

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**HELYUM ATOMUNUN KENDİLİĞİNDEN  
İYONLAŞMA TESİR KESİTLERİNİN (e,2e)  
ÇAKIŞMA TEKNİĞİ İLE ÖLÇÜLMESİ**

**DOKTORA TEZİ**

**Fiz. Y. Müh. Ömer ŞİŞE**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**  
**Enstitü Bilim Dalı : FİZİK**  
**Tez Danışmanı : Prof. Dr. İbrahim OKUR**  
**Ortak Danışman : Prof. Dr. Mevlüt DOĞAN**

**Temmuz 2011**

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

HELYUM ATOMUNUN KENDİLİĞİNDEN  
İYONLAŞMA TESİR KESİTLERİNİN (e,2e)  
ÇAKIŞMA TEKNİĞİ İLE ÖLÇÜLMESİ

DOKTORA TEZİ

Fiz. Y. Müh. Ömer ŞİŞE

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

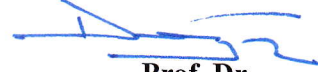
Bu tez 22/07/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği ile kabul edilmiştir.



Prof. Dr.  
Bekir AKTAŞ  
Jüri Başkanı



Prof. Dr.  
İbrahim OKUR  
Üye



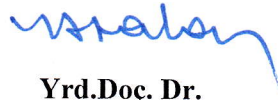
Prof. Dr.  
Mevlüt DOĞAN  
Üye



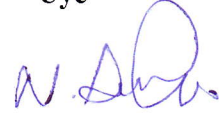
Doç. Dr.  
Mehmet  
KARABACAK  
Üye



Doç. Dr.  
Leyla ÖZDEMİR  
Üye



Yrd.Doç. Dr.  
Yusuf ATALAY  
Üye



Yard. Doç. Dr.  
Numan AKDOĞAN  
Üye

## TEŞEKKÜR

Tez çalışmam boyunca yardımlarını esirgemeyen danışman hocalarım Prof. Dr. İbrahim OKUR (Sakarya Üniversitesi, Fizik Bölümü) ve Prof. Dr. Mevlüt DOĞAN'a (Afyon Kocatepe Üniversitesi, Fizik Bölümü) çok teşekkür ediyorum. Bilgisayarlarla alakalı desteğini aldığım Öğr. Gör. Mahmut Kantar'a (AKÜ Fizik Bölümü), laboratuvar çalışma arkadaşlarım Yrd. Doç. Dr. Melike Ulu, Arş. Gör. Zehra Nur Özer, Öğr. Gör. Ahmet Deniz'e, doktora süresince hep yanımda olan eşim Şengül ŞİŞE'ye, kızım Hatice ve oğlum Mustafa'ya ayrıca teşekkür ediyorum. Ayrıca tez konusu ile ilgili görüşlerini aldığım Prof. Dr. Albert Crowe'a teşekkür ediyorum.

Bu tez çalışması, Afyon Kocatepe Üniversitesi Fizik Bölümü'nde yürütülen Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) 106T722 ve 109T738 nolu projeleri ve Afyon Kocatepe Üniversitesi Bilimsel Araştırmalar Projeleri Komisyonu (BAPK) (Proje no: 031-FENED-07) tarafından desteklenmiştir.

# İÇİNDEKİLER

|   |       |
|---|-------|
| TEŞEKKÜR.....   | ii    |
| İÇİNDEKİLER .....   | iii   |
| SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....                                      | vi    |
| ŞEKİLLER LİSTESİ .....  | vii   |
| TABLolar LİSTESİ.....   | xvii  |
| ÖZET.....   | xviii |
| SUMMARY.....  | xix   |
| BÖLÜM 1.  |       |
| GİRİŞ .....   | 1     |
| BÖLÜM 2.  |       |
| ELEKTRON ATOM ÇARPIŞMALARI.....   | 5     |
| 2.1. Potansiyelden Saçılma ve Tesir Kesiti Kavramı.....                   | 8     |
| 2.2. Elastik Tesir Kesiti.....  | 12    |
| 2.3. Uyarma Tesir Kesiti.....   | 15    |
| 2.3.1. Açık ve polarizasyon ilişkileri.....                               | 18    |
| 2.4. İyonlaşma Tesir Kesiti.....  | 19    |
| 2.4.1. Toplam iyonlaşma tesir kesiti.....                                 | 19    |
| 2.4.2. İkili diferansiyel iyonlaşma tesir kesiti.....                     | 21    |
| 2.4.3. Üçlü ve yüksek mertebeli iyonlaşma diferansiyel tesir kesiti ..... | 21    |
| 2.4.4. Tekli iyonlaşma için (e, 2e) tekniği.....                          | 24    |
| 2.4.5. İkili iyonlaşma için (e, 3e) ve (e, 3-1e) tekniği.....             | 30    |
| 2.5. Uyarma-İyonlaşma.....  | 30    |
| 2.6. İkili Uyarma-Kendiliğinden İyonlaşma.....                            | 34    |

|  |     |
|--|-----|
| 2.7. İç-Kabuk İyonlaşması (Auger Olayı).....   | 44  |
| 2.8. Tez Çalışmasının Konusu.....  | 45  |
| <br>   |     |
| BÖLÜM 3.   |     |
| DENEY DÜZENEGİ.....  | 46  |
| 3.1. Vakum Odacığı.....  | 50  |
| 3.2. Hedef Gaz Kaynağı.....  | 51  |
| 3.3. Elektron Tabancası.....   | 54  |
| 3.4. Faraday Elektron Toplayıcısı (FET).....   | 67  |
| 3.5. Elektron Enerji Analizörü.....  | 69  |
| 3.5.1. Yarıküresel enerji analizörü.....   | 69  |
| 3.5.2. Elektron yörüngeleri.....   | 71  |
| 3.5.3. Enerji ve zaman çözünürlüğü.....  | 72  |
| 3.5.4. Analizör sisteminin tasarımı.....   | 75  |
| 3.5.5. Elektron dedektörleri.....  | 76  |
| <br>   |     |
| BÖLÜM 4.   |     |
| SİSTEMİN ÇALIŞTIRILMASI VE TEST ÖLÇÜMLERİ.....   | 80  |
| 4.1. Vakum Sisteminin Çalıştırılması.....  | 82  |
| 4.2. Filamentin Isıtılması.....  | 82  |
| 4.3. Elektron Demetinin Elde Edilmesi.....   | 84  |
| 4.4. Hedef Gazın Çarpışma Bölgesine Taşınması.....                                     | 88  |
| 4.5. Enerji Analizörlerinin Giriş Lensi ve Deflektör Voltajlarının<br>Ayarlanması..... | 89  |
| 4.6. Detektörlerin Çalıştırılması ve Sinyal İşleme Ünitesi.....                        | 91  |
| 4.7. Analizör ve Tabancanın Enerji Çözünürlükleri.....                                 | 96  |
| 4.8. Elastik Saçılma ve Uyarma Tesir Kesiti Ölçümleri.....                             | 98  |
| 4.9. İyonlaşma Tesir Kesiti Ölçümleri.....   | 101 |
| 4.9.1. (e, 2e) çakışma tekniğı.....  | 103 |
| 4.9.2. Açıya göre (e, 2e) tesir kesiti ölçümleri.....                                  | 111 |
| 4.9.3. Enerjiye göre (e, 2e) tesir kesiti ölçümleri.....                               | 115 |

## BÖLÜM 5.

|  |     |
|--|-----|
| SONUÇLAR.....  | 117 |
| 5.1. Rezonans Profillerinin Parametrizasyonu.....                                | 118 |
| 5.2. Tek Analizör ile Alınan Spektrumlar.....                                    | 120 |
| 5.2.1 Saçılan elektronların enerji kaybı spektrumu.....                          | 120 |
| 5.2.2. Kopan elektronların enerji spektrumu.....                                 | 121 |
| 5.2.2.1. $^1D$ ve $^1P^0$ rezonans profilleri.....                               | 125 |
| 5.2.2.2. $^1S$ ve $^3P$ rezonans profilleri.....                                 | 128 |
| 5.2.2.3. Düşük enerjilerde alınan ölçümler.....                                  | 131 |
| 5.3. (e, 2e) Spektrumları (Saçılan ve Kopan Elektronların Eşzamanlı Ölçümü)..... | 133 |
| 5.3.1. $^1D$ ve $^1P^0$ rezonans düzeyleri.....                                  | 133 |
| 5.3.2. $^1S$ ve $^3P$ rezonans profilleri.....                                   | 143 |
| 5.3.3. Enerji çözünürlüğünün (e, 2e) enerji spektrumu üzerinde etkisi.....       | 149 |

## BÖLÜM 6.

|                |     |
|----------------|-----|
| YORUM .....    | 153 |
| KAYNAKLAR..... | 155 |
| ÖZGEÇMİŞ.....  | 168 |

## SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

|                                    |   |
|------------------------------------|---|
| CCC                                | : Convergent close coupling teorisi           |
| $\sigma$                           | : Toplam tesir kesiti                         |
| $A_\mu$                            | : Shore-Balashov asimetri parametresi         |
| $B_\mu$                            | : Shore-Balashov rezonans şiddeti parametresi |
| CEM                                | : Tek kanallı elektron çoğaltıcısı            |
| $d\sigma/d\Omega$                  | : Diferansiyel tesir kesiti                   |
| $d^2\sigma/d\Omega dE$             | : İkili diferansiyel tesir kesiti (DDCS)      |
| $d^3\sigma/d\Omega_s d\Omega_e dE$ | : Üçlü diferansiyel tesir kesiti (TDCS)       |
| DWA                                | : Distorted wave approximation teorisi        |
| $d\Omega$                          | : Katı açısı                                  |
| $f$                                | : Direk iyonlaşma parametresi                 |
| $f(\theta, \phi)$                  | : Saçılma faktörü                             |
| FC                                 | : Faraday elektrodu                           |
| FET                                | : Faraday elektron toplayıcı                  |
| G.K.                               | : Güç kaynağı                                 |
| $k_i$                              | : Dalga sayısı                                |
| MAC                                | : Manyetik açı değiştirici                    |
| MCP                                | : Çok kanallı elektron çoğaltıcı plaka        |
| $q_\mu$                            | : Fano şekil parametresi                      |
| RMPS                               | : R-matris teorisi                            |
| SP                                 | : Splash elektrodu                            |
| TAC                                | : Zaman-genlik dönüştürücü                    |
| TMP                                | : Turbo moleküler pompa                       |
| $\Delta E$                         | : Enerji çözünürlüğü                          |

## ŞEKİLLER LİSTESİ

|            |  |    |
|------------|--|----|
| Şekil 2.1. | Elastik saçılma, uyarılma ve tekli iyonlaşma olaylarının şematik gösterimi.....  | 6  |
| Şekil 2.2. | Elastik saçılma, uyarılma ve tekli iyonlaşma olaylarının şematik gösterimi.....  | 7  |
| Şekil 2.3. | Bir potansiyelde saçılma durumunda gelen düzlem dalga ve saçılan dalgaların gösterimi.....   | 11 |
| Şekil 2.4. | Diferansiyel tesir kesiti ölçümlerinde kullanılan elektron spektrometresinin şematik görünümü (Brunger ve arkadaşları 1991) .....  | 14 |
| Şekil 2.5. | Helyum atomunda 1.5, 10 ve 20 eV enerjili elektronların elastik olarak saçılmasıyla ölçülen diferansiyel tesir kesitleri. Deneysel veriler Brunger ve arkadaşları (1992) tarafından ölçülmüştür. Hesaplamalar ise Fursa ve Bray (1995) tarafından geliştirilen "convergent close-coupling-CCC" teorisini göstermektedir.....                                   | 15 |
| Şekil 2.6. | Helyum atomunda farklı açılarda ölçülen enerji kaybı spektrumu (diferansiyel tesir kesitleri). Gelen elektron enerjisi 40 eV'tur (Trajmar ve arkadaşları 2006).....  | 16 |
| Şekil 2.7. | Helyum atomunda 80 eV enerjili elektronlarla yapılan çarpışma deneylerinde ölçülen $n=2$ uyarma diferansiyel tesir kesitleri (Ward ve arkadaşları 2011) .....  | 17 |
| Şekil 2.8. | Helyum taban durumundan tekli iyonlaşma durumu için toplam iyonlaşma tesir kesiti. Deneysel veriler, Montague ve arkadaşları (1984) (MHS84); Shah ve arkadaşları (1988) (SEMG88); Rejoub ve arkadaşları (2002) (RLS02) ve Sorokin ve arkadaşları (2004) (SBBRV04) tarafından ölçülmüştür. Teorik sonuçlar, Bray ve Fursa (2011) tarafından hesaplanmıştır..... | 20 |



|             |  |    |
|-------------|--|----|
| Şekil 2.9.  | Murray ve arkadaşları (1992) tarafından tasarlanan ve üçlü iyonlaşma diferansiyel tesir kesitlerinin ölçümünde kullanılan elektron çarpışma spektrometresi.....  | 23 |
| Şekil 2.10. | Catoire ve arkadaşları (2007) tarafından geliştirilen ve üçlü ve yüksek mertebeye iyonlaşma diferansiyel tesir kesitlerinin ölçümünde kullanılan elektron çarpışma spektrometresi.....   | 23 |
| Şekil 2.11. | Dürr ve arkadaşları (2008) tarafından geliştirilen ve reaksiyon mikroskobu olarak isimlendirilen elektron çarpışma spektrometresi.....   | 24 |
| Şekil 2.12. | Gelen, saçılan ve kopan elektronlara ait momentum vektörlerinin gösterimi. Gelen ve saçılan elektronların enerji ve momentumlarının sabit olması durumunda kopan elektron momentum transfer vektörü doğrultusu ve tersi yönünde bir açısız dağılıma sahip olacaktır. Bu dağılımlara ait pikler ileri ve geri saçılma pikleri olarak isimlendirilmektedir.....  | 26 |
| Şekil 2.13. | Helyum atomu için atomik birimlerde üçlü diferansiyel tesir kesitinin koparılan elektron açısına göre değişimi. Deneyde gelen elektron enerjisi 500 eV, koparılan elektronun enerjisi sırasıyla 17, 34, 74 ve 205 eV ve saçılan elektron açısı $-6^\circ$ alınmıştır. Noktalar deneysel verileri, çizgiler teorik hesaplamaları göstermektedir (Kheifets ve arkadaşları 2009). Oklar momentum transfer doğrultusunu göstermektedir.....  | 27 |
| Şekil 2.14. | Helyum atomunda Dürr ve arkadaşları (2006) tarafından ölçülen üçlü diferansiyel tesir kesitleri. Gelen elektron enerjisi 102 eV, yavaş olan elektronun enerjisi 10 eV ve saçılma açısı $20^\circ$ 'dir. (a) 3D tesir kesiti. (b) Saçılma düzleminin kesiti [(a)'da kesikli çizgi]. (c) Saçılma düzlemine dik olan kesit [(a)'da noktalı çizgi]. (b) ve (c)'deki noktalı çizgi gelen elektron yönünü göstermektedir. Düz çizgi ise üç Coulomb dalga fonksiyonu (3C) teorisini göstermektedir (Dürr ve arkadaşları 2006) ..... | 28 |
| Şekil 2.15. | Helyum atomuna ait (a) deneysel ve (b) teorik üçlü diferansiyel tesir kesitleri. Gelen elektron enerjisi 70.6 eV, kopan elektron   |    |

|             |  |    |
|-------------|--|----|
|             | enerjisi 5 eV. Saçılan elektronun (41 eV) açısı $-20^\circ$ 'de sabit tutulmuştur (Ren ve arkadaşları 2011) .....  | 29 |
| Şekil 2.16. | Helyum atomunun ikili iyonlaşma için ölçülen beşli diferansiyel tesir kesiti (FDCS). Gelen elektron enerjisi 601 eV'tur. Saçılan elektron enerjisi 500 eV ve saçılma açısı $1.5^\circ$ 'dir. Koparılan elektronlardan birinin enerjisi 11 eV ve açısı $275^\circ$ 'dir. Diğer koparılan elektronun açısına göre tesir kesiti ölçülmüştür. Deneysel veriler Lahmam-Bennani ve arkadaşları (2003) tarafından ölçülmüştür. Teorik çalışmalar: birinci merteye Born (noktalı çizgi); ikinci merteye Born (düz çizgi ve artı); yaklaşık 6C modeli (kesikli çizgi). Genel seçim kurallarına göre (Berakdar ve arkadaşları 2003) "a", "b" ve "c" ile işaretlenen açılarda minimumların görülmesi gerekmektedir (Elazzouzi ve arkadaşları 2005)..... | 31 |
| Şekil 2.17. | Helyum atomunda $n=2$ ve $n=3$ uyarma-iyonlaşma olayı için ölçülmüş üçlü diferansiyel tesir kesitleri. Her iki durumda da saçılan elektronun enerjisi 200 eV'tur ve $32^\circ$ 'de dedekte edilmiştir. Kopan elektronun enerjisi 44 eV'tur. Deneysel veriler Bellm ve arkadaşları (2006) tarafından ölçülmüştür. (Bartschat ve arkadaşları 2007) .....   | 33 |
| Şekil 2.18. | Direk iyonlaşma ve bir rezonans düzeyi aracılığı ile iyonlaşma durumlarının gösterimi.....   | 35 |
| Şekil 2.19. | Fano (1961) tarafından parametrize edilen rezonans profilleri.....   | 36 |
| Şekil 2.20. | Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeylerinin gösterimi.....   | 38 |
| Şekil 2.21. | Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma düzeylerinin (a) foton soğurma deneylerinde (Domke ve arkadaşları (1991)) ve (b) elektron çarpışma deneylerinde gözlemlenmesi (deHarak ve arkadaşları 2006) .....  | 39 |
| Şekil 2.22. | Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeyleri için 200 eV ve 400 eV çarpışma enerjilerinde ölçülen ( $e$ , $2e$ ) spektrumları (Lower ve Weigold 1990) .....  | 41 |

|             |  |    |
|-------------|--|----|
| Şekil 3.1.  | Bu çalışmada kullanılan elektron çarpışma deney düzeneğinin şematik gösterimi. Vakum odacığı (1), elektron tabancası (2), elektron enerji analizörleri (3), gaz demeti hattı (4), döner tablalar (5), hareket flançları (6), büyük bağlantı flancı (7), gaz valfi (8), turbomoleküler pompa (9), ara bağlantı (10), mekanik pompa (11), basınç ölçer (iyon gauge) (12) ..... | 47 |
| Şekil 3.2.  | (e,2e) spektrometresini oluşturan parçaların vakum sistemi içerisindeki görünümleri. İki elektron enerji analizörü ve Faraday elektron toplayıcı döner tablalar üzerine yerleştirilmiştir.....   | 48 |
| Şekil 3.3.  | (e,2e) spektrometresinin yerleştirildiği ve yüksek vakum ortamının oluşturulduğu vakum odacığı ve iki aşamalı pompa sistemi ile spektrometre aygıtlarının voltaj ve akım gereksinimlerinin sağlandığı elektronik düzenek ve deneysel ölçümleri görüntülediği bilgisayar sistemi.....   | 49 |
| Şekil 3.4.  | Elektron çarpışma spektrometresinin yerleştirildiği vakum odacığının yandan ve alttan şematik gösterimi.....   | 52 |
| Şekil 3.5.  | Vakum sisteminin bağlantıları.....   | 53 |
| Şekil 3.6.  | (a) Hairpin tipi filament, (b) Wehnelt elektrotu ve anottan oluşan üçlü sistemde elektron salınımı ve odaklanmasının gösterimi.....  | 58 |
| Şekil 3.7.  | Filamentinin, farklı voltajlara sahip Wehnelt elektrotu içerisine yerleştirilmesine göre elektron yörüngelerinde meydana gelen değişimlerin gösterilmesi.....  | 59 |
| Şekil 3.8.  | Kaynaktan yayılan elektronlar elektrostatik lensler vasıtasıyla çarpışmanın gerçekleştiği etkileşme bölgesine taşınır. Pupil ve Window olarak isimlendirilen delikler elektron demetinin açısal dağılımını kontrol etmek için kullanılır.....  | 59 |
| Şekil 3.9.  | Üç elemanlı bir lenste elektron demetinin odaklanması ve sabit cisim ve görüntü uzaklığı için voltaj oranları ve büyütmenin değişimi.....  | 61 |
| Şekil 3.10. | Yedi elemanlı elektron tabancasının kesit görünümü ve paralel (odaksız) demet elde edilmesi.....   | 64 |
| Şekil 3.11. | Deney düzeneğinde kullanılan elektron tabancasının bir yüzünün   |    |

|             |  |    |
|-------------|--|----|
|             | açılmış halinin fotoğrafı.....   | 65 |
| Şekil 3.12. | Elektron tabancasında kullanılan lens elemanları için elektrik ve güç kaynağı (G.K.) bağlantıları.....   | 66 |
| Şekil 3.13. | Faraday elektron toplayıcısının gösterimi.....   | 68 |
| Şekil 3.14. | Faraday elektron toplayıcısının çekilmiş fotoğrafı.....  | 68 |
| Şekil 3.15. | Deneysel çalışmalarda kullanılan enerji analizör sistemlerinin şematik gösterimi.....  | 70 |
| Şekil 3.16. | Bir yarıküresel enerji analizörünün şematik görünümü.....  | 70 |
| Şekil 3.17. | Yarıküresel analizörde elektron yörüngelerinin analizör açısına göre değişimi.....   | 73 |
| Şekil 3.18. | Elektron analizörü ve giriş optiğinin (a) SIMION ve (b) AutoCAD programlarında kesit görünümleri ve (c) sistem içerisindeki fotoğrafı.....   | 77 |
| Şekil 3.19. | Elektron çoğaltıcı dedektörler: (a) Tek kanallı elektron çoğaltıcı (CEM) ve (b) Çok kanallı elektron çoğaltıcı plaka (MCP) .....   | 78 |
| Şekil 3.20. | Elektron analizörü ve giriş optiğinin elektrik bağlantıları ve dedektör sinyal bağlantısı.....   | 79 |
| Şekil 4.1.  | Elektron çarpışma spektrometresinin (a) üç boyutlu modellemesi ve (b) sinyal işleme ünitesinin genel şematik gösterimi.....  | 81 |
| Şekil 4.2.  | Basıncın zamana göre değişimi.....   | 83 |
| Şekil 4.3.  | Filament voltajına göre telden geçen akımın değişimi.....  | 83 |
| Şekil 4.4.  | Wehnelt elektroduna uygulanan voltajın elektron yörüngelerine etkisi. Tüm voltajlar toprağa göre tanımlanmıştır.....   | 85 |
| Şekil 4.5.  | Elektron tabancasının yörüngelerin gösterimi ve ince odaksız demet elde edilmesi.....  | 85 |
| Şekil 4.6.  | Faraday elektron toplayıcı kullanılarak ölçülen 200 eV'luk bir elektron demetinin profili.....   | 86 |
| Şekil 4.7.  | (a) Giriş elektrostatik lens sisteminde elektron demetinin odaklanması. (b) Giriş lens sistemi ve yarıküresel enerji analizöründe farklı enerjilere ait elektron yörüngelerinin gösterimi..... | 90 |
| Şekil 4.8.  | Elektron çoğaltıcı dedektörün çıkışında kullanılan sinyal işleme ünitesi ve osiloskoptan elde edilen sinyal şekilleri.....   | 93 |

|             |   |     |
|-------------|---|-----|
| Şekil 4.9.  | Dedektörden gelen sinyalin bağlandığı NIMBIN sistemi.....   | 94  |
| Şekil 4.10. | Yükseltecin kazancına bağlı olarak sayımda meydana gelen değişiklik.....  | 94  |
| Şekil 4.11. | A ve B analizörü olarak isimlendirilen iki analizörde bulunan dedektörlerin atma yükseklik dağılımları.....   | 95  |
| Şekil 4.12. | CEM dedektörün giriş kısmından ölçülen akımın $E_{5A}$ 'ya göre değişimi.....   | 97  |
| Şekil 4.13. | CEM dedektörün çıkışında kullanılan NIM elektroniği ile elde edilen sinyalin enerji kaybına göre değişimi.....  | 97  |
| Şekil 4.14. | Analizör kinetik enerjisine karşılık gözlemlenen enerji çözünürlüğünün değişimi.....  | 98  |
| Şekil 4.15. | 200 eV çarpışma enerjisinde e-He elastik saçılma tesir kesiti.....  | 99  |
| Şekil 4.16. | e-He çarpışmasında uyarılma spektrumu.....  | 100 |
| Şekil 4.17. | $2^1P$ düzeyi için e-He uyarılma tesir kesiti.....  | 100 |
| Şekil 4.18. | 200 eV elektron çarpışma enerjisi, 10, 20 ve 40 eV kopan elektron enerjileri ve bunlara karşılık gelen saçılan elektron enerjileri için ikili iyonlaşma tesir kesiti ölçümleri..... | 102 |
| Şekil 4.19. | Deney düzeneğinde kullanılan (e, 2e) çakışma elektroniğinin şematik gösterimi.....  | 104 |
| Şekil 4.20. | (e, 2e) deneylerinde momentum vektörlerinin gösterimi.....  | 105 |
| Şekil 4.21. | Şematik bir (e, 2e) çakışma zaman piki.....   | 107 |
| Şekil 4.22. | Deneyssel olarak ölçülen (e,2e) çakışma zaman piki.....   | 107 |
| Şekil 4.23. | (e, 2e) zaman piklerine dedektörlerdeki elektron sayım oranının etkisi.....   | 109 |
| Şekil 4.24. | Helyum atomunun 250 eV çarpışma enerjisinde elde edilen bağlanma enerjisi spektrumu.....  | 110 |
| Şekil 4.25. | (e,2e) deneylerinde koparılan elektronun açısal dağılımının ölçülmesi: ileri ve geri saçılma bölgeleri.....   | 112 |
| Şekil 4.26. | Saçılan elektron analizörünün küçük açılara yerleştirilmesi için kullanılan küçük Faraday elektron toplayıcı.....   | 112 |
| Şekil 4.27. | $E_0=200$ eV, $\theta_a=30^\circ$ , $E_b=20$ eV için alınan (e, 2e) tesir kesiti ölçümleri.....   | 113 |
| Şekil 4.28. | $E_0=250$ eV, $\theta_a=20^\circ$ , $E_b=20$ eV için alınan (e,2e) tesir kesiti   |     |

|             |  |     |
|-------------|--|-----|
|             | ölçümleri. Boş dairelerle gösterilen deneysel veriler Milne-Brownlie ve arkadaşları (2006) tarafından ölçülmüştür.....   | 114 |
| Şekil 4.29. | (e, 2e) spektrumlarının alınırken iki analizörün enerjilerinin zıt yönde tarandığı ve bilgisayar kontrollü olarak kaydedildiği sistemin şematik gösterimi.....   | 116 |
| Şekil 5.1.  | Helyum atomunda rezonans enerji düzeyleri civarında alınan saçılan elektron enerji kaybı spektrumu.....  | 121 |
| Şekil 5.2.  | $E_0 = 250$ eV için farklı açılarda atomdan kopan elektronun enerji spektrumları.....  | 123 |
| Şekil 5.3.  | $E_0 = 250$ eV için $124^\circ$ 'de alınan spektrum.....   | 124 |
| Şekil 5.4.  | $60^\circ$ ve $120^\circ$ için rezonans profillerinin değişimi.....  | 125 |
| Şekil 5.5.  | He atomunun $(2p^2)^1D$ ve $(2s2p)^1P$ rezonans düzeylerinden 250 eV elektron çarpışması sonucu ölçülen farklı saçılma açılarında kopan elektron enerji spektrumları. Ölçümler tek analizörle alınmıştır. Rezonans düzeyleri direk iyonlaşmadan gelen katkının üzerinde bir profil vermektedir. y-ekseni, direk iyonlaşma pikine göre bire normalize edilmiştir..... | 126 |
| Şekil 5.6.  | $f$ , $A_\mu$ ve $B_\mu$ Shore-Balashov parametrelerinin kopma açısına göre değişimi. Şekil 5.5'te $^1D$ ve $^1P$ rezonans düzeyleri için ölçülen kopan elektron enerji spektrumlarından elde edilmiştir. Gelen elektron enerjisi 250 eV'tur.....  | 127 |
| Şekil 5.7.  | He atomunun $(2s^2)^1S$ ve $(2s2p)^3P$ rezonans düzeylerinden 250 eV elektron çarpışması sonucu ölçülen farklı saçılma açılarında kopan elektron enerji spektrumları. Ölçümler tek analizörle alınmıştır. Rezonans düzeyleri direk iyonlaşmadan gelen katkının üzerinde bir profil vermektedir. y-ekseni, direk iyonlaşma pikine göre bire normalize edilmiştir..... | 129 |
| Şekil 5.8.  | $f$ , $A_\mu$ ve $B_\mu$ Shore-Balashov parametrelerinin kopma açısına göre değişimi. Şekil 5.7'de $^1S$ rezonans düzeyi için ölçülen kopan elektron enerji spektrumlarından elde edilmiştir. Gelen elektron enerjisi 250 eV'tur.....  | 130 |
| Şekil 5.9.  | $E_0 = 100$ eV için alınmış $^1S$ ve $^3P$ rezonans profilleri.....  | 131 |
| Şekil 5.10. | $E_0 = 100$ eV için alınmış $^1D$ ve $^1P$ rezonans profilleri.....  | 132 |

- Şekil 5.11. İleri saçılma bölgesinde  $(2p^2)^1D$  ve  $(2s2p)^1P$  düzeyleri için ölçülen  $(e,2e)$  spektrumları. Bu ölçümler için saçılan elektronlar  $-13^\circ$ 'de ve kopan elektron açısı ise  $30^\circ$ - $120^\circ$  arasında alınmıştır. 250 eV çarpışma enerjisi aktarılan momentum transfer  $1.06 \text{ au}$ 'dur. Dolu daireler, şimdiki ölçümler; kesikli-noktalı çizgiler, Lower ve Weigold (1990); kesikli çizgiler, McDonald ve Crowe (1993)..... 134
- Şekil 5.12. Şekil 5.11 ile aynıdır, fakat geri saçılma bölgesinde ölçümler alınmıştır..... 135
- Şekil 5.13. Shore-Balashov rezonans parametrelerinin  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  kopma açısına göre değişimi. Şekil 5.11 ve 5.12'de  $^1D$  ve  $^1P$  rezonans düzeyleri için ölçülen  $(e, 2e)$  kopan elektron enerji spektrumlarından elde edilmiştir. Gelen elektron enerjisi 250 eV ve saçılma açısı  $-13^\circ$ 'dir. Şekilde semboller deneysel veri ve onlara ait istatistiksel hataları göstermektedir. Deneysel veriler: katı çizgiler: şimdiki ölçümler  $250\text{eV}/13^\circ$ ; boş üçgenler: Lower ve Weigold (1990)  $200\text{eV}/13^\circ$ ; boş kareler: McDonald ve Crowe (1993)  $200 \text{ eV}/12^\circ$ . Teorik sonuçlar (Godunov ve arkadaşları 2002): katı çizgiler: ikinci-mertebe Born hesaplamaları ve Coulomb etkileşmesi; kesikli çizgiler: birinci-mertebe Born yaklaşıklığı hesaplamaları. Teorik sonuçlar (Marchalant ve arkadaşları 1997): dolu yıldızlar: ikinci-mertebe Born hesaplamaları; boş yıldızlar: birinci-mertebe Born hesaplamaları..... 137
- Şekil 5.14. Helyum  $(e, 2e)$  kopan elektronların açısal dağılımları: (a) direk iyonlaşma, (b)  $(2s2p)^1P^o$  düzeyi ve (c)  $(2p^2)^1D$  düzeyi için. Semboller deneysel veri ve istatistiksel hataları göstermektedir. Dolu daireler şimdiki ölçümleri göstermektedir. Üçgen ve kareler sırasıyla Lower ve Weigold (1990) ve McDonald ve Crowe (1993) tarafından alınan ölçümleri göstermektedir. Oklar momentum transfer doğrultularını göstermektedir. Direk

- iyonlaşma tesir kesiti 34.5 eV kopan elektron enerjisinde belirlenmiştir. Godunov ve arkadaşları (2002) teorik sonuçları: düz çizgiler: ikinci-mertebe Born hesaplamaları ve Coulomb etkileşmesi; kesikli çizgiler: birinci-mertebe Born hesaplamaları. 140
- Şekil 5.15. (e, 2e) kopan elektron enerji spektrumlarının ileri ve geri saçılma pik doğrultuları olan  $50^\circ$  ve  $-130^\circ$ 'de deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması. Şekilde üst paneller birinci ve ikinci-mertebe Born hesaplamalarını ve alttaki paneller deneysel ölçümleri göstermektedir..... 142
- Şekil 5.16. İleri saçılma bölgesinde  $(2s^2)^1S$  düzeyi için ölçülen (e,2e) spektrumları. Bu ölçümler için saçılan elektronlar  $-13^\circ$ 'de ve kopan elektron açısı ise  $30^\circ$ - $120^\circ$  arasında alınmıştır. 250 eV çarpışma enerjisi aktarılan momentum transfer 1.06'dır. Dolu daireler, şimdiki ölçümler; kesikli-noktalı çizgiler, Lower ve Weigold (1990); kesikli çizgiler, McDonald ve Crowe (1992c).... 144
- Şekil 5.17. Şekil 5.16 ile aynıdır, fakat geri saçılma bölgesinde ölçümler alınmıştır..... 145
- Şekil 5.18. Shore-Balashov rezonans parametrelerinin  $f$ ,  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  kopma açısına göre değişimi. Şekil 5.16 ve 5.17'de  $^1S$  rezonans düzeyi için ölçülen (e, 2e) kopan elektron enerji spektrumlarından elde edilmiştir. Gelen elektron enerjisi 250 eV ve saçılma açısı  $-13^\circ$ 'dir. Şekilde semboller deneysel veri ve onlara ait istatistiksel hataları göstermektedir. Deneysel veriler: katı çizgiler: şimdiki ölçümler 250eV/ $13^\circ$ ; boş üçgenler: Lower ve Weigold (1990) 200eV/ $13^\circ$ ; boş kareler: McDonald ve Crowe (1992c) 200 eV/ $12^\circ$ . Teorik sonuçlar (Godunov ve arkadaşları 2002): katı çizgiler: ikinci-mertebe Born hesaplamaları ve Coulomb etkileşmesi; kesikli çizgiler: birinci-mertebe Born yaklaşıklığı hesaplamaları. Teorik sonuçlar (Marchalant ve arkadaşları 1997): dolu yıldızlar: ikinci-mertebe Born hesaplamaları; boş yıldızlar: birinci-mertebe Born hesaplamaları..... 147
- Şekil 5.19. (e, 2e) kopan elektron enerji spektrumlarının ileri ve geri saçılma



|             |  |     |
|-------------|--|-----|
|             | pik doğrultuları olan $50^\circ$ ve $-130^\circ$ 'de deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması. Şekilde üst paneller birinci ve ikinci-mertebe Born hesaplamalarını ve alttaki paneller deneysel ölçümleri göstermektedir.....   | 148 |
| Şekil 5.20. | Helyum atomunda $60^\circ$ kopan elektron ve $-20^\circ$ saçılan elektronun enerji spektrumları. Enerji çözünürlükleri sırasıyla 150 ve 600 meV'tur.....   | 149 |
| Şekil 5.21. | Helyum atomunda $(2p^2)^1D$ ve $(2s2p)^1P$ rezonans düzeyleri için alınmış $(e,2e)$ ölçümleri. (a) ve (b) literatürden alınan iki deneysel ölçümdür (Lower ve Weigold 1990; McDonald ve Crowe 1993). (c) ve (d) tarafımızdan alınan ölçümlerdir. (a)'da iki analizör eş zamanlı olarak taranmıştır, fakat (b)'de sadece kopan elektron enerjisi taranırken saçılan elektron enerjisi sabit tutulmuştur. "B1" ve "B2" birinci-mertebe ve ikinci mertebe Born yaklaşıklığı kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir..... | 151 |
| Şekil 5.22. | Şekil 5.21 ile aynı olup sadece $(2s^2)^1S$ düzeyi için elde edilen sonuçları göstermektedir.....  | 152 |

## TABLolar LİSTESİ

- Tablo 2.1. Helyum atomunda elektron çarpışmasıyla  $(n\ell n'\ell')^{1-3}L$  ikili uyarma-kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeyleri üzerine yapılan deneysel çalışmaların özeti. Burada,  $E_0$  gelen elektron enerjisi;  $\theta_s$  saçılan elektron açısı ve  $\Delta E_{1/2}$  enerji çözünürlüğünü göstermektedir..... 42
- Tablo 4.1. Elektron tabancasında elektrotlara uygulanan lens voltajlarının değerleri ve FET'te okunan akım değerleri. Tüm voltajlar Volt, akımlar  $\mu A$  olarak verilmiştir.  $E_w$  ve  $E_2-E_6$  voltajları  $E_0$ 'a göre, X-Y deflektör voltajları  $E_1$ 'e göre ve  $E_0$  ve  $E_1$  ise toprağa göre ölçülmüştür..... 86
- Tablo 4.2. Enerji analizöründe elektrotlara uygulanan lens gerilimlerinin değerleri.  $E_{ilk}$  ve  $E_{son}$  eV olarak verilmiştir.  $E_{1A}-E_{5A}$  volt olarak verilmiştir ve referans noktası  $E_{5A}$ 'nın gerilimine göre ölçülmüşlerdir. Sadece  $E_{5A}$  toprağa göre ölçülmektedir..... 91
- Tablo 5.1. İlk dört rezonans düzeyi için enerji ve çizgi şekli genişlikleri. Kopan elektronun enerjisi, uyarılma enerjisinden Helyumun iyonlaşma enerjisinin (24.59 eV) çıkarılmasıyla elde edilir. Tüm değerlerin birimi eV'tur. Parantez içindeki değerler standart sapmaları göstermektedir (Hicks ve arkadaşları 1974)..... 118

## ÖZET

Anahtar kelimeler: Elektron-atom çarpışmaları, tesir kesiti, iyonlaşma, çakışma deneyleri, kendiliğinden iyonlaşma, ikili uyarma düzeyleri, rezonans etkisi

Bu tez çalışmasında, helyum atomunun  $(2s^2)^1S$ ,  $(2s2p)^3P$ ,  $(2p^2)^1D$  and  $(2s2p)^1P^0$  ikili uyarma-kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeylerinin, 250 eV enerjili elektron çarpışmasıyla uyarılması olayı için ikili ve üçlü diferansiyel tesir kesiti ölçümleri yapılmıştır. İyonlaşma sonrası kopan elektronların açısal dağılımları ve enerji spektrumları, yeni bir (e, 2e) spektrometresi kullanılarak,  $-13^\circ$ 'de saçılan elektronlar ile beraber eşzamanlı olarak dedekte edilmesiyle ölçülmüştür. Rezonans profilleri Shore-Balashov parametrizasyonu kullanılarak analiz edilmiş ve  $f$  direk iyonlaşma tesir kesiti,  $A_\mu$  rezonans asimetrisi ve  $B_\mu$  rezonans şiddeti parametreleri elde edilmiştir. Spektrumlar ve rezonans parametreleri önceki deneysel ölçümler ile karşılaştırılmıştır. Deneysel sonuçlar aynı zamanda birinci ve ikinci-mertebe Born yaklaşıklığına dayanan tesir kesiti hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır. Genel olarak önceki deneysel çalışmalar ile iyi bir uyum görülmüştür. İleri ve geri açılarda bazı farklılıklar gözlemlenmiştir. Tesir kesitinin şekil ve büyüklüğündeki bu farklılıklar deneylerde kullanılan çarpışma enerjisindeki farklılıkla açıklanmıştır. İkinci mertebe Born yaklaşıklığı ve üç-parçacıklı Coulomb etkileşmesinin hesaba katılması ile ileri açı bölgesinde deneysel çalışmalarla iyi bir uyum gözlenmiştir. Fakat teorik hesaplamalarda  $B_\mu$ ,  $^1P^0$  rezonans şiddet parametresi, geri açılarda deneysel verilerden daha fazla çıkmış ve tesir kesiti bu bölgede büyük bir pik vermiştir. Bu bölgede  $^1D$  rezonansı  $B_\mu$  parametresi için iki benzer teorik çalışma arasında da önemli farklılıklar bulunmaktadır.  $^1S$  düzeyi için  $B_\mu$  parametresi teorik sonuçlardan önemli bir şekilde sapmaktadır. Teorik sonuçlar momentum transfer doğrultusu boyunca  $B_\mu$  parametresinin negatif değerler aldığını ve bir lokal minimuma sahip olduğunu göstermektedir. Buna zıt olarak deneysel sonuçlar pozitif değerler almaktadır ve bir maksimuma sahiptir.  $B_\mu$  değerinin pozitif olması yapıcı girişimi gösterirken, negatif değerler yıkıcı girişimi göstermektedir. Ayrıca deney ve teori arasındaki diğer farklılıklar da tartışılmıştır.

# MEASUREMENT OF AUTOIONIZATION CROSS SECTIONS OF HELIUM ATOM USING (e, 2e) COINCIDENCE TECHNIQUE

## SUMMARY

Key Words: Electron-atom collisions, cross sections, ionization, coincidence experiments, autoionization, double-excited states, resonance effect

In this thesis, the double and triple differential cross sections for the excitation of the  $(2s^2)^1S$ ,  $(2s2p)^3P$ ,  $(2p^2)^1D$  and  $(2s2p)^1P^o$  doubly excited autoionizing states of helium by 250 eV electron impact are presented. The angular distributions and energy spectra of ejected electrons are measured in coincidence with the corresponding scattered electrons for a scattering angle of  $-13^\circ$  and for a range of ejected electron angles in both the forward and backward directions, using a newly developed (e, 2e) spectrometer. Resonance profiles are analyzed in terms of the Shore-Balashov parametrization to obtain the resonance asymmetry  $A_\mu$  and yield  $B_\mu$  parameters and the direct ionization cross section  $f$ . The spectra and their parameters are compared to the previous measurements. Comparison is also made with the recent theoretical calculations based on the first and second Born approximations. In general, good qualitative agreement is found between the experimental results. Some differences are found at forward and backward directions. These differences in the shape and magnitude of the cross sections are attributed to the different incoming electron energies used in the experiments. The second Born approximation with inclusion of the three-body Coulomb interaction in the final state agrees reasonably with experiments at forward region. However, the  $^1P^o$  resonance yield parameter  $B_\mu$  is significantly overestimated at recoil region, which results in a relatively large backward peak in a blunt contradiction to the experiment. There is also a discrepancy between the two theories available for the  $^1D$  resonance yield parameter  $B_\mu$  in this region. For the  $^1S$  state, the experimental results for the  $B_\mu$  parameter deviate strongly from the theoretical data, with their results showing a local minimum near the direction of momentum transfer and having negative values. By contrast, the experimental data show a maximum and have positive values. The large positive values of  $B_\mu$  are thought to be the confirmation of constructive interference while the negative values indicate destructive interference. Remaining discrepancies between theories and experiments are also discussed.

## BÖLÜM 1. GİRİŞ

Saçılma deneyleri, kuantum fiziğinde çığır açan en önemli deneysel tekniklerden biridir. Modern fiziğin başlangıcına bakıldığında, elektron ve foton gibi temel parçacıkların atom ve moleküllerin yapısını incelemeye kullanılması 1900'li yılların başlarına dayanmaktadır. Atom fiziğinde, Rutherford'un (1911) çekirdeği keşfi, ince altın hedeften  $\alpha$ -parçacıklarının saçılması deneyleriyle ortaya çıkmıştır. Franck ve Hertz (1914) deneylerinde, atomik enerji düzeylerinin varlığını, civa buharından saçılan elektronların dedekte edilmesiyle göstermişlerdir. Ayrıca, nükleer fizikte ilk olarak atom altı parçacıklar, saçılma deneylerinin sonucunda ortaya çıkmıştır. Yüzyılı aşkın bir süredir fotonlar, elektronlar ve iyonlar, teknolojik ve bilimsel ilerlemelere paralel olarak, yüzey fiziğinden astrofiziğe, malzeme biliminden uzay araştırmalarına, plazma fiziğinden biyofiziğe kadar birçok alanda bir etkileşme aracı olarak kullanılmaktadır.

Elektron saçılma deneyleriyle temel düzeyde elde edilen veriler doğada gözlemlenen olaylara ışık tutmaktadır. Örneğin, güneş rüzgarlarıyla gelen veya güneş ışınlarıyla iyonlaşma sonrası ortaya çıkan elektronlar üst atmosferde bulunan atom ve moleküllerle etkileşmeye girerek uyarılma sonucu fotonların yayınlanmasına ve gökyüzünün aydınlanmasına neden olurlar. Voyager ve Galileo gibi uydular güneş sistemimizde bulunan diğer gezegenlerin atmosferlerinde de benzer çarpışmalarının var olduğunu göstermişlerdir (Kliore ve arkadaşları 1997). Elektronlar, ileri teknolojik uygulamalardan PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition) ve plazma-aşındırma teknolojilerinin temel ögesidir ve mikro-elektronik bileşenlerin ve yarıiletken aygıtların üretilmesinde hayati öneme sahiptir (Becker ve arkadaşları 2000). Endüstride CO<sub>2</sub> lazerleri; CO<sub>2</sub> ve N<sub>2</sub> moleküllerinin elektron çarpışmasıyla titreşim ve dönme düzeylerine uyarılması sonucu elde edilmektedir (Kuzumoto ve arkadaşları 1989). Dolayısıyla ilgili saçılma tesir kesiti ölçümlerinin doğru bir şekilde yapılması lazer sisteminin modellenmesi ve optimizasyonu

açısından önemlidir. Yüksek enerjili fotonların (x-ışınları gibi) vücuda girmesiyle düşük enerjili-ikincil elektronlar üretilmektedir. Bu elektronlar güçlü ve yıkıcı bir biçimde biyolojik maddelerle etkileşmeye girmektedirler. Düşük enerjili elektronların DNA molekülüyle etkileşmesi sonucu tekli ve ikili sarmal bağları kırdıkları bilinmektedir (Baudaiffa ve arkadaşları 2000 ve Martin ve arkadaşları 2004).

Elektronların, diğer kuantum parçacıklarıyla karşılaştırıldığında, saçılma deneylerinde kullanılmasının birçok avantajı bulunmaktadır:

- Elektron demetinin üretimi, örneğin foton demeti üretimine göre daha kolay ve maliyeti azdır.
- Temel bir parçacık olduğu için hedef atomdan veya molekülden bağımsız olarak tüm atomik ve moleküler sistemlere uygulanabilmektedir.
- Elektronlar, atomları taban durumlarından fotonlarla uyarılması yasak olan düzeylere uyarabilmektedir. Dolayısıyla kuantum mekaniksel olarak elektron-atom etkileşmesiyle atomun yapısı hakkında daha fazla bilgi elde edilebilmektedir.
- Elektron-atom çarpışmasıyla elde edilen veriler atom fiziğinde; uyarılma, iyonlaşma, kendiliğinden iyonlaşma ve Auger olayı için geliştirilen teorik modellerin doğruluğunun test edilmesine imkan sağlamaktadır.
- Bu tür çalışmalar temel seviyedeki çok parçacıklı sistemlerin dinamiklerinin anlaşılmasına yardımcı olmaktadır.
- Elektronlar ile hedef atom veya moleküller arasındaki etkileşme sonucu ortaya çıkan ürün parçacıklar (elektron, foton veya iyon) incelenen atom veya molekül hakkında önemli bilgiler içermektedir. Örneğin; enerji düzeylerinin incelenmesi, dalga fonksiyonu ve elektron bulut yapılarının anlaşılması, izinli ve yasak enerji düzeylerine uyarılma, durulma sürelerinin tayini, spin durumlarının incelenmesi, rezonans olaylarının anlaşılması gibi birçok konuda veri üretilebilmektedir.

Deneysel olarak elektron çarpışma olayları her ne kadar basit gözükse de teorik anlamda etkileşme potansiyelinin ve dalga fonksiyonunun ifade edilmesinde bazı zorluklar bulunmaktadır. Doğada en basit atomik sistem hidrojen atomudur ve bu tek

elektronlu atom için deneysel saçılma tesir kesitlerinin anlaşılması ancak 2000’li yılların başlarında gerçekleşebilmiştir (Rescigno ve arkadaşları 1999, Bray 2002). Hidrojenden sonra en basit sistem olan helyum atomu için ölçülen tesir kesitlerinin anlaşılmasında ise halen teorik olarak sorunlar bulunmaktadır (Schulz ve arkadaşları 2003). Özellikle, elektronlar arası etkileşmeler, açığa ve enerjiye bağlı tesir kesitlerinde önemli değişiklikler meydana getirmektedir.

Helyum atomu, elektronlar arası etkileşmenin incelenmesi için en ideal sistemdir. Diğer çarpışma olaylarından farklı olarak, eğer taban durumunda bulunan iki elektron aynı anda üst enerji seviyelerine uyarılırsa, atoma aktarılan toplam enerji iyonlaşma eşiğinin üstüne çıkar ve elektronlar arası Coulomb etkileşmesinden dolayı bir elektron kendiliğinden iyonlaşır. Işımsız olarak gerçekleşen bu olay ikiden fazla elektronu bulunan atomlarda gözlemlenir. Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma veya rezonans olayı için rezonans düzeylerine ait profil şekilleri ve bunların gelen elektron enerjisi, saçılma açıları ve momentum aktarımı ile değişimi üzerine literatürde sınırlı deneysel veri bulunmaktadır.

Bu tez çalışmasında, helyum atomuna ait kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeyleri için farklı durumlarda tesir kesiti ölçümleri alınmış ve rezonans düzeylerinin açıl dağılımı deneysel olarak incelenmiştir. Deneysel düzeneği, Afyon Kocatepe Üniversitesi Fizik Bölümü’ndeki Elektron Çarpışma (eCOL) Laboratuvarında bulunmaktadır ve DPT ve TÜBİTAK proje destekleriyle Türkiye’de ilk defa kurulmuştur. Kullanılan elektron spektrometresinin performansı ilk olarak bu tez çalışmasında belirlenmiştir. Bu deneysel düzeneğiyle yapılan çalışmalarda temel amaç; atomik ve moleküler sistemlerin yapısını incelemek, iyonlaşma olayında elektron korelasyonlarının nasıl gerçekleştiğini görmek ve bunların teorik izahını yapabilmek, çok parçacık probleminin çözümüne yönelik deneysel veriler üretmek ve teorik modellerin doğruluklarını sınamaktır. Ölçümlerde iyonlaşma sonrası atomdan saçılan ve kopan elektronların eşzamanlı olarak dedekte edildiği (e, 2e) tekniği kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar daha önce yapılan deneysel ve teorik sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.

Bölüm 2’de literatür bilgisiyle birlikte elektron-atom çarpışmalarının deneysel altyapısı anlatılmış ve çarpışma kinematiklerinden elastik saçılma, uyarma ve iyonlaşma olayları incelenmiştir. Ayrıca elektron-atom çarpışmalarının teorik altyapısından kısaca bahsedilmiştir. İyonlaşma olayında saçılan ve atomdan kopan elektronların eş zamanlı olarak dedekte edildiği (e, 2e) çakışma tekniği anlatılmış ve bu tekniğin avantajlarından bahsedilmiştir. Bölüm 3 ve 4’te deney düzeneği ve ölçüm süreçleri tanımlanmıştır. Elektron çarpışma spektrometresini oluşturan kısımların (vakum sistemi, elektron tabancası, enerji analizörleri, Faraday elektron toplayıcısı, detektörler, sinyal işleme kısımları ve elektronik kısımlar) kurulumu ve testleri ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır. Bölüm 5’te alınan deneysel veriler ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir. Son olarak, Bölüm 6’da sonuçlar yorumlanmış ve tartışılmıştır.



## **BÖLÜM 2. ELEKTRON ATOM ÇARPIŞMALARI**

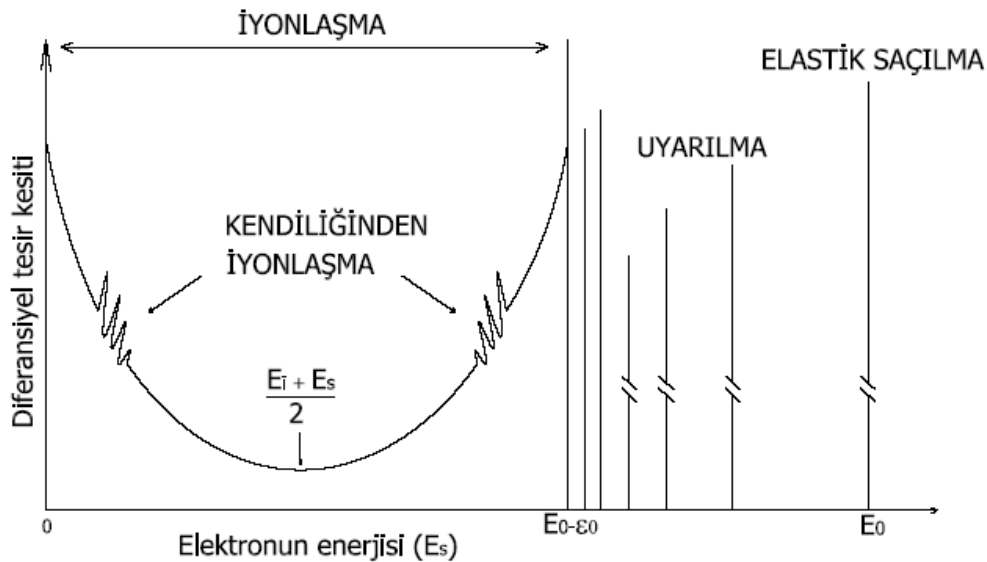
Elektronlarla atomların çarpıştırılması ilk olarak 1903 yılında Lenard tarafından yapılmıştır (Lenard, 1903). Daha sonra, Franck ve Hertz (1914) civa buharından saçılan elektronların atomlarla etkileşmesi sonucu enerji kaybettiğini göstermişlerdir. Günümüzde halen kullanılan bu teknik “enerji kaybı spektroskopisi” olarak bilinmektedir. 1920’li yıllardan günümüze kadar çarpışma fiziği üzerine hem deneysel hem de teorik alanda önemli birçok gelişme kaydedilmiştir. Deneysel yönden, tesir kesitlerinin tam olarak ölçülmesi, eşzamanlı ölçüm tekniği kullanarak çarpışma olayları hakkında daha fazla bilgi edinilmesi, spin-polarize demet ve hedeflerin kullanılması, yüksek enerji çözünürlüklü elektron demetlerinin üretimi ve analiz sistemlerinin geliştirilmesi bu gelişmelerin başında gelirken, teorik yönden süper bilgisayarların kullanılmasıyla karmaşık atom, iyon ve moleküller için detaylı hesaplamaların yapılması mümkün hale gelmiştir.

Temel olarak elektron-atom çarpışma deneylerinde gelen elektron ve hedef arasında üç farklı çarpışma olayı gerçekleşebilir. Bunlar, elastik, inelastik ve süperelastik çarpışma olaylarıdır. Elastik çarpışma, gelen elektron ve hedef arasında herhangi bir enerji alışverişinin olmadığı durumdur. İnelastik çarpışma, hedefin bir üst enerji seviyesine uyarılması ve iyonlaşması (tekli, çoklu veya kendiliğinden) durumlarıdır. Süperelastik çarpışma ise çarpışma sonucunda gelen elektronun enerji kazandığı durumdur. Bunun için hedefin önceden uyarılmış olması gerekmektedir. Bugüne kadar bu çarpışma olaylarının incelenmesi için birçok deneysel sistem tasarlanmıştır. Genellikle dedekte edilen parçacıkların özelliklerine göre bu sistemler farklılık göstermektedir. Foton, elektron, iyon gibi parçacıkların kendilerine özgü spektroskopik aygıtları bulunmaktadır.

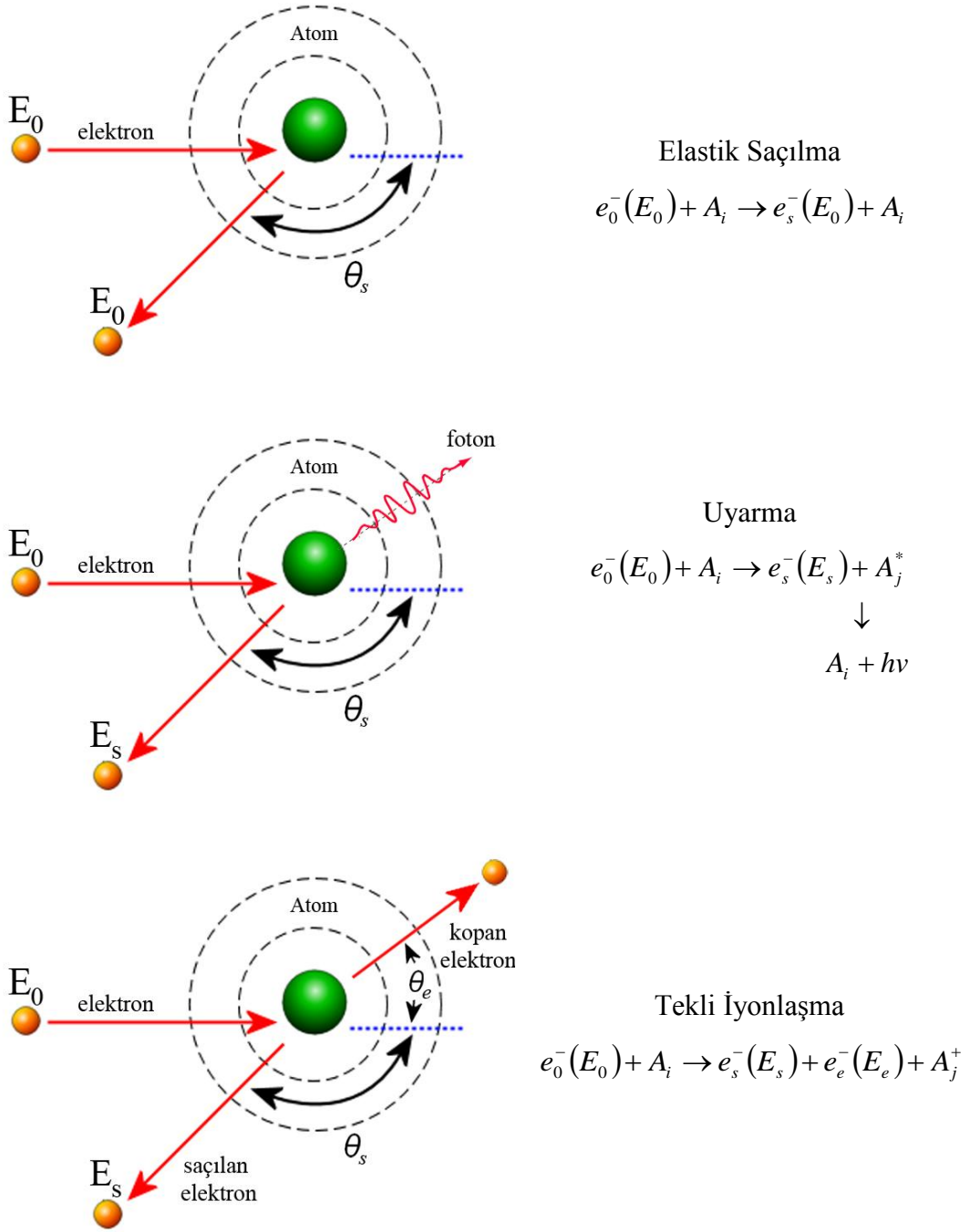
Elektron-atom çarpışmalarında eğer gelen elektronun enerjisi yeterli ise elastik saçılma, uyarma ve iyonlaşma olaylarının hepsinin gerçekleşme olasılığı

bulunmaktadır. Bu durumda spektroskopik olarak enerji kaybı spektrumu herhangi bir atom için Şekil 2.1'deki gibi çizilebilir. Şeklin sağ tarafında, gelen elektronun enerjisine bağlı olarak elastik saçılma ve uyarılma olaylarına ait geçişler görülmektedir. İyonlaşma olayında saçılan ve kopan elektronların ayırt edilmesi mümkün olmadığından spektrum simetrik bir yapıda değişmektedir. Buna göre saçılan ve iyonlaşan elektronların enerjilerinin toplamları gelen elektronun enerjisine eşit olmalıdır. İyonlaşma eğrisinin üzerinde sürekliliği bozan rezonans geçişleri görülmektedir.

Şekil 2.2'de sadece elastik saçılma, uyarma ve tekli iyonlaşma durumlarında ortaya çıkan ürün parçacıklar gösterilmiştir. Buna göre elastik saçılma sonucunda sadece bir saçılan parçacık bulunmaktadır ve enerjisi gelen elektron enerjisine eşittir. Uyarma olayında ise çarpışma sonrası bir saçılan elektron ve atomdan salınan foton bulunurken, tekli iyonlaşma durumunda saçılan elektron, atomdan koparılan elektron ve iyon bulunmaktadır. Çarpışma sonrası çıkan parçacıkların belirli açı ve enerjilerde dedekte edilmesiyle o parçacığa ait tesir kesiti ölçümleri alınmış olmaktadır. Elektron-atom çarpışmalarında meydana gelen bu olayların incelenmesi, çarpışma teorilerinin test edilmesini mümkün kılmaktadır.



Şekil 2.1. Elastik saçılma, uyarılma ve tekli iyonlaşma olaylarının şematik gösterimi.



Şekil 2.2. Elastik saçılma, uyarılma ve tekli iyonlaşma olaylarının şematik gösterimi.

## 2.1. Potansiyelden Saçılma ve Tesir Kesiti Kavramı

Elektron atom çarpışma deneylerinde saçılma olaylarının anlaşılması, elektron-atom ve elektron-elektron etkileşmelerinin Shrödinger dalga denkleminde doğru ifade edilmesine bağlıdır. Tek elektronlu atomlarda bile etkin potansiyelin tam olarak belirlenememesinden kaynaklanan problemlerden dolayı sistemin dalga fonksiyonu, tam olarak elde edilememektedir. Bu problem atom ve molekül fiziğinde çok parçacık (many-body) problemi olarak isimlendirilmektedir.

1920'li yılların son dönemlerinde Langmuir ve Jones (1928) tarafından gerçekleştirilen çarpışma deneylerini, belirli iyonlaşma olayları için Birinci-Born Yaklaşımını içeren Bethe (1930) ve Massey ve Mohr (1933) tarafından kurulan teorik alt yapının geliştirilmesi izlemiştir. 1960'larda Peterkop (1963) ve Rudge (1968) tarafından tekli iyonlaşma olayı için üç yüklü parçacığın varlığı düşünülerek, çok parçacık probleminin teorisi geliştirilmiştir. Mott ve Massey (1987) elastik ve elastik olmayan elektron atom çarpışmalarının teorisini ayrıntılı olarak bir kitapta toplamışlardır. Byron ve Joachain (1989) elektron-atom çarpışmalarında tekli iyonlaşma olayını incelemiştir. Brauner ve arkadaşları (1989) Üç Coulomb Dalga Fonksiyonu (Three-Coulomb Wavefunction, 3C) teorisini iyonlaşma tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanmıştır. Burke (1994) tarafından hazırlanan iki ayrı çalışmada elektron-atom/iyon/molekül çarpışma teorisi ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir. Rescigno ve arkadaşları (1999) geliştirdikleri Dış Kompleks Ölçekleme (Exterior Complex Scaling, ECS) teorisiyle üç parçacık sistemini kuantum mekaniksel olarak incelemiştir. Özellikle iyonlaşma diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanmasında farklı teorik yaklaşımlar kullanılmaktadır (Colgan ve arkadaşları 2002, Bray 2002, Chen ve arkadaşları 2007).

Elastik saçılma ve uyarma olayları için gelen elektron, hedef atomun potansiyelinden saçılarak farklı açılarda dedekte edilmektedir. Hedef atomun bağlı durumlarından  $A_i$  ilk durumu ve  $A_j$  son durumu göstermektedir. Tüm rölativistik etkiler ihmal edildiğinde Schrödinger dalga denklemi  $N$  elektronlu ve  $Z$  atom numaralı bir hedef atomdan saçılan elektron için şu şekilde yazılabilir:

$$H_{N+1} \Psi = E \Psi \quad (2.1)$$

Burada  $E$  sistemin toplam enerjisidir.  $(N+1)$  elektrona ait Hamiltonyen atomik birimlerde

$$H_{N+1} = \sum_{i=1}^{N+1} \left( -\frac{1}{2} \nabla_i^2 - \frac{Z}{r_i} \right) + \sum_{i>j=1}^{N+1} \frac{1}{r_{ij}} \quad (2.2)$$

şeklinde yazılır. Burada  $r_{ij}=|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$  ve  $\mathbf{r}_i$  ve  $\mathbf{r}_j$  i. ve j. elektronların vektörel koordinatlarıdır ve çekirdeğin hareketsiz olarak düşünüldüğü koordinat sistemine göre tanımlanmıştır. Denklem (2.2)'de ilk terim kinetik ve potansiyel enerjiyi gösterirken ikinci terim elektronlar arası etkileşimleri ifade etmektedir.

Hedef atomun öz fonksiyonları  $\Phi_i$  ve bunlara ait özdeğerler olan  $\omega_i$  için aşağıdaki eşitlik yazılabilir:

$$\langle \Phi_i | H_N | \Phi_j \rangle = \omega_i \delta_{ij} \quad (2.3)$$

Burada  $H_N$  hamiltonyeni, Denklem (2.2)'de  $N+1$  yerine  $N$  yazılmasıyla elde edilebilir. Bu durumda Denklem (2.1)'in çözümü yapılırsa dalga fonksiyonu asimptotik bir formda elde edilir (Burke 2006):

$$\psi \underset{r \rightarrow \infty}{\approx} \Phi_i \chi_{\frac{1}{2}, m_i} e^{ik_i z} + \sum_j \Phi_j \chi_{\frac{1}{2}, m_j} f_{ji}(\theta, \phi) \frac{e^{ik_j r}}{r} \quad (2.4)$$

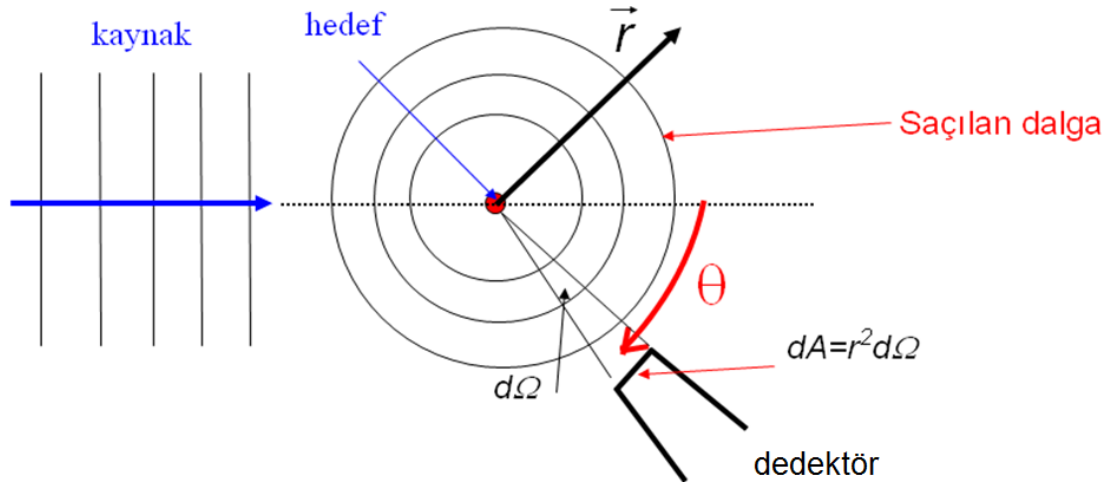
Burada ilk terim, gelen elektronun düzlem dalga fonksiyonunu ve ikinci terim ise saçılan elektronun küresel olarak yayılan dalga fonksiyonunu göstermektedir. Genellikle saçılan dalga izotropik değildir. Bu sebeple saçılan dalga fonksiyonu “saçılma genliği” olarak isimlendirilen  $f(\theta, \phi)$  açısız faktörü ile çarpılarak düzeltilir.  $\chi$  gelen ve saçılan elektronların spin özfonksiyonlarını göstermektedir.  $k_i$  ve  $k_j$  dalga sayıları ise sistemin toplam enerjisiyle ilişkilidir:

$$E = \omega_i + \frac{1}{2} k_i^2 = \omega_j + \frac{1}{2} k_j^2 \quad (2.5)$$

Şekil 2.3'te gelen ve saçılan dalgalar şematik olarak gösterilmiştir. Elastik saçılma veya uyarma deneylerinde meydana gelen olayların tanımlanabilmesi, sistemin toplam dalga fonksiyonunun çarpışmadan önce ve sonra belirlenmesine bağlıdır. Çarpışma olaylarını karakterize eden parametre ise tesir kesitidir. Tesir kesiti, bir çarpışma olayında birim zamanda birim hacimde bu olayın oluşma sıklığının, gelen parçacığın akısına oranı olarak tanımlanmaktadır (Burke ve Joachain 1995). Bu genel tanım Şekil 2.3'te gösterilen potansiyelden saçılmanın basit bir durumu için uygulanırsa diferansiyel tesir kesiti  $d\sigma/d\Omega$  tanımlanmış olur. Burada  $d\Omega$  katı açığı göstermektedir ve küresel koordinatlarda  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ 'dir. Bir  $|i\rangle = |k_i, \Phi_i, \chi_i\rangle$  ilk durumundan  $|j\rangle = |k_j, \Phi_j, \chi_j\rangle$  son durumuna geçişte diferansiyel tesir kesiti,  $d\Omega$  katı açısında saçılan parçacık akısının gelen parçacık akısına oranından

$$\frac{d\sigma_{ji}}{d\Omega} = \frac{k_j}{k_i} |f(\theta, \phi)|^2 \quad (2.6)$$

bulunur (Byron ve Joachain 1989). Görüldüğü gibi tesir kesiti saçılan dalga fonksiyonunun genliği ile orantılıdır. Dedektör,  $r$  mesafesinde sabit tutularak bütün açısız konumlarda hareket ettirilirse  $4\pi r^2$ 'lik küresel yüzey alanından geçen saçılmış tüm parçacıklar dedekte edilebilir. Burada tüm katı açığı üzerinden integral alınmasıyla toplam tesir kesiti bulunur.



Şekil 2.3. Bir potansiyelde saçılma durumunda gelen düzlem dalga ve saçılan dalgaların gösterimi.

