkür ederim.

Ve... CANIM AİLEM... Eğitimime onlarsız ne başlayabilir ne devam edebilir ne de tamamlayabilirdim. Kıymetli annem Huriser ve kıymetli babam Mehmet Ali ÇİTÇİ'ye, canım kardeşlerim Türkçe Öğretmeni Sayın Öznur Jale ÇİTÇİ ve Cumhuriyet Savcısı Sayın Tuğçe ÇİTÇİ'ye bana inandıkları, güvendikleri, benimle birlikte sabrettikleri ve her türlü destekleri için sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	vii
ŞEKİLLER LİSTESİ	xii
TABLolar LİSTESİ	xviii
ÖZET.....	xix
SUMMARY	xx

BÖLÜM.1.

GİRİŞ	1
1.1. Parçacıklar Arasındaki Etkileşim Kuvvetleri.....	1
1.2. Standart Model.....	2
1.2.1. Kuark model.....	3
1.2.2. MIT Çanta Modeli	4
1.3. Spin, Helisite ve İzospin	5
1.4. Döteron	9
1.5. Nötron	10
1.6. Delta Baryonları.....	13
1.7. Pion	15
1.8. Parçacık Hızlandırıcıları	16
1.8.1. Doğrusal parçacık hızlandırıcıları.....	17
1.8.2. MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nin tarihi	18

BÖLÜM.2.

KURAMSAL BAKIŞ	21
2.1. MAID	22
2.1.1. Kısmi dalga analizi.....	22

2.2. Kinematik.....	23
2.3. Dinamik.....	27
2.4. Tesir Kesiti.....	29
2.5. Diferansiyel Tesir Kesiti	29
2.5.1. Diferansiyel tesir kesitinin deneysel ölçümü	30
2.5.2. Diferansiyel tesir kesitinin teorik hesabı.....	31
2.5.2.1. Vektörel leptonik tensör.....	35
2.5.2.2. Vektörel hadronik tensör.....	37
2.5.2.3. Toplam diferansiyel tesir kesiti.....	39
2.5.2.4. $ \mathcal{M} ^2(0)$ saçılma genliği	40
2.5.2.5. $ \mathcal{M} ^2(s)$ saçılma genliği	41
2.5.2.6. Helisite genlikleri.....	42
2.5.2.7. CGLN genlikleri	50
2.6. $N \rightarrow \Delta$ geçişi.....	52
2.7. Tek Pion Elektroüretiminde Çift Spin Asimetrisi.....	56
2.7.1. $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ asimetrisi.....	57

BÖLÜM.3.

BLAST DENEYİ	60
3.1. Bates Doğrusal Hızlandırıcısı	62
3.1.1. Polarize elektron demeti.....	63
3.1.2. Compton Polarimetresi	65
3.2. Bates Spektrometresi ve Kinematik Değişkenler.....	67
3.2.1. Polarize hedef.....	69
3.2.1.1. Hidrojenin nükleer polarizasyon modları	71
3.2.1.2. Döteryumun nükleer polarizasyon modları	72
3.2.1.3. Atomik demet kaynağı.....	74
3.2.1.4. Hedef tüpü.....	75
3.2.1.5. Dik ve paralel kinematik.....	76
3.2.1.6. P_z ve P_{zz} ölçümleri.....	78
3.2.2. Sürüklenme odacıkları	80
3.2.3. Çerenkov ışınması ve arojel Çerenkov dedektörü.....	82

3.2.4. TOF sintilatörleri.....	91
3.2.5. Nötron sayaçları	92
3.2.6. Toroidal bobin.....	94
3.2.7. TDC'nin çalışma prensibi.....	96
3.2.7.1. WC üzerinden zamanlama bilgisi	96
3.2.7.2. TOF üzerinden zamanlama bilgisi	100
3.3. Veri Aktarım Sistemi	103
3.3.1. Birinci seviye tetikleyici	107
3.3.2. Tetikleyici çeşitleri.....	108
3.3.3. İkinci seviye tetikleyici	109
BÖLÜM.4.	
ANALİZ.....	110
4.1. Dahili Analiz.....	110
4.1.1. Kesmeler	111
4.1.1.1. PID kesmesi	111
4.1.1.2. Hedeften gelme koşulu kesmesi.....	112
4.1.1.3. Zenit açısı kesmesi	113
4.1.1.4. Azimut açısı kesmesi	114
4.1.1.5. Momentum kesmesi	115
4.1.2. Q^2 momentum aktarımı.....	116
4.1.3. W değişmez kütle.....	117
4.2. Harici Analiz.....	120
4.2.1. Verteks kesmesi.....	120
4.2.2. Elektron ile pionun enerji ve momentumları	121
4.2.3. M_x kayıp kütle.....	125
4.3. Çift Spin Asimetrisi	126
4.3.1. $A_{ed,ham}^V$ çift spin asimetrisi	127
4.3.2. Arkafon katkısı.....	128
4.3.3. $A_{ed,deneysel}^V$ çift spin asimetrisi	129

BÖLÜM.5.	
SONUÇLAR VE TARTIŞMA	131
5.1. A_{ed}^V Çift Spin Asimetrisi.....	131
5.2. Birleştirilmiş Veri ile A_{ed}^V	133
5.3. MAID ile A_{ed}^V	135
5.4. $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ asimetrisi ölçümü.....	138
KAYNAKLAR.....	142
EKLER.....	148
ÖZGEÇMİŞ	180

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

SM	: Standart Model
QCD	: Kuantum Renk Dinamiği (Quantum Chromodynamics)
QED	: Kuantum Elektrodinamiği (Quantum Electrodynamics)
QFD	: Kuantum Çeşni Dinamiği (Quantum Flavordynamics)
GUT	: Büyük Birleştirme Teorisi (Grand Unified Theory)
u	: Yukarı kuark (up quark)
d	: Aşağı kuark (down quark)
s	: Acayip kuark (strange quark)
c	: Cazibe kuark (charm quark)
b	: Alt kuark (bottom quark)
t	: Üst kuark (top quark)
e^-	: Elektron
e^+	: Pozitron
μ^-	: Müon
τ^-	: Tau
ν_e	: Elektron nötrinosu
ν_μ	: Müon nötrinosu
ν_τ	: Tau nötrinosu
γ	: Foton
MeV	: Megaelektron-Volt
GeV	: Gigaelektron-Volt
TeV	: Teraelektron-Volt
g_{sn}	: Nötronun jromanyetik oranı
g_{sp}	: Protonun jromanyetik oranı

μ_N	: Nükleer manyeton
BE	: Bağlanma enerjisi
BE_p	: Protonun bağlanma enerjisi
BE_n	: Nötronun bağlanma enerjisi
μ_n	: Nötron manyetik momenti
μ_u	: Yukarı kuarkın manyetik momenti
μ_d	: Aşağı kuarkın manyetik momenti
ρ	: Yük yoğunluğu
r_n	: Nötron yarıçapı
Q^2	: Dört vektör momentum aktarımı karesi
Γ	: Tepe genişliği
τ	: Ortalama ömür
MIT	: Massachusetts Teknoloji Enstitüsü (Massachusetts Institute of Technology)
ELSSY	: Enerji Kaybı Spektrometre Sistemi (Energy Loss Spectrometer System)
OHIPS	: Yüz İnç Proton Spektrometresi (One Hundred Inch Proton Spectrometer)
BLAST	: Bates Geniş Kabullü Spektrometre Toroid (Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid)
SHR	: Güney Hol Halkası (South Hall Ring)
Δ	: Delta baryonu
g_1, g_2	: Polarize spin yapı fonksiyonları
G_E^p	: Proton elektromanyetik form faktörü
G_M^p	: Proton manyetik form faktörü
G_E^n	: Nötron elektromanyetik form faktörü
G_M^n	: Nötron manyetik form faktörü
G_M^d	: Döteron manyetik form faktörü
G_Q^d	: Döteron yük form faktörü

A_{ed}^V	: Elektron-döteron vektör asimetrisi
A_d^T	: Döteron tensor asimetrisi
T_{11}	: Vektör hedef asimetrisi
T_{20}	: Döteron foto-bozunum için tensör analiz gücü
T_{21}	: Döteron foto-bozunum için tensör analiz gücü
T_{22}	: Döteron foto-bozunum için tensör analiz gücü
${}_1H^1$: Hidrojen atomu
${}_1H^2$: Döteryum atomu
$A_{1/2}$: Enine helisite-1/2 genliği
$A_{3/2}$: Enine helisite-3/2 genliği
$S_{1/2}$: Boyuna helisite-1/2 genliği
\mathcal{M}	: Saçılma genliği
k_i	: Elektron demetinin momentumu
k_s	: Elektronun saçılma momentumu
p_i	: Hedef nükleonun momentumu
p_s	: Ürün nükleonun momentumu
p_T	: Toplam momentum
q	: Üç vektör momentum aktarımı
W	: Değişmez kütle
M_N	: Hedef nükleonun kütlesi
m_Δ	: Δ parçacığının kütlesi
CQM	: Bileşen Kuark Modeli (Constituent Quark Model)
M_x	: Kayıp kütle
E_x	: Kayıp enerji
p_x	: Kayıp momentum
z	: Elektron demet doğrultusu
θ	: z eksenine ile yapılan zenit açısı
ϕ^*	: z eksenine ile yapılan azimut açısı

θ^*	: Kütle merkezi sisteminde pion ile sanal foton arasındaki açı
ϕ^*	: Kütle merkezi sisteminde leptonik düzlem ile hadronik düzlem arasındaki azimut açısı
θ_D	: Polarize döteron hedefinin z eksenine yaptığı açı
θ_γ	: Sanal foton ile z eksenine arasındaki açı
h	: Elektron demet helisitesi
P_e	: Elektron demet polarizasyonu
P_H	: Hedef polarizasyonu
ε	: Sanal foton polarizasyon vektörü
$d\Omega$: Diferansiyel katı açısı
Ω	: Katı açısı
$d\sigma$: Diferansiyel tesir kesiti
σ	: Tesir kesiti
\mathcal{L}	: Lüminosite
$L_{\mu\nu}$: Leptonik tensör
$H_{\mu\nu}$: Hadronik tensör
j	: Vektörel akım
J	: Hadronik akım
G_E	: Sachs elektrik form faktörü
G_M	: Sachs manyetik form faktörü
\tilde{G}_E	: Born elektrik form faktörü
\tilde{G}_M	: Born manyetik form faktörü
R	: Tepki fonksiyonu
A_1	: Enine helisite asimetrisi
A_2	: Boyuna ve enine helisite asimetrisi
R.F.	: Radyo Frekans
ABS	: Atomik Demet Kaynağı (Atomic Beam Source)
P_z	: Vektör polarizasyon
P_{zz}	: Tensör polarizasyon

β	: Yüklü parçacığın hızı
TDC	: Zaman Sinyalini Sayısal Sinyale Dönüştürücü (Time to Digital Converter)
WC	: Sürüklenme Odacığı (Wire Chamber)
TOF	: Uçuş Zamanı (Time-Of-Flight)
PMT	: Fotoçoğaltıcı Tüp (Photomultiplier Tube)
DAQ	: Veri Aktarım Sistemi (Data Acquisition System)
PID	: Parçacık Kimliği (Particle Identity)

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.	Kuark-antikuark çiftlerinden oluşan mezon jeti.....	5
Şekil 1.2.	Baryon sekizlisi.....	6
Şekil 1.3.	Baryon onlusu	6
Şekil 1.4.	Sanki-skaler mezonlar	7
Şekil 1.5.	Vektör mezonlar.....	7
Şekil 1.6.	Döteryuma ait dalga boyu ve 2 MeV'de bağlı durumu	9
Şekil 1.7.	Nötronun ρ yük yoğunluğunun b çarpma parametresine göre (üst) ve F_1 form faktörünün Q^2 'ye göre (alt) grafikleri.....	13
Şekil 1.8.	N^* nükleon uyarılmaları ile oluşan baryon rezonansları.....	15
Şekil 2.1.	Polarize elektron demetinin polarize hedef nükleonları ile elektromanyetik etkileşmesinin temsili gösterimleri.....	24
Şekil 2.2.	Polarize elektron demeti ile polarize hedef nükleonun Δ baryonlarına uyarılması.....	26
Şekil 2.3.	Sanal foton ve polarize hedef nükleondan oluşan $\gamma\vec{N}$ sistemi.....	26
Şekil 2.4.	Kuark modelde bir sanal fotonun nükleonun kuarklarından biri ile etkileşimi sonucu Δ 'ya uyarılmasında M1 geçişinin şematik görünümü. M1 geçişi, konumsal S dalga fonksiyonunu içermektedir.	26
Şekil 2.5.	Kuark modelde bir sanal fotonun nükleonun kuarklarından biri ile etkileşimi sonucu Δ 'ya uyarılmasında E2 geçişinin şematik görünümü. E2 geçişi, konumsal D dalga fonksiyonunu içermektedir.....	56
Şekil 2.6.	Δ^0 'ın $p\pi^-$ kanalına bozunumunun temel seviye Feynman diyagramı ...	27
Şekil 2.7.	Tipik bir leptonik ve hadronik verteks görünüşü	28
Şekil 2.8.	Gelen parçacığın hedefin b uzağında bir $d\sigma$ 'dan geçerek $d\Omega$ 'ya saçılması.....	30
Şekil 2.9.	$\vec{N}(\vec{e}, e\pi)N$ reaksiyonunun temsili gösterimi.....	33

Şekil 2.10. Kütle merkezi sisteminde helisite genlikleri.....	44
Şekil 2.11. Sanal fotonun helisite genlikleri	59
Şekil 3.1. MIT Bates Hızlandırıcı Merkezi'nin bulunduğu alanın genel görünüşü .	60
Şekil 3.2. Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nin planı	61
Şekil 3.3. SHR'de 2856 MHz'lik R.F. oyuk birimi.....	62
Şekil 3.4. Bates Doğrusal Hızlandırıcısının genel görünüşü ve BLAST, SAMPLE ve OOPS spektrometreleri.....	62
Şekil 3.5. Bates Doğrusal Hızlandırıcısı (sol), hızlandırıcı tüneli (sağ).....	63
Şekil 3.6. BLAST'da fotokatot kristalinden polarize elektronların oluşturulması ..	64
Şekil 3.7. BLAST Güney Hol Halkası'nın şematik görünümü (sol) ve halkanın bir kesitinden görünüm (sağ).....	64
Şekil 3.8. SHR boyunca elektron spininin demet eksenine yaptığı açı.....	65
Şekil 3.9. BLAST Compton Polarimetresi ve yapıları	66
Şekil 3.10. 2004 ve 2005 yılları için elektron polarizasyon ölçümleri	67
Şekil 3.11. BLAST spektrometresi	68
Şekil 3.12. Toroidal bobin ile BLAST spektrometresi	69
Şekil 3.13. Manyetik alanın fonksiyonu olarak hidrojen (sol) ve döteryumun (sağ) aşırı ince yapılarını gösteren Breit-Rabi diyagramları	70
Şekil 3.14. Döteryum atomunun nükleer polarizasyon modları	71
Şekil 3.15. ABS sisteminin bileşenleri (sol) ve BLAST ABS sisteminin görünümünden bir kesit (sağ).....	75
Şekil 3.16. Hedef tüpünün korunması amacıyla kullanılan tungsten kolimatör	76
Şekil 3.17. Dik kinematiğin şematik görünümü.....	77
Şekil 3.18. Paralel kinematiğin şematik görünümü	77
Şekil 3.19. Döteron hedefine ait vektör polarizasyon ölçümleri.....	78
Şekil 3.20. Döteron hedefine ait tensör polarizasyon ölçümleri	79
Şekil 3.21. Hedef tüpü boyunca konumun bir fonksiyonu olarak polarizasyon yönelimi.....	79
Şekil 3.22. Sürüklenme odaklarından birinin gösterimi (sol) ve üç sürüklenme odacığının birleşik hali (sağ).....	80
Şekil 3.23. Sürüklenme odacıklarının oluşturduğu kısımlar ve boyutları	81
Şekil 3.24. Sürüklenme hücresinde bulunan tellerin şematik gösterimi. Hassas teller ± 0.5 mm 'lik kaymalarla zikzak olarak bağlanmıştır.	82

Şekil 3.25. Çerenkov ışıması (sol) ve Çerenkov konisi (sağ)	83
Şekil 3.26. Üzeri alüminyum profil ile kapatılarak BLAST sistemine monte edilmeye hazırlanmış son durumu (sol) ve sayaç kutularının iç kısmının Spektraflekt ile boyanmış hali (sağ).....	85
Şekil 3.27. Bir Aerojel ünitesinin şematik gösterimi (sol), şeffaf aerojel tabakasının yerleştirildiği ve 4 fotoçoğaltıcı tüp pencelerinin görüldüğü CC1 sayaç kutusu (sağ)	86
Şekil 3.28. CC1 sayacında saçılan elektronların yaptığı Çerenkov ışımalarının temsili gösterimi.....	87
Şekil 3.29. ADC spektrumunda R1 sayacından elde edilen verilere göre oluşturulan histogram ve bu histogramın Poisson fonksiyonuna fit edilmesi.....	88
Şekil 3.30. Sol (sol) ve sağ (sağ) sektörde her bir aerojel Çerenkov sayacının verim dağılımı.....	90
Şekil 3.31. Sol (sol) ve sağ (sağ) sektör için tüm aerojel Çerenkov sayaçlarının genel verim dağılımı	90
Şekil 3.32. Sağ sektörde TOF sintilatörünün görünümü.....	92
Şekil 3.33. Ohio duvarında kullanılan sintilatör çubuğu (sol) ve sintilatör çubuklarından oluşan Ohio duvarı (sağ)	93
Şekil 3.34. Parçacıkların yolları boyunca 2kG'luk manyetik alan sağlayan toroidal bobinlerden birinin gösterimi (sol) ve BLAST'a azimut simetrisini sağlayacak şekilde sekiz bobinin diziliminin genel görünümü (sağ).....	95
Şekil 3.35. Alüminyum karkasa monte edilen BLAST toroidal bobin.....	95
Şekil 3.36. WC'de TDC'nin çalışma prensibinin şematik olarak gösterimi	97
Şekil 3.37. Sürüklenme odacığı TDC spektrumu.....	99
Şekil 3.38. Sürüklenme hücresinde parçacığın izi ve sürüklenme çizgileri.....	100
Şekil 3.39. TOF'da TDC'nin çalışma prensibinin şematik olarak gösterimi	102
Şekil 3.40. DAQ çalışma prensibinin şeması.....	104
Şekil 3.41. BLAST tetikleyici sisteminin şeması.....	106
Şekil 4.1. Kütlelerine ve yüklerine göre tespit edilen parçacıkların PID dağılımı	111
Şekil 4.2. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için z dağılımı	113
Şekil 4.3. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için θ_c dağılımı	114

Şekil 4.4. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için ϕ_e dağılımı	115
Şekil 4.5. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için k_s dağılımı	116
Şekil 4.6. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için Q^2 dağılımları	117
Şekil 4.7. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için W dağılımları	118
Şekil 4.8. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $Q^2 - W$ dağılımları	118
Şekil 4.9. D4 verisi ile tüm Q^2 aralığı ve alt aralıkları için W dağılımları.....	119
Şekil 4.10. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için esnek ve esnek olmayan olayların gösterilmesi	120
Şekil 4.11. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için verteks kesmesi dağılımı.....	121
Şekil 4.12. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonuna ait e^- (sol) ve π^- (sağ) parçacıklarının enerji dağılımı..	122
Şekil 4.13. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonuna ait e^- (sol) ve π^- (sağ) parçacıklarının momentum dağılımı.....	122
Şekil 4.14. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için tüm parçacıkların $\beta-p$ dağılımı (üst) ve paralel kinematik için e^- (sol) ve π^- (sağ) parçacıklarının $\beta-p$ dağılımı (alt).....	124
Şekil 4.15. D4 verisi ile $\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonuna ait e^- (sol) ve π^- (sağ) parçacıklarının $\beta-p$ dağılımı.....	124
Şekil 4.16. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için M_x dağılımları	126
Şekil 4.17. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için E_x dağılımları	125

Şekil 4.18. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için p_x dağılımları	125
Şekil 4.19. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $A_{ed_{ham}}^V$ 'ın W'ya bağlı grafikleri	127
Şekil 4.20. D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $A_{ed_{ham}}^V$ 'ın W'ya bağlı grafikleri	128
Şekil 4.21. D4, D5 ve boş hedef verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için verimin W'ya bağlı logaritmik skalada dağılımları	129
Şekil 4.22. D4 döteron verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $A_{ed_{deneysel}}^V$ 'in W'ya bağlı grafikleri.....	130
Şekil 4.23. D5 döteron verisi ile dik(sol) ve paralel(sağ) kinematik için $A_{ed_{deneysel}}^V$ 'in W'ya bağlı grafikleri.....	130
Şekil 5.1. D4 döteron verisi ile dik(sol) ve paralel(sağ) kinematik için A_{ed}^V 'nin W'ya bağlı grafikleri	133
Şekil 5.2. D5 döteron verisi ile dik(sol) ve paralel(sağ) kinematik için A_{ed}^V 'nin W'ya bağlı grafikleri	133
Şekil 5.3. D4+D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için A_{ed}^V 'nin W'ya bağlı grafikleri	134
Şekil 5.4. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\phi^* - \theta^*$ dağılımları	135
Şekil 5.5. D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\phi^* - \theta^*$ dağılımları	136
Şekil 5.6. D4+D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\phi^* - \theta^*$ dağılımları	136
Şekil 5.7. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte A_{ed}^V 'nin W'ya bağlı grafikleri	137
Şekil 5.8. D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte A_{ed}^V 'nin W'ya bağlı grafikleri	138

Şekil 5.9. D4+D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte A_{ed}^v 'nin W'ya bağlı grafikleri.....	138
Şekil 5.10. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ 'nin W'ya bağlı grafikleri	139
Şekil 5.11. D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ 'nin W'ya bağlı grafikleri	140
Şekil 5.12. D4+D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ 'nin W'ya bağlı grafikleri.....	141

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 1.1. Doğadaki temel kuvvetler ve özellikleri	1
Tablo 1.2. Lepton ve kuarkların kuşaklara ayrımı	3
Tablo 1.3. $\Delta(1232)$ baryonlarının bazı özellikleri.....	14
Tablo 1.4. Pionların bazı özellikleri	16
Tablo 1.5. BLAST'ın fizik programı	20
Tablo 2.1. Parçacık ve antiparçacıkların polarizasyonlarına göre yoğunluk matrisleri	36
Tablo 2.2. Pion üretim genliklerinin çok kutuplu bileşenlere dağılımı	50
Tablo 3.1. Çerenkov sayaçlarının kabul açıları ve sahip oldukları PMT sayıları	85
Tablo 3.2. İki analiz için hesaplanan ortalama fotoelektron sayıları.....	88
Tablo 3.3. Sektördeki MLU girdi bitlerinin atanması	108
Tablo 3.4. XMLU bitlerine ayrılmış BLAST tetikleyici türleri	109
Tablo 4.1. Veride kayıtlanan parçacıklara ait yük ve kütle bilgilerinden parçacıklara atanan PID numaraları.....	112
Tablo 4.2. $\vec{N}(\vec{e}, e')$ reaksiyon kanalının dahili analizinde kullanılan kesmeler	116
Tablo 4.3. $\vec{n}(\vec{e}, e'\pi^-)X$ reaksiyon kanalının harici analizinde kullanılan kesmeler	123

ÖZET

Anahtar kelimeler: BLAST Deneyi, Pion Elektroüretimi, Çift Spin Asimetrisi, Delta Rezonans Bölgesi

Bates Geniş Kabullü Spektrometre Toroid (BLAST) deneyinde polarize elektron ve polarize döteron saçılmasından π^- elektroüretimi ile çift spin asimetrisi A_{ed}^V ölçülmüştür. Bu ölçüm için ~ 291 kC (2004) ve ~ 464 kC (2005)'luk döteron verisi kullanılmıştır. 850 MeV enerjili boyuna polarize elektron demetinin ortalama polarizasyonu $\sim \%70$ 'dir. Boyuna polarize durağan döteron hedefinin ise 2004 (2005) yılı için polarizasyonu ve spin açısı sırasıyla $\sim \%90$ ($\sim \%70$) ve $\sim 31.3^\circ$ ($\sim 47.4^\circ$)'dür. Analizden BLAST kinematik bölgesinin $Q^2 \leq 0.6 \text{ GeV}^2$ ve $W \leq 1.44 \text{ GeV}$ olduğu belirlenmiştir. $\vec{n}(\vec{e}, e\pi^-)p$ harici kanalına ait olaylar, M_x dağılımının $[0.8, 1.05] \text{ GeV}$ aralığı dikkate alınarak tespit edilmiştir. Deneysel A_{ed}^V ölçümü, W 'nin $[0.8, 1.44] \text{ GeV}$ aralığında proton kütlesi civarındaki olaylar ile yapılmıştır. BLAST için elde edilen A_{ed}^V sonuçları teorik MAID modelinin tesir kesitleri (σ_{ed} / σ_0) üzerinden hesaplanan A_{ed}^V tahminleriyle kıyaslanmıştır. Benzer şekilde sanal foton asimetrisi A_1 ve A_2 'nin lineer kombinasyonunu içeren $(A_1 + \eta A_2) / (1 + \epsilon R)$ asimetri ifadesi deneysel olarak incelenerek MAID sonuçları ile kıyaslanmıştır. Gerek A_{ed}^V gerekse $(A_1 + \eta A_2) / (1 + \epsilon R)$ asimetrisine ait deneysel sonuçların teorik sonuçlarla uyum içinde olduğu görülmüştür.

MEASUREMENT OF THE DOUBLE SPIN ASYMMETRY VIA π^- ELECTROPRODUCTION FROM POLARIZED DEUTERON WITH BLAST

SUMMARY

Key Words: BLAST Experiment, Pion Electroproduction, Double Spin Asymmetry, Delta Resonance Region

The double spin asymmetry A_{ed}^{V} is measured using π^- electroproduction from polarized electron and polarized deuteron scattering in BLAST experiment. Deuteron data with ~ 291 kC (2004) and ~ 464 kC (2005) are used for the measurements. The average polarization of longitudinally polarized electron beam with 850 MeV energy is $\sim 70\%$. The average polarization and spin angle of longitudinally polarized stationary deuteron target is $\sim 90\%$ ($\sim 70\%$) and $\sim 31.3^\circ$ ($\sim 47.4^\circ$) for 2004 (2005) data, respectively. BLAST kinematical region is determined from the analysis is $Q^2 \leq 0.6 \text{ GeV}^2$ and $W \leq 1.44 \text{ GeV}$. Events belonging to the exclusive channel $\vec{n}(\vec{e}, e'\pi^-)p$ is selected by considering $[0.8, 1.05] \text{ GeV}$ range in M_x distribution. Measurement of the experimental A_{ed}^{V} is done with the events around the proton mass for W within $[0.8, 1.44] \text{ GeV}$. The measured asymmetry is compared with MAID predictions obtained through cross-sections using $\sigma_{\text{ed}}/\sigma_0$ ratio. Similarly, the measured asymmetry $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ including linear combination of virtual photon asymmetries A_1 and A_2 is compared with MAID predictions. It was seen that the experimental results belonging to both A_{ed}^{V} and $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ asymmetries have been in agreement with MAID results.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

1.1. Parçacıklar Arasındaki Etkileşim Kuvvetleri

1920 yılında Alexander Friedmann ve Georges Lemaître tarafından ortaya atılan ve 1949 yılında Fred Hoyle tarafından ismi ilk defa telaffuz edilen Büyük Patlama Teorisi, evrenin ~13.7 milyar yıl önce büyük bir patlama sonucu oluştuğu [1,2] fikrini savunmaktadır. Bu teoride, maddeyi meydana getiren temel parçacıkların bu patlamadan kısa bir süre sonra oluştuğu ifade edilmektedir. Oluşan temel parçacıklar ve parçacıklar arası etkileşimlerde rol oynayan kuvvetler parçacık fizikçileri tarafından incelenmektedir [3]. Doğada var olan kuvvetler ile bu kuvvetlerin özellikleri Tablo 1.1'de verilmektedir.

Tablo 1.1. Doğadaki temel kuvvetler ve özellikleri

Kuvvetler	Şiddeti	Menzili (m)	Aracı Parçacığı	Aracı Parçacığın Ortalama Ömrü (s)
Güçlü Nükleer (Çekirdek) Kuvvet	1	10^{-15}	Gluon	Kararlı
Elektromanyetik Kuvvet	10^{-2}	Sonsuz	Foton	Kararlı
Zayıf Nükleer (Çekirdek) Kuvvet	10^{-5}	10^{-18}	W^{\pm}, Z	3×10^{-25}
Gravitasyonel Kuvvet	10^{-41}	Sonsuz	Graviton	Kararlı

Atom denilen sistem, içerisinde nükleonların bulunduğu bir çekirdek ile çekirdeğin etrafını saran elektron bulutundan oluşmuştur. Atomun kendisi yaklaşık 10^{-8} cm'lik bir yarıçapa sahipken çekirdeğinin yarıçapı 10^{-13} cm'dir. Dolayısıyla tek çekirdeğe sahip olan atom aslında 10^{15} tane çekirdeği barındırabilecek bir hacme sahiptir. Pozitif yüklü çekirdek, negatif yüklü elektron ve büyük boşluktan oluşan bir atomun kararlılığı elektromanyetik ve güçlü kuvvetin etkisi ile sağlanmaktadır. Elektromanyetik kuvvet çekirdeğin etrafında büyük bir hızla dönen elektronların yörüngeden ayrılmamalarını, güçlü nükleer kuvvet ise çapları $1.6 \times 10^{-15} - 1.7 \times 10^{-15}$ m (~ 1 femtometre) arasında değişen nükleonların çekirdek içerisinde bir arada kalmalarını sağlamaktadır.

1.2. Standart Model

Parçacıklar ve bunların arasında oluşan etkileşimleri temel alan ve sınıflandıran Standart Model (SM), 1970'lerde geliştirilmiş olup günümüzde geçerliliğini sürdürmektedir [4]. Bu modelde, gravitasyonel kuvvet hariç güçlü, elektromanyetik ve zayıf kuvvetin rol aldığı etkileşimler incelenmektedir. Güçlü çekirdek (renk), elektromanyetik (elektriksel yük) ve zayıf (zayıf yük) kuvvet sırasıyla Kuantum Kromodinamiği (Quantum Chromodynamics-QCD), Kuantum Elektrodinamiği (Quantum Electrodynamics-QED) ve Kuantum Çeşni Dinamiği (Quantum Flavordynamics-QFD) teorileriyle açıklanmaktadır.

Albert Einstein'ın hayali olan "Büyük Birleştirme Teorisi (Grand Unified Theory-GUT)", dört temel kuvvetin birleştirilmesine dayanmaktadır [5]. Bu teoride madde, alanın yoğunlaştığı kısım olarak nitelendirilmekte ve her temel parçacığın alanın bir kuantumu olduğu ileri sürülmektedir. Sheldon Glashow tarafından 1961 yılında elektromanyetik kuvvet ile zayıf nükleer kuvvetin birleştirilmesi fikri ortaya atılmış ve daha sonra Steven Weinberg ve Abdus Salam (GWS) tarafından iki kuvvet "elektro-zayıf kuvvet" adı altında birleştirilmiştir. Parçacık fizikçilerinin son yıllarda yaptığı çalışmalar arasında SM'nin yetersiz kaldığı durumlar ve GUT'un oluşturulması bulunmaktadır.

Kararsız parçacıkların bozunumları temel kuvvetlerle gerçekleşmektedir. Bozunumda rol alan kuvvetin türü kararsız parçacığın ömrüne yansımaktadır. Tipik olarak güçlü ve elektromanyetik kuvvet ile bozunum yapan bir parçacığın ortalama ömrü sırasıyla 10^{-23} s ve 10^{-16} s'dir. Zayıf kuvvet için ise bu süre daha uzun olmakta ve [10^{-13} s, 15 dk) arasında geniş bir zaman aralığına yayılmaktadır. Yaklaşık 14.75 dk'lık ortalama ömre sahip olan serbest nötron zayıf kuvvet ile β^- bozunumu yapmaktadır. Bu bozunumda ortaya çıkan parçacıkların toplam kütlesi ile nötron kütlesi arasındaki fark çok küçüktür. Bu farkın küçük olması da ömrü uzatmaktadır.

Parçacıklar SM'de leptonlar, mezonlar, baryonlar ve aracılar olmak üzere dört grupta toplanmaktadır. Mezonlar ve baryonlar (hadronlar) çapları 10^{-18} m (~1 attometre) olarak tahmin edilen kuarklardan oluşmaktadır [6]. Diğer parçacık grupları ise alt parçacıklara sahip olmayıp temel parçacıklardır. Leptonlar ve kuarklar kütle büyüklüklerine bağlı olarak üç kuşağa (Tablo 1.2) ayrılmaktayken aracı parçacıklar etkileşimde rol alan kuvvet türüne bağlı olarak (Tablo 1.1) gruplandırılmaktadır. Parçacıklar arası etkileşimlerin mümkün durumları birkaç kurala göre belirlenmektedir. Bunlar; etkileşim öncesi ve sonrası yük, kütle, lepton sayısı ve baryon sayısı korunumudur. Ayrıca zayıf kuvvet ile etkileşim hariç diğer kuvvetlerle etkileşimlerde acayıplik sayısı korunumuna bakılmaktadır.

Tablo 1.2. Lepton ve kuarkların kuşaklara ayrımı

	Lepton	Kütle (MeV/c ²)	Kuark	Kütle(MeV/c ²)
I. Kuşak	e^- , ν_e	0.51, <0.3eV	d, u	~7, ~4
II. Kuşak	μ^- , ν_μ	105.7, <0.3eV	s, c	~150, ~1200
III. Kuşak	τ^- , ν_τ	1776.8, <0.3eV	b, t	~4200, ~175000

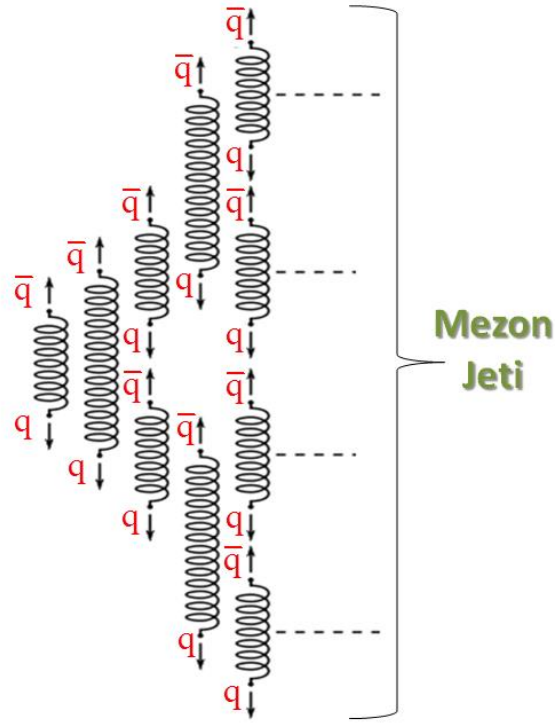
1.2.1. Kuark model

Kuark model, günümüzde geçerliliğini koruyan parçacık modelinin temelini oluşturmaktadır [7]. Bu modele göre hadronlar bileşik yapıya sahip olup iki şekilde bulunmaktadır: İlki tamamen kuarklardan veya antikuarklardan oluşan üçlü yapı (sırasıyla baryon, antibaryon), ikincisi ise bir kuark ve bir antikuarktan oluşan ikili

yapı (mezon) durumundadır. Baryon içerisinde kuarkları bir arada tutan kuvvet güçlü çekirdek kuvvetidir ve burada kuarkların birbiriyle olan etkileşimlerinde gluonlar aracılık etmektedir. Gluonlar iki renk yükü taşıyan bir ayar bozonu olup kütlesi deneysel olarak birkaç MeV 'den daha küçüktür.

1.2.2. MIT çanta modeli

Günümüzde yapılan deneylerde kuarklar serbest halde henüz gözlenememiştir. Çanta Modeli izole kuarkların görülmeme sebeplerinin anlaşılmasına yardım eden kuark hapsi modellerinden biridir [8]. Bu model, kuarkların birbirinden ayrılmasına çalışılmadığı sürece hadron içerisinde serbestçe hareket ettiklerini ileri süren "esnek çanta" modelidir. Kuarkların hadron içerisindeki hareketleri "asimptotik özgürlük" olarak bilinmektedir [9]. Derin esnek olmayan türden saçılma deneyleri, kuarkların birbirleriyle aralarında olan mesafeleriyle orantılı olarak etkileşmelerinin ve etkileşme şiddetinin azalmakta olduğunu göstermektedir; ancak kuarklar birbirinden uzaklaştırılmaya çalışıldığında esnek çanta gerilmekte ve buna direnmektedir. Bu durumda kuarklardan birine yeterli miktarda enerji verildiği takdirde, ortamda kuark-antikuark çiftlerinin meydana gelmesi sonucu mezon jeti oluşabilmektedir (Şekil 1.1). Mezon jetinin oluşması, proton-antiproton çarpıştırıcılarında yapılan deney türlerinde görülmektedir.

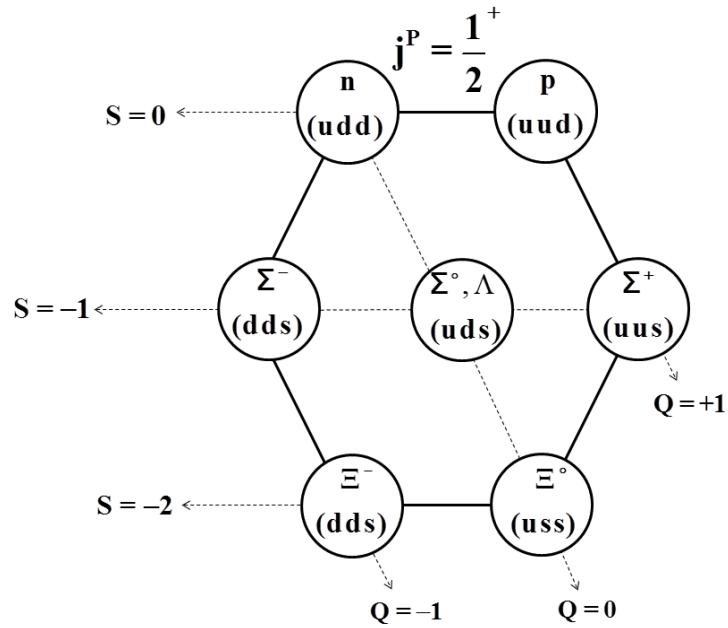


Şekil 1.1. Kuark-antikuark çiftlerinden oluşan mezon jeti

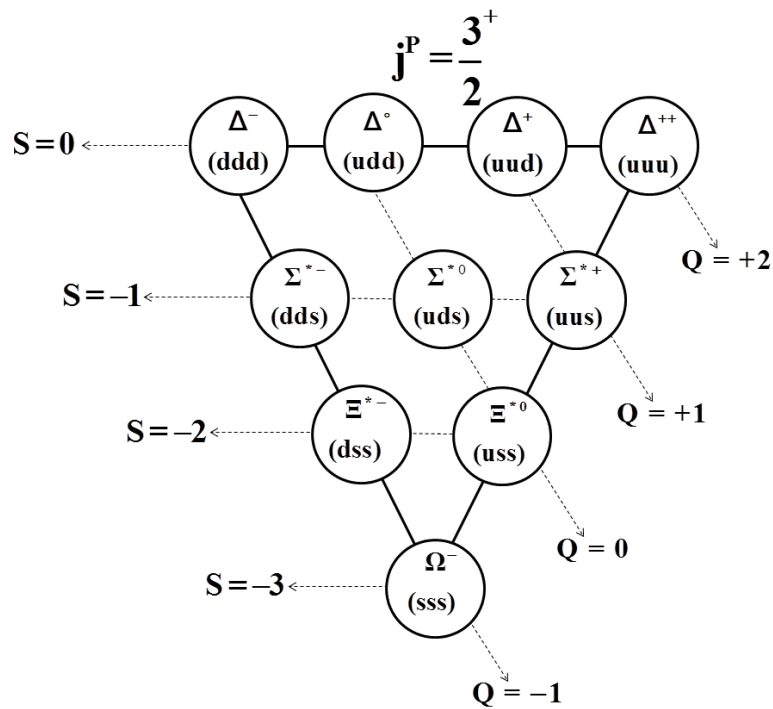
1.3. Spin, Helisite ve İzospin

Parçacıklar sahip oldukları bazı özellikleri ile gruplandırılabilirler. Bu özelliklerden bir tanesi spin durumudur. Klasik olarak spin, bir eksen etrafında dönme hareketinden oluşan açısal momentumdur. Spin ve spinin z-bileşeni kuantize olup sırasıyla s ve m_s kuantum sayılarına bağlıdır.

Parçacıklar spinlerine göre yarım ve tam spinli olmak üzere iki grupta ele alınmaktadır [10]. Bunlardan ilkinde fermiyon, ikincisine bozon adı verilmektedir. Fermiyonlar Pauli Dışarlama İlkesi'ne ve Fermi-Dirac İstatistiği'ne uymaktadır. Kuarklar, leptonlar, $1/2$ spinli baryon sekizlisi (Şekil 1.2) ve $3/2$ spinli baryon onlusu (Şekil 1.3) fermiyon grubuna girmektedir.

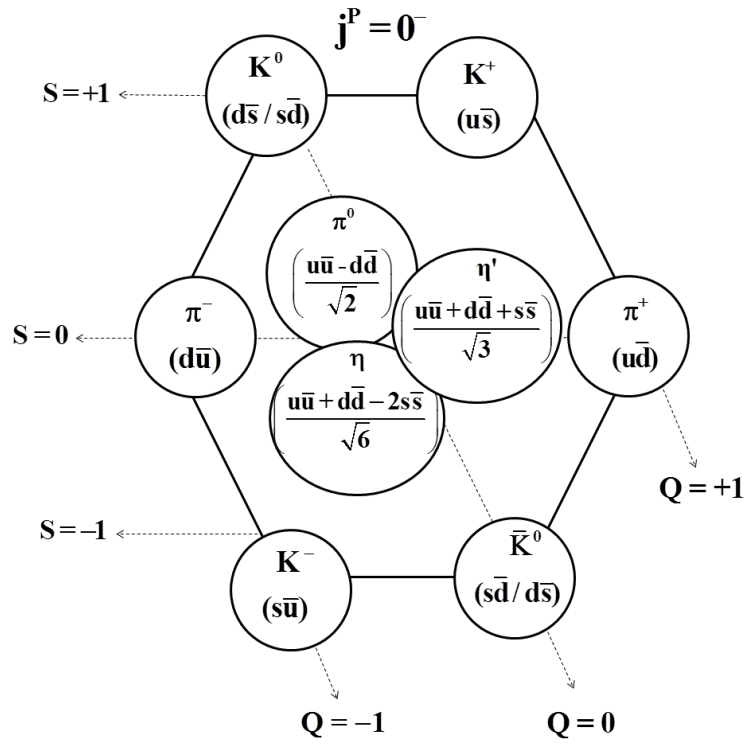


Şekil 1.2. Baryon sekizlisi

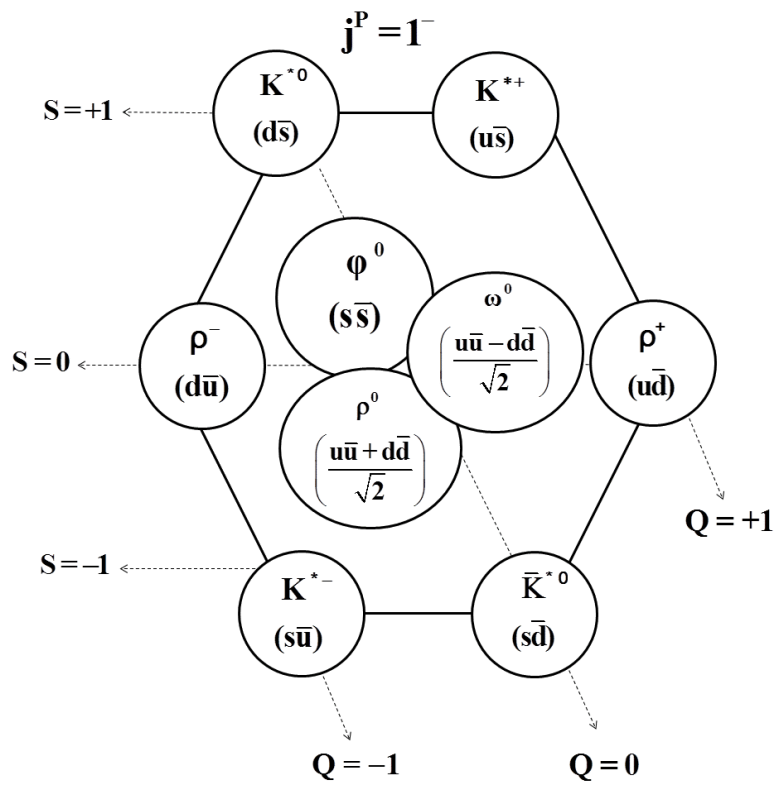


Şekil 1.3. Baryon onlusu

Bozonlar Bose-Einstein İstatistiği'ne uymaktadır. Parçacıklar arasında 0 spinli skalar (pseudoscalar) mezonlar (Şekil 1.4), 0 spinli Higgs ile 1 spinli γ , g , W^\pm ve Z^0 ayar bozonları ve 1 spinli vektör mezonlar (Şekil 1.5) bu gruba girmektedir [11].



Şekil 1.4. Sanki-skaler mezonlar



Şekil 1.5. Vektör mezonlar

Rölativistik bölgede parçacığın spini hareket denklemini belirlemektedir. Buna göre spin-0, spin-1/2 ve spin-1 parçacıkları sırasıyla Klein-Gordon, Dirac ve Proca denklemleri ile tanımlanmaktadır.

\vec{S} spin vektörüne sahip olan parçacıkların \vec{p} momentum vektörü ile hareket ederken sahip oldukları helisiteleri (h),

$$h = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{S}| |\vec{p}|} \quad (1.1)$$

eşitliği ile tanımlanmaktadır [12]. Burada h , \vec{S} 'nin \vec{p} yönündeki izdüşümü olmaktadır. Spin-1/2 parçacığı için biri +1 diğeri -1 olmak üzere iki helisite durumu vardır. +1 (-1) helisiteli parçacığa sağ (sol) eli parçacık adı verilmektedir. (1.1) eşitliğinden görüldüğü üzere sağ (sol) eli bir parçacığın spin ve momentum vektörleri aynı (zıt) yönlüdür.

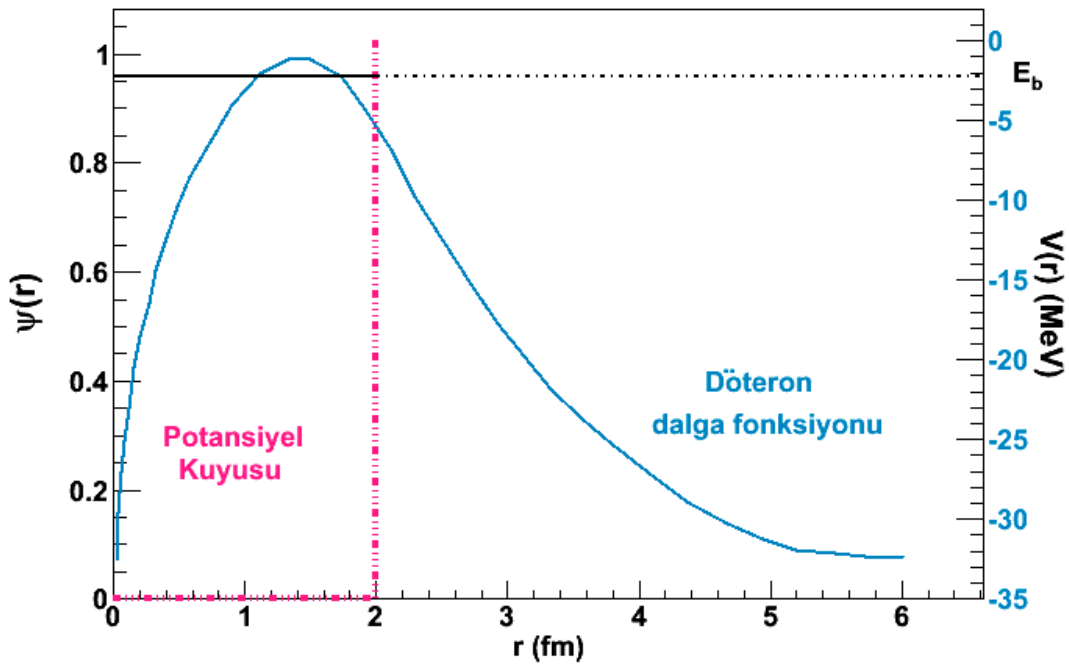
İzospin (I), güçlü etkileşime bağlı olarak parçacıkların sahip olduğu kuantum sayısıdır. u ve d kuarkları içeren hadronların izospini bulunmaktadır. İzospin uzayında bir hadron $|I I_3\rangle$ izospin durumu ile temsil edilmektedir. Hadronları oluşturan u ve d kuark sayılarına bağlı olarak I_3 ,

$$I_3 = \frac{1}{2} [(n_u - n_{\bar{u}}) - (n_d - n_{\bar{d}})] \quad (1.2)$$

eşitliği ile elde edilmektedir [13]. İzospin spinden farklı bir niceliktir. I ve bileşeni I_3 , tıpkı \vec{S} ve onun z bileşeni S_z gibi kuantizedir. Örneğin, nükleonların izospinleri 1/2 olup izospin uzayında proton ve nötron sırasıyla $\left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle$ ve $\left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle$ durumları ile temsil edilmektedir.

1.4. Döteron

Döteryum, hidrojen atomunun izotopu olup döteron çekirdeğine sahiptir (Tablo A.1). Döteron bir proton ile bir nötronun bir arada bulunduğu en sade durumdur. Sadece bir bağlı duruma sahip olan döteryum dalga fonksiyonuna göre $r = R$ 'de üstel olarak azalan bir eğri meydana getirmektedir. Eğimin negatif yönde olması nükleonlar arasındaki bağın zayıf olduğunu göstermektedir (Şekil 1.6). Döteronun bağlanma enerjisi $E_b = -2.224589 \pm 0.000002 \text{ MeV}$ 'dir [14]. Bu bağlanma enerjisinin küçük olması ile döteron, nükleon-nükleon etkileşmesini incelemek için ideal bir sistem haline gelmektedir (EK A).



Şekil 1.6. Döteryuma ait dalga boyu ve 2 MeV'de bağlı durumu

Döteron, saçılma deneylerinde nötron kaynağı olarak tercih edilen en basit çekirdektir. Polarize döteron hedefi için çekirdek bir dış manyetik alana konulmakta ve çekirdeğin manyetik momentinin manyetik alan yönüne polarize olması sağlanmaktadır. Döteronun manyetik momentini nötron ve protonun manyetik momentlerinin toplamı olarak,

$$\vec{\mu}_d = \vec{\mu}_n + \vec{\mu}_p \quad (1.3)$$

eşitliği ile verilmektedir. $\vec{\mu}_d$ 'nin açık ifadesi,

$$\mu = \frac{g_{sn}\mu_N}{\hbar} \vec{S}_n + \frac{g_{sp}\mu_N}{\hbar} \vec{S}_p \quad (1.4)$$

ile yazılabilmektedir. Bu eşitlikten manyetik momentin spin ile orantılı olduğu görülmektedir. Burada g_{sn} ve g_{sp} sırasıyla nötron ve protonun jromanyetik oranları olup -3.826084 ve 5.585691 değerlerine sahiptir ve döteronun manyetik momenti nükleer magneton (μ_N) cinsinden,

$$\mu = (0.85741 \pm 0.00002)\mu_N \quad (1.5)$$

olarak bulunmaktadır [15].

1.5. Nötron

Varlığı 1920 yılında Ernest Rutherford tarafından ileri sürülmüş olan nötron 1932 yılında James Chadwick tarafından keşfedilmiştir [16]. Nötron hidrojen hariç diğer bütün çekirdeklere bulunmaktadır. Net yükü sıfır olan bu parçacık nükleer fiziğin zenginliğini göstermektedir. 885.5 ± 1.0 s'lik ortalama ömre [17] sahip olan serbest nötron beta bozunumu ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) ile bozunmaktadır [18]. Nötronun bozunumu bütün nükleer beta bozunumları için ilk örnek olmuş ve bu süreç astrofizikte anahtar bir süreç haline gelmiştir. Nötron aynı zamanda, Standart Model'in ötesinde fiziğin testi için uygun bir parçacık olmuştur. İki tür yükün dengede olduğu bu parçacık, proton kütesine yakın bir kütle sahiptir. Nötron ve proton arasındaki kütle farkı,

$$(m_p - m_n)c^2 = \frac{e^2}{r_N} \quad (1.6)$$

eşitliğinden $m_p - m_n \approx 100 \text{ keV}$ olarak elde edilmektedir. Burada r_N nükleon yarıçapıdır. İki aşağı (d), bir yukarı (u) kuarktan oluşan nötronun kütlesi (m_N) 939.566 MeV 'dir ve bu değer güçlü ve elektrostatik bağ enerjileri (BE) ile kuark kütlelerinin toplamından büyük ($m_n > BE(\text{güçlü}) + BE(\text{elektrostatik}) + m_{\text{kuark}}$) olduğu bilinmektedir. Güçlü etkileşimde izospin simetrisinden dolayı proton ve nötronun güçlü etkileşim bağ enerjileri birbirine eşittir. Diğer taraftan, bu parçacıkların elektrostatik bağ enerjileri,

$$BE = \frac{1}{2} \sum_{i < j} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \quad (1.7)$$

eşitliğinden $BE_p = 0$ ve $BE_n \approx -160 \text{ keV}$ olarak bulunmaktadır. Stern-Gerlach Deneyi ile 1954 yılında spininin $1/2$ olduğu belirlenen nötronun kütlesi,

$$n + p \rightarrow d + \gamma \quad (1.8)$$

saçılma reaksiyonu ile hassas biçimde tespit edilmektedir. Bu reaksiyon ile protonun kütlesi de yüksek hassasiyetle ölçülebilmektedir.

Statik SU(6) Modeline göre, baryon dalga fonksiyonları izospin simetrisine sahip renksiz kuark teklileridir [19]. Kuark türü, rengi ve spini göz önüne alınarak nötrona eşlik eden dalga fonksiyonu,

$$n_{\uparrow} = \sqrt{\frac{2}{3}} d_{\uparrow k} d_{\uparrow y} u_{\downarrow m} - \sqrt{\frac{1}{3}} \left(\frac{d_{\uparrow k} d_{\downarrow y} + d_{\downarrow k} d_{\uparrow y}}{\sqrt{2}} \right) u_{\uparrow m} \quad (1.9)$$

eşitliği ile verilmektedir. Baryon manyetik momenti sadece içerilen kuarkların momentlerinin statik toplamıdır. Buna göre nötron manyetik momenti,

$$\mu_n = -\frac{1}{3} \mu_u + \frac{4}{3} \mu_d \quad (1.10)$$

eşitliğine sahip olmaktadır. Burada her bir kuark momenti elektrik yükü ile orantılıdır. Nötron manyetik dipol momenti μ_N cinsinden,

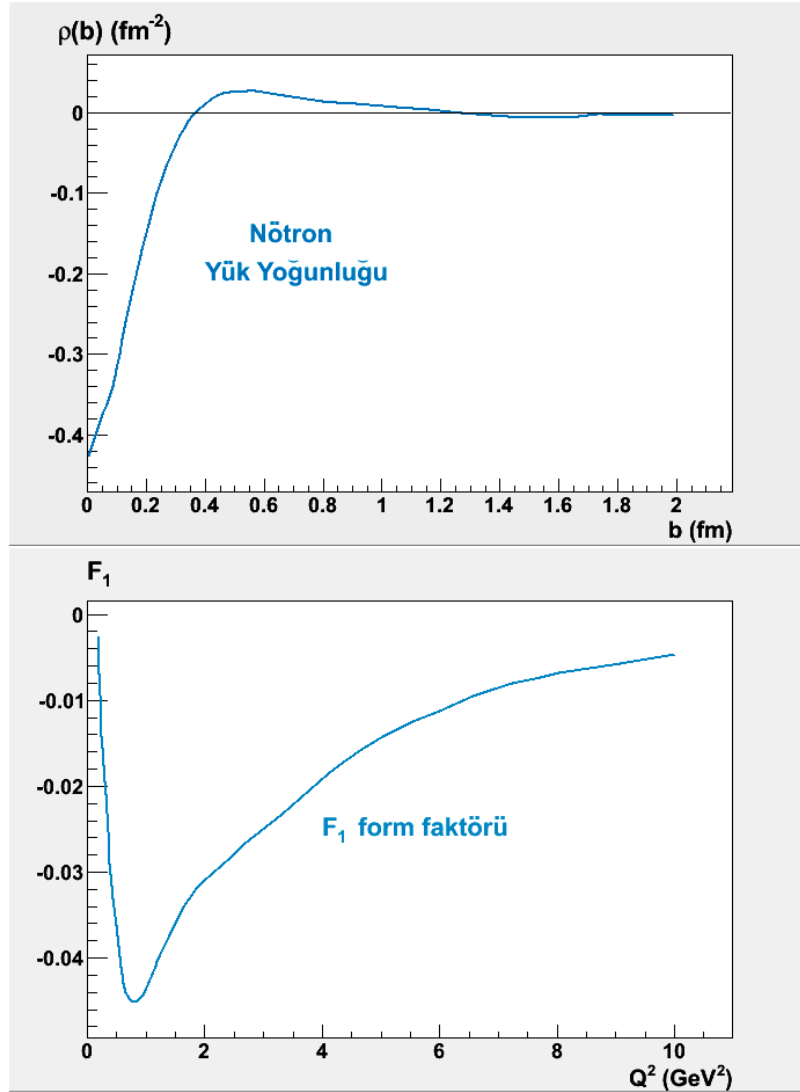
$$\mu_n = (-1.9103 \pm 0.0012)\mu_N \quad (1.11)$$

olarak bulunmaktadır.

Nötronun içsel yük dağılımı,

$$\langle r_n^2 \rangle = \int \rho(r)r^2 dr^3 \quad (1.12)$$

denklemleri ile belirlenmektedir. Son zamanlara kadar nötronun yük dağılımı için pozitif bir korun etrafında negatif bir bulutun olduğu fikri hakimdi; ancak elektron-nötron saçılmasına dayalı deney sonuçlarından bu yük dağılımının tam tersi olduğuna dair bulgular öne sürülmüştür [20]. Bu bulgu, nötron yük yoğunluğunun (ρ) çarpma parametresine (b) göre değişimine bakıldığında açıkça görülmektedir (Şekil 1.7-sol). Ayrıca nötron yük form faktörü F_1 'in Q^2 'ye göre değişimi yük dağılımı için ikinci bir kanıt olarak gösterilmektedir (Şekil 1.7-sağ).



Şekil 1.7. Nötronun ρ yük yoğunluğunun b çarpma parametresine göre (üst) ve F_1 form faktörünün Q^2 'ye göre (alt) grafikleri

1.6. Delta Baryonları

Delta (Δ) baryonu, nükleonun uyarılmış (N^*) durumları arasında en düşük uyarılma enerjisine sahip baryon rezonansıdır ve oluşmasına sebep olan nükleon ile aynı kuark içeriğine sahiptir. Sembolü P_{33} 'dür. İlk indis toplam πN izospini $I = 3/2$ 'yi, ikincisi toplam açısal momentumu $J = 3/2$ 'yi temsil etmektedir.

Kütlesi 1.232 GeV olan delta baryonları yüklerine ve kuark yapılarına göre Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 ve Δ^- olmak üzere dört çeşittir. Fermiyon grubuna dâhil olan deltaların spini 3/2'dir [22] ve bu parçacıklar baryon onlusunda acayıplığe sahip olmayan tek baryon

grubudur [5]. Δ baryonlarının bazı özellikleri ile bozunum kanalları Tablo 1.3'de verilmektedir (EK A2).

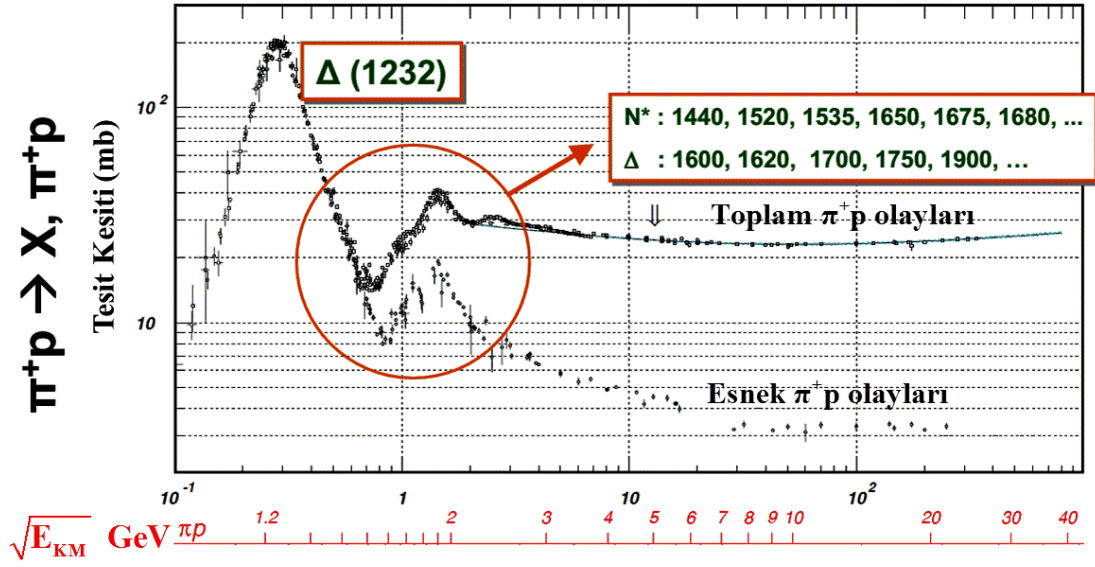
Tablo 1.3. $\Delta(1232)$ baryonlarının bazı özellikleri

	M (GeV)	S	I_3	Kuark yapısı	$N\pi$ bozunum kanalları ve kesirleri (Γ)
Δ^{++}	1.232	3/2	+3/2	uuu	$p\pi^+$ (%100)
Δ^+	1.232	3/2	+1/2	uud	$n\pi^+$ (%33)
					$p\pi^0$ (%66)
Δ^0	1.232	3/2	-1/2	udd	$n\pi^0$ (%66)
					$p\pi^-$ (%33)
Δ^-	1.232	3/2	-3/2	ddd	$n\pi^-$ (100)

Saçılma reaksiyonuna ait diferansiyel tesir kesitlerinin değişmez kütleyle bağlı grafiği incelendiğinde karşılık gelen bölgede bir tepe oluşmaktadır. Bu tepe genişliği (Γ) ve parçacığın ortalama ömrü (τ),

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.13)$$

eşitliği ile birbirine bağlıdır. Bu ifade kullanılarak deltaların ortalama ömrünün 5.58×10^{-23} s olduğu belirlenmiştir [21]. Ortalama ömrün mertebesi bozunumun güçlü çekirdek kuvveti ile olduğunun bir göstergesidir. Nükleon uyarılmaları ile oluşan baryon rezonanslarının içerisinde $\Delta(1232)$ baryonları en temiz tepeye (Şekil 1.8) sahiptir [23].



