

**H_2^+ - LAZER İYONİZASYONUNUN DENEYSEL
DİZAYNI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MUSTAFA YILDIRIM

DANIŞMAN

Yard. Doç. Dr. Hüseyin Ali YALIM

FİZİK ANABİLİM DALI

OCAK 2008

Bu tez çalışması Erasmus-Socrates Projesi kapsamında Afyon Kocatepe Üniversitesi tarafından desteklenmiştir.

AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

H_2^+ - LAZER İYONİZASYONUNUN DENEYSEL DİZAYNI

MUSTAFA YILDIRIM

DANIŞMAN

Yard. Doç. Dr. Hüseyin Ali YALIM

FİZİK ANABİLİM DALI

AFYONKARAHİSAR

2008

ONAY SAYFASI

Yard. Doç.Dr. Hüseyin Ali YALIM' ın danışmanlığında,

Mustafa YILDIRIM tarafından hazırlanan

“ H_2^+ - Lazer İyonizasyonunun Deneysel Dizaynı ”

başlıklı bu çalışma lisansüstü eğitim ve öğretim yönetmeliğinin ilgili maddeleri

uyarınca

..../...../2008

tarhinde aşığıdaki jüri tarafından

Fizik Anabilim Dalında

Yüksek lisans tezi olarak oybirliği /oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

Unvanı, Adı, Soyadı

İmza

Başkan

Üye

Üye

Afyon Kocatepe Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

..../..../.... Tarih ve

..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Doç. Dr. Zehra BOZKURT

Enstitü Müdürü

ÖZET

H_2^+ - LAZER İYONİZASYONUNUN DENEYSEL DİZAYNI

Afyon Kocatepe Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü

Son yıllarda, atomal reaksiyonlar nötr parçacıklardan oluşan gaz jet hedefler kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Elektron davranışlarının zamana bağımlılığını hakkında bilgi elde edebilmek için, ileri kısa lazer pulslu pompa-irdeleme (pump-probe) deneylerinin en elverişli bir araç olduğu kanıtlanmıştır.

Nötr gaz hedeflerinden ortaya çıkan elektron ve iyonların vektörel momentumlarının ölçülmesinden sonra, iyonik hedeflerin araştırılması mümkün olan yeni bir adımdır. İyon hedefleri üzerine lazer şiddetli alan iyonizasyonların araştırılması için yeni bir deneysel kurulum gerçekleştirdik. Kurulan deneysel sistem Frankfurt 2.5 MeV van de Graff hızlandırıcısından bir iyon demeti ve şu anki en gelişmiş femto-saniye lazer sisteminden oluşmaktadır. Bu deneysel kurulum bir iyon ve bir lazer ışını arasındaki çakıştırma deney düzeneğidir. Bu deneyin amacı lazer alanı etkisiyle iyonlardan ortaya çıkan elektronların momentum dağılımının ölçülmesi amaçlanmaktadır.

Deneysel kurulum 4π yüksek çözünürlüklü elektron-iyon çakıştırma ölçümleri yapabilmektedir. 10^{-10} mbar basınç altında artık gaz atomlarının yoğunluğu 2×10^6 parçacık/cm³ buna karşın bizim kullandığımız hızlandırıcıdan elde iyonların yoğunluğu bu basınç altında $5 \times 4 \times 10^4$ iyon/cm³'dür. Bu "yoğunluk problemi" nedeniyle lazer, iyonlara göre artık gaz atomlarından daha fazla elektron sökecektir. Lazer-iyon reaksiyonundan kaynaklanan elektronların, iyon demeti yönünde 6×10^6 m/s ilk hıza sahip olması beklenir. Burada, lazer-artık gaz atomlarının etkileşmesinden kaynaklanan elektronlar sadece termal hız büyüklüğüne sahiptir. Spektrometre bu amaçla sadece ilk hıza sahip elektronların detektöre ulaşacak biçimde kullanılması için tasarlanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Pozitif iyon hızlandırıcısı, TiSa Lazer sistemi, Vakum sistemi, Spektrometre, Dedektör sistemi

ABSTRACT

THE EXPERIMENTAL SETUP OF H_2^+ - LAZER IONIZATION

Afyon Kocatepe University,
Graduate School of Natural and Applied Sciences

In the last years numerous experiments were performed in which atomic reactions were analyzed by using a gas jet to form a target consisting of neutral particles. In order to get information about the time dependent behavior of the electrons, pump-probe experiments with ultra short laser pulses have proved to be an appropriate tool.

After measuring the vector momenta of several ions and electrons resulting from neutral gas targets, investigating ionic targets is a possible next step. To investigate laser induced strong field ionization processes on ionic targets we adapt an experimental setup. Our experimental setup is consisting of an ion beam from the Frankfurt 2.5 MeV van de Graaff Accelerator and a state of the art femtosecond TiSa laser. The setup is a crossed beam experiment between an ion and a laser beam. The aim of this experiment is measuring the momentum distribution of the electrons released from the ions by the laser field.

The setup allows us 4π high resolution electron-ion-coincidence measurements. The density of the residual gas atoms at a pressure of 10^{-10} mbar is 2×10^6 particles / cm^3 , whereas we can achieve only a density of about $5 \times 4 \cdot 10^4$ ions / cm^3 with our accelerator. Due to this “density problem”, the laser will produce a good deal more electrons from the residual gas than from the ions. Fortunately the electrons originating from laser-ion reactions have an offset velocity of $6 \cdot 10^6$ m/s in direction of the ion beam where the electrons that originate from laser residual gas atom interactions only have a thermal velocity. The spectrometer is designed in a way that enables only the electrons having this offset velocity to reach the detector.

Key words: Positive ion accelerator, TiSa Laser System, Vacuum System, Spectrometer, Detector System

TEŞEKKÜR

Bu alıőmanın yűrűtűlmesinde beni bilgi ve tecrűbeleriyle yűnlendiren ve destekleyen Afyon Kocatepe Ŭniversitesi Fen-Edebiyat Fakűltesi Fizik Anabilim dalı űđretim űyesi ve tez danıőmanım Yrd. Doc. Dr. Hűsyin Ali YALIM'a, Erasmus-Socrates projesi kapsamında lisansűstű űđrencisi olarak Frankfurt Goethe Ŭniversitesine gitmemde katkılarından dolayı Yrd. Doc. Dr. Rıdvan ŬNAL'a, Frankfurt Ŭniversitesindeki çalıőmalarım sırasındaki yardımlarından dolayı proje sorumlusu Prof. Dr. Reinhard DÖRNER'a, laboratuvar çalıőma arkadaőım Matthias ODENWELLER'e ve hiçbir zaman maddi ve manevi desteđini esirgemeyen babam Cafer YILDIRIM'a teőekkűr ederim.

İÇİNDEKİLER

| | |
|--|------|
| ÖZET | i |
| ABSTRACT | ii |
| TEŞEKKÜR | iii |
| SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ | vi |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | x |
| ÇİZELGELER DİZİNİ | xiii |
| 1 GİRİŞ | 1 |
| 2 GENEL BİLGİLER | 4 |
| 2.1 ŞİDDETLİ LAZER ALANI ALTINDAKİ H_2^+ İYONU | 4 |
| 2.1.1 Şiddetli Lazer Alanında Fotonla Ayrışma (Fotodisasyon) | 4 |
| 2.1.2 Floquet Resmi | 8 |
| 2.1.3 Bağ Yumuşaması (Bond Softening), Bağ Sertleşmesi (Bond Hardening) ve Eşik-Üstü İyonizasyon (Above Threshold İonization) | 16 |
| 2.1.4 Moleküler Dizilim (Alignment) | 17 |
| 2.2 ŞİDDETLİ ALAN İYONİZASYONU VE COULOMB İTMESİ | 18 |
| 2.2.1 Foto İyonizasyon Mekanizmaları | 18 |
| 2.2.2 Elde Edilmiş İyonizasyonun Yarı-Klasik Modeli | 25 |
| 2.2.3 Yük-Rezonanslı Elde Edilmiş İyonizasyon (CREI: Charge-Resonant Enhanced İonization) (Zuo and Bandrauk 1995) | 27 |
| 3 MATERYAL METOT | 29 |
| 3.1 MODEL 2000 VAN DER GRAAF POZİTİF İYON HIZLANDIRICISI | 29 |
| 3.1.1 Hızlandırıcı Voltaj | 30 |
| 3.1.2 Hızlandırma Yolu | 32 |
| 3.1.3 Pozitif İyon Kaynağı | 32 |
| 3.1.4 Kütle Seçimi | 34 |
| 3.1.5 Hızlandırıcıda İşletilen Vakum Sistemi | 36 |
| 3.1.6 Veri Kontrol Sistemi | 38 |
| 3.1.7 İsteğe bağlı Elektron Konversiyonu (conversion) | 42 |
| 3.2 İLERİ YÜKSEK VAKUM UHV (Ultra High Vacuum) SİSTEMİ | 43 |
| 3.2.1 Döner (Rotary) Pervane Pompalar (Trivac A, Trivac B, Trivac E, Sogevac) | 45 |
| 3.2.2 Turbo Moleküler Pompa | 50 |
| 3.2.3 Derin Soğukluk Pompası (Cryo Pompa) | 57 |

| | | |
|--------------|--|-----------|
| 3.2.3.1 | Cryo Pompa Türleri..... | 57 |
| 3.2.3.2 | Soğutucu Başlık ve Çalışma Prensibi..... | 59 |
| 3.2.3.3 | Soğutucu Cryo Pompa..... | 60 |
| 3.2.4 | Sublimation Pompa | 61 |
| 3.2.5 | Kaçaklar ve Kaçakların Tespit Edilmesi | 64 |
| 3.2.6 | UHV Ortamı Yaratmak İçin Gerekli Olan Süreçler | 66 |
| 3.3 | LAZER SİSTEMİ | 68 |
| 3.3.1 | Osilatör | 69 |
| 3.3.2 | Chirped puls yükseltme | 71 |
| 3.3.3 | Yükselteç | 72 |
| 3.3.4 | Lazer Odaklama | 72 |
| 3.4 | SPEKTROMETRE | 75 |
| 3.4.1 | Spektrometrede kullanılan malzemeler ve özellikleri | 76 |
| 3.4.2 | Işın Temizleyici ve Işın Analizörü | 79 |
| 3.4.3 | Lazer Koridoru | 83 |
| 3.4.4 | İyon, Elektron Hizalama Dedektörleri ve Odaklanma İğnesi | 86 |
| 3.5 | MCP (MICRO CHANNEL PLATE) DEDEKTÖR | 89 |
| 3.5.1 | MCP' nin Çalışma Prensibi | 90 |
| 3.5.2 | İyonların Elektronların Parçacıkların Demetlerin Dedekte Edebilme Etkinliği | 91 |
| 3.5.3 | MCP Dedektörlerin Time-of-Flight Kütle Spektrometresinde (TOF-MS) Kullanımı | 92 |
| 3.5.4 | MCP Dedektörü ile Zaman ve Pozisyon Nasıl Belirlenir? | 93 |
| 4 | BULGULAR | 95 |
| 5 | TARTIŞMA VE SONUÇ..... | 100 |
| | KAYNAKLAR..... | 105 |
| | ÖZGEÇMİŞ..... | 111 |

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

1. Simgeler

| | |
|--------------|---|
| γ | Keldysh Parametresi |
| ϵ | Di elektrik sabiti, Eliptiksel lazer alanı |
| ϵ_0 | Serbest uzayın elektriksel geçirgenliği |
| θ | Molekülün çekirdekler arası ile lazer eksenini arasındaki açı |
| $1s\sigma_g$ | Birinci uyarılmış çekici durum |
| $2p\sigma_u$ | Birinci uyarılmış itici durum |
| λ | Lazer alanının dalga boyu |
| ν | Işık frekansı, Lazer alanının frekansı |
| ν_0 | Eşik Frekansı |
| τ | Puls gecikmesi |
| ω | Lazer alanının açısal frekansı |
| ω_R | Rabi frekansı |
| 1ω | Tek- foton ayrışması |
| 2ω | Net iki - foton ayrışması |
| 2D | İki- boyut |
| 3D | Üç boyut |
| a | İvme |
| B | Manyetik alan |
| c | Vakum içerisinde ışık hızı |
| \bar{c} | Moleküler Hız |
| d | Lazer isinin boyutu (FWHM), plakalar arası mesafe |
| d | Geçiş dipol momentini |
| e | Elektron yükü |
| E | Enerji |
| E | Elektrik alan |
| E_0 | Elektrik alan genliği |
| E_{diss} | Ayrışma enerjisi |
| E_p | Puls enerjisi |
| F | Kuvvet |
| f | Odak uzunluk |

| | |
|--------------|--|
| H | Toplam Hamiltoniyen |
| H_{el} | Elektronik Hamiltoniyen |
| H_0 | Serbest Alan Hamiltoniyeni |
| h | Planck sabiti |
| I | Şiddet |
| I_0 | Pik şiddeti |
| I | Odaktaki pik şiddeti |
| I_p | İyonizasyon potansiyeli |
| I_{thr} | Eşik şiddeti |
| J | Rotasyonel kuantum numarası |
| L | MCP detektör ile etkileşim bölgesi arasındaki mesafe |
| m | Kütle |
| m_e | Elektron kütlesi |
| m_m | Moleküler kütle |
| n | Foton sayısı, |
| q | İyon yükü |
| r | Radyan koordinat |
| R | Çekirdekler arası mesafe, manyetik alanda iyonların izlediği yörünge |
| R_c | Çekirdekler arası kritik mesafe |
| R_{eq} | Çekirdekler arası eşit mesafe |
| S | Pompalama Hızı |
| T | Periyot |
| T_{lazer} | Lazer Optiksel Periyot |
| $T_{tünel}$ | Lazer tünelleme zamanı |
| t | Etkileşim ve dedikte etme arasındaki zaman |
| U_a | Hızlandırma voltajı |
| U_p | Ponderomotive potansiyel, Potansiyel Enerji |
| ν | Vibrasyonel kuantum sayısı |
| ν_0 | İyon demetindeki iyonun ilk hızı |
| q_e | Elektrik yükü |
| V | Potansiyel, Etkileşme Terimi |
| V_{toplam} | Toplam Potansiyel |

| | |
|-------------|---|
| V_{iyon} | İyonun Potansiyeli |
| V_{lazer} | Lazer Potansiyeli |
| Z | İyonun elektriksel yükü |
| ω | Açısal Frekans |
| w | Lazer demet yarıçapı (1/e2 half-width) |
| w_R | Rabi Frekansı |
| w_0 | Odak düzlemde lazer yarıçapı |
| w_b | Vibrasyonel Frekans |
| W_e | Kinetik enerji |
| W_0 | İş Fonksiyonu |
| x | iyon demeti eksenini boyunca uzaysal koordinat |
| y | Lazer yayılma eksenini boyunca uzaysal koordinat |
| y_R | Rayleigh aralığı |
| z | Lazer polarizasyon eksenini boyunca uzaysal dağılır |

2. Kısaltmalar

| | |
|------------|--|
| ATI | Eşik üstü iyonizasyon |
| ATD | Eşik üstü ayrışma |
| CE | Coulomb patlaması |
| COLTRIMS | Cold Target Recoil ion Momentum Spectrum |
| CPA | Chirped-puls yükseltmesi |
| CREI | Elde edilmiş yük rezonans iyonizasyon |
| CW | Sürekli dalga |
| D_2^+ | Döteryum molekülü iyonu |
| <i>ECE</i> | Coulomb itme enerjisi |
| FWHM | Yarı maksimumda tam genişlik |
| H_2 | Hidrojen molekülü |
| H_2^+ | Hidrojen molekülü iyonu |
| He | Helyum |
| OBI | Bariyer üzeri iyonizasyon |
| TOF | Uçuş zamanı |
| TOF-MS | Uçuş zamanlı kütle spektrometresi |
| TMP | Turbo moleküler Pompa |
| UHV | İleri yüksek vakum |
| UV | Ultra Viyole ışınlar |
| MCP | Çoklu kanal düzlemi |
| N_2 | Nitrojen |
| KML | Kaptain Murnane Labs |
| IKF | Institute Kern Physics |

ŞEKİLLER DİZİNİ

| | Sayfa No |
|---|----------|
| Şekil 2.1 H_2^+ iyonunun en düşük iki elektronik durumu. | 7 |
| Şekil 2.2 (a) $1s\sigma_g$ ve $2p\sigma_u$ elektronik durumların potansiyel eğrileri fotonlarla “giydirilmiştir“ (diyabatik potansiyel eğrileri). (b) Üç farklı şiddet için giydirilmiş alan diyabatik ve adyabatik eğrileri. | 12 |
| Şekil 2.3 (a) $1s\sigma_g$ ve $2p\sigma_u$ için serbest-alan potansiyel eğrileri b) Farklı şiddetler için giydirilmiş alan diyabatik ve adyabatik potansiyel eğrileri. | 15 |
| Şekil 2.4 H_2^+ iyonun tek-foton çakışma çakışma noktası yakınlarında giydirilmiş düşük potansiyel yüzeyi. Pik şiddeti $7.5 \times 10^{12} W/cm^2$ (Serov 2003). | 18 |
| Şekil 2.5 Çoklu foton iyonizasyon (MPI) ve eşik üstü iyonizasyon süreçlerinin sırasıyla şematiksel ve grafiksel gösterimi. | 21 |
| Şekil 2.6 Tünelleme iyonizasyonunun sırasıyla şematiksel ve grafiksel gösterimi. | 22 |
| Şekil 2.7 Bariyer üzeri iyonizasyon mekanizmasının (OBI)’ nin şematik olarak gösterimi. | 23 |
| Şekil 2.8 Kombine olmuş iki proton ($R/2$ ve $-R/2$ de yerleşmiş) ve bir statik elektrik alanın eşitlik 2.30 içerisindeki bir elektronun potansiyel enerjisi (Elektrik alanın büyüklüğü $E_0 = 0.06$ a.u.). a) elektron çekirdekler arasında serbest olarak titreşebilmektedir b) Çekirdekler arası mesafe arttıkça, iç bariyer yükselmeye baslar ve potansiyel kuyuları arasında yük transferini engeller c) Elektronun tünelleme yapması d) Büyük R uzaklıklarında, iç bariyer genişlemektedir ve çok zor nüfuz edilebilir, bu yüzden iyonizasyon olasılığı tekrardan atomun iyonizasyon olasılığı gibidir. | 26 |
| Şekil 2.9 Dalga boyu 1064 nm ve şiddeti $1 \times 10^{14} W/cm^2$ olan bir lazer için çekirdekler arası dağılımın bir fonksiyonu olarak hesaplanmış iyonizasyon oranları | 27 |
| Şekil 3.1 Model 2000 Van der Graaf Pozitif İyon Hızlandırıcısı (Manuel Books of model 2000 Van der Graaf Pozitif İyon Hızlandırıcısı). | 30 |
| Şekil 3.2 Van der Graaf jeneratörünün çalışma prensibi (Manuel Books of model 2000 Van der Graaf Pozitif İyon Hızlandırıcısı). | 31 |
| Şekil 3.3 a) Pozitif İyon Kaynağı b) Pozitif İyon kaynağı’nın kesiti. | 34 |
| Şekil 3.4 Kütle spektrumu (Pacivic 2004). | 35 |
| Şekil 3.5 Hızlandırıcıda kullanılan vakum sistemi (Manuel Books of model 2000 Van der Graaf Pozitif İyon Hızlandırıcısı). | 37 |
| Şekil 3.6 (a) Vakum kontrol sistemi b) Hızlandırıcı kontrol sistemi | 40 |
| Şekil 3.7 UHV vakum odacığı. | 44 |
| Şekil 3.8 a) Deneysel düzeneğin üstten görünümünün teknik çizimi b) Deneysel düzeneğin fotoğrafi. | 45 |
| Şekil 3.9 Tek-kademeli döner pompanın bir kesiti (Trivac A) (Fundamental Vacuum Technology). | 45 |
| Şekil 3.10 Trivac B tek-kademeli döner pompanın tesir kesiti. | 46 |
| Şekil 3.11 İki kademeli döner pervane pompanın kesiti. | 48 |
| Şekil 3.12 a) Sistemde kullanılan iki kademeli döner pompa b) İki kademeli döner pompanın sistem içerisindeki montajı | 49 |
| Şekil 3.13 Molar kütle M ’nin fonksiyonu olarak değerleri (Leybold Vacuum Products and Reference Book 2001/2002). | 51 |

| | |
|---|----|
| Şekil 3.14 Tipik bir Turbo moleküler pompanın şematik gösterimi (Fundamental Vacuum Technology). | 52 |
| Şekil 3.15 Farklı Turbo moleküler pompaların hava için pompalama hızı. | 53 |
| Şekil 3.16 Molar kütle M' in fonksiyonu olarak maksimum sıkıştırma k_0 eğrisi. | 54 |
| Şekil 3.17 Turbovac 340 M tipi Turbo moleküler pompanın N_2 , He ve H_2 için destek basıncının bir fonksiyonu olarak maksimum sıkıştırma eğrisi. | 55 |
| Şekil 3.18 a) Sistemdeki büyük Turbo moleküler pompanın fotoğrafı b) Sistemdeki küçük Turbo Moleküler pompanın fotoğrafı. | 56 |
| Şekil 3.19 Derin Soğukluk Pompası (Fundamental of Vacuum Technology). | 58 |
| Şekil 3.20 Soğutucu Cryo pompanın bileşenleri. | 60 |
| Şekil 3.21 (a) Süblimlasyon pompası (b) Sistem içerisindeki süblimlasyon pompası. ... | 62 |
| Şekil 3.22 Kurulan deneysel sistemde kullanılan vakum sistemi düzeneğinin a) fotoğraf ve b) şematiksel gösterimi. | 63 |
| Şekil 3.23 Helyum kaçak dedektörü. | 65 |
| Şekil 3.24 Vakum odacığı ısıtma bantları ile sarılmış (b) ısıtma işlemi sırasında vakum odacığının alüminyum folye ile sarılmaktadır. | 67 |
| Şekil 3.25 Vakum odacığı ısıtma bantları ile sarılmış (b) ısıtma işlemi sırasında vakum odacığının alüminyum folye ile sarılmaktadır. | 68 |
| Şekil 3.26 Kerr Etkisi | 70 |
| Şekil 3.27 Chirped puls yükseltilmesinin şematik gösterimi (Milan 2007) | 71 |
| Şekil 3.28 Sistemde lazer giriş yeri, lazerin sistem içerisindeki görüntüsü, odaklanma noktası ve odaklanma aynasının gösterimi. | 74 |
| Şekil 3.29 Spektrometrenin sistem içerisindeki konumu. | 75 |
| Şekil 3.30 Spektrometrenin kurulum şematiği. | 76 |
| Şekil 3.31 a) Kaplama cihazı b) elektrot ve seramiklerin yerleşme biçimi c) Germanyum ile kaplanmış seramikler | 78 |
| Şekil 3.32 (a) Grit b) Grit kullanıldığında oluşan alan çizgileri c) Grit kullanılmadığında oluşan alan çizgileri. | 79 |
| Şekil 3.33 Sistemimizdeki iyon demetinin ışın temizleyicisine gelme şekli. | 80 |
| Şekil 3.34 a) Spektrometre üzerindeki araçlar ve tanımı b) Spektrometrenin taslak çizimi | 81 |
| Şekil 3.35 Çarpışmadan sonra sistemde parçacıkların parçacık dedektörüne ulaşma süreci. | 81 |
| Şekil 3.36 Spektrometre üzerindeki lazer koridoru. | 84 |
| Şekil 3.37 a) Spektrometrenin şematik şekli b) SIMION programında lazer koridorlu spektrometre c) SIMION programında lazer koridorsuz spektrometre. | 85 |
| Şekil 3.38 a) İyon, elektron hizalama dedektörü ve odaklanma iğnesi b) Spektrometre c) Ortasından kesilmiş spektrometre. | 87 |
| Şekil 3.39 Odak iğnesinin chamber içerisinde test lazeri ile konumu. | 88 |
| Şekil 3.40 Sistemde kullandığımız MCP dedektörün farklı açılardan görünümü. | 89 |
| Şekil 3.41 (a) Kesilmiş MCP'nin yapısı b) MCP çalışma prensibi | 91 |
| Şekil 3.42 İyon-Lazer çarpışmasında kullanılan TOF spektrometresi. | 93 |
| Şekil 4.1 a) Vakum odacığının ısıtılırken ve b) soğutulurken ölçülen basınç değerlerinin sıcaklıkla değişimi | 96 |
| Şekil 4.2 a) Spektrometrenin iki boyutlu Solid Work ile çizimi b) SIMION 3D ile simülasyonu ve tek düzeli elektrik alanının gösterimi | 97 |
| Şekil 4.3 Spektrometre plakalarının direnç bağlantıları. | 98 |
| Şekil 4.4 Deneysel sistemin lazer ve hızlandırıcı ile bağlantısı. | 98 |

| | |
|--|-----|
| Şekil 5.1 Lazer-İyon çarpışması deney sistemi. | 100 |
| Şekil 5.2 Lazer-İyon çarpışması deney sistemi. | 101 |
| Şekil 5.3 Spektrometrenin geometrik faktörü, çarpışma anında iyonize olan elektronların yörüngeleri ve durumu. | 103 |
| Şekil 5.4 Çarpışmadan sonra detektör üzerinde gözlenebilecek elektron sinyalleri. ... | 104 |

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

| | |
|--|----|
| Çizelge 3.1 Şekil 3.5’deki vakum sisteminin numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri. | 38 |
| Çizelge 3.2 Şekil 3.5 (b)’ de gösterilen vakum kontrol sisteminin numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri. | 40 |
| Çizelge 3.3 Şekil 3.5 (b)’ de gösterilen vakum kontrol sisteminin numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri. | 41 |
| Çizelge 3.4 Şekil 3.8’de gösterilen tek kademeli Trivac A döner pompanın numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri. | 46 |
| Çizelge 3.5 Şekil 3.10’ da gösterilen tek kademeli Trivac B döner pompanın numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri. | 47 |
| Çizelge 3.6 Şekil 3.13’ de gösterilen Turbo moleküler pompanın numaralarla gösterilmiş olan bileşenlerinin isimleri..... | 52 |
| Çizelge 3.7 Deney sisteminde istenilen lazer pulsun özellikleri. | 69 |
| Çizelge 3.8 MCP’nin dedekte etkinliği. | 92 |

1 GİRİŞ

Üzerine elektromanyetik radyasyon düşen bir metal elektron yayar. Bu elektronlara foto elektron denir. Metalden elektronun yayılması ancak gelen ışığın ν frekansının metalin minimum eşik frekansı (ν_0) değerini aşması sonucu gerçekleşir. Işığın şiddetini artırılması örneğin ışık kaynağının metal plakaya daha da yakınlaştırılması ya da metal plakanın ışığa maruz kalma süresinin artırılması yayılan elektronların kinetik enerjileri üzerine herhangi bir etki yapmamaktadır. Yayılan elektronların kinetik enerjisi sadece ışığın frekansına bağlıdır. Bu yaklaşım, klasik elektrodinamiğin öngörülleri ile uyumsuzluk içerisindeydi ve yıllarca bilinmeyen bir bilmeceydi.

1905 yılında Einstein bu olaya ışık kuantumlaşmıştır diyerek açıklık getirmiştir (Einstein 1905). Her bir elektron sadece bir ışık kuantumunu (fotonunu) yutabilmektedir. Eğer ışığın kuantumlaşma enerjisi $h\nu$, yüzeyden bir elektronu sökmek için gereken enerjiden yani materyalin iş fonksiyonu W_0 dan daha küçükse herhangi bir etki meydana gelmemektedir. Aksi halde, bir elektron belli bir kinetik enerjiyle yayılır ve bu kinetik enerji:

$$W_e = h\nu - W_0 \quad (1.1)$$

şeklindedir. Burada h ; Planck sabitini, ν ; gelen ışığın frekansını ifade eder. Bu açıklama çok başarılı bir sonuçtur ve bu açıklama yaratıcısına 1921 yılında Nobel ödülünü getirmiştir.

Bununla birlikte bir elektron sadece bir foton yutabilmektedir varsayımı aslında sadece bir yaklaşımdır ve son yıllarda gelişen şiddetli alan lazer sistemleri ile elde edilen çok büyük ışık şiddetleri için geçerliliğini yitiren bir yaklaşımdır.

Şiddetli alan lazer pulsları birçok fotonun eş zamanlı yutulmasıyla elde edilmektedir. Bu gibi lazer pulslarının bütün fotonlarında yüksek şiddetin elde edebilmesi için mümkün olan en küçük uzayda sıkıştırılması gerekmektedir. Işın yönünde en kısa puls süresince odaklanıp taşınmasıyla lazer pulsları en küçük uzaya sıkıştırılabilmektedir.

Günümüzde lazer pulslarını femto-saniyede (10^{-15} s) üretmek mümkündür. İleri kısa pulsların odak noktasındaki (spot) şiddetleri 10^{20} W/cm², yi aşan pulslar üretilmektedir. Dünyaya gelen bütün güneş ışınlarını bir toplu iğne başına odaklasak bile elde edilecek şiddet değeri $2,7 \times 10^{17}$ W/cm² civarında olmaktadır (Staude 2005).

Günümüzde ışık-madde etkileşmesinde en fazla ilgi atomlar üzerinde olmaktadır. 10^{15} W/cm² şiddetli lazer pulslarıyla, atom ve molekülleri, moleküler titreşim (vibrasyon) ve dönme (rotasyon) hareketlerindeki zaman skalalarının bu gibi lazer şiddetlerin puls zamanlarından daha büyük olduğu bir anda, iyonize etmek mümkündür. Hızlı iyonizasyon boyunca, çekirdeğin hareketi neredeyse donar ve sonuçta yüklü parçacıklar birbirinden ayrı olarak uçar. İyonizasyon anındaki molekülün durumu, bu parçacıkların hesaplanmasıyla tekrardan yapılandırılabilir. Diğer yandan lazer, moleküler titreşim için ileri yüksek kamera gibi çalışır. Kimyasal reaksiyonlarda moleküllerin yapı değişikliği bu yolla izlenebilir. Kimya ve biyoloji için ileri hızlı süreç olarak adlandırılan bu süreçler çok büyük ilgi görmektedir ve 1999 yılında kimyada bu alanda Nobel ödülü kazanılmıştır.

Doğadaki en basit molekül, H_2^+ , Hidrojen molekülü iyonudur. Hidrojen molekülü iyonu H_2^+ , iki protona bağlanmış bir elektrondan oluşmaktadır. Hidrojen molekülü, H_2 , bütün moleküller içerisinde en küçük titreşimsel periyoda “48 fs” sahiptir. Bir model sistem olarak H_2^+ , şiddetli lazer alanı altındaki moleküler fiziğin ve atomik demetlerin fiziğinin anlaşılmasında temel rol oynar. H_2^+ İyonunun ayrışma ve iyonizasyon dinamikleri teoriksel açıdan ayrıntılı olarak incelenmiş olmasına rağmen deneysel olarak sadece sınırlandırılmış anlayış içeriğine sahiptir (Giusti-Suzor et al. 1995). H_2^+ iyonunun deneysel zorluğu, H_2^+ iyonunun hazırlanmasında yatmaktadır ve geçmişte neredeyse bütün deneylerde H_2 molekülü yada izotropik varyantı olan D_2 molekülleri öncül hedef olarak kullanılmıştır (Posthumus and McCann. 2001). Bu nedenle lazer iyon çarpışmasında kullanılacak olan lazerle nötr molekül ilk önce iyonlaştırılıp moleküler iyon elde edilmektedir ve daha sonra elde edilen moleküler iyon ikinci lazer pulsu gönderilerek iyon-lazer etkileşimi incelenmektedir. H_2^+ 'ın ilk iyonizasyon adımı,

son iyonizasyon adımı ve ayrışma dinamikleri arasındaki etkileşim deneysel sonuçların açık yorumlarına mani olmaktadır. Üstelik 10^{14} W/cm² aşağısındaki şiddetlerde oluşum fenomenunu, H_2 molekülünün iyonizasyonu için gerekli yüksek şiddetlerden dolayı elde edilememiştir. Hızlı iyon demetlerinin kullanılmasıyla H_2^+ 'daki şiddetli alan etkisi sadece yayınlanan birkaç deneyle araştırılmıştır (Sändig et al. 2000, Williams et al. 2000, Pavicic et al. 2003, Ben-Itzhak et al. 2005).

Bu tezde H_2^+ iyonunun şiddetli alan ayrışımı, Coulomb itmesi ve iyonizasyonu hedefleyen deneyin dizaynı anlatılacaktır. Temel amaç, kazanılmış iyonizasyonda elektronun iyonize olması için kritiksel zamanın ortaya çıkarılması olan bu dizaynda, elektron ve parçacıkların detektörde belirlenebilmesi için gerekli olan; 10^{-10} mbar ortamının hazırlanması için ileri yüksek vakum teknolojisi, 300 keV enerjili iyonun elde edilebilmesi ve vakum odacığı içerisindeki çarpışma bölgesine gelebilmesi için kullanılan Frankfurt Goethe Üniversitesi Çekirdek Fiziği Enstitüsünde bulunan Model 2000 Van Der Graaf Pozitif İyon hızlandırıcısı, 10^{14} W/cm² ile 10^{15} W/cm² şiddetli lazer alanın elde edilebilmesi ve vakum odacığı içerisinde odak bölgesine gelebilmesi için Frankfurt Goethe Üniversitesi Çekirdek Fiziği Enstitüsünde bulunan KML Lazer sistemi, parçacıkların detektörde edilebilmesi için MCP detektörler ve en önemlisi 10^{-10} mbar da dahi elektronun detektörde belirlenmesine engel teşkil eden uzay yük etkilerinin aşılması için sadece bu deney sisteminde kullanılacak olan özel geometriye sahip spektrometre anlatılacaktır.

2 GENEL BİLGİLER

Bu bölümde kurulan deneysel sistemin neden kurulduğunu ve böyle bir deneyin neden gerçekleştirildiğini basit bir şekilde açıklayabilmek için teoriksel bir anlatım verilmiştir. Bölüm 2.1’ de bu tezde temel alınan H_2^+ iyonunun şiddetli lazer alanındaki fotonla ayrışma (fotodisasyon) mekanizması anlatılmıştır. İlk olarak, şiddetli alanın bir tanımı verilmiş ve farklı teoriksel yaklaşımlar kullanılarak bu alan içerisindeki H_2^+ iyonu açıklanmıştır. Burada, fotonla giydirilmiş “dressed” moleküler konumların bir resmi sunulmuştur. Bu resim rehberliğinde, ışığa maruz bırakılmış potansiyel eğriler açısından ışık-molekül sisteminin karakteristik bir açıklamasına gidilmiştir. Moleküler bağ yumuşaması, titreşimsel (vibrasyonel) tuzak ve eşik üstü ayrışma (disasyon) gibi deneyde gözlenebilecek, tahmin edilen etkiler ve bunun yanı sıra geometrik ve dinamik dizilimler tartışılmıştır. $10^{14} W / cm^2$ lazer şiddeti civarında, disasyon süreci moleküler iyonizasyonla artarak eşlik eder ve daha sonra bu süreç çekirdeğin Coulomb itmesiyle sonlanır. Bölüm 2.2’ de bu parçaların mekanizması tartışılmıştır. Bu bölümde ilk olarak, yarı klasik basit bir iyonizasyon modeli verilmiştir. Bu model parçacıkların kinetik enerjilerini açıklayabilmektedir.

2.1 ŞİDDETLİ LAZER ALANI ALTINDAKİ H_2^+ İYONU

2.1.1 Şiddetli Lazer Alanında Fotonla Ayrışma (Fotodisasyon)

Bu bölüm şiddetli alan lazer fiziğinin daha iyi anlaşılmasını amaçlamaktadır. Şiddetli alan derken aslında ne kadar şiddetlidir? Elektrodinamikte bir elektromanyetik dalganın şiddeti;

$$I = \frac{1}{2} \cdot \epsilon \cdot c \cdot E^2 \quad (2.1)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada ϵ , dielektrik sabiti; c , ışık hızı ve E elektrik alan büyüklüğüdür. Buna göre, vakumlu bir ortamda elektrik alan;

$$E = \sqrt{\frac{2 \cdot I}{\epsilon_0 \cdot c}} \quad (2.2)$$

olarak verilmektedir.

Deneyde ayrışmanın (disasyonun) artarak devam ettiği lazer şiddeti $(I = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2)$ göz önüne alınıp $\epsilon = \epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$ ve $c = c_{vac} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ vakumlu ortamdaki elektrik alan kuvveti formülünde sabitler yerine konulursa elektrik alan kuvveti

$$E = 4,3 \cdot 10^{10} \frac{\text{V}}{\text{m}} \quad (2.3)$$

olarak elde edilir.