Denklem (2.3) ile ifade edilen diferansiyel tesir kesiti genellikle elastik saçılma ve uyarma tesir kesitleri için tanımlanmaktadır ve her iki olay için farklı saçılma genlikleri belirlenmektedir. İyonlaşma olayında ise tesir kesitleri, belirlenecek parçacık sayısına göre farklılık göstermektedir. Elastik ve uyarma tesir kesitlerinde saçılan elektronun enerjisi kesin olarak bilinmektedir. Dolayısıyla sadece saçılma açısı değiştirilerek tesir kesitleri ölçülür. Fakat iyonlaşma olayında çarpışma sonrası iki elektron (saçılan ve kopan) enerji olarak ayırt edilemezler. Bu nedenle iyonlaşma tesir kesitlerinde saçılan veya kopan elektronlardan birisinin enerjisi sabit tutulur ve enerji korunumundan diğer elektronun enerjisi hesaplanır. Saçılan veya kopan elektron dedektörünün açısının değiştirilmesiyle ölçülen tesir kesiti, ikili diferansiyel tesir kesiti  $d^2\sigma/d\Omega dE$  olarak isimlendirilir. Hedeften saçılan ve kopan elektronların eş zamanlı olarak ölçülebilmesi durumunda ölçülen tesir kesiti ise üçlü diferansiyel tesir kesitidir ( $d^3\sigma/d\Omega_s d\Omega_e dE$ ). Bu durumda iki dedektör kullanılır. Üçlü diferansiyel direk iyonlaşma olayı için  $f_i$  iyonlaşma genliği ve  $g_i$  değiş-tokuş iyonlaşma genliği ile ifade edilir (Byron ve Joachain 1989):

$$\frac{d^3\sigma_i}{d\Omega_s d\Omega_e dE} = \frac{k_s k_e}{k_i} \left( \frac{1}{4} |f_i + g_i|^2 + \frac{3}{4} |f_i - g_i|^2 \right) \quad (2.7)$$

Üçlü diferansiyel tesir kesitinin integrasyonunun  $d\Omega_s$ ,  $d\Omega_e$  ve  $dE$ 'ye göre ayrı ayrı yapılmasıyla üç farklı ikili diferansiyel tesir kesiti ve bunların da integrasyonu ile üç

farklı tekli diferansiyel tesir kesiti tanımlanabilir. Toplam iyonlaşma tesir kesiti ise tüm çıkan elektronların açısı ve enerjisine göre integral alınmasıyla elde edilir:

$$\sigma_i = \frac{1}{k_i} \int_0^{E/2} dE k_s k_e \int d\Omega_s \int d\Omega_e \left[ \frac{1}{4} |f_i + g_i|^2 + \frac{3}{4} |f_i - g_i|^2 \right] \quad (2.8)$$

## 2.2. Elastik Tesir Kesiti

Elastik saçılma, gönderilen elektronların hedef atomla çarpışması sonucu herhangi bir enerji kaybının olmadığı durumdur. Diferansiyel elastik saçılma tesir kesitleri Şekil 2.4'te gösterilen deneysel sisteme benzer bir elektron spektrometresi kullanılarak ölçülürler (Brunger ve arkadaşları, 1991). Temel olarak, spektrometre bir elektron tabancası ve bir enerji analizöründen oluşmaktadır. Elektron tabancası, elektronların bir filament kullanılarak üretildiği yerdir. Filamentin ısıtılmasıyla oluşan elektronlar yarıküresel deflektörün giriş diskine elektrostatik lensler vasıtasıyla odaklanırlar. Deflektörün çıkışında bu elektronlar  $\Delta E$  enerji aralığı küçük bir halde monokromatize edilerek tekrar hedef bölgesine doğru odaklanırlar. Bir ince boru ile taşınan gaz demeti ve elektron demetinin çarpışması sonucu etkileşme bölgesinden saçılan elektronlar diğer bir yarıküresel enerji analizörünün giriş diskine odaklanırlar ve tekrar enerji aralığı ayarlanarak deflektörün çıkışında elektron dedektörünün girişine odaklanırlar.

Elektron analizörleri belirli bir açıda ve enerjisi gelen elektronun enerjisine eşit olacak şekilde saçılan elektronları dedekte etmek için kullanılır. Açısal diferansiyel tesir kesiti elektron enerji analizörünün etkileşme bölgesi etrafında döndürülerek saçılan elektron sinyalinin gözlenmesiyle belirlenir. Elastik saçılma tesir kesiti  $d\sigma(E, \theta)/d\Omega$

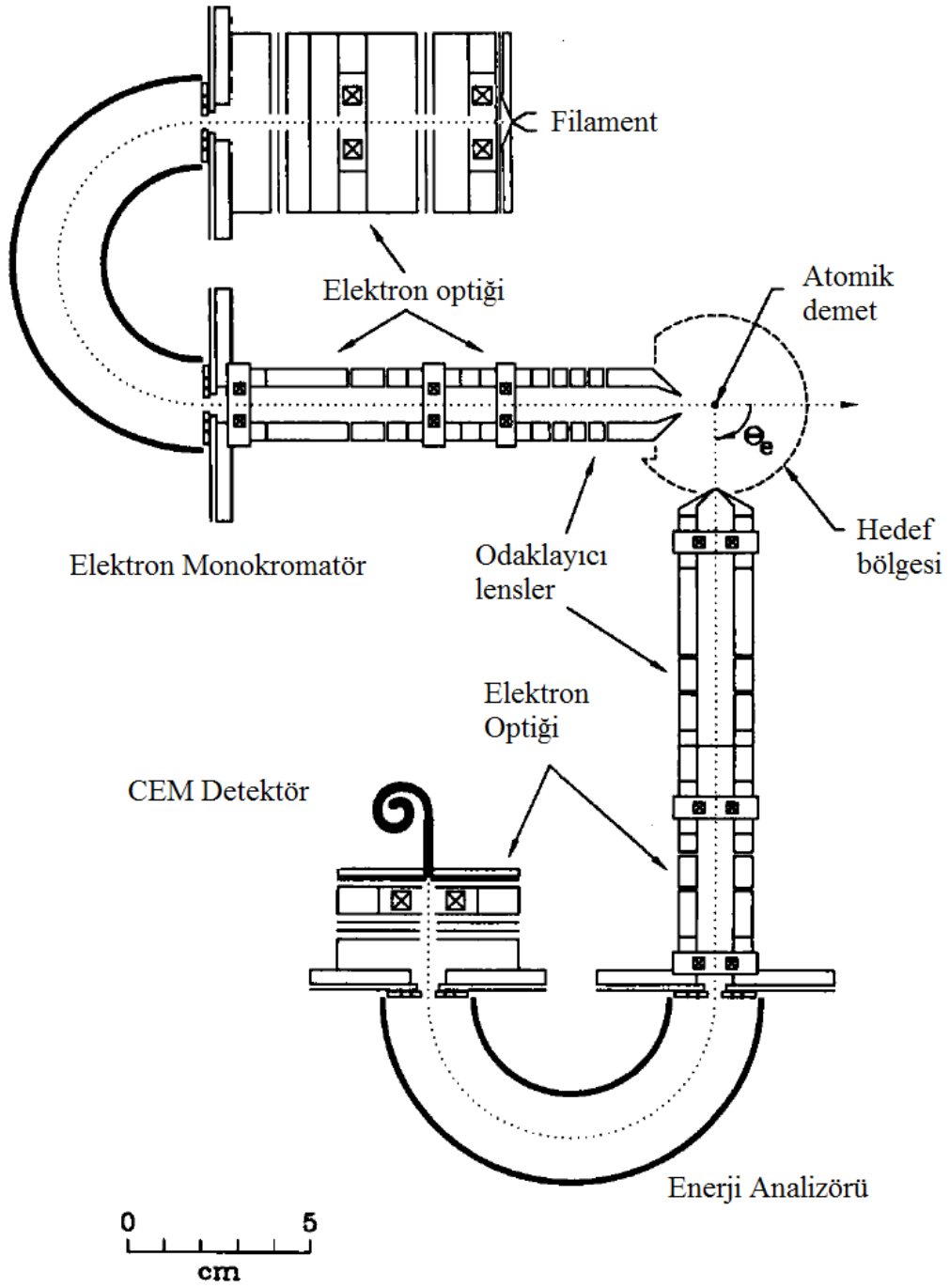
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{dN_s(E, \theta)}{N_i n l d\Omega} \quad (2.9)$$



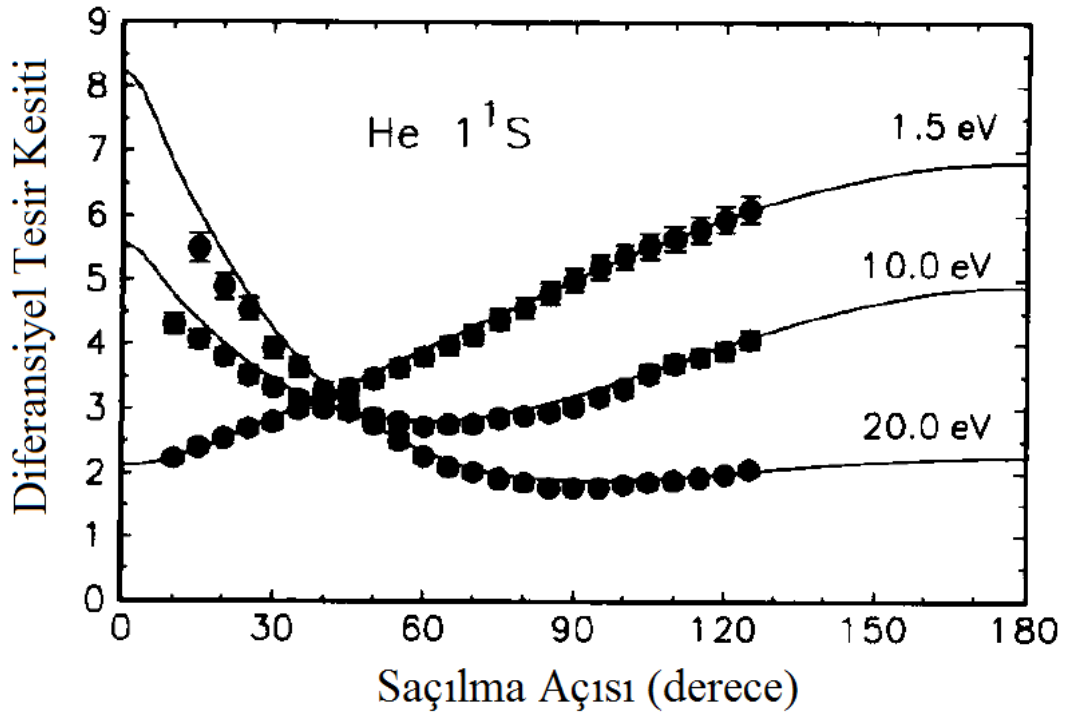
ile verilir (Trajmar ve arkadaşları 2006). Burada  $dN_s(E, \theta)$ ; gelen elektron demetinin doğrultusuna göre  $\theta$  açısındaki analizörün  $d\Omega$  katı açısı içerisindeki gördüğü E enerjili saçılan elektronların sayısı ve  $N_i$ ,  $l$  uzunluğunda saçılma hücresi içerisinde  $n$  yoğunluklu hedef gaz atomları üzerine birim zamanda gelen elektronların sayısıdır. Tesir kesiti ölçümlerini kesin ve doğru olarak yapmak için direk olarak Denklem (2.4)'ün sağ tarafındaki niceliklerin tümünün ölçülmesi gerekmektedir. Fakat bu niceliklerin ve bunlarla ilgili değişkenlerin deneysel olarak ölçülmesi zor olduğu için bu yöntem nadiren kullanılmaktadır. Bu yöntemin ayrıntıları Brunger ve Buckman (2002) ve son gelişmelerle birlikte Khakoo ve arkadaşları (2007) tarafından açıklanmıştır.

Helyum elastik saçılma tesir kesitleri bir standart olarak yaygın biçimde kullanılmaktadır. Bu tesir kesitleri kesin olarak ölçülmektedir (Andrick 1973). Ölçülen değerlerin teorik karşılaştırmaları Fursa ve Bray (1997) tarafından geliştirilen Convergent Close-Coupling (CCC) metodu ve Bartschat ve arkadaşları (1996a) tarafından geliştirilen R-matris (RMPS) metotları kullanılarak kesin olarak yapılabilmektedir. 19 eV'un üstündeki enerjiler için – ki bu ilk uyarılma eşik enerjisinin altındadır – s ve p dalgaları faz kaymaları varyasyon hesapları kullanılarak 30 yıl önce Nesbet (1979) tarafından kesin olarak hesaplanmıştır.

Şekil 2.5'te Helyum atomunda 1.5, 10 ve 20 eV'luk gelen elektron enerjisinde elastik diferansiyel saçılma tesir kesitinin açısal konuma göre değişimi gösterilmektedir. Brunger ve arkadaşları (1992) tarafından alınan deneysel sonuçlar Fursa ve Bray (1995) tarafından geliştirilen CCC teorik hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır. Görüldüğü gibi gelen elektron enerjisi azaldıkça büyük açılarda elektron demetinin saçılma ihtimali artmaktadır. Yüksek enerjili elektronlar atomun potansiyelinden daha az etkilenmektedirler.



Şekil 2.4. Diferansiyel tesir kesiti ölçümlerinde kullanılan elektron spektrometresinin şematik görünümü (Brunger ve arkadaşları 1991).



Şekil 2.5. Helyum atomunda 1.5, 10 ve 20 eV enerjili elektronların elastik olarak saçılmasıyla ölçülen diferansiyel tesir kesitleri. Deneysel veriler Brunger ve arkadaşları (1992) tarafından ölçülmüştür. Hesaplamalar ise Fursa ve Bray (1995) tarafından geliştirilen teorik sonuçları göstermektedir.

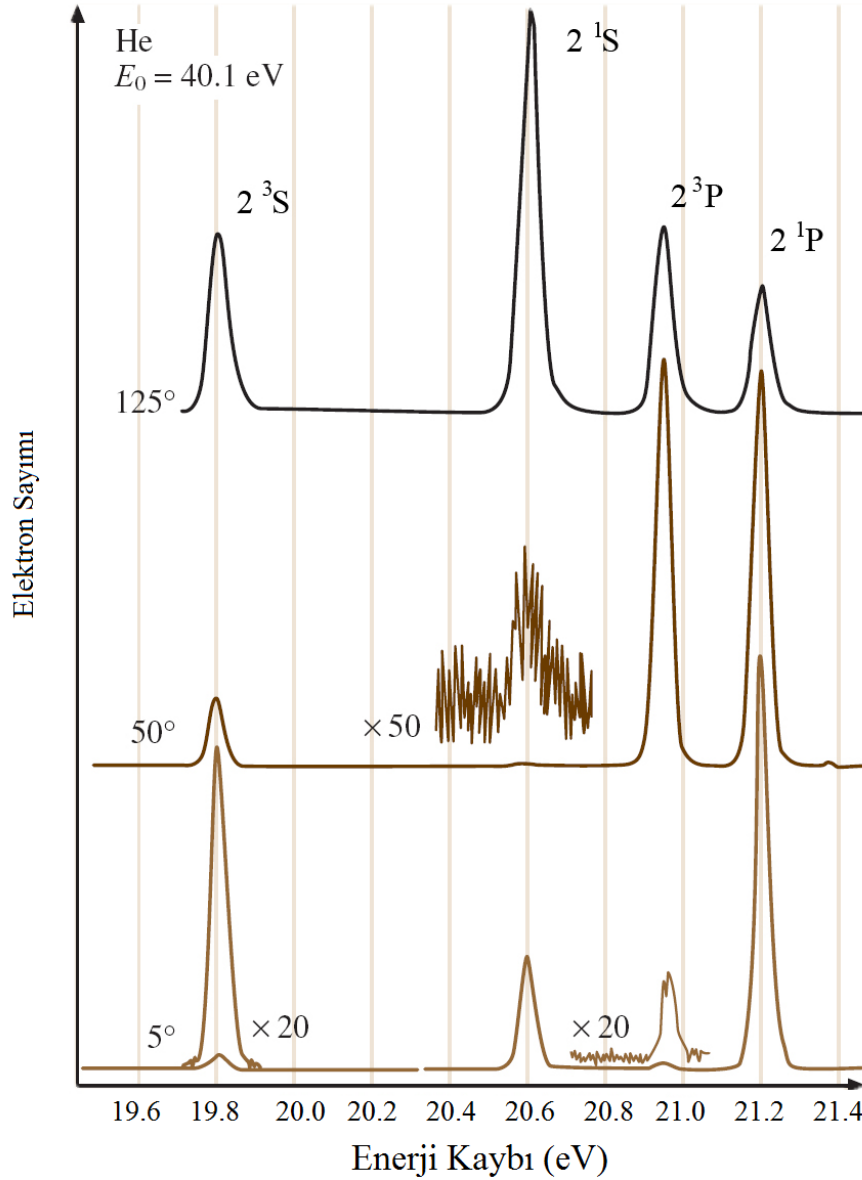
### 2.3. Uyarma Tesir Kesiti

Bir atomik hedef için uyarma olayı aşağıdaki şekliyle yazılabilir:

$$e^-(E_0) + A_i \rightarrow e^-(E_s) + A_j \quad (2.10)$$

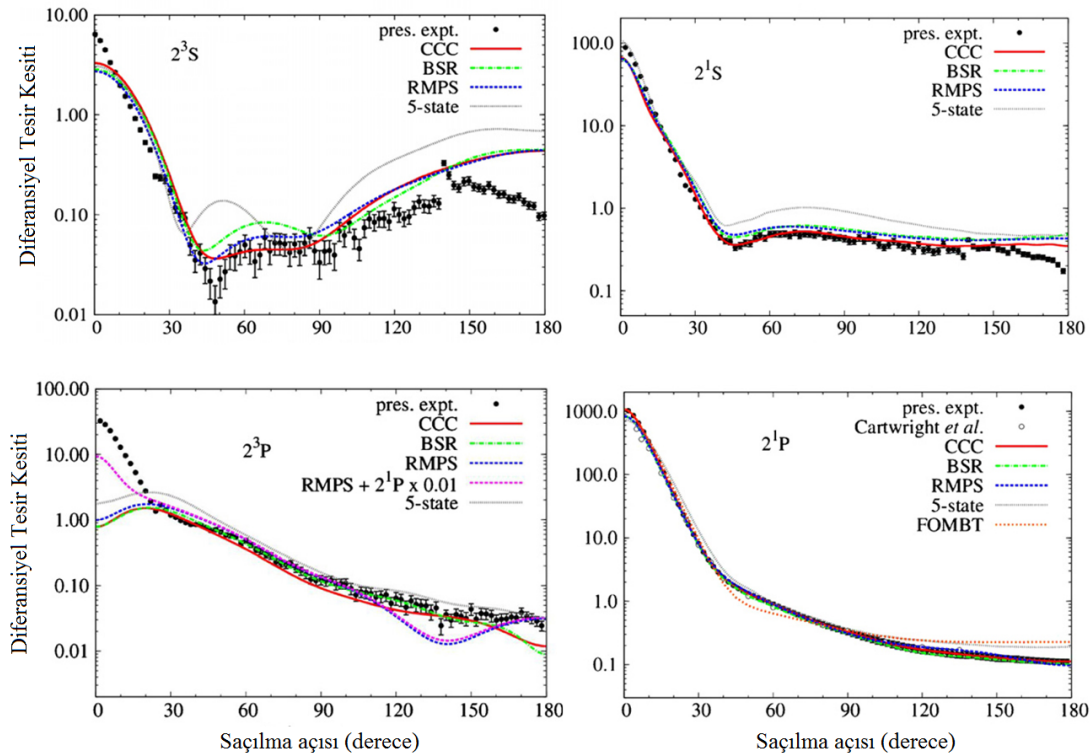
Burada  $E_0 = k_0^2/2$  atomik birimlerde gelen elektronun ve  $E_s = k_s^2/2$  saçılan elektronun enerjisi ve  $k_0$  ve  $k_s$  ise dalga sayılarıdır. İnelastik saçılma deneyleri elastik saçılma ile benzer şekilde gerçekleştirilir, sadece elektron analizörlerinin enerjisi  $E_s$  enerjili elektronları dedekte edecek şekilde ayarlanır. Şekil 2.6'da 40 eV elektron çarpışmasıyla Helyum atomunun  $n=2$  düzeylerine ait enerji kaybı spektrumları verilmiştir (Trajmar ve arkadaşları 2006). Spektroskopik çalışmalar açısından enerji-kayıbı spektrumlarının ölçümü oldukça kullanışlı bir tekniktir. Bu teknik hem dedekte

edilen elektron enerjisi değiştirilip gelen elektron enerjisi sabit tutularak, hem de dedekte edilen elektron enerjisi sabit tutulup gelen elektron enerjisi değiştirilerek yapılabilmektedir. Şekil 2.6'dan görüldüğü gibi bu, özellikle  $^3S$ ,  $^3P$  ve  $^1S$  gibi optiksel olarak yasak olan geçişlerin gözlemlenmesi açısından önemlidir.



Şekil 2.6. Helyum atomunda farklı açılarda ölçülen enerji kaybı spektrumu (diferansiyel tesir kesitleri). Gelen elektron enerjisi 40 eV'tur (Trajmar ve arkadaşları 2006).

Saçılan elektronların açısal dağılımının incelenmesinde en önemli sorunlardan biri spektrometre içerisine yerleştirilen aygıtların fiziksel olarak yer kaplaması ve bazı açı değerlerinde ölçüm alınmasının mümkün olmamasıdır. Bu sorun Read ve Channing (1996) tarafından etkileşme bölgesinde küçük bir alana lokalize olmuş statik bir manyetik alan oluşturularak giderilmiştir. Manyetik açı değiştirici (magnetic angle changer-MAC) olarak isimlendirilen bu aygıt, gelen elektron demeti ile saçılan elektronları ölçüm alınamayan açılardan ölçüm alınabilen açılara doğru yönlendirir. Bu yönlendirmede elektronların açısal dağılımı bozulmadan sabit kalır. Şekil 2.6'da Ward ve arkadaşları (2011) tarafından 80 eV çarpışma enerjisi için uyarma diferansiyel tesir kesitleri, açının bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Deneylerde MAC aygıtının kullanılmasıyla  $0^\circ$ - $20^\circ$  ve  $140^\circ$ - $180^\circ$  arası bütün açılarda ölçüm alınabilmiştir. Benzer yeni bir MAC aygıtının tasarımı laboratuvarımızda yapılmıştır (Cırık 2011). İmalatı tamamlanan MAC aygıtıyla diferansiyel tesir kesiti ölçümleri alınması planlanmaktadır.



Şekil 2.7. Helyum atomunda 80 eV enerjili elektronlarla yapılan çarpışma deneylerinde ölçülen  $n=2$  uyarma diferansiyel tesir kesitleri (Ward ve arkadaşları 2011).

### 2.3.1. Açık ve polarizasyon ilişkileri

Uyarılmış durumlar hakkında bilgilere, saçılan elektronun enerjisini incelemenin yanında yayımlanan fotonların polarizasyonu incelenerek de ulaşılabilir (Blum 1996, Andersen ve arkadaşları 1988 ve Andersen ve Bartschat 2001). Bunun için deneysel şart, belirli bir saçılma açısında belirli bir düzeye uyarılmayı gerçekleştiren saçılan elektronun, yayımlanan foton ile eş zamanlı olarak ölçülmesidir. Eş zamanlı ölçümlere “coincidence (çakışma)” deneyleri denilmektedir. Dolayısıyla yayımlanan radyasyonun polarizasyon durumunun ölçülmesi ile uyarılmış durum hakkında bilgiye ulaşılmış olmaktadır. Bu ölçüm direkt olarak örneğin  $^1S-^1P$  uyarılması için saçılma düzlemine dik yayımlanan radyasyonun lineer ve dairesel polarizasyonunun ölçülmesiyle gerçekleştirilebilir. Alternatif olarak saçılan elektron ve yayımlanan foton arasındaki açısal korelasyona bakılarak yapılabilir.

Eminyan ve arkadaşları (1974) ilk olarak Helyum atomunda  $2^1P$  düzeyi için elektron-foton açısal korelasyon deneyini gerçekleştirmiştir. Bu deneyde, gelen elektronlar 21.2 eV'luk enerjiyi kaybettikten sonra (bu enerji Helyumun  $2^1P$  durumuna uyarılma enerjisidir) sabit bir açıda elektron analizörü tarafından dedekte edilirler. Açısal korelasyon, foton dedektörünün çarpışma merkezi etrafında döndürülmesiyle elde edilen çakışma sinyallerinin gözlenmesiyle elde edilmiştir. Helyum atomunda  $3^1P$  durumu için ilk polarizasyon ilişkisi ölçümü Standage ve Kleinpoppen (1976) tarafından yapılmıştır.

Uyarılma hakkında tam bilgi veren alternatif yöntemlerden biri de lazer ile uyarılmış atomlardan elektronların süper-elastik saçılmasıdır. Bu yöntemde atomun ilgilenilen düzeye önce lazer ile uyarılması gerekir. Daha sonra bu uyarılmış düzeyden elektronlar saçılır ve uyarılma düzeyi enerjisini de kazanan elektronlar lazer fotonlarının polarizasyonlarının bir fonksiyonu olarak gözlemlenir. Korelasyon metotları ile karşılaştırıldığında bu teknik oldukça hızlıdır, çünkü çakışma ölçümleri kullanılmamaktadır. Diğer taraftan bu teknik sadece lazer ile uyarılması mümkün olan düzeylere uygulanabilir. Uyarılma üzerine yapılan açısal ve polarizasyon korelasyon çalışmaları ve süperelastik saçılma çalışmaları için daha ayrıntılı bilgi

Andersen ve arkadaşları (1988, 1997) ile Andersen ve Bartschat (2001) tarafından verilmiştir.

## 2.4. İyonlaşma Tesir Kesiti

En basit elektron çarpışmasıyla iyonlaşma olayı dış kabuktan tek bir elektronun koparılması olarak tanımlanır:



Burada  $E_0$ ,  $E_s$  ve  $E_e$  sırasıyla gelen, saçılan ve koparılan elektron enerjileridir. Bu enerjiler enerji korunum gereği,

$$E_0 = E_s + E_e + IP \quad (2.12)$$

denklemleri ile ilişkilidir. Burada IP koparılan elektronun iyonlaşma potansiyeli veya bağlanma enerjisidir. Atomda tekli iyonlaşma ayrıca iki farklı şekilde de gerçekleşebilir ve bunlar eşzamanlı uyarma-iyonlaşma ve ikili uyarma-kendiliğinden iyonlaşma olaylarıdır. Eğer gelen elektron enerjisi yeterliyse hedef atoma bağlı bulunan diğer bir elektronu koparır ve iyon, ya taban durumunda kalır ya da uyarılmış duruma geçer. Gelen elektronun etkisiyle, atom kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeylerine de uyarılabilir.

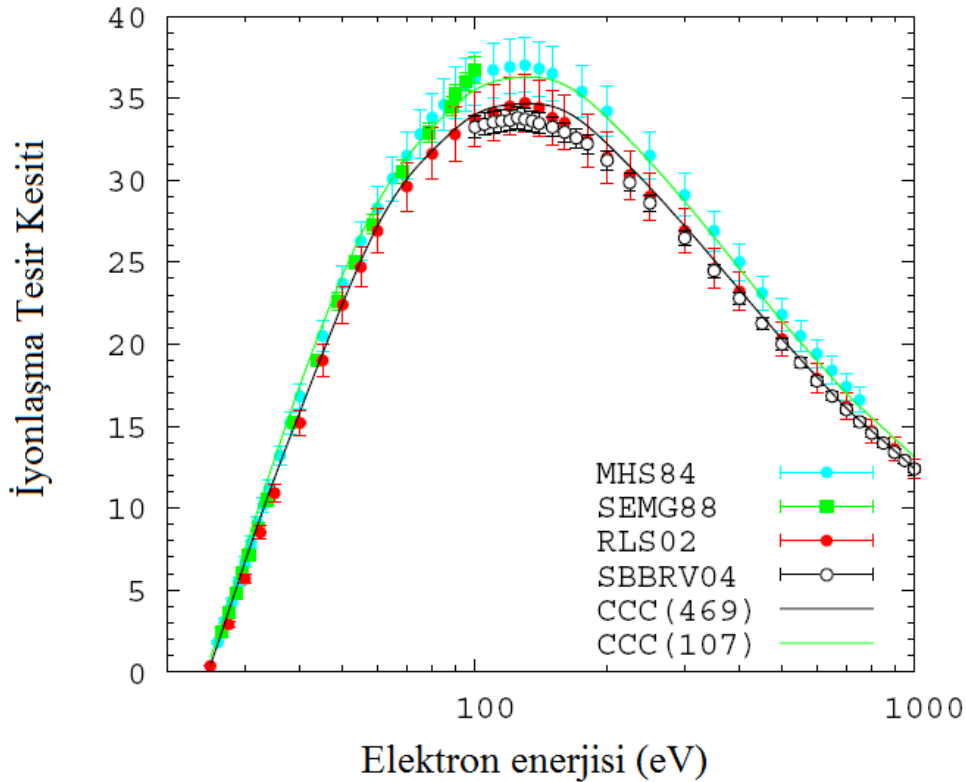
### 2.4.1. Toplam iyonlaşma tesir kesiti

Genellikle toplam tesir kesiti ölçümleri iyonizasyon bölgesinde oluşan pozitif iyonların gözlemlenmesiyle gerçekleştirilir. Toplam tesir kesiti  $\sigma_i$

$$i^+ = i_0 N \sigma_i x \quad (2.13)$$

denklemleri ile verilir. Burada  $i_0$ , gelen elektron demetinin akımı;  $N$ , hedef gazın yoğunluğu;  $x$ , efektif hedef kalınlığı ve  $i^+$ , ölçülen pozitif iyon akımıdır. Bu konuda bir standart olarak Rapp ve Englander-Golden (1965) tarafından farklı atom ve molekül hedefler üzerine yapılan çalışma yaygın olarak kullanılmaktadır. Toplam iyonlaşma tesir kesitinin bileşenleri (örneğin çoklu iyonizasyon ve dissosiyasyon gibi) spektrometre içerisinde kütle analizinin yapılmasıyla belirlenebilir. Doğruluğu kesin, toplam ve kısmi iyonlaşma tesir kesitleri birçok atom ve molekül için Lindsay ve Mangan (2003) tarafından ölçülmüştür.

Şekil 2.8’de Helyum atomunda toplam tekli iyonlaşma tesir kesiti, gelen elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Bray ve Fursa (2011) tarafından geliştirilen CCC teorisi deneysel sonuçlarla uyum içerisinde görülmektedir.



Şekil 2.8. Helyum taban durumundan tekli iyonlaşma durumu için toplam iyonlaşma tesir kesiti. Deneysel veriler, Montague ve arkadaşları (1984) (MHS84); Shah ve arkadaşları (1988) (SEMG88); Rejoub ve arkadaşları (2002) (RLS02) ve Sorokin ve arkadaşları (2004) (SBBRV04) tarafından ölçülmüştür. Teorik sonuçlar, Bray ve Fursa (2011) tarafından hesaplanmıştır.



### 2.4.2. İkili diferansiyel iyonlaşma tesir kesiti

Elektron saçılma deneylerinde etkileşme sonucu bir elektronun enerjiye ve açıya göre dedekte edilmesi uyarılma ve diğer kinematikler için oldukça az bilgi içermektedir, çünkü çarpışma sonucu fazla kalan elektron enerjisi saçılan ve koparılan elektron arasında paylaşılmaktadır. Dolayısıyla her iki elektron için enerjide bir süreklilik söz konusudur. Tekli diferansiyel tesir kesitinin tek bir değişkene göre ölçümü ise deneysel olarak oldukça zordur.

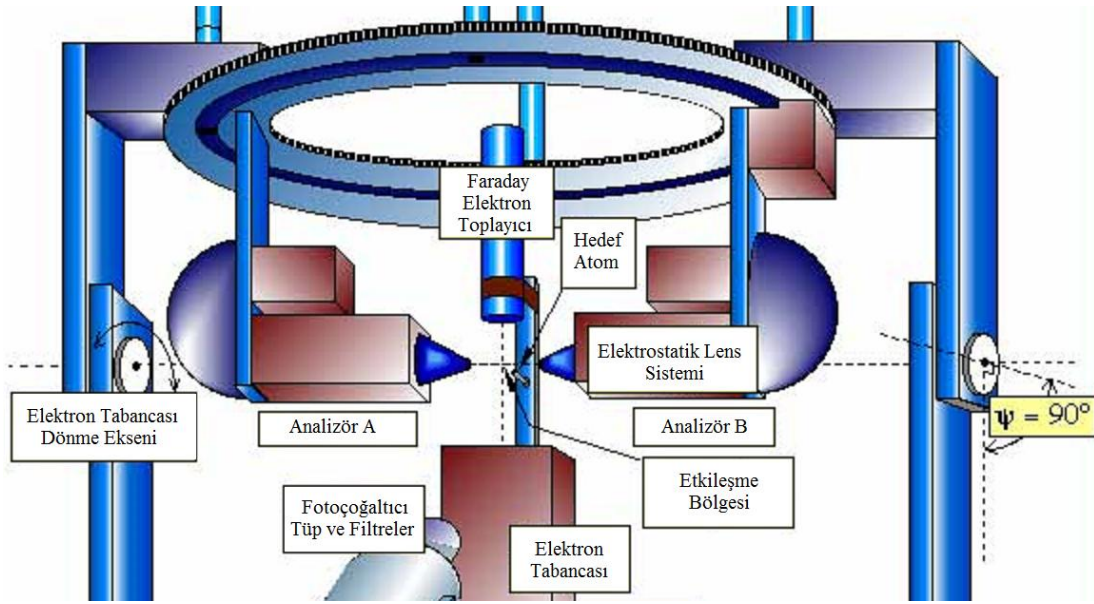
Pratikte, iki farklı ikili diferansiyel tesir kesiti (DDCS)  $d^2\sigma/d\Omega dE$  ölçümü yapılabilir. İlkinde, sabit gelen bir elektron enerjisi için çıkan elektronların enerjileri sabit tutularak açısal dağılımları incelenebilir. Bu durumda ölçülen tesir kesitleri iyonizasyon eşliğinden yukarıda olan elektron enerjileri için iyi bir şekilde tanımlanmıştır. Eğer küçük açılarda gözlemlenen elektron enerjisi yüksek ise ölçülen tesir kesiti “saçılan” elektrona aittir. Çünkü saçılan elektronun küçük açılarda olma ihtimali daha yüksektir. Bu enerjide saçılma açısının büyütülmesi ile tesir kesiti küçülür. Eğer gözlemlenen elektron enerjisi düşürülürse küçük açılarda tesir kesiti azalır ve yaklaşık  $60^\circ$ ’den sonra artmaya başlar. Çünkü bu enerjilerde büyük açılarda ölçülen tesir kesiti “koparılan” elektrona aittir. İkinci alternatif olarak sabit saçılma açılarında çıkan elektronların enerji dağılımları değiştirilebilir. Düşük elektron enerjilerinde atomik Hidrojen ve Helyum için DDCS ölçümleri Childers ve arkadaşları (2004) ve Schow ve arkadaşları (2005) tarafından yapılan çalışmalarda verilmiştir.

### 2.4.3. Üçlü ve yüksek mertebe iyonlaşma diferansiyel tesir kesiti

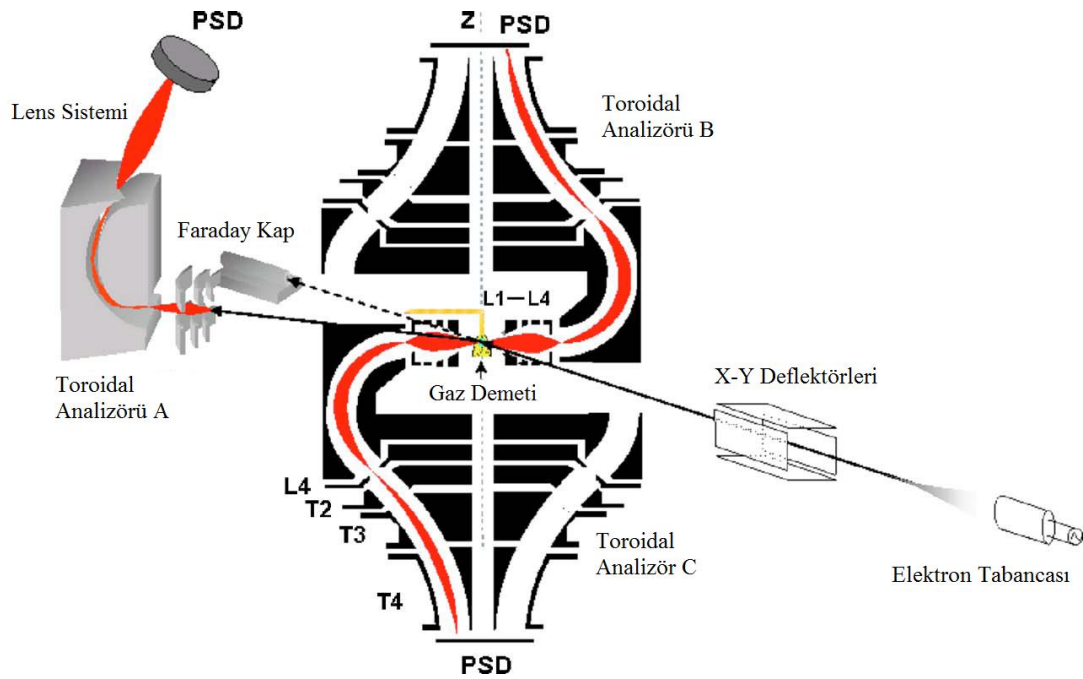
Son zamanlarda özellikle daha etkili elektron çarpışma spektrometrelerinin geliştirilmesiyle çoklu-diferansiyel tesir kesitleri direk iyonlaşma olayları için ölçülmeye başlanmıştır. Taban durumundan veya uyarılmış durumlardan tekli iyonlaşma, ikili uyarılma-kendiliğinden iyonlaşma, ikili iyonlaşma ve iç kabuk iyonlaşması bu olaylarında başında gelmektedir (Ehrhardt ve arkadaşları 1986, Lahmam-Bennani 1991, Weigold ve McCarthy 1999).

Deneysel olarak bu ölçümler saçılan ve/veya koparılan elektronların analizörler ile gözlemlenmesi ve eğer uygunsa bir foton dedektörü ile de uyarılma sonucu oluşan ışınımının eş zamanlı olarak incelenmesi ile gerçekleştirilmektedir. Çakışma teknikleri iyonlaşma olayının diğer olaylardan ayrılması için kullanılmaktadır.

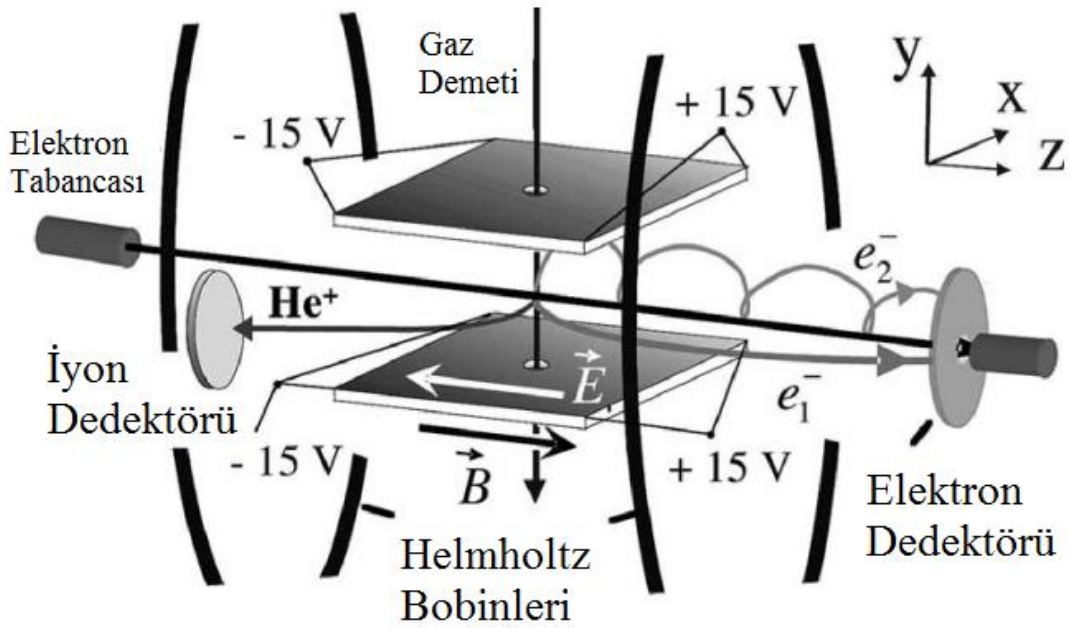
Üçlü ve yüksek mertebeye iyonlaşma diferansiyel tesir kesitlerinin ölçülebilmesi için üç farklı spektrometre tasarımı yapılmıştır. Murray ve arkadaşları (1992) tarafından geliştirilen spektrometre belirli açılara yerleştirilen enerji analizörlerinden oluşmaktadır (Şekil 2.9). Açıya göre tesir kesitleri analizörlerin bir eksen etrafında döndürülmesi ile ölçülmektedir. Elektron tabancasının dönebilen bir sistem üzerine yerleştirilmesi düzlem içi ve düzlem dışı ölçümlere olanak sağlamaktadır. Catoire ve arkadaşları (2007) tarafından geliştirilen “toroidal” elektron analizörleri (Şekil 2.10), zamana ve konuma duyarlı dedektörler (PSD) sayesinde çıkan elektronları dedekte etmektedir. Bu spektrometre saçılma düzleminin çoğunluğunda, saçılan ve kopan elektronların eş zamanlı olarak dedekte edilmesine imkan sağlamaktadır. Dürr ve arkadaşları (2008) tarafından geliştirilen “reaksiyon mikroskobu” (Şekil 2.11) tekli iyonlaşma olayını incelemek üzere geliştirilmiştir. Bu spektrometre, klasik elektron spektrometrelerinden tamamen farklı bir prensipte çalışmaktadır. Sinyal şeklinde üretilen elektron demeti süpersonik bir jetten çıkan atom demeti ile çarpışmaktadır. Çıkan elektronlar ve iyonlar, gelen elektron demeti yönünde zayıf bir elektrik alan kuvvetiyle ters yönlere doğru hareket ettirilirlir. Bu yönde sabit bir manyetik alan, elektronları elektrik alana dik yönde hareket etmeye zorlamaktadır. Elektronların alansız bir bölgeyi geçmelerinden sonra yavaş olan elektronlar, iki adet zaman ve konuma duyarlı dedektörler ile dedekte edilirler. Bu dedektörler ile iki parçacığın vektör momentumları hesaplanır. Diğer elektron spektrometrelerin (hatta toroidal sistemlerin) aksine bu reaksiyon mikroskobu aynı anda tek bir düzlemde tüm katı açılarda veri toplanmasına olanak sağlamaktadır.



Şekil 2.9. Murray ve arkadaşları (1992) tarafından tasarlanan ve üçlü iyonlaşma diferansiyel tesir kesitlerinin ölçümünde kullanılan elektron çarpışma spektrometresi.



Şekil 2.10. Catoire ve arkadaşları (2007) tarafından geliştirilen ve üçlü ve yüksek mertebeli iyonlaşma diferansiyel tesir kesitlerinin ölçümünde kullanılan elektron çarpışma spektrometresi.



Şekil 2.11. Dürr ve arkadaşları (2008) tarafından geliştirilen ve reaksiyon mikroskobu olarak isimlendirilen elektron çarpışma spektrometresi.

#### 2.4.4. Tekli iyonlaşma için (e, 2e) tekniği

Elektron etkisiyle hedef atomun elektronlarından birinin iyonlaştırılması ile saçılan ve kopan elektronların her ikisinin de eş zamanlı olarak dedekte edilmesiyle gerçekleştirilen deneylere (e, 2e) çakışma deneyleri adı verilir. Bu deneylerde ölçülen tesir kesiti üçlü diferansiyel tesir kesitidir (TDCS),  $d^3\sigma/d\Omega_s d\Omega_e dE$ . Tekli iyonlaşma tesir kesitlerinin deneysel ölçümleri ilk olarak Ehrhardt ve arkadaşları (1969) ve Amaldi ve arkadaşları (1969) tarafından birbirlerinden bağımsız olarak gerçekleştirilmiştir.

Gelen ve saçılan elektronun momentumları bilindiği için hedef atoma aktarılan momentum transferi aşağıdaki şekilde hesaplanabilir:

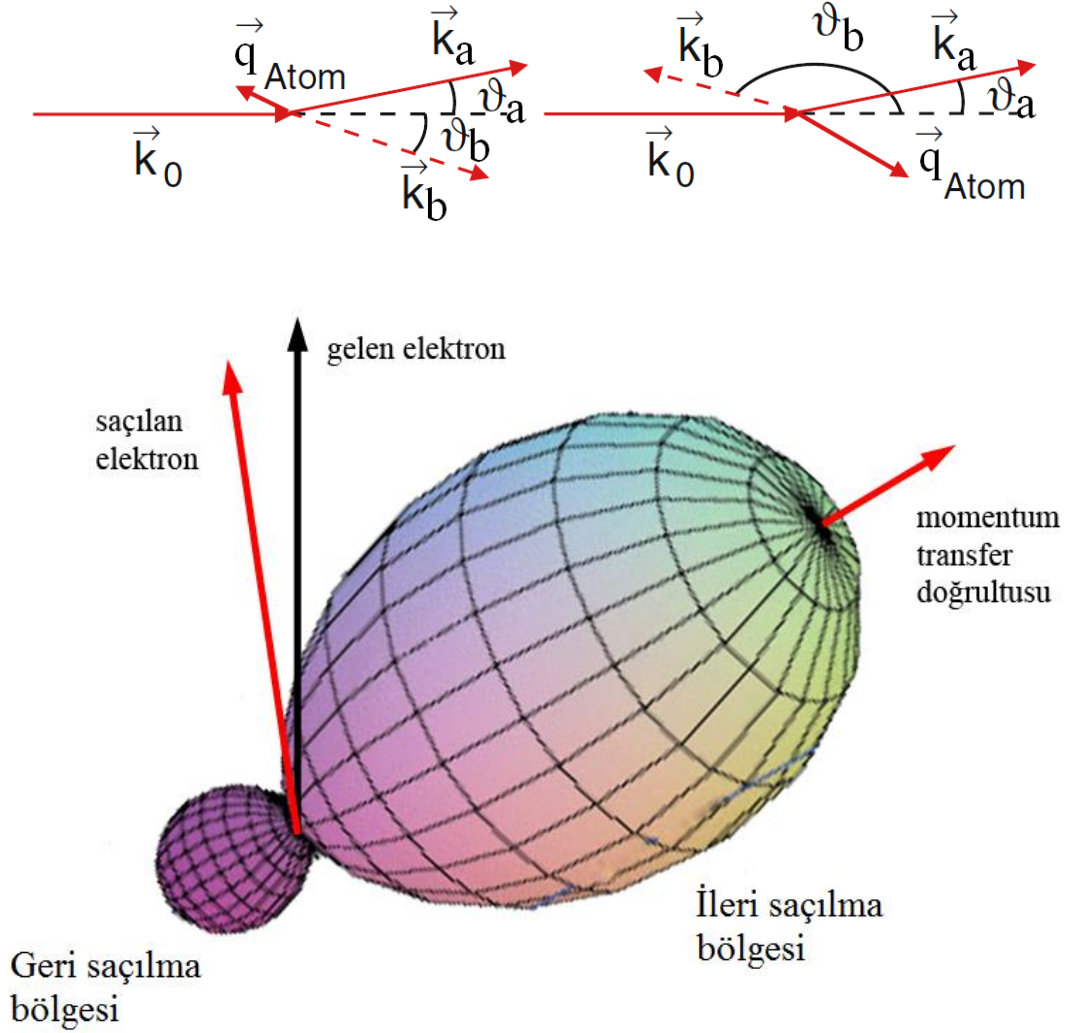
$$K = k_i - k_s \quad (2.14)$$

Momentum transfer büyüklüğü, (e, 2e) çalışmalarında önemli bir parametredir. Çünkü kopan elektronların açısal dağılımları K değerine göre değişmektedir. Küçük

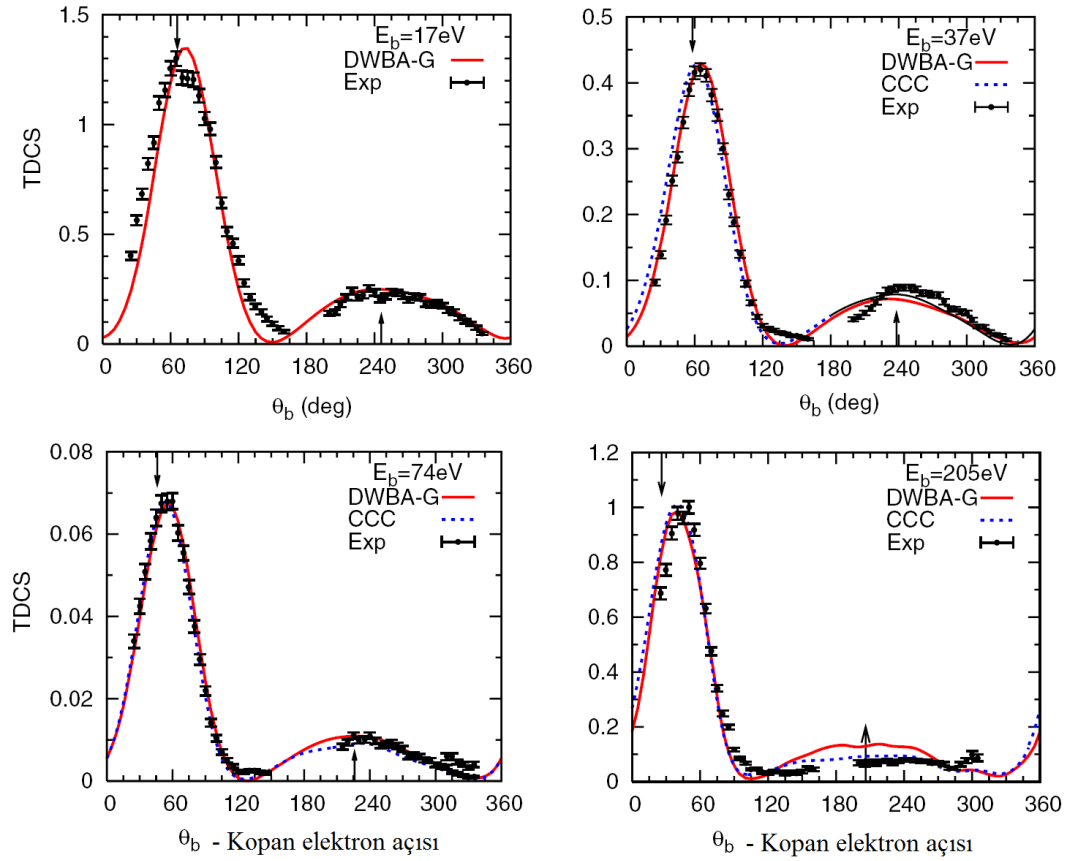
momentum transferleri için yapılan TDCS deneylerinde düşük enerjili ( $< 600$  eV) elektronlar kullanılarak saçılan ve kopan elektronlar arasındaki açısız korelasyonlar ölçülmektedir (Ehrhardt ve arkadaşları 1986). Burada düşük enerjili olan koparılan elektron, yüksek enerjili ve küçük açılarda bulunan saçılan elektronlar ile eş zamanlı olarak ölçülmüştür. Eğer gelen elektronla atoma bağlı bulunan elektron arasındaki çarpışma çekirdekten saçılma göz önüne alınmazsa elektronlar arası ikili (binary) çarpışma olarak düşünülebilir. Bu durumda Şekil 2.12’de gösterildiği gibi koparılan elektronun momentum transfer doğrultusunda bulunma olasılığı yüksektir. Momentum transfer doğrultusunda ölçülen bu pike “ileri saçılma (binary) piki” adı verilir. İkinci bir ihtimal atomdan kopan elektronun çekirdekten ikinci bir çarpışma ile geriye saçılmasıdır. Bu durumda momentum transferinin tersi doğrultusunda bir pik gözlemlenir ve bu pik geri saçılma (recoil) piki olarak isimlendirilir. Piklerin momentum transfer doğrultusundan kaymaları, çarpışma sonrası çıkan elektronlar arası Coulomb etkileşmelerinden kaynaklanmaktadır. (e, 2e) tekniği ile yapılan önceki çalışmalar Lahmam-Bennani (1991) tarafından özetlenmiştir.

Şekil 2.13’te Kheifets ve arkadaşları (2009) tarafından farklı kopan elektron enerjileri için ölçülen üçlü diferansiyel tesir kesitleri gösterilmiştir. Bu ölçümlerinde momentum transfer yönünde ve tersi doğrultuda ileri ve geri saçılma pikleri görülmektedir. Kopan elektronların enerjisi artırıldıkça geri saçılma pik şiddeti Helyum atomunda azalmaktadır.

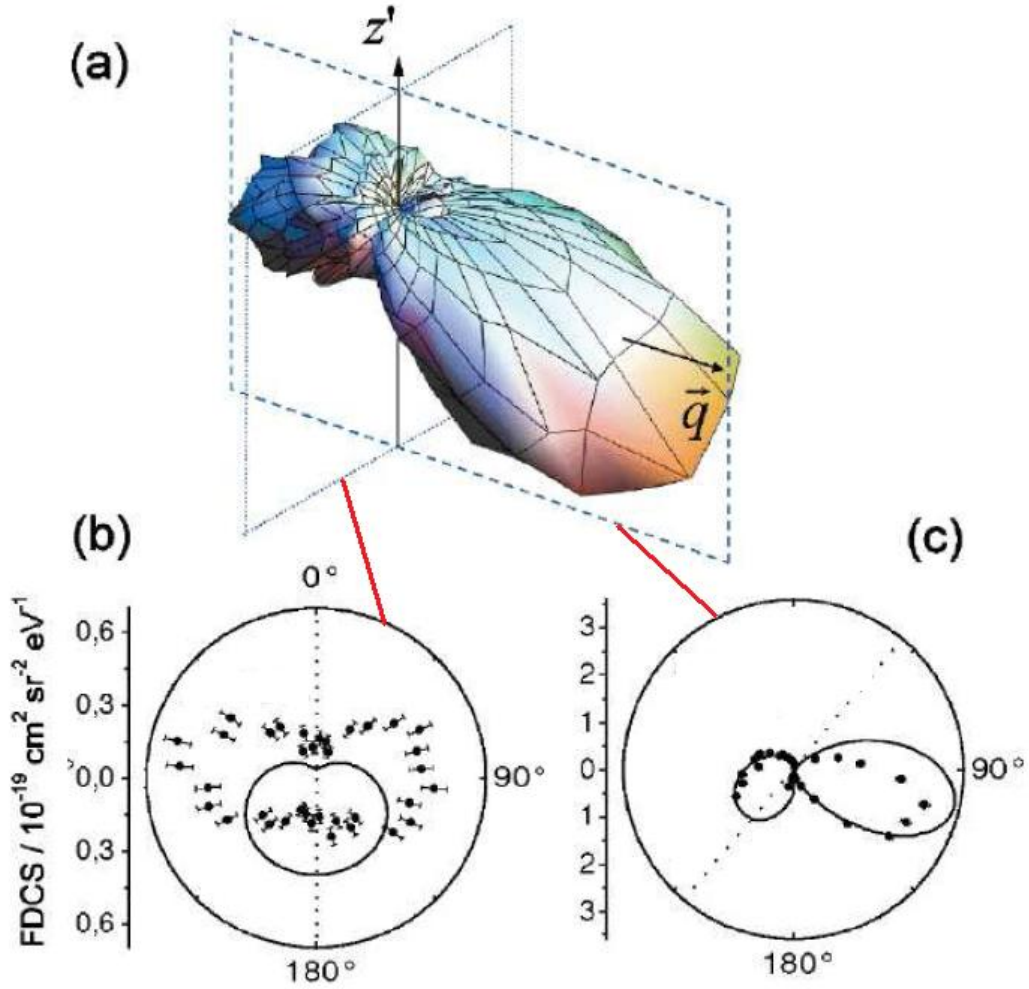
Reaksiyon mikroskobu kullanılarak üç boyutta alınan yeni ölçümler yine Helyum atomunda gözlemlenmemiş yapıları ortaya çıkarmıştır. Dürr ve arkadaşları (2006) tarafından elde edilen TDCS verileri Şekil 2.14’te verilmiştir. Saçılma düzleminde ölçülen veriler önceki deneylerle ve teorik çalışmalarla uyum içerisindedir. Fakat momentum transfer vektörüne dik düzlemde 70 ve 290 derecede ölçülen maksimumlar bulunmaktadır. Bunlar 1 keV’a yakın enerjilerde bile birinci mertebeye teoriler kullanılarak elde edilememiştir (Dürr ve arkadaşları 2008). Şekil 2.15’te aynı grup tarafından daha düşük elektron çarpışma enerjilerinde alınan üçlü diferansiyel tesir kesiti ölçümleri verilmiştir (Ret ve arkadaşları 2011). CCC teorisi düşük enerjilerde tekli iyonlaşma için iyi sonuç vermektedir.



Şekil 2.12. Gelen, saçılan ve kopan elektronlara ait momentum vektörlerinin gösterimi. Gelen ve saçılan elektronların enerji ve momentumlarının sabit olması durumunda kopan elektron momentum transfer vektörü doğrultusu ve tersi yönünde bir açısız dağılıma sahip olacaktır. Bu dağılımlara ait pikler ileri ve geri saçılma pikleri olarak isimlendirilmektedir.

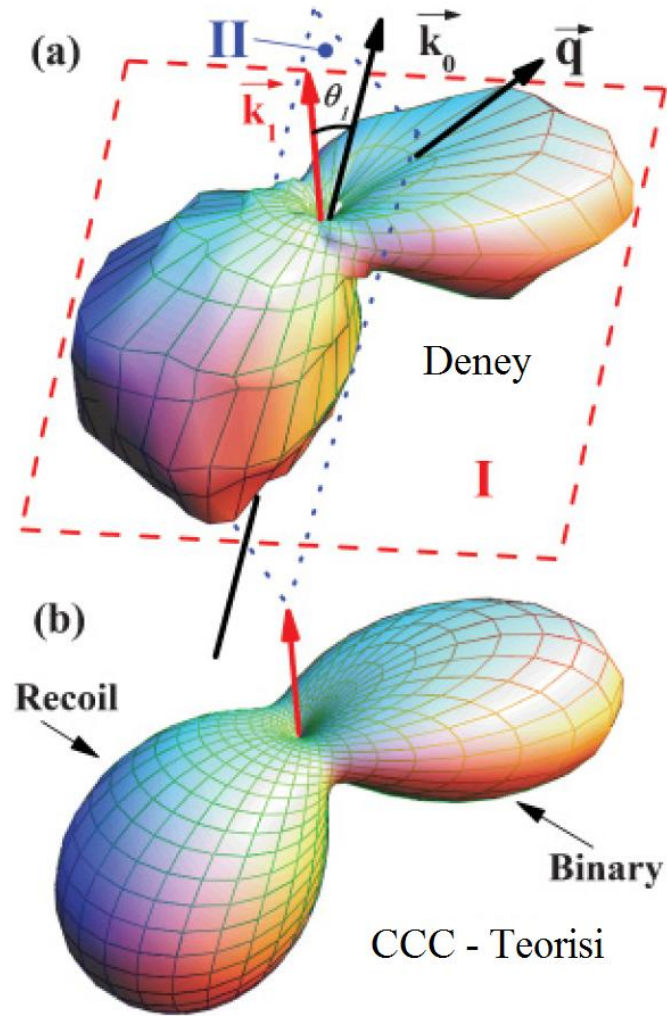


Şekil 2.13. Helyum atomu için üçlü diferansiyel tesir kesitinin (TDCS) koparılan elektron açısına göre değişimi. Deneyde gelen elektron enerjisi  $500\text{eV}$ , koparılan elektronun enerjisi sırasıyla  $17$ ,  $34$ ,  $74$  ve  $205\text{eV}$  ve saçılan elektron açısı  $-6^\circ$  alınmıştır. Noktalar deneysel verileri, çizgiler teorik hesaplamaları göstermektedir (Kheifets ve arkadaşları 2009). Oklar momentum transfer doğrultusunu göstermektedir.



Şekil 2.14. Helyum atomunda Dürr ve arkadaşları (2006) tarafından ölçülen üçlü diferansiyel tesir kesitleri. Gelen elektron enerjisi 102 eV ve yavaş olan elektronun enerjisi 10 eV ve saçılma açısı  $20^\circ$ 'dir. (a) 3D tesir kesiti. (b) Saçılma düzleminin kesiti [(a)'da kesikli çizgi]. (c) Saçılma düzlemine dik olan kesit [(a)'da noktali çizgi]. (b) ve (c)'deki noktali çizgi gelen elektron yönünü göstermektedir. Düz çizgi ise üç Coulomb dalga fonksiyonu (3C) teorisini göstermektedir (Dürr ve arkadaşları 2006).

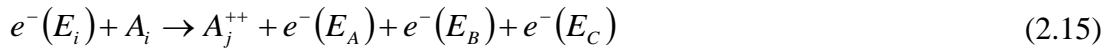




Şekil 2.15. Helyum atomuna ait (a) deneysel ve (b) teorik üçlü diferansiyel tesir kesitleri. Gelen elektron enerjisi 70.6 eV, kopan elektron enerjisi 5 eV. Saçılan elektronun (41 eV) açısı -20 derecede sabit tutulmuştur (Ren ve arkadaşları 2011).

### 2.4.5. İkili iyonlaşma için (e, 3e) ve (e, 3-1e) tekniği

(e, 2e) tekniğine benzer olarak hedef atomlardan iki elektronun koparılması ve bunların eş zamanlı dedeksiyonu için (e, 3e) tekniği kullanılmaktadır. Bu teknikte saçılan bir elektron ve koparılan iki elektron çarpışma sonrası çakışma metodu ile dedekte edilirler. Bu olay aşağıdaki şekilde yazılabilir:

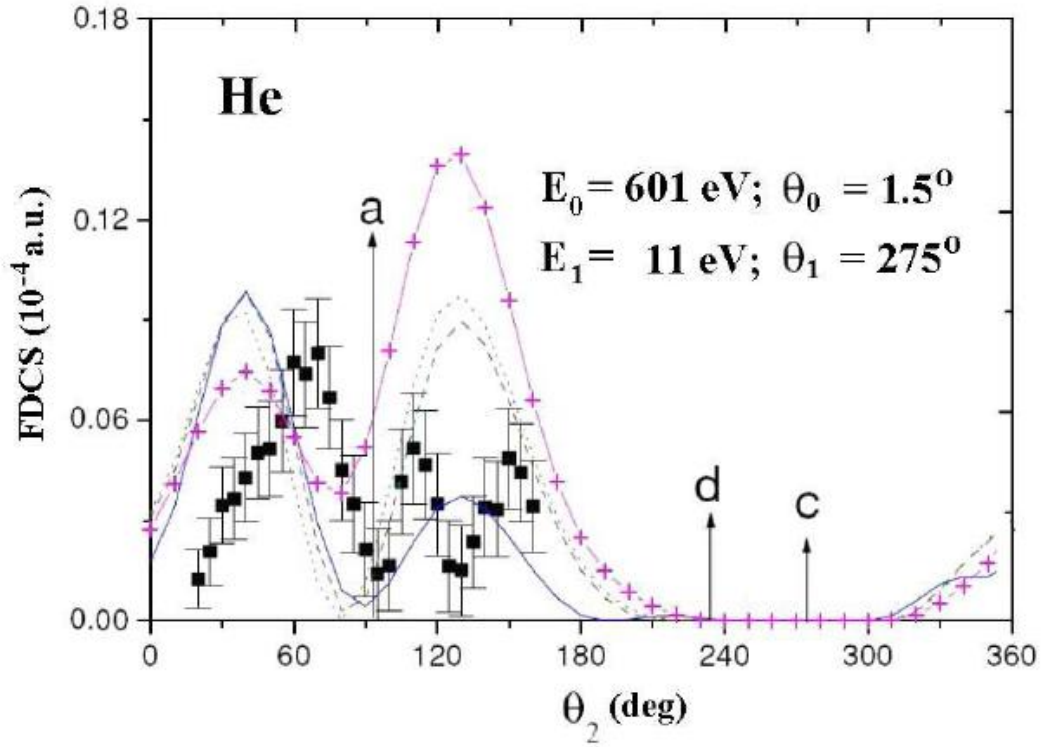


(e, 3e) deneylerinde ölçülen tesir kesiti beşli diferansiyel tesir kesiti olarak isimlendirilir ve  $d^5\sigma_i/dE_A dE_B d\Omega_A d\Omega_B d\Omega_C$  ile gösterilir.

(e, 3e) tekniği yirmi yıldır kullanılıyor olsa da (Lahmam-Bennani ve arkadaşları 1989) deneysel zorluğu, ikili iyonlaşma için tesir kesitlerinin oldukça düşük olması ve ikinci koparılan elektrondan dolayı ortaya çıkan kinematiksel durumların çokluğu yüzünden etkin bir şekilde kullanılamamıştır. Fakat son zamanlarda Catoire ve arkadaşları (2007) ve Dürr ve arkadaşları (2007) tarafından geliştirilen deneysel sistemlerle, kullanılan spektrometrelerin etkinliği artırılmıştır. Şekil 2.16 Helyum atomunda ikili iyonlaşma sonucu ölçülen (e, 3e) tesir kesitlerini göstermektedir. Teorik olarak bazı minimumların deneysel olarak da gözlenmesine rağmen (Berakdar ve arkadaşları 2003) hesaplanan değerler ile deneysel veriler arasında iyi bir uyum bulunmamaktadır.

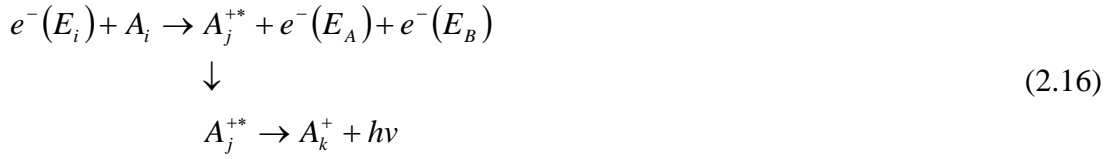
## 2.5. Uyarma-İyonlaşma

Uyarılmış durumda bulunan atomun iyonlaştırılması konusu son zamanlarda önemli bir çalışma konusu olmuştur. (e, 2e $\gamma$ ) ile sembolize edilen bu deneylerde üçlü çakışma sistemine ihtiyaç duyulmaktadır ve bu sistemde yayımlanan fotonun polarizasyonu saçılan ve kopan elektronlar ile belirli kinematikler için eş zamanlı olarak ölçülmektedir. (e, 2e $\gamma$ ) deneyleri şu ana kadar tam olarak yapılmasa da bu konu üzerine ilerlemeler kaydedilmiştir (Dogan ve arkadaşları 2001).



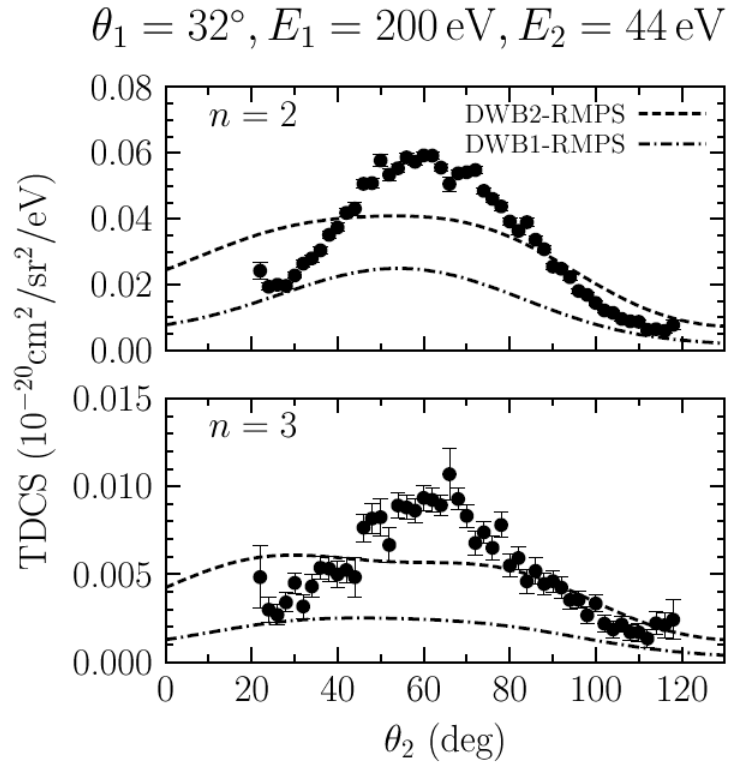
Şekil 2.16. Helyum atomunun ikili iyonlaşma için ölçülen beşli diferansiyel tesir kesiti (FDSCS). Gelen elektron enerjisi 601 eV'tur. Saçılan elektron enerjisi 500 eV ve saçılma açısı  $1.5^\circ$ 'dir. Koparılan elektronlardan birinin enerjisi 11 eV ve açısı  $275^\circ$ 'dir. Diğer koparılan elektronun açısına göre tesir kesiti ölçülmüştür. Deneysel veriler Lahmam-Bennani ve arkadaşları (2003) tarafından ölçülmüştür. Teorik çalışmalar ise birinci mertebe Born (noktalı çizgi); ikinci mertebe Born (düz çizgi ve artı); yaklaşık 6C modeli (kesikli çizgi). Genel seçim kurallarına göre (Berakdar ve arkadaşları 2003) "a", "b" ve "c" ile işaretlenen açılarda minimumların görülmesi gerekmektedir (Elazzouzi ve arkadaşları 2005).

Uyarılma-iyonlaşma olayı aşağıdaki şekilde yazılabilir:



Uyarılmış durumda bulunan iyon  $A_j^{+*}$  bir alt düzeye geçerken ışınım yapar. Bu konuda üç ilişkili çalışma yapılmıştır. Stefani ve arkadaşları (1990) ilk olarak  $\text{He}^+$  ( $n=2$ ) düzeyleri için ( $e, 2e$ ) deneyleri yapmıştır. Bu deneyde ölçülen TDCS verilerindeki eksiklik,  $2s$  ve  $2p$  iyon düzeylerinin ayrıştırılmaması ve yayımlanan fotonun polarizasyonunun hesaba katılmamasıdır. Daha sonra Hayes ve Williams (1996) ve Dogan ve arkadaşları (1998) elektron-foton ( $e, e\gamma$ ) çakışma tekniğini aynı sisteme uygulamışlardır. Bu teknik  $2p$  düzeyinin yalıtılması ve aynı zamanda açılal ilişki parametrelerinin belirlenmesine imkan sağlamaktadır. Bu ölçümler düşük enerjili elektronların saçılma açıları üzerinden integre edilmiştir (Schwienhorst ve arkadaşları 1996).  $\text{Ca}^+$  iyonunda  $4p^2P_{3/2}$  uyarılma düzeyi için tek elektron-polarize foton çalışması Stevenson ve Crowe (2004) tarafından gerçekleştirildi. Sakhelashvili ve arkadaşları (2005) Helyum atomunda ( $e, 2e\gamma$ ) deneyini farklı  $\text{He}^+(np)^2P$  düzeylerini ayırt etmeden ve yayımlanan fotonun yönelim ve polarizasyonunu dikkate almadan gerçekleştirmiştir. Eğer yayımlanan fonda izotropi dikkate alınmazsa ( $np$ ) $^2P$  düzeyleri için ölçülen TDCS verilerin % 90'ının  $\text{He}^+(2p)$  düzeyinden geldiği vurgulanmıştır.

