

GEOMETRİK OLARAK SOĞUTULMUŞ
GERİ TEPEN İYON SPEKTROMETRESİ
SİMÜLASYONU VE KURULUMU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Zehra Nur ERENGİL

Danışman
Yrd. Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL

FİZİK ANABİLİM DALI

Mayıs 2007

T.C.
AFYONKARAHİSAR KOÇATEPE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GEOMETRİK OLARAK SOĞUTULMUŞ GERİ TEPEN İYON SPEKTROMETRESİ
SİMÜLASYONU VE KURULUMU

Zehra Nur ERENGİL

YÜKSEK LİSANS TEZİ
Fizik Anabilim Dalı
Danışman
Yrd. Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL

AFYONKARAHİSAR
2007

ONAY SAYFASI

Zehra Nur Erengil'in yüksek lisans olarak hazırladığı "Geometrik Olarak Soğutulmuş Geri Tepen İyon Spektrometresi ve Simülasyonu" başlıklı bu çalışma, lisansüstü yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek oy birliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

... / ... /

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL
(Danışman)

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Fatih UCUN

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. H. Ali YALIM

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nunGün
vesayılı kararıyla onaylanmıştır.

Enstitü Müdürü
Doç.Dr. Emine SOYTÜRK

ÖZET

GEOMETRİK OLARAK SOĞUTULMUŞ GERİ TEPEN İYON SPEKTROMETRESİ SİMÜLASYONU VE KURULUMU

**Afyon Kocatepe Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü**

COLTRIMS (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy-Geri Tepen İyon Momentum Spektroskopisi); iyon, elektron ya da fotonun atom ya da moleküllerle etkileşmeleri sonucu iyonlaşma dinamiğini inceleyen bir tekniktir. COLTRIMS tekniğinde amaç, üç ya da daha fazla parçacık reaksiyonunu kinematik olarak tamamen açıklayacak bir sistem sağlamaktır. Çarpışmalarda oluşan geri tepen hedef iyonun momentum vektörünün yüksek çözünürlükle ölçümünde kullanılır. Çarpışmada oluşan parçacıkların momentum vektörlerinin belirlenmesi, iyon yük durumlarına bağlı olarak reaksiyonun çok katlılığı için temel oluşturur. Momentum vektörü kullanılarak, reaksiyonda yer alan diğer yüklü parçacık reaksiyonları yardımı ile istenilen reaksiyonun mekanizması belirlenebilir. COLTRIMS tekniği, 4π elektron momentum analizörlerinin kullanılması ile saçılma deneyleri için kinematik olarak tamamlanmış bir momentum düzeneği sağlar.

COLTRIMS sistemi; süpersonik yayılma ile vakum içinde üretilen soğutulmuş gaz hedefini ve iyon- elektron momentumunu inceleyen bir düzeneden oluşur. İyon ya da elektronlar, herhangi bir gaz hedefinden iyonlaşma radyasyonu ile üretilir. Atomik ya da moleküler bir reaksiyondan elde edilen bütün yüklü parçacıklar, elektrik ve manyetik alan sayesinde konum hassas dedektörlere düşürülür. Parçacıkların uçuş sürelerinden ve dedektör üzerindeki konum etkilerinden üç boyutlu momentum vektörü elde edilebilir. Parçalanmadan önce süpersonik yayılma ile hedef atomların soğutulması, bir kaç atomik birimlik momentum çözünürlüğü elde etmeyi sağlar.

Bu alışmada, COLTRIMS tekniği ve COLTRIMS deney düzeneğinin kurulumu anlatılmıştır. Bu bakımdan sistemin teknik tanımlaması: Vakum sistemi, dedektörler, konum spektrumları, dedektörlerde zamanlama ve spektrometre dizaynı incelenmiştir. COLTRIMS düzeneğinin teknik tanımı yanında temel olarak SIMION 7 programı kullanılarak spektrometre simülasyonları yapılmıştır. Spektrometre, düzeneğin en önemli parçalarından bir tanesidir ve elektron-iyonlarını konum duyarlı dedektörler üzerine yönlendirir. Bir spektrometrenin tipik olarak iki kısmı bulunur: etkileşim bölgesinden yüklü parçacıkları elektrik alan yardımı ile çekmeyi sağlayan çekim bölgesi ve serbest sürüklenme bölgesi. Bu iki bölge birbirinden ağlarla ayrılırlar. Simülasyon programları kullanılarak, çekim bölgesine ve hedefin ilk durum kinetik enerjisine bağlı olarak parçacıkların momentum dağılımları hesaplanabilir. Bu dağılım daha sonra veri analizinde iyon momentumunun yeniden incelenmesinde kullanılabilir.

2007, 159 Sayfa

Anahtar Kelimeler: COLTRIMS, TOF spektrometresi, simülasyon, dedektör, vakum, jet, atomik arpışmalar.

ABSTRACT

DESIGNING AND SIMULATING COLTRIMS SPECTROMETER

**Afyon Kocatepe University
Graduate School of Natural and Applied Sciences**

COLTRIMS (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy), is a technique for investigating the dynamics of ionizing ion, electron or photon impact reactions with atoms or molecules. The goal of COLTRIMS is to provide a tool for kinematically complete studies of three - and more - particle collisions. It allows the high-resolution measurement of the previously undetectable small three-dimensional momentum vector of the recoiling target ion created in these collisions. Accurately identifying the momentum vector of the particles creates the basis for determining the reaction's multiplicity due to ion charge states. Using the momentum vectors one can determine the dynamical mechanism of the reaction with the help of other charged particle collisions taking place in the reaction. Combined with novel 4π electron momentum analyzers, COLTRIMS is a momentum microscope for kinematically complete scattering experiments.

The COLTRIMS system consists of an internally and geometrically cold gas target, produced in vacuum with a supersonic expansion, and a part which resolves ion-electron momentum. Ions and electrons are produced by ionizing radiation of any kind of gas target. All charged fragments from an atomic or molecular reaction are projected by a combination of electric and magnetic fields onto position-sensitive detectors. From the measured time-of-flight of the particles and their position of impact on the detector, one can obtain their three-dimensional momentum vector. Cooling of the target atoms before the fragmentation by super sonic expansion allows a momentum resolution for the ion momenta of a few atomic units.

In this work, we studied the COLTRIMS technique and the setup of the COLTRIMS apparatus. In this framework, we worked on the technical description of the setup: vacuum chambers, detectors, spectra of positions, timing on the detectors and designing the spectrometer.

Parallel to the technical description of the COLTRIMS setup it has been made some simulations of the spectrometer using SIMION 7. The spectrometer is one of the most important components of the experimental setup. Its purpose is to guide ions and electrons onto position sensitive detectors. It typically consists of two regions: the extraction region where a homogeneous electric field is generated to extract the charged particles from the interaction zone and a field-free drift region. Both are separated by meshes of variable transmission. Using SIMION one can calculate the spread of transverse momenta depending on extraction field and initial kinetic energy of the target. This spread can later be used in the data analysis to reconstruct the ion momenta.

2007, 159 Pages

Keywords: COLTRIMS, TOF spectrometer, simulation, dedector, vacuum, jet, atomic collisions.

İÇİNDEKİLER

| | |
|---|-----|
| ONAY SAYFASI..... | ii |
| ÖZET | iii |
| ABSTRACT | v |
| İÇİNDEKİLER | vii |
| SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ | x |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | xi |
| ÇİZELGELER DİZİNİ | xiv |
| RESİMLER DİZİNİ..... | xv |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 2. GENEL BİLGİLER | 3 |
| 2.1. COLTRIMS Tekniğinin Tarihi Gelişimi | 3 |
| 2.2. Çarpışmaların Kinematığı | 6 |
| 2.2.1. İyon-Atom Çarpışmaları | 6 |
| 2.2.2. Elektron Yakalanması Reaksiyonlarının Kinematığı | 9 |
| 2.2.3. Hedef İyonlaşmasının Kinematığı | 10 |
| 2.2.4. Projektıl İyonlaşmasının Kinematığı | 11 |
| 2.3. COLTRIMS Deney Düzeneginin Teknik Altyapısı | 12 |
| 2.3.1. Vakum Sistemi | 12 |
| 2.3.1.1. Vakum Sisteminde Gazlar | 15 |

| | |
|--|-----|
| 2.3.1.2. Gaz Akışı | 19 |
| 2.3.1.3. Vakum Sisteminin Parçaları | 27 |
| 2.3.1.4. Vakum Sisteminde Kaçaklar | 35 |
| 2.3.2. Jet Sistemi | 40 |
| 2.3.2.1. Akış Tipleri | 40 |
| 2.3.2.2. COLTRIMS Uygulamalarında Kullanılan Gaz Jetleri | 51 |
| 2.3.3. Spektrometre | 57 |
| 2.3.3.1. TOF Spektrometresi (Uçuş Zamanlı Spektrometre) | 58 |
| 2.3.4. Dedektör | 65 |
| 2.3.4.1. MCP (Mikrokanal Düzlem Dedektörleri)..... | 65 |
| 2.3.4.2. Geciktirici Anot | 73 |
| 3. MATERYAL VE METOT | 74 |
| 3.1. Deney Düzeneği | 74 |
| 3.1.1. İyon Kaynağı | 77 |
| 3.1.2. Hedef Ve Hedefin Hazırlanması | 78 |
| 3.1.3. Momentum Spektrometresi | 86 |
| 3.1.4. Konum Duyarlı Dedektörler | 92 |
| 3.1.5. Multi-hit (Çok Vuruşlu) ve Sinyal- Veri Alım Sistemi | 94 |
| 3.1.6. Veri Analizi | 98 |
| 3.2. TOF Spektrometre Örnekleri | 103 |
| 3.2.1. Yavaş He ⁺² + He (1s ²) Reaksiyonunda Tekli Yakalama ve | 103 |

| | |
|---|-----|
| Transfer İyonlaşmasının İncelenmesi | |
| 3.2.2. He ve Diatomik Moleküler İyonlar Arasındaki Çarpışmalarında Girişim Deneyinde Kullanılan Spektrometre | 106 |
| 3.2.3. CO'dan Auger Elektronu Salınımı Deneyinde Kullanılan Spektrometre..... | 108 |
| 3.3. Spektrometrenin Simülasyonu | 109 |
| 4. BULGULAR | 121 |
| 4.1. Deneysel Bulgular | 121 |
| 4.2. TOF Spektrometreleri | 131 |
| 4.2.1. Yavaş He+2 + He (1s2) Reaksiyonunda Tekli Yakalama ve Transfer | 131 |
| İyonlaşmanın İncelenmesi Deneyinde Kullanılan Spektrometrenin Simülasyonu | |
| 4.2.2. CO'dan Auger Elektronu Salınımı Deneyi İçin Kullanılan Spektrometrenin Simülasyonu | 135 |
| 5. TARTIŞMA ve SONUÇ | 144 |
| 5.1. TOF Spektrometreleri | 144 |
| 5.2. Deney | 146 |
| 6. KAYNAKLAR..... | 147 |
| 6.1. İnternet Kaynakları | 156 |
| 7. ÖZGEÇMİŞ..... | 157 |
| 8. TEŞEKKÜR..... | 159 |

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

| <u>Simgeler</u> | <u>Açıklama</u> |
|-----------------|--|
| n_r | Hedef elektronların sayısı |
| n_p | Projektil (fırlatılan) elektronlarının sayısı |
| n_c | Hedef elektronların sayısı (projektil sınır durumunda yakalanan), |
| Q | Reaksiyon öncesi ve sonrasındaki bütün atomik ve iyonik bağlanma enerjileri toplamalarının farkı |
| E_{kont}^j | Kontinuuma (sürekli) yayılan j. elektronun kinetik enerjisi |
| V_{pro} | Projektilin hızı |
| k | Boltzman sabiti |
| \bar{v} | Ortalama parçacık hızı |
| ξ | İndirgenme faktörü |
| M | Mach sayısı |
| c_0 | Ses hızı |
| n | Atomik yoğunluk |

| <u>Kısaltmalar</u> | <u>Açıklama</u> |
|--------------------|--|
| TDC | Zaman-dijital dönüştürücüler (Time to Digital Converter) |
| MCP | Multi channel plate (Çok kanallı düzlem plakalar) |
| TOF | Uçuş süresi (Time of Flight) |
| ECR | Elektron Siklotron Rezonans (Electron Cinclotron Resonans) |
| COLTRIMS | Geometrik Olarak Soğutulmuş Geri tepen iyon momentum spektroskopisi (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) |

ŞEKİLLER DİZİNİ

| <u>Şekil</u> | | <u>sayfa</u> |
|--------------|---|--------------|
| 2.1 | Bir vakum sisteminin şematik gösterimi | 12 |
| 2.2 | a. Moleküler hareket, b. Ortalama serbest yol ve akı | 15 |
| 2.3 | Bir boru içindeki gaz akışı | 20 |
| 2.4 | Vakum çemberinden pompaya iletim..... | 21 |
| 2.5 | Paralel bağlı borularda iletim | 21 |
| 2.6 | Seri bağlı borularda iletim | 22 |
| 2.7 | Çemberden pompaya akış | 23 |
| 2.8 | Bir boru boyunca moleküler akış | 26 |
| 2.9 | Stator ve rotorun moleküllere momentum aktarımı | 29 |
| 2.10 | TURBUVAC 340M model Turbo moleküler Pompa..... | 30 |
| 2.11 | Farklı gazlar için tipik bir turbo moleküler pompanın pompalama hızları | 31 |
| 2.12 | Rotary pompa..... | 33 |
| 2.13 | Geciktirme metodu..... | 35 |
| 2.14 | Kontinuum koşullarında jetin yayılımı..... | 52 |
| 2.15 | Tek aşamalı lineer TOF spektrometresi | 59 |
| 2.16 | TOF Spektrometresi (TOF-Reflektron)..... | 60 |
| 2.17 | Kanalların Görünümü..... | 66 |
| 2.18 | Geciktirme metodu..... | 70 |
| 2.19 | Geciktirici anot (MCP ile)..... | 71 |
| 2.20 | Helozon bağlı geciktirme anodu..... | 72 |
| 3.1 | Deney şeması..... | 74 |
| 3.2 | 14 GHz ECRIS- RFQ accelerator düzeneği..... | 77 |
| 3.3 | Soğutulmuş gaz hücresi ile geri tepen iyon spektrometresi..... | 79 |
| 3.4 | Jetin Yayılım Şekli..... | 81 |
| 3.5 | Jet sisteminin görünümü..... | 85 |
| 3.6 | Deneyde kullanılan spektrometrenin yapısı..... | 87 |
| 3.7 | Fast multi- hit switch device (hızlı çok vuruşlu anahtar düzeneği)..... | 95 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.8 | Sinyal Süreci..... | 101 |
| 3.9 | Elektronik sistem..... | 102 |
| 3.10 | Spektrometrenin görünümü..... | 103 |
| 3.11 | Spektrometrenin görünümü..... | 107 |
| 3.12 | SIMION’da çizilen bir spektrometrenin görünümü..... | 111 |
| 3.13 | Spektrometrenin çiziminden bir görüntü..... | 111 |
| 3.14 | Farklı Kesitlerde Zaman Odaklaması..... | 112 |
| 3.15 | İyonların tanımlanması..... | 113 |
| 3.16 | Belirlenen iyon grupları için simülasyon..... | 113 |
| 3.17 | Plakalara Yerleştirilen Voltaj Değerlerinin Görünümü..... | 114 |
| 3.18 | İyonların dedektördeki görünümü..... | 115 |
| 3.19 | Odaklama yapılmadan iyonların izleri..... | 115 |
| 3.20 | Belirli başlangıç noktalarından harekete başlayan iyonların spektrometre boyunca izledikleri yol ve uçuş süreleri..... | 117 |
| 4.1 | Geri tepen iyonun uçuş zamanı..... | 123 |
| 4.2 | Projektilde toplam zaman..... | 123 |
| 4.3 | Toplam zaman..... | 124 |
| 4.4 | Projektilin konumu..... | 124 |
| 4.5 | Projektilin konumu $p_x < 30$ durumu için..... | 125 |
| 4.6 | Projektilin konumu..... | 125 |
| 4.7 | Geri tepen iyonun toplam uçuş zamanı..... | 126 |
| 4.8 | x doğrultusunda geri tepen iyon..... | 126 |
| 4.9 | y doğrultusunda geri tepen iyon..... | 127 |
| 4.10 | Geri tepen iyonun konumu..... | 127 |
| 4.11 | Geri tepen iyonun konumu | 128 |
| 4.12 | y doğrultusunda momentumun korunumu..... | 128 |
| 4.13 | Yayıma açısı..... | 129 |
| 4.14 | Yayıma açısı..... | 129 |
| 4.15 | Geri tepen iyon momentumu..... | 130 |
| 4.16 | Uçuş süresi odaklanması..... | 130 |

| | | |
|------|---|------------|
| 4.17 | Spektrometrenin elektron kısmından görünüm..... | 132 |
| 4.18 | Spektrometrenin iyon kısmından bir görünüm..... | 133 |
| 4.19 | Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü..... | 134 138 |
| 4.20 | Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü..... | 139 |
| 4.21 | Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü..... | 140 |
| 4.22 | Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü..... | 141 |
| 4.23 | Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü..... | 142 |
| 4.24 | Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü..... | 143 |

ÇİZELGELER DİZİNİ

| | | |
|-----|---|-----|
| 2.1 | Vizkoz akıştan moleküler akışa geçiş..... | 27 |
| 2.2 | Farklı boyutlardaki kaçaklar için son basınç değerleri..... | 37 |
| 3.1 | Değişik sıcaklıklarda He gaz jetinin hız oranı..... | 82 |
| 3.2 | 250 keV He ⁺² +He çarpışmasındaki He iyonlarının TOF dağılımları..... | 90 |
| 3.3 | a)He ⁺² ,He ⁺¹ için dedektördeki puls-yükseklik dağılımı, b) Çekim alanının dedektör düzlemine fonksiyonu olarak dedekte etme etkisi (He ⁺¹)..... | 93 |
| 3.4 | İyonların (He ⁺¹) X-TOF grafiği..... | 117 |
| 3.5 | Plakalardaki voltaj azalımı..... | 118 |
| 4.1 | Süzgeç-delik arası uzaklık ayarlaması..... | 121 |
| 4.2 | Süzgeç-delik arası 5 mm iken jet,hedef jet yığınının basıncı..... | 121 |
| 4.3 | Farklı projektıl hızlarındaki voltajlar, elde edilen uçuş süreleri..... | 133 |
| 4.4 | İyonlar için m, q, E, l değerleri..... | 135 |
| 4.5 | İyonlar için TOF ve momentum değerleri..... | 135 |
| 4.6 | İyonların TOF-momentum grafikleri..... | 137 |

RESİMLER DİZİNİ

| | | |
|-----|--|-----|
| 2.1 | Kaçak test dedektörü..... | 38 |
| 2.2 | Reflektron TOF spektrometresi..... | 63 |
| 2.3 | Elektron etkin iyonlaşma kesitlerinin ölçümünde kullanılan spektrometre..... | 63 |
| 2.4 | Bipolar TOF spektrometresi sistemi..... | 64 |
| 2.5 | Siklotron rezonansı ve iyonlaşma sağlamak için kullanılan iyon kaynağı..... | 64 |
| 3.1 | Deney düzeneği..... | 75 |
| 3.2 | Süzgeç-delik arasındaki mesafeyi ayarlama için kullanılan düzenek..... | 83 |
| 3.3 | Jet sisteminde kullanılan delik..... | 84 |
| 3.4 | Spektrometre..... | 105 |

1. GİRİŞ

Atomik parçalanma süreçlerinde, parçacıkların hareketlerinin incelenmesinde yeni bir yaklaşım şekli COLTRIMS (Geometrik Olarak Soğutulmuş Geri Tepen İyon Momentum Spektroskopisi) tekniğidir. Bu yaklaşım; atom, yüklü parçacıklar ya da fotonların iyonlaşması gibi temel atomik reaksiyonlarda ortaya çıkan bütün parçacıkların momentum dağılımlarının üç boyutlu görünümünü sağlar. Bu nedenle atomik çarpışma fiziğinde karşılaşılan birçok sorunun cevabı COLTRIMS tekniği kullanılarak açıklanmıştır (Ullrich 1996).

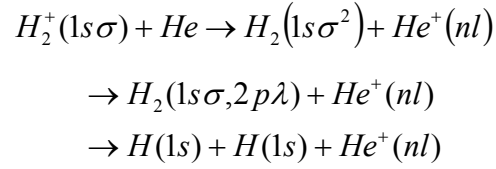
COLTRIMS, Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy- Soğutulmuş Geri Tepen İyon Momentum Spektroskopisi için kullanılan bir kısaltmadır. Bu teknik; vakum içerisinde süpersonik olarak üretilen soğuk bir gaz-jet hedefini, gaz hedefinden iyonlaşma sonucu oluşan elektron ya da iyonların momentumlarının incelendiği bir düzeneden oluşur. COLTRIMS tekniği ile molekül ya da atomların iyonlaşması sonucu ortaya çıkan iyon, elektron ya da foton etkilerinin dinamiği incelenebilir. Geri tepen iyonun momentum vektörünü, yüksek çözünürlükle ve 4π katı açısı ile ölçümü yapılabilir. Farklı atomik reaksiyonlardaki ürünlerin momentum transferi, ürünlerin başlangıç ve son momentumları ile belirlenir.

COLTRIMS tekniği, çarpışma ürünlerinin (geri tepen iyon ve elektron) elektrik alan içerisindeki hareketlerini konum duyarlı iyon dedektörleri ve elektron dedektörleri üzerine düşmesini sağlayarak inceler. Parçacıkların dedektöre ulaşma sürelerinin (TOF- time of flight) de katılması ile momentum dağılımları belirlenebilir. Bu teknik ile ayrıca reaksiyon ürünlerinin momentumları “event by event” (olay-olay) modu ile incelenebilmekte ve kaydedilmektedir. Bu nedenle bilgisayar üzerinde deneyi tekrar etme şansı sağlar. Son momentumun yüksek duyarlılıkla ölçülebilmesi için soğuk süpersonik He jet hedefi kullanılır. Atomik reaksiyonlarda nükleer ve yüksek-enerjili parçacıkların çarpışma ürünleri çok büyük enerjilere sahipken (He’un 1 ya da 1000 milyon katı) He parçacıklarının enerjileri birkaç eV kadardır.

Örneğin Spielberger ve arkadaşları, son durum iyon momentumunu ölçerek ışığın atom ya da moleküllerden iyon oluşturmak için elektronları uzaklaştırmada farklı mekanizmaların fotoiyonizasyonunu ayırt etmişlerdir. Bu ilk kez, He'un ilk elektronu ile farklı etkileşimlerle ikinci elektronun davranışını inceleme imkanı tanımıştır (Spielberger 1996).

Bunun dışında Moshammer ve arkadaşları, yüksek hızlı yüklü projeksiyon iyonlarının (elektronların ortalama hızından 16 kez daha hızlı olan) yüksek yoğunluklu ışık atması (pulsu) gibi hareket ettiğini göstermiştir (Moshammer 1996).

Çalışmanın içeriğinde ise COLTRIMS deney düzeneğinin kurulumu: vakum çemberleri, dedektörler, spektrometre dizaynı ve örnek olarak;



deneysel çalışması üzerinde durulacaktır. Literatür bilgisi kısmında, COLTRIMS sisteminin tarihi gelişim süreci, temel parçaları ortaya konulacaktır. Metaryal- Metod kısmında ise teknik hakkında bilgi verildikten sonra ele alınan deney düzenekleri için vakum sistemi, jet sistemi, spektrometre dizaynı ve simülasyonları, dedektörler, elektronik kısım hakkında bilgi verilerek deneysel düzenek açıklanacaktır. Tezin başlığı spektrometre dizaynı olsa da deney düzenekten bağımsız düşünülmemeyeceğinden dolayı, düzeneğin tamamı incelenmiştir. Bulgular kısmında, kalibrasyon ve veri analiz yönteminden bahsedilerek yapılan deney için alınan veriler incelenecektir. Son olarak tartışma kısmında ise çalışmada elde edilen bulguların yorumu yapılarak deneysel çalışmalar açısından önemi vurgulanacaktır.

2. GENEL BİLGİLER

1.1. COLTRIMS Tekniğinin Tarihi Gelişimi

1970'li yılların sonlarında Frankfurt üniversitesi çalışma grubu, X-ışınının yayılma özellikleri ile iç kabuklarda boşluk oluşumunu çalışmakta idi. Ölçümleri gaz hedefinde çok küçük açılarda elde etmek için geri tepen hedef iyonun ortaya çıkarılması fikri, Heidelberg'de Lew Cocke ve Horst Schmidt Böcking tarafından ortaya atılmıştır (Cocke, Böcking 1978). He hedefi üzerine ilk deneyler 1978-1979 yıllarında Kansas Devlet Üniversitesinde yapılmıştır.

1982 yılında Frankfurt çalışma grubu, yapılmakta olan projeye yeni bir yaklaşım getirmiştir. 1982-1987 yıllarında J. Ullrich'in doktora çalışması ile geri tepen iyonun enine momentumunu ölçmek için yeni bir spektrometre geliştirilerek test edilmiştir. Ayrıca deneyleri yapabilmek için de konum duyarlı dedektörler ve MCP-çok kanallı düzlem dedektörler- geliştirilmiştir. Bu gelişme, IKF- Frankfurt üniversitesinde yıllık raporlarda sunulmuştur (Ullrich 1988). Aynı zamanda GSI'da yeni bir spektrometre ve güvenilir küçük açı verileri ile, Ullrich ve Schmidt- Böcking tarafından yayınlanmıştır. Bu deneylerde ilk kez ağır iyon-atom çarpışmalarında büyük etki parametreleri ölçülmüştür (Ullrich 1987).

Bu süreç içerisinde, Lepera ve I. Sellin farklı bir teknik ile (noncoincident method) düşük enerjilerdeki iyon momentumunu ölçmüşlerdir (Lepera 1986). Bu deneylerin sonuçları ise 1986 yılında yayınlanmış, fakat grup bu çalışmaya daha sonraları devam etmemiştir. Tekniğin çözünürlüğü, projectile-geri tepen iyon uyumluluğu ile 5- 10 rad. açılarında test edilmiştir. Beklenen uyum bu derece küçük açılar için sağlanamamıştır (Lepera 1986). Bu durum geri tepen iyon momentum tekniğine bir sınırlama getirmiştir.

R.Olson'un CTMC (the classical trajectory Monte Carlo technique) hesaplamaları ve H. Award'ın katkıları ile J.Ullrich, R. Dörner ve H.Schmidt-Böcking, geri tepen iyon

momentum spektroskopisi tekniğinin 5-10 rad.'dan büyük açılar için sınırlanmadığını fark etmişlerdir (Ullrich 1989). Fakat kullanılan metodun daha küçük açılarda elektron momentumu için dahi hassas olduğu görülmüştür. Bu durumda, hedefin termal hareketinin çözünürlüğü sınırlandırdığı düşünülmüş ve bu nedenle de hedef olan gazı olabildiğince soğutma fikri ortaya atılmıştır. Bu ölçümler Born-Oppenheimer Yaklaşımı'ndan yararlanılarak yapılmış, yayılan elektronlarla bağlantılı olarak çekirdeğin ve elektronların hareketi ortaya çıkarılmıştır. Bu, COLTRIMS tekniğinin ilk ortaya çıkışı olmuştur.

Reinhard Dörner, 1986 ve 1991 yılları arasında yaptığı doktora çalışması ile hedefi birkaç Kelvin derecesine kadar soğutarak hızlı proton etkisi ile 5- 10 rad. altındaki açılarda He 'un iyonlaşmasını incelemiştir. R. Dörner, çekim (extraction) bölgesine sahip olmayan bir spektrometreyi kullanmıştır (Dörner 1989, 1990, 1991).

COLTRIMS tekniği ve kavramları 1990'lı yılların hemen başlarında J.Ullrich, H. Schmidt- Böcking ve R. Dörner tarafından tanıtılmıştır. Grup, 30 K ($\Delta E = 4meV$) hedef gazı kullanarak, küçük açılarda yatay doğrultudaki geri tepen iyonun momentumunu ölçmüşlerdir.

L. Cocke ve Frankfurt işbirliği ile geri tepen iyon üzerine yapılan çalışmalar Kansas ve Frankfurt üniversitelerinde büyük bir araştırma projesi haline gelmiştir. 1991 yılında L. Cocke ve H. Schmidt Böcking bu çalışma için Max-Planck Araştırma ödülünü almışlardır. Kansas grubu çalışmalarında kısa çekim bölgesi olan spektrometre ile jet kullanmışlardır. Burada R. Ali ve sonra V. Frohne doktora çalışmalarında yatay doğrultudaki momentumu başarı ile ölçmüşlerdir. Daha sonraki zamanlarda ilk kez R. Ali, boyuna doğrultudaki momentumu da ölçebilmiştir (Ali, Frohne 1992, 1993).

Bu yıllarda COLTRIMS tekniğinde süpersonik gaz-jeti, elektrostatik lenslerin kullanılması ile dedekte etme teknikleri fikri geliştirilmiştir (Mergel, 1995). O. Jagutzki' nin doktora çalışması ve Caen grubu (Gadrin, Cassimi 1998) ağır iyon çarpışmalarında açığa çıkan düşük enerjili iyonları, soğuk iyon kaynağı olarak kullanmak üzere süpersonik jetten

yararlanmıştır. Bu grup daha sonra, Kansas ve Frankfurt gruplarının katkıları ile konum hassas dedektörü yapmışlardır.

Yine bu yıllarda Merkel ve grubu, ilk yüksek çözünürlüklü COLTRIMS sistemini kurmuştur. Bu gelişmeler sayesinde He iyonlarının enerji çözünürlüğünü 1,2 μeV değerine getirmiştir. Ayrıca geri tepen iyon, 4π katı açısı için ortaya çıkarılabilmektedir. Merkel, ilk kez ultra-soğuk süpersonik jeti kullanmıştır (He gazı sıcaklığı 15 K). Uzay odaklamalı lens kullanılarak elektrostatik çekim sistemi daha büyük hedef bölgeleri için 0,1 au'nun altında %100 etkililik ile sistem tamamlanmıştır.

Bu sayede ilk kez 1993- 1994 yıllarında He'dan elektron yakalanması ölçülebilmiş, hızlı proton-He çarpışmalarında boyuna doğrultudaki momentum çözümlenmiştir. Mergel' in düzeneği, COLTRIMS düzeneğinin bütün özelliklerini içermiş olup iyon momentumu, iyonun uçuş zamanı ve iyon dedektöründeki konumundan yararlanarak bulunmuştur.

Kansas, Caen, Frankfurt, GSI, RIKEN, Berkeley ve Rolla'da kurulan spektrometreler ile tarama açısına bağlılık, durum seçici tek ve çift elektron yakalanması üzerine çalışmalar yapılmıştır (Mergel, Abdallah, Ünal Cassimi, 1995, 1997, 1996). Bu dönemde kinematik olarak iyonlaşma (Dörner 1996), yakalanma- iyonlaşma ya da transfer- iyonlaşma (Mergel 1995) ve foto-iyonlaşma (Spielberger 1995) ölçümleri yapılmıştır. Tam bir bilgi edinmek için bir ya da iki elektronun momentumu kinematik olarak yüksek tahminle ölçülmüştür. Bu gelişme sayesinde geri tepen iyonun ve elektronun momentumunun ölçülmesi COLTRIMS sistemi için ikinci bir nefes kesen olay olmuştur.

1994 yılından itibaren Robert Moshhammer- J. Ullrich ve Frankfurt grubunun yakın ilişkileri ile COLTRIMS bugün bilinen reaksiyon mikroskobu halini almıştır. Daha sonraları ise GSI'de ağır iyon hızlandırıcıları ve depolama halkalarında kullanılmak istenmiştir.

Bu nedenle GSI için farklı bir sistem ve yaklaşım düşünülmüştür. Spektrometrede manyetik alan kullanılması önerilmiş ve bu sayede yüksek enerjili elektronların ortaya çıkarılması

%100'e yakın bir etkililikle sağlanmıştır. Aynı zamanda R. Moshammer COLTRIMS sistemine yaptığı katkıları ile 1999 Leibniz ödülünü almıştır.

2.2. Çarpışmaların Kinematığı

2.2.1. İyon-Atom Çarpışmaları

İyon-atom çarpışmalarının birçoğunda momentum transferi birkaç atomik birim (au) basamağındadır. Bu, birçok çarpışmada projektin ilk momentumunun sadece küçük bir kısmıdır. Örneğin; p-He (MeV) çarpışmalarında, momentum değişimi projektin başlangıç momentumunun 10^{-4} 'ünden daha az olacaktır. İyon-atom çarpışmalarında momentum transferinin, projektin (fırlatılanın) dedekte edilmesi (saçılma açısı/ enerji kazancı ve kaybı ölçümleri) ile gözlenmesi laboratuvar sistemi içinde momentumdaki küçük bir değişimin ölçülmesi söz konusu olduğu için çözünürlüğü sınırlandırır. Laboratuvar çerçevesinde reaksiyon ürünlerinin hepsinin başlangıçta neredeyse durgun olması durumunda, elektron ya da geri tepen iyon momentumu gibi niceliklerin ölçülmesi ile daha yüksek çözünürlük elde edilebilir. Çünkü projektin momentumundaki herhangi bir değişiklik, geri tepen iyonların ve yayılan tüm elektronların momentumlarının toplamına eşit olmalıdır. Reaksiyonun momentum dengesi, geri tepen iyonun ve elektronun dedekte edilmesi ile daha iyi bir çözünürlükle ölçülebilir (ters kinematik).

Rölativistik mekanikten yararlanarak bir iyon-atom çarpışmasında Δk_{ipro} projektin boyuna momentumundaki değişim;

$$\Delta k_{ipro} = \frac{Q}{V_{pro}} - \frac{\sum_{g=1}^{n_r + n_p} E_{kont}^j}{V_{pro}} + \frac{n_c - n_p}{1 + \gamma^{-1}} V_{pro} \quad (2.1)$$

ile verilir.

n_r =Hedef elektronların sayısı

n_p = Projektin elektronlarının sayısı

n_c =Hedef elektronların sayısı (projektil sınır durumunda yakalanan)

Q = Reaksiyon öncesi ve sonrasındaki bütün atomik ve iyonik bağlanma enerjileri toplamın farkı ($Q < 0$ endotermik reaksiyonları gösterir)

E_{kont}^j = Kontinuuma yayılan j. elektronun kinetik enerjisi

V_{pro} = Projektilin hızı

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V_{pro}^2 / c^2}} = \text{Rölativistik faktör}$$

Bu denklem, projektilin enerji değişimi, projektil kinetik enerjisine oranla küçük ise geçerlidir (rölativistik olmama durumu). Ultrarölativistik durumu, enerji değişimi, rölativistik toplam enerjiye oranla küçük olması durumudur (projektilin kütledeki değişimin, rölativistik kütlelerinden küçük ise geçerlidir). Bu iki yaklaşım da bütün iyon-atom çarpışmaları ile uyuşmaktadır (Mergel 1995).

Denklemdaki projektilin momentum değişiminin üç teriminden ilk ikisi elektronlara bırakılan tüm kinetik ve potansiyel enerjinin projektilden gelmiş olması gerektiğini gösterir ve projektil momentum kaybına öncülük eder. Üçüncü terim ise yakalanma ya da elektron kaybı ile kütledeki değişime bağlı olarak projektilin momentum değişimini gösterir.

Geri tepen iyon momentumu için (enine ve boyuna doğrultularında) bu yaklaşım ayrıştırılmıştır. Kutup saçılma açısı için, $V_{pro} \ll c$, ışına dik olan iki doğrultudaki geri tepen iyon momentumu şu şekilde verilir;

$$k_{xgti} = (m_{pro} V_{pro} v_{pro} \cos \phi_{pro} + \sum_{j=1}^{n_1+n_2} k_x^j) \quad \text{ve} \quad k_{ygti} = -(m_{pro} V_{pro} v_{pro} \sin \phi_{pro} + \sum_{j=1}^{n_r+n_p} k_y^j) \quad (2.2)$$

Burada; ϕ_{pro} , m_{pro} kütleli projektilin azimut saçılma açısı, k_{xy}^j j elektronun momentum bileşenleridir.

Kontinuuma yayılan bir elektronun olmadığı yakalanma reaksiyonları için enine geri tepen iyon momentumu, projektinin saçılma açısını tek başına yansıtır.

Bu, tipik projektin saçılma açıları ölçülemeyecek kadar küçük olduğunda, hızlı çarpışmalar için bile dahi kesin saçılma açısı ölçümleri sağlar.

Boyuna (k_{ugti}) geri tepen iyon momentumu enerji ve momentumun korunumundan yararlanılarak hesaplanabilir:

$$k_{ugti} = k_{ugti}^{yakalanan} + k_{ugti}^{iyonlasan} + k_{ugti}^{kayna} \quad (2.3)$$

$$k_{ugti}^{yakalanan} = -\frac{n_c V_{pro}}{1 + \gamma^{-1}} - \frac{Q_c}{V_{pro}} \quad (2.4)$$

$$k_{ugti}^{iyonlaşyo} = \sum_{k=1}^{n_r} \frac{(E_{bağ}^k + E_{kont}^k)}{V_{pro}} - k_{ue}^k \quad (2.5)$$

$$k_{ugti}^{kayna} = \sum_{l=1}^{n_p} \frac{E_{bağ}^l + \gamma^{-1} E_{kon}^l}{V_{pro}} \quad (2.6)$$

Toplamın ilk üç terimi projektile elektron transferi, hedefin iyonlaşması ve projektinin iyonlaşması katkıları ile oluşur. Projektinin ya da hedefin elektronlarının ilk durum bağlanma enerjileri ($E_{bağ}$) pozitif alınır. E_{kont}^l projektilden kaybolan elektronların kinetik enerjileri projektin çerçevesinde ölçülür (denklemdaki diğer niceliklerin tersine laboratuarda ölçülmez). Denklem (2.3) ve (2.6) rölativistik ve rölativistik olmayan çarpışmalar için geçerlidir ($\gamma = 1$). Projektinin enerji ve kütle değişimleri rölativistik kütle ve başlangıç enerjisine göre küçüktür. Denklem (2.5)'te görüldüğü gibi küçük saçılma açılarında sonuçlanan elastik çarpışmalarda boyuna momentumu geri tepen iyonun enerji transfer etmezler. Ayrıca geri tepen iyonun enine ve boyuna momentumu, projektininkilerle tamamen eşittir. Geri tepen iyonun boyuna momentumu, reaksiyonun inelastikliğini ve elektronun boyuna momentumunu yansıtır.

2.2.2. Elektron Yakalanması Reaksiyonlarının Kinematığı

Elektron yakalanması reaksiyonları için ($k_{gti}^{iyonlasan} = k_{gti}^{kayna} = 0$), k_{ugti} reaksiyonunun Q değeri, farklı değerlerde kuantize olmuştur. Bunun için k_{ugti} ölçümü, küçük projektıl hızında benzer çözünürlük geleneksel dönüşüm spektroskopisine denktir.

Tekli yakalama (single capture) reaksiyonları için geri tepen iyonun son durum boyuna momentumu ile ilgili Q değeri;

$$Q = -\frac{V_{pro}^2}{1-\gamma^{-1}} - V_{pro} k_{ugti} \quad (2.6)$$

Projektıl enerji kazanım spektroskopisi ile elde edilenden çok daha iyi çözünürlük elde edilmiştir. Örneğin, 10 MeV Ne projektılı için geri tepen iyonun 0.05 au'lık çözünürlüğü 6 eV'luk Q değeri ile verilir (Dörner 2000).

Q değerine ek olarak, COLTRIMS çalışmaları her son durum için iyonun enerji ve momentum dağılımında da verimlidir. Yakalanma reaksiyonları için enine geri tepen iyon momentumu projektılın saçılma açısını gösterir.

$$\left(k_{ugti} = -(m_{pro} V_{pro} v_{pro} \sin \phi_{pro} + \sum_{j=1}^{n_j+n_p} k_y^j) \right) \quad (2.7)$$

2.2.3. Hedef İyonlaşmasının Kinematığı

Hedef iyonlaşması için k_{ugti} tüm elektronların momentumundan elde edilebilir. Çoklu iyonlaşmada; k_{ugti} bütün elektronların boyuna momentumunu ve toplam enerjisini gösterir. Çoklu elektron süreçleri teorisi, bütün elektronları eş zamanlı dedekte etmeksizin kontrolünü sağlar.

Hızlı çarpışmalar ve yavaş elektronlar için denklem (2.5)'te birinci terim küçüktür ve denklem aşağıdaki şekle indirgenir.

$$k_{ugti} = -\sum_{k=1}^{n_r} k_{ue}^k \quad (2.8)$$

Geri tepen iyonun boyuna momentumu saçılan tüm elektronların boyuna momentumunu gösterir. Bu GSI (Darmstadt) ve CAEN'deki deneylerde gösterilmiştir (Ullrich, Moshammer, Unverzagt 1998, 1994, 1996, 1997). He'un 0,5MeV, P ($V_{pro}=4,5ab$) ile tekli iyonlaşması için E_e/V_{pro} birçok olayda çok küçük katkı sağlar.

Etki kesitine temel katkı; $k_{ugti} = k_{ue} + E_{bağ}/V_{pro}$ 'ya yakın bulunmuştur. Daha küçük projektıl hızlarında ($V_{pro}=0,77au$) E_{kont}/V_{pro} ihmal edilemez. Bunun sonucu olarak, düşük eşik boyuna geri tepen iyon momentumu için görülür hale gelir.

Denklem (2.5)'ten iyonlaşma çarpışmaları için k_{urec}^{min} 'nin kinematik olarak izin verilen en alçak değeri, ileri yönde projektıl ile gezinen elektronlara karşılık gelir (Sürekli elektron yakalama).

$$k_{ugti}^{min} = -\frac{V_{pro}}{2} - \frac{E_{bağ}}{V_{pro}} \quad (2.9)$$

Elektronlar momentum vektörü ile boyuna geri tepen iyon momentumu arasındaki ilişki, Tribedi ve arkadaşları tarafından yüksek çözünürlüklü elektron spektroskopisi kullanılarak incelenmiştir. Yakalama ve iyonlaşmanın özellikleri 15keV protonlarla üretilen He^{++} iyonları için geri tepen iyon momentumunun dağılımı elde edilmiştir (Tribedi 1996, 1997).

2.2.4. Projektilin İyonlaşma Kinematığı

Projektil iyonlaşması için hedefe momentum transferi, rölativistik olmayan limitte $(E_{bag} + E_{kont.}^l)/V_{Pro}$ projektil sisteminde ölçülmüş elektron enerjisidir. Bundan dolayı geri tepen iyonun boyuna momentumu kayıp elektronların enerji spektrumuna doğrudan dönüştürülebilir. Hedef iyonlaşması için olduğu gibi geri tepen iyonun boyuna momentum dağılımı daha düşük eşiğe sahiptir (Wu 1994, 1997).

COLTRIMS, bir iyonun üretilmesini gerektirir. Bu nedenle projektilin iyonlaşması sadece hedefin iyonlaşmasıyla beraber incelenebilir. Bu durumda, hedefe olan momentum transferi, elektronla geri tepen iyon arasında paylaşılır. Bu tür reaksiyonlar için geri tepen iyonu gözlemek, projektil iyonlaşması hakkında bilgi verir (elektron-elektron etkileşmesiyle, elektron-çekirdek etkileşmesiyle).

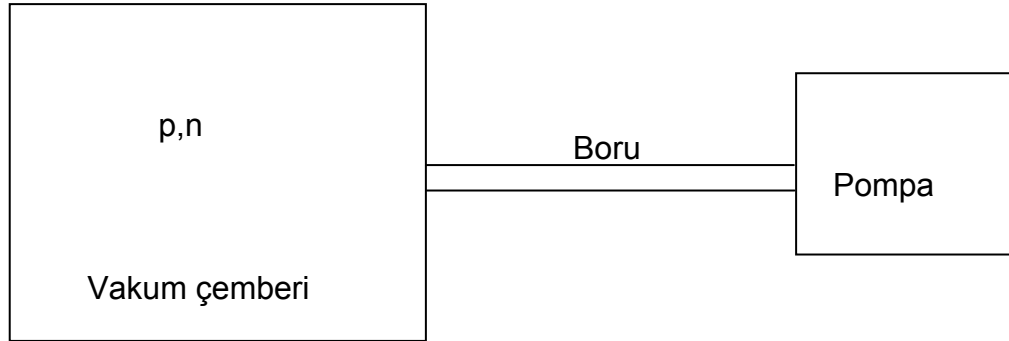
Projektilden enerji kaybı birçok durumda ihmal edilemez ve projektil saçılma açısı daha büyük saçılma açılara öncülük eder. Geri tepen iyon boyuna ve enine momentumu, projektil saçılması ve enerji kaybını etkiler. Bu iki bileşen de ayrı ayrı analiz edilemez (Dörner 1998).

2.3. COLTRIMS DENEY DÜZENEĞİNİN TEKNİK ALTYAPISI

COLTRIMS, atom-molekül ile elektron-foton etkileşme reaksiyonlarının dinamiğini araştıran bir tekniktir. Basitçe sistem, vakum içerisinde süpersonik yayılma ile elde edilen soğuk gaz jet hedefi ve gaz hedefinden iyonlaşma sonucu oluşan iyonların ya da elektronların momentumunu ayarlayan bir kısımdan oluşur.

2.3.1. Vakum Sistemi

Vakum sisteminin temel amacı, vakum çemberindeki gaz yoğunluğunu istenilen değere indirmektir. Bu, çembere bağlanmış bir vakum pompası ile gerçekleştirilir. Pompa, sistemdeki gazı atmosfere gönderir ya da yoğunlaşmış halde kendi bünyesinde depo eder.



Şekil 2.1. Bir vakum sisteminin şematik gösterimi

Vakum koşullarında gazlar ideal gazlara yakın davrandığından, gazın çemberin duvarlarına uyguladığı basınç $P = nkT$ formülü ile belirlenir. Amaca uygun olarak ulaşılan vakumun kalitesini belirlemek için faydalı bir eşitliktir. Ölçülen vakum, çember içinde kalan gazların toplam basıncıdır. Basınç değişik birimlerde ifade edilir.

$$1 \text{ atmosfer} = 760 \text{ torr} = 1013 \text{ milibar} = 1,013 \times 10^5 \text{ paskal}$$

Paskal ($1 \text{ Pa} = 10^5 \text{ N/m}^2$) SI birimi olmasına rağmen milibar daha çok kullanılmaktadır. 1 mm yüksekliğindeki cıvanın yüksekliği olan torr da hala yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Yaklaşık olarak $1 \text{ mbar} = \frac{3}{4} \text{ torr}$ ve aynı zamanda $1 \text{ mbar} = 100 \text{ Pa}$ 'dır.

Vakum teknolojisi uygulamalarında karşılaşılan toplam basınç, beş kısma ayrılarak incelenebilir:

- 1- Düşük (Low) Vakum: Atmosfer basıncı- 1 mbar
- 2- Orta (Medium) Vakum: 1mbar- 10^{-3} mbar
- 3- Yüksek (High) Vakum: 10^{-3} mbar- 10^{-8} mbar
- 4- Ultra-yüksek (Ultrahigh) Vakum: 10^{-8} mbar- 10^{-12} mbar
- 5- Aşırı Yüksek (Extreme High Vakum): 10^{-12} mbar'dan az olan vakum değerleri

Bu sınıflandırma yapılırken vakum içerisinde kalan gazın fiziksel özellikleri ile ilişkilendirme yapılabilir.

Düşük vakum, atmosfer basıncının önemli bir kısmıdır. Burada önemli olan, atmosfer ve vakum arasındaki basınç farkı nedeniyle kuvvet uygulanmasıdır. Bu nedenle, mekaniksel kaldıraçlarda vakum oluşturmada ve vakum frenlemede kullanılır. Ayrıca gazların arıtılmasında ve dağılan havanın bir akışkandan elektriksel izolasyonu artırmak için boşaltılmasında kullanılır.