Vakumlu bir ortamda her biri 1 cm^2 lik alanlı plakalardan oluşmuş bir kapasitör olduğu varsayılırsa bu plakalar birbirlerini 820 kN ' luk bir elektrostatik kuvvetle çekecektir. Bu çekimi teknik olarak elde edebilmek için, üç tane lokomotif ihtiyacı duyulmaktadır.

Lazer radyasyonu ile en basit moleküler sistem olan H_2^+ iyonunun çarpışması farklı çerçevelerde açıklanabilir. Şiddetli lazer alanı altındaki H_2^+ iyonunun davranışı için teorik yaklaşım ayrıntılı olarak sunulmuştur (Bandrouk 1994, Posthumus ve McCann 2001). Birçok yaklaşım sadece radyasyon alanını karakterize eden, örneğin şiddet, dalga boyu ve puls devinimi gibi belli rejimin parametrelerinde geçerlidir. Bu kısımda bu gibi parametreler tarafından özelleştirilmiş farklı rejimler tartışılacaktır.

Düşük şiddetlerde etkileşim, pertürbasyon teorisi kullanılarak açıklanabilir. Pertürbasyon teorisinin açıklandığı şiddet aralığında ayrışma (disasyon) oranı lazerin şiddetiyle doğru orantılıdır. Bu, Fermi'nin altın kuralı olarak bilinir (Landau and Lifshits 1977). Yüksek lazer şiddetlerinde, çoklu foton (multi foton) süreci yerini alır.

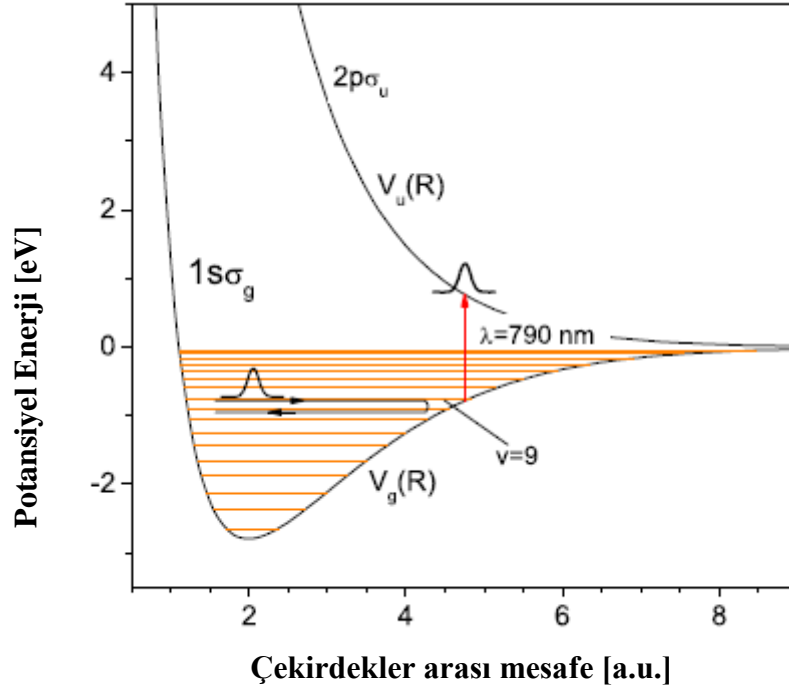
Bu gibi yüksek şiddet bölgeleri Rabi frekansı ile karakterize edilmektedir. Rabi frekansı, ω_R , (Mittleman 1993, Bandrauk 1994), radyatif çiftlenim şiddetini ölçer:

$$\hbar\omega_R [cm^{-1}] = E_0 \cdot d = 1,17 \cdot 10^{-3} \sqrt{I \left[\frac{W}{cm^2} \right]} \text{ a.u.} \quad (2.4)$$

Burada d geçiş dipol momentini olup, atomik birimde (a.u.) verilmiştir. E_0 , elektrik alanının genliğidir ve şiddet ile yukarıdaki denklem 2. 4 de olduğu gibi ilişkilendirilmiştir. Şiddetli ve zayıf çiftlenim arasındaki sınıflandırma Rabi frekansı ile çekirdeğin titreşim frekansı ω_v , karşılaştırılarak çok özel hale getirilebilir.

H_2^+ İyonuna bakıldığında, gönderilen radyasyon, H_2^+ iyonunun en düşük iki elektronik durumu olan çekici taban durumu $1s\sigma_g$ ile birinci uyarılmış itici durum $2p\sigma_u$ ile etkileşime girmektedir. Bu konumlar $V_g(R)$ ve $V_u(R)$ potansiyel eğrileriyle Şekil 2.1 de gösterilmiştir. Burada R iki çekirdek arasındaki mesafeyi belirtmektedir. Enerji bakımından yüksek seviyeli enerji durumları burada dikkate alınmamıştır çünkü yüksek seviyeli enerji durumları 11 eV ' dan daha yüksek enerjiye sahipken bu gibi deneylerde kullanılacak olan 790 nm ' lik dalga boyuna karşılık gelen lazer, 1.6 eV ' luk foton enerjisine sahiptir. İki en düşük enerji durumu rezonansça 4.8 a.u. ' luk çekirdekler arası mesafede etkileşmektedir (Pacivic 2004). Eğer Rabi geçiş frekansı titreşimsel (vibrasyonel) frekanstan; ω_v daha küçükse, molekülün rezonans yakınında harcadığı süre zarfında bir fotonu yutma olasılığı düşük olacaktır. Diğer yandan, $\omega_R \gg \omega_v$ durumunda, molekül rezonansa yaklaşırken büyük bir olasılıkla gönderilen radyasyon alanından bir fotonu yutacaktır. Franck-Condon faktörü bu geçiş için $\nu = 9$ titreşim (vibrasyonel) seviyesinde maksimumdur. 29 fs ' lik titreşim periyodu ile bu seviyenin $\hbar\omega_v$ titreşim (vibrasyonel) enerjisi yaklaşık olarak 1200 cm^{-1} ($\sim 0.3 \text{ eV}$) değerine eşittir. Rabi frekansı $\hbar\omega_R$ yaklaşık 800 cm^{-1} civarında olduğunda ve eşitlik 2.4'de bu değer ile dipol moment $d = 2.3 \text{ a.u.}$ (Bates, 1951) yerine konulduğunda, lazer şiddeti

10^{11} W/cm^2 ye yaklaşır. Bu nedenle, $I > 10^{11} \text{ W/cm}^2$ şiddetinde, pertürbasyon teorisi



Şekil 2.1 H_2^+ iyonunun en düşük iki elektronik durumu.

uygulanamaz ve farklı yaklaşımların kullanılması zorunlu olur. Gönderilen lazer radyasyonu tıpkı H_2^+ iyonunda olduğu gibi sadece birkaç elektronik durum ile etkileştiğinde kullanışlı bir method olarak Floquet ya da fotonla giydirilmiş “dressed” moleküler durumlar olarak adlandırılan format kullanılabilir (Cohen-Tannoudji *et al* 1992, Bandrauk 1994). Bu method ışığa maruz kalmış moleküler potansiyelleri açısından molekül-ışık sistemini açıklar (Kroll and Watson 1976, Bandrauk and Sink. 1981).

Lazer pulslarının devamlılıklarını (duration) dikkate aldığımızda, method zamana bağımlı ve bağımsız olmak üzere ikiye bölünebilir. Lazer pulslarının molekülün titreşimsel hareketi ve ayrışma süreci üzerindeki zaman ölçeğinden uzun olduğunda (bu gibi lazer pulsların devam süreleri yaklaşık 10 fs civarındadır) sistemin değişimi adyabatik olarak ele alınabilir. Bu gibi durumlarda zamandan bağımsız metotlar örneğin Floquet yaklaşımı kullanılabilir. Femtosaniye (Femtosecond) rejimindeki ultra

kısa pulslar için, lazer şiddeti moleküler hareketin zaman ölçeği üzerinde değişir ve bu nedenle zamana bağlı metotların kullanılması zorunlu olur. Bugünlerde birçok hesaplamalar zamana-bağlı Schrödinger denkleminin direk entegralinin alınmasına dayalı olan dalga paketinin yayılımı metodu kullanılarak yapılmaktadır.

Şekil 2.1’de, 790 nm’ lik bir dalga boyunda merkezlenmiş lazer radyasyonu H_2^+ iyonu ile etkileşime girdiğinde çekirdekler arası mesafeye bağlı olarak oluşan potansiyel enerji grafiği verilmiştir. Franck- Condon faktörü 4.8 a.u.’ luk çekirdekler arası mesafede $\nu = 9$ titreşim seviyesi için maksimum değerini alır.

Lazer radyasyonun frekansı elektronun hareketini içeren süreçlerde daha büyük bir önem taşımaktadır ve iyonizasyon süreci üzerine etkileri daha sonra Bölüm 2.2.1’ de tartışılacaktır.

Zamana bağlı Schrödinger denkleminin dayandırılmış methodlar kesin sonuçlara götürse bile bu çalışmada Floquet methodu tercih edilecektir. Çünkü Floquet methodu şiddetli alanlar içerisindeki fiziksel fenomenanın karakteristiksel açıklamasını çok daha iyi yapmaktadır.

2.1.2 Floquet Resmi

Işık alanı içerisinde bir moleküler sistem için zamana bağlı Schrödinger denklemi

$$H(r, R, t)\psi(r, R, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, R, t) \quad (2.5)$$

Burada r elektronik koordinatı ve R çekirdekler arası mesafeyi belirtmektedir. Toplam Hamiltoniyen $H(r, R, t)$, zamandan bağımsız serbest-alan Hamiltoniyeni $H_0(r, R)$ ve etkileşme terimi $V(R, t)$ ’ nin toplamından oluşmaktadır (Chu 1981).

$$H(r, R, t) = H_0(r, R) + V(R, t) \quad (2.6)$$

$$H_0(r, R) = T_R + H_{el}(r, R) \quad (2.7)$$

Burada T_R , nükleer kinetik enerji operatörü ve H_{el} elektronik Hamiltoniyendir.

Lineer polarize olmuş bir mono kromatik elektrik alanı $E(t) = e_z E_0 \cos(\omega t)$ için dipol yaklaşımı içerisinde etkileşim

$$V(r, t) = -er \cdot E(t) = \frac{eE_0 z}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) = V_- e^{i\omega t} + V_+ e^{-i\omega t} \quad (2.8)$$

Burada er dipol momenttir. Burada molekülün lazer alanı ile mükemmel bir şekilde hizalandığı varsayımı yapılmıştır.

Zamana bağımlılık sadece etkileşme terimi $V(r, t)$ 'den gelirken, toplam Hamiltoniyen zaman içerisinde periyodiktir. Hamiltoniyenin zaman içerisinde periyodikliği $H(t+T)$ 'dir ve burada periyot $T = \frac{2\pi}{\omega}$ ile verilmektedir. Floquet teoremine göre çözüm

$$\psi(r, R, t) = e^{iEt/\hbar} F(r, R, t) \quad (2.9)$$

formunda yazılabilmektedir (Shirley 1965, ve Chu 1981). Denklemde E , “quazi-enerji” olarak anılmaktadır. Fonksiyon $F(r, R, t)$, T periyodu ile periyodiktir. Bu nedenle Fourier serisi içerisinde bu fonksiyon uzatılabilmektedir.

$$F(r, R, t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} e^{-in\omega t} F_n(r, R) \quad (2.10)$$

Eşitlik (2.9) ve (2.10) kullanılarak dalga fonksiyonunda yerine konulursa

$$\psi(r, R, t) = e^{iEt/\hbar} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} e^{-in\omega t} F_n(r, R) \quad (2.11)$$

şeklinde yeni bir dalga fonksiyonu elde edilir.

Floquet eklentisini (2.11) Schrödinger denklemi içerisine ilave ederek ve (2.6) ile (2.8) denklemlerini kullanarak, zamana bağlı Schrödinger denklemi zamandan bağımsız diferansiyel denklemler kümesi haline dönüştürülür. Çünkü komşu Fourier bileşenleri etkilemiştir:

$$[E + n\hbar\omega - H_0(r, R)]F_n(r, R) = V_+ F_{n-1}(r, R) + V_- F_{n+1}(r, R) \quad (2.12)$$

$F_n(r, R)$ dalga fonksiyonları serbest-alan Hamiltoniyen H_0 'ın çözümleridir. Bu fonksiyonlar şimdi $e^{-in\omega t}$ faz faktörü ile “giydirilmiştir”. Sabit çekirdek ($T_R = 0$) için, serbest alan Hamiltoniyeni elektronik Hamiltoniyene eşittir. Bu nedenle, H_2^+ iyonu için $F_n(r, R)$ fonksiyonları elektronik durumların, $1s\sigma_g$ için $\phi_g(r, R)$ ve $2p\sigma_u$ için $\phi_u(r, R)$ dalga fonksiyonlarıdır.

$$\begin{aligned} H_{el}(r, R) \left| \phi_{g,n}(r, R) \right\rangle &= V_g R \left| \phi_{g,n}(r, R) \right\rangle \\ H_{el}(r, R) \left| \phi_{u,m}(r, R) \right\rangle &= V_g R \left| \phi_{u,m}(r, R) \right\rangle \end{aligned} \quad (2.13)$$

Eşitlik 2.11'den açıkça görülüyor ki benzer sonuçlar quazi-enerjiler E , $E \pm \hbar\omega$, $E \pm 2\hbar\omega$, vs için de ortaya çıkacaktır. Serbest alan çözümleri $F_n(r, R)$, bu da $\phi_g(r, R)$ ve $\phi_u(r, R)$ 'dir, radyasyon alanı, n fotonuyla “giydirilmiş” ve denklem 2.13' deki n indisi ile etiketlenmiş gibi yorumlanabilir. Bu gibi giydirilmiş durumlar şekil 2.2 (b)' de gösterilmiştir ve bu gibi şekiller adyabatik potansiyel eğrileri olarak adlandırılmaktadır. Bu yorumla birlikte, denklem 2.12' deki V_+ bir foton yutulmasından ve V_- de bir fotonun yayılmasından sorumludur. Sadece farklı simetri durumları etkileşebilirken, örneğin $g \leftrightarrow u$, komşu fonksiyonlar, denklem 2.12' deki n ve $n \pm 1$

indisi ile birlikte farklı elektronik durumlarla şekil 2.2 (a)' da gösterildiği gibi uyumlu olmak zorundadır. Bu da hesaba katılırsa, denklem 2.12 aşağıdaki şekli alır.

$$\begin{aligned} \left[E + n\hbar\omega - V_g \quad R \right] \left| \phi_{g,n}(r, R) \right\rangle &= V_+ \left| \phi_{u,n-1}(r, R) \right\rangle + V_- \left| \phi_{u,n+1}(r, R) \right\rangle \\ \left[E + n+1 \hbar\omega - V_u \quad R \right] \left| \phi_{u,n+1}(r, R) \right\rangle &= V_+ \left| \phi_{g,n}(r, R) \right\rangle + V_- \left| \phi_{g,n+2}(r, R) \right\rangle \end{aligned} \quad (2.14)$$

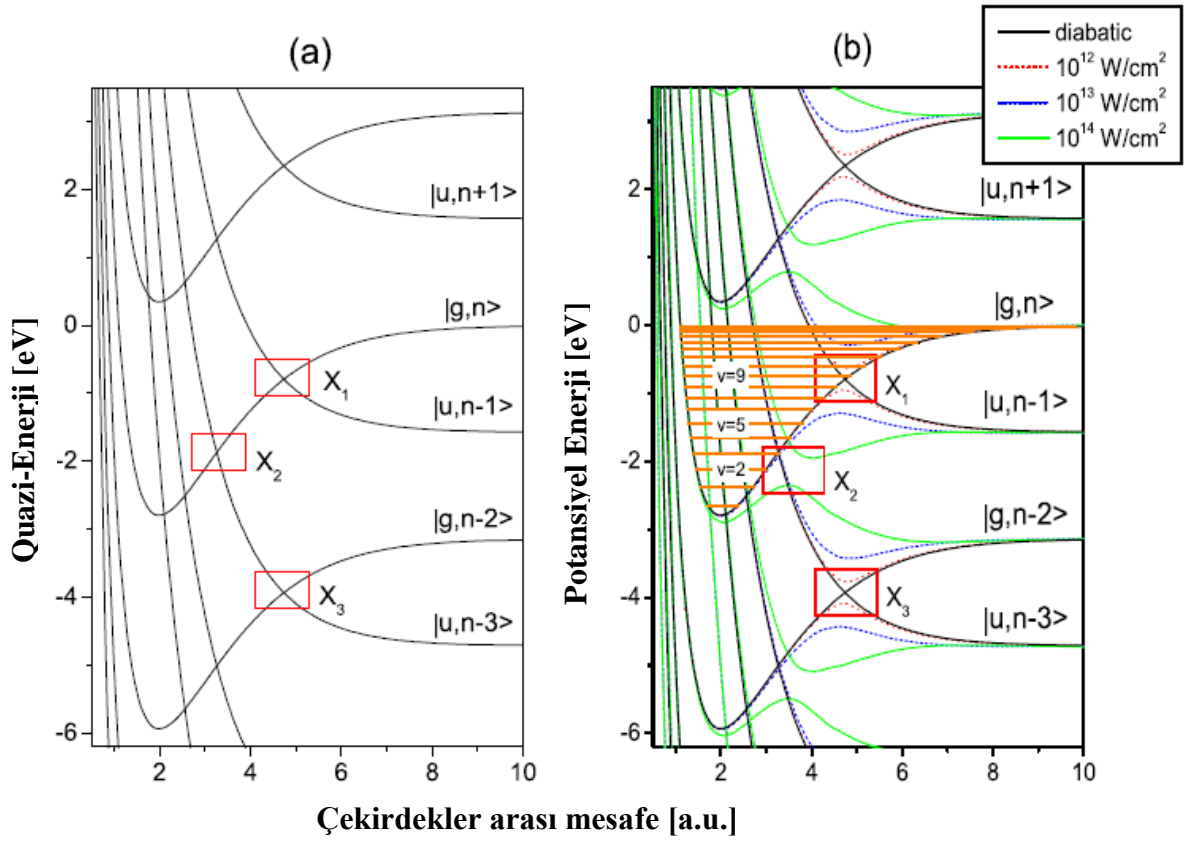
Işığa Maruz Kalmış Potansiyel Eğrileri

Sonsuz diferansiyel denklem kümeleri matris formunda yazılabilmektedir ve quazi-enerjileri matrisin diyagonalize edilmesiyle belirlenebilir.

$$\begin{bmatrix} \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \\ \dots & V_{gu} R & 0 & 0 & 0 & \dots \\ \dots & V_u R - (n-1)\hbar\omega & V_{gu} R & 0 & 0 & \dots \\ \dots & V_{gu} R & V_u R - n\hbar\omega & V_{gu} R & & \dots \\ \dots & 0 & V_{gu} R & V_u R - n+1 \hbar\omega & V_{gu} R & \dots \\ \dots & 0 & 0 & V_{gu} R & V_u R - n+2 \hbar\omega & \dots \\ \dots & 0 & 0 & 0 & V_{gu} R & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

$$V_{ug} R = V_{gu} R \equiv \langle 2p\sigma_u | V_{\pm} | 1s\sigma_g \rangle = \frac{E_0}{2} \langle 2p\sigma_u | e z | 1s\sigma_g \rangle = \frac{\hbar\omega_R}{2} \quad (2.16)$$

Pratik hesaplamalarda matris (2.15)'in üst tarafı sadece sonlu bir teke doğru ile kesilmelidir. En küçük matris yalnız 2×2 Floquet bloğundan oluşmaktadır. Öz değerler, denklemin çözülmesiyle elde edilebilmektedir.



Şekil 2.2 (a) $1s\sigma_g$ ve $2p\sigma_u$ elektronik durumların potansiyel eğrileri fotonlarla “giydirilmiştir” (diyabatik potansiyel eğrileri). (b) Üç farklı şiddet için giydirilmiş-alan diyabatik ve adyabatik eğrileri.

$$\begin{vmatrix} V_g(R) - E & V_{gu}(R) \\ V_{gu}(R) & V_u(R) - \hbar\omega - E \end{vmatrix} = 0 \quad (2.17)$$

Basit olması açısından denklem 2.15’ deki foton sayısı n sıfır seçilmiştir. Sonuçlar adyabatik potansiyel eğrisi olarak adlandırılır. Adyabatik potansiyel eğrisi $E_-(R)$ ve $E_+(R)$ aşağıdaki gibidir.

$$E_{\pm} = \frac{V_g(R) + V_u(R) - \hbar\omega}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{|V_g(R) + \hbar\omega - V_u(R)|^2 + \hbar\omega^2} \quad (2.18)$$

Şekil 2.3 (b) denklem 2.18' den hesaplanmış farklı şiddetler için adyabatik eğrileri göstermektedir. Pertürbe olmamış eğrilerin verileri (Sharp 1971) makalesi içerisinde bulunmaktadır ve dipol geçiş momentlerine Rabi frekansı için gerek duyulmaktadır (Bates 1951). Serbest-alan durumu için, denklem 2.17' deki diyagonal olmayan (non-diyogonal) matris elementleri sıfırdır ve öz değerler $V_g(R)$ ve $V_u(R) - \hbar\omega$ adyabatik eğrileridir. Eğriler bu nedenle çekirdekler arası rezonans bölgesi $R = X_1$ ' de çakışır, bu bölgedeki enerji farkı fotonun enerjisine eşittir. Sıfır olmayan (non-zero) şiddetler için, eğri mutlaka çakışır ve bu çakışmanın sonucunda $E_-(R)$ ile $E_+(R)$ adyabatik eğrileri arasında bir "aralık" meydana gelir. $R = X_1$ ' de bu aralığın genişliği Rabi frekansı ile orantılıdır, örneğin, lazer şiddetinin karekökü ile orantılıdır.

Adyabatik eğriler molekül-ışık sistemini tam olarak açıklar. $R < X_1$ için, sistem çoğunlukla çekici taban-durumuna sahiptir. Buna karşın $R > X_1$ için, birinci uyarılmış durum daha etkindir. Rezonans $R = X_1$ noktasında, moleküler dalga fonksiyonu aynı oranda "giydirilmiş" taban-durum ve uyarılmış dalga fonksiyonlarından oluşur (Wunderlich 1995).

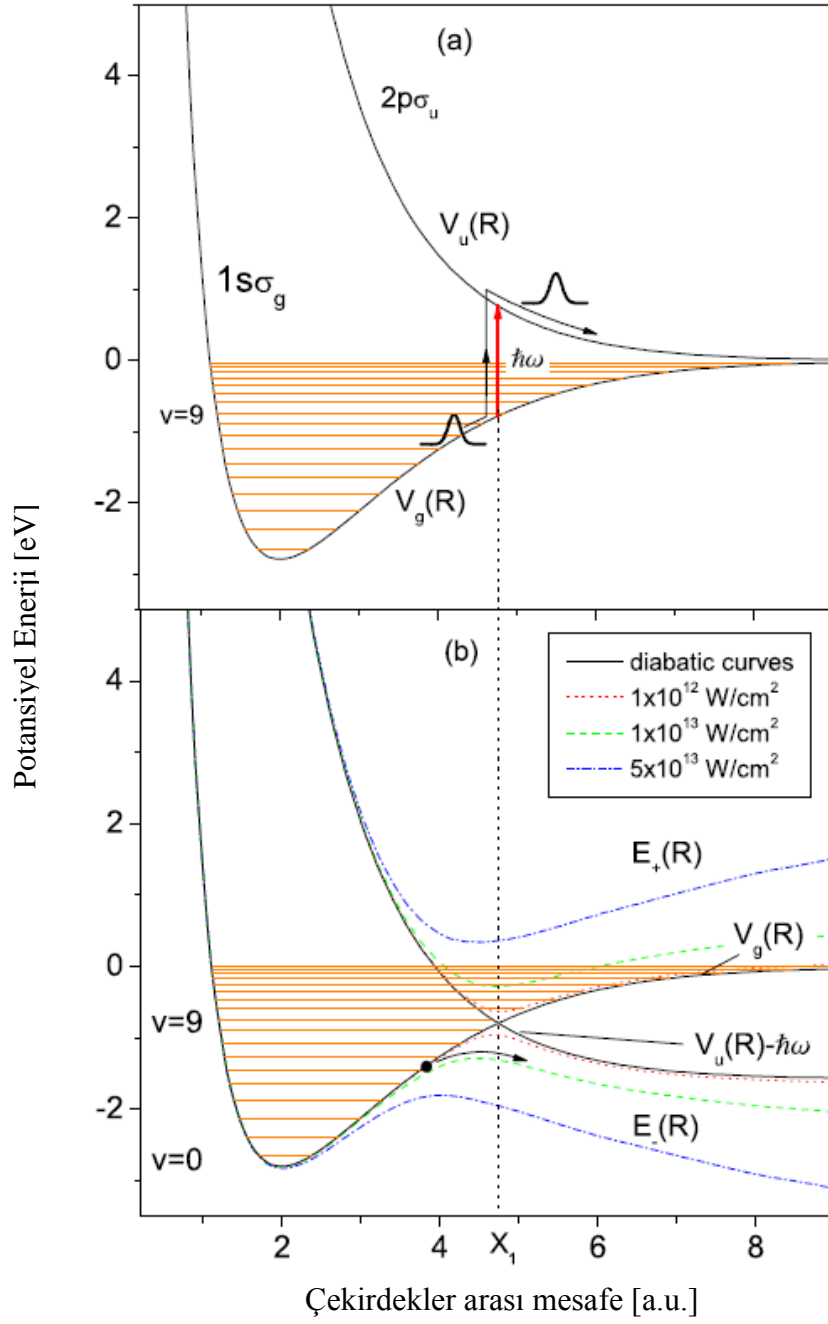
$$\psi(r, R) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\phi_{g,n}(r, R) + \phi_{u,n-1}(r, R) \right] \quad (2.19)$$

Burada neredeyse bütün yük, protonlar arasında titreşir. Bu, yük rezonansı (charge-resonance) olarak adlandırılır (Mulliken 1939) ve bölüm 2.2.3' de tartışılacaktır.

Adyabatik eğrilerin yorumları $V_g(R)$ eğrisi üzerinde bir nükleer dalga paketinin örneği kullanılarak ve soldan X_1 noktasına yaklaşılarak (şekil 2.1' de tartışıldığı gibi) resimlendirilebilir. Zayıf şiddetlerin gösteriminde (şekil 2.3 (a)), molekül bir foton yutar ve itici eğri $V_u(R)$ ' de sonlanır. Adyabatik resimde (şekil 2.3 (b)), bu süreç şu şekilde açıklanır; eğer proton boşlukta yavaşça hareket ederse, elektron-alan sistemi (siyah

nokta ile gösterilmiştir) düşük adyabatik eğriyi $E_-(R)$ 'yi izler. Çekirdekler arası mesafe X_1 noktasına eriştikçe, çekici potansiyel tek bir itici potansiyele doğru değişir. Sonuç olarak alan, molekül tarafından yutulmuş bir fotonu salarken, molekül fotonla ayrışır.

Şekil 2.3 (b)' deki adyabatik eğriler, tıpkı bir Floquet bloğundaki diyagonalizasyon sonucundaki gibi sadece bir-foton sürecini içerir. Dahası, ayrışma limitindeki $E_+(R)$ ve $E_-(R)$ eğrileri sırasıyla sıfır ve $-\hbar\omega$ da buluşmazlar. Doğru yaklaşım biçimi birçok adyabatik eğriler arasındaki etkileşimlerin katılmasını gerektirir, şekil 2.2 (a)'da gösterilmiştir. (2.13)' deki matrisin diyagonalleşmesi sonucunda adyabatik potansiyel eğrileri 20 Floquet bloğu ile birlikte şekil 2.2 (b)' de gösterilmiştir. Ayrıca tek-foton çakışma noktasındaki (X_1) aralığına ek olarak, yüksek lazer şiddetlerinde üç-foton çakışma noktası (X_3)' de ayrıca bir aralık daha açılır. Bu noktanın gerçek pozisyonu bir bakıma üç-foton adyabatik çakışmaya uygun biçimde düşürmektedir ve neredeyse $\nu = 2$ enerji seviyesine denk gelmektedir. Bu gibi yüksek lazer şiddetlerinde tek-foton aralığı çok geniştir ve daha fazla tanımlanmaktadır.



Şekil 2.3 (a) $1s\sigma_g$ ve $2p\sigma_u$ için serbest-alan potansiyel eğrileri b) Farklı şiddetler için giydirilmiş alan diyabatik ve adyabatik potansiyel eğrileri.

2.1.3 Bağ Yumuşaması (Bond Softening), Bağ Sertleşmesi (Bond Hardening) ve Eşik-Üstü İyonizasyon (Above Threshold İonization)

Işığa maruz kalmış potansiyel eğrileri (şekil 2.2 (b)), şiddetli lazer alanları içerisinde birkaç yeni olayı göz önüne almaktadır. Belirli bir molekülün muhtemel durumu kendisinin titreşim enerjisi seviyesine bağlıdır. Bu durumlar şu şekildedir;

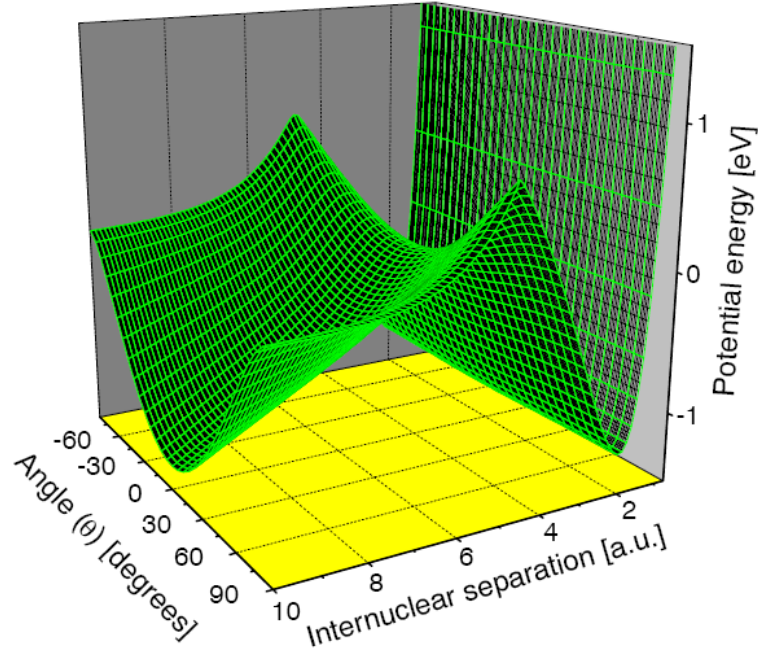
- Tek-foton çakışma noktası ve bu noktanın üzerindeki vibrasyonel enerji seviyeleri alandan çok az etkilenirler ve relatif düşük lazer şiddetinde zaten kolayca ayrılmaya uğrayacaktır. Bu özellikle $\nu = 9$ seviyesi için yani Franck-Condon faktörünün maksimum olduğu durum içindir.
- Tek-foton çakışmasının üzerindeki seviyeler, ışığa maruz kalmış üst potansiyel kuyuları tarafından tuzağa düşürülebilmektedir. Bu etkiye tuzağa düşürülmüş bağ etkisi (bond trapping) denir. Bu etki ne zaman tek foton çakışması üzerindeki seviyeler diyabatik (sıfır-alan) ve adyabatik (alana maruz kalmış) (Aubanel *et al.*1993), titreşim seviyeleri ile çakışırsa o zaman gerçekleşebilir (Bandrauk and Sink 1981, Giusti-Suzor and Mies 1992, Yao and Chu 1992, Zavriyev *et al.* 1993, Frasiniski *et al.*1999).
- Tek-foton çakışmasının altındaki titreşim seviyeleri ya bariyerin en üst noktasından geçerek ya da bariyer boyunca tünelleme yaparak ayrılmaya uğrayabilmektedir. Buradaki aralık bir süreci başlatmıştır ve bu normalinde yasaklıdır çünkü molekülün rezonans seviyesinin altındaki titreşim seviyeleri ayrılmaya uğramıştır. Bu etki bağ yumuşaması (bond-softening) olarak bilinmektedir (Bandrauk and Sink 1981, Bucksbaum *et al.* 1990, Zavriyev *et al.* 1990, Jolicard and Atabek 1992). Bu gibi seviyeler için fotonla ayrışma olasılığı, şiddetle doğrusal olmayan biçimde artmaktadır. Tek-fotonla ayrışma için en düşük titreşim enerji seviyesi enerji olarak $\nu = 5'$ e kadar izinlidir, şekil 2.2 (b)' de gözlenebilmektedir.

- Üç-foton çakışma noktasındaki, X_2 , ya da bu noktanın altındaki titreşim seviyeleri üç fotonun yutulmasıyla ayrışmaya uğrayabilmektedir. Üç fotonun yutulması sonucu bir foton geri yayınlanacak ve geriye net iki foton yutulması kalacaktır. Buna göre gerekli olandan çok daha fazla foton yutulmuştur, bu sürece eşik-üstü ayrışma (ATD: Above-Threshold Dissociation) ya da iki-foton bağ yumuşaması (bond-softening) denilmektedir (Giusti-Suzor *et al.* 1990, Zavriyev *et al.* 1990).

2.1.4 Moleküler Dizilim (Alignment)

Şekil 2.2' de gösterilen adyabatik potansiyel eğrileri elektrik alanın moleküler çekirdekler arası mesafe eksenine paralel olma durumu için hesaplanmıştır. Birçok deneyde, moleküler yönelim (orientation) izotropiktir. Lazer polarizasyon eksenine θ açısı yapan moleküllerin fotonla ayrışma (foto disasyon) dinamikleri üç boyutlu adyabatik potansiyel yüzeylerin yardımıyla açıklanabilmektedir (Zavriyev *et al.* 1990, Numico *et al.* 1999). Şekil 2.4 tek-foton çakışma noktası yakınlarında lazer şiddeti $7.5 \times 10^{12} W/cm^2$ ile düşük bir adyabatik potansiyel yüzeyini göstermektedir. Daha küçük çekirdekler arası mesafede, daha kısa bir zaman ölçeğiyle uyumlu olarak, çakışma noktasının altındaki titreşimsel seviyelerde moleküllerin dinamiklerini ışığa maruz kalmış potansiyel eğrisi belirleyecektir. Potansiyel bariyer, elektrik alanın moleküle paralel olduğu durumda $\theta = 0^\circ$ en düşüktür. Buna karşın θ açısı arttıkça potansiyel bariyer de yükselecektir. Uygun biçimde söylenecek olursa, θ açısının artmasıyla ayrışma olasılığı azalır ve parçacıkların açısal dağılımı lazerin polarizasyon eksenine boyunca pik oluşmasına yol açar. Bu sıralama süreci genellikle geometrik dizilim olarak adlandırılır çünkü bu dizilim başlıca fotonla ayrışma olasılığının açığa bağlılığı nedeniyle belirlenebilmektedir. Bununla birlikte, çok zor nüfuz edilebilir potansiyel bariyeri civarında yani $\theta = 90^\circ$ 'de, dalga paketinin dinamiği bakımından ele alınabilir (Numico *et al.* 1995, 1999). Klasik olarak; elektrik alan, lazere maruz kalmış dipol momentler üzerine bir doyum etkisi yaratabilir. Daha uzun zaman ölçeğinde mesela daha büyük çekirdekler arası mesafede, düşük potansiyel yüzey

üzerinde gelişen dalga paketi $\theta = 0^\circ$ ' da merkezlenmiş potansiyel vadisi içerisinde son bulma eğiliminde olacak ve ayrışma uğrayan molekülün dinamik dizilimiyle sonuçlanacaktır.



Şekil 2.4 H_2^+ iyonun tek-foton çakışma çakışma noktası yakınlığında giydirilmiş düşük potansiyel yüzeyi. Pik şiddeti $7.5 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$ (Serov 2003).

2.2 ŞİDDETLİ ALAN İYONİZASYONU VE COULOMB İTMESİ

2.2.1 Foto İyonizasyon Mekanizmaları

Bir atom yada molekül $h\nu$ enerjili bir fotonu yuttuğunda eğer iyonizasyon potansiyeli I_p 'yi aşıyorsa iyonize olur. Fazlalık enerji elektron tarafından kinetik enerji formunda geçiş enerjisi olarak taşınır. Bu durumda iyonizasyon potansiyeli fotonun enerjisinden çok daha büyüktür ve aşağıdaki iyonizasyon mekanizmalarından biri gerçekleşir;

- Çoklu-foton iyonizasyonu (Multiphoton Ionization)
- Tünelleme iyonizasyonu (Tunneling)
- Bariyer üzeri iyonizasyon (Over Barrier Ionization)

Bu iyonizasyon mekanizmaları 1965 yılında Keldysh tarafından sınıflandırılmıştır (Keldysh 1967).