Şekil 2.17'de  $\text{He}^+$   $n=2$  ve  $n=3$  düzeylerinin uyarılma-iyonlaşma TDCS değerleri R-matris teorileri ile birlikte gösterilmiştir (Bartschat ve arkadaşları 2007). Sonuçları saçılma bölgesinde geniş bir pik göstermektedir. Kinematikleri aynı olmasa da Dogan ve Crowe (2000) tarafından bu düzeyler için alınan TDCS'ler göstermektedir ki TDCS verileri daha büyük açılarda ilginç özellikler göstermektedir. Teorik olarak yüksek mertebeli etkilerin iki aktif atomik elektron olayında hesaba katılması yine aynı şekil üzerinde karşılaştırılmalı olarak verilmiştir.



Şekil 2.17. Helyum atomunda  $n=2$  ve  $n=3$  uyarma-iyonlaşma olayı için ölçülmüş üçlü diferansiyel tesir kesitleri. Her iki durumda da saçılan elektronun enerjisi 200 eV'tur ve  $32^\circ$ 'de dedekte edilmiştir. Kopan elektronun enerjisi 44 eV'tur. Deneysel veriler Bellm ve arkadaşları (2006) tarafından ölçülmüştür. DWB2-RMPS ve DWB1-RMPS teorik hesaplamaları Bartschat ve arkadaşları 2007 tarafından yapılmıştır.

## 2.6. İkili Uyarılma-Kendiliğinden İyonlaşma

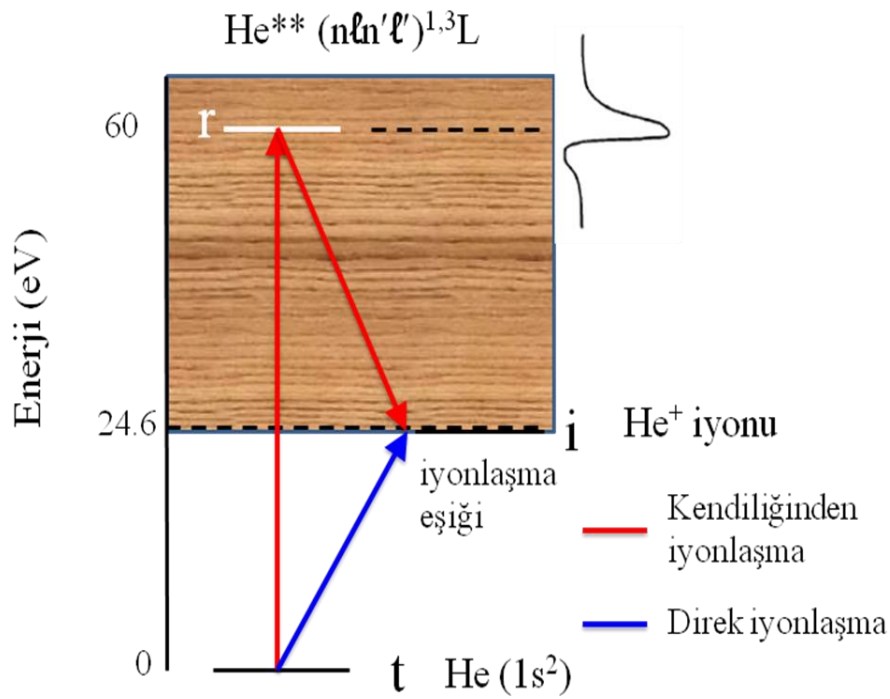
Herhangi bir atom, taban durumuna göre uyarılmış iki elektrona sahipse bu atom ikili uyarılmış enerji durumundadır denir ve enerji seviyesi birinci iyonlaşma eşiğinin üstünde olur. Uyarılmış durumda bulunan bu elektronlar bir tek elektronu sökmek için gerekli olan uyarılma enerjisinden daha fazla bir enerjiye sahip oldukları için, bu iki elektrondan birisi enerjisini diğer elektrona vererek onun sistemi kendiliğinden terk etmesine dolayısıyla atomun iyonlaşmasına sebep olur. Işımasız olarak iki elektrondan birinin sistemi kendiliğinden terk etmesi olayına “kendiliğinden iyonlaşma olayı” denir. Bu olaya sebep olan durumlara “rezonans durumları” ve enerjilerine de “rezonans enerjileri” denir.

Helyum atomunda iki elektronun aynı anda uyarılmasıyla elektronlar arasında bir Coulomb etkileşmesi meydana gelir. Bu korelasyon sonucu dış yörüngedeki elektron ile atoma bağlı diğer elektron arasında süperelastik bir çarpışma gerçekleşir ve dıştaki elektron atomdan kopar (Connerade 1998).  $He^+$  iyonu taban durumuna ışımaya yapmadan geçer. Birden fazla elektronun uyarılması ile meydana gelen bu durumlar, sürekli bölge içindedir. Bu durumlar ışımasız geçiş yaparak bozunabilirler. Bu geçişler oldukça hızlı meydana gelir ve sürekli bölgedeki ışımalı geçişlerden daha etkilidir. Bu sebeple atomun kendiliğinden iyonlaşan durumlarının yaşama süresi (yarı ömrü), ışımalı geçiş yapan durumların yaşama süresinden çok daha kısadır. Kompleks atom ve iyonlarda iyonlaşma tesir kesitine en büyük katkı kendiliğinden iyonlaşma olarak bilinen olaydan gelmektedir.

Bu olay için hedef atom ilk önce elektron çarpışmasıyla kendiliğinden iyonlaşma veya rezonans düzeyine uyarılır ve belirli bir hayat süresi ardından kendiliğinden iyonlaşır:



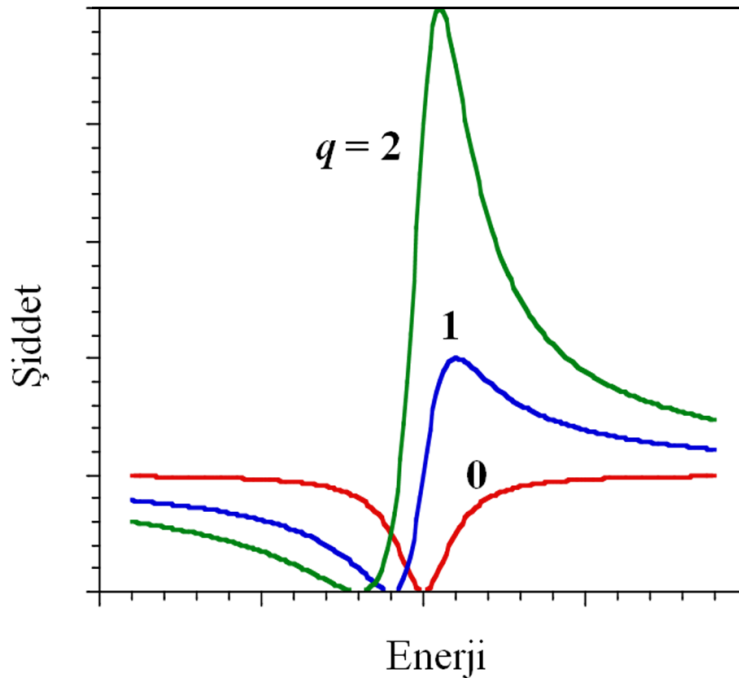
Kendiliğinden iyonlaşma düzeyleri  $10^{-16}$  ve  $10^{-13}$  s arasında bir hayat süresine sahiptirler. Kendiliğinden iyonlaşma ve direk iyonlaşma olaylarının her ikisinde de sonuç atomun iyonlaşmasıdır. Şekil 2.18’de bu geçişlere ait düzeyler şematik olarak gösterilmiştir. Burada: t – A atomu için taban durumunu, r – İkili uyarma rezonans durumunu ve, i –  $A^+$  iyonu için taban durumunu göstermektedir.  $t \rightarrow r \rightarrow i$  geçişi kendiliğinden iyonlaşmayı ve  $t \rightarrow i$  ise direk iyonlaşma geçişini göstermektedir.



Şekil 2.18. Direk iyonlaşma ve bir rezonans düzeyi aracılığı ile iyonlaşma durumlarının gösterimi.

Beutler (1935) ilk olarak Argon, Kripton ve Ksenon atomlarının fotonsoğurma spektrumlarında kendiliğinden iyonlaşma düzeylerini gözlemledi. Çizgi profil asimetrileri teorik olarak Fano (1935) tarafından dalga fonksiyonuna ait katsayıların kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeylerinin yakınında hızlı değişiklikler göstermesiyle açıklandı. Elektron saçılmalarıyla kendiliğinden iyonlaşma düzeyleri ilk defa Lassetre (1959) tarafından incelendi. Fano (1961) daha sonra fotonlar için olan teoriyi elektron saçılmaları için genelleştirdi. Asimetrik pik profillerinin, ayırt edilemeyen rezonans düzeyleri ile dejenere sürekli düzeylerin girişiminden kaynaklandığını gösterdi. Fano, kendiliğinden iyonlaşma düzeyleri için ölçülen tesir

kesitini uygun parametrik bir formda ifade etti. Şekil 2.19’da Fano (1961) tarafından önerilen  $q$  – biçim parametresinin farklı değerleri için rezonans profillerinin değişimi gösterilmiştir.  $q=0$  rezonans profilinin tamamen yıkıcı girişime uğradığını ve negatif bir rezonans şekli oluştuğunu göstermektedir.  $q$  değerinin pozitif büyük değerler alması bir minimum daha sonra bir maksimum, negatif büyük değerler alması ise bir maksimum ve sonrasında bir minimum olması anlamına gelmektedir.



Şekil 2.19. Fano (1961) tarafından parametrize edilen rezonans profilleri.

Rezonans düzeylerinin kopan elektron spektrumunda gözlenmesi daha sonra Rudd (1964) tarafından  $H^+$  ve  $He^+$  iyonları ile Helyum atomunun çarpışması sonucu gözlemlenmiştir. Gönderilen iyonların enerjilerinin yüksek olması ve kopan elektronların büyük açılarda ( $160^\circ$ de) dedekte edilmesinden dolayı profillerde herhangi bir asimetrik yapı gözlenmemiştir. Mehlhorn (1966), 2 keV enerjili elektronları kullanarak daha küçük saçılma açılarında asimetrik profillerin yapısını incelemiştir.

Elektron çarpışmasıyla kendiliğinden iyonlaşma üzerine ilk çalışmalar inelastik elektron saçılma deneyleridir ve deneysel enerji çözünürlüğü (enerjiye göre pikleri ayırt etme kabiliyeti) üretilen elektron demetinin enerji dağılımına bağlıdır. Bu

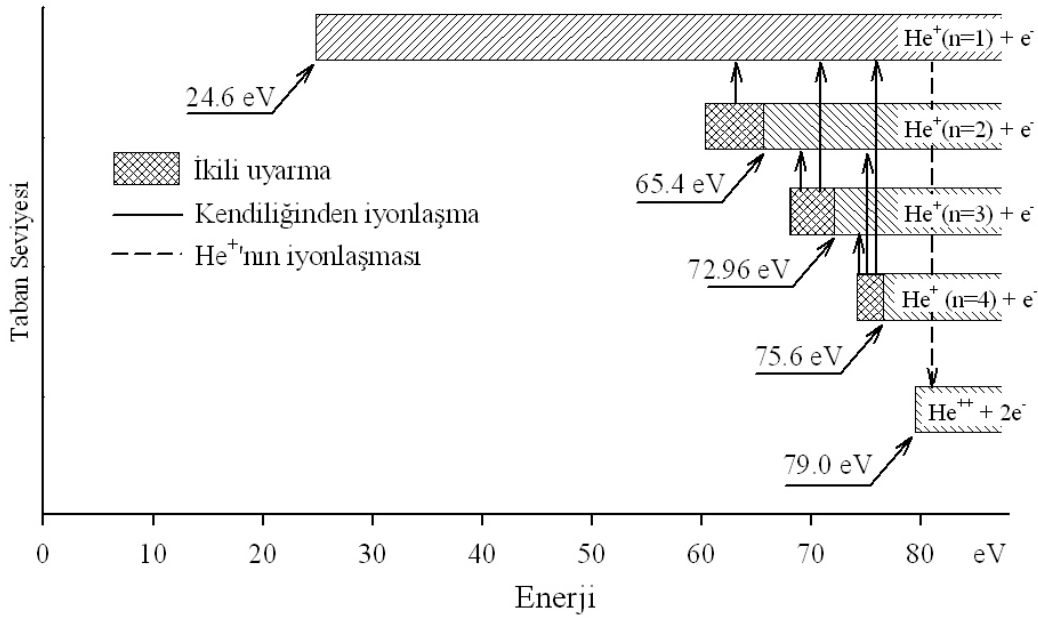


deneysel uyarılma optiksel seçme kurallarına bağlı değildir. Genel olarak yüksek enerji ve küçük saçılma açılarında dipol geçişler daha sıklıktadır. Fakat büyük saçılma açıları ve düşük çarpışma enerjilerinde optiksel olarak yasak geçişlerin görülmesi daha olasıdır. Bu tür çalışmalar değişik rezonans serilerine ait düzeylerin enerji ve pik genişliklerini belirlemek ve bazı tesir kesiti ölçümleri almak için yapılmaktadır.

Kendiliğinden iyonlaşma olayı atomik ve moleküler çarpışmalarda gözlemlenen elektron-elektron etkileşmesinin gözlemlendiği önemli olaylardan biridir (Kar ve Ho 2011). Helyum atomu bu rezonans olayının gözlemlendiği en basit iki elektronlu atomdur. Madden ve Codling (1965) Helyum atomunda rezonans düzeylerini foton soğurma deneyleri ile incelemiştir. Gözlemlenen asimetric spektrumlar teorik olarak Fano (1961) ve Fano ve Cooper (1965, 1968) tarafından açıklanmıştır. Daha sonraları rezonans ve direk iyonlaşma arasında gözlemlenen girişim olayı yüksek çözünürlüklü foton uyarma deneylerinde Domke ve arkadaşları (1991, 1992, 1995, 1996), Schulz ve arkadaşları (1996), Tanner ve arkadaşları (1996) tarafından incelenmiştir. Elektron çarpışmasıyla bu düzeylerin uyarılması ve girişim etkinin rezonans profilleri üzerinde görülmesi üzerine ise sınırlı sayıda çalışma bulunmaktadır.

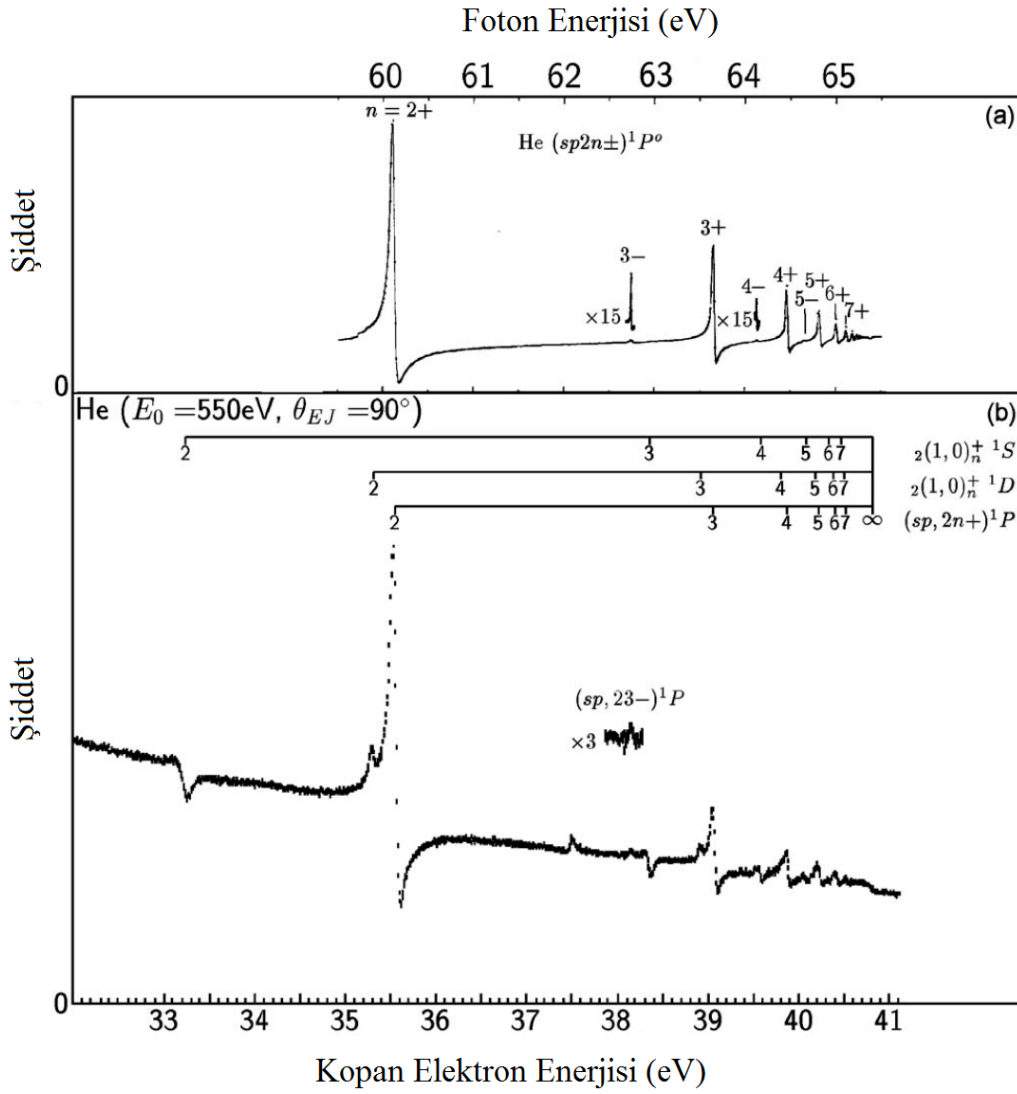
Helyum atomunda ikili uyarma enerji düzeyleri birinci iyonlaşma eşliğinin üzerinde bulunmaktadır ve ikinci iyonlaşma eşliğine kadar seri halinde rezonans düzeyleri bulunmaktadır. Şekil 2.20'de gösterilen bu düzeyler sürekli bölgede buldukları için girişim etkisi kaçınılmazdır. Bu girişim etkisi direk iyonlaşma ve rezonans iyonlaşma genliklerinin faz ve büyüklüğüne bağlı olarak değişmektedir. Düzey ve sürekli bölge arasındaki girişim etkisi genellikle rezonans enerji düzeylerinin olduğu bölgede alınan enerji spektrumlarında asimetric çizgi profillerine (Fano profilleri) neden olmaktadır. Bu girişim rezonans düzeyinin enerji değerinin bir tarafında yapıcı girişim yaparken diğer tarafında yıkıcı girişim yapmaktadır. Elektron çarpışma deneylerinde rezonans etkisi saçılan elektronların dedekte edilmesiyle Silverman ve Lassetre (1964), Simpson ve arkadaşları (1965), Wellenstein ve arkadaşları (1973), Fan ve Leung (2001), Liu ve arkadaşları (2003) ve Brotton ve arkadaşları (1997) tarafından incelenmiştir. Rezonans düzeyinden kopan elektronların dedekte edildiği

deneysel Gelebart ve arkadaşları (1974), Hicks ve arkadaşları (1974), Hicks ve Comer (1975), Gelebart ve arkadaşları (1976), Oda ve arkadaşları (1977), van den Brink ve arkadaşları (1989), McDonald ve Crowe (1992a), McDonald ve Crowe (1992b) ve deHarak ve arkadaşları (2006) tarafından gerçekleştirilmiştir. Genellikle rezonans düzeylerinden kopan elektronların enerji spektrumları gelen elektron enerjisinin enerjisine ve açısına kritik olarak bağlıdır. Küçük açılarda ve yüksek enerjilerde optiksel olarak izinli geçişler görülürken, büyük açılarda ve düşük enerjilerde optiksel olarak yasak geçişler gözlemlenmektedir.



Şekil 2.20. Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeylerinin gösterimi.

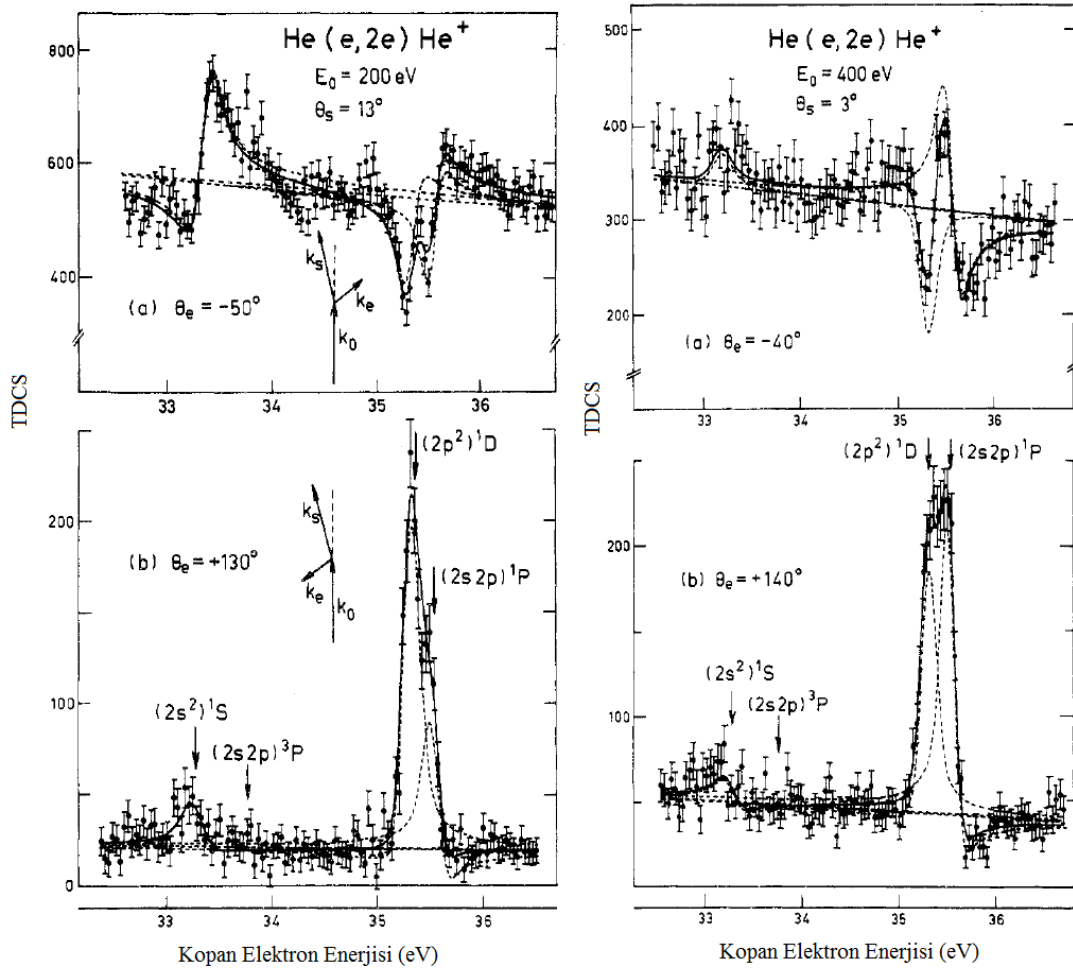
Şekil 2.21’de foton ve elektron çarpışmasıyla rezonans düzeylerinden kopan elektronların dedekte edildiği enerji spektrumları verilmiştir (deHarak ve arkadaşları 2006). Buna göre foton çarpışma deneylerinde optiksel olarak izinli geçişler görülürken, elektron çarpışma deneyinde izinli geçişlerle beraber yasak geçişler de görülmektedir. Rezonans düzeyinin açısal momentumuna ve girişim etkisine bağlı olarak bazı düzeyler yıkıcı bazıları yapıcı girişim yapmaktadır.



Şekil 2.21. Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma düzeylerinin (a) foton soğurma deneylerinde (Domke ve arkadaşları 1991) ve (b) elektron çarpışma deneylerinde gözlemlenmesi (deHarak ve arkadaşları 2006).

Kendiliğinden iyonlaşma olayına ait dinamikler saçılan ve kopan elektronların eş zamanlı olarak dedekte edildiği (e, 2e) deneylerinde detaylı olarak incelenmektedir. İlk olarak Balashov ve arkadaşları (1973) (e, 2e) tekniğinin kendiliğinden iyonlaşma için kullanılmasını önermiştir. (e, 2e) tekniği iyonlaşma olayı hakkında detaylı bilgilere ulaşılmasını sağlasa da deneysel olarak bu tekniğin uygulamaları sınırlı kalmıştır. Bu durumu kendiliğinden iyonlaşma olayı için tesir kesitlerinin düşük olması, yüksek enerji çözünürlüğü gerektirmesi ve girişim etkisinden dolayı spektrumlarda karışık durumların gözlemlenmesinden kaynaklanmaktadır. Bunun yanında şimdiye kadar  $\text{He}^+(n=2)$  ve  $\text{He}^+(n=3)$  eşiklerinin altındaki rezonans düzeyleri incelenebilmiştir. Çünkü tesir kesiti n arttıkça hızlı bir biçimde azalmaktadır. En düşük  $(2\ell 2\ell')^{1,3}L$  düzeyleri,  $(2s^2)^1S$ ,  $(2s2p)^3P$ ,  $(2p^2)^1D$ ,  $(2s2p)^1P^o$ , spektrumda kolaylıkla görülebildikleri için yoğun olarak çalışılmıştır. Bu dört rezonans düzeyi üzerine yapılan deneysel (e, 2e) çalışmaları Tablo 2.1'de verilmiştir.

$2\ell 2\ell'$  rezonans düzeyleri üzerine ilk en kapsamlı (e, 2e) çalışması Lower ve Weigold (1990) tarafından yapılmıştır. Gelen elektron enerjisi 100 eV ile 400 eV arasında değiştirilmiş ve saçılma açıları  $3^\circ$ ,  $13^\circ$  ve  $16^\circ$  olarak alınmıştır. Şekil 2.22'de Lower ve Weigold (1990) tarafından ölçülen enerji spektrumları verilmiştir. Direk ve rezonans iyonlaşma genlikleri arasında güçlü bir girişim etkisinin olduğu gözlenmektedir. Aynı rezonans düzeyleri için deneyler, 100 eV'un altındaki çarpışma enerjilerinde Avustralya'da bulunan Flinders grubu tarafından yapılmıştır (Samardzic ve arkadaşları 1995, Brunger ve arkadaşları 1997, Samardzic ve arkadaşları 1997). İngiltere'de bulunan Newcastle grubu  $^1S$  (McDonald ve Crowe (1992c)) ve  $^1D$  ve  $^1P$  düzeyleri için (McDonald ve Crowe (1993)) tesir kesiti ölçümlerini 200 eV çarpışma enerjisinde ve  $12^\circ$  saçılma açısında almışlardır. Bu kinematiklerde genellikle rezonans profilleri momentum transfer doğrultusunda asimetric bir yapı göstermektedir (Crowe ve Dogan 2002, Lhagva ve arkadaşları 1993). Her iki grup ölçülen spektrumları Shore-Balashov parametrisasyonunu (Shore 1967, Balashov ve arkadaşları 1973, Tweed 1976) kullanarak analiz etmişlerdir. Bu analiz sonucunda direk iyonlaşma tesir kesiti  $f$  ve rezonans parametreleri  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  kopan elektronun açısının bir fonksiyonu olarak hesaplanmıştır.  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  parametreleri sırasıyla rezonans spektrumunun asimetrisini ve şiddetini göstermektedir.



Şekil 2.22. Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeyleri için 200 eV ve 400 eV çarpışma enerjilerinde ölçülen (e, 2e) spektrumları (Lower ve Weigold 1990).

Tablo 2.1. Helyum atomunda elektron çarpışmasıyla  $(n\ell n'\ell')$ <sup>1,3</sup>L ikili uyarma-kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeyleri üzerine yapılan deneysel çalışmaların özeti. Burada,  $E_0$  gelen elektron enerjisi;  $\theta_s$  saçılan elektron açısı ve  $\Delta E_{1/2}$  enerji çözünürlüğünü göstermektedir.

| Referans                            | $E_0$ (eV)       | $\theta_s$   | $(n\ell n'\ell')$ | $\Delta E_{1/2}$ (meV) | Metot                |
|-------------------------------------|------------------|--------------|-------------------|------------------------|----------------------|
| Silverman ve Lassetre (1964)        | 500              | 1°-10°       | 2ℓnℓ'             | -                      | ELS                  |
| Simpson ve arkadaşları (1965)       | 90, 200, 400     | -            | 2ℓ2ℓ'             | 100                    | ELS                  |
| Wellenstein ve arkadaşları (1973)   | 25000            | 1°-10°       | 2ℓ2ℓ'             | 2000                   | ELS                  |
| Fan ve Leung (2001)                 | 2500             | 1.5°-8.5°    | 2ℓ2ℓ'             | 700                    | ELS                  |
| Liu ve arkadaşları (2003)           | 2500             | 0°-6°        | 2ℓ2ℓ'             | 80                     | ELS                  |
| Brotton ve arkadaşları (1997)       | 90, 110, 130     | 10°-80°      | 3ℓnℓ'             | 60, 110                | ELS                  |
| Gelebart ve arkadaşları (1974)      | 80               | -            | 2ℓnℓ'             | -                      | EES                  |
| Hicks ve Comer (1975)               | 60-100           | -            | 2ℓnℓ'             | 45                     | EES                  |
| Gelebart ve arkadaşları (1976)      | 70, 80, 100      | -            | 2ℓnℓ'             | -                      | EES                  |
| Oda ve arkadaşları (1977)           | 65-1000          | -            | 2ℓnℓ'             | 80, 150                | EES                  |
| van den Brink ve arkadaşları (1989) | -                | -            | 2ℓ2ℓ'             | 70                     | EES                  |
| McDonald ve Crowe (1992a)           | 70, 80, 100, 200 | -            | 2ℓ2ℓ'             | 60                     | EES                  |
| McDonald ve Crowe (1992b)           | 70, 80, 100, 200 | -            | 2ℓ2ℓ'             | 89                     | EES                  |
| deHarak ve arkadaşları (2006)       | 75, 150, 550     | -            | 2ℓnℓ'             | 50                     | EES                  |
| Weigold ve arkadaşları (1975)       | 200, 400         | 10°          | 2ℓ2ℓ'             | 600                    | (e, 2e)              |
| Pochat ve arkadaşları (1982)        | 100              | 15°          | 2ℓ2ℓ'             | 350                    | (e, 2e), EES         |
| Morehead ve Crowe (1985)            | 200              | 10°          | 2ℓ2ℓ'             | 100                    | (e, 2e)              |
| Lower ve Weigold (1990)             | 100, 200, 400    | 13°, 3°, 16° | 2ℓ2ℓ'             | 150                    | (e, 2e)              |
| McDonald ve Crowe (1992)            | 200              | 12°          | 2ℓ2ℓ'             | 100                    | (e, 2e)              |
| McDonald ve Crowe 1993              | 200              | 12°          | 2ℓ2ℓ'             | 80                     | (e, 2e)              |
| Samardzic ve arkadaşları (1995)     | 94.6             | 30°          | 2ℓ2ℓ'             | 220                    | (e, 2e)              |
| Brunger ve arkadaşları (1997)       | 94.6, 96.6, 99.6 | 20°          | 2ℓ2ℓ'             | 220                    | (e, 2e)              |
| Samardzic ve arkadaşları (1997)     | 80               | 30°          | 2ℓ2ℓ'             | 225                    | (e, 2e)              |
| deHarak ve arkadaşları (2004)       | 488              | 1.75°        | 2ℓ2ℓ'             | 65                     | (e, 2e)              |
| Sise ve arkadaşları (2010)          | 250              | 13°          | 2ℓ2ℓ'             | 150                    | (e, 2e)              |
| Dogan ve arkadaşları (1998)         | 200              | 5°           | 3ℓ3ℓ'             | 150                    | (e, $\gamma$ e)      |
| Dogan ve Crowe (1998)               | 200              | 5°           | 3ℓ3ℓ'             | 150                    | (e, $\gamma$ e), EES |
| Dogan ve Crowe (2002)               | 100, 200, 400    | 5°           | 3ℓ3ℓ'             | 150                    | (e, $\gamma$ e)      |

EES: Kopan elektron spektroskopisi; ELS: Enerji kaybı spektroskopisi; (e, 2e): elektron-elektron çalışma metodu; (e,  $\gamma$ e): elektron-foton çıkışma metodu

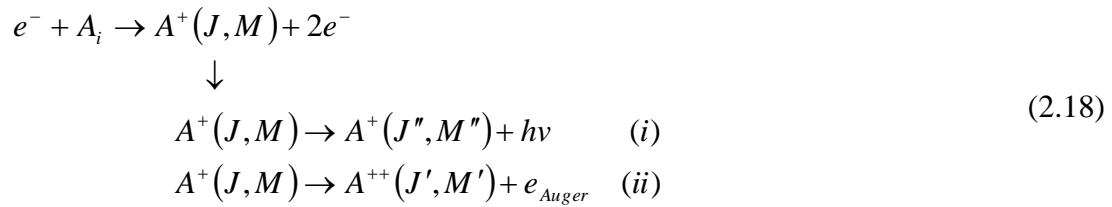
Tesir kesitlerinin ve rezonans parametrelerin teorik olarak hesaplanması üzerine bazı çalışmalar bulunmaktadır. Hesaplamalar kullanılan yaklaşımlara ve elektron enerjisinin düşük veya yüksek olmasına göre değişiklik göstermektedir (Balashov ve arkadaşları 1996, Balt-Erdene ve arkadaşları 1999). Pochat ve arkadaşları (1982) 100 eV gelen elektron enerjisi ve  $15^\circ$  saçılma açısı için Shore-Balashov parametrelerini birinci-mertebe DWA (Distorted Wave Approximation) yaklaşımını kullanarak hesaplamıştır. Tweed ve Langlois (1986) daha düşük enerjilerde (70 ve 80 eV) Born yaklaşıklığını kullanarak hesaplamalar yapmıştır. Kheifets (1993) teorik hesaplamalarını Lower ve Weigold (1990) tarafından alınan ölçümlerle karşılaştırmıştır. Saçılan ve kopan elektronlar arasındaki Coulomb etkileşmesinin hesaba katılmasıyla tesir kesiti ve rezonans parametrelerinin değiştiğini göstermiştir. Hesaplamaları 400 eV için ölçülen sonuçlarla iyi bir uyum gösterse de düşük enerjilerde önemli farklılıklar gözlemlemiştir. McCarthy ve Shang (1993) (e, 2e) spektrumlarını DWA ve CC (Close Coupling) yaklaşımlarını kullanarak hesaplamış ve Lower ve Weigold (1990) tarafından ölçülen birkaç spektrum ile karşılaştırmıştır. Herhangi bir rezonans parametresi vermemesine rağmen hesaplamalar ile ölçümler arasında iyi bir uyum gözlenmiştir.

Daha karmaşık hesaplamalar Marchalant ve arkadaşları (1997) ve Fang ve Bartschat (2001a, 2001b) tarafından gerçekleştirilmiştir. İki çalışmada da tesir kesitlerinin ve enerji spektrumlarının hesaplanması için birinci- ve ikinci-mertebe Born yaklaşıklığı kullanılmıştır. Teorik hesaplamalar önceki deneysel çalışmalar ile karşılaştırılmıştır. İkinci-mertebe teorik yaklaşımların genel olarak ölçülen spektrumlarla uyum içerisinde olduğu gösterilmiştir. Fakat 100 ve 200 eV spektrumlarında önemli farklılıklar bulundu. Özellikle 100 eV çarpışma enerjisinde teorik yaklaşımlar deneysel sonuçlardan farklı çıkmıştır. Bu enerjilerde saçılan ve kopan elektronlar arasındaki enerji mertebesi aynı olduğu için (~35 eV) etkileşmelerin farklı olabileceği vurgulanmıştır (Marchalant 1996). 200 eV çarpışma enerjisinde  $^1D$  ve  $^1P$  düzeyleri için rezonans parametrelerinin hesapları Godunov ve arkadaşları (2002) tarafından yapılmıştır. İkinci-mertebe Born yaklaşıklığı ve elektronlar arası Coulomb etkileşmesi hesaplamalarda kullanılmıştır. Buna göre, Coulomb etkileşmesinin küçük açılarda rezonans parametreleri üzerinde önemli etkilerinin olduğu gösterilmiştir.

Fakat deneysel sonuçlar ile geri saçılma piki bölgesinde bazı farklılıklar bulunmuştur.

## 2.7. İç-Kabuk İyonlaşması (Auger Olayı)

Kendiliğinden iyonlaşma olayının bir benzeri de Auger olayıdır. Auger olayı, bir iç kabuktaki elektronun iyonlaşması neticesinde meydana gelir. Bunun sonucu olarak ortaya çıkan iyon kararsız olup elektron yayınlamak suretiyle ışımsız olarak bozunur. Burada ya (i) bir x-ışını yayımlanır ya da (ii) Auger-elektron emisyonu gerçekleşir:



Ağır atomlar hariç baskın olan olay Auger-elektron yayımlanmasıdır. İç-kabuk iyonlaşması-Auger olayı üzerine yapılan çoğu çalışma tek bir elektronun enerji-kayıp spektrumunun gözlenmesiyle ilgilidir. Bu ölçümler Auger-elektron çizgilerinin bütün iyonlaşma olaylarından saçılan ve kopan elektronların sürekli spektrumları üzerine binmiş bir şekilde gözlemlenir. Diğer bir deneysel çalışma Auger elektronlarının açısız dağılımlarının ölçülmesiyle ilgilidir. Bir parçacık demeti ile bir iç-kabuk boşluğu oluşturulursa  $A^+$  iyonu gelen elektron demeti yönüne göre yönelim kazanır. İyonun yönelimi hakkında daha detaylı bilgi Auger elektronları ile hızlı saçılan elektron arasında açısız korelasyon ölçümleri yapılarak elde edilebilir. Bu tür çalışmalar ilk olarak Swell ve Crowe (1982) tarafından yapılmıştır. İç-kabuk iyonizasyonu ile ilgili olarak (e, 2e) ve (e, 3e) çalışmaları Naja ve arkadaşları (2007) tarafından elektron dedektörlerinin etkinliklerini artırarak gerçekleştirilmiştir.



## 2.8. Tez Çalışmasının Konusu

Elektron atom çarpışmalarında gözlemlenen en temel olaylar yukarıda anlatıldığı gibi elastik saçılma, uyarma, tekli iyonlaşma, ikili iyonlaşma, uyarma-iyonlaşma, ikili uyarma-kendiliğinden iyonlaşma ve iç kabuk iyonlaşması olaylarıdır. Soygaz atomları üzerine elastik saçılma ve uyarma deneyleri düşükten yüksek enerjileri doğru birçok durum için çalışılmıştır. Bu ölçümlerin yapıldığı elektron spektrometrelerinde bir elektron kaynağı ve açısı değiştirilebilen bir dedektör kullanılmaktadır. İyonlaşma olayında ise atoma çarpıp saçılan ve atomdan kopan elektronların dedekte edilmesi için sistemde iki dedektörün bulunması gerekmektedir. (e, 2e) tekniğini kullanarak bu iki elektronun eşzamanlı dedekte edilmesi iyonlaşma olayı hakkında tam bilgi vermektedir. Çünkü ürün parçacıkların momentum ve enerjileri tam olarak analiz edilmektedir.

Soygaz atomlardan Helyum, iyonlaşma olayının incelenebileceği en temel atomdur. Direk iyonlaşma üzerine yeni teorik yaklaşımların geliştirilmesiyle elde edilen sonuçlar deneylerle uyum içerisinde çıkmaktadır. Bu teorilerin deneylerle test edilmesi elektron çarpışmasıyla iyonlaşma olayının anlaşılması açısından önemlidir.

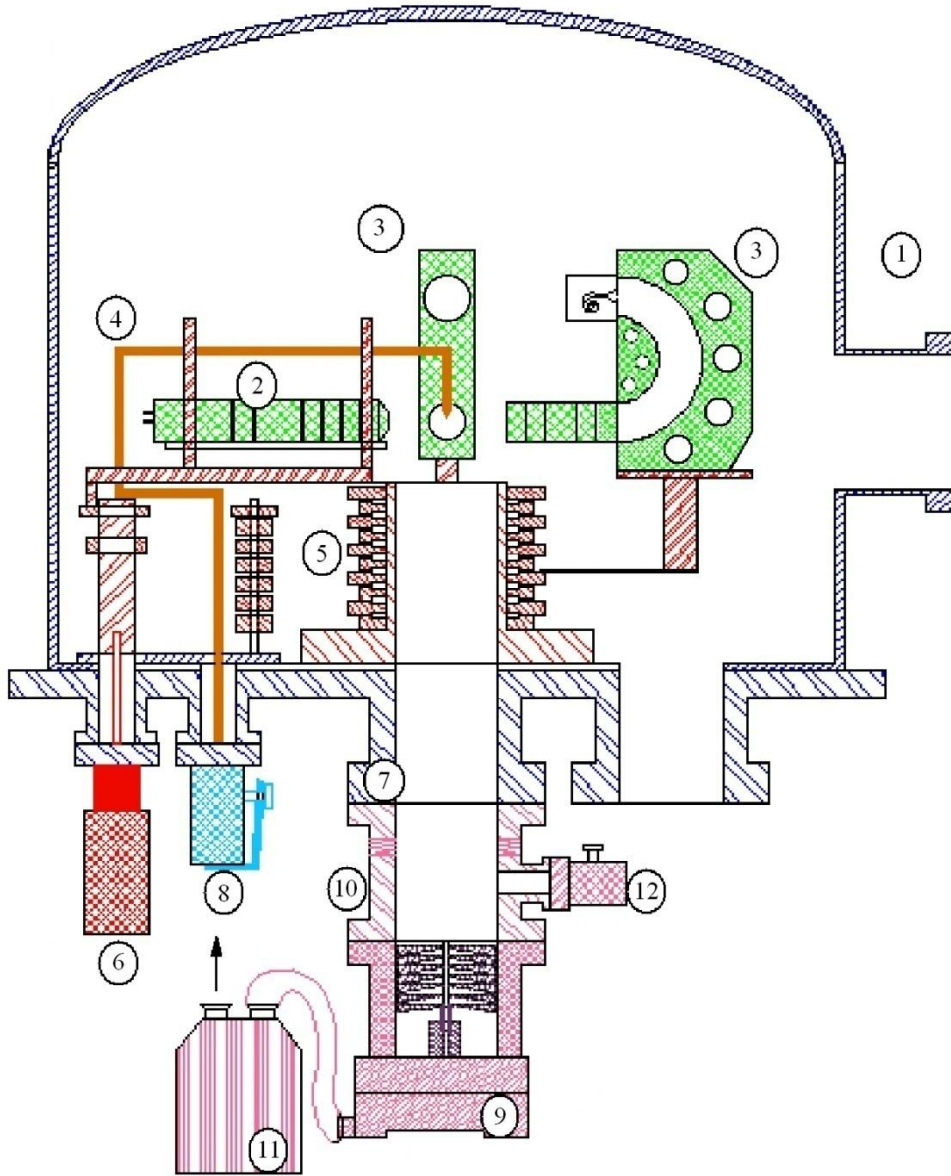
Direk iyonlaşmadan farklı olarak ikili uyarma-kendiliğinden iyonlaşma (rezonans) olayı, elektron-elektron etkileşmelerine iyi bir örnektir. Bu olaya neden olan rezonans enerji düzeyleri, iyonlaşma eşliğinin üstünde olduğu için direk iyonlaşmaya neden olan sürekli enerji düzeyleri ile dejeneredirler. Kuantum mekanişel olarak elektronun kopabileceği iki ayrı yol mevcut olduğu için girişim (interference) etkisi gözlenmektedir ve rezonans enerjisi yakınında tesir kesiti üzerinde yapıcı ve yıkıcı etkilere neden olmaktadır. Bu konu üzerine literatürde sınırlı çalışmalar bulunmaktadır. Bu yüzden bu tez çalışmasında Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma rezonans düzeylerine ait tesir kesiti ölçümleri çalışılmıştır.

### **BÖLÜM 3. DENEY DÜZENEGİ**

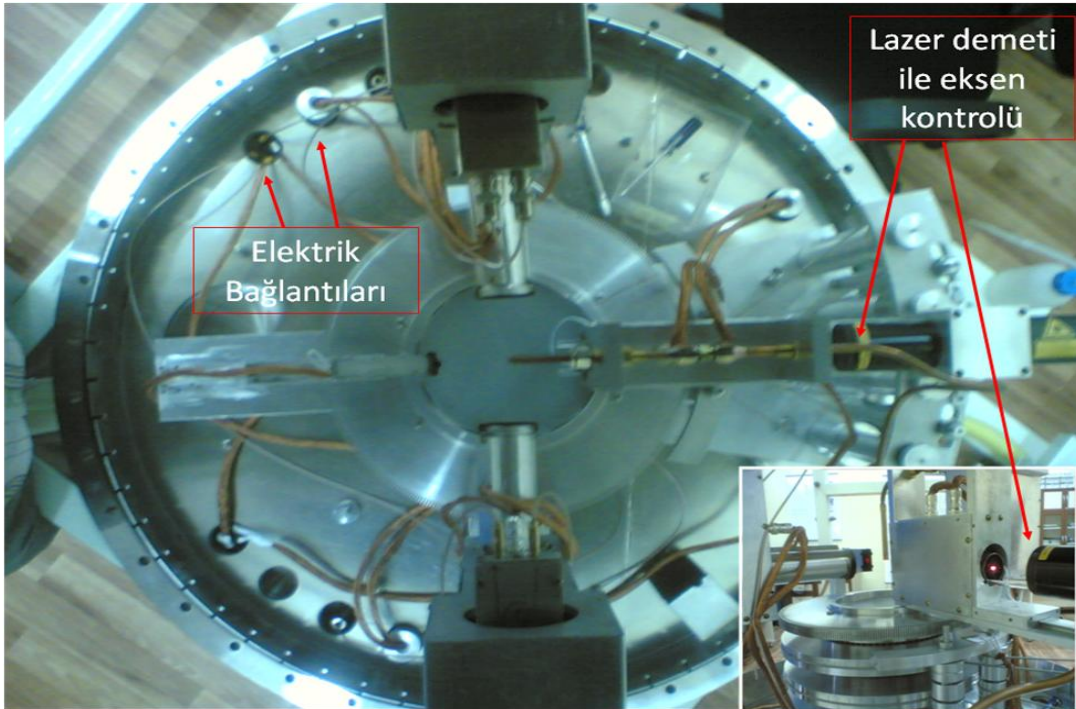
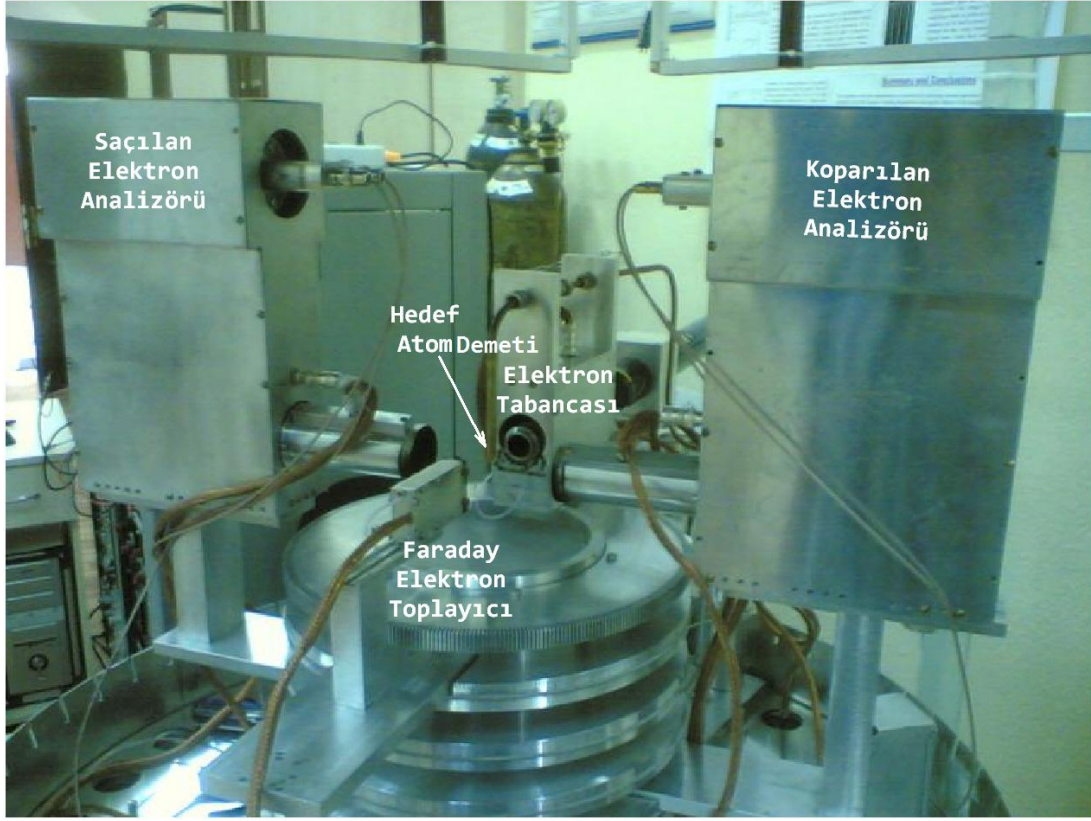
Bu bölümde elektron çarpışmasıyla iyonlaşma deneylerinde kullanılan elektron-elektron ( $e, 2e$ ) çakışma deney düzeneğinin kurulumu ve bu düzeneği oluşturan tüm parçaların ve elektronik bağlantıların özellikleri ve çalışma prensipleri ayrıntılı olarak verilmiştir. Deney düzeneği ilk olarak 2004 yılında Devlet Planlama Teşkilatı (DPT) ve Bilimsel Araştırma Projeleri destekleriyle Afyon Kocatepe Üniversitesi Fizik Bölümü'nde kurulmuştur. 2007 ve 2010 yıllarında TÜBİTAK tarafından desteklenen projelerle deney düzeneği şu anda aktif olarak kullanılmaktadır.

Elektron çarpışma spektrometresine ait mekanik parçalarının numaralandırılmış şematik görünümü Şekil 3.1'de verilmiştir. Vakum odacığı (1) içerisinde beş temel parça bulunmaktadır. Bunlar; Elektron tabancası (2), elektron enerji analizörleri (3), Faraday elektron toplayıcı (gösterilmemiştir), gaz demeti hattı (4) ve hareketli döner tablalar (5). Elektron tabancası (2) sisteme sabitlenmiş durumdadır ve gaz demeti (4) ile odacığın tam ortasında eksensel olarak kesişmektedir. Bu teknik elektron saçılma deneylerinde demetlerin kesişmesi (crossed beam) tekniği olarak bilinmektedir. Döner tablalar (5) vakum dışından alt tablaya bağlanmış olan hareket flançları (6) sayesinde elle döndürülmektedir. Bu sayede açığa bağlı tesir kesiti ölçümleri yapılabilmektedir. Bunun dışında elektron tabancası, Faraday elektron toplayıcı ve enerji analizörlerinin bağlantılarının vakum dışına taşınması için elektrik bağlantı flançları mevcuttur. Vakum odacığının alt tablasında iki büyük bağlantı flancı (7) mevcuttur. Gaz basıncı bir gaz valfi (8) kullanılarak kontrol edilmektedir ve bu valf sayesinde vakum içerisine taşınmak istenilen atom veya moleküller kontrollü olarak ortama verilmektedir. Turbomoleküler pompa (9) ana gövdeye gürültüyü önleyici bir bağlantı elemanı (10) ile bağlanmıştır. Rotary (mekanik) pompa (11) ise turbo pompanın (9) çıkışına bağlanmıştır. Basınç ölçümü ise bir basınç ölçer (iyon gauge) (12) ile yapılmaktadır.

Vakum odacığı içerisindeki (e, 2e) spektrometresinin yandan ve üstten çekilmiş farklı fotoğrafları Şekil 3.2’de gösterilmiştir. Tüm ölçüm aygıtları açısız kontrol için döner tablalar üzerine yerleştirilmiştir. Spektrometre içerisine yerleştirilen aygıtlar, aynı düzlem üzerine gelecek şekilde yerleştirilmiştir (“coplanar” geometri). Şekil 3.3’te ise tüm sistemin genel fotoğrafı, vakum odacığı dışında kullanılan iki aşamalı pompa sistemi, spektrometre aygıtlarının voltaj ve akım gereksinimlerinin sağlandığı elektronik kontrol kutuları ve deneysel ölçümlerin veri analizinin yapıldığı bilgisayar sistemi ile birlikte gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Bu çalışmada kullanılan elektron çarpışma deney düzeneğinin şematik gösterimi. Vakum odacığı (1), elektron tabancası (2), elektron enerji analizörleri (3), gaz demeti hattı (4), döner tablalar (5), hareket flançları (6), büyük bağlantı flançı (7), gaz valfi (8), turbomoleküler pompa (9), ara bağlantı (10), mekanik pompa (11), basınç ölçer (iyon gauge) (12).



Şekil 3.2. (e,2e) spektrometresini oluşturan parçaların vakum sistemi içerisindeki görünüşleri. İki elektron enerji analizörü ve Faraday elektron toplayıcı döner tablalar üzerine yerleştirilmiştir.



Şekil 3.3. (e,2e) spektrometresinin yerleştiği ve yüksek vakum ortamının oluşturduğu vakum odacığı ve iki aşamalı pompa sistemi ile spektrometre aygıtının voltaj ve akım gereksinimlerinin sağlandığı elektronik düzenek ve deneysel ölçümleri görüntülediği bilgisayar sistemi.

### 3.1. Vakum Odacığı

Vakum odacığının yan ve üst Şematik görünümü Şekil 3.4'te verilmiştir. Vakum odacığı iki parçadan oluşmaktadır. Alt kısımdaki parça (e, 2e) spektrometresinin yerleştirildiği kısımdır ve ayrıca elektrik bağlantılarının yapılacağı bağlantı portları (flanç) mevcuttur. Üst silindirik kısım iki gözlem penceresinin bulunduğu ve sistemi kapatan kısımdır. Alt tabla 930 mm çapında ve 30 mm kalınlıktadır. Üst silindir parçanın dış çapı 838 mm, kapakla birlikte yüksekliği 720 mm ve et kalınlığı 6 mm'dir. Vakum odacığı manyetik özelliği olmayan 304 paslanmaz çelikten yapılmıştır. Vakum odacığının içinde 3 mm kalınlığında mu-metal kılıf bulunmaktadır. Bu kılıf, dış manyetik alanların çarpışma bölgesine etkisini daha da azaltmak için kullanılmaktadır. Ayrıca x, y ve z yönlerine yerleştirilen Helmholtz bobinleri ile dış manyetik alanın etkisi en aza indirilmeye çalışılmıştır. En düşük manyetik alan değerı 0.5 mG olarak bir manyetometre ile ölçülmüştür. Ayrıca vakum odacığının içerisinde kullanılan tüm mekanik parçaların manyetik özelliği olmayan malzemelerden yapılmasına özen gösterilmiştir. Manyetik alanlar düşük enerjili elektronların yörüngesinde deđiŐikliğe sebep olduğu için çarpışma bölgesinde, dışarıdan gelen manyetik alan etkileri en aza indirilmeye çalışılmıştır.

Spektrometre içini görebilmek için 2 tane 100 mm'lik CF-100 flanç 90° açđ farkı ile vakum odacığı üzerinde bulunmaktadır. Alt tablada 17 tane 40 mm'lik CF-40 flanç bulunmaktadır. Bu flançlar elektrik bağlantıları ve mekanik kontrollerin yapılması için kullanılmaktadır. Yine alt tabladaki 2 tane 160 mm'lik CF-160 flançlardan birisi turbomoleküler pompa bağlantısı için ayrılmıŐtır.

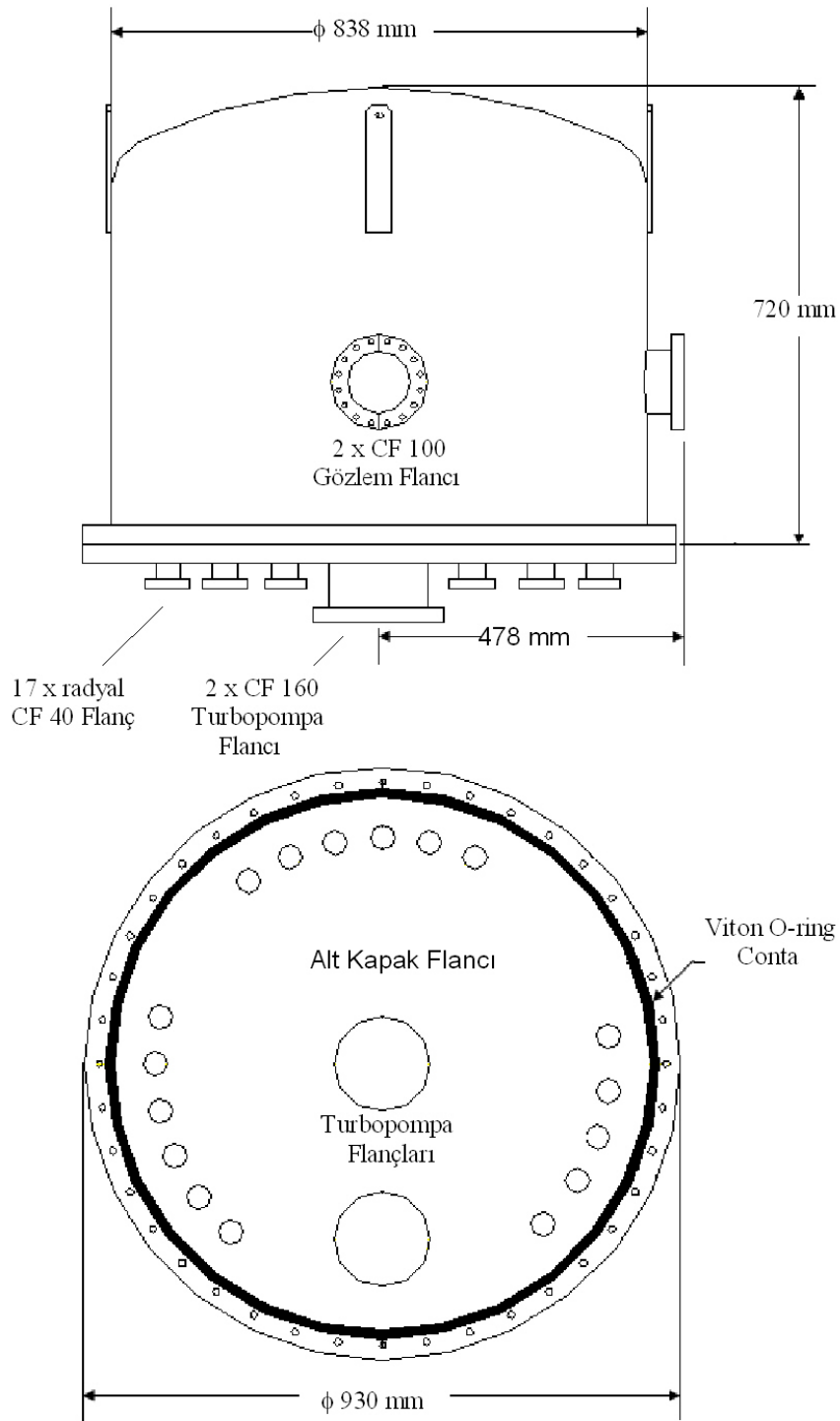
Turbomoleküler pompa (Pfeiffer TMU521) mekanik pompayla (Pfeiffer DUO20) birlikte alt tablada bulunan CF-160 flancının birine monte edilmiştir (Şekil 3.5). Turbo pompanın boşaltma hızı, hava için saniyede 520 litre ve mekanik pompanın hızı 6 litredir. Bu iki aşamalı sistemde önce mekanik pompa boşaltma iŐlemini başlatmakta ve ardından turbo pompanın dönüŐ hızının (833 Hz) limit değerine gelmesiyle vakum işlemi sürekli olarak gerçekteŐmektedir.

Vakum odacığı yaklaşık olarak  $6 \times 10^{-8}$  mbar'a kadar düşük basınçlarda çalışabilmektedir. Deney yaparken içeriye hedef gazın verilmesiyle birlikte çalışma basıncı  $9 \times 10^{-6}$ 'ya kadar yükselmektedir. Basıncı ölçümü CF-40 flanç üzerine yerleştirilmiş bir basınç ölçer (Balzers TSI526) ile yapılmaktadır. Dijital olarak basıncın görüntülenmesi için yine bu basınçölçere bağlanan bir gösterge (Pfeiffer TPG252A) bulunmaktadır (Şekil 3.5).

Vakum odacığının içinde spektrometre aygıtlarının üzerine yerleştirildiği silindir bir gövde ve bunlara monte edilmiş birbirinden bağımsız dört döner tabla bulunmaktadır. İki döner tabla arasına özel manyetik özelliği olmayan bilyeler yerleştirilmiştir. Böylece spektrometre parçalarının çarpışma bölgesi etrafında rahatça döndürülmesi sağlanmıştır. Her bir döner tabla bir makara sistemiyle vakum dışından kontrolü sağlayabilen bağlantı elemanlarına (rotary motion feedthrough) bağlanmıştır. Döner tablalar üzerine 1 derecelik aralıklarla açılan çizgiler vasıtasıyla dışarıdan spektrometre parçalarının açısız konumları gözlem penceresinden bakılarak okunabilmektedir.

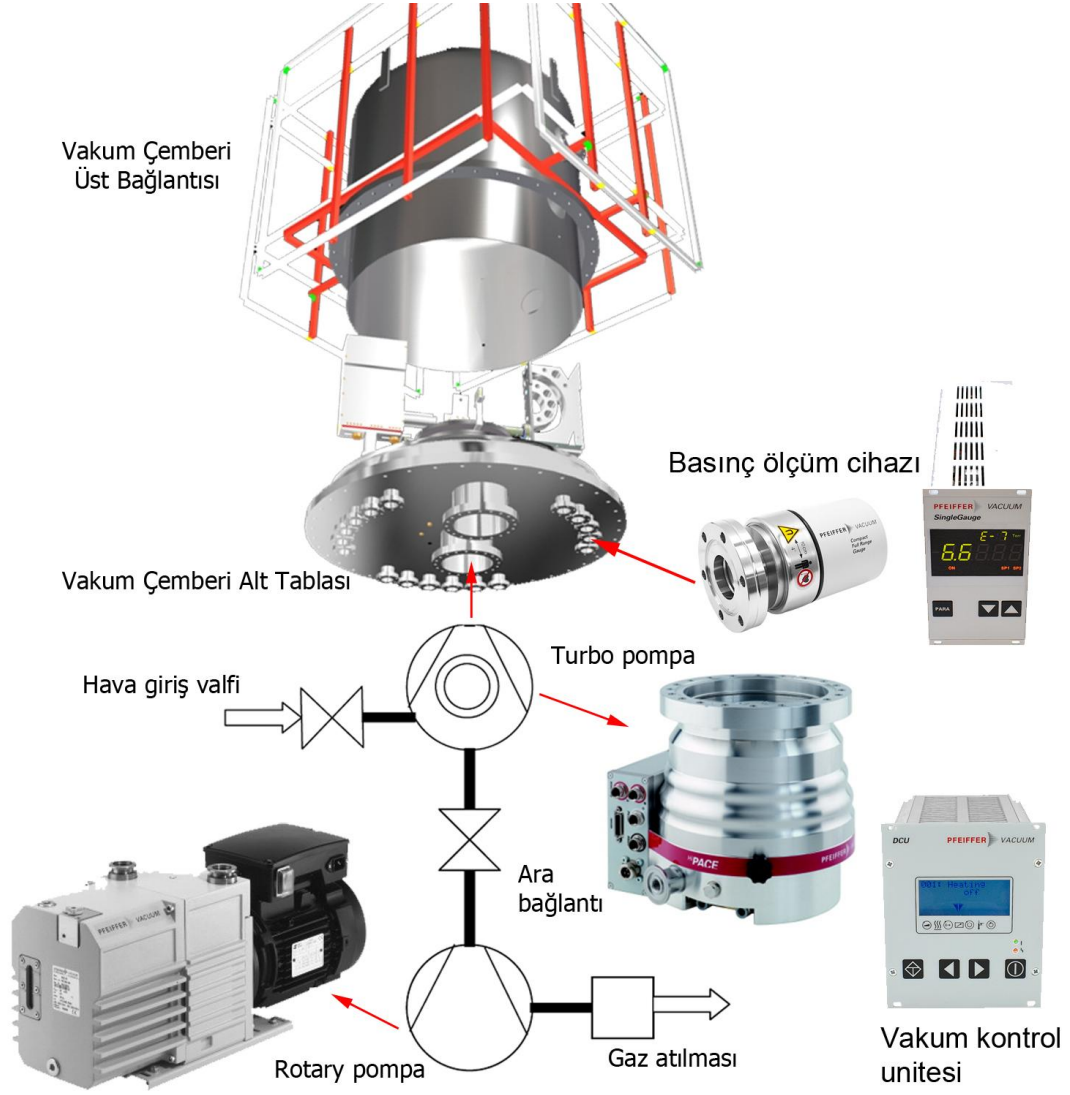
### 3.2. Hedef Gaz Kaynağı

Hedef gaz, etkileşme bölgesine 90 derecelik bir açıyla bakır bir boru vasıtasıyla taşınmaktadır. Bakır borunun çıkış ucuna, iç çapı 1 mm olan pirinç bir uç yerleştirilmiştir. Hedef gazın bu pirinç uçtan çıkışı ile etkileşme bölgesi arasındaki mesafe 2.5 mm olarak ayarlanmıştır. Gaz demetinin vakum odacığı içerisine girişinin kontrollü bir şekilde yapılması için bir valf (Kurt Lesker LVM serisi) kullanılmıştır. % 99,99 saflıkla alınan Helyum gaz tüpü 5 barın altında bir çıkışla bu gaz valfinin giriş ucuna yine bakır borularla bağlanmıştır.



Şekil 3.4. Elektron çarpışma spektrometresinin yerleştirildiği vakum odacığının yandan ve alttan şematik gösterimi.





Şekil 3.5. Vakum sisteminin bağlantıları.

### 3.3. Elektron Tabancası

Elektron tabancası, spektrometrenin en önemli parçalarından birisidir. Deney düzeneğinin performansının artırılması için elektron demetinin enerjisinin ve çapının uygun bir şekilde ayarlanması gerekmektedir. Elektron-atom çarpışma deneylerinde özellikle düşük tesir kesitleriyle ilgilenilen durumlarda elektron tabancasının kararlı bir demet üretmesi ve uzun bir kullanım periyodunda (örneğin 4-5 ay) demet akımı ve demet çapının değişmemesi istenmektedir. Dolayısıyla bu gereksinimlerin sağlanabilmesi için elektron tabancasını oluşturan kısımların iyi bir şekilde tasarlanması gerekmektedir.

Bu tez çalışmasında kullanılmak üzere, katot bölgesinden başlayarak yedi elemanlı bir elektron tabancasının deflektör sistemiyle birlikte simülasyonu ve tasarımı yapılmıştır. Elektron tabancasının modellemesi yüklü parçacık optiğinde yaygın olarak kullanılan SIMION 3D v.8.0 programında yapılmış ve uygun boyutlar belirlendikten sonra teknik çizimi yapılarak elektron çarpışma deneylerinde kullanılmak üzere deneysel olarak hazır hale getirilmiştir.

Kullanılan elektron tabancası genel olarak üç kısımdan oluşmaktadır. Bunlar, elektron üretimini gerçekleştiren filament (katot) bölgesi, demetin odaklanma ve yönlendirilmesini sağlayan elektrostatik lens sistemi ve demetin açısal dağılımını belirleyen aperture disklerdir. Ayrıca demetin eksensel olarak kaymasını engellemek için x ve y yönlerinde deflektörler kullanılmıştır.

Elektron tabancasında elektron kaynağı olarak Şekil 3.6'da gösterilen Tungsten hairpin filament kullanılmıştır. Bu filamentin tel kalınlığı yaklaşık olarak  $100 \mu\text{m}$ 'dir ve rezistif olarak ısıtılarak termiyonik emisyon gerçekleştirir. Özellikle elektron mikroskoplarında kullanılan bu kaynağın termal ve emisyon özellikleri iyi bilinmektedir. Ayrıca, maliyet olarak ucuz ve kullanımının kolay olması bu kaynağın avantajlarından.  $2700 \text{ }^\circ\text{K}$  sıcaklıkta kararlı bir şekilde birkaç ay çalışabilmektedir. Düşük sıcaklıklarda uzun ömürlü olmaktadır. Tungsten hairpin filament düşük vakum ortamında ( $10^{-5}$  mbar) kararlı olarak çalışması ve yüksek emisyon

karakteristiğine sahip olması açısından da birçok laboratuvarında elektron kaynağı olarak kullanılmaktadır.

Yerleşim olarak elektron tabancalarında filament Şekil 3.6'da gösterildiği gibi bir Wehnelt silindirinine içine ve bir anot elektrotu ile arasında belirli bir mesafe kalacak şekilde yerleştirilir. Kullanılan filament yaklaşık olarak 2.2 A akımda 2400 K sıcaklığına ulaşır. Yayımlanan elektronların enerji dağılımı ise Maxwell-Boltzman dağılımı ile verilir:

$$g(E) \propto \exp\left[\frac{-(E - \phi)}{kT}\right] \quad (3.1)$$

Burada  $g(E)$ , saniyede üretilen  $E$  enerjisine sahip elektronların sayısı,  $k$  Boltzmann sabiti,  $T$  sıcaklık ve  $\phi$  malzemenin iş fonksiyonudur. Elektron kaynağının enerji çözünürlüğü sıcaklığa bağlıdır ve

$$\Delta E_{1/2}(FWHM) \approx 2.54kT \quad (eV) \quad (3.2)$$

ifadesi ile verilir. Buradan, örneğin, 2400 K sıcaklığında yayımlanan elektronların enerji dağılımındaki yarı yükseklikteki maksimum genişlik (FWHM) 0.6 eV olarak hesaplanır. Görüldüğü gibi, lazer demeti üretimiyle kıyaslandığında elektron demeti üretiminde monokromatik (tek enerjili) elektron demeti üretmek kolay değildir. Farklı metotlar kullanılarak enerji dağılımını en aza indirmek mümkündür. Fakat bu durumda elektron akımı hızlı bir şekilde azalmaktadır. Pratikte farklı katot yüzeyleri kullanılarak  $\Delta E_{1/2}$  enerji dağılımının azaltılması da mümkündür. Örneğin BaO katot yüzeyi kullanılan dolaylı yoldan ısıtılmalı katotlarda iş fonksiyonu ve enerji dağılımı daha düşüktür ( $\sim 0.3$  eV). Fakat bunlar kimyasal olarak tungstene göre daha aktiftirler. Tungstenin iş fonksiyonu Toryum katkılama sonucu da düşürülebilmektedir (Mason ve Newell, 1990). Buna ek olarak fotoelektrik etki sonucu düşük iş fonksiyonuna sahip yüzeylerden elektron demeti üretilmesi de mümkün olmaktadır.

