

**PLAZMA TEMEL DENKLEMLERİ VE DÜŞÜK
BASINÇ PLAZMALARDA LANGMUIR PROBU
ÖLÇÜMLERİYLE OPTİK VE ELEKTRİKSEL
ÖZELLİKLERİN BELİRLENMESİ**

Doktora Tezi

Neslihan ŞAHİN

Eskişehir, 2017

**PLAZMA TEMEL DENKLEMLERİ VE DÜŞÜK BASINÇ PLAZMALARDA
LANGMUIR PROBU ÖLÇÜMLERİYLE OPTİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİN
BELİRLENMESİ**

Neslihan ŞAHİN

DOKTORA TEZİ

**Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Murat TANIŞLI
(İkinci Danışman: Prof. Dr. Süleyman DEMİR)**

**Eskişehir
Anadolu Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Aralık, 2017**

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Neslihan ŞAHİN'nin "Plazma Temel Denklemleri ve Düşük Basınç Plazmalarda Langmuir Probu Ölçümleriyle Optik ve Elektriksel Özelliklerin Belirlenmesi " başlıklı tezi 22/12/2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından değerlendirilerek "Anadolu Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği"nin ilgili maddeleri uyarınca, Fizik Anabilim Dalında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

<u>Unvanı-Adı Soyadı</u>	<u>İmza</u>
Üye (Tez Danışmanı) : Prof. Dr. Murat TANIŞLI
Üye : Prof. Dr. Murat LİMONCU
Üye : Prof. Dr. Suat PAT
Üye : Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN
Üye : Yard. Doç. Dr. Oğuz ERTUĞRUL

Prof. Dr. Ersin YÜCEL
Enstitü Müdürü

ÖZET

PLAZMA TEMEL DENKLEMLERİ VE DÜŞÜK BASINÇ PLAZMALARDA LANGMUIR PROBU ÖLÇÜMLERİYLE OPTİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİN BELİRLENMESİ

Neslihan ŞAHİN

Fizik Anabilim Dalı

Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Aralık, 2017

Danışman: Prof. Dr. Murat TANIŞLI

(İkinci Danışman: Prof. Dr. Süleyman DEMİR)

Bu çalışmada, temel plazma denklemleri, plazmaların sınıflandırılması ve karakteristik özellikleri, bunların yanı sıra laboratuvar koşullarında düşük basınçta elde edilecek plazma için deneysel düzenek ve çeşitli teoriler detaylı bir şekilde anlatılmıştır. Düşük basınçlarda gaz karışım deşarjı elde etmek için kuvars deşarj odası (tüpü) oluşturulmuştur. Elektrik ve topraklama elektrotları arasında deşarj elde etmek için 13,56 MHz'lik radyo frekans (RF) güç kaynağı kullanılmıştır. Gaz karışım plazmaları oluşturmak için deşarj odasına elektronegatif gazlar olan H₂ veya O₂ ile elektropozitif gaz olarak He veya Ar gazları gönderilmiştir. Düşük basınçtaki deşarj odasında ısıl dengede olmayan karışım deşarjları elde edilmiştir. Langmuir probu ve optik emisyon spektroskopisi (OES) aracılığı ile bu laboratuvar karışım deşarjlarının elektron sıcaklığı, elektron yoğunluğu, Debye uzunluğu ve elektron enerji dağılım fonksiyonu gibi plazma parametreleri yani plazmanın optik ve elektriksel özellikleri belirlenmiştir. Bunun dışında, OES metodundan da deşarj içerisinde oluşan parçacık türlerinin belirlenmesinde yararlanılmıştır. Bu parametrelerin deşarja uygulanan güç miktarı ve gaz karışım oranları ile nasıl değiştiği incelenmiş ve sonuçlar detaylı bir şekilde analiz edilmiştir.

Anahtar Sözcükler: Düşük basınç plazma, Kapasitif bağlı plazma, Langmuir prob, Optik emisyon spektroskopisi, Plazma karakteristikleri.

ABSTRACT

BASIC PLASMA EQUATIONS AND DETERMINATION OF OPTICAL AND ELECTRICAL CHARACTERISTICS WITH LANGMUIR PROBE MEASUREMENTS FOR PLASMAS GENERATED AT LOW PRESSURE

Neslihan ŞAHİN

Department of Physics

Anadolu University, Graduate School of Sciences, December, 2017

Supervisor: Prof. Dr. Murat TANIŞLI

(Co-Supervisor: Prof. Dr. Süleyman DEMİR)

In this work, basic plasma equations, classification of plasmas and their characteristics, as well as experimental setup and various theories for plasma to be obtained under low pressure in laboratory conditions are explained in detail. Quartz discharge chamber (tube) was created to obtain gas mixture discharge at low pressures. A radiofrequency (RF) power supply at 13.56 MHz is used to provide discharge between the electrical and grounding electrodes. He or Ar gases were sent as electropositive gas with electronegative gases H₂ or O₂ in the discharge chamber to form gas mixture discharges. In the discharge chamber at low pressure, mixture discharges were obtained as non-local thermodynamic equilibrium. Through the Langmuir probe and optical emission spectroscopy (OES), the plasma parameters such as electron temperature, electron density, Debye length and electron energy distribution function of the laboratory mixture discharges, ie the optical and electrical properties of the plasma, have been defined. In addition, the OES method is also used to determine the particle types that occur in the discharge. The changes of these parameters with the amount of power applied and the gas mixture ratios were investigated and the results were analyzed in detail.

Keywords: Low pressure plasma, Capacitively coupled plasma, Langmuir probe, Optical emission spectroscopy, Plasma characteristics.

TEŞEKKÜR

Doktora tez çalışmam süresince, Anadolu Üniversitesi Fizik Bölümü Plazma Fiziği Laboratuvarının kurulumunda ve geliştirilmesinde hiç yorulmadan çalışan, ulusal ve uluslararası çalışmalara katılmama destek olan, kıymetli bilgi, birikim ve tecrübelerini benimle paylaşan, ayrıca tez çalışmam sırasında karşılaştığım zorlukların üstesinden gelmemde manevi olarak destekte bulunan değerli hocam sayın *Prof. Dr. Murat TANIŞLI*'ya en içten teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmalarımda kıymetli bilgi, birikim ve tecrübelerinden yararlandığım ve bana olan güvenini her zaman hissettiğim değerli hocam sayın *Prof. Dr. Süleyman DEMİR*'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Anadolu Üniversitesi Fizik Bölümü Plazma Fiziği Laboratuvarının kurulması aşamasında düşük basınçta deşarj odasının oluşturulmasına katkıda bulunan sayın *Prof. Dr. Tamer AKAN*'a ve *Araş. Gör. Dr. Erkan İLİK*'e teşekkürlerimi sunarım.

Laboratuvar çalışmalarımızda ve tez çalışmalarım süresince engin bilgi ve tecrübesi ile desteğini esirgemeyen sayın *Prof. Dr. Suat PAT*'a yardımlarından dolayı teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Anadolu Üniversitesi Fizik Bölümü Plazma Fiziği Laboratuvarının kuruluşunda, tez çalışmalarımın her aşamasında ve özellikle deneysel ölçümlerinin alınmasında verdiği destek için her zaman bana yardımda bulunan değerli meslektaşım *Sercan MERTADAM*'a çok teşekkür ederim.

Anadolu Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyonu'na 1404F295'nolu projemizi destekledikleri için teşekkürlerimi sunarım.

Temmuz 2015'te tez çalışmamın sekteye uğramasına neden olan o kötü günlerden kurtulmamda beni yalnız bırakmayarak destek olan değerli arkadaşlarım *Seval AKSOY*, *Emine ALTIN*, *Özge BAĞLAYAN* ve *Seçil ŞENTORUN*'a teşekkürü bir borç bilirim.

Yaşamımın her anında maddi ve manevi destekleriyle ayakta durmamı sağlayan canımdan çok sevdiğim annem *Şenbahar* ve babam *Temel ŞAHİN*'e sonsuz şükranlarımı sunarım. Sevgilerini ve desteklerini her daim hissettiğim iyi ki var dediğim canım kardeşlerime teşekkür ederim.

Neslihan ŞAHİN

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 edilemeyen tüm veri ve bilgiler için kaynak gösterdiğimi ve bu kaynaklara kaynakçada yer verdiğimi; bu çalışmanın Anadolu 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 durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara razı olduğumu bildiririm.

Neslihan ŞAHİN

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
İÇİNDEKİLER	vii
TABLolar DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
GÖRSELLER DİZİNİ	xv
SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ	1
1.1. Maddenin 4. Hali Olan Plazma	3
1.2. Plazma Karakteristikleri	6
1.2.1. Siklotron frekansı	6
1.2.2. Plazma frekansı	7
1.2.3. Debye perdelemesi	8
1.2.4. Debye uzunluğu	9
1.2.5. Debye potansiyeli	9
1.2.6. Kollektif davranış	12
1.3. Plazmaların Sınıflandırılması	13
1.3.1. Plazmanın sıcaklıkları göre sınıflandırılması	14
1.3.2. Plazmanın basınca göre sınıflandırılması	15
1.3.3. Plazma elde etmek için kullanılan güç kaynağının frekansına göre sınıflandırma	17
1.3.4. Elektrotlarına göre sınıflandırma	17
1.4. Plazma Sistemleri	17

	<u>Sayfa</u>
1.5. Lokal Isıl Dengede Olmayan Plazmalar	20
1.5.1. İndüktif bağlı sistemde elde edilen plazma.....	21
1.5.2. Kapasitif bağlı sistemde elde edilen plazma.....	23
2. TEMEL PLAZMA DENKLEMLERİ	26
2.1. Maxwell Denklemleri	26
2.2. Enerji Dağılım Fonksiyonları	27
2.2.1. Boltzmann ve Vlasov denklemleri	27
2.2.2. Druyvesteyn dağılım fonksiyonunu	31
2.3. İyon Toplama Teorileri	33
2.3.1. Yörüngesel hareket kısıtlı teori (Orbital motion limited theory-OML)	33
2.3.2. Radyal hareket teorisi (Radial motion theory).....	35
2.3.3. Bernstein-Rabinowitz (BR) ve Bernstein-Rabinowitz-Laframboise (BRL) teorileri	36
3. PLAZMA KARAKTERİSTİKLERİ BELİRLEMEDE KULLANILAN YÖNTEMLER	37
3.1. Langmuir Probu.....	37
3.2. Elektromanyetik Işımanın Atom ve Moleküllerle Etkileşimi	42
3.2.1. Optik emisyon spektrumu	45
3.2.2. Optik emisyon spektroskopisi ile elektron sıcaklığı hesaplama...	51
4. KAPASİTİF BAĞLI SİSTEMDE DÜŞÜK BASINÇTA ELDE EDİLEN DEŞARJLARIN ELEKTRİKSEL VE OPTİKSEL ÖZELLİKLERİNİN TAYİNİ	55
4.1. Deney Sisteminin Tanıtımı	55
4.1.1. Vakum odası	57
4.1.2. Vakum sistemi	58
4.1.3. Gaz tüpleri ve gaz kontrol sistemi	59
4.1.4. Elektrotlar	59
4.1.5. Güç kaynağı ve eşleştirme ünitesi.....	60
4.1.6. Spektrometre	60
4.1.7. Langmuir probu	62
4.2. Deneysel Parametreler	64

	<u>Sayfa</u>
4.3. Deney Ölçümleri ve Bulgular	64
4.3.1. He-O₂ radyo frekans deşarj deney ölçümleri ve bulgular	64
4.3.2. Ar-O₂ radyo frekans deşarj deney ölçümleri ve bulgular	76
4.3.3. Ar-H₂ radyo frekans deşarj deney ölçümleri ve bulgular	86
4.3.4. Ar-H₂ radyo frekans deşarj deney ölçümleri ve elektron sıcaklığı hesabı	93
5. SONUÇ, TARTIŞMA VE ÖNERİLER	104
KAYNAKÇA	108

ÖZGEÇMİŞ

TABLolar/ÇİZELGELER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 1.1. Plazma üretim parametreleri	20
Tablo 4.1. He-O ₂ radyo frekans deşarjların oluşumundaki RF güç ve basınç değerleri	65
Tablo 4.2. Optik emisyon spektroskopisi ile elde edilen helyum spektral çizgileri	73
Tablo 4.3. Ar-O ₂ radyo frekans deşarjların oluşumundaki RF güç ve basınç değerleri	76
Tablo 4.4. Ar-O ₂ karışım deşarjlarında ortaya çıkan spektral çizgiler	83
Tablo 4.5. Ar-H ₂ radyo frekans deşarjların oluşumundaki RF güç ve basınç değerleri.....	94
Tablo 4.6. Elektron sıcaklığını hesaplamak için optik emisyon spektroskopisinden elde edilen spektral çizgiler	98

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1. Maddenin dört hali	4
Şekil 1.2. Plazma içinde bataryaya bağlı yüklü iki küre	8
Şekil 1.3. Elektron yoğunluklarının ve sıcaklıklarının fonksiyonuna göre plazma sınıflandırılması	13
Şekil 1.4. Atmosferik basınç plazma çeşitleri	16
Şekil 1.5. Soğuk plazma üretimi için bir sistemin genel şeması	18
Şekil 1.6. İndüktif bağlı plazma	22
Şekil 1.7. Kapasitif bağlı plazma	24
Şekil 2.1. Faz uzayında parçacıkların hareketi	28
Şekil 2.2. İyonların proba yaklaşma uzaklığı	34
Şekil 2.3. Küresel prob şeması	35
Şekil 3.1. Küresel, silindirik ve düzlem geometrili Langmuir prob	37
Şekil 3.2. Langmuir prob <i>I-V</i> karakteristiği	40
Şekil 3.3. x-ekseni boyunca hareket eden elektromanyetik dalga	43
Şekil 3.4. Bir atomda olası geçişler ve Einstein katsayıları	43
Şekil 3.5. Optiksel büyütmeye sahip plazma spektrumunun kullanıldığı plazma spektroskopisi için deneysel düzenek	48
Şekil 3.6. Uyarılmış durumda bulunan parçacıkların enerji seviye diyagramı.....	49
Şekil 3.7. Çizgi ışımaya spektrum örneği.....	50
Şekil 4.1. (a) Kollar arası uzunluğun 20 cm ve (b) kollar arası uzunluğun 30 cm olduğu düşük basınçta RF plazma deney düzenekleri	56
Şekil 4.2. Düşük basınç plazmanın oluşturulduğu kuvars vakum odası	57
Şekil 4.3. Optik emisyon spektrometrenin iç dizaynı	61
Şekil 4.4. 90 W RF gücünde farklı oranlarda <i>He-O₂</i> gaz karışım deşarjlarının <i>I-V</i> karakteristik eğrileri	66
Şekil 4.5. Sabit 90 RF gücünde farklı <i>He/O₂</i> gaz karışım oranlarında elektron enerji dağılım fonksiyonlarının (EEDF) değişimi	67

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 4.6. Farklı oranlarda $He-O_2$ gaz karışım deşarjının RF gücünün bir fonksiyonu olarak elektron sıcaklığı	68
Şekil 4.7. $He-O_2$ gaz karışım deşarjındaki 10-150 W arasında gücün fonksiyonu olarak elektron yoğunluğu	69
Şekil 4.8. Gücün bir fonksiyonu olarak $He-O_2$ gaz karışım deşarjlarının iyon ve elektron akımı	70
Şekil 4.9. Gücün fonksiyonu olarak He ve O_2 gazları kullanılarak oluşturulan RF deşarjındaki iyon yoğunluğu ve elektron yoğunluğu	71
Şekil 4.10. Güce karşı prob yarıçapının Debye uzunluğuna oranı	72
Şekil 4.11. He ve O_2 gazlarından RF güç kaynağı ile elde edilen deşarjın optik emisyon spektrumu	73
Şekil 4.12. 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) şiddetinin uygulanan RF gücüne göre değişimi	74
Şekil 4.13. He/O_2 gaz karışım oranları için optik emisyon spektrumuyla elde edilen ve 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) çizgi şiddeti	75
Şekil 4.14. 90, 120 ve 150 W RF gücünde He/O_2 gaz karışım oranlarının fonksiyonu olarak 844,676 nm dalga boyunda ortaya çıkan oksijen spektral çizgi şiddetinin 656,01 nm dalgaboyundaki helyum spektral çizgi şiddetine oranı	75
Şekil 4.15. 90 W RF gücünde farklı oranlarda argon-oksijen gaz karışım deşarjlarının $I-V$ karakteristik eğrileri	78
Şekil 4.16. Sabit 90 RF gücünde farklı Ar/O_2 gaz karışım oranlarında elektron enerji dağılım fonksiyonlarının (EEDF) değişimi	79
Şekil 4.17. $Ar-O_2$ gaz karışım deşarjındaki 10-150 W arasında gücün fonksiyonu olarak elektron yoğunluğu	80
Şekil 4.18. Gücün bir fonksiyonu olarak $Ar - O_2$ gaz karışım deşarjlarının iyon ve elektron akımı	80
Şekil 4.19. Gücün fonksiyonu olarak Ar ve O_2 gazları kullanılarak oluşturulan RF deşarjındaki iyon yoğunluğu ve elektron yoğunluğu	81
Şekil 4.20. Farklı RF güçlerinde 0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O_2 gazlarından RF güç kaynağı ile elde edilen deşarjın optik emisyon spektrumu ve spektral çizgilerin dalgaboyu değerleri	82

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 4.21. Farklı RF güçlerinde farklı oranlarda Ar ve O ₂ karışım deşarjların optik emisyon spektrumları	84
Şekil 4.22. 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) şiddetinin uygulanan RF gücüne göre değişimi	85
Şekil 4.23. Ar/O ₂ gaz karışım oranları için optik emisyon spektrumuyla elde edilen ve 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) çizgi şiddeti	86
Şekil 4.24. Ar – H ₂ karışım deşarjlarının 90 W RF gücünde (a) <i>I-V</i> karakteristiği ve (b) <i>ln(I)-V</i> eğrisi.....	88
Şekil 4.25. 90 W RF gücünde Ar – H ₂ karışım deşarjının EEDF.....	89
Şekil 4.26. 60 W RF gücünde Ar – H ₂ deşarjlarının farklı karışım oranları için (a) elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu ve (b) plazma potansiyeli ve denge potansiyeli arasındaki fark.....	90
Şekil 4.27. Plazma potansiyelinin güce göre değişimi.....	90
Şekil 4.28. RF gücüne karşı denge potansiyeli ve $V_p - V_f$	91
Şekil 4.29. 0,02 lt/dk Ar ve 0,04 lt/dk H ₂ gaz karışım deşarjı için Langmuir prob aracılığı ile elde edilen (a) elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu ve (b) Debye uzunluğu	92
Şekil 4.30. (a) 60 W RF gücünde hidrojen yoğunluğunun değişimine göre Ar – H ₂ karışım deşarjlarının optik emisyon spektrum ölçümleri (b) 0,02 lt/dk Ar ve 0,06 lt/dk H ₂ gazlarının karışım deşarjları için OES'den elde edilen spektral çizgiler ve argon geçişleri	93
Şekil 4.31. 738.40 nm dalgaboyu için T_e (eV)'yi veren Ar-I çizgisinin fit edilen eğrisi.....	97
Şekil 4.32. Düşük basınçta Ar – H ₂ karışım deşarj spektrumu	99
Şekil 4.33. 200 W RF gücü uygulanan 0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk H ₂ karışım deşarjı için elde edilen modifiye Boltzmann eğrisi	100
Şekil 4.34. Farklı güçlerde 0,03 lt/dk Ar – 0,02 lt/dk H ₂ karışım deşarjın <i>I-V</i> karakteristik eğrisi	100
Şekil 4.35. 0,03 lt/dk Ar -0,02 lt/dk H ₂ karışım deşarjı için Langmuir prob ve OES ile elde edilen elektron sıcaklıklarının uygulanan güce göre değişimi.....	101

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

- Şekil 4.36.** Farklı güçlerde Ar-H₂ karışım gazlarının argon oranına göre Langmuir prob aracılığı ile elde edilen elektron sıcaklıkları ve elektron yoğunlukları 102
- Şekil 4.37.** Ar-H₂ karışım gaz deşarjın farklı argon gaz oranları için farklı güç miktarlarına göre Debye uzunlukları 103

GÖRSELLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Görsel 4.1. Vakum odasını oluşturmak için kullanılan flanjlardan ve kuvars.....	58
Görsel 4.2. Vakum pompası ve vakum ölçer	59
Görsel 4.3. Gaz kontrolü için kullanılan akışmetre	59
Görsel 4.4. Radyo frekans güç kaynağı ve eşleştirme ünitesi.....	60
Görsel 4.5. Optik emisyon spektrometresi	62
Görsel 4.6. İmpedans Langmuir probu	63
Görsel 4.7. Düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans sistemi aracılığı ile He – O ₂ gaz karışımından elde edilen plazmanın deneysel düzeneği ..	65
Görsel 4.8. Düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans sistemi aracılığı ile Ar – O ₂ gaz karışımından elde edilen plazmanın deneysel düzeneği ...	77
Görsel 4.9. Düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans sistemi aracılığı ile Ar – H ₂ gaz karışımından elde edilen plazmanın deneysel düzeneği ...	87
Görsel 4.10. Elektron sıcaklığı hesabı için düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans sistemi aracılığı ile Ar – H ₂ gaz karışımından elde edilen plazmanın deneysel düzeneği	94

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

m_e	: Elektron kütlesi
M_i	: İyon kütlesi
v_B	: Bohm hızı
w	: Açısal frekans
ω	: Elektron plazma frekansı
τ	: Çarpışma zamanı
ϵ_0	: Boşluğun elektriksel geçirgenliği; $8,854 \times 10^{-12} \text{ C}^2\text{N}^{-1}\text{m}^{-2}$
k_B	: Boltzmann sabiti; $8,617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$
h	: Planck sabiti; $6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
T_e	: Elektron sıcaklığı
T_g	: Gaz sıcaklığı
T_u	: Uyarılma sıcaklığı
T_i	: İyon sıcaklığı
T_d	: Bozunma sıcaklığı
T_r	: Radyasyon sıcaklığı
T_h	: Ağır parçacık sıcaklığı
λ_D	: Debye uzunluğu
N_D	: Debye küresindeki elektronların sayısı
$\phi(\vec{r})$: Elektrostatik potansiyel
r	: Radyal uzaklık
$\phi_C(\vec{r})$: Coulomb potansiyeli
L	: Plazma boyutu
DC	: Doğru akım
AC	: Alternatif akım
V_p	: Plazma potansiyeli
V_r	: Prob voltajı
V_f	: Denge potansiyeli
I_p	: Prob akımı
I_e	: Elektron akımı
I_i	: İyon akımı
I_{es}	: Elektron doyum akımı

I_{is}	: İyon doyum akımı
I_{pq}	: İki enerji seviyesi arasındaki geçişe karşılık gelen ışığın şiddeti
λ_{pq}	: İki enerji seviyesi arasındaki geçişe karşılık gelen dalga boyu
A_{pq}	: Enerji seviyesi arasındaki geçiş olasılığı
g_p	: p enerji seviyesinin istatistiksel ağırlığı
$U(T), Z(T_e)$: Kısmi fonksiyon
n	: Parçacık sayı yoğunluğu
$F(q_i, p_i, t)$: Faz uzayındaki dağılım fonksiyonu
p_i	: Etkin temel kuantum sayısı
R_H	: Rydberg sabiti; 13,6057 eV
E_∞	: İyonlaşma enerjisi
E_p	: p seviyesi enerjisi
E_q	: q seviyesi enerjisi
$E_{pq}, \Delta E$: İki enerji seviyesi arasındaki enerji farkı
ν_{pq}	: Frekans
C, ξ, α_i, b_0	: Sabitler
n_p	: p seviyesi durum sayı yoğunluğu
n_q	: q seviyesi durum sayı yoğunluğu
n_1	: Taban seviyesi sayı yoğunluğu
Z	: Atom sayısı
N	: Bağlı elektron sayısı
Z_{eff}	: Etkin atom sayısı
f_{pq}	: q seviyesinden p seviyesine geçişin absorpsiyon titreşim kuvveti
X_{1p}	: 1 taban durumdan p enerji seviyesine elektron etkisi ile uyarılmayı tanımlayan oran katsayısı
b_{1p}	: 1 taban durumdan p enerji seviyesine elektron etkisi ile uyarılmanın eksponasiyel yaklaşımındaki katsayısı
δN	: Faz uzayındaki parçacık sayısı
F	: Dağılım fonksiyonu
f_s	: Dağılım fonksiyonunun momentleri
c_{pr}^2	: En muhtemel parçacık hızı

$\Delta\epsilon$: Ortalama enerji kaybı
R_p	: Prob yarıçapı
Γ	: Akı
A_p	: Probun yüzey alanı
ν	: Işıma frekansı
$\rho(\nu)$: Enerji (ışıma) yoğunluğu
μ	: Eğim
Δ	: Sonsuz küçük hacim
p_i	: Etkin kuantum sayısı
$n(p)$: Uyarılmış durumların reel sayı yoğunluğu
$n^S(p)$: Saha dengesinde bulunan seviyelerin yoğunluğu
n_t	: Toplam sayı yoğunluğu
$\langle\epsilon\rangle$: Ortalama enerji

1. GİRİŞ

En basit hali ile plazma, maddenin maddenin dördüncü hali olarak tanımlanabilir. Bir katıya yeterince enerji verildiğinde genellikle madde sıvı hale dönüşür. Sıvı haldeki maddeye enerji verilmeye devam edilirse gaz hale dönüşebilir. Atomları birbiri ile çarpışacak kadar enerji verilmeye devam edilirse elektronlar atomlardan ayrılır. Bu durumda gaz, plazma fazına geçer. Plazmaya elektrik ve manyetik kuvvetlerin güçlü bir şekilde hâkim olduğu maddenin dördüncü hali olarak bakılabilir. Yıldızlar arası ortam, Dünya'nın iyonsfer tabakası, Dünya ile Güneş arasındaki jeromanyetik fırtınalar, yıldırım, kutup ışıkları, Van Allen kuşakları, malzeme işlemede kullanılan plazmalar floresan lambaları, neon lambaları ve sodyum lambaları plazmanın önemli örneklerindedir.

Plazmalar bugün endüstri ve ileri teknolojiler başta olmak üzere pek çok alanda kullanılmaktadır. Bu alanlar; biyoloji, biyomedikal, kağıt endüstrisi, uzay sanayisi, materyal aşındırma veya sertleştirme teknolojisi, tekstil endüstrisi, yarıiletken teknolojisi, elektronik çip yapımı, kaplama ve sterilizasyon işlemleri olarak sıralanabilir. Biyolojik dezenfeksiyon, ince film kaplama, materyal yüzey işlemleri olarak genellikle soğuk plazma teknolojilerinden yararlanılmaktadır. Özellikle, radyo frekans kapasitif bağlı deşarjlar yarıiletken malzemeleri aşındırma, suni elmas ince film katkılması ve gaz lazerlerin üretilmesi gibi çeşitli teknolojik işlemlerde çok fazla kullanılmaktadır [1]. Bu nedenle farklı uygulama alanları için elde edilen plazmanın karakterizasyonu oldukça önemlidir.

Plazmanın karakterizasyonu için kullanılabilen optik emisyon spektrumu (OES) tekniği uygulanması; basit, ekonomik ve plazma içerisine konulmadan plazmanın elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı ve parçacık türleri hakkında bilgi verebildiği için çoğu araştırmacının dikkatini çekmiştir. Bundan dolayı ilgili literatürde OES'in kullanıldığı değişik alanlarda yapılan çok sayıdaki çalışmaya rastlamak mümkündür. **Zhu ve diğerleri** [2] OES aracılığı ile indüktif bağlı nitrojen plazmasındaki ortalama hacimsel elektron yoğunluğunu belirlemek için yeni bir metot geliştirmiştir. **Tanişlı ve Şahin** [3] tarafından düşük basınçta kapasitif ve indüktif bağlı radyo frekans (RF) deşarj sisteminde helyum plazması elde edilmiştir. OES aracılığı ile elde edilen spektral çizgiler kullanılarak modifiye Boltzmann grafiği çizilmesi ile de elektron sıcaklığı hesaplanmıştır. Ayrıca bu çalışmada, belirlenen spektral çizgilerin bağlı şiddetlerini oranlarının zamanla değişiminin sonuçlarından yola çıkarak bu deşarjların laser tüp ve plazma motorları için

kullanılabilecekleri önerilmiştir. *Crintea ve diğerleri* [4] düşük basınçta çalışan Bochum manyetik nötral döngü deşarjında (NLD) bulunan elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının eşzamanlı olarak belirlenebilmesi için bir çarpışmalı ışıma modeli (Collisional Radiative Model-CRM) ve Thomson saçılması (TS) ile birlikte belirli argon çizgi oranlarının ölçümüne dayanan bir OES tekniğini kullanmıştır. *Cvelbar ve diğerleri* [5] ise yaptıkları çalışmada indüktif olarak bağlı radyo frekans deşarjı olarak elde edilen oksijen plazmasının özelliklerini incelemek için optik emisyon spektroskopisini kullanmıştır. Bu çalışmada spektrumda ortaya çıkan atomik ve moleküler özelliklerin toplam oksijen basıncına bağlı olduğu gösterilmiştir. *Krstulovic ve diğerleri* [6] alüminyum folyoların oksitlenmesi için oldukça reaktif oksijen plazmasını kullanmışlardır. Plazma, 300 W'luk bir güç ve 27,12 MHz'lik bir frekansta çalışan bir radyo frekans deşarjı ile elde edilmiştir. Deşarj odasına (20 × 40) mm boyutlarında Al folyoların numuneleri yerleştirilmiş ve folyoya oksijen plazması uygulanırken, optik spektrumlar bir optik spektrometre ile aynı anda ölçülmüştür. Uygulama sırasında gözlemlenen baskın spektrum özellikleri; 777,4 nm ile 844,6 nm'de, atomik hidrojen çizgileri ve 309 nm'de atomik oksijen çizgileri ve OH bandıdır. *Tanişlı ve diğerleri* [7] yaptıkları çalışmada, OES kullanarak düşük basınçta argon kapasitif bağlı radyo frekans deşarj ve vakuma doğru hareketli olan devam eden deşarjı incelemişlerdir. OES'den elde edilen veriler yardımıyla ısıl dengede olmayan kapasitif radyo frekans deşarjın elektron sıcaklığı elde edilmiştir. Bu deşarj bölgelerindeki elektron sıcaklığının dolum basıncına ve RF gücüne bağlı olarak değişimi incelenmiştir. Ayrıca, plazma için genişletilmiş akışkan modeli kullanılarak deşarj parametrelerinin nümerik modellenmesi elde edilmiştir. Sonuç olarak nümerik ve deneysel çalışmalar arasındaki tutarlılık belirlenmeye çalışılmıştır.

Laframboise [8] tarafından durağan, sıcak, az bulunan tamamen Maxwell olan plazma içerisine konulan küresel ve silindirik simetrik elektrostatik problemlerin yakınındaki elektrik potansiyelini, alan yük yoğunluğunu ve dolayısıyla probun çevresindeki plazmadan gelen prob tarafından toplanan akımı hesaplamak için bir yöntem geliştirilmiştir. Akım ve prob voltajı arasındaki fonksiyonel ilişkiyi veren prob karakteristiği, hem silindirik hem de küresel geometriye sahip elektriksiz olarak iletken olan Langmuir probu için belirlenmiştir. *Godyak ve diğerleri* [9] geniş basınç aralıklarında ve deşarj akımlarında argon (Ar) ve helyum (He) gazlarının kapasitif bağlı deşarjlarının elektron enerji dağılım fonksiyonlarının deneysel çalışmaları prob sistemi

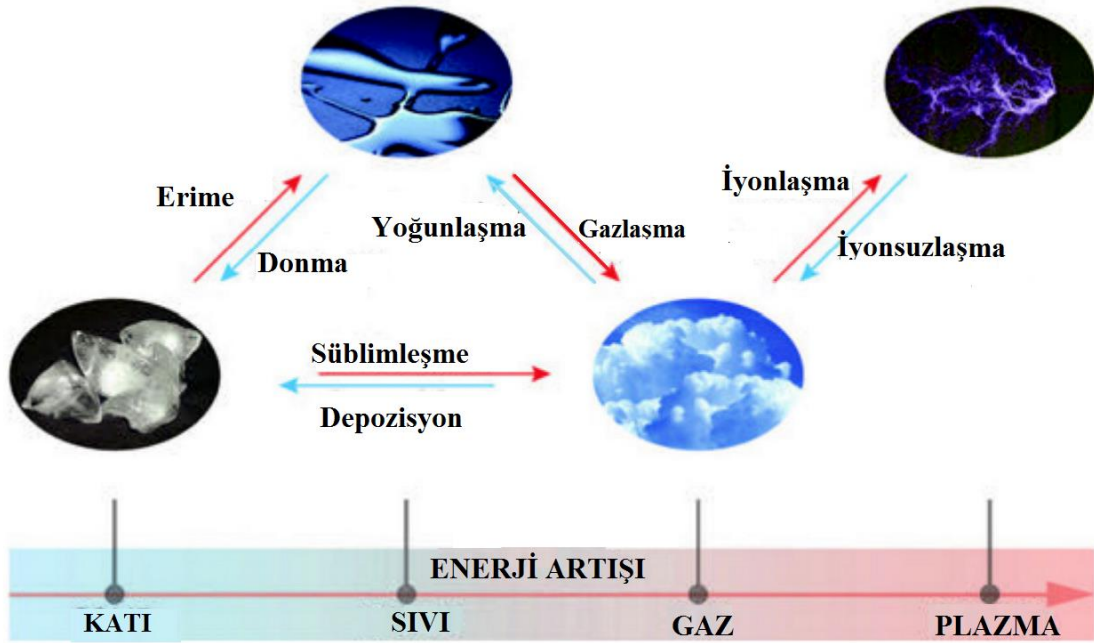
ile yapılmıştır. Sonuç olarak bu çalışmada deşarj oluşum mekanizmasındaki değişimlerden dolayı oluşan elektron enerji dağılım fonksiyonları incelenmiştir. *Flender ve Wiesemann'nun* çalışması [10], eğer gerekli önlemler alınmazsa prob ile çalışmaların büyük hatalar oluşabileceğini, bu önlemlerin alınması durumunda problemlerin radyo frekans deşarjlarda güvenilir bir şekilde kullanılabilceğini göstermektedir. Ayrıca bu çalışmada prob yüzeyinin reaktif plazma tarafından kuvvetle etkilendiği durumlarda bile, plazma parametrelerinin değerlendirilmesi dikkatli bir çalışma ile yapılabileceği vurgulanmıştır. *Annaratone ve diğerlerinin* çalışmalarında [11] ise bir RF argon plazmasında silindirik Langmuir prob tarafından toplanan pozitif iyon akımı ölçülmüştür. Akım-gerilim özellikleri, probun lokal plazma potansiyelindeki RF dalgalanmasından etkilenmemesi sağlayan bir RF kompanzasyon tekniği kullanılarak elde edilmiştir. Farklı yarıçap ve malzemeden oluşan problemlerin akım-voltaj eğrileri, yörüngesel hareket kısıtlı teorisiyle (Orbital Motion Limited Theory) öngörülenden daha büyük bir iyon akımı gösterdiği ve radyal hareket teorisi (Radial Motion Theory) ile iyi uyumlu olduğu belirlenmiştir.

1.1. Maddenin 4. Hali Olan Plazma

1808 yılında Sir Humpry Davy tarafından doğru akım (DC) ark deşarjın elde edilmesi ve 1830'lu yıllarda Michael Faraday ve arkadaşları tarafından, yüksek voltaj DC elektriksel deşarj tüpünün geliştirilmesi, maddenin dördüncü halinin keşfine neden olan ilk çalışmalardır. Daha sonra Sir William Crookes gazlarda elektriksel deşarjı inceleyerek 1879'da iyonlaşmış bir gazın; maddenin 4. hali olduğunu ifade etmiştir. 1926 yılında Frans Michel Penning, alçak basınç civa buharında radyo dalgası titreşimlerini bulmuştur. 1929 yılında Irving Langmuir [12], bu titreşimlerin bulunduğu bölge için ilk kez plazma terimini kullanmıştır. 1932 yılında Irving Langmuir plazma üzerindeki çalışmaları nedeniyle Kimya dalında, 1970 yılında İsveçli Hannes Alfven *Plazmaya Verilen Pertürbasyonun Manyetik Alan Yönünde Plazma Frekansı ile Yayılması* başlıklı çalışmasıyla Fizik dalında Nobel ödülü almışlardır.

Maddenin 4 hali yani katı, sıvı, gaz ve plazma arasındaki asıl fark sahip oldukları enerji miktarından kaynaklanır. Maddenin hal değişimi Şekil 1.1'de görüldüğü gibi verilen enerji ile ilgilidir [13]. Maddenin katı haline yeterince enerji verildiğinde atomların ısıl hareketleri kristal kafes yapısını bozar ve genellikle bir sıvı hale dönüşür. Maddenin sıvı haline, atomlarının yoğunlaşmalarından daha hızlı bir şekilde sıvının yüzeyinden gazlaşması için yeteri kadar enerji verilirse gaz oluşur. Eğer gaz atomlarına

birbiri ile çarpışırken elektronlarını bırakacak kadar enerji verilirse, maddenin dördüncü hali denilen plazma oluşur. Bu işlemlerin tersi yapılarak yani verilen bu enerjileri geri alarak maddeyi tekrar plazma halinden gaz, sıvı ve katı hale geçirmek mümkündür. Ancak, herhangi bir iyonize olmuş gaza bir plazma adı verilemez. İyonize olmuş gaz belirli kriterleri sağladığında plazma olarak tanımlanabilir. Kollektif davranış gösteren, yüklü ve nötr parçacıkların yarı-nötral gazına plazma olarak dikkat edilebilir.



Şekil 1.1. Maddenin dört hali [13]

Atom ve/veya molekül topluluğundan oluşan bir gaz elektrik yükü bakımından nötr olan parçacıklardan oluşur. Bu parçacıkların davranışını nötr parçacıklara özgü etkileşimler belirler. Birbirine uzak olan gaz molekülleri, çekici özelliğe sahip olan Van der Waals kuvvetlerince etkileşime girerler. Moleküllerden birinde ortaya çıkan dipol diğer moleküllerin de dipol momentlerini uyarır. Moleküllerin etkileşimi, ortaya çıkan dipollerce gerçekleşir. Van der Waals kuvvetinin potansiyeli, moleküller arasındaki uzaklığın altıncı kuvvetiyle ters orantılıdır. Eğer parçacıkların ortalama kinetik enerjisi iyonlaşma potansiyelinden büyükse, gaz iyonlaşacaktır. İyonlaşmış gaz, eksi ve artı yüklü iyonlarla, elektrik yükü bakımından nötr olan parçacıklardan oluşur. Böyle plazma ortamında eksi ve artı yükler yaklaşık eşit durumdadır. Bu nedenle plazma; bütünüyle elektriksel olarak nötr olan ve rasgele doğrultularda hareket eden pozitif ve negatif yüklü

parçacıklar topluluğu olarak ortaya çıkar. Bu plazma ortamındaki parçacıkların hareketi bireysel değildir ve kollektif bir davranış gösterir [14-15].

Klasik gaz, toplam elektrik yükü sıfır olan parçacıklardan oluştuğundan serbest elektrik yüklü parçacık içermez. Bu nedenle gazlar, kötü bir elektrik ileticisidir. Gazı oluşturan parçacıkların hareketi ne elektromanyetik alanlar yaratır ne de bu tür alanlardan etkilenir. Bu durumun tersine (+) ve (-) elektrik yüklü parçacıklar topluluğu olarak tanımlanabilen plazma iyi bir elektrik ileticisidir. Plazma, gazda görülmeyen yeni özellikler sergiler. İyonlaşmış gazın farklı özelliklere sahip olması önemli bir noktadır. Çoğu malzemede hareketin dinamik özellikleri malzemenin birbirine yakın bölgeler arasındaki kuvvetler ile tanımlanır. Bir plazmada iyonlar ve elektronlar arasındaki yük ayrımı elektrik alana sebep olur. Yüklü parçacıkların akısı ise akıma dolayısıyla manyetik alanların oluşmasına neden olur. Bu nedenle, plazma hem dinamik bir akışkan hem de iyi bir elektrik iletkenidir [16-17].

Plazma ile gazlar arasındaki farklar genel olarak aşağıdaki gibi özetlenebilir [18]:

- Gazlar elektriği iletmezler. Plazma ise elektriksel nötralisine rağmen, iyi bir elektriksel iletkenidir. Bazen bakır veya gümüşten bile daha iyi iletkenlerdir.
- Gazlar nötral parçacıklardan oluşur. Bu nedenle elektrik ve manyetik alanlarla etkileşmez. Plazma ise elektriksel nötralisine rağmen, elektrik ve manyetik alanlarla etkileşir.
- Plazma içindeki herhangi bir pertürbasyonun yayılması elektromanyetik dalga hızında gerçekleşirken, bu yayılım gaz içinde ses hızında gerçekleşir.
- Plazma halinde kimyasal reaksiyonlar, gaz halinden daha büyük hızlarda gerçekleşir.
- Plazma içinde yüklü parçacıklar arasındaki Coulomb çekim kuvvetleri çok uzak mesafelerde bile etkilidir. Bu nedenle plazma içindeki her parçacık civarındaki tüm parçacıklarla sürekli etkileşim halindedir. Gaz halinde parçacıklar arasındaki Coulomb etkileşimi ancak iki parçacık yarıçapı toplamı uzaklığında gerçekleşir. Bu uzaklıklar dışında parçacık etkileşmesi yok sayılır.
- Gazların boş olan her şeyi doldurma özelliğine karşılık, plazmalarda bir toplama eğilimi vardır.
- Plazma elektromanyetik dalgalarla etkileştiği gibi kendisi de elektromanyetik alan oluşturur.

Maddenin plazma halleri evrende oldukça yüksek miktarda bulunur. Evrendeki plazmalara; güneş, yıldızlar, yıldızlar arası uzay, solar rüzgarlar, süpernovalar örneklerdendir. Yakın çevremizde ise kutup ışıkları (Aurora), yıldırım, şimşek, ateş, neon reklam lambaları, araçların zenon farları, sodyum buharı lambaları, Dünya'nın iyonosfer tabakası, Dünya ile Güneş arasındaki jeromanyetik fırtınalar ve Van Allen kuşakları örnek olarak verilebilir [16].

1.2. Plazma Karakteristikleri

1.2.1. Siklotron frekansı

Kütlesi m olan q elektrik yüklü bir parçacık, örneğin bir elektron, yalnız elektrik ve manyetik kuvvetlerin etkisi altında \vec{v} hızı ile hareket ederse hareketin denklemi

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.1)$$

ile verilir. Burada; \vec{E} elektrik alan ve \vec{B} ise manyetik alandır.

Manyetik alanın bulunmadığı ancak konuma ve zamana göre değişmeyen bir elektrik alan etkisinde olan bir pozitif (+) q yüklü parçacık elektrik alan yönünde sabit bir \vec{a} ivmesi ile hareket eder. Bu ivme,

$$\vec{a} = \frac{q}{m} \vec{E} \quad (1.2)$$

denkleminde bulunur.

Eğer elektrik alan sıfır olduğu halde fakat sabit ve düzgün bir \vec{B} manyetik alanı varsa parçacık, hem \vec{v} hızına hem \vec{B} manyetik alanına dik bir kuvvetin etkisi altında kalır. \vec{v} ve \vec{B} birbirlerine dikse parçacık \vec{B} manyetik alan doğrultusu etrafında dönecektir. Yani \vec{v} hızı her an yön değiştirecektir. Ancak hızın büyüklüğü sabit kalacaktır. Böyle bir harekette, elektrik yüklü bir parçacık eksenini sabit manyetik alan olan bir sarmal eğri (helix) çizer. Hareketin w açısal frekansı,

$$w = \frac{q|\vec{B}|}{m} \quad (1.3)$$

ifadesi ile verilir. Parçacığın eksen etrafında bir tam tur dönüşü için geçen t zamanı

$$t = \frac{2\pi}{w} \quad (1.4)$$

olarak yazılır. Rölativistik hızlar söz konusu olmadığı müddetçe bu zaman elektronun hızına bağlı değildir. Plazma fiziğinde bu frekansa Siklotron frekansı adı verilir [19].

1.2.2. Plazma frekansı

Plazma içerisinde bir pertürbasyon meydana gelirse, pertürbasyon sona erdiğinde; plazma pertürbasyon öncesi durumuna döner. Bunu *plazma frekansı* denilen bir frekansta, titreşim hareketi ile yapar.