Keldysh Parametresi: Bu parametre, atomdaki bir elektronun bağlanma enerjisinin, lazerin elektrik alanında titreşim hareketi yapan serbest bir elektronun sahip olduğu enerjiye oranını ölçer. Elektrik alanın karakterini belirleyen zaman ölçeği üzerinden alternatif bir açıklama yapılırsa, bu parametre lazerin optiksel periyodunun T_{lazer} , tünelleme zamanına $T_{tünel}$ oranını ölçer. Bu açıklamaya göre Keldysh Parametresi;

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} \propto \frac{T_{tünel}}{T_{lazer}} \quad (2.20)$$

şeklinde tanımlanır. Burada U_p , elektrik alan içerisinde titreşim hareketi yapan elektronun ortalama enerjisidir ve ponderamative potansiyeli olarak bilinmektedir.

Ponderamative potansiyel; Elektronun lazer alanı etkisinde yaptığı titreşim hareketidir,

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega^2} \propto I \lambda^2 \quad (2.21)$$

Burada E_0 genlik, ω açısal frekans ve λ elektrik alanın dalga boyudur. Elektrik alan kuvveti şiddeti eşitlik 2.2' deki I şiddeti ile ilişkilendirilmiştir.

Keldysh parametresine göre sınıflandırılmış iyonizasyon mekanizmaları şunlardır:

(a) $\gamma \gg 1$, Çoklu-Foton İyonizasyonu (Multiphoton Ionization)

Bu mekanizma büyük iyonizasyon potansiyellerinde, yüksek lazer frekansı ve $10^{13} - 10^{14} W/cm^2$ lazer şiddetinde gözlenmektedir. Bu mekanizmadaki iyonizasyon potansiyelinde (eşik) $IP = nh\nu$ sınırlandırılmış elektron, n tane foton yutabilir ve iyonize olabilir. Atomlar için n foton iyonizasyon olasılığı şiddete bağlı olarak;

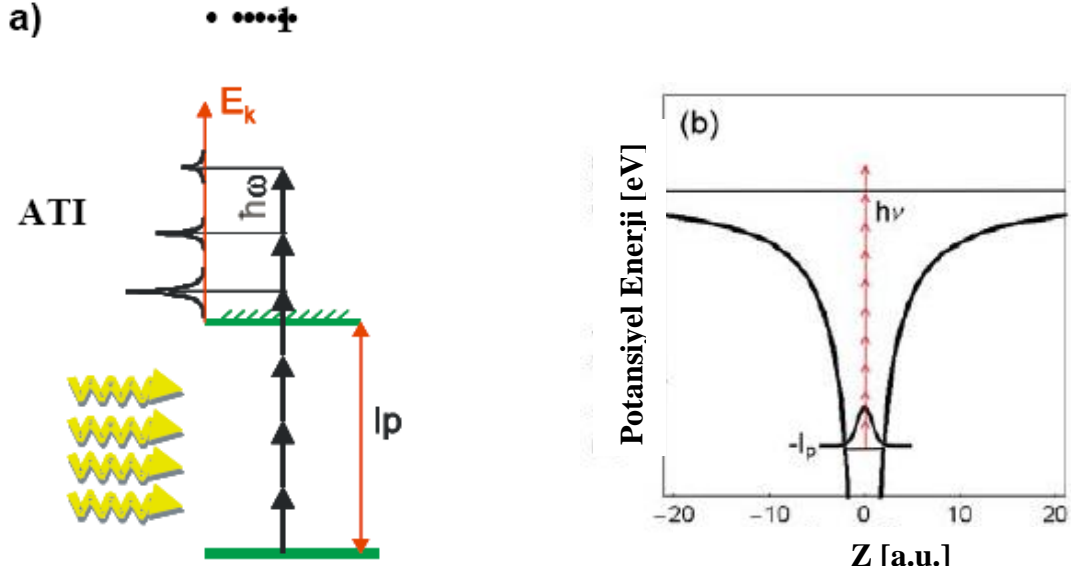
$$\Gamma_n \propto I^n \quad (2.22)$$

şeklinde ifade edilir. Eğer çoklu foton enerjisi iyonizasyon potansiyeline eşitse, iyonizasyon olasılığı büyük oranda elde edilmiş olur. Bu nedenle, bu sürece çoklu foton iyonizasyonu (Multi Photon İonization) (MPI) denir ve “klasik“ ışık kaynaklarında gözlenemez.

Bir elektron kendisini atoma bağlayan bağlayıcı potansiyelinden ayırmaya yetecek n fotondan daha fazla $n + s$ foton yutabilir. Bu durumda iyonizasyon potansiyeli

$$\Gamma_{n+s} \propto I^{n+s} \quad (2.23)$$

durumunu alır.



Şekil 2.5 Çoklu foton iyonizasyon (MPI) ve eşik üstü iyonizasyon süreçlerinin sırasıyla şematiksel ve grafiksel gösterimi.

Fotoelektrik etkiyle benzerlik kuracak olursak, elektronun taşıdığı fazladan enerji:

$$W_e = (n + s)h\nu - W_0 \quad (2.24)$$

Bu süreç eşik-üstü (above-threshold) iyonizasyon (ATI) olarak adlandırılır. Çoklu foton iyonizasyon (MPI) ve eşik üstü iyonizasyon (ATI) durumları şekil 2.5' de gösterilmiştir (Agostini *et al.* 1979).

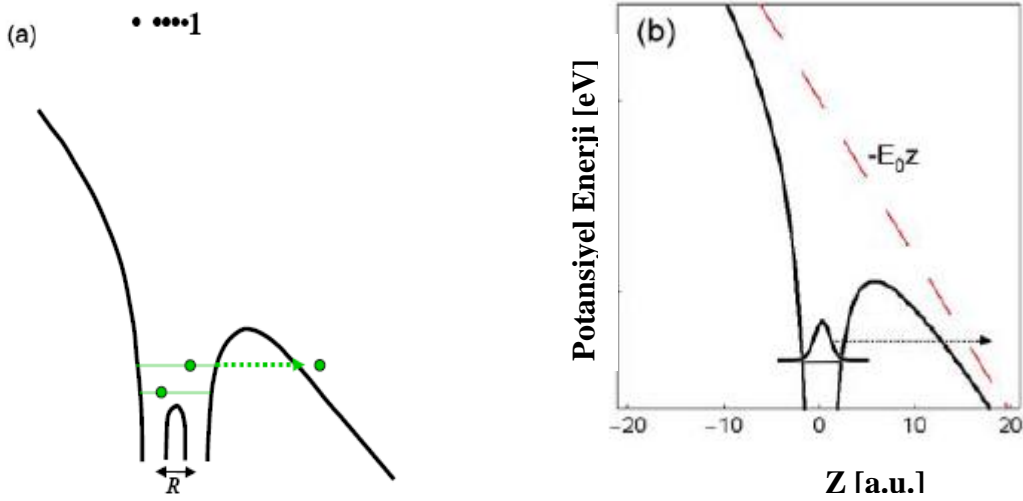
(b) $\gamma \sim 1$, Tünelleme (Tunnelling) ya da Alan İyonizasyonu

Tünelleme iyonizasyonu düşük lazer frekanslarında ve şiddetin $10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ olduğu aralıkta baskındır. Elektrik alanın farklı dönüşümleri (cycles) sırasındaki iyonizasyon olasılığı bu dönüşümlerin her birinden bağımsızdır. Bölüm 2.1.1' de tartışılan alan şiddeti, atom ya da molekülün en dış yörüngesinde bağlanmış bir elektronun bağlı durumunu korumaya çalışan büyüklüklerden birisidir. Eğer bu şiddet dışarıdan böyle bir sistemle süperpoze olmuş ise, elektrostatik potansiyel (potansiyel

bariyeri) bu şiddetin etkisi nedeniyle büzülür ve elektronu bu potansiyel içerisinde hapsederek

$$V_{toplam}(\vec{r}) = V_{iyon}(\vec{r}) + V_{lazer}(\vec{r}) \quad (2.25)$$

elektronu tünelleme yapmaya zorlar.



Şekil 2.6 Tünelleme iyonizasyonunun sırasıyla şematikselle ve grafiksel gösterimi.

En dıştaki bir elektron açısından bakıldığında, nötr bir atom kabaca tek yüklü iyon gibi görünmektedir. \vec{r} uzaklığında bu iyonların elektrostatik potansiyelleri yaklaşık olarak Coulomb potansiyeline (eV) eşdeğerdir.

$$V_{iyon}(\vec{r}) = \frac{q_e}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}|} \quad (2.26)$$

Lazer şiddetinden dolayı meydana gelen potansiyel;

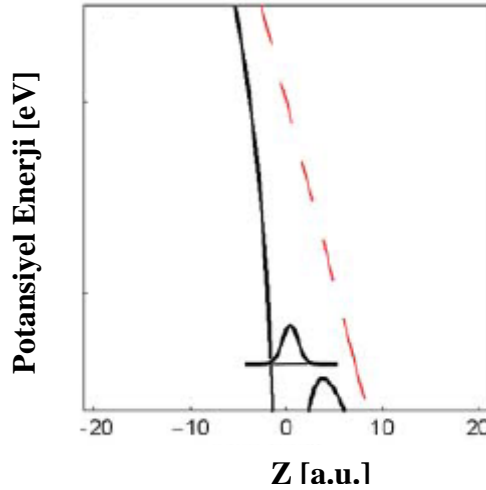
$$V_{lazer}(\vec{r}) = \vec{r} \cdot \vec{E} \quad (2.27)$$

biçimindedir.

Eşitlik (2.25)' e göre uygun olarak çizilmiş şekil 2.6' da, toplam potansiyel V_{toplam} yine en dıştaki elektron üzerinden bariyeri etkilemektedir. Fakat kuantum mekaniksel açıklamaya göre, elektron bariyer boyunca tünellenebilir, örneğin elektron dalga fonksiyonu potansiyel bariyeri boyunca sızabilir. Bundan dolayı, bu etki tünelleme iyonizasyonu (tunnelling ionization) olarak adlandırılır.

(c) $\gamma \ll 1$ Bariyer-Üzeri İyonizasyon (Over-the-barrier ionization)

Lazer şiddetinin $\sim 10^{15} W / cm^2$ ' den büyük olduğu süreçlerde gözlenmektedir. Potansiyel bariyer bu gibi yüksek lazer şiddetinde iyice büzülür ve elektron tünelleme yapmadan şekil 2.7' deki gibi bu bariyerin üzerinden geçebilmektedir.



Şekil 2.7 Bariyer üzeri iyonizasyon mekanizmasının (OBI)' nin şematik olarak gösterimi.

Bu tür iyonizasyon mekanizmasına bariyer üzeri iyonizasyon (OBI: Over the Barrier İonization) denilmektedir. Bu iyonizasyon mekanizmasında iyonizasyon olasılığı tam olarak bir lazer devrimine yaklaşır (Bauer and Mulser 1999).

Bu tezde temel alınan H_2^+ iyonun şiddetli lazer alanı ile etkileşmesi sonucunda hangi tür iyonizasyon mekanizmasının meydana geldiğine Keldysh parametresine bakarak

karar verilebilir. İyonizasyon potansiyeli H_2^+ iyonunun iki çekirdeği arasındaki mesafeye R 'ye bağlıdır (Zuo and Bandrauk 1993, Yu 1998).

$$I_p \sim I_p H_{atom} + \frac{1}{R} \quad (2.28)$$

Burada bütün hesaplamalar atomik birimde yapılmıştır. $I_p(H_{atom}) = 0.5 \text{ a.u.}$ hidrojen atomunun iyonizasyon potansiyelidir. Çekirdekler arası mesafe iyonizasyon oranını kazandığı (Bölüm 2.2.3) $R = 10 \text{ a.u.}$ seçilmiştir ve $I_p \sim 0.6 \text{ a.u.}$ ($\sim 16 \text{ eV}$) iyonizasyon potansiyelidir. Gönderilecek lazer radyasyonun dalga boyu $\lambda = 790 \text{ nm}$ ($h\nu \sim 1.6 \text{ eV}$) ve şiddeti $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ alınarak Keldysh parametresi yerine konulursa:

$$U_p [eV] = 9.33.I[10^{14} \text{ W/cm}^2]\lambda^2[\mu m]$$

$$\lambda = 790 \text{ nm} = 0.79 \mu m \Rightarrow \lambda^2 = 0.6241 \mu m$$

$$I_p = 0.5 \text{ a.u.} + \frac{1}{10} = 0.6 \text{ a.u.}$$

$$0.6 \text{ a.u.} = 16.32684 \text{ eV}$$

$$U_p = 9.81.I[10^{14} \text{ W/cm}^2]0.6241$$

$$U_p = 6.12242 \text{ eV} \Rightarrow 2U_p = 12.2448 \text{ eV}$$

$$\text{Keldysh Parametresi: } \gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} = \sqrt{\frac{16.3268}{12.2448}} = 1.1547$$

$\gamma \sim 1$ çıkması nedeniyle H_2^+ iyonun moleküler iyonizasyonu en iyi tünelleme iyonizasyonu ile açıklanabilmektedir.

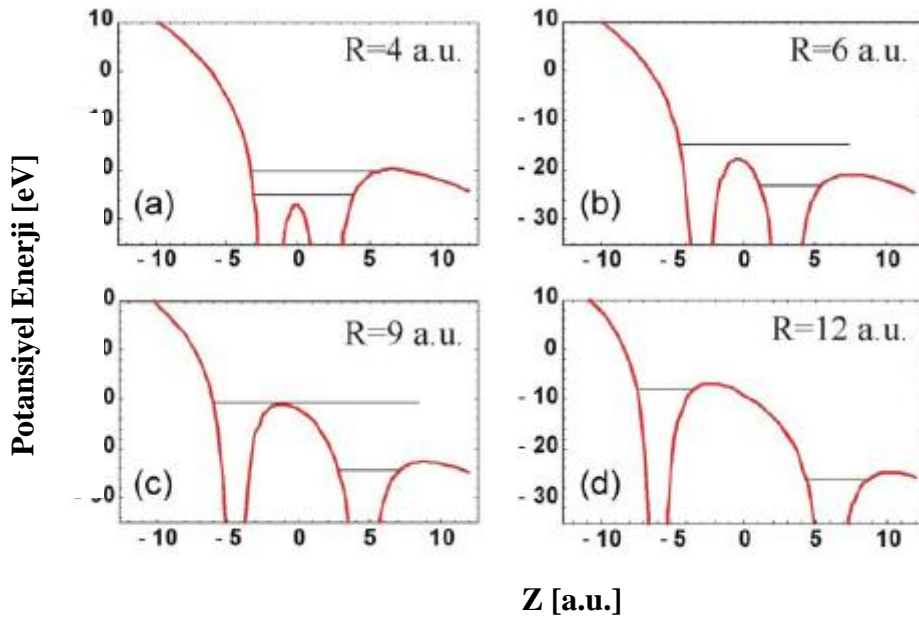
2.2.2 Elde Edilmiş İyonizasyonun Yarı-Klasik Modeli

H_2^+ iyonizasyonu durumunda, iyonizasyon süreci iki protonun birbirini Coulomb kuvveti ile itmesiyle sonuçlanır. Coulomb patlaması olarak bilinen bu süreç sırasında her bir proton atomik birimde $E_{CE} = 1/(2R)$ ' lik Coulomb enerjisi kazanır. Burada 2 ye bölünmesinin nedeni Coulomb enerjisinin iki proton tarafından paylaşılmış olmasıdır ve R iyonizasyon momentinde iki çekirdek arasındaki mesafedir. Protonların Coulomb patlamasında ölçülmüş kinetik enerjileri $1-4 eV$ arasında değişmektedir (Zavriyev *et al.* 1993). Çekirdekler arası mesafenin $R \sim 2 a.u.$ olduğu denge durumunda beklenen iyonizasyon enerjisi ise $7 eV$ civarındadır ve bu da protonların Coulomb patlamasındaki ölçülmüş kinetik enerjilerinden oldukça küçüktür. Bu tutarsızlık sabit elektrik alan içerisinde ve iki protonun elektrostatik potansiyeli altındaki elektronun yarı-klasik modeliyle açıklanabilir (Seideman *et al.* 1995, Posthumus *et al.* 1995).

$$V(z, R, E_0) = -\frac{1}{\sqrt{(z - R/2)^2}} - E_0 z \quad (2.29)$$

Eşitlik 2.23 tarafından tanımlanan potansiyel dört farklı çekirdekler arası mesafe için şekil 2.8' de verilmiştir. Yatay çizgiler böyle bir potansiyel içerisindeki iki en düşük elektronik seviyenin pozisyonunu işaret etmektedir. Bunlar Stark yarımalarıdır ve dağılımları büyük R ' de $E_0 R$ ' dir. Küçük çekirdekler arası mesafe için, elektron çekirdekler arasında serbest olarak titreşebilmektedir (şekil 2.8 (a)). Burada iyonizasyon için olasılık geniş dış potansiyel bariyerinden dolayı hidrojen atomunununkiye benzer biçimdedir. Çekirdekler arası mesafe arttıkça, iç bariyer yükselmeye baslar ve potansiyel kuyuları arasında yük transferini engeller (şekil 2.8 (b)). Elektronun iç bariyer boyunca tünelleme olasılığı yarı optiksel devir sırasında düşer ve elektron bir protonda hapis olur. Elektronun bu hapsi modelin kritik kısmıdır. Elektrik alan kendisinin her yarım periyodunda bir değişirken, hapis olmuş elektron periyodik olarak maksimum $E_0 R/2$ değişim ile yükselecek ve alçalacaktır. Bu nedenle üst ve alt elektronik seviyeler eşit biçimde nüfuz edilecektir. Elektron üst enerji seviyesindeyken

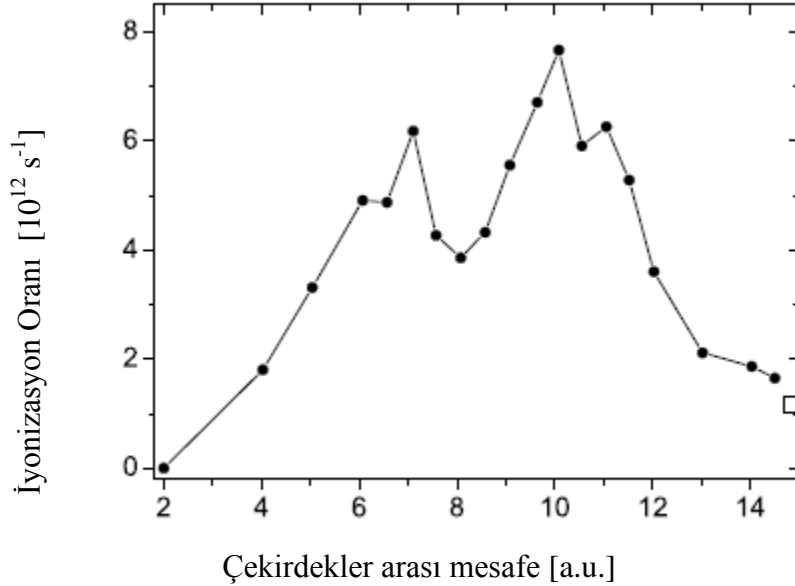
büyük olasılıkla direk olarak iç bariyer boyunca tünelleme yaparak kaçabilir (şekil 2.8 (c)). İyonizasyon bu nedenle çekirdekler arası mesafenin ortasındaiken kazanılacaktır. Büyük R uzaklıklarında, iç bariyer genişlemektedir ve çok zor nüfuz edilebilir, bu yüzden iyonizasyon olasılığı tekrardan atomun iyonizasyon olasılığı gibidir (şekil 2.8 (b)). İyonizasyon oranlarının R 'nin bir fonksiyonu olarak kesin değerleri zamana-bağlı Schrödinger denklemlerinin sabitlenmiş-çekirdek yaklaşımı yapılarak birçok nümerik çözüm elde edilmiştir (Zuo and Bandrauk 1995, Chelkowski *et al.* 1995, Dundas 2005). Diğer yaklaşımlarda, tek boyutlu çekirdek hareketi hesaba katılmaktadır ve çözümler dalga paketlerinin yayılım metotları kullanılarak elde edilmiştir (Chelkowski *et al.* 1996, Feuerstein and Thumm 2003). Bir sonraki bölümde, kuantum mekaniksel hesaplamaların sonuçları Zuo ve Bandrauk tarafından yayınlanmıştır (Zuo and Bandrauk 1995).



Şekil 2.8 Kombine olmuş iki proton ($R/2$ ve $-R/2$ de yerleşmiş) ve bir statik elektrik alanın eşitlik 2.30 içerisindeki bir elektronun potansiyel enerjisi (Elektrik alanın büyüklüğü $E_0=0.06$ a.u.). a) elektron çekirdekler arasında serbest olarak titreşebilmektedir b) Çekirdekler arası mesafe arttıkça, iç bariyer yükselmeye baslar ve potansiyel kuyuları arasında yük transferini engeller c) Elektronun tünelleme yapması d) Büyük R uzaklıklarında, iç bariyer genişlemektedir ve çok zor nüfuz edilebilir, bu yüzden iyonizasyon olasılığı tekrardan atomun iyonizasyon olasılığı gibidir.

2.2.3 Yük-Rezonansı Elde Edilmiş İyonizasyon (CREI: Charge-Resonant Enhanced İonization) (Zuo and Bandrauk 1995).

Dalga boyu 1064 nm ve şiddeti $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ olan bir lazer için çekirdekler arası dağılımın bir fonksiyonu olarak hesaplanmış iyonizasyon oranları şekil 2.9’ da gösterilmektedir. Üç-boyutlu zamana bağlı Schrödinger denklemi sayısal olarak farklı çekirdekler arası dağılım için çözülmüştür. Lineer polarize olmuş lazer alanın moleküler eksene paralel olduğu varsayılmıştır. Lazer alanı beş optiksel dönüşümde lineer olarak açılmış ve daha sonra sabitliği sağlanmıştır. Sonuçlar gösteriyor ki iyonizasyon oranı $5\text{-}12 \text{ a.u.}$ bölgelerinde elde edilmiş ve 7 ile 10 a.u. ’ da (kritik mesafeler) iki tane maksimum pik gözlenmektedir. 10 a.u. civarındaki maksimum, üst seviyelerdeki iyonizasyon olarak statik alan modeliyle açıklanabilir (Şekil 2.8). Burada önemli olan, dipol matris elementi $\langle 2p\sigma_u | e_z | 1s\sigma_g \rangle$ büyük çekirdekler arası mesafede $R/2$ gibi ayrılmasıdır. İki seviye bu nedenle büyük R için şiddetli bir şekilde çiftleşmiştir ve bu çiftlenim yük-rezonansı seviyeleri olarak bilinmektedir (Mulliken 1939).



Şekil 2.9 Dalga boyu 1064 nm ve şiddeti $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ olan bir lazer için çekirdekler arası dağılımın bir fonksiyonu olarak hesaplanmış iyonizasyon oranları (Zuo and Bandrauk 1995).

Şekil 2.9' da sağ düşey eksendeki kare, hidrojen atomunun iyonizasyon oranını belirtmektedir.

$R = 10$ a.u. bölgesinde, elektronik seviyeler eşit şekilde popüle edilmiş ve iyonizasyon oranı maksimumda sonuçlanmıştır. Bu nedenle, üst seviye zaten iç bariyerin tam uç noktasında $R = 6$ a.u.' da olmasına rağmen, iyonizasyon oranı küçüktür. Çekirdekler arası dağılımın büyük olduğu durum için, geniş iç ve dış bariyer iyonizasyonu engellenmektedir. İyonizasyon oranı hidrojen atomun iyonizasyon oranına yaklaşır (şekil 2.9 `da kare ile işaretlenmiş olan kısım).

$R = 7$ a.u. civarındaki maksimum pik, elektrik alanın osilasyon prensibindeki iki kuyunun asimetrik yük dağılımı olarak nitelendirilmiştir. Bu etki, lazer etkisindeki bir elektronun tünelleme baskısı yüzünden lokalizasyonu olarak bilinir. Hesaplamalarda kullanılan dalga boyu ve şiddet için, iki seviyenin popülasyonundaki maksimum farklılık $R = 7$ a.u. civarında bulunabilmektedir. İyonizasyon oranı, üst elektronik seviyedeki iyonizasyon ile kuyular arasındaki tünelleme iyonizasyonu karşılaştırılarak bulunmaktadır. Bu yüzden $R = 7$ a.u. civarındaki maksimum elektron lokalizasyonu, bir iyonizasyon kazancına sebep olacaktır.

3 MATERYAL METOT

Kurulan deney sistemi;

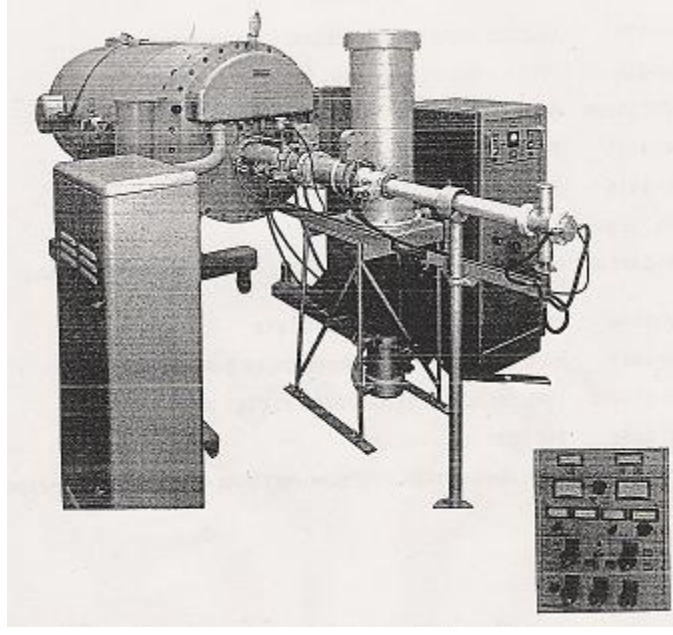
- İyon kaynağının sağlanacağı ve hızlandırılacağı model 2000 Van der Graaf pozitif iyon hızlandırıcısı
- İyon-lazer çarpışmasının gerçekleşeceği vakum odacığı ve çarpışmanın oluşacağı vakum ortamı için UHV (Ultra High Vacuum) sistemi
- İyonun çarpışacağı yüksek şiddetli ultra hızlı lazer sistemi
- Çarpışmanın gerçekleşeceği, lazer iyon çarpışmasına uygun geometride hazırlanmış spektrometre
- Elektron ve parçacıkların belirleneceği çok kanallı çoğaltıcı MCP (Multi Chanel Plate) dedektör

sistemlerinden oluşmaktadır.

3.1 MODEL 2000 VAN DER GRAAF POZİTİF İYON HIZLANDIRICISI

Bu bölümde Van der Graaf hızlandırıcısı ve onu oluşturan kısımlar hakkında kısa bilgiler verilecektir. Daha sonra H_2^+ iyonunun Van Der Graaf hızlandırıcısında nasıl elde edileceği ve kütle seçiminin nasıl gerçekleşeceği anlatılacaktır.

Bu deneyde kullanılacak olan Model 2000 Frankfurt Van der Graaf hızlandırıcısı Burlington, Massachusetts yüksek voltaj mühendisliği anonim şirketi tarafından üretilmiş olup yaklaşık 2 MeV duyarlılığında yüksek şiddetli pozitif iyon kaynağıdır. Hızlandırıcının işlevi; şiddetli, homojen, bilinen enerji, tahmin edilebilen yön ve boyuttaki iyon demetlerini üretilip hızlandırmaktır. İyon demeti ayrıca yüksek enerji aralıklarının üzerinde kararlı ve kontrol edilebilirdir.



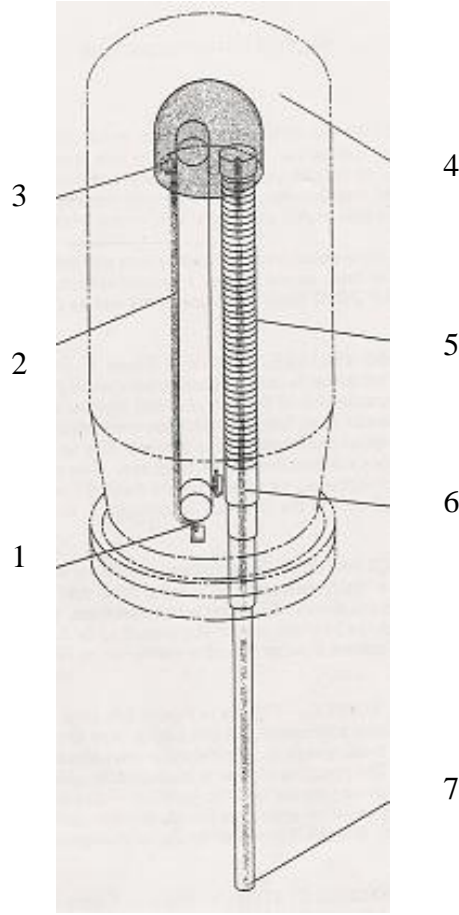
Şekil 3.1 Model 2000 Van der Graaf Pozitif İyon Hızlandırıcısı (Manuel Books of model 2000 Van der Graaf Pozitif İyon Hızlandırıcısı).

Hızlandırılmış pozitif iyon demetinin üretimi için gerekenler:

- Hızlandırıcı voltaj
- Boşaltılmış hızlandırma yolu
- İyon kaynağı
- Vakum sistemi
- Kontrol sistemidir.

3.1.1 Hızlandırıcı Voltaj

Şekil 3.2' de hızlandırıcı voltajın çalışma prensibi gösterilmektedir. Kayış tipi (belt-type) bir Van der Graaf hızlandırıcısı ve elektrostatik jeneratör 2 MeV' in üzerinde hızlandırıcı voltaj oluşturmak için kullanılmaktadır. Sabit bir potansiyel, yüksek voltaj Van der Graaf jeneratörünün kendine has bir niteliğidir.



Şekil 3.2 Van der Graaf jeneratörünün çalışma prensibi (Manuel Books of model 2000 Van der Graaf Pozitif İyon Hızlandırıcısı).

Jeneratörün çalışma prensibi şekil 3.2’deki numaralar yardımıyla aşağıda verilmiştir.

1- Elektronlar, kayıştan yük ekranındaki pozitif potansiyel tarafından kaldırılır ve pozitif yüklenmiş kayışın yönünde yukarı doğru hareket ederek ayrılır.

2- Pozitif yüklenmiş kayış mekanik olarak yukarı yöne doğru yüksek voltaj terminaline sürülür.

3- Terminalde elektronlar, pozitif yüklü kayışın kolektör ekranına temas ettiği kısma kadar çekilir. Elektronlar kayış yardımıyla yük ekranına taşınır. Yüksek voltaj

terminalinden sürekli taşınan bu elektronlar pozitif bir potansiyele hızlandırıcının sonundaki düşüğe göre terminalde yerleşirler.

4- Yüksek voltaj terminali, hızlandırıcı kabuğundaki nitrojen ve karbondioksit tarafından izole edilir.

5- Çok yüksek bir vakumda korunmuş metal ve cam tüp, pozitif iyonların iyon kaynağına kaçması için sağlanmış bir yoldur.

6- Yüksek enerji formundaki pozitif iyon demetleri, terminal ve hızlandırıcı sonundaki düşüklükle (lower end of the accelerator) arasındaki potansiyel farklılığından dolayı çok yüksek enerjilerde hızlandırılır.

7- Yüksek enerjide hızlandırılmış iyon demeti, tüp uzantısı boyunca hedefe taşınır.

3.1.2 Hızlandırma Yolu

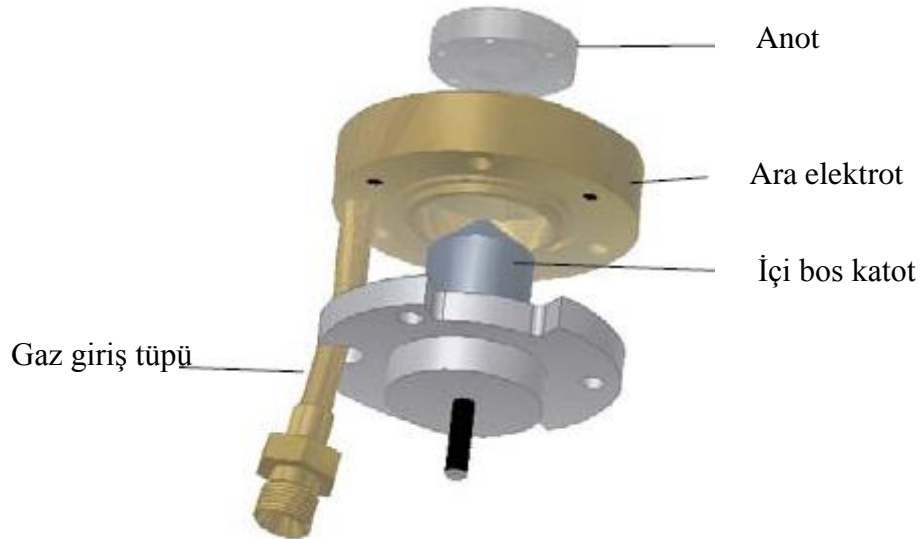
Pozitif iyon ışını için hızlandırma yolu, iç tarafında büyük ölçüde boşaltılmış hızlandırma tüpü ve dışarısında benzer biçimde boşaltılmış uzantılı bir tüp montajından oluşmaktadır. Hızlandırıcı, tüp boyunca geliştirilmiş tek düzeli bir voltaj değişimi (gradient) pozitif iyonları 2 MeV' in üzerindeki enerjiyle hızlandırır.

3.1.3 Pozitif İyon Kaynağı

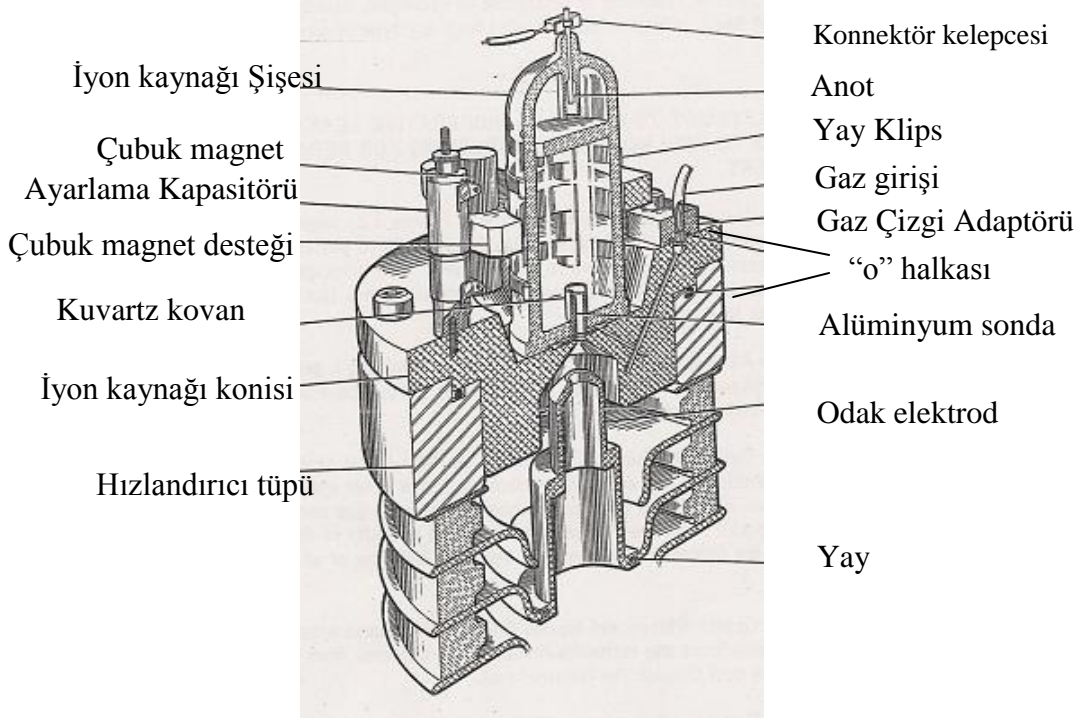
Moleküler iyonlar duaplazmatron iyon kaynaklarından DC bir elektrik boşalması ile üretilmektedir. Şekil 3.3' de iyon kaynağı gösterilmektedir. Nötral H_2 gazı içi boş bir katot ile anot ara bölgesine açık bir ara elektrot boyunca yerleştirilir. Katot ve anot paslanmaz çelikten ve ara elektrot yumuşak demirden oluşmuştur. İçi boş katottan

yayılan elektronlar potansiyel fark nedeniyle anot boyunca hızlandırılır. Elektronlar elektrot tarafından elektrostatik biçimde odaklanmıştır. Ayrıca, plazma hem ferromanyetik ara elektrot hem de iyon kaynağını çevreleyen solenoid bir mıknatıs tarafından biçimlendirilmiş manyetik alan tarafından sıkıştırılır. Mıknatıs akımı elektronik olarak sabittir. Manyetik alan kuvvetinin büyüklüğü anot boyunca artmaktadır ve bu nedenle elektronlar anoda yaklaşırken radyal hız bileşenleri artar buna karşın eksensel (çizgisel) hız bileşenleri azalır. Elektronların yoğunluğu bu nedenle anot yakınında en yüksektir ve nötral H_2 moleküllerin iyonizasyonu yoğunlaşır.

