



**SPEKTRAL ÇİZGİLERİN ŞİDDET
ORANI METODUYLA DÜŞÜK
SICAKLIKTAKİ
DEŞARJLARIN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİNDE
YENİ BİR YAKLAŞIM
Yüksek Lisans**

Sevinç YANIK

Eskişehir 2019

**SPEKTRAL ÇİZGİLERİN ŞİDDET ORANI METODUYLA DÜŞÜK
SICAKLIKTAKİ DEŞARJLARIN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİNDE YENİ BİR YAKLAŞIM**

Sevinç YANIK

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

**Danışman: Prof. Dr. Murat TANIŞLI
(İkinci Danışman: Öğr. Gör. Dr. Neslihan ŞAHİN)**

**Eskişehir
Eskişehir Teknik Üniversitesi
Lisansüstü Eğitim Enstitüsü
Temmuz 2019**

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Sevinç YANIK' ın “Spektral Çizgilerin Şiddet Oranı Metoduyla Düşük Sıcaklıktaki Deşarjların Optik Özelliklerinin İncelenmesinde Yeni Bir Yaklaşım” başlıklı tezi 23/07/2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından değerlendirilerek “Eskişehir Teknik Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği” nin ilgili maddeleri uyarınca, Fizik Anabilim dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Unvanı-Adı Soyadı

İmza

Üye (Tez Danışmanı)

: Prof. Dr. Murat TANIŞLI

Üye

: Prof. Dr. Suat PAT

Üye

: Prof. Dr. Cem YÜCE

Prof. Dr. Murat TANIŞLI

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Müdürü

ÖZET

SPEKTRAL ÇİZGİLERİN ŞİDDET ORANI METODUYLA DÜŞÜK SICAKLIKTAKİ DEŞARJLARIN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİNDE YENİ BİR YAKLAŞIM

Sevinç YANIK

Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Bilim Dalı

Eskişehir Teknik Üniversitesi, Lisansüstü Eğitim Enstitüsü, Temmuz 2019

Danışman: Prof. Dr. Murat TANIŞLI

(İkinci Danışman: Öğr. Gör. Dr. Neslihan ŞAHİN)

Bu çalışmada, maddenin dördüncü hali olarak da bilinen plazmanın genel özellikleri, plazmanın termodinamik durumu, elde edildiği ortam basıncına ve güç kaynağının bağlanma şekline göre sınıflandırması anlatılmıştır. Düşük sıcaklığa sahip olan plazmaların elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun belirlenmesi için kullanılan yöntemler araştırılmıştır. Bu çalışma kapsamında argon (Ar) plazma jet elde etmek için dielektrik bariyer deşarj-benzeri (DBD-benzeri) sistem kullanılmıştır. 8 kV gerilim ve 20 kHz frekansta çalışan alternatif akım (AC) güç kaynağı kullanılmıştır. Atmosferik basınçta oluşturulan plazma jet (APPJ) optik emisyon spektroskopisi (OES) ile incelenmiştir. Bu çalışmanın temel amacı optik emisyon spektrumlarından elde edilen spektral çizgi şiddetlerinin oran metodunu kullanarak elektron sıcaklığını hesaplamaktır. Bu metodu kullanabilmek için OES’ ten elde edilen spektrum şiddetlerinden elektron sıcaklığı için hassas olan iki spektral çizgi seçilerek bu spektral çizgilerin yoğunlukları oranından Ar gazı için elektron sıcaklığı hesaplanmıştır.

Anahtar Sözcükler: Atmosferik basınç plazma jet (APPJ), Sıcaklık hesaplama yöntemleri, Çizgi şiddeti oran metodu, Elektron sıcaklığı

ABSTRACT

A NEW APPROACH TO THE INVESTIGATION OF OPTICAL PROPERTIES OF LOW TEMPERATURE DISCHARGE OF SPECTRAL LINES WITH LINE INTENSITY RATIO METHOD

Sevinç YANIK

Department of Physics
Programme in High Energy and Plasma Physics
Eskişehir Technical University, Institute of Graduate Programs, July 2019

Supervisor: Prof. Dr. Murat TANIŞLI
(Co-Supervisor: Lecturer Neslihan ŞAHİN (Ph. D.))

In this study, general characteristics of plasma, also known as fourth state of matter, are explained by the thermodynamic state of plasma, the ambient pressure at which it is obtained and the way the power supply is connected. Methods for determining electron temperature and electron density of plasmas having low temperature were researched. In the framework of this study, dielectric barrier discharge-like (DBD-like) system was used to obtain argon (Ar) plasma jet. 8 kV voltage and 20 kHz frequency alternating current power source was used. Atmospheric pressure generated plasma jet (APPJ) was investigated by optic emission spectroscopy (OES). The main purpose of this study is to calculate the electron temperature using the line ratio method of the spectral line intensities obtained from the optical emission spectra. In order to this method two spectral lines, which are sensitive for electron temperature, were chosen from the spectrum intensities obtained from OES and the electron temperature of Ar plasma jet was calculated from the line intensity ratio of these spectral lines.

Keywords: Atmospheric pressure plasma jet (AAPJ), Temperature calculation methods, Line intensity ratio method, Electron temperature

TEŞEKKÜR

Yürütmüş olduğum bu çalışmamı bir ekip işi olması sebebiyle içime sinerek bitirdim ve bu bağlamda onların da emeklerini anmak isterim.

Tez dönemimde ve öncesinde bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım sayın Prof. Dr. Murat TANIŞLI' ya teşekkür ederim.

Tez dönemim boyunca yanına her gittiğimde beni geri çevirmeyen ve bu süreçte bana yardımcı olan Öğr. Gör. Dr. Neslihan ŞAHİN' e çok teşekkür ederim.

Tez çalışmamda bilgilerini paylaşan ve deneysel çalışmalarda yardımını esirgemeyen Sercan MERTADAM' a teşekkür ederim.

Üniversiteye başladığım dönemden bu zamana kadar her zaman yanımda olan ve her zora düştüğümde bana güç verip ayağa kalkmama yardımcı olan canım kardeşlerim Ayben BİLGİN, Selin YILMAZ ve Tuğçe NALÇAKAN'a çok teşekkür ederim.

Her zaman yanımda olan ve desteklerini esirgemeyen canım annem Sabah YANIK ve babam Süleyman YANIK'a çok teşekkür ederim.

Sevinç YANIK

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Bu tezin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu; çalışmamın hazırlık, veri toplama, analiz ve bilgilerin sunumu olmak üzere tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı; bu çalışma kapsamında elde edilen tüm veri ve bilgiler için kaynak gösterdiğimi ve bu kaynaklara kaynakçada yer verdiğimi; bu çalışmanın Eskişehir Teknik Üniversitesi tarafından kullanılan “bilimsel intihal tespit programı” yla tarandığını ve hiçbir şekilde “intihal içermediğini” beyan ederim. Herhangi bir zamanda, çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumum saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçları kabul ettiğimi bildiririm.

Sevinç YANIK

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
BAŞLIK SAYFASI	i
JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR	v
ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ	vi
TABLolar DİZİSİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
GÖRSELLER DİZİNİ	x
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. ELEKTRON ETKİLEŞİM MEKANİZMASINA GÖRE PLAZMA MODELLERİ	6
2.1 Lokal Termodinamik Denge Modeli (LTE)	6
2.1.1. Maxwellien hız dağılımı	7
2.1.2 Boltzmann dağılımı	9
2.1.3. Saha denklemi	12
2.2. Kararlı Corona Model	14
2.3. Zamana Bağlı Corona Model	14
2.4. Çarpışmalı Işıma Modeli (CRM)	15
3. ELEKTRON SICAKLIĞINI VE ELEKTRON YOĞUNLUĞU HESAPLAMA YÖNTEMLERİ	16
3.1 Sürekli-Işınım Analizi	16
3.2 Thomson Saçılması	16
3.3 Langmuir Probu	17
3.4 Optik Emisyon Spektroskopisi	21
3.4.1 Çizgi şiddeti oran metodu (Line Intensity Ratio Method)	25
4. DENEYSEL SONUÇLAR	28
4.1 Deney Düzenegi	28
4.2 Optik Emisyon Spektroskopisi (OES) Ölçümleri	31
5. TEORİK HESAPLAMALAR	36

6. SONUÇ	39
KAYNAKÇA	41
ÖZGEÇMİŞ	



TABLÖLAR DİZİSİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 1.1 Frekans aralığına göre plazma kaynakları	3
Tablo 5.1 Ar gazının her bir dalga boyuna karşılık gelen OES’ ten okunan 1 l/dk, 2 l/dk ve 3 l/dk için şiddet değerleri ve seviyelerdeki geçişler	36
Tablo 5.2 Ar gazının her bir dalga boyuna karşılık gelen geçiş olasılık değerleri, geçişlerdeki enerji değerleri ve istatistiksel ağırlık değerleri	37
Tablo 5.3 Spektral çizgilerin üst seviyelerinin enerji farkı ve geçiş olasılık oranları	36
Tablo 5.4 Ar gazı için hesaplanan elektron sıcaklıkları	38

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1 Maddenin plazma hali	1
Şekil 1.2 Kapasitif bağlı plazma (CCP)	4
Şekil 1.3 İndüktif bağlı plazma (ICP)	5
Şekil 2.1 Bir atomun enerji seviyeleri diyagramı	12
Şekil 3.1 Langmuir probu şekilleri, (a) küresel, (b) silindirik, (c) düzlemsel	18
Şekil 3.2 Langmuir prob devresi	19
Şekil 3.3 Langmuir probu şekillerine ait ideal I- V grafiği	19
Şekil 3.4 Langmuir probu ile elde edilen ideal I- V grafiği	20
Şekil 3.5 Karakteristik ışıma	22
Şekil 3.6 Elektromanyetik spektrum	23
Şekil 3.8 Optik emisyon spektrometresinin bileşenleri (1. SMA bağlantısı, 2. Yarıklı, 3. Filtre, 4. Ayarlayıcı ayna, 5. Kırınım ağı, 6. Odaklama aynası, 7. L2 dedektör toplama merceği, 8. CCD dedektör) (Ocean Optics)	24
Şekil 4.1 Deney düzeneğinin şematik gösterimi	28

GÖRSELLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Görsel 3.1 Optik emisyon spektrometresi	24
Görsel 4.1 Kuvars tüp	28
Görsel 4.2 Tungsten tel	28
Görsel 4.3 Dairesel alüminyum elektrot	28
Görsel 4.4 Akış metre	29
Görsel 4.5 (a) Frekans ayarlayıcı, (b) AC güç kaynağı	29

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

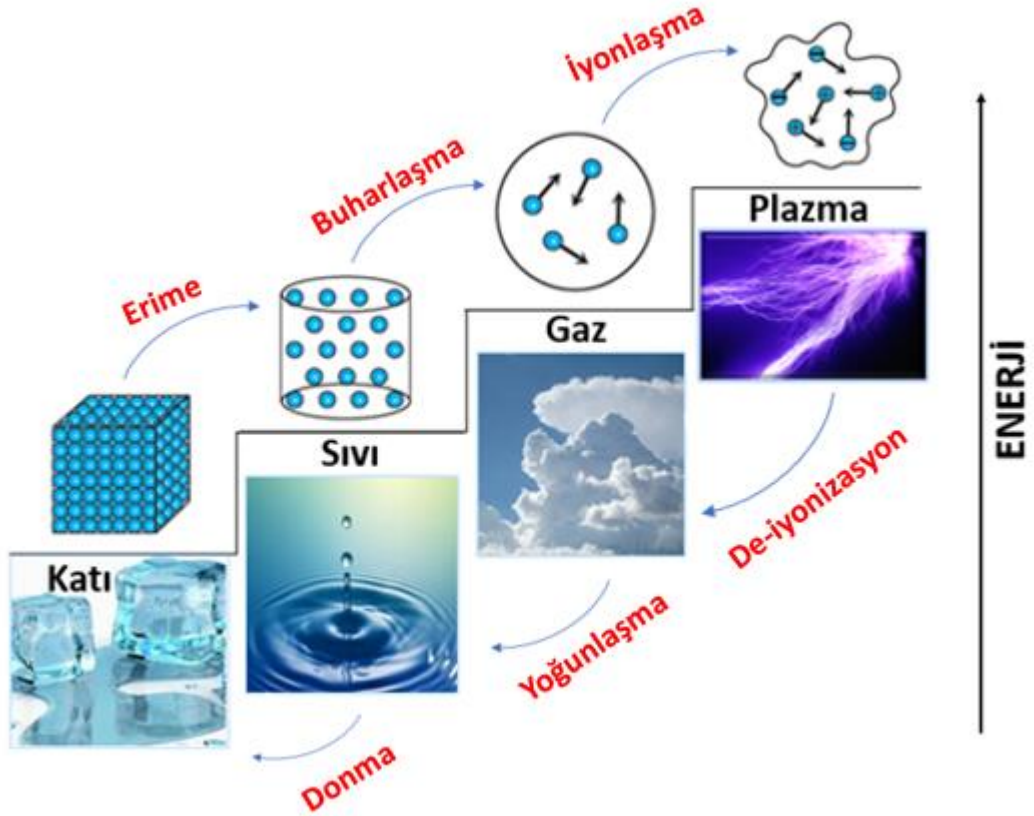
A	: Geçiş olasılığı (Einstein katsayısı)
AC	: Alternative Current (Alternatif Akım)
Ar	: Argon
C	: Coulomb
CCP	: Capacitive Coupled Plasma (Kapasitif Bağlı Plazma)
CCD	: Charge Coupled Device
DBD	: Dielectric Barrier Discharge (Dielektrik Bariyer Deşarj)
DBD-like	: Dielectric Barrier Discharge-like (Dielektrik Bariyer Deşarj-Benzeri)
DC	: Direct Current (Doğru Akım)
DFE	: Dielectric Free Electrode (Dielektrik Serbest Elektron)
dk	: Dakika
eV	: Elektronvolt
g	: İstatistiksel Ağırlık
h	: Planck Sabiti
I	: Işınım Şiddeti
ICP	: Inductively Coupled Plasma (İndüktif Bağlı Plazma)
J	: Joule
K	: Kelvin
k_B	: Boltzmann Sabiti
kHz	: Kilohertz
kV	: Kilovolt
l	: Litre

LTE	: Local Thermodynamic Equilibrium (Lokal Termodinamik Denge)
MW	: Microwave (Mikrodalga)
n_e	: Elektron Yoğunluğu
N_e	: Parçacık Yoğunluğu
NIST	: National Institute of Standards and Technology (Ulusal Standartlar ve Teknoloji Enstitüsü)
nm	: Nanometre
OES	: Optical Emission Spectrometry (Optik Emisyon Spektroskopisi)
PLTE	: Partial Local Thermodynamic Equilibrium (Kısmi Lokal Termodinamik Denge)
RF	: Radio Frequency (Radyo Frekansı)
SE	: Single Electrode (Tek Elektrot)
T_e	: Elektron Sıcaklığı
T_g	: Gaz Sıcaklığı
T_i	: İyon Sıcaklığı
λ	: Dalga boyu
τ	: Gevşeme Süresi
χ	: İyonlaşma Potansiyeli

1. GİRİŞ

Maddenin bilinen katı, sıvı ve gaz halinin dışında plazma hali de vardır. Katı bir maddeye yeterli enerji verildiği zaman moleküller arası çekim kuvveti azalır ve katı madde önce sıvı hale gelir. Daha sonra moleküller serbest hale gelerek maddenin gaz halini oluşturur. Enerji verilmeye devam edilirse madde iyonlaşarak maddenin plazma halini oluşturur (Şekil 1.1).

