

23161

**GÖRÜNÜR SPEKTRUMDAKİ İŞİMANIN PLAZMA ORTAMINDA
SOĞURULMASI VE PLAZMA PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ**

ADNAN GÖRÜR

**ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ELEKTRONİK ANABİLİM DALINDA
DOKTORA TEZİ OLARAK SUNULMUŞTUR**

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜNE

Bu çalışma, jürimiz tarafından Elektronik Anabilim Dalında
Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

28/1/1992

Başkan: Prof. Dr. Atilla ÖZMEN

üye : Prof. Dr. B. Sami YILBAŞ

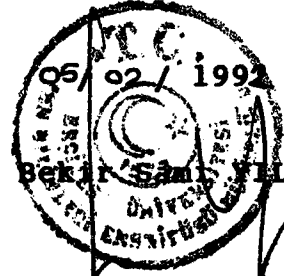
üye : Yrd. Doç. Dr. Sedat ÖZSOY

A. Özmen,
Bekir Sami Yilbaş,
Sedat Özsoy

ONAY:

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait
olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Bekir Sami YILBAŞ



Prof. Dr. Bekir Sami YILBAŞ

ÖZET

Bu çalışmada; düşük boşalma akımlarında ve yüksek boşalma gerilimlerinde oluşturulan nitrojen plazmasının elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklığı, Langmuir prob kullanılarak, ölçülmüştür. Aynı zamanda, bu elektron yoğunluğu ve sıcaklıklarına karşılık gelen plazma soğurma katsayıları da ölçülmüştür. Plazma soğurma katsayılarının ölçülmesi deneyinde, ışık kaynağı olarak, 633nm dalgaboyunda ışıma yapan 5mW gücündeki bir He-Ne laser'den yararlanılmıştır. Daha sonra, deneysel sonuçlara uygun bir ampirik ifade türetilmiştir.

Birinci bölümde; gaz boşalmaları ve plazma ortamı tanımlandıktan sonra, gaz parçacıkları arasındaki önemli işlemler verilmiştir. Ayrıca bu bölümde, Coulomb potansiyeli ve plazma ortamının Debye uzunluğu kısaca açıklandıktan sonra, çalışmanın amacı belirtilmiştir.

İkinci bölümde; plazma ortamı teorik olarak modellenerek, plazma ortamındaki elektromagnetik ışıma denklemleri verilmiştir. Diğer taraftan, plazma parametreleri ve özellikleri açıklanmış ve plazma ortamında meydana gelebilecek ışımalar özetlenmiştir. Daha sonra, plazma ortamında soğurma olayı ve olayların sebepleri verilerek, teorik soğurma katsayıları elde edilmiştir.

Üçüncü bölüm, deneysel çalışmaya ayrılmıştır. Bu bölümde ilk olarak, deney sistemi ve kullanılan elemanlar tanımlanmıştır. İkinci olarak da, deneysel çalışma açıklanmış ve elde edilen neticeler tablolar ve şekiller vasıtasıyla verilmiştir.

Bu çalışmanın dördüncü bölümünde; kuvvet bağıntısı metodu kullanılarak, deneysel sonuçlara uygun bir ampirik ifade

de türetilmiştir. Bu işlemler için, paket bilgisayar programlarından faydalanılmıştır. Ayrıca bu bölümde, elde edilen ampirik ifade için, hata analizi de verilmiştir.

Beşinci bölümde ise; elde edilen neticelerin doğruluğu ve teoriye uygunluğu tartışılarak, bundan sonra yapılacak çalışmalara yol göstermek amacı ile elde edilen sonuçlar açıklanmıştır.

SUMMARY

In the present study, electron number density and the electron temperature of the nitrogen plasma, which was created at low discharge current and high discharge potential, are measured using the Langmuir probe. The absorption coefficients of plasma are also measured using 5 mW output power He-Ne laser. Knowing the electron temperature and number density a mathematical relation is developed for the absorption coefficient.

In the first chapter; the important operations between the particles are given after the gas discharge and the plasma medium are described. In addition, Coulomb potential and the Debye length of the plasma are explained briefly.

In the second chapter; the equation governing the electromagnetic radiation are given. However, the parameters and properties of the plasma are explained and the radiation occurred in the plasma medium are summarized. The theoretical absorption coefficients are obtained by considering the absorption phenomenon in the plasma medium.

Third chapter explains the experimental work. In this chapter, the experimental system and the apparatus used are introduced. The experimental work are also explained and the results obtained are given by means of the tables and the figures.

In the fourth chapter, an empirical equation is developed from the experimental results obtained. In addition, the error analysis of the equation developed are given.

In the fifth chapter, the accuracy and the corresponding results are discussed and concluded.

ÖZGEÇMİŞ

1961 yılında Hatay'ın Erzin ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Erzin'de, Lisans öğrenimini 1983 yılında Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektronik Mühendisliği Bölümünde tamamladıktan sonra aynı yıl Araştırma Görevlisi olarak E.Ü. Mühendislik Fakültesinde göreve başladı. Yüksek Lisans eğitimini 1987 yılında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik Anabilim dalında tamamladıktan sonra, 1988 yılında öğretim Görevlisi oldu. Halen E.Ü. Mühendislik Fakültesi Elektronik Bölümü Elektromagnetik Dalgalar ve Mikrodalga Tekniği Anabilim dalında öğretim Görevlisi olarak çalışmaktadır.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmada, değerli bilgi ve emeklerini esirgemeyen ve çalışma süresince sürekli destek olan saygıdeğer Hocam Sayın Prof.Dr. Bekir Sami YILBAŞ'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Bu vesileyle de, değerli çalışmaları ile Fakültemize bir Laser laboratuvarı kazandırdıklarından dolayı da sonsuz şükranlarımı arz ederim.

Ayrıca bu çalışmada, bana yardımcı olan Yrd.Doç.Dr. Kenan DANIŞMAN ve öğretim Görevlisi Mehmet ALTUNER'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

SAYFA NO:

Özet	iii
Summary	v
Özgeçmiş	vi
Teşekkür	vii
İçindekiler	viii
Semboller	x

BÖLÜM-1. GİRİŞ

1.1. Gaz boşalmaları ve Plazma ortamı	1
1.2. Parçacıklar arasındaki önemli işlemler ve Parametreler	3
1.3. Çalışmanın Amacı	9

BÖLÜM-2. PLAZMA MODELİ

2.1. Plazma ortamı ve Elektromagnetik ışınım	12
2.2. Plazma ortamının özellikleri	14
2.3. Plazma ışınımı	18
2.3.1. Çizgi Işınımı (Bound-Bound Transition)	18
2.3.2. Yeniden birleşmeli (Recombination) ışınım	19
2.3.3. Bremsstrahlung ışınımı	21
2.3.4. Siklotron ışınımı	21
2.3.5. Çerenkov ışınımı	22
2.3.6. Siyah cisim (Black Body) ışınımı	23
2.3.7. Kirlilik (Impurity) ışınımı	26
2.4. Plazma ortamında soğurma	26
2.4.1. Çarpışma frekansı	28
2.4.2. Efektif çarpışma frekansı	30
2.4.2.1. Efektif elektron-iyon çarpışma frekansı	33
2.4.2.2. Efektif elektron-yüksüz atom çarpışma frekansı	34
2.4.3. Inverse Bremsstrahlung soğurması	35

2.4.4. Foto iyonizasyon soğurması	37
-----------------------------------	----

BÖLÜM-3. DENEYSEL ÇALIŞMA

3.1. Deney sistemi	38
3.1.1. Boşalma odası ve Vakum pompası	38
3.1.2. Güç kaynağı	40
3.1.3. He-Ne Laser	40
3.1.4. Langmuir prob	42
3.1.5. Optik dedektör ve devresi	44
3.2. Deneysel çalışma	44
3.2.1. Elektron yoğunluğu ve sıcaklığının ölçülmesi	45
3.2.2. Plazma soğurma katsayısının ölçülmesi	59

BÖLÜM-4. PLAZMA SOĞURMASI

4.1. Matematik model	63
4.2. Ampirik ifadenin türetilmesi	64

BÖLÜM-5. İRDELEME VE SONUÇLAR

5.1. irdeleme	68
5.2. Sonuçlar	75

REFERANSLAR	78
-------------	----

SEMBOLLER

- A : Langmuir prob'un kesit alanı.
A_f : Inverse Bremsstrahlung soğurma katsayısı.
A_b : Fotoiyonizasyon soğurma katsayısı.
a₀ : Bohr atom yarıçapı (=5.3x10⁻¹¹ m.).
B : Magnetik alan.
c : Serbest uzayda ışık hızı (=3x10⁸ m/s).
d : Soğurma derinliği.
E : Elektrik alan vektörü.
e : Elektron yükü (=1.6x10⁻¹⁹ C).
f₀ : Maxwell hız dağılım fonksiyonu.
H : Magnetik alan vektörü.
h : Planck sabiti (=6.63x10⁻³⁴ J.s).
ħ : h/2π
I : Plazma çıkışındaki laser şiddeti.
I_e : Elektron akımı.
I_i : İyon akımı.
I_{is} : İyon doyum akımı.
I₀ : Plazma girişindeki laser şiddeti.
I_p : Prob akımı.
I_{WB}(T):Siyah gövde ışımasının spektral şiddeti.
J : Bütün akımları ihtiva eden akım yoğunluğu vektörü.
J_e : Elektron akımı yoğunluğu.
J_i : İyon akımı yoğunluğu.
K : Yayılma vektörü (|K|=k=2π/λ).
k : Boltzman sabiti (1.38x10⁻²³ J/K)
l : Ortalama serbest yol.
M_{λB₀} : Tek polarizasyon için vakumdaki siyah cisim yüzeyinden spektral çıkış (dalga boyu cinsinden).
M_{WB₀} : Tek polarizasyon için vakumdaki siyah cisim yüzeyinden spektral çıkış (frekans cinsinden).
m_e : Elektronun kütlesi (=9.1x10⁻³¹ kg).

- m_i : İyon kütlesi.
 N : Hedef parçacık yoğunluğu (denk.2.56)
 n : İyonize ortamın toplam parçacık yoğunluğu.
 n_D : Debye küresindeki parçacık yoğunluğu.
 n_e : Elektron yoğunluğu.
 n_i : İyon yoğunluğu.

 n_n : Yüksüz atom yoğunluğu.
 n_+ : Pozitif iyon yoğunluğu.
 n_- : Negatif iyon yoğunluğu.
 P_{ce} : Elektron siklotron ışınma gücü.
 P_{ci} : İyon siklotron ışınma gücü.
 R : Langmuir prob direnci
 $R_{1,2}$: Çarpışma oranı.
 r : Test yükünün gözlem noktasına uzaklığı.
 \vec{r} : Yer vektörü.
 T_e : Elektron sıcaklığı.
 T_+ : Pozitif iyon yoğunluğu.
 t : Zaman değişkeni.
 U : İyonizasyon potansiyeli.
 $V(r)$: Coulomb potansiyeli.
 v_e : Elektron hızı.
 v_f : Elektromagnetik dalğanın faz hızı.
 v_g : Elektromagnetik dalğanın grup hızı.
 v_o : Elektronun ortalama hızı.
 v_p : Parçacık hızı.
 V_p : Prob voltajı.
 ΔV_p : Prob voltajındaki değişme.
 Z : Atom numarası.
 Z_e : İyon yükü.
 z : Elektromagnetik yayılma doğrultusu.
 α : Zayıflama katsayısı.
 $\Sigma\alpha$: Toplam zayıflama katsayısı.
 β : Faz sabiti.
 δ : Deneysel soğurma katsayısı.

- $\Delta\delta(\%)$: Deneysel soğurma katsayısındaki yüzde hata.
- ϵ_0 : Serbest uzayın dielektrik katsayısı ($=8.85 \times 10^{-12}$ F/m)
- ϵ_r : Bağıl dielektrik katsayısı.
- $\bar{\epsilon}_r$: Dielektrik tensörü.
- ϕ_B : Magnetik alan yönü ile emisyon yönü arasındaki açı.
- ϕ_C : Denk(2.36)'daki açı.
- α_H : Temel seviyedeki hidrojen atomunun iyonizasyon enerjisi ($=13.6$ eV)
- Λ : Denk(2.80) de tanımlanan parametre.
- λ_D : Debye uzunluğu.
- λ_{max} : Spektral çıkışın maksimum dalgaboyu.
- μ : Kırılma indisi.
- μ_r : Bağıl magnetik geçirgenlik katsayısı.
- ν_{ef} : Efektif çarpışma frekansı.
- ν_{ei} : Momentum transferi için elektron-iyon çarpışma frekansı.
- $\nu_m(\nu_e)$: Momentum transferi için çarpışma frekansı.
- ν_n : Momentum transferi için elektron-yüksüz atom çarpışma frekansı.
- Q : Test yükü.
- ρ : Bütün yükleri ihtiva eden yük yoğunluğu.
- $\bar{\sigma}(w)$: İletkenlik tensörü.
- σ : Plazma ortamının iletkenliği.
- σ_s : Stefan-Boltzman sabiti.
- Ω : Çarpışma frekansı.
- w : Açısız frekans.
- w_p : Plazma frekansı.
- w_{ce} : Elektron siklotron frekansı.
- w_{max} : Spektral çıkışın maksimum frekansı.
- w_{WB0} : T sıcaklığında vakum şartlarında ortamın yaydığı spektral enerji yoğunluğu.
- w_{WB} : Dispersif olmayan izotropik plazmada spektral enerji yoğunluğu.
- ζ_b : Fotoiyonizasyon soğurması için Gaunt faktörü.

- ζ_f : Inverse Bremsstrahlung soğurması için Gaunt faktörü.
< > : Maxwell hız dağılımına göre ortalama.
x : Plazma kolonunun laser ışınına dik yatay eksenini.

BÖLÜM-1

GİRİŞ

1.1. GAZ BOŞALMALARI VE PLAZMA ORTAMI

İlk olarak Langmuir [1-4], eşit sayıda elektron ve iyon ihtiva eden bir ortamı tanımlamak için "plazma" ismini kullandı. Genellikle, maddenin dördüncü hali olarak tanımlanan plazma ortamı bir iyonize gaz ortamıdır [1-5]. İyonize gazdan kastedilen şey; elektron, iyon ve yüksüz atom veya molekülleri ihtiva eden bir gaz ortamında ortaya çıkan gaz atom veya moleküllerinin bazılarında bir veya daha fazla elektronun ayrışmasıdır. Bir elektrik alan uygulanarak böyle bir ortam oluşturulursa, meydana gelen iyonize ortam bir akım iletir ve gaz boşalması olarak adlandırılır [1-9,11,12].

Gaz boşalmalarının analizinde ortaya çıkan en önemli problemlerden biri, çok basit boşalmalarda dahi çok sayıda bulunabilen parçacıklar ve bu değişik parçacıklar arasındaki etkileşimlerdir. Burada; yüksüz atomlar veya moleküller, yüklü parçacıklar, uyarılmış parçacıklar ve fotonlar sözkonusu parçacıklardır.

İyonize olmayan bir gaz ortamında, zayıf gazlar ve metal buharlarındaki gibi basit atomlar (X) veya basit XY veya XYZ molekülleri (N_2 , O_2 veya CO_2 gibi) yada metil florid (CH_3F) gibi karmaşık moleküller mevcut olabilir. Bu durumda, tipik olarak basınç birkaç Torr (1 Torr = 1 mm Hg) mertebesinde dir. Bu basınç birkaç militorr'dan (10^{-3} Torr) atmosferik basınca (760 Torr) ve hatta atmosfer basıncının on veya yüz katına kadar çıka bilir. Bu durumda yüksüz parçacıkların yoğunlukları $10^8 m^{-3}$ civarında olabilir. Ancak birkaç Torr'luk basınç için, yüksüz parçacıkların sayısal yoğunlukları $10^{22}-10^{23} m^{-3}$ mertebesinde olacaktır. Genel olarak, 1 torr ve $0^\circ C$ deki gaz yoğunluğu $N = 3.54 \times 10^{22} m^{-3}$ dir.

Ortam iyonize olduğunda, elektronlar ve iyon parçacıkları mevcut olacaktır. Tipik gaz boşalmaları için, elektron yoğunlukları $10^{16}-10^{20} \text{ m}^{-3}$ civarındadır. Tabiatıyla, kimyasal işlemlere uygun olarak, pozitif iyonlar kadar negatif iyonlar da bulunacaktır. Bundan başka, özellikle, gazlar moleküler yapıda ise, pozitif ve negatif iyon parçacıkları yüksüz parçacıklardan çok farklı olabilir. Misal olarak; He' daki boşalmalar He_2^+ iyonlarını meydana getirecektir. Diğer taraftan, N_2 ve O_2 boşalmaları yani, havadaki boşalmalar; N^+ , N_2^+ , O^+ , O_2^+ , NO^- , O_2^- , NO_2^- , O_3^- , vb. ihtiva eden çok sayıda parçacık verir. İyon parçacıklarının her biri boşalmanın elektrik özelliğini etkileyecektir. Ancak, elektronlar daha baskın rol oynarlar.

Bütün bunlara ilave olarak, şiddetli elektrostatik alan mevcut değilse, plazmanın yüksüz olduğunu belirtmek gerekir. Böyle bir plazma ortamında net yük yoğunluğu yaklaşık olarak sıfırdır. Bu demektir ki; elektron yoğunluğu (n_e) ile negatif iyon yoğunluğunun (n_-) toplamı yaklaşık olarak, pozitif iyon yoğunluğunun (n_+) toplamına eşittir, yani

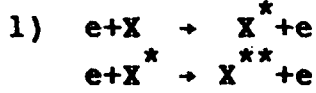
$$n_e + n_- - n_+ \ll n_e \quad (1.1)$$

yazılabilir.

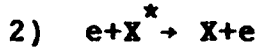
Öte yandan, genellikle, yüksüz ve yüklü parçacıklar gaz boşalmalarının analizinde etkin rol oynar. Fakat uyarılmış yüksüz parçacıklar (X^* ve YZ^*) ve mümkün uyarılmış iyonize parçacıkların (X^{+*}) varlığı, laser ışık kaynakları ve benzeri diğer düzenler için temel öneme sahiptir. Fotonların yayılması (emisyonu) da; foto uyarma (photo-excitation), foto iyonizasyon (photo ionization) veya uyarmalı emisyonu (stimulated emission) sebep olan fotonların soğurulması ihtimali kadar önemlidir [5].

1.2. PARÇACIKLAR ARASINDAKİ ÖNEMLİ İŞLEMLER VE PARAMETRELER

Gaz boşalmalarının analizinde, yukarıda sözü edilen parçacıklar arasındaki etkileşmeler çok önemlidir. Bu sebeble, bazı önemli etkileşmeleri kısaca özetlemekte fayda vardır:



Bir atom veya molekülün elektron çarpışmalı uyarımı



Temel seviyedeki (de-excited) bir atom ve bir hızlı elektron oluşturan, uyarılmış bir atomla bir elektronun süper elastik çarpışması.

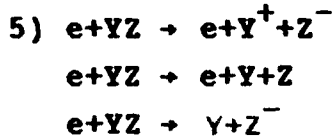
2 nolu işlem, 1 nolu işlemin tersidir ve ikinci nevi çarpışma olarak adlandırılır. Her çarpışmalı veya etkileşim işleminin tersi de mevcuttur.



Elektron çarpışmalı iyonizasyon



Çarpışmalı yeniden birleşme (recombination)



Moleküllerin ayrışma (dissociation) ve iyonizasyonlarının mümkün şekilleri.



Negatif iyon oluşturan ışıklı birleşme (attachment)

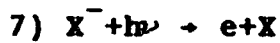
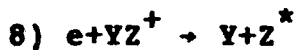


Foto çözülme (foto-detachment)



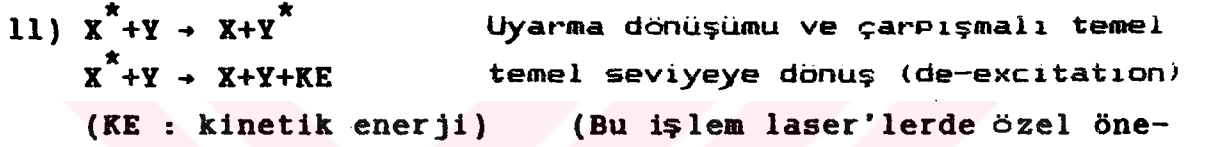
Ayrışmalı yeniden birleşme (dissociative recombination)

Yukarıda gösterilen işlemlere göre; foto uyarma, foto iyonizasyon ve foto çözülme işlemlerinde elektronlarla fotonlar aynı rolü oynayabilir.)

Bunlardan başka,



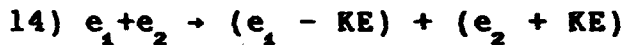
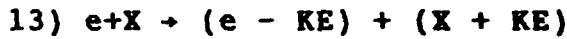
gibi bazı önemli iyonik işlemler de mevcuttur. Benzer şekilde, yüksüz parçacıklar da;



gibi işlemler önemli rol oynarlar.

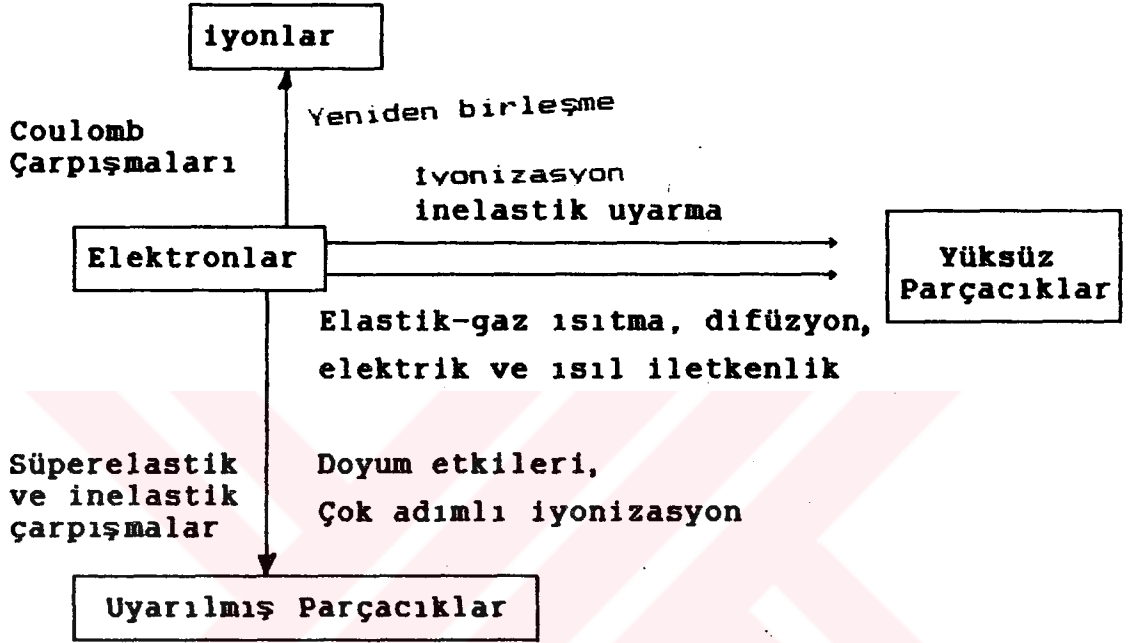
Bahsedilen işlemlerin tamamı göstermektedir ki; çarpışan parçacıklar çarpışmadan sonra, önceki durumlar ile aynı aralıkta enerji değerine sahip değildirler.

Bunlar elastik olmayan (inelastic) çarpışmalardır. Boşalmanın elektriksel özelliklerinin belirlenmesinde elastik çarpışmaların da önemi vardır. Misal olarak;



işlemlerinin hepsi elastik çarpışmalar olup, parçacıklar arasında (bیلardo topu çarpışmalarına benzer şekilde) enerji ve momentum değişimleri mevcuttur.

Bir gaz boşalmasının elektrik ve optik özelliklerinin belirlenmesinde elektronların oldukça önemli bir yeri vardır. Elektronların davranışı, boşalmada meydana gelen diğer işlemlerin çoğunu bastırır.

