

**FOTODETEKTÖRÜN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ
İÇİN İYONİZASYON TIPLI KIZILÖTESİ GÖRÜNTÜ ÇEVİRİCİ
SİSTEMLERİN UYGULANMASI**

Sadık ÇETİN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**OCAK 2010
ANKARA**

Sadık ÇETİN tarafından hazırlanan FOTODETEKTÖRÜN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ İÇİN İYONİZASYON TİPLİ KIZILÖTESİ GÖRÜNTÜ ÇEVİRİCİ SİSTEMLERİN UYGULANMASI adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Hatice Hilal KURT
Tez Danışmanı Fizik Anabilim Dalı

.....

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile FİZİK Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniv.

.....

Doç. Dr. Hatice Hilal KURT
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniv.

.....

Doç. Dr. İlbelge DÖKME
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniv.

.....

Tarih : 05 / 02 / 2010

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans 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 orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Sadık ÇETİN

**FOTODETEKTÖRÜN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ
İÇİN İYONİZASYON TİPLİ KIZILÖTESİ GÖRÜNTÜ ÇEVİRİCİ
SİSTEMLERİN UYGULANMASI
(Yüksek Lisans Tezi)**

Sadık ÇETİN

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Ocak 2010

ÖZET

Kızılötesi (KÖ) fotodetektör kararsızlıkları KÖ görüntü çevirici sisteminde geniş bir gaz basıncı ($p = 28 - 342$ Torr) , elektrotlar arası mesafe ($d_1 = 50 \mu m$ $d_2 = 50 - 320 \mu m$) ve yarıiletken çapları ($D = 12-15$ mm) için deneysel olarak araştırıldı. GaAs yarıiletkenli gaz boşalma sisteminin akım voltaj karakteristikleri (AVK) incelendi. Kararlı bir voltajla beslendiğinde, farklı osilasyon genlikli akım kararsızlıkları meydana gelir. K.Ö görüntü çeviricideki kararsızlıkların deneysel şartlara bağlı olarak detektör tarafından oluşturulduğu açıkça gösterilmiştir. AVK' nın N tipli kararsızlıkları tespit edildi. EL2 olarak adlandırılan derin elektronik seviyelerin varlığı, materyalin N-tipli AVK'sına ve sonuç olarak GaAs detektöre yüksek voltaj uygulandığında akım osilasyonlarına yol açtığı tespit edilmiştir. Çift boşalma aralığından dolayı, akım- voltaj ve akım- zaman grafiklerinde modülasyon gözlemlendi. Ayrıca büyük elektrotlar arası mesafeler için histerezis eğrileri elde edildi.

Bilim Kodu : 202.1.082
Anahtar Kelimeler : Negatif diferansiyel direnç, Kararsızlıklar, Kırılma, Çift gaz boşalma aralığı, GaAs fotodetektör.
Sayfa Adedi : 94
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Hatice Hilal KURT

**APPLICATION OF İONİZATION TYPE INFRARED IMAGE CONVERTER
SYSTEMS FOR STUDY OF PHYSICAL PROPERTIES OF
PHOTODETECTOR
(M. Sc. Thesis)**

Sadık ÇETİN

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
January 2010**

ABSTRACT

Infrared (IR) photodetector instabilities of IR image converter was studied experimentally in a wide range of the gas pressures ($p = 28\text{-}342$ Torr), interelectrode distances ($d_1 = 50\text{ }\mu\text{m}$ $d_2 = 50 - 320\text{ }\mu\text{m}$) and different diameters ($D = 12\text{-}15$ mm) of the photodetector areas. The current voltage characteristics (CVC) of the double gas discharge system with GaAs semiconductor was studied. While being driven with a stationary voltage, it generates current instabilities with different amplitudes of oscillation. It was unambiguously proved that instabilities in the IR image converter may be provoked by a photodetector, depending on the experimental conditions. N-shape instabilities of CVC was determined. The presence of deep electronic levels of defects, so called EL2 centers, give rise to the N-type NDR of the material, as a consequence, to oscillations in current when a dc voltage of a high enough magnitude is applied to a GaAs photodetector. Due to the gas discharge dual-range, Current-Voltage and Current-Time charts modulation was observed. In addition, for large distance between electrodes, hysteresis curves were obtained.

Science code : 202.1.082

Key Words : Negative differential resistance, instabilities, breakdown, double gas discharge distance, GaAs photodetector.

Page Number : 94

Adviser : Doç. Dr. Hatice Hilal KURT

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren, gerek bilgi ve gerekseengin tecrübesiyle kendisinden çok şeyler öğrendiğim çok değerli Hocam Doç. Dr. Hatice Hilal KURT'a teşekkür ederim. Yine çalışmalarım boyunca bana her türlü desteği veren kıymetli Hocam Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV'a teşekkür ederim. Yardımlarını ve desteğini esirgemeyen Sayın Emrah KOÇ'a teşekkür ederim. Ayrıca manevi desteklerinden dolayı sevgili aileme teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	x
SİMGELER VE KISALTMALAR	xiv
1. GİRİŞ	1
2. YARIİLETKEN GAZ BOŞALMA SİSTEMİNİN TEMELLERİ	3
2.1. Boşalmaların Sınıflandırılması	3
2.2. Doğru Akım Boşalmasının Akım Gerilim Özellikleri	4
2.2.1. Kendini besleyemeyen boşalmalar	5
2.2.2. Townsend boşalması	5
2.2.3. Glow boşalması	6
2.2.4. Ark boşalmasına geçiş	8
2.3. Townsend Breakdown	8
2.4. Gazlarda Yüklerin Kaybı Ve Üretim	12
3. GAZ BOŞALMA PLAZMALARİ VE UYGULAMALARİ	15
3.1. Gaz Boşalma Plazmaları	15
3.1.1. Doğru akım (d.c) glow boşalması	15
3.2. Oksitlenme	19
4. DENEYSEL SİSTEM	20

Sayfa

4.1. Deney	23
5. K.Ö GÖRÜNTÜ ÇEVİRİCİNİN ÖZELLİKLERİNİN GAZ BOŞALMA KONTROL PARAMETRELERİNE BAĞLILIĞI.....	28
5.1. İyonizasyon Tipli K.Ö Görüntü Çeviricinin Akım- Voltaj Karakteristliğinin (AVK) Gaz Basıncı p'ye Bağlılığı	40
5.2. K.Ö Görüntü Çevirici Hücresinde Paschen Eğrilerinin Yarıiletken Çapına D ve Elektrotlar Arası Mesafesine d Bağlılığı.....	42
5.2.1. K.Ö görüntü çevirici hücresinde elde edilen kırılma eğrilerinin deneysel analizi	46
5.3. Hava Gazında AVK' Larda Histerezis Ve Akım - Zaman Grafikleri	51
6. K.Ö GÖRÜNTÜ ÇEVİRİCİNİN YARIİLETKENİN ÖZELLİKLERİNE BAĞLILIĞI.....	62
6.1. Yarıiletken GaAs'daki Yavaş Bölgeler	62
6.2. Hareketli Elektronlar ve NDD.....	63
6.3. EL2 Kusurları.....	70
6.4. K.Ö Görüntü Çeviricide Farklı Basınç ve Farklı Elektron Çaplarına Göre NDD Kararsızlıklarının ve Dinamik Özelliklerinin İncelenmesi.....	73
6.5. K.Ö Görüntü Çevirici Hücresinin Akım Kararsızlığının Deneysel Analizi ..	83
7. SONUÇLAR.....	87
KAYNAKLAR.....	89
ÖZGEÇMİŞ.....	94

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 5.1. Besleme voltajı ($U_0 = 940$ Volt)'iken maksimum akımın basınca bağlılığı	41
Çizelge 5.2. Besleme voltajı ($U_0 = 940$ Volt)'iken sabit bir basınç ($p = 28$ Torr) ve elektrot çapı $D = 15$ mm için akım yoğunluğu ve maksimum akımın elektrot arası d mesafesine bağlılığı	41
Çizelge 5.3. Aydınlatma yokken sabit boşalma aralığı ($d_1 = 50$ μ m $d_2 = 320$ μ m) için yarıiletken elektrotun çapına D bağlı olarak kırılma voltajları.....	44
Çizelge 5.4. Zayıf aydınlatma şiddeti A_1 için farklı boşalma aralıklarına sahip d' ler için yarıiletken elektrodun D çapına bağlı olarak kırılma voltajları	44
Çizelge 6.1. Düşük ve yüksek vadi için GaAs'ın mobilitesi.....	68
Çizelge 6.2. Hava gazı için; $d_1 = 50$ μ m $d_2 = 240$ μ m boşalma aralığı, $D = 12$ mm boşalma çapı ve A_2 aydınlatma şiddetinde farklı basınçlarda N-tipli AVK'nin V_c ve I_{dr} değerleri	79

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Bir doğru akım boşalmasının farklı modlarının araştırılması için klasik deneysel kurulum	4
Şekil 2.2. Bir gaz boşalma akım – gerilim özelliklerinin yarı çizimi. Farklı boşalma modları gri dikey bandlar ile işaretlenir ve kısaltmalar ile belirtilir: N Kendini besleyemeyen; T Townsend boşalması; SG, G ve AG Normalin altında glow boşalması, Glow boşalması, Anormal Glow boşalması, sırasıyla	5
Şekil 3.1. Bir basit plazma süreçlerinin şematik özeti glow boşalma	16
Şekil 3.2. Doğru akım glow boşalmalarında, uzaysal bölgelerin şematik diyagramı	17
Şekil 4.1. Kızılötesi görüntü çeviricinin fotoğrafı	21
Şekil 4.2. Bilgisayar ile kontrol kumanda edilen deneysel sistemin ölçüm cihazlarının fotoğrafı	22
Şekil 4.3. Deneysel sistemin ölçüm devresi	23
Şekil 4.4. (a) Bir GaAs yarı iletken katotlu gaz boşalma hücresinin şematik diyagramı (b) Düzlemsel GaAs yarıiletken plaka ve düzlemsel saydam elektrot arasında simetrik kısa boşalma aralıklı değiştirilmiş hücre	25
Şekil 4.5. (a) Değiştirilmiş hücrenin deneysel düzeneği: 1, ışık kaynağı; 2, Si filitre; 3 ve 3' düz cam diskler; 4 ve 4, düzlemsel saydam SnO ₂ elektrotlar; 5 ve 5', simetrik gaz boşalma aralıkları; 6, düzlemsel fotoduyarlı GaAs yarıiletken plaka (b) Ölçüm devrenin diyagramı $R_1=R_2= 10\text{ k}\Omega$; $R_3=10\text{ M}\Omega$	25
Şekil 5.1. Farklı elektrotlar arası mesafe için karanlıkta yarıiletkenin farklı çap D ( 9 mm,  12 mm,  15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK'ları	28
Şekil 5.2. Farklı elektrotlar arası mesafe için zayıf aydınlatma şiddetinde A ₁ yarıiletkenin farklı çap D ( 9 mm,  12 mm,  15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK'ları	32
Şekil 5.3. Farklı elektrotlar arası mesafe için zayıf aydınlatma şiddetinde A ₂ yarıiletkenin farklı çap D ( 9 mm,  12 mm,  15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK'ları	35

Şekil**Sayfa**

- Şekil 5.4. Farklı p gaz basıncılarında yarıiletken GaAs'lı gaz boşalma hücresinin AVK ları; a) K; b) A₁; c) A₂; d) A₃. Yarıiletken çapı D = 15 mm ve elektrotlar arası mesafe d₁ = 50 µm, d₂ = 50 µm40
- Şekil 5.5. Farklı elektrotlar arası mesafe için, yarıiletken farklı çap D değerlerinde ve aydınlatma şiddetlerinde ( K,  A₁,  A₂,  A₃) basıncın fonksiyonu olarak paschen eğrilerinin 3D grafikleri. d₁ = 50 µm, d₂ = 50 ÷ 320 µm 43
- Şekil 5.6. Hava gazı için, d₁ = 50 µm, d₂ = 50 µm elektrotlar arası mesafe ve yarıiletken farklı çap değerlerinde Townsend boşalmasının Paschen eğrileri; a) K, b) A₁, c) A₂, d) A₃ 46
- Şekil 5.7. Hava gazı için, d₁ = 50 µm, d₂ = 140 µm elektrotlar arası mesafe ve yarıiletken farklı çap değerlerinde Townsend boşalmasının Paschen eğrileri; a) K, b) A₁, c) A₂, d) A₃. 47
- Şekil 5.8. Hava gazı için, d₁ = 50 µm, d₂ = 320 µm elektrotlar arası mesafe ve yarıiletken farklı çap değerlerinde Townsend boşalmasını Paschen eğrileri; a) K, b) A₁, c) A₂, d) A₃ 48
- Şekil 5.9. Yarıiletken D = 12 mm sabit çap değeri için farklı elektrotlar arası mesafe değerlerinde Townsend boşalmasının kırılma eğrileri: a) K; b) A₁; c) A₂49
- Şekil 5.10. Elektrotlar arası mesafe d₁=50 µm d₂=65 µm, yarıiletken çapı D= 12 mm a) p = 90 Torr için Kuvvetli aydınlatma şiddeti A₃, 5 V adımla b) p = 175 Torr için Kuvvetli aydınlatma şiddeti A₃, 5 V adımla c) p = 348 Torr için Kuvvetli aydınlatma şiddeti A₃, 5 V adımla d) p = 348 Torr için Kuvvetli aydınlatma şiddeti A₃, 5V adımla AVK' lar. Histerezis grafiklerinde ▲ sembolü ileri beslemi, ▼ sembolü ise geri beslem51
- Şekil 5.11. Yarıiletken çapı D = 15 mm ve 5 V adımla A₁ AVK' lar; a) d₁ = 50 µm d₂ = 240 µm için p = 153 Torr basınç b) d₁ = 50 µm d₂ = 320 µm için p = 175 Torr basınç52
- Şekil 5.12. Yarıiletken çapı D = 15 mm, p = 153 Torr, elektrotlar arası mesafe d₁ = 50 µm d₂ = 240 µm, A₁ aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristiği..... 53
- Şekil 5.13. Yarıiletken çapı D = 15 mm, p = 175 Torr, elektrotlar arası mesafe d₁ = 50 µm d₂ = 320 µm, A₁ aydınlatma seviyesi için Akım–Zaman karakteristiği.....54

Şekil	Sayfa
Şekil 5.14. a) $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 320 \mu\text{m}$, $D = 12 \text{ mm}$, $p = 66 \text{ Torr}$, A_1 aydınlatma seviyesi için b) $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 180 \mu\text{m}$, $D = 15 \text{ mm}$, $p = 175 \text{ Torr}$, A_2 aydınlatma seviyesi için Hava gazında N-tipli AVK	56
Şekil 5.15. Yarıiletken çapı $D = 12 \text{ mm}$, $p = 66 \text{ Torr}$, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 320 \mu\text{m}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristliği.....	57
Şekil 5.16. Yarıiletken çapı $D = 12 \text{ mm}$, $p = 66 \text{ Torr}$, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 320 \mu\text{m}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristliği.....	60
Şekil 6.1. (a) N-tipli AVK, (b) Lokal diferansiyel özdirencin alana bağılılığı	64
Şekil 6.2. GaAs yarıiletkeninde elektronların bulunduğu enerji minimumları	66
Şekil 6.3. n-tipi GaAs'ın enerji band diyagramı.....	67
Şekil 6.4. n-tipi bir GaAs yarıiletkenin elektrik alan akım yoğunluğu grafiği.....	68
Şekil 6.5. GaAs katodun N-tipli AVK'sı	71
Şekil 6.6. Gaz boşalma aralığının; (a) olmaması, (b) olması halinde AVK'lar	72
Şekil 6.7. SI GaAs katot için Argon gaz ortamında boşalma hücresinin AVK'sı.....	74
Şekil 6.8. Argon gaz boşalmasında gözlenen desenler; $D = 4 \text{ cm}$ ve $\sigma_0 = 10^{-8} \Omega\text{cm}$	74
Şekil 6.9. Aktif SI GaAs ve pasif gaz boşalma alanı ($(pd) < 2.7(pd)_{\min}$) için desen oluşum mekanizması. Gaz aralığında okların yoğunluğu elektrik alanı gösterir. a) Yarıiletken hacminde domen oluşumu, b) ilerleyen domenlerin kararsızlaşması, c) domenlerin yarıiletken-gaz ara yüzey ile etkileşmesi	76
Şekil 6.10. Lineer olmayan SI GaAs katot için 300 K, Azot gaz boşalmasında, $p = 150 \text{ Torr}$, $d = 0,1 \text{ cm}$; $D = 2,5 \text{ cm}$, GaAs kalınlığı $a = 0,15 \text{ cm}$, $U = 540 \text{ V}$, $I = 150 \mu\text{A}$ için zamana bağlı sistemde ilerleyen dalgaların görüntüleri.....	76
Şekil 6.11. Hava gazı için; $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$ elektrotlar aralığında, $D = 9 \text{ mm}$ boşalma çapında ve $p = 70\text{-}320 \text{ Torr}$ basınç aralığı için NDD grafikleri.....	78