Orta vakum kısmındaki uygulamalar kapsamlıdır. Yiyecekler için vakumda kurutma ile vakumda şoklama, ilaç sanayi, kimya endüstrisinde vakumda damıtma için kullanılır. Bu süreçlerin birçoğunda akışkanın (genellikle) buhar basıncı önemli bir faktör olarak düşünülmelidir. Sistem içindeki basıncın uygun sıcaklıktaki akışkanın buhar basıncından az olması gereklidir. Bu nedenle oda sıcaklığında vakumda kurutmada basınç 1 mbar' dan az olmalıdır. Vakumda şoklama için $-50 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ile $-180 \text{ }^{\circ}\text{C}$ aralığında ve basınç değeri 10^{-2} mbar olmalıdır. Bunun yanında vakum pompasındaki buharın etkisi de göz önüne alınmalıdır.

Yüksek vakum kısmındaki uygulamalar; metalurjik, elektronik, uçak endüstrisi ve elektron ışın kaynağı gibi özel materyallerin üretiminde, televizyonda, X-ışınları ve gaz boşaltım tüplerinde, elektron mikroskopunda ve yüksek vakum gerektiren parçacık hızlandırıcılarında kullanılır. Ayrıca lens geliştirmede ve yarı iletken üretimi için ince filmlerin buharlaşmasında kullanılan basınç değeridir. Bu uygulamaların hemen hemen hepsinde serbest yol – gaz moleküllerinin çarpışmalar arasında gezindikleri ortalama yol-vakum çemberinin boyutlarından büyüktür. Serbest yolun p basıncı cinsinden yaklaşık değeri mbar mertebesinde:

$$\text{serbest yol} = \frac{0.007}{p} \text{ cm ile verilir.}$$

Bu nedenle tipik 10^{-5} mbar yüksek vakum serbest yolu 7 m'dir. Bu ise tipik laboratuvar çemberlerinin boyutlarından büyük bir değerdir.

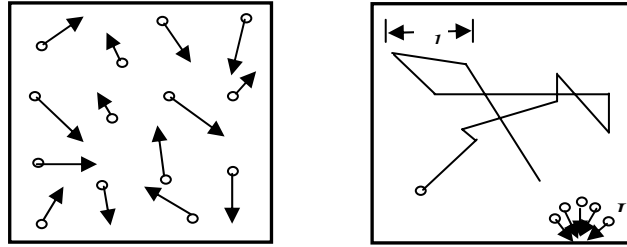
10^6 m yükseklikte atmosfer basıncı 10^{-10} mbar'dır ve bu nedenle bazı simulatorler ultra-yüksek vakum gerektirir. Bunun yanında termonükleer füzyon araştırmalarında vakum çemberlerinde ultra-saf gaz dolduğunda yüksek gaz saflığına ulaşmak için ultra-yüksek vakum kullanılır. Bu aralıkta serbest yol çok büyüktür ve molekül- molekül çarpışmaları düşünülmelidir. p mbar'lık basınç değerinde bütün gaz moleküllerinin bir yüzeye yapıştığını düşünürsek, zaman t saniye cinsinden, $t = 3.10^{-6} / p$ s. olur. Bu nedenle, 10^{-6} mbar da birkaç saniyede, 10^{-10} mbar da birkaç saatte otomatik olarak temiz yüzeyler üzerinde ölçümler yapabilmek mümkündür.

Özel uygulamalar için 18. yüzyılın ortalarından itibaren 10^{-12} mbar'dan daha az basınç değerlerine ulaşılmıştır (Chambers ve arkadaşları 1998). Örneğin, anti-parçacık akümülatörlerinde depolama halkalarında gaz moleküllerinin aşırı olmadığı çarpışmalarda 10^{-12} mbar'dan daha az basınç değeri gerekmektedir. İnce plastik kaplamalar için 10^{-12} mbar yada daha az basınç değerlerine ulaşılmıştır.

2.3.1.1. Vakum Sisteminde Gazlar ve Gazların Kinetik Teorisi

Vakum oluşturmak için gazları oluşturan moleküllerin ve molekülleri oluşturan atomların yapılarının bilinmesi gerekmektedir. Vakum çemberinin yüzeyinde meydana gelen fiziksel olaylar ve basınç ölçümü gibi konularda molekülleri oluşturan atomlar arası bağlar ve iyonlar hakkındaki bilgiler önemlidir.

Sıcaklığı artan cisimlerde moleküllerin hareket enerjisinin arttığı görülür. Katılarda moleküller atomların en dış yörüngelerindeki elektronlarla bağ yaparlar. Fakat bu bağlar daha zayıftır. Numunenin sıcaklığı arttıkça bağlar zayıflar ve erime sıcaklığında numune sıvı hale gelir. Numunenin sıcaklığı arttıkça moleküler arası bağlar tamamen kopar ve serbest parçacıklar olarak hareket ederler ve artık gaz haline geçerler. Şekil 2.2.'de moleküler hareket, ortalama serbest yol ve akı gösterilmiştir.



Şekil 2.2.a) Moleküler hareket

b) Ortalama serbest yol ve akı

V hacimli bir kaptaki N tane molekül olduğunu düşünelim. Bu durumda gazdaki moleküllerin sayı yoğunluğu $n = N/V$ olur. Molekülün çarpışmadan aldığı ortalama yol, Şekil 2.2b'deki gibi ortalama serbest yol (l) olarak tanımlanır. Moleküller birbirleri ile çarpışırken aynı zamanda kabın duvarlarına da çarparlar. Bir saniyede kabın birim alanına çarpan moleküllerin sayısına akı (J) denirken, akı aynı zamanda gaz içindeki birim alanın diğer tarafına geçen molekül sayısını da temsil eder. Ortalama serbest yol (l) ve akı (J), gazların vakum içindeki durumları incelendiğinde önemli olduğu anlaşılır.

Clausius, Maxwell ve Boltzman tarafından geliştirilen modelde, aralarındaki mesafeye göre, gaz molekülleri ihmal edilebilir ölçülerde katı elastik küreler olarak davrandıkları kabul edilmektedir. Düşük basınçta gerçek gazlar, ideal duruma çok yakındırlar.

Belirli bir sıcaklıkta belirli bir ortalama hızla (\bar{v}) hareket ederler. Belirli bir hızda hareket eden bir molekülün hızı çarpışmalarla sürekli değişir. Çarpışmalar sırasında molekül bazen enerji kazanır, bazen enerji kaybeder. Bir molekülün kinetik enerjisi ile bulunduğu sıcaklık arasındaki ilişki;

$$\frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{3}{2}kT \text{ ' dir.} \quad (2.10)$$

Burada, m , molekülün kütlesi, k , Boltzman sabiti ve T , sıcaklıktır. Ortalama hız, $R = 8,3 \text{ j mol}^{-1}K^{-1}$ evrensel gaz sabiti olmak üzere;

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} = 145\sqrt{\frac{T}{M}} \text{ m/s} \quad (2.11)$$

olarak verilir. Yüksek sıcaklıktaki moleküller, daha büyük hızlara ve farklı gazlar, moleküllerin kütlelerine (M) bağlı olarak farklı hızlara sahiptirler. Oda sıcaklığında ($295^\circ K$) ortalama hız; hidrojen için 1760 m/s , helyum için 1245 m/s , nitrojen için 470 m/s ve su buharı için 587 m/s olarak bulunur.

Her bir gaz molekülü odanın duvarına çarptığında duvara bir basınç kuvveti uygular. Toplam basınç, duvara çarpan moleküllerin sayısına, n sayı yoğunluğuna ve T sıcaklığına bağlıdır. Eşit sayı yoğunluğuna sahip moleküllerin (helyum ve nitrojen gazları gibi) farklı kütleli olmasına rağmen belirli bir sıcaklıkta uyguladıkları basınç aynı olur.

$$p = n k T \quad (2.12)$$

Moleküllerin ortalama serbest yolları;

$$l = \frac{1}{n\sqrt{2}\pi d^2} \quad (2.13)$$

eşitliği ile verilir. Burada d moleküllerin çapı olmak üzere πd^2 terimi bir çarpışmanın tesir kesitini temsil etmektedir. Ortalama serbest yol l artarken moleküllerin sayı yoğunluğu (ve böylece basıncı) azalır. Bir nitrojen molekülünün çapı $3,7 \text{ \AA}$ 'dur. Oda sıcaklığında ve atmosfer basıncında nitrojen gazı için $l=6,6 \times 10^{-8} \text{ m}$ olarak bulunur. Bu ise yaklaşık 200 molekül büyüklüğü kadardır.

Birim alan başına çarpma hızı ya da akı;

$$J = \frac{n\bar{v}}{4} = \frac{p}{(2\pi mkT)^{1/2}} \quad (2.14)$$

olarak yazılır.

Düşük basınç değerlerine ulaşmak kolay değildir, çünkü çembere çeşitli şekillerde sürekli az da olsa gaz girişi olacaktır. Bu gazların sürekli olarak dışarı atılması gerekir. Gaz borusu ve çemberden gazı çeken pompanın kapasitesi arasında dinamik bir denge olması durumunda istenilen vakuma ulaşılabilir. İdeal vakum ortamı, sabit bir basınç değerinde olmalıdır.

Vakum çemberi içerisinde gaz basınç değişimine sebep olan dört temel etki vardır.

Bu etkiler; kaçaklar, buharlaşma, gaz sökülmesi, işlem sırasında gaz üretimi olarak sıralanabilir.

Kaçaklar, vakum çemberinin dışından, içeriye bağlantı noktalarından kaynaklanan gaz girişleri olarak ifade edilir.

Genellikle kasıtsız bir şekilde bazen de mecburen malzemelerden bir gaz akışı katkısı ile çember içinde buhar basıncı vardır. Su buharını parçalardan kurutarak ayırmak oldukça zahmetli bir iştir. Parmak izi gibi lekelerin ve artıkların vakum çemberi yüzeyinde bulunmasıyla bunlardan kaynaklanan su buharının dışarı atılması oldukça zor olmaktadır. Özellikle yüksek vakumlarda daha dikkatli olunması gereklidir.

Vakum çemberinin iç yüzeyinden ve çemberin iç parçalarından gaz sökülmesi gerçekleşir. Bu nedenle buharlaşma, çoğu sistemin temel gaz kaynaklarından biridir ve ulaşılabilecek vakumun sınırlarının belirlenmesinde önemlidir.

Vakum içindeki malzemelerin ısınmasından sonra bunlardan gaz ayrılmaları olabilmektedir. Bu nedenle gaz üretimi, çalışma basınç değerine ulaşıldıktan sonra basıncın sabit bir değerde tutulmasını etkileyen faktörlerden biridir.

Bunun dışında sisteme farklı kaynaklardan gaz girişi olabilir. Çalışma halinde pompanın etkinliği vakumun başarısını etkileyen en önemli etkenlerden biridir. Kararlı durum, vakum içindeki artık gazların basıncı, pompanın performansı ve gaz akışı arasında dinamik bir dengenin olduğunu gösterir.

Vakum çemberinin iç yüzeyine, gaz moleküllerin çarpması ile moleküller katı yüzeydeki atomlarla bağ yapabilir. Bu şekilde moleküller yüzeyde soğurulmuş olurlar. Yüzeye zayıf bir bağ ile bağlanan bir molekülün yüzeyden ayrılması için bağlanma enerjisi kadar enerji verilmesi gerekir. Yüzeydeki atomlar, sürekli titreşirler ve enerjileri arttıkça soğurulmuş moleküle enerji aktarırlar ve bağlanma enerjisi kadar veya daha fazla enerji verirlerse molekül yüzeyden ayrılır. Bunun olma olasılığı bağlanma enerjisi q , Boltzman sabiti k_B ve sıcaklık T 'ye bağlıdır. Sıcaklık arttıkça, termal hareket artacağından molekülün kopma olasılığı artar, buna termal hareketlilik denir.

Vakum sistemi atmosfer basıncına geri döndüğünde vakum duvarı üzerinde tabakalar halinde tekrar soğurulmalar meydana gelir ve diğer atmosferik gazlar kadar büyük miktarda su buharı da soğurulur. Su buharının soğurulmasını azaltmak için malzemelerle zayıf bağlanan kuru nitrojen kullanılır. Kuru nitrojen pahalı olduğundan aynı amaçla havayı kurutan sistemler de kullanılmaktadır.

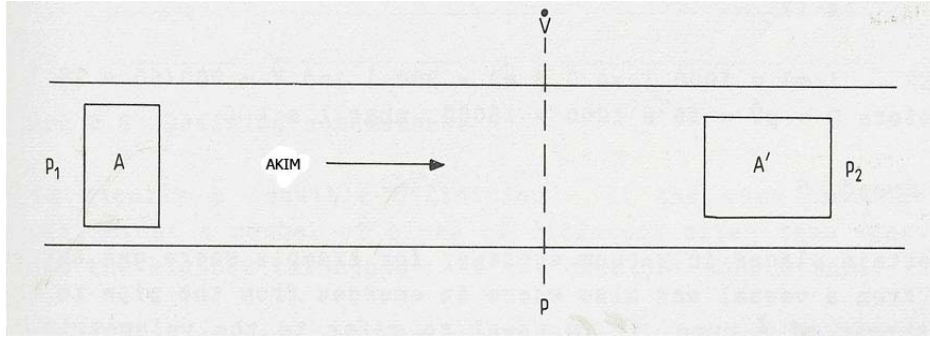
Sökülen moleküller vakum pompası ile atılırlar. Fakat diğerleri vakum çemberi içinde yer değiştirirler ve bu sırada vakum duvarlarının yüzeyleri ile etkileşirler. Çeperlerden sökülen ve çember içinde yer değiştiren moleküller pompalama ile azaltılır. Vakum içindeki moleküllerin n sayı yoğunluğu pompanın kalitesini belirleyen bir özelliktir.

Yüzeğe zayıf bağlı gazlar pompalama ile kolayca sökülebilirken, sıkı bağlı olanlar zor sökülürler. Vakum çemberi atmosfere açıldığında su buharının soğurulma olasılığı oldukça fazladır ve ısıtma olmaksızın su buharının uzaklaştırılması zordur.

2.3.1.2. Gaz Akışı

Gazlar, Boyle yasasına göre $pV = \text{sabit}$ olduğundan farklı hacimlerde farklı basınç değerlerine sahiptirler. Sabit sıcaklıkta belirli bir kütledeki gaz, yüksek basınçta küçük hacim, düşük basınçta büyük hacim kaplar.

Gaz akışı, basınç farklılığından meydana gelir. Borunun iç kısmındaki belirli bir kütledeki gazın kapladığı A hacmi Şekil 2.3'teki gibi ilerleyerek dış kısım yakınındaki A' hacmini kaplar. P basıncı, herhangi bir kesit boyunca sabittir.



Şekil 2.3. Bir boru içindeki gaz akışı

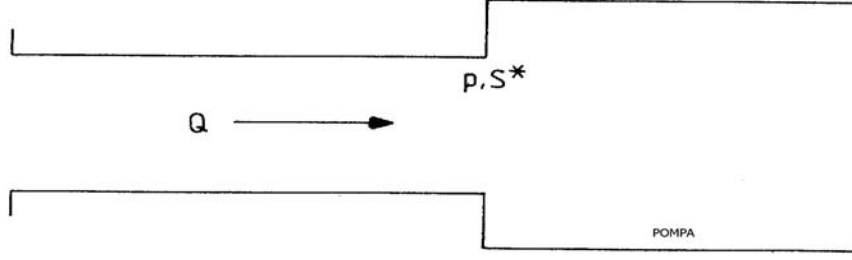
İletim (Q); p basıncı ile, bu basınçtaki akış hızı yani birim zamandaki gaz hacmi \dot{v} çarpımı ile belirlenebilir.

$$Q = p \cdot \dot{v} \quad (2.15)$$

Burada p mbar ve hacim akış hızı \dot{v} litre/saniye olduğundan iletimin birimi mbarlitre/saniye'dir. İletim borunun uçlarında eşittir.

$$p_1 \dot{v}_1 = p_2 \dot{v}_2 \quad (2.16)$$

Bir vakum sisteminde, vakum çemberinden boruya aynı zamanda borudan pompaya gaz girişinin olduğu bölgelerde \dot{v} hacimsel akış hızı, hız olarak ifade edilir. Bu durumda $Q = p \cdot \dot{v}$ formülündeki \dot{v} yerine S sembolü kullanılır. Pompanın iç kısmındaki hızı incelenirken ise S^* sembolü kullanılır. Şekil 2.4' te p_1 basıncındaki bir vakum çemberinden bir pompaya iletim gösterilmiştir. Yüksek basınca sahip vakum çemberinde daha düşük olan S hızı, $S = Q/p_1$ ile belirlenirken, $S^* = Q/p$ ile belirlenir.



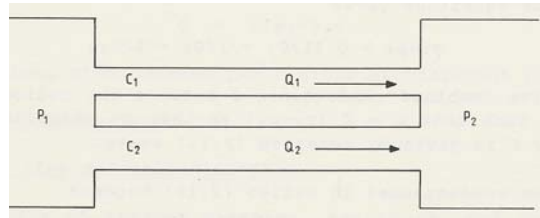
Şekil 2.4. Vakum çemberinden pompaya iletim.

Bir borudaki iletim hızı; $(p_1 - p_2)$, borunun iç ve dış bölgeleri arasındaki basınç farkı olmak üzere;

$$C = Q / (p_1 - p_2) \text{ l/s} \quad (2.17)$$

ile belirlenir. Burada Q, iki uç arasındaki iletimdir.

Aynı basınca sahip farklı ölçülerdeki çok sayıda boru kullanılırsa, en yüksek iletim (Q) ve dolayısıyla en büyük iletim hızı (C) elde edilir. Borular seri veya paralel olarak vakum çemberine bağlanabilir.



Şekil 2.5. Paralel bağlı borularda iletim

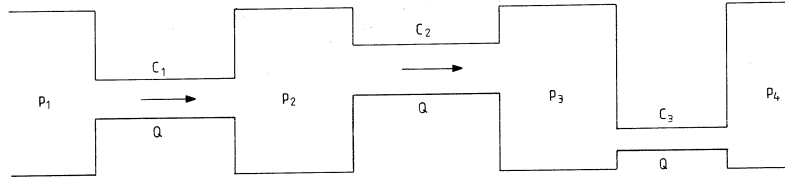
Şekil 2.5' deki gibi basınçları p_1 ve p_2 olan iki bölgeyi birleştiren paralel borularda iletim hızları C_1 , C_2 dir Paralel bağlı bu boruların etkin iletim hızları;

$$C = C_1 + C_2 + \dots \quad (2.18)$$

şeklinde yazılır. Borudaki toplam iletim;

$$Q = Q_1 + Q_2 = (C_1 + C_2) (p_1 - p_2) \quad (2.19)$$

olarak yazılır. Toplam iletim, paralel bağlanan boruların iletim hızlarının toplamına bağlıdır.



Şekil 2.6. Seri bağlı borularda iletim

Şekil 2.6' de gösterildiği gibi seri bağlı bir sistemde etkin iletim,

$$1/C = 1/C_1 + 1/C_2 + 1/C_3 + \dots \quad (2.20)$$

ifade edilir. Borulardaki iletim sabittir ve

$$Q = C_1 (p_1 - p_2) = C_2 (p_2 - p_3) = C_3 (p_3 - p_4) \quad (2.21)$$

şeklinde gösterilir. Böylece p_1 basınçlı ve p_4 basınçlı bölgeler arasındaki iletim;

$$Q = C (p_1 - p_4) \quad (2.22)$$

olacaktır. Seri bağlı bağlantı kullanılan bir sistemde iletim bağlantısının uçları arasındaki basınç farkına ve eşdeğer iletim hızına bağlıdır. Paralel bağlı bir sistemde eşdeğer iletim hızı seri bağlıya göre daha büyük olacaktır. İletim hızının büyük olması Q iletiminin artmasını ve etkin pompalama hızı S^* 'in de artmasını sağlayacaktır.

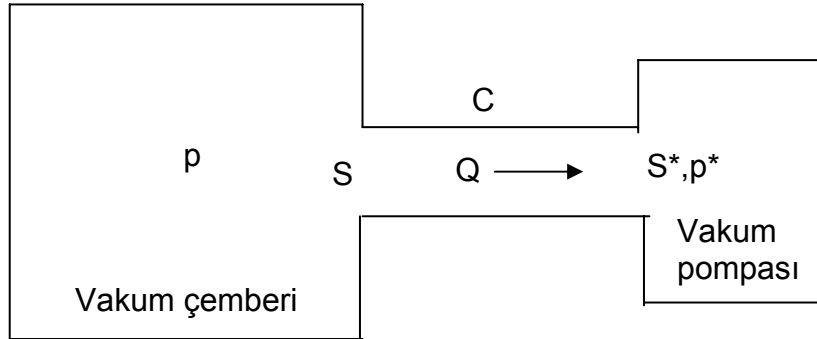
p basınçlı bir çembere C iletim hızına sahip bir boru ile bağlanmış S^* hızında bir pompa Şekil 2.7'deki gibi çemberde S hızına ve Q iletimine sebep olması durumunda;

$$Q = C (p-p^*) = S p = S^* p^* \quad (2.23)$$

Bu denklem daha önceki denklemler yardımı ile hızlar ve iletim hızı arasında önemli bir eşitliği verir.

$$S = S^* \left[\frac{C}{S^* + C} \right] \quad (2.24)$$

bu denkleme göre; iletim hızı daima çemberin boruya bağlantı kısmındaki hızı azaltacak şekilde etkindir. Eğer saniyedeki iletim hızı pompanın hızına (S^*) eşit ise çemberdeki hızı (S) yarıya iner. Eğer iletim hızı $C > 5 S^*$ ise etkin hız (S), S^* hızına yaklaşır.



Şekil 2.7. Çemberden pompaya akış

Vakum sistemlerinde gaz akışlarının bölgelere ayrılması, Knudsen sayısı (K_n) adı verilen boyutsuz bir parametrenin üç ayrı değer aralıklarına göre yapılmaktadır. Knudsen sayısı, bir gaz molekülünün ortalama serbest yolunun gaz akışının olduğu borunun boyutuna oranı olarak tanımlanır.

2.3.1.2.a. Viskoz Akış

Ortalama serbest yolun borunun boyutuna göre küçük olduğu durumda, moleküllerin birbiri arasındaki çarpışmaları duvarla yaptıkları çarpışmalardan daha etkindir. Dolayısıyla gaz ortamı sürekli gibidir. Knudsen sayısının küçük olduğu bölgeler viskoz akış bölgesi olarak isimlendirilir.

D borunun çapı olmak üzere $K_n=l/D$ ile verilir. $K_n < 10^{-2}$ olduğunda viskoz akış baskındır. Basınç 10^{-2} mbar veya daha aşağı düşürüldüğünde molekül – molekül çarpışmaları daha fazladır ve gaz akışkan gibi davranır. Moleküller birbirini iterek dışarı atılırlar. Moleküller arasındaki sürtünme kuvvetleri ile viskozite etkisi sonucu viskoz akış meydana gelir.

Bir borunun D ve L ölçüleri, viskoz akış aralığında etkilidir ve boşaltma süresini etkiler. p_1 ve p_2 basınçlı bölge yüzey alanı A olan bir delik ile ayrıldığını düşünelim. $p_1 > p_2$ olması durumunda delikten iletim;

$$Q = \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} A(p_1 - p_2) \quad (2.25)$$

olarak verilir.

Çapı D (cm) olan bir dairesel delikten iletim hızı;

$$C = 9,3D^2 \quad 1/s \quad (2.26)$$

olarak verilir.

Burada p_1 ve p_2 sırasıyla iç ve dış basınç olmak üzere $p = (p_1 + p_2)/2$ ortalama basınçtır. Bu denklemin geçerli olabilmesi için akışta düzensizliğin olmaması, Akış hızının boru boyunca sabit olması, L boyunun küçük olmaması ve boru duvarındaki akış hızının sıfır olması gerekir.

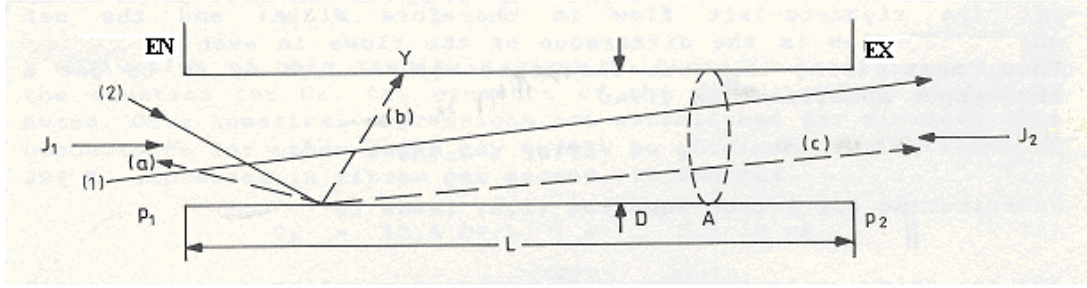
2.3.1.b. Moleküler Akış

Ortalama serbest yolun boru boyutuna göre büyük olduğu düşük basınç bölgelerinde gaz akışı moleküllerin duvarlara çarpışmalarıyla sınırlıdır ve moleküller birbirinden bağımsız gibi davranırlar. Bu bölgedeki gaz akışı ise moleküler akış olarak isimlendirilir ve Knudsen sayısı 1'den büyüktür.

Basınç 10^{-3} mbar veya daha aşağısına düşürüldüğünde moleküllerin ortalama serbest yolu 6,6 cm olur. Borunun çapı 10 cm ve ortalama serbest yolun bu borunun çapından daha küçük olduğu durumda moleküller akış vardır. Moleküller geçici olarak duvar yüzeyinde tutulabilirler ve tekrar söküldüklerinde tekrar soğurulana kadar rasgele yönlerde hareket ederler. Vakum duvarından sökülen molekülün yönü, geldiği yön ile ilişkili değildir. Uzun bir boru içindeki bir molekül harekete başladığı noktaya dönme eğilimindedir ve bağımsız molekülü etkilemenin hiçbir yolu yoktur. Gaz akışının sağlanması ancak borunun sonuna uygun bir pompanın bağlanarak moleküllerin yakalanması ve geri dönmelerinin engellenmesi ile mümkün olur (Pompa, molekülleri hareket halindeyken yakalayabilir).

Silindirik bir boruda viskoz akış hızı, moleküler akışa göre daima büyüktür. Çünkü moleküler akış üzerinde hiçbir kontrol mekanizması yoktur, sadece boru geometrisi önemlidir. Viskoz akışta iletim hızı basınç değişimi ile artırılabilir. Moleküler akışta yüksek iletim hızı için kısa ve geniş boru tercih edilmelidir.

Şekil 2.8'da L boyu, D çapı ve A kesit alanına sahip bir iletim borusu gösterilmiştir. İki ucundaki basınçlar P_1 ve P_2 olan boruda ortalama serbest yol $\ell \gg L$ ve $\ell \gg D$ olduğunda moleküllerin çoğu moleküler akış yaparlar.



Şekil 2.8. Bir boru boyunca moleküler akış

Borudaki EN girişinden saniyede geçen toplam molekül sayısı $J_1.A=N^3$ dir. (1) ile gösterilen yolu izleyen moleküller, hiçbir kenara çarpmadan geçebilirler fakat çoğunlukla bu olay gerçekleşmez. (2) ile gösterilen yolu izleyen moleküller, duvarlarla etkileşirler ve rastgele yönlere ilerler. (2)'yi izleyen moleküllerin (a) ,(b) ve (c) yollarını izlemeleri muhtemeldir. Moleküllerin bir kısmı EX düzleminde geçerken bir kısmı EN düzlemine geri dönecektir. Sağ taraftan çıkan moleküllerin oranı geçiş olasılığı W sembolü ile gösterilir ve geçirilen akı, WJ_1A ifadesi ile belirlenir. Kısa boru için geçiş olasılığı W daha büyük olacaktır. L 'nin artmasıyla duvar ile etkileşme olacağından geçiş olasılığı W azalacaktır. Borunun geçirgenlik olasılığı her iki yönde de aynı olmalıdır, fakat J_2 akışı düşük p_2 tarafındadır. Böylece sağdan sola geçirilen akı WJ_2A olacaktır. Net iletim $W(J_1 - J_2)A$ 'nın kT ile çarpılması ile elde edilir.

$$Q = kT(J_1 - J_2)AW \quad (2.27)$$

Çok uzun borular için ($L \gg D$) Knudsen tarafından %1 hassasiyete sahip

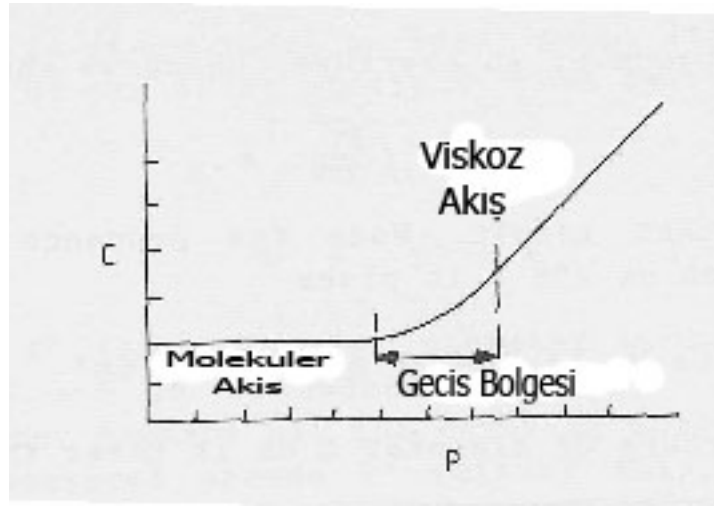
$$C_L = \frac{D^3}{6L} \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}} \quad (2.28)$$

denklemleri ile verilir.

2.3.1.2.c. Knudsen Akışı (Geçiş Bölgesi)

Viskoz ve moleküler akış arasındaki bölge geçiş bölgesi ya da Knudsen akışı olarak isimlendirilir. Ortalama serbest yol ile boru boyutları yaklaşık olarak aynıdır. Bu bölgede hem moleküler hem de viskoz akış özellikleri gözlenir.

Çizelge 2.1; viskoz, moleküler akış ve geçiş bölgelerinde basıncın azalması ile bir borunun iletim hız değişimini göstermektedir.



Çizelge 2.1. Viskoz akıştan moleküler akışa geçiş

2.3.1.3. Vakum Sisteminin Parçaları

Vakum sistemi vakum çemberine birleştirilen pek çok parçadan oluşur. Bu elemanların her birinin seçimi vakum sisteminin performansını etkiler. Bir vakum sistemi temel olarak üç parçaya ayrılmaktadır: vakum pompaları, basınç ölçerler ve bağlantı boruları. Vakum sistemindeki vakum pompaları belirli basınç aralıklarında çalışırlar. Bu sebeple farklı basınç aralıklarında farklı tür vakum pompası kullanılması gerekir. Benzer şekilde vakum ölçerler de sınırlı aralıklarda çalışabilirler. Atmosfer basıncından ulaşılabilen en düşük basınç değerine kadar olan aralıktaki basınç değerlerini ölçmek için farklı türdeki vakum ölçerlerin uygun şekilde kullanılması gerekir.

2.3.1.3.a. Vakum Pompaları

Bir çemberde basıncın azaltılması için mevcut olan toplam gaz momentumunun azaltılması gerekir. Bu iki yolla başarılabilir. Gaz akışını çemberin dışına yönlendirecek şekilde çemberin bazı noktalarındaki gaz moleküllerine yeterli bir ek momentum transferi sağlanması ya da var olan momentumunun gaz atomlarının bir yüzeyde tutularak ortadan kaldırılması ile gerçekleştirilebilir.

Birinci yöntem ile bir mekanik pompanın pistonu veya döner vanası ya da bir difüzyon pompasının akışkanı gibi bir cisim ile etkileşme sonunda momentum transferi sağlanır. İkinci yöntemde ise sıcak ya da soğuk yüzeyli farklı kimyasal maddelerden yapılmış yüzeylere gaz moleküllerinin bağlanmasıyla tutulurlar.

Vakum pompaları aynı zamanda dış basınca bağlı olarak ikiye ayrılırlar. Atmosfer çıkışlı vakum pompaları roughing veya backing (destek) pompaları olarak isimlendirilirler. Roughing pompasının çalışma prensibi, uygun çalışma basıncına ulaşmak için sistemden atmosferik havanın atılmasına dayanır. Backing pompada ise turbomoleküler, difüzyon pompası gibi ikinci pompanın dış basıncını gerekli düşük basınçta tutmaktır. Çok yüksek vakuma ulaşmak için genellikle turbomoleküler veya difüzyon pompalarından birisi ve ikincil pompa olarak da rotary pompası kullanılır. Örneğin bir vakum sisteminde ilk olarak destek pompaları çalıştırılarak basınç 10^{-3} torr'a düşürüldükten sonra difüzyon pompa çalıştırılarak daha düşük seviyelere düşürülebilir.

➤ Turbo Moleküler Pompa:

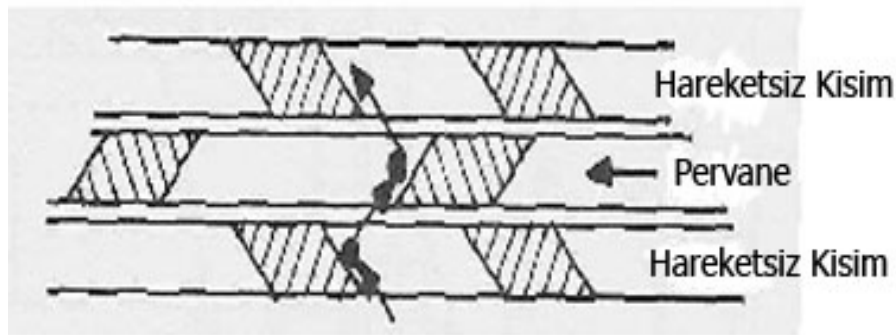
Dönel bir pervane kanadı ya da yarıklı diskler üzerine oturtulmuş bir pervaneden oluşur. Pervanenin dış kısmının çizgisel hızı gaz moleküllerinin hızı ile aynı büyüklüktedir. Bu pompa moleküler akı koşullarında işler.

Sistemin temizlik oranını artırmak için yağlı- dönel pervane kuru bir pompa ile yer değiştirmiştir. Bu da turbo pompada yüksek sıkıştırma oranını gerektirir ve bu nedenle

zemin basıncı 10 mbar değerinde tutulmalıdır. Destek pompası, turbo pompayı belirli bir basınca getirme için gereklidir. 10^{-1} mbar değeri bunu için uygun bir basınç değeridir.

Turbo moleküler pompalar, yüksek hızla dönen rotorların yüzeleriyle gaz moleküllerinin etkileşmesini sağlayarak momentum kazandırır. Bu momentum gaz moleküllerinin pompanın içine doğru hareket etmesine neden olur. Turbo moleküler pompaların aktif kullanımları 1957 yıllarında başlamıştır.

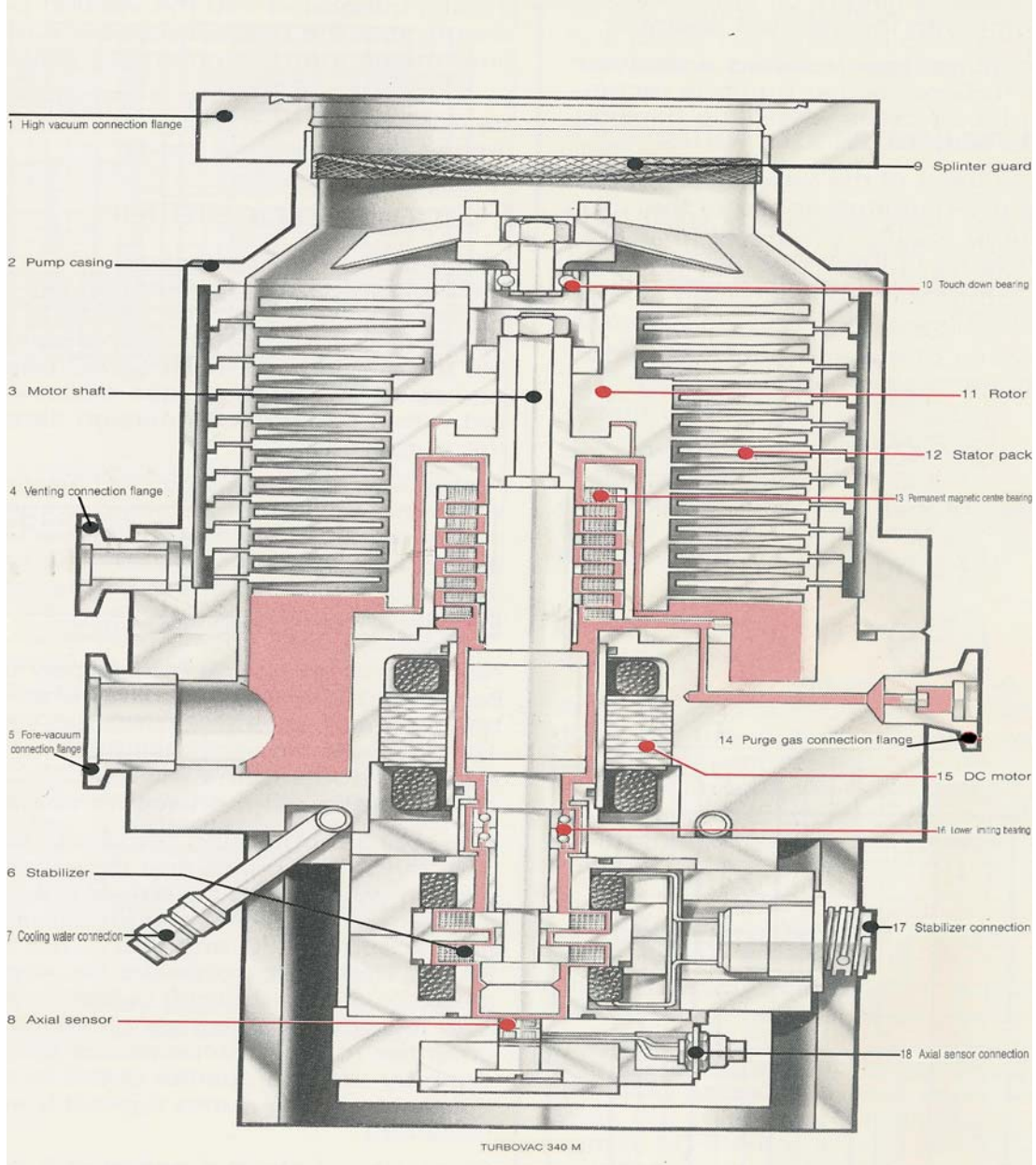
Turbomoleküler pompaların rotor kısmı, radyal olarak yarıklara bölünmüş iki diskten oluşmuştur. Hareket esnasında bu yarıklı diskler, benzer şekilde yarıklı olan sabit diskler arasında dönerler. Pompanın girişi, ikili disk arasına direk geçiş sağlar. Çıkış ise iki kısımdan çıkan gazları birleştirerek, backing pompaya gönderir. Rotor disklerdeki radyal yarıklar açılıdır ($\approx 20^\circ$) ve sabit diskteki yarıklar, rotor diskindeki yarıkların aynadaki yansıması şeklindedir. Rotor diskleri komşu sabit disklerin yönünün tersine dönerler. Yarıklı sabit bıçaklar, gaz moleküllerinin pompanın çıkışına yönelmesini sağlarlar. Rotor teğetsel hızı ile hareket ederken, gaz molekülleri hareket eden bıçaklara çarparak momentum kazanırlar (Şekil 2.9).



Şekil 2.9. Stator ve rotorun moleküllere momentum aktarımı

Şekil 2.10'de gösterilen turbomoleküler pompa yüksek frekanslı bir güç kaynağı ile çalışır ve su soğutulmalıdır. Bazı pompalarda manyetik yatak kullanılarak disklerin birbirinden ayrı durmasını sağlayarak yağ ve gres yağı kullanılmamaktadır. Fakat manyetik alanın elimine

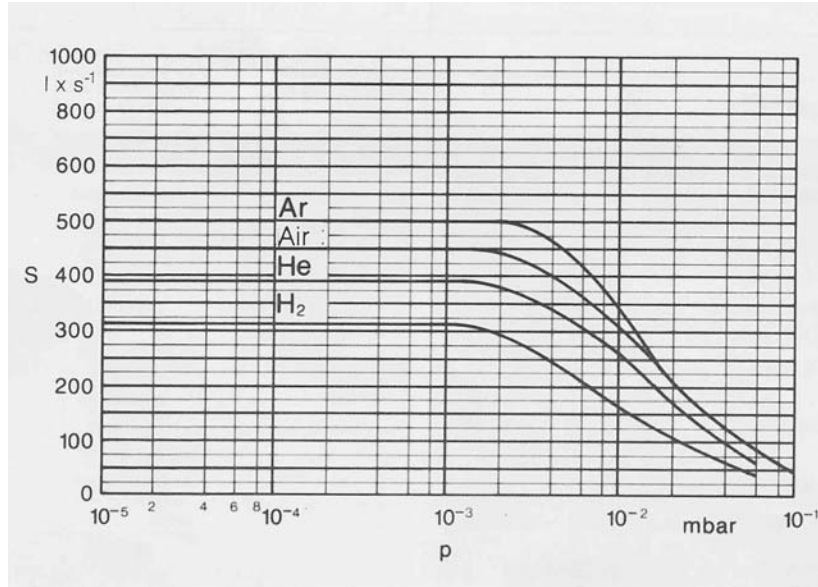
edilmesi gereken deneysel çalışmalar için bu pompalar uygun değildir. Bu durumda seramik veya paslanmaz çelik yataklı pompalar tercih edilmelidir. Su soğutmalı turbomoleküler pompalar bulunduğu gibi hava soğutmalıları da mevcuttur.



Şekil 2.10. TURBUVAC 340M model Turbo moleküler Pompa (Leybold,2002)

Turbomoleküler pompanın çalışmasında üç önemli nicelik vardır:

Bunlardan birisi pompalama hızıdır. Vakum pompasının ağız bölgesinden içeriye birim zamanda geçen gazın ortalama hacim akış hızı olarak daha önce tanımlanmıştı. Farklı gazlar için gazların molar kütlelerine bağlı olarak turbomoleküler pompa farklı pompalama hızlarında çalışır (Şekil 2.11).



Şekil 2.11. Farklı gazlar için tipik bir turbo moleküler pompanın pompalama hızları

Moleküler akış bölgesine kadar olan geçiş bölgesinde pompalama hızı artarken basıncın 10^{-3} mbar civarında olduğu bölgeden sonra sabit olur. Diğeri ise sıkıştırma oranıdır. Sıkıştırma oranı, pompanın içinde ölçülen basıncın pompanın vakum çemberine bağlandığı kısımda ölçülen basınca oranıdır. Sıkıştırma oranı, pompanın geometrisi, dairesel hız ve moleküler kütlelerin fonksiyonu olarak üstel olarak değişir.

Turbomoleküler pompa ile 10^{-11} mbar civarına ulaşılabilir. Basınç oranı kullanılan pompaya, vakum çemberinin hacmine, kullanılan malzemelere göre değişmektedir.

Roots Pompa:

Düşük ve orta vakum bölgesinde kullanılır. Atmosfer basıncına kadar boşaltma yapamaz ve destek pompa, dönel pervane çeşitleri, kuru pompa ile çalışır. Bu pompalar çıkışa bağlıdır. Roots pompa birbirine kenetli iki pervaneden oluşur ve bu pervaneler ters yönlerde hareket ederler. Gaz iç kısımdan dış kısma doğru yer değiştirir. Atmosfer basıncında havanın yüksek viskozitesi nedeniyle destek pompa 100 mbar basınç değerine ulaştıktan sonra ya da by-pass vanası kullanılmalıdır. Bu pervanelerin aşırı ısınmasını, birbirleri ile temas geçmesini ve genişlemesini önler. Pervanelerin ilk hızı, akışkanın sürüklenme çiftlenimi ile kontrol edilebilir. Bu, çalışma periyodunda belirli bir değerde durur. Bu durumda ise genellikle kontrol edilebilen bir yanyol (by-pass) kullanılır.

➤ **Backing (Destek) Pompalar**

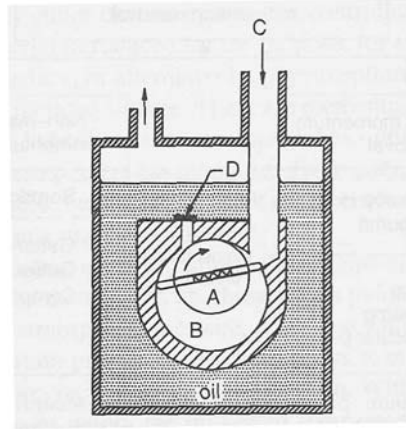
Backing pompalar, turbo moleküler ve difüzyon pompası gibi vakum pompalarının dış basıncını gerekli düşük basınçta tutmak için kullanılırlar. Genellikle düşük basınçta inilen vakum sistemlerinde rotary pompalar kullanılmaktadır.

19. yüzyılda kullanılan mekanik pompalar Toriçelli prensibine dayanmakta idi ve oldukça yavaş çalışmakta ve yetersiz kalmaktaydılar. 1905'te Kaufman tarafından geliştirilen rotary pompası modern rotary pompalarının geliştirilmesine yol açmıştır. Gaede tarafından geliştirilen rotary pompası, çelik bir haznenin (B) içinde dış merkezli olarak dönen çelik bir silindirden oluşmaktadır (Şekil 2.12). Rotor dönerken C'den hava girer ve atmosferik basınçtan daha büyük bir basınçla sıkıştırılarak D vanasından dışarı atılır. Bu olay her dönmeye iki kez meydana gelir. f , saniyedeki dönme sayısı olmak üzere atmosferik basınçta pompanın hızı;

$$S_D = 2fV \quad (2.29)$$

ifadesi ile verilir.

Burada V , iki vana arasındaki maksimum hacimdir. Bu hacim sabit olduğu için iç kısımdaki mevcut basıncın aktarıldığı pompa hızı da sabittir. Pompa içine olan gaz kaçaklarına rağmen düşük basınçlara ulaşılabilir. Rotor ve statorun arasındaki oldukça küçük mesafeye rağmen vanalardan pompa içine yağ ve buhar kaçakları olmaktadır. Bu kaçakları en aza indirmek için pek çok çeşit rotary pompalar geliştirilmiştir. Tek adımlı ve iki veya çok adımlı pompalar mevcuttur. Tek adımlı olan rotary pompalarla ulaşılan basınç değerleri 10^{-1} - 10^{-2} mbar civarında iken iki adımlı rotary pompalarında bu değerler 10^{-3} - 10^{-4} mbar'a kadar inebilmektedir.



Şekil 2.12. Rotary pompa

2.3.1.3.b. Basınç Ölçüm Cihazları

Basınç ölçüm cihazlarının ölçülen basınç aralıklarına göre pek çok çeşidi vardır. Çalışılacak basınç aralığına göre basınç ölçüm cihazlarının seçimi yapılır. Genellikle deney sisteminin sınırlamaları basınç ölçüm cihazının seçiminde önemli bir problemdir. Civa ve yağ seviyelerinin ölçülmesine dayanan cihazlarda ölçüm seviyesinin okunmasındaki zorluk bu tür cihazların seçimine izin vermez. Ayrıca basınç ölçümüyle ilgili genel problemlerde mevcuttur.

Bunlar:

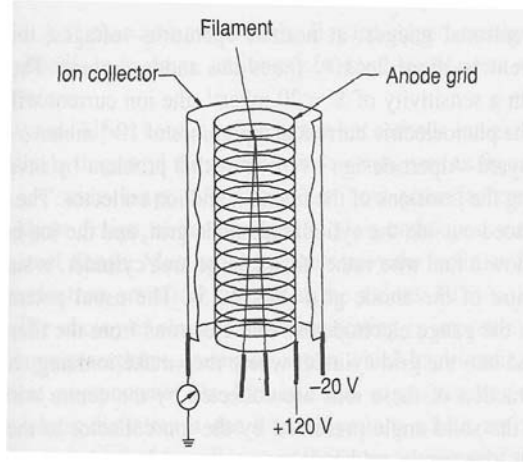
- 1) Genelde sistemde basıncın ölçülmesi gereken noktasına cihaz yerleştirilemez.
- 2) Cihazın kalibrasyonun yapılması gaz karışımının tam olarak bilinmesine bağlıdır.
- 3) Cihaz pompalama işlemiyle ve gazın yüzeyde tutulması veya bozulması ile etkilenir.