Plazma terimi ilk Irving Langmuir tarafından tanımlanmıştır. Irving Langmuir Amerikan fizikçi ve kimyacıdır. General Electrical şirketinin araştırma laboratuvarında çalıştığı sıralarda elektron ve iyonların iyonize gazlar tarafından nasıl taşındığını gözlemlemiş ve alyuvar ve akyuvarların kan plazması tarafından taşınma şekline benzettiğinden iyonize gazları plazma olarak adlandırmıştır.



Şekil 1.1 Maddenin plazma hali

Gaz halindeki maddeye enerji verildiğinde atomlar arasındaki bağ neredeyse sıfır olduğundan bu enerji, atomlardan elektron koparmak için kullanılacaktır. Gazın iyonlaşması olarak bilinen bu durum, maddenin dördüncü hali olan plazma olarak adlandırılmaktadır. İyonize olan gaz yani plazma, nötr atom, elektron, pozitif ve negatif iyonlardan oluşmaktadır. Bu da plazmayı elektromanyetik dalgalarla etkileşim halinde olmasını sağlar.

Maddenin plazma halinde, negatif iyon sayısı ve pozitif iyon sayısına eşit olduğundan plazma, elektriksel olarak nötrdür. Plazma, elektriksel olarak nötr olmasına rağmen iyi bir elektrik iletkenidir. Bir gaz ortamında büyük bir elektriksel alan etkisi altında gaz atomlarının dış yörüngelerinden elektronlar kopar. Bunun sonucunda gaz iyonlaşır ve ortaya çıkan elektron, pozitif ve negatif iyonlarda elektrik alandan dolayı ivmelenerek başka atomlara çarpıp diğer atomları iyonlaştırır. Böyle sürekli zincirleme şeklinde bir süreç başlar. Bu süreç sona erdikten sonra ortamda bol miktarda serbest elektronlar bulunur. Serbest elektronlar nedeniyle gaz elektriksel olarak iletken hale gelir.

Plazma, elektromanyetik alan, yerçekimi gibi dış kuvvetlerin ve iyonizasyon, Coulomb gibi iç çarpışma işlemlerinin etkisi altında kolektif davranış gösteren elektron, iyon ve nötr parçacıklardan oluşan bir topluluktur.

Plazmanın elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu göz önüne alındığında plazmanın termodinamik durumu hakkındaki bilgi sahibi olabiliriz. Eğer plazmayı oluşturan parçacıkların sıcaklıkları birbirine eşit ise; $T_e = T_i = T_g$, bu tür plazmalar termodinamik olarak dengededir denir. Burada T_e : elektron sıcaklığı, T_i : iyon sıcaklığı, T_g : gazın öteleme enerjisinden kaynaklanan gaz sıcaklığıdır. Bu tür plazmalar sıcak plazma olarak da adlandırılabilir. Elektron yoğunluğu aşamalı olarak azalırsa, taban durumdaki enerji seviyesinde yeterli çarpışmalar gerçekleşmeyecek ve burada radyasyon geçişleri daha önemli olacaktır. Bu seviyede sistem tamamen dengede değildir. Fakat uyarılmış bağlı durumlar ve elektron sürekliliği dengededir. Bu koşullardaki plazma sistemi kısmi lokal termodinamik dengededir (PLTE) [1]. Eğer plazmayı oluşturan parçacıkların sıcaklıkları arasında $T_e > T_i > T_g$ gibi bir ilişki varsa bu tür plazmalar termodinamik dengede olmayan plazmadır ve soğuk plazma olarak da adlandırılır [2].

Laboratuvarlarda, plazmalar oluşturulurken sahip oldukları basınç değerlerine göre, vakum ortamında düşük basınç plazması, atmosferik ortamda yüksek basınç plazması olarak gruplandırılabilir.

Atmosferik basınçta dielektrik serbest elektrot (DFE), dielektrik bariyer deşarj (DBD), DBD–benzeri (DBD–like) ve tek elektrot (SE) olmak üzere dört farklı şekilde plazma sistemi oluşturulabilir.

DFE (dielectric-free electrode) güç kaynağına bağlı bir iç elektrot ve topraklanmış bir dış elektrottan oluşur. Radyo frekans (RF) güç kaynağı kullanılarak oluşturulan DFE sistemdeki plazmada elektrik alan, gaz akış yönüne dik olup plazma yayılım yönü boyunca çok düşüktür.

DBD (dielectric barrier discharge) jetler, dielektrik tüpüne bağlı iki dış halka elektrot ya da bir dış halka elektrot gibi birçok farklı düzenek kurularak oluşturulabilir. DBD sistemleri kilohertz (kHz) frekanslı alternatif akım (AC) gücü veya darbeleri doğru akım (DC) gücü ile çalıştırılabilir. DBD jetlerin önemli avantajların biri plazmaya verilen düşük güç yoğunluğu nedeniyle plazmanın gaz sıcaklığı oda sıcaklığına yakın sıcaklıklarda kalır. Bir diğer önemli avantajı ise ark riskinin olmamasıdır.

DBD–benzeri (DBD–like) sistem ile oluşturulan plazma, herhangi bir nesne ya da yüzeye temas etmediği sürece DBD gibi davranmaktadır. DBD–benzeri sistem, dielektrik tüp içerisinde bir iç elektrot ile bir dış halka elektrot ya da iki iç elektrot ile bir dış elektrottan oluşmaktadır. Güç kaynağı olarak ise kHz frekanslı AC, darbeleri DC veya RF kullanılır.

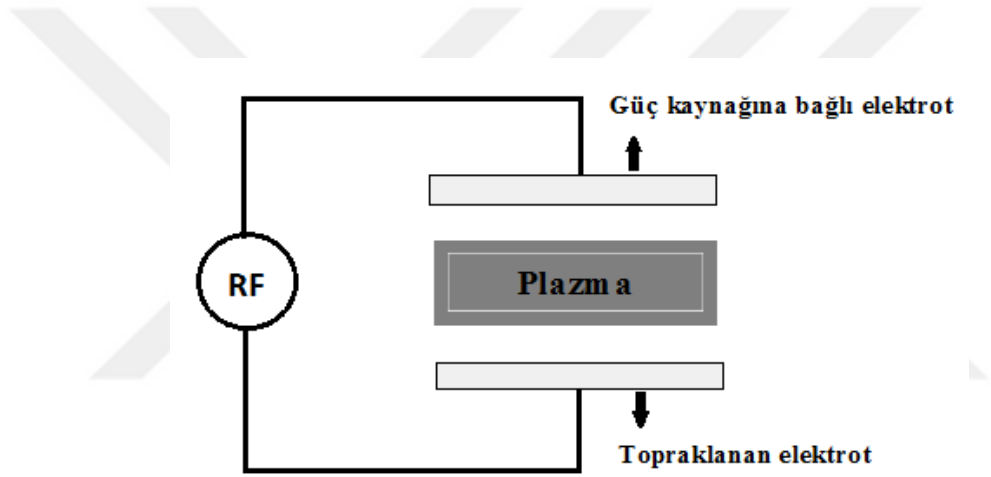
SE (single electrode) sistemi, düzenek oluşumu bakımından DBD–benzeri sisteme benzemektedir. Bu iki sistem arasındaki fark, SE’ nin bir dış halka elektrot bulundurmamasıdır. Dielektrik tüp burada gaz akışını yönlendirir. SE jet kHz AC, DC, RF veya darbeleri DC gücü ile oluşturulur [3].

Atmosferik basınçta plazmalar oluşturulurken kullanılan güç kaynaklarına göre plazmalar; doğru akım (DC) plazma, düşük frekans (alternatif akım–AC) plazması, radyo frekans (RF) plazma ve mikrodalga (MW) plazması olarak sınıflandırılabilir (Tablo 1.1).

Tablo 1.1 Frekans aralığına göre plazma kaynakları [2]

Plazma Kaynağı	Frekans Aralığı (f)
DC Plazma	$f < 1\text{MHz}$
Düşük Frekans Plazması	$f < 1\text{ MHz}$
RF Plazması	$1 < f < 500\text{ MHz}$; genellikle 13,56 MHz
Mikrodalga Plazması	$0,5 < f < 10\text{ GHz}$; genellikle 2,45 GHz

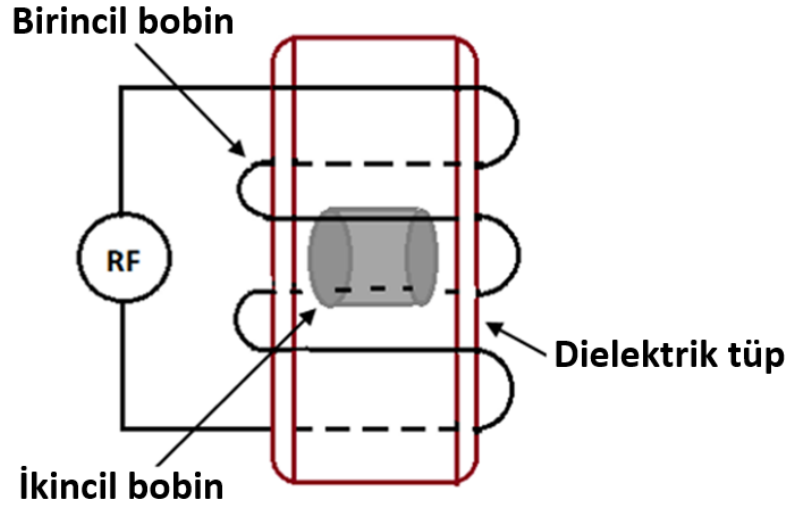
Plazmalar; kullanılan güç kaynağının plazma sistemine bağlanma şekline göre kapasitif bağlı plazma (CCP) ya da indüktif bağlı plazma (ICP) olarak gruplandırılabilir. Kapasitif bağlı plazmalar, endüstride en çok kullanılan plazma kaynaklarından biridir. Plazmanın oluşturulduğu ortamdaki basınç, atmosfer basıncından küçük ya da atmosferik olabilir. Tipik bir CCP sistemi RF güç kaynağı tarafından genellikle 13.56 MHz lik bir radyo frekansı ile çalıştırılır. CCP plazmalar, reaktöre yerleştirilen, aralarında mesafe bulunan iki metal elektrottan oluşur. İki elektrottan biri güç kaynağına bağlanır, diğer elektrot ise topraklanır. Bu konfigürasyon prensip olarak bir elektrik devresindeki bir kapasitöre benzer olduğundan bu şekilde oluşturulan plazmaya kapasitif bağlı plazma adı verilir (Şekil 1.2).



Şekil 1.2 Kapasitif bağlı plazma (CCP)

Plazma içerisindeki RF akımı sadece elektronlar ile taşınır. Elektronların elektrik alan ile ivmelenmesi ve elastik çarpışmalara bağlı momentum kaybından dolayı CCP plazmalar Ohm kanunu ile modellenilebilir [4].

İndüktif bağlı plazma (ICP), kapasitif bağlı plazmaya kıyasla daha farklı bir yapıya sahiptir. Elektrot yerine bobin kullanılarak oluşturulan plazmalar indüktif bağlı plazma denir. ICP ler yaygın olarak düşük basınçta kullanıldığı gibi atmosferik basınçta da kullanılırlar (Şekil 1.3).



Şekil 1.3 İndüktif bağlı plazma (ICP)

Temel olarak plazmanın üretildiği bir dielektrik tüpün etrafına sarılmış bir sarmal bobinden oluşur. Bobin  zerine RF uygulanmasıyla akım oluşur. Bobin içindeki akım, tüpte zamana göre değişen bir manyetik alan oluşturur.

ICP' lerin kullanım açısından avantajları vardır. Birincisi, ICP deşarjıyla, CCP deşarjına göre, daha düşük RF gücüyle daha çok yoğunluklu plazma oluşturulabilir. İkinci avantajı, DC manyetik alana ihtiyaç olmadığından, sistemi oluşturmak için gerekli materyal yapısı daha basittir. Diğer avantajı ise üretim maliyeti açısından ucuz olmasıdır.

ICP' ler, analitik plazmalar olarak da adlandırılan kütle spektrometrisine (ICP-MS) maruz kalan iyonize gazları veya sıvılar ve gazların iz bileşenlerinin spektroskopik analizleri için kullanılırlar. Ayrıca toksit gaz, atık su arıtma ve kaplama gibi uygulama alanları da vardır [5].

2. ELEKTRON ETKİLEŞİM MEKANİZMASINA GÖRE PLAZMA MODELLERİ

Plazma modelleri, bir plazmadaki başlıca atomik süreçleri, spektroskopik ölçümlerden anlamlı bilgiler çıkarmak için kullanılır. Bu modellerden, seçilen emisyon çizgi oranları veya mutlak yoğunlukları gibi ölçülen spektroskopik değerler plazma parametrelerinin belirlenmesine olanak sağlar [6]. Elektron etkileşim mekanizmasına bağlı dört plazma modeli vardır [7]:

- i. Lokal termodinamik denge modeli,
- ii. Kararlı Corona model,
- iii. Zamana bağlı Corona model,
- iv. Çarpışmalı ışıma modeli.