Şekil	Sayfa
Şekil 6.12. a) $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$ boşalma aralığı, $p = 52 \text{ Torr}$ ve $D = 9 \text{ mm}$ boşalma çapı için karanlıkta K, SI GaAs AVK, b) Akım - Zaman karakteristiği ($d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$, $p = 52 \text{ Torr}$ ve $D = 15 \text{ mm}$).....	80
Şekil 6.13. Farklı çaplar için karanlıkta SI GaAs negatif diferansiyel NDD dirençli akım voltaj karakteristikleri, $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$ $p = 133 \text{ Torr}$	81
Şekil 6.14. Farklı aydınlatma şiddetlerinde K, A_1 , A_2 , A_3 ve farklı elektrotlar arası mesafe d için negatif diferansiyel (NDD) dirençli AVK. $D = 15 \text{ mm}$ ve $p = 342 \text{ Torr}$	83
Şekil 6.15. Farklı aydınlatma şiddetlerinde K, A_1 , A_2 , A_3 sabit basınç $p = 342 \text{ Torr}$ ve yarıiletken farklı çap değerlerinde farklı elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \div 320 \mu\text{m}$ için Townsend Boşalmasının 3D AVK'ları	84

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
A_1	Aydınlatma şiddeti bir
A_2	Aydınlatma şiddeti iki
A_3	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_B	Kırılma voltajı
U_0	Besleme voltajı
U_s	Yarıiletken düşen voltaj
V_c	Kritik voltaj
V_{th}	Eşik voltajı
α	Birinci Townsend iyonizasyon katsayısı

Simgeler**Açıklama**

ε	Geçirgenlik
γ	İkinci Townsend iyonizasyon katsayısı
γ_{eff}	Etkin ikincil emisyon katsayısı
λ	Dalga boyu
μ	Taşıyıcı hareketliliği
ρ	Özdirenç
σ	İletkenlik
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
FB	Filemantal boşalma
GBS	Gaz boşalma sistemi
GBIE	Gaz boşalma ışık emisyonu
KÖ	Kızılötesi
NDD	Negatif diferansiyel direnç
TEE	Transfer edilmiş elektron etkisi
UV	Ultraviyole
YGBY	Yarıiletken gaz boşalma yapısı

1. GİRİŞ

Tarihsel olarak, gaz boşalma terimi hava boşluğu boyunca bir katman kondansatörünün boşalması olarak önerilmektedir. Genellikle, hava, oldukça iyi bir yalıtkandır ama eğer boşluğun elektrik alanı yeterince yüksekse, iyonize gaz haline gelir ve kısa devre kondansatör boşluğu iyonize olur. Günümüzde, iyonlaştırılmış gazlar boyunca akım akışı ‘gaz boşalması’ olarak adlandırılır. İyonlaştırılmış gazlar, çoğu zaman ışıma verir, bu nedenle boşalma tutuşması veya yanması gibi ifadeler çok sık kullanılır. Elektrik boşalmaları yerel olarak çok düşük bir sıcaklık plazmasında oluşturabilir. Isısal ve manyetik sınırlanmadan dolayı var olan yıldızlarda veya füzyon reaktörlerindeki gibi yüksek sıcaklık plazmaların aksine dıştan uygulanan elektrik alanı nedeniyle düşük sıcaklık plazmaları denge dışı şartlar altında bulunur. Plazmalar genel olarak uzay ve zamansal olarak homojen değildir ve uzay-zaman modellerinin çeşitli biçimindedir.[1]

KÖ spektral bölgede çalışan yeni tip KÖ görüntü çevirici Kasymov ve Paritskii [2] tarafından önerilmiştir. Bu sistemin çalışma prensibi ışığa duyarlı yarıiletken elektrot vasıtasıyla küçük gaz boşalma aralığı boyunca akım akışının kontrolüne dayanır. Çevirici yapısındaki boşalma şartlarının değerlendirilmesi, akım yoğunluğunun geniş bir bölgesinde boşalmanın Townsend tipi boşalma olduğunu gösterir. Böyle bir boşalmada gaz boşalma aralığındaki yüklü parçacıkların yoğunluğu düşüktür; bu nedenle aralıktaki elektrik alanın bozulması ihmal edilir [3-4]. Genellikle Townsend tipi boşalmanın 10^{-6} A mertebesinde oldukça düşük akımlarda meydana geldiği bilinmektedir.

Yarıiletkenli gaz boşalma hücresinin çalışma prensibini anlamak için, gaz boşalma sistemlerinde oluşan akım akışının bazı temel mekanizmalarını anlamak gerekir. Gaz boşalma aralığı üzerine düşük voltaj uygularsak, piko amper seviyesinde akım oluştuğunu gözlemleyebiliriz. Bu voltaj değerlerinde gözlenen doyum akım değeri, metal elektrotların yüzeyinde veya boşalma aralığının içinde yük taşıyıcılarını oluşturan dış radyasyonun akım yoğunluğuna bağlıdır. Voltaj arttıkça, elektrik alanda ivmelenen elektronların kinetik enerjisi artar ve voltajın belirli bir değerinde çarpma

iyonizasyonu sonucu oluşan iç taşıyıcıların çoğalma süreci önemli rol oynamaya başlar. Bu süreç, voltajın fonksiyonu olarak akımın üstel artışına yol açar. Buna rağmen, iç süreçlerle oluşturulan taşıyıcıların oranı, bu taşıyıcıların rekombinasyon oranından daha azdır. Bu gerçek, akımın dış radyasyon tarafından kontrol edildiğini gösterir. Bu tip boşalmalara "kendini besleyemeyen boşalma" denir.

Sonuç olarak, voltaj biraz daha arttırılırsa, taşıyıcı oluşumu, rekombinasyon oranından fazla olmaya başlar. Kırılma (breakdown) voltajında boşalma, kendini besleyemeyen boşalmadan, kendini besleyen boşalmaya geçer. Artık akım, dış elektriksel devre tarafından kontrol edilmeye başlar. Akım yoğunluğunun bazı bölgelerinde boşalma aralığı boyunca voltaj düşüşü akımdan bağımsızdır. Bu boşalma modu "Townsend Boşalması" olarak adlandırılır. Fiziksel açıdan bu boşalmanın en önemli özelliği, elektrotlar arası aralıkta bulunan uzay yük etkisinin düşük olması ve elektrotlar arasındaki elektrik alanının bozulmasına yol açmamasıdır. Diğer bir karakteristik özellik ise, homojen akım yoğunluğunun, akım yönüne dik olmasıdır. Işımanın dalga boyu, aralıkta bulunan gaza bağlı olmasına karşın, boşalma aralığından yayınlanan ışık emisyonu da homojendir. Daha sonra yarıiletken katotlu gaz boşalama hücresinin çalışma prensibinin, Townsend boşalmasının bazı özelliklerine bağlı olduğunu göreceğiz. Metal elektrotlu boşalma sistemlerinin tersine yanal olarak uzatılmış bir YGB (yarıiletken gaz boşalma) yapısının boşalma aralığında voltaj düşüşü lokalize edilmiştir. Böyle yapılar akım filamentasyonuna karşı daha karardır çünkü akım yoğunluğunun (j) homojen olmayan bir dalgalanması sisteme empoze edildiğinde elektrik alanın teğetsel bileşeninin ortaya çıkmasının sebep olduğu negatif geri besleme orada mevcuttur. Sonuç olarak dalgalanma türü kararsızlıklar meydana gelmeyebilir. Direnç dağılımlı bir elektrodun varlığı, iyonizasyon aşırı ısınma tip kararsızlıkların gelişimine etki eder. Ref [5] ve [6] da gösterildi ki Townsend boşalmalı bir YGB yapısında direnç dağılımlı elektrot, kararsızlığın gelişim hızını azaltır ve bu şartlar altında kararsızlığı tamamen bastırabilir. Gazın kırılmasında kaçırılmaması gereken en önemli süreç elektrik yalıtımıdır. Paralel elektrot düzlem için Paschen kanununda breakdown kırılma voltajı gaz basıncı (p) ve elektrotlar arası mesafenin (d) bir fonksiyonudur.

$$U_B = f(pd)$$

Paschen eğrisine uyan minimum en düşük kırılma voltajına gösterir. Bu çalışmanın amacı hava gazının içindeki kırılma sürecine katkıda bulunmaktır.

2. YARIİLETKEN GAZ BOŞALMA SİSTEMİNİN TEMELLERİ

2.1. Boşalmaların Sınıflandırılması

Gaz boşalma fiziği deneysel veriler ve teorik modellerin büyük bir kısmı ilginç ve çok karmaşık bir alandır. Bilinen çok çeşitli boşalma türleri vardır. Gaz boşalmasını karakterize eden parametreler arasında gaz türü, enerji kaynağının türü, elektrotların bileşiminin varlığı ve sınırları, uzaysal boyutlar ve boşalma bölgesinin biçimi, basınç ve sıcaklık vardır. Bunlara ek olarak, bir gaz boşalmasını homojenliği ve elektrik alanı ve onun homojenliği, iyonlaştırma hızı, parçacıkların enerji dağılımı, yük taşıyıcılarının uzaysal dağılımı ve plazma sürecinin baskınlığı tarafından karakterize edilir. Boşalma özelliklerinin değişikliği, bir veya iki parametreyle gaz boşalmalarını tamamlayarak katı bir sınıflandırma yapar. Buna rağmen, görüntünün özel noktalarında çeşitli sınıflandırmalar, bir arada bulunur. Öncelikle, boşalma uzay alan etkileri ve ısıtma gibi zamansal baskın süreçlerine göre sınıflandırılabilir (sabit veya geçici). Glow boşalmasında, uzay alan etkileri önemli bir türün örneğidir (Towsend boşalması ihmal edilebilir). Eğer ısıtma baskın ise, sabit boşalma geçici bir ark ışığı olarak gelişecektir.

Elektron çoğalmasının baskın mekanizması ayrıca, boşalmayı tanımlayabilir. Kendi kendini boşalamayan dış iyonlaştırma kaynağı arasında veya kendi kendini boşalan alfa ve gama modlarıyla ayırt edebilir.

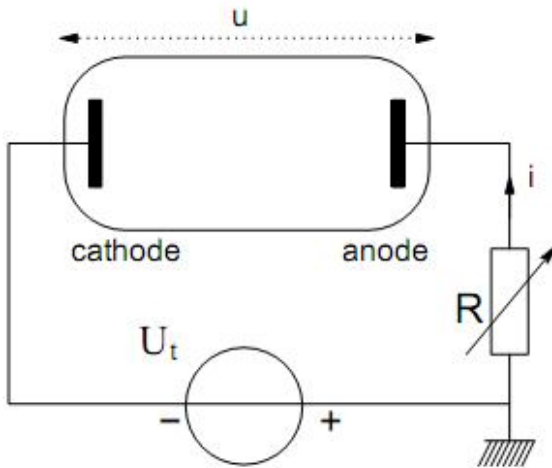
Diğer yandan, uygulamalı alanların frekans aralığı, bir sınıflandırma olarak hizmeti görebilir:

- DC, düşük frekanslı, ve puls alanları (çok kısa pulsar hariç)
- Radyo frekans alanları ($f \sim 10^5 - 10^8$ Hz)

- Mikrodalga alanları ($f \sim 10^9 - 10^{11}$ Hz)
- Optik alanlar

2.2. Doğru Akım Boşalmasının Akım-Gerilim Özellikleri

Gaz boşalması akım-gerilim karakteristiği bazında sınıflandığında, doğru akım boşalmasının yaygın olan tipik bir örneği Şekil 2.2 verilir. Bu durumda boşalma, uzun bir tüp içinde düşük basınç değerlerine karşılık gelir. Tüp, çeşitli gazlar ile doldurulabilir. İki metal elektrot tüp ucunda eklenir ve Şekil 2.1’de görülebildikleri gibi bir dizi direnci üzerinden doğru akım güç kaynağına bağlanırlar. Bu, boşalmalarının çok farklı türlerini çalışmak için en iyi kaynak klasik deneysel kurulumdur.

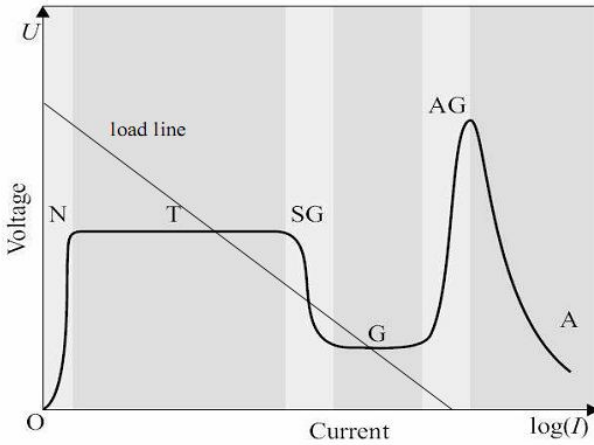


Şekil 2.1. Bir doğru akım boşalmasının farklı modlarının araştırması için klasik deneysel kurulum.

Boşalmanın kararlı hali, akım-voltaj karakteristiğinin geçiş noktası olarak tanımlanır ve bir yük çizgisi, dış devrenin bir güç kaynağı ve seri bir dirençten meydana gelir. Uygulanan voltaj U_t ve direnç R 'ye bağlı olarak, yük çizgisi, farklı modlarda akım-gerilim özelliğini kesişebilir böylece boşalmanın şekli tanımlanacaktır. Bu tezde, biz, glow boşalmasına Townsend'in sisteminde çalıştıracağız ve akım-gerilim karakteristiklerine karşılık gelen boşalma türleri, Şekil 2.2’de gösterimi farklı şekle sahip olabilir.