Saf bir gazdan üretilen plazmada küçük bir pertürbasyonun oluştuğu ve plazmadaki elektronların pertürbasyon ile hareket ettiği durumu düşünelim. İyonların kütlelerinin, elektronlarınkinden çok daha fazla olmasından dolayı iyonların hareket etmediklerini farz edelim. Elektronların yer değiştirmesinden dolayı elektrik alan indüklenmiş olur. İyon yoğunluğu n_i olarak alınırsa, \vec{E} elektrik alanı;

$$\epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -e(n_e - n_i) \quad (1.5)$$

Poisson denklemi ile verilir. Burada; $-e$ elektron yükü, n_e elektron yoğunluğu, ϵ_0 boşluğun elektriksel geçirgenliğidir. Kütleli m_e olan \vec{v} hızına sahip elektronlar, elektrik alan tarafından ivmelenirler ve

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \quad (1.6)$$

olarak ifade edilebilir. Elektronların hareketinden dolayı n_e elektron yoğunluk değişimi

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}) = 0 \quad (1.7)$$

olur. $n_e - n_i = n_1$ ve $|n_1| \ll n_i$ olduğunda

$$\epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -en_1 \quad (1.8)$$

$$m_e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e\vec{E} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n_i \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (1.10)$$

elde edilir. Yer değiştirme, sadece x ekseninde ve sinüzoidal ise

$$n_1(x, t) = n_1 \exp(ikx - i\omega t) \quad (1.11)$$

olur. $\partial/\partial t$ zamana bağlı diferansiyel yerine $-i\omega$ ve $\partial/\partial x$ konuma bağlı diferansiyel yerine ik ($k \equiv$ dalga sayısı) yazılırsa

$$ik\varepsilon_0 E = -en_1 \quad (1.12)$$

$$-i\omega m_e v = -eE \quad (1.13)$$

$$-i\omega n_1 = -ikn_1 v \quad (1.14)$$

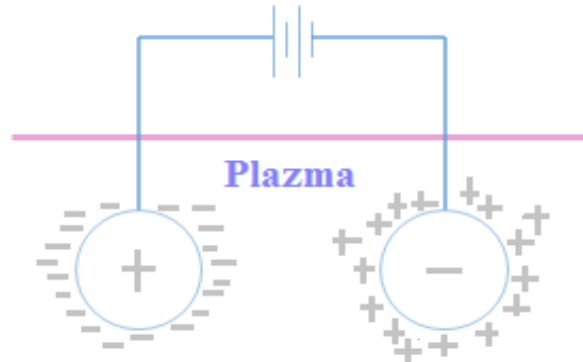
elde edilir. Bu denklemler aracılığı ile elektron plazma frekansı

$$\omega^2 = \frac{n_i e^2}{\varepsilon_0 m_e} \quad (1.15)$$

olarak bulunur. Bu dalgaya, plazma dalgası ya da Langmuir dalgası adı verilir [20].

1.2.3. Debye perdelemesi

Plazmanın karakteristik davranışlarından biri, kendisine uygulanan elektrik alan potansiyelleri perdelemesidir. Şekil 1.2’de görüldüğü gibi plazma içerisine bataryaya bağlı iki yüklü küre bırakılarak bir elektrik alan oluşturulursa, küreler ters işaretli parçacıkları etraflarına toplar. Negatif kürenin etrafında iyon bulutu oluşacaktır. Bunun dışında pozitif yüklü kürenin etrafında elektron bulutu oluşacaktır. Plazma soğuksa ve termal hareketler yoksa küreler etraflarında kendileri kadar yük toplar. Bu durumda perdeleme mükemmel olur ve bulutların dışında elektrik alan gözlenmez. Diğer yandan elektrik alan çok zayıf sıcaklık sonlu bir değerdeyse bulut uçlarında bulunan parçacıklar elektrostatik potansiyel kuyusundan kaçmak için yeteri kadar termal enerjiye sahip olurlar. Bu durumda bulutun yarıçapının ucundaki potansiyel enerji parçacıkların ısı enerjisi $k_B T$ ’ye eşit olduğu zamanki kadar olur ve perdeleme artık mükemmel değildir (k_B Boltzmann sabiti, T sıcaklıktır). $V \cong \frac{k_B T}{e}$ düzeyindeki potansiyeller plazmanın içine kaçıp orada elektrik alan oluşumuna sebep olur [21].



Şekil 1.2. Plazma içinde bataryaya bağlı yüklü iki küre

1.2.4. Debye uzunluğu

Plazmanın elektriksel nötralliği bozulduğunda (tedirgin edilme durumunda) plazma elektriksel nötralliğine geri dönmek amacıyla elektron plazma titreşimlerine başlar. Bu yüksek frekans titreşimlerinin kısa bir zaman diliminde ortalaması alındığında, plazmanın elektriksel nötrlüğü korunur. Denge durumunda elektrik yük ayırımı olmadığından plazma büyük ölçekli elektrik alanları barındıramaz. Plazma dışındaki bir elektrik yüklü parçacığın elektrik alanının, denge durumundaki plazmayı pertürbe ettiğini varsayalım. Bu elektrik alan, gözlem için yalıtılmış bir plazma parçacığına ilişkin de olabilir. Elektrik alan kaynağı, test parçacığıdır. Test parçacığı $+q$ yüküne sahip bir pozitif iyon olarak alınır, pertürbe eden elektrik alan ortamında plazmanın büyük ölçekli elektriksel nötrlüğünü koruma çabası altında bazı süreçler oluşur.

Plazmada bulunan her parçacık türü için hız dağılım fonksiyonunda, elektronlarla iyonların konumları arasında var olan ilişki dikkate alınmaz. Elektrik yüklü parçacıklar arasındaki karşılıklı etkileşim Boltzmann eşitliğine yalnızca çarpışma terimiyle girer. Test parçacıkları elektronları çekerken iyonları iter. Bu nedenle test parçacığı, yakın komşuluğundaki parçacıkların dağılımını etkiler. Bu dağılımın bozulmasından sonra plazma içinde bulabileceğimiz en küçük elektrik alan bölgesi Debye uzunluğu'dur.

Plazmada iyonları çevreleyen elektron bulutlarının perdeleme etkisinden dolayı Coulomb etkileşme alanı azalır. Coulomb etkileşmesi λ_D ile gösterilen Debye uzunluğu kadar bir mesafeye indirgenir:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

Burada; T_e elektron sıcaklığıdır. λ_D yarıçaplı Debye küresi küresi içindeki N_D elektron sayısı

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3 \quad (1.17)$$

olarak verilir. Etkin Debye perdelemesi için $N_D \gg 1$ olması gerekir [16].

1.2.5. Debye potansiyeli

Test parçacığı ile onu çevreleyen parçacıkların denge dağılımının ortak etkisi olan bir $\phi(r)$ elektrostatik potansiyeli hesaplanabilir. Test parçacığından oldukça uzak mesafelerde elektrostatik potansiyel sıfırdır. Elektronların da iyonların da ortalama sayı

yoğunluğu n_0 'a eşittir. $+q$ yüklü bir iyonun bulunduğu başlangıç noktası yakınlarında elektronların sayı yoğunluğu $n_e(\vec{r})$ ve iyonların sayı yoğunluğu $n_i(\vec{r})$ biraz değişim gösterir. Aynı T sıcaklığında ısıl dengede bulunan elektron ve iyonlar, $\phi(\vec{r})$ elektrostatik potansiyelden kaynaklanan korunumlu elektrik alanın etkisi altında olduğunu varsayalım. Elektron ve iyon yükleri sırasıyla $-e$ ve e ye eşit olduğundan,

$$n(\vec{r}) = n_0(\vec{r}) \exp(-q\phi(\vec{r})/k_B T) \quad (1.18)$$

eşitliği

$$n_e(\vec{r}) = n_0(\vec{r}) \exp(e\phi(\vec{r})/k_B T) \quad (1.19)$$

ve

$$n_i(\vec{r}) = n_0(\vec{r}) \exp(-e\phi(\vec{r})/k_B T) \quad (1.20)$$

olarak yazılabilir. Tedirgin edici elektrostatik potansiyel zayıfsa $e\phi(\vec{r})/k_B T \ll 1$ olur. Bu yaklaşım kullanıldığında (1.19) ve (1.20) eşitlikleri

$$n_e(\vec{r}) = n_0 [1 + e\phi(\vec{r})/k_B T] \quad (1.21)$$

$$n_i(\vec{r}) = n_0 [1 - e\phi(\vec{r})/k_B T] \quad (1.22)$$

olur. Bu eşitlikler kullanılarak elektrik yük yoğunluğu $\rho(\vec{r})$,

$$\rho(\vec{r}) = n_e q_e + n_i q_i \quad (1.23)$$

$$\rho(\vec{r}) = -n_0 e \left[1 + \frac{e\phi(\vec{r})}{k_B T} \right] + n_0 e \left[1 - \frac{e\phi(\vec{r})}{k_B T} \right] \quad (1.24)$$

$$\rho(\vec{r}) = -2n_0 e^2 \phi(\vec{r})/k_B T \quad (1.25)$$

olarak elde edilir. Elektrik alan ile skaler potansiyel arasında

$$E(\vec{r}) = -\vec{\nabla}\phi(\vec{r}) \quad (1.26)$$

bağıntısı kullanılarak

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho/\epsilon_0 \quad (1.27)$$

ifadesinde \vec{E} elektrik alan yerine yazılırsa,

$$\nabla^2 \phi(\vec{r}) = -\rho(\vec{r})/\epsilon_0 \quad (1.28)$$

Poisson eşitliği elde edilir. Bu bağıntı skaler potansiyelin elde edilmesinde yardımcı olur. Küresel koordinatlar dikkate alındığında skaler potansiyel yalnızca test parçacığına olan r radyal uzaklığına bağlıdır. Bu nedenle (1.25) ve (1.28) eşitliklerinden

$$(1/r^2)(d/dr)[r^2(d/dr)\phi(\vec{r})] = 2\phi(\vec{r})/\lambda_D^2 \quad (1.29)$$

yazılır. Burada

$$\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T / n_0 e^2} = 1/\omega \sqrt{k_B T / m_e} \quad (1.30)$$

olarak ifade edilir.

Test parçacığının çok yakın komşuluğundaki skaler potansiyel boşlukta yalıtılmış olan test parçacığının skaler potansiyeliyle aynı olmalıdır. Bu durumda skaler potansiyel elde edilebilir. Küresel koordinat sisteminde test parçacıktan dışarıya doğru olan elektrik alan radyaldır. Maxwell denklemlerinden Gauss yasası merkezi, ters parçacığının konumunda bulunan ve yarıçapı r olan çok küçük küresel yüzey için kullanılabilir. Sonucu basitleştirmek için diverjans teoremi kullanılırsa küresel bölgenin yüzeyinden dışarıya akan toplam $4\pi r^2 \epsilon_0 E_r(r)$ elektrik akısı, küresel yüzey içindeki elektrik yüküne eşittir. Böylece $E_r(r)$ elektrik alan bileşeni

$$E_r(r) = -d\phi(\vec{r})/dr = q/4\pi\epsilon_0 r^2 \quad (1.31)$$

olarak yazılır. Bu eşitlik, yalıtılmış bir test parçacığının $\phi_C(\vec{r})$ Coulomb potansiyeli için

$$\phi_C(\vec{r}) = q/4\pi\epsilon_0 r \quad (1.32)$$

ifadesini verir. Sonuç olarak, (1.29)'un çözümü

$$\phi(\vec{r}) = \phi_C(\vec{r})f(\vec{r}) = (q/4\pi\epsilon_0 r)f(\vec{r}) \quad (1.33)$$

şeklinde bir ifadeyle bulunmaya çalışılır. Bu çözümde

$$f(\vec{r}) \rightarrow 1, \quad r \rightarrow 0 \quad (1.34)$$

olması gerekmektedir. Diğer yandan $\phi(\vec{r})$ potansiyelinin sonsuzda sıfır olması gerekir:

$$\phi(\vec{r}) \rightarrow 0, \quad r \rightarrow \infty \quad (1.35)$$

Eşitlik (1.33), (1.29)'de yerine yazılırsa $f(\vec{r})$ 'nin sağladığı diferansiyel denklem

$$\frac{d^2 f(\vec{r})}{dr^2} = (\sqrt{2}/\lambda_D)^2 f(\vec{r}) \quad (1.36)$$

elde edilir. Bu denklemin

$$f(\vec{r}) = \exp(-\sqrt{2}r/\lambda_D) \quad (1.37)$$

ve

$$f(\vec{r}) = \exp(\sqrt{2}r/\lambda_D) \quad (1.38)$$

çözümleri (1.34) koşulunu sağlar. Ancak, (1.35) koşulunu yalnızca birinci çözümün sağladığı (1.33)'dan görülür. Böylece (1.29)'nin çözümü

$$\phi(\vec{r}) = (q/4\pi\epsilon_0 r)\exp(-\sqrt{2}r/\lambda_D) \quad (1.39)$$

olarak bulunur. (1.39) denklemini ilk kez Debye ve Hückel tarafından çıkarılmış olup Debye potansiyeli olarak adlandırılır.

Debye potansiyeli için bir ifade elde ederken iyonların hareketi ihmal edilirse iyon sayısı yoğunluğu n_0 , tedirgin edilmemiş elektron sayısı yoğunluğuna eşit olur. Bu varsayım ile $n_i(r) = n_0$ olur. Bu durumda Debye potansiyeli,

$$\phi(\vec{r}) = (q/4\pi\epsilon_0 r)\exp(-r/\lambda_D) \quad (1.40)$$

olur [17].

1.2.6. Kollektif davranış

Perdeleme, plazmadaki kollektif davranışın görüldüğü örneklerden biridir. Plazma sistemi tedirgin edilirse, plazma parçacıkları tepkide bulunur ve yük nötrallliğini sürdürmek için kendilerini tekrar düzenlerler. Sistemdeki parçacık sayısı, çok küçük ve Boltzmann istatistiğine uymuyorsa sistem kollektif davranışı gösteremeyebilir. Plazmanın kollektif davranışı göstermesi için beklenen bir kaç büyüklük vardır [22]. Bunlar;

1. Debye uzunluğuna eşit yarıçaplı bir küre içerisindeki N_D parçacık sayısı

$$N_D = n_0 \left(\frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \right) \gg 1 \quad (1.41)$$

koşulunu sağlamalıdır.

2. L, plazmanın boyutunu göstermek üzere,

$$\lambda_D \ll L \quad (1.42)$$

koşulu sağlanmalıdır. Debye uzunluğu, plazmadaki elektrik alanının var olduğu en küçük boyutu gösterir. Bu, plazmadaki her parçacığın diğer parçacıkları Debye skalasında perdelemesinin sebebidir.

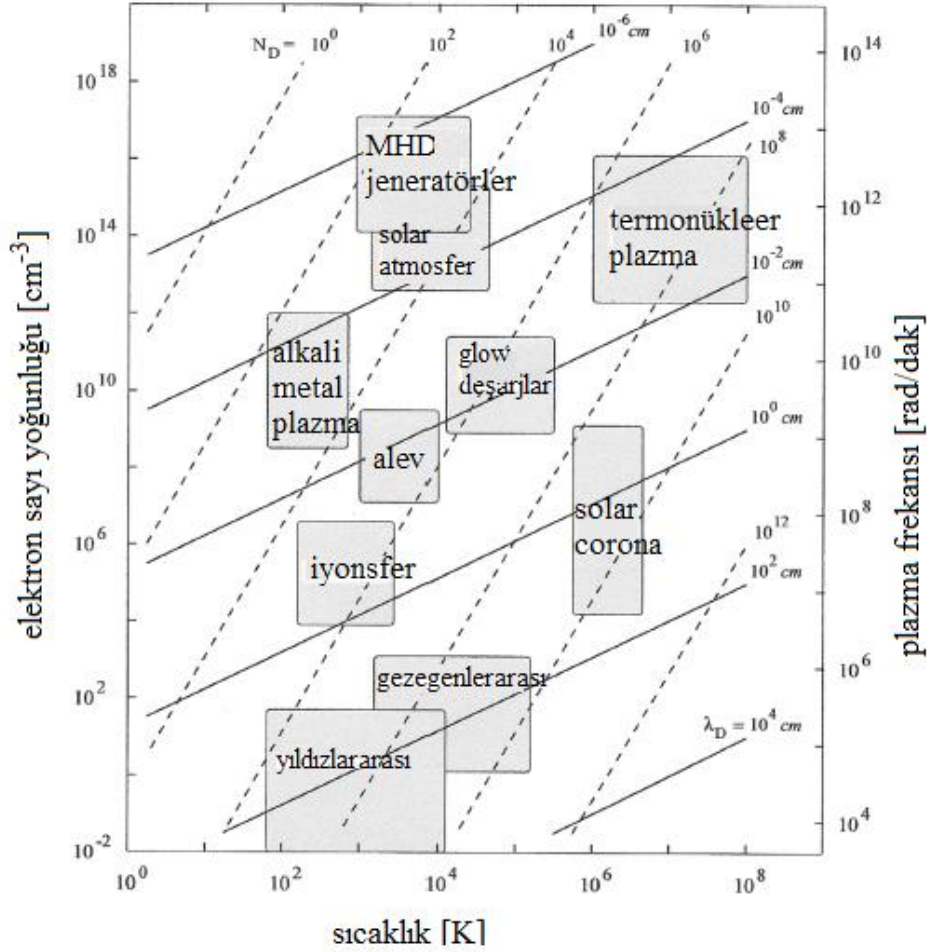
3. Plazmanın kollektif davranış göstermesi için gerekli olan koşulun birisi de

$$\omega\tau \gg 1 \quad (1.43)$$

olarak yazılabilir. Burada, ω nötral parçacıklar arasındaki çarpışma frekansı ve τ bu parçacıkların çarpışmaları sırasında geçen zamandır.

1.3. Plazmaların Sınıflandırılması

Plazma; iyonizasyon derecesi, plazma yoğunluğu, Debye uzunluğu, plazma sıcaklığı ve plazma frekansı gibi parametrelerle karakterize edilir. Tüm bu parametreler plazmanın üretim koşulları ve/veya deneysel plazma parametreleri ile değiştirilebilir. Elektron yoğunluklarının ve sıcaklıklarının fonksiyonuna göre plazma çeşitleri Şekil 1.3'de görülmektedir [23].



Şekil 1.3. Elektron yoğunluklarının ve sıcaklıklarının fonksiyonuna göre plazma sınıflandırılması [23]

1.3.1. Plazmanın sıcaklıkları göre sınıflandırılması

Plazma sıcaklığa göre;

1. *Tam ısı dengede bulunan plazmalar (Complete thermodynamic equilibrium-CTE)*

2. *Lokal ısı dengeye sahip plazmalar (Local thermodynamic equilibrium-LTE)*

3. *Lokal ısı dengede olmayan plazmalar (Non-local thermodynamic equilibrium-non-LTE)*

olarak üç farklı yapıda ele alınabilir.

Tam ısı dengede bulunan plazmalar (CTE)

Plazmada tanımlanan tüm sıcaklıkların birbirine eşit olduğu duruma tam ısı dengede bulunan plazmalar denir. Yani bu tam ısı dengede bulunan plazmalarda $T_g = T_u = T_i = T_d = T_r = T_e$ 'dir. Burada; T_g : gazın öteleme enerjisinden kaynaklanan gaz sıcaklığı, T_u : plazmadaki uyarılmış parçacıkların enerjisinden oluşan uyarılma sıcaklığı, T_i : iyon sıcaklığı, T_d : bozunma sıcaklığı, T_r : radyasyon sıcaklığı ve T_e : elektron sıcaklığıdır. Tam ısı dengede bulunan plazmalar ancak yıldızlarda veya kısa döngülerle olan güçlü patlamalarda oluşmaktadır. Ilık plazma adı da verilmektedir [24]. Ilık plazmada, sonlu bir sıcaklık söz konusudur.

Lokal ısı dengeye sahip plazmalar (LTE)

Çarpışmalı zayıf iyonize plazmada Joule ısısından dolayı elektronlar ve ağır nötr parçacıklar arasındaki sıcaklık farkı, genellikle \vec{E} elektrik alanının P basıncına oranının karesiyle orantılıdır. Bu değer küçük olması durumunda elektronların ve ağır parçacıkların sıcaklıkları birbirine yaklaşır. Bu durum plazmada lokal ısı denge (LTE) için temel bir gerekliliktir. Buna ek olarak, LTE koşulları gradyanlardaki kısıtlamalar yanında kimyasal denge gerektirir. LTE plazma, denge termodinamiğinin temel kanunlarını sağlar ve uzayın her noktasında tek bir sıcaklık ile karakterize edilebilir. Bu tür plazmalardaki iyonlaşma ve kimyasal işlemler, sıcaklık ve Joule ısısından dolayı elektrik alanlar ile sadece dolaylı olarak belirlenir. Bu tür lokal denge plazmasına genellikle *termal* veya *sıcak plazma* adı verilir. Doğadaki termal plazmalar güneş plazması ile temsil edilebilir [26]. Hafif bir vakumda veya atmosferik basınçta, sıcaklığı

yüksek olan ağır parçacık sıcaklığının elektron sıcaklığına eşit olduğu termal plazmalar üretilebilir. Bu nedenle bu plazmalara lokal ısıl dengeye sahip plazmalar denir [25].

Lokal ısıl dengede olmayan plazmalar (non-LTE)

Yıldızlar arasındaki boşlukta ortaya çıkan aşırı düşük basınç plazmalar ve orta basınç koşullarında üretilen düşük basınçlı **soğuk plazmalar**, dengede olmayan veya iki-sıcaklıklı plazmalardır. Bunlar, elektron sıcaklığının (T_e), ağır parçacıkların sıcaklığından (T_h) çok daha büyük olması ile karakterize edilir. Elektron sıcaklığı genellikle eV cinsinden ölçülür. 1 eV; 11600 K veya $1,6 \times 10^{-19}$ J'e karşılık gelir. Kinetik sıcaklık; parçacıkların ortalama enerjisinden $\langle \epsilon \rangle$ hesaplanır.

$$k_B T_K = \left(\frac{2}{3}\right) \langle \epsilon \rangle$$

Genellikle, bir plazmanın kinetik enerjisi muhtemel parçacık hızı v_{pr}^2 cinsinden verilebilir:

$$k_B T_K = \left(\frac{1}{2}\right) m v_{pr}^2$$

Lokal ısıl dengede olmayan düşük basınç bir plazmanın elektron yoğunluğu genel olarak 10^{20} m^{-3} den küçük olup genelde elektron sıcaklığı ise 0,1-10 eV arasındadır [25].

1.3.2. Plazmanın basınca göre sınıflandırılması

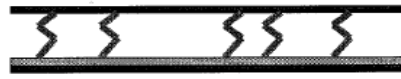
Plazma oluşumunda gazların basıncı önemlidir. Dolayısıyla, plazmalar atmosferik basınç ve düşük basınç plazmaları olarak ikiye ayrılır.

Atmosferik basınç plazmaları

Atmosferik basınç plazma kaynaklarından bazıları Şekil 1.4'de görülmektedir. **Dielektrik bariyer deşarjlar** için farklı elektrot ve deşarj boşluğu tasarımları vardır. Dielektrik tüp üzerinde iki dış halka elektrot, dielektrik üzerine tek bir halka elektrot, dielektrik içerisinde ayrı bir dielektrik tüple sarılmış bir tel elektrot ile dışında bir halka elektrot, dielektrik içerisinde, yine bir dielektrik tüple sarılı bir tel elektrot tasarımları en çok kullanılanlardır [27]. **Corona deşarj**, görüldüğü gibi metal sivri uçtan ve düzlem bir elektrottan oluşmaktadır. Corona deşarj bölgesinin sınırlı olması materyal işleme alanındaki uygulamalarını kısıtlamıştır. Bu problemin üstesinden gelmek için iki boyutlu

elektrot dizaynları elde edilmektedir [28]. **DC plazma torç**, diğer plazma kaynaklarından oldukça farklıdır. Bu plazmalar, elektron sıcaklığına eşit yüksek iyon sıcaklığına sahip olan termal plazmalardır. Kimyasal atıkların yok edilmesi, seramik kaplamalar gibi çeşitli malzeme üretiminde bu plazmaların yüksek gaz sıcaklıkları kullanılmaktadır [29]. **Atmosferik basınç plazma jetler**, Corona ve dielektrik bariyer deşarj uygulamalarının aksine düz ve ince malzemelerle sınırlı değildir. Aynı zamanda büyük üç boyutlu yapılar için de kullanılabilir.

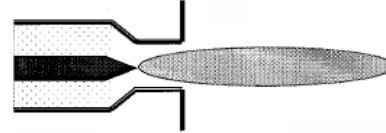
Dielektrik Bariyer Deşarj



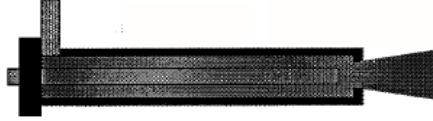
Corona Deşarj



DC Plazma Torç



Atmosferik Basınç Plazma Jet



Şekil 1.4. Atmosferik basınç plazma çeşitleri [29]

Düşük basınç plazmaları

Düşük basınç plazmaları, atmosferik basınç plazmalardan oldukça farklıdır. Düşük basınçta deşarj oluşturabilmek için vakum pompası ve ekipmanlarına ihtiyaç duyulmaktadır. Böylece deşarj tüpü içerisinde bulunan basınç düşürülebilmektedir. Uygulama yapılacak malzeme vakumlanmış deşarj tüpü içine konulmalıdır. Deşarj tüpünde bulunan basınç azaltıldığı için deşarj uygulama yapılacak olan malzemeye ısıl deformasyonda bulunmayacaktır. Hatta düşük erime sıcaklıklı malzemelere de uygulama yapılabilir.

1.3.3. Plazma elde etmek için kullanılan güç kaynağının frekansına göre sınıflandırma

Gaza elektrik voltajı uygulandığında gazda bulunan parçacıklar enerji kazanır. Böylece enerji verilerek iyonlaşmış gazdan deşarj elde edilebilir. Deşarj elde etmek için doğru akım (DC) ve alternatif akım (AC) güç kaynakları kullanılabilir.

DC deşarj, DC güç kaynağı ve **AC deşarj**, AC güç kaynağı kullanılarak elde edilebilmektedir.

AC güç kaynaklarının frekansı kHz, MHz ve GHz olabilir. Düşük frekans **AC deşarjlar**, 100 kHz frekansa sahip AC güç kaynakları ile elde edilir. **Radyo frekans deşarjlar** ise 100 kHz ile 100 MHz arasındaki frekans değerindeki yüksek frekans AC güç kaynakları ile elde edilir. Radyo frekans deşarjlar için özellikle 13,56 veya 27,54 MHz frekansta yüksek voltaj üreten kaynaklar kullanılmaktadır. 100 MHz frekanstan daha yüksek değerler sahip çok yüksek frekans AC güç kaynaklarıyla **Mikrodalga (MW) deşarjlar** elde edilir [30].

1.3.4. Elektrotlarına göre sınıflandırma

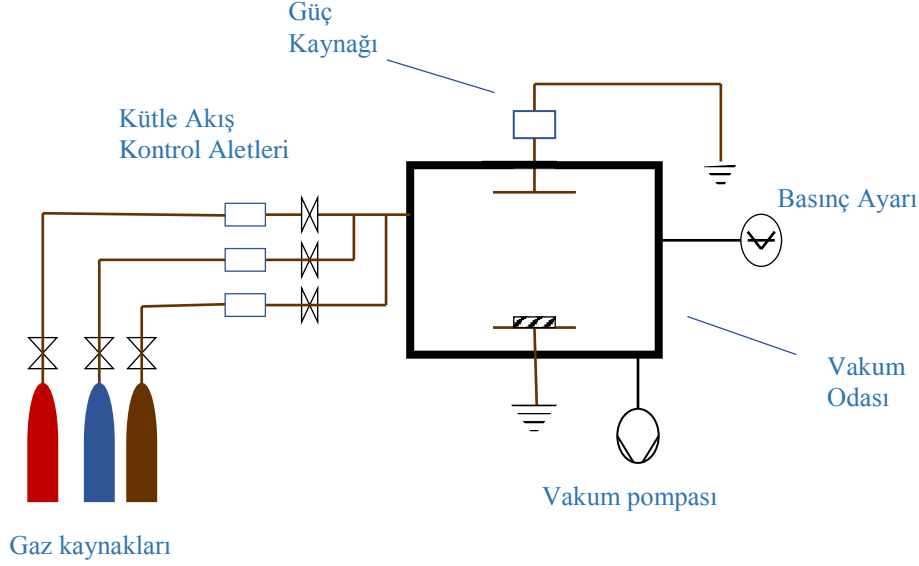
Elektrotlarına göre deşarjlar **elektrotlu** ya da **elektrotsuz deşarjlar** olarak ikiye ayrılır. Kapasitif bağlı radyo frekans deşarjlar elektrotlu deşarjlar iken indüktif bağlı radyo frekans deşarjlar elektrotsuz deşarjlardır. İki düzlem elektrot arasında bulunan gaz radyo frekans güç kaynağı ile enerji verilerek elde edilen deşarjlar kapasitif bağlı radyo frekans deşarjlardır. Radyo frekans güç kaynağı aracılığı ile deşarj tüpünün etrafında sarılı bulunan indüksiyon bobini üzerinden yüksek frekanslı elektrik akımı geçirilir ise deşarj tüpünde bulunan gaz üzerinde manyetik alan ve enerji oluşur. Böylece deşarj tüpünde indüktif bağlı radyo frekans deşarj elde edilebilir.

1.4. Plazma Sistemleri

Nötral gazlara yeterli enerji verildiğinde, elektronlar ve fotonlar, atom ve moleküllerle çarpışırlar. Bu durum, çeşitli parçacıkların oluşmasına neden olur. Böylece, nötral gazlar plazmaya dönüşür [31]. Gaza, radyo frekans veya mikrodalga güç kaynağı aracılığı ile elektriksel enerji verilebilmektedir [32]. Düşük basınçtaki gaz deşarjlar, kimyasal reaksiyonlara sebep olan iyonlar elektronlar, fotonlar, reaktif nötral parçacıklar içerebilmektedir [33-34].

Malzeme üretimi için kullanılan soğuk plazma sistemlerinin diyagramı, Şekil

1.5.'de gösterilmektedir. Genellikle aşağıdaki gösterildiği gibi ihtiyaç duyulan farklı işlevleri sağlayan birkaç alt sistemden oluşmaktadır [35]:



Şekil 1.5. Plazma üretimi için bir sistemin genel şeması

1. Gaz dağıtım sistemi

a. Asal gaz kaynağı: Kaynak madde, genellikle yüksek basınç silindirlerindeki gazlardır veya yeterince yüksek buhar basınçlarına sahip sıvılardır. Uygun buhar basınçlarına sahip katılar da bazen asal gaz olarak kullanılabilir.

b. Kütle akış kontrolü: Vakum odasını besleyen farklı gazların akışını ölçmek ve kontrol etmek için kullanılır.

c. Pompa ve basınç kontrol ünitesini içeren vakum sistemi: Malzeme üretimi için plazma vakum odasındaki 10^{-4} ve ~ 10 Torr arasındaki basınçlarda çalışır. Ancak düşük basınç, temiz üretim sağlayabilmek için gereklidir. Bu nedenle vakum pompası tüm aralıklarda kullanılır. Pompaların çeşitleri ve büyüklükleri, gerekli vakum seviyesi ve gaz akış oranlarına göre belirlenir.

2. Plazma vakum odaları

3. Güç kaynakları

Çeşitli güç kaynakları, uygun vakum odaları ile beraber çalışır. Güç kaynaklarının rolü, iki şekildedir. Birincisi, vakum odası içinde plazma oluşturmaktır. İkincisi, üretim için gerek duyulan kontrollü harici numune voltajını sağlamaktır.

4. *Tehlikeli gazların dağılımı için güvenlik araçları*

Plazma üretiminde kullanılan asal gazların çoğu tehlikelidir. Hatta, bu gazlar paslandırıcıdır. Oldukça yüksek derecede toksittir, alev alabilir veya patlayabilir. Böyle tehlikeli maddelerle ilgilenildiğinde güvenlik araçlarından bazıları gereklidir.

a. Akış sınırlayıcılar: Basınç düzenleyicisinin bozulması durumunda gazların fazla akışından sakınmak için basınç düzenleyicisi ve silindir kaynağının vanası arasına monte edilir.

b. Alev tepkimesini durdurucular: Basınç düzenleyicisinin önüne yerleştirilir. Yanıcı ve patlayıcı gazlar kullanıldığında silindirdeki gaza doğru ilerleyen ateşten korumak için gereklidir.

c. Çapraz gaz arındırıcılar: Gaz silindirleri değiştirildiğinde düzenleyicileri temizlemek ve atmosferi tehlikeli gaz çıkışından korumak için kullanılır.

d. Tehlikeli gazlar için detektörler

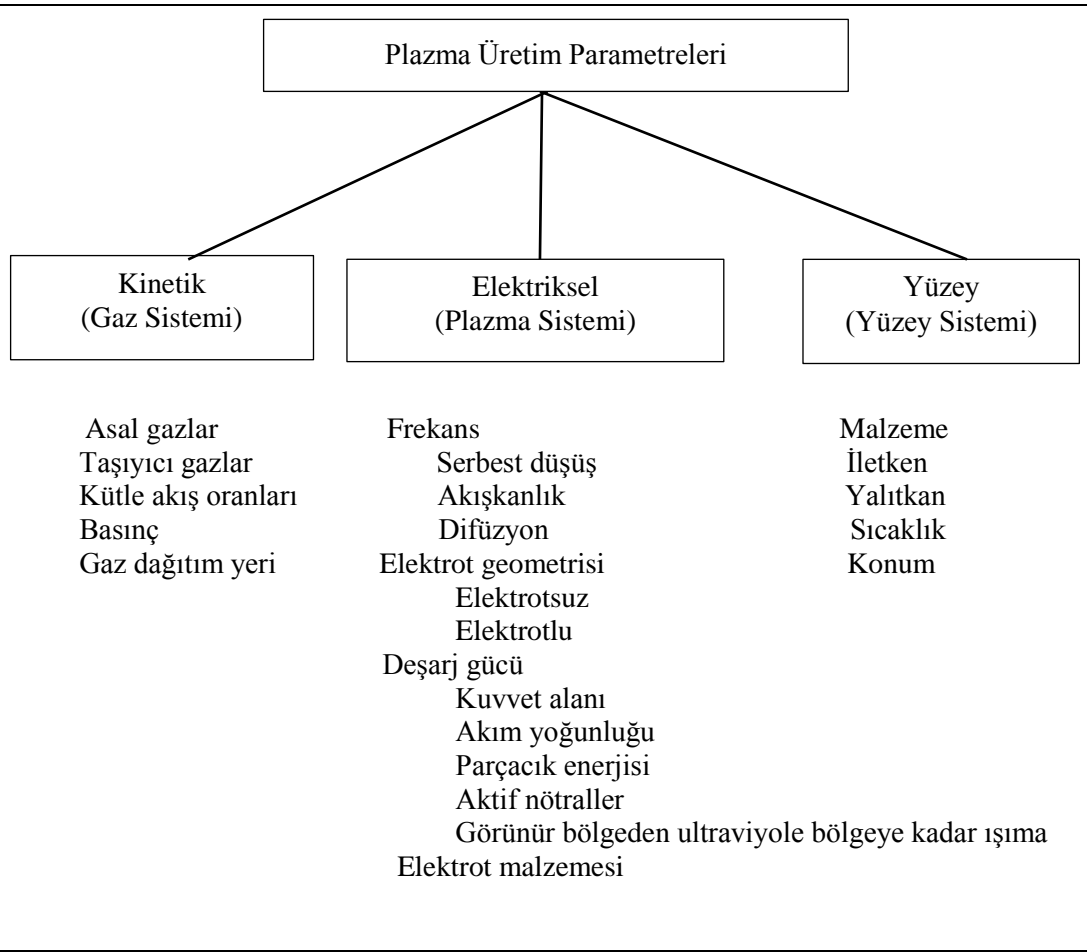
Kullanılan sistem aracılığı ile elde edilen plazmanın özellikleri, bazı parametrelere bağlıdır. Plazma üretiminin son sonuçlarını etkileyebilen üretim parametrelerinin kapsamlı bir listesi, Tablo 1.1’de verilmiştir. Bu parametrelerin sınıflandırılması, daha önce tanımlanan ilk üç alt sistem ile büyük ölçüde uyumludur.

Aşağıdaki liste, Tablo 1.1’de bulunan parametrelerden en önemlileri [35]:

1. Besleme gazlarının kısmi basınçları veya farklı gazların akış oranları
2. Vakum odasındaki toplam basınç
3. Numune sıcaklığı ve gerilimi
4. Vakum odasının geometrisi ve malzemesi
5. Elektrot malzemesi ve elektrotlar arasındaki uzaklık
6. Plazmaya uygulanan elektrik gücü

olarak sıralanabilir. Bu parametreler, plazma kimyasını tanımlamak ve istenilen sonuçlara ulaşmak için dikkatli bir şekilde kontrol edilmelidir.

Tablo 1.1: *Plazma üretim parametreleri*



Soğuk plazma üretim sisteminin makroskopik değişkenleri ve mikroskopik plazma parametreleri arasındaki ilişki oldukça karmaşıktır. Besleme gazı, akış oranı, pompalama hızı, elektriksel deşarj gücü ve frekans gibi makroskopik plazma değişkenlerindeki değişimler temel plazma koşullarını değiştirecektir. Ancak bu değişimlerin kesin durumu çoğu kez bilinmemektedir.

1.5. Lokal Isıl Dengede Olmayan Plazmalar

Düşük basınçlarda RF güç kaynağı ile elde edilen plazma, lokal ısıl dengede olmayan soğuk plazmalardır. Elektron-nötr parçacık çarpışmaları daha az sıklıkla görülürken, vakum odası duvarları tarafından gazın soğurulması yükündür. Bu nedenle elektron sıcaklığı öteleme gaz sıcaklığından oldukça yüksektir [36]. Soğuk elektrotsuz RF deşarjları, özellikle elektronik ve yüksek hassasiyetli yüzey işleme içeren diğer teknolojilerde yaygın olarak uygulanmaktadır. Deşarjların üst frekans sınırı, sistem boyutlarına yakın dalga boylarından (daha kısa dalga boylarına mikrodalga karşılık

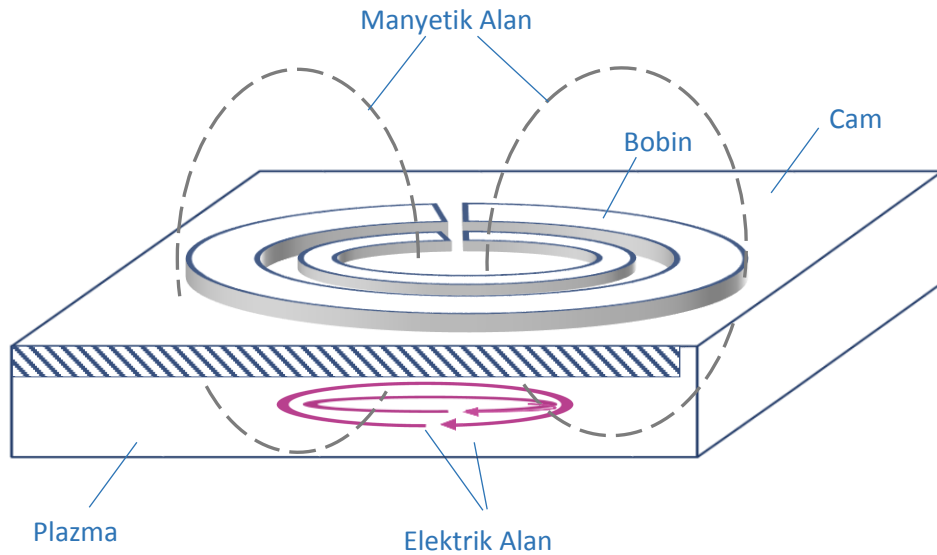
gelmektedir) kaynaklanmaktadır. Alt RF sınırı iyonizasyon ve iyon transferi frekanslarından kaynaklanmaktadır. RF deşarj plazmasındaki ve kılıflarındaki iyon yoğunluğu bir periyod elektromanyetik alan salınım sırasında sabit olarak düşünülebilir. Bu nedenle RF'ler genellikle 1 MHz'den daha fazladır. Endüstride en sık kullanılan frekans değeri 13,6 MHz'dir. Isıl dengede olmayan RF deşarjlar, orta ve düşük basınç olarak ayrılabilir. Orta basınç deşarjlarında (1,30-133 mbar), elektron enerji relaksasyon (gevşeme) uzunluğu karakteristik sistem boyutlarından daha küçüktür. Elektron enerji dağılım fonksiyonu (EEDF), yerel elektrik alan tarafından belirlenir. Düşük basınçlı deşarjlarda elektron enerji relaksasyon uzunluğu deşarj boyutlarıyla karşılaştırılabilir. EEDF, deşarjın tamamındaki elektrik alan dağılımı ile belirlenir.

RF deşarjlar, genellikle RF gücünün plazma sistemine bağlanma şekline göre sınıflandırılır. Yani RF deşarjların uygulanan elektromanyetik alana göre indüktif veya kapasitif olarak sınıflandırılır [37].

1.5.1. İndüktif bağlı sistemde elde edilen plazma

İndüktif olarak bağlanmış plazma (Inductively coupled plasma-ICP) kaynakları veya indüktif deşarjlar çok uzun zamandan beri bilinmektedir. Geçtiğimiz onlarca yıl çoğunlukla yüksek basınçta ve düşük basınçta kullanılmış ve incelenmiştir. Yüksek gaz basıncında yani atmosfer basıncında ICP'ler dengeye yakın plazma üretirken mTorr aralığındaki düşük basınçta ICP'ler dengede olmayan plazmalar üretir. Düşük basınçta elde edilen ICP'ler parçacık hızlandırıcılar için iyon kaynağı ve uzay itmesi için iyon iticiler olarak kullanılmaktadır. Son zamanlarda, düşük basınç ICP'lere olan ilgi, plazma üretiminde ve aydınlatma teknolojisinde ümit verici olmasından dolayı tekrar artmıştır. Düşük bir gaz basıncında yüksek bir plazma yoğunluğu sağlaması ve elektrotların olamaması bu deşarjları yeni teknolojilerin geliştirilmesinde çekici hale getirdi. Bu deşarjlarda ortaya çıkan temel plazma olayları üzerine yapılan araştırma faaliyetini artırmıştır. ICP, deşarj odasını çevreleyen veya içine konulmuş bir bobinde alternatif akımın sağlanması ile elde edilebilir. Faraday yasasına göre alternatif akımın sebep olduğu elektrik alan zamanla değişen bir manyetik alan indükler. Elektrik alan çizgileri birbirlerine yakın ve paraleldir. Bobinde bulunan sarımlar üzerinde aynı yönde RF akımı oluşur. Plazma odasına uygulanan RF gücü sonucunda oluşan plazma odasında oluşan RF manyetik alan ve RF elektrik alan Şekil 1.6'da görülmektedir [38].

Bir ICP’de, yüksek RF gerilimine sahip RF elektrotların olmaması, kapasitif olarak bağlanmış plazmalarda RF kılıflarla ilgili kısıtlamaların çoğunu ortadan kaldırır. Düşük gaz basıncında yüksek yoğunluklu plazma üretmek için ICP kaynakları en verimli enerji tasarruflu bir yol olmasına rağmen oldukça maliyetlidir. Mikrodalga (ECR ve helicon) plazma kaynakları ile karşılaştırıldığında ICP’ler, DC manyetik alan ve pahalı mikrodalga donanım gerektirmez. ICP için RF güç kaynakları yüzlerce kilohertz ve birkaç megahertz arasındaki frekansta çalışmaktadır. Mikrodalga güç kaynaklarından daha etkin ve ucuzdur. Bir ICP’de elektromanyetik alan ile plazma arasındaki temel etkileşim ve böylece RF güç kaybı, plazma sınırına yakın kaplama tabakasında gerçekleşir. Plazma boyutuna, gaz basıncına ve uygulanan frekansa bağlı olarak, elektromanyetik alan ile plazma arasında çeşitli etkileşimler oluşabilmektedir [39].



Şekil 1.6. İndüktif bağlı plazma

Düşük basınçta ICP’lerde plazma oluşumunun prensipleri atmosfer basıncına benzer, ancak plazma basıncı azaltılmış bir kuvarz deşarj tüpünde bulunur. Basınç, turbo vakum pompası kullanılarak yeterince azaltılabilir. Şimdiye kadar düşük basınçta ICP’lerin çoğu, 27 MHz frekansta çalışan ticari olarak temin edilebilen RF jeneratörlerini kullanarak, yalnızca empedans eşleştirme ünitesi ve yük bobinine yapılan değişikliklerle elde edilmektedir. Düşük basınçta ICP’lerin önemli avantajlarından biri, kararlı plazmaların göreceli olarak kolaylıkla çeşitli plazma gazlarından oluşturulabilmesidir.

Bunun bir örneği, düşük basınçta ICP'lerin birçoğunun, yük bobinine RF gücünün uygulanması üzerine kendiliğinden oluşmasıdır. Ancak, atmosferik basınçlı plazmaların Tesla bobini ile ateşlenmeden önce serbest elektronlara ihtiyacı vardır. Düşük basınçta indüktif bağlı plazmalar argon, helyum, hava, azot ve bu gazların izobutan ve amonyak gibi kimyasal iyonlaşmış reaktif gazlarla karışımları ile elde edilebilir. Bu plazmalar 5-750 W ileri besleme gücü ve 0,01-10 mbar basınç arasında tutulmaktadır [40].