Plazmada üretilmiş moleküler iyonlar konik biçiminde olan ekstraksiyon (özütleme) elektrotu ile anot arasındaki yüksek potansiyel farktan dolayı özütlenir ve hızlandırılır. Böylece iyon akımı elde edilmiş olur. Özütlenmiş iyon akımı, kabaca anot çap alanı ile orantılıdır.



(a)



(b)

Şekil 3.3 a) Pozitif İyon Kaynağı b) Pozitif İyon kaynağı'nın kesiti.

3.1.4 Kütle Seçimi

İyon kaynağından özütlenme işleminden sonra, moleküler iyonlar daire dilimi şeklindeki (sektör) mıknatısın içerisinde yöneltir. Mıknatısın B manyetik alanı ayarlanmasıyla, m_m kütleli ve q yüklü moleküler iyonlar 90° lik açıyla saptırılır. İyonlar eşitlik 3.1'e göre

$$\frac{m_m v_o^2}{r} = q v_o B \quad 3.1$$

seçilir. Bu denklemdeki r sektör mıknatısın yarıçapıdır ve moleküler iyonların hızı v_o olup aşağıdaki gibi verilmektedir.

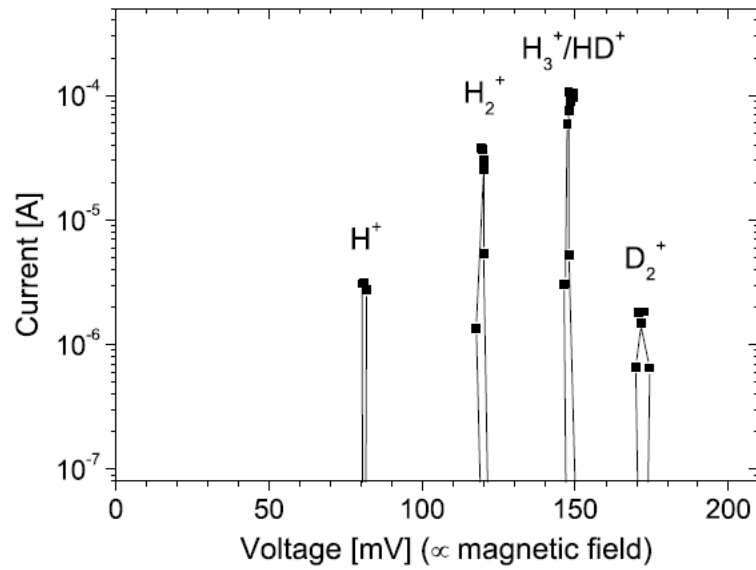
$$v_o = \sqrt{\frac{2qU_a}{m_m}} \quad 3.2$$

Hızlandırıcı voltaj U_a , iyon kaynağında yüksek bir voltaj aranmasıyla ölçülebilir. Buradan iyonların hızı bulunabilir. Ayrıca eşitlik 3.1 ve 3.2 kullanılarak manyetik alan için;

$$B = \sqrt{\frac{2U_a m_m / q}{r}} \quad 3.3$$

eşitliği ortaya çıkar ve bu eşitlikte bilinen değerler yerine konularak manyetik alan hesaplanabilir.

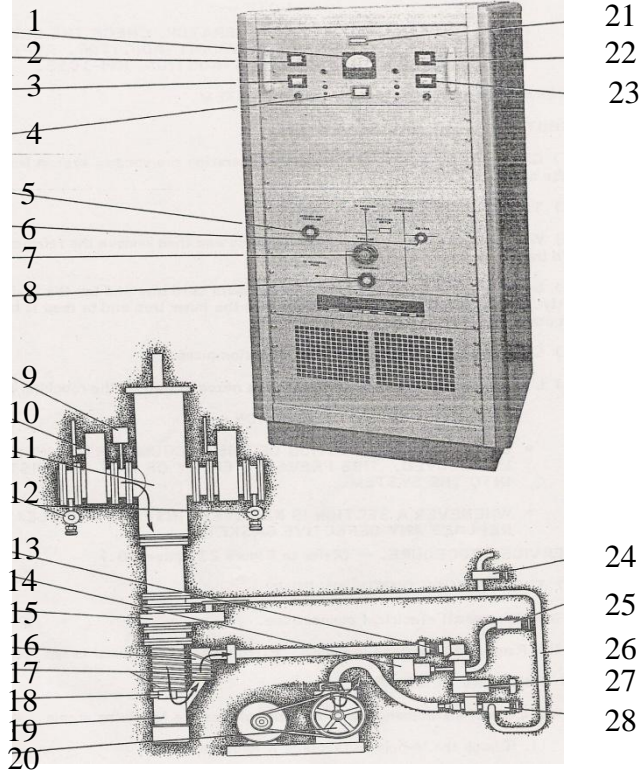
Arzu edilen moleküler iyonu seçebilmek için, kütle seçiminden sonraki akım, mıknatısın üzerindeki voltajın bir fonksiyonu olarak kaydedilir. Bu voltaj, B manyetik alanı ile orantılıdır. Böyle bir kütle spektrumu şekil 3. 4' de verilmektedir. Şekil 3. 4' deki pikler moleküler iyonların kütleleri ile voltajlarının karşılaştırılması sonucundaki (eşitlik 3.3 kullanılmasıyla) moleküler iyonları temsil etmektedir.



Şekil 3.4 Kütle spektrumu (Pacivic 2004).

3.1.5 Hızlandırıcıda İşletilen Vakum Sistemi

Hızlandırıcı tüp sisteminin işletilmesi için yüksek vakum, alçak basınç, tüp içerisindeki hızlandırıcının parçalarıyla ve gaz atomlarıyla minimum biçimde çarpışmanın gerçekleşeceği ortam gereklidir. Hızlandırıcıda bu ortamı sağlayacak vakum sistemi şekil 3.5’ de gösterilmiştir. Hızlandırıcı tüp sistemindeki normal işleyiş basıncı yaklaşık $10^{-6} mmHg$ civarındadır. Jeneratörün işleyiş prosedürü mümkün olan en düşük basınçta olmalıdır. Maksimum müsaade edilebilir işlem basıncı $3 \times 10^{-5} mmHg$ ’dır. Eğer basınç $2 \times 10^{-4} mmHg$ ’ı aşarsa, elektrik düzenleyici motorlar devreye girerek kayışı süren motor ile bağlantıyı keser ve jeneratörü kapatır. Daha fazla basınç düzeni ara sıra meydana gelen gaz patlamalarına neden olur. Hızlandırıcıdaki vakum sistemi soğuk kapan derleyicisi (cold trap assembly), civa dağılım pompası (mercury diffusion pump), pompalama için kanat-tipi motor sürücüsü (vane-type motor driver for pump), vakum ve su birleşme kutusu, tükenmez sayaç (penning gauge), koruyucu çevrimler ve çeşitli cihazlardan oluşmaktadır.



Şekil 3.5 Hızlandırıcıda kullanılan vakum sistemi (Manuel Books of model 2000 Van der Graaf Pozitif İyon Hızlandırıcısı).

Şekil 3.5'deki vakum sisteminin numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri çizelge 3.1'de gösterilmiştir.

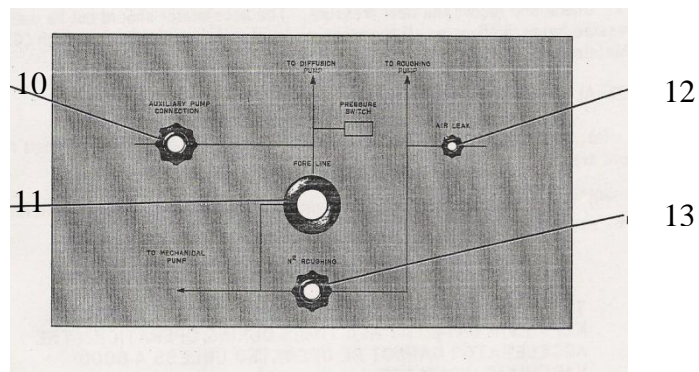
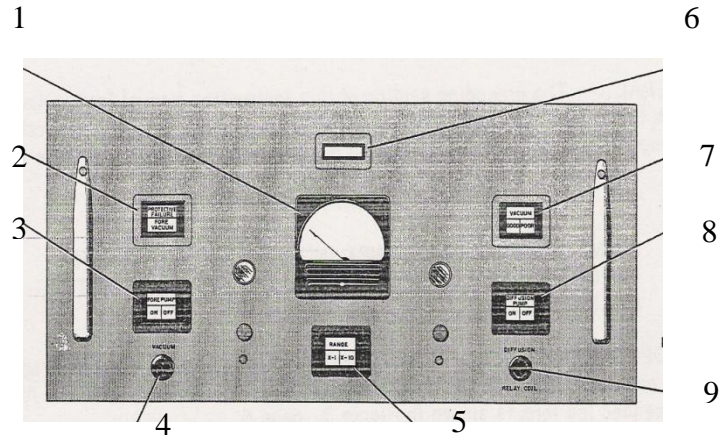
Çizelge 3.1 Şekil 3.5'deki vakum sisteminin numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri.

| | |
|--------------------------------------|-------------------------------------|
| 1- Vakum metre | 15- 4-inch manuel sayaç değeri |
| 2- Hata Koruyucusu | 16- Yönlendirici (baffle) |
| 3- Başlangıç pompası | 17- Soğutma sargıları |
| 4- Vakum aralığı | 18- Termal anahtar |
| 5- Yedek pompa vanası | 19- Merkür difüzyon buhar pompası |
| 6- Hava giriş vanası | 20- Mekaniksel pompa |
| 7- Ön çizgi vanası | 21- Çizim Lambası |
| 8- Nitrojen tuzaklı izolasyon vanası | 22- Vakum |
| 9- İyonizasyon sayacı | 23- Difüzyon Pompası |
| 10- 4-inch manuel kapı vanası | 24- Hava girişi |
| 11- Nitrojen tuzak | 25- Pompa vanası |
| 12- Kaba (roughing) Vanalar | 26- Şekilli Boru |
| 13- Esnek hortum (bellow) | 27- Ön çizgi vanası |
| 14- Esnek hortum anahtarı | 28- Nitrojen tuzak izolasyon vanası |

3.1.6 Veri Kontrol Sistemi

Veri kontrol sistemi vakum kontrol ve hızlandırıcı işletim kontrolü olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır.

Bütün vakum kontrol sistemi, vakum konsoluna uygun biçimde yerleştirilmiştir. Şekil 3.6 (a) da model 2000 Van der Graaf hızlandırıcısının vakum kontrol sisteminin vakum konsolu ve bu konsolun her bir fonksiyonu gösterilmiştir.



(a)

Şekil 3.5 (b)' de gösterilen vakum kontrol sisteminin numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri çizelge 3.3'de verilmiştir.

Çizelge 3.3 Şekil 3.5 (b)' de gösterilen vakum kontrol sisteminin numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri.

| | |
|---|--|
| 1- Pozitif iyon operatörü için sayaç ayarı | 14- Probe voltaj güç kaynağı yoluyla akım demetinin kontrolü |
| 2- Enerji yada de-enerji dengeleyici sistem | 15- Kayış yükü güç kaynağını de-enerjilemek |
| 3- Terminal voltaj monitörü | 16- Kayış yükü güç kaynağının çıkışını kontrol etmek |
| 4- Kolon akım monitörü | 17- Kayış yükü güç kaynağını enerjilemek |
| 5- Yük akıntı monitörü | 18- Güç anahtar düğmesi ve indikatör kontrolü |
| 6- Yük akıntı sayaç aralığını seçmek | 19- Vakum sayaç aralığı seçmek |
| 7- Enerji verme motoru | 20- Odak akım monitörü |
| 8- De-enerji verme motoru | 21- Vakum monitörü |
| 9-Pozitif iyon işlemi sırasında konjonksiyonda kullanılan metre ayarı | 22- Demet akım monitörü |
| 10- Kayış işletme zamanı monitörü | 23- Koron noktalarını elle kontroller |
| 11- Gaz selektör kontrolü ve şalteri | 24- Koron akım monitörü |
| 12- Çıkış güç kaynağının odak kontrolü | 25- Vakum sistemi indikatörleri yada kısa devre (by-pass) sayacı |
| 13- Tüp işletme zamanı monitörü | |

3.1.7 İsteğe bağlı Elektron Konversiyonu (conversion)

a. Elektron Konversiyonu Kiti (takımı)

Bu kit pozitif bir iyon hızlandırıcısını tamamen elektron hızlandırıcısına dönüştürür. Bütün pozitif iyon operasyon işlemleri elektron operasyon bileşenleriyle yer değiştirir. Hızlandırıcı daha sonra elektron hızlandırıcısının bütün özellikleriyle karşılaşır.

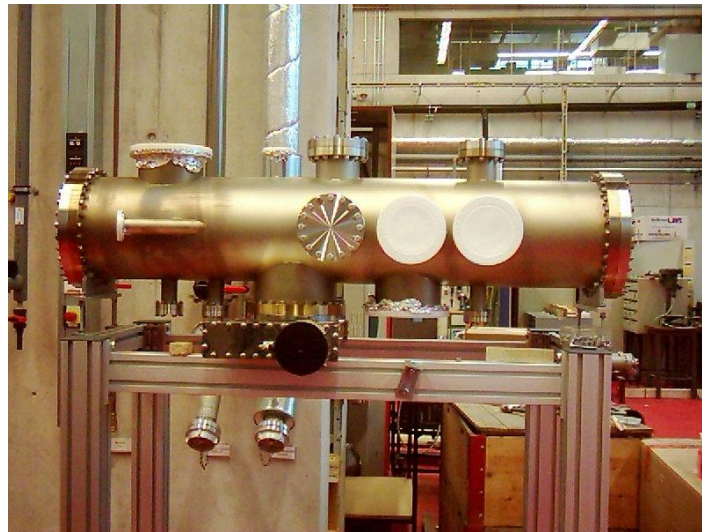
b. Acil elektron Konversiyonu Kiti

Bu kit bir mod operasyondan bir diğer operasyona her bir polarite değişimi için hızlandırıcı demontajına sahip olmadan gerekli dönüşüm bileşenlerini tedarik eder. Bir kitin montajından sonra, bütün polarite değişimleri kontrol konsolunun arkasındaki şalterin harekete geçmesiyle gerçekleşir. Hızlandırıcı bütün pozitif iyon özellikleriyle karşılaşacaktır fakat indirgenmiş elektron çıkışının bir derecesine kadar işleyecektir.

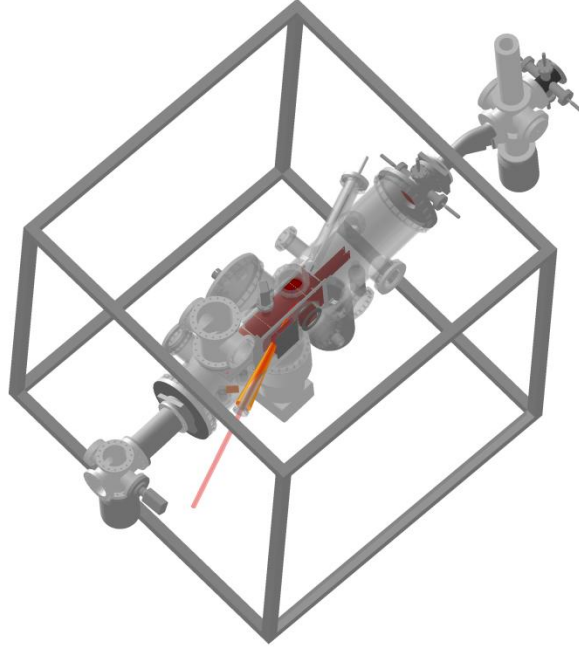
3.2 İLERİ YÜKSEK VAKUM UHV (Ultra High Vacuum) SİSTEMİ

İyon-lazer çarpışma deney sisteminin en büyük ve en önemli parçası ultra yüksek vakum odacığdır. Bir iyon demeti ya da synchrotron ışını deneyini gerçekleştirebilmek için gerekli olan vakum tercihen düşük seçilirken, yüksek şiddetli lazer puslarının kullanımı vakum odacığındaki temel basınç üzerinde çok güçlü kısıtlamalar uygular. Alan şiddetinde herhangi bir atom ya da molekülün iyonizasyon olasılığı muhtemeldir. Bu nedenle herhangi bir atom ya da molekül bu şiddetteki bir lazer ile etkileşme bölgesinde (odak bölgesi ya da odak hacim) iyonizasyona uğrayacaktır. Çözünürlüğe büyük zarar veren uzay yük etkilerinden kaçınmak için, yüksek vakuma bağlanmış küçük bir odak hacim gereklidir. Elektron-iyon etkileşiminde ise bu gereksinim çok daha fazladır.

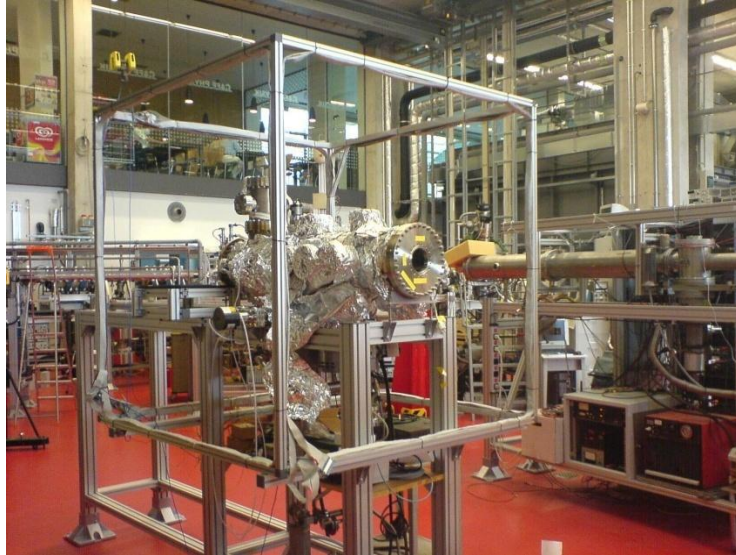
Kurulan deney düzeneğinde derin soğukluk pompası (Cryopump), Titanyum süblime pompası, büyük ve küçük Turbo Moleküler pompa kullanılarak çok düşük basınç elde edilmiştir. Aşağıda bu pompaların çalışma prensibi ve özellikleri sırasıyla anlatılacaktır. Kurulan deney sistemindeki UHV vakum odacığı şekil 3.7' de gösterilmiştir. Bu vakum odacığı çok yüksek vakuma ulaşılabilecek şekilde, deneyde gerekli olan cihazların üzerine kolay biçimde kurulmasına yardımcı olabilecek ve lazer-iyon çarpışmasında ilk kez kullanılacak olan spektrometrenin geometrisine ve deneyin oluşum biçimine uygun olarak dizayn edilmiştir. Ayrıca şekil 3.8 (a) ve (b)'de çarpışmanın gerçekleşeceği sistemin üstten görünümünün teknik çizimi ve fotoğrafı gösterilmiştir.



Şekil 3.7 UHV vakum odacığı.



(a)

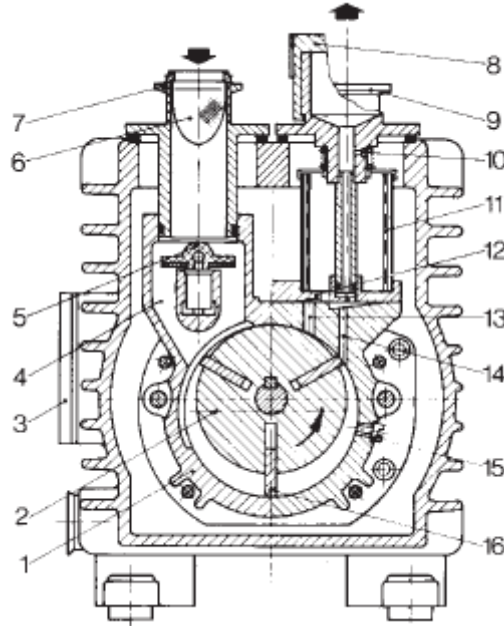


(b)

Şekil 3.8 a) Deneysel düzeneğin üstten görünümünün teknik çizimi b) Deneysel düzeneğin fotoğrafı.

3.2.1 Döner (Rotary) Pervane Pompalar (Trivac A, Trivac B, Trivac E, Sogevac)

Döner pompalar şekil 3.9 ve 3.10'da gösterildiği gibi silindirik bir yatak (1) ve içerisinde silindir eksenine ile çakışık olmayan bir eksen etrafında ve doğrudan bağlantılı bir motor ile döndürülen (şekil 3.10'da ok yönünde dönen) rotordan (2) oluşur. Rotor kanatlarına (16) sahiptir. Bu kanatlar çoğu kez merkezci kuvvetin etkisiyle bunun yanı sıra kanatların yatak içerisinde kayması için sıçrama ile dışarı yönde bir kuvvet uygular. Giriş ağzı boyunca gaz girişi pervanelerle itilir ve son olarak yağ sızdırmaz boşaltım vanası (12) tarafından pompadan atılır. Şekil 3.9'da gösterilen Trivac A cinsi döner pompalar LEYBOLD vakum firmasının eski bir ürünüdür ve aralarında 120°'lik açı bulunan üç pervaneden oluşur.

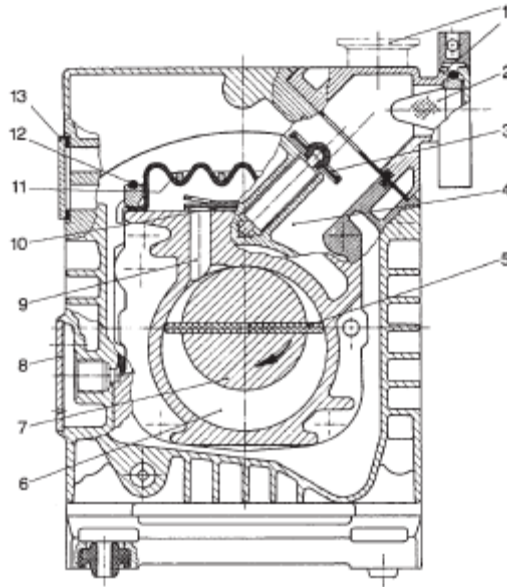


Şekil 3.9 Tek-kademeli döner pompanın bir kesiti (Trivac A) (Fundamental Vacuum Technology).

Çizelge 3.4 Şekil 3.8’de gösterilen tek kademeli Trivac A döner pompanın numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri.

| | |
|------------------------------|-----------------------|
| 1- Pompa Yatağı | 9- Boşaltım |
| 2- Rotor susturucusu | 10- Hava giriş |
| 3- Yağ seviyesini görüş camı | 11- Yağ filtresi |
| 4- Emme borusu | 12- Boşaltım vanası |
| 5- Anti-geri emme vanası | 13- Boşaltım borusu |
| 6- Kir Kapanı | 14- Gaz balast borusu |
| 7- Giriş bölümü | 15- Yağ enjeksiyon |
| 8- Gaz balast vana kapağı | 16- Pervane |

Şekil 3.10’da gösterilen Trivac B cinsi döner pompa ise aralarında 180° açı bulunan iki pervaneye sahiptir.



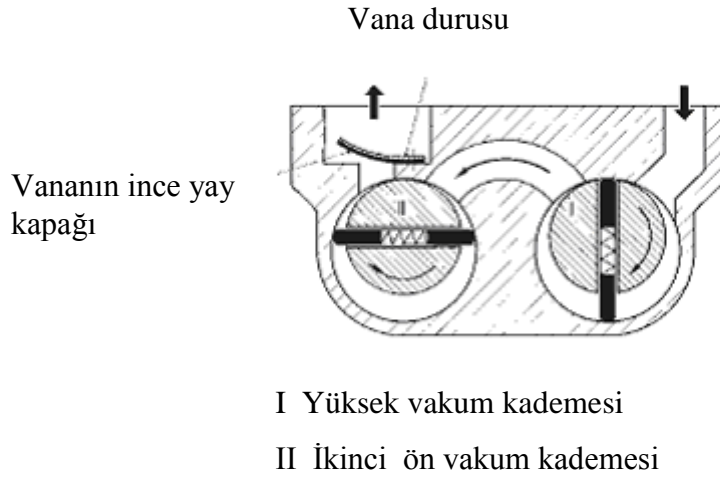
Şekil 3.10 Trivac B tek-kademeli döner pompanın tesir kesiti.

Çizelge 3.5 Şekil 3.10' da gösterilen tek kademeli Trivac B döner pompanın numaralarla gösterilmiş bileşenlerinin isimleri.

| | |
|--------------------------|--|
| 1- Giriş Portu | 8- Durgun gaz balastı için bağlantı, delik |
| 2- Kir Kapanı | 9- Boşaltım kanalı |
| 3- Anti-geri emme vanası | 10- Boşaltım vanası |
| 4- Giriş borusu | 11- Cam ısıtıcısı |
| 5- Pervane | 12- Yay |
| 6- Pompalama Odacığı | 13- Yağ filtresi için bağlantı |
| 7- Rotor | |

Her iki pompa tipinde de pervaneler yayları kullanmadan merkezci kuvvetten dolayı dışarı kuvvet uygular. Düşük ortam sıcaklıklarında bu olasılık ince bir yağ kullanımını gerektirir. A serisi pompalar basınç farklılığının doğması sonucunda yağlanır, B serisi pompalar basınç yağlaması için dişli bir yağ pompasına sahiptir. Trivac B serileri özellikle güvenilir anti geri emilim vanalarıyla donatılmıştır. TRIVAC BCS sistemi ile kombine edilmesi çok ayrıntılı bir aksesuar olanağı sağlayabilir, genellikle yarı iletken uygulamaları için bu ayrıntılı aksesuar dizayn edilmektedir. Döner pervane pompaları ve ayrıca bu gibi yağ sızdırmazın yerini alan pompaların yağ haznesi, yağlama ve tıkama hizmetini görür ve ayrıca boşluk ve yuvaları doldurur. Yağ haznesi gaz kompresyon ısını kaldırarak soğutma amacı için de kullanılır. Yağ, rotor ve pompa çemberi (ring) arasında tıkama görevi görür. Tıkama bölümü olarak anılan tıkanmış yağ yüzeyini artırmak için pompalama çemberi içerisinde bu yüzey bütünleşir. Bu da iyi bir tıkama sağlar dolayısıyla da yüksek basınç ya da düşük nihai basınç oranını sağlar.

Trivac döner pervane pompaları tek kademeli (TRIVAC S) ve şekil 3.11` de görüldüğü gibi çift kademeli (TRIVAC D) pompalar olarak üretilmektedir. İki kademeli yağ sızdırmaz pompalarla tek kademeli pompalar karşılaştırıldığında düşük operasyon ve nihai basınç elde edilmektedir. Bunun sebebi tek kademeli pompada yağ, vakum yönünde kaçan gaz dışarıdaki atmosfer ile ister istemez temas halindedir. Bu nedenle istenilen nihai basınç elde edilemez.



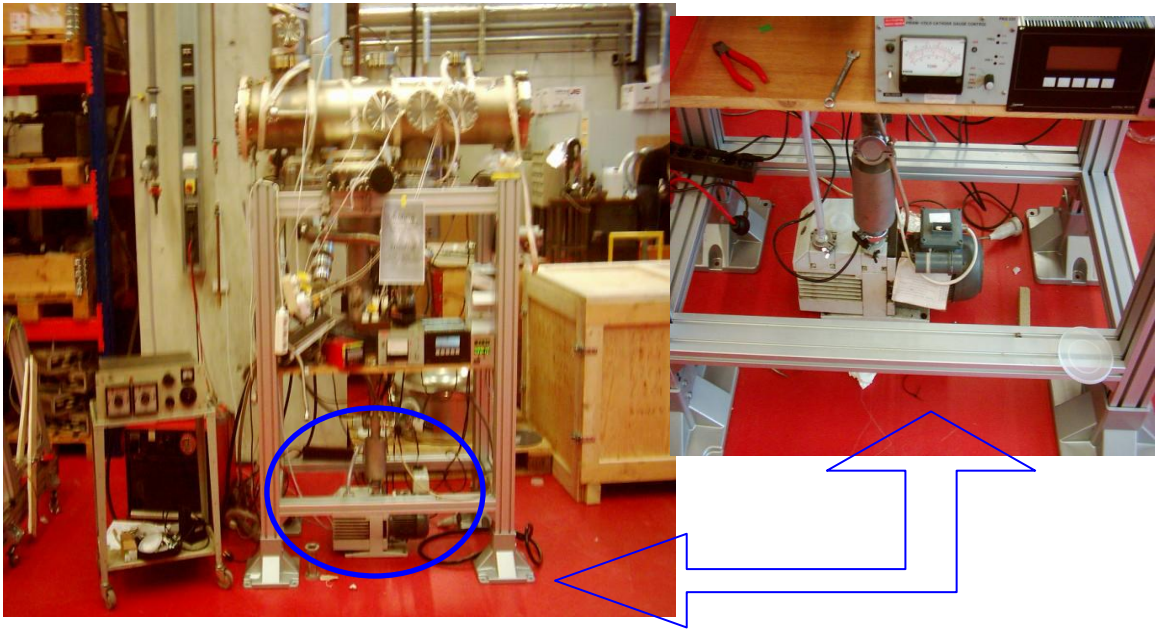
Şekil 3.11 İki kademeli döner pervane pompanın kesiti.

İki kademeli yağ sızdırmaz yerini alan pompalar LEYBOLD tarafından üretilmiştir, bütün gazlardan arındırılmış olan yağ şekil 3.12`deki 1. kademeyi yani vakum yönü üzerindeki kademeyi tedarik ederek nihai basınç neredeyse yüksek vakum düzeyine kadar uzanır ve en düşük operasyon basıncı orta vakum ile yüksek vakum arasında yer alır.

Frankfurt Goethe Üniversitesinde dizayn ettiğimiz vakum odacığında döner pervane pompası olarak LEYBOLD tarafından üretilen çift kademeli TRIVAC E cinsi pompa kullanılmıştır.



(a)



(b)

Şekil 3.12 a) Sistemde kullanılan iki kademeli döner pompa b) İki kademeli döner pompanın sistem içerisindeki montajı

3.2.2 Turbo Moleküler Pompa

Turbo moleküler pompalarının genel anlamda çalışma prensibi 1913`den beri bilinmektedir. Gaz parçacıkları pompalanıp alınır, rotor bir yüzeyin hızlı hareket etmesi ile alınan bu gaz parçacıkları yüzeye direk çarpar ve pompanın akış yönüne doğru bu gaz parçacıklarına momentum kazandırarak parçacıkları yönlendirir. Rotorun yüzeyi genellikle sabit bir stator yüzeyi ile disk biçimindedir ve ara boşluklar içerisinde gaz, arka kısma taşınır.

Orijinal Gaede moleküler pompa ve onun modifikasyonlarında ara boşluklar (geçiş kanalları) çok dardı. Bu dar boşluklar yapısal zorluklara ve mekaniksel kirliliklere neden olmaktaydı.

1915`lerin sonlarında, teknik olarak geçerli bir pompa üretebilmek için Gaede fikri modifiye edilerek türbine benzer bir çizim elde edilmiş ve Turbo moleküler pompa olarak anılmıştır. Stator ve rotor disklerin arasındaki boşluklar özellikle büyük bir tolerans imkânı sağlaması için milimetre civarına üretilmiştir. Bu nedenle operasyon içerisinde mükemmel bir güvenlik kazanılmıştır. Bununla birlikte, herhangi bir değer pompalama etkisi; sadece rotor kanatların çizgisel hızı, pompalanmış moleküllerin ortalama termal hızına eşit olduğunda elde edilebilir. Kinetik gaz teorisi moleküler hız \bar{c} için, molar kütle M in bir fonksiyonu olarak gazın cinsine bağımlı bir eşitlik verilmiştir.

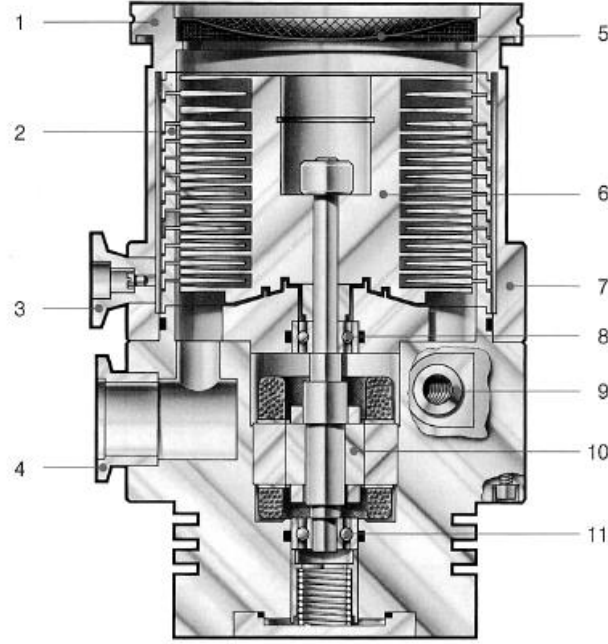
$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8 \cdot R \cdot T}{\pi \cdot M}} \quad 3.4$$

CGS birim sisteminde hesaplamalar çizelge 3.6`da verilmiştir. Hâlbuki gaz tipine bağımlı pompalama hızı oldukça düşüktür ($S \sim \bar{c} \sim 1/E\sqrt{M}$).

| Gaz | Molar Kütle M | Termal Hız (m/s) |
|--------------------------|---------------|------------------|
| H ₂ | 2 | 1761 |
| He | 4 | 1245 |
| H ₂ O | 18 | 587 |
| Ne | 20 | 557 |
| CO | 28 | 471 |
| N ₂ | 28 | 471 |
| Air | 28.96 | 463 |
| O ₂ | 32 | 440 |
| Ar | 40 | 394 |
| CO ₂ | 44 | 375 |
| CCl ₃ F (F11) | 134.78 | 68 |

Şekil 3.13 Molar kütle M 'nin fonksiyonu olarak değerleri (Leybold Vacuum Products and Reference Book 2001/2002).

Şekil 3.13` de tipik bir turbo moleküler pompanın diyagramı verilmiştir. Pompalama kısmı bir rotordan ve birde statordan oluşmuştur. Rotor ve stator şekil 3.14` de sırasıyla (6) ve (2) numaraları ile gösterilmiştir. Türbin pervaneleri stator ve rotor çemberinin etrafına yerleştirilmiştir. Dairesel pervane dizisinin her bir rotor-stator çifti bir bölmede oluşur, öyle ki montaj seri içerisine yerleşmiş çoklu bölmelerden oluşur. Gaz direk olarak pompalanarak yüksek vakum giriş halkasına (1) ulaşır, bu herhangi bir rotor-stator pervanesinin üzerindeki aktif pompalama alanında herhangi bir iletim kaybı olmaksızın gerçekleşir. Bu özellikle büyük radyal uzanımlı bıçaklarla büyük bir halka alanı içerisine kadar uzanmasına izin verilecek şekildedir. Bu bölge tarafından yakalanan gaz düşük basınçlı bölgeye doğru taşınır. Bu bölgede pervanelerin radyal uzanımları daha kısadır. Türbin rotor (6) çevirme milinin üzerine monte edilmiş ve iki duyarlı top yatak (8 ve 11) tarafından desteklenmiştir. Rotor mili rotor içerisindeki ön vakum (forevacuum) boşluğuna yerleştirilmiş orta frekanslı bir motor tarafından desteklenir. Bu motor harici bir frekans dönüştürücüsü tarafından kuvvetlendirilir ve kontrol edilir.