2.2.1. Kendini besleyemeyen boşalmalar

Eğer uygulanan gerilim breakdown bozulması altındaysa, görünür etkiler çok küçük bir akımla ölçülebildiği halde üretilmez. Gaz pratik olarak yalıtkandır ve akım, iyonize maddeler yada kozmik ışınlardan dolayı mevcut olan yüklenmiş parçacıklar tarafından taşınır (doğal radyoaktivite gibi). İyonize maddeleri kaldırılırsa bu boşalma, kendini besleyemeyen boşalmadır, yani bütün halinde söndürmek anlamına gelir. Kendini besleyemeyen boşalma tam başlangıçtaki bölgeye karşılık gelir, aşırı boyutta dik gerilimdeki büyüme Şekil 2.2’de N olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.2. Bir gaz boşalım akım – gerilim özelliklerinin yarı çizimi. Farklı boşalma modları, gri dikey bandlar ile işaretlenir ve kısaltmalar ile belirtilir: N Kendi kendini boşalamayan; T Townsend boşalması; SG, G, ve AG Normalin altında glow boşalması, Glow boşalması, Anormal glow boşalması, sırasıyla; Bir ark boşalması için. Yük çizgisi, bu tezde işletim modunda tanımlanır [7,8,9]

Voltaj artırırken akım yoğunluğun, hızla doyduğu görülebilir. Doygunluk, bütün elektronların durumuna uyar ve gaz hacminde üretilen iyonlar, elektrotlar tarafından toplanır, bu yüzden mevcut iyonizasyon oranı ile sınırlıdır.

2.2.2. Townsend boşalması

Gerilimin daha da artması ile, basit yük çoğalmasının eşiği uzatıldıktan sonra, gaz boşalımının sabit durumu bozulur ve hemen hemen sabit voltajda katlanarak büyür.

Bu büyüme için sınırlayıcı faktör, dış devrenin direncidir. Eğer dış öz direnç yeteri kadar yüksekse, Şekil 2.2’de dış devrenin yük çizgisi T bölgesinde akım - gerilim karakteristiğiyle kesişir. Bu boşalma sistemi, Townsend boşalması olarak bilinir. Çığlar, gazların tüm hacmini geliştirir ve katoda doğru gaz hacminin düşük hareketliliğinden dolayı yavaş yavaş kayan pozitif iyonlar ile çizgileri arkasında bırakılır. Elektronlar, yüksek hareketliliğe sahiptir ve çok hızlıca anoda geçerler. Böylece telafisi olmayan pozitif uzay yükü, gaz hacminde oluşturulur. Fakat, Townsend boşalmasında geçerli uzay yükü, ihmal edilebilir kadar küçüktür ve boşluktaki elektrik alan bozucu değildir. Ayrıca, Townsend boşalması, gazların düşük iyonlaştırma oranı ile zayıf parlaklık tarafından karakterize edilen karanlık boşalma olarak adlandırılır.

2.2.3. Glow boşalması

Yük direncini azaltarak yada dış voltajı artırarak, geçiş noktası ve akım artışı, glow boşalmasının G bölgesinde bulunur (bkz. Şekil 2.2). Glow boşalmasında yük yoğunluğu, Townsend boşalmasından çok daha yüksek olduğundan uzay yükünün alanı ihmal edilemez. Elektrik alan dağılımı gaz aralığı boyunca, kuvvetlice homojen değildir ve boşalma, karmaşık boylamsal bir yapıya sahip olabilir.

Glow boşalmasındaki akım , Townsend boşalmasındaki akımdan daha yüksek olduğu için pozitif uzay yükü daha büyük olur. Kısmen katot ekranları katot yakınındaki alandan daha kuvvetli olduğu için ve homojen bir bozulma alanının durumundan dolayı uzaktaki katot daha zayıftır. Katot bölgesinin arkasında gaz aralığının kalanında çığ çoğalmasının düşüşü , katot bölgesinde kuvvetli alanın çoğalarak büyümesi ile telafi edilir. Kararlı durumda, alan katot yakınında yoğunlaşılır ve çığlar orada büyürler. Alan elektrotlar arasında boşluğun kalanında, çok zayıftır ve iyonlaşma hemen hemen hiç meydana gelmez. Gazların nötr parçaları uyarıcıdır ve Elektronlar, bu bölge boyunca alandan enerjiyi kazanarak yavaş yavaş katot sürüklenmesiyle çığlar oluşur Uyarılan atomlarının parıltısından dolayı ,boşalma bir ‘glow boşalması’ olarak adlandırılır. Yük çoğalmasının ve çoğalmanın

olduğu kuvvetli bir alanla katot tabakasının varlığı, kendi kendini boşalmalar meydana gelmeleri için gereklidir, bu da glow boşalmasının önemli özelliğidir.

Sabit zayıf elektrik alanının bölgesi, pozitif sütun olarak adlandırılır. Sabit zayıf elektrik alan bölgesinde elektronlar, düşük ortalama enerjisi ile anoda yavaşça kayarlar. Fakat , onların birçoğu yüksek bir enerjiye sahiptir ve onlar, elektron kayıplarını telafi eden sütunda iyonlaştırma için sorumludur. Pozitif sütunun zayıf ışıldaması, elektron enerji spektrumunda mevcut olan, yüksek ölçüde enerjik elektronların küçük bir miktarı ile üretilir. Bazen , yayılan ışık homojen değildir, fakat oluşturulmuş yarıklar bir periyodik katmanlı yapıya sahiptir. [10-12,9] Pozitif sütun, farklı bir uzunluğa sahip olabilir ve eğer elektrotlar birbirine doğru kaydırılırsa kısılır ya da kaybolur.

İyonizasyon verimliliği kuvvetli elektrik alana bağlıdır. Katot yakınında alan konsantrasyonu, iyonlaştırmayı öyle etkili yapabilir ki toplam voltaj, tüm gaz hacminde iyonlaşma olduğu için ve homojen bir alanla Townsend boşalması daha aşağıda olabildiği için kendi kendini boşalan bir glow boşalması oluşturur (Pozitif sütunda gerilim düşmesi dahil). Bu, Townsend'dan glow boşalmasına geçiş ile akım - gerilim karakteristiklerinin düşüşüyle açıklanır (bkz. Şekil 2.2). Ancak, parametrelerin başka aralığında, (örneğin daha küçük pd için) geçiş Townsend'dan glow boşalmasına, monotonically artıran akım-gerilim özellikleri sahip olur.

Gerilim sabit kaldığı için Glow boşalmasının akım aralığı, düzenli bir geniş büyüklükte olabilir. 'Normal 'akım yoğunluğu olarak adlandırılan glow boşalmasının özelliği, bu uyarlama (adaptivity) için sorumludur. Boşalma akımı değiştiği gibi, katotta normal akım yoğunluğu korunur ve katotta işgal edilen alan değiştirilir. Eğer akım düşürülürse (Örneğin, gaz seri bir artış ohmic yük tarafından), katotdaki akım noktasının büyüklüğü, katot tabakasının kalınlığı ile karşılaştırılabilir. Akım kanalından elektron kayıpları, daha büyük olur ve yüksek voltaj, boşaltmayı desteklemek için gereklidir: normalin altında glow boşalması gerçekleşir.(bkz. Şekil 2.2'de SG bölge)

2.2.4. Ark boşalmasına geçiş

Anormal glow boşalmasında, voltaj akım yoğunluğu ile hızlıca büyür, ve katodun önemli ısıtmasını üretmek için yeteri kadar yüksek olur. Katottan termiyonik emisyon büyüdükçe , daha çok elektron çığı meydana gelir. Bu, yük taşıyıcılarını daha yüksek bir yoğunluğa götürür, mesela düşük direnç kadar, ve dolayısıyla yüksek akımlar için. Yaklaşık olarak 1'in değeri tahminen aşıldığında olduğu akım uzanmaların olduğu zaman bir glow boşalması, bir ark boşalmasına aşağı taşırır. Akım-gerilim karakteristik düşüşleri ve ark gereksinimi, desteleyici onlarca voltlara ihtiyaç duyar (bkz. Şekil 2.1 A bölgesine). Ark, büyük termik enerjiyi boşaltır, ve cam tüpünü tahrip edebilir.

2.3. Townsend Breakdown

Kuvvetli bir elektrik alanının uygulandığında. çoğunlukla çok karışık breakdown sürecinin ilk ögesi, gazda meydana gelen elektron çığıdır. Bir çığ, rastgele çekirdek elektronlarının küçük bir sayısıyla başlar, örneğin kozmik ışınları nedeniyle. Bir elektron, elektrik alanında enerjiyi alır. İyonlaştırma potansiyelinden daha yüksek bir enerjiye sahip olduğunda , elektron enerjisini kaybederek bir atom veya bir molekülü iyonlaştırır. Bu süreçte kaynaklanan iki yavaş elektronlar, sırayla iki atom yada molekülleri iyonlaştırma alanında hızlandırılarak artırır. Böylece, elektronların sayısının üstel bir büyümesi ve iyonlar, yer alır. Breakdown, aslında bir eşik sürecidir. Kritik bir değeri aştığı zaman meydana gelir. Eşik değerinin altında alanın aşamalı bir artışı, gazın durumunda fark edilebilir bir değişiklik gözlenmez. Breakdown alanına ulaşarak, iyonlaştırma, önemli ölçüde yükselir, gaz boyunca bir akım ortaya çıkar, ve hafif bir ışık emisyonu(yayılması), görülebilir. Bu hareket, alan kuvvetinde elektron çarpması ile atomik iyonlaştırmanın oranının dik bağımlılığının bir sonucudur. Ama, diğer taraftan, çığ, kendi elektronların kaybı tarafından ve elektron enerji kayıpları tarafından yavaşlatılır. Elektronlar, atomlar ve moleküllerin elektron durumları, moleküler titreşim ve dönüşü uyandırması için enerjiyi kaybeder. Elektronlar elastik(esnek) çarpışmalardan sonra sürüklenme yönüne zıt hareket ederse, elektrik alanında enerjiyi kaybeder. Elektron enerjisinin birikmesi bir

tıkamaya yol açacaktır. Difüzyon (yayılma) , alandan elektronların taşınmasına yol açar, elektron kayıplarını yöneltmesi için elektronegatif gazlar kurşun tabakalarında ek kaybeder, ve anoda elektronların sürüklenmesi aynı zamanda, onları boşaltmadan çıkarır. Düşük elektron yoğunluğundan nedeniyle, bu aşamada rekombinasyon oranı düşüktür, ve pratik olarak elektronların taşınmasında katkıda bulunmaz. Elektron kayıpları, zincirlere çarpma zincirleme reaksiyonunu parçalar. Breakdown eşiği, elektronların oluşumu ve taşınması arasında ilişki tarafından belirlenir. Anotta elektronik akım, katotta üstelce yükseltilecek elektronik bir akım olarak hesaplanabilir:

$$i_{1\alpha} = i_{0c} e^{\alpha d}$$

Burada α Townsend iyonizasyon katsayısı, d elektrotlar arasındaki mesafe, i_{0c} katotta elektron akımıdır. İlk Townsend katsayısı α çarpım oranını açıklar ve alan boyunca bir 1 cm yolunda elektron tarafından yapılan iyonlaştırma durumunun sayısını temsil eder. Bu, azaltılan alanın bir fonksiyonu olarak (E/N) , yada sabit sıcaklık durumunda tanımlanabilir, (E/p) burada E elektrik alan, N nötr gaz taneciklerinin konsantrasyonu ve p basınçtır. Açıkçası, İlk Townsend katsayısı elektrik alanında değil ve elektronların ortalama enerjisine bağlıdır. Ancak, küçük eğimlerle bir alan için, yani, elektronların ortalama iyonlaştırma uzunluğunda sabit olarak düşünülebilen bir alan için, varsayım $\alpha = f(E/N)$ geçerlidir. Elektron çıkışı, yavaşça katoda sürüklenen pozitif iyonları geride bırakır. Katotta iyon akımı, çığda oluşturmuş tüm iyonları içerir:

$$i_c = i_{1\alpha} - i_{0c} = i_{0c} (e^{\alpha d} - 1)$$

Bu boşaltma hacmindeki birincil süreçtir. İkincil süreç, ilk gaz iyonlaştırma sürecinde oluşturulan taneciklerin yardımıyla katotta ikincil elektronların üretimidir. Katotun iyon bombardımanı ile ikincil elektronların üretimi özellikle önemlidir. Yayılan elektron oranı ve etkileyen iyonlara γ İkinci emisyon katsayısı denir.

$$i_{2\alpha} = \gamma i_c e^{\alpha d} = \gamma (e^{\alpha d} - 1) i_{0c} e^{\alpha d}$$

Her elektron çığı, katsayı tarafından yükseltilir

$$b = \frac{i_{2\alpha}}{i_{1\alpha}} = \gamma (e^{\alpha d} - 1)$$

Sabit akım sonra, geometrik geçişin sınırı ile kararlaştırılır:

$$i = \frac{i_{oc} e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (2.1)$$

Bu tipin bir denklemi ilk olarak, 1902'de Townsend tarafından türetildi. Bir kendi kendini boşalamayan akım için, payda içerisi pozitif ve 1 den azdır.

Voltaj artışıyla, α , büyür, Eş. 2.1 payda içerisi , sıfıra eşit ve sonra negatif olur . Akım, bu noktada sabit olmaz , ve formül anlamsız olur.

$\gamma (e^{\alpha d} - 1) > 1$ olması halinde, İkincil elektronların sayısı, ilk elektron daha büyüktür. Üstel büyüme kesindir. Elektronların dış kaynağı zorunlu değildir, ve boşalma, kendi kendine gerçekleşir.

Kendini besleyen boşalmayı başlatmak için gerekli şart

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad \alpha d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (2.2)$$

elektronların çoğalmasını tanımlar. Kendi kendine boşalandan kendi kendine boşalamayan geçiş, boşalmanın başlangıcı olarak yorumlanabilir. Eşik voltajı U_b olan, homojen alan $E_b = U_b / d$ 'de Eş. 2.2 ile birlikte kendini besleyen boşalan bir

akım haline gelir ve boşalma voltajı olarak düşünülür. Breakdown voltaj U_b , katodun malzemesi ve boşalma aralığının genişliği, basınç gazlar türüne bağlıdır.

$$U_b = \frac{B(pd)}{c + \ln pd} \quad \frac{E_b}{p} = \frac{B}{C + \ln pd} \quad C = \ln \frac{A}{\ln(1/\gamma) + 1} \quad (2.3)$$

Açık ifadeler, towsend yaklaşım $\alpha(E) = A \exp(-Bp/|E|)$ ekleyerek

türetilmiştir. Eş. 2.2 Breakdown voltajı bu yolda hesaplanır, deneysel olarak kararlı bir sabit olan A ve B, [9] genellikle deneyle yeterli bir uyuşma sağlar.

Gaz basıncı olarak boşalma sistem parametrelerinde breakdown voltajının bağımlılığını ifade ederken deneysel eğriler, ve elektrotların arasında mesafe, Paschen eğriler olarak bilinir. Eğriler, boşalma aralığını az bir breakdown voltajı olduğu için minimuma sahiptir. Eş.2.3'e göre, bu minimum noktanın parametreleridir:

$$\left. \begin{aligned} (pd)_{\min} &= \frac{\bar{e}}{A} \ln(1/\gamma + 1) \\ U_{\min} &= \frac{\bar{e}B}{A} \ln(1/\gamma + 1) \\ \left(\frac{E}{p}\right)_{\min} &= B \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Burada doğal logaritmik üssü $\bar{e} = 2.72$ ' dir. Deneysel Paschen'le beraber bu ifadeler, ikincil emisyon katsayısının tahmini için kullanılabilir, sadece $(E/p)_{\min}$ değeri başlangıç katot malzemesine bağlı değildir. $(E/p)_{\min}$ değer, elektronların iyonlaştırma kapasitesi, bir maksimumda hangi noktaya karşılık geldiğini gösterir.

Paschen eğrisinin sağdaki dalı ve soldaki dalında farklı fiziksel özellikler yer alır. Sol tarafta, daha aşağı pd değerlerine doğru breakdown voltajının dik artışı, bozulmayı vakumlamak için geçişe karşılık gelir. Yüksek bir elektrik alan sürecini korumak için, elektronlar α' 'nın çok yüksek olduğunda anot ve iyonlaştırma verimliliğine daha

az çarpışmayı geçirmesi gereklidir, Minimum sağında, breakdown voltajıda büyür. Bu durum elektronlarda birçok çarpışması olduğunu gösterir fakat iyonlaştırma verimliliği daha alçak elektrik alanından dolayı düşüktür (elektrotlar arasındaki d daha büyük olur) veya daha kısa bir ortalama serbest yolu vardır (gaz basıncı p daha büyük olur). Bu benzerlik ilkesi, elektrotlar arasında basınç ve mesafenin oldukça geniş bir aralığı için geçerlidir.