Bütün vakum ölçüm cihazları gazların doğasına dayanan bir kalibrasyona sahiptir ve standard bir kalibrasyon mevcuttur. 1 mbar'ın üstündeki basınçların ölçümünde civa ya da yağlı manometreler kullanılır. 1 mbar'dan daha düşük basınçların ölçümü için cihazlar geliştirilmiştir.

Genellikle bir vakum sisteminde yüksek vakuma ulaşmak için iki tür pompa kullanılmaktadır. Bu tür sistemlerde Backing pompa ile inilen yaklaşık 10^{-2} mbar basınçlı bölgedeki ölçümleri gerçekleştirmek için genellikle pirani gauge ve vakum çemberi içinde ulaşılan basıncı ölçmek için ise ion gauge olmak üzere iki farklı basınç ölçüm cihazı kullanmak gerekmektedir.

Yeterli derecede düşük bir basınçtaki bir gaz için termal iletkenlik basınçla azalır. Bu olayın yardımıyla sıcak bir kaynağın etrafındaki gazın ısı kaybına duyarlı ölçüm cihazları geliştirilmiştir. Bunların en basiti 1906'da geliştirilen Pirani ölçüm cihazıdır.

En geniş kullanım alanı iyon ölçüm cihazı, sıcak katotlu iyonlaşma ölçüm cihazıdır (Şekil 2.13). Önemli olması $1-10^{-11}$ mbar gibi geniş bir basınç aralığında ölçüm yapabilmesinden gelmektedir. İyon ölçüm cihazlarının çalışma prensibi ısıtılan bir filamentten salınan elektronların gaz moleküllerinin iyonlaşmasına ve bu iyonların sayısı ile de basıncın ölçülmesine dayanır.



Şekil 2.13. İyon ölçüm cihazı

Gazın iyonlaşma potansiyeline karşılık gelen enerjiye sahip elektronlarla çarpışarak üretilen iyonların sayısı basınç ile doğru orantılıdır. Eğer basınç yeterli derecede düşükse bir elektron bir iyonlaşma çarpışmasından fazlasını yapmaz. Basınç sabit tutulursa üretilen pozitif iyonların sayısı katottan salınan elektronların sayısına bağlıdır.

Bir vakum sisteminin basınç ölçümü, elektron salınımı sabit tutularak katoda göre negatif yüklenmiş bir elektrod ile iyon akımı ölçülerek gerçekleştirilir. Elektronların salındığı filament, pozitif yüklü bir anot ve negatif yüklü bir iyon kollektöründen oluşan bu cihaz iyon ölçüm cihazı olarak isimlendirilir.

2.3.1.4. Vakum Sisteminde Kaçaklar

Kaçaklar, gerçek ve gerçek olmayan diye adlandırılır. Gerçek kaçakta gaz dış atmosferden vakum çemberine geçer. Gerçek olmayan kaçaklarda gaz, gaz deviniminden küçük delik veya kanallardan tuzaklanmış buhardan, vakum sisteminin duvar veya parçalarında tutulmuş (adsorbe edilmiş) molekül veya buharın salınması ile bir başka forma ulaşır. Bunun en önemli örneği yüzeyde tutulan su buharıdır.

Gerçek kaçaklar konusu, Beavis tarafından detaylı bir şekilde tartışılmıştır. Normalde por ve yayılım kaçakları olarak adlandırılırlar (Beavis 1970). Por tipi kaçaklarda dışarıdaki gaz, mekanik kusurlardan veya daha önce kapatılmış ancak yapılan temizliğin sonucu olarak yeniden ortaya çıkmış çember duvarlarındaki çatlak veya deliklerden dolayı moleküler veya viskoz olarak vakum çemberine sızar. Kaçak oranı viskoz akı için sıcaklığın artmasıyla azalır, ancak moleküler akının sıcaklığının artmasıyla artar. Her ikisi de on moleküler yarıçaplı minimum delik boyutunu gerektirir.

Bunun aksine yayılım kaçakları gaz ile katı arasında bir elektronik etkileşmeyi gerektirir ve sonuç olarak bu tip kaçaklar genelde çok özel türlerdir. Kaçak oranı, sıcaklığın artmasıyla artar ve katıdaki atomlar arası boşluğa bağlıdır.

Kaçak oranı, Q_L , vakum alanına birim zamanda giren gerçek, gerçek olmayan veya her iki kaçağın miktarı olarak tanımlanabilir.

$$Q_L = v(dP / dt) \quad (2.30)$$

Burada dP/dt pompalardan izole edilmiş kapalı bir V hacmi içerisindeki basıncın artış oranıdır. Eğer sistem sürekli olarak pompalanırsa taşınan gazın oranı kaçağın giren gazın oranına eşittir. Bundan dolayı,

$$Q_L = S \times P_u \quad (2.31)$$

yazılabilir.

Burada S , pompanın hızı ve P_u sistemin son basıncıdır. Dolayısıyla sistemin hacmini belirleyemedikçe “büyük kaçaklar” üzerinde konuşmak anlamsızdır. Bu durumlar bir kaçağın önemli olup olmadığını belirler ve sürekli pompalanan bir sistemde bir kaçak ihmal edilebilecek kadar küçük olabilir.

Farklı boyutlardaki kaçaklar için son basınç değerleri Çizelge 2.2’de verilmiştir.

| Q_L (mbar l s ⁻¹) | Q_T (mbar l s ⁻¹) | P (mbar) |
|---------------------------------|---------------------------------|-----------------|
| 1.10^{-5} | $1,0015.10^{-5}$ | $1,015.10^{-8}$ |
| 1.10^{-9} | $1,6.10^{-8}$ | $1,6.10^{-11}$ |
| 1.10^{-10} | $1,51.10^{-8}$ | $1,51.10^{-11}$ |

Çizelge 2.2. Farklı boyutlardaki kaçaklar için son basınç değerleri

Bir kaçağı tespitin iki yöntemi vardır. Bunlar test edilen sistemin içinde veya dışında yüksek basınçlı gaz korunduğunda her bir durum için birkaç farklı detektör kullanılır.

Sistemin içinden test etme metodları, deney çemberlerinde ve belirli parçalarda çemberi doldurmak için ya da çevredeki basınçtan daha büyük basınçta bir gaz için uygun metodlardır. Eğer bir kaçak varsa harici bir prop veya koklayıcı ile gaz tespit edilebilir (Resim 2.1). Genelde bu metodlar düşük, orta ve yüksek vakum için yeterli uygulamalardır, ancak çok yüksek (ultra-high) vakum için yeteri kadar duyarlı değildir. Ayrıca bu metodların uygun basınçta tutma ve vakum sisteminin muhtemel kirliliği (başka gazların varlığı gibi) tehlikesinden kaynaklanan dezavantajları vardır.

Dışarıdan tespit metodları, nispeten basit fakat çok özel aygıtları yönetmek için yeteri kadar düşük basıncı elde edemediğimiz takdirde kullanmak zorunda olduğumuz önemli aygıtları dâhil etmeliyiz. Sonraki durumda detektör vakum sistemine veya test edilen parçaya eklenen bir kaçak detektörü ünitesine yerleştirilmelidir ve bu sızan gazı engelleyecek şekilde olmalıdır. Dahası sistem veya ünitenin temel basıncı, yüksek hassasiyetteki bu aygıtlardan verim almak için sabit olmalıdır.



Resim 2.1. Kaçak test dedektörü

Kaçak tespitinde kullanılan bazı dedektörler; sabun köpüğü, kaçağı kaplama, termal iletkenlik dedektörü, iyon gauge ve iyon dedektörleri olarak sınıflandırılabilir.

Sabun köpüğü tekniğinde, sabun çözeltisi şüphelenilen bölgeye sürülür ve eğer kaçak varsa baloncuklar gözlenecektir.

Şüphelenilen kaçak manyetik bir bant veya bir hamur ile kaplanır. Eğer bir kaçak varsa basınçta bir düşüş gözlenecektir. Ancak bu metot dikkatli bir şekilde kullanılmalıdır, çünkü manyetik bant veya hamur kaldırıldığında sızıntı geçici olarak duracaktır. Bu metot çok yüksek vakum (UHV) uygulamaları için kullanılmamalıdır.

Termal iletkenlik farklı gazlar için değişir. Pirani veya termoçift gauge, kaçak dedektörü olarak kullanılabilir. Çoğu vakum sistemlerinde bunlardan biri bulunur ve başka bir gaz,

örneğin karbondioksit, kaçak üzerine gönderildiği zaman basınçtaki açık değişiklikle kaçak belirlenir. Termal iletkenlik prensibini kullanan düşük fiyatlı monitörler oldukça yaygındır ve vana veya boruların eklem yerlerinden sızan zehirli gazların tespitinde kullanılırlar. Kaçak tespiti, kaynaklara, eklem yerlerine vs. helyum veya karbondioksit kullanılarak uygulanabilir. Gaz silindirlerindeki kaçaklar veya duman kontrolü için de kullanılabilirler. Bu detektörler 10^{-3} mbar'ın altındaki basınçlar için kullanışlıdır.

Çoğu yüksek vakum sistemleri bazı iyon gauge tiplerini içerir. İyon gauge ve iyon pompasının akımı sistem veya pompadaki gazın türüne bağlıdır ve bir kaçağın varlığında değişimler termal iletkenlik gauge olarak kullanılan bir gaz ile kaplanır. Her iki metot için de kullanışlı güvenli gazlar; helyum, karbondioksit ve argondur. Aseton ve isopropil alkol dikkatli bir şekilde kullanılabilir.

2.3.2. Jet Sistemi

2.3.2.1. Akış Tipleri

Atomik kaynaklar için genel prensibi, atomların (moleküllerin) bir konteynerden farklı bir şekilde pompalanmış bir bölgeye moleküler ya da aerodinamik akışı oluşturur. Akan gaz çarpışma çemberinde bir diğer iyonik ya da moleküler ışık demeti ile kesişen moleküler ışık demetini biçimlendirmeyi sağlar.

2.3.2.1.a. Moleküler (Effusive) Atom Demeti:

Atomlar (moleküller) gaz konteynerinden yarık ya da delik boyunca hız dağılımlarında herhangi bir değişiklik olmadan ayrılacaklardır. Diferansiyel pompalama ile iki bölge arasındaki basınç farkı yüksek basınç bölgesinden alçak basınç bölgesine doğru bir gaz akımı oluşturacaktır. Eğer tüm basınç yeterince düşükse atom ya da moleküller delik boyunca uzaysal ve hız dağılımlarında herhangi bir değişiklik olmaksızın yüksek basınç bölgesinden alçak basınç bölgesine doğru hareket ederler. Bu akış şekli moleküler (effusive) akıştır.

d çapında ve l kalınlığında bir gaz konteyneri ve dairesel bir delik düşünölsün. $l \sim 0$ olması durumunda $d \ll \lambda$ ise akış molekülerdir. Burada λ kaynak içerisindeki atomların ortalama serbest yoludur. λ ideal gaz için kinetik teori kullanılarak kullanılarak hesaplanabilir:

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\sigma_k P} \quad (2.32)$$

Burada P kaynak içindeki gaz basıncı ve T ise kaynak sıcaklığı, k Boltzman Sabiti, σ_k atomlar için çarpışma tesir kesitidir.

$d\Omega$ katı açısı içinde, θ açısı ile tanımlanan ve birim zamanda akan atomların sayısı şu şekilde verilir:

$$dN = \frac{d\Omega}{4\pi} n\bar{v}A_s \cos\theta \quad (2.33)$$

Denklemden parçacıkların akım ile tüm doğrultularda bir kosinüs dağılımına sahip oldukları görülmektedir. Burada n , kaynak içindeki birim hacimdeki atom sayısıdır.

$A_s = \pi\left(\frac{d}{2}\right)^2$ ise deliğin alanıdır. \bar{v} ise ortalama parçacık hızıdır ve m parçacığın kütlesi olmak üzere;

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (2.34)$$

olarak ifade edilir.

Bütün yönlerde zamanla akan parçacıkların toplam sayısını bulmak için;

$$dN = \frac{d\Omega}{4\pi} n\bar{v}A_s \cos\theta \quad (2.35)$$

denkleminin integrali alınır ve

$$N = \frac{1}{4} n\bar{v}A_s \quad (2.36)$$

elde edilir.

Akan ışın demetinin yönlülüğü l/d faktörü ile doğru orantılıdır. Bu oran artırılarak (deliğe biraz kalınlık verilerek), moleküler (effusive) akışın yönlülüğü artırılabilir. $l \gg d$ olması durumunda indirgenme faktörü (ξ) tanımlanır ve

$\xi = \frac{4d}{3l}$ olmak üzere;

$$N = \frac{1}{4} \xi n \bar{v} A_s = \frac{\pi d^3}{12l} n \bar{v} \quad (2.37)$$

elde edilir.

Hedefin büyüklüğünü sınırlandırmak için önemli olan diğer iki faktör de şunlardır:

- Moleküler akış sadece tek kanallı bir aralıktan geçmez, bunun yanında önceden soğutulmuş gaz hücresinin çıkışından 2,5 mm kadar uzaklığa yerleştirilmiş 1 mm çapındaki bir süzgeçten de olmalıdır.
- İyon demeti moleküler (effusive) akış ile süzgecin 3-4 mm'sinde karşılaşır. Bu iki faktörün birleşimi, demeti sınırlandırmayı sağlar. Genişletilmiş hedefin büyüklüğü demetin kesişimi ile şekillenir ve jet ise spektrometrenin odaklama özellikleri kullanılarak dengelenebilir (Wells, 2000).

Büyük hedef yoğunlukları ve buradan yola çıkarak büyük atom demet akımı elde etmek için tek aralık yerine birden fazla aralıklar düzenlenir. Her bir aralık parçacıkları geçirir ve bu sayede çok sayıda parçacığın kaynaktan geçmesi sağlanmış olur. Kılıçlar genellikle camdan yapılmaktadır. Boyutları ise $d=30\mu\text{m}$ - 1 mm ve $l= 300 \mu\text{m}$ - 10 mm aralığında olabilmektedir (Abdallah, 1997). Bu durumda akan parçacıkların sayısı, N_{ya} yüzeydeki aralıkların sayısı olmak üzere;

$$N = N_{ya} \cdot \frac{\pi d^3}{12l} n \bar{v} \quad (2.38)$$

olarak verilir.

2.3.2.1.b. Süpersonik Atom Demeti:

Bu durumda, yoğun gazın çok dar bir delik boyunca geçmektedir. Kaynak ve hedef bölgesi arasındaki basınç farkı çok fazla olması durumudur. Bu nedenle sınır koşulu $d \gg \lambda$ olmaktadır. Parçacıklar delikten kurtulmadan önce birçok atom-atom ve atom-duvar çarpışmasıyla sonuçlanır. Bu koşullar, parçacıkların rastgele hareketlerinin akış yönünde enerjiye dönüştüğü termal soğumayla sonuçlanır. Jet zarfı şekil olarak uzun eksen şeklinde ve gazın akışı yönünde eliptiktir. Termal soğutma ve genişleyen gazın şok dalgası, gazın eliptik yayılımını göstermek için süzgeç ile birleştirildiğinde yönsel bir akış ve yoğun bir hedef sağlar. Bu durum jetin yönlü hızlarının süperpozisyonuna ve akış hızına bağlıdır. l_s bir mesafe sonunda parçacıklar süzgeçten geçerler. Süzgeç (skimmer) sadece merkezde olan (iç kısımdaki) parçacıkların geçmesini sağlar.

Süzgecin rolü,

- Atom demetine yönlülük kazandırmak.
- Jet zarfının yavaş kısımlarını atmak.
- Çarpışma çemberine yayılan parçacıkların sayısını azaltmak yani gazı geometrik olarak soğutmaktır.

Süzgeç genellikle, koni biçimindedir ve bu durum gaz- jet akışında ağız boyunca yayılan parçacıkların etkisini azaltmaya katkı sağlar.

Süpersonik gaz akışını tanımlamada önemli olan bir diğer parametre ise Mach sayısı (M)'dir. Mach sayısı, lokal akış hızının sesin lokal hızına oranıdır:

$$M = \frac{v}{c} \quad (2.39)$$

Sesin hızı,

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma k T}{m}} \quad (2.40)$$

şeklinde yazılabilir.

Burada P, lokal basınç ve ρ ise lokal yoğunluktur. γ ısı kapasiteleri oranı; $\gamma = C_p/C_v$ 'dir.

Tek atomlu bir gaz için değeri $\gamma=5/3$ ve çift atomlu bir gaz için $\gamma=7/5$ 'tir. İdeal bir gaz için $P = nkT$, T sıcaklık ve m atomik kütedir.

Atomun yönsel hızı, kaynağın ses hızı (c_0) ile ilişkilidir ve T_0 kaynağın sıcaklığı olmak üzere;

$$v_{jet} = u.M = c_0 \frac{M}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]^{1/2}} = \frac{M}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]^{1/2}} \sqrt{\frac{\gamma k T_0}{m}} \quad (2.41)$$

ile ifade edilir.

Delik içinde Mach sayısı $M=1$ 'dir ve bu yüzden;

$$v_{jet(delik)} = u = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} \sqrt{\frac{\gamma k T_0}{m}} \quad (2.42)$$

elde edilir.

Ayrıca akıntı yönündeki jet hızını bulmak için $M \gg 1$ kabul edilebilir ve bu durumda;

$$v_{jet(akyon)} \approx \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{\gamma k T_0}{m}} \quad (2.43)$$

elde edilir.

Tek atomlu bir gaz için $\gamma=5/3$ 'tür ve bu yüzden,

$$v_{jetakyön / tekatomlu} \approx \sqrt{\frac{5kT_0}{m}} \quad (2.44)$$

olacaktır.

Süzgecin ağzındaki atomik yoğunluk (n_s) ve atomik hız (v_s) hesaplanabilir. Bu durumda;

$$n_s = n_0 \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_s^2 \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2.45)$$

ve

$$v_s = u M_s = c_0 \frac{M_s}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_s^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.46)$$

olur.

Burada n_0 ve c_0 kaynağın (Nozzle çemberi) atomik yoğunluğu ve ses hızıdır. M_s ise süzgecin ağzındaki Mach sayısıdır ve u delikten çıkan atomların hızıdır. Süzgeci geçen akım demeti A_s süzgecin ağzının alanı olmak üzere;

$$j = n_s v_s A_s = n_0 c_0 A_s \frac{M_s}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_s^2 \right]^{\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma-1}\right)}} \quad (2.47)$$

olarak hesaplanabilir.

Mach sayısı ise,

$$M_s \approx b \sqrt{\frac{l_s}{d}} \quad (2.48)$$

olarak ifade edilebilir. Burada b , deneysel olarak belirlenebilen bir sabittir ($b=2.75$).

Işın kaynağında elde edilecek maksimum yoğunluk:

- 1- Yarık boyunca yayılma (akı) oranına- bu yarık serbest molekül akısına ulaşmak için yeterince dar olmalıdır- (Grey, Kantrowitz, 1950)
- 2- Rasgele ilk hızlardan hizalanmış ışın demeti elde etmede karşılaşılan geometri faktörlerinin elverişsizliği ile sınırlandırılmıştır.

Delik (nozzle), gazın ilk ve rasgele geçiş enerjisini, yönlendirilmiş kütle hareketine dönüştürür. Kütle hareketinin, hem akış oranını hem de geometrik faktörleri geliştiren yönlendirici etkisi vardır.

Yarık boyunca akış oranı; yarık yüzölçümü ve yarığın arkasında birim hacim başına düşen molekül sayısı ile orantılıdır.

Deneysel olarak, gazın ortalama serbest yolu yarık genişliğinden az ise akışın moleküler akış sürecinden bulut düzeni olarak adlandırılan bir düzene geçtiği gözlenmiştir (Kantrowitz, Grey, 1951). Bu durum ışın demet yoğunluğunu azaltır ve maksimum yoğunluk gazın ortalama serbest yoluna eşit olan yarık genişliği için elde edilir. Delik (nozzle) kaynağında yönlendirilmiş kütle hareketini ilk yarık ve kolimasyon sağlar. Bu da yoğunluğu artırır ve ilk yarıktaki bir nokta boyunca geçen moleküllerin bir yarım küre içine dağılması olarak tanımlanabilir. Bu yarım kürenin yarıçapı, bir moleküler kaynaktan iki yarık arasındaki uzaklık olarak ifade edilebilir.

Delik (nozzle) tipi kaynaklarda; eğer kütle hızı moleküler hızdan büyük yapıldıysa (Mach sayısı 1'den büyük kabul edilebilir) moleküller yarım küre içerisinde yayılır. Bu yarım kürenin yarıçapı, iki yarık arasındaki uzaklıktan daha küçüktür. Bu faktör kabaca moleküler hızın kütle oranına eşittir. Bu da yoğunlukta artışa neden olur.

Geleneksel moleküler ışın kaynağında, moleküler yarık boyunca Maxwell hız dağılımına uyarak yayılırlar ve kütle hareketi yoktur.

Eğer u , yarığa dik doğrultudaki hız ise moleküller du aralığında moleküllerin bir kısmı u hızındadırlar:

$$\text{Hız dağılımı} = \frac{u \cdot \exp(-mu^2 / 2kT) \cdot du}{\int_0^{\infty} u \cdot \exp(-mu^2 / 2kT) \cdot du} \quad (2.49)$$

Yarık düzlemindeki parçacık hızları v ve w ise, u hızı ile akan moleküller yarık düzlemi üzerinde küçük bir bölgeye ulaşacaklardır.

Işın demetindeki moleküler hızın kısmen “monokromatik” olması delik (nozzle) tipi kaynakların beklenen bir avantajıdır. Monokromatik demet ile mekaniksel hız seçicileri, demet yoğunluğunu elverişsiz değerlere azaltmaksızın kullanılabilirler. Bu sayede, moleküler demet; aynı transfer hızlarını elde etmek için ve yüksek yoğunluk için kullanışlıdır.

Geleneksel moleküler ışın kaynağında, transfer hızlarının dağılımı,

$$u^3 \exp(-mu^2 / 2kT) \quad (2.50)$$

ile verilir.

Delik (nozzle) tipi demette, molekülün yarıktan geçme olasılığı üzerinde u hızının etkisi, kütle akış hızının baskın etkisine kıyasla ihmal edilirse,

$$\exp\left[-m(u - U)^2 / 2kT_1\right] \quad (2.51)$$

dağılımı elde edilir.

Yarıktan önceki sıcaklık T_1 , Mach sayısı kullanılarak şu şekilde gösterilir:

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{1 + (RM_1^2 / 2C_v)} \quad (2.52)$$

(T_0 = Delik (nozzle) kaynağının sıcaklığı, R: Gaz sabiti)

Delik (Nozzle)' ten gelen moleküllerin daha çok aynı hıza sahip oldukları ve aynı gaz kaynağı sıcaklıkları için daha yüksek ortalama hıza sahip oldukları görülür (Grey, 1951).

Sınır durumlarında, yüksek Mach sayılarında, tüm termal enerji kütle hareketi yönünde enerjiye dönüşmüş olacaktır. Demetteki iç moleküler enerji, gaz temininde delikte meydana gelen izentropik yayılım nedeniyle azalacaktır. Yüksek Mach sayılarında elde edilen yayılımlarda sıcaklık çok düşüktür. Delikteki hızlı sıcaklık düşmesi arkasında, iç moleküler enerjideki azalma durumu için; delikteki toplam çarpışma sayısı hesaplanır.

Çarpışmaların sayısı:

$$\int \frac{\bar{c}}{\lambda} dt = \int \frac{\bar{c}}{u} \frac{dx}{\lambda} = \frac{2}{\lambda_0} \left(\frac{2}{\pi\gamma} \right)^{1/2} \int \frac{dx}{M \left[1 + (RM^2 / 2C_v) \right]^{C_v/R}} \quad (2.53)$$

\bar{c} : Ortalama moleküler hız, U, M ve λ : Merkez akı boyunca (x) ortalama serbest yolun uzunluğu, N_0 : Delik içindeki molekül sayısıdır.

Delik dizaynı için, boğazdan ilk yarığa kadar olan mesafe L_1 'in 0.0857 katıdır. Bunun için, $L_1 = 3600\lambda_0$ 'dır ve çarpışma sayısı yaklaşık olarak 415'tir. Bu nedenle rotasyonel enerji, yayılım ile ayarlanacak ve titreşim enerjisi, deliğin boyutlarına ve moleküllerin dinlenme zamanlarına bağlı olarak ayarlanabilecektir.

Geleneksel moleküler ışın demetlerinde ilk yarığın genişliği, ortalama serbest yol ile sınırlandırılır. Bu deneysel kural, delik (nozzle tipi) kaynak için benimsenmişse, ilk yarığın boyunca akı, geleneksel moleküler kaynağın ilk yarığın boyunca akmasından daha büyüktür.

Moleküler hızlar, yarıktan yönlendirilir. Bu delik (nozzle) sayesinde olur. Akı oranı üzerindeki rastgele hızların etkileri ihmal edilirse, ilk yarıktan saniyede geçen molekül sayısı:

$$S_1 N_1 U_1 = S_1 N_1 M a_1 = S_1 N_1 a_0 \frac{M}{\left[1 + \frac{RM^2}{2C_v}\right]^{1/2}} = S_1 N_1 a_0 \frac{M}{2(2/\pi\gamma)^{1/2} \left[1 + \frac{RM^2}{2C_v}\right]^{1/2}} \quad (2.54)$$

S_1 : Yarığın yüzölçümü, $\bar{c}_0 : \left[2(2/\lambda\gamma)^{1/2}\right] a_0$; kaynak sıcaklığında ortalama moleküler hız

Yarığın geometrisi, temel dizayn problemidir. Vakum kısmında yarığa giren ve yarık duvarlarına çarpan moleküller, dağılıma bağlı olarak yeterince hızlı bir şekilde pompalanabilir. Eğer dağılım açısı (θ_i) yeterince büyükse, moleküllerin bir kısmı duvara çarpabilecek yeterlikte enine hız bileşenine sahip olur.

Bu nedenle;

$$\theta_i > \sin^{-1} \frac{\bar{C}}{u} = \sin^{-1} \frac{2(2/\pi\gamma)^{1/2}}{M} \quad (2.55)$$

burada $\gamma=1.4$ 'tür.

θ_i 'nin yeterince büyük olması, yüksek pompalama hızı için gereklidir. Delikte akım yönlendirmesi, normal bir şoktan akıntıya karşı yöndeki süpersonik akımı etkileyecek kadar büyük olmamalıdır.

Delik tipi kaynaklar akım Mach sayısı arttıkça artar. Diğer taraftan, delik akım pompası ile kontrol edilen hacim de Mach sayısı ile artar.

Pompalama sorunu, birinci yarık için şunlar yerleştirilerek azaltılabilir:

- 1- Mach sayıları olabildiğince düşük olmalıdır.

- 2- Delik olabildiğince küçük olmalıdır ve bu delik duvarları boyunca sınır tabakaları oluşum durumu ile tutarlı olmalı aynı zamanda da ilk yarıdaki akımı engellememelidir.

Sınır tabakalarının büyüklüğü delikteki dalga deseninde önemli bir etki yapacaktır ve aynı zamanda Mach sayılarında da belirsizliğe sebep olacaktır. Sınır tabakalarının kalınlaşması için dağılım açısı artırılır (Grey, 1951).

Mach sayılarındaki düzenleme, delik boğazını eksensel olarak yarığa uzaklaştırarak ya da yakınlaştırarak yapılabilir. Yaklaştırma sırasında, Mach sayısı azalırken; uzaklaştırma sırasında artar.

Delik boyunca kütle akışı, geleneksel olarak deliğin boğazında akış hızının, sesin lokal hızına eşit olduğu durumda hesaplanır. Bu akım $\gamma=1.4$ için $0.578\rho_0a_0S_{th}$ 'tir ve

$$\rho_{th}a_{th}S_{th} = \rho_0a_0S_{th} \left[\frac{1}{1 + (R/2C_v)} \right]^{C_v / R + 1/2} \quad (2.56)$$

Burada S_{th} : boğazın yüzölçümüdür.

2.3.2.2. COLTRIMS Uygulamalarında Kullanılan Gaz Jetleri

COLTRIMS sisteminde hedefin kontrolü son derece önemlidir. Mümkün olduğunca çarpışmadan önce ilk momentumun bilinmesi gereklidir. Bu amaçla jet sistemi geliştirilmiştir.

Gaz jeti soğuk bir başlığın ucuna tutturulmuş bir delikten (nozzle) oluşur. Gaz, bakır bir tüpten geçer ve deliğe (nozzle) doğru yayılmasına izin verilmeden önce soğutulur. Gaz akışı, suskunluk bölgesinde (zone of silence) şekillenir. Bu bölgede bütün gaz molekülleri etkileşmeksizin aynı hızla hareket ederler ve gazın bu bölgedeki sıcaklığını sadece birkaç kelvin değerine düşürülür. Bu sıcaklığın değeri, gaz uygulama basıncına ve yayılma çemberindeki basınca bağlıdır.

Uygun bir konuma yerleştirilen süzgeç, gazı suskunluk bölgesinden çıkartır. Gazın bu bölgeden çıkması için süzgeç, tek yönlü yüksek hızlı bir gaz jeti oluşturur. Bu durumda suskunluk bölgesinin uzunluğu sıcaklık hız oranı, l_{sb} :

$$l_{sb} = \frac{2}{3} \cdot \sqrt{d_{delik} \cdot \frac{P_0}{P_b}} \quad (2.57)$$

d_{delik} , deliğin çapı olmakla beraber gazın iç sıcaklığı,

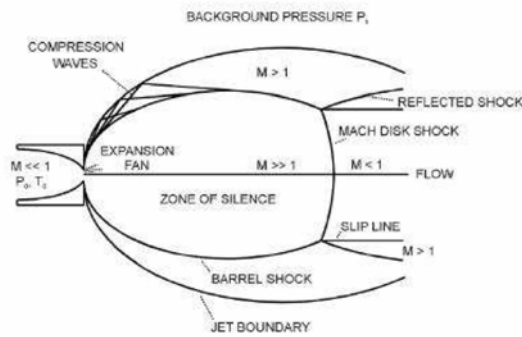
$$T_{jet} = \frac{5}{2} \cdot \frac{T_{delik}}{S^2} \quad (2.58)$$

şeklinde hesaplanabilir. S , hız oranı olup yayılma basıncına, gazın sıcaklığına ve deliğin çapına bağlı olarak değişir.

Jet, spektrometre üzerine yerleştirilen ve uç kısmında iyon ölçüm aleti bulunan hareket edebilen tüp ile açıklanır. Bu tüp, jetin içerisine ve dışarisına kadar hareket etme özelliğine

sahiptir. Eğer farklı bir pompalama çemberi, jet boşaltıcısı olarak kullanılırsa ana çemberdeki pompalama gücü azalacak ve jetin gaz yükü tamamen ana çemberde birikecektir. Tüpü kendi doğrultusunun dışarısında hareket ettirip, jeti doğrudan turbo pompanın içine boşaltarak jetin vakum üzerindeki etkisi azaltılabilir. Hedefteki toplam yoğunluktaki artış, jetin kendi içerisindeki yoğunluktan daha düşüktür. Bunun için zemin basıncı olarak 10^{-9} mbar değeri ölçülebilmıştır. Zemin basıncındaki artış ayarlanabilmektedir. Jet hedef yoğunluğu, iyonların oranlarının karşılaştırılması ile ve zemin gazının çember içerisindeki yoğunluğundan bulunur (Staudte 2005).

Hedef gaz yoğunluğunu azaltmanın yolları olarak; deliğın çapı, tazyik edilen basınç ve seeding (tohumlama) sıralanabilir. Bu sayede gaz akışı ve jet yoğunluğu sabit basınçta belirli bir faktör değerine kadar azaltılabilmıştır. Tazyik edilen basınç ise suskunluk bölgesinin uzunluğunu, hız oranını etkiler. Seeding (tohumlama) ise taşıyıcının iyonizasyon olasılığı hedef gazinkinden daha az olduğu durumlarda iyi bir çözüm yolu olacaktır. Gaz olarak en iyi çözüm He'da bulunmuştur. Çünkü Helyumun iyonlaşma potansiyeli çok yüksektir ve ayrıca kaynama noktası oldukça düşüktür. Önsöğütma da jetin yoğunluğunu artırmaktadır. Etkileri ise, delik boyunca artan gaz akışı, düşük jet hızı ve düşük sıcaklıktır (Staudte 2005).



Şekil 2.14. Kontinuum koşullarında jetin yayılımı (Scheoffler 2002)

Moleküler ışın araştırmacıları, merkez ışını genişletmek için küçük bir skimmer- süzgeç ile yayılımın önüne bir duvar yerleştirdiler (Miller 1988). Bu durum, suskunluk bölgesi (zone of silience) olarak adlandırılan, (Şekil 2.14) izentropik (adyabatik) bölge içerisine yerleştirilmiş ideal bir süzgeç- skimmer düşünülerek basite indirgenebilir. Kontinuum (sürekli) akışı için jetin sınırlarında etkili olmayacak şekilde yeterli basınç değeri ayarlanır.

Gaz akışı ihmal edilebilecek kadar küçük bir hız ile başlar (P_0, T_0) ve kaynak çıkışına doğru, alan azaldıkça maruz kaldığı basınç azalması ($P_0 - P_b$) nedeniyle hızlanır. Akış ses hızına ulaşabilir. Bu ortalama hızın, sesin lokal hızına ya da Mach sayısının 1'e eşit olması demektir.

Çıkışta elde edilen basınç oranı P_0/P_b 'nin kritik bir değere ulaşması

$$\left(G = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \right) \quad (2.59)$$

ile bütün gazlar için 2.1'den az olan değeri geçer. Eğer basınç oranı kritik değerden daha az ise akış sestem yavaş olacaktır. Bu durumda çıkış basıncı genişleme olmaksızın yaklaşık olarak zemin basıncına (P_0) eşit olacaktır. P_0/P_b oranı artarsa, boğazda ya da kaynağın çıkışında $M=1$, çıkış basıncı P_b 'den bağımsız ve P_0/G 'ye eşit olur. Bu değer ise yaklaşık olarak P_0 'ın yarısıdır. Çıkıştaki basınç P_b 'yi aşarsa çevredeki basıncın etkisi ile akım sınır koşulları ile karşılaşınca bir sonraki yayılım oluşur.

Süpersonik akış (sestem hızlı), yayılımı ilginç hale getiren iki özelliğe sahiptir:

İlki, sestem yavaş (subsonic) akışın tersine süpersonik akış hızını yani M 'yi artırır. Akış alanı artınca, $M>1$ olur. İkincisi, süpersonik akış sınır koşullarında gözlenemez. Bu özellik akışkanın hızlı hareket etmesinin ($M>1$) sonucudur.

Şok dalgalarının oluşumu, büyük yoğunluklu ince izentropik olmayan bölgeler, basınç, sıcaklık ve hız gradyeni ile çözülebilir.

Şok dalgaları süpersonik akışın yönünü değiştirecek bir mekanizma sağlar. Bunun yanında Mach sayısını azaltırlar. Eğer doğrultudaki değişim sınır koşulları ile karşılanmaya yetersiz ise akıntı yönündeki $M < 1$ Mach sayısı sınır koşullarında ayarlanabilir. Şok dalgasının kalınlığı, ortalama serbest yol cinsindedir.

Yapılan araştırmalar (Bier- Schmidt 1961) serbest jet sınırının çapı ve Mach diskinin konumu ile karakterize edilmişlerdir. Mach diskinin konumu, nozzle (delik) çapı boyutunda ölçülür:

$$\left(\frac{x_M}{d} \right) = 0.67 \cdot \left(\frac{P_0}{P_b} \right)^{1/2} \quad (2.60)$$

Bu konum, normal bir şokun zemin basıncına (P_b) yaklaşabildiği noktaya yakın bir değerdir. Barrel şokunun çapı ya da genişliği ile Mach diskinin ölçülmesi zordur. Bunlar $0,75X_m$ ve $0,5X_m$ büyüklüğündedirler. Fakat doğru değerler γ ve P_0/P_b 'nin her ikisine de bağlıdır (Adamson, Nicholls, 1959). Yayılım, adyabatiktir (izentropik) ve özellikler P_b 'den bağımsızdır. Çünkü bu bölgede akış, dış koşulların etkisinde değildir (suskunluk bölgesi nedeni ile). Moleküler ışının özü bu kısımdır.

Jetin tüm özellikleri, akışın akışkan mekaniğindeki tanımına bağlıdır. Bunlar da yeteri kadar yüksek yoğunluk ve yoğunluk tanımına uygun çarpışma frekansı, denge sıcaklığı ve düzeneğin uzunluğu olarak ifade edilebilir.

Örneğin, günümüzde çok yüksek bir değer olmayan $P_0/P_b = 10^6$ değeri için Mach diskinin konumu, $x_M/d = 670$ 'dir. Bu noktadaki kontinum Mach sayısı ise $\gamma=5/3$ için 250'dir.

COLTRIMS tekniğinin ilk uygulamalarında gaz jetlerinde delik çapı, her zaman 0,03mm olarak alınmıştır (Dörner 2000).Verilen bir pompalama hızı için hız oranı daha küçük deliklerde artar fakat toz ya da diğer etkilerle tıkanmaları durumunda pratik olmamaları nedeni ile tercih edilmezler.

Kullanılan gaz jet örneklerini şöyle özetleyebiliriz:

8000 l/s'lik yağ-difüzyon pompası (500 m³/h destekli roots pompa) ve 120 m³/h roughing pompa ile tek aşamalı gaz jeti kullanılmıştır (Jagutzki, 1996).

İki aşamalı bir başka gaz- jeti de Moshammer ve arkadaşları tarafından kullanılmıştır (Moshammer 1997). Delik ve birinci süzgeç arasındaki mesafe 250 m³/h'lik roots pompa ile pompalanmıştır. Bu birçok turbo pompaya göre daha yüksek basınçlarda çalışabilir. Bu nedenle, düşük pompalama hızı ile daha fazla gaz yüklemesi sağlar. Bu düzenekte iki nedenden dolayı turbo pompa ve süzgeç ile ikinci aşama gereklidir (iki süzgeç arası mesafe 2 cm):

- Sadece 10⁻¹ mbar'dan yüksek olan zemin basınç değeri süzgeç boyunca zemindeki He gazının difüzyonuna sebep olur.
- Roots pompası ile elde edilen basınç, daha küçük sessizlik bölgesine sebep olur. Düzeneğin arkasındaki genişleme x_s ,

$$x_s = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{p_0}{p_s}} d \quad (2.61)$$

ile ifade edilir. Bu nedenle delik- süzgeç arası mesafe jetin geniş iraksaması için 2-4 mm olarak ayarlanmıştır.

İki aşamalı jet, jet verimini artırmak için soğutulabilir. Fakat birinci aşamada bazı termal koruma gereklidir. Bu jet pompalama hızına bağlı olarak, oda sıcaklığında iyi bir hız oranı

ve yüksek hedef yoğunluğu (local hedef basıncı- kesişim bölgesinde 10^{-4} mbar mertebesinde) ile işleyebilir.

Mergel ve arkadaşları soğutulmuş başlık kullanarak deliği 14 K değerine kadar soğutmuşlardır. Tek aşamalı jet için 360 l/s turbo moleküler pompa ile çalışılmıştır. Düşük pompalama hızı için daha düşük yoğunluk (10^{-5} mbar) mertebesinde elde edilmiştir. Soğutma ile iç sıcaklık üç boyutta da değişir. Jete dik doğrultudaki momentum dağılımının düşük olması iyon- atom çarpışmaları için kullanışlıdır. Aynı geometri ile soğutma düşük jet hızına bağlı olarak bu yöndeki çözünürlüğü de etkiler. Küçük hız, aynı hedef yoğunluğu için gaz yüklenmesini azaltır (Schmidt 1997).

Bütün bu gaz jetleri, yayılma çemberini jet yığını içinde 1 cm açıklıktan terkeder ve ayrı bir turbo pompa ile jet yatağına (yığını) pompalanır. UHV uygulamaları için bir aşamadan fazla jet yatağı gereklidir. Çünkü jet yığınından çembere geri doğrultudaki akış azaltılmalıdır. İç momentum dağılımı ve bu nedenle çözünürlük üç boyutta da farklıdır. Jet doğrultusunda dağılım ortalama jet hızı oranı ile verilir. Tipik momentum değerleri jet yönünde 0,01- 0,07 a.u.dır (Pedemonte 1999). Projektıl demeti yönünde çözünürlük, süzgeç sisteminin geometrisi ile verilir. Soğutulmuş jet için demet yönünde jete dik olan çözünürlük için 0,05 a.u. elde edilmiştir. Üçüncü doğrultuda jete dik ve projektıl demeti jetten daha dardır. Bu hizalanmış iyon demeti için çözünürlüğü geliştirir. 30 K'e soğutulmuş jet için 0,002 au çözünürlük ve 0,006 μ eV iyon enerjisine karşılık gelir.

2.3.3. Kütle Spektrometrisi

Kütle spektrometresi, farklı atomları kütleleri yolu ile ayırma temeline dayanır. Tam olarak, iyonlaşan atom ya da moleküller m/q oranlarına göre (m: kütle, q: iyon yükü) ayrılırlar ve kütle spektrometresi yardımı ile ayrı ayrı kaydedilirler. Elde edilen kütle spektrumu, dedekte edilen parçacıkların kütlelerini ve parçacığın yüzde miktarını belirlemeyi sağlar.

Kütle spektrometrisinin ilk zamanlarında temel sorun, elementlerin izotopik içerikleri ve atomik kütlelerinin kesin olarak tahmin edilebilmesi idi. Genel olarak, iki temel spektrometre çeşidi vardır. Birincisinde, sabit elektrik ya da manyetik alanda iyonları izlerinin bağımsızlığının kaydedilmesidir (statik kütle spektrometresi). İkincide ise, iyonların kollektörden kaynağa uçuş zamanının ya da alternatif alanlarda iyon titreşimlerinin bağımsızlığıdır (dinamik kütle spektrometresi).

İyonlar, kapasitöre paralel iki tabaka ile elektrik alana paralel yerleştirilmiş manyetik alan arasından elektrik alan boyunca geçerler. Aynı yük ve kütleli iyonların gözlendiği düzlemde farklı hızlar parabolik olarak yerleştirilmiştir. Burada ana nokta, alanın ulaşması ile iyonların sapmayacağıdır (Pliszka 2006).

Elektrik alan nedeniyle oluşan y koordinatındaki değişim, kuvvet denklemi ile şu şekilde gösterilir:

$$\ddot{y} = \frac{q}{m} E \quad (2.61)$$

Denklemin çözümü ise,

$$y = \frac{1}{2} \frac{qE}{m} t^2 = \frac{q}{2m} E \frac{l^2}{v^2} \quad (2.62)$$

y eksenini boyunca B, düzgün manyetik alanı varsa; demetin x eksenini yönüne sapmasına neden olur. Bu alandaki parçacıklar düzlemde manyetik alan doğrultusuna dik düzlemde

dairesel yörünge halinde hareket etmeye zorlanır. Manyetik alandaki alan limitli olduğu için, yüklü parçacıkların sadece bir kısmı dairesel yörünge şeklinde gerçekleşir ve sonra düzgün lineer hareket ederler. Lorentz ve merkez kaç kuvvetleri arasındaki dengeden x eksenindeki parçacık sapması hesaplanabilir:

$$x = \frac{qBl^2}{2mv} \quad (2.63)$$

)

2.3.3.1. TOF Spektrometresi (Uçuş Zamanlı Spektrometre)

TOF spektrometrelerinin temeli iyonların m/q oranları ile uçuş süreleri arasındaki ilişkiye dayanır. İyonların kaynaktan çıktıktan sonra potansiyel farkı nedeniyle elektrik alanda hızlandıklarını ve belirli bir mesafeden sonra dedektöre ulaştıklarını düşünelim. Herhangi bir iyonun kütesini m ve toplam yükünü $Q = ze$ olarak kabul ettiğimizde; uçuş zamanı:

$$t^2 = \frac{m}{q} \left(\frac{d^2}{U_s} \right) = \frac{m}{z} \left(\frac{ed^2}{2U_s} \right) \quad (2.64)$$

Burada d , sürüklenme bölgesinin uzunluğu, U_s parçacığın enerjisidir.

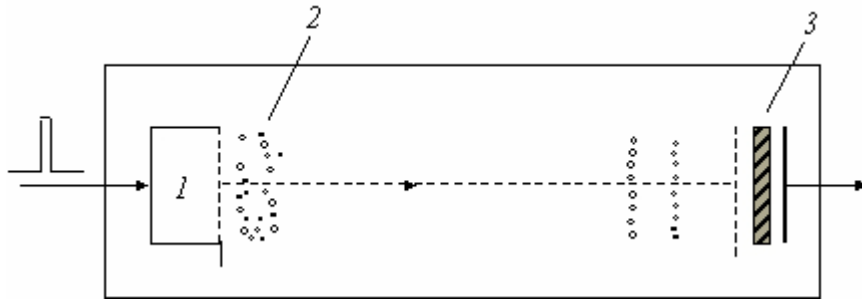
Spektrometrenin kütle çözünürlüğü, dedekte edilen en büyük kütle değeri ile tanımlanır. İyonlar kütle değerleri ile ayırt edilebilir.

$$R = \frac{m}{\Delta m} \quad (2.65)$$

TOF spektrometrelerinin çözünürlüğü birçok faktöre bağlıdır:

- 1- Odaklamadaki iyonların oluştuğu alanın sıfır olmaması
- 2- İyon izlerinin yaptığı açılarının dağılımına bağlı olarak iyon paketinin genişlemesi
- 3- İyon kaynağının spektrometre ekseninden sapması

- 4- Dedektör kanal plakalarının etkin derinliği
- 5- İyonların kaynaktan eşit olmayan ilk hızlarla ayrılmaları
- 6- İyon kaynağından elde edilen sinyallerin şekillerinin düzgün dikdörtgen şeklinde olmaması
- 7- İyonların oluşturduğu alanın sıfır olmaması
- 8- İyon yükleri tarafından oluşturulan yük fazlalıklarının etkisi
- 9- İyonlaştırma süresi
- 10- İyonların tamamının aynı noktadan harekete başlamaması



Şekil 2.15. Tek aşamalı lineer TOF spektrometresi

- 1- İyon Kaynağı
- 2- Kaynağın çevresindeki iyon paketleri
- 3- Kanal dedektörü

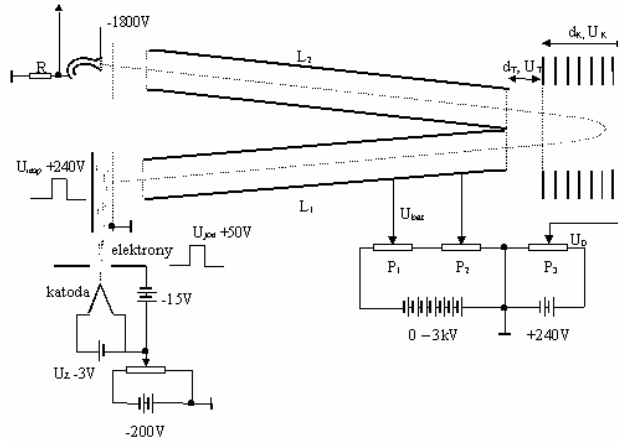
Şekil 2.15’de tek aşamalı lineer bir TOF spektrometre örneği verilmiştir. TOF spektrometrelerinde kütlelerin doğru ayrımı konusunda karşılaşılan en önemli problemlerden birisi başlangıç sinyalinin doğru tanımlanmasıdır.

Bazı düzenekler, başlangıç dedektörü olarak düz (yassı) iletim dedektörü kullanırlar:

İyon, bu dedektör boyunca ilerler ve enerjisinin çok küçük bir kısmını kaybeder. Bu TOF ölçümü için başlangıç sinyalini verir. Aynı şekilde dedektör bir de bitiş sinyali verir. Bu metodun dezavantajı, ağır ya da hafif olan parçacıklar için yüksek enerjilerde dedektör üzerinde çoklu saçılma oluşmasıdır. Bu durum dedektöre ulaşan parçacıkların sayısında

azalmaya neden olur. Başlangıç sinyalinin elde etmek için kullanılan bir diğer yöntem ise fotoiyonizasyondur, bu da ışığın kısa süreli etkisi ile gerçekleşir.