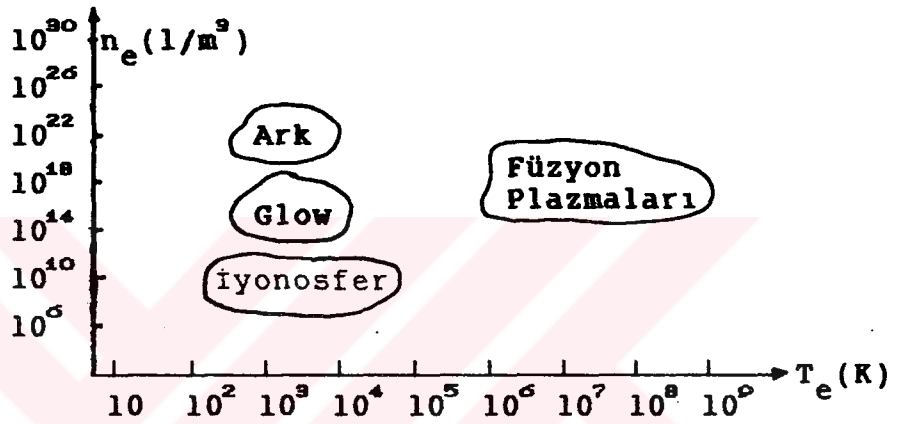


Şekil.1.1: Elektron çarpışmalı işlemler

Elektronları ihtiva eden önemli çarpışmalı işlemlerden bazıları şekil. 1.1'de gösterilmiştir. Bir gaz boşalmasının en önemli parametreleri, elektron yoğunluğu (n_e) ve elektronun enerjisi ile ilgili olan elektron sıcaklığı (T_e) ile verilir. İyone gazların farklı sınıflarının oluşturduğu genel bölgeler şekil.1.2'de verilmiştir.

Elektron yoğunluğu önemli bir parametre olup, pek çok gaz boşalmasında, ortamdaki geçen elektrik akımı ile lineer bağıntıya sahiptir. Bundan başka, daha önce kısaca belirtildiği gibi; yüksüz ortam şartı, yaklaşık olarak pozitif ve negatif yük yoğunluklarının eşit olmasını gerektirir.

Elektron sıcaklığı, elektron gazının istatistik özelliğinin bir sonucudur. Gözönüne alınan çok sayıdaki parçacık sebebiyle, elektronlar klasik Maxwell-Boltzman istatistiği ile belirlenen bir gaz ortamı olarak karakterize edilir [5]. Termodinamik denge halinde, elektronların hız (veya enerji) dağılımı Maxwell dağılımı ile verilir [6]. Bu dağılıma göre; elektron sıcaklığı (T_e), ortalama elektron enerjisi ile doğrudan ilgilidir yani,



Şekil.1.2: Genel iyonize ortamların Elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ile değişimi

$$m_e \frac{\langle v_e^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT_e \quad (1.2)$$

dir. Burada $\langle v_e^2 \rangle$, elektron hızının karesinin ortalaması, (elektron hızı v_e , elektronların ısıtıl veya rastgele hızıdır) k Boltzman sabiti, m_e elektron kütlesi ve T_e (Kelvin olarak) elektron sıcaklığıdır.

iyonize gazların diğer önemli bazı genel karakteristikleri ise, aşağıdaki gibi belirtilebilir:

1. Herhangi bir yoğunluğun (population) parçacık hızları, genellikle, yönlü olmaktan çok, rastgeledir. Başka bir deyişle; gözönüne alınan gaz parçacıkları genellikle yerel

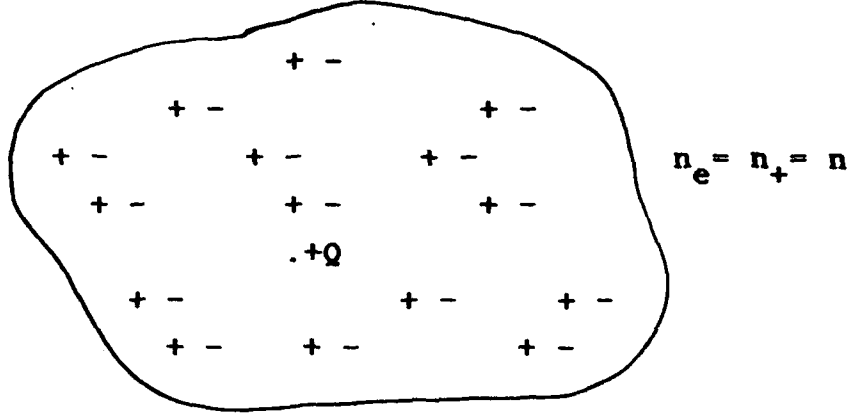
termodinamik denge (LTE) halindedir [6], yani plazmanın her noktası aynı sıcaklıktadır. Yerel termodinamik denge halindeki gaz parçacıklarının ısı enerjileri yönlü enerjilerinden daha büyüktür. Bu, bütün ortamın termodinamik dengede olması demek değildir. Hatta, bir boşalma içindeki parçacıkların birbiri ile dahi, uygun bir denge halinde bulunması gerekmez. Ancak, ışımaya ile zayıf oranda dengededir. Mesela; parıltı (glow) boşalmalarında elektronların kinetik enerjilerine karşılık gelen sıcaklıkları onbinlerce Kelvin olabilirken, iyon, yüksüz parçacıklar ve uyarılmış parçacıkların sıcaklıkları 300 K kadar olabilir [5].

2. Debye uzunluğu [3,5], genellikle, boşalmanın boyutlarına oranla küçüktür ve bir debye küresinde pekçok parçacık mevcuttur. Esasen Debye uzunluğu, bir plazma ortamında verilen test yükünün etkili olabildiği kürenin bir ölçümü, başka bir deyişle, yüksüz ortam şartından önemli sapmaların olduğu mesafenin bir ölçüsü olduğundan; bu kavram, yüzeylerin bir boşalmanın davranışına etkisini gösterir. Bu şart gerçekten sağlanmış ise iyonize gazın özelliği, sınırların özelliğinden bağımsızdır. Çünkü yüzeyin durumu, (duvarlara çok yakın yerler dışında) iyonize gazın davranışını etkilemeyecektir. Uniform bir yüksüz ortama bir pozitif nokta test yükü (+Q) yerleştirilmiş olsun (şekil.1.3). Serbest uzayda böyle bir test yükünün Coulomb potansiyeli,

$$V(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.3)$$

dir. Bu ifade, pozitif yükün serbest uzayda etkili olduğu bölgeyi veya ortama giren harici bir etkinin (buradaki +Q yükü gibi) nasıl hissedilebileceğini gösterir. İyonize ortamda; elektronlar test yüküne doğru, iyonlar da uzaklaşacak şekilde hareket edeceğinden, alan tamamen Coulomb alanı değildir. Bu, ortamı yüksüz hale getirecek veya test yükünü

ortamın diğer bölgelerinden ekranlayacaktır.



Şekil.1.3: iyonize ortam

Bu problemi çözmek için, elektronların T_e , iyonların da T_+ sıcaklığında termodinamik dengede olduğu kabul edilecektir. Q yükü civarındaki potansiyel $V(r)$ ise,

$$n_e(r) = n \cdot e^{\frac{eV}{kT_e}} \quad (1.4a)$$

$$n_+(r) = n \cdot e^{-\frac{eV}{kT_+}} \quad (1.4b)$$

yazılabilir. Burada, n_e elektron yoğunluğu, n_+ pozitif iyon yoğunluğu ve n , yüksüz ortamın yoğunluğudur. Bu durumda, ekranlama potansiyeli Poisson denklemiyle,

$$\nabla^2 V = n \left[e^{\frac{eV}{kT_e}} - e^{-\frac{eV}{kT_+}} \right] \frac{e}{\epsilon_0} \quad (1.5)$$

şeklinde verilir. Eger, $\frac{eV}{kT_e} \ll 1$ ve $\frac{eV}{kT_+} \ll 1$ ise, Poisson denklemi,

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = \frac{ne^2}{k\epsilon_0} V \left[\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_+} \right] = \frac{V}{\lambda_D^2} \quad (1.6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,

$$\lambda_D = \left[\frac{k\epsilon_0}{ne^2} / \left(\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_+} \right) \right]^{1/2} \quad (1.7)$$

Debye uzunluğudur. Küçük yarıçap için, çözümün Coulomb potansiyeline yaklaştığı dikkate alınarak, bu denklemin çözümü

$$V(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/\lambda_D} \quad (1.8)$$

şeklinde elde edilir. Exponansiyel faktör, yük ekranlama olayının bir iyonize ortamdaki alanın nüfuz etme etkisini gösterir. Eğer iyonlar durgun, yani $n_+ = n$ olduğu gözönüne alınırsa,

$$\lambda_D = \left[\frac{kT_e \epsilon_0}{ne^2} \right]^{1/2} = 69 \left[T_e / n \right]^{1/2} \text{ m.} \quad (1.9)$$

elde edilir [3,5]. Burada, T_e Kelvin ve n m^{-3} boyutundadır.

Eğer, iyonize ortamın boyutları λ_D ile aynı mertebede veya ondan küçükse, çevre etkileri ortamın davranışında önemli bir rol oynar. Ortamın boyutları λ_D 'den büyükse, hareketli yükler ortamı duvar etkilerinden ekranlayacaktır. Aynı zamanda ekranlamanın etkin olması için, Debye küresi içindeki parçacıkların sayısının büyük olması gerekir, yani

$$n_D = \frac{4}{3} n\pi\lambda_D^3 = 1.38 \times 10^6 \frac{T_e^{3/2}}{n^{1/2}} \quad (1.10)$$

olmalıdır [3,5].

1.3. ÇALIŞMANIN AMACI

Bir boşalma tüpünün katodu ile anodu arasında yeteri kadar aralık mevcut ise; anot ile katot arasında pozitif kolon olarak adlandırılan [5,7,8] bir aydınlık boşalma bölgesi

meydana gelir. Pozitif kolon, boşalma uzunluğu boyunca homojen yapıya sahip olabilir, ya da bir çizgi kolon oluşumu ile aydınlık ve karanlık tabakalar ortaya çıkabilir. Bu tabakalar, durgun veya tüp boyunca yüksek bir hızla hareket halinde olabilir.

Bu çalışmada, pozitif kolonun homojen bir yapıya sahip olduğu kabul edilecektir. Eğer, boşalma tüpünde aşağı-yukarı hareket ettirilebilen bir anot kullanılırsa, akım aynı değerlerde tutularak, boşalmanın durgun hali değiştirilmeksizin kolonu uzatıp-kısaltmak mümkündür. Katot-anot mesafesi azaldıkça, boşalma tüpünün gerilimi artacağından (veya tersi), kolonun birim uzunluğundaki potansiyel farkını ve bundan dolayı da elektrik alan şiddetini ve değişimini belirlemek mümkündür. Homojen kolonda elektrik alan şiddetinin sabit kalması gerektiğinden, gaz kolonunun her cm^3 'ündeki pozitif iyon sayısı ile elektron sayısı eşit olacaktır. Böyle bir gaz ortamı, tipik bir plazma ortamıdır. Bu plazma ortamının birim hacmindeki elektron sayısı $n_e (\text{cm}^{-3})$ ve bu elektronların ortalama hızı $v_e (\text{m/s})$ ise, sözkonusu elektronlar $(n_e v_e e)$ şeklinde bir akım yoğunluğu oluşturacaktır. Aynı olay, iyonlar için de geçerlidir. n_i iyon yoğunluğu, v_i iyonların ortalama hızı olmak üzere, iyonların sebep olduğu akım yoğunluğu da $(n_i v_i e)$ olacaktır. Ancak, plazma ortamında; $n_e = n_i$ ve $v_e \gg v_i$ olduğundan, $n_e v_e \gg n_i v_i$ dir. Bu sebeple, akım yaklaşık olarak elektronlar tarafından oluşturulmuş olacaktır.

Plazma gaz ortamının endüstriyel alanlarda (iyonla kaplama, aşındırma ve nitrüleme gibi) uygulama sahasının günümüzde genişlemesinin neticesinde, plazma kolonunun davranışının ve karakteristiklerinin incelenmesi kaçınılmazdır. Bu amaçla bu çalışmada, düşük akım ve yüksek gerilimle oluşturulan nitrojen plazma ortamının elektron yoğunluğu ve sıcaklığı Langmuir prob [1-4,14] kullanılarak elektrodun yatay eksenini boyunca ölçülmüştür. Çalışma, farklı akım ve gerilim

kombinasyonları için tekrar edilmiştir.

Bununla birlikte, bir ışımaya ile bir iyonize gaz arasındaki etkileşme, tabii olarak, emisyon, soğurma ve elektriksel iletkenlik katsayıları ile tanımlanır [16,17]. Bu katsayıların hepsi, aynı atomik mekanizmaların sonucudur. Bundan dolayı, bu katsayılardan sadece birini belirlemek yeterlidir. Plazma ortamından geçen laser ışımalarının soğurulmasına yol açacak mekanizmalar; inverse Bremsstrahlung [10,16-25], foto iyonizasyon soğurması [10,25,26] ve rezonans soğurması [27,28] ile açıklanabilir. Bu çalışmada, oluşturulan plazma kolonunun soğurması He-Ne laser kullanılarak ölçülmüştür. Yapılan ölçümler neticesinde elde edilen soğurma katsayısı, elektron yoğunluğu ve sıcaklığı türünden incelenmiş ve neticede, kuvvet bağıntısı yaklaşımı kullanılarak, bir ampirik ifade türetilmiştir. Bu çalışmayla birlikte, plazma karakteristikleri (elektron yoğunluğu ve sıcaklığı gibi) pozitif kolon esas alınarak, teorik olarak modellenmiştir.

BÖLÜM-2

PLAZMA MODELİ

2.1. PLAZMA ORTAMI VE ELEKTROMAGNETİK İŞİMA

Plazma, pozitif iyonlar ve elektronlar oluşturmak için, iyonize edilmiş atomların bulunduğu bir gaz ortamıdır. Böyle bir gaz ortamındaki elektronlar, ortama gelen bir elektromagnetik dalğanın elektrik ve magnetik alanlarının etkisi ile hareket edebilecek şekilde, serbest halde bulunurlar. Ancak pozitif iyonlar, elektronlara nazaran daha ağırdır, yani bağıl olarak hareketsizdirler. Elektron hareketi, dalga yayılımını etkileyen bir akım üretir. Bu akım, metalik iletkenlerdeki kondüksiyon akımından farklı olup, çarpışma yolu ile oluşan sürtünme mekanizmasından dolayı, bir ortalama hıza sahip elektron sürüklenmesine karşılık gelir. Başka bir deyişle; plazmadaki elektronlar, ağır parçacıklar veya diğer elektronlarla çarpışmaları yüzünden, enerjilerinin bir kısmını kaybederek elektrik alan ile hızlandırılırlar.

Bilindiği gibi; bir elektromagnetik alan, zamana ve uzaya bağımlı elektrik alan vektörü \vec{E} ve magnetik alan vektörü \vec{H} ile karakterize edilir. Bir plazma ortamı için Maxwell denklemleri,

$$\nabla \times \vec{E} = - \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.4)$$

şeklinde verilir. Burada, ϵ_0 serbest uzayın dielektrik geçirgenliği, μ_0 serbest uzayın magnetik geçirgenliği, \vec{J} bütün akımları ihtiva eden akım yoğunluğu ve ρ bütün yükleri ihtiva eden yük yoğunluğudur.

(2.2) denkleminin her iki tarafının diverjansı alınıp, elde edilen ifadede (2.3) denklemi kullanılırsa ($\nabla \cdot \nabla \times \vec{H} = 0$),

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

şeklindeki süreklilik denklemi elde edilir. Bu denklem, akım yoğunluğu ile yük yoğunluğu arasındaki bağıntıyı ifade eder. Diğer taraftan, w açısal frekansı için, akım yoğunluğu ile elektrik alan arasındaki bağıntı Ohm kanunu ile,

$$\vec{J}(w) = \bar{\sigma}(w) \cdot \vec{E}(w) \quad (2.6)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada, $\bar{\sigma}$ iletkenliği genel anlamda bir tensör büyüklüktür. \vec{E} ve \vec{H} alanlarının genliğinden bağımsız ancak, frekansa bağımlı olduğu kabul edilebilir.

Eğer, \vec{k} yayılma vektörü ($k = 2\pi/\lambda$, λ dalgaboyu) ve \vec{r} yer vektörü olmak üzere, \vec{E} ve \vec{H} alanlarının değişimi,

$$\begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = e^{i(wt - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.7)$$

formunda ise, Maxwell denklemleri,

$$\nabla \times \vec{E} = -i w \mu_0 \vec{H} \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{H} = i w \epsilon_0 \bar{\epsilon}_r \cdot \vec{E} \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot (\bar{\epsilon}_r \cdot \vec{E}) = 0 \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.11)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,

$$\bar{\epsilon}_r = \bar{1} + \frac{\bar{\sigma}}{i\omega\epsilon_0} \quad (2.12)$$

dielektrik tensördür. Burada, $\bar{1}$ birim tensördür.

(2.9) denkleminin rotasyoneli alınıp, (2.10) denklemi yerine yazılırsa

$$\nabla_x \nabla_x \vec{E} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \bar{\epsilon}_r \cdot \vec{E} \quad (2.13)$$

şeklindeki dalga denklemi elde edilir. Burada, $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ serbest uzayda ışık hızıdır. Eğer (2.7)'deki ifade dikkate alınacak olursa, (2.13) ile verilen dalga denklemi,

$$\vec{k}_x (\vec{k}_x \vec{E}) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \bar{\epsilon}_r \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.14)$$

veya

$$\vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{E}) - k^2 \vec{E} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \bar{\epsilon}_r \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.15)$$

şeklinde de yazılabilir. Bu denklem plazma ortamı için, \vec{E} nin bileşenlerine ait üç homogen denklem ihtiva eden genel dalga denklemidir. Çözümün mevcut olabilmesi (yani $\vec{E} \neq 0$) için katsayılar determinantı $|D|$ nin sıfır olması gerekir. $|D|=0$ denkleminde "Dispersiyon Denklemi" denir [6].

2.2.. PLAZMA ORTAMININ ÖZELLİKLERİ

(2.12) denklemi ile verilen $\bar{\epsilon}_r$, genel anlamda bir kompleks tensördür. Ancak, izotropik ortamda bir skaler büyüklüktür ve bağıl dielektrik sabiti adını alır. Enine dalgalar (yayıma yönünde elektrik alan bileşeni olmayan dalgalar) için, $\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$ dır. Bu durumda (2.15) denkleminde,

$$k^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_r \quad (2.16)$$

elde edilir. Diğer taraftan bir dalganın faz hızı,

$$v_f = \frac{\omega}{k} \quad (2.17)$$

grup hızı ise,

$$\vec{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} \quad (2.18)$$

dır. Grup hızı (2.16) denklemi ile verilen dispersiyon bağıntısından bulunabilir. Ortamda enerjiyi taşıyan hız grup hızıdır. Dispersiyonsuz ortam için $v_g = v_f$ dir.

Şimdi, en basit plazma durumunu, yani elektromagnetik dalganın sebep olduğu osilasyonlar dışında, elektronların ve iyonların herhangi bir hareketinin sözkonusu olmadığı durumu (soğuk plazma durumu) gözönüne alalım. Eger, plazma ortamında magneto-statik alan yok ise; $\vec{\epsilon}_r$ bir skaler büyüklüktür. Diğer taraftan, plazma içindeki iyonların kütlesi elektronların kütlesinden çok daha büyük olduğundan, iyon hareketinin akıma katkısı ihmal edilebilir. Böyle bir plazma modeline Lorentz plazması denir [6] ve bu plazma ortamındaki akım yoğunluğu,

$$\vec{J} = - n_e e \vec{v}_e \quad (2.19)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, n_e elektron yoğunluğu, e proton yükü ve \vec{v}_e elektronun hız vektörüdür.

İlk olarak, elektronlarla iyonlar arasındaki çarpışmalar ihmal edilecek olursa, \vec{E} elektrik alanındaki m_e kütleli bir elektronun hareket denklemi,

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = - e \vec{E} \quad (2.20)$$

şeklinde yazılabilir. Elektrik alan değişimi (2.7) ile verilmiş olduğundan,

$$\vec{v}_e = - \frac{e\vec{E}}{i\omega m_e}$$

ve (2.19)'dan,

$$\vec{j} = \frac{n_e e^2}{i\omega m_e} \vec{E} \quad (2.21)$$

elde edilir. Böylece Ohm kanunundan σ iletkenliği,

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{i\omega m_e} \quad (2.22)$$

ve (2.12) den de, dielektrik sabiti,

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.23)$$

şeklinde elde edilir. Burada,

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \quad (2.24)$$

plazma frekansıdır.

(2.14) ile verilen dalga denklemi, biri enine dalgalara ($\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$), diğeri boyuna dalgalara ($\vec{k} \times \vec{E} = 0$) ait iki ayrı denkleme ayrılabilir.

$$k^2 c^2 = \omega^2 \epsilon_r = \omega^2 - \omega_p^2$$

şeklindeki dispersiyon bağıntısını sağlayan enine dalgalar, ancak plazma frekansının üzerindeki bir frekansta yayılabilir.

lır. Eger $\vec{k} \times \vec{E} = 0$ ise, soğuk plazmadaki dalga denklemi (2.14)' e göre,

$$\epsilon_r = 0 \quad (2.25)$$

olur. Böylece, (2.23) denklemi sebebiyle, osilasyon sadece $\omega = \omega_p$ frekansında mümkün olur. Ancak, grup hızı $v_g = 0$ olduğundan, bu osilasyonlar da boyuna dalgalar şeklinde yayılmaz.

Eğer elektronlarla iyonlar arasındaki çarpışmaların etkisi hesaba katılacak olursa, momentum transferi için, bir elektron-iyon çarpışma frekansının (ν_{ei}) tanımlanması gerekir. Çarpışma sonucunda elektrona etkiyen ortalama kuvvet, momentumun değişim hızına ($\nu_{ei} m_e \vec{v}_e$) eşittir. Kısaca, elektronların pozitif iyonlarla çarpışmalarına karşılık gelen momentum kaybını gösteren bir terimin elektronun hareket denklemine eklenmesi gerekir. Buna göre,

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -e\vec{E} - \nu_{ei} m_e \vec{v}_e \quad (2.26)$$

yazılabilir. Eger ν_{ei} çarpışma frekansının elektron hızından bağımsız olduğu kabul edilirse,

$$\vec{v}_e = \frac{-e\vec{E}}{m_e(\nu_{ei} + i\omega)} \quad (2.27)$$

ve

$$\vec{j} = \frac{n_e e^2}{m_e(\nu_{ei} + i\omega)} \vec{E} \quad (2.28)$$

elde edilir. Ohm kanununa göre burada,

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e(\nu_{ei} + i\omega)} \quad (2.29)$$

dir. Böylece dielektrik sabiti,

$$\epsilon_r = 1 - \frac{w_p^2}{(\nu_{ei}^2 + w^2)} - i \frac{w_p^2}{(\nu_{ei}^2 + w^2)} \frac{\nu_{ei}}{w} \quad (2.30)$$

şeklinde elde edilir [5,6]. Burada, ϵ_r 'ye Lorentz dielektrik sabiti, σ 'ya da Lorentz iletkenliği denir [6]. Böylece enine dalgaların dispersiyon denklemi,

$$k^2 = \frac{w^2}{c^2} \left[1 - \frac{w_p^2}{(\nu_{ei}^2 + w^2)} - i \frac{w_p^2}{(\nu_{ei}^2 + w^2)} \frac{\nu_{ei}}{w} \right] \quad (2.31)$$

şeklinde elde edilir.

2.3. PLAZMA IŞIMASI

Plazma ortamındaki soğurma olayı incelenirken, plazma ortamına dışardan gelen bir elektromagnetik ışımının yanında, plazmanın kendi içinde meydana gelen ışımaların da bilinmesi gerekir. Bir plazma ortamından yayılabilecek değişik ışımalar; çizgi ışması (bound-bound radiation), yeniden birleşme (recombination veya free-bound transition) ışması, Bremsstrahlung (free-free) ışması, siklotron ışması Çerenkov ışması, siyah cisim (Black body) ışması ve kirlilik (impurity) ışması şeklinde sıralanabilir.

2.3.1. ÇİZGİ IŞIMASI (BOUND-BOUND TRANSITION)

Bir atom veya iyon, bir enerji seviyesinden daha düşük enerjiye sahip başka bir enerji seviyesine geçerken yayılan fotonun enerjisi tanımlanabilir. Seviyeler arasındaki bu geçiş bir spektral çizgi oluşturur. Bu çizginin profili, üst enerji seviyesinin tabii ömrüne ve geçiş esnasında yayılan atomların hız dağılımlarına bağlıdır. Çarpışmalar, elektrik

ve magnetik alanlar, yayılan atomların ilk ve son durumlarını bozabilirler. Bu bozulmalar da çizgi profilini etkiler. Bu profil, çoğu zaman anlaşılmaz şekilde olmasına rağmen, plazmada ortaya çıkan olaylar hakkında pekçok bilgiyi ihtiva eder. Eger yayılan ışımaya, plazmadaki emisyon noktası ile gözlem noktası arasındaki yolda, diğer parçacıklarla etkileşirse, çizgi profilini bozabilecek önemli karmaşıklıklar ortaya çıkar.

