

**IŖIĖA DUYARLI YARIİLETKEN GAZ BOŖALMA SİSTEMİNİN
FOTOELEKTRİK VE SPEKTRAL ÖZELLİKLERİ**

Sema KARAKÖSE

**DOKTORA TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ŗubat 2012
ANKARA**

Sema KARAKÖSE tarafından hazırlanan “IŞIĞA DUYARLI YARIİLETKEN GAZ BOŞALMA SİSTEMİNİN FOTOELEKTRİK VE SPEKTRAL ÖZELLİKLERİ” adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV

.....

Tez I. Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Doç. Dr. M.Mahir BÜLBÜL

.....

Tez II. Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Emirullah MEHMETOV

.....

Fizik Anabilim Dalı, Bilkent Üniversitesi

Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV

.....

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. Raşit TURAN

.....

Fizik Anabilim Dalı, O.D.T.Ü.

Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

.....

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. Selim ACAR

.....

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Tarih: 28 / 02 / 2012

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU

.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Sema KARAKÖSE

İŞIĞA DUYARLI YARIİLETKEN GAZ BOŞALMA SİSTEMİNİN FOTOELEKTRİK VE SPEKTRAL ÖZELLİKLERİ

(Doktora Tezi)

Sema KARAKÖSE

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Şubat 2012

ÖZET

Atmosferik basınca kadar yüksek basınçlarda *Ar* boşalmasının uzay ve zaman dağılımıyla ilişkili olarak homojen durum ve koşulları *InP* fotokatotlu yarıiletken gaz boşalma sisteminde (*YGBS*) basıncın p , elektrot arası mesafenin d ve elektrot çapı D 'nin fonksiyonu olarak deneysel açıdan incelenmiştir. Boşalma akımının kararlılığı ışığa duyarlı yarıiletken katodun uzaysal dağılımlı direncinin homojenliğiyle elde edilir ve düzlemsel gaz boşalma sisteminin kararlı çalışma modunun kontrolünde boşalma plazmasının iyonize bileşenlerinin etkisi akım dağılımını büyük oranda değiştirir. Göreli olarak yüksek elektrik alanda plazmanın uzaysal parametrelerini etkileyen çeşitli oluşum ve kayıp süreçlerini mikroaralık genişliğinde olan *YGBS*'de araştırdık. Aynı zamanda, *InP* katotlu gaz boşalma sisteminin Akım-Voltaj Karakteristikleri, Işıma-Voltaj Karakteristikleri ve tutuşmanın uzay ve zaman gelişiminin yeterli şartları altında *Ar* gazının Paschen eğrileri ikincil elektron emisyon katsayısının hesaplanması açısından deneysel kırılma çıktıları ve pd aralığına bağlı olarak değerlendirildi. Gaz boşalma ışık emisyonunun atmosfer basıncına doğru *Ar* ve *hava* ortamında arttığı gözlemlendi.

InP:Fe fotokatotlu *YGBS*'de geçiş süreçlerinin dinamiklerinde voltaj genliğinin etkisi ve lineer olmayan özellikler akım bozulmasının mekanizmasını açıklamak için çalışıldı. Diğer taraftan, N -tipli osilasyon akımı ve histerezis

özellikleri *Fe* kusur merkezleri nedeniyle, yarıiletken malzemede taşıyıcı geçişinin lineer olmayan mekanizmasıyla ilişkilidir.

Mikroyapılı Yalıtkan Matris (*MYM*) atmosferik basınca kadar geniş basınç aralığında büyük alanlı homojen glow boşalmalarının oluşmasını sağlamaktadır. *MYM*'ye dayalı gaz boşalma aralığında kırılma voltajının düşük güç kullanımı açısından azaldığı, bununla beraber, akım değerinin ve ışık şiddetinin çalışılan basınca bağlı olarak arttığı tespit edildi. *MYM*'nin özel boşalma konfügurasyonunun avantajı uyarılma ve iyonizasyon verimini paralel plakalı yarıiletken katot geometrisinden dolayı artırmasıdır. Glow sonrası modda *Ar* plazmanın emisyon spektrum ölçümleri plazma hacim ve katot süreçlerine bağlı olarak *YGBS*'nin farklı uyarılma ve iyonizasyon durumlarını karakterize etmek için yapıldı ve deneylerde elde edilen *4p-4s* atomik ve *4d-4p* iyonize spektrum pik çizgileri ikincil elektronlar ve basınç açısından tartışıldı. Deneysel şartlar altında, özellikle yarı-kararlı durumlar gibi *Ar* türlerinin Paschen eğrisinin sağ kolunda plazma hacmi için boşalmanın sürekliliğinde önemli katkılar yapacağı gösterildi. Biz ana ilkelerin temelinde ışığa duyarlı yarıiletken katotlu termal olmayan ve büyük emisyon alanlı plazma ışık kaynaklarının elde edilmesinin mümkün olduğuna inanıyoruz.

Bilim Kodu	: 202.1.147
Anahtar Kelimeler	: Kırılma, gaz boşalma, InP fotodetektör, dinamik özellikler, negatif diferansiyel direnç, yarıiletken gaz boşalma sistemi, boşalma ışık emisyonu, elektriksel kararsızlık, geçiş süreçlerinin dinamikleri, histerezis özellikleri, plazma spektrum.
Sayfa Adedi	: 147
Tez Yöneticisi	: Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV

**PHOTOELECTRIC AND SPECTRAL PROPERTIES OF
PHOTOSENSITIVE SEMICONDUCTOR GAS DISCHARGE SYSTEM**

(Phd. Thesis)

Sema KARAKÖSE

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

February 2012

ABSTRACT

Homogeneous state and conditions in relation to space and time distribution of *Ar* discharge at high pressures up to atmospheric pressure were experimentally investigated as a function of pressure p , interelectrode distance d and electrode diameter D in the semiconductor gas discharge system (*SGDS*) with *InP* photocathode. The stabilization of the discharge current is obtained by uniformity of the distributed resistance of photosensitive semiconductor cathode and the impact of the ionizing component of the discharge plasma on the control of the stable operation mode of a planar gas discharge system considerably changes the current distribution. We studied the processes of various formations and losses in *SGDS* with microgap width affecting the spatial parameters of plasma in the relatively high electric field. At the same time, the Current-Voltage Characteristics and the Intensity-Voltage Characteristics of the gas discharge system with *InP* cathode and the Paschen curves of *Ar* gas under sufficient conditions of space and time development to ignition are evaluated, depending on the pd range and the outputs of experimental breakdown with respect to the calculation of secondary electron emission coefficient. It was observed that the gas discharge light emission (*GDLE*) increased in *Ar* and *Air* medium towards the atmospheric pressure.

The nonlinear features and the effect of the voltage amplitude on the dynamics of transient processes in the *SGDS* with a *InP:Fe* photocathode are studied to explain the mechanism of the current decay. On the other hand, the oscillatory current with *N*-shaped and hysteresis peculiarities are related to a nonlinear mechanism of carrier transport in the semiconductor material caused by *Fe* defect center.

Micro-structured dielectric arrays (*MSDA*) allow large-area uniform glow discharges to be generated over a wide pressure range up to atmospheric pressure. It was determined that breakdown potential in gas discharge gap based on *MSDA* is decreased with respect to low power handling; however, *GDLE* and current values are increased, depending on the working pressure. An advantage of the specific discharge configuration of *MSDA* is that the excitation and ionization efficiency increases due to the parallel plate semiconductor cathode geometry. The emission spectrum measurement of *Ar* plasma in afterglow mode is performed to characterize the different excitation and ionization states of *SGDS* dependent on plasma volume and cathode processes and, the *4p-4s* atomic and the *4d-4p* ionized spectrum peak lines occurring in experiments were discussed with respect to secondary electrons and pressure. Under the experimental conditions, it is shown that the *Ar* species, especially metastable, will make important contributions to the maintenance of discharge into plasma volume in the right hand of Paschen curve. We believe that, on the basis of the outlined principles, it is possible to build non-thermal and large emitting area plasma light sources with photosensitive semiconductor cathode.

Science code : 202.1.147

Key Words : Breakdown, gas discharge, *InP* photodetector, dynamic properties, negative differential resistance, semiconductor gas discharge system, discharge light emission, electrical instabilities, dynamics of transient processes, hysteresis peculiarities, plasma spectrum.

Page Number : 147

Adviser : Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmam süresince değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren, gerek bilgi ve gerekse engin tecrübesi ile kendisinden çok şeyler öğrendiğim, birlikte çalışmaktan ötürü onur duyduğum çok değerli Hocam Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV'a çok teşekkür ederim.

Doktora çalışmam süresince verdikleri katkıdan ve yardımlarından dolayı Tez II. Danışmanım Sn Doç. Dr. M. Mahir BÜLBÜL'e, Tez İzleme Komitesi üyelerim Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL ve Prof. Dr. Raşit TURAN'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Doktora çalışmama verdikleri destekten dolayı Sn Hocam Doç. Dr. Hilal Yücel KURT'a, grubumuz doktora öğrencileri Kıvılcım AKTAŞ'a, Sevgül ÖZTÜRK'e ve özellikle öneri ve desteklerinden dolayı Emrah KOÇ'a teşekkür ederim.

Hayatım boyunca ilgi ve desteklerini her zaman, her yerde yanımda hissettiğim aileme, özellikle her zaman bana örnek olan, çalışma azmi ve şevki aşılayan sevgili annem Cemile TIĞLI ve babam Dursun TIĞLI'ya, kayınvalidem Hatice KARAKÖSE ve kayınpederim Av. Abdurrezzak KARAKÖSE'ye, kardeşlerim Uz. Dr. Arzu TIĞLI FİLİZER, Bilim Uzmanı İng. Öğr. Seda TIĞLI, Dr. Ayşe KARAKÖSE ve Sinema ve TV ASD M.A. Ahmet Semih TIĞLI'ya şükranlarımı sunarım.

Doktora çalışmam süresince verdiği destek ve gösterdiği anlayıştan dolayı sevgili eşim KOSGEB Rehberlik ve Denetim Kurulu Başkanı M. Emin KARAKÖSE'ye, doktora çalışmama başladığımda henüz dünyada olmayan ancak şimdi varlıkları ile hayatımı anlamlandıran sevgili oğullarım Ahmed Metin ve Eyüp Emre'ye sonsuz teşekkürü bir borç bilirim.

Doktora çalışmam süresince görev yaptığım Savunma Sanayi Müsteşarlığı'nda birlikte çalıştığım değerli mesai arkadaşlarıma, Savunma Sanayi Müsteşarım Sn. Murad BAYAR'a, Müsteşar Yardımcıları Sn. Dr. Faruk ÖZLÜ ve Sn. Sedat GÜLDOĞAN'a, Ar-Ge ve Teknoloji Yönetimi Daire Başkanım Sn. Zübeyde ÇAĞLAYAN'a, Müsteşar Eski Yardımcım Hv. Plt. Tümğ. Sn. Ömer İNAK'a, Proje Eski Müdürlerim Rahmetli Albay Sn. Seyfettin ENGİNLER, Emekli Yük. Müh. Albay Nedim İSKENDER'e ve Proje Müdürüm Sn. Yük. Müh. Gökhan UÇAR'a teşekkür ederim.

Fizik Mühendisliği Lisans ve ve Yüksek Lisans eğitimimi tamamladığım İstanbul Teknik Üniversitesi'nde beni yetiştiren, kariyer hayatımı yönlendirmemde büyük emekleri olan değerli hocalarıma ve eğitim hayatımın uzun ve meşakkatli yolunda birlikte yürüdüğüm, bana cesaret ve destek veren tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Bu tez, BAP 05/2011-66, "Işığa Duyarlı Yarıiletken Gaz Boşalma Sisteminin Fotoelektrik ve Spektral Özellikleri" Projesi ile desteklenmiştir.

Sema KARAKÖSE

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	x
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	xiii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xiv
RESİMLERİN LİSTESİ	xix
SİMGELER VE KISALTMALAR	xx
1. GİRİŞ	1
2. YARIİLETKEN ELEKTROT İLE GAZ BOŞALMANIN UZAYSAL KARARLILIĞININ TEMELLERİ	6
2.1. Glow Boşalması: Temel Yönleri ve Uygulamaları	6
2.2. Argon Glow Boşalmasında Gerçekleşen Süreçler	8
2.2.1. Plazmadaki çarpışma süreçleri	8
2.3. Glow Boşalmada Bölgeler	16
2.3.1. Katot karanlık uzayı	17
2.3.2. Negatif Glow, Faraday karanlık uzayı, Pozitif kolon	19
2.3.3. Anot bölgesi	21
2.3.4. Glow Boşalmasının çeşitli bölgelerinde boşalma parametrelerinin etkisi	23
2.4. Yarıiletken Katotlu Gaz Boşalma Sistemi	24
2.5. Yarıiletken Gaz Boşalma Elektronik Cihazın Kararlı Çalışma Şartlarının Prensipieri	27

Sayfa

2.5.1. İkincil elektron emisyonu	27
2.5.2. Püskürtme	31
3. DENEYSEL SİSTEM.....	36
3.1. Deney.....	41
4. GAZ BOŞALMA KONTROL PARAMETRELERİNİN IŞIĞA DUYARLI YGBS'DE İNCELENMESİ.....	44
4.1. Yarıiletken Elektrotun Çap Değeri Değişimine Bağlı Olarak YGBS'de AVK'nin İncelenmesi.....	44
4.2. Gaz Basıncı Değerinin Değişimine Bağlı Olarak YGBS'de AVK'nin İncelenmesi.....	48
4.2.1. Yarıiletken elektrotun farklı çap değerlerinde basınç değişiminin AVK'ye etkisinin incelenmesi	51
4.3. YGBS'de Paschen Eğrileri.....	53
4.3.1. Yarıiletken elektrotun çap değeri ve elektrotlar arası mesafe değişimine bağlı olarak Paschen eğrilerinin incelenmesi	53
4.3.2. İEEK'nin Paschen eğrisine etkisinin incelenmesi	57
4.4. Kararlı Boşalma Işıma Şartlarının YBGS'de İncelenmesi.....	57
4.4.1. Yarıiletken elektrotun çap değişimine bağlı olarak ışık emisyon şiddetinin YGBS'de incelenmesi	59
4.4.2. Yarıiletken elektrotun farklı çap değerlerinde basınç değişiminin IVK'ye etkisinin incelenmesi.....	62
4.5. Kararlı Çalışma Bölgesinin Ar Gaz Ortamında İncelenmesi	65
4.6. Kararlı Çalışma Bölgesine Ar ve Hava Ortamının Etkisinin Karşılaştırılması.....	66
4.6.1. Kararlı boşalma bölgesine farklı yarıiletken elektrot materyalinin etkisinin incelenmesi	69
4.7. AVK'deki Histerezis Davranışlarının YGBS'de İncelenmesi	71

Sayfa

5. YGBS'NİN YARIİLETKEN ELEKTROTUN İLETİM ÖZELLİKLERİNE BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ	74
5.1. Stokiyometrik Kusurların Teorisi.....	76
5.2. InP'de Fe Katkılı Kusurlar	79
5.3. Gaz Basıncı Değişimine Göre YGBS'nin Elektriksel ve Dinamik Özelliklerinin İncelenmesi.....	85
6. SPEKTRAL ÖZELLİKLER VE YGBS'DE BOŞALMA IŞIK EMİSYONUNUN MİKROYAPILI YALITKAN MATRİSE DAYALI DAVRANIŞININ İNCELENMESİ	101
6.1. Boşalma Mekanizması	105
6. 2. Boşalmanın Gözlenmesi.....	106
6.3. Boşalma Işık Emisyonu'nun MYM'ye Dayalı Davranışlarının İncelenmesi.....	110
6.4. Townsend ve Glow boşalmasının Atmosfer Basıncındaki Özellikleri	115
6.5. Spektroskopik Özellikler	120
7. SONUÇ	125
KAYNAKLAR	131
ÖZGEÇMİŞ	147

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. Ar gazı için akım yoğunluğu ve akımın yarıiletken elektrotun çapına göre değişimi. Elektrotlar arası mesafe $45 \mu m$, basınç $760 Torr$, besleme voltajı $550 Volt$	45
Çizelge 4.2. Ar gazı için akım yoğunluğu ve akımın yarıiletken elektrotun çapına göre değişimi. Elektrotlar arası mesafe $45 \mu m$, basınç $760 Torr$, besleme voltajı $325 Volt$	45
Çizelge 4.3. Ar gazı için akım yoğunluğu ve akımın elektrotlararası mesafeye göre değişimi. $D = 5 mm$, $p = 160 Torr$, $U_0 = 550 Volt$	46
Çizelge 4.4. $500 Volt$ besleme voltajında, A_3 'de, $d = 45 \mu m$ ve $D = 5 mm$ 'de maksimum akımın ve akım yoğunluğunun basınca bağlılığı gösterilmektedir.....	50
Çizelge 4.5. Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de sabit elektrot çapı $D = 5 mm$ değeri için elektrotlar arası mesafenin U_K kırılma voltaj değerlerine göre değişimi	55
Çizelge 4.6 Ar gazı için maksimum BIE ve akımın yarıiletken elektrotun çapına göre değişimi. Elektrotlararası mesafe $45 \mu m$, basınç $760 Torr$, besleme voltajı $500 Volt$ ve aydınlatma şiddeti A_3	59

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Çeşitli elektriksel boşalma türlerinin akım-voltaj özellikleri [17]	6
Şekil 2.2. Bir cam tüpte glow boşalmasının şematik resmi. Üstte tüp boyunca ışığın karakteristik dağılımı gösteriliyor, altta ise grafikte uygun potansiyel dağılımı sunuluyor [45].....	16
Şekil 2.3. Glow boşalmasında gerçekleşen ve potansiyel dağılıma karşılık gelen üç bölgenin şematik gösterimi [16]	22
Şekil 2.4. Boşalma hücresinin şematik diyagramı. (a) seri bağlı bölgesel dirençli, (b) direnç dağılımlı gaz boşalma hücresi.....	25
Şekil 2. 5. Farklı aydınlatma şiddetleri için yarıiletken katotlu düzlemsel gaz boşalma hücresinin AVK 'si	25
Şekil 2.6. Yarıiletken katotlu boşalma hücresinde kararlılığın olduğu bölgeyi gösteren şematik diyagram.....	26
Şekil 2.7. Townsend iyonizasyon katsayısı α/p , farklı gazlar için E/p elektrik alanın fonksiyonudur [42, 56, 57].....	28
Şekil 2.8. Gümüş tarafından salınan ikincil elektronların enerji dağılımı; (a) elastik olarak yansıyan birinciller, (b) elastik olmayarak yansıyan birinciller (c) “asıl” ikincil elektronlar [59]	29
Şekil 2.9. Molibdenyumun argon iyon ve atom bombardımanı için enerjinin bir fonksiyonu olarak ikincil elektron emisyon katsayısı [61]	30
Şekil 2.10. 400 eV Ar* iyon bombardımanı için çeşitli geçiş elementlerinin püskürtme verimleri [75].....	34
Şekil 3. 1. YGB hücresinin vakum sistemi	38
Şekil 3. 2. Deneysel sistemin ölçüm devresi.....	39
Şekil 3.3. Deneysel sistemi oluşturan cihazların şematik gösterimi	40
Şekil 3.4. Gaz boşalma hücresi şeması: 1- ışık kaynağı, 2- gelen ışık 3- mercek, 4- Si filtresi, 5- KÖ ışık, 6- yarıgeçirgen Au kontak 7- yarıiletken InP katot, 8- gaz boşalma aralığı, 9- yalıtkan mika, 10- yarıgeçirgen iletken SnO ₂ kontak, 11- cam disk, 12- görünür ışık.....	41

Şekil

Sayfa

Şekil 4.1. Farklı elektrotlar arası mesafe için karanlıkta yarıiletken katodun farklı çap değerlerinde <i>YGBS</i> 'den elde edilen <i>3B AVK</i> 'ler	47
Şekil 4.2. $D = 5 \text{ mm}$ için sabit elektrotlar arası mesafe $d = 45 - 525 \text{ } \mu\text{m}$ ve $p = 3 - 760 \text{ Torr}$ arası basınçlarda <i>AVK</i> 'leri. Basınçlar; $\rightarrow 3, \rightarrow 5, \rightarrow 8, \rightarrow 12, \rightarrow 15, \rightarrow 21, \rightarrow 28, \rightarrow 44, \rightarrow 66, \rightarrow 100, \rightarrow 160, \rightarrow 220, \rightarrow 290, \rightarrow 360, \rightarrow 410, \rightarrow 480, \rightarrow 550, \rightarrow 620, \rightarrow 690, \rightarrow 760 \text{ Torr}$	49
Şekil 4.3. $D = 5 \text{ mm}$ 'de, elektrotlar arası mesafe $d = 45, 323$ ve $525 \text{ } \mu\text{m}$ 'de besleme voltajı $U_0 = 500 \text{ Volt}$ için akımın basınçla değişimi	50
Şekil 4.4. Basınca bağlı olarak dört farklı çap değerinde K ve A_3 için <i>YGBS</i> 'den elde edilen <i>3B Akım-Basınç-Voltaj</i> karakteristikleri	52
Şekil 4.5. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun çap $D = 5,9$ ve 18 mm değerlerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde K ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de <i>Ar</i> gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri. Boşalma aralıkları; $\rightarrow 20, \rightarrow 30, \rightarrow 45, \rightarrow 93, \rightarrow 143, \rightarrow 193, \rightarrow 240, \rightarrow 320, \rightarrow 445, \rightarrow 525 \text{ } \mu\text{m}$	54
Şekil 4. 6. <i>YGBS</i> 'de yarıiletken için hesaplanan $\dot{I}EE (\gamma)$ katsayısının grafikleri	57
Şekil 4. 7. <i>Ar</i> gazında farklı elektrotlar arası mesafeler d ve elektrot çapları D için karanlık K 'da Işıma Şiddeti-Voltaj grafikleri	61
Şekil 4. 8. <i>Ar</i> gazı için 18 mm boşalma çapı, $10^{-4} A$ ve A_3 'de <i>BIE</i> 'nin basınca göre değişimi. Boşalma aralıkları; a) $45 \text{ } \mu\text{m}$ ve b) $445 \text{ } \mu\text{m}$	63
Şekil 4. 9. Gaz boşalma hücrelerinde optimal parametrelerin <i>AVK</i> ve <i>IVK</i> davranışı .	64
Şekil 4. 10. <i>Ar</i> gazı için 5 mm boşalma çapı, $10^{-4} A$ ve A_3 'de <i>BIE</i> 'nin basınca göre değişimi. Boşalma aralıkları; a) $45 \text{ } \mu\text{m}$ ve b) $445 \text{ } \mu\text{m}$	64
Şekil 4. 11. $d = 45$ ve $525 \text{ } \mu\text{m}$ 'de farklı D ve basınçlar için <i>KÇB</i>	65
Şekil 4. 12. a) <i>InP</i> katotlu <i>YGBS</i> 'nin <i>AVK</i> 'si, b) A_3 aydınlatma seviyesinde <i>Ar</i> ve <i>Hava</i> 'nın <i>BIE</i> 'sinin davranışı.....	66
Şekil 4. 13. a) <i>InP</i> katotlu <i>YGBS</i> 'nin <i>Ar</i> ve <i>Hava</i> ortamında Paschen eğrileri a) pd çarpımına bağlı b) basınca bağlı	67
Şekil 4. 14. $d = 45 \text{ } \mu\text{m}$ 'de $D = 12 \text{ mm}$ elektrot çapı ve farklı basınçlar için <i>Hava</i> ve <i>Ar</i> gazı için <i>KÇB</i>	67

Şekil	Sayfa
Şekil 4. 15. $d = 45\mu m$ 'de $D = 12 mm$ elektrot çapı ve farklı basınçlar için Hava ve Ar gazı için basınca bağlı ışımaya grafiği değişimi	68
Şekil 4. 16. a) InP ve $GaAs$ katotlu $YGBS$ 'nin Hava ortamında AVK 'si, b) A_3 aydınlatma seviyesinde Hava'nın BIE 'sinin davranışı	69
Şekil 4. 17. Si , $GaAs$ ve InP yarıiletkenli fotokatotların $3B$ basınç ve U_K grafiği	69
Şekil 4. 18. Elektrotlar arası mesafe $143 \mu m$, elektrot çapı $9 mm$, $220 Torr$ basınçta; a) Karanlık, $3 V$ adımla, b) Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , $3 V$ adımla, c) Karanlık, $5 V$ adımla ve d) Kuvvetli aydınlatma şiddeti $5 V$ adımla AVK ' ler	71
Şekil 4. 19. $d = 143 \mu m$, $D = 9 mm$ ve $p = 690 Torr$ ' da farklı aydınlatma şiddetleri için AVK ve IVK grafikleri; a) Karanlık, $3 V$ adımla, b) Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , $3 V$ adımla, c) Karanlık, $5 V$ adımla ve d) Kuvvetli aydınlatma şiddeti $5 V$ adımla AVK ' ler	72
Şekil 4. 20. Elektrotlar arası mesafe $143 \mu m$, elektrot çapı $9 mm$ ve karanlıkta AVK ' ler; a) $220 Torr$ basınç, $3 V$ adımla, b) $690 Torr$ basınç, $3 V$ adımla	73
Şekil 5. 1. (a) Fe katkılı alt tabakanın görüntülenmesi alanının bir gösterimi. (b) Bulk $GaAs$ 'de görüntülenmesi $EL2$ 'ninkine benzeri bir şekilde gözlemlenmiş, $960 nm$ dalga büyüklüğündeki Fe katkılı InP 'nin kızıl ötesi soğurma görüntüsü[121]	82
Şekil 5. 2. Yarıiletkenin elektriksel devresi: a) Gaz boşalma aralığının olmaması, b) gaz boşalma aralığının olması halinde, 1- Au kontak 2- InP yarıiletken 3- gaz boşalma aralığı ve 4- düz cam disk	87
Şekil 5. 3. a) Gaz boşalma aralığının olmaması b) olması halinde Akım-Voltaj Karakteristiği	87
Şekil 5. 4. a) Sabit boşalma aralığı, basınç ve boşalma çapı için $YY InP$ katodun AVK 'si. b) $200 V$ ve $473 V$ arasında AZK . $250 V$ ve $350 V$ için, c) K 'da ve d) A_3 'de AZK 'ler	90
Şekil 5. 5. a) K ve c) A_3 için AVK . K 'da (b) $500-550 V$ için AZK , (d) $430-478 V$ için AZK	91
Şekil 5. 6. a) K için AVK , b) $480-500 V$ için $3B$ Akım Zaman ve (b) $503-550 V$ için $3B$ Akım Zaman	92
Şekil 5. 7. Değişen boşalma aralığı için InP katodun AVK 'leri	95

Şekil	Sayfa
Şekil 5. 8. Gaz boşalma bölgesinin varlığında ölçülen kararsız AVK	96
Şekil 5. 9. $d = 143 \mu m$, $D = 9 mm$ ve $p = 760 Torr$ 'da K ve A_3 farklı aydınlatma şiddetleri için 3 V adımla, a) AVK ve b) IVK grafikleri.....	99
Şekil 5. 10. $I-V$ grafiğindeki N -tipli akım davranışından elde edilecek histerezis eğrisinin şematik gösterimi[163].....	99
Şekil 6.1. Çeşitli gazlarda Paschen eğrileri [56]	102
Şekil 6.2. Sabit pd 'de basıncın bir fonksiyonu olarak elektrot aralığı [164]	103
Şekil 6.3. He ortamında MYM 'li ve MYM 'siz pd 'nin fonksiyonu olarak kırılma voltajı.....	105
Şekil 6.4. (A) MYM 'de farklı akım I değerleri ve aydınlatma şiddetleri A için BIE desenleri, A: (a) $I = 0.05 mA$, $A = 4 \times 10^{-3} W cm^{-2}$, (b) $I = 0.25 mA$, $A = 4 \times 10^{-3} W cm^{-2}$, (c) $I = 0.455 mA$, $A = 4 \times 10^{-3} W cm^{-2}$, (d) $I = 0.25 mA$, $A = 5 \times 10^{-3} W cm^{-2}$, (e) $I = 0.05 mA$, $A = 5 \times 10^{-7} W cm^{-2}$, gaz boşalma aralığı, $d = 50 \mu m$, gaz basıncı $p = 150 Torr$ için (B) MYM 'li ve MYM 'siz $YGBS$ 'de BIE 'nin dağılımı.....	106
Şekil 6.5. $500 \mu m$ çapındaki dairesel delikler içeren, MYM	111
Şekil 6.6. MYM Şematik Gösterimi [177].....	112
Şekil 6.7. MYM 'li Gaz boşalma hücresi şeması: 1 - ışık kaynağı, 2 - gelen ışık 3 - lens, 4 - Si filtresi, 5 - $KÖ$ ışık, 6 - yarıgeçirgen Au kontak 7 - yarıiletken InP katot, 8 - gaz boşalma aralığı, 9 - MYM , 10 - yarıgeçirgen iletken SnO_2 kontak, 11 - cam disk, 12 - görünür ışık	112
Şekil 6.8. Ar ortamı için A_3 aydınlatma seviyesi $D = 18 mm$, $d = 45 \mu m$ 'de MYM 'li ve MYM 'siz elde edilen (a) AVK grafikleri, (b) IVK grafikleri	113
Şekil 6.9. Ar ortamı için $YGBS$ 'de MYM 'li ve MYM 'siz elde edilen a) AVK 'ler ve b) IVK 'ler	114
Şekil 6.10. MYM 'li ve MYM 'siz Ar ortamında gerçekleştirilen deneylere ait Paschen karakteristikleri	114
Şekil 6.11. MYM 'li ve MYM 'siz Argon ortamında $I = 1 \times 10^{-4} A$ sabit akım altında meydana gelen Işıma- Basınç Karakteristikleri.....	115
Şekil 6.12. $d = 45 \mu m$ 'de Hava'nın BIE Spektrumu.....	120

Şekil**Sayfa**

Şekil 6.13. $d = 45 \mu m$ 'de Ar ortamında, (a) BIE spektrumu ve (b) atomik ve iyonik geçişleri	124
--	-----

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. <i>YGBS'</i> yi oluşturan deneysel düzeneğin fotoğrafı. Deney düzeneğinin oluşturan elemanlar: 1. Işık kaynağı (halojen lamba), 2. Mercek sistemi, 3. <i>Si</i> filtre, 4. Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresi, 5. Fotoçoğaltıcı, 6. Vakum pompa, 7. Vakum vana, 8. Analog manometre, 9. Dijital manometre, 10. Işık geçirmez optik kutu, 11. Optik kızak, 12. Tutucu, 13. <i>Ar</i> GazıTüpü.....	36
Resim 3.2. Bilgisayar ile kontrol ve kumanda edilen deneysel sistemin ölçüm cihazların fotoğrafı	38
Resim 3.3. <i>YGB</i> hücresinin fotoğrafı	40

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
A	Aydınlatma Şiddeti
A₁	Aydınlatma şiddeti bir
A₂	Aydınlatma şiddeti iki
A₃	Aydınlatma şiddeti üç
C	Boşalma-dış devre sisteminin kapasitansı
D	Elektrot alanının çapı
D	Diffüzyon katsayısı
d	Elektrotlar arası uzaklık
dn/dt	Parçacıkların üretim hızı
E_c	Kritik elektrik alanı
I_{dr}	Akım düşüş değeri
j	Akım yoğunluğu
K	Karanlık
n_e	Elektron yoğunluğu
p_e	İyon yoğunluğu
p	Basınç
R	Boşalma-dış devre sisteminin direnci
SI	Yarıyalıtkan
U_g	Gaz boşalma aralığına düşen voltaj
U_K	Kırılma voltajı

Simgeler**Açıklama**

U_0	Besleme voltajı
U_s	Yarıiletken düşen voltaj
U_{kr}	Kritik voltaj
U_{th}	Eşik voltajı
α	Birinci Townsend iyonizasyon katsayısı
ϵ	Geçirgenlik
γ	İkinci Townsend iyonizasyon katsayısı
γ_{eff}	Etkin ikincil emisyon katsayısı
λ	Dalga boyu
μ	Taşıyıcı hareketliliği
ρ	Özdirenç
σ	İletkenlik
τ	Taşıyıcı ömrü
2B	İki boyut
3B	Üç boyut

Kısaltmalar**Açıklama**

AVK	Akım-voltaj karakteristiği
AZK	Akım-zaman karakteristiği
BIE	Boşalma ışık emisyonu
DFO	Düşük frekanslı osilasyon
EL2	Derin donör kusuru

Kısaltmalar	Açıklama
EPR	Elektron Paramanyetik Rezonas
ENDOR	Elektron Nükleer Double Rezonans
FB	Filamental boşalma
FL	Fotoluminesans
GBS	Gaz boşalma sistemi
GBIE	Gaz boşalma ışık emisyonu
HEMT	Yüksek Elektron Mobilite Transistör
HBT	Heterojunction Bipolar Transistör
IVK	Işıma Şiddeti-voltaj karakteristiği
IZK	Işıma Şiddeti-Zaman karakteristiği
İEEK	İkincil Elektron Emisyon Katsayısı
KÖ	Kızılötesi
LD	Lazer Diyot
LED	Light Emitting Diode
PD	Fotodiyot
MYM	Mikroyapılı Yalıtkan Matris
NDD	Negatif diferansiyel direnç
TFL	Taramalı Fotoluminesans
TEE	Transfer edilmiş elektron etkisi
UV	Ultraviyole
YGBS	Yarıiletken gaz boşalma sistemi
YY	Yarı Yalıtkan

1. GİRİŞ

Son yıllarda atmosferik basınçlarda çalışan mikrop plazma cihazları [1, 2], düşük basınç boşalmalarına göre, vakumsuz uygulamaları, plazma boşalma sistemlerinin düşük bakım ücretleri açısından farklı karakteristikleri nedeniyle önemli inceleme konusu olmaktadır. Atmosferik termal olmayan teknolojik sistemler yeni ürünlerin üretilmesi için çalışma esnekliği ve enerji tasarrufu sağlaması ve çevre dostu olmasından dolayı önemli bir potansiyele sahiptir [3].

Atmosferik basınç plazmaları; doğrudan insan vücudu gibi yaşayan bir doku ile temas edecek kadar güvenli, uzun süre çalışacak kadar dayanıklı olması ve vakum sistemine ihtiyaç duyulmamasından dolayı ucuzdur [4]. Aynı zamanda atmosferik basınca kadar homojen boşalma üretmek için mikroboşalma cihazlarının geliştirilmesine yönelik büyük çabalar sarf edilmektedir, çünkü bu cihazlar teknoloji alanındaki birçok uygulamalarda kullanılmaktadır. Atmosferik plazmaların uygulamaları metallere, polimerler, lazerler, anahtar devreler ve plazma ekran panelleri [5, 6] gibi çok çeşitli malzemelerin yüzey modifikasyonu ve yarıiletken işleme için plazma aşındırma, ince film kaplama, nano boyutlu parçacıkların fabrikasyonu ve sterilizasyonu dâhil olmak üzere birçok alanı kapsamaktadır [7, 8]. Bu sistemlerde plazmanın yüksek homojenliği en önemli gereksinimlerden bir tanesidir. Atmosferik basınçlı, sürekli ve homojen plazma ortamı *YGBS*'de incelenmektedir. *YGBS* çeşitli materyal ve karmaşık yapılar içeren plazma hacminde ortaya çıkan bir mikroboşalma ortamı oluşturur [9]. Sistemin boşalma özellikleri büyük bir ölçüde hücre geometrisine dayanmaktadır ve atmosferik basınçta kararlı ve homojen plazma oluşumuna yardımcı olur.

Lazerlerin ve farklı yarıiletkenlerin uygulanmasına dayalı olan geleneksel mikroboşalma cihazları homojen olmayan oluşumlar sergileyebilir. Ancak, sistemin kontrol edilebilirliği ve kararlı koşullarda çalışmasıyla bağlantılı olarak büyük beklentiler geniş olarak uygulama alanları üzerinedir. Boşalma kararlılığının dinamik parametrelerini nitel olarak tanıtmak için uzay yükünün daha ileri gelişiminin

engellemesine dair gereklilik, geniş bir uygulama alanı olan *Ar* plazma ortamına ilgiyi artırmaktadır, örneğin, sensörler, mikroeletromekanik entegre sistemler (*MEMS*), eksimer kaynaklar veya mikro reaktörler. *Ar* plazmasının elektriksel ölçümleri, *Hava* plazması ile karşılaştırıldığında sistemin performansını arttırmak için çok önemli parametreler olarak belirlendi. Bu gereksinim Paschen eğrisinin yeterince yüksek *pd* değerlerine karşılık katot yakınlarında iyonların birikiminden kaynaklanan iletkenlikte gecikmeye sebep olan uzay yükünün daha fazla gelişiminin şartlarının tamamen kavranmasını içermektedir. Çeşitli deneysel ve teorik çıktılarda, homojen boşalmaya ulaşmada boşalma uzayında uzay yükü etkisinden kaçınma gerekliliği mikroboşalma teknolojisinde yaygın olarak tartışılmaktadır [10]. Bununla beraber yeterince küçük *E/p* değerleri ve elektrotlar arası mesafe kararlılık etkisi ile ilişkili olabileceği için, *YGBS*'de uzay yükünün araştırılması atmosferik basınca kadar yüksek basınçlarda hem *Ar* plazmasının geçiş özellikleri şartlarının ortaya çıkartılması hem de cihazdaki boşalma plazmasının kararlılık koşullarının anlaşılması açısından etkili bir yöntemdir.

İkincil Elektron Emisyon Katsayısı'nın (*İEEK*) emisyon seviyelerindeki değişimleri kullanarak boşalma plazmasını geliştirme çabaları mikrometrik aralıkta boşalma cihazlarının tasarımı ve üretimi için yaygın bir şekilde tartışılmaktadır [11]. *pd*'nin daha da küçültülmesine karşılık yüksek elektrik alanlar; *İEEK*'lerin artırılması aracılığıyla, boşalma sistemlerinde oluşturulması gerekli çığın zamansal ölçeğe hızlı gelişimine paralel olarak kırılma karakteristiklerinin daha düşük mevcudiyeti için bir olanak sunmalıdır [12]. Dolayısıyla mikroboşalma sistemlerinin tasarım araştırmaları *İEEK*'lerin geliştirilmesiyle ilgili verim bilgileri, elektrostatik potansiyelin uzaysal değişimi veya katot yakınlarındaki taşıyıcı nüfus yoğunluğu gibi konularda özel dikkat gerektirmektedir [13].

Boşalma plazmalarında kullanılan katotlar plazma hacim süreçlerindeki önemli katkılarından ötürü büyük önem arz etmektedir. Boşalma plazmasının tam kontrolünü elde etmek için dağılımlı dirençli bir *InP* yarıiletken katot kullanmak uzay yükü etkisi ve *İEEK* süreçleri ile birlikte boşalma plazmasının uzaysal

dağılımını büyük oranda değiştirir. Boşalmanın tipi ve iletilen akımın değeri katodun öz direnç dağılımının homojenliği ve katodun kalınlığı ile belirlenir. Bu nedenle, kararlı boşalmanın farklı kontrol parametrelerinin üst üste gelmesinin sonucu olarak, sistemin bileşenlerinin karakteristik parametreleri boşalmanın geniş aralığı üzerindeki çalışmada onun kararlı boşalma dinamiklerinin sürekliliğinin korunması için homojen olmayan oluşumların girişine karşı çok dirençli olmalıdır [9].

Aynı zamanda plazma teşhisi için *Ar* boşalmanın iyonize ve atomik spektrum çizgileri açısından glow spektrum rejimi, plazma hacmi ve katot süreçlerinin daha ileri değerlendirilmesinde gereklidir. Süreçlerin incelenmesi için bu yaklaşımın çekici özelliği *YGBS*'de elde edilen spektral çizgiler ve *İEEK*'lerin karakterizasyonu hakkında bir saptama olanağına müsaade etmesidir. Çeşitli iyonize ve atomik spektrum çizgileri için *Ar* spektrum verileri literatürde sıklıkla tartışılmaktadır [14]. Tipik bir *YGBS* 1 mm'den küçük gaz dolu bir aralık ve 1–760 Torr arasındaki gaz basıncında çalışır ve sonuç olarak *YGBS*'de boşalma parametrelerinin belirli aralıkları uzaysal olarak homojen boşalma sergileyebilir. *Ar* mikrop plazmalı yeterince küçük boşalma aralıkları (45–100 μm) boşalmanın tutuşması (ignition) için yüksek elektrik alanlar oluşturur ve homojen plazma atmosferik basınca kadar olan yüksek basınçlarda pd 'nin düşük değerlerinde beslenir. Bu doğrultuda, glow sonrası meydana gelen uzaysal parametrelerin boşalma hacminin kararlı davranışını koruması ile ilişkili olarak *Ar* plazma ortamını ve boşalma rejimleri arasındaki geçişin kararlılığın lehine oluşup oluşmadığını araştırmak dikkate değerdir. *YGBS*'de elde edilen sonuçların detaylı analizleri düşük güç kullanımı, boşalma hücresindeki ışık emisyonunun geliştirilmesi ve homojen boşalmanın devamlılığını sağlayan süreçlerin tartışılmasını gerektirir, bu *Ar*'ın atmosferik basınçta etkili bir şekilde mikrop plazma üretebilmesinden dolayıdır, özellikle, gaz boşalma sürecinde yarı-kararlı durumların oynadığı rol önemlidir. Aynı zamanda hedefimiz γ parametresini değerlendirmek için *YGBS* mikro boşalma cihazında *Ar* gaz ortamında plazma ışık kaynağının elde edilmesi olacaktır.

YGBS Kızılötesi (*KÖ*) Görüntü çevirici sisteminin temel bileşenidir. *KÖ* Görüntü çeviricinin avantajları [15];

1. 1,1 μm ile 11 μm aralığındaki spektral duyarlılığı,
2. Uygulama alanına bağlı olarak nanosaniye sınırına inebilen yüksek zamansal çözünürlüğü,
3. *mm* başına 16 çizgiye kadar çıkan uzaysal çözünürlüğüdür.

Uygulama alanları şu şekilde sıralanabilir:

1. Hızlı uzaysal çözünürlükteki termografik ölçümler,
2. Yüksek dirençli büyük çaplı yarıiletken plakalardaki elektriksel homojensizliklerin görüntülenmesi,
3. Hasarsız test etme,
4. Lazer ışık kaynağının görüntülenmesi.

Ar boşalma plazmalı *YGBS*'de mikro boşalma cihazının araştırılması *KÖ* görüntü çevirici ve darbeli ışık kaynağı gibi *YGBS* uygulamalarının geliştirilmesine olanak sağlayacaktır ve bu da *Hava* gibi yaygın araştırılan plazmaların aksine *Ar* plazmalı boşalma hücresinde düşük güç kullanımı aracılığıyla atmosferik basınçta sistemin mümkün olan en iyi performansını sağlayacaktır.

Bu kapsamda bu tez çalışmasında;

- Işığa duyarlı *YGBS*' de; *Ar* gaz ortamında, atmosfer basıncında çalışabilen, termal olmayan, homojen ve kararlı, *UV* ve görünür bölgede büyük alanlı *plazma ışık kaynağının geliştirilmesi*,
- *YGBS*' nin; geometrisine, uygulanan basınca ve *InP* fotokatot materyalinin özelliklerine göre incelenerek *optimal parametrelerinin belirlenmesi*,
- *InP* fotokatotun elektriksel iletim özelliklerinin incelenmesi,
- *YGBS*' de farklı çalışma gaz ortamlarından kaynaklanan *İEEK*' lerin boşalmaya, iletim mekanizmasına ve ışık emisyonuna etkisinin incelenmesi,

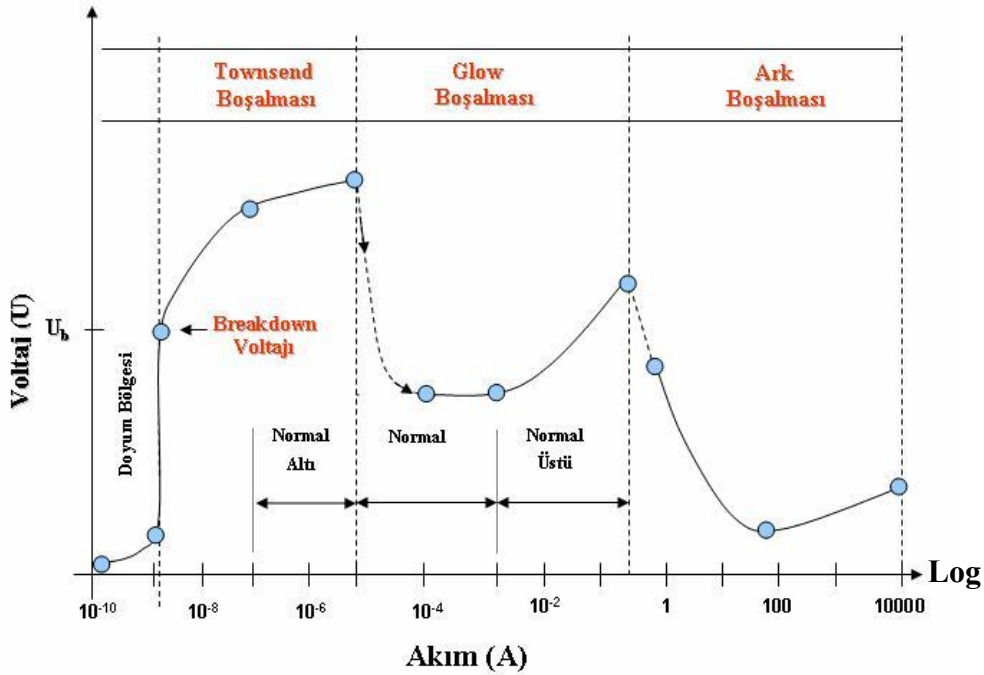
- Mikroyapılı Yalıtkan Matris (MYM) uygulanmasına dayalı atmosfer basıncında çalışan büyük alanlı plazma ışık kaynağının *kararlı modlarının elde edilmesi için mikrometrik boşalmaların araştırılması*,
- *Ar* plazmanın emisyon *spektrumunun incelenmesi*.

hedeflenmiş olup sistemimizin kızılötesi ışık ile kontrol edilen kararlı, uniform ve homojen, termal olmayan ve atmosfer basıncındaki plazma üretiminde bir uygulama bulabileceği düşünülmektedir. Bu amaçla Bölüm 2’de yarıiletken elektrot ile gaz boşalmanın uzaysal kararlılığının temelleri anlatılmış, Bölüm 3’de deneysel sistem ve ölçüm elemanları tanıtılmış, Bölüm 4’te ışığa duyarlı *YGBS*’nin gaz boşalma kontrol parametrelerine bağlılığı teşhis edilmiş, Bölüm 5’te *YGBS*’nin çalışma modlarının yarıiletkenin özelliklerine bağlılığı incelenmiş, Bölüm 6’da *YGBS*’nin boşalma ışık emisyonunun şiddetlendirilmesi ve *Ar* gaz ortamının spektral özellikleri araştırılmıştır. 7.Bölüm Tez çalışmasının sonuçlarını içermektedir.

2. YARIİLETKEN ELEKTROT İLE GAZ BOŞALMANIN UZAYSAL KARARLILIĞININ TEMELLERİ

2.1. Glow Boşalması: Temel Yönleri ve Uygulamaları

Normal durumda bir gaz neredeyse kusursuz bir yalıtcıdır [16]. Ancak yeterli miktarda yüksek voltaj düşük basınçlı gazlı bir ortama yerleştirilmiş iki elektrot arasında uygulandığı zaman, gazın atomları ve molekülleri elektron-iyon çiftlerini oluşturarak elektriksel olarak boşalacaktır. Bu, gazı iletken haline getirerek gaz ortamı aracılığıyla akım akışını sağlamaktadır. Bu olaya “elektriksel boşalma” denmektedir. Elektriksel boşalmalar, akım-voltaj özelliklerine göre alt bölümlere ayrılmaktadır [17, 18]. Şekil 2.1. akım-voltaj davranışının bir fonksiyonu olarak elektriksel boşalmaların çok yaygın tiplerinin alt bölümlerini göstermektedir.



Şekil 2.1. Çeşitli elektriksel boşalma türlerinin akım-voltaj özellikleri [17].

Çok düşük bir voltaj elektrotlar arasına uygulanırsa, gelişigüzel iyonlaşmalar oluşturarak oldukça küçük akımlar (aşağı yukarı 10^{-18} A) gözlemlenmektedir. Böyle

akımlar iyonize çarpışmalar ile gazda elektron çoğalmasından dolayı oluşur. İlk elektronlar kozmik ışınlar tarafından iyonizasyonu meydana getirir. Ultraviyole (UV) ile katot aydınlatılacak olursa, biraz daha yüksek yaklaşık 10^{-12} ya da 10^{-13} A değerinde kararlı akım gözlemlenecektir. Aslında, fotoelektrik akım, daha fazla elektron çoğalması ve böylelikle daha yüksek bir akım sonucunda daha fazla ilk elektronlara neden olmaktadır. Bununla beraber, daha yüksek akım değerlerinde, UV ışığının kaldırılmasıyla gelişigüzel iyonlaşmalara dönüşmektedir. Bu olgu, “kendi kendini besleyemeyen bir boşalma” özelliği taşımaktadır.

U potansiyeli daha da artırılırsa, akım aniden artar ve harici bir UV ışığının kaldırılması ile artık değişmez. Gerçekten de, katodu terk eden ve anoda doğru giden her bir elektron uyarılmış çarpışmalar ve iyonizasyon ile iyonlar ve uyarılmış atomlar üretmektedir. Bu iyonlar ve uyarılmış atomlardan oluşan fotonlar katoda çarpabilir ve yeni elektronlar salabilir. En az bir elektron katottan anoda doğru hareket eden her bir elektron için katotta yaratılırsa, süreç kendini tekrarlamaktadır ve “Townsend ya da karanlık boşalma” olarak da adlandırılan “kendi kendini besleyen boşalma” oluşturulmaktadır. Bunun gerçekleştiği en düşük voltaja “Kırılma voltajı, U_K ” denmektedir. Bu tip boşalmada akan akım o kadar küçüktür ki (mesela, 10^{-12} ya da 10^{-6} A) salınan ışık oldukça düşüktür bu da “karanlık boşalma” ismini açıklamaktadır. Ayrıca uzay yükleri ihmal edilebilir, böylece elektrik alanı yalnızca potansiyel ve geometri ile belirlenmektedir ve boşalma boyunca homojendir.

Eğer akımın yaklaşık 10^{-4} A 'ya artmasına izin verilirse, boşalma katot ve anot arasındaki karanlık bölgeler de ışıkla görülebilir bir hale gelmektedir. Dahası, boşalma akımı sabit bir değere ulaşana kadar elektrotlar boyunca potansiyel düşer. Bundan sonra, uzay yükleri homojen alanı bozarak boşalmada bir rol oynamaya başlar. Potansiyel düşüş, iyonlaşmayı daha kolay bir hale getirerek elektron ve iyon kayıplarını azaltarak boşalma koşullarının daha elverişli olduğunu, böylece daha düşük potansiyelin boşalmayı sürdürmeye yettiğini göstermektedir. “Glow boşalma” artık oluşturulmuştur.

Glow boşalmanın kendisi üç boşalma bölgesine ayrılabilir. Glow boşalma Townsend boşalmasından geliştiği ve artan akım ile potansiyel düştüğü zaman, glow boşalma “normal-altı” rejimdedir. Akım 10^{-4} A’den 0,1 A’ya kadar daha da artırılırsa, voltaj sabit kalır ve glow boşalma “normal” moddadır. Boşalma katodun yalnızca bir kısmını kapsamaktadır. Akım artarsa, boşalmanın kapsadığı alan orantılı olarak artmaktadır, böylece akım yoğunluğu sabit kalmaktadır. Bu nedenle potansiyel de sabit kalmaktadır, çünkü bu akım yoğunluğuna bağlıdır akımın kendisine bağlı değildir. Tüm katot alanı kapsadığı zaman, potansiyel artan akım ile artmaya başlayacaktır. Glow boşalma şimdi “normalüstü” moddadır.

Akım daha da artarsa, potansiyel maksimuma çıkar ve sonra çok düşük değerlere düşer. Katoda doğru iyon akımı şimdi öyle büyüktür ki katot ısınır. Termoelektrik emisyonlar önemli bir rol oynamaya başlar ve glow boşalma mekanizması önemsiz hale gelir. Bu boşalma tipine “ark boşalması” denmektedir.

2.2. Argon Glow Boşalmasında Gerçekleşen Süreçler

Glow boşalma, çeşitli plazma türlerinin var olduğu elektronlar, atomlar, iyonlar, uyarılmış türler, farklı klastırlar, fotonlar gibi gaz plazmasının karmaşık bir türüdür. Prensip, tüm plazma türleri daha çok sayıda plazma süreçlerinin artışına olanak sağlayacak şekilde birbiri ile çarpışabilmektedir. Analitik amaçlar için kullanılan glow boşalmalar çoğunlukla gaz boşalma olarak argonu kullandığı için, argon glow boşalmada oluşan bu süreçler burada ele alınacaktır [17, 18, 20-24].

2.2.1. Plazmadaki çarpışma süreçleri

Prensip, plazmada bulunan tüm plazma türleri birbiri ile çarpışabilmektedir. Bundan dolayı, glow boşalmalar için iyonlaşma (ve yeniden birleşme) ve uyarma, bu işlemlerde rol oynayan plazma türleri ile yani, elektronlar, argon atomlar, tek başına yüklü pozitif argon iyonlar, yarı kararlı argon atomlar, katot atomları ve iyonların süreçleri ele alınacaktır.