Açıkcası, breakdown için zorunlu voltaj, elektronların genişletilen çoğalmasını sağlamak için U_B 'den biraz daha yüksek olmalıdır. Gazda akım ve iyonlaştırma sonra büyüme, birleşme (rekombinasyon) ile durduruluncaya kadar veya devrenin ohmic direnci oluncaya kadar artıracak. Akım arttıkça direnç, besleme voltajından ilerleyerek daha büyük bir parçasını kabul eder, elektrot azalmalarında voltaj U_B 'ye ulaşıncaya kadar akım sabit olur. Breakdown karakteristik geciktirme zamanı 10^{-5} - 10^{-3} s dedir.[9] O, breakdown gelişim zamanısının ve bir çekirdek elektronu için beklemenin istatistiki zamanından meydana gelir, bu hem ikincil elektronların iki birbirini izleyen üretiminin arasında elektron çarpım oranı ve karakteristik zamana bağlıdır.

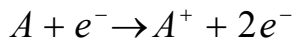
Çeşitli çığlar, elektron yayılmasından dolayı enine her çığ yayılmaları ve aynı anda birlikte geliştirebilir, böylece yeni çığlar, katodun farklı noktalarında başlayabilir. Sonuç olarak, Townsend bozulması çoğunlukla yaygın bir biçimde aralığın tüm hacmini içerir. Bu, başka breakdown mekanizmalarından açık farklılıktır.

2.4. Gazda Yüklerin Kaybı ve Üretim

Basit boşalma süreçleri, yani hacim süreçleri ve duvar süreçlerinin iki farklı kategorisi vardır. Çağırimsal iyonlaştırma,(gaz karışımı önemli) Penning iyonlaşma, ve fotoiyonlaşma yeni yük taşıyıcılarının, oluşturulduğu hacim süreçlerine, doğrudan elektron etkisi iyonizasyon aittir (asal gazlar önemli). Hacim, serbest elektron azalmanın sayı eki ve rekombinasyon işlemlerine tabi tutar. Uyarılma süreci, hacim süreçlerine ait olur, ama yük taneciklerin sayısını değiştirmez, fakat elektronları yavaşlatır. Eğer elektron enerjisi, uyarılmış bir duruma atomu getirmek

için yeteri kadar büyükse, bir uyarılma süreci meydana gelir. Uyarılmış atom iyonlaştırma süreçlerinde katılabilir, veya genellikle glow boşalmasının sebebi olan bir fotonun yaymasıyla alt durumuna bir geçişe maruz kalabilir.

Atomik gazlarda, en önemli hacim süreci, elektron etkisi ile iyonlaştırmadır. En basit olayda, eğer elektron, bir elektrik alanından nötr atomu zorunlu iyonlaştırmaktan daha çok enerjiyi elde etseydi ve formül ile tanımlanabilir



Nötr bir atoma bir elektronun eki veya molekül, negatif iyonların bir üretimine götürür. Bu süreç, elektro negatif gazlarında önemli bir rolü oynar, O₂, F₂ ve SF₆ gibi. Bu, elektronların konsantrasyonunu azaltır, ve böylece çığların gelişmesini etkiler. Negatif iyonların, çok düşük hareketliliği vardır ve pratik olarak uyarılmada yer almaz, veya iyonlaştırma işlemine tabi tutulur. Bu daha yüksek bir breakdown alanına makroskobiye götürür, bu yüzden bu gazlar çoğunlukla, yalıtkanlar olarak kullanılır. Boşalma, breakdown voltajının kuvvetli bir artışına boşalma aralık kurşun tabakalarında su buharı veya oksijenin düzenli küçük bir miktarı ve bu sürece çok hassastır.

En önemli duvar süreçleri, gaz hacminden yük taşıyıcılarının taşınması ve ikincil yük taşıyıcılarının üretimidir.

İkincil yük taşıyıcılarının üretimi için, katotdan elektron yayması elektrot yüzeye çıkması önemlidir ve tartışılmayacak olan elektron emisyon mekanizmalarının büyük bir değişikliği vardır. İkincil elektronlar baskısı, çeşitli taneciklerin etkisinin altında yayılabilir: pozitif iyonlar, uyarılmış atomlar,elektronlar ve fotonlar.[13] Soğuk bir katottan ikincil emisyon, boşaltma aralığının kırılmasını(breakdown) üretir ve aynı zamanda, alan emisyonunun yada termiyonik geliştirdiği katotta bu kadar kuvvetli alanı oluşturmanın yada katodun önemli ısıtmasından yoksul olduğu bir küçük doğru akım mevcuttur. En önemli ikincil emisyon süreci, iyon elektron yaymasıdır. İkinci Townsend katsayısı ile γ_i tanımlanır: İkincil elektronların sayısı, olması beklenen

pozitif iyon başına yayılan. İyonların kinetik enerjisi, pratik olarak aynı öyle nötr taneciklerin olandır, ve bir elektronu çarpmak etmek için yetersizdir (10^{-3} eV türünden). Kaçmak için bir elektron için zorunlu enerji, iyonun nötrleştirilmesi ile elde edilir. Atomik boyutlara kıyaslanabilir bir mesafede bir iyonun elektrik alanı çok kuvvetlidir, ve düşük ve çok dar potansiyel bir engele yüzeyde potansiyel kuyuyu dönüştürür. Katotda bir elektron, iyonla tünel açar, ve onu nötralize eder. Serbest rekombinasyon enerjisi, ikinci bir elektronun yaymasında sonra tükenmiş olabilir. İkincil elektronların kinetik enerjisi iyonlaştırma potansiyeli $I-2e\psi$ 'dir, ve ψ iş fonksiyonudur. Genellikle, γ_i 'in değeri, 10^{-3} 'in sırasındadır ama bazı olaylarda , $\gamma_i \sim 0.5$ 'in değerine ulaşabilir.

3. GAZ BOŞALIM PLAZMALARİ VE UYGULAMALARİ

Plazmada, iyonize gazlar bulunmaktadır. Dolayısıyla , nötr parçacıklara birlikte, pozitif (ve negatif) iyonlar ve elektronlardan oluşur. İyonlaştırma derecesi , % 100'den (tüm iyonize gazlar için) daha düşük değerde değişebilir. (mesela 10^{-4} , 10^{-6} ; kısmen iyonize gazlar).

Çoğunlukla plazma durumu, maddenin dördüncü durumu olarak bilinir. Evrende görünür maddenin çoğu, plazma durumundadır. Bu doğrudur çünkü yıldızlar, yıldızlar arası görünür madde gibi, plazma durumundadır. Evrende her zaman hazır olan astrop plazmalar yanı sıra , biz ayrıca ; yüksek-sıcaklık yada füzyon plazmaları ve düşük sıcaklık plazma veya gaz boşalmaları olarak laboratuvar plazmalarını iki ana grubunu ayırt edebiliriz [14].

3.1. Gaz Boşalma Plazmaları

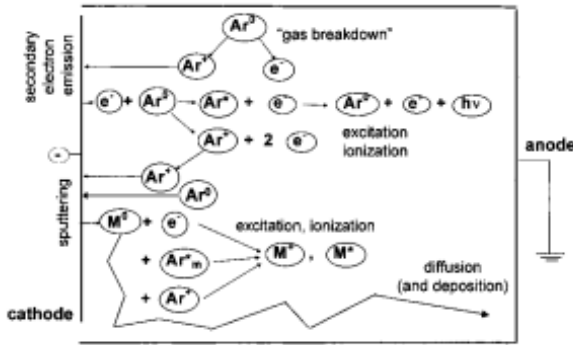
3.1.1. Doğru akım (d.c) glow boşalmaları

Yüksek potansiyel fark, gazla doldurulmuş iki elektrot arasına uygulandığında , pozitif iyonları ve elektronları parçalayarak gaz boşalımı meydana getirecektir. Gaz breakdown (bozunma) mekanizması aşağıdaki gibi açıklanabilir:

Birçok elektron, her yerde bulunan kozmik radyasyondan dolayı elektrotlardan yayılır. Potansiyel fark uygulamadan, katottan elektron akışı sağlamak mümkün değildir. Fakat, bir potansiyel fark uygulandığında, elektronlar, katot önünde gaz atomlarıyla çarpışarak elektrik alan tarafından hızları artırılır. Uyarılma ve iyonlaştırmaya için önemli çarpışmalar esnek olmayan çarpışmalardır .Uyarılma çarpışmaları, radyasyon emisyonu ve yarıma ile izlenerek, 'glow' boşalması karakteristik adı için sorumludur. İyonlaştırılmış çarpışmalar, yeni elektronlar ve iyonlar oluşturur. İyonlar, katoda doğru elektrik alan tarafından hızları artırıldığında, uyarılmış ikincil elektron emisyonu (yayımı) yeni iyon ile elektronlar yayırlar. Elektronlar yeni iyonizasyon çarpışmalarına dönüşebilmesi için , yeni iyon ve

elektronlar oluşturur. Katotda elektron yayma süreçleri ve plazma iyonlaştırması için plazma kendi kendine bir glow boşalması yapar.

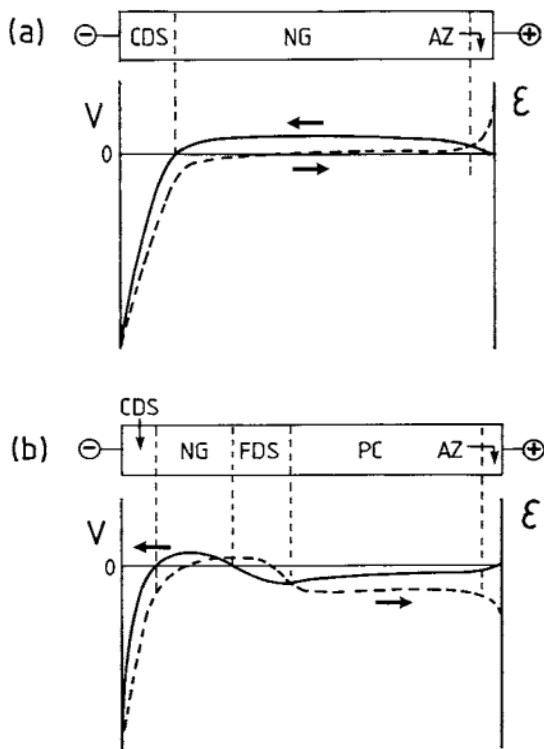
Glow boşalmasında başka bir önemli işlem , yeterince yüksek gerilim (voltaj) uygulandığında kırılma oluşur. Plazmada iyonlar ve hızlı atomlar, katotu bombardıman ettiği zaman, sadece ikincil elektronları serbest bırakmaz, fakat bunun yanında katot malzemesinin bazı atomları ,bozunmaya uğratar. Bu, analitik spektrometre için glow boşalmalarının kullanılışının temelidir.



Şek.3.1. Bir basit plazma süreçlerinin şematik özeti glow boşalma. Birincisi potansiyel fark, iki elektrot arasında uygulandığında, gazlar, (örneğin argon) elektronlar ve pozitif iyonlarına parçalar. İkincisi, katotta ikincil elektron yayımına neden olabilir. Yayılan elektronlar artışı plazmada çarpışmaları verir. Örneğin uyarılma (Çoğunlukla radyasyonun emisyon ile uyarılma tarafından izlenen; bu yüzden 'glow' boşalmasının adı olarak açıklanır) ve iyonlaştırma (Yeni elektronlar ve iyonlar oluşturan, ve bu yüzden kendi kendini boşaltan plazma glow boşalması yapar). Ayrıca, argon iyonları, katodu bombalayan hızlı argon atomları gibi, kırılma artışı verilebilir, birçok uygulama için önemlidir (Örneğin analitik spektrometride, İnce filmlerin kırılma – ayrılması için).

Aslında, analiz edilmesi için malzeme, plazma türü tarafından parçalanmakta olan glow boşalmasının katodu olarak kullanılacaktır. Atomlar iyonize olabilir veya plazmada uyarılarak püskürtülür. İyonlar, bir kitle spektrometresi ile belirlenebilir, ve uyarılmış atomlar yada iyonlar, optik emisyon spektrometri ile ölçülebilen tipik fotonlar yayarlar. Alternatif olarak, püskürtürülen atomlar ayrıca, plazma boyunca yayabilir, ve bir alt tabakaya yerleşemezler (Çoğunlukla, anotta yerleşirler) ; Bu

teknik, malzemeler teknolojisinde kullanılır örneğin İnce filmleri için. Yukarıda açıklanan glow boşalma işlemlerinin şematik bir resmi Şek.3.1'de verilmiştir. Bir sabit potansiyel fark katot ve anot arasına uygulandığında, sürekli bir akım, boşalma boyunca akacaktır ; Doğru akım (d.c) glow boşalmasına bir artış verir. Bir doğru akımın glow boşalması elektrotlarında ikincil elektron emisyonu (yayımı) ile plazmayı beslemek için önemli bir rol oynadıklarından bahsetilmelidir.



Şek 3.2. Doğru akım glow boşalmalarında, uzaysal bölgelerin şematik diyagramı, (a) kısa anot – katot mesafesinde ve / yada alçak basınçta; (b) daha fazla ara elektrot mesafesinde ve / yada yüksek basınçta (CDS =Katot karanlık alanı; NG =Negatif glow; FDS = Faraday karanlık alanı; PC = Pozitif sütunu; AZ = Anot bölgesi). Katot (solda), bir negatif potansiyele sahiptir, oysa anot (sağda) topraklanmıştır. Düz çizgisi (sol eksen), potansiyel dağıtımını temsil eder, kesik çizgisi (sağ eksen), elektrik alan dağıtımını belirtir.

Bir zaman-değişme potansiyel farkını uygulandığında, dirençle birleştirilen radyo-frekans (rf) boşalmasında, elektrotlar rolü daha az önemli hale gelir, çünkü zaman-değişme elektrik alanı ile, elektronlar iki elektrot arasında plazmada titreşebilir.

Sonunda, (ICP) durumunda olduğu gibi elektrotların rolü, elektrotsuz boşalmalara sebebiyet verdiği için ihmal edilebilir.

Potansiyel fark iki elektrot arasına uygulandığında genellikle katot ve anot'un arasında eşit ölçüde dağıtılmaz, fakat katotun önündeki ilk milimetrelere düşer (bkz. Şekil 3.2). Bu yüzden kuvvetli bir elektrik alanı tarafından karakterize edilen katotaki bitişik bu bölgeye, CDS, 'Kaplama' veya 'Katot karanlık alanı' denir. Potansiyel pozitif ve hemen hemen sabittir (Plazma potansiyeline geldiğinde) ve dolayısıyla, elektrik alanı, çok küçüktür böylece boşalmanın büyük bölümünde, 'negative glow' (NG) görülür. Katodun ve anodun arasında mesafe kısmen uzundur (örneğin. bir kaç cm, 100 Pa argon, 400 V ve 0.87 mA [15]) ve iki bölge görülebilir. 'Faraday karanlık alanı' (FDS) ve 'Pozitif sütun' (PC) (bkz. Şekil 3.2). Anoda doğru elektronlar yönlendiğinde küçük negatif bir elektrik alanı tarafından tanımlanır. Bu iki bölge, çoğunlukla lazerler ('Pozitif sütun lazerleri') ve floresan lambaları olarak glow boşalmalarında mevcuttur. Fakat, doğru akım glow boşalmalarının uygulamaları şöyledir(fışkırtmak, kimyasal aşındırma, analitik kimya, v.b), Anot ve katodun arasında mesafe, genellikle kısadır, bir kısa anot bölgesi (AZ) normalde tek, katot karanlık alanı (CDS) ve negatif glow (NG) yakınında bulunduğu için, pozitif plazma potansiyeli, anotta sıfıra geri döndürür (bkz. Şekil 3.2).