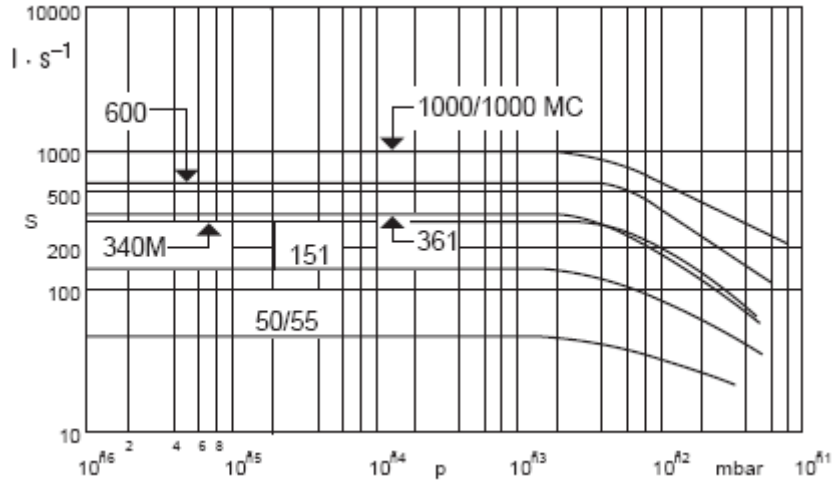
Şekil 3.14 Tipik bir Turbo moleküler pompanın şematik gösterimi (Fundamental Vacuum Technology).

Şekil 3.14 de gösterilen Turbo moleküler pompanın numaralarla gösterilen bileşenlerinin isimleri çizelge 3.7 de verilmiştir.

Çizelge 3.6 Şekil 3.13' de gösterilen Turbo moleküler pompanın numaralarla gösterilmiş olan bileşenlerinin isimleri.

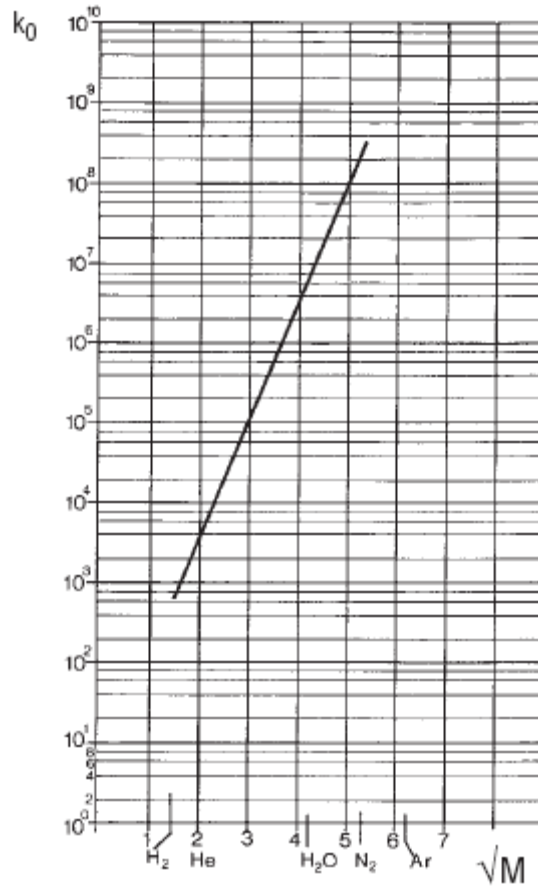
| | | | |
|----|----------------------------|-----|------------------------|
| 1- | Yüksek vakum giriş halkası | 7- | Pompa Kasa |
| 2- | Stator paket | 8- | Top yatak |
| 3- | Delik | 9- | Soğutucu su bağlantısı |
| 4- | Ön vakum çıkıntısı | 10- | 3-fazlı motor |
| 5- | Splinter koruma | 11- | Top Yatak |
| 6- | Rotor | | |

Turbo moleküler pompanın karakteristik pompalama hızı şekil 3.14` de gösterilmiştir. Pompalama hızı tüm basınç çalışma sınıflarında sabit kalmaktadır ve 10^{-3} mbar ın üzerindeki başlangıç basınçlarında bu hız düşmektedir. Şekil 3.14` de gösterilen eşik (threshold) değeri, gaz akışının moleküler akış bölgesinden viskoz akış bölgesine geçişini göstermektedir.



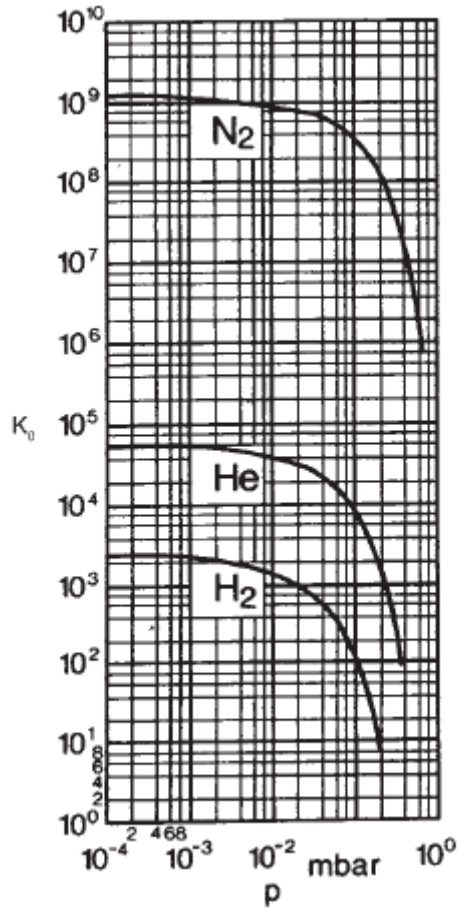
Şekil 3.15 Farklı Turbo moleküler pompaların hava için pompalama hızı.

Fiziksel nedenler için, Turbo moleküler pompaların sıkıştırma oranı ağır moleküller için oldukça yüksektir fakat hafif moleküller için oldukça düşüktür. Sıkıştırma ve moleküler kütle arasındaki ilişki şekil 3.15` de Turbovac 450 M için gösterilmektedir.



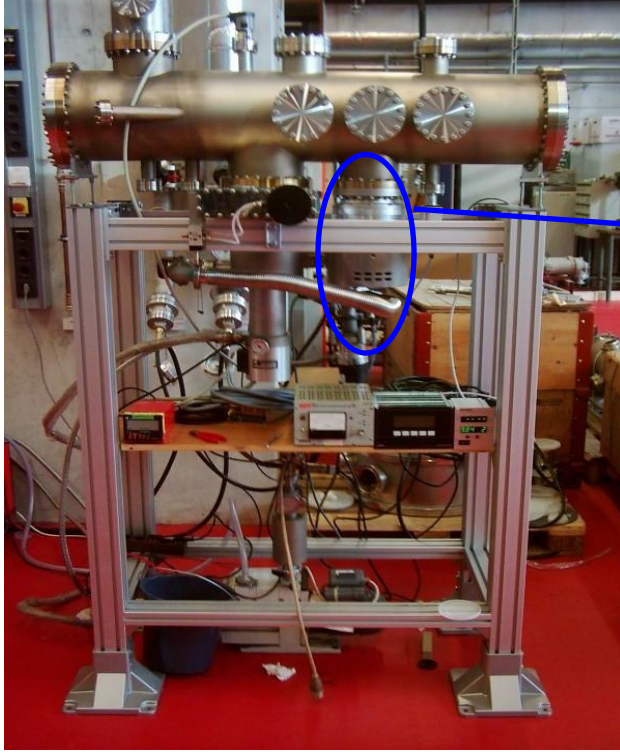
Şekil 3.16 Molar kütle M ' in fonksiyonu olarak maksimum sıkıştırma k_0 eğrisi.

Şekil 3.16' da Turbovac 340 M N_2 , He ve H_2 destekleme basıncının bir fonksiyonu olarak sıkıştırma eğrisi gösterilmektedir. Ağır hidrokarbon molekülleri için yüksek basınç oranından dolayı; Turbo moleküler pompalar direk olarak vakum odacığına bağlanabilir. Hidrojenin kısmi basıncı döner destek pompayla çok düşüktür, Turbo moleküler pompa ile $10^{-11} mbar$ nihai basınca ulaşılabilir. Bu gibi son derece düşük basıncı üretmek için tabii ki de UHV teknolojisinin genel kurallarına uyulmalıdır.

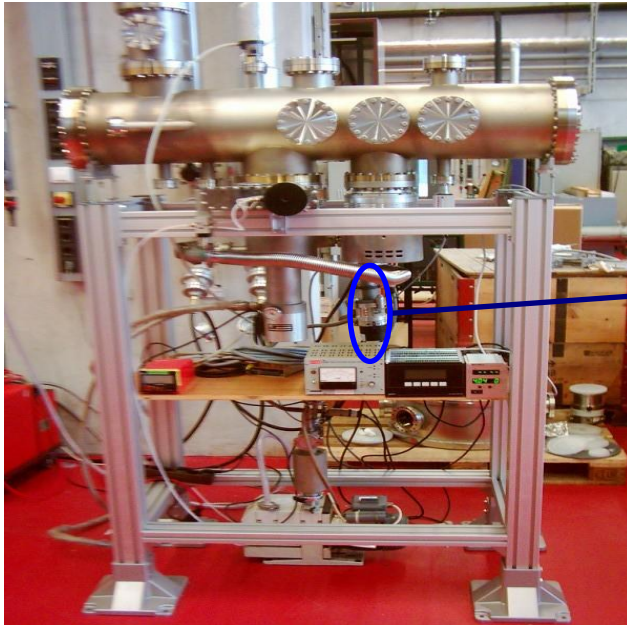


Şekil 3.17 Turbovac 340 M tipi Turbo moleküler pompanın N_2 , He ve H_2 için destek basıncın bir fonksiyonu olarak maksimum sıkıştırma eğrisi.

Sistemde kullanılan küçük ve büyük Turbo Moleküler pompanın fotoğrafları şekil 3.17 ve 3.18' de gösterilmiştir.



(a)



(b)

Şekil 3.18 a) Sistemdeki büyük Turbo molkeüler pompanın fotoğrağı b)Sistemdeki küçük Turbo Moleküler pompanın fotoğrağı.

3.2.3 Derin Soğukluk Pompası (Cryo Pompa)

Soğuk su kanallarının veya camların üzerinde ve buzdolabımızdaki soğutucu birim üzerinde buz formlarında suyun yağunlaştığını gözlemleyebilirsiniz. Soğuk yüzeylerdeki buhar ve gazların yoğunlaşmasının özellikle su buharının bu etkisi her gün yaşamda bilindiği gibi sadece atmosferik basınçta değil ayrıca vakumda oluşur.

Bu etki yoğunlaştırıcılarda başlıca kimyasal süreçlerle bağlantıda öncelikle soğutucu makineler ile soğutmak için kullanılan difüzyon pompalarındaki bölme (baffle) uzun zaman kullanılmıştır. Ayrıca sızdırmaz bir alandaki (vakum odası) soğuk bir yüzeydeki yoğunlaşmanın oluşumunun anlamı birçok gaz molekülünün bir yerden başka bir yere hareketidir. Bu moleküller soğuk yüzeyde buldukları yerde kalırlar.

3.2.3.1 Cryo Pompa Türleri

Soğutma prensibindeki farklılığa dayanan 3 tür cryo pompa vardır.

- Bath cryostats
- Sürekli akışlı cryo pompaları
- Soğutucu cryo pompaları

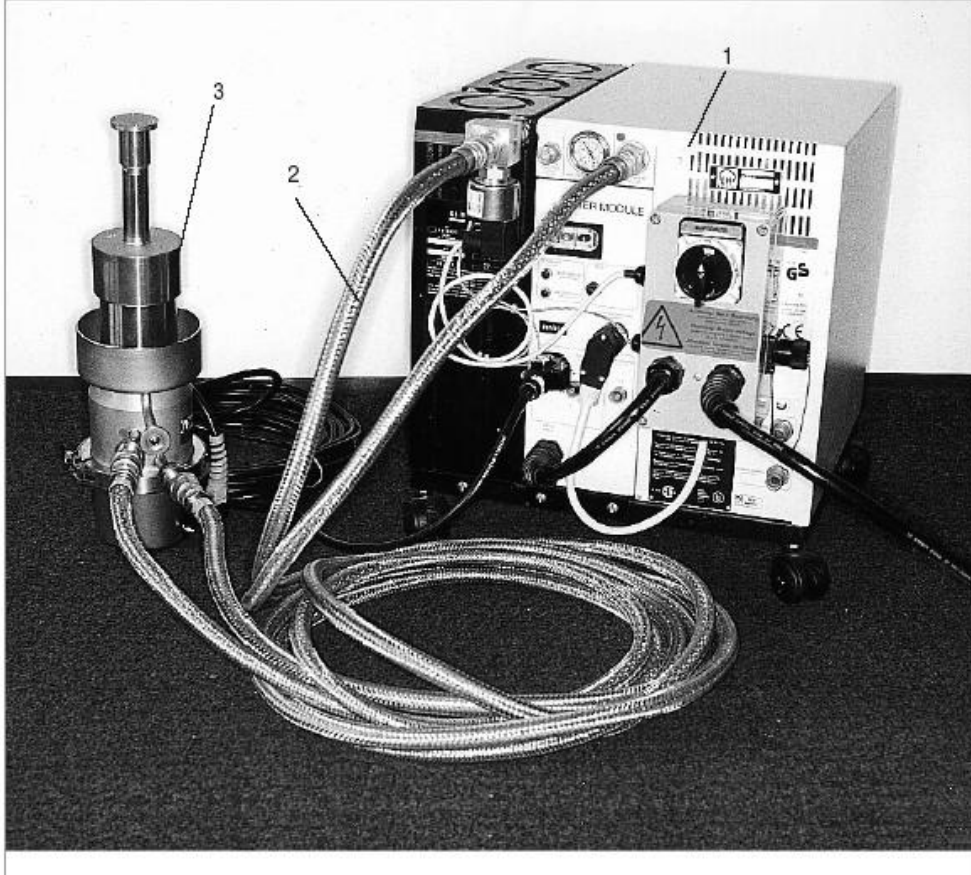
Bath cryostats durumunda (en basit durum LN₂ (sıvı azot) ile doldurulmuş soğuk bir tuzak) pompalama yüzeyi, sıvılaştırmış bir gaz ile doğrudan temas yoluyla soğutulur. LN₂, H₂O ve CO₂ ile soğutulmuş (T~77 K) bir yüzey üzerinde yoğunlaşma olabilir. Yaklaşık olarak 10 K' e kadar soğutulmuş bir yüzeyde tüm gazlar yoğunlaşma sayesinde pompalanabilirler. Sıvı helyumla soğutulan (yaklaşık olarak 4.2 K) bir yüzey tüm gazların yoğunlaşmasını sağlayabilir.

Sürekli akışlı cryo pompalarında, soğuk yüzey ısı değiştirici görevi yapması için dizayn edilir. Yeterli miktardaki sıvı helyum, yeteri kadar düşük sıcaklıktaki soğuk bir yüzeye

(cryo panel) ulaşmak için hazneden buharlaştırıcıya doğru yardımcı bir pompa tarafından pompalanır.

Sıvı helyum ısı değiştiricide buharlaştırılır. Üretilen artık gaz (He), sistemi dışarıdan gelen termal radyasyondan koruyan termal ısı koruyucunun bölmesini soğutmak için ikinci ısı değiştirici de kullanılır.

LEYBOLD tarafından üretilen cryo pompa serileri Gifford-McMahon sürecine göre iki aşamalı soğuk başlıklarla çalışır.



Şekil 3.19 Derin Soğukluk Pompası (Fundamental of Vacuum Technology).

Soğutucu cryo pompanın bileşenleri(entire scope) Şekil 3.19' da gösterilmektedir. Şekilde 1 ile gösterilen sıkıştırıcı birim şekilde 3 numara ile gösterilen cryo pompanın serbestçe titreşebilmesi için şekilde 2 numara ile gösterilen değişken basınç borularıyla bağlanmıştır. Cryo pompa, pompa koruyucusu ve içindeki soğutucu başlıktan oluşur.

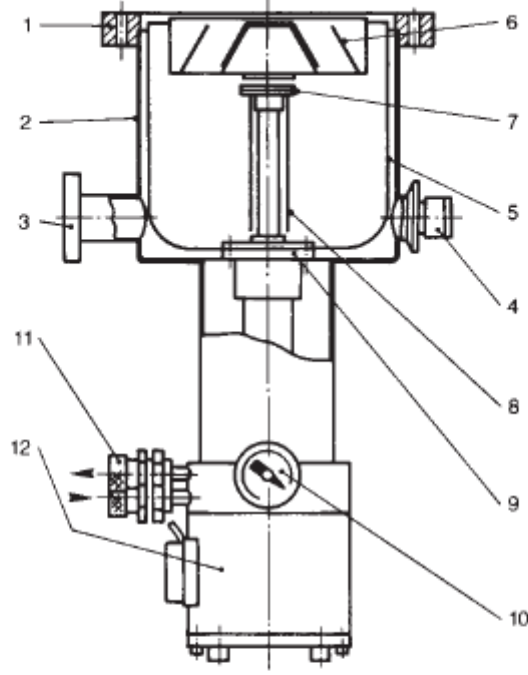
3.2.3.2 Soğutucu Başlık ve Çalışma Prensibi

Soğutucu başlığın içinde, bir silindir bir yerdeğiştirici (displacer) tarafından iki çalışıcı bölge V_1 ve V_2 ' ye bölünür. Çalışma esnasında sağ bölge V_1 sıcaktır ve sol bölge soğuktur. Yerdeğiştirici frekansında f soğutucunun soğutma gücü

$$W = (V_{2,max} - V_{2,min}) \cdot (P_H - P_N) \cdot f \quad (3.5)$$

olarak ifade edilir. Displacer sağa sola hava basıncıyla hareket ettirilir böylece gaz displacer boyunca sıkıştırılır ve böylece jeneratör boyunca displacer içine yerleşir. Jeneratör büyük bir ısı değiştirici yüzeye ve hacme sahip sıcak bir akümülatördür.

3.2.3.3 Soğutucu Cryo Pompa



- | | |
|---------------------------------------|--|
| 1- Yüksek vakum ağzı (Flange) | 7- Soğuk kafanın 2. bölümü (=10K) |
| 2- Pompa kasası | 8- Cryo Panelleri |
| 3- Ön vakum ağzı | 9- Soğuk kafanın 1. bölümü (=50-80 K) |
| 4- Gaz boşaltımı için güvenlik vanası | 10- Hidrojen buhar termometresi için sayaç |
| 5- Termal radyasyon tabakası | 11- Helyum gaz bağlantıları |
| 6- Kontrol levhası | 12- Soğuk kafanın motoru |

Şekil 3.20 Soğutucu Cryo pompanın bileşenleri.

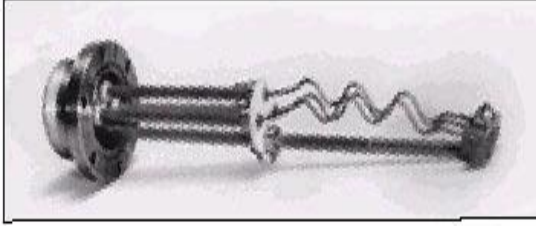
Şekil 3.20 soğutucu bir Cryo pompanın bileşenlerini göstermektedir. Bu pompa iki aşamalı bir soğutucu başlık tarafından soğutulur. Bir bölme (6) ile termal ışıma kalkanı (5) soğutucu başlığın ilk düzeyine (9) kendi aralarında termal olarak bağlanır. Basınç 10^{-3} mbar' dan daha düşük olduğunda termal yükleme daha çok termal ışıma tarafından meydana getirilir. Bu sebeple ikinci bölme yoğunlaşmayla ve cryo sorption

panelleri termal radyasyon tabakasıyla kuşatılmıştır.ile For this reason the second stage(7) with the condensation and cryosorption panels(8) is surrounded by the thermal radiation shield (5) which is black on the inside and polished as well as nickel plated on the outside. No-load koşulları altında bölme ve termal ışımaya kalkanağı(ilk düzey) bir sıcaklığa ulaşır. Bu sıcaklık cryo panellerde 50 ile 80 K arasındadır ve ikinci düzeyde yaklaşık olarak 10 K'dir. Bu cryo panellerin yüzey sıcaklığı gerçek pompalama süreçleri için karardır. Bu yüzey sıcaklıkları soğutucu başlık tarafından sağlanan soğutma gücüne ve the thermal conduction properties in the direction of the pump's casing'e bağlıdır. (these surface temperatures depend on the refrigerating power supplied by the cold head, and the thermal conduction properties in the direction of the pump's casing). Cryopompa çalışırken yükleme gaz tarafından meydana getirilir ve the heat of condensation results in further warming of the cryopanel. Yüzey sıcaklığı sadece cryo panellerin sıcaklığına bağlı olmayıp aynı zamanda zaten cryopanel üzerinde soğumuş olan gazın sıcaklığına da bağlıdır. İkinci dereceden soğutucu başlığa(7) eklenen cryo paneller(8), kolaylıkla yoğunlaşamayan ve sadece cryosorption tarafından pompalanabilen gazları pompalayabilmek için içeride etkin hale getirilmiş organik kömürle kaplanmıştır.

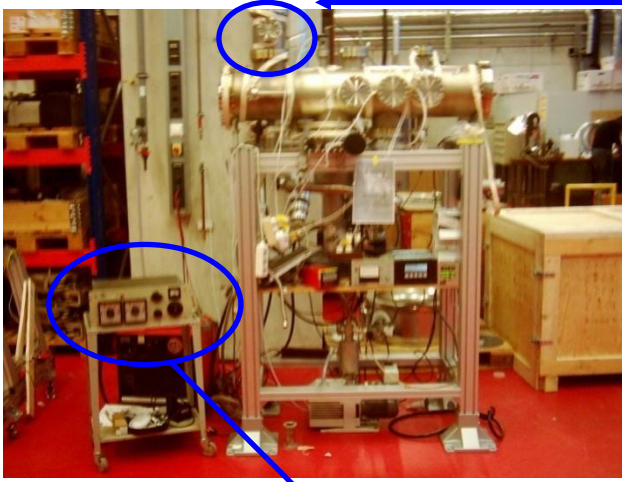
3.2.4 Sublimation Pompa

Sublimation pompaları soğurma(sorption) pompalarıdır. Bu pompaların içinde tutucu madde buharlaştırılır ve tutucu bir film olarak soğuk bir iç duvarda birikir. Böyle bir tutucu filmin yüzeyindeki gaz molekülleri karardlı bileşimler oluştururlar. Bu bileşimler ölçülemez derecede düşük buhar basıncına sahiptir. Etkin tutucu film subsequent evaporations tarafından yenilenir. Sublimation pompalarında tutucu olarak genellikle titanyum kullanılır. Titanyum, elektrik akımı tarafından ısıtılan yüksek titanyum içerikli özel bir alaşımdan yapılmış bir telden buharlaştırılır. Although optimum sorption capacity(about one nitrogen atom for each evaporated titanium atom) can scarcely be obtained in practice, titanium sublimation pumps have an extraordinarily high pumpin speed for active gases, which, particularly on starting processes or on the sudden evolution of greater quantities of gas, can be rapidly pumped away. Sublimation pompa işlevleri gibi, sputter-ion pompaları ve turbomoleküler pompalara yardımcı olan

pompalar gibi pompaların monte edilmesi her zaman zorunludur. Şekil 3.21’de sistemimizde kullandığımız süblimlasyon pompası verilmektedir.



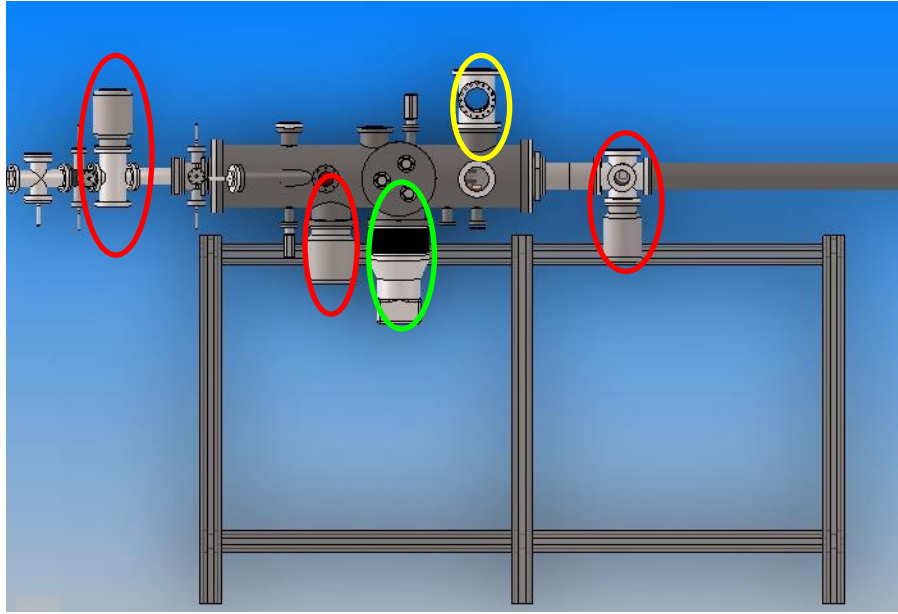
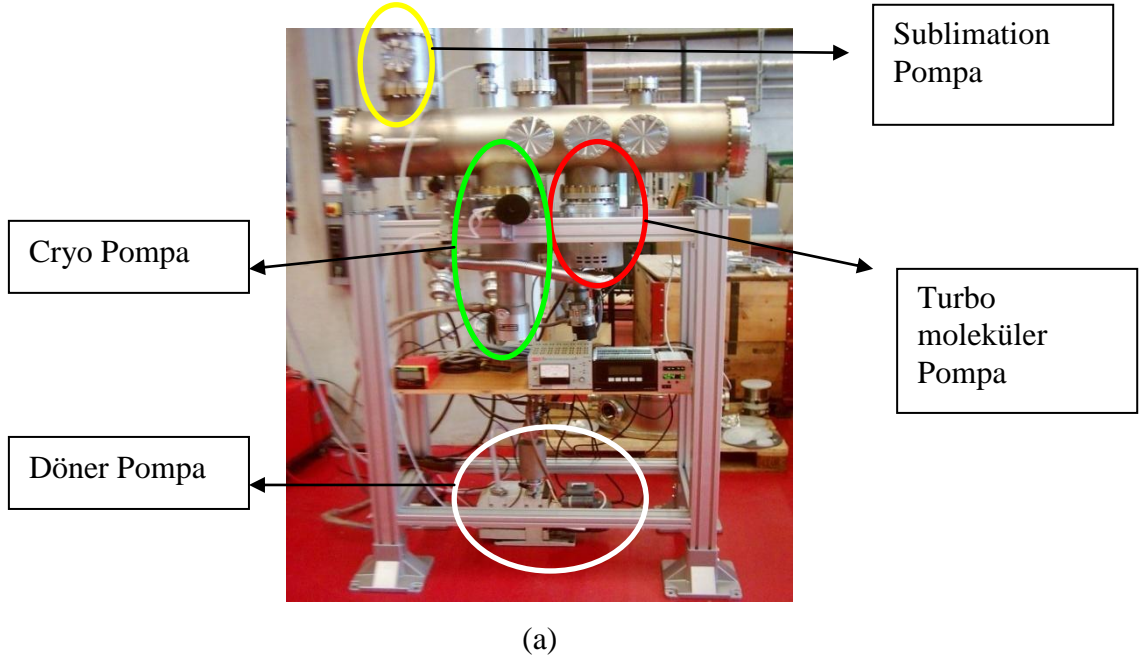
(a)



(b)

Şekil 3.21 (a) Süblimlasyon pompası (b) Sistem içerisindeki süblimlasyon pompası.

Şekil 3.22’ de kurulan sistemin vakum sistemi genel olarak şematik ve fotografik görünümü verilmiştir.



Şekil 3.22 Kurulan deneysel sistemde kullanılan vakum sistemi düzeneğinin a) fotoğraf ve b) şematiksel gösterimi.

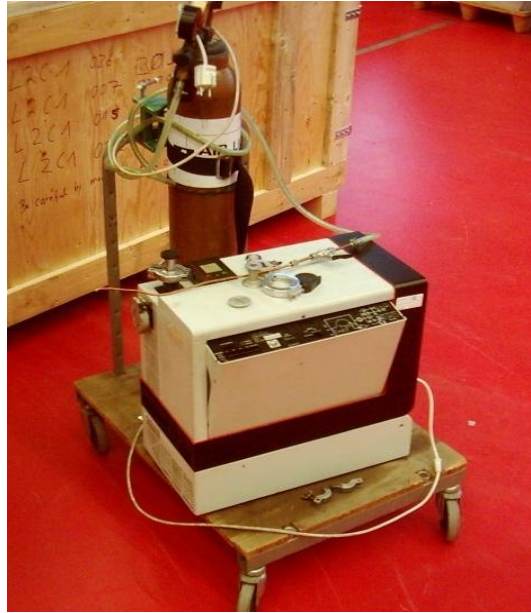
3.2.5 Kaçaklar ve Kaçakların Tespit Edilmesi

Vakum kaçakları, vakum düzeneklerinde sıkça karşılaşılan, uğraşılması zor olan istenmeyen bir durumdur. Özellikle yüksek vakuma ihtiyaç duyulan sistemlerde bu kaçakların belirlenmesi daha da önem arz etmektedir. Vakum sistemlerinde görülebilecek kaçak tiplerinin önceden bilinmesi zaman kaybını minimuma düşürmektedir. Vakum sistemlerinde görülen kaçak tipleri şunlardır:

- Tespit edilebilir bağlantılardaki kaçaklar: Flangelar, temel birleşme yüzeyleri (ground mating surfaces, covers)
- Kalıcı bağlantılardaki kaçaklar: Lehim ve kaynak bağlantılar, yapıştırılmış eklentiler
- Gözeneklerden dolayı oluşan kaçaklar: Özellikle mekanik deformasyondan veya polikristal maddelerin termal süreçlerinden kaynaklanır.
- Termal kaçaklar: Aşırı ısıtma yada soğutma sonucu oluşan delikler, above all at solder joints.
- Görünen kaçaklar: Gaz miktarının deliklerden sızması, görünmez delikler ve bağlantılar (ayrıca sıvıların buharlaşmasından kaynaklanan kaçaklar)
- Dolaylı kaçaklar: Vakum sistemlerindeki leaking supply lines. (su, sıkıştırılmış hava, tuzlu su)
- Devamlı kaçaklar: Seri bağlantılarında oluşan boşluklar örneğin, rotary pompa vanasındaki yağ bölmesinin yağ doldurma bölgesindeki bir kaçak gibi kaçaklar.
- One-way kaçaklar: Bunlar gazların bir doğrultuda geçmesini sağlarlar ancak başka doğrultudakiler sızdırmazdır. (Çok nadir)

Hiçbir vakum sistemi tam olarak sızdırmaz değildir. Ancak kaçak oranı gereken çalışma basıncına göre yeteri kadar düşük olmalıdır. Örneğin bu deney sisteminde gereken vakum değeri yaklaşık $\ll 5.10^{-10} \text{ mbar}$ civarında olması istenmektedir, bu gibi vakum düzeneklerinde $10^{-7} \text{ mbar.lit} / \text{s}^{-1}$ 'lik kaçak ciddi bir kaçaktır ve bu kaçağın mutlaka önlenmesi gerekmektedir. Eğer düzenekte var olan kaçağın büyüklüğü, pompalama debisinden büyük ise, arzu edilen vakum seviyesine ulaşmak mümkün olmaz; eğer bu seviyeye ulaştıktan sonra kaçak artmışsa bu vakum seviyesi fazla uzun süre korunamayarak kaçağın büyüklüğünden dolayı düzeneğin basıncı gittikçe artar.

Kaçakların pratikte kolay biçimde belirlenmesi için çeşitli ölçüm yöntemleri vardır. Bu yöntemler akustik yöntem, radyoizotop yöntem, kütle spektrometresi gibi yöntemlerdir. Vakum kaçağının bulunmasında en kolay ve en duyarlı yöntem helyum kaçak detektörleridir. Helyum kaçak detektörleri, bir kütle spektrometresi, uygun bir vakum pompası (turbo veya mekanik pompa) ve helyum gazı sağlamak amacıyla, bir helyum gaz tüpünden oluşur. Şekil 3.23’de helyum kaçak detektörü bir bütün olarak gösterilmektedir. Helyum kütle spektrometrelili kaçak detektörünün çalışma prensibi; helyum gazına ayarlanmış bir kütle spektrometresi, kaçak tespiti yapılacak vakum düzeneğine uygun vakum bağlantıları ile bağlanır. Detektörde bulunan pompa ile vakum düzeneği vakum altına alınır (kütle spektrometresinin çalışabilmesi için basınç değerinin 10^{-4} mbar altında olması gerekmektedir). Kaçak tespitinin yapılabilmesi için gerekli vakum seviyesine inildikten sonra test edilecek vakum düzeneğinin yüzeylerine dışarıdan gaz tabancası ile helyum gazı püskürtülür. Eğer vakum düzeneğinde kaçak varsa, helyum gazı kaçağın olduğu bölümlerden düzeneğe sızarak detektör içinde ve helyum gazına ayarlanmış kütle spektrometresine kadar ulaşır. Helyum gazını algılayan spektrometre kaçağın bulunduğu dair hemen hem sesli uyarı verir hem de kaçağın büyüklüğünü detektör üzerindeki elektronik göstergeden gösterir.



Şekil 3.23 Helyum kaçak detektörü.

Helyum kaçak detektörlerinin temel elemanı kütle spektrometresidir. Kütle spektrometresi değişik kütlelere sahip iyonlaşmış molekülleri ayırma işlemini gerçekleştirir. Atom veya moleküller spektrometreye girdiğinde iyonlaştırılır. İyonlaşan parçacıklar elektrik alan tarafından hızlandırılıp sabit bir manyetik alan içerisinde geçirilir. İyonlar yük ve kütlelerin oranında manyetik alandan etkilenirler manyetik alandan sonra parçacıklar M / Z oranında sapmaya uğrarlar ve farklı kütleye sahip olanlar birbirinden ayrılırlar. Sabit bir Z değeri için sapma miktarı kütlelerin büyüklüğü ile orantılı olacaktır. Sapma miktarının kütle ile doğru orantılı oluşu sayesinde farklı kütle numaralı atom veya moleküllerin ayırma işlemi sağlanır.

İyonların M / Z oranı diğer parametreler cinsinden yazılırsa bunun

$$\frac{M}{Z} = \frac{R^2 B^2}{2eV} = \left(\frac{B^2}{2eV}\right)R^2$$

olduğu görülür. Burada, M iyon kütlesi, Z iyonun elektriksel yükü, B manyetik alan, V hızlandırma gerilimi ve R iyonların manyetik alanda izledikleri yörüngeleri göstermektedir.

Helyum spektrometrelili kaçak detektöründe helyum gazına karşılık gelen R uzaklığı için uygun yarıçap kullanılarak sadece helyum atomlarının detektör üzerine düşmesi sağlanarak helyum atomları algılanır.