1.5.2. Kapasitif bağlı sistemde elde edilen plazma

Radyo frekans güç kaynağı ile düşük basınçta üretilen kapasitif bağlı radyo frekans (CCRF) plazmalar hakkında çalışmalar son yıllarda oldukça artmıştır. İlgili literatürde, yüzeylerin modifikasyonu plazma ile elde edilmiştir [41]. Kapasitif bağlı radyo frekans plazmalar (CCRF), mikro-elektronikte plazma aşındırma, ince film depozisyonu (biriktirme), büyütme ve birçok yüzey uygulamaları için geniş bir şekilde kullanılmaktadır [42-43]. 13,56 MHz frekansta çalışan RF güç kaynağı kullanılarak elde edilen CCRF plazmalar, farklı malzemelerin plazma temelli depozisyon, aşındırma ve yüzey uygulaması için oldukça yararlıdır [44]. Düşük basınçta paralel plakalı RF deşarjların elektron sıcaklığı, birkaç eV civarındadır. Bu deşarjların elektron yoğunluğu ve elektron gaz sıcaklıkları da düşüktür. Bu nedenle plazma hassas yüzeylerle çalışmada kullanılabilir [3, 45]. Kapasitif bağlı radyo frekans (CCRF) deşarjlarda pozitif iyonlar bulk plazma içerisinde elde edilebilir. Bu iyonlar, kılıf potansiyelinden dolayı yüzeye doğru ivmelenirler. Bu nedenle pozitif iyonlar, anizotrop aşındırma için kullanılabilirler [46]. Simetrik kapasitif bağlı plazma sistemi kullanılarak plazma homojen bir şekilde oluşturulur [47]. Kullanılan akım kaynağına göre voltaj ile kılıf kalınlığının davranışı ve çarpışmalı bölge çift frekanslı kapasitif bağlı reaktörlerde çalışılmaktadır [48]. Literatürdeki bazı çalışmalarda, düşük basınçta CCRF plazmaların elektron sıcaklığı, elektron yoğunluğu ve ortalama iyon enerjisi gibi plazma parametrelerini deneysel olarak araştırılmıştır [7, 49, 50].

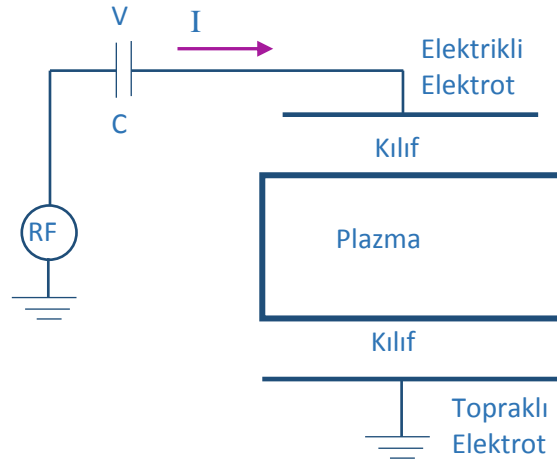
13,56 MHz frekansta çalışan paralel plakalı deşarj, plazma aşındırma veya plazma ile güçlendirilmiş kimyasal buhar depozisyonu (Plasma enhanced chemical vapor deposition-PECVD) için düşük basınç RF deşarjlar içerisinde çok fazla kullanılmaktadır. Bu koşullar altında elektronlar atomları uyarılmış durumlara getirmek için ve molekülleri uyararak için birkaç eV ısı enerjisi sahiptir. Diğer bir deyişle, elektron gazının ısı

miktarı, düşük elektron yoğunluğundan dolayı oldukça küçüktür. Bu durum, plazmanın hassas yüzeylerde kullanılmasına olanak verir.

Doğru akım güç kaynağı ile plazma elde etmek yerine RF güç kaynağını kullanmak neden gereklidir? Paralel plakalı reaktörün elektrotlarından birine dielektrik madde konulduğunda, dc akımı kesilir ve plazma elektrotun kaplanmamış kısmıyla bir bağlantı kurmaya çalışacaktır. Bu, plazma ve alttaş (substrate) arasında istenen homojen bağlantıyı oldukça zor sağlar. Ancak RF voltajı uygulandığında yer değiştirme akımı plazma ve elektrot arasındaki ilişkiyi kuran alttaşa (substrate) iletilecektir ve böylece homojenlik sağlanır [51].

Genellikle kapasitif bağlı plazmalar yaklaşık olarak 0,2 m yarıçaplı ve 3 – 5 cm aralıklı iki paralel elektrot içermektedir ve bu plakalara genellikle 13,56 MHz’de çalışan radyo frekans güç kaynağı ile gerilim verilmektedir. Plazma yük kılıfları ile ayrılan ve kalınlıkları uyarılma frekansı ile değişen plazma elektrotlar arasında oluşmaktadır [52].

Genellikle çalışmalarda kullanılan kapasitif bağlı radyo frekans plazma (CCRF) konfigürasyonu Şekil 1.7’de görülmektedir [53]. Bu konfigürasyonda DC kendi kendini beslemesi (self-bias) oluşmaktadır ve genellikle plazma kılıfında üretilen DC kendi kendini beslemesini kompanze etmek için bir bloke edici kondansatör kullanılır.



Şekil 1.7. Kapasitif bağlı plazma

Plazma hacmi içerisindeki RF akımı elektron iletimi ile taşınır. Elektronlar elektrik alanla ivmelenir. Ortamdaki gazın nötrleri ile elektronların elastik çarpışmalardan dolayı Ohm yasası ile ilişkili olarak momentum kaybı oluşur. Çarpışma oranı, momentum

aktarma çarpışma frekansı ile verilir. Ayrıca stokastik ısınmanın, düşük basınçta CCRF plazmanın ısınmasında önemli bir rol oynadığı bilinmektedir [53].

RF düşük basınç deşarjının karakteristik durumu ele alınırsa elektronların ortalama serbest yolu, deşarj plazmasının karakteristik boyutlarından çok daha küçüktür. Plazma yoğunluğu düşük olup karakteristik elektron yoğunluğu yaklaşık 10^{10} cm^{-3} dir. Bu özellik yüklü parçacıkların birbiri üzerindeki etkisini görmezden gelmemize ve hareketin bireysel parçacıklara göre incelenmesini sağlamaktadır.

Bir RF güç kaynağı ile kapasitif bağlı bir vakum odasına voltaj uygulandığında, voltajın büyük bir kısmı elektrotların yakınındaki kılıf bölgeleri etrafında ortaya çıkabilir. Uygulanan voltajın daha küçük bir kısmı, plazma boyunca boylamasına bir elektrik alan olarak ortaya çıkar. Kılıflar üzerinde ortaya çıkan elektrik alan uygulanan voltaj, basınç ve RF frekansı gibi birçok deşarj parametresine bağlıdır. Bu değer genelde negatif iyonların elektronlara oranının artması ile düşer. Elektrotların etkin alanları eşit değilse, elektrotlardan birinde büyük bir DC gerilim oluşabilir. Kılıf bölgeleri arasında uygulanan gerilimin bölünmesi, boylamasına elektrik alanın ve DC beslemesinin (biasın) bulunması, güç kaynağının deşarja nasıl bağlandığının belirlemede ve EEDF belirlemede önemlidir. Kapasitif bağlı RF deşarjlardaki EEDF, elektronlar topluluğunun bulunduğu bir büyük termal gruba ve birkaç yüz elektron voltajına kadar uzayabilen yüksek enerjili termal olmayan bir kuyruğa sahiptir. Yüksek enerjili eşikleri olan elektron çarpışmalarının oranları, elektron dağılım fonksiyonunun kuyruk detaylarına ve dolayısıyla kılıf bölgelerinin ayrıntılarına duyarlıdır. Büyük termal elektron grubu kılıf bölgelerinden çıkar. Plazma hacminde boylamasına elektrik alanından baskın bir şekilde enerji kazanır [54].

2. TEMEL PLAZMA DENKLEMLERİ

2.1. Maxwell Denklemleri

Elektrik ve manyetik alan bulunduğu zaman tamamen iyonlaşmış düşük yoğunluklu gazların yani plazmanın özellikleri incelenirken Maxwell denklemlerinden yararlanır.

Boşlukta \vec{E} elektrik alanı ve \vec{B} manyetik alanı için Maxwell denklemleri ρ elektrik yük yoğunluğu ve \vec{J} elektrik akım yoğunluğu cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilir (CGS birim sistemi):

Gauss Yasası:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \quad (2.1)$$

Faraday Yasası:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

Manyetizmada Gauss Yasası:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

Ampere-Maxwell Yasası:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Burada; c ışık hızını temsil etmektedir. ρ ve \vec{J} birbiri ile ilişkilendirilirse Maxwell denklemlerinden süreklilik denklemi

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.5)$$

olarak yazılabilir. Maxwell denklemlerinden

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) = 0 \quad (2.6)$$

ve

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E} - 4\pi\rho) = 0 \quad (2.7)$$

elde edilir. Bu denklemler, $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ ve $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho$ başlangıç koşullarının her zaman geçerli olduğunu göstermektedir. Elektrik alan, $\vec{E}_s = -\vec{\nabla}\phi$ statik kısmı ve $\vec{E}_i = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$

indüklenmiş kısmı içerdiği düşünülebilir. Burada; ϕ elektrik skaler potansiyel ve \vec{A} manyetik vektör potansiyelidir [55].

Akım ve yük yoğunlukları, bütün parçacıkların akım ve yük yoğunlukları üzerinden

$$\vec{j} = \sum_s q_s n_s \vec{v}_s \quad (2.8)$$

ve

$$\rho = \sum_s q_s n_s \quad (2.9)$$

toplam olarak tanımlanır. Hacimsel (bulk) hız ve yoğunluk, plazma dinamiğini belirleyen temel denklemlerden hesaplanmalıdır.

2.2. Enerji Dağılım Fonksiyonları

2.2.1. Boltzmann ve Vlasov denklemleri

Bir parçacığın (x, y, z) koordinatları, (v_x, v_y, v_z) hız ve t zaman cinsinden tanımlanabilir. Daha genel olarak bir parçacık, faz uzayında $q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3$ kanonik değişkenler ve t ile tanımlanabilir. Faz uzayındaki parçacığın hareketi

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H(q_j, p_j, t)}{\partial p_i} \quad (2.10a)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H(q_j, p_j, t)}{\partial q_i} \quad (2.10b)$$

Hamilton denklemleri ile tanımlanır. Kanonik değişkenler kullanıldığında, faz uzayında Liouville teoremine göre $\Delta = \delta q_1 \delta q_2 \delta q_3 \delta p_1 \delta p_2 \delta p_3$ sonsuz küçük hacmi korunur ve

$$\Delta = \delta q_1 \delta q_2 \delta q_3 \delta p_1 \delta p_2 \delta p_3 = \text{sabit} \quad (2.11)$$

olarak yazılabilir. Faz uzayının küçük bir hacminde parçacıkların sayısı

$$\delta N = F(q_i, p_i, t) \delta q \delta p \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada $\delta q = \delta q_1 \delta q_2 \delta q_3$, $\delta p = \delta p_1 \delta p_2 \delta p_3$ ve $F(q_i, p_i, t)$ faz uzayındaki dağılım fonksiyonudur. Parçacıklar, hareket denklemlerine göre hareket eder ve çarpışmalar ile saçılmaz ise faz uzayındaki küçük hacim korunumludur. Faz uzayındaki δN parçacık sayısı korundukça dağılım fonksiyonu

$$F = \delta N / \Delta \quad (2.13)$$

da sabittir. Yani,

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} \frac{dq_i}{dt} + \frac{\partial F}{\partial p_i} \frac{dp_i}{dt} \right) = \frac{\partial F}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{dF}{dq_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{dF}{dp_i} \right) = 0 \quad (2.14)$$

olarak ifade edilebilir. Bu denklem çarpışmalar dikkate alınmadan elde edilmiştir. Çarpışmalardan dolayı F 'nin değişimi $(\delta F/\delta t)_{\text{çarpışma}}$ ile gösterilirse (2.14) eşitliği,

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{dF}{dq_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{dF}{dp_i} \right) = \left(\frac{\delta F}{\delta t} \right)_{\text{çarpışma}} \quad (2.15)$$

olarak yazılır.



Şekil 2.1. Faz uzayında parçacıkların hareketi

Kanonik koordinatlar yerine konum ve hız koordinatları kullanılırsa Hamilton,

$$H = \frac{1}{2m} (\vec{p} - q\vec{A})^2 + q\phi \quad (2.16)$$

$$p_i = mv_i + qA_i \quad (2.17)$$

$$q_i = x_i \quad (2.18)$$

ve

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i} = v_i \quad (2.19)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial x_i} = \sum_k \frac{(p_k - qA_k)}{m} q \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - q \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \quad (2.20)$$

Sonuç olarak, (2.15)

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 v_k \frac{\partial F}{\partial x_k} + q \sum_{i=1}^3 \left(v_k \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) \frac{\partial F}{\partial p_i} = \left(\frac{\delta F}{\delta t} \right)_{\text{çarpışma}} \quad (2.21)$$

olarak yazılır. (2.17) ve (2.18) eşitlikleri kullanıldığında bağımsız değişkenler (q_i, p_i, t) 'den (x_j, v_j, t) 'e değiştirilir.

$$\frac{\partial v_j(x_k, p_k, t)}{\partial p_i} = \frac{1}{m} \delta_{ij} \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial v_j(x_k, p_k, t)}{\partial x_i} = -\frac{q}{m} \frac{\partial A_j}{\partial x_i} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial v_j(x_k, p_k, t)}{\partial t} = -\frac{q}{m} \frac{\partial A_j}{\partial t} \quad (2.24)$$

olarak yazılır.

$$F(x_i, p_i, t) = F(x_i, p_i(x_j, v_j, t), t) \equiv f(x_j, v_j, t)/m^3 \quad (2.25)$$

gösterimi kullanılabilir. O halde

$$m^3 F(x_i, p_i, t) = f(x_j, v_j(x_i, p_i, t), t) \quad (2.26)$$

ve

$$m^3 \frac{\partial}{\partial p_i} F(x_h, p_h, t) = \frac{\partial}{\partial p_i} f(x_j, v_j(x_h, p_h, t), t) = \sum_j \frac{\partial f}{\partial v_j} \frac{\partial v_j}{\partial p_i} = \frac{\partial f}{\partial v_j} \frac{1}{m} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} m^3 \frac{\partial}{\partial x_k} F(x_h, p_h, t) &= \frac{\partial}{\partial x_k} f(x_i, v_i(x_h, p_h, t), t) = \frac{\partial f}{\partial x_k} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \\ &= \frac{\partial f}{\partial x_k} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \left(\frac{-q}{m} \right) \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$m^3 \frac{\partial}{\partial t} F(x_h, p_h, t) = \frac{\partial}{\partial t} f(x_i, v_i(x_h, p_h, t), t) = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \left(\frac{-q}{m} \right) \frac{\partial A_i}{\partial t} \quad (2.29)$$

elde edilir. Bu doğrultuda (2.21) denklemini,

$$\begin{aligned} &\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \left(\frac{-q}{m} \right) \frac{\partial A_i}{\partial t} + \sum_k v_k \left(\frac{\partial f}{\partial x_k} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \left(\frac{-q}{m} \right) \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \right) \\ &+ \sum_i \left(\sum_k v_k \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) \frac{q}{m} \frac{\partial f}{\partial v_i} = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{çarpışma}} \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_k v_k \frac{\partial f}{\partial x_k} + \sum_i \left(-\frac{\partial A_i}{\partial t} - \sum_k v_k \frac{\partial A_i}{\partial x_k} + \sum_k v_k \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) \frac{q}{m} \frac{\partial f}{\partial v_i} \\ &= \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{çarpışma}} \end{aligned} \quad (2.31)$$

olarak yazılabilir.

$$\sum_k v_k \frac{\partial A_k}{\partial x_i} = \sum_k v_k \frac{\partial A_i}{\partial x_k} + \left(\vec{v} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \right)_i = \sum_k v_k \frac{\partial A_i}{\partial x_k} + (\vec{v} \times \vec{B})_i \quad (2.32)$$

bağıntısı sağlandığı için

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_i \frac{q}{m} \left(\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}) \right)_i \frac{\partial f}{\partial v_i} = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{çarpışma}} \quad (2.33)$$

elde edilir. Bu denkleme Boltzmann eşitliği adı verilir [20].

Elektronlar deşarjlar içerisinde genellikle T_e sıcaklığında yaklaşık ısıl dengededir, ancak pozitif iyonlar, neredeyse hiç ısıl dengede bulunmazlar. Oluşum veya yok olma süreçlerine bağlı olarak nötral gaz moleküller ısıl dengede bulunabilirler. Kendileri ile ısıl dengedeki tek bir çeşit parçacıklar için zamanın değişiminin, konuma göre gradyentler ve ivmelerin olduğu durumda Boltzmann denklemi değişmektedir [42]. Bu durumda tamamen çarpışmasız durumda bütün parçacıklar için ayrı ayrı dikkate alındığında plazma dinamiğini tanımlayan en temel denklem Vlasov denklemidir.

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} + \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \right] f_s(\vec{x}, \vec{v}, t) = 0 \quad (2.34)$$

Bu denklem parçacığın dağılım fonksiyonu için skaler bir denklemdir.

Vlasov denkleminin çözümü olarak akım ve yüke katkıda bulunan yoğunluk ve hacimsel hız

$$n_s = \int d^3v f(\vec{x}, \vec{v}, t) \quad (2.35)$$

$$n_s \vec{v}_s = \int d^3v \vec{v} f(\vec{x}, \vec{v}, t) \quad (2.36)$$

f dağılım fonksiyonunun momentleri olarak tanımlanır [56]. Vlasov denkleminin çözümü

$$f(v) = C e^{-\xi^2 m v^2} \quad (2.37)$$

olarak Gauss hız dağılımına sahiptir. C ve ξ sabitleri,

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m n \langle v^2 \rangle_V = \frac{3}{2} n k_B T \quad (2.38)$$

termodinamik bağıntıları kullanılarak elde edilebilir. Burada; E_{kin} kinetik enerjidir. Dolayısıyla parçacığın ortalama enerjisi, ötelenme serbestlik derecesi başına $\frac{1}{2} k_B T$ dir.

Dağılım uygun bir şekilde normalize edilirse yani, $f(v)$, n 'e normalize edilirse

$$C \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^\infty \exp(-\xi^2 m v^2) v^2 dv = n \quad (2.39)$$

elde edilir. (2.38) kullanıldığında

$$\frac{1}{2} m C \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^\infty \exp(-\xi^2 m v^2) v^4 dv = \frac{3}{2} n k_B T \quad (2.40)$$

olur. Burada, küresel koordinatlarda hız uzayı üzerinden integral alınmaktadır. Açının bulunduğu integral kısmı 4π faktörünü sağlar. v integrali,

$$\int_0^{\infty} e^{-u^2} u^{2i} du = \frac{(2i-1)!!}{2^{i+1}} \sqrt{\pi} \quad (2.41)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanır. Burada $i \geq 1$ tamsayıdır. Burada !! ifadesi çift faktöriyel fonksiyonu temsil etmektedir. C ve ξ için çözümlerse,

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (2.42)$$

şeklinde Maxwell dağılımı elde edilir [42].

2.2.2. Druyvesteyn dağılım fonksiyonunu

Gazların enerji dağılımı her zaman Maxwell dağılımında değildir. Druyvesteyn dağılımı, Maxwell olmayan dağılımdır. Gaz deşarjlarının elektron enerji dağılımı için Druyvesteyn dağılımı tekrar düzenlenebilir. Bu durum için E elektrik alanı içinde m_e kütleli bir elektron ile gaz atomu (M kütleli) çarpışığında elektronun ortalama enerji kaybı incelenmelidir. Elektrik alan içerisindeki gaz atomlarının durağan olduğu ve elektronların hepsinin aynı ϵ enerjisine sahip olduğu düşünülürse çarpışma başına düşen ortalama enerji kaybı,

$$\Delta\epsilon = -\frac{2m_e}{M} \epsilon \int_0^{\pi} f(\theta)(1 - \cos\theta) d\theta \quad (2.43)$$

olarak verilir. Burada $f(\theta)$, çarpışmadan sonra elektronun kendi yönünden θ açısı ile sapma olasılığıdır. Bir çarpışmada kaybedilen kinetik enerji,

$$\Delta\epsilon = -\frac{2m_e}{M} \epsilon \quad (2.44)$$

ile ifade edilir.

Atomlar durağan olmadığı durumda ancak Maxwell hız dağılımına sahip ise,

$$\langle \epsilon_g \rangle = 3k_B T / 2 \quad (2.45)$$

olarak yazılır.

$$\Delta\epsilon = -(2m_e \epsilon / M) (1 - 4\langle \epsilon_g \rangle / 3\epsilon) \quad (2.46)$$

elde edilir. Elektronlar, $\langle \epsilon \rangle$ ortalama enerjisi ile Maxwell dağılımında sahip ise,

$$\Delta\epsilon = -(8m_e \langle \epsilon \rangle / 3M) (1 - \langle \epsilon_g \rangle / \langle \epsilon \rangle) \quad (2.47)$$

olur.

Elektronların enerjisi atomik enerjiye göre büyükse, (2.44)'ye göre çarpışma başına ortalama enerji kaybı $\frac{2m_e}{M}\epsilon$ olduğundan birim zamanda birim hacimde ϵ enerjili elektronların toplam enerji kaybı,

$$F(\epsilon) \left(\frac{2m_e}{M} \epsilon \right) \left(\frac{v}{l} \right) = F(\epsilon) \left(\frac{2m_e \epsilon}{M l} \right) \left(\frac{2\epsilon}{m_e} \right)^{1/2} \quad (2.48)$$

olarak yazılır. Burada; v elektronların hızı ve l elektronların ortalama serbest yol uzunluğudur. Bu ifade, kararlı bir akımda elektrik alanından elde edilen enerjiye eşit olmalıdır yani,

$$J(\epsilon)E = j(\epsilon) eE \quad (2.49)$$

dir. Burada; J akım yoğunluğudur, $j(\epsilon) = J/e$ birim zamanda elektrik alandan dik bir şekilde birim alandan geçen elektronların sayısıdır. ϵ enerjili elektronların toplam enerji kaybı ifadesi,

$$j(\epsilon) eE = F(\epsilon) \left(\frac{2m_e \epsilon}{M l} \right) \left(\frac{2\epsilon}{m_e} \right)^{1/2} \quad (2.50)$$

şeklinde yazılabilir. j ve ρ arasındaki ilişki kullanılarak hareket denklemi daha genel bir yazılır:

$$j(\epsilon, x) = -\frac{l}{3} \left(\frac{2\epsilon}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial F(\epsilon)}{\partial x} - \frac{leE}{3} \left(\frac{2\epsilon}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial F(\epsilon)}{\partial \epsilon} + \frac{leE}{3m_e} \left(\frac{m_e}{2\epsilon} \right)^{1/2} F(\epsilon) \quad (2.51)$$

Kararlı dağılım durumunda dağılım fonksiyonunun konuma göre değişimi sıfırdır. Eşitlik (2.50) ve (2.51)'ün kombinasyonu l , elektronların ortalama serbest yol uzunluğunun sabit olduğu düşünülürse

$$\frac{\partial F(\epsilon)}{\partial x} = F(\epsilon) \left(\frac{1}{2\epsilon} - \frac{6m_e \epsilon}{M l^2 e^2 E^2} \right) \quad (2.52)$$

olur. Bu diferansiyel denklemin çözümü

$$F(\epsilon) = \gamma \epsilon^{1/2} \exp \left[-\frac{3m_e \epsilon^2}{M l^2 e^2 E^2} \right] \quad (2.53)$$

şeklinde elde edilir. Burada γ , denklemin çözümünden elde edilen bir katsayıdır.

Druyvesteyn bu dağılım fonksiyonunu, E elektrik alan ifadesi olmadan sadece $\langle \epsilon \rangle$ ortalama enerji cinsinden

$$F(\epsilon) = \gamma \epsilon^{1/2} \exp \left[-0,55 \frac{\epsilon^2}{\langle \epsilon \rangle^2} \right] \quad (2.54)$$

olarak tanımlamıştır [57].

2.3. İyon Toplama Teorileri

Negatif olarak beslenen bir Langmuir probunun topladığı pozitif iyon akımı için kabul edilmiş iki teori vardır. Bunlar; yörüngesel hareket kısıtlı teori (Orbital Motion Limited-OML) ve Allen, Boyd ve Reynolds tarafından küresel problemler için geliştirilen radyal hareket teorisidir. Allen, Boyd ve Reynolds tarafından geliştirilen teori daha sonra Chen tarafından silindirik problemler için geliştirilmiştir. OML teorisi, Bernstein ve Rabinowitz tarafından tekrar geliştirildikten sonra Maxwell dağılım fonksiyonunu sağlayan iyonlar için Laframboise tarafından tekrar genişletilmiştir.

2.3.1. Yörüngesel hareket kısıtlı teori (Orbital Motion Limited-OML)

Mott, Smith ve Langmuir tarafından geliştirilen OML teorisi modeli, pozitif iyonların prob etrafında orbital bir yörüngeyi izlediğini farz etmektedir. Plazmaya göre pozitif olarak gerilim uygulandığında pozitif iyonların davranışı, elektronlarınkinden biraz farklı olduğu görülmektedir. Bunun için prob tarafından toplanan akım, OML teorisi ile çok iyi tanımlanır [58].

Probu negatif beslemesi (bias) I_i iyon akımına kadar arttıkça, silindirik ya da küresel problemlerdeki kılıflar genişler ve I_i , doyuma ulaşmaz. Ancak, kılıfdaki alanlar probtan uzaklaştıkça hızlı bir şekilde düşer. Dolayısıyla $I_i(V_r)$ için tam çözümler bulunabilir. Silindirik prob incelemeleri küresel problemlerden daha kolaydır. Bu nedenle silindirik problemler için çözüm elde etmek daha kolaydır.

İyonlar prob etrafında orbital bir yörüngeyi izlediği için iyon akımı, enerji ve momentum korunumundan çıkarılabilir. Şekil 2.2'de görüldüğü gibi v_0 hızı ile ve birçok p etki parametreleri ile tek bir yönde sonsuzdan proba doğru gelen iyonlar incelenmektedir. Plazma potansiyeli, sonsuzda sıfırdır ve V_r negatif prob voltajına doğru yavaşça değişir ve her yerde negatiftir. Enerji ve açısal momentumun korunumundan

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv_a^2 + eV_a = -eV_0 \quad (2.55)$$

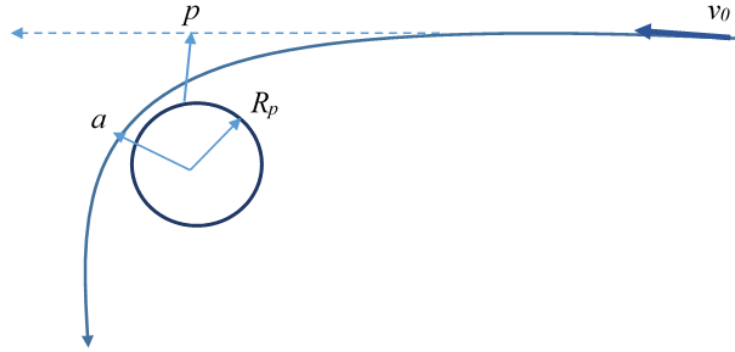
$$pv_0 = av_a \quad (2.56)$$

elde edilir. Burada; a proba en fazla yaklaşma uzaklığı ve $eV < 0$ dır. Çözümü yapılırsa

$$\frac{1}{2}mv_a^2 = \frac{1}{2}mv_0^2 \left(1 + \frac{V_a}{V_0}\right) \quad (2.57)$$

$$p = a \frac{v_a}{v_0} = a \left(1 + \frac{V_a}{V_0}\right)^{1/2} \quad (2.58)$$

elde edilir.



Şekil 2.2. İyonların proba yaklaşma uzaklığı [59]

$a \leq R_p$ olduğunda iyonlar toplanır. Bu nedenle etkin prob yarıçapı, $p(R_p)$ dır. Tek-enerjili parçacıkların L uzunluklu prob için akısı

$$\Gamma = 2\pi R_p L \left(1 + \frac{v_a}{v_0}\right)^{1/2} \Gamma_r \quad (2.59)$$

dir. Γ_r , bu enerjideki iyonların rastgele akısıdır. Daha sonra, Langmuir bu sonucu probdan $r = s$ büyük uzaklıkta Maxwellien olan enerji dağılımlarına genişletmiştir. Burada s kılıf kenarıdır. Γ_r akı için genel bir formül

$$\Gamma_r = n \left(\frac{k_B T_i}{2\pi M}\right)^{1/2} \quad (2.60)$$

ile verilebilir. A_p prob alanı ile bütün hızlar üzerinden integral alındığında

$$\Gamma = A_p \Gamma_r \left\{ \frac{s}{a} \operatorname{erf}(\Phi^{1/2}) + e^\chi [1 - \operatorname{erf}(\chi + \Phi)^{1/2}] \right\} \quad (2.61)$$

elde edilir. Burada

$$\chi \equiv eV_r / k_B T_i, \quad \Phi \equiv \left(\frac{a^2}{s^2 - a^2}\right) \chi, \quad a = R_p \quad (2.62)$$

dir. $s \gg a$ sınırında OML teorisi uygun olduğunda $\Phi \ll \chi$ dir ve $T_i \rightarrow 0$ için $\frac{1}{\chi} \ll 1$ dir.

Taylor serisine açıldığında χ ve Γ_r 'nin T_i bağımlılığının geçersiz olduğu bulunur ve OML akımının sonlu sınır değeri T_i değerinden bağımsız bir şekilde ortaya çıkar:

$$I \xrightarrow{T_i \rightarrow 0} A_p n e \frac{\sqrt{2}}{\pi} \left(\frac{|eV_r|}{M}\right)^{1/2}. \quad (2.63)$$

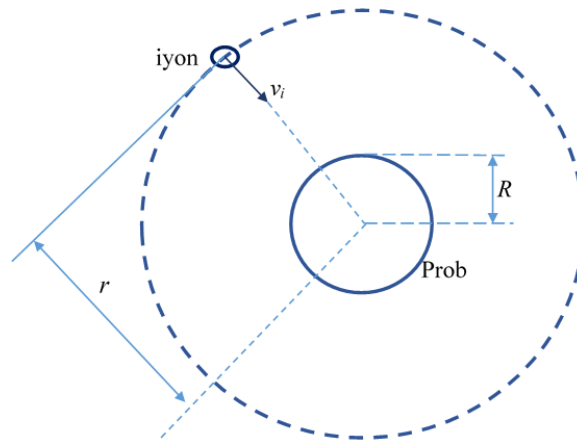
Bu nedenle OML akımı, $|V_r|^{1/2}$ ile orantılıdır ve $I-V$ eğrisi parabolüdür. Ancak $I^2 - V$ eğrisi düz çizgidir. Bu, enerji ve açısal momentumun korunumunun sonucudur. İyonlar büyük uzaklıklarda büyük açısal momentuma sahip oldukları için küçük hızlara sahip olmalarına rağmen probun yörüngesine yönelirler ve vuramazlar.

Basit olmasına rağmen OML sonuçlarının uygulanabilirliği çok sınırlıdır. Uygulanabilmesi için s kılıf çapı sonsuz alındığı durumlarda yoğunluk çok düşük olmalıdır ve kılıf, probtan çok büyük olmalıdır [59].

2.3.2. Radyal hareket teorisi (Radial motion theory)

Allen, Boyd ve Reynolds tarafından geliştirilen ABR modeli pozitif iyonların radyal yörünge izleyerek proba doğru geldiğini varsayar. Bu model başlangıçta küresel Langmuir probu için geliştirilmiş olmasına rağmen daha sonra Chen tarafından silindirik prob'a uygulanmıştır.

Şekil 2.3'de görüldüğü gibi küresel probun bir plazma içerisine konulduğu durum dikkate alınsın. Yüzeiden çok uzakta elektron ve iyonlar, birbirine eşit yoğunluktadırlar. V_R yüzey potansiyeli bilinmemektedir ve yüzeydeki toplam akım sıfırdır.



Şekil 2.3. Küresel prob şeması [60]

Probu merkezinden r uzaklığındaki iyonlar v_i hızı ile proba doğru hareket ederler. M_i kütleli iyon, sonsuz uzaklıkta kinetik enerjisiz hareket etmeye başarlarsa ve iyonlar çarpışmazlarsa

$$\frac{1}{2}M_i v_i^2 = -eV(r) \quad (2.64)$$

olarak yazılır. Burada; $V(r)$, r yarıçapındaki potansiyeldir. Bu potansiyel $r \rightarrow \infty$ için sıfırdır. Poisson denklemi,

$$\nabla^2 V = -\frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \quad (2.65)$$

ile ifade edilir. Burada; I_i iyon akımı, iyon yoğunluğuna ve hızına bağlıdır:

$$I_i = n_i(r) e v_i(r) 4\pi r^2 \quad (2.66)$$

Proba oldukça az elektron ulaşırsa elektron yoğunluğu Boltzmann bağıntısından

$$n_e(r) = n_0 \exp\left(\frac{eV}{k_B T_e}\right) \quad (2.67)$$

olarak elde edilir. Burada; n_0 plazma yoğunluğudur.

Yüze ulaşan elektron akısı, hız uzayında radyal hızın integralinin alınması ile elde edilir. Yüzey alanı ve elektron yükünün çarpımı, ikincil emisyon ve foto-emisyon ihmal edildiğinde yüzey elektron akımı

$$I_i = I_e = 4\pi R^2 n_0 e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{eV_R}{k_B T_e}\right) \quad (2.68)$$

olarak elde edilir [60].

2.3.3. Bernstein-Rabinowitz (BR) ve Bernstein-Rabinowitz-Laframboise (BRL) teorileri

Tek enerjili ve izotrop dağılıma sahip iyonlar için OML teorisi geliştirilerek Bernstein ve Rabinowitz tarafından Bernstein-Rabinowitz teorisi ortaya konulmuştur. Bu teori büyük voltajlar yani büyük iyon doygunluğu (saturasyonu) için geçerlidir.

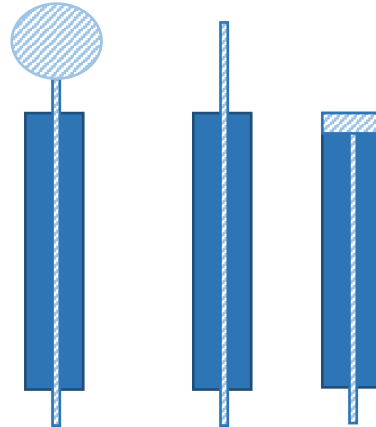
Laframboise iyonların hız dağılım fonksiyonlarının Maxwell tipi olduğu durumlar için OML teorisini Bernstein-Rabinowitz-Laframboise teorisi olarak tekrar genişletmiştir. Küresel ve silindirik problemlerde voltaj gerilimi için bu teori kullanılabilir. Prob yarıçapının Debye uzunluğundan çok büyük olduğu durum ile çok büyük ve çok küçük prob voltajları için prob karakteristiğini Laframboise tarafından elde etmiştir.

3. PLAZMA KARAKTERİSTİKLERİ BELİRLEMEDE KULLANILAN YÖNTEMLER

Yoğunluk, elektron sıcaklığı, kılıf voltajı gibi nicelikleri tanımlamak için sistem içerisinden ya da sistem dışarisından yapılabilecek tanı yöntemleri vardır. Sistem dışından yapılan yöntemlerde plazmanın içerisine ilave nesnelere konulmamaktadır. Ancak plazmadan veri alabilmek için en az bir pencereye ihtiyaç duymaktadır. Sistem içerisinden veri alınan tanı yöntemleri probun ortama yerleştirilmesi ile plazmanın bir noktasındaki plazma özelliklerini ölçmemizi sağlar. Sistem dışarisından ölçüm alma yöntemleri ışımının cinsine bağlıdır. Bu nedenle pencere kullanılan dalgaboyunu geçirebilecek bir malzemeden yapılmalıdır. Pencerenin yapımında kuvars veya safir cam kullanılmalıdır. Plazma, pencerede ışımının geçişini değiştirebilecek bir kaplama oluşturabilir. Diğer bir taraftan problemlerin, plazma parçacıkları ile bombardımanı sonucunda prob üzerinde kaplama oluşması ve probun ısınma sorunları engellemelidir, hatta prob ucu, ölçülen özellikleri değiştirmeyecek kadar küçük olmalıdır [61].

3.1. Langmuir Probu

1924'ün başlarında Langmuir plazmanın özelliklerini belirlemek için elektrostatik prob yöntemini geliştirmiştir. Bu nedenle akım-voltaj karakteristiğini büyük bir referans elektrotu aracılığıyla ölçüm yapan basit bir elektrot probuna *Langmuir probu* adı verilmektedir. Plazma odasının duvarı, referans elektrotu temsil etmektedir. Ancak Şekil 3.1'de görüldüğü gibi probun kendisi küçük bir metal tel, küre veya bir düzlemden oluşmaktadır [62].



Şekil 3.1. Küresel, silindirik ve düzlem geometrili Langmuir prob

Elektron yoğunluğu ve sıcaklığı gibi parametreler hakkında yerel bilgi verdiği için plazma parametrelerini incelemede Langmuir problemlerinin kullanımı oldukça yaygındır. Plazmaya göre proba gerilim uygulandığında, prob tarafından toplanan akım plazma parametrelerine bağlıdır. Bu nedenle ölçülen akımın teorik bir modelle kıyaslanması plazma parametreleri hakkında bilgi verir.

Langmuir probu, çok iyi kurulmuş olan yaygın bir tanı aracıdır. Gaz deşarjlarında, potansiyel dağılımı ölçmek için elektrostatik problemler kullanılmıştır. Daha sonra, düşük sıcaklıklı plazmaları inceleyebilmek için Langmuir ve arkadaşları tarafından en genel metod geliştirilmiştir [63-64]. İlk kez 1926 yılında Langmuir ve Mott-Smith tarafından önerilmiştir. Yıllar geçtikçe de geliştirilmiştir. Düşük sıcaklık plazmalarında plazma parametrelerini tanımlamak için en sık kullanılan araçlardan biri olmuştur. Prob deşarj içerisine fiziksel olarak yerleştirilir. Deşarj içerisinde probun bulunması ortamın homojen olmamasına sebep olabilir. Bunun dışında prob kirliliklerinden dolayı genellikle ortamda düzensizliklere ve pertürbasyonlara neden olabilir. Bu yüzden Langmuir probunun reaktif ve tozlu (dusty) plazmalar için kullanılması yanlış bilgi elde edilmesine sebep olabilir. Ancak bu teknik, kolay kullanılabilen bir teknik olup çeşitli plazma parametrelerinin uzay ve zaman dağılımları hakkında bilgi verebilir. Bu durum, Langmuir probunun plazma karakterizasyonunda kullanılan yaygın bir yöntem haline getirir.

Diğer plazma tanı yöntemlerine göre Langmuir probunun çok fazla avantajları vardır. Probun deneysel kurulumu çok kolaydır. Düşük basınçta gaz deşarjların elektron enerji dağılım fonksiyonu, elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklığı vb. özellikleri Langmuir probu ile tanımlanabilir [65]. Langmuir probu, plazmanın incelenmesi için kolay kullanılabilen, hızlı ve güvenilir bir araçtır [66]. İyon ve elektron yoğunluğu, bilgisayar kontrollü Langmuir prob ile tahmin edilebilir. Bazı çalışmalarda indüktif bağlı düşük basınç argon, oksijen ve argon-oksijen karışım plazmaları, Langmuir probu ile araştırılmıştır [67-69].

Langmuir probu deşarj içerisine konulan bir telden oluşabilmektedir. Proba, prob voltajı ile dışarıdan gerilim uygulanır. Plazma ve uygulanan prob voltajı arasındaki potansiyel farktan dolayı oluşan elektrik alan proba doğru elektron ve pozitif iyonlar gibi yüklü parçacıkların akımına neden olur. Artan prob voltajına prob akım tepkisi, Langmuir prob $I-V$ karakteristiğini verir. Elektron yoğunluğu, pozitif iyon yoğunluğu, elektron sıcaklığı, elektron enerji dağılım fonksiyonu (Electron Energy Distribution Function, EEDF) ve plazma potansiyeli $I-V$ prob karakteristiğinden türetilebilir.

Akım ve voltaja ilişkin karakteristik prob özellikleri, Şekil 3.2’de görülmektedir. I - V karakteristiği, üç bölgeye ayrılabilir.

1. $V_r \ll V_p$ olması durumunda; yani, V_p plazma potansiyeli ile kıyaslandığında yeterince negatif olan V_r prob voltajları için prob, sadece pozitif iyonları toplar. Ancak negatif olarak yüklü elektronlar güçlü bir şekilde itilir. Bu durumda I_p prob akımı I_{is} iyon doyum akımına eşit olur.

$$I_p = I_{is} \quad (3.1)$$

olarak yazılabilir.

2. $V_r < V_p$ durumunda V_r prob voltajının yavaş yavaş artışı pozitif iyonların dışında yüksek enerjili elektronların proba ulaşmasını sağlar. Bu nedenle, artan elektron akımı toplam prob akımının önemli bir kısmını oluşturur. Bu durum,

$$I_p = I_i - I_e \quad (3.2)$$

ile ifade edilebilir. V_f denge (floating) potansiyelinde proba ulaşan elektron ve iyon akımları eşit olur. Böylece prob, plazmadan sıfır akım çeker. Diğer bir ifadeyle,

$$I_p = 0 \quad (3.3)$$

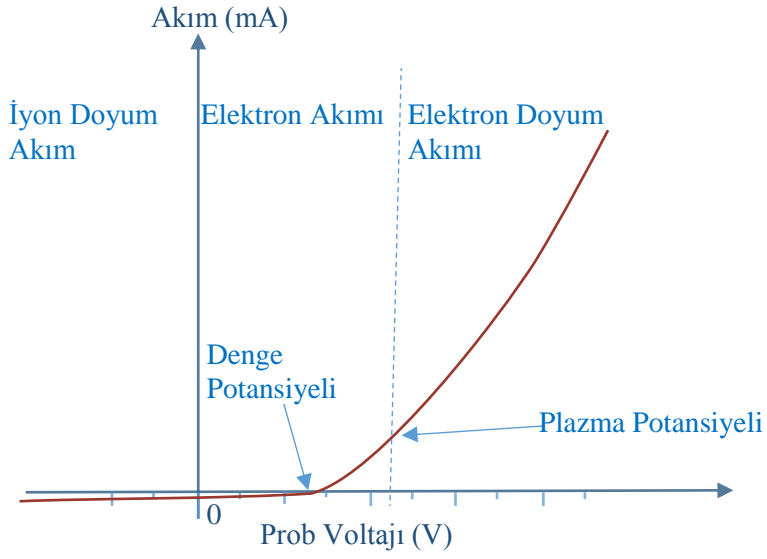
olur.

3. $V_r > V_p$ durumunda yani plazma potansiyelinden daha yüksek prob voltajında prob plazmaya göre pozitif yüklü olur. Enerjisi az olan elektronlar proba ulaşabilirler. Ancak pozitif iyonlar geri itilir. Prob akımı, I_{es} elektron doyum akımı ile belirlenir.

$$I_p = I_{es} \quad (3.4)$$

olarak yazılabilir. Silindirik problarda elektron doyum düzlüğüne, genellikle ulaşamaz. Ancak, akım sürekli artar (Şekil 3.2). Elektronlar iyonlara kıyasla daha yüksek hareket ettikleri için elektron doyum akımı iyon doyum akımından oldukça yüksektir [70].

$$I_{es} \gg I_{is} \quad (3.5)$$



Şekil 3.2. Langmuir prob I-V karakteristiği

Langmuir prob voltajı plazma potansiyelinden fazla olduğunda prob,deşarj akımının bazılarını toplamaya başlar ve aslında anot ile yer değiştirir.

Prob voltajı plazma potansiyelindeyken plazma kılıfı yoktur ve probun yüzeyi, ona çarpan iyonları ve elektronları toplar. Elektron akım, iyon akımından çok büyüktür. Bu nedenle V_p plazma potansiyelinde oluşan akım, yaklaşık olarak aşağıdaki gibidir:

$$I_p = eA_p \frac{1}{4} n_e \left[\frac{8k_B T_e}{\pi m} \right]^{1/2}. \quad (3.6)$$

Burada A_p , prob yüzey alanıdır. $V > V_p$ için kılıf oluşur. Toplanma alanı hafifçe genişler. Bu nedenle prob akımı, hafifçe artar ve bu bölgede düzleşir.

Langmuir prob voltajı, V_p plazma potansiyelinden düşük olduğunda elektronlar itilmeye başlanır. Sadece yeterli kinetik enerjiye sahip elektronlar proba ulaşabilir. Proba ulaşmak için gereken minimum hız v_{min} ,

$$\frac{1}{2} m v_{min}^2 - eV_p = -eV \quad (3.7)$$

şeklinde enerji korunumundan elde edilebilir. Burada prob, V potansiyelinde bulunmaktadır.

Elektron akımı ise

$$I_e = eA_p n_e \left[\frac{k_B T_e}{2\pi m} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{e(V_p - V)}{k_B T_e}\right) \quad (3.8)$$

olacaktır.