Uyarmadan sonra, diğer parçacıklarla çarpışmaların veya fotonların soğurulmasının sebep olduğu, emisyon meydana gelir. Enerji kazanan elektronlar vasıtasıyla meydana gelen çarpışmalı uyarma çok önemli bir işlemdir. Çizgi ışımaları spektrumu, elektron sıcaklığı veya hız dağılımına ve elektron yoğunluğuna bağlıdır. Kısmen iyonize olmuş soğuk plazmada ($T_e = 1\text{eV} = 11605 \text{ }^\circ\text{K}$) çizgi ışımalarının bir kısmı kızıl ötesi (infrared) görünür spektrum bölgesi içine düşer. Sıcaklık arttıkça, atomlar daha fazla enerjiye sahip uyarılmış seviyelere yükselebilir ve böylece daha kısa dalgaboyundaki çizgiler yayılmaya başlar. $T_e = 10 \text{ eV}$ olduğunda, yaklaşık olarak bütün atomlar iyonize olur ve pekçok elektrona sahip atomların katlı iyonizasyonu meydana gelir. Katlı iyonize (multiply-ionized) atomlardaki çekirdek yükünün ekranlaması azaltılırsa, seviye durumları arasında daha büyük enerji farkları ortaya çıkar. Bu durumda çizgi ışımaları, daha ziyade spektrumun UV ötesi ve X-ışını bölgelerindeki daha kısa dalgaboylarında yayılır. Yeteri kadar yüksek sıcaklıklarda, bütün iyonlar kararlı hale geldiğinde, seviyeler arası (bound-bound) çizgi ışımaları durur [6].

2.3.2. YENİDEN BİRLEŞMELİ (RECOMBINATION) IŞIMA

Bir serbest elektronun, n-defa iyonize olmuş bir atom tarafından yakalanması ve (n-1) defa iyonize olmuş atomun seviyesine geçmesi halinde, artık enerji bir foton şeklinde

yayılır. Bu emisyon, yeniden birleşmeli (recombination) veya serbest halden-bağlı duruma geçiş (free-bound transition) ışması denir [5-9]. Özellikle son seviye durumu için, emisyon spektrumu süreklidir (continuum) ve oldukça belirgin bir alt frekans kesimine sahiptir. Bu kesim noktası yeniden birleşme sınırı olarak adlandırılır ve osilatörü bulunduğu seviyeden ayırmak için gerekli minimum enerjiye karşılık gelir. Süreklilik profili serbest elektron hız dağılımına ve gerekli enerji seviyesini yakalama kesitine bağlıdır. Enerji seviyeleri farklı şiddette olabilir ve her seviyenin kendi sürekliliği vardır.

Yeniden birleşmenin tersine (bound-free transition) foto iyonizasyon denir [5-9].

Eğer iki serbest elektron aynı anda bir iyonla çarpışır, ışma emisyonu olmadan da yeniden birleşme meydana gelebilir. Bu durumda, elektronlardan biri yakalanırken, diğeri geriye kalan enerjiyi taşır. Buna üç parçacıklı yeniden birleşme (three-body recombination) denir [5]. Yoğunluk arttıkça, bu olayın oluşma ihtimali de artar.

Kompleks bir iyon, farklı enerji seviyelerindeki elektronlara uygun olarak, iki veya daha fazla iyonizasyon potansiyeline sahip olabilir. Bu durumda; bir serbest elektron, yüksek iyonizasyon potansiyeli ile bir s enerji seviyesine getirilmek üzere, ışma emisyonu olmaksızın yakalanmış olabilir. Bu geçiş genellikle, ters otoiyonizasyon (inverse autoionization) işlemi ile dengelenir. Ancak; yeniden birleşme, s-seviyesinden (otoiyonizasyona sebep olmayan) düşük enerjili başka bir seviyeye ışmalı geçiş vasıtasıyla dengelenir. Bu işleme de Dielektronik yeniden birleşme adı verilir [5,6,8].

2.3.3. BREMSSTRAHLUNG IŞIMASI

Bremsstrahlung (veya free-free) ışması, bir elektronun başka bir parçacıkla çarpışması ve bir foton emisyonu ile düşük enerjili başka bir serbest duruma geçmesi halinde meydana gelir [3,5,6,9,10,16-19,21]. Bremsstrahlung veya çarpışmalı ışma sürekli (continuum) spektruma sahiptir. Relativistik hızlar dışında, elektron-elektron çarpışmaları ışma oluşturmaz. Sıcak plazmalarda, elektron-iyon çarpışmaları önemlidir. Az iyonize olmuş bir gaz ortamında ise, etkinliği az olmasına rağmen, daha çok elektron-yüksüz parçacık çarpışmaları önemlidir. Orbit elektronlarının hepsi koparılmış olan iyonların çoğu için, yeteri kadar sıcak plazma ortamında, baskın ışma mekanizması elektron-iyon Bremsstrahlung dur [6,21-24,26-29]. Bu durum, tipik olarak, Hidrojen izotop plazmalarında 10 eV (10^5 K) mertebesindeki elektron sıcaklıklarında oluşur.

2.3.4. SIKLOTRON IŞIMASI

Bir magnetik alan içindeki elektronlar, kuvvet çizgileri etrafında spiral hareketi yaparlar. Bu esnada, elektronların kazandığı ivme, siklotron frekansında ve bu frekansın harmoniklerinde ışmaya sebep olur. Bu işlem, bazen magnetik Bremsstrahlung olarak da tanımlanır [3,6,9]. Ancak, çarpışmalı Bremsstrahlung işlemine fazlaca benzemez.

Maxwell elektron hız dağılımı için, birim hacimdeki toplam elektron siklotron ışma gücü,

$$P_{ce} = \frac{n_e e^2 \omega_{ce}^2}{3\pi \epsilon_0 c} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) \left[1 + \frac{5}{2} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) + \dots \right] \quad (2.32)$$

şeklindedir [6,11]. Bu ifade nümerik olarak,

$$P_{ce} \cong 5 \times 10^{-24} n_e B^2 T_e (1 + 4 \times 10^{-10} T_e) \text{ Wm}^{-3} \quad (2.33)$$

dir. Burada, T_e Kelvin, B Tesla ve $n_e \text{ m}^{-3}$ boyutundadır.

Emisyon yönü ile magnetik alan yönü arasındaki ϕ_B açısı üzerinden dağılım $(1 + \cos^2 \phi_B)$ şeklindedir.

Diğer taraftan, pozitif iyonlar da siklotron ışıması yayarlar fakat, eşit elektron ve iyon sıcaklıklarında toplam iyon siklotron ışıma gücü (P_{ci}), P_{ce} 'den küçüktür. Bu ikisi arasında,

$$\frac{P_{ci}}{P_{ce}} \cong \left[\frac{Z m_e}{m_i} \right]^3 \quad (2.34)$$

bağıntısı vardır. Burada, Z iyon yükü, m_i iyonun kütlesidir.

Çok sıcak, az yoğun ve şiddetli magnetize olmuş bir plazmada elektron siklotron ışıma gücü Bremsstrahlung gücünü aşabilir. Ancak, bunun için,

$$\left[\frac{\omega_{ce}^2}{Z \omega_{pe}^2} \right]^2 \cdot \frac{k T_e}{\chi_H} \geq 1 \quad (2.35)$$

şartının sağlanması gerekir [6]. Burada, ω_{ce} elektron siklotron frekansı [9], ω_{pe} elektron plazma frekansı ve $\chi_H = 13.6$ eV temel seviyedeki hidrojen atomunun iyonizasyon enerjisidir.

2.3.5. ÇERENKOV IŞIMASI

Yüklü bir parçacık, ω -frekansı ile yayılan bir dalganın yerel faz hızından daha büyük bir hızla bir ortamdan geçerken enerji kaybeder. Bu enerji ortamda ışıma şeklinde kalır ve Çerenkov ışıması olarak adlandırılır [3,6,9]. Bir izotro-

pik plazmada dispersiyon yokken, parçacığın hareket yönü ile ϕ_c açısı yapan yönde yayılan bir darbe üretilir. ϕ_c açısı.

$$\cos\phi_c = \frac{v_f}{v_p} = \frac{w}{kv_p} \quad (2.36)$$

şeklindeki yapışma (coherence) şartı ile verilir [6]. Burada, v_p parçacık hızıdır. Dispersif ortamda, ϕ_c frekansa bağlıdır.

Tam iyonize bir plazmanın kırılma indisi, magnetik alan yokken, daima bir'den küçüktür. Plazma ortamında, Çerenkov ışımalarının oluşabilmesi için, magnetik alanın mevcut olması gerekir. Bu durumda plazma bir anizotropik ortamdır. Relativistik olmayan plazma ortamında yani,

$$\frac{v_p}{c} \ll 1$$

olması durumunda, (2.36) ile verilen Çerenkov şartı, sadece $k \rightarrow \infty$ olduğunda sağlanabilir. Aynı zamanda bu, siklotron rezonans şartıdır. Relativistik olmayan bir plazma ortamında, Çerenkov ve Siklotron ışması ayırt edilemez. Elektron plazmasındaki boyuna dalgaların faz hızı, yaklaşık olarak, elektronun ısı hızına eşittir. Böylece yüksek enerjili elektronlar, Çerenkov işlemi vasıtasıyla, boyuna dalgalar üretebilir [6]. Bunun için, magnetik alan gerekmez.

2.3.6. SIYAH CİSİM (BLACK BODY) IŞIMASI

Eğer bir plazma, yerel olarak termodinamik denge halinde ise, plazma içindeki ışma, sadece sıcaklığa bağımlı olan ve frekansı iyi tanımlanmış bir enerji yoğunluğu dağılımına sahiptir. T sıcaklığında ve vakum altındaki bir ortamın yaydığı spektral enerji yoğunluğu, Planck fonksiyonu ile,

$$W_{WB_0} = \frac{\hbar \omega^3}{2\pi^2 c^3} \left[e^{\hbar\omega/kT} - 1 \right]^{-1} \quad (2.37)$$

şeklinde verilir [3,6]. Burada, $\hbar = h/2\pi$ Planck sabitidir. izotropik, dispersif olmayan plazmada spektral enerji yoğunluğu,

$$W_{WB} = \mu^3 W_{WB_0} \quad (2.38)$$

dir. Burada,

$$\mu = \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_{ei}^2 + \omega^2} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_{ei}^2 + \omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\nu_{ei}^2 + \omega^2} \frac{\nu_{ei}}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (2.39)$$

kırılma indisidir [6]. T sıcaklığında, siyah cisim ışımalarının spektral şiddeti $I_{WB}(T)$, izotropik ortamda,

$$I_{WB}(T) = \frac{\mu^3 \hbar \omega^3}{8\pi^3 c^2} \left[e^{\hbar\omega/kT} - 1 \right]^{-1} \quad (2.40)$$

dir. $\hbar\omega \ll kT$ şartını sağlayan uzun dalgalı boyları için,

$$I_{WB}(T) \cong \frac{\mu^3 \omega^2 kT}{8\pi^3 c^2} \quad (2.41)$$

yazılabilir. Tek bir polarizasyon için, vakumdaki bir siyah gövde yüzeyinden spektral çıkış, frekans cinsinden,

$$\begin{aligned} M_{WB_0} &= \frac{c}{4} W_{WB_0} \\ &= \frac{\hbar \omega^3}{8\pi^2 c^2} \left[e^{\hbar\omega/kT} - 1 \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2.42)$$

veya dalgaboyu cinsinden,

$$M_{\lambda B_0} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left[e^{hc/\lambda kT} - 1 \right]^{-1} \quad (2.43)$$

şeklinde verilir. Dalgaboyu mikron ve sıcaklık mutlak sıcaklık (derece) boyutunda ise, nümerik olarak,

$$M_{\lambda B_0} = \frac{3.74 \times 10^8}{\lambda^5} \left[e^{14388/\lambda T} - 1 \right]^{-1} \text{ Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \quad (2.44)$$

elde edilir.

$$\frac{dM_{\lambda B_0}}{d\lambda} = 0$$

şartında, spektral çıkışın dalgaboyu maksimum olur ve

$$T\lambda_{\max} = 2898 \text{ K } \mu\text{m} \quad (2.45)$$

dir. Benzer şekilde,

$$\frac{dM_{\omega B_0}}{d\omega} = 0$$

şartında da, birim frekans aralığındaki spektral çıkışın maksimum frekansı,

$$\omega_{\max} = 3.69 \times 10^{14} T \text{ rad s}^{-1} \quad (2.46)$$

şeklinde belirlenir.

(2.42) ifadesi frekansa göre integre edilip, her iki polarizasyon durumunu da ihtiva etmesi için 2 faktörü ile çarpılarak, vakumdaki bir siyah cisimden toplam çıkış,

$$M_{B_o} = \frac{2\pi^5 k^4 T^4}{15c^2 h^3} = \sigma_s T^4 \quad (2.47)$$

şeklinde yazılabilir [3,6,9]. Burada, $\sigma_s = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ Stefan-Boltzman sabitidir.

2.3.7. KİRLİLİK (IMPURITY) IŞIMASI

Bremsstrahlung ve siyah gövde ışımalarının ortası, kısmen iyonize bir plazma ortamındaki uyarılmış atom veya iyon seviyelerinin ışımasıdır. Bu tür atom ve iyonlar laboratuvar plazmasında hemen hemen her zaman mevcuttur ve kirlilik (impurity) adı verilir. Bu sebeble, böyle bir durumdaki ışımaya da kirlilik ışıması denir. Elektron sıcaklığı ve yoğunluğunu ölçmek için, kirlilik ışıması kullanılabilir [3]. Bu yüzden, plazma teşhis cihazlarında özel olarak ilgilenilmektedir.

2.4. PLAZMA ORTAMINDA SOĞURMA

Soğurma olayı, esas olarak, çarpışmalı ve çarpışmasız soğurma olmak üzere, iki gruba ayrılabilir. Çarpışmasız soğurma mekanizmaları, laser'le füzyon elde etmek için yapılan deneylerde erişilen yüksek plazma sıcaklıkları ve yüksek laser ışığı şiddetleri kullanılması durumunda, etkili olmaktadır.

Ancak, bu çalışmada kullanılan ışık şiddeti ve plazma sıcaklıkları füzyon olayındakilerden çok daha azdır. Bu yüzden, buradaki soğurmanın sebebi çarpışmalı mekanizmalardır.

Özet olarak; plazma ortamından geçen laser ışınının soğurulmasına yol açacak mekanizmalar,

1. Invers Bremsstrahlung (free-free transition) soğurması

a) Elektron-iyon çarpışmalı soğurma

b) Elektron-yüksüz parçacık çarpışmalı soğurma

2. Fotoiyonizasyon (bound-free transition) soğurması

3. Çizgi (bound-bound transition) veya rezonans soğurması
şeklinde sıralanabilir [10,16-30].

Genel olarak, bir elektromagnetik dalganın uzaya bağımlı exponansiyel zayıflaması tanımlanırken, soğurma katsayısı kullanılır. w frekansı ile z -yönünde yayılan ve güç şiddeti I olan bir dalganın plazma soğurmasını ihtiva eden denklem,

$$I = I_0 e^{-\Sigma \alpha z} \quad (2.48)$$

şeklinde yazılabilir [27].

Böylece, güç şiddeti I olan bir laser ışını için de, soğurma denklemi,

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = - \frac{1}{d} \quad (2.49)$$

şeklinde ifade edilebilir [3,5,10]. Burada, z yayılma doğrultusu olup, d soğurma derinliği,

$$d = \frac{1}{\Sigma \alpha} \quad (2.50)$$

denklemleriyle belirlenebilir. Burada $\Sigma \alpha$, yukarıda belirtilen soğurma türlerine ait zayıflama katsayılarının toplamıdır [10]. α zayıflama katsayısı, (2.31) denklemleriyle,

$$k^2 = \frac{w^2}{c^2} \left[1 - \frac{w_p^2}{(\nu_{ef}^2 + w^2)} - i \frac{w_p^2}{(\nu_{ef}^2 + w^2)} \frac{\nu_{ef}}{w} \right] \quad (2.51)$$

şeklinde verilen, enine dalgaların dispersiyon denklemlerinden bulunabilir. α zayıflama katsayısı ve β , faz sabiti olmak üzere, k dalga sayısı,

$$k = \beta - i\alpha \quad (2.52)$$

şeklinde ifade edilebilir. Böylece, (2.51) denklemi gerçel ve sanal kısımlarına ayrılırsa, zayıflama katsayısı,

$$\alpha = \frac{w}{c} \left\{ -\frac{1}{2} \left[1 - \frac{w_p^2}{(\nu_{ef}^2 + w^2)} \right] + \frac{1}{2} \left[\left[1 - \frac{w_p^2}{(\nu_{ef}^2 + w^2)} \right]^2 + \left[\frac{w_p^2}{(\nu_{ef}^2 + w^2)} \frac{\nu_{ef}}{w} \right]^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.53)$$

şeklinde elde edilir. $w \gg w_p$ ve $w \gg \nu_{ef}$ şartlarında, (2.53) ile verilen zayıflama katsayısı,

$$\alpha = \frac{w}{c} \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \left[\frac{w_p^2 \nu_{ef}}{w^3} \right]^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (2.54)$$

şekline dönüşür. Burada,

$$(1 + x)^q = 1 + qx + \frac{q(q-1)}{2!} x^2 + \dots + \frac{q(q-1)\dots(q-k+1)}{k!} x^k + \dots$$

şeklindeki Binom serisi kullanılırsa,

$$\alpha \cong \frac{w_p^2 \nu_{ef}}{2cw^2} \quad (2.55)$$

elde edilir. Ancak, zayıflama katsayısı α 'nın (2.55) denkleminden hesaplanabilmesi için, efektif çarpışma frekansı ν_{ef} in bilinmesi gerekir.

2.4.1. ÇARPIŞMA FREKANSI

Bir plazma ortamında, parçacıklar arasında elastik ve inelastik çarpışmalar mevcut olabilir. Kısmen iyonize olmuş bir gaz ortamında, elektron-elektron, elektron-iyon, elekt-

ron-yüksüz parçacık vb. çarpışmalar mevcuttur. Çarpışma işlemleri, çarpışma kesiti kavramı ile uygun şekilde tanımlanabilir. Ancak, basit kesitlerden bazıları plazma ortamının değişmesi ile değiştiğinden dikkatle incelenmelidir. Mesela, bir elektronun başka bir parçacıkla çarpışması neticesinde; eğer parçacıklar serbest halde ise, Rutherford kesiti [12] büyük tesir parametrelerinde (impact parameters) logaritmik olarak ıraksar. Bu ıraksama, Coulomb kuvvetinin uzun mesafe etkisinin bir sonucudur. Bir plazmada, parçacık yükü çevresindeki potansiyel Debye uzunluğu içerisinde $1/r$ ile orantılıdır. Ayrıca, (1.8) denklemi ile ifade edildiği gibi, yarıçap ile de exponansiyel olarak azalır. Toplam kesit integralinin alt sınırı yerine Debye uzunluğu yazılmalıdır. Bu kesite, Coulomb çarpışma kesiti adı verilir [5,12].

Ortalama serbest yol (mean free path) ve çarpışma frekansı, çarpışma kesiti ile ilgili en önemli kavramlardır. Eger çarpışma kesiti Ω ile gösterilirse, gelen parçacığın katettiği yol,

$$l = \frac{1}{N\Omega} \quad (2.56)$$

şeklindeki ortalama serbest yoldur. Burada, N hedef parçacık yoğunluğudur. Gelen parçacık, hedef parçacığa göre, v hızı ile hareket ediyorsa; ortalama serbest yolu katetmesi için gerekli süre t olacaktır. t zamanının tersi ise,

$$\nu = N\Omega v \quad (2.57)$$

şeklindeki momentum transferi için çarpışma frekansıdır. Çoğu zaman, kesit v hızının fonksiyonudur. Efektif çarpışma frekansı ise, kesit ve hızın çarpımının ortalamasıdır, yani,

$$\nu_{ef} = N\langle\Omega(v)v\rangle \quad (2.58)$$

dir. Esasen bu, parçacık başına çarpışma oranıdır. Pekçok gelen parçacık için, bir saniyede, 1cm^3 deki toplam çarpışma sayısı,

$$R = N_1 N_2 \langle \Omega v \rangle_{1,2} \quad (2.59)$$

dir.

2.2.2. EFEKTİF ÇARPIŞMA FREKANSI

Daha önce (2.29) denklemi ile tanımlanan iletkenlik için, çarpışma frekansının hızdan bağımsız olduğu kabul edilmişti. Eğer, çarpışma frekansı hıza bağımlı ise, iletkenlik,

$$\sigma = - \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{m_e} \int_0^{\infty} v_e^3 \frac{1}{\nu_m(v_e) + i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v_e} dv_e \quad (2.60)$$

şeklinde tanımlanır [5]. Burada, $\nu_m(v_e)$ momentum transferi için çarpışma frekansı ve f_0 ,

$$f_0 = n_e \left[\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right]^{3/2} e^{-m_e v_e^2 / (2kT_e)} \quad (2.61)$$

şeklinde verilen Maxwell hız dağılım fonksiyonudur. Eğer, ν_m hızdan bağımsız ise, (2.60) denkleminde,

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu_{ef} + i\omega} \quad (2.62)$$

elde edilir. Buna göre; çarpışma frekansının hızdan bağımsız olması halinde, plazma iletkenliğinin kesin ifadesini veren (2.60) denklemi ile, (2.62) denkleminin özdeş olması gerekir. Böylece, efektif çarpışma frekansını elde etmek için,

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu_{ef} + i\omega} = - \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{m_e} \int_0^{\infty} v_e^3 \frac{1}{\nu_m(v_e) + i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v_e} dv_e \quad (2.63)$$

yazılabilir. Bu denklem, gerçel ve sanal kısımlarına ayrılırsa;

$$\frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\nu_{ef}}{\nu_{ef}^2 + \omega^2} = - \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{m_e} \int_0^{\infty} v_e^3 \frac{\nu_m}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{\partial f_0}{\partial v_e} dv_e \quad (2.64)$$

ve

$$\frac{n_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu_{ef}^2 + \omega^2} = - \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{m_e} \int_0^{\infty} v_e^3 \frac{1}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{\partial f_0}{\partial v_e} dv_e \quad (2.65)$$

elde edilir. Eğer, (2.61) ile verilen, hız dağılım fonksiyonunun türevi alınıp, (2.64) ve (2.65) denklemlerinde yerine yazılırsa,

$$\frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\nu_{ef}}{\nu_{ef}^2 + \omega^2} = \frac{e^2}{m_e} \left[\frac{m_e}{3kT_e} \right] \int_0^{\infty} 4\pi v_e^2 \left[\frac{v_e^2 \nu_m}{\nu_m^2 + \omega^2} \right] f_0 dv_e \quad (2.66)$$

ve

$$\frac{n_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu_{ef}^2 + \omega^2} = \frac{e^2}{m_e} \left[\frac{m_e}{3kT_e} \right] \int_0^{\infty} 4\pi v_e^2 \left[\frac{v_e^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \right] f_0 dv_e \quad (2.67)$$

elde edilir. Böylece,

$$\frac{\nu_{ef}}{\nu_{ef}^2 + \omega^2} = \frac{\langle v_e^2 \frac{\nu_m}{\nu_m^2 + \omega^2} \rangle}{\langle v_e^2 \rangle} \quad (2.68)$$

ve

$$\frac{1}{\nu_{ef}^2 + w^2} = \frac{\langle v_e^2 \frac{\nu_m}{\nu_m^2 + w^2} \rangle}{\langle v_e^2 \rangle} \quad (2.69)$$

yazılabilir. Burada $\langle \rangle$ işareti, Maxwell hız dağılımına göre ortalamayı göstermekte olup,

$$\langle v_e^2 \frac{\nu_m}{\nu_m^2 + w^2} \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \left[v_e^2 \frac{\nu_m}{\nu_m^2 + w^2} \right] 4\pi v_e^2 f_0 dv_e \quad (2.70)$$

$$\langle v_e^2 \frac{1}{\nu_m^2 + w^2} \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \left[v_e^2 \frac{1}{\nu_m^2 + w^2} \right] 4\pi v_e^2 f_0 dv_e \quad (2.71)$$

$$\langle v_e^2 \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} (v_e^2) 4\pi v_e^2 f_0 dv_e \quad (2.72)$$

dir. Eğer, (2.68) ile (2.69) ifadeleri taraf tarafa bölünürse,

$$\nu_{ef} = \frac{\langle v_e^2 \frac{\nu_m}{\nu_m^2 + w^2} \rangle}{\langle \frac{v_e^2}{\nu_m^2 + w^2} \rangle} \quad (2.73)$$

elde edilir. Görüldüğü gibi; ν_{ef} , elektron hızı ile birlikte w frekansına da bağımlıdır. Eğer, $w \ll \nu$ (DC sınır) ise,

$$\nu_{ef} = \frac{\langle v_e^2 / \nu_m \rangle}{\langle v_e^2 / \nu_m^2 \rangle} \quad (2.74)$$

$w \gg \nu$ (yüksek frekans sınırı) ise,

$$\nu_{ef} = \frac{\langle v_e^2 \nu_m \rangle}{\langle v_e^2 \rangle} \quad (2.75)$$

ifadeleri yazılabilir. Buna göre, bir plazma ortamından geçen elektromagnetik dalga propagasyonu için, (2.75) denkleminin kullanılması uygundur.