TOF spektrometrelerinde önemli gelişme, iyonları yakalayan ve iyon kaynağına yakın olarak yerleştirilmiş ve iyonları detektöre yansıtan elektrotlar grubunun kullanımınıdır. Uzun bir sürüklenme bölgesi ile spektrometre çözünürlüğü artırılmıştır. Bunun yanında, elektrik alan sayesinde iyonlar ilk enerjileri farklı iken kaynağın çıkışına aynı m/q oranına sahip olurlar (Şekil 2.16). Buradan hızlı iyonların yakalanma- elektrik alan bölgesine daha derinden girmelerine bağlı olarak yansıyan iyonlar yavaş olanlara göre halen daha yüksek kinetik enerjiye sahip olacaklardır. Bu nedenle, elektrik alanında yapılan ayarlamalar ile aynı m/q oranına sahip iyonların uçuş zamanları, ilk hızlarına bağlı olarak aynı olacaktır.



Şekil 2.16. TOF Spektrometresi (TOF-Refletron) Pomeranian Akademisi, Fizik Enstitüsü, Slupsk

TOF spektrometreleri, çok hızlı elektronik veri elde etme yöntemi ile basit mekanik sistemi birleştirirler. 10000'den büyük kütle çözünürlüğü, 500.000 Dalton'a kadar kütle sınırı, iyon optik iletimi ve geniş hacim sağlarlar. TOF spektrometresinin temeli, E kinetik enerjili iyonların m kütlesi ve v hızının birbiri ile ilişkili olması temeli üzerine kuruludur:

$$m = \frac{2E}{v^2} \quad (2.66)$$

İyonların herhangi bir s uzaklığını v hızı ile alması için geçen uçuş zamanı ve iyonların kütlesi, m hesaplanabilir. Tipik olarak TOF spektrometrelerinde elde edilen uçuş mesafesi 1000,..., 2000 mm, kinetik enerji 2000 eV, uçuş zamanı ise 5,..., 100 μ s'dir ve TOF piklerinin her biri, birkaç ns genişliğindedir.

2.3.3.1.a. Space (Uzay) ve Enerji Odaklaması

TOF spektrometresi dizaynında şu iki nokta göz önünde bulundurulmalıdır:

- s uçuş mesafesi, bütün iyonlar için özdeş değildir. Çünkü iyonların oluşumu sınırlı bir hacim içinde olmaktadır. İyon ekstraksiyon alanının uygun potansiyel dağılımı kullanılarak (Wiley-McLaren-kriteri) uzun yol alması gereken iyonların daha büyük kinetik enerjileri sahip olmaları yani bütün iyonların başlangıç konumlarına bağlı olmaksızın dedektöre aynı zamanda ulaştıkları sonucuna ulaşılır (Uzaysal odaklama).

- Farklı iyon başlangıç enerjileri ile (uzay yük etkileri, parçalanma, desorpsiyon, zamanla aşınma nedeniyle oluşur) ile zaman çözünürlüğü azaltılabilir. Bu etkiler iyonların bir iyon reflektöründen geçirilmesi ile önlenebilir. Hızlı iyonlar, iyon reflektörünün uzaklaştırıcı elektrik alan (repelling electric field) içine daha derinden nüfuz edeceklerdir yani daha büyük mesafeler kaydetmek zorundadırlar. Başlangıç enerjilerine bağlı olmaksızın bütün iyonların aynı zamanda dedektöre ulaştığı noktada potansiyel dağılımları bulunabilir (Enerji odaklanması).

Dikkate alınan her iki metodun ortak noktası, çözünürlükteki artışın daha küçük bir sinyal gücüne yol açmamasıdır (eğer optik monokromatörün aralık genişlikleri daraltılarak çözünürlüğü artırılırsa, sinyal yüksekliği düşürülecektir).

2.3.1.b. İyon Oluşturma

Tüm iyonların spektrometre boyunca dolaşıma aynı anda başlama zorunluluğunu sağlamak için iki farklı iyonlaştırma şeması kullanılmıştır.

- Tüm iyonlar kısa bir zaman aralığında (bir kaç ns) statik ekstraksiyon elektrik alanı bölgesinde oluşturulurlar. Bu laser iyonizasyonunda, TOF- SIMS (time-of-flight secondary ion mass spectrometry- uçuş zamanlı ikicil iyon kütle spektrometresi), laser desorpsiyonu ve laser aşınmasında kullanılır.

- Elektron etki iyonlaşması gibi sürekli iyonlaşma süreci uygulanırsa, iyonlar belirli bir zaman aralığında (normalde bir kaç μ s) toplanır. Daha sonra iyonlaşma süreci durdurulur ve iyonlar artış zamanı 10 ns'den daha küçük olan yüksek bir voltaj itmesi ile TOF spektrometresine çekilir.

2.3.3.1.c. İyon Dedekte Etme

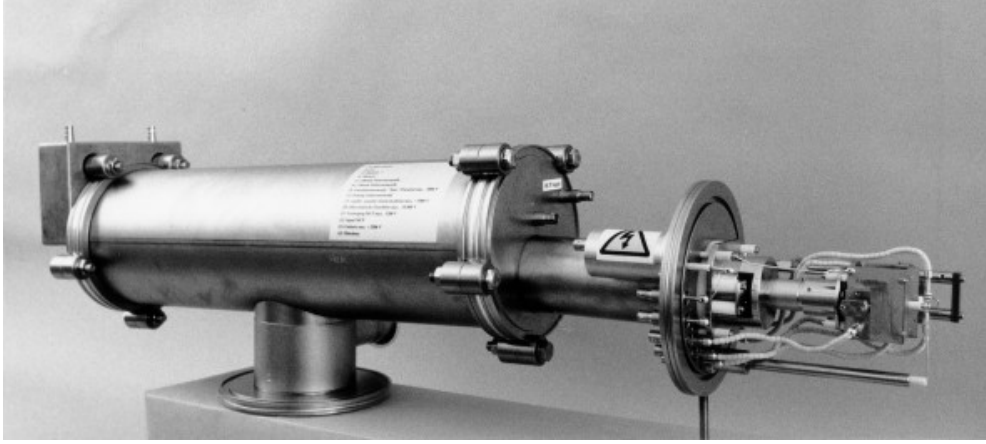
TOF spektrometrelerinin bir çoğu, MCP (multi channel plate), çok kanallı düzlem dedektörlerini kullanırlar. MCP' ler yüksek hassaslıkta (tek iyon sinyali > 50 mV) ve zaman yanıtlanması < 1 ns'dir. MCP' lerin geniş ve düzgün algılama alanları, spektrometre sisteminde geniş bir hacimle sonuçlanır. Binlerce MCP kanalından sadece bir kaçı tek bir iyonun dedekte edilmesi ile etkilenir. Diğer bir ifade ile, aynı anda birden çok iyonu dedekte etmek mümkündür. Örneğin, laser iyonizasyonu için yüzlerce iyon bir kaç nanosaniyede olduğu için aynı anda birden çok iyonun dedekte edilmesi önemli bir durumdur.

2.3.3.1.d. TOF Veri Kazancı

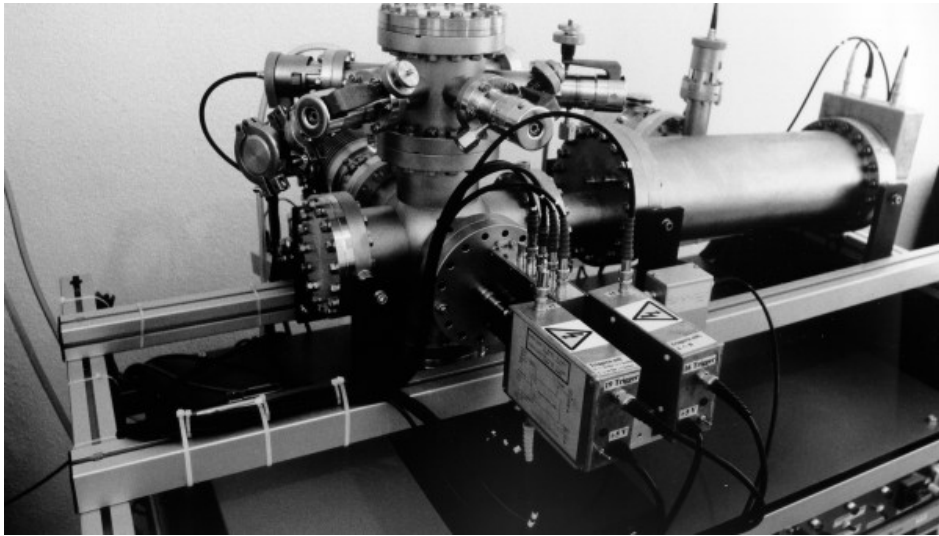
TOF spektrometrelerinin performansı kullanılan elektronik veri elde etme durumuna bağlıdır. TOF spektrometreleri, bir tek vuruş ile tüm kütle dağılımını ölçme prensibine dayanırlar yani kısa bir zaman aralığında çok fazla miktarda veri elde edilir.

TOF spektrumları iyonlaşma düzenine bağlı olarak çok hızlı AD dönüştürücüler kullanılarak (dijital depolama aygıtları) ya da hızlı iyon sayma teknikleri ile (TOF/ MCP analizörü, TDC - time to digital converters-) ölçüm yapılabilir.

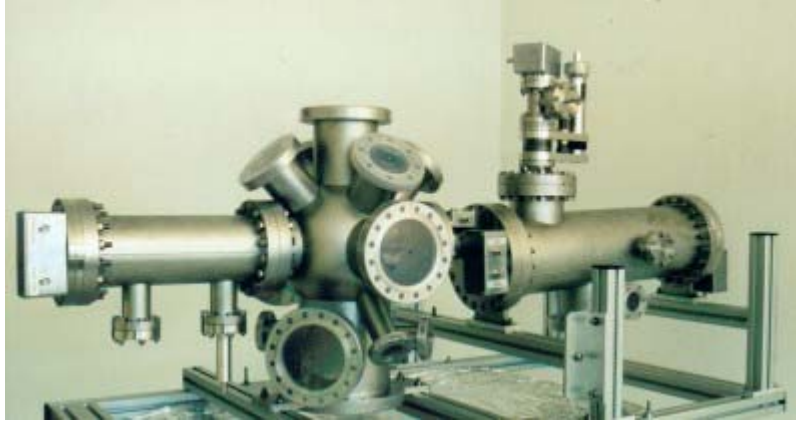
Resim 2.2, 2.3, 2.4, 2.5'te çeşitli enstitülerde kullanılan TOF spektrometrelerinin dıştan görünümü verilmiştir.



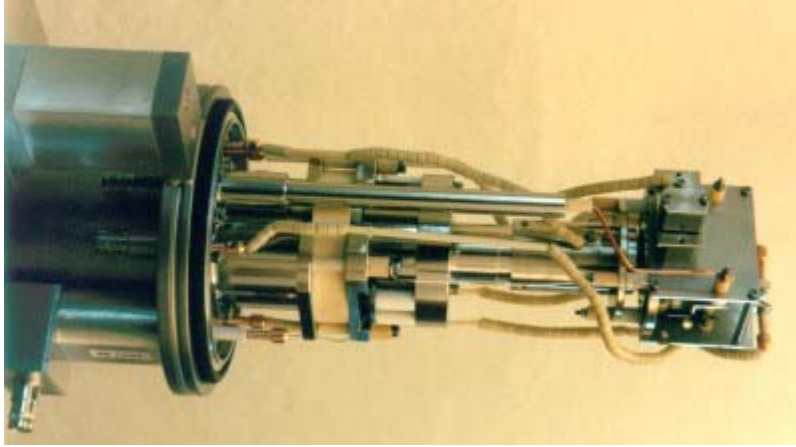
Resim 2.2. Reflektron TOF spektrometresi- Oksitlenme ürünleri analizinde kullanıldı- DLR Deutsches Zentrum für Luft-und Raumfahrt e.V., Stuttgart



Resim 2.3. Elektron etkin iyonlaşma tesir kesitleri ölçümünde kullanıldı- INP Institut für Niedertemperatur- Plasmaphysik, Greifswald



Resim 2.4. Bipolar time-of-flight spektrometre sistemi, aerosolanalizi için kullanıldı-
European Research Center in Ispra, Italy



Resim 2.5. Siklotron rezonansı ya da elektron etkisi ile iyonlaşma sağlamak için kullanılan
iyon kaynağı (DESY, Hamburg)

2.3.4. Dedektör

İyonları ve elektronları ortaya çıkarmak için mikrokanal plakalarla (MCP- multi channel plates) beraber uygun konum hassas geciktirici dedektörler kullanılır.

2.3.4.1. Mikrokanal Düzlem Dedektörleri -Microchannel plate (MCP) detectors

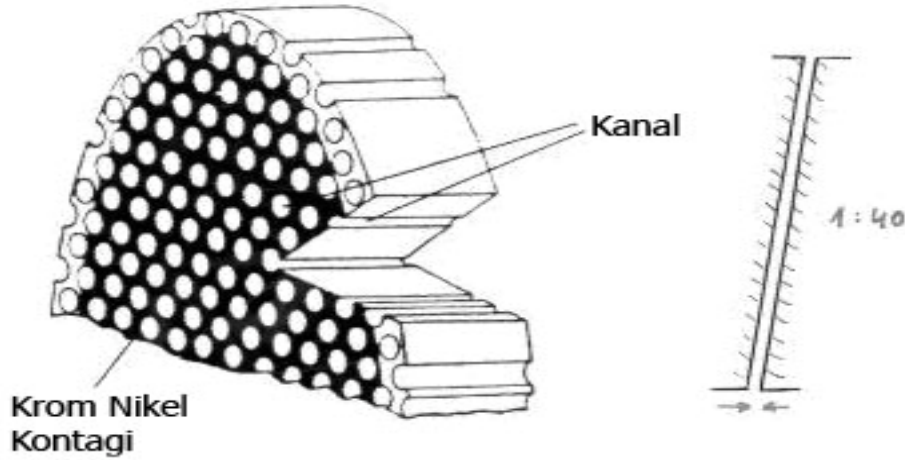
MCP'ler elektron çoğaltan tüplerin milyonlarcasının bir yığın oluşturması ile yapılırlar. Her tüp yaklaşık 10 mikrometre çapında ve 1 mm uzunluğundadır. Uzunluk/çap oranları standart olarak 40 ile 120 arasındadır. Tüpler arasındaki uzaklık tüpün çapından biraz daha fazladır. MCP, genelde birkaç santimetre çapında ve 1 mm kalınlığında bir disklerdir. Bütünleştirilmiş gözeneklerin alanı, toplam disk alanının en az %50'sidir (Şekil 2.17).

MCP'nin ön ve arka yüzeyi metal ile (giriş ve çıkış elektrodu) kaplı iken, tüplerin içi yarı-iletken tabaka ile kaplanmıştır. Bu tabaka, enerjili parçacıkların (protonlar ya da daha yüksek yüklü parçacıklar olarak elektronlar) bombardımanı altında ikinci elektronları yaymaya eğilimlidir.

MCP elektrotlarının yüksek şiddetteki elektrik alanı (yaklaşık 1000 V/mm) yönelmesi ile ikinci elektronların her biri duvara çarptığında daha çok elektronu serbest bırakmak için yeterli kinetik enerjiyi kazanırlar.

Elektron çoğaltıcılarının hepsinde olduğu gibi bir elektron çığı, uzun bir tüp (bir kaç binden bir milyona kadar elektron yükü bulunduran) boyunca şekillenir ve sonuçta gözeneğe girer. Tüp içindeki yük miktarı, uzunluk/çap oranına ve elektrik alanına bağlı olarak değişir. MCP'yi tek yapan, yük bulutunun küçük bir gözenek içinde yerleşimi ve geniş bir bölgede bağımsız olarak işleyen birçok sayıda gözeneğin varlığıdır. Bu yüzden MCP, foton ve parçacık gösterimi için kullanılır. Her bir elektron çoğaltıcının yani tüpün küçüklüğüne bağlı olarak, foton/parçacık zamanlamasının etkisi belirlenebilir (100 ps'den daha iyi bir tahminle). MCP'nin ana amacı düşük-seviyeli ışığı yükseltmektir. Bir foto-katot, MCP

üzerine fırlatılan görülebilir fotonları elektronlara dönüştürür. MCP'nin arkasındaki fosforlu perde yük bulutunu etkili ışık kazancı ile tekrar fotonlara dönüştürür (Jakutzki 1998).



MCP atomik süreçlerden (düşük enerjili bir parçacık için uygun bir ön MCP ile ihtiyaç olunan kinetik enerji sağlanabilir) yüklü parçacıkları ortaya çıkarmada iyi bir alettir.

Bütün yüklü parçacıklar atomik, moleküler ya da yüzey reaksiyonlarından konum hassas dedektörler üzerine elektrik ve manyetik alanların kombinasyonu ile yönlendirilirler. Parçacıkların uçuş zamanının ölçümünden ya da dedektör üzerindeki konumlarından 3 boyutlu momentum vektörü elde edilir. Hedef atomların çarpışmadan önce soğutulması süpersonik yayılma ve lazer ile soğutma) iyon momentumu için bir çözünürlük sağlar. (0,05 a.u.) Çok vuruşlu eğilimli konum düzlem dedektörleri (multi hit capable position channel plate detectors), (geciktirme okuması ile) her dedektörden bir kaç elektron ya da iyon ortaya çıkartmada kullanılır.

İki veya daha fazla parçacığın eş zamanlı olarak bulunması gibi sık rastlanan durumlarda konum bilgisinin yanında bir de ulaşma zamanı gerekli olmaktadır. Parçacığın ulaşma

zamanı verisi çarpışma süreci hakkında bilgi vermektedir. Zamanın ölçümü, MCP' ye (yük bulutu MCP içinde iken) ulaşan sinyalin seçilip yükseltilmesi ve bu yığından çıkması ile olur. Konum ile bağlantı ise fosforlu ekran ve kamera sistemi ile olur. Zaman bilgisini oluşturmak için fosfor ekranı, bir kaç elektronik sinyal ile parçacık konumunu şifreleyen bir anot ile değiştirilmiştir. Bu teknik, geciktirme tekniği olarak bilinir.

MCP toplayıcıları elektronlar, iyonlar ve fotonlar gibi parçacıkları tespit etmek için ve bunların çarpışma pozisyonlarının (görüntüleme) ve uçuş zamanlarının (zamanlama) dış bir tetikleyiciye göre spektroskopisinde yaygın olarak kullanılırlar. MCP den (2D) iki boyutlu konum ve zaman bilgisini elde etmek için farklı yaklaşımlar vardır. Ama bir MCP detektörünün gerçek pozisyonu veya zaman çözünürlüğü, yükleme bulutu bir anot üzerinde toplandığında bu kendi içinde olan bilgiyi tahmin edebilme yeteneğine bağlıdır. Tüm uygulamalar için eş zamanlı olarak optimal pozisyon ve zamanlama bilgisini veren bir okuma prensibi olmadığından, ilgilenilen ana amaç için bir çözümler çeşitliliği vardır. Anot seçimi için dikkate alınacak diğer önemli parametreler detektör büyüklüğü, istenilen tespit oranı, bir zamanda birden fazla parçacık tespit etme ihtiyacı (çoklu-çarpma yeteneği), ve tabii ki maliyet verimliliği, söylenebilecek diğer önemli noktalardır.

Eğer tespit edilen bir partikülün veya bir parçacık akışı (yani bir partikül parçalanmasının parça örneklerini görüntülemek içi) hem zamanlaması hem de gösterimi belirli bir hassasiyetle önemli ise o zaman daha kompleks bir veri yakalama ve saklama tasarımı yapmak gerekir. Artık sadece iki-boyutlu bir pozisyon profili veya belirli bir periyotta bir zaman spektrumu değerlendirmek yeterli değildir. Bunun yerine, bir listede veya çoklu-

boyutlu bir histogramda (yani 2D-pozisyon ve üç-boyutlu bir histogram gerektiren TOF) ilgili bilgiyi saklayan bir olay-olay muamele gerekir.

Optimize edilmiş görüntüleme veya zamanlama hassasiyeti vermek için MCP okuyucuların farklı yaklaşımları uygunlukları açısından sınıflandırılabilir.

Optik toplama anodu olarak “klasik” fosfor ekranı, neticede video ve/veya CCD okuyucu birleştirilir, maksimum parçacık akışındaki tek parçacıkların veya parçacık akışının görüntülenmesi için optimize edilir. Optik görüntünün elektronik olarak “yavaş” okunması nedeniyle bu metot MCP detektörün doğal olarak yetenekli olduğu zamanlama bilgisi elde etmek için kullanışlı değildir.

Ticari olarak piyasada bulunan elektronik zamanlama okuyucu için optimize edilmiş özel olarak şekillendirilmiş anotlar MCP üzerinde tek ve çoklu parçacık çarpışması için optimal zamanlama bilgisi sağlar ama herhangi bir pozisyon bilgisi tahmin etmez.

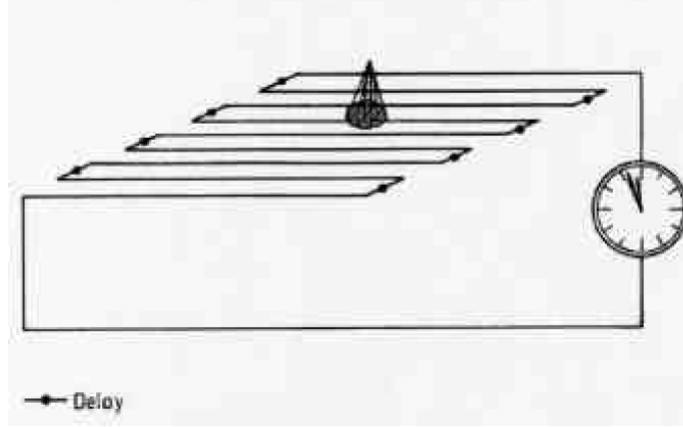
Parçalanmış anotlar, her parça bağımsız paralel okuyucu zincirleriyle donatılmıştır veya, benzer olarak, çapraz-bağlı diziler tek veya çoklu çarpışmalar için uygun bir (optimal olmasa da) zamanlama bilgisi ve kaba konum bilgisi verir, bu da piksel genişliği veya bağlantı mesafeleriyle sınırlıdır.

Eğer özel anot segmentleri veya bağlantı dizileri anodun farklı elektrotları üzerinde toplanmış yüklü bölgeleri ölçebilen ve değerlendirebilen gelişmiş elektronik okuyucu devrelerle donatılmışsa çoğu uygulama için yeterli olan optik metotlardaki gibi mükemmel bir konum bilgisi ve uygun bir zamanlama çözünürlüğü tahmini elde edilebilir. Bununla beraber, yükleme tümleştirici elektroniği doğasında yavaş olduğu için gerçekleştirilebilen sayım oranı MCP'nin kendi kabul oranı ile karşılaştırıldığında oldukça sınırlıdır ve çoklu çarpışma olayları analiz edilemez. Anot olarak mikro-yapılı elektrot veya bağlı dizi kullanan diğer kavramlar çok iyi bir konum çözünürlüğü sağlar ama yine de burada gerekli olan uygun elektronik oldukça yavaştır.

Gecikme-hatlı metot, kesikli bir anot bir yapısıyla sürekli bir konum bilgisi ve elektronik okuma gerçekleştirmek için yükleme değerlendirme metotlarına alternatif bir yaklaşımdır. Buradaki düşünce, verilen bir yönde verimli yayılma hızını indirmek için dolambaçlı veya helezon şekilli bir transmisyon hattında dolaşan bir sinyalin dolayı gerçekleşen gecikme avantajını kullanmaktır (Şekil 2.18). Bazen kesikli elektronik gecikme-devreleri transmisyon hattında uygulanır. Bu gecikme hattında indüklenen bir sinyal empedans ayarlı devrelerin onu sonraki işlem için topladığı uçlara doğru her iki yönde yayılacaktır. Konum ile sinyal toplama arasında verilen bir eşlemeyle (yani elektron çıktından) ve yayılma gecikmesiyle ilgilenilen bir yayılma yönü için (boyut) transmisyon hattının her iki ucu üzerindeki sinyal varışları arasındaki zaman periyotları ölçülerek bir konum tespiti gerçekleştirilebilir. 2D-görüntüleme için ek bir gecikme-hattı uygulanması gerekir. Şekil 2.19'da MCP ile beraber geciktirici anot gösterilmiştir.

Eğer yükleme bulutu çeşitli kesikli toplama yapıları üzerine dağıtılırsa, atış mesafesiyle veya genişliğiyle kısıtlanmayan bir konum çözünürlüğü gerçekleştirilebilir, bu da örneğin çapraz bağlı dizilerin kesikli okunması durumudur. MCP üzerindeki parçacıkların çarpışma konumuna kesin olarak karşılık gelen toplanmış yükleme bulutunun kütle merkezi

kestirilebilir. Böylece, aynı zamanda elektronik okumalı zamanlama bilgisi tahmini veren bir kesikli anot yapısıyla sürekli bir görüntüleme gerçekleştirilebilir.



Şekil 2.18. Geciktirme metodu

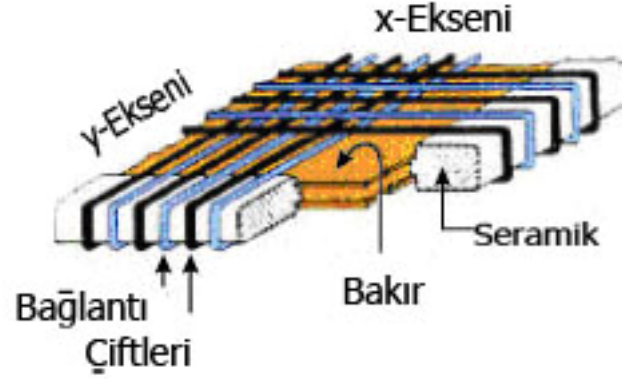
İyi zamanlama ve görüntüleme aynı öneme sahipse, gecikme-hatlı metot iki amacı da aynı anda gerçekleştirmek için sadece bir elektronik zaman ölçüm devresine ihtiyaç duyduğundan temel bir avantaja sahiptir. Hatta, bir zaman bilgisini işleyen elektronik devreler herhangi bir hassas yükleme ölçüm tekniğiyle karşılaştırıldığında hızlı oldukları için detektörde yüksek oranları işleyebilir ve hatta çoklu çarpışmaları analiz edebilir. Bu avantajlar hızlı zaman-dijital dönüştürücülerin (TDC) sayesinde tam olarak yakın zamanda kullanılmışlardır.

Standart kurulu bir Z-stack (yığıt), (3 MCP) iki seramik halka arasına sıkıştırılır, tek MCP arada bağlantı olmadan yüz yüze konumlandırılır. Büyüklükte optimal bir kazanç sağlamak için herhangi özel dikkate ve yukarıdaki duruma ilişkin tekdüzeliğe gerek yoktur, ama tek MCP elektrik dirençleri için seçilmelidir. Seramik halkaların üzerindeki metal kaplamalar MCP-yığıtın sapmasını sağlar (ön ve arka yüz) ve uygun bir temasa izin vermek için şekillendirilir. Yığıt yay sıkıştırıcılarla beraber tutulur. Yeterince sert MCP ile bileşimiyle (1 mm kalınlık, dış uzunluk/diameter 100 mm'e kadar) bu kurulum ayrıca UHV uygulamaları için de hem uygun hem de güvenilirdir ve farklı kurulum ve anot tiplerinin kullanımı için uygundur.

Helezon bağlı gecikme hattı; kenarlara yerleştirilen seramik çubukları bir metal gövde destekler ve bir kablo çifti desteğin etrafına 1mm boşlukla helezon olarak sarılır. Kablo çifti kablo uyumunun düşey boyutu için doğrusal bir konum geciktiricili bir gecikme hattı oluşturur. Diğer konum boyutu için başka bir helezon kablo çifti ilkinde dik olarak ufak bir yanal mesafe ile desteğe sarılır (Şekil 2.20). Böylece, her boyutun helezon çift-kablosu diferansiyel modda işletildiğinde alçak sönümlendirme ve alçak yayılım gösteren yüksek frekans sinyalleri için bir transmisyon hattı oluşturur. Eğer bir (diferansiyel) sinyal böyle bir hatta indüklenirse, toplanacağı ve zamanlama devresinin birinci aşaması olarak bir diferansiyel yükselticilerle işleneceği hattın uçlarına doğru c hızıyla yayılacaktır ve sonra bir sabit parçacık ayıracına girecektir.



Şekil 2.19. Geciktirici anot (MCP ile)



Şekil 2.20. Helozon bağı geciktirme anodu

MCP den gelen yükleme bulutuyla kablo (wire) üzerinde bir diferansiyel sinyal indüklemek için helozon bağı gecikme hatlı MCP çıkışın bileşeniyle kablolar arasındaki yüksek potansiyel üzerinde çakışan çiftin iki kablosu arasında küçük bir potansiyel farkına dikkat etmek yeterlidir. Bu yüksek çıkarma voltajı anot 12 çeşitli kablo uzaklıkları için özel bir genişlemeyle anot üzerinde bir yükleme bulutu koleksiyonu sağlar. Ufak iç-kablo potansiyel farkı da lokal olarak tüm elektronların çiftin sadece bir kablosu üzerinde toplanmasını sağlar. Genişletilmiş yükleme bulutu çeşitli aralıklar üzerinde toplandıkça üst üste çakışan her boyut gecikme hattında çeşitli eşzamanlı diferansiyel kaynakları oluşur. Her bölüm uzay/zamanda desteğin etrafındaki hattın bir devri kadar farklıdır ve ilgilenilen yünde toplanan yükleme miktarı için yüksekliği açıklar, böylece derlenen sinyalin şeklini değiştirir. Bunun gibi şekil sapmaları her zaman benzer şekilli ama kütle merkezi konum kaymasını takip eden hafif bir zaman kaymalı bir sinyal olarak yorumlanabilir.

2.3.4.2. Geciktirici Anot

Geciktirici anot, MCP'den elektronun konumunu temin için basit bir teknik sunar (Şekil 2.19). İki paralel tel, metalik tabakalardan bir tanesi etrafına sarılmıştır. Tel çifti, elektriksel olarak tutucudan izole edilmiş ve seramik çubuklarla dışlanmış. Her tel çifti, sinyal ve referans kısmı olarak ikiye ayrılmıştır. Her ikisi de MCP'nin arka kısmında pozitif potansiyel değerindedir. Sinyal kısmının voltaj değeri, MCP tarafından üretilen elektron bulutundan etkilenerek artış gösterir. Veri analizinde en önemli yer anot sinyallerininidir.

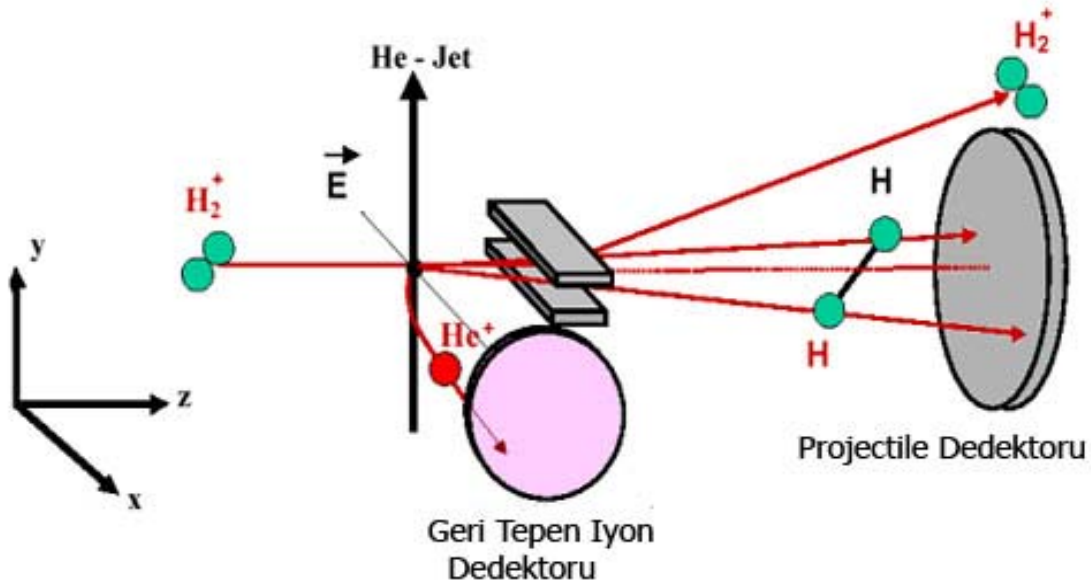
Bunun yanında hegzagonal geciktirici anot da bulunmaktadır. Bu anotlarda bulunan ek tabakalar, çok vuruşlu (multihit) süreci için ölü zamanı azaltma ve belirsiz konumları çözmede yararlıdır. Anot tutucusu, MCP elektronlarına doğru yük oluşturma durumu olmadan belirli bir gerilim değerinde bulunmalıdır. Daha yüksek olan gerilim değeri iç tabakaya daha fazla yük çekecektir. Geciktirici tellerin koruyuculuğuna bağlı olarak, iç tabakanın sinyal biçimi üzerinde tutucu potansiyelinin etkisi çok zor gözlenebilir. Tutucu MCP'nin arka kısmı ile aynı voltaj değerine ayarlanabilir.

3. MATERYEL VE METOT

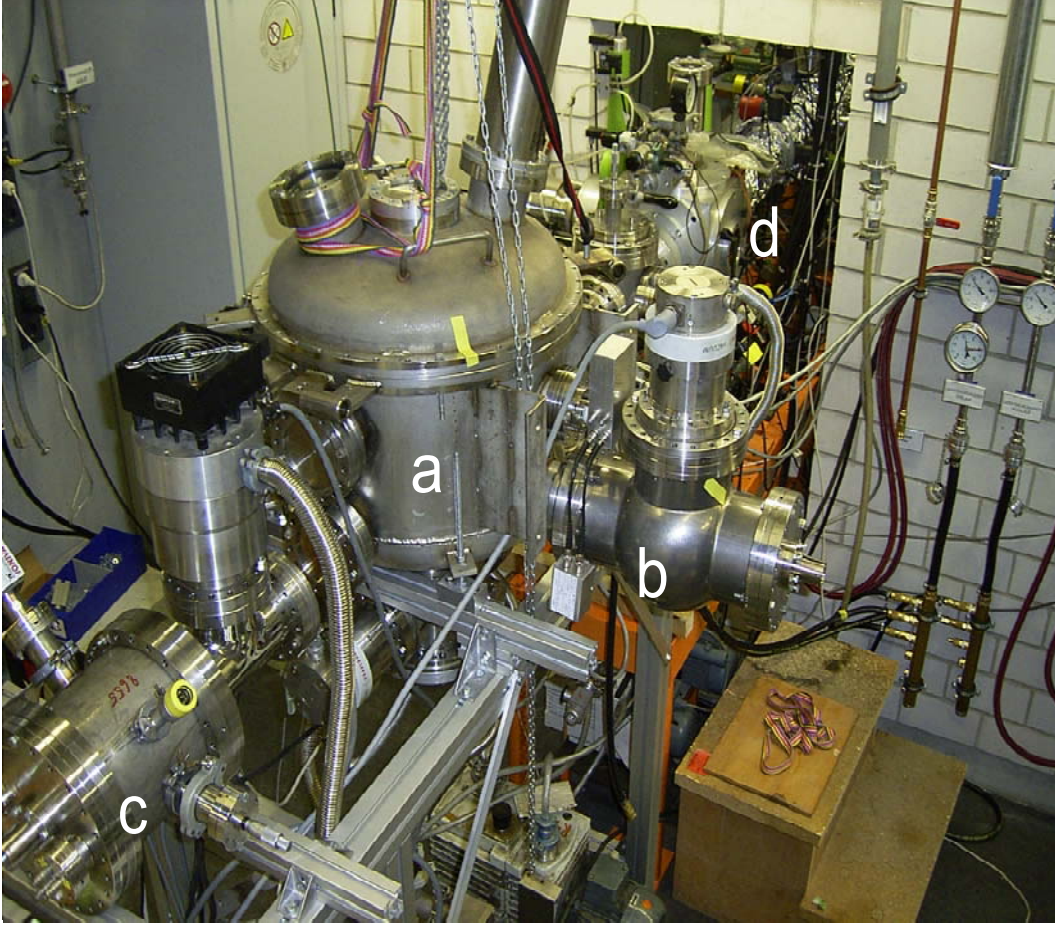
3.1. Deney Düzenegi

Deney düzenegi ve deneysel çalışmalar, J. Wolfgang Goethe Üniversitesi, Frankfurt, Institut für Kernphysik atom fiziği grubunda gerçekteşirilmifitir.

İyon kaynağı, yük başına 45 keV enerji ile iyonları oluşturur. Gelen ışın demeti, süpersonik gaz jeti ile keşitirilir. Hedef bölgesinde üretilen elektronlar ve geri tepen iyonlar, elektrik alan yardımı ile zıt yönlerde konum duyarlı (position sensitive multi channel plate dedectors) doğru çekilirler (Şekil 3.1). Her iki dedektör de ışın demetine dik yönde yerleştirilmiştir. Projektıl iyonlarının yük durum analizleri yapılmış, hedeften geçtikten ve Faraday Kabına düştükten sonra konum duyarlı dedektöre yönlendirilmiştir. Deneysel düzenegin resmi, Resim 3.1’de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Deney şeması



Resim 3.1. Deney düzeneği

a. Gaz hedefi, b. Geri tepen iyon dedektörü, c. Projektıl dedektörü, d. Çember

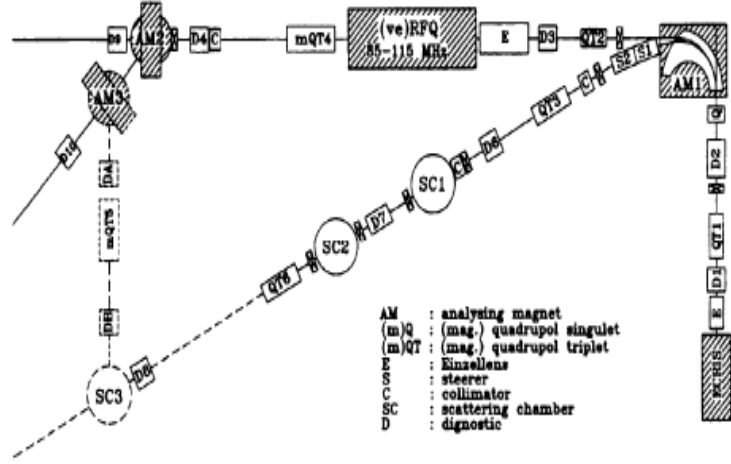
10 keV'luk H_2^+ iyonu (ECR- Elektron siklotron rezonans kaynağından alınmış) ve kollimatör çifti ile 1 mm^2 'den az olan bir bölgede toplanmıştır. Toplanan demet (z ekseninde), y eksenindeki süpersonik He gaz jeti ile çarpışmıştır. Çarpışmanın devamında, H_2^+ iyonları elektrostatik olarak saptırılmış ve küçük bir Faraday kabına gönderilmişlerdir. 10 keV için H_2^+ iyonlarının etkileşim bölgesinden dedektöre ulaşmaya kadar sahip oldukları uçuş zamanları $1,1 \mu\text{s}$ 'dir. bu çarpışmada H_2 'nin iyonlaşma zamanından daha fazladır. H_2 'nin iyonlaşması sonucu oluşan nötr parçacıklar çarpışma sonunda düzgün bir çizgi boyunca ilerlerler, elektrostatik bir analizöre ulaşırlar ve MCP dedektörler tarafından dedekte edilirler.

Parçacıkların TOF'u ve konumları belirlenerek, her iki parçacığın da hız vektörleri hesaplanabilir. Bu bulgulardan yararlanarak, çarpışma bölgesinde olan iyonlaşma sayesinde çarpışma sürecinin tüm kinematiği incelenebilir.

He^+ geri tepen iyonu, demet ile doğru açılarda bir başka konum duyarlı dedektöre yönlendirilir. Bu yönlendirme çekim alanı (80 V/cm) ve bunu izleyen serbest sürüklenme bölgesine sahip olan spektrometre ile yapılır. Geri tepen iyonun konum ve TOF'undan projektıl parçacıkları ile uyumlu olarak geri tepen iyon momentumu belirlenir.

3.1.1. İyon Kaynağı

ECR (Elektron Siklotron Rezonans)



Şekil 3.2. 14 GHz ECRIS- RFQ accelerator düzeneği (Hohn 1999)

Bu düzenek (Şekil 3.2), sayesinde minimum yük durumu ile ($q/A > 0.15$) 100 keV/u ve 200 keV/u enerji aralığında iyonlar oluşturulur (Hohn 1999).

ECR kaynağında pozitif yüklü iyonlar oluşturma mekanizması, elektron çarpışma iyonlaşmasıdır (Stiebing 1992).

Yüksek yüklü iyon oluşturmada iki durum söz konusudur:

- Hedef iyon, güçlü elektronlarla birçok kez çarpışmalıdır. Çünkü tekli iyonlaşmada hedef iyondan sadece bir elektron kopartılır.
- Elektronların güçlü olması gerekir (enerjik elektronlar), çünkü hedef elektronlarının bağlanma enerjileri, iç tabaka elektronlarınıninkine göre fazladır.

ECR iyon kaynağında bir hacim içerisinde manyetik alan yardımı ile tutulması gerekmektedir.

ECR kaynağında kullanılan manyetik alan, radyal alan ile eksensel alanın birleşiminden oluşur. Manyetik alan, plazma çemberinin merkezinde sıfırken merkezden diğer

doğrultulara gidildikçe artar (minimum B alan konfigürasyonu). Radyal alan, altı kutuplu (hexa-pole) mıknatıslar ile oluşturulur. Eksensel alan ise, iki selenoid bobin ile oluşturulur.

Elektronlar için, plazma çemberine 14,36 GHz'lik mikrodalga gönderilir. Elektronlar, kaynak içerisinde manyetik alan çizgileri etrafında siklotron hareketini yapan mikrodalga'nın elektrik alan bileşeni ile hızlandırılır ya da yavaşlatılırlar.

Elektron siklotron frekansı, elektrik alan titreşim frekansına (mikrodalga frekansı) eşit ise, elektronik siklotron hareketi rezonansa gelir (ECR). Çıkıştaki iyon demetinin yoğunluğu, gönderilen mikrodalga gücü ile artar. 45 keV'a kadar çıkabilen çekme voltajı plazma çemberine uygulanır. Demetin (beam-line) geri kalanı topraklanmıştır.

Eksensel tutulma yitiren bir iyon, ışın demeti (beam-line) ile plazma çemberindeki potansiyel farkını görür. Bu iyon, $Q * V_{çekme}$ keV'luk enerji ile kaynaktan hızlanarak çıkar ve alanı takip eder.

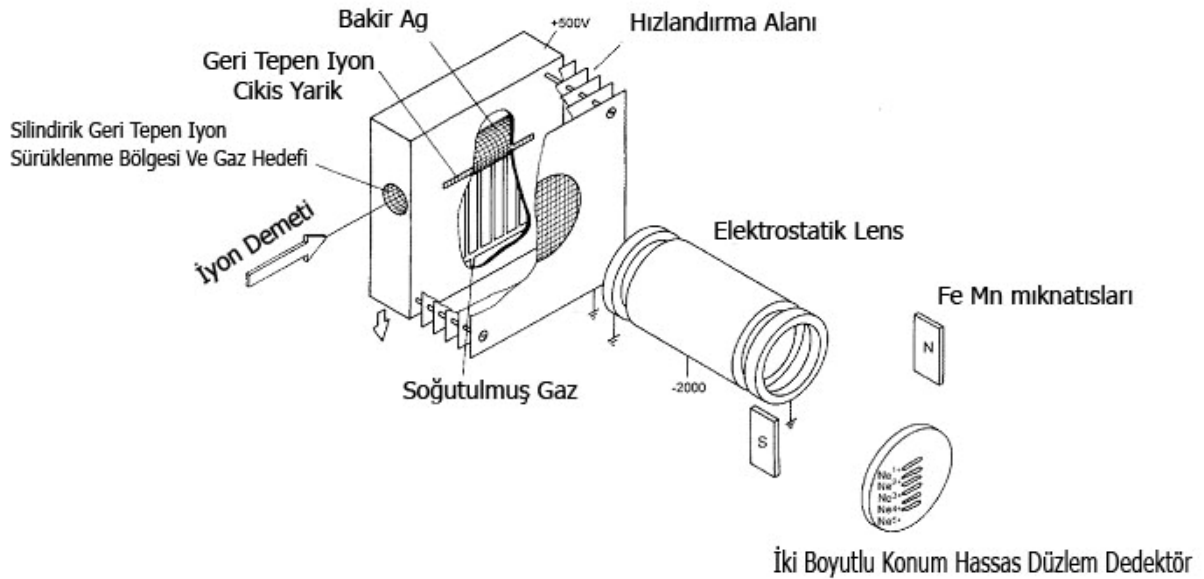
3.1.2. Hedef ve hedefin hazırlanması

İlk geri tepen iyon momentum spektrometrelerinin (RIMS) amacı, farklı projektıl saçılma açılarında, iyon-atom çarpışmaları için çoklu iyonlaşma ve yakalanma tesir kesitlerini ölçmektir (Ullrich 1987). Çarpışmalarda dağılan parçacık, 10 m'nin üstünde çok az (μm kadar) sapmaya yol açtığı için ölçülemez. Bu nedenle ilk RIMS spektrometreleri, projektile olan enine momentum transferini ölçmek amacıyla yapılmışlardır. Genişletilmiş, silindirik gaz hedefi (4 cm uzunluğunda ve 1 cm çapında) kullanılmıştır (Dörner 2000). Işın silindir eksenini boyunca ilerler. İyonlar, ışın yolu boyunca oluşur. İyonlar, enine momentumuna ters orantılı olan Δt zamanı içinde silindirin duvarlarına çarparak sürüklenirler. İyonlar, ilk düzenekte 1 mm deliği olan ve ikinci tip spektrometrede ise 20*1 mm'lik bir yarıktan silindiri terk ederler. 500 V'un üzerinde hızlandırılmışlardır ve odaklayıcı lenslerden geçmişlerdir.

Konum hassas kanal düzlem dedektörlerine çarpmadan önce, bir mıknatıs yardımı ile yük durum analizleri yapılmıştır. Sürüklenme bölgesi, hızlandırma bölgesinden bir ağ ile ayrılmıştır.

Enine momentum, projektıl ve geri tepen iyon yük durumunu kanal düzlem dedektörleri üzerinde elde edilen konumu ile eş zamanlı olarak ölçülen uçuş süresinden (TOF) elde edilir.

Bu tip spektrometrelerde, gaz hücresi oda sıcaklığında bulunuyorsa çarpışmadan önce gazın termal hareketinden momentum dağılımı enine momentum He (Ne) hedefleri için 4,2 a.u. çözünürlüğü ile sınırlandırılmıştır. Serbest alan spektrometrelerinde geri tepen iyonun uçuş süresi 20 μ s kadardır (Ullrich 1989). Bir çok durumda teorik tahminlerin deneysel sonuçlarını karşılaştırmak için, teorik termal momentum dağılımı ile tanımlanmıştır. Çözünürlükte önemli bir gelişme, hedefi ön soğutmaya ve gaz hücresini 30 K sıcaklığında işleme tabi tutulması ile sağlanmıştır (Ullrich 1987). Bu spektrometre, Şekil 3.3'de gösterilmiştir.



Şekil 3.3. Soğutulmuş gaz hücresi ile geri tepen iyon spektrometresi

Soğutma termal hareketin etkisi ile He gazı için, 1,2 au'e azaltılmıştır. Bu değer, 2,5 meV' luk geri tepen iyon enerjisine karşılık gelir. Silindir altın kaplıdır ve 0,12 mm bakır ile duvarların içinde 0,12 mm boşluğu kaplayan bakır örgü ağ bulunmaktadır. Bu ağ, sürüklenme bölgesi ile hızlanma bölgesini birbirinden ayırır. Her deneyden önce düzenek, süpersonik banyoda dikkatlice temizlenir. Geri tepen iyon enerjilerini doğruluğu, sonuçların tekrarlanabilirliği ile ∓ 5 meV olarak tahmin edilmiştir. Düzenek temek olarak, geri tepen iyon enine momentumu ile projektıl polar ve azimutal saçılma açısının eş zamanlı ölçümü için kullanılmıştır (Lencinas 1994).