Şekil 1.8. N^* nükleon uyarılmaları ile oluşan baryon rezonansları [23]

1.7. Pion

En hafif mezon olan pion parçacığı daha ağır mezonların ve baryonların bozunumundan, ayrıca kozmik ışınların atmosfer tabakasının üst katmanlarındaki havayı oluşturan atomlarla etkileşmesinden oluşmaktadır. Pi-mezon olarak da isimlendirilen pion, π^+ , π^- ve π^0 [21] olmak üzere 3 çeşittir. Ortalama ömürleri $\sim 2.6033 \pm 0.0005 \times 10^{-8}$ s olan π^+ ve π^- parçacıkları ile ortalama ömrü $8.4 \pm 0.6 \times 10^{-17}$ s olan π^0 parçacıklarına ait bazı özellikler Tablo 1.4'de verilmektedir.

Hideki Yukawa, nükleonların çekirdek içerisinde birbirleriyle olan etkileşimleri için bir parçacığın aracı olduğunu düşünmüştür. 1935 yılında güçlü çekirdek kuvvetinin erimini çekirdek çapı olarak pionun kütlesini tahmin etmiştir. Daha sonraları kozmik ışınlarla yapılan bir çalışmada pionun kütlesine yakın bir parçacık gözlemlenmiş, ancak bulunan parçacığın sadece elektromanyetik ve zayıf etkileşim yapabildiği tespit edilerek pion olmadığı anlaşılmıştır. Tespit edilen parçacık $\sim 2.2 \times 10^{-6}$ s'lik ortalama ömre ve ~ 105 MeV'lik kütleyle sahip müon (μ) dur. Müonun bulunmasından sonra Bristol Üniversitesi'nde Cecil Powell, Cesar Lattes ve Giuseppe Occhialini'nin 1947 yılında kozmik ışınlar üzerindeki çalışmaları sonucunda yüklü ilk gerçek pionlar keşfedilmiştir.

Tablo 1.4. Pionların bazı özellikleri

	M (GeV)	S	I ₃	Kuark yapısı	Bozunum kanalları ve kesirleri (Γ)
π^+	$139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$	0	+1	$u\bar{d}$	$\mu + \nu$ %99.9877 \pm 0.00004
π^+	$139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$	0	-1	$d\bar{u}$	$\mu + \nu + \gamma$ %0.0002 \pm 0.0025
π^0	$134.9766 \pm 0.0006 \text{ MeV}$	0	0	$\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	$e + \nu + \gamma$ %0.0001230 \pm 0.000004
					$\gamma + \gamma$ %98.798 \pm 0.032
					$e^- + e^+ + \gamma$ %1.198 \pm 0.032

1.8. Parçacık Hızlandırıcıları

Nükleonlar başta olmak üzere parçacıkların özelliklerinin ve iç yapılarının anlaşılması amacıyla parçacık çarpıştırma deneyleri yapılmaktadır. Bu deneyler yüklü parçacık demetlerinin belirlenen bir enerji düzeyine ulaşmaya kadar hızlandırılması esasına dayanmaktadır. Bu hızlandırma işleminde parçacık fiziğinin en önemli mekanizmalarından olan parçacık hızlandırıcıları kullanılmaktadır. Rutherford 1909 yılında α tanecikleri ile yaptığı saçılma deneyinin sonuçlarını baz alarak çekirdeğin varlığını belirlemiştir. Çekirdek ve elektronlardan oluşan bu atom modeli maddenin temel yapısının anlaşılması için esas alınmıştır. Bu deneyde katot ışını tüpleri kullanılmıştır. Katot tüpleri, katot-anot arasında elektron akımı oluşturmaktadır. Bundan dolayı, katot ışını tüpünün ilk hızlandırıcı olduğu kabul edilebilmektedir. Ardından Rolf Wideroe tarafından 1920 yılında ilk lineer elektron hızlandırıcısı, daha sonra John Douglas Cockcroft-Ernest Thomas Sinton Walton tarafından 1932 yılında ilk elektrostatik hızlandırıcı icat edilmiştir [24]. Hızlandırma işlemlerinde daha sonraları Van de Graff jeneratörü kullanılarak eV'dan MeV seviyesine ve indüksiyon doğrusal hızlandırıcıları ile de birkaç MeV seviyesine ulaşılmıştır. Hızlandırıcılarda parçacıkların ulaştığı enerji yıllar içerisinde istikrarlı bir şekilde artmış ve son durumda TeV (10^{12} eV) mertebesine çıkmıştır [25].

Günümüzde deneylerin devam ettiği hızlandırıcılar arasında Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN), Alman Elektron Sinkrotronu (DESY), Ulusal Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarı (KEK), Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi (SLAC) ve Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı (FNAL) bulunmaktadır.

1.8.1. Doğrusal parçacık hızlandırıcıları

1925 yılında doktora çalışması yapan Wideroe parçacık hızlandırıcılarında yüksek gerilim yerine değişken gerilimin kullanılmasını önermiş ve 1928 yılında ilk doğrusal hızlandırıcı denemeleri yapmıştır [26]. Denemelerin olumlu sonuçlar vermesi üzerine kendi doğrusal hızlandırıcısını kurmuştur. Bu hızlandırıcı, yüklü parçacık demetinin hareket doğrultusu boyunca yüksek frekansta alternatif gerilim sağlayan bir R.F. (radyo frekans) kaynağına bağlı sürüklenme tüplerine dayanmaktadır.

Doğrusal hızlandırıcı, parçacıkların bir doğru boyunca hızlandırılmasıyla enerjili parçacıklar üretmektedir. Bu tür hızlandırıcının en önemli avantajı yüksek enerjili, mükemmel kalitede, yüksek yoğunluklu yüklü parçacık demetlerini üretme kapasitesidir. Bu hızlandırıcıların beklentilere cevap verebilmesi bazı özelliklere sahip olmalarını gerektirmektedir:

- ✓ Parçacıkların yüksek enerjilere hızlandırılması ve DC hızlandırıcılardaki gibi elektriksel bir sınırlandırma bulunmaması,
- ✓ Demetlerin güçlü odaklanması ve yüksek yoğunluklu demetlerin oluşmasının kolay sağlanabilmesi,
- ✓ Demetin hızlandırıcıdan bir kez geçmesi ve böylece dairesel hızlandırıcılardaki gibi yok edici hata koşullarına maruz kalınmaması,
- ✓ Demetin düz bir doğru boyunca ilerlemesinden dolayı, sinkrotron radyasyonundan kaynaklanan güç kaybının olmaması,
- ✓ Demetin doğrusal hızlandırıcıya enjeksiyonu ve çıkışının dairesel hızlandırıcılara göre çok daha kolay olmasıdır.

Elektron doğrusal hızlandırıcısı ile elektron-pozitron çarpıştırma deneyleri yapılarak temel parçacık fiziği uygulamaları yapılmakta, serbest elektron lazerleri için yüksek kalitede elektron demetleri üretilmekte, nükleer fizik ve malzeme bilimleri için atımlı nötron ve radyoterapi için X ışınımı elde edilmektedir.

1.8.2. MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nin tarihi

Massachusetts Teknoloji Enstitüsü (Massachusetts Institute of Technology-MIT)'nde ilk elektron hızlandırıcısı 1951 yılında nükleer fizik deneyleri için geliştirilmiştir [27]. Bu hızlandırıcı ile on yılı aşkın süre fotofisyon ve fotonötron seri deneyleri yapılmıştır. 1960'ların başlarında ileri deneysel süreçler için daha yüksek enerji, akım ve hassasiyete sahip elektron demetlerinin gerekliliği anlaşılmıştır. 1964 yılında bu konuyla alakalı ABD Atomik Enerji Komisyonu'na resmi bir öneri sunulmuş ve komisyon 1966 yılında MIT'nin bu konuda çalışma yapabilmesi için izin vermiştir.

MIT, Massachusetts kongre üyesi William Henry Bates ve Atom Enerji Ortak Komitesinin yardımlarıyla 1967 yılında Middleton'da Bates Hızlandırıcı Tesisi'nin yerini satın almıştır. Aynı yıl tesisin yapımı için izin işlemleri tamamlanmıştır. Tesisin bilimsel öncelikleri MIT'de yapılan Yaz Çalışması'nda kapsamlı olarak ele alınmıştır. Çalışmanın sonunda tek spektrometreye sahip yüksek çözünürlüklü elektron saçılma tesisinin kurulumu için bir fon tahsis edilmesine karar verilmiştir. Başka bir tesisten MIT'ye getirilen Enerji Kaybı Spektrometre Sistemi (ELSSY) ile o zamana kadar benzeri görülmemiş çözünürlüklü veri elde edilmiştir. Yüksek çözünürlüklü elektron saçılması için ELSSY sistemi her ne kadar idealden uzak olsa da, bu sistemle fotoreaksiyonlar için en kısa zamanda küçük bir program oluşturulmuştur.

Bates'de yapılan ilk deney $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)$ reaksiyonudur. Bu deney için 14° 'lik kabul açısına karşılık gelen deneysel alanda daha önce tasarlanmamış bir donanım düzeneği kullanılmıştır. Bu çalışma, yüklü ve nötral pionların eşik üretimini içeren birçok masaüstü deney ile başlamıştır. Daha sonraları bu parçacıkların ölçümleri için aynı kabul açısında prototip spektrometreleri geliştirilmiş ve bu spektrometreler baz alınarak geniş açılı π^0 Spektrometresi ve Güney Deneysel Hol'de kullanılan Orta Enerji Pion Spektrometresi (MEPS) yapılmıştır. Yapılan deneylerde daha önce

ELSSY'nin kullanılmasıyla elde edilen Fotoproton Spektroskopisi'ne benzer bir gelişme elde edilmiş ve bunun üzerine tesise Yüz İnç Proton Spektrometresi (OHIPS) ve son olarak ~%50 oranında momentum kabul bölgesine sahip olan BigBite Spektrometresi ilave edilmiştir. Bu spektrometre daha çok derin esnek olmayan elektron saçılması deneylerinde ve aynı zamanda tensör polarizasyon ölçümü için döteron kanalının ana parçası olarak kullanılmıştır.

Bates Laboratuvarı hem ulusal hem de dünyadaki tüm deneyçiler için uygun olacak şekilde yapılmıştır. Bu amaçla 1972'de Program Danışma Komitesi ve Bates Doğrusal Hızlandırıcı Kullanıcıları Grubu kurulmuştur. Laboratuvarın geliştirilmesi için kullanıcılar aralıksız olarak önemli katkılarda bulunmuştur. Boston Üniversitesi grubunun Katolik Üniversitesi ve MIT ile yaptığı işbirliği π^0 Spektrometresi'nin geliştirilmesine büyük katkı sağlamıştır.

Bates Geniş Kabullü Spektrometre Toroid (Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid-BLAST) Bilimsel Fizik Programı oldukça geniş kapsamlıdır. Programda polarize hidrojen ve döteryum hedefleri için çeşitli reaksiyon kanalları bulunmaktadır. Her reaksiyon kanalı nükleer ve parçacık fiziğinde ayrı bir çalışma alanı oluşturmaktadır. Programdaki çalışma alanları genel olarak nükleonun elektrik ve manyetik form faktörleri ile döteronun manyetik ve yük form faktörlerini, aynı zamanda $N-\Delta$ geçişlerini ve döteron vektör-tensör asimetri ölçümlerini içermektedir. Programdaki tüm çalışma alanları saçılma reaksiyonlarıyla birlikte Tablo 1.5'de verilmektedir [28].

Tablo 1.5. BLAST'ın fizik programı

Polarize Hidrojen Hedef					
Reaksiyon	$\vec{p}(\vec{e}, e'p)$	$\vec{p}(\vec{e}, e')X$	$\vec{p}(\vec{e}, e'p)\gamma, \pi^0$	$\vec{p}(\vec{e}, e'\pi^+)n$	$\vec{p}(\vec{\gamma}, \pi^+n)$
Çalışma konusu	G_E^p / G_M^p	g_1, g_2	$N - \Delta : \text{EMR, CMR}$	$N - \Delta : \text{EMR, CMR}$	Foto - üretim
Vektör Polarize Döteron Hedef					
Reaksiyon	$\vec{d}(\vec{e}, e')$	$\vec{d}(\vec{e}, e'd)$	$\vec{d}(\vec{e}, e'p)n$	$\vec{d}(\vec{e}, e'n)p$	$\vec{d}(\vec{e}, e'\pi^\pm)$
Çalışma konusu	G_M^n	$T_{11}^e : G_M^d$	$A_{ed}^v : L = 2$	G_E^n	$N - \Delta$
Tensör Polarize Döteron Hedef					
Reaksiyon	$\vec{d}(e, e'd)$	$\vec{d}(e, e'p)n$	$\vec{d}(e, e'n)p$	$\vec{d}(\gamma, pn)$	$\vec{d}(e, e'\pi^\pm)$
Çalışma konusu	$T_{20} : G_Q^d$	$A_d^T : L = 2$	$A_d^T : L = 2$	Foto - bozunum	1S_0

Deneysel çalışmalarda en iyi sonucu alabilmek için daha basit yapıları tercih edilmektedir. Proton için ^1_1H atomu ve nötron için ^2_1H döteron çekirdeği kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında polarize döteron çekirdeğinin nötronu ile $\vec{d}(\vec{e}, e'\pi^-)X$ reaksiyonu için demet-hedef çift spin asimetrisi ölçümü yapılarak $N - \Delta$ geçişi incelenmektedir.

BÖLÜM 2. KURAMSAL BAKIŞ

Foton-nükleon, lepton-nükleon veya hadron-nükleon saçılma deneyleri genellikle nükleonların yapısını incelemek amacıyla parçacıkların doğrusal veya dairesel hızlandırıcılarda hızlandırılarak yüksek enerjilerde çarpıştırılmasıyla yapılmaktadır. Etkileşim sırasında demetten nükleona yeteri kadar büyük momentum aktarımı gerçekleştiğinde nükleon bu aktarım ile uyarılmakta ve rezonans durumuna geçebilmektedir. Rezonans durumu ile nükleon arasındaki enerji farkı nükleonun durgun kütle enerjisi ile kıyaslanabilir seviyede olduğu için rezonans durumundaki parçacık, nükleonun bir uyarılmış seviyesi olarak görülmekten çok, yeni bir parçacık olarak kabul edilmektedir. Bu yeni parçacığın dedektörlerde tespit edilmeden önce bozunduğu durumlarda, parçacığın sahip olduğu bazı özellikler ürün parçacıklar üzerinden araştırılabilmektedir.

Saçılma reaksiyonunda demet ve hedeften birinin veya her ikisinin polarize olması, rezonans parçacığının özelliklerinin incelenmesine spin serbestlik derecesi kazandırmaktadır. İlave bir serbestlik derecesi, rezonans parçacık hakkında daha fazla bilgi edinilmesine olanak sağlamaktadır. Bu bilginin edinilmesinde kullanılan yöntem polarizasyon durumlarına ait diferansiyel tesir kesitlerinin kombinasyonundan oluşan asimetrinin hesabına ve ölçülmesine dayanmaktadır.

Bu tez çalışmasında, durgun polarize döteron hedefine 850 MeV enerjili polarize elektron demeti gönderilerek oluşan $\bar{n}(\vec{e}, e^-\pi^-)p$ reaksiyonu üzerinden çift spin asimetrisinin ölçümü yapılmakta ve bu asimetrinin $\bar{n} \rightarrow \Delta^0$ geçişi için duyarlılığı incelenmektedir. Yapılan deneysel ölçümün teorik bir modelle mukayese edilmesi amacıyla MAID modeli kullanılmaktadır.

2.1. MAID

MAID, rezonans bölgesinde pion foto ve elektroüretim için bir üniter izobar modeldir. Bu modelin pion eşiğinden $W = 2 \text{ GeV}$ ve $Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$ olan enerji bölgesinde çok kutuplular, genlikler, tesir kesitleri ve polarizasyon gözlenebilirleri hakkında yaptığı tahminler ile dört yıldız rezonanslarının bir serisi için $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ ve $S_{1/2}$ helisite çiftlenimlerinin Q^2 'ye bağlılığı elde edilmektedir [29,30].

MAID modeli, ilk olarak 1998 yılında oluşturulmuş ve ortalama olarak her iki yılda bir güncellenmiştir. Bu çalışmada son olarak 2007'de oluşturulan MAID2007 paket programı kullanılmaktadır.

2.1.1. Kısmi dalga analizi

Pion üretimi reaksiyonuna ait saçılma genliği (\mathcal{M}), kısmi dalga analizi (Partial Wave Analysis-PWA) kullanılarak Born yaklaşımı ile hesaplanabilmektedir [31]. Potansiyel, $V(\vec{r}) = V(r)$ ile küresel simetrik olduğunda Noether'in teoreminden dolayı açısal momentum korunmakta ve bu sebepten dalga fonksiyonu açısal momentum öz durumlarının lineer kombinasyonları olarak tanımlanabilmektedir. Belirli açısal momentumlara sahip dalgalar kısmi dalga olarak adlandırılmaktadır. Saçılma problemi her bir kısmi dalga için ayrı ayrı çözülebilmekte ve sonrasında bu çözümler bir araya getirilerek tam saçılma genliği elde edilebilmektedir. Dalga çözümlerine dalga fonksiyonunun asimptotik bir davranışa sahip olmasının tanımlandığı,

$$\psi(\vec{x}) \sim e^{ikz} + \mathcal{M}(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.1)$$

ifadesiyle başlanabilmektedir. Dalga fonksiyonunun ilk terimi Bessel fonksiyonları üzerinden seriye açıldığında,

$$e^{ikz} = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^{\ell} j_{\ell}(kr) P_{\ell}(\cos \theta) \quad (2.2)$$

eşitliği elde edilmektedir. Düzlem dalga tüm ℓ değerlerini, ayrıca tüm uzaya yayıldığından dolayı klasik terimler cinsinden çarpma parametresi b 'nin tüm değerlerini içermektedir. Açısal momentum, $p = \hbar k$ momentumunun sabit bir değeri için $L = bp$ ile verilmekte ve $\ell = bk$ olmak üzere $L = \hbar \ell$ açısal momentumunun tüm değerlerini içermektedir. Denklem (2.2), büyük r değerleri için Bessel fonksiyonu $j_{\ell}(kr) \sim \sin(kr - \ell\pi/2)/kr$ asimptotik davranışı kullanılarak hem merkeze gelen hem de merkezden çıkan dalga terimini içeren,

$$e^{ikz} \sim \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) (e^{ikr} - (-1)^{\ell} e^{-ikr}) P_{\ell}(\cos \theta) \quad (2.3)$$

ile ifade edilebilmektedir. Benzer şekilde Denklem (2.1)'in ikinci terimi $\mathcal{M}(\theta)$ kısmi dalga cinsinden,

$$\mathcal{M}(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) f_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (2.4)$$

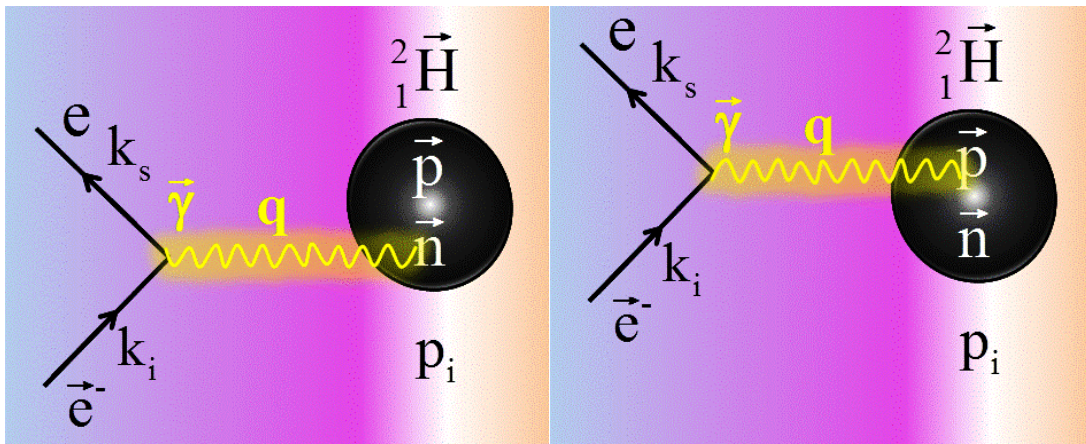
seriye açılabilir. Reaksiyona ilişkin tüm fiziksel bilgi f_{ℓ} karmaşık sayılarında bulunmaktadır. Bu eşitlikte $2\ell+1$ faktörü kolaylık için ilave edilmektedir.

2.2. Kinematik

BLAST deneyinde durgun polarize döteryum çekirdeği hedefi üzerine gönderilen 850 MeV enerjili polarize elektron demeti esnek, yarı-esnek ve esnek olmayan türden saçılmalar yapmaktadır. Esnek türden saçılma, gelen elektron ve döteronun reaksiyon sonrasında aynı kaldığı saçılma türüdür ve $\vec{d}(\vec{e}, e'd)$ denklemi ile ifade edilebilmektedir. Yarı-esnek türden saçılma elektronun döteronun nükleonlarını serbest hale getirdiği ve bu nükleonlardan biri ile esnek saçılma yaptığı saçılma türü olarak değerlendirilebilmektedir. Bu türden saçılmalar genel olarak $\vec{d}(\vec{e}, e')np$

denklemleri ile gösterilebilmektedir. Esnek olmayan türden saçılma ise elektronların nükleonların kuarkları ile etkileşmesi sonucu nükleonun uyarıldığı ve sonrasında yeni ürün parçacıkların oluştuğu saçılma türüdür. $\vec{n}(\vec{e}, e\pi^-)p$, $\vec{n}(\vec{e}, e\pi^0)n$, $\vec{p}(\vec{e}, e\pi^+)n$ ve $\vec{p}(\vec{e}, e\pi^0)p$ reaksiyonları bu türden saçılma reaksiyonlarıdır.

Polarize döteron hedefe gönderilen polarize elektron demeti döteronun nükleonlarından biri ile etkileşmektedir (Şekil 2.1.). Etkileşimin büyük oranda elektromanyetik türden olduğu kabul edilebilmektedir (Kesim 2.6).



Şekil 2.1. Polarize elektron demetinin polarize hedef nükleonları ile elektromanyetik etkileşmesinin temsili gösterimleri

BLAST deneyinde 850 MeV'lik polarize elektronlara eşlik eden dalga boyu ~ 1.4 fm (EK A.3) olduğundan dolayı, etkileşim nükleon seviyesinde olabilmektedir. Etkileşimde elektron enerji ve momentumunun bir kısmını sanal foton ile nükleonlardan birine (\vec{N}) aktarabilmekte ve nükleonu uyarabilmektedir. $c = \hbar = 1$ olan doğal birim sistemi kullanılarak sanal fotonun dört vektör momentum aktarımı (Q),

$$Q = k_i - k_s = (\nu, \mathbf{q}) \quad (2.5)$$

eşitliği ile verilmektedir. Burada k_i (k_s) gelen (saçılan) elektronun dört vektör momentumu, \mathbf{q} sanal fotonun üç vektör momentumu ve $\nu = E_0 - E_s$ olarak

tanımlanmaktadır. Sanal fotonun dört vektör momentum aktarımı karesi (Q^2) elektronun saçılma enerjisi ve açısına bağlı olarak,

$$Q^2 = 4E_0E_s \sin^2(\theta/2) \quad (2.6)$$

eşitliği ile verilmektedir.

$\vec{N}(\vec{e}, e')$ saçılmasının şematik olarak gösterimi Şekil 2.2'de verilmektedir. Burada z eksenini elektron demet doğrultusudur. Saçılmanın toplam dört vektör momentumu (p_T),

$$p_T = Q + p_i \quad (2.7)$$

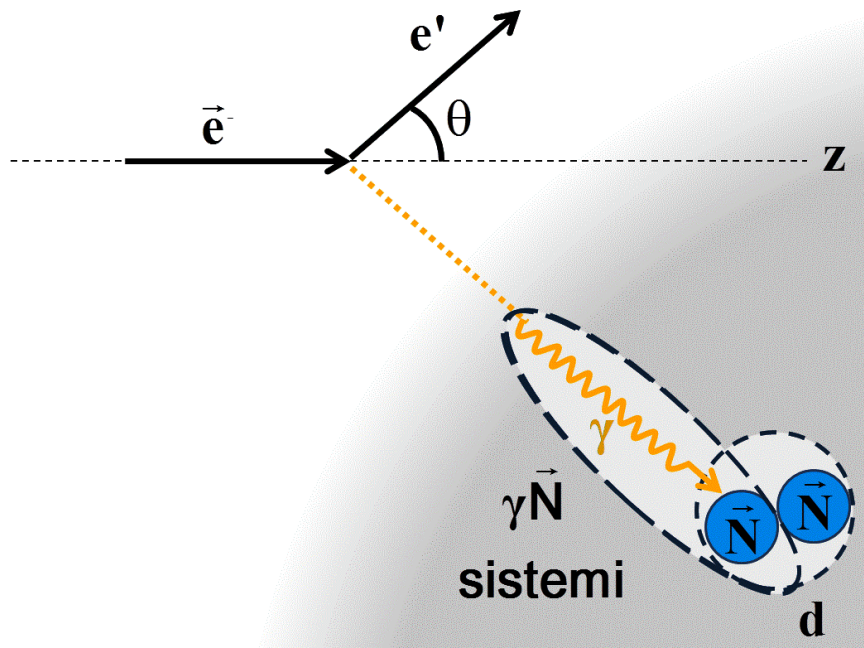
ile ifade edilmektedir. p_T 'nin kendisi ile nokta çarpımı Lorentz değişmezi olup değişmez kütle (W) karesini vermektedir.

$$W^2 = p_T \cdot p_T \quad (2.8)$$

W, $\gamma\vec{N}$ sisteminin (Şekil 2.2) toplam enerjisine karşılık gelen kütle eşdeğeri olarak tanımlanmaktadır. Açık şekilde W ,

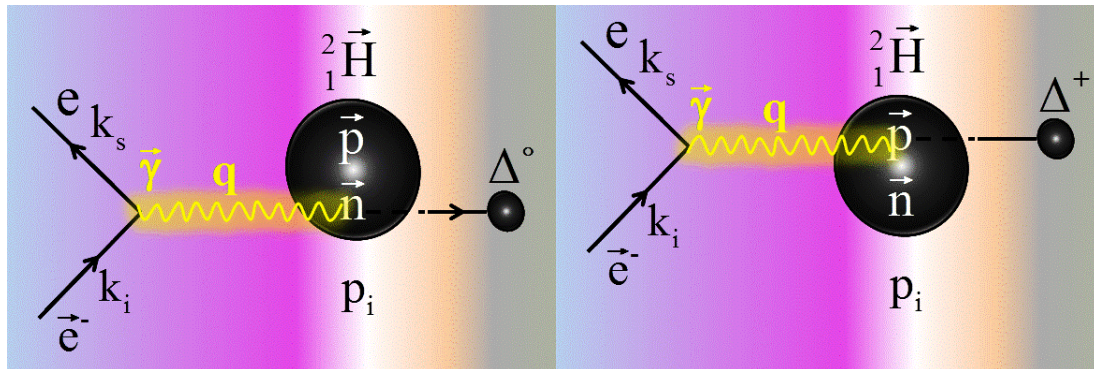
$$W = \sqrt{M_N^2 + 2M_N v - Q^2} \quad (2.9)$$

olarak verilebilmektedir. Burada M_N nükleonun kütlesidir (EK B).



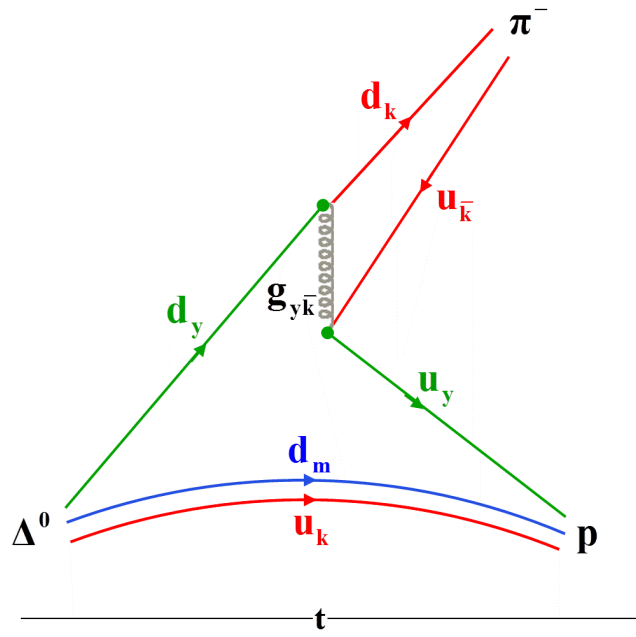
Şekil 2.2. Sanal foton ve polarize hedef nükleondan oluşan $\gamma\vec{N}$ sistemi

Elektromanyetik etkileşim kuark türünü değiştirmediğinden uyarılma sonrasında oluşan baryon, nükleon ile aynı kuark kombinasyonuna sahip olmaktadır (Kesim 2.3). Nötron ve protonların uyarılması sonucu oluşan bu parçacıklar sırasıyla Δ^0 (EK A2.1) ve Δ^+ (EK A2.2) baryonlarıdır (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. Polarize elektron demeti ile polarize hedef nükleonun Δ baryonlarına uyarılması

Elektromanyetik N- Δ geçişi ile oluşan delta baryonu %99 oranında $N\pi$, %1 oranında $N\gamma$ 'ya bozunmaktadır. Δ^0 baryonunun güçlü etkileşim kanalı ile bozunumunun temel seviye Feynman diyagramı Şekil 2.4'de verilmektedir.



Şekil 2. 4. Δ^0 'ın $p\pi^-$ kanalına bozunumunun temel seviye Feynman diyagramı

Elektromanyetik ve güçlü etkileşimden sonra oluşan ürün parçacıklardan elektron ve pionun tespit edildiği reaksiyonun denklemi $\vec{N}(\vec{e}, e\pi)X$ olarak verilmektedir. Bu denklemde X tespit edilmeyen ürün parçacık(lar)ı temsil etmektedir. Bu parçacık(lar)ın kütesinin belirlendiği analize kayıp kütle (M_X) analizi adı verilmektedir. Korunum yasalarından yola çıkarak X 'e ait enerji (E_X) ve momentum (p_X) belirlenebilmektedir. Rölativistik enerji ifadesinden M_X kütlesi,

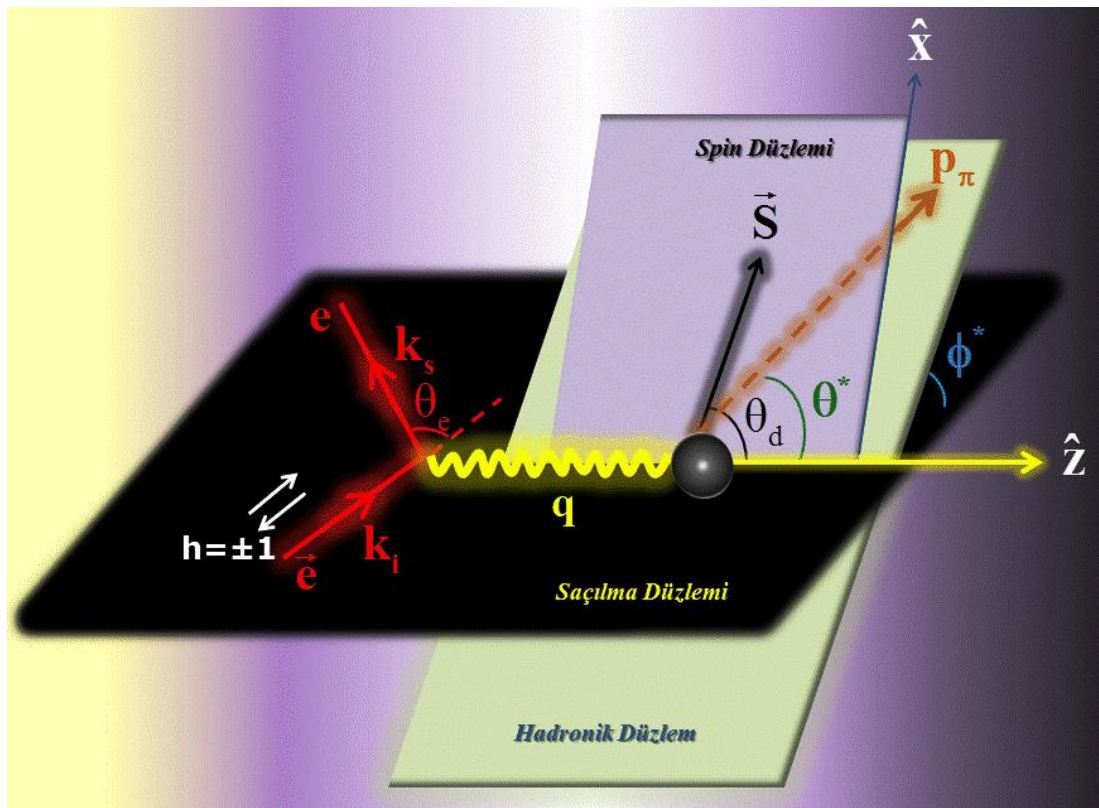
$$M_X = \sqrt{E_X^2 - p_X^2} \quad (2.10)$$

eşitliğine sahip olmaktadır (EK B).

2.3. Dinamik

$\vec{N}(\vec{e}, e\pi)N$ reaksiyonuna ait bilgiler leptonik, hadronik ve spin düzlemleri üzerinden belirlenmektedir (Şekil 2.5). Leptonik düzlem gelen ve saçılan elektronların, hadronik düzlem saçılan nükleon ve pionun, spin düzlemi ise hedef parçacığın polarizasyon doğrultusunun bulunduğu düzlemlerdir. Düzlemlerin ve reaksiyonun

temsilen gösterildiği Şekil 2.5'deki şematik resim, elektromanyetik etkileşimin aracı parçacığı sanal foton doğrultusunun z eksenini seçildiği Q referans sistemine göre oluşturulmuştur. Burada θ_e gelen elektron demeti ile saçılan elektron demeti arasındaki zenit açısı; θ^* , ϕ^* ve θ_d kütle merkezi referans sistemine göre sırasıyla saçılan pion ile sanal foton doğrultusu arasındaki zenit açısı, leptonik düzlem ile hadronik düzlem arasındaki azimut açısı ve polarize döteron hedefinin z eksenini yaptığı açıdır. Ayrıca elektron demetinin helisite durumları $h = \pm 1$ olarak belirtilmiştir [32].



Şekil 2.5. Tipik bir leptonik ve hadronik verteks görünüşü

BLAST deneyinde hedef spin polarizasyonu demetin geliş doğrultusuyla belli bir θ açısı yapacak şekilde sol sektöre doğru yönlendirilmiştir. Hedef polarizasyon vektörü (\mathbf{P}_d),

$$\mathbf{P}_d = (P_x, P_y, P_z) = P_d (\sin\theta_\gamma \cos\phi^*, \sin\theta_\gamma \sin\phi^*, \cos\theta_\gamma) \quad (2.11)$$

eşitlikleri ile verilmektedir. Burada θ_γ ,

$$\theta_\gamma = \cos^{-1}(q_z / q) \quad (2.12)$$

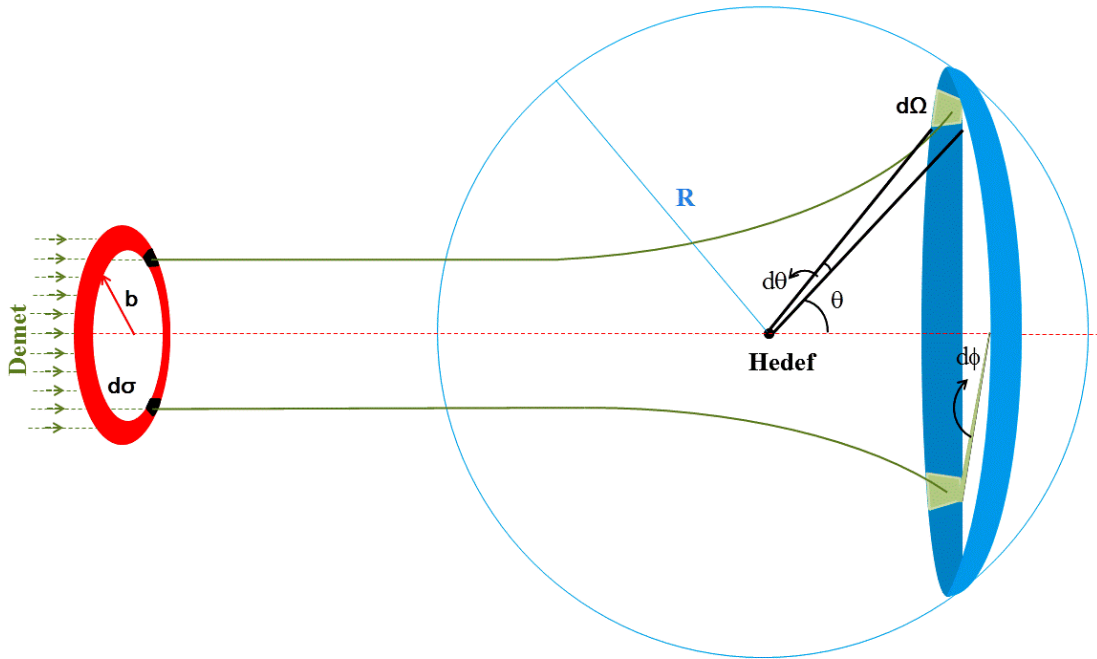
eşitliği ile tanımlanan sanal foton ile z ekseni arasındaki açıdır.

2.4. Tesir Kesiti

Bir saçılma reaksiyonu için, teorik olarak hesaplanan ve deneysel olarak ölçülebilen ve sonucunda bir kıyaslama imkânı sunan fiziksel nicelik tesir kesitidir. Tesir kesiti, etkileşmenin olabilmesi için hedefin gelen parçacıklara göre oluşturduğu alan olarak tanımlanabilmektedir. Etkileşme olasılığı, gelen parçacığın hızı ile ters, hedefin etrafında geçirdiği süre ve reaksiyonun gerçekleştiği düzlemin büyüklüğüyle doğru orantılı olarak değişmektedir. Tesir kesiti σ sembolü ile temsil edilmektedir. Birimi 10^{-28} m^2 veya 10^{-24} cm^2 'ye eşit olan barn'dır. Bir saçılma reaksiyonu için birden fazla açık etkileşme kanalı mevcutsa o zaman toplam tesir kesiti (σ_T) her bir açık kanala ait tesir kesitlerinin ($\sum_i \sigma_i$) toplamı olmaktadır.

2.5. Diferansiyel Tesir Kesiti

Hedef parçacığın oluşturduğu $d\sigma$ diferansiyel alandan geçen gelen parçacık $d\Omega$ katı açısına saçılmaktadır. Birbiriyle doğru orantılı olan diferansiyel alan ve katı açının birbirine oranı $D(\theta)(= d\sigma / d\Omega)$ oranı sabitine eşit olmakta ve bu sabite diferansiyel tesir kesiti denmektedir. Herhangi bir reaksiyon için tesir kesiti diferansiyel tesir kesitine bağlıdır. Küresel simetrik bir potansiyel için diferansiyel tesir kesiti ϕ azimut açısından bağımsız olup yalnız θ polar açısına bağlıdır. Bundan dolayı $D(\theta)$ gelen bir parçacığın belirli bir θ açısına saçılma ihtimali ile birebir ilişkilidir [5].



Şekil 2.6. Gelen parçacığın hedefin b uzağında bir $d\sigma$ 'dan geçerek $d\Omega$ 'ya saçılması

2.5.1. Diferansiyel tesir kesitinin deneysel ölçümü

Bir saçılma reaksiyonuna ait tesir kesitinin deneysel ölçümü birim zamanda saçılan parçacık sayısının ($N_{\text{saçılan}}$) lüminositeye (\mathcal{L}) oranlanmasıyla yapılabilmektedir (Denklem (2.13)). Lüminosite birim zamanda birim alana düşen parçacık sayısı olarak tanımlanmakta ve hedefe gelen birim zamanda parçacıkların sayısı (N_{gelen}) ile birim alana düşen hedef parçacık sayısının (N_{hedef}) çarpımına eşittir [33].

$$\sigma = \frac{N_{\text{saçılan}}}{\mathcal{L}}, \quad \mathcal{L} = N_{\text{gelen}} \cdot N_{\text{hedef}} \quad (2.13)$$

Böylece $d\sigma$ alanından geçerek saçılan parçacıkların sayısı ($dN_{\text{saçılan}}$) \mathcal{L} 'ye bağlı olup,

$$dN_{\text{saçılan}} = \mathcal{L} d\sigma \quad (2.14)$$

ifadesiyle ilişkilidir. Buradan $dN_{\text{saçılan}}$ ve \mathcal{L} cinsinden diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN_{\text{saçılan}}}{\mathcal{L} d\Omega} \quad (2.15)$$

olarak elde edilmektedir. Denkleme göre diferansiyel tesir kesitinin ölçümü, dedektör tarafından belirlenen $d\Omega$ katı açısına saçılan parçacıkların sayısının deneyin \mathcal{L} 'sine oranlanması ile yapılabilmektedir.

2.5.2. Diferansiyel tesir kesitinin teorik hesabı

Tesir kesiti, diferansiyel tesir kesitinin tüm katı açı üzerinden integre edilmesi ile elde edilebilmektedir. Dolayısıyla, bir reaksiyon kanalı için belirlenmesi öncelikli olan nicelik diferansiyel tesir kesitidir. Diferansiyel tesir kesiti, mümkün faz uzayı (\mathcal{P}) ve saçılma genliği (\mathcal{M}) olmak üzere iki ana kısımdan oluşmaktadır. Faz uzay faktörü bir reaksiyonda giren ve çıkan parçacıkların enerji, momentum ve kütlelerine bağlı olduğundan dolayı tamamiyle kinematiktir ve verilen bir reaksiyonun oluşma ihtimalini yansıtmaktadır. Bu sebepten faz uzayına son durumların yoğunluğu adı da verilmektedir. Diğer taraftan saçılma genliği \mathcal{M} , reaksiyonun dinamik bilgisini içermekte ve dolayısıyla etkileşim mekanizması hakkında bilgi vermektedir. \mathcal{M} , ilgili Feynman diyagramı dikkate alınarak Feynman kurallarının uygulanmasıyla hesaplanmaktadır.

\mathcal{P} ve \mathcal{M} 'ye bağlı olarak diferansiyel tesir kesiti,

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{I} (2\pi)^4 \delta^4(q + p_i - p_s - p_\pi) d\mathcal{P} \quad (2.16)$$

eşitliği ile verilebilmektedir. Burada Dirac Delta fonksiyonu (δ), reaksiyona giren ve ürün parçacıkların dört vektör momentumlarının fonksiyonu olarak tanımlanmakta ve saçılmada enerji ve momentumun korunumunu temin etmektedir; ayrıca etkileşen parçacıkların akısı I ,

$$I = 4\sqrt{(k_i \cdot p_i)^2 - m^2 M^2} \quad (2.17)$$

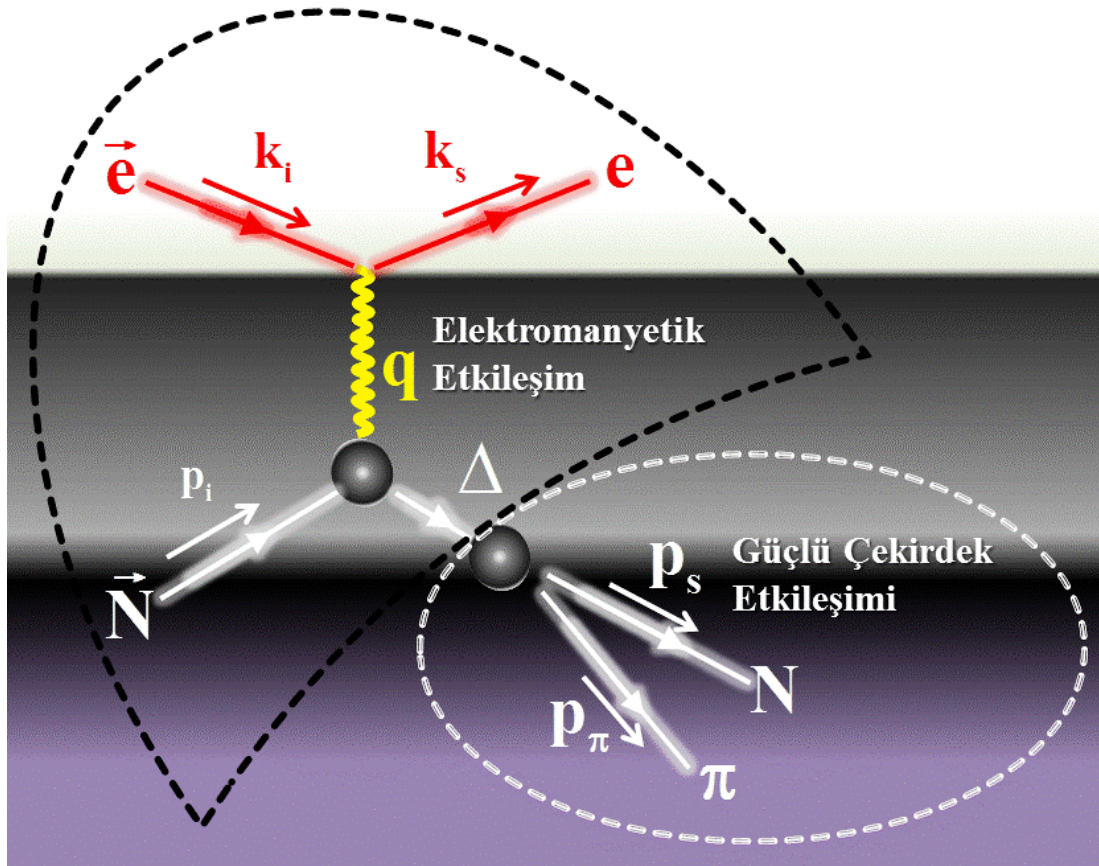
eşitliğine sahiptir. Denklemden p_i hedef nükleonun momentumunu, m ve M sırasıyla elektron ve hedef nükleonun kütlelerini temsil etmektedir. Saçılan parçacıkların üç vektör momentum ve enerjilerine bağlı olarak diferansiyel faz uzayı $d\mathcal{P}$,

$$d\mathcal{P} = \frac{d^3\mathbf{k}_s}{(2\pi)^3 2E_s} \frac{d^3\mathbf{p}_s}{(2\pi)^3 2E_N} \frac{d^3\mathbf{p}_\pi}{(2\pi)^3 2E_\pi} \quad (2.18)$$

eşitliği ile verilmektedir. Bu eşitlikte E_s , E_N ve E_π sırasıyla saçılan elektronun, ürün nükleonun ve ürün pionun enerjisidir. Böylece açık formda diferansiyel tesir kesiti,

$$d\sigma = \frac{1}{256\pi^5 I} / \mathcal{M}^2 \delta^4(q + p_i - p_s - p_\pi) \frac{d^3\mathbf{k}_s}{E_s} \frac{d^3\mathbf{p}_s}{E_N} \frac{d^3\mathbf{p}_\pi}{E_\pi} \quad (2.19)$$

olarak yazılabilmektedir. $\vec{N}(\vec{e}, e'\pi)N$ reaksiyonu elektromanyetik kuvvet ile saçılma, güçlü çekirdek kuvveti ile bozunma olaylarının toplamı olarak değerlendirilebilmektedir (Şekil 2.7).



Şekil 2.7. $\vec{N}(e, e'\pi)N$ reaksiyonunun temsili gösterimi

Leptonik ve hadronik süreçlerden oluşan saçılma genliği \mathcal{M} 'nin karesi leptonik ($L_{\mu\nu}$) ve hadronik ($H^{\mu\nu}$) tensör cinsinden,

$$|\mathcal{M}|^2 = L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} \quad (2.20)$$

eşitliği ile ifade edilebilmektedir [34]. $L_{\mu\nu}$ ve $H^{\mu\nu}$ terimleri, leptonik (j_μ) ve hadronik akım (J_μ) bileşenleri cinsinden,

$$L_{\mu\nu} = (j_\mu^v + j_\mu^e)(j_\nu^v + j_\nu^e)^* \quad (2.21)$$

$$H_{\mu\nu} = (J_\mu^v + J_\mu^e)(J_\nu^v + J_\nu^e)^* \quad (2.22)$$

ile ifade edilebilmektedir. Bu eşitliklerde "v" ve "e" üst indisleri sırasıyla vektör ve eksenel vektör bileşenlerini temsil etmektedir.

Bir foton değiş-tokuşu (Born) yaklaşımında $L_{\mu\nu}$ ve $H_{\mu\nu}$ ifadeleri,

$$L_{\mu\nu}^v = j_{\mu}^v j_{\nu}^{v*} \quad (2.23)$$

$$H_{\mu\nu}^v = J_{\mu}^v J_{\nu}^{v*} \quad (2.24)$$

şeklinde tekrar yazılabilmektedir. Reaksiyonun lepton ve hadron kolunu temsil eden j_{μ} ve J_{μ} akımları,

$$j_{\mu} = [\bar{u}(k_s) \gamma_{\mu} u(k_i)] \quad (2.25)$$

$$J_{\mu} = \left[\bar{u}(p_s) \left(F_1(q^2, t) \gamma_{\mu} - \frac{F_2(q^2, t)}{2M} \sigma_{\mu\nu} q_{\nu} \right) u(p_i) \right] \quad (2.26)$$

eşitlikleri ile verilmektedir. Burada γ 'lar Dirac matrisleri, u reaksiyondaki parçacıklara ait Dirac spinörleri ve \bar{u} ise adjoint spinör olup $\bar{u} \equiv u^{\dagger} \gamma^0$ ifadesi ile

tanımlanmaktadır [35]; ayrıca $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \{ \gamma_{\mu}, \gamma_{\nu} \}$ (EK C2) olarak verilmektedir.

Hadronların bileşik yapıya sahip olmasından dolayı, iç yapılarında meydana gelen olay veya olayların reaksiyon sürecine olan etkisi net bir şekilde tanımlanamamaktadır. Bu belirsizlik hadronik akıma F_1 ve F_2 terimlerinin ilave edilmesine sebep olmaktadır. F_1 ve F_2 sırasıyla Dirac ve Pauli elektromanyetik form faktörleri olup Born yaklaşımında,

$$F_1(q^2, t)^{\text{Born}} = F_1(q^2), \quad F_2(q^2, t)^{\text{Born}} = F_2(q^2) \quad (2.27)$$

eşitliklerine sahiptir. Nükleonun yük dağılımı ve manyetik dipol momenti hakkında bilgi veren Sachs elektrik (G_E) ve manyetik (G_M) form faktörlerinin Born yaklaşımında karşılıkları olan \tilde{G}_E ve \tilde{G}_M nicelikleri F_1 ve F_2 cinsinden,

$$\tilde{G}_E(q^2, t) = F_1(q^2, t) + \tau F_2(q^2, t) \quad (2.28)$$

$$\tilde{G}_M(q^2, t) = F_1(q^2, t) + F_2(q^2, t) \quad (2.29)$$

ile ifade edilebilmektedir.

$\vec{N}(\vec{e}, e'\pi)N$ reaksiyonuna ait saçılma genliğinin hesabı için saçılmaya ait leptonik ve hadronik tensörlerin hesaplanması gerekmektedir. Bu hesaplama ile saçılma genliği bulunmakta ve böylelikle reaksiyona ait diferansiyel tesir kesitinin hesabına geçiş yapılabilmektedir (Denklem (2.19)).

2.5.2.1. Vektörel leptonik tensör

Denklem (2.25)'de tanımlanan leptonik tensörün normalizasyonu için,

$$L_{\mu\nu}^v = [\bar{u}(k_s)\gamma_\mu u(k_i)] [\bar{u}(k_s)\gamma_\nu u(k_i)]^* \quad (2.30)$$

eşitliği verilebilmektedir. Denklem sağ kısmının kompleks konjügesi alındığında,

$$L_{\mu\nu}^v = [\bar{u}(k_s)\gamma_\mu u(k_i)] [\bar{u}(k_i)\gamma_\nu u(k_s)] \quad (2.31)$$

eşitliği elde edilmektedir [33]. Bu eşitliğin Tablo 2.1'e göre spin durumları üzerinden toplanmasının yapılmasıyla,

$$L_{\mu\nu}^v = \left[\bar{u}(k_s)\gamma_\mu (\not{K}_i + m) \frac{1}{2} (1 - \gamma_5 \not{e}_e) \gamma_\nu u(k_s) \right] \quad (2.32)$$

ifadesi elde edilmektedir. Burada s_e elektronun spinidir; \not{k}_i ve \not{s}_e ise $\not{A} \equiv A_\mu \gamma^\mu$ (EK C1) tanımına göre yazılmış niceliklerdir. Ayrıca γ^5 (EK C2),

$$\gamma^5 = \frac{i}{24} \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta \quad (2.33)$$

ifadesi ile tanımlanmaktadır.

Tablo 2.1. Parçacık ve antiparçacıkların polarizasyonlarına göre yoğunluk matrisleri

	Parçacık	Antiparçacık
Polarize olmayan	$\not{p} + m$	$\not{p} - m$
Polarize	$\frac{1}{2}(\not{p} + m)(1 - \gamma_5 \not{s})$	$\frac{1}{2}(\not{p} - m)(1 - \gamma_5 \not{s})$

Denklem (2.32)'da elde edilen leptonik tensörün çözümü için Trace teoremlerinden yararlanılmakta [5] ve Trace teromine (EK C3) göre,

$$L_{\mu\nu}^v = \frac{1}{2} \text{Tr} \left[(\not{k}_s + m) \gamma_\mu (\not{k}_i + m) (1 - \gamma_5 \not{s}_e) \gamma_\nu \right] \quad (2.34)$$

ile yazılmaktadır. Denklemde düzenleme yapılırsa,

$$L_{\mu\nu}^v = \frac{1}{2} \text{Tr} \left[(\not{k}_s + m) \gamma_\mu (\not{k}_i + m) \gamma_\nu \right] - \frac{1}{2} \text{Tr} \left[(\not{k}_s + m) \gamma_\mu (\not{k}_i + m) \gamma_5 \not{s}_e \gamma_\nu \right] \quad (2.35)$$

ifadesi elde edilmektedir. Bu ifade polarizasyondan bağımsız $L_{\mu\nu}^v(0)$ ve polarizasyona bağlı $L_{\mu\nu}^v(s_e)$ 'den oluşmaktadır. Böylelikle $L_{\mu\nu}^v$,

$$L_{\mu\nu}^v = L_{\mu\nu}^v(0) + L_{\mu\nu}^v(s_e) \quad (2.36)$$

şeklinde yazılabilmektedir. Leptonik vektörün polarize olmayan kısmı,

$$L_{\mu\nu}^{\nu}(0) = \frac{1}{2} \text{Tr} \left[(\mathcal{K}'_s + m) \gamma_{\mu} (\mathcal{K}'_i + m) \gamma_{\nu} \right] \quad (2.37)$$

'dir. Bu denklemin çözümünde Dirac spinörlerinin özellikleri ve Trace teoremleri (EK C.3) ve,

$$\mathcal{K}'_i = \not{\alpha} + \mathcal{K}'_s \quad (2.38)$$

eşitliği kullanılarak polarize olmayan leptonik tensör,

$$L_{\mu\nu}^{\nu}(0) = 2 \left[k_{i\mu} k_{s\nu} + k_{i\nu} k_{s\mu} + g_{\mu\nu} \frac{q^2}{2} \right] \quad (2.39)$$

olarak elde edilmektedir. Burada $g_{\mu\nu}$ metrik tensördür.

Leptonik vektörün polarize kısmı ise,

$$L_{\mu\nu}^{\nu}(s_e) = -\frac{1}{2} \text{Tr} \left[(\mathcal{K}'_s + m) \gamma_{\mu} (\mathcal{K}'_i + m) \gamma_5 \not{s}_e \gamma_{\nu} \right] \quad (2.40)$$

ifadesi ile tanımlanmaktadır. $\text{Tr}(\gamma^5 \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} \gamma^{\lambda} \gamma^{\sigma}) = 4i \varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}$ (EK C3) kuralından polarize leptonik tensör,

$$L_{\mu\nu}^{\nu}(s_e) = -2im \left[\langle k_s \mu s_e \nu \rangle + \langle \mu k_i s_e \nu \rangle \right] \quad (2.41)$$

olarak elde edilmektedir. Burada $\langle k_s \mu s_e \nu \rangle = \varepsilon_{\lambda\mu\beta\nu} k_s^{\lambda} s_e^{\beta}$ ve $\langle \mu k_i s_e \nu \rangle = \varepsilon_{\mu\sigma\beta\nu} k_i^{\sigma} s_e^{\beta}$ 'dir.

2.5.2.2. Vektörel hadronik tensör

Denklem (2.26)'de Dirac spinörleri ve gama matrisleri cinsinden tanımlanan hadronik akım Sachs form faktörleri cinsinden,

$$J_{\mu}^{\nu} = \left[\bar{u}(p_s) \left(\tilde{G}_M \gamma_{\mu} - \frac{\tilde{G}_M - \tilde{G}_E}{M(1-\tau)} P_{\mu} \right) u(p_i) \right] \quad (2.42)$$

olarak yazılabilmektedir. Burada $\tau = \frac{q^2}{4M}$ ve $G_2 \equiv \frac{\tilde{G}_M - \tilde{G}_E}{M(1-\tau)}$ eşitlikleri kullanıldığında hadronik akım,

$$J_{\mu}^{\nu} = \left[\bar{u}(p_s) (\tilde{G}_M \gamma_{\mu} - G_2 P_{\mu}) u(p_i) \right] \quad (2.43)$$

olarak yazılabilmektedir. Hadronik tensörün normalizasyonu için,

$$H_{\mu\nu}^{\nu} = \left[\bar{u}(p_s) (\tilde{G}_M \gamma_{\mu} - G_2 P_{\mu}) u(p_i) \right] \left[\bar{u}(p_s) (\tilde{G}_M \gamma_{\mu} - G_2 P_{\mu}) u(p_i) \right]^* \quad (2.44)$$

eşitliği kullanılarak Denklemin sağ kısmının kompleks konjügesi alındığında,

$$H_{\mu\nu}^{\nu} = \frac{1}{2} \text{Tr} \left[\begin{array}{l} (\not{p}_s + M)(\tilde{G}_M \gamma_{\mu} - G_2 P_{\mu})(\not{p}_i + M)(\tilde{G}_M^* \gamma_{\nu} - G_2^* P_{\nu}) \\ -(\not{p}_s + M)(\tilde{G}_M \gamma_{\mu} - G_2 P_{\mu})(\not{p}_i + M) \gamma_5 \not{s}_N (\tilde{G}_M^* \gamma_{\nu} - G_2^* P_{\nu}) \end{array} \right] \quad (2.45)$$

ifadesi elde edilmektedir. Bu ifade polarizasyondan bağımsız $H_{\mu\nu}^{\nu}(0)$ ve polarizasyona bağlı $H_{\mu\nu}^{\nu}(s_N)$ 'den oluşmaktadır. Böylelikle $H_{\mu\nu}^{\nu}$,

$$H_{\mu\nu}^{\nu} = H_{\mu\nu}^{\nu}(0) + H_{\mu\nu}^{\nu}(s_N) \quad (2.46)$$

şeklinde yazılabilmektedir. Vektörel hadronik tensörün polarize olmayan kısmı,

$$H_{\mu\nu}^{\nu}(0) = \frac{1}{2} \text{Tr} \left[(\not{p}_s + M)(\tilde{G}_M \gamma_{\mu} - G_2 P_{\mu})(\not{p}_i + M)(\tilde{G}_M^* \gamma_{\nu} - G_2^* P_{\nu}) \right] \quad (2.47)$$

'dir. Bu denklemin çözümünde Dirac spinörlerinin özellikleri ve Trace teoremleri uygulandığında,

$$H_{\mu\nu}^v(0) = \left[q^2 |\tilde{G}_M|^2 \tilde{g}_{\mu\nu} + 4P_\mu P_\nu \left(\frac{\tilde{G}_M^2 \tau + \tilde{G}_E^2}{1-\tau} \right) \right] \quad (2.48)$$

eşitliği elde edilmektedir. Burada $\tilde{g}_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / q^2$ 'dir. Bu eşitlikte $q^2 |\tilde{G}_M|^2$ terimi H_1 ve $4 \left(\frac{\tilde{G}_M^2 \tau + \tilde{G}_E^2}{1-\tau} \right)$ terimi H_2 olarak tanımlandığında, eşitlik daha sade biçimde,

$$H_{\mu\nu}^v(0) = H_1 \tilde{g}_{\mu\nu} + H_2 P_\mu P_\nu \quad (2.49)$$

şeklinde yazılabilmektedir.

Vektörel hadronik tensörün polarize kısmı ise,

$$H_{\mu\nu}^v(s_N) = -\frac{1}{2} \text{Tr} \left[(\not{p}_s + M)(\tilde{G}_M \gamma_\mu - G_2 P_\mu)(\not{p}_i + M) \gamma_5 \not{s}_N (\tilde{G}_M^* \gamma_\nu - G_2^* P_\nu) \right] \quad (2.50)$$

ile ifade edilebilmektedir. Trace teoremlerinin özelliklerine (EK C.3) göre işlem yapıldığında,

$$H_{\mu\nu}^v(s_N) = -2i \left[M |\tilde{G}_M|^2 (\langle p_s \mu s_N \nu \rangle + \langle \mu p_i s_N \nu \rangle) \right. \\ \left. - \tilde{G}_M G_2^* P_\nu \langle p_s p_i \mu s_N \rangle - \tilde{G}_M^* G_2 P_\mu \langle p_s p_i s_N \nu \rangle \right] \quad (2.51)$$

elde edilmektedir.

2.5.2.3. Toplam diferansiyel tesir kesiti

Saçılma genliğinin karesi polarize olmayan ve polarize leptonik ve hadronik tensörlere,

$$|\mathcal{M}|^2 = L_{\mu\nu}(0) H^{\mu\nu}(0) + L_{\mu\nu}(s_e) H^{\mu\nu}(s_N) \quad (2.52)$$

ifadesiyle bağılı olmakta ve toplam tesir kesiti ifadesinde yerine yazıldığında,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \beta}{4q^6} |\mathcal{M}|^2 \quad (2.53)$$

denklemini elde edilmektedir. Burada $\beta = \sqrt{1 - \frac{M_N}{\tau}}$ ve $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ olup ince yapı sabitidir.