Böylece, Maxwell dağılımı için,

$$\langle v_e^2 \rangle = \left\langle \frac{3kT_e}{m_e} \right\rangle$$

olacağından, (2.75) denkleminde,

$$\nu_{ef} = \left[\frac{m_e}{3kT_e} \right] \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} 4\pi v_e^2 (v_e^2 \nu_m) f_0 dv_e \quad (2.76)$$

veya

$$\nu_{ef} = - \frac{4\pi}{3} \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \nu_m \frac{\partial f_0}{\partial v_e} v_e^3 dv_e \quad (2.77)$$

elde edilir [5,10]. Burada, momentum transferi için çarpışma frekansı (ν_m) belirlendikten sonra, efektif çarpışma frekansı (ν_{ef}) kolayca hesaplanır.

2.4.2.1. EFETİF ELEKTRON-İYON ÇARPIŞMA FREKANSI

Momentum transferi için elektron-iyon çarpışma frekansı,

$$\nu_m(v_e) = \Omega_m(v_e) \cdot n_i \cdot v_e \quad (2.78)$$

dir. Burada, n_i iyon yoğunluğu, v_e elektron hızı ve $\Omega_m(v_e)$,

$$\Omega_m(v_e) = \frac{(Ze^2)^2}{4\pi\epsilon_0^2 (m_e v_e^2)^2} \ln\Lambda \quad (2.79)$$

şeklinde verilen momentum transferi için Coulomb çarpışma (elektron-iyon çarpışması) kesitidir. (2.79)'de, Z_e iyon yükü ve

$$\Lambda = \frac{12\pi(\epsilon_0 kT_e/e^2)^{3/2}}{n_e^{1/2}} \quad (2.80)$$

dir [5,10]. Böylece, Maxwell hız dağılımı için, (2.77), (2.78) ve (2.79) denklemlerinden,

$$\nu_{ef} = \frac{n_e \ln \Lambda}{3(2\pi)^{3/2}} \left[\frac{Ze^2}{\epsilon_0 m_e} \right]^2 \left[\frac{m_e}{kT_e} \right]^{5/2} \int_0^{\infty} v_e e^{-(m_e v_e^2/3kT_e)} dv_e \quad (2.81)$$

elde edilir. Buradaki integralin değeri,

$$\int_0^{\infty} v^p \cdot e^{-Av^2} dv = \frac{1}{2} A^{-(p+1)/2} \Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)$$

bağıntısıyla hesaplanırsa [10,13], efektif elektron-iyon çarpışma frekansı,

$$\nu_{ef} = \frac{1}{3} \left[\frac{Ze^2}{\epsilon_0 m_e} \right]^2 n_e \cdot \ln \Lambda \left[\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right]^{3/2} \quad (2.82)$$

şeklinde elde edilir [5,6,10].

2.4.2.2. EFETİF ELEKTRON-YÜKSÜZ ATOM ÇARPIŞMA FREKANSI

Elektron-yüksüz parçacık çarpışması için, sert küreyi dikkate almak gerekir. Bu durumda, toplam çarpışma kesiti,

$$\Omega_m = \pi a_0^2 \quad (2.83)$$

dir [5,6,10]. Burada, a_0 Bohr atom yarıçapıdır. Çarpışma frekansı ise,

$$\nu_m = \Omega_m \cdot n_n \cdot v_e \quad (2.84)$$

dir. Burada, n_n yüksüz atom yoğunludur.

Eğer, elektron-iyon çarpışması için takip edilen metot kullanılırsa, Maxwell elektron hız dağılımı için, elektron-yüksüz atom efektif çarpışma frekansı,

$$\nu_{ef} = \frac{8}{3} \left[\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right]^{-1/2} a_o^2 \cdot n_n \quad (2.85)$$

şeklinde bulunur [10,29].

2.4.3. INVERSE BREMSSTRAHLUNG SOĞURMASI

(2.55) denklemleri ile verilen ifade, yeniden,

$$\nu_{ef} = 2\alpha \frac{w^2}{w_p^2 c} \quad (2.86)$$

şeklinde yazılabilir [23]. Buna göre; eğer elektron-iyon çarpışmalı soğurma katsayısı (A_f) için zayıflama katsayısı biliniyorsa, çarpışma frekansı hesaplanabilir. Burada,

$$A_f = 2\alpha \quad (2.87)$$

dir [10]. (2.55), (2.82) ve (2.87) denklemlerinden, bir Hidrojen atomu için, elektron-iyon inverse Bremsstrahlung soğurma katsayısı,

$$A_f = \zeta_f \frac{16\pi^2}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e k T_e} \right)^{1/2} Z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{n_i n_e}{h c m_e w^3} \quad (2.88)$$

şeklinde verilmiştir [6,10,32]. Burada, ζ_f Gaunt faktörüdür ve şekil.2.1'de verilmiştir [10,27,31]. Bu denklemde, Hidro-

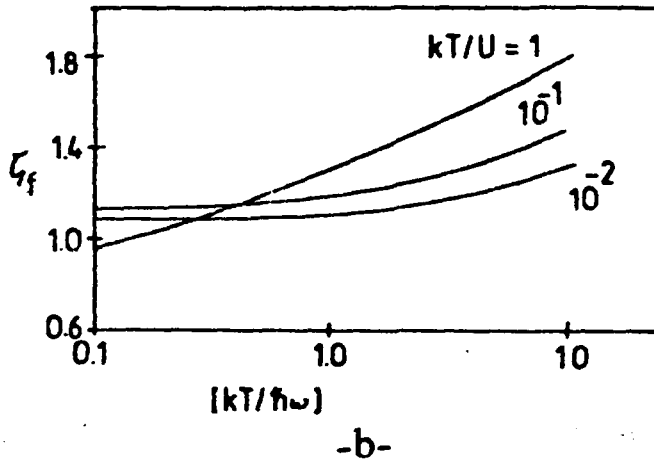
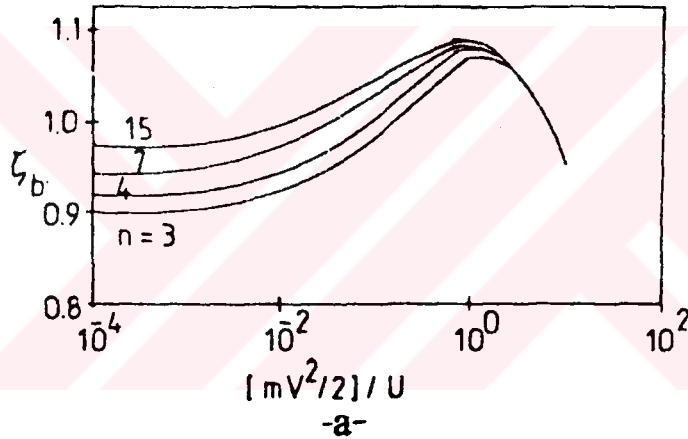
jen atomunun teorik iyonizasyon potansiyeli yerine gerçek iyonizasyon potansiyeli (U) konularak,

$$A_f = \zeta_f \frac{32\pi^2}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e kT_e} \right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{\hbar U n_i n_e}{cm^2 w^3} \quad (2.89)$$

elde edilir. Burada,

$$U = \frac{m_e z^2 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2} \quad (2.90)$$

dir.



Şekil.2.1: a)Inverse Bremsstrahlung b)Fotoiyonizasyon için efektif Gaunt faktörleri [10].

2.4.4. FOTOİYONİZASYON SOĞURMASI

Fotoiyonizasyona karşılık gelen ω -frekanslı ışık için soğurma katsayısı da, benzer şekilde hesaplanabilir [10]. Bir Hidrojen atomunun teorik iyonizasyon potansiyeli yerine gerçek iyonizasyon potansiyeli (U) yazılmak suretiyle,

$$A_b = \zeta_b \frac{16\pi k T_e n_n U}{\sqrt{3} m_e c \omega^3 h^2} \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \right) \left[e^{\hbar\omega/kT_e} - 1 \right] e^{-U/kT_e} \quad (2.91)$$

elde edilir. Burada, ζ_b fotoiyonizasyon geçişlerine (bound-free transitions) karşılık gelen Gaunt faktörüdür ve şekil. 2.1'de verilmiştir.

BÖLÜM-3

DENEYSEL ÇALIŞMA

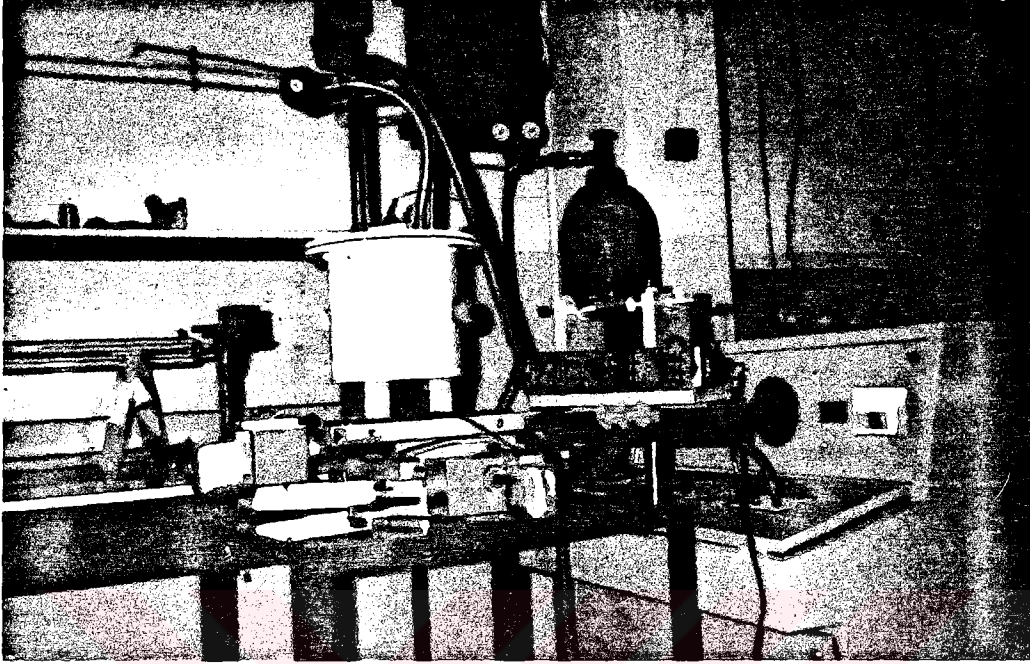
3.1. DENEY SİSTEMİ

Bu çalışmada kullanılan deney seti, şekil.3.1 ve 3.2'de görüldüğü gibi; boşalma odası, güç kaynağı, vakum pompası, He-Ne laser ve elektrik-elektronik ölçme birimlerinden oluşmaktadır.

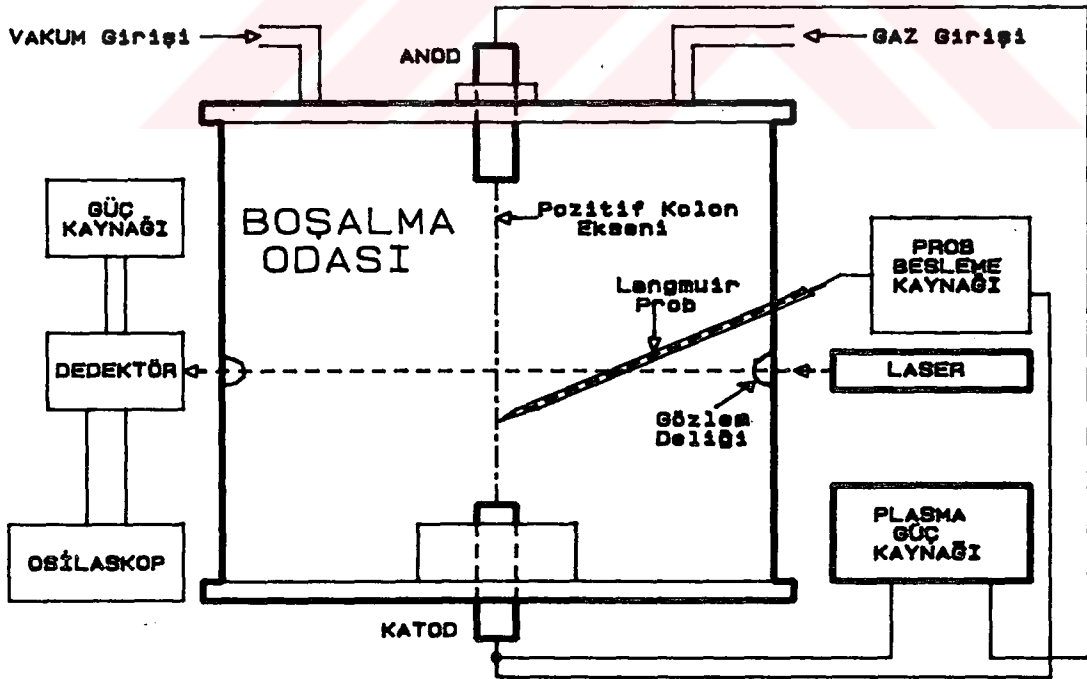
3.1.1. BOŞALMA ODASI VE VAKUM POMPASI

Şekil.3.2'de gösterilen boşalma odası, gerekli vakum şartlarını ve soğutma işlemini sağlayabilecek şekilde iç içe iki silindirik tipteki çelik fanustan oluşmaktadır. Boşalma işlemini gözleyebilmek ve plazma ortamında gerekli ölçmeleri yapabilmek amacı ile, silindirik fanus üzerinde karşılıklı olarak iki adet gözlem deliği açılmıştır. Homogen yapıda bir gaz dağılımı elde edebilmek için, gaz girişi ve vakum pompa çıkışları birbirlerine karşılık gelecek şekilde yerleştirilmiştir. Sistemde kullanılan elektrotlar farklı çaplara sahip çelik malzemeden yapılmış olup, aralarındaki mesafe 2,3,4 ve 5cm. gibi değişik değerlere ayarlanabilmektedir.

Sistemde kullanılan vakum pompası rotary tip bir pompa olup, maksimum vakum değeri 3×10^{-9} milibar'dır. Sistemdeki önlenemeyen kaçaıklardan dolayı, boşalma odasında basınç değeri, yaklaşık olarak, 10^{-2} milibar değerine kadar düşürülebilmektedir. Vakum elde edildikten sonra sisteme %10 oranında N_2 gazı ilave edilmiştir.



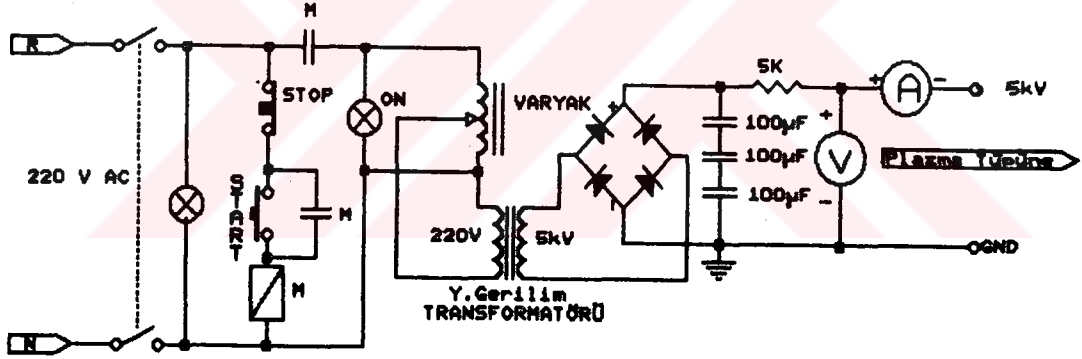
Şekil.3.1: Deney seti



Şekil.3.2: Boşalma odası bağlantı şeması

3.1.2. GÜÇ KAYNAĞI

Sistemde kullanılan güç kaynağı; varyak, yüksek voltaj transformatörü ve doğrultucu devreden oluşmaktadır. Güç kaynağının gerilim ayarı 2.2kVA'lık bir varyak ile sağlanmaktadır. Devrede, 5kVA'lık bir yüksek gerilim-izolasyon transformatörü kullanılmış ve transformatör çıkışı tam dalga doğrultularak, ripple faktörü 3 adet $100\mu\text{F}/2\text{kV}$ 'luk filtre kondansatörü ile düzeltilmiştir. Plazmada ark deşarjını önlemek amacıyla kaynak çıkışına $5\text{k}\Omega$ 'luk bir ballast direnci bağlanmıştır. Böylece, 5kV 'a kadar ayarlanabilen, çıkış akımı 1A ile sınırlı 5kW 'lık bir güç kaynağı tasarlanmıştır. Şekil.3 .3'de güç kaynağının uygulama devresi verilmiştir.

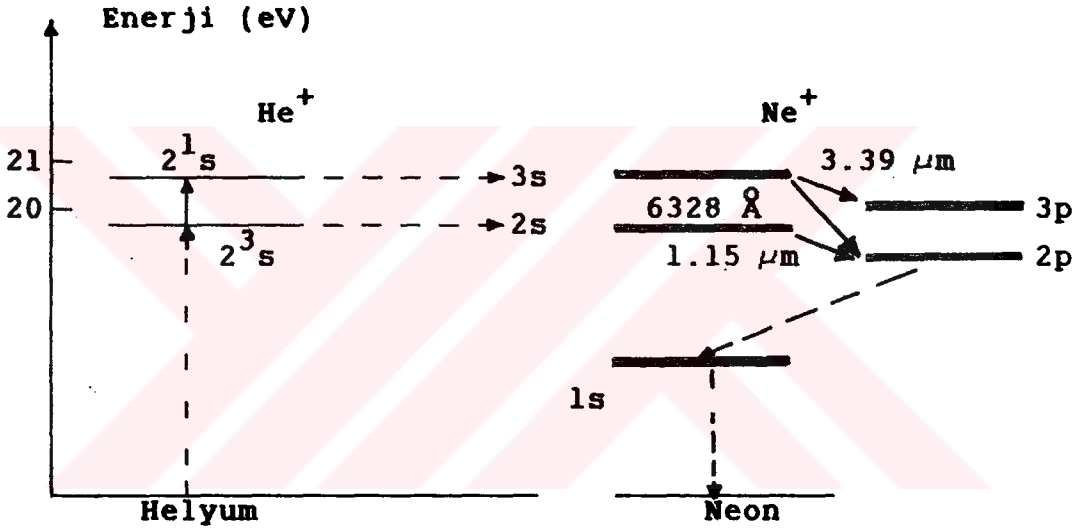


Şekil.3.3:Güç Kaynağı

3.1.3. He-Ne LASER

Bu çalışmada; ışık kaynağı olarak, bir atomik laser olan ve 6328 \AA dalgaboyunda ışına yapan 5 mW gücünde bir He-Ne laser kullanılmıştır. İlk gaz laseri olarak bilinen He-Ne laser 1961 yılında gerçekleştirilmiştir. He-Ne laser ile 5853 \AA 'dan $124.6 \mu\text{m}$ dalgaboyuna kadar geçişler elde edilebilmektedir. Ancak, sadece üç dalgaboyu yaygın olarak kulla-

nılmaktadır. Bu dalgalıboyları, 6328 Å, 1.15 µm ve 3.39 µm bo-
yundadır. He-Ne laserin enerji seviyeleri ve ışımaya yaptıkları
dalgalıboyları Şekil.3.4'de gösterilmiştir. 1.15 µm dalga-
boyunda; 2³s enerji seviyesindeki He atomları ile temel se-
viyedeki Ne atomları arasındaki çarpışmalar, Neon'nun 2s
enerji seviyesinde geçici olarak birikmesine sebep olur.
Laser ışınması, Ne atomunun 2s + 2p enerji seviyeleri ara-
sındaki geçişler sayesinde oluşur. Bu geçiş, en kuvvetli
geçiştir ve He atomları olmaksızın da elde edilebilir.



Şekil.3.4:He-Ne Laser'in enerji seviyeleri ve ışımaya dalgalıboyları

6328 Å dalgalıboyundaki laser ışını ise, 3s + 2p seviye-
leri arasındaki geçişler esnasında meydana gelir. 6328 Å He-
Ne laser, görünür bölgede çalışan ilk gaz laseridir. 1.15 µm
Ne laserden farkı, sadece Ne ile çalıştırılamamasıdır. Ayırı-
ca, 1.15 µm dalgalıboyundaki ışımada kazanç tüp uzunluğu ile
lineer olarak artar. Ancak, 6328 Å dalgalıboyundaki ışımada
artmaz. Bu tip He-Ne laser için Helyum'un Neon'a oranı 7/1
olmalıdır.

En çok kullanılan dalgalıboylarından biri de, 3.39 µm'dir.

3.39 μm dalgaboyunda laser ışını, 3s \rightarrow 3p seviyeleri arasındaki geçişlerden elde edilir. Bu geçişte, kazancın büyük olmasına karşılık, çıkış gücü küçüktür. Yüksek kazanç, 3s seviyesinin ömrünü azaltır. Bu kızılötesi ışımanın mevcut olması, 6328 Å dalgaboyundaki görünür çıkışın gücünü engeller. Bu sebeple, genellikle, görünür çıkışı yükseltmek için, 3.39 μm çizgisi yok edilir.

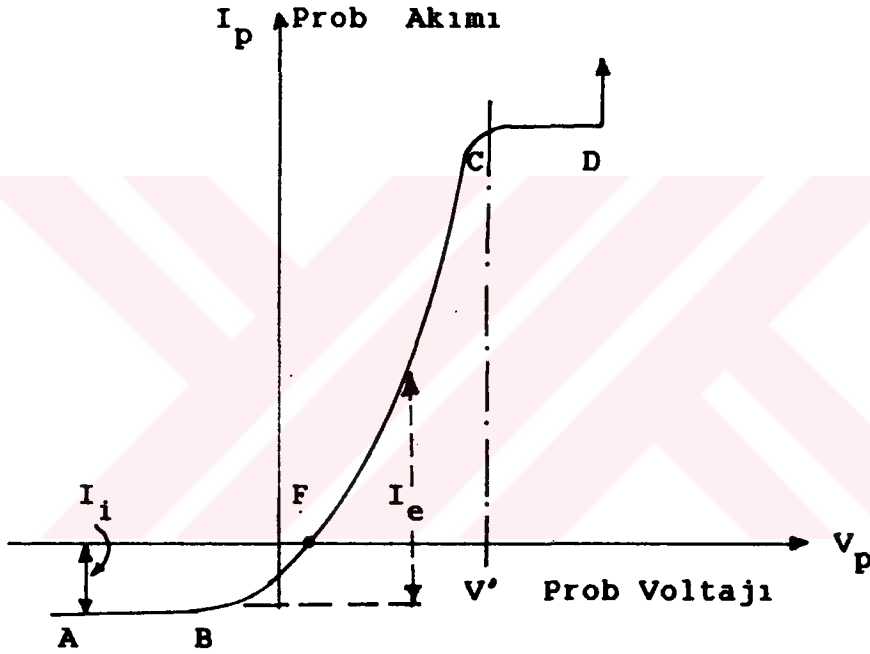
3.1.4. LANGMUIR PROB

Bir plazmanın ilgili fiziksel büyüklükleri; elektron sıcaklığı (T_e), elektron yoğunluğu (n_e), iyon yoğunluğu (n_i), elektron akımı yoğunluğu (J_e), iyon akımı yoğunluğu (J_i), plazma potansiyeli (V') ve kesim potansiyeli (V_f) dir. Bir plazma ortamına izole edilmiş bir iletken (prob) yerleştirilecek olursa ve katoda göre prob'a bilinen bir gerilim uygulanırsa, prob akımı şekil.3.5'de gösterildiği gibi bir değişim gösterir [1,4,14]. Plazma potansiyeline göre büyük değerdeki negatif potansiyeller için, doyum (saturation) bölgesi AB olur. Bu negatif potansiyel sebebiyle; pozitif iyonlar çekilecek, elektronlar itilecek ve AB doyum bölgesinde pozitif iyonlar toplanacaktır. Bu şekilde oluşacak iyon akımı negatif akım olarak gösterilmiştir.