Frohne ve Ali, kendiliğinden akan gaz jet hedefi kullanarak geri tepen iyon momentumunu ölçmüşlerdir (Frohne, Ali 1993, 1992). Yönlendirilen gaz akışı, çoklu kılcal damarlarla sağlanır. Paralel hale getirilen projektıl ışını bu gaz çıkışının sadece birkaç mm üzerinden geçer. Bu bölgede iyonlar üretilir ve elektrik alan yardımı ile konum duyarlı kanal düzlem plaka dedektörleri üzerine çekilir. Gaz jeti, bu dedektörler üzerine yönlendirilmiştir. Bu teknikte jetin enine doğrultusunda 6 au ve boyuna doğrultuda 8-10 au Ne hedefi için momentum çözünürlüğü sağlanmıştır.

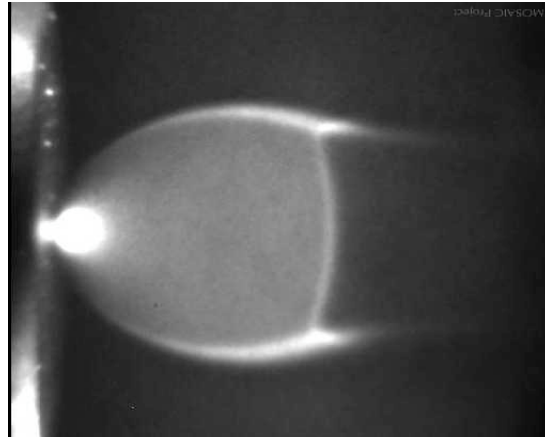
Gaz akışının yönlendirilmesi, kılcallar içerisindeki kanalları etkili soğutmaya öncülük eder. Bu aletle ilk kez, geri tepen iyonun boyuna momentum ölçümleri yapılabilir. Bu aletlere ek olarak, bütün iyonlar için 4π katı açısı sağlanabilir. Geri tepen iyonun yük durumu, spektrometrede uçuş süresinden kanal düzlemi üzerindeki konum momentumundan ve verilen yük- kütle oranı için TOF' un (uçuş süresi) dağılım merkezinden sapmasından belirlenir. Wu ve arkadaşları (1994), 1,5 au çözünürlüğündeki spektrometre öncülüğünde akan jet ile boyuna momentum çözünürlüğünü geliştirmişlerdir.

Hedef sıcaklığı, hızlı bir şekilde azaltılmalıdır. Bu nedenle hedef, projektıl doğrultusunda sınırlandırılmıştır.

Geri tepen iyon spektrometrelerinde iyi lokalize edilmiş atomik ya da moleküler hedef, gaz hedefinin süpersonik yayılım özellikleri kullanılarak oluşturulmuştur. Bu durumda yoğun gaz çok dar bir delik (nozzle) boyunca yayılır.

d , konteynerin (kaynak) çapı ve λ konteynerdeki atomların ortalama serbest yolu ise $d \gg \lambda$ olmalıdır. Jet zarfı gaz akım doğrultusunda uzun eksen boyunca eliptik şekildedir.

Şekil 3.4’de jetin yayılım şekli gösterilmiştir. Bu eliptik şekli, jet hızının doğrusal süperpozisyonuna ve rasgele akış hızına bağlıdır.

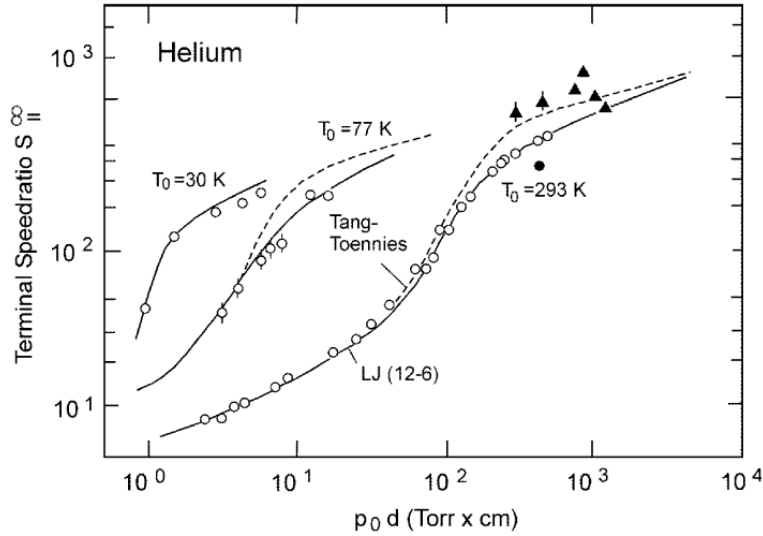


Şekil 3.4. Jetin Yayılım Şekli

Normalde süzgeç (skimmer), delik boyunca gaz jet akımı üzerinde koni şekline sahiptir. Süpersonik gaz-jet hedefleri; yoğun, iyi lokalize edilmiş ve soğuk gaz hedefleri sağlarlar. Bu geri tepen iyon momentum ölçümleri için yeterlidir. Lokal hedef basıncı olarak standart pompalarla 10^{-4} mbar’dan daha yüksek basınç değerlerine ulaşılabilir.

Eğer gaz, delik boyunca genişler ve her iki taraftaki basınç oranları 2’den büyük olursa akış süpersonik hıza ulaşır (Miller 1988). İdeal bir gazın adyabatik yayılımı durumunda iç enerjisi $\left(\frac{3}{2}kT_0\right)$ ve sıkışma enerjisi gaz atomlarının kinetik enerjisine dönüşmüştür. Tek atomlu gazlar için kompresyon enerjisi kT_0 ’dır.

Yayılmın hız oranı, jet içi saçılma tesir kesitlerine bağlıdır. Bu nedenle, gazın cinsine, sıcaklığına, deliğin çapı (d) ve P_0 çalışma basıncına bağlıdır. He için değişik sıcaklıklarda hız oranı $P_0 d^2$ 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir (Çizelge 3.1).



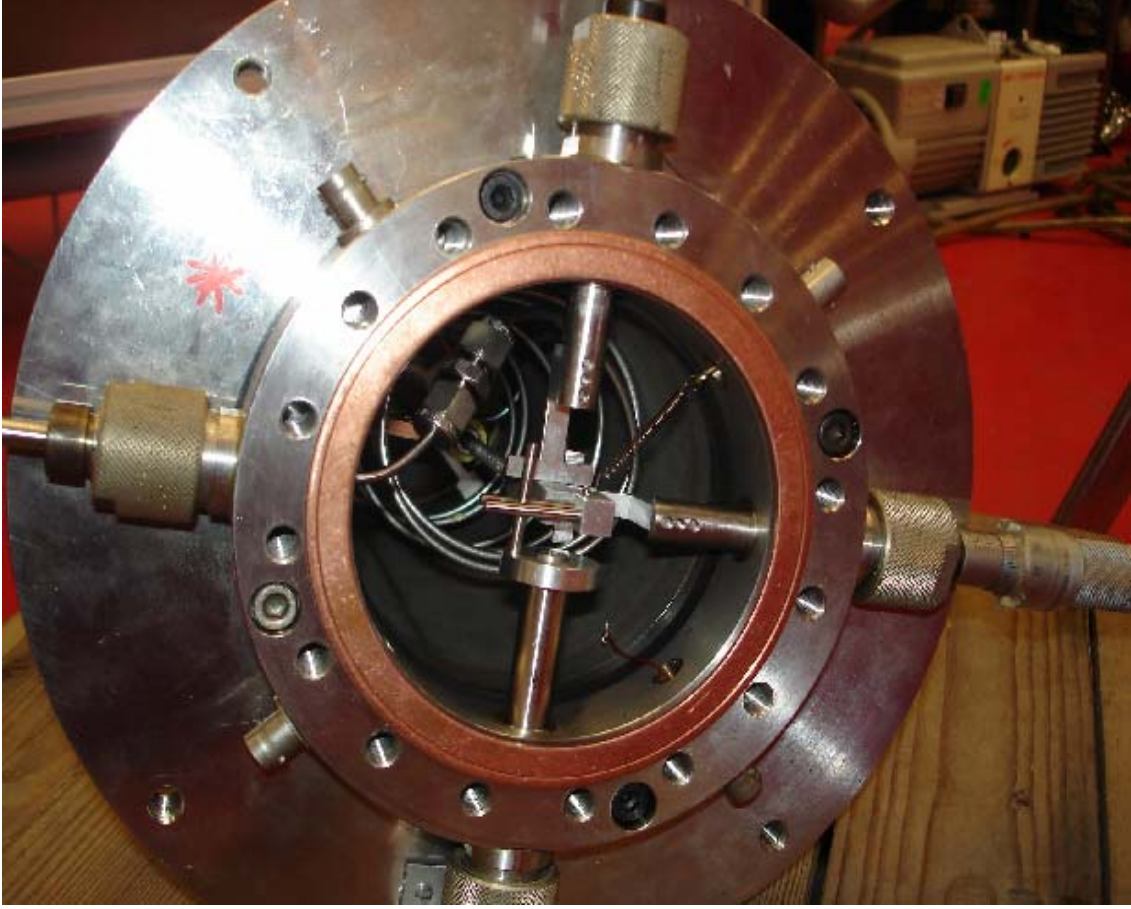
Çizelge 3.1. Değişik sıcaklıklardaki He gaz jetinin hız oranı (Brusdeylins 1989)

Deliğin önündeki yayılımın halen daha süpersonik olarak adlandırıldığı bölge, sessizlik bölgesidir (zone of slience).

Gerçek süpersonik gaz demetini elde etmek için, süzgeç sessizlik bölgesinin içine yerleştirilmelidir. Delikten gaz akışı ve pompaya yüklenme $P_0 d^2 \sqrt{T_0}$ ile orantılıdır.

Yüksek yoğunluk için; hizalama (demetle 1-2 mm kesişim ve delikten 3-5 cm kadar uzaklıkta) ve jet doğrultusunda iç momentum dağılımı gereklidir.

Jet doğrultusundaki momentum dağılımı, jet hızı ve hız oranının bir sonucudur. Bunların her ikisi de gaz soğutularak yapılır. Jete dik doğrultudaki momentum dağılımı; jet hızı, süzgeç çapı ve süzgeç-delik arası uzaklık ile belirlenir. Süzgeç-delik arası uzaklığı ayarlama da kullanılan dizayn, Resim 3.2'de verilmiştir.



Resim 3.2. Süzgeç- delik arası mesafeyi ayarlama için kullanılan düzenek

Jet sisteminin kontrolü için (skimmer-nozzle arası uzaklık 5 mm-en iyi sonuç veren uzaklık-) alınan veriler ve elde edilen grafikler Bölüm 4’te verilmiştir.

Deney düzeneğinde, geometrik ve iyi lokalize edilmiş gaz jeti elde etmek için iki aşamalı gaz süpersonik gaz jeti kullanılmıştır. Bu gaz jeti, $3 \cdot 10^{-3}$ mbar basıncındaki gaz ile elde edilir ve oda sıcaklığında 30 μm büyüklüğündeki bir delikten birinci vakum çemberine yayılır. Jet sisteminde kullanılan deliğin resmi, Resim 3.3’de verilmiştir.



Resim 3.3. Jet sisteminde kullanılan nozzle (delik)

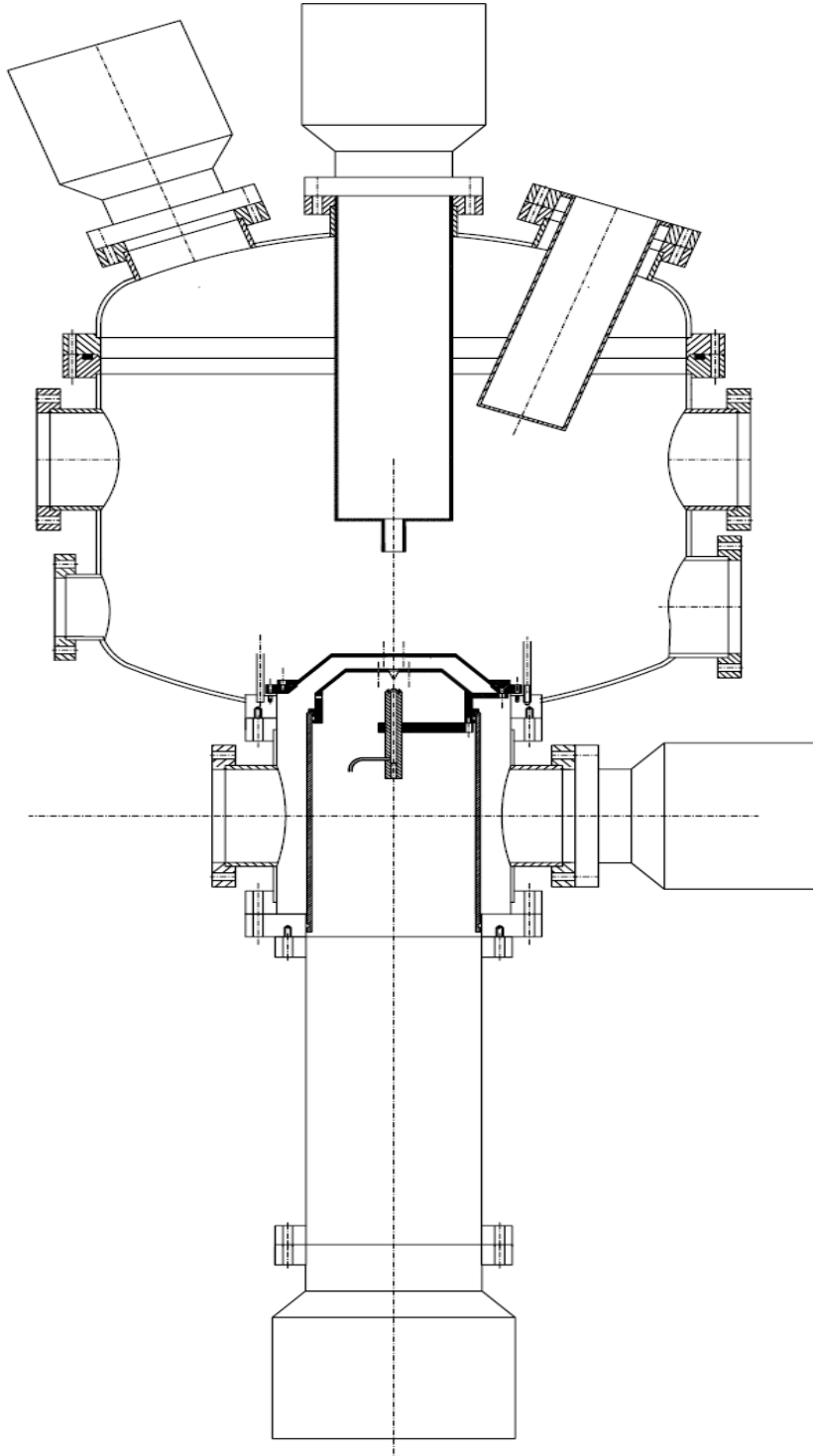
Yayılmadan sonra atomların momentumu;

$$P_{jet} = (5kT_0M_R)^{1/2} \quad (3.1)$$

olur. Bu değer He için $T_0 = 300$ K'de yaklaşık olarak 5,9 au'dir.

Jet daha sonra 0,22 mm büyüklüğündeki süzgeçten ikinci vakum çemberine geçer. Bu aşamadaki basınç $3 \cdot 10^{-3}$ mbar'dır. Jetin bir kısmı, ikinci bir süzgeçten geçerek çarpışma çemberine ulaşır. Burada atom demeti ile projektıl demeti 1,1 mm çapındaki kesişme bölgesinde karşılaşır. Hedef çemberi $5 \cdot 10^{-8}$ mbar'da tutulmuştur. Son olarak, jet hedef çemberin diğer tarafındaki boşaltılmış yakalayıcı tarafından toplanır ($4,5 \cdot 10^{-7}$ mbar basınçta).

He için 0,07 a.u. momentum dağılımına karşılık gelen jet iç sıcaklığı Denklem 3.2'ye göre 0,1 K değerindedir. Jet sisteminin detaylı görünümü Şekil 3.5'te verilmiştir.



Şekil 3.5. Jet sisteminin görünümü (COLTRIMS)

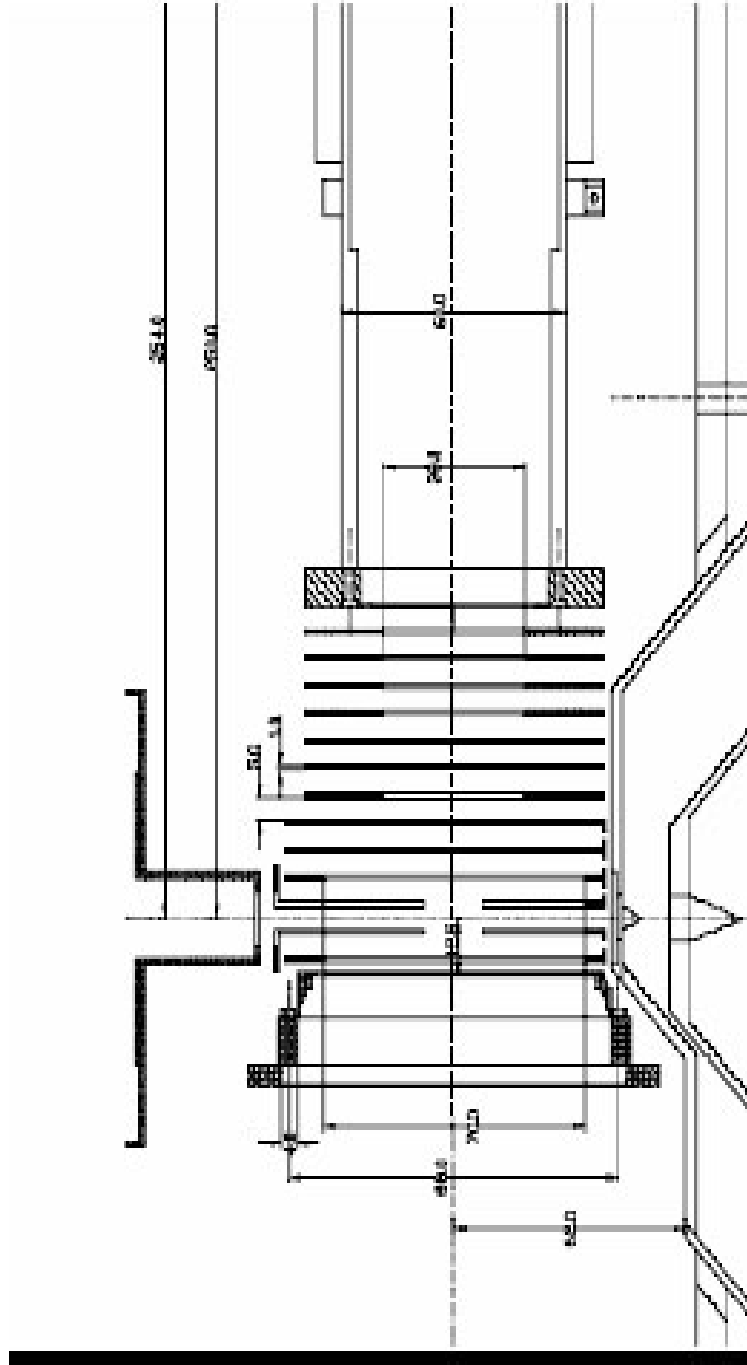
3.1.3. Momentum Spektrometresi

Bütün COLTRIMS spektrometreleri süpersonik gaz- jet hedefleri ile kullanılan izdüşüm tekniği uygularlar. Geri tepen iyonlar, reaksiyon bölgesinden konum- duyarlı dedektörlere kadar elektrik alan ile yönlendirilir. İyonların konumları ve uçuş sürelerinden geri tepen iyon momentumu hesaplanabilir. Geri tepen iyon momentum spektrometrelerinde (sadece homojen elektrik alan kullanılan) elektrik alana dik olan iki boyuttaki momentum çözünürlüğü etkileşim hacminin genişletilmesi ve iyonun uçuş süresi ile belirlenir. Reaksiyon hacmi sınırlamasını önlemek için çekim bölgesinde elektrostatik odaklama lensleri kullanılabilir (Dörner 2000). Dedektör, odak noktasına yerleştirilir. Bu nedenle iyonlar az da olsa farklı konumlarda oluşurlar. Fakat iyonlar aynı momentum vektörü ile dedektöre aynı zamanda çarparlar. Çekim bölgesinde lensin uygulanması uçuş süresi (TOF) yönündeki odaklama özelliklerini değiştirir. Bu nedenle lens ve sürüklenme bölgesinin uzunluğu ayarlanmalıdır. Bu sayede TOF için odaklama uzunluğu ve lensle uyumlu odaklama sağlanır.

Genelde lens kullanımı, homojen alana sahip bir spektrometre ile karşılaştırıldığında daha uzun bir sürüklenme bölgesini gerektirir.

Üç boyutlu odaklama (zaman- konum odaklaması) hızlandırma bölgesinde lens kullanımı ve sürüklenme bölgesi ile sağlanabilir.

Spektrometrenin özelliklerini optimize etmek için sürüklenme bölgesi ve lensin odaklanması şu şekilde türetilmiştir:



Şekil 3.6. Deneyde kullanılan spektrometrenin yapısı

Spektrometrenin hızlandırma bölgesi üç bölüme ayrılabilir. Birinci bölge, hızlandırma bölgesinde hedef konumundan lense kadar uzanır ve s_1 uzunluğundadır. İkinci bölge, lens ile hızlandırma bölgesini sürüklenme bölgesinden ayıran ızgara (grid) arasında yer alır ve s_2 uzunluğundadır. Bu bölgelerin her ikisinde de hızlandırma alanı homojendir. Üçüncü bölge, lensi simgeleyen sanal bir bölgedir.

Sahip olduğu s' uzunluğu;

$$s' = \frac{U_L}{E} \quad (3.2)$$

ile ifade edilir ve burada U_L , lensin voltajıdır.

Sürüklenme bölgesinin uzunluğu s_d ile gösterilebilir.

t_1 , ilk momentumu sıfır olan bir iyonun s_1 mesafeni geçme süresi ve iyonun ivmesi a ise,

$$s_1 = \frac{1}{2} at_1^2 \Rightarrow t_1 = \sqrt{\frac{2s_1}{a}} \quad (3.3)$$

s_2 'ye geçme süresi t_2 ise;

$$t_2 = \sqrt{\frac{2(s_1 + s)}{a}} \cdot \sqrt{1 + \frac{s_2}{s_1 + s'}} - 1 \quad (3.4)$$

Sürüklenme bölgesini (s_d) geçmek için geçen süre t_d ;

$$t_d = s_d \sqrt{\frac{1}{2a(s_1 + s_2 + s')}} \quad (3.5)$$

İyonun dedektöre ulaşınca kadar geçen süre;

$$t = t_1 + t_2 + t_d = \sqrt{\frac{1}{a}} (\sqrt{s_1} + \sqrt{s_1 + s_2 + s'} - \sqrt{s_1 + s'} + \frac{s_d}{2\sqrt{s_1 + s_2 + s'}}) \quad (3.6)$$

olarak ifade edilir.

TOF uçuş süreleri, hedef bölgesinde farklı konumlardan aynı başlangıç momentumu ile hareket eden iyonların başlangıç konumlarına bağlı olmamalıdır. Bu nedenle;

$$\frac{dt}{ds_1} = 0 \quad (3.7)$$

olmalıdır ve buradan

$$s_d = 2(s_1 + s_2 + s') \left(1 + \sqrt{\frac{s_1 + s_2 + s'}{s_1}} \right) - \sqrt{\frac{2s_1 + s'}{s_1 + s'}} \quad (3.8)$$

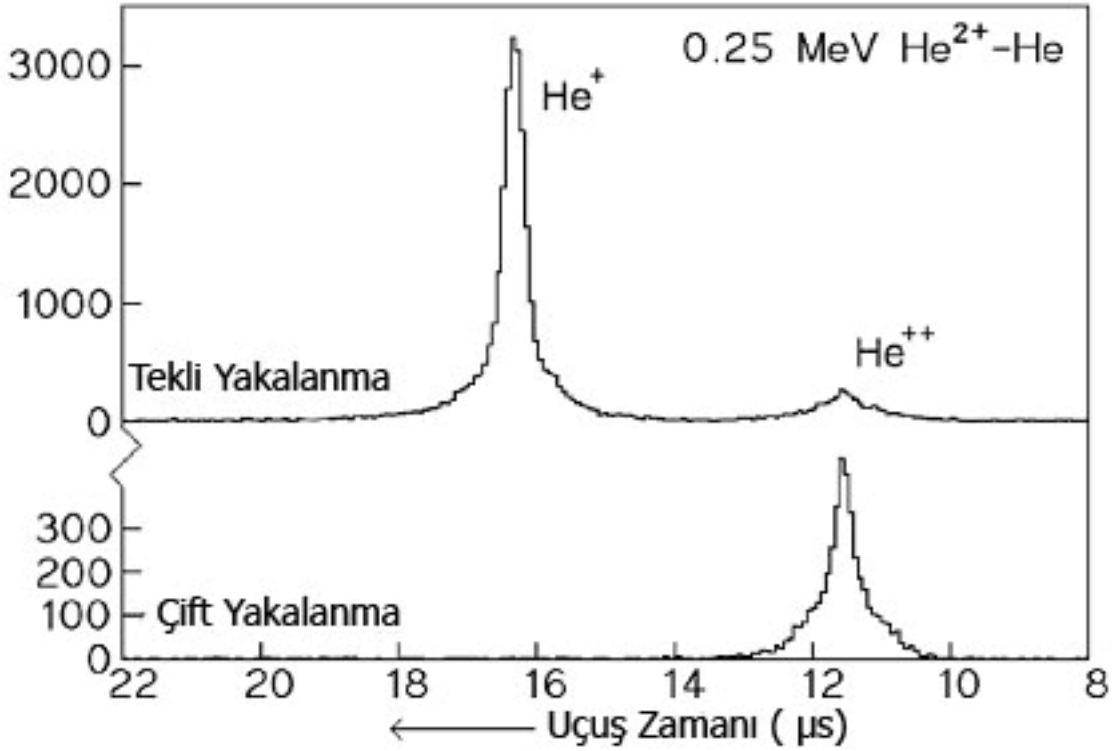
denklemini elde edilir.

Bu denklem odaklanma koşullarını sağlayan sürüklenme bölgesinin uzunluğunu verir. Lensin bulunmadığı durumda spektrometrenin ilk durumu $U_L=0$ V ve $s'=0$ mm'dir. Bu koşullarda sürüklenme bölgesinin uzunluğu $s_d = 2(s_1 + s_2)$ olur. Lens özelliklerini ayarlamak için (voltajı) elektrotlara değişken direnç bağlanmıştır. Bu direnç deney boyunca kontrolü sağlamak amacı ile çemberin dışına yerleştirilmiştir.

Spektrometrenin yapısı Şekil 3.6'te gösterilmiştir. Spektrometrenin simülasyonu SIMION programı ile yapılmıştır. Spektrometrenin simülasyonu bölüm 4'de verilecektir. İyonların zaman işaretleyicileri 100 ns'dir.

Farklı kütlelerdeki (elektron- iyon) parçacıkları yönlendiren uygun alanı ve konum duyarlı dedektörlere doğru iyon enerjilerini bulmak önemli bir aşamadır. SIMION programı (Dall 1995) spektrometrenin (elektrostatik sistem) simülasyonunu yapmak için kullanılan bir programdır. Spektrometre elektron ve iyon spektrometresi olmak üzere iki kısımdan oluşur.

Elektrik alan, spektrometrenin uçlarına bağlanan güç kaynakları ile üretilir. Bu da spektrometrenin iki ucu arasında potansiyel farkı oluşmasına sebep olur ve birbirine bağlı dirençlerle bu potansiyel spektrometrenin elektrodlarına dağıtılır.



Çizelge 3.2. 250 keV He⁺² + He çarpışmasındaki He iyonlarının TOF dağılımları
(Dörner 1998)

Bir spektrometreden elde edilen tipik TOF spektrumu çizelge 3.2’de verilmiştir. Piklerin genişliği alan doğrultusunda farklı başlangıç momentumunu gösterir. Alan doğrultusundaki geri tepen iyon momentumu,

q, iyon yükü, U/s = spektrometredeki alan, t₀= iyonların uçuş süresi (k_{xgti}=0 iken) ise

$$k_{xgti} = \frac{Uq}{s} (t_0 - t) \quad (3.9)$$

dir.

Çekim bölgesine dik iki doğrultuda iyonlar üzerine etkiyen kuvvet yoktur. Bu nedenle bu iki doğrultudaki momentum;

$$k_{ygti} = \frac{\Delta y}{t} m_{gti} \quad (3.10)$$

$$k_{zgti} = \frac{\Delta z}{t} m_{gti} \quad (3.11)$$

olarak ifade edilir.

Burada $\Delta y, \Delta z$ iyonun konumundaki yer değiştirme olarak ifade edilir.

Jet doğrultusunun sıfır noktası, pikin merkezi ile verilir, momentum dağılımı iyon demeti etrafında simetriktir. İyon demeti yönünde (boyuna momentum) iyonlaşma süresince gerçek bir simetri yoktur.

COLTRIMS düzeneğinde pozitif yüklü iyonları yönlendiren elektrik alan, elektronları da diğer doğrultuda hızlandırır.

Birçok iyonlaşma reaksiyonunda iyon ve elektronlar aynı büyüklükte momentuma sahiptir.

Bu nedenle elektron enerjileri, geri tepen iyon enerjilerinin $\frac{m_e}{m_{gti}}$ katıdır.

İyon ve elektron görüntüleme arasındaki ikinci önemli fark, düşük-enerjili parçacıklar için homojen bir elektrik alanındaki hareketin toplam uçuş zamanı kök ile derecelenirken

verilen bir momentum için detektörde ölçülen yer değiştirme kütle ile doğrusal olarak derecelenir.

Homojen elektrik alan kullanılan spektrometrelerin elektron kısmı geri tepen iyon kısmından daha kısadır. Bu nedenle, elektron dedekte etmede daha büyük katı açısına ulaşılır (Dörner 1998).

3.1.4. Konum Duyarlı Dedektörler

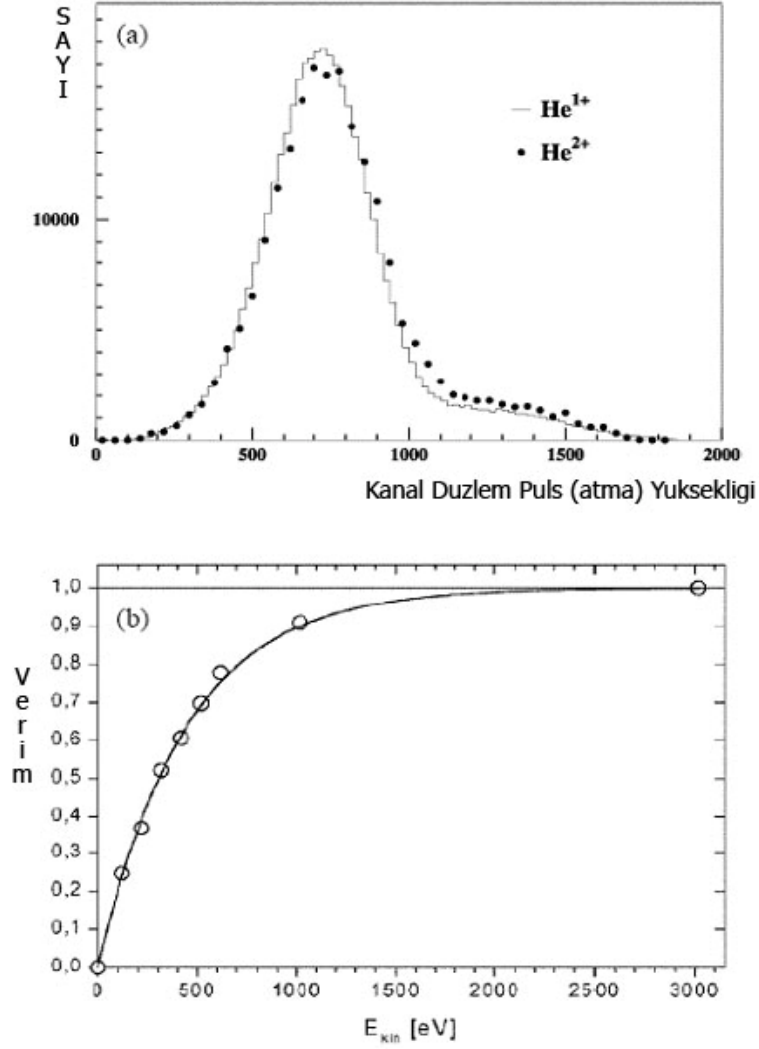
Geri tepen iyon ve elektron momentumunu görüntüleme için iyi bir konum (0,1 mm) ve zaman çözünürlüğü (1 ns) gereklidir. Delay-line konum ve kanal- düzlem dedektörleri bu amaçla kullanılmaktadır. İyonlar tipik olarak kanal- düzlem üzerinden genellikle 2000V ile hızlandırılırlar. Elektronlar için maksimum verim ise 200 – 300 eV olarak elde edilmiştir. Tipik bir puls- yükseklik dağılımı kanal düzlem üzerinden ve He⁺¹'in hızlandırma voltajının fonksiyonu olarak dedekte etme verimi Çizelge 3.3'de gösterilmiştir (Dörner, Afaneh, Lothar 2000, 2001, 2002).

Kanal düzlem dedektörleri için geciktirilmiş konum okumasını ilk kez Sobottka (1988) önermiştir. Geciktirici anot, sarmal biçimde bir bakır plakanın üzerine sarılmış iki çapraz telden oluşur. Telleri birbirinden ve bakır plakadan izole etmek için bakır plakanın köşelerine seramik tutucular yerleştirilmiştir. Teller arası ve bakır plaka ile yanındaki tel düzlemi arasındaki mesafe 1 mm'dir. Her tel düzleminde aralarında yaklaşık 0.5 mm uzaklık bulunan bir çift tel vardır.

İki tel arasındaki 50 V'luk potansiyel farkı ile elektron kümesi oluşturulur. Bunlar MCP (multi kanal düzlem) üzerindeki tellerden biri ile toplanır. Tel çiftinin her iki ucunda diferansiyel amplifikatör ile sinyaller üretilir.

Başlangıç sinyalleri arasındaki zaman farkı, kanal plakanın ön ve arka kısımlarından toplanarak iki tane TDC (time to digital converters) sayesinde tel çiftinin uçlarından iki

tane sinyal şeklinde ölçülür. Zaman farkı konum doğrultusu ile orantılıdır. Kullanılan TDC'ye göre 0.1 mm'den daha iyi konum çözünürlüğü elde edilir.



Çizelge 3.3. a) He⁺ ve He⁺² için kanal düzlem dedektörü üzerinde puls-yükseklik dağılımı. İyonlar dedektöre 3000 eV.q ile çarparlar (Dörner 1996).

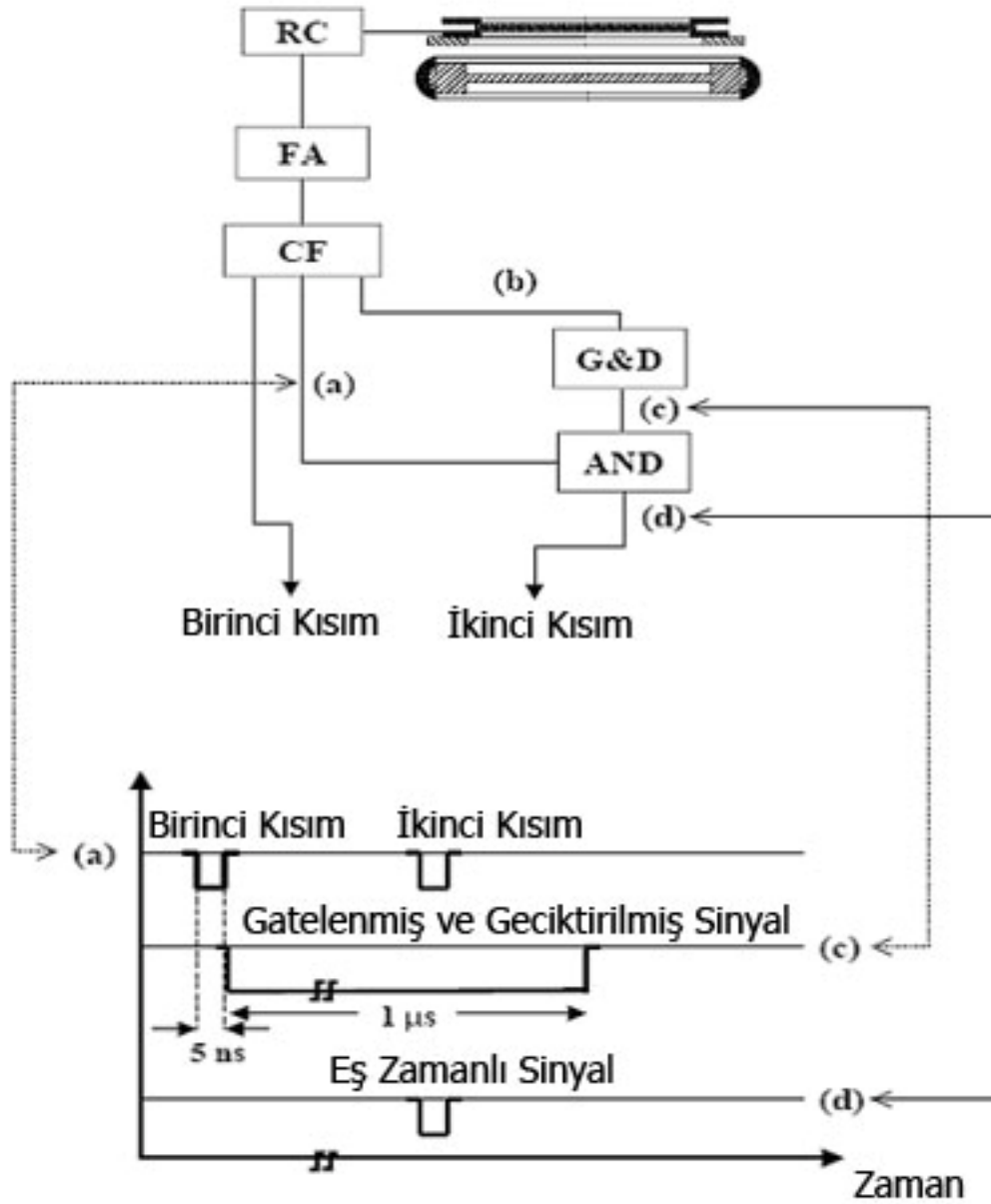
b) Çekim alanın dedektör düzlemine fonksiyonu olarak dedekte etme etkisi (He⁺ için).Dalga 3000 eV'da 1'e normalize edilmiştir

(Mergel 1996).

3.1.5. Multi-hit (Çok Vuruşlu) ve Sinyal- Veri Alım Sistemi

Geciktirici dedektör ve tel sistemi, 50 ps (zaman çözünürlüğü) kadar zaman farkı ile dedektör üzerine çarpan iyonlar farklı konumlara çarpmaları durumunda, iki geri tepen iyon sinyalini dedekte edebilir ve ayırtedebilir.

Her iki parçacık için TOF ve konum, kullanılan elektronik sisteme bağlıdır. Standart hızlı zamanlama modülleri ile (fast switch device) geri tepen iyon etkisini 5 ns'den fazla gecikme zamanı ile ayırt etmek mümkün olmuştur. Hızlı zamanlama anahtar düzeneği Şekil 3.7'de verilmiştir (Frohne 2000).



Şekil 3.7. Fast multi- hit switch device (hızlı çok vuruşlu anahtar düzeneği)
elektronik diyagramı ve alet içinde sinyal işlevi. Kısaltmalar:

RC: RC bağlantı kutusu, FA: Zamanlama amplifikatörü, RC: Sabit parçalanma
ayrıştırıcısı (Constant Fraction Discriminator), G&D : Anahtar ve geciktirme jenaratörü.

Multi-hit (çok vuruşlu) TDC'nin (Lecroy TDC 3377), 32 kanalı vardır ve 0.5 ns zaman çözünürlüğü ile en az 10 s'de kanal başına 16 çarpmayı işleyebilir.

30 ns içinde iki tane geri tepen iyon dedektöre çarparsa, bu iki parçacığın delay-line sinyalleri eşittir. Delay-line'nın iki zıt ucundaki iyonlar için dedektöre varış sürelerinin toplamı sabittir. Çünkü delay-line her bir sinyal çifti için sabittir. Bu durum bütün parçacıkların sinyallerini ulaşma zamanlarına ve dedektör üzerindeki konumlarına göre ayırmada kullanılabilir.

Sinyal ve veri alımında kullanılan elektronik sistemler, Şekil 3.8 ve 3.9'da verilmiştir. Dedektörlerden gelen sinyaller, NIM elektronik sistemi ile işlenmiştir. Reaksiyon ürünlerini incelemek için konum-hassas-delay line dedektörleri kullanılmıştır. Her delay-line anodu iki çift düşük dirençli telden oluşur. Bunlardan bir tanesi x diğeri y doğrultusundadır. Her çiftin sinyal teli referans telinden biraz daha fazla voltaj ile çalışır. Bu nedenle bütün elektronlar, sinyal teli (Lecher Caple) ile toplanır. Sinyaller RC devreleri kullanılarak teller üzerinde DC voltajlardan ayırtdedir ve sinyaller arasındaki fark diferansiyel amplifikatör ile yükseltilir. Gürültüden kurtulmak için sinyaller, Sabit parçalanma ayırtıcısına (Constant Fraction Discriminatör) geçer. Burada standart NIM sinyallerine dönüşür. Bu NIM sinyalleri sonra ECL sinyallerine dönüştürülür. Bu dönüşüm NIM-ECL dönüştürücü ve multi-hit TDC içine alınır. İki boyutlu konum; iki dik tel çiftinin uçlarında sinyal varış (ulaşma) zamanı ile hesaplanabilir. Konum, çözünürlüğü artırmak için iki uçtaki zaman farkından hesaplanır. Her iki varış zamanı da sabittir ve kontrol edilebilir. Zaman sinyalleri MCP'nin arka ve ön kısımlarından alınır. Sonra zaman-filtresi yani

zamanlama besleyicisi (Timing- Filtler) amplifikatörlerine biçimlendirme ve yükseltme amacı ile gönderilir. Daha sonra CFD ile zaman sinyalleri işlenir. NIM-ECL dönüştürücüler kullanılarak akış sinyalleri ECL sinyallerine dönüştürülür ve multi-hit TDC'lerle okunurlar.

Reaksiyon ürünleri farklı çalışma modları kullanılarak dedekte edilirler. Bu nedenle iki tane TAC (time to amplitude) kullanılır. Her TAC için iki tane çıkış sinyali vardır. Bunlardan biri TOF, diğeri başlatma (trigger) sinyalidir. Farklı çakışma modları arasında geçiş yapabilmek için trigger kutusu kullanılır. Bu Quad Coincidence Logic unitesi kullanılarak yapılır ve TAC'nin başlatma sinyalleri, bu kutuya girdi olarak verilir. Örneğin, deney üçlü çalışma modunda (elektronlar, iki parçacık) olmalı ise her iki TAC'ın başlatma sinyalleri AND modunda bir kutu içinde beslenmelidir.

Sonuç olarak, veri "event mode" da alınır. Her olay için ürünlerin tüm momentumu ve verilerin incelenmesi ile belirlenecek olan çarpışma ürünlerinin momentumu arasındaki korelasyon bilgisayar tarafından kaydedilir. Veriler, bireysel parçacık momentumu açısından sunulduğu gibi Jacobi koordinatları açısından da incelenebilir. PC programı bilgisayardan elde edilen bilgilerin kontrolünde kullanılır ve veri okuma COBOLD programı ile yapılmıştır (Ullmann 1999). Sonuçların fiziksel olarak yorumlanabilmesi için veriler FORTRAN kodunda incelenir.

3.1.6. Veri Analizi

3.1.6.a. Spektrometrenin Kalibrasyonu

Veri analizinde ilk adım, ölçülen zaman ve konumların kalibre edilmesidir. Bu doğrudan ölçülen nicelikler (konum, zaman) ve momentum arasındaki ilişkiyi bulmaktır. Ayrıca her momentum bileşeni için bir referans noktası gereklidir. Bu referans noktası momentumun sıfır olduğu nokta olarak düşünülür. Her momentum bileşeni için (geri tepen iyonlar ve elektronlar için) referans noktaları ve kalibrasyon faktörleri bulunur.

Spektrometrenin simülasyonu SIMION programı kullanılarak yapılmıştır. TOF dağılımında her pikin maksimumu, farklı yükteki iyonlar için momentumun sıfır oldu nokta olarak düşünülmüştür.

Herhangi bir COLTRIMS sistemi için kalibrasyon basamakları şu şekilde sıralanabilir: İyon dedektörü için; tabaka-derecelendirme faktörü, zaman toplamları, TOF-sıfır noktası, konum sıfır noktası, dedektör dönme açısı. Elektron dedektörü için; tabaka-ofseti, tabaka derecelendirme faktörleri, zaman toplamı, dolanım periyodu, TOF sıfır noktası, konum sıfır noktası ve dedektör dönme açısı.

Zaman toplamı, tek vuruş için önemli bir niceliktir (Staudte 2005). Bir sinyalin, her geciktirici düzlemde son buluncaya kadar (ulaşmıncaya kadar) MCP'deki parçacık kümesi ile başlangıç zamanlarının toplamı olarak ifade edilir. Bu yöntem her tabaka için

yapılmalıdır. Aynı zamanda bu sayede, kaybolan sinyaller ve karışmış sinyaller temizlenmiş olacaktır.

Dedektörde TOF sıfır noktası, bütün elektronlar küçük bir hacimde oluştukları için ilk düğümün TOF sıfır noktasına eşittir. Kaç tane düğüm olduğunu bulmak için, birinci ile ölçülen TOF arasında sıfır momentum için beklenen TOF'u tahmin etmek yeterlidir. Bunun için tekli iyonlaşmanın olduğu yere bakılır. Çünkü tekli iyonlaşan hedef atomunda geri tepme olayı çok zayıftır. Buna göre geri tepen iyonlara bakılır.

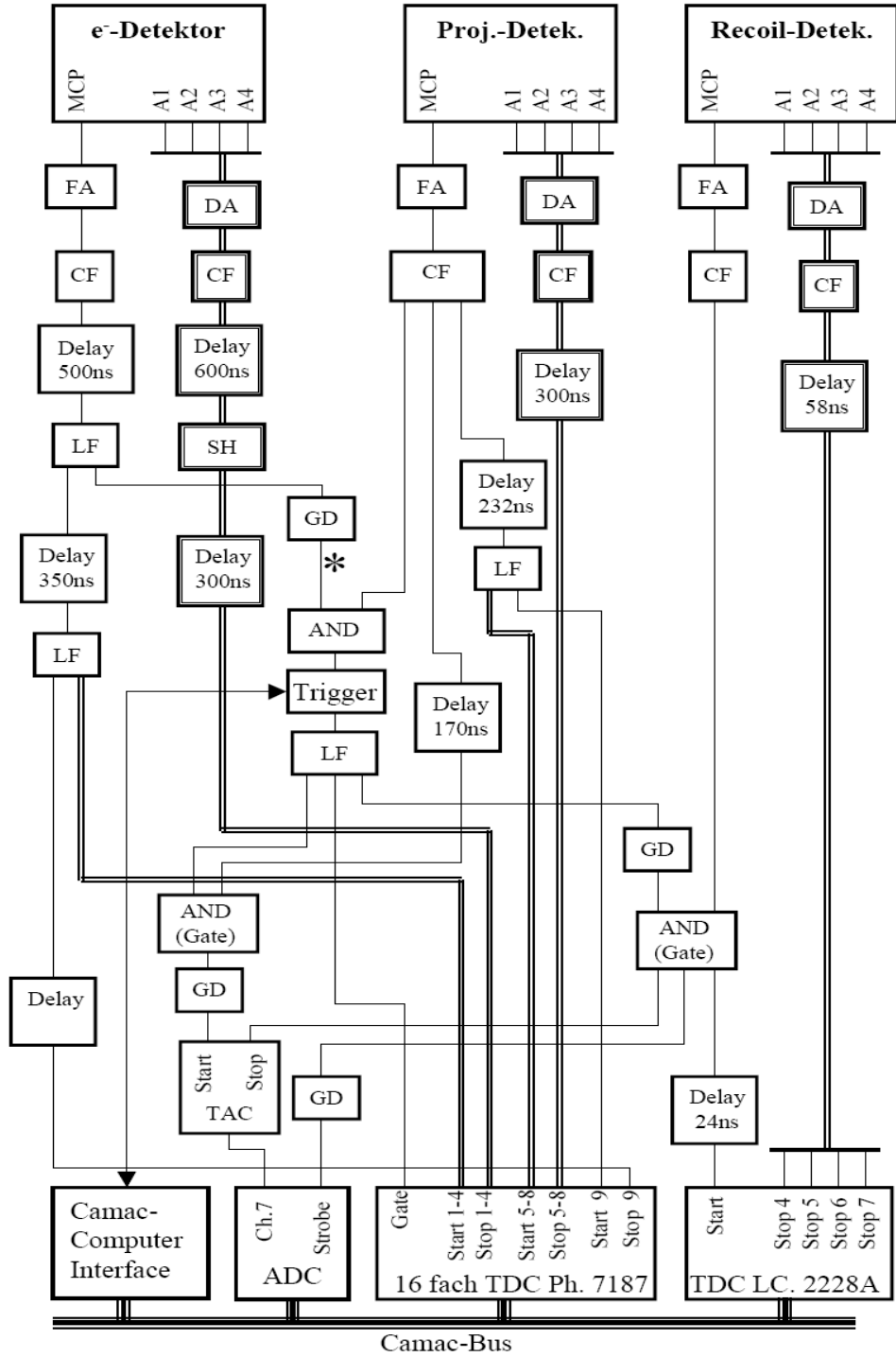
Konum sıfır noktası, elektronlar için iki boyutlu dedektör resminde maksimum noktayı bulma ile konum hesaplaması yapılabilir. Bunun yanında jet içindeki moleküller süpersonik yayılmaya bağlı olarak, spektrometreye hareket ederler. Bu parçacıklar, yük/kütle oranlarına bağlı olarak dedektör üzerinde farklı yansımalara sebep olacaktırlar. Bu nedenle her iyon türü için (TOF'larına göre belirlenmiş) konumları işaretlemek yararlı olacaktır.