Filament bölgesinde, katotta üretilen elektronlar anoda doğru hızlandırılırken Wehnelt elektrotu yardımıyla anot diskine doğru odaklanırlar. Bu elektrot katot ve anot arasına yerleştirilmekte ve anot voltajına göre pozitif veya negatif potansiyelde tutulabilmektedir. Bu elektrot aynı zamanda akım şiddetinin modülasyonu için de kullanılmaktadır. Farklı şekillerde katot bölgesinin tasarımı ve optimizasyonu Klemperer ve Barnett (1971) ve Boesten ve Okada (2000) tarafından incelenmiştir. Bu konuda ilk ve en temel makale Pierce (1954) tarafından yapılmıştır. Pierce (1954) katodun önünde bulunan bu Wehnelt elektrotunun konkav bir yapıda ve  $67,5^\circ$  açıyla kullanılması halinde elektron demetinin daha iyi odaklandığını göstermiştir. Şekil 3.6'da elektron demetinin Wehnelt elektrotu yardımıyla anot diskine odaklanması gösterilmiştir.

Elektron tabancasında katot bölgesinin analitik olarak incelenmesi oldukça zordur çünkü üretilen demetin kalitesini etkileyen birçok faktör vardır. Bu faktörler; filamentin emisyon yapan yüzeyinin doğası ve pozisyonu, yayımlanan elektronların açılma ve enerji dağılımları ve yüksek akım koşulunda meydana gelen uzay yük (space charge) etkisidir. Katot bölgesinde elektron demetinin yönelimi ve parlaklığı (brightness), en çok Wehnelt silindiri ve filament yüzeyi arasındaki uzaklığa, emisyon sıcaklığına ve Wehnelt ve anot elektrotlarının voltaj değerlerine bağlıdır. Değişik birçok uzaklık ve voltaj değeri ile çalışmak mümkündür. Filamentin uç kısmı, Wehnelt elektrotuna göre geriye ya da ileriye yerleştirilebilir. Yine benzer şekilde Wehnelt elektrodunun potansiyeli pozitif veya negatif değerlerde tutulabilir. Boesten ve Okada (2000) bilgisayar modellemesini kullanarak, farklı katot konfigürasyonlarını incelemiş ve filamentin konumunun Wehnelt elektrotuna göre geride ve potansiyelinin de negatif değerlerde tutulmasıyla en iyi emisyonun gerçekleştiğini göstermiştir (Şekil 3.7). Elektron kaynağının yerleşimindeki bu özellik birçok elektron mikroskopunda filamentin yerleştirilmesi için önemli bir kriter olarak kullanılmaktadır.

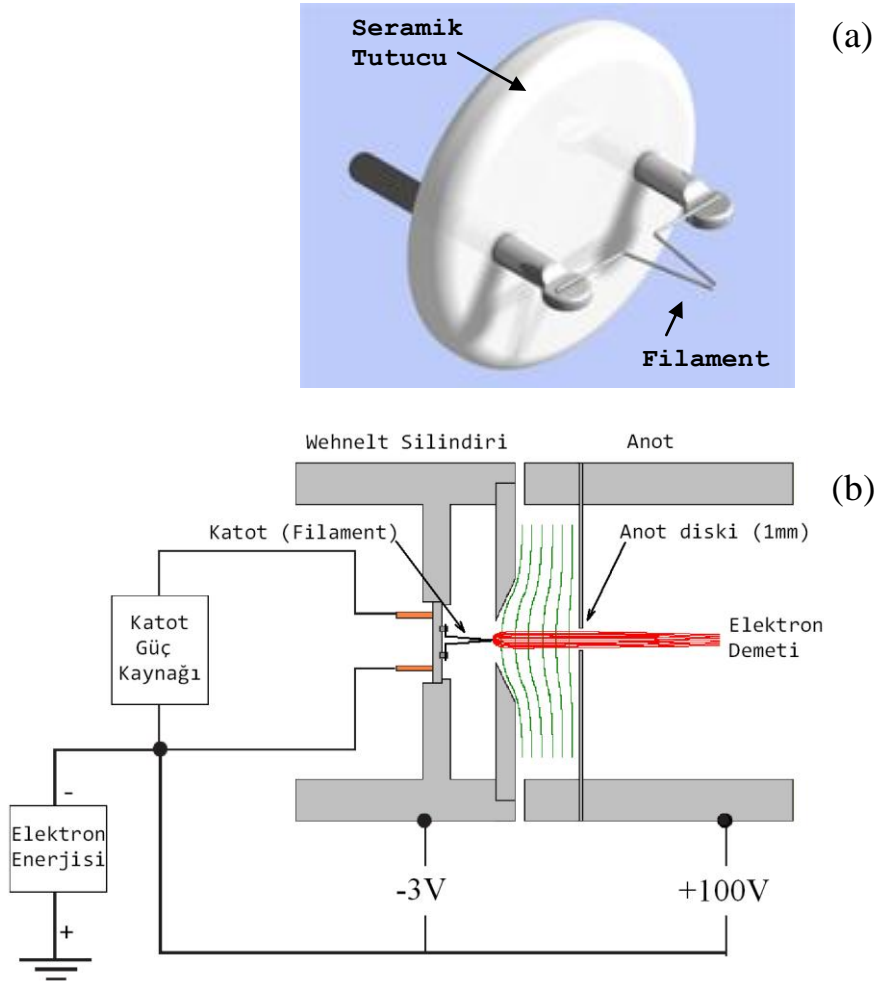
Boesten ve Okada (2000) aynı zamanda katot bölgesi civarında uzay yük etkisini de incelemişlerdir. Bu etki, üretilen elektron demetinin akımını sınırlamaktadır. Uzay yükü, yüklü parçacıkların birbirlerini karşılıklı olarak itmesinden kaynaklanır ve akım yoğunluğunun artmasıyla artar. Demete dik bir doğrultu boyunca etkili olan

itme kuvvetleri, elektron demetinin eksensel olarak genişlemesine neden olur. Bu da akımı düşürür ve demet çapını artırır.

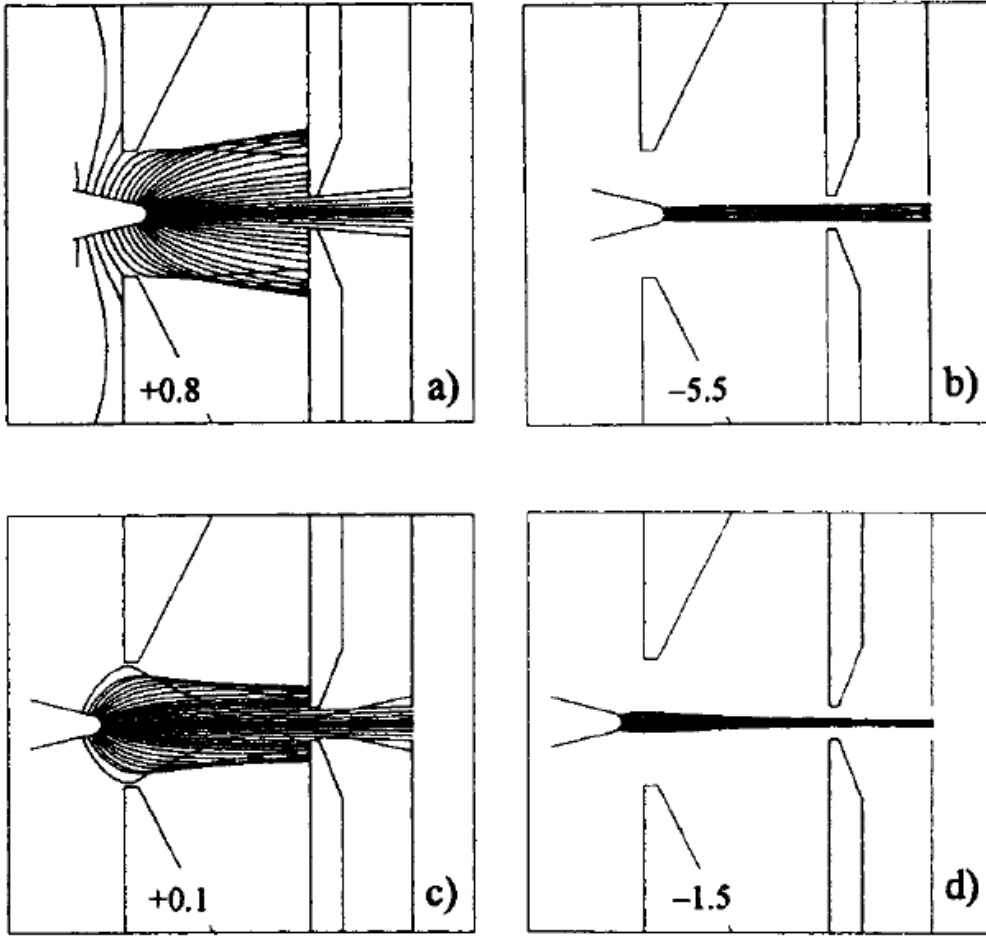
Elektron tabancasında kullanılan filamentin, Wehnelt elektrotu içindeki pozisyonu önemlidir. Filamentin doğru yerleştirilmesi akımı artırmakta, dolayısıyla daha az sıcaklıkta filamentin uzun süre kullanılması anlamına gelmektedir. Bunun yanında, yüksek vakum ortamının sağlanması, elektron tabancası ve diğer vakum elemanlarının temiz tutulması ve filament akımının uygun değere ayarlanması filamentin ömrünü artıran diğer etkenlerdir.

Anot bölgesinden sonra ikinci kısım, elektrostatik lens kısmıdır. Farklı voltajlarda iki veya daha fazla elektrot belli bir uzaklıkta birbirlerine yaklaştırıldığında elektriksel potansiyel konuma göre değişim gösterir ve ışık optiğinde bilinen ince kenarlı mercek şeklinde eşpotansiyel yüzeyler oluşur. İki elektrot arası bu bölgeye elektrostatik lens denir. Elektrostatik lensler, yüklü parçacıkların (elektron, proton veya iyon) yönlendirilmesi ve odaklanmasında kullanılırlar. Bu benzerliği kullanarak ışık optiğinde geçerli olan birçok yasa parçacık optiğinde de geçerlidir. Parçacık optiğinde Snell yasası, bir lensin kardinal noktaları, açı, enerji ve demet çapı arasındaki korunumlu ilişkiyi gösteren Helmholtz-Lagrange yasası birebir ışık optiği ile benzerlik göstermektedir. Parçacık optiğinde değişik geometrilere sahip lens sistemlerini oluşturmak mümkündür. Yüklü parçacıklar eş potansiyel yüzeylere dik olarak hareket ettiklerinden dolayı, merceklerde ışığın odaklanmasında olduğu gibi elektrostatik lenslerde de yüklü parçacıkların odaklanması sağlanmaktadır.

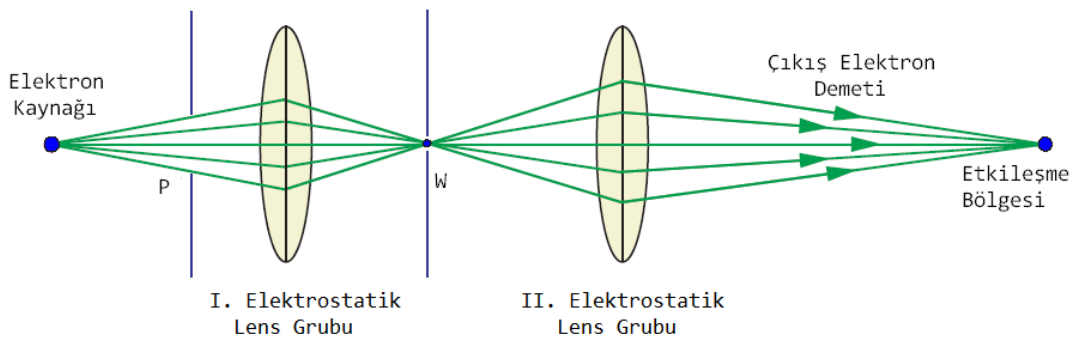
Elektron tabancasında katot bölgesinden sonra istenilen demet çapında elektron demeti elde etmek için anot çıkışına silindirik elektrotlardan oluşmuş elektrostatik lens sistemi yerleştirilmiştir. Işık optiğindeki benzer ifadeler kullanılırsa, anot çıkışı lens sisteminin cisim noktası ve etkileşme bölgesi de görüntü noktası olarak alınır. Şekil 3.8'de şematik olarak bir elektron tabancası için elektrostatik lenslerin kullanımı gösterilmiştir. Filamentten çıkan elektronlar önce birinci lens sistemi ile bir delikten (aperture) geçirilir ve ikinci lens sistemi elektron demetini çarpışmanın gerçekleştiği etkileşme bölgesine taşır. Burada kullanılan küçük delikli elektrotlar demetin açısal dağılımını ve demet çapını kontrol etmek amacıyla kullanılmaktadır.



Şekil 3.6. (a) Hairpin tipi filament, (b) Wehnelt elektrotu ve anottan oluşan üçlü sistemde elektron salınımı ve odaklanmasının gösterimi.



Şekil 3.7. Filamentinin, farklı voltajlara sahip Wehnelt elektrotu içerisine yerleştirilmesine göre elektron yörüngelerinde meydana gelen değişimlerin gösterilmesi.



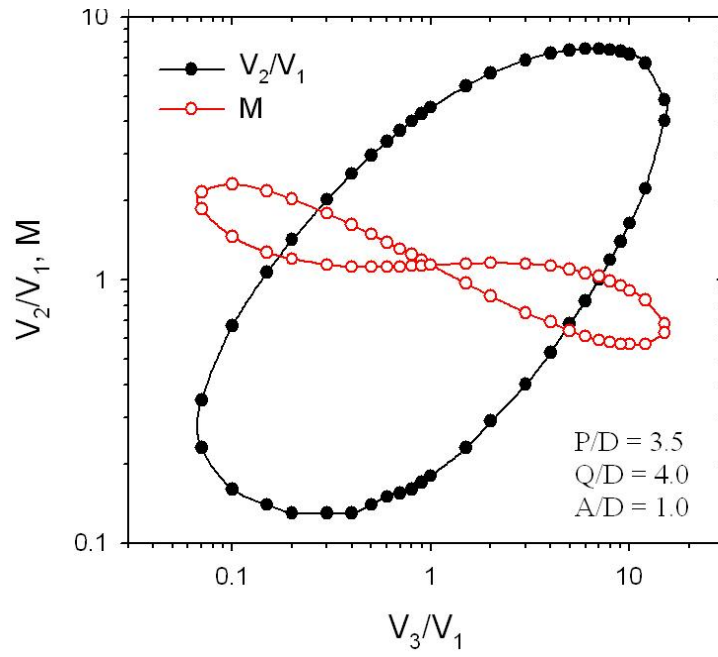
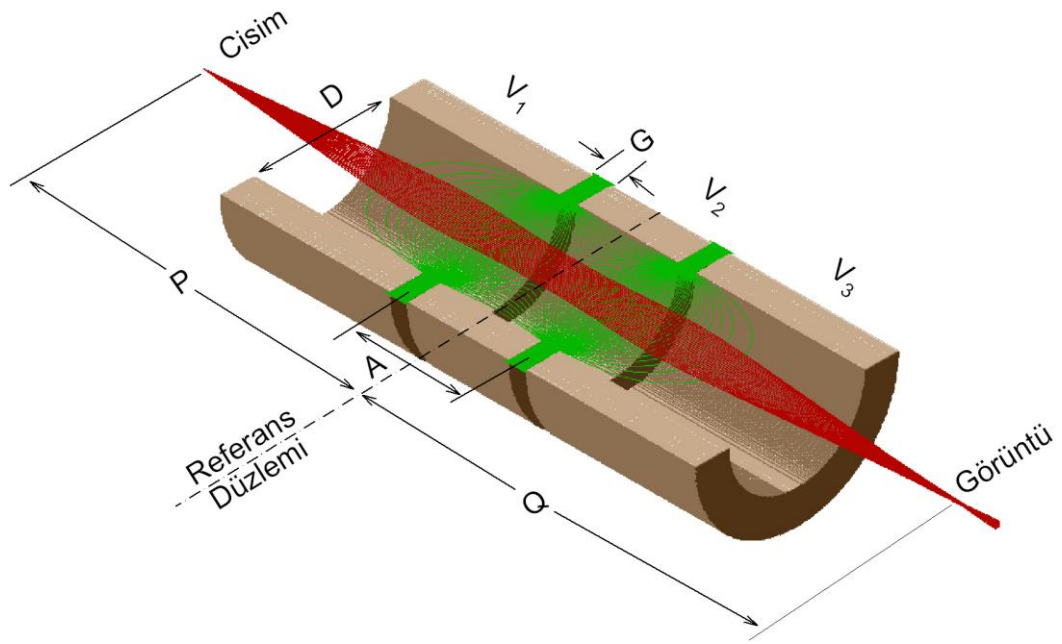
Şekil 3.8. Kaynaktan yayılan elektronlar elektrostatik lensler vasıtasıyla çarpışmanın gerçekleştiği etkileşme bölgesine taşınır. P ve W olarak isimlendirilen delikler elektron demetinin açılma dağılımını kontrol etmek için kullanılır.

Elektrostatik lens sistemleri iki, üç ve daha fazla elektrot kullanılarak oluşturulabilir. Farklı enerjilere sahip yüklü parçacık demetini sabit bir noktaya odaklamak için sadece bir voltaj oranına ( $V_2/V_1$ ) sahip iki elemanlı lensler yeterli değildir. Üç elemanlı bir lenste ise iki farklı voltaj oranı olduğundan verilen bir odak şartı bu voltaj oranlarının değiştirilmesi ile gerçekleştirilir. Dolayısıyla iki elemanlı lenslerde enerji değiştirilirken sabit görüntü elde edilemezken, üç elemanlı lenslerde bu yapılabilmektedir. Bu yönüyle üç elemanlı lensler “odaklayıcı” lensler olarak adlandırılırlar.

Şekil 3.9’da üç elemanlı silindirik bir lens sisteminde elektron demetinin odaklanması gösterilmiştir. Üç elemanlı lenslerde lensin odaklama özellikleri, hızlandırma ( $V_3/V_1 > 1$ ) ya da yavaşlatma ( $V_3/V_1 < 1$ ) oranı olan  $V_3/V_1$ ’in büyüklüğüne bağlı olarak değişmektedir. Odak özellikleri farklı geometri ve voltaj oranlarında tablolandırılmış ve birçok deneysel çalışmada referans değerler olarak kullanılmıştır (Imhof ve Read 1968, Heddle 1971, Harting ve Read 1976, Heddle 1969, Heddle ve Kurepa 1970, Heddle ve arkadaşları 1982, Şişe ve arkadaşları 2005, Şişe ve arkadaşları 2007a, Şişe ve arkadaşları 2008, Şişe ve arkadaşları 2009).

Şekil 3.9’da aynı zamanda üç elemanlı bir lenste sabit cisim ve görüntü uzaklığı için voltaj oranları ve lineer büyütmenin değişimi gösterilmiştir. Görüldüğü gibi elektron demetinin enerjisi ( $V_3/V_1$ ) değiştikçe büyütme sabit değildir. Eğer büyütme sabit tutulursa bu durumda da görüntü uzaklığı değişmektedir. Çoğu deneysel çalışma için, geniş bir enerji aralığında demetin görüntüsünün sabit kalması istenmektedir. Büyütme ve görüntü uzaklığının birlikte sabit tutulması için en az üç farklı voltaj oranına ihtiyaç vardır. Dört elemanlı lenslerle hem görüntü uzaklığı hem de açısal veya lineer büyütme sabit tutulabilmektedir.





Şekil 3.9. Üç elemanlı bir lenste elektron demetinin odaklanması ve sabit cisim ve görüntü uzaklığı için voltaj oranları ve büyütmenin değişimi.

Eleman sayısının artmasıyla birlikte, beş ve daha fazla elemanlı lensler çarpışma deneylerinde oluşan düşük enerjili elektron demetlerinin kontrol ve dedekte edilmesinde ve etkileşme bölgesinde istenilen özellikte bir demet elde etmek için kullanılmıştır (Cross ve arkadaşları 1967, Heddle ve Kay 1996). Bunun yanında yüklü parçacık demetinin, lensin çıkışından paralel (odaksız) olarak ayrılması istenmekte ve bunun geniş bir voltaj aralığında sağlanabilmesi için en az beş elemanlı bir lens sistemine ihtiyaç duyulmaktadır (Heddle 1971, Heddle ve Kay 1990). Hollywood ve arkadaşları (1979), McAdams ve arkadaşları (1980) ve Dogan (1999) beş ve altı elemanlı lensleri, elektron tabancasının tasarımında kullanmışlardır. Eleman sayısının fazlalaşmasıyla yüklü parçacıkların serbestlik derecesinin artması avantaj olarak görülürken, bu tür sistemler mekanik olarak deneysel düzeneklerde fazla yer kaplamakta ve birçok voltaj oranının dikkate alınması gerektiğinden sistemin anlaşılmasını zorlaştırmaktadır.

Bu tez çalışmasında kullanılmak üzere tasarlanan yedi elemanlı elektron tabancasının simülasyon görünümü ve AutoCAD çizimi Şekil 3.10'da verilmiştir. Elektron tabancasında, filament,  $E_0$  lens elemanının içerisine yerleştirilmiş ve bu elektrot anoda göre negatif gerilimde tutulmuştur. Son eleman  $E_7$ 'nin potansiyeli ise toprak geriliminde tutulmuş, böylece  $E_0$  elemanına uygulanan negatif potansiyeli ile elektron demetinin enerjisi belirlenmiştir. Katot ısıtıldığında elektronlar değişik yönlere doğru saçılmaya başladıkları için  $A_1$  diskinin  $E_0$  ile  $E_1$  arasına yerleştirilmesiyle bu dağılımdan sadece belirli bir kısım dışarıya demet olarak aktarılmıştır.  $E_1$  elemanına yerleştirilen X-Y deflektörleri filamentten çıkan elektron demetinin dikey ve yatay yönlerde hizalanmasını sağlamaktadır. Elektronların  $A_1$  diskinin doğru hızlandırılmalarının ardından  $E_1$ ,  $E_2$  ve  $E_3$  elemanları  $A_1$  diskinin görüntüsünü  $A_3$  diskinin üzerinde oluşturmaktadır.  $A_2$  ve  $A_3$  diskleri demetin açısız dağılımını belirlemek için kullanılmıştır.  $E_3$ ,  $E_4$  ve  $E_5$  elemanları ise  $A_2$  diskinin görüntüsünü çarpışma bölgesinde oluşturmaktadır.  $E_5$  ve  $E_6$  elemanları düşük enerjilerde elektron tabancasının performansını ve elektron demetinin serbestlik derecesini arttırmak için kullanılmıştır.

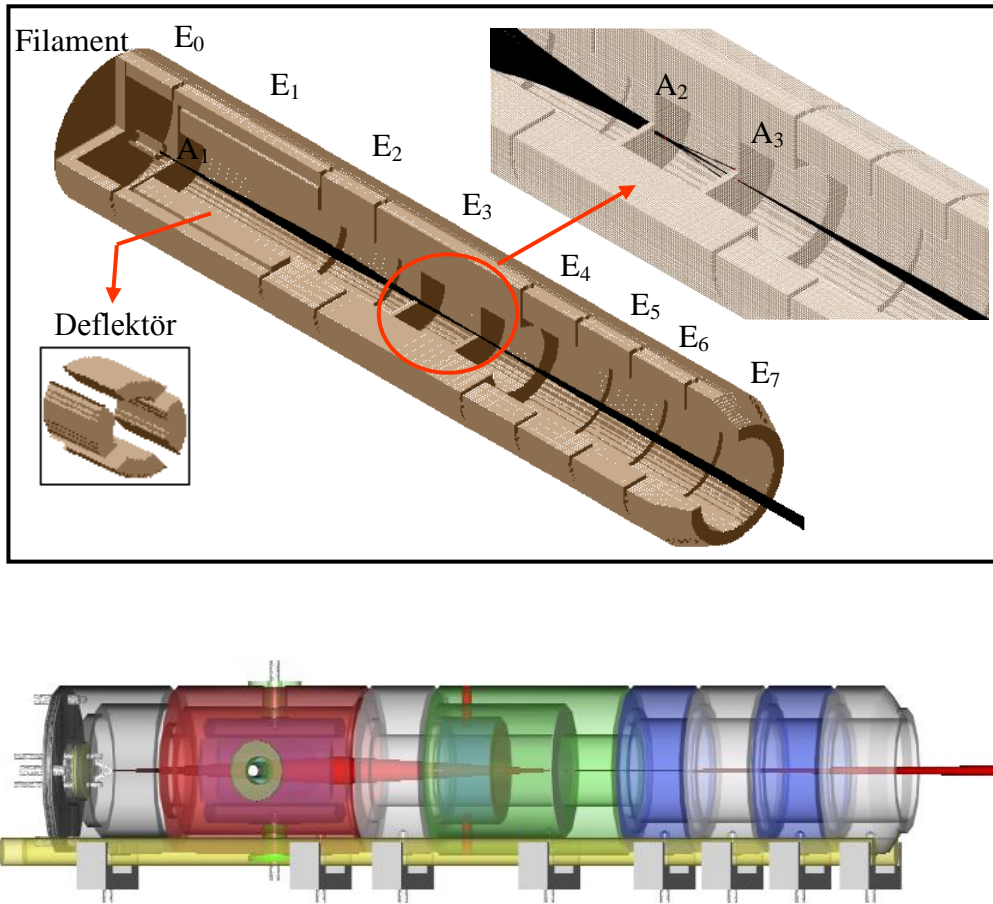
Elektron tabancasında odaksız demet elde etmek için gerekli koşul, birinci üç elemanlı lensin ( $E_{1-3}$ ) ikinci odak noktasını ( $F_2$ ), ikinci lensin ( $E_{3-5}$ ) birinci odak

noktasına ( $F_1$ ) çakıştırmaktır. Dolayısıyla tüm voltaj oranları üzerinden odaksız durum elde edebilmek için  $F_2-F_1$  (negatif işaret aradaki mesafeyi göstermektedir) uzaklığının referans düzlemleri arasındaki uzaklığa eşit ve sabit tutulması gerekmektedir.

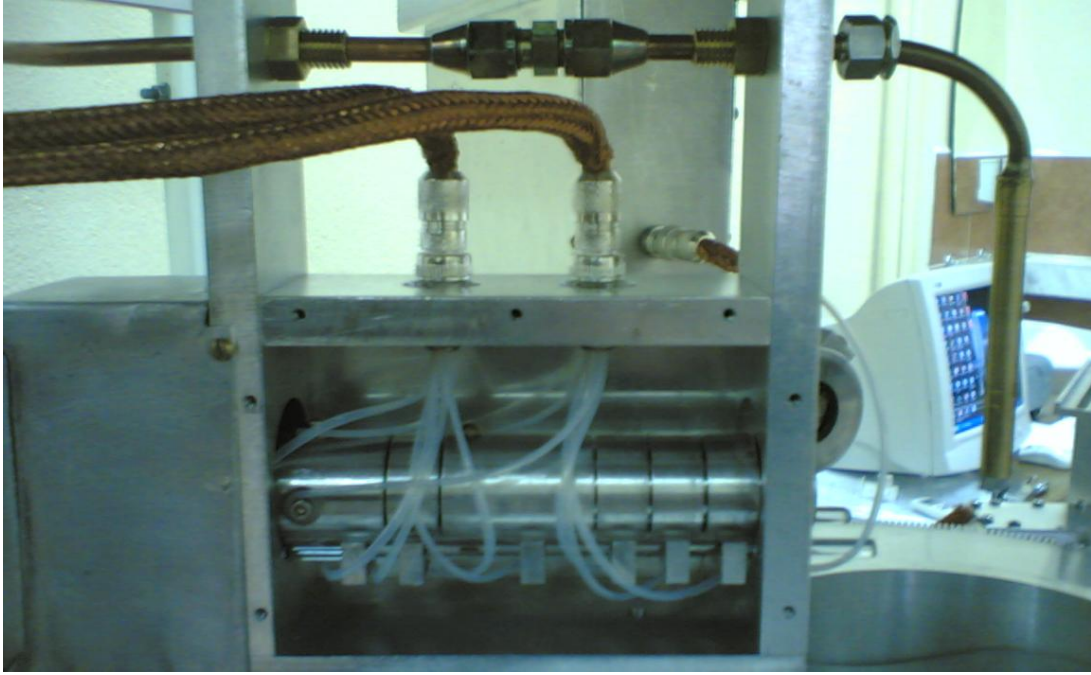
Elektron tabancasında, elektrotlara uygulanan voltajlar ve lens elemanlarının boyutları SIMION programında belirlenmiştir. Tasarlanan sistemin toplam uzunluğu 157 mm ve aperture disklerin çapları 0.6 mm'dir. Belirlenen enerji aralığında demet çapının etkileşme bölgesinde yaklaşık 2 mm olması için elektrotlara uygulanması gereken voltaj değerleri teorik olarak hesaplanmıştır (Ulu ve arkadaşları 2007).

Elektron tabancasının spektrometre içerisindeki fotoğrafı Şekil 3.11'de verilmiştir. Elektrotlara uygulanan voltajlar Şekil 3.12'de gösterilen elektrik devresi kullanılarak uygulanmaktadır. Vakum içerisinde elektrik bağlantıları uygun flaçlar yardımıyla yapılmıştır. Tüm kontrol ünitelerinin bağlantıları, laboratuvar ortamında hazırlanmıştır. Her bir elektrot için 100 k $\Omega$ 'luk on turlu potansiyometre kullanılmıştır.  $E_2-E_6$  elektrotlarını besleyen güç kaynağı 300 V iken,  $E_0$  ve  $E_1$  elektrotları için ayrı 350 V'luk güç kaynakları bağlanmıştır.  $E_1$  potu üzerine yerleştirilen bir ampermetre ile emisyonun gerçekleşip gerçekleşmedi sürekli olarak takip edilmektedir. Filament için özel bir güç kaynağı kullanılmıştır (15 V, 3 A). Demetin hizalanmasını sağlayan x ve y deflektörleri için kullanılan devre biraz daha farklıdır. Referans noktası olarak  $E_1$ 'in potansiyeline bağlanmıştır.

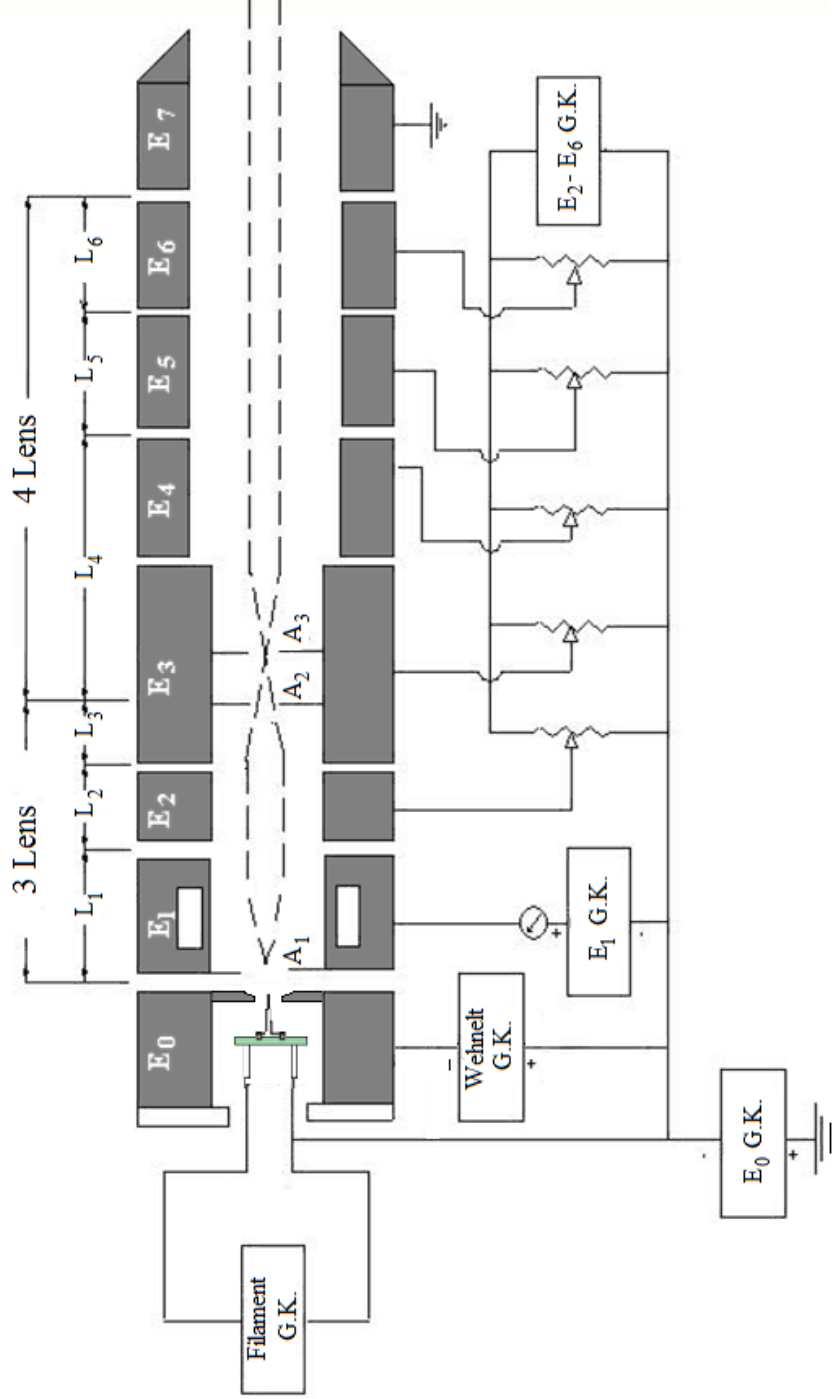
Elektron tabancası, spektrometrenin ana gövdesine sabitlenmiştir. Hedef gaz demetini taşıya boru 90°'lik bir açıyla elektron tabancasının son elemanından 50 mm uzağa yerleştirilmiştir. Elektron tabancası, 50-800 eV enerji aralığında ve 1-2 mm çapında paralel elektron demeti üretebilmekte, etkileşme bölgesinde yaklaşık 2-7  $\mu$ A akım oluşturabilmektedir.



Şekil 3.10. Yedi elemanlı elektron tabancasının kesit görünümü ve paralel (odaksız) demet elde edilmesi.



Şekil 3.11. Deney düzeneğinde kullanılan elektron tabancasının bir yüzünün açılmış halinin fotoğrafı.

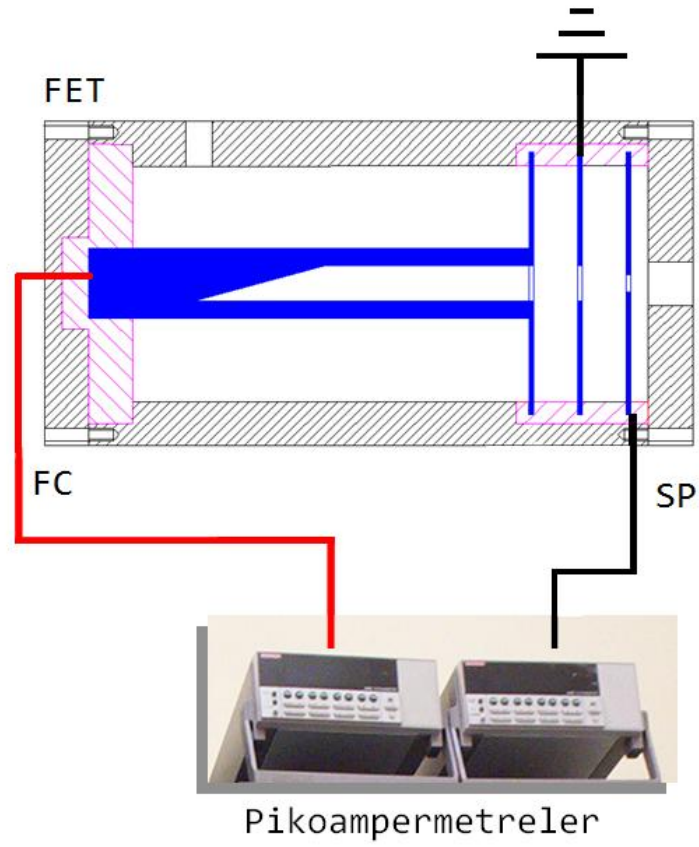


Şekil 3.12. Elektron tabancasında kullanılan lens elemanları için elektrik ve güç kaynağı (G.K.) bağlantıları.

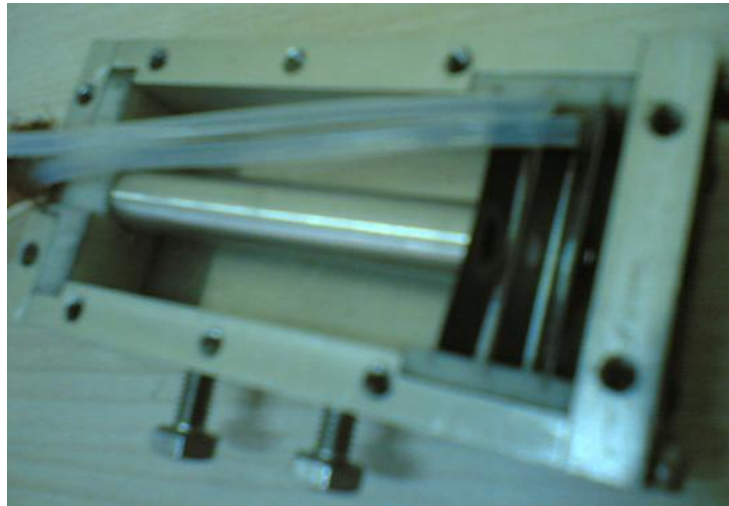
### 3.4. Faraday Elektron Toplayıcısı (FET)

Faraday elektron toplayıcısı (Faraday Cup) elektron tabancasından üretilen elektron demetinin çapı ve akımını ölçmek için kullanılmıştır. Şekil 3.13 deney sisteminde tasarlanan FET'in şeklini ve pikoampermetrelere (Keithley) bağlantısını göstermektedir. FET'in giriş ve çıkışındaki elektrotlar bu ölçüm aletlerine bağlanmıştır ve sistemin dışından demetin akımı dijital göstergelerle okunabilmektedir. Şekil 3.14'te FET'in fotoğrafı verilmiştir. Hedef gaz ile çarpışmadan FET içerisinde toplanan elektronlar, elektrotlar vasıtasıyla spektrometreden dışarıya taşınırlar. Böylece vakum içerisinde iç yüzeylerle çarpışarak istenmeyen ikincil elektronların üretilmesi en aza indirilmiş olur.

Elektron demetinin profili açının bir fonksiyonu olarak FET ile ölçülmektedir. İlk elektrot (Splash Plate-SP) 2 mm çapında bir deliğe sahiptir. İkinci elektrot 3 mm ve son elektrot (Faraday Cup-FC) 3 mm'lik bir deliğe sahip silindir şekilde bir elektrottur. SP ve FC elektrotlarından ölçülen akımlar demetin odaklama kalitesi ve akımı hakkında bilgi alınmaktadır. Eğer SP'de akım ölçülüyorsa demetin 2 mm'den daha fazla olduğu anlaşılmaktadır. FC ve SP'deki akımların oranı ise odaklamanın ne kadar iyi yapıldığını göstermektedir.



Şekil 3.13. Faraday elektron toplayıcısının gösterimi.



Şekil 3.14. Faraday elektron toplayıcısının çekilmiş fotoğrafı.

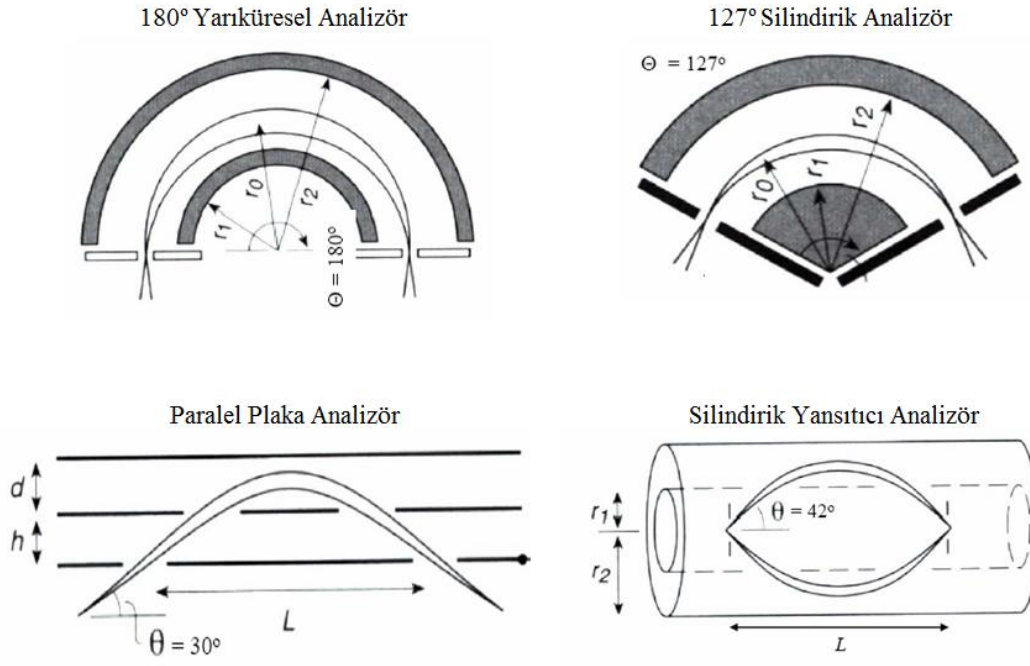


### 3.5. Elektron Enerji Analizörü

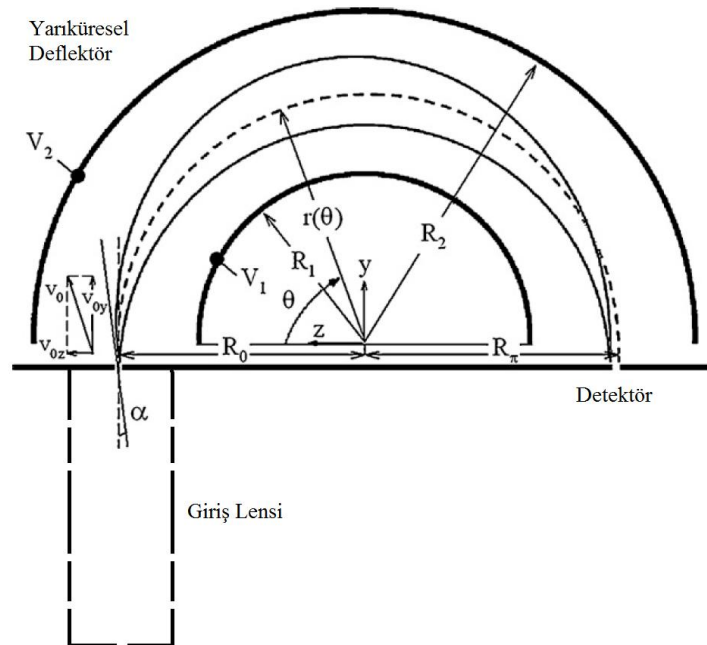
Elektron tabancasından gelen elektron demeti bir gaz hedefle çarpıştıktan sonra, saçılan ve kopan elektronlar enerji analizörleri ile dedekte edilirler. Elektronları enerjinin bir fonksiyonu olarak dedektörde saymak için değişik geometrilere sahip birçok enerji analizörü kullanılmaktadır. Enerji analizörlerini dört sınıfta toplamak mümkündür. Şekil 3.15'te gösterildiği gibi bunlar  $180^0$  yarıküresel deflektör,  $127^0$  silindirik deflektör, silindirik yansıtıcı ve paralel plaka analizörlerdir. Yapılan birçok deneysel ve teorik çalışmalarda  $180^0$  yarıküresel analizörlerin diğer analizör tiplerine göre daha yüksek çözünürlük değeri verdiği gösterilmiştir. Bu özellik analizörün dispersiyon özelliğinden, başka bir deyişle, enerji olarak birbirine yakın iki elektronu konumsal olarak ayırt etme kabiliyetinden ileri gelmektedir.

#### 3.5.1. Yarıküresel enerji analizörü

Bir yarıküresel enerji analizörü üç kısımdan oluşmaktadır (Şekil 3.16). Birinci kısım giriş elektostatik lens kısmıdır ve etkileşme bölgesinden saçılan elektronların lensin çıkışına odaklanması ve çıkış enerjisinin ayarlanması için kullanılır. İkinci kısım giriş lensinin çıkışına yerleştirilen iki yarıküresel elektrottan oluşan deflektör kısmıdır. Yarıküresel elektrotlar arasında oluşturulan elektrik alan ile elektronlar deflektörün çıkışına doğru  $180^0$  döndürülerek odaklanırlar. İç ve dış yarıkürelere uygulanan voltajlar sayesinde sadece istenilen enerjideki elektronların taşınması sağlanır. Enerjisi bu ayarlanan enerjiden az veya fazla olan elektronlar yarıkürelere çarparak çıkışa varamazlar. Son kısım, yarıküresel deflektörün çıkışına yerleştirilen dedektör kısmıdır. Burada kullanılan elektron çoğaltıcı dedektörler sayesinde dedekte edilen elektronlar çoğaltılarak bir sinyale dönüştürülür.



Şekil 3.15. Deneysel çalışmalarda kullanılan enerji analizör sistemlerinin şematik gösterimi.



Şekil 3.16. Bir yarıküresel enerji analizörünün şematik görünümü.

### 3.5.2. Elektron yörüngeleri

Elektronların yarıküresel analizör içerisinde oluşan elektrik alanda hareketi uygun sınır şartları altında klasik mekanik yasaları kullanılarak elde edilebilir. Parçacık üzerine etkiyen kuvvet elektrik alana bağlı olduğu için analizör sistemi içerisinde ilk önce elektrik alanın ve elektriksel potansiyelin bulunması gerekir.

Analizör sistemini oluşturan iki yarıküresel elektrotun arasında kalan bölgede potansiyeli bulmak için Laplace denkleminde yararlanılır. Küresel koordinatlarda analizör içindeki potansiyel için Laplace denklemi ve sınır şartları aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}\nabla^2 V(r, \theta, \varphi) &= 0 \\ V(R_1, \theta, \varphi) &= V_1 \\ V(R_2, \theta, \varphi) &= V_2\end{aligned}\quad (3.3)$$

burada  $R_1$  ve  $R_2$  analizörün iç ve dış yarıçapları  $V_1$  ve  $V_2$  ise elektrotlara uygulanan potansiyellerdir. İki yarıküre arasında oluşan ideal potansiyel

$$V(r, \theta, \varphi) = V(r) = -\frac{k}{r} + c \quad \left( k = \frac{\Delta V}{\Delta R} R_1 R_2, \quad c = \frac{V_2 R_2 - V_1 R_1}{\Delta R} \right) \quad (3.4)$$

olarak hesaplanır. Burada  $\Delta V = V_2 - V_1$  ve  $\Delta R = R_2 - R_1$ 'dir. Uygun sınır şartları ve Lagrange yöntemi kullanılarak yüklü parçacıkların analizör sistemi içerisindeki hareket denklemi  $r(\theta)$  aşağıdaki şekilde elde edilir (Şişe ve arkadaşları 2010a):

$$r(\theta) = r_0 \left[ \frac{1 - \cos \theta}{2 \left[ 1 - \frac{r_0 \xi (1 - \tau + \gamma / \xi)}{R_0 \gamma (1 + \xi)} \right] \cos^2 \alpha} + \cos \theta - \tan \alpha \sin \theta \right]^{-1} \quad (3.5)$$

Burada  $r_0$  giriş yarıçapı,  $\alpha$  giriş açısı ve  $\tau$  orantısız elektron enerjisidir.  $\xi = R_\pi / R_0$  ve  $\gamma$  bias parametresini göstermektedir (Merkezi giriş ve sıfır bias voltajı için  $\xi = \gamma = 1$ 'dir). Bu durumda analizörün çıkışında birinci mertebeden odaklamanın sağlanması

için iç ve dış yarıkürelere uygulanması gereken voltajlar aşağıdaki şekilde hesaplanabilir ( $i=1$  iç yarıküreyi  $i=2$  de dış yarıküreyi göstermektedir):

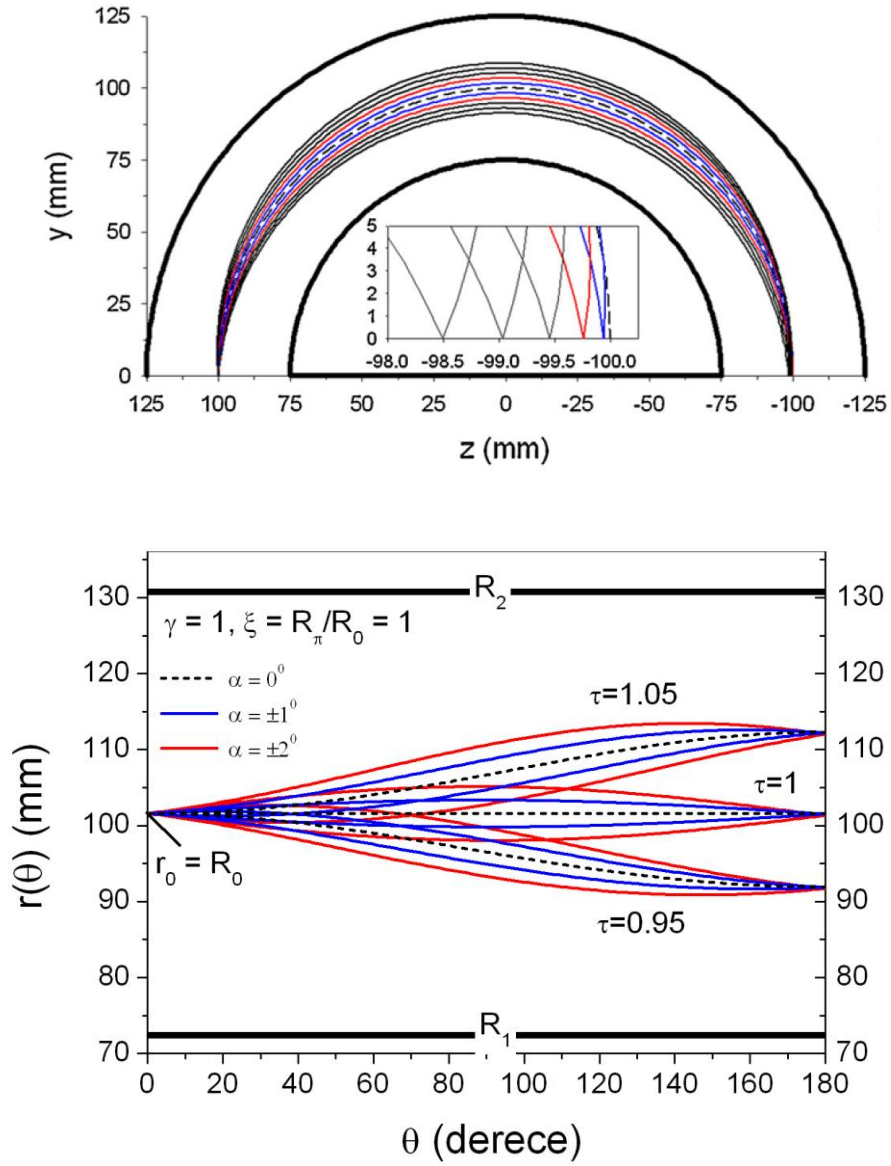
$$q\tilde{V}_i = E_0 \left\{ 1 - \frac{\gamma}{\xi} \left[ \frac{R_0(1+\xi)}{R_i} - 1 \right] \right\} \quad (3.6)$$

Elektron yörüngelerinin küresel elektrostatik alanda hareketinin analitik olarak incelenmesi analizör sisteminin karakteristik özelliklerinin anlaşılması açısından önem taşımaktadır. Şekil 3.17’de elektron yörüngeleri Denklem (3.5) kullanılarak elde edilmiştir.

Aynı enerjili fakat farklı açılarda girişe odaklanarak gönderilen elektronlar analizörün çıkışında yaklaşık olarak aynı noktadan geçmektedir. Enerji arttırıldığında ( $\tau > 1$ ) elektronlar dış küreye yaklaşmaktadır. Enerji düşürüldüğünde ise ( $\tau < 1$ ) iç küreye yaklaşmaktadır. Dolayısıyla çıkışa yerleştirilen bir yarık/delik ile istenilen enerjideki elektronlar seçilmektedir. Bu özelliği ile enerji analizörü ışık optiğindeki prizmaya benzemektedir. Bir prizma farklı dalga boylarına sahip ışık demetini enerjisine göre ayırmak için kullanılmaktadır. Enerji analizörleri de farklı enerjilerde çarpışma bölgesinden gelen elektronlardan sadece istenilen enerjideki elektronları ayırt etmek için kullanılmaktadır. İstenilen enerjiden kasıt çalışılmak istenen belirli bir enerji düzeyinden saçılan veya kopan elektronlardır.

### 3.5.3. Enerji ve zaman çözünürlüğü

Yarıküresel kısım önüne yerleştirilen giriş lens optiği hem etkileşme bölgesinden gelen elektron demetini odaklamak hem de E elektronların enerjisini  $E_0$  analizör giriş enerjisine düşürmek için kullanılır. Yavaşlatma faktörü  $F=E/E_0$  olarak tanımlanırsa ve analizör için dispersiyon  $D=(1+\xi)R_0/\gamma$  ifadesi kullanılarak yarıküresel analizör sisteminin enerji çözünürlüğü ifadesi



Şekil 3.17. Yarıküresel analizörde elektron yörüngelerinin analizör açısına göre değişimi.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta E}{E_0} \frac{E_0}{E} = \left( \frac{\Delta r_\pi}{D} + \alpha_0^2 \right) \frac{1}{F} \quad (3.7)$$

ile bulunur. Merkezi giriş durumu için ( $\xi = \gamma = 1$ )  $D=2R_0$  olur.  $\Delta r_\pi$ , giriş ve çıkış disk delik çaplarına ( $w$ ) eşit alındığında ve analizöre giriş açısının çok küçük olduğu durumda ( $\alpha_0^2 \ll 1$  mrad) enerji çözünürlüğü  $\Delta E$

$$\frac{\Delta E}{E_0} \cong \frac{w}{2R_0} \quad (3.8)$$

haline dönüşür (Imhof ve arkadaşları 1976). Buradan analizörün enerji çözünürlüğünün  $E_0$  ile doğru ve  $R_0$  ile ters orantılı olduğu görülmektedir. Dolayısıyla iyi bir çözünürlük için  $R_0$  yarıçapının artırılması ve  $E_0$  enerjisinin küçültülmesi gerekir. Fakat her iki durum için de deneysel kısıtlamalar vardır. Örneğin analizörün merkez yarıçapının büyütülmesi daha büyük vakum odacığının kullanılmasını gerektirmektedir.  $E_0$  enerjisinin küçültülmesiyle düşük enerjili elektronların dedekte edilmesi zorlaşmaktadır. Bu hem manyetik alan etkilerinden, hem de enerjinin azalmasıyla akım değerinin düşmesinden kaynaklanmaktadır.

Yarıküresel analizör içerisine farklı açılarda giren elektronlar farklı yörüngeleri izlerler. Yol farkından dolayı analizöre ulaşan elektronlar arasında bir zaman farkı oluşur ve analizörün boyutuna bağlı olarak fark nanosaniye mertebesindedir. Meydana gelen zaman çözünürlüğü ifadesi aşağıdaki şekilde verilir (Imhof ve arkadaşları 1976).

$$\frac{\Delta T_{1/2}}{T_0} = 0.6 \frac{w}{R_0} + 2.23 \left( 1 - 2.79 \frac{w}{R_0} \right) \alpha_0 \quad (3.9)$$

Burada  $T_0 = \pi R_0 (m/2E_0)^{1/2}$ ,  $R_0$  merkezi yörüngeyi izleyen  $E_0$  enerjili elektronun analizör içerisindeki uçuş zamanıdır.

### 3.5.4. Analizör sisteminin tasarımı

Elektron saçılma deneylerinde kullanılmak üzere iki özdeş enerji analizörü spektrometre içerisine yerleştirilmiştir. Analizörlerin iç ve dış yarıçapları  $R_1=87.5$  mm ve  $R_2=112.5$  mm olarak alınmıştır. Merkez yarıçap ise  $R_0=100.0$  mm'dir. Giriş lens kısmı beş silindirik elektrottan oluşmuştur. Küresel kısma gelen elektronların kürelerin iç yüzeylerine çarpmadan  $R_0$  yörüngesini izleyebilmeleri için  $V_1$  ve  $V_2$  potansiyellerinin uygun biçimde ayarlanması gerekmektedir. Bu eşitlikler Denklem (3.10)'da genel halinde verilmiştir. Merkezi giriş için  $\xi = \gamma = 1$  değerleri yerine konursa toprağa göre iç ve dış kürelere uygulanması gereken voltajlar

$$V_1 = V_0 \left\{ 1 - \left[ \frac{2R_0}{R_1} - 1 \right] \right\} \quad V_2 = V_0 \left\{ 1 - \left[ \frac{2R_0}{R_2} - 1 \right] \right\} \quad (3.10)$$

şeklinde yazılabilir ( $q = -e$ ). Enerjisi  $eV_0$  enerjisine göre fazla veya az olan elektronlar  $R_0$  yörüngesinden sapıp iç veya dış yarıkürelere çarpmaktadır. Kullanılan  $R_0$ ,  $R_1$  ve  $R_2$  yarıçap değerlerine göre  $V_1=0.286 V_0$  ve  $V_2=-0.222 V_0$  olarak hesaplanmıştır.

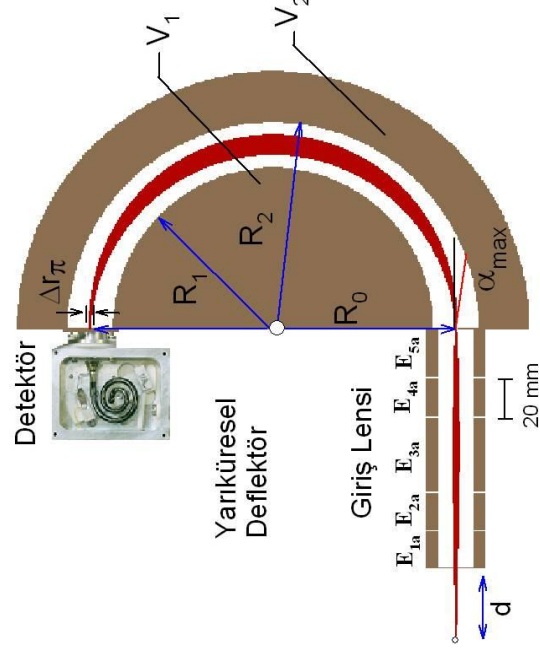
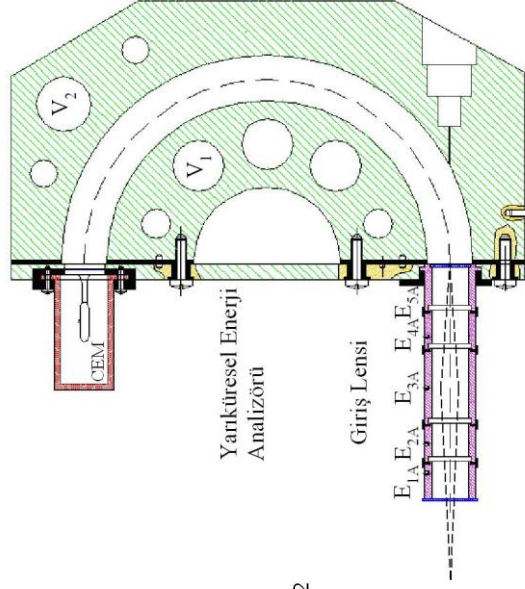
Şekil 3.18'de uygun odaklama voltajlarında enerji analizörünün bilgisayar modellemesi gösterilmiştir. Bu modellemede sadece analizörün çıkışına ulaşan elektronlar gösterilmiştir. Giriş lensi ve deflektör voltajları analizöre giren elektronların çıkışta transmisyon ve enerji çözünürlüğünü artıracak şekilde ayarlanmıştır. Bu sayede deney yapılmadan önce çalışılması gereken voltaj değerleri daha önceden belirlenmiştir (Dogan ve arkadaşları 2007a).

### 3.5.5. Elektron dedektörleri

Uygun modelleme sonucu elde edilen analizör geometrisinin AutoCAD çizimleri yapılmış ve imalatına geçilmiştir. Analizör sisteminin son halinin fotoğrafı Şekil 3.18’de gösterilmiştir. Dedektör olarak elektronların çoğaltılmasında, tek kanallı (CEM) ve çok kanallı (MCP) olmak üzere iki tip dedektör kullanılmaktadır. Şekil 3.19’da gösterilen bu dedektörlerde, elektronlar, cam yüzeyi üzerine kaplanmış ikincil emisyon duyarlı bir malzemeye çarparak elektron üretmekte ve iki ucu arasındaki yüksek potansiyel gradiyenti sayesinde hızlanarak bir elektrona karşılık çıkışta  $10^7$  elektron üretebilmektedir. CEM dedektörler genellikle elektron spektrometrelerinde kullanılmaktadır. Bunun sebebi hem maliyet hem de elektronik olarak kullanımının kolay olması açısından daha çok tercih edilmektedir. MCP dedektörler aynı anda yüzey genişliği fazla olduğu için ölçümü hızlandırır da her kanalda etkinliğinin farklı olması, kirli vakum ortamında çok çabuk bozulması ve kuru havaya ihtiyaç duyması bakımından bazı deneysel zorluklar içermektedir. Bu tez çalışmasında kullanılan dedektörler CEM olarak isimlendirdiğimiz tek kanallı elektron çoğaltıcı dedektörlerdir.

Enerji analizöründe her bir elektroda uygulanması gereken voltajlar Şekil 3.20’de gösterilen devre ile sağlanmıştır. Giriş lensinin ilk elemanı ( $E_{1a}$ ) topraklanmıştır. Son lens elemanı ( $E_{5a}$ ) toprağa göre negatif değerlerde tutulmaktadır. Böylece gelen elektron demetinin enerjisi azaltılarak analizöre girmesi sağlanmaktadır. Denklem (3.8)’te bahsedildiği gibi bu durum analizörün enerji çözünürlüğünü arttırmak için gereklidir. Bazı durumlarda düşük enerjili 1-10 eV arası elektronları dedekte etmek için bunun tam tersi yapılmaktadır.  $E_{5a}$  toprağa göre pozitif potansiyelde tutularak bu sefer de elektronların hızlandırılarak analizöre girmeleri sağlanmaktadır.



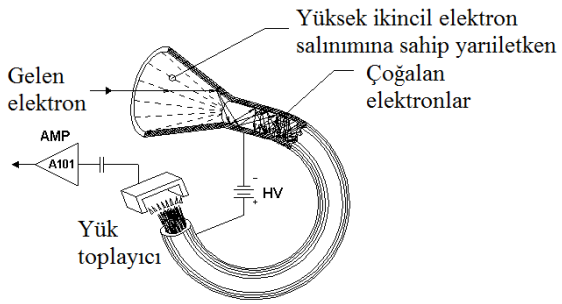
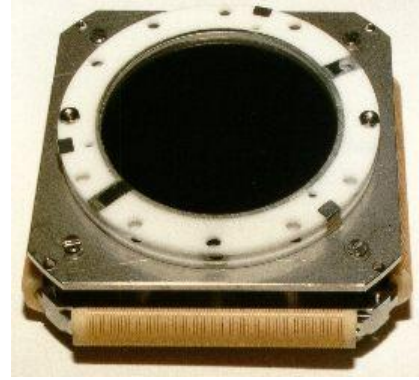
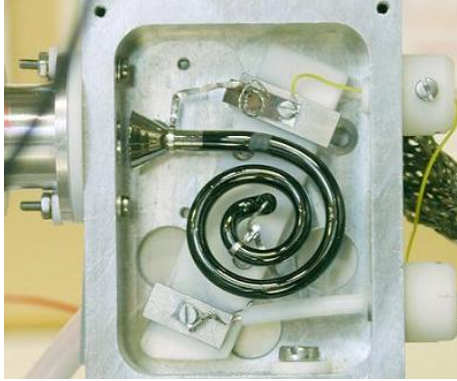


(c)

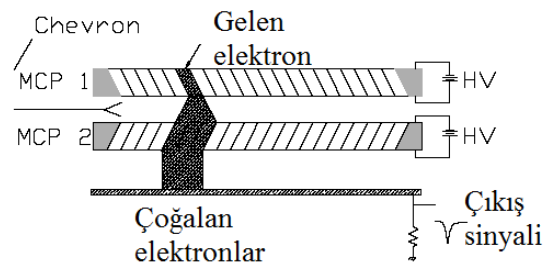
(b)

(a)

Şekil 3.18. Elektron analizörü ve giriş optiğinin (a) SIMION ve (b) AutoCAD programlarında kesit görünümleri ve (c) sistem içerisindeki fotoğrafı.

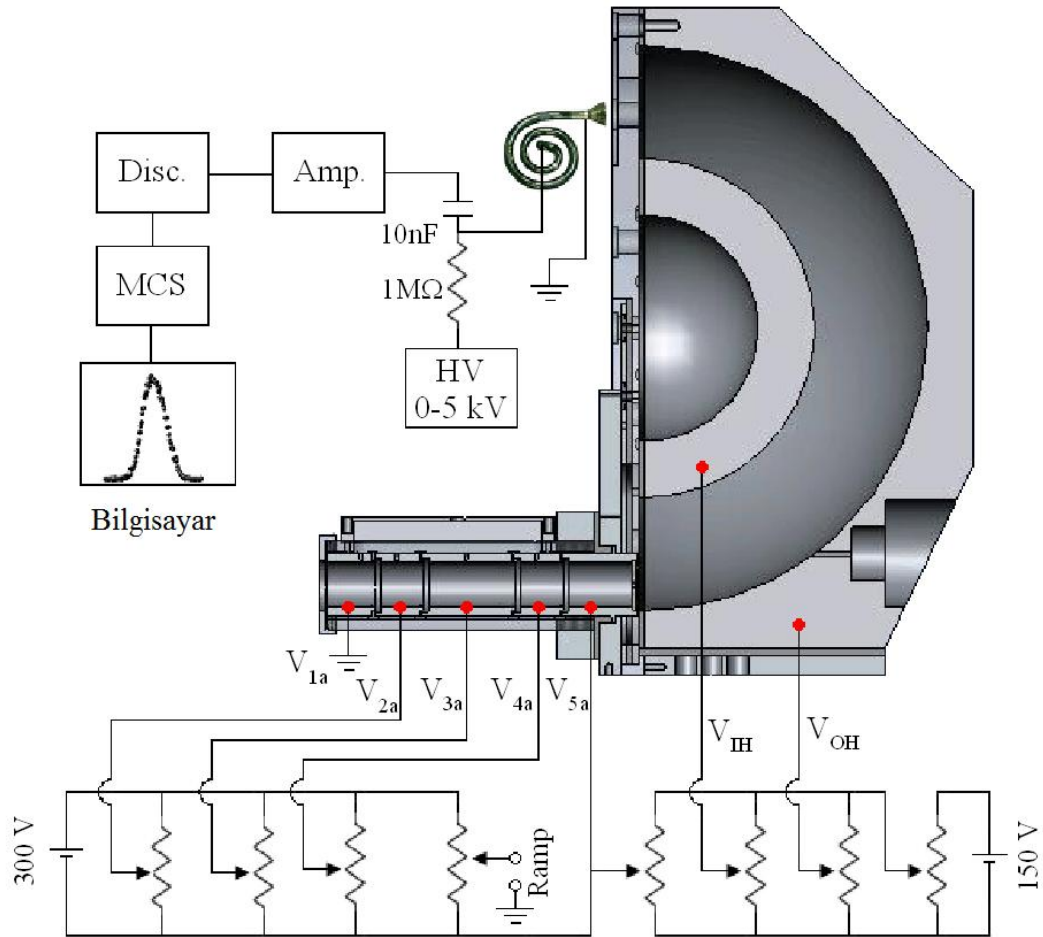


(a)



(b)

Şekil 3.19. Elektron çoğaltıcı dedektörler: (a) Tek kanallı elektron çoğaltıcı (CEM) ve (b) Çok kanallı elektron çoğaltıcı plaka (MCP).