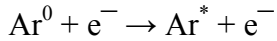
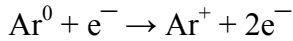
Elastik çarpışmalar

Çarpışmanın bu türü boşalmada büyük ölçüde gerçekleşmektedir. Elastik çarpışmalar çarpışma çiftlerinin enerjisinin iç değişimleri ile sonuçlanmamaktadır; etkileri yalnızca parçacıkların kinetik enerjisini yeniden dağıtmaktır. Bu yeniden dağıtma kıyaslanabilir kütleleri olan türler için çok önemlidir (yani, iki atom) ancak çok farklı kütleler olan parçacıklar için ihmal edilebilir (yani, atom+elektron).

İyonlaşma ve uyarma

A) Argon atomlarının iyonlaşma ve uyarması

a) Elektron çarpma iyonlaşması ve uyarma süreçleri;

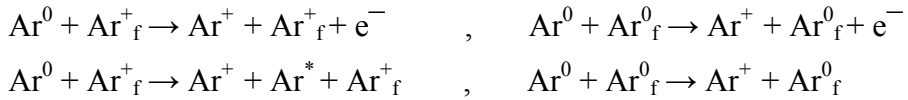


olarak gerçekleşir. Elektron çarpma iyonlaşması glow boşalmada en önemli ve en iyi bilinen süreçlerinden biridir. Kendi kendini besleyen plazmada çok önemli bir süreçtir, çünkü bu yolla oluşan elektronlar, elektron çoğalmasına yol açar ve tekrar iyonizasyon artışını sağlar. Taban durumunda argon atomları (doğrudan elektron çarpma iyonlaşması) ile aynı zamanda 11,55 eV ya da 11,72 eV'de yarı-kararlı durum düzeylerinde argon atomları (iki aşamalı elektron çarpma iyonlaşması) ile elektronların çarpışması ile oluşabilir. İkinci süreç 4 eV üzerinde elektron enerjilerinde oluşabilmesine rağmen, ilk süreç için gereken minimum elektron enerjisi 15,76 eV'dir (yani, argonun iyonlaşma potansiyeli). Ama yine de, ilk süreç, argon yarı-kararlı durumlarının atom yoğunluğu ile kıyaslandığında çok daha yüksek argon taban durumu atom yoğunluğu nedeniyle glow boşalmada çok daha önemlidir. Her iki sürecin de tesir kesitleri elektron enerjisi ile artar, yaklaşık olarak 80 ve 10 eV'de sırasıyla yaklaşık $3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ve $8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 'de maksimuma ulaşmaktadır,

sonra tekrar düşmektedir, çünkü argon atom etrafında elektronun kalma süresi etkili iyonlaşma için çok kısa olmaktadır [25, 26].

Elektron çarpma uyarılma mekanizması iyonlaşma ile aynıdır, ancak atoma daha az enerji aktarılmaktadır. Böylece hiçbir elektron kopamamaktadır, yalnızca atom içerisindeki daha yüksek enerji düzeyine atlayabilmektedir. Elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak elektron çarpma uyarılmasının toplam tesir kesiti elektron çarpma iyonlaşması ile aynı davranışı sergilemektedir. Gereken minimum enerji $11,55 \text{ eV}$ 'dir (yani, en düşük uyarılmış düzey enerjisi). Yaklaşık olarak 20 eV 'de yaklaşık $1,6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 'de maksimuma ulaşılmaktadır [27, 28].

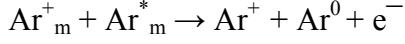
b) Hızlı argon iyonu ve argon atom çarpma iyonlaşma ve uyarılma süreçleri;



olarak gerçekleşir. Elektron çarpma iyonlaşması ve uyarılmasına benzer şekilde, argon iyonları ve atomları da eğer enerjileri yeterli derecede yüksek ise, argon atomlarının iyonlaşmasına ve uyarılmasına neden olabilmektedir. Bu süreçlerin tesir kesitleri elektron çarpma iyonlaşması ve uyarılması için olanlar ile benzer bir şekilde hareket etmektedir, yani maksimuma ulaşılan kadar artan çarpma enerjisiyle artar ve sonra yüksek enerjilerden azalmaktadır. Ancak, tesir kesit eğrileri atomların ve iyonların daha büyük kütleleri nedeniyle daha yüksek enerjilere doğru kayar. Gerçekten de, süreç yalnızca 100 eV 'den fazla olan iyon ve atom enerjilerinde önemli bir hale gelmektedir ve maksimuma 1000 eV üzerinde ulaşılmaktadır. Maksimumda tesir kesit değerleri elektron çarpma uyarılması ve iyonlaşması için olanlar ile kıyaslanabilir [29]. Glow boşalmada, yeterince yüksek enerjilik argon iyonları ve atomları yalnızca katot yakınlarında bulunurlar, katodun önünde elektrik alanından daha fazla enerji kazanırlar. Bu nedenle, argon iyon ve atom çarpma iyonlaşması ve uyarılması yalnızca katot yakınlarında önemlidir ve glow boşalmada bu süreçlerin önemi artan boşalma voltajları ile artmaktadır. Glow boşalmalarında yaygın bir

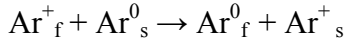
şekilde kullanılan yaklaşık 1 kV 'lık voltajlarda, bu süreçler açık olarak ihmal edilemez.

c) Atomların birinin iyonlaşmasına yol açan argon yarı-kararlı atom çarpışmaları;



olarak gerçekleşir. İki argon yarı-kararlı atomları birbiri ile çarpıştığı zaman, bir elektronu sökmek ve atomlardan birinin iyonlaşmasına neden olmak için beraber yeterli enerjiye sahip olmaktadır (2 kez 11,55 eV). Bu sürecin oran sabiti yaklaşık $6,4 \times 10^{-10} cm^3/s$ 'dir [30].

d) Simetrik yük transferi



olarak gerçekleşir. Hızlı bir argon iyonu yavaş bir argon atomu ile çarpıştığı zaman, elektron iki çarpışan parçacığın kinetik enerjisinde değişiklik olmaksızın atomdan iyonla aktarılabilir. Bu şekilde hızlı argon atomu ve yavaş argon iyonu oluşturulmaktadır. Böylelikle bu gerçek bir iyonlaşma işlemi değildir, çünkü iyonların sayısında bir artış yoktur; yalnızca hızlı bir argon iyonu ortadan kaybolmuştur ve yeni yavaş bir argon iyonu oluşmuştur. Ancak, glow boşalmada temel bir öneme sahiptir. Gerçekten de, bu süreç, püskürmeyle katodu bombalayan hızlı argon atomlarının büyük bir akışının oluşmasından sorumludur. Bu sürecin tesir kesiti birkaç eV enerjilerinde $5 \times 10^{-15} cm^2$ değerindedir ve daha yüksek enerjilere doğru hafifçe azalmaktadır [31].

e) Isıl iyonlaşma/uyarılma ve fotoiyonlaşma/fotouyarılma

Prensipite, her türlü uygun enerji girdisi nedeniyle argon atomları iyonlaşabilir ya da uyarılabilir. Bu nedenle, ısı ve fotoiyonlaşma ve uyarılmaya, bu genel bakışta yer

verilmektedir. *Ar* gaz atomları ile ya da duvarların atomları ile çarpmadan alınan enerji nedeniyle ısı iyonlaşma/uyarılma oluşmaktadır. Glow boşalma “soğuk” plazma olarak düşünülebildiği için (yani, gaz sıcaklığı yaklaşık 300 *K* ye da biraz daha yüksektir), ısı süreçler önemsiz olarak düşünülmektedir [20]. Ancak, ısı iyonlaşma ve uyarılma önem taşımaktadır [20]. Isı iyonlaşmanın tesir kesiti eşik foton enerjisinde (yaklaşık 800 Å’ya karşılık gelen 15.8 *eV*) yaklaşık $3.7 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ ’de bir maksimum göstermektedir (yani, elektron çarpma iyonlaşma tesir kesitinde maksimumdan yaklaşık 7 kat daha düşük) ve daha yüksek enerjilere doğru çok hızlıca düşmektedir [20].

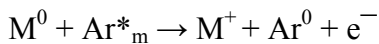
B) Püskürtülmüş (analit) atomların iyonlaşması ve uyarılması

Prensip, argon atomların iyonlaşması ve uyarılmasına neden olan aynı süreçler analit atomların iyonlaşması ve uyarılmasına da neden olabilir. Ancak analit atomlar ile ilgili yukarıda bahsedilen süreçler hakkında çok az şey bilinmektedir [32]. Yukarıda bahsedilen süreçlere ek olarak, iki başka çarpışma çeşitleri, analit atomların iyonlaşması ve uyarılması için özel öneme sahip gibi görünmektedir.

a) Elektron çarpma iyonlaşması ve uyarılması

Mekanizmalar argon atomların karşılık gelen işlemleri ile aynıdır. Elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak elektron çarpma iyonlaşmasının tesir kesiti tüm elemanlar için kıyaslanabilir şekil ve boyuta sahiptir [32]. Bu nedenle, bu süreç oldukça seçici olmayan olarak düşünülebilmektedir.

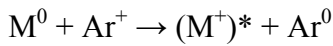
b) Penning iyonlaşma



olarak gerçekleşir. Bir argon yarı kararlı atom bir analit atom ile çarpıştığı zaman, yarı-kararlı durumların düzey enerjisi (yani, 11,55 *eV*) için eğer analit atomun

iyonlaşma potansiyelinin yarı-kararlı enerjiden daha düşük ise, analit atomu iyonlaştırmak için kullanılabilir. Periyodik tablonun atomlarının pek çoğu bu değerden daha düşük iyonlaşma potansiyeline sahip olduğu için, Penning iyonlaşması da aşağı yukarı seçici olmayan bir süreçtir. Ancak tesir kesit ve kütle ve çarpışan parçacıkların yarıçapını ya da kutuplaşabilirliği arasındaki ilişkiyi açıklayan bazı deneysel formüller mevcuttur [33, 34]. Genelde argon yarı kararlı atomlar ve analit atomlar arasında Penning iyonlaşma tesir kesitleri $5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ 'dir [33-35]. Bu sürecin düşük basınçlı boşalmalarda egemen olduğu ileri sürülmektedir [36–39].

c) Asimetrik yük aktarımı;



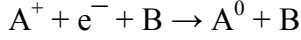
olarak gerçekleşir. Eğer argon iyonu taban durumu ya da yarı kararlı düzey ve ortaya çıkan analit iyonunun enerji düzeyleri arasındaki enerji farkı yeterli oranda küçük ise analit atomu ve argon iyonu arasındaki çarpışma elektronunun atomdan iyon transferine neden olabilmektedir; bu sürecin verimliliği genellikle düzeyler arasındaki artan enerji farkı ile düşmektedir. Asimetrik yük transferi bu nedenle düzeylerin ilgili pozisyonunun bağımsız bir şekilde aşağı yukarı seçici bir işlemidir, seçici olmayan bir şekilde argon yarı-kararlı enerji düzeyinin altında iyonlaşma potansiyeline sahip olan tüm unsurlar için seçici olmayan bir şekilde oluşan Penning iyonlaşmasından farklıdır. Asimetrik yük transferi tesir kesit verisinin geniş aralığı literatürde mevcuttur [40].

Pozitif iyon-elektron yeniden birleşmesi

Elektron-iyon yeniden birleşmesi iyonlaşmanın ters sürecidir, yani nötr bir atom oluşturmak için elektron pozitif bir iyon ile birleşmektedir. Momentum ve enerji korunum kanunları basit iki cisim birleşimine izin verilmediği sonucunu vermektedir [20]. Ancak bazı alternatif yeniden birleşme süreçleri meydana gelebilmektedir. Bildiğimiz kadarıyla, yeniden birleşme süreçleri hem argon hem de analit iyonlarına

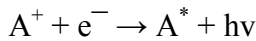
uygulanmaktadır ve bu nedenle eş zamanlı olarak ele alınacaktır (A^+ rastgele bir iyondur).

a) Üç cisim yeniden birleşme



olarak gerçekleşir. Fazla enerjiyi ortadan kaldıran ve korunma kanununun yerine getirilmesini sağlayan çarpışma işleminde üçüncü bir cisim yer almaktadır. Üçüncü cisim B plazmada mevcut olan her parçacık olabilir. Üçüncü cisim ağır bir parçacık ise, elektron üçüncü cisme enerjisinin yalnızca küçük bir kesrini kaybedebilir (yani, $2m_e/M_B$). Bu nedenle, bu reaksiyon çok yavaştır [22, 23]. Bu üç cisimli yeniden birleşme sürecinin katsayısının yaklaşık $10^{-11} \times p \text{ cm}^3/\text{s}$ olduğu hesaplanmıştır [41], burada p Torr olarak gaz basıncıdır. Bu nedenle, yaklaşık 1 Torr'luk gaz basıncı ve 10^{11} cm^{-3} elektron ve argon iyonu yoğunlukları için, bu yeniden birleşim sürecinin hızı $10^{11} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ 'dir. Bunu $10^{16} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ tipik iyonlaşma hızları ile kıyasladığımız zaman, bu çeşit yeniden birleşmenin glow boşalmamızda önemsiz olduğu sonucuna varılabilir. Ancak üçüncü cisim bir elektron olduğu zaman, üç cisim yeniden birleşme süreci açıkça daha etkindir, çünkü elektronlar fazla enerjiyi daha iyi ortadan kaldırabilir. Bu süreç için hız sabitleri $10^{-24} \text{ cm}^6/\text{s}$ mertebesinde bildirilmiştir [42, 43]. 10^{11} cm^{-3} sırasında elektron ve argon iyon yoğunlukları için, bu yeniden birleşme hızı yaklaşık $10^9 \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ 'dir. Bu nedenle, bu süreç de glow boşalmamızdaki iyonlaşmaya kıyasladığımız önemsiz olduğu düşünülmektedir.

b) Işınlı yeniden birleşme



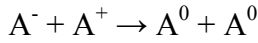
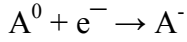
olarak gerçekleşir. Fazla enerji foton ile taşınmaktadır. Bu sürecin hız sabiti, tipik elektron ve argon iyon yoğunluklarında yaklaşık $10^{11} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ yeniden birleşme hızını veren argon durumunda [44] yaklaşık $10^{11} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ 'dir.

c) Ayrılma yeniden birleşme



olarak gerçekleşir. İyon moleküler olduğu zaman, iki cisim yeniden birleşme süreci mümkündür, çünkü çarpışma ürünü ayrışabilir ve yeniden birleşme enerjisi ayrılan ürünlerin kinetik ve potansiyel enerjisine dönüştürülmektedir. AB^+ , Ar_2^+ ya eşit olduğu zaman, hız sabiti 10^{-7} – 10^{-6} cm^3/s aralığındadır [44]. Böylelikle süreç ışınlı yeniden birleşmeden daha etkindir. Yine de, bu işlemin glow boşalmada temel bir önemi olmayacaktır, çünkü Ar_2^+ iyonlarının glow boşalmada baskın türler olduğu düşünülmemektedir.

d) İki aşamalı yeniden birleşme



olarak gerçekleşir. Elektron negatif bir iyon oluşturmak için nötr bir atoma bağlanmaktadır. Negatif iyon pozitif bir iyon ile çarpışmakta, elektron transferi gerçekleşmektedir ve iki nötr atom oluşturulmaktadır. Bir negatif iyon oluşturma olasılığı (adım 1) atomun elektronegatifliğine bağlıdır. Genelde, elektron-iyon yeniden birleşmesinin yalnızca yüksek elektron ve iyon yoğunluklarında önemli olduğu ve düşük basınçlı argon glow boşalmalarında daha az öneme sahip olacağını sonucuna varılabilir.

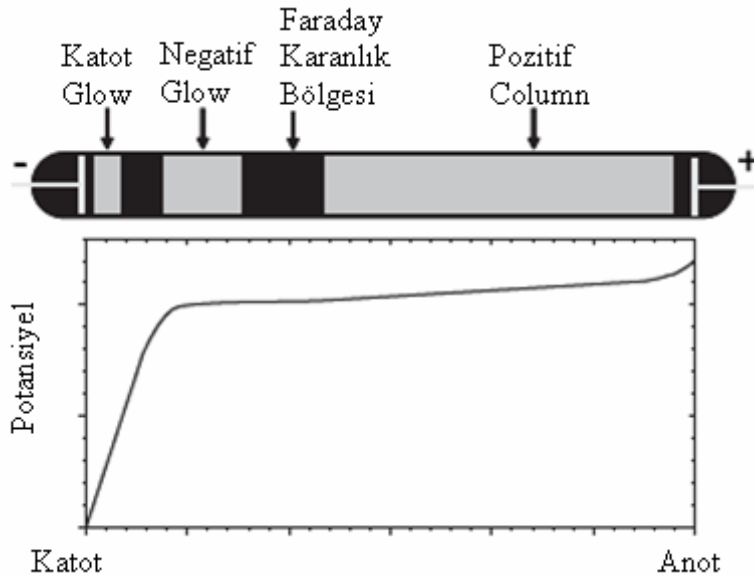
Yeniden Salma

Yeniden birleşme iyonlaşmanın tersi iken, yeniden salma uyarmanın tersidir. Gerçekten de, yarı-kararlı düzeylerin dışında atomların uyarılmış düzeyleri yalnızca kısa sürelidir ve elektron konfigürasyonu bir ya da birkaç geçişte kolaylıkla taban durumuna dönmektedir. Her geçişe belirli enerjili foton salınımı eşlik eder. Böyle bir

fotonun 1,7 ve 3,0 eV (sırasıyla 720 nm ve 410 nm 'ye karşılık gelmektedir) arasında bir enerjisi varsa, bu gözlemlenebilir. Böylece, yeniden salma süreçleri bir glow oluşturmakta ve bu nedenle “glow” boşalmanın karakteristik adından sorumludur.

2.3. Glow Boşalmada Bölgeler

Glow boşalma [17], ışık yoğunluğunda, potansiyel ve elektrik alan dağılımında, uzay yükünde ve akım yoğunluğunda farklılık gösteren katot ve anot arasında çeşitli bölgeler içerisinde Şekil 2.2’de gösterildiği gibi alt bölümlere ayrılabilir [45]. Çeşitli bölgelerin asıl pozisyonu ve meydana çıkması, basınç, voltaj, akım, gaz türü ve katot ve anot arasındaki mesafe gibi boşalma parametrelerine bağlıdır. Bu bölümde, farklı bölgelerin kısa bir tanımı verilecektir ve parametrelerin etkisi açıklanacaktır. Tanıtımı, tüm bölgelerin mevcut olduğu büyük boşalma hücreleri için yapılmaktadır. Analitik amaçlar için kullanılan glow boşalmanın genelde diğerlerine nazaran küçük olduğu ve tüm bölgeleri içermediğinden de bahsetmek gerekmektedir.



Şekil 2.2. Bir cam tüpte glow boşalmasının şematik resmi. Üstte tüp boyunca ışığın karakteristik dağılımı gösteriliyor, altta ise grafikte uygun potansiyel dağılımı sunuluyor [45].

2.3.1. Katot karanlık uzayı

Katot karanlık uzay, “Crookes ya da Hittorf karanlık alanı” olarak da adlandırılan katotun önündeki ince ve karanlık tabakadır. Gerçekte, tamamen karanlık değildir, ancak boşalmanın diğer aydınlık alanlarına kıyasla göze öyle görünmektedir. Aslında birçok karanlık ve aydınlık tabakalardan oluşmaktadır. Bu bölgedeki elektriksel akım çoğunlukla gaz (argon) iyonları tarafından taşınmaktadır.

Katot karanlık uzayı boşalmanın en önemli kısmıdır. Boşalmayı sürdürebilmek için esas bölgedir. Elektronlar katotu terk eder ve katot önündeki elektrik alan tarafından hızlandırılır. Yeterli enerji elde ettikleri zaman, iyonlaşma çarpışmalarına neden olabilirler, böylelikle de yeni elektronlar (elektron çoğalması) ve de iyonları oluştururlar. İyonlar katota doğru hızlandırılmaktadır. Katot üzerindeki bombardıman üzerine, yine iyonlaşma çarpışmalarını oluşturabilen yeni elektronları salabilirler. Bu şekilde, süreçlerin devamlılığı garanti altına alınır ve glow boşalma kendini besleyerek devam etmektedir.

Katot karanlık uzayı büyük potansiyel farklılıkla karakterize edilir. Anot ve katot arasındaki neredeyse tamamen potansiyel fark katot karanlık alanında azalmaktadır, buna katot düşmesi U_d olarak adlandırılmaktadır. Küçük bir mesafe boyunca büyük potansiyel fark katot karanlık alanında yüksek elektrik alanına sebebiyet vermektedir. Elektrik alanı katotta oldukça negatiftir ve katot karanlık uzayının sonunda neredeyse sıfıra az çok doğrusal olarak gitmektedir.

Yüksek katot düşmesi nedeniyle, elektronlar yüksek hızlara hızlandırılacaktır ve uzay yükü belirlemede önemli bir rol oynamayacaktır. İyonlar, daha yüksek kütleleri nedeniyle böylesi yüksek hızlara ulaşmayacaktır (daha düşük hareketlilik) ve bu nedenle uzay yükünü belirleyeceklerdir. Böylece, katot karanlık alanı oldukça pozitif uzay yükü ile karakterize edilir. O halde ikincisi Poisson denklemi üzerinden karakteristik potansiyel ve elektrik alan dağılımlarından sorumludur.

Katot karanlık uzayının optik özellikleri plazma türlerinin (elektronlar, iyonlar, hızlı atomlar) uyarma süreçlerinin meydana gelmesiyle saptanır. Türler etkin bir uyarma için enerji miktarı taşıyorsa (elektronlar için yaklaşık 20 eV , iyonlar ve atomlar için 100 eV 'den daha yüksek), uyarma çarpışmalarına neden olacaklar ve ardından gelen yeniden salınmalar ışığın emisyonundan sorumludur. Elektronlar birkaç eV enerjisi ile katodu terk etmektedir. Bu, katotta ince karanlık tabaka ile sonuçlanan uyarma için çok düşüktür (Aston karanlık alanı). Ancak küçük parlak tabakaya sebep olarak uyarma için uygun enerjiyi hızlıca elde etmektedirler (ilk katot tabakası). Bu iki tabaka çok keskin bir şekilde fark edilebilir çünkü elektronlar katota yakın demet özelliklerine sahiptirler yani, tüm elektronların neredeyse aynı enerjisi vardır ve bu nedenle uyarma için maksimum olasılık ile aynı yere varmaktadır. İlk katot tabakasındaki uyarma çarpışmalarından sonra, elektronlar enerjilerini kaybeder ve uyarma için gereken enerjiyi bir daha elde edemezler, böylece de karanlık tabaka ortaya çıkar. Elektronlar uyarma için bir kez alınan yeterli enerjiden fazlasına sahipse, ikinci katot tabakası oluşmaktadır. Bazı elektronlar çarpışma yaparken diğer elektronlar yapamadığı için ve ikincil elektronlar iyonlaşma çarpışmalarında oluştuğu için, elektron demeti artık tek enerjili değildir. Bu nedenle, ikinci katot tabakası daha belirsizdir ve üçüncü katot tabakası muhtemelen artık görünmez. Katottan uzak ileri yörüngelerde, elektronlar elektrik alanından daha fazla enerji kazanmakta ve enerjileri etkin bir uyarma için çok yüksek bir hale gelmektedir. Bu nedenle, katot karanlık alanının geriye kalan kısmı daha karanlıktır. Elektronlar yanında, gaz (argon) iyonları ve hızlı atomlar da uyarmaya neden olabilir. İkinci işlemler yalnızca yeterli derecede yüksek iyon ve atom enerjilerinde oluşmakta ($100\text{--}1000\text{ eV}$ ve daha fazlası) ve bu nedenle yüksek boşalma voltajlarında ve katoda yeterli derecede yakın olduğu zaman önemlidir. Bu süreçler katot glow gibi katotta parlak bir tabakaya neden olmaktadır. Dahası, eğer katot ince metalik ya da alkali ya da alkalin toprağın oksit tabakası ile kaplıysa (MgO , Na_2O , Li_2O), katot ışığı gibi başka bir parlak tabaka çeşidi katotta mevcuttur. Bu, katottan püskürtüldükleri zaman bu elementlerin en güçlü yörüngesel çizgilerinden ortaya çıkmaktadır.

Katot karanlık alanında elektronların ve iyonların enerji dağılımı hücredeki basınç ve voltaja bağlıdır. Düşük basınç ve yüksek voltajda, elektronların ve iyonların çarpışma frekansı daha düşüktür ve bu nedenle toplam boşalma voltajına yaklaşan enerjiler ile aşağı yukarı tek enerjiye ulaşacaklardır. Daha yüksek basınçta, daha fazla çarpışma olacaktır ve enerji bazı enerji dağılımlarına neden olarak yayılacaktır. Çeşitli yüklü plazma türlerinin enerji dağılımı açıkça Maxwellian değildir, çünkü parçacıklar çarpışmalar ile kaybettiği enerjiden elektrik alanından daha fazla enerji kazanmaktadır. Bu nedenle de, katot karanlık alanının hidrodinamik dengeden uzak olduğu belirtilmektedir.

2.3.2. Negatif Glow, Faraday karanlık uzayı, Pozitif kolon

Negatif Glow katot karanlık alanına bitişik parlak, büyük bölgedir. Aşağı yukarı eşit potansiyellidir ve ortak elektrik alanıdır. Böylelikle elektronlar artık hızlandırılmaz, ancak çarpışmalar ile yavaşlatılmaktadır. Bu nedenle, uzay yükünü belirlemede argon iyonları ile birlikte bir rol oynayacaklardır. Pozitif ve negatif uzay yükleri aşağı yukarı birbirine eşittir bu da yük nötrallığı ile sonuçlanmaktadır. Elektrik akımı ağırlıklı olarak elektronlar tarafından taşınmaktadır.

Negatif Glow'un optik özellikleri, elektronların daha fazla enerji kazanmadıkları, ama çeşitli çarpışmalarla enerjilerini kaybettikleri gerçeği ile açıklanmaktadır. Bu bölgede elektronların sayısı çok daha yüksek olduğu için (elektron çoğalması nedeniyle) ve uyarma için daha uygun enerjiler taşıdıkları için, uyarma çarpışmaları sayısı çok daha yüksektir. Bu nedenle, Negatif Glow, boşalma gazına bağlı olarak tek renkli parlak bir ışık ile karakterize edilir [17]. Argon boşalma durumunda, Negatif Glow koyu mavi bir renge sahiptir [17]. Elektronlar Negatif Glow'da gezindikleri zaman, enerjilerini kaybederler. Sonunda, daha düşük ışık yoğunluğu ile sonuçlanan uyarma için daha düşük enerjilere sahiptirler. Maksimum ışık yoğunluğu bu nedenle başlangıçta ve Negatif Glow'un ortasında gözlemlenmektedir.

Negatif Glow'da elektronların enerji dağılımı daha düşük enerjilere doğru daha fazla yayılmaktadır. Negatif Glow yeterli derecede uzun olduğu zaman, elektronlar bu bölgenin sonunda az ya da çok ısı dengesine (Maxwellian dağılımı) kavuşturulacaktır. Ancak Negatif Glow'da, ısı dengesinden toplam boşalma voltajına kadar enerjili elektronlar (birincil elektronlar) halen mevcut olabilir.

Faraday karanlık uzayı

Faraday karanlık uzayı analitik boşalmalarda genellikle yoktur. Bu karanlık ve neredeyse eşit potansiyel bölgesidir. Negatif Glow'da büyük elektron çoğalmasından dolayı, elektronların küçük bir çoğunluğu Negatif Glow sonunda bulunmaktadır. Bu net negatif uzay yükü Faraday karanlık uzayında küçük bir negatif elektrik alanına yol açar, bu olay Faraday karanlık uzayında elektronları Negatif Glow'un dışından doğru sürükler. Elektrik akımı bu bölgede bu nedenle elektronlar tarafından taşınmaktadır.

Optik özellikleri hususunda, Faraday karanlık uzayı Aston karanlık uzayının bir tekrarı olarak düşünülebilir; elektronlar Negatif Glow'u uyarma için çok düşük enerjiler ile terk etmektedir. Bu nedenle, Faraday karanlık uzayı daha karanlıktır. Ama soygaz boşalmalarında, Faraday karanlık uzayı kimi zaman ışık halkası ile karakterize edilir. Bu olgunun, taban durumlu atom çarpışmalarında yarı-kararlı atomların ışık emisyonundan kaynaklandığı belirtilmektedir.

Pozitif kolon

Pozitif kolon yine daha aydınlık bölgedir, ancak Negatif Glow kadar aydınlık değildir. Analitik boşalmalarda çoğunlukla olmayan yeteri derecede büyük katot-anot mesafelerinde yalnızca boşalmada mevcuttur. Bu bölge yine neredeyse eşit potansiyellidir. Yük nötralitesi ve küçük negatif sabit elektrik alan ile karakterize edilir. Akım, elektrik alanı ile hızlandırılmış elektronlar ile taşınmaktadır.

Pozitif kolonun optik özellikleri aşağıdaki gibi açıklanabilir. Yine elektronlar elektrik alanından enerji kazanacaktır. Faraday karanlık uzayı ve pozitif kolon arasındaki arayüz, elektronların uyarma ve iyonlaşma için yeterli enerjiye sahip olduğu konum olarak tanımlanmaktadır. Bu nedenle pozitif kolon parlak bir bölgedir. Faraday karanlık uzayı ve pozitif kolon arasındaki arayüz daha belirsizdir, çünkü elektronlar tek enerjili değildir ama farklı konumlarda uyarma için en uygun enerjiye ulaşan geniş çaplı farklı enerjilere sahip olabilirler. Pozitif kolon rengi boşalma gazı için de bir özelliktir ama Negatif Glow'daki renkten farklıdır ve daha az yoğundur. Argon boşalmanın pozitif kolonu koyu kırmızı renk ile karakterize edilir [17].

Pozitif kolon tek tip bir görüntüye sahip olabilir ve durağan ya da hareketli olabilen parlak ve karanlık tabakalar gibi halkalar ile doldurulabilir. Halkaların oluşumu katot karanlık uzayındaki katot tabakaları ile aynı şekilde açıklanmaktadır, yani elektronlar elektrik alanından enerji alır, uyarmaya neden olur (parlak tabaka), bu arada enerji kaybeder, böylece de daha fazla uyarılmaya neden olamaz (karanlık tabaka), bir kez daha enerji kazanır, vb.

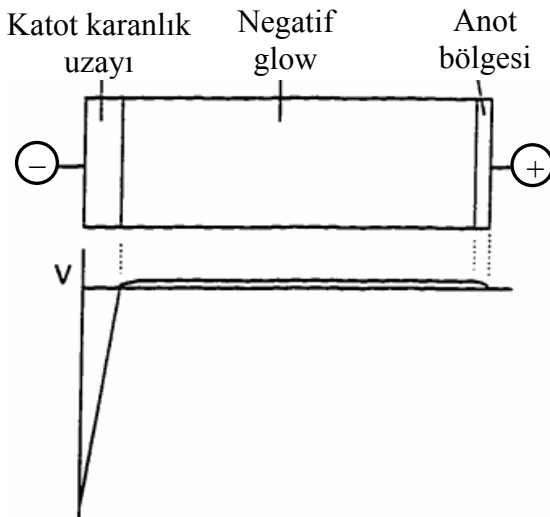
Katot-anot mesafesinin artışı ile pozitif kolon oluşumu aşağıdaki gibi açıklanmaktadır. Faraday karanlık uzayındaki elektrik akımı, Negatif Glow'u terk edip anoda doğru giden elektronlar tarafından taşınmaktadır. Katot ve anot arasındaki mesafe arttığı zaman, bu elektronlardan bazıları duvarlara doğru difüzyon nedeni ile kaybedilir. Bu kaybı telafi etmek ve anoda doğru elektrik akımını garantileyen yeterli elektron üretmek için, pozitif kolon oluşturulur ve bunun küçük negatif alanı elektronları anoda doğru yönlendirmektedir. Pozitif kolon da elektronların enerji dağılımı az ya da çok Maxwellian olduğundan dolayı bu bölgede hidrodinamik termal dengede plazmanın özelliklerine yaklaştığından bahsedilmektedir.

2.3.3. Anot bölgesi

Bu bölgenin özellikleri, anodun pozitif kolon, Faraday karanlık uzayı ya da Negatif Glow ile temas halinde olup olmadığına göre değişmektedir.

Anot pozitif kolon ile temas halinde olduğu zaman, negatif elektrik alanı ve bir potansiyel artış elektronları çekmek ve anoda elektrik akımını garantilemek için anot önünde gereklidir. Katot ve anot arasındaki mesafe azaldığı zaman, pozitif kolon ortadan kaybolmaktadır ve anot Faraday karanlık uzayı ile doğrudan temas halinde olacaktır. Faraday karanlık uzayı aşırı elektron ile karakterize edildiği için, anoda elektrik akımını garantilemek için potansiyel artış gerekmemektedir. Böylece, anot hacim plazmasıyla eşit potansiyeldedir ve anot önünde hiçbir elektrik alanı yoktur.

Katot ve anot arasındaki mesafenin daha da azalmasıyla, Faraday karanlık uzayı ortadan kaybolmakta ve yalnızca katot karanlık uzayı ve Negatif Glow kalmaktadır. O halde anot Negatif Glow ile temas halindedir. Bu duruma genellikle analitik glow boşalmalarında karşılaşılmaktadır. Bu durumda, plazma en pozitif potansiyeli taşımaktadır ve anot bölgesi elektronları geri püskürten ve pozitif iyonları çeken negatif potansiyel düşüşü ile karakterize edilir. Bu durum, böylelikle katot karanlık uzayındaki katot düşüşü ile karşılaştırılabilir ancak hem anot potansiyel düşüşü hem de anot bölgesi uzunluğu katot karanlık uzayından çok daha küçüktür [16]. Glow boşalmasında potansiyel dağılımı Şekil 2.3’de verilmektedir(katot karanlık uzayı, negatif glow ve anot bölgesi).



Şekil 2.3. Glow boşalmasında gerçekleşen ve potansiyel dağılıma karşılık gelen üç bölgenin şematik gösterimi [16].

2.3.4. Glow Boşalmasının çeşitli bölgelerinde boşalma parametrelerinin etkisi

Çeşitli bölgelerin oluşumu basınca, elektrotlar arasındaki mesafeye, potansiyele, elektrik akımına, boşalma gazının çeşidine ve katot materyalinin cinsine bağlıdır [16].

- 1) Basınç: Basınç arttıkça, katot karanlık uzayı, negatif glow ve Faraday karanlık uzayı katota doğru sıkıştırılmaktadır, bu arada pozitif kolon boşalma voltajının büyük bir kısmını kaplamaktadır. Hatta katot karanlık uzayı, negatif glow ve Faraday karanlık uzayı birbirinden daha fazla ayırt edilemez. Basıncıdaki bir azalmanın ters etkisi vardır, yani pozitif kolon ve sonraki Faraday karanlık uzayı ve negatif glow anotta ortadan kaybolacaktır. Negatif glow'un şimdi katot karanlık uzayı ile doğrudan teması vardır ve sözde "tıkanık (obstructed) boşalma" oluşturmaktadır. Yine basıncı azaltarak, boşalma ortadan kalkacaktır çünkü katot karanlık uzayı boşalmayı sürdürmek için esas bölgedir.
- 2) Katot-anot mesafesi: Etki basınç etkisine benzerdir. Mesafe arttıkça, pozitif kolon kalan hacme doğru ve azalan mesafe ile yayılmaktadır, pozitif kolon ve sonraki Faraday karanlık uzayı ve negatif glow anotta ortadan kaybolacaktır.
- 3) Voltaj: Voltaj arttıkça, katot karanlık uzayı daha da daralmaktadır. Gerçekten de, katot karanlık uzayının boşalmayı sürdürmesi gerekmektedir. Daha yüksek voltajlarda, boşalma daha kolay kendini besleyerek devam edecektir, çünkü daha fazla iyonlaşma oluşmaktadır, böylece de daha küçük katot karanlık uzayı yeterli olacaktır. Dahası, negatif glow daha yüksek voltajlarda daha uzun bir hale gelecektir. Aslında, negatif glow uzunluğu, bunlar ısı dengesine ulaşmadan önce elektronların mesafesiyle tanımlanmaktadır. Daha yüksek voltajlarda, elektronlar daha yüksek enerjiler ile negatif glow'a girmektedir ve ısı dengesine ulaşmadan önce daha uzun bir mesafeye ihtiyaç duyacaklardır.
- 4) Akım: Akımın aslında çeşitli bölgelerin uzunluğu üzerinde bir etkisi yoktur ancak ışık yoğunluğunu etkilemektedir yani, daha yüksek akımlarda uyarılma miktarı artmaktadır, bu da daha yoğun ışık emisyonuna neden olmaktadır.

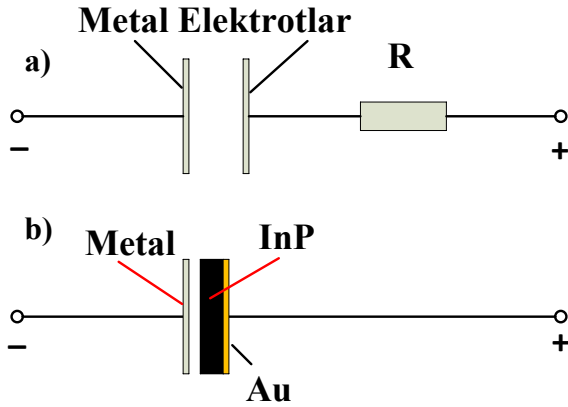
- 5) Boşalma gazı: Boşalma gazı negatif glowun ve pozitif kolonun rengini belirlemektedir. Hatta katot karanlık uzayının uzunluğu üzerinde de etkisi vardır, yani katot karanlık uzayı boşalma gazı daha kolayca iyonlaştırılabilirdiği zaman daha kısadır.
- 6) Katot materyali: Katot materyali, katot karanlık uzayının uzunluğunu etkilemektedir. Katot materyali kolayca ikincil elektronları salarsa, boşalma daha kolayca sürdürülebilir ve daha kısa bir katot karanlık uzayı yeterli olacaktır.

2.4. Yarıiletken Katotlu Gaz Boşalma Sistemi

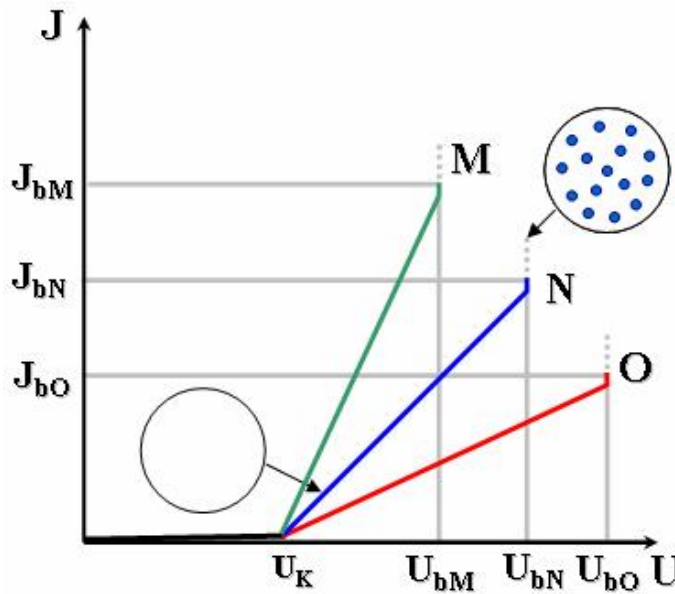
Işığa duyarlı yarıiletken katotlu paralel gaz boşalma hücresinin davranışı [46, 47] yarıiletken fiziği ve gaz boşalma fiziğinde yeni araştırma konularıdır. Gaz boşalma fiziğinde yaklaşık on yıldır, düşük dirençli elektrotlar arasında oluşan gaz boşalmaları üzerinde çalışılmıştır. Böyle bir gaz boşalma hücresinde elektrotlar arasındaki aralık boyunca geçen akım incelenerek, birkaç basamak ve tipte gaz boşalmasının olduğu belirlenmiştir [48]. Metal veya ışığa duyarlı, uzaysal dağılmış yüksek dirençli tabaka gibi davranan yarıiletken, katot akım dağılımını ve optik parametreleri oldukça değiştirir. Her iki durum için elektrik şemaları Şekil 2.4.(a)-(b)'de gösterilmektedir. Geçen akımın değerini ve gaz boşalmasının cinsini katodun direnç dağılımının düzenliliği ve kalınlığı belirler [49]. İyonizasyon sistemi, geniş bir boşalma akımı değeri bölgesinde oldukça kararlı bir işleme sahiptir ve akım yoğunluğu elektriksel olarak homojen olan düzlemsel yarıiletkenlerde homojen ve sabittir. Bu davranış genellikle gözlenmez. Çünkü “yarıiletken-boşalma” yapısındaki deneysel sonuçlarda, filamentasyon (homojen olmayan akım yoğunluğu dağılımı)[50, 51], uzaysal ve zamana bağlı daha karmaşık dağılım olduğu gözlenmiştir [52, 53].

Yarıiletken ve gaz boşalma plazması arasındaki kontakta önemsiz ve tahribatsız bir elektronik olay oluşur. Yarıiletken plazma kontağı, üzerinde fazla çalışılmamış bir konudur. Gaz boşalma bölgesindeki akım yoğunluğu uzaysal dağılmış yüksek dirençli tabaka, yarıiletkenin durumuna bağlıdır ve gaz boşalması ile yayılan ışıma

ve akımın her ikisini kontrol eder. Gaz boşalma ışımasındaki ve akımındaki bölgesel değişimler, yarıiletken elektrotun fotoiletkenliğine ve dirençteki bölgesel değişimlere bağlıdır [54, 55]. Yukarıdaki sistem parametrelerini incelemek, kararlı boşalmanın pratikteki kullanımı için önemlidir.

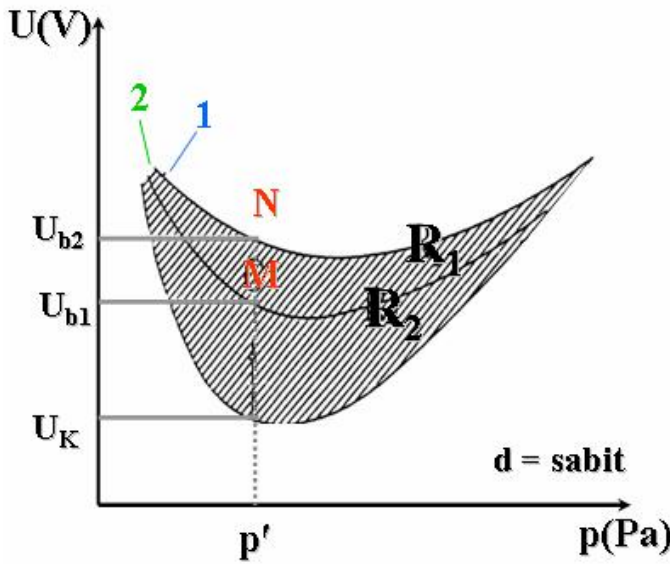


Şekil 2.4. Boşalma hücresinin şematik diyagramı. (a) seri bağlı bölgesel dirençli, (b) direnç dağılımlı gaz boşalma hücresi.



Şekil 2.5. Farklı aydınlatma şiddetleri için yarıiletken katotlu düzlemsel gaz boşalma hücresinin AVK'si.

Gaz boşalması olayının genel durumu hakkında deneysel veri ve yeterli denge teorisini kurmak için akım kararlılığına bağlı gaz boşalma parametreleri hakkında eksiklik vardır. Bu çalışmada basıncın, elektrotlararası mesafenin ve diğer parametrelerin etkilerinin sistematik incelemesi kararlı gaz boşalma durumu için yapıldı. Farklı aydınlatma şiddetleri için bir yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresinin *AVK*'leri Şekil 2.5'de görülmektedir. *AVK*'lerden hesaplanabilen gaz boşalma hücresinin parametreleri şunlardır: 1- U_K voltajı, 2-Farklı aydınlatma şiddetinde yarıiletken katodun σ iletkenlik (veya ρ) homojenliğinin değişimi ($\sigma = \partial j / \partial U$ veya $\rho = \partial U / \partial j$, j akım yoğunluğudur), 3-Kararlı Boşalma Işımasının bozulduğu U_b voltajı, 4-Bozulma voltajına ait akım değeri I_b 'dir.



Şekil 2.6. Yarıiletken katotlu boşalma hücresinde kararlılığın oluştuğu bölgeyi gösteren şematik diyagram.

Şekil 2.5'den görüldüğü gibi, U_K 'den sonra elektrotlar arasındaki potansiyel düşmesi yaklaşık olarak sabittir ve elektrik alan yalnız yarıiletken katotta artar. Yarıiletken katodun direnci yarıiletkenin kalınlığına bağlı ve $10^5 \Omega$ ile $10^8 \Omega$ aralığındadır.

Elektrot yakınında gaz boşalma ışımalarının şiddeti *Au-InP-hava* aralığı-*SnO₂* devresinin toplam direncine bağlıdır. Filamentasyon olayı, sadece yarıiletkenin direncinin, verilen bir kalınlık için belirli bir kritik değerden küçük olduğu zaman

gözlenebilir [55]. Şekil 2.8'deki 1, ve 2 eğrileri yarıiletken katodun farklı aydınlatma şiddeti altındaki R_1 ve R_2 farklı dirençleri için AVK 'leri göstermektedir. M ve N kararlı boşalma ışımasının sonlarını göstermektedir.

Şekil 2.6'da gaz boşalma hücresinin kararlı haldeki durumunu göstermektedir, bu Şekil 2.5'deki AVK 'den elde edilen bilgilerle oluşturulmuştur, gaz boşalma hücresine uygulanan U voltajının p basıncına göre grafiği çizilmiştir. Gaz boşalmasının başladığı U_K voltajı, sabit d elektrotlar arası aralıkta (karanlıkta) Paschen eğrisi olarak bilinmektedir [56]. Şekil 2.6' daki taralı alan kararlı boşalma ışıması aralığını göstermektedir. Şekil 2.6' da A_1 ve A_2 farklı aydınlatma şiddetlerine göre fotoiletkenlik için iki farklı R_1 ve R_2 direnç değeri vardır. Belirli bir p' basıncında U_K voltajı Paschen eğrisinden elde edilir. Kararlı boşalma ışıması sırası ile R_1 ve R_2 dirençleri için U_{b1} (N noktası) ve U_{b2} (M noktası) voltajlarının üzerinde gözlenebilir. Böylece M ve N noktasındaki voltaj, R_1 ve R_2 için kararlılığın bozulmaya başladığını karakterize etmektedir.

2.5. Yarıiletken Gaz Boşalma Elektronik Cihazın Kararlı Çalışma Şartlarının Prensipleri

2.5.1. İkincil elektron emisyonu

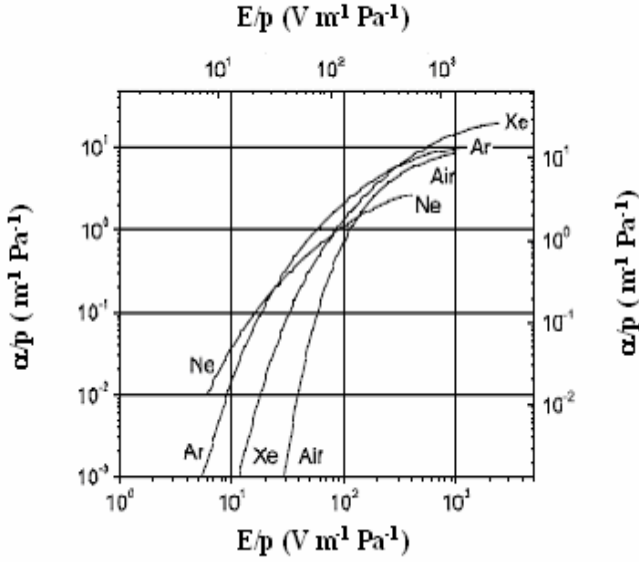
Parçacık bir yüzeye çarptığı zaman, elektron salınabilir. Bu işlem glow boşalmasını sürdürmek için özellikle önemlidir, yani yeni elektronlar duvarlardaki elektron kayıplarını telafi etmek için temin edilebilir. İkincil elektron emisyonu, elektronların, iyonların, nötrlerin ve fotonların bombardımanından kaynaklanabilir. Anlık parçacık başına katottan sökülen elektron sayısına $\dot{I}EEK$ denmektedir. İkincil elektron emisyonu genelde γ katsayısıyla karakterize edilir, γ katsayısı olay parçacık başına ikincil elektronun sayısını gösterir. Bu, bombalanan parçacıkların ve enerjilerinin türüne ve duvar materyalinin türüne bağlıdır.

$$\gamma = 1/(e^{ad} - 1) \quad (2.1)$$

burada α , Birim uzunluk başına elektron çarpışmalarıyla oluşan iyonizasyon olaylarının oranıdır. α katsayısı Townsend (birinci) iyonizasyon katsayısı olarak da bilinir [56-58]. α/p iyonizasyon katsayısının basınca oranı, E/p azalan elektrik alan kuvvetinin bir fonksiyonudur. Böylece, Şekil 2.7’de gösterildiği gibi, bu oran gaz cinsine bağlıdır. Genelde, α iyonizasyon katsayısı şu deneysel formülle gösterilir:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(\frac{-Bp}{E}\right) \quad (2.2)$$

burada A ve B sabitleri gaza özgüdür ve deneylerden elde edilir.

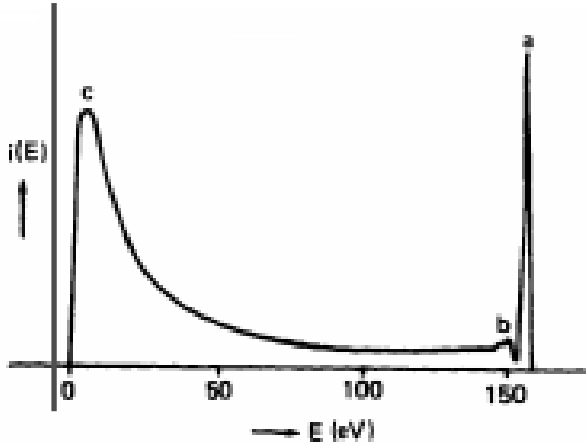


Şekil 2.7. Townsend iyonizasyon katsayısı α/p , farklı gazlar için E/p elektrik alanının fonksiyonudur [42, 56, 57].

a) Elektron bombardımanı

Bu süreç yalnızca anot duvarlarında önemlidir ve önündeki güçlü elektrik alan elektronların katotu bombalamasını engellediği için katotta ihmal edilebilir. Elektronlar yüzeye çarptığı zaman, Şekil 2.8’de görüldüğü gibi [59] üç elektron tipi salınmaktadır, yani (i) olay elektronunun enerjisine eşit enerjili elastik olarak yansıyan birinciller, (ii) olay elektron enerjisinden daha düşük enerjili elastik olmayarak yansıyan birinciller ve (iii) birkaç eV enerjili asıl ikincil elektronlar.

Bahsedilen, en son tip sıklıkla baskın olandır. Elektron bombardımanı tarafından ikincil elektron emisyonu katsayısı γ , değer olarak 1 mertebelerindedir, ancak elektron enerjisine ve yüzey materyalinin tipine bağlıdır. Tipik olarak yaklaşık 600–800 eV elektron enerjilerinde maksimum göstermektedir [20, 60].



Şekil 2.8. Gümüş tarafından salınan ikincil elektronların enerji dağılımı; (a) elastik olarak yansıyan birinciller, (b) elastik olmayarak yansıyan birinciller (c) “asıl” ikincil elektronlar [59].

b) Pozitif iyon ve atom bombardımanı

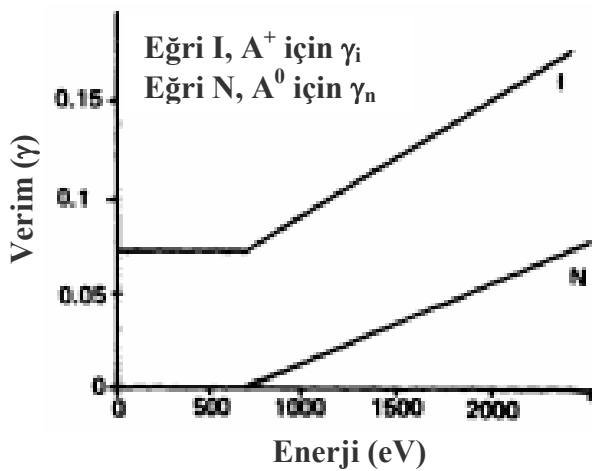
Bu süreç hem katot hem de anot duvarlarında gerçekleşebilir. İkincil elektron emisyon katsayısı γ 500–1000 eV altındaki enerjilerde iyon veya atom kinetik enerjisinden hemen hemen bağımsızdır. Pozitif argon iyonları için genellikle 0,1 mertebesinde ve taban seviyesindeki nötr argon atomları için hemen hemen sıfırdır. Daha yüksek enerjilerde, γ Şekil 2.9’da görüldüğü gibi [61] iyon ya da atom kinetik enerjileri ile artmaya başlamaktadır. Bu durum, ikincil elektron emisyonunun sabit potansiyel enerjisi ve yalnızca 500–1000 eV üzerindeki enerjilerde rol oynayan kinetik enerjisinden (her ikisi için de eşit) kaynaklandığını ileri sürmektedir. “Potansiyel enerji yayılımı” mekanizması Auger nötralizasyonu ile açıklanmaktadır [22].