Prob potansiyeli, plazmaya göre negatif olduğu sürece, iyon akımı devam edecektir. Ancak, prob voltajı daha pozitif yapılırsa, elektronların itilmesi olayı durmaya başlayacak ve prob akımı, iyon akımı ile elektron akımı arasındaki farka eşit olacaktır. Bu yüzden, herhangi bir potansiyelde gerçek elektron akımı (I_e), şekil.3.5'deki BC egrisiyle gösterilmiştir. Kesim potansiyeli olarak belirtilen potansiyelde, prob'da toplanan iyon sayısı ile elektron sayısı birbirine eşit olacaktır. Prob devresine dışardan bağlanan bir ampermetrenin sıfır akım göstereceği bu nokta, şekil.3.5'de F ile gösterilmiştir. Bu durumda, F noktasındaki potansiyel plaz-

maya göre negatif olmalıdır. Eğer, prob potansiyeli daha da artırılacak olursa, prob yüzeyinde toplanacak olan elektron sayısı hızla artacaktır.

Probe ile plazma aynı potansiyelde tutulursa, prob elektron ve iyonlara bir itme kuvveti uygulamayacak ve bunlar, prob'a nüfuz edeceklerdir. Bunun sonucu olarak; prob potansiyelinin daha fazla artırılması, elektron akımında bir



Şekil.3.5:Langmuir prob akım-voltaj karakteristiği

artışa sebep olmayacaktır. Plazma potansiyelinden daha pozitif potansiyeller, iyonları iten bir alan oluşturur. Fakat, rastgele elektron akımı, iyon akımından çok daha büyüktür. Bundan dolayı, şekil.3.5'de gösterilen CD bölgesinin eğimi son derece küçüktür. Bu olay ilk olarak Langmuir tarafından incelendiği için [3,4,14], plazma ortamının elektron veya iyon yoğunluğunu ölçmek için kullanılan böyle bir prob'a Langmuir prob adı verilmiştir.

Bu çalışmada; plazma ortamının elektron yoğunluğunu ölçmek için, 0.1 mm. çapında silindirik tungsten telden yapılmış bir Langmuir prob kullanılmıştır.

3.1.5. OPTİK DEDEKTÖR VE DEVRESİ

Plazma ortamında, 633 nm dalgaboyunda ışına yapan laser soğurmasını dedekte etmek amacı ile, 460-750 nm. dalgaboyunda duyarlılığa sahip olan BPW 21 foto diyodu seçilmiştir.

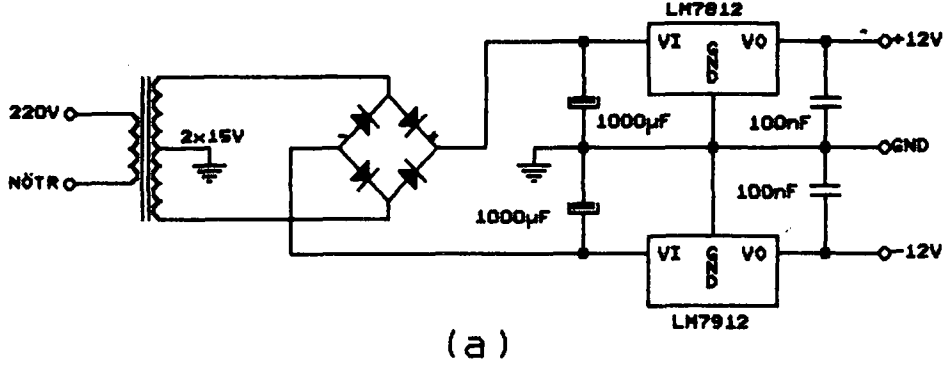
Plazma soğurmasını, foto diyot vasıtasıyla bir voltmetre üzerinden gerilim cinsinden ölçebilmek için, bir optik dedektör ve kuvvetlendirici devresine gerek olduğundan şekil .3.6'deki uygulama devresi kullanılmıştır.

Optik dedektör devresi, tipik olarak, dedektör ön kuvvetlendiricisi, kazanç kontrol ve çıkış katı olmak üzere üç kısımdan oluşmaktadır. Foto diyot, üzerine düşen optik ışına etkisiyle iletme geçerek, bir foton akımı oluşmasına sebep olur ve R_1 direnci üzerinde, ışına şiddeti ile orantılı olarak bir gerilim düşümü meydana gelir. R_1 uçlarındaki bu gerilim, bir tampon katı (Buffer Amplifikatörü) aracılığıyla kazanç kontrol devresine aktarılır. Kazanç kontrol devresi ise, tipik olarak, off-set'i ve kazancı ayarlanabilir bir enstrümantasyon amplifikatörüdür. Devredeki P_1 trimpot'u off-set ayarını, P_2 trimpot'u da devrenin kazanç kontrolunu sağlamaktadır. Kazanç kontrol katı, giriş işaretini terslendirdiğinden dolayı, çıkış katında terslendirme modlu bir tampon (buffer) kullanılmıştır.

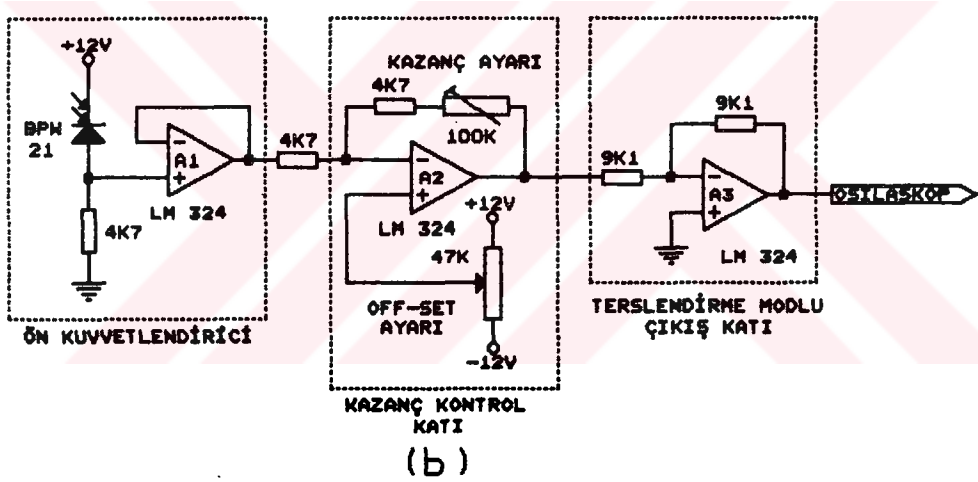
3.2. DENEYSEL ÇALIŞMA

Burada gerçekleştirilen deneysel çalışmada, ilk olarak bir Langmuir prob yardımı ile elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ölçülmüştür. İkinci olarak, yapılan deneysel çalışmada

ise, 5mW gücündeki 633nm dalgaboyunda ışımaya yapan bir He-Ne laser ışımalarının plazma ortamındaki soğurması ölçülmüştür.



(a)



(b)

Şekil.3.6: Optik Dedektör Devresi ve güç kaynağı

3.2.1. ELEKTRON YOĞUNLUĞU VE SICAKLIĞININ ÖLÇÜLMESİ

Elektron hız dağılımı Maxwell dağılımı şeklinde ise, Langmuir prob'a akacak olan elektron akımı,

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

şeklinde yazılabilir. Burada, I_e elektron akımı, I_p probe akımı ve I_{is} iyon doyum (saturasyon) akımıdır. Negatif vol-

taj bölgesinde, elektron akımının sıfır olduğuna dikkat edilmelidir. İyon doyma akımı, probe yüzeyi çevresindeki potansiyel engeli sebebiyle, pozitif iyonların prob'a ulaşmadığı zamanlarda azalacaktır. Elektron akımının ise, iyon doyma akımında yaklaşık olarak sıfırdan maksimuma doğru arttığını söylemek mümkündür. Diğer taraftan, elektron akımı yoğunluğu,

$$J_e = \frac{I_e}{A} = \frac{n_e e v_e}{4} e^{eV_p/kT_e} \quad (3.2)$$

denklemleriyle verilir [1]. Burada, J_e elektron akım yoğunluğu ($n_e e v_e / 4$) prob yüzeyindeki elektron akımı, A prob'un aktif yüzey alanı, e elektron yükü, k Boltzman sabiti ve T_e elektron sıcaklığıdır. (3.1) denkleminin her iki tarafının logaritması alınarak,

$$\ln(J_e) = C + \frac{e}{kT_e} V_p \quad (3.3)$$

elde edilir. Burada C ,

$$C = \ln\left(\frac{n_e e v_e}{4}\right) \quad (3.4)$$

şeklindeki bir sabittir. Eğer, burada elektron akım yoğunluğunun logaritmasının prob voltajına göre grafiği çizilirse, eğimi (e/kT_e) olan bir doğru elde edilir. O halde (3.3) denklemi, bir doğru denklemdir. Eğer, T_e sıcaklığı biliniyorsa, ortalama v_o hızı,

$$\frac{1}{2} m_e v_o^2 = \frac{3}{2} kT_e \quad (3.5)$$

denklemden hesaplanabilir. Burada, v_o v 'nin T_e sıcaklığındaki değeridir ve gaz sıcaklığının bir fonksiyonudur. V hacim elemanı üzerinden hız uzayında ve Maxwell dağılımına göre v hızı integre edilirse, elektron hızının değeri,

$$v_e = \frac{2v_0}{\sqrt{\pi}} = 1.128v_0 \quad (3.6)$$

şeklinde elde edilir. Bu sebeble, plazma potansiyelindeki I_p prob akımı, n_e elektron yoğunluğu ile orantılıdır ve (3.6) denkleminde hesaplanan v_e hızı kullanılarak n_e elektron yoğunluğu hesaplanabilir.

Elektron yoğunluğu ve sıcaklığının ölçümü için kullanılan Langmuir prob'a şekil.3.7'de verilen prob besleme devresi vasıtasıyla birer Volt'luk artışlarla, 1V'dan 10V'a kadar on farklı voltaj uygulanmış ve her uygulanan prob voltajı için, prob voltajındaki dalgalanma (ΔV_p) ölçülmüştür. Prob voltajı ile prob yüzeyindeki akım yoğunluğu arasındaki bağıntı,

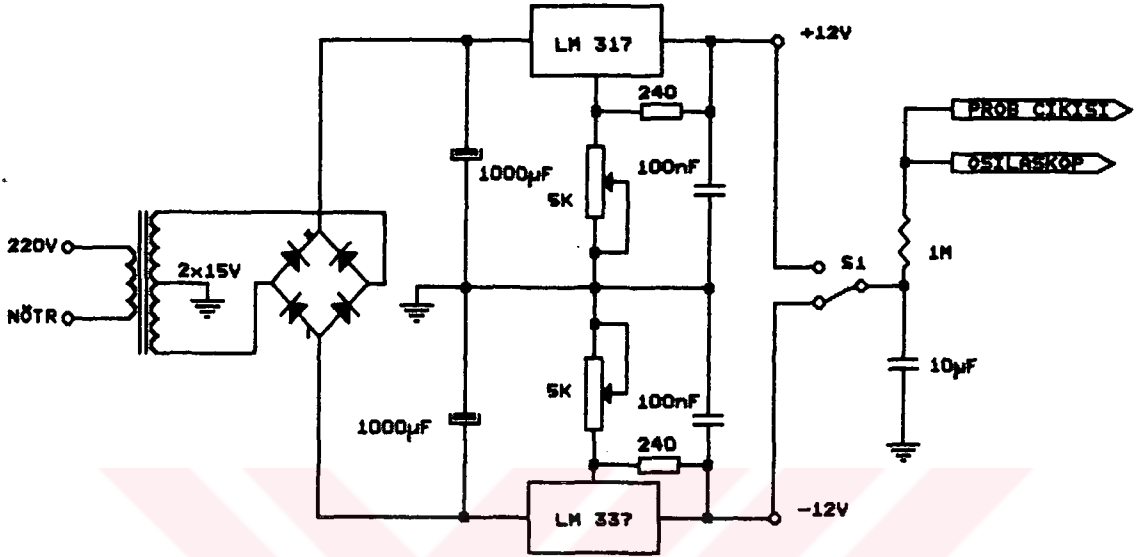
$$J_e = \frac{I_e}{A} = \frac{V_p/R}{A} \quad (3.7)$$

şeklinde dir. Probu n direnci 1Mohm, çapı 0.1mm. olduğundan,

$$J_e = \Delta V_p / 0.0079 \quad (3.8)$$

yazılabilir. Böylece, her ΔV_p değişimine karşılık gelen $\ln J_e$ değerleri hesaplanabilir. Bu durumda, $\ln J_e$ 'nin prob voltajı V_p ile değişimi incelenmiş ve değişimin, eğimi (e/kT_e) olan doğrulardan ibaret olduğu görülmüştür. Ölçmeler üç farklı noktada ($x_1=1mm.$, $x_2=4mm.$ ve $x_3=9mm.$), dört değişik boşalma akımı (400mA, 600mA, 800mA, 1000mA) için gerçekleştirilmiştir. Yapılan oniki farklı ölçme neticeleri, ΔV_p ve $\ln J_e$ için Tablo.3.1-3'de verilmiştir. Esasen, $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi tam bir doğru vermemektedir. Bu yüzden, her V_p değerine karşılık gelen $\ln J_e$ değerlerini yaklaşık olarak sağlayan doğrular çizilmiştir. Doğruların geçtiği $\ln J_e$ değerlerinin seçiminde yapılacak hatanın minimuma indirgenmesi amacı ile H6

paket programı kullanılarak, elektron yoğunluğu ve sıcaklığı hesabında kullanılacak olan $\ln J_e - V_p$ doğrusu bilgisayar yar-



Şekil.3.7: Langmuir prob besleme devresi

dımı ile çizilmiştir. Bu yolla elde edilen oniki farklı $\ln J_e - V_p$ doğrusu şekil.3.8-19'de verilmiş ve ölçülen elektron yoğunluğu ve sıcaklığı değerleri de bu şekiller üzerinde gösterilmiştir.

Diğer taraftan, farklı boşalma akımları ve x -değerleri için ölçülen elektron yoğunluğu ve sıcaklığı değerleri Tablo .3.4'de verilmiştir.

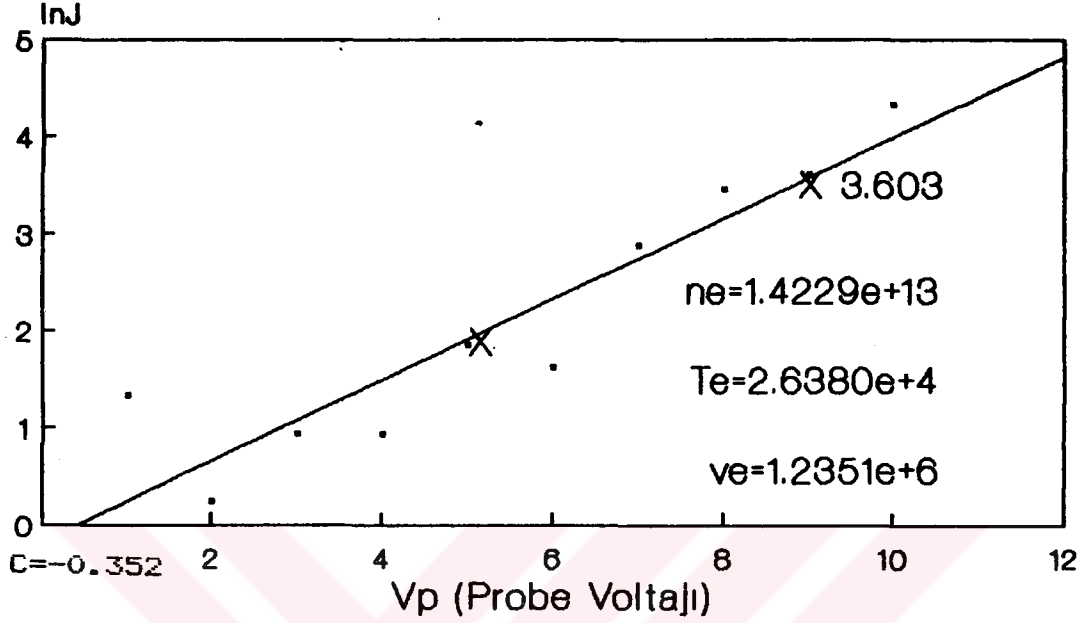
Tablo.3.1a: Prob akımının Prob voltajı ile değişimi

V_p (Volt)	$400\text{mA}(x_1)$		$600\text{mA}(x_1)$	
	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$
1	0.03	1.334	0.05	1.845
2	0.01	0.236	0.05	1.845*
3	0.02	0.929	0.06	2.028
4	0.02	0.929	0.08	2.315
5	0.05	1.845*	0.06	2.028
6	0.04	1.622	0.25	3.455
7	0.14	2.875	0.15	2.944
8	0.25	3.455	0.60	4.330
9	0.29	3.603*	0.40	3.925*
10	0.33	4.330	0.40	3.925

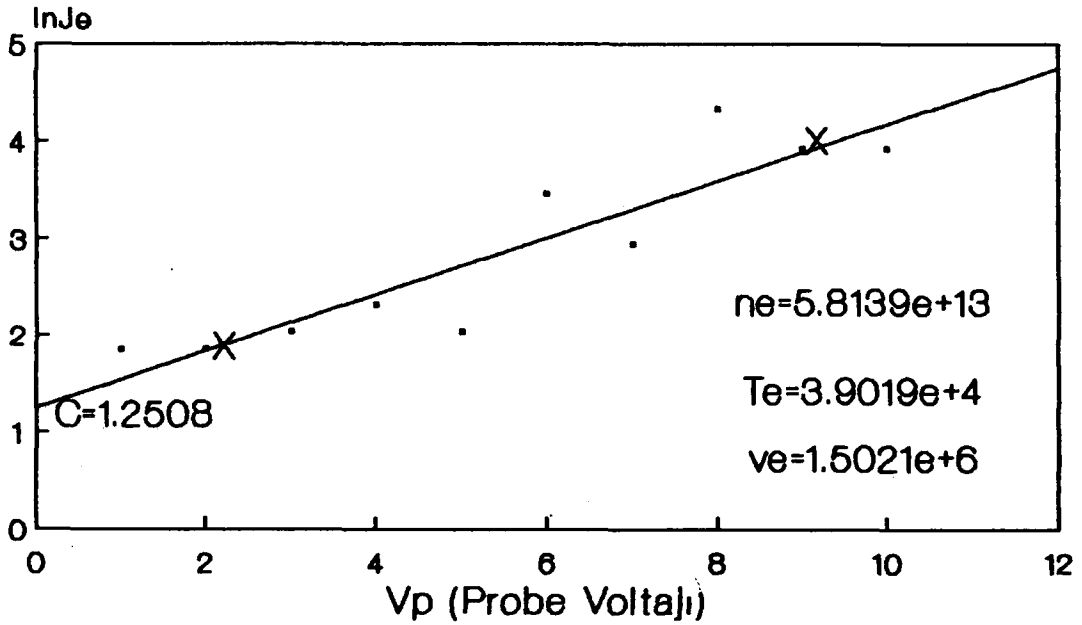
Tablo.3.1b: Probe akımının Prob voltajı ile değişimi

V_p (Volt)	$800\text{mA}(x_1)$		$1000\text{mA}(x_1)$	
	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$
1	0.05	1.845*	0.19	3.180*
2	0.10	2.538	0.40	3.925
3	0.12	2.721	0.60	4.330
4	0.29	3.603	0.40	3.925
5	0.14	2.875	0.19	3.180
6	0.50	4.148	0.19	3.180
7	0.14	2.875	1.10	4.936
8	1.40	5.177	1.40	5.177
9	2.40	5.716	2.40	5.716
10	1.90	5.483*	1.90	5.483*

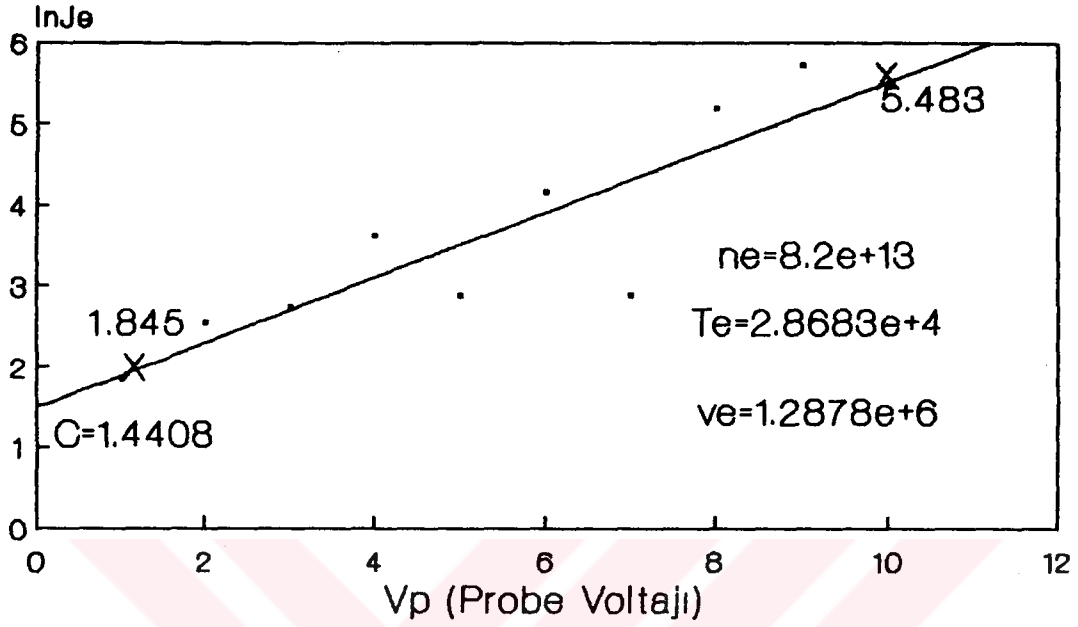
Not:* (3.3) denklemini sağlayan doğrunun geğtiği noktaları gostermektedir. (Bkz. Şekil.3.8-19)



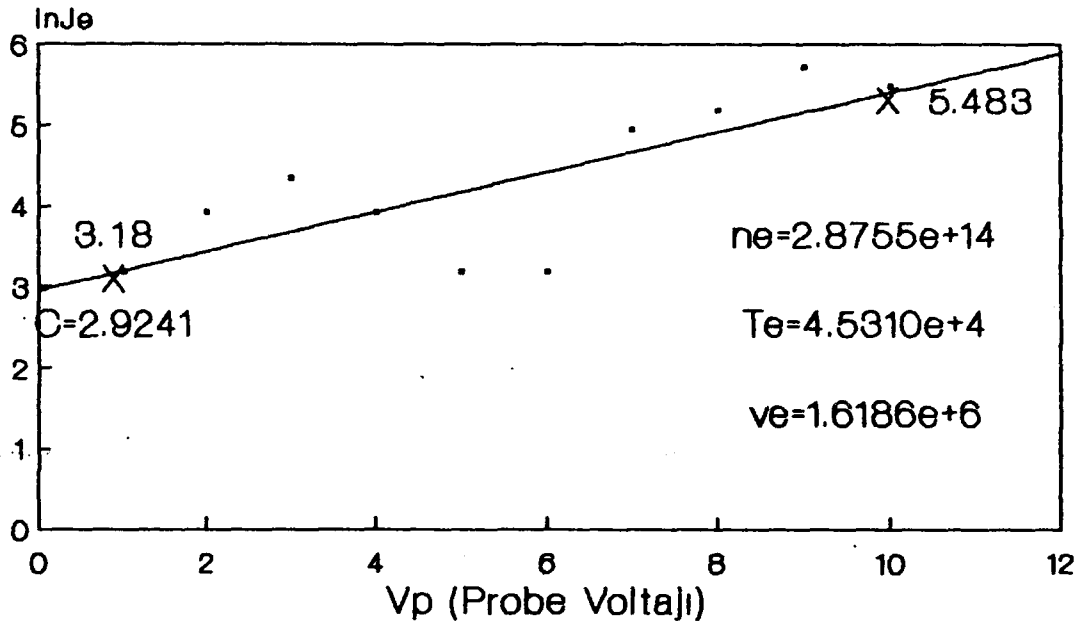
Şekil.3.8: 400mA boşalma akımı için $x_1=1mm$. noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