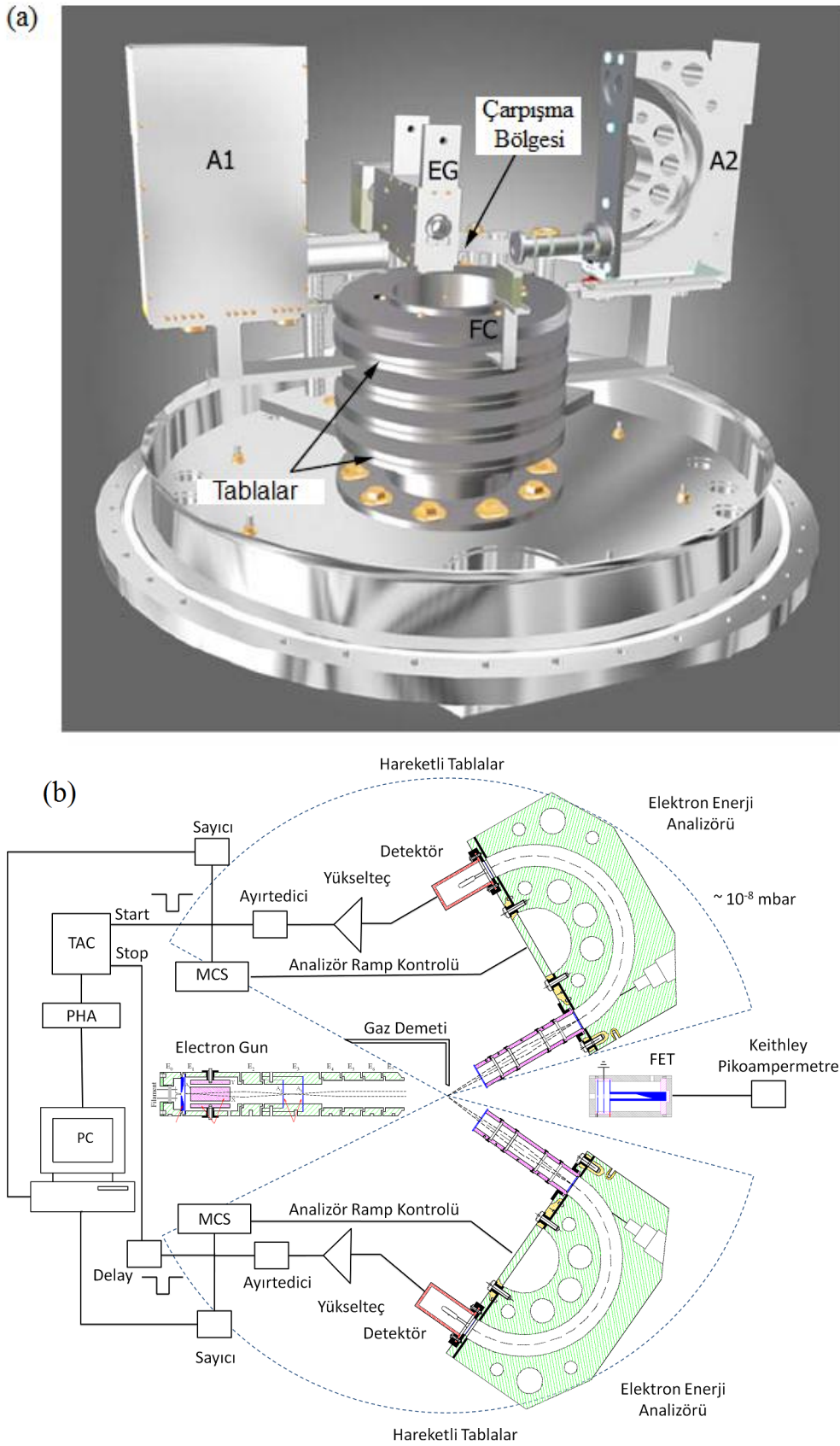


Şekil 3.20. Elektron analizörü ve giriş optiğinin elektrik bağlantıları ve dedektör sinyal bağlantısı.

## **BÖLÜM 4. SİSTEMİN ÇALIŞTIRILMASI VE TEST ÖLÇÜMLERİ**

Bölüm 3'te temel kısımlarının anlatıldığı elektron çarpışma spektrometresi ile değişik çarpışma olaylarına ait test ölçümleri alınmış ve spektrometrenin uygulanabilirliği ve performansı belirlenmiştir. Düzenegi oluşturan, elektron tabancası, Faraday elektron toplayıcı (FET), elektron enerji analizörleri, elektron dedektörleri, sinyal işleme ünitelerinin özellikleri ve ölçüm prosedürleri ayrıntılı olarak deney sırası gözetilerek verilmiştir. Deneylerde karşılaşılan teknik zorluklar, sorunlar ve çözüm yollarından bahsedilmiştir. Tesir kesiti ölçümlerinin analiz aşamaları, normalizasyon ve hata hesapları hakkında da bilgi verilmiştir.

Şekil 4.1'de elektron çarpışma spektrometresinin üç boyutlu modellemesi ve sinyal işleme ünitesi gösterilmiştir. Spektrometre içerisinde kullanılan her bir aygıtın kendine özgü çalışma prensibi ve dikkat edilmesi gereken önemli hususları bulunmaktadır. Spektrometrenin çalıştırılmasında ilk aşama vakum ortamının sağlanmasıdır. Uygun yüksek vakum ortamının elde edilmesiyle elektron demetinin üretilme aşamasına geçilmektedir. Elektron demetinin FET ile ölçülmesi ve hedef gazlarla çarpışma olayların gerçekleşmesi, vakum sisteminin ve elektron tabancasının düzgün bir şekilde çalışmasıyla doğrudan ilişkilidir. Çarpışma sonrası uyarma ve iyonlaşma gibi olayların gözlemlenebilmesi için çıkan elektronların enerji analizörlerinde bulunan dedektörlerde sayılması gerekmektedir. Veri kaydetme işlemi bilgisayar kontrollü olarak sağlanmaktadır.



Şekil 4.1. Elektron çarpışma spektrometresinin (a) üç boyutlu modellenmesi ve (b) sinyal işleme ünitesinin genel şematik gösterimi.

#### 4.1. Vakum Sisteminin Çalıştırılması

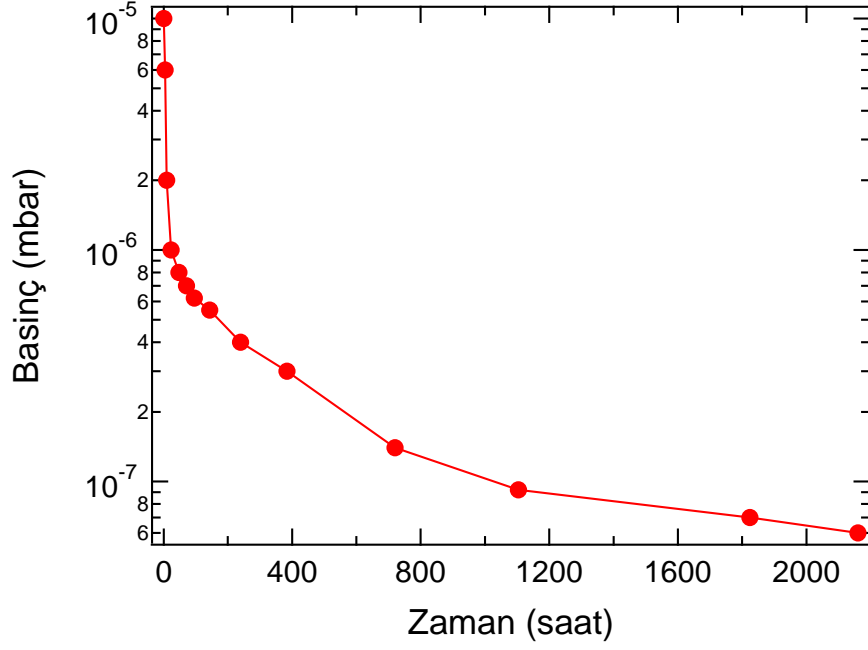
Vakum sistemi çalıştırılmadan önce tüm spektrometre parçalarının yüzeyleri aseton ile temizlenmiştir. Parmak izi, saç teli, toz gibi kalıntılar basıncın istenilen değere düşmesine engel olmaktadır. Bu yüzden vida, somun ve diğer küçük parçalar da dâhil her şey montajdan önce kuru bir yerde eldiven ile tutularak asetonla temizlenmiştir. Sadece, vakum üst kapağı ile alt tabla arasına konulan viton O-ring conta asetona duyarlı olduğu için temizlenmemiştir. Temizliğin ardından, pompaları açmadan önce tüm vakum bağlantılarının sızdırmazlık kontrolleri yapılmıştır. Vakum flançlarının her birinde bakır contalar yerleştirilmiş ve uygun tork ayarı ile sıkılmıştır. Bunun yanında tüm aygıtlar için geçerli olan, ilgili elektrik kablolarında veya mekanik parçalarda kısa devre olup olmadığının kontrol edilmesi ve kontrol üniteleriyle vakum içindeki kabloların temas edip etmediğinden emin olunması sistemin çalışabilirliği açısından hayati öneme sahiptir.

Saçılma deneylerinde yeterli basınç değeri  $1 \times 10^{-6}$  mbar'ın altında kabul edilmektedir. Pompa çalıştırıldığı anda basınç  $1 \times 10^{-5}$  mbar'a 1 saatte,  $1 \times 10^{-6}$  mbar'a 1 günde,  $1 \times 10^{-7}$  mbar'a 1 ayda ve  $6 \times 10^{-8}$  mbar'a 3 ayda düşmektedir.  $1 \times 10^{-6}$  mbar filamentin ısıtılması için gerekli basınç değeridir ve hedef gazın içeriye verilmesi için ideal basınç  $5 \times 10^{-7}$  mbar'dır. Şekil 4.2 vakum sisteminin üç aylık periyotta çalışırken kaydedilmiş basınç değerlerini göstermektedir.

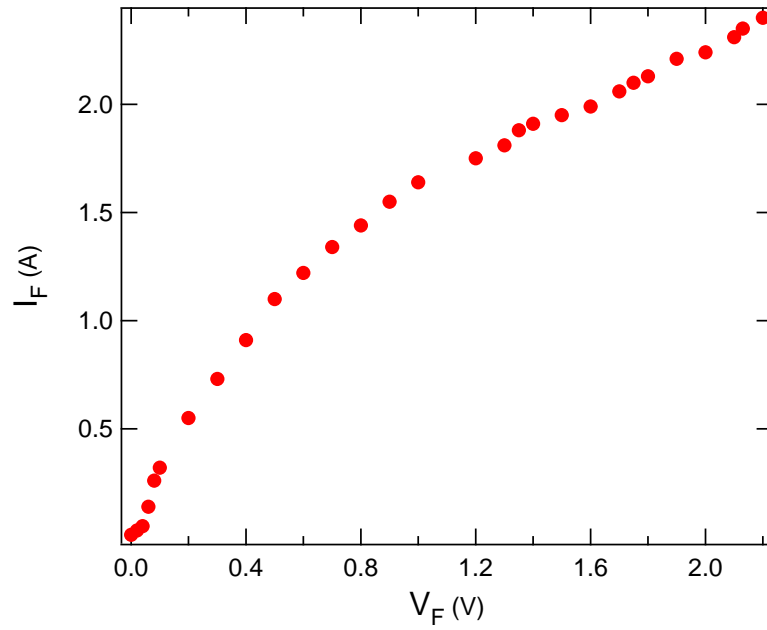
#### 4.2. Filamentin Isıtılması

Vakumun gerekli çalışma basıncına gelmesinden sonraki aşama filamentin ısıtılarak elektron demetinin üretilmesini sağlamaktadır. Filamentin sıcaklığı, sürülen akıma bağlı olarak değişmektedir. Isıtma işleminde Tungsten filamentin kopmaması için uygulanan voltajının, yavaş ve küçük voltaj adımlarıyla artırılması gerekmektedir. Deney düzeneğinde kullanılan filamentin voltajı yaklaşık olarak 5 dakikada bir 0.1 V artacak şekilde ayarlanmıştır. Emisyon kararlılığı 2.3 V değerinde 2.40 A olarak belirlenmiştir. Filamentin voltajı farklı kablo uzunluklarına göre farklılık gösterse de, 2.40 A'lık akım değeri emisyonun kararlı olduğu durumdur. Şekil 4.3'te filamente uygulanan voltaj ve telde oluşan akımın değişimi gösterilmiştir. Filamentin akım-

voltaj karakteristiği vakum ortamındaki gazlardan etkilenmektedir. Dolayısıyla gazın içeriye verilmesiyle beraber akım-voltaj değerlerinde hafif kaymalar olabilmektedir.



Şekil 4.2. Basıncın zamana göre değişimi.



Şekil 4.3. Filament voltajına göre telden geçen akımın değişimi.

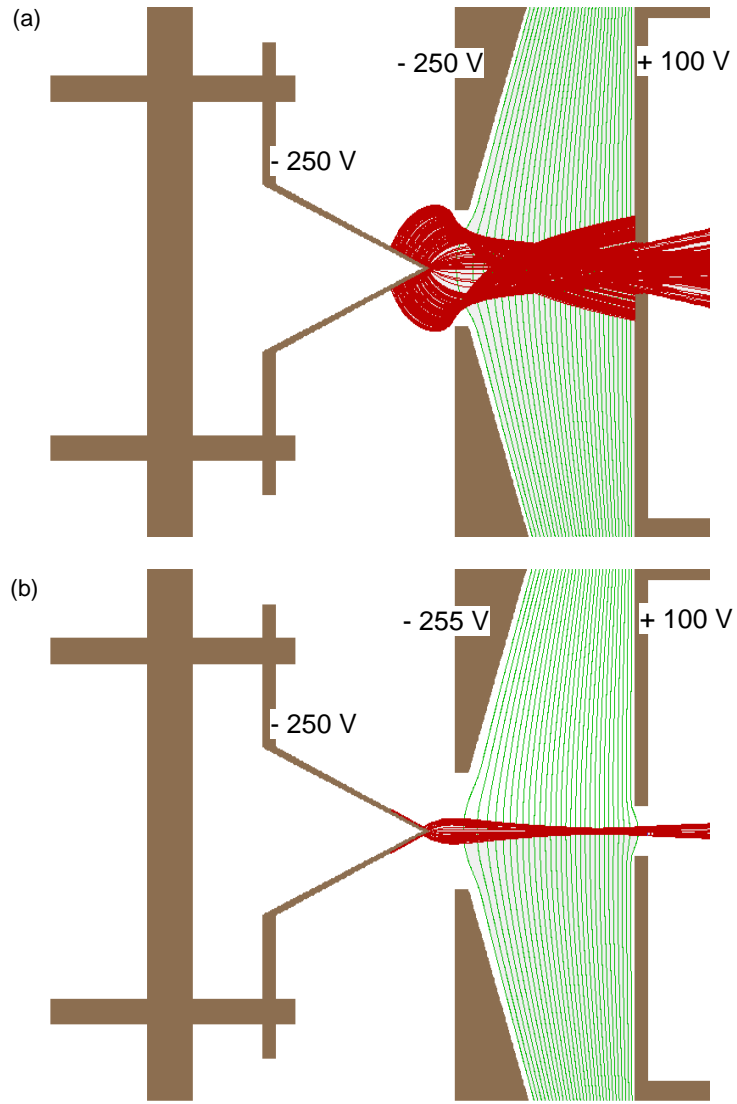
### 4.3. Elektron Demetinin Elde Edilmesi

Filamentin uygun sıcaklığa ulaşmasından sonra termal olarak emisyon başlamakta ve çıkan elektronlar demet halinde etkileşme bölgesine taşınmaktadırlar. Filamentin hemen önünde bulunan anot elektrotuna çarpan elektronlar, bu elektrotu bağlanan bir ampermetre ile emisyonun başlayıp başlamadığı konusunda bilgi vermektedir. Filament ile anot elektrotu arasına konulan Wehnelt elektrotu filamentten her doğrultuda çıkan elektronları anot deliğine doğru bükme için kullanılmaktadır. Şekil 4.4(a)'da gösterildiği gibi Wehnelt elektrotu filament ile aynı potansiyelde tutulduğunda elektronların birçoğu anoda çarpmakta ve anottan çıkışta demetin açılma dağılımı artmaktadır. Şekil 4.4(b)'de ise Wehnelt'e -5 V civarında fazladan bir volt gerilim uygulandığında elektronların delikten küçük bir açılma dağılımıyla odaklandığı görülmektedir.

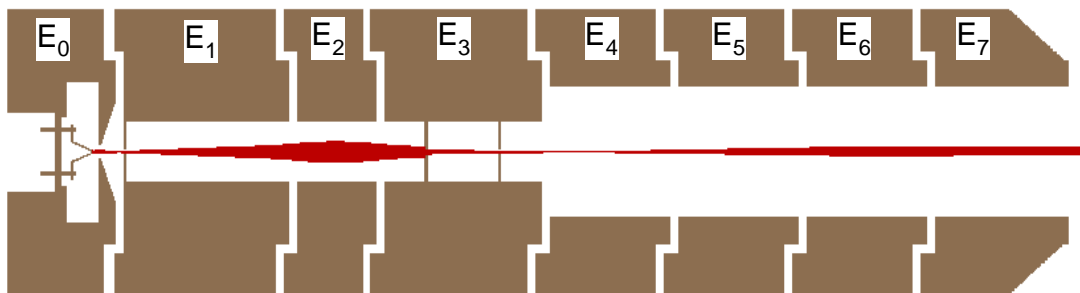
Şekil 4.5'te elektron tabancasının tüm elektrostatik lens elemanları görülmektedir. Wehnelt elektrotu  $E_0$  olarak gösterilmiş fakat filament ile  $E_0$  arasındaki fark ayrıca şekil üzerinde belirtilmemiştir.  $E_1$  anot deliğinden geçen elektron demeti  $E_2$ - $E_6$  potansiyellerinden etkilenerek tabancanın çıkışında ince bir demet halinde elde edilmektedir. Bu elektrotlara uygulanan potansiyeller değiştirilerek elektron demetinin akımı elektron tabancasının tam karşısına konulan FET'ten sürekli olarak kontrol edilmektedir.

Şekil 4.6'da FET ile ölçülen elektron demetinin profil yapısı gösterilmiştir. Simülasyonu ile elde edilen voltaj değerleri deney düzeneğinde başlangıç değerlerini vermesi açısından oldukça kullanışlıdır. Yine de deneysel voltaj değerleri bazen simülasyon değerlerinden farklı olabilmektedir. Bu durum simülasyonun tamamen ideal koşullarda yapılmasından kaynaklanmaktadır. Uygun akım değerinin elektron tabancasına uygulanan voltajlarla elde edilmesiyle 250 eV elektron enerjisinde 2-7  $\mu$ A arasında değişen bir akım elde edilmiştir.



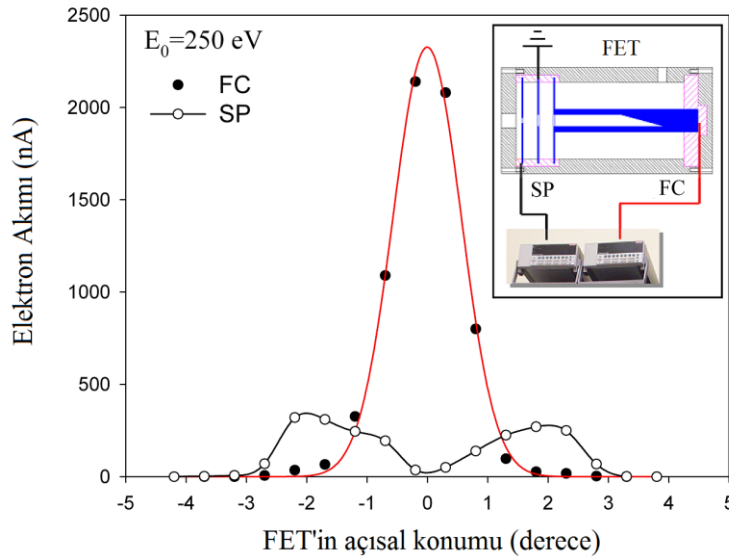


Şekil 4.4. Wehnelt elektroduna uygulanan voltajın elektron yörüngelerine etkisi. Tüm voltajlar toprağa göre tanımlanmıştır.



Şekil 4.5. Elektron tabancasının yörüngelerin gösterimi ve ince odaksız demet elde edilmesi.

FET’te bulunan FC/SP elektrot akımlarının oranının yükseltilmesi voltaj kombinasyonlarına bağlı olarak değişmektedir. FET ile ölçüm yapılması hem elektron demetinin akımı hem de demet çapı ve açisal dağılımı hakkında bilgi vermektedir. Şekil 4.6’da elektron tabancasının akımı sıfır derece etrafında FET’in döndürülmesiyle ölçülmüştür. İlk elektrottan (Splash Plate-SP) ölçülen demet akımı sıfır derece civarında minimum iken son elektrottan (Faraday Cup-FC) ölçülen demet akımı maksimumdur. Bu iki elektrottan ölçülen akımın oranlanmasıyla demetin odaklama kalitesi ve akımı hakkında bilgi alınmaktadır. Tablo 4.1’de farklı voltaj değerlerine karşılık FET ile ölçülen akım değerleri gösterilmiştir.



Şekil 4.6. Faraday elektron toplayıcı kullanılarak ölçülen 200 eV’luk bir elektron demetinin profili.

Tablo 4.1. Elektron tabancasında elektrotlara uygulanan lens voltajlarının değerleri ve FET’te okunan akım değerleri. Tüm voltajlar Volt, akımlar  $\mu\text{A}$  olarak verilmiştir.  $E_w$  ve  $E_2$ - $E_6$  voltajları  $E_0$ ’a göre, X-Y deflektör voltajları  $E_1$ ’e göre ve  $E_0$  ve  $E_1$  ise toprağa göre ölçülmüştür.

| $E_0$ | $E_w$ | $E_1$ | $E_2$ | $E_3$ | $E_4$ | $E_5$ | $E_6$ | X     | Y     | FC   | SP   |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|------|
| 250   | -5.2  | 332   | 310   | 332   | 82    | 90    | 88    | -2.90 | +5.06 | 0.44 | 0.01 |
| 250   | -3.8  | 264   | 51    | 266   | 93    | 263   | 49    | -3.48 | -5.74 | 0.72 | 0.03 |
| 250   | -6.1  | 328   | 24    | 330   | 205   | 43    | 75    | +2.70 | +3.66 | 7.38 | 0.19 |

Elektron tabancasının çalıştırılmasında önemli nokta en iyi FC/SP akımını veren voltaj kombinasyonlarının bulunmasıdır. Elektron tabancasını pratikte üç kısım olarak ele almak mümkündür. Filament, Wehnelt elektrotu ve  $E_1$  anot elektrotu birinci kısımdır. Burada,  $E_0$  elektron tabancasının çıkışında demetin enerjisini belirlediği için çoğu zaman sabittir. Seçilen  $E_0$  değerine göre Wehnelt'e uygulanacak küçük voltaj farkı ve  $E_1$ 'in voltajı iyi seçilmelidir. İkinci kısım  $E_1$ ,  $E_2$  ve  $E_3$  elektrotlarıdır.  $E_1$  içerisinde ayrıca X-Y deflektörleri bulunmaktadır ve bu deflektörler yatayda ve düşeyde demetin hizalanmasında kullanılmaktadırlar. Dolayısıyla, FET'in tabancanın hizasından kayması deflektör voltajlarının artmasına neden olacaktır. X-Y deflektör voltajlarının pozitif veya negatif olması demetin  $E_3$ 'te bulunan deliklerden geçmesini büyük ölçüde etkilemektedir.

Son kısım  $E_4$ ,  $E_5$  ve  $E_6$  elektrotlarıdır.  $E_3$ 'teki delikler demetin açısal dağılımını kontrol etmek için kullanılmaktadır.  $E_4$  elektrotu ıraksayan demetin içe doğru bükülmesinde kullanılırken,  $E_5$  ve  $E_6$  elektrotları demetin paralel veya odaklı olup olmamasında kullanılmaktadır. Elektron tabancasında filament bölgesinden çıkışa kadar toplamda 10 farklı voltajın ayarlanması gerekmektedir. Olası tüm kombinasyonları denemek vakit kaybı olduğu için genelde bilgisayar simülasyonu ile yaklaşık çalışma voltajlarını belirlemek ve daha sonrada küçük ayarlamalar yaparak demet akımını yükseltmek gerekmektedir.

Elektron tabancasında önemli bir diğer nokta güç kaynaklarının AC tepecik değerlerinin küçük olması gerektiğidir. Herhangi bir elektrotta 100 mV'un üzerinde AC bulunması elektron demetinde kararsızlıkların görülmesine ve kondansatör etkisi gibi FET üzerinde demet akımının artıp azalmasına neden olmaktadır. Dolayısıyla çarpışma deneylerinin hassas ve doğru bir şekilde gözlemlenebilmesi için kullanılan güç kaynaklarının AC hassasiyetinin çok iyi olması gerekmektedir (<20mV). Deney düzeneğinde başlangıçta kullanılan potansiyometrelerde, güç kaynakları sisteme bağlandığı zaman fazladan AC oluştuğu fark edilmiştir (1-3 V civarında). Bu güç kaynaklarının neden potansiyometrelere bağlandığında AC oluşturduğu tam olarak anlaşılammıştır. Bu yüzden özellikle analizörlerin bağlantılarında potansiyometreler ile toprak arasına uygun yerlere yüksek voltaj kondansatörleri konulmuştur. Böylece AC sinyal 10 mV'a kadar düşürülmüştür. Bazı potansiyometrelere konulan

kondansatörlerin değerlerinin büyük (10  $\mu$ F) olmasından dolayı voltaj taraması yapılırken kondansatörün dolmasının birkaç saniye alması yüzünden zorluk çekilmiştir. Bu kondansatörler sistemden kaldırılarak güç kaynağı içerisine kondansatör atılmış ve bu sorun da giderilmiştir.

Elektron tabancası ve FET'te bulunan tüm elektrotlar islenmişlerdir. Özellikle,  $E_1$  ve  $E_3$  elektrotlarında bulunan diskler ve FET elektrotları sürekli bombardıman altında oldukları için yüzeylerinin zamanla tekrar islenmesi gerekmektedir. İşleme işlemi sistemde istenmeyen ikincil elektron üretimini büyük ölçüde azaltmaktadır. İş yerine, yüzeyleri ikincil emisyonla karşı kaplamak için aquadaq sprey'de kullanılabilir.

#### **4.4. Hedef Gazın Çarpışma Bölgesine Taşınması**

Elektron demetinin akımı birkaç  $\mu$ A seviyesine geldikten sonra çarpışma deneyleri için hedef gazın vakum ortamına taşınması sağlanmaktadır. 90°'lik dik bir açıyla gaz demeti elektron demetiyle spektrometrenin tam ortasında kesişmektedir. Hedef gaz vakum ortamına verilirken dikkat edilmesi gereken husus filamentin ani basınç değişimlerine karşılık emisyon karakteristiğinin değişmesidir. Bunun için gaz içeriye yavaş ve kontrollü bir şekilde verilmelidir. Tesir kesiti ölçümleri için tipik çalışma basıncı  $5 \times 10^{-6}$  mbar'dır. Bu basınç değerine yavaş adımlarla (en az bir saat içinde) ulaşılması filamentin zarar görmesini önlemektedir.

Gaz vakum ortamına verilmeye başlandığında FET'te okunan akım değerlerinde azalmaların olması doğaldır. Çünkü filamentin yüzeyi çok sıcak olduğundan ortama giren hedef gazlarla etkileşmeye girme ihtimali yüksektir. Bu durumda etkin olan lens voltajlarından bazılarında küçük voltaj düzeltmeleri yapılarak demetin akımı tekrar yükseltilebilmektedir. Genellikle, soygaz atomlarıyla yapılan deneylerde bir sıkıntı olmazken diğer elementler veya reaktif moleküllerle filamentin reaksiyona girmesi muhtemeldir. O yüzden gaz basıncının ve gaz iletim hattının farklı hedeflerle çalışılırken tekrar gözden geçirilmesi gerekebilir. Tüpten çıkışta gazın basıncı 5 bar'dan az olacak şekilde ayarlanmıştır. Gaz valfinin giriş basıncı maksimum 15 bar civarındadır.

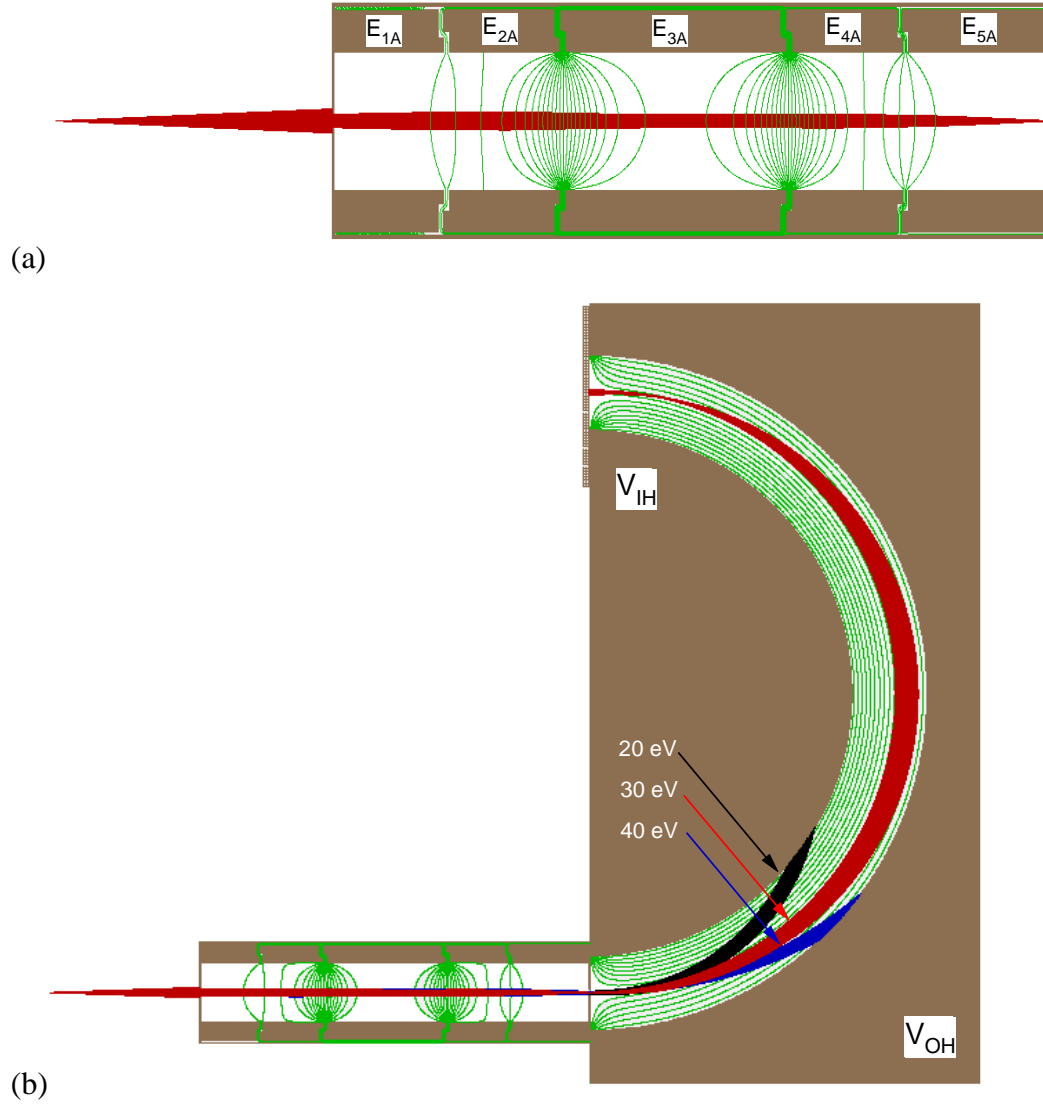
#### 4.5. Enerji Analizörlerinin Giriş Lensi ve Deflektör Voltajlarının Ayarlanması

Bölüm 3'te anlatıldığı gibi, doğrusal olarak elektron tabancasından çıkan elektronlar hedef gaz atomlarıyla çarpıştıktan sonra küresel olarak her yöne doğru saçılmaktadırlar. Belli bir katı açığa yerleştirilen enerji analizörü, enerjisine göre elektronları ayırt etmek için kullanılmaktadır. Şekil 4.7'de gösterildiği gibi enerji analizörünün girişine bağlanan elektrostatik lens sistemi etkileşme bölgesinden saçılan elektronları analizörün girişine odaklamaktadır. Enerji analizi ise iki yarıküresel elektrotun oluşturduğu radyal elektrik alanı sayesinde gerçekleştirilmektedir. Lensin girişinde  $E_{1A}$  elektrotundan geçen  $E_{ilk}$  enerjili bir elektron lensin çıkışında  $E_{5A}$ 'ya ulaştığında  $E_{son}$  enerjisine sahip olur ve bu enerji ile yarıküresel deflektörün içerisine girer.  $E_{son}$  enerjisi

$$E_{son} = E_{ilk} + (E_{5A} - E_{1A}) \quad (4.1)$$

eşitliği ile verilir. Örneğin Şekil 4.7'de elektrotlara uygulanan voltajlar  $E_{1A}$ 'dan  $E_{5A}$ 'ya sırasıyla şu şekildedir: 0, 30, 245, 30 ve -20 V (tüm voltajlar toprağa göre alınmıştır). Elektron demetinin enerjisi ise  $E_{ilk}=50$  eV'tur. Denklem 4.1'de  $E_{1A}$  ve  $E_{5A}$  voltajları, elektronun yükü ( $q=-e$ ) ile çarpılarak eV olarak enerjiye çevrilmiştir. Buna göre lensin çıkışında elektronun enerjisi  $E_{son}=50+(-20-0)=30$  eV olmaktadır. Görüldüğü gibi  $E_{5A}$ 'ya uygulanan negatif gerilim gelen elektronun yavaşlamasına ve daha düşük enerjiyle analizöre girmesine sebep olmaktadır. 30 eV'luk kinetik enerjisiyle analizöre giren elektronlar, iç ve dış kürelere uygulanan voltajlar sayesinde çıkışa ulaşmaktadır. Şekil 4.8'de görüldüğü gibi, enerjisi bu değerden fazla veya az olan elektronlar dış ve iç kürelere çarparak dedektöre varamamaktadırlar. Detekte edilecek elektronların yavaşlatılması enerji çözünürlüğünün artırılması için gerekmektedir. Fakat çok fazla yavaşlatma lensin çıkışında düşük enerjili elektronların oluşmasına neden olur. Bunun iki dezavantajı bulunmaktadır. Birincisi düşük enerjili elektronlar analizör içerisinde ortamda bulunana dış elektrik ve manyetik alanlardan çok fazla etkilenir. İkincisi de çözünürlük arttığı için dedektöre varan elektron akımında azalma olur.

Yarıküresel deflektörlerin giriş ve çıkışında bulunan ve  $E_{5A}$ 'nın geriliminde tutulan plaka elektrik alanı bu bölgede bozmaktadır. Bu alan bozunumları elektron yörüngelerinin açısal dağılımlarının artmasına neden olmaktadır. Özellikle, denklem (3.7)'de verilen enerji çözünürlüğü ifadesindeki  $\alpha^2$  teriminden dolayı açının büyümesiyle bu etki daha fazla görülmektedir.



Şekil 4.7. (a) Giriş elektrostatik lens sisteminde elektron demetinin odaklanması. (b) Giriş lens sistemi ve yarıküresel enerji analizöründe farklı enerjilere ait elektron yörüngelerinin gösterimi.

Deneysel olarak detekte edilmek istenilen enerjiye göre lens elemanlarına ve deflektörlere uygulanması gereken gerilimler Tablo 4.2’de verilmiştir.  $E_{2A}$ - $E_{4A}$  gerilimleri genellikle düşük-yüksek-düşük sırasında veya yüksek-düşük-yüksek şeklinde değişmektedir. Bu durum aynı odaklama şartının farklı voltaj kombinasyonlarıyla elde edilebildiğini göstermektedir (Dogan ve arkadaşları 2007a, 2007b).

Tablo 4.2. Enerji analizöründe elektrotlara uygulanan lens gerilimlerinin değerleri.  $E_{ilk}$  ve  $E_{son}$  eV olarak verilmiştir.  $E_{1A}$ - $E_{5A}$  volt olarak verilmiştir ve referans noktası  $E_{5A}$ ’nın gerilimine göre ölçülmüşlerdir. Sadece  $E_{5A}$  toprağa göre ölçülmektedir.

| $E_{ilk}$ | $E_{1A}$ | $E_{2A}$ | $E_{3A}$ | $E_{4A}$ | $E_{5A}$ | $E_{son}$ | IH     | OH      |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|-----------|--------|---------|
| 30        | 0        | 172      | 48       | 330      | -15      | 15        | 4.286  | -3.333  |
| 50        | 0        | 50       | 265      | 50       | -20      | 30        | 8.571  | -6.667  |
| 100       | 0        | 59       | 328      | 31       | -70      | 30        | 8.571  | -6.667  |
| 250       | 0        | 70       | 300      | 35       | -200     | 50        | 14.286 | -11.111 |

#### 4.6. Dedektörlerin Çalıştırılması ve Sinyal İşleme Ünitesi

Spektrometrede kullanılan enerji analizörlerinin çıkışına tek kanallı elektron çoğaltıcı dedektörler (channel electron multiplier – CEM) yerleştirilmiştir. CEM yüzeyine çarpan bir elektron çıkışta yaklaşık olarak  $10^7$  elektrona çoğaltılmakta ve daha sonra analiz için sinyal işleme ünitesine iletilmektedir. Sinyal işleme ünitesi ve osiloskoptan görülen sinyal şekilleri Şekil 4.8’de verilmiştir.

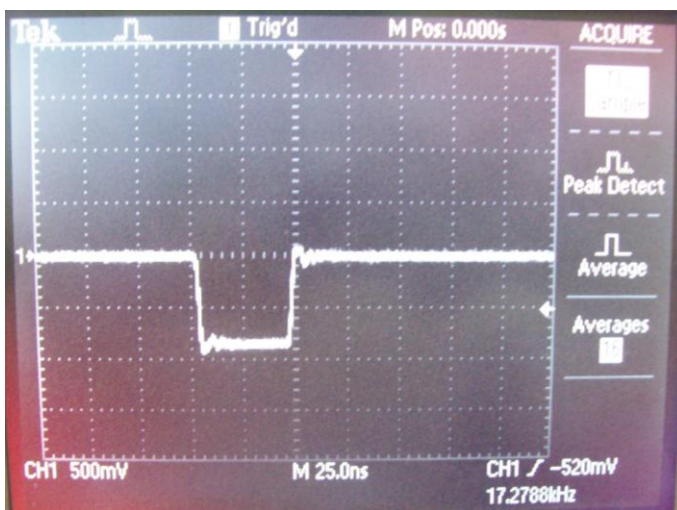
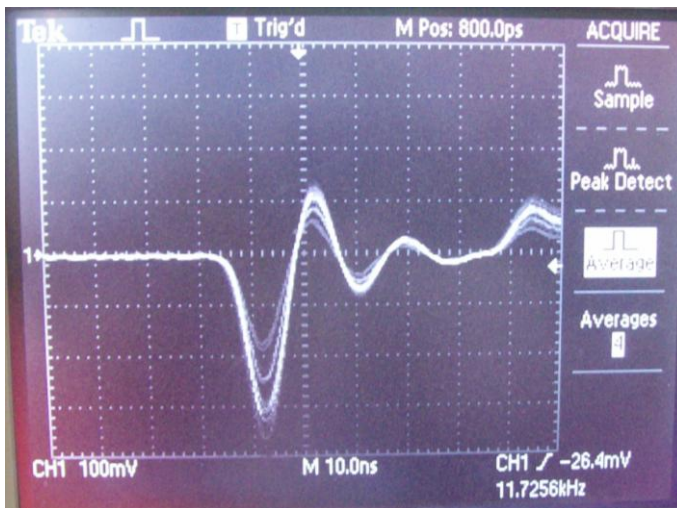
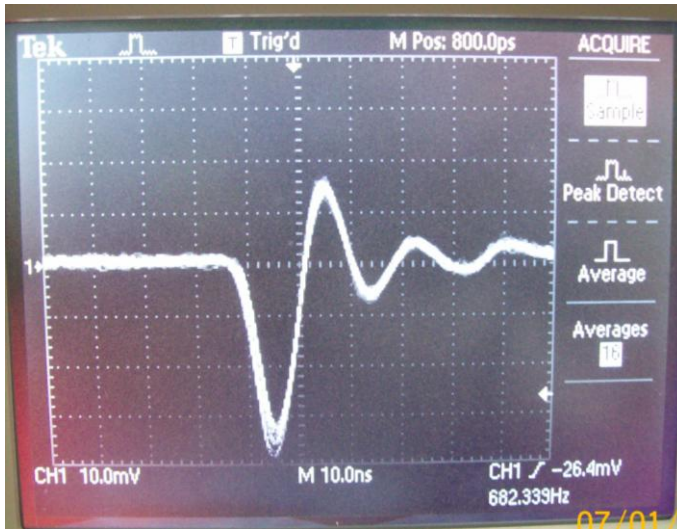
Şekilde görüldüğü gibi dedektörün çıkışına bir RC devresi konulmuştur ( $R=1\text{ M}\Omega$  ve  $C=10\text{ nF}$ ). Bu devre, gelen elektronları bir negatif atmaya çevirmek için kullanılmaktadır. Sinyalin CEM çıkışındaki maksimum yüksekliği 40 mV civarındadır. Bu sinyal, kazancı ayarlanabilen bir yükseltecin (amplifier) girişine bağlanarak çıkışta 10 kat yükseltilmektedir. Gerçek sinyalle birlikte ortamdan gelen elektronik gürültü (background) de aynı oranda artmaktadır. Yükseltecin çıkış sinyali bir ayırt-ediciye (discriminator) bağlanarak gerçek sinyalin gürültü sinyalinden ayırt edilmesi sağlanmaktadır. Ayırt-edici çıkışındaki sinyal, bir negatif kare dalga

atmasıdır. Elektronların sayımı bir sayıcı (Counter) tarafından yapılmaktadır. “NIM” (Nuclear Instrumentation Module) olarak isimlendirilen bu sistemin görünümü Şekil 4.9’da verilmiştir. Şekil 4.10’da yükseltecin kazancına göre sayımın nasıl değiştiği görülmektedir. Giriş sinyalinin yükseltecin çıkışında 10 kat büyütülmesiyle saniyede 16.000 elektron sayılmıştır. Analizör voltajlarında küçük değişiklikler yapılarak sayıcıdan okunan değer yükseltilmeye çalışılmaktadır. Sayımın yükseltilmesi aşaması bittikten sonra çıkış sinyali pozitif bir kare dalga atmasına çevrilerek bilgisayarda bulunan Ortec marka MCS-Pci kartının girişine bağlanmaktadır. Bu kart gelen sinyali bilgisayarda bulunan yazılım ile ekranda çizdirebilmektedir. Aynı zamanda voltaj taramasını da bilgisayar kontrollü olarak yapabilmektedir. Enerjiye karşı alına spektrumlarda bu özellik kullanılarak ölçümler alınmıştır.

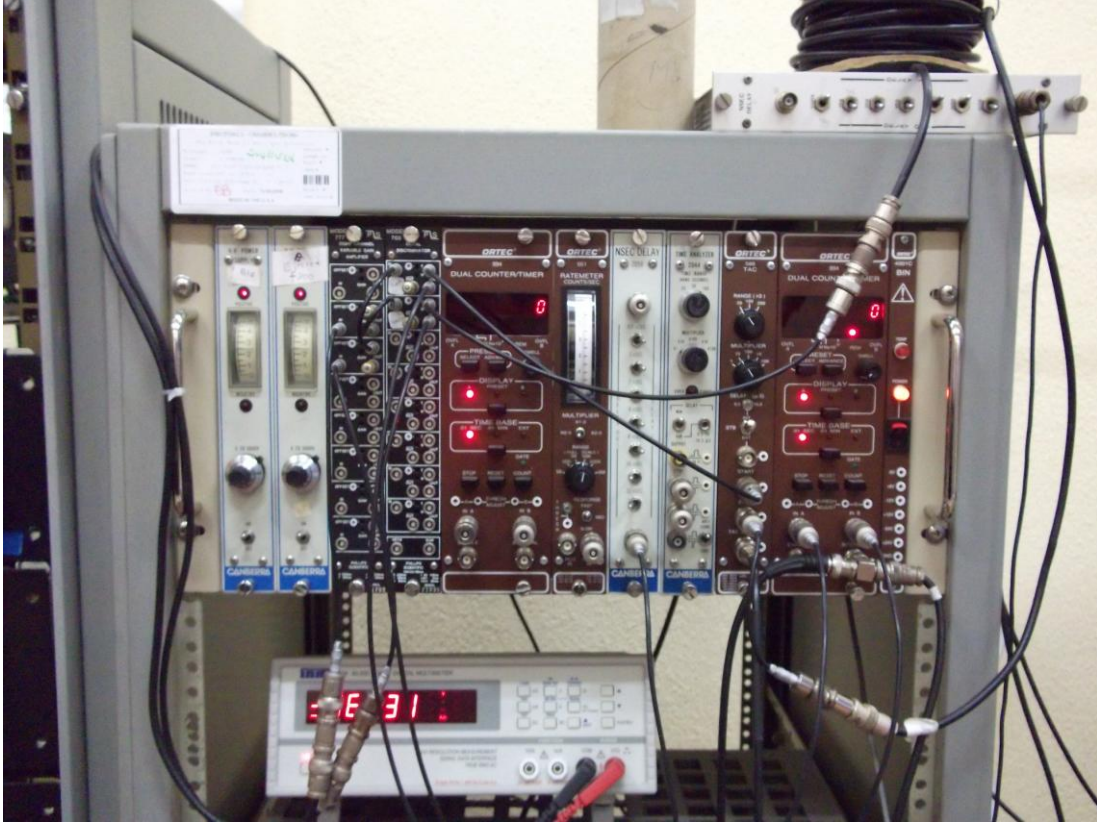
Dedektörlerin çalışma voltaj aralığının belirlenmesi için iki analizöre ait dedektörlerin atma yükseklik dağılımı (pulse height distribution) incelenmiştir. Bunun için önce ayırt-edicinin voltaj değeri maksimuma getirilir. Bu durumda ayırt edicinin seviyesi tüm sinyallerden yüksek olacağı için sayıcıda herhangi bir şey okunmaması gerekir. Daha sonra yükseltecin kazancı sayıcıdan bir değer okunana kadar arttırılır. Dedektörün yüksek voltaj değeri ve yükselteç kazancı sabit iken ayırt edicinin seviyesi maksimum değerden minimum değere kadar taranır ve her defasında sayıcıdan okunan değer kaydedilir. Elde edilen grafiğin türevi alındığında sinyal yükseklik dağılımları elde edilmiş olur.

Şekil 4.11’de deney düzeneğinde kullanılan iki analizöre ait dağılımlar verilmiştir. Burada kısaltma açısından, iki analizör A ve B olarak isimlendirilmiştir. A analizöründe eski kullanılmış bir dedektör ve B analizöründe de yeni alınmış bir dedektör bulunmaktadır. Ayırt-edici düzeyi 0 V’a yaklaştığında gürültünün A analizöründe fazla olduğu görülmektedir. B’de bulunan yeni dedektörün 1.8 kV’da etkin olarak çalışabildiği fakat daha önceden kullanılan dedektörün en az 2.2 kV voltajda çalışması gerektiği görülmektedir. Düşük voltajlarda çalışmak, dedektörün ömrünü arttırmaktadır. Dolayısıyla yükseltecin kazancı ve ayırt-edici düzeyi sinyal/gürültü oranını düşürecek şekilde ayarlanması gerekmektedir. Ayırt-edici seviyesi gürültüyle gerçek sinyalin ayrıştığı noktaya konmalıdır. Özellikle uzun süredir kullanılan dedektörlerde buna dikkat edilmelidir.

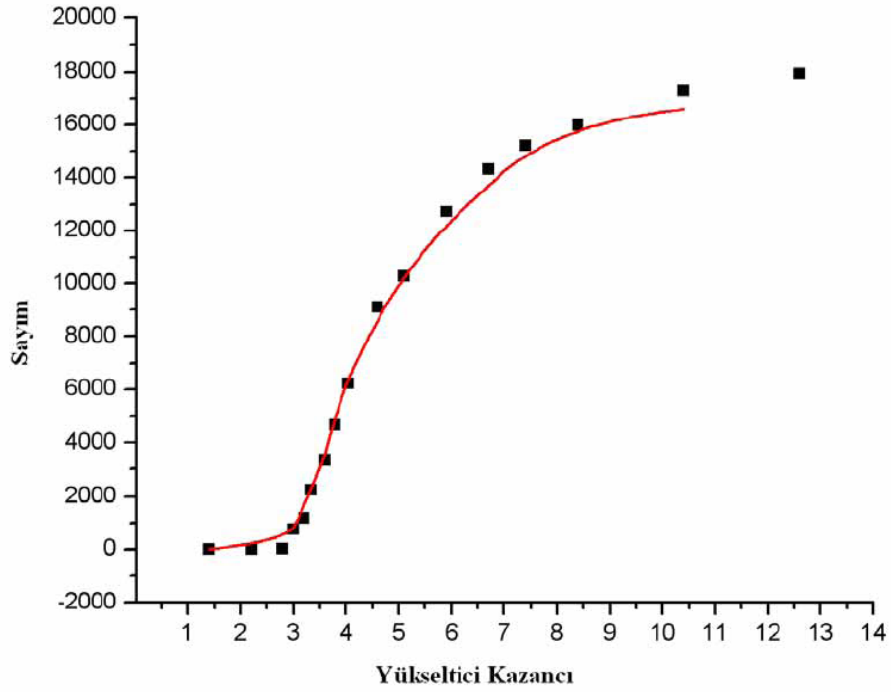




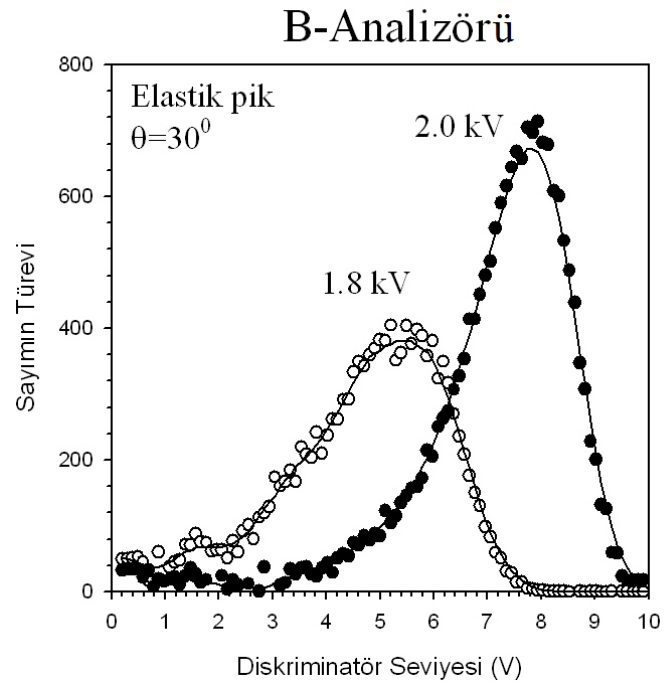
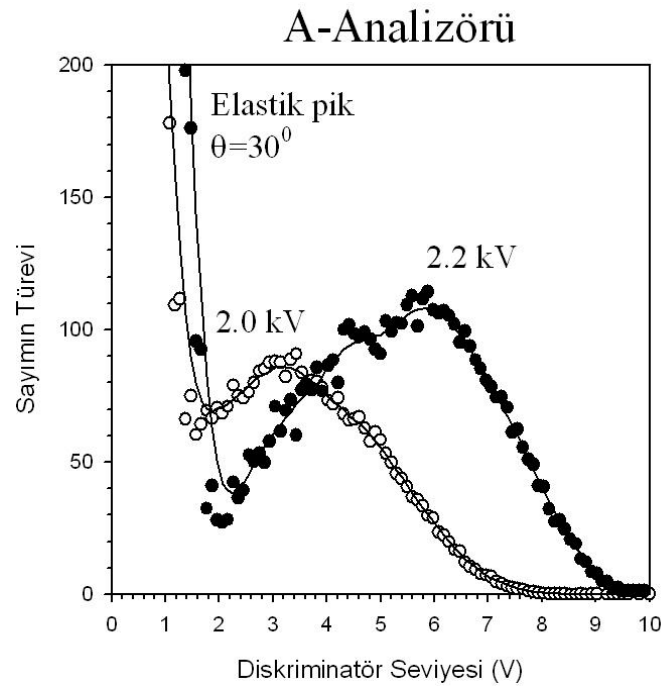
Şekil 4.8. Elektron çoğaltıcı dedektörün çıkışında kullanılan sinyal işleme ünitesi ve osiloskoptan elde edilen sinyal görüntüleri.



Şekil 4.9. Dedektörden gelen sinyalin bağlandığı NIMBIN sistemi.



Şekil 4.10. Yükselticinin kazancına bağlı olarak sayımda meydana gelen değişiklik.



Şekil 4.11. A ve B analizörü olarak isimlendirilen iki analizörde bulunan dedektörlerin atma yükseklik dağılımları.

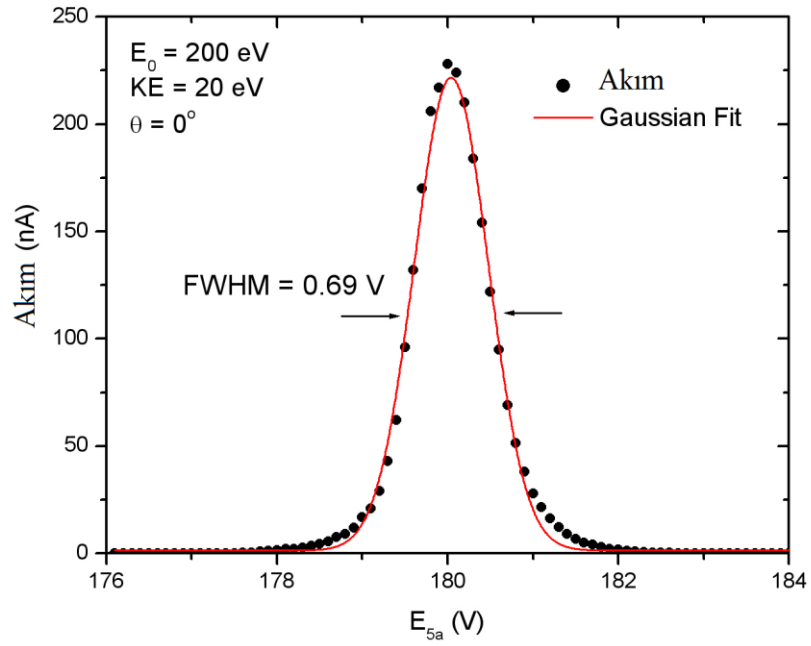
#### 4.7. Analizör ve Tabancanın Enerji Çözünürlükleri

NIM elektroniğinin ayarlanmasından sonra analizör ve elektron tabancasının enerji çözünürlükleri belirlenmiştir. Elektron spektrometresinin (tabanca ve analizör) enerji çözünürlüğü elastik saçılma piklerinin incelenmesi ile elde edilmiştir. Elastik pik önce dedektöre yüksek voltaj verilmeden, CEM'in giriş kısmını FET olarak kullanarak elde edilmiştir. Şekil 4.12'de gösterilen bu spektrumda  $E_{5A}$  elle değiştirilmiş ve analizör içinde kinetik enerji (KE) sabit tutulmuştur. Alınan spektrumun yarı yükseklikteki maksimum genişliği (FWHM) 0.69 V olarak ölçülmüştür. CEM'in uygun NIM elektroniği kullanılarak sinyale dönüştürülmesiyle bilgisayardan Şekil 4.13'teki spektrum elde edilmiştir ve FWHM değeri 0.67 eV'tur. Her iki durum için analizör içerisindeki kinetik enerji 20 eV'tur. Gözlemlenen bu çözünürlük ifadesinde hem analizör hem de elektron tabancasından katkı bulunmaktadır ve bu katkı karelerin toplamı şeklindedir:

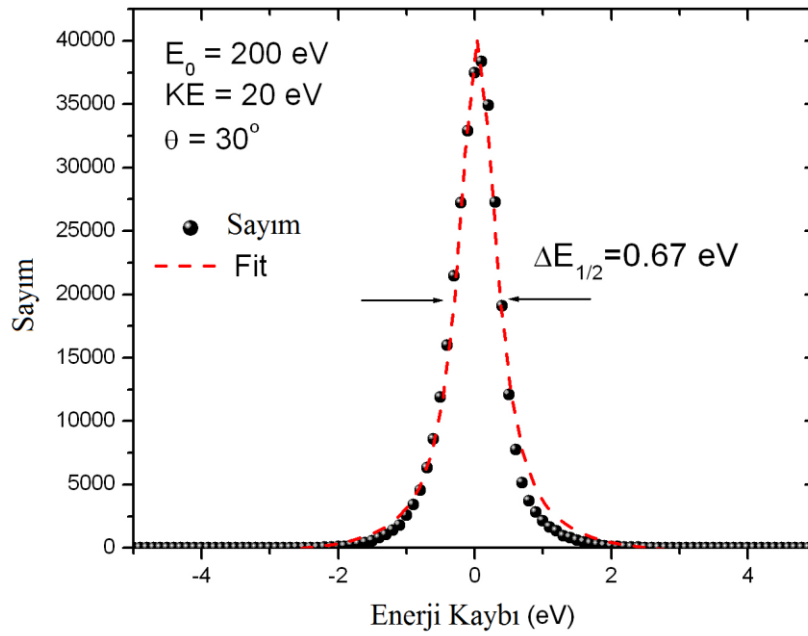
$$(\Delta E_{göz})^2 = (\Delta E_{an})^2 + (\Delta E_{tab})^2$$

$$(\Delta E_{göz})^2 = \left( \frac{W}{2R_0} \right)^2 E_a^2 + (\Delta E_{tab})^2 \quad (4.2)$$

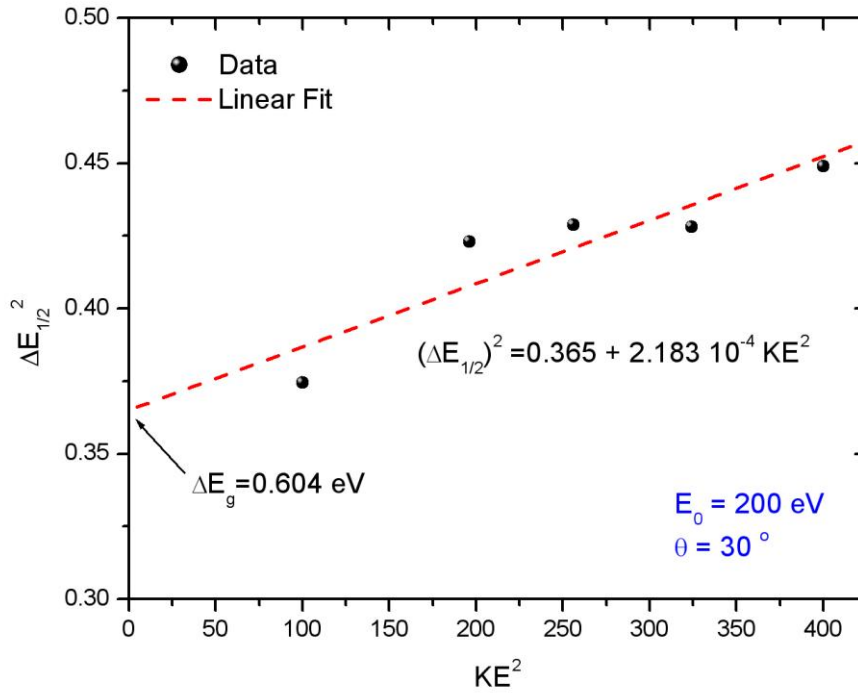
Şekil 4.14'te  $\Delta E^2$ 'ye karşı  $KE^2$  grafiğinin çizilmesi ile lineer bir denklem elde edilmiş ve elektron tabancasının çözünürlüğü 0.604 eV olarak bulunmuştur. Analizör sisteminin enerji çözünürlüğü analizör içerisindeki kinetik enerjiye göre değişmektedir. 200 eV gelen elektron enerjisi ve  $KE=20$  eV için 0.67 eV enerji çözünürlüğü relatif olarak  $(\Delta E/E)$  % 0.3 oranında bir çözünürlük vermektedir. Bu bazı spektrumlarda % 0.1'in altına kadar düşmektedir.



Şekil 4.12. CEM dedektörün giriş kısmından ölçülen akımın  $E_{5A}$ 'ya göre değişimi.



Şekil 4.13. CEM dedektörün çıkışında kullanılan NIM elektroniği ile elde edilen sinyalin enerji kaybına göre değişimi.



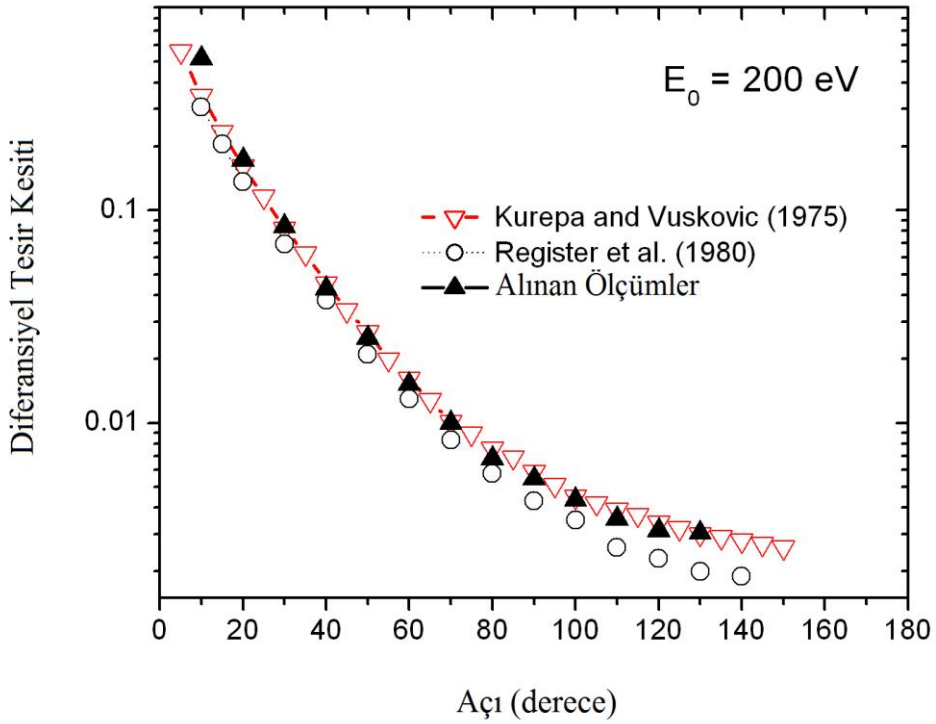
Şekil 4.14. Analizör kinetik enerjisine karşılık gözlemlenen enerji çözünürlüğünün değişimi.

#### 4.8. Elastik Saçılma ve Uyarma Tesir Kesiti Ölçümleri

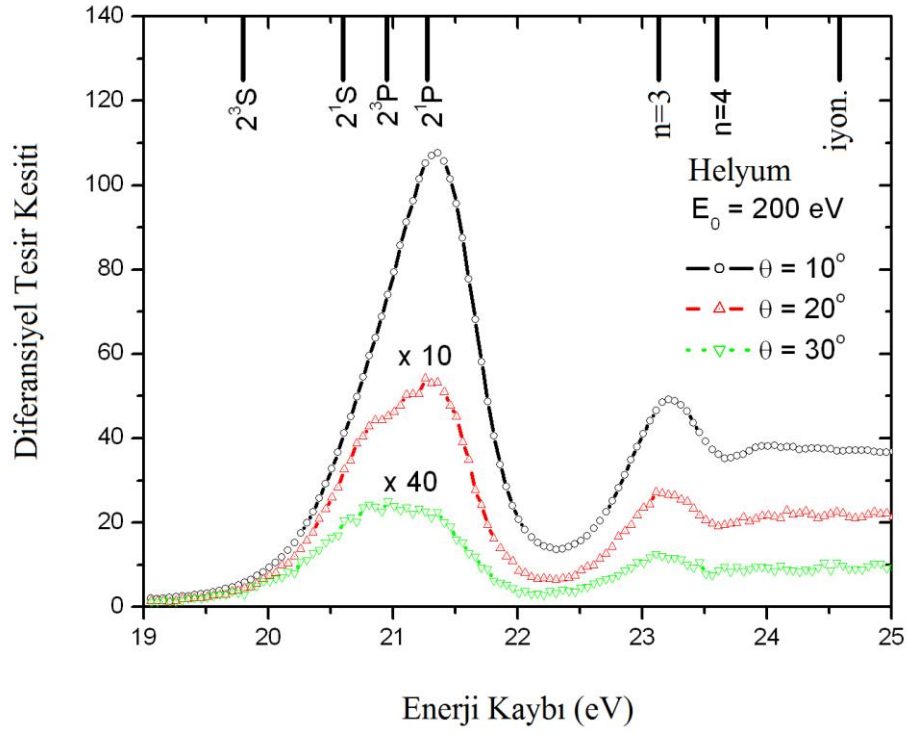
Elektron tabancası ve enerji analizörlerinin karakteristikleri belirlendikten sonra iki analizör için de elektron-helyum saçılma deneyleri gerçekleştirilmiştir. Özdeş sonuçlar olduğu için burada bir analizörle alınan sonuçlar verilmiştir. Önce elastik saçılma incelenmiş, analizör açısına göre tesir kesiti ölçümleri yapılmış ve önceki çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Şekil 4.15'te 200 eV enerjisinde farklı açılarda alınan elastik tesir kesiti ölçümleri verilmiştir. Alınan sonuçlar literatürde bulunan çalışmalarla uyum içerisindedir.

İkinci olarak e-He çarpışmasında inelastik saçılma olaylarından uyarılma olayı incelenmiştir. Uyarılma tesir kesiti için enerji kayıp spektrumları farklı açılarda alınmıştır. Bunun için yine analizörün detekte ettiği enerji değiştirilmiş ve her bir voltaj adımında sayım, eşit zaman aralıklarında kaydedilmiştir. Bu teknik ilgilenilen düzey için piklerin tam yerini belli etmek için kullanılmaktadır ve aynı zamanda spektrometrenin enerji çözünürlüğünü belirlemek için önemlidir. Uyarılma durumu

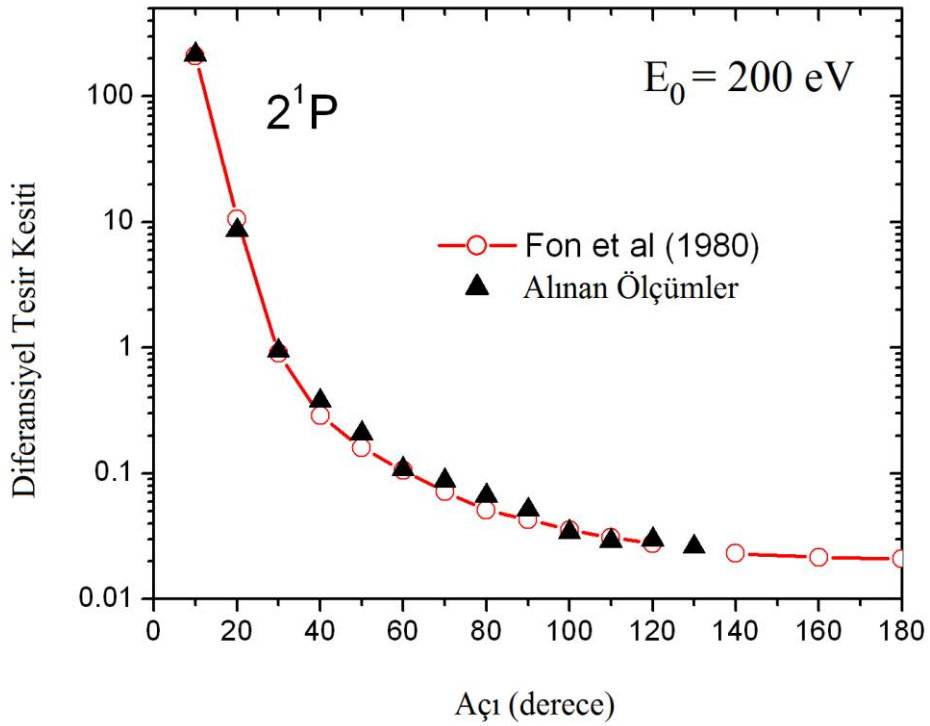
gelen elektronla hedef atom arasında bir enerji alış verişinin olduğu durumdur. Analizör ve elektron tabancasının enerji çözünürlüğüne bağlı olarak  $n=2$  ve  $n=3$  düzeyleri kısmen ayırt edilebilmektedir. Fakat  $n=3$ 'ten sonra iyonlaşma limitine kadar tüm düzeyler bir zarfın altında kalmaktadırlar. Şekil 4.16 ve 4.17'da  $2^1P$  uyarma düzeyi için enerji kaybı spektrumları uyarılma tesir kesitleri analizör açısına göre ölçülmüş ve önceki bir çalışma ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.15. 200 eV çarpışma enerjisinde e-He elastik saçılma tesir kesiti.



Şekil 4.16. e-He çarpışmasında uyarılma spektrumu.

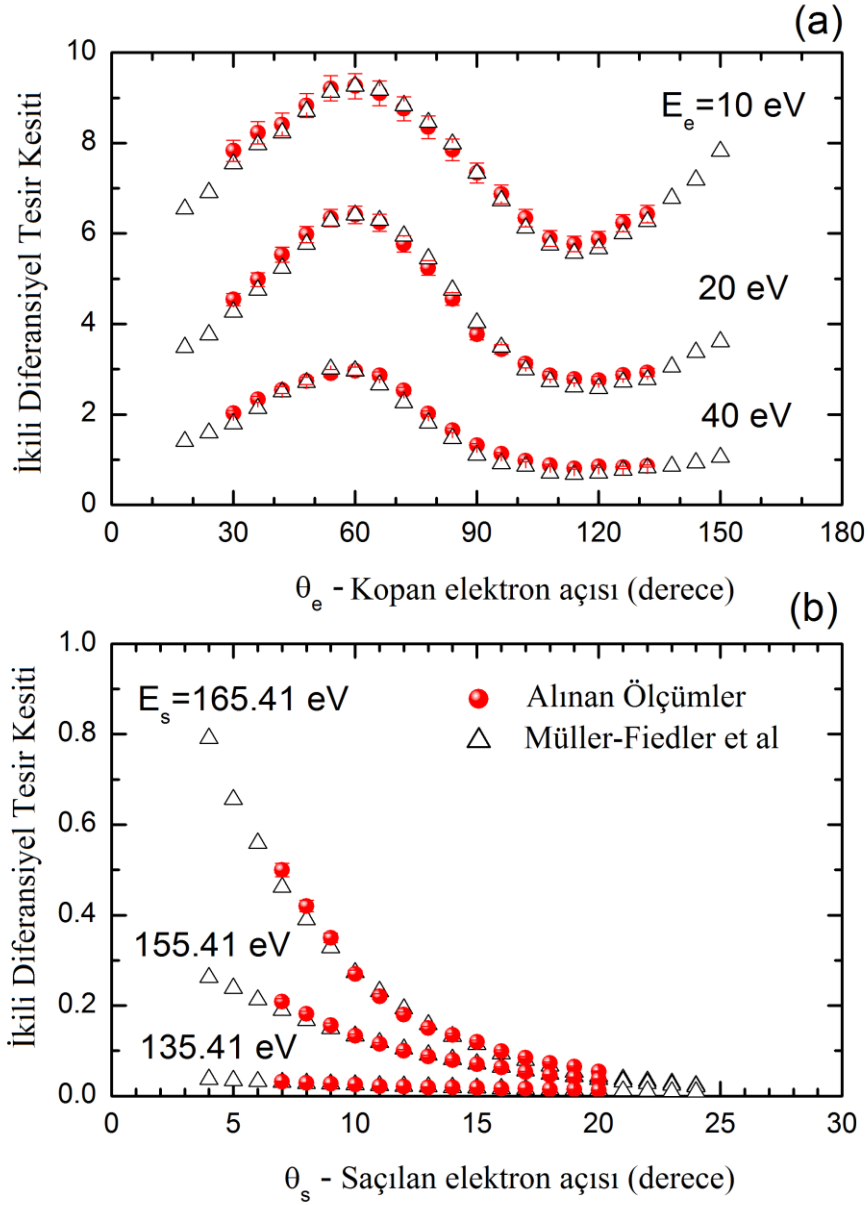
Şekil 4.17. 2<sup>1</sup>P düzeyi için e-He uyarılma tesir kesiti.