V_p 'den çok küçük voltaj bölgesinde prob, bütün elektronları iten bir kılıf ile sarılır. Kılıf sınırını geçerek rastgele hareket eden iyonlar, prob tarafından toplanır. Kılıf alanı, prob voltajı tarafından çok az etkilenirken toplanan iyon akımı yaklaşık olarak sabit kalır. Bu iyon akımı için yaklaşık olarak;

$$I_i \approx -\frac{1}{2} e A_p n_i v_B \quad (3.9)$$

olarak yazılır. Burada v_B , Bohm hızıdır ve

$$v_B = \left[\frac{k_B T_e}{m_i} \right]^{1/2} \quad (3.10)$$

denklemleri ile verilir.

Silindirik ve küresel Langmuir prob için OML teorisi uygulandığında deşarj parametreleri, $I-V$ karakteristiğinden türetilir. V_f denge potansiyeli, Şekil 3.2'de görülen $I-V$ karakteristiğinden doğrudan okunabilir. V_p plazma potansiyeli ise prob karakteristiğinin dönüm noktasını temsil etmektedir. Bu yüzden ölçümle elde edilen $I-V$ eğrisinin ikinci türevinden elde edilebilir. Elektron enerji dağılım fonksiyonu $F(\epsilon)$, $I-V$ karakteristiğinin ikinci türevi ile ilişkilidir. Druyvesteyn metoduna göre [71,72]

$$F(\epsilon) = \frac{1}{A_p} \left(\frac{8m_e \epsilon}{e^3} \right)^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dV_r^2} \quad (3.11)$$

olarak yazılır. Burada $\epsilon = e(V_p - V_r)$ ile verilir. Burada; ϵ potansiyel engeli aşabilmeleri ve A_p prob yüzey alanına sahip proba ulaşabilmeleri için elektronların ihtiyaç duyduğu enerjidir. Bu enerji, V_p plazma potansiyeli ve uygulanan V_r prob voltajının farkı olarak tanımlanabilir. (3.11)'de I_e akımı sadece proba doğru olan elektron akımına karşılık gelir ve toplam prob akımından iyon doyum akımının çıkarılması ile elde edilir.

Prob konumundaki yerel elektron yoğunluğu, uygulanan prob voltaj aralığında bulunan elektron enerji dağılım fonksiyonunun integrali ile bulunur. Elektron yoğunluğu,

$$n_e = \int_0^\infty F(\epsilon) d\epsilon \quad (3.12)$$

denklemleri aracılığı ile elde edilir.

T_e ortalama elektron enerjisi ise

$$T_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty \epsilon \cdot F(\epsilon) d\epsilon \quad (3.13)$$

denklemlerinden hesaplanır.

V_f denge potansiyeli ve V_p plazma potansiyeli, Langmuir probunun $I-V$ eğrisinden tanımlanmaktadır. Aynı zamanda plazma potansiyeli ve denge potansiyel arasındaki fark, maddeleri bombardıman etmek için püskürtülen parçacıkların enerjisinin ölçüsünü vermektedir.

Karakteristik iyon doyum kısmı, iyon yoğunluğunu tanımlamada kullanılabilir. Prob tarafından elde edilen iyon akımı,

$$I_i = \frac{A_p e^{3/2} n_0}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{3T_e}{M_i}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{V-V_p}{T_e}\right)^{1/2} \quad (3.14)$$

denklemleri ile verilir. Burada; n_0 plazma yoğunluğu, M_i iyon kütlesi ve T_e ise eV cinsinden elektron sıcaklığıdır. I_i^2 'nin V 'ye göre türevi alındığında

$$n_i^2 = -\frac{4\pi M_i}{3A_p^2 e^3} \left(\frac{\partial I_i^2}{\partial V}\right) \quad (3.15)$$

elde edilir. Elektron sıcaklığı, V_f denge potansiyeli ve V_p plazma potansiyeli arasındaki bölgede probun $\ln(I) - V$ eğrisinin eğiminden

$$T_e = \frac{\partial V}{\partial \ln(I)} \quad (3.16)$$

denklemleri ile elde edilir. Burada I , elektron akımıdır. İyon hızı ve elektron hızı sırasıyla

$$v_e = \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}\right)^{1/2} \quad (3.17)$$

$$v_i = \left(\frac{8k_B T_e}{\pi M_i}\right)^{1/2} \quad (3.18)$$

denklemleri kullanılarak hesaplanabilir [73].

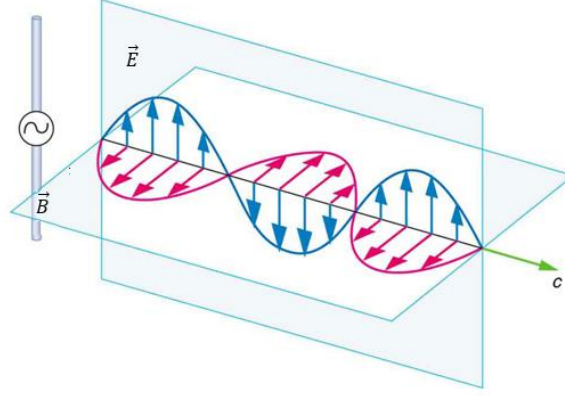
3.2. Elektromanyetik Işımanın Atom ve Moleküllerle Etkileşimi

Maddelerin atomik ve molekül yapısı, maddenin elektromanyetik dalga ile etkileşimi sonucunda anlaşılabilir. Şekil 3.3, x -ekseni boyunca c hızı ile ilerleyen ışık dalgasını göstermektedir. \vec{E} ve \vec{B} vektörlerinin titreşim doğrultusu sırasıyla y ve z ekseni boyunca alınırsa

$$E_y = A \sin(2\pi vt - kx)$$

$$B_z = A \sin(2\pi vt - kx)$$

olarak yazılmaktadır. Burada; A , genlik ve k ise dalgasayıdır. Bu nedenle alanlar, $2\pi\nu$ frekansı ile sinüzoidal bir şekilde titreşmektedir.

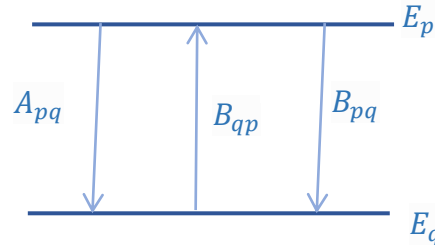


Şekil 3.3. x -ekseni boyunca hareket eden elektromanyetik dalga [74]

Şekil 3.4, atom ya da molekülün zamandan bağımsız kararlı E_p ve E_q enerji seviyelerini göstermektedir. Bir atomik sistemdeki E_p ve E_q enerji seviyeleri arasındaki enerji farkından kaynaklanan

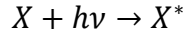
$$\nu = \frac{E_p - E_q}{h} \quad (3.19)$$

ν ışınma frekansına sahip geçişler oluşabilmektedir. Burada; h Planck sabitini temsil etmektedir. Atomun kuantum enerji seviyeleri arasındaki geçişler kendiliğinden oluşabileceği gibi bir dış elektromanyetik alan ile atomik sistem tedirgin edilebilmektedir. Dış alanla etkileşimde bulunan atomik sistemin E_p ve E_q enerji seviyeleri arasındaki olası geçişler Şekil 3.4'de gösterilmiştir. Burada üç çeşit geçiş söz konusu olabilir. Bu geçişler; uyarma ile soğurma, kendiliğinden ışınma ve uyarma ile ışınma olarak ifade edilmektedir.



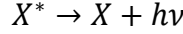
Şekil 3.4. Bir atomda olası geçişler ve Einstein katsayıları [75]

Uyarma ile soğurmada atom ya da molekül elektromanyetik dalgayı soğurursa q durumundan p durumuna,



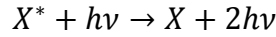
reaksiyonu ile geçiş yapar.

Kendiliğinden ışımada ise bir p durumunda bulunan X^*



ile ışıma yaparak herhangi bir q durumuna geçiş yapar.

Uyarma ile ışımada durumunda kendiliğinden ışımadan farklı olarak bir dış uyarılmaya ihtiyaç duyulmaktadır. Yani bir pertürbasyona ihtiyaç duyulur. Bu durum,



ile gösterilir.

Şekil 3.4'de görülen A ve B 'ler E_p ve E_q enerji seviyeleri arasında oluşan olası geçişlerin olasılık katsayıları yani Einstein katsayılarıdır. Burada;

A_{pq} : kendiliğinden ışıma olasılığı katsayısı

B_{qp} : uyarma ile soğurma olasılığı katsayısı

B_{pq} : uyarma ile ışıma olasılığı katsayısı

olarak alınmıştır.

$\rho(\nu)$ ışıma yoğunluğuna sahip bir sistem düşünülürse q durumundan p durumuna geçiş gerçekleşirken $h\nu$ fotonu soğurulduğu düşünülürse saniye başına q durumundan p durumuna geçiş olasılığı $B_{qp}\rho(\nu)$ olur. Uyarma ile soğurmada dolayı p durumunun n_p sayı yoğunluğu değişim oranı

$$\frac{dn_p}{dt} = \rho(\nu)B_{qp}n_q \quad (3.20)$$

ile verilir. Uyarma ile ışıma n_p sayı yoğunluğunu değiştirir:

$$\frac{dn_p}{dt} = -\rho(\nu)B_{pq}n_p \quad (3.21)$$

Burada; B_{pq} , Einstein katsayısıdır ve B_{qp} 'ye eşittir. Kendiliğinden ışıma için

$$\frac{dn_p}{dt} = -A_{pq}n_p \quad (3.22)$$

ifadesi kullanılmaktadır. Burada n_p ve n_q ; sırasıyla p ve q durumlarındaki sayı yoğunluğudur. Atomlar T sıcaklığında dengede olduklarından $\rho(\nu)$ enerji yoğunluklu ifadesi Planck siyah cisim ışımından

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \left\{ \exp \left[\frac{h\nu}{k_B T} \right] - 1 \right\}^{-1} \quad (3.23)$$

yazılır. Bu üç çeşit geçişin bulunduğu bir atomik sistemde sayı yoğunlukları denge değerlerine ulaştığında,

$$\rho(\nu) B_{qp} n_q = A_{pq} n_p + B_{pq} \rho(\nu) n_p \quad (3.24)$$

edilir. Boltzmann dağılım yasası aracılığı ile denge durumundaki n_p ve n_q arasındaki bağıntı

$$\frac{n_p}{n_q} = \frac{g_p}{g_q} \exp \left[- \frac{h\nu}{k_B T} \right] \quad (3.25)$$

ile verilir. Buradan,

$$\rho(\nu) = \frac{A_{pq} / B_{pq}}{\frac{g_q}{g_p} \left\{ \exp \left[\frac{h\nu}{k_B T} \right] - 1 \right\}} \quad (3.26)$$

şeklinde yazılabilir. Eğer p ve q durumlarının dejenerelik dereceleri aynı ise

$$A_{pq} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} B_{pq} \quad (3.27)$$

olarak yazılır [76-77]. Bu denklem ν frekansı arttıkça kendiliğinden ışımaya uyarma ile ışımaya göre oldukça hızlı arttığını göstermektedir.

3.2.1. Optik emisyon spektrumu

Mor ötesi ve görünür bölgedeki elektromanyetik ışınlarla serbest atom ve iyonlar arası etkileşim optik emisyon spektrumu olarak bilinmektedir.

Plazma spektroskopisi; pasif metot olan emisyon spektroskopisi ve aktif metot olan absorpsiyon spektroskopisi olarak ikiye ayrılır. Emisyon spektroskopisinde plazmanın kendisinden yayınlanan ışık kaydedilir. Burada temel süreçlerden birisi, parçacıkların elektron ile çarpışmasıyla bir enerji seviyesinden diğer enerji seviyesine kendiliğinden uyarılmasıdır. Absorpsiyon spektroskopisi durumunda ise parçacığın bir enerji seviyesinden diğerine uyarılması uygulanan radyasyon alanının zayıflamasına neden olan bir radyasyon alanı ile gerçekleşir. Emisyon şiddeti, uyarılmış durumdaki parçacık

yoğunluğu ile bağıntılı olmasına rağmen absorpsiyon verileri, çoğu zaman düşük enerji seviyesindeki taban durum olan parçacık yoğunluğu ile ilişkilidir. Bu nedenle taban durum parçacık yoğunlukları, absorpsiyon spektroskopisi ile direkt elde edilir. Ancak absorpsiyon teknikleri, emisyon spektroskopisinden daha fazla deneysel çabalara ihtiyaç duyar. Emisyon spektroskopisinin bazı ilkeleri absorpsiyona da uygulanabildiği ve emisyon spektroskopisi çeşitli plazma parametrelerini sağladığı için pasif ve çok yararlı bir tanı aracıdır [78].

Optik emisyon spektroskopisi (OES), plazmada uyarılan parçacıkların kendiliğinden ışınım sonucu oluşan ışığın ölçümlerine dayanır. Uyarılmış emisyon olayı da plazmanın tanısı için kullanılabilir. OES, belirli bir plazma bölgesi normalde konik veya silindirik boyunca ortalamasının alındığı bir görüş hattı ölçüm yöntemidir [79].

OES, elektrik deşarj parametrelerinin ölçümleri ve tanısı için yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Uyarılmış atomik ve moleküler durumlar hakkında bilgiler vermektedir. Plazmanın dönme, titreşim ve elektronik uyarılma sıcaklıklarını, dengede olmayan seviyeleri, gaz sıcaklığını ve elektron sıcaklığı tanımlamamızı sağlar. Bunun dışında, birçok radikal, aktif atom veya molekül türünü tanımlamayı sağlar. Böylece, plazma kimyasal süreçleri hakkında fikir edinilir. Bu durum, hava veya su kirliliği kontrol süreçlerini anlamayı ve optimize etmeyi sağlar. Radikallerin tanımlanması, biyo-inaktivasyon mekanizmalarını ve canlı hücrelerle plazmanın etkileşme mekanizmalarını anlamak için biyolojik ve tıbbi uygulamalarda da büyük önem taşımaktadır.

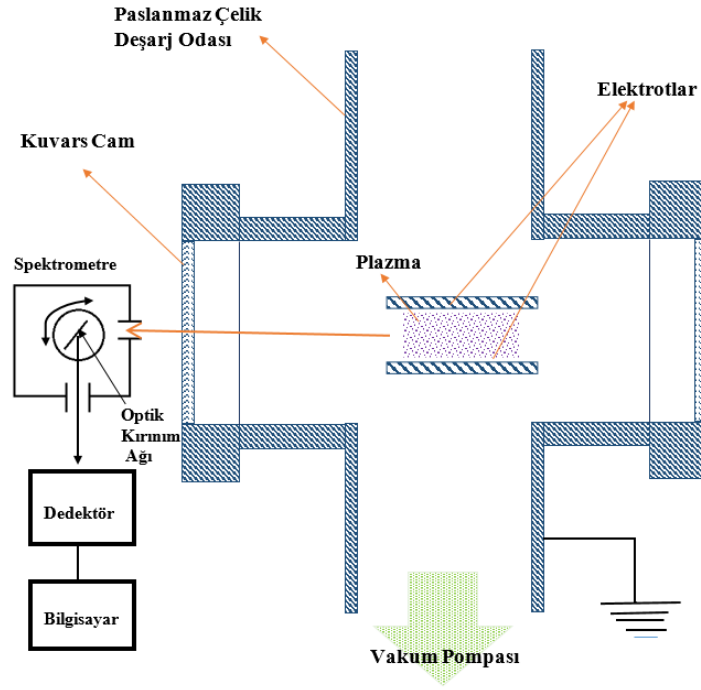
Laboratuvar koşullarında elde edilen plazmaların kontrolü ve tanımı için plazmadan ortaya çıkan optik ışınım OES yöntemi ile elde edilen spektral çizgilerin şiddeti ve ortaya çıktığı dalga boyu değerleri plazmada ortaya çıkan parçacıkların türünün belirlenmesine yardımcı olur. Üretilen plazmada gerçekleşen kimyasal ve fiziksel olaylar OES ile belirlenebilir. Ancak OES tekniklerinin bazı sınırlılıkları vardır. Bunlardan birisi, emisyon şiddetinin plazma türlerinin yoğunluklarını doğrudan vermemesidir. Plazmadaki OES elektronların çarpışması sonucunda meydana gelen uyarılma ve ışınım sonucunda oluşan reaksiyonlarla bilgi vermektedir.

Plazmanın tanımlanması işleminde bazı özel ışınımın belirlenebilmesi için emisyon spektrum tabloları kullanılmaktadır. Ancak bu aşamada bazı zorluklar ortaya çıkabilir. Spektrumun çok karmaşık olması bu zorluklardan birisidir. Atomik ve iki atomlu moleküllerin optik emisyon spektrumları çok atomlu moleküllerinkinden daha dar

ve basit olduklarından dolayı kullanışlı bilgiler verebilir. Bunun sebebi çok atomlu moleküllerde titreşim ve dönme hareketleri spektrumlarının geniş olmasıdır. Burada yapılan ışımalar incelenen spektral bölge için yeterli değildir. Bir elementin spektrumun tanımlanması kolay olmasına rağmen kimyasal bileşimdeki spektrumların tanımlanması çok zordur. Söz konusu zorluk, kimyasal bileşimdeki her bir elementin ışımaya yapmasının bir sonucudur. Bir kimyasal bileşikte birçok spektral geçişlerin var olması nedeniyle zayıf serilerin veya küçük yoğunluğa sahip plazmaların belirlenmesi oldukça zordur. Bileşikte miktarın az olması optik sinyallerin anlaşılmasında neden olabilir [35, 80]. Diğer bir zorluk ise OES şiddetinin; plazmadaki atomların taban durumdan uyarılmış duruma geçiş yeteneğine bağlılığının nümerik olarak incelenmesidir. Nümerik olarak emisyon spektrumunun incelenmesinin ilk adımı, emisyon şiddetinin konsantrasyona lineer bağımlılığıdır [80].

Deşarj plazmaların daha çok yönlü pertürbe olmayan pasif tanısı; görünür, morötesi veya kızılötesi spektroskopisi ile sağlanır. Morötesi ya da kızılötesi dalgaboyunda çalışmanın deneysel zorlukları ve ekstra giderlerinden dolayı çoğu spektroskopik inceleme, spektrumun görünür bölgesinde yapılmaktadır. Optik spektrometre oldukça ucuz olup ticari olarak geniş bir alanda kullanılabilir [81].

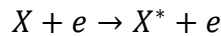
Karakteristik plazma spektroskopisi Şekil 3.5’de görülmektedir. Bu sistemde, plazmadan gelen ışımaya, spektrometrede toplanır. Bu spektrometrede prizma veya spektral ayna, ışığı bir veya daha fazla fotodetektöre yönlendirir. Prizma veya spektral ayna döndükçe fotodetektör ışımaya şiddetini spektrometre ölçeği üzerinden dalgaboyunun fonksiyonu olarak kaydeder [81].



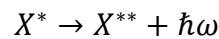
Şekil 3.5. *Optiksel büyütmeye sahip plazma spektrumunun kullanıldığı plazma spektroskopisi için deneysel düzenek*

Bu işlemin genel sonucu, plazmadaki nötr ve iyonlaşmış parçacıkların her ikisinden gelen onlarca veya binlerce emisyon çizgilerinin bir spektrumudur. Bu emisyon çizgileri plazma tarafından oluşturulan aktif parçacıklardan ve plazma oluşumunun kimyasal reaksiyon ürünlerinden kaynaklanabilmektedir. Aktif parçacık emisyonlarının şiddeti, plazmanın özel işlemler için gerekli maksimum koşulları oluşturup oluşturamayacağını göstermek için kullanılabilir [81].

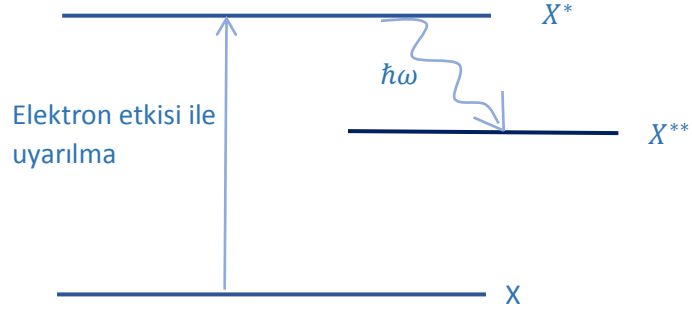
Emisyon çizgileri, deşarj parametrelerine bağlı olan uyarılmış durumların sayı yoğunluğu ile ilişkilidir [82]. Şekil 3.6'da herhangi bir atomun elektron etkileşimi ile taban durumdan uyarılmış duruma geçişi ve ardından ω frekansı ile bulunduğu durumdan biraz daha düşük başka bir enerji durumuna geçişi gösterilmiştir. Bu ışımının dalga boyu, $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ olup genellikle dalgaboyları, 200 – 900 nm aralığında gözlenir [44]. Plazmadaki parçacıkların elektronlarla ile çarpışması sonucu,



reaksiyonu ile parçacıklar uyarılmakta, uyarılan parçacıklar da



reaksiyonu ile diğer bir duruma geçmektedir.



Şekil 3.6. Uyarılmış durumda bulunan parçacıkların enerji seviye diyagramı [42]

Böyle etkileşimler sonucunda ortaya çıkan spektral çizgilere bir örnek Şekil 3.7’de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi OES’den elde edilen spektrumların eksenleri; dalgaboyu ve şiddet eksenidir. X^* uyarılmış durumuna ait p seviyesine ait E_p enerjisinden daha düşük X^{**} durumundaki q seviyesine geçişte yayınlanan fotonun enerjisi $E_{pq} = E_p - E_q$ farkına eşit olduğundan bu geçişe karşı gelen çizgisel emisyonunun merkezi dalgaboyu ise

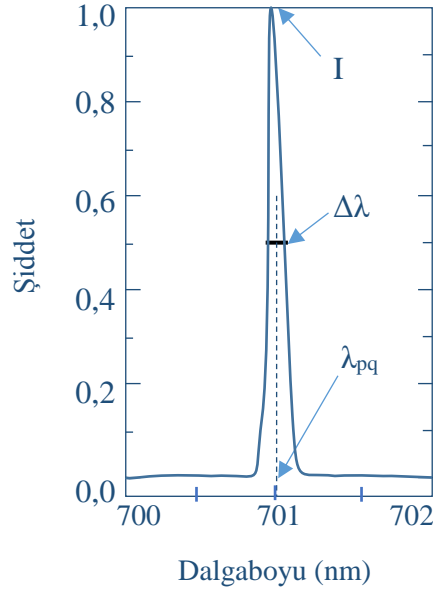
$$\lambda_{pq} = hc / (E_p - E_q) \quad (3.28)$$

ile verilir. Dalgaboyu, Doppler etkisi ile kaymadığı sürece; enerji geçişi, parçacık türlerinin karakteristiği olduğundan merkezci dalga boyu, ışıyan parçacıkların belirleyici bir özelliğidir [78].

Genelde plazmadan ışıma şiddetinin önemli kısmı birinci uyarılmış durumlarda gerçekleşir ve parçacık uyarılmış durumdan taban durumuna geçtiğinde atom, molekül veya radikal gibi her bir parçacık belirli enerji değerine sahip olduğu için ışıma frekansı

$$\nu_{pq} = \frac{E_p - E_q}{h} \quad (3.29)$$

olur.



Şekil 3.7. Çizgi ışımaya spektrum örneği [78]

Uyarılmış bir atomun p enerji seviyesinden q enerji seviyesine kendiliğinden geçiş sonucu ortaya çıkan ışığın şiddeti aşağıdaki biçimde ifade edilebilir:

$$I_{pq} = n_p A_{pq} h \nu_{pq} = n_p A_{pq} hc / \lambda_{pq} \quad (3.30)$$

Burada; ν_{pq} ortaya çıkan ışığın frekansı, λ_{pq} yayılan ışığın dalgalıboyudur. Bir çizgi spektrumunda emisyon şiddet dağılımı detektör ile birleştirilmiş bir monokromatör gibi özel bir detektör sisteminin tepkisinden etkilenir. Bu durumda, (3.30) eşitliğine bir sabit eklenmelidir.

n_p sayı yoğunluğu, deşarjın özelliğini yansıtan plazmadaki uyarılma mekanizmasına bağlıdır. Uyarılma süreçlerini tanımlamak için uygun bir sayı yoğunluğunu veren modele ihtiyaç vardır. Corona modeli ve çarpışmalı ışımaya modeli (Collisional Radiative Model-CRM), plazma deşarjlarındaki uyarılmayı tanımlamak için en çok kullanılan yaklaşımlar arasındadır. Corona modeli, ışımaya basamaklarının ihmal edildiği, deşarj parçacıklarının direkt elektron çarpması nedeniyle uyarıldığı durumları dikkate alır. Ancak yarı kararlı parçacıkların varlığı, daha yüksek uyarılmış durumlar, ışımaya basamakları vb. ek faktörler dikkate alındığında ise CRM modeli kullanılmaktadır. EEDF, parçacıklar için denge denklemi olan Boltzmann denkleminin bir sonucu olarak elde edilir [79].

Spektral çizginin özelliği, genişleme mekanizmalarına bağlıdır. Doppler etkisi durumunda spektral çizgi Gaussiyendir ve çizgi kalınlığı parçacık sıcaklığı ile ilişkilidir. Eşitlik (3.30), çizgi şiddetinin n_p uyarılmış seviyenin sayı yoğunluğuna bağlı olduğunu göstermektedir. Aynı zamanda plazma parametrelerine güçlü bir şekilde bağlıdır ve

$$n_p = f(T_e, n_e, T_n, n_n, \dots). \quad (3.31)$$

olarak ifade edilebilir. Bu ifade, sayı yoğunluğunu veren modeller ile tanımlanabilir.

Emisyon çizgi şiddeti ile izlenen bir işlem olan daha nitelikli plazma spektroskopisi uygulamaları, endüstriyel işlem kontrolünden ziyade araştırma için kullanılmaktadır. Temel olarak optik emisyon çizgilerinin ilgili şiddeti, plazmadan yayılan parçacıkların elektron kinetik enerjisi ve kesin sayı yoğunluklarını belirlemek için kullanılabilir. Elektron enerji dağılım fonksiyonu bilinmezse, ilgili uyarılma tesir kesitinde yetersiz bilgi varsa veya elektron sayısı ve uyarılmış parçacıklar yerel klasik kinetik denge durumunda kalırsa böyle niceliksel uygulamalar mümkün değildir [81].

Elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu, düşük basınç deşarjların çalışma koşullarını tanımlayan en önemli parametrelerdir. Optik emisyonları temel alan teknikler, bu parametreleri belirlemek için kullanılır. Bu teknikler genellikle etkilidir ve kullanım için gelenekseldir [83].

3.2.2. Optik emisyon spektroskopisi ile elektron sıcaklığı hesaplama

Kapasitif radyo frekans deşarjlarda elektronlar, atomları uyarmak ve molekülleri ayırmak için birkaç eV termal enerjiye sahiptirler. Bu nedenle düşük elektron yoğunluğundan dolayı, elektron gazının sahip olduğu ısı miktarı oldukça küçüktür [51]. Nümerik analitik teknikler, plazmada mevcut elemanların niceliği, plazma sıcaklığı, elektron yoğunluğu gibi plazma özelliklerini belirlemek için kullanılır. Bunun dışında plazmanın içerisinde bulunan parçacıkların incelenmesi, parçacık yoğunluğu, elektron sıcaklığı, viskozite, termal ve elektriksel iletkenliği gibi parametrelerin belirlenebilmesi için de optik emisyon spektrumu kullanılabilir.

Elektron yoğunluğu gaz deşarjlardaki en önemli temel parametrelerden birisidir. Elektron yoğunluğunu ölçmek için kullanılan yöntemlerden birisi de optik emisyon spektrumdur. Bu yöntem deşarj fiziğini ve maksimum çalışma koşullarını anlamak için kullanılan en önemli yollardan biridir [84].

OES plazmayı tedirgin etmediği için plazmaları incelemek için kullanışlı ve basit bir yöntemdir. Elektronların etkileşim mekanizmasına bağlı dört model vardır. Bunlar;

LTE model, yarı kararlı Corona model, zamana bağlı Corona model ve çarpışmalı ışınım modelidir.

Üst enerji seviyelerinin LTE’de olduğu durumda bu enerji seviyeleri, Boltzmann dağılımına uymaktadır. Plazma sıcaklığını belirlemede en basit yol, spektral çizgilerin emisyon şiddetlerinden yararlanmaktır. Atomik yapı ve spektrum teorisindeki spektral çizgilerin şiddetlerinin oranı, Boltzmann dağılımıyla ilgilidir. Üst seviyede bulunan çizgilerin sayı yoğunluğu, lokal ısıl dengede olması koşuluyla iki spektral çizginin şiddetlerinin oranısının alınması ile elde edilir. Aynı zamanda, lokal ısıl denge durumunda bu metottan elde edilen sıcaklık uyarılma sıcaklığını verir. Bu koşullarda uyarılma sıcaklığı elektron sıcaklığı olarak da kabul edilmektedir [78]. Ancak, ısıl dengede olmayan plazmalar bu duruma uymazlar. Dolayısıyla uyarılma sıcaklığı elektron sıcaklığından farklıdır.

Sıcaklık tanımı için en çok kullanılan dört adet metot bulunmaktadır. Bunlar; oran metodu, Boltzmann eğrisi, Saha-Boltzmann denklemi ve Doppler genişlemesidir. Lokal ısıl dengede olmayan plazma içerisinde bulunan elektronlar, iyonlar ve atomlar dengeye ulaşamaz ve onların her biri, ayrı ayrı sıcaklıklara sahiptirler. Uyarılma sıcaklığı (T_u), uyarılmış durumların sayı yoğunluğunu belirleyen bir parametredir. Bu sıcaklık LTE plazmalarda elektron sıcaklığına eşit kabul edilmekte olup bunu belirlemek oldukça kolaydır. Ancak, ısıl dengede olmayan plazmalar için Boltzmann dağılımından uyarılma sıcaklığını elde edebilmek için seçilen spektrum çizgilerinin uyarılma sıcaklığı (T_u) ve elektron sıcaklığı (T_e), sırasıyla Boltzmann eğrisi ve modifiye edilmiş Boltzmann eğrisi ile tanımlanmaktadır [82]. Bu yöntemlerden Boltzmann metodu,

$$\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right) = \frac{E_p}{k_B T_u} + \text{sabit} \quad (3.32)$$

denklemini vermektedir. Burada spektral çizgilerin şiddetleri

$$I_{pq} = \frac{hc A_{pq} g_p n}{\lambda_{pq} U(T)} e^{\left(\frac{E_p}{k_B T_u} \right)} \quad (3.33)$$

olarak yazılabilir. Burada;

I_{pq} : p enerji seviyesinden q enerji seviyesine geçişe karşılık gelen ışığın şiddeti

λ_{pq} : p enerji seviyesinden q enerji seviyesine geçişe karşılık gelen dalga boyu

A_{pq} : p enerji seviyesi ve q enerji seviyesi arasındaki geçiş olasılığı

- g_p : Üst enerji seviyesinin istatistiksel ağırlığı
 E_p : eV biriminde üst enerji seviyesi
 $U(T)$: Kısmi fonksiyon
 n : yayılan parçacıkların sayı yoğunluğu
 h : Planck sabiti
 c : Işık hızı
 k_B : Boltzmann sabiti
 T_u : Uyarılma sıcaklığı

olarak ifade edilir.

Geçiş olasılığı, üst enerji seviyesi ve istatistiksel ağırlık gibi uygun spektroskopik sabitler her spektral çizgi için Ulusal Standartlar ve Teknoloji Enstitüsü (NIST) standart verilerden elde edilmektedir.

Uyarılma ve ışımaya mekanizmaları, sadece elektronik çarpışmalarla kontrol edilemeyebilir. Bu nedenle uyarılma sıcaklığı elektron sıcaklığından oldukça farklıdır. Dolayısıyla plazmanın LTE durumunda olup olmadığı önemlidir [85]. Bu Boltzmann metodu LTE olmayan (non-LTE) plazmalarda serbest elektronların kinetik sıcaklığı ile ilişkili olan uyarılma sıcaklığını vermektedir ve Boltzmann eğrisi modifiye edilerek LTE olmayan plazmaların elektron sıcaklığı bulunabilmektedir. Boltzmann eğri metodunu uygulayabilmek için en az 5 spektral çizgi kullanılmalıdır [49, 85, 86]. Bu metodun doğruluğu, üst enerji seviye değerleri büyük farklılıklara sahip olan seçilmiş çizgiler ile geliştirilebilir. Bu denklem sadece sıcaklığa bağlıdır.

Lokal ısıl dengede olmayan durumda, uyarılma ve iyonlaşma süreçleri elektronla etkileşimi sonucunda elde edilir. Bu nedenle modifiye edilmiş Boltzmann eğrisi metodu lokal ısıl dengede olmayan plazmalarda elektron sıcaklığını hesaplamak için kullanılmaktadır [49].

Boltzmann eğrisini modifiye edebilmek için uyarılmış durumdaki etkin temel (principal) kuantum sayısı tanımlanmalıdır. Etkin temel kuantum sayısı,

$$p_i = \sqrt{\frac{R_H}{E_\infty - E_p}} \quad (3.34)$$

ile hesaplanabilir. Burada; R_H Rydberg sabiti, E_∞ iyonlaşma enerjisi ve E_p p seviyesinin enerjisidir [87].

Boltzmann dağılımından sapmayı belirleyebilmek için

$$n(p) = b(p) n^S(p) \quad (3.35)$$

ifadesindeki Saha parametresini (Bir gazın termal denge içindeki iyonizasyon durumunu sıcaklık ve basınca ilişkilendiren ifade içinde yer alır.) belirlenmelidir [88]. Burada $n(p)$, uyarılmış durumların gerçek sayı yoğunluğudur. $n^S(p)$, Saha dengesinde bulunan seviyelerin yoğunluğudur.

Elektronlar için Maxwell tanımı kullanılırsa

$$b(p) = b_0 p^{-\mu} + 1 \quad (3.36)$$

yazılabilir [89]. İyonlaşmış plazmalar için b_0 pozitif bir sabittir.

$$\frac{n^{(s)}(p)}{n_t} = \frac{n(p)}{b(p)n_t} = \frac{g_p \exp(-E_p/k_B T_e)}{Z(T_e)} \quad (3.37)$$

ve

$$I_{pq} = \frac{n(p) A_{pq} h c}{\lambda_{pq} 4\pi} \quad (3.38)$$

olmaktadır. Burada; n_t toplam sayı yoğunluğu, $Z(T_e)$ kısmi fonksiyon ve I_{pq} “ $p - q$ ” enerji geçişi için katı açısı başına düşen şiddettir. Buradan,

$$\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} \rho_p b(p)} \right) = \ln \left(\frac{n_t h c}{4\pi Z(T_e)} \right) - \left(\frac{E_p}{k_B T_e} \right) \quad (3.39)$$

ifadesi yazılır. Uyarılma enerjisine karşı çizilen $\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} \rho_p b(p)} \right)$ Boltzman eğrisinin eğiminden uyarılma sıcaklığı elde edilir. $n(p) \gg n^{(s)}(p)$ olan seviyeler için $b(p) \sim b_0 p^{-\mu}$ yazılabilir ve b_0 'ın değeri önemli değildir. Uyarılma enerjisine karşı $\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right)$ ve $\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p b(p)} \right)$ grafikleri çizilebilir. Elektron sıcaklığı için,

$$\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right) = \ln \left(\frac{n_t h c b_0}{4\pi Z(T_e)} \right) - \mu \ln p - \left(\frac{E_p}{k_B T_e} \right) \quad (3.40)$$








denklemini yazıldıktan sonra $\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right)$ ve $\ln p$ denklemleri arasında elde edilen lineer fitin μ eğimi bulunur. Bulunan μ değeri $\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right) + \mu \ln p$ denkleminde yerine yazılır. Bu denklem ile E_p arasında çizilen yeni grafiğin lineer fiti elde edilir. Bu lineer eğrinin eğiminden yararlanarak ise T_e elektron sıcaklığı elde edilir [45].

4. KAPASİTİF BAĞLI SİSTEMDE DÜŞÜK BASINÇTA ELDE EDİLEN DEŞARJLARIN ELEKTRİKSEL VE OPTİKSEL ÖZELLİKLERİNİN TAYİNİ

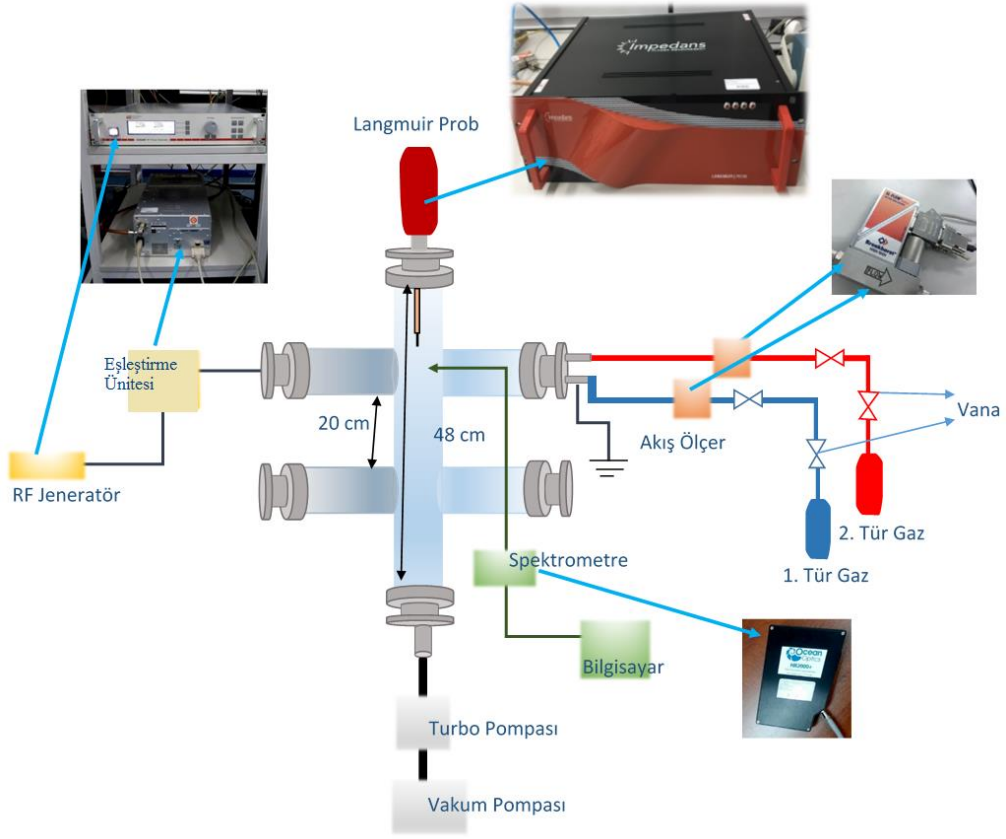
Bu çalışmada düşük basınçta farklı iki gazın karışımından kapasitif bağlı sistemde radyo frekansı ile üretilen (CCRF) elektriksel deşarjların analizi OES ve Langmuir prob ile incelenmiştir. Çalışmanın amacı; düşük basınçta farklı gaz karışımları için kapasitif bağlı RF deşarjın elektron sıcaklığını, elektron sayı yoğunluğunu, Debye uzunluğunu, elektron enerji dağılım fonksiyonunu ve diğer bazı plazma karakteristiklerini belirleyebilmektir. Dolayısıyla farklı gaz karışım deşarjları için belirli plazma parametreleri hakkında bilgiler Langmuir probu kullanılarak elde edilmiştir. Ayrıca bu deşarjlarının Langmuir probu ile belirlenemeyen yanları OES ile elde edilen spektral çizgiler aracılığı ile tamamlanmaya çalışılmıştır. Son olarak Langmuir prob ile belirlenen elektron sıcaklığı, OES aracılığı ile elde edilen spektral çizgiler aracılığıyla hesaplanan elektron sıcaklığı ile karşılaştırılmıştır.

4.1. Deney Sisteminin Tanıtımı

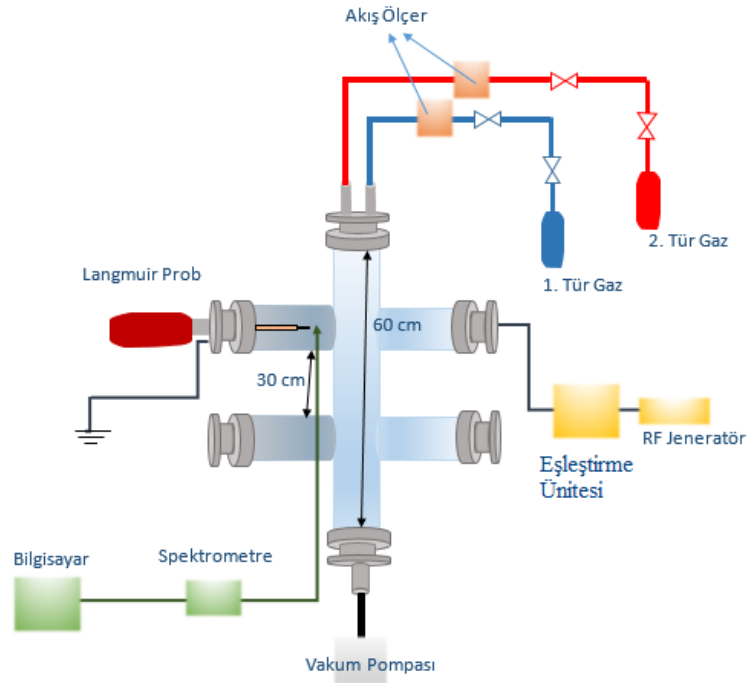
Deneysel çalışmada kullanılan sistem;

-  Vakum odası
-  Vakum sistemi
-  Elektrotlar
-  Gaz tüpleri ve gaz kontrol sistemi
-  Güç kaynağı ve eşleştirme ünitesi
-  Spektrometre
-  Langmuir prob

gibi bileşenlerden oluşmaktadır. Şekil 4.1'de gaz karışımlarının kapasitif bağlı radyo frekans deşarjının üretildiği deney sisteminin şematik gösterimi verilmiştir.



(a)

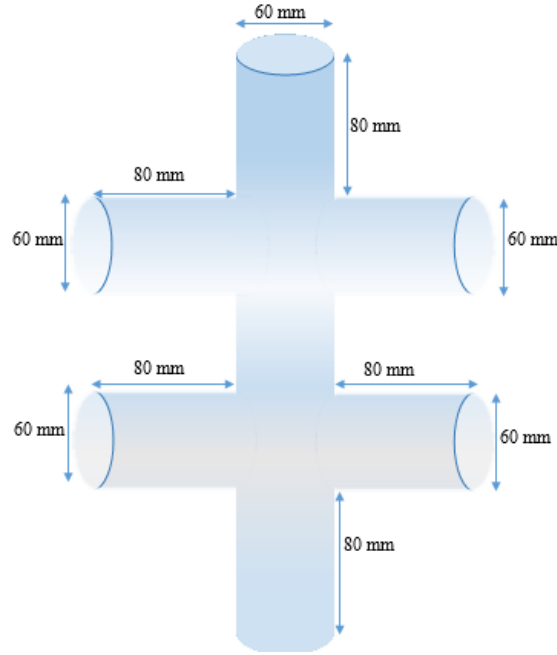


(b)

Şekil 4.1. (a) Kollar arası uzunluğunun 20 cm ve (b) kollar arası uzunluğunun 30 cm olduğu düşük basınçta RF plazma deney düzenekleri

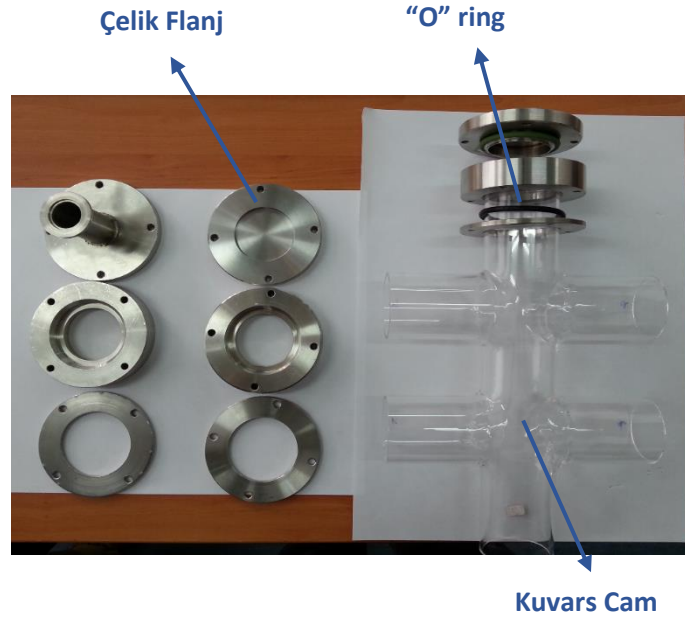
4.1.1. Vakum odası

Düşük basınçta CCRF deşarjların oluşturulduğu vakum odası olarak 6 girişi bulunan kuvars camdan özel olarak üretilmiştir. Şekil 4.2’de düşük basınç radyo frekans deşarj sisteminde kullanılan kuvars camın şematik gösterimi ve ölçüleri verilmiştir. Vakum odası, bu çalışmada silindirik bir şekle sahiptir. Kuvars camda bulunan kolların çapları 6 cm dir. Kuvars camdaki 6 kolun her birine paslanmaz çelikten yaptırılan flanjlara takılmıştır.