İyonların potansiyel enerjisi, ikincil elektron emisyonu için oldukça yeterli görünen iyonizasyon potansiyeli mertebesinde. Nötr taban durum atomları, γ ’nın 500–1000

eV altında enerjilerinin ihmal edilebileceğini açıklayan böyle bir potansiyel enerjisine sahip değildir. Ancak, yarı-kararlı atomlar potansiyel enerji taşımaktadır (yani, uyarılmış yarı-kararlı durumlar düzeyin enerjisi), bu yüzden daha yüksek ikincil elektron emisyonu katsayısına neden olacaktır. Ancak daha az nicel bilgi mevcuttur. Helyum (2^3S) yarı-kararlı durumu için, altın yüzeyde 0,29 ikincil elektron emisyonu katsayısı bildirilmiştir [62]. Bu çalışma genişletilmiştir ve molibdenum, tungsten ve platin yüzeyleri için 0,1–0,25 değerleri gözlemlenmiştir [62]. 11 farklı polikristal yüzeyler için 1,05 keV Ar iyonları için ikincil elektron emisyonu katsayılarını ölçülmüştür [64]. Deneysel olarak elde edilen değerler ile iyi bir uyum gösteren teorik bir formül önermiştir:

$$\gamma = \frac{0,2}{\varepsilon_F} (0,8E_i - 2\phi) \quad (2.3)$$

Formülde, ε_F valans bandının tabanından ölçülmüş Fermi enerjisidir, E_i gelen iyonun etkin potansiyel enerjisidir ve Φ metalin iş fonksiyonudur. Bu formül Ar iyonlarından başka türlere de uygulanabilirse, metal yüzeylerde argon yarı-kararlı atomlarının ($E_i = 11,55 eV$) $\dot{I}EEK$ 'leri hesaplanabilir ve yaklaşık 0,0005–0,05 tipik γ değerleri elde edilecektir.



Şekil 2.9. Molibdenyumun argon iyon ve atom bombardımanı için enerjinin bir fonksiyonu olarak ikincil elektron emisyon katsayısı [61].

Atom ve iyon bombardımanı ile $IEEK$ 'nin değerlerinin daha çok yüzey koşullarına bağlı olduğuna dikkat edilmelidir (kristal bölgesi yüzey safsızlılığı). Dahası, saf metallere özgü olan değerler, alaşımların ya da iletken olmayan materyallerinkinden önemli ölçüde farklılık göstermektedir [20].

c) Foton bombardımanı

Foton bombardımanı nedeniyle elektronların sökülmesine foto-emisyon denmektedir. Çoğunlukla saf metaller için γ_p fotoelektrik verimli görünür ve yakın UV dalga boyu aralığında foton başına sadece 10^{-4} – 10^{-3} 'dür, çünkü fotonlar genellikle daha etkin bir şekilde yansıtılmaktadır. Ancak daha kısa dalga boylarına doğru artmaktadır (yani, 100 nm 'de 0,1 sırası [20]). Fotoelektrik emisyonu etkileri glow boşalmalarda araştırılmaktadır.

2.5.2. Püskürtme

Enerjik parçacıklar (yani, gaz iyonları, gaz atomları ve de katot materyalinin iyonları) katot yüzeyine bombaladığı zaman, bunlar yüzeye nüfus ederler ve enerjilerini kaybedene kadar katot materyalinin atomları arasında bir dizi çarpışma başlatabilir. Yalnızca çok kısa süre devam eden bu üç boyutlu çarpışma dizisinde (yaklaşık 10^{-12} saniye [65]), yüzeye uzanan atomlar yüzey bağlanma enerjisinden daha büyük enerji elde edebilmektedir, böylece yüzeyden kaçabilmektedirler. Buna püskürtme denmektedir. Püskürtülmüş parçacıkların çoğunluğunun nötr atomlar olduğuna inanılmaktadır. İyonlar da püskürtülebilir ancak pozitif iyonlar önlerindeki güçlü elektrik aladan dolayı anında katota geri dönecektir. Püskürtülmüş atomların enerjisi $5\text{--}15\text{ eV}$ mertebesinde [66].

Çarpışma dizisi her zaman püskürtmeye neden olmaz. Çoğu zaman, yalnızca katot materyalinin içinde engellenir. Bombalanan parçacıklarının enerjisi katotun ısınması gibi tamamen örgü titreşimlerine aktarılmaktadır. Püskürtme işlemi bu nedenle daha etkisizdir: olay enerjinin yalnızca yaklaşık %1'i püskürtülmüş parçacıkların enerjisi olarak yeniden ortaya çıkmaktadır [17, 20].

Püskürtme bakımından en önemli nicelikler, püskürtme verimi, püskürtme hızı ve kaçış ve numune derinlikleridir. Bu nicelikler daha detaylı bir şekilde açıklanacaktır.

Püskürtme verimi

Y püskürtme verimi olay parçacık başına püskürtülmüş atomların sayısı olarak açıklanmaktadır. Püskürtme verimi verisi için analitik açıklamalar ya da tahminler, teorilerden [67, 68], deneysel ilişkilerden [69, 70] ve püskürtme işlemlerinin bilgisayar simülasyonlarından [71] pek çok yazar tarafından geliştirilmiştir. Sigmund, püskürtmenin diğer iyon bombardımanı olayıyla yakından ilişkili olduğu varsayımına dayanarak farklı iyon-hedef kombinasyonları ve enerjilerini tanımlayan ve lineerleştirilmiş Boltzmann denklemini çözen kapsamlı bir teori geliştirmiştir [67]. Hesaplama 4 farklı adımdan oluşmaktadır: (i) yüzey yakınındaki enerjik parçacıklar tarafından depolanan enerji miktarının belirlenmesi, (ii) bu enerjinin çok sayıda düşük enerjili geri-tepki atomlarına dönüştürülmesi, (iii) yüzeye ulaşabilen bu atomların sayısının belirlenmesi ve (iv) yüzey bağlanma kuvvetini aşan yeterli enerjiye sahip bu atomların seçilmesi.

Püskürtme veriminin bombalanan parçacıkların ve yüzey atomik sayılarının ve kütlelerinin ve hedefinin olay enerjisinin karmaşık bir fonksiyonu olduğu sonucuna varılabilir. Püskürtme verimini belirleyen farklı etkenler kısaca ele alınacaktır.

Boşalma gazı

Daha çok soygazlar kullanılmaktadır, çünkü yüksek püskürtme verimleri sağlarlar ve katot materyali ile kimyasal reaksiyonlara girmeyeceklerdir.

Olay parçacıkların kütleleri

Genelde, püskürme verimi bombardıman edilen parçacıkların kütleleri ile doğrusal olarak daha az artmaktadır. H_2^* bir istisna oluşturmaktadır, yani düşük düzeyde

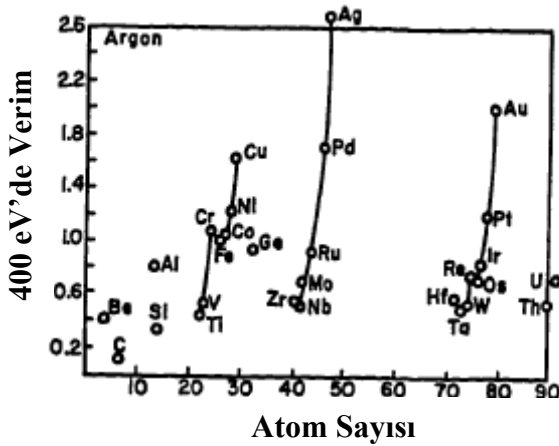
yeniden depolamayla ilişkili olarak katot materyali ile kimyasal reaksiyonlardan dolayı nadiren yüksek püskürtme verimleri vermektedir. Püskürtme verimi bombalanan parçacıkların kütleleri ve hedef yüzey birbirleriyle maksimuma ulaşmadıkları ve kimi zaman basitleştirilmiş püskürtme verimi açıklamalarından yüzey hedefinin birbirine yakın olduğu önerilmektedir [20, 72].

Olay parçacıkların enerjisi

Olay parçacıkların eşik enerjisi, püskürtmeyi vermek için gerekmektedir. Gerçekten de, katot yüzeyindeki atomların yüzey bağlanma enerjilerinin üstesinden gelmek için yeterli enerji elde etmesi gerekmektedir. Yüzey bağlanma enerjisinin iyi bir ölçümü süblimasyon ısısıdır. Püskürtme için en az enerjinin katot materyalinin süblimasyon ısısının yaklaşık dört katı olmak zorunda olduğu ileri sürülmektedir [73]. Bu minimum enerjinin üzerinde, püskürtme verimi bombalanan parçacıklarının enerjisi ile artmaktadır. Birkaç keV mertebesinde enerjilerde geniş bir maksimuma ulaşmakta sonrasında yine düşmekte böylece iyon implantasyonu önemli bir hale gelmektedir [20].

Olay parçacıkların açısı

Oechsner 0,5–2 keV enerjileri ile polikristal bakır hedefini bombalayan soy-gaz iyonları için, püskürtme veriminin yüzey normali ile ilgili olarak yaklaşık 60–80° olay açılarında maksimuma ulaşmaktadır [74]. Gerçekten de, düşük olay açılarında, püskürtme verimi katot yüzeyine geri yayan ve böylelikle püskürtme ile sonuçlanan çarpışma dizisinin artmış olasılığı nedeniyle artan açı ile artmaktadır. 60–80°'den daha yüksek olan olay açılarda, püskürtme verimi azalmakta çünkü gelen parçacıklar nüfuz ya da momentum transferi olmaksızın yüzeyi yansıtması daha muhtemeldir, böylece bu püskürtme olasılıksız hale gelmektedir.



katot yüzeyi boyunca taşınabilir ve küçük klastırlar oluşturabilir, böylelikle altta kalan materyali püskürtmeden korumaktadır. Bu etki aynı zamanda püskürtme veriminin azalması ile sonuçlanmaktadır.

Katot sıcaklığı

Tipik glow boşalma koşullarında püskürtme verimleri artan sıcaklık ile hafifçe azalmaktadır çünkü yüzey üzerindeki daha gevşek bağlı atomların daha güçlü bağlanma pozisyonlarına tavlama eğilimi göstermektedir [75].

Püskürtme hızı

Püskürtme hızı, birim zaman başına püskürtülmüş katot materyalinin miktarı olarak tanımlanmaktadır ve birim zaman başına ağırlık ya da derinlik cinsinden açıklanmaktadır. Püskürtme hızının tipik değerleri boşalma koşullarına bağlı olarak 3–600 *A/dakikadır* (dakika başına yaklaşık 1–200 tek katmana tekabül etmektedir) [75].

Nüfuz ve numune derinliği

Nüfuz derinliği olay parçacıklarının yüzeye işlediği derinlik hakkında bilgi vermektedir. Daha önce de bahsedildiği gibi, daha yüksek bir nüfuz derinliği genellikle daha az püskürtme verimi ile sonuçlanmaktadır. 1 *keV Ar⁺* iyonları için nüfuz derinliği yaklaşık olarak bakırda 10 *Å*'dır [76] Numune veya kaçış derinliği, katotun analitik bilgisine ulaşabildiği derinliği tanımlamaktadır. Bombalanan parçacıklarının enerjisi ve atomik sayılar ve bombalanan ve katot atomlarının kütleleri tarafından belirlenen çarpışma dizisinin özelliklerine bağlıdır. Genel olarak, nüfuz derinliğinin dörtte birinden daha azdır [75].

3. DENEYSEL SİSTEM

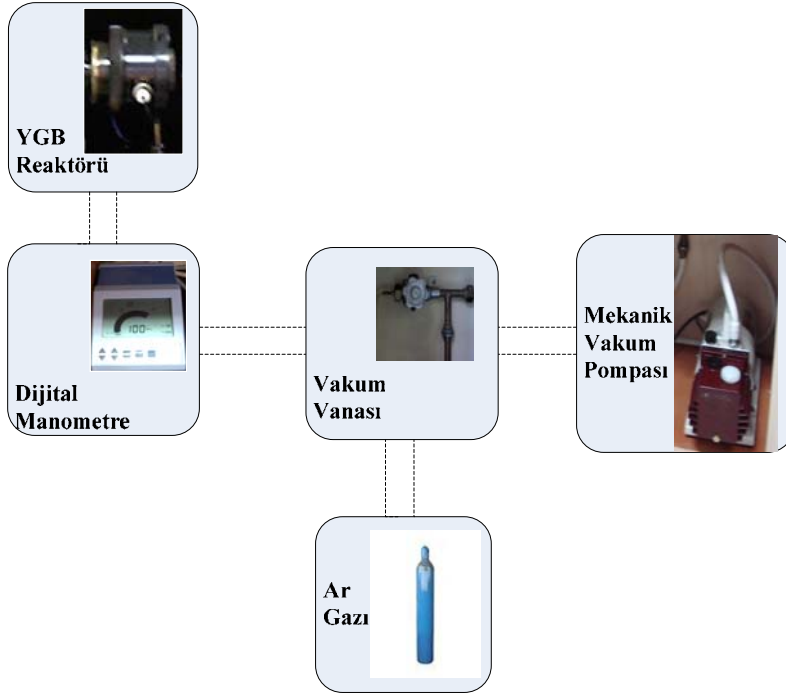
Bu deneysel çalışmada, ışığa duyarlı yarıiletken gaz boşalma yapısı kullanılarak paralel düzlem elektrotlu gaz boşalma sisteminin *AVK*'si, geniş bir p gaz basıncı (3–760 Torr), d elektrotlar arası mesafe (45–525 μm) ve D elektrot çapı (5, 9, 12 ve 18 mm) değerlerine bağlı olarak belirlendi. Ayrıca 150 saniye zaman aralığında gaz boşalma sisteminde akımın davranışı farklı basınçlarda ve U_0 besleme voltajlarında incelenip, akımın kararlı olduğu bölgeler belirlendi. *YGBS*'yi oluşturan deneysel düzeneğin fotoğrafı Resim 3.1'de gösterilmektedir



Resim 3.1. *YGBS*'yi oluşturan deneysel düzeneğin fotoğrafı. Deney düzeneğinin oluşturan elemanlar: 1. Işık kaynağı (halojen lamba), 2. Mercek sistemi, 3. Si filtre, 4. Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresi, 5. Fotoçoğaltıcı, 6. Vakum pompa, 7. Vakum vana, 8. Analog manometre, 9. Dijital manometre, 10. Işık geçirmez optik kutu, 11. Optik kızak, 12. Tutucu, 13. Ar GazıTüpü.

Işık kaynağı olarak 150 *Watt*'lık bir lamba kullanılmış ve ucu karanlık kutunun sağ tarafından açılan delikten geçecek şekilde ray üzerine yerleştirilmiştir (1). Işığın şiddetinin değişebilmesi için bir gerilim bölücü ışık kaynağına bağlanmıştır. Mercek sistemi (2), ışık kaynağının önüne takılarak gaz boşalma hücresinin homojen olarak aydınlatılması sağlanmıştır. *Si* filtre sayesinde (3), ışık kaynağından çıkan ışığın sadece *KÖ* dalga boyu ($1\ \mu m < \lambda < 1,6\ \mu m$) gaz boşalma hücresini aydınlatmaktadır. Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresi ise (4), vakum ortamında gaz boşalma ışımasının görüntülenmesi ve gerekli ölçümlerin yapılabilmesini sağlamıştır. Bu gaz boşalma hücresi Resim 3.3'de görüldüğü gibi kurşun kalemin boyutları ile karşılaştırılabilecek kadar küçüktür. Fotoçoğaltıcı (5) ise, boşalma hücresinde oluşan ışımının toplam şiddetinin ölçmüştür. Vakum pompa (6) vasıtasıyla, gaz boşalma hücresindeki hava boşaltılmıştır. Vakum pompası olarak Ulvac Sinku Kiku GVD-050 A cihazı kullanılmıştır. Vakum vana (7) ile, basınç ayarlanmıştır. Analog manometre (8) sayesinde, basınç ölçülmüş ve dağıtıcı olarak da görev yapmıştır. Dijital manometre (9) ise, gaz boşalma hücresindeki basıncı ölçmüştür. Deney düzeneği, ışık geçirmez optik kutu (10) denilen saç levhadan oluşan bir kutuya yerleştirilmiş, karanlık ve ışık altında *AVK* ve *IVK* ölçümlerinin ışıktan etkilenmeden yapılabilmesi sağlanmıştır. Işığın yansımaları engellemek için kutu siyah renktedir. Kutunun içine yerleştirilen ray üzerine (11), gaz boşalma hücresi, fotoçoğaltıcı, *Si* filtre ve mercekleri yerleştirmek için ileri-geri, sağa-sola hareketi sağlayacak tutucu (12) ayaklar yerleştirilmiştir.

Işığa duyarlı yarıiletken gaz boşalma hücresindeki elektrotlar arası aralığa ve gaz basıncına bağlı olarak *AVK* ve *IVK*'nin belirlenmesinde, Dijital Multimetre (Keithley 199) ve Dijital Yüksek Gerilim Güç Kaynağı (Stanfort PS 325. 2500V–25 W) kullanılmıştır. Işığa duyarlı yarıiletken gaz boşalma hücresinin vakum sistemi Şekil 3.1' de gösterilmiştir.



Şekil 3. 1. YGB hücresinin vakum sistemi

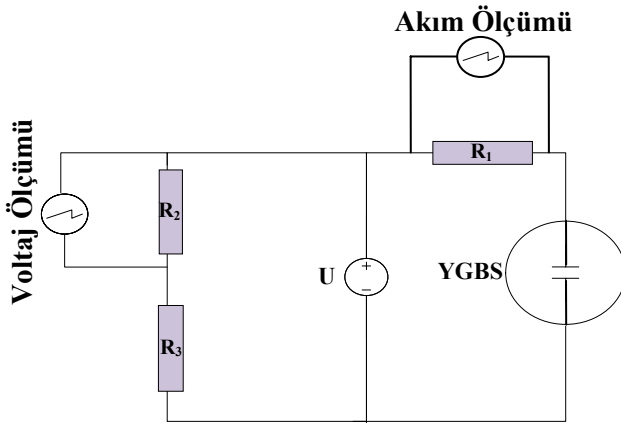
Gaz boşalma hücresindeki gerekli ölçümlerin kontrol ve kumanda edilmesinde kullanılan deneysel sistemin ölçüm cihazları Resim 3.2’de gösterilmiştir.



Resim 3.1. Bilgisayar ile kontrol ve kumanda edilen deneysel sistemin ölçüm cihazların fotoğrafı.

Bu deneysel düzeneği oluşturan elemanlar; 1. Bilgisayar ile yazılım, 2. *CCD* kamera, 3. *CCD*' ye bağlı görüntü monitörü, 4. *CCD*' nin kontrol ünitesi, 5. Görüntü şiddetlendiriciyi besleyen güç kaynağı, 6. Dijital Multimetre, 7. Dijital elektrometre, 8. *YGBS*'yi besleyen güç kaynağı, 9. Direnç devresini içeren kutu (Resim 3.1), 10. Fotoçoğaltıcıyı besleyen güç kaynağı.

YGB hücrelerinden çıkan akımı düzenlemek ve ölçmek için Resim 3.1'deki devre kullanılmıştır. *AVK*'leri ölçen devrede verilen R_1 direnci, gaz boşalma sisteminin akımını sınırlar. $R_1 = 10\text{ k}\Omega$, $R_2 = 10\text{ k}\Omega$, $R_3 = 10\text{ M}\Omega$ değerindedir. 1500 *Volt*'luk potansiyele sahip ve 1 *V* hassasiyetli yüksek gerilim güç kaynağı gaz boşalma sistemindeki elektrotlara voltaj uygular. R_2 ve R_3 dirençleri kendi aralarında seri ve gaz boşalma sistemine paralel bağlıdır ve bu dirençler vasıtasıyla gaz boşalma sistemindeki elektrotların üzerine düşen gerilim ölçülmektedir. *A-V* ve *I-V* ölçümlerinde kullanılan dijital multimetre ve dijital yüksek gerilim güç kaynağı gibi ölçüm cihazları bilgisayara takılan *AC/DC* çevirici kart ve *IEEE* kablo kullanılarak kontrol ve kumanda edilmiştir.

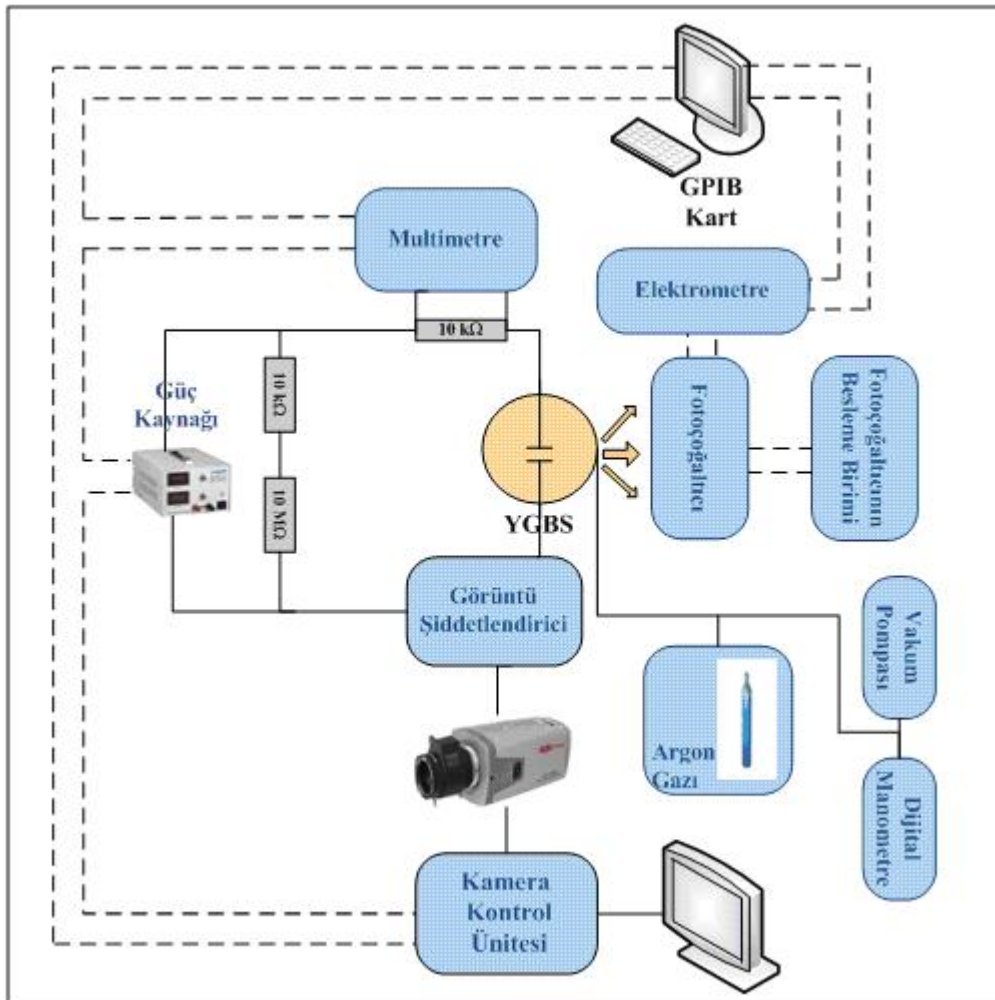


Şekil 3. 2. Deneysel sistemin ölçüm devresi



Resim 3.3. YGB hücresinin fotoğrafı

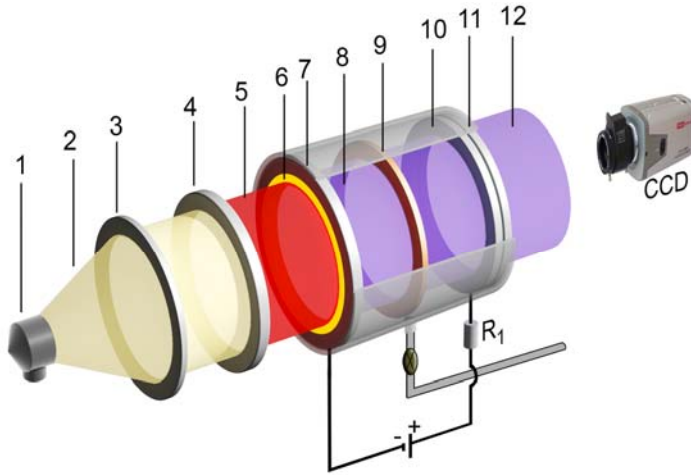
Şekil 3.3’de deneysel sistemi oluşturan cihazların birbirlerine bağlantı yollarını göstermektedir.



Şekil 3.3. Deneysel sistemi oluşturan cihazların şematik gösterimi

3.1. Deney

YGB hücresinin boşalma aralığı *Ar* gazı ile doldurulmuştur ve ölçümler oda sıcaklığında yapılmıştır. Yalıtkan mika tarafından oluşturulan, gaz boşalma aralığının kalınlığı $d = 45\text{--}525\ \mu\text{m}$ ve çapı $D = 5\text{--}18\ \text{mm}$ ' dir. Bu aralık $3\text{--}760\ \text{Torr}$ 'luk p gaz basıncı bölgesinde gaz ile doldurulmuştur. Deneylerimizde D_C voltajlarda çalışılmıştır, bu doğru bir yaklaşımdır, çünkü yaptığımız deneyler kolaylıkla gerçekleştirilebilir [77]. Yarıiletken katotlu gaz boşalma yapısının şematiği Şekil 3.4' de gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Gaz boşalma hücresi şeması: 1- ışık kaynağı, 2- gelen ışık 3- mercek, 4- *Si* filtresi, 5- *KÖ* ışık, 6- yarıgeçirgen *Au* kontak 7- yarıiletken *InP* katot, 8- gaz boşalma aralığı, 9- yalıtkan mika, 10- yarıgeçirgen iletken *SnO₂* kontak, 11- cam disk, 12- görünür ışık.

Deneysel sistem, bir optik tezgâh üzerinde düzenlenmiş optiksel bir deneysel düzenek ve gaz boşalma aralığından meydana gelir. Optiksel deneysel düzenek, yarıiletken katodu (2) aydınlatmada homojen bir ışık demeti elde etmek için bir ışık kaynağı ve kolimatör içerir. Işık kaynağı olarak, gücü $150\ \text{W}$ olan bir halojen lamba kullanılır. Dijital yüksek gerilim güç kaynağı vasıtasıyla hücrenin elektrotlarına gerilim uygulanabilir. Akkor lambadan çıkan ışığın önüne konulan *Si* filtre $0,8\ \mu\text{m} < \lambda < 1,6\ \mu\text{m}$ dalga boylu ışınları geçirir ve böylece yarıiletken katot homojen olarak aydınlatılır.

Yarıiletken InP 'nin aydınlatılmış tarafı, yarıgeçirgen iletken vakum evaporasyonlu Au tabakası (6) ile kaplıdır. Au tabaka yaklaşık 40 nm kalınlıklıdır ve bu nedenle, yaklaşık %10 geçirgenlikle görünür ışığa saydamdır. Yarıiletken InP katodun (7) çapı 30 mm ve kalınlığı 1 mm ' dir. Bu elektrot disk şeklinde üretilmektedir. Fotodetektörün yüzeylerinden biri boşalma bölgesine dönüktür. Yarı saydam elektriksel kontak, fotodetektörün dış yüzeyinde oluşturulur. Yarıiletken katodun iç yüzeyi, merkezindeki dairesel aralık ile yalıtkan bir mika (9) tabakası tarafından anottan ayrılmaktadır. Saydam anot (10), ince iletken SnO_2 tabakasıdır. Cam bir disk (11) olan anot, 30 mm çaplı ve 2 mm kalınlıklı saydam iletken SnO_2 (10)' nin ince tabakası ile kaplanmıştır. SnO_2 ' nin tabaka direnci $15\text{--}20\text{ Ohm sq}^{-1}$ ve Au filminin ki ise 10 Ohm sq^{-1} mertebesindedir. Bu dirençler aydınlatma yokken InP tabakasının $1,7 \times 10^8\text{ Ohm sq}^{-1}$ direnci ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir. SnO_2 ve Au elektrot yüksek voltaj güç kaynağı U_o ve seri R_l direncini içeren dış elektronik devreye bağlantılıdır.

Boşalma hücresindeki toplam I akımı ve elektrotlar arasındaki voltaj düşüşü U eş zamanlı olarak kaydedilebilmektedir. Sistemin akımı ya besleme voltajı U_0 'ı değiştirerek ya da yarıiletkenin yüzeyindeki saydam elektrot boyunca yarıiletken tabakanın uzaysal olarak homojen aydınlatmasını değiştirerek kontrol edilebilir. σ , InP elektrodun iletkenliğidir. Aktif elektrot alanlarının tipik içi çapları $D = 5, 9, 12$ ve 18 mm ' dir. pd parametresi, Townsend boşalması kırılma eğrilerinin tanımlanması için önemlidir. Boşalma hücresini özellikle polystenden yapılan bir bölmeye yerleştirerek sızıntı akımlarının maksimum düzeyde önlenmesi için özel bir çaba sarf edildi. Hücreden geçen akım hücreye seri bağlı dış sınırlayıcı direnç boyunca voltaj düşüşünü ölçerek elde edildi ($10\text{ k}\Omega \pm \%1$).

Gaz boşalma sisteminin katodu olarak doğal büyüme düzleminde kesilmiş, ($<100>$) yönelmeli yüksek öz dirençli ($\rho \approx 10^7\text{ }\Omega\text{cm}$) n -tipi $InP:Fe$ kristal plaka kullanıldı. Elektrotlardan biri yarıiletken ışığa duyar materyalden, diğeri saydam iletken bir tabaka ile kaplı camdan yapılmıştır. $KÖ$ spektral bölgesinde fotoiletkenliği sağlamak için kullanılan yarıiletken materyal derin-seviye safsızlıkları ile katkılanır [78, 79].

Boşalmanın kararlılığı, ince boşalma aralıklı fiziksel yapı kullanılarak sağlanmaktadır [80]. Deneylerde σ , yarıiletken katodun $K\ddot{O}$ ışıkla aydınlatılmasıyla arttırılabilir. Besleme voltajına bağlı olarak, aygıt yalıtkan veya iletken durumda olabilir. $U_0 > U_{kr}$ olduğunda iletken durum gözlenmektedir (Gaz kırılması için kritik voltaj tipik olarak 1 kV mertebesinde). Verilen bir U_0 değeri için iletkenlik durumunun domeinindeki σ 'nın σ_{kr} 'den daha büyük değerlere artışı boşalmanın homojen kararlı durumdan filamentli bir duruma ayrılması ile sonuçlanır. *Si-filtreli* akkor lambanın ışığı katodu düzgün olarak aydınlatır. Maksimum aydınlatma şiddeti $L_{maks} 10^{-4} Wcm^{-2}$ civarındadır. Yarıiletken, uzaysal dağılımlı bir direnç gibi davranır ve yarıiletkenin iletkenliği aydınlatma şiddetini ayarlayarak değiştirilebilir. Katotta ışığın şiddeti filtreler tarafından değiştirilir. Yarıiletkenlerde iç fotoetki mekanizması, $K\ddot{O}$ spektral bölgede sistem duyarlılığının geniş bir bölgesinden sorumludur [81]. U_K kırılma voltajı $\pm 5 V$ doğrulukla ölçülmüştür. U_K kırılma voltajını belirlerken, boşalma voltajının büyüme oranı 1 Vs^{-1} 'i geçmez. Akım eksenini için maksimum duyarlılık $10^{-9} A.cm^{-1}$ ve voltaj içinse $0,5 Vcm^{-1}$ civarındadır.

İç fotoetki nedeniyle, *InP* elektrodun özgül iletkenliği, ışık ile aydınlatmayla ayarlanabilir. Elektrodun dış yüzeyindeki altın kontak görünür ışığa göre saydam olduğu için bu durum mümkündür. *Au* kontağın iletim katsayısı $\approx \% 10$ 'dur. Işık, yarıiletken elektrodun materyali tarafından soğurulduğunda, elektronlar valans banttan iletkenlik bandının içine uyarılır. Bu nedenle, özgül iletkenlik yükselir. Bunun yanı sıra, U_0 besleme voltajı deneylerde kolaylıkla değiştirilebilir. Bu nedenle bu iki nicelik ana kontrol parametreleri gibi kullanılmaktadır. p gaz basıncı ve d elektrotlar arası mesafe gibi diğer parametreler sabit kalır veya geniş bir aralıkta kesikli olarak değiştirilmektedir. Yapılan deneylerde, p basınç ve yarıiletken katodun iletkenliği sabitlenir ve besleme voltajı U_0 yavaşça 0'dan itibaren arttırılır. U_0 gazda kırılma için kritik voltaja ulaşınca, boşalmanın homojen ateşlemesi meydana gelir. Kritik voltajın değeri, Paschen eğrisinden belirlenir [56]. U_0 arttırılarak boşalma akımı I kontrol edilebilmektedir. $U_0 U_K$ 'ye eşit olduğunda, boşalma ateşlenmiştir [82].

4. GAZ BOŞALMA KONTROL PARAMETRELERİNİN IŞIĞA DUYARLI YGBS'DE İNCELENMESİ

Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücrelerinde akımın davranışı *Ar* gazı için $p = 3\text{--}760$ Torr' luk basınç bölgesinde, $d = 45\text{--}525\ \mu\text{m}$ ' lik elektrotlar arası mesafeler ve $D = 5\text{--}18\ \text{mm}$ ' lik yarıiletken elektrotun farklı çapları için deneysel olarak incelenmiştir. Bu kısımda, aşağıda belirtilen konularda ayrıntılı araştırmalardan elde edilen deneysel grafikler sunulmaktadır. Bunlar şu başlıklar altında sınıflandırılabilir:

- Besleme voltajına bağlı olarak akımın incelenmesi,
- Yarıiletken elektrodun farklı çap D değerlerinde akım değişiminin incelenmesi,
- Paschen eğrilerinin farklı çap ve elektrotlar arası mesafe için elde edilmesi,
- Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücrelerinde akım voltaj, ışık şiddeti voltaj karakteristiğinin optimal şartlarının belirlenmesi.

4.1. Yarıiletken Elektrotun Çap Değeri Değişimine Bağlı Olarak YGBS'de AVK'nin İncelenmesi

Dört farklı çap değeri ve elektrotlar arası uzaklıklar için farklı basınçlarda çizilen akım voltaj grafiklerinden aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

- Elektrotlararası mesafe, besleme voltajı ve basıncın sabit olduğu koşulda *Ar* gazı için yarıiletken elektrot çapı arttıkça akım değerleri de artmaktadır. Çizelge 4.1. *Ar* gazı için; $d = 45\ \mu\text{m}$, $p = 760\ \text{Torr}$, $U_0 = 550\ \text{Volt}$ ve A_3 'de; Çizelge 4.2. $d = 45\ \mu\text{m}$, $p = 760\ \text{Torr}$, $U_0 = 325\ \text{Volt}$ ve A_3 'de, elektrot çapına göre akımın değişimini göstermektedir.

Çizelge 4.1. *Ar* gazı için akım yoğunluğu ve akımın yarıiletken elektrotun çapına göre değişimi. Elektrotlar arası mesafe $45 \mu m$, basınç $760 Torr$, $550 Volt$.

Çap Değerleri (mm)	Akım Değerleri (A)	Akım yoğunluğu (A/cm ²)
5	$9,36 \times 10^{-5}$	$4,92 \times 10^{-4}$
9	$2,16 \times 10^{-4}$	$3,43 \times 10^{-4}$
12	$1,28 \times 10^{-5}$	$1,13 \times 10^{-4}$
18	$2,5 \times 10^{-4}$	$0,66 \times 10^{-4}$

Çizelge 4.2. *Ar* gazı için akım yoğunluğu ve akımın yarıiletken elektrotun çapına göre değişimi. Elektrotlar arası mesafe $45 \mu m$, basınç $760 Torr$, $325 Volt$.

Çap Değerleri (mm)	Akım Değerleri (A)	Akım yoğunluğu (A/cm ²)
5	$2,43 \times 10^{-5}$	$1,28 \times 10^{-4}$
9	$7,94 \times 10^{-5}$	$1,26 \times 10^{-4}$
12	$1,02 \times 10^{-4}$	$9,03 \times 10^{-5}$
18	$2,47 \times 10^{-4}$	$6,5 \times 10^{-5}$

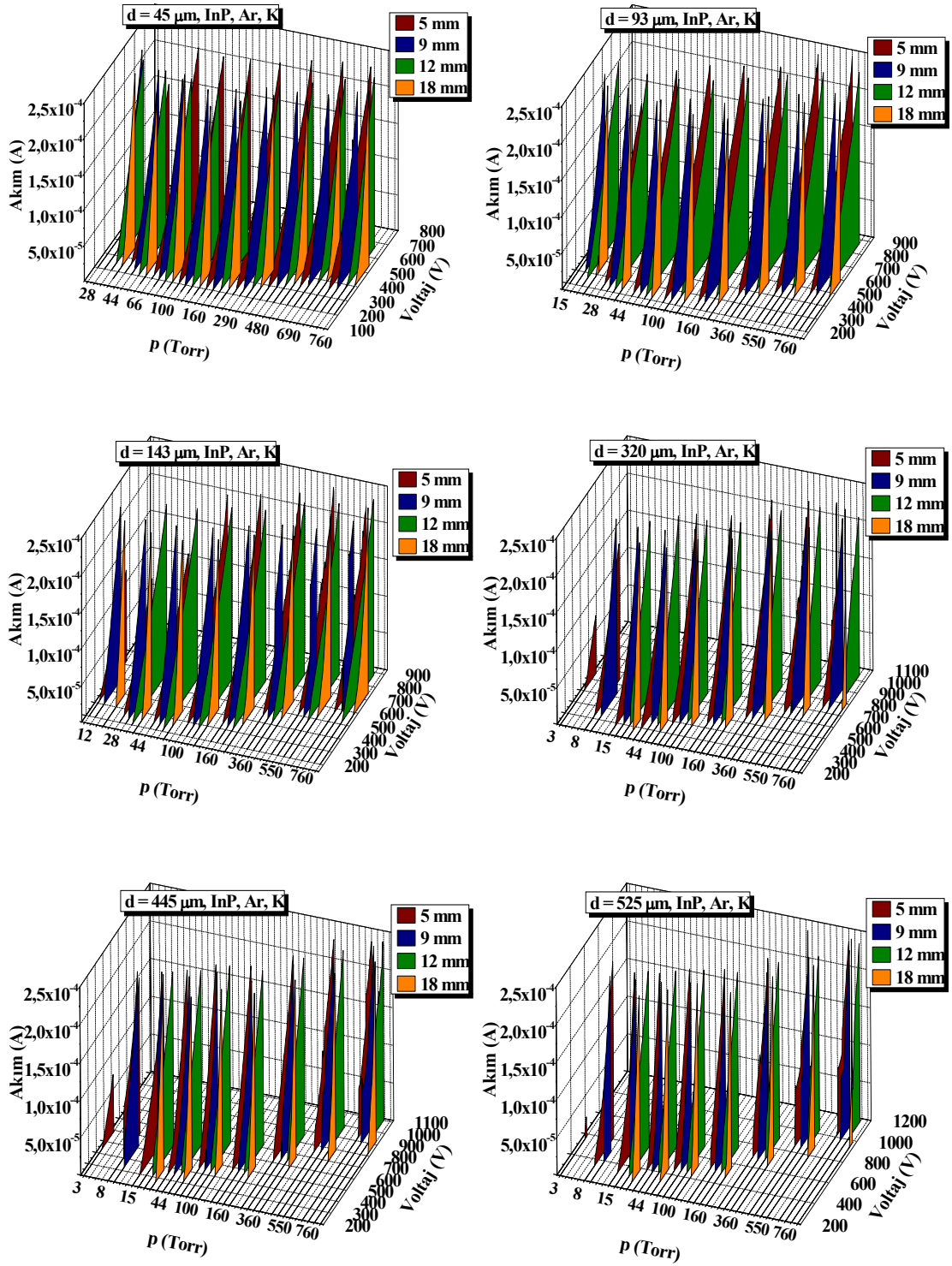
- Maksimum akım yoğunluğunun değerleri yarıiletken elektrot alanının çapı D büyüdükçe azalmaktadır.
- Yarıiletken katodun zarar görmemesi amacıyla tüm çap değerleri için ($D = 5, 9, 12$ ve $18 mm$) akımın maksimum $2,5 \times 10^{-4} A$ değerine kadar artmasına izin verilmiştir. Tüm çaplarda $d = 45 \mu m$ 'de elektrodun çap değeri arttıkça daha düşük besleme voltajında akım izin verilen sınır değerine ulaşmaktadır. $p = 760 Torr$ 'da $2,3 \times 10^{-4} A$ akım değerine; $D = 5 mm$ 'de besleme voltajı $714 V$ iken, $D = 18 mm$ 'de besleme voltajı $490 V$ iken ulaşılmıştır. Elektrot çapı değişmeyip elektrotlar arası mesafe arttıkça maksimum akım değerine ulaşmak için besleme voltajı artırılmalıdır $D = 18 mm$ 'de $760 Torr$ 'da $d=525 \mu m$ en büyük elektrotlar

arası mesafede maksimum akım değerine ulaşmak için 1200 *V* besleme voltajı gerekmektedir. Akımın yarıiletken elektrodun farklı çap değerlerine ve farklı elektrotlar arası uzaklığına bağlılığını gösteren üç boyutlu (3*B*) şekiller şu şekildedir:

- *Ar* gazı için, kırılma voltajına kadar akım değerleri çok küçüktür. Kırılma voltajından sonra akım, voltaj değeriyle orantılı olarak artmaktadır. Elektrotlara uygulanan voltaj artırıldığı zaman, katottan yayınlanan elektronlar elektrik alan nedeniyle mobilitelerinin belirlediği ortalama bir hızla gaz boyunca hareket ettikleri için akım tüm gaz boşalma aralığı boyunca artar. Elektronların çarpma iyonizasyonu gazların kırılmasında en önemli süreçtir.
- Maksimum akım değerleri ve maksimum akım yoğunluğu ortalama serbest yolun artmasından dolayı elektrotlar arası mesafe ($d = 45\text{-}525 \mu\text{m}$) arttıkça azalmaktadır.

Çizelge 4.3. *Ar* gazı için akım yoğunluğu ve akımın elektrotlararası mesafeye göre değişimi. $D = 5 \text{ mm}$, $p = 160 \text{ Torr}$, $U_0 = 550 \text{ Volt}$.

Elektrotlararası mesafe (μm)	Akım Değerleri (A)	Akım yoğunluğu (A/cm^2)
45	$1,39 \times 10^{-4}$	$7,09 \times 10^{-4}$
93	$1,12 \times 10^{-4}$	$5,71 \times 10^{-4}$
143	$9,21 \times 10^{-5}$	$4,7 \times 10^{-4}$
240	$7,28 \times 10^{-5}$	$3,71 \times 10^{-4}$
323	$6,76 \times 10^{-5}$	$3,45 \times 10^{-4}$
445	6×10^{-5}	$3,06 \times 10^{-4}$
525	$4,8 \times 10^{-5}$	$2,45 \times 10^{-4}$

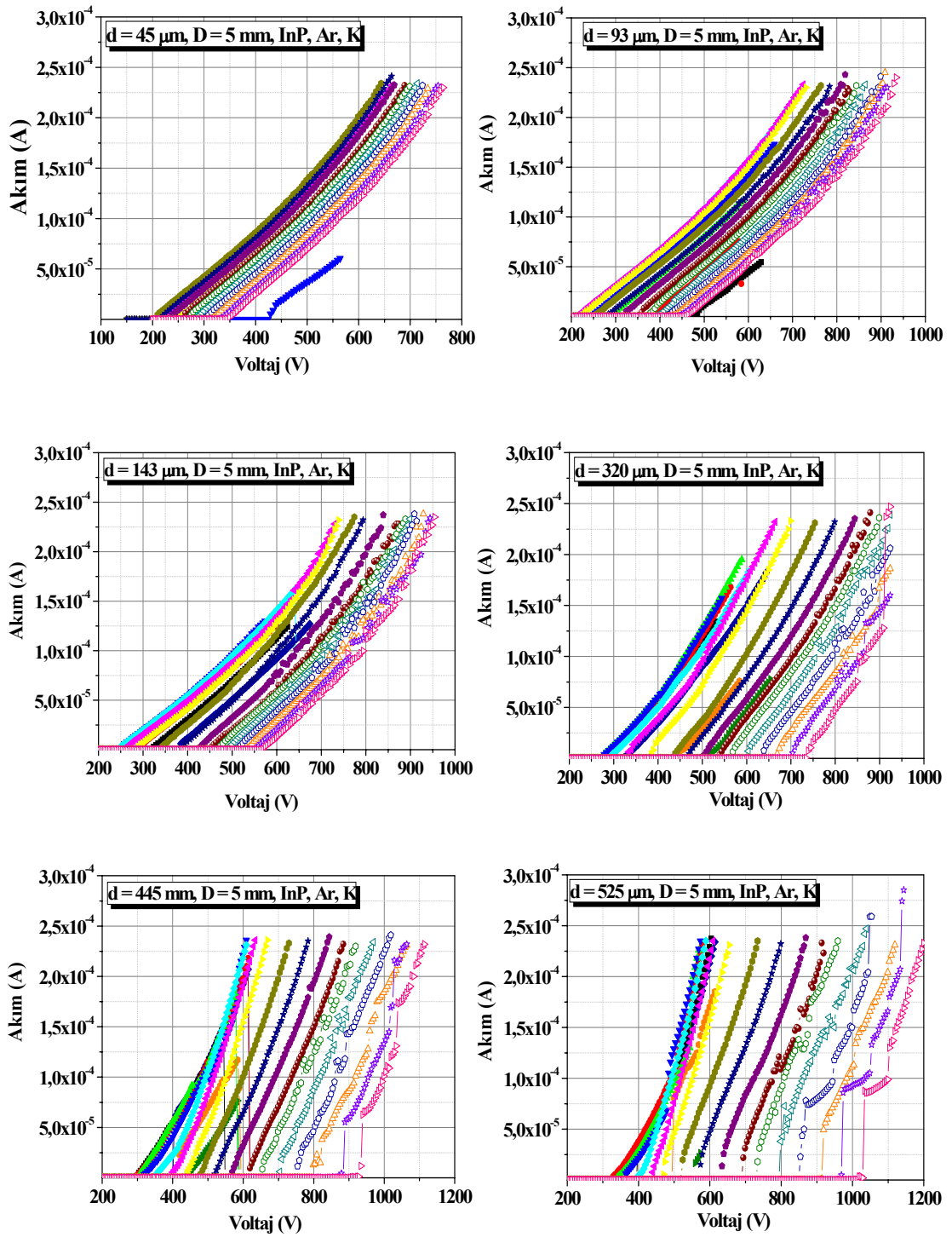


Şekil 4.1. Farklı elektrotlar arası mesafe için karanlıkta yarıiletken katodun farklı ϕ değerlerinde $YGBS$ 'den elde edilen $3B\ AVK$ 'ler.

4.2. Gaz Basıncı Değerinin Değişimine Bağlı Olarak YGBS'de AVK'nin İncelenmesi

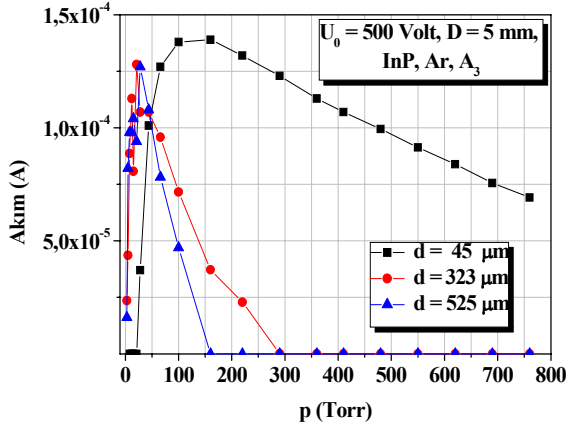
Yarıiletken elektrodun çapı $D = 5 \text{ mm}$, elektrotlar arası mesafenin $d = 45 - 525 \text{ }\mu\text{m}$ değişimine göre $p = 12-760 \text{ Torr}$ basınç aralığında basınca bağlı olarak AVK'ler aşağıdaki şekillerde çizilmiştir. Şekil 4.2'de görüldüğü gibi Ar gazında değişen elektrotlar arası mesafeye bağlı olarak AVK eğrileri geniş bir voltaj aralığına yayılmıştır. Ar gazında tüm elektrotlar arası mesafelerde atmosfer basıncına kadar çalışılabilmiştir. Üstelik $d = 45 \text{ }\mu\text{m}$ 'de izin verilen maksimum akım değeri $2,5 \times 10^{-5} \text{ A}$ 'e ve $p = 66 \text{ Torr}$ 'da ulaşılırken, $d = 525 \text{ }\mu\text{m}$ 'de 12 Torr 'dan itibaren maksimum akım değerine ulaşılmaktadır.

Şekil 4.3'de $d = 45, 323 \text{ ve } 525 \text{ }\mu\text{m}$, elektrot çapı $D = 5 \text{ mm}$ ve besleme voltajı $U_0 = 500 \text{ Volt}$ için; akımın basınca bağlı değişimi kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 'de gösterilmiştir. Ar gazında, sabit bir besleme voltajı için basınç arttıkça akım değerleri belli bir basınç değerine kadar artmakta, daha sonra azalmaktadır. Akım değerlerine bağlı olarak akım yoğunlukları da belli bir basınç değerine kadar artıp, sonra azalmaktadır.



Şekil 4.2. $D = 5 \text{ mm}$ için sabit elektrotlar arası mesafe $d = 45 - 525 \mu\text{m}$ ve $p = 3 - 760 \text{ Torr}$ arası basınçlarda AVK'ler. Basınçlar; $\blacktriangle$ 3, $\bullet$ 5, $\blacklozenge$ 8, $\blacksquare$ 12, $\blacklozenge$ 15, $\blacktriangle$ 21, $\blacktriangledown$ 28, $\blacklozenge$ 44, $\blacktriangleleft$ 66, $\blacktriangleright$ 100, $\blacklozenge$ 160, $\star$ 220, $\blacklozenge$ 290, $\blacklozenge$ 360, $\circ$ 410, $\blacklozenge$ 480, $\blacklozenge$ 550, $\blacklozenge$ 620, $\star$ 690, $\blacklozenge$ 760 Torr.

$d = 323 \mu m$ ve $d = 525 \mu m$ elektrotlar arası mesafelerde AVK 'lerin benzer şekilde davrandığı, fakat $d = 45 \mu m$ en küçük elektrotlar arası mesafede farklı bir davranış gösterdiği görülmektedir. Bu davranış Şekil 4.4'de gösterilmektedir.



Şekil 4.3. $D = 5 mm$ 'de, elektrotlar arası mesafe $d = 45, 323$ ve $525 \mu m$ 'de besleme voltajı $U_0 = 500 Volt$ için akımın basınçla değişimi.

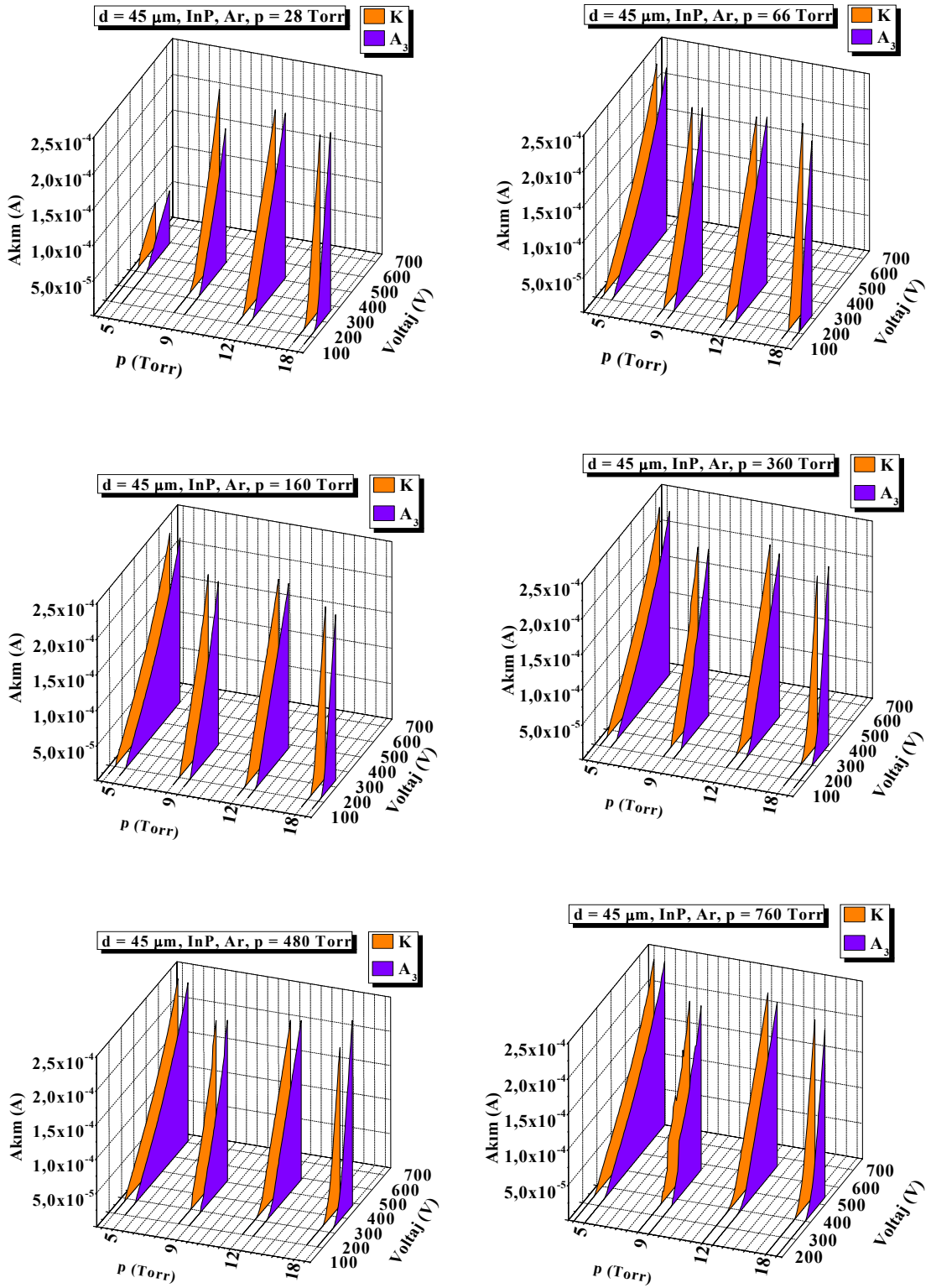
Çizelge 4.4. 500 Volt besleme voltajında, A_3 'de, $d = 45 \mu m$ ve $D = 5 mm$ 'de maksimum akımın ve akım yoğunluğunun basınçla bağlılığı gösterilmektedir.