#### 4.9. İyonlaşma Tesir Kesiti Ölçümleri

Elastik saçılma ve uyarma tesir kesiti ölçümlerinden sonra helyum atomunda iyonlaşma olayı için ikili ve üçlü diferansiyel tesir kesiti ölçümleri alınmıştır. İyonlaşma olayında saçılan ve kopan elektronlardan sadece birisinin detekte edilmesiyle ikili diferansiyel tesir kesiti ölçülürken her iki elektronun da ölçülmesiyle üçlü veya diğer bir adıyla (e, 2e) diferansiyel tesir kesiti ölçülmektedir. (e, 2e) tekniği ayrı bir başlık altında Bölüm 4.9.1’de incelenmiştir. (e, 2e) deneylerinde çıkan elektronların hem enerjisi hem de momentumları ölçülmektedir.

Şekil 4.18(a)’da 200 eV çarpışma enerjisinde kopan elektronlar için ikili diferansiyel tesir kesiti (Double Differential Cross Sections – DDCS) ölçümleri literatürde varolan deneysel bir çalışma ile karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Burada ölçülen tesir kesitleri belli bir açıda önceki sonuçlara normalize edilmiştir. Görüldüğü gibi düşük enerjili elektronların büyük açılarda saçılma ihtimali daha yüksektir. DDCS ölçümleri kopan elektronun eşi olan saçılan elektronların detekte edilmesiyle de ölçülebilmektedir. Örneğin 10 eV kopan elektron için saçılan elektronun enerjisi  $E_s=165.41$  eV’dir. 20 eV için 155.41 eV ve 40 eV için 135.41 eV olarak değişmektedir. Şekil 4.18(b)’de saçılan elektronların detekte edildiği DDCS ölçümleri verilmiştir. Saçılan elektronlar ancak küçük açılarda detekte edilebildiği için açısal olarak 25 dereceye kadar ölçüm bulunmaktadır.



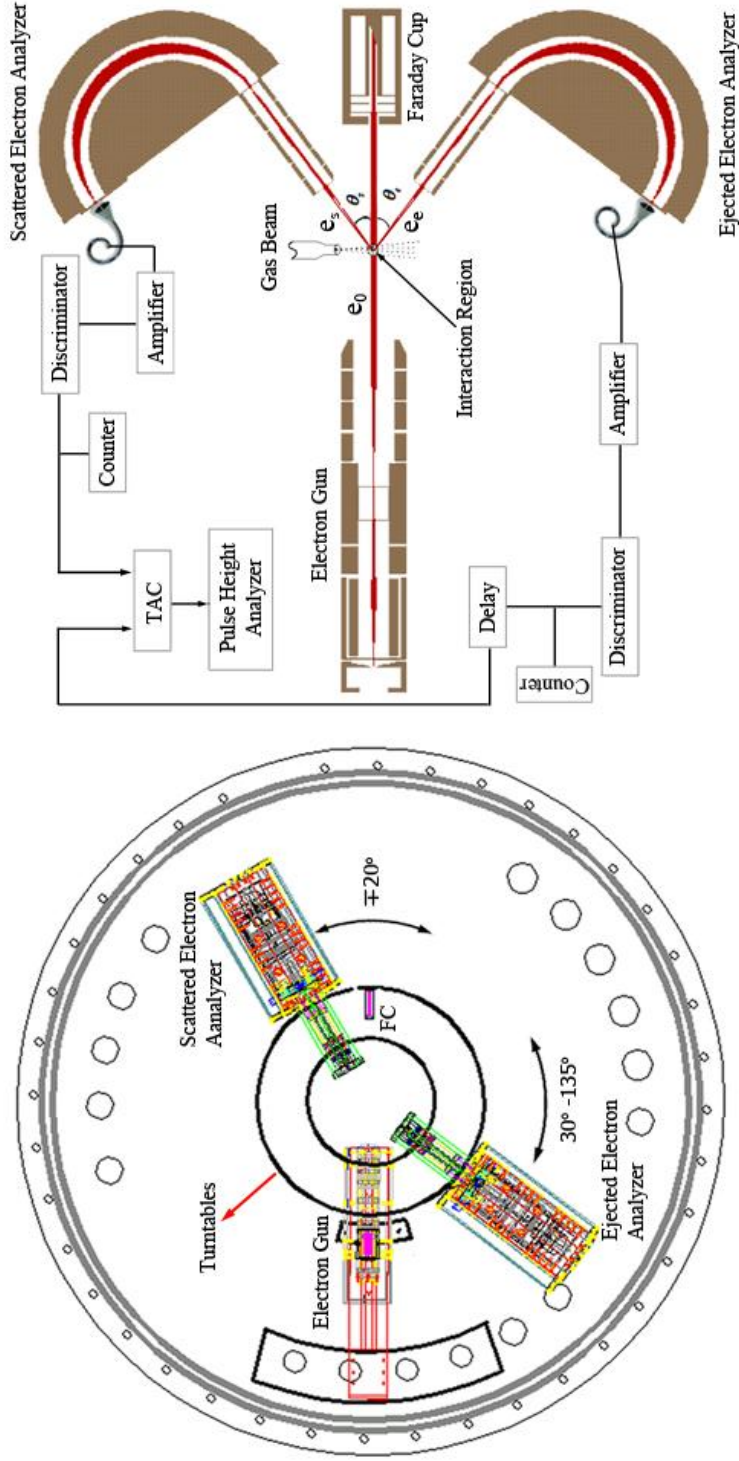
Şekil 4.18. 200 eV elektron çarpışma enerjisi, 10, 20 ve 40 eV kopan elektron enerjileri ve bunlara karşılık gelen saçılan elektron enerjileri için ikili iyonlaşma tesir kesiti ölçümleri. Bu çalışmada alınan ölçümler dolu daire ve Müller-Fiedler ve arkadaşları (1986) tarafından alınan ölçümler ise içi boş üçgen sembolleri ile gösterilmiştir.

#### 4.9.1. (e, 2e) çakışma tekniği

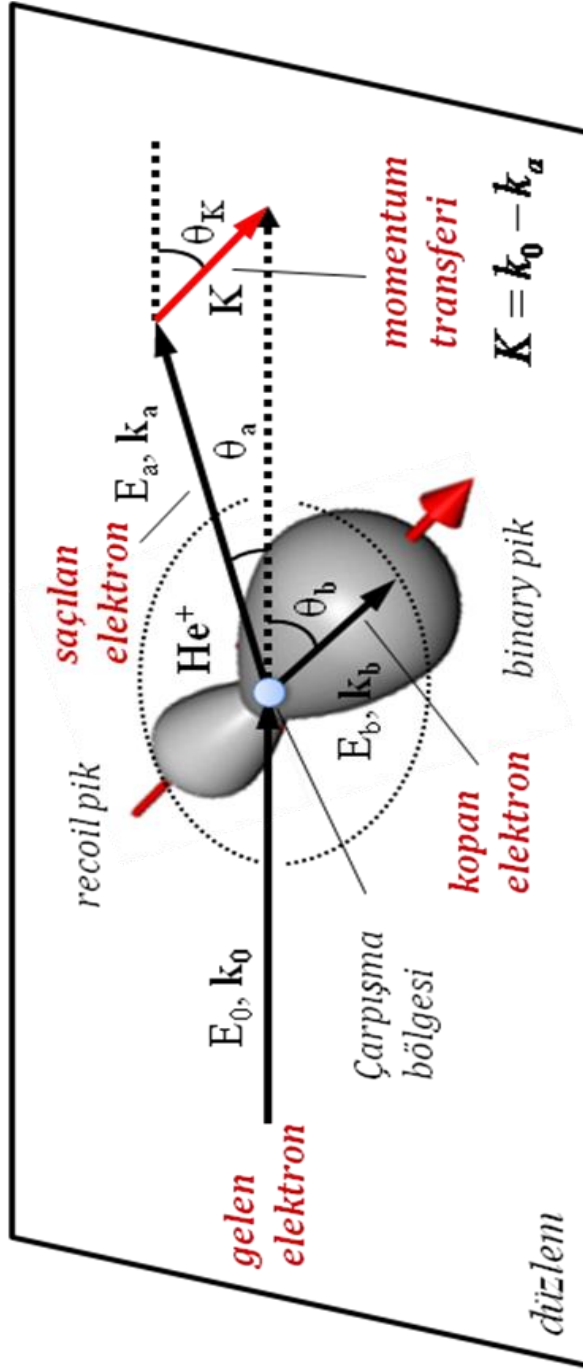
İyonlaşma olayında son durumda ortaya çıkan iki elektronun eş zamanlı olarak ölçülmesi çarpışma kinematığının incelenmesi açısından önemli bilgiler vermektedir. (e, 2e) tekniği ile ölçülen tesir kesiti üçlü diferansiyel tesir kesiti (Triple Differential Cross Section – TDCS) olarak isimlendirilmektedir. Elektron çarpışmasıyla iyonlaşma olayında tanımlanan bu tesir kesiti, hedef atom veya molekülde bağlı bulunan elektronun belli enerji ve açı değerlerindeki iyonlaşma olasılığıdır.

İyonlaşma olayı hakkında kesin bilgilere ulaşmak için çarpışmayı sağlayan elektron demetinin enerji ve yöneliminin kesin olarak bilinmesi gerekmektedir. Çarpışma sonrası saçılan ve koparılan elektronların yönelim ve enerjisinin hassas bir şekilde ölçülmesi Şekil 4.19’da verilen (e, 2e) çakışma elektroniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Analizörden biri saçılan elektronları, diğerisi ise kopan elektronları detekte etmektedir. Çarpışmadan sonra gelen elektron enerjisinin bir kısmı iyonlaşma potansiyeline harcanmış ve kalan enerji saçılan ve koparılan elektron arasında paylaştırılmıştır. Genellikle iyonlaşma potansiyelinin 2-3 kat üstündeki çarpışma enerjileri için, küçük açılarda detekte edilen yüksek enerjili elektronlar “saçılan” ve diğer açılarda detekte edilen düşük enerjili elektronlar ise “kopan” elektronlar olarak tanımlanmaktadır.

Çoğunlukla, (e, 2e) deneylerinde saçılan elektronun açısı sabit tutulmakta ve kopan elektronların açısı değiştirilerek açığa göre tesir kesiti ölçümleri alınmaktadır. Saçılan elektronun açı ve enerjisinin sabit tutulması, Şekil 4.20’de gösterildiği gibi atoma aktarılan momentum transferin büyüklüğü ve yöneliminin belirlenmesi anlamına gelmektedir. Buna göre kopan elektronlar momentum transfer doğrultusu boyunca ve tersi doğrultuda iki bölgede saçılmaktadır. Birinci pik bölgesi ileri saçılma (binary) bölgesi olarak isimlendirilmektedir ve gelen elektron ile atoma bağlı elektron arasındaki ikili çarpışmayı göstermektedir. Bu çarpışma için atom “seyirci” olarak davranmaktadır. İkinci pik bölgesi geri saçılma (recoil) bölgesi olarak isimlendirilmektedir ve atoma bağlı elektronların önce gelen elektronla çarpıştığını ve daha sonra ikinci bir çarpışmayı çekirdek ile yaparak geri açılarda saçıldığını göstermektedir.



Şekil 4.19. Deneysel düzeneğinde kullanılan (e, 2e) kaçışma elektronlarının şematik gösterimi.



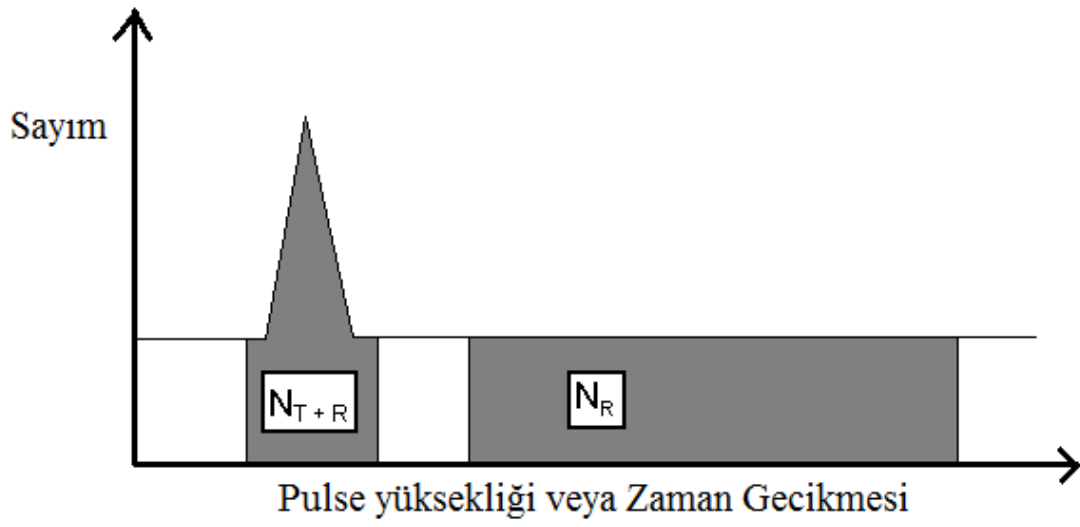
Şekil 4.20.  $(e, 2e)$  deneylerinde momentum vektörlerinin gösterimi.

(e, 2e) ölçümleri genelde saçılan ve kopan elektronların dedektöre varış sürelerinin analizi ile gerçekleştirilmektedir. Deneysel olarak, aynı iyonlaşma olayından gelen saçılan ve kopan elektronlar, zaman olarak bir korelasyona sahiptirler. Gelen iki sinyal arasındaki zaman farkı bir TAC (Time-to-Amplitude Converter) yardımıyla genliğe dönüştürülmektedir. TAC'ın başlat ve durdur girişlerine bağlanan iki sinyalden çıkışta tek bir pozitif kare dalga sinyali elde edilmektedir. Buna göre iki elektron arasındaki zaman farkı (zaman gecikmesi) analizörlerin enerjisi doğru ayarlandığında bir kanalda birikmeye neden olmaktadır. Bu da zaman gecikmesi spektrumunda bir pik meydana getirmektedir.

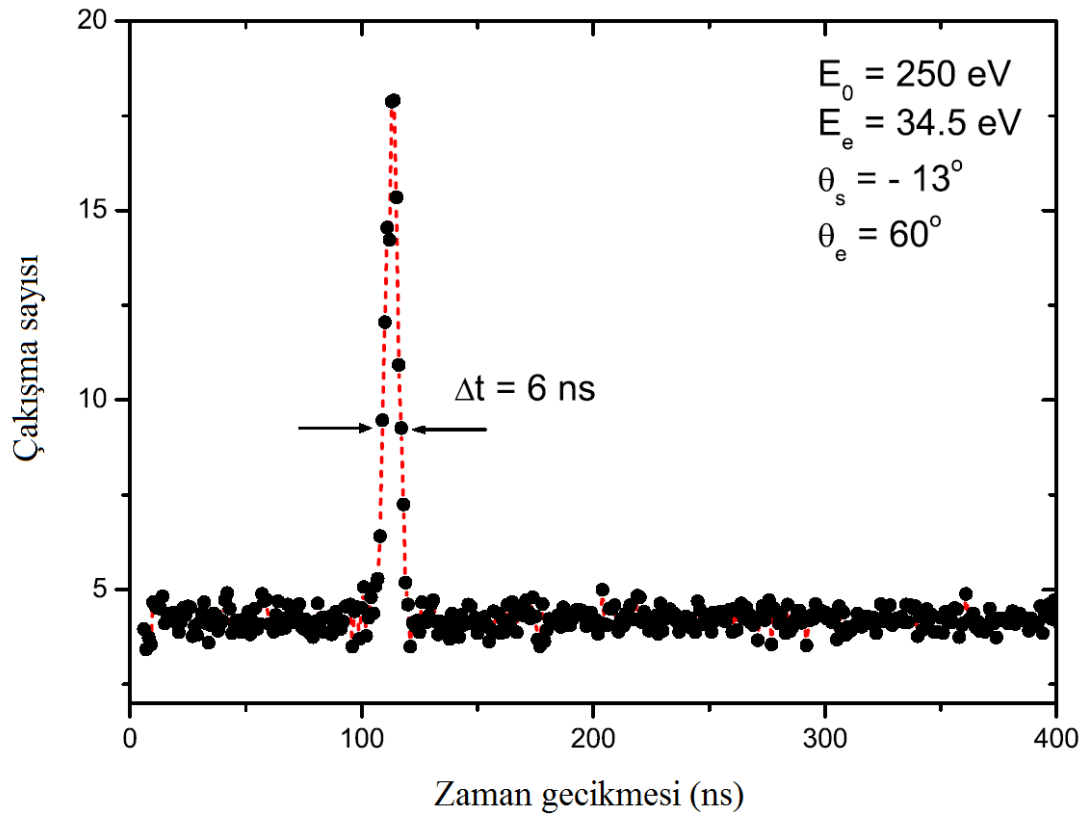
Şematik bir (e, 2e) çakışma zaman spektrumu Şekil 4.21'de verilmiştir. Elektronik olarak farklı iyonlaşma olaylarından gelen elektronlar sinyal olarak geliş güzel çakışma yapabilmektedir (random coincidence) ve bu spektrumda bir background düzeyi oluşturmaktadır. Dolayısıyla, gerçek çakışma sinyalini (true coincidence) gelişgüzel çakışma sinyalinden ayırt etmek için istatistikî formüller kullanılmaktadır. Gerçek çakışma oranı  $N_T$  ve standart sapması  $\sigma_T$  aşağıdaki formüller kullanılarak elde edilmektedir:

$$N_T = N_{T+R} - N_R \left( \frac{\Delta t}{\Delta t'} \right) \quad \sigma_T = \left[ N_{T+R} - N_R \left( \frac{\Delta t}{\Delta t'} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.4)$$

Burada  $N_{T+R}$ ; gerçek ve gelişgüzel çakışma sayısının toplamını,  $N_R$ ; gelişgüzel çakışma sayısını,  $\Delta t$ ;  $N_{T+R}$ 'nin seçilen zaman aralığını ve  $\Delta t'$ ;  $N_R$ 'nin zaman aralığını göstermektedir. Şekil 4.22'de 250 eV çarpışma enerjisi,  $E_b=34.5$  eV koparılan elektron enerjisi,  $\theta_a=-13^\circ$  ve  $\theta_b=60^\circ$  açılarında ölçülen çakışma spektrumu gösterilmektedir. Kopan elektron 100 ns'lik geciktirme kablosuyla geciktirilmiştir. Yaklaşık 20 ns elektronların aldıkları yollardan dolayı oluşan zaman farkıdır. Toplamda 120 ns'lik bir zaman farkı oluşmuştur ve spektrumda tam o noktada çakışma gözlemlenmiştir. Pikin zaman yarı genişliği  $\Delta T_{1/2}=6$  ns'dir.



Şekil 4.21. Şematik bir (e, 2e) çakışma zaman piki.



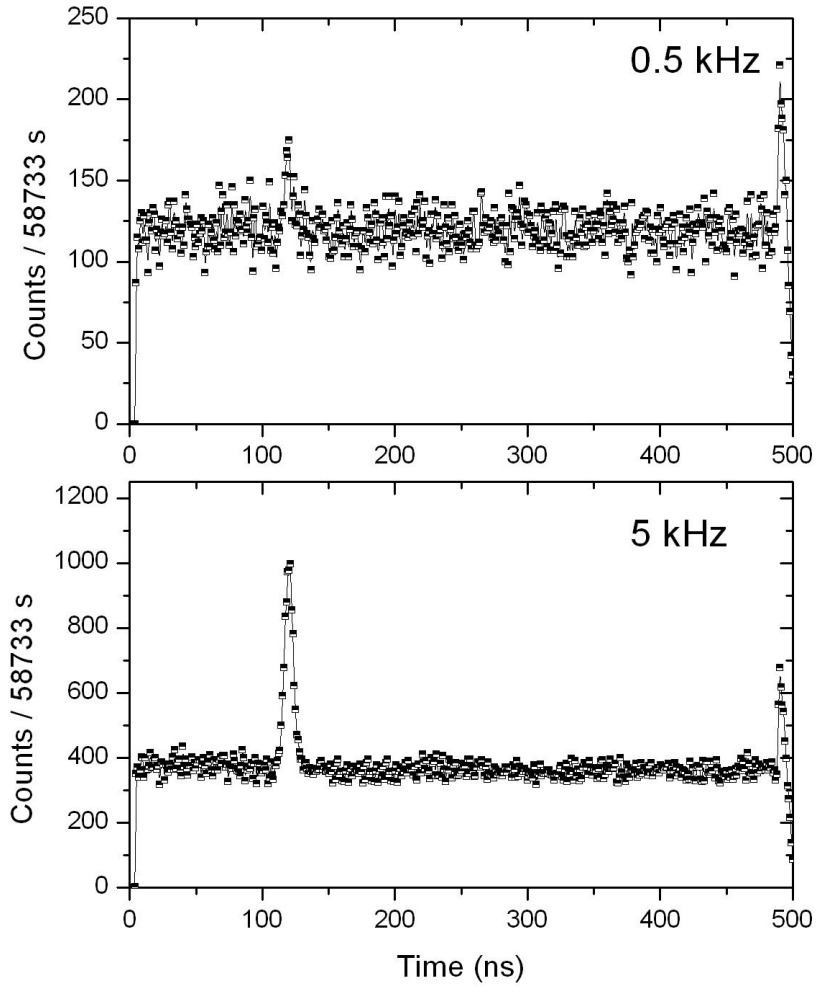
Şekil 4.22. Deneysel olarak ölçülen (e,2e) çakışma zaman piki.

Dedektörlerde saniyedeki sayım oranı Hz olarak verilmektedir. Saçılan ve kopan elektronlara ait sayımların az olması ( $e$ ,  $2e$ ) çakışma pikinin görülmesini zorlaştırmaktadır. Şekil 4.23'de eşit zamanlarda alınan iki pikte saçılan elektron dedektörü saniyede sabit 10.000 saymakta ve çakışmayı sağlayan kopan elektron dedektörü saniyede 500 (0.5 kHz) veya 5.000 (5 kHz) elektron saymaktadır. Görüldüğü gibi elektron sayımının fazla olması çakışma pikinin daha net ortaya çıkmasını sağlamaktadır. Fakat sadece sayımın artması her zaman aynı sonucu vermez. Diğer deneysel koşulların, örneğin enerji korunumunun doğru ayarlanması, manyetik alan etkilerinin en aza indirilmesi, yüzeylerden kopan ikincil elektronların elimine edilmesi gibi durumların birlikte sağlanması gerekmektedir.

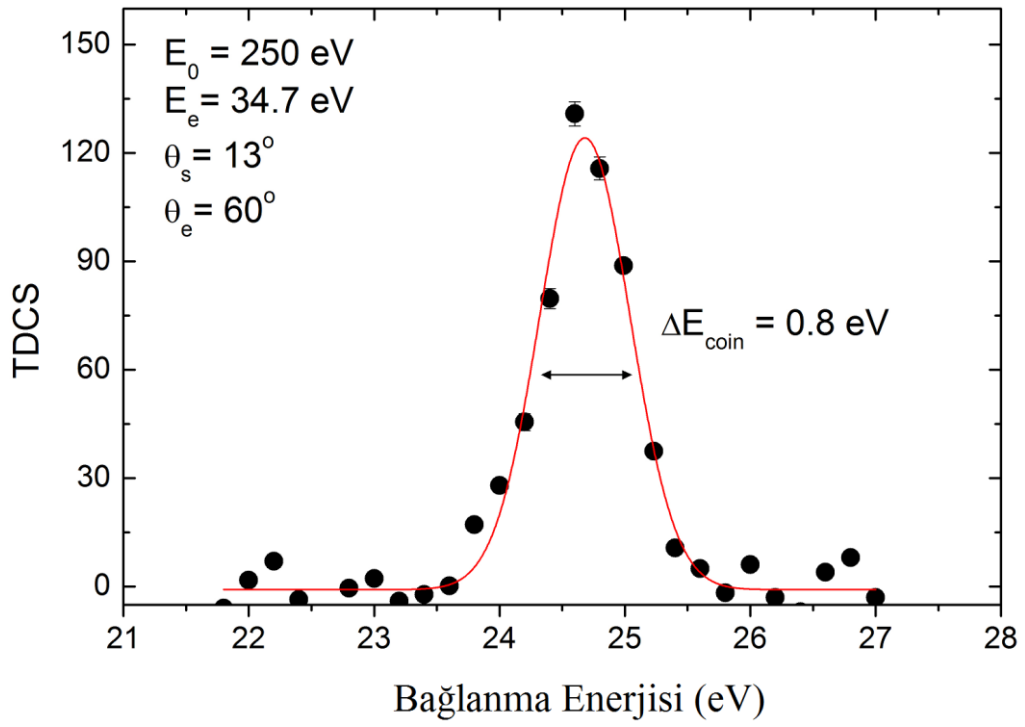
( $e$ ,  $2e$ ) deneylerinde detekte edilen elektronların enerjileri doğru olarak ayarlandığında maksimum çakışma sayısı gözlemlenmektedir. Bu özelliği kullanılarak, atom ve molekülerde bağlanma enerjisi (binding energy) spektrumlarını almak mümkündür. Bağlanma enerjisi spektrumunu tek bir elektronu detekte ederek ölçmek mümkün değildir. Bu spektrumu elde etmek için gelen ve kopan elektron enerjisi sabit tutulmakta ve saçılan elektron enerjisi küçük adımlarla değiştirilerek çakışma spektrumları alınmaktadır. Şekil 4.24'te bu yöntemle elde edilen bağlanma enerjisi spektrumu verilmiştir. Burada her bir enerji adımı için elde edilen çakışma zaman piki spektrumlarında gerçek sayım  $N_T$  ve standart sapma değerleri  $\sigma_T$  hesaplanmış ve bağlanma enerjisi olarak çizilmiştir. Burada  $N_T$  değerleri relatif olarak üçlü diferansiyel tesir kesitini direk olarak vermektedir. 24.6 eV değerinde helyumun iyonlaşma enerjisi 0.8 eV'luk çakışma enerji çözünürlüğü ile elde edilmiştir.

Her bir ölçümün belli aralıklarla yapılması ve sistemin performansı değişmeden (elektron tabancasının kararlılığı, analizörlerin voltajlarının kaymaması, gaz basıncının sabit kalması gibi) spektrumların alınması gerektiğinden gece gündüz belli aralıklarla (8 saatte bir) laboratuara gelinip ölçüm alınmıştır. Bu zorluğun giderilmesi için kullanılan bilgisayar kartları ve NIM sistemlerin programlama özelliği kullanılarak otomatik olarak spektrumların kaydedilmesi için ek programlar yazılmıştır.





Şekil 4.23. (e, 2e) zaman piklerine dedektörlerdeki elektron sayım oranının etkisi.

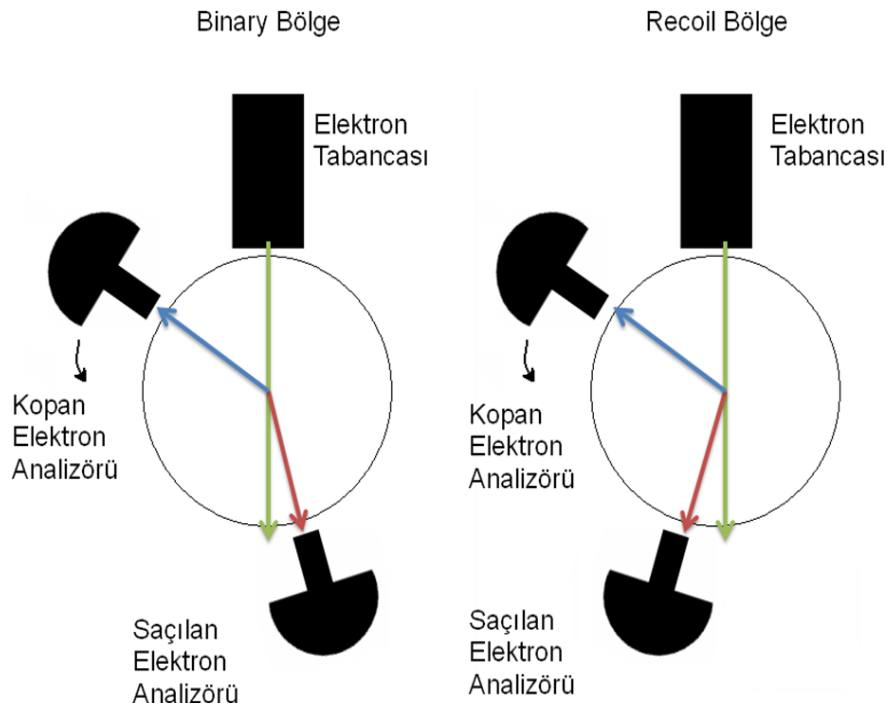


Şekil 4.24. Helyum atomunun 250 eV çarpışma enerjisinde elde edilen bağlanma enerjisi spektrumu.

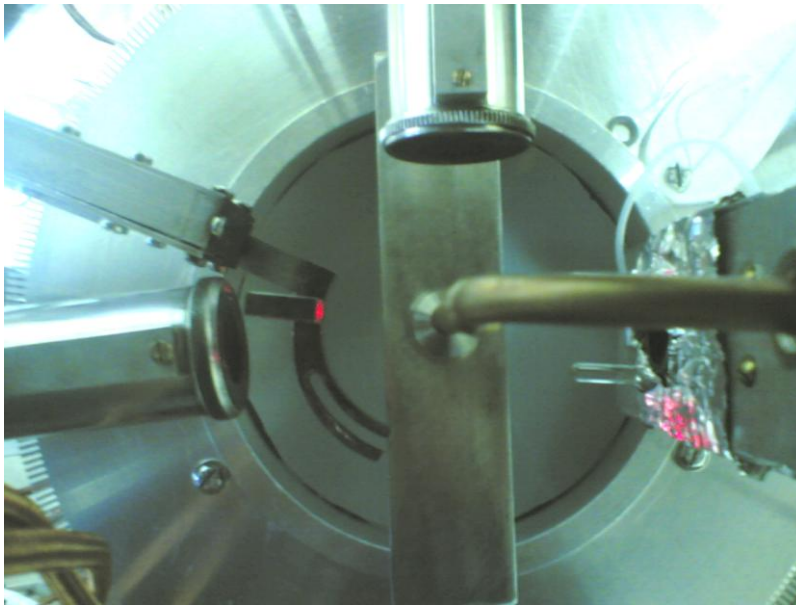
#### 4.9.2. Açıya göre (e, 2e) tesir kesiti ölçümleri

Bağlanma enerjisi spektrumu tek açıda alındıktan sonra seçilen kinematiklerde kopan elektronun açısal dağılımının nasıl değiştiği incelenmiştir. Momentum transfer doğrultusu boyunca ileri ve geri saçılma bölgelerinde alınan ölçümler Şekil 4.25'te gösterilen şekilde alınmıştır. İleri saçılma bölgesi için saçılan elektron ve koparılan elektron zıt yarım kürelerde alınırken, geri saçılma bölgesi için iki analizör aynı yarım kürede alınmaktadır. Kopan elektron analizörü fiziksel olarak karşı tarafa geçirmek mümkün olmadığı için saçılan pozitif açılardan negatif açılara taşınmıştır. Bunun için sistemde küçük bir FET daha kullanılmıştır. Deney düzeneğinde başlangıçta, büyük FET ile fiziksel olarak analizörleri yaklaştırabildiğimiz minimum açı  $\pm 30^\circ$  idi. Daha küçük açılara analizörleri yerleştirebilmek için sisteme boyut olarak daha küçük bir FET yerleştirildi. Yeni sistemle  $\pm 7^\circ$ 'ye kadar analizörlerin açısını değiştirmek ve aynı zamanda elektron tabancasından gelen elektron demetini toplamak mümkün hale geldi. Şekil 4.26'da küçük ve büyük FET'in sistem içerisine yerleştirilmesi ve lazerle seviye ayarının yapılması gösterilmiştir. Saçılan elektron analizörünün küçük açılara yerleştirilmesi momentum transfer vektörünün değerinin değiştirilmesi ve farklı kinematiklerde deney yapılmasına imkan sağlamaktadır. Aynı zamanda sayım oranı da küçük açılara geldikçe artmakta ve kısa sürede ölçüm almayı sağlamaktadır.

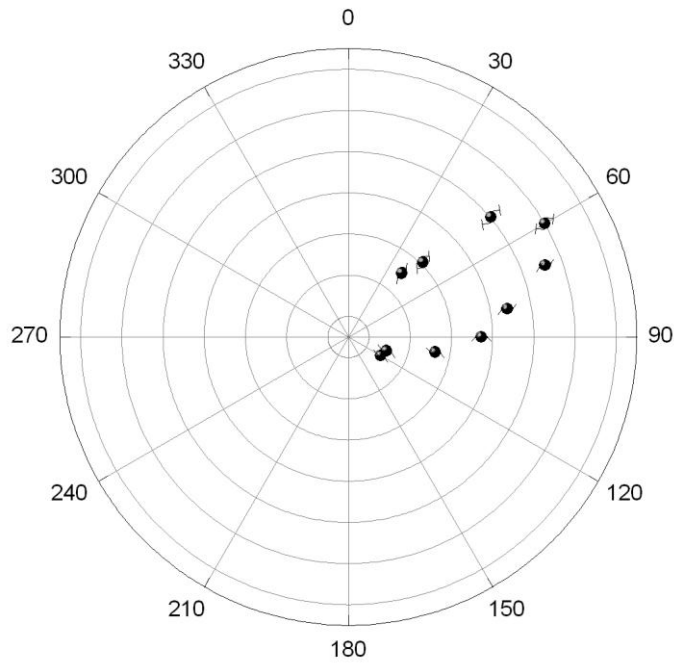
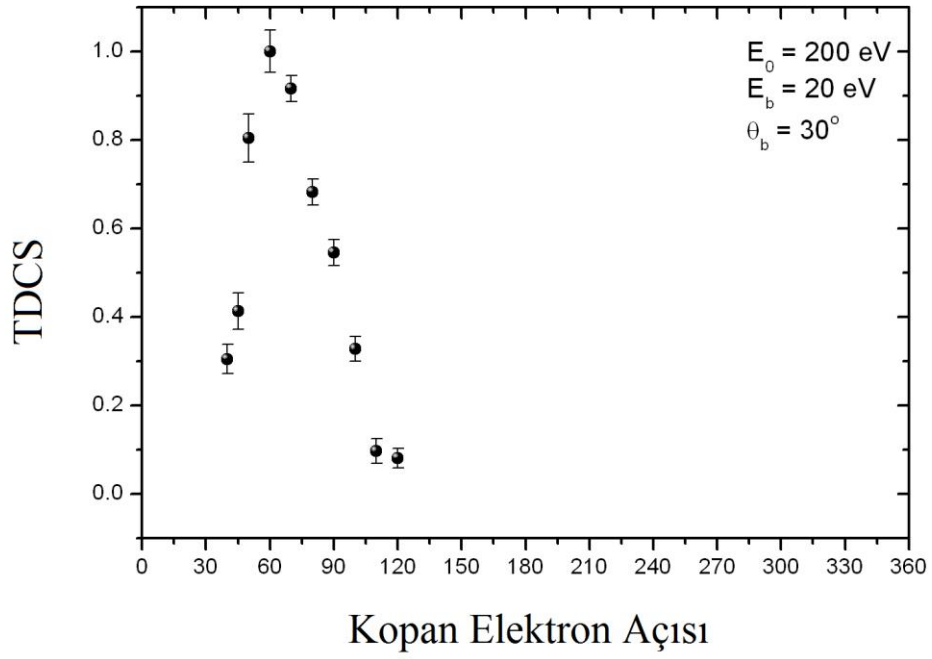
Şekil 4.27'de sadece ileri saçılma bölgesinde  $E_0=200$  eV,  $\theta_a=-30^\circ$ ,  $E_b=20$  eV için alınan (e, 2e) tesir kesiti ölçümleri gösterilmiştir. Bu ölçümler küçük FET yerleştirilmeden önce alınmıştır. Bu yüzden saçılan elektron analizörü  $30^\circ$ 'ye yerleştirilmiştir. İleri saçılma bölgesinde momentum transfer doğrultusu boyunca  $60^\circ$ 'de bir pik elde edilmiştir. Şekil 4.28'de benzer bir ölçüm FET kenara çekilerek saçılan analizörün  $20^\circ$ 'ye konduğu durumda alınmıştır. 250 eV için alınan bu ölçümler literatürden alınan bir ölçümle karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. İleri saçılma bölgesinde momentum transfer doğrultusu boyunca pikler uyum içerisindeydir.



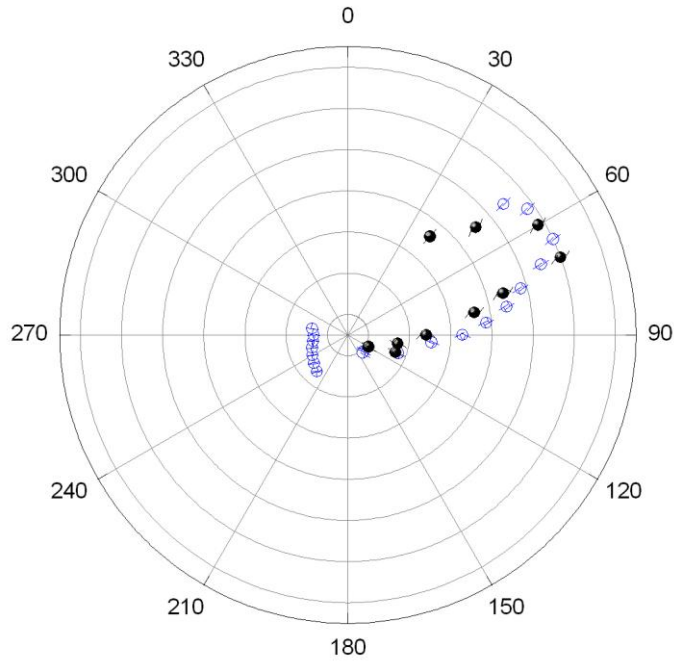
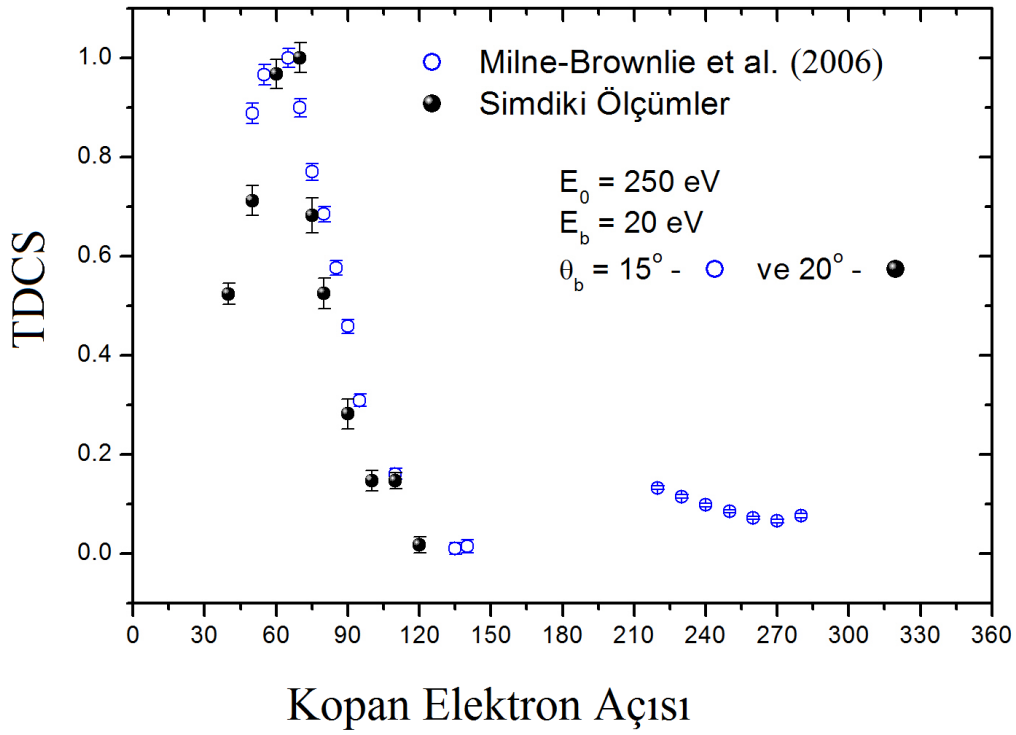
Şekil 4.25. (e,2e) deneylerinde koparılan elektronun açısal dağılımının ölçülmesi: İleri ve geri saçılma bölgeleri.



Şekil 4.26. Saçılan elektron analizörünün küçük açılara yerleştirilmesi için kullanılan küçük Faraday elektron toplayıcı.



Şekil 4.27.  $E_0=200 \text{ eV}$ ,  $\theta_a=30^\circ$ ,  $E_b=20 \text{ eV}$  için alınan  $(e, 2e)$  tesir kesiti ölçümleri.

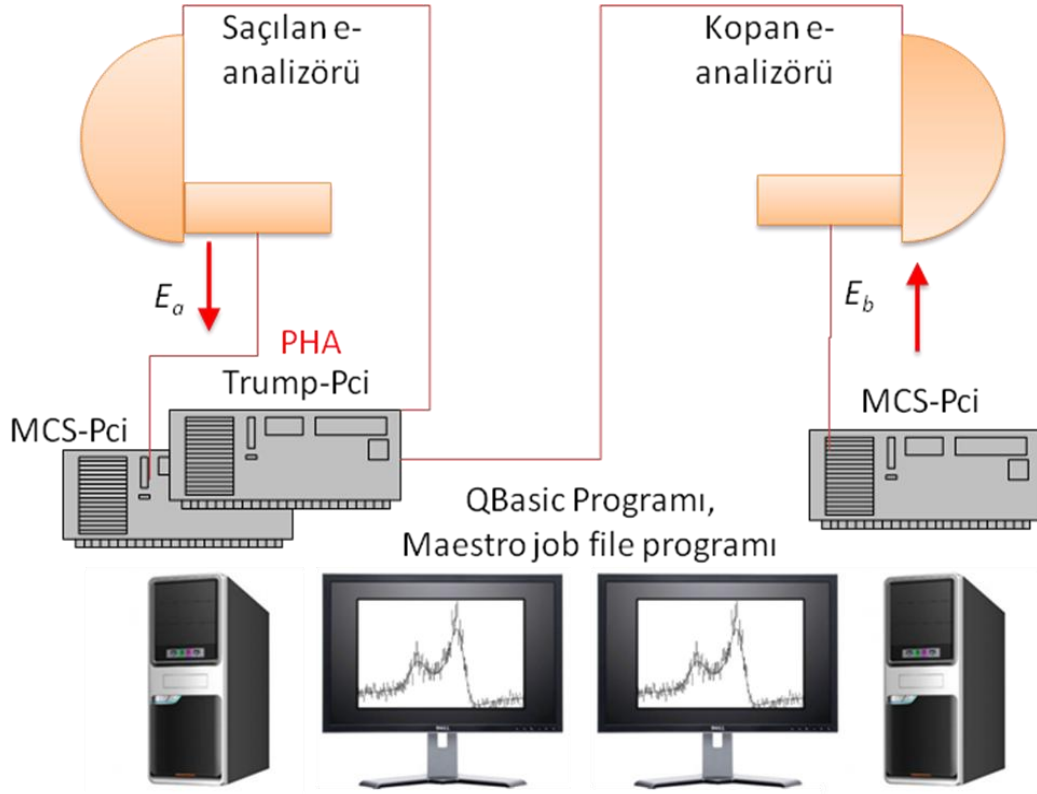


Şekil 4.28.  $E_0=250$  eV,  $\theta_a=20^\circ$ ,  $E_b=20$  eV için alınan  $(e,2e)$  tesir kesiti ölçümleri. Boş dairelerle gösterilen deneysel veriler Milne-Brownlie ve arkadaşları (2006) tarafından ölçülmüştür. Dolu daireler bu çalışmada alınan ölçümleri göstermektedir.

### 4.9.3. Enerjiye göre (e, 2e) tesir kesiti ölçümleri

(e, 2e) deneylerinde enerjiler sabit tutulup açı değiştirildiği gibi açılar sabit tutulup enerjiye göre (e, 2e) ölçümleri almak mümkündür. Enerjiye göre alınan ölçümler özellikle rezonans düzeylerindeki spektrumların nasıl değiştiğini incelemek için kullanılmaktadır. Bunun için bilgisayar kontrollü bir sistem kullanılmıştır. Böylece ölçümlerin başlatılıp durdurulması, iki analizörün enerjilerinin taranması, sayımların görüntülenmesi ve diğer deneysel koşulların kaydedilmesi bilgisayarla yapılmaktadır. (e, 2e) tekniği ile enerji spektrumu almak için iki analizörün enerjisi zıt yönde taranmıştır, böylece enerji korunumu gelen, saçılan ve kopan elektronlar arasında sürekli olarak sağlanmaktadır.

Şekil 4.29'da enerji analizörlerinin zıt enerji taramasını yapan elektronik ve bilgisayar kontrollü sistem şematik olarak gösterilmiştir. Analizörde iki analizöre ait spektrumlar birer MCS (Multi-Channel Scaler) bilgisayar kartı kullanılarak taranmaktadır. Her iki dedektörden gelen sinyaller ayrıca TAC'ın girişlerine bağlanmıştır. TAC'ın çıkışındaki kare dalga atması bir sinyal yükseklik analizörüne (Pulse Height Analyzer) gönderilmiştir. Bu analizini yapan elektronik devre Trump-pci adlı bir bilgisayar kartıdır. Karta ait yazılım olan Maestro programı içinde yazılan QBasic programları ve JOB programları ile, her voltaj adımında zaman spektrumu kaydedilmiş ve tesir kesiti ölçümleri bir dosyaya analiz için saklanmıştır. Bölüm 5'te sunulan (e, 2e) spektrumları bu teknik kullanılarak alınmıştır.

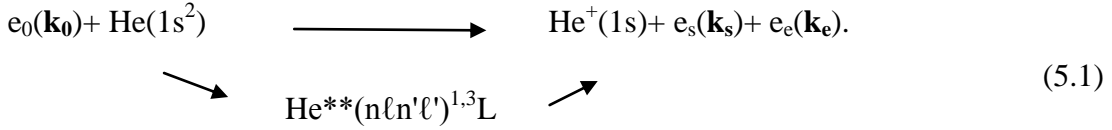


Şekil 4.29. (e, 2e) spektrumlarının alınırken iki analizörün enerjilerinin zıt yönde tarandığı ve bilgisayar kontrollü olarak kaydedildiği sistemin şematik gösterimi.



## BÖLÜM 5. SONUÇLAR

Helyum atomunda kendiliğinden iyonlaşma enerji düzeyleri, birinci iyonlaşma eşliğinin üzerinde bulunmaktadır. Helyum atomunda her iki elektronun da bu rezonans düzeylerine uyarılması sonucu elektronlardan birisi ışımaz geçiş yaparak taban duruma dönerken diğer elektron bu enerjiyi alarak atomdan kopmaktadır. Sürekli (continuum) bölgede aynı zamanda direk iyonlaşma olayı da gerçekleşmektedir. Bu iki olayda, sürekli ve rezonans enerji düzeyleri dejenere olduğu için girişim olayı gözlemlenmektedir. Denklem (5.1) bu iki olayın elektron etkisiyle gerçekleşmesini göstermektedir:



Burada,  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_s$ ,  $\mathbf{k}_e$  sırasıyla gelen, saçılan ve atomdan kopan elektronların momentumlarıdır.  $\text{He}^{**}(n\ell n'\ell')^{1,3}L$  ikili uyarma enerji düzeylerini temsil etmektedir. Burada L toplam açısıl momentumu ve 1,3 sayıları tekli ve üçlü durumlara ait düzeyleri göstermektedir. L=0, S-düzeyini; L=1, P-düzeyini ve L=2 ise D düzeyini temsil etmektedir.  $\text{He}^+$  N=2 uyarılma eşliğinin (65.4 eV) altında n=2 rezonans düzeyleri bulunmaktadır. Bunlar sırasıyla  $(2s^2)^1S$ ,  $(2s2p)^3P$ ,  $(2p^2)^1D$ ,  $(2s2p)^1P^o$  düzeyleridir. Bu düzeylere ait enerji ve çizgi şekli genişlikleri Tablo 5.1'de verilmiştir. Yalnızca  $(2s2p)^1P^o$  dipol geçişi optiksel olarak izinlidir ve foton-uyarılma deneylerinde gözlemlenir.  $^1S$  ve  $^1D$  tekli düzeyleri optiksel olarak yasak geçişlerdir.  $^3P$  ise üçlü durumda yasak geçiştir ve yalnızca düşük enerjili elektronlarla çarpışmalarda gözlemlenebilir. Çünkü bu düzeye uyarma yapabilmek için elektron değiş tokuşuna ihtiyaç vardır. Örneğin  $^3P$  düzeyi proton-Helyum çarpışmasında gözlemlenemez, fakat  $\text{H}_2^+$  iyonu ile çarpışmasında gözlemlenebilir.

Bu tez çalışmasında, Helyum atomunda  $(2s^2)^1S$ ,  $(2p^2)^1D$  ve  $(2s2p)^1P^o$  kendiliğinden iyonlaşma (rezonans) enerji düzeyleri için diferansiyel tesir kesitleri farklı açı ve enerji değerlerinde ölçülmüştür. (e, 2e) tekniği kullanılarak kopan ve saçılan elektronlar eşzamanlı olarak dedekte edilmiştir. (e, 2e) deneylerinde, düzlemsel asimetric kinematik kullanılmıştır. Gelen elektron demetinin enerjisi 250 eV'tur. Saçılan elektronlar,  $-13^\circ$ 'ye yerleştirilen bir enerji analizörü ile dedekte edilmiş ve kopan elektronlar ise ileri saçılma bölgesinde  $30^\circ - 135^\circ$  arasında ve geri saçılma bölgesinde  $(-50^\circ) - (-135^\circ)$  arasında diğer bir analizörle dedekte edilmiştir. Alınan sonuçlar, önceki deneysel ve teorik çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Rezonans spektrumlarında görülen farklılıkların üzerinde durulmuş ve spektrumlardaki değişim incelenmiştir.

Tablo 5.1. İlk dört rezonans düzeyi için enerji ve çizgi şekli genişlikleri. Kopan elektronun enerjisi, uyarılma enerjisinden Helyumun iyonlaşma enerjisinin (24.59 eV) çıkarılmasıyla elde edilir. Tüm değerlerin birimi eV'tur. Parantez içindeki değerler standart sapmaları göstermektedir (Hicks ve arkadaşları 1974).

| Düzye        | Uyarılma Enerjisi, $E_\mu$ | Genişlik $\Gamma_\mu$ | Kopan Elektron Enerjisi, $E_e$ |
|--------------|----------------------------|-----------------------|--------------------------------|
| $2s^2 \ ^1S$ | 57.83 (0.04)               | 0.138 (0.015)         | 33.24                          |
| $2s2p \ ^3P$ | 58.31 (0.02)               | 0.008                 | 33.72                          |
| $2p^2 \ ^1D$ | 59.91 (0.02)               | 0.072 (0.018)         | 35.32                          |
| $2s2p \ ^1P$ | 60.145                     | 0.038 (0.002)         | 35.555                         |

### 5.1. Rezonans Profillerinin Parametrizasyonu

Rezonans düzeylerine ait çizgi profilleri Shore (1967) ve Balashov ve arkadaşları (1973) tarafından önerilen parametrik denklem ifade edilmiştir. Buna göre ikili veya üçlü diferansiyel tesir kesiti üst üste binmeyen rezonans düzeyleri için aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$DCS = f + \sum_{\mu} \frac{A_{\mu} \varepsilon_{\mu} + B_{\mu}}{1 + \varepsilon_{\mu}^2} \quad (5.2)$$

burada  $\mu$  rezonans düzeyini ve  $\varepsilon_\mu=2(E_e-E_\mu)/\Gamma_\mu$  rezonans düzeyinin relatif enerjisini göstermektedir.  $f$  parametresi tesir kesitinde direk iyonlaşma katkısını göstermektedir ve enerjinin lineer bir fonksiyonu olarak değişmektedir.  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  parametreleri rezonans düzeyine ait sabitlerdir.  $A_\mu$  parametresi rezonans profilinin asimetric yapısı ve  $B_\mu$  parametresi de rezonansın büyüklüğünü vermektedir. Her iki parametrede direk ve rezonans iyonlaşma genliklerinde bir girişim terimi içermektedirler.  $A_\mu$ 'nın pozitif (negatif) değerleri kopan elektron enerjisi artıkça spektrumda bir minimum (maksimum) sonra bir maksimum (minimum) yapması anlamına gelmektedir.  $B_\mu$ 'nin pozitif (negatif) değerleri tesir kesitinde artma (azalma) anlamına gelmektedir. Pozitif (neagatif)  $B_\mu$  değerleri yapıcı (yıkıcı) girişim olduğunu göstermektedir.

Denklem (5.2)'in yerine ilk olarak Fano (1961) tarafından geliştirilen parametrik denklem

$$DCS = \sigma'_\mu + \sum_\mu \sigma_\mu \frac{(q_\mu + \varepsilon_\mu)^2}{1 + \varepsilon_\mu^2} \quad (5.3)$$

kullanılabilir. Burada  $q_\mu$  boyutsuz bir biçim parametresidir.  $\sigma'_\mu$  direk ve  $\sigma_\mu$  rezonans iyonlaşma tesir kesitini göstermektedir. McDonald ve Crowe (1992b)  $q_\mu$  parametresinin Shore-Balashov parametreleriyle

$$q_\mu = \frac{B_\mu \pm (A_\mu^2 + B_\mu^2)^{1/2}}{A} \quad (5.4)$$

şeklinde ilişkili olduğunu göstermiştir. Özellikle (e, 2e) deneylerinde Shore-Balashov parametrelerinin kullanılmasının rezonans profillerinin değişimini incelemekte daha kullanışlı olduğu gösterilmiştir (McDonald ve Crowe 1993).

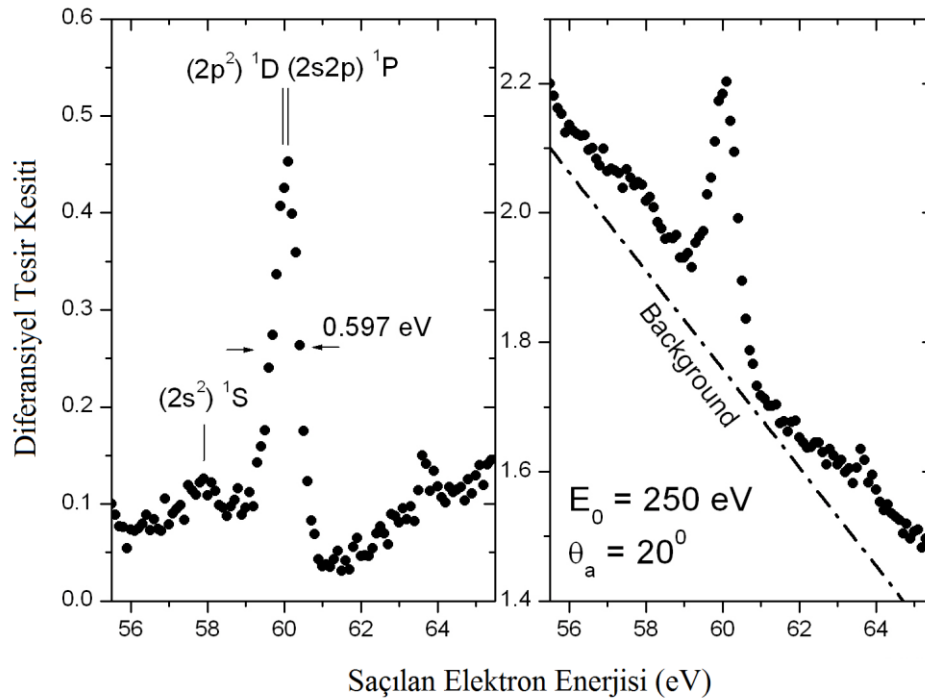
## 5.2. Tek Analizör ile Alınan Spektrumlar

### 5.2.1 Saçılan elektronların enerji kaybı spektrumu

Atomdaki herhangi bir enerji düzeyine uyarılma, saçılan elektronların enerji kaybı spektrumlarına bakılarak incelenebilir. Örneğin, elastik saçılma olayında gelen elektron demeti herhangi bir enerji kaybına uğramadığından, enerji kaybı spektrumu tam olarak 0 eV enerjisinde bir pik verir. Rezonans düzeylerine uyarma durumunda ise gelen elektronlar, uyarma enerjisi kadar bir enerji kaybederler ve kalan enerji saçılan ve kopan elektronlar arasında paylaşılır. Bu paylaşımında genel olarak yüksek enerjili elektronlar saçılan ve düşük enerjili elektronlar kopan elektron olarak alınır. Yüksek enerjili elektronların küçük açılarda saçılma ihtimali daha yüksek olduğu için saçılan elektronlara ait spektrumlar genellikle bu bölgelerde alınır.

Çarpışma sonrası momentum aktarımı gerçekleşir ve gelen elektron belli bir enerji kaybına uğrar. Buna göre saçılan elektronların detekte edildiği analizörün enerjisi taranırsa bir enerji kaybı spektrumu alınmış olur. Şekil 5.1'de Helyum atomunun rezonans düzeyleri civarında alınan, saçılan elektron enerji kaybı spektrumu, direk iyonlaşmanın katkısı varken ve de yokken gösterilmiştir. Dolayısıyla Şekil 5.1a'da direk iyonlaşma katkısı lineer bir fonksiyon olarak çıkartılmıştır. Şekil 5.1b'deki şekilde direk iyonlaşma katkısıyla beraber çizdirilmiştir. Rezonans düzeyleri iyonlaşma potansiyelinin üstünde olduğu için girişim etkisi gözlenmektedir.

Enerji kaybı tekniğinin dezavantajı, sistemin çözünürlüğünün elektron tabancasının çözünürlüğünden etkilenmesidir. Dolayısıyla analizörün çözünürlüğü 0.6 eV civarında gelen elektron demetinin enerjisindeki dağılımla birleştiğinde rezonans profilleri genişlemektedir.



Şekil 5.1. Helyum atomunda rezonans enerji düzeyleri civarında alınan saçılan elektron enerji kaybı spektrumu.

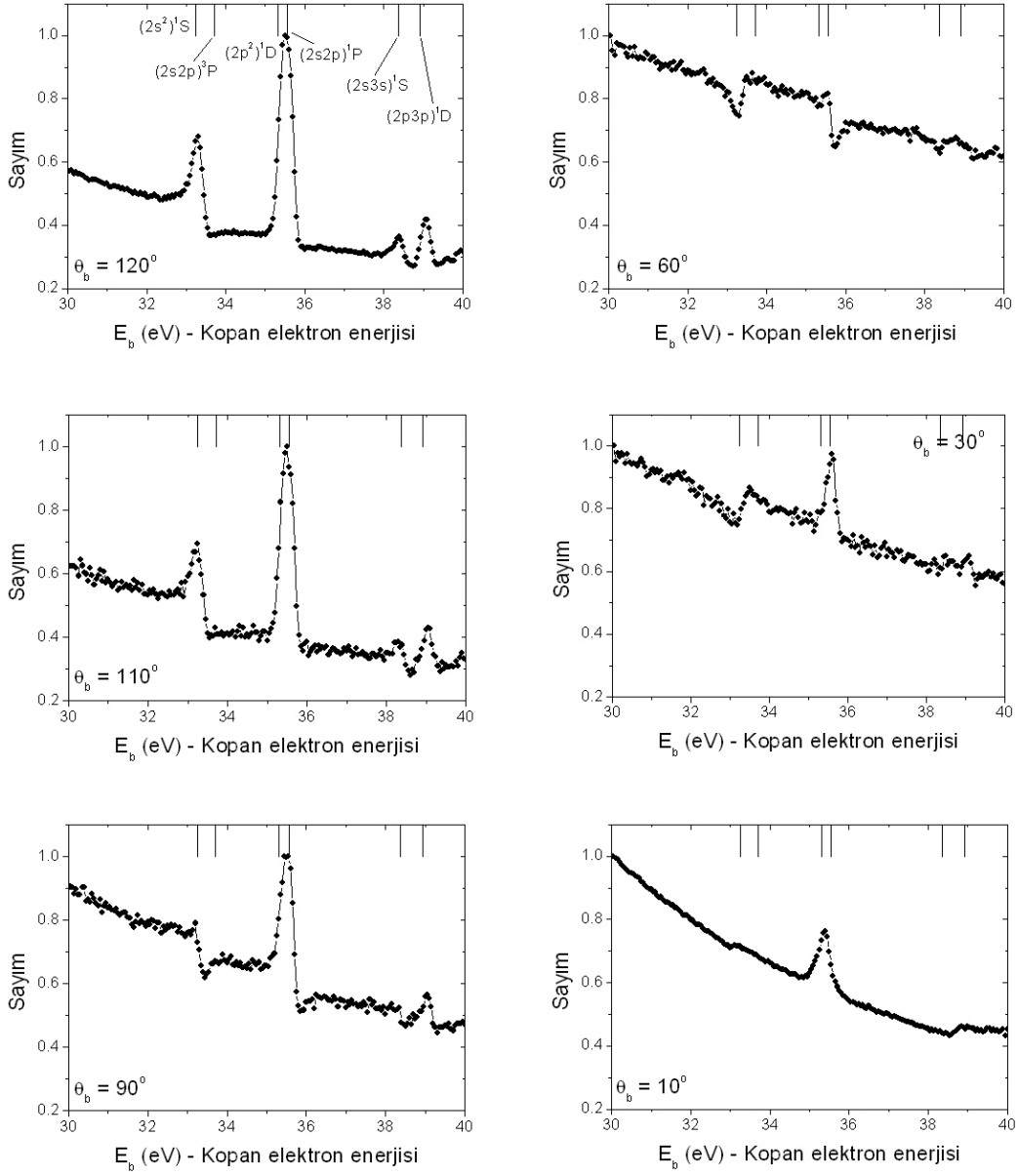
### 5.2.2. Kopan elektronların enerji spektrumu

Rezonans düzeyleri atomdan saçılan elektronun detekte edilmesiyle incelenebileceği gibi çarpışma sonucu atomdan kopan elektronun detekte edilmesiyle de incelenebilir. Kopan elektronların rezonans düzeyleri Tablo 5.1’de verildiği gibi 32 eV ile 35 eV arasındadır. Şekil 5.1’de tek analizörle saçılan elektronlar detekte edilirken rezonans düzeylerinden kopan elektronlar detekte edilmemiştir. Diğer bir analizörün kopan elektron enerjilerine göre ayarlanmasıyla Şekil 5.2’deki spektrumlar alınmıştır. Spektrumlar analizör enerjisini 10 V tarayarak elde edilmiştir. Yine gelen elektron enerjisi 250 eV ve kopma açıları  $30^\circ$ - $135^\circ$  arasında değişmektedir.  $0^\circ$ - $30^\circ$  arası ölçümler Faraday elektron toplayıcısı tarafından ve  $135^\circ$ - $180^\circ$  arası ölçümler de elektron tabancasının fiziksek olarak o açıları kapatmasından ötürü alınamamaktadır. Şekilde görülen  $10^\circ$  ölçümü alınırken FET kenara çekilmiştir. Bu sorunu gidermek için ölçüm alınamayan açılarda saçılan elektronları ölçülebilir açılara taşıyabilen bir

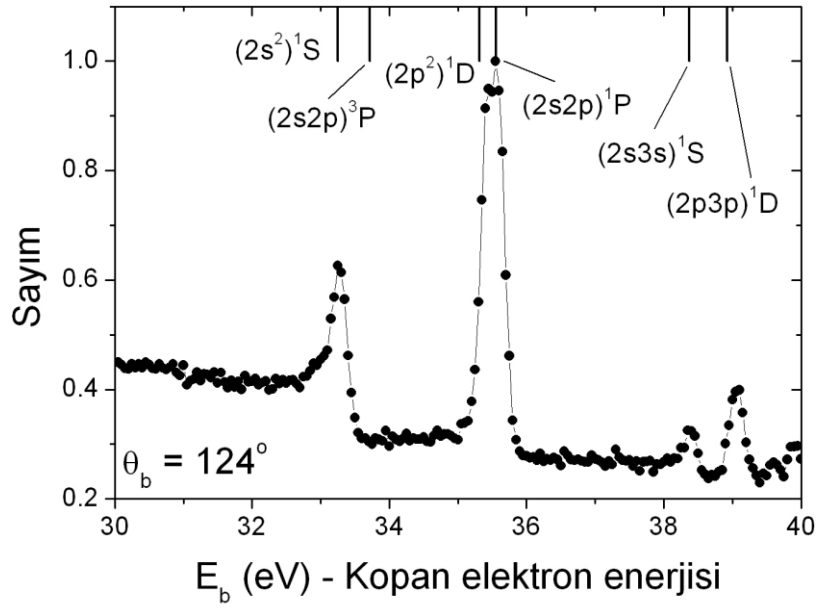
manyetik açı değiştirici sistemi tasarlanmıştır. şuan mekanik imalatı tamamlanmıştır ve yakın bir zamanda laboratuvarda test ölçümleri yapılacaktır.

2 $\ell$ 2 $\ell$ ' ve 2 $\ell$ 3 $\ell$ ' rezonans serisine ait bazı düzeylerin enerji değerleri şekil 5.2'nin üzerinde çizgi şeklinde gösterilmiştir. n=2 için  $^1D$  ve  $^1P$  düzeyleri birbirine çok yakın olduğu için (aralarındaki fark  $\sim 0.2$  eV) ayırt edilememiştir, bu yüzden analizörlerin enerji çözünürlüklerinin bu değerden daha iyi olması gerekmektedir. Bu spektrumlarda piklerin konumları gelen elektronun enerjisinden bağımsızdır. Rezonans enerji düzeylerinden iyonlaşma olayı ile direk iyonlaşma olayı enerji spektrumunda üst üste binmektedir. Bu da rezonans çizgilerinin simetrisini değiştirmektedir. Örneğin 120 $^\circ$ 'de pikler simetrik olarak gözlenirken, küçük açılara gidildikçe direk iyonlaşmanın katkısı artmakta ve pikler simetri değiştirebilmektedir. Dolayısıyla, bu rezonans durumlarının (e, 2e) tekniği ile incelenmesi daha net sonuçlar verecektir, çünkü tek analizör yerine iki analizörün eş zamanlı olarak saçılan elektronla atomun rezonans düzeyinden kopan elektronu birlikte detekte etmesi söz konusudur.

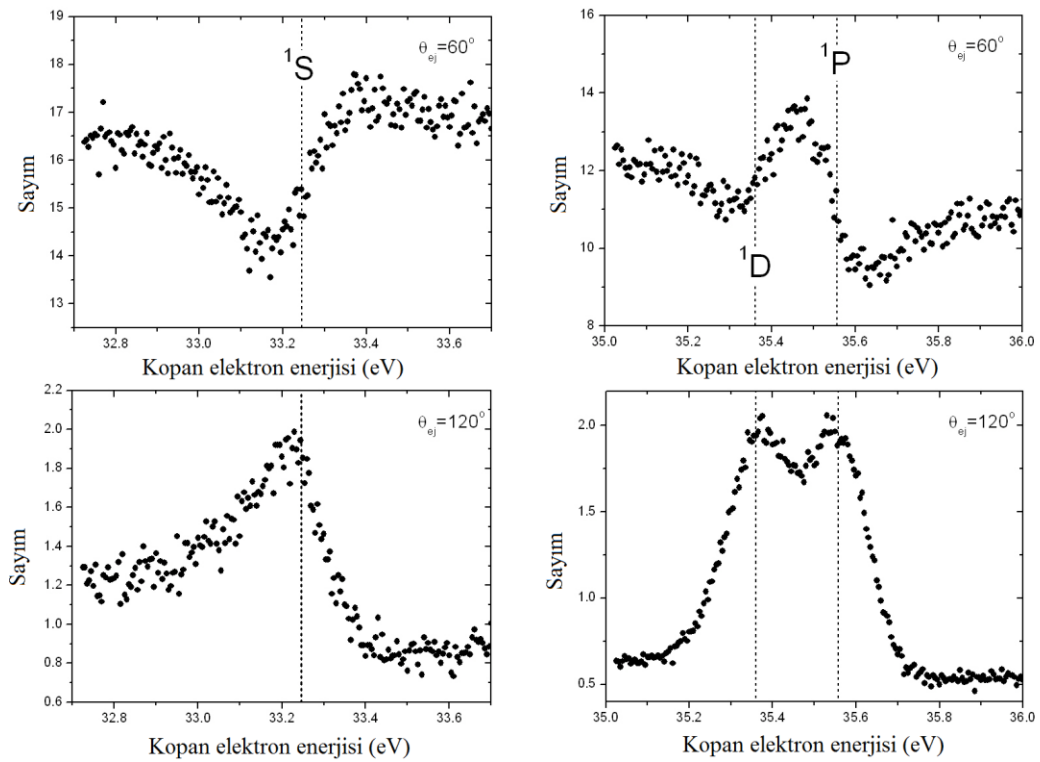
şekil 5.3'te 124 $^\circ$ 'de alınan spektrum gösterilmiştir. Görüldüğü gibi rezonans düzeyleri civarında direk iyonlaşma tesir kesitinin üzerinde asimetrik bir yapıda rezonans profilleri oluşmaktadır. (2s $^2$ ) $^1S$ , (2p $^2$ ) $^1D$  ve (2s2p) $^1P$  piklerini daha net görebilmek için şekil 5.4'te bu rezonans düzeyleri için 60 $^\circ$  ve 120 $^\circ$  alınan spektrumlar verilmiştir. Sistemin çözünürlüğü elektron tabancasından bağımsız olduğu için sadece analizörün enerji çözünürlüğüyle belirlenmektedir. Bu spektrumlarda çözünürlük 100 meV'a kadar yükseltilmiştir. Böylece birbirine yakın olan düzeyler ayırt edilebilmektedir. Buna göre 60 $^\circ$  civarında enerji spektrumları asimetrik bir yapıdayken, 120 $^\circ$ 'de simetrik bir yapıya sahiptir.



Şekil 5.2.  $E_0 = 250$  eV için farklı açılarda atomdan kopan elektronun enerji spektrumları.



Şekil 5.3.  $E_0=250$  eV için  $124^\circ$ 'de alınan spektrum.



Şekil 5.4.  $60^\circ$  ve  $120^\circ$  için rezonans profillerinin değişimi.