2.1 Lokal Termodinamik Denge Modeli (LTE)

Lokal termodinamik dengeye sahip plazmalar (LTE), termal plazmalar olarak da adlandırılır. Çarpışmaların çoğunlukta olduğu LTE plazmalarda elektromanyetik absorpsiyon ve/veya emisyon işlemleri ihmal edilebilir [8]. Bu koşullarda plazma elektromanyetik ışıma yapar. Bu durumda plazmanın denge durumu hala korunuyorsa, bir başka deyişle plazmada tanımlanan radyasyon sıcaklığı hariç tüm sıcaklıklar birbirine eşit ise plazma, lokal olarak dengededir.

Elektronların kütleleri, ağır parçacıkların kütlelerinden daha küçük olduğu için, elektronlar elektrik alana daha duyarlıdır. Bu nedenle elektronlar birim zamanda ağır parçacıklardan daha fazla enerji kazanır. Basınç düşükse ya da elektron yoğunluğu küçükse, ağır parçacığın sıcaklığı elektronun sıcaklığına göre daha düşük kalır. Bu durumda plazmanın sıcaklığı tek bir sıcaklık ile tanımlanamaz ve parçacıklar farklı kinetik sıcaklıklara sahip olmalarına rağmen bir arada bulunur. Böyle bir durumda plazma, kısmi lokal termodinamik (PLTE) dengededir.

Elektronun taban durumu ile ilk uyarılma tabanı arasındaki enerji farkı büyüktür. Buna zıt olarak, uyarılmış durumlar arasındaki enerji farkı, özellikle soygazlarda küçüktür. Eğer elektron yoğunluğu yeterince büyükse, taban durumu hariç uyarılmış durumlar arasında bir denge sağlanabilir.

Plazmada elektron yoğunluğu, iyon sıcaklığı, akım yoğunluğu, basınç gibi parametreleri gözlemleyebiliyoruz. Bu parametreler parçacık hız ve/veya konum dağılımlarının makroskopik ortalamalarıdır.

Elektron yoğunluğu dağılımının sadece parçacık çarpışmasıyla değil radyasyon işlemleriyle belirlenmesi gerektiği varsayılmaktadır. LTE modelinde serbest elektronlar Maxwellien hız dağılımına sahiptir. Uyarılmış durumlar Boltzmann dağılımına göre dağıtılırken, iyonik bileşimler Saha denklemiyle belirlenir.

2.1.1. Maxwellien hız dağılımı

Isıl ve yük dengesindeki birçok parçacığın bulunduğu tekdüze ortamda en olası hız dağılımı istatistiksel olarak belirlenebilir.

Maxwell hız dağılımı, belirli bir hız değerine sahip nötr parçacıkların normalize sayı olasılığı ile ilgilidir [9].

Kinetik ve potansiyel enerji sırasıyla $K(p)$ ve $U(q)$ ile belirtilirse E , enerji ve dw , olasılık olmak üzere, koordinatlara ve momentuma bağlı ifadeleri,

$$E(p, q) = K(p) + U(q) \quad (2.1)$$

$$dw = Ae^{-\frac{U(q)}{T_e}} e^{-\frac{K(p)}{T_e}} dp dq \quad (2.2)$$

şeklinde yazılır. Bu, momentum ve koordinat olasılıklarının birbirinden bağımsız olduğu anlamına gelir. Bu durumda momentumun belirli herhangi bir değeri, koordinatların çeşitli değerlerinin olasılıklarını etkilemez [10]. Böylece, momentumun çeşitli değerlerinin olasılığı,

$$dw_p = ae^{-\frac{K(p)}{T_e}} dp \quad (2.3)$$

koordinatlar için dağılım olasılığı,

$$dw_q = be^{-\frac{U(q)}{T_e}} dq \quad (2.4)$$

şeklinde yazılabilir.

Bir cismin kinetik enerjisi, onu oluşturan her bir atomun kinetik enerjilerinin toplamına eşittir. Kütlesi m , momentumu p olan bir atomun kinetik enerjisi,

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \quad (2.5)$$

ile ifade edilir. Burada p_x, p_y ve p_z momentumun kartezyen koordinat sistemindeki bileşenleridir.

Dağılım olasılığı dw_p ,

$$dw_p = a \exp\left(-\frac{(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)}{2mT_e}\right) dp_x dp_y dp_z \quad (2.6)$$

şeklinde ve a , normalizasyon sabitidir. Dağılım olasılığı aşağıdaki integral ifadesi kullanarak normalize edilirse, a sabitinin değeri,

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}$$

$$a = \frac{1}{(2\pi m T_e)^{3/2}}$$

olarak bulunur. a değeri yerine yazılırsa dağılım fonksiyonu,

$$dw_p = \frac{1}{(2\pi m T_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)}{2mT_e}\right) dp_x dp_y dp_z \quad (2.7)$$

olur.

Momentum ile hız arasındaki bağıntı,

$$p = mv$$

ile verilir. Buradan,

$$dp_x dp_y dp_z = m^3 dv_x dv_y dv_z$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitlik yerine yazılırsa hız dağılımı,

$$dw_v = \frac{m}{(2\pi T_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2T_e}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (2.8)$$

olur. O halde, her bileşen için bir hız bileşeni dağılım fonksiyonu,

$$dN = N f(v_x) f(v_y) f(v_z) dv_x dv_y dv_z \quad (2.9)$$

şeklinde tanımlarsak Maxwell hız dağılım fonksiyonu,

$$\begin{aligned} f_{\text{maxwell}}(v_x, v_y, v_z) &= \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m}{2k_B T_e}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)\right\} \\ &= \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T_e}\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

şeklinde tanımlanır.

2.1.2 Boltzmann dağılımı

Boltzmann dağılımı, uyarılmış durumların denge dağılımıdır ve Boltzmann dağılımının, polimerler gibi makro moleküllerin moleküler kütlelerinin belirlenmesinde, düşük basınçlı gazların sıcaklığının tahmin edilmesinde, atmosferdeki gaz moleküllerinin dağılımının belirlenmesinde ve spektral çizgilerin yoğunluğunun hesaplanması gibi çok çeşitli uygulama alanları vardır.

Sabit hacim koşulları altında T sıcaklıktaki ısı dengede olan çok sayıda N molekül içeren ve en düşük dejenere olmayan E_0 ve E_1 enerji seviyesinde sırasıyla n_0 ve n_1 moleküllerinin olduğu bir kapalı sistem olduğunu varsayalım. Burada göreceli enerjiler ve onların mutlak değerleri dahil edilmediği için E_0 , taban durum enerjisi olarak alınır. Bu konfigürasyonun gerçekleştirilme sayısı, bir başka deyişle mikro durum sayısı W , $N = n_0 + n_1$ olmak üzere,

$$W = \frac{N!}{n_0! n_1!} \quad (2.11)$$

ile verilir [11].

Bir sistemin entropisi S , toplam mikro durum sayısına bağılı olarak şöyle tanımlanır [12]:

$$S = k_B \ln W \quad (2.12)$$

Denklem (2.11), denklem (2.12) de yerine yazılırsa,

$$S = \{ \ln(N!) - \ln[(n_0)!] - \ln[(n_1)!] \} \quad (2.13)$$

elde edilir.

Sisteme enerji verildiğinde alt enerji seviyesindeki molekül üst enerji seviyesine geçer. Bu durumda moleküller,

$$n_0 \rightarrow n_0 - 1$$

ve

$$n_1 \rightarrow n_1 + 1$$

şeklinde ifade edilirse, böyle bir sistemin entropisi,

$$S' = \{ \ln(N!) - \ln[(n_0 - 1)!] - \ln[(n_1 + 1)!] \} \quad (2.14)$$

ile verilir.

Entropi değişimi ΔS ,

$$\Delta S = S' - S$$

$$= k_B \ln \left\{ \left(\frac{n_0}{n_1 + 1} \right) \right\}$$

$$= k_B \ln \left\{ \frac{n_0}{n_1} \right\}, \quad n_1 \gg 1 \quad (2.15)$$

olarak elde edilir.

Termodinamik yasalarından sistemin entropisi ile toplam enerjisi U , arasında,

$$dS = \frac{dU}{T} \quad (2.16)$$

bir bağıntı elde edilir.

Sistemin enerjisindeki değişim ΔU ,

$$\Delta U = U' - U \quad (2.17)$$

ile ifade edilir.

Sıcaklığın sabit kaldığı varsayılarak denklem (2.16) nın integrali alınır,

$$\begin{aligned} \int dS &= \int_U^{-U} \frac{dU}{T} \\ &= \frac{1}{T} \int_U^{-U} dU \end{aligned}$$

elde edilir. Sisteme verilen enerji E olarak alınır,

$$\Delta S = \frac{E}{T} \quad (2.18)$$

olur.

Eşitlik (2.15) ve (2.18) den,

$$k_B \ln \left(\frac{n_0}{n_1} \right) = \frac{E}{T} \quad (2.19)$$

elde edilir. Buradan Boltzmann dağılımının genel ifadesi,

$$\frac{n_1}{n_0} = \exp \left(- \frac{E}{k_B T_e} \right) \quad (2.20)$$

şeklinde tanımlanır.

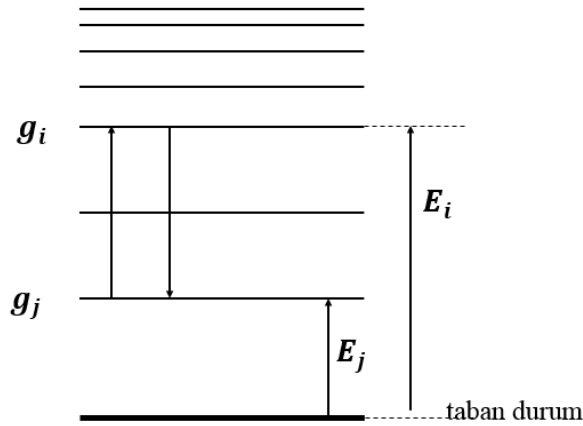
2.1.3. Saha denklemi

Plazmayı oluşturan enerjinin iyon, elektron ve nötr parçacıklar üzerindeki dağılımını belirlemek zordur. Farklı parçacık türleri arasındaki enerji alışverişi küçük olduğu durumda, parçacığın kendi sıcaklığı ve iyonların, elektronların ve nötr parçacıkların yoğunluklarının sayısı ile aralarındaki ilişki Saha denklemiyle genelleştirilir [13].

Saha denkleminin kullanımı en azından kısmi lokal dengeyi (PLTE) gerektirir [14]. PLTE hipotezinde i ve j seviyeleri için n_i ve n_j durum yoğunluklarının k_B Boltzmann sabiti, T_e elektron sıcaklığı, bu seviyelerin g_i ve g_j istatistiksel ağırlıkları ve E_i ve E_j enerjileri kullanılırsa Boltzmann dağılım bağıntısı,

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{E_j - E_i}{k_B T_e}\right) \quad (2.21)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 2.1 Bir atomun enerji seviyeleri diyagramı

χ , iyonlaşma potansiyeli olmak üzere, bir atomun bağlanma enerjisi

$$E = \chi + \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (2.22)$$

şeklindedir. n_0 , taban durumdaki elektron yoğunluğu ve n_i , iyonlaşma durumundaki elektron yoğunluğu, g_0 taban durumun istatistiksel ağırlığı, g_i iyonlaştırılmış durumun

istatistiksel ağırlığını belirtmek üzere bir atomun iyonlaşması, Boltzmann dağılımı ifadesinde yerine yazılırsa

$$\frac{dn_i}{n_0} = \frac{g_i}{g_0} \exp\left(\frac{-\chi - \frac{1}{2}m_e v^2}{k_B T_e}\right) \quad (2.23)$$

elde edilir.

Momentum uzayında hacim ifadesi p , momentum olmak üzere,

$$d^3p = 4\pi v^2 dv m_e^3 \quad (2.24)$$

ile ifade edilir.

Faz uzayında bir hacimdeki elektron sayısı,

$$dv = \frac{1}{n_e} \quad (2.25)$$

ve faz uzayında her kuantum hücresinde sadece iki elektron (spin yukarı-spin aşağı) bulunabilir. Bu yüzden h^3 hacmi içinde dejenere durumların sayısı,

$$g_e = \frac{2dv d^3p}{h^3}$$

ve

$$g = g_i g_e$$

ise,

$$\frac{dn_i}{n_0} = \frac{8\pi m_e^3}{h^3} \frac{g_i}{n_e g_0} \exp\left(\frac{-\chi - \frac{1}{2}m_e v^2}{k_B T_e}\right) v^2 dv \quad (2.26)$$

olur.

$$x = \sqrt{\frac{m_e}{k_B T_e}} v$$

olmak üzere, denklem (2.26) teki eşitlik aşağıdaki gibi olur:

$$\frac{n_i}{n_0} = \frac{8\pi m_e^3}{h^3} \frac{g_i}{n_e g_0} \exp\left(\frac{-\chi}{k_B T}\right) \left(\frac{2k_B T_e}{m_e}\right)^{3/2} \int_0^\infty e^{-x^2} x^2 dx \quad (2.27)$$

Buradan, integralin çözümü,

$$\int_0^\infty e^{-x^2} x^2 dx = \frac{\sqrt{\pi}}{4}$$

bulunur ve denklem (2.27) te yerine yazılırsa, taban durum için Saha denklemi

$$\frac{n_i n_e}{n_0} = \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2}\right)^{3/2} \frac{2g_i}{g_0} \exp\left(\frac{-\chi}{k_B T_e}\right) \quad (2.28)$$

şeklinde elde edilir.

2.2. Kararlı Corona Model

Kararlı Corona modeli, uyarılmış seviyelerin yoğunluğunu tahmin etmek için kullanılır. Bu model için bazı koşullar gereklidir. Bu koşullar, elektron hız dağılımının Maxwellien olarak tanımlanabilmesi, iyon ve nötr sıcaklıkların, elektron sıcaklığına eşit veya daha az olması ve plazmanın kendi radyasyonuna optik olarak ince olmasıdır [6].

Kararlı Corona model, düşük yoğunluklarda ($n_e < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) elektron sıcaklığını ve yoğunluğunu belirlemek için kullanılabilir [15].