3.1.6.b. Veri Kalitesi-Çözünürlük

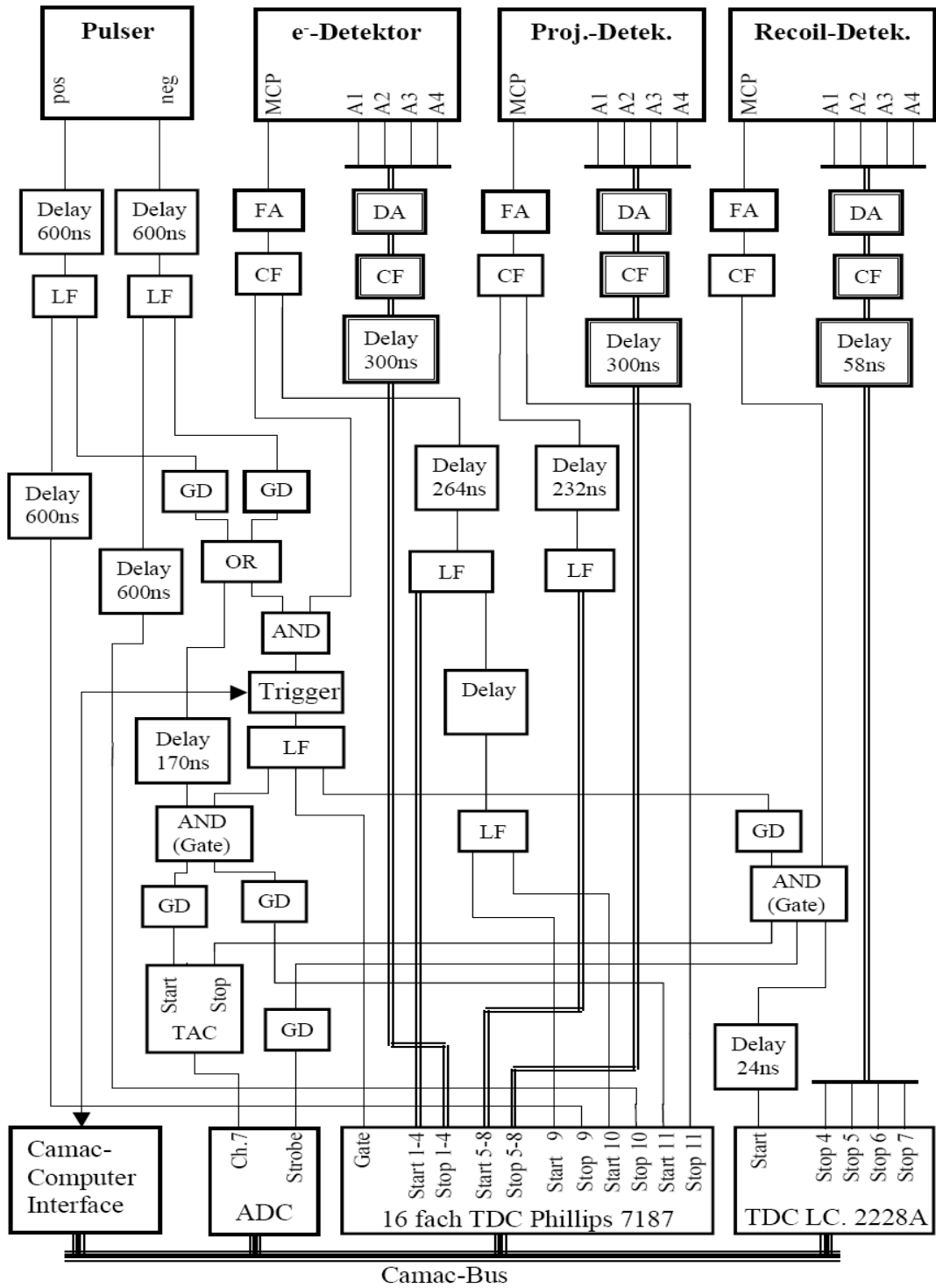
Dedektörün zaman-konum çözünürlüğü ile verilen spektrometre parametreleri için (elektrik alan ve geometrik sınırlamalar) beklenen momentum çözünürlüğü hesaplanabilir. Ölçülen çözünürlük her zaman beklenen değerden (spektrometre alanlarına, zaman seçirmesine- elektronik veri akışına bağlı olarak) daha kötü olacaktır.

Çözünürlüğü belirlemek için elektronların ve iyonların üretim süreci çok sınırlı bir kinetik enerji ile incelenebilir. Bu aynı zamanda dedektör kalibrasyonunu da önemli ölçüde etkiler.

Çözünürlük, iyonun toplam kinetik enerji azalmanın ya da parçacıklar arasındaki açının yorumlanmasında çok yardımcı olmamaktadır. Bunun için bu belirsizlik simülasyon ile ortadan kaldırılır.



Şekil 3.8. Sinyal Süreci



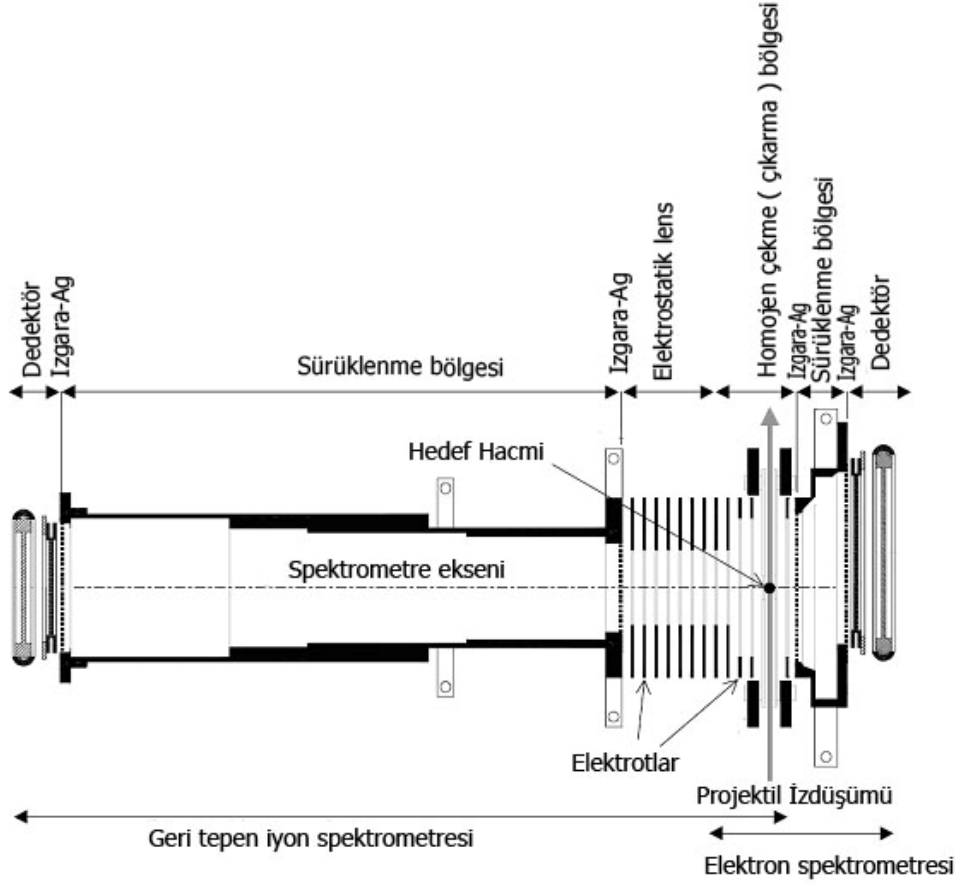
Şekil 3.9. Elektronik sistem

3.2. TOF Spektrometre Örnekleri

Bu bölümde deneylerde kullanılan bazı spektrometrelerin yapısı ve simülasyonlarından bahsedilecektir.

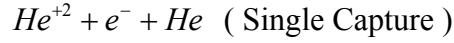
3.2.1. Yavaş $\text{He}^{+2} + \text{He} (1s^2)$ reaksiyonunda tekli yakalama ve transfer iyonlaşmanın incelenmesi

Denyde kullanılan spektrometrenin görünümü Şekil 3.10 ve Resim 3.4’de verilmiştir.



Şekil 3.10. Spektrometrenin görünümü

Deneyde $He^{+2} + He \rightarrow He^+ + e^- + He^{+2}$ (Transfer İyonlaşma)

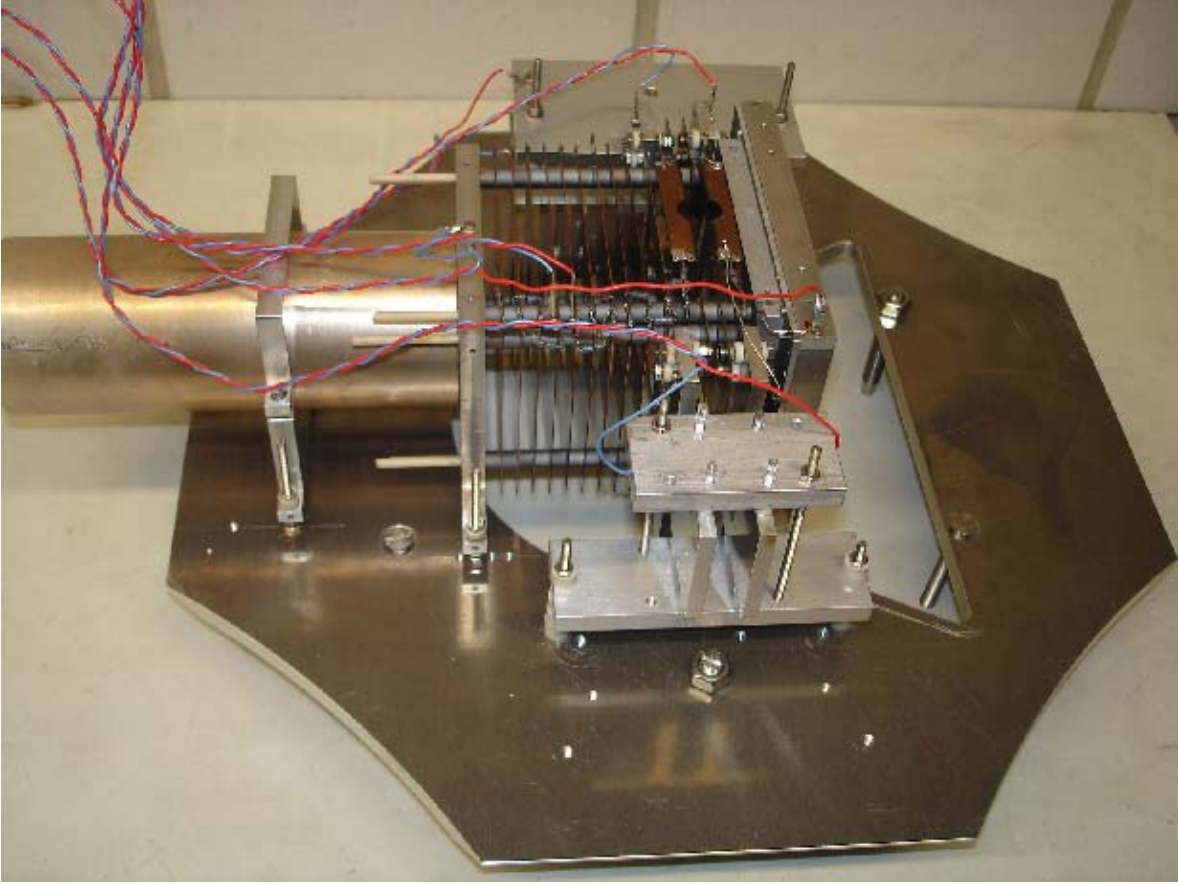


reaksiyon kanalları incelenmiştir.

Yaklaşık 1 mm³'lük reaksiyon bölgesi odaklanmış projektıl demeti ile soğutulmuş gaz jeti ile 90⁰'de çarpışır. Gaz demetine ve projektile dik olarak iyonlaşan hedef atomları ve yayılan elektronlar zıt yönlerde zayıf elektrik alan ile MCP dedektörler üzerine çekilirler.

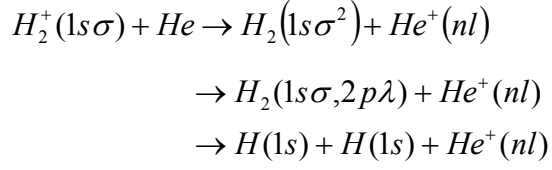
Hedef bölgesinde projektıl demetine ve gaz jetine dik olacak şekilde homojen elektrik alan uygulanır. Spektrometrenin elektron kısmı 13 mm'dir ve 26 mm sürüklenme bölgesine sahiptir (Wiley-McLaren durumu gereği). Bu iki bölge %80 geçirgenlik ve 0,25 mm ağ büyüklüğündeki bir grid (ızgara) ile birbirlerinden ayrılmışlardır.

Elektron dedektörü, 80 mm büyüklüğünde olup reaksiyon bölgesinden ışın demeti yönünde 20 mm ileridedir. Bu kayma dışında, spektrometre x eksenine simetriktir.



Resim 3.4. Spektrometrenin görünümü

3.2.2. He ve Diatomik Moleküler İyonlar Arasındaki Çarpışmalarında Girişim Deneyinde Kullanılan Spektrometre



Yukarıdaki reaksiyon kanalları için yapılan deneyde, 10 keV'luk H_2^+ iyonları ile He'un etkileşimi incelendi. Çarpışma sonucunda, He^+ geri tepen iyonu ışın ile doğru açılarda bir başka konum duyarlı dedektöre yönlendirilir. Bu yönlendirme 80 V/cm'lik çekim alanı ve bunu izleyen serbest sürüklenme bölgesine sahip olan spektrometre ile yapılır. Deneyde kullanılan spektrometre Şekil 3.11'de gösterilmiştir.

3.2.3. CO'dan Auger Elektronu Salınımı Deneyinde Kullanılan Spektrometre

K auger elektronlarının açısai dağılıminin ölçüldüğü deneyde C^+ ve O^+ moleküllerinin kinetik enerjilerindeki azalma ile uyumlu olarak iyonlaşan CO molekülleri incelenmiştir (Weber 2003).

Foton demeti, süpersonik moleküler jet ile kesiştirilmiştir ve iyonlaşan parçacıklar elektrik çekim alanı ile 80 mm çapındaki konum duyarlı dedektöre yönlendirilmişlerdir. Elektronlar, ağlarla ayrılmış üç farklı homojen elektrik alana sahip bölgeden geçerler. Elektron / iyon çekim alanı 2,9 cm uzunluğunda ve 15 V/cm'lik alana sahiptir.

Bu bölgeyi -230 V'luk tutma voltajı ile yavaşlatma bölgesi takip eder. Yavaşlatılan elektronlar 11,5 cm sürüklenir ve 80 mm çapındaki konum hassas dedektöre ulaşırlar. Elektrik alana paralel doğrultuda uygulanan 2,8 Gauss'luk manyetik alan 12 derecelik açı ile elektronları yönlendirir. Bu sayede elektronlar için 1 eV'dan daha az bir çözünürlük elde edilir.

3.3. SPEKTROMETRENİN SİMÜLASYONU

Spektrometre COLTRIMS sisteminin önemli bir parçasıdır. Çarpışma sonunda elektron ve iyonları yönlendirerek konum duyarlı dedektörlere ulaşmalarını sağlar. Tipik bir TOF spektrometresinde homojen bir elektrik alan sayesinde etkileşim bölgesinden iyonları çekmeye yarayan çekme bölgesi ile serbest sürüklenme bölgesi bulunur. Bu iki bölge birbirinden ağlarla ayrılmışlardır. Çalışmada SIMION ve MR.SIMULIZER (Frankfurt grubunda hazırlanan bir simülasyon programıdır) programları kullanılarak TOF spektrometresinin parametreleri olan konum ve zaman odaklaması ile spektrometrenin sürüklenme ve çekim bölgeleri arasındaki oran incelenmiştir. Yapılan bu simülasyonlardan yararlanılarak çekim alanı ve hedefin ilk durum kinetik enerjisine bakılarak momentum dağılımı hesaplanabilir. Bu da daha sonra veri analizi ile iyon momentumunun yeniden incelenmesini sağlar.

SIMION programı elektrostatik ve manyetik alan modelleme programı olup David A. Dall tarafından yazılmıştır. Program Laplace denklemini, ϕ skaler potansiyeli için çözer ($\nabla^2\phi = 0$). Daha sonra elektrik potansiyelin bulunması ile elektrik alan hesaplanabilir:

$$E = -grad(\phi) \quad (3.12)$$

İyonlara etkiyen kuvvet ise Lorentz kuvvetinden bulunabilir.

$$F = q(E + vxB) \quad (3.13)$$

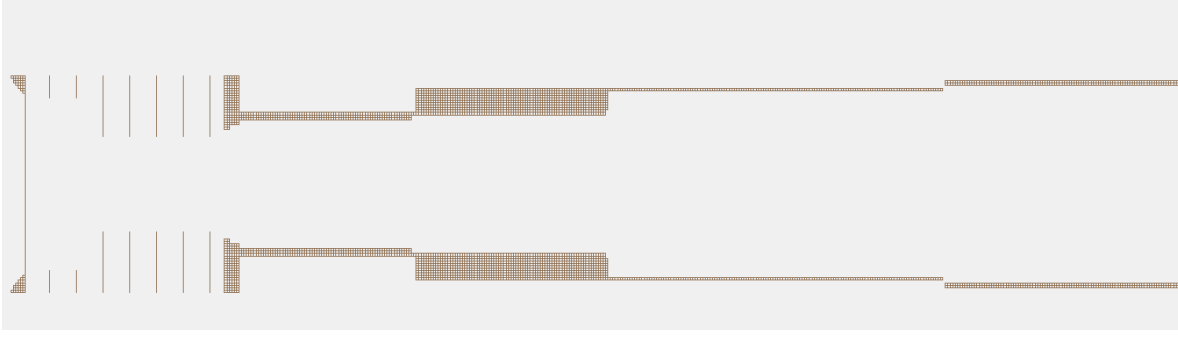
Program, yerleştirilen elektrotlar üzerindeki elektrostatik ve manyetik alanı modellemeyi sağlar. İyonlar tanımlanabilir ve elektrotlar boyunca yol almaları sağlanabilir. Bu sayede iyonların uygulanan elektrik ve manyetik kuvvetler karşısındaki dağılımları gözlenebilir. Program sayesinde iyon izleri, uçuş süreleri (TOF) ve iyonların hızları incelenebilir.

SIMION’da elektrotların geometrisini ve potansiyellerini ayarlamak için potansiyel dizisi bulunur. Her dizi de eşit yerleştirilmiş noktalar bulunur ve her nokta bir potansiyele sahiptir. Potansiyel dizisi, elektrostatik ve manyetik olabilir fakat aynı zamanda hem elektrostatik hem de manyetik olamaz. Elektrotlar dışındaki noktalardaki potansiyeller, Laplace denklemlerinin çözümü ile bulunur. SIMION bir noktanın potansiyelini, en yakın iki komşu noktadaki potansiyellerin ortalaması olarak kabul eder. Bu potansiyel, belirlenen bir potansiyel üst limitine kadar değiştirilebilir. Elektrotsuz bir noktanın potansiyelinin bulunması arıtma (refining) dizisi olarak adlandırılır. Her dizi, kullanıcı tarafından iyon-optiğindeki çalışma aralığında tasarlanır. SIMION potansiyel aralığı (PA) iki ya da üç boyutlu bir dikdörtgensel ızgaranın (bazen ağ olarak da adlandırılır) uzaydaki noktalarıdır. Bir geometrideki her noktadaki potansiyelleri ya da elektrot geometrilerini depolamaktır.

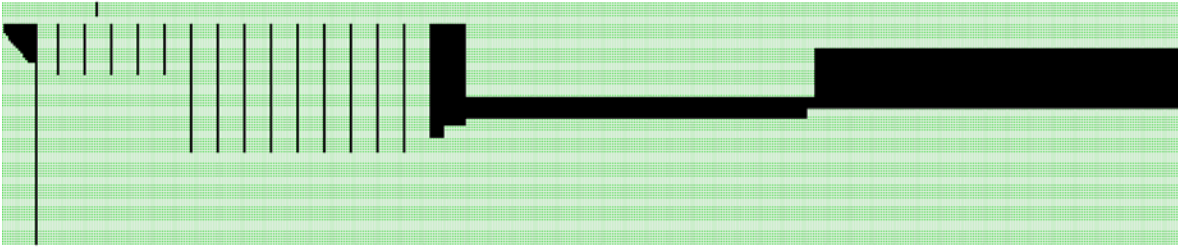
SIMION’da spektrometrenin modellenmesinde genelde iki durum söz konusudur: İyon-optik sisteminin çekim bölgesi elektrotları, dedektör ile odaklanma elektrotları ve sürüklenme bölgesi etrafında koruma. İki durum söz konusu olmasının nedeni, odaklama elektrotlarının aralarındaki mesafenin çekim elektrotları arasındaki mesafeden farklı olmasıdır. Bu farklılık, farklı derecelendirme faktörleri ile iyon-optiğinin her kısmı için bir dizi belirleyerek modellenenebilir. Derecelendirme faktörü, dizinin boyutu hakkında bilgisayarı bilgilendirir (kaç mm’lik grid-ızgara birimi karşılık gelir). Eğer sadece bir dizi kullanılırsa, modelleme elektrotlar doğru yerleştirilmediği için gerçek bir düzeneği tanımlayamaz.

Şekil 3.12 ve 3.13’de SIMION programı ile tasarlanan bir spektrometre örneği verilmiştir. Spektrometre tipik olarak iki kısımdan oluşmuştur: Çekme (çıkarma bölgesi) ve sürüklenme bölgesi.

Wiley ve McLaren, kütle ve yük oranlarına göre parçacıkların dedektöre çeşitli zamanlarda ulaştıklarını gözlemlemişlerdir (Wiley McLaren 1955). Bu zamanlama, iyon oluşumundaki belirsizliğe, ilk kinetik enerjilerine, çeme bölgesindeki konumlarına bağlıdır.



Şekil 3.12. SIMION’da çizilen bir spektrometrenin görünümü



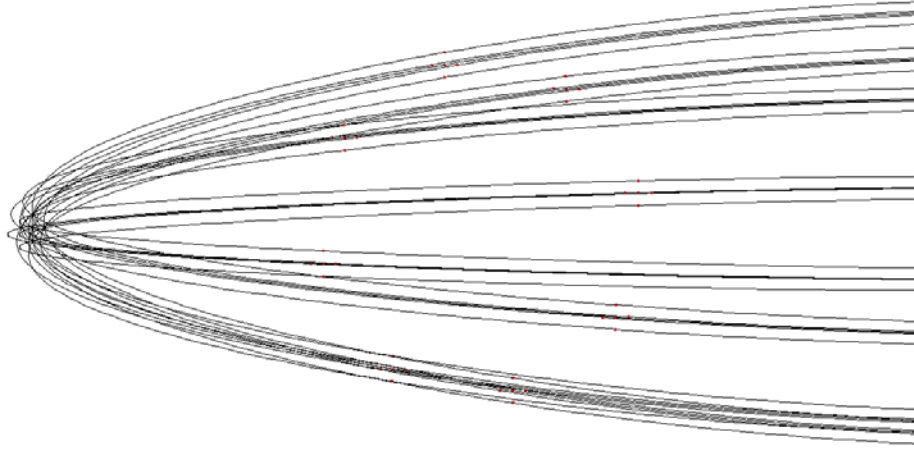
Şekil 3.13. Spektrometrenin çiziminden bir görüntü

Spektrometreye uygulanan bir V_f voltajı, farklı ilk momentuma sahip parçacıkların birbirine yetişmelerini sağlar. Zaman odaklaması tam olarak yapıldığında herhangi iki parçacığın ilk momentumlarına bakılmaksızın aynı anda dedektöre çarptıkları görülür.

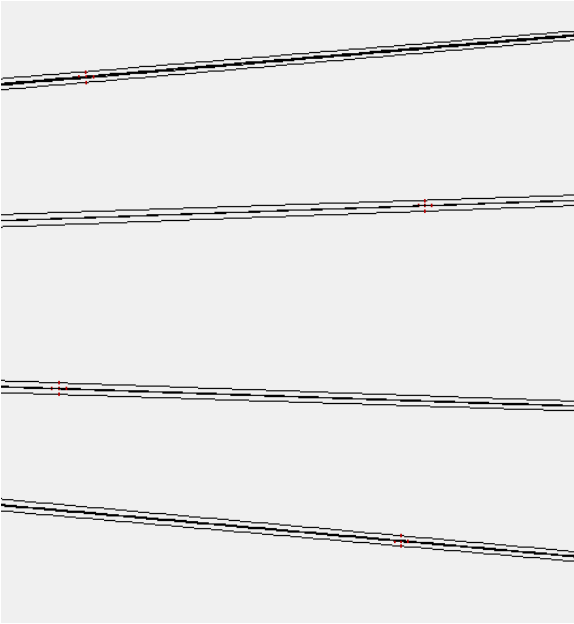
Şekil 3.14. a, b, c’de spektrometre için elde edilen en iyi zaman odaklaması gösterilmiştir.

İyi bir konum odaklaması olan spektrometrede bütün yüklü parçacıklar, ilk konumlarına bakılmaksızın dedektöre aynı noktada çarpacaklardır. En iyi konum odaklamasını elde etmek için ve Şekil 3.15’te tanımlanan iyonlar dikkate alınarak spektrometre plakalarına çeşitli voltajlar uygulanmıştır.

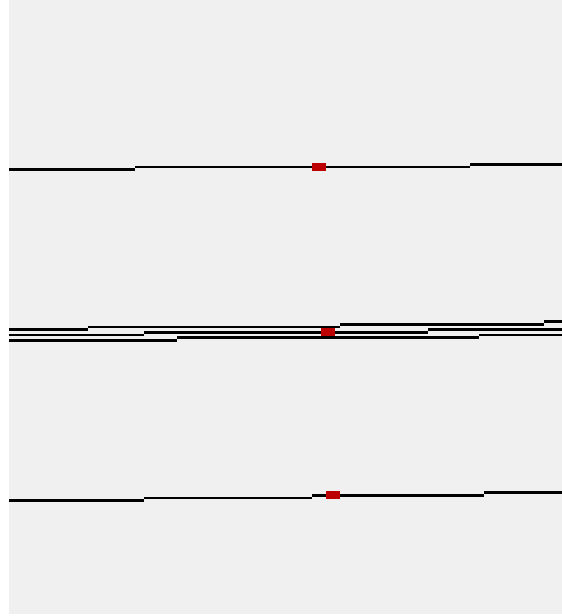
a)



b)



c)

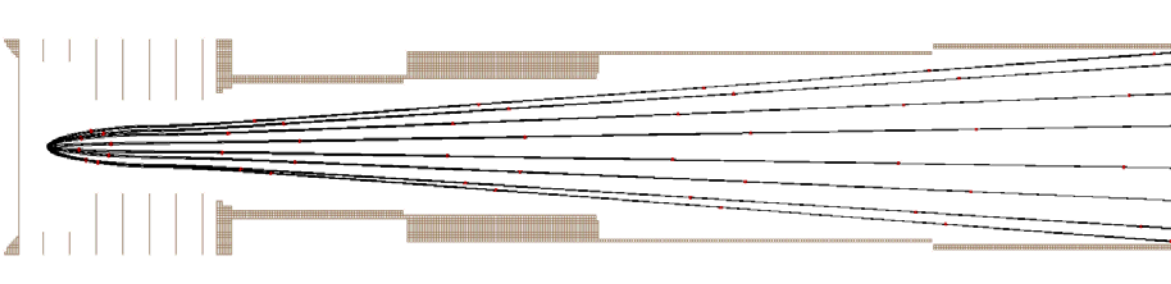


Şekil 3.14.a,b,c Farklı kesitlerde zaman odaklaması

Şekil 3.16'da, 9.10^{-1} eV enerji ve etkileşim bölgesinden $12,5^0$ açı ile harekete başlayan 8 iyon (He^+) grubu için elde edilen simülasyon verilmiştir.

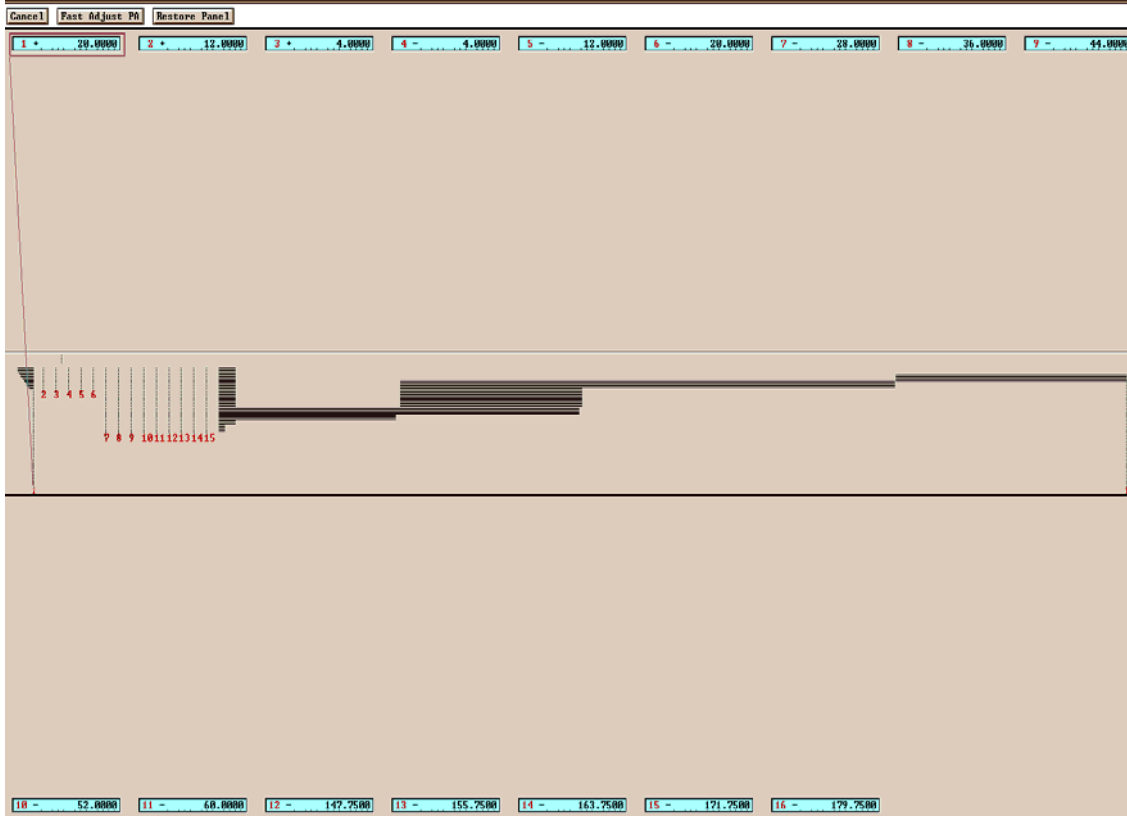
| | | | | | | |
|--|--------------------------------|-------------|-------------------------------|-----------|---------|---------|
| Trajectory Group 1(5) | Use Electrons | Use Protons | | | | |
| Default Grp | Restore Grp | Cut Grp | Copy Grp | Paste Grp | Swap UP | Swap DN |
| Parameters of Selected Ion Group | | | | | | |
| N = 8 Ions | Color 0 | CWF = 1.000 | Delta TOB = 0.000000e+00 usec | | | |
| First Ion's Mass 4.007276470e+00 amu | Delta Mass 0.000000000e+00 amu | | | | | |
| First Charge + 1.000 Units | Delta Charge + 0.0000 Units | | | | | |
| First x + 49.0000 gu | Delta x + 0.0000 gu | | | | | |
| First y + 0.0000 gu | Delta y + 0.0000 gu | | | | | |
| First z + 0.0000 gu | Delta z + 0.0000 gu | | | | | |
| First Az Angle + 0.000000 Deg | Delta Az + 0.000000 Deg | | | | | |
| First El Angle + 12.250000 Deg | Delta El + 45.000000 Deg | | | | | |
| First Ion's KE 9.000000000e-01 eU | Delta KE 0.000000000e+00 eU | | | | | |
| Time Markers Draw Marker Steps 1.000e+00 usec. Color 1 | | | | | | |
| Data Recording Record Define To Dev/File: NUL File Manager | | | | | | |

Şekil 3.15. İyonların tanımlanması



Şekil 3.16. Belirlenen iyon grupları için simülasyon

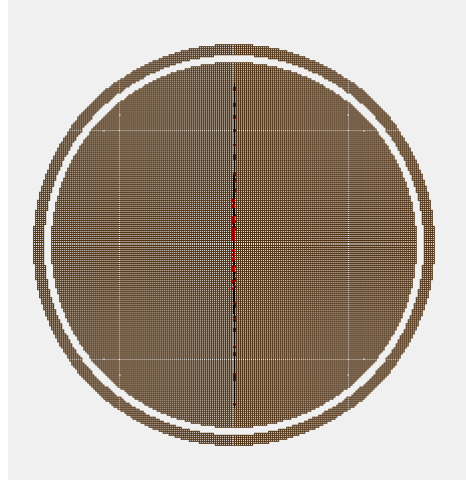
Şekil 3.17’de bir spektrometrenin plakalarına uygulanan gerilimler gösterilmiştir. Bu gerilimler uygun konum ve zaman odaklamasını elde etmek için değiştirilmiştir.



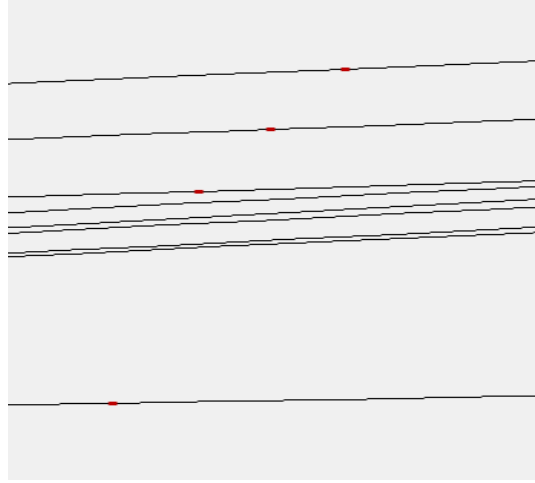
Şekil 3.17. Plakalara yerleştirilen voltaj değerlerinin görünümü

Şekil 3.18’de iyonların dedektör üzerinde oluşturduğu izler gösterilmiştir.

Şekil 3.19’de zaman odaklamasının yapılmadığı durumda iyon izleri gösterilmiştir.



Şekil 3.18. İyonların dedektördeki görünümü



Şekil 3.19. Zaman odaklaması yapılmadan iyonların izleri

Şekil 3.12'deki spektrometrenin performansını ve en iyi çalışma koşullarını belirlemek için SIMION programı kullanılarak çeşitli durumlardaki TOF analizi yapılmıştır.

Spektrometre eşit uzaklıklara yerleştirilmiş 15 adet plakadan oluşmaktadır. Spektrometre eşit uzaklıklara yerleştirilmiş 15 adet arka arkaya gelen plakadan oluşmuştur. Spektrometrenin uzunluğu, 480 mm olup etkileşim bölgesinden dedektöre olan uzaklık ise 468 mm'dir. Dedektörün düşey doğrultudaki boyutu ise yaklaşık 80 mm olarak dizayn edilmiştir. Etkileşim bölgesinin koordinatları; $x= 24,06$ mm, $y=0$ mm ve bu bölgedeki elektrik alan değeri ise $E= 1,55$ V/mm olarak belirlenmiştir.

x doğrultusu, spektrometre eksenine paralel doğrultuyu gösterirken y doğrultusu ise spektrometre eksenine dik olan doğrultuyu gösterir. Spektrometre radyal olarak simetrik olduğu için ve y koordinatı spektrometre doğrultusuna dik olan açı değerlerini de gösterebileceğinden z doğrultusuna gerek duyulmamıştır.

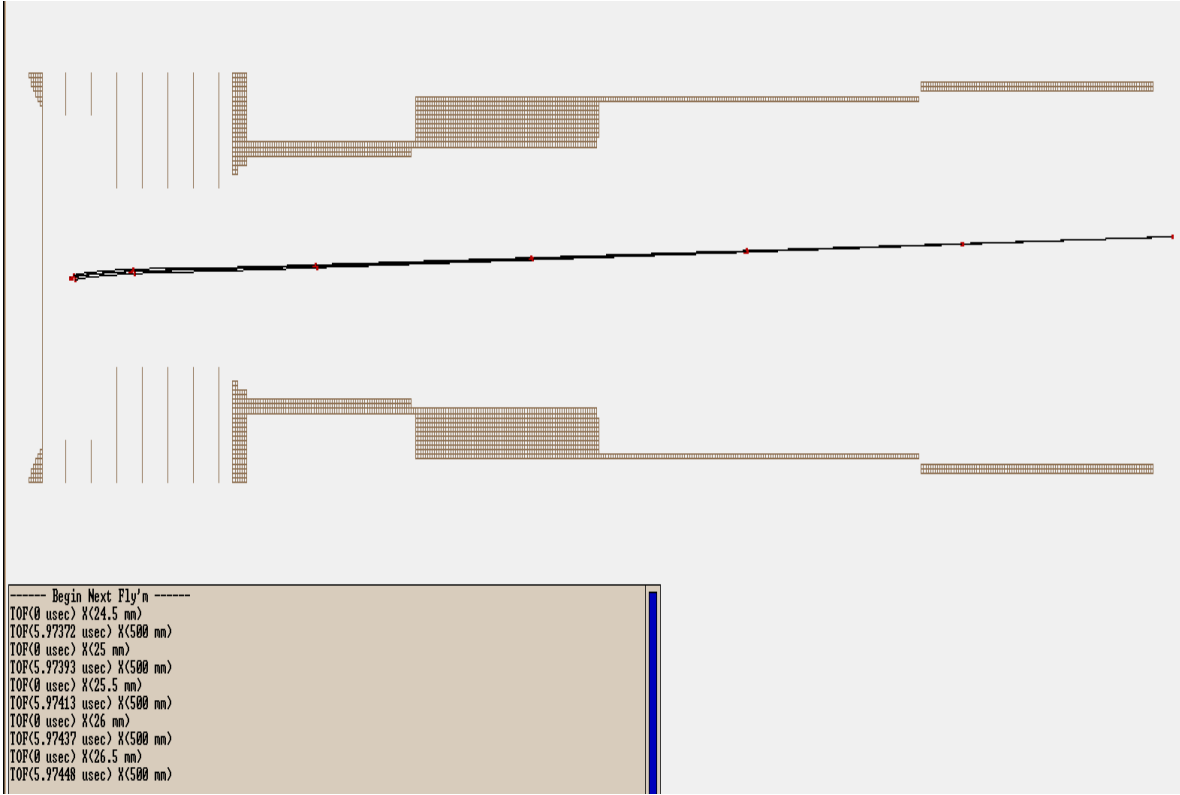
Genel TOF formülü;

$$TOF = a \left(\frac{M}{q} \right)^{1/2} + T_0 \quad (3.14)$$

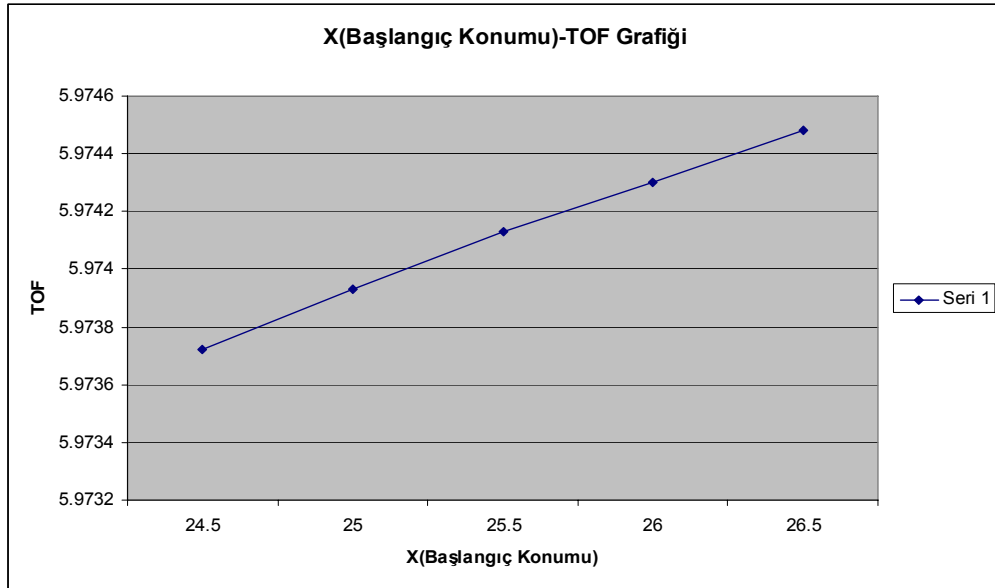
olarak ifade edilir. Burada a ve T_0 sabit olmak üzere, M parçacığın kütlesi ve q ise parçacığın yüküdür. Bu, benzer durumlarda farklı parçacıkların TOF'larının $\sqrt{M/q}$ oranı ile ilişkili olduğunu gösterir.

Şekil 3.20'de belirlenen başlangıç noktalarından harekete başlayan iyonların (He^+) spektrometre boyunca izledikleri yollar gösterilmiştir.

Çizelge 3.4'de iyonların başlangıç konumları ile uçuş süreleri arasında ilişki incelenmiş ve bu ilişkinin lineer olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 3.20. Belirli başlangıç noktalarından harekete başlayan iyonların spektrometre boyunca izledikleri yol ve uçuş süreleri



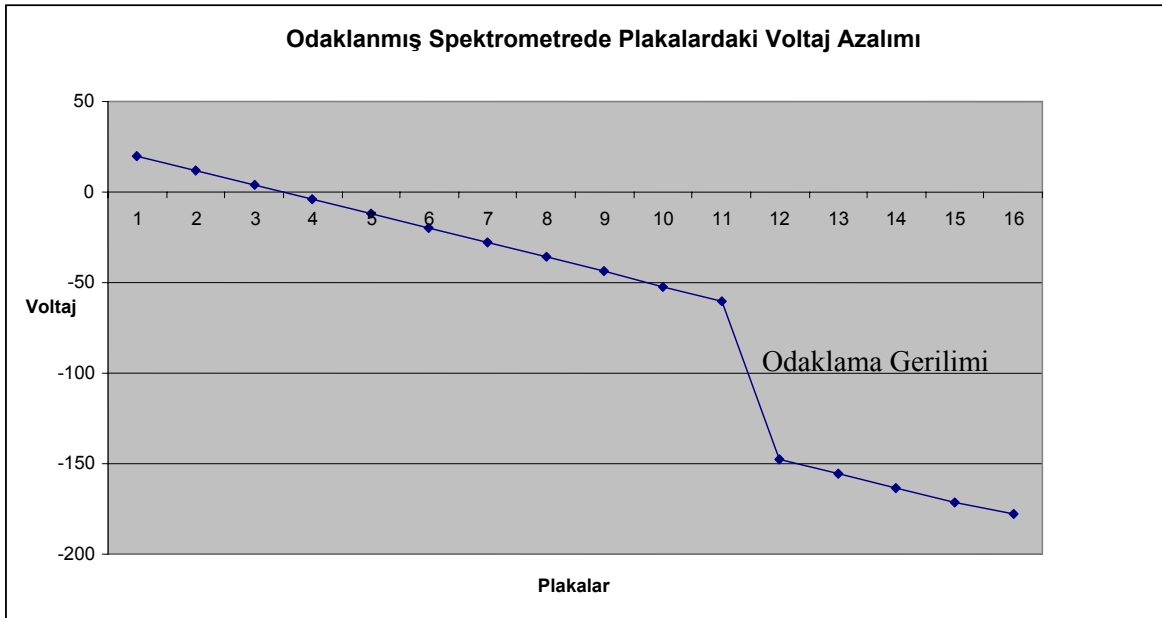
Çizelge 3.4. İyonların (He^+) X (Başlangıç Konumu)-TOF Grafikleri

Spektrometrenin odaklanmamış durumu incelendiğinde, TOF'un x eksenini boyunca ilk konumla lineer olarak arttığı gözlenir.

Parçacık y doğrultusunda spektrometre ekseninden uzaklaştıkça TOF artar. Bu SIMION'daki bazı sınırlamalara bağlıdır. Spektrometre için en iyi zaman çözünürlüğü 50 ps büyüklüğündedir. Spektrometrenin zaman çözünürlüğü yeterince iyi olduğu için performansı bu sınırlandırmadan etkilenmez.

İlk momentumu ve konumu verilen bir parçacığın farklı ilk momentuma ve konuma sahip diğer bir parçacıkla aynı uçuş süresine sahip olması durumu sık rastlanılan bir durumdur. Bu nedenle ilk momentumu doğru bir şekilde hesaplamak için bazı durumlarda spektrometreyi konum ve uzay odaklaması ile kullanmak gerekmektedir.

Spektrometrenin odaklanması durumunda birkaç değişiklik gerekmektedir. Potansiyelin lineer olarak azalması yerine herhangi bir V_f voltajı spektrometrenin 12. plakasına yerleştirilir. Plakalardaki voltaj azalımı Çizelge 3.5'te gösterilmiştir.



Çizelge 3.5. Plakalardaki voltaj azalımı

Odaklama koşullarında parçacıkların başlangıç konumları; sıra ile 24,5; 25; 25,5; 26 ve 26,5 mm'dir. Spektrometre için en iyi V_f değerini bulmak için spektrometrenin ilk plakası +20 V değerinde tutulur ve voltajın belirli bir yüzdesi V_f değeri için kullanılmıştır. He^+ parçacıkları etkileşim bölgesinin merkezinden harekete başlamışlardır. Bu beş grup parçacığın ilk konumları; (24,5,0), (25;0), (25,5; 0), (26; 1), (26,5; -1) olarak alınmıştır.

Spektrometreye uygulanan V_f gerilimi farklı momentuma sahip parçacıkların birbirine yetişmesini sağlar. İyi bir zaman odaklaması olan spektrometre, aynı zamanda harekete başlayan herhangi iki parçacığın ilk durum momentumlarına bağlı olmaksızın dedektöre aynı zamanda çarpmasını sağlayacaktır.