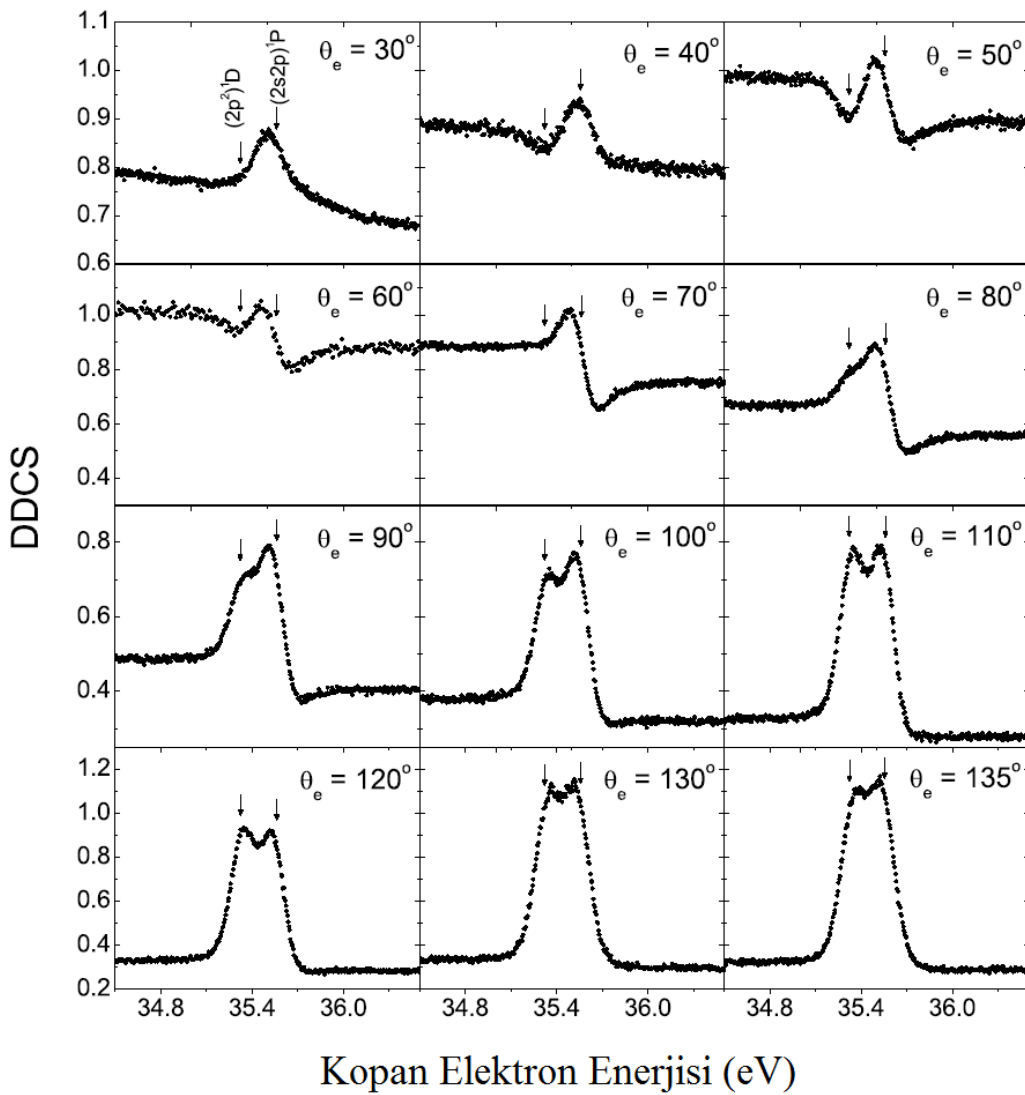


### 5.2.2.1. $^1D$ ve $^1P^0$ rezonans profilleri

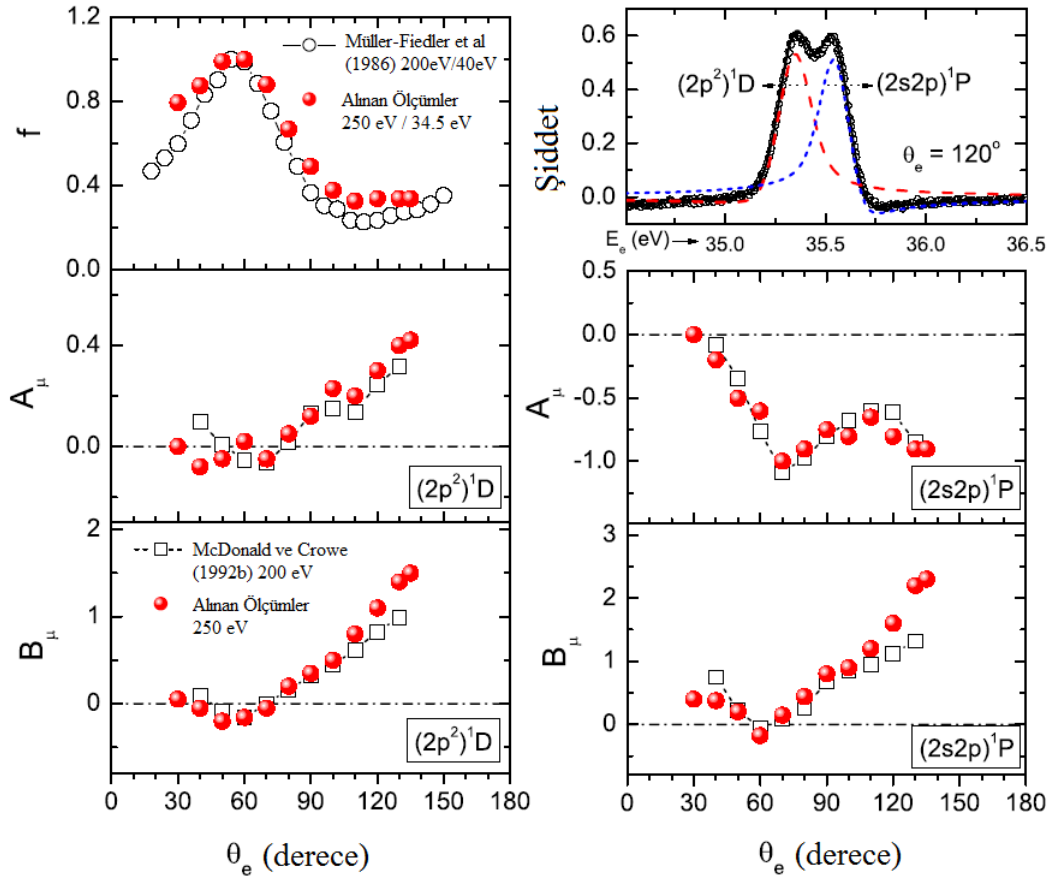
$^1D$  ve  $^1P$  rezonans düzeyleri  $He^+$  taban durumundan sırasıyla 35.32 eV ve 35.56 eV yukarıda bulunmaktadır.  $He 1s^2$  taban düzeyinden bu enerjilere aynı anda iki elektron uyarıldığında bu orbitalde elektronlar arası Coulomb etkileşmesiyle elektronlardan birisi  $He^+$  tabana durumuna döner ve diğeri bu enerjilerle atomdan kopar. Kopan elektronların açisal dağılımları ve bu enerji değerlerindeki rezonans profilleri elektron-elektron korelasyonları hakkında bilgi vermektedir. Rezonans profilinin parametrizasyonunda kullanılan Shore-Balashov parametreleri yukarıda anlatılan prosedür kullanılarak hesaplanmış ve önceki deneysel çalışmalar ile karşılaştırılmıştır. Şekil 5.5'te  $^1D$  ve  $^1P^0$  kendiliğinden iyonlaşma düzeyleri için alınmış enerji spektrumları farklı açılar için verilmiştir. Bu spektrumlardan elde edilen rezonans parametreleri  $f$ ,  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  kopma açısının bir fonksiyonu olarak Şekil 5.6'da verilmiştir. Ölçülen parametreler literatürde bulunan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Direk iyonlaşma için ikili diferansiyel tesir kesiti  $f$ ,  $50^\circ$  civarında bir pik yapmaktadır. Ölçümler, Müller ve arkadaşları (1986) tarafından yakın enerji değerlerinde alınan sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Shore-Balashov parametrelerinin karşılaştırılabileceği tek deneysel veri en yakın enerji değerinde McDonald ve Crowe (1992a) tarafından ölçülmüştür. Şekil 5.5'ten görüldüğü gibi direk iyonlaşma olayının üzerine rezonans katkısı profillerde asimetric bir yapı oluşturmaktadır.  $^1D$  ve  $^1P^0$  enerji düzeylerinin birbirine yakın olmasından dolayı da iki rezonansın profillerinde üst üste binme gözlenmektedir. Spektrumlar büyük açılarda az bir asimetric ile pik yaparken ve küçük açılara doğru gidildiğinde kopma açısıyla beraber büyük bir oranda profil şekli değişmektedir.  $^1P^0$ 'nin değişimi yanında  $^1D$  rezonansı  $30^\circ$ 'de neredeyse kaybolmaktadır.  $^1D$  düzeyi optiksel olarak yasak bir geçiştir, fakat görüldüğü gibi büyük açılarda şiddetli bir rezonans profiline sahiptir.  $^1P^0$  tüm açılarda fark edilir düzeyde bir profil şekline sahiptir. Bu düzey izinli dipol geçiştir ve dolayısıyla foton ve elektron uyarmalarında gözlemlenebildiği için atomik çarpışmalar için önemli bir rezonanstır.

$A_\mu$  ve  $B_\mu$  parametreleri  $^1D$  düzeyi için  $60^\circ$ - $70^\circ$  arasında azalmakta ve büyük açılara doğru pozitif olarak artmaktadır. Pozitif  $B_\mu$  değerleri yapıcı girişimi gösterirken,

negatif değerler yıkıcı girişim olduğunu göstermektedir.  $^1P^o$  düzeyi için  $A_\mu$  parametresi kopma açısına göre salınım tarzında açıya göre değişmektedir ve çoğunlukla negatif değerler almaktadır.  $B_\mu$  parametresi tüm açılarda pozitifdir, sadece  $60^\circ$ 'de negatife düşmektedir.  $B_\mu$  parametresi büyüklük olarak  $A_\mu$  parametresiyle aynı değerlerdedir. McDonald ve Crowe (1992a) tarafından ölçülen değerlerle karşılaştırıldığında  $100^\circ$  altında iyi bir uyum gözlenmektedir ve bu değer üstünde  $B_\mu$  parametreleri bizim ölçümlerimizde daha yüksek değerler almıştır. Bu durum gelen elektron enerjisindeki farklılıktan kaynaklanmaktadır.



Şekil 5.5. He atomunun  $(2p^2)^1D$  ve  $(2s2p)^1P$  rezonans düzeylerinden 250 eV elektron çarpışması sonucu ölçülen farklı saçılma açılarında kopan elektron enerji spektrumları. Ölçümler tek analizörle alınmıştır. Rezonans düzeyleri direk iyonlaşmadan gelen katkının üzerinde bir profil vermektedir. y-ekseni, direk iyonlaşma pikine göre bire normalize edilmiştir.

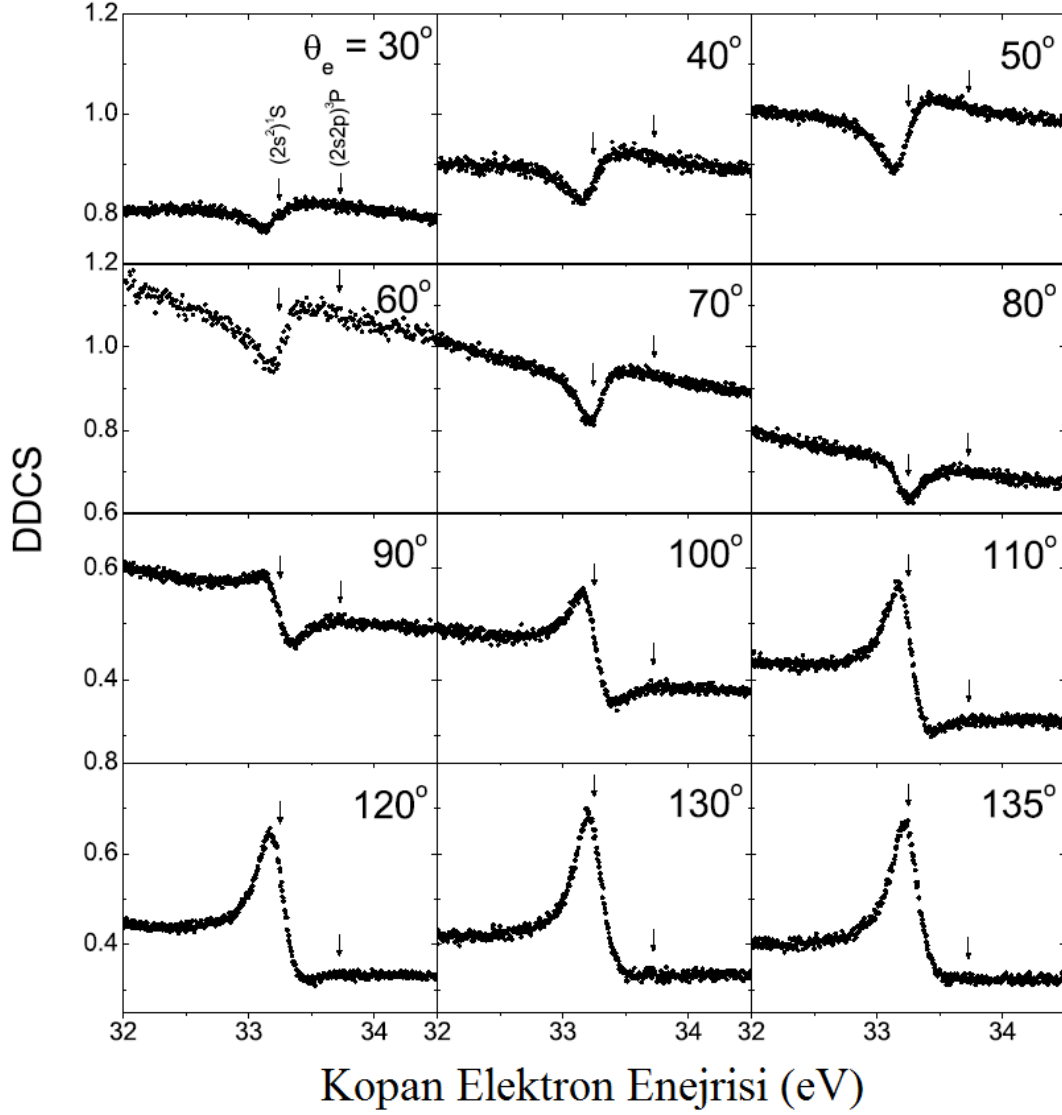


Şekil 5.6.  $f$ ,  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  Shore-Balashov parametrelerinin kopma açısına göre değişimi. Şekil 5.5'te  $^1D$  ve  $^1P$  rezonans düzeyleri için ölçülen kopan elektron enerji spektrumlarından elde edilmiştir. Gelen elektron enerjisi 250 eV'tur. Sağ en üst köşede denklem fitinin ölçülen spektruma nasıl yapıldığı ve  $^1D$  ve  $^1P$  rezonans katkılarının nasıl gerçekleştiği gösterilmektedir.

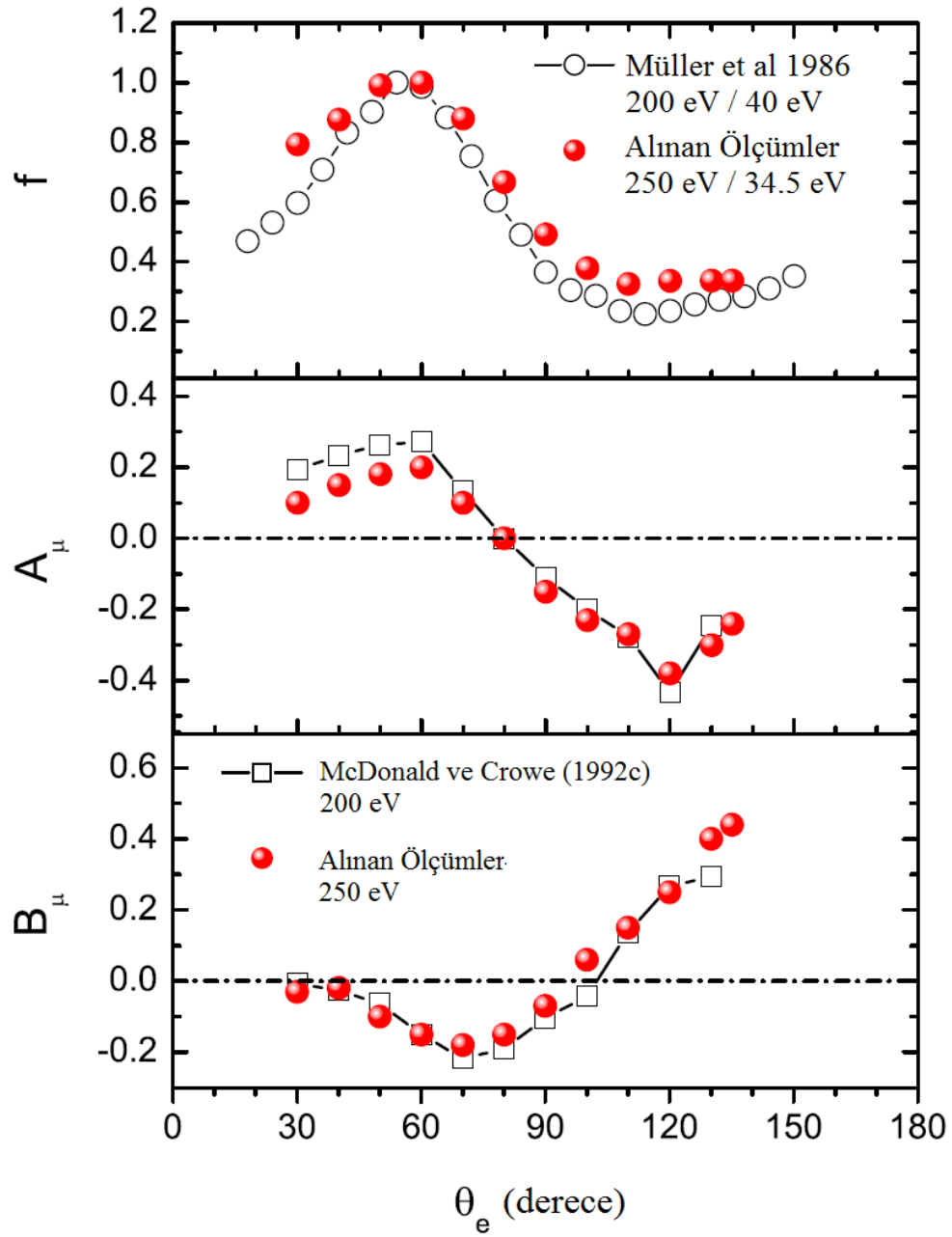
### 5.2.2.2. $^1S$ ve $^3P$ rezonans profilleri

Şekil 5.7’de  $^1S$  ve  $^3P$  enerji düzeylerinin yakınında tek analizörle ölçülen kopan elektronların enerji spektrumları verilmiştir.  $^3P$  düzeyi, 250 eV enerjisinde spektrumlarda görülmemektedir. Çünkü bu rezonansın görülebilmesi için elektronlar arası değiş tokuş etkileşmesinin olması gerekmektedir. Ancak düşük enerjilerde bu rezonans görülebilir. Bu spektrumlarda sadece kopan elektronların enerji ve açısı bilindiğinden relatif ikili diferansiyel tesir kesitleri olarak isimlendirilirler. Görüldüğü gibi  $^1S$  rezonans profili, direk iyonlaşma sonucunda oluşan tesir kesitinin üzerine binmiştir. Direk iyonlaşma olayı veya  $^1S$  rezonans düzeyine uyarma ve kendiliğinden iyonlaşma olayı  $He^+$  enerji düzeylerinde sürekli bölgede aynı enerji düzeyine tekabül ettiği için iki durum arasında girişim olayı gözlemlenir. Küçük açılarda spektrumlar direk iyonlaşmayla yıkıcı girişim yaparken, büyük açılarda yapıcı girişim yapacak şekilde davranmaktadır. Büyük açılarda direk iyonlaşma etkisi azaldığı için spektrumlar pik şeklindedir, fakat bu durum, girişim etkisinin kaybolduğu anlamına gelmemektedir.

Spektrumlardan elde edilen rezonans parametrelerinin  $f$ ,  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  kopan elektron açısına göre değişimi Şekil 5.8’de verilmiştir. Ölçülen parametreler literatürde var olan sonuçlar karşılaştırılmıştır. Direk iyonlaşma için Müller ve arkadaşları (1986) tarafından alınan ölçümler karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. Shore-Balashov parametrelerin karşılaştırılabileceği tek deneysel veri McDonald ve Crowe (1992b) tarafından alınan ölçümlerdir. İncelenen açılarda  $A_\mu$  parametresi hızlı bir değişim göstermektedir.  $60^\circ$  civarında bir maksimum yaptıktan sonra hızlı bir şekilde  $120^\circ$ ’ye kadar düşmektedir. Bu açıdan sonra ise negatif olarak azalmaktadır.  $B_\mu$  parametresi  $70^\circ$  civarında bir negatif minimum göstermektedir.  $B_\mu$  değerinin büyük pozitif değerler alması yapıcı girişimi ve negatif değerler alması yıkıcı girişimi göstermektedir. Küçük açılarda  $B_\mu$  parametresi neredeyse sıfır değeri almaktadır. Büyük açılarda ( $\theta_e > 90^\circ$ )  $B_\mu$  parametresi pozitif ve  $\theta_e$  artıkça artmaktadır.  $A_\mu$  parametresi benzer bir davranış göstermektedir, fakat  $80^\circ$ - $120^\circ$  bölgesinde  $\theta_e$ ’nin artmasıyla negatif olarak artmaktadır. Kalitatif olarak ölçülen rezonans parametreleri ve önceki çalışmalar arasında uyum bulunmaktadır.



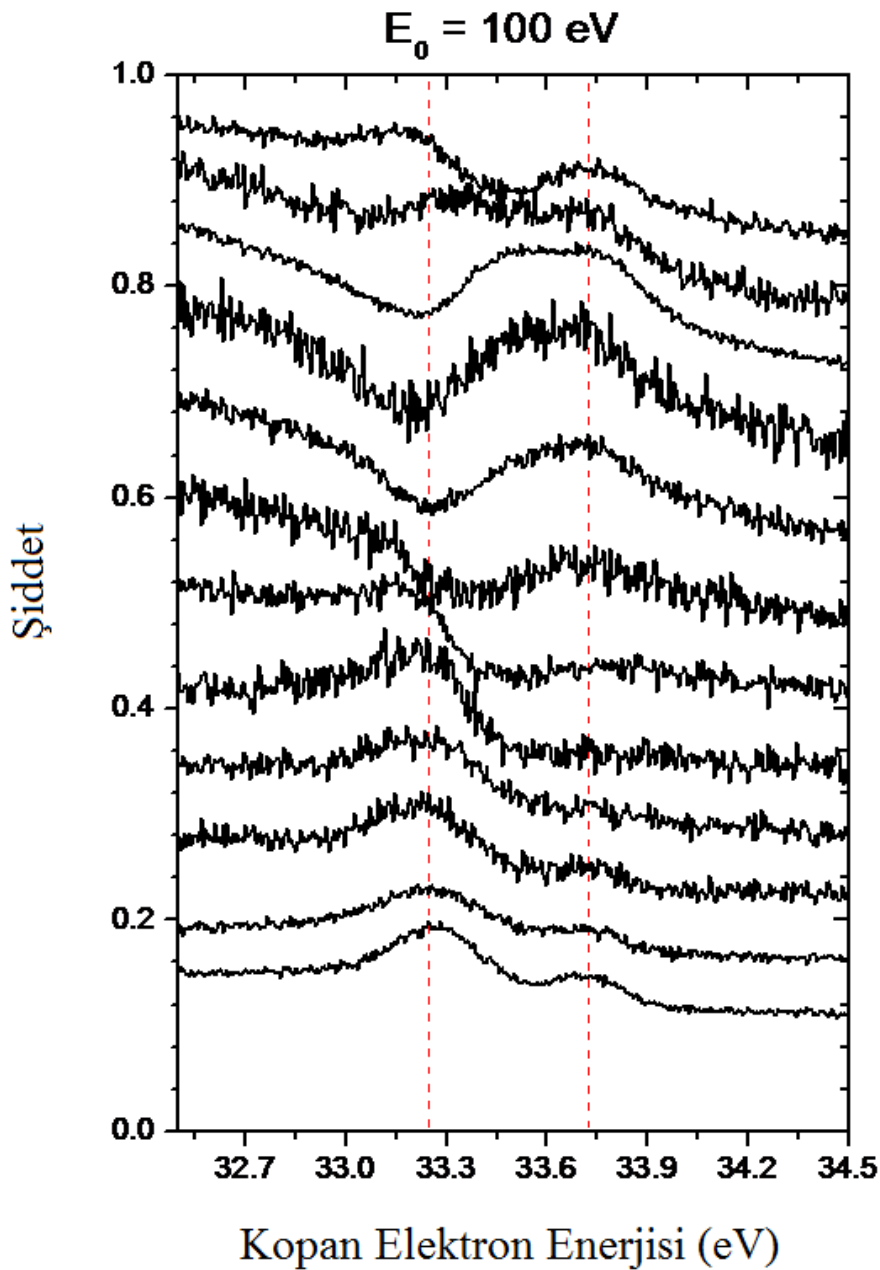
Şekil 5.7. He atomunun  $(2s^2)^1S$  ve  $(2s2p)^3P$  rezonans düzeylerinden 250 eV elektron çarpışması sonucu ölçülen farklı saçılma açılarında kopyan elektron enerji spektrumları. Ölçümler tek analizörle alınmıştır. Rezonans düzeyleri direk iyonlaşmadan gelen katkının üzerinde bir profil vermektedir. y-ekseni, direk iyonlaşma pikine göre bire normalize edilmiştir.



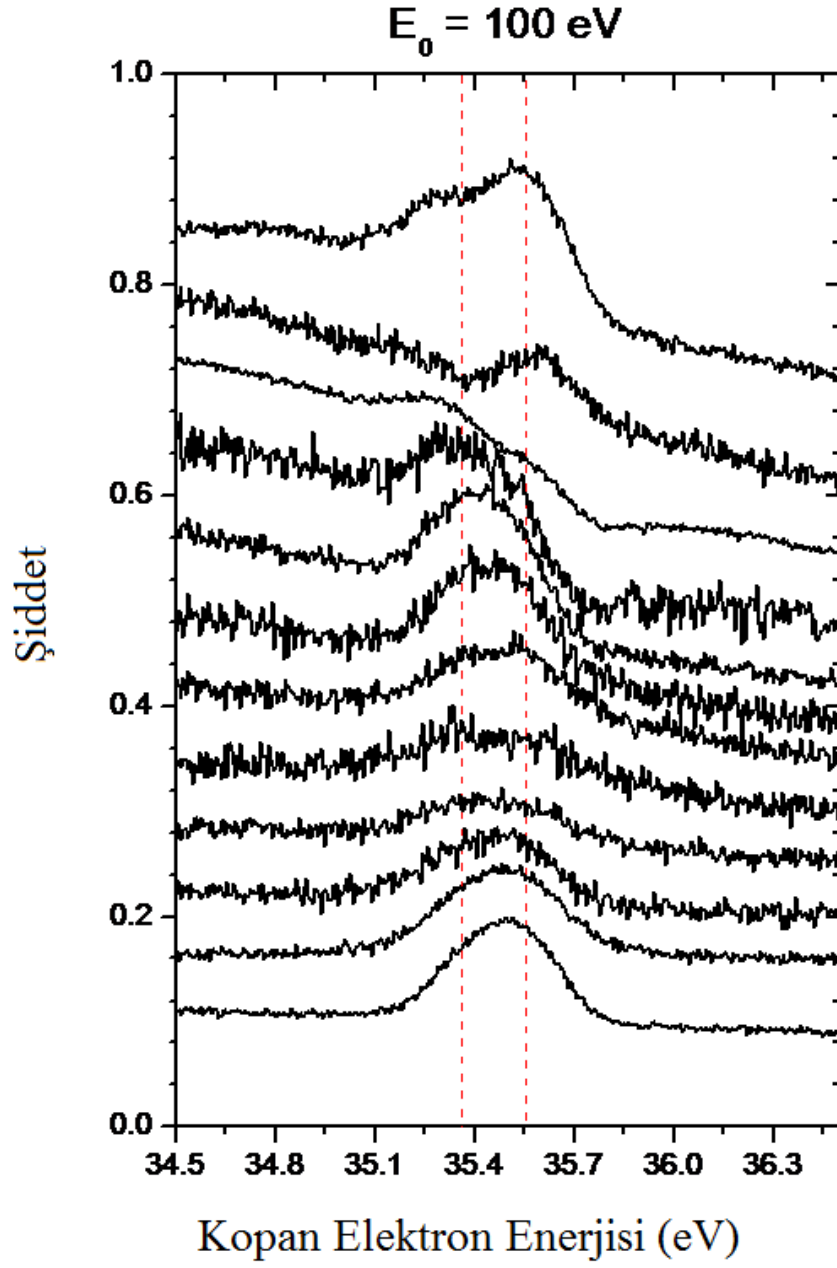
Şekil 5.8.  $f$ ,  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  Shore-Balashov parametrelerinin kopma açısına göre değişimi. Şekil 5.7'de  $^1S$  rezonans düzeyi için ölçülen kopan elektron enerji spektrumlarından elde edilmiştir. Gelen elektron enerjisi 250 eV'tur.

### 5.2.2.3. Düşük enerjilerde alınan ölçümler

Yukarıda verilen 250 eV çarpışma enerjisinin haricinde düşük enerjilerde elektron tabancası çalıştırılarak tek analizörle tesir kesiti ölçümleri alınmıştır. Şekil 5.9'da gelen elektron enerjisi 100 eV alınarak rezonans profillerinin açığa bağımlı değişimi gösterilmiştir. Düşük enerjilerde  $^3P$  düzeyinin etkisi rezonans profillerinde görülmektedir. Bu konuda çalışmalara devam edilmektedir.



Şekil 5.9.  $E_0=100 \text{ eV}$  için alınmış  $^1S$  ve  $^3P$  rezonans profilleri.



Şekil 5.10.  $E_0=100 \text{ eV}$  için alınmış  $^1D$  ve  $^1P$  rezonans profilleri.



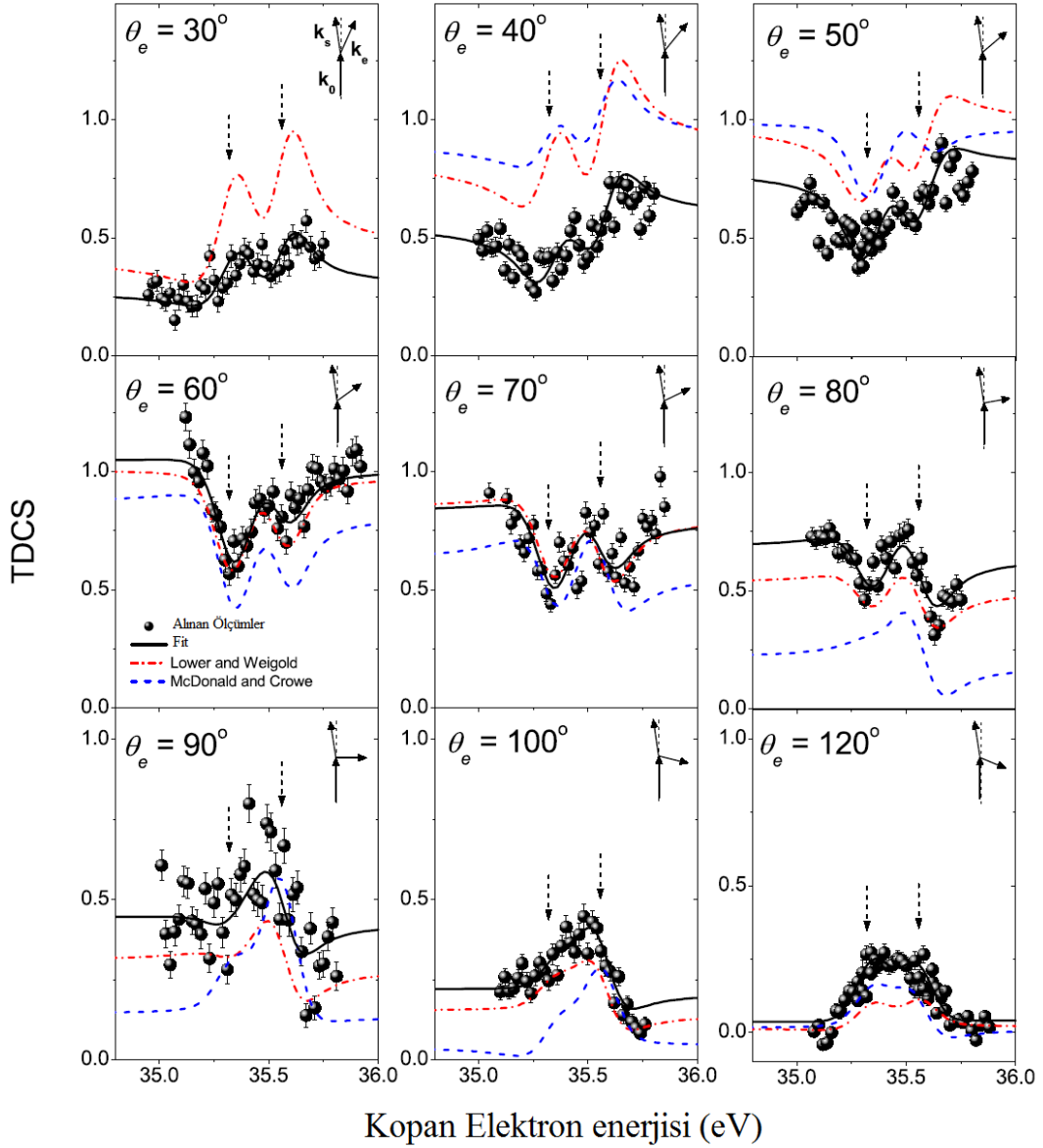
### 5.3. (e, 2e) Spektrumları (Saçılan ve kopan elektronların eşzamanlı ölçümü)

Saçılan ve kopan elektronlar Bölüm 4'te ayrıntılı olarak anlatılan çakışma elektronuğu kullanılarak eşzamanlı olarak ölçülmüşlerdir. (e, 2e) deneylerinde, gelen elektron ile saçılan elektron arasındaki momentum transferi saçılma açısına göre belirlenmiştir. 250 eV enerjili elektron çarpıştıktan sonra  $-13^\circ$  saçılırsa yaklaşık olarak atomik birimlerde  $K=1.06$  momentum transferi gerçekleşmiş olur. Rezonans düzeyleri için momentum transferi doğrultusu ise  $\theta_K=53^\circ$  civarındadır. Bu doğrultunun tam tersi  $-127^\circ$ 'dir. Momentum transfer doğrultusu ileri saçılma bölgesini oluştururken, tersi bölge geri saçılma bölgesini oluşturmaktadır.

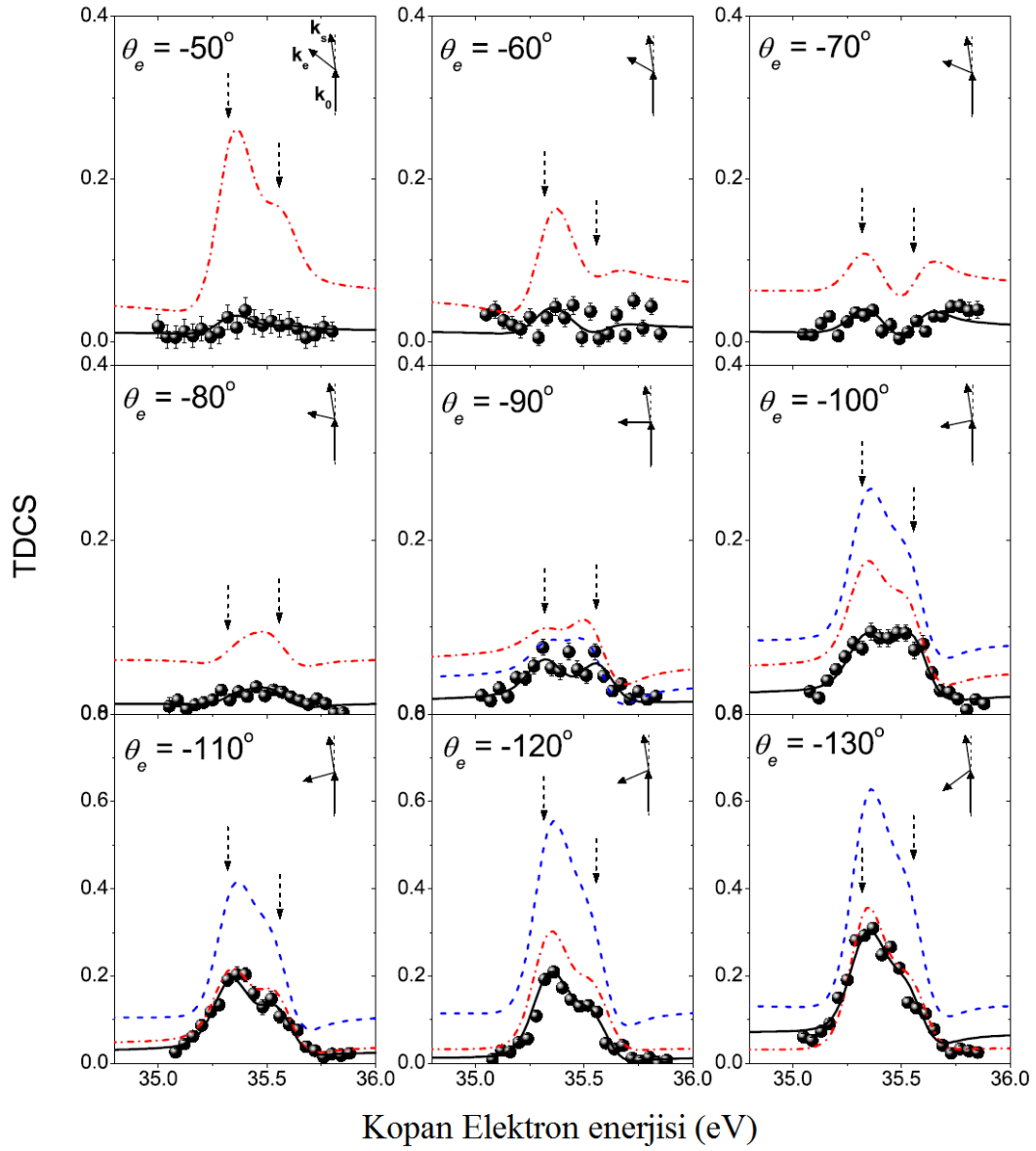
#### 5.3.1. $^1D$ ve $^1P^0$ rezonans düzeyleri

Şekil 5.11 ve Şekil 5.12'de  $^1D$  ve  $^1P$  rezonans düzeyleri için alınan eş zamanlı ölçümler verilmiştir. Burada saçılan ve kopan elektronlar aynı anda ölçülmüştür. Saçılan elektronlar  $-13^\circ$  derecede sabit tutulmuş ve kopan elektronlar pozitif ve negatif açılarda  $0^\circ$ - $180^\circ$  aralıklarında ölçülmüştür. Spektrometrede bazı açılarda fiziksel olarak analizörlerinin yerleştirilememesinden dolayı ancak pozitif açılarda  $30^\circ$ - $135^\circ$  derece ve negatif açılarda ( $-50^\circ$ ) – ( $-135^\circ$ ) derecelerde ölçüm alınabilmiştir. Negatif açı değeri kopan ve saçılan elektronlar aynı düzlemde detekte edildiklerini göstermektedir. Pozitif açı bölgesi momentum transfer bölgesine tekabül ettiği için bu bölge ileri saçılma bölgesi olarak, negatif açılar ise geri saçılma bölgesi olarak isimlendirilmiştir. Şekil 5.11 ileri saçılma bölgesinde alınan ölçümleri ve Şekil 5.12 ise geri saçılma bölgesinde alınan ölçümleri göstermektedir. Bu spektrumlardan elde edilen Shore-Balashov rezonans parametreleri  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  Şekil 5.13'te verilmiştir. Deneysel sonuçlar, literatürde var olan önceki çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Lower ve Weigold (1990) ve McDonald ve Crowe (1993) tarafından yapılan ölçümler en yakın karşılaştırılabilecek deneysel verilerdir. Önceki verilere ait rezonans profilleri kendi parametrelerin Denklem 5.2'de yazılması ve bizim deneysel çözünürlüğümüz olan 150 meV ile konvülyasyonu sonucunda elde edilmiştir. Spektrumların ve parametrelerin karşılaştırılmasında normalizasyonun doğru yapılmasına dikkat edilmiştir. Deneysel parametrelerimiz direk iyonlaşma tesir kesitinin maksimum değeri olan  $60^\circ$ 'de bire normalize edilmiştir. Diğer karşılaştırılan deneysel (Lower ve

Weigold (1990), McDonald ve Crowe (1993)) ve teorik çalışmalar ise (Godunov ve arkadaşları (2002) ve Marchalant ve arkadaşları (1997)) direk iyonlaşma pikinin görüldüğü  $50^\circ$ 'de bire normalize edilmiştir.



Şekil 5.11. İleri saçılma bölgesinde  $(2p^2)^1D$  ve  $(2s2p)^1P$  düzeyleri için ölçülen  $(e,2e)$  spektrumları. Bu ölçümler için saçılan elektronlar  $-13^\circ$ 'de ve kopyan elektron açısı ise  $30^\circ$ - $120^\circ$  arasında alınmıştır. 250 eV çarpışma enerjisi aktarılan momentum transfer 1.06 au'dur. Dolu daireler, şimdiki ölçümler; kesikli-noktali çizgiler, Lower ve Weigold (1990); kesikli çizgiler, McDonald ve Crowe (1993).

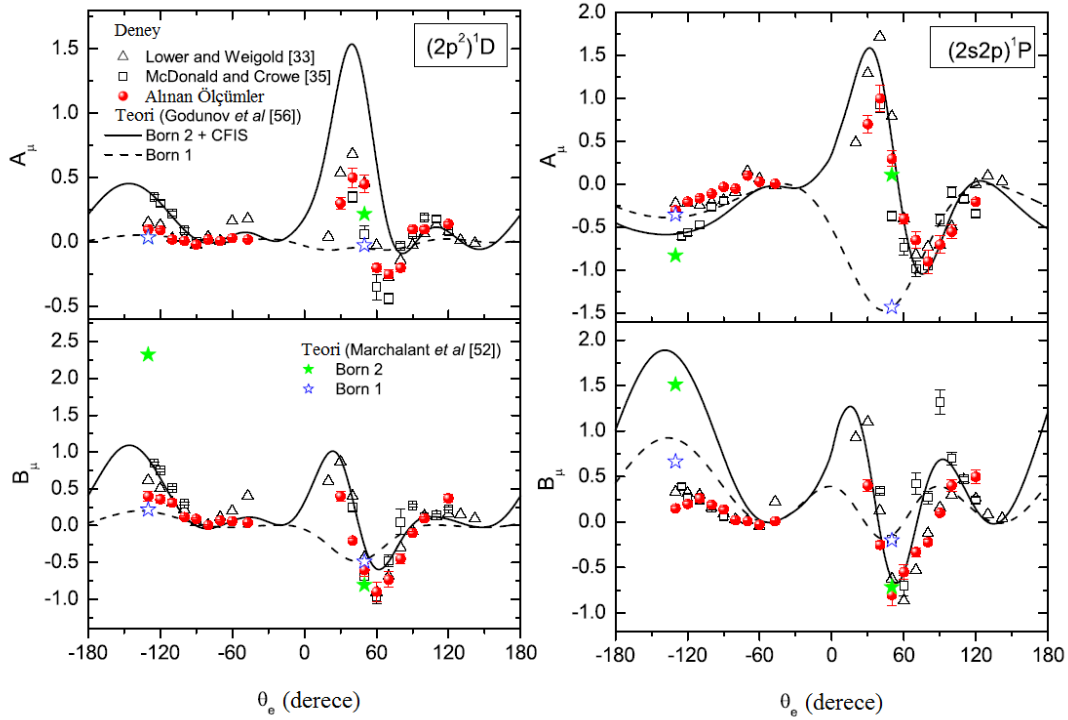


Şekil 5.12. Şekil 5.11 ile aynıdır, fakat geri saçılma bölgesinde ölçümler alınmıştır.

İleri saçılma piki bölgesinde (e, 2e) spektrumlarında asimetrik profil yapıları görülürken (Şekil 5.11), geri saçılma pik bölgesinde  $^1D$  ve  $^1P^0$  düzeyleri simetrik ve pik şeklinde görünmektedir (Şekil 5.12). Simetrik yapının görülmesi, girişim etkisinin kaybolması anlamına gelmemektedir. Şekil 5.13'te görüldüğü gibi spektrumlarında asimetrik yapı ( $A_\mu$  parametresi) halen mevcuttur ve piklerin oluşması yapıcı girişimin bir sonucudur. En ilgi çekici sonuç  $^1D$  rezonans düzeyinin maksimum değeri geri saçılma bölgesinde  $^1P^0$  düzeyini geçmektedir. Fakat kopma açısının  $-130^\circ$ 'den  $-50^\circ$ 'ye doğru negatif olarak azalmasıyla relatif olarak  $^1P^0$  düzeyi daha şiddetlenmektedir. Geri saçılma bölgesinde, McDonald ve Crowe (1993) verileri bizim verilerimizin üstünde değerler almıştır. Bu çalışığımız kinematiğimizde gelen elektron enerjisinin 50 eV fazla olmasının bir sonucudur. Fakat, Lower ve Weigold (1990) tarafından ölçülen değerler ise bizim sonuçlarımızdan aşağıda çıkmıştır. Bu durum direk iyonlaşma için de gözlemlenmiştir. Bunun yanında  $-50^\circ$  ve  $-60^\circ$  açılarında alınan spektrumlar büyüklük ve şekil olarak Lower ve Weigold (1990) ile uyuşmamaktadır. Şekil 5.13'te rezonans parametrelerinde yine  $-80^\circ$ 'de bir azalma meydana gelmektedir. Bu bizim ölçümlerimizde görülmemiştir.

Şekil 5.13'te  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  parametreleri kopan elektron açısıyla hızlı bir değişim göstermektedir. Bu durum girişim olayına bu parametrelerin duyarlılığını göstermektedir. Bu durumda rezonans düzeylerine ait parametrelerin hızlı bir şekilde değişimi, düzeyin açısal momentumuyla (L) veya başka bir ifadeyle simetrisiyle doğrudan ilişkilidir. İleri saçılma piki bölgesinde  $^1D$  düzeyine ait  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  parametreleri  $60^\circ$  civarında hızlı bir negatif minimum göstermektedir. Daha sonra hızlı bir şekilde pozitif değerlere çıkmaktadır. Geri saçılma bölgesinde her iki parametre de açının büyümesiyle pozitif olarak artmaktadır.  $^1P^0$  düzeyi için  $A_\mu$  parametresi çoğunlukla her iki bölgede negatif değerler almaktadır.  $B_\mu$  parametresi  $60^\circ$ 'de hızlı bir şekilde negatif minimuma düşmekte ve  $100^\circ$  civarında yine pozitif pik yapmaktadır. Fakat geri saçılma bölgesinde açının artması ile pozitif olarak artmaktadır. Bu şekillerde verilen (e, 2e) spektrumları ve parametreleri şekil ve büyüklük olarak tek analizörle ölçülen spektrumlardan farklıdır. Genel olarak önceki çalışmalarda alınan sonuçlarla uyum görülmektedir. Farklıkların gözlemlendiği

bölgeler özellikle ileri saçılma bölgesinde  $60^\circ$ 'nin altında ve geri saçılma bölgesinde  $-100^\circ$ 'nin üstündedir.



Şekil 5.13. Shore-Balashov rezonans parametrelerinin  $A_{\mu}$  ve  $B_{\mu}$  kopma açısına göre değişimi. Şekil 5.11 ve 5.12'de  $^1D$  ve  $^1P$  rezonans düzeyleri için ölçülen ( $e$ ,  $2e$ ) kopan elektron enerji spektrumlarından elde edilmiştir. Gelen elektron enerjisi  $250$  eV ve saçılma açısı  $-13^\circ$ 'dir. Şekilde semboller deneysel veri ve onlara ait istatistiksel hataları göstermektedir. Deneysel veriler: katı çizgiler: şimdiki ölçümler  $250\text{eV}/13^\circ$ ; boş üçgenler: Lower ve Weigold (1990)  $200\text{eV}/13^\circ$ ; boş kareler: McDonald ve Crowe (1993)  $200$  eV/ $12^\circ$ . Teorik sonuçlar (Godunov ve arkadaşları 2002): katı çizgiler: ikinci-mertebe Born hesaplamaları ve Coulomb etkileşmesi; kesikli çizgiler: birinci-mertebe Born yaklaşıklığı hesaplamaları. Teorik sonuçlar (Marchalant ve arkadaşları 1997): dolu yıldızlar: ikinci-mertebe Born hesaplamaları; boş yıldızlar: birinci-mertebe Born hesaplamaları.

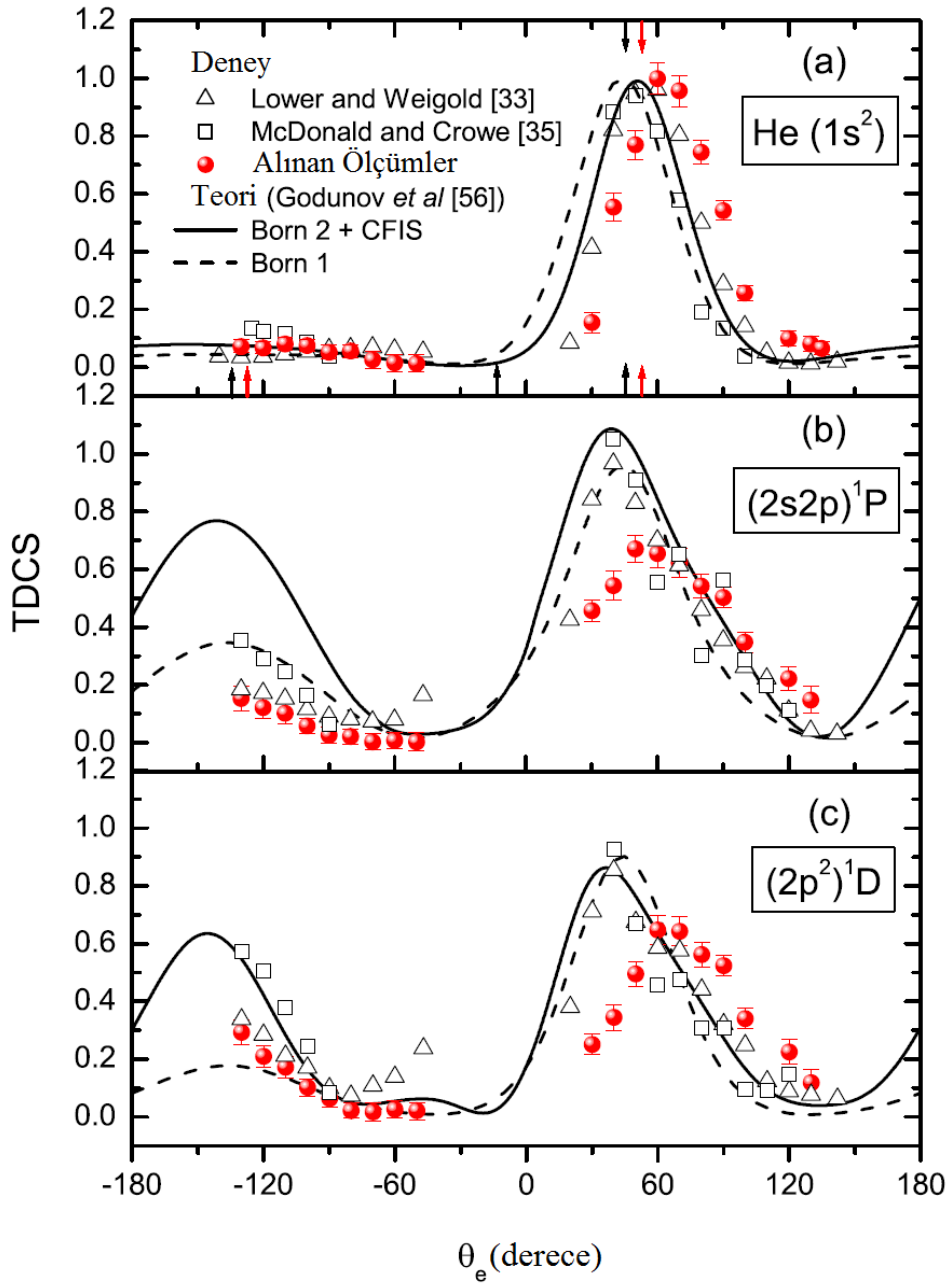
Diğer çalışmalardan farklı olarak şimdiki çalışma 250 eV gelen elektron enerjisinde alınmıştır. Önceki çalışmalar ise 200 eV enerjide alınmıştır. Dolayısıyla girişime neden olan direk iyonlaşma ve rezonans iyonlaşma katkılarında değişim olması beklenebilir. Bu değişim momentum transfer doğrultusunun artmasına, dolayısıyla ileri saçılma pikinin kaymasına, ve enerjideki 50 eV artıştan dolayı geri saçılma pikinin azalmasına neden olmuştur. Şekil 5.14(a)'da görüldüğü gibi ok ile gösterilen momentum transfer doğrultusunda önceki çalışmalarla karşılaştırıldığında  $10^\circ$ 'lik tesir kesitinde bir kayma söz konusudur. Burada alınan ölçümlerde momentum transfer doğrultusu  $53^\circ$ 'dir. Gözlemlenen pik ise  $60^\circ$  derece civarındadır. Kendi ölçümümüzdeki  $7^\circ$ 'lik kayma saçılan ve kopan elektronlar arası Coulomb etkileşmesinden kaynaklanmaktadır ve yukarıdaki  $10^\circ$ 'lik fark ile karıştırılmamalıdır.  $7^\circ$ 'lik kayma (e, 2e) deneylerinde iyi bilinen bir etkileşmenin sonucudur. Önceki çalışmaların hesaplanan  $\theta_K$  değerleri  $45^\circ$  civarındadır. Benzer üçlü diferansiyel tesir kesitleri rezonans düzeyleri için Şekil 5.14(b) ve 5.14(c)'de verilmiştir. Tesir kesitleri hem direk iyonlaşma hem de rezonans düzeyleri için küçük açılarda diğer çalışmalara kıyaslandığında düşük değerler almaktadır. Bu durum enerjinin yüksek seçilmesinin bir sonucudur.

Direk iyonlaşmada çalıştığımız kinematiklerde ileri saçılma piki, geri saçılma pikine oranla oldukça yüksek çıkmıştır. Şekil 5.12 ve 5.13'te alınan ölçümlerde geri saçılma bölgesindeki değerler önceki çalışmalara oranla düşük çıkmıştır. Bunun yanında kendiliğinden iyonlaşma durumunda geri saçılma bölgesinde üçlü diferansiyel tesir kesitinde önemli bir artış olmuştur. Şekil 5.14(b) ve 5.14(c)'de görüldüğü gibi bu artış düzeyin açısız momentumu ile doğrudan ilişkilidir. Yakın bir zamanda düzlemsel olmayan bir (e, 2e) deneyi farklı bir kinematik durum için Helyum atomundaki rezonans düzeylerine uygulanmıştır. deHarak ve arkadaşları (2010) tarafından yapılan bu çalışmada geri saçılma bölgesindeki pik artışının açısız momentuma bağlı değişimi benzer bir şekilde gösterilmiştir.

Şekil 5.14'de alınan ölçümler Godunov ve arkadaşları (2002) ve Marchalant ve arkadaşları (1997) tarafından yapılan teorik hesaplamalar ile karşılaştırılmıştır. Bu hesaplamalar birinci ve ikinci-mertebe Born yaklaşıklığı kullanılarak yapılmıştır. İkinci-mertebe Born yaklaşıklığında saçılan ve kopan elektronların  $He^+$  iyonu

potansiyelindeki Coulomb etkileşimleri hesaba katıldığında deneysel ölçümlerle uyumun arttığı gözlemlenmiştir. Fakat teorik yaklaşımlar ile deneysel ölçümler arasında önemli farklılıklar bulunmaktadır.  $^1P^0$  düzeyine ait  $B_{\mu}$  parametresi geri saçılma bölgesinde deneysel ölçümlerden daha yüksek çıkmıştır. Bu durum hem birinci-mertebe hem de ikinci mertebeye teorileri için benzer çıkmıştır.  $B_{\mu}$  parametresi rezonans düzeyinin yüksekliğini vermektedir. Bunun yanında aynı kinematik durum kullanılmasına rağmen farklı gruplar tarafından yapılan iki teorik hesaplama arasında  $^1D$  düzeyine ait  $B_{\mu}$  parametresinde önemli farklılık görülmektedir. İki teorik arasında 3 kat farklılık bulunmaktadır. Bunun nedeni tam olarak bilinmemektedir. Fakat ileri saçılma bölgesinde teorik ve deneysel veriler birbiriyle uyum içerisindedir. Sadece küçük açılarda bazı farklılıklar bulunmaktadır. Buna ek olarak Şekil 5.14(b)'de görüldüğü gibi geri saçılma bölgesinde rezonans parametrelerinin değişim tesir kesitinde benzer farklılığı göstermektedir. Bizim ve önceki deneylerde  $^1P$  düzeyine ait tesir kesiti teorik yaklaşımlara göre düşük çıkmıştır.

Şekil 5.15'te ileri ve geri saçılma piki doğrultularında alınmış ( $e$ ,  $2e$ ) enerji spektrumları önceki deneysel ve teorik çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Genel olarak ikinci-mertebe Born yaklaşıklığı ile deneysel sonuçlar arasında spektrumların yapısıyla alakalı iyi bir uyum gözükmemektedir. Fakat geri saçılma pik doğrultusunda ( $-130^\circ$ ) Godunov ve arkadaşları (2002) tarafından hesaplanan spektrum  $^1D$  ve  $^1P^0$  rezonans düzeylerini aynı büyüklükte vermektedir. Fakat tüm deneysel ölçümlerde  $^1D$  düzeyi  $^1P$ 'ye göre daha yüksek çıkmıştır. Marchalant ve arkadaşları (1997) tarafından hesaplanan spektrum büyüklük olarak deneysel çalışmalardan 3 kat yukarıda çıkmasına rağmen  $^1D$  ve  $^1P$  nin relatif büyüklüklerini uyum içerisinde öngörmektedir. Buna ek olarak birinci-mertebe Born yaklaşıklığı  $^1D$  düzeyini  $^1P$ 'nin pikinin eteğinde küçük bir pik olarak vermektedir. Bu karşılaştırmada dipol olmayan  $^1D$  geçişinin, dipol  $^1P$  geçişine göre daha baskın olduğu görülmektedir.

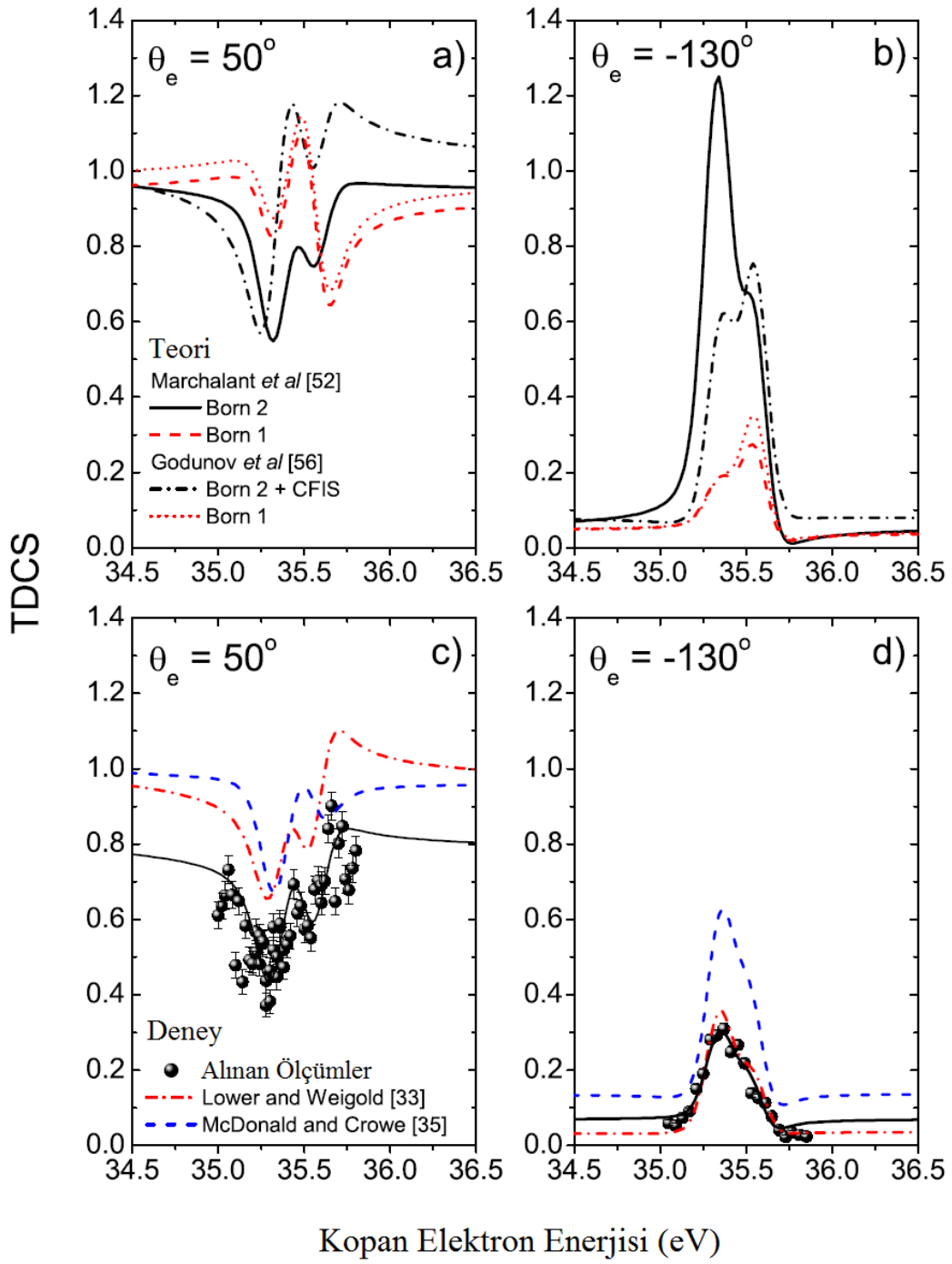


Şekil 5.14. Helyum ( $e, 2e$ ) kopan elektronların açısall dağılımları: (a) direk iyonlaşma, (b)  $(2s2p)^1P^o$  düzeyi ve (c)  $(2p^2)^1D$  düzeyi için. Semboller deneysel veri ve istatistiksel hataları göstermektedir. Dolu daireler şimdiki ölçümleri göstermektedir. Üçgen ve kareler sırasıyla Lower ve Weigold (1990) ve McDonald ve Crowe (1993) tarafından alınan ölçümleri göstermektedir. Oklar momentum transfer doğrultularını göstermektedir. Direk iyonlaşma tesir kesiti 34.5 eV kopan elektron enerjisinde belirlenmiştir. Godunov ve arkadaşları (2002) teorik sonuçları: düz çizgiler: ikinci-mertebe Born hesaplamaları ve Coulomb etkileşmesi; kesikli çizgiler: birinci-mertebe Born hesaplamaları.



Üçlü diferansiyel tesir kesitlerinin rezonans düzeyleri arasında karşılaştırılması direk iyonlaşma ve kendiliğinden iyonlaşma arasında gözlemlenen yapıcı ve yıkıcı girişimlerin farklı kinematikler için belirlenmesinde önemlidir. Burada incelenen kinematik koşullarda geri saçılma bölgesinde  $-100^\circ$  ve  $-130^\circ$  arasında  $^1D$  rezonansı,  $^1P$ 'den büyüklük olarak daha yüksek ölçülmüştür. Bu bölgede direk iyonlaşma tesir kesiti küçük olduğu için kendiliğinden iyonlaşma tesir kesiti artmakta ve rezonans direk iyonlaşma üzerinde yapıcı girişim göstermektedir. Dolayısıyla rezonans düzeyleri için TDCS ölçümleri karakteristik olarak düzeyin simetrisi veya açıl momentumuna bağlı olarak değişim göstermektedir. İleri ve geri saçılma piki değerlerinin birbirlerine oranı teorik çalışmalar için yaklaşımların test edilmesinde kullanılmaktadır (Kheifets ve arkadaşları 2010). Bu durum temel düzeyde bu rezonans düzeylerine uyarma durumunda dalga fonksiyonlarının nasıl değiştiği konusunda bilgi vermektedir.

Godunov ve arkadaşları (2002) tarafından geliştirilen ikinci-mertebe teori rezonans parametrelerinin genel davranışıyla uyum içerisinde görünmektedir. Çarpışma sonrası durumda saçılan elektronlar ve iyon arasındaki Coulomb etkileşmesinin hesaba katılması hem direk iyonlaşma hem de rezonans parametrelerini etkilemektedir. Fakat  $^1P$  rezonansına ait  $B_\mu$  parametresi geri saçılma bölgesinde önemli oranda fazla hesaplanmıştır. Fark yaklaşık olarak 3 oranındadır. Bu durumu TDCS ölçümlerinde geri saçılma pikinin  $^1P$  düzeyi civarında artmasına neden olmuştur. Fakat deneysel veriler teorinin aksine daha düşük değerlerdedir. Bu durum göstermektedir ki uyarma-kendiliğinden iyonlaşma olayı teorik olarak henüz çözülebilmemiş değildir. Burada alınan yeni ölçümler teorik çalışmaların gelişmesine yardımcı olacaktır.



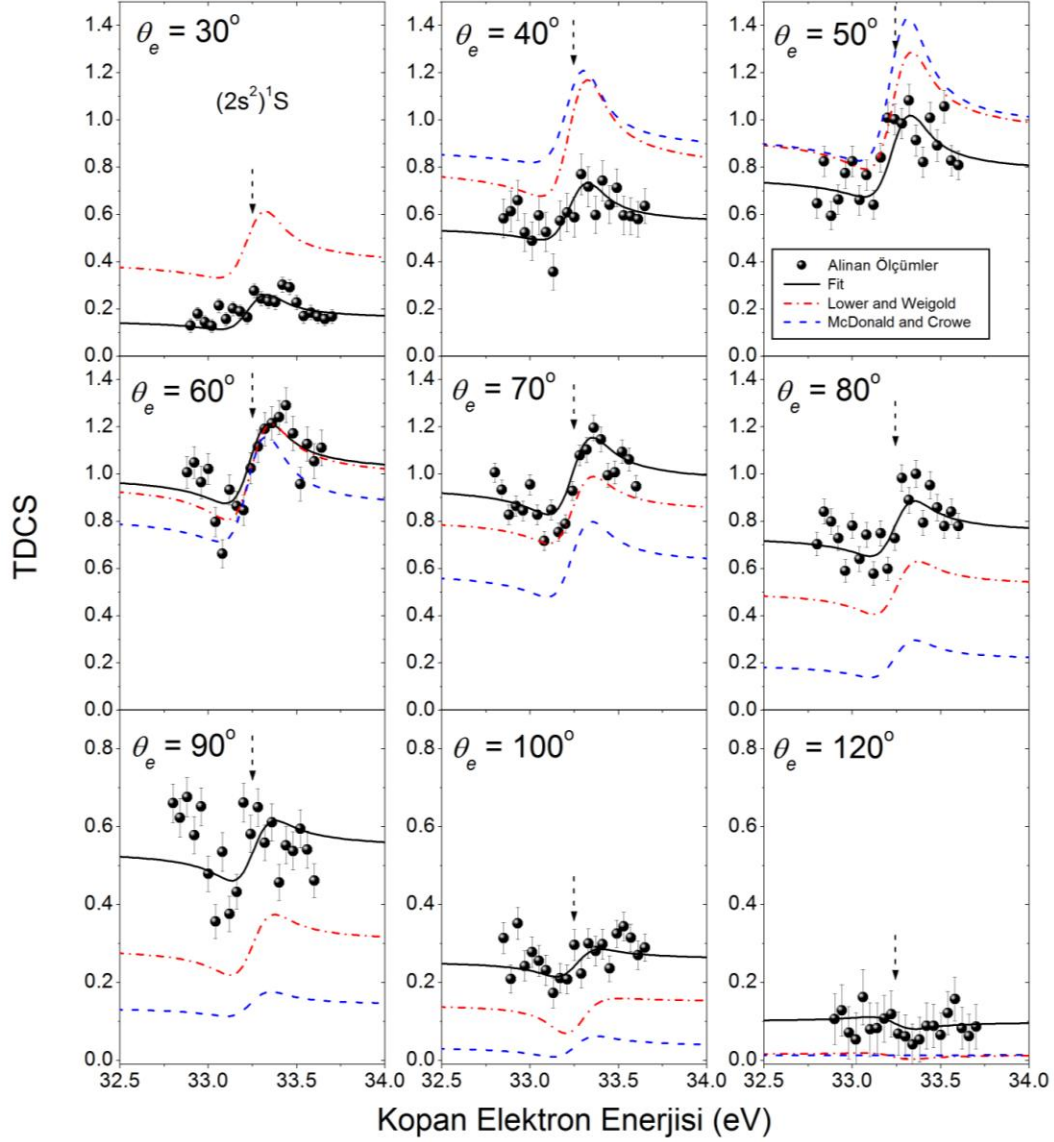
Şekil 5.15. (e, 2e) kopan elektron enerji spektrumlarının ileri ve geri saçılma pik doğrultuları olan  $50^\circ$  ve  $-130^\circ$ 'de deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması. Şekilde üst paneller (a) ve (b) birinci ve ikinci-mertebe Born hesaplamalarını ve alttaki paneller (c) ve (d) deneysel ölçümleri göstermektedir.