2.3. Zamana Bağlı Corona Model

Plazma sıcaklığı veya yoğunluğunun aniden değişmesi durumunda plazma yeni bir duruma geçer. Plazmanın dengeye ulaşması için geçen süre, atomik gevşeme süresi ile verilir. Gevşeme süresi, nüfus dağılımını etkileyen en yavaş süreçlerle belirlenir ve aşağıdaki ifade ile verilir:

$$\tau \approx \frac{10^{12}}{N_e} \quad (2.29)$$

Plazma ömrü, bu gevşeme süresinden daha kısaysa plazmayı tanımlamak için zamana bağlı bir Corona model gereklidir.

2.4. Çarpışmalı Işıma Modeli (CRM)

Çarpışmalı ışıma modelinde (Collisional Radiative Model–CRM), st seviyeler arasında geçişe neden olan elektron çarpışma işlemlerinin etkisi de dahil edilir.

$$N_e = 1.6 \times 10^{12} T_e^{1/2} E_{pq}^3 \text{ cm}^{-3} \quad (2.30)$$

Burada E_{pq} , eV cinsinden p ve q seviyeleri arasındaki farktır. T_e elektron sıcaklığıdır. Enerji farkı genellikle ilk iki seviye arasındadır.

Plazmanın spektroskopik deneylerinde, elde edilen verilerin analizini yaparken, verileri belirli bir plazma modeline dayandırmak gerekir. Eğer plazmanın yoğunluğu yüksek ve denklem (2.28) de verilen koşulu sağlıyorsa LTE model tercih edilmelidir. Eğer yukarıda belirtilen koşulları sağlamıyorsa, CRM model kullanılmalıdır.

3. ELEKTRON SICAKLIĞINI VE ELEKTRON YOĞUNLUĞU HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

Plazma, iyonlaşma derecesi, yoğunluk, termodinamik denge gibi parametreler göz önünde bulundurulduğunda birçok farklı şekilde oluşturulabilir. Yoğunluklarına göre plazmalar, yüksek yoğunluklu plazma ve düşük yoğunluklu plazma olmak üzere ikiye ayrılır. Yüksek yoğunluklu plazma, parçacık yoğunluğu $N_e > 10^{15-18} \text{ cm}^{-3}$ olan plazmayı belirtir. Yüksek yoğunluklu plazmanın yüksek iyon sayıları ve plazmanın serbest radikalleri sadece uyarma/iyonlaşma çarpışmalarını arttırmaz, aynı zamanda iyon bombardıman hızını da artırır. Düşük yoğunluklu plazmada parçacık yoğunluğu $N_e > 10^{12-14} \text{ cm}^{-3}$ tür. Yüksek yoğunluklu plazma durumundan farklı olarak düşük yoğunluklu plazmada parçacıklar arasındaki çarpışma oranı ihmal edilebilir [5].

Düşük yoğunluklu plazmalarda elektron yoğunluğunu belirlemek için dört farklı metot vardır. Bunlar,

- i. Sürekli-ışınım analizi,
- ii. Thomson saçılması,
- iii. Langmuir probu,
- iv. Optik emisyon spektroskopisi

olarak verilir [16].

3.1 Sürekli-ışınım Analizi

Sürekli ışıınım sonucu elde edilen emisyon spektrumu analiz edilerek plazmanın elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklığı elde edilebilir.

Plazmadaki sürekli ışıma, serbest elektronların nötr atomlarla (free-free) ve iyonlarla (free-free) ya da serbest elektronların bağlı durumdaki iyonlarla (free-bound) arasındaki etkileşim sonucu oluşan Coulomb kuvvetinden kaynaklanır.

Sürekli ışıınım, tamamen iyonize füzyon plazmalarında, düşük sıcaklık ve basınç plazmalarında, yıldızların atmosferinde görülür [17].

3.2 Thomson Saçılması

Thomson saçılması, plazmadaki serbest elektronlar tarafından ışımanın yayılmasıdır. Elektronun kütlesi iyonların kütlesinden çok daha küçük olduğu için,

iyonlar elektrik alan tarafından daha az bir oranda ivmelenirler. Dolayısıyla iyonlar tarafından yayılan ışınım daha zayıftır. Bu nedenle Thomson saçılma ölçümlerinde iyonların Thomson saçılması genellikle ihmal edilir [18].

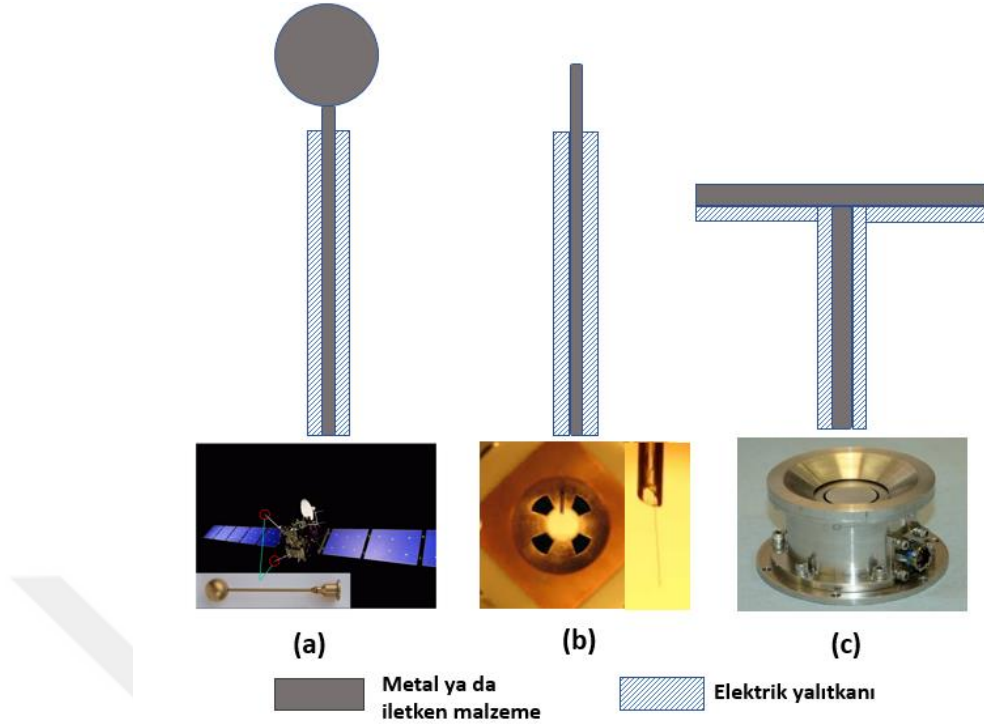
Yüklü bir parçacık üzerine gelen elektromanyetik bir dalga, dalganın elektrik ve manyetik bileşenleri üzerinde Lorentz kuvveti uygulayarak parçacığı ivmelendirir [19]. İvmelenen elektronlar enerji yayar. Saçılan bu enerjilerin ölçüm sonucu Thomson saçılması olarak adlandırılır. Parçacığın hızına bağlı olarak elektrondan saçılan ışık, gelen ışıktan daha farklı dalga boyuna veya frekansa sahip olabilir. Frekanstaki veya dalga boyundaki bu kayma Doppler kayması olarak adlandırılır [20].

Plazmada elektronlardan gelen elektromanyetik radyasyon Doppler kayması nedeniyle, saçılma spektrumun spektral genişlemesine neden olur. Böylece, sinyalin spektral genişliğinden elektron sıcaklığı, sinyalin yoğunluğundan da elektron yoğunluğu belirlenir [21].

3.3 Langmuir Probu

Prob, 1920'li yıllarda düşük yoğunluklu plazmaların elektron yoğunluğunu, uzay potansiyelini ve elektron sıcaklığını ölçmek için Irving Langmuir ve arkadaşları tarafından bulunmuştur. Daha sonra proble, DC plazma özelliklerini, darbeli (pulsed) DC, RF ve mikrodalga plazmaları genel koşullar altında ölçmek için geliştirmişlerdir [5].

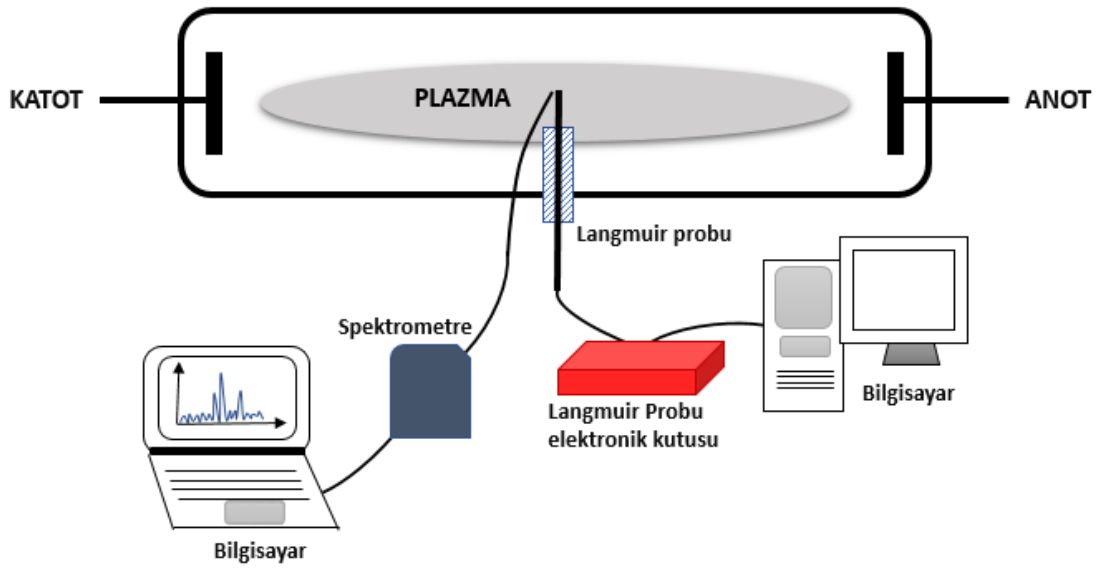
Langmuir proble, günümüzde kullanılan elektrik problelerinden biridir. Elektrik proble, plazmadaki yüklü parçacıkları yaymak veya toplamak için, sabit veya zamanla değişen elektriksel ve/veya manyetik alanlar kullanarak bölgesel plazma parametrelerini ölçer. Bu ölçüm tekniği, düşük basınçlı elektrik deşarjları, iyonosferik ve uzay plazmaları gibi düşük yoğunluklu plazmalar için uygundur (Şekil 3.1) [8].



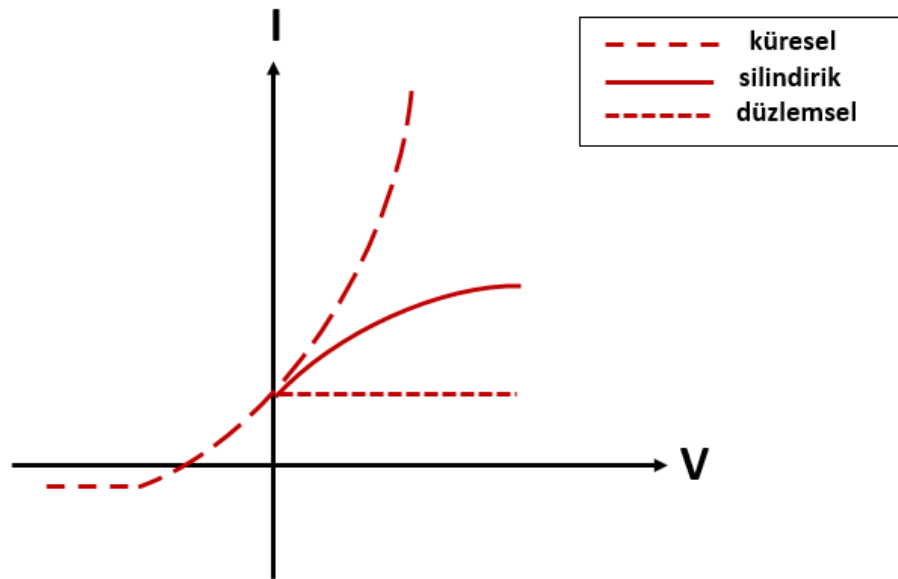
Şekil 3.1 Langmuir probu şekilleri, (a) küresel, (b) silindirik, (c) düzlemsel [22]

Langmuir probu, iyi tanımlanmış bir geometriye (silindirik, küresel, düzlemsel) sahip metalik bir elektrottur. İletken ya da metal malzeme ve elektrik yalıtkanından oluşur. Probların yapımında tungsten (W), nikel (Ni), titanyum (Ti), platin (Pt), molibden (Mo) kullanılır. Yalıtım için de cam ve seramik malzemeleri kullanılmaktadır [22]. Tungsten, nikel, titanyum, platin ve molibden yüksek erime sıcaklığına sahip oldukları için diğer metallere göre daha yüksek sıcaklıklara kadar ısıtılmayı sağlar. Erime sıcaklıkları Kelvin (K) cinsinden sırasıyla 3695 K , 1728 K , 1941 K , 2041 K ve 2896 K dir. Cam ve seramik ise kısa dalga boyuna sahip ışık iletimini en üst düzeye çıkarmak için kullanılır [23].

Temel olarak prob, plazmaya yerleştirilen genellikle telden oluşan küçük bir metalik elektrottur. Prob güç kaynağına bağlandığında oluşan gerilim farkından dolayı plazmada akım oluşur. Prob tarafından toplanan akım, plazmadaki koşullar hakkında bilgi verir (Şekil 3.2). Langmuir prob ölçümü, akım (I), ve voltaj (V) özelliklerine dayanır. I - V özelliklerinin detaylı analizinden, plazma yoğunluğu, plazma potansiyeli, elektron sıcaklığı ve elektron enerji dağılım fonksiyonu (EEDF) elde edilebilir [24].