Spektrometrenin en iyi zaman odaklamasını bulmak için uçmakta olan He^+ iyonlarına çeşitli V_f voltajı uygulanır. Buradan parçacıkların en yüksek ve en düşük TOF değerleri bulunur. En yüksek ve en küçük TOF değerleri farkının ikiye bölünmesi ile V_f voltajı uygulandığında zaman odaklamasındaki hata bulunur.

En iyi çalışma voltajı ise ilk plaka voltajının %82,75'inin olduğu değerdir. Konum odaklaması için aynı zamanda en iyi V_f voltajını bilmek gerekmektedir. %82,59 ve %82,95 aralığındaki V_f voltaj değeri zamandaki hatayı 100 ps'nin altında tutacaktır (Ben-Itzak Vahnamen 2006).

Konum odaklaması iyi yapılmış bir spektrometre, ilk konumlarına bağlı olmaksızın bütün parçacıkların aynı noktada dedektöre çarpmalarına neden olacaktır. Spektrometrede en iyi konum odaklamasını elde etmek için, He^+ grubunun V_f 'si değiştirilir. Her voltaj değeri için SIMION parçacıkların y_{son} konumlarını verir. Buradan gruptaki en yüksek ve en düşük y konumu bulunur. Bu iki değer farkı ikiye bölündüğünde, V_f için konumdaki hata hesaplanır. Spektrometre için en iyi konum odaklama voltaj değeri, ilk plaka voltajının %82,82'sidir (Vahnamen 2006).

Bu simülasyonlar aynı zamanda Frankfurt Atom Fiziği çalışma grubunda geliştirilen Mr. Simulizer programı ile de elde edilebilir. Programda ilgili kısımlara iyonların yük, kütle değerleri yazılır ve spektrometrenin elektrostatik kısımları belirlenir. Spektrometrenin boyutları verilerek, manyetik alan uygulanıyorsa uygulanan manyetik alanın büyüklüğü, spektrometrede oluşturulan elektrik alanı belirleyen giriş ve çıkış voltaj değerleri girilir. Mr. Simulizer programı kullanılarak C^+ , C^{++} , O^+ , O^{++} iyonları için elde edilen TOF ve enerji değerleri Bölüm 4’de verilmiştir.

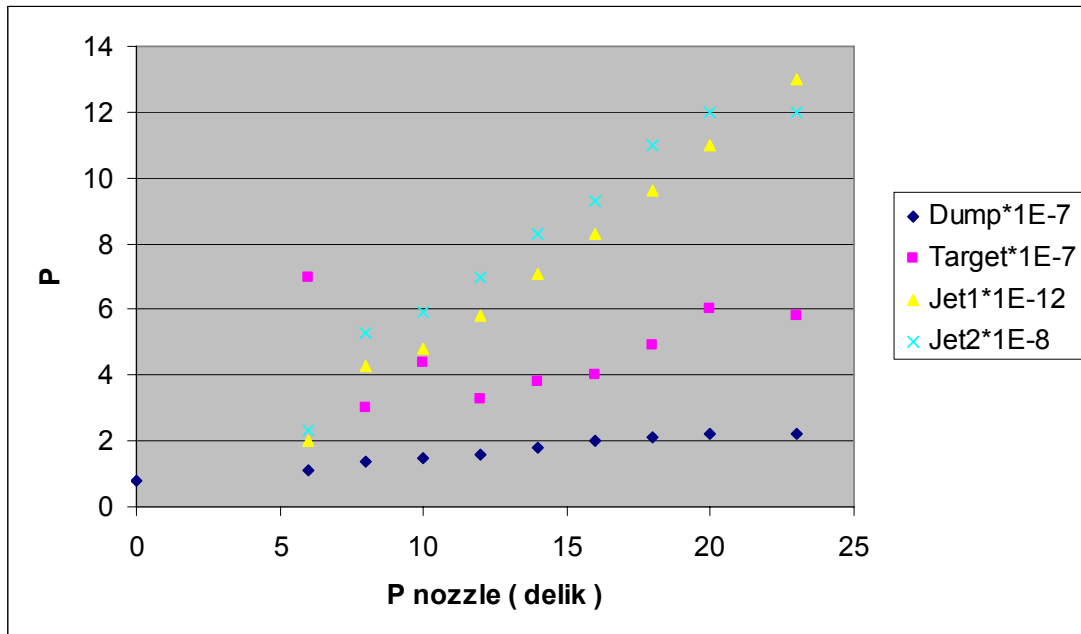
4. BULGULAR

4.1. Deneysel Bulgular

Jet sisteminin kontrolü için alınan veriler Çizelge 4.1’de ve elde edilen grafik ise çizelge 4.2’de verilmiştir.

| dis:5 mm P-Nozzle | dump*1E-7 | target*1E-7 | Jet1*1E-12 | Jet2*1E-8 |
|----------------------|-----------|-------------|------------|-----------|
| 0 | 0,8 | | | |
| 6 | 1,1 | 7 | 2 | 2,3 |
| 8 | 1,4 | 3 | 4,3 | 5,3 |
| 10 | 1,5 | 4,4 | 4,8 | 5,9 |
| 12 | 1,6 | 3,3 | 5,8 | 7 |
| 14 | 1,8 | 3,8 | 7,1 | 8,3 |
| 16 | 2 | 4 | 8,3 | 9,3 |
| 18 | 2,1 | 4,9 | 9,6 | 11 |
| 20 | 2,2 | 6 | 11 | 12 |
| 23 | 2,2 | 5,8 | 13 | 12 |

Çizelge 4.1. Süzgeç-delik arası uzaklığın ayarlanması (uzaklık 5 mm için)

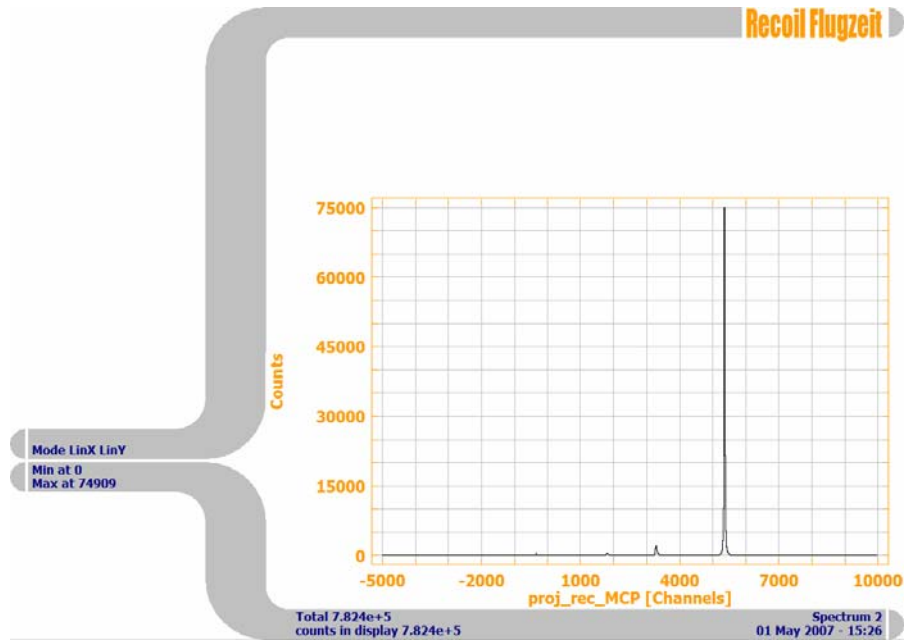


Çizelge 4.2. Süzgeç-delik arası uzaklık 5 mm iken jet birinci aşama, jet ikinci aşama, hedef ve jet yığınının basıncı

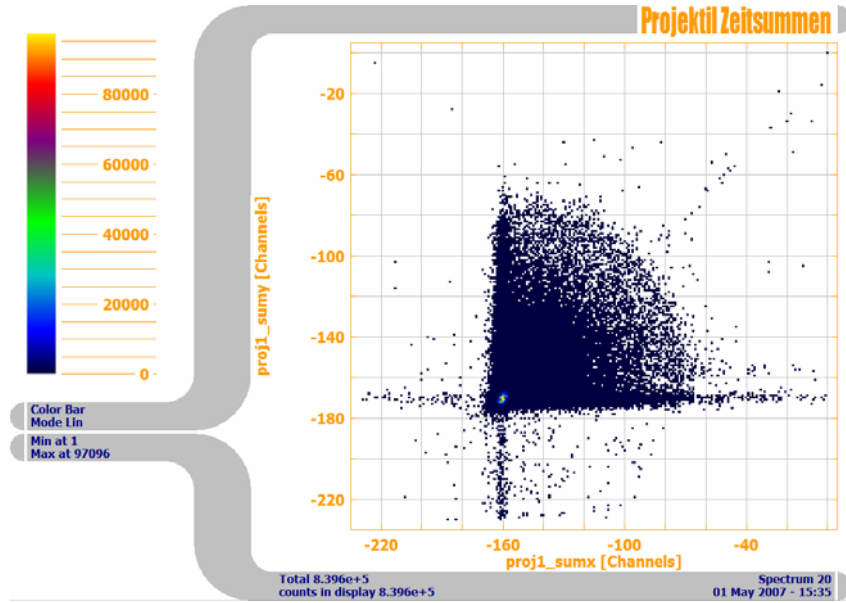
Jet sisteminin kontrolü için delik basıncını en fazla 26 bar'da tutulmuştur. Delik ve süzgeç arasındaki mesafe 2, 5 ve 7 mm'ye ayarlanmıştır. Jetin normal şartlarda açık ve kapalı olduğu durumlardaki basınç değerlerine bakıldığında en uygun değerler 5 mm aralığı için elde edilmiştir. Bu aşamada, jet kapalı iken $5 \cdot 10^{-3}$ mbar ve açıkken ise $3 \cdot 10^{-3}$ mbar basıncı elde edilmesi gerektiği görülmüştür.

Frankfurt'taki çalışmalar sırasında deney düzeneği kurulduktan sonra deneysel veriler de alınmıştır. Bu veriler, deney sisteminin işleyişini örnekleme amacı ile verilmiş olup veriler bu çalışmada analiz edilmemiştir. Burada amaç, alınan değerlerle sistemin çalıştığını göstermektir. Elde edilen ham veri, istenilen değişkenlere uygulanarak, yazılım kısıtlılığı ile tekrarlanabilir. Bu da COLTRIMS sisteminin bir avantajıdır.

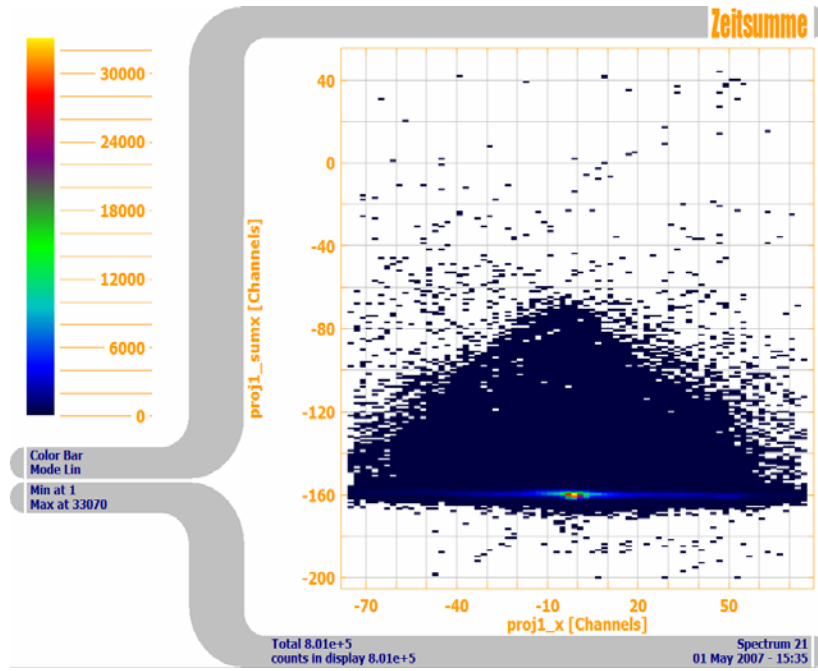
COBOLD programı kullanılarak elde edilen veriler Şekil 4.1, Şekil 4.2, Şekil 4.3, Şekil 4.4, Şekil 4.5, Şekil 4.6, Şekil 4.7, Şekil 4.8, Şekil 4.9, Şekil 4.10, Şekil 4.11, Şekil 4.12, Şekil 4.13, Şekil 4.14, Şekil 4.15'te verilmiştir.



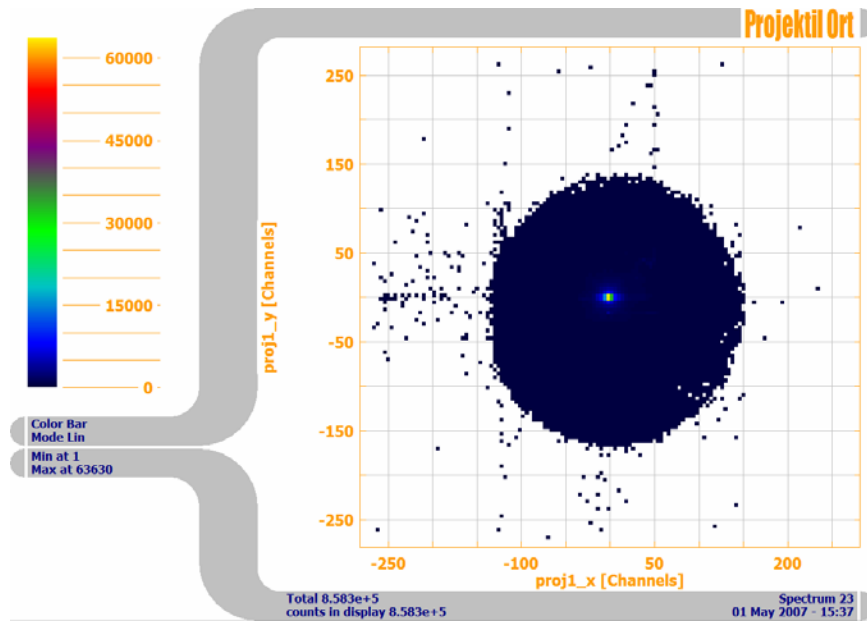
Şekil 4.1. Geri tepen iyonun uçuş zamanı



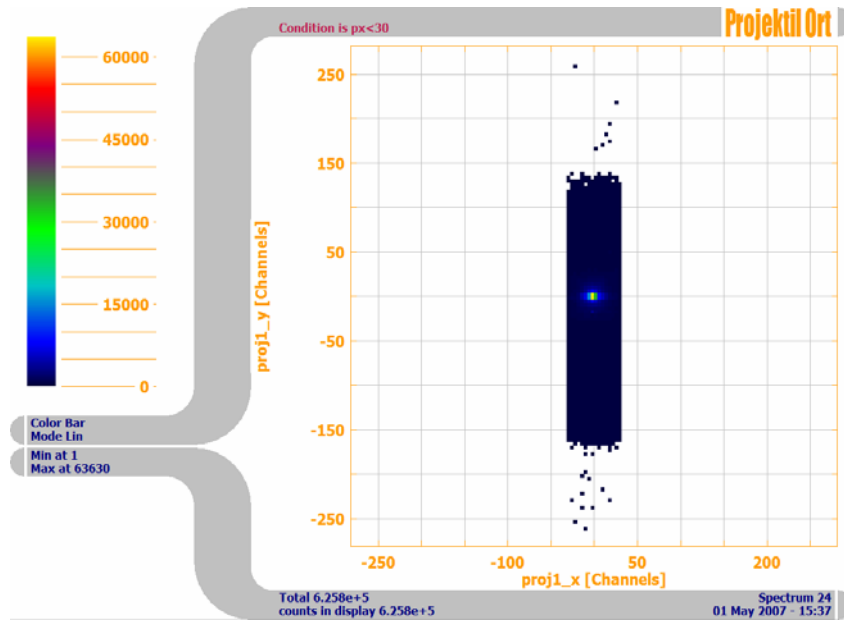
Şekil 4.2. Projektilde toplam zaman



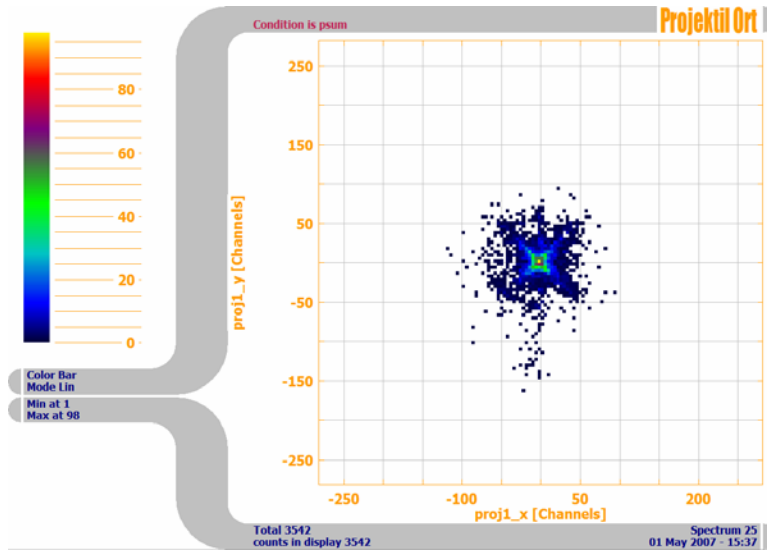
Şekil 4.3. Toplam zaman



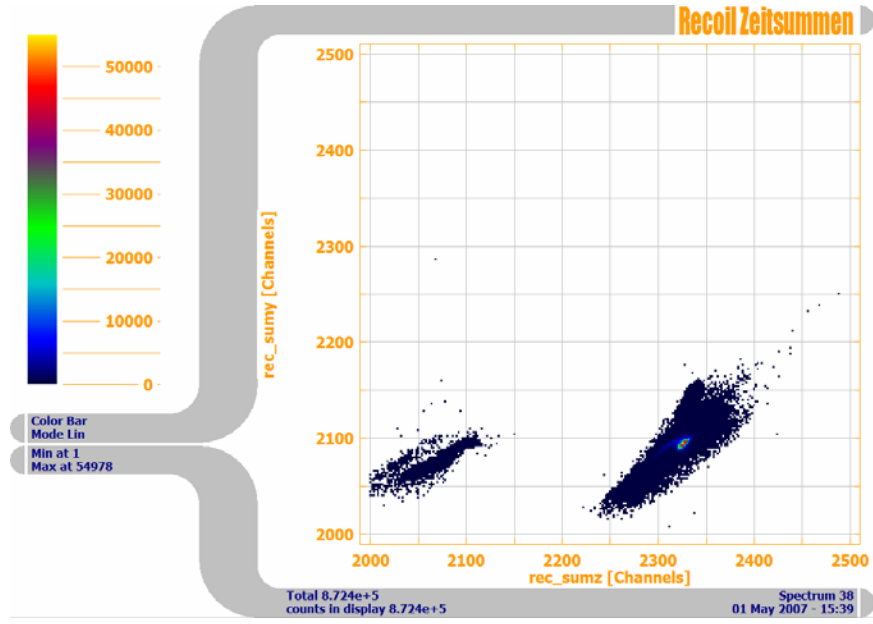
Şekil 4.4. Projektilin konumu



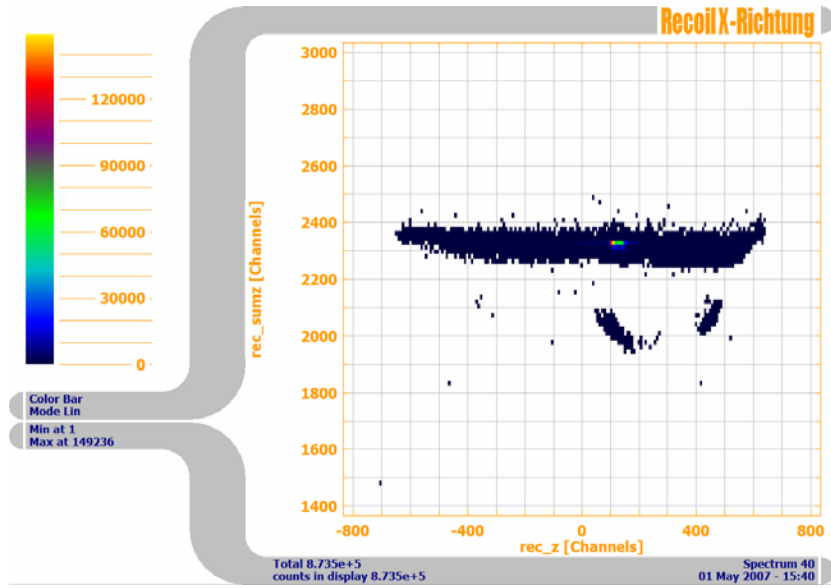
Şekil 4.5. Projektilin konumu



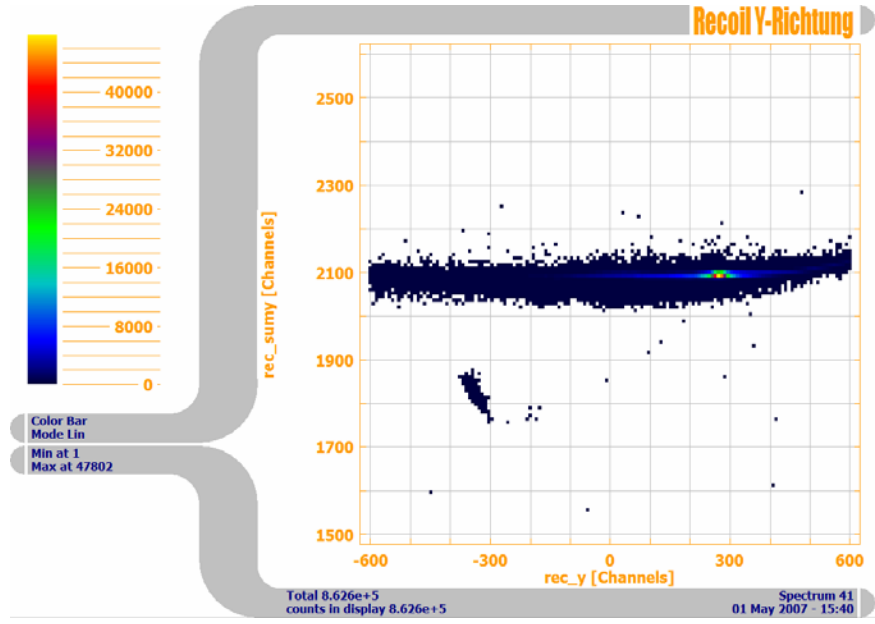
Şekil 4.6. Projektilin konumu



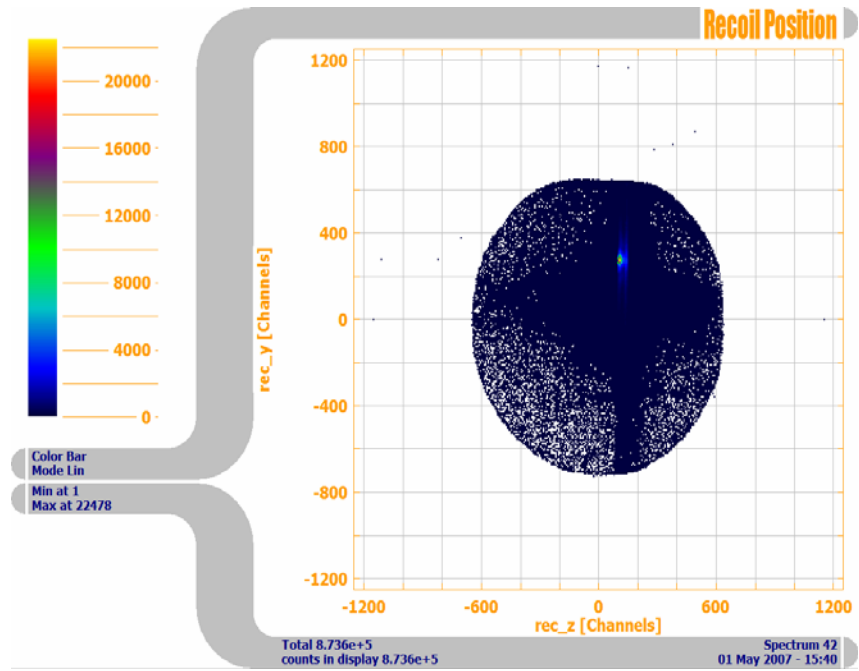
Şekil 4.7. Geri tepen iyonun toplam uçuş zamanı



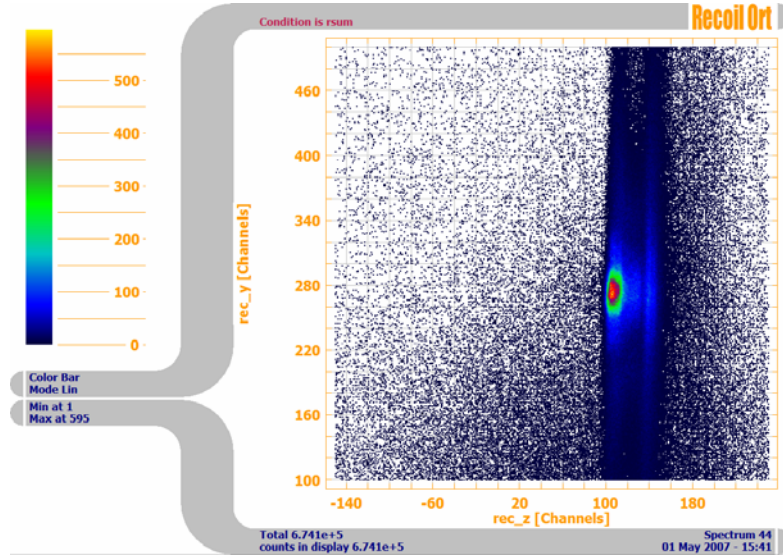
Şekil 4.8. x doğrultusunda geri tepen iyon



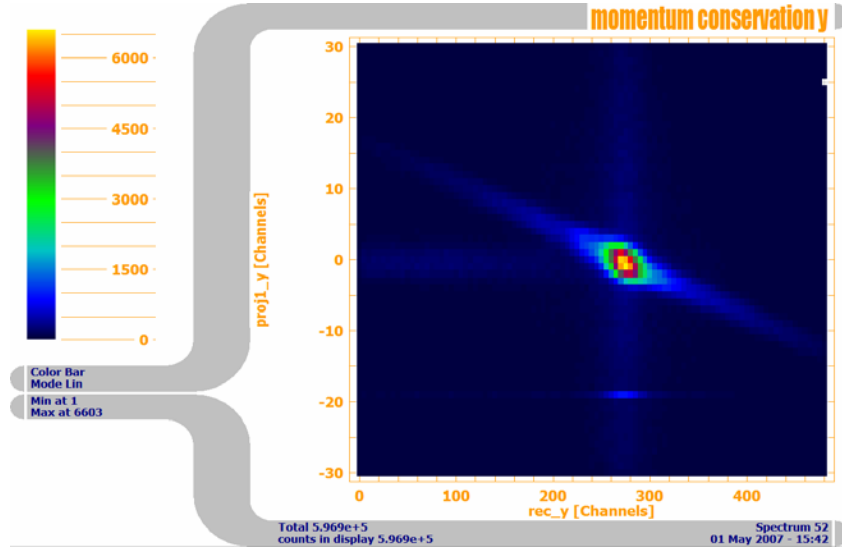
Şekil 4.9. y doğrultusunda geri tepen iyon



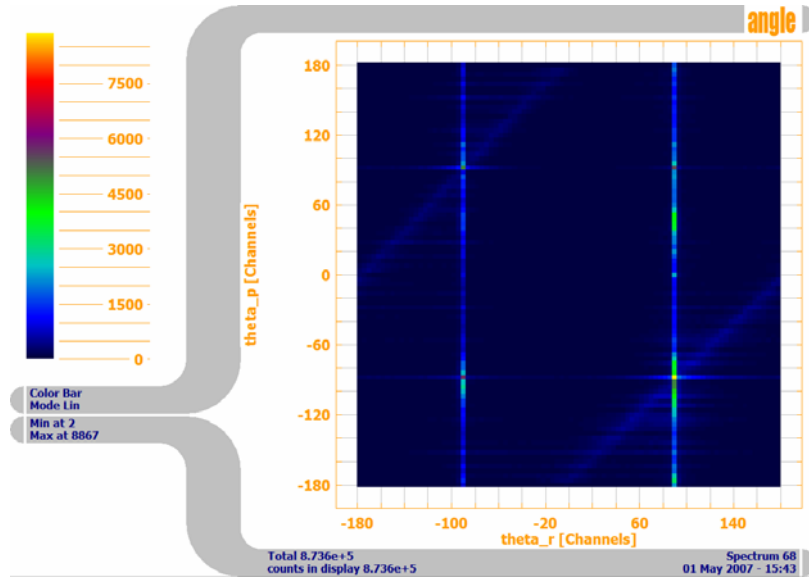
Şekil 4.10. Geri tepen iyonun konumu



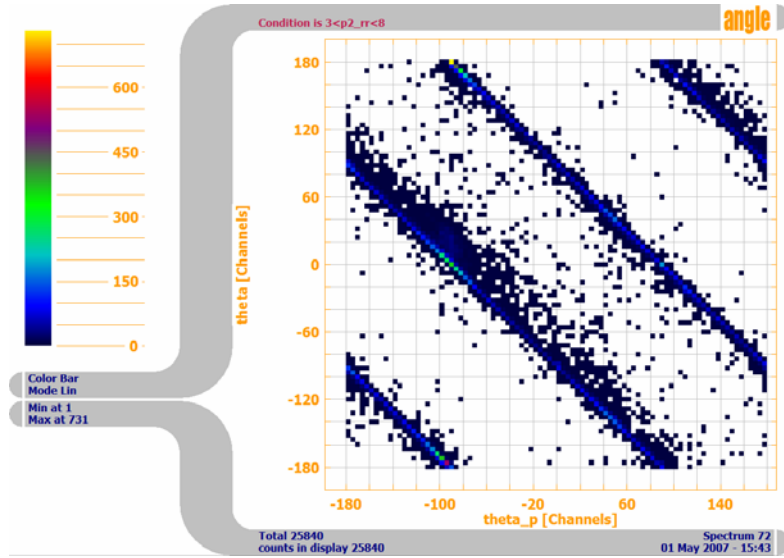
Şekil 4.11. Geri tepen iyonun konumu



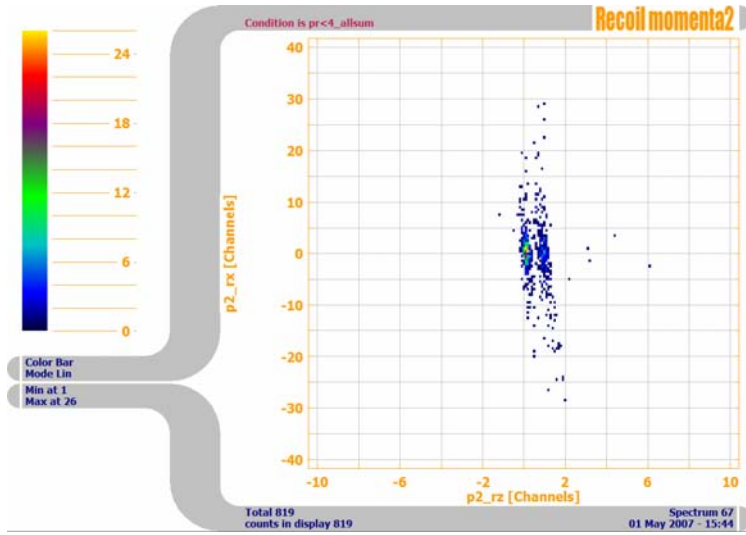
Şekil 4.12. y doğrultusunda momentumun korunumu



Şekil 4.13. Yayılma açısı



Şekil 4.14. Yayılma açısı



Şekil 4.15. Geri tepen iyon momentumu

4.2. TOF Spektrometreleri

4.2.1. Yavaş $\text{He}^{+2} + \text{He} (1s^2)$ Reaksiyonunda Tekli Yakalama ve Transfer

İyonlaşmanın İncelenmesi Deneyinde Kullanılan Spektrometrenin Simülasyonu

Dedektörde ışın demeti yönündeki elektronları elde etmek için elektrik alan 0.4 V/mm ve 0.8 V/mm arasında tutulmuştur. Bu nedenle elektron hız dağılımları, dedektörde 55 mm'nin üstünde olmuştur. Başlangıç momentumu sıfır olmak üzere 0.6 V/mm'lik bir alanda, elektronlar 30 ns'lik TOF'a sahip olacaktırlar.

Geri tepen iyonlar, yaklaşık 50 meV'luk bir kinetik enerji ile oluşurlar. İyon momentumunun karakteristiklerini optimize etmek için elektrostatik iyon- ışın demeti optiği kullanılabilir. Bir lens ve sürüklenme bölgesi, dedektör üzerinde, reaksiyon hacmindeki yayılımdan neredeyse bağımsız olarak konum elde etmede yeterlidir (konum-zaman odaklaması), (Mergel Dörner 1995, 1997).

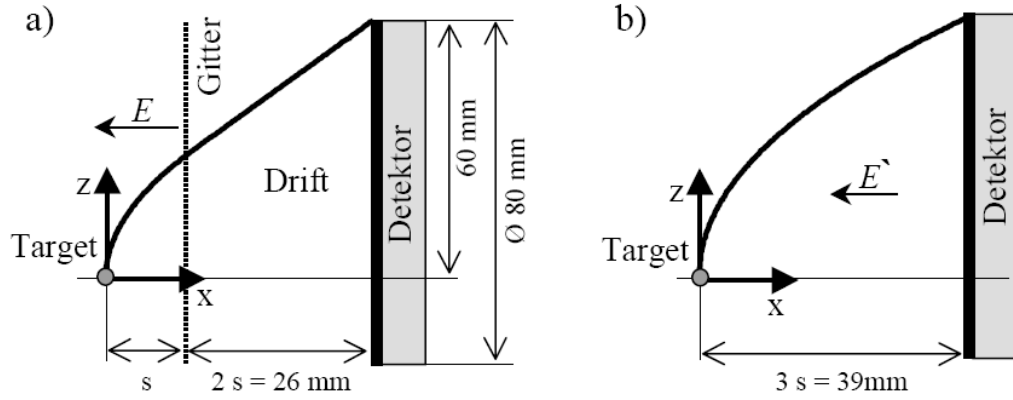
Konum ve zaman odaklaması ile TOF, reaksiyon hacmindeki yayılımdan neredeyse bağımsızdır. Hızlandırma alanındaki lens nedeniyle çekim alanı ve sürüklenme bölgesi arasındaki oran, Wiley-McLaren (Wiley, McLaren 1955) geometrisine göre 2 olarak belirlenmiştir.

Alanı belirleyen elektrodların geometrisi, SIMION programı kullanılarak optimize edilmiştir. Hedef ve geri tepen iyon dedektörü arasındaki mesafe, 355 mm'dir. 0,6 V/mm'lik çekim bölgesi için projeksiyon yönündeki momentum çözünürlüğü 0,2 au'dur (Lothar 2002).

Reaksiyon bölgesindeki 0,9 V/mm'lik elektrostatik alan için elektron izleri SIMION programı ile hesaplanmıştır. Elektronlar ışın demeti yönünde -75° 'ten $+75^\circ$ 'ye kadar 13,6 eV enerji ile yayılırlar. Elektronlar ışın demetine ters yönde 0; 0,5; 0,15; 0,2 au momentum ile

yayırlılar. Küçük kareler, elektron konumlarını (sırası ile 2,5; 5; 7,5 ns uçuş süresi) ile gösterirler.

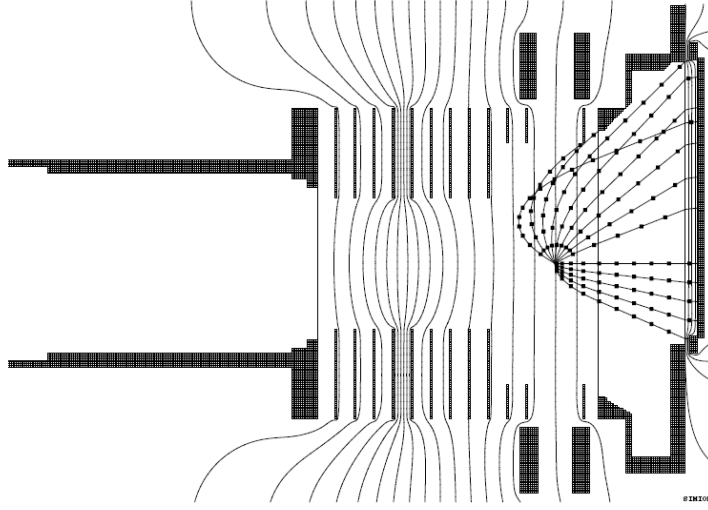
Bu spektrometrenin simülasyonu SIMION programı ile yapılmış ve elde edilen simülasyonlar Şekil 4.16, 4.17 ve 4.28’de verilmiştir.



Şekil 4.16. Uçuş süresi odaklanması

a) Spektrometre sürüklenme bölgesi ile beraber

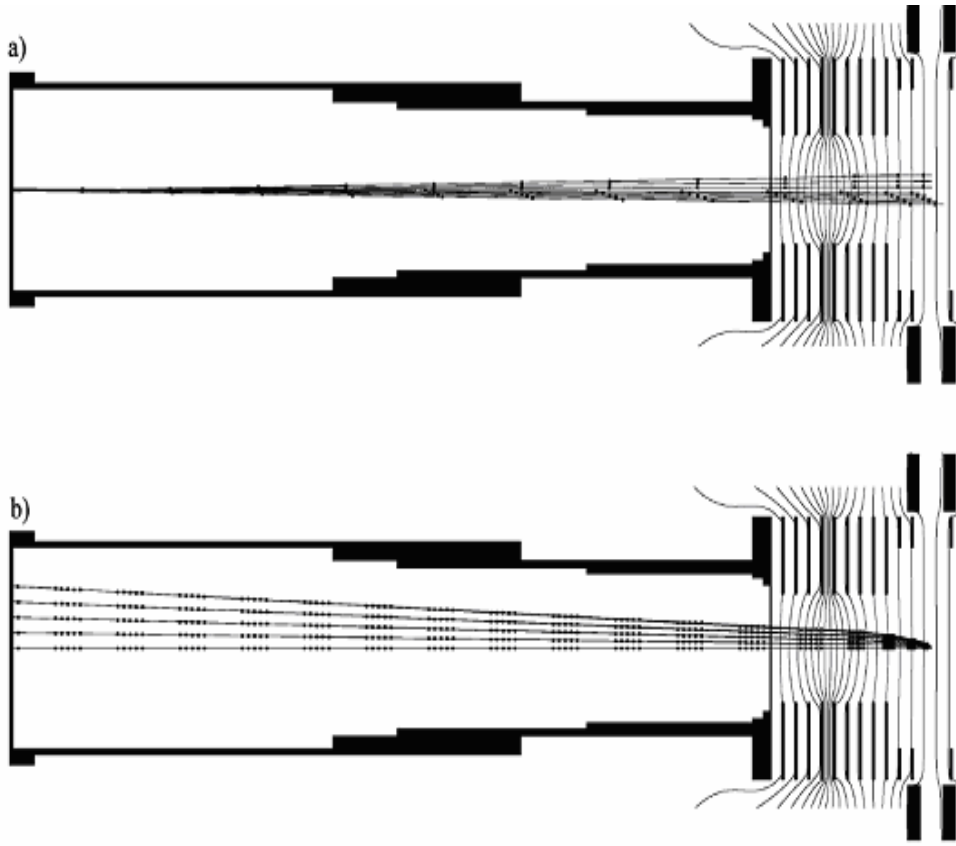
b) Spektrometre sürüklenme bölgesi yok iken



Şekil 4.17. Spektrometrenin elektron kısmından görünüm. SIMION programı ile elektronların izleri simüle edilmiştir

| v_p (a.u.) | U_{Spektr} (V) | $T_{e,0}$ (ns) | $\frac{dp_{x,e}}{dT_e}$ (a.u. ns ⁻¹) |
|-----------------|---------------------|-------------------|---|
| 0.63 | 40 | 40 | 0.03 |
| 0.67 | 68 | 30 | 0.05 |
| 0.71 | 52 - 68 | 31 - 35 | 0.04 - 0.05 |
| 0.74 | 68 | 31 | 0.05 |
| 0.78 | 68 | 31 | 0.05 |
| 0.84 | 68 - 90 | 27 - 31 | 0.05 - 0.06 |
| 0.95 | 84 - 90 | 27 - 28 | 0.06 |

Çizelge 4.3. Farklı projektıl hızlarındaki ölçümler için kullanılan voltajlar ve bundan elde edilen uçuş süreleri



Şekil 4.18. Spektrometrenin iyon kısmından bir görünüm
a) İtme sıfır iken ve iyonların farklı oluşum yerleri için
b) x-z doğrultusundaki 0, 3, 6, 9, 12 au itmeler için
Noktalar izler boyunca iyonların konumlarını bildirir.

4.2.2. CO'dan Auger Elektronu Salınımı Deneyi İçin Kullanılan Spektrometrenin Simülasyonu

Bu spektrometrenin simülasyonu Excel dosyasında hesaplanarak ve Mr. Simulizer programı kullanılarak yapılmış olup elde edilen bulgular Çizelge 4.4, Çizelge 4.5, çizelge 4.6'da verilmiştir.

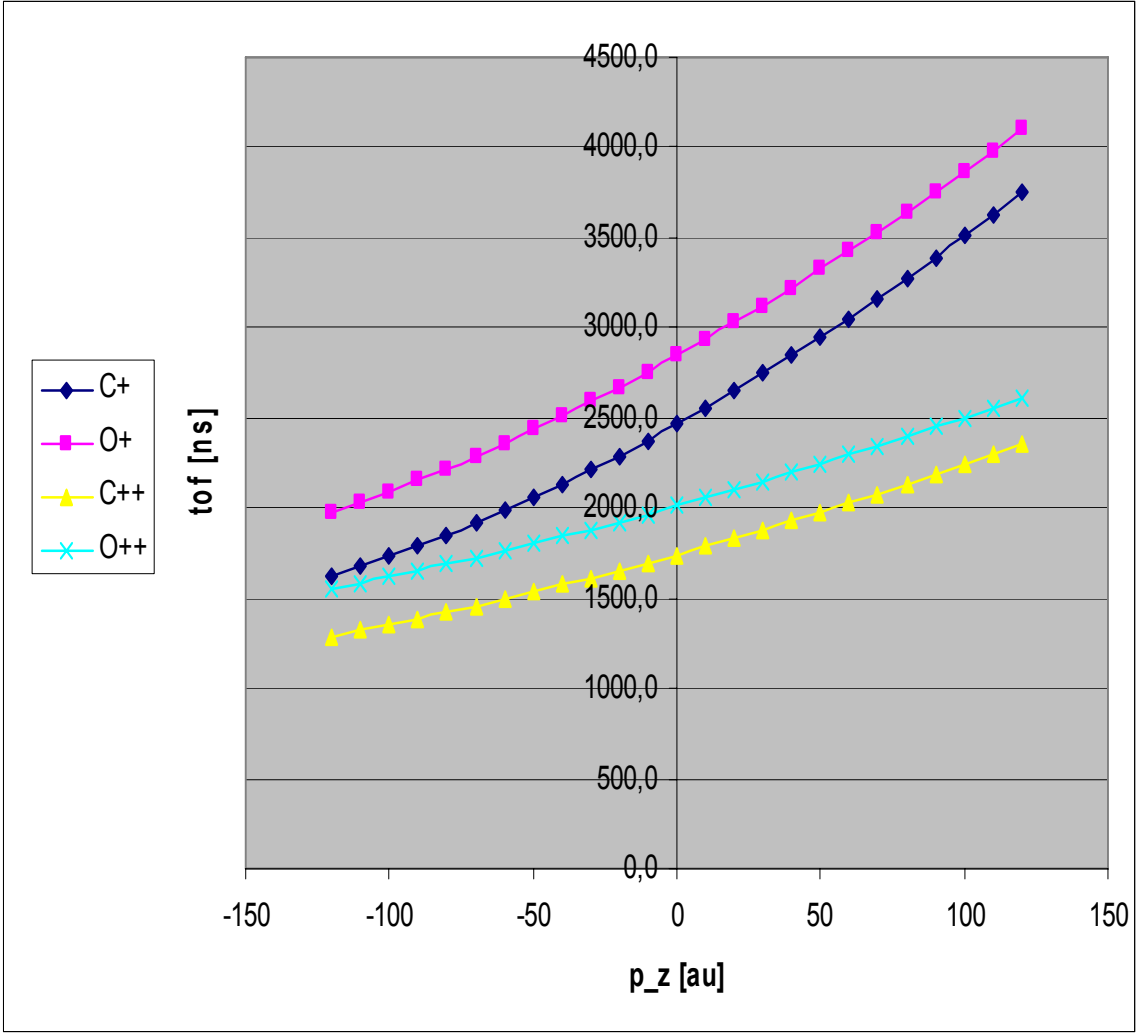
| | C+ | O+ | C++ | O++ |
|-----------------|------------|------------|------------|------------|
| m [u] | 12 | 16 | 12 | 16 |
| m [kg] | 2,0071E-26 | 2,6762E-26 | 2,0071E-26 | 2,6762E-26 |
| q [au] | 1 | 1 | 2 | 2 |
| q [C] | 1,6022E-19 | 1,6022E-19 | 3,2044E-19 | 3,2044E-19 |
| E [V/cm] | 14 | 14 | 14 | 14 |
| E [V/m] | 1400 | 1400 | 1400 | 1400 |
| l [mm] | 33,9 | 33,9 | 33,9 | 33,9 |
| l [m] | 0,0339 | 0,0339 | 0,0339 | 0,0339 |
| qE [SI] | 2,243E-16 | 2,243E-16 | 4,4861E-16 | 4,4861E-16 |
| 2ml [SI] | 1,3608E-27 | 1,8145E-27 | 1,3608E-27 | 1,8145E-27 |

Çizelge 4.4. İyonlar için m, q, E, l değerleri

Çizelge 4.4'te belirtilen iyonlar için TOF ve momentum değerleri:

| p_z [au] | p_z [SI] | tof [ns] | tof [ns] | tof [ns] | tof [ns] |
|------------|--------------|----------|----------|----------|----------|
| -120 | -2,39142E-22 | 1617,8 | 1971,3 | 1288,4 | 1547,5 |
| -110 | -2,19214E-22 | 1672,6 | 2030,1 | 1320,3 | 1581,0 |
| -100 | -1,99285E-22 | 1730,0 | 2091,2 | 1353,2 | 1615,4 |
| -90 | -1,79357E-22 | 1790,0 | 2154,8 | 1387,2 | 1650,7 |
| -80 | -1,59428E-22 | 1852,9 | 2220,9 | 1422,2 | 1686,9 |
| -70 | -1,395E-22 | 1918,5 | 2289,4 | 1458,3 | 1724,1 |
| -60 | -1,19571E-22 | 1987,1 | 2360,6 | 1495,4 | 1762,2 |
| -50 | -9,96425E-23 | 2058,6 | 2434,4 | 1533,7 | 1801,2 |
| -40 | -7,9714E-23 | 2133,2 | 2510,9 | 1573,0 | 1841,3 |
| -30 | -5,97855E-23 | 2211,0 | 2590,1 | 1613,5 | 1882,3 |
| -20 | -3,9857E-23 | 2291,8 | 2672,0 | 1655,1 | 1924,2 |
| -10 | -1,99285E-23 | 2375,9 | 2756,7 | 1697,8 | 1967,2 |
| 0 | 0 | 2463,1 | 2844,2 | 1741,7 | 2011,1 |
| 10 | 1,99285E-23 | 2553,6 | 2934,4 | 1786,7 | 2056,0 |
| 20 | 3,9857E-23 | 2647,2 | 3027,4 | 1832,8 | 2101,9 |
| 30 | 5,97855E-23 | 2744,0 | 3123,2 | 1880,0 | 2148,8 |
| 40 | 7,9714E-23 | 2844,0 | 3221,7 | 1928,4 | 2196,7 |
| 50 | 9,96425E-23 | 2947,1 | 3322,9 | 1977,9 | 2245,5 |
| 60 | 1,19571E-22 | 3053,2 | 3426,8 | 2028,5 | 2295,2 |
| 70 | 1,395E-22 | 3162,3 | 3533,3 | 2080,2 | 2346,0 |
| 80 | 1,59428E-22 | 3274,4 | 3642,4 | 2133,0 | 2397,7 |
| 90 | 1,79357E-22 | 3389,3 | 3754,0 | 2186,8 | 2450,3 |
| 100 | 1,99285E-22 | 3506,9 | 3868,2 | 2241,7 | 2503,8 |
| 110 | 2,19214E-22 | 3627,2 | 3984,7 | 2297,6 | 2558,3 |
| 120 | 2,39142E-22 | 3750,1 | 4103,6 | 2354,5 | 2613,7 |

Çizelge 4.5. Çizelge 4.4'te belirtilen iyonlar için TOF ve momentum değerleri

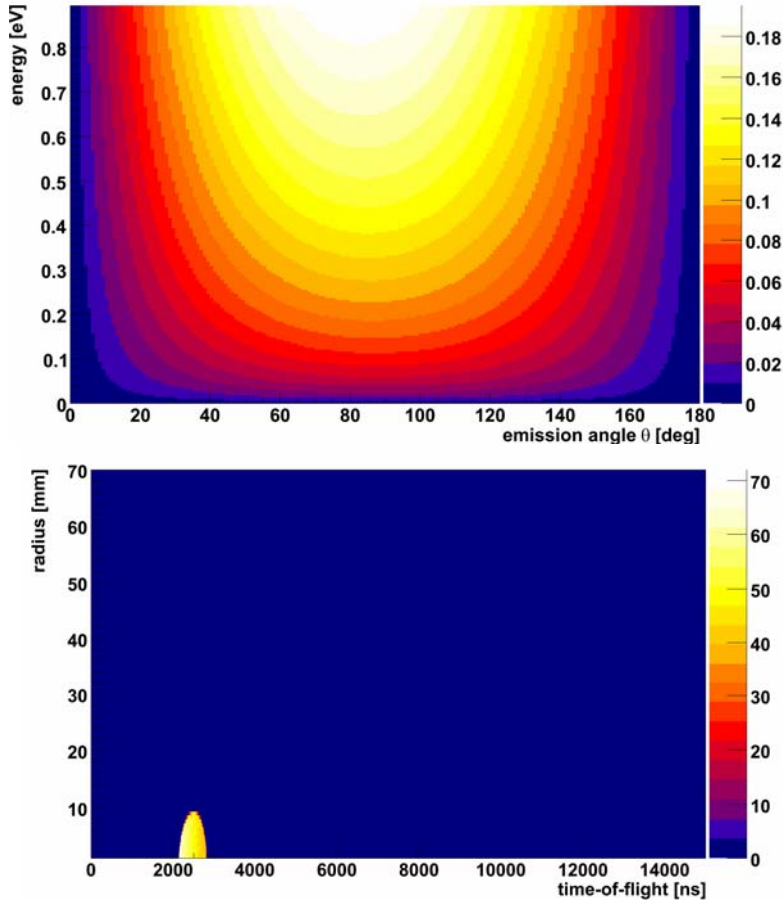


Çizelge 4.6. İyonların TOF- momentum grafikleri

Mr. Simulizer programı kullanılarak elde edilen çözünürlük ve uçuş süreleri ile kullanılan spektrometrenin geometrileri aşağıda verilmiştir:

C⁺ için elde edilen veriler Şekil 4.19’da verilmiştir.