Şekil.3.9: 600mA boşalma akımı için $x_1=1mm$. noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



Şekil.3.10: 800mA boşalma akımı için $x_1=1\text{mm}$ noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



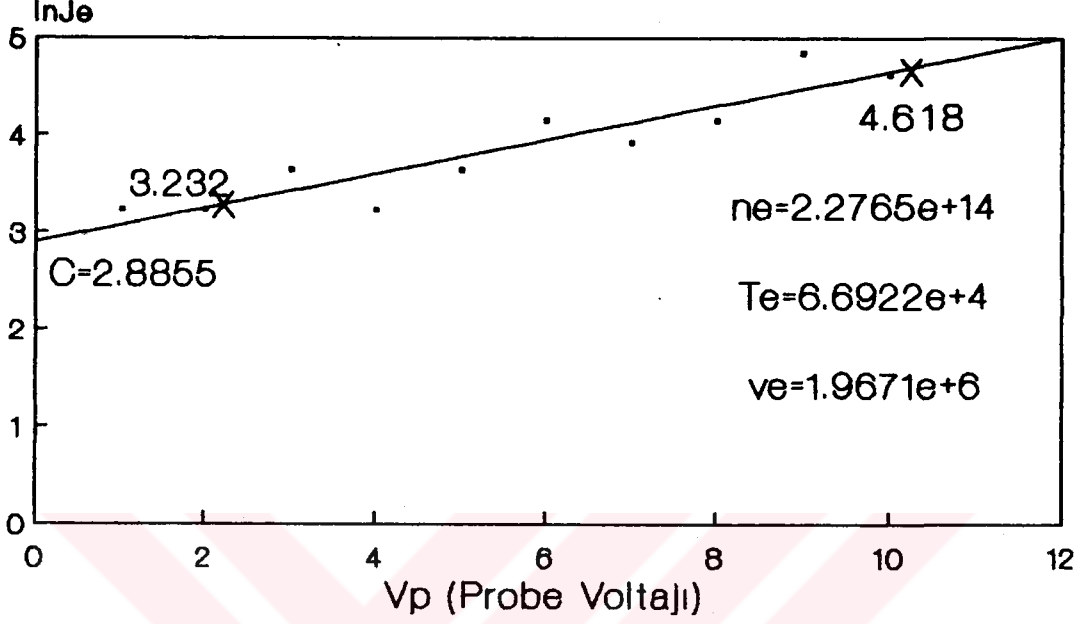
Şekil.3.11: 1000mA boşalma akımı için $x_1=1\text{mm}$ noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi

Tablo.3.2a:Prob akımının Prob voltajı ile değişimi

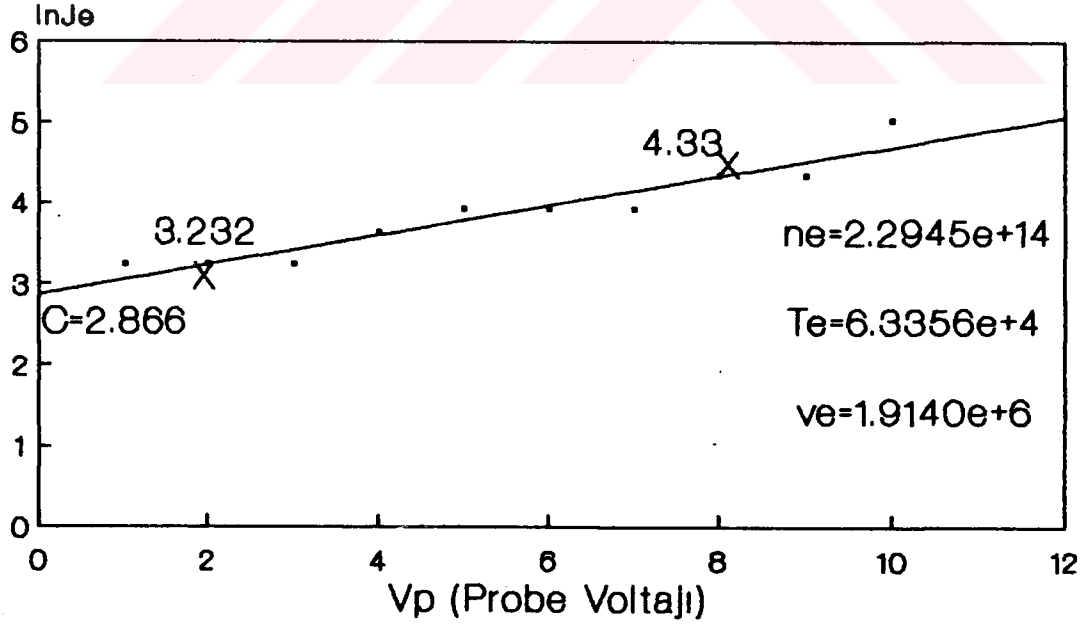
	400mA(x_2)		600mA(x_2)	
V_p (Volt)	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$
1	0.20	3.232	0.20	3.232
2	0.20	3.232*	0.20	3.232*
3	0.30	3.637	0.20	3.232
4	0.20	3.232	0.30	3.637
5	0.30	3.637	0.40	3.925
6	0.50	4.148	0.40	3.925
7	0.40	3.925	0.40	3.925
8	0.50	4.148	0.60	4.330*
9	1.00	4.841	0.60	4.330
10	0.80	4.618*	1.20	5.023

Tablo.3.2b:Prob akımının Prob voltajı ile değişimi

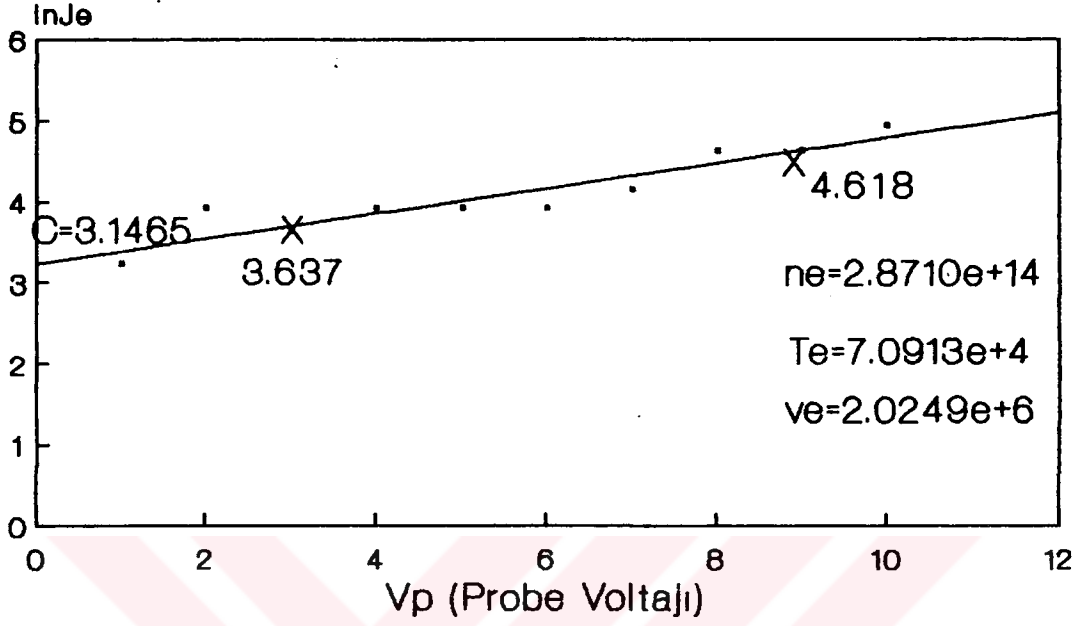
	800mA(x_2)		1000mA(x_2)	
V_p (Volt)	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$
1	0.20	3.232	0.20	3.232*
2	0.40	3.925	0.30	3.637
3	0.30	3.637*	0.30	3.637
4	0.40	3.925	0.40	3.925
5	0.40	3.925	0.40	3.925
6	0.40	3.925	0.50	4.148
7	0.50	4.148	0.60	4.330
8	0.80	4.618	0.80	4.618
9	0.80	4.618*	1.40	5.177
10	1.10	4.936	1.40	5.177*



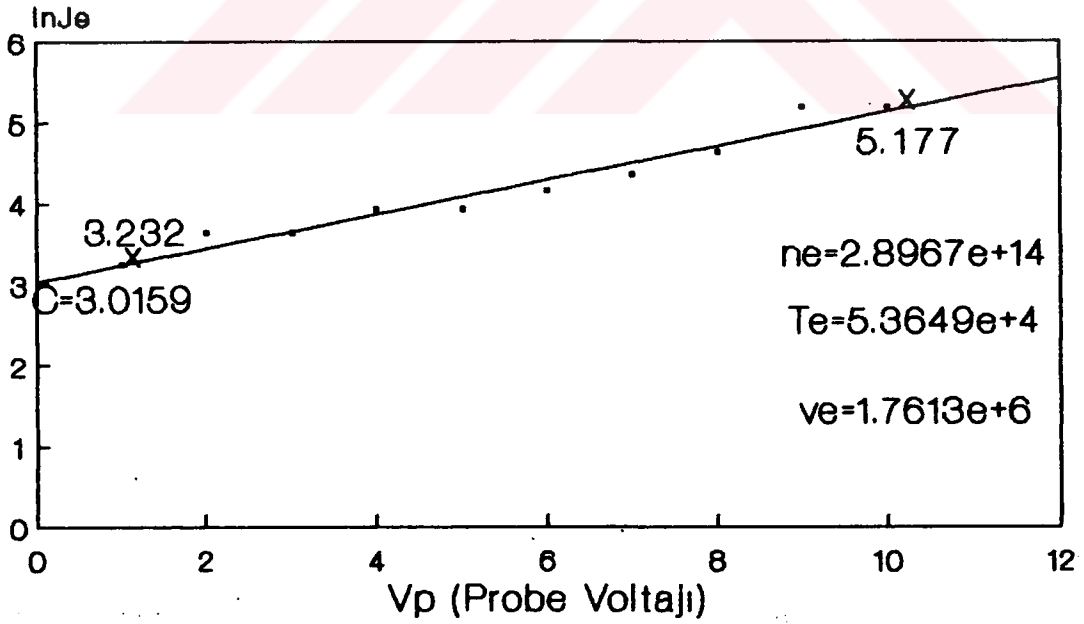
Şekil.3.12: 400mA boşalma akımı için $x_2=4$ mm noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



Şekil.3.13: 600mA boşalma akımı için $x_2=4$ mm noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



Şekil.3.14: 800mA boşalma akımı için $x_2=4$ mm noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



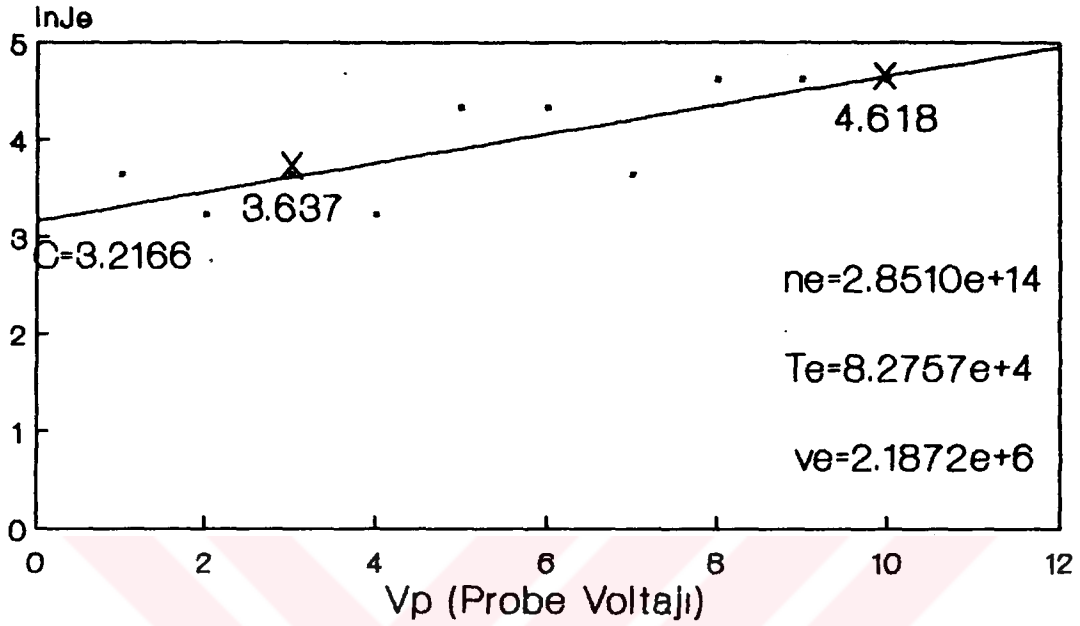
Şekil.3.15: 1000mA boşalma akımı için $x_2=4$ mm noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi

Tablo.3.3a:Prob akımının Prob voltajı ile değişimi

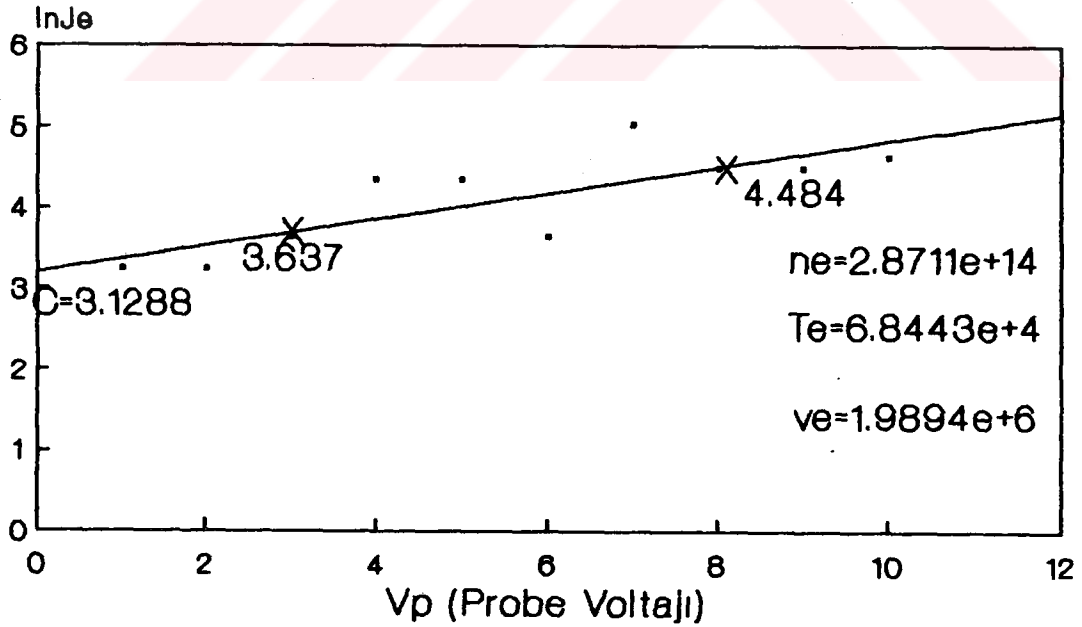
V_p (Volt)	400mA(x_g)		600mA(x_g)	
	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$
1	0.30	3.637	0.20	3.232
2	0.20	3.232	0.20	3.232
3	0.30	3.637*	0.30	3.637*
4	0.20	3.232	0.60	4.330
5	0.60	4.330	0.60	4.330
6	0.60	4.330	0.30	3.637
7	0.30	3.637	1.20	5.023
8	0.80	4.618	0.70	4.484*
9	0.80	4.618	0.70	4.484
10	0.80	4.618*	0.80	4.618

Tablo.3.3b:Prob akımının Prob voltajı ile değişimi

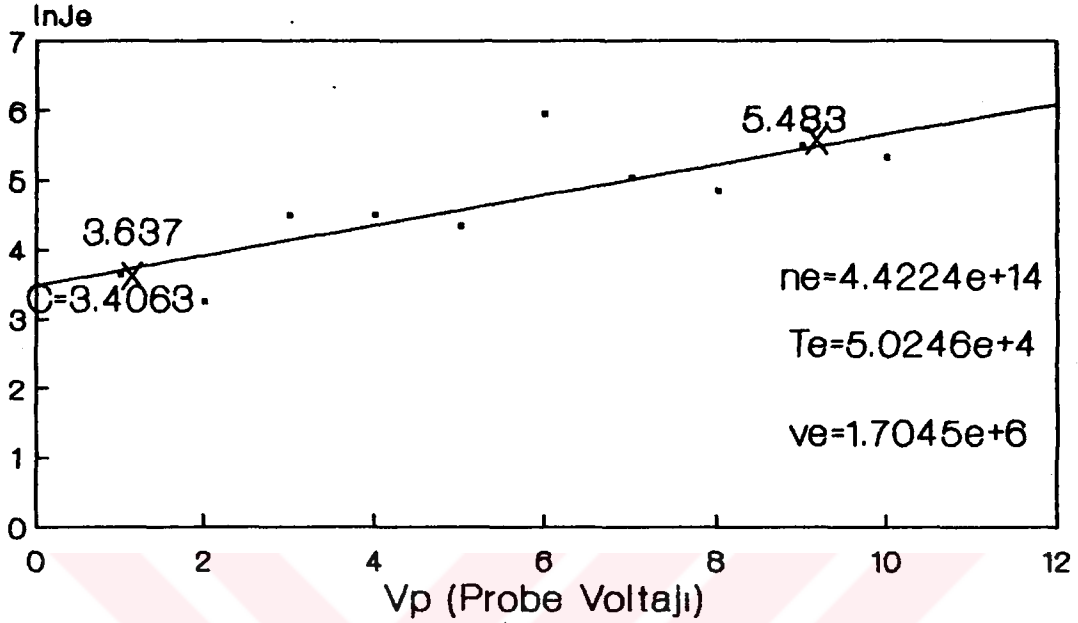
V_p (Volt)	800mA(x_g)		1000mA(x_g)	
	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$	ΔV_p (Volt)	$\ln J_e$
1	0.30	3.637*	0.20	3.232
2	0.20	3.232	0.30	3.637*
3	0.70	4.484	0.20	3.232
4	0.70	4.484	0.60	4.330
5	0.60	4.330	1.10	4.936
6	2.99	5.936	1.30	5.103
7	1.20	5.023	1.10	4.936
8	1.00	4.841	1.30	5.103*
9	1.90	5.483*	1.30	5.103
10	1.60	5.311	1.30	5.103



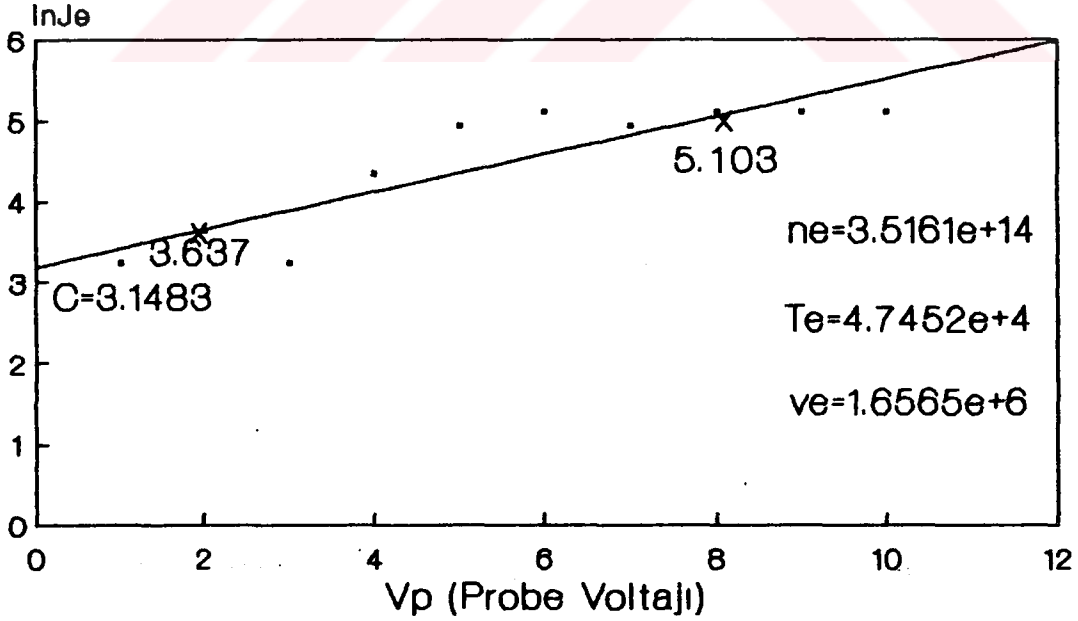
Şekil.3.16: 400mA boşalma akımı için $x_g=9\text{mm}$ noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



Şekil.3.17: 600mA boşalma akımı için $x_g=9\text{mm}$ noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



Şekil.3.18: 800mA boşalma akımı için $x_3=9\text{mm}$ noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi



Şekil.3.19: 1000mA boşalma akımı için $x_3=9\text{mm}$ noktasında $\ln J_e$ 'nin V_p ile değişimi

Tablo.3.4: Farklı boşalma akımları ve x-değerleri için elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ile soğurma katsayıları

400 mA için			
X1 noktası:	$n_e = 1.4229 \times 10^{13}$	$T_e = 2.6380 \times 10^4$	$\delta = 6.382$
X2 noktası:	$n_e = 2.2765 \times 10^{14}$	$T_e = 6.6922 \times 10^4$	$\delta = 5.500$
X3 noktası:	$n_e = 2.8510 \times 10^{14}$	$T_e = 8.2757 \times 10^4$	$\delta = 5.966$
Ortalama	$\bar{n}_e = 1.7566 \times 10^{14}$	$\bar{T}_e = 5.8686 \times 10^4$	$\bar{\delta} = 5.949$
600 mA için			
X1 noktası:	$n_e = 5.8139 \times 10^{13}$	$T_e = 3.9019 \times 10^4$	$\delta = 6.803$
X2 noktası:	$n_e = 2.2945 \times 10^{14}$	$T_e = 6.3356 \times 10^4$	$\delta = 7.655$
X3 noktası:	$n_e = 2.8711 \times 10^{14}$	$T_e = 6.8443 \times 10^4$	$\delta = 7.709$
Ortalama	$\bar{n}_e = 1.9157 \times 10^{14}$	$\bar{T}_e = 5.6939 \times 10^4$	$\bar{\delta} = 7.389$
800 mA için			
X1 noktası:	$n_e = 8.2000 \times 10^{13}$	$T_e = 2.8683 \times 10^4$	$\delta = 8.394$
X2 noktası:	$n_e = 2.8710 \times 10^{14}$	$T_e = 7.0913 \times 10^4$	$\delta = 8.855$
X3 noktası:	$n_e = 4.4224 \times 10^{14}$	$T_e = 5.0246 \times 10^4$	$\delta = 9.973$
Ortalama	$\bar{n}_e = 2.7045 \times 10^{14}$	$\bar{T}_e = 4.9947 \times 10^4$	$\bar{\delta} = 9.074$
1000 mA için			
X1 noktası:	$n_e = 2.8755 \times 10^{14}$	$T_e = 4.5310 \times 10^4$	$\delta = 9.634$
X2 noktası:	$n_e = 2.8967 \times 10^{14}$	$T_e = 5.3649 \times 10^4$	$\delta = 9.704$
X3 noktası:	$n_e = 3.5161 \times 10^{14}$	$T_e = 4.7452 \times 10^4$	$\delta = 10.20$
Ortalama	$\bar{n}_e = 3.0961 \times 10^{14}$	$\bar{T}_e = 4.8804 \times 10^4$	$\bar{\delta} = 9.846$

3.2.2. SOĞURMA KATSAYISININ ÖLÇÜLMESİ

Plazma ortamında soğurma katsayısının ölçümü deneyinde; ışık kaynağı olarak 633 nm. dalgaboyunda ışımaya yapan 5 mW gücünde bir He-Ne laser kullanılmıştır. 633 nm. laser ışığının plazma ortamından geçtikten sonra dedekte edilebilmesi için, BPW 21 foto diyodu ve şekil.3.6'daki optik dedektör devresi kullanılmıştır. BPW 21 foto diyodunun dedekte ettiği ışık şiddetleri gerilim cinsinden osiloskop (veya voltmetre) yardımı ile ölçülmüştür. Dedektör, çevredeki ışıklardan etkilenmemesi için, bir fiber muhafazanın içine yerleştirilmiş, ancak plazma ortamından kaynaklanan ışımadan izole edilememiştir. Bu sebeple; ilk olarak, plazma ortamı oluşturulmadan laser ışık şiddetleri ölçülmüş ve bunun giriş ışık şiddetine (I_0) eşit olduğu görülmüştür. Daha sonra, laser ışımaya yokken sadece plazma ortamından kaynaklanan ışık şiddetleri ve plazma ortamı oluşturulduktan sonra, plazma çıkışında laser ışımaya ölçülmüştür. Buna göre; gerçek laser çıkış ışımaya (I), plazma ortamından geçtikten sonra ölçülen laser ışımaya ile sadece plazma ortamından kaynaklanan ışımaya şiddetleri arasındaki farka eşit olacaktır.