Şekil 4.2. Düşük basınç plazmanın oluşturulduğu kuvars vakum odası

Deşarj odasının kollarının herbirinin ölçülerine uygun çelik flanjlara ölçüleri belirlenerek, Anadolu Üniversitesi Atölyeler Müdürlüğü’ne bağlı atölyelerde imal edilmiştir. Bu flanjlara üzerinde bulunan kirliliklerin elde edilen RF deşarjının özelliklerini etkilememesi için flanjlara karbon tetra klorür ile temizlendikten sonra etil alkol ile yıkanmıştır. Kuvars vakum odasının her bir koluna bu flanjlara, “O” ring’ler yardımıyla takılmıştır. Kullanılan cam vakum odası ve flanjlara resmi Görsel 4.1’de görülmektedir. Deşarj odasının kollarında bulunan çelik flanjlara çapları 10 cm’dir. Deşarj odasının iç çapı ve iki elektrot arasındaki uzaklık, sırasıyla 5,5 ve 18,5 cm dir. İki kol arasındaki uzaklık 20 ve 30 cm olan ayrı iki vakum odası ayrı ayrı kullanılmıştır.



Görsel 4.1. Vakum odasını oluşturmak için kullanılan flanjlar ve kuvars

4.1.2. Vakum sistemi

Kuars cam vakum odasının alt girişine Görsel 4.2’de görülen mekanik vakum pompası bağlanmıştır. Deşarj oluşumu ve ölçümlerin yapılması sırasında vakum odası yatay konumda tutulmuş olup, deşarjı elde edilecek gazlar vakum odasının içine flanj aracılığı ile gönderilmiştir. Deşarj odasında hava kaçaklarından dolayı meydana gelebilecek olan oksijen, hidrojen ve azot gibi gaz kaçaklarının oluşmasını önlemek için pnömatik hortum sistemi kullanılmıştır. Şekil 4.1. (a)’da görüldüğü gibi iki kol arasındaki uzaklığın 20 cm olduğu vakum odasının alt kısmına turbo pompası ile güçlendirilmiş Edwards Marka RV8 Model A65401903 vakum pompasına bağlanmıştır. Şekil 4.1. (b)’de görüldüğü gibi hazırlanan iki kol arasındaki uzaklığın 30 cm olan vakum odasının kullanıldığı deney sisteminde ise turbo pompasından istenilen verim alınmadığı için kullanılmamıştır.

Edwards Marka basınçölçer ile sistemde oluşan basınç belirlenmiştir. Vakum odasının içerisine gaz girişi bulunmadığı zaman ve deşarj oluşumu elde edilmeden önce turbo ve mekanik vakum pompa ile deşarj odasında bulunan hava boşaltılmıştır. Vakum odasındaki basınçlar $3,0 \times 10^{-2}$ ve $6,0 \times 10^{-2}$ mbar arasında elde edilmiştir.



Görsel 4.2. Vakum pompası ve vakum ölçer

4.1.3. Gaz tüpleri ve gaz kontrol sistemi

Kuvars cam vakum odasına gönderilen gaz/gazların akışı Görsel 4.3’de görülen EL-Flow akışmetre ile kontrol edilebilmektedir. Böylece gerekli oranlarda gaz ya da gaz karışımları elde edilebilmektedir. Sabit gaz akış oranında vakum odası içerisinde sabit basınç sağlanabilmektedir. Bu sistem kullanılarak yapılan deneylerde saf gaz olan Argon (Ar), Helyum (He), Hidrojen (H_2) ve Oksijen (O_2) gazları tercih edilmiştir.



Görsel 4.3. Gaz kontrolü için kullanılan akışmetre

4.1.4. Elektrotlar

Ar- H_2 , He- O_2 ve Ar- O_2 gaz karışımları için iki kol arasındaki uzunluğun 20 cm olduğu ve turbo pompasının kullanıldığı vakum odasında düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans deşarj elde edebilmek için Şekil 4.1 (a)’da görüldüğü gibi vakum odasının kollarında bulunan 60 mm çaplı çelikten yapılmış flanjlardan birisine eşleştirme ünitesi aracılığı ile radyo frekans güç kaynağı bağlanmıştır. Bu flanjin karşısındaki gazların giriş

yaptığı kolda bulunan flanaj ise toprağa bağlanmıştır. Bu iki adet dairesel elektrot arasında kapasitif bağlı deşarj elde edilmiştir.

Şekil 4.1 (b)'de görülen iki kol arasındaki uzunluğun 30 cm olduğu ve turbo pompasının kullanılmadığı vakum odasında Ar-H₂ gaz karışım deşarjını elde etmek için Langmuir probunun bağlandığı flanaj toprağa bağlanmış olup, bu flanjin karşısında bulunan flanja eşleştirme ünitesi aracılığı ile RF güç kaynağı bağlanmıştır.

4.1.5. Güç kaynağı ve eşleştirme ünitesi

Kapasitif bağlı RF deşarjlarda deşarja güç verebilmek için iki elektrota RF güç kaynağı bağlanmıştır. RF güç kaynağı eşleştirme ünitesi aracılığı ile elektrotlardan birine bağlanmıştır. Diğer elektrot ise toprağa bağlanmıştır. Görsel 4.4'de görülen “Advanced Energy” marka RF eşleştirme ünitesi ve “Cesar” jeneratör ile iki çelik elektrot arasında gaz/gaz karışımları uyarılarak kapasitif bağlı RF deşarjı elde edilmiştir.



Görsel 4.4. Radyo frekans güç kaynağı ve eşleştirme ünitesi

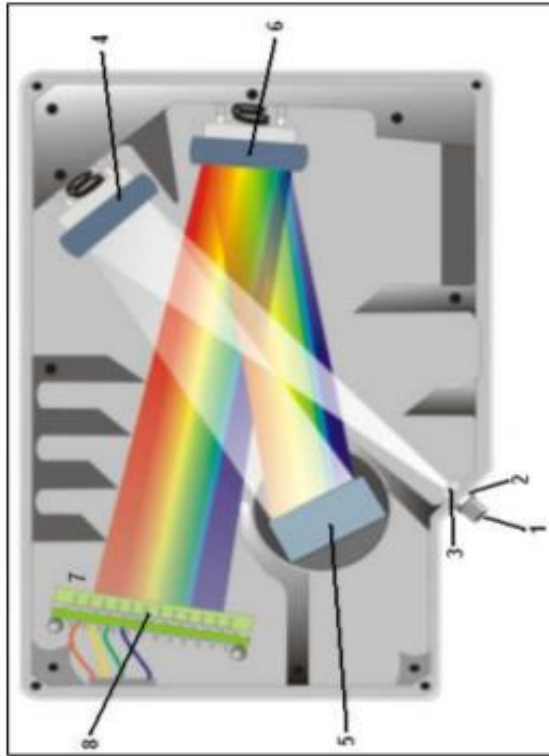
4.1.6. Spektrometre

Aktif nötral parçacıkların bulunduğu deşarj bölgesinde bulunan parçacık türlerini belirlemek için deşarjın yayımladığı emisyon çizgilerinin spektrum ölçümleri bilgisayar kontrollü “Ocean Optics HR2000+” marka spektrometre cihazı ile yapılmıştır. Işığın bir HR2000+ Spektrometrenin optik düzeneğinde nasıl hareket ettiği Şekil 4.3'de gösterilmiştir. Bu optik düzenekte taşınabilir ya da kırılabilir parçalar yoktur. Tüm parçalar sabittir. OES'in optik düzeneğindeki numaralar;

1. SMA bağlantısı
2. Yarık (slit)

3. Filtre
4. Ayarlayıcı ayna
5. Kırınım ağı
6. Odaklama aynası
7. L2 dedektör toplama merceği
8. CCD (charge coupled devices) dedektör

optik parçalarının temsil etmektedir.



Şekil 4.3. Optik emisyon spektrometrenin iç dizaynı [90]

Fiber optik kablo aracılığı ile gelen ışık SMA bağlantısı ile optik düzeneğe girer. SMA bağlantısının arkasına doğrudan takılan dikdörtgen bir diyafram içeren koyu renkli bir malzeme olan yarı bulunmuştur. Diyafram açıklığı, optik düzeneğin içine giren ışık miktarını düzenler ve spektral çözünürlüğü kontrol eder. Işık, optik düzeneğe girmeden önce yarı arkasına yerleştirilen filtreden geçer. Bu filtre optik ışımayı önceden belirlenmiş dalgaboyu bölgelerine sınırlayabilmektedir. Ayarlayıcı ayna fiber optik kablo aracılığı ile optik düzeneğin içine giren ışığı spektrometrenin kırınım ağına doğru odaklar. Kırınım ağı (grating) ise ayarlayıcı aynadan gelen ışığı kırar ve kırılan ışığı odaklama

aynasına yönlendirir. Kırınım ağırları, spektrometrede dalgaboyu aralığının ve çözünürlüğünün belirlenmesine olanak sağlar. CCD dedektör, odaklama aynasından alınan ışığı toplar ve optik sinyali dijital bir sinyal haline dönüştürür. Bu dedektör üzerindeki her piksel, ona çarpan ışığın dalga boyuna tepki verir ve dijital bir yanıt oluşturur. Spektrometre daha sonra dijital sinyali spektrometre işletim yazılımı uygulamasına gönderir.

Deşarjın optik emisyon spektrumlarını elde etmek için kullanılan Görsel 4.5'teki bu spektrometre cihazı 200 nm'den, 1100 nm'ye 0,065 nm kadar yüksek optik çözünürlük ile ışığı toplamaktadır. Spektroskopik ölçümlerin alınması esnasında görünür bölgeden gelen gün ışığı engelleyebilmek için vidalı olarak bakırdan tasarlanan iç çapı 9,5 mm, dış çapı 13,5 mm olan 50 mm uzunluğunda bakır malzemedeki bir kolimatör yaptırılmış ve deşarjdan verilerin elde edilmesini sağlayan fiber optik kablonun ucuna takılmıştır. Optik emisyon spektrum ölçümleri, 25 ve 100 ms integrasyon zaman aralıklarında elde edilebilmektedir. Fiber optik kablo yardımı ile spektrometreye taşınan veriler, "Ocean Optics Spectra Suit" programı ile sonuçlar elde edilip değerlendirilmiştir.



Görsel 4.5. *Optik emisyon spektrometresi*

4.1.7. Langmuir probu

Impedans Ltd. şirketi tarafından ticari olarak üretilen Langmuir probu, elde edilen deşarjın incelenmesinde kullanılabilir. Langmuir probu, deşarjın özellikleri hakkında bilgi elde etmek için en basit yöntemlerden biridir. Deneysel çalışmalarda kullanılan kuvars deşarj odasında bulunan flanjlara uygun olan prob, "Impedans Ltd." tarafından dizayn edilerek üretilmiştir. Langmuir prob ölçümlerini

alabilmek için kullanılan deneysel düzenek, Görsel 4.6’da verilmiştir. Kullanılan prob uç tutucusu silindirik seramikten oluşmaktadır. Prob ucu, tungsten telden yapılmıştır. Langmuir probunun plazmayı tedirgin etmemesi gerektiği çok iyi bilinmektedir. Bu nedenle probun boyutları, plazmanın boyutlarından oldukça küçük seçilmiştir. Tungsten telin yarıçapı ve uzunluğu sırasıyla 0,195 mm ve 12 mm dir. Prob, prob ucu ve plazma arasında kapasitif bağlanmayı artıran RF kompanzasyon elektrot içermektedir. Bunun dışında prob beslemesinin sebep olduğu plazma potansiyel tedirginliği (pertürbasyon) kompanse eden DC kompanzasyon elektrot içermektedir. Bilgisayar ve Automated Langmuir Probe (ALPS) yazılımı aracılığı ile plazmanın elektriksel ve optiksel özellikleri belirlenebilmektedir. Prob akımı belirli aralıklardaki prob voltajları için ölçülebilmektedir. $I-V$ prob karakteristiği belirli sayıda veri noktasını içermektedir. Prob, belirli voltajda prob beslemesi ile elektron bombardımanı yapılmasıyla temizlenmektedir. Veri elde etmeden önce probun temizlenmesi için gerekli olan dinlenme zamanı bulunmaktadır. Dolayısıyla Langmuir prob taramaları belirli zaman aralıklarında kaydedilmiştir.



Görsel 4.6. *Impedans Langmuir probu*

4.2. Deneysel Parametreler

Bu çalışmada kullanılan güç kaynağı ve elektrotların bağlanma çeşidi değiştirilmemiş olup kapasitif bağlı düşük basınç deşarjlar çalışılmıştır. Bunun dışında deneysel çalışmalara başlanmadan önce bazı parametreler belirlenmiştir. Bu deneysel parametreler;

- ✚ Akış hızı
- ✚ Vakum odası ölçüleri
- ✚ RF güç değeri
- ✚ Gaz ve gazların karışımı
- ✚ Gaz karışım oranları

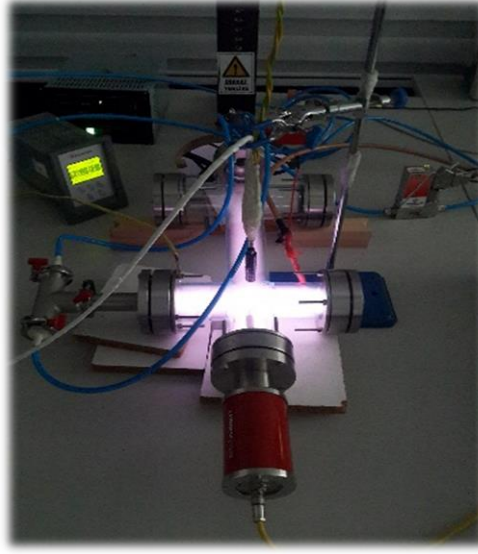
olarak ifade edilebilir.

4.3. Deney Ölçümleri ve Bulgular

4.3.1. He-O₂ radyo frekans deşarj deney ölçümleri ve bulgular

Düşük basınçta helyum (He)–oksijen (O₂) gaz karışımlarının radyo frekans deşarjlarını elde etmek için farklı oranlarda He ve O₂ gazları akışmetreler ile kontrol edilerek kuvars deşarj odasının bir kolunda bulunan flanaj üzerinden aynı anda gönderilmiştir. Aynı zamanda bu flanaj, toprağa bağlanarak topraklı elektrot elde edilmiştir. Radyo frekans jeneratör, topraklı elektrot olarak kullanılan flanjin karşısında bulunan koldaki flanja eşleştirme ünitesi aracılığı ile bağlanmıştır. Kuvars deşarj odasının bir ucuna vakum pompası bağlanmıştır. Vakum pompasının bağlandığı flanjin hemen karşısında bulunan flanja firma tarafından dizaynı yapılan Langmuir probu yerleştirilmiştir. Prob ucunun yerleşim yeri topraklı elektrot ve elektrikli elektrotun tam ortasıdır. Yine buraya kuvars camın dışından optik emisyon spektrum ölçümlerinin alınması için Ocean Optics HR2000+ spektrometre yerleştirilmiştir [91].

Deneysel çalışmalara başlarken görülen iki kol arasındaki uzaklığın 20 cm olduğu vakum odasına gaz gönderilmeden önce deşarj odasında bulunan havanın boşaltılabilmesi için turbo pompası ile destekli olan vakum pompası $4,0 \times 10^{-2}$ mbar'da sabit basınç elde edilinceye kadar çalıştırılmıştır. Pnömatik sistem kullanılarak düşük basınçta kuvars deşarj odasında hava ve azot kaçağı minimum olması sağlanmıştır.



Görsel 4.7. Düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans sistemi aracılığı ile He – O₂ gaz karışımından elde edilen plazmanın deneysel düzeneği

Görsel 4.7’de görülen düşük basınçta radyo frekans deşarj elde etmek için kullanılan He ve O₂ gazlarının kullanılan miktarları şu şekildedir:

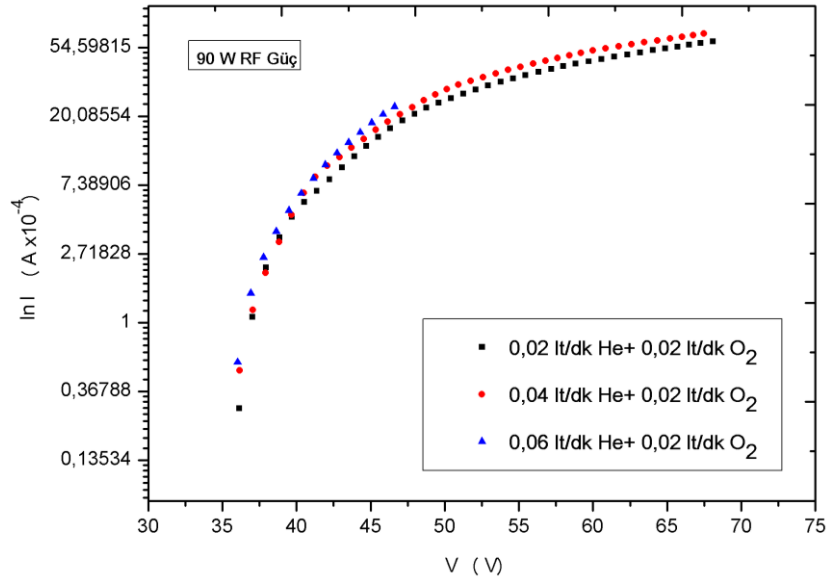
- 0,02 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂
- 0,02 lt/dk He ve 0,04 lt/dk O₂
- 0,02 lt/dk He ve 0,06 lt/dk O₂
- 0,04 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂
- 0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂

Vakum odasına gönderilen gazlara radyo frekans güç kaynağı ile elektriksel enerji verilmiştir. Bu gaz karışımlara uygulanan RF güç değeri ve vakum odasındaki basınç değeri Tablo 4.1’de verilmiştir.

Tablo 4.1. He-O₂ radyo frekans deşarjların oluşumundaki RF güç ve basınç değerleri

	0,02 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O ₂	0,02 lt/dk He ve 0,04 lt/dk O ₂	0,02 lt/dk He ve 0,06 lt/dk O ₂	0,04 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O ₂	0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O ₂
RF Güç (W)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)
10	0,19	0,23	0,27	0,21	0,25
20	0,18	0,22	0,27	0,21	0,23
30	0,17	0,21	0,27	0,20	0,21
40	0,16	0,20	0,25	0,19	0,21
60	0,14	0,18	0,23	0,17	0,19
90	0,10	0,16	0,21	0,13	0,15
120	0,62	0,13	0,17	0,10	0,11
150	0,29	0,09	0,13	0,05	0,07

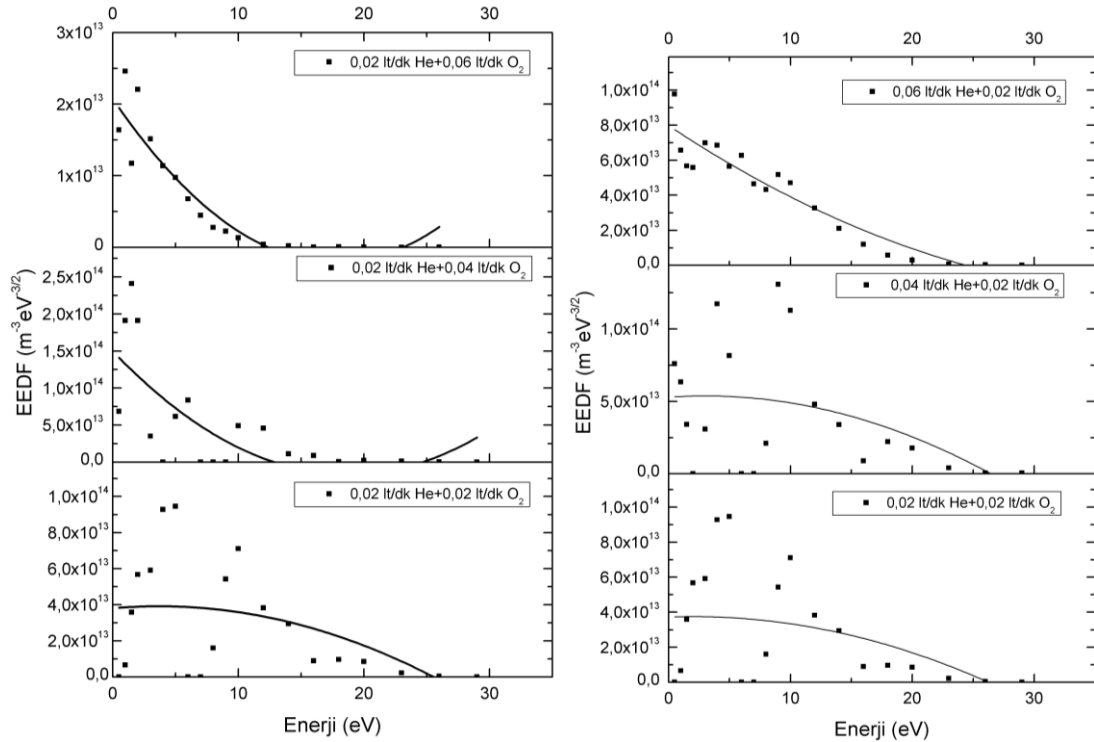
Düşük basınçta çalışan deşarj sistemi için özel olarak tasarlanmış olan Langmuir probu ile elde edilen verilerden yararlanarak Langmuir prob yazılımı aracılığı ile işlenen 90 W RF güç değeri için farklı oranlarda He ve O₂ karışımları için elde edilen deşarjların *lnI-V* eğrileri Şekil 4.4'de görülmektedir. 0,02 lt/dk He + 0,02 lt/dk O₂, 0,04 lt/dk He + 0,02 lt/dk O₂ ve 0,06 lt/dk He + 0,02 lt/dk O₂ gaz karışımları için elektron sıcaklıkları sırasıyla 4,67; 4,57 ve 3,78 eV olarak elde edilmiştir. Bunun dışında, Langmuir prob ölçüm sonuçlarından elde edilen eğrilerin eğiminden görüldüğü gibi karışım deşarjındaki He oranı arttıkça elektron sıcaklığı düşmektedir. Bu karışımlar için plazma potansiyelleri 46,7; 48,8 ve 44,3 eV olarak bulunmuştur. Denge potansiyelleri ise 35,7; 35,5 ve 35,4 eV'dur.



Şekil 4.4. 90 W RF gücünde farklı oranlarda He-O₂ gaz karışım deşarjlarının *I-V* karakteristik eğrileri

Elektron enerji dağılım fonksiyonu (EEDF) bi-Maxwelyen olduğu zaman, dağılım fonksiyonu elektron-iyon, elektron-elektron ve süper elastik çarpışmaların dağılımın çok düşük enerjili kısmında gerçekleştiğini ve tüm sürecin dağılımın diğer kısmında olduğunu söyler [92]. Şekil 4.5 düşük basınçta 90 W sabit bir RF gücü ile karışım deşarjında He/O₂ oranlarının bir fonksiyonu olarak ölçülen EEDF'lerini göstermekte olup ve karışım deşarjında meydana gelen süreç hakkında bilgi vermektedir. EEDF eğrisi altında kalan alanın integrali, deşarjın elektron yoğunluğu hakkında bilgi verir. Şekil 4.5'deki bazı EEDF'ların bi-Maxwell olduğu görülmektedir. EEDF'ları, yerel olmayan elektron

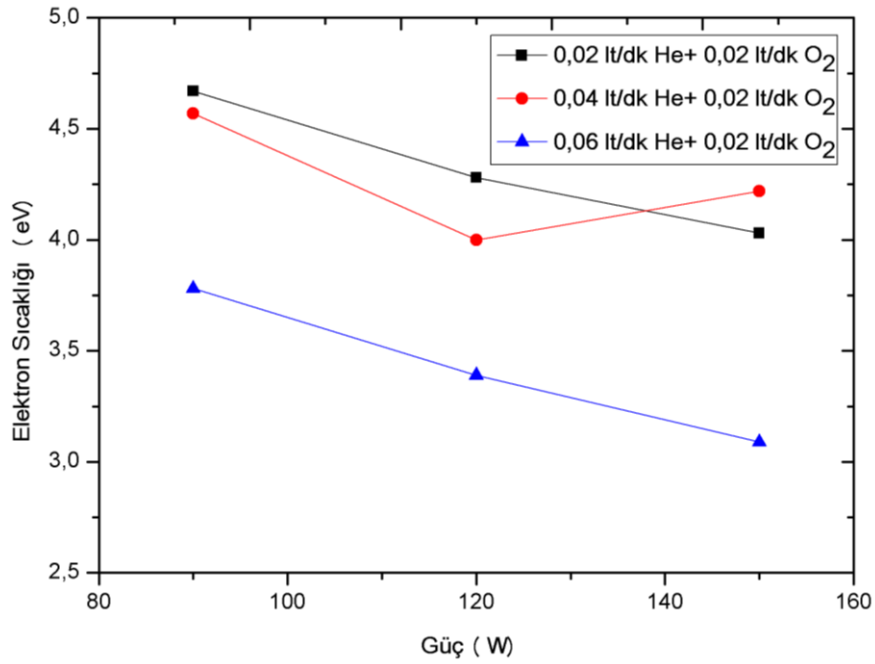
hareketlerinden dolayı karışım deşarjında He/O₂ için 1/3 veya 3/1 oranlarında Maxwell'dir. Düşük basınçta 90 W RF gücünde He/O₂ 1/3 veya 3/1 oranları için EEDF fonksiyonu Maxwell durumu diğer karışım oranları için bi-Maxwell'e değişmektedir. He/O₂'nin 1/3 veya 3/1 oranları, düşük basınçta karışım deşarjında elektron yoğunluğunun artışına neden olur. Bu nedenle, karışım deşarjının O₂/He oranının artması, düşük basınçta elektron yoğunluğunun artması elektron-nötral çarpışma frekansının artmasına neden olur.



Şekil 4.5. Sabit 90 RF gücünde farklı He/O₂ gaz karışım oranlarında elektron enerji dağılım fonksiyonlarının (EEDF) değişimi

Energileri 10 eV'dan küçük elektronlar, karışım plazmasının He/O₂ oranlarının 1/2, 2/1 veya 1/1 olması durumunda gürültüye neden olmaktadır. 0,02 lt/dk He + 0,06 lt/dk O₂ ve 0,06 lt/dk He + 0,02 lt/dk O₂ oranları ile elde edilen deşarjların EEDF'leri karşılaştırıldığında, 0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂ deşarjının elektron yoğunluğunun 0,02 lt/dk He ve 0,06 lt/dk O₂ deşarjının elektron yoğunluğundan yüksek olduğu görülmektedir. Bunun dışında Langmuir probundan elektron yoğunluğu değerleri 0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂ deşarjı için $33,1 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ iken 0,02 lt/dk He ve 0,06 lt/dk O₂ deşarjı için $2,28 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ olarak elde edilmiştir.

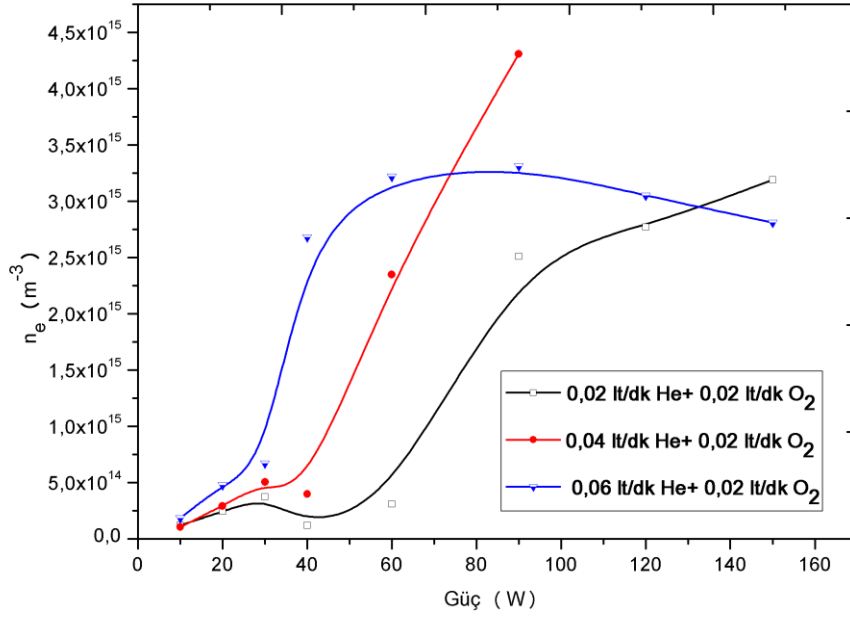
Şekil 4.6’da RF gücünün bir fonksiyonu olarak Langmuir probu ile elde edilen farklı oranda He-O₂ gazlarının karışım deşarjlarının elektron sıcaklıkları görülmektedir. Şekil 4.6, 90 W ve 150 W RF güç aralığında elektron sıcaklığının güçle azaldığını göstermektedir. He gaz oranındaki artış diğer partiküller ile çarpışmaya neden olur. Bu sırada karışım deşarjında He iyonları enerjilerini kaybeder ve daha sonra düşük basınçta oluşan deşarjın elektron sıcaklığı düşer. Sonuç olarak elektron sıcaklığı genelde Şekil 4.6’ dan görüleceği gibi He gaz oranındaki bir artış ile azalmaktadır.



Şekil 4.6. Farklı oranlarda He-O₂ gaz karışım deşarjının RF gücünün bir fonksiyonu olarak elektron sıcaklığı

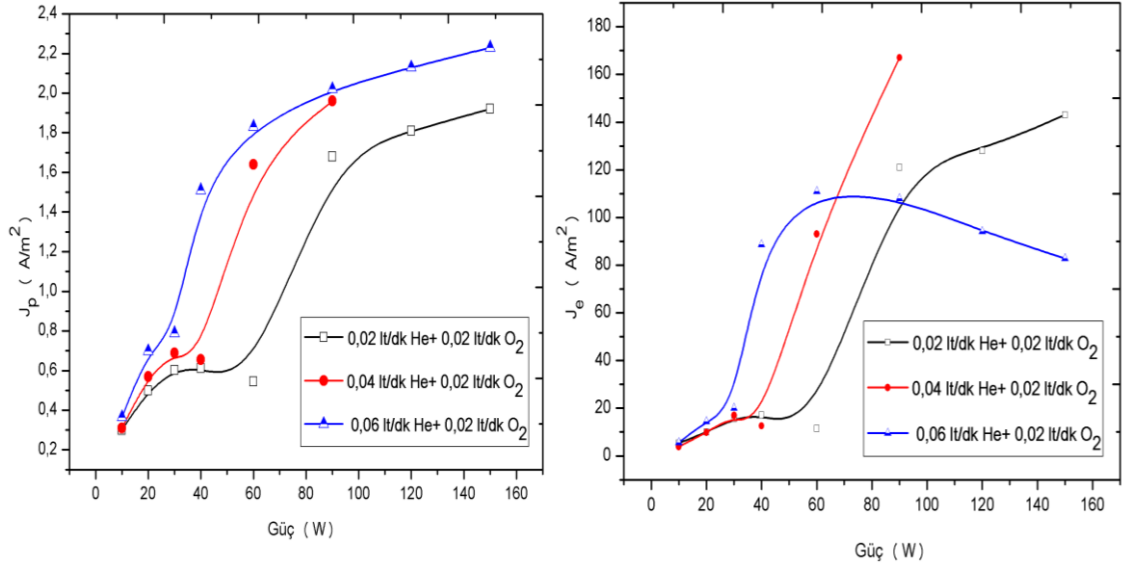
Şekil 4.7, gücün bir fonksiyonu olarak He – O₂ gazlarının karışım deşarjındaki elektron yoğunluklarını vermektedir. Şekil 4.7’de gösterildiği gibi RF gücü artarken elektron yoğunlukları artar. 30 W RF gücüne kadar, elektron yoğunlukları her karışım oranları için hemen hemen aynıdır. Gaz karışımına 40 W veya daha fazla RF gücü uygulandığında, He oranı arttıkça gaz deşarjında elektron yoğunluğu da artar. He oranının artması, daha düşük RF güç değerlerinde elektron yoğunluğunun daha yüksek değerler almasını sağlar. Gaz karışımı deşarjında bulunan He oranının düşmesi, elde edilen elektron yoğunluğunu düşürür. Deşarjdaki He oranındaki artış, karışım deşarjında oluşan parçacık sayısında artışa neden olmaktadır. Bu durum, karışımın deşarjında parçacıkların daha fazla uyarılması ve iyonlaşmasına neden olur. Daha yüksek elektron yoğunluğu,

deşarjın daha fazla He oranı için daha yüksek RF gücü kullanılarak elde edilir. Bunun dışında,deşarja uygulanan RF gücünün artışı, karışımdeşarjındaki parçacıkların uyarılma, iyonlaşma ve ek olarakdeşarjın içindeki elektron yoğunluğunun artışına neden olur.



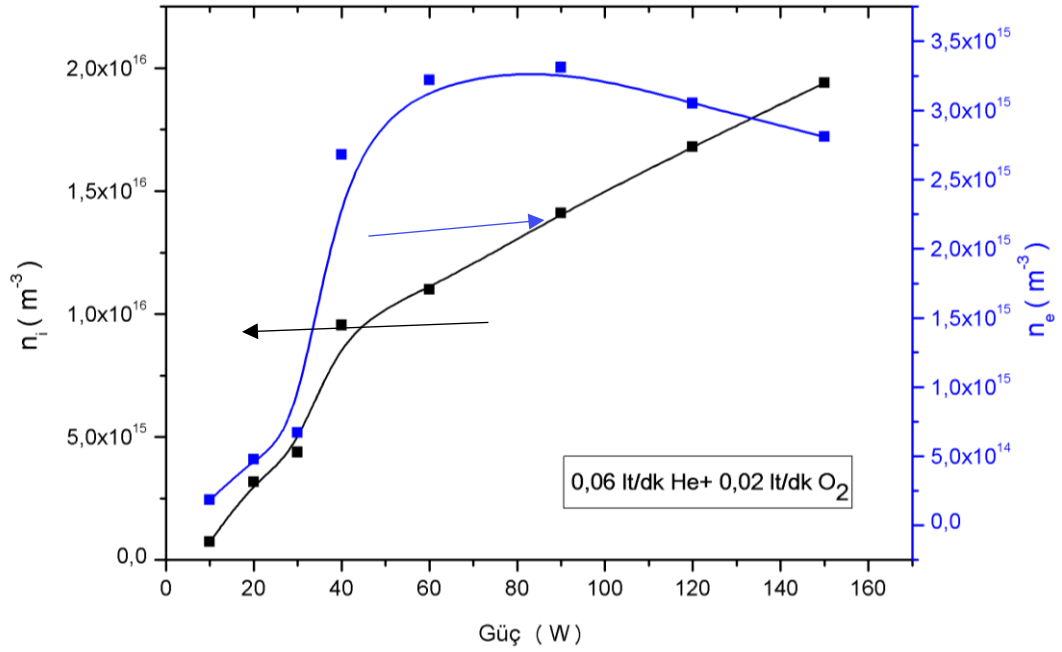
Şekil 4.7. He-O₂ gaz karışımdeşarjındaki 10-150 W arasında gücün fonksiyonu olarak elektron yoğunluğu

İyon kütlesi elektron kütlesinden daha büyüktür. Bu nedenle, iyon hızı elektron hızından çok daha küçüktür. İyon ve elektron akımları, farklı gaz karışım oranlarında oluşandeşarjlar için karşılaştırıldığında Şekil 4.8'den yararlanılarak iyon akımlarının elektron akımlarından çok daha küçük olduğunu görülebilir. Oluşan iyonların sayısı uygulanan güç arttıkça artar. Şekil 4.8'de gösterildiği gibi düşük güçte He gazının O₂ gazına oranı arttıkça iyon akım değerleri, daha yüksek akım değerine ulaşabilir. Şekil 4.8'den görüldüğü gibi düşük güç değerleri için elektron akımı, farklı gaz karışımları için hemen hemen aynıdır. İyon akımları ise güç ile artmaktadır. Maksimum iyon oluşumu 0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂ gaz karışımdeşarjlarında oluşur.



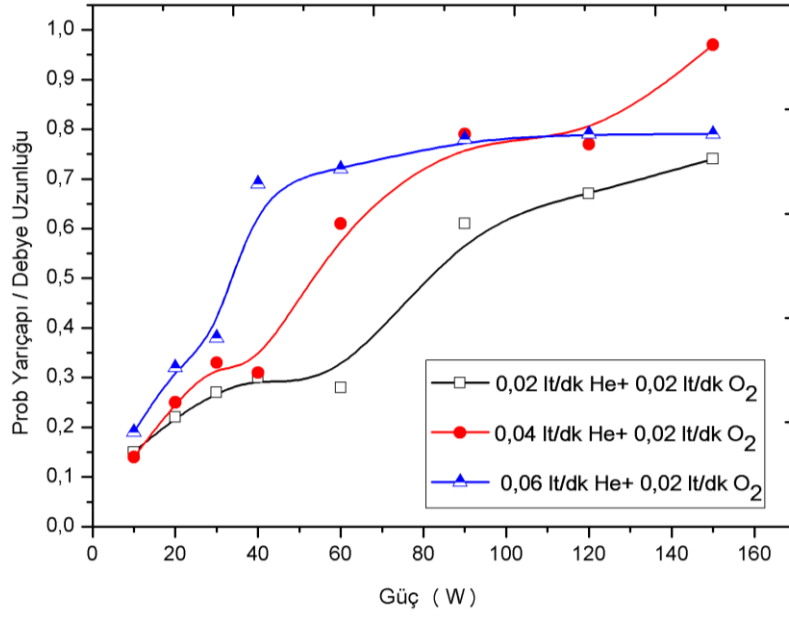
Şekil 4.8. Gücün bir fonksiyonu olarak He-O₂ gaz karışım deşarjlarının iyon ve elektron akımı

0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂ gaz karışım deşarjları için çizilen Şekil 4.9'daki grafik elektron yoğunluğunun 90 W güce kadar artmakta olduğunu ve deşarjı elde etmek için gereken gücünün artmasıyla 90 W RF gücünden sonra elektron yoğunluğunun azaldığını göstermektedir. Karışım deşarjında elde edilen iyon yoğunluğu, bu deşarja uygulanan güç ile doğrusal olarak artar. İyon yoğunluğu en yüksek güçte $1,96 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 'e ulaşır. 90 W gücünden sonra elektron yoğunluğu azalırken iyon yoğunluğu artmaktadır. O₂'nin yarı kararlı durumu, negatif oksijen iyonlarının oluşmasına ve yok olmasına yol açar. Negatif iyon yoğunluğunun elektron yoğunluğuna oranı 2'den küçük ise oluşan deşarj zayıf elektronegatif plazma olarak tanımlanır [93]. Dolayısıyla, RF güç kaynağı ile düşük basınçta elde edilen He ve O₂ gaz karışım deşarjı, 0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂ oranlarında elde edilen karışım deşarjı için zayıf elektronegatif plazma değildir.



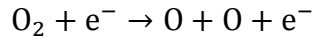
Şekil 4.9. Gücün fonksiyonu olarak He ve O₂ gazları kullanılarak oluşturulan RF deşarjındaki iyon yoğunluğu ve elektron yoğunluğu

Langmuir prob ölçümlerinden düşük basınçta RF güç kaynağı ile He ve O₂ gaz karışımlarından elde edilen deşarjların Debye uzunluğu elde edilmiştir. Şekil 4.10'da görüldüğü gibi 100 W RF gücüne kadar deşarjdaki He oranının artışı ile Debye uzunluğu azalır. Debye uzunluğunun değeri çarpışmasız kılıf için prob yarıçapının değerinden daha büyük olmalıdır. Debye uzunluğunun değeri prob yarıçapının değerine yaklaştıkça kılıf çarpışmalar oluşmaya başlar. Her bir gaz karışımının deşarjı için prob yarıçapının Debye uzunluğuna oranı, RF gücünün artmasıyla birlikte artar. Bu nedenle, He – O₂ karışım deşarjı için kılıf yüksek RF gücü ile ince kılıf haline gelir. Düşük RF gücünde elde edilen kılıf kalın ve çarpışmasız kılıftır.

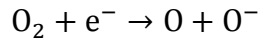


Şekil 4.10. Güce karşı prob yarıçapının Debye uzunluğuna oranı

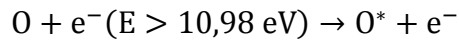
OES ölçümleri, Langmuir prob ölçümlerinin yetersiz kaldığı durumlarda bilgi verebilir. O₂ plazmasında; O₂ atomları, aşağıdaki görülen kimyasal mekanizmaların sonucu olarak ortaya çıkar:



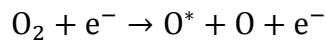
ve



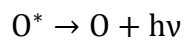
844,6 nm dalgaboyunda ışımaya neden olan nötral durumdaki moleküler ve atomik oksijenin elektron etkisi ile uyarılması,



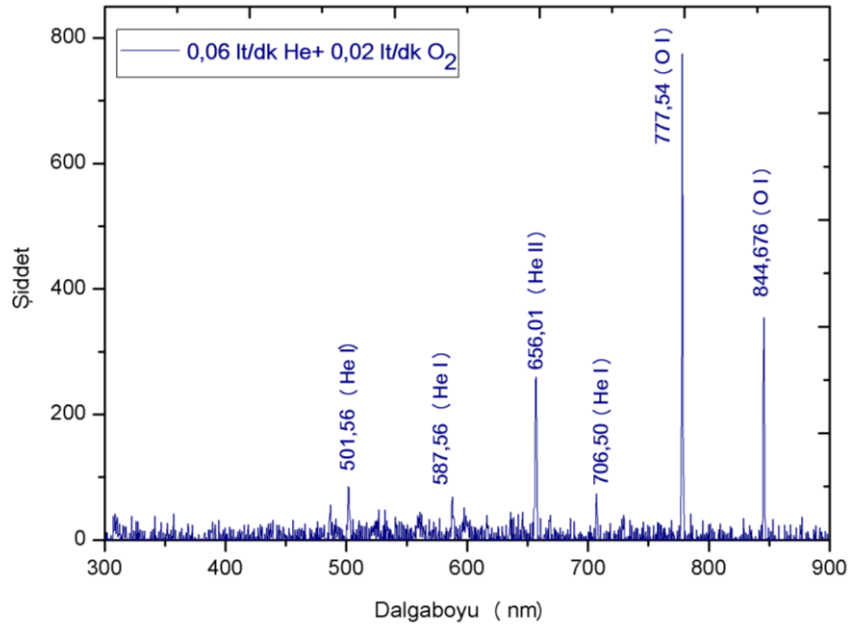
ve



olarak direkt ve ard arda uyarılmalar ile oluşur. Şekil 4.11'den de görüldüğü gibi 844,6 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (3p ³P) durumuna ait O* için



olarak yazılabilir [94, 95].

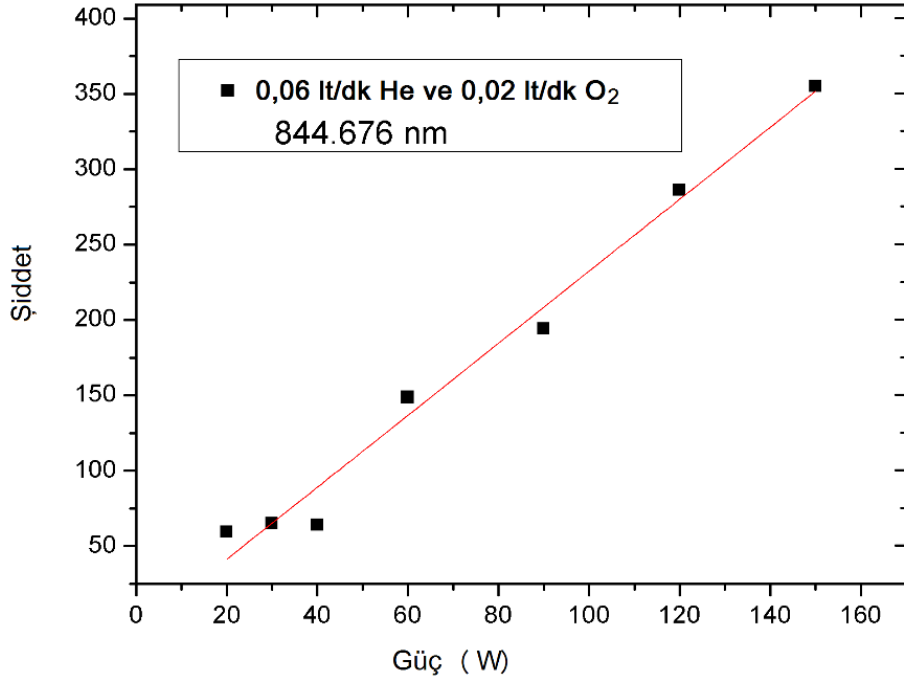


Şekil 4.11. He ve O₂ gazlarından RF güç kaynağı ile elde edilen deşarjin optik emisyon spektrumu

Spektral çizgi şiddetleri; elektron sıcaklığına, gaz miktarına ve RF gücünün değerine bağlıdır. 150 W RF gücünde oluşan He ve O₂ gazlarının karışım deşarjı için optik emisyon spektrumu Şekil 4.11’de görülmektedir. Optik emisyon spektrumu, vakum odasındaki elektrik elektrot ve topraklı elektrot arasındaki orta bölgeden alınmıştır. Elde edilen spektral çizgilerin özellikleri Tablo 4.2’de verilmiştir. 0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂ gaz karışım deşarjı için 3p ³P → 3s ³S⁰ geçişine karşılık gelen 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I)’in yoğunluğunun deşarja uygulanan RF güçle değişimi Şekil 4.12’de verilmektedir. Buradan; 844,676 nm dalgaboyundaki O (I) şiddetinin güç arttıkça arttığı görülmektedir. RF gücü deşarjda iyonizasyona neden olur. Böylece RF gücü arttıkça spektral çizgilerin şiddeti de artar. Bu nedenle deşarjdaki parçacık yoğunluğu da artar.