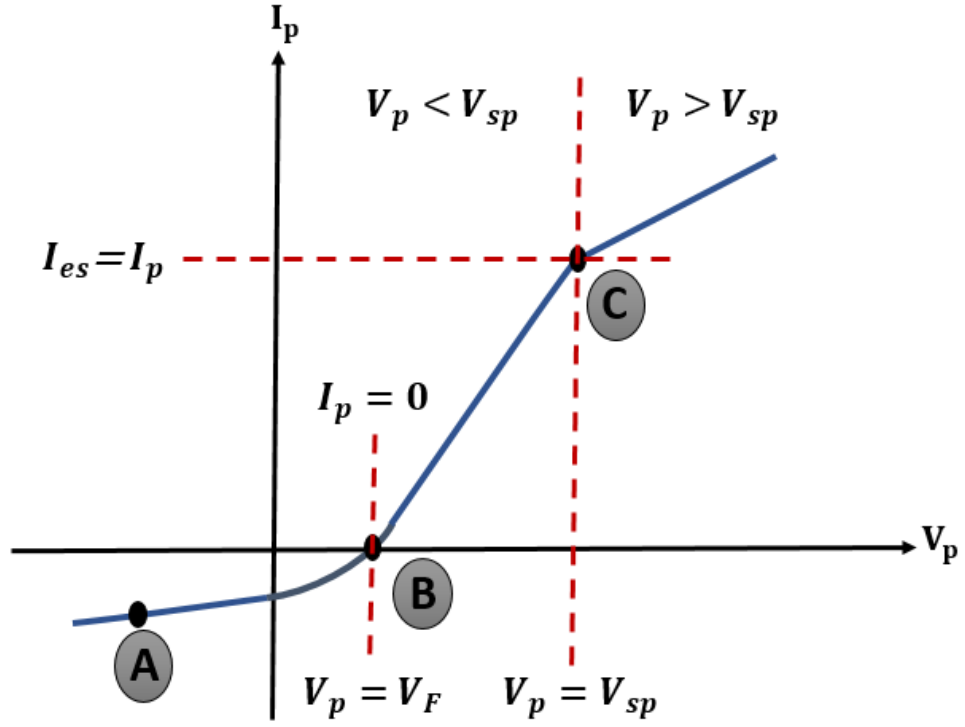


Şekil 3.2 Langmuir prob devresi



Şekil 3.3 Langmuir probu şekillerine ait ideal I - V grafiği

Elektronlar ve iyonlar aynı sıcaklıkta olsalar bile, elektronun kütlesi iyon kütlesine göre daha küçük olduğundan elektronlar, iyonlardan çok daha fazla yüksek termal hızlara sahiptir. Bu yüzden elektronlar proba daha önce ulaşılır. Böylelikle prob, başlangıçta elektron akımını çekmeye meyillidir.



Şekil 3.4 Langmuir probu ile elde edilen ideal I- V grafiği

I_p , plazmadan prob tarafından toplanan akım,

V_p , plazma potansiyeli,

V_{sp} , probun konulduğu plazma noktasındaki elektrik potansiyeli,

V_F , denge (floating) potansiyel,

I_e , elektron akımı,

I_{es} , elektron doyum akımı,

I_i , iyon akımı,

I_{is} , iyon doyum akımı olmak üzere;

Plazmadan boşaltılan akım, I_e ve I_i akımlarından oluşur ve

$$I_p = I_i + I_e$$

şeklinde ifade edilir.

$V_p \ll V_{sp}$ durumunda (Şekil 3.4 teki A noktası), iyonlar prob tarafından çekilirken, elektronlar püskürtülür. Plazmadan boşaltılan I_i , probun elektrik koruması ile sınırlıdır ve I_p yavaş yavaş azalmaya başlar. Bu durumda, plazma akımı ile iyon doyum akımı arasında ilişki,

$$I_p \cong I_{is}$$

şeklinde olur.

$V_p \gg V_{sp}$ durumunda (Şekil 3.4 teki C noktası), iyonlar püskürtülür ve elektronlar çekilen yüklerdir. Bu durumda elektronlar elektrik korumasından sorumludur. Prob akımı, elektron doyum akımına yaklaşık olarak eşit olur.

$$I_p \cong I_{es}$$

$I_p = 0$ olduğu yerde (Şekil 3.4 teki B noktası), plazma potansiyeli, denge potansiyeli olarak adlandırılır. Burada, elektron ve iyon akımlarının katkısı eşittir [8].

Langmuir probu, plazma potansiyelinin çok üstünde olduğunda, temel olarak anodun yerini alacak şekilde deşarj akımının bir kısmını toplamaya başlar [25].

Langmuir probu yöntemi, diğer yöntemlere göre bir avantaja sahiptir. Langmuir probu ile lokal ölçümler yapılabilir. Fakat diğer yöntemler, geniş bir plazma hacminde, plazma hakkında ortalama bilgi verir.

3.4 Optik Emisyon Spektroskopisi

Optik emisyon spektroskopisi (OES) uzay, makine, çevre, kimya, gıda, metal gibi birçok alanlarda numune içindeki elementlerin yüzde analizini yapmak için kullanılan yaygın yöntemlerden biridir. Bunlara ek olarak, plazmanın çalışma koşullarını tanımlayan elektron sıcaklığı, elektron yoğunluğu ve elektron enerji dağılım fonksiyonu gibi parametreleri belirlemek için sıklıkla kullanılan bir metottur.

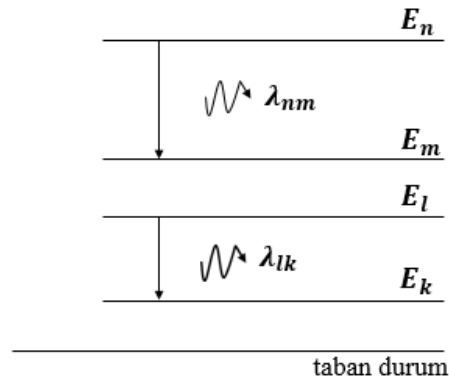
OES, bir plazmanın ışık yayması prensibini kullanır. Bir emisyon spektrumundaki emisyon çizgileri, plazma sisteminde bulunan atomların ve moleküllerin elektriksel olarak uyarılmış hallerinin bozulmasından kaynaklanır. Bu uyarılmış durumlar, elektron ile plazma türleri arasındaki elektron çarpma, uyarma, iyonlaşma veya ayrılma reaksiyonları gibi çarpışmalar yoluyla yaratılır. Böylece yayılan atomik, iyonik ve

moleküler türler gaz fazında ya da reaktörde gerçekleşen reaksiyonlar hakkında bilgi verir. Emisyon spektrumunda belirli emisyon çizgilerinin varlığı plazmada belirli türlerin varlığını gösterir. Emisyon çizgileri uyarılmış türlerin parmak izi olarak işlev görebilir. Bununla birlikte emisyon çizgileri gözlenmediğinde plazmada belirli türlerin bulunmadığı sonucuna varılmaz. Türlerin yayılıp yayılmadığı, türlerin plazmada uyarılıp uyarılmamasına bağlıdır. Bu nedenle plazma kinetiğinin detaylarının yanında elektriksel yapısının detayları ve türlerin ısıtım özellikleri önemlidir.

Atomlar birbiri ile çarpıştırılarak, foton bombardıman edilerek, hızlandırılmış elektronlar ya da sıcaklık yükseltilerek uyarılabilirler. Optik emisyon spektroskopisinde parçacık türlerinin uyarılması ağırlıklı olarak elektron etkisiyle gerçekleşir [31]. Uyarılan elektronlar üst seviyeye geçer. Uyarılmış seviye taban durumuna göre daha kararsız olduğundan belli bir süre sonra elektronlar eski haline geri döner. Elektronlar eski hallerine geri dönerken belli dalga boylarında karakteristik ışıma yapması sonucunda spektrum çizgileri meydana gelir. Her bir ışımanın karakteristik dalga boyu farklıdır. Bu dalga boyu λ , m seviyesindeki enerji E_m ve n seviyesindeki enerjisi E_n olmak üzere, m seviyesinin n seviyesine geçişine karşılık gelen foton enerjisi ile belirlenir ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\lambda = \frac{hc}{E_n - E_m} \quad (3.1)$$

Burada, h Planck sabiti ($h=6.626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$), c ışık hızıdır.

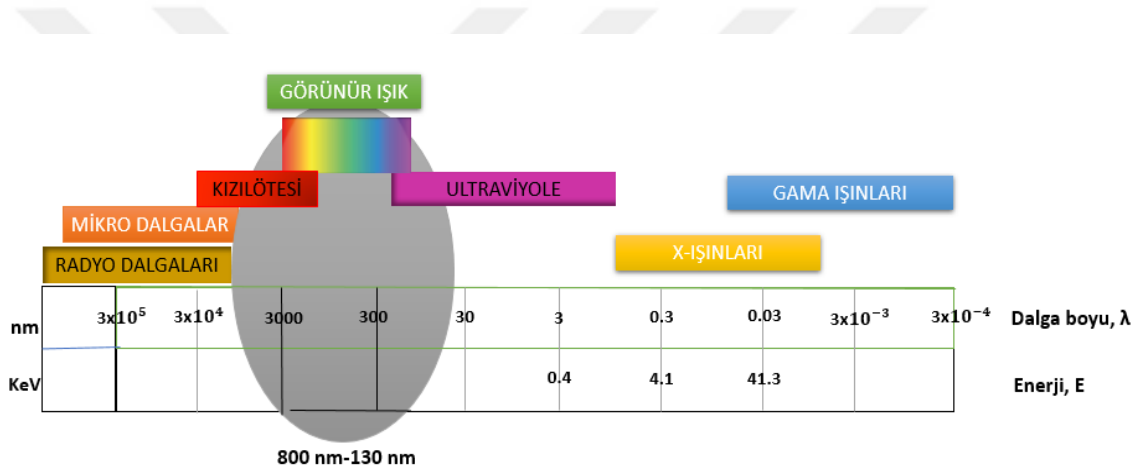


Şekil 3.5 Karakteristik ışıma

Işınım şiddeti I_{nm} , geçiş olasılığı (Einstein katsayısı) A_{nm} , uyarılmış seviyenin yoğunluğu n_p , ile karakterize edilir:

$$I_{nm} = n_n A_{nm} \quad (3.2)$$

OES'ten elde edilen spektral çizgiler, elektromanyetik spektrumun görünür ve ultraviyole (UV-mor ötesi) bölgesinin bir kısmında yer alır. Dalga boyu olarak da 130 nm ile 800 nm arasına denk gelmektedir (Şekil 3.6).



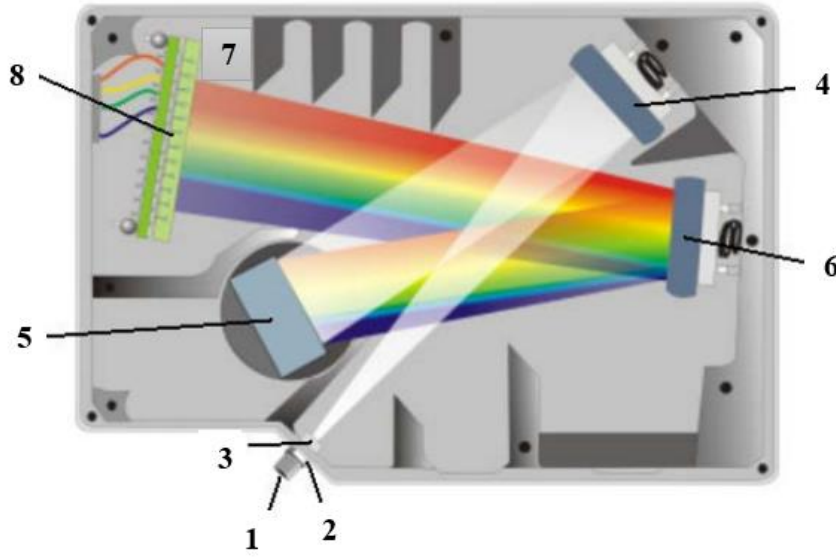
Şekil 3.6 Elektromanyetik spektrum

Optik emisyon sistemi üç ana bileşenden oluşmaktadır. Bunlar, elektrik kaynağı, optik sistem ve bilgisayar sistemidir. Optik emisyon sisteminde elektron uyarma, iki elektrot (metal ya da grafit elektrotlar) arasında gerçekleştirilen akım darbesi (spark) veya elektrik boşalımı (ark) ile sağlanır. Bu iki çalışma yöntemi, ölçüm yapılacak olan malzemeye ve hassasiyete göre uygun olanı seçilerek kullanılır. Numuneden elde edilen ışınım spektrum çizgilerini spektrometre alır ve elemente özgü dalga boylarına ayırarak her bir dalga boyu için ışığın şiddetini ölçer. Spektral çizgilerin birbirinden ayırt edilebilmesi için prizma yerine ızgara reflektör kullanılır. Çizgilerin şiddeti CCD (charge coupled device) sensörlerle ölçülür. Bilgisayar sistemi araştırmacı ile spektrometre arasında bir ara yüz oluşturur. Spektrometre bağlı olduğu bilgisayar yazılımına dalga boylarına ait şiddet değerlerini iletir.



Görsel 3.1 *Optik emisyon spektrometresi*

Optik emisyon spektrometresi SMA bağlayıcı, yarık (slit), filtre, ayarlayıcı ayna, kırınım ağı, odaklama aynası, L2 dedektör toplama merceği ve CCD dedektörden oluşmaktadır. SMA bağlantısı, fiber kablodan gelen ışığın optik sisteme girmesini sağlar. Yarık (slit), optik sisteme giren ışık miktarını ve spektral çözünürlüğü kontrol eder. Işık filtreden geçerek önceden belirlenmiş belirli dalga boyu bölgelerinde optik radyasyonu kısıtlar. Işık daha sonra ayarlayıcı aynaya gelir. Ayarlayıcı ayna, ışığı spektrometrenin ızgarasına odaklar. Ayarlayıcı aynadan gelen ışığı kırınım ağı kırar ve ışığı odaklama aynasına yönlendirir. Odaklama aynası, ızgaradan yansıyan ışığı L2 dedektör toplama merceğine ya da CCD dedektörüne odaklar. L2 dedektör toplama merceği büyük çaplı yarık veya düşük ışık seviyesi uygulamasında kullanılmalıdır. Buna ek olarak, dağınık ışığın etkilerini azaltarak verimliliği artırır. Ayrıca CCD dedektörü odaklama aynası veya L2 dedektör toplama merceğinden alınan ışığı toplayarak optik sinyali dijital sinyale dönüştürür. Spektrometre de dijital sinyali spektrometre işletim yazılımı uygulamasına iletir (Şekil 3.8) [27].



Şekil 3.8 Optik emisyon spektrometresinin bileşenleri (1. SMA bağlantısı, 2. Yarık, 3. Filtre, 4. Ayarlayıcı ayna, 5. Kırınım ağı, 6. Odaklama aynası, 7. L2 dedektör toplama merceği, 8. CCD dedektör) (Ocean Optics)

Optik emisyon spektrometresinin kullanımı diğer analitik yöntemlere kıyasla daha kolay, hızlı ve oldukça düşük maliyetlidir.