Basınç Değerleri (Torr)	Akım Değerleri (A)	Maksimum Akım Yoğunluğu (A/cm^2)
8	$1,79 \times 10^{-9}$	$9,12 \times 10^{-11}$
12	$1,13 \times 10^{-8}$	$5,76 \times 10^{-10}$
15	$5,91 \times 10^{-8}$	$3,01 \times 10^{-9}$
21	$8,27 \times 10^{-9}$	$4,21 \times 10^{-10}$
28	$3,70 \times 10^{-5}$	$1,89 \times 10^{-6}$
44	$1,01 \times 10^{-4}$	$5,15 \times 10^{-6}$
66	$1,27 \times 10^{-4}$	$6,47 \times 10^{-6}$
100	$1,38 \times 10^{-4}$	$7,03 \times 10^{-6}$
160	$1,39 \times 10^{-4}$	$7,08 \times 10^{-6}$
220	$1,32 \times 10^{-4}$	$6,73 \times 10^{-6}$
290	$1,23 \times 10^{-4}$	$6,27 \times 10^{-6}$
360	$1,13 \times 10^{-4}$	$5,76 \times 10^{-6}$
410	$1,07 \times 10^{-4}$	$5,45 \times 10^{-6}$
480	$9,95 \times 10^{-5}$	$5,07 \times 10^{-6}$
550	$9,13 \times 10^{-5}$	$4,65 \times 10^{-6}$
620	$8,39 \times 10^{-5}$	$4,28 \times 10^{-6}$
760	$6,92 \times 10^{-5}$	$3,53 \times 10^{-6}$

4.2.1. Yarıiletken elektrodun farklı çap değerlerinde basınç değişiminin AVK'ye etkisinin incelenmesi

Yarıiletken katodun farklı çap D (5, 9, 12, 18 mm) değerlerinde ve karanlık ve kuvvetli aydınlatma şiddetinde, atmosfer basıncına kadar değişen basınç değerleri için glow boşalmasının $3B$ AVK'leri çizilmiştir. Akımın yarıiletken katodun farklı çap değerlerine ve farklı aydınlatma şiddetine bağlılığını gösteren $3B$ şekiller Şekil 4.4'de gösterilmektedir. Buna göre aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

- $d = 45 \mu m$ için $p = 760 Torr$ atmosfer basıncında $D = 5 mm$ iken U_K ile U_M (uygulanan maksimum voltaj) arasındaki fark 560 Volt'tur. $D = 5 mm$ 'nin daha geniş çalışma aralığı ve daha yüksek çalışma voltajı, daha düşük eğimli AVK'si, daha düşük kırılma voltajı değerine sahip olması sebebiyle daha kararlı bir bölge olduğu düşünülmektedir.



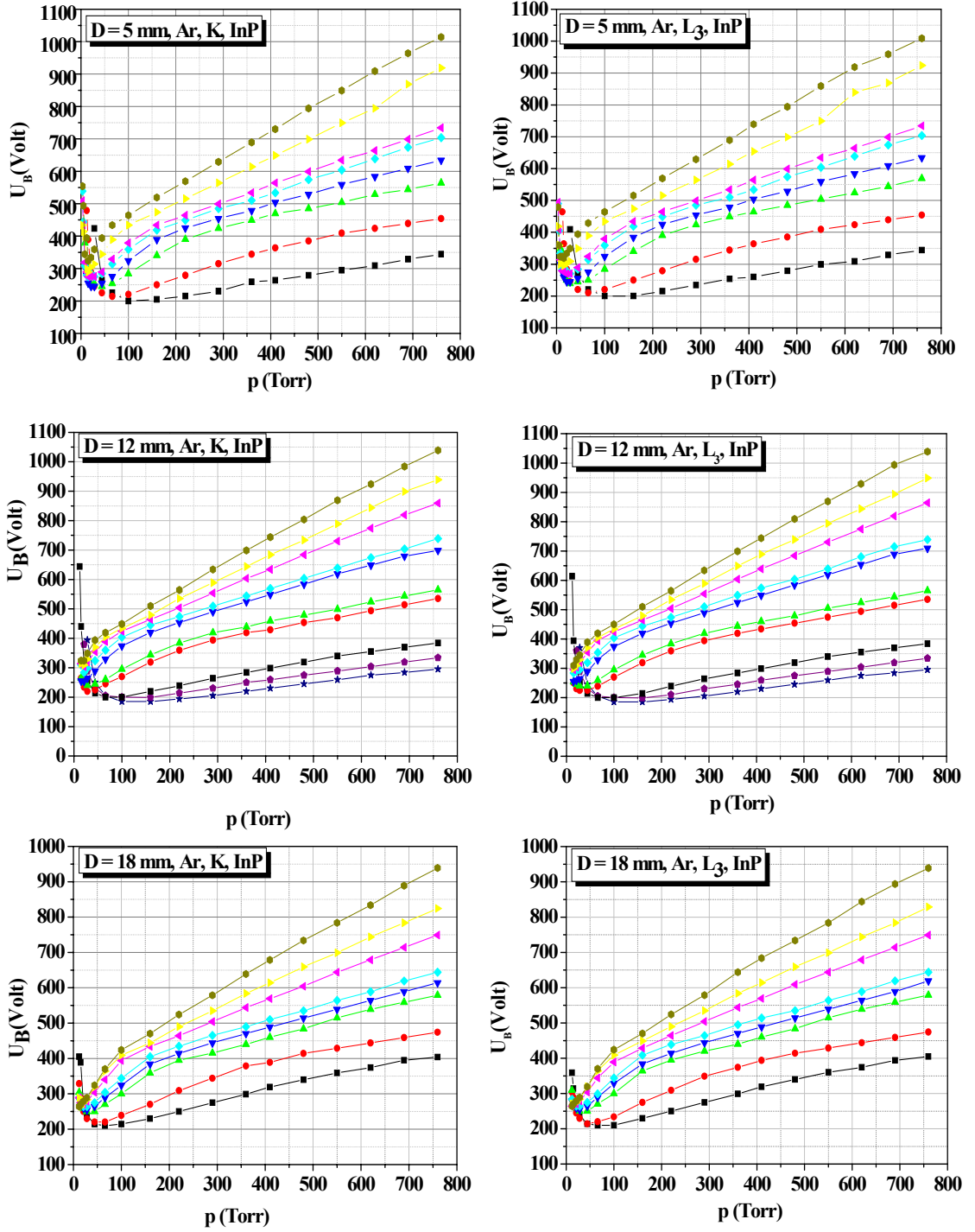
Şekil 4.4. Basınca bağlı olarak dört farklı çap değerinde K ve A_3 için YGBS’den elde edilen 3B Akım-Basınç-Voltaj karakteristikleri.

4.3. YGBS’de Paschen Eğrileri

4.3.1. Yarıiletken elektrodun pd değeri ve elektrotlar arası mesafe değişimine bağlı olarak Paschen eğrilerinin incelenmesi

Paschen U_K kırılma voltajının pd çarpımının fonksiyonu olduğunu doğrulamıştır. U_K kırılma voltajının pd çarpımına bağlı olması, Paschen Kanunu olarak adlandırılmaktadır. DC gaz boşalmasının kırılma eğrileri $U_K = f(pd)$ şeklinde Paschen kanunu tarafından açıklanır [83, 84]; yani U_K kırılma voltajı p gaz basıncı ve d elektrotlar arası mesafenin çarpımına bağlıdır. Paschen, farklı pd değerleri için H_2 , CO_2 ve havadaki dc boşalmalarının kırılma eğrilerini ölçtü ve U_K kırılma voltajının yalnızca pd çarpımına bağlı olduğu sonucuna ulaştı [83]. U_K ’nın pd ’ye karşı grafiği gaz ve elektrot materyalinin herhangi bir kombinasyonu için bir tek minimuma sahiptir. U_K voltajının en küçük değeri “minimum kırılma voltajı” olarak adlandırılmaktadır. Karmaşık kırılma sürecinin ilk elemanı, gaza yeteri kadar güçlü bir alan uygulandığı zaman gazda gelişen *elektron çığıdır*. Bir çığ tek bir elektronla bile başlatılabilir. Elektrik alanda enerji kazanan bir elektron iyonizasyon potansiyelinden biraz daha büyük bir enerjiye ulaştığında, gaz atomlarıyla yaptığı çarpışmalarda enerjisini kaybetmek suretiyle gaz atomlarını iyonlaştırır. Sonuç olarak, iki yavaş elektron meydana gelir. Bu elektronlar elektrik alanda tekrar hızlandırılırlar, atomları iyonlaştırırlar; dört elektron üretirler ve bu olay bu şekilde devam eder.

Gaz boşalması esasen bir eşik sürecidir. Elektrik alanın, şartları sağlayan bir değeri aşması durumunda boşalmanın başlayacağı anlamına gelir. Elektrotlar arası mesafe boyunca voltaj değeri veya elektromanyetik radyasyonun şiddeti yavaş yavaş artırıldığı zaman, ortamın durumunda hiçbir değişiklik fark edilemez. Voltaj veya şiddetin belirli bir değerinde iyonizasyon aniden artar, sistem bir akım algılar ve bir ışıma gözlenir. Elektrot alanlarının farklı D ve farklı elektrotlar arası mesafe d değeri için Paschen eğrilerinin grafikleri şu şekildedir:



Şekil 4.5. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun çap $D = 5, 9$ ve 18 mm değerlerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde K ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 'de Ar gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri. Boşalma aralıkları, $\star$ 20, $\blacklozenge$ 30, $\blacksquare$ 45, $\bullet$ 93, $\blacktriangle$ 143, $\blacktriangledown$ 193, $\blacklozenge$ 240, $\blacktriangledown$ 320, $\blacklozenge$ 445, $\blacklozenge$ 525 μm .

$D = 5 \text{ mm}$ sabit bir φ ap değerinde elektrotlar arası mesafenin kırılma voltaj değerleri U_K 'ya bağlı olarak değişimi aydınlatma şiddeti A_3 için Çizelge 4.5'de gösterilmektedir. Bu çizelgedeki veriler Şekil 4.5'deki grafiğin verileridir.

Çizelge 4.5. Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de sabit elektrot φ apı $D = 5 \text{ mm}$ değeri için elektrotlar arası mesafenin U_K kırılma voltaj değerlerine göre değişimi.

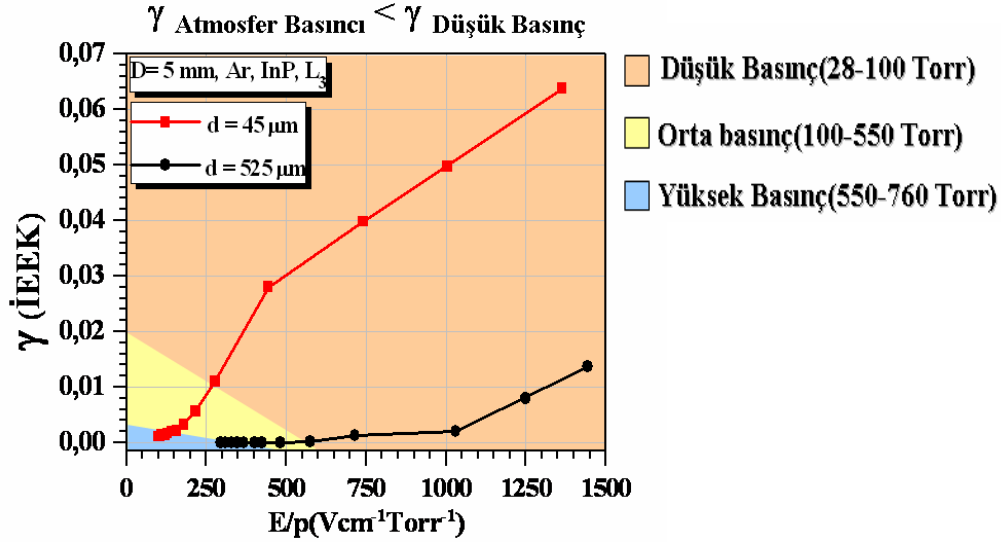
D = 5 mm	d = 45 μm	d = 93 μm	d = 143 μm	d = 193 μm	d = 240 μm	d = 323 μm	d = 445 μm	d = 525 μm
p (Torr)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)
3	--	--	--	--	490	494	419	479
5	--	--	--	--	405	409	359	359
8	--	--	349	299	334	314	299	324
12	--	464	334	275	284	279	309	319
15	--	364	299	259	279	275	295	324
21	--	284	250	249	279	270	304	334
28	409	245	241	245	270	284	309	349
44	270	220	239	255	284	289	349	394
66	220	210	250	275	314	324	389	429
100	200	220	284	324	359	379	434	464
160	205	250	340	384	419	434	474	515
220	215	279	390	425	449	464	515	569
290	234	315	424	454	485	499	564	629
360	254	344	449	479	510	534	614	689
410	260	364	464	504	534	564	654	739
480	279	385	485	529	574	599	699	794
550	299	409	504	559	604	634	749	859
620	309	424	524	584	639	664	839	919
690	329	439	544	609	674	699	869	959
760	344	454	569	634	704	734	924	1009

Çizelge 4.5'te en yüksek kırılma voltajı $d = 525 \text{ μm}$ elektrotlar arası mesafede atmosfer basıncında elde edilen 1009 Volt değeridir. $D = 5 \text{ mm}$ için Paschen eğrilerinde basınç değeri $d = 45 \text{ μm}$ için $p = 28 \text{ Torr}$ 'dan itibaren φ alışılabilmiş ve U_K değerinin $p = 100 \text{ Torr}$ değerine kadar düştüğü ve daha sonra arttığı tespit edilmiştir. O halde $p = 100 \text{ Torr}$ minimum noktadır. $d = 45 \text{ μm}$ den itibaren kırılma voltajlarının minimumlarının elde edildiğı basınç değerleri düşmekte olup $d = 525 \text{ μm}$ de iken $p =$

12 *Torr*'a kadar düşmektedir. Paschen eğrisinin sol tarafı tüm elektrotlar arası mesafelerde d tespit edilmiştir.

- $D = 5 \text{ mm}$ için $p = 100 \text{ Torr}$ minimum noktadır ve $U_K = 200 \text{ V}$ 'dur. Tüm elektrotlar arası mesafelerde paschen eğrisinin sol tarafı tespit edilmiştir.
- Tüm çap değerlerinde elektrotlar arası mesafe d büyüdükçe U_K kırılma voltaj değerleri artmaktadır.
- Bu sonuçlar, d elektrotlar arası mesafenin artmasıyla kırılma eğrilerinin daha yüksek pd değerlerine kaydığını gösterir. Bu yüzden, Paschen eğrilerin davranışı bağımsız ölçümlerle ve önceki sonuçlarımızla doğrulanmıştır [85, 86]. Her durumda elektrotlar arası mesafenin artmasıyla kırılma eğrilerinin daha yüksek U_K ve pd değerlerine kayması, elektrik alan boyunca difüzyon nedeniyle [87], boşalma hücresinin yan duvarları üzerindeki yüklü parçacık kayıplarının artmasıyla açıklanabilir [88].
- Şekil 4.5'de gösterilen deneysel sonuçlar ile Ar gazı ortamında $U_K < 1000 \text{ V}$ ve $p = 3\text{--}760 \text{ Torr}$ basınç aralığında glow boşalması için kırılma eğrileri deneysel olarak ölçülmüştür. Böyle bir boşalma elektrot süreçleri ve gaz hacmindeki yük taşıyıcı çoğalması nedeniyle çığ mekanizması tarafından desteklenmektedir. En basit elektriksel boşalma modu Townsend boşalması olarak bilinen bir dc voltaj tarafından başlatılır. Bu tip boşalmanın birinci aşaması gaz dolu aralıktaki homojen kendini besleyen boşalmadır ki bu boşalma düşük akım yoğunluklarında gözlenir.
- Sabit bir elektrot çap değeri için, en yüksek kırılma voltajları genel olarak büyük elektrotlar arası mesafelerde elde edilmiştir.
- $D = 12$ ve 18 mm 'de $p = 3\text{--}12 \text{ Torr}$ arası çalışılmadığı için Paschen eğrisinin sol tarafı gözlemlenememiştir ancak aynı basınç değerlerindeki $D = 5$ ve 9 mm 'deki Paschen grafikleri incelendiğinde $D = 12$ ve 18 mm paschen eğrisinin sol tarafının da tespit edilmesi beklenmektedir.

4.3.2. İEEK'nin Paschen eğrisine etkisinin incelenmesi



Şekil 4. 6. YGBS’de yarıiletken için hesaplanan İEEK’nin (γ) grafikleri.

Şekil 4.6’da YGBS’de yarıiletken için hesaplanan İEEK’nin (γ) grafiği yer almaktadır. Grafiğin sağ tarafı düşük basınçta denk gelir. Düşük basınçta yüksek, yüksek basınçta küçüktür. Elektrotlar arası mesafelere bağlı olarak İEEK hesaplandığında $d = 45 \mu m$ ’de İEE katsayısı γ , $d = 525 \mu m$ ’nin İEEK’den daha büyüktür. İEE katsayısındaki yükselme veya azalmasının Paschen minimumunu düşürmesi Paschen eğrisinin sağ ve sol kollarının meydana gelmesine sebep olur. Burada γ plazma ortamındaki iyonlar, yarı-kararlı durumlar, rezonans fotonları, hızlı atomlar gibi tüm türlerin katkısı verir, ancak en baskın olan iyonlardır.

4.4. Kararlı Boşalma Işıma Şartlarının YBGS’de İncelenmesi

YGBS’de yayınlanan gaz boşalma ışık emisyonu bir fotoçoğaltıcı kullanılarak kaydedildi. Gaz boşalma hücresinde meydana gelen gaz boşalması, fotodetektördeki akım yoğunluğu dağılımını bozmadı. Fotoçoğaltıcı ultraviyole bölgesinde yüksek duyarlılığa sahiptir ve gaz boşalma hücrelerinden yayınlanan ışık emisyonu da bu bölgededir [89]. Sistemdeki KÖ sızıntısını yok etmek için 330-700 nm bölgesini geçiren cam bir filtre kullanılmıştır. Işık emisyonunun homojenliği fotodetektör

plakasının direnç dağılımına bağlıdır ve ışık emisyon şiddeti boşalma akımı ile orantılıdır. Fotodetektör plakasının direncindeki yerel değişiklikler akım ve gaz boşalma ışık emisyonunun yerel değişikliklerine sebep olur. Akım ve ışık emisyon şiddeti yarıiletken plakasının yerel parametrelerine bağlıdır, dolayısıyla yarıiletken plakadaki homojensizlikler boşalma ışık emisyonundaki düzensizliklerden görüntülenebilir.

Yarıiletken bilinen evrensel yük direnci gibi değil, uzaysal dağılımlı direnç tabakası gibi davranmaktadır. Bu yüzden ki yarıiletken katodun Fe katkılı yüzeyine uzaysal olarak homojen $K\ddot{O}$ ışık dağılımının gönderilmesi yarıiletkende uzaysal direnç dağılımının eşit değişmesine sebep olacaktır. Başka bir deyişle, yarıiletkenin yerel direnci radyasyon şiddeti maksimum iken en düşük değere sahip olacaktır. Sonuç olarak bu durum sadece monokromatik radyasyon durumunda doğru olmaktadır. Doğal kaynaklar için ısınan cismin emisyon karakteristikleri kadar yarıiletkenin spektral tepkisi de dikkate alınmalıdır.

$U = U_o - R_o I$ ile verilen yük çizgisi yarıiletken katodun aydınlatma olmadığında yüksek dirençli durumuna karşılık gelir. Katodu aydınlatarak direnci azaltılabilir ve böylece yük çizgisi $U = U_o - R_I I$ ile verilebilir.

Prensip olarak $K\ddot{O}$ çevirici aşağıdaki şekilde çalışır: Gelen $K\ddot{O}$ radyasyon iç fotoetki dolayısıyla yarıiletkenin iletkenliğini yerel olarak artırır. Bu da boşalma uzayında akım yoğunluğunun yerel artışına sebep olur ki buna görünür bölgede foton emisyonunun yerel artışı eşlik eder. Gaz boşalması tarafından yayınlanan ışık yoğunluğunun parlaklığı, gelen $K\ddot{O}$ radyasyonun yoğunluğu ile orantılıdır. Bu bölümde gaz boşalma aralığından yayınlanan gaz boşalma ışık emisyonunun davranışı farklı elektrotlar arası uzaklık d ve farklı elektrot çap (D) değerleri için ayrıntılı olarak sunulmaktadır. Bu bölüm sırasıyla aşağıdaki kısımları içermektedir:

- Işımanın gaz boşalma besleme voltajına bağlılığı,
- Işımanın boşalma akımına bağlılığı,

- Işımanın yarıiletken elektrodun farklı çap değerlerine (5–18 *mm*) ve farklı elektrotlar arası uzaklığına (45–525 μm) bağıllığı,
- Işımanın maksimum değerlerinin basınçla değişimi ve basıncın bu değerlere olan etkisi.

4.4.1. Yarıiletken elektrodun çap değişimine bağlı olarak ışık emisyon şiddetinin YGBS’de incelenmesi

Ar gazında farklı elektrotlar arası mesafeler d ve elektrot çapları D için *IVK* grafikleri Şekil 4.7’de gösterilmektedir. Grafiklerden, *Ar* gazı için şu sonuçlar elde edilmiştir:

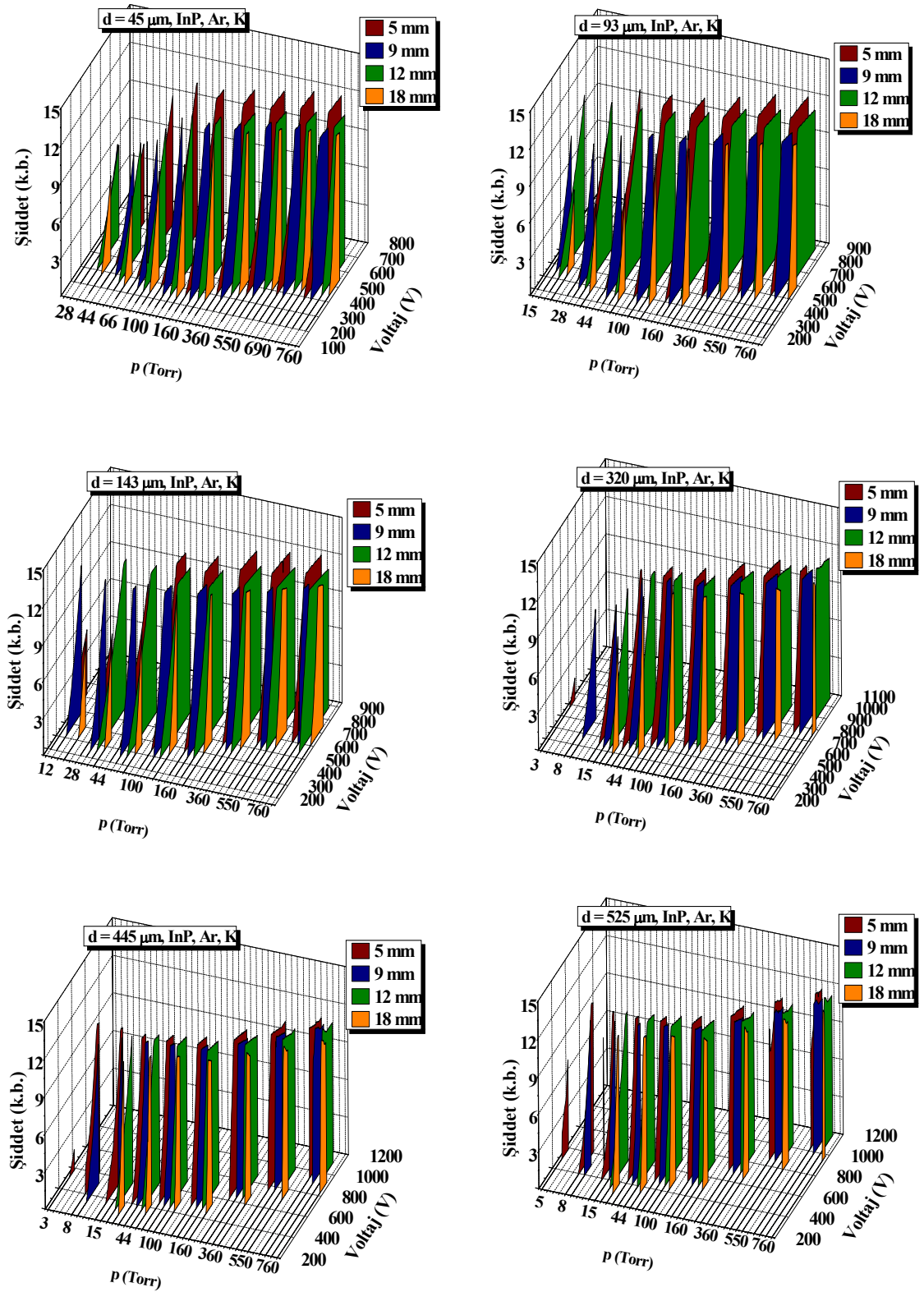
- *Ar* gazında; sabit elektrotlar arası uzaklık, basınç, besleme voltajı için tüm çap değerlerinde atmosfer basıncına kadar ışıma meydana gelmektedir.

Çizelge 4.6 *Ar* gazı için maksimum *BIE* ve akımın yarıiletken elektrodun çapına göre değişimi. Elektrotlararası mesafe 45 μm , basınç 760 *Torr*, besleme voltajı 500 *Volt* ve aydınlatma şiddeti A_3 .

Çap Değerleri (mm)	Akım Değerleri (A)	Maksimum BIE Değerleri (k.b.)
5	$6,87 \times 10^{-5}$	4,69
9	$1,46 \times 10^{-4}$	11,9
12	$8,2 \times 10^{-5}$	5,92
18	$1,38 \times 10^{-4}$	9,71

- 5, 9, 12 ve 18 *mm* çapları için belli bir ışıma şiddetinden sonra grafiklerde doyuma ulaşılmıştır. Bu durum ışımayı kaydeden fotoçoğaltıcının duyarlılığı ile ilgilidir. Işımayı kaydeden fotoçoğaltıcının duyarlılığı 12 *k.b.*’dir. *Ar* gazı için bütün elektrotlar arası mesafelerde yapılan deneyler için çizilen grafiklerden görülmektedir ki bu değere ulaşılmıştır. Atmosfer basıncında küçük elektrotlar arası mesafelerde de, karanlık aydınlatma şiddeti seviyesinde de ışıma 12 *k.b.* şiddetine ulaşılmaktadır.

- Elektrotlar arası mesafe arttıkça daha büyük besleme voltajlarında ışıma elde edilmektedir. Işıma, genel olarak, bütün elektrotlar arası mesafeler göz önüne alındığında 3 *Torr*'da başlayıp, 760 *Torr* basınçta da elde edilir. Basınç arttıkça çarpışma ışıma süreçleri arttığından dolayı dahafazla çarpışma meydana gelir ve ışıma şiddetide artmış olur.



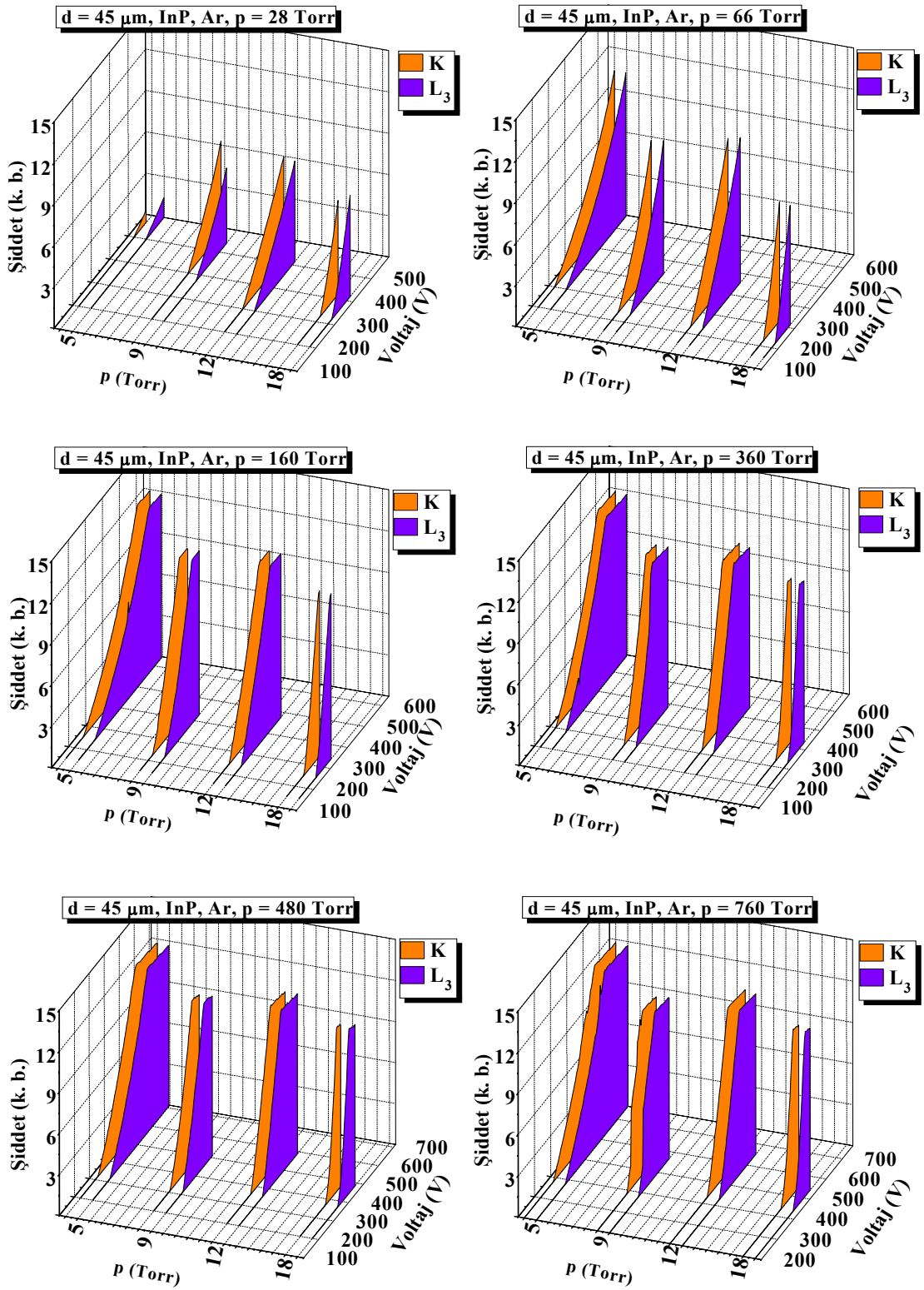
Şekil 4.7. Ar ortamında farklı elektrotlar arası mesafeler d ve elektrot çapları D için karanlık K' 'de Işık Şiddeti-Voltaj grafikleri.

4.4.2. Yarıiletken elektrodun farklı çap değerlerinde basınç değişiminin IVK'ye etkisinin incelenmesi

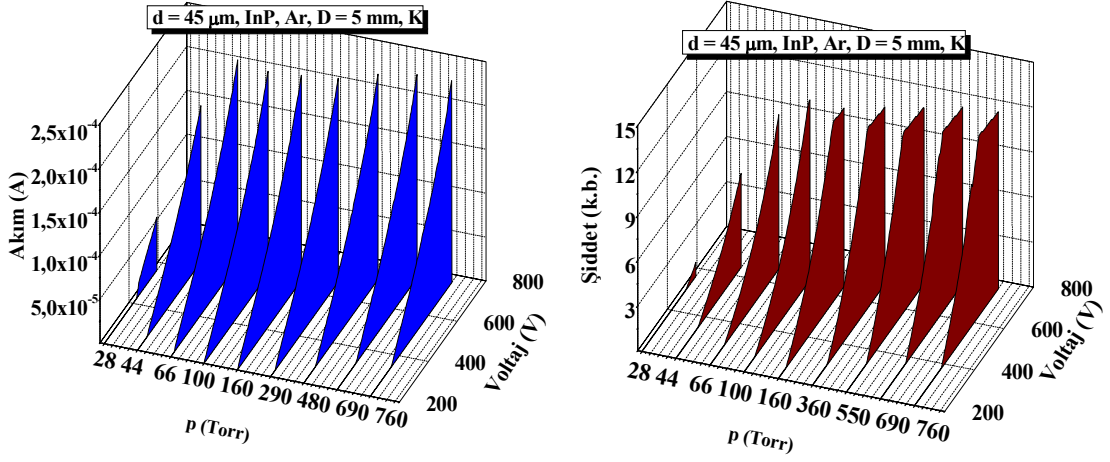
Yarıiletken katodun farklı çap D (5, 9, 12 ve 18 mm) değerlerinde ve karanlık ve kuvvetli aydınlatma şiddetinde, atmosfer basıncı $p = 760 \text{ Torr}$ 'da Glow boşalmasının $3B$ IVK'leri çizilmiştir. Işımanın yarıiletken katodun farklı çap değerlerine ve farklı aydınlatma şiddetine bağlılığını gösteren $3B$ şekiller Şekil 4.8'de gösterilmektedir. Buna göre aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

- $p = 28 \text{ Torr}$ 'dan atmosfer basıncına kadar YGBS'de karanlık K ve Kuvvetli aydınlanma şiddeti A_3 uygulandığında $D = 5, 9, 12$ ve 18 mm çap değerleri için IVK'ler incelendiğinde ışıma şiddetinin atmosfer basıncına doğru arttığı görülmektedir. $D = 5 \text{ mm}$ ve $d = 45 \mu\text{m}$ 'de atmosfer basıncında en düşük besleme voltajında maksimum ışıma şiddeti elde edilir.,
- Basınç arttıkça çarpışma frekansının artması ışıma şiddetinin artmasına sebep olmaktadır.

Şekil 4.9. InP yarıiletken katotlu ve Ar gazı ortamında çalışan YGBS'nin, optimal parametreleri $d = 45 \mu\text{m}$, $D = 5 \text{ mm}$ için karanlıkta elde edilen AVK ve IVK'leri göstermektedir. AVK ve IVK'ler birbirlerine paraleldir, ancak akımın U_K değerleriyle BIE başlangıç değerlerinin birbirine eşit olmadığı gözlenmiştir.

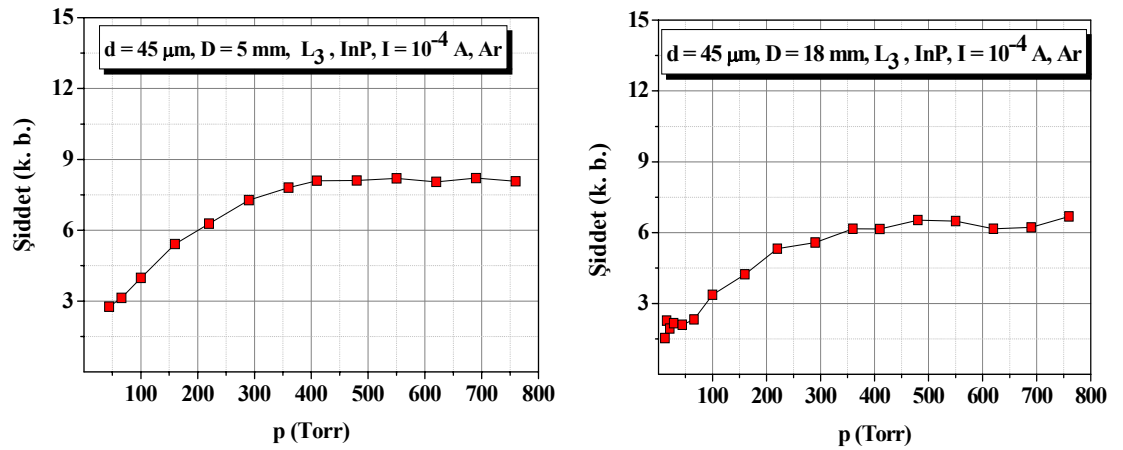


Şekil 4.8. Ar ortamı için 18 mm boşalma çapı, $10^{-4}A$ ve A_3 'de BIE'nin basınca göre değişimi. Boşalma aralıkları; a) 45µm ve b) 445 µm.



Şekil 4.9. Gaz boşalma hücresinde optimal parametrelerin *AVK* ve *IVK* davranışı.

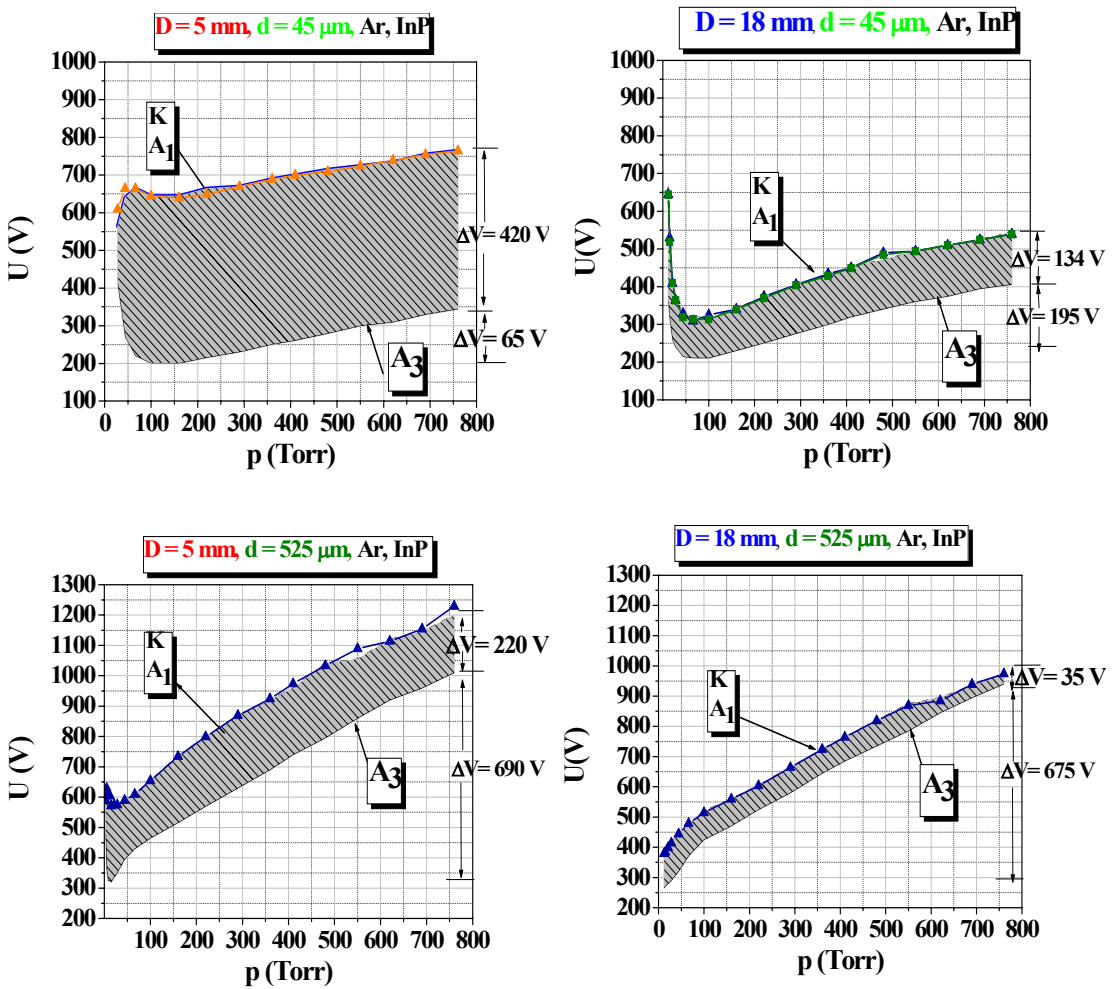
Işımanın davranışı d , p , D ve iyonizasyon potansiyeli gibi sistemin diğer parametrelerine de bağlıdır. *Ar* gazında; sabit boşalma aralığı, boşalma alan çapı ve besleme voltajında basınç arttıkça maksimum *BIE* değerleri atmosfer basıncına doğru artarak en yüksek ışıma seviyesine ulaşmaktadır. *BIE* boşalma akımı ile orantılıdır. U_K yaklaşık olarak 200 V civarında başlamakta olup; $p = 760\text{ Torr}$ itibariyle en yüksek *BIE* şiddetine ulaşılmaktadır. Şekil 4.10'da *Ar* gazı için, çap değeri arttıkça *BIE* değerleri azalmaktadır.



Şekil 4.10. *Ar* gazı için 5 mm boşalma çapı, 10^{-4} A ve A_3 'de *BIE*'nin basınca göre değişimi. Boşalma aralıkları; a) $45\mu\text{m}$ ve b) $445\mu\text{m}$.

4.5. Kararlı Çalışma Bölgesinin Ar Gaz Ortamında İncelenmesi

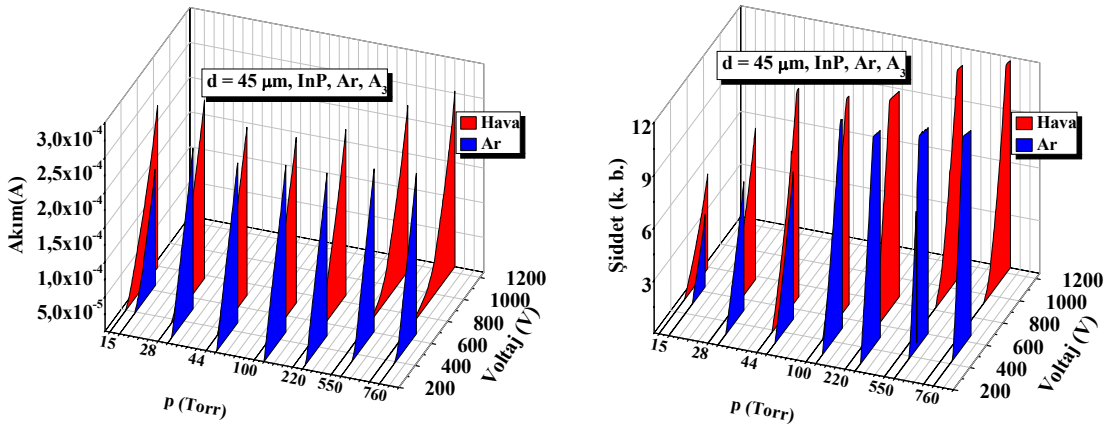
Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresinin kararlı çalışma bölgesi ($KÇB$); $d = 45$ - $525 \mu m$ 'lik elektrotlar arası mesafe aralığında ve $D = 5$ - $18 mm$ 'lik yarıiletken elektrot çapları için en enverişli elektrotlar arası mesafenin $d = 45 \mu m$ olduğu tespit edilmiştir. Elektrotlar arası mesafenin artması ile atmosfer basıncına yakın bölgelerde hücrenin çalışma bölgesinin daraldığı tespit edilmiştir.



Şekil 4.11. $d = 45$ ve $525 \mu m$ 'de farklı çap D ve basınçlar p için $KÇB$

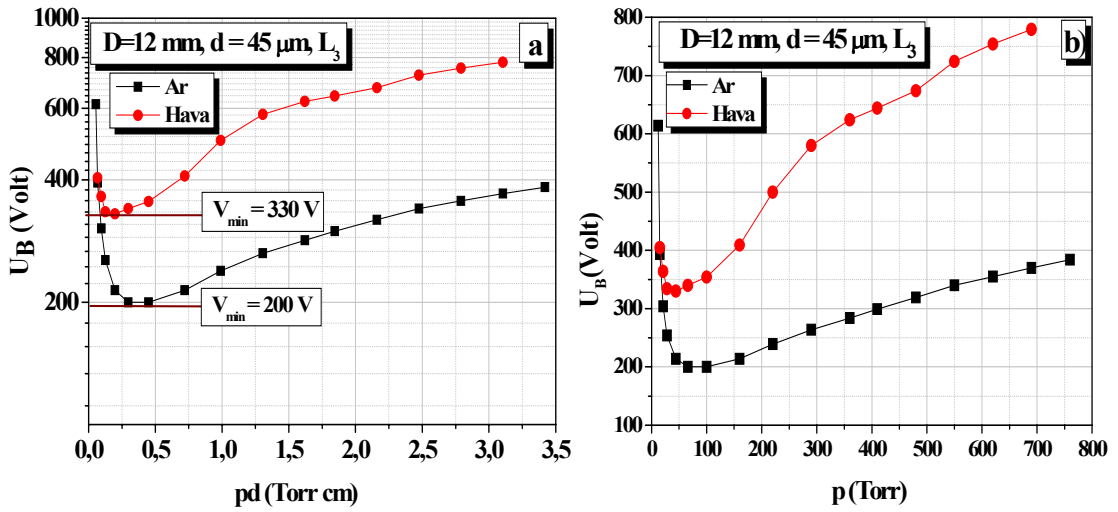
4.6. Kararlı Çalışma Bölgesine Ar ve Hava Ortamının Etkisinin Karşılaştırılması

Ar gazı ile *Hava* ortamı karşılaştırıldığında $D = 12 \text{ mm}$ çap, $d = 45 \text{ }\mu\text{m}$ ve A_2 aydınlatma seviyesi için hazırlanmış olan aşağıdaki grafiklerden de görüleceği üzere *Ar* gazında ve hava ortamında atmosfer basıncına kadar çalışılmış ve atmosfer basıncında da maksimum ışıma şiddetine ulaşılmıştır. Kırılma voltajlarının *Ar* için daha düşük olduğu görülmektedir. Buna mukabil *Ar* gazında için bilhassa atmosfer basıncına doğru en yüksek *BIE* şiddetine ulaşıldığı görülmektedir.



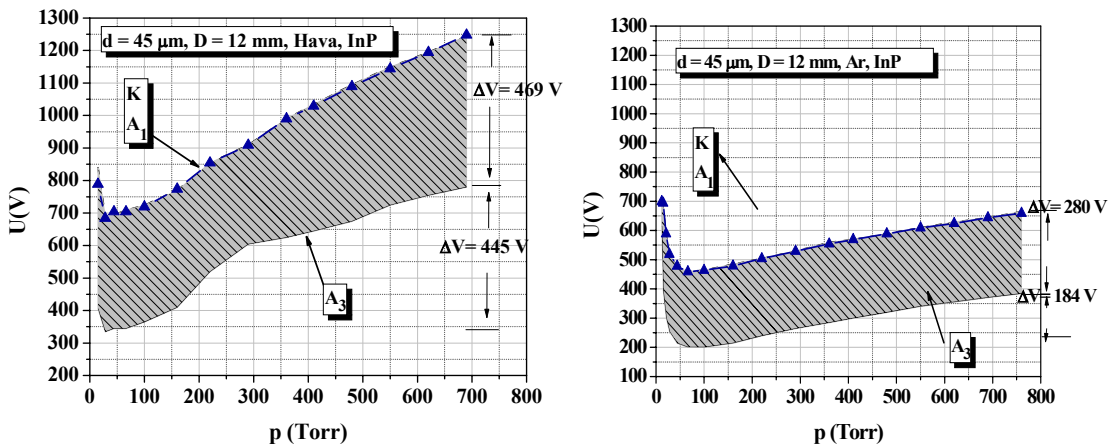
Şekil 4.12. a) *InP* katotlu *YGBS*'nin *Ar* ve *Hava* ortamında A_3 aydınlatma seviyesinde a) *AVK*'si, b) *BIE*'nin davranışı.

Şekil 4.13'te *InP* yarıiletken katotlu *YGBS*'nin *Ar* ve *Hava* ortamında paschen eğrileri incelendiğinde Argonun paschen eğrisinin minimumu 200 *Volt* iken Hava ortamında 330 *Volt*'tur. Argonun iyonizasyon potansiyeli 15,8 *eV* havanın iyonizasyon potansiyeli 34 *eV*'dir. Argon daha düşük iyonizasyon potansiyeline sahip olduğu için daha iyonize bir gaz olması sebebiyle *İEEK*'leri daha büyük olur ve kırılma voltajı düşer.



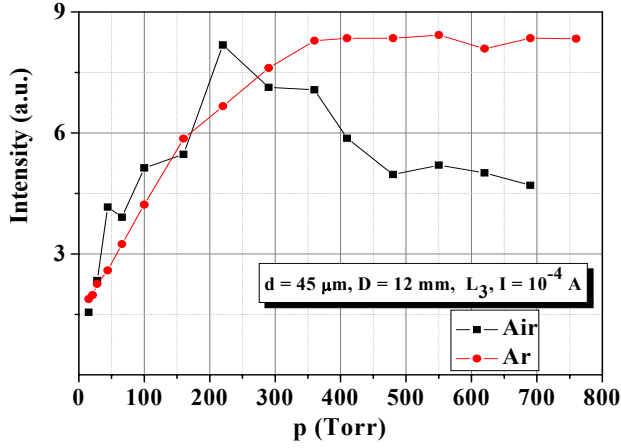
Şekil 4.13. a) *InP* katotlu *YGBS*'nin *Ar* ve *Hava* ortamında paschen eğrileri a) *pd* çarpımına bağlı b) basınca bağlı

Hava ile *Ar* Gazının *KÇB* Karşılaştırması Şekil 4.14'de gösterilmiştir. *Hava* ve *Ar* gazının yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresinin çalışma aralığına etkisi irdelendiğinde; yukarıdaki grafikler yardımıyla hücrenin çalışma aralığının *Ar* gazı için daha düşük voltajlarda kararlı çalışma bölgesi elde edilir ve daha düşük besleme voltajlarında maksimum akıma ulaşılmaktadır. *Hava* için çalışma potansiyelinin *Ar*'ın iki katı olan 1200 *V*'ye ulaştığı görülmektedir.



Şekil 4.14. $d = 45 \mu\text{m}$ 'de $D = 12 \text{ mm}$ ve farklı basınçlar için *Hava* ve *Ar* ortamının *KÇB*'si.

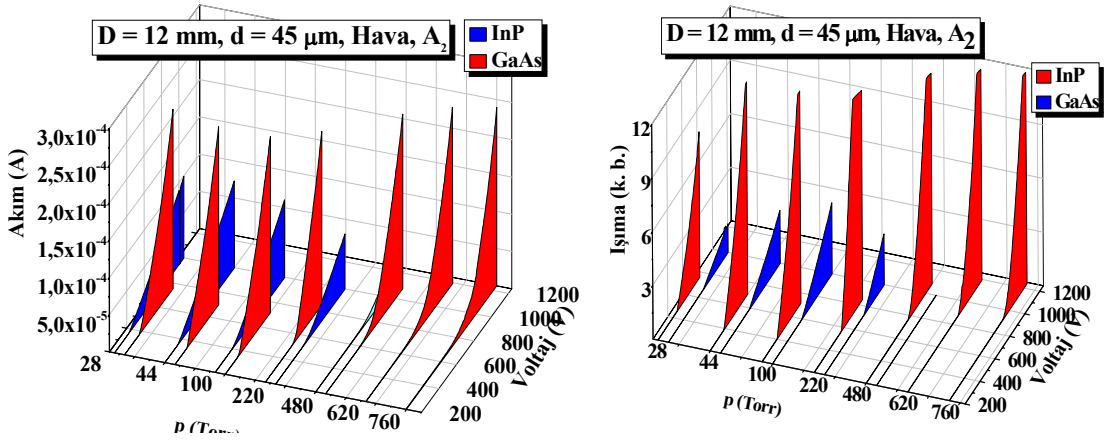
Hava ve *Ar* gazının sabit bir akım değerindeki Şekil 4.15 grafiği incelendiğinde *Hava*'nın *BIE*'si 290 *Torr*'a kadar artıp daha sonra azalmaktadır. Argon için ise sürekli artmakta 360 *Torr*'dan sonra monotonik olarak devam etmektedir.



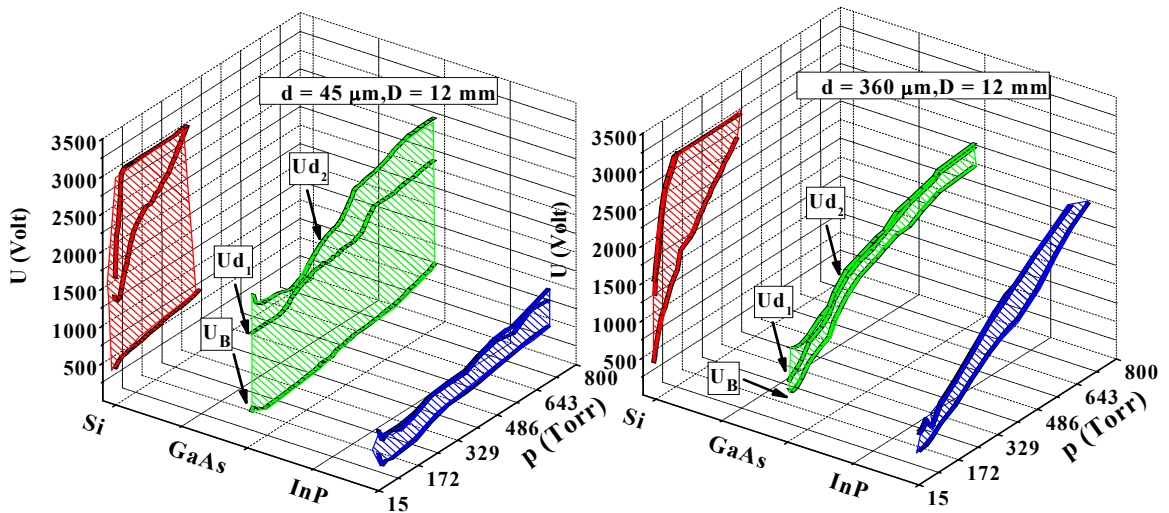
Şekil 4.15. $d = 45 \mu\text{m}$ 'de $D = 12 \text{ mm}$ elektrot çapı ve farklı basınçlar için *Hava* ve *Ar* ortamında basınca bağlı ışıma grafiği değişimi.