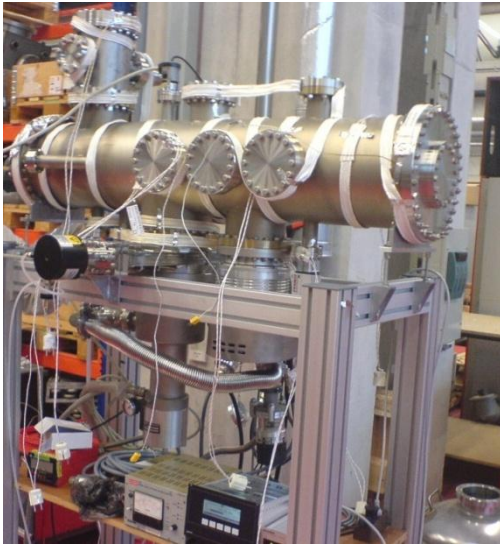
3.2.6 UHV Ortamı Yaratmak İçin Gerekli Olan Süreçler

Ultra yüksek vakuma ulaşmak için gerekli olan prosesler vakum odacığı kurulurken temiz bir şekilde kurulması ve kapakları kapatılırken hiçbir kaçak olmayacak şekilde ve bakır jontaların iyi yerleştirilmiş olarak kapakların üzerine kapatılmış olmasına dikkat edilmelidir. Kapakların kapatıldıktan sonra kapaklar arasında ya da vakum odacığında herhangi bir sızıntı olup olmadığını kontrol etmek için kaçak belirleme testi

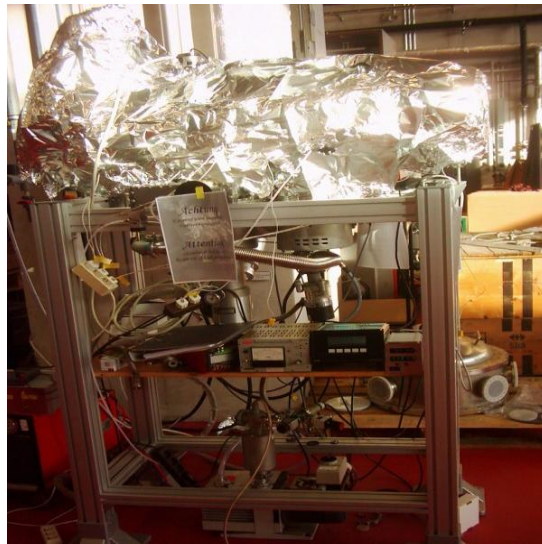
yapılmalıdır. Bu testler yapıldıktan sonra vakum duvarlarından vakum duvarların yutmuş olduğu su ya da üretim ve kurulum esnasında kaynaklanan yabancı kirleri atmak için vakum odacığının ısıtılması gerekmektedir.

a) Vakum Odacığını Isıtma İşlemi

Yüksek vakumu elde edebilmek için kurulum ve üretim esnasından kaynaklanan kirleri ve vakum duvarlarının yuttuğu su ya da bunun gibi yabancı atomları vakum odacığından atılması için vakum odacığının ısıtılmasına tabi tutulması gerekmektedir. Sistemimizde ısıtılmasını yapmak için ısıtma bantları kullanılmıştır. Isıtma bantları vakum odacığının başından ortasından ve sonundan sarmalayarak ısıtılmasına hazır hale getirilmiştir. Bantları vakum odacığına sarmalarken dikkat edilmesi gereken husus bantların üst üste binmemesi gerekir ve vakum odacığının her tarafını aynı oranda ısıtılabilmesi için bu bantları nerelere bağladığımız önem arz etmektedir. Isıtma işlemi sırasında hem dışarıya ısı kaybını önlemek hemde dış ortama herhangi bir zarar vermemek amacıyla alüminyum folye ile vakum sistemi sarılmalıdır. Şekil 3.24' de sistemimizdeki vakum odacığının ısıtma işlemi gösterilmektedir.



(a)

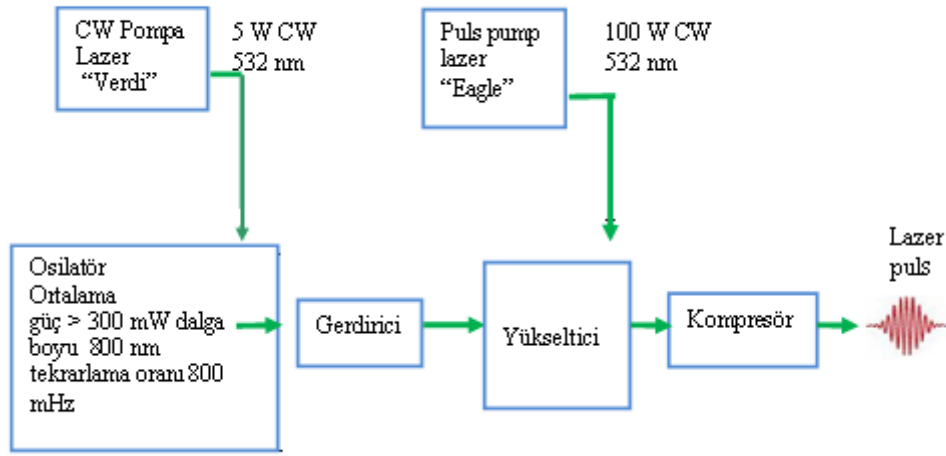


(b)

Şekil 3.24 Vakum odacığı ısıtma bantları ile sarılmış (b) ısıtma işlemi sırasında vakum odacığının alüminyum folye ile sarılmaktadır.

3.3 LAZER SİSTEMİ

Lazer-iyon çarpışma sisteminde kullanılacak olan Frankfurt Goethe Üniversitesi Çekirdek Fiziği Enstitüsünde (IKF) bulunan KML lazer sisteminin bileşenleri şekil 3.25 de gösterildiği gibidir.



Şekil 3.25 Vakum odacığı ısıtma bantları ile sarılmış (b) ısıtma işlemi sırasında vakum odacığının alüminyum folye ile sarılmaktadır.

Bu deney sisteminde kullanılacak olan lazerin özellikleri yani şekil 3.25 de sonuç olarak çıkan lazer pulsun özellikleri çizelge 3.7’de belirtilmiştir.

Çizelge 3.7 Deneysel sistemde istenilen lazer pulsun özellikleri.

| KLM Lazer sistemi | |
|-------------------|---|
| Dalga Boyu | 790 nm |
| Puls Gecikmesi | 20 fs |
| Siddet | 10^{13} - 10^{15} W/cm ² |
| Tekrarlama Oranı | 10 kHz |

Kerr lens modelocking çok yüksek tekrarlama oranında (100 mHz) zayıf (≈ 300 mW) fakat kısa (800nm) ışık pulsları üretir. Bu ışık pulsları iyi bir gerdirici ile gerilir ve eş fazlı (koherent) Ti:Sa yükselteç sistemiyle yükseltilir. Yükseltmeden sonra pulslar sıkıştırılır (≈ 20 fs). Işık pulslarının merkez dalga boyu yaklaşık $\lambda = 790$ nm' dir. Sıkıştırılmadan sonra tipik puls enerjisi 10 kHz tekrarlama oranında yaklaşık 1mJ olacaktır.

3.3.1 Osilatör

Kısa puls üretimi osilatörde başlar. Sistemin bu kısmı tamamen optiksel Kerr etkisine bağlıdır.

Kerr Lensleri

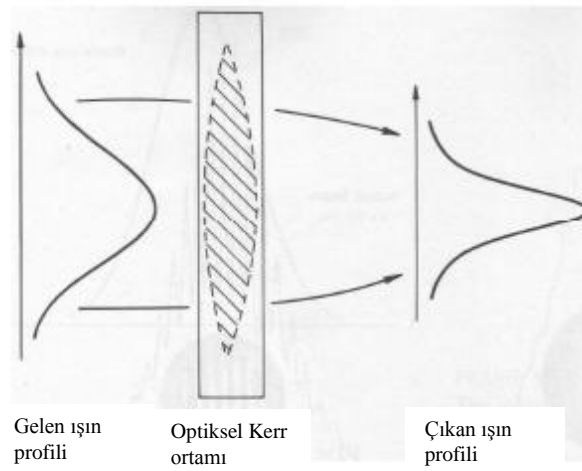
Birçok maddenin kırılma indisi, üzerine E elektrik alanı uygulanırsa değişir.

$$n(\lambda, E) = n_0(\lambda) + S_1(\lambda) \cdot E + S_2(\lambda) \cdot E^2 \quad (3.6)$$

E^2 terimi diğer bütün kuvvetleri etkisi altına almaktadır ve Kerr etkisi diye bilinir. Işık bir elektrik alana sahiptir ve şiddetle bağlıdır. Beklenildiği gibi optiksel Kerr etkisi ışığın şiddetine bağlı olarak eşitlik 3.7' deki yazılabilir.

$$n(\lambda, I) = n_0(\lambda) + n_1(\lambda)I \quad (3.7)$$

Buna göre, eğer $n_1(\lambda) > 0$ ise ortam yüksek şiddetli ışık için düşük şiddete göre daha kalındır. Genel olarak, Gaussian gibi, ışın eksenindeki yüksek şiddeti gösteren ışın profilleriyle ilgilenilmelidir. Ortam optiksel Kerr etkisi gösteriyorsa şekil 3.26’ da gösterildiği gibi bu gibi pulslar kendi kendine Kerr lensi yaratır. Kırılma indisinin λ ’ya bağımlılığı dağılıma neden olur.



Şekil 3.26 Kerr Etkisi

Bu prensip üzerine kurulan bir osilatör basitçe yüksek bant genişlikli kazanç ortamına sahip bir lazerdir ayrıca Kerr lensi olarak rol oynar. Ti: Sa (Titanyum: Safir) kristali görel olarak ($800\text{nm} \pm 200\text{nm}$) aralığındaki optiksel dalga boyları için lazer ortamı görevini görür. Bu nedenle bu cam içerisindeki kavite modları yükseltilebilir ve eğer bu modlar cam içerisinde yapıcı olarak girişirlerse bu sayede bir puls formu oluşur.

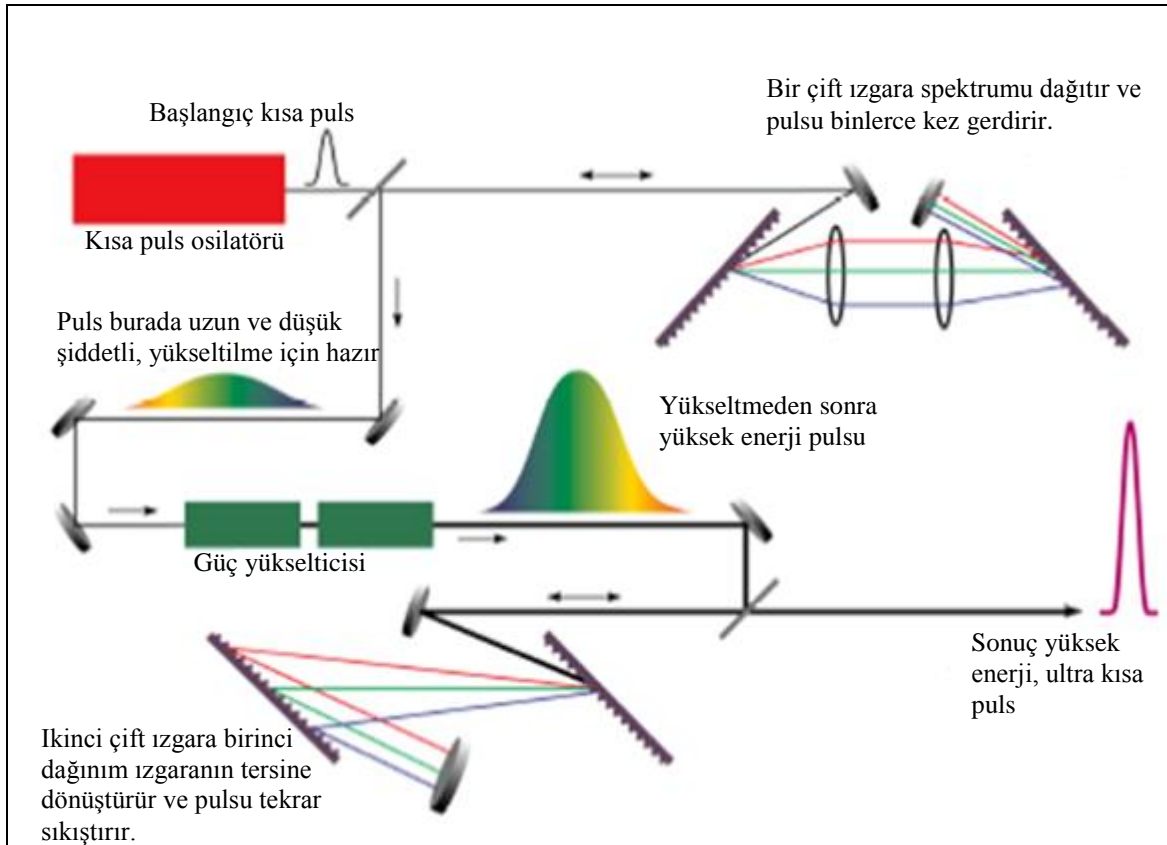
Normalinde bu puls dağılımdan dolayı hemen kaybolacaktır fakat kristalde bu puls Kerr lense odaklanacak ve kendi şiddetini kazanacaktır. Pompalanmış maddedeki kazanç şiddet ile doğru orantılı olarak yükselir bu nedenle yapıcı girişim modu formuna sahip bir puls değişken relatif fazlı modlar üzerinden şiddetle takip edilir. Puls sürekli dalgalar modlarından CW (Continues Wave) çok daha güçlü yükseltilir bu da puls uzunluğunu azaltır. Sabit fazda birlikte bulunan puls formundaki modlara “modelocking” denilmektedir. Bir lazer gibi, bir osilatör, kısmen yansıtıcı çukur aynayı içermektedir ve bu çukur ayna dairesel ışıkları yayar fakat buna karşın fotonların sürekli akışı tam bir

kaviteyi doldurduğu sürekli dalga lazerinde, sadece osilasyon pulsları vardır. Bu yüzden osilatör pulsları yayar.

3.3.2 Chirped puls yükseltme

Bir osilatör tarafından sağlanan puls enerjileri şiddetli alan deneyleri için çok zayıftır. Bu pulsların yükseltilmesi gerekmektedir. Her yükselteç zararlı bir eşik şiddetine sahiptir.

Bu nedenle, yükselteç içerisindeki düşük şiddette büyük puls enerjilerini elde edebilmek için yükseltmeden önce geçici ya da uzaysal olarak pulsların gerilimiyle ilgilenilmelidir. Pulslar yükseltildikten sonra tekrardan sıkıştırılmak zorundadır.



Şekil 3.27 Chirped puls yükseltilmesinin şematik gösterimi (Milan 2007)

Frekans etki alanında bir puls bir frekans bandından oluşur. İdeal olarak, bu gibi bütün dalgalar en uygun bir faza sahiptir yani Fourier limitlidir. Bunun anlamı verilen bir band genişliğinde bu gibi dalgaların olabildiğince kısa olmasıdır. Fakat kırıcılık indeksin $n = n(\lambda)$, λ 'ya bağımlı olduğu bir ortamda, Fourier bileşenleri hemen dağılır ve maksimumları daha fazla eşleşemez bu durum uzun pulsa doğru götürür. Normal dağılım (pozitif) durumlarında, küçük dalga boyları büyük olanlarından çok daha fazla geciktirilir. Anormal dağılım durumlarında ise tersi durum gerçekleşir. Bu nedenle pulsları örneğin pozitif biçimde chirping yaparak germek mümkündür. Gerdirilen pulslar herhangi bir zarara neden olmaksızın şiddetli biçimde yükseltilebilir ve daha sonra negatif dağılımla sıkıştırılabilir. Sonuç olarak, son pulsların akustik frekansına benzeşiminde “chirp” olarak adlandırılır. Bu şema CPA “Chirped puls yükseltmesi” olarak anılır ve şekil 3.27 de CPA sistemi gösterilmiştir.

3.3.3 Yükselteç

Gerilen lazer pulsları eş fazlı (koherent) Ti:Sa yükselteç sistemiyle yükseltilir. Yükselen pulslar belli bir enerjiye sahiptir. Kompresör bu pulsun yaklaşık %50 ini yutar (Moritz 2006) . Elde edilen yani çıkan pulsun enerjisi bu yutmadan dolayı net olarak yarı enerjidedir.

3.3.4 Lazer Odaklama

Lazer ışını vakum odacığı içerisine girdikten sonra, odak noktası ile aralarında $f=150$ mm uzunluktaki mesafede, şekil 3.28’de gösterildiği gibi vakum odacığına yerleştirilmiş parabolik bir odaklanma aynası ile temas geçer.

τ geçici uzunluğa ve gaussian spatial profile sahip odaklanmış bir ışık pulsunun pik şiddeti (Andrea Thesis 2005)

$$I(r, x) = \frac{2E}{\tau \pi \omega(x)^2} \cdot e^{-2\frac{r^2}{\omega(x)^2}} \quad (3.8)$$

eşitliğindeki gibidir. Bu eşitlikteki r ve x ifadesi sırasıyla odak spota olan lateral ve boylamsal uzaklıktır. Işın sırtı, $(1/e^2)$, ve minimum ışın sırtı;

$$\omega_0 = 2 \cdot \frac{\lambda f}{\pi d} \quad (3.9)$$

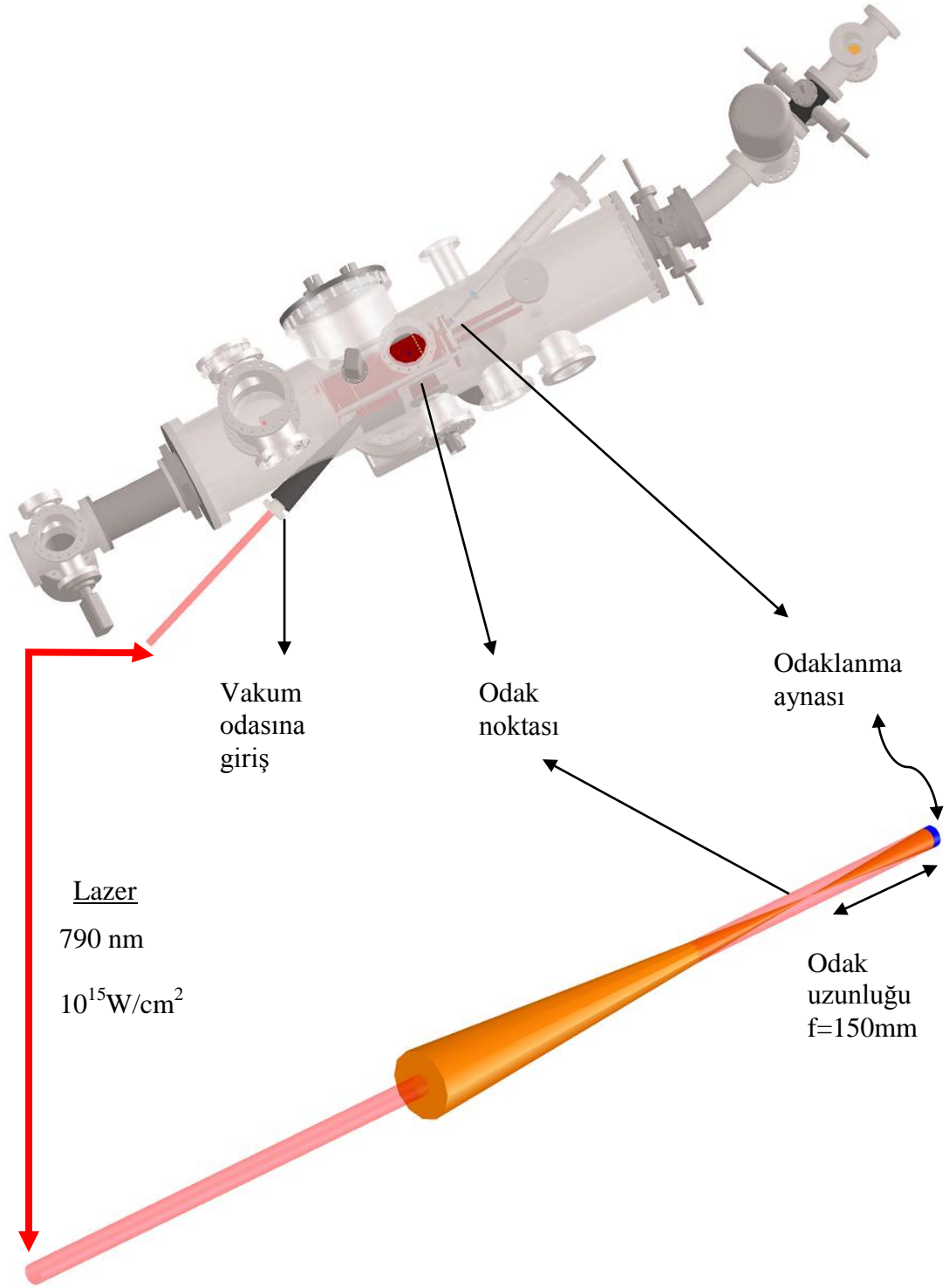
eşitliğindeki gibidir, Rayleigh uzunluğu (şiddetin yarıya düştüğü ışın ekseninde odak noktası mesafesi)

$$x_R = \pi \cdot \omega_0^2 / \lambda \quad (3.10)$$

şeklindedir. d ifadesi ise odaklanmamış isinin boyutudur. Sonuç olarak odaktaki maksimum kazanılan şiddet ifadesi

$$I_{\max} = \frac{\pi}{2} \frac{E d^2}{\tau f^2 \lambda^2} \quad (3.11)$$

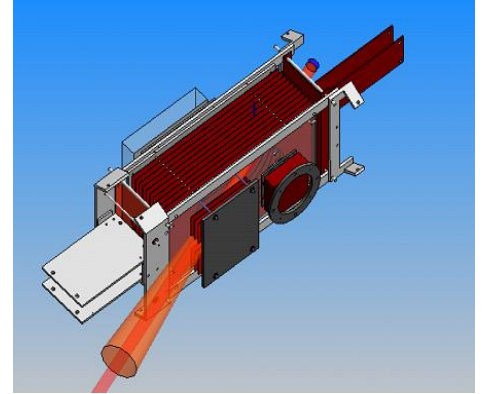
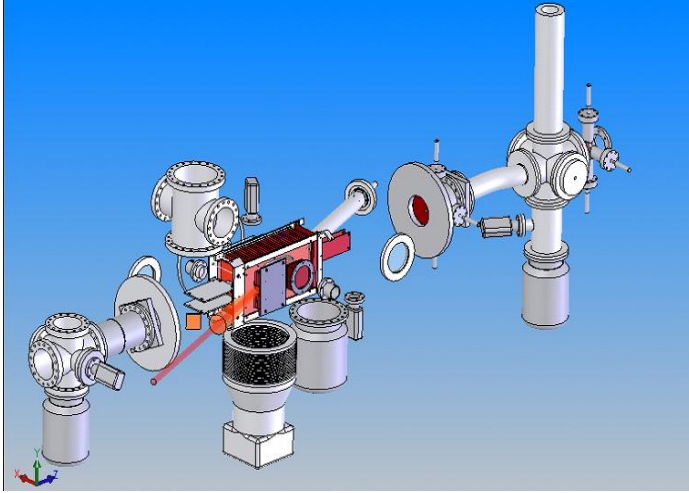
eşitliği ile verilmektedir.



Şekil 3.28 Sistemde lazer giriş yeri, lazerin sistem içerisindeki görüntüsü, odaklanma noktası ve odaklanma aynasının gösterimi.

3.4 SPEKTROMETRE

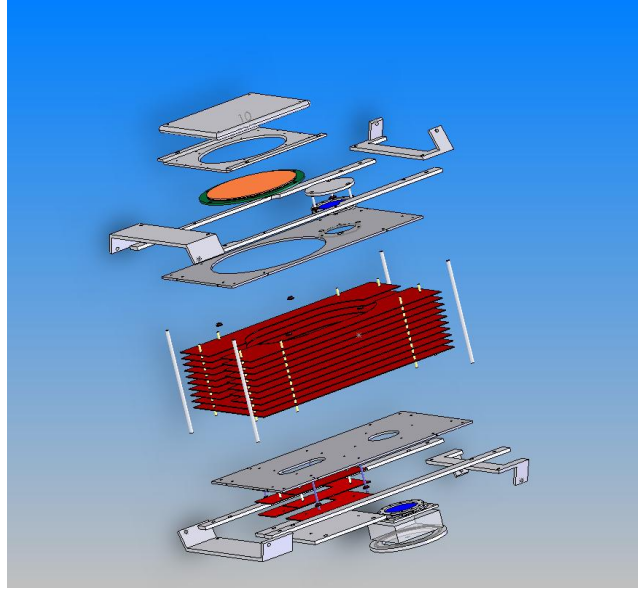
Çarpışmanın gerçekleşecek olacağı spektrometre iyon ve elektronların pozisyon duyarlılıklı dedektörler üzerine düşmesi için rehberlik yapmaktadır. Şekil 3.29’ da spektrometrenin vakum odacığı içerisindeki konumu gösterilmektedir. Bu deney sisteminde kullanılacak olan spektrometre, iyon-lazer çarpışmasının uygun bir ortamda gerçekleşmesi ve çarpışmadan sonra elektron ve iyonların uygun biçimde detektöre düşmesi için geometrik olarak özel dizayn edilmiştir. Bu bölümde spektrometrenin kurulumunda kullanılan ileri yüksek vakum şartlarına uygun malzemeler ve kurulum şematığı verilecektir. Daha sonra iyonun, şekil 3.34’ de şematik ve fotoğrafı gösterilen spektrometrenin iyon ve lazerin çarpışma bölgesine (odak bölgesine) en uygun ve istenilen şartlarda gelebilmesi ayrıca çarpışmanın gerçekleşip deneyin istenilen şekilde sonlanabilmesi için spektrometre üzerinde ne tür araçların kullanıldığı ve ne işe yaradıkları anlatılacaktır.



Şekil 3.29 Spektrometrenin sistem içerisindeki konumu.

3.4.1 Spektrometrede kullanılan malzemeler ve özellikleri

Şekil 3.30' da spektrometrenin kurulum şematığı gösterilmektedir. Spektrometrenin kurulumunda öncelikle ileri yüksek vakuma dayanıklı ve manyetiksel özelliği olmayan malzemelerin kullanılmasına dikkat edilmiştir. Plakalar arasındaki bağlantılar yalıtkan bir malzeme olan seramiklerle sağlanmıştır. Seramiklerin üzerileri spektrometre içerisindeki elektrik alanın tek düzeliğinin korunması amacıyla şekil 3.31'de gösterilen kaplama makinesiyle belirli bir basınç altında belirli bir kalınlıkta Germanyum ile kaplanmıştır.



Şekil 3.30 Spektrometrenin kurulum şematığı.

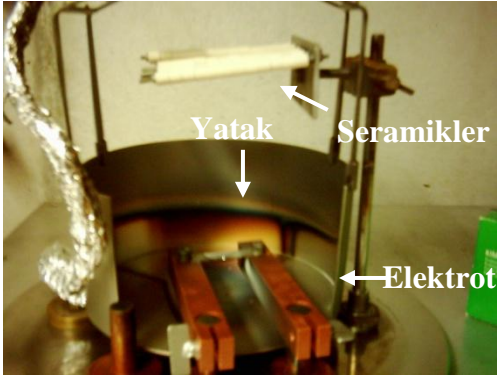
3.4.1.1 Kaplama Cihazı

2.10^{-6} mbar Basınç altında kaplama yapan cihaz şekil 3.31 ' de gösterilmiştir. Bu cihazın çalışma prensibi şekil 3.31 (b) 'de gösterilen iki tane elektrot arasında ısıyı iyi ileten altlık yerleştirilir. Bu yatak üzerine germanyum parçacıkları konur ve üzerine kaplanmasını istediğimiz seramikler, kaplama yapılması istenilen yüzey tarafına gelecek

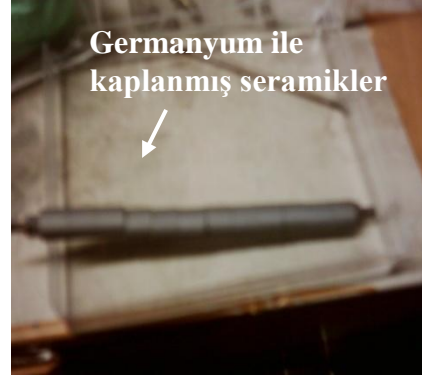
şekilde belirli bir açıyla yerleştirilir, bu durum şekil 3.31 (b)' de gösterilmiştir ve üzerine vakum ortamının sağlanması amacıyla vakum fanusu yerleştirilir. İstenilen basınç vakum fanusu içerisinde oluştuğunda, elektrik akımı elektrotlara verilmeye başlanır. Akım verme işlemi germanyumun eriyip kristalde sayıma başladığı anda kaplama işleminin başladığı anlaşılmaktadır. Bu işlem kaplama kalınlığının angstrom cinsinden belirten sayacın istenilen kaplama kalınlığına ulaşmasına kadar devam eder. Sayaç istenilen kalınlığı gösterdiğinde öncelikle vakum akım verme işlemi kesilir ardından vakum ortamı boşaltılır ve kaplama yapılmasını istediğimiz malzeme cihazdan çıkartılarak kaplama işlemi tamamlanmış olur. Şekil 3.31(c)' de spektrometrede kullandığımız seramiklerin kaplama yapıldıktan sonraki hali gösterilmektedir.



(a)



(b)



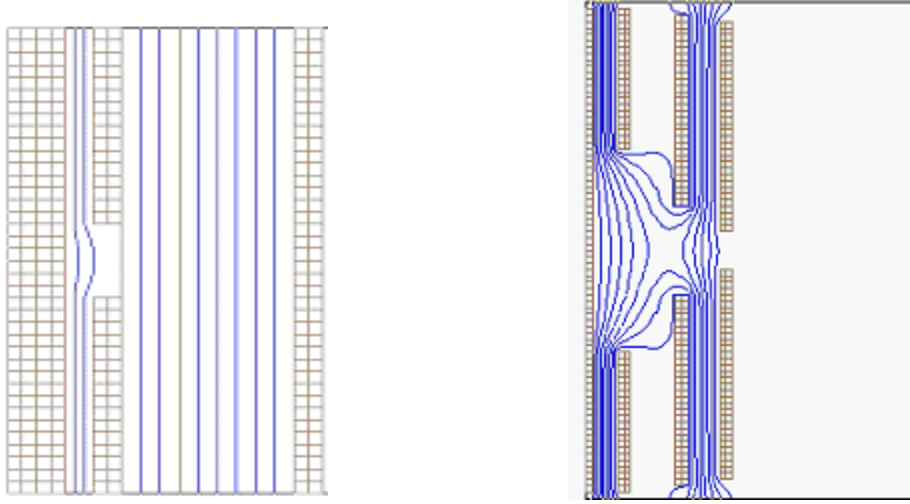
(c)

Şekil 3.31 a) Kaplama cihazı b) elektrot ve seramiklerin yerleşme biçim c) Germanyum ile kaplanmış seramikler

Spektrometre içerisindeki elektrik alanın tek düzeliğini sağlayabilmek için kullandığımız diğer malzeme ise delik aralıkları nm civarında olan gritlerdir. Şekil 3.32’ de kullandığımız grit ile SIMION programında gritlerin etkinliğini gösteren simülasyonun şekli verilmektedir.



(a)



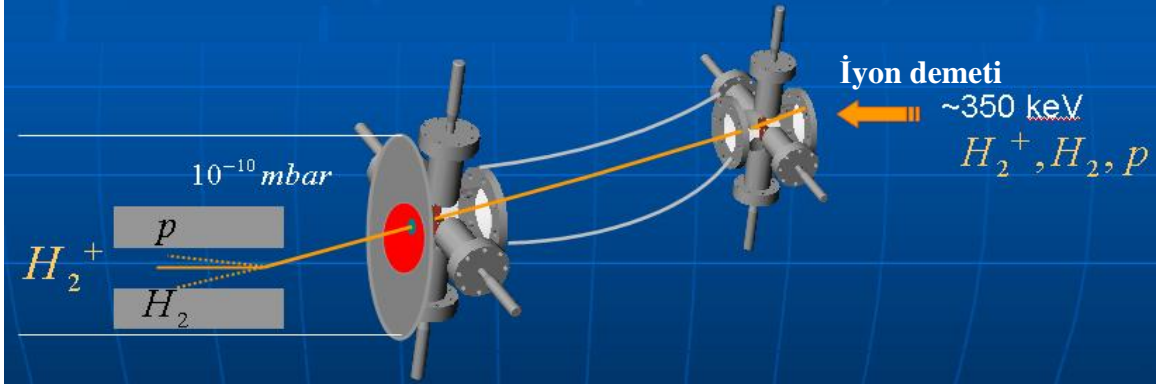
Şekil 3.32 (a) Grit b) Grit kullanıldığında oluşan alan çizgileri c) Grit kullanılmadığında oluşan alan çizgileri.

3.4.2 Işın Temizleyici ve Işın Analizörü

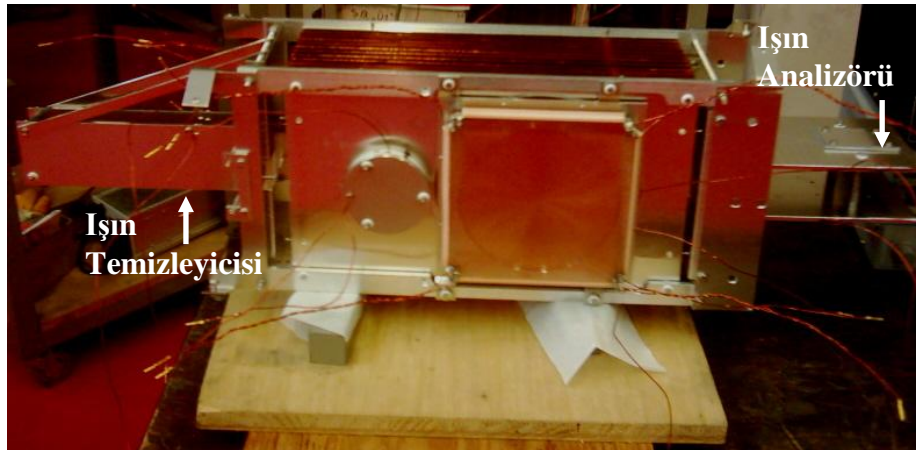
Şekil 3.33’de ışın temizleyicisi ve analizörün spektrometre üzerindeki yerleri gösterilmiştir. Işın temizleyicisini kullanmamızın sebebi, DC yük boşalması ile elde edilen H_2^+ iyonunun tamamen temiz bir iyon olmaması bunun içerisinde uyarılmamış nötr atomlar ve protonlar bulunmasıdır. Göndereceğimiz H_2^+ iyonunu nötr atomlar ve protonlardan kurtarmak için boyutları aynı olan iki tane paralel levhaya voltaj uygulanarak elektrik alan meydana getirilir ve bu elektrik alan kullanılarak nötr atom ve protonlar arındırılabilir.

Şekil 3.33’ de gösterildiği gibi sistemimizde kullanılan H_2^+ iyon demeti 350 keV ’ luk bir enerjiyle hızlandırılır. Hızlandırılan iyon demeti içerisinde DC yük boşalması sırasında iyonlaşmamış nötr atomlar ya da sadece protonlar bulunmaktadır. Bu iyon demeti hizalayıcılardan geçtikten sonra belli bir açıyla ışın temizleyicilerin içerisine düşürülür. Işın temizleyicilere ulaşan “kirli” iyon demeti burada bir elektrik alanla karşılaşır. Elektrik alan “kirli” iyon demeti içerisindeki protonu elektrik alan yönünde saptıracaktır, nötr atom bu elektrik alandan hiç etkilenmeyeceği için geliş açısına göre gidecektir, H_2^+ iyonu ise iki tane proton ve bir elektron olmasından dolayı tek protona

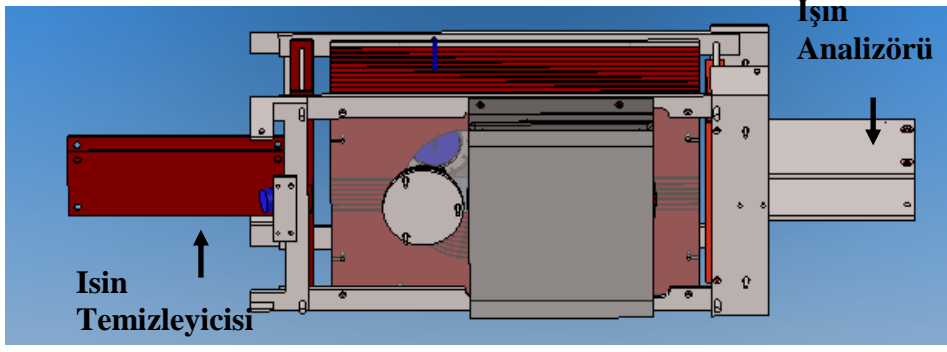
oranla daha ağır olduğundan ayrıca içerisindeki elektronun elektrik alana zıt yönelme eğiliminde olmasında dolayı odaklanma (çarpışma bölgesine) bölgesine saptırılacaktır. Böylece sadece H_2^+ iyonlarından oluşan temiz bir iyon demeti elde edilmesi sağlanır.



Şekil 3.33 Sistemimizdeki iyon demetinin ışın temizleyicisine gelme şekli.