2.5.2.4. $|\mathcal{M}|^2(0)$ saçılma genliği

Polarize olmayan saçılma genliğinin karesi, leptonik ve hadronik tensörlerin polarize olmayan kısımlarının çarpımı olarak,

$$|\mathcal{M}|^2(0) = L_{\mu\nu}(0) H^{\mu\nu}(0) \quad (2.54)$$

eşitliği ile yazılabilmektedir. Elektron demetinin durgun döteron hedefi ile etkileşmesinin laboratuvar sistemine göre sahip olduğu kinematik nicelikler tekrar tanımlanabilmektedir. Gelen ve saçılan elektronların dört vektör momentumları açık şekilde sırasıyla,

$$\mathbf{k}_i = (E, 0, 0, |\vec{k}_i|) \quad (2.55)$$

ve,

$$\mathbf{k}_s = (E', |\vec{k}_s| \sin \theta_e \cos \phi_e, |\vec{k}_s| \sin \theta_e \sin \phi_e, |\vec{k}_s| \cos \theta_e) \quad (2.56)$$

olarak yazılabilmektedir. Elektron demetinin elektromanyetik olarak etkileştiği durgun hedef ve geri tepen nükleonların momentumlarının açık ifadeleri sırasıyla,

$$\mathbf{p}_i = (M, 0, 0, 0) \quad (2.57)$$

ve,

$$\mathbf{p}_s = (E_N, |\vec{p}_s| \sin \theta_N \cos \phi_N, |\vec{p}_s| \sin \theta_N \sin \phi_N, |\vec{p}_s| \cos \theta_N) \quad (2.58)$$

olarak yazılabilmektedir. Bu ifadelerde,

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_s}{2}, \quad P^2 = 2M_N^2 - \frac{q^2}{2}, \quad \mathbf{P} \cdot \mathbf{q} = 0, \quad \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{P} = \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{P} = EM_N + \frac{q^2}{2} \quad (2.59)$$

ve,

$$\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{q} = \frac{q^2}{2}, \quad \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{q} = \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{k}_i = -\frac{q^2}{2}, \quad \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_s = M_N^2 - \frac{q^2}{2} \quad (2.60)$$

eşitlikleri kullanılarak (2.39) ve (2.49) eşitliklerinden polarize olmayan saçılma genliğinin karesi $|\mathcal{M}|^2(0)$,

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2(0) = 4q^4 |\tilde{\mathbf{G}}_M|^2 - 2 \left(\frac{\tilde{\mathbf{G}}_M^2 \tau + \tilde{\mathbf{G}}_E^2}{1-\tau} \right) q^2 M_N^2 + 4 \left(\frac{\tilde{\mathbf{G}}_M^2 \tau + \tilde{\mathbf{G}}_E^2}{1-\tau} \right) E^2 M_N^2 \\ + \left(\frac{\tilde{\mathbf{G}}_M^2 \tau + \tilde{\mathbf{G}}_E^2}{1-\tau} \right) \frac{q^4}{4} + 2 \left(\frac{\tilde{\mathbf{G}}_M^2 \tau + \tilde{\mathbf{G}}_E^2}{1-\tau} \right) EM_N q^2 \end{aligned} \quad (2.61)$$

olarak elde edilmektedir.

Polarize olmayan diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma_0 / d\Omega$) Denklem (2.53)'da $|\mathcal{M}|^2$ yerine $|\mathcal{M}|^2(0)$ 'ın yazılması ile elde edilebilmektedir.

2.5.2.5. $|\mathcal{M}|^2(s)$ saçılma genliği

Polarize saçılma genliğinin karesi, leptonik ve hadronik tensörlerin polarize kısımlarının çarpımı olarak,

$$|\mathcal{M}|^2(s) = L_{\mu\nu}(s_e) H^{\mu\nu}(s_N) \quad (2.62)$$

eşitliği ile yazılabilmektedir. (2.41) ve (2.51) denklemlerinden polarize saçılma genliğinin karesi $|\mathcal{M}|^2(s)$,

$$|\mathcal{M}|^2(s) = 4m \left[\begin{array}{l} M |\tilde{G}_M|^2 \left\{ \begin{array}{l} ((\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{s}_N)(\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{p}_s) - (\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{p}_s)(\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{s}_N)) \\ + ((\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{s}_N)(\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{p}_s) - (\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{p}_s)(\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{s}_N)) \end{array} \right\} \\ + ((\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{s}_N)(\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{p}_i) - (\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{p}_i)(\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{s}_N)) \\ + ((\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{s}_N)(\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{p}_i) - (\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{p}_i)(\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{s}_N)) \end{array} \right] \quad (2.63)$$

olarak elde edilmektedir.

Polarize diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma_s/d\Omega$) Denklem (2.53)'da $|\mathcal{M}|^2$ yerine $|\mathcal{M}|^2(s)$ 'nin yazılması ile elde edilebilmektedir.

Saçılma genliği cinsinden hesaplanan diferansiyel tesir kesiti aynı zamanda helisite genliği, CGLN genliği ve tepki fonksiyonları cinsinden de tanımlanabilmektedir.

2.5.2.6. Helisite genlikleri

Reaksiyon sürecinde parametrize edilebilen $H_{\mu\nu}^v$ niceliği, sürece katılan parçacıkların yapısına ve uyarılma mekanizmasına bağlıdır [36]. Durumlar arasındaki geçiş genliklerinin iyi tanımlanmış helisiteye sahip olmasından dolayı, parametrisasyon helisite bazlı olabilmektedir. $\gamma_s + \vec{N} \rightarrow \pi + N$ reaksiyonu için elektromanyetik akımın hadronik matris elemanı $\langle \mathbf{p}_\pi, \mathbf{p}_s | \mathbf{J}^\mu | \mathbf{p}_i \rangle$, kütle merkezi referans sisteminde helisite genlikleri cinsinden,

$$\mathcal{M} = \varepsilon_\mu(\lambda) \langle \mathbf{p}_\pi, \mathbf{p}_s | \mathbf{J}^\mu | \mathbf{p}_i \rangle = \langle \lambda_\pi, \lambda_s | \mathbf{T} | \lambda_i, \lambda_\gamma \rangle \quad (2.64)$$

eşitliği ile yazılabilmektedir. Burada \mathbf{T} hadronik geçiş matris elemanı, ε_μ sanal fotonun polarizasyon vektörü, $\lambda_\pi, \lambda_s, \lambda_i$ ve λ_γ sırasıyla ürün pionun, ürün

nükleonun, gelen elektronun ve sanal fotonun helisiteLERİDİR. Bu reaksiyonda mümkün olan toplam 12 helisite genliği bulunmaktadır; ancak, parite simetrisinden dolayı 6 helisite genliği mevcuttur. Bunlar, fotonun ve başlangıç parçacıklarının enine polarize olduğu $\lambda_\gamma = 1$, $\lambda_s, \lambda_i = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right), \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right), \left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ ve $\left(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$ durumlarına göre değerlendirildiğinde enine helisite genlikleri elde edilmektedir. Enine helisite genlikleri, bu değerlerin (2.64) ifadesinde yerine konulmasıyla,

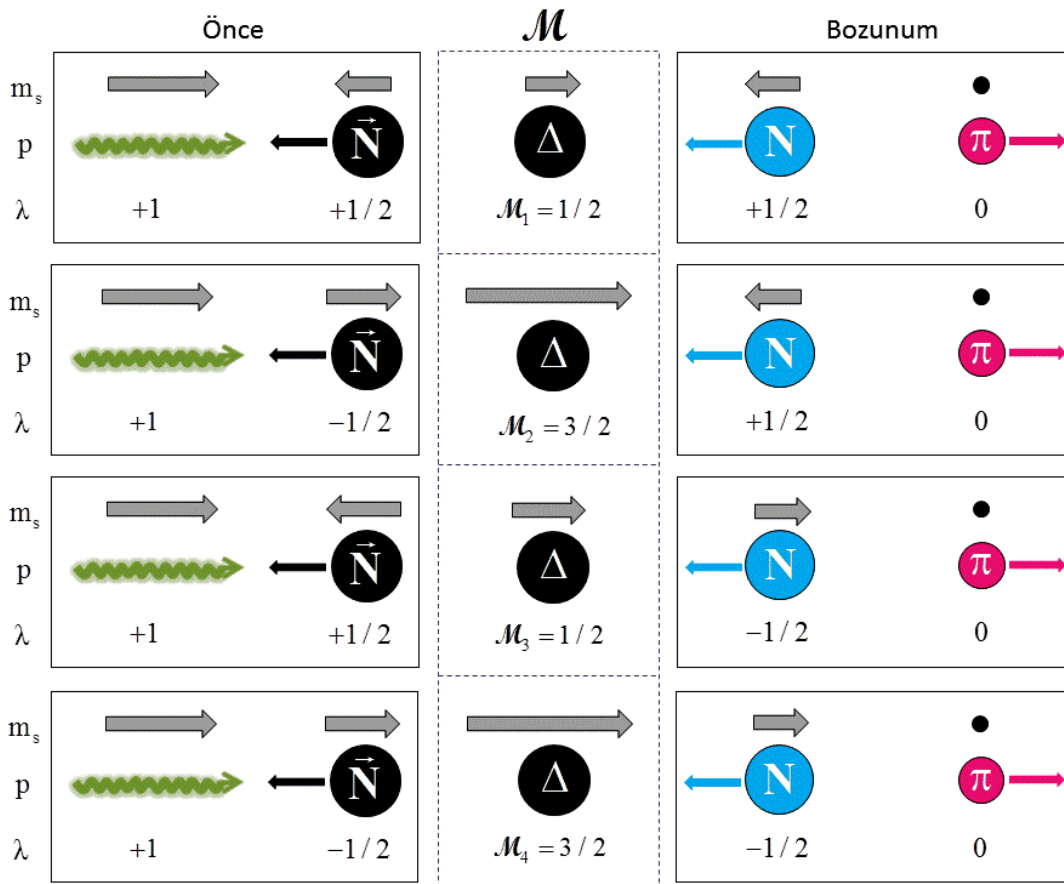
$$\mathcal{M}_1 = \left\langle 0, \frac{1}{2} \left| T \right| \frac{1}{2}, 1 \right\rangle \quad (2.65)$$

$$\mathcal{M}_2 = \left\langle 0, \frac{1}{2} \left| T \right| -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle \quad (2.66)$$

$$\mathcal{M}_3 = \left\langle 0, -\frac{1}{2} \left| T \right| \frac{1}{2}, 1 \right\rangle \quad (2.67)$$

$$\mathcal{M}_4 = \left\langle 0, -\frac{1}{2} \left| T \right| -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle \quad (2.68)$$

olarak elde edilmektedir. Burada \mathcal{M}_1 ve \mathcal{M}_3 1/2 helisite genliğine, \mathcal{M}_2 ve \mathcal{M}_4 ise 3/2 helisite genliğine (Şekil 2.8) katkıda bulunmaktadır.



Şekil 2.8. Kütle merkezi sisteminde helisite genlikleri

Dört kompleks helisite genliğinin spin durumlarına göre lineer kombinasyonları,

$$h_{//}^{\begin{smallmatrix} \rightarrow\rightarrow \\ \leftarrow\leftarrow \end{smallmatrix}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{M}_1 \pm \mathcal{M}_4) \quad (2.69)$$

$$h_{//}^{\begin{smallmatrix} \rightarrow\leftarrow \\ \leftarrow\rightarrow \end{smallmatrix}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{M}_2 \pm \mathcal{M}_3) \quad (2.70)$$

olarak tanımlanabilmektedir. Burada $\begin{smallmatrix} \rightarrow\rightarrow \\ \leftarrow\leftarrow \end{smallmatrix} \left(\begin{smallmatrix} \rightarrow\leftarrow \\ \leftarrow\rightarrow \end{smallmatrix} \right)$ simgesi nükleona ait spinin dönmediği (döndüğü) durumları temsil etmektedir; ayrıca $\perp (//)$ indisi sanal fotonun saçılma düzlemine dik (paralel) olduğu duruma karşılık gelmektedir (Kesim 3.2.1.5). Fotonun ve başlangıç parçacıklarının enine polarize olduğu $\lambda_\gamma = 0$,

$\lambda_s, \lambda_i = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right), \left(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$ durumlarına göre değerlendirildiğinde boyuna helisite genlikleri,

$$\mathcal{M}_5 = \left\langle 0, \frac{1}{2} \left| T \right| \frac{1}{2}, 0 \right\rangle \quad (2.71)$$

$$\mathcal{M}_6 = \left\langle 0, -\frac{1}{2} \left| T \right| -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \quad (2.72)$$

olarak elde edilmektedir. Sadece elektron saçılması ile elde edilen boyuna helisite genlikleri,

$$h_0^{\rightarrow\rightarrow} = \mathcal{M}_5 \quad (2.73)$$

$$h_0^{\leftarrow\leftarrow} = \mathcal{M}_6 \quad (2.74)$$

eşitlikleri ile tanımlanabilmektedir. Elektronun reaksiyon öncesinde polarize olmadığı ve ürün nükleonun geri tepme polarizasyonunun tespit edilmediği durumlarda Born yaklaşımı için elektroüretim tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{dE_s d\Omega_e d\Omega_\pi} = J_\gamma \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} \quad (2.75)$$

olarak yazılabilmektedir. Burada J_γ sanal foton akısı olup,

$$J_\gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{q}{Q^2} \frac{E_s}{E_0(1-\varepsilon)} \quad (2.76)$$

ifadesiyle verilmektedir. Bu denklemde ε sanal foton polarizasyonu olup,

$$\varepsilon = \left(1 + \frac{2\mathbf{q}^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1} \quad (2.77)$$

ile tanımlanmaktadır. Küresel koordinatlarda hadronik akım J 'yi, $J_{\perp//} = \pm(J_x \pm J_y)/\sqrt{2}$ ve $J_0 = J_z$ ile tanımlamak mümkündür. J 'nin bileşenleri iki boyutlu Pauli spin uzayında tanımlanmakta ve helisite genlikleri cinsinden 2×2 'lik matris ile,

$$J_{\perp} = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_1 & \mathcal{M}_2 \\ \mathcal{M}_3 & \mathcal{M}_4 \end{pmatrix}, \quad J_{//} = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_4 & -\mathcal{M}_3 \\ -\mathcal{M}_2 & \mathcal{M}_1 \end{pmatrix} \quad \text{ve} \quad J_0 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_5 & -\mathcal{M}_6 \\ \mathcal{M}_6 & -\mathcal{M}_5 \end{pmatrix} \quad (2.78)$$

olarak açıklanabilmektedir.

Diferansiyel tesir kesitinin helisite genlikleri cinsinden ifade edilmesinde tepki fonksiyonu (R) olarak adlandırılan nicelikler kullanılabilir. Bu fonksiyonlar, helisite genliklerinin bileer kombinasyonları olup Q^2 , W ve ϕ^* 'ın bir fonksiyonu olarak ifade edilmektedir. Denklem (2.69), (2.70), (2.73) ve (2.74)'de tanımlanan altı helisite genliği, içerisinde en az 11 bağımsız nicelik bulundurmakta (Ek D1) ve reaksiyonun tanımının tam yapılabilmesi için bu niceliklerin ölçülmesi gerekmektedir [37]. Diferansiyel tesir kesitini genel olarak,

$$\frac{d\sigma_{\gamma}}{d\Omega_{\pi}^*} = \left\{ \frac{d\sigma_0}{d\Omega_{\pi}^*} + P_e \frac{d\sigma_e}{d\Omega_{\pi}^*} + P_d \frac{d\sigma_d}{d\Omega_{\pi}^*} - P_e P_d \frac{d\sigma_{ed}}{d\Omega_{\pi}^*} \right\} \quad (2.79)$$

eşitliği ile yazmak mümkündür. Denklemdeki diferansiyel terimler sırasıyla demet ve hedefin polarize olmadığı, sadece demetin polarize olduğu, sadece hedefin polarize olduğu ve hem demet hem de hedefin polarize olduğu durumlara karşılık gelmektedir.

Tepki fonksiyonları cinsinden tüm diferansiyel tesir kesitlerinin açık ifadeleri sırasıyla,

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega_{\pi}^*} = \frac{|\mathbf{q}|}{q_{\gamma}} \left\{ R_E^0 + \varepsilon_B R_B^0 + \sqrt{2\varepsilon_B(1+\varepsilon)} R_{BE}^0 \cos\phi^* + \varepsilon R_{EE}^0 \cos 2\phi^* \right\} \quad (2.80)$$

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\mathbf{q}|}{q_\gamma} \sqrt{2\varepsilon_B (1-\varepsilon)} R_{BE} \sin\phi^* \quad (2.81)$$

$$\frac{d\sigma_d}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\mathbf{q}|}{q_\gamma} \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon (R_{EE}^x \sin\theta_\gamma \cos\phi^* + R_{EE}^z \cos\theta_\gamma) \sin 2\phi^* - \varepsilon R_{EE}^y \sin\theta_\gamma \sin\phi^* \cos 2\phi^* \\ + \sqrt{2\varepsilon_B (1+\varepsilon)} R_{BE}^x (R_{BE}^x \sin\theta_\gamma \cos\phi^* + R_{BE}^z \cos\theta_\gamma) \sin\phi^* \\ - \sqrt{2\varepsilon_B (1+\varepsilon)} R_{BE}^y \sin\theta_\gamma \sin\phi^* \cos\phi^* - (R_E^y + \varepsilon_B R_B^y) \sin\theta_\gamma \sin\phi^* \end{array} \right\} \quad (2.82)$$

$$\frac{d\sigma_{ed}}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\mathbf{q}|}{q_\gamma} \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{2\varepsilon_B (1-\varepsilon)} (R_{BE}^x \sin\theta_\gamma \cos\phi^* + R_{BE}^z \cos\theta_\gamma) \cos\phi^* \\ - \sqrt{2\varepsilon_B (1-\varepsilon)} (R_{BE}^y \sin\theta_\gamma \sin\phi^* \sin\phi^*) \\ + \sqrt{1-\varepsilon^2} (R_{EE}^x \sin\theta_\gamma \cos\phi^* + R_{EE}^z \cos\theta_\gamma) \end{array} \right\} \quad (2.83)$$

olarak verilmektedir. R niceliklerinde kullanılan x, y ve z üst indisleri polarizasyon vektör bileşenleri yönündeki tepki fonksiyonlarını, B ve E alt indisleri boyuna ve enine bileşenleri belirtmektedir; BE ve EE alt indisli terimler simetrik, BE' ve EE' indisli terimler anti-simetrik ara terimlerdir.

(2.79) denkleminde (2.80)-(2.83) eşitlikleri yerine konulduğunda reaksiyonun toplam diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\mathbf{q}|}{q_\gamma} \left\{ \begin{array}{l} R_E^0 + \varepsilon_B R_B^0 + \sqrt{2\varepsilon_B (1+\varepsilon)} R_{BE}^0 \cos\phi^* + \varepsilon R_{EE}^0 \cos 2\phi^* \\ + h \sqrt{2\varepsilon_{\gamma B} (1-\varepsilon)} R_{BE} \sin\phi^* \\ + P_d \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon (R_{EE}^x \sin\theta_\gamma \cos\phi^* + R_{EE}^z \cos\theta_\gamma) \sin 2\phi^* \\ - \varepsilon R_{EE}^y \sin\theta_\gamma \sin\phi^* \cos 2\phi^* \\ + \sqrt{2\varepsilon_{\gamma B} (1+\varepsilon)} R_{BE}^x (R_{BE}^x \sin\theta_\gamma \cos\phi^* + R_{BE}^z \cos\theta_\gamma) \sin\phi^* \\ - \sqrt{2\varepsilon_{\gamma B} (1+\varepsilon)} R_{BE}^y \sin\theta_\gamma \sin\phi^* \cos\phi^* \\ - (R_E^y + \varepsilon_B R_B^y) \sin\theta_\gamma \sin\phi^* \end{array} \right\} \\ - h P_d \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{2\varepsilon_{\gamma B} (1-\varepsilon)} (R_{BE}^x \sin\theta_\gamma \cos\phi^* + R_{BE}^z \cos\theta_\gamma) \cos\phi^* \\ - \sqrt{2\varepsilon_{\gamma B} (1-\varepsilon)} (R_{BE}^y \sin\theta_\gamma \sin\phi^* \sin\phi^*) \\ + \sqrt{1-\varepsilon^2} (R_{EE}^x \sin\theta_\gamma \cos\phi^* + R_{EE}^z \cos\theta_\gamma) \end{array} \right\} \end{array} \right\} \quad (2.84)$$

olarak elde edilmektedir. Burada h , P_e yerine kullanılmıştır. ε_B fotonun boyuna polarizasyonu olup $\varepsilon_B = \frac{Q^2}{v} \varepsilon$ 'ye eşittir.

Polarize olmayan diferansiyel tesir kesiti sanal fotonların tesir kesitleri cinsinden,

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega_\pi} = \sigma_E + \varepsilon\sigma_B + \varepsilon\sigma_{EE} \cos 2\phi^* + \sqrt{\frac{1}{2}\varepsilon(1+\varepsilon)}\sigma_{BE} \cos\phi^* \quad (2.85)$$

eşitliği ile tekrar yazılabilmektedir. Burada σ_E , $\varepsilon\sigma_B$, σ_{EE} ve σ_{BE} terimleri helisite genliklerine bağlı olup,

$$\sigma_E = \frac{|\vec{p}_\pi| W}{k_\gamma m_N} \frac{1}{2} \left(|h_{\perp}^{\rightarrow\rightarrow}{}^{\leftarrow\leftarrow}|^2 + |h_{\perp}^{\rightarrow\leftarrow}{}^{\leftarrow\rightarrow}|^2 + |h_{\parallel}^{\rightarrow\rightarrow}{}^{\leftarrow\leftarrow}|^2 + |h_{\parallel}^{\rightarrow\leftarrow}{}^{\leftarrow\rightarrow}|^2 \right) \quad (2.86)$$

$$\sigma_B = \frac{|\vec{p}_\pi| W}{k_\gamma m_N} \left(|h_0^{\rightarrow\rightarrow}{}^{\leftarrow\leftarrow}|^2 + |h_0^{\rightarrow\leftarrow}{}^{\leftarrow\rightarrow}|^2 \right) \quad (2.87)$$

$$\sigma_{EE} = \frac{|\vec{p}_\pi| W}{k_\gamma m_N} \frac{1}{2} \left(|h_{-}^{\rightarrow\rightarrow}{}^{\leftarrow\leftarrow}|^2 + |h_{-}^{\rightarrow\leftarrow}{}^{\leftarrow\rightarrow}|^2 - |h_{+}^{\rightarrow\rightarrow}{}^{\leftarrow\leftarrow}|^2 - |h_{+}^{\rightarrow\leftarrow}{}^{\leftarrow\rightarrow}|^2 \right) \quad (2.88)$$

$$\sigma_{BE} = \frac{|\vec{p}_\pi| W}{k_\gamma m_N} 2\text{Re} \left(h_0^{\rightarrow\rightarrow}{}^{\leftarrow\leftarrow} h_{-}^{\rightarrow\leftarrow}{}^{\leftarrow\rightarrow*} + h_0^{\rightarrow\leftarrow}{}^{\leftarrow\rightarrow} h_{-}^{\rightarrow\rightarrow}{}^{\leftarrow\leftarrow*} \right) \quad (2.89)$$

eşitlikleri ile tanımlanabilmektedir. σ_E , $\varepsilon\sigma_B$, σ_{EE} ve σ_{BE} terimleri sırasıyla polarize olmayan enine sanal fotonlar için polarize olmayan tesir kesiti, boyuna sanal fotonlar için tesir kesiti, sanal fotonların enine lineer polarizasyonundan dolayı tesir kesiti ve sanal fotonların polarizasyonunun boyuna ve enine girişim tesir kesitini temsil etmektedir; ayrıca \vec{p}_π kütle merkezi çerçevesinde pionun momentumudur.

Reaksiyonun toplam tesir kesiti ifadesi,

$$\sigma_{\text{top}} = \sigma_0 + P_e \sigma_e + P_d \sigma_d - P_e P_d \sigma_{\text{ed}} \quad (2.90)$$

eşitliği ile verilmektedir. Buradan σ_0 gibi polarize elektron, polarize hedef ve çift polarize tesir kesitleri de helisite genlikleri cinsinden,

$$\sigma_e = -h_e \frac{|\vec{p}_\pi| W}{k_\gamma m_N} \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \sin\phi^* \text{Im} \left(h_0^{\rightarrow\rightarrow} h_-^{\rightarrow\rightarrow*} + h_0^{\leftarrow\leftarrow} h_-^{\leftarrow\leftarrow*} \right) \quad (2.91)$$

$$\sigma_d = \frac{|\vec{p}_\pi| W}{k_\gamma m_N} \left\{ \begin{array}{l} P_x \left[-\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi^* \text{Im} X_1 - \varepsilon \sin 2\phi^* \text{Im} X_2 \right] \\ -P_y \left[\text{Im} Y_1 + \varepsilon \cos 2\phi^* \text{Im} Y_2 + 2\varepsilon \cos \text{Im} Y_3 \right] \\ + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cos\phi^* \text{Im} Y_4 \\ -P_z \left[\varepsilon \sin 2\phi^* \text{Im} Z_2 + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi^* \text{Im} Z_1 \right] \end{array} \right\} \quad (2.92)$$

$$\sigma_{\text{ed}} = -h_e \frac{|\vec{p}_\pi| W}{k_\gamma m_N} \left\{ \begin{array}{l} -P_x \left[\sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos\phi^* \text{Re} X_1 + \sqrt{1-\varepsilon^2} \text{Re} X_2 \right] \\ +P_y \left[\sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \sin\phi^* \text{Re} Y_4 \right] \\ +P_z \left[\sqrt{1-\varepsilon^2} \text{Re} Z_2 + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos\phi^* \text{Re} Z_1 \right] \end{array} \right\} \quad (2.93)$$

eşitlikleri ile tanımlanabilmektedir. Denklem (2.91)'da bulunan h_e terimi elektron demetinin helisitesidir. Denklem (2.92) ve (2.93)'de X, Y ve Z terimleri helisite genliklerinin bir fonksiyonu olarak,

$$X_1 = \left(h_0^{\rightarrow\leftarrow} h_+^{\rightarrow\leftarrow*} + h_0^{\leftarrow\leftarrow} h_+^{\leftarrow\leftarrow*} \right), X_2 = \left(h_-^{\rightarrow\leftarrow} h_+^{\rightarrow\leftarrow*} + h_-^{\leftarrow\leftarrow} h_+^{\leftarrow\leftarrow*} \right) \quad (2.94)$$

$$Y_1 = \left(h_+^{\rightarrow\leftarrow} h_+^{\rightarrow\leftarrow*} + h_-^{\rightarrow\leftarrow} h_-^{\rightarrow\leftarrow*} \right), Y_2 = \left(h_-^{\rightarrow\leftarrow} h_-^{\rightarrow\leftarrow*} - h_+^{\rightarrow\leftarrow} h_+^{\rightarrow\leftarrow*} \right) \quad (2.95)$$

$$Y_3 = h_0^{\rightarrow\leftarrow} h_0^{\rightarrow\leftarrow*}, Y_4 = h_0^{\rightarrow\leftarrow} h_-^{\rightarrow\leftarrow*} - h_0^{\leftarrow\leftarrow} h_-^{\leftarrow\leftarrow*} \quad (2.96)$$

$$Z_1 = h_0^{\rightarrow\rightarrow} h_+^{\rightarrow\rightarrow*} - h_0^{\rightarrow\leftarrow} h_+^{\rightarrow\leftarrow*}, Z_2 = h_-^{\rightarrow\rightarrow} h_+^{\rightarrow\rightarrow*} - h_-^{\rightarrow\leftarrow} h_+^{\rightarrow\leftarrow*} \quad (2.97)$$

tanımlanmaktadır [36].

2.5.2.7. CGLN genlikleri

Tepki fonksiyonları ile yazılan tesir kesiti aynı zamanda Chew, Goldberger, Low ve Nambu (CGLN) genlikleri ile tanımlanabilmektedir. Bu genlikler Lorentz değişmezi olup saçılmanın ele alındığı referans sisteminden bağımsız olarak tanımlanmakta [38] ve elektrik ile manyetik çok kutuplular cinsinden yazılabilmektedir (Denklem (2.98)-(2.103)). Çok kutuplular foton dalga fonksiyonunun küresel harmoniklere (Y_{JL}) seri açılımından oluşmaktadır. Fotonun toplam açısal momentumunun her bir özdeğeri için elektrik ve manyetik çok kutupluları bulunmaktadır. Y_{JL} terimindeki L yörüngesel açısal momentumdur. Bir elektrik kutbu $(-1)^J$ paritesine ve bir manyetik kutbu $-(-1)^J$ paritesine sahiptir. Foton çok kutupluları, nükleonun spini ile birleştirilirse γN sistemi $j = J \pm 1/2$ toplam açısal momentumuna ve \mathbf{P} paritesine sahip olmaktadır. J 'nin 1 değeri için mümkün durumlar ve çok kutuplu genlikler Tablo 2.2'de listelenmektedir.

Tablo 2.2. Pion üretim genliklerinin çok kutuplu bileşenlere dağılımı

Foton J	Foton Çok Kutbu	Toplam j	Toplam P	Pion ℓ	Çok Kutup Genliği
1	E1	1/2	-	0	E_{0+}
1	E1	3/2	-	2	E_{2-}
1	M1	1/2	+	1	M_{1-}
1	M1	3/2	+	1	M_{1+}

Burada ℓ değeri pionun izinli açısal momentum değerlerini belirtmektedir. Pion negatif pariteye sahip olduğundan dolayı $-(-1)^\ell = P$ olacak şekilde sadece ℓ değerleri izinlidir. j ve P değerlerinin her bir çifti için reaksiyonun ilerleyebileceği iki mümkün kanal bulunmaktadır. Bunlar; elektrik ve manyetik çok kutuplu

geçişlerdir. Bu kanallar için genlikler son sütunda verilmektedir. E veya M, fotonun çok kutuplu olma özelliğinden kaynaklanmaktadır. Sütunda E ve M'deki ilk alt indis pionun ℓ açısai momentumunu ve ikincisi ara durumun toplam açısai momentumunu temsil etmektedir. Buradaki \pm işareti $j=|\ell \pm 1/2|$ için konulmuştur. Pionun birçok açısai momentum değeri için $E_{\ell\pm}$ ve $M_{\ell\pm}$ olarak dört farklı genlik bulunmaktadır. Benzer şekilde boyuna foton uyarılmaları için $S_{\ell\pm}$ çok kutupluları bulunmaktadır.

CGLN genlikleri, Legendre polinomlarının türevleri ve çok kutuplu bileşenleri cinsinden,

$$F_1 = \sum_0^{\infty} \left\{ (\ell M_{1+} + E_{1+}) P'_{\ell+1} + [(\ell+1)M_{1-} + E_{1-}] P'_{\ell-1} \right\} \quad (2.98)$$

$$F_2 = \sum_1^{\infty} \left\{ [(\ell+1)M_{1+} + \ell M_{1-}] P'_{\ell} \right\} \quad (2.99)$$

$$F_3 = \sum_1^{\infty} \left\{ (E_{1+} - M_{1+}) P''_{\ell+1} + (E_{1-} + M_{1-}) P''_{\ell-1} \right\} \quad (2.100)$$

$$F_4 = \sum_2^{\infty} \left\{ (M_{1+} - E_{1+} - M_{1-} - E_{1-}) P''_{\ell} \right\} \quad (2.101)$$

$$F_5 = \sum_0^{\infty} \left\{ (\ell+1)S_{\ell+} P'_{\ell+1} - \ell S_{\ell-} P'_{\ell-1} \right\} \quad (2.102)$$

$$F_6 = \sum_1^{\infty} \left\{ \ell S_{\ell-} - (\ell+1)S_{\ell+} \right\} P'_{\ell} \quad (2.103)$$

şeklinde seriye açılabilir [39]. Helisite genliklerine benzer şekilde, ilk dört ve son iki CGLN genlikleri sırasıyla enine akımı ve boyuna akımı temsil etmektedir.

Kesim 2.5'de verilen diferansiyel tesir kesitleri, EK D2'de verilen dönüşüm ifadeleri kullanılarak CGLN genlikleri cinsinden tekrar yazılabilmektedir. Örneğin polarize olmayan tesir kesiti ifadesi,

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega_\pi} = A + \varepsilon B + \varepsilon C \sin^2 \theta_\pi^* \cos 2\phi_\pi^* + \sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)} D \sin \theta_\pi^* \sin \phi_\pi^* \quad (2.104)$$

şeklinde yazılabilmektedir. Burada A, B, C ve D nicelikleri W, Q² ve θ* niceliklerine bağlı yapı fonksiyonları olup F_n değişmez genlikleri cinsinden aşağıdaki şekilde yazılabilmektedir [36].

$$A = \frac{P_\pi}{\sqrt{Q^2}} \left\{ \begin{aligned} & \left(|F_1|^2 + |F_1 + F_4|^2 + |F_2|^2 + |F_2 + F_3|^2 \right) + \cos \theta^* \left(\operatorname{Re} F_3^* F_4 - 2 \operatorname{Re} F_1^* F_2^* \right) \\ & - \cos^2 \theta^* \times \frac{1}{2} \left(|F_1 + F_4|^2 - |F_1|^2 + |F_2 + F_3|^2 - |F_2|^2 - \cos^3 \theta^* \operatorname{Re} F_3^* F_4 \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.105)$$

$$B = \frac{P_\pi}{\sqrt{Q^2}} \frac{Q^2}{v^2} |F_5 + F_6|^2 \quad (2.106)$$

$$C = \frac{P_\pi}{\sqrt{Q^2}} \cos \theta^* \operatorname{Re} F_3^* F_4 + \left(|F_1 + F_4|^2 - |F_1|^2 + |F_2 + F_3|^2 - |F_2|^2 \right) \quad (2.107)$$

$$D = \frac{P_\pi}{\sqrt{Q^2}} \frac{(Q^2)^{1/2}}{v} \left\{ 2 \operatorname{Re} \left[F_5^* (F_1 + F_4) + F_6^* (F_2 + F_3) \right] + 2 \cos \theta^* \operatorname{Re} (F_3 F_5^* + F_4 F_6^*) \right\} \quad (2.108)$$

2.6. N → Δ Geçişi

Bir reaksiyonda N → Δ geçişi W değerinin ~ m_Δ olmasıyla mümkündür. Geçiş, zayıf veya elektromanyetik kanallardan biri ile mümkün olabilmektedir; ancak zayıf kanal için tesir kesitinin aracı bozon kütlelerinin dördüncü kuvveti ile ters orantılı olduğu göz önünde bulundurulursa, zayıf tesir kesiti elektromanyetik tesir kesitine göre ~ 10⁻⁸ oranında daha küçük olmaktadır. Bu sebepten zayıf kanal katkısı ihmal edilebilmektedir [5].

Kuark modele göre nükleon, bir potansiyel içinde hapsolan kuantum mekaniksel üç kuark sisteminin temel durumu olarak ele alınmaktadır. Böyle bir resimde temel

durum baryonları (u, d, s hafif kuark türlerinden oluşanlar) SU(6) spin-çeşni simetrik dalga fonksiyonları ile açıklanmaktadır.

Isgur-Karl modelinde Bileşen Kuark Model (Constituent Quark Model-CQM) kuarkları hadronların içerisinde harmonik osilatör türünde sınırlayıcı potansiyel kuyusunun içinde hareket etmektedir [40]. Temel durum baryonlarında bulunan üç kuark türü 1s titreşim temel durumundadır. Kuyunun içinde harmonik titreşim durumları, $|B^{2S+1}L_J\rangle_t$ ile temsil edilebilmektedir. Burada B, N veya Δ durumlarından birine karşılık gelmektedir. L yörüngesel açısal momentumu (L=S, P, D,... bilinen spektroskopik notasyondadır) J üç-kuark durumunun toplam açısal momentumudur. Ayrıca t(=S, M, A), baryon dalga fonksiyonunun hem spin-çeşni hem de konumsal kısımlarında kuarkların değişimi altındaki simetri türünü (simetrik (S), karışık (M), antisimetrik (A)) göstermektedir. Isgur-Karl modelinde uzun menzil sınırlandırıcı potansiyel, bir gluon değiş-tokuşuna karşılık gelen kuarklar arası bir kuvvet ile sağlanmaktadır. Bir gluon değiş-tokuşu,

$$H_{aşımince}^{ij} = \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{m_i m_j} \left\{ \frac{8\pi}{3} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \delta^3(\mathbf{r}_{ij}) + \frac{1}{r_{ij}^3} \left[\frac{3(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{S}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} - \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \right] \right\} \quad (2.109)$$

ifadesiyle verilen i ve j kuarkları arasında renk-aşırı ince yapı etkileşimine yol açmaktadır. Burada α_s terimi güçlü çiftlenim sabitini, $\mathbf{S}_i(m_i)$ terimi i kuarkının spini(kütlesi)ni ve $\mathbf{r}_{ij}(r_{ij})$ terimi i ve j kuarkları arasındaki konum vektörünü (mesafeyi) belirtmektedir. Denklem (2.109)'daki ilk terim 0 noktasından menzile kadar spin-spin etkileşimine, ikinci terim tensör kuvvetine karşılık gelmektedir. Bu denklemin renk-aşırı ince yapı etkileşimi SU(6) simetrisini kırmakta ve N(939)– Δ (1232) arasında sıklıkla aşırı ince yapı ayrımı olarak atfedilen kütle ayrışmasına dayanmaktadır. Bu denklemin aynı zamanda sekizli ve onlu baryonlar arasındaki kütle ayrışmalarını iyi tahmin ettiği belirlenmiştir. Ayrıca (2.109) denklemindeki tensör kuvveti, N ve Δ temel durumlarında bir D-durumu (L=2) karışımı üretmektedir. N ve Δ durumları aşırı ince yapı etkileşiminden dolayı, SU(6) konfigürasyonlarının üst üste binmeleri olarak izah edilmektedir. N(939) ve

$\Delta(1232)$, $2h\omega$ titreşim kabuğuna kadar olan konfigürasyonlar dahil edilerek spektroskopik notasyonda,

$$|N(939)\rangle = a_S |N^2S_{1/2}\rangle_S + a'_S |N^2S'_{1/2}\rangle_S + a_M |N^2S_{1/2}\rangle_M + a_D |N^4D_{1/2}\rangle_M \quad (2.110)$$

$$|\Delta(1232)\rangle = b_S |\Delta^4S_{3/2}\rangle_S + b'_S |\Delta^4S'_{3/2}\rangle_S + b_D |\Delta^4D_{3/2}\rangle_S + b'_D |\Delta^2D_{3/2}\rangle_M \quad (2.111)$$

eşitlikleri ile tanımlanabilmektedir. Isgur ve arkadaşları tarafından, aşırı ince yapının köşegenleştirilmesi ve sonuçların baryon dağılımına fit edilmesi ile dalga fonksiyonu katsayıları için,

$$a_S \simeq 0.93, a'_S \simeq -0.29, a_M \simeq -0.23, a_D \simeq -0.04 \quad (2.112)$$

$$b_S \simeq 0.97, b'_S \simeq +0.20, b_D \simeq -0.10, b'_D \simeq 0.07 \quad (2.113)$$

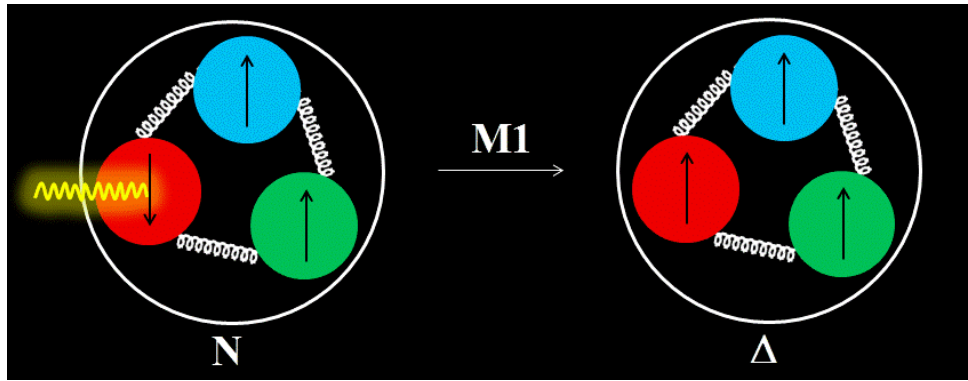
değerleri elde edilmiştir. Denklem (2.110) ve (2.111)'de verilen N ve Δ dalga fonksiyonlarında S-dalga bileşeninin baskınlığı, Denklem (2.112) ve (2.113)'de verilen değerler ile kanıtlanmaktadır. 1s durumunda nükleonun sahip olduğu kuarklardan birinde oluşan spin dönmesi ile toplam spin $3/2$ olmakta ve $\Delta(1232)$ rezonansı elde edilmektedir (Şekil 2.9). 1s durumundaki bu elektromanyetik $N \rightarrow \Delta$ geçişinde M1 geçişi baskın olmaktadır. SU(6) çeşni simetrisi kullanılarak, yani (2.112) ve (2.113) denklemlerinde $a_S = b_S = 1$ ve $a'_S = a_M = a_D = b'_S = b_D = b'_D = 0$ alınarak, proton ve $p \rightarrow \Delta^+$ geçişinin manyetik dipol momentleri arasındaki ilişki,

$$\mu_{p \rightarrow \Delta^+} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p = 2.63 \mu_N \quad (2.114)$$

olarak verilmektedir. Burada μ_p proton manyetik momenti, μ_N ise nükleer magnetondur. Bulunan teorik değer kırılma etkilerinden dolayı,

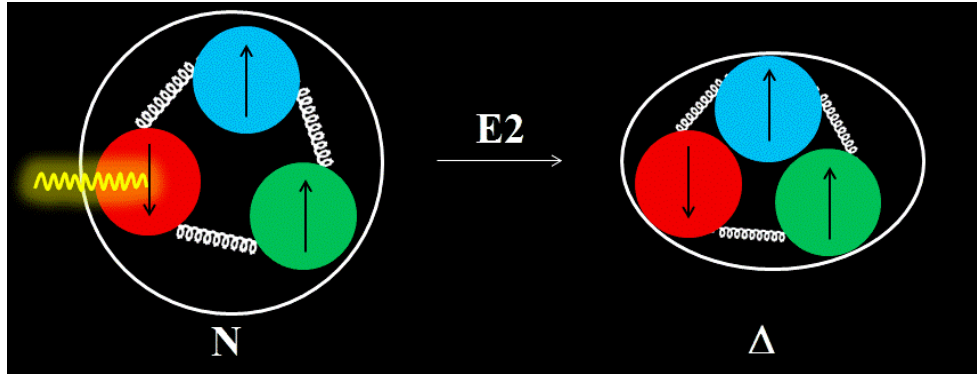
$$\mu_{p \rightarrow \Delta^+} = [3.46 \pm 0.03] \mu_N \quad (2.115)$$

olarak ölçülen deneysel değerden %25 daha düşüktür. Aşırı ince etkileşimden dolayı, CQM'nin tahmini düşük olmaktadır.



Şekil 2.9. Kuark modelde bir sanal fotonun nükleonun kuarklarından biri ile etkileşimi sonucu Δ 'ya uyarılmasında M1 geçişinin şematik görünümü. M1 geçişi, konumsal S dalga fonksiyonunu içermektedir.

Denklem (2.113)'de b_D ve b'_D 'nin sıfır olmayan küçük değerleri, $\Delta(1232)$ 'nin temel durumda D-dalga olasılığının %1 civarında olduğunu göstermektedir. Benzer D-dalga bileşenlerinin bir sonucu olarak N ve Δ yük yoğunlukları küresel olmamaya başlamaktadır. Statik yük dağılımı için küresel olmayan ölçüm (veya deformasyon) kuadropol momenti ile verilmektedir. Nükleon 1/2 spine sahip olduğundan dolayı içsel kuadropol momenti doğrudan ölçülemez; çünkü açısal momentum korunumu spin-1/2 durumları arasında kuadropol operatörünün ($L=2$) sıfır olmayan matris elemanını yasaklamaktadır. Halbuki bu kuadropol deformasyon, spin-1/2 N'den spin-3/2 Δ 'ya geçişin elektromanyetik olduğunu açığa çıkarmaktadır (Şekil 2.5).



Şekil 2.10. Kuark modelde bir sanal fotonun nükleonun kuarklarından biri ile etkileşimi sonucu Δ 'ya uyarılmasında E2 geçişinin şematik görünümü. E2 geçişi, konumsal D dalga fonksiyonunu içermektedir.

2.7. Tek Pion Elektroüretiminde Çift Spin Asimetrisi

Asimetri, teorik olarak hesaplanabilen ve deneysel olarak ölçülebilen bir niceliktir. Asimetrinin teorik olarak hesabı tesir kesitleri üzerinden, deneysel olarak ölçülmesi ise farklı helisite konfigürasyonlarındaki toplam olay sayılarının kıyaslanması ile yapılmaktadır.

Teorik olarak tüm asimetrilerin elde edilmesi için demet, hedef ve demet-hedef polarize tesir kesitleri (σ_e , σ_d ve σ_{ed})nin hesaplanması gerekmektedir. Hesaplanan tesir kesiti değerleri üzerinden teorik olarak demet (A_e^V), hedef (A_d^V) ve demet-hedef çift spin (A_{ed}^V) vektör asimetrileri matris formunda,

$$\mathbf{A} \sim \frac{1}{\sigma_0} \boldsymbol{\sigma}, \quad \boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_e \\ \sigma_d \\ \sigma_{ed} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_e^V \\ A_d^V \\ A_{ed}^V \end{pmatrix} \quad (2.116)$$

ile yazılabilmektedir.

Polarize elektronun polarize hadronik sistem ile elektromanyetik etkileşimi sonucu π 'nin üretildiği reaksiyon kanalları için demet veya hedef spininin değiştirilmesi ile vektör veya tensör spin asimetrileri elde edilmektedir. Deneysel asimetri matrisi aşağıdaki eşitlikle tanımlanabilmektedir.

$$\mathbf{A} = \frac{1}{\bar{N}_{\text{Top}}} \mathbf{P} \bar{\mathbf{N}} \quad (2.117)$$

Burada \mathbf{P} , demet-hedef polarizasyon terimlerini içeren 3×4 'lük bir matris olup açık biçimde,

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1/P_e & 1/P_e & -1/P_e & -1/P_e \\ 1/P_d & -1/P_d & 1/P_d & -1/P_d \\ 1/P_{ed} & -1/P_{ed} & -1/P_{ed} & 1/P_{ed} \end{pmatrix} \quad (2.118)$$

ile yazılabilmektedir. $\bar{\mathbf{N}}$ ise demet-hedef spin durumları için yüke normalize olay sayılarını içeren 4×1 'lik bir sütun matrisi olup açık biçimde,

$$\bar{\mathbf{N}} = \begin{pmatrix} N_{\uparrow\uparrow} \\ N_{\uparrow\downarrow} \\ N_{\downarrow\uparrow} \\ N_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix} \quad (2.119)$$

ile yazılabilmektedir. Ayrıca \bar{N}_{top} , $\bar{\mathbf{N}}$ matrisindeki elemanların toplamıdır. Denklemden \uparrow ve \downarrow sembolleri demet ve hedef spin durumlarını temsil etmek için kullanılmaktadır [41].

2.7.1. $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ asimetrisi

Elektron ve hedefin elektromanyetik etkileşiminde aracı parçacık sanal foton ile asimetri ölçümü yapılarak $N \rightarrow \Delta$ geçişi incelenebilmektedir. A_1 ve A_2 sanal foton asimetrisi ile A_{ed}^v arasındaki bağıntı,

$$A_{ed}^v = \sqrt{1 - \epsilon^2} \cos \theta_\gamma \frac{A_1 + \eta A_2}{1 + \epsilon R} \quad (2.120)$$

eşitliği ile verilmektedir [42, 43]. Burada η ve R niceliği,

$$\eta = \frac{\varepsilon\sqrt{Q^2}/E}{1-\varepsilon E'/E} \quad (2.121)$$

$$R = \frac{\sigma_B}{\sigma_E} \quad (2.122)$$

olarak tanımlanmaktadır. Q^2 ve θ^* 'ın fonksiyonları olan sanal foton asimetrisi A_1 ve A_2 ise sanal foton tesir kesitleri (σ) cinsinden,

$$A_1 \equiv \frac{\sigma_E^{1/2}(\gamma^*) - \sigma_E^{3/2}(\gamma^*)}{\sigma_E^{1/2}(\gamma^*) + \sigma_E^{3/2}(\gamma^*)} \quad (2.123)$$

$$A_2 \equiv \frac{\sigma_{BE}}{\sigma_E} = \frac{2\sigma_{BE}^{1/2}(\gamma^*)}{\sigma_E^{1/2}(\gamma^*) + \sigma_E^{3/2}(\gamma^*)} \quad (2.124)$$

eşitlikleri ile verilmektedir. Denklemlerden de görüldüğü üzere A_1 tamamiyle enine helisite, A_2 ise boyuna ve enine helisite asimetrisidir. Burada 1/2 ve 3/2 indisleri reaksiyon sonrası N^* helisite durumlarını göstermektedir. Eşitliklerdeki sanal foton tesir kesitlerini N^* helisite genlikleri $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ ve $S_{1/2}$ cinsinden,

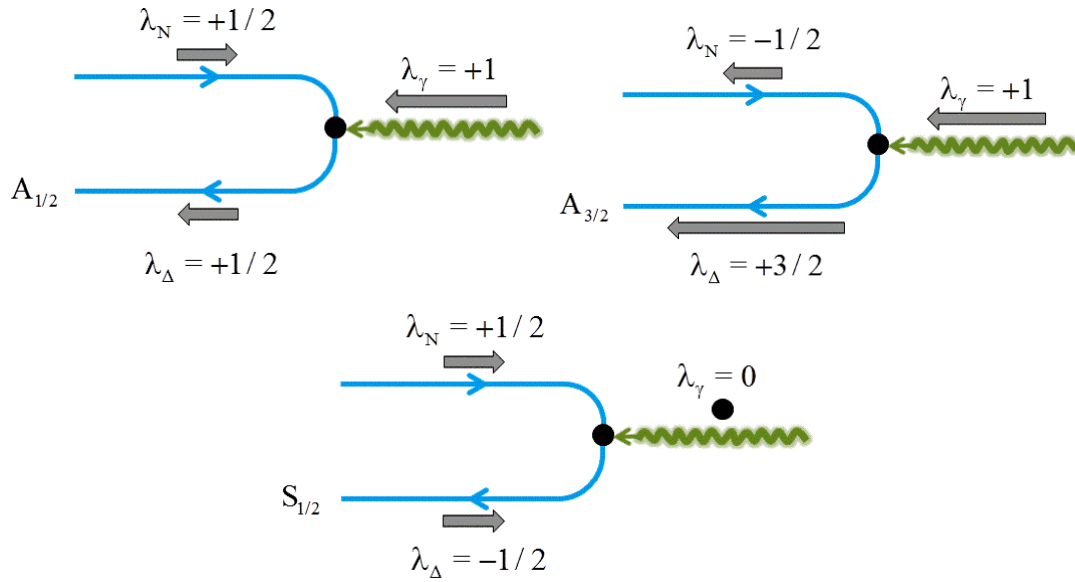
$$\sigma_E^{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{k} |A_{1/2}|^2 \quad (2.125)$$

$$\sigma_E^{3/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{k} |A_{3/2}|^2 \quad (2.126)$$

$$\sigma_B^{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{k} |S_{1/2}|^2 \quad (2.127)$$

$$\sigma_{BE}^{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{k} \left[|A_{1/2}|^2 + |S_{1/2}|^2 \right]^{1/2} \frac{Q}{M_V} (g_1 + g_2) \quad (2.128)$$

yazmak mümkündür. Burada, $k = v - Q^2 / 2M$ olup foton enerjisine eşittir; g_1 ve g_2 ise polarize spin yapı fonksiyonlarıdır. Şekil 2.11'de sanal foton helisite genlikleri şematik olarak gösterilmektedir (44).



Şekil 2.11. Sanal fotonun helisite genlikleri

$\sigma_{3/2}^E$ rezonans bölgesinin toplam tesir kesiti Denklem (2.126)'da verilmektedir. $\Delta(1232)$ rezonans genliği $A_{3/2}$, $L_{\mu\nu}H^{\mu\nu}$ yapı fonksiyonlarına bağlı olup manyetik dipol M1 ve elektrik kuadrupol E2 geçişinin oluşması için çok kutuplu cinsinden,

$$A_{3/2} = -\frac{\sqrt{3}}{2}(M_{1+}^{3/2} - E_{1+}^{3/2}) \quad (2.129)$$

eşitliği ile tanımlanmaktadır [45].

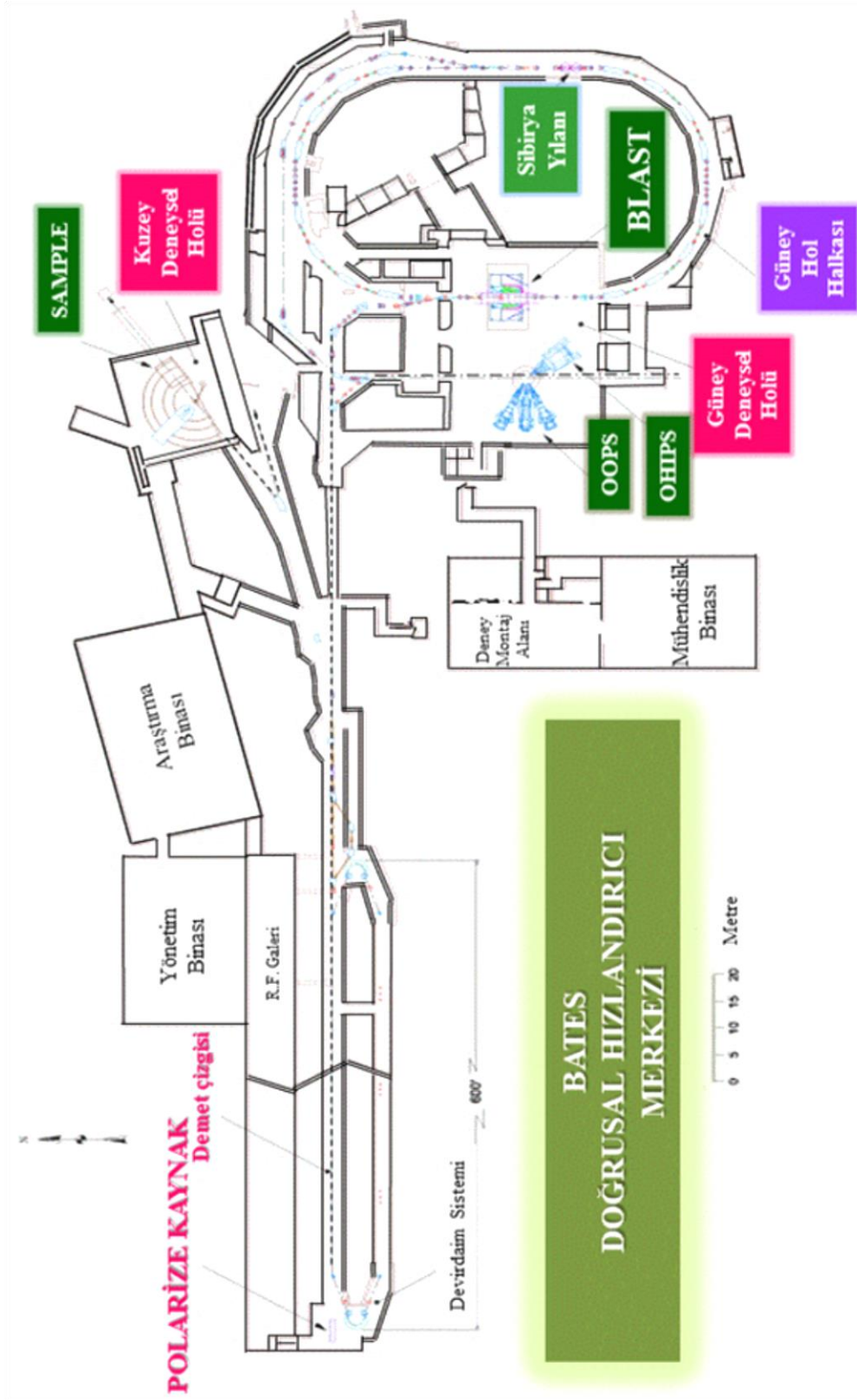
BÖLÜM 3. BLAST DENEYİ

Massachusetts Teknoloji Enstitüsü (MIT)'nde çift polarizasyon saçılma deneyleri Middleton Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nde yapılmaktadır (Şekil 3.1). BLAST, SAMPLE ve OOPS Deneyleri hızlandırıcı merkezinde yapılan başlıca deneylerdir. Bates'de yapılan bu deneylerde dünyanın farklı yerlerinde bulunan 52 ayrı enstitüden gelen 200 fizikçi görev yapmıştır. Bates'in deneysel nükleer fizik programı 2004 yılında başlamış, 2005 yılında BLAST deneyinin tamamlanması ile sona ermiştir [46].



Şekil 3.1. MIT Bates Hızlandırıcı Merkezi'nin bulunduğu alanın genel görünüşü

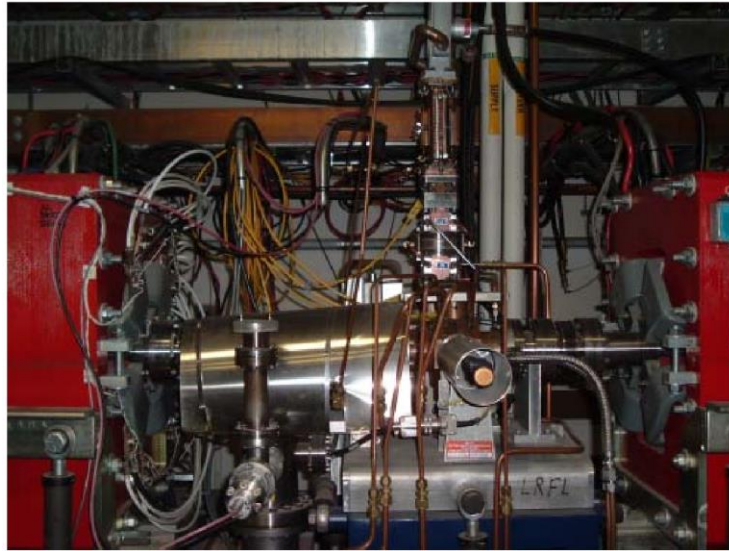
Hızlandırıcı merkezi hem yeraltı hem de yerüstü sistemlerden oluşmaktadır. Yerüstünde yönetim binası, mühendislik binası, araştırma binası, park yeri gibi idari ve teknik binalar bulunmakta iken Doğrusal Parçacık Hızlandırıcısı yeraltına kurulmuştur. Hızlandırıcı Merkezi'nin şematik görünümü Şekil 3.2'de verilmiştir.



Şekil 3.2. Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nin planı

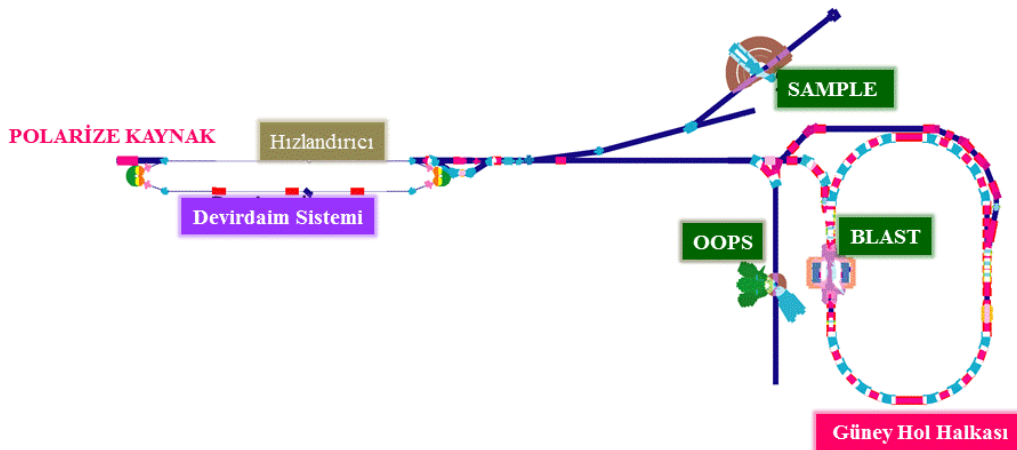
3.1. Bates Doğrusal Hızlandırıcısı

Bates Doğrusal Parçacık Hızlandırıcısı, ABD Enerji Bakanlığı'nın desteklediği BLAST Projesi kapsamında yapılan BLAST deneyinin tamamlanmasına kadar çalıştırılmıştır. Doğrusal hızlandırıcı 160 m uzunluğunda olup R.F. oyuklarından oluşmaktadır (Şekil 3.3).



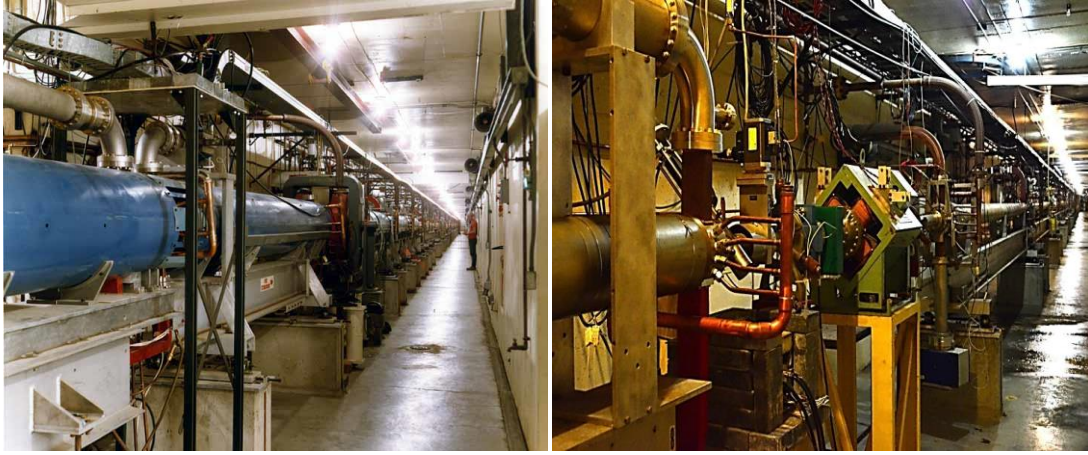
Şekil 3.3. SHR'de 2856 MHz'lik R.F. oyuk birimi

Maksimum 6 mA, 0.36 GeV'lik düşük enerjili boyuna polarize elektronlar 2.865 GHz frekanslı (0.105 m dalgaboylu) R.F. dalgalarıyla doğrusal parçacık hızlandırıcısına (Şekil 3.4) iletilmektedir [47].



Şekil 3.4. Bates Doğrusal Hızlandırıcısı'nın genel görünüşü ve BLAST, SAMPLE ve OOPS spektrometreleri

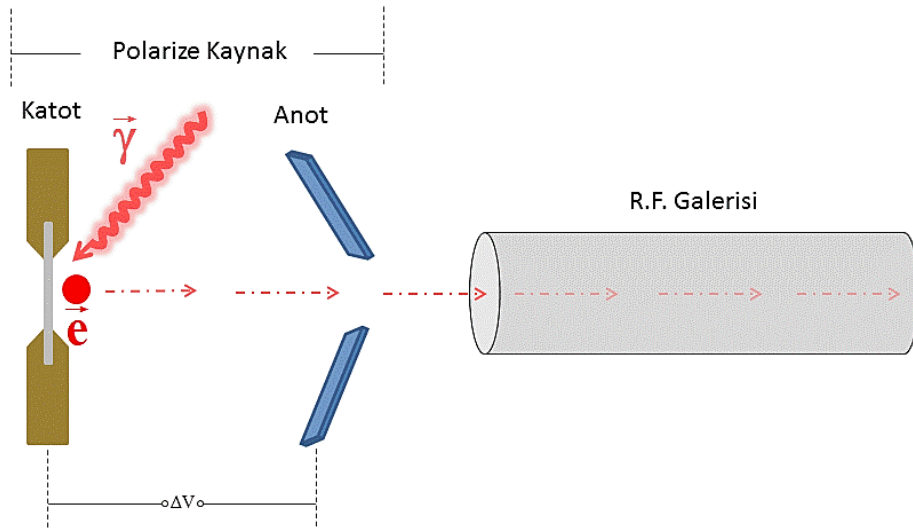
Hızlandırıcıya gelen polarize elektronlar, devirdaim aygıtında yaptığı ilk turunda 0.54 GeV'lik enerjiye ulaşmakta, ikinci turunda ise enerjisini yaklaşık iki katına çıkarmaktadır; ancak, hızlandırıcı içerisinde dolarken yaydıkları ışımadan dolayı (sinkrotron ışıması) kazandıkları enerjinin bir kısmını kaybeden polarize elektronların net enerjileri 0.85 GeV olmaktadır. Bates Doğrusal Parçacık Hızlandırıcısı'nın ve Hızlandırıcı Tüneli'nin gerçek görüntüsünden bir kesit Şekil 3.5'de verilmektedir.