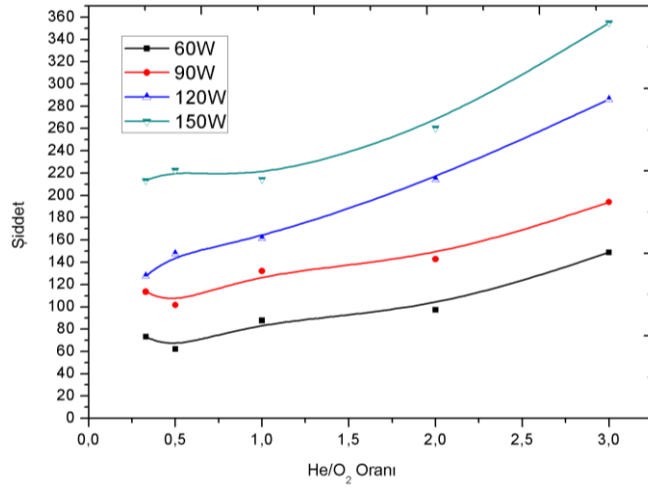
Tablo 4.2. Optik emisyon spektroskopisi ile elde edilen helyum spektral çizgileri [96]

İyon	Dalgaboyu	$g_p A_{pq} (\times 10^7 s^{-1})$	$E_q (eV)$	$E_p (eV)$	Alt Seviye		Üst seviye	
He I	501,57	4,0116	20,62	23,09	1s2s	¹ S	1s3p	¹ P
He I	587,56	8,8365	20,96	23,07	1s2p	³ P	1s3d	³ D
He II	656,01	8,2806	51,02	52,91	4p	² P	6d	² D
He I	706,52	4,6422	20,96	22,72	1s2p	³ P	1s3s	³ S



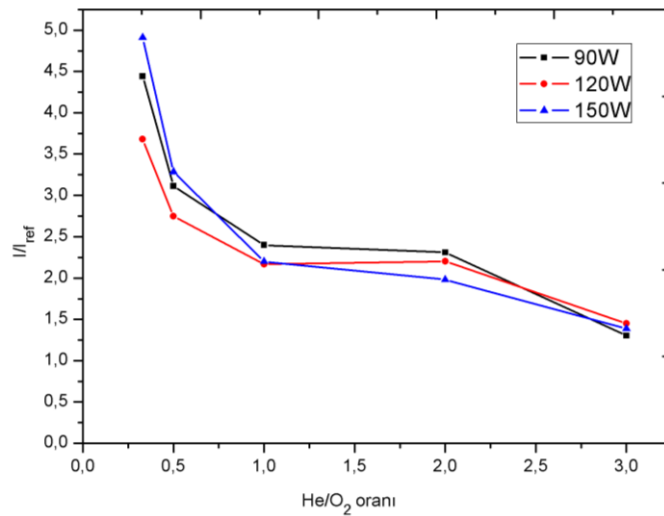
Şekil 4.12. 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) şiddetinin uygulanan RF gücüne göre değişimi

OES'den elde edilen sonuçlara göre Şekil 4.13'de 60, 90, 120 ve 150 W RF güçlerinde farklı He/O₂ oranları için 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan spektral çizgi şiddeti görülmektedir. Optik emisyon spektrumu aracılığı ile elde edilen 844,676 nm dalgaboyundaki ışınım çizgi şiddeti RF gücü arttıkça artmaktadır. RF gücünün artışıyla daha fazla iyonlaşma olmaktadır. Karışım deşarjında oluşan iyonlar göreceli şiddette artışa neden olur. Deşarj bölgesindeki elektronlar, deşarj bölgesindeki sürekli RF gücü nedeniyle elektrik alanından enerji kazanırlar. Bu nedenle, sürekli RF gücü aynı He/O₂ oranlarında 844,676 nm dalgaboyundaki O₂ göreceli şiddetinin artışına neden olur. Gazda RF gücü uygulandığında deşarj bölgesindeki parçacıkların daha fazla iyonlaşması plazmanın iletkenliğine katkıda bulunur. He ve O₂ gazlarının karışım deşarjında 844,676 nm'lik bir dalgaboyunda ortaya çıkan O (I)'in çizgi şiddeti, sabit RF gücünde He/O₂ oranlarının bir fonksiyonu olarak incelendiğinde He/O₂ oranının artışı ile şiddet artar.



Şekil 4.13. *He/O₂ gaz karışım oranları için optik emisyon spektrumuyla elde edilen ve 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) çizgi şiddeti*

Şekil 4.14'de 90, 120 ve 150 W RF güçleri için He/O₂ 'nin bir fonksiyonu olarak 844,77 nm ve 656,01 nm'de değişen şiddet oranları gösterilmiştir. Referans dalga boyu olarak seçilen 656,01 nm karışım deşarjını oluşturan He iyonlarının en yüksek şiddete sahip olduğu dalgaboyudur. Karışım deşarjındaki He/O₂ gaz oranı düşük basınçta farklı güç için arttığında yükseldiğinde, I/I_{ref} (844,676 / 656,01) için çizgi şiddet oranlarının değerleri 90, 120 ve 150 W için aynı güçte birbirine yakın olduğu görülmektedir. Bütün RF güçleri için deşarjdaki He/O₂ gaz oranının artışı ile I/I_{ref} düşmektedir. Hatta bu durumda He(II)/O(I) gaz oranının artışı ile üstel olarak azalmaktadır.



Şekil 4.14. *90, 120 ve 150 W RF gücünde He/O₂ gaz karışım oranlarının fonksiyonu olarak 844,676 nm dalga boyunda ortaya çıkan oksijen spektral çizgi şiddetinin 656,01 nm dalga boyundaki helyum spektral çizgi şiddetine oranı*

4.3.2. Ar-O₂ radyo frekans deşarj deney ölçümleri ve bulgular

Düşük basınçta Ar-O₂ radyo frekans deşarj elde etmek için kullanılan Argon (Ar) ve oksijen (O₂) gazlarının kullanılan miktarları ise rastgele,

- 0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O₂
- 0,02 lt/dk Ar ve 0,04 lt/dk O₂
- 0,02 lt/dk Ar ve 0,06 lt/dk O₂
- 0,04 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O₂
- 0,06 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O₂

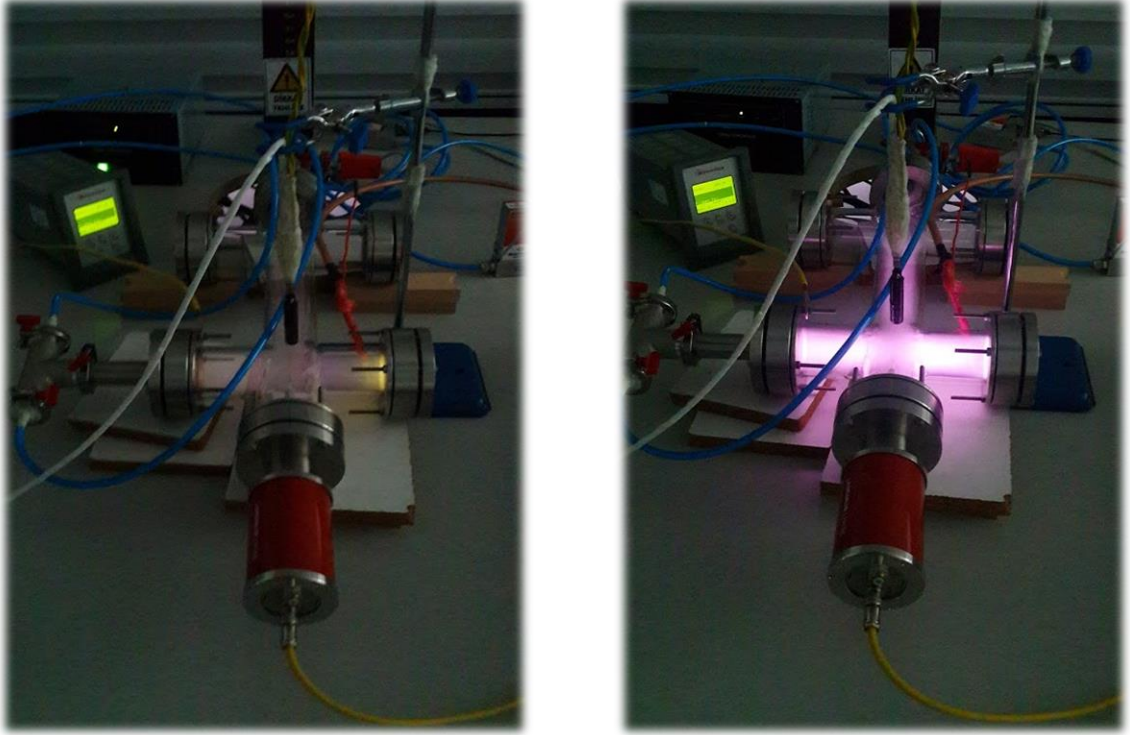
olarak belirlenmiştir.

Şekil 4.1 (a)'da görülen kolları arasındaki uzaklığın 20 cm olduğu deşarj odasındaki basınç gaz/gaz karışımları gönderilmeden önce $3,9 \times 10^{-2}$ mbar olarak tespit edilmiştir. Deşarj odasına gönderilen gazlara RF güç kaynağı ile elektriksel enerji verilmiştir. Bu gaz karışımlarına uygulanan RF güç değeri ve deşarj odasındaki basınç değeri Tablo 4.3'de listelenmiştir.

Tablo 4.3. Ar-O₂ radyo frekans deşarjların oluşumundaki RF güç ve basınç değerleri

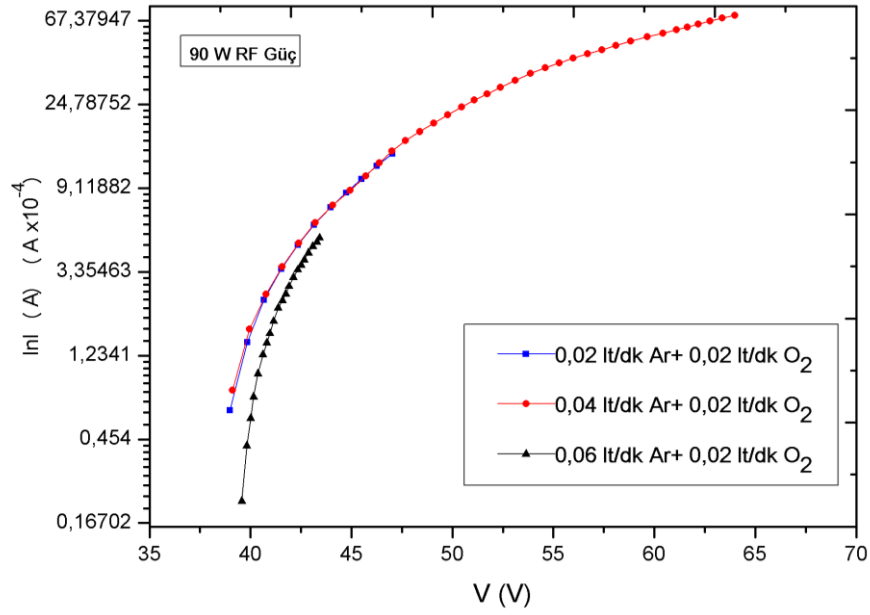
	0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O ₂	0,02 lt/dk Ar ve 0,04 lt/dk O ₂	0,02 lt/dk Ar ve 0,06 lt/dk O ₂	0,04 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O ₂	0,06 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O ₂
RF Güç (W)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)
10		0,23		0,23	0,26
20	0,18	0,23	0,27	0,22	0,25
30	0,17	0,23	0,26	0,21	0,24
40	0,16	0,21	0,25	0,20	0,22
60	0,13	0,18	0,22	0,17	0,20
90	0,09	0,15	0,19	0,12	0,15
120	0,03	0,11	0,16	0,066	0,095
150	0,0001	0,049	0,0001	0,0001	0,008

Plazma oluşumu sırasında 10-150 W arasında RF güç kullanılmıştır. Uygulanan güç, verilen gaz miktarı ve elde edilen basınç verileri alınırken yansıyan RF güç gözlemlenmiş ve %50 ve %1 değerlerinde sabit tutulmaya çalışılmıştır. Ar gazından elde edilen elektriksel deşarjın rengi lila rengidir. Görsel 4.8'de verilen deşarjda ortaya çıkan sarı renk oksijenin varlığını göstermektedir.



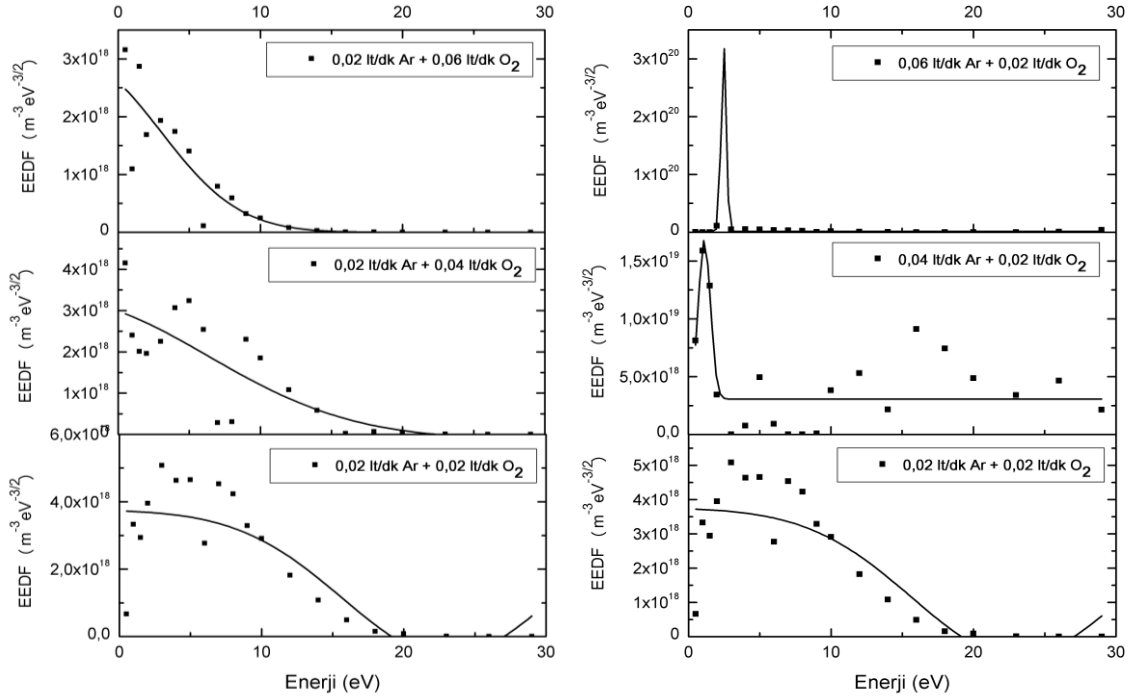
Görsel 4.8. *Düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans sistemi aracılığı ile Ar – O₂ gaz karışımından elde edilen plazmanın deneysel düzeneği*

Düşük basınçta Ar ve O₂ karışımından 90 W RF güç kaynağı ile oluşturulan deşarjların Langmuir probu ile elde edilen $I-V$ eğrileri Şekil 4.15’de verilmiştir. Bu şekilde, aynı miktardaki O₂ gazına artan miktarlarda Ar gazının karıştırılması sonucu elde edilen deşarjların $I-V$ karakteristiği görülmektedir. Bu sonuç Şekil 4.15’e göre elde edilen eğriler eğimi arttıkça oluşturulan deşarjın elektron sıcaklığının azaldığını göstermektedir. 0,02 lt/dk Ar + 0,06 lt/dk O₂; 0,04 lt/dk Ar + 0,02 lt/dk O₂ ve 0,06 lt/dk Ar + 0,02 lt/dk O₂ karışım deşarjları için sırasıyla elektron sıcaklıkları 3,25; 6,95 ve 2,58 eV olarak elde edilmiştir.



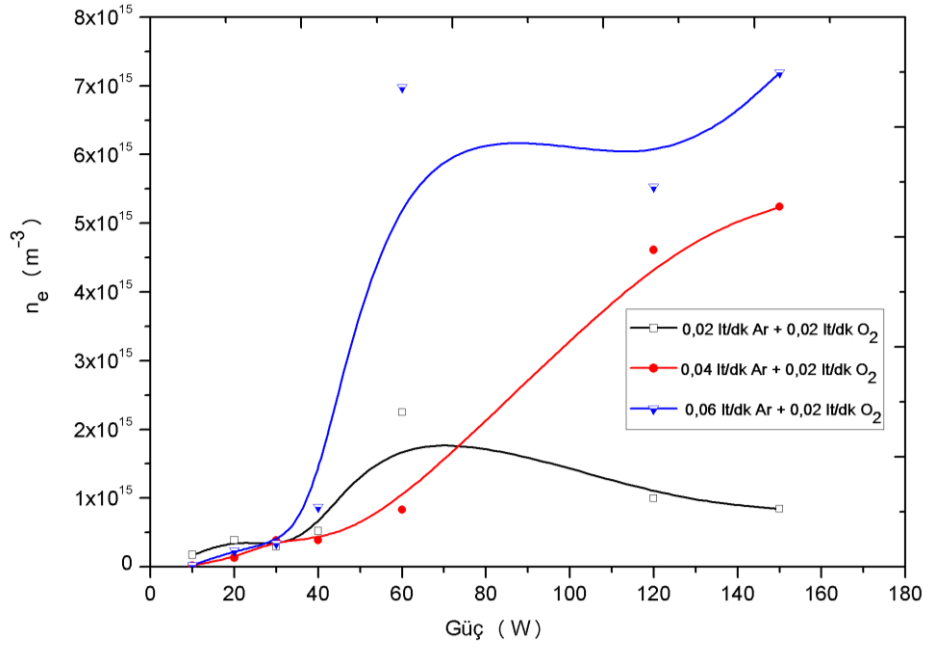
Şekil 4.15. 90 W RF gücünde farklı oranlarda argon-oksijen gaz karışım deşarjlarının I-V karakteristik eğrileri

Şekil 4.16, düşük basınçta 90 W sabit RF gücü ile karışım deşarjında Ar/O₂ oranlarının bir fonksiyonu olarak ölçülen EEDF'leri göstermekte olup ve karışım deşarjında meydana gelen süreç hakkında bilgi vermektedir. Şekil 4.16'deki bazı EEDF'lerin bi-Maxwell olduğu görülmektedir. Düşük basınçta 90 W RF gücünde Ar/O₂ farklı gaz karışım oranları için gaz karışım miktarı arttıkça EEDF fonksiyonu, bi-Maxwell'den Maxwell'e değişmektedir. Ar gazının artışı enerji dağılım fonksiyonunun Gauss fonksiyonuna dönüşmesine sebep olmaktadır. Karışım deşarjının Ar yoğunluğunun artması, elektronların karışım deşarjındaki parçacıklardan daha az saçılmasına ve elektron-nötral çarpışma frekansının azalmasına neden olur. Enerjileri 10 eV'den küçük elektronlar, karışım plazmasının madde miktarı azalmasıyla gürültüye neden olabilir. 0,06 lt/dk Ar + 0,02 lt/dk O₂ ve 0,02 lt/dk Ar + 0,06 lt/dk O₂ oranları ile elde edilen deşarjların EEDF ları karşılaştırıldığında, 0,06 lt/dk Ar +0,02 lt/dk O₂ deşarjının elektron yoğunluğu 0,02 lt/dk Ar + 0,06 lt/dk O₂ deşarjının elektron yoğunluğundan düşük olduğu görülmektedir. Elektron yoğunluğu değerleri sırasıyla $0,102 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ve $3,45 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ olarak elde edilmiştir.



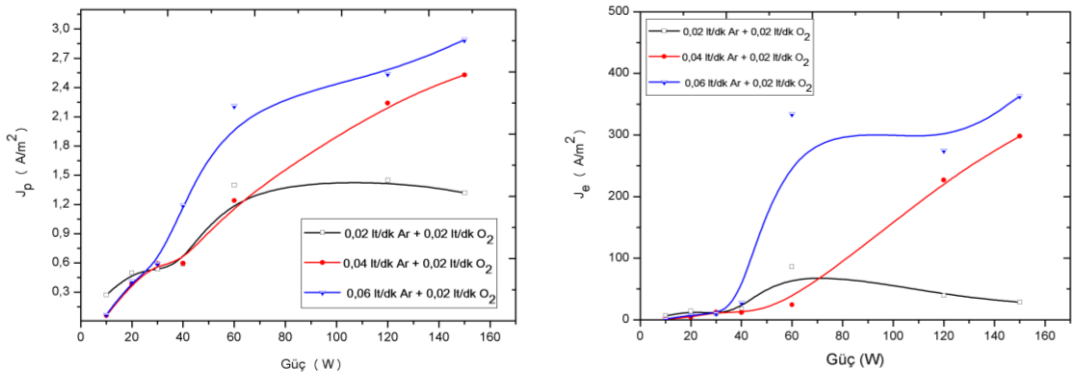
Şekil 4.16. Sabit 90 RF gücünde farklı Ar/O₂ gaz karışım oranlarında elektron enerji dağılım fonksiyonlarının (EEDF) değişimi.

Şekil 4.17’de Ar – O₂ gazlarının karışım deşarjındaki elektron yoğunluklarının uygulanan RF gücü ile değişimi görülmektedir. Uygulanan RF gücünün yüksek değerleri için elektron yoğunluğu Ar gaz miktarı arttıkça artmıştır. 40 W RF gücüne kadar, elektron yoğunlukları 1/1; 2/1 ve 3/1 oranında Ar/O₂ karışım oranları için hemen hemen aynıdır. En düşük elektron yoğunluğu; 0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O₂ gaz karışımı deşarjları için 150 W RF gücünde elde edilmiştir. Karışımdaki Ar oranındaki artış, deşarjda oluşan parçacık sayısında artışa neden olur. Bu durum, Ar – O₂ deşarjında parçacıkların daha fazla uyarılması ve iyonlaşmasına yol açar. Bunun dışında, deşarja uygulanan RF gücünün artışı, karışım deşarjındaki parçacıkların uyarılmasına, iyonlaşmasına ve deşarjin içindeki elektron yoğunluğunun artışına sebep olur. Düşük basınçta 0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O₂ gaz deşarjin elektron yoğunluğu, deşarja uygulanan RF gücü ile 60 W’a kadar artarken 60 W’dan sonra azalmaktadır. Zaten şekilden de elektron yoğunluklarının çok düzensiz bir şekilde değiştiği görülmektedir.



Şekil 4.17. Ar – O₂ gaz karışım deşarjındaki 10-150 W arasında gücün fonksiyonu olarak elektron yoğunluğu

İyon kütesinin elektron kütesinden büyük olmasından dolayı iyon akımları elektron akımına göre daha düşük değerlerde elde edilmiştir. Şekil 4.18’den görüldüğü gibi 1/1 ve 2/1 oranlarında Ar/O₂ karışımından elde edilen deşarj iyon akım değerleri 40 W RF gücüne kadar hemen hemen aynıdır. Ancak 3/1 oranında Ar/O₂ karışımının iyon akım değeri, diğer karışımlara göre genel olarak yüksektir.

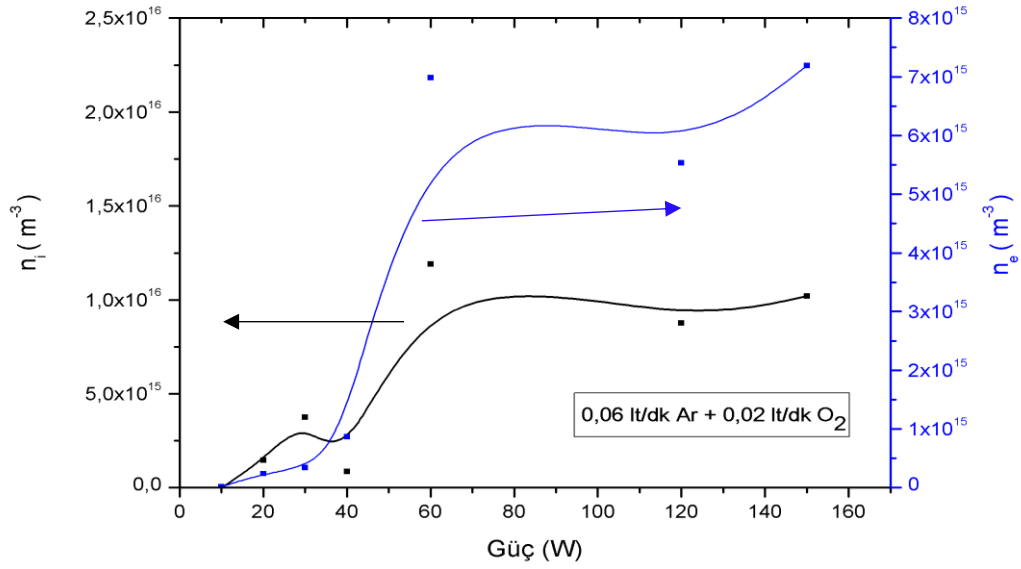


Şekil 4.18. Gücün bir fonksiyonu olarak Ar – O₂ gaz karışım deşarjlarının iyon ve elektron akımı

Şekil 4.18’den görüldüğü gibi 40 W RF güç değerlerine kadar elektron akımı, farklı gaz karışımları için aynıdır ve oldukça düşüktür. İyon akımları genel olarak güç ile

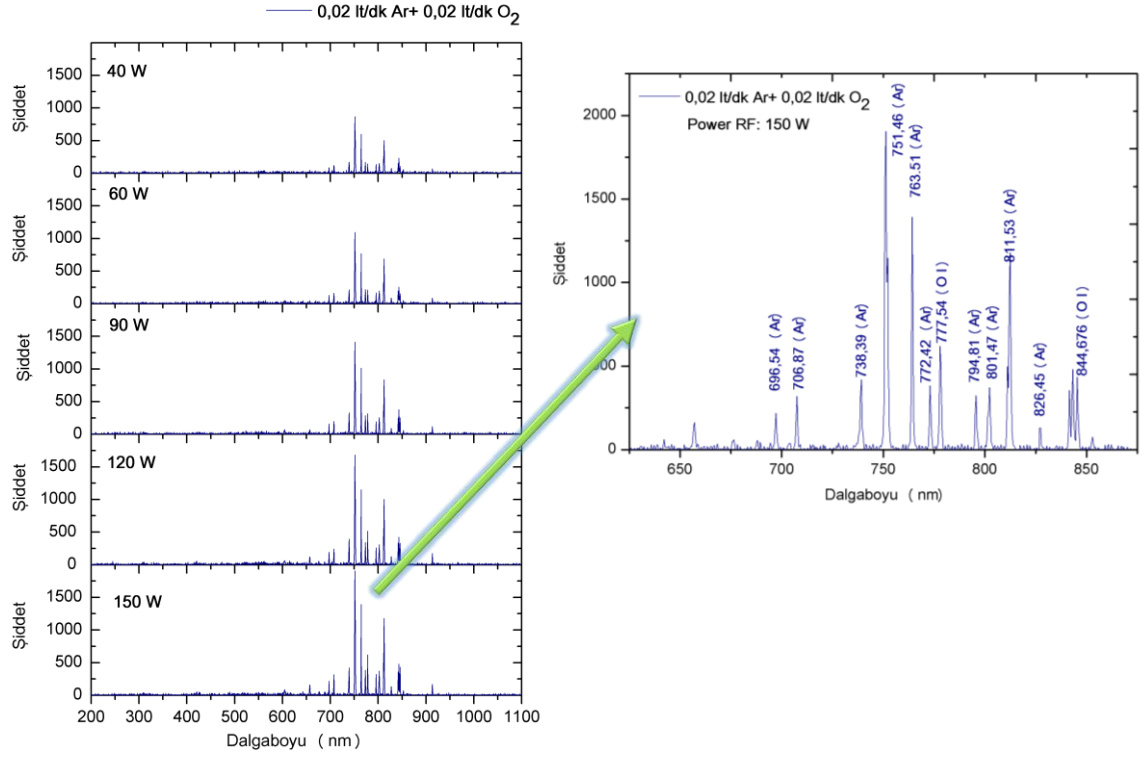
artmaktadır. 150 W RF değeri için 3/1 oranında Ar/O₂ gaz karışım deşarjın için maksimum iyon oluşumu ve elektron akımı elde edilmektedir.

0,06 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O₂ den oluşan deşarjın iyon ve elektron yoğunluğunun gücün fonksiyonu olarak değişimi Şekil 4.19’da verilmiştir. Görüldüğü gibi her iki yoğunlukta güç ile artmaktadır. Beklendiği gibi iyon yoğunluğu, elektron yoğunluğundan yüksektir.



Şekil 4.19. Gücün fonksiyonu olarak Ar ve O₂ gazları kullanılarak oluşturulan RF deşarjındaki iyon yoğunluğu ve elektron yoğunluğu

Optik emisyon spektrumu, vakum odasının elektrik elektrot ve topraklı elektrot arasındaki orta bölgeden 25 ms integrasyon zaman aralığında kaydedilmiştir. Ar ve O₂ karışımının optik emisyon spektrumu incelendiğinde, Ar gazının tüm pikleri 650 ile 860 nm aralığında olduğu görülmektedir. Bu pikler, elektromanyetik spektrumun görünür bölge aralığındadır. 0,02 lt/dk’lık eşit oranlarda gaz akışında bulunan Ar ve O₂ gaz karışımının 600-900 nm aralığında elde edilen optik emisyon spektroskopisi Şekil 4.20’de görülmektedir. 150 W RF gücü için spektral çizgilerin değerleri Şekil 4.20 üzerinde verilmiştir. Bu spektral çizgilerin Nist veri tabanı aracılığı ile elde edilen enerji seviyeleri ve Einstein katsayısı değerleri Tablo 4.4’de listelenmiştir [98].



Şekil 4.20. Farklı RF güçlerinde 0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O₂ gazlarından RF güç kaynağı ile elde edilen deşarjın optik emisyon spektrumu ve spektral çizgilerin dalgaboyu değerleri

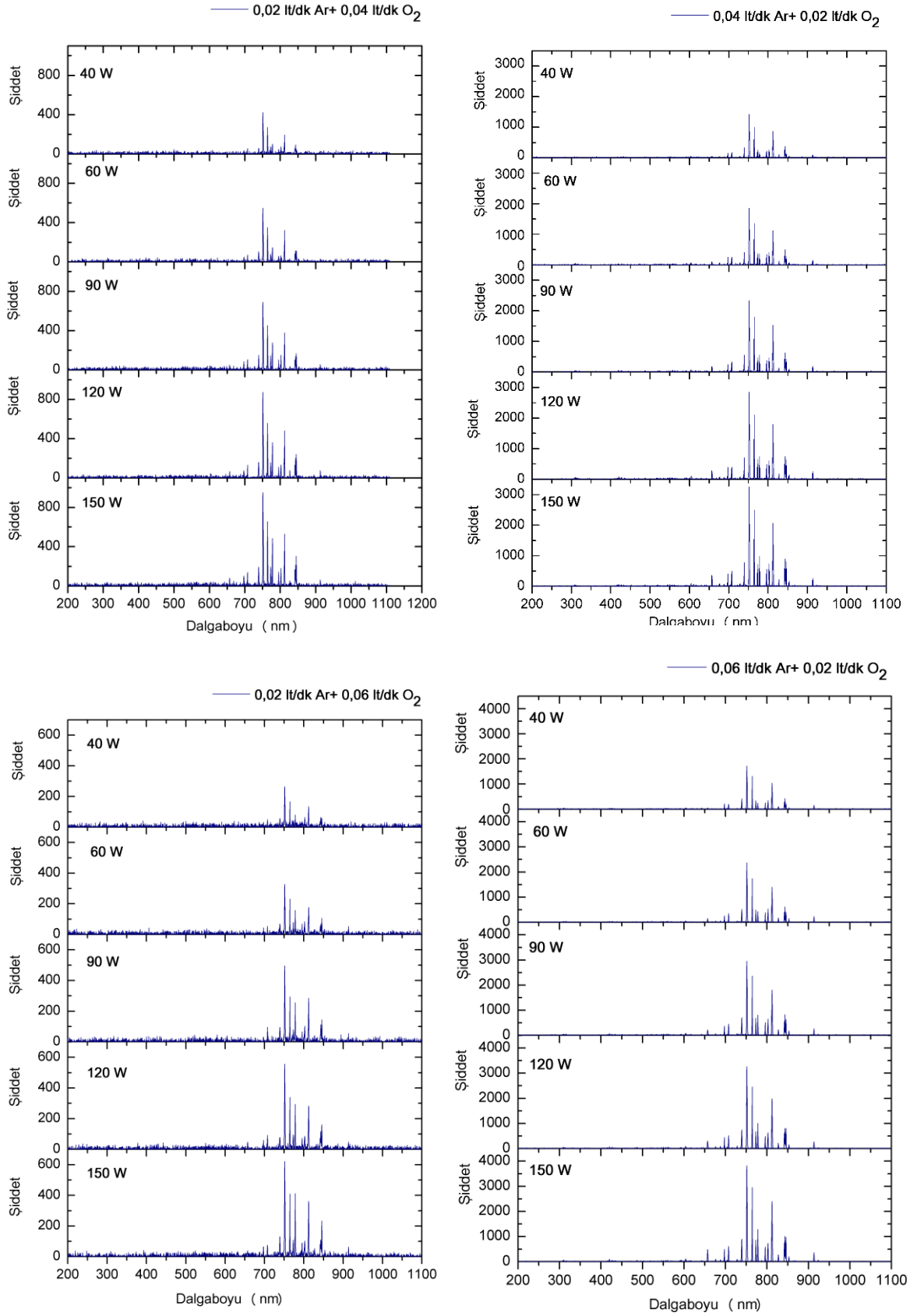
Farklı oranlardaki Ar ve O₂ karışımlarının farklı RF güçlerinde elde edilen deşarjlarının optik emisyon spektroskopisi ise Şekil 4.21’de görülmektedir. Şekildeki spektral çizgiler incelendiğinde, Ar – O₂ karışım deşarjı içinde bulunan O₂ gaz miktarı arttıkça Ar iyonlarından dolayı oluşan Ar(I) spektral çizgi şiddetlerinin azaldığı kolaylıkla görülmektedir. Bu durumda uygulanan RF güç değerlerinin düşük olduğu durumlarda O₂ gazından kaynaklanan spektral çizgilerin şiddetleri çok fazla belirgin hale gelememektedir. Güç arttıkça her iki gazdan kaynaklanan iyonların spektral çizgi şiddetleri belirginleşebilmektedir.

Tablo 4.4. Ar – O₂ karışım deşarjlarında ortaya çıkan spektral çizgiler [96]

İyon	Dalgaboyu	$g_p A_{pq} (\times 10^7 s^{-1})$	Enerji Seviyeleri		Geçiş
			$E_q (eV)$	$E_p (eV)$	
Ar I	696,54	1,92	11,55	13,32	4p → 4s
Ar I	706,87	1,90	13,09	14,84	6s → 4p
Ar I	738,39	4,24	11,62	13,30	4p → 4s
Ar I	751,46	4,02	11,62	13,27	4p → 4s
Ar I	763,51	1,22	11,55	13,17	4p → 4s
Ar I	772,42	3,51	11,72	13,33	4p → 4s
Ar I	794,81	5,58	11,72	13,28	4p → 4s
Ar I	801,47	4,64	11,55	13,09	4p → 4s
Ar I	811,56	2,32	11,55	13,07	4p → 4s
Ar I	842,46	1,08	11,62	13,09	4p → 4s
Ar I	826,45	4,59	11,83	13,33	4p → 4s
Ar I	852,14	4,17	11,83	13,28	4p → 4s

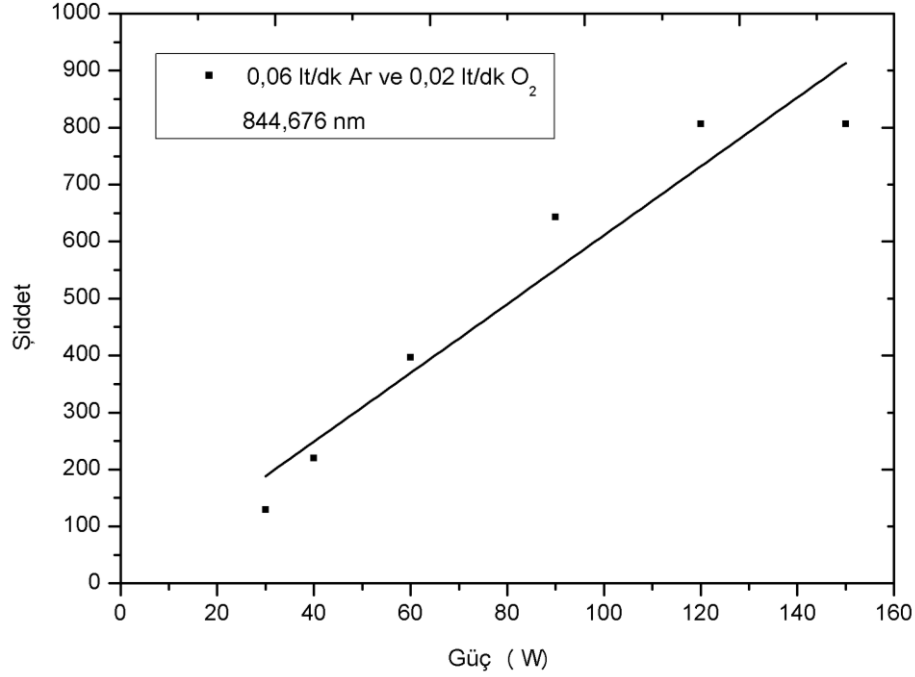
Deşarjda bulunan Ar miktarı arttıkça Ar spektral çizgilerin şiddeti de artmaktadır ve aynı zamanda O₂ spektral çizgileri de belirginleşmeye başlamıştır. Ortamdaki Ar miktarının artması ve aynı zamanda uygulanan güç miktarı arttıkça elde edilen optik emisyon spektrumlar gürültüsüz bir duruma ulaşmaktadır.

Deşarjda bulunan Ar miktarının O₂ miktarından daha fazla olduğu durumlarda 40 W RF gücünde 772,42 nm’de ortaya çıkan Ar (I) spektral çizginin şiddeti 777,54 nm’de ortaya çıkan O (I) spektral çizgi şiddetinden yüksektir. Ancak, 60 W RF gücünde bu spektral çizgilerin şiddet değerleri birbirine yakın iken daha yüksek RF güç değerlerinde 777,54 nm’de ortaya çıkan spektral çizgi 772,42 nm’de ortaya çıkan spektral çizgi şiddetinden yüksek olduğu görülmektedir.



Şekil 4.21. Farklı RF güçlerinde farklı oranlarda Ar ve O₂ karışım deşarjların optik emisyon spektrumları

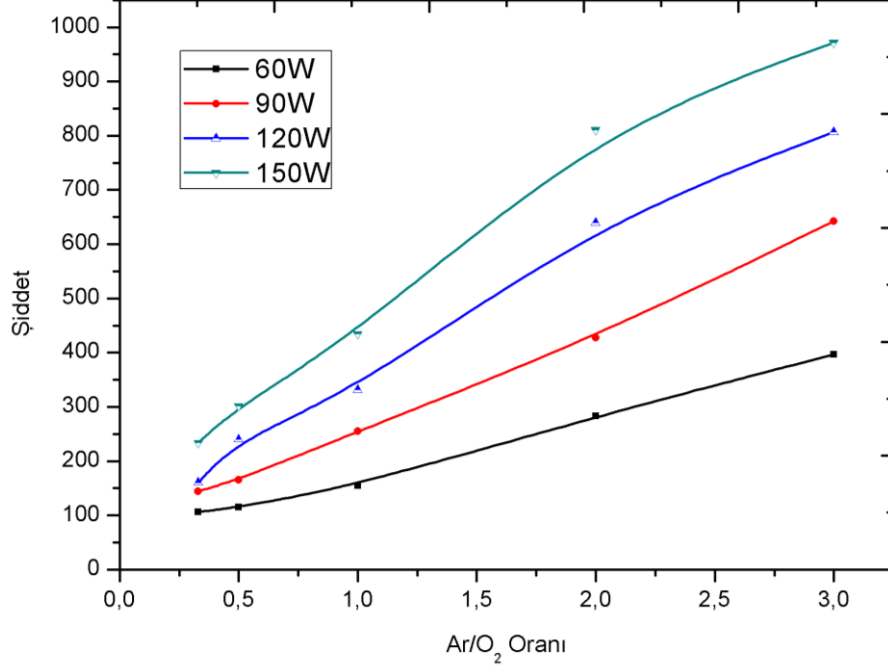
Şekil 4.22’de 0,06 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk O₂ gaz karışım deşarjı için 3p ³P → 3s ³S⁰ geçişine karşılık gelen 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) in yoğunluğunun deşarja uygulanan RF güçle değişimini göstermektedir. 844,676 nm dalgaboyundaki O (I) şiddetinin güç arttıkça arttığını görülmektedir. RF gücü arttıkça, spektral çizgilerin şiddetinin artması deşarjdaki parçacık yoğunluğunun arttığını göstermektedir.



Şekil 4.22. 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) şiddetinin uygulanan RF gücüne göre değişimi

Şekil 4.23’de OES’den elde edilen sonuçlara göre 60, 90, 120 ve 150 W RF güçlerinde farklı Ar/O₂ oranları için 844,676 nm dalgaboyundaki oksijenin şiddetini vermektedir. OES aracılığı ile RF gücü arttıkça 844,676 nm dalgaboyundaki ışınım çizgi şiddetinin arttığı görülmektedir. RF gücünün artışı daha fazla iyonlaşmaya neden olur. Böylece karışım deşarjında oluşan iyonlar şiddette artışa sebep olur. Gaza RF gücü uygulandığında, deşarj bölgesindeki parçacıkların daha fazla iyonlaşmasına ve plazmanın iletkenliğine katkıda bulunur. Ar ve O₂ gazlarının karışım deşarjında 844,676 nm’lik bir dalgaboyunda ortaya çıkan O (I)’in çizgi şiddeti, sabit RF gücünde Ar/O₂ oranlarının bir fonksiyonu olarak incelendiğinde Ar/O₂ oranının artışı ile şiddet artar. Şekil 4.23’de elde edilen eğrilerin eğimine dikkat edilirse 150 W RF gücünde oluşan spektral çizgi şiddetinin 60 W RF gücüne oluşan spektral çizgi şiddetine göre daha hızlı artış gösterdiği

kolaylıkla görülmektedir. Ar gaz miktarının fazla olduğu durumlarda bile O(I)'nin spektral çizgi şiddeti yüksektir.

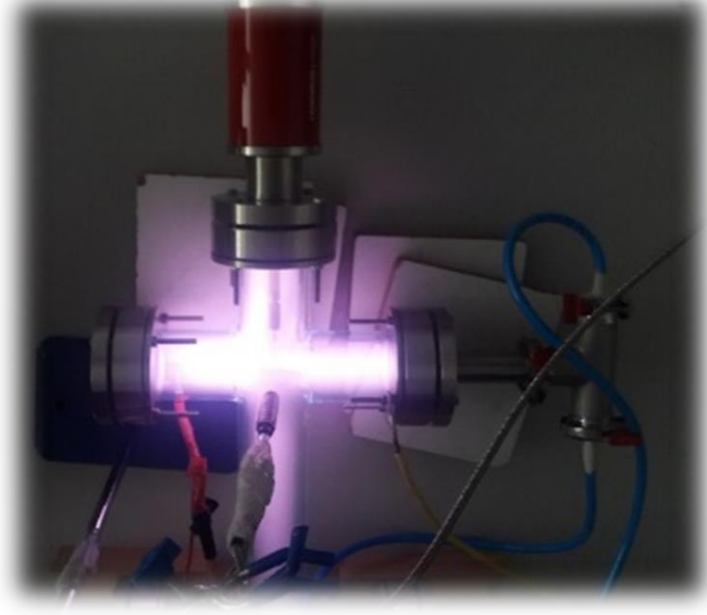


Şekil 4.23. Ar/O₂ gaz karışım oranları için optik emisyon spektrumuyla elde edilen ve 844,676 nm dalgaboyunda ortaya çıkan O (I) çizgi şiddeti

4.3.3. Ar-H₂ radyo frekans deşarj deney ölçümleri ve bulgular

Radyo frekans güç kaynağı kullanılarak Görsel 4.9’da görülen düşük basınçta Ar-H₂ kapasitif bağlı karışım deşarjlarını elde etmek için Şekil 4.1 (a)’daki şematik gösterimi bulunan iki kol arasında 20 cm uzaklık bulunan vakum odası kullanılmıştır. EL-FLOW kütle akış ölçer ile kontrol edilen sisteme giren Ar ve H₂ gaz akış miktarları 0,02 lt/dk ve 0,06 lt/dk arasında seçilmiştir. Vakum odasında bulunan hava turbo pompası ile destekli olan vakum pompası aracılığı ile boşaltılmıştır. Vakum odasının başlangıçtaki basıncı $3,2 \times 10^{-2}$ mbar olarak elde edilmiştir. Ar-H₂ gaz karışımlarının vakum odasına girişi sırasında deşarjının basıncı 0,10 mbar’dan 0,32 mbar’a değiştiği görülmektedir. Çalışmanın bu kısmında farklı oranlardaki saf Ar ve H₂ gazı kuvars vakum odasına aynı çelik flanş üzerinden gönderilmiştir. Aynı zamanda bu flanş, toprağa bağlanarak topraklı elektrot elde edilmiştir. Güç kaynağı, vakum odasındaki topraklı elektrotun karşısındaki flanşa “Advanced Energy” RF eşleştirme ünitesi ve “Cesar” jeneratör bağlanmıştır. RF

gücü 10 W'dan 150 W'a kadar değiştirilmiştir. RF yansıma gücü deşarj oluşum süresince gözlenmiş olup uygulanan güce göre 9 W ve 125 W arasında değiştiği gözlenmiştir [97].