4.6.1. Kararlı boşalma bölgesine farklı yarıiletken elektrot materyalinin etkisinin incelenmesi

GaAs ve *InP* yarıiletken katotların *AVK* ve *IVK* grafiklerinin *Hava* ortamında karşılaştırması Şekil 4.16'da yer almaktadır. *GaAs* yarıiletken katotlu *YGBS*, $d = 45 \mu\text{m}$ 'de 220 *Torr*'a kadar ışımaya oluşturabilirken [90] *InP* yarıiletken katotlu *YGBS*'de atmosfer basıncına kadar çalışılıp naksimum *BIE*'ye ulaşılmaktadır. Yarıiletken malzemesinin plazmayı iyonizasyonu artıracak şekilde etkilediği düşünülmektedir.



Şekil 4.16. a) *InP* ve *GaAs* katotlu *YGBS*'nin *Hava* ortamında *AVK*'si, b) A_3 aydınlatma seviyesinde *Hava*'nın *BIE*'nin davranışı.

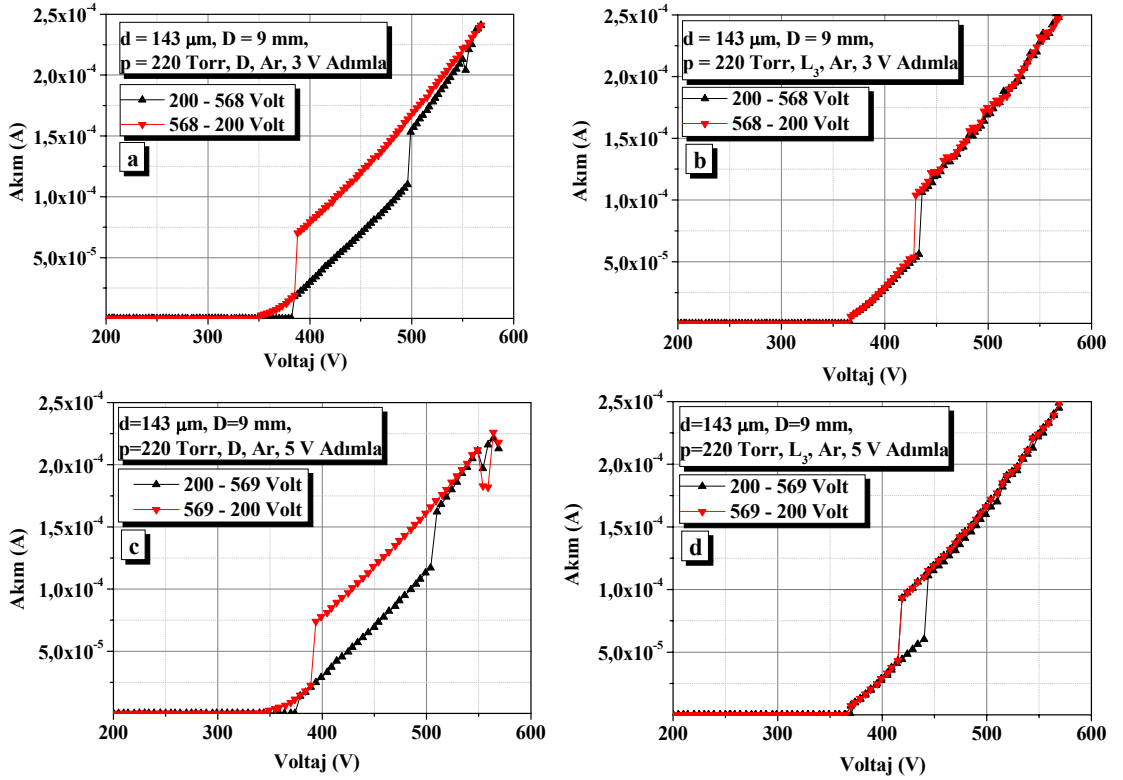


Şekil 4. 17. *Si*, *GaAs* ve *InP* yarıiletkenli fotokatotların $3B$ basınç ve U_K grafiği.

Si [91], *GaAs* [49] ve *InP* yarıiletken katotlu *YGBS*'den elde edilen datalarla çizilen $3B$ 'li kararlı çalışma bölgeleri karşılaştırıldığında; *InP*'nin daha dar bir kararlı çalışma bölgesi oluşturduğu ancak $2,5 \times 10^{-4} A$ maksimum akım değerine ulaşıldığı görülmektedir. *GaAs* ve *Si*'ye göre daha düşük besleme voltajlarında maksimum akıma ulaşılmaktadır.

4.7. AVK'deki Histerezis Davranışlarının YGBS'de İncelenmesi

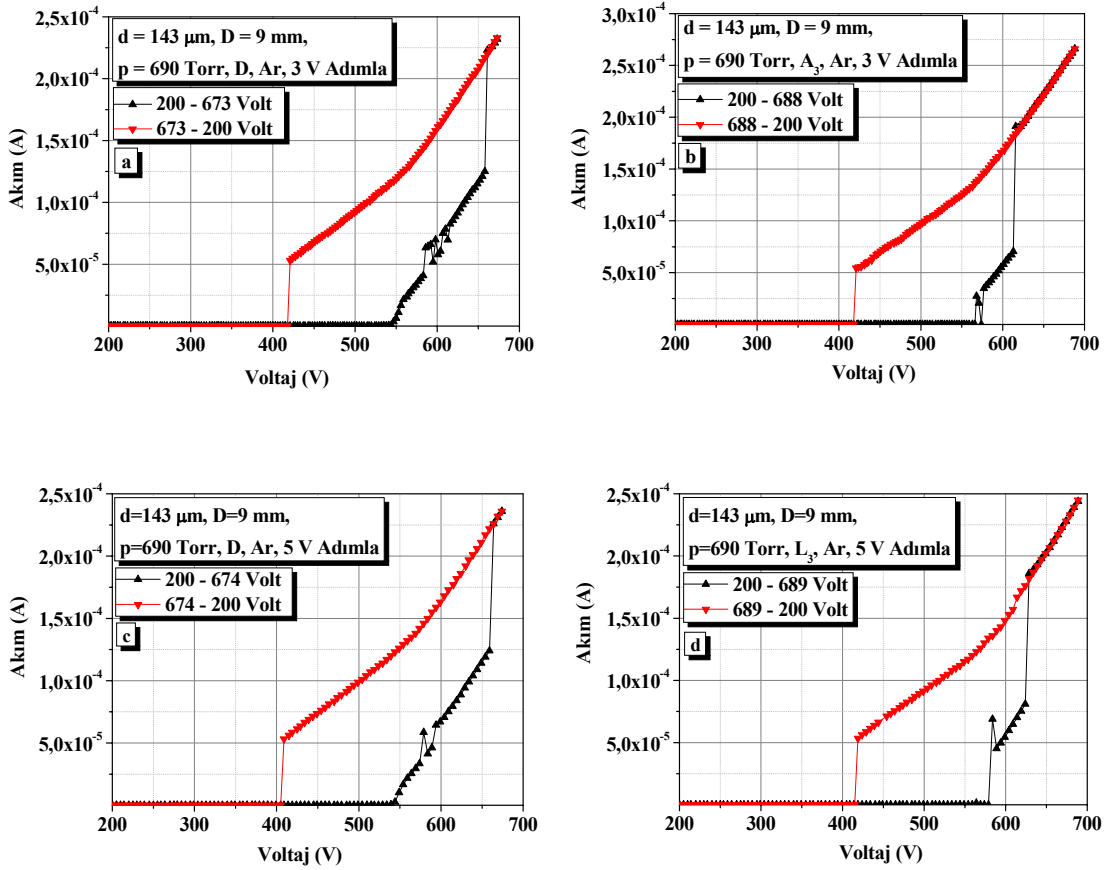
Elektrotların gaz doyumuna bağlı olarak farklı derecelerde *AVK* histerezisleri gözlenmektedir. Saf metal yüzeyler için düşük gaz doyumunda, ihmal edilebilir olduğu görülür. Bu durumda akım ölçüm süreci *AVK* davranışını etkileyebilir [92]. *Ar* gazında farklı elektrotlar arası mesafeler, elektrot çapları ve farklı basınçlarda *AVK* histerezisleri elde edilmiştir. Şekil 4.18'de $D = 9 \text{ mm}$ elektrot çapı, $d = 143 \text{ }\mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafe, $p = 220 \text{ Torr}$ basınç ve karanlık K ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için 3 ve 5 *Volt*'luk adımlarla elde edilen grafikler gösterilmektedir.



Şekil 4.18. Elektrotlar arası mesafe $143 \text{ }\mu\text{m}$, elektrot çapı 9 mm , 220 Torr basınçta; a) Karanlık, 3 V adımla, b) Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 3 V adımla, c) Karanlık, 5 V adımla ve d) Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 5 V adımla *AVK*' ler.

200 ve 600 *Volt* değerlerinde sabitletiğimiz uygulanan voltaj değerini 3 V ve 5 V adımlarla uyguladık. Şekil 4.18'den görülebileceği gibi, aynı voltaj değerinde geri

beslem durumunda elde edilen akım, ileri beslem durumundan elde edilen akımdan daha yüksektir. Karanlık için 5 Volt adımla elde edilen histerezis grafiğinde, 3 Volt adımla elde edilen grafiğe göre, ileri ve geri beslem durumları birbirlerinden gözle görülebilir bir şekilde ayrılmıştır. Uygulanan voltajın adım aralığı arttıkça Karanlık için (3 Volt' dan 5 Volt' a), maksimum akım değeri azalmıştır.

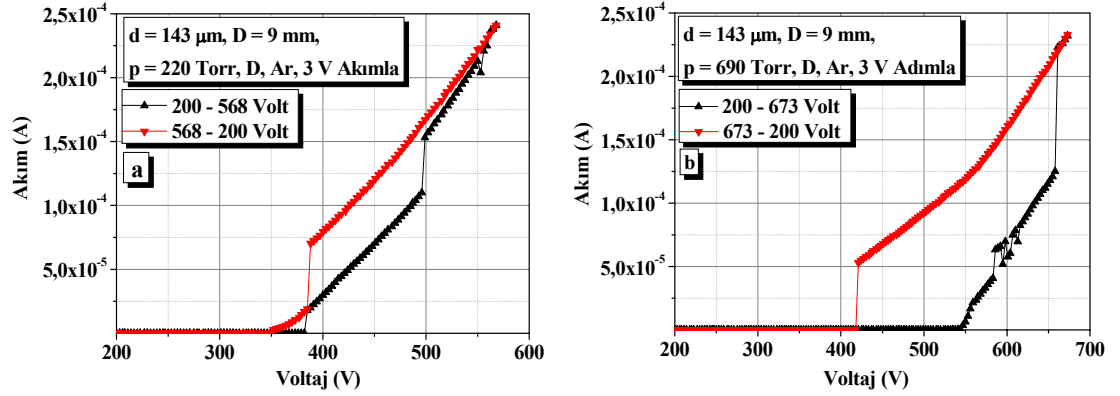


Şekil 4.19. $d = 143 \mu m$, $D = 9 mm$ ve $p = 690 Torr$ ' da farklı aydınlatma şiddetleri için AVK ve IVK grafikleri; a) Karanlık, 3 V adımla, b) Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 3 V adımla, c) Karanlık, 5 V adımla ve d) Kuvvetli aydınlatma şiddeti 5 V adımla AVK' ler.

Şekil 4.19'dan görülebileceği gibi, aynı voltaj değerinde geri beslem durumunda elde edilen akım, ileri beslem durumundan elde edilen akımdan daha yüksektir. Basınç arttıkça ileri ve geri beslem de akımdaki değişmeye karşılık gelen voltaj farkının arttığı görülmektedir, histerezis bölgesinin aralığı genişlemiştir.

Karanlık için 5 Volt adımla elde edilen histerezis grafiğinde, 3 Volt adımla elde edilen grafiğe göre, ileri ve geri beslem durumları birbirlerinden gözle görülebilir bir şekilde ayrılmıştır. Ayrıca ileri beslem durumunda akım değerindeki sıçrayış geri beslem durumuna göre daha yüksek voltajda meydana gelmektedir.

Şekil 4.20’de elektrotlar arası mesafe $d = 143 \mu m$, elektrot çapı $D = 9 mm$ ’ de 3 Volt adımla karanlıkta, $p = 220$ ve $690 Torr$ basınçta elde edilen AVK’ler gösterilmektedir.



Şekil 4.20. Elektrotlar arası mesafe $143 \mu m$, elektrot çapı $9 mm$ ve karanlıkta AVK’ler; a) $220 Torr$ basınç, $3 V$ adımla, b) $690 Torr$ basınç, $3 V$ adımla.

Şekil 4.20’de basınç arttıkça ileri ve geri beslem de akımdaki değişmeye karşılık gelen voltaj farkının arttığı görülmektedir, histerezis bölgesinin aralığı genişlemiştir. Ayrıca ileri beslem durumunda akım değerindeki sıçrayış geri beslem durumuna göre daha yüksek voltajda meydana gelmektedir. Atmosfer basıncına yaklaştıkça tekrarlanabilirlik azalmaktadır. $p = 220 Torr$ için Karanlık seviye için geribeslem kırılma voltajı yaklaşık $30 V$ kadar düşerken, $p = 690 Torr$ ’da ise geribeslem kırılma voltajı yaklaşık $120 V$ kadar düşmüştür. İleri ve geribeslem voltajları çakışmamaktadır.

5. YGBS'NİN YARIİLETKEN ELEKTRODUN İLETİM ÖZELLİKLERİNE BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ

III-V grup bileşik yarıiletkenler, direk bant aralığı sebebiyle, optoelektronik cihazlar için muhtemel uygulamalarla önemli materyallerdir [93]. Bu nedenle, *III-V* yarıiletkenlerinin optik özellikleri, hem deneysel hem de teorik olarak büyük öneme sahiptir. Bu materyallerden *InP* mikrodalga, optoelektronik ve yüksek güçlü cihaz uygulamaları için kullanılmaktadır [94–96]. Bu materyal *LD*'ler, *LED*'ler ve *PD* [97]'ler gibi uzun dalga boylu optoelektronik cihazlar için önemli olup, hem yüksek frekans *HEMT*'leri [98] hem de *HBT*'ler [99] için gelecek vaat etmektedir [100]. Bu gelecek vaat eden uygulamalar sebebiyle fiziksel özelliklerini netleştirmek, birçok araştırmacının ilgisini çekmektedir.

Metaller, yarıiletkenler, yalıtkanlar ve polimerler gibi çeşitli maddelerin gaz-boşalma plazması ile etkileşimi yüzey modifikasyonu nedeniyle bunların davranışlarının değişmesine yol açar [100]. Bu fenomen aşındırma, film kaplama ve yüzey özelliklerinin modifikasyonu için yarıiletken teknolojisinde büyük ölçüde kullanılır. Gaz boşalma cihazlarında, katotların elektron salınım özelliklerinin gaz boşalma plazmasının davranışıyla değişmesi, zaman içinde boşalma parametrelerinde kararsızlık yaratacağından istenmeyebilir.

YGBS incelenirken, gaz-boşalma plazması ile etkileşimde olan yarıiletken elektrot özelliklerinde de değişiklik gözlemlenmiştir. Yapı, 1970'lerin başında keşfedilen [101] *KÖ* görüntü çeviricinin ana parçasıdır, ancak benzer fikirler 40 yıl öncesinde dahi tartışılmıştır [102]. Cihaz çok duyarlı ve yüksek hızlı çalışma gücüne sahiptir [103]. Ancak, uzun süren sürekli çalışma modu süresince gaz boşalma parametrelerinde dikkate değer bir sapma gözlemlenebilir. Açıkçası, bu durum cihazın yarıiletken elektrotu üzerindeki uzun süreli bir boşalma plazması sırasında yarıiletkenin yüzey özelliklerindeki değişiklik ile bağlantılıdır.

$InP:Fe$, karşı tip atomlarının dört yüzlüsünün merkezinde her bir atom ile zinc blende yapıda kristalleşmektedir [104]. Gerçek kristaller ideal değildir onlarda optik ve elektriksel özelliklerini etkileyen çeşitli kusurlar vardır ve böylelikle InP 'li cihazların yararlılığı sınırlanmaktadır. İdeal orandan sapmalar, In ve P aşırılığı ya da eksikliğinden veya bir alt örgü ya da diğerini destekleyen safsızlıklardan doğan iç nokta kusurlarından kaynaklanır. InP 'de basit, yerleşik kusurlar In ve P atom boşlukları, arayer In ya da P , In bölgesinde P (P_{In}) ve P bölgesinde In (In_p) için karşı bölge ve Fe merkezli kusurlardır. Kusurlar birden fazla atom ya da bir örgü bölgesinden daha fazlasını içerebilir. Böylesi çiftli ya da kluster (grup) kusurları nokta kusurlarının kombinasyonundan oluşabilir. Çizgi kusurları, dislokasyon ya da yüzeylerdeki kusurlar da fark edilebilir. Stokiyometrik kusurlar birçok yolla incelenebilir ve bir sürü malzemenin özelliklerini etkileyebilir.

5.1. Stokiyometrik Kusurların Teorisi

Yarıiletkenlerde kusurlar kimi zaman saf kristalin valans ve iletkenlik bandı sınırlarından uzak bir mesafede enerji aralığı içerisine uzanan enerji düzeyleri oluşturmaktadırlar. Bu düzeylerde elektronların kusurlar çevresinde oldukça lokalize olmuş dalga fonksiyonları vardır ve “kusur merkezi” güçlü lokal potansiyeli ile çekilmektedirler. Geleneksel olarak, bu tip kusurlar derin merkezler olarak bilinmektedir. Son zamanlarda, güçlü lokalize potansiyelin oldukça sık enerji düzeyleri de üretebildiği bulunmuştur. Bu nedenle, daha geniş anlamda, derin merkezler güçlü yerel potansiyeller oluşturan merkezler olarak tanımlanmaktadır. Genelde, etkin kütle teorisi derin merkezlerinin ele alınmasında geçerli değildir. Stokiyometrik kusurlar (iç kusurlar), kristal oluşumu ya da partikül ya da gama ışınlaması süresince oluşan derin merkezlerin alt grubudur. Bazı koşullar altında basit kusurlar hareketli bir hale gelir ve kararlı karmaşık kusurlar oluşturmak için diğer kusurlar tarafından tuzaklanır.

Yarıiletkenlerde, bu tip kusurların elektronik yapısı üzerine yapılan araştırma, periyodik yapılarda elektronik durumlar teorisi olarak çok yönlü aynı düzeylere doğru kusurlar ile uyarılmış durumların elektron teorisinin ilerlemesinde geçtiğimiz on yılda önemli gelişmeler kaydedilmiştir. Kusurlar ile uyarılmış lokalize durumları tahmin edebilen çeşitli teorik teknikler aşağıdaki özelliklerden birine göre gruplanabilir: Burada *InP*'de nötr iç kusurlar için sonuçları özetliyoruz.

InP:Fe elektron ışınlanmış olduğu zaman, çiftlemeyi işaret eden *Fe* manyetik rezonansında değişiklikler oluşmaktadır [105]. Kübik *In* yerinde Fe^{3+} spektrumu ışınlamayı ile azalmakta ve üçgen simetri spektrumu ile değiştirilmektedir. Yeni spektrum yine yüksek spine, geçiş metallerinin özelliklerine sahiptir ancak hem spin değeri hem de simetri yenidir. *KÖ* ışık ile ışınlamayı simetrisinin değişmesine neden olur, ancak orijinal *Fe* spektrumunu yenileştirmez. Bu nedenle, kübik *Fe* spektrumu elektron ışınlamının neden olduğu Fermi düzey değişikliği nedeniyle ortadan kaybolmaz. Radyasyon-indüklü bozukluk, muhtemelen arayer atomu, oda

sıcaklığında hareketlidir ve Fe ile çiftleşmektedir. 1.0 ± 0.1 eV aktivasyon enerjisi ile birinci derece kinetiğini takiben 400 K'den 450 K'ye gerçekleşen Fe -bilinmeyen kusur çiftinin izokron tavlamasını incelenmiştir [106].

InP 'de iç kusurların birçoğunun enerji aralığında derin düzeyleri vardır ve derin aydınlanma oluşturarak ışınlı geçişlerinin olması beklenmektedir. Bunun gibi birçok spektrum bildirilmiş ve büyüme koşulları ya da tavlama müdahaleleri ile ilişkilerin temelinde yerleşik kusurlara dayandırılmaktadır. 1,10 eV civarında bir emisyon bandı sıklıkla gözlenmekte ve polikristal InP 'de $V_{In} - V_P$ çifti [107] ve epitaksiyel ve hacim kristal malzemede $V_P - Fe_{In}$ çifti incelenmektedir [108]. İyon implantasyonunu içeren çalışmalar da bu çizginin ya da aynı enerjide bir çizginin ya V_P ya da V_P safsızlık çiftine neden olacağı ileri sürülmektedir.

InP 'de radyasyon-indüklü kusurlar, iki deneyde ortaya çıkarılmış olan atomik yapılarda yarı kararlılık göstermektedir. 4,2 K'da EPR 'de gözlemlenen Fe -kusuru çifti ışığa karşı duyarlıdır [109]. Yakın-bant aralığı uyarılmasının ardından, üçgen EPR spektrumu tamamen sönümlüdür ve daha aşağı simetrisinin spektrumu ile değiştirilmektedir. Oda sıcaklığında ısıl döngü üçgen spektrumu iyileştirmektedir. Atomik ölçekte, bu durumun yer değişimli Fe ile çiftleşen arayer boşluğu hareketinden olabileceği incelenmektedir. n -ışınlı $InP:Fe$ 'de üçgen spektrum Fe -sonraki en yakın komşu arayer atom çiftinin simetrisini ortaya çıkararak analiz edilen ikinci Fe -çifti spektrumu ile birlikte gözlemlenmektedir [109]. $DLTS$ sinyalinde yarı kararlılık e-ışınlı InP 'de M merkezi denilen kusur için gözlemlenmiştir [110]. Burada spektrum, voltaj besleme durumlarına bağlıdır ve yük-durumu ile kontrol edilen yarı kararlılığın konfigürasyonuna atfedilmektedir.

InP 'de stokiometriğin yaygın anlayışında, temel ve diğer $III-V$ grup yarıiletkenleri üzerinde yapılan çalışmalardan birçok durumda faydalanılmıştır. Yüklü kusurlar ve geniş EPR spektrumunun ileri rezonans çalışması ($ENDOR$) için enerjilerin hesaplamalarında böyle gelişmeler artmaktadır. Bu alanın daha gelişmesi, teknolojik

olarak faydalı InP malzemeleri ve cihazları üretmek için harcanan çabanın miktarına oldukça bağlı olacaktır.

Bazı durumlarda, InP 'de bulunan kusurlar tek bir örnekte elde edilmiştir ya da yarıiletkenlerdeki kusurlara neredeyse yeni özellikler ortaya çıkarmıştır. Elektron ışınlamayı için düşük kusur oranı, geniş bant aralığı $III-V$ grup yarıiletkenler arasında n -tipi InP 'ye özgüdür ve teknolojik olarak önemli olabilir.

5.2. InP’de Fe Katkılı Kusurlar

YY InP çoğunluk itibariyle, optik komünikasyon sistemlerindeki üçlü ve dördlü yarıiletkenlerin epitaksiyel büyümesi altında alt tabakalar olarak, gelişmiş mikrodalga cihazları ile yüksek hızlı ve yüksek frekanslı elektronik cihazların üretiminde kullanılmaktadır [111]. Bu uygulamalar kapsamında iç türemeli etkileri azaltmak amacıyla, alt tabaka materyalleri için oldukça yüksek direnç gerekmektedir. *InP*’nin büyütülmesi için kullanılan bütün teknikler, artan safsızlıkların ve *Ge* gibi kompanzasyona ihtiyaç duyan sıkı vericilerin, büyük konsantrasyonlu materyal olmasına yol açar. Bu amaçla materyal çoğunlukla; artan sıkı vericilerini kompanze eden ve yaklaşık $10^7 \Omega \times cm$ yüksek dirençle sonuçlanan, orta bant aralığına yakın derin bir alıcı seviyesini neden olan, demirle katkılanmaktadır [112]. Bu nedenle, *Fe* katkısıyla ilişkilendirilmiş elektriksel ve optik özelliklerin incelenmesi büyük ilgiye sahiptir. Genellikle, birleştirilmiş *Fe*’nin tamamı elektriksel olarak aktif olmayıp, kristal kalitesini azaltan aktif olmayan kısımlarda bulunmaktadır. *InP:Fe* kristalindeki *Fe*’nin, *In*’de yerine konulduğu ve nötr Fe^{3+} durumunu öncelikli olarak benimsediği bilinmektedir [113, 114]. Bununla birlikte, Fe^{2+} ’yi [115] oluşturan ve *YY* özelliklere [116] sebep olan *Fe*’nin bazı kısımları kompanze edilmektedir. Fe^{2+} , bir deşik kurmak suretiyle kendi nötr durumuna (Fe^{3+}) yeniden yol açmaktadır. Oda sıcaklığında $1 \mu m$ dalga büyüklüğündeki *KÖ* soğurma ölçümlerinin, *Fe* atomlarının konsantrasyonu hakkında istenen bilgileri sağlayabildiği gösterilmiştir [117]. Aynı zamanda, kristal yapısında *Fe* konsantrasyonu arttıkça, *Fe* merkezleri tarafından soğurmanın arttığını gösterilmiştir [118]. Fotoluminesans (*FL*) gecikme zamanının [119], *InP:Fe*’deki toplam *Fe* konsantrasyonuna bağlı olduğu gösterilmiştir. Aynı zamanda, *Fe* konsantrasyonu arttıkça, *FL* gecikme zamanının azaldığı da ispat edilmiştir. Demir bir fosfit ortamında (FeP_2 tavlanmış) tavlanmak suretiyle elde edilen *YY InP* kapsül tüplerinin *FL* eşleştirme karakteristikleri [114] incelenmiştir. *FL* yoğunluğunu etkileyen ana faktörün *InP:Fe* altaşda *Fe* konsantrasyonu olduğu ve *FL* yoğunluğunun, yeniden birleşme sürecinin mevcudiyetiyle alakalı olduğu gösterilmiştir.

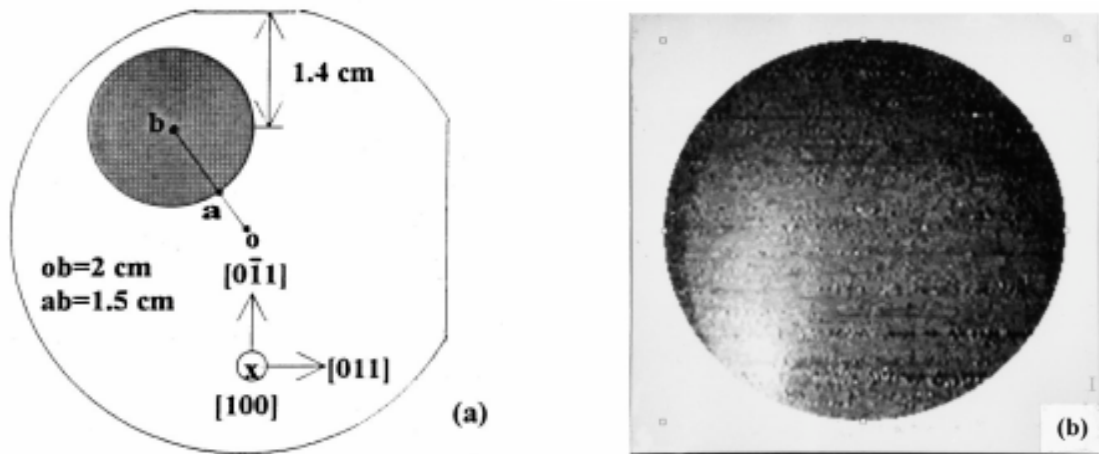
Yakın bant kenarı *FL*'nin, katkı içermeyen ve *Fe* katkılı *InP* kristalleri üzerindeki iç bant aralık aydınlatılmasıyla ve aydınlatılmamasıyla karşılaştırılması incelenmiştir [93]. *Fe* merkezlerinin etkisini gözlemlemek amacıyla *FL* ölçümleri, hem katkı içermeyen *InP* hem de *InP:Fe* numuneleri ile gerçekleştirilmiştir. *Fe* merkezlerinin çoğunlukla soğurulduğu yerde, 1 μm dalga boyuna yakın aydınlatmayla bu kristallerdeki *FL* özelliklerinin değişimi, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenmiştir. *FL* özelliklerinin, *Fe* katkılı numunelerdeki bu ikincil aydınlatma ile ciddi bir şekilde iyileştirildiği gösterilmektedir. Gerçekte, 1 μm 'lik bant içi aralıklı ışığa yakın soğurma sebebiyle, *Fe*'nin kullanımından kaynaklanan etkiyi gösteren katkı içermeyen *InP* numunesinde, aynı etkinin gözlemlenememesidir.

Fe gibi geçiş metalleri, *YY* özelliklerle *InP* tek kristallerini elde etmek için, çoğu sefer katkılayıcılar olarak kullanılmaktadır [120]. Liquid Encapsulated Czochralski (*LEC*) işlemi ve diğer hacim büyütme teknikleriyle büyütülen katkı içermeyen *InP*, istenmeyen şekilde kontamine olan sıg vericiler sebebiyle, *n* tipi olarak ortaya çıkmaktadır. *Fe* katkısı, *Fe* alıcılar tarafından orta aralık seviyesine yakın doğal yerine konan bu vericilerin bir kompanzasyonu ile sonuçlanmaktadır. Birçok yüksek hızlı fotodetektörlerin ve çoğu optoelektronik tümleşik devrelerin (*IC*) performansı, bir alt tabaka olarak *YY InP* kullanımına bağlıdır. Bununla birlikte, *YY InP* kalitesi mevcut durumda, yeterli miktarda yüksek dirençli materyaller elde etmek amacıyla, çözünürlük sınırına ($\approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) yakın bir değerde, *Fe* ile katkılanma ihtiyacı tarafından sınırlandırılmaktadır [121]. *Fe* konsantrasyonunda ki rölatif olarak düşük en üst sınırın sonucu olarak *Fe* katkılı *InP* yer değiştirme yoğunluğu, bu katkı içermeyen *n*-tipi alt katmanlarınkinden genel anlamda daha büyük basamak büyüklüklerine sahip olup materyal, diğer kristalografik bozuklukların ayrılmasına meyillidir. Bahsedilen bozukluklar, bunları içeren alt katmanlarda büyütülmüş veya eklenmiş cihazların kalitesi üzerinde direkt bir etkiye sahiptir. Bu nedenle, bu *Fe* alakalı bozuklukların karakterizasyonu, iyi kalitede cihazları üretmek amacıyla büyük öneme sahiptir.

Paralel $KÖ$ soğurma ile FL ölçümleri, katkı içermeyen ve Fe katkılı InP numunelerinde gerçekleştirilmiştir [121]. Verilerin karşılaştırmalı analizi, Fe veya ilgili bozuklukların $YY InP$ 'de dominant ışınlımsal olmayan yeniden birleşme merkezleri olarak, bir rol üstlendiğini göstermektedir. Fe katkılı numunelerin $KÖ$ soğurma eşleştirmesi, $GaAs$ 'deki $EL2$ eşleştirmesi için daha evvel tarif edilen benzeri bir kit ile yapılmıştır [122].

$KÖ$ soğurma ölçümleri ile gösterildiği üzere, Fe katkılı numuneler oldukça kuvvetli iç bant aralık soğurması sergilemektedir [121]. Bu nedenle, Fe merkezlerinin uzaysal dağılımının $EL2$ merkezlerine benzeri bir şekilde görüntülenebilmesi mümkündür. $EL2$ eşleştirmesi için kullanılan benzeri bir ekipmanı kullanmak suretiyle, InP 'deki Fe dağılımını görüntülemek için bir $KÖ$ soğurma eşleştirmesi tekniğini denenmiştir [121]. Şekil 5.1(a)'da gösterildiği üzere, Fe katkılı InP , yaklaşık 1,5 cm çapında dairesel alan da görüntülenmiştir. Bu da, Şekil 5.1(b)'de görüldüğü üzere, Fe dağılımı hakkında iyi bilgiler vermektedir. Koyu çizgiler ile noktalar, Fe ile alakalı merkezlerin rölâtif olarak daha yüksek konsantrasyonlarını sergilemektedir. Koyu çizgiler, Fe merkezleriyle bezenmiş kayma benzeri bozuklukların, taramalı fotoluminesans (TFL) haritalama metodu tarafından görülen davranışla uyumlu bir şekilde, büyük bir çoğunlukla $<011>$ yöne yakın bulunduğunu göstermektedir [123]. $KÖ$ soğurma eşleştirmesi ile gözlemlenen kayma çizgilerinin genişliği, TFL görüntüleriyle gözlemlenenlerle karşılaştırılabilir.

$KÖ$ soğurma tekniğinin, $YY InP$ 'deki Fe konsantrasyonlarının nicel ölçümlerini sağladığı literatürde yer almaktadır. Yakın bant kenarı FL ölçümleri; yoğunlukların, materyaldeki Fe konsantrasyonuna bağlı olarak kesin değer olan 1,377 ile 1,415 eV tepe enerjilerinde sırasıyla, %98 ve %70'ten daha fazla azaldığını göstermektedir. Fe konsantrasyonlarına karşı rölâtif FL yoğunlukları çizimlerinin, FL yoğunluk dağılımını nicel Fe dağılımına dönüştürmek için, bir kalibrasyon metodu olarak kullanılabileceği öngörülmektedir. Son olarak; $GaAs$ 'deki $EL2$ görüntülemesine benzeri bir şekilde Fe dağılımlarını görüntüleyen Fe katkılı InP 'de, özgün bir $KÖ$ soğurma haritalama tekniğiyle tanıtılmaktadır [121].



Şekil 5.1. (a) *Fe* katkılı alt tabakanın görüntülenen alanının bir gösterimi. (b) Bulk *GaAs*'de görüntülenen *EL2*'ninkine benzeri bir şekilde gözlemlenmiş, 960 nm dalga büyüklüğündeki *Fe* katkılı *InP*'nin kızıl ötesi soğurma görüntüsü [121].

Demir katkılı veya katkısız *InP* çok yüksek öz dirençlerde büyütülebilirler. *YY* davranış, kristalin büyüdüktan sonra yüksek öz direnç göstermesinin bir sonucudur. Yaklaşık değeri 10^6 - 10^9 ohm arasında değişen bu yüksek öz direnç elde olmayan nedenlerle yapıya katılan *GaAs*'ta *Cr* ve *Zn* gibi sığ alıcıların *InP*'de ise sığ vericilerin orta bant aralığı bölgesindeki derin seviyeler tarafından dengelenmesinin bir sonucudur ve elde olmayan nedenlerle yapıya katılan bu sığ kusurların konsantrasyonuna bağlıdır. *GaAs* kristalinde bu dengeleme işlemi sığ alıcılar *Cr* ve *Zn* ile derin verici *EL2* arasında meydana gelmektedir. Bu yüzden böyle malzeme Fermi enerjisi yasak enerji aralığının orta bölgesinde olacak şekilde büyütülebilir [124, 125].

InP kristalinde ise *YY* özellik demir katkılanarak sağlanmaktadır. Demir *InP* içerisinde esas atom olarak bulunmaktadır [126]. Yani *Fe* atomları *InP* içerisinde *In* atomlarının yerini almaktadır. Örgü bağlanma işlemini tamamlamak için *In* atomu üç valans elektronunu kendi örgü noktasında kullandığı için *In*'in örgü yerine yerleşen *Fe* atomunda üç valans elektronunu kullanmakta olup, bu durum Fe^{+3} 'ün *InP* örgüsü içerisinde örgüye göre nötral kalmasını sağlar. Sığ vericilerin varlığında bazı demir atomları vericilerden gelen elektronları dengeleyecek ve Fe^{+2} seviyesine

geçeceklerdir. Çünkü; Fe^{+3} 'ün örgüye göre nötral kabul edildiğinde Fe^{+3} bir elektron olarak Fe^{+2} 'ye dönüşecek ve Fe^{+2} , Fe^{+3} 'e nazaran negatif yüklü olacaktır[116]. Burada Fe^{+3} ile sığ vericiler dengelenerek Fe^{+3} , Fe^{+2} 'ye dönüşmekte ve geride iyonize olmuş verici kalmamaktadır. Bu verici seviyelerinde iletkenlik bandına termal yolla geçecek elektron kalmadığından dolayı kristal YY özellik göstermektedir. Yani Fe atomları katkılanarak n -tipi büyümesi beklenen kristal Fe atomlarının katkısıyla YY özellik göstermektedir [116].

Isıl işlemin InP numunesi üzerindeki etkilerinin araştırıldığı çalışmada, ısıtılma işlemi sonucunda öz direnci $10^5 \Omega$ mertebesinde üzerine çıkan öz dirence sahip olan numuneler YY olarak tanımlanmıştır [127]. InP kristalinde YY özellik Fe katkılanarak sağlanmaktadır. Fe , InP içerisinde yerleşik atom olarak bulunmaktadır [126]. Fe atomları InP içerisinde In atomlarının yerini almaktadır. Geçiş metali demir orta bant yakınlardaki alıcıları şekillendirir. Demir katkı genellikle n -tipi yapıyı dengelemek ve YY özellikleri artırmak için kullanılır. Yüksek miktarda demir katkısıyla yüksek öz direnç elde edilebilir. Bununla birlikte yüksek demir katkısı daha düşük elektron mobilitesine ve demir çökeltilerinden dolayı kristal kalitesinin kötüleşmesine neden olur [128]. Demir katkının miktarıyla kristalin YY özellikleri kontrol altına alınabilir.

Fe katkılı InP kristallerinde soğurma incelenmiş ve soğurma ölçülerinden Fe 'nin iyonizasyon enerjisinin $0,60 eV$ ile $0,64 eV$ arasında olacağı hesaplanmıştır [120]. Fe 'nin InP 'ye katkılanması sonucu oluşan Fe merkezlerinin aktivasyon enerjisinin yasak bant aralığında $E_c-0.65 eV$ da yer aldığı DLTS tekniği ile gösterilmiştir [129].

Sığ vericileri ve demir derin alıcıları destekleyerek YY demir katkılı InP üretmek mümkün olmaktadır. Düşük demir katkılı YY InP elde etmek için sığ vericilerin yoğunluğu düşürülmelidir. InP yarıiletkenin öz direnci doğrudan demir katkısına bağlıdır. Demir katkı yoğunluğu arttıkça InP 'nin öz direncide artmaktadır. Demir katkı yoğunluğu $2,5 \times 10^{15} cm^{-3}$ durumunda öz direnç yaklaşık $0,5 \Omega \times cm$ iken, demir katkı yoğunluğu $6 \times 10^{16} cm^{-3}$ olduğunda öz direnç $10^8 \Omega \times cm$ mertebelerindedir. YY InP üretebilmek için demir katkı yoğunluğu $1.25 \times 10^6 cm^{-3}$ 'den daha fazla olmalıdır.

Fe atomları katkılanarak *n*-tipi olarak büyümesi beklenen kristal *Fe* atomları sayesinde yarı yalıtkan özelliği göstermektedir [116].

InP önemli ölçüde teknolojik ilgiye sahip bileşik yarıiletkenlerdir. *InP* uzun dalga boylu optoelektronik, mikrodalga ve yüksek enerjili, yüksek hızlı elektronik aygıt üretiminde kullanılmak için mükemmel bir adaydır. Bu aygıtların birçoğu tarafından *InP*'nin bu yarı yalıtkan özelliklerine ihtiyaç duyulur [128].

Katkısız ve demir katkılı *InP* yarıiletkenler üzerinde yapılan soğurma deneylerinde katkısız *InP*'nin yasak enerji aralığının demir katkılı *InP*'nin yasak enerji aralığından daha büyük olduğunu gözlemlenmiştir [130]. *Fe* atomları yasak enerji aralığında bir daralmaya sebep olmuştur, bu sonuç kristallerde enerji aralığı daralmasının katkı atomlarının karekökü ile doğru orantılı olduğu görüşüyle [131] uyum içersindedir. *InP* kristalinde *Fe* atomu *In* atomu ile yer değiştirmekte ve yasak enerji aralığında bir daralmaya sebep olmaktadır. Bu daralmanın yaklaşık 10MeV luk bir değere karşılık geldiği belirlemiştir [117] ve literatürle uyum içersindedir [131].

GaAs kristalinde, yarı-yalıtkan özelliklerden *EL2* olarak isimlendirilen derin seviye vericileri, *InP* kristalinde ise elektron tuzakları gibi davranan demir katkısı sorumludur [132]. Bu materyallerin karakterizasyonun da öncelikli olarak bu derin seviyelerin enerjilerinin ve bu seviyeleri oluşturan katkı veya kristal kusurlarının davranışlarını ve yoğunluklarını belirlemek önem kazanmaktadır. Bu kusurların yoğunluğu kristalin öz direncini direkt etkilemektedir. Bu nedenle kristal büyütme aşamasında bu kusurların kontrol edilmesi aynı zamanda kristal öz direncinin de kontrol altına alınabilmesi anlamını taşımaktadır. Entegre devre fabrikasyonunda kullanılacak uygun materyal büyütme şartları değiştirilerek üretilebilir. Ancak üretim kadar bu materyallerin elektrik ve optik karakterizasyonu da önem kazanmaktadır.

5.3. Gaz Basıncı Değişimine Göre YGBS'nin Elektriksel ve Dinamik Özelliklerinin İncelenmesi

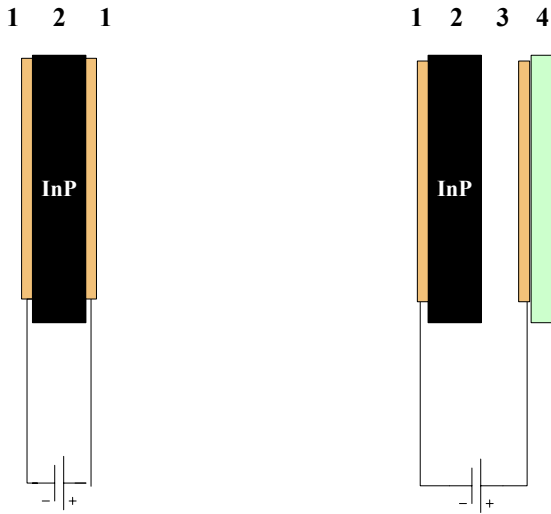
Yarıiletken gaz boşalmaları elektronik cihazlarında taşıyıcıların lineer olmayan iletim mekanizmasını deneysel olarak incelendi. Denge direnci olarak eş zamanlı hizmet eden ince düzlem gaz boşalma aralığı ve ince yarıiletken katodundan oluşan sandviç benzer mikro yapıdır. Bu mikro yapı, $K\ddot{O}$ ışık bölgesinde ultra hızlı tepkiye sahip olan $K\ddot{O}$ görüntü çeviricinin temel bileşenidir [133]. Son zamanlarda, negatif diferansiyel direnç (NDD) olgusu, cihazların çalışmasını ters yönde etkileyen istenmeyen elektrik kararsızlıklarından dolayı büyük dikkat çekmiştir. Townsend rejiminde NDD özelliklerinin araştırılması [134] ve/veya yarıiletken malzeme kullanılan $K\ddot{O}$ görüntü çeviricisi sistem uygulamasıyla ilgili olarak özellikle önemlidir. Birçok endüstriyel alanda Townsend rejiminde mikro-boşalma kullanma ilgisi kısmen aktif gaz boşalma ortamının homojen olduğu ve deneysel koşulların optimize edilebilir ve kontrol edilebilir olduğu gerçeğinden kaynaklanmaktadır. Ancak, Townsend boşalmanın diğer ilginç özellikleri arasında uzay-zaman yapılarının homojen olmayan dinamikleri ve oluşumu vardır [135]. Özellikle, düzlemsel YGB mikroyapının deneysel olarak esnek elektronik cihazı temsil ettiği bulunmuştur. Elektriksel özellikler araştırılmaktadır.

Teori [136] ve Deneyler [137] numuneye yeterince yüksek bir dc besleme uygulandığında, bir yarıiletken boyunca akım akışının osilasyon yapabildiğini gösterdi. Bu osilasyonlara, katottan anoda hareket eden yüksek elektrik alanlı bölgeler (domainler) sebep olur. Genellikle, kendiliğinden olan osilasyonlar, kararlı desen biçimi ya da kaotik davranışlar gibi ilginç olaylar gösteren fiziksel sistemlerin veya malzemelerin geniş bir aralığında elektrik akım akışından dolayı bulunur. Bunun yanı sıra $YGBS$ [138, 139] genellikle kararsızlık çeşitlerini veren nonlineer cihazlardır [140]. Işığa duyarlı kızılötesi detektörlü hücre yapılarının davranışları özel bir ilgiye sahiptir. Nonlineer süreç serilerinin geliştirilmesi böyle yapıların kompleks uzaysal profillerinin sonucudur. Sistemdeki kararsızlık iki tabakada yük geçişi süreçlerinin çiftlenmesinden dolayı oluşur. Yüksek dirençli lineer fotodetektör

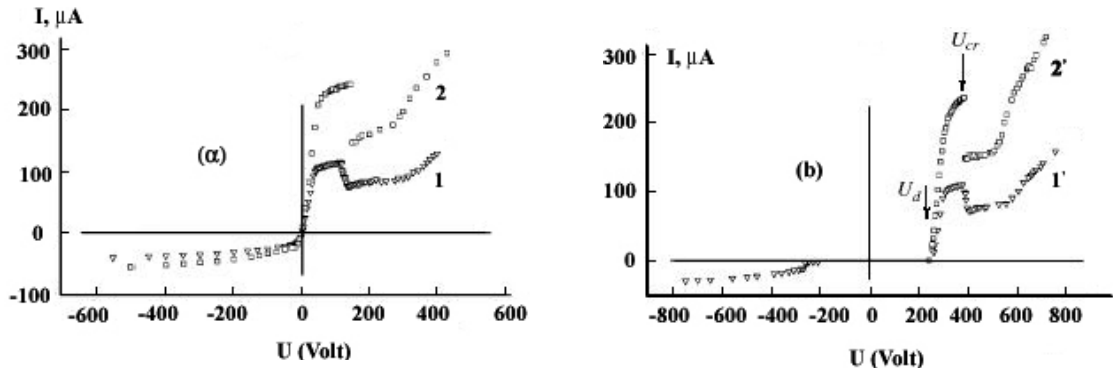
olan bir tabaka [141] olurken diğer tabaka da kuvvetli şekilde nonlinear taşınım özellikli bir ortamı sağlayan bir gaz boşalma alanıdır[142].

Son zamanlarda yarıiletken fotodetektörlü bir *YGBS*'nin kompleks davranışını gözlemledik [88]. Böyle bir *YGBS*'nin çalışma prensibi, yarıiletken elektrot tarafından ince bir gaz boşalma aralığındaki akım yoğunluğunun kontrolünün temeline dayanmaktadır. Bu sisteme yüksek voltajların uygulanması cihazın çalışmasını etkileyerek akımın homojen olmayan uzaysal dağılımının artmasına sebep olur [49]. Yukarıdaki motivasyonun ışığında, *YGBS*'nin fotodetektörün de elektriksel kararsızlıklar geniş basınç aralığı p (3–760 *Torr*), elektrotlar arası mesafe d (45–525 μm) ve farklı yarıçaplarda D (5–18 *mm*) çalışıldı. Fotodetektörün yüksek elektrik alanda ortaya çıkan aktif özelliklerinin gözlenen olayda önemli bir rol oynadığı belirtildi. *YGBS*'nin kararsızlığına deneysel koşullara bağlı olarak fotodetektörün neden olabileceği açık bir biçimde kanıtlandı. Bu sonuç bizi *KÖ* fotodetektörlerin negatif diferansiyel direnç gösterdiği sonucuna götürür. Aynı zamanda, bu çalışma kuvvetli elektrik alana bağlı olarak yüksek dirençli fotodetektörün homojen akım durumunun kararlılık kaybının sonucu olarak biçimlenen akım yoğunluğunun uzaysal dağılımını nicelik olarak inceler. Fotodetektörlü yapı *KÖ* görüntüden görünür bölge görüntüsüne hızlı çevirici olarak kullanılabilir [143].

Bu çalışmada bir tanesi fotodetektörlü *YGBS* içeren iki farklı yapının iletim özellikleri karşılaştırıldı [142]. Bu aralıkta akım böyle yapılara doğru geçerken *BIE* yoğunluğunun uzaysal dağılımı *KÖ* fotodetektörün iletkenliğinin dağılımı olarak elde edilir. Her iki yapı Şekil 5.2 (a)-(b)'de yer almaktadır.



Şekil 5.2. Yarıiletkenin elektriksel devresi: a) Gaz boşalma aralığının olmaması, b) gaz boşalma aralığının olması halinde, 1- Au kontak 2- InP yarıiletken 3- gaz boşalma aralığı ve 4- düz cam disk.



Şekil 5.3. a) Gaz boşalma aralığının olmaması b) olması halinde AVK 'si

Akıma enine doğrultuda homojen olmayan kararsız yapıların yarıiletken sisteminde N -tipi $I-V$ karakteristiğe sebep olduğu düşünülmektedir. Bu durumun elektrik bölgelerin homojen yayılmasının kararlılığını kaybetmesinden kaynaklandığı düşünülmektedir. İki tip yapının (bunlardan biri gaz boşalma aralığı diğeri ise yarıiletken) taşıma özellikleri karşılaştırıldığında (Şekil 5.3(a)) şu önemli sonuç elde edilmiştir:

Uzaysal olarak homojen olmayan akım osilasyonları yarıiletken bileşen tarafından oluşturulur. Yani, bunlar (homojen olmayan akım osilasyonları) gaz boşalma aralığının yok olması durumunda da mevcuttur. Şekil 5.3'de gösterilenler gaz boşalmasının olmaması (a) ve olması (b) halinde incelenen yapıların kararlı $I-V$ karakteristiklerinin örnekleridir. 1 ve 1' ve 2 ve 2' eğrileri her iki yapının yarıiletken bileşeni, iletkenliği kontrol eden beyaz bir ışıkla eşit şiddette aydınlatıldığında elde edilmiştir. Her iki yapı için verilerin karşılaştırılması açıkça göstermektedir ki; yapıda gaz boşalma aralığının olması temelde taşıma özelliklerinin karakterini etkilememektedir. Yani Şekil 5.3.(a)-(b)'deki grafikler arasındaki temel fark (b) durumunda gaz dolu aralıkta U_b 'nin gaz kırılması için kritik voltaja eşit olarak $I-V$ karakteristiklerinin voltaj eksenini boyunca değişmesidir. Ayrıca, $I-V$ karakteristiklerindeki N -tipi kararsızlıklara yarıiletken $KÖ$ ışıkla aydınlatıldığında rastlanmamaktadır [143-145].

Homojen kararlı Townsend boşalmasının uygun kırılma voltajı U_K 'da boşalma aralığında varolduğu gözlemlendi [91]. Bu moddaki boşalma, düşük akımlar için tutuşma noktası ve NDD 'li nokta arasında gaz karakteristiğinde elde edildi. Nonlineer geçiş özellikli elektriksel sistemlerde $YGBS$ genel olarak j 'nin değişim aralığının dinamik karakteristiğine bağlıdır [146]. Boşalmanın varlığı boşalma alanında ışık emisyonu ve boşalma devresinde aktif akımı beraberinde getirir.

Akımın zamana bağlılığı 220 Torr basınç altında farklı besleme voltajlarında U_0 , ve maksimum aydınlatma şiddetinde Şekil 5.4'de gösterilmiştir. En aşağıdaki iki eğri ($U_0 = 250\text{ Volt}$ ve 350 Volt) kırılma öncesi bölgede olup akımda büyük genlikle osilasyonlar ortaya çıkmaktadır. Bu büyük genlikli osilasyonlar Şekil 5.4'de karanlık ve aydınlatma durumları için daha detaylı olarak sunulmuştur. Şekil 5.4.(b)'de kırılma voltajı sonrası bir besleme voltajında $U_0 = 430\text{ Volt}$ 'a ait olup akımın osilasyonları kararlı olma eğilimindedir. $U_0 = 460\text{ Volt}$ ve 473 Volt 'luk besleme voltajlarında, monotonik kararlı durum akım davranışı gözlemlenmektedir. Şekil 5.4.(b)'de görüldüğü gibi, akım değerleri artan 150 s zaman aralığı süresince kararlıdır ve kararlı durum akım değerlerinin artan U_0 ile arttığı görülmektedir.