Şekil 3.5. Bates Doğrusal Hızlandırıcısı (sol), hızlandırıcı tüneli (sağ)

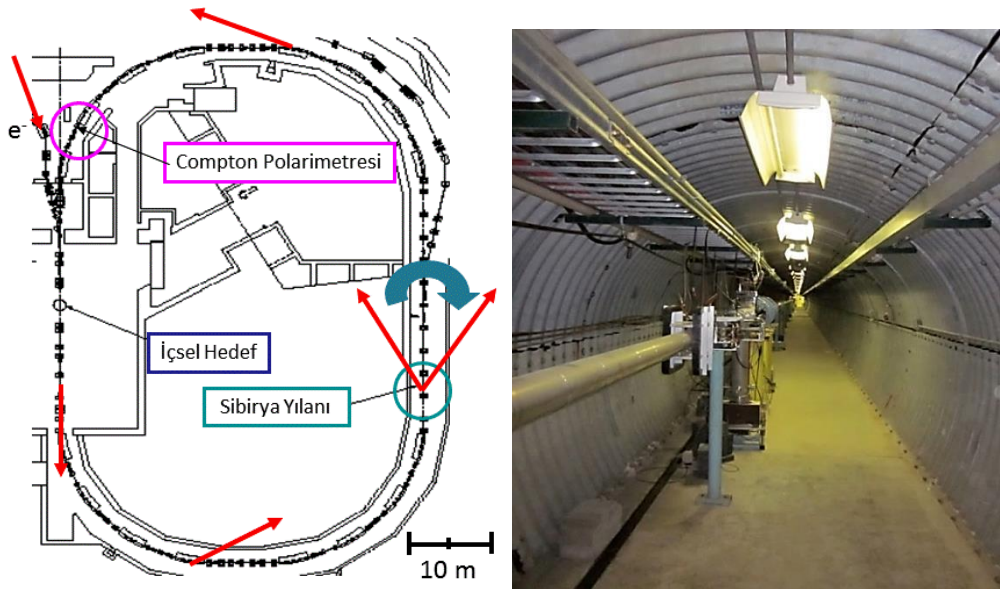
3.1.1. Polarize elektron demeti

Basit kutuplaştırıcı sistem tarafından polarize edilen ışık kaynağı, dalgaboyu 808 ± 3 nm olan Galyum Arsenik (GaAs) kristaline gönderilmekte ve fotoelektrik etki ile elektron sökülerek boyuna polarize elektronlar elde edilmektedir (Şekil 3.6). Bu kristal, 810 nm dalgaboyunda en yüksek polarizasyonu elde etmek üzere tasarlanan [48] bir yüksek-gradyan-katkılı $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ fotokatodudur. Kristalin iş fonksiyonu, haftada bir kez yenilenmesi gerekli olan tek katlı Ce Tabakası ile kaplanarak azaltılmaktadır.



Şekil 3.6. BLAST'da fotokatot kristalinden polarize elektronların oluşturulması

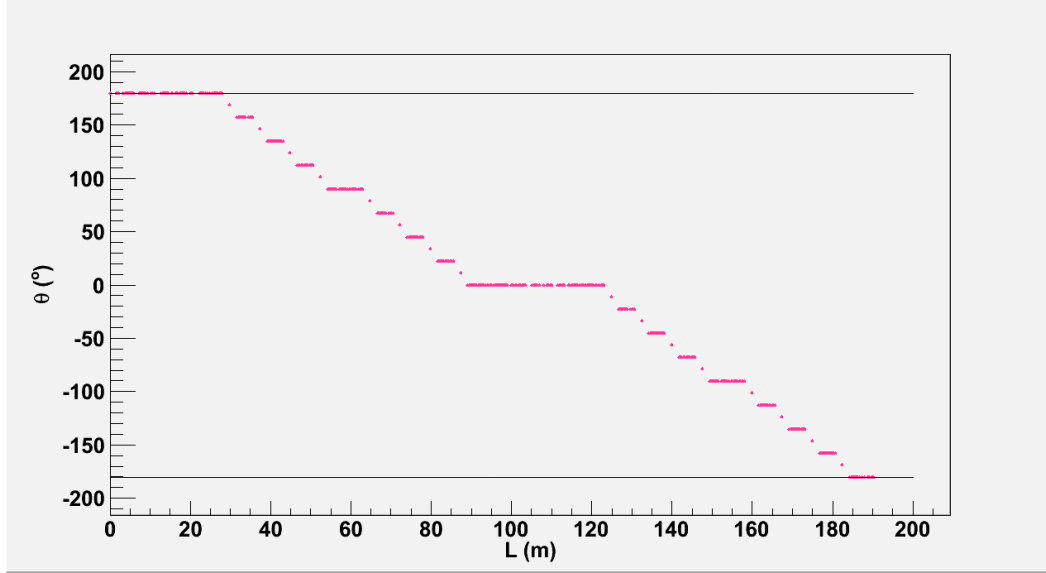
Elde edilen boyuna polarize elektronlar, R.F. galerisinde bulunan doğrusal hızlandırıcıda hızlandırılarak 0.85 GeV enerjiye ulaştıktan sonra çevresi yaklaşık 190 m olan Bates Güney Hol Halkası (South Hall Ring-SHR)'na iletilmektedir. Elektron demetleri SHR içerisinde 1.576 MHz'lik frekansla [49] dolaşmakta (Şekil 3.7) ve BLAST deneyi için burada depolanmaktadır [50].



Şekil 3.7. BLAST Güney Hol Halkası'nın şematik görünümü (sol) ve halkanın bir kesitinden görünüm (sağ)

SHR'de depolanan akım 200 mA'den fazladır [49]; ancak kısa süreliğine de olsa 300 mA'lik akımın da depolandığı görülmüştür. SHR, BLAST deneyinde boyuna

yönlendirilmiş kararlı spin doğrultusunun korunmasını [51] etkin olarak sağlamaktadır (Şekil 3.8).



Şekil 3.8. SHR boyunca elektron spininin demet eksenine yaptığı açı

Depolanan elektron demetinin boyuna polarizasyonu, SHR'de ABS İçsel Hedef'in karşı tarafında bulunan Sibiryaya Yılanı (iki spin döndürücüsü) ile 30 dakikadan fazla süre korunmaktadır [52]. Novosibirsk'de Budker Nükleer Fizik Enstitüsü'nde tasarlanan Sibiryaya Yılanı, iki süperiletken solenoid ve beş dört kutupludan oluşmaktadır [53]. Bu solenoidler, halkanın güney eğrisindeki elektron spinlerinin salınımını kuzey eğrisinde dengeleyecek şekilde elektron spinini momentum vektörü etrafında 180° döndürmektedir; ancak SHR içerisinde 1000 dk. süre sonra demet polarizasyonu korunamamakta ve bozulmaya başlamaktadır.

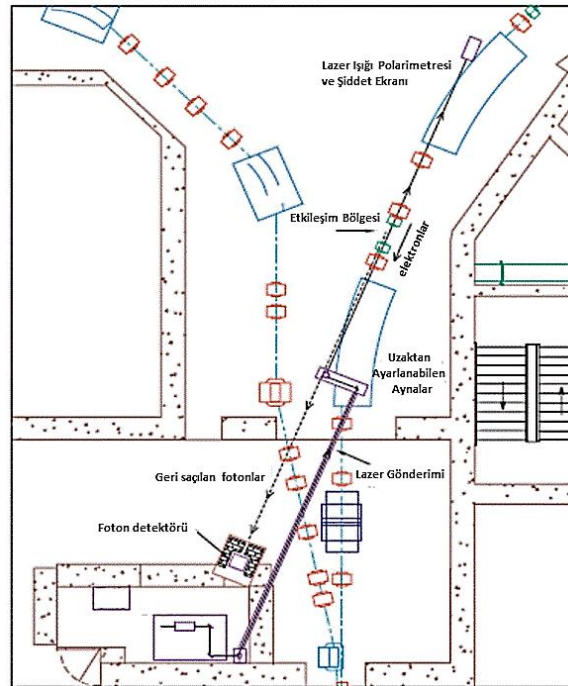
Tek depolamada polarizasyonun çoklu dönüşüm imkânının sağlanması amacıyla İçsel Hedef'in önüne bir R.F. kontrollü Spin Döndürücüsü yerleştirilmiştir.

3.1.2. Compton Polarimetresi

SHR'de depolanan elektron demetinin polarizasyon ölçümleri Compton Geri-Saçılma Polarimetresi ile yapılmaktadır [48]. Dairesel polarize fotonların (lazer), boyuna polarize elektron demeti üzerine gönderilmesi ile Compton saçılması oluşmaktadır. Polarimetre, bu saçılma sonucu oluşan fotonlardan yararlanılarak elektron demetinin

polarizasyonunu ölçmektedir. Bates Compton Polarimetresi'nin tasarımında, enerji aralıklarının birbirine yakın olmasından dolayı NIKHEF'de kullanılan Compton Polarimetresi'nden önemli oranda faydalanılmıştır.

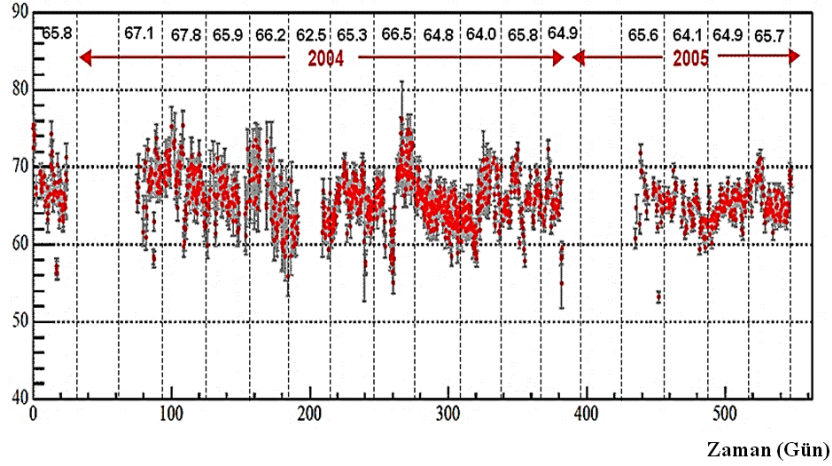
Polarimetrede 5 W'lık 532 nm dalgaboylu sürekli-dalga katı-hal lazeri bulunmaktadır [54]. Bu ışık, hızlı helisite kontrolü sağlayan bir Pockels hücresi ile dairesel polarize edilmektedir. Uzaktan ayarlanabilen aynalar serisi, lazer demeti ile elektron demetinin SHR'nin kuzey batı eğrisi üzerinde BLAST etkileşim bölgesinin ön tarafında ~ 4 m'lik düz bir bölgede $\theta_{\text{kesişme}} < 2$ mrad açısıyla kesişmesine olanak sağlamaktadır (Şekil 3.9). Compton saçılmasında geri-saçılan fotonlar, polarimetrede bulunan CsI kalorimetresi ile tespit edilmektedir. Lazer polarizasyonu saniyede 9 kez tersine çevrilmekte ve Compton saçılmasıyla geri saçılan fotonların enerjiye bağlı asimetri dağılımı elektron demetinin boyuna polarizasyonunu belirlemek için analiz edilmektedir.



Şekil 3.9. BLAST Compton Polarimetresi ve yapıları

Compton Polarimetresi ve BLAST etkileşim bölgesi arasında elektron demet spininin salınımı dikkate alınarak polarizasyonun değerinde bir düzeltme uygulanmaktadır. Güney Hol Halkası'nda depolanan elektronların boyuna polarizasyonu, Compton

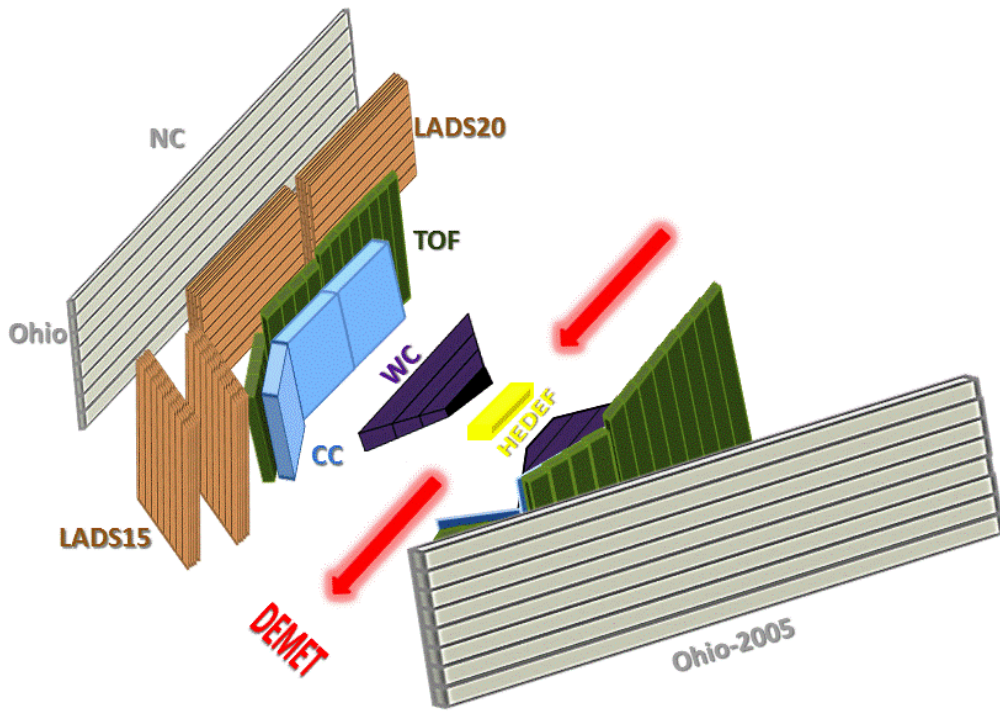
Polarimetresi ile hem 2004 hem de 2005 yılları için $P_e \sim \% 66$ olarak ölçülmüştür (Şekil 3.10).



Şekil 3.10. 2004 ve 2005 yılları için elektron polarizasyon ölçümleri

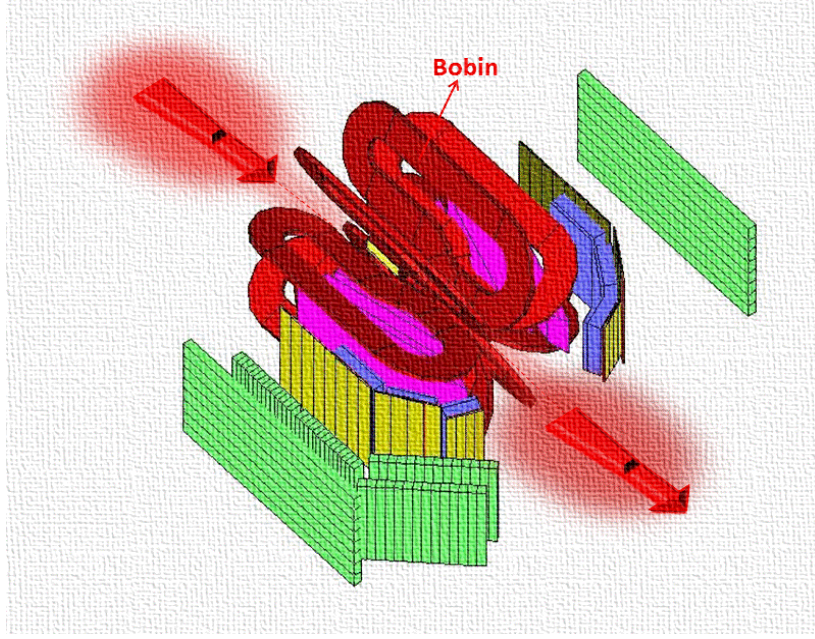
3.2. Bates Spektrometresi ve Kinematik Değişkenler

Nükleonların iç yapısını anlamaya yönelik deneyler parçacık hızlandırıcı merkezlerince yapılmaktadır. Parçacık hızlandırıcılarında belirli enerji seviyesine kadar hızlandırılan yüklü parçacıkların hedefle etkileşmesiyle saçılan parçacıklar dedektör sistemlerinde tespit edilmektedir. Geniş kabul bölgesine sahip, belli bir Q^2 aralığında tek bir konfigürasyonda aynı anda birçok reaksiyon kanalına ait deneysel veri alınmasına olanak sağlayan Bates Doğrusal Hızlandırıcı Spektrometre Toroid (BLAST) dedektör sistemi tasarlanmıştır [55]. BLAST spektrometresinde yaklaşık 1 GeV'e hızlandırılmış polarize elektronların durgun polarize veya polarize olmayan hidrojen veya döteron hedefle etkileşimlerine ait bilgiler kaydedilmektedir. Sistemde yer alan yapılar şematik olarak Şekil 3.11'de verilmektedir.



Şekil 3.11. BLAST spektrometresi

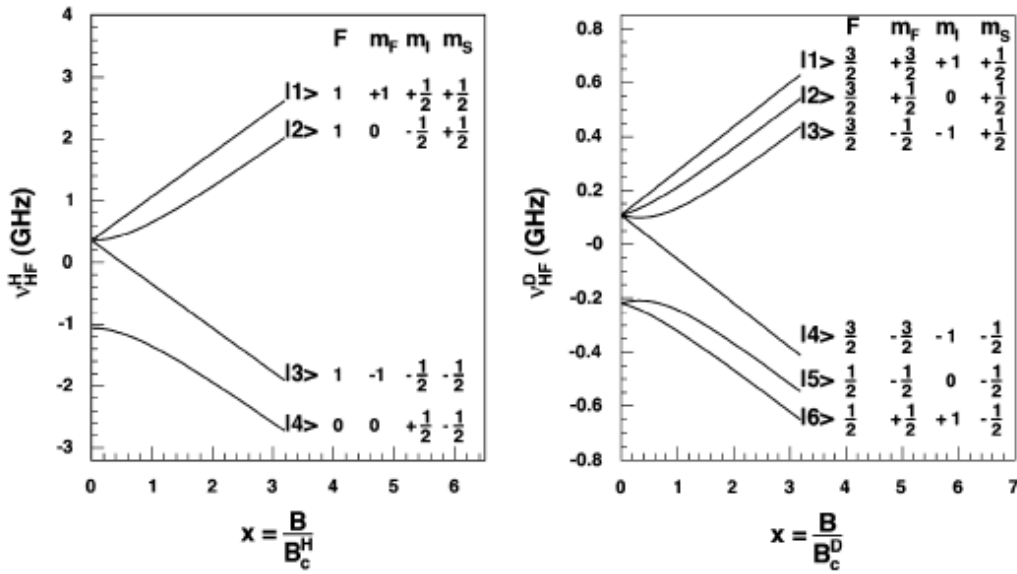
BLAST spektrometresinin sahip olduğu alt dedektör sistemleri içten dışa doğru hidrojen veya döterondan oluşan polarize gaz hedef, saçılan parçacıkların yük, momentum ve yörüngelerinin belirlenmesi için sürüklenme odacıkları, elektron ve yüklü pionun ayrımının yapılabilmesi için Çerenkov sayaçları, etkileşimden sonra saçılan parçacıkların zamanlama bilgisi için TOF sintilatörleri ve nötronların tespiti için nötron sayaçlarından oluşmaktadır; ayrıca BLAST spektrometresinin saçılma bölgesinde, saçılan parçacığın yükünün ve momentumunun tespitinin yapılabilmesi için 2 kG'luk bir manyetik alan sağlayan toroidal bobin bulunmaktadır (Şekil 3.12). BLAST dedektör sistemi 4π geometrisine sahip değildir; nötron sayaçları hariç tüm dedektörler demet doğrultusuna göre sol-sağ simetrisine sahiptir [56]. Alt kesimlerde bu yapılar detaylı olarak ele alınmaktadır.



Şekil 3.12. Toroidal bobin ile BLAST spektrometresi

3.2.1. Polarize hedef

BLAST dedektöründe Atomik Demet Kaynağı (Atomic Beam Source-ABS) hidrojen veya döteryum hedefin polarizasyonu için kullanılmaktadır [57]. Gaz halindeki bu hedeflerin spin durumları Şekil 3.13'de görülen aşırı ince yapıyı oluşturmaktadır [52]. Burada hedef atomun toplam açısal momentumu F sembolü ile temsil edilmekteyken atomun, çekirdeğin ve elektronun spin-z bileşenleri sırasıyla m_F , m_I ve m_S ile gösterilmektedir.



Şekil 3.13. Manyetik alanın fonksiyonu olarak hidrojen (sol) ve döteryumun (sağ) aşırı ince yapılarını gösteren Breit-Rabi diyagramları

Belirli durumların hedef olarak seçilmesinde bu yapıdan faydalanılmaktadır. İstenmeyen aşırı ince durumlardaki atomlar, 6 kutuplu mıknatıslar tarafından Stern-Gerlach etkisi kullanılarak devre dışı bırakılmaktadır. Atomik demet, istenen "nükleer polarizasyon modu"na bağlı olarak bir geçiş elemanından diğerine ilerlemektedir. Geçişlerin yapılması zamana bağlı ve zamandan bağımsız manyetik alanların bileşkesinin uygulandığı tetikleme esasına dayanmaktadır. Hidrojende R.F. iletim birimi olarak Zayıf Alan Geçiş (Weak Field Transition-WFT) ve Orta Alan Geçiş (Middle Field Transition-MFT), döteryumda ise bu geçiş elemanları ile beraber Güçlü Alan Geçışı (Strong Field Transition-SFT) kullanılmaktadır. R.F. bobin, hidrojen için 60 MHz'de, döteryum için 30 MHz'de çalıştırılmaktadır [49]. Statik ve zamana bağlı manyetik alanlar, atomların farklı aşırı ince yapı durumları arasında geçişlerin meydana geldiği birimler olan SFT'de birbirine dik, MFT ve WFT'de birbirine paraleldir.

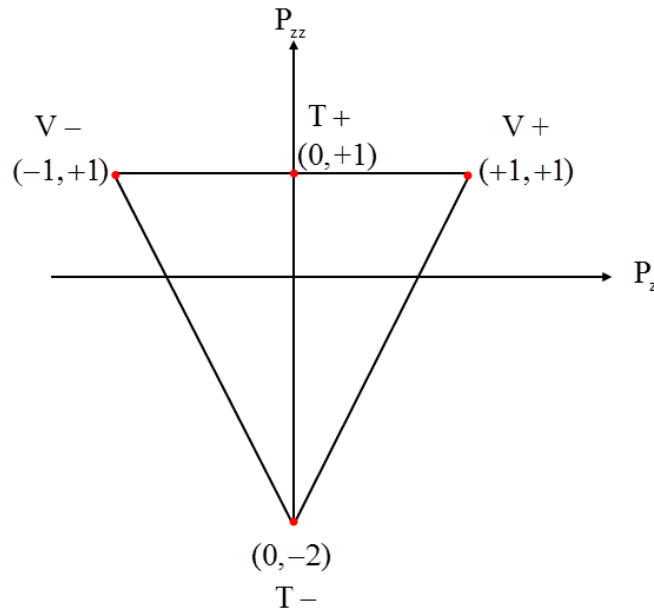
Hidrojen atomu Vektör+ (P_z^+) ve Vektör- (P_z^-) olmak üzere iki vektör polarizasyon moduna, döteryum atomu ise bu iki vektör polarizasyon moduna ilave olarak Tensör+ (P_{zz}^+) ve Tensör- (P_{zz}^-) polarizasyon modlarına sahiptir [58]. Vektör polarizasyonu,

$$P_z = n_+ - n_- \quad (3.1)$$

eşitliği ile tanımlanırken tensör polarizasyonu,

$$P_{zz} = n_+ + n_- - 2n_0 \quad (3.2)$$

eşitliği ile tanımlanmaktadır [59]. Burada n_m , atomun manyetik alt durumlarının görelî popülasyonları olup m indisi $+1$, 0 ve -1 değerlerini almaktadır. Döteryum atomunun nükleer polarizasyon modları Şekil 3.14'de gösterilmektedir [60]. Bu modlar arasında P_{zz}^+ modu BLAST'ın fizik programında bulunmadığından oluşturulmamıştır.



Şekil 3.14. Döteryum atomunun nükleer polarizasyon modları

3.2.1.1. Hidrojenin nükleer polarizasyon modları

Hidrojen atomu için P_z^+ ve P_z^- modları sırasıyla $|1\rangle$ ve $|3\rangle$ durumlarına [47] karşılık gelmektedir (Şekil 3.13-sol). Sadece $|1\rangle$ durumunu elde etmek için diğer durumların devre dışı bırakılması gerekmektedir. İlk 6 kutuplu mıknatıs, m_s değeri $-1/2$ olan $|3\rangle$ ve $|4\rangle$ durumlarını devre dışı bırakmaktadır. Daha sonra MFT ile $|2\rangle$ durumu

$|3\rangle$ durumuna dönüştürülmekte ve ikinci 6 kutuplu miknatis ile $|3\rangle$ durumu devre dışı bırakılmaktadır. Böylece hedef tüpüne sadece $|1\rangle$ durumu gönderilmektedir. Sürecin genel akışı matris formunda aşağıda verilmektedir.

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{MFT}(23)} \begin{pmatrix} n_1 \\ 0 \\ n_2 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Sadece $|3\rangle$ durumunu elde etmek için $|1\rangle$ durumu için yapılan işlemlere ilaveten WFT kullanılarak $|1\rangle$ durumu $|3\rangle$ durumuna dönüştürülmektedir. Böylece hedef tüpüne sadece $|3\rangle$ durumu gönderilmektedir. Sürecin genel akışı matris formunda aşağıda verilmektedir.

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{MFT}(23)} \begin{pmatrix} n_1 \\ 0 \\ n_2 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{WFT}(13)} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ n_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

3.2.1.2. Döteryumun nükleer polarizasyon modları

Döteryum atomu için P_z^+ , P_z^- , P_{zz}^+ ve P_{zz}^- modları sırasıyla $|1\rangle+|6\rangle$, $|3\rangle+|4\rangle$, $|3\rangle+|6\rangle$ ve $|2\rangle+|5\rangle$ durumlarına karşılık gelmektedir (Şekil 3.13-sağ). $|1\rangle+|6\rangle$ durumunu elde etmek için diğer durumların devre dışı bırakılması gerekmektedir. İlk 6 kutuplu miknatis, m_s değeri $-1/2$ olan $|4\rangle$, $|5\rangle$ ve $|6\rangle$ durumlarını devre dışı bırakmaktadır. Daha sonra MFT ile $|3\rangle$ durumu $|4\rangle$ durumuna dönüştürülmekte ve ikinci 6 kutuplu miknatis ile $|4\rangle$ durumu devre dışı bırakılmaktadır. Geriye kalan $|1\rangle$ ve $|2\rangle$ durumundan $|2\rangle$ durumu SFT ile $|6\rangle$ durumuna dönüştürülmektedir. Böylece

hedef tüpüne sadece $|1\rangle$ ve $|6\rangle$ durumları gönderilmektedir. Sürecin genel akışı matris formunda aşağıda verilmektedir.

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \\ n_5 \\ n_6 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{MFT}(34)} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ 0 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{SFT}(26)} \begin{pmatrix} n_1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ n_2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$|3\rangle+|4\rangle$ durumunu elde etmek için $|1\rangle+|6\rangle$ durumu için yapılan işlemlerde SFT yerine WFT kullanılarak $|1\rangle$ durumu $|4\rangle$ 'e, $|2\rangle$ durumu ise $|3\rangle$ 'e dönüştürülmektedir. Böylece hedef tüpüne sadece $|3\rangle$ ve $|4\rangle$ durumları gönderilmektedir. Sürecin genel akışı matris formunda aşağıda verilmektedir.

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \\ n_5 \\ n_6 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{MFT}(34)} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ 0 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{WFT}(14,23)} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ n_2 \\ n_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

$|3\rangle+|6\rangle$ durumunu elde etmek için ilk 6 kutupludan sonra MFT ile $|1\rangle$ durumu $|4\rangle$ durumuna dönüştürülmekte ve ikinci 6 kutuplu mıknatıs ile $|4\rangle$ durumu devre dışı bırakılmaktadır. Geriye kalan $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ durumundan $|2\rangle$ durumu SFT ile $|6\rangle$ durumuna dönüştürülmektedir. Böylece hedef tüpüne sadece $|3\rangle$ ve $|6\rangle$ durumları gönderilmektedir. Sürecin genel akışı matris formunda aşağıda verilmektedir.

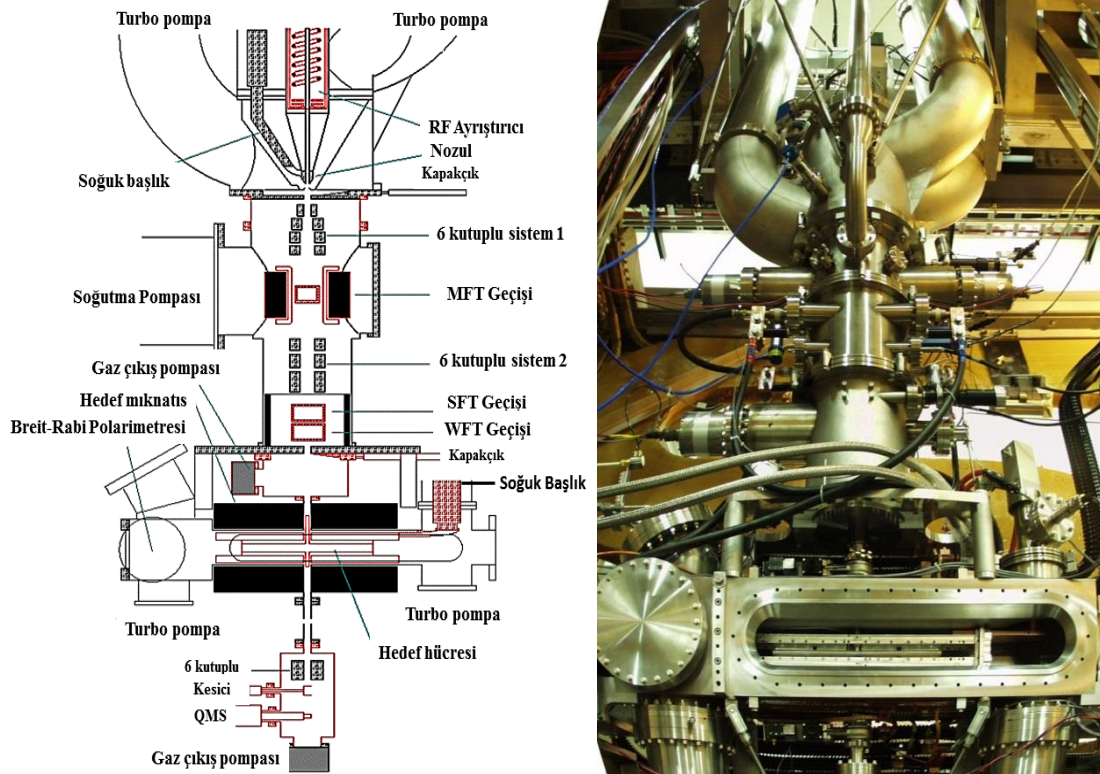
$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \\ n_5 \\ n_6 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{MFT}(14)} \begin{pmatrix} 0 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} 0 \\ n_2 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{SFT}(26)} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \\ n_2 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

$|2\rangle+|5\rangle$ durumunu elde etmek için $|3\rangle+|6\rangle$ durumunda yapılan işlemlerde ikinci 6 kutupludan sonra geriye kalan $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ durumundan $|3\rangle$ durumu SFT ile $|5\rangle$ durumuna dönüştürülmektedir. Böylece hedef tüpüne sadece $|2\rangle$ ve $|5\rangle$ durumları gönderilmektedir. Sürecin genel akışı matris formunda aşağıda verilmektedir.

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \\ n_5 \\ n_6 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{MFT}(14)} \begin{pmatrix} 0 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{6 \text{ Kutuplu}} \begin{pmatrix} 0 \\ n_2 \\ n_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{SFT}(35)} \begin{pmatrix} 0 \\ n_2 \\ 0 \\ 0 \\ n_3 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

3.2.1.3. Atomik demet kaynağı

Daha önce NIKHEF'de kullanılmış olan ABS'nin BLAST deneyinde de kullanılması amacıyla MIT Bates'de ilave birkaç bileşen oluşturulmuş ve ABS'ye monte edilmiştir. BLAST ABS'si [61] bir R.F. ayrıştırıcı, dört turbo-moleküler pompa, iki tane sürekli 6 kutuplu mıknatıs, SFT, MFT ve WFT'den oluşan üç tane R.F. iletim birimi ve Breit-Rabi Polarimetresi (BRP)'nden oluşmaktadır (Şekil 3.15).

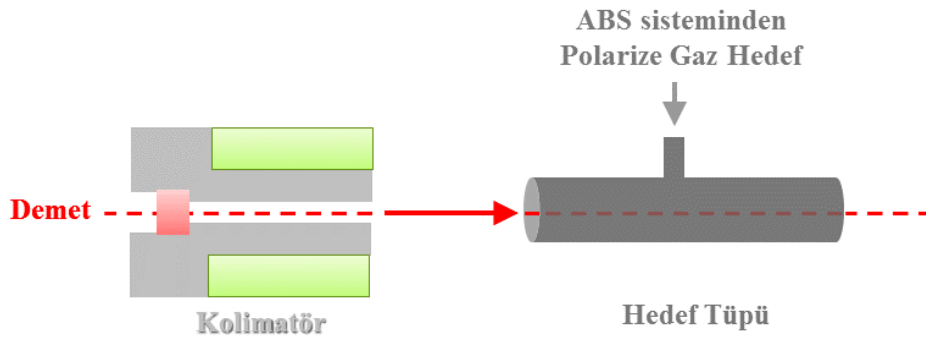


Şekil 3.15. ABS sisteminin bileşenleri (sol) ve BLAST ABS sisteminin görünümünden bir kesit (sağ)

ABS sisteminde ayrışmanın seviyesini belirlemek ve ilgili aşırı ince geçişleri incelemek amacıyla tipik bir BRP kullanılmaktadır. BLAST için bir moddan diğerine geçiş 5 dakikalık aralıklarla yapılmaktadır.

3.2.1.4. Hedef tüpü

ABS sisteminde gaz hedefin depolandığı hedef tüpü BLAST dedektör sisteminin merkezinde bulunmaktadır. 60 cm uzunluğunda ve 1.5 cm çapında olan silindirik hedef tüpü demet eksenine üzerine yerleştirilmiştir. Tüp duvarları 50 μ m kalınlığında olup alüminyumdan yapılmıştır. Bu duvarlar, polarizasyonun tüp içerisinde bozulmasını azaltan Drifilm ile kaplanmıştır [62]. Elektron demetinin hedef tüpüne giriş veya çıkışı sırasında arkafonun oluşmaması için tüpün ön ve arka penceresi açık bırakılmıştır. 100 K'e kadar soğutulan tüpün önüne 1 cm çapında açıklığa sahip kalın tungsten "kolimatör" yerleştirilmiştir [63]. Bu kolimatör, tüpün duvarlarını demet halkasından ve dolumu sırasında enjeksiyon flaşından korumayı sağlamaktadır (Şekil 3.16).



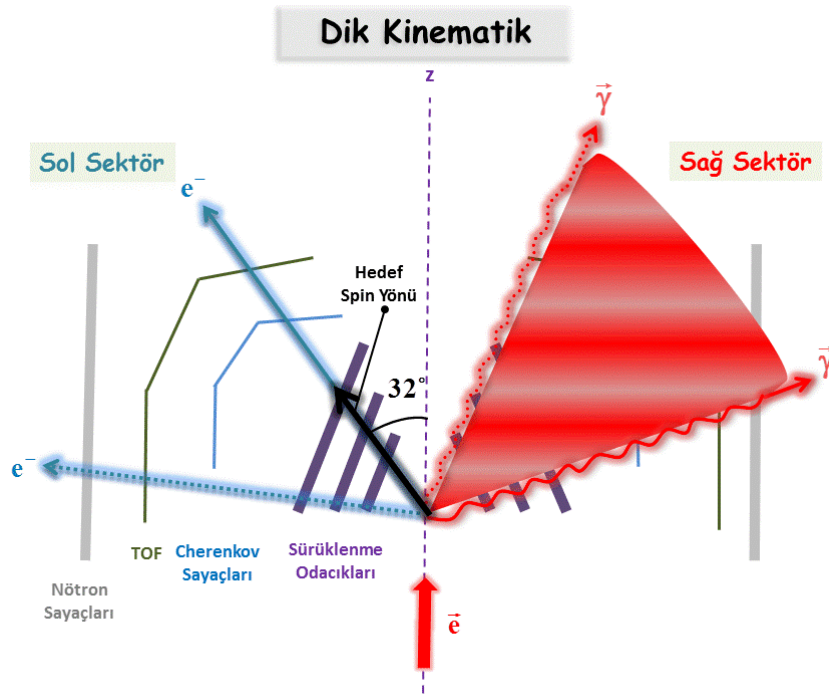
Şekil 3.16. Hedef tüpünün korunması amacıyla kullanılan tungsten kolimatör

Hem hedef tüpünde depolanmanın yapılacağı tampon hacminin iyi belirlenebilmesi hem de hata asimetrisinin sistematik belirsizliğinin tespit edilebilmesi amacıyla polarize olmayan gaz kullanılmaktadır. Polarize ve polarize olmayan gaz sistemlerinden elde edilen saçılma oranları kıyaslanarak polarize durumdaki hedef yoğunluğu belirlenmektedir. BLAST'da hem hidrojenin hem de döteron gaz hedefinin bölgesel yoğunluğu $\sim 7 \times 10^{13}$ atom/cm²'dir [49].

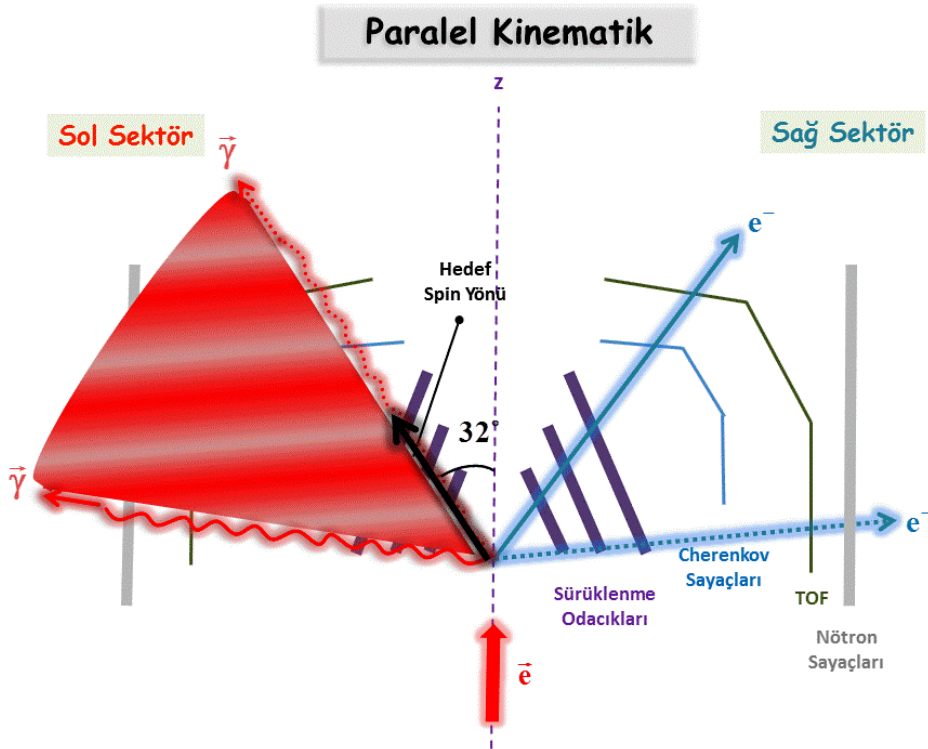
Hedef tüpünde polarize atom şiddeti, ABS'deki pompalamaya karşı oldukça hassastır. Nozul ve soğutucu pompalar için doğrudan çalıştırılan 4 turbo-moleküler pompa, 6 kutuplu mıknatısların bulunduğu bölgede bulunmaktadır (Şekil 3.15); ayrıca hedef tüpüne gönderilen gazın tüpün ön ve arka penceresinden demet hattına geçmesine ve oradaki vakumun bozulmasına engel olmak amacıyla tüpün ön ve arka kısmına ilave bir turbo-moleküler pompa yerleştirilmektedir. Böylece hedefin demetin ömrü üzerine olan etkisi azaltılmaktadır. Deney esnasında ortalama döteryum ABS şiddeti 2.6×10^{16} atom/s değerine [62] ulaşmıştır. Bu şiddet $\sim 4.5 \times 10^{13}$ atom/cm²'lik hedef kalınlığına karşılık gelmektedir.

3.2.1.5. Dik ve paralel kinematik

BLAST deneyinde hedef polarizasyonu sol sektöre doğru olduğundan, BLAST spektrometresinin sol sektörü dik, sağ sektörü paralel kinematiğe karşılık gelmektedir. Şekil 3.17 (Şekil 3.18)'de şematik olarak gösterilen dik (paralel) kinematikte elektronun sol (sağ) sektöre doğru olan saçılmalarında momentum aktarımı kabaca hedef spin yönelimine dik (paralel) olmaktadır.



Şekil 3.17. Dik kinematiğin şematik görünümü



Şekil 3.18. Paralel kinematiğin şematik görünümü

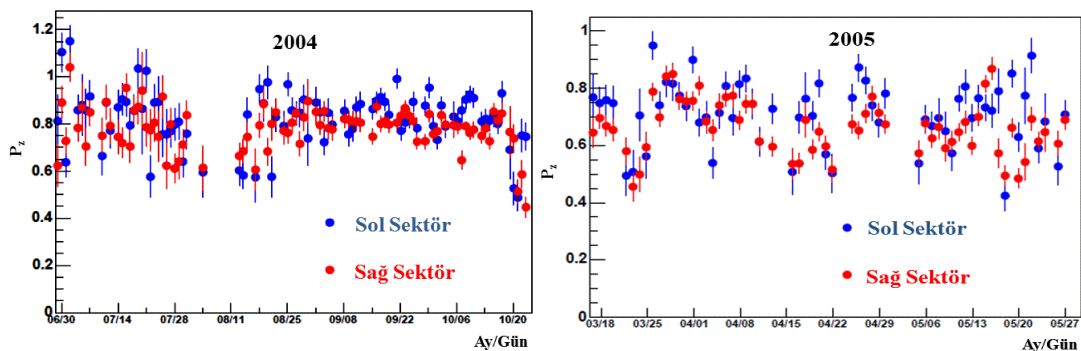
40 cm uzunluğa sahip sabitleyici alan elektromıknatısı [62], BLAST hedef tüpünün merkezinde nominal spin yöneliminin sabitlenmesi amacıyla kullanılmıştır. Bu mıknatıs, sadece yatay düzlemde 200 G'luk bir manyetik alan sağlamaktadır. Hem

sabitleyici alan mıknatısı hem de depolama tüpü, hedef odacığı içerisine yerleştirilmiştir [64]. ABS'nin çalışma süresince yaklaşık 400 A'lık akım ile oluşan boyuna ve enine manyetik alan şiddeti hedef polarizasyonunun yönelimini belirlemektedir. Biri demete paralel diğeri demete dik yerleştirilen iki su soğutmalı bakır bobin sırasıyla 0-25 mT'lık enine ve 0-50 mT'lık boyuna manyetik alan [55] oluşturmaktadır. Oluşan manyetik alanın izlenmesi amacıyla hedef odacığına birkaç hol kontrol çubuğu konulmuştur.

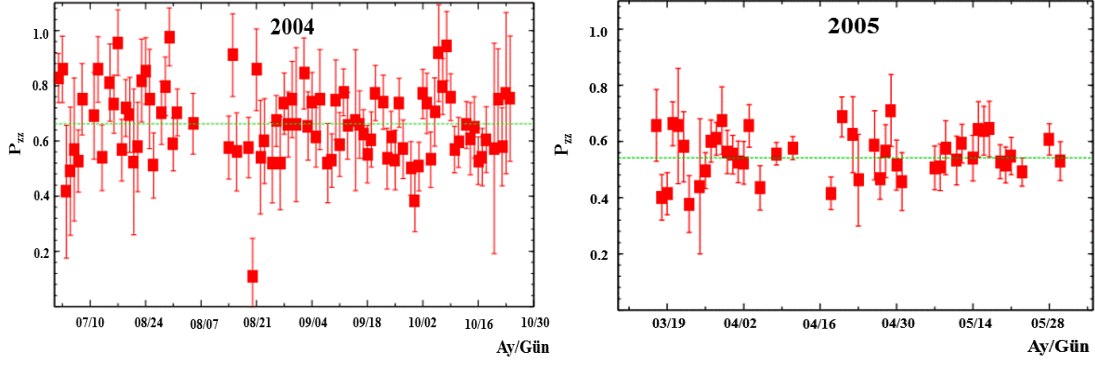
3.2.1.6. P_z ve P_{zz} ölçümleri

Döteryum hedefinin vektör polarizasyonu, yarı-esnek ve düşük kayıp momentum bölgesinde (100 MeV/c'nin altında) ${}^2\bar{H}(\bar{e},e'p)$ reaksiyon kanalının analizinin yapılmasıyla elde edilmektedir. Demet ve hedef polarizasyon çarpım ($P_e P_d$) değeri, vektör asimetrisinin çarpımının 1'e eşitlendiği Monte Carlo'ya fit edilmesi ile ölçülmektedir. Hedef polarizasyon vektörü, Compton Polarimetresi'nden alınan deneysel verinin analizi ile elde edilen demet polarizasyon değerinin $P_e P_d$ çarpımında yerine konulmasıyla elde edilmektedir [47].

Compton Polarimetresi ile hidrojen için vektör polarizasyon ölçümü $P_z \sim \% 83$, 2004 (2005)'de döteryum için vektör polarizasyon ölçümü $P_z \sim \% 89$ (% 79) ve tensör polarizasyon ölçümü $P_{zz} \sim \% 69$ (% 55) olarak belirlenmiştir [49]. Döteron hedefinin 2004 ve 2005 yıllarına ait vektör ve tensör polarizasyon ölçüm grafikleri sırasıyla Şekil 3.19 [47] ve Şekil 3.20 [64]'de verilmektedir.

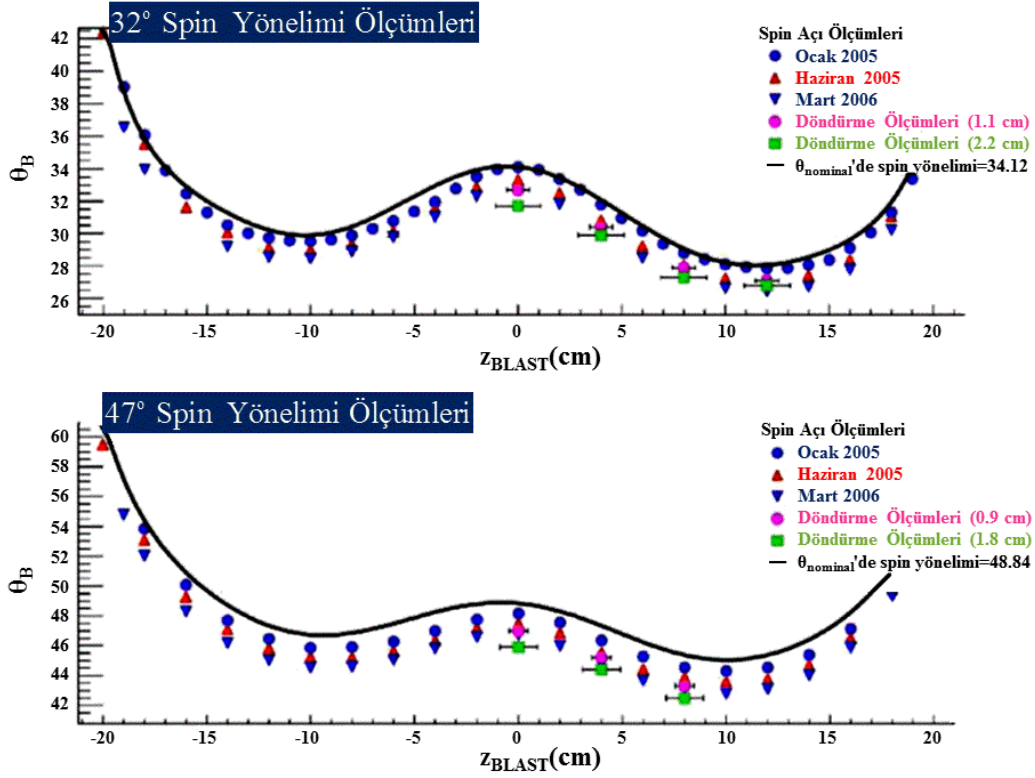


Şekil 3.19. Döteron hedefine ait vektör polarizasyon ölçümleri



Şekil 3.20. Döteron hedefine ait tensör polarizasyon ölçümleri

Demet yönelimine göre sol sektöre doğru olan hedef spin açısı, ${}^2\vec{H}(\vec{e}, e'p)$ reaksiyon kanalının esnek bölgesinde ölçülen tensör asimetrisinden 2004 yılı için $31.3^\circ \pm 0.43^\circ$, 2005 yılı için ise $47.4^\circ \pm 0.45^\circ$ [54] olduğu belirlenmiştir (Şekil 3.21).



Şekil 3.21. Hedef tüpü boyunca konumun bir fonksiyonu olarak polarizasyon yönelimi

3.2.2. Sürüklenme odacıkları

Sürüklenme odacıkları saçılan parçacıkların momentumunun, yükünün ve dedektör içerisindeki konumlarının belirlenmesi amacıyla kullanılmaktadır. Saçılan parçacıklar sürüklenme odacığına ulaştıklarında ortamdaki gazı iyonize ederek iz bırakmaktadır. Manyetik alanda saçılan parçacıkların sürüklenme odacıklarında bıraktıkları izler, hedef merkezine kadar tamamlanarak parçacıkların kinematik bilgisine ulaşılabilmektedir.

İkizkenar yamuk şeklinde olan BLAST sürüklenme odacıkları, spektrometrenin her iki sektöründe hedef ile Çerenkov dedektörü arasına simetrik olarak yerleştirilmiştir. Büyük kabul bölgesine sahip olan sürüklenme odacıkları demet eksenine göre 73.54° 'lik açı yapacak şekilde dik konumlandırılmış (Şekil 3.11) olup demet eksenine olan yakınlıklarına göre sırasıyla iç, orta ve dış olarak isimlendirilen üç odacıktan oluşmaktadır (Şekil 3.22). Bu odacıklar 6 cm'lik mesafe ile birleştirilerek dedektör sistemine yerleştirilmiştir (Şekil 3.23).

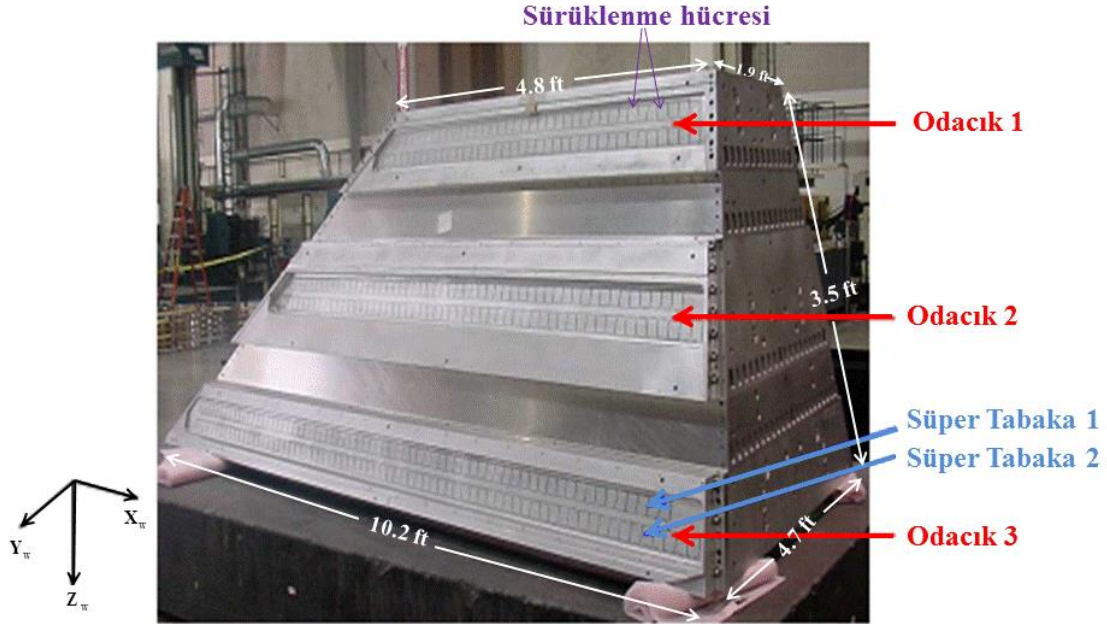
Sürüklenme odacıkları tek giriş ve çıkış penceresine sahiptir. Giriş ve çıkışın tek olması enerji kaybının azalmasını ve çoklu saçılmanın gerçekleşmesini sağlamaktadır.



Şekil 3.22. Sürüklenme odaklarından birinin gösterimi (sol) ve üç sürüklenme odacığının birleşik hali (sağ)

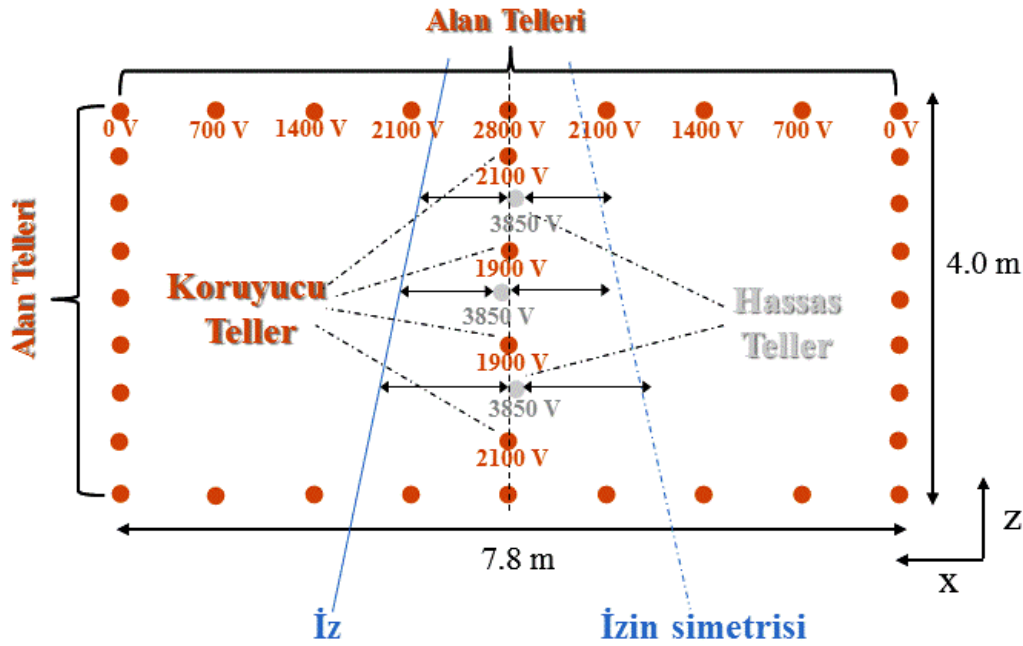
Odacıkların etrafında alüminyum çerçeve bulunmaktadır. Her üç odacık birlikte %82.3 helyum ve %17.7 izobütan (C_4H_{10}) gazlarının oluşturduğu tek bir hacmi

paylaşmaktadır. Helyum gazı saçılan parçacıkların iyonize edilmesi amacıyla kullanılmaktadır; izobütan gazı ise "çığ" bölgesinde yüksek enerjili fotonları soğurarak durdurucu gaz görevi yapmaktadır.



Şekil 3.23. Sürüklenme odacıklarının olduğu kısımlar ve boyutları

Her odacık iki süper tabakadan, her tabaka dikdörtgen biçimde olan birçok sürüklenme hücresinden oluşmuştur. Odacıklarda bulunan iki süper tabaka arasında 2 cm kadar kısa bir mesafe olduğu için parçacıklar burada düz bir çizgide yol almaktadır. İç odacıktan dış odacığa doğru her süper tabaka 18, 19, 26, 27, 34, 35 sürüklenme hücresine sahiptir. Bu hücreler 4 cm x 7.8 cm'lik boyutlara sahip birbirinden bağımsız 39 tel bulundurmaktadır. Bu teller görevlerine ve yapıldıkları malzemeye göre 3 çeşittir: İlki, yükseltici-ayırıştırıcı kartlara bağlanan ve okuyucu olarak kullanılan tungstenden yapılmış hassas tel; ikincisi, hassas tellerde "kazanç eşleştirmesi" için kullanılan bakırdan yapılmış koruyucu teller; üçüncüsü, bölgedeki elektrik alanını şekillendirmek için kullanılan yine bakırdan yapılmış alan telleridir (Şekil 3.24).



Şekil 3.24. Sürüklenme hücresinde bulunan tellerin şematik gösterimi. Hassas teller ± 0.5 mm'lik kaymalarla zikzak olarak bağlanmıştır.

Hücrede bulunan üç hassas tel, iyonize elektronların izlerinin kaydedilmesi için kullanılmaktadır. Bu teller, iz boyunca alınan üç nokta ile $y = 0$ (demet yüksekliği) yatay düzlemi üzerindeki düz çizginin izdüşümünü belirlemektedir. Orta hassas tel, diğer ikisine göre 1 mm yukarıdan zikzak olarak bağlanmaktadır. Böylelikle zaman sinyalini sayısal sinyale dönüştürücü (Time to Digital Converter-TDC)'den kaynaklanan yön bilgisinin eksikliğinden dolayı oluşan sol-sağ belirsizliği giderilmektedir. Zikzak bağlanma ve sol-sağ belirsizliği şematik olarak Şekil 3.24'de gösterilmektedir.

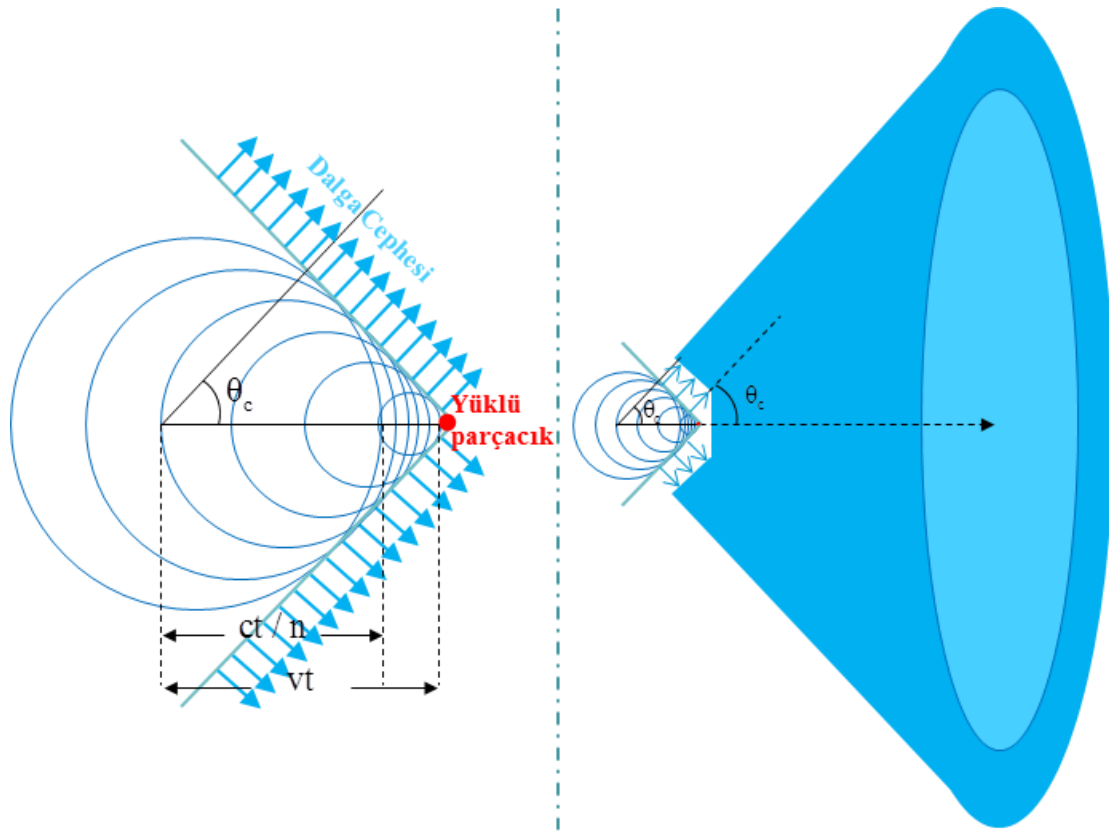
Sürüklenme odacıklarının çözünürlüğü, saçılan parçacıkların konumlarının izledikleri yoldan sapma miktarının hesaplanmasıyla $130 \mu\text{m}$ olarak ölçülmüştür. Konumdaki çözünürlük zaman-konum değişimindeki belirsizlikten, elektron difüzyonundan, enerji kaybından ve geometriden etkilenmektedir.

3.2.3. Çerenkov ışması ve aerojel Çerenkov dedektörü

Bir yüklü parçacığın yalıtkan ve şeffaf bir ortamdaki hızı ışığın o ortamdaki hızından daha büyük olduğu durumda, parçacık ortamdaki molekülleri titreştirmekte ve

uyarılan moleküllerin önceki enerji durumlarına geri dönüşlerinde aynı fazda yayımladıkları fotonlardan Çerenkov ışması oluşmaktadır. Bu ışma 1934 yılında Pavel Çerenkov tarafından tespit edilmiş ve kendisine 1958 yılında Nobel ödülü kazandırmıştır [65]. Işımada yayımlanan fotonların dalga boyları spektral dağılım göstermektedir; ancak dağılımın büyük bir çoğunluğu mavi bölgede olduğundan ışmanın rengi mavi gözükmemektedir [66, 67].

Çerenkov ışması, etkileşimin olduğu bölgeden koni şeklinde ilerleyerek yayılmaktadır (Şekil 3.25).



Şekil 3.25. Çerenkov ışması (sol) ve Çerenkov konisi (sağ)

Şekilde Çerenkov açısı θ_c ,

$$\theta_c = \cos^{-1}(1/n\beta) \quad (3.9)$$

ifadesi ile hesaplanmaktadır [68]. Burada β yüklü parçacığın hızının ($v_{\text{parçacık}}$) ışığın boşluktaki hızına (c) oranıdır. Parçacığın hızı, yine Şekil 3.25'den hareketle ışığın ortamdaki hızı ve Çerenkov açısı θ_c cinsinden,

$$v_{\text{parçacık}} = v_{\text{ışık}} / \cos\theta_c \quad (3.10)$$

eşitliği ile yazılabilmektedir.