Bu işlemler sonucunda elde edilen plazma ortamının giriş ve çıkışında ölçülen I_0 ve I değerleri yardımı ile, soğurma katsayısı değerleri,

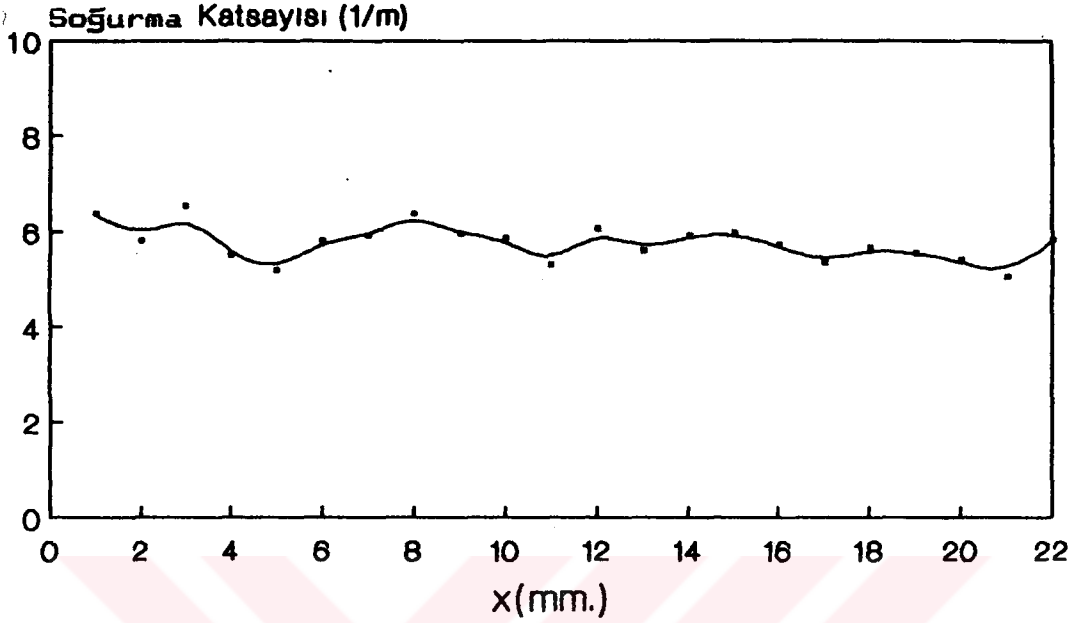
$$\delta = \frac{-1}{d} \ln(I/I_0) \quad (3.9)$$

denkleminde hesaplanabilir. Burada, d plazma kolonunun kalınlığı (bu çalışma için, $d=2.2$ cm'dir), I_0 giriş ışık şiddeti, I çıkış ışık şiddetidir. (3.9) ile verilen soğurma denkleminde elde edilen soğurma katsayıları Tablo.3.5'de verilmiştir. Verilen tablodan da anlaşılacağı gibi, soğurma katsayıları dört farklı boşalma akımında, yirmi iki farklı x -noktasında (x -ekseni, laser ışınına dik doğrultudaki yatay

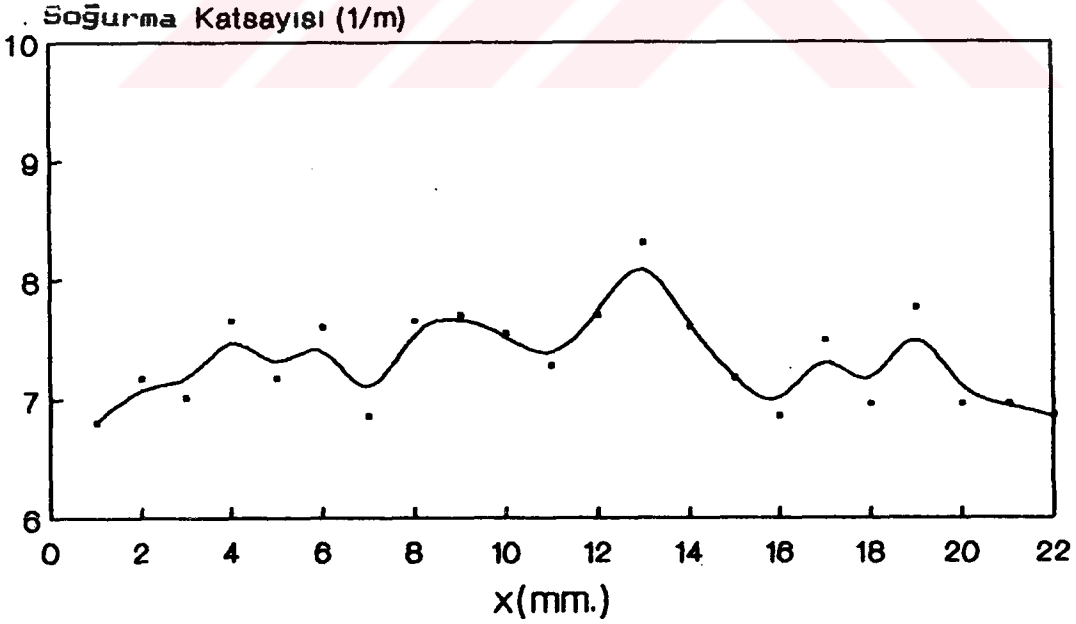
eksendir) ölçülmüştür. Bu katsayıların x-ekseni boyunca değişimleri, şekil.3.20-23'de verilmiştir.

Tablo.3.5: Ölçülen soğurma katsayıları

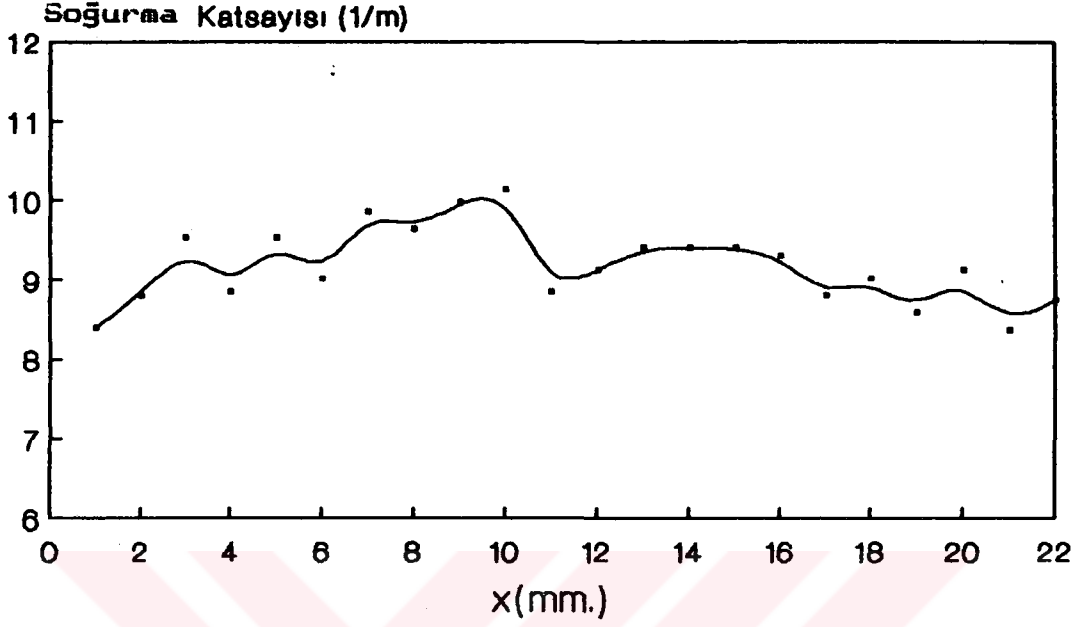
x (mm)	δ (1/m)			
	400 mA	600 mA	800 mA	1000 mA
1	6.382	6.803	8.394	9.634
2	5.810	7.174	8.800	7.602
3	6.540	7.014	9.522	9.634
4	5.500	7.655	8.855	9.704
5	5.195	7.174	9.522	9.410
6	5.810	7.600	9.020	8.360
7	5.914	6.856	9.860	11.061
8	6.382	7.655	9.634	11.119
9	5.966	7.709	9.973	10.200
10	5.862	7.548	10.143	10.143
11	5.297	7.280	8.855	9.076
12	6.070	7.709	9.131	10.370
13	5.604	8.306	9.410	10.086
14	5.914	7.600	9.410	9.803
15	5.966	7.174	9.410	6.856
16	5.707	6.856	9.300	8.034
17	5.348	7.494	8.800	9.076
18	5.656	6.961	9.020	8.965
19	5.553	7.763	8.579	6.645
20	5.400	6.961	9.131	7.979
21	5.042	6.961	8.360	7.602
22	5.810	6.856	8.744	7.441



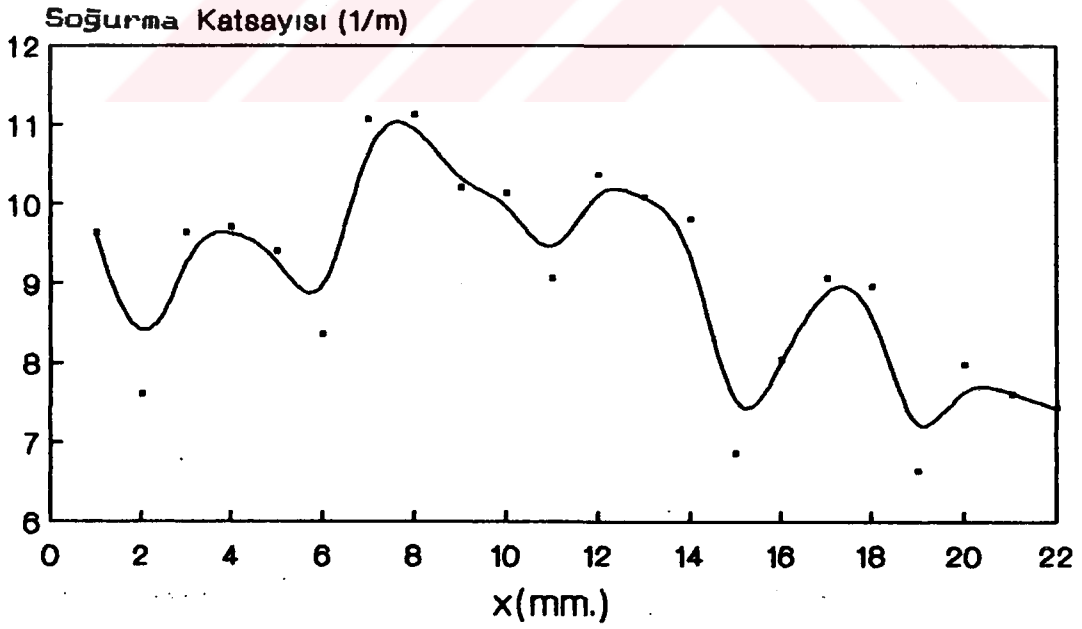
Şekil.3.20: 400mA plazma akımı için soğurma katsayısının x-ekseni boyunca değişimi.



Şekil.3.21: 600mA plazma akımı için soğurma katsayısının x-ekseni boyunca değişimi.



Şekil.3.22: 800mA plazma akımı için soğurma katsayısının x-ekseni boyunca değişimi.



Şekil.3.23: 1000mA plazma akımı için soğurma katsayısının x-ekseni boyunca değişimi.

BÖLÜM-4

PLAZMA SOĞURMASI

4.1. MATEMATİK MODEL

Uniform elektron yoğunluğuna sahip bir plazma ortamında Laser ışığının soğurulması,

$$\int \delta dx = \frac{1}{\Delta x} \int \ln(I/I_0) dx$$

denklemleri ile ifade edilebilir. Burada, I plazma çıkışındaki laser ışığı şiddeti, I_0 plazma ortamının girişindeki laser ışığı şiddeti, δ soğurma katsayısı olup, bu denklemlerden,

$$I = I_0 e^{-\delta d} \quad (4.1)$$

veya

$$\delta = \frac{-1}{d} \ln(I/I_0) \quad (4.2)$$

ifadesi elde edilebilir [10]. Burada d , laser ışığı doğrultusundaki yatay eksen boyunca plazma kolonunun kalınlığıdır. Tablo.3.4'den görülebileceği gibi, soğurma katsayısının elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ile ilgili olduğu düşünülmektedir. Tablonun incelenmesi halinde, soğurma katsayısının elektron yoğunluğu ile birlikte arttığı ve elektron sıcaklığı ile azaldığı açıkça görülebilir. Bu sebeple, soğurma katsayısı için,

$$\delta = k(n_e)^p(T_e)^q \quad (4.3)$$

şeklinde bir kuvvet bağıntısı düşünülmüştür. Burada, k , p , ve q hesaplanacak olan katsayılardır.

Diğer taraftan soğurma katsayısı δ 'nin yatay düzlemde

laser ışığına dik yatay eksen doğrultusu (x-ekseni) boyunca mesafe ile değişimi 400mA, 600mA, 800mA ve 1000mA boşalma akımları için şekil.3.20-23'de verilmiştir. Bu şekillerden görüldüğü gibi, çeşitli nedenlerden dolayı elektron yoğunluğunun x-ekseni boyunca uniform olmaması, soğurma katsayısı δ 'nın osilasyonuna sebep olmaktadır. Yani, soğurma katsayısı açıkça x'e bağımlıdır. Bundan dolayı, soğurma katsayısı denkleminde x-ekseni boyunca mesafeye bağımlılığın da ifade edilmesi gerekmektedir. Ayrıca, şekil.3.20-23'den görülebileceği gibi, soğurma katsayısının x-ekseni boyunca değişimi yaklaşık olarak parabolik formda düşünülebilir. Bu sebeple, (4.3) denklemi,

$$\delta = k(n_e)^p(T_e)^q(ax^2 + bx + c) \quad (4.4)$$

şeklinde değiştirilmiştir. Burada, a, b ve c katsayıları belirlenecek olan katsayılardır.

4.2. AMPİRİK İFADENİN TÜRETİLMESİ

Bu çalışmada kullanılan Langmuir prob, Bölüm.3'deki ölçme sonuçlarından da anlaşılacağı gibi, ancak üç noktada (x_1, x_2 ve x_3) elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ölçümüne imkan vermiştir. Bu sebeple, ampirik ifadenin türetilmesi esnasında, ancak bu üç noktada dört değişik boşalma akımı için ölçülen elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ile soğurma katsayısı değerleri kullanılabilmiştir. Elektron yoğunluğunun plazma kolonunun yatay eksenini boyunca uniform olduğu kabul edildiğinden, her boşalma akımı için üç farklı x-noktasında ölçülen elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı ve soğurma katsayılarının ortalama değerleri kullanılmıştır.

Bu durumda, (4.4) denkleminde anlaşılacağı gibi, altı bilinmeyene (k,p,q, a,b,c) karşılık dört denklem mevcuttur. Bu sebeple, bilinmeyen katsayıların hesaplanması için, ite-

rasyon metodu ile lineer denklem çözümü yapan EUREKA paket programı kullanılarak bilgisayardan faydalanılmıştır. Ampirik ifadenin türetilmesi için kullanılan ortalama değerler Tablo.3.4'de verilmiştir. Bu değerlere uygun olarak (4.4) denklemi vasıtasıyla yazılan,

$$\begin{aligned} k.(1.7566.10^{14})^p(58686)^q(ax^2 + bx + c) - 5.949 &= 0 \\ k.(1.9157.10^{14})^p(56939)^q(ax^2 + bx + c) - 7.389 &= 0 \\ k.(2.7045.10^{14})^p(49947)^q(ax^2 + bx + c) - 9.074 &= 0 \\ k.(3.0961.10^{14})^p(48804)^q(ax^2 + bx + c) - 9.846 &= 0 \end{aligned} \quad (4.5)$$

denklem takımının çözümünden,

$$\begin{aligned} a &= 0.94649364 \\ b &= 0.94184579 \\ c &= 0.95923169 \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} k &= 1304.3372 \\ p &= 0.33192869 \\ q &= -1.4751053 \\ \text{Maksimum Mutlak Hata} &= 0.099687266 \\ \text{Maksimum Yüzde Hata} &= \%10 \end{aligned} \quad (4.7)$$

elde edilmiştir. Bu değerlerin (4.5) denklem takımındaki her denklem için verdiği mutlak hata miktarları ise,

<u>Denklemler</u>	<u>Mutlak Hata ($\Delta\delta$)</u>
$k.(1.7566.10^{14})^p(58686)^q(ax^2+bx+c)-5.949$	$= .043724118$
$k.(1.9157.10^{14})^p(56939)^q(ax^2+bx+c)-7.389$	$= -0.099687266$
$k.(2.7045.10^{14})^p(49947)^q(ax^2+bx+c)-9.074$	$= 0.0026177094$
$k.(3.0961.10^{14})^p(48804)^q(ax^2+bx+c)-9.846$	$= 0.00000$

dir. Buradan da görüldüğü gibi, hesaplanan katsayılar maksimum %10 hata ile hesaplanmıştır.

Burada elde edilen p ve q katsayılarının değerleri oldukça önemlidir. (4.7) denklemlerinde verilen p ve q değerleri teoriye uygun değerlerdir [6,10].

Diğer taraftan, (4.5) ile verilen denklem takımı, plazma parametreleri ve soğurma katsayılarının ölçüldüğü x_1 , x_2 ve x_3 noktaları için ayrı ayrı kontrol edildiğinde, ölçülen soğurma katsayılarının hata oranları ($\Delta\delta$),

$x_1 = 1\text{mm}$ noktasında,

$\Delta\delta(\%) = \% 4.093$	(400mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 9.814$	(600mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 0.099$	(800mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 0.360$	(1000mA için)

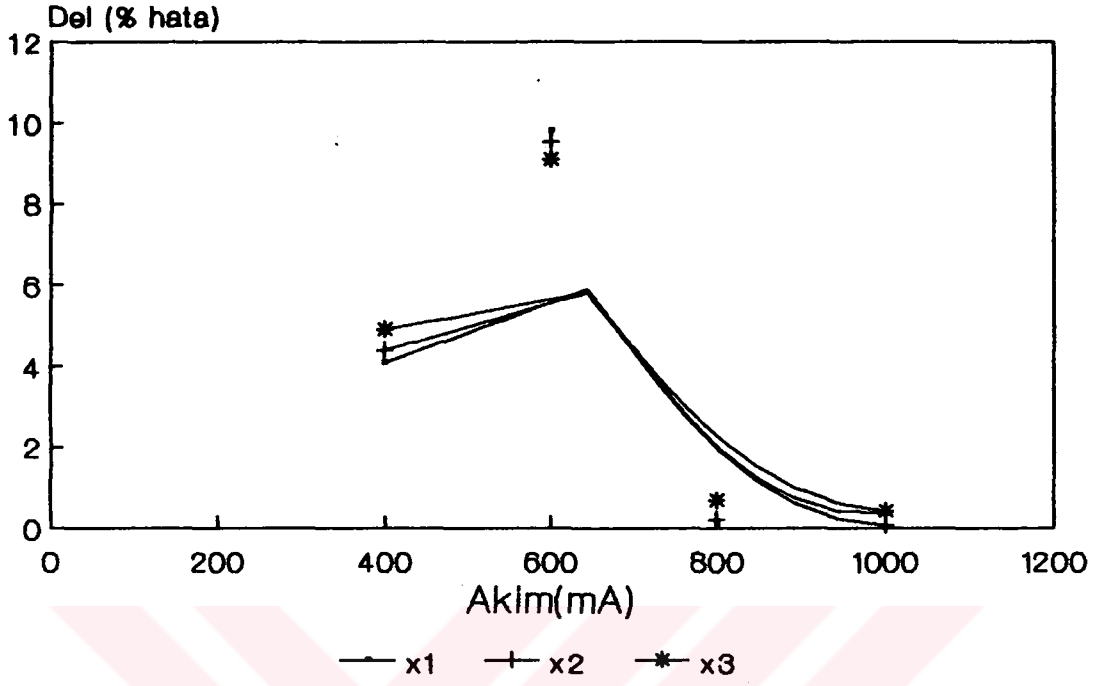
$x_2 = 4\text{mm}$ noktasında,

$\Delta\delta(\%) = \% 4.401$	(400mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 9.547$	(600mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 0.196$	(800mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 0.066$	(1000mA için)

$x_3 = 9\text{mm}$ noktasında,

$\Delta\delta(\%) = \% 4.918$	(400mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 9.099$	(600mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 0.693$	(800mA için)
$\Delta\delta(\%) = \% 0.429$	(1000mA için)

olarak hesaplanmıştır. Bu yüzde hataların boşalma akımı ile değişimi şekil.4.1'de gösterilmiştir.



Şekil.4.1: (4.5) denklem takımı ile elde edilen soğurma katsayılarına ait % hatanın boşalma akımı ile değişimi

BÖLÜM-5

İRDELEME VE SONUÇLAR

5.1. İRDELEME

Bu çalışmada; plazma ortamının üç değişik noktasında (x_1, x_2 ve x_3 noktalarında) dört değişik boşalma akımında (400mA, 600mA, 800mA ve 1000mA) toplam oniki elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklığı ölçümü, Langmuir prob kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Plazma ortamının ekstenel düzlemde $x_1=1\text{mm}$ noktasında (plazma kolonunun yatay eksenindeki başlangıç noktası $x=0$ olmak üzere) yapılan ölçmeler sonucunda elde edilen ve elektron yoğunluğunun hesaplanmasında kullanılan eğriler şekil.3.8-11'de verilmiştir. Eğriler, akım yoğunluğu J_e (A/m²) nin, Langmuir prob'a uygulanan on farklı voltaja karşılık gelen değerlerini göstermektedir. Bu şekiller üzerinde belirtilen ve ayrıca Tablo.3.4'de verilen elektron yoğunluğu değerlerine dikkat edilirse, elektron yoğunluğunun akım artışı ile birlikte arttığı görülmektedir. Ancak, yine şekiller üzerinde ve Tablo.3.4 de verilen elektron sıcaklığı değerlerinin akım artışı ile birlikte azalması gerekirken rastgele değerler aldığı, hatta arttığı görülmektedir. Bu durum, elektrotların yüzeylerindeki çok küçük pürüzlülüklerle açıklanabilir. Bu pürüzlülüklerin etkisi, deneysel çalışma esnasında, plazma ortamındaki ani kıvılcımlar şeklinde de gözlenmiştir.

ikinci grup elektron yoğunluğu ve sıcaklığının hesaplanmasında kullanılan ve Langmuir prob akım yoğunluğunun, prob'a uygulanan voltajla değişimini gösteren eğriler, Şekil .3.12-15'de verilmiştir. Bu ölçmeler, $x_2=4\text{mm}$ noktasında gerçekleştirilmiştir. Şekil.3.12-15'de verilen ve dört farklı akım değerine karşılık gelen eğrilerin sağladığı elektron yoğunluğu ve sıcaklığı şekiller üzerinde ve Tablo.3.4'de belirtilmiştir. Dikkat edilecek olursa; elektron yoğunluğu de-

ğerleri beklenen neticeleri sağlamaktadır. Ancak, elektron sıcaklığı 800mA boşalma akımında aniden yükselmiş ve 1000mA boşalma akımında tekrar beklenen değere düşmüştür. Gerçekte, 800 mA boşalma akımında elektron sıcaklığının $5.37 \times 10^4 < T_e < 6.34 \times 10^4$ aralığında bir değer alması beklenirken, bu aralık dışında bir değer almıştır. Eğer, 800 mA'deki beklenmeyen bu elektron sıcaklığı gözardı edilecek olursa, x_2 noktasındaki elektron yoğunlukları ve sıcaklıkları akım artışı ile birlikte, elektron yoğunluğunun artması ve elektron sıcaklığının düşmesi gerektiği gerçeğine uygun davranmaktadır.