Bir doğru akım glow boşalması, boşalma koşullarının geniş bir aralığında çalışabilir. Basınç, 1 Pa atmosferik basınç altında değişebilir. Fakat, elektrotların arasında mesafenin (pD) ve basıncın sonucu, boşalmayı karakterize etmek için daha iyi bir parametre olduğunda gerçekleştirilir. Örneğin, Daha büyük bir boşalma oluşturmak için daha düşük basınçta, katodun ve anodun arasındaki mesafe, yüksek basıncın ile küçük mesafe özellikleri karşılaştırılabilir. Gerilim çoğunlukla 300 ile 1500 V aralığındadır, fakat bazı uygulamalar için birkaç kV artırabilir. Akım, genellikle mA aralığındadır. Boşalma, nadir bir gazla (en çok argon veya helyum) veya reaktif bir gazların yanı sıra bu gazların karışımıyla çalıştırabilir (N_2 , O_2 , H_2 , CH_4 , SiH_4 , SiF_4 , v.b).

3.2. Oksitlenme

Oksitlenme, her zaman yüzey değişikliğin bir şeklidir [16]. Bir metal veya yarı iletken yüzeyi oksijen/ argon plazma daldırıldığında , bir oksit tabakası yüzey üzerinde oluşturulabilir. Yüzey, 'kayan potansiyel" olduğunda , akım oksit büyümesi boyunca alt tabakaya doğru akmaz, ve bu 'plazma oksitlenme" olarak adlandırılır. Plazma türü (nötr, elektronlar, pozitif ve negatif iyonları) yayılma ile alt tabakaya ulaşabilir ve oksit katmanı genellikle 10 nm incedir. Bir pozitif eğilimin(etki), yüzeye uygulandığı zaman elektronlar ve negatif iyonlar, alt tabakaya doğru hızlandırılır ve oksit büyümesi uyarılır. Bu süreç genellikle 'plazma anodization' denir ve oksit tabakaları birkaç µm kalınlığında ulaşılabilir.

Bazı durumlarda, bir negatif eğilim yüzeye uygulanır. Oksit katmanının kalınlığı, pozitif iyonların bombardımanı tarafından geliştirilebilen, yayılmazdır. Bu durumda, bir denge büyüme hızı ve oranı arasındaki sputter(püskürtme) – removal(sökme) ulaşılabilir. Elektrik, basınç ve argon/ oksijen oranı gibi plazma parametreleri değiştirilerek, oksit tabakasının kalınlığı doğru bir şekilde kontrol edilebilir.

Anodization ve plazma oksitlenmesinin avantajı termal oksidasyondan daha düşük sıcaklıklarda uygulanmasıdır. Genellikle , silisyumun plazma oksidasyonu 300–500 °C'sinin bir sıcaklıkta meydana gelir. Plazma oksitlenmesinin diğer bir uygulaması, ECR reaktörleri ile yüksek T_c süper iletkenlerinin üretimindendir [16].

4. DENEYSEL SİSTEM

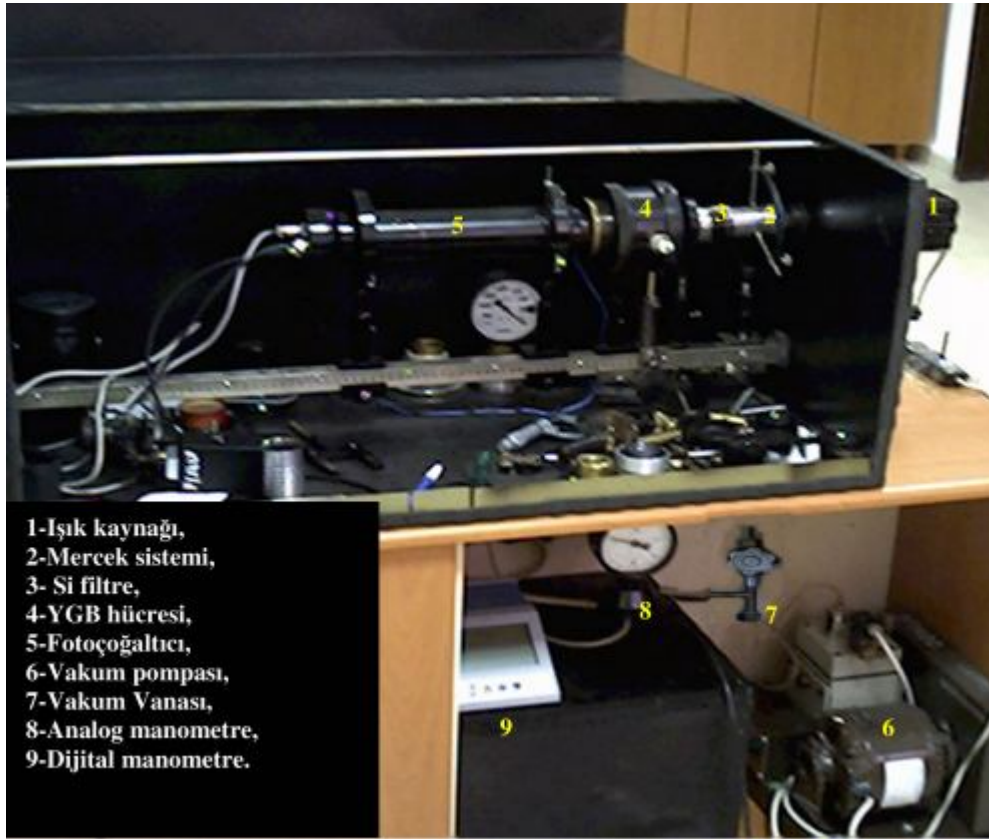
Bu deneysel çalışmada, KÖ görüntü çevirici sistemi kullanarak paralel düzlem elektrotlu gaz boşalma sisteminin akım - voltaj karakteristikleri geniş bir p gaz basıncı, d elektrotlar arası mesafe (Simetrik boşalma aralığına sahip d_i , d_j $i=1$ $j=2$) ve D elektrot çapa bağlı olarak belirlendi, akımın davranışı incelendi, tek boşalma aralıklı çevirici hücresinden farklı olarak, U_B breakdown değerlerinin daha büyük olduğu ve sistemin daha küçük akım değerlerinde ($I = 3 \times 10^{-5}$ A) kararsızlaştığı tespit edildi. Buna karşılık çift boşalma aralığından dolayı, akım-voltaj ve akım-zaman grafiklerinde modülasyonlar gözlemlendi.

Şekil 4.1’ de görüldüğü gibi “ Kızılötesi Görüntü Çevirici ” isimli deney düzeneği şu elemanlardan oluşur.

1. Işık kaynağı(halojen lamba),
2. Mercek sistemi,
3. Si filtre,
4. YGB hücresi,
5. Fotoçoğaltıcı,
6. Vakum pompası,
7. Vakum Vanası,
8. Analog manometre
9. Dijital manometre.

Karanlık ve ışık altında A-V ölçümlerinin ışıktan etkilenmeden yapılabilmesi için saç levhadan oluşan bir kutudan yararlanılmış ve ışığın yansımaları engellemek için kutunun içi püskürtme ile siyaha boyanmıştır. Kutunun içine yerleştiren ray üzerine gaz boşalma hücresi, fotoçoğaltıcı, silikon filtre ve mercekleri yerleştirmek için ileri, sağa-sola hareketi sağlayacak tutucu ayaklar yerleştirilmiştir. Karanlık kutunun sağ tarafından açılan delikten geçecek şekilde ışık kaynağı, ray üzerine yerleştirilmiştir (bkz. Şekil 4.1). Işığın şiddetini değiştirebilmek için bir gerilim bölücü ışık kaynağına bağlanmıştır. Işık kaynağının önüne mercek sistemi takılmış ve YGB

hücresi homojen ışıkla aydınlatılmıştır. Si filtre, ışık kaynağından çıkan ışığın sadece KÖ ışığını geçirmekte, böylece YGB hücresi yakın KÖ dalga boyuyla ($0,8 \mu\text{m} < \lambda < 1,6 \mu\text{m}$) aydınlatılmaktadır. YGB hücresinde ortam, Vakum Pompası ile boşaltılarak ortamın basıncı bir dijital manometreyle ölçülmüştür. AVK' nın belirlenmesinde; Dijital Multimetre ve Dijital Yüksek Gerilim Güç Kaynağı kullanılmıştır.



Şekil 4.1. Kızılötesi görüntü çeviricinin fotoğrafı

Dijital Yüksek Gerilim Güç Kaynağı olarak Stanford PS 325. 2500V-25 W, Dijital Multimetre olarak Keithley 199, Vakum Pompası olarak Ulvac Sıku Kiku GVD-050 A cihazları kullanılmıştır.

Gaz boşalma hücresinin kontrol ve kumanda etmek için deneysel sistemin ölçüm cihazları Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Bu deneysel düzeneği oluşturan elemanlar şunlardır:

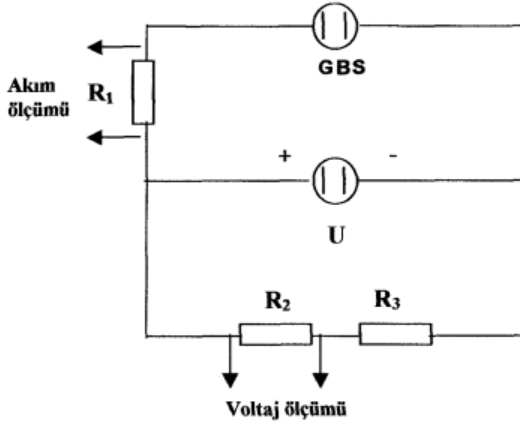
- 1- Bilgisayar ile yazılım,
- 2- CCD kamera,
- 3- CCD'ye bağılı görüntü monitörü,
- 4- CCD'nin kontrol ünitesi,
- 5- Görüntü şiddetlendiriciyi besleyen güç kaynağı,
- 6- Dijital Multimetre,
- 7- Dijital Elektrometre,
- 8- YGBY'yi besleyen güç kaynağı,
- 9- Direnç devresini içeren kutu (Şekil 3.3),
- 10- Fotoçoğaltıcıyı besleyen güç kaynağı.



Şekil 4.2. Bilgisayar ile kontrol ve kumanda edilen deneysel sistemin ölçüm cihazlarının fotoğrafı

YGBY'de oluşan akımı düzenlemek ve ölçmek için Şekil 4.3'deki devre kullanılmıştır. Devre YGBY'de AVK'yı ölçer. Burada $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_3 = 10 \text{ M}\Omega$ değerlerine sahiptir. R_1 direnci, gaz boşalma sisteminin akımını sınırlar. 1 V hassasiyetli ve 2500 Voltluk potansiyel uygulayabilen yüksek gerilim güç kaynağı YGB sisteminde elektrotlara voltaj uygular. R_2 ve R_3 dirençleri kendi aralarında seri, ancak gaz boşalma sistemine paralel bağlıdır. Dijital multimetre

ve dijital yüksek gerilim güç kaynağı ölçüm cihazları bilgisayara takılan A/D çevirici ve Interface (IEEE) kartları sayesinde kontrol ve kumanda edilmiştir.



Şekil 4.3. Deneysel sistemin ölçüm devresi

4.1. Deney

İyonizasyon sistemlerinde, görüntü çeviricilerde ve de bazı tip lazerlerde yarıiletken katot önemli bir rol oynar.[17-19] Bu yüzden, yarıiletken katotları kullanarak boşalmaları incelemek pratik önem kazanır.[20] Direnç dağılımlı yarıiletken katot kullanılmasıyla akım dağılımı çok değişir. Boşalmanın tipi ve akım iletiminin değeri katodun direnç dağılımının homojenliğiyle ve onun kalınlığıyla saptanır. İyonizasyon sistemi, Townsend boşalmasının akım değerlerinin geniş bir aralığı için kararlı çalışmaya sahiptir ve akım yoğunluğu elektriksel olarak homojen yarıiletken kullanıldığı zaman bütün düzlemsel yapı üzerinde sabit ve homojendir.

Yarıiletkenli sistemde boşalmanın aktif bileşenlerinin iyonlaştırıcı etkisi önemlidir [21]. Aslında yarıiletkende taşıyıcıların üretimi; çok yüksek direnç değerine sahip katot ve sonuç olarak düşük yoğunluklu dengeli taşıyıcılar ve fototaşıyıcılar, bir gaz boşalma plazmasının etkisi altında önemli olmaktadır. Bu taşıyıcıların üretimi, çok ince tabakada meydana gelmektedir (kısa-dalgaboylu ışık, ~100 eV elektron ve iyonlar). Taşıyıcılar, yarıiletkenin iç derinliklerine nüfus ederler ki burada iletimi ayarlarlar (kısa-dalgaboylu ışık, ~100 eV elektron ve iyonlar). Taşıyıcılar, yarıiletkenin iç derinliklerine nüfus ederler ki burada iletimi ayarlarlar. Şimdi de

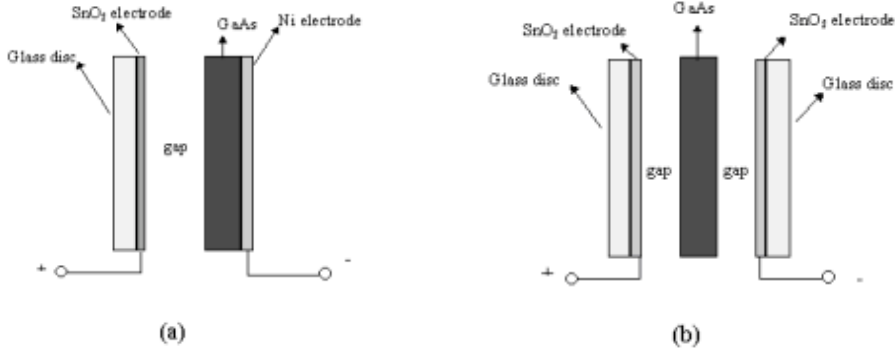
düzlemsel fotoduyarlıklı GaAs yarıiletken plakalı değiştirilmiş hücreyi iki düzlemsel saydam elektrotlar arasına yerleştirdik (Şekil 4.4 (b)).

Townsend boşalmasının özelliklerini araştırılmasına duyulan ilgi; gaz boşalma fiziği alanında bilgiyi öğrenme ve teknik cihazlarda bu türlü boşalmaların kullanılmasına bağlı pratik problemleri çözmeye yardımcı olma gerekliliğinden kaynaklanmaktadır. Akım iletici olarak bir plazma-yarıiletken arayüzeyiyle yarıiletken gaz boşalma sistemi ilk defa kızılötesi (KÖ) görüntü çeviricilerde kullanıldı [22]. Bu tip çeviricilerde [23], plazma-yarıiletken elektriksel kontağının arayüzeyinde yüzeyin davranışı önemli bir rol oynar. Yeni bir uygulama [24] olarak; biz, direncin hacim materyali boyunca fotoiletkenliğin yayılımı ve büyük çaplı yüksek-dirençli yarıiletken plakanın yüzey özelliklerinin hızlıca görüntülenmesini sağlamak için, böyle bir değiştirilmiş hücre kullandık. Homojen olmayan direncin hızlıca görüntülenmesini sağlamak için cihazın çalışma prensibi, Townsend boşalmasının bazı belirli özellikleri temelindedir. Bu çalışmada, böyle uygulamaların çözünürlüğünü artırmak amacıyla değiştirilmiş hücrenin parametrelerini optimize etmek için, Townsend boşalmasında akımın uzaysal kararlılığını dikkate alarak incelememizin sonuçlarını sunduk.