Elektron demeti ile hedef parçacığın elektromanyetik etkileşmesi sonucu saçılan elektron ve pionların ayırımı yapabilmek amacıyla Çerenkov dedektörü kullanılmaktadır [69]. Bu ayırım, elektronların ışımaya yapıp pionların ise yapmadığı belirli bir üst eşik momentum değerine kadar mümkün olmaktadır. Eşik momentum kriterinin kullanıldığı bu dedektörlere Eşik Çerenkov Dedektörü denilmektedir. Eşik Çerenkov dedektörü ile istenilen eşik momentum değeri $p_{\text{eşik}}$ 'e kadar hafif m kütleli parçacığı büyük M kütleli parçacığından ayırt edilebilmektedir. Bu dedektörde, hafif parçacığın katettiği yol uzunluğu başına üretilen fotoelektronların sayısı,

$$N_{\text{f.e.}} / L \approx 0.90 \text{ m}^{-1} \frac{M^2 - m^2}{p_{\text{eşik}}^2 + M^2} \quad (3.11)$$

ifadesi kullanılarak yaklaşık olarak hesaplanmaktadır [70].

BLAST'da kullanılan aerojel Çerenkov dedektörleri, bir eşik Çerenkov dedektörü olup spektrometrenin her iki sektöründe sürüklenme odacıkları ile TOF sintilatörleri arasına simetrik olarak yerleştirilmiştir (Şekil 3.11). Bu dedektörler kompakt olarak Arizona State Üniversitesi'nde tasarlanıp üretilmiştir [71].

BLAST spektrometresinin her iki sektöründe üç aerojel Çerenkov sayacı bulunmaktadır. Daha önce yerleştirilen geniş kabul bölgeli dördüncü sayaçlar, esnek olarak saçılan döteronların tespitinin yapılabilmesi amacıyla kaldırılmıştır. Aerojel Çerenkov sayaçları, elektron demetinin gelme yönüne olan yakınlıklarına göre sırasıyla CC0, CC1 ve CC2 olarak isimlendirilmiş ve sistemin hacminin sınırlı

olmasından dolayı farklı boyutlarda üretilmiş olup en büyüğü 100 cm genişliğe, 150 cm uzunluğa ve 19 cm derinliğe sahiptir. Ayrıca bu sayaçlarda 12.7 cm çapında Hamamatsu Photonis-XP4500B PMT'leri kullanılmıştır. Bu PMT'ler, 0.5 G'un üzerindeki manyetik alana karşı duyarlıdır. Sayaçların demet hattıyla yaptıkları zenit açıları (θ) ve sahip oldukları PMT sayıları Tablo 3.1'de verilmektedir [71,72].

Tablo 3.1. Çerenkov sayaçlarının kabul açıları ve sahip oldukları PMT sayıları

Sayaç	θ	PMT
CC0	20° – 35°	6
CC1	35° – 50°	8
CC2	50° – 80°	12

Dedektörlerin dış etkenlerden korunması amacıyla, yüzeyleri 1 mm kalınlığında alüminyum profilden yapılmış kapaklar ile kapatılmıştır (Şekil 3.26-sol). Fotoçoğaltıcı tüplerin (PMT) dedektörün her iki ucuna yerleştirilmesi için yine alüminyumdan yapılmış bir aksam kullanılmıştır.

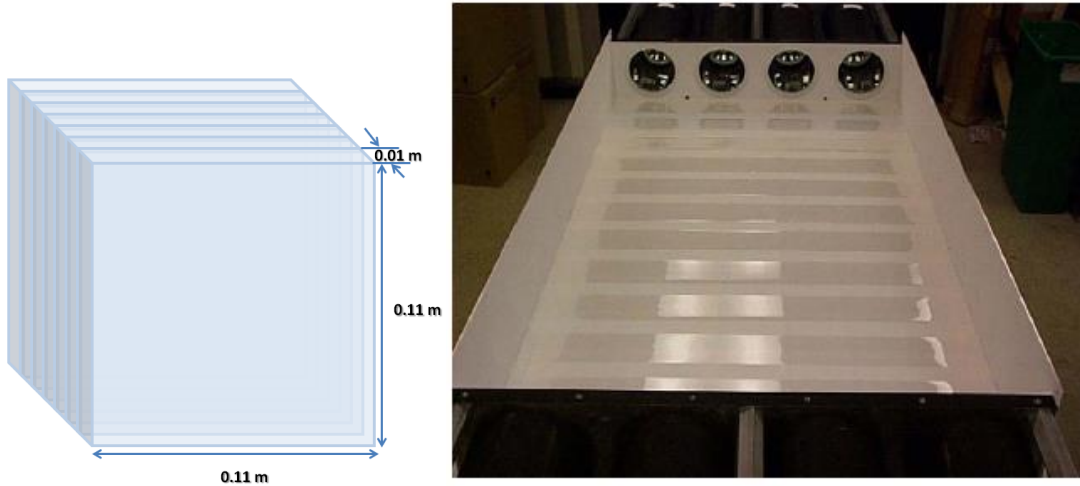
Sayaç kutularının içleri Spektraflekt malzemesi ile beyaza boyanarak yansıtıcı hale getirilmiştir (Şekil 3.26-sağ). Bu malzeme, 600 nm dalgaboyundaki ışığı % (96–98) oranında yansıtmaktır [59].



Şekil 3.26. Üzeri alüminyum profil ile kapatılarak BLAST sistemine monte edilmeye hazırlanmış son durumu (sol) ve sayaç kutularının iç kısmının Spektraflekt ile boyanmış hali (sağ)

Her bir Çerenkov sayacı kutusunun içine "aerojel tabakası" yerleştirilmiştir. Tabakalar suyu sevmeyen, hacmi yaklaşık 11x11x1 cm³'lük Matsushita SP30 silika

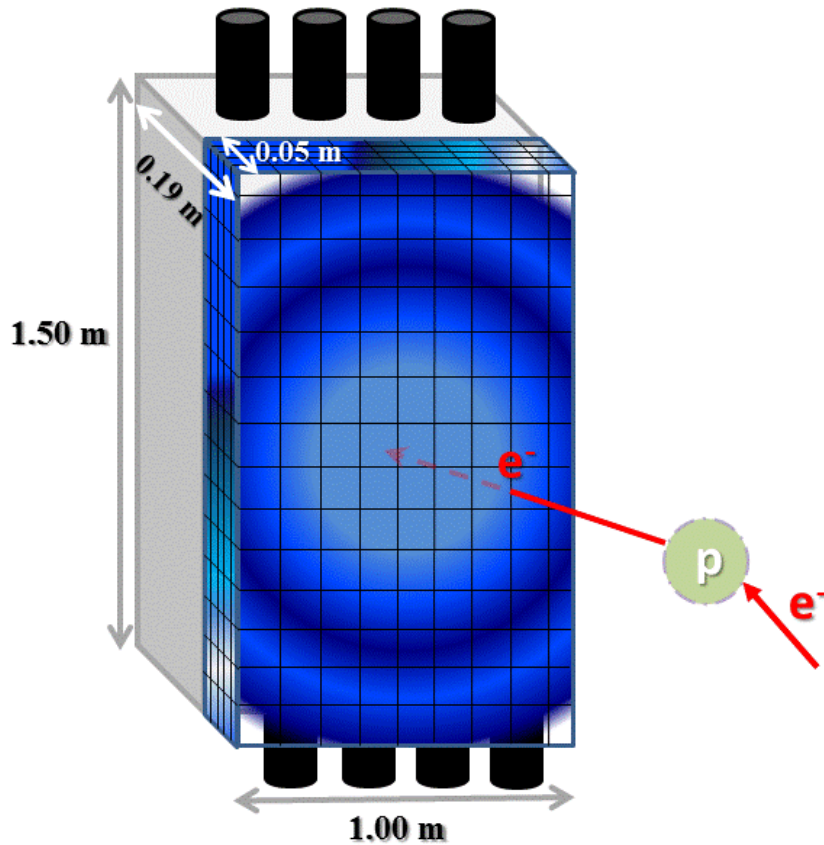
"aerojel üniteleri"nden oluşmaktadır (Şekil 3.27-sol). Kutunun içine döşenen bu aerojel tabakalar kendi folyoları ile sabitlenmektedir (Şekil 3.27-sağ) [74].



Şekil 3.27. Bir Aerojel ünitesinin şematik gösterimi (sol), şeffaf aerojel tabakasının yerleştirildiği ve 4 fotoçöğaltıcı tüp pencelerinin görüldüğü CC1 sayaç kutusu (sağ)

Aerojel tabakaların kırılma indisleri, $n = 1/\beta_e$ ifadesi kullanılarak saçılan parçacıkların maksimum 700 MeV/c momentumuna sahip olacakları biçimde ayarlanmıştır. Bu eşik momentum değerine kadar yalnızca e^- 'lar ışıma yaparken, bu değer üzerinde π^- parçacıkları da ışıma yapmaya başlamaktadır. BLAST Çerenkov sayaçlarında sadece elektronların ışıma yapması istendiğinden dolayı, belirlenen bu momentum eşiği için CC0 sayacına 1.02 kırılma indisine sahip 7 cm kalınlığında, CC1 ve CC2 sayaçlarına 1.03 kırılma indisine sahip 5 cm kalınlığında aerojel tabakaları yerleştirilmiştir [69].

Saçılan elektronlar aerojel tabakadan geçerken, tabaka içerisinde Çerenkov ışımaya sebep olmaktadır. Aerojel ortamda oluşan bu ışımayla birlikte birçok foton oluşmakta ve içsel yansımalarla fotoçöğaltıcı tüplere doğru yönelmektedir. CC1 sayacı üzerinde saçılan fotoelektronların oluşturduğu Çerenkov ışımalarının temsili gösterimi Şekil 3.28'de verilmektedir.



Şekil 3.28. CC1 sayacında saçılan elektronların yaptığı Çerenkov ışığının temsili gösterimi

Fotonlar, fotoçoğaltıcı tüp penceresinden geçerek tüpün içinde bulunan fotokatoda gelmekte ve katottan fotoelektron sökmektedir. Fotoelektron sökülebilmesi için fotonların enerjilerinin fotokatodun iş fonksiyonundan büyük olması ($h\nu \geq W$) gerekmektedir. Sökülen fotoelektronlar daynotlarla çoğaltılarak bir analog sinyale dönüştürülmektedir. Bir sayaçta her bir fototüpten gelen sinyaller birleştirilmekte ve daha sonra işleme tabi tutulmaktadır. Her bir sayaç için sayısallaştırılmış sinyaller Poisson istatistiğine uyan dağılımlardır. Bu dağılımlar,

$$y = \frac{\mu^x e^{-\mu}}{\Gamma[x+1]} \quad (3.12)$$

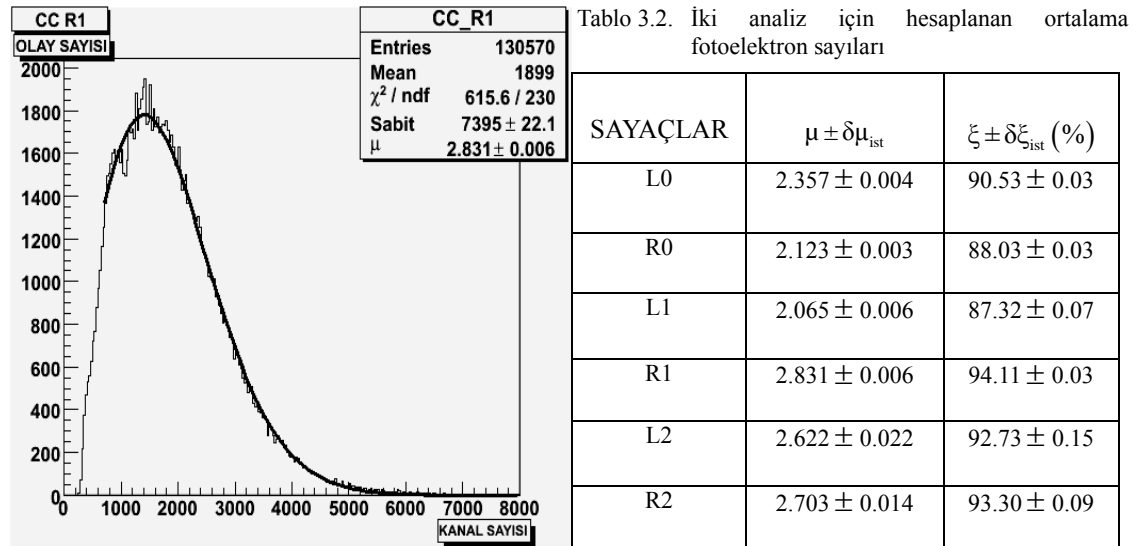
denklemleri ile verilen Poisson fonksiyonuna fit edilmektedir. Burada μ uzunluk başına ortalama fotoelektron sayısı $\langle N_{f.e.} \rangle$ 'yi, y her bir esnek elektron-proton saçılmasına karşılık gelen olay sayısını, x sayısallaştırılmış dağılım için kanal sayısını temsil etmekte ve Γ gama fonksiyonu olup,

$$\Gamma(x) = \int t^{x-1} e^{-t} dt \quad (3.13)$$

ile verilmektedir. Şekil 3.29'da tipik olarak CCR1 için esnek elektron-proton saçılmasından elde edilen Analog Sinyali Sayısal Sinyale Dönüştürücü (Analog to Digital Converter-ADC) spektrumu ve bu spektruma uygulanan fit işlemi verilmektedir. Tüm sayaçlar için uygulanan fit işlemi ile elde edilen μ değerleri ise Tablo 3.2'de verilmektedir [65,70].

BLAST dedektör sistemi için Denklem (3.13) ile birim uzunluk başına düşen fotoelektron sayısı teorik olarak hesaplandığında e^- 'lar için 3.4, π^- 'lar için 0 olması beklenmektedir.

Tabloya bakıldığında, her sayaç için analizden gelen μ değerleri 2 ile 2.5 arasında değişmektedir. Uygulamada ortamın manyetik alanının elektronlar için beklenen değerin düşmesine sebep olduğu, ancak teorik değere yakın bir değerin elde edildiği söylenebilmektedir.



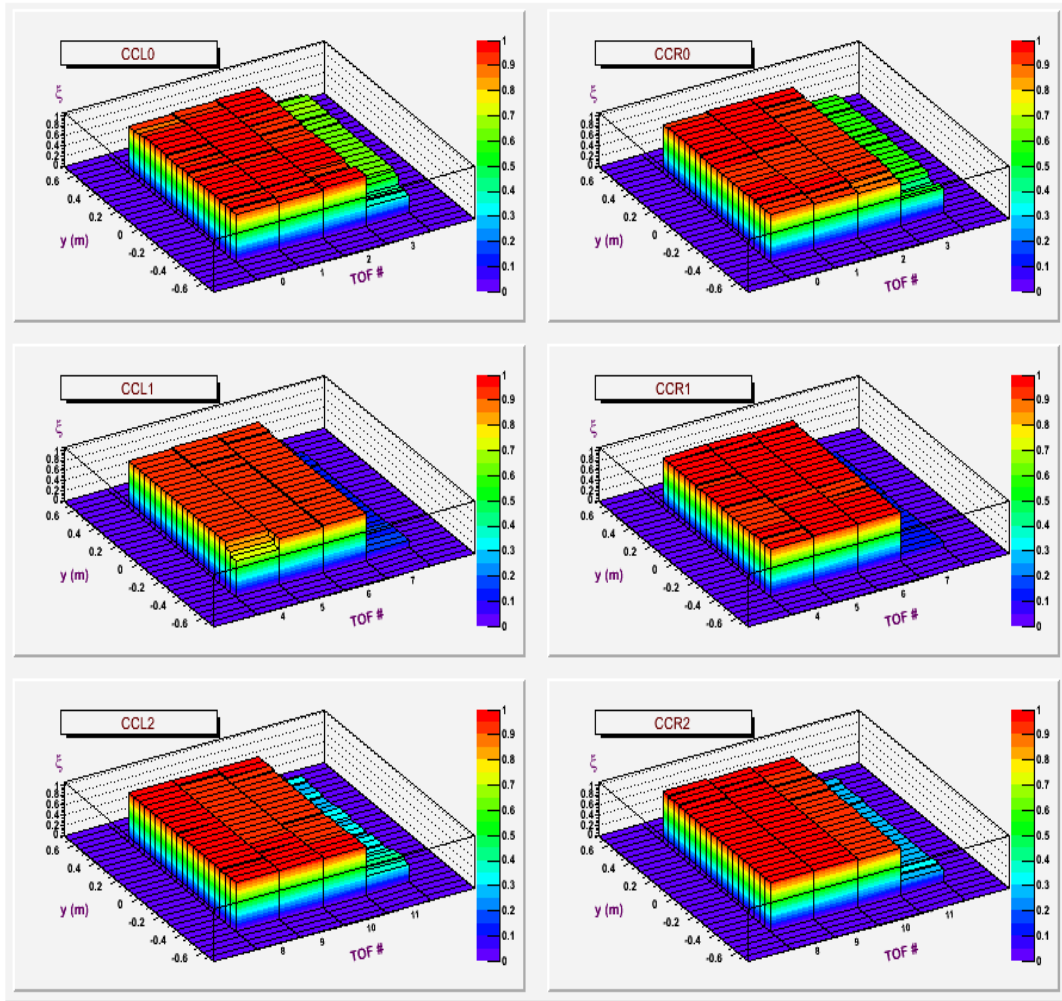
Şekil 3.29. ADC spektrumunda R1 sayacından elde edilen verilere göre oluşturulan histogram ve bu histogramın Poisson fonksiyonuna fit edilmesi

Bu dedektörün verimi (ξ),

$$\xi = 1 - e^{-\mu} \quad (3.14)$$

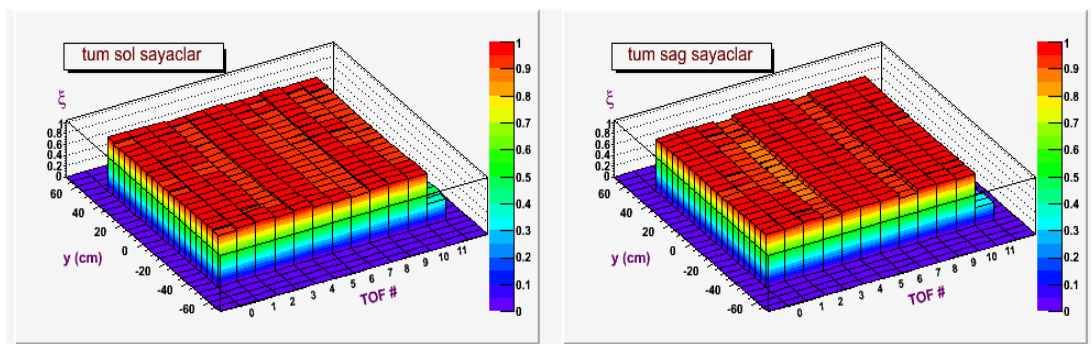
ifadesi ile μ 'ye bağılı olarak tespit edilebilmektedir [70,73]. BLAST Çerenkov sayacıları için elde edilen ξ değerleri Tablo 3.2'de verilmektedir.

BLAST deneyinin elektron demeti ile hidrojenin protonundan esnek saçılma olaylarına ait yüksek istatistikli 2004 verisi ile her bir Çerenkov sayacında bulunan aerojel tabakaların verim analizi yapılmıştır. Tabakaların verimliliği TOF sintilatör çubuklarına bağılıdır. Her sayaca karşı gelen 4 sintilatör çubuğu kullanılarak elde edilen verim grafikleri Şekil 3.30'da verilmektedir. Dağılımlardan, Çerenkov sayacılarının \sim %95 ve %1–4 hata payı içerisinde bir verimle saçılan elektronları tespit ettiği sonucuna varılmaktadır [74].



Şekil 3.30. Sol (sol) ve sağ (sağ) sektörde her bir aerojel Çerenkov sayacının verim dağılımı

Kenar etkilerinden dolayı tabakaların TOF3, TOF7 ve TOF11'e karşı gelen bölgelerinde verim kaybının olduğu fikri oluşmaktadır; ancak çalışma her sektörde tüm sayacılar ve TOF sintilatörleri üzerinden tekrarlandığında, verim kaybının olmadığı anlaşılmış ve aerojel tabakaların genel veriminin her sayacı için tespit edilen verim değeri ile neredeyse aynı kaldığı görülmüştür (Şekil 3.31).



Şekil 3.31. Sol (sol) ve sağ (sağ) sektör için tüm aerojel Çerenkov sayacılarının genel verim dağılımı

3.2.4. TOF sintilatörleri

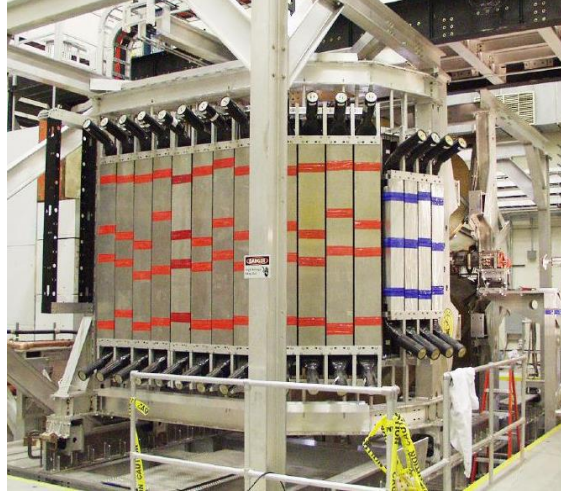
Time-Of-Flight (TOF) sintilatörleri, saçılan parçacığın tetikleme zamanının belirlenmesi ve parçacık tespitinin yapılması amacıyla kullanılmaktadır. Tetikleme zamanı parçacığın sintilatöre ulaşma zamanına bağlı, isabet alan TOF çubuğunun hangisi olduğundan bağımsız, hızlı (0.9 ns) ve kararlı olarak (210 cm'lik sönüm uzunluğu) belirlenmektedir [54]; parçacık tespiti ise zaman bazlı olarak yapılmaktadır. Hareketli parçacıklar, sintilatör malzeme içerisinden geçerken enerjilerinin bir kısmını yolları üzerinde bulunan moleküllere ileterek moleküllerin dönme ve titreşim modlarını uyarmakta ve daha sonra uyarılan moleküller ışıma yaparak temel seviyeye dönmektedir. Bu ışıma sintilatör çubuğunun alt ve üst kısmında bulunan PMT'ler tarafından algılanarak analog sinyallere dönüştürülmektedir. Sürüklenme odacıkları ve TOF ile elde edilen zamanlama bilgisine ilişkin detaylı açıklama Kesim 3.2.7'de verilmektedir.

Hidrojen hedefi kullanılarak esnek elektron-proton saçılma verisi ile [52] tüm TOF'ların verimliliğinin %100'e yakın olduğu belirlenmiştir. TOF verimliliği, parçacık türüne bağlı değildir. Bundan dolayı, döteronlar iyi belirlenmiş TOF zamanlama kesmeleri gerektirdiğinden dolayı analizde kullanılmamıştır.

Her bir sektörde dikey olarak konumlandırılmış olan on altı sintilatör çubuğu, sürüklenme odacıklarının tüm geometrik kabul bölgesini kapsamaktadır. New Hampshire Üniversitesi'nde tasarlanıp üretilen bütün TOF'lar, 2.5 cm kalınlığında Bicorn BC-408 organik plastikten yapılmıştır. BLAST TOF sistemi her bir sektörde simetrik olarak Çerenkov sayaçlarının arkasına yerleştirilmiştir (Şekil 3.11).

Bir sektörde dört TOF sayacı, sayaçların her birinde dört sintilatör çubuğu bulunmaktadır. Elektron demetinin gelme yönüne olan yakınlıklarına göre sayaçların ilk üçü $\theta \cong 20^\circ - 80^\circ$ 'lik, sonuncusu ise $\theta \cong 90^\circ - 120^\circ$ 'lik kabul bölgesini kapsamaktadır. CC0'ın arkasında bulunan ilk TOF sayacı 119.38 cm uzunluğa, 15.24 cm enine ve 2.54 cm kalınlığa sahip TOF0-TOF3 sintilatör çubuklarından oluşmaktadır. CC1 ve CC2'nin arkasında bulunan TOF sayaçları ile son TOF sayaçları 180.0 cm uzunluğa, 26.2 cm enine ve 2.54 cm kalınlıklara sahip sırasıyla

TOF4-TOF7, TOF8-TOF11 ve TOF12-TOF15 sintilatör çubuklarından oluşmaktadır. Son TOF sayaçları esnek olarak saçılan döteronların tespitinde kullanılmaktadır (Şekil 3.32).



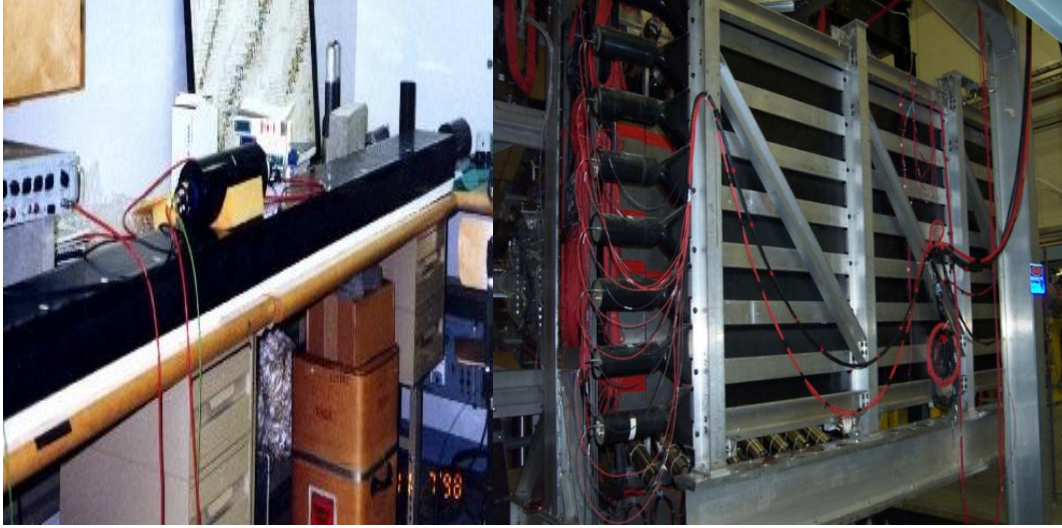
Şekil 3.32. Sağ sektörde TOF sintilatörünün görünümü

3.2.5. Nötron sayaçları

Net yükleri sıfır olan nötronların TOF sintilatörleri ile tespiti çok zayıf olmaktadır. BLAST spektrometresinde nötron tespiti için kalın duvarlara sahip olan nötron sayaçları yerleştirilmiştir. BLAST deneyinde hedef spin yöneliminin sol sektöre olmasından dolayı, nötronlar sağ sektörde tespit edilmektedir. Böylelikle eş zamanlı ölçüm ile G_E^n nötron elektrik form faktörü elde edilebilmektedir. Sol sektördeki nötron tespiti, sadece kinematik faktörlere bağlı asimetrisinin ölçümünü mümkün kılmaktadır [54].

Nötron tespiti için BLAST spektrometresinde kullanılan sayaçlardan biri Ohio duvarlarıdır. Ohio duvarları, TOF dedektöründe de kullanılan Bicron-408 organik plastik sintilatör ve 5 cm çapında Hamamatsu PMT kullanılarak Ohio Üniversitesi'nde tasarlanıp üretilmiştir. Bu duvarlar, BLAST deneyinin 2004 veri alımları sırasında sadece sağ sektörde, demet hattıyla yaklaşık $40^\circ - 80^\circ$ 'lik açı yapacak şekilde spektrometreye yerleştirilmiştir. 2005 yılı veri alımlarında demet hattıyla $30^\circ - 75^\circ$ 'lik açı yapacak şekilde sol sektöre de bir Ohio duvarı konulmuştur (Şekil 3.11). Bu duvarlar, her iki sektörde yaklaşık $10 \times 180 \times 400 \text{ cm}^3$ 'lük hacme

sahiptir [75]. Her bir duvar, demet hattıyla paralel 10 cm kalınlığında, 22.5 cm yüksekliğinde ve 400 cm uzunluğunda sekiz dikdörtgen çubuktan oluşmaktadır (Şekil 3.33).



Şekil 3.33. Ohio duvarında kullanılan sintilatör çubuğu (sol) ve sintilatör çubuklarından oluşan Ohio duvarı (sağ)

BLAST'da nötron tespit kapasitesinin artırılması amacıyla Ohio duvarının yanı sıra %20 verime sahip Geniş Kabul Dedektörleri (Large Acceptance Detectors-LADS) kullanılmıştır. LADS sintilatörleri, sağ sektörde 15 ve 20 cm kalınlıklara sahip sırasıyla LADS15 ve LADS20 nötron duvarlarından oluşmaktadır [49].

BLAST spektrometresinde demet hattıyla yaklaşık 35° açı yapacak şekilde arka arkaya iki LADS15 nötron duvarı bulunmaktadır. Bu duvarlar yaklaşık $15 \times 213 \times 160 \text{ cm}^3$ 'lük hacme sahiptir ve sistemin yalnızca sağ sektörüne yerleştirilmiştir. LADS15'ler, $25^\circ - 45^\circ$ arasında yüksek Q^2 bölgesinde 15 cm kalınlığında, 14.5 cm genişliğinde ve 160 cm yüksekliğinde düşey konumlandırılmış sintilatör çubuklarından oluşmuştur.

Bir diğer nötron sayacı olan LADS20, spektrometrenin yalnızca sağ sektöründe Ohio duvarının önüne yerleştirilmiştir. LADS20, demet doğrultusuna paralel olarak yan yana konumlandırılan hacimleri yaklaşık $20 \times 137.2 \times 160 \text{ cm}^3$ 'lük iki duvara sahiptir. Bu sintilatörler, $45^\circ - 90^\circ$ arasında düşük Q^2 bölgesinde 20 cm kalınlığında, 9.8 cm genişliğinde ve 160 cm yüksekliğindeki düşey konumlandırılmış sintilatör

çubuklarından oluşmuştur. Bu duvarlar ile sağ sektörde düşük Q^2 bölgesinde nötron duvar kalınlığı 3 katına çıkarılmıştır.

Nötron dedektörleri ile kazanç eşleştirilmesi başlangıçta kozmik ışınlarla yapılmıştır. Daha sonraları, dedektörün tespit eşiği bir ^{90}Sr Beta Spektrumu'nun 2.2 MeV'lik uç noktası kullanılarak tahmin edilmiştir. Bu tahmin, Ohio duvarında elektronlar için ~ 2.5 MeV, protonlar için $\sim 6-7$ MeV'lik; LADS15 (LADS20)'de ise elektronlar için ~ 2.5 MeV (1 MeV)'den daha düşük, protonlar için ~ 7 MeV (4 MeV)'lik eşik değerlerini vermiştir.

3.2.6. Toroidal bobin

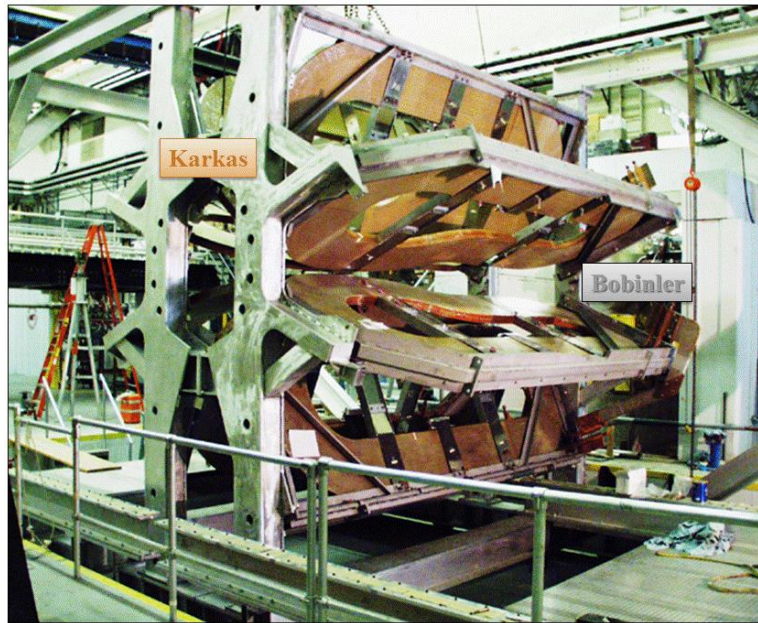
BLAST spektrometresinin sürüklenme odacıkları bölgesinde manyetik alan oluşturmak amacıyla toroidal bobin kullanılmıştır. Bobin ile elde edilen manyetik alandan dolayı, yüklü parçacıklar eğri bir yörünge izlemektedir. İzlenen yörünge sürüklenme odacıklarında belirlenerek parçacıkların momentumları ölçülmektedir; ayrıca parçacıkların sintilatörde bıraktıkları izlerin iç ve dış bükey olma durumuna göre, yüklerinin cinsi hakkında doğrudan bilgi edinilmektedir.

BLAST toroidal bobin MIT Bates'de tasarlanmış ve monte edilmiştir. Parçacık izleri oluşturmak için kullanılan toroidal manyetik alan, demet hattı etrafına simetrik olarak yerleştirilen (Şekil 3.12) sekiz bakır bobin konfigürasyonu (Şekil 3.34) ile elde edilmiştir [62].



Şekil 3.34. Parçacıkların yolları boyunca 2kG'luk manyetik alan sağlayan toroidal bobinlerden birinin gösterimi (sol) ve BLAST'a azimut simetrisini sağlayacak şekilde sekiz bobinin diziliminin genel görünümü (sağ)

Everson Elektrik tarafından üretilen bakır bobinlerin etrafı G10 plastik ile güçlendirilerek alüminyum karkas ile BLAST'a monte edilmiştir (Şekil 3.35). Bu karkas BLAST dedektör sistemine azimut simetrisini kazandırmakta ve ABS, sürüklenme odacıkları ve diğer bileşenlerin BLAST'a monte edilmesini sağlamaktadır [76].



Şekil 3.35. Alüminyum karkasa monte edilen BLAST toroidal bobin

Tüm bobinler, sıvı antifriz ile doldurulmuş içi boş bakır iletkenlerin etrafına sarılmış 26 kablodan oluşmaktadır. Soğutma için gerekli olan su akışının 7.7 ft/s'lik nominal

hız değeri, tek geçişli bir sistem için çok yüksek olduğundan çift geçişli sistem kullanılmaktadır. Deneyden önce kaçak, sızıntı, yalıtım ve kabul testleri yapılmıştır. Bobinlere gerekli olan güç, BLAST dedektörünün yakınında Güney Hol zemini üzerinde kurulan ve beton bloklar ile doğrudan gelen radyasyona karşı korunan BRUKER'den tedarik edilen bir BTSPS MON 1 250/7000 C5 güç kaynağı ile sağlanmaktadır. Kaynaktan gelen maksimum akım 250 V'da 7000 A'dır [47].

Bobin, veri alımı boyunca azami momentum çözünürlüğü sağlamak için maksimum 6731 A'lik akım ile çalışmaktadır. Bu akım ile sürüklenme odacıkları civarında demet ekseninden ~ 1 m uzaklıkta maksimum 3.8 kG'luk manyetik alan oluşmaktadır. Oldukça güçlü bir manyetik alan oluştuğunda bobinlerin konumundaki yer değişimi 7-8 mm olmaktadır. Burada elde edilen manyetik alan aynı zamanda TOSCA ve analitik Biot-Savart hesabıyla da modellenmiş ve %1 hata payı içerisinde uyumluluğu tespit edilmiştir.

3.2.7. TDC'nin çalışma prensibi

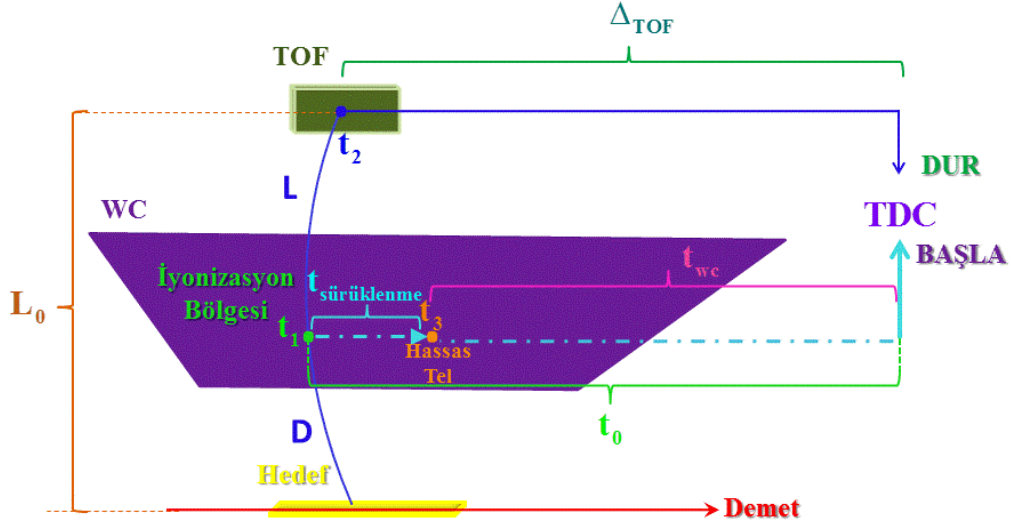
BLAST dedektörler sistemine gelen parçacıklar hakkında bilgi edinilmesinde zaman bilgisi esas alınmaktadır. Parçacıkların dedektörlere ulaştıkları "an" kaydedilmekte ve zamandan mesafeye (T2D) dönüşüm fonksiyonlarıyla konum bilgileri elde edilebilmektedir [64].

BLAST spektrometresinde zamanlama bilgisi sürüklenme odacıkları ve TOF sintilatörlerinden gelmekte ve alt kesimlerde zamanlama işleminin nasıl yapıldığı ile ilgili detaylı açıklama verilmektedir.

3.2.7.1. WC üzerinden zamanlama bilgisi

Sürüklenme odacıklarında bulunan hassas tel sinyalleri yükseltmekte, odacık çerçevesinin dışında özel yapılmış okuyucu kartlarında ayrıştırılmakta ve TDC (LeCroy Model 1877 FASTBUS TDC) modülleri ile sayısallaştırılmaktadır [64]. TDC modülleri, tel sinyalinin başlangıcı ile başlatılmakta ve geciktirilmiş tetikleyici

TOF sinyali ile üretilen "Dur" komutu ile durdurulmaktadır. Şekil 3.36 hassas teller ile bir TDC değeri oluşturan zamanlama olaylarının sırasını göstermektedir.



Şekil 3.36. WC'de TDC'nin çalışma prensibinin şematik olarak gösterimi

Sürüklenme odacıklarına gelen yüklü bir parçacık t_1 anında odacıktaki gazı iyonlaştırmaktadır. İyonlaşan gazdan elde edilen iyonize elektron, yakınındaki bir tele doğru $t_{\text{sürüklenme}}$ süresi kadar sürüklenmekte ve t_3 anında hassas tele gelerek bir sinyal üretmektedir. Sinyal, t_{wc} süre sonra "Başla" komutu ile TDC'yi başlatmaktadır. v hızı ile ilerleyen yüklü parçacık ise iyonizasyon bölgesinden L uzunluğunda mesafe katederek $t_2 = t_1 + L/v$ anında TOF'a isabet etmekte ve $t_2 + \Delta_{\text{TOF}}$ anında TDC'lere "Dur" komutunu ulaştırmaktadır. Burada Δ_{TOF} , tüm TDC'lerin aynı anda durması için gerekli olan bir elektronik bir gecikmedir.

Sürüklenme odacığı TDC'sinin ölçmekte olduğu t_3 ile "Başla" komutu arasında geçen süre olan t_{wc} ,

$$t_{\text{wc}} = t_2 + \Delta_{\text{TOF}} - t_3 \quad (3.15)$$

eşitliğine sahiptir. Sürüklenme hızı $20 \mu\text{m}/\text{ns}$ olup $t_{\text{sürüklenme}}$,

$$t_{\text{sürüklenme}} = t_3 - t_1 = \Delta_{\text{TOF}} + L/v - t_{\text{wc}} = t_0 - t_{\text{wc}} \quad (3.16)$$

ile hesaplanabilmektedir. Burada sürüklenme odacığı için hem iyonizasyon zaman başlangıcı hem de t_1 ile "Başla" komutu arasında geçen süre olan t_0 ,

$$t_0 = \Delta_{\text{TOF}} + L/v \quad (3.17)$$

olarak tanımlanmaktadır. Hedeften herhangi bir TOF'a olan iz uzunluğu L_0 yaklaşık sabit olduğu için t_0 zamanı,

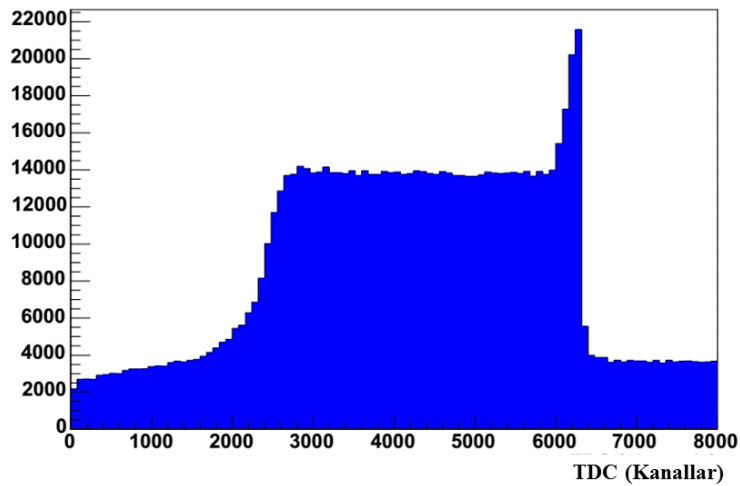
$$t_0 = \Delta_{\text{TOF}} + L_0/v - D/v \quad (3.18)$$

olarak yazılabilmektedir. Burada D terimi hedeften sürüklenme hücresine olan mesafedir; L_0 ise,

$$L_0 = L + D \quad (3.19)$$

eşitliğine sahiptir. (3.19) bağıntısı, yeniden yapılandırma yazılımında yavaş parçacıkların sürüklenme sürelerinde düzeltme yapmak için kullanılmaktadır.

Tipik bir TDC spektrumu Şekil 3.37'de verilmektedir. Düzlüğün sağ tarafı, iyonizasyon bölgesinden başlayarak tele yakın kısımda üretilen TDC sinyalleridir. Burada sürüklenme zamanları kısadır. Dolayısıyla $t_{\text{sürüklenme}} \approx 0$ iken $t_{\text{wc}} \approx t_0$ olmaktadır. Keskin tepe, tellere yakın bölgede alanın doğrusal olmamasından kaynaklanmaktadır. Sol taraf, hücre sınırına karşılık gelmekte ve iyonize elektronların dağılımından dolayı iyi tanımlanamamaktadır.



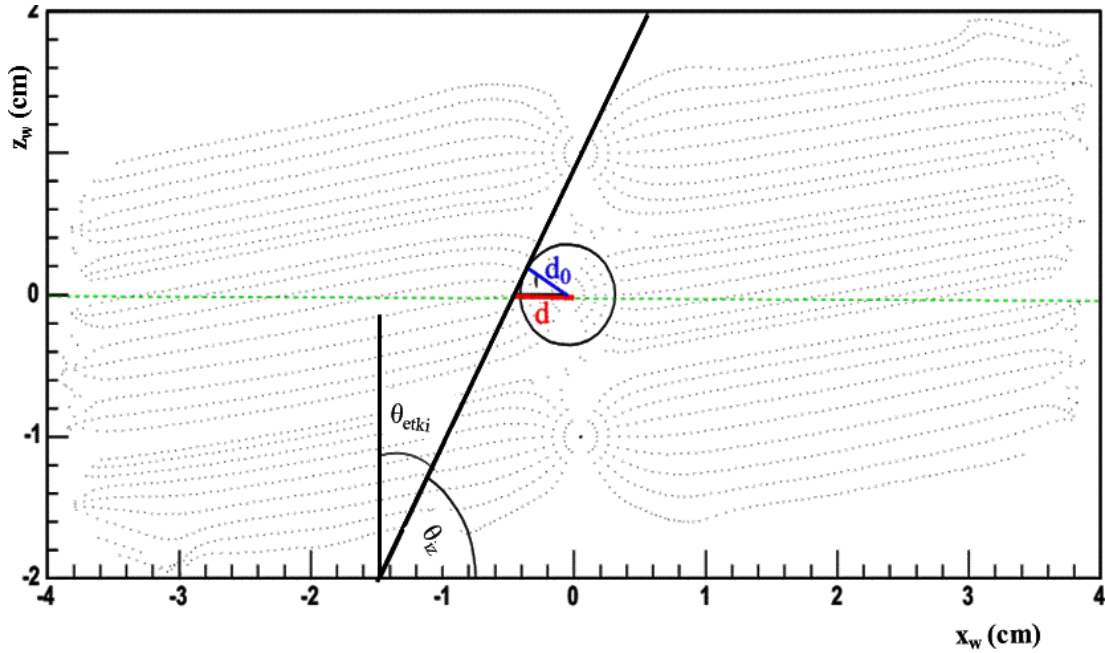
Şekil 3.37. Sürüklenme odacığına ait TDC spektrumu

Sürüklenme hücrenin x eksenini (x_w) boyunca (koordinat sistemi için Şekil 3.23'e bakınız), parçacığın hücrede bıraktığı iz ve tel arasındaki d mesafesi pratikte $t_{\text{sürüklenme}}$ 'nin T2D dönüşüm fonksiyonlarında yerine konularak hesaplanmaktadır (Şekil 3.24). Bu dönüşüm fonksiyonu hücre numarası h , tabaka numarası ℓ ($= 0, 1, 2$) ve izin bulunduğu taraf s ($=\text{sol, sağ}$) ile indislenen tellere,

$$x - x_{\ell,c} = d_{\ell,h,s}(t_{\text{sürüklenme}}) = d_{\ell,h,s}(t_0 - t_{wc}) \quad (3.20)$$

ifadesi ile bağlıdır.

Parçacığın bıraktığı iz ve T2D fonksiyonu kullanılarak Garfield ile simüle edilmiş sürüklenme çizgileri, sürüklenme hücrenin y ekseninin (y_w) sıfır olduğu yatay düzlem üzerine izdüşümlendirilmektedir (Şekil 3.38).



Şekil 3.38. Sürüklenme hücresinde parçacığın izi ve sürüklenme çizgileri [64]

Sürüklenme hücresinde $\theta_{\text{çarpma}} = 90^\circ - \theta_{\text{iz}}$ 'lik bir çarpma açısı ile oluşan iz, $t = 100\text{ns}$ 'lik eşoylum eğrisine teğettir. Telden teğet noktasına kadar olan d_0 mesafesinin iz boyunca izdüşümü alınarak T2D ile de hesaplanan d mesafesi elde edilmektedir.

3.2.7.2. TOF üzerinden zamanlama bilgisi

TOF sintilatörlerinde oluşan PMT sinyalleri iki kısma ayrılmaktadır. Sinyallerin bir kısmı geciktirilerek, parçacığın sintilatöre aktardığı enerjiyi ölçen analog sinyali sayısal sinyale dönüştürücü (LeCroy 1881M FASTBUS ADC) modüle iletilmektedir [64]. Sinyalin iletilmesinde oluşan gecikme, ADC sayısallaştırılmasının öncesinde tetikleme kararının verilmesini sağlamaktadır. Sinyallerin diğer kısmı, zamanlamanın sinyalin şiddetine olan bağıllığını (yürüme etkisi) kaldırmak için sabit kesirli ayrıştırıcı (LeCroy 3412 CFD) modüle gönderilmektedir. Her iki modülden gelen zamanlama sinyali, hem ortalama zamanı t 'yi hem de sintilatörün uzunluğu boyunca olan isabetin konumu y 'yi,

$$\begin{cases} t = (t_{\text{kanal}}^{\text{alt}} t_{\text{alt}} + t_{\text{kanal}}^{\text{üst}} t_{\text{üst}}) / 2 - L / v_{\text{sin}} \\ y = (t_{\text{kanal}}^{\text{alt}} t_{\text{alt}} - t_{\text{kanal}}^{\text{üst}} t_{\text{üst}}) v_{\text{sin}} / 2 \end{cases} \quad (3.21)$$

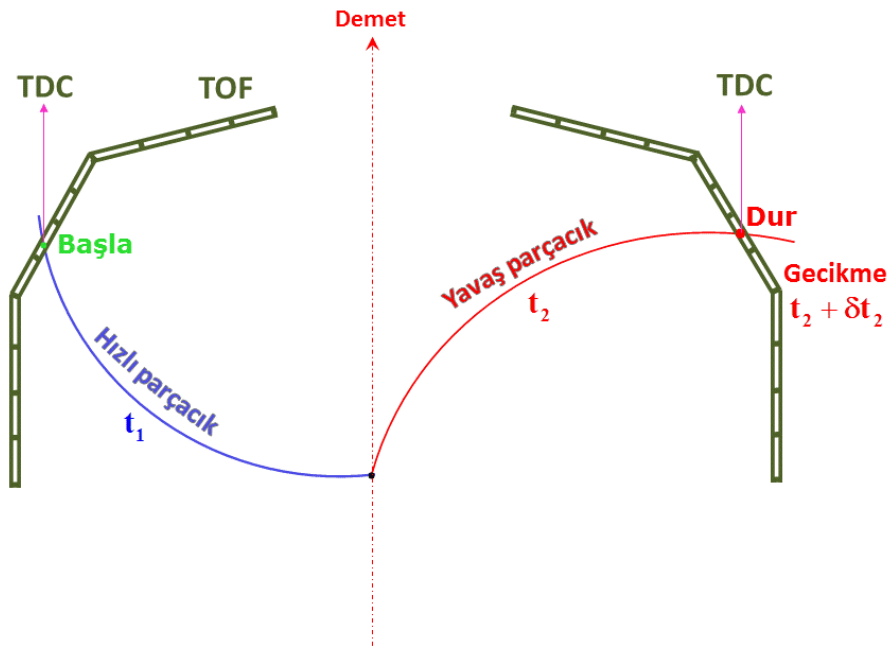
ifadeleri ile vermektedir. Burada, TDC modüllerinin çözünürlüğü $t_{\text{kanal}}^{\text{üst,alt}} \approx 50 \text{ ps/kanal}$ ve ışığın sintilatör içinde etkin hızı $v_{\text{sin}} \approx 14.7 \text{ cm/ns}$ değerine sahiptir. Burada $t_{\text{üst}}$ ve t_{alt} sırasıyla üst ve alt PMT'lerden gelip CFD ile ayırt edilen TDC değerleridir.

Elde edilen TDC değerleri, zamanlamanın etkin olarak yapılabilmesi için kalibre edilmektedir. t_{kanal} , her PMT için daha önce belirlenmiş gecikmelerin PMT'lerden gelen sinyallere eklenerek TDC kanallarında karşı gelen kaymanın ölçülmesi ile kalibre edilmektedir. v_{sin} , her sintilatör için y menzilin TOF çubuğunun uzunluğuna göre ayarlanması ile kalibre edilmektedir. Ortalama zaman t , y konumundan bağımsızdır. Güney Hol'e yerleştirilmeden önce TOF'ların zamanlama çözünürlüğünün kozmik ışın testi düzeneğinde 320 ps (FWHM) veya $\sim 150 \text{ ps}$ (σ) olarak ölçülmüş; konum çözünürlüğünün ise $\pm 3 \text{ cm}$ olduğu tespit edilmiştir. 0.4 GeV'e eşit ve küçük bir kinetik enerji ile hedeften herhangi bir TOF'a giden bir pion ile bir proton veya bir proton ile bir döteron arasındaki tipik zaman farkı yaklaşık $\sim 10 \text{ ns}$ 'dir. Bundan dolayı zaman çözünürlüğü parçacığın kimlik tespiti için fazlasıyla yeterlidir.

BLAST'da zamanlama için bir başlangıç sayacı kullanmak yerine, ilk isabet alan TOF'a göre yapılmaktadır. İsabet alan ilk TOF sintilatöründen tüm TOF TDC'lerine gelen ortalama zaman sinyali, modüllerin tamamını aynı anda tetikleyen "Başla" komutunu vermekte ve daha sonra her bir TOF'tan gelen geciktirilmiş sinyal karşı gelen TDC'lere "Dur" komutunu vererek durdurmaktadır. Bundan dolayı tetikleyen TOF'un TDC'si aynı TOF çubuğundaki gecikmenin belirlenmesini sağlamaktadır. İsabet alan TOF ile birlikte ortak zamanlamaya sahip olan diğer TOF'ların arasında oluşan zaman farklılıkları tetikleyen sintilatöre göre elde edilebilmektedir (Denklem 3.23).

$$\begin{cases} t_{\text{tetikleyici}} = \delta_{\text{tetikleyici}} \\ t_i = (\Delta t_i + \delta_i) \\ t_i - t_{\text{tetikleyici}} = \Delta t_i + (\delta_i - \delta_{\text{tetikleyici}}) \end{cases} \quad (3.22)$$

Denklem (3.22)'de, $t_{\text{tetikleyici}}$ tetikleyici sintilatörden gelen TDC değerini, t_i ise daha sonraları i 'nci isabet için herhangi bir TOF çubuğundan gelen TDC değerini temsil etmektedir. $\delta_{\text{tetikleyici}}$ ve δ_i karşılık gelen TOF'lar için elektronik gecikme sürelerini ve Δt_i ise "Başla" komutunun verildiği ilk isabet ile i 'nci TOF isabeti arasında geçen gerçek zamanı vermektedir; ayrıca $\delta_i - \delta_{\text{tetikleyici}}$ terimi yazılımda düzeltilbilse de BLAST sürüklenme odacıkları sabit bir ortak "Dur" komutu gerektirmektedir. Sürüklenme odacıklarında üretilen "Dur" komutunun TDC çalışma şartından dolayı (Kesim 3.2.7.1), parçacığın hızının ışık hızına yakın olduğu sürece "Dur" komutunu üreten TOF'dan bağımsız olarak diğer TOF'lara uygulanan gecikmeler ile aynı olması gerekmektedir (Şekil 3.39).



Şekil 3.39. TOF'da TDC'nin çalışma prensibinin şematik olarak gösterimi

BLAST dedektörünün testi sırasında, TOF çubuklarına benzer ince bir sintilatör yatay doğrultuda hedef odacığının bitişiğine yerleştirilmiştir. Böylece hedef tüpünden gelen parçacıklar, sintilatörlere ulaşmadan önce başlama sayacından geçmek zorunda kalmaktadır. Bu ölçüm süresince BLAST toroidal manyetik alan çalıştırılmayarak parçacıkların doğrusal bir yol boyunca hareket etmesi sağlanmıştır. Daha uzun bir hedef hücresinden ve TOF çubuklarının eninden dolayı, herhangi bir sintilatöre isabet eden izlerin güzergâh uzunluğu ± 20 cm'lik bir belirsizlik içerisinde

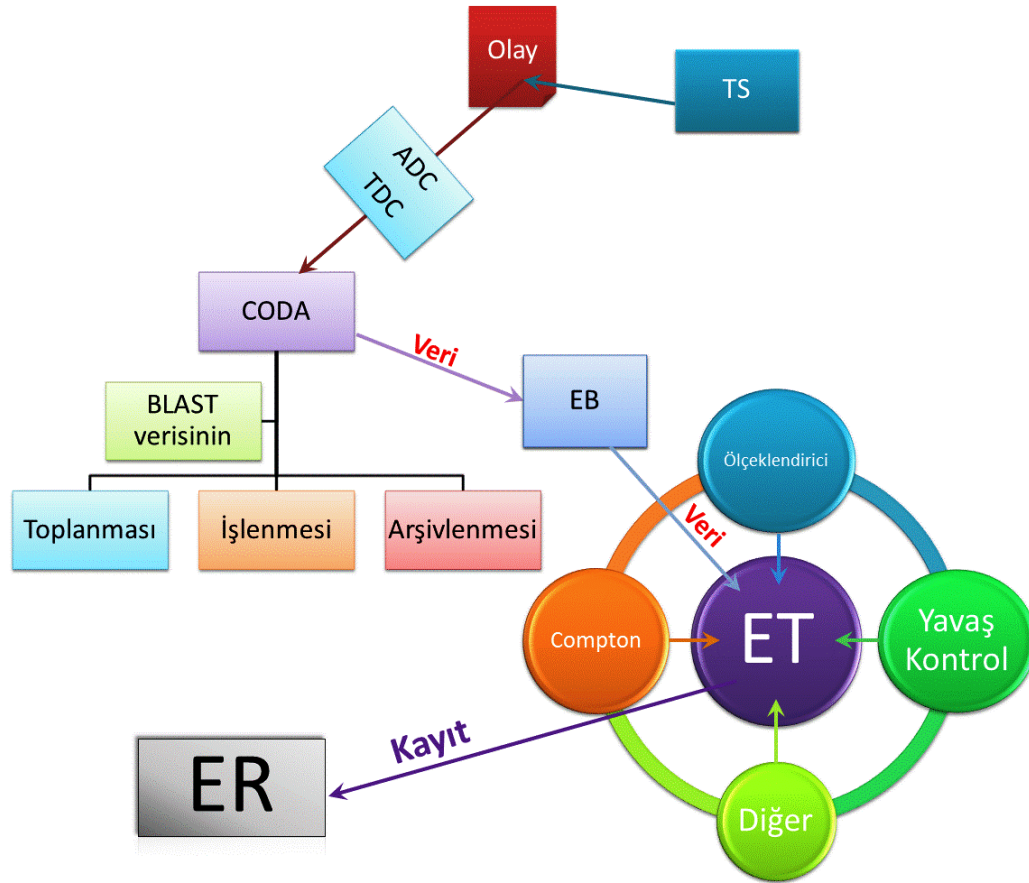
bilinmektedir; böylelikle başlangıç sayacından ilgili sintilatöre kadar mutlak uçuş zamanı ± 1 ns'lik bir belirsizlik içerisinde ölçülmektedir. Başlangıç sayacından gelen ortalanmış zaman sinyalinin, "Başla" komutunu üretmek için kullanılması mutlak zamanlama ölçümlerini mümkün kılmaktadır. Her bir TOF için programlanabilir gecikme, her bir sektörde ± 1 ns'lik belirsizlik içerisinde ayarlanabilmektedir. Başlangıç sayacı, gecikmelerin uygun şekilde ayarlanmasından sonra çıkarılmıştır. Deney esnasında her bir sektörde bir TOF'dan geçen yatay kozmik ışınlar, sol ve sağ sektörlerin görelî zamanlamasını karşılıklı kontrol etmek için kullanılmıştır.

Bir Flaşör Sistemi, TOF zamanlamasındaki değişimleri izlemekte kullanılmaktadır. Mor ötesi azot lazer biriminden (LSI model VSL-337ND-S) tek bir lazer sinyali, her biri sönmümlendirilen ve bir TOF'un, Çerenkov'un veya nötron dedektör sintilatörünün merkezine sabitlenen birçok fiber optik kabloya dağıtılmaktadır. Lazer 1 Hz aralıklarla sinyal göndermektedir. Flaşör olayları, veri akışına hedeften saçılan parçacıklar tarafından tetiklenen olaylar ile birlikte kaydedilmekte ve zaman kaymaları izlenilmektedir. Ayrıca bu olaylar, TOF TDC dağılımında keskin tepelerin kaynağı olmakta ve örneğin kırık bir PMT'nin değiştirilmesinden sonra zamanlamada oluşan herhangi bir kayma, tepelerin kaymasından tespit edilebilmektedir.

3.3. Veri Aktarım Sistemi

PMT ve sürüklenme odacıklarından gelen analog sinyaller, BLAST Veri Aktarım Sistemi (DAQ)'ne RG58 eş aksnel kablo boyunca (~58 m) iletilmektedir [62]. CEBAF Çevrimiçi Veri Aktarım Sistemi (CODA-CEBAF Online Data Acquisition) yazılımı ile BLAST verisinin toplanması, işlenmesi ve arşivlenmesi yapılmıştır. CODA, veri alımının çeşitli aşamalarından sorumlu birkaç bölümden oluşmaktadır: Bunlardan biri, Tetikleyici Ana Gözlemcisi (Trigger Supervisor-TS)'dir. TS CODA'ya geçerli bir olayı gösterdiğinde, CODA Okuyucu Kontrolörleri (Readout Controllers-ROCs) üzerinden Ethernet ile ADC'leri ve TDC'leri okumakta ve veriyi Olay Oluşturucusu (Event Builder-EB)'na aktarmaktadır. EB veriyi toplamakta ve aynı tetikleyiciden gelen her parçanın sağlamasını yapmaktadır. EB'den gelen veri ölçeklendirici, yavaş kontrol ve Compton Polarimetresi gibi diğer veri akışlarının toplandığı Olay Taşıyıcısı (Event Transport-ET)'na aktarılmaktadır. ET, çevrim içi

analiz edilebilen olaylardan örnekleme yaparak verinin izlenmesini de mümkün kılmaktadır. Olay Kaydedicisi (Event Recorder-ER) ise veriyi diske yazmaktadır (Şekil 3.40). Bu süreçte tipik olarak ölü zaman miktarı %10'dan daha küçüktür.



Şekil 3.40. DAQ çalışma prensibinin şeması

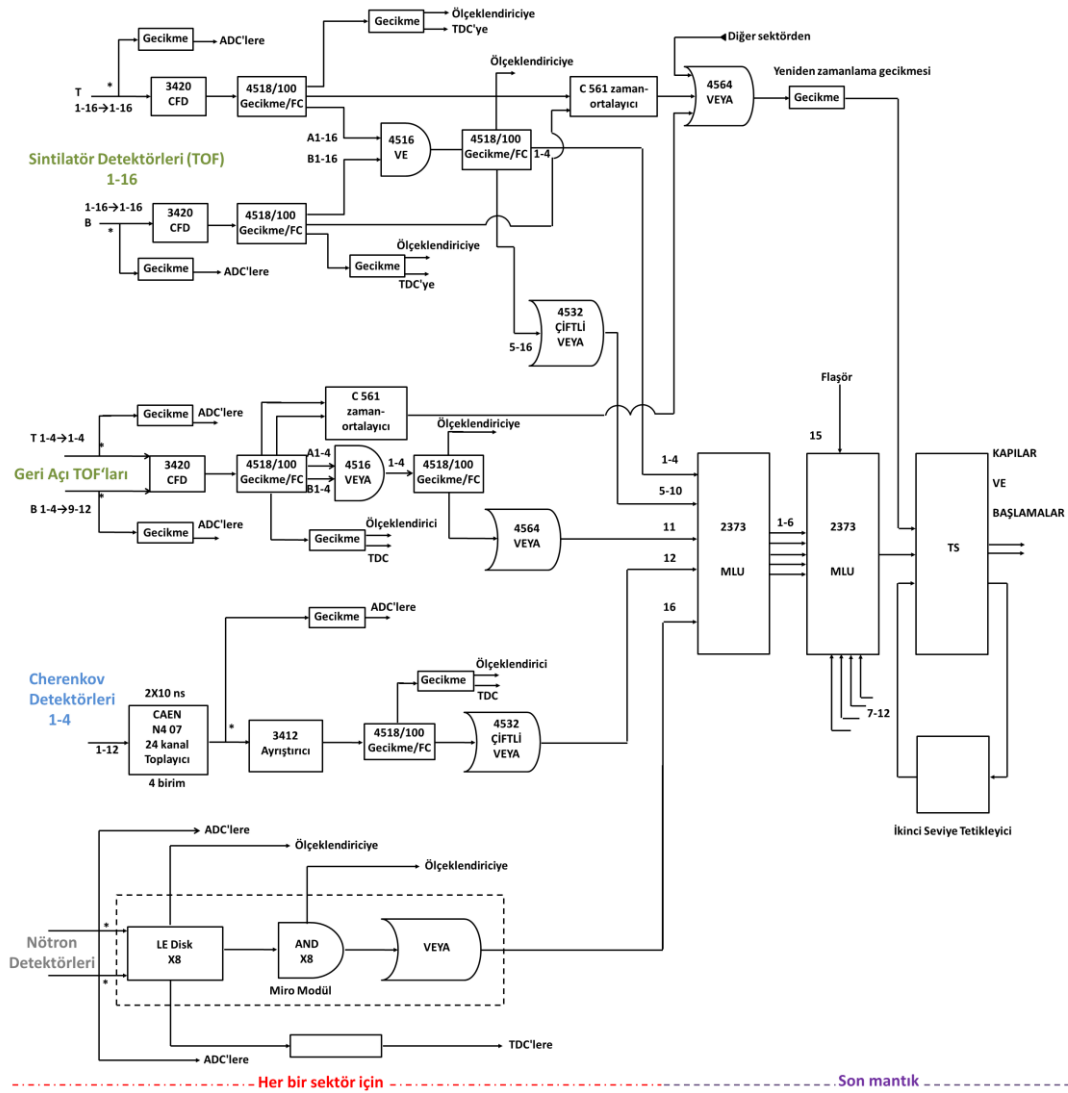
Veri Kayıt Alım Kontrolörü adı verilen CODA'ya sağlanan görsel bir arayüz (GUI) kullanıcının ROC'lar ile bağlantı kurmasını, tetikleyici konfigürasyonlarını belirlemesini, veri kaydını başlatma ve durdurmasını, ayrıca olay kesir ve büyüklüklerini izlemesini mümkün kılmaktadır. Bir olay ebadı ~1.5 kB olan BLAST dedektöründe olay kesri 1.4 kHz'e kadar çıkmaktadır.