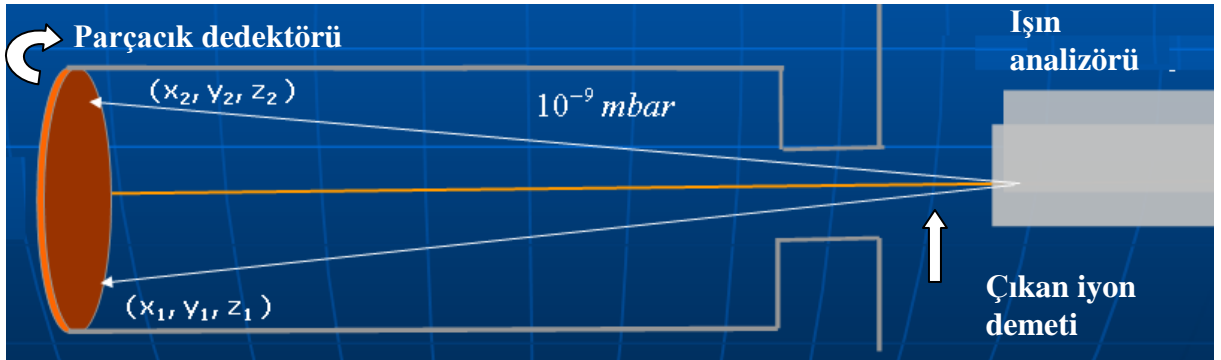
(a)



(b)

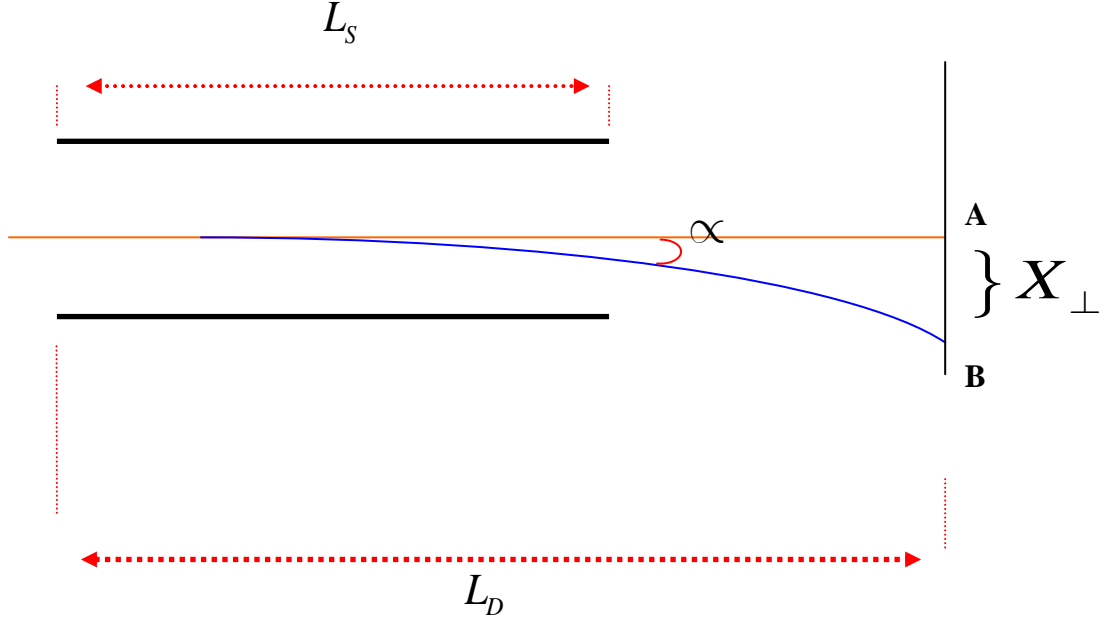
Şekil 3.34 a) Spektrometre üzerindeki araçlar ve tanımı b) Spektrometrenin taslak çizimi

Çarpışma bölgesinde lazer ile çarpışan H_2^+ iyon demetinin elektronu çarpışma nedeniyle iyonize olup elektron detektörü üzerine düşecektir kalan iki proton ise birbirlerini Coulomb etkisi ile iter ve bu parçacıklar iyon detektörü tarafından tespit edilir. Fakat iyon demeti çok hızlı olmasından dolayı dedektör üzerine bitişik ya da üste üste düşebilir. Bu da bizim bu iyonları tespit etmemizi güçleştirmektedir. Çarpışmadan sonra parçacıkları birbirinden ayırmak için ışın analizörünü kullanılmaktadır. Işın analizörü tıpkı ışın temizleyicisinde olduğu gibi aynı boyutlara sahip iki paralel levhaya voltaj uygulanıp arada elektrik alan yaratılmasıyla elde edilir. Şekil 3.35’ de sistemimizdeki çarpışma bölgesinden çıkan parçacıkların ışın analizöründen sonra iyon dedektörüne ulaşma süreci gösterilmektedir.



Şekil 3.35 Çarpışmadan sonra sistemde parçacıkların parçacık dedektörüne ulaşma süreci.

Sapma açısı hızlandırıcıdan gelen iyon demetinin enerjisine plakaların uzunluğuna, plakalar arası uzaklığa ve plakaların uzunluğuna bağlı olarak değişmektedir.



$$X_{\perp} = \frac{V_s}{V_A} \cdot \frac{L_s \cdot L_D}{2 d_s}$$

$$\tan \alpha = \frac{X_{\perp}}{L_D} = \frac{L_s \cdot V_s \cdot L_D}{2 \cdot V_A \cdot D_s \cdot L_D} = \frac{L_s \cdot V_s}{2 \cdot V_A \cdot D_s}$$

Burada L_s plakaların uzunluğu, D_s plakalar arasındaki uzaklık, V_s plaka voltajı, V_A gelen parçacığın voltajı, L_D parçacığın sürüklendiği yol uzunluğu, X_{\perp} iyon eksenine ile sapan parçacığın arasındaki uzaklıktır.

Dedektöre gelen parçacıkların hız ve enerji çözünürlüklerini belirlemek için iyon demeti eksenine α açısı ve v_0 hızı ile gelen parçacıklar z eksenine boyunca hız dağılımı $\delta v = 2v_0 \sin \alpha$ şeklindedir. Burada parçacıkların hızı yaklaşık olarak iyon demeti hızına v_0 eşittir. Lazer polarizasyon eksenine boyunca v hızıyla fırlatılmış parçacıklar $D = v t$

yer değiştirmesi yapacaktır. Burada $t \sim L/v_0$ çarpışma bölgesi ile dedektör arasındaki zamandır. Maksimum hız dedektörün yarıçapı r olan dedektör üzerinde belirlenir ve eşitlik 3.12'e eşitir.

$$v_{\max} = \frac{r}{t} = \frac{r}{L} \sqrt{\frac{2qU_a}{m_m}} \quad (3.12)$$

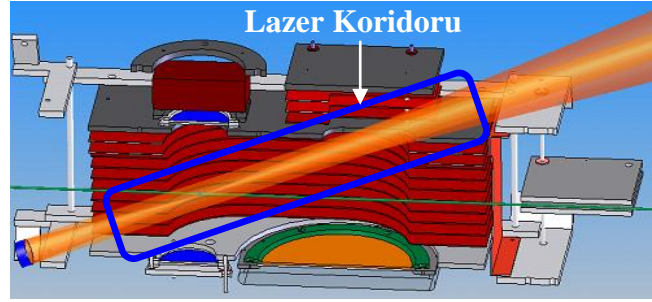
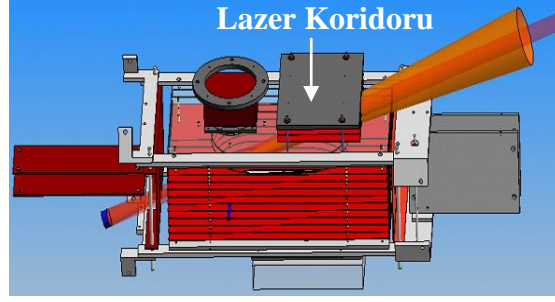
İyon demetinin hızı artırılarak ya da çarpışma bölgesi ile MCP dedektör arasındaki L mesafesi azaltılarak hız resmi artırılabilir. Resimleme sisteminin znrlğn daha iyi yapmak yada artırılmak isteniyorsa ölçülmüş hız aralığı MCP dedektörünün mümkün olan en büyük yüzey alanı üzerinde resimlendirilebilir. Kk hız yayılımları için $\delta v = 2v_0 \sin \alpha$ düşük hızlandırma voltajı kullanılabilir.

Parçacıkların Relatif enerji znrlğ eşitlik 3.13 de gösterildiği gibidir.

$$\frac{\delta E}{E_{\max}} = \frac{2 v \delta v + (\delta v)^2}{v_{\max}^2} \quad (3.13)$$

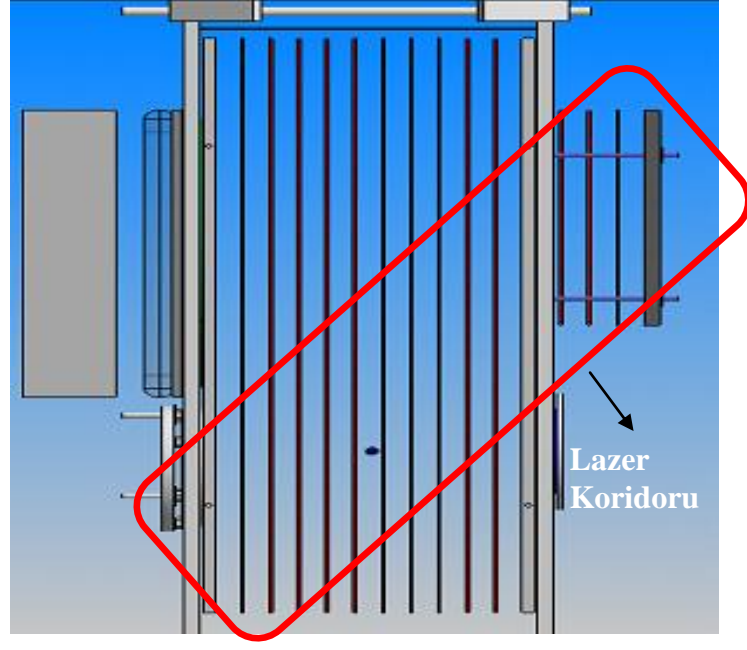
3.4.3 Lazer Koridoru

Lazer koridoru, ana spektrometrenin üzerine yerleştirilmiş U şeklindeki plakalara spektrometre içerisindeki elektrik alanla tek düzeliği sağlayacak şekilde voltaj verilir. Bu plakalar arasında elektrik alanın yaratılması ile lazerin spektrometre içerisine girip çarpışma bölgesine kadar olan bölümde tek düzeli bir elektrik alan içerisinde hareket etmesi sağlanır. Ayrıca arpışmadan sonra elektronun dedektöre sapması için oluşturulmuş bir düzenektir. şekil 3.36' da lazer koridoru spektrometre üzerinde gösterilmektedir.



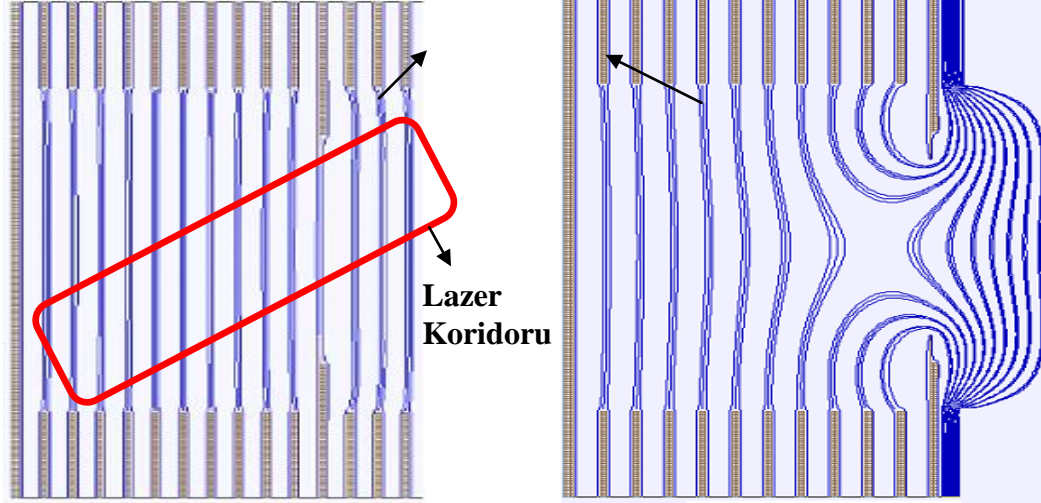
Şekil 3.36 Spektrometre üzerindeki lazer koridoru.

Lazer koridorunu kullanmadığımız zaman spektrometrenin içerisinde elektrik alanın tek düzeliğinde oluşacak etkiler, SIMION elektron ve iyon optik simülasyon programı yardımıyla şekil 3.37’ de gösterilmektedir. Normal şartlarda lazer koridoru kullanıldığı zaman, çarpışmadan sonra elektron, elektron dedektörüne giderken parabolik bir yol çizer. Lazer koridoru kullanılmadığı zaman, elektrik alanın tek düzeliği bozulacağı için iyonize olmuş elektronun istenilen şartlarda gitmeme olasılığı büyüktür. Ayrıca vakum odacığı içerisindeki yabancı gaz atomlarının lazer ve iyon demeti tarafından çarpışma bölgesine gelirken uyarıp elektron salması nedeniyle istenmeyecek birçok elektron, elektron dedektörü üzerine düzgün olmayan bir elektrik alan tarafından düşürülebilir.



(a)

**Elektrik alan
kontur çizgileri**



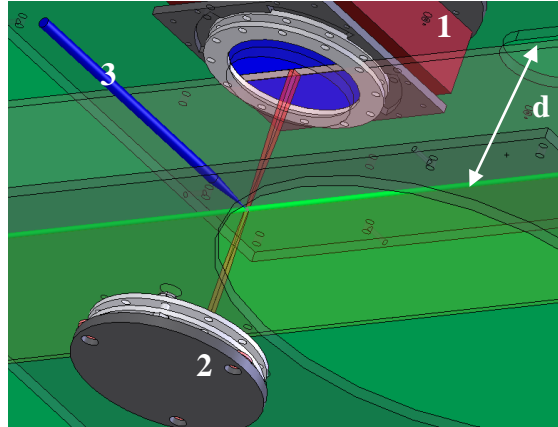
(b)

(c)

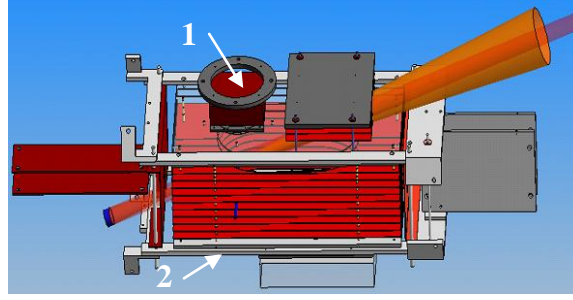
Şekil 3.37 a) Spektrometrenin şematik şekli b) SIMION programında lazer koridorlu spektrometre c) SIMION programında lazer koridorsuz spektrometre.

3.4.4 İyon, Elektron Hizalama Dedektörleri ve Odaklanma İğnesi

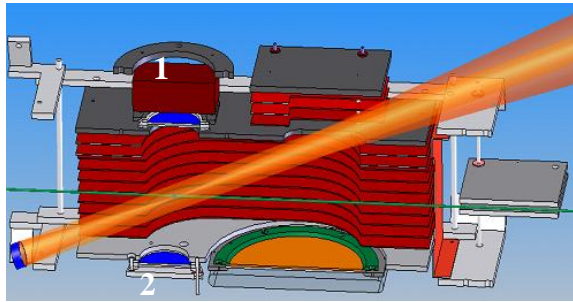
İyon ve elektron hizalama dedektörleri odaklanma bölgesine gelen iyonun tam olarak lazer odak bölgesine gelip gelmediğini bilinmesi için yapılan detektör sistemidir. Bu dedektörün spektrometre içerisindeki görünümü şekil 3.38’ de görüldüğü gibi iyon demetinin lazer ile etkileşme bölgesine ulaşmadan önce altlı üstlü spektrometreye konulan MCP dedektör sistemidir. Çalışma prensibi yüklü bir parçacığın elektrik alanı içerisindeki davranışına dayanmaktadır. İyon demeti spektrometre içerisine girdiğinde lazer ile çarpışmadan önce vakum odacığı ve spektrometre içerisinde bulunan yabancı gaz atomlarını uyararak oradan elektron koparmaktadır. Kopan elektronlar elektrik alanın tersine şekil 3.38’ de (1) ile gösterilen dedektöre kalan protonlar ise elektrik alan ile aynı yönde şekil 3.38’deki gibi (2) yönünde hareket etmektedir. Elektronun protonlardan daha hızlı hareket edecek olmasından dolayı detektöre protona göre daha hızlı ulaşmaktadır ve elektron dedektöre ulaştığı anda süreyi ölçmeye başlar, protonun diğer dedektöre ulaşma süresini buradan bulabiliriz.



(a)



(b)



(c)

Şekil 3.38 a) İyon, elektron hizalama dedektörü ve odaklanma iğnesi b) Spektrometre c) Ortasından kesilmiş spektrometre.

Geçecek olan iyon demetinin dedektöre olan uzaklığına d ;

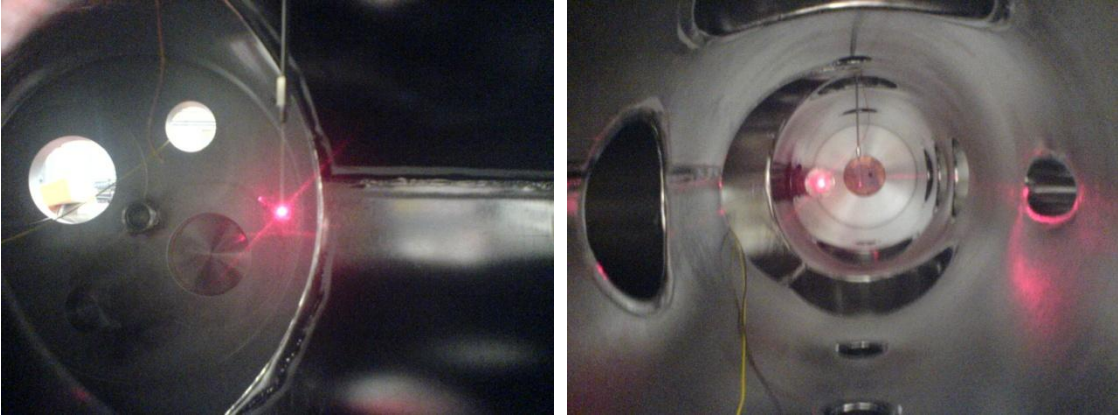
$$d = \frac{1}{2} a t^2 \quad (3.14)$$

Spektrometre içerisindeki elektrik alan kuvveti $F = E q$ olup m kütleli yüklü cisme ivme kazandırır. Newton'un ikinci kanunu kullanarak elektrik alan için $m a = E q$ şeklini alır. Buradan kazandığı yüklü parçacığın elektrik alan altında kazandığı ivme $a = \frac{E \cdot q}{m}$ şeklinde olur. İyon demetinin dedektöre olan uzaklığında b değerleri yerine konulursa

$$d = \frac{1}{2} \frac{E \cdot q}{m} t^2 \quad (3.15)$$

elde edilir. Burada elektrik alan kuvveti, yük ve kütle bilindiğinden, zaman ise elektronun dedektöre ulaşmasından itibaren sayılıp bilindiğinden bu uzaklık belirlenip iyon demetinin konumu hakkında fikir elde edilmektedir.

Şekil 3.39’ da (3) ile gösterilen odaklanma iğnesi odak noktasının nerede olduğunu belirlememizi sağlayan manyetik olmayan bir iğnedir. Lazerin lazer aynasıyla yansıyor odaklanma sağlanmasıyla odak noktasının arkasında lazer ışınının “gölgesi” odak noktasının yerini yanıltmaktadır. Şekil 3.39’ da odak iğnesinin chamber içerisinde test lazeri gönderildiğinde odak noktası gösterilmektedir.

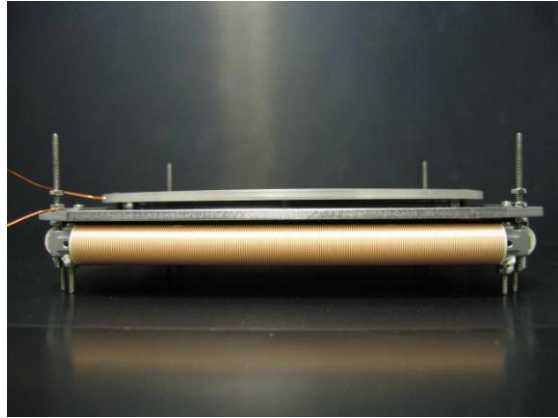
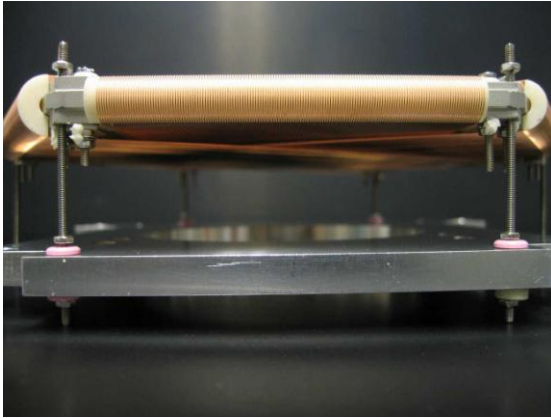
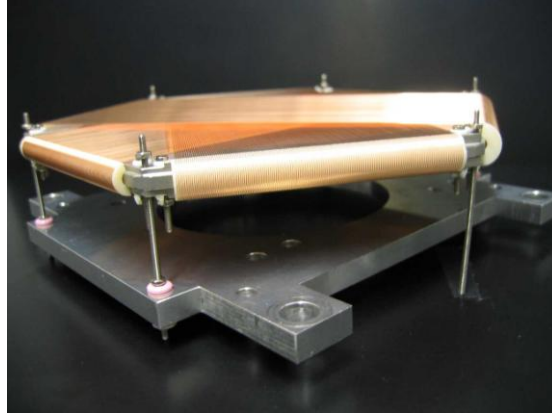


Şekil 3.39 Odak iğnesinin chamber içerisinde test lazeri ile konumu.

3.5 MCP (MICRO CHANEL PLATE) DEDEKTÖR

İyon, elektron, nötron, X-ışınları ve UV ışınları gibi yüklü parçacıkları görüntülemeyi ve dedekte etmeyi sağlayan cihazdır.

Tipik bir MCP, milyon tane yatay sıralanmış multi-fiber diye anılan elektron çoğaltıcı tüpün üst üste yığılması ile oluşmuştur. Her bir tüp yaklaşık $10\mu m$ 'lik boyuta ve $1mm$ 'lik uzunluğa sahiptir. Standart MCP'de uzunluğun boyuta oranı $\propto L/d$ 40 ile 120 arasındadır. MCP' deki kazanç bu oranla ve kanal duvarının içerisindeki materyalin ikincil yayılım faktörüne bağlıdır. Bunun anlamı aynı materyallerden ve aynı $\propto L/d$ oranından yapılmış MCP' ler farklı büyüklüklerde olsa bile aynı oranda kazançlıdır. Tüpler arasındaki mesafe tüpün boyutundan sadece birazcık büyüktür.



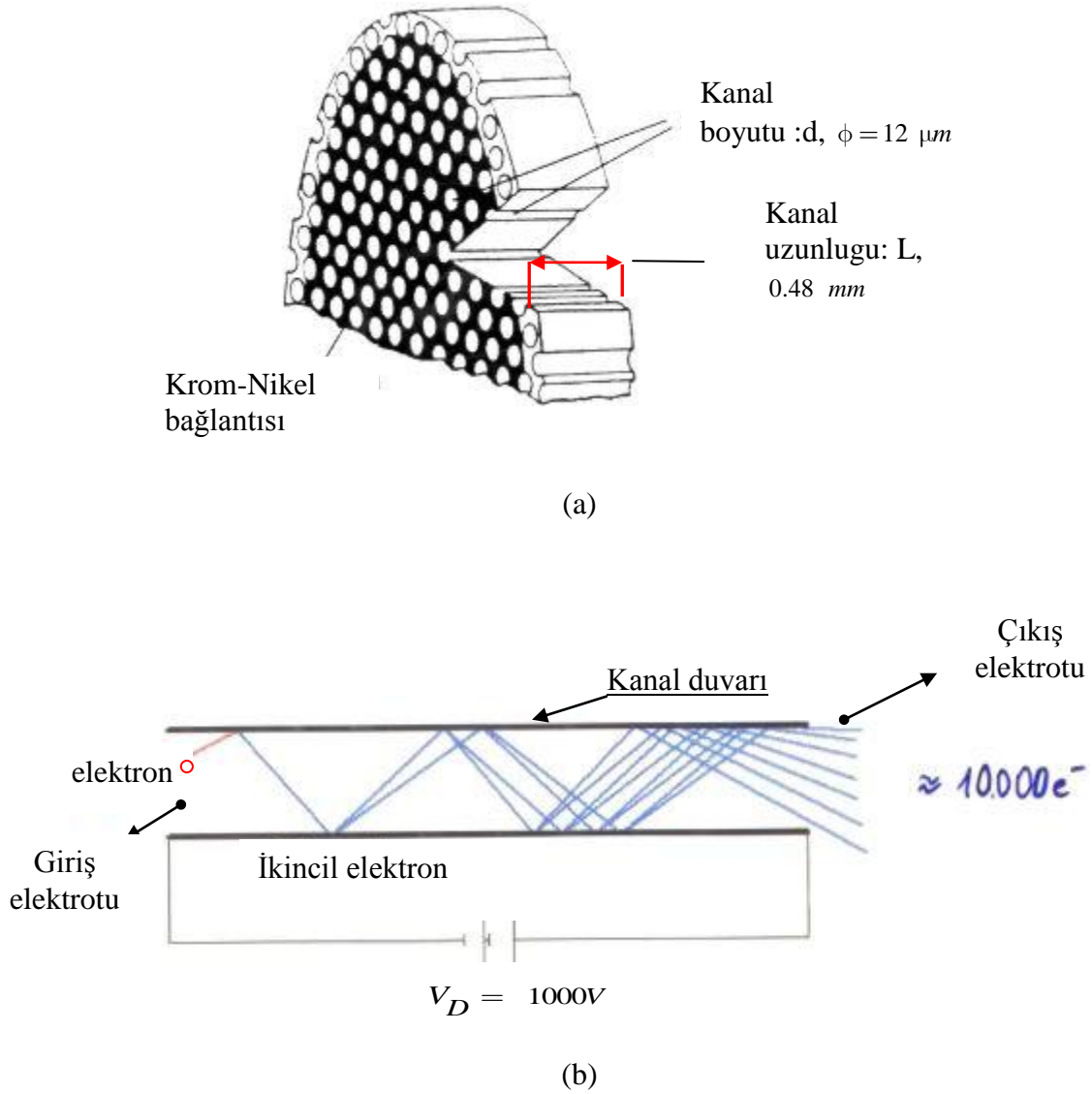
Şekil 3.40 Sistemde kullandığımız MCP dedektörün farklı açılardan görünümü.

OAR (Open Area Ratio) MCP' nin toplam açık alanının tam etkin alanına oranını göstermektedir. Tipik OAR %60 civarındadır fakat bu oran her bir kanala ilk elektronun etkili bir biçimde girmesi için mümkün olduğu kadar büyüktür.

Makroskopik olarak, MCP birkaç santimetre boyutunda ince bir diskdir ve 1 mm ' lik bir kalınlığa sahiptir. Şekil 3.40' de sistemimizde kullandığımız MCP dedektörün makroskopik olarak farklı açılardan fotoğrafı gösterilmiştir. Bir mikroskop altında mikro yapılar açığa çıkmaktadır ayrıca tüp tanelerin girişindeki ince ve yoğun paketlenmiş gözenekler de mikroskop altında görülebilmektedir (Andrea 2005).

3.5.1 MCP' nin Çalışma Prensibi

Şekil 3.41 (a)'da bir MCP' nin yapısı, (b)' de ise çalışma prensibi gösterilmektedir. Şekilden görüldüğü gibi, MCP iki boyutta sıralanmış birçok ultra-küçük boyutlu cam borularından (kanallarından) oluşmuştur. Bu kanallar birbiriyle yapışmış ve ince bir disk şeklinde dilimlenmiştir. Her bir kanalın içerisindeki duvarlar belirli bir dirence sahip olan işleme tabi tutulmuştur ve ikincil elektron çoğaltıcısından bağımsız bir şekildedir. MCP' nin ön ve arka yüzeyi (giriş ve çıkış elektrodu) metal ile kaplıyken, tüplerin içerisi yarı iletken bir düzlem ile kaplıdır. Yarı iletken düzlem, ilk enerjiye sahip parçacıklar (elektronlar) bombardımanı altında ikincil elektronları yayma eğilimindedir. Bir elektron ya da radyasyon bir kanal içerisine girdiğinde, ikincil elektronlar kanal duvarı tarafından yayılır. Kanal duvarından yayılan bu elektronlar kanal duvarlarının sonundaki her iki yüzeyden V_D voltajının uygulanmasıyla oluşan elektrik alan tarafından ($\sim 1000\text{ V/mm}$) hızlandırılır ve parabolik yörüngeleri boyunca hareket ederken karşı duvara çarparak ilerler. Böylece daha fazla ikincil elektron üretilir. Bu süreç birçok kez kanal boyunca tekrar eder ve en sonunda çok sayıda elektron (L/d oranına ve elektrik alanına bağımlı olarak) dışarıya çıkar. Şekil 3.41 (b)' de bu durumu anlatan şekil gösterilmiştir.



Şekil 3.41 (a) Kesilmiş MCP'nin yapısı b) MCP çalışma prensibi

3.5.2 İyonların Elektronların Parçacıkların Demetlerin Dedekte Edebilme Etkinliği

MCP elektron, iyon demetlerine, X-ışınlarına, alfa parçacıklarına, nötronlara ve yüklü parçacıklara direk duyarlıdır. Aşağıdaki çizelge 3.8 de MCP duyarlılık dataları gösterilmiştir. Bu datalar MCP' nin OAR' ine ve gelen demetin açısına ve enerjisine bağımlı olarak değişir.

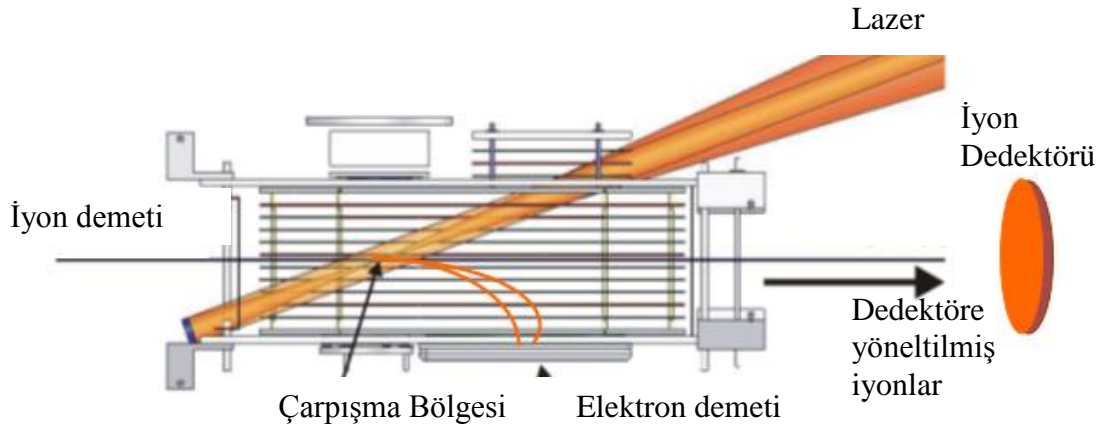
Çizelge 3.8 MCP'nin dedekte etkinliği.

| Radyasyonun Tipi | Enerji ve Dalga Boyu | Dedekte Etkinliği (%) |
|--|---|-----------------------------------|
| Elektron | 0.2 keV ile 2 keV 2 keV ile 50 keV | 50 ile 85 10 ile 60 |
| İyon (H^+ , He^+ , Ar^+) | 0.5 keV ile 2 keV 2 keV ile 50 keV 50 keV ile 200 keV | 5 ile 58 60 ile 85 4 ile 60 |
| UV | 300 Å ile 1100 Å 1100 Å ile 1500 Å | 5 ile 15 1 ile 15 |
| Yumuşak (Soft) (X) Işınları | 2 Å ile 50 Å | 5 ile 15 |
| Sert (Hard) (X) Işınları | 0.12 Å ile 0.2 Å | 1'e kadar |
| Yüksek Enerjili Parçacıklar (p , π) | 1 GeV ile 10 GeV | 95'e kadar |
| Nötron | 2.5 MeV ile 14 MeV | 0.14 ile 0.64 |

3.5.3 MCP Dedektörlerin Time-of-Flight Kütle Spektrometresinde (TOF-MS) Kullanımı

Bir test numunesinden dedektöre hareket eden bir iyonun hareketi kütle numarasına bağlıdır. Bu prensip kullanılarak, TOF-MS gelen iyonları iyon kaynağından dedektöre

varma süresini ölçmektedir. Bu nedenle TOF-MS dedektörleri yüksek hız karşılıklıdır ve yüksek etkinlikte iyonları dedekte etme zorunluluğundadır. Şekil 3.42' de şematik olarak sistemimizde kullanılan TOF'dan bir MCP gösterilmektedir. Lazer tarafından iyonize edilmiş test molekülleri sürüklenme boşluğunda plakalar arasındaki potansiyel farklılıktan hızlandırılmışken belli bir hızla hareket ederek dedektöre ulaşır. Elektrik yükü sabit olduğunda, küçük kütleli iyonların dedektöre varış zamanı daha kısadır. Prensipte olarak kütle sınıfının ölçülmesinde herhangi bir sınırlama yoktur öyle ki makro moleküller bile örneğin proteinler 10.000 den 100.000' e kadar moleküler ağırlıklarıyla bile ölçülebilir.



Şekil 3.42 İyon-Lazer çarpışmasında kullanılan TOF spektrometresi.

3.5.4 MCP Dedektörü ile Zaman ve Pozisyon Nasıl Belirlenir?

Düşük seviyeli ışınların belirlenmesi ve bir atomik çarpışmadan ortaya çıkan yüklü parçacıkların resimlenebilmesi için kullanılan tercihli bir tekniktir. Bununla birlikte sıklıkla sadece pozisyon bilgisi gerekli olmayıp bunun yanı sıra varış zamanı da gereklidir, örneğin eğer iki ya da daha fazla parçacıklar çakışık olarak dedekte edildiğinde varış zamanı bilgisi de gerekmektedir. Üstelik bir parçacığın kesin varış zamanı, çarpışma süreci hakkında büyük bilgi sağlayabilmektedir. Yalnızca zamanın

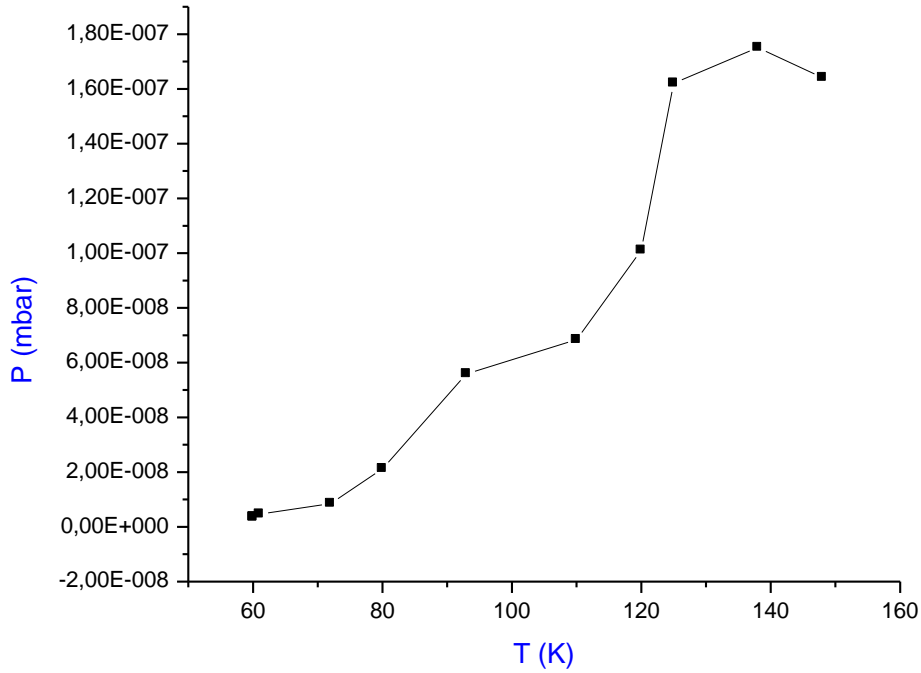
ölçülmesi MCP formundaki elektron bulutu yükün ortaya çıkıp büyütülmesi ve pik atmasından ibarettir. Fakat bir pozisyon resmi için herhangi bir ilişki, “optiksel” olarak bir fosfor ekranı ve kamera kullanarak elde edilir.