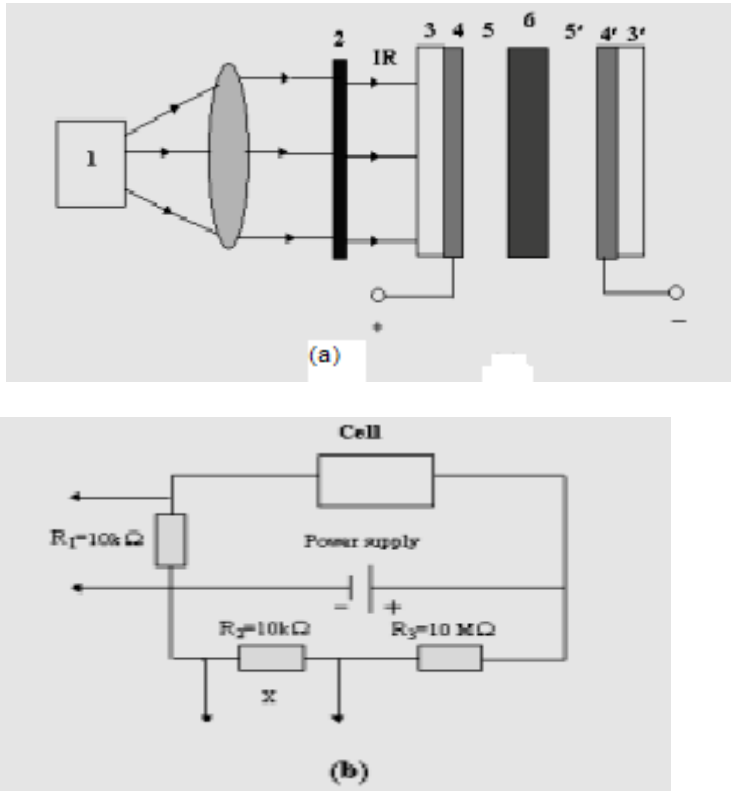
Bu boşalma hücresinde akım yoğunluğunun düşük olduğunu ve pertürbasyon teorisinin uygulanabilirliğinden dolayı uzay yükü oluşturulan elektrik alanın küçük olduğunu varsaydık. Birçok modelde boşalmayla elektron artışının, bir elektrik alanda nötr gaz atomlarının çarpışma iyonizasyonundan dolayı meydana geldiği varsayılmaktadır [25]. Başka mümkün gaz iyonizasyon mekanizması uyarılmış atomlardan rezonans ışınımının soğurulmasıyla ilişkilidir [26]. Bunun yanı sıra metastable gaz atomları başka atomlarla inelastik çarpışmalara katılabilir, bu serbest elektronların ortaya çıkmasına sebep olur. Bu türlü bir oluşum Penning veya stepwise iyonizasyonunu içerir [27].

Townsend boşalmasının aralığının d boşalma aralığının kalınlığına çok güçlü bir şekilde bağlı olduğu bilinmektedir. Townsend boşalmasının en geniş aralığı, 10-100 μm boşalma aralığı değerlerinde meydana gelmektedir. Bu yüzden, deneyimizde

yüksek dirençli GaAs yarıiletken plaka ve iki düzlem elektrot arasında simetrik kısa boşalma aralığı kalınlığı için $50\text{ }\mu\text{m}$ değerini tercih ettik.



Şekil 4.4. (a) Bir GaAs yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresinin şematik diyagramı
(b) Düzlemsel GaAs yarıiletken plaka ve düzlemsel saydam elektrot arasında simetrik kısa boşalma aralıklı değiştirilmiş hücre.



Şekil 4.5. (a) Değiştirilmiş hücresinin deneysel düzeneği: 1, ışık kaynağı; 2, Si filitre; 3 ve 3' düz cam diskler; 4 ve 4', düzlemsel saydam SnO_2 elektrotlar; 5 ve 5', simetrik kısa boşalma gaz boşalma aralıkları; 6, düzlemsel fotoduyarlı GaAs yarıiletken plaka. (b) Ölçüm devrenin diyagramı: $R_1=R_2=10\text{ k}\Omega$; $R_3=10\text{ M}\Omega$.

Şekil 4.4 (b) de gösterilmiş olan gaz boşalma hücresi düzeneğiyle ve Şekil 4.4 (a) [21] gaz boşalma hücresi arasındaki çok önemli fark , iki düzlemsel elektrodun yarı iletken katılmasıdır. Değiştirilmiş gaz boşalma hücresinin akım-voltaj karakteristikleri (AVK), yeterince geniş bir aralıkta p gaz basıncının (28 – 342 Torr) fonksiyonu olarak deneysel olarak incelendi. Yarıiletken plaka ve düzlemsel elektrotlar arasında simetrik küçük boşalma aralıklarıyla gaz boşalmasının bir şeması, Şekil 4.5 (a)'da gösterildi. Şekil 4.5 (b) AVK ölçümlerinde kullanılan devrenin bir diyagramıdır.

Cr katkılı yarı-yalıtkan ($\rho \approx 10^6 \Omega \text{ cm}$) n -tipi $GaAs$, bir yarıiletken plaka olarak kullanıldı. Bu değiştirilmiş hücrede (Şekil 4.5 (a)) düzlemsel fotoduyarlı $GaAs$ yarıiletken plaka (6) iki düzlemsel saydam elektrot arasındadır, bu elektrotlar saydam iletkenler (4 ve 4') gibi davranan ince bir SnO_2 tabaka filmle kaplı cam (3 ve 3') diskidir. Şekil 4.4 (a) ile Şekil 4.5 (a) [20] hücre karşılaştırıldığında, Şekil 4.5 (a) hücrenin avantajlarından biri $GaAs$ yarıiletken plakanın yüzeyinde ohmik kontakın hariç tutulmasıdır. Üstelik, bu durumda yüksek nitelikli uzaysal homojen bir ohmik kontakın Şekil 4.4 (a)'da gösterilen sisteme özgü çalışmasına gerekli olduğundan dolayı, AVK'nın biçiminde kontak olgusunun etkisini hesaba katmayabiliriz. Yarıiletken plaka (6) akkor bir ışık kaynağıyla (1) aydınlatılmıştır ki bu ışık kaynağı, fotoiletkenliği artırmaya neden olur. Bir Si filtre (2) $GaAs$ fotoiletkenliğinin fonksiyonu olması için $0,8 \mu\text{m} < \lambda < 1,6 \mu\text{m}$ dalga boyu boyunca kullanılmıştır. $GaAs$ plakanın çapı 30 mm'dir ve kalınlığı 1 mm'dir. Yarıiletken $0,89 \mu\text{m}$ 'nin üstündeki dalgaboyuna fotoduyarlıdır. KÖ bölgede, $GaAs$ 'ın fotoiletkenliği Cr katkısıyla arttırılmıştır. Cr katkılı olduğunda duyarlılık $0,89 \mu\text{m}$ 'den $1,3\div 1,5 \mu\text{m}$ 'ye yükselmektedir. Fotoduyarlı alanın tipik çapı 20 mm'dir. Boşalma ışık emisyonunun meydana geldiği yer olan simetrik küçük boşalma aralığı (5 ve 5') $50 \mu\text{m}-50\div 320 \mu\text{m}$ 'dir. 1,5 kV'ın üstündeki potansiyel bir fark hücrenin iki düzlemsel elektrotun arasına uygulanmıştır. Boşalma aralığı havayla doldurulmuştur. Bütün ölçümler yarıiletken plakayı hem KÖ ile aydınlatarak hem de karanlıkta oda sıcaklığında yapılmıştır.

Kişisel bir bilgisayar ve arabirim üniteleri AVK ölçümlerini bilgisayara yüklemek için kullanıldı. Elektrotlar arasındaki voltaj düşmesi ve hücre boyunca akım dijital bir multimetre (Keithley 199) ve yüksek-voltaj güç kaynağı (Stanford PS 325, 2500 V–25 W) kullanılarak eş zamanlı olarak kayıt edildi. Kaydedilen AVK eğrileri bir arabirimle sayısallaştırıldı ve bilgisayara transfer edildi.

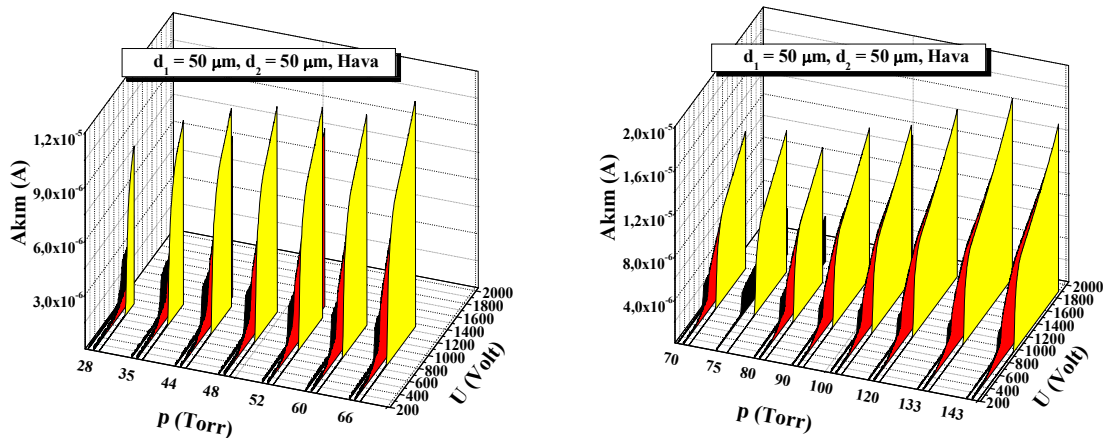
Metal elektrotlu boşalma cihazlarının aksine; yarıiletken gaz boşalma hücresinde yanal olarak yayılan boşalma aralığındaki voltaj düşmesi, yerelleşmiştir. Burada homojen olmayan bir j dalgalanmasının sistemi etkilemesi durumunda elektrik alanın teğetsel bileşenlerinin ortaya çıkmasından dolayı negatif geri besleme var olduğu için, bu hücreler akım filamentasyonuna karşı çok kararludur [28,29].

5. KÖ GÖRÜNTÜ ÇEVİRİCİNİN ÖZELİKLERİNİN GAZ BOŞALMA KONTROL PARAMETRELERİNE BAĞLILIĞI

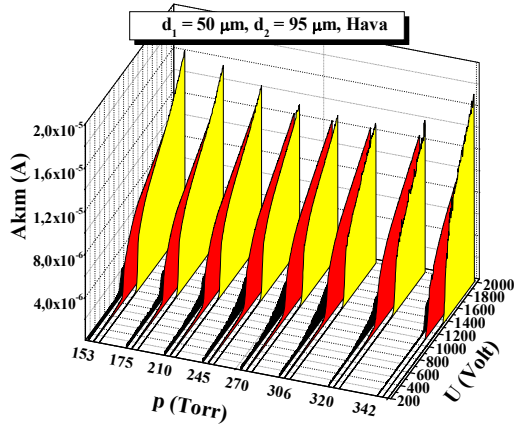
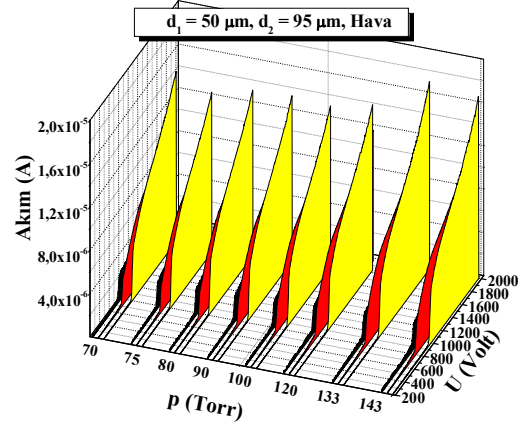
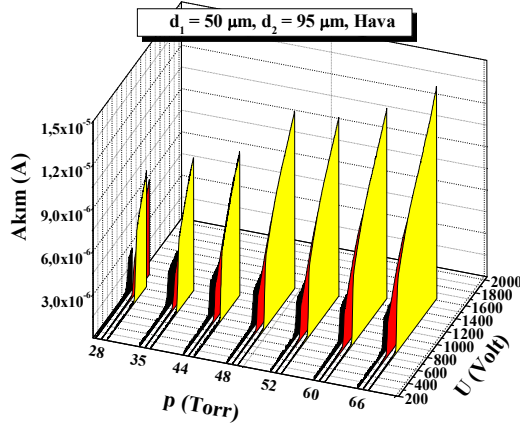
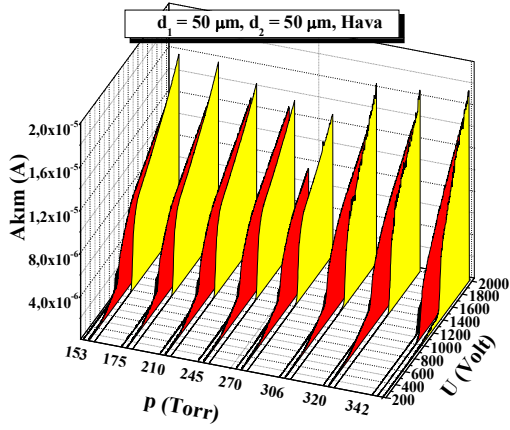
Gazların elektriksel boşalması birçok şarta bağlıdır. Bunlar arasında gazın basıncı, gazın içeriği, boşalma sisteminin geometrisi ve besleme voltajının modu gösterilebilir. Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresinde akımın davranışı; $p = 28\text{--}342$ Torr, $d_1 = 50\text{ }\mu\text{m}$ – $d_2 = 50 \div 320\text{ }\mu\text{m}$ ve $D = 9 \div 12 \div 15$ mm için deneysel olarak incelenmiştir. Bu bölümde, aşağıda belirtilen hususlarda inceleme yapılmıştır:

- Akımın besleme voltajına bağlılığı,
- Akımın yarıiletken elektrotun farklı çap değerlerine bağlılığı,
- Akımın farklı basınçlara bağlılığı,
- Paschen eğrilerinin farklı çap ve elektrotlar arası mesafe için elde edilmesi.