Çevrimiçi analiz programları, olayların bir örneklemini elde etmek, ham ADC ve TDC bilgisinin histogramlarını görüntülemek ve olay verteksi gibi nicelikleri hesaplamak için kullanılmaktadır.

Ölçeklendiriciler (Struck SIS 3600), çeşitli PMT'lerdeki isabetlerin yanı sıra tetikleme türleri için olay kesirlerinin sayılmasını sağlamaktadır. Ölçeklendirme modülleri ABS hedefinin spin kuantum durumlarının ve polarizasyonunun, aynı zamanda elektron demet helisitesinin temsil edildiği durum bitlerini kaydeden bir giriş kayıt cihazı (SIS 3800) ile beraber bir VME sandığında bulunmaktadır.

CODA'dan bağımsız bir program, ölçeklendiricileri 1 Hz aralıklarla okumakta ve bu veriyi ET'ye ve bir ekrana göndermektedir. Bilgisayar ile otomatikleştirilmiş ölçme ve kontrol arayüzü de VME sandığında bulunmaktadır.

JLab Hol A ile birlikte geliştirilen BLAST tetikleyici sistemini (Şekil 3.41) üç kısımda değerlendirmek mümkündür: İlk kısımda, analog sinyaller dedektörlerden girdi olarak alınmakta ve dedektörlerin hangi elemanlarının isabet aldığını gösteren sayısal mantık sinyalleri dönülmektedir; ikinci kısımda her bir sektördeki dedektörlerden gelen mantık sinyalleri, üçüncü kısımda ise iki sektörden gelen mantık sinyalleri ilişkilendirilmektedir.



Şekil 3.41. BLAST tetikleyici sisteminin şeması

Daha önceki dedektör performans analizi ile sürüklenme odacıklarında tespit edilen izlerin tekrar yapılandırılmasında, tetiklemenin %90'nın üzerinde başarısız kaldığı tespit edilmiştir. Ön tarafta elektron-pozitron duşu ve düzensiz izler bırakan gama ışınları gibi benzer olayların buna sebep olduğu tahmin edilmektedir. Hedef tüpü duvarlarını korumak amacıyla demet hattı üzerine bir kolimatörün eklenmesi (Kesim 3.2.1.4) dedektör ölü zamanını %40 seviyesine çıkarmıştır. İzsiz olay sayısının azaltılması için Aralık 2003'de bir sektörde üç sürüklenme odacığının her birinden en az bir isabeti talep eden ikinci seviye tetikleme sistemi oluşturulmuştur. İkinci seviye tetikleme, dedektör ölü zamanını %5'in altına ve tetiklemenin toplam sayısında izsiz olayların sayısını %10'un altına indirmiştir.

3.3.1. Birinci seviye tetikleyici

Bir Çerenkov sayacının PMT'lerinden gelen sinyaller Analog Toplayıcısı'na (CAEN N407) gönderilmektedir [62]. Çıkış sinyalinin bir kopyası, bir gecikme birimi aracılığıyla 500 ns geciktirilerek ADC'ye, diğer kopyası ise tek bir ayrıştırıcıya (LeCroy Model 3412) gönderilmektedir. İkincinin çıktısı, gecikme/yayma birimine (LeCroy Model 4418/32 Delay/FAN-OUT) ve bunun da çıktısı Çift VEYA mantık modülüne (LeCroy Model 4532), oradan TDC'lere ve VME ölçeklendiricilerine gönderilmektedir.

TOF'dan gelen PMT sinyalleri özel imal edilmiş sinyal bölücüsüne gönderilmektedir. Sinyallerin bir kopyası ADC'lere, diğeri ise üst ve alt 16 PMT için iki CFD'ye (LeCroy Model 3420) gönderilmektedir. CFD'lerden gelen sinyaller sonrasında hemen yanındaki gecikme/yayma birimine (LeCroy Model 4418/4518) gönderilmektedir. Yayma biriminden alınan çıkış sinyallerinin bir seti, TDC'lere ve görüntülemek için VME ölçeklendiricilere gönderilirken ikinci set üst ve alt PMT sinyallerinin VE işleminden geçirildiği mantık modülüne (LeCroy Model 4516) gönderilmektedir. Bu işlem, tetikleyiciden gelen bir takım sinyalleri devre dışı bırakmaktadır. Eş zamanlı mantık çıktısı, farklı sintilatörler arasında sinyal zamanlamasını eşitlemeye izin veren diğer bir gecikme/yayma birimine (Model 4418/4518) gönderilmektedir. Bu yayma biriminden gelen çıktı ölçeklendiricilere ve diğer sektör mantığına gönderilmektedir. Sinyaller küçük açıdan büyük açığa doğru 1'den 16'ya kadar numaralandırılmaktadır.

Nötron sayaçlarının elektronik kısımları özel imal edilmiş olup bir ayrıştırıcı, sonrasında bir VE mantığı, sonrasında da bir VEYA mantığından oluşan rutin işlem sürecinden oluşmaktadır. Sinyallerin bir kopyası ayrıştırıcıdan önce ADC'lere ayrıştırıcıdan sonra ise TDC'lere gönderilmektedir. Kopyalar hem ayrıştırıcı hem de VE mantığından ölçeklendiriciye gönderilmektedir.

Yazılım ile kontrol edilebilir hafıza arama birimleri (LeCroy Model 2372 MLU) çeşitli dedektörlerden gelen sinyalleri ilişkilendirmek için kullanılmaktadır. Bir sektördeki girdi sinyalleri için atanan bitler Tablo 3.3'de verilmektedir. Burada her bir

sektör için 1 MLU bulunmaktadır. MLU'ların uygun hızlarda sağlıklı çalışabilmesi için, işlenmesi gereken girdi sayısının azaltılması gerekmektedir. Kanal azaltımı iki mantık modülü ile yapılmaktadır: Bir Çoğunluk Mantık Birimi (LeCroy 4532) Çerenkov sayacı ve 6 mantıksal sinyale çiftlenen 12 geniş açılı TOF sintilatörü (5-16) için bir hızlı VEYA çiftleyicisi olarak ikincil modunda çalıştırılmaktadır. Çözünürlükteki kayıp, olay kesirlerinin geniş açılarda yavaş olmasından dolayı kabul edilebilir seviyededir. Bir VEYA modülü (LeCroy 4564) geri kalan kanal azaltımını yapmak için kullanılmaktadır.

Tablo 3.3. Sektördeki MLU girdi bitlerinin atanması

Bit No	Girdi Sinyali
0-3	Tekli TOF'lar (1-4)
4-9	Çiftli TOF'lar (5-16)
10	VEYA'lı BAT'lar
11	VEYA'lı Çerenkov
15	VEYA'lı Nötronlar

Tetikleyicinin son kesimi, iki sektör MLU'larının çıktısını bir girdi olarak almakta ve kapılara ve başlama sinyallerini sayısal elektroniğe göndermektedir. Bu, Sektörler Arası MLU (XMLU) adı verilen başka bir MLU (LeCroy Model 2373) ile yapılmaktadır. Sağ ve sol sektör MLU'lardan gelen ilk 6 çıktı biti, XMLU'nun sırasıyla 0-5 ve 6-11 bitlerini girmek için haritalandırılmaktadır. 14 numaralı bit, flaşöre (TOF, CC ve NC'leri kalibre ve izlemek için kullanılan mor ötesi azot lazer birimine) atanmıştır.

3.3.2. Tetikleyici çeşitleri

BLAST deneyi aynı zamanda birden fazla reaksiyon kanalı için veri toplamak amacıyla tasarlanmıştır [62]. Tablo 3.4, tetikleyici çeşitlerinin XMLU'da karşı geldikleri bitleri ve tanımlamalarını özetlemektedir.

Tablo 3.4. XMLU bitlerine ayrılmış BLAST tetikleyici türleri

Bit	Tetikleyici	Etiket	Amaç	Ölçek	Konfigürasyon
0	1	Eşzamanlı	(e, e'p) (e, e'd)	1	Her sektörde 1 TOF
1	2	Nötron	(e, e'n)	1,2	Bir sektörde 1 TOF, diğerinde NC
2	3	Pion	(e, e' π^{\pm})	10	CC ile bir sektörde 2 TOF
3	4	Çift	Kalib	100	Bir sektörde 2 TOF
4	5	Bats	(e, e'p)	1	Bir sektörde 1 TOF, diğerinde BAT'lar
5	6	Tek	Kalib	1000	1 sektörde 1 TOF \geq 12
6	7	Tek	(e, e')	9	CC ile bir sektörde 1 TOF
7	8	Flaşör	Kalib	1	Flaşör diyod tetikleyici

3.3.3. İkinci seviye tetikleyici

Veriyi temizlemek amacıyla TS'nin ikinci seviye tetikleyicisi kullanılmıştır [62]. Burada tetikleminin olması için bir sektör içinde iç, orta ve dış olmak üzere üç odacığın birlikte isabet alması gerekmektedir. Bu tür isabetlere iyi bir WC isabeti denmektedir. Böyle bir isabet için TTL çıktısı bir Nükleer Donanım Modülü (Nuclear Instrumentation Module-NIM) sinyaline dönüştürülmekte ve TS'den gelen birinci seviye tetikleyici sinyali ile bir NIM VE modülüne gönderilmektedir. İkinci seviye tetikleyici kaydedilen olay kesrini 10'da 1'ine azaltmaktadır. Bu da daha yüksek lüminosite verecek şekilde depolanan demetin arttırılmasını mümkün kılmaktadır.

BÖLÜM 4. ANALİZ

Üçlü kuark yapısına sahip olan nükleonun ilk uyarılma durumu $\Delta(1232)$ rezonansıdır. Bu geçişin ($N \rightarrow \Delta$) incelenmesinde spin serbestlik derecesi önemli rol oynamaktadır. Yaklaşık son on dört yıldan beri demetin yanı sıra hedefin de polarize edilebilmesinden dolayı çift spin saçılma deneyleri yapılabilir hale gelmiştir. Bu deneylerden biri MIT Bates Laboratuvarı'nda gerçekleştirilen BLAST deneyidir. BLAST Projesi kapsamında 2004-2005 yıllarında elektronun hidrojen veya döteron hedefinden saçılma deneyleri yapılmıştır. Bu tez çalışmasında döteron hedef verisi ile $\bar{n}(\vec{e}, e'\pi^-)p$ harici reaksiyon kanalı çalışılarak çift spin asimetri ölçümü yapılmaktadır [78, 79].

Deneysel veri, demet ve hedefin polarizasyon durumuna ve hedefin türüne göre kaydedilmiştir. Bu tez çalışması için, elektron-döteron saçılmasına ait kaliteli döteron veri setleri oluşturulmuştur. Kullanılan döteron veri miktarları sırasıyla ~ 291 kC ve ~ 464 kC'dur (EK F.1, F.2). Çalışmada 2004 verisi D4, 2005 verisi D5 olarak isimlendirilmektedir. Deneysel analiz kinematik niceliklere ait kesmelerin kullanılmasıyla yapılmaktadır [80,81].

Tüm reaksiyon kanallarının birlikte değerlendirildiği analize dahili, bir reaksiyon kanalının değerlendirildiği analize ise harici analiz denmektedir. Dahili analiz sadece saçılan elektronun, harici analiz ise saçılan elektronun yanı sıra bir veya daha fazla parçacığın tespiti ile yapılmaktadır.

4.1. Dahili Analiz

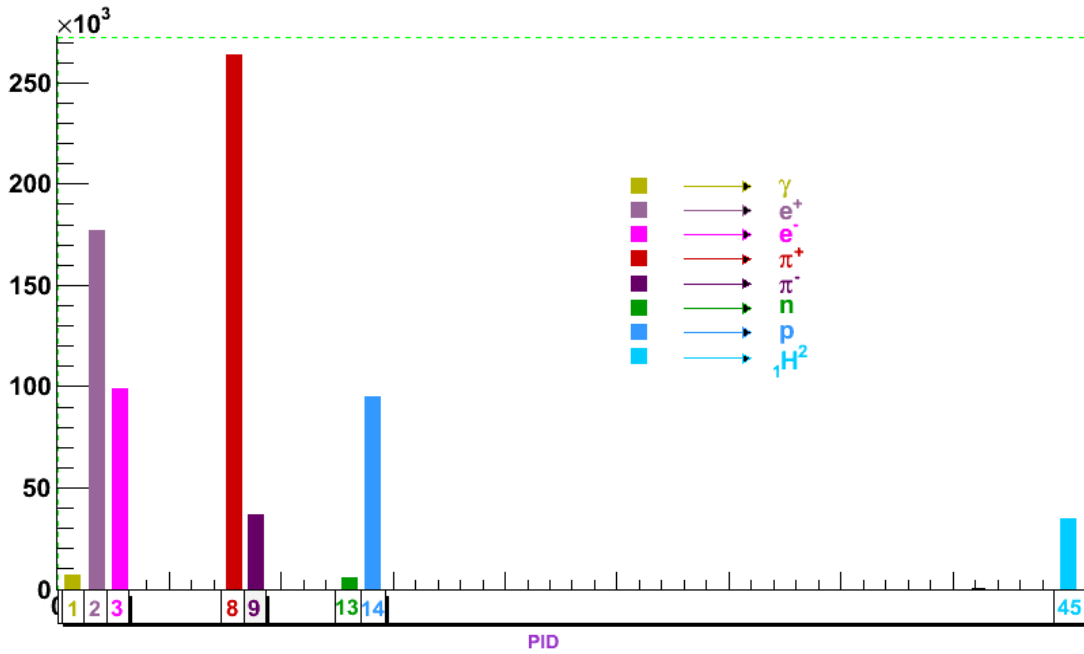
Dahili analiz BLAST için birbirinden bağımsız olarak iki sektörde çalışılmaktadır. Bu analizde elektronların z eksenine göre yaptığı zenit açısının (θ_c), x-y düzleminde x

ile yaptığı azimut açısının (ϕ_e) ve saçılma momentumunun (k_s) belirlenmesi gerekmektedir.

4.1.1. Kesmeler

4.1.1.1. PID kesmesi

Veri alımı sırasında parçacık kimliğinin kolayca kayıt edilmesi ve sonrasında analizde kullanılabilmesi için parçacık türlerine numaralar (PID) verilmiştir. Deney süresince dedektörlerde saptanan parçacıkların kimlik numaraları tespit edilebilmektedir. Bu işlem için parçacığın yük ve kütlesi kullanılmaktadır. Yük bilgisi parçacığın sürüklenme odacıklarından geçerken oluşturduğu izden, kütle bilgisi ise parçacığın ölçülen momentum ve β (v/c)'sından gelmektedir. Kütle ve yük kesmeleri kullanılarak belirlenen kimlik numaraları Şekil 4.1'de verilmektedir.



Şekil 4.1. Kütlelerine ve yüklerine göre tespit edilen parçacıkların PID dağılımı

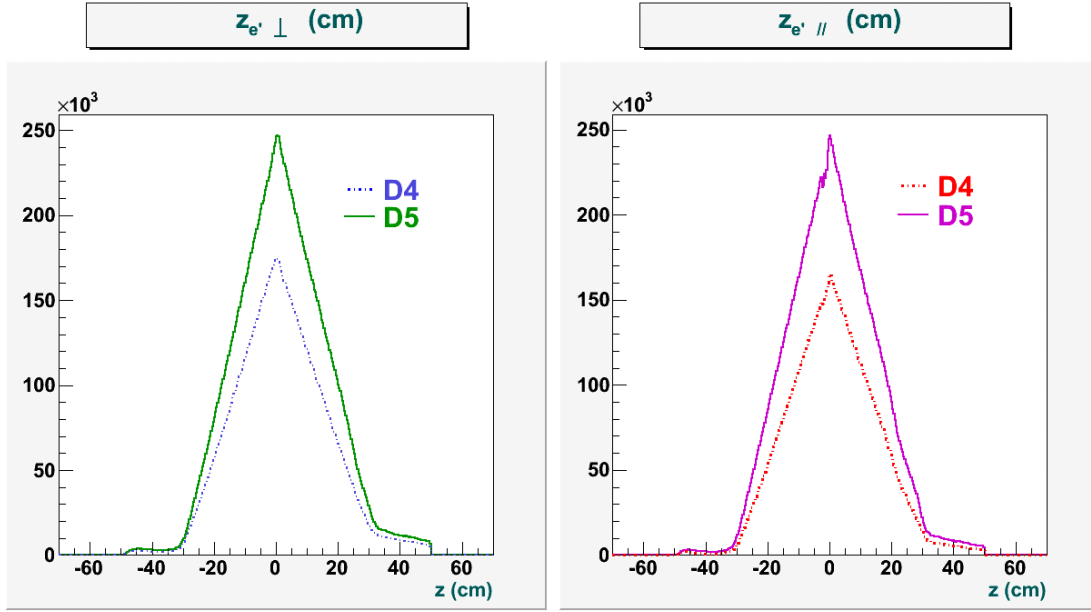
BLAST'da tespit edilen parçacıkların PID numaraları, yükleri, kütleleri ve sembolleri Tablo 4.1'de verilmektedir.

Tablo 4.1. Veride kayıtlanan parçacıklara ait yük ve kütle bilgileri ile PID numaraları

PID	Yük	Kütle (GeV/c^2)	Parçacık
1	0	0	γ
2	+1	0.000511 $\delta m_e = \pm 0.01 m_e$	e^+
3	-1	0.000511 $\delta m_e = \pm 0.01 m_e$	e^-
8	+1	0.1396 $\delta m_{\pi^+} = \pm 0.02 m_{\pi^+}$	π^+
9	-1	0.1396 $\delta m_{\pi^-} = \pm 0.02 m_{\pi^-}$	π^-
13	0	0.930 $\delta m_n = \pm 0.02 m_n$	n
14	+1	0.936 $\delta m_p = \pm 0.01 m_p$	p
45	+1	1.875 $\delta m_d = \pm 0.03 m_d$	${}_1\text{H}^2$

4.1.1.2. Hedeften gelme koşulu kesmesi

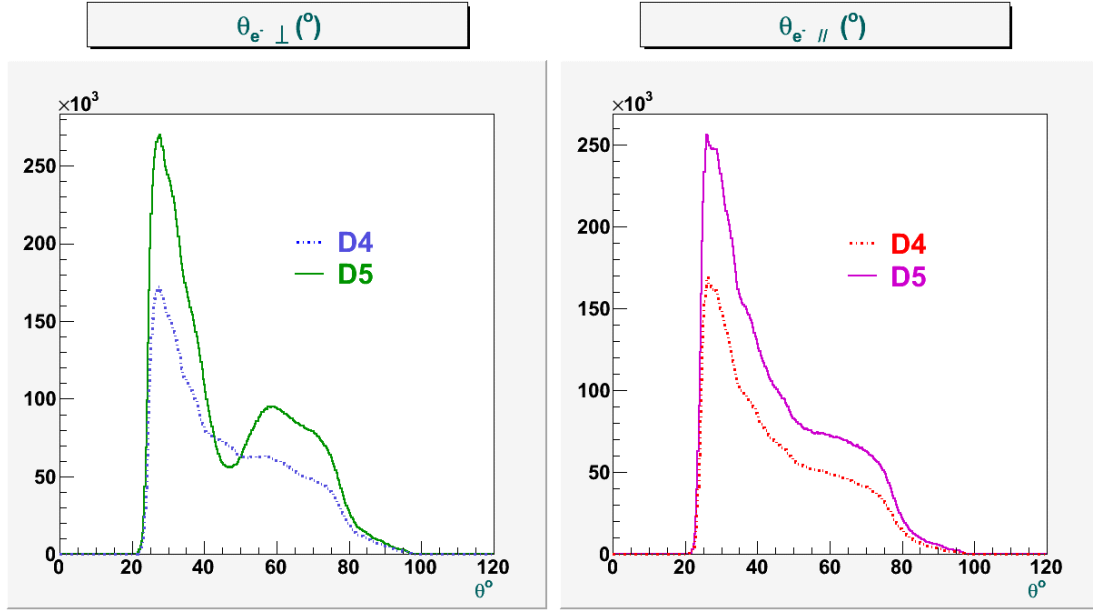
Saçılan bir parçacığın hedeften gelmesi onun büyük bir ihtimal dahilinde hedefle etkileştiğini göstermektedir. Bu nedenle dedektörde saptanan parçacığın hedeften gelme koşulunu sağlaması gerekmektedir. Analizde bu koşul, parçacığın "z" konumundan yararlanılarak uygulanmaktadır. z konumu saçılan parçacığın sürüklenme odacığında bıraktığı izin manyetik alan dikkate alınarak hedef tüpüne doğru geriye inşası ile elde edilmektedir. Her biri ~ 0.156 sr'lık katı açığa (EK A4) sahip dedektörlerde tespit edilen elektronların z dağılımları dik ve paralel kinematik için Şekil 4.2'de verilmektedir. Dağılımlardan z'nin $[-30, 30]$ cm aralığında olduğu görülmektedir.



Şekil 4.2. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için z dağılımı

4.1.1.3. Zenit açısı kesmesi

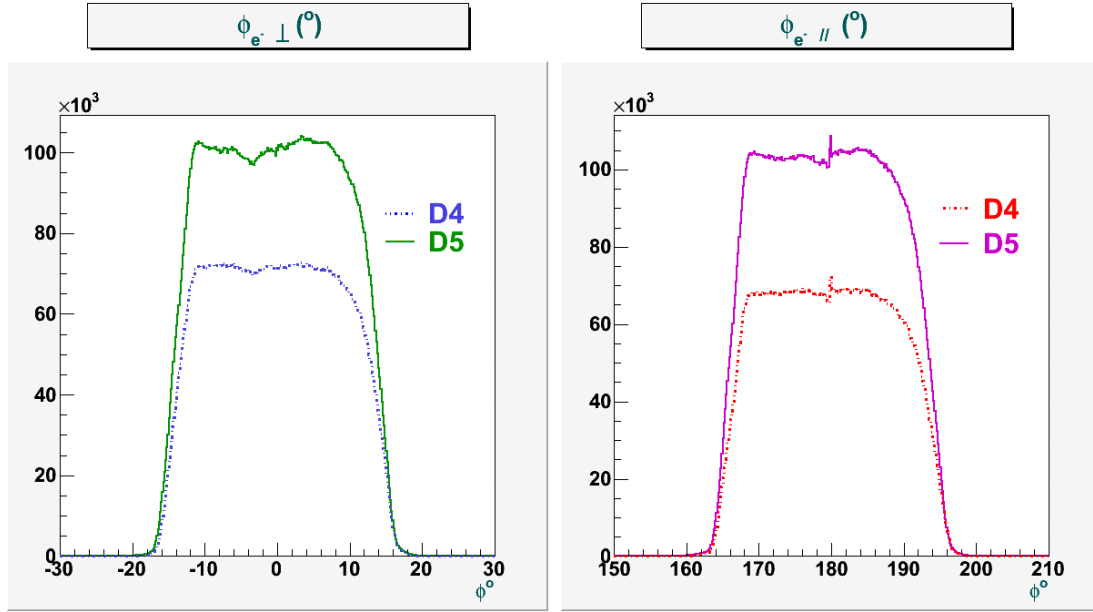
Elektrona ait PID ve hedeften gelme koşulu kesmeleri kullanılarak dik ve paralel kinematik için elde edilen θ_e dağılımı Şekil 4.3'de verilmektedir. Dağılımlardan zenit açısının $[20^\circ, 95^\circ]$ aralığında ve çift tepeye sahip olduğu görülmektedir. Tepelerden birinin çoğunlukla esnek diğerinin çoğunlukla esnek olmayan saçılma olaylarından oluştuğu söylenebilmektedir. Her iki kinematik için esnek saçılan elektronlar yoğun olarak $\sim 50^\circ$ 'nin altında, esnek olmayan saçılmaya uğrayan elektronlar ise yoğun olarak $\sim 50^\circ$ 'nin üstünde bulunmaktadır.



Şekil 4.3. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için θ_e dağılımı

4.1.1.4. Azimut açısı kesmesi

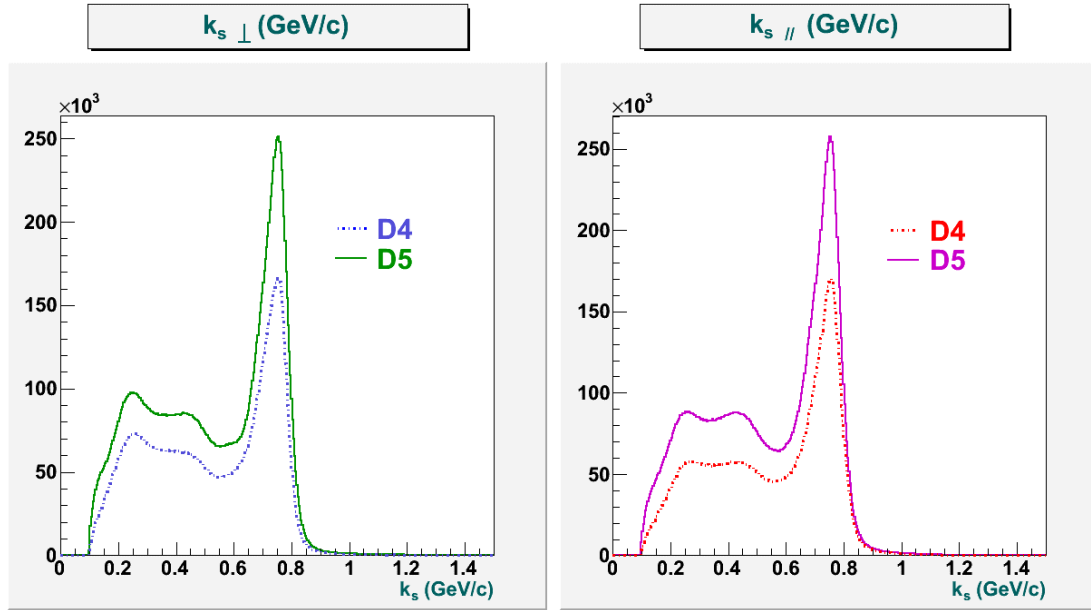
Kesmelere θ_e kesmesi de ilave edilerek dik ve paralel kinematik için elde edilen ϕ_e dağılımı Şekil 4.4'de verilmektedir. Dağılımlardan ϕ_e 'nin geniş bir dağılıma sahip olduğu ve her bir kinematik için farklılık gösterdiği görülmektedir. ϕ_e aralığı dik kinematik için $[-20^{\circ}, 20^{\circ}]$, paralel kinematik için $[165^{\circ}, 195^{\circ}]$ 'dir. Bu aralıklar tüm ϕ_e kabul açısını kapsamaktadır.



Şekil 4.4. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için ϕ_e dağılımı

4.1.1.5. Momentum kesmesi

Etkileşim öncesi momentumu $k_i = 0.85 \text{ GeV}$ olan elektronların, kesmeler kullanılarak hem dik hem de paralel kinematik için elde edilen etkileşim sonrası saçılma momentumu dağılımı k_s Şekil 4.5'de verilmektedir. Dağılımlardan k_s 'nin $[0, 0.85] \text{ GeV}$ aralığında olduğu ve biri esnek diğeri esnek olmayan saçılma olaylarına ait çift tepeye sahip olduğu görülmektedir. Her iki kinematik için esnek saçılan elektronlar yoğun olarak 0.70 GeV , esnek olmayan saçılmaya uğrayan elektronlar ise yoğun olarak 0.25 GeV momentum tepesi civarında bulunmaktadır. Burada 0.85 GeV maksimum momentum değeri k_i ile örtüşmektedir. Maksimum momentumun üst sınırını aşan olaylar kesme ile analizin dışında tutulmaktadır. Yapılan ön çalışmalardan dahili analiz için arkafon katkısının 0.25 GeV 'in altında olduğu tespit edilmiştir; bu nedenle dahili analizde bu bölgeden gelen olaylar momentum kesmesi ile kapsam dışında tutulmuştur.



Şekil 4.5. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için k_s dağılımı

Dahili analizde kullanılacak tüm kesmeler elektronların saçılma momentumu kesmesinin belirlenmesi ile tamamlanmaktadır (Tablo 4.2).

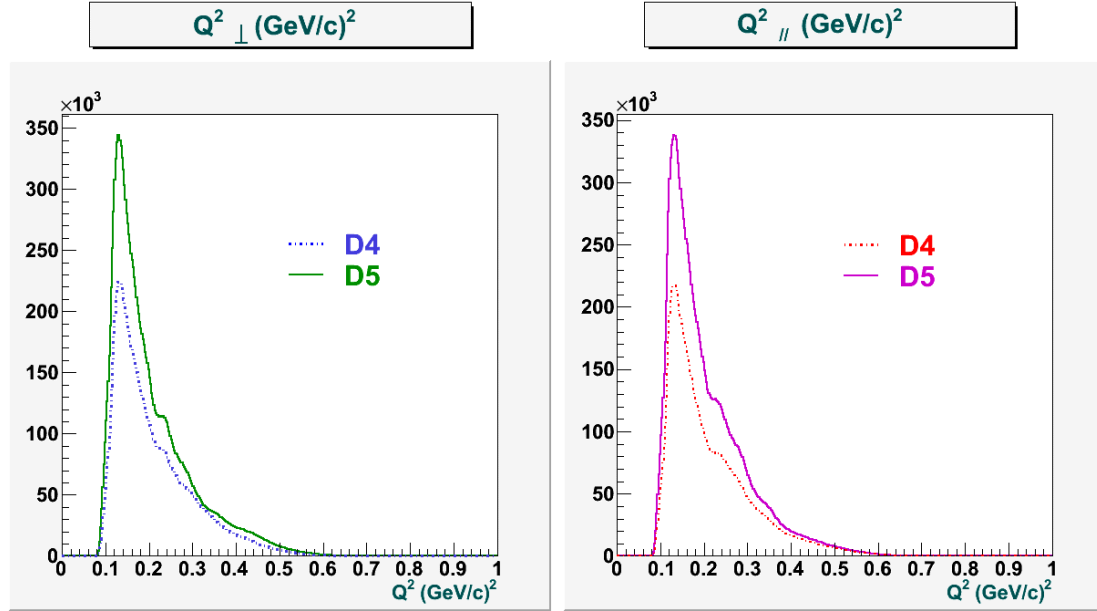
Tablo 4.2. $\vec{N}(\vec{e}, e')$ reaksiyon kanalının dahili analizinde kullanılan kesmeler

$PID_{sol}, PID_{sağ}$	3
$ z_{sol}, z_{sağ} $	< 25 cm
$k_{sol}, k_{sağ}$	[0.25, 0.85] GeV
$\theta_{sol}, \theta_{sağ}$	[20°, 70°]

4.1.2. Q^2 momentum aktarımı

$\vec{N}(\vec{e}, e')$ dahili reaksiyonunda sanal foton tarafından hedefe aktarılan dört vektör momentum aktarımı karesi Q^2 , k_s 'nin bir fonksiyonudur (Denklem (2.6)). Dik ve paralel kinematik için elde edilen Q^2 dağılımı Şekil 4.6'da verilmektedir. Dağılımlara bakıldığında Q^2 'nin [0.1, 0.6] GeV^2 aralığında ve biri esnek diğeri esnek olmayan saçılma olaylarına ait çift tepeye sahip olduğu görülmektedir. Her iki kinematik için esnek saçılan elektronlar Q^2 'nin [0.1, 0.25] GeV^2 momentum tepesi

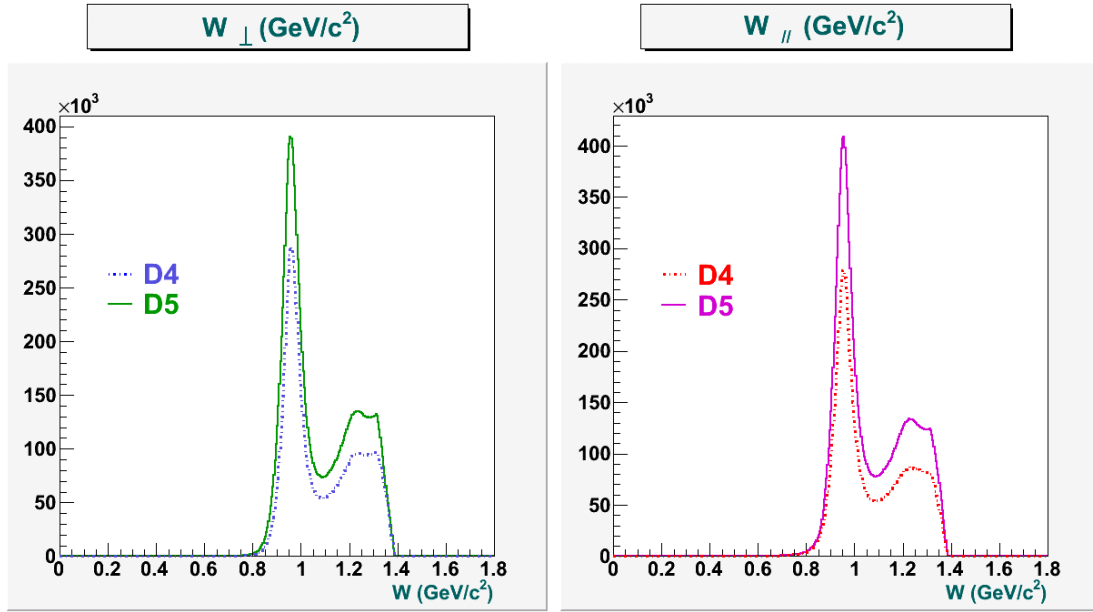
civarında, esnek olmayan saçılmaya uğrayan elektronlar ise yoğun olarak Q^2 'nin $[0.25, 0.6]$ GeV momentum aralığında bulunmaktadır.



Şekil 4.6. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için Q^2 dağılımları

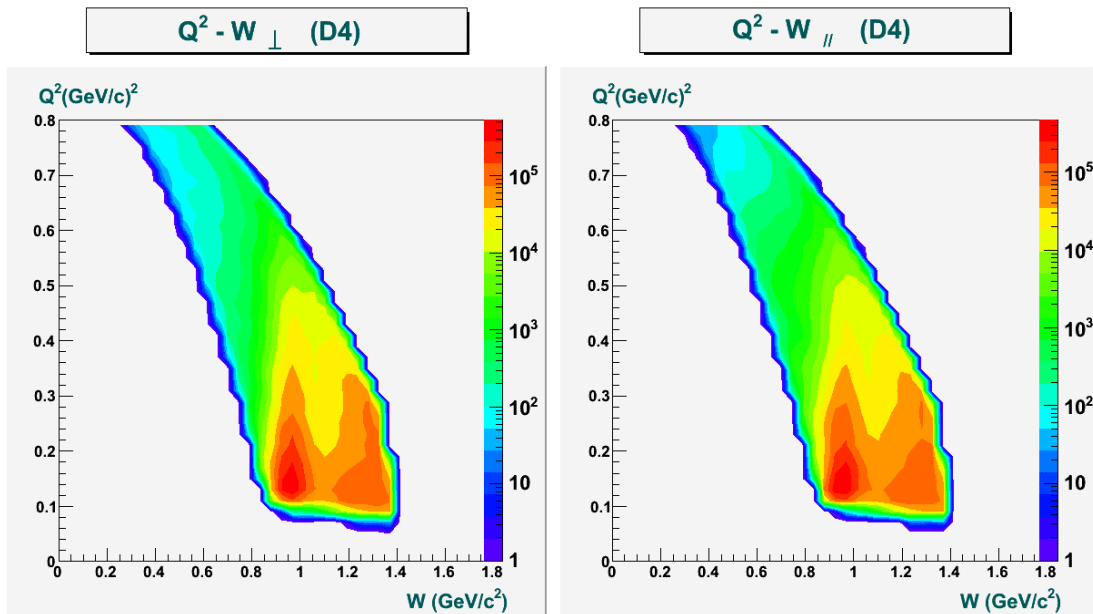
4.1.3. W değişmez kütle

\vec{N}_γ sisteminin kütlesi olan değişmez kütle W , Q^2 'nin bir fonksiyonudur (Denklem (2.9)). Dik ve paralel kinematik için elde edilen W dağılımları Şekil 4.7'de verilmektedir. Dağılımlara bakıldığında biri esnek diğeri esnek olmayan saçılma olaylarından oluşan çift tepe görülmektedir. Her iki kinematik için esnek saçılan elektronlar yoğun olarak $W \sim m_N$ olan nükleon bölgesinde, esnek olmayan saçılmaya uğrayan elektronlar ise yoğun olarak $W \sim m_{\Delta}$ olan Δ rezonans bölgesinde bulunmaktadır.



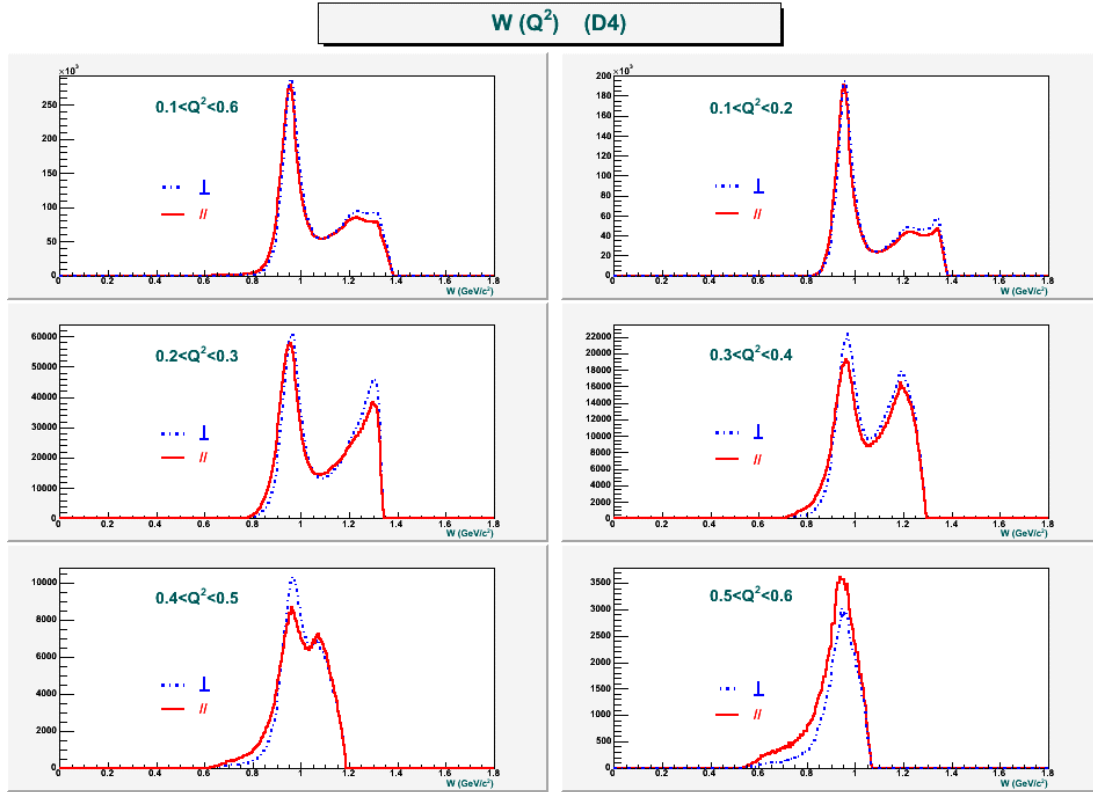
Şekil 4.7. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için W dağılımları

W 'nun Q^2 'ye bağlılığının incelenmesi için Şekil 4.8'de $Q^2 - W$ dağılımı verilmektedir. Dağılıma bakıldığında Q^2 'nin $[0.1, 0.38]$ GeV^2 ve W 'nin $[0.8, 1.4]$ GeV aralığında olayların yoğunlaştığı görülmektedir.



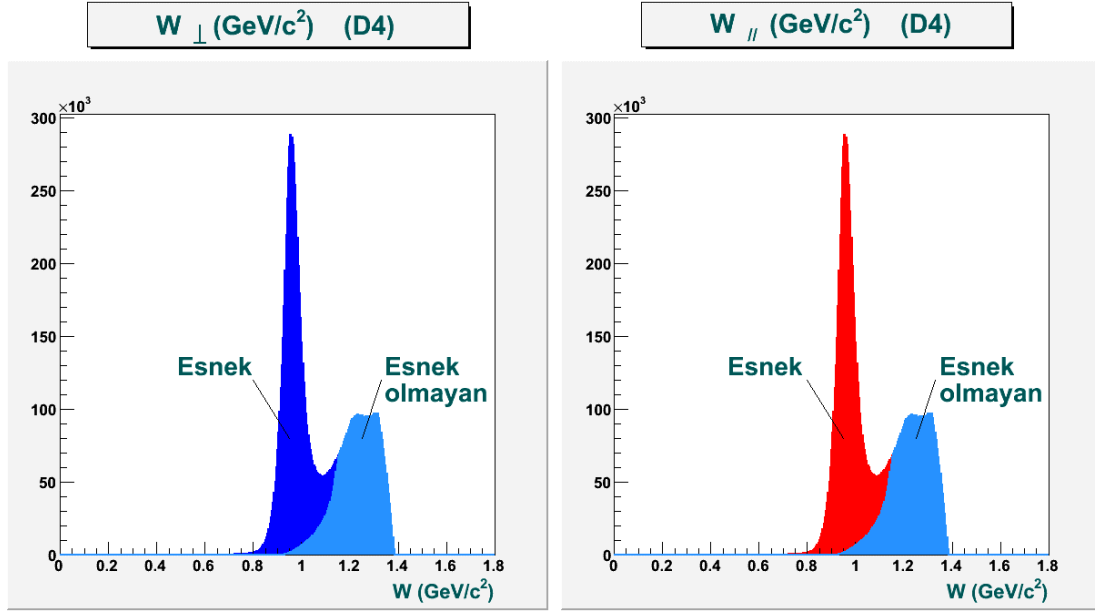
Şekil 4.8. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $Q^2 - W$ dağılımları

W dağılımı, Q^2 'nin 0.1 GeV^2 'lik adımlarıyla taranmakta ve elde edilen dağılımlar Şekil 4.9'da verilmektedir. Dağılımlardan Q^2 'nin artmasıyla W dağılımının Δ bölgesine kaydığı gözlemlenmektedir.



Şekil 4.9. D4 verisi ile tüm Q^2 aralığı ve alt aralıkları için W dağılımları

$\vec{N}(\vec{e}, e')$ saçılmasında oluşan esnek ve esnek olmayan olayların birbirinden ayrılması, $k_s < 0.6 \text{ GeV}$ (Şekil 4.5) kesmesi yardımıyla yapılabilmektedir. Dik ve paralel kinematik için elde edilen bu ayrımlar Şekil 4.10'da verilmektedir.



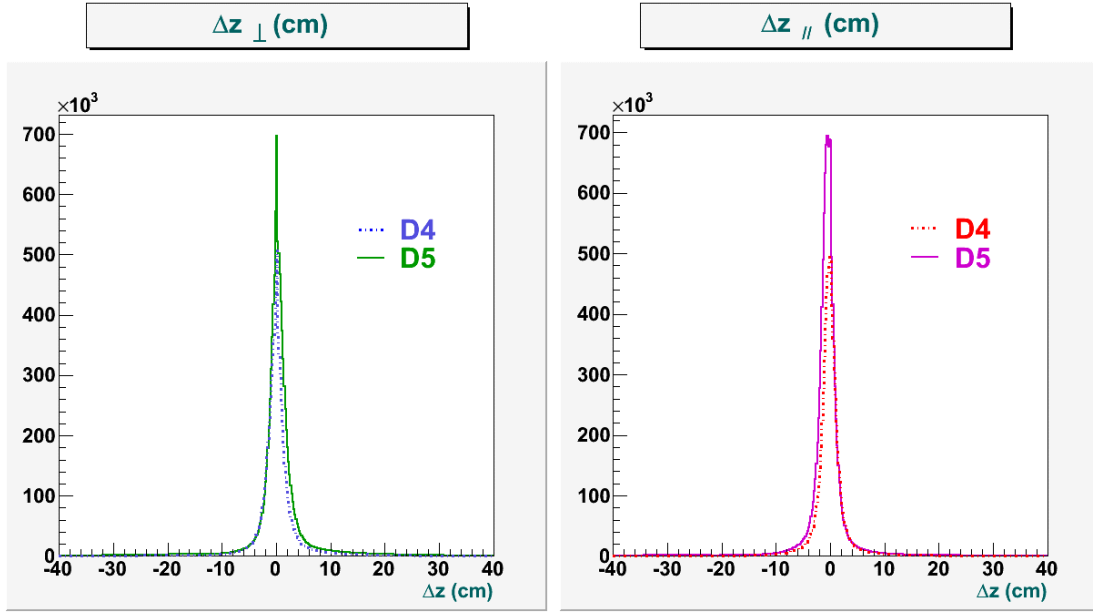
Şekil 4.10. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için esnek ve esnek olmayan olaylar

4.2. Harici Analiz

BLAST deneyinde $\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonuna ait olayların tespiti elektron ve pionun birlikte saptanmasını gerektirmektedir. Burada X reaksiyonda tespit edilemeyen kısma karşılık gelmektedir. BLAST spektrometresinin iki sektöre sahip olması, harici analiz ile eşzamanlı iki parçacık tespitini mümkün kılmaktadır.

4.2.1. Verteks kesmesi

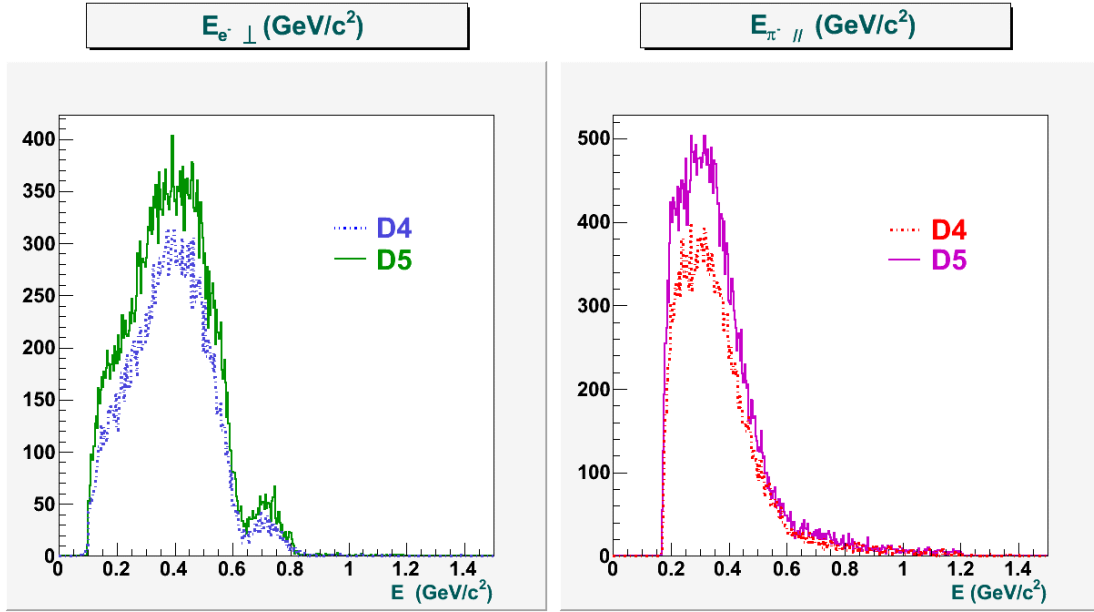
Etkileşim sonucu saçılan e^- ve π^- 'nin z konumları arasındaki fark verteks kesmesi olarak tanımlanmaktadır. Bu kesmenin dik ve paralel kinematik için elde edilen dağılımlarına bakıldığında (Şekil 4.11) olayların ± 10 cm'lik bir aralığa yoğunlaştığı görülmektedir. Parçacıkların konumları arasındaki bu fark, eşzamanlı tespit edilen parçacıkların momentumları ile kütlelerinin farklılığından kaynaklanmaktadır.



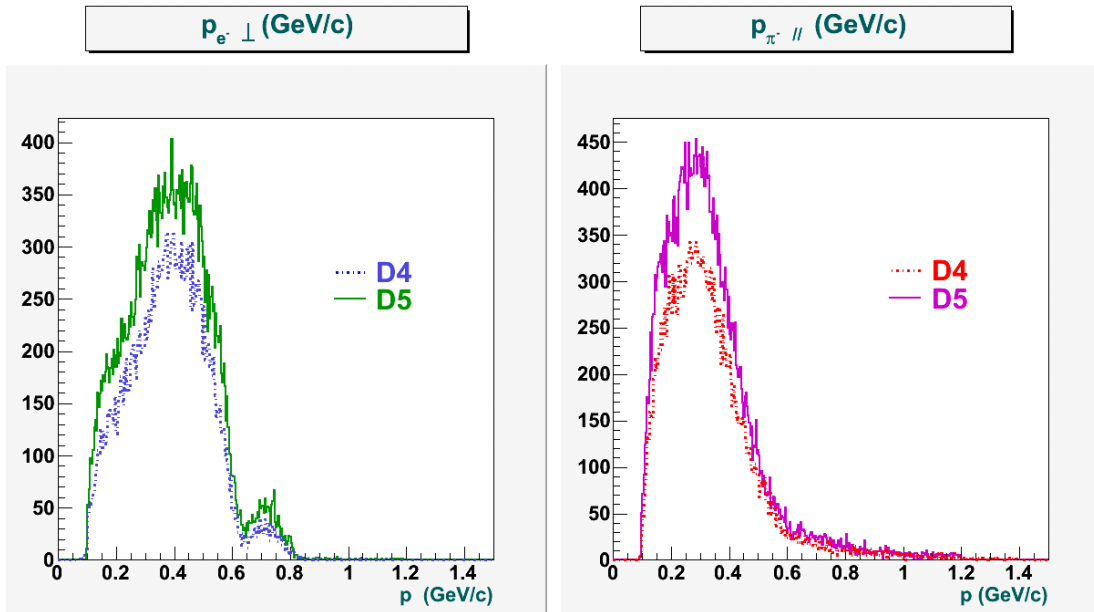
Şekil 4.11. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için verteks kesmesi dağılımı

4.2.2. Elektron ile pionun enerji ve momentumları

$\vec{n}(\vec{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonuna ait olayların saptanmasında e^- sol(sağ)da, π^- ise sağ(sol)da tespit edilmektedir. e^- ve π^- 'a ait enerji ve momentum (EK B) dağılımları Şekil 4.12 ve Şekil 4.13'de verilmektedir. Dağılımlardan e^- ve π^- 'nin enerji aralığı sırasıyla $[0.1, 0.82]$ GeV ve $[0.15, 0.85]$ GeV, momentum aralığı ise sırasıyla $[0.1, 0.82]$ GeV ve $[0.1, 1.2]$ GeV olarak belirlenmiştir. BLAST kinematiği göz önünde bulundurulduğunda bu değer aralıklarının beklentilerle uyumlu olduğu sonucuna varılmakta ve kesmelerde her iki parçacık için tüm momentum bölgesinin alınması uygun olmaktadır.



Şekil 4.12. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonuna ait e^- (sol) ve π^- (sağ) parçacıklarının enerji dağılımı



Şekil 4.13. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonuna ait e^- (sol) ve π^- (sağ) parçacıklarının momentum dağılımı

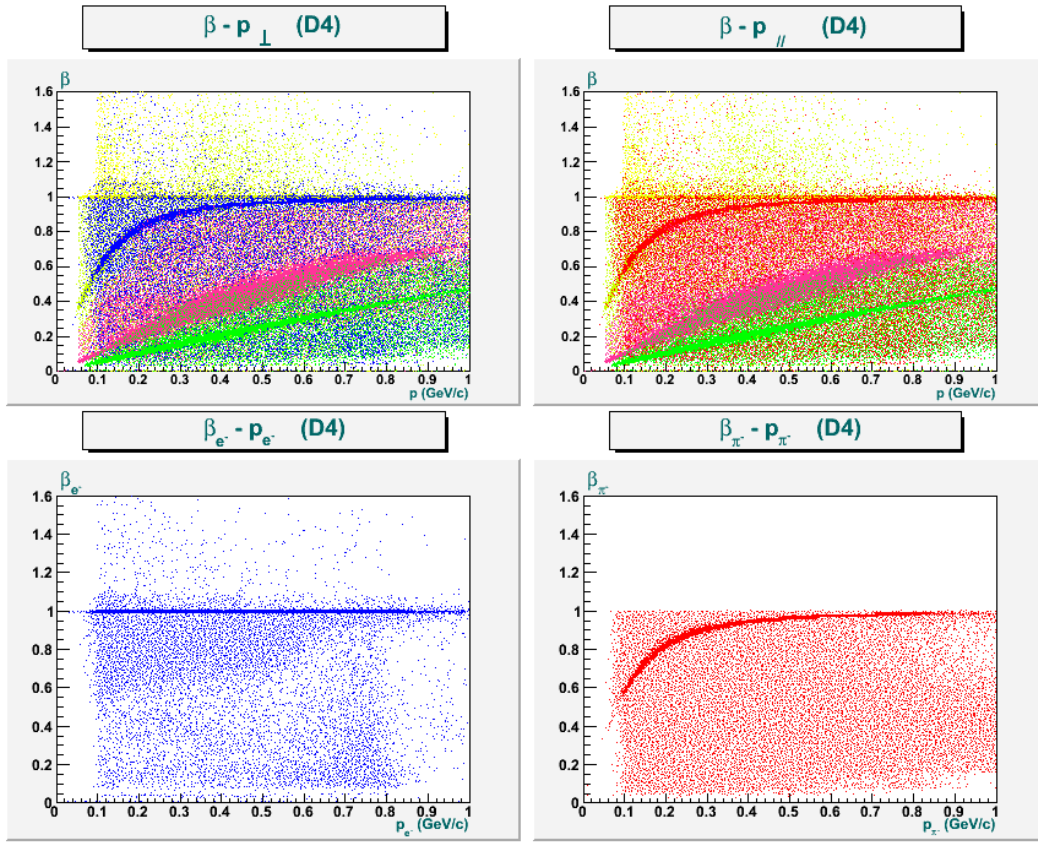
$\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)X$ kanalına ait olayları elde etmek için kullanılan tüm kesmeler Tablo 4.3'de verilmektedir.

Tablo 4.3. $\vec{n}(\vec{e}, e\pi^-)X$ reaksiyon kanalının harici analizinde kullanılan kesmeler

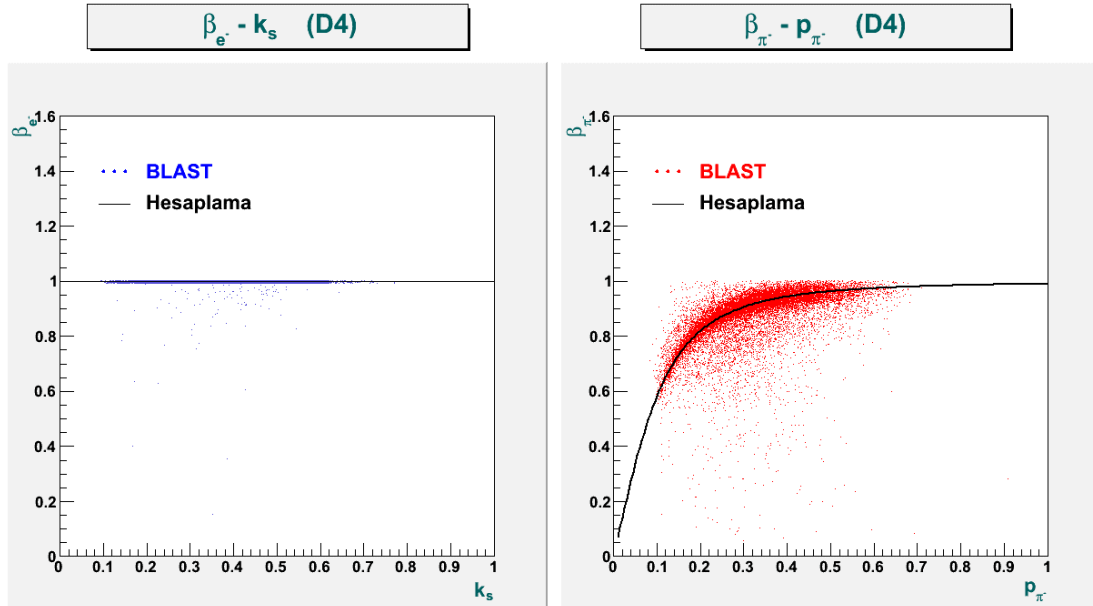
	Dik Kinematik	Paralel Kinematik
PID_{sol} ($PID_{sağ}$)	3(9)	9(3)
$ z_{sol}, z_{sağ} $	< 25 cm	
$ \Delta z $	< 10 cm	
k_s, p_{π^-}	[0.0,1.4] GeV	

4.2.3. β kriteri

$\vec{n}(\vec{e}, e\pi^-)X$ reaksiyon kanalına ait e^- ve π^- 'lerin belirlenen kesmeler ile tespitlerinin anlaşılması için $\beta-p$ dağılımı yardımcı olmaktadır. Dik ve paralel kinematik için tüm parçacıklara ait $\beta-p$ dağılımı Şekil 4.14-üst'de görülmektedir. Bu parçacıkların içinden e^- ve π^- olaylarının PID kesmesi kullanılarak belirlenmesiyle elde edilen $\beta-p$ dağılımı Şekil 4.14-alt'da dik kinematik için verilmektedir. Arkafon olaylarının açıkça görüldüğü dağılım, Tablo 4.3'de verilen kesmelerle tekrar elde edildiğinde (Şekil 4.15) arkafonun giderildiği ve $\vec{n}(\vec{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonuna ait e^- ve π^- olaylarının tespit edildiği anlaşılmaktadır.



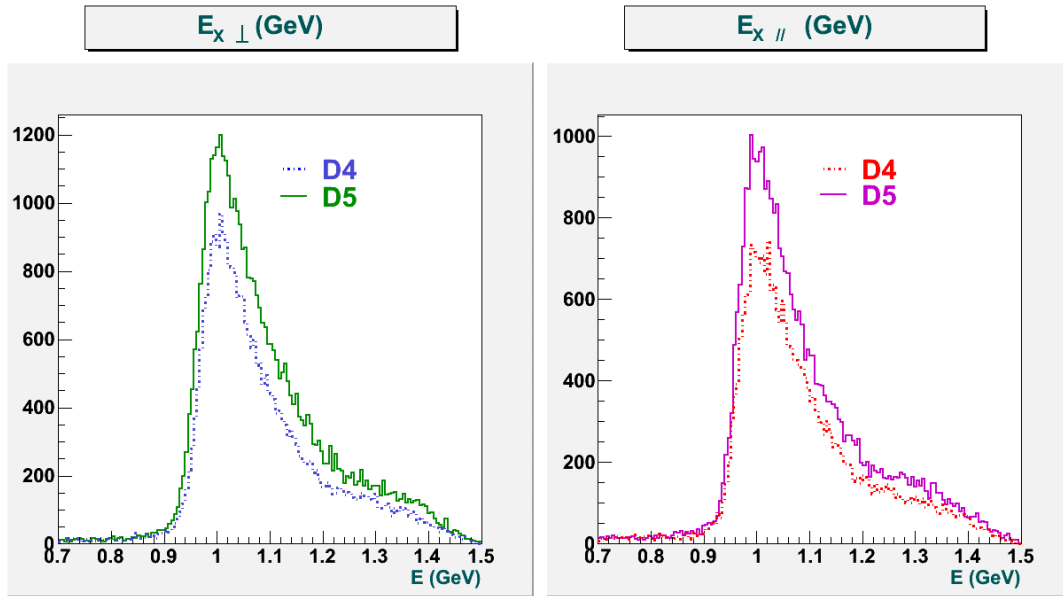
Şekil 4.14. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için tüm parçacıkların $\beta-p$ dağılımı (üst) ve paralel kinematik için e^- (sol) ve π^- (sağ) parçacıklarının $\beta-p$ dağılımı (alt)



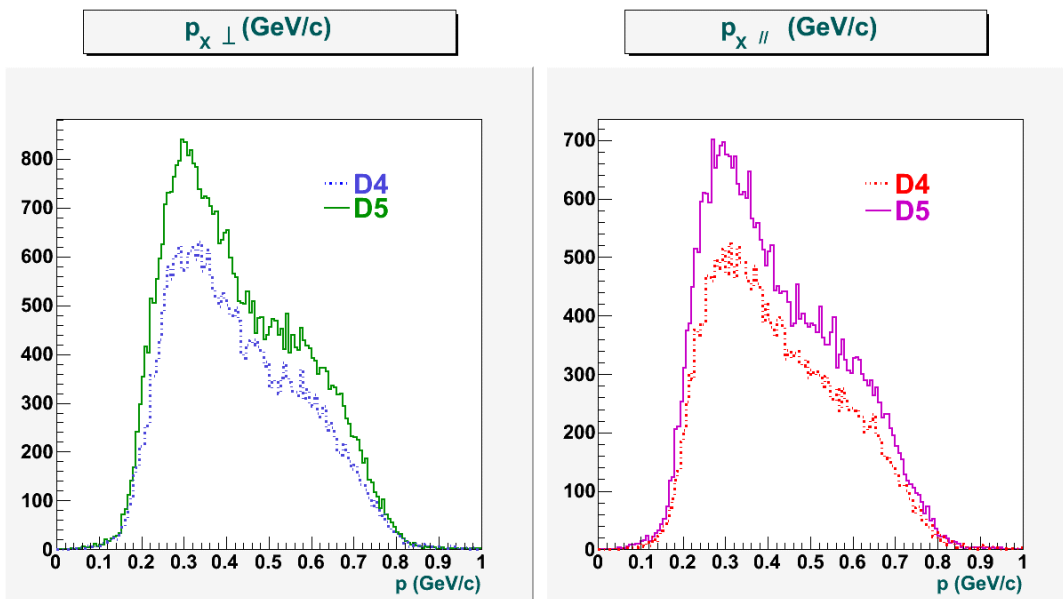
Şekil 4.15. D4 verisi ile $\bar{n}(e^-, e^-\pi^-)X$ reaksiyonuna ait e^- (sol) ve π^- (sağ) parçacıklarının $\beta-p$ dağılımı

4.2.4. M_x kayıp kütle

BLAST döteron verisinden $\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)p$ olayları "kayıp kütle tekniği" ile elde edilebilmektedir. Bu teknik, enerji ve momentum korunumu ile $\bar{n}(\bar{e}, e\pi^-)X$ reaksiyonunda X kısmı için kayıp enerji (E_x) ve kayıp momentum (p_x) dağılımları Şekil 4.16 ve Şekil 4.17'de verilmektedir.