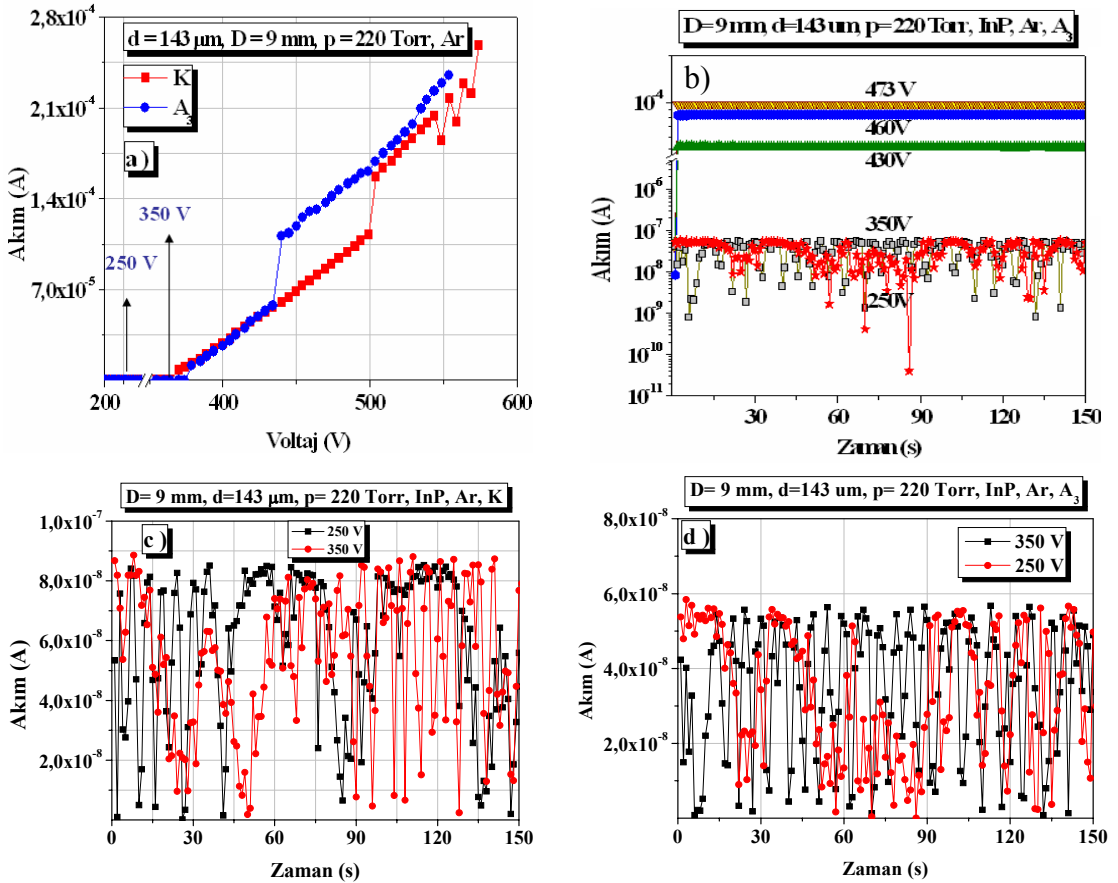
Birkaç kinetik faz geçişi sonrası kurulan kararlı durum akım büyüklüğü ve BIE 'nin büyüklükleri yarıiletken elektrodun direnç değeri ve U_0 'ın genliği ile saptanmaktadır. Boşalmanın tutuşması boşalma parlaklığının ani artışı ile fark edilmektedir. Kararlı durum değerlerinin üzerinde ilk boşalma süreçlerinin fazında akımın ve parlaklığın artması oldukça doğaldır. Gaz boşalması için besleme voltajı uygulandıktan sonra kısa bir zaman gecikmesi gerçekleşmektedir. Boşalma aralığında voltaj genliğinin gerçekte kritik bir değere ulaşması gerekir (minimum değer kendini besleyen boşalmayı desteklemelidir.). Başka bir ifadeyle, boşalma aralığının kapasitesi kararlı durum değerinden daha yüksek değere kadar yüklenecektir. Sonuç olarak, boşalma aralığında voltaj (aktif akım) kararlı durum değeri ile karşılaştırıldığında daha yüksek olduğu zaman boşalmanın ilk fazları meydana gelir. Dış aydınlatmanın etkisi altında yarıiletken elektrotun direnci azaldığı zaman akımda ve BIE 'de ilave bir artma gözlemlendi. Daha ileri bir adım için, iyon-emisyonu ve fotoelektrik etkinin sonucu olarak katottan elektronların sökülmesi ve gazdaki sıradan elektron çığ çoğalma mekanizmasını esas alan dinamik bir davranış hesaba katılacaktır.

Aynı zamanda, sistemin AVK 'si $U_0 > U_B$ 'den büyük ise lineer eğriye çok yakındır, bu durum fotodetektörün ohmik davranışını yansıtır [81]. Bu boşalma modu için boşalma aralığında voltaj düşmesi akımdan bağımsızdır.

Bundan dolayı, AVK 'nin eğimi InP fotodetektörün direncini verir. O halde, özel iletkenlik, geometrik boyutlardan ve dirençten hesaplanabilir. Dış aydınlatmanın yoğunluğu artırıldığı zaman, InP fotodetektörün öz direnci monoton bir şekilde azalır. Aynı zamanda akım osilasyonlarının geniş aralığı fotodetektör alanlarının farklı çapları için gözlemlenir.

Önceki çalışmalarda [134, 147], $GaAs$ fotokatotlu düzlemsel mikroyapı için kırılma sonrası Townsend boşalma rejiminde NDD ile başlangıç niteliğinde deneysel sonuçlar ortaya çıkarıldı. Aynı zamanda, $YGBS$ 'de yük geçişinin üzerinde mikroyapının etkisinin d , etkin D parametreleri ve yarıiletken elektrot yüzeyinin emisyon özelliklerine bağlı olarak kararlı olmayan akım yapılarının oluşumuna

dayandırıldığını farz ediyoruz. Bu nedenle, bu çalışmada, akım dinamiği ve histerezis davranışları aracılığıyla (i) kırılma öncesi (ii) kırılma ve (iii) kırılma sonrası gibi Townsend boşalma rejiminin çeşitli bölgelerinde geçiş süreçleri ve elektriksel kararsızlığın dinamikleri üzerinde voltaj genliğinin etkisini sistematik olarak inceledik.

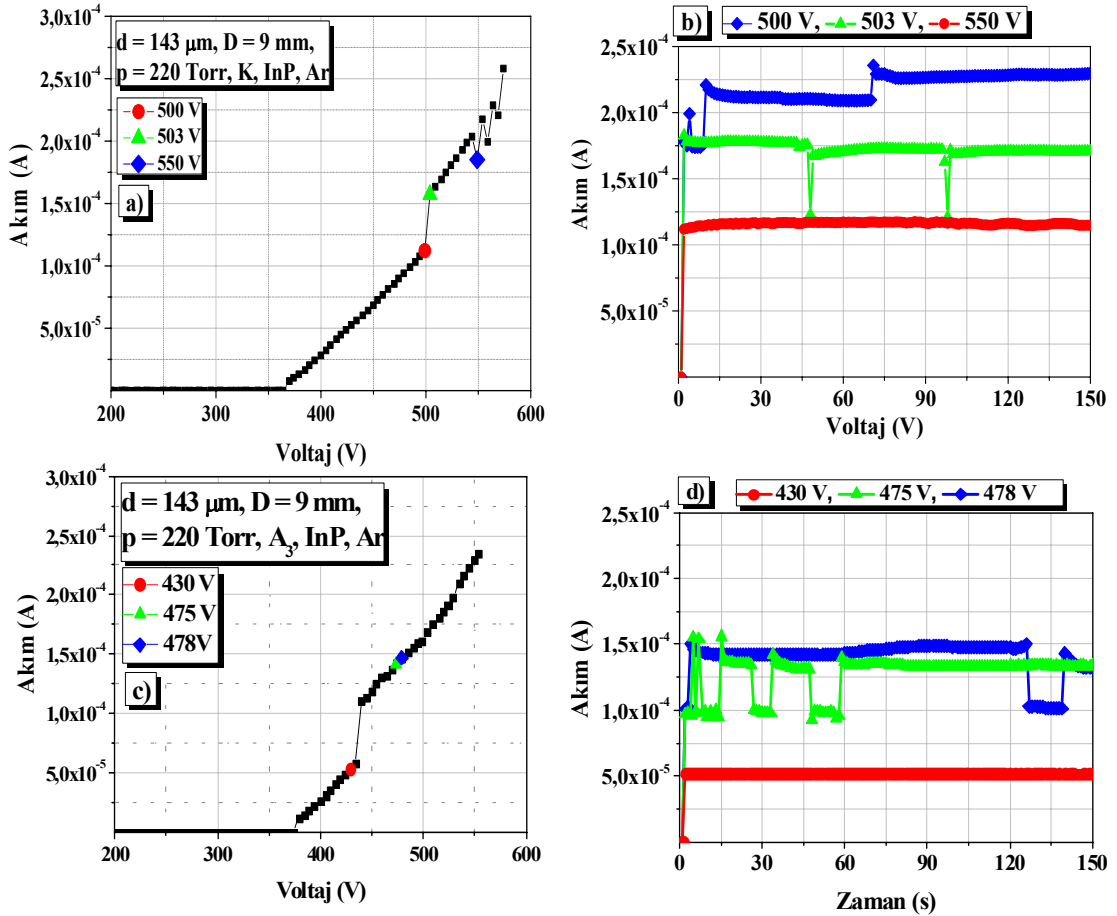


Şekil 5.4. a) Sabit boşalma aralığı, basınç ve boşalma çapı için $YY \text{ InP}$ katodun AVK' 'si. b) 250 V ve 473 V arasında AZK . 250 ve 350 V için, c) K' 'de ve d) A_3 'de AZK 'lar.

Daha ileri bir adımda, $YGBS$ 'de InP fotodetektörünün elektriksel kararsızlığı Şekil 5.5.(a)-(b)'de görüldüğü gibi Akım-Voltaj Zaman tekniği kullanılarak analiz edildi ($YGBS \text{ KÖ}$ görüntü çeviricinin temel bileşenidir).

Şekil 5.2.(b) kullanılarak elde edilen veriler Şekil 5.2.(a) kullanılarak başka yazarlar tarafından elde edilen verilerle [144] karşılaştırıldığında, gaz boşalma bölgesinin

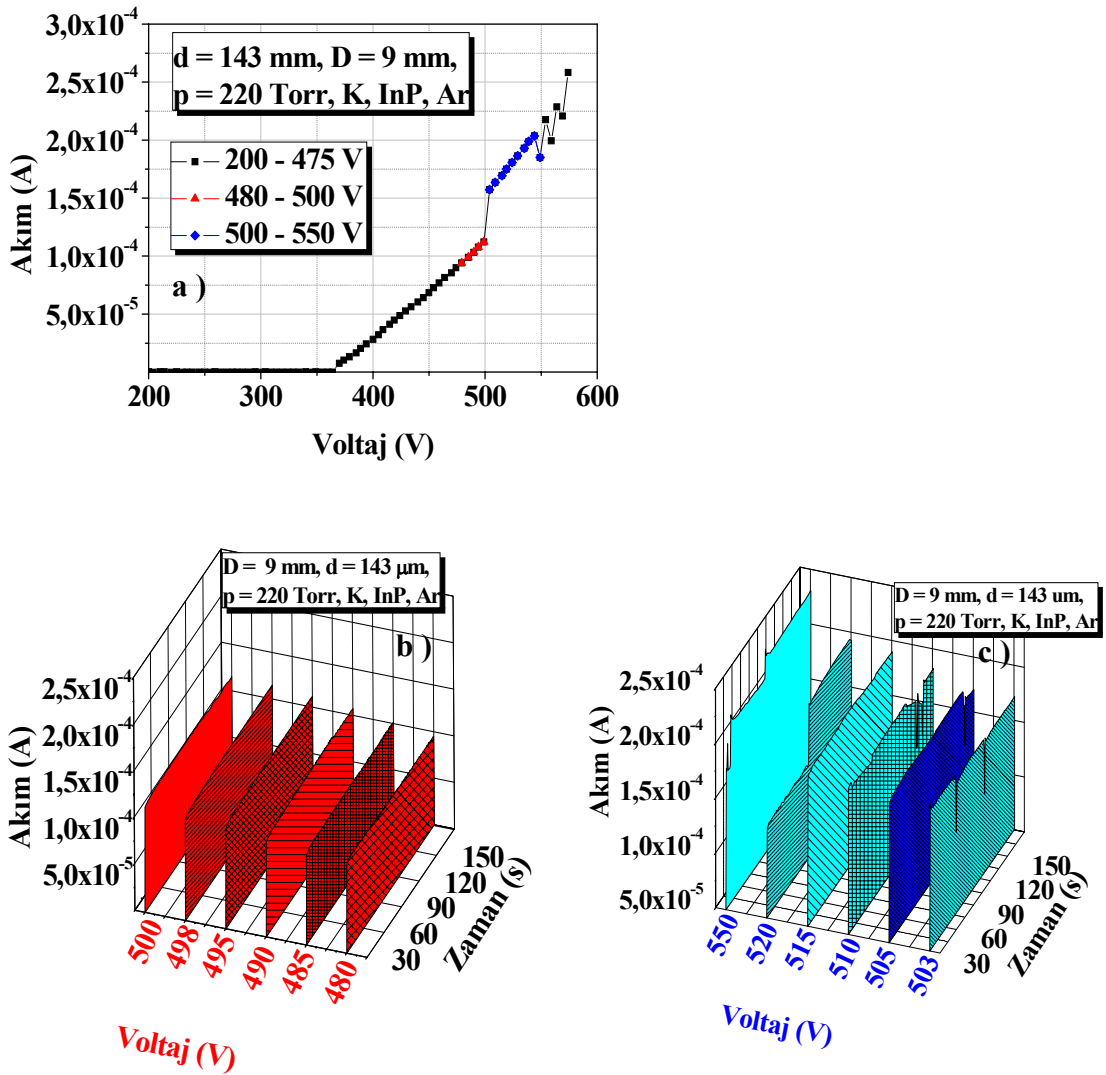
varlığının bizim sistemimizdeki yük iletiminin karakterini dikkate değer biçimde değiştirmedigini gösterdi [146]. *InP* fotodetektörün *AVK*'si Şekil 5.6'da yer almaktadır. Yüksek voltajlara doğru (akım filamentleri gözlemlendiğinden) akım osilasyonları meydana gelmektedir.



Şekil 5.5. a) *K* ve c) A_3 için *AVK*. *K*'da (b) 500-550 *V* için *AZK*, (d) 430-478 *V* için *AZK*.

AVK'nin *N*-tipli bölgesinin içinde geniş genlikli akım dalgalamalarının zamana bağlılığı hakkında detaylı bilgi Şekil 5.5.(a)-(d)'lerde sunulmaktadır. Bizim düşüncemize göre, *N*-tipli *AVK*'ler da *InP*'nin akım kararsızlığının doğası elektriksel domainin oluşumları ve hareketi ile ilgilidir. Yukarıdaki sonuçlar, *InP* numunesinin enine olarak uzayan elektrik domainleri durumuna karşılık enine yapı biçimi açısından kararsız olabileceğini düşündürmektedir. Bu kararsızlık *N*-tipli *AVK*'lerde sistemin yeni bir özelliği olarak yarıiletken yük transferinin deseninde bir karışıklığın

artmasına neden olabilmelidir. Akım kararsızlığının bu dinamikleri, osilatör reaksiyon rejiminde oluşan kimyasal reaksiyonların sonucu olarak elde edilen ‘guiding merkez’ tipinin yapısına benzer [148]. Ayrıca not edilmelidir ki kararsız bölgedeki akım osilasyonları yarıiletken fotodetektör tabanlı cihazların karakteristikleri ile negatif etkilenebilir [149].



Şekil 5.6. a) K için AVK , b) 480–500 V için $3B$ Akım Zaman ve (b) 503–550 V için $3B$ Akım Zaman.

Fotodetektörün direncinde azalma eşik voltajının (filamentlerinin gözlemlendiği akım) daha yüksek voltajlara doğru değişmesine ve akım osilasyonlarının oluşmasına sebep olur [146]. Eğriler uygulanan U voltajının 0’dan maksimum değerine derece derece

değişimiyle elde edilir. Gözlemler göstermiştir ki, sistem osilasyon bölgelerinde akımın yüksek kontrastlı filamentlerinin toplanması ile elde edilen uzaysal homojen olmayan akımı sergiler.

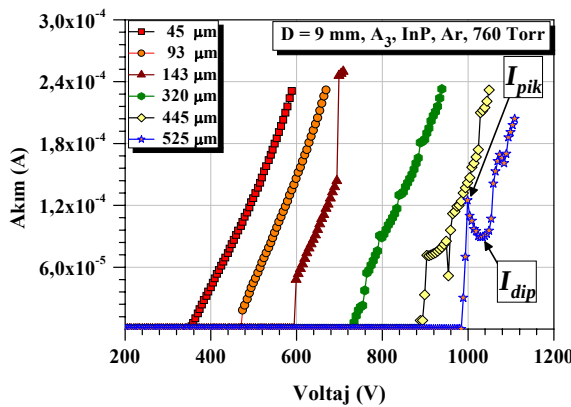
Burada sunulan sonuçlar, fotodetektörün elektriksel iletkenlik süreçlerinin non-lineer durumlarının uzaysal uniform olmayan akım dağılımları ve yüksek kontrastlarının oluşumuna eşlik ettiğini göstermektedir. Böyle dağılımlar lokal yüksek yoğunluklu akım (akım filamentleri) bölgelerini içerir. *InP* fotodetektöre yeterli yüksek değerde bir *dc* voltaj uygulandığında malzemede *N*-tipli *NDD*'lerin oluşması akım osilasyonlarına neden olur. Bundan dolayı dinamik elektriksel domainlerin üretimi, hareketi ve sönümünden elde edilen düşük frekanslı osilasyonlu akım kararsızlığı sistemde gözlemlenmektedir. İki yarıiletken yapının kararlı hal özelliklerinin karşılaştırması gaz boşalmalı yapıda gözlenen fotodetektörde yer alan etkiden dolayı akımın uzaysal homojen dağılımının kararsızlığı olarak gösterildi [146]. Özellikle not edilmelidir ki dinamik uzaysal homojen olmayan akım dağılımları yarıiletken fotodetektörü esas alan cihazların karakteristik negatif etkisidir.

Plazmanın uzaysal kararlılığını belirleyen fiziksel süreçler mikroaralık ve *InP* katot için elde edilen *AVK* sonuçları ile bağlantılıdır. Bundan dolayı *AVK*'lerin atmosferik basınçtaki mikroaralık uzaklığına olan bağlılığı Şekil 5.7'de gösterilmiştir. *Ar* atmosferik plazma koşullarındaki katot yakınlarının dinamiklerinin gelişiminin mikroaralığın uzaklığına bağlılığı görülebilir. *Ar* ortamındaki *InP* katodun *AVK*'lerinin ohmik davranışları $d = 323 \mu m$ 'ye kadar oluştuğunu belirtmek gerekir. Bu sebepten ötürü artık *AVK*'lerin davranışlarını $143 \mu m$ 'ye kadar ve $323 \mu m$ 'den sonra olmak üzere iki farklı alanda araştırmamız gerekmektedir. $d = 323 \mu m$, kritik bir parametre olarak boşalma sisteminin kararlı durumundan bifurkasyona doğru geçiş yaptığını göstermektedir. $d = 323 \mu m$ 'deki dalgalanmalardan sonra d artış gösterdiğinde daha büyük bir gerilim aralığı oluştuğunda belli bir süre aralığında sistem kararlılığını kaybetmektedir. Örnek, Şekil 5.7'deki d 'nin mesafesinin artan değerleri ile karşılaştırılabilir.

Bu kritik değerlerin sınırlarında, kararlılık koşulu $R_{yariletken} \geq R_{plazma}$ iken iyon türlerinin çoğalmasına cevap olarak bir zaman gecikmesine sebep olan *NDD* olarak bilinen *N*-tipli homojen olmayan oluşumları gözlemledik. Sistemin kararlı durumundan sapması, rejimler arası geçişte boşalma aralığındaki uzay yükünün inşasından dolayı yüksek E/p değerlerindeki iyonların birikmesiyle gerçekleşmektedir. Sonuç olarak katot yakınında iyonun daha fazla birikmesi, $I_{pik}(\approx 120 \mu A)$ maksimum değerine uygun olarak boşalma uzayında elektrik alanının değişimlerine sebep olmaktadır. Bu süreçler, boşalma akımının akışı gerçekleştiğinde $\dot{I}EEK$ 'nin etkisinde bir yükseliş meydana getirmektedir. Aynı zamanda, iyonizasyon katsayısının lokalize olmaması ve elektron kaçış faktörünün artması akım eğrilerinde *NDD*'ye neden olabileceği [150, 151]'de belirtilmektedir. Bu nedenle, akım dalgalanmaları yarıiletken tekrar dağıtılırken yarıiletken katot söndürme yönelimindedir ve bu sayede akım dalgalanmaları bastırılmaktadır [152]. Buna bağlı olarak deneysel sonuçlar, akım eğrilerindeki dalgalanmaların akımın tepe ve vadi arasındaki varlığıyla belli elektrotlar arası uzaklık değerinin üstünde iletkenlikte gecikmeyi işaret ettiğini ve daha sonra iletkenliğin tekrar kararlı hale geldiğini göstermektedir.

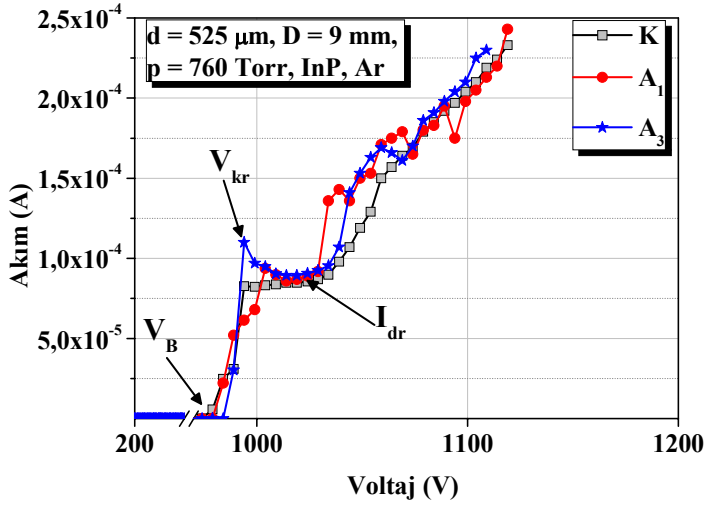
Mevcut çalışmada deneysel sonuçlar, *NDD*'ye bağımlılığın elektrotlar arası aralığın arttırılması aracılığıyla elde edildiğini göstermektedir; şöyle ki, AVK 'lerin lineer davranışı çok büyük ölçüde elektrotlar arası aralığa bağlıdır. Buna ek olarak, *NDD* bölgesinde yüksek akım değerlerine kadar çok yaygın bir şekilde dalgalanma mevcuttur. Yarıiletken boyunca katot düşmesinin dalgalanma bölgesindeki gerilim düşmesi olduğunu belirtmek gerekir. Bu sonuç, katot yakınlarının plazma domainlerine bağlı olarak anlık alan değişiminin kritik tepe akımında önemli etkiler yarattığını ortaya koymaktadır [150]. Boşalma akımının maksimum değeri basınçla sabit kalır, ancak *NDD*'nin kritik tepe akım değeri elektrotlar arası uzaklıkla birlikte artış gösterir. Dolayısıyla *NDD*'nin kritik akım değeri elektrotlar arası uzaklıkla birlikte artış gösterir. Deneysel sonuçlar literatürle uyumludur [151, 153].

Ar plazmasının homojen olmayan oluşumları uzaysal ve uzay-zamansal desen sergileyen kompleks yapılar olarak kabul edilmektedir [153]. I_{pik} ve I_{dip} arasındaki farklar iyonizasyon süreçlerindeki Ar kinetikleri ile açıklanabilir. Elektronların enerjileri, elektrotlar arası aralığa bağlı olarak inelastik enerji eşiğinin üzerindedir, çünkü I_{pik} E/p 'nin yüksek değerlerinde elektron momentum transfer tesir kesitinin bir değişimine sahiptir. Bu, I_{pik} değerinde elektron hızının rastgele yönelimlerinde bir artışa sebep olmuştur; bu nedenle, sürüklenme hızı momentum transfer tesir kesitinde düşüşe bağlı olarak I_{dip} değerinde azalmalıdır [154, 155]. Şöyle ki NDD 'nin oluşması elektron atom enerji değişimine karşılık iyonizasyon süreçleri ile bağlantılıdır, çünkü sadece elektron-elektron saçılımı NDD 'nin oluşumuna sebep olmamaktadır [155]. Dolayısıyla, deney sonuçları boşalma kontrol parametrelerinin etkisinin kaybında elektrotlar arası aralığa bağlı olarak elde edildi. Katot yakınları dinamiklerinin homojen olmayan etkileri özellikle büyük elektrotlararası mesafe ve glow akımında görülmektedir (Şekil 5.7). Aslında bazı yazarlar [156] plazma katot yakınlarının plazma kararlılığı için önemli bir rol oynadığı çıkarımında bulunmuştur. Kararlı çalışma ve akım aralığının elektrotlar arası mesafeye bağlı olduğu gösterildi. Bu sonuçlar, boşalma kontrol parametrelerine bağlı olan plazma uygulamalarının geniş alanları için oldukça düşük gerilimle $YGBS$ aracılığıyla Ar atmosferik homojen plazmasının üretilebileceği sonucunu ortaya çıkarmaktadır



Şekil 5.7. Değişen boşalma aralığı için InP katodun AVK 'leri.

Bundan başka, *NDD* durumunda potansiyel U artması ile akım I azalırken veya tam tersi durumda kararsız bir durum meydana gelir. Mevcut elektrik cevaba ilave devre bağlı olmaktadır-hatta dış yük dirençlerin yokluğunda- yük direnci, yük indüktansı, paket indüktansı ve paket kapasitansı gibi dirençli ve reaktif bileşenlerin önüne geçemez. Bu yeniden aktif olan bileşenler Kirchhoff çevriminin eşitliği ile tarif edilen ilave bir serbestlik derecesinin artmasına yol açar. *NDD*'li bir yarıiletken element reaktif çevrim ile çalıştığında osilatör kararsızlıkları reaktif bileşenler tarafından tetiklenebilir [157]. Hatta yarıiletkenin gevşeme süresi dış çevriminkinden daha küçüktür. Böylece yarıiletken *AVK*'nin kararlılığı ile tanımlanabilir ve basitçe nonlineer direnç olarak sistemi etkiler. Kendini besleyen yarıiletken osilasyonlar yarıiletkende kararsız anlık serbestlik derecesi ortaya çıktığı zaman, bu devre-kaynaklı osilasyonlar olarak tanımlanabilir. Serbestlik derecesinin iç kipleri taşıyıcı yük yoğunluğudur veya elektron sıcaklığı veya cihazın içindeki kesişim kapasitansıdır.



Şekil 5.8. Gaz boşalma bölgesinin varlığında ölçülen kararsız *AVK*.

U_0 voltajı, eşik voltajı U_{kr} 'ye yaklaşıyorken yapıdaki akımda da küçük genlikli osilasyonlar ortaya çıkar. Yarıiletken fotodetektörde böyle bir davranış daha önceden gözlemlendi [141]. U_0 büyük U_{kr} için akım voltajın geniş aralığında genellikle osilasyona uğrar, bundan dolayı düzenli ve düzensiz değişimlerle karşılaşılmaktadır. Bilinmektedir ki böyle malzemelerdeki büyük akım dalgalanmaları elektriksel alanın

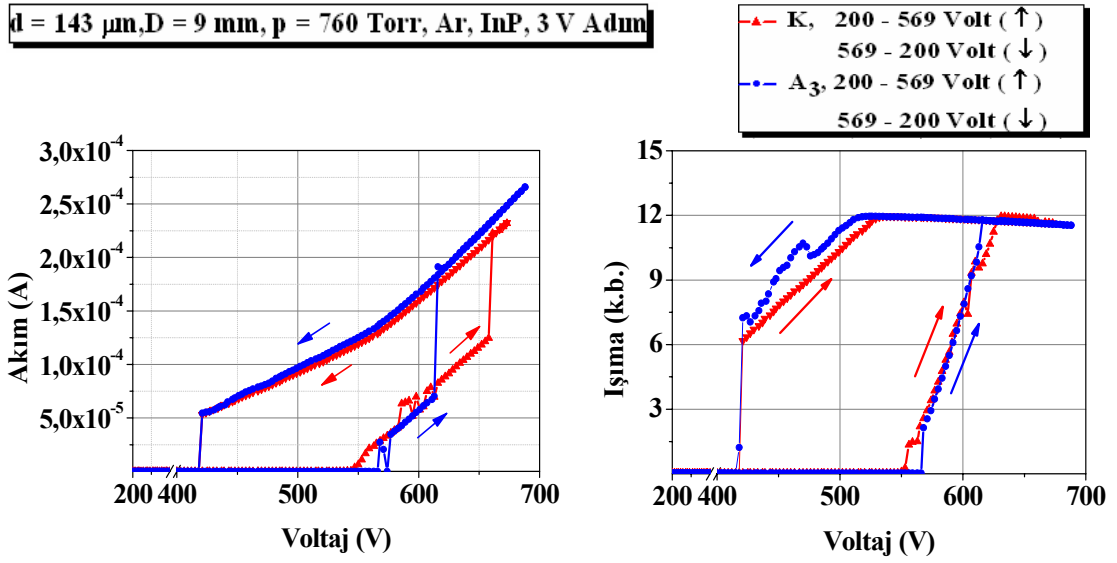
dinamiği ile ilişkilidir (üretim, numunenin hareketi ve kontağın sönümü). Numunelerde gözlemlenen bu tip elektriksel kararsızlıkların elektrik alan tarafından ısıtılan tuzak merkezleri tarafından tuzak taşıyıcılarının hızının artması ile ilişkili olduğu önerilmektedir [47, 81, 137]. Böyle kusurların varlığının malzemedeki N -tipli NDD 'nin artmasına sebep olduğuna inanılmaktadır. Sonuç olarak, yeterince yüksek büyüklükte bir dc voltaj uygulandığı zaman akım osilasyonları numunelerde elde edilmektedir [158].

Bu arada, Şekil 5.8'deki gibi, kritik voltaj değeri U_{kr} 'de gaz boşalma bölgesinin varlığında K , A_1 ve A_3 aydınlanma durumları için küçük değişiklikler gözlemlendi. Bu yapıya göre, I akımı U_0 besleme voltajının artmasıyla düşmeye ilk başladığında, bu voltaj U_{kr} kritik voltaj olarak isimlendirilir. Bu durumda, U_{kr} değeri 994 *Volt* olarak bulundu. Ayrıca, U_{kr} değerine karşılık gelen akım (kritik akım I_{kr}) $1,1 \times 10^{-4}$ *A* olarak bulundu. Besleme voltajı U_0 'ın artması ile düşmeye başlayan akım değeri I_{dr} düşme akımı olarak isimlendirilir. Bu düşme akımının değeri $8,93 \times 10^{-5}$ *A*'dır. Besleme voltajı düşme akımında 1014 *Volt* olmaktadır. Gözlenen akım davranışı, hem fotodetektörün içyapısı hem de arayüzey bölgeye temas eden alan domainlerinin kenar dinamiklerinin gösterildiği varsayımını destekler [159]. Böylece, gaz boşalma hacmi fotodetektörün elektrik domainin dinamiklerinin görülebilmesi açısından bir ortam olarak hizmet etmektedir.

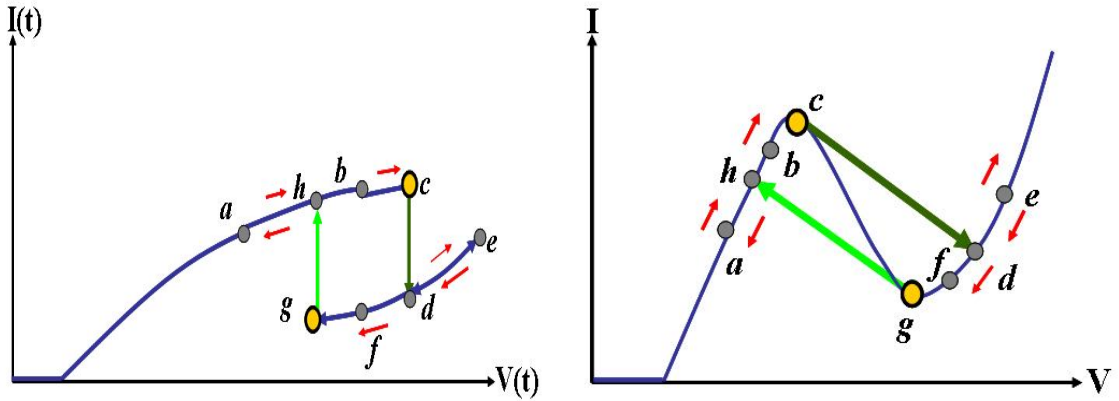
InP fotodetektörlerle düzlemsel dc olarak çalışan *YGBS* mikroyapıda nonlinear elektriksel olgusu deneysel olarak incelendi. Sonuçlar, *InP* fotodetektörlerde, elektrik iletiminin nonlinear akımın yüksek kontrastlı uzaysal olarak homojen olmayan dağılımlarının oluşumuna eşlik etmektedir. Deneysel koşullar osilasyonlu monotonik olmayan kararlı hal akımı ile NDD 'nin oluşumuna yol açmaktadır. Teorik ve deneysel çalışmalara dayanarak [151, 155] *AVK* lineer olarak artan uygulanan voltaj ile negatif eğim sergilemektedir. Sistemin kararlı voltaj ile çalıştığı zaman, farklı osilasyon genlikleri ile akım kararsızlıklarını oluşturduğu gösterilmektedir. Akım geçiş davranışı, etkin d ve D parametreleri ve yarıiletken elektrot yüzeyinin emisyon özelliklerine bağlı olarak sabit olmayan kararsız akım yapılarının oluşumuna

dayandırılmaktadır. Histerezis, elektronların tuzaklara yakalanması ve tuzakların dolup boşalması sırasında iletimde meydana gelen gecikmeden kaynaklanır. Aydınlatma şiddetinin artması ile yüksek mobiliteli elektronların tuzaklara yakalanmaksızın yollarına devam etmeleri sonucu Şekil 5.9'da görüldüğü gibi histerezis penceresi küçülür. Aydınlatma akım dağılımını etkileyen önemli süreçlerden biridir. Histerezis pencerelerinin darlığı ve akımın kararlılığı aydınlatmanın bir sonucudur. Katot yakını dinamikleri aydınlatmadan etkilenir ve artan elektron yoğunluğu ile daha aktif bir duruma yol açar. Böylece katot yakını dinamikleri daha yoğun bir elektron nüfusa ulaştığından akım kararlıdır. Şekil 5.10'da N -tipi akım davranışının gözlemlendiği I - V grafiğinden elde edilen histerezis penceresinin şematik çizimi gösterilmektedir.

Bu çalışmada, InP katodunun lineer olmayan NDD özelliği araştırılmıştır. Yarıiletken katotta NDD 'nin varlığı, elektrik alanında ya da taşıyıcı yoğunluğunda uzaysal dalgalanmaların oluşturduğu homojen kararlı hal kararsızlıkları ile ilişkilendirilmektedir [160]. Yarıiletken cihazın iletim özellikleri; akım sızıntısı, akım osilasyonları, akım ve/ya da gerilimde süreksizlikler, anahtarlama ve histerezis akım gerilim olgusu gibi kararsızlıklar sunmaktadır. Bu tarz kararsızlıklar, geniş yelpazede malzemeler, sıcaklık aralıkları ve uyarma koşullarında bulunmaktadır [137]. Bu nedenle, NDD olgusunun varlığı yarıiletken cihazlarda yerleşik kararsızlığın işareti olarak görülebilir. Örneğin, $GaAs$ 'da [141] $EL2$ kusuru elektron tuzaklanması rolü için en önemli adaydır. $GaAs$ 'a örneğin parçacık dedektörü olarak ve optik veri depolaması için [161] artan ilgiden dolayı $EL2$ kusuru özelliklerine önemli bir ilgi vardır [162]. Kullanıldığı devrelerin performansını geliştirmek için en iyi kalitede InP 'ye sahip olmak çok önemlidir. Bu gereklilik, doğrudan InP 'nin yalıtılmasına neden olacak yerel Fe kusurlarının baştan aşağıya anlaşılmasını içermektedir. InP 'de yüksek elektrikli alan bölgeleri kusur merkezleri tarafından elektron yakalanmasına neden olduğu için, ilgili bu alanlarının incelenmesi, Fe kusur merkezlerinin özelliklerini incelemenin doğal bir yolu olarak önerilmektedir [117].



Şekil 5.9. Şekil 36 $d = 143 \mu\text{m}$, $D = 9 \text{ mm}$ ve $p = 760 \text{ Torr}$ 'da K ve A₃ farklı aydınlatma şiddetleri için 3 V adımla, a) AVK ve b) IVK grafikleri.



Şekil 5.10. AVK grafiğindeki N-tipli akım davranışından elde edilecek histerezis eğrisinin şematik gösterimi [163].

Bu çalışma, büyük alanlı KÖ fotodetektör plakaların yüksek dirençliliğinin elektriksel kararsızlığının incelenmesi için yeni bir metot sunmuştur. Burada sunulan karakteristikler ve analizler göstermektedir ki kristalin doğal büyütülmesiyle elde edilen plakanın Fe katkılı InP'nin tüm hacmi boyunca kusurların görüntülenmesinin yeni bir metodu tanımlanmaktadır. Bu metot büyük alanlı malzemelerde ve farklı yarıiletken plakalarda kullanılabilir. Bu metodun kullanımı ile malzemenin hacmi boyunca direnç ve fotoiletkenlik dağılımı ve sahip olduğu yüzey özellikleri hızlı bir

şekilde görüntülenebilir. Fe kusur merkezlerinin görüntülenmesi için; $K\ddot{O}$ radyasyon soğurması, saçılması ve fotoluminesans ölçüm metotları kullanılmaktadır. Bizim metodumuzla elde edilen Fe kusur merkezlerinin varlığı diğer yazarların sonuçlarıyla uyumludur [93, 117]. Bu metotta, yapısal kusurun ortaya çıkarılmasını sağlayan ana mekanizma homojenlik ve iletkenliktir. İletkenlik homojensizliği Fe merkezlerine bağlandırıldığında inanılır ki, bu metot Fe merkezlerinden dolayı oluşan yapısal kusurların etkisini ortaya çıkarabilir. Daha önceden bilinen $K\ddot{O}$ soğurma eşleştirme tekniğini ile karşılaştırıldığında [93], sunulan metot yapısal kusurları ve katkılama seviye değişimlerine dayalı ilave iletkenlik dalgalanmalarını ortaya çıkarır. Bundan dolayı InP yarıiletkeninde Fe kusur merkezlerinin görüntülenmesi özel ilgiye sahiptir.

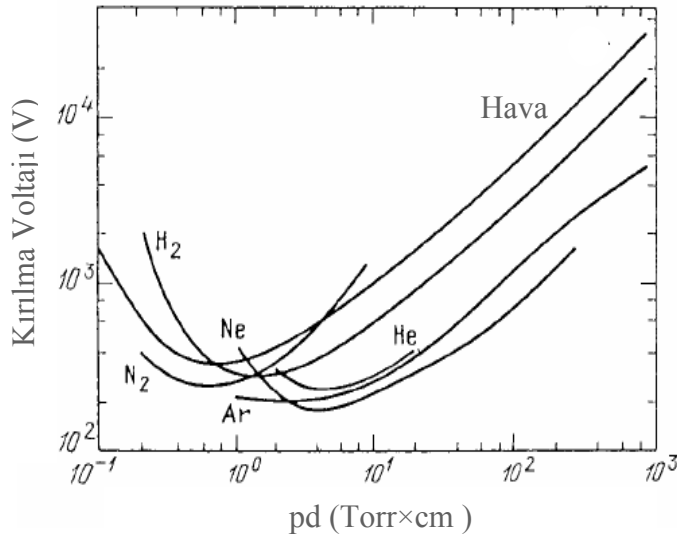
6. SPEKTRAL ÖZELLİKLER VE YGBS'DE BOŞALMA IŞIK EMİSYONUNUN MİKROYAPILI YALITKAN MATRİSE DAYALI DAVRANIŞININ İNCELENMESİ

Mikroyapılı yalıtkan matris (*MYM*) kullanmanın temel fikri, elektrotlar üzerinde potansiyel fark uygulandığı zaman bölgesel olarak elektrik alanını artırmaktır [164]. *MYM*, gaz ortamında yüksek alan bölgelerinde serbest elektronların çıkış sürecini artırılabilir. Dış bir elektrik alan eşik değerini aştığı zaman, yük çoğalımı üstel olarak gelişmektedir ve gaz boşalması tutuşmaktadır (ignition). İkincil elektronlar yalnızca gaz hacminde değil, aynı zamanda katot yüzeyinden yayılmaktadır. Potansiyel gerilim daha da artırılırsa, parçacığın iyonize olması için gereken dış kaynak artık akım sürekliliği için gerekli değildir ve kendi kendini besleyen bir boşalma gerçekleşmektedir. Bizim çalışmamızda, *MYM* düşük basınçlarda da çalışan plazma kaynağı olarak kullanılabilir.

Yeterli derecede güçlü bir elektrik alan uygulandığı zaman, kırılma yalıtkan ortamın iletken ortama dönüştürülmesi olarak tanımlanabilir. Özel koşullar altında yük taşıyıcıların oluşması ve taşınması arasındaki ilişki kırılma eşikini ve başlangıcına kadar ki süreyi belirlemektedir [56]. Kırılmanın zamanında gecikme, gecikme süresi ve oluşma süresinin toplamı ile verilmektedir. Kırılmanın süresi, çoğalmayı başlatabilecek elektrotlar arasında birincil elektronlara sahip olma olasılığına bağlıdır. İstatiksel dağılım 10^{-5} ve 10^{-3} mertebesindeki tipik değerlere sahiptir. Gecikme süresi boşalma geometrisine bağlıdır, örneğin; aynı basınç altında çok dar boşalma aralıklarında geniş boşalma aralığı durumlarından 100 kata kadar daha uzun olabilir. Kırılmanın oluşma süresi, akımı oluşturmak için etkin süredir ve genellikle elektron çoğalmasından sorumlu olan süreçlere bağlı olarak 10^{-8} ve 10^{-4} arasında değişmektedir. Azalan elektrik alan E/p 'ye bağlı olarak hem α hem de γ dikkate alındığı zaman, kırılma votajı analitik olarak aşağıdaki gibi gösterilebilir [165]:

$$V_B = \frac{B \cdot pd}{\ln(pd) + \ln\left(\frac{A}{\ln(1 + \gamma^{-1})}\right)} \quad (6.1)$$

Burada, A ve B mevcut gaz için deneysel olarak saptanan sabitlerdir. Deneysel olarak, Eşitlik 6.1'in kırılma minimumuna çok uzak olmadığı ve yakın olduğu gösterilmektedir. Elektrot mesafesi ve gaz basıncı arasındaki çarpımın boşalma gerilimine bağlılığı Paschen eğrileri olarak tarif edilmektedir. Şekil 6.1'de bazı gazlar için deneysel olarak ölçülen Paschen eğrileri gösterilmektedir.



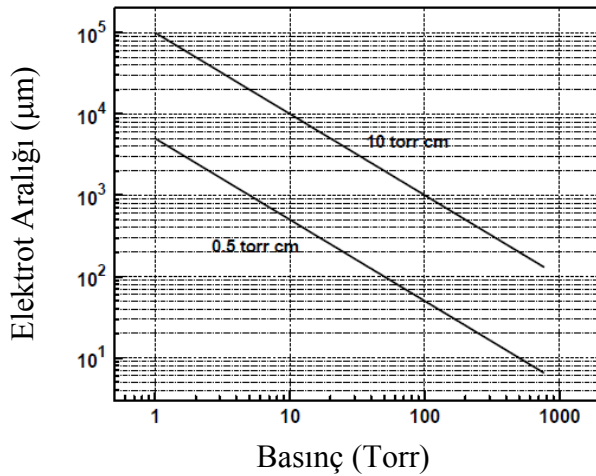
Şekil 6.1. Çeşitli gazlarda Paschen eğrileri [56].

Paschen eğrisinin sağ tarafında boşalma gerilimi, pd ile hemen hemen orantılı olarak artmaktadır. Bu artış, görece olarak büyük pd değerleri için (yükselen basınç ve büyük boşalma aralığı), elektronların ürettiği iyonlaşma olasılığının azalan E/p 'de bile çok yüksek olmasından dolayı meydana gelmektedir. Sol tarafta, pd düştükçe boşalma gerilimi dik bir şekilde yükselmektedir. Küçük pd için (düşük nötr yoğunluğu ve küçük boşalma aralığı) iyonlaşma çarpışmaları olasılıkları çok kısıtlıdır ve gerekli yükseltmeye ulaşmak için çok güçlü alan gerekmektedir. Bundan dolayı boşalma voltajı elektronların iyonlaşma kabiliyetinin maksimumunda olduğu minimumu göstermektedir. Kırılmanın minimum koşullarının çok elverişli olduğu söylenebilir, çünkü çoğalma koşulları en uygundur. Şekil 6.1'de gösterilene benzer

Paschen eğrileri düzlemsel elektrot geometrisi, diğerlerine nazaran düşük basınçlar ve genellikle atomik temiz elektrot yüzeyi için deneysel olarak ölçülmüştür ve bu nedenle kılavuz olarak özel durumlarda kullanılabilir.

Boşalma süreci konusunda bazı görüşlerin ve klasik Paschen eğrisi tanımının daha fazla tartışılması gerekmektedir. Elektrot aralığı çok büyük değilse ve elektrik alanı homojen ise, Townsend mekanizması, yaklaşık $1000 \text{ Torr} \times \text{cm}$ 'ye kadar pd değerleri için yüksek basınçlarda bile baskın olmaktadır. Büyük boşalma aralıkları ve yüksek basınçlar için kıvılcım (spark) mekanizması olarak boşalmadan sorumlu olan oldukça güçlü iletken bir kanal oluşmaktadır [56]. Diğer olağanüstü bir örnek, yani çok dar boşalma aralığı için gereken eşik gerilimi Eş. 6.1 tarafından tahmin edildiği gibi bu kadar dik şekilde artmamıştır. Elektrik alan mikroskobik filament çevresinde bölgesel olarak artabilir ve alan salımı ile elektronlar salınabilmektedir. Aynı zamanda, alan tarafından hızlandırılan hızlı parçacıklar katoda püskürtüldüğü zaman, daha küçük alan gücü gerektiren metal buharda iyonlaşma gerçekleşmektedir.

V_{min} değeri veya $(pd)_{min}$ gaza (α) ve katot materyaline (γ) bağlıdır. Şekil 6.1' den, bakır elektrotlar için soygazlarda ve havada boşalma için gereken gerilim, $0,5\text{-}10 \text{ Torr} \times \text{cm}$ aralığındaki pd değerlerinde 500 V 'den daha az olduğu sonucuna varılabilir.



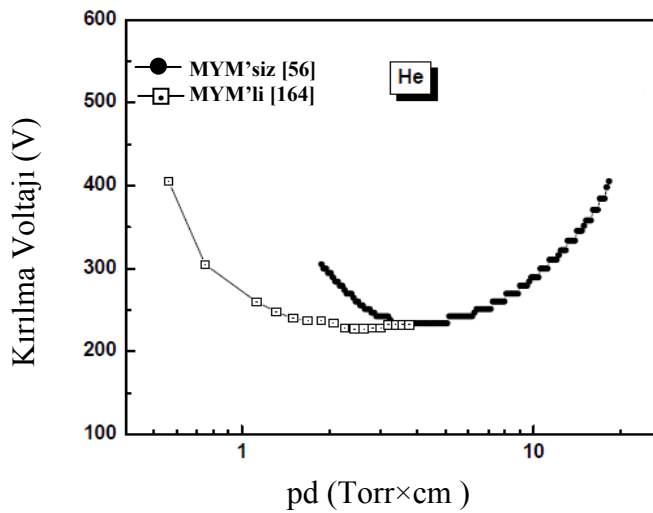
Şekil 6.2. Sabit pd ' de basıncın bir fonksiyonu olarak elektrot aralığı [164].

Yüksek basınçta çalışmada, boşalmayı tetiklemek için gereken elektrik alana, ya uygulanan gerilimi artırarak ya da elektrotlar arasındaki boyutları azaltarak ulaşılabilir. Orta gerilimlerin kullanımı potansiyel uygulamalar konusunda avantaj sunacaktır. Townsend kırılma mekanizmasını varsayarak yüksek basınç plazması oluşturma yolu, $pd = \text{sabit sayı}$ yoluyla ölçekleme kanununu uygulamaktan geçer. Bu bağıllık, minimum tutuşma potansiyeline karşılık gelen pd değerleri için Şekil 6.2’de çizilmektedir. Orta düzeyde uygulanan gerilimde atmosferik basınçta boşalma oluşturmak için, elektrotlar arasındaki mesafenin yaklaşık $100 \mu m$ olması gerekmektedir [164].

Önceden söylendiği gibi, Townsend teorisi homojen elektrik alanına ve orta düzey pd değerlerine uygulanmaktadır. Boşalmanın diğer modları için alanın homojenlik derecesini kontrol etmek ve bu tanımda yer almayan alan emisyonu gibi diğer işlemlerin rolünü araştırmak için geometri uygundur. Bu nedenle, uygulanan elektrik alanın aralığı kadar statik alan dağılımının bilinmesi gerekmektedir.

6.1. Boşalma Mekanizması

Düşük gerilimlerde asal gazlarda ölçülen boşalmanın oluşum süresi μs aralığındadır. Boşalma akımının artışı kısmen büyük yük direnci ile sınırlandırıldığı zaman kırılmanın, klasik kararlı Townsend mekanizmasında (α - γ) oluşacağı varsayılabilir. Kırılmanın bu çeşidi sürüklenme durumunda bütün boşalma aralığını içermelidir, çünkü uzay yük etkileri önemli değildir. Bu gerçek, boşalmanın optik varlığı ile devam ettirilmektedir. Diğerlerine nazaran yüksek akım yoğunluğunda boşalma doğrudan ateşlendiği (tutuştugu) zaman, uzay yük etkileri kırılma momentinde önemli bir rol oynamaktadır ve Townsend mekanizmasıyla (α - γ - σ) kontrol edilen uzay yükü göz önünde tutulabilir.

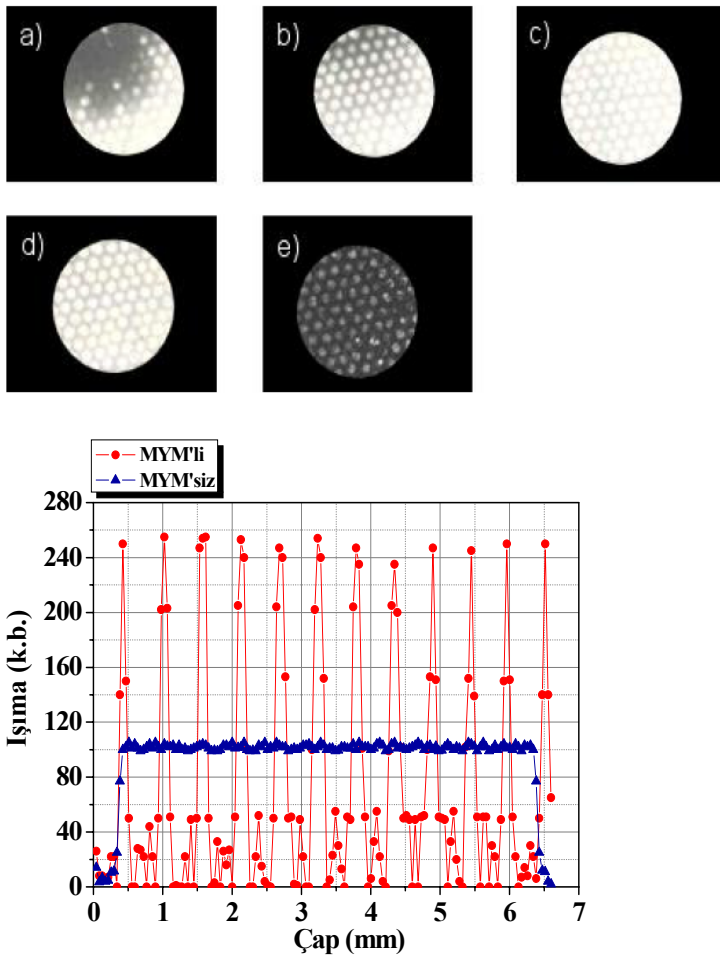


Şekil 6.3. He ortamında MYM'li ve MYM'siz pd 'nin fonksiyonu olarak kırılma voltajı.

MYM'ye dayalı boşalma için araştırmalarda yaygın bir şekilde kullanılan asal gazlarda kırılma gerilimini ölçmek mümkün olmuştur. Kırılma gerilimi aynı pd değerinde gazın yapısına bağlıdır. Tipik Paschen eğrisi helyum için Şekil 6.3'de verilmektedir. Minimum bölgesinde, kırılma geriliminin [56]'da verilen kırılma gerilimine karşılık geldiği söylenebilir. Minimumun sol tarafında, kırılma gerilimi homojen alana, düşük basınca ve diğerlerine nazaran büyük boşluğa karşılık gelen literatürden sağlanan Paschen eğrisindeki gibi dik bir şekilde artmaz.

6.2. Boşalmanın Gözlenmesi

Homojen aydınlatma altında ve elektriksel alandaki *MYM* ile ilgili boşalmaların tutuşma bağımlılığı Şekil 6.4(A)'da gösterilmektedir. $U_K = 240 \text{ V}$ kırılma voltajında ve aydınlatma şiddeti $A = 4 \times 10^{-3} \text{ W/cm}^2$ 'de *MYM* ilgili olarak kısmi ateşleme boşalmaları gözlemlenmiştir [12].