Zaman ve resim bilgisini kapsamanın yolu yalnızca birkaç elektronik sinyalle parçacık pozisyonunu kodlayan akıllı bir anot tarafından fosfor ekranın yer almasıdır. Bu gibi birkaç method Ottmar Jagutzi et al 1998 ve referansları tarafından açıklanmıştır.

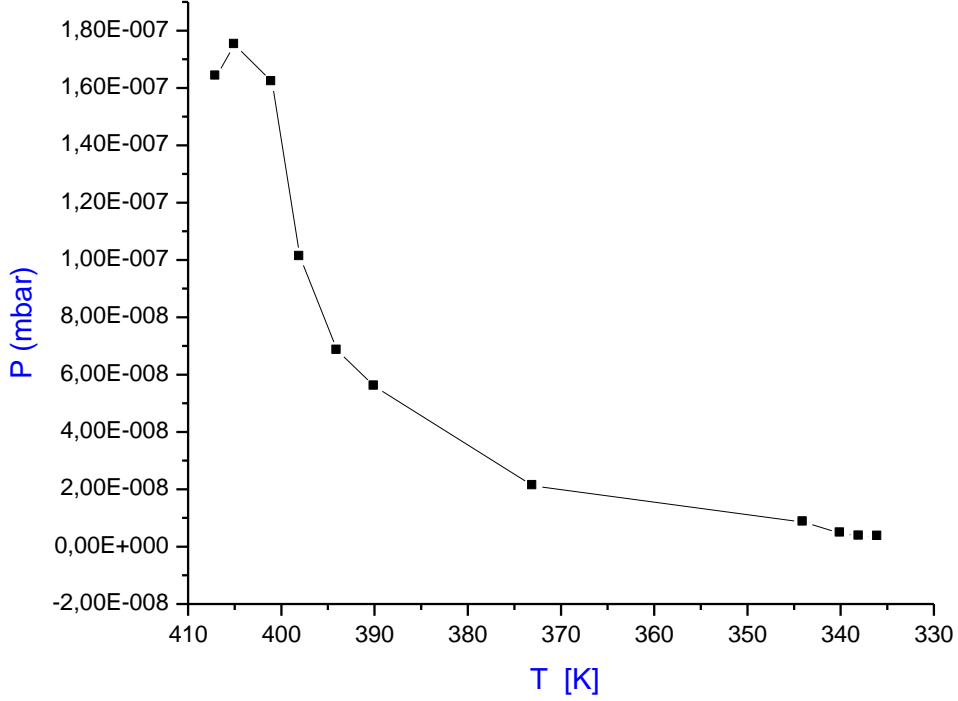
4 BULGULAR

Lazer-iyon çarpışmasının gerçekleşeceği deney sisteminin kurulum aşamasında öncelikle her bir parçanın “Solid Work” tasarım programıyla çizimi gerçekleştirildi. Bu çizimlerden sonra parçaların bilgisayar ortamında montajı ve kurulumu gerçekleştirildi. Bunlarla ilgili detaylar tezin sonuç kısmında verilmiştir.

Sisteme kurulan vakum sistemi, atom ve molekül fiziğinde önemli bir yere sahip olan ve COLTRIMS olarak bilinen kütle spektrometrelili vakum sistemleri için gereken vakumdan daha yüksek bir vakuma ihtiyaç duyulduğu için öncelikle bu sistemde vakum sisteminin nasıl yüksek vakuma ulaşılacağı üzerine çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalar öncelikle sisteme herhangi bir zarar verilmemesi amacıyla boş vakum odacığında gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalar sonucunda, iki kez vakum odacığı ısıtılarak ve ileri yüksek vakum şartları yerine getirilerek 10^{-11} mbar’lık istenilen yüksek vakum elde edilmiştir. Şekil 4.1’de vakum odacığı ısıtılırken ve soğutulurken ölçülen basınç değerlerinin sıcaklıkla değişimi grafik halinde verilmiştir.



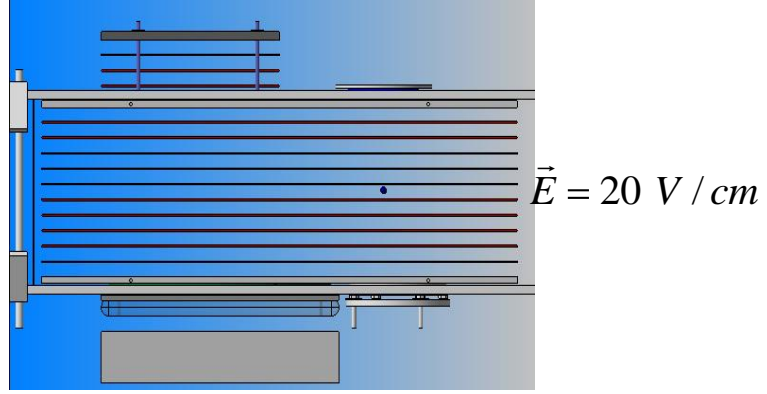
(a)



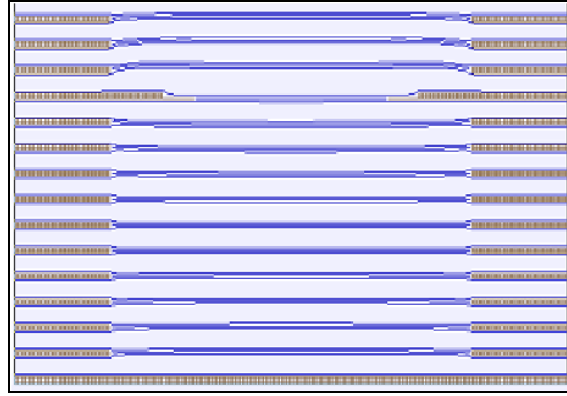
(b)

Şekil 4.1 a) Vakum odacığının ısıtılırken ve b) soğutulurken ölçülen basınç değerlerinin sıcaklıkla değişimi

Sistemin diğer önemli parçası olan ve sadece bu sisteme ait geometrik özelliğe sahip spektrometrenin kurulumu gerçekleştirilmiştir. Burada seçilen parçaların elde edilen yüksek vakuma uygun olması özellikle dikkat edilmiştir. Bu spektrometrede kullanılacak olunan elektrik alan için spektrometre plakalarına verilecek olan voltaj değerleri SIMION 3D bilgisayar programı ile spektrometrenin iki boyutlu simülasyonu yapılarak ve bu programda spektrometre içerisindeki elektrik alanın tek düzeliğine bakılarak karar verilmiştir. Yapılan iki boyutlu simülasyon ve oluşturulan tek düzeli elektrik alanı şekil 4.2' verilmiştir. SIMION 3D ile belirlenen voltajın, plakalara istenilen voltaj değerlerinde yayılabilmesi için plakalar arasına hesaplanan direnç değerleri bağlanmıştır. Şekil 4.3'de spektrometre plakaları arasındaki direnç bağlantıları gösterilmiştir. Daha sonra spektrometreye deneyde gerekecek olan detektör sistemlerinin montajı tamamlanmıştır.



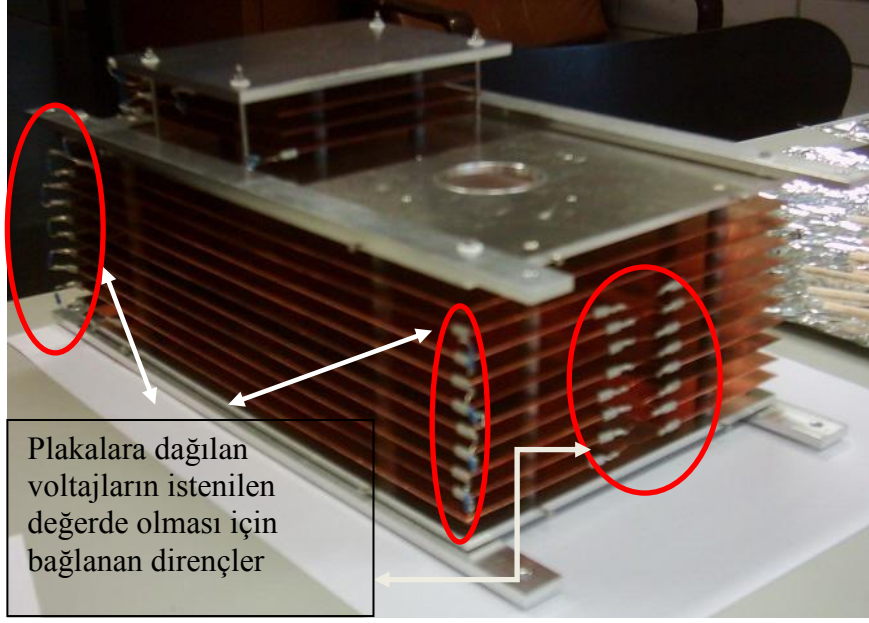
(a)



(b)

Şekil 4.2 a) Spektrometrenin iki boyutlu Solid Work ile çizimi b) SIMION 3D ile similasyonu ve tek düzeli elektrik alanın gösterimi

Deneyin yapılacak olduğu Van der Graaf iyon hızlandırıcısına ve Lazer sistemine vakum odacığı taşınmıştır. Gerekli hizalama işlemleri yapıldıktan sonra deney sistemi uygun biçimde Van der Graaf pozitif iyon hızlandırıcısına bağlanmış ve aynı şekilde geometrik ayarlamalar ve hizalamalar yapılarak lazer ortamının uygun biçimde gelmesi için lazer sistemin deneye bağlantıları gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.4’de bu durumu gösterilmiştir.



Şekil 4.3 Spektrometre plakalarının direnç bağlantıları.

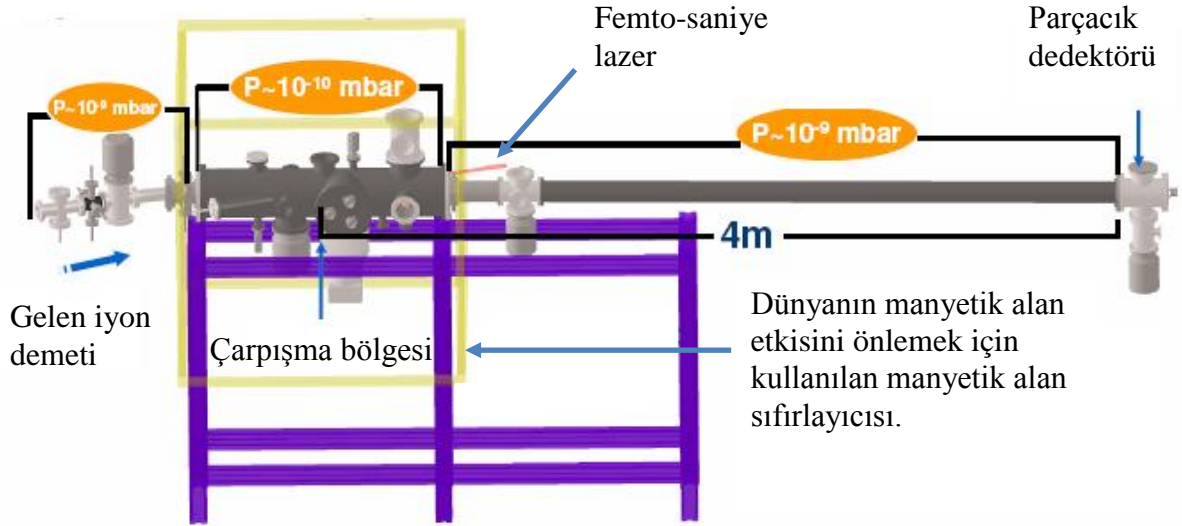


Şekil 4.4 Deneysel sistemin lazer ve hızlandırıcı ile bağlantısı.

Sistemin tasarımı yapılırken, deney düzeneğinin farklı iyon-lazer deneyleri de gerçekleştirebilecek esneklikte olmasına özen gösterilmiştir. Bu çalışmanın başarılı bir şekilde sonuçlandırılması durumunda farklı iyon demetlerinin kullanılıp, daha karmaşık moleküllerin iyonizasyonu sırasındaki dinamiklerinin anlaşılması için yol açacaktır.

5 TARTIŞMA VE SONUÇ

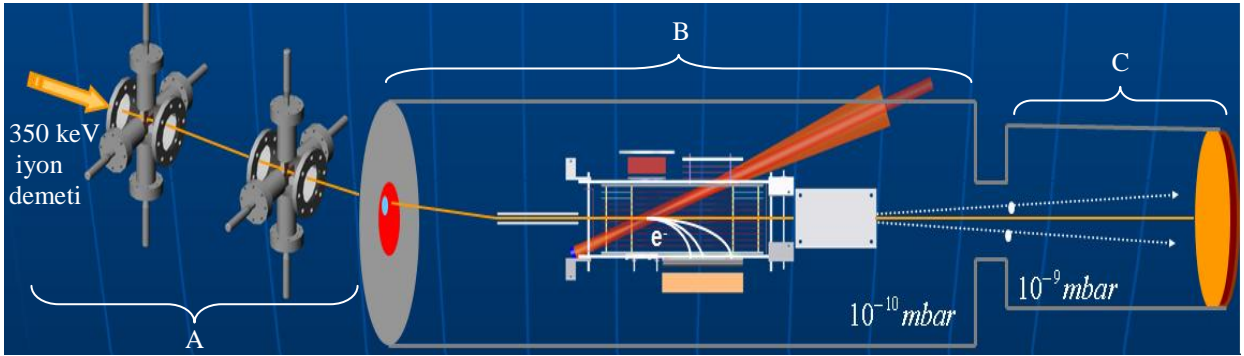
Bu çalışmada teoriksel olarak şiddetli lazer alanı altındaki H_2^+ iyon demetinde oluşabilecek etkiler anlatılmış ve bu etkiler ya da daha başka etkilerinin gözlenebileceğine dair deneysel bir sistemin hazırlanışı ve kurulumu anlatılmıştır. Şekil 5.1' de deney düzeneğinin bütün ve kurulmuş hali verilmektedir. Bu deney düzeneği 4 pi elektron-iyon ölçümlerine yapıldığı bir deney düzeneğidir. Sonuç olarak bu bölümde böyle bir deney sisteminde iyon-lazer çarpışma deneyi şu şekilde gerçekleşecektir.



Şekil 5.1 Lazer-İyon çarpışması deney sistemi.

Şekil 5.2' de A olarak gösterilen kısımda, iyon demeti kaynağı olarak 2,5 MeV Frankfurt Van der Graaf model 2000 pozitif iyon hızlandırıcısında oluşturulan H_2^+ iyon demeti 350 keV 'luk bir enerjiyle hızlandırılır. Hızlandırılan iyon demeti içerisinde DC yük boşalması sırasında H_2^+ iyon demetinin yanı sıra, iyonlaşmamış nötr atomlar ya da sadece protonlar bulunmaktadır. Bu iyon demeti 10^{-9} mbar basınç altında iyon demeti yolundan geçerek, iyon demeti hizalayıcıları ile vakum odacığına yönlendirilir. İyon demeti ışın temizleyicisine belli bir açıyla düşecektir. Bu açıyı yaratmak için vakum odacığı hızlandırıcı merkezinin iyon yoluna açının oluşabileceği düzeyde bir vakum

hortumu yardımıyla bağlanmıştır. Vakum odacığına iyon demeti girmeden önce, vakum hortumu ile vakum odacığının bağlantı noktası arasına ileri yüksek vakum ortamına uygun dairesel bakır bir levha yerleştirilir. Bu levhanın ortasına küçük bir delik açılması ile hem vakum dengelerinin sağlanması hem de gelen ışın demetinin bu yolla ışın temizleyicisinden önce bir ön temizleme görevi görmesine yardımcı olmuştur.



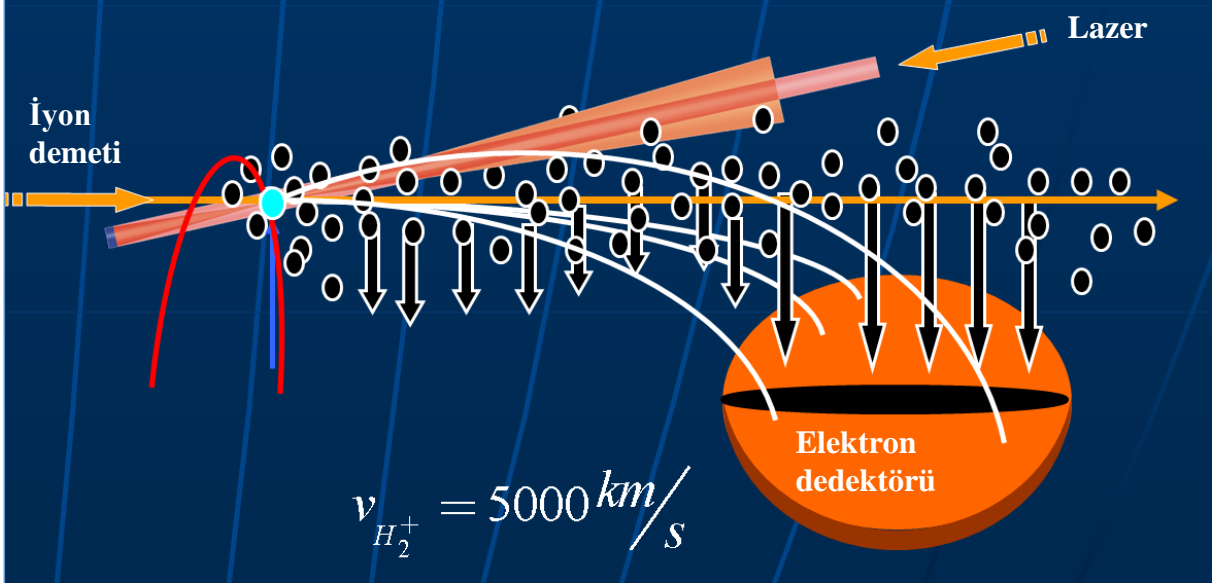
Şekil 5.2 Lazer-İyon çarpışması deney sistemi.

Şekil 5.2’de B olarak gösterilen kısımda, vakum odacığı yaklaşık olarak $< 5 \times 10^{-10}$ mbar’lık bir ileri yüksek basınç ortamına sahiptir. Bu vakum odacığı içerisine gelen iyon demetinin yoğunluğu yaklaşık 5×10^4 iyon/cm³ iken 10^{-10} mbar’lık ortamda yabancı gaz atomlarının yoğunluğu yaklaşık olarak $2,5 \times 10^6$ parçacık/cm³’lük yoğunluğa sahiptir. İyon temizleyicisi üzerine düşen iyon demeti iyon temizleyicisi tarafından sadece H_2^+ iyon demetinin spektrometre içerisindeki odak noktasına girebilecek şekilde düşmesini sağlar. Bu durumun nasıl yapıldığı bu çalışmadaki spektrometre kısmında ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Spektrometre içerisine giren ışın demetinin hizalama detektörüyle konumu tespit edilir ve bu detektörler yardımıyla iyon demetinin tam odak noktasına düşmesi sağlanır. Hizalama detektörlerinin çalışma prensibi bu tezin spektrometre kısmında ayrıntılı olarak anlatılmıştır. İyon demeti spektrometre içerisinde hareketi boyunca 10^{-10} mbar basınç ortamında dahi var olan yabancı atomlarla etkileşir ve onları iyonize ederek onlardan elektron koparır. H_2^+ İyon demetine zıt yönde ve iyon demeti yoluna (eksenine) 20° derecelik açıyla, şiddeti yaklaşık 10^{15} W/cm² olan bir lazer demeti gönderilir. Lazer demeti de spektrometre içerisine girdiği yol boyunca yabancı

atomları iyonize edecek ve elektron koparacaktır. Bu gibi iyon demetinin ve lazer pulsunun yabancı gaz atomlarından kopardığı, istenmeyen elektronlara artık elektron ya da yabancı elektronlar denilmektedir. Bu elektronlar direk olarak elektron detektörüne düşmektedir ve elektron detektörleri bu istenmeyen elektronları 100Hz' lik bir oranla (event rate) tespit edecektir. Lazer pulsunun H_2^+ çarpışmasıyla bir elektron H_2^+ iyonundan kopacaktır. Bu tespit edilmesi istenilen elektron, elektron detektörü tarafından 1 Hz' lik oranla tespit edilecektir. Bu verilerden görüldüğü gibi muazzam bir istenilmeyen elektron kirliliği vardır ve istenilen elektronla bu elektronların birbirinden ayrılması çok güçtür ve bu zamana kadar yapılan lazer-iyon çarpışma deneylerinde bu sorun aşılamamıştır. Bu tezin ana noktası olan, bu deneyin gerçekleştirilebileceği bir deney düzeneğini kurmak ve bu sorunun aşılabilmesi için tasarlanmış yeni bir spektrometrenin tasarımını ve kurulumunu yapabilmektir.

Bu sorunun aşılabilmesi için ilk olarak 10 kHz' lik tekrarlama oranına sahip Frankfurt KML lazer sisteminden yararlanılacaktır. Bu lazer sisteminin 10^{-7} s' de bir kayıt zamanı vardır. Bu teknikle istenilmeyen elektronun detektörde belirlenme oranı 100 Hz' den 0,1 Hz' e inecektir. Böylece istenilen elektron rahatça belirlenebilmektedir.

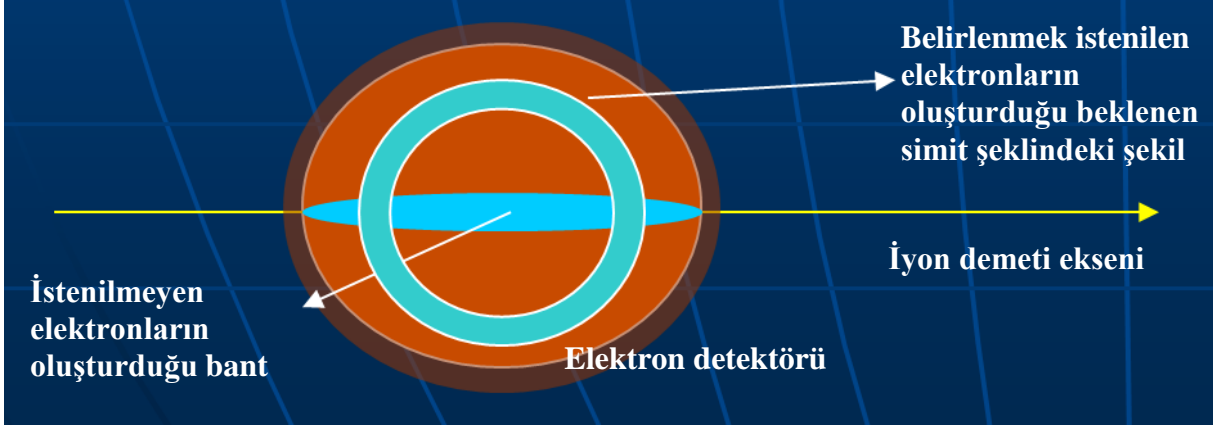
Bu sorunun aşılabilmesi için ikinci bir özellikte, bu spektrometrenin en etkili tarafı olan geometrik faktörünün kullanılmasıdır. Şekil 5.3' de görüldüğü gibi, gelen iyon demeti hızlandırıcıdan dolayı yaklaşık 5000 km/sn' lik bir ilk hıza sahiptir. Çarpışmadan sonra elektronun sahip olduğu hız değişmeyecektir ve bu ilk hızla yörünge çizerek detektör üzerine düşebilecektir. Şekil 5.3' de istenilen elektronun çizdiği yörünge beyaz çizgi ile belirtilmektedir. İstenilmeyen elektron lazer ya da iyon etkileşmeden sonra sadece kendi termal hızlarıyla hareket edeceklerdir ve bu hız detektör üzerine düşmeye yetmeyecektir. İstenilmeyen elektronların çizdiği yörüngeler şekil 5.3' de siyah çizgilerle belirtilmiştir.



Şekil 5.3 Spektrometrenin geometrik faktörü, çarpışma anında iyonize olan elektronların yörüngeleri ve durumu.

Çarpışma bölgesinden geçen iyon demeti detektör üzerinden geçecek ve burada bulunan şekil 5.3’de siyah noktacıklarla gösterilen yabancı gaz atomlarını uyaracak ve buradan elektronun iyonize olup detektör üzerine düşmesi sağlanacaktır. Bu, deney sisteminde çok fazla sorun olarak teşkil etmemektedir. Çünkü çarpışmadan sonra iyon demeti tarafından uyarılan elektronlar şekil 5.3’ de gösterilen siyah ok yönünde detektör üzerine düşecektir. Bu durumda detektör üzerinde sadece şekil 5.3’ de siyah bant olarak gösterilen bir bant gösterilecektir. Bu durumda bu bandın iyon demetinin çarpışmadan sonra iyonize ettiği istenilmeyen elektronların bandı olduğu bilinip hesaplamalarda dikkate alınmayacaktır.

İstenilen elektronların detektörde üzerinde gözlenmesi dairesel polarize olmuş bir lazer kullanıldığı takdirde simit şeklinde şekil 5.4’ deki gözlenecektir. Böylelikle rahat bir şekilde iyon demetinden iyonize olmuş elektronun tespit edilmesi beklenmektedir. Bu deneyde doğrusal polarize olmuş bir lazer pulsunun da kullanılması planlanmaktadır fakat bu doğrusal lazer pulsun etkisi istenilmeyen elektron bandı üzerinde gözleneceği beklenildiğinden ikinci aşama için bu tip lazer pulsu kullanılmasına karar verilmiştir.



Şekil 5.4 Çarpışmadan sonra detektör üzerinde gözlenebilecek elektron sinyalleri.

Şekil 5.2' de C olarak gösterilen kısımda, çarpışma bölgesinde lazer ile çarpışan H_2^+ iyon demetinin elektronunun iyonize olup elektron detektörü üzerine düşmesinden sonra kalan iki proton ise birbirlerini Coulomb etkisi ile iter ve bu parçacıklar iyon detektörü tarafından tespit edilir. Bu parçacıkların birbirinden bağımsız olarak hareket etmesi ve parçacık detektöründe rahat belirlenebilmesi amacıyla ışın analizörü kullanılmıştır. Işın analizörünün çalışma prensibi ve parçacık detektöründe parçacıkların belirlenmesinde önemli olan faktörler bu tezin spektrometre kısmında ayrıntılı olarak tartışılmıştır.

Bu deney sisteminde ileriki aşamalarda ilk olarak hizalama tekniği test edilecektir. Daha sonra H_2^+ iyonun ayrışma süreci özellikle ayrışma sürecinde elektronun açısal dağılımı incelenecektir. Bu aşamalar gerçekleştikten sonra lazer polarizasyonuna ve moleküler eksene bağlı olarak tünelleme olasılığı hesaplanacaktır. Son aşamada ise iki Proton arasında elektronun geri saçılımı gözlenecektir ve iyonizasyonun kritik zaman bağımlılığı tartışılacaktır.

KAYNAKLAR

- Agostini P., Fabre F., Mainfray G., Petite G., and Rahman N. K., (1979) “Free-free transitions following six-photon ionization of xenon atoms” *Phys. Rev. Lett.*, 42(17): 1127–1130.
- Aubanel E. E., Gauthier J. M., and Bandrauk A. D., (1993) “Molecular stabilization and angular distribution in photodissociation of H_2^+ in intense laser fields” *Phys. Rev. A*, 48(3):2145–2152.
- Bates D. R., (1951) “The oscillator strength of H_2^+ $1s\sigma-2p\sigma$ ” *J. Chem. Phys.*, 19(9): 1122-1124.
- Bandrauk A. D., (1994) “Molecules in Laser Fields. Marcel Dekker”, Inc., New York,.
- Bandrauk A. D., and Sink M. L., (1981) “Photodissociation in intense laser fields: Predissociation analogy” *J. Chem. Phys.*, 74(2):1110–1117.
- Bauer D., and Mulser P., (1999) “Exact held ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations” *Phys. Rev. A*, 59 (1):569–577.
- Bucksbaum P. H., Zavriyev A., Muller H. G., and Schumacher D. W., (1990) “Softening of the H_2^+ molecular bond in intense laser fields” *Phys. Rev. Lett.*, 64(16):1883–1886.
- Chelkowski S., Zuo T., Atabek O., and Bandrauk A. D., (1995) “Dissociation, ionization and Coulomb explosion of H_2^+ in an intense laser field by numerical integration of the time-dependent Schrödinger equation” *Phys. Rev. A*, 52(4):2977–2983.

- Chelkowski S., Conjusteau A., Zuo T., and Bandrauk A. D., (1996) “ Dissociative ionization of H_2^+ in an intense laser field: Charge-resonance-enhanced ionization, Coulomb explosion, and harmonic generation at 600 nm” *Phys. Rev. A*, 54(4):3235–3244.
- Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., and Grynberg G., (1992) “ Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications” Wiley, New York.
- Chu S. I., (1981)“ Floquet theory and complex quasivibrational energy formalism for field molecular photodissociation” *J. Chem. Phys.*, 75(5):2215–2221.
- Dundas D., (2002) “Efficient grid treatment of the ionization dynamics of laser-driven H_2^+ ” *Phys. Rev. A*, 65(2).
- Einstein A., (1905) “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt” *Annalen der Physik* 17, 132–148
- Feuerstein B., and Thumm U., (2003) “ Fragmentation of H_2^+ in strong 800-nm laser pulses: Initial-vibrational-state dependence ” *Phys. Rev. A*, 67(4).
- Frasinski L. J., Posthumus J. H., Plumridge J., Codling K., Taday P. F., and Langley A. J., (1999) “ Manipulation of bond hardening in H_2^+ by chirping of intense femtosecond laser pulses” *Phys. Rev. Lett.*, 83(18):3625–3628.
- Giusti-Suzor A., and Mies F. H., (1992) “ Vibrational trapping and suppression of dissociation in intense laser fields” *Phys. Rev. Lett.*, 68(26):3869–3872.
- Giusti-Suzor A., Mies F.H., Di Mauro L.F., Charron E. and Yang B., (1995), *J. Phys. B* 28 309.
- Jolicard G., and Atabek O., (1992) “ Above-threshold-dissociation dynamics of H_2^+ with short intense laser pulses” *Phys. Rev. A*, 46(9):5845–5855

Keldysh L. V., (1965) “ Ionization in the field of a strong electromagnetic wave” Sov. Phys.- JETP, 20:1018

Kroll N. M., and Watson K. M., (1976) “ Inelastic atom-atom scattering within an intense laser beam” Phys. Rev. A, 13(3):1018–1033.

Landau L. D. and Lifshits. E. M., (1977) “Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory ” Pergamon Press, Oxford, New York,.

Leybold Vacuum Products and Reference Book (2001/2002)

Laser KML Manuel Book (2005,2006)

Manuel Books of model 2000 Van der Graaf Positive Ion Accelerator (2000)

Mulliken R. S., (1939) “ Intensities of electronic transitions in molecular spectra. II. charge transfer spectra” J. Chem. Phys., 7:20–34.

Moritz M., (2006) “ Strong-Field Ionization of Aligned Oxygen” Diplomarbeit Institut für Kernphysik Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main Germany and Steacie Institute for Molecular Sciences National Research Council Ottawa Canada.

Milan R., (2007) “Zeitliche Kompression von Laserpulsen in einem Filament” Diplomarbeit Institut für Kernphysik (IKF) der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, Germany.

Mittleman M. H., (1993) “Introduction to the Theory of Laser-Atom Interactions” Plenum Press, New York,.

- Numico R., Keller A., and Atabek O., (1995) “ Laser-induced molecular alignment in dissociation dynamics” *Phys. Rev. A*, 52(2):1298–1309.
- Pavicic D., Kiess A., Hänsch T.W., and Figger H., (2005) “Intense-Laser-Field Ionization of the Hydrogen Molecular Ions H_2^+ and D_2^+ at Critical Internuclear Distances” *PRL* 94, 163002
- Pavicic D., Kiess A., Hänsch T.W., and Figger H., (2003) “ Clearly structured fragment kinetic energy spectra discovered in the Coulomb explosion of H_2^+ and D_2^+ ” *Eur. Phys. J. D* 26, 39-41
- Pavicic D., (2004) “Coulomb Explosion and Intense-Field Photodissociation of Ion-Beam H_2^+ and D_2^+ ” Ph.D. thesis, der Ludwig–Maximilians–Universität, München, Germany
- Posthumus J. H., Frasinski L. J., Giles A. J., and Codling K., (1995) “ Dissociative ionization of molecules in intense laser fields: a method of predicting ion kinetic energies and appearance intensities” *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 28(10): L349–L353.
- Posthumus J. H., and McCann. J. F., (2001) “ Molecules and Clusters in Intense Laser Fields” Cambridge University Press, Cambridge.
- Staupe A., (2005) “Subfemtosecond electronic dynamics of H_2 in Strong Fields, ” Ph.D. thesis, Institut für Kernphysik, J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, Germany.
- Seideman T., Ivanov M. Y., and Corkum P. B., (1995) “ Role of electron localization in intense-field molecular ionization” *Phys. Rev. Lett.*, 75(15):2819–2822.
- Sändig K., Figger H., and Hänsch T.W., (2000) *Phys. Rev. Lett.* 85, 4876.

- Shirley J. H., (1965) “ Solution of the Schrödinger equation with a Hamiltonian periodic in time” *Phys. Rev.*, 138(4B):B979–B987.
- Sharp T. E. (1971)“Potential-energy curves for molecular hydrogen and its ions” *Atomic Data*, 2:119–169,.
- Umrath W., (1998) “Fundamentals of Vacuum Technology”
- Wunderlich C., (1995)“ Licht-induzierte molekulare Struktur”PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität, München,Germany.
- Williams I.D., McKenna P., Srigengan B., Johnston I.M.G., Bryan W.A., Sanderson J.H., El Zein A., Goodworth T.R.J., Newell W.R., Taday P.F., and Langley A.J., (2000), *J. Phys. B* 33 2743.
- Yao G. H., and Chu. S. I., (1992) “ Laser-induced molecular stabilization and trapping and chemical bond hardening in intense laser fields” *Chem. Phys. Lett.*, 197 (4-5):413–418.
- Yu H. T., Zuo T., and Bandrauk A. D., (1998) “ Intense field ionization of molecules with ultra-short laser pulses—enhanced ionization and barrier-suppression effects” *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 31(7):1533–1551.
- Zavriyev A., Bucksbaum P. H., Muller H. G., and Schumacher D. W., “ Ionization and dissociation of H₂ in intense laser fields at 1.064 μm, 532 nm, and 355 nm *Phys. Rev. A*, 42(9):5500–5513, 1990.
- Zavriyev A., Bucksbaum P. H., Squier J., and Salaneck F., (1993) “ Light-induced vibrational structure in H₂⁺ and D₂⁺ in intense laser fields” *Phys. Rev. Lett.*, 70(8):1077–1080.
- Zuo T., and Bandrauk A. D., (1993) “ Harmonic generation by the H₂⁺ molecular ion in intense laser fields” *Phys. Rev. A*, 48(5):3837–3844.

Zuo T., and Bandrauk A. D., (1995) “Charge-resonance-enhanced ionization of diatomic molecular-ions by intense lasers” *Phys. Rev. A*, 52(4): R2511–R2514.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : MUSTAFA YILDIRIM
Doğum Yeri : UŞAK
Doğum Tarihi : 09.04.1983
Medeni Hali : BEKÂR
Yabancı Dili : İNGİLİZCE (ÜDS MART 2007: 60)

Eğitim Durumu

Lise : Banaz Şehit Necati Sargın Anadolu Lisesi (1996-2000)
Lisans : Selçuk Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik A.B.D. (2001-2005)
Yüksek Lisans : Afyon Kocatepe Üniversitesi(2005-2008)

Yayımları :

- 1) *Importance of Magnetic Nanoparticles in High- Density Magnetic Recording and Magneto Resistance-Sensor*” IV th International Conference and Festival of Physics Students, 31 August - 03 September 2005, İzmir, TURKEY (Oral Presentation)
- 2) *“Magnetic Properties of Bulk Amorphous Alloys & Nano-Crystalline Alloys”* 4th International Student Conference of the Balkan Physical Union, ISCBPU-4, 2006, Bodrum, TURKEY (Poster Presentantion)
- 3) *“Setup For Investigation of Strong Laser Field Interactions with Ionic Targets“* XXV International conference on Photonic, Electronic, and atomic Collisions. Freiburg, Germany 2007. (Poster Presentantion)
- 4) *“Setup For Investigation of Strong Laser Field Interactions with Ionic Targets“* 24th International Physics Conference, August 28-31, 2007, Malatya, Turkey. (Poster Presentantion)