### 5.3.2. $^1S$ ve $^3P$ rezonans profilleri

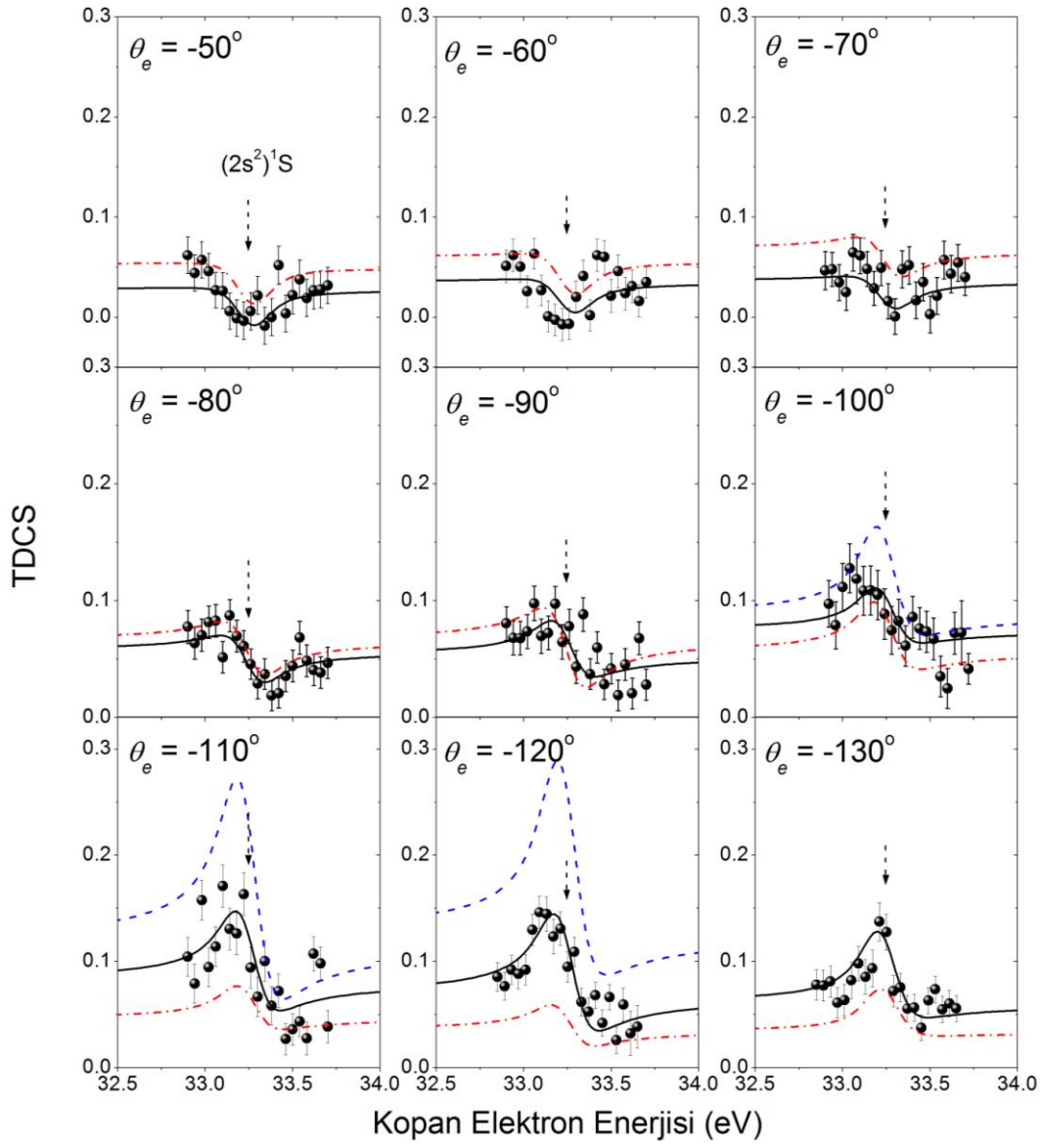
Bölüm 5.3.1’de alınan ölçümlere benzer olarak  $(2s^2)^1S$  ve  $(2s2p)^3P$  düzeyleri için de  $(e, 2e)$  tesir kesiti ölçümleri alınmıştır. 250 eV elektron enerjisinde  $^3P$  düzeyi için pik şiddeti dedekte edilemeyecek kadar zayıftır. Dolayısıyla sadece  $(2s^2)^1S$  düzeyi için analizler ve spektrumlar verilmiştir.

Şekil 5.16 ve 5.17’de  $^1S$  rezonans düzeyi için alınan  $(e, 2e)$  kopan elektron enerji spektrumları verilmiştir. Gelen elektronun enerjisi 250 eV ve saçılan elektronların açısı  $-13^\circ$ ’dir. Sonuçlar hem ileri hem de geri saçılma bölgesinde alınmıştır. Bu spektrumlara parametrik bir denklemin fit edilmesiyle elde edilen  $f$ ,  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  rezonans parametreleri Şekil 5.18’de verilmiştir. Sonuçlar önceki çalışmaların profil şekilleriyle karşılaştırılmıştır. Bu çalışmalara ait rezonans profilleri Shore-Balashov parametrelerinin fit edilmesi ve bizim deneysel çözünürlüğümüzün konvülyasyonu ile elde edilmiştir.

Görüldüğü gibi rezonans profilleri direk iyonlaşma tesir kesitleri üzerinde güçlü bir şekle sahiptir. Bu durum  $60^\circ$  yakındaki spektrumlarda daha net olarak görülmektedir. Çünkü direk iyonlaşma katkısı ileri saçılma pik doğrultusu boyunca büyük olduğu için bu açı bölgesinde daha fazla girişim etkisi beklenmektedir. Fakat geri saçılma bölgesinde  $^1S$  düzeyi pik şeklinde az bir asimetri ile profil şekli vermiştir. Burada ise direk iyonlaşmanın katkısı daha azdır.  $(e, 2e)$  spektrumları hem şekil hem de büyüklük olarak tek analizörle alınan spektrumlardan farklıdır. Şekil 5.18’de elde edilen rezonans parametreleri literatürdeki deneysel ve teorik verilerle karşılaştırılmıştır.  $^1D$  ve  $^1P$  rezonans düzeylerinin karşılaştırılmasında bahsedildiği gibi şimdiki ölçümlerle önceki çalışmalar arasında 50 eV’luk bir fark bulunmaktadır. Bu durumda ileri saçılma bölgesinde tesir kesitindeki maksimumun kayması ve geri saçılma bölgesinde tesir kesitinin azalması beklenmektedir. Şekil 5.18(a)’da görüldüğü gibi 10 derecelik ileri saçılma bölgesinde bir kayma söz konusudur. Şekil 5.18(b) ve 5.18(c)’de rezonans parametrelerinde de küçük açılarda önceki çalışmalarla karşılaştırıldığında farklılıklar bulunmuştur.



Şekil 5.16. İleri saçılma bölgesinde  $(2s^2)^1S$  düzeyi için ölçülen  $(e,2e)$  spektrumları. Bu ölçümler için saçılan elektronlar  $-13^\circ$ 'de ve kopan elektron açısı ise  $30^\circ$ - $120^\circ$  arasında alınmıştır. 250 eV çarpışma enerjisi aktarılan momentum transfer 1.06 au'dur. Dolu daireler, şimdiki ölçümler; kesikli-noktalı çizgiler, Lower ve Weigold (1990); kesikli çizgiler, McDonald ve Crowe (1992c).



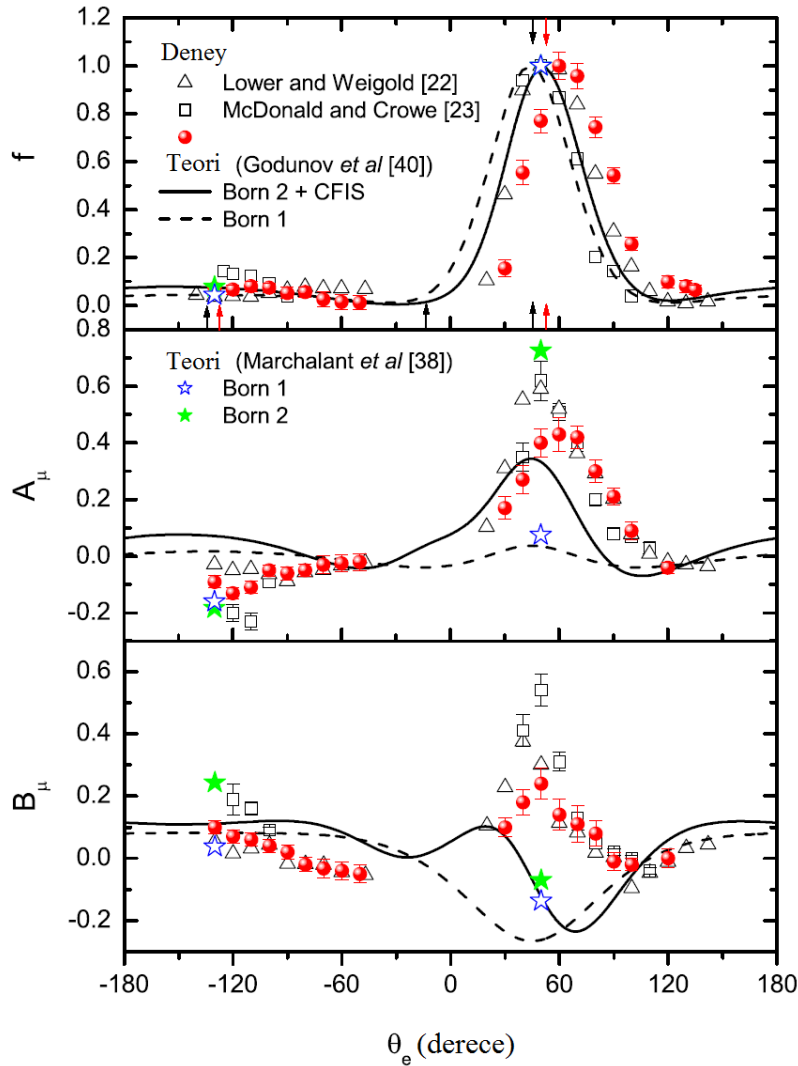
Şekil 5.17. Şekil 5.16 ile aynıdır, fakat geri saçılma bölgesinde ölçümlerde alınmıştır.

İkinci önemli farklılık, Şekil 5.18(a)'da direk iyonlaşma tesir kesitinde geri saçılma bölgesindeki farklılıktır. Negatif olarak açının artmasıyla şimdiki ölçümler artarken önceki çalışmalarda Lower ve Weigold (1990) tarafından alınan ölçümlerin tersine azalmaktadır. Rezonans parametreleri için elde eden değerler bir önceki çalışmalar ile genel anlamda iyi bir uyum içerisindedir. Deneysel  $A_{\mu}$  ve  $B_{\mu}$  parametreleri ileri saçılma bölgesinde momentum transfer doğrultusu ile doğrudan ilişkili bulunmuştur.  $A_{\mu}$  parametresi ileri saçılma bölgesinde çoğunlukla pozitif değerler almaktadır. Pozitif  $A_{\mu}$  değeri spektrumda önce bir minimumun ardından maksimumun görülmesi anlamına gelmektedir. Fakat  $A_{\mu}$  parametresi geri saçılma bölgesinde negatiftir.  $B_{\mu}$  parametresi ise her iki bölgede pozitif değerler almaktadır.  $^1D$  ve  $^1P$  rezonans düzeyleri ile karşılaştırıldığında  $^1S$  düzeyi için rezonans parametreleri kopan elektron açısıyla ani salınımlar yapmamaktadır. Gözlemlenen osilasyon karakteri rezonans düzeyinin açisal momentumu veya simetrisi ile doğrudan ilişkili bulunmuştur.

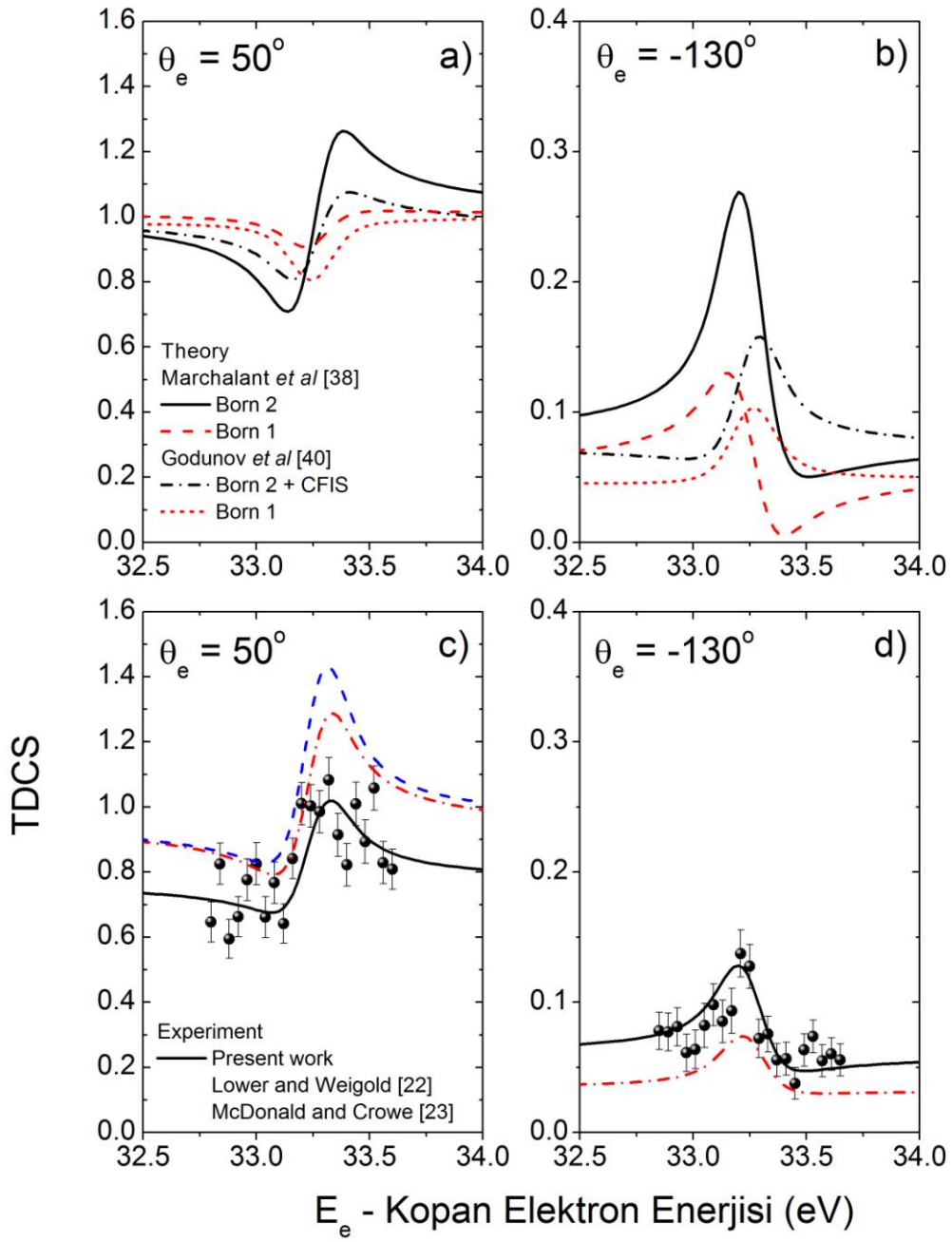
Şekil 5.18'de deneysel veriler Godunov ve arkadaşları (2002) ve Marchalant ve arkadaşları (1997) tarafından geliştirilen birinci ve ikinci-mertebe Born yaklaşıklık hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır. Beklenildiği üzere birinci-mertebe Born yaklaşıklığı ileri saçılma pikinin pozisyonu ve geri saçılma pikinin büyüklüğünü doğru olarak hesaplayamamaktadır. İkinci mertebeye Born yaklaşıklığında yüklü parçacıklar arası Coulomb etkileşimleri çarpışma sonrasında hesaba katıldığında deneysel verilere yakın sonuçlar elde edilmiştir. Fakat iki bölgede de teorik ve deneysel veriler arasında önemli farklılıklar görülmüştür. İki ayrı teorik yaklaşım ileri saçılma bölgesinde gözlemlenen pozitif  $B_{\mu}$  parametresini öngörememektedir. Kheifets (1993) tarafından geliştirilen teorinin karşılaştırılmasında da benzer bir problem çıkmıştır. Geri saçılma bölgesinde ise  $B_{\mu}$  parametresi hesaplamaları deneysel ölçümlerden fazla çıkmıştır.

Şekil 5.19'da ileri ve geri saçılma pik doğrultularında ( $50^{\circ}$  ve  $-130^{\circ}$ ) alınan ( $e$ ,  $2e$ ) kopan elektron spektrumlarının birinci ve ikinci-mertebe Born hesaplamaları ile karşılaştırılması gösterilmiştir. Marchalant ve arkadaşları (1997) hesaplamaları şekil olarak deneysel sonuçlara benzemektedir, fakat büyüklük olarak geri saçılma bölgesinde deneysel sonuçlardan yüksekte spektrum vermiştir. Aynı kinematik durumda Godunov ve arkadaşları (2002) tarafından geliştirilen teori hem birinci-

meritebe hem de ikinci meritebe Born yaklaşıklıklarında iyi sonuç vermemiştir. Özellikle  $A_\mu$  asimetri parametresinin işaretindeki farklılık tamamen farklı bir profil yapısı ortaya çıkar mıştır. Bu farklılığın sebebi tam olarak bilinmemektedir.



şekil 5.18. Shore-Balashov rezonans parametrelerinin  $f$ ,  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  kopma açısına göre değişimi. şekil 5.16 ve 5.17'de  $^1S$  rezonans düzeyi için ölçülen ( $e$ ,  $2e$ ) kopan elektron enerji spektrumlarından elde edilmiştir. Gelen elektron enerjisi 250 eV ve saçılma açısı  $-13^\circ$ 'dir. şekilde semboller deneysel veri ve onlara ait istatistiksel hataları göstermektedir. Deneysel veriler: katı çizgiler: şimdiki ölümler  $250\text{eV}/13^\circ$ ; boş genler: Lower ve Weigold (1990)  $200\text{eV}/13^\circ$ ; boş kareler: McDonald ve Crowe (1992c)  $200\text{ eV}/12^\circ$ . Teorik sonuçlar (Godunov ve arkadaşları 2002): katı çizgiler: ikinci-meritebe Born hesaplamaları ve Coulomb etkileşmesi; kesikli çizgiler: birinci-meritebe Born yaklaşıklığı hesaplamaları. Teorik sonuçlar (Marchalant ve arkadaşları 1997): dolu yıldızlar: ikinci-meritebe Born hesaplamaları; boş yıldızlar: birinci-meritebe Born hesaplamaları.

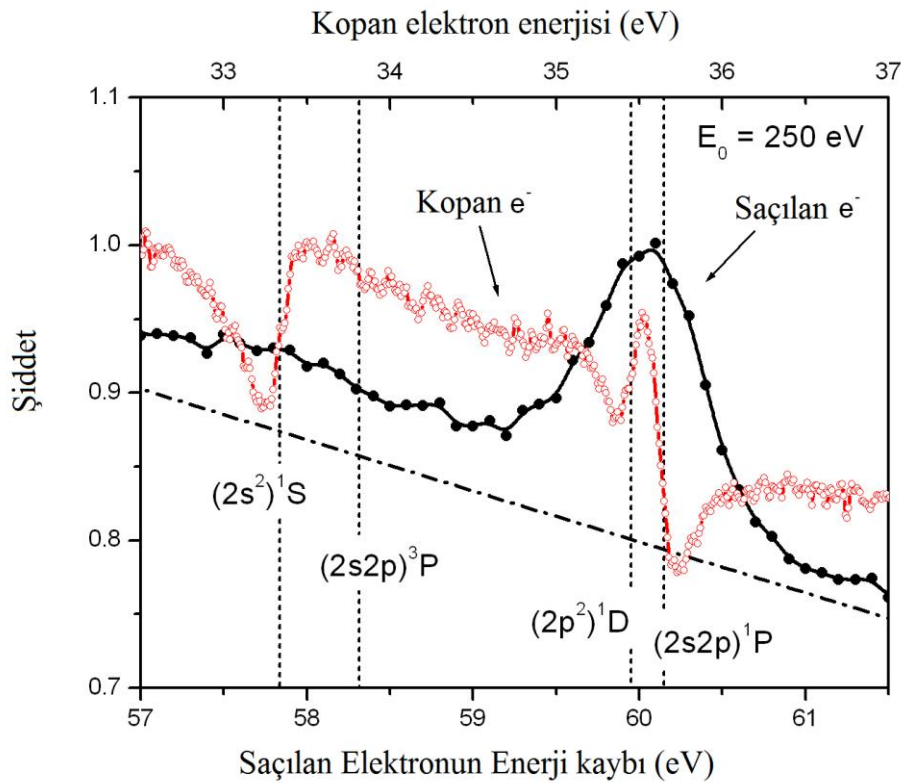


Şekil 5.19.  $(e, 2e)$  kopan elektron enerji spektrumlarının ileri ve geri saçılma pik doğrultuları olan  $50^\circ$  ve  $-130^\circ$ 'de deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması. Şekilde üst paneller (a) ve (b) birinci ve ikinci-mertebe Born hesaplamalarını ve alttaki paneller (c) ve (d) deneysel ölçümleri göstermektedir.



### 5.3.3. Enerji çözünürlüğünün (e, 2e) enerji spektrumu üzerinde etkisi

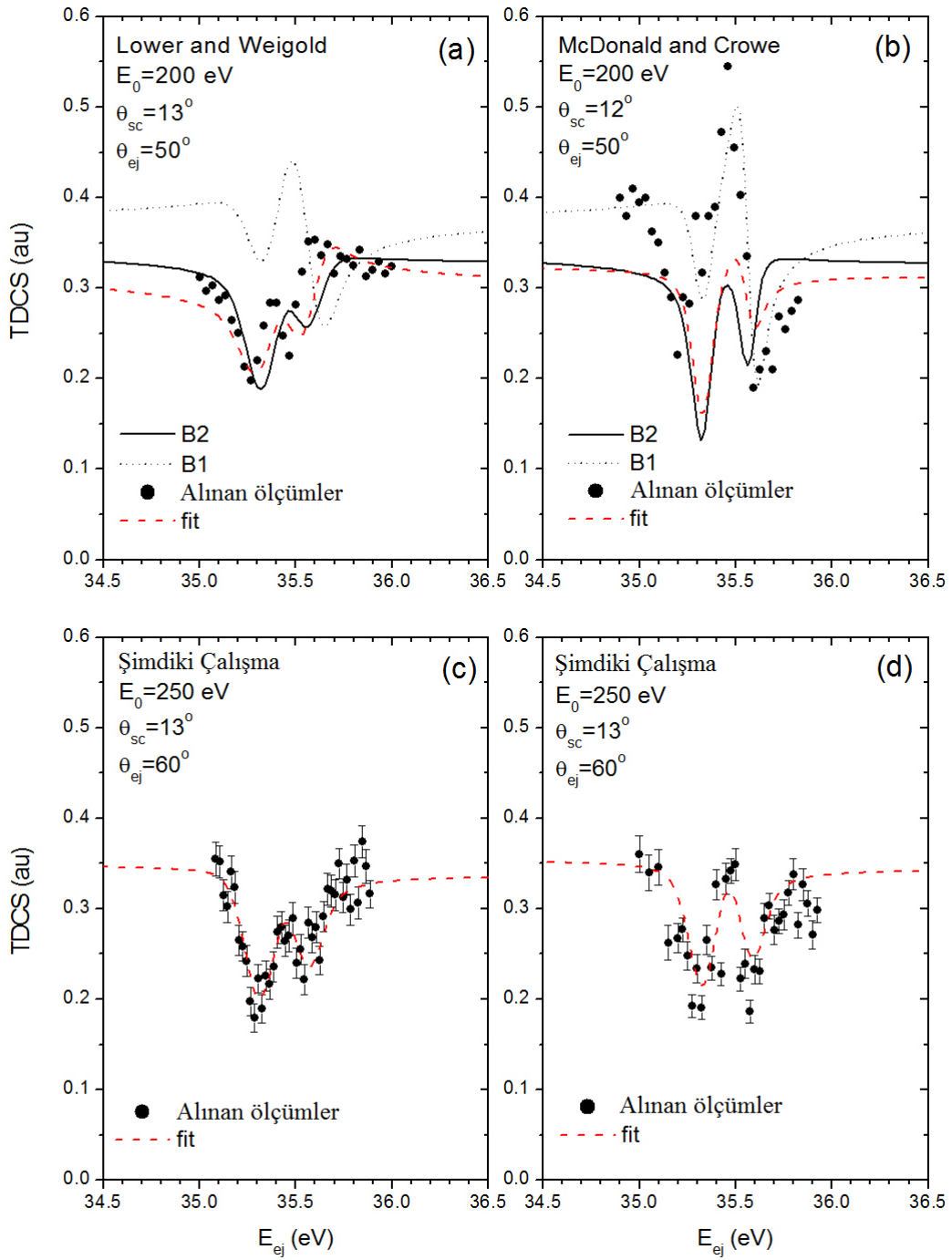
(e, 2e) deneylerinde hem saçılan hem de kopan elektron eş zamanlı olarak detekte edilmektedir. Deneysel olarak her iki analizörün de enerji çözünürlüğü bulunmaktadır. Şekil 5.20’de görüldüğü gibi saçılan elektronun spektrumunda  $^1D-^1P$  düzeyi çizgi şekilleri direk iyonlaşma çizgisine göre daha şiddetlidir. Bu analizör için çözünürlük yaklaşık olarak 0.6 eV’dir. Bu bölge civarında kopan elektronun spektrumu ise girişim etkisinden dolayı asimetriktir. Bu rezonans düzeyleri için literatürde (e,2e) deneyleri yapılmış ve iki farklı şekilde deneysel prosedür kullanılmıştır. Birincisi, her iki elektron için enerji analizörlerini yüksek çözünürlükle ters yönde taramıştır. İkincisinde sadece kopan elektronun enerjisi taranırken saçılan elektron analizörü taranmadan düşük çözünürlükle çalıştırılmış ve kopan elektronun eşi olan saçılan elektron çok geniş bir çizgi genişliği ile detekte edilmiştir. Bu iki prosedür arasındaki farklılık spektrumlar arasında farklılıklar oluşturmaktadır. Dolayısıyla teorik olarak yapılan çalışmalarda bu etkinin hesaba katılması gerekmektedir.



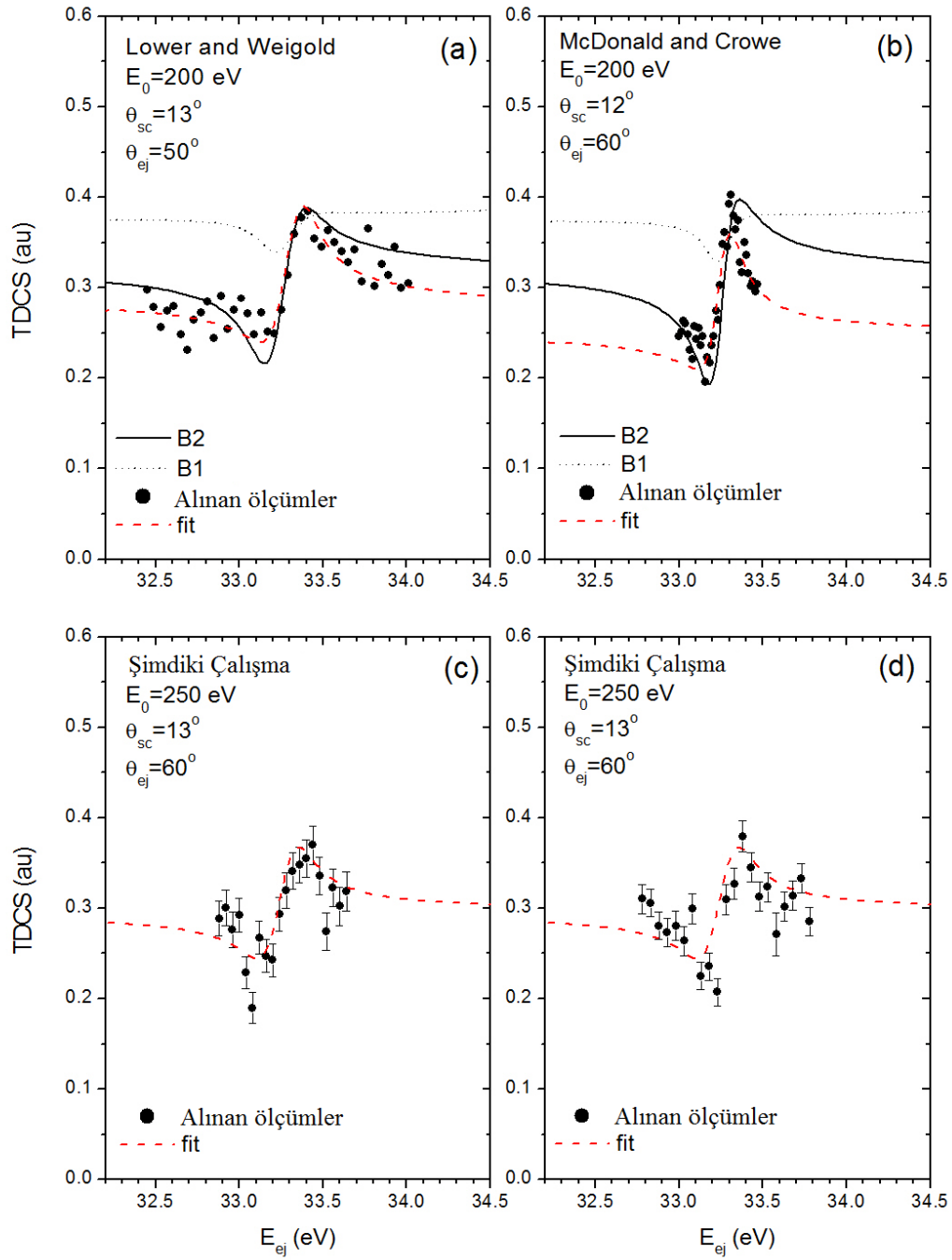
Şekil 5.20. Helyum atomunda 60° kopan elektron ve -20° saçılan elektronun enerji spektrumları. Enerji çözünürlükleri sırasıyla 150 ve 600 meV’dir.

Bu farklılığı göstermek için her iki prosedür ile alınan deneysel ölçümleri kendi ölçümlerimizle ve teorik hesaplamalarla karşılaştırdık. Şekil 5.21(a) ve 5.21(b)'de  $(2p^2)^1D$  ve  $(2s2p)^1P$  düzeyleri için literatürden alınmış ölçümleri gösterilmektedir. (a)'da verilen spektrumda birinci prosedür kullanılmış ve (b)'de ikinci prosedür kullanmıştır. Aynı kinematikte aldığımız ölçümler (c) ve (d)'de verilmiştir. Ayrıca birinci mertebeye ve ikinci mertebeye Born yaklaşıklığı ile hesaplanan teorik hesaplamalarda verilmiştir. Deneysel veriler teorik hesaplamalara en uygun fiti verecek şekilde normalize edilmiştir. Şekil 5.21(d)'de görüldüğü gibi saçılan elektronun enerji çözünürlüğünü düşük almak spektrum profilini bozmaktadır. Bu da teorik hesaplamalarla yapılacak karşılaştırmalarda sorun çıkarmaktadır.  $(2s^2)^1S$  düzeyi için Şekil 5.21'de görüldüğü gibi saçılan elektron spektrumunda bu düzey çok şiddetli değildir. Dolayısıyla iki prosedür arasında bir farklılık olmaması beklenebilir. Şekil 5.22(c) ve 5.22(d)'de görüldüğü gibi iki spektrum arasında bir farklılık yoktur. Ölçümler yine teorik ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Sonuç olarak, Helyum atomunda  $(2s^2)^1S$ ,  $(2p^2)^1D$  ve  $(2s2p)^1P$  rezonans düzeyleri için yeni  $(e,2e)$  tesir kesiti ölçümleri yapılmıştır. 250 eV enerjili elektronlar yüksek vakum ortamında Helyum atomları ile çarpıştırılarak saçılan ve kopan elektronlar farklı açılarda eş zamanlı olarak detekte edilmiştir. Momentum transfer doğrultusu boyunca farklı saçılma açılarında rezonans düzeyleri için çizgi şekilleri elde edilmiş ve teorik modellemeler ile karşılaştırılmıştır. Deneysel prosedürlerin farklılığı spektrumların çizgi şekilleri üzerine etkisi araştırılmış ve enerji çözünürlüğünün etkili olduğu görülmüştür.



Şekil 5.21. Helyum atomunda  $(2p^2)^1D$  ve  $(2s2p)^1P$  rezonans düzeyleri için alınmış  $(e,2e)$  ölçümleri. (a) ve (b) literatürden alınan iki deneysel ölçümdür (Lower ve Weigold 1990; McDonald ve Crowe 1993). (c) ve (d) tarafımızdan alınan ölçümlerdir. (a)'da iki analizör eş zamanlı olarak taranmıştır, fakat (b)'de sadece kopan elektron enerjisi taranırken saçılan elektron enerjisi sabit tutulmuştur. “B1” ve “B2” birinci-mertebe ve ikinci merteye Born yaklaşıklığı kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir.



Şekil 5.22. Şekil 5.21 ile aynı olup sadece  $(2s^2)^1S$  düzeyi için elde edilen sonuçları göstermektedir.

## BÖLÜM 6. YORUM

Bu tez çalışmasında Helyum atomunda  $(2s^2)^1S$ ,  $(2s2p)^3P$ ,  $(2p^2)^1D$  ve  $(2s2p)^1P^o$  ikili uyarma-kendiliğinden iyonlaşma rezonans düzeyleri elektron çarpışma deney düzeneği kullanılarak incelenmiş ve farklı açı ve enerji değerlerinde diferansiyel tesir kesiti ölçümleri alınmıştır. Teknik olarak atomdan saçılan ve kopan elektronlar ayrı ayrı detekte edilebildiği gibi geliştirilen (e, 2e) çakışma spektrometresi ile iki elektron eşzamanlı olarak detekte edilmiştir. Rezonans enerji düzeyleri civarında enerji spektrumları alınmış ve bu düzeylere ait rezonans şekilleri Shore-Balashov parametrizasyonu kullanılarak analiz edilmiştir. Rezonans asimetrisi ve büyüklüğünü gösteren  $A_\mu$  ve  $B_\mu$  parametreleri kopan elektronların açısına bağlı olarak incelenmiş ve önceki deneysel ve teorik çalışmalarla karşılaştırılmıştır.

$^1S$  düzeyi için rezonans parametreleri kopan elektron açısına göre herhangi bir ani değişim göstermezken,  $^1D$  ve  $^1P$  düzeylerine ait parametreler ani bir şekilde değişmektedir. Bu değişim, düzeylerin açisal momentumu veya simetrisi ile ilişkilidir. Teorik olarak  $L$  açisal momentumu değerine bağlı olarak her rezonans düzeyi  $[P_L(\cos\theta)]^2$ -Legendre polinomlarının karakteristik özelliğini taşımaktadır.

Rezonans düzeyleri farklı açılarda değişik profil yapılarına sahiptir. Tek analizörle alınan ölçümlerde optiksel olarak yasak geçişlerden  $^1S$  ve  $^1D$  pikleri küçük açılarda şiddet olarak azalmakta ve büyük açılara doğru daha net olarak görülmektedir. Büyük açılarda direk iyonlaşmadan gelen katkı az olduğu için rezonans düzeyleri simetrik bir yapı gösterirken, küçük açılarda asimetric bir yapı göstermektedir. Profil şekillerindeki bu değişiklik direk iyonlaşma ile rezonans iyonlaşma arasındaki girişim etkisinin bir sonucudur. Girişim genellikle rezonans enerjisinin bir tarafına yapıcı diğer tarafında ise yıkıcı girişim olarak gözlenmiştir.

Her iki analizörle saçılan ve kopan elektronların eş zamanlı olarak detekte edildiği (e, 2e) spektrumları ayrıntılı olarak incelenmiştir. Bu ölçümlerde saçılan elektronların açısı  $-13^\circ$  derecede sabit tutulmuştur. Böylece gelen elektron tarafından atoma aktarılan momentum 250 eV çarpışma enerjisi için yaklaşık olarak 1.06 a.b.'dir. Elektron tabancasının eksenine göre karşı düzlemde pozitif açılar ileri saçılma (binary) bölgesini ve aynı düzlemde negatif açılar geri saçılma (recoil) bölgesini oluşturmaktadır. Özellikle momentum transfer doğrultusu boyunca ( $60^\circ$ ) ve tersi doğrultusunda ( $-120^\circ$ ) elde edilen spektrumlarda farklı profil yapıları görülmüştür. Geri saçılma bölgesinde  $^1D$  pik yüksekliği  $^1P$  düzeyinden daha yüksek çıkmıştır.

Birinci-mertebe ve ikinci-mertebe Born yaklaşıklığı hesaplamaları deneysel verilerin karşılaştırılmasında kullanılmıştır. Bazı açı değerlerinde gözlenen önemli farklılıklar teorik hesaplamaların rezonans düzeyleri için gözden geçirilmesi gerektiğini göstermektedir. Yine de ikinci-mertebe Born hesaplamaları deneysel verilere daha yakın sonuçlar vermiştir. Bu tez çalışmasında elde edilen bulguların, kendiliğinden iyonlaşma olayı üzerine yeni teorik çalışmalara ışık tutması umulmaktadır.

Daha düşük çarpışma enerjilerinde rezonans profillerinin (e, 2e) tekniği ile incelenmesi ileriki aşamada düşünülmektedir. Özellikle bu tez çalışmasında 100 eV için tek analizörle alınan sonuçlarda yüksek enerjide alınan sonuçlarına göre önemli farklılıklar bulunmaktadır. Yüksek enerjilerde detekte edilemeyen  $^3P$  düzey, 100 eV civarında ve altındaki enerjilerde detekte edilebilmektedir. Ayrıca bu enerjilerde deneysel ve teorik çalışmalar arasında uyumsuzluk bulunmaktadır.

Diğer bir çalışma, manyetik açı değiştirici kullanarak ölçüm alınamayan  $0^\circ$ - $30^\circ$  ve  $140^\circ$ - $180^\circ$  arasındaki açısal konumlarda rezonans profillerinin nasıl değiştiğini incelemektir. Bu konu üzerinde çalışmalar devam etmektedir.

## KAYNAKLAR

AMALDI, Jr. U., EGIDI, A., MARCONERO, R., PIZZELLA, G., Use of a Two Channeltron Coincidence in a New Line of Research in Atomic Physics, *Rev. Sci. Instrum.* 40, 1001-1004, 1969

ANDERSEN, N., BARTSCHAT, K., Polarization, Alignment and Orientation in Atomic Collisions, New York: Springer, 2001

ANDERSEN, N., BARTSCHAT, K., BROAD, J. T., HERTEL, I. V., Collisional alignment and orientation of atomic outer shells. III. Spin-resolved excitation, *Phys. Rep.*, 279, 251-396, 1997

ANDERSEN, N., GALLAGHER, J. W., HERTEL, I. V., Collisional alignment and orientation of atomic outer shells I. Direct excitation by electron and atom impact, *Phys. Rep.*, 165, 1-188, 1988

ANDRICK, D., The Differential Cross Section of Low Energy Electron-Atom Collisions, *Adv. Atom. Mol. Phys.*, 9, 207-242, 1973

BALASHOV, V. V., LIPOVETSKII, S. S., SENASHENKO, V. S., A Unified Description of the Resonance Line Profile in the Energy Spectra of Scattered and Emitted Electrons, *Sov. Phys. JETP*, 36, 858-860, 1973

BALASHOV, V. V., MARTIN, S. E., CROWE, A., (e, 2e) in the vicinity of an autoionizing state as a 'perfect experiment' to measure parameters of the electron-impact ionization process, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 29, L337-L343, 1996

BALT-ERDENE, K., HENMEDEKH, L., LHAGVA, O., MADSEN, J. N., A comment on the effects of post-collisional interaction on the resonant part of the T-matrix for auto-ionization, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 32, L35-L39, 1999

BARTSCHAT, K., In *Computational Atomic Physics*, Bartschat K. (ed); Heidelberg and New York: Springer, 1996; chaps. 10-11

BARTSCHAT, K., WEFLER, D., GUAN, X., Electron-impact ionization of magnesium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 40, 3231-3239, 2007

BECKER, K. H., MCCURDY, C. W., ORLANDO, T. M., RESCIGNO, T. N., *Electron-driven Processes: Scientific Challenges and Technological Opportunities*, US DOE Report, 2000

BELLM, S., LOWER, J., BARTSCHAT, K., Electron-Impact Ionization and Excitation of Helium to the  $n=1-4$  Ionic States, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 223201, 2006

BERAKDAR, J., LAHMAM-BENNANI, A., DAL CAPPELLO, C., The electron-impact double ionization of atoms: an insight into the four-body Coulomb scattering dynamics, *Phys. Rep.*, 374, 91-164, 2003

BETHE, H. A, *Ann.der Phys.T*, 5, 325, 1930

BEUTLER, H., Über Absorptionsserien von Argon, Krypton und Xenon zu Termen zwischen den beiden Ionisierungsgrenzen  $^2P^0_{3/2}$  und  $^2P^0_{1/2}$ , *Z. Phys.*, 93, 177-196, 1935

BLUM, K., *Density Matrix Theory and Applications*, 2nd edition, New York: Plenum, 1996

BOESTEN, L., OKADA, K., Hairpin-filament electron guns for low-energy use *Meas. Sci. Technol.*, 11, 576-586, 2000

BOUDAIFFA, B., CLOUTIER, P., HUNTING, D., HUELS, M. A., SANCHE, L., Resonant Formation of DNA Strand Breaks by Low-Energy (3 to 20 eV) Electrons, *Science*, 287, 1658-1660, 2000

BRAUNER, M., BRIGGS, J. S., KLAR, H., Triply-differential cross sections for ionisation of hydrogen atoms by electrons and positrons, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 22, 2265, 1989

BRAY I., FURSA D. V., Benchmark cross sections for electron-impact total single ionization of helium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 44, 061001, 2011

BRAY, I., Close-Coupling Approach to Coulomb Three-Body Problems, *Phys. Rev. Lett.*, 89, 273201, 2002

BRAY, I., Close-Coupling Approach to Coulomb Three-Body Problems, *Phys. Rev. Lett.* 89, 273201, 2002

BROTTON, S. J., CVEJANOVIC, S., CURRELL, F. J., BOWRING, N. J., READ, F. H., Electron-impact excitation of the doubly excited states of helium below the  $N=3$  He<sup>+</sup> threshold, *Phys. Rev. A*, 55, 318-328, 1997

BRUNGER, M. J. BUCKMAN, S. J., ALLEN, L. J., MCCARTHY, I. E., RATNAVELU K., Elastic electron scattering from helium: absolute experimental cross sections, theory and derived interaction potentials, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 25, 1823-1838, 1992

BRUNGER, M. J., BUCKMAN, S. J., Electron-molecule scattering cross-sections. I. Experimental techniques and data for diatomic molecules, *Phys. Rep.*, 357, 215-458, 2002



BRUNGER, M. J., BUCKMAN, S. J., NEWMAN, D. S., ALLE, D. T., Elastic scattering and rovibrational excitation of H<sub>2</sub> by low-energy electrons, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 24, 1435-1448, 1991

BRUNGER, M. J., SAMARDZIC, O., KHEIFETS, A. S., WEIGOLD, E., A study of autoionization phenomena in helium using (e, 2e) spectroscopy, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 30, 3267-3285, 1997

BURKE, P. G., JOACHAIN, C. J., *Theory of Electron Atom Collisions, Part I. Potential Scattering*, Plenum Press, New York and London, pp-255, 1995

BURKE, P., *Electron-Atom, Electron-Ion, and Electron-Molecule Collisions*, In *Handbooks of Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Drake G. W. F. (ed); Springer, 2006; pp. 705-727

BYRON, F. W., JOACHAIN, C. J., *Theory of (e, 2e) reactions*, *Phyr. Rep.*, 179, 211-272, 1989

CATOIRE, F., STAICU-CASAGRANDE, E. M., LAHMAM-BENNANI, A., DUGUET, A., NAJA, A., REN, X. G., New developments for an electron impact (e,2e)/(e,3e) spectrometer with multiangle collection and multicoincidence detection, *Rev. Sci. Instrum.*, 78, 013108, 2007

CHEN, Z., MADISON, D.H., BARTSCHAT, K., Investigation of the closure and simplified Green's function approximations in second-order distorted-wave calculations for the (e, 2e) processes, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 40, 2333, 2007

CHILDERS, J. G., JAMES Jr., K. E., BRAY, I., BAERTSCHY, M., KHAKOO, M. A., Low-energy electron scattering from atomic hydrogen. I. Ionization, *Phys. Rev. A*, 69, 022709, 2004

CIRIK H., *Elektron Spektrometreleri için Manyetik Açılı Değiştirici (MAC) Aygıtının Simülasyonu, Dizaynı ve Yapımı*, Yüksek Lisans Tezi, Afyon Kocatepe Üniversitesi, 2011

COLGAN, J., PINDZOLA, M. S., ROBICHEAUX, F. J., GRIFFIN, D. C., BAERTSCHY, M., Time-dependent close-coupling calculations of the triple-differential cross section for electron-impact ionization of hydrogen, *Phys. Rev. A*, 65, 042721, 2002

CONNERADE, J-P., *Highly Excited Atoms*, Cambridge: Cambridge University Press, 1998

CROSS, J. D., READ, F. H., RIDDLE, E. A., Electron optical systems with fixed image positions for beams of variable energy, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 44, 993, 1967

CROWE, A., DOGAN, M., In *Electron Scattering from Atoms, Molecules, Nuclei and Bulk Matter*, New York: Kluwer Academic/Plenum, pp. 13-22, 2005

CROWE, A., MCDONALD, D. G., MARTIN, S. E., BALASHOV, V. V., Studies of autoionization with (e,2e) spectroscopy, *Can. J. Phys.*, 74, 736-742, 1996

DEHARAK, B. A., BARTSCHAT, K., MARTIN, N. L. S., Out-of-plane (e,2e) angular distributions and energy spectra of helium L=0,1,2 autoionizing levels, *Phys. Rev. A*, 82, 062705, 2010

DEHARAK, B. A., BARTSCHAT, K., MARTIN, N. L. S., Out-of-Plane (e, 2e) Experiments on Helium L=0, 1, 2 Autoionizing Levels, *Phys. Rev. Lett.*, 100, 063201, 2008

DEHARAK, B. A., CHILDERS, J. G., MARTIN, N. L. S., Ejected electron spectrum of He below the N=2 threshold, *Phys. Rev. A*, 74, 032714, 2006

DEHARAK, B. A., CHILDERS, J. G., MARTIN, N. L. S., Non-dipole effects in (e,2e) and photoelectron experiments: a comparison, *J. Elec. Spec. Rel. Phen.*, 141, 75-82, 2004

DOGAN, M., Correlation Studies of Simultaneous Excitation-Ionization in Helium, PhD Thesis, University of Newcastle, 1999

DOGAN, M., CROWE, A., BARTSCHAT, K., MARCHALANT, P. J., Simultaneous excitation-ionization of helium to the He<sup>+</sup>(2p) state, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 31, 1611-1624, 1998

DOGAN, M., CROWE, A., Coincidence studies of the influence of resonances on simultaneous ionization-excitation of helium by electron impact, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 35, 2773-2781, 2002

DOGAN, M., CROWE, A., Correlation studies of excited states of the helium ion, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 33, L461-L465, 2000

DOGAN, M., CROWE, A., Excitation functions for two active atomic electron processes in helium, *ARI*, 51, 29-33, 1998

DOGAN, M., LOHMANN, B., CVEJANOVIĆ, D., CROWE, A., A Complete Experimental Study of Electron Impact Ionization, Abstracts of Contributed Papers, XXII ICPEAC (International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions), Santa Fe, New Mexico, USA, eds. Datz et al, pp.181, 2001

DOGAN, M., SISE, O., ULU, M., Design of electron energy analysers for electron impact studies, *Rad. Phys. Chem.*, 76, 445-449, 2007a

DOGAN, M., ULU, M., SISE, O., Design, simulation and construction of an (e,2e) coincidence spectrometer, *J. Elect. Spect. Rel. Phen.*, 161, 58-62, 2007b

DOMKE, M., REMMERS, G., KAINDL, G., Observation of the (2p,nd)1Po double-excitation Rydberg series of helium, *Phys. Rev. Lett.* 69, 1171-1174, 1992

DOMKE, M., SCHULZ, K., REMMERS, G., GUTIERREZ, A., KAINDL, G., WINTGEN, D., Interferences in photoexcited double-excitation series of He, *Phys. Rev. A*, 51, R4309-R4312, 1995

DOMKE, M., SCHULZ, K., REMMERS, G., KAINDL, G., WINTGEN, D., High-resolution study of 1Po double-excitation states in helium, *Phys. Rev. A*, 53, 1424-1438, 1996

DOMKE, M., XUE, C., PUSCHMANN, A., MANDEL, T., HUDSON, E., SHIRLEY, D. A., KAINDL, G., GREENE, C. H., SADEGHPOUR, H. R., PETERSEN, H., *Phys. Rev. Lett.* 66, 1306, 1991

DÜRR, M., DIMOPOULOU, C., NAJJARI, B., DORN, A., BARTSCHAT, K., BRAY, I., FURSA, D. V., CHEN, Z., MADISON, D. H., ULLRICH, J., Higher-order contributions observed in three-dimensional (e,2e) cross-section measurements at 1-keV impact energy, *Phys. Rev. A*, 77, 032717, 2008

DÜRR, M., DIMOPOULOU, C., NAJJARI, B., DORN, A., ULLRICH, J., Three-Dimensional Images for Electron-Impact Single Ionization of He: Complete and Comprehensive (e,2e) Benchmark Data, *Phys. Rev. Lett.* 96, 243202, 2006

EHRHARDT, H., JUNG, K., KNOTH, G., SCHLEMMER, P., Differential cross sections of direct single electron impact ionization, *Z. Phys. D*, 1, 3-32, 1986

EHRHARDT, H., SCHULZ, M., TEKAAT, T., WILLMANN, K., Ionization of Helium: Angular Correlation of the Scattered and Ejected Electrons, *Phys. Rev. Lett.*, 22, 89-92, 1969

ELAZZOUI, S., DAL CAPPELLO, C., LAHMAM-BENNANI, A., CATOIRE, F., Double ionization of helium by electron impact: angular distributions at low incident energy, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 38, 1391-1410, 2005

EMINYAN, M., MACADAM, K. B., SLEVIN, J., KLEINPOPPEN, H., Electron-photon angular correlations in electron-helium collisions: Measurements of complex excitation amplitudes, atomic orientation and alignment, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 7, 1519-1523, 1974

FAN, X. W., LEUNG, K. T., Momentum-transfer dependence of Fano parameters for the  $(1s2)1S \rightarrow (2s2p)1P$  doubly excited transition in helium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 34, 811-818, 2001

FANG, Y., BARTSCHAT, K., Convergent second-order calculations for simultaneous electron-impact ionization-excitation of helium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 34, L19-L25, 2001

FANG, Y., BARTSCHAT, K., Resonance effects in electron-impact ionization of helium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 34, 2747-2755, 2001

FANO, U., COOPER, J. W., Line Profiles in the Far-uv Absorption Spectra of the Rare Gases, *Phys. Rev. A*, 137, A1364-A1379, 1965

FANO, U., COOPER, J. W., Spectral Distribution of Atomic Oscillator Strengths, *Rev. Mod. Phys.*, 40, 441-507, 1968

FANO, U., Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts, *Phys. Rev.*, 124, 1866-1878, 1961

FANO, U., *Nuovo Cimento*, On the Absorption Spectrum of Noble Gases at the Arc Spectrum Limit, 12, 154, 1935

FON, W., C., BERRINGTON, K., A., KINGSTON, A., E., The  $1^1S$  to  $2^1S$  and  $1^1S$  to  $2^1P$  excitation of helium by electron impact, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 13, 2309-2320, 1980

FRANCK, J., HERTZ G., Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben, *Verh. Dtsch. Phys. Ges.*, 16, 457-467, 1914

FURSA, D. V., BRAY, I., Calculation of electron-helium scattering, *Phys. Rev. A*, 52, 1279-1297, 1995

FURSA, D. V., BRAY, I., Convergent close-coupling calculations of electron - helium scattering, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 30, 757-785, 1997

GELEBART, G., TWEED, R. J., PERESSE, J., Autoionization by electron impact: experiment with He, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 9, 1739-1748, 1976

GELEBART, G., TWEED, R. J., PERESSE, J., Measurement of the absolute differential cross section for autoionization from the levels  $(2s2p) 3P$  and  $(2s2) 1S$  of helium, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 7, L174-L178, 1974

GODUNOV, A. L., MCGUIRE, J. H., SCHIPAKOV, V. A., CROWE, A., Excitation of the  $(2p2)1D$  and  $(2s2p)1P$  autoionizing states of helium by 200 eV electron impact, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 35, L245-L251, 2002

HARTING, E., READ, F. H., *Electrostatic Lenses*, Amsterdam: Elsevier, 1976

HAYES, P. A., WILLIAMS, J. F., Simultaneous Ionization and Excitation to the  $He^+2^2P$  State, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3098-3101, 1996

HEDDLE, D. W. O., An afocal electrostatic lens, *J. Phys. E: Sci. Instrum* 4, 981, 1971

HEDDLE, D. W. O., The design of three-element electrostatic electron lenses, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 2, 1046, 1969

HEDDLE, D. W. O., KAY, S. M., Excitation of the 468.6 nm line of  $He^+$  by

electron impact on the neutral ground state, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 29, 1263, 1996

HEDDLE, D. W. O., KAY, S. M., The zoom afocal lens, *Nucl. Instrum. Meth. A*, 298 (1-3), 291-294, 1990

HEDDLE, D. W. O., KUREPA, J., The focal properties of three-element electrostatic electron lenses, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 3, 552-554, 1970

HEDDLE, D. W. O., PAPADOVASSILAKIS, N., YATEEM, A. M., Measurements of the magnification behaviour of some three-element electrostatic lenses, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 15, 1210, 1982

HICKS, P. J., COMER, J., Ejected electron spectroscopy of autoionizing states excited by low energy electron impact, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 8, 1866-1879, 1975

HICKS, P. J., CVEJANOVIC, S., COMER, J., READ, F. H., SHARP, J. M., Displacements of electron ejection energies in near-threshold excitation of autoionizing levels of helium by electron impact, *Vacuum*, 24, 573-580, 1974

HOLLYWOOD, M. T., CROWE, A., WILLIAMS, J. F., *J. Phys. B*, 12, 819, 1979

IMHOF, R. E., READ, F. H., A three-aperture electron optical lens for producing an image of variable energy but fixed position, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 1, 859-860, 1968

IMHOF, R.E., ADAMS, A., KING, G.C., Energy and time resolution of the 180° hemispherical electrostatic analyzer, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 9, 138-142, 1976

KAR, S., HO, Y. K., Resonances in electron-hydrogen scattering in Debye plasmas, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 44, 015001, 2011

KHAKOO, M. A., KEANE, K., CAMPBELL, C., GUZMAN, N., HAZLETT, K., Low energy elastic electron scattering from ethylene, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 40, 3601-3613, 2007

KHEIFETS, A. S., NAJA, A., CASAGRANDE, E. M. S., LAHMAM-BENNANI, A., An energetic (e, 2e) reaction away from the Bethe ridge: recoil versus binary, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 42, 165204, 2009

KHEIFETS, A. S., Triple differential cross section calculation for the helium autoionization by electron impact, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 26, 2053-2068, 1993

KLEMPERER, O., BARNETT, M. E., *Electron Optics*, Cambridge: Cambridge United Pres., 1971

KLIORRE, A. J., HINSON, D. P., FLASAR, F. M., NAGY, A. F., CRAVENS, T. E., The Ionosphere of Europa from Galileo Radio Occultations, *Science*, 277, 5324,

355-358, 1997

KUREPA, M. V., VUSKOVIC, L., Differential Cross Sections of 100, 150 and 200 eV Electron Elastically Scattered in Helium, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 8, 2067-2078, 1975

KUZUMOTO, M., OGAWA, S., YAGI, S., Role of N<sub>2</sub> gas in a transverse-flow CW CO<sub>2</sub> laser excited by silent discharge, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 22 1835, 1989

LAHMAM-BENNANI, A., DUGUET, A., DAL CAPPELLO, C., NEBDI, H, PIRAUX, B., Importance of non-first-order effects in the (e,3e) double ionization of helium, *Phys. Rev. A*, 67, 010701, 2003

LAHMAM-BENNANI, A., DUPRE, C., DUGUET, A., Electron-impact double ionization of argon studied by double and triple coincidence techniques: The first (e,3e) experiment, *Phys. Rev. Lett.*, 63, 1582-1585, 1989

LAHMAM-BENNANI, A., Recent developments and new trends in (e,2e) and (e,3e) studies, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 24, 2401-2442, 1991

LANGMUIR, I., JONES, H., A., Collisions Between Electrons and Gas Molecules, *Phys. Rev.*, 31, 357-404, 1928

LASSETTRE, E. N., Collision cross section studies on molecular gases and the dissociation of oxygen and water, *Radiat. Res. Suppl.*, 1, 530-546, 1959

LENARD, P., Über die Absorption der Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit, *Ann. Physik*, 12, 714-744, 1903

LHAGVA, O., R. BADAMDAMDIN, S. I. STRAKHOVA, and L. HEHNMEDEH, The yields of 1P and 1D resonances in the He(e, 2e)He<sup>+</sup> reaction, *Z. Phys. D*, 27, 259-262 (1993).

LINDSAY, B. G, MANGAN, M. A., in: Y. Itikawa (Ed.), *Landolt-Börnstein I-17C*, Berlin: Springer, 2003

LIU, X. J., ZHU, L. F., YUAN, Z. S., LI, W. B., CHENG, H. D., HUANG, Y. P., ZHONG, Z. P., XU, K. Z., LI, J. M., Dynamical Correlation in Double Excitations of Helium Studied by High-Resolution and Angular-Resolved Fast-Electron Energy-Loss Spectroscopy in Absolute Measurements, *Phys. Rev. Lett.*, 91, 193203, 2003

LOWER, J., WEIGOLD, E., Correlations in the autoionising region of He measured by the (e, 2e) technique, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 23, 2819-2845, 1990

MADDEN, R. P., CODLING, K., Two-electron excitation states in helium, *Astrophys. J.*, 141, 364-375, 1965

MARCHALANT, P. J., PhD Thesis, The Queen's University of Belfast, 1996

MARCHALANT, P. J., WHELAN C. T., WALTERS, H. R. J., Coincidence Studies of Electron and Photon Impact Ionization, New York: Plenum, pp. 21–43, 1997

MARTIN, F., BURROW, P. D., ZHONGLI, C., CLOUTIER, P., HUNTING, D., SANCHE, L., DNA Strand Breaks Induced by 0–4 eV Electrons: The Role of Shape Resonances, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 068101, 2004.

MASON, N. J., NEWELL, W. R., The dependence of electron gun performance on filament material, *Meas. Sci. Technol.*, 1, 983, 1990

MASSEY, H. S. W, MOHR, C. B. O., *Proc. R. Soc. A*, 140, 613, 1933

MCADAMS, R., HOLLYWOOD, M. T., CROWE, A., WILLIAMS, J. F., Alignment and orientation of the  $2^1P$  state of helium by electron impact at 29.6 and 51.2 eV, *J. Phys. B*, 13, 3691, 1980

MCCARTHY, I. E., SHANG, B., Calculation of the resonant ionization of helium, *Phys. Rev. A*, 47, 4807-4810, 1993

MCDONALD, D. G., CROWE, A., An (e,2e) study of double excitation-autoionization mechanisms in helium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 26, 2887-2897, 1993

MCDONALD, D. G., CROWE, A., Ejected electron spectra from the vicinity of the (2p2)1D and (2s2p)1P autoionizing states of helium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 25, 2129-2141, 1992a

MCDONALD, D. G., CROWE, A., Electron impact excitation -autoionization of the (2s2)1S and (2s2p)3P states of helium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 25, 4313-4324, 1992b

MCDONALD, D. G., CROWE, A., Triple differential cross sections in the vicinity of the (2s2)1S state of helium, *Z. Phys. D*, 23, 371-376, 1992c

MEHLHORN, W., Auger electrons of autoionizing levels of helium, *Phys. Letters*, 21, 155-156, 1966

MILNE-BROWNLIE et al, Young-Type Interference in (e,2e) Ionization of H<sub>2</sub>, *Phys. Rev. Lett.* 96, 233201, 2006

MONTAGUE R. G., HARRISON M. F. A. SMITH A. C. H., A measurement of the cross section for ionisation of helium by electron impact using a fast crossed beam technique, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 17, 3295-3310, 1984

MOORHEAD, P. S. K., CROWE, A., in *Proc. 14th Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions (Palo Alto)*, Coggiola D. L. H. M. J., Saxon, R. P. (eds), Amsterdam: North-Holland, pp. 160, 1985

MOTT, N.F., MASSEY, H.S.W., "The Theory of Atomic Collisions" Oxford Science Publications, 1987

MÜLLER-FIEDLER, R., JUNG, K., EHRHARDT, H., Double differential cross sections for electron impact ionisation of helium, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 19, 1211-1229, 1986

MURRAY, A. J., TURTON, B. C. H., READ, F. H., Real-time computer-optimized electron coincidence spectrometer, *Rev. Sci. Instr.*, 63, 3346-3351, 1992

NESBET, R. K., Variational calculations of accurate e--He cross sections below 19 eV, *Phys. Rev. A*, 20, 58-70, 1979

ODA, N., TAHIRA, S., NISHIMURA, F., KOIKE, F., Energy and angular distribution of electrons ejected from autoionization states in helium by electron impact, *Phys. Rev. A*, 15, 574-587, 1977

PETERKOP, R. K., Theory of ionization of atoms by electron impact, *Izv. Akad. Nauk Latv. SSSR Ser. Fiz.*, 1012, 1963

PIERCE, J.R., Theory and Design of Electron Beams, 2nd Edition, New York: Van Nostrand., 1954

POCHAT, A., TWEED, R. J., DORICH, M., PERESSE, J., Double and triple differential cross sections for autoionisation of helium by electron impact, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 15, 2269-2283, 1982

RAPP, D., ENGLANDER-GOLDEN, P., Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact. I. Positive ionization, *J. Chem. Phys.*, 43, 1464-1479, 1965

READ, F. H., CHANNING, J. M., Production and optical properties of an unscreened but localized magnetic field, *Rev. Sci. Instrum.*, 67, 2372, 1996

REGISTER, D. F., TRAJMAR, S., SRIVASTAVA, S. K., Absolute elastic differential electron scattering cross sections for He: A proposed calibration standard from 5 to 200 eV, *Phys. Rev. A*, 21, 1134-1151, 1980

REJOUB R., LINDSAY B. G., STEBBINGS R. F., Determination of the absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of the rare gases, *Phys. Rev. A*, 65, 042713, 2002

REN, X., BRAY, I., FURSA, D.V., COLGAN, J., PINDZOLA, M.S., PFLÜGER, T., SENFTLEBEN, A., XU, S., DORN, A., ULLRICH, J., Electron-impact ionization of helium: A comprehensive experiment benchmarks theory, *Phys. Rev. A*, 83, 052711, 2011

RESCIGNO, T. N., BAERTSCHY, M., ISAACS, W. A., MCCURDY, C. W.,



Collisional Breakup in a Quantum System of Three Charged Particles, *Science*, 286, 2474-2479, 1999

RUDD, M. E., Observation of Autoionization Levels in He by Positive Ion Bombardment, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 503-505, 1964

RUDGE, M. R. H., Theory of the Ionization of Atoms by Electron Impact, *Rev. Mod. Phys.*, 40, 564, 1968

RUTHERFORD, E., The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  Particles by Matter and the Structure of the Atom, *Philos. Mag.*, 6, 21, 1911

SAKHELASHVILI, G., DORN, A., HÖRR, C., ULLRICH, J., KHEIFETS, A. S., LOWER, J., BARTSCHAT, K., Triple Coincidence ( $e,\gamma 2e$ ) Experiment for Simultaneous Electron Impact Ionization Excitation of Helium, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 033201, 2005

SAMARDZIC, O., CAMPBELL, L., BRUNGER, M. J., KHEIFETS, A. S., WEIGOLD, E., Autoionization in electron - helium collisions: an ( $e, 2e$ ) investigation, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 30, 4383-4394, 1997

SAMARDZIC, O., KHEIFETS, A. S., WEIGOLD, E., SHANG, B., BRUNGER, M. J., An ( $e, 2e$ ) study of helium autoionization experiment and theory, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 28, 725-741, 1995

SCHOW, E., HAZLETT, K., CHILDERS, J. G., MEDINA, C., VITUG, G., BRAY, I., FURSA, D. V., KHAKOO, M. A., Low-energy electron-impact ionization of helium, *Phys. Rev. A*, 72, 062717, 2005

SCHULZ, K., KAINDL, G., DOMKE, M., BOZEK, J. D., HEIMANN, P. A., SCHLACHTER, A. S., ROST, J. M., Observation of New Rydberg Series and Resonances in Doubly Excited Helium at Ultrahigh Resolution, *Phys. Rev. Lett.* 77, 3086-3089, 1996

SCHULZ, M., MOSHAMMER, R., FISCHER, D., KOLLMUS, H., MADISON, D. H., JONES, S., ULLRICH, J., Three-dimensional imaging of atomic four-body processes, *Nature*, 422, 48-50, 2003

SCHWIENHORST, R., RAEKER, A., BARTSCHAT, K., BLUM, K., Electron - photon coincidences in electron impact ionization - excitation, *J. Phys. B*, 29, 2305-2314, 1996

SHAH M. B., ELLIOT D. S., MCCALLION P., GILBODY H. B., Single and double ionisation of helium by electron impact, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 21, 2751-2761, 1988

SHORE, B.W., Scattering Theory of Absorption-Line Profiles and Refractivity, *Rev. Mod. Phys.*, 39, 439-462, 1967

SILVERMAN, S. M., LASSETTRE, E. N., Additional Collision Cross Sections for Helium Especially in the Ionized Continuum, *J. Chem. Phys.*, 40, 1265-1271, 1964

SIMION 3D v8.0, Scientific Instrument Services Inc. [www.simion.com](http://www.simion.com).

SIMPSON, J. A., CHAMBERLAIN, G. E., MIELCZAREK, S. R., Excitation of Optically Forbidden States in the Ionization Continuum by Electron Impact, *Phys. Rev.*, 139, A1039-A1041, 1965

ŞİŞE, O., DOĞAN, M., OKUR, I., CROWE, A., (e, 2e) experiments on (2s2)1S, (2p2)1D and (2s2p)1P autoionizing levels of helium in the direction of the binary lobe, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 43, 185201, 2010b

ŞİŞE, O., MANURA, D. J., DOĞAN, M., Exploring focal and aberration properties of electrostatic lens systems through computer simulation, *Euro. J. Phys.* 29 (2008) 1165–1176

ŞİŞE, O., MARTINEZ, G., ZOUROS, T. J. M., ULU, M., DOĞAN, M., Fringing Field Optimization of Hemispherical Deflector Analyzers using BEM and FDM, *J. Elect. Spect. Rel. Phen.*, 177 (1), 42–51, 2010a

ŞİŞE, O., OKUMUS, N., ULU, M., DOĞAN, M., Computer simulation of electrostatic aperture lens systems for electron spectroscopy, *J. Elect. Spect. Rel. Phen.* 175, 76–86, 2009

ŞİŞE, O., ULU, M., DOĞAN, M., Aberration coefficients for multi-element electrostatic lens systems for charged particle beam applications, *Nucl. Instr. Meth. A* 573, 329-339, 2007b

ŞİŞE, O., ULU, M., DOĞAN, M., Characterization and modeling of multi-element electrostatic lens systems, *Rad. Phys. Chem.* 76, 593-598, 2007a

ŞİŞE, O., ULU, M., DOĞAN, M., Multi-element cylindrical electrostatic lens systems for focusing and controlling charged particles, *Nucl. Instr. Meth. A* 554, 114-131, 2005

SOROKIN A. A., BEIGMAN I. L., BOBASHEV S. V., RICHTER M., VAINSHTEIN L. A., Total electron-impact ionization cross sections of helium, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 37, 3215-3226, 2004

STANDAGE, M. C., KLEINPOPPEN, H., Photon Vector Polarization and Coherence Parameters in an Electron-Photon Coincidence Experiment on Helium, *Phys. Rev. Lett.*, 36, 577-580, 1976

STEFANI, G., AVALDI, L., CAMILLONI, R., On the relevance of the final ionic state to the (e, 2e) TDCS, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 23, L227-L231, 1990

STEVENSON, M., CROWE, A., Excitation–ionization of the calcium atom by electron impact, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 37, 2493-2500, 2004

TANNER, G., RICHTER, K., ROST, J. M., The theory of two-electron atoms: between ground state and complete fragmentation, *Rev. Mod. Phys.*, 72, 497-544, 2000

TRAJMAR, S., MCCONKEY, W. J., KANIK, I., Electron-Atom and Electron-Molecule Collisions, In *Handbooks of Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Drake G. W. F. (ed); Springer, 2006; pp. 929-940

TWEED, R. J., Autoionization of helium by electron impact: theory incorporating exchange, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 9, 1725-1737, 1976

TWEED, R. J., LANGLOIS, J., Theoretical triple differential cross sections for the autoionisation of helium by electron impact: limits on the validity of first-order models, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 19, 3583-3601, 1986

ULU, M., Elektron - Elektron Çakışma Deney Düzeneginin Kurulması ve Düzenegin Simülasyonu, Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi, 2007

ULU, M., SISE, O., DOGAN, M., Optimizing the performance of an electron gun design followed by lenses and apertures, *Rad. Phys. Chem.*, 76, 636-641, 2007

VAN DEN BRINK, J. P., NIENHUIS, G., VAN ECK, J., HEIDEMAN, H. G., Coherences between autoionising states of different excitation energies, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 22, 3501-3518, 1989

WARD, R., CUBRIC, D., BOWRING, N., KING, G. C., READ, F. H., FURSA, D. V., BRAY, I., ZATSARINNY, O., BARTSCHAT, K., Differential cross sections for electron impact excitation of the  $n = 2$  states of helium at intermediate energies (80, 100 and 120 eV) measured across the complete angular scattering range ( $0-180^\circ$ ), *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 44, 045209, 2011

WEIGOLD, E., MCCARTHY, I. E., *Electron Momentum Spectroscopy*, New York: Plenum, 1999

WEIGOLD, E., UBGABE, A., TEUBNER, P. J. O., Observation of Autoionizing Transitions in Helium Using the  $(e, 2e)$  Technique, *Phys. Rev. Lett.*, 35, 209-212, 1975

WELLENSTEIN, H. F., BONHAM, R. A., ULSH, R. C., Bethe Surface and Inelastic and Elastic Differential Cross Sections for Helium Obtained by Use of 25-keV Incident Electrons, *Phys. Rev. A*, 8, 304-314, 1973

## ÖZGEÇMİŞ

Ömer ŞiŒe, 30.06.1981 de Ağrı, EleŒkirt'te doğdu. İlk ve orta eğitimini EleŒkirt'te ve lise eğitimini Bursa, Yıldırım'da tamamladı. 1998 yılında Ahmet Vefik PaŒa Lisesi'nden mezun oldu. 1998 yılında baŒladıđı Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği bölümünü 2003 yılında ikincilikle bitirdi. 2003 yılında Afyon Kocatepe Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik ABD'da yüksek lisans yaptı ve 2005 yılında mezun oldu.