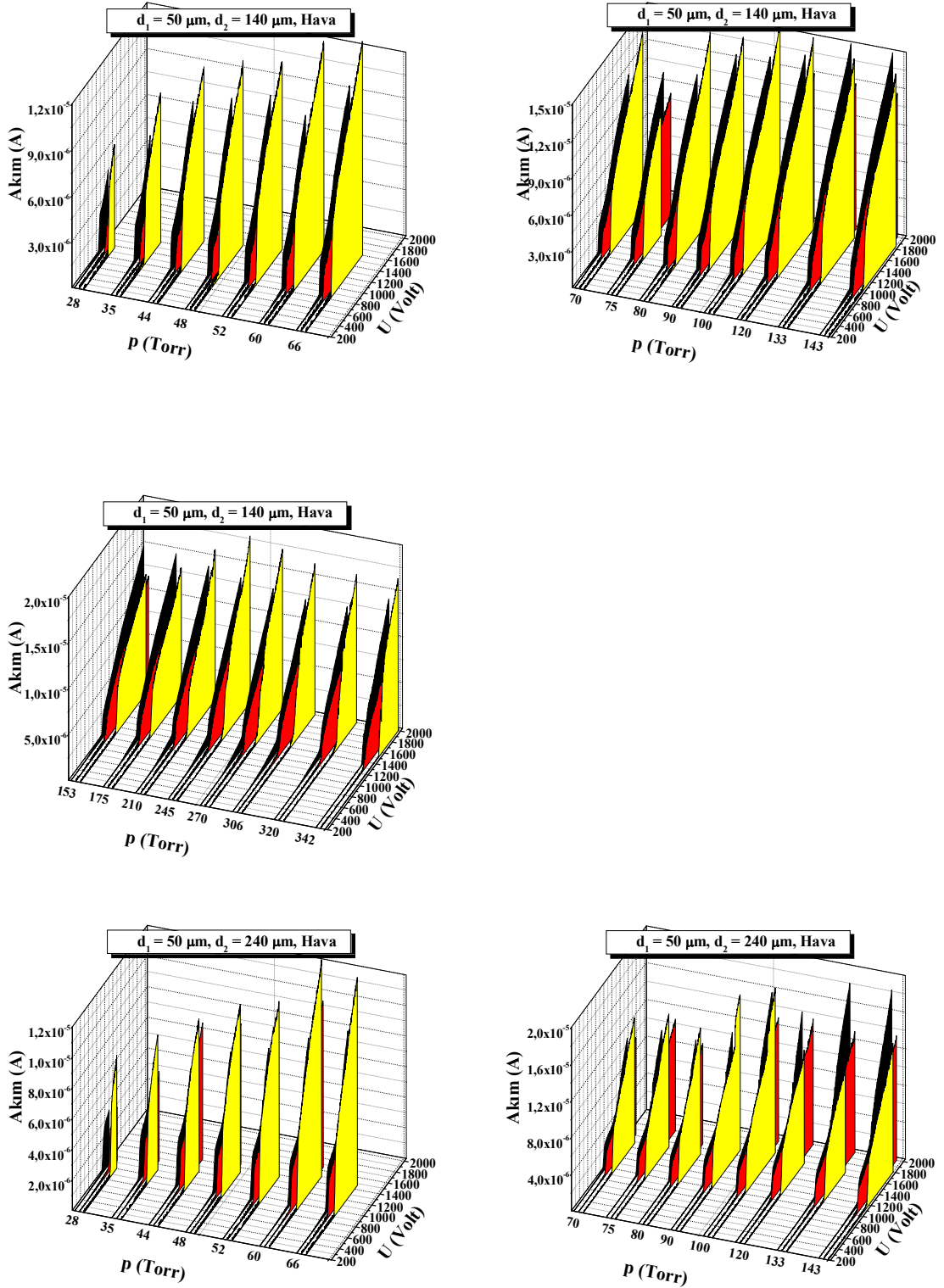
Akımın yarıiletken elektrodun farklı çap değerlerine ve farklı elektrotlar arası uzaklığına bağlılığını gösteren üç boyutlu (3D) şekiller şu şekildedir:



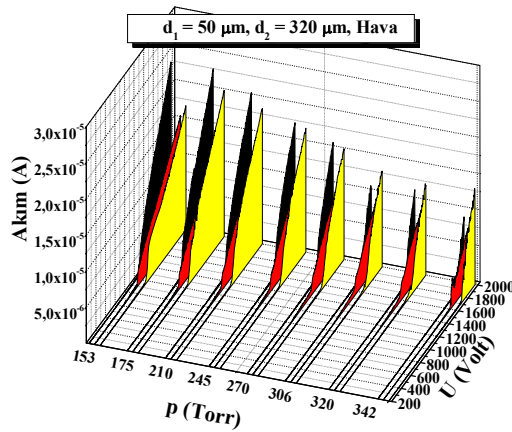
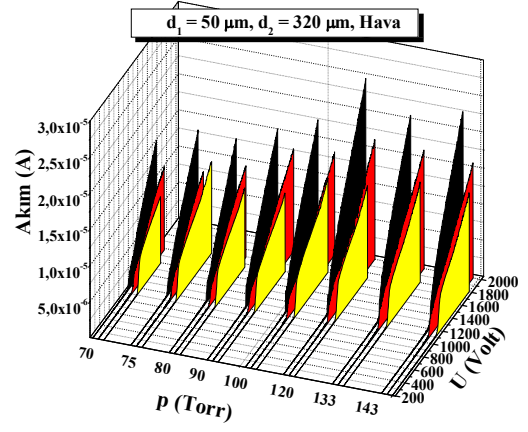
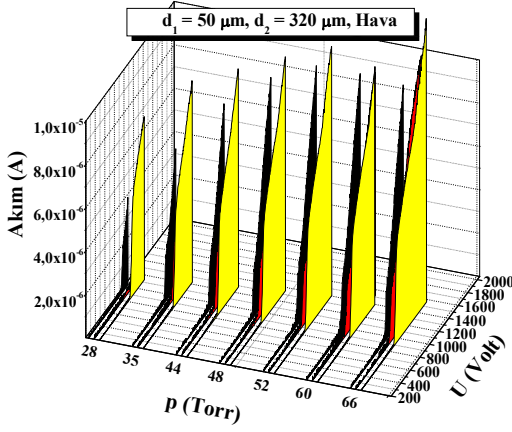
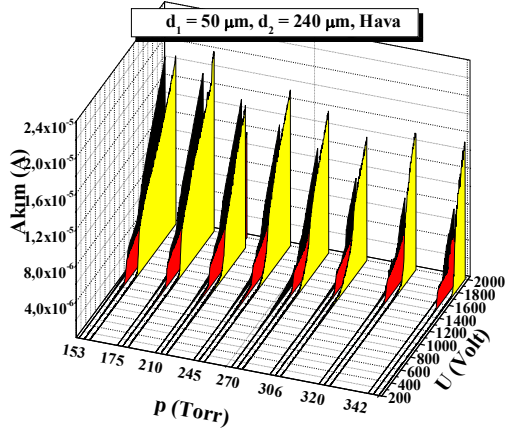
Şekil 5.1. Farklı elektrotlar arası mesafe için karanlıkta yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



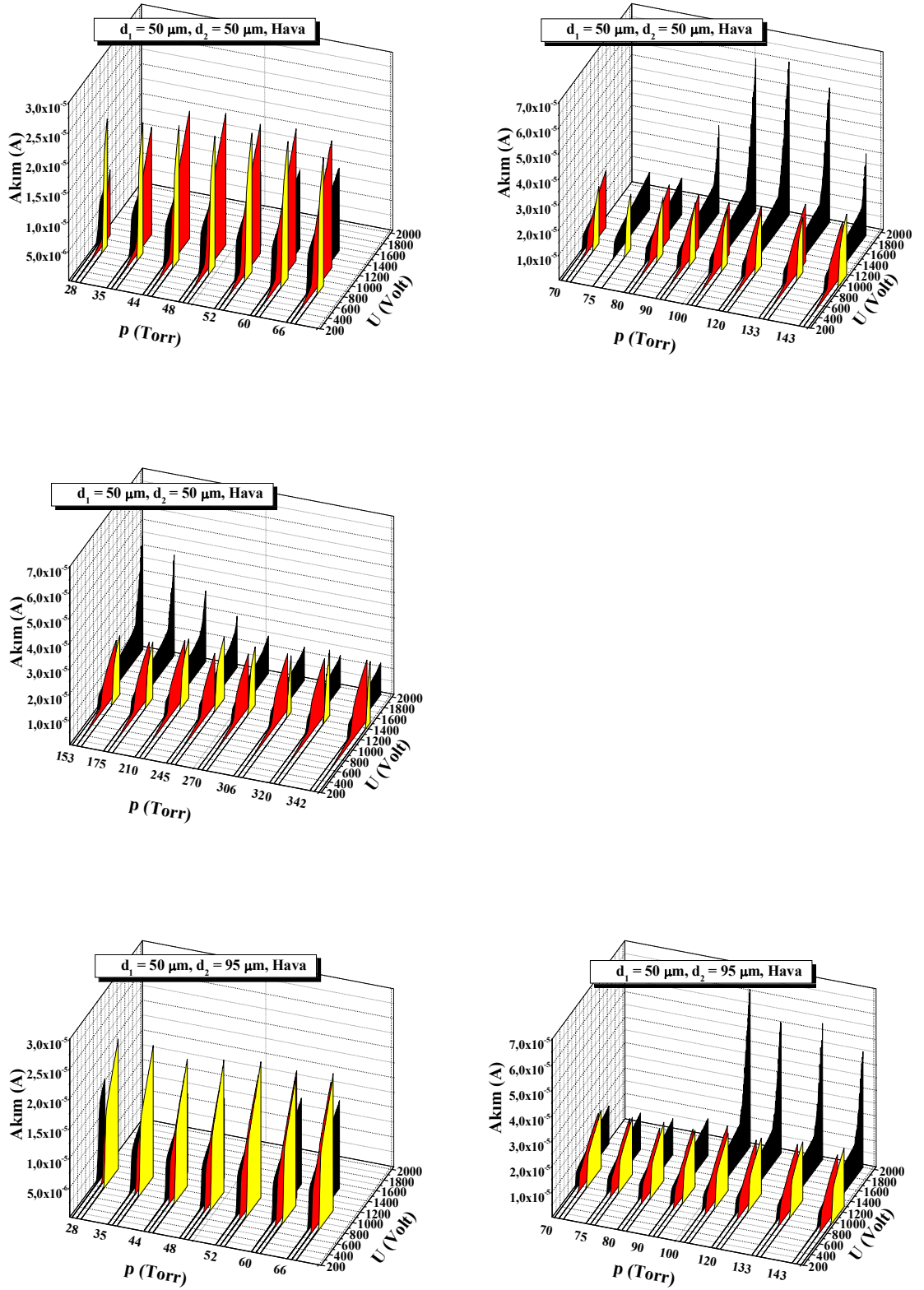
Şekil 5.1. (Devam) Farklı elektrotlar arası mesafe için karanlıkta yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



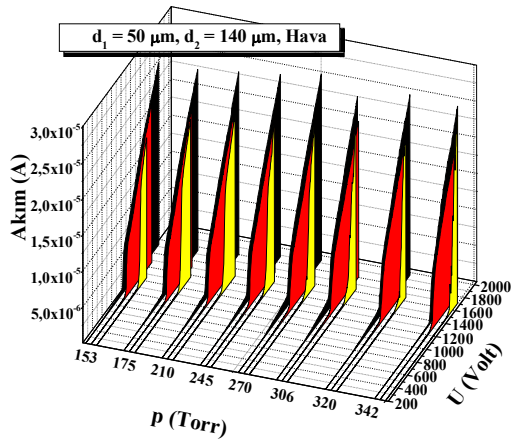
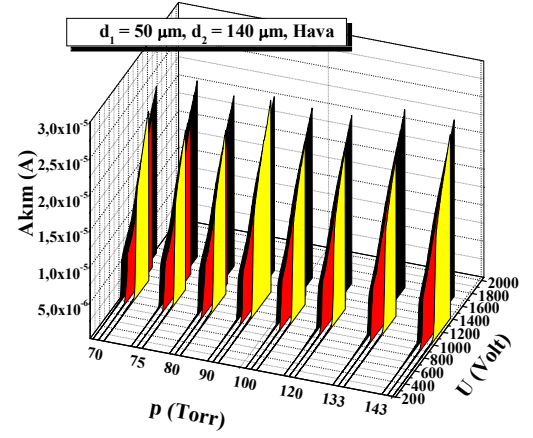
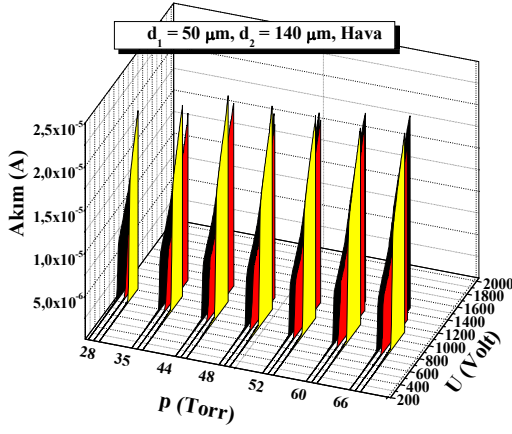
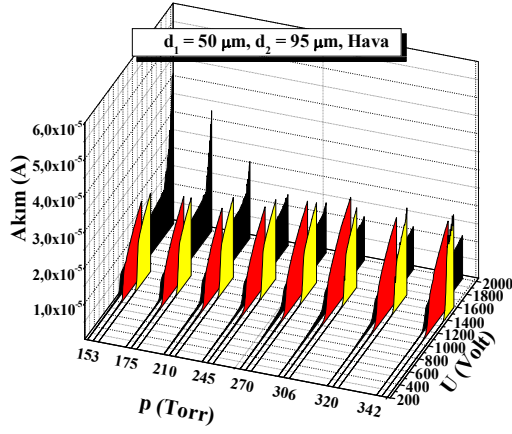
Şekil 5.1. (Devam) Farklı elektrotlar arası mesafe için karanlıkta yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



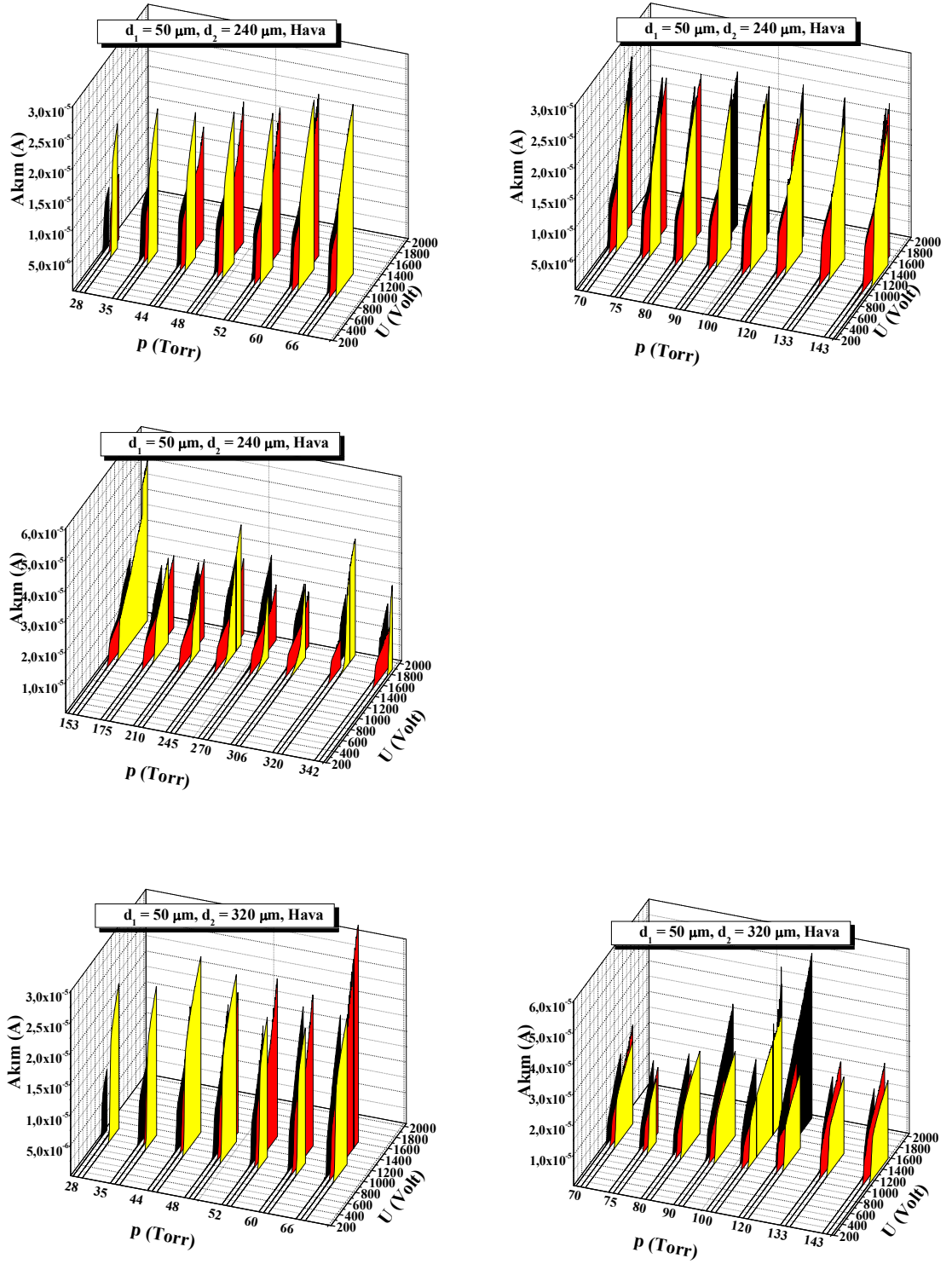
Şekil 5.1. (Devam) Farklı elektrotlar arası mesafe için karanlıkta yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