Üçüncü ölçme noktası, $x=9$ mm noktasıdır. Yine bu noktadaki ölçmeler, dört farklı plazma akımı için tekrarlanmış olup, Langmuir prob akımlarının, prob voltajı ile değişimleri şekil.3.16-19'daki eğrilerle verilmiştir. Ayrıca, elektron yoğunluğu ve sıcaklığı şekiller üzerinde ve Tablo.3.4'de verilmiştir. Bu noktadaki ölçmelerde ise, elektron yoğunluğu değerleri 1000mA'lık plazma akımı dışında kalan diğer üç plazma akımında da beklenen neticeleri sağlamakta olup, akım artışı ile birlikte, elektron yoğunluğunun da arttığı açıkça gözlenmektedir. Ancak, 400 mA ve 600 mA boşalma akımlarına karşılık gelen elektron yoğunluğu değerleri birbirine çok yakın değerler alırken, 800 mA' deki elektron yoğunluğu değeri ilk iki plazma akımı için ölçülen elektron yoğunluğunun yaklaşık olarak birbuçuk katına kadar çıkmıştır. Ancak, 1000 mA'lık plazma akımında ölçülen elektron yoğunluğunun 800 mA' deki elektron yoğunluğunu aşması beklenirken, bunun altında kalmıştır. Buradaki düzensizliğin 800 mA'de ölçülen elektron yoğunluğundan kaynaklandığını düşünmek de mümkündür. x_2 noktasındaki ölçmeler sonucunda elde edilen elektron sıcaklıkları ise, beklenen değerleri sağlamaktadır. Açıkça görüldüğü gibi, plazma akımındaki artış ile birlikte, elektron sıcaklığında da bir azalma söz konusudur.

Diğer taraftan, her plazma akımı için x_1, x_2 ve x_3 nok-

talarında ölçülen elektron yoğunluğu ve sıcaklığını ayrı ayrı değerlendirmek gerekir. Bu durumda; 400 mA'lık plazma akımı için, elektron yoğunluğunun, plazma kolonunun kenarından ($x_1=1mm$) itibaren plazma kolonunun eksenine doğru bir artış gösterdiğine dikkat edilmelidir. Elektron sıcaklığındaki düzensizlik bu durumda da kendini göstermektedir. Elektron sıcaklığı x_2 noktasında x_1 noktasındaki değerinin iki-buçuk katına çıkmış ve x_3 noktasında ilkinin oranla küçük bir artma göstermiştir.

Plazma akımı 600 mA'e çıkarıldığında, yine plazma kolonunun eksenine doğru elektron yoğunluğunda bir artış gözlenmektedir. Elektron sıcaklığı ise, 400 mA'lık plazma akımında elde edilen değerlerin aksine, yine plazma eksenine doğru sürekli bir artış göstermiştir. Ancak, bu artış x_1 noktasından x_2 noktasına geçerken çok yüksek, x_2 noktasından x_3 'e geçerken küçüktür.

800 mA'lık plazma akımında da elektron yoğunluğunun plazma kenarından plazma eksenine doğru gösterdiği artış devam etmektedir. Fakat, 400 mA ve 600 mA'lık plazma akımları için ölçülen elektron yoğunlukları x_1 noktasından x_2 noktasına geçerken büyük, x_2 noktasından x_3 'e geçerken de küçük değişim göstermektedir. Bununla birlikte, 800 mA'lık plazma akımında ölçülen elektron yoğunluklarının artış oranının, ilk iki ölçme noktası arasındaki geçiş esnasında, yaklaşık olarak üçbuçuk, x_2 ile x_3 noktaları arasındaki geçiş esnasında birbuçuk olması dikkate değer bir başka husustur. Bunlardan başka, elektron sıcaklığında yine bir düzensizlik söz konusudur. x_1 noktasındaki elektron sıcaklığı ile x_2 noktasındaki elektron sıcaklığı arasında önemli miktarda bir artış görülmektedir. x_3 noktasında ise, tekrar önemli bir azalma gözlenmektedir.

Son olarak; plazma akımı 1000 mA'e çıkarıldığında, öl-

çülen elektron yoğunlukları yukarıdaki üç plazma akımı için ölçülen elektron yoğunlukları ile oldukça önemli benzerlikler göstermektedir. Yine plazma eksenine doğru, elektron yoğunluğunda bir artış sözkonusudur. Ancak, bu defa, x_1 ve x_2 noktalarında ölçülen elektron yoğunlukları birbirine çok yakın değerlere sahipken, x_3 noktasındaki elektron yoğunluğunda gözlenen artış, ilk iki nokta arasındaki farka oranla çok daha büyüktür. Diğer taraftan, elektron sıcaklığı da, ilk üç plazma akımı için ölçülen elektron sıcaklıklarından farklı bir yapı göstermektedir. Çünkü, bu durumdaki elektron sıcaklıkları arasında ortaya çıkan fark, diğerlerine oranla çok daha küçüktür. Ancak, bu durumda da elektron sıcaklığı birinci ölçme noktasından ikinci ölçme noktasına doğru artmış, üçüncü ölçme noktasında ise, tekrar bir düşme göstermiştir.

2200 Volt boşalma geriliminde ve 400mA plazma akımı için; elektrodun yatay eksenini (x) boyunca plazma soğurma katsayısının değişimi şekil.3.20'de verilmiştir. Genel olarak, soğurma katsayısı ortalama 6(1/m) civarında osilasyon yapmaktadır. Şekil'den de görüleceği gibi; soğurma katsayısının bu osilasyonu, yatay eksen boyunca, yaklaşık olarak %17 seviyesindedir.

Aynı boşalma geriliminde ve 600mA plazma akımı için; plazma soğurma katsayısının x -ekseni boyunca değişimi şekil. 3.21'deki gibidir. Bu durumda zayıflama katsayısı ortalama 7.3 (1/m) civarında meydana gelmektedir. Bunun sonucu olarak; x -ekseni boyunca, osilasyon değişimi %25 seviyesindedir.

2200 Volt boşalma gerilimi ve 800mA plazma akımı için; şekil.3.22'de verilen plazma soğurma katsayısı 9.1 (1/m) civarında osilasyon yapmaktadır. Meydana gelen osilasyonunun değişim oranı ise, %15 seviyesindedir.

Son olarak; aynı boşalma geriliminde ve 1000mA plazma akımı için, şekil.3.23'de gösterilen plazma soğurma katsayısının x-ekseni boyunca osilasyonu oldukça büyük değerlere çıkmıştır. Bu durumdaki plazma soğurma katsayısı yaklaşık olarak, 9.8 (1/m) civarındadır ve oluşan osilasyonun değişim oranı ise, 336 gibi yüksek bir değerdedir.

Soğurma katsayısının x-ekseni boyunca osilasyonunu gösteren şekiller (şekil.3.20-23.) birlikte incelendiğinde; osilasyon seviyesinin yaklaşık olarak akım artışı ile orantılı olarak arttığı ve 1000mA'de bu artışın maksimum değerine ulaştığı açıkça görülmektedir. Bilindiği gibi; akımdaki değişme, aynı zamanda elektron yoğunluğu ve ortam sıcaklığında da bir değişime sebep olmaktadır. Bu sebeple, soğurma katsayısındaki osilasyon değişiminin akımdaki değişim ile açıklanması mümkündür.

Soğurma katsayısının sözkonusu osilasyonuna sebep olan faktörleri aşağıdaki ifadelerden biri veya tamamı ile açıklamak mümkündür:

i) Mekanik işlemler sebebiyle elektrot yüzeyinde meydana gelen pürüzlülükler.

ii) Plazma ortamında, yatay düzlem boyunca elektron yoğunluğunun uniform olmaması.

iii) Plazmanın yatay kesiti boyunca ortam ve elektron sıcaklığının uniform olmaması.

iv) Plazma ortamındaki gaz basıncında meydana gelen çok küçük değişimler.

v) Boşalma geriliminde meydana gelebilecek küçük değişimler.

Esasen, (iv) ve (v).inci maddelerde belirtilen faktörler (ii) ve (iii).üncü maddelerde belirtilen hususların da sebebi olabilir. Ancak, gaz basıncı ve boşalma geriliminde

meydana gelebilecek küçük değişimler oldukça önemli oranda önlenmiş olduğundan, ilk üç faktör osilasyona sebep olan temel faktörler olarak değerlendirilebilir.

Bununla birlikte; soğurma katsayısında x-ekseni boyunca oluşan osilasyon, muhtemelen ölçümler sırasında meydana gelen hatalardan da kaynaklanmış olabilir. Ancak, bu hataların ölçme toleransı içerisinde kaldığı da bir gerçektir (%10 civarında ölçme hatası).

Diğer taraftan; elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ile soğurma katsayısına ait deney sonuçları kullanılarak, 5mW gücündeki 633 nm dalgaboyunda ışımaya yapan He-Ne laser ışımalarının plazma ortamında soğurulmasını ifade eden bir ampirik soğurma denklemi türetilmiştir. Tablo.3.4'de verilen elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı ve soğurma katsayıları göz önüne alındığında, plazma soğurma katsayısının elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ile ilgili olduğu açıkça görülmektedir. Bunun yanında, teorik sonuçlar [3-6,10,15,16,19,20,23, 26,27 ,31,32] da bu fikri doğrulamaktadır. Bu sebeble; bu çalışmada, soğurma katsayısının ampirik ifadesi için ilk olarak,

$$\delta = kn_e^{p_T} e^q$$

formunda bir kuvvet bağıntısının mevcut olduğu kabul edilmiştir. Ancak, Tablo.3.5'de x-değerlerine karşılık elde edilen deneysel soğurma katsayılarının aynı zamanda x-ekseni boyunca bir osilasyona sahip olduğu da aşikardır. Bundan dolayı, yukarıda öngörülen kuvvet bağıntısının, bu çalışmada elde edilen deneysel sonuçlara tamamen uygun olmadığı düşünülmüş ve bu ifadeye soğurma katsayısının x'e bağımlılığının da dahil edilmesi gerektiği göz önüne alınmıştır. Bu durumda soğurma katsayısının x'e bağımlılığının hangi formda olması gerektiği ise, şekil.3.20-23'de verilen soğurma katsayılarının osilasyon şeklinden tespit edilmiş ve x'e bağımlılığın

parabolik formda olmasının uygun olacağı düşünölmüştür. Çünkü, şekil.3.20-23'deki osilasyonların ortalama eğrisi, yaklaşık olarak bir parabolik eğriyi sağlamaktadır. Bu sebeble, soğurma katsayısı için türetilmesi düşünölen ampirik ifade

$$\delta = kn_e^p T_e^q (ax^2 + bx + c)$$

formunda alınmıştır. Bu denklem altı bilinmeyi ihtiva etmektedir. Buna karşılık, deneysel çalışmadaki ölçme elemanlarının (özellikle Langmuir prob'un) sınırlı olması sebebiyle, plazma ortamının yatay eksenini boyunca, sadece üç noktada elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ölçülebilmştir. Ancak, ölçmeler dört farklı plazma akımında ayrı ayrı gerçekleştirilmiş olduğundan, her plazma akımına bir denklem karşılık gelmek şartıyla dört denklem yazılmıştır. Bununla birlikte, plazma ortamının yatay düzlemde uniform elektron yoğunluğuna sahip olduğu kabul edilmiştir. Bu sebeble, ampirik ifade türetilirken, her boşalma akımı için, üç ölçme noktasında deneysel olarak elde edilen elektron yoğunlukları, elektron sıcaklıkları ve soğurma katsayılarının ortalama değerleri kullanılmıştır.

Bilinmeyen sayısının altı, denklem sayısının dört olması sebebiyle; katsayıların çözümü için EUREKA paket programı kullanılmıştır. Bu paket program, lineer denklem sistemlerini iterasyon yoluyla çözebilme özelliğine sahiptir. Bu metotla elde edilen katsayıların %10'luk maksimum hata ile, ortalama elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ile ortalama soğurma katsayısına göre yazılmış olan denklemleri sağladığı görölmüştür.

Elde edilen katsayılar, 400mA plazma akımında ölçölen elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı ve soğurma katsayısının ortalama değerlerini yaklaşık olarak %4.4 hata ile sağlamaktadır. Aynı katsayılar, 600mA plazma akımındaki ortalama

ma değerlere göre yazılmış olan denklemleri yaklaşık olarak %10 hata ile sağlamıştır. Benzer şekilde; bu katsayıların 800mA plazma akımındaki ortalama değerlere ait denklemleri %0.3, 1000 mA plazma akımındaki ortalama değerleri ise, hatasız sağladığı grlmştir.

Diğer taraftan; x_1, x_2 ve x_3 lme noktalarında dört boşalma akımı için, yazılacak denklemlerin sağlanması esnasındaki hata oranları da irdelenebilir. 400mA plazma akımında; hata oranı yaklaşık olarak $x_1=1\text{mm}$ noktasında %4.1, $x_2=4\text{mm}$ noktasında %4.4 ve $x_3=9\text{mm}$ noktasında %4.9 dır. Yani, 400mA plazma akımında, ortalama değerlere ait denklem maksimum %5 hata ile sağlanmaktadır. Plazma akımı 600mA olduğunda, hata oranı $x_1=1\text{mm}$ için %9.8, $x_2=4\text{mm}$ için %9.6 ve $x_3=9\text{mm}$ için %9.1 dir. Benzer şekilde, 800mA plazma akımında, x 'in 1mm, 4mm ve 9mm değerleri için hata oranı, sırasıyla, %0.1, %0.2 ve %0.7 dir. Plazma akımının 1000mA olması durumunda da, söz konusu üç lme noktası için, sırayla, %0.4, %0.1 ve %0.4 oranında hata ortaya çıkmıştır. Bu hata oranlarının plazma akımı ile değişimi şekil.4.1'de verilmiştir. Dikkat edilirse;  lme noktasında da, maksimum hata 600mA plazma akımında meydana gelmektedir.

5.2. SONUÇLAR

Bu çalışmada; plazma temel denklemleri çalışılmış ve plazma ortamının soğurma mekanizması incelenmiştir. Bununla birlikte, plazma kolonunun yatay ekseni boyunca üç değişik noktada 2200 Volt boşalma geriliminde ve dört farklı boşalma akımında, elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı ve plazma kolonunun 633nm dalgaboyunda ışıma yapan 5mW gücündeki He-Ne laser ışımasını soğurma katsayısı ölçülmüş ve plazma soğurma katsayısı için, elde edilen deneysel sonuçlara uygun bir empirik ifade türetilmiştir.

Tablo.3.4'de verilen deneysel sonuçlara göre; dört farklı plazma akımı için, plazma kolonunun yatay eksenini (x-ekseni) boyunca üç farklı noktada ölçülen elektron yoğunlukları, plazma kolonunun kenarından (yani, $x=0$ noktasından) plazma eksenine doğru bir artış göstermektedir. $x=0$ noktası plazma kolonunun kenarı ve $x=11$ mm noktası da plazma kolonunun düşey ekseninin geçtiği nokta olduğuna göre; silindirik yapıdaki plazma kolonunun silindirik eksenine göre simetrik yapıda olabileceği düşünülebilir. Bu durumda, elektron yoğunluğu plazma eksenine doğru artacak, eksen üzerinde maksimum değerine ulaştıktan sonra tekrar simetrik olarak azalacaktır.

Bununla birlikte, aynı boşalma gerilimine tekabül eden ve farklı boşalma akımları için ölçülen plazma zayıflama katsayısının yüksek akım değerlerinde büyüdüğü, şekil.3.20, 21,22 ve 23'ün kıyaslanması sonucunda, açıkça görülmektedir. Buradan anlaşılmaktadır ki; artan boşalma akımı ile birlikte plazma zayıflaması da artmaktadır. Bu ise, plazma ortamındaki yüklü parçacıkların (elektronların ve iyonların) sayılarının boşalma akımı ile birlikte artmasından ileri gelmektedir.

Ayrıca, şekil.3.20-23 ile verilmiş olan plazma soğurma katsayılarında ortaya çıkan osilasyonlar da, bu çalışmanın önemli neticelerinden biridir. Elektron yoğunluğu bakımından mükemmel anlamda homojen yapıya sahip bir plazma ortamının mümkün olamayacağı bilinen bir gerçektir. Bu nedenle, plazma soğurma katsayısının yatay eksen boyunca, böyle bir osilasyon göstereceği, deneysel çalışma öncesinde kuvvetle tahmin edilmekteydi. Tabii olarak, soğurma katsayısındaki bu osilasyonların temel nedeni, yatay eksen boyunca her noktadaki parçacık sayısındaki değişimlerdir. Daha önce belirtildiği gibi, kullanılan elektrotların yüzeylerindeki çok küçük pürüzler deneysel çalışma esnasında ani kıvılcımlara neden ol-

maktaydı. Tabiatıyla, bu ve benzeri ani olayların da elektron yoğunluğunu ve dolayısıyla, plazma soğurma katsayısını etkilemesi kaçınılmazdır. Böylece soğurma katsayılarının bir osilasyon göstermesi gerektiği de gayet açıktır.

Diğer taraftan; teorik sonuçlara [3-6,10,15] uygun olarak plazma soğurma katsayısı için türetilen ampirik ifadenin elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklığına bağlı olması gerektiği düşünülmüştür. Ancak, plazma soğurma katsayısının x-ekseni boyunca osilasyon göstermesi sebebiyle, ampirik ifadenin ayrıca plazma kolonunun yatay eksteni boyunca mesafeye de bağlı olması gerektiği tespit edilmiş ve buna uygun bir denklem türetilmiştir. Türetilen ampirik denkleme, p (n_e 'nin kuvveti) ve q (T_e 'nin kuvveti) katsayıları denklemin ağırlıklı katsayılarıdır. Teorik sonuçlara göre, plazma soğurma katsayısının $(n_e)^{1/3} (T_e)^{-3/2}$ terimi ile orantılı olarak değişmesi ve $p \cong 0.332$, $q \cong -1.475$ değerlerinin elde edilmiş olması sebebi ile, türetilen ampirik denklemin teoriye uygun olduğu gayet açıktır. Bu iki sabitle birlikte diğer katsayıların ortalama elektron yoğunluğu ve sıcaklığı ile ortalama soğurma katsayısına göre yazılmış olan denklemleri maksimum $\pm 9-10$ hata ile sağlaması da bir başka olumlu husustur. Özellikle, elektron sıcaklıklarındaki düzensizliklerin bu hataların başlıca sebebi olduğu tahmin edilmektedir.

REFERANSLAR

- [1] DANISMAN,K., YILBAŞ,B.S., GORUR,A., DAVIES,R., CİFTLİKLİ C., YILBAS,Z., & BEGH,F., "Study of some characteristics of the plasma generated during a CO₂ laser beam cutting process", Accepted to be published, J. of Optics and Laser Tech., 1991.
- [2] YILBAŞ,B.S., DAVIES,R., YILBAŞ,Z., GORUR,A. and ACAR,I. "Surface line and plug flow models governing laser produced vapour from metallic surfaces", Accepted to be published, Pramana-J.of Phys., 1991
- [3] KRALL,N.A., TRIVELPIECE,A.W., "Principles of plasma physics", McGraw-Hill Com., NY, 1973
- [4] YENİÇAY,F., "Plazma fizigi", Fen Fak. Basımevi, ist. 1970
- [5] CHERRINGTON,B.E., "Gaseous Electronics and Gas Lasers", Pergamon Press, NY, 1979.
- [6] HUGHES,T.P., "Plasmas and Laser light", Adam Hilger Com., Bristol, 1975.
- [7] PENNING,F.M., "Electrical discharges in gases", Philips' technical library, 1957.
- [8] LLEWELLYN-JONES,F., "Ionization and Breakdown in Gases" Methuen & Co. Ltd., London, 1966.
- [9] ALONSO,M., FINN,E.J., "Physics", Addison-Wesley pub., 1971
- [10] YILBAS,B.S., DAVIES,R., YILBAS,Z., KOC,A., "Analysis of the absorption mechanism during laser-metal interaction ", Pramana-J.Phys., Vol.34, No.6, June 1990, pp.473-489.
- [11] HEALD,M.A., WHARTON,G.B., "Plasma diagnostics with microwaves", Wiley, NY, 1965.
- [12] JACKSON,J.D., "Classical Electrodynamics", John Wiley & Sons, NY, 1975.
- [13] GRADSHTEYN,I.S., RYZHIK,I.M., "Tables of integrals, Series, and Products", Academic Press, NY, 1980.
- [14] MILLMAN,J., SEELY,S., "Electronics", Chap.10, McGraw-Hill Co., NY, 1951.

- [15] YILBAS, B.S., "The absorption of incident beams during laser drilling of metals", Optics and laser technology, pp.27-32 February 1986.
- [16] OSTER, L., "Emission, Absorption, and Conductivity of a Fully Ionized Gas at Radio Frequencies", Reviews of modern physics, Vol.33, No.4, pp.525-543, Oct., 1961.
- [17] DAWSON, J., OBERMAN, C., "High-Frequency Conductivity and the Emission and Absorption Coefficients of a fully Ionized Plasma", The Physics of a Fluids, Vol.5, No.5 pp.517-524, May, 1962.
- [18] RAND, S., "Inverse Bremsstrahlung with High-Intensity Radiation Fields", Physical Review, Vol.136, No.1B, pp.B231-B237, 1964.
- [19] JOHNSTON, R.R., "Free-free Radiative Transitions—A Survey of Theoretical Results", J.Quant.Spectrosc.Radiat. Transfer., Vol.7, pp.815-835, 1967.
- [20] OSBORN, R.K., "Nonlinear Bremsstrahlung", Physical Review Vol.5, No.4, pp.1660-1662.
- [21] KIVEL, B., "Neutral Atom Bremsstrahlung", J.Quant.Spectrosc. Radiat.Transfer., Vol.7, pp.27-49, 1967.
- [22] KIVEL, B., "Bremsstrahlung in Air", J.Quant. Spectrosc. Radiat.Transfer., Vol.7, pp.51-60, 1967.
- [23] AKCASU, A.Z., WALD, L.H., "Bremsstrahlung of Slow Electrons in Neutral Gases and Free-Free Absorption of Microwaves The Physics of Fluids, Vol.10, No.6, pp.1327-1335, 1967.
- [24] PERT, G.J., "Inverse bremsstrahlung absorption in large fields during binary collisions—classical theory", J. Phys.A:Gen.Phys., Vol.5, pp.506-515, 1972.
- [25] NICHOLSON-FLORENCE, M.B., "Intensity dependence of free-free absorption", J.Phys.A:Gen.Phys., Vol.4, pp.574-582, 1971.
- [26] BRUSSAARD, P.J., "Approximation Formulas for Nonrelativistic Bremsstrahlung and Average Gaunt Factors for a Maxwellian Electron Gas", Review of Modern Physics, Vol.34, No.3, pp.507-519, July, 1962.

- [27] BILLMAN, K.W., STALLCOP, J.R., ROWLEY, P.D., PRESLEY, L.L., "Comparison of measured and theoretical inverse Bremsstrahlung and photoionization absorption of infrared radiation in a H-He plasma", Physical Review Letters, Vol.28, No.22, pp.1435-1438, May, 1972.
- [28] BURNETT, N.H., "Absorption of light at oblique on a plasma layer", Canadian journal of physics, Vol.50, pp. 3184-3192, 1972.
- [29] SEELY, J.F., HARRIS, E.G., "Heating of a plasma by multi photon inverse bremsstrahlung", Physical Review A, Vol. 7, No.3, pp.1064-1067, March 1973.
- [30] BIRMINGHAM, T., DAWSON, J., OBERMAN, C., "Radiation processes in plasmas", The Physics of Fluids, Vol.8, No.2, pp.297-307, Feb. 1965.
- [31] BOGEN, P., RUSBÜLDT, D., "Bremsstrahlung of a fully plasma in the infrared", The physics of fluids, Vol.11, No.9, pp.2022-2024, Sept. 1968.
- [32] JOHNSTON, T.W., DAWSON, J.M., "Correct values for high-frequency power absorption by inverse bremsstrahlung in plasmas", The Physics of Fluids, Vol.16, No.5, p.722, May 1973.