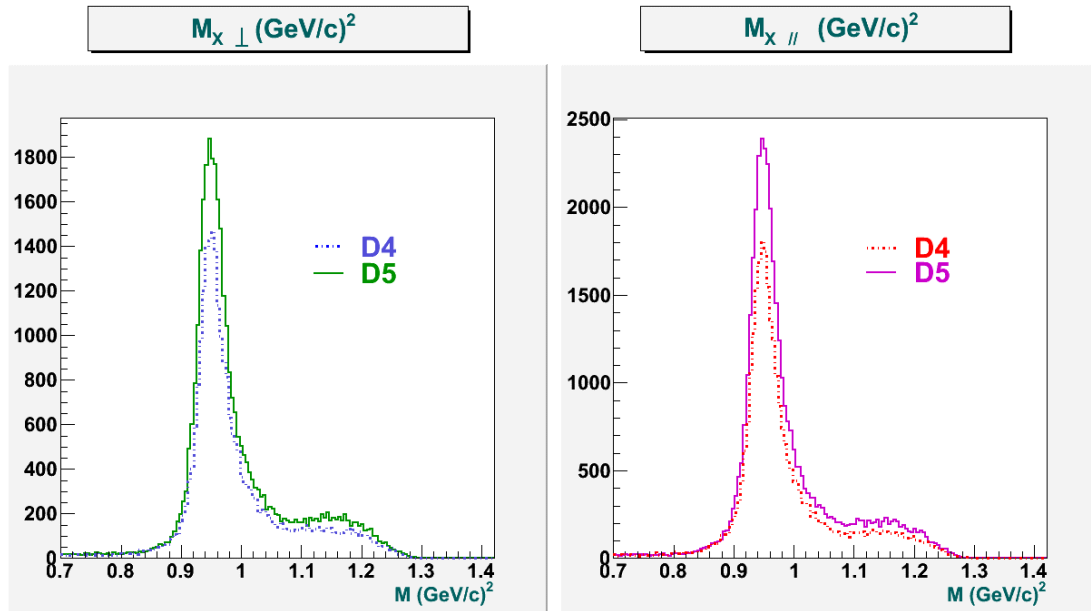


Şekil 4.16. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için E_x dağılımları



Şekil 4.17. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için p_x dağılımları

Kayıp kütle (M_x) dağılımı, E_x ve p_x 'e bağlı olarak rölativistik enerji ifadesi $\sqrt{E_x^2 - p_x^2}$ ile dik ve paralel kinematik için elde edilmektedir (Şekil 4.18). Dağılımlara bakıldığında biri sivri diğeri geniş olmak üzere çift tepe görülmektedir. İlk tepe $M_x \sim m_p$ olup aranılan $\vec{n}(\vec{e}, e^-\pi^-)p$ reaksiyonuna karşılık gelen olaylardan oluşan proton pikidir; ikinci tepe ise $M_x \sim m_p + m_{\pi^0}$ olup $\vec{n}(\vec{e}, e^-\pi^-)p\pi^0$ reaksiyonuna karşılık gelen çift pion pikidir. Çift spin asimetrisinin ölçümünde proton pikini oluşturan $\vec{n}(\vec{e}, e^-\pi^-)p$ olayları kullanılmaktadır. Bu çalışmada proton piki için [0.8,1.05] GeV aralığı alınmıştır.



Şekil 4.18. D4 ve D5 verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için M_x dağılımları

4.3. Çift Spin Asimetrisi

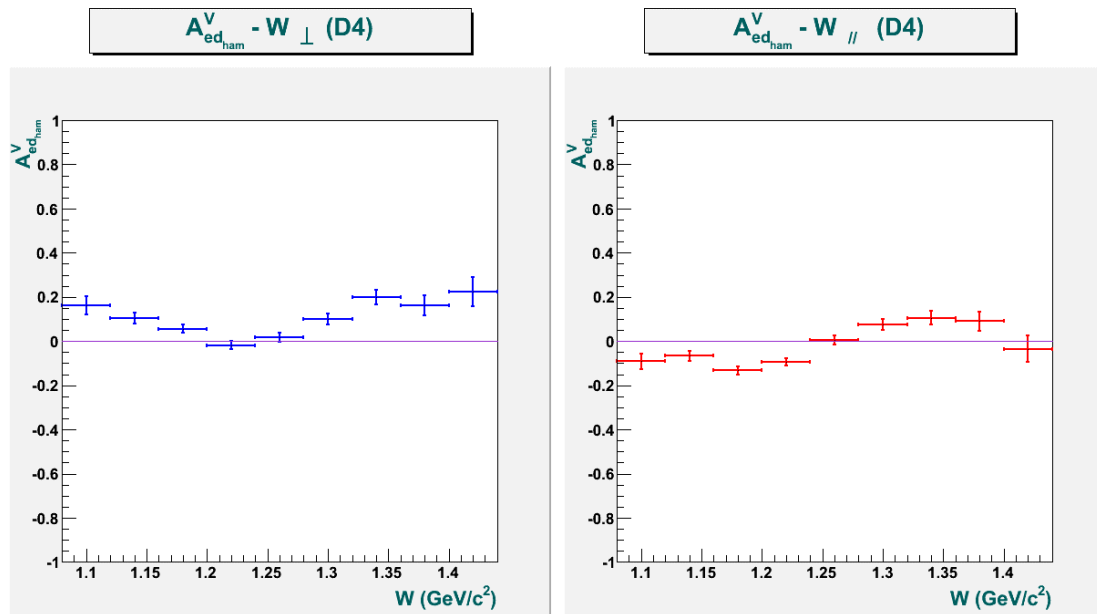
Çift spin asimetrisinin ölçümü üç evreden oluşmaktadır. Bunların ilki ham, ikincisi deneysel çift spin asimetrisidir. Asimetrimin son evresi ise bu çalışmada demet-hedef çift asimetrisi olarak isimlendirilmekte ve ulaşılmak istenen son asimetri olmaktadır. Asimetrimin değerlendirilmesi W üzerinden yapılmaktadır. Bunun için, Kesim 4.1.3'de elde edilen W dağılımında Δ olaylarının bulunduğu [1.08,1.44] GeV aralığı kullanılmaktadır.

4.3.1. $A_{\text{ed}_{\text{ham}}}^V$ çift spin asimetrisi

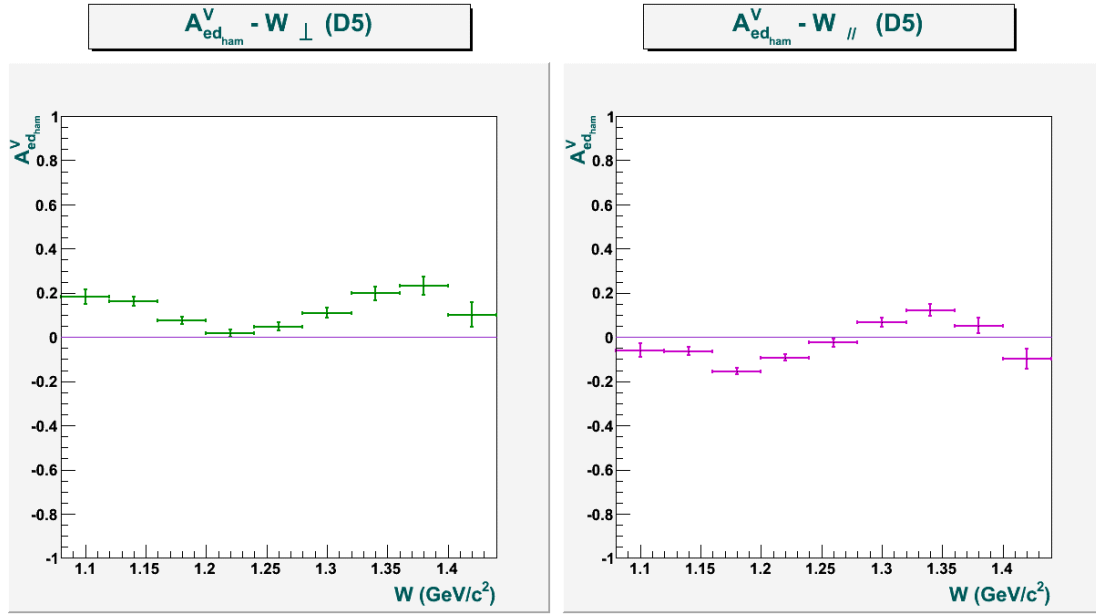
Ham çift spin asimetrisi ($A_{\text{ed}_{\text{ham}}}^V$), demet ve hedefin farklı spin konfigürasyonları için yüke normalize olay sayıları ile,

$$A_{\text{ed}_{\text{ham}}}^V = \frac{\bar{N}_{\uparrow\downarrow}^{\text{ham}} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow}^{\text{ham}} - \bar{N}_{\uparrow\uparrow}^{\text{ham}} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow}^{\text{ham}}}{\bar{N}_{\uparrow\uparrow}^{\text{ham}} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow}^{\text{ham}} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow}^{\text{ham}} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow}^{\text{ham}}} \quad (4.1)$$

olarak tanımlanmaktadır. D4 ve D5 verileri ile dik ve paralel kinematik için $A_{\text{ed}_{\text{ham}}}^V$ 'ın W 'ya bağlı grafikleri Şekil 4.19 ve Şekil 4.20'de verilmektedir. $A_{\text{ed}_{\text{ham}}}^V$, spine bağlı arkafon olaylarından gelen hata asimetrisi içermektedir. Bu nedenle arkafon katkısının belirlenmesi ve giderilmesi gerekmektedir.



Şekil 4.19. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $A_{\text{ed}_{\text{ham}}}^V$ 'nin W 'ya bağlı grafikleri

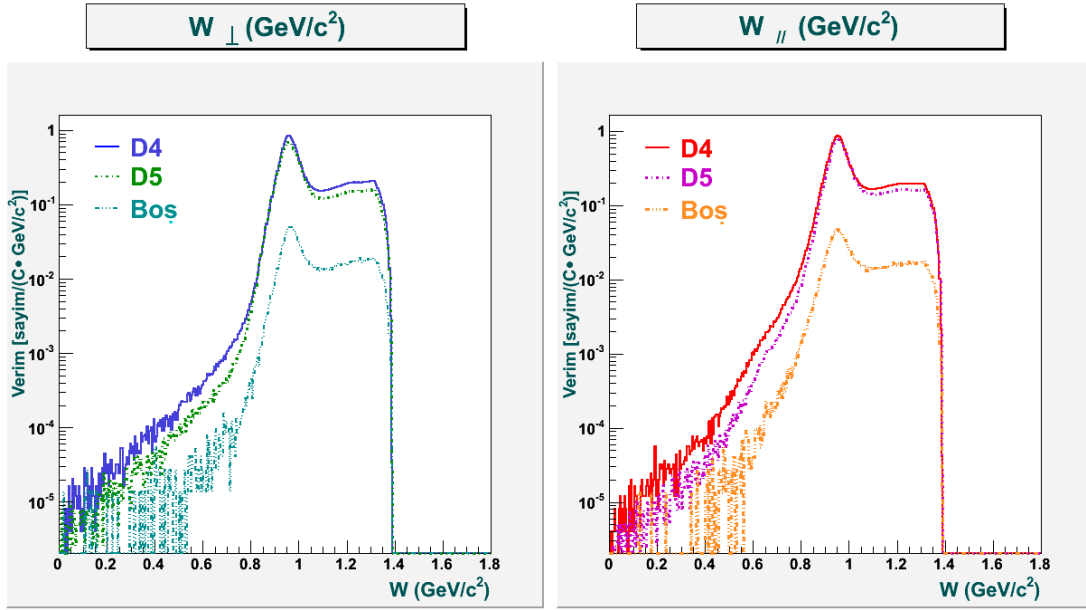


Şekil 4.20. D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $A_{ed,ham}^V$ 'nin W 'ya bağlı grafikleri

4.3.2. Arkafon katkısı

Spine bağlı arkafon olayları, elektron demetinin hedef tüpünün kendisi ile etkileşiminden kaynaklanmaktadır. Hedef tüpü alüminyum malzemeden üretilmiştir (Kesim 3.2.1.4). Bundan dolayı etkileşim Al ve alt parçacıkları ile olabilmektedir. Oluşan arkafon katkısının giderilmesi için boş hedef verisinden yararlanılmaktadır. Boş hedef verisi, hedef tüpü boş iken elektron demetinin tüpe gönderilmesi ile elde edilmektedir. Analizde kullanılan boş hedef veri miktarı ~ 87 kC'dur (EK F.3).

Arkafon katkısı, dolu ve boş hedef verileri için bu analizde W dağılımları üzerinden belirlenebilmektedir (Şekil 4.21). Kıyaslamamın yapılabilmesi için olay sayısı yüke ve demet enerjisine normalize edilmektedir. Bu türden olay sayısına verim "yield" adı verilmektedir. Dağılımlar, arkafon katkısının N ve Δ bölgesinde $\sim 1\%$ olduğunu göstermektedir. Buradan arkafon katkısının küçük olacağı tahmin edilmektedir.



Şekil 4.21. D4, D5 ve boş hedef verileri ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için verimin W 'ya bağlı logaritmik skalada dağılımları

4.3.3. $A_{ed,deneyse}^V$ çift spin asimetrisi

Deneyse çift spin asimetrisi ($A_{ed,deneyse}^V$) arkafon katkısının çıkarılmasından sonra elde edilen asimetridir. Her bir i 'inci demet ve j 'inci hedef spin durumu için normalize ham olay sayısından (\bar{N}_{ij}^{ham}) normalize arkafon olay sayısı ($\bar{N}_{ij}^{arkafon}$) çıkarılarak deneyse normalize olay sayıları ($\bar{N}_{ij}^{deneyse}$),

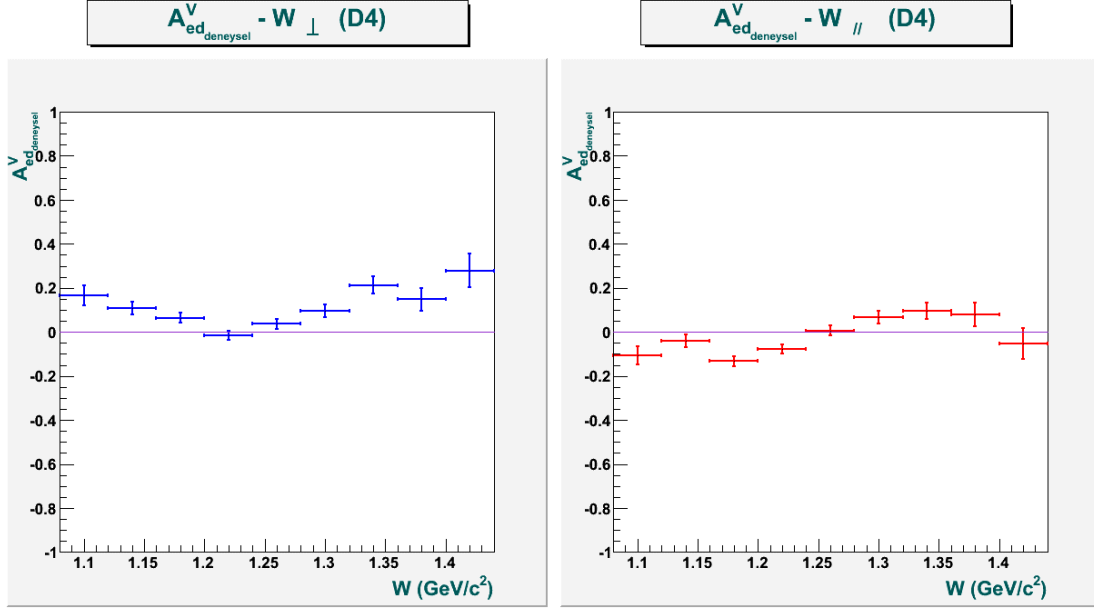
$$\bar{N}_{ij}^{deneyse} = \bar{N}_{ij}^{ham} - \bar{N}_{ij}^{arkafon} \quad i, j = \uparrow \text{ veya } \downarrow \quad (4.2)$$

ifadesiyle elde edilmektedir. $\bar{N}_{ij}^{deneyse}$ değerleri kullanılarak $A_{ed,deneyse}^V$,

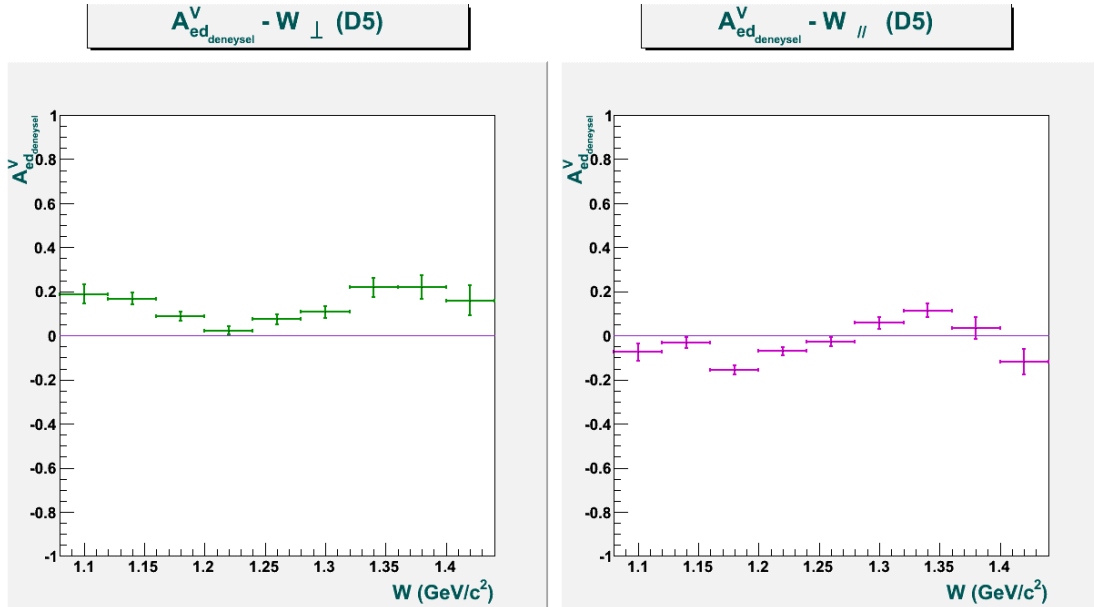
$$A_{ed,deneyse}^V = \frac{\bar{N}_{\uparrow\downarrow}^{deneyse} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow}^{deneyse} - \bar{N}_{\uparrow\uparrow}^{deneyse} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow}^{deneyse}}{\bar{N}_{\uparrow\uparrow}^{deneyse} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow}^{deneyse} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow}^{deneyse} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow}^{deneyse}} \quad (4.3)$$

ile elde edilmektedir. D4 ve D5 verileri ile elde edilen $A_{ed,deneyse}^V$ 'in W 'ya bağlı grafikleri dik ve paralel kinematik için Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'de verilmektedir. Asimetrideki hata paylarının Şekil 4.19 ve Şekil 4.20'de verilen ham çift spin

asimetrisine göre bir miktar arttığı görülmektedir. Bunun sebebi, arkafon katkısının çıkarılmasından dolayı istatistiğin bir miktar azalmasıdır; ancak bir önceki kesimde tahmin edildiği üzere arkafon katkısının, asimetrinin W 'ya göre davranışında önemli bir değişime sebep olmadığı görülmektedir.



Şekil 4.22. D4 döteron verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için A_{ed}^V 'in W 'ya bağlı grafikleri



Şekil 4.23. D5 döteron verisi ile dik(sol) ve paralel(sağ) kinematik için A_{ed}^V 'in W 'ya bağlı grafikleri

BÖLÜM 5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

5.1. A_{ed}^V Çift Spin Asimetrisi

BLAST ile $N \rightarrow \Delta$ geçişinin anlaşılabilmesi için Kesim 4.3.3'de ölçülen $A_{ed,deneyse}^V$ 'in demet-hedef spin polarizasyonları ile birlikte değerlendirilmesi gerekmektedir. Polarizasyonun da ölçüme dahil edildiği demet-hedef çift spin asimetrisi (A_{ed}^V), $A_{ed,deneyse}^V$ 'e ve demet-hedef polarizasyon çarpımlarına ($P_e P_d$),

$$A_{ed}^V = \frac{1}{P_e P_d} A_{ed,deneyse}^V \quad (5.1)$$

eşitliği ile bağlıdır.

D4 ve D5 verilerinde demet polarizasyon yönelimleri aynı iken hedef polarizasyon yönelimleri (θ_d) farklıdır (Kesim 3.2.1.6). İstatistiksel ve sistematik hata payıyla birlikte demet polarizasyonu $P_e = 0.656 \pm 0.001_{ist} \pm 0.040_{sis}$, hedef polarizasyonu D4 ve D5 verileri için sırasıyla $P_d = 0.858 \pm 0.014_{ist} \pm 0.056_{sis}$ ve $P_d = 0.678 \pm 0.005_{ist} \pm 0.045_{sis}$ olarak ölçülmüştür [64]. Bu değerler kullanılarak D4 ve D5 verileri için $P_e P_d$ çarpımı sırasıyla $P_e P_d = 0.5796 \pm 0.0034_{ist} \pm 0.0034_{sis}$ ve $P_e P_d = 0.5149 \pm 0.0043_{ist} \pm 0.0054_{sis}$ olarak elde edilmiştir [59]. Polarizasyon ölçümlerindeki hata payının toplam değeri,

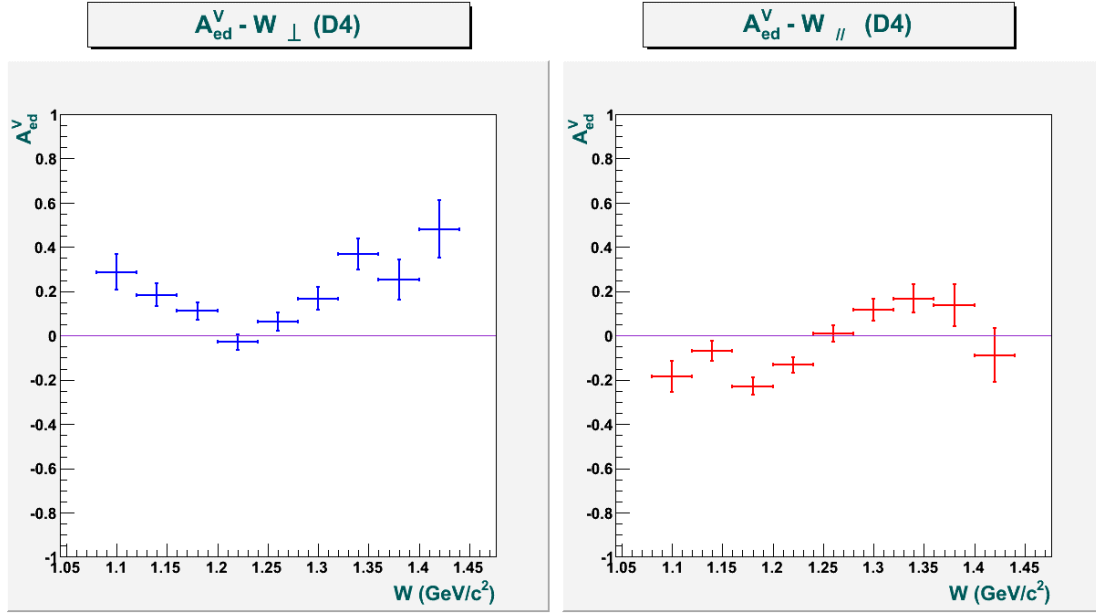
$$\delta(P_e P_d) = \sqrt{(\delta(P_e P_d(ist)))^2 + (\delta(P_e P_d(sis)))^2} \quad (5.2)$$

eşitliği ile $\delta P_e P_d(D4) \cong 0.0048$, $\delta P_e P_d(D5) \cong 0.0069$ olarak elde edilmektedir.

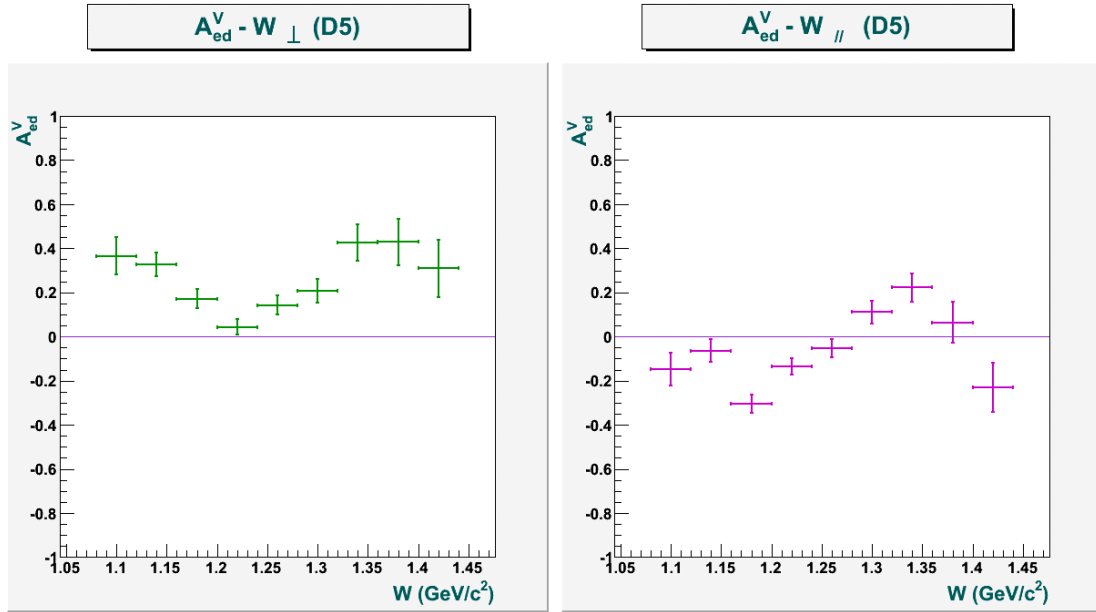
Belirlenen hata paylarının A_{ed}^V 'nin hata payına katkısı,

$$\delta A_{ed}^V = A_{ed}^V \left[\left(\frac{\delta A_{ed,deneyisel}^V}{A_{ed,deneyisel}^V} \right)^2 + \left(\frac{\delta P_e P_d}{P_e P_d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.3)$$

eşitliği ile elde edilmektedir. Denklem (5.1) ve (5.3) kullanılarak D4 ve D5 verileri ile elde edilen A_{ed}^V 'nin W 'ya bağlılığı dik ve paralel kinematik için Şekil 5.1 ve Şekil 5.2'deki grafiklerde verilmektedir. Buradaki davranışların sırasıyla Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'de verilen deneysel asimetri ile benzer davranış gösterdiği söylenebilmektedir; ayrıca asimetrinin W 'ya çok güçlü bir bağlılık gösterdiği ve bu bağlılığın dik ve paralel kinematik için farklı olduğu görülmektedir. Her iki kinematikte $\Delta(1232)$ bölgesi için farklı asimetri değerlerine sahip genel minimumlar oluşmaktadır. Dik kinematikte D4 ve D5 verisi için A_{ed}^V 'nin $\Delta(1232)$ bölgesinde sırasıyla 1σ ve 2σ hata payı içerisinde sıfır ve tüm W bölgesinde pozitif olduğu görülmektedir. Paralel kinematikte ise her iki veri için A_{ed}^V 'nin $\Delta(1232)$ bölgesinde negatif ve W 'nun 1.25 GeV üzerindeki değerlerinde pozitif olduğu görülmektedir.



Şekil 5.1. D4 döteron verisi ile dik(sol) ve paralel(sağ) kinematik için A_{ed}^V 'nin W 'ya bağlı grafikleri



Şekil 5.2. D5 döteron verisi ile dik(sol) ve paralel(sağ) kinematik için A_{ed}^V 'nin W 'ya bağlı grafikleri

5.2. Birleştirilmiş Veri ile A_{ed}^V

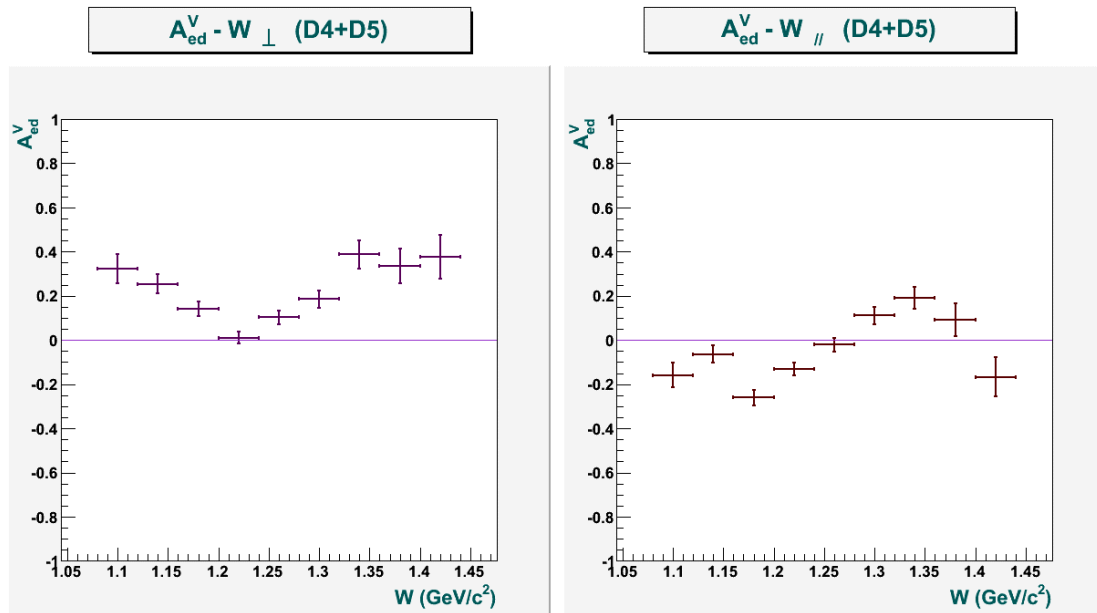
İstatistiğin yüksek olması hata paylarının küçük olmasını, dolayısıyla deneysel sonuçların güvenilirliğinin artmasını sağlamaktadır. Bu sebepten BLAST için D4 ve D5 verileri birleştirilerek istatistik arttırılabilmektedir. Birleştirilmiş veri (D4+D5) için ağırlıklı ortalama kullanılarak $P_e P_d$ çarpımı,

$$P_e P_d(D4 + D5) = \frac{\frac{P_e P_d(D4)}{(\delta(P_e P_d(D4)))^2} + \frac{P_e P_d(D5)}{(\delta(P_e P_d(D5)))^2}}{\frac{1}{(\delta(P_e P_d(D4)))^2} + \frac{1}{(\delta(P_e P_d(D5)))^2}} \quad (5.4)$$

eşitliği ile $P_e P_d(D4 + D5) \cong 0.5590$ olarak elde edilmektedir. Buradaki hata payı,

$$\delta(P_e P_d(D4 + D5)) = \left(\frac{1}{\delta(P_e P_d(D4))^2} + \frac{1}{\delta(P_e P_d(D5))^2} \right)^{-1/2} \quad (5.5)$$

eşitliği ile ~ 0.0039 olarak elde edilmektedir. Bu sonuçlar ile D4+D5 verisi için elde edilen A_{ed}^V 'nin W 'ya bağlılığı dik ve paralel kinematik için Şekil 5.3'de verilmektedir. Grafiklere bakıldığında asimetri değerlerinin Şekil 5.1 ve Şekil 5.2'de elde edilen D4 ve D5 asimetri değerlerinin ortalamasına yakın olduğu ve hata paylarının azaldığı görülmektedir.



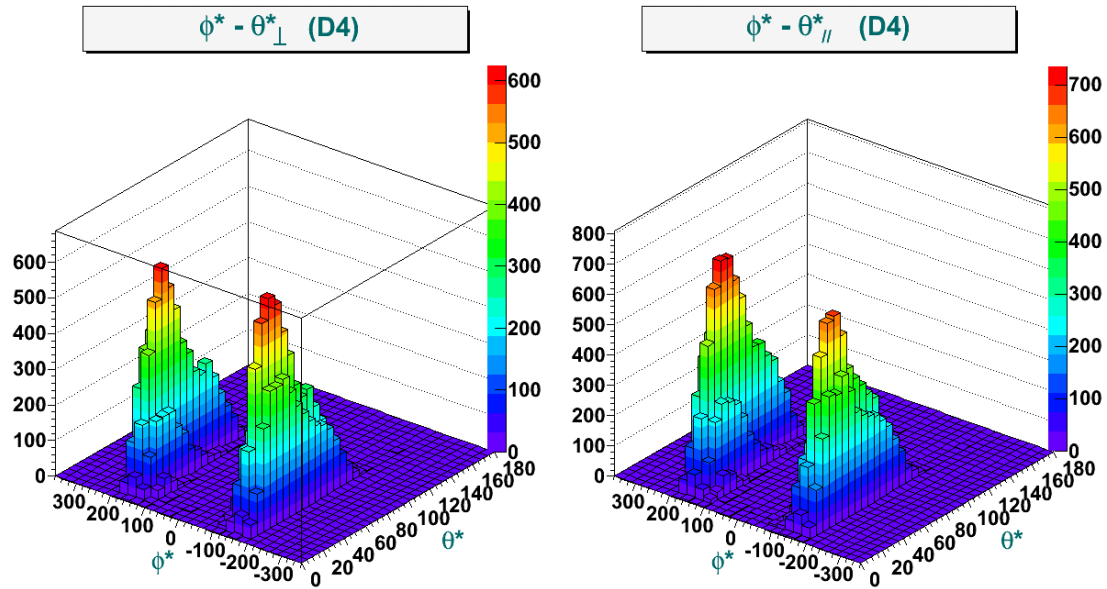
Şekil 5.3. D4+D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için A_{ed}^V 'nin W 'ya bağlı grafikleri

5.3. MAID ile A_{ed}^V

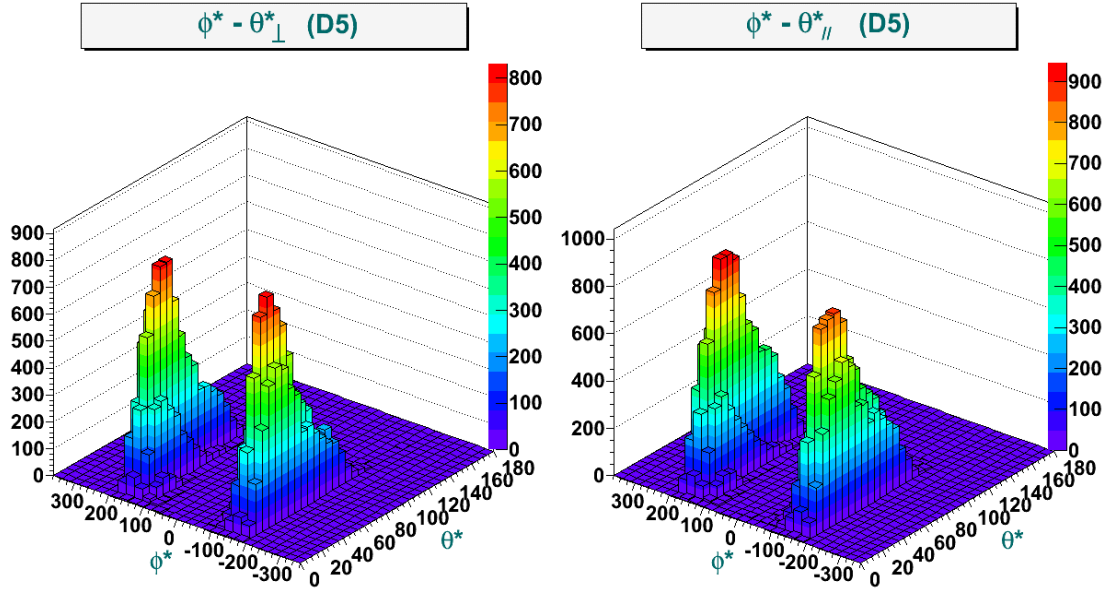
D4, D5 ve D4+D5 verileri ile elde edilen demet-hedef çift spin asimetri sonuçları, Kesim 2.1'de bahsedilen teorik model MAID ile kıyaslanabilmektedir. A_{ed}^V , MAID modelinde tesir kesitlerine bağlı olarak,

$$A_{ed} = \frac{\sigma_{ed}}{\sigma_0} \quad (5.6)$$

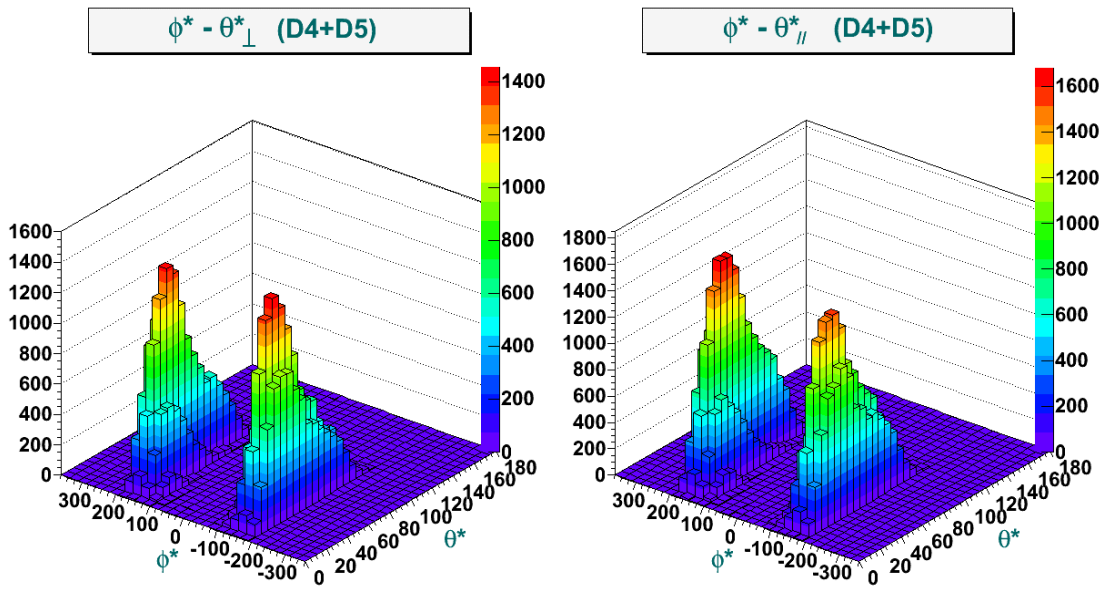
eşitliği ile elde edilmektedir (Eşitlik (2.116)). Bu modelde asimetri W , Q^2 , θ^* ve ϕ^* niceliklerine bağlıdır. D4, D5 ve D4+D5 verileri ile dik ve paralel kinematik için elde edilen θ^* ve ϕ^* dağılımlarından (Şekil 5.4-Şekil 5.6) belirlenen açı aralıkları Tablo 5.1'de verilmektedir.



Şekil 5.4. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\phi^* - \theta^*$ dağılımları



Şekil 5.5. D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\phi^* - \theta^*$ dağılımları

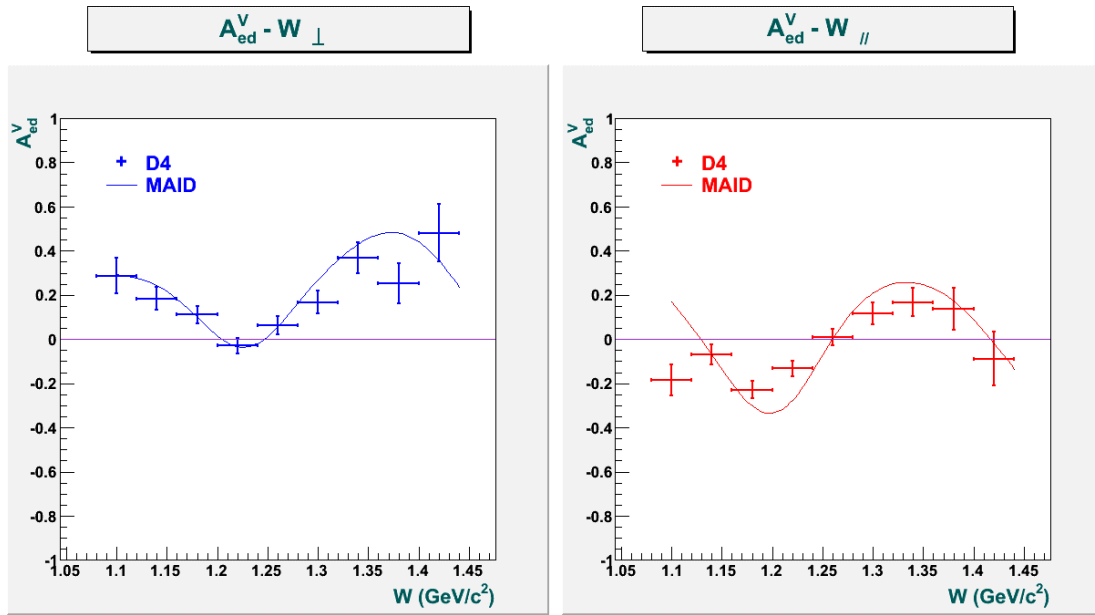


Şekil 5.6. D4+D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için $\phi^* - \theta^*$ dağılımları

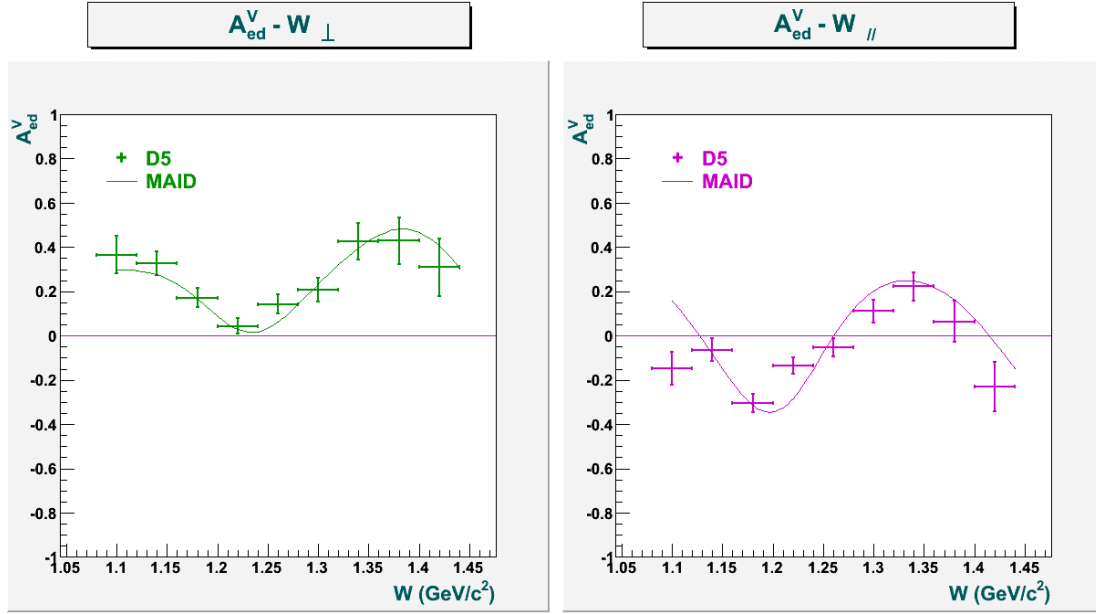
Tablo 5.1. D4, D5 ve D4+D5 verileri ile dik ve paralel kinematik için elde edilen $\phi^* - \theta^*$ dağılımlarından belirlenen kesmeler

	Dik		Paralel	
	$\theta^*(^\circ)$	$\phi^*(^\circ)$	$\theta^*(^\circ)$	$\phi^*(^\circ)$
D4	[30, 79]	[112, 240]	[30, 89]	[80, 360]
D5	[24, 89]	[112, 240]	[30, 89]	[80, 360]
D4 + D5	[27, 85]	[112, 240]	[30, 89]	[80, 360]

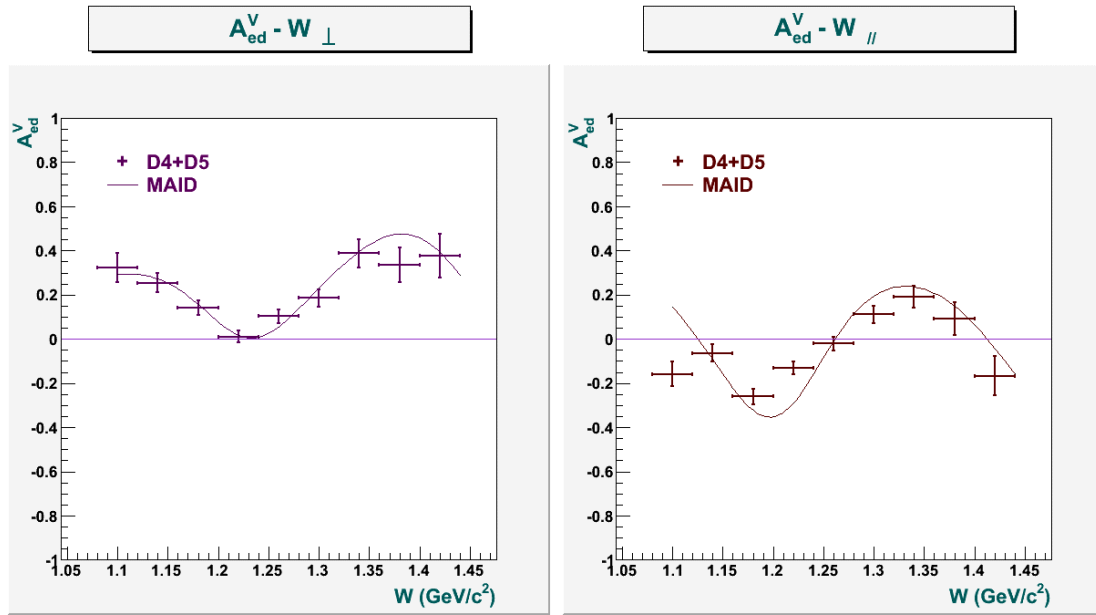
A_{ed}^V 'nin W 'ya bağıllığı için MAID tahminleri Tablo 5.1'de verilen θ^* ve ϕ^* aralıkları, W 'nun $[1.08, 1.44]$ GeV aralığı ve tüm Q^2 bölgesi kullanılarak elde edilmektedir. MAID modelinden gelen tahminler ve BLAST verisi ile elde edilen sonuçlar Şekil 5.7-Şekil 5.9'da gösterilmektedir. Grafiklerden, MAID tahminlerinin deneysel sonuçlar gibi W 'ya güçlü bir bağıllık gösterdiği, deneysel sonuçları genel olarak takip ettiği ve sonuçların uyumlu olduğu görülmektedir. Her iki kinematik için bu uyum rezonans bölgesinde de bulunmaktadır.



Şekil 5.7. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte A_{ed}^V 'nin W 'ya bağlı grafikleri



Şekil 5.8. D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte A_{ed}^V 'nin W 'ya bağlı grafikleri



Şekil 5.9. D4+D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte A_{ed}^V 'nin W 'ya bağlı grafikleri

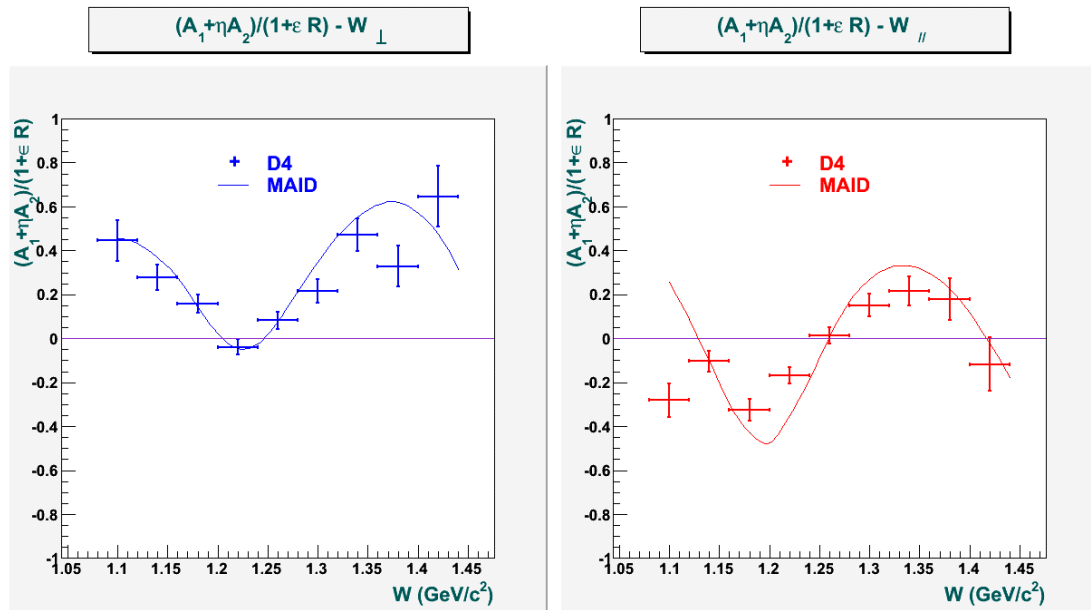
5.4. $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ asimetrisi ölçümü

A_{ed}^V 'nin elde edilmesiyle sanal foton asimetrisine (A_1 ve A_2) geçiş yapılabilmektedir. Denklem (2.120) eşitliğinde A_{ed}^V 'nin sanal foton polarizasyon

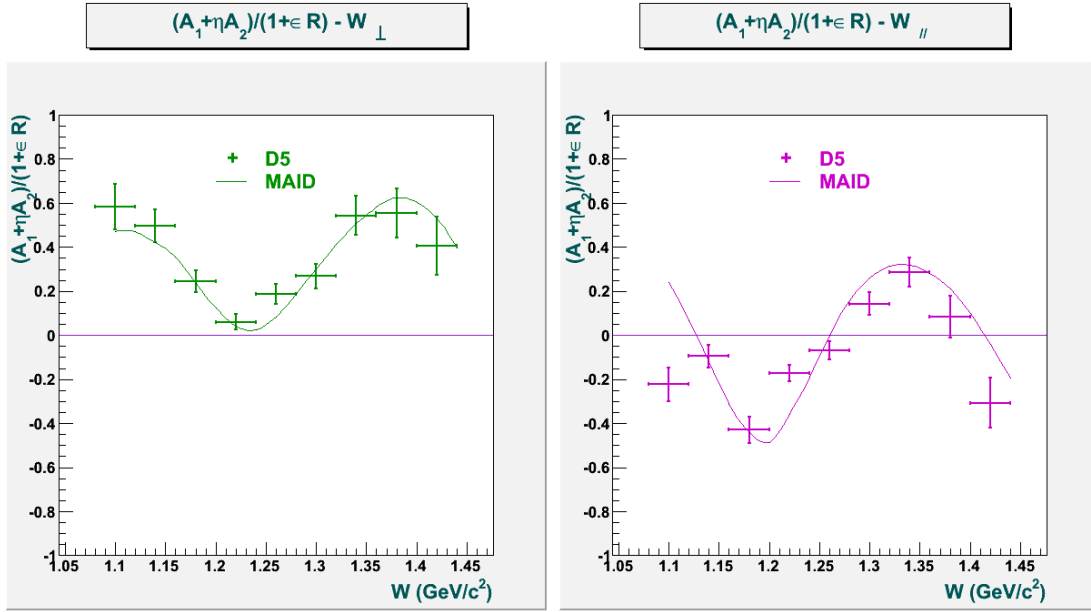
terimine $\left(\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\theta_\gamma\right)$ oranlanmasıyla sanal foton asimetrilerinin lineer kombinasyonunu içeren $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \varepsilon R)$ asimetrisi,

$$\frac{A_1 + \eta A_2}{1 + \varepsilon R} = \frac{A_{\text{ed}}^V}{\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\theta_\gamma} \quad (5.7)$$

eşitliği ile elde edilmektedir. D4 ve D5 verileri ile dik ve paralel kinematik için elde edilen asimetri sonuçları Şekil 5.10-Şekil 5.12'de verilmektedir. Grafiklerden genel olarak asimetri değerlerinin A_{ed}^V değerlerine göre 5/4 oranında büyüdüğü görülmektedir. Asimetri, dik kinematik için D4 (D5) verisi ile $\Delta(1232)$ bölgesinde sıfıra yakın negatif (pozitif) değer almaktadır; paralel kinematik için ise hem D4 hem de D5 verisi ile derin bir minimum vermektedir.

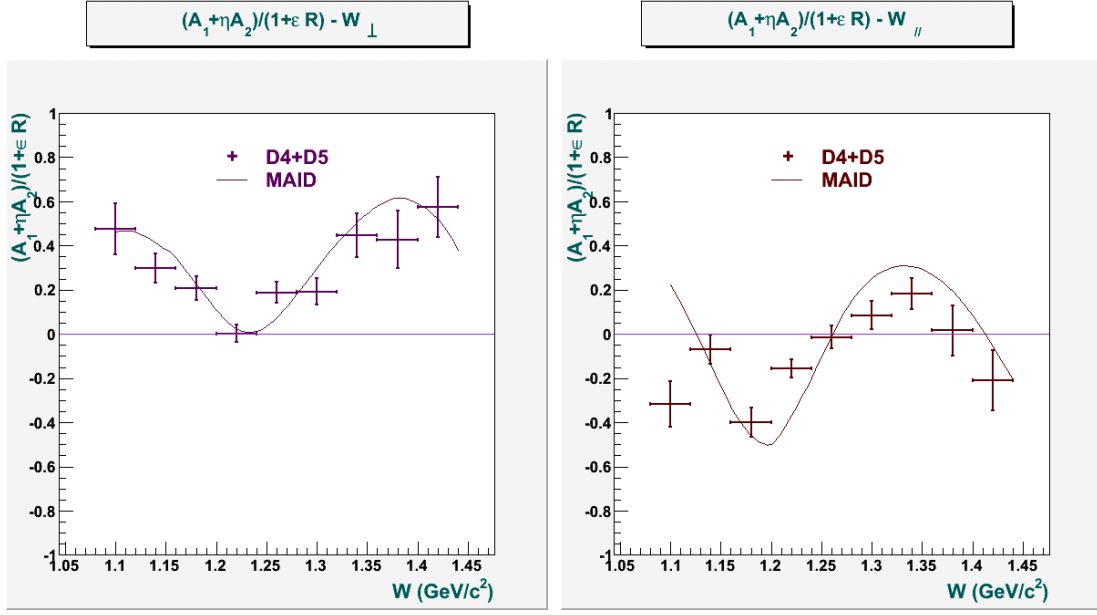


Şekil 5.10. D4 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \varepsilon R)$ 'nin W 'ya bağlı grafikleri



Şekil 5.11. D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ 'nin W 'ya bağlı grafikleri

Asimetrideki bu davranışlar Denklem (5.7) ile açıklanabilmektedir. Bu denklemde ilgili kinematik aralığı için rezonans bölgesinde ϵR ve ηA_2 terimleri A_1 'e kıyasla küçüktür [45]. Bu nedenle $(A_1 + \eta A_2)/(1 + \epsilon R)$ asimetrisinin değerlendirilmesinde belirleyici nicelik A_1 olmaktadır. A_1 'in paralel kinematik için delta bölgesinde negatif olmasından dolayı Denklem (2.123) dikkate alındığında $\sigma_E^{3/2}$ 'nin $\sigma_E^{1/2}$ 'ye göre büyük ve W 'nun 1.25 GeV üzerindeki değerlerinde $\sigma_E^{1/2}$ 'nin baskın olduğu görülmektedir. Aynı davranış birleştirilmiş veri seti için de gözlemlenmektedir (Şekil 5.12).



Şekil 5.12. D4+D5 verisi ile dik (sol) ve paralel (sağ) kinematik için MAID ile birlikte $(A_1 + \eta A_2) / (1 + \epsilon R)$ 'nin W 'ya bağlı grafikleri

KAYNAKLAR

- [1] KRAGH, H., Naming the Big Bang. *Historical Studies in the Natural Sciences*, 44(1):3-36, 2014.
- [2] BERTULANI, CA., Big Bang Nucleosynthesis with a non-Maxwellian distribution. *Astrophysical Journal*, 767(1), 67, 2013.
- [3] SEWEL, KK., *Cosmic sphere*. A division of Nova Science Publishers, Inc. 6080 Jericho Turnpike, Suite 207 Commack, New York 11725, ISBN: 1-56072-661-X, 1999.
- [4] ENGEL, J., RAMSEY-MUSOLF, MJ., Electric dipole moments of nucleons, nuclei and atoms: The Standard Model and beyond. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 71:21–74, 2013.
- [5] GRIFFITHS, D., *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, ISBN: 978-3-527-40601-2, 2008.
- [6] COTTINGHAM, WN., GREENWOOD, DA., *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, ISBN: 978-0521-85249-4, 2008.
- [7] HENDRY, AW., LICHTENBERG, DB., The quark model. *Rep. Prog. Phys.*, 41, 1978.
- [8] IWASAKI, M., TANOKAMI, N., Excited baryons int MIT bag model. *Phys. Lett. B*, 314(3-4):391–396, 1993.
- [9] THOMAS, AW., WEISE, W., *The Structure of The Nucleon*. WILEY-VCH Verlag Berlin GmbH, Berlin, ISBN: 3-527-40297-7, 2001.
- [10] BOYARKIN, OM., *Advanced Particle Physics*. Taylor and Francis Group, LLC, U.S.A., ISBN: 978-1-4398-0414-8, 2011.
- [11] FRIMAN, B., HÖHNE, C., KNOLL, J., LEUPOLD, S., RANDRUP, J., RAPP, R., SENGER, P., *The CBM Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN: 978-3-642-13292-6, 2011.
- [12] http://www2.ph.ed.ac.uk/~vjm/Lectures/SHParticlePhysics2012_files/PP_Notes.pdf, Erişim Tarihi: 21.09.2013.

- [13] <http://www2.ph.ed.ac.uk/~muheim/teaching/np3/lect-quarks.pdf>, Erişim Tarihi: 26.10.2013.
- [14] <http://physics-database.group.shef.ac.uk/phy303/phy303-2.html>, Erişim Tarihi: 04.10.2013.
- [15] GHAHRAMANY, N., YAZDANKISH, E., AGHILI, M., Calculation of deuteron magnetic dipole moment using constituent quarks for all possible, Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^- , p and n baryon formations. IJPA, 1(3): 236-241, 2013.
- [16] GREENE, G., The fundamental properties of the neutron I. Lecture Notes, Fundamental Neutron Physics Summer School, NIST, June 2009.
- [17] SNOW, WM., Neutron Physics. Lecture Notes, Indiana University, NPSS, Bar Harbor, 2013.
- [18] GREENE, G., Some neutron properties. Fundamentals of Neutron Physics, Fundamental Neutron Physics Fall, NIST, June 2003.
- [19] GREENE, G., The fundamental properties of the neutron II. Lecture Notes, Fundamental Neutron Physics Summer School, NIST, June 2009.
- [20] MILLER, GA., Charge densities of the neutron and proton. Phys. Rev. Lett, 99, 112001, 2007.
- [21] BERINGER, J., et al. (Particle Data Group), Phys, Rev. D86, 010001, 2012.
- [22] BECKURTS, KH., WIRTZ, K., Neutron physics. Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg, ISBN: 978-3-642-87616-5, 1964.
- [23] KAMANO, H., Study of excited nucleon states at EBAC: Status and plans. Cake Seminar, Jefferson Lab., April 1, 2009.
- [24] STEERE, AR., A timeline of major particle accelerators. M.Sc. Thesis, 2005.
- [25] <http://www.accelerators-for-society.org/about-accelerators/timeliner/timeline.php>, Erişim Tarihi: 06.05.2014.
- [26] WANGLER, TP., Introduction to linear accelerators. LA-UR-94-125, Los Alamos, January 14, 1994.
- [27] <http://mitbates.lns.mit.edu/bates/control/history>, Erişim Tarihi: 09.12.2013.
- [28] HASELL, DK., Results from BLAST. DAC Meeting, MIT, Cambridge, U.S.A, 2005.

- [29] TIATOR, L., KAMALOV, S., MAID analysis techniques. arXiv:nucl-th/0603012v1, Proceedings, 2014.
- [30] DRECHSEL, D., KAMALOV, S., TIATOR, L., Unitary isobar model. Eur. Phys. J. A 34, 69-97, 2007.
- [31] <http://hitoshi.berkeley.edu/221B/scattering3.pdf>, Erişim Tarihi: 01.11.2013.
- [32] BEKTASOGLU, M., Measurement of the double spin asymmetry in π^- electroproduction with CLAS. Ph.D. Thesis, Old Dominion University, 2002.
- [33] ADAMUŐĆÍN, G., GAKH, GI., TOMASI-GUSTAFSSON, E., Polarization effects for the reaction $e^+ + e^- \rightarrow \bar{p} + p$ in presence of two-photon exchange. Lecture Notes, DAPNIA/SPhN, CEA/Saclay, France, 2007.
- [34] MANOHAR, AV., An introduction to spin dependent deep inelastic scattering. arXiv:hep-ph/9204208v1, 1992.
- [35] http://web.phys.ntnu.no/~mika/skript_qft6.pdf, Erişim Tarihi: 28.09.2013.
- [36] CARECCIA, SL., Single and double spin asymmetries for π^- electroproduction from the deuteron in the resonance region. Ph.D. Thesis, Old Dominion University, 2012.
- [37] DRECHSEL, D., TIATOR, L., Threshold pion production on nucleons. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18:449-497, 1992.
- [38] DARWISH, EM., AL-THOYAIB, SS., Invariant amplitudes for electromagnetic pion production from the nucleon and its implication for separated structure functions. Arab. J. Sci. Eng., 33, 2A:401-413, 2008.
- [39] KNÖCHLEIN, G., DRECHSEL, D., TIATOR, L., Photo- and electroproduction of eta mesons. Z. Phys. A 352:327-343, 1995.
- [40] PASCALUTSA, V., VANDERHAEGHEN, M., YANG, SN., Electromagnetic excitation of the $\Delta(1232)$ -rezonans. Physics Reports, 437, 5-6:125-232, 2007.
- [41] ALARCON, R., Deuteron spin observables from electron scattering at intermediate energies. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, pp. 226-229, 2007.
- [42] KUHN, SE., Nucleon structure functions experiments and models. HUGS Proceedings, Newport News, Virginia, 1997.