Şekil 6.4. (A) *MYM*'de farklı akım I değerleri ve aydınlatma şiddetleri A için *BIE* desenleri, A : (a) $I = 0.05 \text{ mA}$, $A = 4 \times 10^{-3} \text{ W cm}^{-2}$, (b) $I = 0.25 \text{ mA}$, $A = 4 \times 10^{-3} \text{ W cm}^{-2}$, (c) $I = 0.455 \text{ mA}$, $A = 4 \times 10^{-3} \text{ W cm}^{-2}$, (d) $I = 0.25 \text{ mA}$, $A = 5 \times 10^{-3} \text{ W cm}^{-2}$, (e) $I = 0.05 \text{ mA}$, $A = 5 \times 10^{-7} \text{ W cm}^{-2}$, gaz boşalma aralığı, $d = 50 \mu\text{m}$, gaz basıncı $p = 150 \text{ Torr}$ için (B) *MYM*'li ve *MYM*'siz *YGBS*'de *BIE*'nin dağılımı

Optimal şartlar altında $4 \times 10^{-3} \text{ W/cm}^2$ 'lik aydınlatma şiddetinde uygulama voltajının artırıldığı ve tüm boşalmaları başlatan minimum voltaj değerinin 315 V olduğu

görülmektedir. (Şekil 6.4 (b) ve (c)). Daha sonra sabit 315 V voltaj değeri korunduğunda aydınlatma şiddeti $4 \times 10^{-3} \text{ W/cm}^2$ (Şekil 6.4 (d)) ve $5 \times 10^{-7} \text{ W/cm}^2$ (Şekil 6.4(e)) olarak değiştirilmiştir. Fotoğraf serilerine (Şekil 6.4.(d)-(e)) bakıldığında tutuşmanın aydınlatma şiddetine bağlı olmadığı açıktır. *BIE*'nin şiddeti aydınlatma şiddetinin değişimine göre değişmektedir. Filamentler konsantratörlerin yüzeyinde bulunurlar ve konsantratörlerin arttırılması ve alanlarının küçültülmesi filamentlerin artmasını ve birbirlerine yaklaşmalarını sağlar [166]. Filamentlerin kırılma voltajı monotonik olmayan minimum $p=150 \text{ Torr}$ 'da gaz basıncına bağlıdır ve fotokatodun direnci ile düşer. *MYM*'ye sahip yarıiletken gaz boşalma sisteminden elde edilen *AVK*'ler sistemin *BIE*'sinde oldukça kayda değer yükselme ya da kazanç olduğunu göstermektedir. Gaz boşalma aralığında, *MYM*'nin matrislerine giren elektronlar elektriksel alanda çığ mekanizması ile çoklanırlar, böylelikle *MYM* olmaksızın oluşan boşalma aralığındaki küçük bir akım *MYM*'li aralıkta oluşan akımdan daha yüksektir. Akım mikroyapılı yalıtkan matrislerde yoğunlaşmış olduğundan, çözünürlüğün azalmasının kaynağı, boşalma elektrotları arasındaki elektron saçılması kaybolur [129]. Böylelikle *MYM*'li cihaz iyi bir teknik performans gösterir (örneğin, her mm de 5 çizgi çifti mertebesinde). *MYM*'li cihazın *BIE*'si yapının arka kısmından gözlenir. Desenler *CCD* kamera ile kaydedilir ve bilgisayara iletilerek kaydedilir. Şekil 6.4(B) *MYM*'siz *YGBS*'de toplam *BIE* şiddetini göstermektedir. *MYM*'siz sistemde eşit olarak dağılmış katot direnci dolayısıyla *BIE* şiddeti tüm katot alanında eşit olarak dağılmıştır [129]. *MYM*'yi içeren gaz boşalma aralığında önemli bir parlaklık artışı gözlemlenmiştir. Besleme voltajı ile kazancın eksponansiyel olarak arttırdığını belirtmek yerinde olacaktır. Kazanç ölçümlerindeki böyle bir artış çığı literatürde elektron çoklayıcı mekanizmasının varlığını yansıtan gaz elektron çoklayıcıları [167] ile ilgili verilerle uyumludur. Bu durumda mikroyapılı yalıtkan matrislerde kendiliğinden boşalmanın başlamasıyla çıkış parlaklığında önemli bir artış olduğu görülebilir. Sabit U_0 'da parlaklık aralıktaki akım ile orantılıdır ve burada kapsanan akım aralığı ile doğrusal bağımlı olduğu görülmektedir. Elde edilen maksimum kazanç 45–50 $Torr$ basınç ve $U_0 = 1750 \text{ V}$ için 20'dir [12]. Daha önceden hazırlanmış olan [168] numaralı yayında alanı $S = 5 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ ve yoğunluğu 400 cm^{-2} olan metal yamalı konsantratörün kullanılması ile

gaz boşalma şiddetinin 5 kat attığı gösterilmiştir. *BIE*'nin yerel şiddeti metal yamalı konsantör olmayan sistemin için (örneğin *MYM*'siz sistem) homojen *BIE*'sini katodun çalışma alanının akım konsantörlerinin toplam alanını geçme katı kadar aşar [12]. $N_2/[GaAs]$ gibi diğer gaz/katot çiftleri için gerçekleştirilmiş olan diğer çalışmalar [169] yukarıda sunulanlarla benzerdir. Temel gaz atomlarının *BIE* şiddetinin, boşalma akımına lineer bağımlı olduğu ve bu bağımlılığın bu şiddetlerin gaz atomlarının yoğunluğu ve elektron yoğunluğu ile orantılı olduğunun varsayımıyla açıklanabileceğini öne sürmüşlerdir. Plazma fazındaki püskürmeye uğramış malzemenin elektron/molekül uyarması katot elementleri tarafından yayılan ışığın temel kaynağıdır. Plazmadaki bu katot malzemesinin *BIE*'sinin şiddeti boşalma akım yoğunluğuna parabolik olarak bağımlıdır. Bu bağımlılık şiddetin hem elektron akımı ve katot yüzeyinden ayrılarak saçılan parçacıkların akımıyla açıklanabilir. Saçılan parçacıkların yoğunluğu bombardıman yapan parçacıkların enerjisiyle orantılıdır [170, 171]. Katot ile hızlı parçacık etkileşimine bağlı olarak saçılmış malzemenin uyarılması *BIE* mekanizmalarının en basiti gibi görünmektedir.

YGBS'de kullanılan modlar etkin elektron çoklanması durumunda ve elektrik alan yeterince yüksek olduğunda *UV* radyasyon kaynağı olarak kullanılabilir. Gerçekleştirilen bir deneyde basınç ve yarıiletken katodun iletkenliği sabit ise ve uygulanan voltaj 0 *V* değerinden itibaren yavaşça artırılması halinde gaz tabakasında voltaj düşmesi yaşanır. U_0 gaz içerisinde kritik kırılma değerine ulaştığında boşalmanın homojen ateşlemesi oluşur. Kritik voltaj ve basınç değeri Paschen eğrisi tarafından belirlenir [9].

YGBS'de üretilen *UV* ve görünür bölgedeki ışık emisyonu ve geniş basınç aralığında (3-760 *Torr*) *BIE*'nin bölgesel olarak artma olanağı sağlanmalıdır. Gaz boşalma aralığında *MYM* ve sistemin *InP* fotokatodunda *KÖ* ışığın kullanımı, *BIE*'nin artması sonucunu verecektir. Boşalma aralığının çoklu matrislerine giren elektronlar elektriksel alanda çığ mekanizması ile çoğalırlar, böylelikle mikroyapılı yalıtkan matrisle boşalma aralığındaki akım artar. Bu, sistemde fotokatodun aktif alanı *MYM*'nin toplam aktif alanı değerini geçerken bölgesel (matris durumu) *BIE* şiddeti

gaz boşalma sistemindeki düzgün *BIE* şiddetini aynı faktörde geçer. Oldukça küçük olan elektrot aralığına bağlı olarak, sistemimizdeki elektriksel alan içerisinde yer alan yüklü parçacıkların davranışını basınca bağlı olarak *dc* Townsend Kırılma Teorisiyle açıklayabiliriz.

Atmosfer basıncında, kararlı, sürdürülebilir, homojen, termal olmayan plazma üretimine yönelik geçmiş yıllarda pek çok yaklaşım önerilmiştir. Sınır şartı seçimleri, sınır duvarları ve elektrotların fiziksel şartlarına bağlıdır. Elektron sınıra ulaştığında, soğurulmuş olduğu kabul edilir. İyonun da soğurulduğu kabul edilir, ancak ikincil elektronların iyon çarpışma enerjisine bağlı olarak yayılma olasılığı bulunmaktadır [84]. Bahsi geçen iyon indüklenmiş ikincil elektron emisyon mekanizmasının $5 \mu m$ 'den küçük aralıklar için uygulanabilir olduğunu vurgulamak yerinde olacaktır. Gazların elektriksel kırılmasında ikincil elektron çıkışının rolü ve düşük akımlı kararlı boşalmalar birçok makale ve dergide tartışılmaktadır [173, 174]. Literatürde ikincil elektron üretimi için ele alınan süreçler katottan pozitif iyonlar, hızlı atomlar, foton ve kararsız atom ve moleküller tarafından indüklenmiş elektron emisyonu, anottan ters saçılan elektronlar tarafından gerçekleştirilen çarpışmaya dayalı iyonizasyon, ilk çılgılarda oluşan fotonlar tarafından gazın fotoiyonizasyonunu içerir.

Tüm plazma teknikleri etkin gaz hacminde elektron, pozitif ve negatif iyonlar, serbest radikaller ve diğer aktif atomik ve moleküler parçacıkların üretimini içermektedir. Atmosfer basıncında plazmanın etkin olması arzu edilir, ancak fiziksel mekanizmaları açısından plazmanın elektriksel boşalmasının optik özellikleri oldukça ilginçtir.

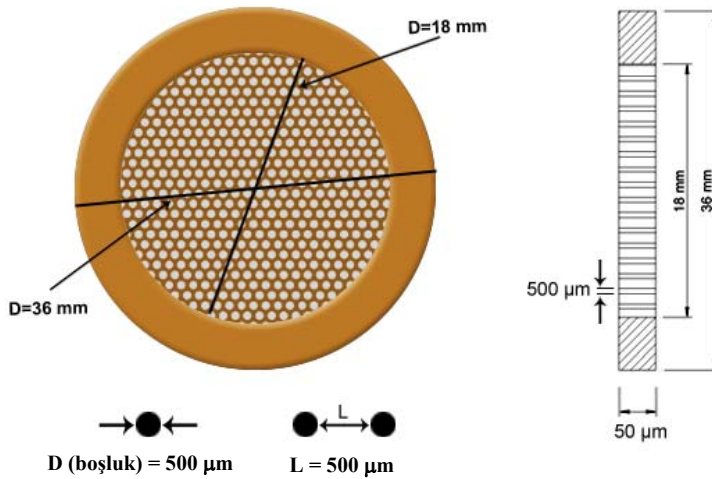
6.3. Boşalma Işık Emisyonu'nun MYM'ye Dayalı Davranışlarının İncelenmesi

Bu çalışmada önerilen *MYM*'li *YGBS*'nin kullanılması geniş alanlı *UV* ve görünür plazma kaynağının kullanılmasına bir alternatiftir [129]. Elektrotun boyutları, özellikle elektrot aralığının genişliği, mikrometre ölçeğinde olup dc voltaj uygulanarak, 760 Torr'a kadar geniş bir basınç aralığında ki glow boşalmalarına yetecek etkin elektriksel alan şiddetini üretmeye yeterlidir. Bu sebeplerden dolayı, geometrik parametreler arasındaki ilişkileri ve hücre optimizasyonu açısından boşalma özelliklerini bilmek önemlidir. Küçük aralıklarda elde edilen yüksek alanların ikincil elektron emisyon katsayısını arttırabileceği ve bu artışın kırılma voltajını düşürebileceğini önermekteyiz. Bu durum için ışığa duyarlı *InP* yarıiletken kullanılmıştır. Gaz boşalma akımının kararlılığı ve ışığa duyarlı katot ile kontrolü elektrot alanının aynı formda oluşu elektrot alanının dağılmış direnci ile açıklanabilir. Temel fikir boşalma aralığını *MYM*'lerle bir araya getirmek ve *KÖ* ışık ile cihazdaki *BIE*'nin yükseltilmesi için fotokatodu uyarmaktır. *MYM*'leri içeren *YGBS* kendi kendini besleme rejiminde çalışan bir boşalma tabakasıdır ve gelen *KÖ* görüntüyü iki boyutlu boşalma akım dağılımına çevirmeyi sağlar. Elektrotlar arasına uygun bir potansiyel farkı uygulandığında simetrik potansiyele sahip *MYM*'lerin iki plaka arasına yerleştirilmesi ile *MYM*'lerin matrislerinde yüksek elektrik alan şiddeti oluşur. İyonizasyon sonucu oluşan elektronlar *MYM*'lerin matrislerine doğru sürüklenir, yüksek alana sahip bölgede çığ oluşur: alan çizgileri boyunca üretilen iyonlar yük problemleri olmaksızın sürüklenir. Aynı zamanda dış kenarlardaki boşalma problemlerini önlemeye oldukça önem verilmiştir. Alanın odaklama etkisi dolayısıyla [175], yüklerin transferi için etkin verimlilik sağlanmış, *MYM*'lerin yüksek yoğunluğu difüzyondan dolayı meydana gelen yayılmalarla kıyaslandığında görüntü bozulmalarını azaltmaktadır. Matrislerin içindeki yüksek çift kutuplu alanlar dolayısıyla sürüklenme ve toplanma bölgelerindeki voltajın sürüklenme özellikleri üzerinde etkisi olmasına karşın yükseltme öncesi özellikler üzerinde oldukça az bir etkisi olduğu gösterilmiştir [175]. Transfer yükü yükseltme öncesi 6 kat civarındayken sürüklenme voltajı 500-2000 V civarında değişmektedir. Bu özellikler yapı kazancının mekanik bozulmalara ve matrislerin düzgünlüğüne karşı oldukça

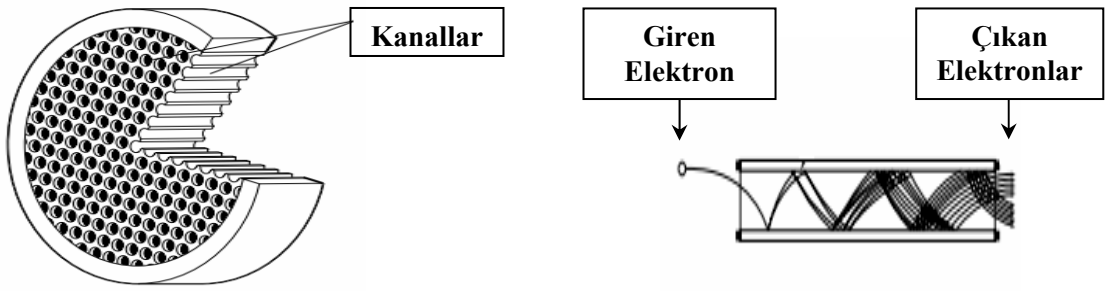
toleranslı olduğunu gösterir; ayrıca kontrollü sürüklenme hızı, difüzyon ve deneysel ihtiyaçlara bağlı olarak Lorentz açılarından bağımsız olduğu açığa çıkarılabilir. *MYM*'lerde iyonizasyonun oluşması için düzenli toplanma ve yükseltme işlemleri oluşur; açığa çıkan elektronlar *MYM*'lerde sürüklenir ve potansiyellerine bağlı olarak çoğalırlar. *MYM*'ye sahip *YGBS*'nin çalışması mikroyapılı plakalarda kullanılan konuma duyarlı gaz oranlı sayaçlarda [165], mikrostrip gaz hücreleri ve gaz fotoçoğaltıcılarında [167], gaz elektron çoğaltma sistemleri [175] ve mikroyapılı boşalma plakasıyla [176] benzerdir.

Bu amaçla yarıiletken gaz boşalma sisteminde $d = 45 \mu m$ gaz boşalma aralığını belirleyen mika malzemesinin yerine $d = 50 \mu m$ kalınlığındaki Şekil 6.5'de görülen $500 \mu m$ çapındaki dairesel mikro delikler içeren, *MYM*'ler yerleştirilmiş ve deneyler *Ar* ortamında gerçekleştirilmiştir.

Söz konusu tasarımda $45 \mu m$ kalınlığındaki kapton malzemesinin dış çapı $D_{dış} = 36 mm$, iç çapı $D_{iç} = 18 mm$ dir. İç çap Şekil 6.4' de gösterilen $500 \mu m$ çapındaki dairesel deliklerle kaplıdır. Aynı zaman da 350 ve $250 \mu m$ 'li *MYM*'lerde kullanılmıştır. Delikler arası mesafe, L , her üç dizayn için $45 \mu m$ 'dir.

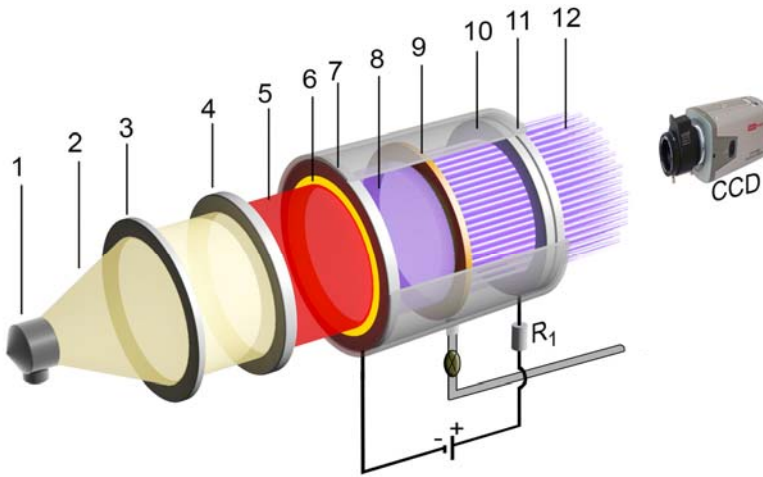


Şekil 6.5. $500 \mu m$ çapındaki dairesel delikler içeren *MYM*



Şekil 6.6. MYM Şematik Gösterimi [177].

Yukarıda detaylandırılan MYM dizaynları Amerika’da bulunan Photomachining Inc. Şirketi tarafından çalışmalarımıza katkı olmasını teminen gönüllü olarak gerçekleştirmiştir. Şekil 6.7’de yarıiletken gaz boşalma hücresinin temsili düzeneği görülmektedir.

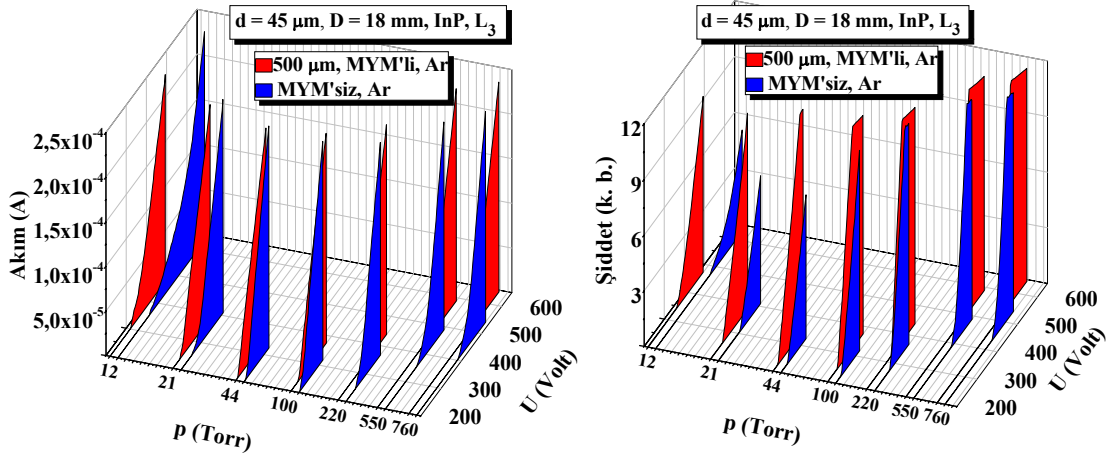


Şekil 6.7. MYM’li Gaz boşalma hücresi şeması: 1 - ışık kaynağı, 2 – gelen ışık 3 – lens, 4 – Si filtresi, 5 – KÖ ışık, 6 – yarıgeçirgen Au kontak 7 – yarıiletken InP katot, 8 – gaz boşalma aralığı, 9 – MYM, 10 – yarıgeçirgen iletken SnO_2 kontak, 11 – cam disk, 12 – görünür ışık.

MYM’li YGBS’de gerçekleştirilen deneylerle ilgili detaylar aşağıda sunulmaktadır:

- 500 μm MYM’li gaz boşalma hücresinde Ar gazı kullanılarak, katot çapı $D = 18 \text{ mm}$, $d = 45 \mu\text{m}$ için AVK ve IVK’ler $p = 8 - 760 \text{ Torr}$ arasında K , A_1 , A_2 ve A_3 aydınlatma seviyeleri için deneysel olarak ölçülmüştür.

A_3 aydınlanma seviyesine ait, atmosfer basıncına kadar olan basınç değerleri için *MYM*'li ve *MYM*'siz deneylerin karşılaştırıldığı *AVK* ve *IVK* grafikleri Şekil 6.8 (a) ve (b)'de yer almaktadır.



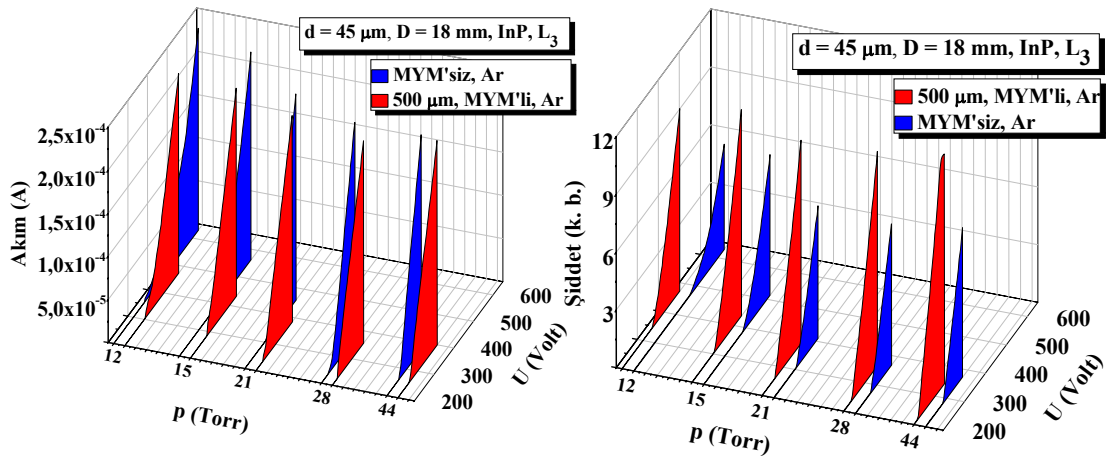
Şekil 6.8. *Ar* ortamı için A_3 aydınlatma seviyesi $D = 18 \text{ mm}$, $d = 45 \mu\text{m}$ de *MYM*'li ve *MYM*'siz elde edilen (a) *AVK* grafikleri, (b) *IVK* grafikleri.

AVK'ler incelendiğinde;

- $p = 44 \text{ Torr}$ 'a kadar *MYM* kullanılarak yapılan deneylerdeki kırılma voltajlarının maksimum 50 V ye (U_K) kadar *MYM*'siz yapılan deneylerdeki kırılma voltajlarından düşük olduğu görülmektedir.
- *MYM*'li *YGBS*'nin *Ar* gazı için deneysel sonuçları incelendiğinde, *MYM* karakteristiğinin düşük basınçlardaki davranışı elde edilmiştir. Bu davranış, Şekil 6.9'da $p = 44 \text{ Torr}$ 'a kadar *AVK* ve *IVK*'ler Şekil 6.8'e ek olarak gösterilmiştir. Şekil 6.9(a) ve (b) görüldüğü gibi her iki yapı için kırılma voltajları minimumunun $p = 44 \text{ Torr}$ 'da eşitlendiği görülmektedir.
- $p = 44 \text{ Torr}$ 'dan sonra *MYM*'siz yapılan deneylerdeki kırılma voltajlarının (U_K) *MYM* kullanılarak yapılan deneylerdeki kırılma voltajlarına nazaran 100 V civarı düşük olduğu, bahsedilen düşük kırılma voltajı durumlarında akım değerinin *MYM*'li düzeneğe atmosfer basınçlarına kadar maksimum on kata kadar daha yüksek olduğu tespit edilmiştir.

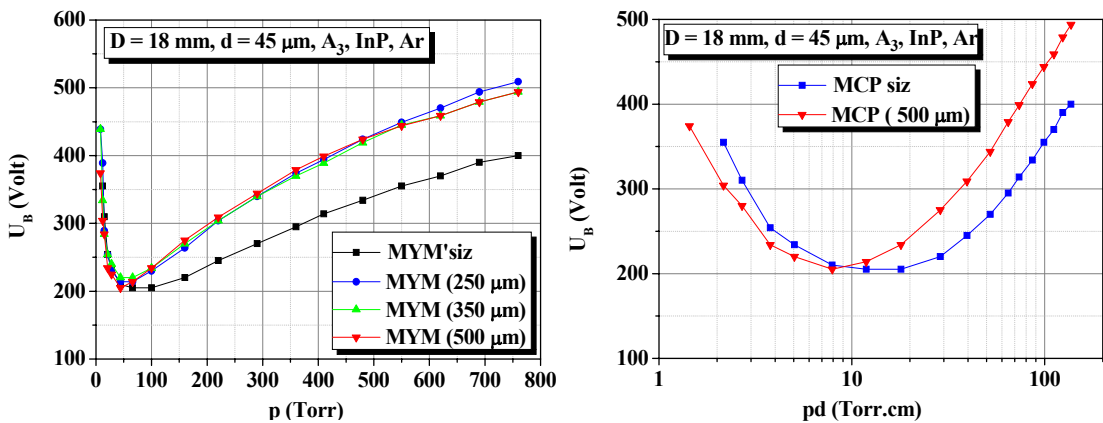
IVK'ler incelendiğinde ise;

- *MYM*'li düzeneğe kullanıldığında $p = 44 \text{ Torr}$ 'dan itibaren yüksek ışıma şiddetine ulaşıldığı görülmektedir. (*MYM*'siz gerçekleştirilen deneylerde $p = 220 \text{ Torr}$ 'dan itibaren yüksek ışıma şiddetine ulaşılmaktaydı.)

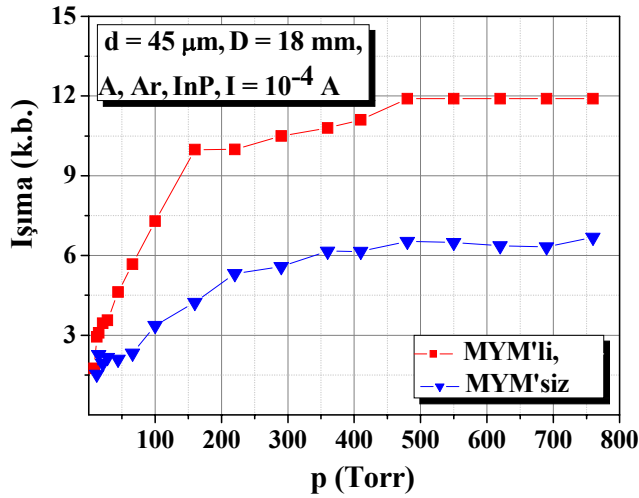


Şekil 6.9. *Ar* ortamı için *YGBS*'de *MYM*'li ve *MYM*'siz elde edilen a) *AVK*'ler ve b) *IVK*'ler.

Paschen eğrilerinin belirlenmesi amacıyla, *MYM*'li düzenekte, $D = 18 \text{ mm}$, $d = 45 \text{ µm}$, *Ar* gazı için $p = 760 \text{ Torr}$ basınç aralığına kadar, *AVK* ve *IVK*'ler A_3 aydınlatma seviyeleri için deneysel olarak belirlenmiştir. *MYM*'li ve *MYM*'siz *Ar* ortamında gerçekleştirilen deneylere ait Paschen grafiği Şekil 6.10'da verilmektedir.



Şekil 6.10. *MYM*'li ve *MYM*'siz *Ar* ortamında gerçekleştirilen deneylere ait Paschen karakteristikleri.



Şekil 6.11. *MYM*'li ve *MYM*'siz Argon ortamında $I = 1 \times 10^{-4} A$ sabit akım altında meydana gelen Işıma– Basınç Karakteristikleri

BIE yoğunluğu *MYM*'li ve *MYM*'siz durumların her ikisinde de atmosfer basıncına doğru artmaktadır, ancak en düşük değeri *MYM*'siz ortamdır. Şekil 6.11'de görüldüğü gibi 500 μm *MYM*'de 480 Torr'dan itibaren *BIE* yoğunluğu maksimum değere ulaşmış olup *MYM*'siz ortamın yaklaşık iki katı kadardır. Önemli sayıda iyonlaşma ve eksitasyon sürecinin söz konusu olduğu durumlarda Argonun *BIE* yoğunluğu basınçla birlikte kararlı bir şekilde artar ve atmosfer basıncı altında *BIE* yoğunluğu en yüksek değerine ulaşır.

6.4. Townsend ve Glow boşalmasının Atmosfer Basıncındaki Özellikleri

Atmosfer basıncı Townsend boşalmasının bazı özellikleri düşük basınçlı Townsend boşalmasından farklılıklar göstermektedir. Düşük basınçlı Townsend boşalmasında yayılan güç glow boşalmasında yayılan güçten her zaman daha küçüktür. Atmosfer basıncı glow boşalmasında bu böyle değildir. Boşalma aralığı içerisindeki aynı potansiyel dağılımı için atmosfer basıncındaki glow boşalmasında yayılan güç atmosfer basıncı Townsend boşalmasından en az 10 kat daha küçüktür. Bu durum yüksek genlikli voltaj ve uzun boşalma süresi ile açıklanır [178]. Diğer bir fark boşalmanın parlaklığı ile ilgilidir. Townsend boşalması iyonizasyonun çok küçük olması dolayısıyla boşalma ışık emisyonunun oldukça kısıtlı olması sebebiyle karanlık boşalma olarak da bilinir. Ancak atmosfer basıncında, atmosfer basıncı

Townsend boşalması tümüyle karanlık boşalma değildir [179, 180]. Bu noktayı anlayabilmek için enerjili parçacıkların yoğunluğunu çalışmak ilginçtir [181]. Atmosfer basıncı Townsend boşalmasının diğer bir özelliği elektrik alanın Townsend boşalmasında yüksek bir değerde olması dolayısıyla elektronların enerjilerinin yüksek olmasıdır: enerji tüm gaz alanı boyunca boşalmanın ana kısmı olarak aynı kalır. Boltzman denkleminde göre, bizim şartlarımız için, elektronun ortalama enerjisinin 4 eV olduğu bulunmuştur [178]. Ancak elektron yoğunlukları ve $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ arasındaki geniş farklar göze alındığında, bu yarı kararlı durumlar iki boşalmayı ayıran zamandan daha uzun ömre sahip diğer parçacıkların enerji seviyeleri gibi enerji transferine oldukça katılırlar. Örnek verilecek olursa N atomlarının durumu böyledir. Yoğunluk 10^{14} cm^{-3} bir önceki boşalma için *TALIF* aracılığıyla ölçülmüştür [180]. Bu atmosfer basıncındaki Townsend boşalmasının neden bu kadar parlak olduğunun bir sebebi olabilir.

Buna ek olarak, iyonizasyon mekanizmasının homojen ve filamental boşalma modunu nasıl yarattığını göstermek amacıyla Townsend kırılma mekanizmasını tartışmaktayız. Homojen başlangıç Laplace alanına rağmen, mikroboşalmalar ($d \sim 20\text{--}100 \mu\text{m}$) tüm elektrot yüzeyine dağılmıştır [182]. *DC* atmosfer basıncında olduğu gibi ıçğdan banda geçiş her serbest elektron için filamental boşalmaya sebep olur. Tek mikro boşalmanın gelişimini tanımlayan farklı modeller [183, 184] *BIE* ve akım analizi ile saptanmıştır. *DC* noktasından düzleme ilk bandın önünde elektriksel alan yüksektir. Filamental boşalma yüzeye ulaştığında, yarıiletken üzerinden ayrılan elektrik yükleri bu hacimde filamental boşalmanın gelişmesini önler. Diğerinde, yükler alanı destekleyerek aynı yerde filamental boşalmanın oluşmasını sağlarlar. [185]. Her mikroboşalmaya filamental boşalma gibi bir yayılma gözü ile bakılır. Eliasson ve diğerleri [184] boşalma aralığı ile her filamental boşalma için yükün lineer olarak değiştiğini, Pietsch ve arkadaşları birim boşalma aralığına göre değişen yük ve spesifik kapasitans arasında bağlantı kurmuşlardır [183]. Bununla birlikte küçük hacimde çoklu filamental boşalma ilk boşalmalarla indükte edilen *UV* emisyonundan yaratılan yeni elektronlar tarafından oluşturulur [186]. Havada atmosfer basıncında filamental boşalmayı negatif uzay yükünü pozitif olanla dengeleyen

Oksijen etkiler. Bu olay aralıktaki elektriksel alanı filamental boşalma yayılımı boyunca azaltır. Sonuç olarak *MYM*'li gaz boşalma hücresindeki benzer voltajlar ve akım yoğunluklarının her biri her birim zaman ve yüzey için ilgili küçük numaralı filamental boşalmayla ilgili olarak N_2 'de azottan daha enerjilidir [187].

YGBS'de boşalma, düzlemden düzleme *dc* yarıiletken gaz boşalma hücresinde yaratılan termal olmayan plazmalar olup Townsend ya da Penning etkileriyle beslenen gaz ikincil elektron emisyonu yoluyla katodun pozitif iyonlarla bombardımanı ya da yarı kararlı yeniden uyarılmalarla ortaya çıkan elektronlarla aralığı besler [188]. Akım sabit voltajda bir kat artabilir. Boşalma mikroyapılı yalıtkan matris üzerinden katot yüzeyine uzanır. Böylelikle katodun aktif yüzeyi genişler, iyon bombardımanı sonucu oluşan ikincil elektronlar artar ve yüksek besleme voltajına gerek olmadan akım yükselir bu da mikroyapılı yalıtkan matris içindeki daralmayla alakalıdır. Yüksek güç yoğunluğu sıklıkla termal dengesizliklere ve sonuç olarak mikroyapılı yalıtkan matrisli yapıda zarara yol açtığından dolayı normal olmayan boşalma modu sürecinden kaçınılır. Akımın filamentasyon davranışı temel olarak elektrik akımının yoğunluğu ile belirlenir. Filamentasyonun sebepleri sıklıkla tartışılmaktadır [49, 173]. Kritik parametre αd değeri olup α (E/p) elektrik alan şiddeti E ve gaz basıncı p 'ye bağlı olan ilk Townsend katsayısını temsil eder.

N_2 'de elektriksel kırılma atmosfer basıncındaki Townsend boşalmasına ve zayıflatıcı kararsız gaz konsantrasyonuna sebep olarak “hafıza etkisi “ olarak adlandırılan etkiyi arttırır [181]. Bu durumda, gaz penning iyonizasyonu ile yüksek kararsız yoğunluklarda iyonlaşır, böylelikle elektronlar düşük elektriksel alanda yaratılır, Meek'in kriterine erişilemez ve filamentasyon boşalması gelişemez [179]. Yüksek voltajda, filamentasyon boşalması yetersiz kararsız akı dolayısıyla katottan yayılan oldukça zayıf ikincil elektron emisyonundan oluşur [179]. Bu tip bir atmosfer basıncındaki boşalma tüm boşalma aralığında homojen düşük yoğunluklu elektron, iyon ve kararsızlık yaratır. He içinde kırılma oluşursa, boşalma aralığında akım artarken potansiyel, $U_{aralık}$, kararlı hale gelerek % 30 oranından daha fazla düşer. He içerisinde atmosfer basıncında glow boşalmasının gerçekleşmesi kendiliğinden boşalmanın olmadığı bölgeden normal-altı glow boşalması bölgesine doğru gider

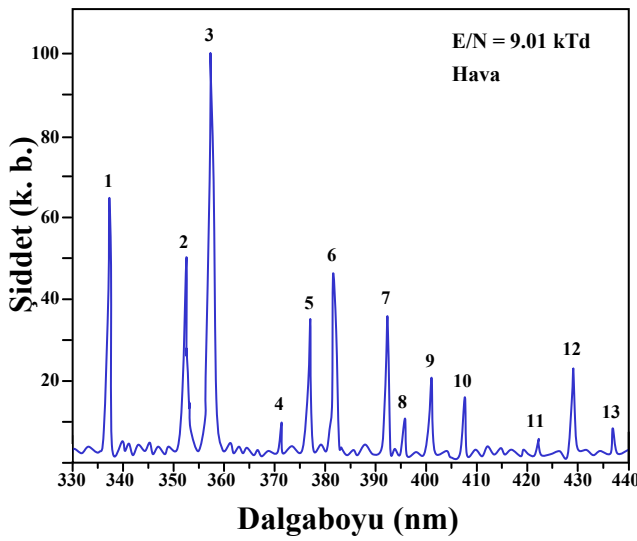
[189]. Kendi kendini beslemeyen boşalma bölgesinde gaz aralığında elektronlardan oluşan akım bir dış kaynağa bağlı olarak gelir. U_K voltajı gazı iyonlaştırmaya yettiği takdirde iyonlar katoda doğru ikincil katot emisyonunu başlatmak üzere sürüklenir. Bu Townsend boşalmasıdır. Townsend boşalmasında iyonizasyon seviyesi o kadar düşüktür ki hiç uzay yükü yoktur. Elektriksel alan gaz aralığı boyunca karardır ve gaza uygulanan voltaj sabittir. Townsend boşalmasında akımın artması iyonizasyonun artması ile bağlantılı olup katoda yakın bölgede iyonların akümülayonu önem kazanır ve elektriksel alanın lokalizasyonuna, daralmış katot çöküşünün oluşmasına ve pozitif sütuna sebep olur. Paschen yasasına ulaşılmasını sağlayan minimum şartlara ulaşıldığında AVK içerisinde normal-altı glow boşalmasının sonuna kadar akımı korumak için daha düşük gaz voltajı ve daha dar gaz aralığı gerekmektedir. Ondan sonra akım yoğunluğu sabittir ve boşalma artar. Normal-altı glow rejimi $I-V$ 'nin eğiminin negatif olması sebebiyle kararlı değildir ancak yarıiletken yükü sebebiyle U_{gaz} 'daki hızlı düşüş normal glow boşalma rejiminin stabilizasyonu için gerekli zamanı sağlamaz. Bu yüzden $YGBS$ 'de AVK karakteristikleri bağımsız ölçümlerle çok iyi teyit edilir.

Filamental boşalmada dc kıvılcımı, karbon elektrotlara oranla metal elektrotlarda parçacıkların kütesinin daha yüksek olduğunu (her kıvılcımda nanogramlar seviyesinde) olduğunu gösterilmiştir [190]. Metaller karbonun süblimasyon sıcaklığından daha düşük sıcaklıkta buharlaştığından, sertlik tam tersi değişirken, iyon püskürtmesi, dışlanmadığı takdirde, atmosfer basıncında filamental boşalmada kıvılcımlanma vasıtasıyla buhar oluşturma işleminde baskın bir süreç değildir. Aslında vakum katotlu spotlardan [191] ve lazer ablasyondan [192] tanımlanmış hedef buharlaşması için filamental boşalma kıvılcımlarının yüzey güç yoğunluklarını 10^{11} Wm^{-2} eşik değerine getirdiği rapor edilmiştir. Benzer sonuçlar N_2 de filamental boşalmada her iki kutup için düşük alanlı elektrotların iyonik püskürtümü için hiç anyonların üretilmediği [193, 194] negatif kıvılcımlı filamental boşalma için elde edilmiştir. Böylelikle filamental boşalma kıvılcımlarında filamental boşalma kıvılcımı spotu içindeki yerel ısıtma ve elektrot tarafından oluşturulan buharlaşma sonucu oluşan sıcak buharların hızlıca soğutulması sonucu fiziksel olarak çekirdek

oluşur [190, 193, 195]. Deneysel verilerimiz yerel homojen kararlı boşalmanın kararlılığının bozulması ile filamentasyonun oluştuğu fikrini vermektedir. Akım yoğunluğunda kararsızlığın oluşması cihazın eşik değerin üzerine çıkması sonucunu doğurur. İncelenen durum için bu tip bir akım kontrolü besleme voltajının değişimi ile sağlanır.

6.5. Spektroskopik Özellikler

YGBS'de hava ve *Ar* için emisyon spektrumu nitel olarak incelenmiştir. 330–850 *nm*'lik spektral aralık için *YGBS*'den yayılan ışık emisyonu glow boşalması için beklenen gaz spektrumunu ortaya çıkarmıştır. *BIE* glow boşalması için genel bir spektrum içerir. *Hava* ve *Ar* için *BIE* spektrumu devamlı moda çalışmakta olup Şekil 6.12'de gösterilmiştir.



Şekil 6.12. $d = 45 \mu\text{m}$ 'de *Hava*'nın *BIE* Spektrumu.

Hava için *BIE* spektrumu 330–440 *nm* aralığında bir seri dar çizgiden oluşur. *Ar* için ise 330–1300 *nm* aralığındadır. Çizgiler arası genişlik yaklaşık olarak 0,01 *eV* civarındadır. Morötesi bölgede *Hava* için 357 *nm*'lik ışık emisyonu spektrumuna ait şiddetli çizgiler bulundu. N_2 'nin çizgilerinin şiddetinin *BIE* spektrumunun görünür (mavi) bölgesinde daha yoğun olduğunu not etmek ilgi çekicidir. Glow boşalması sonucu oluşan *BIE*'si elektron/molekül uyarılması dolayısıyladır. Sistem uzayındaki *BIE* karakteristikleri oldukça karmaşıktır ve yayılan ortam ve parçacıklara bağlıdır [196]. Ayrıca voltaj değişirken emisyon spektrumunun pik noktasının sabit kaldığı, ancak voltajın düşmesi ile piklerin şiddetlerinin değiştiği tespit edilmiştir [196]. Boşalma voltajı *KÖ* radyasyon kullanılarak sistem katodunun uyarılması ile değişiminin etkin İEEK'nin değişimi temelinde olduğu gösterilmiş ve açıklanmıştır. Elektronun elektriksel alandan elde ettiği enerji elektriksel alan şiddetiyle değil voltaj

ile değişen katot yakınlarının kalınlığı ile değiştiğinden N_2 atomlarıyla çarpışmadan arta kalanla hemen hemen aynıdır. Bunun sebebi ayrıca elektronların ortalama serbest yolunun katot yakınları genişliğiyle karşılaştırıldığında daha küçük olması dolayısıyladır [133, 197, 198]. Düzlemsel *MYM* içinde benzer sonuçlar elde edilmiştir [199]. *Hava*'dan elektron-iyon çifti yaratmak için gerekli olan enerji 34 eV iken *Ar*'da $15,8\text{ eV}$ 'dir, bu yüzden *Hava* baskın iyonlaşmış gaz olacaktır. Aynı zamanda düşük akış hızı konveksiyondan dolayı ısı kaybı düşük olduğundan gaz sıcaklığında artış yaratır. *Ar*'ın ısı geçirgenliği $1,77 \times 10^{-2}\text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 'dir. Basıncın arttırılması ile güçlü elektriksel alan boşalma mekanizmasının katkısı kırılma mekanizmasına hâkim olacak şekilde yükselir.

MYM, içerisinde üretilen elektron görüntüsünü boşalma aralığında yükseltici bir davranış sergiler. *MYM*'lerin spesifik geometrisi ve matrislerin içerisindeki güçlü elektriksel alan etkin elektron çoğalmasını ve ilgili gaz atomlarının uyarılmasını sağlar. *MYM*'li mikro boşalmalarının oluşturduğu ışık dağılımı gelen kızılötesi görüntünün yükseltilerek yeniden üretilmiş olan yeni bir çıkış görüntüsü oluşturur. Böylelikle *MYM*'li boşalma sisteminde özellikle geniş çalışma zamanı içinde ışık emisyonunun arttırılmasına yönelik daha karakteristik bilgilere plazma boşalmasının optik emisyonu analiz edilerek ulaşılabilir. Optik görünüm geniş basınç aralığı için kararlı, homojen glow boşalmasını göstermektedir. Matrislerin spesifik geometrisi ve yüksek elektriksel alan etkin elektron çoğalmasını ve ilgili atomların uyarılmasını sağlar. *MYM*'li gaz aralığının ve *KÖ* ışığın sistemin katodunun uyarılması için kullanılması *BIE* şiddetinin artmasını sağlar.

Mikroyapılı yalıtkan matrisli bu tip bir sistemde *BIE*'nin yerel şiddeti kızılötesi görüntü çeviricinin uniform şiddetini fotokatodun çalışma alanının *MYM*'li toplam aktif alanını geçtiği faktör kadar geçer. Bu cihaz kızılötesi ötesi ışık tarafından kontrol edilen atmosfer basıncında kararlı, uniform, homojen termal olmayan plazma üretimi ve arttırılmasına yönelik kendisine bir uygulama alanı bulabilir. Özetle, deneysel olarak *MYM*'li *YGBS*'de gaz boşalma aralığının 3 kat kazanç değeri ile etkin bir ışık yükseltici olarak çalıştığı gözlenmiştir. Belirlenmiş olan prensiplere

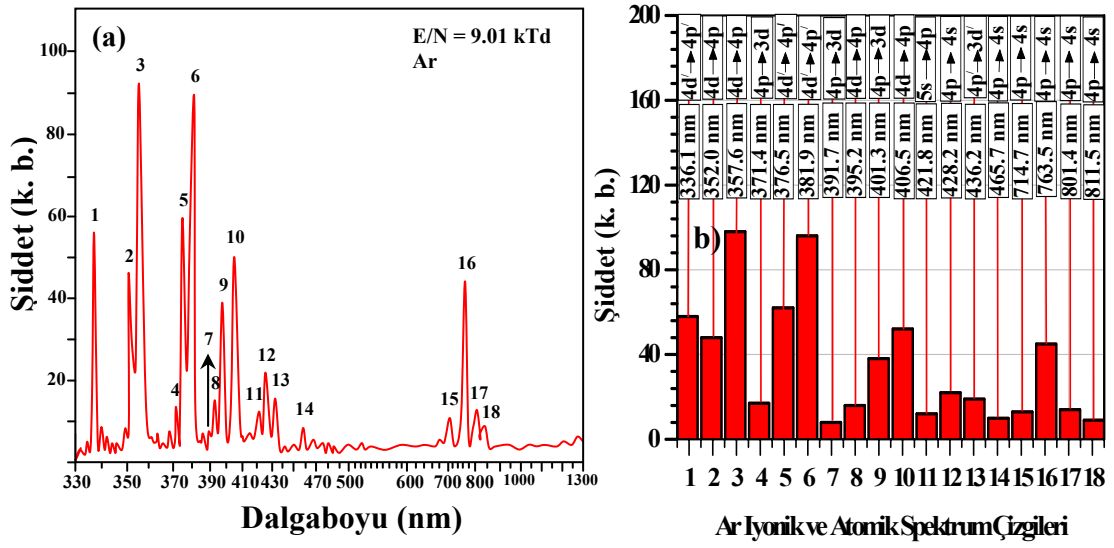
göre, dielektrik ayırıcı uygun dizayn da kullanıldığında *MYM*, ultrahızlı, daha duyarlı, iç görüntü yükseltmesine sahip kızılötesi ışık ile kontrol edilen *YGBS* kızılötesi çeviricilerin yapılmasının mümkün olduğunu düşünülmektedir.

Ar glow boşalma emisyon spektrumları Şekil 6.12(a)'da gösterilmiştir ve bu şekilde, *YGBS* 50 Torr basınçta devamlı modda çalıştırılmıştır. Sonuç olarak toplamda 18 emisyon çizgisi oluşmuştur. Boşalma hücrelerinden yayılan ışık glow boşalması için her zaman olduğu gibi gaz spektrumunu içermektedir. Böylece, ilgili ürünleri belirleme amacıyla spektrum analiz edilmiştir. Düşük basınç koşulları altında, katot ve hacim süreçlerinin sonucu olarak iyon piklerinin çoğunun *UV* bölgesinde uzandığı görülebilir. Şekil 6.12(a)'da çizgi verisinden, 357.6 nm dalga uzunluğuna sahip $4d \rightarrow 4p$ iyonik geçiş ile argon glow plazması için *UV*'de en güçlü emisyon spektrumunu çıkarttık. İyonik *Ar* çizgi emisyonu, doğrudan elektron etkili uyarılmanın neden olduğu süreçler ile yüksek uyarılma enerjisi düzeylerinden geçişlere karşılık gelmektedir [200]. Bu koşullar altında, kırılma değerinde $\gamma = 0,086$ olarak bulundu. E/p değerlerine karşı çizgi emisyonu, iyon artırma alanı ve rezonans fotonlar, yarı kararlı, hızlı atomlar ve nötrallerin ikincil işlemlerinden sorumludur [8, 12, 84]. Çizgi emisyonu, Townsend ve glow geçiş bölgesinden sonra artan akım ile diğer çizgilerden daha güçlü pik işaret etmektedir. Argon iyonlarının daha yüksek enerjilere ulaşabildiği katot yakınlarından dolayı bu düzeylerin popülasyonları yüksek değerlere ulaşmaktadır. Sonuç olarak, katot yakınlarında iyon yoğunluğu en büyüktür ve böylece burada elektron yoğunluğunun en büyük ve elektron enerjisinin de en yüksek olduğunu ortaya çıkarmaktadır. Cihazın iyonize argon çizgi emisyonlarının artışı *İEEK*'nin yüksek değerlerde olması temelinde açıklanmaktadır. *Ar* atomları ile çarpışmalar esnasında katot yakınlarındaki elektrik alandan elektronun kazandığı enerji yüksek değerlere ulaşmaktadır. Bu sonuç, glow boşalma koşulları altında katot yakınlarının genişliğinin elektronun ortalama serbest yoluyla karşılaştırıldığında katot yakınlarının genişliğinin daha uzun olduğunu kurmaktadır.

$4p \rightarrow 4s$ (*KÖ* bölgesi) geçişlerine karşılık gelen çizgi argon spektrum literatüründe ele alınmıştır. Aynı çizgi bizim deneyimizde de ortaya çıkarılmıştır. Emisyon

spektrumundan gerçekleşmiş (16)'da çizgi verisinde pik yaklaşık $13,17 \text{ eV}$ enerji ile $763,5 \text{ nm}$ dalga uzunluğuna sahiptir, taban durumu ve $4s$ durumları Ar plazmasının daha yüksek düzeylere uyarmak için başlıca süreçlerdir. Yarı-kararlı olarak bilinen $2p_6-1s_5$ düzeylerinin çarpışma uyarılma transferi süreçlerinde ışımsal sönümleri saniyeler mertebelerindedir, ancak bu önemli düzeyler basınç ve boşalma akımına bağlı olarak elektron etkili geçişlerin katkısının temelinde plazma ortamının nüfus süreçlerini azaltma veya artırma açısından direk olarak etkilidirler. Karşılaştırılabilir büyük tesir kesitlerinden dolayı çarpışma uyarılma transferi mekanizmasının sonucu olarak diğer düzeylerin uyarılma nüfusuna önemli derecede katkı yaparlar [8].

Yarı-kararlı durumların emisyon çizgilerinde ve şiddetinde azlık, quasinötral koşullarda yarı-kararlı düzeylerin düşük çarpışma süreçlerinden dolayı düşük düzey popülasyonunda kalmasına neden olduğunu göstermektedir, çünkü artan elektron yoğunluğu yarı-kararlıların artan yoğunluğu olarak bilinmektedir. Ar ($1s_5$) yarı-kararlı yoğunluk kaybı oranının zaman ve yer bulunan ölçümleri düşük basınçlarda üç cisim çarpışmasıyla söndürülmesinde baskındır [201]. Ancak Ar atmosferik glow plazmasının atomik çizgilere doğru değişmesi beklenmektedir. Sonuç olarak, Ar glow spektrum çizgileri piklerinin değişikliği katot-hacim ya da yaklaşık hacim süreçleri ve güçlü emisyonlar için plazmanın uzaysal dağılımını etkileyen basınçtan kaynaklanmaktadır.



Şekil 6.13. $d = 45 \mu m$ 'de *Ar* ortamında, (a) BIE spektrumu ve (b) atomik ve iyonik geçişleri.

7. SONUÇ

Bu çalışmayla, *YGBS*'de atmosfer basıncında çalışan, homojen, termal olmayan bir plazma kaynağı geliştirilmesi hedeflenmiştir. Termal olmayan plazmanın eşsiz özellikleri modern teknolojinin birçok büyüme alanında önemli gelişmeleri mümkün kılmıştır ve nanoteknoloji gibi daha yeni uygulamalar termal olmayan plazmanın çok sayıda gelecek vaat eden teknolojide daha sıklıkla kullanılacağını ortaya çıkarmaktadır. Endüstriyel uygulamalarda vakum ekipmanı ihtiyacı olmaksızın plazmaların kullanılması, araştırmaları atmosfer basıncında termal olmayan plazmaları üretmede yeni yöntemler arayışına sürüklemiştir. Termal olmayan atmosferik basınçlı gaz boşalma plazma kaynaklarının yalnızca gelecek için değil aynı zamanda bugünün işlemleri ve uygulamaları için de gelecek vaat eden bir teknoloji olduğu şüphesizdir. Çeşitli plazma teknoloji uygulamalarının talebini karşılamak için daha fazla araştırma ve gelişimi için halen birçok fırsat yararlanılmayı beklemektedir.