Optik emisyon spektroskopisinden gaz deşarjına ait elde edilen emisyon spektrumlarının şiddetleri oranlanarak plazmanın elektron sıcaklığı hesaplanabilir.

3.4.1 Çizgi şiddeti oran metodu (Line Intensity Ratio Method)

Düşük yoğunluklarda ($n_e < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), elektron sıcaklığını ve elektron yoğunluğunu belirlemek için yukarıda bahsedilen yöntemler kullanılabilir. Eğer oluşturulan plazma sistemi yüksek yoğunluklarda ($n_e > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) ise kararlı Corona modeli artık geçerli olmaz. Çünkü bu koşullarda sadece taban durumdaki uyarmalar değil yarı kararlı durumdaki elektronların da uyarmaları gibi ikincil işlemleri de hesaba katmak gereklidir.

Bir spektral çizginin yoğunluğu hem elektron sıcaklığının hem de elektron yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak tanımlanır [28].

Elektron sıcaklığının belirlenmesi için kullanılan yöntemlerden biri de çizgi şiddeti oran metodudur. Bu yöntem elde edilen spektrumdan seçilen iki spektral çizgilerin şiddet değerlerinin oranlanmasıyla elde edilir.

Çizgi şiddeti oran metodunun uygulanabilmesi için plazma sisteminin LTE koşullarında olması ve optik olarak ince olması gereklidir. Saçılmaların az veya hiç olmadığı durumda plazma optik olarak incedir. Atmosferik basınç plazmaları optik olarak incedir. Bu yüzden optik emisyonların çizgi oranı, I geçişlere ait emisyon çizgi yoğunlukları, A Einstein katsayıları ve n , o seviyedeki yoğunluk olmak üzere aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$\frac{I_n}{I_m} = \frac{A_n n_n}{A_m n_m} \quad (3.3)$$

N_0 : taban durumdaki toplam atom yoğunluğu,

E_i : üst enerji seviyesi,

ϵ_0 : serbest uzayın geçirgenliği,

Z : bölüşüm fonksiyonu (partition function),

g_i : üst enerji seviyenin istatistiksel ağırlığı,

m_e : elektron kütlesi ($9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$)

k : Boltzmann sabiti ($1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1} = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$),

e : elektron yükünü ($1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$),

ifade etmek üzere, LTE koşullarında iki spektral çizginin bağıl yoğunluk oranı I_{ik}

$$I_{ik} = h \frac{e^2}{2\lambda^3} \frac{N_0}{Z} \frac{g_i f_{ik}}{\epsilon_0 m_e} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \quad (3.4)$$

ile verilir. Bu ifadede,

$$A_{ik} = \frac{4\pi e^2}{2c\lambda^2} \frac{f_{ik}}{\epsilon_0 m_e} \quad (3.5)$$

eşitliği yerine yazılırsa,

$$I_{ik} = \frac{1}{4\pi} \frac{hcN_0}{\lambda Z} g_i A_{ik} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \quad (3.6)$$

şeklinde elde edilir.

$$\frac{n_m}{n_n} = \frac{g_m}{g_n} \exp\left(-\frac{E_m - E_n}{kT_e}\right) \quad (3.7)$$

denkleminde T_e ifadesi çekilirse, iki spektral çizginin yoğunlukları kullanılarak elektron sıcaklığı aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

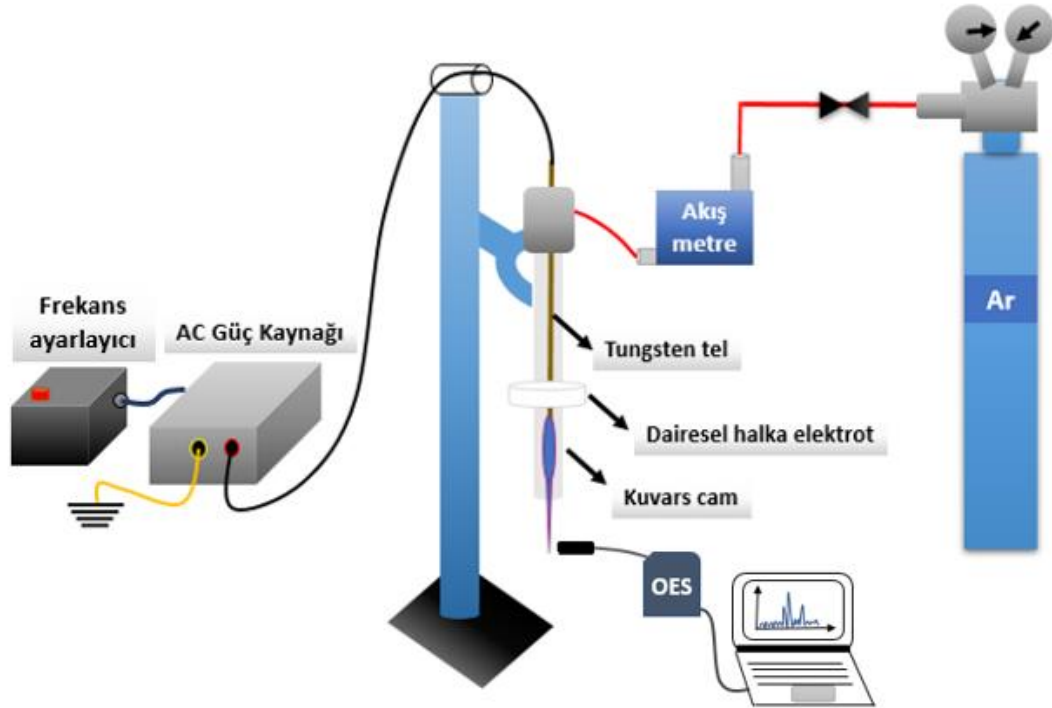
$$T_e = \frac{E_m - E_n}{k} \left[\ln \left(\frac{A_n g_n I_m \lambda_m}{A_m g_m I_n \lambda_n} \right) \right]^{-1} \quad (3.8)$$

4. DENEYSEL SONUÇLAR

Bu çalışmada laboratuvar ortamında oluşturulan atmosferik basınçta Argon (Ar) gaz deşarjından OES aracılığı ile elde edilen spektrum çizgilerinin kullanılmasıyla elektron sıcaklığı hesaplanmaya çalışıldı. Plazma sistemi olarak laboratuvar şartlarında hazırlanabilecek daha kolay ve hızlı bir sistem olması, oluşturulan plazma jetin uzunluğunun diğer sistemlere göre daha uzun olmasından dolayı DBD–benzeri sistem seçildi. Güç kaynağı olarak da plazmanın oluşabilmesi için yeterli frekans değerini sağlayıp ve bu değerin sabit kalması önemli olduğu için kHz frekanslı AC kullanıldı.

4.1 Deney Düzenegi

Atmosferik basınçta kurulan DBD–benzeri sistemin şematik Şekil 4.1’ de görülmektedir.



Şekil 4.1 Deney düzeneğinin şematik gösterimi

Plazmanın oluşumu için DBD–benzeri sisteminin kurulumunda dielektrik tüp olarak Görsel 4.1’ de verilen kuvars cam ve iç elektrot olarak da Görsel 4.2’ de verilen %2 toryum alaşımlı tungsten elektrot kullanıldı. %2 toryum alaşımlı elektrotlar saf tungsten elektrotlara göre daha yüksek akım taşımaktadır. Kullanım kolaylığı ve uzun ömürlü olması diğer avantajları arasındadır [29].



Görsel 4.1 *Kuvars tüp*



Görsel 4.2 *Tungsten tel*

Dış elektrot olarak da alüminyum halka elektrot kullanıldı (Şekil 4.4).



Görsel 4.3 Dairesel alüminyum elektrot

Gaz akışının kontrolü Mass-Stream marka M+W model D6300 serisi Görsel 4.4’te verilen akış metre ile sağlandı



Görsel 4.4 Akış metre

Görsel 4.5’ te görülen, 5-25 kHz ayarlanabilir frekans aralığı ile 10-20 kV aralığında voltaj sağlayan Eles marka HV-711GK5 model AC güç kaynağı kullanıldı.



(a)

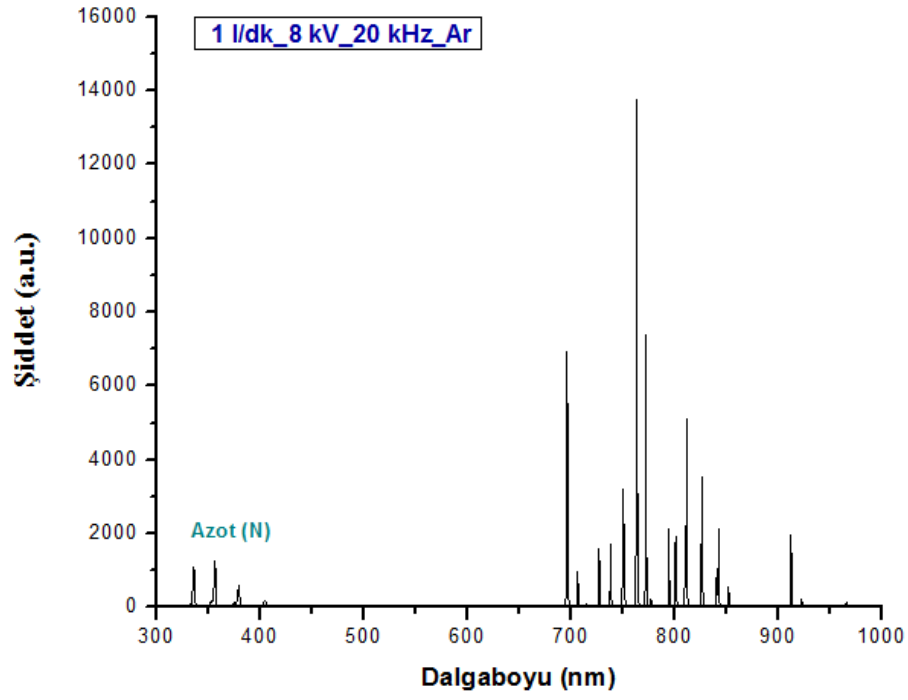


(b)

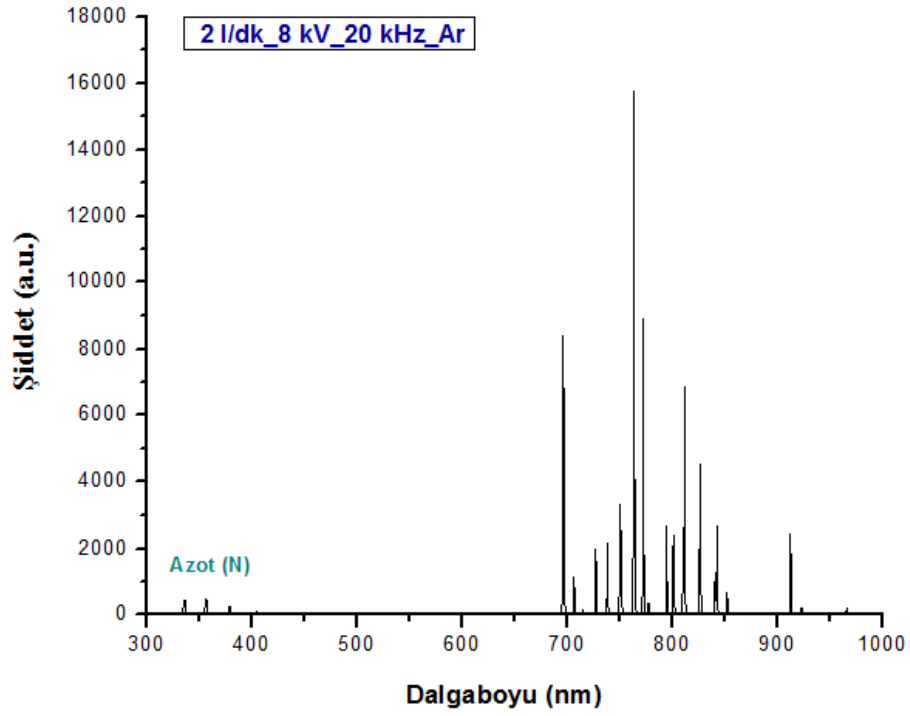
Görsel 4.5 (a) Frekans ayarlayıcı, (b) AC güç kaynağı

4.2 Optik Emisyon Spektroskopisi (OES) Ölçümleri

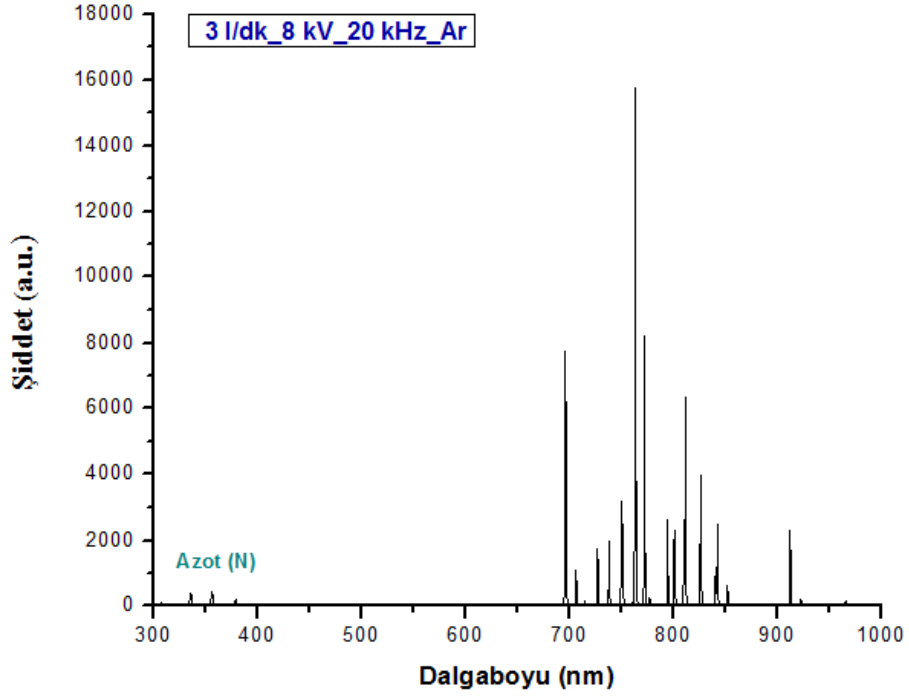
Atmosferik basınçta DBD–benzeri sistem kurularak 20 kHz güç değerinde Ar gazının 1/dk, 2 1/dk, 31/dk akış oranı için optik emisyon ölçümleri Ocean Optics marka HR2000+ model OES cihazı ile yapıldı. Görsel 3.1’ de görüldüğü gibi ölçüm sonuçlarından elde edilen verilerle her bir dalga boyuna karşılık gelen şiddet değerleri grafik olarak çizdirildi. Grafiklerden elde edilen spektrumlar aşağıdaki gibidir.