- [43] DE VITA, R., et al. (CLAS Collaboration), First measurement of the double spin asymmetry in $\vec{e}\vec{p} \rightarrow e'\pi^+n$ in the resonance region. *Phys. Rev. Lett.* 88, 8, 2002.
- [44] DE VITA, R., Measurement of the double spin asymmetry in π^+ electroproduction with CLAS. Ph.D. Thesis, INFN, Genova, 2000.
- [45] FERSH, RG., Measurement of inclusive proton double-spin asymmetries and polarized structure functions. Ph.D. Thesis, The College of William and Mary, 2008.
- [46] <http://filburt.mit.edu/tour/frameset.html>, Erişim Tarihi: 13.09.2013.
- [47] MEITANIS, N., A measurement of the neutron magnetic form factor G_M^n from Quasi-elastic $^2\vec{H}(\vec{e}, e')$ at low Q^2 . Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2006.
- [48] SINDILE, AT., MEITANIS, N., Proton form factor ratio measurement with BLAST. Ph.D. Thesis, University of New Hampshire, 2006.
- [49] HASELL, D., et al., BLAST experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A* 603:247-262, 2009.
- [50] MATTHEWS, JL., Structure of the proton, neutron, and deuteron from scattering of polarized electrons by polarized gas targets. International Conference on Particle Physics, Istanbul, October 27-31, 2008.
- [51] ZWART, T., et al., Polarized electrons in the MIT-Bates South Hall Ring. Chicago, IL, 5:3597-3599, June 18-22, 2001.
- [52] CRAWFORD, CB., Precision measurement of the electric to magnetic form factor ratio with BLAST. Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2005.
- [53] AVERILL, R., et al., Superconducting solenoids for the polarized electron spin control system of the MIT-Bates South Hall Ring (SHR). Vancouver, BC, 3:3407-3409, May 12-16, 1997.
- [54] GEIS, EJ., The electric form factor of the neutron at low momentum transfers as measured at Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid. Ph.D. Thesis, Arizona State University, 2007.
- [55] KARPIUS, PJ., Vector polarization observables of the deuteron and a new measurement of the magnetic dipole form factor G_M . Ph.D. Thesis, University of New Hampshire, 2005.

- [56] TONGUC, BT., et al., The Impact of the BLAST Magnetic Field on the Cerenkov Detectors. AIP Conf. Proc., Vol. 1006:58 – 61, 2008.
- [57] CHEEVER, D., et al., A highly polarized hydrogen/deuterium internal gas target embedded in a toroidal magnetic spectrometer. Nucl. Instrum. Meth. A 556:410-420, 2006.
- [58] HENOCH, M., Absolute calibration of a polarized deuterium gas target. Ph.D. Thesis, Friedrich Alexander University, 2002.
- [59] GEIS, D., et al. (the BLAST Collaboration), Charge form factor of the neutron at low momentum transfer from the ${}^2\vec{H}(\vec{e}, e' n){}^1\text{H}$ reaction. Phys. Rev. Lett. 101, 042501, 2008.
- [60] MASCHINOT, AJ., Analysis of scattered protons in deuteron electrodisintegration with a polarized electron beam and internal polarized target. Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2005.
- [61] KOHL, M., Form factors with electrons and positrons. HUGS2013, JLab, Newport News, VA, May 28-June 14, 2013.
- [62] FILOTI, OF., Inclusive scattering of polarized electrons from polarized protons in the Δ excitation region with BLAST. Ph.D. Thesis, University of New Hampshire, 2007.
- [63] CALARCO, J., The BLAST detector. HUGS2006, JLab, Newport News, VA, June 5-23, 2006.
- [64] ZHANG, C., Measurement of tensor analyzing powers in elastic electron deuteron scattering with BLAST. Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2006.
- [65] ČERENKOV, PV., Radiation of particles moving at a velocity exceeding that of light, and some of the possibilities for their use in experimental physics. Fast Particle Radiation and Experimental Physics, Nobel Lecture, December 11, 1958.
- [66] CITCI, S., MIT Bates Laboratuvarı'ndaki Čerenkov Dedektörü'nün esnek e-p saçılması deneyinden elde edilen ADC spektrumunun analizi. Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi, 2008.
- [67] CITCI, S., TONGUC BT., Čerenkov Radiation Emerged As a Result of Collision of Elastic e-p on Magnetic Field in the MIT Bates Laboratory. International Conference on Superconductivity and Magnetism, ICSM-2008, Side-Antalya, TURKEY, August 25-29, 2008.
- [68] HIGINBOTHAM, DW., Diffusely reflective aerogel Cherenkov detector simulation techniques. Nucl. Instrum. Meth. A 414:332-339, 1998.

- [69] CITCI, S., Čerenkov radiation analysis from Čerenkov detector at Bates Laboratory of M.I.T. 7th International Student Conference of the Balkan Physical Union, ISCBPU-7, Bodrum-TURKEY, September 4-7, 2009.
- [70] CITCI, S., TONGUC, BT., ALARCON, R., ADC spectra analyses of the BLAST threshold Čerenkov counters. BPL, 18, 181058:430-435, 2010.
- [71] TONGUC, BT., et al., The BLAST Čerenkov detectors. Nucl. Instrum. Meth. A 553:364-369, 2005.
- [72] CITCI, S., TONGUC, BT., Čerenkov ADC spectra analysis from BLAST Čerenkov counters. 26. International Physics Conference organized by Turkish Physical Society, Bodrum-Turkey, September 24-27, 2009.
- [73] CITCI, S., MANCIK, M., TONGUC, BT., ALARCON, R., Detection efficiencies of BLAST Čerenkov counters”, 28. International Physics Conference organized by Turkish Physical Society, Bodrum-Turkey, September 6-9, 2011.
- [74] TONGUC, BT., CITCI, S., Aerogel efficiencies of threshold Čerenkov counters. Arab. J. Sci. Eng., DOI: 10.1007/s13369-013-0847-z, 2013.

EKLER

EK A. Baryon Rezonansları, Δ^0 ve Δ^+ Bozunumu

A1. Baryon Rezonansları

Saçılma reaksiyonlarında genellikle en basit yapılı atom olan Hidrojen tercih edilmektedir. Hidrojenin ^1H izotopu evrenin kütlece %75'ini oluşturmakta ve evrende gaz veya plazma halinde bulunmaktadır. Tek protonu olduğundan dolayı protium olarak da isimlendirilen bu izotop, Hidrojen atomunun doğada %99.98 oranında en fazla bulunan izotopudur. ^2H izotopu kar, deniz, göl ve okyanuslarda bol miktarda, tatlı su ve yeraltı sularında çok az miktarda bulunmaktadır. Canlılar için zehirli özelliği olan ^2H izotopu döteryum olarak da isimlendirilmekte ve nükleer reaktörlerde "Ağır su" olarak kullanılmaktadır. Döteryum atomunun çekirdeğinde bir proton, bir nötron bulunmakta ve çekirdeğine "döteron" denilmektedir. ^3H izotopu atmosferde çok az miktarda, ^1H izotopunun yaklaşık binde biri kadar bulunmaktadır. Bir proton, iki nötrona sahip olan ^3H izotopu "Tritium" olarak da isimlendirilmektedir. Bu izotop, hidrojenlendirme reaksiyonlarında ve reaksiyon değişimlerinin gözlemlenmesinde, ayrıca kendisi ve bileşikleri etiketleme ve izleme deneylerinde kullanılmaktadır. Hidrojen atomunun ve izotoplarının bazı özellikleri Tablo A.1'de verilmektedir [77].

Tablo A.1. Hidrojen atomu ve izotoplarının özellikleri

	İçerik	Oluşması	Ortalama Ömrü	Bozunum	J ^P
H	1 p	Doğal	Kararlı	Kararlı	$\frac{1}{2}^+$
D	1 p-1 n	Doğal	Kararlı	Kararlı	1 ⁺
T	1 p-2 n	Doğal	12.46 yıl	β^-	$\frac{1}{2}^+$
H-4	1 p-3 n	D-T bombardımanı	1.39x10 ⁻²² s	n	2 ⁻
H-5	1 p-4 n	T-T bombardımanı	9.1x10 ⁻²² s	n	$\frac{1}{2}^+$
H-6	1 p-5 n	D-He-6 bombardımanı(?)	2.9x10 ⁻²² s	n veya 3n	2 ⁻
H-7	1 p-6 n	H-He-8 bombardımanı	2.3x10 ⁻²³ s	2n	$\frac{1}{2}^+$

Deneylerde proton hedefi için Hidrojen, nötron hedefi için ise Döteryum kullanılmaktadır. Demetin hedef üzerine gönderilmesiyle bir elektromanyetik etkileşim olmakta ve demetin enerjisine bağlı olarak sanal foton aracılığı ile hedefin nükleonlarından birine momentum aktarımı olabilmektedir. Nükleon kendisine aktarılan momentum ile uyarılmakta ve rezonans durumuna geçebilmektedir. Nükleon rezonansları arasında π ve η üretiminin olduğu en düşük uyarılma rezonans durumlarına ait bazı özellikler Tablo A.2'de verilmektedir [21].

Tablo A.2. Baryon rezonansları

Sembol	Parçacık			L_γ	S_γ	Multipol $_\gamma$	$I(J^P)$	L_π	S_π	Multipol $_\pi$	Bozunum Modu (Γ_i / Γ)
			I_3								
P_{33}	Δ (1232)	Δ^{++}	+3/2	1	1	M1	$3/2 (3/2^+)$	1	0	$M_{\ell+}$	$N\pi$ (%99), $N\gamma$ (%0.5)
		Δ^+	+1/2							$E_{\ell+}$	
		Δ^0	-1/2	2							
		Δ^-	-3/2								
P_{11}	N (1440)	P_{11}^+	+1/2	1	1	M1	$1/2 (1/2^+)$	1	0	$M_{\ell-}$	$N\pi$ (%60), $N\pi\pi$ (%30)
		P_{11}^-	-1/2								
D_{13}	$N(1520)$			1	1	E1	$1/2 (3/2^-)$	2	0	E_{2-}	$N\pi$ (%50), $N\pi\pi$ (%40)
				2						M_{2-}	
S_{11}	$N(1535)$			1	1	E1	$1/2 (1/2^-)$	0	0	E_{0+}	$N\pi$ (%35), $N\pi$ (%1)

A2. Δ^0 ve Δ^+ 'nin Bozunum Kanalları

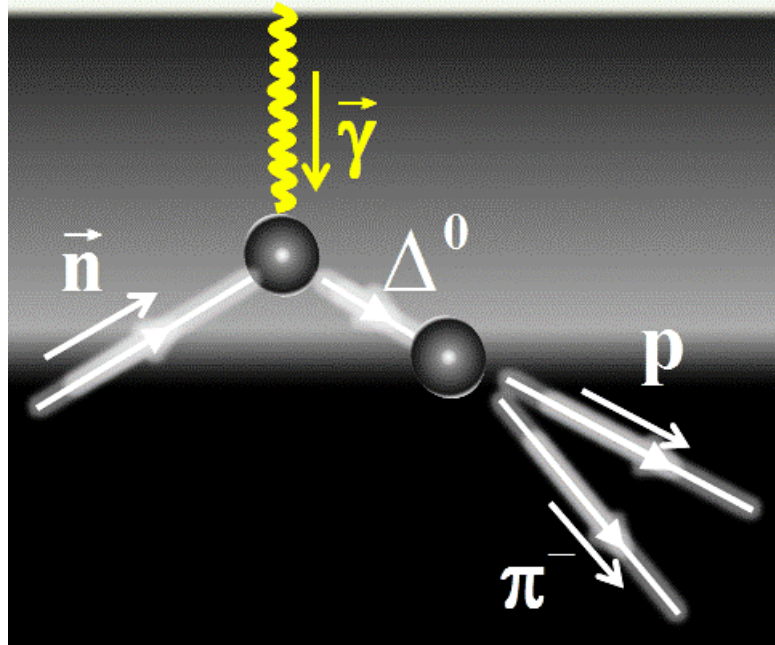
Demetin döteron hedefi ile esnek olmayan bir elektromanyetik etkileşimi sonucu, döteronun nükleonlarından biri rezonans durumuna geçmektedir. Oluşan rezonans durumları nötron ve proton için sırasıyla Δ^0 ve Δ^+ baryonlarıdır. Bu parçacıklar dedektörlerde tespit edilemeden güçlü etkileşim ile çok kısa süre sonra bozunmaktadır.

A2.1. Δ^0 bozunumu

Demetin nötron hedefi ile elektromanyetik etkileşimi sonucu sanal foton aracılığı ile nötron parçacığına momentum aktarımı yapılmaktadır. Nötron bu etkileşim sonucu uyarılarak Δ^0 rezonans durumuna,

$$\vec{\gamma} + \vec{n} \rightarrow \Delta^0 \quad (\text{A.1})$$

ifadesi ile geçebilmektedir.



Şekil A.1. $\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$ reaksiyonunun şematik görünümü

Esnek olmayan elektron-nötron saçılmasından oluşan Δ^0 parçacığının $\sim 10^{-23}$ s sonra güçlü çekirdek kuvveti ile bozunumu,

$$\left| \frac{3}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle |1 \ 0\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle |1 \ -1\rangle \quad (\text{A.2})$$

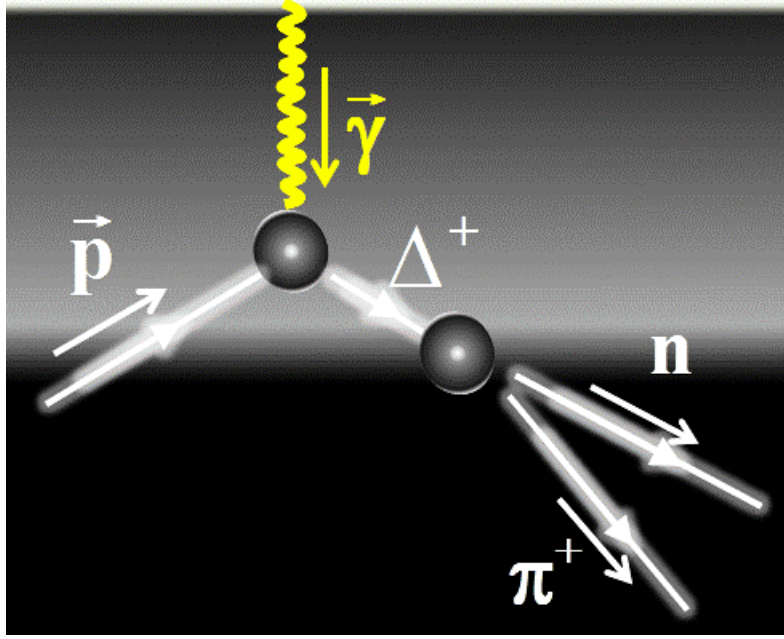
ile ifade edilebilmektedir. Burada iki bozunum durumu mevcuttur: $\left| \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle |1 \ 0\rangle$ durumunda $\left| \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle$ kısmı n parçacığına, $|1 \ 0\rangle$ kısmı ise π^0 parçacığına karşılık gelerek $\Delta^0 \rightarrow n + \pi^0$ bozunumu gerçekleşmektedir. Bu bozunum kanalının olma olasılığı $\sim 66\%$ olmaktadır. Diğer taraftan $\left| \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle |1 \ -1\rangle$ durumunda $\left| \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle$ kısmı p parçacığına, $|1 \ -1\rangle$ kısmı ise π^- parçacığına karşılık gelerek $\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$ bozunumu (Şekil A.1) gerçekleşmektedir. Bu bozunum kanalının olma olasılığı $\sim 33\%$ olmaktadır.

A2.2. Δ^+ bozunumu

Demetin proton hedefi ile elektromanyetik etkileşimi sonucu sanal foton aracılığı ile proton parçacığına momentum aktarımı yapılmaktadır. Proton bu etkileşim sonucu uyarılarak Δ^+ rezonans durumuna,

$$\gamma + \vec{p} \rightarrow \Delta^+ \quad (\text{A.3})$$

ifadesi ile geçebilmektedir.



Şekil A.2. $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ reaksiyonunun şematik görünümü

Esnek olmayan elektron-proton saçılmasından oluşan Δ^+ parçacığının $\sim 10^{-23}$ s sonra güçlü çekirdek kuvveti ile bozunumu,

$$\left| \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle |1 1\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle |1 0\rangle \quad (\text{A.4})$$

ile ifade edilebilmektedir. Burada iki bozunum durumu mevcuttur: $\left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle |1 1\rangle$

durumunda $\left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle$ kısmı n parçacığına, $|1 1\rangle$ kısmı ise π^+ parçacığına karşılık

gelerek $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ bozunumu gerçekleşmektedir. Bu bozunum kanalının olma

olasılığı $\sim 33\%$ olmaktadır. Diğer taraftan $\left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle |1 0\rangle$ durumunda $\left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle$ kısmı p

parçacığına, $|1 0\rangle$ kısmı ise π^0 parçacığına karşılık gelerek $\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ bozunumu

(Şekil A.2) gerçekleşmektedir. Bu bozunum kanalının olma olasılığı $\sim 66\%$ olmaktadır.

A3. Elektron Demetine Eşlik Eden De Broglie Dalga Boyu

De Broglie hipotezine göre hareketli parçacığa bir dalga eşlik etmektedir. Elektromanyetik elektron-nükleon etkileşmesinde momentum aktarımını sağlayan sanal fotonun momentumu,

$$p = \frac{E}{c} \quad (\text{A.5})$$

olmakta ve enerjisi,

$$E = hv = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{A.6})$$

ile hesaplanmaktadır. Bu eşitliğe göre, 0.85 GeV enerjili parçacığa eşlik eden dalga boyu,

$$pc = \frac{hc}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{hc}{p} \quad (\text{A.7})$$

olmakta ve,

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{1234\text{eV}\cdot\text{nm}}{0.85\text{GeV}} = 1451 \times 10^{-18} \text{ m} = 1.451 \times 10^{-15} \text{ m} \quad (\text{A.8})$$

sonucu elde edilmektedir. Buna göre fotonun fermi seviyesinde olan dalga boyu ile çekirdek içerisindeki nükleonla etkileşme olasılığı yüksek olmaktadır. Ayrıca nükleonun çapının ~6-7 fm olmasından dolayı nükleon içerisindeki kuarklarla etkileşme ihtimali de bulunmaktadır.

A4. BLAST Dedektörü İçin Katı Açı Hesabı

Sol ve sağ olmak üzere iki sektörden oluşan BLAST dedektör sisteminde sol sektör için zenit açısı $20^\circ - 70^\circ$, azimut açısı $(-15^\circ) - (+15^\circ)$ kabul bölgelerine sahiptir. Saçılmalarda dedektörün parçacıklara temin ettiği katı açı,

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{A.9})$$

eşitliği ile hesaplanabilmektedir. Böylelikle dedektörün sol sektörü için katı açı,

$$\Omega = \int_{-15}^{+15} \int_{20}^{70} \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{A.10})$$

eşitliği ile ifade edilmekte ve,

$$|\Omega| = 0.15647 \text{ sr} \quad (\text{A.11})$$

sonucu elde edilmektedir. Sağ sektörün zenit açısı $[20^\circ, 70^\circ]$ ve azimut açısı $[+165^\circ, +195^\circ]$ kabul bölgelerine sahip olduğundan dolayı sağ sektörün katı açısı sol sektör ile aynı değerdedir.

EK B. Değişmez Kütle ve Kayıp Kütle Hesabı

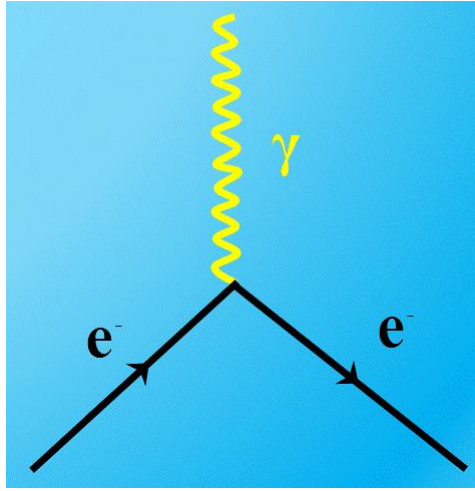
Elektronun elektromanyetik saçılması, temel verteks Feynman diyagramı Şekil Ek. B.1'den,

$$\bar{e}^- \rightarrow \gamma + e' \quad (\text{B.1})$$

ile ifade edilmektedir. Saçılma reaksiyonunda parçacıkların üç vektör momentumları,

$$\mathbf{k}_i = \mathbf{k}_s + \mathbf{q} \quad (\text{B.2})$$

eşitliği ile yazılabilmektedir. Burada \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_s ve \mathbf{q} sırasıyla gelen elektronun, saçılan elektronun ve sanal fotonun üç vektör momentumlarıdır.



Şekil Ek. B.1. Elektromanyetik etkileşimin temel verteks Feynman diyagramı

Sanal fotonun üç vektör momentumu kartezyen koordinatlarda,

$$\mathbf{q} = \mathbf{q}_x + \mathbf{q}_y + \mathbf{q}_z \quad (\text{B.3})$$

ile ifade edilmektedir. Buradan sanal fotonun üç vektör momentum aktarımı karesi,

$$q^2 = k_i^2 + k_s^2 - 2\mathbf{k}_i \mathbf{k}_s \cos\theta \quad (\text{B.4})$$

ile verilmektedir. Sanal fotonun dört vektör aktarımı,

$$Q = (\omega, \mathbf{q}) \quad (\text{B.5})$$

eşitliğine sahiptir. Burada $\omega = E - E'$ 'dir. Sanal fotonun dört vektör momentum karesi ise,

$$Q^2 = -4EE' \sin^2(\theta/2) \quad (\text{B.6})$$

denklemine eşittir. Saçılmanın bir sonraki kısmı, nötronun Δ^0 parçacığına uyarılması,

$$\gamma + \bar{n} \rightarrow n^* (\Delta^0) \quad (\text{B.7})$$

ifadesi ile tanımlanmaktadır. Reaksiyona ait üç vektör momentumu,

$$\mathbf{q} + \mathbf{p}_i = \mathbf{p}_\Delta \quad (\text{B.8})$$

eşitliğine sahiptir. Dört vektör momentumu ise,

$$Q + \mathbf{p}_i = \mathbf{p}_\Delta \quad (\text{B.9})$$

ifadesi ile verilebilmektedir. Burada hedef nükleon durgun olduğundan dört vektör momentumu $\mathbf{p}_i = (M_n, 0)$, nötronun uyarıldığı durgun Δ^0 parçacığının dört vektör momentumu $\mathbf{p}_\Delta = (M_\Delta, 0)$ olmaktadır. Böylece sistemin momentumlarının karesi,

$$(Q + \mathbf{p}_i)^2 = W^2 \quad (\text{B.10})$$

eşitliğine sahip olmaktadır. Burada W^2 sistemin dört vektör momentumlarının toplamı olarak ifade edilmekte ve "değişmez kütle" olarak isimlendirilmektedir. Denklemde Q ve p_i yerine konulduğunda W ,

$$W = \sqrt{2p_i p_s (\cos\theta - 1) + 2(p_i - p_s)M_n + M_n^2} \quad (\text{B.11})$$

eşitliğine sahip olmaktadır. Δ^0 parçacığının bozunum kanallarından biri olan $p\pi^-$ kanalına bozunumu,

$$\Delta^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (\text{B.12})$$

ifadesi ile verilebilmektedir. Reaksiyonun bozunum kısmını içeren dört vektör momentum ifadesi,

$$Q + p_i = p_s + p_{\pi^-} \quad (\text{B.13})$$

ile yazılabilmektedir. Buradan saçılan π^- parçacıklarının üç vektör momentumu,

$$\mathbf{p}_{\pi^-} = \mathbf{p}_{\pi^-x} + \mathbf{p}_{\pi^-y} + \mathbf{p}_{\pi^-z} \quad (\text{B.14})$$

eşitliğine sahip olmaktadır. Buradan pionun dört vektör momentumu, enerjisi ve üç vektör momentumu ile,

$$\mathbf{P}_{\pi^-} = (E_{\pi^-}, \mathbf{p}_{\pi^-}) \quad (\text{B.15})$$

eşitliği yazılabilmektedir. Bu ifadenin taraf tarafa karesi alındığında,

$$P_{\pi^-}^2 = E_{\pi^-}^2 - p_{\pi^-}^2 \quad (\text{B.16})$$

olmaktadır. Pionun enerjisi,

$$E_{\pi^-} = \sqrt{p_{\pi^-}^2 + m_{\pi^-}^2} \quad (\text{B.17})$$

ile tanımlanmakta ve (B.16) denkleminde yerine yazıldığında,

$$P_{\pi^-} = m_{\pi^-} \quad (\text{B.18})$$

eşitliği elde edilmektedir. Bu ifadelerden yola çıkarak Denklem (B.13)'e göre saçılan nükleonun dört vektör momentumu,

$$p_s = Q + p_i - p_{\pi^-} \quad (\text{B.19})$$

eşitliğine sahip olmakta ve ürün nükleonun momentumu "kayıp momentum" olarak isimlendirilmektedir. Kayıp üç vektör momentumu,

$$\mathbf{p}_X = \mathbf{q} - \mathbf{p}_{\pi^-} \quad (\text{B.20})$$

eşitliği ile tanımlanabilmektedir. Ürün nükleona ait kayıp enerji ise,

$$\begin{aligned} E_X &= \omega + m_n + E_{\pi^-} \\ &= E - E' + m_p - E_{\pi^-} \\ &= E - E' + m_p - \sqrt{p_{\pi^-}^2 + m_{\pi^-}^2} \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

ile ifade edilebilmekte ve buradan kayıp dört vektör momentumu,

$$p_X = (E_X, \mathbf{p}_X) = (\omega, \mathbf{q}) + (m_n, 0) - (E_{\pi^-}, \mathbf{p}_{\pi^-}) \quad (\text{B.22})$$

eşitliği ile tekrar yazılabilmektedir. Burada, Denklem (B.20) ve (B.21) yerine konulduğunda kayıp momentum,

$$p_X = \sqrt{\frac{0.85^2 + k_s^2 + p_{\pi^-}^2}{+2k_s p_{\pi^-} (\sin\theta_{e^-} \sin\theta_{\pi^-} \cos(\phi_{e^-} - \phi_{\pi^-}) + \cos\theta_{e^-} \cos\theta_{\pi^-}) - 2 \times 0.85 (k_s \cos\theta_{e^-} + p_{\pi^-} \cos\theta_{\pi^-})}} \quad (\text{B.23})$$

eşitliği ile yazılabilmektedir. Ürün nükleonun kütlesi "kayıp kütle" olarak isimlendirilmekte ve E_X ve p_X cinsinden kayıp kütle,

$$M_X = \sqrt{E_X^2 - p_X^2} \quad (\text{B.24})$$

denkleminde (B.21) ve (B.23) yerine konulduğunda kayıp kütle M_X 'in açık ifadesi,

$$M_X = \sqrt{\frac{(0.85 - k_f + m_n - \sqrt{m_{\pi^-}^2 + p_{\pi^-}^2})^2}{-(k_f^2 + p_{\pi^-}^2 + 0.85^2 - 2 \times 0.85 \times k_f \cos\theta_{e^-})^2}} \quad (\text{B.25})$$

olarak verilebilmektedir.

EK C. Cebirsel Nicelikler ve Teoremler

C1. Dirac (Gama) Matrisleri

Klein-Gordon denklemi rölativistik kuantum mekaniğinde türetilen ilk dalga denklemdir [35]. Hidrojen atomuna uygulandığında, doğru enerji spektrumunu tekrar üretmede başarısız olmuştur. Modern dilde, elektronun tanımlanması amacıyla spin $-1/2$ parçacıkları için dalga denkleminin gerekliliğinden söz edilmektedir.

Dirac'ın önerisi ∂_t ve ∇_x ile doğrusal dolayısıyla Lorentz değişmezi olan bir eşitlik türetmekti. Lorentz değişmezliği, ∂_μ 'nün başka bir dört vektörle işleme girmesini gerektirdiğinden birinci dereceden denklem,

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (\text{C.1})$$

şeklinindedir. Bilinmeyen γ^μ nicelikleri dört vektörlerdir. Bu niceliklerin belirlenebilmesi amacıyla Denklem (C.1)'in $-(i\gamma^\mu \partial_\mu + m)$ terimi ile çarpımından elde edilen sonuç, Klein-Gordon denklemi ile,

$$-(i\gamma^\mu \partial_\mu + m)(i\gamma^\nu \partial_\nu + m)\psi = (\gamma^\mu \gamma^\nu \partial_\mu \partial_\nu + m^2)\psi = (\square + m^2)\psi = 0 \quad (\text{C.2})$$

olarak kıyaslanabilmektedir. Kısmi türevlerin simetrisi kullanılarak,

$$\gamma^\mu \gamma^\nu \partial_\mu \partial_\nu = \frac{1}{2} \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \partial_\mu \partial_\nu \quad (\text{C.3})$$

eşitliği ile tekrar yazılabilmektedir. d'Alembert operatörü $\square = g^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu$ eşitliğinden yararlanılarak Dirac denklemi (C.1) γ^μ ile,

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \quad (\text{C.4})$$

hassas olarak yazılabilmektedir. Bu anti-komütasyon bağıntısı Clifford cebri ile $\mu \neq \nu$ için,

$$(\gamma^0) = 1, (\gamma^i) = -1 \text{ ve } \gamma^\mu \gamma^\nu = -\gamma^\nu \gamma^\mu \quad (\text{C.5})$$

olarak ifade edilebilmektedir. Elde edilen bu son şart γ^μ 'nün normal sayı olamayacağını göstermektedir. γ^0 'ın hermitik, γ^i 'nin anti-hermitik olduğu dikkat edilirse,

$$(\gamma^0)^2 = 1 = \gamma^0 \gamma^{0+} \Rightarrow \gamma^0 = \gamma^{0+} \quad (\text{C.6})$$

$$(\gamma^i)^2 = -1 = -\gamma^i \gamma^{i+} \Rightarrow \gamma^i = -\gamma^{i+} \quad (\text{C.7})$$

denklemleri elde edilmektedir. (C.4) denklemi, gama matrislerinin üst ve alt indisli halleriyle metrik tensör kullanılarak $\gamma_\mu = g_{\mu\nu} \gamma^\nu$ ile tanımlanabilmektedir. Böylece $\gamma^\nu \partial_\nu = \gamma_\nu \partial^\nu$ eşitliği yazılabilmektedir. γ^μ gama matrislerinin A^μ dört vektörü ile işlemi sıklıkla karşılaşılmakta ve,

$$\not{A} \equiv A_\mu \gamma^\mu \quad (\text{C.8})$$

kısa yazımını kullanmak kullanışlı olmaktadır.

γ^μ gama matris elemanları dört vektör elemanı değildir ve özellikle Lorentz dönüşümleri altında vektör olarak değişmezler. Bunun yerine, gama matrisleri bir A^μ dört vektörünün ψ spinörüne uygulanabilir. A^μ dört vektörünün Clifford cebrinin bir \not{A} elemanı üzerine eşlenmesini mümkün kılmaktadır.

C2. Clifford Cebri ve Bilineer Nicelikler

(C.4) denklemi ile tanımlanan Clifford cebri için minimal matris gösterimi belirlenebilmektedir. Böylece dört gama matrisi formunda olan birkaç bağımsız çarpım bulunabilmelidir. Beş görünen eleman birim matris, $1 = (\gamma^0)^2$ ve bunların γ^μ dört gama matrisleridir. Çarpımlar, $(\gamma^\mu)^2 = \pm 1$ 'den dolayı farklı indisli γ^μ matrislerini içermelidir. Böylece sadece dört γ^μ matrislerinin çarpımı $\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ dikkate alınmalıdır. Bu kombinasyon çok sık kullanıldığından dolayı özel bir isim kazanmaktadır. Hermitik yapmak için ilave edilen imajiner birim olan "i" ile beraber

$$\gamma^5 \equiv \gamma_5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \quad (\text{C.9})$$

olarak tanımlanmaktadır. γ^5 'deki dört gama matrisi anti-komüte ettiğinden dolayı, dört boyutta $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$ tam anti-simetrik tensörü kullanılarak,

$$\gamma^5 = \frac{i}{24} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta \quad (\text{C.10})$$

eşitliği ile γ^5 'in tanımı yeniden yazılabilmektedir. Bu, γ^5 matrisini içeren bilineer niceliklerin sanki-tensörler (pseudotensor) olarak dönüşeceğini, yani parite dönüşümü altında işaretin değişiminin $x \rightarrow -x$ olacağını önermektedir.

Üç γ^μ matrislerinin çarpımı dikkate alınırsa,

$$\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \gamma^0\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = -i\gamma^0\gamma^5 \quad (\text{C.11})$$

elde edilmektedir. Bu çarpımlar $\gamma^\mu\gamma^5$ 'e eşittir. Son olarak iki γ^μ matrislerinin çarpımı,

$$\gamma^\mu \gamma^\nu = -\gamma^\nu \gamma^\mu + 2g^{\mu\nu} \quad (\text{C.12})$$

ile verilmekte ve bu eşitlik ile,

$$\gamma^\mu \gamma^\nu = \frac{1}{2} \gamma^\mu \gamma^\nu - \frac{1}{2} \gamma^\nu \gamma^\mu + g^{\mu\nu} = \frac{1}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] + g^{\mu\nu} \quad (\text{C.13})$$

olarak yazılabilmektedir. Anti-simetrik tensör $\sigma^{\mu\nu}$ "i" imajiner birimi ile,

$$\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \quad (\text{C.14})$$

olarak tanımlanabilmektedir. $\sigma^{\mu\nu}$ matrisi, dört boyutlu Clifford cebirinin geriye kalan altı temel elemanıdır. Tamamı temel 16 boyuta sahip olup 4×4 matrisi olarak,

$$\Gamma = \{1, \gamma^5, \gamma^\mu, \gamma^5 \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu}\} \quad (\text{C.15})$$

ile yazılabilmektedir.

Örnek: $m > 0$ ile Dirac denkleminin ue^{+ipx} ve ve^{-ipx} düz dalga çözümleri araştırılsın.

Parçacığın durgun olduğu sistemde $\not{p} = m\gamma^0$ ve,

$$(\not{p} - m)u = m(\gamma^0 - 1)u = 0 \quad (\text{C.16})$$

$$(\not{p} + m)v = m(\gamma^0 + 1)v = 0 \quad (\text{C.17})$$

$(\gamma^0 \pm 1)^2 = 2(1 \pm \gamma^0)$ olduğundan $(1 \pm \gamma^0)/2$ yönelim operatörüdür. γ^0 girildiğinde,

$$u(m,+) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, u(m,-) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, v(m,+) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, v(m,-) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{C.18})$$

olarak dört çözümü bulunmaktadır. Böylece bunlar,

$$\bar{u}(p,s)u(p,s') = \delta_{s,s'} \quad \text{ve} \quad \bar{v}(p,s)v(p,s') = -\delta_{s,s'} \quad (\text{C.19})$$

olarak ortonormaldir. Diğer bir yaygın kullanım spin üzerinden toplamadır ve durgun çerçevede,

$$\sum_s u_a(m,s)\bar{u}_b(m,s) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{ab} = \frac{1}{2}(\gamma^0 + 1)_{ab} \quad (\text{C.20})$$

$$\sum_s v_a(m,s)\bar{v}_b(m,s) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_{ab} = \frac{1}{2}(\gamma^0 - 1)_{ab} \quad (\text{C.21})$$

elde edilmektedir. $\gamma^0 \pm 1$, $(p \pm m)/m$ rastgele çerçevede karşı geldiği görülmektedir. Böylece,

$$\sum_s u_a(p,s)\bar{u}_b(p,s) = \left(\frac{\not{p} + m}{2m} \right)_{ab} \quad (\text{C.22})$$

$$\sum_s v_a(p,s)\bar{v}_b(p,s) = \left(\frac{\not{p} - m}{2m} \right)_{ab} \quad (\text{C.23})$$

yazılabilmektedir. Rastgele çerçeve için Dirac denkleminin çözümleri, en basit şekli ile $(\not{p} - m)(\not{p} + m) = p^2 - m^2 = 0$ olarak elde edilmektedir. Örneğin,

$$u(p, \pm) = \frac{\not{p} + m}{\sqrt{2m(m+E)}} u(0, \pm), \quad v(p, \pm) = \frac{-\not{p} + m}{\sqrt{2m(m+E)}} v(0, \pm) \quad (\text{C.24})$$

ile yazılabilmektedir. Burada, normalizasyon (C.19) denklemleri kullanılarak düzeltilmiştir.

C3. Dirac Matrislerinin Trace Teoremleri

Dirac matrislerinin çözümlerinde kullanılan Trace teoremlerine ait özellikler aşağıda verilmektedir [5].

$$1. \text{Tr}(A+B) = \text{Tr}(A) + \text{Tr}(B) \quad (\text{C.25})$$

$$2. \text{Tr}(\alpha A) = \alpha \text{Tr}(A) \quad (\text{C.26})$$

$$3. \text{Tr}(AB) = \text{Tr}(BA) \quad (\text{C.27})$$

$$4. g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} = 4 \quad (\text{C.28})$$

$$5. \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}, \quad \not{a}\not{b} + \not{b}\not{a} = 2a \cdot b \quad (\text{C.29})$$

$$6. \gamma_\mu \gamma^\mu = 4 \quad (\text{C.30})$$

$$7. \gamma_\mu \gamma^\nu \gamma^\mu = -2\gamma^\nu, \quad \gamma_\mu \not{a} \gamma^\mu = -2\not{a} \quad (\text{C.31})$$

$$8. \gamma_\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\mu = 4g^{\nu\lambda}, \quad \gamma_\mu \not{a}\not{b} \gamma^\mu = 4(a \cdot b) \quad (\text{C.32})$$

$$9. \gamma_\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma \gamma^\mu = -2\gamma^\sigma \gamma^\lambda \gamma^\nu, \quad \gamma_\mu \not{a}\not{b}\not{c} \gamma^\mu = -2\not{c}\not{b}\not{a} \quad (\text{C.33})$$

$$10. \text{Tr}(1) = 4 \quad (\text{C.34})$$

$$11. \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu) = 4g^{\mu\nu}, \quad \text{Tr}(\not{a}\not{b}) = 4(a \cdot b) \quad (\text{C.35})$$

$$12. \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma) = 4(g^{\mu\nu} g^{\lambda\sigma} - g^{\mu\lambda} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\lambda}) \\ = 4(a \cdot bc \cdot d - a \cdot cb \cdot d + a \cdot db \cdot c) \quad (\text{C.36})$$

$$13. \text{Tr}(\gamma^5) = 0 \quad (\text{C.37})$$

$$14. \text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu) = 0, \quad \text{Tr}(\gamma^5 \not{a}\not{b}) = 0 \quad (\text{C.38})$$

$$15. \text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma) = 4i \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}, \quad \text{Tr}(\gamma^5 \not{a} \not{b} \not{c} \not{d}) = 4i \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} a_\mu b_\nu c_\lambda d_\sigma \quad (\text{C.39})$$

16. Gama matrislerinin tek sayılı çarpımları sıfırı vermektedir.

EK D. Tepki Fonksiyonları ve CGLN Genlikleri Dönüşüm Denklemleri

D1. Helisite Genlikleri Cinsinden Tepki Fonksiyonları

Elektroüretimde tepki fonksiyonları helisite genlikleri cinsinden aşağıdaki bağıntılarla yazılabilmektedir [44].

$$R_T^0 = \frac{1}{2} (|\mathcal{M}_1|^2 - |\mathcal{M}_2|^2 + |\mathcal{M}_3|^2 + |\mathcal{M}_4|^2) \quad (\text{D.1})$$

$$R_T^0 = -\text{Im} \{ \mathcal{M}_1^* \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3^* \mathcal{M}_4 \} \quad (\text{D.2})$$

$$R_L^0 = |\mathcal{M}_5|^2 + |\mathcal{M}_6|^2 \quad (\text{D.3})$$

$$R_L^y = -2\text{Im} \{ \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_6 \} \quad (\text{D.4})$$

$$R_{LT}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re} \{ \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_4 + \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_3 \} \quad (\text{D.5})$$

$$R_{LT}^x = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im} \{ -\mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_3 - \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_4 \} \quad (\text{D.6})$$

$$R_{LT}^y = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im} \{ -\mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_2 - \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_4 \} \quad (\text{D.7})$$

$$R_{LT}^z = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im} \{ -\mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_4 + \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_2 - \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_3 \} \quad (\text{D.8})$$

$$R_{TT}^0 = \text{Re} \{ -\mathcal{M}_1^* \mathcal{M}_4 + \mathcal{M}_2^* \mathcal{M}_3 \} \quad (\text{D.9})$$

$$R_{TT}^x = \text{Im} \{ \mathcal{M}_1^* \mathcal{M}_3 - \mathcal{M}_2^* \mathcal{M}_4 \} \quad (\text{D.10})$$

$$R_{\text{TT}}^y = \text{Im}\{\mathcal{M}_1^* \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_2^* \mathcal{M}_4\} \quad (\text{D.11})$$

$$R_{\text{TT}}^z = -\text{Im}\{\mathcal{M}_1^* \mathcal{M}_4 + \mathcal{M}_2^* \mathcal{M}_3\} \quad (\text{D.12})$$

$$R_{\text{LT}}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im}\{-\mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_4 - \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_2 - \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_3\} \quad (\text{D.13})$$

$$R_{\text{LT}}^x = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re}\{\mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_2 - \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_4\} \quad (\text{D.14})$$

$$R_{\text{LT}}^y = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re}\{-\mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_2 - \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_4\} \quad (\text{D.15})$$

$$R_{\text{LT}}^z = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re}\{\mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_5^* \mathcal{M}_4 - \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_6^* \mathcal{M}_3\} \quad (\text{D.16})$$

$$R_{\text{TT}}^x = \text{Re}\{\mathcal{M}_1^* \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3^* \mathcal{M}_4\} \quad (\text{D.17})$$

$$R_{\text{TT}}^z = \frac{1}{2} (|\mathcal{M}_1|^2 - |\mathcal{M}_2|^2 + |\mathcal{M}_3|^2 - |\mathcal{M}_4|^2) \quad (\text{D.18})$$

D2. CGLN Genlikleri Cinsinden Helisite Genlikleri

CGLN genlikleri cinsinden helisite bazlı saçılma genlikleri,

$$\mathcal{M}_1 = -\frac{1}{2} \sin\theta^* (F_3 + F_4 \cos\theta^*) \quad (\text{D.19})$$

$$\mathcal{M}_2 = -\frac{1}{2} (2F_1 - 2F_2 \cos\theta^* + F_4 \sin^2\theta^*) \quad (\text{D.20})$$

$$\mathcal{M}_3 = -\frac{1}{\sqrt{2}} F_4 \sin^2\theta^* \quad (\text{D.21})$$

$$\mathcal{M}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin\theta^* (2F_2 + F_3 + F_4 \cos\theta^*) \quad (\text{D.22})$$

$$\mathcal{M}_5 = F_5 + F_6 \cos\theta^* \quad (\text{D.23})$$

$$\mathcal{M}_6 = F_6 \sin\theta^* \quad (\text{D.24})$$

olarak yazılabilmektedir [32].

EK E. Asimetri Eşitliklerinin Elde Edilmesi

$\vec{N}(\vec{e}, e'\pi)X$ reaksiyonuna ait toplam tesir kesiti, (2.90)'da verildiği üzere,

$$\sigma_{\text{top}} = \sigma_0 + P_e \sigma_e + P_d \sigma_d - P_e P_d \sigma_{ed} \quad (\text{E.1})$$

olarak tanımlanmaktadır. Toplam tesir kesiti, birim yük başına olay sayısı olarak,

$$\bar{N}_{ij} = \frac{N_{ij}}{Q_{ij}}, \quad ij = \uparrow\uparrow, \uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow, \downarrow\downarrow \quad (\text{E.2})$$

eşitliği ile tanımlanabilmektedir. Demet-hedef spin durumlarının kombinasyonlarına göre bu durum,

$$\frac{N_{\uparrow\uparrow}}{Q_{\uparrow\uparrow}} = \left(\sigma_0 + P_e^{\uparrow} \sigma_e + P_d^{\uparrow} \sigma_d - P_e^{\uparrow} P_d^{\uparrow} \sigma_{ed} \right) \quad (\text{E.3})$$

$$\frac{N_{\downarrow\uparrow}}{Q_{\downarrow\uparrow}} = \left(\sigma_0 - P_e^{\downarrow} \sigma_e + P_d^{\uparrow} \sigma_d + P_e^{\downarrow} P_d^{\uparrow} \sigma_{ed} \right) \quad (\text{E.4})$$

$$\frac{N_{\uparrow\downarrow}}{Q_{\uparrow\downarrow}} = \left(\sigma_0 + P_e^{\uparrow} \sigma_e - P_e^{\downarrow} \sigma_d + P_e^{\uparrow} P_d^{\downarrow} \sigma_{ed} \right) \quad (\text{E.5})$$

$$\frac{N_{\downarrow\downarrow}}{Q_{\downarrow\downarrow}} = \left(\sigma_0 - P_e^{\downarrow} \sigma_e - P_d^{\downarrow} \sigma_d - P_e^{\downarrow} P_d^{\downarrow} \sigma_{ed} \right) \quad (\text{E.6})$$

denklemleri ile verilebilmektedir. Olay sayılarının yüke normalizasyonu,

$$\bar{N}_{\uparrow\uparrow} = \frac{N_{\uparrow\uparrow}}{Q_{\uparrow\uparrow}}, \quad \bar{N}_{\downarrow\uparrow} = \frac{N_{\downarrow\uparrow}}{Q_{\downarrow\uparrow}}, \quad \bar{N}_{\uparrow\downarrow} = \frac{N_{\uparrow\downarrow}}{Q_{\uparrow\downarrow}} \quad \text{ve} \quad \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = \frac{N_{\downarrow\downarrow}}{Q_{\downarrow\downarrow}}$$

eşitlikleri ile tanımlandığında, (E.3)-(E.6) denklemleri,

$$\bar{N}_{\uparrow\uparrow} = \sigma_0 + P_e^\uparrow \sigma_e + P_d^\uparrow \sigma_d - P_e^\uparrow P_d^\uparrow \sigma_{ed} \quad (\text{E.7})$$

$$\bar{N}_{\downarrow\uparrow} = \sigma_0 - P_e^\downarrow \sigma_e + P_d^\uparrow \sigma_d + P_e^\downarrow P_d^\uparrow \sigma_{ed} \quad (\text{E.8})$$

$$\bar{N}_{\uparrow\downarrow} = \sigma_0 + P_e^\uparrow \sigma_e - P_d^\downarrow \sigma_d + P_e^\uparrow P_d^\downarrow \sigma_{ed} \quad (\text{E.9})$$

$$\bar{N}_{\downarrow\downarrow} = \sigma_0 - P_e^\downarrow \sigma_e - P_d^\downarrow \sigma_d - P_e^\downarrow P_d^\downarrow \sigma_{ed} \quad (\text{E.10})$$

denklemleri ile tekrar yazılabilmektedir. Bu eşitliklerden tek spin asimetrisi ve çift spin asimetrisi elde edilebilmektedir. Asimetri,

$$A_x = \frac{\sigma_x}{\sigma_0} \quad (\text{E.11})$$

olarak olarak tanımlanmaktadır. Burada x demet, hedef veya çift spin durumlarını göstermektedir. σ_0 polarize olmayan tesir kesiti, (E.7)-(E.10) denklemlerinden yararlanılarak elde edilebilmektedir. (E.8) ve (E.9) denklemleri toplanırsa,

$$\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} = 2\sigma_0 + (P_e^\uparrow - P_e^\downarrow)\sigma_e + (P_d^\uparrow - P_d^\downarrow)\sigma_d + (P_e^\uparrow P_d^\downarrow + P_e^\downarrow P_d^\uparrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.12})$$

eşitliği elde edilmektedir. Aynı şekilde (E.7) ve (E.10) denklemleri toplanırsa,

$$\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 2\sigma_0 + (P_e^\uparrow - P_e^\downarrow)\sigma_e + (P_d^\uparrow - P_d^\downarrow)\sigma_d - (P_e^\uparrow P_d^\uparrow + P_e^\downarrow P_d^\downarrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.13})$$

eşitliği elde edilmektedir. Son olarak, (E.12) denklemi ile (E.13) denklemi toplandığında,

$$\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\uparrow\uparrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = (P_e^\uparrow P_d^\downarrow + P_e^\downarrow P_d^\uparrow + P_e^\uparrow P_d^\uparrow + P_e^\downarrow P_d^\downarrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.14})$$

eşitliği elde edilmektedir. Demet ve hedef polarizasyonlarının zıt yönlü durumlarının,

$$P_e^\uparrow = P_e^\downarrow \text{ ve } P_d^\uparrow = P_d^\downarrow \quad (\text{E.15})$$

eşitlikleri ile verildiği üzere yaklaşık olarak aynı değere sahip olduğu kabul edildiğinde (E.14) denklemi,

$$\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 4\sigma_0 \quad (\text{E.16})$$

olarak elde edilmektedir.

E1. Demet Asimetrisi

(E.7) ve (E.9) denklemleri toplanırrsa,

$$\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} = 2\sigma_0 + 2P_e^\uparrow\sigma_e + (P_d^\uparrow - P_d^\downarrow)\sigma_d + (P_e^\uparrow P_d^\downarrow - P_e^\uparrow P_d^\uparrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.17})$$

eşitliği elde edilmektedir. Aynı şekilde (E.8) ve (E.10) denklemleri toplanırssa,

$$\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 2\sigma_0 - 2P_e^\downarrow\sigma_e + (P_d^\uparrow - P_d^\downarrow)\sigma_d + (P_e^\downarrow P_d^\uparrow - P_e^\downarrow P_d^\downarrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.18})$$

eşitliği elde edilmektedir. Son olarak, (E.17) denkleminde (E.18) denklemi çıkarılırsa,

$$N_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow} - \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 2(P_d^\uparrow + P_d^\downarrow)\sigma_d + (-P_e^\uparrow P_d^\uparrow + P_e^\downarrow P_d^\uparrow - P_e^\uparrow P_d^\downarrow + P_e^\downarrow P_d^\downarrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.19})$$

eşitliği elde edilmektedir. Hedef polarizasyonlarının zıt yönlü durumlarının,

$$P_e^\uparrow = P_e^\downarrow \quad (\text{E.20})$$

eşitlikleri ile verildiği üzere yaklaşık olarak aynı değere sahip olduğu kabul edildiğinde (E.19) denklemi,

$$\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\downarrow\uparrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 4P_e \sigma_e \quad (\text{E.21})$$

olarak elde edilmektedir. Buradan, hedef asimetrisi A_e ,

$$A_e \sim \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \quad (\text{E.22})$$

olarak tanımlanmakta ve deneysel çalışmalarda polarizasyon %100 olmadığı için demet asimetrisi,

$$A_e = \frac{1}{P_e} \frac{\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\downarrow\uparrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow}}{\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow}} = \frac{1}{P_e} \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \quad (\text{E.23})$$

eşitliği ile elde edilmektedir.

E2. Hedef Asimetrisi

(E.7) ve (E.9) denklemleri toplanırsa,

$$\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow} = 2\sigma_0 + (P_e^\uparrow - P_e^\downarrow)\sigma_e + 2P_d^\uparrow\sigma_d + (P_e^\uparrow P_d^\uparrow + P_e^\downarrow P_d^\uparrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.24})$$

eşitliği elde edilmektedir. Aynı şekilde (E.7) ve (E.10) denklemleri toplanırsa,

$$\bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 2\sigma_0 + (P_e^\uparrow - P_e^\downarrow)\sigma_e - 2P_d^\downarrow\sigma_d + (P_e^\uparrow P_d^\downarrow - P_e^\downarrow P_d^\downarrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.25})$$

eşitliği elde edilmektedir. Son olarak, (E.24) denkleminde (E.25) denklemi çıkarılırsa,

$$N_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow} - \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 2(P_d^\uparrow + P_d^\downarrow)\sigma_d + (-P_e^\uparrow P_d^\uparrow + P_e^\downarrow P_d^\uparrow - P_e^\uparrow P_d^\downarrow + P_e^\downarrow P_d^\downarrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.26})$$

eşitliği elde edilmektedir. Hedef polarizasyonlarının zıt yönlü durumlarının,

$$P_d^\uparrow = P_d^\downarrow \quad (\text{E.27})$$

eşitlikleri ile verildiği üzere yaklaşık olarak aynı değere sahip olduğu kabul edildiğinde (E.26) denklemi,

$$\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow} - \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 4P_d\sigma_d \quad (\text{E.28})$$

eşitliği elde edilmektedir. Buradan, hedef asimetrisi A_d ,

$$A_d \sim \frac{\sigma_d}{\sigma_0} \quad (\text{E.29})$$

olarak tanımlanmakta ve deneysel çalışmalarda polarizasyon %100 olmadığı için hedef asimetrisi,

$$A_d = \frac{1}{P_d} \frac{\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow} - \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow}}{\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow}} = \frac{1}{P_d} \frac{\sigma_d}{\sigma_0} \quad (\text{E.30})$$

eşitliği ile elde edilmektedir.

E3. Demet-Hedef Çift Spin Asimetrisi

(E.7) ve (E.9) denklemleri toplanırsa,

$$\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} = 2\sigma_0 + (P_e^\uparrow - P_e^\downarrow)\sigma_e + (P_d^\uparrow - P_d^\downarrow)\sigma_d + (P_e^\uparrow P_d^\downarrow + P_e^\downarrow P_d^\uparrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.31})$$

eşitliği elde edilmektedir. Aynı şekilde (E.7) ve (E.10) denklemleri toplanırsa,

$$\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 2\sigma_0 + (P_e^\uparrow - P_e^\downarrow)\sigma_e + (P_d^\uparrow - P_d^\downarrow)\sigma_d - (P_e^\uparrow P_d^\uparrow + P_e^\downarrow P_d^\downarrow)\sigma_{ed} \quad (\text{E.32})$$

eşitliği elde edilmektedir. Son olarak, (E.31) denkleminden (E.32) denklemi çıkarılırsa,

$$\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\uparrow\uparrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = (P_e^\uparrow P_d^\downarrow + P_e^\downarrow P_d^\uparrow + P_e^\uparrow P_d^\uparrow + P_e^\downarrow P_d^\downarrow) \sigma_{ed} \quad (\text{E.33})$$

eşitliği elde edilmektedir. Demet ve hedef polarizasyonlarının zıt yölu durumlarının,

$$P_e^\uparrow = P_e^\downarrow \text{ ve } P_d^\uparrow = P_d^\downarrow \quad (\text{E.34})$$

eşitlikleri ile verildiği üzere yaklaşık olarak aynı değere sahip olduğu kabul edildiğinde (E.33) denklemi,

$$\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\uparrow\uparrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow} = 4P_e P_d \sigma_{ed} \quad (\text{E.35})$$

olarak elde edilmektedir. Buradan çift spin asimetrisi A_{ed} ,

$$A_{ed} \sim \frac{\sigma_{ed}}{\sigma_0} \quad (\text{E.36})$$

olarak tanımlanmakta ve deneysel çalışmalarda polarizasyon %100 olmadığı için hedef asimetrisi,

$$A_{ed} = \frac{1}{P_e P_d} \frac{\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\uparrow\uparrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow}}{\bar{N}_{\downarrow\uparrow} + \bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow}} = \frac{1}{P_e P_d} \frac{\sigma_{ed}}{\sigma_0} \quad (\text{E.37})$$

eşitliği ile elde edilmektedir.

EK F. Kaliteli Veri Setleri

F1. D4 Döteron Veri Seti

5469 5800-5807 5810-5816 5818-5825 5827-5829 5831 5840-5846 5850 5853-5856
 5858-5865 5868-5874 5876-5883 5885-5892 5894-5901 5904-5910 5912-5919
 5921-5928 5930-5937 5939-5946 5948-5952 5954-5955 5958-5963 5966-5973
 5976-5981 5983 5985-5992 5995-6001 6003-6006 6010-6013 6022-6029 6031-6038
 6041-6042 6048-6052 6126-6127 6129-6136 6138-6145 6147-6150 6154-6157
 6160-6164 6167 6170-6188 6190-6197 6199-6201 6203-6206 6208-6213 6218-6224
 6226-6233 6235 6238-6239 6245-6249 7818-7819 7821-7828 7831-7838 7840-7847
 7849-7856 7859-7866 7868-7875 7877-7884 7886-7893 7895-7902 7904-7913
 7915-7922 7924-7937 7939-7946 7948-7955 7957-7964 7966-7973 7975 7977-7983
 7985-7990 8050-8055 8057-8064 8066-8073 8075-8082 8084-8091 8094-8101
 8103-8110 8112-8119 8121-8123 8125-8136 8138-8145 8147-8154 8156-8163
 8165-8178 8180-8184 8189-8194 8196-8203 8206-8214 8216-8223 8225-8229
 8390-8395 8397-8404 8406-8413 8415-8422 8424-8431 8433-8440 8442-8443
 8445-8454 8456-8463 8465 8467-8471 8473-8486 8488-8513 8515-8522 8524-8531
 8533-8540 8543-8555 8563-8568 8570-8583 8585-8592 8594-8607 8609-8623
 8625-8642 8644-8646 8648-8655 8657-8664 8666-8673 8675-8683 8685-8692
 8694-8701 8703-8710 8712-8714 8733-8740 8742-8755 8757-8764 8766-8773
 8775-8782 8784-8791 8793-8800 8802-8805 8807-8821 8823-8830 8832-8839
 8841-8848 8850-8857 8859-8866 8912-8928 8930-8931 8933-8940 8943-8950
 8952-8956 8960-8966 8968-8975 8977-8984 8986-9001 9003-9010 9012-9019
 9021-9028 9030-9039 9045-9048 9050-9062 9065-9072 9074-9081 9083-9090
 9092-9099 9101-9108 9110-9117 9119-9132 9135-9136 9138-9144 9146-9153
 9155-9162 9164-9168 9202-9203 9205-9212 9214-9221 9223-9234 9238-9245
 9247-9255 9257-9264 9266-9273 9275-9282 9284-9191 9293-9300 9302-9309
 9311-9321 9323-9330 9332-9339 9341-9348 9350-9362 9387-9389 9392-9399
 9401-9418 9421-9436 9438-9441 9460-9463 9465-9472 9574-9481 9483-9491
 9493-9494 9496-9503 9505-9512 9514-9529 9531-9538 9540-9547 9549-9559
 9561-9568 9570-9585 9587-9594 9596-9603 9606-9615 9617-9624 9626-9641

9643-9650 9652-9659 9662-9669 9671-9678 9680-9687 9689-9696 9698-9705
9707-9714 9716-9723 9725-9729 9754-9760 9762-9769 9771-9778 9780-9787
9789-9796 9799-9806 9808-9815 9817-9824 9826-9827 9830-9842 9844-9845
9848-9855 10316-10369 10376-10503 10505-10640 10645 10679-10698 10700-
10708 10734 10744-10802 10804-10842 10844-10893 10895-10928 10954-10955
10957-10958 10960-10962 10967 10969 11547-11710 11736-11840 11842-11860
11880-11978 11980-12014 12033-12038 12043-12093 12095-12129 13178-13180

F2. D5 Döteron Veri Seti

13475-13479 13481-13488 13492-13497 13499-13506 13508-13512 13518-13524
13526-13533 13535-13536 13549-13550 13552-13556 13577-13592 13594-13601
13603-13610 13612-13619 13621-13628 13630-13637 13639-13646 13648-13655
13657-13664 13666-13670 13695 13697-13704 13706-13713 13715-13722 13724-
13731 13733-13740 13742-13749 13751-13758 13760-13764 13766-13767 13770-
13776 13780-13787 13789-13796 13800-13807 13809-13816 13818-13825 13827-
13834 13837-13844 13851-13852 13859 13861-13868 13870-13877 13879 13943-
13950 13952-13959 13961-13968 13970-13977 13981-13988 13990-13997 13999-
14006 14008-14015 14017-14040 14043-14050 14052-14059 14061-14068 14070-
14077 14079-14086 14088-14095 14097-14104 14106-14112 14135-14140 14142-
14149 14151-14158 14160-14167 14169-14176 14178-14185 14187-14194 14196-
14203 14205-14212 14214-14220 14222-14229 14231-14238 14240-14246 14248-
14253 14255-14262 14264-14271 14273-14280 14282-14289 14291-14296 14306-
14313 14315-14317 14336-14340 14342-14349 14351-14358 14360-14367 14369-
14376 14378-14385 14387-14394 14396-14403 14405-14421 14423-14430 14432-
14439 14441-14448 14450-14457 14459-14466 14468-14484 14486-14493 14496-
14503 14505-14512 14514-14521 14523-14530 14532-14534 14536 14549-14551
14553-14560 14562-14563 14565-14575 14577-14584 14586-14593 14595-14596
14604-14611 14613-14615 14621-14627 14629-14639 14650-14747 14754-14922
14957-15188 15213-15279 15318-15374 15398-15532 15594-15693 15700-15705
15707-15714 15716-15725 15727-15735 15737-15744 15746-15752 15785-15786
15798-15804 15806-15813 15815-15828 15831-15838 15840-15848 15850-15857
15859-15866 15868-15874 15890-15893 15895-15902 15904-15910 15917-15920

15922-15929 15931-15935 15937-15939 15941-15948 15950 15952-15959 15961-15968 15970-15976 15984-15986 15988-15995 15997-16004 16006-16011 16048-16049 16051-16058 16060-16070 16072-16079 16081-16085 16087 16108-16110 16112-16119 16121-16128 16130-16137 16139-16146 16148-16155 16157-16164 16166-16174 16176-16183 16185-16192 16194-16202 16204-16211 16213-16214 16225-16229 16231-16238 16240-16247 16249-16256 16258-16265 16267-16273 16321-16334 16336-16343 16345 16348-16350 16352-16356 16358-16365 16368-16376 16378-16391 16393-16400 16402-16417 16419-16426 16428-16433

F3. Boş Hedef Veri Seti

6053 6055-6062 6064-6070 6273-6276 6279-6286 6289-6292 6342-6747 6751-6758 6760 6763-6770 6772-6779 6781-6783 6786-6788 6791-6795 6804 6807 6876 7991-8010 8251-8270 8355-8359 8878-8889 9169-9197 9363-9386 9730-9751 9899-9914 9915-9917 9971-9999 10000-10002 10114-10122 10302-10315 10656-10678 10709-10733 10735-10742 10938-10969 11115-11120 11311-11322 11530-11537 11711-11715 11718-11720 11730-11734 11862-11864 12015-12022 12230-12233 12320-12322 12458-12463 12632-12641 12979-12986 13095-13096 13215-13216 13218-13220 13447-13454 13456-13463 13472-13474 13491 13671-13673 13675-13679 13681-13688 13690-13691 13693 13880 14113 14115-14122 14124-14130 14318 14319-14326 14330-14335 14535 14537-14539 14541-14548 14597-14602 14640-14644 14646-14649 14923-14924 14926-14931 15189 15191-15195 15375-15381 15562-15567 15569-15571 15576-15582 15584-15591 15593-15594 15753 15755-15760 15789-15795 15797 16098-16101 16103-16106 16215-16220 16222-162

ÖZGEÇMİŞ

Şule ÇİTÇİ, 13.03.1980 yılında Diyarbakır'da doğdu. 1986 yılında başladığı öğretim hayatında ilköğretimini Nazmi Oğuz İlkokulu'nda, ortaokulu Karamürsel Lisesi Ortaokul bölümünde ve liseyi Karamürsel Yabancı Dil Ağırlıklı Lisesi'nde tamamladı. 1999 yılında başladığı Selçuk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü 2004 yılında tamamladı. 2004 yılında başladığı Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Ortaöğretim Fen ve Matematik Alanları Eğitimi Yüksek Lisans Programı'nı 2006, 2005 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik A.B.D. Yüksek Lisans Programı'nı 2008 yılında tamamladı. Son olarak 2008 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik A.B.D. Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği alanında Doktora Programı'nı 2014 yılında tamamlamaktadır. Eğitimi sürecince özel eğitim kurumlarında öğretmenlik, daha sonra asistanlık görevlerini sürdürmüş ve çeşitli tez çalışmalarında aktif rol oynamıştır.