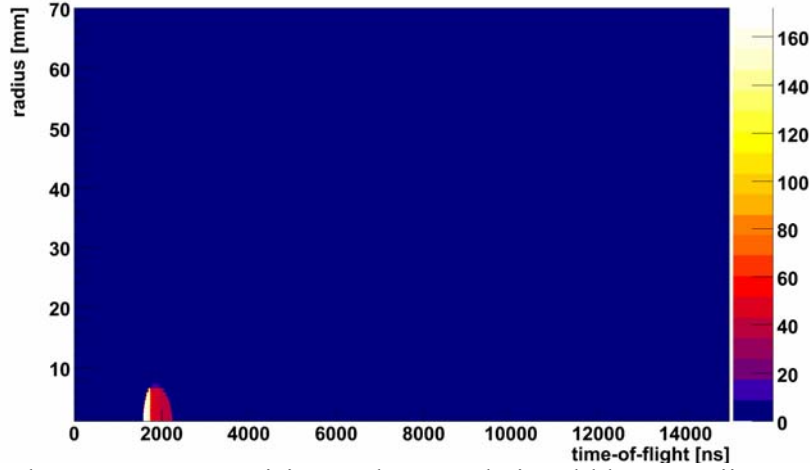
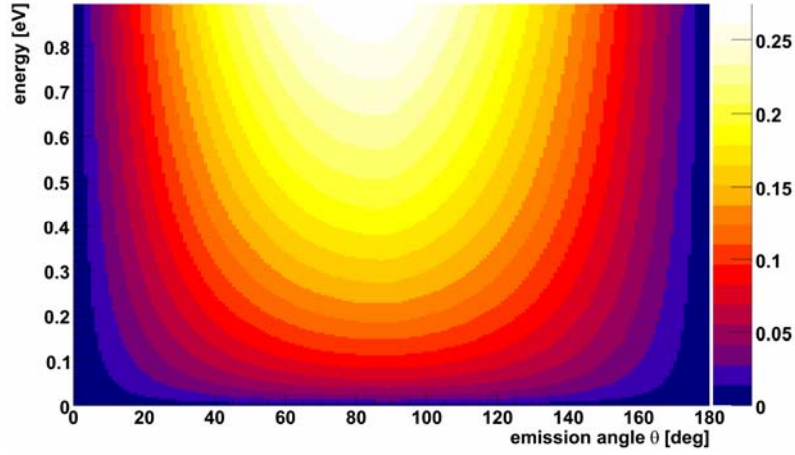
| | | | | | |
|---|-----------|-----------------------|--------|----------------------------------|-----------------|
| Particle Properties | | Errors | | Exit | |
| Mass [a.u.]: | 2203 | Target Size y [mm]: | 0.5 | Load | |
| Charge [a.u.]: | 1 | Target Size z [mm]: | 0.3 | Save | |
| Energy [eV]: | 0 to 0.89 | Pos. Resolution [mm]: | 0.5 | Auto Update | |
| | | Time Resolution [ps]: | 500 | | |
| Spectrometer | | | | | |
| Number of Electrostatic Regions [1 to 5]: | | 1 | B [G]: | 0 | Update |
| 1. Length [cm]: | 3.39 | Field [V/cm]: | -14 | Voltage at Exit [V]: | -47.4 |
| 2. Length [cm]: | 12.1 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 229.9 |
| 3. Length [cm]: | 0.55 | Field [V/cm]: | 545.4 | Voltage at Exit [V]: | 529.9 |
| 4. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| 5. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| Output | | | | | |
| Restrict r: | 40 | Restrict dE: | 100 | <input type="checkbox"/> Pattern | Save Postscript |



Şekil 4.19. Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü

C⁺² için elde edilen elde edilen veirler Şekil 4.20’de verilmiştir.

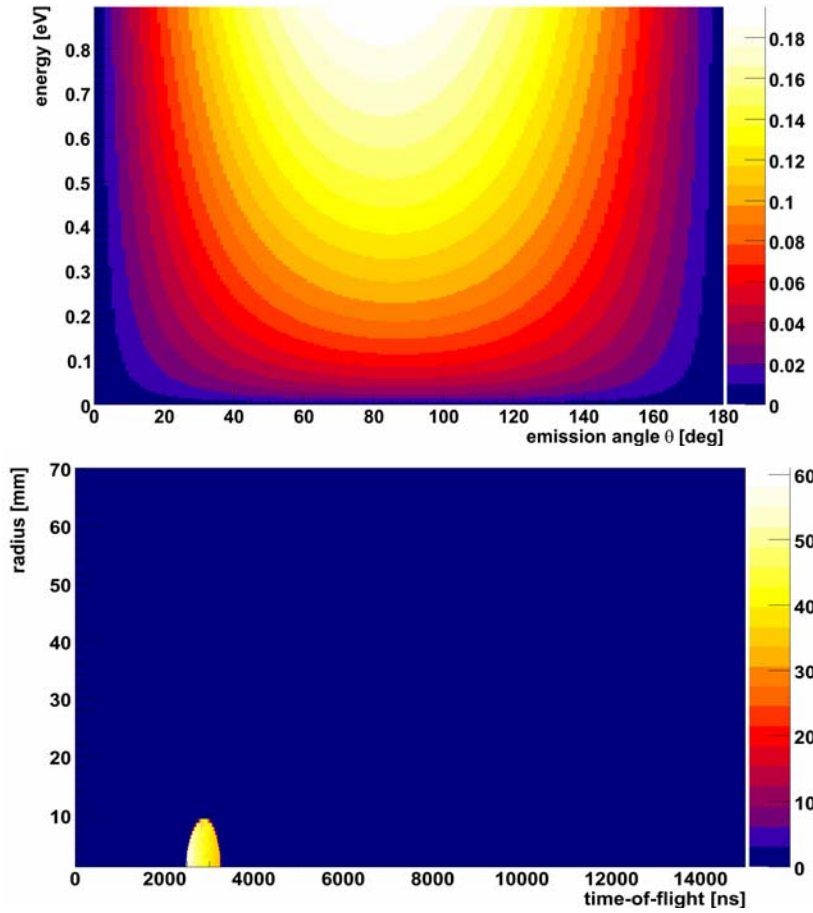
| | | | | | |
|---|-----------|-----------------------|--------|----------------------------------|-----------------|
| Particle Properties | | Errors | | Exit | |
| Mass [a.u.]: | 2203 | Target Size y [mm]: | 0.5 | Load | |
| Charge [a.u.]: | 2 | Target Size z [mm]: | 0.3 | Save | |
| Energy [eV]: | 0 to 0.89 | Pos. Resolution [mm]: | 0.5 | Auto Update | |
| | | Time Resolution [ps]: | 500 | | |
| Spectrometer | | | | | |
| Number of Electrostatic Regions [1 to 5]: | | 1 | B [G]: | 0 | Update |
| 1. Length [cm]: | 3.39 | Field [V/cm]: | -14 | Voltage at Exit [V]: | -47.4 |
| 2. Length [cm]: | 12.1 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 229.9 |
| 3. Length [cm]: | 0.55 | Field [V/cm]: | 545.4 | Voltage at Exit [V]: | 529.9 |
| 4. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| 5. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| Output | | | | | |
| Restrict r: | 40 | Restrict dE: | 100 | <input type="checkbox"/> Pattern | Save Postscript |



Şekil 4.20. Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü

O⁺ için elde edilen veriler Şekil 4.21’de verilmiştir.

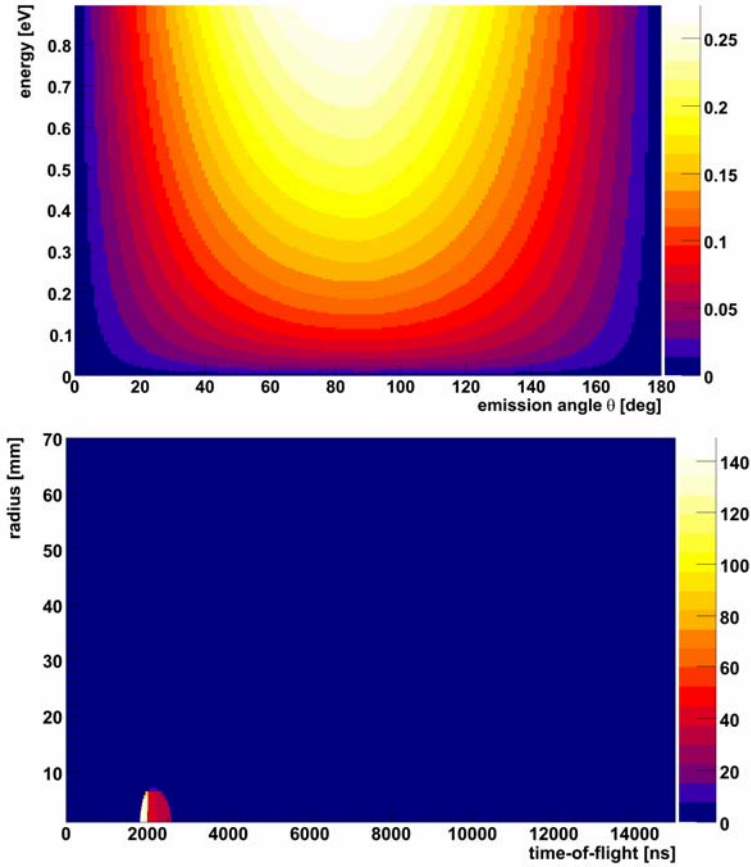
| | | | | | |
|---|-----------|-----------------------|--------|----------------------------------|-----------------|
| Particle Properties | | Errors | | Exit | |
| Mass [a.u.]: | 2937 | Target Size y [mm]: | 0.5 | Load | |
| Charge [a.u.]: | 1 | Target Size z [mm]: | 0.3 | Save | |
| Energy [eV]: | 0 to 0.89 | Pos. Resolution [mm]: | 0.5 | Auto Update | |
| | | Time Resolution [ps]: | 500 | | |
| Spectrometer | | | | | |
| Number of Electrostatic Regions [1 to 5]: | | 1 | B [G]: | 0 | Update |
| 1. Length [cm]: | 3.39 | Field [V/cm]: | -14 | Voltage at Exit [V]: | -47.4 |
| 2. Length [cm]: | 12.1 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 229.9 |
| 3. Length [cm]: | 0.55 | Field [V/cm]: | 545.4 | Voltage at Exit [V]: | 529.9 |
| 4. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| 5. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| Output | | | | | |
| Restrict r: | 40 | Restrict dE: | 100 | <input type="checkbox"/> Pattern | Save Postscript |



Şekil 4.21. Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü

O^{+2} için için elde edilen veriler Şekil 4.22’de verilmiştir.

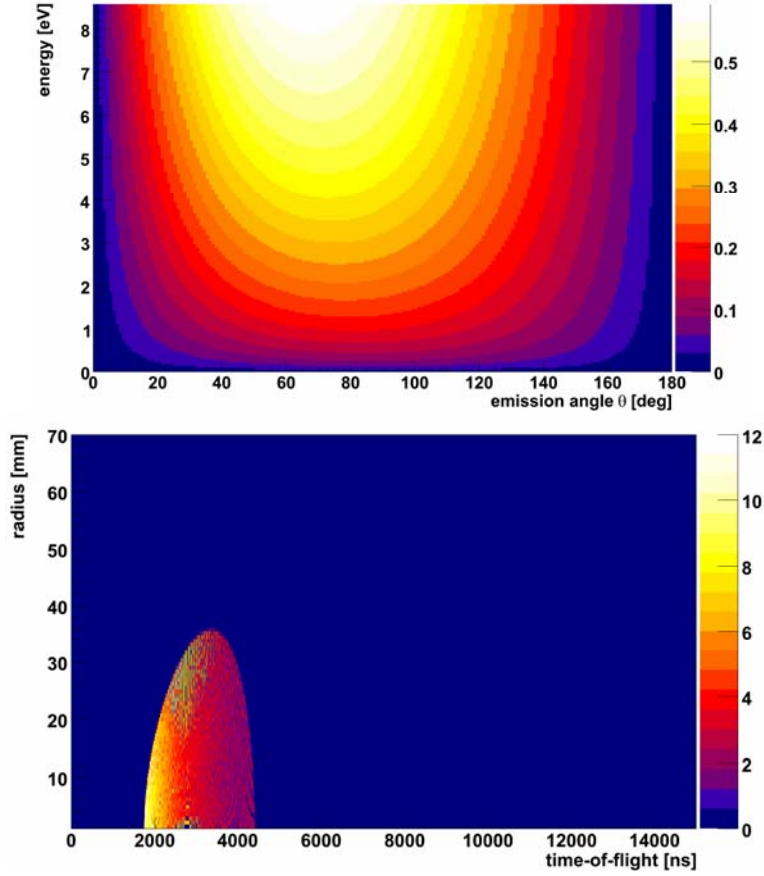
| | | | | | |
|---|-----------|-----------------------|--------|----------------------------------|-----------------|
| Particle Properties | | Errors | | Exit | |
| Mass [a.u.]: | 2937 | Target Size y [mm]: | 0.5 | Load | |
| Charge [a.u.]: | 2 | Target Size z [mm]: | 0.3 | Save | |
| Energy [eV]: | 0 to 0.89 | Pos. Resolution [mm]: | 0.5 | Auto Update | |
| | | Time Resolution [ps]: | 500 | | |
| Spectrometer | | | | | |
| Number of Electrostatic Regions [1 to 5]: | | 1 | B [G]: | 0 | Update |
| 1. Length [cm]: | 3.39 | Field [V/cm]: | -14 | Voltage at Exit [V]: | -47.4 |
| 2. Length [cm]: | 12.1 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 229.9 |
| 3. Length [cm]: | 0.55 | Field [V/cm]: | 545.4 | Voltage at Exit [V]: | 529.9 |
| 4. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| 5. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| Output | | | | | |
| Restrict r: | 40 | Restrict dE: | 100 | <input type="checkbox"/> Pattern | Save Postscript |



Şekil 4.22. Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü

C⁺-15 keV için elde edilen veriler Şekil 4.23’de verilmiştir.

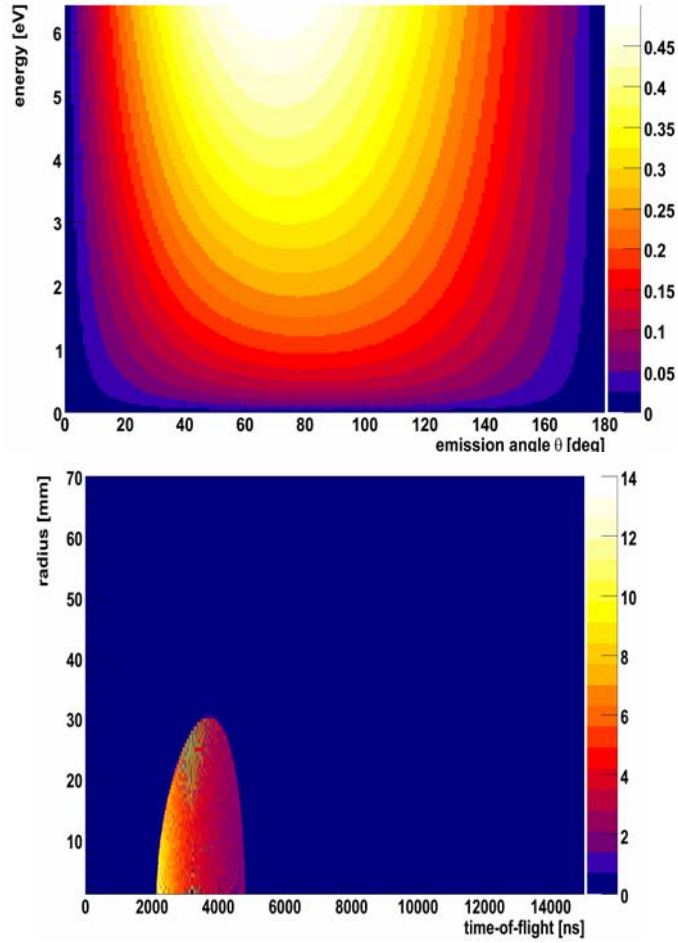
| | | | | | |
|---|-----------|-----------------------|--------|----------------------------------|-----------------|
| Particle Properties | | Errors | | Exit | |
| Mass [a.u.]: | 2203 | Target Size y [mm]: | 0.5 | Load | |
| Charge [a.u.]: | 1 | Target Size z [mm]: | 0.3 | Save | |
| Energy [eV]: | 0 to 8.58 | Pos. Resolution [mm]: | 0.5 | Auto Update | |
| | | Time Resolution [ps]: | 500 | | |
| Spectrometer | | | | | |
| Number of Electrostatic Regions [1 to 5]: | | 1 | B [G]: | 0 | Update |
| 1. Length [cm]: | 3.39 | Field [V/cm]: | -11 | Voltage at Exit [V]: | -37.2 |
| 2. Length [cm]: | 12.1 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 229.9 |
| 3. Length [cm]: | 0.55 | Field [V/cm]: | 545.4 | Voltage at Exit [V]: | 529.9 |
| 4. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| 5. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| Output | | | | | |
| Restrict r: | 40 | Restrict dE: | 100 | <input type="checkbox"/> Pattern | Save Postscript |



Şekil 4.23. Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü

O^+ -15 keV için elde edilen veriler Şekil 4.24’de verimiştir.

| | | | | | |
|---|-----------|-----------------------|--------|----------------------------------|-----------------|
| Particle Properties | | Errors | | Exit | |
| Mass [a.u.]: | 2937 | Target Size y [mm]: | 0.5 | Exit | |
| Charge [a.u.]: | 1 | Target Size z [mm]: | 0.3 | Load | |
| Energy [eV]: | 0 to 6.42 | Pos. Resolution [mm]: | 0.5 | Save | |
| | | Time Resolution [ps]: | 500 | Auto Update | |
| Spectrometer | | | | | |
| Number of Electrostatic Regions [1 to 5]: | | 1 | B [G]: | 0 | Update |
| 1. Length [cm]: | 3.39 | Field [V/cm]: | -11 | Voltage at Exit [V]: | -37.2 |
| 2. Length [cm]: | 12.1 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 229.9 |
| 3. Length [cm]: | 0.55 | Field [V/cm]: | 545.4 | Voltage at Exit [V]: | 529.9 |
| 4. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| 5. Length [cm]: | 0 | Field [V/cm]: | 0 | Voltage at Exit [V]: | 0 |
| Output | | | | | |
| Restrict r: | 40 | Restrict dE: | 100 | <input type="checkbox"/> Pattern | Save Postscript |



Şekil 4.24. Spektrometre geometrisi, uygulanan voltaj aralıkları, enerji çözünürlüğü, TOF çözünürlüğü

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Çalışmada COLTRIMS tekniği ve COLTRIMS düzeneğinin kurulumu ayrıntılı bir biçimde incelenmiştir. Düzeneğin kurulumu için; vakum çemberleri, dedektörler, spektrumlar, dedektör üzerinde zamanlama ve spektrometre dizaynı anlatılmıştır.

Çalışma TOF spektrometrelerinin dizaynı yanında sistemin ideal bir şekilde kurulumu ve örnek bir deneyi kapsamaktadır.

5.1. TOF Spektrometreleri

TOF spektrometrelerinin temeli iyonların q/m oranları ile uçuş süreleri arasındaki ilişkiye dayanır. İyonlaşma sonucu parçacıkların aynı zamanda aynı konumdan harekete başladıkları ve sabit bir ortalama homojen elektrik alan içinde ilerledikleri kabul edilir. İyonların hızları, kütle ve yük oranlarına ve kütleleri ile doğrudan ilişkili olarak dedektöre ulaşma zamanlarına bağlıdır (Stephens 1946).

$$t = \left(\frac{2md}{qE} \right)^{1/2} + L \left(\frac{m}{2qV_f} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

Burada m : parçacık kütlesi, q : iyon yükü, E : kaynakta uygulanan elektrik alan, d : hızlandırma bölgesinin uzunluğu, L : sürüklenme bölgesinin uzunluğu ve V_f : hızlandırma potansiyeli.

Wiley ve McLaren iyonların kütle parçacık oranları ile dedektöre ulaşma zamanlarını gözlemlemişlerdir (Wiley, McLaren 1955). İyonların dedektöre ulaşma zamanları hızlanma bölgesine, iyonların ilk durum kinetik enerjileri gibi etkilere bağlıdır (Bottrill 2000).

Aynı kütleli iki iyon, aynı kinetik enerji ile farklı zamanlarda serbest sürüklenme bölgesinden geçeceklerdir ve bu sırada aralarındaki zaman ve konum farkları sabit olacaktır.

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{2\Delta t}{t} \quad (5.2)$$

dt zaman aralığı sabit olduğunda, kütle çözünürlüğü (dm/m), uçuş zamanı (t)'yi artırarak, düşük hızlandırma potansiyeli uygulanarak ya da uzun sürüklenme bölgesi kullanılarak geliştirilebilir.

Aynı kütleli iyonlar, eşit zaman aralıklarında eşit kinetik enerjilerle fakat hızlandırma bölgesinde farklı konumlardan harekete başladıklarında kaynağa yakın iyonlar daha yüksek potansiyel gradyenine sahip olacaklardır ve hızlandırıcı ağa yakın olanlara göre daha fazla kinetik enerjiye sahip olacaklardır. Kaynağın arkasındaki iyonlar sürüklenme bölgesine daha sonra gireceklerdir. Hızlandırma bölgesindeki potansiyelleri kütesine bağlı olmaksızın odaklama ayarlayarak konum odaklama düzlemi sağlayabiliriz. Belirli kütledeki parçacıklar odaklama düzlemine aynı anda varacaklardır. Odaklama düzleminin koordinatları, kütleyle bağlı değilken, farklı kütlelere sahip iyonlar konum odaklama düzlemine farklı sürelerde ulaşacaklardır.

İlk durum kinetik enerjileri farklı olan iyonlar, hızlandırma bölgesi sonunda farklı son hızlara sahip olacaklar ve dedektöre farklı zamanlarda ulaşacaklardır. İlk durum kinetik enerji dağılımı, aynı kinetik enerjideki fakat farklı hızlardaki iyonları da içerir. Aynı kinetik enerjiye sahip iyonlar farklı doğrultudaki hızları ile dedektöre farklı zamanlarda ulaşacaklardır. Bu etki, uzun bir sürüklenme bölgesi kullanılarak azaltılabilir.

İtme ve odaklama gerilimlerinin arasındaki oran sabit olmalıdır. İtme ve odaklama gerilimleri yüksek tutulduğunda reaksiyon ürünlerinin tamamı spektrometreye ulaşır. Ancak bu durumun maliyeti, çözünürlüğün düşmesi olacaktır. Eğer düşük itme ve odaklama gerilimi kullanılırsa, parçacıkların tamamı dedektöre ulaşmayabilir. Bu da yüksek çözünürlük sağlar. Çakışma deney düzeneği kullanıldığı için, dedektöre ulaşan parçacık sayısı deney süresi ile doğru orantılıdır.

5.2. Deney

Frankfurt grubu ile yapılan deneyde, ilk kez atom-molekül ayrılma çarpışmalarında girişimin etkileri için deneysel bir kanıt sağlanmıştır. Bu çarpışmalarda, düşük enerjili moleküler bir iyon bir atom ile çarpışır ve sonra elektron yakalar. Astrofizik plazmaları için atomdan moleküler iyonun elektron yakalaması süreci önemli bir süreçtir. Örneğin, iyonosferin temel özelliklerini anlamak için elektron yakalayarak ayrılma durumu incelenmelidir. Bu süreç, H^{+2} iyonlarının He gaz hedefi ile çarpışması durumu üzerinde COLTRIMS tekniğinin yüksek çözünürlüklü parçacık görüntüleme tekniğinin kullanılması ile gerçekleştirilmiştir.

1. KAYNAKLAR

- Abdallah A. M., 1997, Single Ionization In Highly Charged Ion-Atom Collisions At Low Intermediate Impact Velocities, Dissertation of Phd, Kansas State University, Manhattan, Kansas.
- Ali, R., Frohne, V., Cocke, C., L., Stockli, M., Cheng, S., Kophaelian, M., L., A., 1992, Q value of measurements in charge transfer collisions of highly charged ions with atoms by recoil longitudinal momentum spectroscopy, *Phy. Rev. Lett.* 69, 2491-2494.
- Bier, K., Schmidt, B., 1961, Zur Form der Verdichtungsstöße in frei expandierenden Gasstrahlen, *Zeitschrift für angewandte Physik*.
- Bottrill, A.R., 2000, 'High-energy Collision-induced Dissociation of Macromolecules using Tandem Double-focusing/Time-of-flight Mass Spectrometry, Phd Thesis, University of Warwick.
- Cassimi, A., Duponchel, S., Flechard, X., Jardin, P., Sortais, P., Hennecart, D., Olson, R., E., 1996, State-Selective Electron Capture in Low Velocity Multiply Charged Ion, Helium Collisions, *Phys. Rev. Lett.* 76, 3679 – 3682.
- Chambers A., Fitch R.K., Halliday B.S., 1998, *Basic Vacuum technology*, 1-158.
- Dahl, D., A., 1995, SIMION 3D Version User Manual, Idaho National Engineering Laboratory, 1-2, 2-24, 3-6, 4-8, 5-26, 6-10, 7-39, 8-28, 9-6.
- Dörner, R., Ullrich, J., Olson, R., E., Schmidt-Böcking, H., 1989, Three-Body Interactions in Proton-Helium Angular Scattering, *Phy. Rev. Lett.* 63, 147.

- Dörner, R., Ullrich, J., Jagutzki, O., Lencinas, S., Schmidt-Böcking, H., Olson, R., E., 1990, Dynamics of Recoil-Ion Production, Proc. of the 5 th Int. Conf. on the Physics of Highly Charged Ions, Gießen.
- Dörner, R., Ullrich, J., Jagutzki, O., Lencinas, S., Schmidt-Böcking, H., Olson, R., E., 1991, Dynamics of Recoil-Ion Production, Z. Phys. D 21, 57.
- Dörner, R., Mergel, V., Spielberger, L., Jagutzki, O., Ullrich, J., Schmidt-Böcking, H., 1998, State Selective Differential Cross Sections for Double Electron Capture in 0.25 - 0.75 MeV He²⁺ - He Collisions, Phys. Rev. A 57, 312.
- Dörner, R., Mergel, V., Bräuning, H., Weber, T., Weber, T., Khayyat, Kh., Jagutzki, O., Spielberger, L., Ullrich, J., Moshhammer, R., Azuma Y., Prior, M., H., Cocke, C., L., Schmidt-Böcking, H., 1998, Recoil Ion Momentum Spectroscopy - A 'momentum microscope' to view atomic collision dynamics, Atomic Processes in Plasmas, ed. E. Oks, M. Pindzola, AIP Conf. Proc. 443.
- Dörner, R., Mergel, V., Jagutzki, O., Spielberger, L., Ullrich, J., Moshhammer, R., Schmidt-Böcking, H., 2000, Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics, Physics Reports 330, 95-192.
- Dörner, R., Weber, T., Achler, M., Mergel, V., Jagutzki, O., Spielberger, L., Afaneh, F., Prior, M., H., Cocke, C., L., Schmidt-Böcking, H., 2000, 3-D Coincident Imaging Spectroscopy for Ions and Electrons, A.G. Suits, R.E., Continetti, Imaging in Chemical Dynamics, ACS Symposium Series 770, pages 339-349 Oxford University Press 2.

- Dörner, R., Feagin, J., Cocke, C., L., Bräuning, H., Jagutzki, O., Jung, M., Kanter, E.P., Khemliche, H., Kravis, S., Mergel, V., Prior, M., H., Schmidt-Böcking, H., Spielberger, L., Ullrich, J., Unverzagt, M., Vogt, T., 1996, Fully Differential Cross Sections for Double Photoionization of He Measured by Recoil Ion Momentum Spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* 77, 1024.
- Dörner, R., Mergel, V., Jagutzki, O., Spielberger, L., Achler, M., Khayyat, Kh., Vogt, T., Bräuning, H., Weber, T., Ullrich, J., Moshhammer, R., Unverzagt, M., Schmitt, W., Khemliche, H., Prior, Cocke, C., L., Feagin, J., Olson, R., E., Schmidt-Böcking, H., 1997, Kinematically Complete Experiments using Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy, *Nucl. Instr. Meth. B* 124, 225.
- Dörner, R., Ullrich, J., Jagutzki, O., Lencinas, S., Gensmantel, A., Schmidt-Böcking, H., 1991, Recoil in Momentum Spectroscopy in Fast Ion-Atom Collisions, *Book of Invited papers ICPEAC 1991, Brisbane/Australia, IOP, Bristol*, 351.
- Frohne, M., V., 1994, Measurements of the Three-Dimensional Momentum Distributions of Recoil Ions Created in Fast Ion-Atom Collisions, with Emphasis on the 19 MeV FLUORINE (9+) + Neon Collision System, Thesis (Phd), Kansas State University.
- Frohne, V., Cheng, S., Ali, R., Raphaelian, M., Cocke, C., L., 1993, Measurements of recoil ion longitudinal momentum transfer in multiply ionizing collisions of fast heavy ions with multielectron targets, *Phys. Rev. Lett.* 71, 696 – 699.
- Hohn, O., Runkel, S., Schempp, A., Schmidt, L., Stiebing, K.E., Schmidt-Böcking, H., 1999, The Beam Line For Postaccelerated Highly Charged Ions Of The Frankfurt 14 GHz-ECRIS- RFQ Facility, *Physica Scripta*, Vol. T80, 525-526.

- Jagutzki, O., Mergel, V. , Ullmann-Pfleger, K., Spielberger, L., Meyer, U., Dörner, R., Schmidt-Böcking, H., 1998, Fast Position and Time Resolved Read-out of Micro-Channelplates with the Delay-Line Technique for Single Particle and Photon Detection, Imaging Spectroscopy IV, Proceedings of International Symposium on Optical Science Engineering and Instrumentation, Proc. SPIE Vol 3438, pp 322-333.
- Jagutzki, O., Mergel, V. , Ullmann-Pfleger, K., Spielberger, L., Spillmann, U., Dörner, R., Schmidt-Böcking, H., 2002, A broad-application microchannel-plate detector system for advanced particle or photon detection tasks: large area imaging, precise multi-hit timing information and high detection rate, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, 477, 244-249.
- Jagutzki, O., Lapington, J., S., Worth, L., B., C., Spillmann, U., Mergel, V. , Schmidt-Böcking, H., 2002, Position sensitive anodes for MCP read-out using induced charge measurement, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, 477, 256-261.
- Jagutzki, O., Cerezo, A., Czasch, A., Dörner, R., Hattabaß, M., Huang, M., Mergel, V., Spillmann, Ullmann- Pfleger, K., Weber, T., Schmidt-Böcking, H., Smith, G., D., W., 2002, Multiple Hit Readout of a Microchannel Plate Detector With a Three-Layer Delay-Line Anode, IEEE Transact. on Nucl. Science, Vol. 49, No. 5, 2477-2483.
- Jagutzki, O., Spielberger, L., Dörner, R., Nüttgens, S., Mergel, V., Schmidt-Böcking, H., Ullrich, J., Olson, R., E., Buck, U., 1996, Recoil-Ion Momentum Distribution from He (e, 2e) He⁺ and He (e, 3e) He²⁺ Reactions, Z. Phys. D 36, 5.
- Kantrowitz, A., Grey, 1951, A High Intensity Source for the Molecular Beam. Part I.Theoretical, Rev,Sci.Instruments 22 ,328.

- Lencinas, S., 1994, Differential cross sections for the production of highly charged recoil ions in 10 MeV F^{8+} to Ne collisions, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 27, 287-301.
- Mergel, V., Dörner, R., Ullrich, J., Jagutzki, O., Lencinas, S., Nüttgens, S., Spielberger, L., Unverzagt, M., Cocke, C., L., Olson, R., E., Schulz, M., Buck, U., Zanger, E., Theisinger, W., Isser, M., Geis, S., Schmidt-Böcking, H., 1995, State Selective Scattering Angle Dependent Capture Cross Sections Measured by Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy, Volume 74, Number 12, *Physical Review Letters* 20.
- Miller, D., R., Scoles, G., Bassi, D., Buck, U., Laine, D. (Eds), 1988, *Atomic and Molecular Beam Methods*, Vol. 14, Oxford University Press, New York.
- Moshammer, R., Unverzagt, M., Schmitt, W., Ullrich, J., Schmidt-Böcking, H., 1996, A 4π Recoil-Ion Electron Momentum Analyser: A High-Resolution 'Microscope' for the Investigation of the Dynamics of Atomic, Molecular and Nuclear Reactions, *Nucl. Instr. Meth. B* 108, 425.
- Moshammer, R., Ullrich, J., Unverzagt, M., Schmitt, W., Jardin, P., Olson, R., E., Dörner, R., Mergel, V., Schmidt-Böcking, H., 1996, The Dynamics of Target Ionization by Fast Highly Charged Projectiles, *Nucl. Instr. Meth. B* 107, 62.
- Olson, R., E., 1988, *Elektronic Atomic Collisions*, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, p. 271.
- Olson, R., E., 1986, $v/2$ electrons in $H^+ + H$ ionizing collisions, *Phys. Rev. A* 33, 4397.
- Olson, R., E., Gay, T., J., Berry, H., G., Hale, E., B., Irby, V., D., 1987, Saddle-point electrons in ionizing ion-atom collisions, *Phys. Rev. Lett.* 59, 36-39.

- Schmidt, L., Afaneh, F., Schöffler, M., Titze, J., Jagutzki, O., Weber, T., Stiebing, K., E., Dörner, R., Schmidt-Böcking, H., 2004, Fully Differential Study of Transfer Ionization Processes - a View into Correlated Many Particle Dynamics, *Physica Scripta*. Vol. T110, 379-383.
- Schmidt, L., 2000, Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen He^{2+} -He - Stoessen: Eine kinematisch vollständige experimentelle Untersuchung, Dissertation of Phd.
- Schmidt-Böcking, H., Cocke, C., L., Dörner, R., Jagutzki, O., Kambara, T., Mergel, V., Moshhammer, R., Prior, M., H., Spielberger, L., Schmitt, W., Ullmann, K., Unverzagt, M., Ullrich, J., Wu, W., 1996, Accelerator-Based Atomic Physics Techniques and Applications, American Institute of Physics, Woodbury, New York, pp. 723-745.
- Schmidt, H., T., Cederquist, H., Schuch, R., Bagge, L., Kalleberg, A., Hilge, J., Rensfelt, K., G., Mergel, V., Achler, M., Dörner, R., Jagutzki, O., Schmidt-Böcking, H., Ullrich, J., Reich, H., Unverzagt, M., Schmidt, W., Moshhammer, R., 1997, A Design Study For An Internal Gas-Jet Target For The Heavy-Ion Storage Ring CRYRING, *Hyperfine Interactions*, 108, 339-354.
- Schmidt, V., 1997, Electron Spectrometry of Atoms Using Synchrotron Radiation, Cambridge Monographs on Atomic, Molecular and Chemical Physics, Vol. 6, Cambridge University Press, Cambridge.
- Spielberger, L., Jagutzki, O., Krakssig, B., Meyer, U., Khayyat, K., Mergel, V., Tschentscher, T., Buslaps, Dörner, R., H., Vogt, T., Achler, M., Ullrich, J., Gemmel, D., S., Schmidt-Böcking, H., 1996, Double and Single Ionization of Helium by 58-keV X Rays *Phys. Rev. Lett.* 76, 4685.

- Staudte, A., 2005, Subfemtosecond Electron Dynamics of H₂ in Strong Fields or The Quest for the Molecular Clock, Phd thesis, Frankfurt.
- Stephens, W. E., 1946, A Pulsed Mass Spectrometer with Time Dispersion, *Phys. Rev.*, 69, 69.1
- Sobottka, S., Williams, M., 1998, Delay line Readout Of Microchannel Plates, *IEEE Trans. Nucl. Sci* 35, 348.
- Tribedi, C., L., Richard, P., Wang, Y., D., Lin, C., D., Olson, R., E., Gulyas, L., 1998, Ionization dynamics in fast ion-atom collisions. Final-state momentum distributions of the ionization products in collisions of He with bare carbon ions *Phys. Rev. A* 58, 3626-3633.
- Tribedi, C., L., Richard, P., Wang, Y., Lin, C., Olson, R., E., 1996, Doubly Differential Final-State Momentum Distributions of the Ionization Products in Collision of Bare Ions with Hydrogen *Phys. Rev. Lett.* 77.
- Tribedi, C., L., Richard, P., Wang, Y., Lin, C., Olson, R., E., Gulyas, L., 1998, Ionization dynamics in fast ion-atom collisions. Final-state momentum distributions of the ionization products in collisions of He with bare carbon ions, *Phys. Rev. A* 58, 3626.
- Ullrich, J., Dörner, R., Schmidt-Böcking, H., 1996, A New 'Momentum Microscope' Views Atomic Collision Dynamics, *Physics News, American Inst. of Phys.*, 12.
- Ullrich, J., Olson, R., Dörner, R., Dangendorf, V., S., Berg, H., Schmidt-Böcking, H., 1989, Influence of Ionized Electrons on Heavy Nuclei Angular Differential Scattering Cross Section, *J. Phys. B* 22, 627.

- Ullrich, J., Olson, R., Schmidt-Böcking, H., Schmidt, S., Dörner, R., Dangendorf, V., S., Berg, H., 1989, Multiple Ionization and Collective Electron Emission in MeV/U Uranium-Ion Rare Gas Collisions, *J. Phys.* 50, C 1-29.
- Ullrich, J., Olson, R., Schmidt-Böcking, H., Schmidt, S., Dörner, R., 1990, Momentum Transfer between Projectile and Recoil Ion in fast Ionizing Proton-Helium Collisions *Am. Inst.Phys.(AIP) - The Physics of Electron an Atomic Collisions*, New York, 372.
- Ullrich, J., Dörner, R., Lencinas, S., Jagutzki, O., Schmidt-Böcking, H., Buck, U., 1991, Recoil-Ion Momentum Spectroscopy, *Nucl. Instr. Meth. B* 61, 415.
- Ullrich, J., Moshhammer, R., Berg, H., Mann, R., Tawara, H., Dörner, R., Euler, J., Schmidt-Böcking, H., Hagmann, S., Cocke, C., L., Unverzagt, M., Lencinas, S., Mergel, V., 1993, High velocity limit for the ratio of helium single to double ionization for highly charged bare ion impact, *Phys. Rev. Lett.* 71 1697.
- Ullrich, J., Schmitt, W., Dörner, R., Jagutzki, O., Mergel, V., Moshhammer, R., Schmidt-Böcking, H., Spielberger, L., Unverzagt, M., Olson, R., E., 1997, Recoil Ion Momentum Spectroscopy, *Photonic, Electr. and Atomic Coll.,Ed.. F. Aumayr et al. World Scient.* 421.
- Ullrich, J., Moshhammer, R., Dörner, R., Jagutzki, O., Mergel, V., Schmidt-Böcking, H., Spielberger, L., 1997, Recoil Ion Momentum Spectroscopy, *Topical Review, J. Phys. B* 30, 2917.
- Ullrich, J., Moshhammer, R., Dörner, R., Dorn, A., Schmidt, L., Schmidt-Böcking, H., 2003, Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-Microscopes, *Rep. Prog. Phys.* 66, 1463-1545.

- Ullrich, J., Schmidt-Böcking, H., Kelbh, C., 1988, Determination of Very Small Projectile Scattering Angles by Measuring Recoil Ion Transverse Velocities, Nucl. Instr. Meth. A, 216-268.
- Wang, Y., Tribedi, C., L., Richard, P., Cocke, C., L., Rodriguez, V., D., Lin, C., D., 1996, On the connection between the longitudinal recoil-ion momentum distribution and the electron doubly differential cross section in ion – atom ionization, J. Phys. B 29, L203.
- Weber, T., Weckenbrock, M., Balser, M., Schmidt, L., Jagutzki, O., Arnold, W., Hohn, O., Schöffler, M., Arenholz, E., Young, T., Osipov, T., Foucar, L., De Fanis, A., Diez Muino, Schmidt-Böcking, H., Cocke, C., L., Prior, M., Dörner, R., 2003, Auger Electron Emission from Fixed-in-Space CO Physical review letter, Vol. 90.
- Wiley, W., C., McLaren, I., H., 1955, Time-of-Flight Mass Spectrometer with Improved Resolution, Rev. Sci. Instr. 26 (1955) 1150.
- Wolf, S., Helm, H., 1997, Ion-recoil energy measurement in photoionization of laser-cooled rubidium, Phys. Rev. A 56, R4385.

6.1. İnternet Kaynakları

Erişim Tarihi

1. www.atom.physto.se 13.03.2007
2. www.roendek.com 17.03.2007
3. <http://www.phys.ksu.edu/personal/leahvn/index.html> 24.04.2007

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgi:

Adı Soyadı : Zehra Nur Erengil

Doğum Yeri : Afyonkarahisar

Doğum Tarihi : 05.01.1981

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce, Almanca

Eğitim Durumu:

- 1987-1992 (İlkokul) H.Sümer İlköğretim Okulu / Afyon
- 1992-1995 (Ortaokul) Şemsettin Karahisari İlköğretim Okulu (Okul Birincisi)/ Afyon
- 1995-1999 (Lise) Anadolu Öğretmen Lisesi / Afyon
- 1999-2004 (Lisans ve Yüksek Lisans) Dokuz Eylül Üniversitesi, Buca Eğitim Fakültesi, Fizik Öğretmenliği / İzmir
- 2004-2007 (Yüksek Lisans) Afyonkarahisar Kocatepe Üniversitesi, Fizik Bölümü / Afyon
- 2005-2006 J.Wolfgang Goethe Üniversitesi, IKF (Institute für Kernphysik) / Frankfurt/ Almanya

Yayımlar:

Uluslararası Konferanslarda Sunulan Bildiriler:

- 1- Erengil Z. N., Ünal R., Determination of how the Freshman Physics Students use the Mechanical Concepts in Elektromagnetism by using Context Rich Problems Worksheets, World Year of Physics 2005 Turkish Physical Society 23rd International Congress, 13-16 September 2005, Muğla University, Turkey.

- 2- Erengil Z. N., Ünal R., Yalın H. A., First and Second Year of Science High School Students' Understanding of Force Concepts World Year of Physics 2005 Turkish Physical Society 23rd International Congress, 13-16 September 2005, Muğla University, Turkey.

Uluslararası Dergilerde Basılan veya Hazırlanmakta Olan Makaleler

- 1- Designing A COLTRIMS Spektrometer (hazırlık aşamasında)
- 2- Double-Slit Interferences in Slow Dissociative Collisions between He and Diatomic Molecular Ions (hazırlık aşamasında)

8. TEŞEKKÜR

Çalışmalarım sırasında bana cesaret aşıladığı ve bilimsel dünya görüşü kazanma yolunda her türlü desteği verdiği için, kendisinden her konuda birçok şey öğrendiğim çok değerli danışmanım Yrd. Doç. Dr. Rıdvan Ünal'a en derinden teşekkürlerimi sunarım.

Deneysel çalışmalarımı yapabilmem için bana fırsat veren, birçok sorunun üstesinden gelmem için yardımlarını esirgemeyen, olumlu fikirleri ile beni yönlendiren Prof. Dr. Reinhard Dörner'a teşekkür ederim.

Almanya'da bulunduğum süre içerisinde, bana deneysel çalışma şevkini aşıladığı, çalışmalarım sırasında değişik fikirler önererek yönlendirmeler yaptığı, tecrübelerini ve bilgi birikimini her daim benimle paylaştığı için Dr. Lothar Schmidt'e saygılarımı sunuyorum. Ayrıca her konuda bana tereddütsüz yardımcı olmaya çalıştıkları, deney düzenekleri ve malzemelerini paylaşarak çalışmalarımnda destekleyici grup atmosferi oluşturdukları için tüm Frankfurt üniversitesi grubuna ve çalışanlarına sonsuz teşekkürler.

J. Wolfgang Goethe, Afyonkarahisar Kocatepe Üniversiteleri Erasmus programı koordinatörlerine yurtdışında çalışmalarımı yapma fırsatı sundukları için teşekkür ederim.

Bana her zaman inandıkları, güvendikleri ve desteklerini hiçbir zaman esirgemedikleri için çok değerli arkadaşlarıma en derinden sevgilerimi sunuyorum ve teşekkür ediyorum. Yaptıkları fedakarlıkları ve özverilerini hiçbir zaman unutmayacağım. Bana gerek kaynak temin etmedeki yardımı, gerekse tecrübelerini paylaşarak verdiği akademisyenlik dersleri ve diğer konulardaki tam desteği için çok değerli arkadaşım O. Jurjuç'a ve arkadaşlarına ayrıca teşekkür ederim.

Hayatım boyunca her zaman benimle olan, desteklerini hiç bir zaman esirgemeyen canım anneme, babama ve biricik kardeşime en derin sevgi ve saygılarımla teşekkür ederim.