Grafik 4.2 8 kV, 20 kHz gücü ve 1 l/dk gaz akışı için Ar gazına ait optik emisyon spektrumu



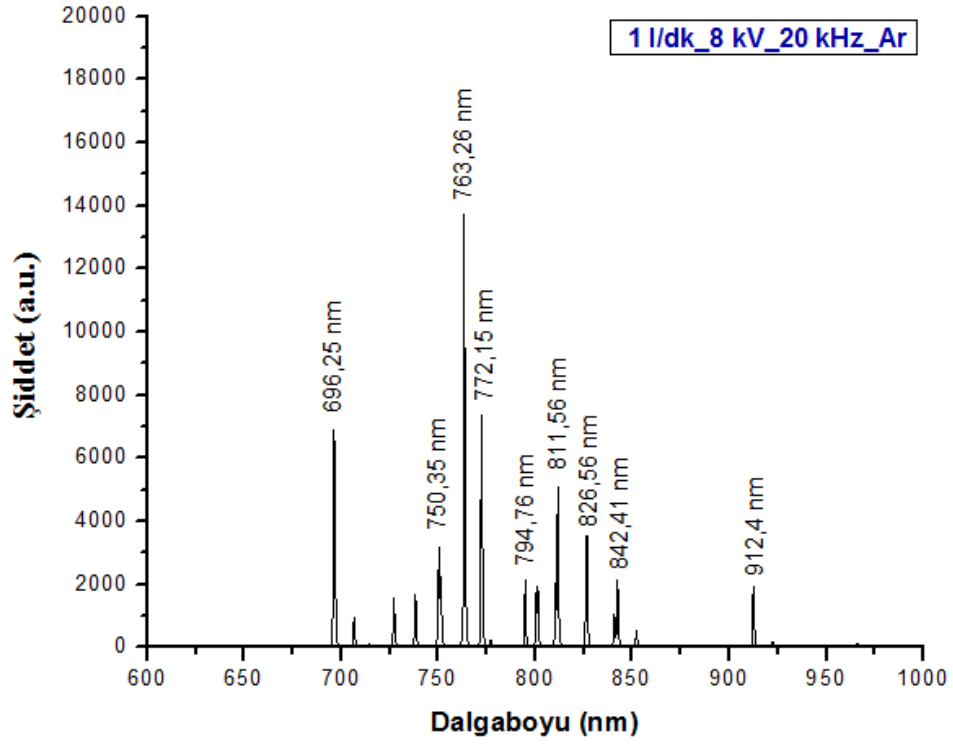
Grafik 4.2 8 kV, 20 kHz gücü ve 2 l/dk gaz akışı için Ar gazına ait optik emisyon spektrumu



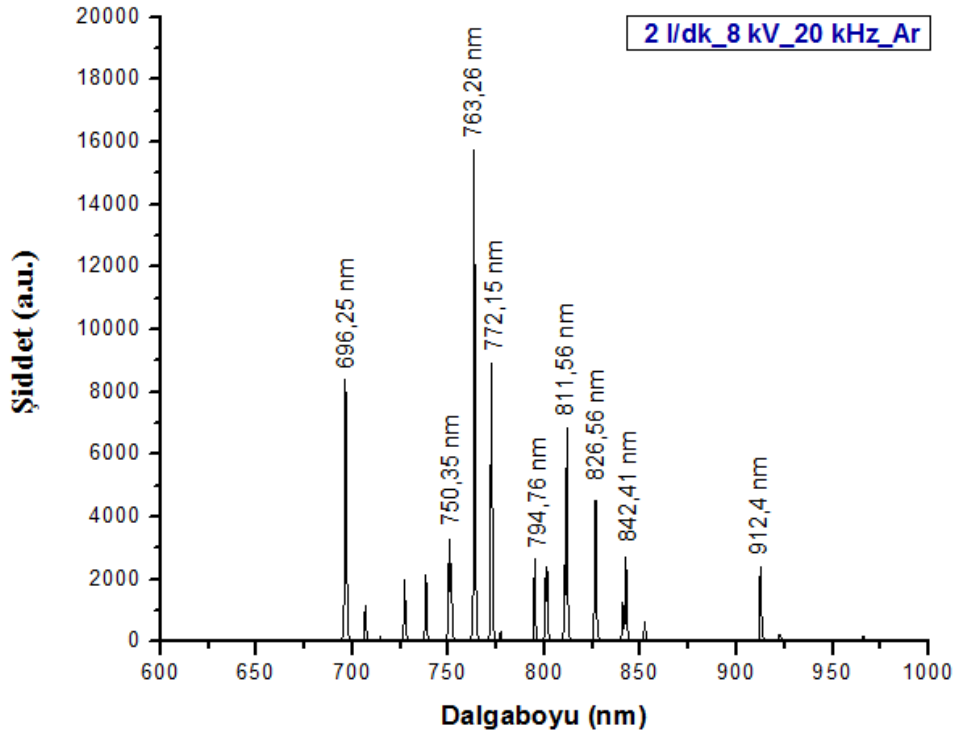
Grafik 4.3 8 kV, 20 kHz gücü ve 3 l/dk gaz akışı için Ar gazına ait optik emisyon spektrumu

Ar plazmasına ait grafikler incelendiğinde zaman, dalga boyu en düşük 696.25 nm ile en yüksek 912.4 nm arasında pikler elde edilmiştir. Bu piklerin şiddet değeri, gaz akış oranı 1 l/dk dan 2 l/dk ya artırıldığı zaman artışı gözlenmiştir.

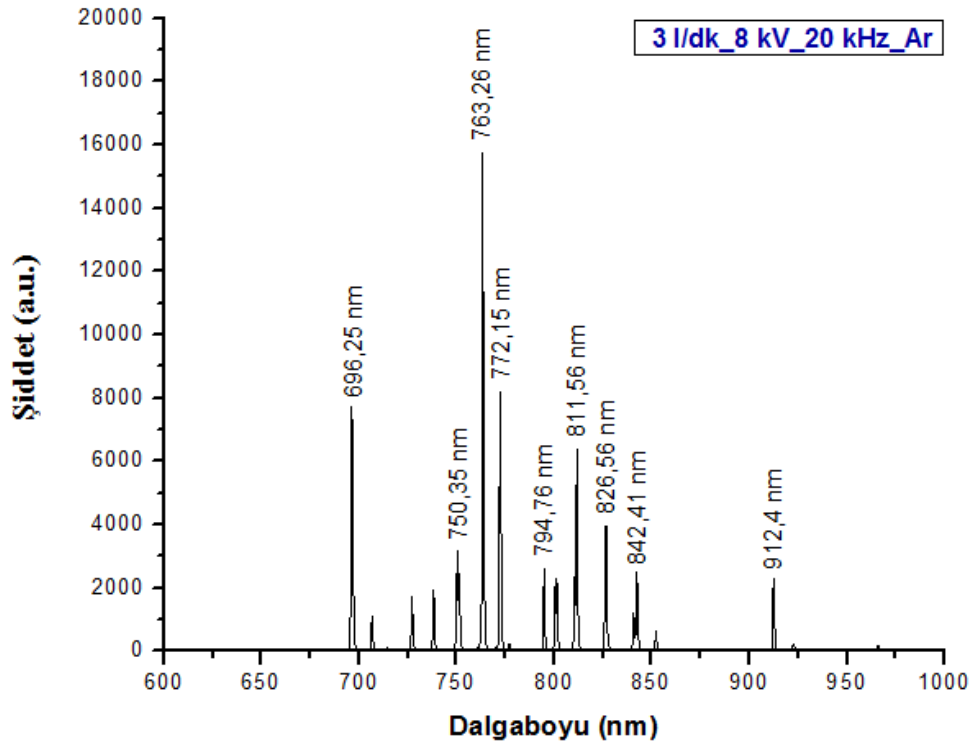
Elde edilen grafiklerde azot (N) gazına ait spektral çizgilerinde var olduğu belirlenmiştir. Grafik 4.4, Grafik 4.5 ve Grafik 4.6 sadece Ar gazına ait spektral çizgiler için sınırlandırılmış ve her bir pike karşılık gelen dalga boyu değeri yazılmıştır.



Grafik 4.4 1 l/dk gaz akışı için Ar gazının spektral çizgileri



Grafik 4.5 2 l/dk gaz akışı için Ar gazının spektral çizgileri



Grafik 4.6 3 l/dk gaz akışı için Ar gazının spektral çizgileri

5. TEORİK HESAPLAMALAR

Bu çalışmada atmosferik basınçta 8 kV, 20 kHz gücü için Ar gazı için elde edilen her bir pik değerinin karşılığı NIST (National Institute of Standards and Technology- Ulusal Standartlar ve Teknoloji Enstitüsü) veri tabanındaki verilerle karşılaştırılarak hangi dalga boyuna ait oldukları belirlendi. Dalga boyuna karşılık gelen enerji seviyeleri arasındaki geçişler, OES’ ten elde edilen veriler 1 l/dk, 2 l/dk ve 3 l/dk için şiddet değerleri (I), geçiş olasılık (A) değerleri, geçişlerdeki enerji değerleri (E) ve istatistiksel ağırlıkları (g) NIST veri tabanından elde edilmiştir. Bu bilgiler Tablo 5.1 ve Tablo 5.2’ den görülebilir.

Tablo 5.1 Ar gazının her bir dalga boyuna karşılık gelen OES’ ten okunan 1 l/dk, 2 l/dk ve 3 l/dk için şiddet değerleri ve seviyelerdeki geçişler [30]

λ (nm)	I (a.u.)			Geçişler
	1 l/dk	2 l/dk	3 l/dk	Alt seviye – Üst seviye
696,54	6931,12	8414,44	7742,03	$4s^2[3/2]^0 2 - 4p^2[1/2]1$
750,38	3187,12	3315,44	3186,03	$4s^2[1/2]1 - 4p^2[1/2]0$
763,51	13736,12	15733,44	15738,03	$4s^2[3/2]^0 2 - 4p^2[3/2]2$
772,37	7368,12	8916,44	8220,03	$4s^2[3/2]^0 2 - 4p^2[1/2]1$
794,81	2163,12	2677,44	2641,03	$4s^2[1/2]^0 0 - 4p^2[3/2]1$
811,53	5094,12	6869,44	6372,03	$4s^2[3/2]^0 2 - 4p^2[5/2]3$
826,45	3560,12	4542,44	3971,03	$4s^2[1/2]^0 1 - 4p^2[1/2]1$
842,46	2160,12	2707,44	2507,03	$4s^2[3/2]^0 1 - 4p^2[5/2]2$
912,29	1981,12	2438,44	2313,03	$4s^2[3/2]^0 2 - 4p^2[1/2]1$

Tablo 5.2 Ar gazının her bir dalga boyuna karşılık gelen geçiş olasılık değerleri, geçişlerdeki enerji değerleri ve istatistiksel ağırlık değerleri [30]

λ (nm)	NIST λ (nm)	A (s^{-1})	$g_m - g_n$	$E_m - E_n$ (eV)
696,25	696,54	$6,4 \times 10^6$	5 – 3	11,55 – 13,33
750,35	750,38	$4,5 \times 10^7$	3 – 1	11,83 – 13,48
763,26	763,51	$2,45 \times 10^7$	5 – 5	11,55 – 13,17
772,15	772,37	$5,2 \times 10^6$	5 – 3	11,55 – 13,15
794,76	794,81	$1,86 \times 10^7$	1 – 3	11,72 – 13,28
811,56	811,53	$3,3 \times 10^7$	5 – 7	11,55 – 13,076
826,56	826,45	$1,53 \times 10^7$	3 – 3	11,83 – 13,33
842,41	842,46	$2,15 \times 10^7$	3 – 5	11,62 – 13,095
912,4	912,29	$1,89 \times 10^7$	5 – 3	11,55 – 12,91

Optik emisyon spektroskopisinden Ar gazının elektron sıcaklığını hesaplamak için uygun spektral çizgiler seçildi. Bu spektral çizgiler seçilirken elektron sıcaklığı için hassas olmaları göz önünde bulunduruldu. Piklerin hassasiyeti (sensitivity) iki geçiş arasındaki uyarma enerjisi farkına bağlıdır. Seçilen piklerin geçiş olasılık oranları da piklerin hassasiyetini etkiler [31].

Elektron sıcaklığının hesaplanması için elde edilen spektrumdaki spektral çizgilerin üst seviyelerinin enerji farkı ve geçiş olasılık oranları hesaplanarak Tablo.5.3'deki hassas spektral çizgiler belirlenmiştir.

Tablo 5.3 Spektral çizgilerin üst seviyelerinin enerji farkı ve geçiş olasılık oranları

$\lambda_1 - \lambda_2$ (nm)	ΔE (eV)	A oranları
696,54 – 750,38	0,15	0,142
763,51 – 826,45	0,16	1,601
772,37 – 750,38	0,33	0,116
811,56 – 842,46	0,019	1,535
912,29 – 750,38	0,57	0,420
842,46 – 794,81	0,185	1,156

Bu sonuçlara göre en hassas spektral çizgiler 763,51 nm ve 826,45 nm olarak belirlenmiştir.

Buna göre, iki spektral çizginin yoğunlukları kullanılarak elektron sıcaklığının nasıl hesaplanacağı bölüm 3.5’ teki Denklem 3.8 ile verilmiştir. Kullanılan ifade aşağıdaki gibidir:

$$T_e = \frac{E_m - E_n}{k} \left[\ln \left(\frac{A_n g_n I_m \lambda_m}{A_m g_m I_n \lambda_n} \right) \right]^{-1}$$

Bu denklemden yola çıkarak Ar gazına ait elektron sıcaklığı hesaplanmıştır.