YGBS, *KÖ* görüntü çevirici sisteminin temel bileşenidir. *YGBS*'nin optimal çalışma şartlarının belirlenmesi *KÖ* görüntü çevirici sisteminin performansının daha iyi olmasına ve istenilen özelliğe göre çalıştırılmasına imkan sağlamaktadır. *YGBS*'nin temel bileşeni ise gaz boşalma hücresidir. Hücrede bulunan yarıiletken katotun ve kullanılan gaz ortamının boşalma sürecine ve *BIE*'de oluşturduğu etkilere göre incelenmesi, hem katıhal hem de plazma fiziği için geniş bir çalışma alanını ortaya çıkararak *KÖ* görüntü çevirici sistemlerin tasarlanması ve çözünürlüğünün arttırılması için gereken temel parametrelerin elde edilmesine olanak sağlar.

Biz, bu çalışmada *InP* yarıiletken katotlu ışığa duyarlı *YGBS*'de *Ar* gaz ortamında çalıştık. Gaz boşalma hücresinde yarıiletken katot kullanımı ile tüm elektrot yüzeyi boyunca homojen olarak dağılmış *BIE*'ye neden olan homojen bir akım iletimi oluşturuldu ve *Ar* ortamında akımın kararlı olduğu bölgeler belirlenerek, *YGBS* hücresinin duyarlılık ve çözünürlüğü arttırılmaya çalışıldı. Yarıiletken katotlu gaz boşalma sistemlerinin özellikleri ve optimal çalışma şartlarının belirlenmesi için

YGBS; geometriye, uygulanan basınca ve katot materyalinin özelliklerine göre incelenerek gaz ortamı, gaz basıncının boşalma özelliklerine olan etkisi ve yüksek dirençli *InP*'li *YGBS*'de akımın davranışları araştırılmıştır.

YGBS için, $D = 5 \text{ mm}$ ve $d = 45 \text{ }\mu\text{m}$ 'de en geniş *KÇB* elde edilmiştir.. $p = 100 \text{ Torr}$ 'da kırılma voltajı 200 V 'dur. *İEEK*'si elektrotlar arası mesafe küçüldükçe arttığı için kırılma voltajı düşmektedir. Bu sonuç, en optimal şartları vermektedir. Tüm d ve D 'ler de sistem atmosfer basıncına kadar çalışmaktadır ve maksimum *BIE*'si elde edilmiştir.

InP yarıiletken *Ar* ve *Hava* ortamında yapılan deneylerin sonucu karşılaştırıldığında *Ar* gaz ortamı *Hava*'ya göre çok daha düşük besleme voltajlarında çalışmaktadır, çünkü iyonizasyon çok hızlıdır. Bununla birlikte, *Hava* ortamından bir elektron-iyon çifti meydana getirebilmek için gerekli potansiyel 34 eV 'dir, ama *Ar* gazının iyonizasyon potansiyeli $15,8 \text{ eV}$ 'dir. Bu yüzden, daha düşük voltajlarda maksimum akım değerine ulaşılarak daha dar bir *KÇB* elde edilmektedir.

Daha önce yapılan çalışmalar da elde edilen *Si*, *GaAs* yarıiletkenli katotların *Hava* ortamında atmosferik basınçlarda *BIE* oluşturmadığı belirlenmiştir. *GaAs* yarıiletken katotlu *YGBS*'de *Hava* ortamında 220 Torr 'a kadar ışıma oluşturulabilirken, *InP*'de hem *Ar* hem de *Hava* ortamında atmosferik basınca kadar çalışılarak *BIE* elde edilmiştir. *InP* yarıiletken katot, plazmayı iyonizasyon hızını artıracak şekilde etkilemektedir.

Plazmanın nonlinear ve dinamik özelliklerine ek olarak, *Ar*'ın daha yüksek *İEEK* salınımlarından dolayı daha yüksek pd değerlerine kadar onun Paschen minimumunu koruduğu *Hava* ortamıyla karşılaştırılarak sunulmuştur. *İEEK* ürünlerine bağlı olan Paschen eğrisinin sol kolu için; *Ar*'ın Paschen eğrisinin sol kolunun *Hava*'nınkinden daha geniş olduğu saptanmıştır. Böylece, artan elektrik alanlardaki yüksek *İEEK*'ler mikroaralıklarda ki kırılma geriliminin hızlı bir şekilde azalmasına sebep olmaktadır.

YGBS' de, farklı çalışma gaz ortamlarından kaynaklanan *İEEK*'lerin boşalmaya ve iletim mekanizmasına etkisi incelenmiştir. Yarıiletken katotlu düzlemsel gaz boşalma sisteminde boşalma plazmasının kararlılığı için deneysel ölçümler, *Hava* ve *Ar* ortamlarında γ parametresi açısından basınç ve elektrotlararası mesafe açısından gerçekleştirilmiştir.

Boşalma plazmasının uzay ve zaman dağılımı ile bağlantılı olarak homojen durum ve koşulları katot yakını dinamiklerinin kontrol edilmesine bağlıdır. Atmosfer basıncında deneysel sonuçlar, dalgalanmaların başlıca elektrotlar arası mesafe gibi gaz boşalma parametrelerinin etkisinin kaybının sonucunda gerçekleştiğini öne sürmektedir. Cihazda, dalgalanmalar elektrotlar arası mesafenin kritik değer üzerine çıkması sonucu meydana gelmektedir. Bu yüzden dalgalanmalar, elektrotlar arası mesafe ve E/p değeri arttığı zaman rejimler arası geçiş sırasında mikroaralık üzerindeki pozitif uzay yükünün daha ileri inşasından kaynaklanmaktadır.

Boşalmanın homojenliğinin; eğer uzay yük inşası süreçleriyle katot yakını dinamikleri düşük E/p değerinde kontrol altına alınabilirse mümkün olacağı gösterilmiştir. Aynı zamanda, bütün deneysel şartlarda yüksek elektriksel alanların, voltajın geniş aralığında γ parametresinin daha ileri gelişimine eşlik ettiğini göstermiş bulunmaktayız. *Ar* plazmanın geçiş özelliklerinin *Hava*'ninkinden daha ileri düzeyde olduğu ortaya koyulmuştur, bunun paralelinde mikroaralıkta elde edilen sonuçlar hava plazması ile karşılaştırıldığında *Ar* plazmasının daha iyi geçiş özelliklerinin homojen boşalmaya müsaade ettiğine işaret etmektedir, çünkü katot yakını dinamikleri öncelikle yarıiletken katot tarafından kontrol edilmektedir. Optimal koşullar altında; artan basınçla çarpışma ışınsal süreçlerinin gelişmesine bağlı olarak yarı-kararlı nüfus yoğunluğunun artması, boşalma hücresinde BIE'nin şiddetinin yükselmesinde önemli rol oynamaktadır. *Ar* gaz ortamında atmosfer basıncına kadar Glow boşalması elde edilmiş olup, *YGBS*'de aydınlatma olmadığı durumda da oldukça yüksek şiddetli ışımaya şiddeti tespit edilmiştir.

Mikroboşalma aralıklarında yüklü iyonların yanında yarı-kararlı atomlar ve uyarılmış durumlarla çok amaçlı plazma kaynağı geliştirilebilir. Bu çalışmada, ışığa duyarlı *YGBS*, *Ar* gaz ortamında, homojen ve kararlı, *UV* ve görünür bölgede büyük alanlı plazma ışık kaynağının geliştirilmesini için önerilmektedir.

Tez çalışmamızda, *Fe* katkılı *n*-tipi *InP* <100> yönelimli yarıiletken kullanılmış olup *AVK* grafiklerinden elde edilen akım kararsızlıklarının nedeninin, kristal büyütme süresince *Fe* katkısından kaynaklanan yasak bantta bulunan kusurlardan kaynaklandığı düşünülmektedir. *Fe* katkısı *InP*'nin yarıyalıtkan özelliğine sahip olmasını sağlamaktadır. Literatürde, Fotoluminesans ve Kızılötesi Haritalama yöntemleri ile *Fe* katkısından kaynaklanan kusurların tespit edilmesine yönelik çalışmaların sonuçları yer almaktadır. *InP* yarıiletkendeki *Fe* katkısından dolayı yasak bantta oluşan tuzaklar elektronun iletim mekanizmasında gecikme oluşturur, bu da *AVK*'nin *N*-tipi kararsızlıklarının nedenidir. *N*-tipi *NDD* karakteristikli yarıyalıtkan *InP*'de sabit akım içerisindeki kararsızlıkların nedeni elektrik domainlerinin oluşması ve hareketi ile ilgilidir. Bu çalışmada *YGBS*, *AVK*'de elde edilen kararsızlıkların gösterilmesinde bir yöntem olarak sunulmaktadır. Yarıiletken plakadaki direnç homojensizlikleri görüntülenebilir. *Ar* gaz ortamında atmosfer basıncında geniş elektrotlar arası mesafelerde kararsızlıklar gözlemlenmiştir, biz bu sonucu dikkate alarak kararsız bölgelerdeki akım osilasyonlarının *YY InP*'ye dayalı cihazların karakteristiklerini olumsuz yönde etkilemesinden kaçınabiliriz.

Atmosfer basıncında homojen, termal olmayan boşalmaların üretimi, *YGBS*'nin geometrik boyutlarının küçültülmesine dayalı *MYM* kullanımı ile gerçekleştirilebilmektedir. *MYM*'ler yüzey işlemesi, plazma kimyası ve yüksek *BIE* oluşumu için fazlasıyla umut verici olan kararlı ve geniş alanlı plazma ortamı sağlamaktadır. Bu çalışmada, *MYM* uygulanmasına dayalı atmosfer basıncında çalışan büyük alanlı plazma ışık kaynağının kararlı modlarının kendini besleyen boşalmalarda elde edilmesi için mikrometrik boşalmalar araştırılmıştır. 500 μm delik genişliği ve delikler arası 500 μm olarak tasarlanan *MYM* kullanılarak yapılan deneylerde 480 Torr'dan itibaren maksimum *BIE*'ye ulaşılmaktadır. *MYM*

kullanılarak kırılma voltajının minimum değeri 44 *Torr*'da 200 *Volt* olarak elde edilmiştir. Kırılma voltajı'nın minimumunun elde edildiği basınç değeri *MYM* kullanılmadan 100 *Torr* iken, *MYM* kullanıldığında 44 *Torr*'a düşmüştür. Böylece, Paschen eğrisi *MYM* kullanılmadan önceki duruma göre sol tarafa kaymıştır. Bunun sonucu olarak, 44 *Torr*'dan düşük basınçlarda kırılma voltajının minimumu düşmektedir.

MYM yardımıyla boşalma aralığı milimetrik mesafelerin altına düşürülmektedir ve buna göre çalışma basıncı atmosfer basınçlarına çıkarılabilir. Pahalı vakum ekipmanı gerektirmediği için kullanım kolaylığının yanında, yüksek basınçlı boşalmaların yüksek yoğunlukta aktif türler sunduğunun da altının çizilmesi gerekmektedir. Bu mikroyapılara dayanarak, filament olmayan kararlı dc boşalmalar asal gazlarda ve gaz karışımlarında 760 *Torr*'a kadar basınç değerlerinde üretilebilir. *MYM* de kendini besleyen boşalma normal glow boşalma olarak düşünülebilirken, uyarma ve iyonlaşma etkinliği spesifik elektrot konfigürasyonu (katot geometrisi) ile artırılmaktadır. Geniş alanlı yüksek basınçlı plazmalara, çok sayıda mikro boşalmaların paralel çalışması ile ulaşılabilir.

Sistem geometrisinin, basınç değişiminin ve yarıiletken materyalinin özelliklerinin *BIE*'nin arttırılmasına olan etkisi incelenirken dikkat edilecek önemli parametrelerden biri, kullanılan gaz ortamının bu değişkenlerle olan karşılıklı ilişkisidir. *InP* elektrotlu *YGBS*'nin boşalma emisyon spektrumu 50 *Torr* basınçta *Ar* ve *Hava* ortamında ölçülmüştür. *Hava* ortamında 330–440 *nm* dalgaboyu aralığında, *Ar* gaz ortamında 330-1300 *nm* dalga boyu aralığında pik çizgileri elde edilmiştir. Bu sonuç, *KÖ* görüntü çevirici sisteminde *Hava* ortamında *Ar* gazına göre çok daha dar bir bant aralığında çalışılabilme imkânı varlığını göstermektedir. *Ar* glow spektrumundaysa, 330–1300 *nm* dalga boyu aralığında 18 pik çizgisi elde edilmiştir. Spektrumda ortaya çıkan piklerin dalgaboyları için, *UV* bölge ve yakınlarında 14 pik çizgisinin *Ar* iyonlarından ve *KÖ* bölge yakınlarında 4 pik çizginin yarı-kararlı durumlarıyla yakından ilişkilidi. Bu çalışmada *YGBS*'de *İEEK*'lerin yüksek değerlerine karşılık, iyonize çizgilerin atomik çizgilerinden çok daha baskın

olduğunu ortaya çıkarıldı. Bununla birlikte, *Ar* atmosferik spektrumunun literatür taraması spektrum çizgilerinde yarı-kararlı durumların baskınlığını ortaya çıkarmaktadır, dolayısıyla *Ar* atmosferik spektrumunun *BIE*'si yarı-kararlı durumların önemli bir katkısını işaret etmektedir.

InP yarıiletken katotlu *Ar* plazma ortamı *YGBS*'de atmosferik basınçlarda, düşük güç kullanımı ve *BIE* arttırılması açısından büyük alanlı plazma ışık kaynağı olarak bu cihazların uygulamalarını mümkün hale getirir. Böylece pahalı vakum ekipmanlarından kurtulup taşınabilir sistemlerin tasarlanmasına imkân sağlar.

KAYNAKLAR

1. Hippler, R., Pafu, S. And Schmidt, M., “Low temperature plasma physics: Fundamental aspect and applications”, **WILEY- VCH**, Verlag Berlin GmbH, Berlin, 285-300 (2001).
2. Kunhardt, E. E, “Generation of large volume, atmospheric pressure, non equilibrium plasmas”, **IEEE Trans Plasma Sci**, 28: 189-199 (2000).
3. Vijay, N., Kumar, A., Dwivedi, H. K., “Atmospheric non-thermal plasma sources”, **International Journal of Engineering**, 2 (1): 53-68 (2008).
4. Hong, Y. J., Seo, Y. S., Lee, H. W., “Non-thermal atmospheric pressure plasma sources for biomedical applications”, **19. ISPC-Conference**, Bochum, 1-4 (2009).
5. Boeuf, J. P., “Plasma display panels: physics, recent developments and key issues”, **J. Phys. D:Appl. Phys.**, 36: R 53-79 (2003).
6. Eggins, S. M., Kinsley, L. P. J. And Shelley, J. M. G., “Deposition and element fractionation processes during atmospheric pressure laser sampling for analysis by ICP-MS”, **Appl. Surf. Sci.**, 127-129: 278-286 (1998).
7. Bonnizzoni, G. And Vassallo, E., “Plasma physics and technology; industrial applications”, **Vacuum**, 64: 327-336 (2002).
8. Bogaerts, A., Neyts, E., Gijbels, R. And Mullen, J. V., “Gas discharge plasma and their applications”, **Spectrochimica Acta Part B**, 57: 609-658 (2002).
9. Salamov B. G., “Behaviour of light emission in a semiconductor gas discharge IR image converter”, **J. Phys. D: Appl. Phys.** 37 2496–2501 (2004)
10. Zou, Y., Cui, Y., Haber, I., Reiser, M. And O’Shea, P. G., “Longitudinal space-charge effects in a retarding field energy analyzer, Physical”, **Phys. Rev. ST Accel. Beams**, 6: 112801 (2003).
11. Mariotti, D., McLaughlin, J. A. And Maguire. P., “Experimental study of breakdown voltage and effective secondary electron emission coefficient for a micro-plasma device”, **Plasma Sources Sci. Technol.**, 13 (2): 207-212 (2004)
12. Salamov, B. G., Ozcelik, S., Inaloz, A. And Mammadov, T. S., “Study of light emission amplification in a semiconductor gas discharge system”, **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 40: 6657–6668 (2007).

13. Forrest, J. R., And Franklin R. N., "The theory of the positive column including space-charge effects", ***Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D)***, 1:1357-1368 (1968).
14. Pellerin, S., Musiol, K. And Chapelle, J., "Measurement of atomic parameters of singly ionized argon lines –I. Experimental procedure", ***J. Quant. Spectrosc. Radiat. Tranfr.***, 57: 349-357 (1997).
15. Kurt Yücel, H. H., "Işığa Duyarlı Yarıiletken Gaz Boşalma Yapısının Karakteristik Özellikleri", Doktora Tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü***, Ankara, 3 (2004).
16. Bogaerts, A., "Mathematical modeling of a direct current glow discharge in argon", ProQuest Dissertations and Theses; ***Universiteit Antwerpen Departement Scheikunde***, Antwerpen, 3-27 (1996).
17. Francis, G., "Handbuch der Physik", in s.Flügge, vol.22, Springer-Verlag, Berlin (1956).
18. Druyvensteyn, M. J., Penning F.M., "The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure", ***Rev.Mod.Phy.***, 12: 87 (1940).
19. Roth, J. R., "Industrial plasma engineering: Principles", 1st ed., ***Institute of Physics Publishing***, Philadelphia, 205-220 (1995).
20. Chapman, B., "DC Glow discharges", Glow discharge processes: sputtering and plasma etching, 1st ed., ***John Wiley&Sons***, New York, 77-133 (1980).
21. Hasted, J. B., "Physics of Atomic Collisions", ***Butterworths***, London, 125-127 (1972).
22. McDaniel, E. W., "Collision phenomene in ionized gases", ***Wiley***, New York, (1964).
23. McDaniel, E. W., Mitchell, J. B. A. And Rudd, M. E., "Atomic collisions heavy particle projectiles", ***Wiley***, New York, 101-125 (1993).
24. Llewellyn-Jones, F., "Ionization and Breakdown in Gases", 2nd ed., ***Science Paperbacks***, London, (1966).
25. Carman, R. "A simulation of electron motion in the cathode sheath region of a glow-discharge in argon", ***J.Phys.D.:App. Phys.***, 22(1): 55 (1989).
26. Hyman, H. A., "Electron-impact ionization cross sections for excited states of the rare gases (Ne, Ar, Kr, Xe), cadmium, and mercury", ***Phys.Rev. A.***, 20 (3): 855 (1979).

27. Eggarter, E., "Comprehensive optical and collision data for radiation action", **J.Chem.Phys.**, 62: 833 (1975).
28. Peterson, L. R., Allen, J. E., "Electron Impact Cross Sections for Argon", **J.Chem.Phys.**, 56 (12): 6068 (1972).
29. Phelps, A. V., "Cross sections and swarm coefficients for nitrogen ions and neutrals in N₂ and argon ions and neutrals in Ar for energies from 0.1 eV to 10 keV", **J.Chem.Phys.Ref.Data**, 20: 557 (1991).
30. Ferreira, C. M. And Ricard A., "Modelling of the low-pressure argon positive column", **J.Appl.Phys.**, 54: 2261 (1983).
31. Phelps, A. V., "The application of scattering cross sections to ion flux models in discharge sheaths", **J. Appl.Phys.**, 76: 747 (1994).
32. Vriens, L., "Calculation of Absolute Ionisation Cross Section of He*, Ne, Ne*, Ar, Ar*, Hg and Hg*", **Phys.Lett.**, 8: 260 (1964).
33. Risenberg, L. A., Parks, W. F. And Schearer, L. D., "Penning ionization of Zn and Cd by noble-gas metastable atoms", **Phys.Rev.A**, 8: 1962 (1973).
34. Bourene, M. And Calve, J. Le., "De-excitation cross sections of metastable argon by various atoms and molecules", **J.Chem. Phys.**, 58: 1452 (1973).
35. Inaba, S., Goto, T. And Hattori, S., "Determination of the penning excitation cross sections of Mg atoms by He, Ne and Ar metastable atoms", **J.Phys.Soc.Jpn.**, 52: 1164 (1983).
36. Smith, R. L., Serxner, D. And Hess, K. R., "Assessment of the relative role of penning ionization in low-pressure glow discharges", **Anal.Chem.**, 61: 1103 (1989).
37. Evy, M. K. L., Serxner, D., Angstadt, A. D., Smith, R. L. And Hess, K. R., "Fourier transform raman studies of materials and compounds of biological importance", **Spectrochimica Acta**, 46B: 253 (1991).
38. Eckstein, E. W., Coburn, J. W. And Kay, E., "Diagnostics of an R.F. sputtering glow discharge-correlation between atomic absorption and mass spectrometry", **Int.J.Mass.Spectrom. Ion Phys.**, 17: 129 (1975).
39. Vieth, W. And Huneke, J. C., "Analysis of high-purity gallium by high-resolution glow-discharge mass spectrometry", **Anal. Chem.**, 64: 23 (1992).
40. Bogaerts, A. And Gibels, R., "Mathematical modeling of a direct current glow discharge in argon", **J.Anal.Atom.Spectrom.**, in pres: Sept., (1996).

41. Massey, H. S. W. And Burhop, E. H. S., "Electronic and ionic impact phenomena", **Oxford University Press**, Oxford, (1952).
42. Sanden, R. van de., "The expanding plasma jet: Experiments and model", Ph.D.Dissertation, **Eindhoven University of Technology**, Eindhoven, (1991).
43. Vorob'ev., V. S., "Kinetics of ionization and recombination in low-temperature plasmas", **Plasma Sources Sci.Technol.**, 4: 163 (1995).
44. Biondi, M. A., "Studies of the mechanism of electron-ion recombination. I", **Phys.Rev.**, 129: 1181 (1963).
45. Wagenaars, E., "Plasma Breakdown of Low-Pressure Gas Discharges", Scriptie Doktora, **Technische Universiteit Eindhoven**, Eindhoven, 24 (2006).
46. Salamov, B. G., Çolakoğlu, K., Altındal, Ş. And Özer, M., "Enhancement of the sensitivity of an ionization type semiconductor photographic system", **J. Photogr. Sci.**, 44: 110-115 (1996).
47. Salamov, B. G., Çolakoğlu, K. And Altındal Ş., "Recording the resistance inhomogeneity in high-resistivity semiconductor plates", **Infrared. Phys.& Technol.**, 36: 661-668 (1995).
48. Howatson, A. M., "An Introduction to Gas Discharges", **Pergamon**, Oxford, 7-142 (1965).
49. Salamov, B. G., Ellialtıoğlu, Ş., Akınoğlu, B. G., Lebedeva, N. N. And Paritskii, L. G., "Spatial stabilization of Townsend and glow discharges with a semiconducting cathode", **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 29: 628-633 (1996).
50. Boyers, D. G., Tiller, W. A., "Corona discharge photography", **J. Appl. Phys.**, 44: 3102-3112 (1973).
51. Radehaus, Ch., Dirksmeyer, T., Willebrand, H. And Purwins, H. G., "Pattern formation in gas-discharge systems with high impedance electrodes", **Phys. Lett. A.**, 125: 92-94 (1987).
52. Willebrand, H., Hünteler, T., Niedernostheide, F. G., Dohmen, R., Purwins, H. G., "Periodic and turbulent behavior of solitary structures in distributed active media", **Phys. Rev. A.**, 45: 8766-8775 (1992).
53. Willebrand, H., Mathiessen, K., Niedernostheide, F. G., Dohmen, R., Purwins, H. G., "Spatio-temporal oscillations during filament splitting in gas-discharge systems", **Phys. Lett. A.**, 153: 437- 445 (1991).

54. Salamov, B. G., Lebedeva, N. N., Zeinally, A. Kh., "Spectral characteristic photographic system with ionization type", **Sov. Phys. Tekh. Phys.**, 32: 1193-1197 (1987).
55. Kartujanskii, A. L., "Nonsilver Photographic Process", **Khimia**, Leningrad, 1-134 (1984).
56. Raizer, Yu. P., "Gas Discharge Physics", **Springer**, Berlin, (1997).
57. Kruithof, A. A., "Townend's first ionization coefficients for neon, argon, krypton and xenon", **Physica**, 7 (6): 519–540 (1940).
58. Lisovskiy, V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V. And Yegorenkov V., "Electron drift velocity in N₂O in strong electric fields determined from rf breakdown curves", **J. Phys.D:Appl.Phys.**, 39: 1866-1871 (2006).
59. Rudberg, E., "Theory of inelastic scattering of electrons from solids", **Phys.Rev.**, 4: 764 (1934).
60. Reimer, L., "Scanning electron microscopy", **Springer-Verlag**, Berlin, (1985).
61. Medved, D. B., Mahadevan, P. And Layton, J. K., "Potantial and Kinetic Electron Ejection from Molybdenum by Argon Ions and Neutral Atoms", **Phys.Rev.**, 129: 2086-2087 (1963).
62. Stebbings, R. F., "Gaseous and surface reactions involving helium metastable atoms and resonance photons", **Proc.Roy.Soc. (London)**, A241: 270 (1957).
63. Hasted, J. B. And Mahadevan, P., "Reactions of metastable atoms and resonance photons", **Proc.Roy.Soc.(London)**, A249: 42 (1959).
64. Oechsner, H., "Electron yields from clean polycrystalline metal surfaces by noble-gas-ion bombardment at energies around 1 keV", **Phys.Rev.B.**, 17: 1052 (1978).
65. Benninghoven, A., "Development in secondary ion mass spectroscopy and applications to surface studies", **Surf.Sci.**, 53: 596 (1975).
66. Stuart, R. V. And Wehner, G. K., "Energy distribution of sputtered Cu atoms", **J.Appl.Phys.**, 35: 1819 (1964).
67. Sigmund, P., "Theory of sputtering. I. sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets", **Phys.Rev.**, 184: 383 (1969).

68. Weissmann, R. And Sigmund, P., "Sputtering and Backscattering of Light Ions Bombarding Random Targets", *Radiat.Eff.*, 19: 7-14 (1973).
69. Bohdanský, J., Roth, J. And Bay, H. L., "An analytical formula and important parameters for low-energy ion sputtering", *J.Appl.Phys.*, 51: 2861-2865 (1980).
70. Matsunami, N., Yamamura, Y., Itikawa, Y., Itoh, N., Kazumata, Y., Miyagawa, S., Morita, K., Shimizu, R., "A semi-empirical formula for the energy-dependence of the sputtering yield", *Radiat. Eff. Lett.*, 57: 15-21 (1980).
71. Robinson, M. T. And Torrens, I. M., "Computer simulation of atomic-displacement cascades in solids in the binary-collision approximation", *Phys. Rev.B*, 9 (12): 5008 (1974).
72. Matsunami, N., Yamamura, Y., Itikawa, Y., Itoh, N., Kazumata, Y., Miyagawa, S., Morita, K., Shimizu, R. And Tawara, H., "Energy dependence of the ion-induced sputtering yields of monatomic solids", *Atom.Data and Nucl.Data Tables*, 31: 1 (1984).
73. Wehner, G. K. And Anderson, G. S., "In handbook of thin film technology", Maissel, L. I. And Glang, R, *McGraw-Hill*, Newyork, Chapter 3 (1970).
74. Oechsner, H., "Untersuchungen zur Festkörperzerstäubung bei schiefwinkligem Ionenbeschuß polykristalliner Metalloberflächen im Energiebereich um 1 keV", *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 261 (1): 37-58 (1973).
75. Harrison, W. W. And Bentz, B. L., "Glow discharge mass spectrometry", *Prog.Analyt.Spectrosc.*, 11: 53 (1988).
76. Fang, D. And Marcus, R. K., "In glow discharge spectroscopies", Marcus, R. K., *Plenum Pres*, New York, Chapter 2 (1993).
77. Longwitz, R. G., "Study of gas ionization in a glow discharge and development of a micro gas ionizer for gas detection and analysis", Thèse de Doctorat, *École Polytechnique Fédérale De Lausanne*, Allemagne, 7-39, 78-80 (2004).
78. Astrov, Y. A., Beregunin, E. V., Valov, P. M., Paritskii, L. G., Portsel, L. M. Ryvkin, S. M., Sreseli, O. M., "Photographic device for high-speed measurement of the spatial distribution of the output from a pulsed CO₂ laser", *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 23: 231-238 (1978).

79. Astrov, Y. A., Akhmedova, M. M., Lebedev, A. A., Mamadalimov, A. T., Portsel, L. M., Paritskii, L. G., Yusupov, P. O., "Investigation of response of ionization - type semiconductor image converter", **Sov. Tech. Phys. Lett.**, 3: 701-706 (1977).
80. Lebedeva, N. N., Orbukh, V. I., Salamov, B. G., "Investigation of the effect of discharge plasma stabilization by a semiconductor", **J. Phys. III**, 6: 797 (1996).
81. Salamov, B. G., Altındal, Ş., Özer, M., Colakoglu, K., Bulur, E., "Characteristic features of an ionization system with semiconducting cathode", **Eur. Phys.: J. Appl. Phys.**, 2: 267-273 (1998).
82. Aktaş, K., "Işığa Duyarlı Yarıiletken Gaz Boşalma Yapısının Özellikleri", *Yüksek Lisans Tezi*, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 39,78-81 (2008).
83. Paschen, F., "Paschen law", **Annalen der physik und chemie.**, 37: 69-84 (1889).
84. Phelps, A. V., Petrovic, Z. L., "Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons", **Plasma Sources Sci.& Technol.**, 8 : R21-R44 (1999).
85. Miller, H. C., "Breakdown potential of neon below the Paschen minimum", **Physica**, 30: 2059 (1964).
86. İnalöz, A., "Yarıiletken Gaz Boşalma Sisteminde Plazma Süreçlerinin Özellikleri", Doktora Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 44-, 89 (2010).
87. Lisovskiy, V. A., Yakovin, S. D., Yegorenkov, V. D., "Low pressure gas breakdown in uniform dc electric field", **J. Phys.D: Appl. Phys.**, 33 (21): 2722 (2000).
88. Kurt, H. Y., Salamov, B. G., "Behaviour of current in a planar gas discharge system with a large-diameter semiconductor cathode", **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 36: 1987-1993 (2003).
89. Koç, E., "Kızılötesi Görüntü Çeviricinin Boşalma Işımasının İncelenmesi", *Yüksek Lisans Tezi*, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 46 (2007).
90. Sadık, Y., "Kızılötesi Görüntü Çeviricinin Çalışmasına Fotodedektörün Karakteristik Özelliklerinin Etkisi", *Yüksek Lisans Tezi*, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 59 (2005).

91. Salamov, B. G., Colakoglu, K., Altındal, Ş., Özer, M., “A Stable Discharge Glow in Gas Discharge System with Semiconducting Cathode”, *J.Phys.III.*, 7: 927-936 (1997).
92. Tatarinova, N., “Processes in surface layer micropores of high voltage electrodes and vacuum electroisolation”, *Proc. of 15th ISDEIV*, Germany, 361-365 (1992).
93. Doğan, S., Tüzemen, S., “Direct recognition of non-radiative recombination centers in semi-insulating LEC InP:Fe using double excitation photoluminescence”, *Journal of Luminescence*, 128: 232–238 (2008).
94. Casey, H. C, Panish, M. B., “Heterostructure Lasers”, *Academic Press*, New York, (1978).
95. Pearsall, T. P., “Properties, processing and applications of indium phosphide”, *Inspec*, Stevenage, 190-200 (2000).
96. Kamimura, K., Suzuki, T., Kunioka, A., “Metal-insulator semiconductor Schottky-barrier solar cells fabricated on InP”, *Appl. Phys. Lett.*, 38: 259 (1981).
97. Onabe, K., “Calculation of miscibility gap in quaternary InGaPAs with strictly regular solution approximation”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 21: 797 (1982).
98. Meliani, C., Post, G., Rondeau, G., Decobert, J., Mouzannar, W., Dutisseuil, E., Lefevre, R., “DC-92 GHz ultra-broadband high gain InPHEMT amplifier with 410 GHz gain-bandwidth product”, *Electron. Lett.*, 38: 1175 (2002).
99. Wang, H., Ng, G. I., “Electrical properties and transport mechanisms of InP/InGaAs HBT's operated at low temperature”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 48: 1492-1497 (2001).
100. Gurevich, E. L., Kittel, S., Hergenroder, R., Astrov, Yu. A., Portsel, L. M., Lodygin, A. N., Tolmachev, V. A. And Ankudinov, A. V., “Modification of GaAs surface by low-current Townsend discharge”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43: 275302 (2010).
101. Kasymov, Sh. S. And Paritskii, L. G., “Device for tracking images”, *Russian Authors' Certificate 1798020/18-10*, (1973).
102. Lengnick, T. C., “Discharge tube”, *US Patent 1936514*, (1933).
103. Marchenko, V. M., Matern, S., Purwins, H. G., Astrov, Yu. A. And Portsel, L. M., *Proc. SPIE*, 4948: 98 (2003).

104. Willardson, R. K., Beer, A. C., "Indium phosphide: crystal growth and characterization", *Semiconductors And Semimetals*, 31: 357-383 (1997).
105. Kennedy, T. A. And Wilsey, N. D., "EPR of defects in electron-irradiated InP:Fe.", *Inst. Php.Conf: Ser.*, 59: 257-262 (1981).
106. Brailovskii, E., Megela, I. G., Pambuchchyan, N. H. And Teslenko, V. V., "EPR study of electron-irradiated InP:Fe", *Phys. Stat. Sol. A*, 72: K109-111 (1982).
107. Temkin, H., Dutt, B. V. And Bonner, W. A., "Photoluminescence study of native defects in InP", *Appl. Phys. Lett.*, 38: 431-433 (1981).
108. Yu, P. W., "A model for the -1.10eV emission band in InP", *Solid State Commun.*, 34: 183-186 (1980).
109. Goltzene, A., Meyer, B. And Schwab, C., "Fast neutron induced defects in undoped and iron doped indium phosphide.", *J. Appl. Phys.*, 62: 4406-4412 (1987).
110. Levinson, M., Benton, J. L. And Kimerling, L. C., "Electronically controlled metastable defect reaction in InP", *Phys. Rev. B*, 27: 6216-6220 (1983).
111. Carnera, A., Gasparotto, A., Tromby, M., Caldironi, M., Pellegrino, S., Vidimari, F., Bocchi, C., Frigeri, C., "Production of semiinsulating layers in N-doped InP by Fe implantation", *J. Appl. Phys.*, 76 (9): 5085 (1994).
112. Cantelli, R., Cordero, F., Palumbo, O., Cannelli, G., Trequattrini, F., Guadalupi, G. M., Molinas, B., "Mechanisms of the semi-insulating conversion of InP by anelastic spectroscopy", *Phys. Rev. B*, 62: 1828 (2000).
113. Ewels, C. P., Oberg, S., Jones, R., Pajot, B., Briddon, P. R., "Vacancy and acceptor-H complexes in InP", *Semicond. Sci. Technol.*, 11: 502 (1996).
114. Dong, H. W., Zhao, Y. W., Lu, H. P., Jiao, J. H., Zhao, J. Q., Lin, L. Y., "Photoluminescence assessment of undoped semi-insulating InP wafers obtained by annealing in iron phosphide vapour", *Semicond.Sci. Technol.*, 17: 570 (2002).
115. Seidl, A., Mosel, F., Friedrich, J., Kretzer, U., Muller, G., "Optical cross-sections and distribution of Fe^{2+} and Fe^{3+} in semi-insulating liquid encapsulated Czochralski grown InP:Fe", *Mater. Sci. Eng. B*, 21: 321 (1993).
116. Alt, H. Ch., Treichler, R. and Völki, J., "Calibration of the Fe^{+2} intracenter absorption in InP", *Appl. Phys. Lett.*, 59 (27): 3621-3628 (1991).

117. Fornari, R., Kumar, J., "Infrared absorption spectra in bulk Fe-doped InP", **Appl. Phys. Lett.**, 56: 638-640 (1990).
118. Mosel, F., Seidl, A., Hofmann, D., Muller, G., "Infrared absorption of n-type and p-type InP and mapping of the Fe distribution", **Appl. Surf. Sci.**, 50: 364 (1991).
119. Söderström, D., Marcinkevicius, S., Karlsson, S., Lourdudoss, S., "Carrier trapping due to $\text{Fe}^{3+}/\text{Fe}^{2+}$ in epitaxial InP", **Appl. Phys. Lett.**, 70: 3374 (1997).
120. Tapster, P. R., Skolnick, M. S., Humphreys, R. G., Dean, P. J., Cockayne, B. And MacEwan, W. R., "Optical and capacitance spectroscopy of InP:Fe", **J. Phys. C**, 14: 5069 (1981).
121. Doğan, S., Tuzemen, S., Gurbulak, B., Ates, A. And Yildirim, M., "In situ optical assessment of semi-insulating iron doped InP grown by liquid encapsulated Czochralski process", **J. Appl. Phys.**, 85: 9 (1999).
122. Brozel, M. R., Grant, I., Ware, R. M. And Stirland, D. J., "Direct observation of the principal deep level (EL2) in undoped semi-insulating GaAs", **Appl. Phys. Lett.**, 42: 610 (1983).
123. Miner, C. J., Knight, D. G., Zorzi, J. M. And Ikisawa, M., **Inst. Phys. Conf. Ser.**, 135: 181 (1993).
124. Juhl, A., Hoffman, A., Bimberg, D. And Schulz, H. J., "Bound-excitation related fine structure in charge transfer spectra of InP:Fe detected by calorimetric absorption spectroscopy", **Appl. Phys. Lett.**, 50: 1292-1294 (1987).
125. Kainosho, K., Shimakura, H., Yamamoto, H. Y. And Oda, O., "Undoped semi-insulating InP by high-pressure annealing", **App. Phys. Lett.**, 59: 932-934 (1991).
126. Ippolitova, G. K., Omel, E. M. And Pervova, L., **Sov. Phys. Semicond.**, 9: 864-867 (1975).
127. Uchida, M., "Semi-insulating behaviour of InP wafers prepared by phosphorus vapor pressure controlled wafer annealing", **Phys. Stat. Sol. (b)**, 231 (1): 157-164 (2002).
128. Zdanski, K., Pekarek, L. And Kacerovsky, P., "Temperature change of the conductivity type in semi-insulating InP double doped with Zn and Fe", **Semicond. Sci. Technol.**, 15: 297-300 (2000).

129. Kamada, H., Shimoyama, S. And Katsui, A., “Redistribution of Fe in thermally annealed semi-insulating InP(Fe) - determination of Fe diffusion-coefficient in InP”, *J. Appl. Phys.*, 55: 2881-2884 (1984).
130. Doğan, S., “Fe Katkılanmış Yarıyalıtkan InP Kristallerinin Optik ve Elektriksel Bakımdan Tetkiki”, Yüksek Lisans Tezi, *Atatürk Üniversitesi*, Erzurum, (2007).
131. Hrivnak, L., “Band-gap narrowing In semi-insulating Gallium Arsenide”, *J. Appl. Phys.*, 62 (8): 3228-3233 (1987).
132. Acar, S., “GaAs ve InP Yarıiletkenlerde Elektriksel Karakterizasyon”, Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, (2003).
133. Salamov, B.G., Ciftci, Y.O., Colakoglu, K., “A large emitting area UV light source with semiconductor cathode”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 32: 2093 (2004).
134. Sadiq, Y., Aktas, K., Acar, S., Salamov, B. G., “Influence of the microstructure on the charge transport in semiconductor gas discharge electronic devices”, *Superlattices and Microstructures*, 47 (6): 648–660 (2010).
135. Kurt, H.Y., Salamov, B.G., “Spatiotemporal transport processes in semiconductor gas discharge structure with GaAs photodetector”, *Acta Phys. Pol.*, 114 (4): 819-834 (2008).
136. Schöll, E., “Nonequilibrium phase transitions in semiconductors”, *Springer*, Berlin, (1987).
137. Shaw, M. P., Mitin, V. V., Schöll, E. And Grubin, H. L., “The Physics of Instabilities in Solid State Electron Devices”, *Plenum*, NewYork, (1992).
138. Kurt, H. Y., Kurt, E. And Salamov, B. G., “An analysis of the image homogeneity in an ionization type IR image converter using fractal dimension”, *Imaging Sci. J.*, 49: 205–212 (2001).
139. Yokoyama, T., Kogoma, M., Kanazawa, S., Moriwaki, T. And Okazaki, S., “The improvement of the atmospheric-pressure glow plasma method and the deposition of organic films”, *J. Phys.D: Appl. Phys.*, 23: 374–377 (1990).
140. Bonch-Bruevich, V. L., Zvyagin, I. P. And Mironov, A. G., “Electrical Domain Instabilities in Semiconductors”, *Nauka*, Moscow, (1972).
141. Neumann, A., “Slow domains in semi-insulating GaAs”, *J. Appl. Phys.*, 90: 1 (2001).

142. Godoy-Cabrera, O., Benitez-Read, J. S., Lopez-Callejas R., Pacheco-Sotelo, J., "A high voltage resonant inverter for dielectric discharge barrier cell plasma applications", *J. Int. J. Electron.*, 87 (3): 361 (2000).
143. Salamov, B. G., Buyukakkas, S., Ozer, M. And Colakoglu, K., "Behaviour of current in gas discharge system between parallel-plane electrodes", *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 2: 275 (1998).
144. Astrov, Y. A., Purwins, H. G., "Spatiotemporal structures in a transversely extended semiconductor system", *Tech. Phys. Lett.*, 28: 910-912 (2002).
145. Kurt, H. Y., Sadiq, Y., Salamov, B. G., "Nonlinear electrical characteristics of semi-insulating GaAs", *Phys. Status Solidi A*, 205 (2): 321–329 (2008).
146. Kurt, H. Y. And Salamov, B. G., "Nonlinear transport of semi-insulating GaAs in a semi-insulating GaAs in a semiconductor gas discharge structure", *Phys.Scr*, 76: 641-648 (2007).
147. Salamov, B. G., Kurt, H. Y., "Current instability in a planar gas discharge system with a large-diameter semiconductor cathode", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38 (5): 682-687 (2005).
148. Field, R. J. and Burger, M., "Oscillations and Traveling Waves in Chemical Systems", *Wiley*, New York, (1985).
149. Vaitkus, J. V., Irsigler, R., Andersen, J. And Smith, K. M., "Instabilities in LEC GaAs Schottky barrier pixel detector imaging arrays", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 460: 204 (2001).
150. Kim, J.-H.R., Maurer H., Astrov Yu. A., Bode M. And Purwins H.-G., "High-Speed switch-on of a semiconductor gas discharge image converter using optimal control methods", *J.Comput. Phys.* 170, 395-414 (2001).
151. Mokrov, M. S. And Raizer, Yu. P., "On the mechanism of the negative differential resistance of a Townsend discharge", *Plasma Sources Sci. Technol.*, 17: 035031 (2008).
152. Salamov, B. G., Akinoglu, B. G. And Lebedeva, N. N., "Spatial stabilization of Townsend discharge in a modified ionization cell with symmetrical short gaps between semiconductor plate and electrodes", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 32: 2068 (1999).
153. Reinleitner, L. And D'angelo, N., "Laboratory observation of a very low frequency instability in an Argon plasma", *IEEE T. Plasma Sci.*, 10: 94-98 (1982).

154. Aleksandrov, N. L., Dyatko, N. A., Kochetov, I. V., Napartovich, A. P. And Lo, D., "Negative differential conductivity of electrons in pure rare gases", *Phys. Rev. E.*, 53 (3): 2730-2734 (1996).
155. Petrović, Z. Lj., Crompton, R. W. And Haddad, G. N., "Model calculations of negative differential conductivity in gases", *Aust. J. Phys.*, 37: 23 (1984).
156. Shi, J. J, Liu, D. W. and Kong, M. G., "Plasma stability control using dielectric barriers in radio-frequency atmospheric pressure glow discharges", *Appl. Phys. Lett.*, 89 (8): 081502 (2006).
157. Schöll, E., "Pattern formation in semiconductors: control of spatio-temporal dynamics", *Ann Phys.*, 13: 403–413 (2004).
158. Gurevich, E. L., Moskalenko, A. S., Zanin, A. L., Astrov, Y. And Purwins, H. G., "Rotating waves in a planar dc-driven gas-discharge system with semi-insulating GaAs cathode", *Phys. Lett. A*, 307: 299–303 (2003).
159. Gurevich, E. L., Astrov, A. And Purwins, H. G., "Pattern formation in planar dc-driven semiconductor-gas discharge devices: two mechanisms", *J. Phys.D: Appl. Phys.*, 38: 468–476 (2005).
160. Rubinger R. M., Oliveira A. G. de, Bezerra J. C., Ribeiro G. M., Rodrigues W. N., Moreira M. V. B., "Experimental study of negative differential conductivity in GaAs:Cr", *Phys. Rev. B*, 62 1859 (2000).
161. Cola, A., Reggiani, L., Vasanelli, L., "An extended drift-diffusion model of semi-insulating n-GaAs Schottky-barrier diodes", *Semicond. Sci. Technol.*, 12: 1358 (1997).
162. Alex, V., Weber, J., "Optical data storage in semi-insulating GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, 72: 1820 (1998).
163. Internet: PowerShow
http://www.powershow.com/view/1083e6YjNjY/Negative_Differential_Resistance_flash_ppt_presentation
164. Penache, M. C., "Study of High-Pressure Glow Discharges Generated by Micro-Structured Electrode (MSE) Arrays", Dissertation, *Johann Wolfgang Goethe Universität*, Frankfurt, 4-6 (2002).
165. Von Engel, A., "Ionized gases", *Clarendon Press*, Oxford, (1965).
166. Sakurai, H., Tamura, T., Gunji, S., Noma, M., "A new type of proportional counter using a capillary plate", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 374: 341 (1996).

167. Peskov, V., Silin, E., Sokolova, T., Radionov, I., "First attempts to combine capillary tubes with photocathodes", **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A**, 433: 492 (1999).
168. Salamov, B. G., "Light emission features in ionization-type semiconductor photographic system", **Imag. Sci. J.**, 52: 225-233 (2004).
169. Wronski, Z., Sielanko, J., Sullivan, J. L., "Studies of light emission from cathode material in the plasma phase of a glow discharge", **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 29: 1509 (1996).
170. Phelps, A. V., Jelenkovic, B. M., "Simplified models of electron excitation and ionization at very high E/n ", **Phys. Rev. A**, 36: 5327 (1987).
171. Jelenkovic, B. M., Phelps, A. V., "Cathode fall-dominated Ar discharge: Transient and steady-state experiments", **J. Appl. Phys.**, 85: 7089 (1999).
172. Salamov, B. G., "Behavior of light emission in a semiconductor gas discharge IR image converter", **J. Phys. D**, 37: 2496-2501 (2004).
173. Raether, H., "Electron avalanches and breakdown in gases", **Butterworth**, London, (1964).
174. Dutton, J., "Electrical breakdown of gases", **Wiley**, Chinchester, 5-25 (1978).
175. Suali, F., "GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors", **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A**, 386: 531 (1997).
176. Portsel, L. M., Marchenko, V. M., Matern, S. And Purwins, H. G., "Experimental study of spatial resolution of a semiconductor-gas discharge infrared image converter", **Appl. Phys. B**, 81: 1009-1014 (2005).
177. Internet: MCP&MCP Assembly Selection Guide Katalog
http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/MCPassy_TMCP0001E08.pdf.
178. Massines, F., Gherardi, N., Naud'e, N., S'egur, P., "Characteristics of dielectricbarrier discharges operating in air with flowing N_2 ", **Plasma Phys. Control Fusion**, 47: 577 (2005).
179. Borra, J. P., "Nucleation and aerosol processing in atmospheric pressureelectrical discharges: powders production, coatings and filtration", **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 39: R19-R54 (2006).

180. Gherardi, N., Es-Sebbar, Et., Massines, F., "Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges", *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 47: 22805 (2009).
181. Salamov, B. G., Lebedeva, N. N., Kurt, H. Y., Orbukh, V. I., Bobrova, E. Y., "Formation of low resistance gas state near the surface of semiconductor electrode in pre-breakdown regime", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 39: 2732 (2006).
182. Eliasson, B., Kogelschatz, U., "Nonequilibrium volume plasma chemical processing", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 19: 309 (1991).
183. Gibalov, V. I., Pietsch, G. J., "The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33: 2618 (2000).
184. Eliasson, B., Hirth, M., Kogelschatz, U., "Ozone synthesis from oxygen in dielectric barrier discharges", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 20: 1421 (1987).
185. Kozlov, K. V., Wagner, H. E., Brandenburg, R., Michel, P., "Spatiotemporally resolved spectroscopic diagnostics of the barrier discharge in air at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 34: 3164 (2001).
186. Xu, X. P., Kushner, M. J., "Multiple microdischarge dynamics in dielectric barrier discharges," *J. Appl. Phys.*, 83: 75 (1998).
187. Kozlov, K. V., Wagner, H. E., Brandenburg, R., Morozov, A. M., Michel, P., "Investigation of the filamentary and diffuse mode of barrier discharges in N₂/O₂ mixtures at atmospheric pressure by cross-correlation spectroscopy", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38: 518 (2005).
188. Nasser, E., "Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics", *Wiley-Interscience*, New York, 3-4 (1971).
189. Breazeal, W., Flynn, K. M., Gwinn, E. G., "Static and dynamic two-Dimensional patterns in self-extinguishing discharge avalanches", *Phys. Rev. E*, 52: 1503 (1995).
190. Helsper, C., Mölter, W., Löffler, F., Wadenpohl, C., Kaufmann, S., Weninger, G., "Investigations of a new aerosol generator for the production of carbon aggregate particle", *Atmos. Environ.*, A 27: 1271 (1993).
191. Rossignol, J., Abbaoui, M. And Clain, S., "Numerical modelling of thermal ablation phenomena due to a cathodic spot", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33: 2079 (2000).

192. Hubler, G. K., "Pulsed Laser Deposition of Thin Films", **Wiley-Interscience**, New York, 2-3 (1994).
193. Schwyn, S., Garwin, E., Sschmidtott, A., "Aerosol generation by spark discharge", **J. Aerosol Sci.**, 19: 639 (1988).
194. Borra, J. P., Goldman, A., Goldman, M., Boulaud, D., "Electrical properties of airborne nanoparticles produced by a commercial spark-discharge generator", **J. Aerosol Sci.**, 29: 661 (1998).
195. Horvath, H., Gangl, M., "A low-voltage spark generator for production of carbon particles", **J. Aerosol Sci.**, 34: 1581 (2003).
196. Striganov, A. R., "Tables of spectral lines of atoms and ions (in Russian)", **Moscow: Energoizdat**, Russia, 3-5 (1982).
197. Novak, J. P., Bartnikas, R., "Density profiles, electric field and energy dissipation in a short gap breakdown: a two-dimensional model", **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 21: 896 (1988).
198. Purwins, H. G., Radehaus, C., Berkemeier, J., "Experimental investigation of spatial pattern formation in physical systems of activator inhibitor type", **Z. Naturforsch.**, 43a: 17 (1988).
199. Roth, M., Haas, T., Lock, M., Gericke, K. H., Bräuning-Demian, A., Spielberger, L., Schmidt-Böcking, H., "Micro-structure electrodes as electronic interface between solid and gas phase: electrically steerable catalysts for chemical reactions in the gas phase", **Proc. of 1st Int. Conf. on Microreaction Technology**, Springer, 62-69 (1998).
200. Pelerin S., Musiol K. And Chapelle J., "Measurement Of Atomic Parameters Of Singly Ionized Argon Lines-I. Experimental Procedure", **J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfr.**, 57 349-357 (1997).
201. Belostotskiy, S. G., Ouk, T., Donnelly, V. M., Economou, D. J. And Sadeghi, N., "Time-and space-resolved measurements of Ar(1s₅) metastable density in a microplasma using diode laser absorption spectroscopy", **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 44: 145202 (2011).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı Adı : KARAKÖSE Sema
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 06.11.1972, İstanbul
 Medeni hali : Evli, İki çocuk annesi
 Telefon : (0312) 411 92 36
 e-mail : semakarakose@yahoo.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Yüksek lisans	İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı	2001
Lisans	İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü	1995
Lise	İstanbul Erenköy Kız Lisesi	1989

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2001-	Savunma Sanayi Müsteşarlığı	Uzman

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

1. KURT H.Y, KARAKÖSE S. And SALAMOV B. G., “Semiconductor Gas Discharge Electronic Devices: Stability and Current Behaviour”, **Fizika J.**, Institute of Physics, National Academy of Science, Baku, Azerbaijan, v. XIV, N3, 137-140, (2008).
2. KARAKÖSE S., SHİRİNOV M. And SALAMOV B. G., “Features Of Charge Transport In Semiconductor Gas Discharge Electronic Devices”, **Fizika J.**, Institute of Physics, National Academy of Science, Baku, Azerbaijan, v. XVI, N2, 434-438, (2010).
3. SALAMOV B. G., ORBUKH V. I., LEBEDEVA N. N., BOBROVA Ye. Yu. And KARAKÖSE S., “Amplification of Photoresponse by Zeolite Layer in Semiconductor IR-Converter of the ionization type.”, **Proceeding XXI. International Scientific and Engineering Conference on Photoelectronics and Night Vision Devices**, N207, 788-792, Moscow, Russian, 25-27 May, (2010).
4. LEBEDEVA N. N., ORBUKH V. I., KOÇ E., KARAKÖSE S. And SALAMOV B. G., “Generation of Microplasma from Nanopores Of Zeolite In Semiconductor Gas Discharge Electronic Devices, Physics, Chemistry and Application Of Nanostructures”, **Proceedings Of International Conference Nanomeeting**, 523–526, Minsk, Belarus, 24–27 May, (2011).
5. KARAKOSE S., KOÇ E. And SALAMOV B. G., “Atmospheric Stable Glow Discharge In Semiconductor Gas Discharge Electronic Devices”, **Turkish Physical Society 28th International Physics Congress**, 6-9 September, Bodrum/TURKEY, B.G. 159 (2011).
6. KOÇ E., KARAKOSE S. And SALAMOV B. G., “Peculiarities Of Atmospheric Pressure Townsend And Glow Discharge In Semiconductor Gas”, **Plasma Sources Sci. Technol.**, (2011)(submitted).