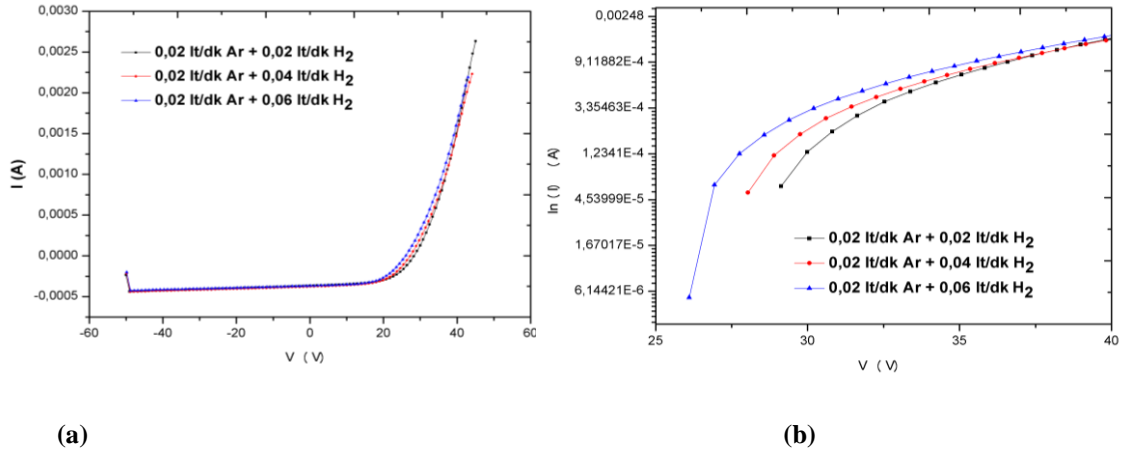
Görsel 4.9. *Düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans sistemi aracılığı ile Ar – H₂ gaz karışımından elde edilen plazmanın deneysel düzeneği*

Optik emisyon spektrum ölçümleri 100 ms integrasyon zaman aralıkları ile alınmıştır. Görsel 4.9'dan Langmuir prob ve OES ölçümlerinin alındığı konum görülmektedir. Langmuir prob ölçümleri, elektrikli ve topraklı elektrot arasından orta noktasından vakum odasının içerisindeki plazmadan doğrudan elde edilmiştir. Prob akım ölçümleri (-50 V) - (50 V) aralığındaki prob voltajları için ölçülmüştür. *I-V* prob karakteristiği 100 adet veri noktası içermektedir. Taramalar arasında 150 V besleme voltajı kullanılarak elektron bombardımanı ile prob temizlenmiştir. Langmuir prob taramaları, 20 s dinlenme zaman aralıklarında kaydedilmiştir.

Düşük basınçta Ar-H₂ kapasitif bağlı RF deşarjın elektron sıcaklığı, elektron yoğunluğu, Debye uzunluğu ve plazma potansiyeli gibi karakteristik özellikleri tek silindirik Langmuir probu aracılığı ile incelenmiştir. Prob ile ölçülen *I-V* karakteristik eğrisi farklı güçler için farklı gaz karışım miktarları için elde edilmiştir. Bu karakteristik *I-V* değerleri, fiziksel nicelikleri belirlemede oldukça önemli bilgiler vermektedir. *I-V* karakteristiğinin $I'(V)$ birinci türevinde, prob akımının maksimum değerinin sahip olduğu voltaj değeri plazma voltajıdır. Şekil 4.24'de 90 W RF gücü için prob voltajına karşı prob

akımının doğal logaritması çizilmiştir. Bu eğrilerin eğimi de elektron sıcaklığı elde edilmektedir.

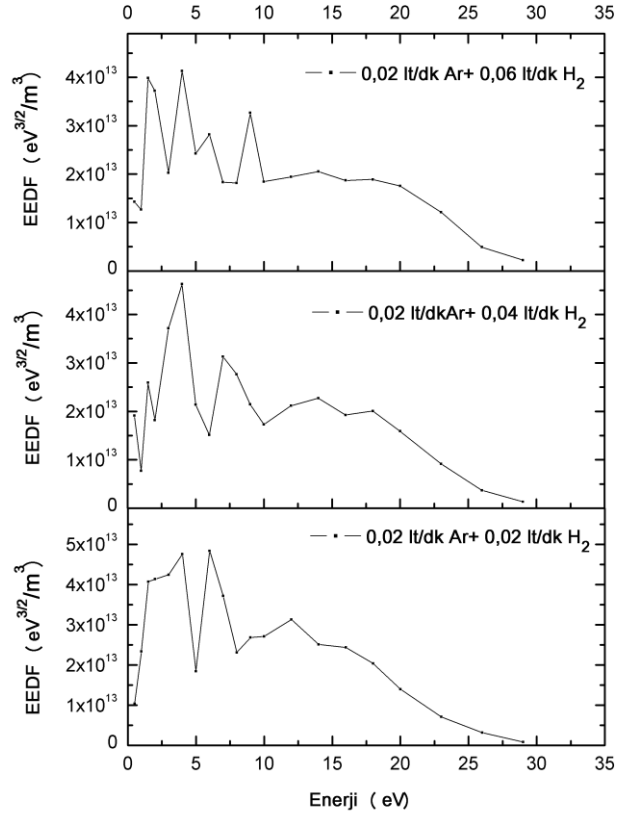
Şekil 4.24’de eğrinin eğriliği deşarja eklenen H_2 miktarı arttıkça artmıştır. Ar – H_2 deşarjındaki H_2 oranı arttıkça I - V karakteristik eğrisinin elektron kısmının eğriliği artmaktadır. Ar – H_2 karışım deşarjının 90 W RF gücünde elde edilen I - V eğrileri Şekil 4.24’de görülmektedir. Şekil 4.24’de $\ln(I)$ - V eğrisi 90 W RF gücünde farklı H_2 yoğunluğu içeren Ar deşarjlar için elektron sıcaklığını göstermektedir. 0,02 lt/dk, 0,04 lt/dk ve 0,06 lt/dk H_2 için Langmuir prob ile elde edilen elektron sıcaklıkları 5,66 eV ve 6,22 eV arasında olup hidrojen yoğunluğu ile artmaktadır. Bu deşarjlar için plazma potansiyelleri 42,0; 41,3 ve 41,0 V olarak ölçülmüştür.



Şekil 4.24. Ar – H_2 karışım deşarjlarının 90 W RF gücünde (a) I - V karakteristiği ve (b) $\ln(I)$ - V eğrisi

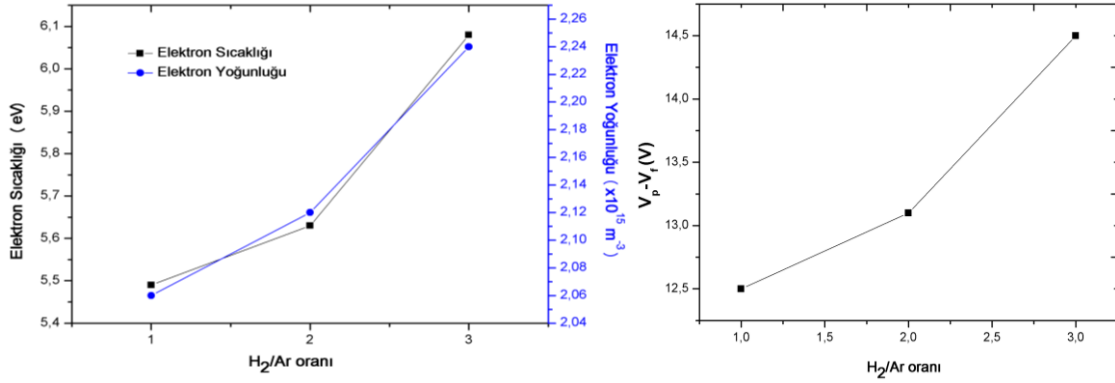
25:75; 33,3: 66,7 ve 50:50 oranlarında gaz karışımları için 90W gücünde deşarjın uyarılması ve iyonlaşması hakkında bilgiler veren elektron enerji dağılım fonksiyonları (EEDF) Ar – H_2 deşarjlarının 0,28; 0,20 ve 0,16 mbar basınçları için Şekil 4.25’deki gibi elde edilmiştir. Bu eğriler karışım deşarjlarının dağılım fonksiyonlarının düşük basınçta Maxwellien olmadığını göstermektedir.

Şekil 4.25’den görüldüğü gibi EEDF’lerinin şekilleri deşarjdaki reaksiyonların değişiminden dolayı değişmektedir. Bu nedenle, H_2 oranının yüksek olduğu durumlarda hızlı elektronların enerjisi de artmaktadır. Ar gazının kesit alanı H_2 ’den yüksektir. H_2 oranındaki artış elektron enerjisindeki artışa sebep olmaktadır. Bu durum H_2 iyonlaşmasına neden olur. Elektron- elektron çarpışmaları 2 ve 10 eV arasında daha baskındır.



Şekil 4.25. 90 W RF gücünde Ar – H₂ karışım deşarjının EEDF

H₂ enerjisi ve kesit alanı daha az elektron-iyon çarpışmalarına sebep olur. Bu nedenle hızlı elektronlar daha çok enerji kaybetmezler. Elektron sıcaklığının H₂ yoğunluğundaki artış ile artması beklenmektedir. Ar miktarının artışı ile yüksek enerjili elektronların sayısı artar. Karışıma H₂ eklenme miktarı azalınca EEDF'larından görüldüğü gibi enerji hızla sifira düşmektedir. H₂ gazının eklenme miktarı düşük enerjilerde elektron enerji dağılım fonksiyonlarının enerjisinde oldukça düşük değişimlere sebep olur ve bu fonksiyonlar birbirine yakındır. H₂ miktarı arttıkça yüksek enerjilerde daha yüksek EEDF enerjisi elde edilebilir. Böylece H₂, EEDF enerjisinin devamını sağlayan bir etki ortaya çıkartmaktadır. Bu durum plazma içerisindeki H₂ atomunun gerçekleştirdiği reaksiyonlar sayesinde oluşur. Bunun dışında, elektron sıcaklığının deşarja eklenen H₂ miktarı ile arttığı Şekil 4.26'dan görülmektedir. Elektron yoğunluğu da elektron sıcaklığı gibi H₂ oranı arttıkça artmaktadır.

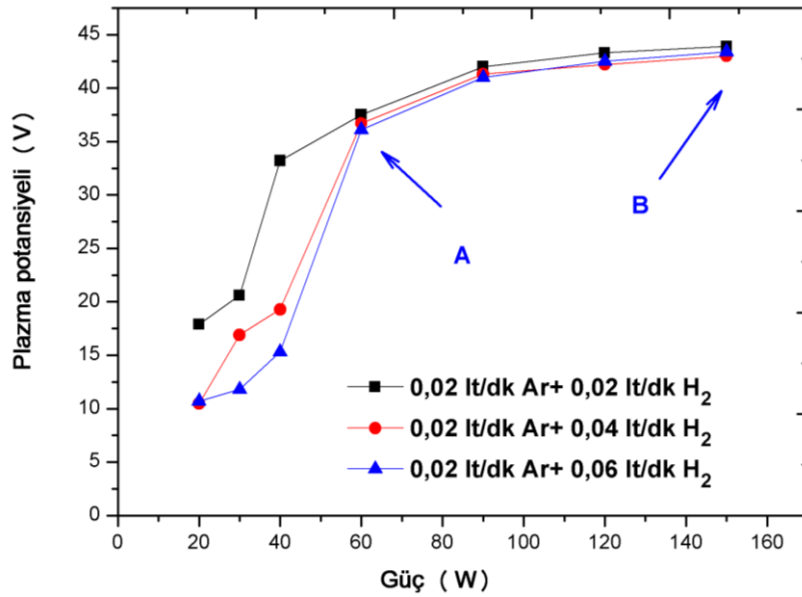


(a)

(b)

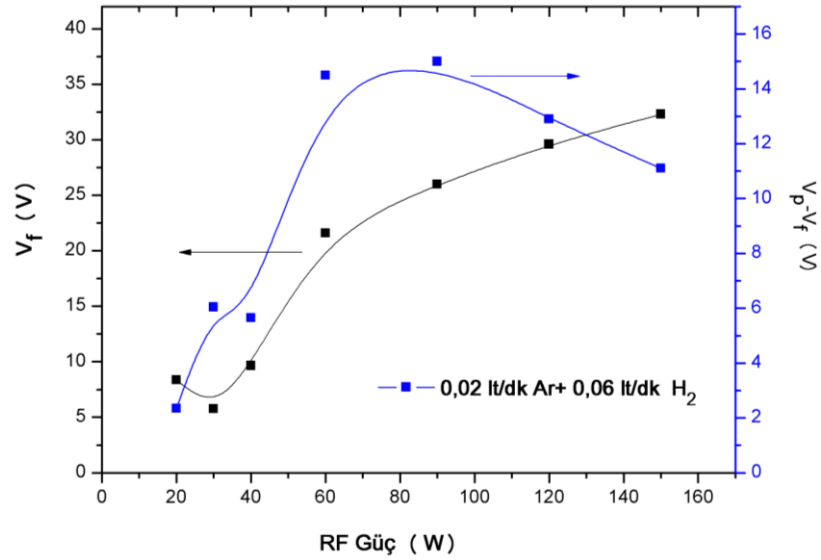
Şekil 4.26. 60 W RF gücünde Ar – H₂ deşarjlarının farklı karışım oranları için **a)** elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu ve **(b)** plazma potansiyeli ve denge potansiyeli arasındaki fark

I-V prob karakteristik eğrisi, elektron doyum bölgesini göstermemektedir. Bu nedenle plazma potansiyel prob karakteristik eğrisinden elde edilememektedir. Plazma potansiyeli EEDF kullanılarak prob karakteristik eğrisinin iki kere türevinin alınması ile elde edilebilir. Plazma potansiyeli, karışımındaki H₂ oranının artışı ile düşmekte olup güç arttığında Şekil 4.27’den görüldüğü üzere artmaktadır. Ancak, Şekil 4.27’den görüldüğü gibi plazma potansiyeli A ve B noktaları arasında H₂ yoğunluğundan hemen hemen bağımsızdır. Plazma potansiyelinin değişimi düşük enerjili elektronların yok olmasını ve yüksek enerjili elektronların artışıyla açıklayabilir [98].



Şekil 4.27. Plazma potansiyelinin güce göre değişimi

Plazmadan elektriksel olarak izole olan parçacıklara doğru elektron ve iyon akısı oluşmaktadır ve bu parçacıklar denge potansiyeline ulaşır. Elektronlar diğer yüklü parçacıklardan daha hızlı hareket ederler bu nedenle ilk olarak elektriksel olarak izole edilmiş parçacıklarla elektronlar çarpışmaya başlar. Bu parçacıklar plazmaya göre negatif olarak yüklenirler. Bu durum farklı RF güç değerleri, basınç, hidrojen yoğunluğu gibi değerler için denge potansiyelinin önemini göstermektedir. Bu yüzden, plazma potansiyeli ve denge potansiyeli, Ar-H₂ deşarj özelliklerini tanımlamak için kullanılabilir. Saçılan parçacıkların enerji değeri bu iki voltaj arasındaki fark ile bulunabilir. $V_p - V_f$ değeri, Ar-H₂ deşarjındaki H₂ yoğunluğunun artışı ile artar. Şekil 4.28’de görüldüğü gibi uygulanan RF gücündeki artış denge potansiyelindeki artışı indükler. Denge potansiyelindeki artış, elektron sıcaklığı ile orantılı olan Debye küresinde bulunan elektron sayısında artışa neden olur [99]. 40 W RF gücünde Ar-H₂ deşarjında 0,02; 0,04 ve 0,06 lt/dk H₂ akış oranları için denge potansiyeli sırasıyla 15,4; 12,9 ve 9,65 V elde edilmiştir. Elektronegatif gaz miktarındaki artış denge potansiyelindeki düşüşe neden olur.

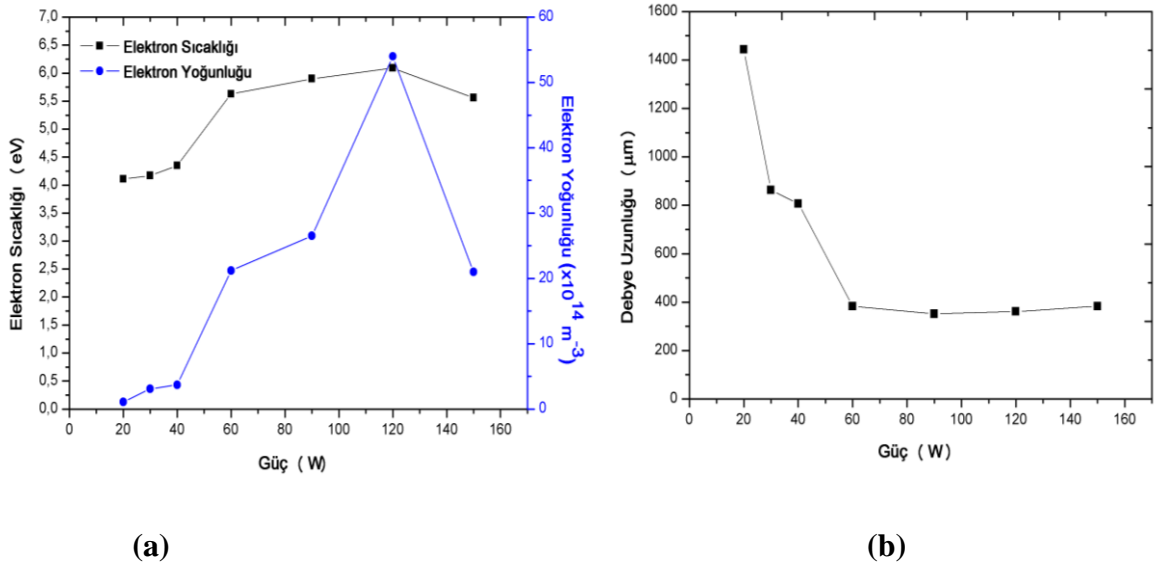


Şekil 4.28. RF gücüne karşı denge potansiyeli ve $V_p - V_f$

Elektron sıcaklığı, elektron yoğunluğu ve Debye uzunluğunun güce göre değişimi Ar (0,02 lt/dk) + H₂ (0,04 lt/dk) karışım gaz deşarjı için Şekil 4.29’da verilmiştir. Elektronlar, sıcaklıklarındaki artışa neden olan uygulanan elektrik alanından enerji kazanırlar. Karışım deşarjına RF gücü uygulandığında, elektrik alanından dolayı

iyonlaşma başlar ve elektron yoğunluğu artmaya başlar. Elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu 150 W'a kadar güç artarken artmaktadır ancak 150 W'dan sonra düşmektedir.

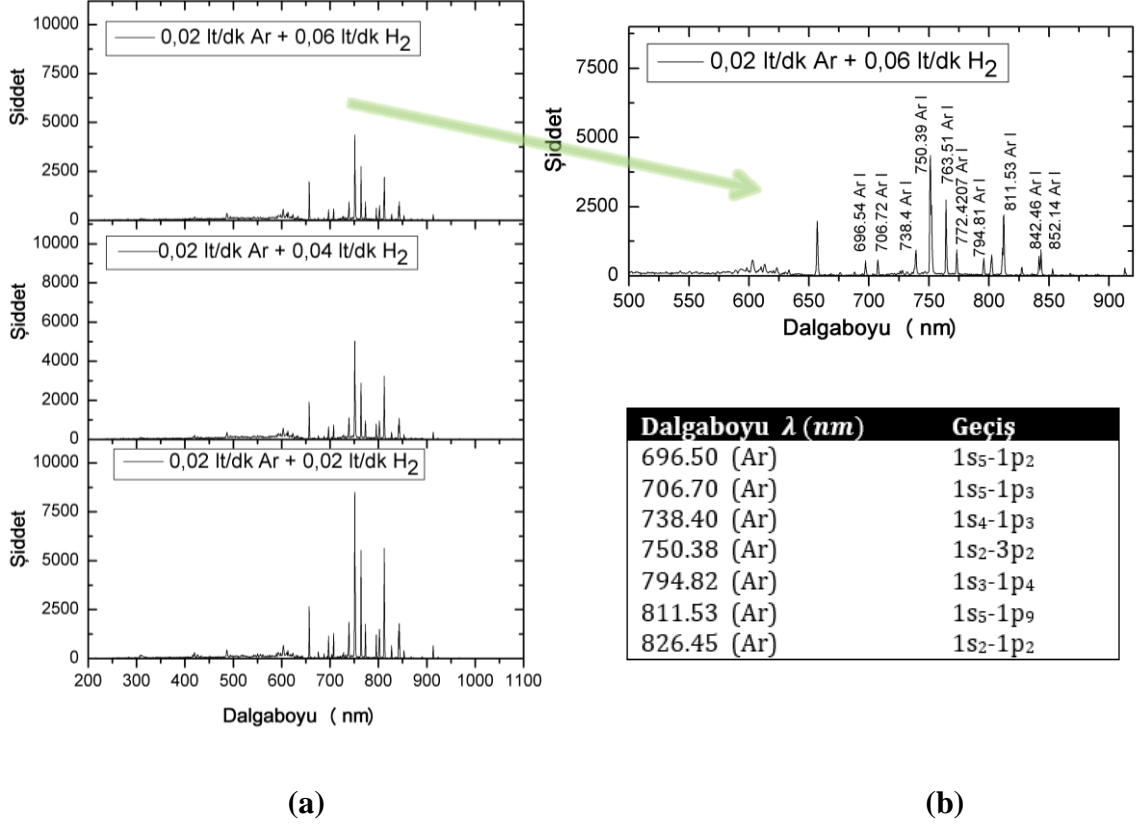
Geleneksel prob teorisi, düşük basınç deşarjlar için kullanılabilir. Çünkü plazma parçacıklarının ortalama serbest yolu prob yarıçapına kıyasla çok küçük değildir. Bu deşarjlarda kılıf kalındır. Böylece, elektronların ortalama serbest yolu Debye uzunluğu ve prob yarıçapından çok daha yüksek olduğunda, prob ucunun etrafında çarpışmasız kılıf oluşur. Debye uzunluğu, çarpışmasız kılıf için prob yarıçapından daha büyük olur. Şekil 4.29, Debye uzunluğunun düşük RF gücünde prob yarıçapından daha büyük olduğunu ve RF gücündeki artışın Debye uzunluğunda bir düşüşe neden olduğunu göstermektedir. Bu nedenle, Debye uzunluk değeri prob yarıçapına yaklaşır ve kılıfta çarpışmalar fazlalaşmaya başlar. Kılıf, daha düşük RF gücünde kalın kılıftır. Kalın ve çarpışmasız kılıf, RF gücünde bir artış ile ince kılıf haline dönüşebilir.



Şekil 4.29. 0,02 lt/dk Ar ve 0,04 lt/dk H₂ gaz karışım deşarjı için Langmuir prob aracılığı ile elde edilen (a) elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu ve (b) Debye uzunluğu

Düşük basınçta Ar-H₂ kapasitif bağlı radyo frekans deşarjın parçacıklarını belirlemek için OES ölçümleri kullanılmıştır. Şekil 4.30 (b), Ar-H₂ deşarjında Ar ve H₂ spektral çizgilerinin geçişini göstermektedir. Karışım deşarjında 656 nm dalgaboyunda H- alfa spektral çizgisi ortaya çıkmıştır. Bu deşarjın OES spektrumları Şekil 4.30'da verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi, Ar-H₂ deşarjının H₂ yoğunluğundaki artış ile Ar ve H₂ gazlarına ait spektral çizgilerin şiddeti düşer. 811,53 nm çizgisinin şiddeti, 60 W RF

gücünde % 75 H₂ yoğunluğu için en düşük değerdedir. Bu, H₂ yoğunluğundaki artış ile yarı kararlı Ar'da bir düşüş olduğunu göstermektedir. H₂ yoğunluğu arttığında argon iyonunun ışımaya şiddetlerinin düştüğü görülmektedir.



Şekil 4.30. (a) 60 W RF gücünde hidrojen yoğunluğunun değişimine göre Ar – H₂ karışım deşarjlarının optik emisyon spektrum ölçümleri (b) 0,02 lt/dk Ar ve 0,06 lt/dk H₂ gazlarının karışım deşarjları için OES'den elde edilen spektral çizgiler ve argon geçişleri

4.3.4. Ar-H₂ radyo frekans deşarj deney ölçümleri ve elektron sıcaklığı hesabı

Çalışmanın bu kısmında turbo pompası devre dışı bırakılarak ve iki kol arasındaki uzunluğun 30 cm olduğu, 60 cm'lik silindirik kuvars vakum odası kullanılarak deneysel ölçümler yapılmıştır. Kullanılan bu sistem Şekil 4.1 (b)'de görülmektedir. Deşarj odasının diğer özellikleri ise daha önceki deneylerde kullanılan kuvars vakum odası ile aynıdır. Gazlar vakum odasına gönderilmeden önce vakum odasındaki basınç $4,2 \times 10^{-2}$ mbar olarak elde edilmiştir. Düşük basınçta Ar-H₂ radyo frekans deşarj elde etmek için kullanılan Ar ve H₂ gazlarının kullanılan miktarları ise

0,020 lt/dk Ar ve 0,020 lt/dk H₂

0,020 lt/dk Ar ve 0,030 lt/dk H₂

0,030 lt/dk Ar ve 0,020 lt/dk H₂

0,035 lt/dk Ar ve 0,020 lt/dk H₂

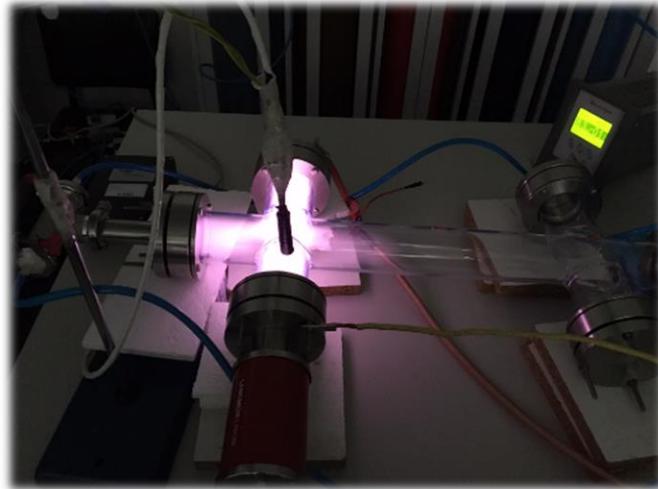
0,040 lt/dk Ar ve 0,020 lt/dk H₂

olarak belirlenmiştir. Vakum odasına gönderilen Ar ve H₂ gazlarının düşük basınçta radyo frekans deşarjları elde edilmiştir. Bu gaz karışımlara uygulanan RF güç değeri ve vakum odasındaki basınç değeri Tablo 4.5’da verilmiştir.

Tablo 4.5. Ar-H₂ radyo frekans deşarjların oluşumundaki RF güç ve basınç değerleri

	0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk H ₂	0,02 lt/dk Ar ve 0,03 lt/dk H ₂	0,03 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk H ₂	0,035 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk H ₂	0,04 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk H ₂
RF Güç (W)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)	Basınç (mbar)
60	0,80	1,1	0,99	1,0	1,1
100	0,79	1,1	0,98	1,0	1,1
120	0,78	1,1	0,97	1,0	1,1
150	0,78	1,0	0,96	1,0	1,0
180	0,79	1,0	0,95	1,0	1,0
200	0,79	1,0	0,95	1,0	1,0
220	0,78	1,0	0,94	1,0	1,0

Ar ve H₂ gazlarının vakum odasına girişleri esnasında gazlara 60-220 W aralığında RF güçleri uygulanmıştır. Uygulanan güç, verilen gaz miktarı ve elde edilen basınç verileri alınırken yansıyan radyo frekans güç gözlemlenmiştir. Bu aşamada elde edilen deşarj Görsel 4.10’da verilmiştir.



Görsel 4.10. Elektron sıcaklığı hesabı için düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans sistemi aracılığı ile Ar – H₂ gaz karışımından elde edilen plazmanın deneysel düzeneği

Düşük basınçta Ar ve H₂ karışımından RF güç kaynağı ile oluşturulan deşarjların optik emisyon spektroskopisi (OES) ile 200-1100 nm dalgaboyu aralığında spektrumları alınmıştır. OES ile elde edilen spektral çizgiler modifiye Boltzmann metodu ile elektron sıcaklığının hesaplanmasında kullanılmıştır. Bunun dışında plazmanın karakteristikleri Langmuir prob kullanılarak elde edilen *I-V* eğrileri ile belirlenebilmektedir. Prob akımını ölçmek için, -50 ve +50 V aralığında prob voltajı uygulanmıştır.

Uyarılma /ışımının Boltzmann dengesi ile kontrol edildiğinde ve iyonlaşma ya da birleşmenin Saha dengesi ile kontrol edildiğinde yani dağılım fonksiyonu Maxwell olduğunda optik emisyon spektrum tekniği (OES) plazma parametrelerini tahmin etmek için kullanılabilir. Elektron etkisi ile uyarılmaların fazla olduğu ancak kendiliğinden bozulmaların az olduğu (Corona dengesinde) plazmalar lokal olarak ısıl dengede değillerdir. Bu durumdaki plazmalarda elektron enerji dağılım fonksiyonu Maxwellien değildir. Elde edilen elektron sıcaklığı, Langmuir probundan elde edilen sıcaklıktan farklı elde edilebilir [100].

Optik olarak tamamen ince homojen plazma için *p* üst enerji durumu ve *q* alt enerji seviyeleri arasındaki ışımalı geçiş için çizgi şiddetinin uyarılmış durum yoğunluğu ile arasındaki ilişki

$$I_{pq} = n_p A_{pq} E_{pq} \quad (4.1)$$

olarak bilinmektedir. Burada; *n_p* üst enerji seviyesinin sayı yoğunluğudur. *A_{pq}* ışımalı geçiş olasılığı ve *E_{pq}* üst ve alt enerji seviyeleri arasındaki enerji farkıdır [101]. Alt ve üst seviyeler termal dengede olduğunda ve Boltzmann dağılımını sağladığında uyarılma sıcaklığı OES tekniği kullanılarak Boltzmann denkleminin eğiminden hesaplanabilir:

$$\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{g_p A_{pq}} \right) = - \frac{E_p}{k_B T_u} + C \quad (4.2)$$

Burada, *λ_{pq}* dalgaboyu, *I_{pq}* spektral çizgi şiddeti, *g_p* üst seviyesinin istatistiksel ağırlığı ve *C* çizilen grafiğin eğiminde elde edilen bir sabittir [102].

Plazma LTE durumunda olduğunda (4.2) elektron sıcaklığını verecektir ve elektron sıcaklığı uyarılma sıcaklığına eşit olacaktır. Ancak ısıl dengede olmayan plazmada elektron enerji dağılım fonksiyonu Maxwellien durumdan sapacaktır ve taban durumundan daha üst seviyelere elektron etki uyarılma oranı daha karmaşık olacaktır. Bu ısıl dengede olmayan plazmalarda elektron etkisi ile uyarılma /ışımına Boltzmann dağılıma uymazlar ve Corona dengesinde bulunurlar. Bu nedenle Boltzmann eğrisi, sadece

uyarılma sıcaklığını vermektedir. Ancak Corona dengesine göre seviyelerin hem uyarılma hem de ışına sadece elektron ile çarpışmalarla kontrol edilmez. Bu nedenle, ısıl dengede olmayan plazmaların elektron sıcaklığını belirleme de modifiye Boltzmann yöntemi kullanılabilir. Coronal denge bölgesine düştüğünde seviyeler,

$$n_e n_1 X_{1p} = n_p \sum_{p>q} A_{pq} \quad (4.3)$$

bağıntısına göre dolmaktadır. Burada; n_p uyarılmış durum sayı yoğunluğu, n_1 taban seviye yoğunluğu ve n_e elektron yoğunluğudur. $\sum_{p>q} A_{pq}$, p üst seviyesinden q alt seviyesine anlık geçişe ait toplam geçiş olasılığıdır. X_{1p} , 1 taban durumdan p enerji seviyesine elektron etkisi ile uyarılmayı tanımlayan oran katsayısıdır. n_p uyarılma seviyesinin yoğunluğu

$$\varepsilon_{pq} = \frac{hc_0}{4\pi\lambda_{pq}} A_{pq} n_p = \frac{hc_0}{4\pi\lambda_{pq}} I_{pq} \quad (4.4)$$

ifadesinden elde edilebilir. Burada L , plazma uzunluğudur. Drawin tarafından gösterildiği gibi plazmadaki serbest elektronların Maxwell elektron enerji dağılım fonksiyonu (EEDF) dikkate alındığı gibi X_{1p} genel ifadesi [103]

$$X_{1p} = 8,69 \times 10^{-8} \times \alpha_{1p} \times Z_{eff}^{-3} f_{1p} \times \frac{u_a^{3/2}}{u_{1p}} \times \psi_a(u_{1p}, \beta_{1p}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (4.5)$$

olarak da yazılabilir. Burada, α_{1p} değeri yaklaşık 1'e eşit sabit bir niceliği temsil etmektedir. Ayrıca,

$$u_a = 13,6k_B T_e \quad (4.6)$$

$$u_{1p} = \frac{(E_1 - E_p)}{k_B T_e} \quad (4.7)$$

$$Z_{eff} = Z - N + 1 \quad (4.8)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada; Z atom sayısı, N bağlı elektron sayısı ve Z_{eff} etkin atom sayısıdır.

f_{1p} , $1 \rightarrow p$ geçişin absorpsiyon titreşim kuvveti olup

$$f_{pq} = \frac{g_p}{g_q} \frac{\varepsilon_0 m_e c^3}{2\pi q_e^2 v_{pq}^2} A_{pq} = \frac{g_p}{g_q} \frac{2\pi \varepsilon_0 m_e c^3 \hbar^2}{q_e^2 \Delta E^2} A_{pq} \quad (4.9)$$

olarak tanımlanmaktadır [104].

$Z_{eff} = 1$ atomik parçacıkları için $\psi(u_{1p}, \beta_{1q})$ fonksiyonu

$$\psi_a(u_{1p}, \beta_{1p}) = \frac{\exp(-u_{1p})}{1+u_{1p}} \times \left[\frac{1}{20+u_{1p}} + \ln \left(1.25 \times \left(1 + \frac{1}{u_{1p}} \right) \right) \right] \quad (4.10)$$

ile ifade edilir [101]. Burada $\beta_{1p} \cong 1$ dir.

Denklem (4.5), T_e elektron sıcaklığının farklı değerleri için X_{1p} elektron etkisiyle uyarılma oran katsayısının büyüklüğünü tanımlamaktadır. Bu denklem T_e 'ye bağlıdır. Elektron etkisiyle uyarılma oran katsayısının daha genel bir ifadesi olan

$$X_{1p} = b_{1p} \times \exp \left(-E_{1p}/k_B T_e \right) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (4.11)$$

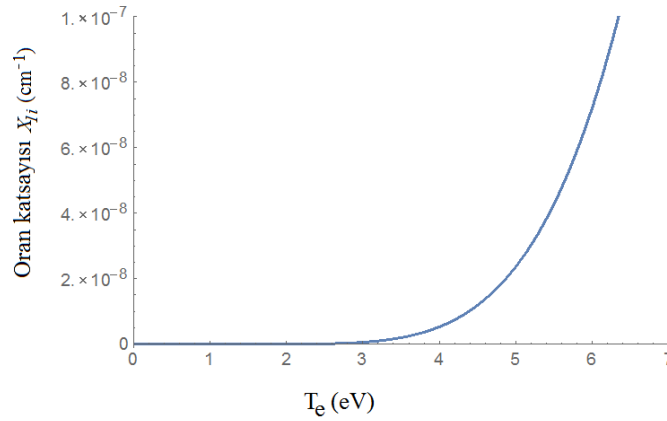
denklemi ile T_e 'ye bağlı fonksiyonel bağıntıya fit edilebilir [105]. Böylece Şekil 4.31'de görüldüğü gibi lineer olmayan eğri elde edilir ve b_{1p} (4.11)'in (4.5)'e fiti ile elde edilebilir. Denklem (4.3), (4.4) ve (4.11) denklemleri kullanılarak tekrar düzenlenirse T_e ,

$$\ln \left(\frac{\varepsilon_{pq} \lambda_{pq} \sum_{p>q} A_{pq}}{A_{pq} b_{1p}} \right) = -\frac{E_{1p}}{k_B T_e} + C \quad (4.12)$$

veya

$$\ln \left(\frac{I_{pq} \sum_{p>q} A_{pq}}{A_{pq} b_{1p}} \right) = -\frac{E_{1p}}{k_B T_e} + D \quad (4.13)$$

ifadeleri elde edilir [105]. Bu ifade aracılığı ile elde edilen eğriye modifiye Boltzman eğrisi adı verilir. Ar-I çizgilerinin seçilmesi ile elde edilen modifiye Boltzmann eğrisinin eğiminin tersinden elektron sıcaklığı tanımlanabilir. Seçilen Ar-I çizgilerinin p üst seviyesinden daha düşük seviyelere olası anlık ışımaya geçişlerinin tümü dikkate alınarak $\sum_{p>q} A_{pq}$ terimi hesaplanabilir. Elektron sıcaklığının hesaplanmasında seçilen Ar-I ışımaya çizgileri için hesaplanan ve kullanılan veriler Tablo 4.6'de listelenmiştir [106].



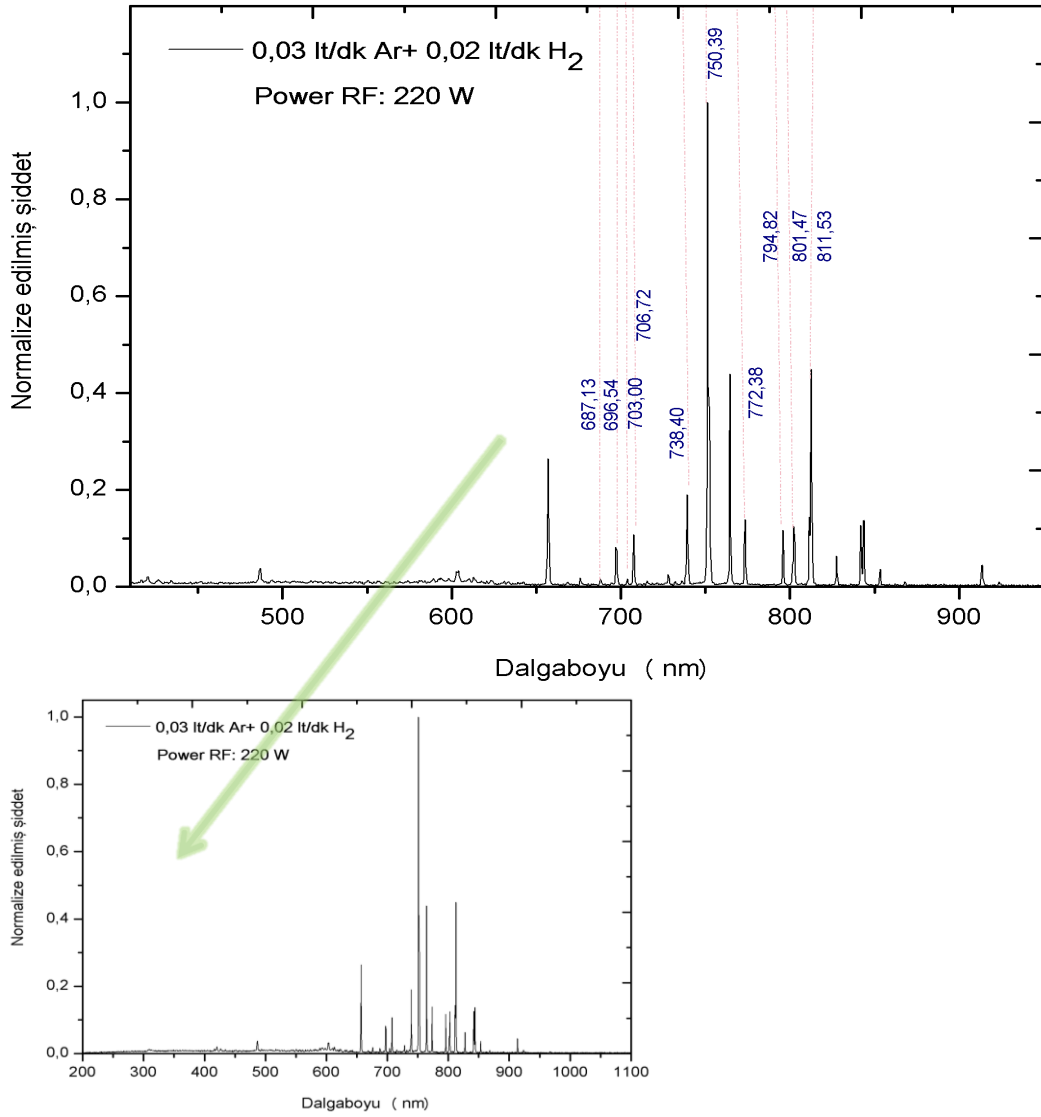
Şekil 4.31. 738.40 nm dalgaboyu için T_e (eV)'yi veren Ar-I çizgisinin fit edilen eğrisi

Modifiye Boltzmann eğri metodu kullanılarak elektron sıcaklığını hesaplamak için kullanılan spektrum verileri Tablo 4.6’da yer verilmiştir.

Tablo 4.6. Elektron sıcaklığını hesaplamak için optik emisyon spektroskopisinden elde edilen spektral çizgiler

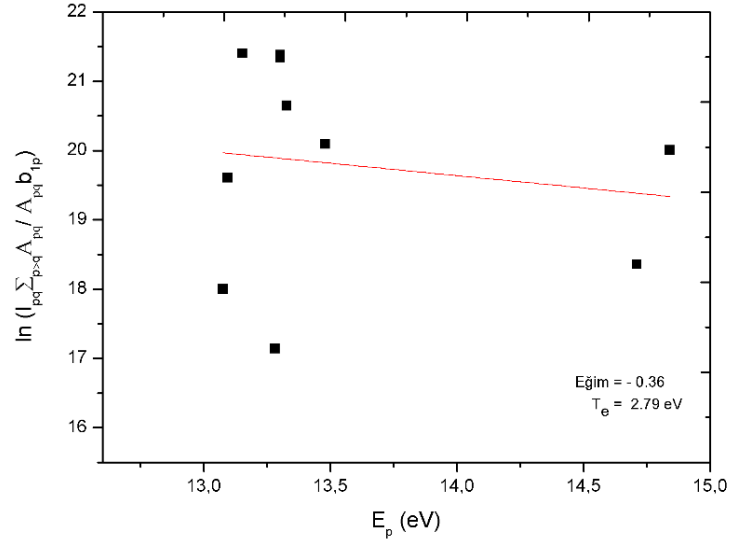
$\lambda(\text{nm})$	$\sum_{p>q} A_{pq} (\text{s}^{-1})$	$A_{pq} (\text{s}^{-1})$	$b_{1p} (\text{cm}^3 \text{s}^{-1})$	$E_p (\text{eV})$
687,13	$0,364 \times 10^7$	$2,78 \times 10^6$	$1,86 \times 10^{-7}$	14,7109
696,54	$3,522 \times 10^7$	$6,39 \times 10^6$	$3,29 \times 10^{-7}$	13,3279
703,00	$0,518 \times 10^7$	$2,67 \times 10^6$	$0,473 \times 10^{-7}$	14,8400
706,72	$3,457 \times 10^7$	$3,8 \times 10^6$	$3,39 \times 10^{-7}$	13,3022
738,40	$3,46 \times 10^7$	$8,47 \times 10^6$	$12,9 \times 10^{-7}$	13,3022
750,39	$4,47 \times 10^7$	$4,45 \times 10^7$	$14,2 \times 10^{-7}$	13,4799
772,38	$3,016 \times 10^7$	$5,18 \times 10^6$	$3,42 \times 10^{-7}$	13,1532
794,82	$3,31 \times 10^7$	$1,86 \times 10^7$	$60,00 \times 10^{-7}$	13,2826
801,47	$3,078 \times 10$	$9,28 \times 10^6$	$10,6 \times 10^{-7}$	13,0948
811,53	$3,31 \times 10^7$	$3,31 \times 10^7$	$58,7 \times 10^{-7}$	13,0757

Elektron sıcaklığını hesaplamak için kullanılan Ar ve H₂ karışım deşarjın seçilen spektral çizgileri Şekil 4.32’de gösterilmiştir.