λ_n , A_n , g_n ve E_n sırasıyla 763,51 nm dalga boyuna ait olasılık geçişi, istatistiksel ağırlık ve üst seviyedeki enerjiyi temsil etmektedir. λ_m , A_m , g_m ve E_m de 826,45 nm dalga boyundaki spektral çizginin olasılık geçişi, istatistiksel ağırlığı ve üst seviyedeki enerji değeridir. Tablo 5.1 ve Tablo 5.2 kullanılarak bu değerler yerine yazılıp hesaplanırsa elektron sıcaklık değeri ölçüm alınan üç akış oranı için Tablo 5.4 teki gibi bulunmuştur.

Tablo 5.4 Ar gazı için hesaplanan elektron sıcaklıkları

Akış oranı	T_e (eV)
1 l/dk	0,55
2 l/dk	0,88
3 l/dk	4,34

6. SONUÇ

Laboratuvar koşullarında atmosferik basınç plazmaları düşük basınç plazmalara göre daha çok tercih edilmektedir. Bunun nedenlerinden biri düşük maliyetli olmasıdır. Düşük basınç plazma sistemlerinde basınç değerini düşürebilmek için vakum sistemine ihtiyaç vardır. Dolayısıyla deşarj sistemi için gerekli ekipmanlar ekstra maliyet oluşturmaktadır. Atmosferik basınç plazmaların kullanımı düşük basınç plazma sistemine göre daha kullanışlıdır. Bu nedenlerden dolayı, materyallerin yüzey işlenmesi, tıpta aletlerin sterilizasyonunda, bakterilerin etkisiz getirilmesinde ve bunun dışında düşük sıcaklıklarda bile sterilizasyonu sağladığından gıdaların sterilizasyonu gibi çeşitli alanlarda oldukça kolaylıkla kullanılmaktadır [32-34].

Bu tezde atmosferik basınçta argon gazı ile oluşturulan plazma sisteminin elektron sıcaklığı çizgi şiddeti oran metodu ile hesaplandı. Düşük basınçtaki sistemlere göre daha yüksek yoğunluğa sahip deneysel çalışma için kullanılmış olan plazma sisteminde yöntemin geçerli olup olmadığı araştırıldı. Yapılan deneyler ve hesaplamalar sonucunda çizgi şiddeti oran metodunun daha düşük yoğunluklar için geçerli olduğu sonucuna varıldı. Bu yüzden yöntem, çok yüksek elektron yoğunluğuna sahip olmayan atmosferik basınçta oluşturulan plazma sistemleri için incelendi. Ayrıca bu yöntemin uygulanabilmesi için plazmanın optik olarak ince olması gerekmektedir. Atmosferik basınç plazmalar optik olarak incedir.

OES plazmanın elektron sıcaklığını, elektron yoğunluğunu ve elektron enerji dağılım fonksiyonunu (EEDF) belirlemek için kullanılan yaygın bir yöntemdir. Bu parametreler OES'ten elde edilen emisyon spektrumlarından elde edilebilmektedir. Düşük sıcaklıklarda bu parametreler uyarılan elektronların üst enerji seviyelerindeki elektron çarpışma işlemleri etkisine bağlı olduğundan çarpışmalı ışıma modeline (CRM) dayanmaktadır.

Yapılan tezde atmosferik basınçta DBD-benzeri plazma jet elde edildi. Bu plazma jet sisteminde 12 cm boyunda ve 0,5 cm çapında kuvars tüp kullanıldı. Diğer tungsten elektrotlara göre %2 toryum alaşımlı elektrotlar daha yüksek akım taşıyabilmektedir. Bu yüzden iç elektrot olarak %2 toryum alaşımlı elektrot, dış elektrot olarak da dairesel alüminyum elektrot kullanıldı. Gaz olarak ise argon gazının asal bir gaz oluşundan ve diğer gazlara göre ışıma modeli daha basit olduğundan bu tezde argon gazı tercih edilmiştir.

Atmosferik basınçta DBD-benzeri sistemde oluşturulan argon plazmasında 8 kV, 20 kHz gücü ve 1 l/dk, 2 l/dk, 3 l/dk gaz akışları için OES ölçümleri alınmıştır. OES' ten elde edilen verilerin grafikleri çizilerek argon gazına ait elde edilen spektrumlar incelendi. Gaz akış oranı arttıkça piklerin şiddet değerinin arttığı gözlenmiştir. 2 l/dk akış oranında piklerin şiddeti 1 l/dk ye göre artmıştır. Fakat 3 l/dk deki gaz akış oranında bir azalma olduğu görülmüştür.

Deneyssel olarak elde edilen spektral çizgiler NIST (National Institute of Standards and Technology-Ulusal Standartlar ve Teknoloji Enstitüsü) veri tabanındaki spektral çizgiler ile karşılaştırıldı. Çizgi şiddeti oran metodunun uygulanabilmesi için uygun spektral çizgiler belirlendi. Spektral çizgiler belirlenirken elektron sıcaklığına daha hassas olanlar seçildi. Spektral çizgilerin hassasiyeti uyarma enerji seviyeleri arasındaki fark ile geçiş olasılık oranlarına bağlıdır.

Yöntemin uygulanması için seçilen spektral çizgilerin geçiş olasılık (A) değerleri, geçişlerdeki enerji değerleri (E), istatistiksel ağırlıkları (g) NIST veri tabanından elde edildi. Spektral çizgilere ait bu değerler ve spektral çizgelerin OES' ten elde edilen şiddet değerleri kullanılarak argon gazının sıcaklığı denklem 3.8 kullanılarak hesaplandı. Argon gazının elektron sıcaklığı, oluşturulan atmosferik basınç DBD-benzeri plazma sisteminde 1 l/dk için 0,55 eV, 2 l/dk için 0,88 eV ve 3 l/dk için 4,34 eV olarak elde edilmiştir. Literatürde atmosferik basınç argon deşarjının 2 l/dk için elektron sıcaklığı 0,9 eV olarak bulunmuştur. Elde edilen sonuçlar ile literatür karşılaştırıldığında 1 l/dk ve 3 l/dk için hesaplanan değere nispeten 2 l/dk için hesaplanan elektron sıcaklığı değerinin daha uyumlu olduğu görülmüştür.

KAYNAKÇA

- [1] Anders, A. (1999). Plasma fluctuations, local partial saha equilibrium, and the broadening of vacuum-arc ion charge state distributions. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 27(4).
- [2] Bozduman, F. (2012). *Atmosferik basınç mikrodalga plazmasının karakteristiği*. Yüksek Lisans Tezi. Isparta: Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [3] Mertadam, S. (2016). *Laboratuvar plazmalarının itki gücünün deneysel sonuçları*. Yüksek Lisans Tezi. Eskişehir: Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [4] Bora, B. (2015). Studies on the effect of finite geometrical asymmetry in dual capacitively coupled radio frequency plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, 24.
- [5] Chu, P.K. and Lu, X. (2014). *Low temperature plasma technology methods and applications*. Boca Raton London New York: CRC Press.
- [6] Anders, A. (1990). *A formulary for plasma physics*. Germany: Akademie-Verlag.
- [7] Wasfi, A.S., Humud, H.R. ve Ismael, M.E. (2015). Spectroscopic measurements of the electron temperature in low pressure microwave 2.45 GHz argon plasma. *Iraqi Journal of Physics*, 13(27), 14-23.
- [8] <http://plasmalab.aero.upm.es/~lcl/PlasmaProbes/Probes-2010-2.pdf>
(Erişim tarihi: 15.01.2019)
- [9] Harry, J.E. (2010). *Introduction to plasma technology science, engineering and applications*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- [10] Landau, L.D. and Lifshitz, E.M. (1951). *Statistical physics 3rd edition part 1 (Course of theoretical physics volume 5)*. Butterworth-Heinemann
- [11] McDowell, S.A.C. (1999). A simple derivation of the boltzmann distribution. *Journal of Chemical Education*, 76(10).
- [12] Karaoğlu, B. (2012). İstatistik mekaniğine giriş. (2). Ankara: SeçkinYayıcılık
- [13] Van de Sanden, M.C.M., Schram, P.P.J.M., Peeters, A.G., Van der Mullen, J.A.M., Kroesen, G.M.W. (1989). Thermodynamic generalization of the Saha equation for a two-temperature plasma. *Physical Review A*, 40(9).
- [14] Balcon, N., Aanesland, A. ve Boswell, R. (2007). Pulsed RF discharges, glow and filamentary mode at atmospheric pressure in argon. *Plasma Sources Science and Technology*, 16, 217–225
- [15] Boivin, R.F., Kline, J.L. ve Scime, E.E. (2001). Electron temperature measurement by a helium line intensity ratio method in helicon plasmas. *Physics of Plasmas*, 8(12).
- [16] Meulenbroeks, R.F.G., Steenbakkens, M.F.M., Qing, Z., Van de Sanden, M.C.M. and Schram, D.C. (1993). Four ways to determine the electron density in low temperature plasmas. *Physical Review E*, 49(3),3.

- [17] Park, S., Choe, W., Moon S.Y. and Park, Y. (2014). Electron density and temperature measurement by continuum radiation emitted from weakly ionized atmospheric pressure plasma. *Applied Physics Letters*, 104.
- [18] Marshall, K.A. and Hieftie, G.M. (1988). Thomson scattering for determining electron concentrations and temperatures in an inductively coupled plasma. *Spectrochimica Acta Part A*, 43B, 841-849.
- [19] <https://farside.ph.utexas.edu/teaching/jk1/Electromagnetism/node107.html>
(Erişim tarihi: 20.05.2019)
- [20] Washeleski, R.L. (2012). Laser Thomson scattering measurement of electron temperature and density in a Hall-Effect plasma. *Dissertations, Master's heses and Master's Reports*, Michigan Technological University.
- [21] http://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_uvp/tokamak/tokamak_compass/diagnostics/spektroskopicke-diagnostiky/thomsonuv-rozptyl.html
(Erişim tarihi: 19.05.2019)
- [22] I. Korolov. (2010). Theory and application of Langmuir probes. *2nd Graduate Summer Institute "Complex Plasmas"*. Greifswald.
- [23] Sheehan, J.P. and Hershkowitz, N. (2011). Emissive probes. *Plasma Sources Science and Technology*, 20.
- [24] şahin, N. (2017). *Plazma temel denklemleri ve düşük basınç plazmalarda Langmuir probu ölçümleriyle optik ve elektriksel özelliklerin belirlenmesi*. Doktora Tezi. Eskişehir: Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [25] https://impedans.com/sites/default/files/theory_of_operation_langmuir_probe_.pdf
(Erişim tarihi: 30.04.2019)
- [26] Mackus, A.J.M., Heil, S.B.S., Langereis, E., Knoops, H.C.M., Van de Sanden, M.C.M. and Kessels, W.M.M. (2010). Optical emission spectroscopy as a tool for studying, optimizing, and monitoring plasma-assisted atomic layer deposition processes. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 28(1), 77-87.
- [27] <https://oceanoptics.com/wp-content/uploads/hr2000-.pdf>
(Erişim tarihi: 25.03.2019)
- [28] Lee, J., Ko, W., Seo, D., Kim, Y., Yoon, J. (2009). He I line intensity ratio method for electron density and temperature measurements in multipurpose plasma (MP2). *Fusion Science and Technology*, 55 (2T), 100-105.
- [29] https://www.askaynak.com.tr/contents/427/20150824153630_as-tungsten-tig-elektrod.pdf
(Erişim tarihi: 29.04.2019)
- [30] https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
(Erişim tarihi: 08.01.2019)

- [31] Boogaard, A., Kovalgin, A.Y., Aarmink, A.A.I., Wolters, R.A.M., Holleman, J., Brunets, I., Schmitz, J. (2006). Measurement of electron temperatures of argon plasmas in a high-density inductively-coupled remote plasma system by Langmuir probe and optical-emission spectroscopy. *Proceedings of the 9th annual workshop on Semiconductor Advances for Future Electronics and Sensors*, 412-418.
- [32] Tanışlı, M., Mutlu, M.B., Poyraz, N., Şahin, N., Demir, S. (2018). Interactions of atmospheric pressure plasma jets and microorganism: inactivation. *Fresenius Environmental Bulletin*, 27(3), 1574-1582.
- [33] Tanisli, M., Mertadam, S., Poyraz, N., Sahin, N., Demir, S. (2016). Inactivation of microorganisms with neon plasma jet a atmospheric pressure. *Journal of Pure and Applied Microbiology*, 10(3), 1897-1904.
- [34] Tanışlı, M., Taşal, E., Şahin, N., Arslan, Ç. (2017). 6-(2-Fluorobenzoyl)-3-(2-(4-(4-fluorophenyl) piperazin-1-yl)-2-oxoethyl) benzo[d]thiazol-2(3H)-one drug molecule structure and itsinteraction with atmospheric pressure plasma jet. *Elsevier, Journal of Molecular Liquids*, 240, 733-751.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Sevinç YANIK
Yabancı Dil : İngilizce
Doğum Yeri ve Yılı : İskenderun/1992
E-Posta : sevincyanik@eskisehir.edu.tr

Eğitim Geçmişi:

- 2019, Eskişehir Teknik Üniversitesi, Lisansüstü Eğitim Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı
- 2016, Anadolu Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü

Mesleki Geçmişi:

- 2017-Haziran 2019, Fen Bilgisi Öğretmenliği, Eskişehir Emek Gençlik ve Halk Eğitim Merkezi, Eskişehir
- Temmuz-Eylül 2018, Stajyer, The Institute of Biophysics and Biomedical Engineering (IBEB), Portugal, University of Lisbon, Faculty of Science
- 2016-2018, Fizik Laboratuvarında Öğrenci Asistan, Anadolu Üniversitesi, Fen Fakültesi
- 2014-2016, Fen Bilgisi Kurs Öğretmenliği, Eskişehir Gelişim Koleji
- Ağustos-Eylül 2014, Stajyer, Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Prof. Dr. Servet Bilir Onkoloji Merkezi, Eskişehir

Yayınları veya Bilimsel/Sanatsal Faaliyetleri:

- 2016, Bildiri, Alver, Ö. ve Yanık, S. The importance of predefined scaling factors on the identification and quantification of vibrational wavenumbers and total energy distribution values calculated with scaled quantum mechanics methodology. *International Conference on Quantum Science and Applications*.