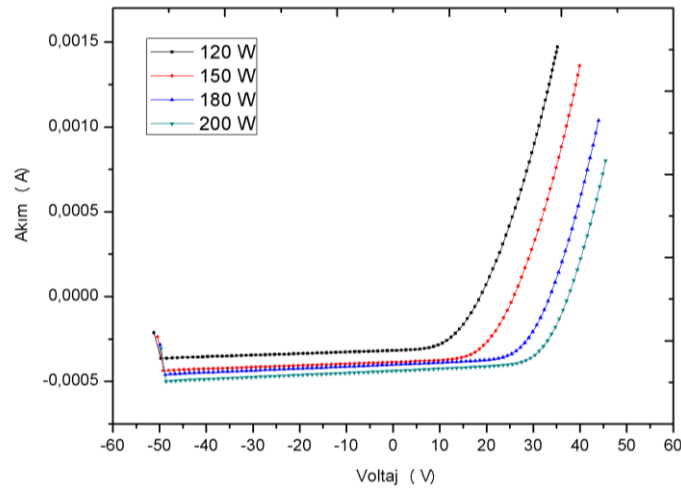
Şekil 4.32. Düşük basınçta Ar- H₂ karışım deşarj spektrumu

200 W RF gücünde elde edilen 0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk H₂ karışım deşarjı için seçilen Ar çizgilerinin modifiye Boltzmann eğrisi Şekil 4.33'de verilmiştir. Seçilen çizgilerin Boltzmann dağılımına göre yerleşmediği grafikten açıkça görülmektedir. Bu durumdaki plazmalar Corona dengesine düşer.



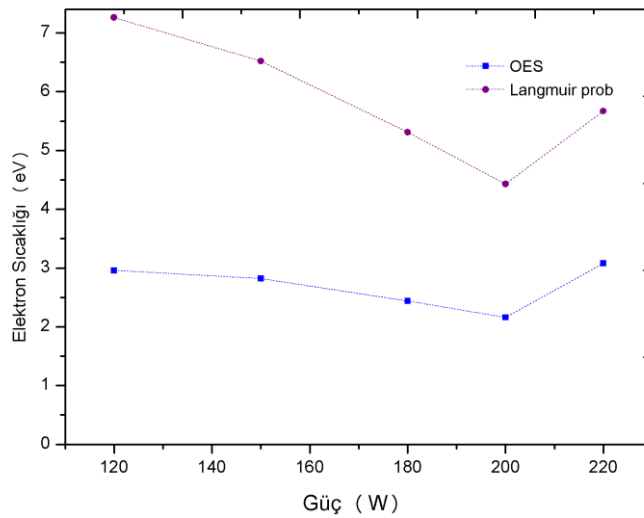
Şekil 4.33. 200 W RF gücü uygulanan 0,02 lt/dk Ar ve 0,02 lt/dk H₂ karışım deşarjı için elde edilen modifiye Boltzmann eğrisi

Düşük basınçta deşarj sistem için Langmuir prob yazılım aracılığı ile ölçümler alınmıştır. Ar – H₂ karışım RF deşarjın karakteristik *I-V* eğrileri, Şekil 4.34’de gösterilmektedir.. Langmuir prob aracılığı ile elde edilen *I-V* ölçümlerinin eğimi elektron sıcaklığını verdiğiinden Şekil 4.34’den görüldüğü gibi karışıma uygulanan RF gücündeki artış *I-V* eğiminin azalmasına sebep olmuştur. Elde edilen verilere göre *I-V* eğiminin azalması ile elektron sıcaklığı da azalmaktadır. Elektronların enerjisi plazma potansiyelinin gradyeni ile tanımlanabilmektedir. Bu deşarjlar için plazma potansiyelleri sırasıyla 34,3; 38,6; 42,2 ve 43,5 eV olarak ölçülmüştür ve daha sonra bu deşarjların denge potansiyelleri sırasıyla 18,7; 25,8; 33,5 ve 37,5 eV olarak elde edilmiştir.



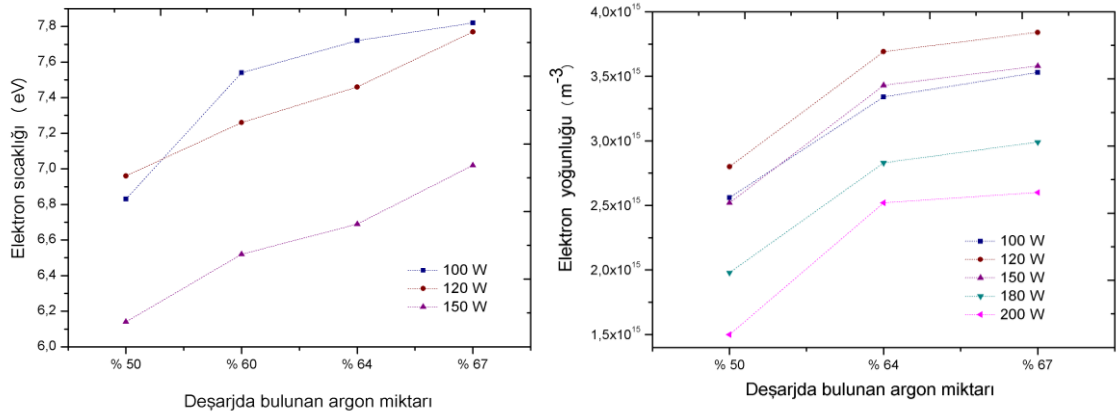
Şekil 4.34. Farklı güçlerde 0,03 lt/dk Ar–0,02 lt/dk H₂ karışım deşarjın *I-V* karakterisitik eğrisi

Langmuir prob ile 120, 150, 180 ve 200 W RF gücünde 0,03 lt/dk Ar – 0,02 lt/dk H₂ karışım deşarjı için elektron sıcaklıkları sırasıyla 7,26; 6,52; 5,31 ve 4,43 eV elde edilmiş olup. Langmuir prob aracılığı ile elde edilen elektron sıcaklıkları, OES’den hesaplanan sıcaklıklardan farklı olmasına rağmen Şekil 4.35’den görüldüğü gibi her iki sıcaklık da aynı yönelime sahiptir. Plazma içerisine Langmuir prob yerleştirildiğinde plazma pertürbe olabilir ve elektron enerji dağılım fonksiyonları Maxwell dağılım olmayabilir. Prob ucu deşarjdan dolayı kirlenebilir. Prob ucunun kirliliği deşarjdan toplanan akımda azalışa neden olmaktadır. Bu nedenle Langmuir prob ile elde edilen elektron sıcaklıkları optik emisyon spektroskopisinden hesaplanan elektron sıcaklıklarından daha yüksektir. Spektral çizgilerin oran katsayılarının kullanımında belirsizliklerden dolayı optik emisyon spektrumu ve Langmuir prob aynı elektron sıcaklıklarını veremeyebilir. Ancak RF gücündeki değişim elektron sıcaklığını büyük ölçüde etkilemektedir. RF gücündeki artış ile elektron sıcaklığının düştüğü gözlenmiştir. Bunun nedeni, vakum odasına sabit akış oranında karışım gazları girdiğinde gazların parçacıkları vakum odasındaki elektronlar ile çarpışmada bulunmasıdır. Elektronlar gazların parçacıklarından daha fazla enerjiye sahiptir. Deşarja uygulanan güç arttığında gazların parçacıkları daha fazla enerjiye sahip olacaklar, gaz atomları ve elektronlar arasındaki çarpışma sayısı artacaktır. Gaz atomları elektronlardan enerji kazanacaklardır. Bu durum elektron sıcaklığında düşüğe neden olur.



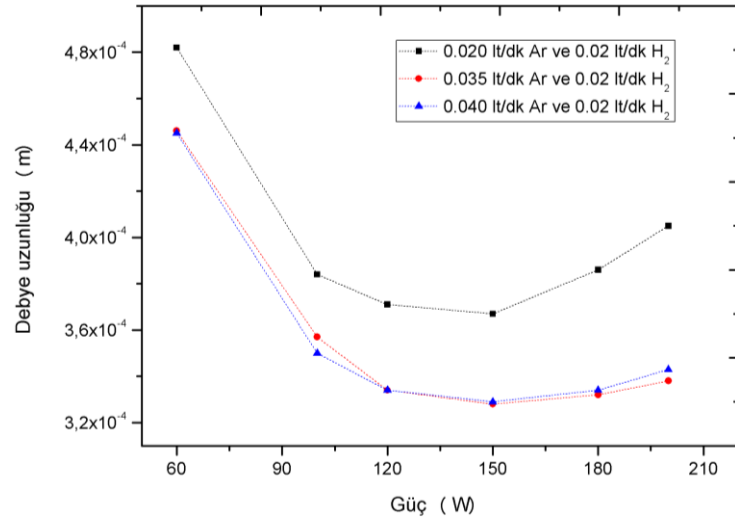
Şekil 4.35. 0,03 lt/dk Ar-0,02 lt/dk H₂ karışım deşarjı için Langmuir prob ve OES ile elde edilen elektron sıcaklıklarının uygulanan güce göre değişimi

Langmuir prob ölçümlerine göre karışım deşarjındaki Ar gaz içeriği arttığında düşük basınçta Ar ve H₂ karışımının elektron sıcaklığının arttığı Şekil 4.36'dan görülmektedir. 100, 120 ve 150 W RF güçlerinde deşarj için ölçülen elektron sıcaklık değerleri, 6 ve 8 eV arasında elde edilmiştir. Ar gazının entalpisi H₂ gazının entalpisinden daha düşüktür. Bu nedenle Ar gaz oranının artışı karışım deşarjındaki elektron sıcaklığının artmasına neden olmaktadır. Aynı zamanda Ar gaz akış oranının artışı deşarjdaki elektron yoğunluğunun artışına da neden olmaktadır. Karışım deşarjındaki Ar akış oranının artışı karışım deşarjının parçacıklarından elektronların saçılmasına neden olur. Dolayısıyla elektron- nötr gaz atomlarının çarpışma frekansı düşük basınçta elektron yoğunluğunun artışıyla artar.



Şekil 4.36. Farklı güçlerde Ar-H₂ karışım gazlarının argon oranına göre Langmuir prob aracılığı ile elde edilen elektron sıcaklıkları ve elektron yoğunlukları

Langmuir prob ölçümleri düşük basınçta RF güç kaynağı ile elde edilen Ar ve H₂ karışımının Debye uzunluğunu vermektedir. Şekil 4.37'de gösterildiği gibi, Debye uzunluğu 150 W RF gücüne kadar argon oranındaki artış ile düşmektedir. Debye uzunluğunun değeri, çarpışmasız kılıflar için prob yarıçapının değerinden çok büyüktür. Debye uzunluğunun değeri, prob yarıçapının değerine yaklaştığında kılıfda çarpışmalar oluşmaya başlar. Her gaz karışımının deşarjının Debye uzunluğu genellikle RF gücünün artışı ile düşmektedir. Bu nedenle, 150 W RF gücünde kılıf genellikle ince kılıf olarak elde edilmiştir. Ar – H₂ karışım deşarjı için düşük RF gücünde elde edilen kılıf, kalın ve çarpışmasız kılıftır.



Şekil 4.37. Ar – H₂ karışım gaz deşarjin farklı argon gaz oranları için farklı güç miktarlarına göre Debye uzunlukları

5. SONUÇ, TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Bu tezde deneysel çalışmalar için kurulan düşük basınçta kapasitif bağlı radyo frekans deşarj odasında bir elektronegatif (H_2 veya O_2) ve elektropozitif (He veya Ar) gaz karışımlarının deşarjları elde edilmiştir. Çalışmada elektriksel deşarj elde etmek için 13,56 MHz'lik RF güç kaynağı kullanılmıştır. Çalışma, Langmuir prob ve optik emisyon spektrum ile düşük basınçta elde edilen karışım deşarjlarının tanısını ortaya koymaktadır. Düşük basınçta radyo frekans deşarjların karakterizasyonu sanayi ve endüstri uygulamalarının yanısıra lazer kaynakları gibi bilimsel çalışmaların temelini oluşturma açısından oldukça önemli bir konudur.

Deneysel çalışmalar için kurulan sistemde farklı oranlarda ve akış hızlarındaki He – O_2 , Ar – O_2 ve Ar – H_2 gazları kullanılmıştır. Gözlenen deşarjların elektron sıcaklığı, parçacık yoğunluğu, Debye uzunluğu ve elektron enerji dağılım fonksiyonu gibi plazma karakteristikleri Langmuir prob ile elde edilmiştir. Bunun dışında deşarj içerisinde oluşan parçacık türlerini belirlemek için OES spektrometresinden yararlanılmıştır. Daha sonra Ar – H_2 gaz karışım deşarjının elektron sıcaklığını hesaplamada OES aracılığı ile elde edilen spektral çizgiler modifiye Boltzmann metodunda kullanılmıştır. Son olarak bu karışım deşarjı için Langmuir prob'dan elde edilen elektron sıcaklığı ile hesaplanan elektron sıcaklığı karşılaştırılmıştır.

Elde edilen deney sonuçlarını incelemek için Ulusal Standartlar ve Teknoloji Enstitüsü (National Institute of Standards and Technology-NIST) 'den alınan nötral atomlara ait bağıl şiddet ve dalgaboyu değerleri deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma yapıldığında deneyden elde edilen piklere ait dalgaboyu değerleri ile ilgili çizelgelerdeki dalgaboyu değerleri ile uyum içerisinde dir.

Langmuir prob aracılığı ile elde edilen $I-V$ eğrilerinin eğiminin tersinin elektron sıcaklığını verdiği bilinmektedir. 90, 120, 150 W RF gücü için düşük basınçta kapasitif bağlı He – O_2 karışım deşarjından Langmuir aracılığı ile elde edilen elektron sıcaklığının uygulanan güçle azaldığı görülmektedir.

Elektriksel deşarjdaki parçacıkların enerjisini artırmak için RF gücü kullanılmıştır. RF elektrik alanından etkilenen parçacıkların iyonlaşması ve uyarılması sonucu daha fazla parçacık oluşmaktadır.

Helyum oranının artışı ve uygulanan gücün artışı çarpışma frekansının artışına neden olmaktadır. Bu durum parçacıkların enerji kaybına neden olur. Böylece, elektron sıcaklığı uygulanan gücün artışı ve konsantrasyonunun artışı ile azalmaktadır. He – O_2

karışım deşarjı $10^{14} - 10^{15} \text{ m}^{-3}$ aralığında elde edilmiştir. Karışım deşarjında bulunan oksijen/helyum gaz oranı arttıkça deşarjda bulunan elektron yoğunluğu artmıştır.

He – O₂ deşarj için negatif iyon yoğunluğunun elektron yoğunluğuna oranı 2'den küçüktür. Bu nedenle laboratuvar koşullarında kapasitif bağlı radyo frekans deşarjlar zayıf olarak elektronegatif plazma değildir. 0,06 lt/dk He ve 0,02 lt/dk O₂ gazlarının karışımından oluşan deşarj için Langmuir prob ile elde edilen iyon yoğunluğu ve bunun dışında optik emisyon spektrum sonucu elde edilen spektral çizgilerinin şiddetleri 150 W RF gücünde en yüksek değere ulaşmıştır.

Farklı oranlarda kullanılan He ve O₂ gazlardan elde edilen karışım deşarjının oluştuğu elektrotların tam ortasından EEDF'ları Langmuir prob ile kaydedilmiştir. Bu fonksiyonlar elektron yoğunluğunun karışımdaki O₂ konsantrasyonu ile anlamlı bir şekilde arttığını göstermektedir.

RF güç kaynağı ile elde edilen kapasitif bağlı Ar – O₂ karışım deşarjları için Langmuir probdan elde edilen *I-V* değerleri ve elektron sıcaklık değerleri karşılaştırıldığında *I-V* eğrilerinin eğimi arttıkça deşarjın elektron sıcaklığının azaldığı görülmektedir. Ar – O₂ gaz karışımında O₂ miktarının artması EEDF'larının bi-Maxwell olmasına neden olmaktadır. Özellikle karışımda argon miktarı arttıkça EEDF değerleri artmıştır. O₂ miktarı arttıkça basınç değerleri de artmaktadır ve de EEDF değerleri düşmektedir. Karışımdaki gaz miktarı arttıkça basınç değeri de artmaktadır ve EEDF'ları Gaussyen hale dönüşmektedir. İyon akım değerleri elektron akım değerleri ile karşılaştırıldığında iyon akım değerleri daha düşük değere sahiptir. Elektron ve iyon akımlarının her ikisi Ar:O₂ karışımlarının 1:1; 2:1; 3:1 oranları için 150 W'da 3:1 karışımı için en yüksek değere sahiptir. İyon yoğunluğu değerleri elektron yoğunluğu değerlerinden daha yüksektir. Optik emisyon spektrumları incelendiğinde O₂ miktarı arttıkça Ar ve O₂ iyonlarından elde edilen spektral çizgilerin azalmaktadır. Buna karşılık karışımdaki argon miktarı arttıkça Ar ve O₂'den gelen spektral çizgilerin şiddetleri artmaktadır. Karışımdaki Ar iyonlarından meydana gelen 772,42 nm'de ortaya çıkan spektral çizginin bu karışımda 777,54 nm'ye göre baskın olması istenirse uygulanan RF gücünün daha düşük ve karışımdaki Ar içeriğinin yüksek olması gereklidir. Uygulanan RF gücü arttıkça karışımda bulunan Ar yüzdesi yüksek olsa da O₂ gazından dolayı ortaya çıkan 777,54 nm'deki spektral çizgi 772,42 nm'de ortaya çıkan spektral çizgiye göre yüksektir. Karışımda bulunan Ar'dan kaynaklanan 656,41 nm'deki spektral çizgi ise Ar – O₂ karışımlarının uygulanan yüksek güçlerde kolaylıkla ortaya çıkabilmektedir.

Bunun dışında argon miktarının yüzdesinin artışında bu spektral çizginin ortaya çıkışına katkıda bulunur.

Kollar arasındaki uzunluğu 20 cm olan vakum odasında Ar – H₂ karışım plazmasının elektron sıcaklığı, elektron sayı yoğunluğu ve Debye uzunluğunun davranışı bunun dışında EEDF'lerinin incelenmesi ile ilgili çalışmalar düşük basınçta farklı gaz karışım oranlarında ve farklı güç değerlerinde gerçekleştirilmiştir. Özellikle plazma potansiyeli ve denge potansiyeli hakkında eş zamanlı bir bilgi elde edilerek plazma karakterizasyonu için Langmuir prob kullanılmıştır. Elektronlar düşük gaz basıncında kalın kılıflar içinde proba ulaşırsa EEDF'ları Drüvesteyn formülünün ikinci türevinden hesaplanabilir. Elektron ortalama serbest yolu ve Debye uzunluğu prob yarıçapından oldukça büyüktür. Ar – H₂ gaz karışımları için prob aracılığı ile elde edilen EEDF'lerinin Maxwellien olmadığı saptanmıştır. Bu deşarjların optik emisyon spektrumları karışım deşarjı için elde edilen spektral çizgilerin incelenmesi ve bu çizgilerin oluştuğu dalgaboyunu belirlemek için kullanılmıştır. Bu karışım için plazma parametrelerinin hesaplanmasında OES ölçümleri kullanılmamıştır. Laboratuvar koşulları altında düşük basınçta elde edilen Ar – H₂ karışım RF deşarjı lokal olmayan ısıl dengededir. Bunun dışında elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklığı sırasıyla yaklaşık $10^{14} - 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ve 4-6 eV civarlarında elde edilmiştir. Bu karışım plazması Corona dengesindedir. Elektron yoğunluk değeri Ar – H₂ karışım deşajının elektron sıcaklığının hesaplanmasında Boltzmann denkleminin modifiye edilebileceğini vermektedir. Bu durum gözlemlenince sonra Ar – H₂ gaz karışımı için tekrardan yeni bir deney yapılmıştır.

Kollar arasında 30 cm aralık olan sistemde Ar – H₂ gaz karışımı için 120, 150, 180, 200 ve 220 W RF güçleri için deney tekrarlanmış ve çalışmanın bu aşamasında bu deşarjların elektron sıcaklıkları OES ve Langmuir prob aracılığı ile tanımlanmaya çalışılmıştır. Bu aşamada asıl amaç, elektron sıcaklığını optik emisyon spektral çizgileri aracılığı ile hesaplamak ve Langmuir prob sonuçlarında elde edilen sıcaklık karşılaştırmaktır. Ar – H₂ karışım deşarjındaki kimyasal reaksiyonlar ve plazma parametreleri, elektron sıcaklıkları için elde edilen sonuçlar ve spektral çizgilerin şiddeti ile kontrol edilebileceği görülmüştür.

Ar – H₂ gaz karışımlarından prob aracılığı ile elde edilen verilerden anlaşıldığı ve *I-V* karakteristik eğrilerinden görüldüğü gibi 120 W ve 200 W arasında uygulanan RF gücünün artışının elektron sıcaklığının azalmasına sebep olmaktadır. RF gücünün artışı düşük basınçta elde edilen deşarjdaki parçacıkların enerjisinin artışına neden olur. Bu RF

alanı, iyonlaşma ve uyarılma mekanizmaları aracılığı ile deşarj içerisinde çok fazla parçacık oluşturur. Uygulanan RF gücü çarpışma frekansının artmasına neden olduğu için bu durum, karışım deşarjının elektron sıcaklığının düşüşüne yol açar.

Yüksek güçlerde plazma yoğunluğunun artışı, plazma kılıf kalınlığındaki azalma ve sonuç olarak kılıf bölgesindeki iyonlar tarafından soğrulan enerjinin azalması ile ilişkilidir.

Ar – H₂ karışım deşarjları için OES ve Langmuir prob ile elde edilen elektron sıcaklıkları birbiri ile kıyaslanmıştır. Langmuir prob verileri ile OES aracılığı ile elde edilen spektral çizgilerle hesaplanan elektron sıcaklığından biraz yüksek olmasına rağmen yönelim olarak iki yöntem de benzer davranış göstermektedir.

Plazma teknikleri, doğal ve sentetik polimerlerin yüzeylerini modifiye etmekte kullanılmaktadır. Bunun yanında plazmaların kapasitif deşarj özelliklerinin ve fiziksel sonuçlarının araştırılması plazmaların mikro-organizmalara etkisinin belirlenmesinde ve spin kaplama gibi çeşitli endüstri alanlarındaki uygulamalarının genişletilmesinde önemli bir rol oynamaktadır. Bu nedenle düşük basınçta RF karışım deşarjların elde edildiği deşarj odasının tasarımı ve analizi için Langmuir prob ve OES ölçümleri kullanılabilir. Karışım deşarjlarının çalışma koşulları bir materyal işlemesi uygulaması için belirlenebilir. Fiziksel uygulamalarda kullanılan düşük basınçta kapasitif olarak bağlı karışım deşarjlarda elektron enerji mekanizması hala tamamen çözülmüş olmadığı için bu çalışmalar da genişletilmelidir. Ayrıca yapılmış olan çalışmaları indüktif bağlı (ICP) deşarjlar için de tekrarlamak mümkündür. Bu tez çalışması için argon ve hidrojen ile yapılan çalışmalar ileriki çalışmalarda metan gibi farklı elektronegatif gazların kullanılarak yapılması planlanmaktadır. Planlanan çalışmanın endüstriyel uygulamalarda aşındırma ve biriktirmede işlemlerinde farklı bir boyut oluşturacağı açıktır. Plazmaların fiziksel sonuçlarının incelenmesinde OES spektrumların Stark genişlemesi kullanılarak elektron yoğunluğu hesaplanacaktır ve daha sonra elde edilen sonuçlar Langmuir prob ile karşılaştırılacaktır. Langmuir prob ve OES aracılığı ile elde edilen veriler arasında korelasyon bağıntısının belirlenmesi de ayrıca bir çalışma olarak düşünülebilmektedir.

KAYNAKÇA

- [1] Lisovski, V. A. ve Yegorenkov, V. D. (1998). Rf breakdown of low-pressure gas and a novel method for determination of electron-drift velocities in gases. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 31, 3349–3357.
- [2] Zhu, X. M., Pu, Y. D., Guo, Z.G, Pu, Y. K. (2006). A novel method to determine electron density by optical emission spectroscopy in low-pressure nitrogen plasmas. *Phys. Plasmas*, 13 (12), 123501.
- [3] Tanışlı, M. ve Şahin, N. (2016). Optical characteristics for capacitively and inductively radio frequency discharge and post-discharge of helium. *Phys. Plasmas*, 23 (1), 013513.
- [4] Crintea, D. L., Czarnetzki, U., Iordanova, S., Koleva, I., Luggenholscher, D. (2009). Plasma diagnostics by optical emission spectroscopy on argon and comparison with Thomson scattering. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 42 (4), 045208.
- [5] Cvelbara, U., Krstulović, N., Milošević, S., Mozetič, M. (2008). Inductively coupled RF oxygen plasma characterization by optical emission spectroscopy. *Vacuum*, 82 (2), 224–227.
- [6] Krstulović, N., Cvelbara, U., Vesel, A., Milošević, S., Mozetič, M. (2009). An optical-emission-spectroscopy characterization of oxygen plasma during the oxidation of aluminium foils. *Materials and Technology*, 43 (5), 245–249.
- [7] Tanışlı, M., Rafatov, İ., Şahin, N., Mertadam, S., Demir, S. (2017). Spectroscopic study and numerical simulation of low-pressure radio-frequency capacitive discharge with argon downstream. *Can. J. Phys.*, 95 (2), 190–200.
- [8] Laframboise, J. G. (1966). *Theory of spherical and cylindrical langmuir probes in a collisionless, Maxwellian plasma at rest*. UTIAS REPORT NO. 100.
- [9] Godyak, V. A., Piejak, R. B. ve Alexandrovich, B. M. (1992). Measurements of electron energy distribution in low-pressure rf discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1 (1), 36–58.
- [10] Flender, U. ve Wiesemann, K. (1995). Characterization of plasma-surface contacts in low-pressure rf discharges using ion energy analysis and langmuir probes. *Plasma Chem. Plasma Process.*, 15 (2), 123-157.
- [11] Annaratone, B. M., Allen, M. W. ve Allen, J. E. (1991). Ion currents to cylindrical Langmuir probes in rf plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25 (3), 417-424.
- [12] Tonks, L. ve Langmuir, I. (1929). Oscillations in ionized gases. *Phys. Rev.*, 33, 195-210.
- [13] Hoffmann, C., Berganza, C. ve Zhang, J. (2013). Cold atmospheric plasma: methods of production and application in dentistry and oncology. *Med. Gas Res.*, 3 (1):21.

- [14] Akan, T. (2005), *Maddenin Dördüncü Hali Plazma ve Temel Özellikleri*, Çağdaş Fizik Elektronik Dergi.
<http://nucleus.istanbul.edu.tr/~cfe/dorduncu/mak1/>
- [15] Pacholczyk A.G. (1970). *Radio Astrophysics*. San Francisco: W.H. Freeman & Comp.
- [16] Goldston, R. J. ve Rutherford P. H. (1995). *Introduction to plasma physics*. Bristol: Institute of Physics Publishing.
- [17] Pekünlü E.R. (1993). *Plazma Fiziği*. İzmir: Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Yayınları No:147.
- [18] Akan, T. (2003), *Termiyonik vakum ark (TVA) 'nın temel özelliklerinin incelenmesi*. Doktora Tezi. Eskişehir: Eskişehir Osmangazi Üniversitesi.
- [19] Heald, M. A. ve Wharton, C. B. (1965). *Plasma Diagnostic with microwaves*. New York, London, Sydney: Wiley.
- [20] Miyamoto K. (2000), *Fundamentals of plasma physics and controlled fusion*. Japonya: National Institute for Fusion Science.
- [21] Chen F.F. (1984). *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. New York and London: Plenum Press.
- [22] Down, A. (2007), Debye Length.
<http://people.duke.edu/~ad159/files/p142/2.pdf>
- [23] Rucker, H. O, *Introduction to Plasma Physics*, Karl-Franzens-University Graz, Austria.
- [24] Yavuz H. (2007), *Plazma polimerizasyon yöntemiyle polimerik malzemelere yanmazlık özelliğinin kazandırılması*, Yüksek Lisans Tezi. Ankara: Gazi Üniversitesi.
- [25] Heimann, R. B. (1996). *Plasma- spray coating: principles and applications*. Weinheim; New York; Basel; Cambridge; Tokyo: VCH.
- [26] Fridman, A. (2008). *Plasma chemistry*. New York, Amerika Birleşik Devletleri: Cambridge University Press.
- [27] Mertadam, S. (2016). Laboratuvar plazmalarının itki gücünün deneysel sonuçları. Yüksek Lisans Tezi. Eskişehir: Anadolu Üniversitesi.
- [28] Schütze, A., Jeong, J. Y., Babayan, S. E., Park, J., Selwyn, G. S., Hicks, R. F. (1998). The atmospheric-pressure plasma jet: a review and comparison to other plasma sources. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 26 (6), 1685-1694.
- [29] Selwyn, G. S., Herrmann, H. W., Park, J., Henins, I. (2001). Materials processing using an atmospheric pressure, RF-generated plasma source. *Contrib. Plasma Phys.*, 6, 610–619.

- [30] Napartovich, A. P. (2001). Overview of atmospheric pressure discharges producing nonthermal plasma. *Plasmas Polym.*, 6 (1-2), 1-14.
- [31] Conrads, H., ve Schmidt, M. (2000). Plasma generation and plasma sources. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 9, 441.
- [32] Lerouge, S., Fozza, A. C., Wertheimer, M. R., Marchand, R., Yahia, L'H. (2000). Sterilization by low pressure plasma: the role of vacuum-ultraviolet radiation. *Plasmas Polym.*, 5 (1), 31-46.
- [33] Lerouge, S., Wertheimer, M. R., Marchand, R., Tabrizian, M., Yahia, L'H. (2000). Effect of gas composition on spore mortality and etching during low-pressure plasma sterilization. *J. Biomed. Mater. Res.*, 51 (1), 128-135.
- [34] Moisan, M., Barbeau, J., Crevier, M. C., Pelletier, J., Philip, N., Saoudi, B. (2002). Plasma sterilization. Methods and mechanisms. *Pure Appl. Chem.*, 74 (3), 349-358.
- [35] Grill A. (1993), *Cold plasma in materials fabrication: from fundamentals to applications*. New York: IEE Press.
- [36] Benallal, R., Liani, B. ve Stambouli, A. B. (2006). Study of pressure and proportion influence on the non-LTE plasma composition. *Journal of Molecular Structure: THEOCHEM*, 777, 121–124.
- [37] Kadetov V.A. (2004). *Diagnostics and modeling of an inductively coupled radio frequency discharge in hydrogen*. Doktora Tezi. Bochum: Ruhr Üniversitesi.
- [38] Okumura, T. (2010). Inductively coupled plasma sources and applications. *Physics Research International*, Article ID 164249, 1-14.
- [39] Godyak, V. A., Piejak, R. B. ve Alexandrovich, B. M. (2002). Electron energy distribution function measurements and plasma parameters in inductively coupled argon plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.* 11, 525–543.
- [40] Marcus, R. K. ve Broekaert, J. A. C. (2003). *Glow discharge plasmas in analytical spectroscopy*. United Kingdom: John Wiley & Sons Ltd.
- [41] Sarra-Bournet, C., Turgeon, S., Mantovani, D., Laroche, G. (2006). Comparison of atmospheric-pressure plasma versus low-pressure rf plasma for surface functionalization of ptfе for biomedical applications. *Plasma Process. Polym.*, 3, 506-515.
- [42] Lieberman, M. A. ve Lichtenberg, A. J. (2005). *Principles of plasma discharges and materials processing (Second Edition)*. Amerika Birleşik Devletleri: Wiley-Interscience.
- [43] Makabe T. ve Petrovic Z. (2006). *Plasma electronics: applications in microelectronic device fabrication*. New York: Taylor and Francis.

- [44] Rehman, N. U., Khan, M. A., Naz, M. Y., Shafiq, M., Zakauallah, M. (2013). Characterization of 13.56 MHz RF Ne–N₂ mixture plasma using intrusive and non-intrusive diagnostic techniques. *Phys. Scr.*, 88, 045503.
- [45] Lao, C., Cotrino, J., Palmero, A., Gamero, A., González-Elipe, A.R. (2001). Electron temperature measurement in a surface-wave-produced argon plasma at intermediate pressures. *Eur. Phys. J. D*, 14, 361-366.
- [46] Huang, S. ve Gudmundsson, J. T. (2014). A current driven capacitively coupled chlorine discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 23, 025015.
- [47] Du, Y. ve Li, Y., “*International Scholarly and Scientific Research & Innovation*, 6, 699, 2012.
- [48] Boyle, P. C., Robiche, J. ve Turner, M. M. (2004). Modelling of the dual frequency capacitive sheath in the intermediate pressure range. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37, 1451.
- [49] Gordillo-Vázquez, F. J., Camero, M. ve Gómez-Aleixandre C. (2006). Spectroscopic measurements of the electron temperature in low pressure radiofrequency Ar/H₂/C₂H₂ and Ar/H₂/CH₄ plasmas used for the synthesis of nanocarbon structures. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 15, 42-51.
- [50] Zhu, X.M., Chen, W.-C., Zhang, S., Guo, Z.-G., Hu, D.-W., Pu, Y.K. (2007). Electron density and ion energy dependence on driving frequency in capacitively coupled argon plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 40, 7019-7023.
- [51] Piel, A. (2010), *Plasma Physics: An Introduction to laboratory, space, and fusion plasmas*. Heidelberg, Dordrecht, London, New York: Springer.
- [52] Chabert, P. ve Braithwaite, N. St. J. (2011). *Physics of radio-frequency plasmas*. Amerika Birleşik Devletleri: Cambridge University Press.
- [53] Bora, B. ve Soto, L. (2014). Influence of finite geometrical asymmetry of the electrodes in capacitively coupled radio frequency plasma. *Phys. Plasmas*, 21, 083509 (1-6).
- [54] Kushner, M. J. (1986). Mechanisms for power deposition in Ar/siH₄ capacitively coupled rf discharges. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, PS-14, 188.
- [55] Chandrasekhar, S. (1960). *Plasma physics*. Amerika Birleşik Devletleri: the University of Chicago Press.
- [56] Treumann, R. A. ve Baumjohann, W. (2001). *Advanced space plasma physics*. London: Imperial College Press.
- [57] Druyvesteyn, M. J. ve Penning, F. M. (1940). The Mechanism of electrical discharges in gases of low pressure. *Rev Mod Phys*, 12 (2), 87-174.
- [58] Tejero-del-Caz, A., Fernández Palop, J. I., Díaz-Cabrera, J. M., Ballesteros, J. (2016). Radial-to-Orbital Motion Transition in cylindrical Langmuir probes studied

- with particle-in-cell simulations. *Plasma Sources Sci. Technol.* 25, 01LT03.
- [59] Chen, F. F. (2003), “Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics”, Mini-Course on Plasma Diagnostics, IEEE-ICOPS meeting, Jeju, Korea.
- [60] Kennedy, R. V. ve Allen, J. E. (2002). The floating potential of spherical probes and dust grains. Part 1. Radial motion theory. *J. Plasma Physics*, 67 (4), 243–250.
- [61] Chen, F.F. ve Chang, J.P. (2002). *Lecture notes on principles of plasma processing*. Los Angeles: Plenum/Kluwer Publishers.
- [62] Klindworth, M. (2004), *Fundamentals and applications of Langmuir probe diagnostics in complex plasmas*. Doktora Tezi. Kiel: Christian-Albrechts-Universität.
- [63] Langmuir, I. ve Mott-Smith. H.M. (1923). *Gen. Elec. Rev.* 26, 731.
- [64] Abe, T. ve Oyama K.. (2013). Langmuir probe. *An Introduction to Space Instrumentation*, 63-75.
- [65] Tichý, M., Hubička, Z., Šícha, M., Čada, M., Olejníček, J., Churpita, o., Jastrabík, L., Virostko, P., Adámek, P., Kudrna P. (2009). Langmuir probe diagnostics of a plasma jet system. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 18, 014009.
- [66] Popov, Tsv. K., Dimitrova, M., Ivanova, P., Kovačič, J., Gyergyek, T., Dejarnac, R., Stöckel, J., Pedrosa, M. A., López-Bruna, D., Hidalgo, C. (2016). Advances in Langmuir probe diagnostics of the plasma potential and electron-energy distribution function in magnetized plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 25, 033001.
- [67] Sudit, I. D. ve Woods, R. C. (1994). A study of the accuracy of various Langmuir probe. *J. Appl. Phys.*, 76 (8), 4488-4498.
- [68] Hopkins, M. ve Graham, W. G. (1986). Langmuir probe technique for plasma parameter measurement in a medium density discharge. *Rev. Sci. Instrum.*, 57, 2210.
- [69] Chung, T. H., Kang, H. R. ve Bae, M. K. (2012). Optical emission diagnostics with electric probe measurements of inductively coupled Ar/O₂/Ar-O₂ plasmas. *Phys. Plasmas*, 19, 113502.
- [70] Sikimić, B. (2013). *Dynamics of reactive and non-reactive capacitively coupled radio-frequency driven plasma discharges in response to nanoparticle formation*. Doktora Tezi. Bochum: Ruhr Üniversitesi.
- [71] Deilmann, M. (2007). Handbuch Langmuir Sondensystem APS.
- [72] Druyvesteyn, M. (1930). Der Niedervoltbogen. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 64 (11), 781-798.

- [73] Nisha, M., Saji, K. J., Ajimsha, R. S., Joshy, N.V., Jayaraj, M. K. (2006). Characterization of radio frequency plasma using Langmuir probe and optical emission spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 99, 033304.
- [74] <http://philschatz.com/physics-book/contents/m42440.html>
(Eriřim tarihi: 24.09.2017)
- [75] Aygün, E. ve Zengin, M. (1998). *Atom ve Molekül Fiziği*. Ankara: Bilim Yayınları.
- [76] Hollas J. M. (2004). *Modern Spectroscopy (4. Baskı)*. İngiltere: John Wiley & Sons, Ltd.
- [77] Pat, S. (2007). *Çoklu gaz karışımı plazmalarının optik emisyon spektroskopisi*. Doktora Tezi. Eskişehir: Eskişehir Osmangazi Üniversitesi.
- [78] Fantz, U. (2006). Basics of plasma spectroscopy. *Plasma Science and Technology*, 15, S137-S147.
- [79] Britun, N., Minea, T., Konstantinidis, S., Snyders, R. (2014). Plasma diagnostics for understanding the plasma–surface interaction in HiPIMS discharges: a review. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 47, 224001.
- [80] Cenik, M. İ. (2008). *Etkileşen düşük sıcaklıklı plazmaların spektroskopisi*. Doktora Tezi. Eskişehir: Eskişehir Osmangazi Üniversitesi.
- [81] Roth, J. R. (1995). *Industrial plasma engineering (vol. I-II)*. Bristol and Philadelphia: IOP Publishing.
- [82] Rehman, N. (2009). Investigation of plasma parameters in Ne-N₂ mixture discharge with 13.56 MHz rf generator. Doktora Tezi. Pakistan: Quaid-I-Azam Üniversitesi.
- [83] Zhu, X.M. ve Pu, Y.K. (2008). Using OES to determine electron temperature and density in low-pressure nitrogen and argon plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 17, 024002-024008.
- [84] Zhu, X. M., Phu, Y. K., Balcon, N., Boswell, R. (2009). Measurement of the electron density in atmospheric-pressure low-temperature argon discharges by line-ratio method of optical emission spectroscopy. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 42 142003.
- [85] Jung, Y. H. ve Chung, K. S. (2002). Measurement of the non-thermal properties in a low-pressure spraying plasma. *J. Korean Phy. Soc.*, 40 (5), 856-860.
- [86] Borges F. O., Cavalcanti G. H. ve Trigueiro A. G. (2004). Determination of plasma temperature by a semi-empirical method, *Braz. J. Phys.*, 34 (4B), 1673-1676.
- [87] Zhu, X. M. ve Pu, Y. K. (2010). Optical emission spectroscopy in low-temperature plasmas containing argon and nitrogen: determination of the electron temperature and density by the line-ratio method. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43, 403001.

- [88] Khan, F. U., Rehman, N. U., Naseer, S., Naveed, M. A., Qayyum, A., Khattak, N. A. D., Zakauallah, M. (2009). Diagnostic of 13.56 MHz rf sustained Ar–N₂ plasma by optical emission spectroscopy. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 45 (1), 11002.
- [89] Karabourniotis, D., Drakakis, E. ve Zacharopoulos, B. (1992). Electron and population temperatures in a non-LTE optically thick plasma. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25(2), 188-194.
- [90] <https://oceanoptics.com/wp-content/uploads/hr2000-.pdf>
(Eriřim tarihi: 04.11.2017)
- [91] Tanışlı, M., şahin, N. ve Demir, S. (2017). An investigation on optical properties of capacitive coupled radio-frequency mixture plasma with Langmuir probe. *Optik*, 142, 153-162.
- [92] Capitelli, M., Collonna, G., Gicquel, A., Gorse, C., Hassouni, K., Longo, S. (1996). Maxwell and non-Maxwell behavior of electron energy distribution function under expanding plasma jet conditions: the role of electron-electron, electron-ion, and superelastic electronic collisions under stationary and time-dependent conditions. *Phys. Rev. E*, 54, 1843–1849.
- [93] Legorreta, J.R., Yousif, F.B., Fuentes, B.E., Vázquez, F., Rivera, M., Valencia, H.M. (2016). Characterization of Ar–O₂ DC discharge employing Langmuir probe in conjunction with photodetachment. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 44, 1054–1150.
- [94] Fuller, N.C.M., Malyshev, M.V., Donnelly, V.M., Herman, I.P. (2000). Characterization of transformer coupled oxygen plasmas by trace rare gases-optical emission spectroscopy and Langmuir probe analysis. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 9, 116–127.
- [95] Naz, M.Y., Shukrullah, S., Khan, Y., Ghaffar, A., Rehman, N.U., Ullah, S. (2015). Actinometry study on dissociation fraction in low pressure capacitively coupled Ar–O₂ mixture plasma. *Plasma Chem.* 49 (6), 449–458.
- [96] Nist: https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
(Eriřim tarihi: 28.09.2017)
- [97] Tanışlı, M., şahin, N. ve Demir, S. (2017). Comments on the Langmuir probe measurements of radio-frequency capacitive argon-hydrogen mixture discharge at low-pressure. *Can. J. Phys.*, DOI: <https://doi.org/10.1139/cjp-2017-0478>
- [98] Barnat, E. V., Laity, G. R. ve Baalrud S. D. (2014). Response of the plasma to the size of an anode electrode biased near the plasma potential. *Phys. Plasmas*, 21, 103512.
- [99] Dorrnian, D. ve Alizadeh, M. (2014). Effect of negative oxygen ions on the characteristics of plasma in a cylindrical DC discharge. *J. Theor. Appl. Phys.*, 8, 122.

- [100] Canal, G. P., Luna, H., Galvão, R. M. O., Castell, R. (2009). An approach to a non-LTE Saha equation based on the Druyvesteyn energy distribution function: a comparison between the electron temperature obtained from OES and the Langmuir probe analysis. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 42 (13), 135202.
- [101] Ralchenko, Y. (2009). Online databases and computational tools for non-LTE spectroscopy. *Phys. Scr.*, T134, 014025.
- [102] Saeed, A., Abrar, M., Khan, A.W., Jan, F., Khan, B.S., Shah, H.U., Zaka-ul-Islam M., Zakaullah, M. (2016). Optical emission spectroscopy of 50 Hz pulsed dc nitrogen–hydrogen plasma in the presence of active screen cage. *Radiat. Eff. Defect. S.*, 171 (5-6), 384-397.
- [103] Drawin, H. W. (1967). *Collision and transport cross-sections (Raport no: EURCEA-FC 383)*. Fransa: Fontenay-aux-Roses.
- [104] Ohno, N., Razzak, M. A., Ukai, H., Takamuri, S., Uesugi, Y. (2006). Validity of electron temperature measurement by using boltzmann plot method in radio frequency inductive discharge in the atmospheric pressure range. *Plasma and Fusion Research*, 1, 028.
- [105] Rehman, N. U., Anjum, Z., Masood, A., Farooq, M., Ahmad, I., Zakaullah, M. (2013). Metrology of non-thermal capacitively coupled N₂–Ar mixture plasma, *Opt. Commun.*, 296, 72–78.
- [106] Tanışlı, M., Şahin, N., Younus, M., Rehman, N. U., Demir, S. (2017). Optical and electrical properties of capacitive coupled radio frequency Ar-H₂ mixture discharge at the low pressure, *Phys. Plasmas*, 24, 102123.