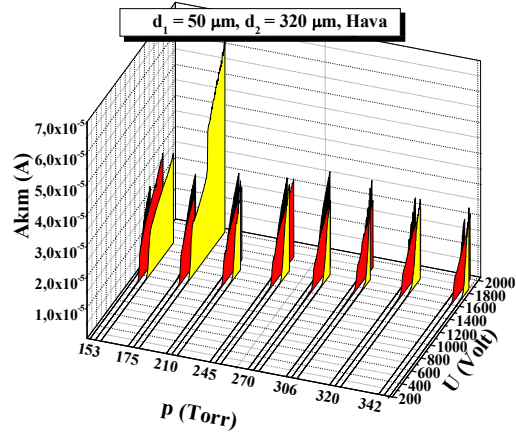
Şekil 5.2. Farklı elektrotlar arası mesafe için zayıf aydınlatma şiddetinde A_I yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D A/K 'ları



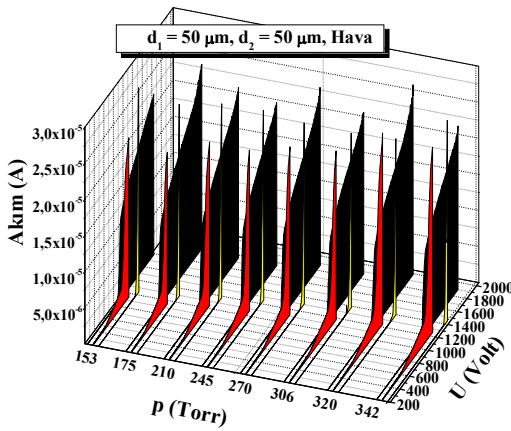
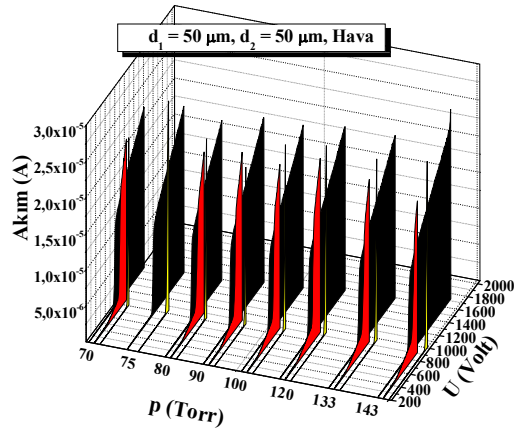
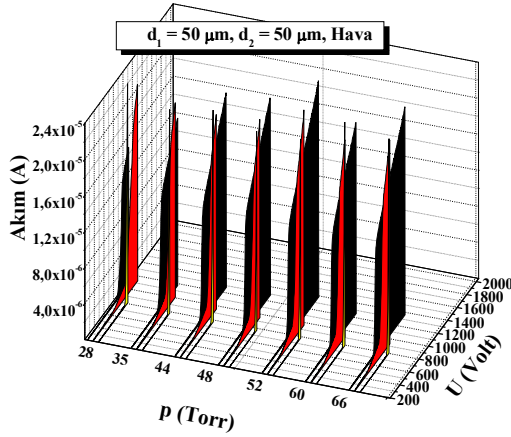
Şekil 5.2. (Devamı) Farklı elektrotlar arası mesafe için zayıf aydınlatma şiddetinde A_I yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



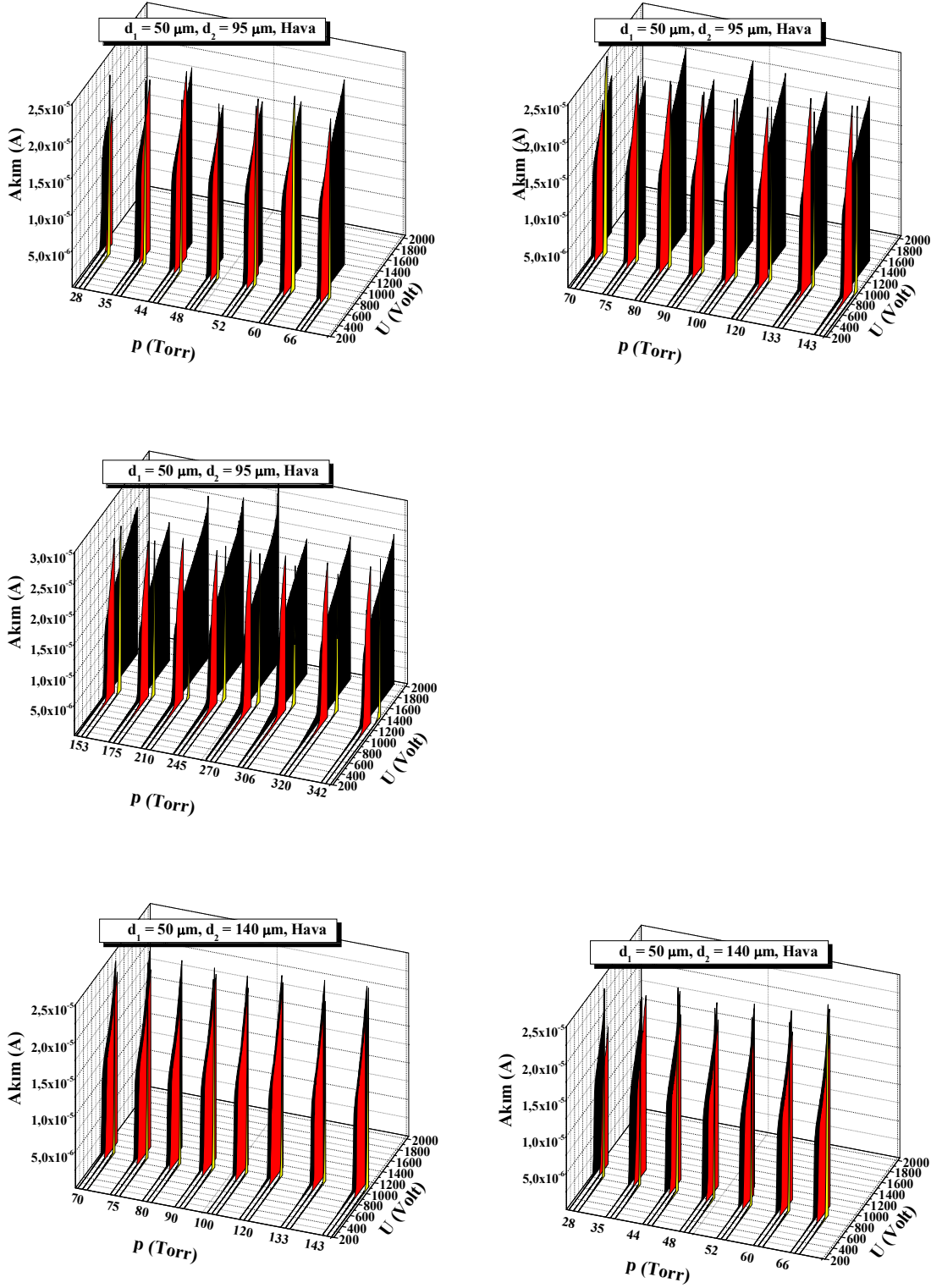
Şekil 5.2. (Devamı) Farklı elektrotlar arası mesafe için zayıf aydınlatma şiddetinde A_1 yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



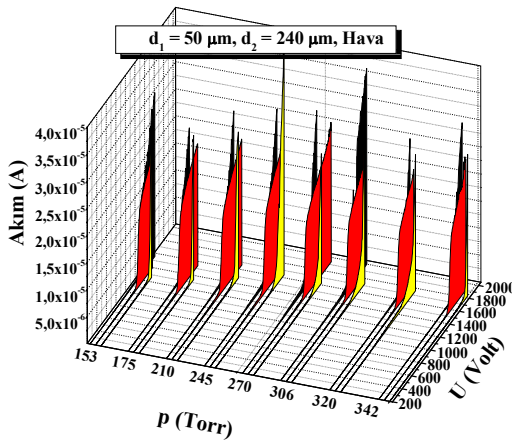
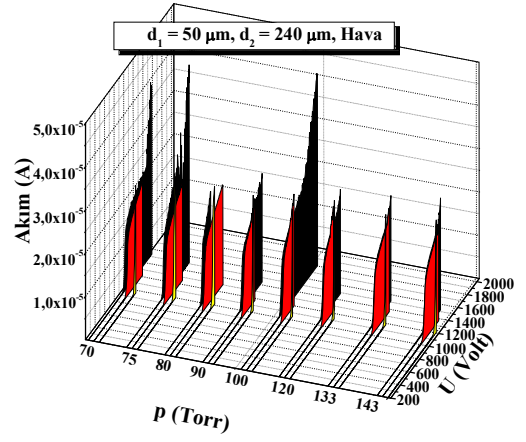
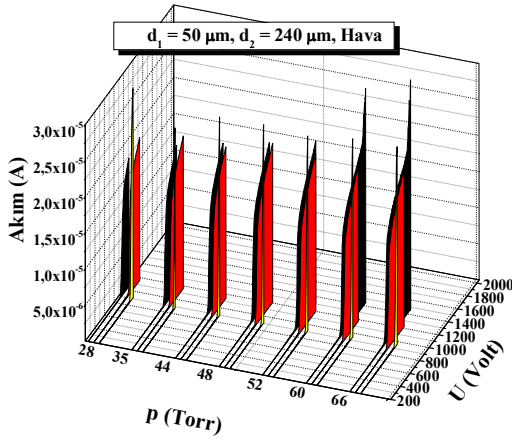
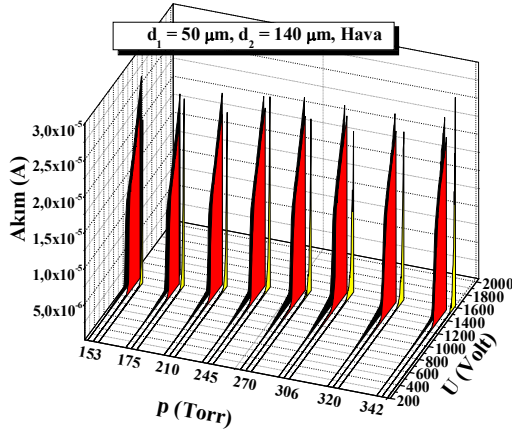
Şekil 5.2. (Devamı) Farklı elektrotlar arası mesafe için zayıf aydınlatma şiddetinde A_1 yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



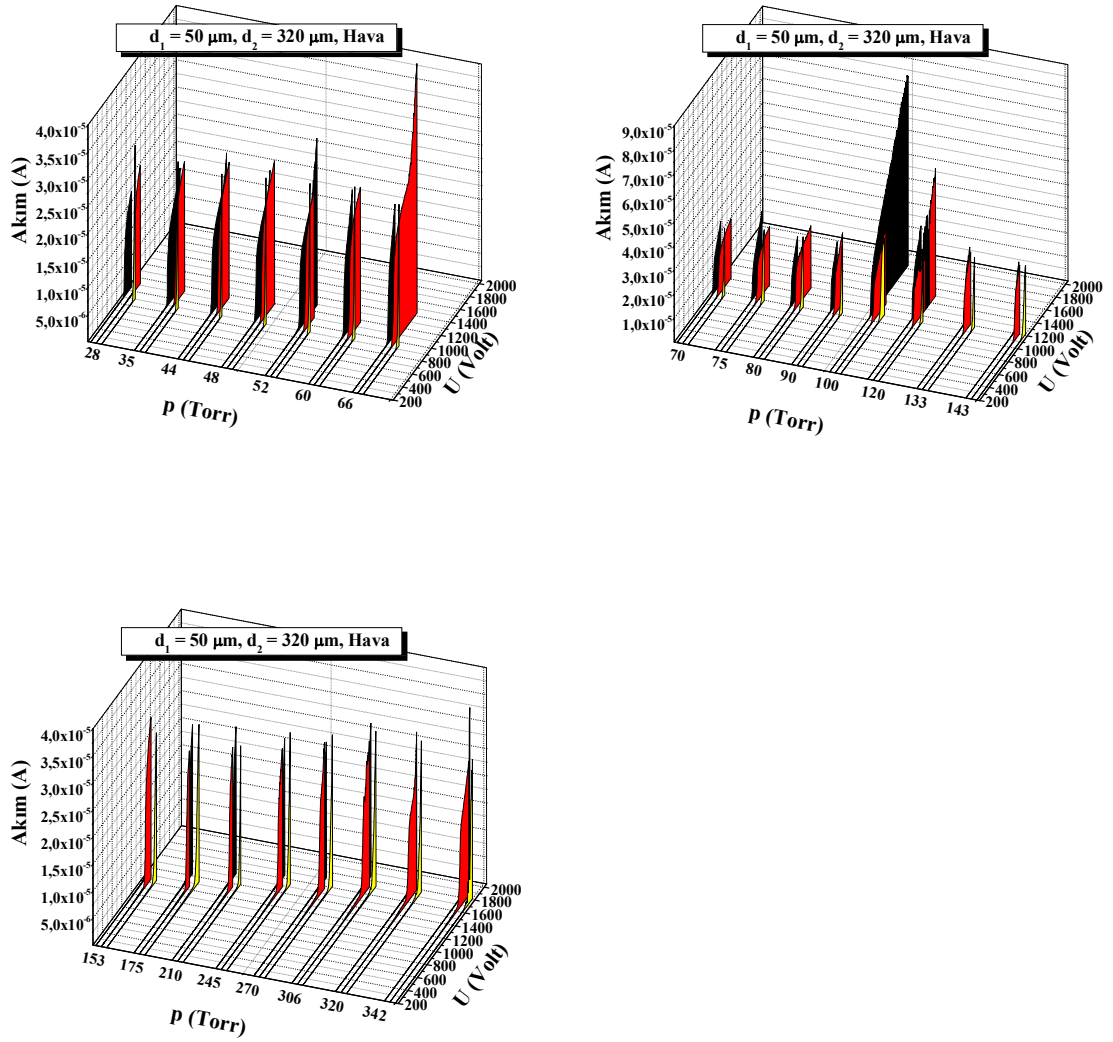
Şekil 5.3. Farklı elektrotlar arası mesafe için kuvvetli aydınlatma şiddetinde A_2 yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



Şekil 5.3. (Devamı) Farklı elektrotlar arası mesafe için kuvvetli aydınlatma şiddetinde A₂ yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D A/V/K'ları



Şekil 5.3. (Devamı) Farklı elektrotlar arası mesafe için kuvvetli aydınlatma şiddetinde A_2 yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları



Şekil 5.3. (Devamı) Farklı elektrotlar arası mesafe için kuvvetli aydınlatma şiddetinde A_2 yarıiletken farklı çap D (■ 9 mm, ■ 12 mm, ■ 15 mm) değerlerinde Townsend boşalmasının 3D AVK 'ları

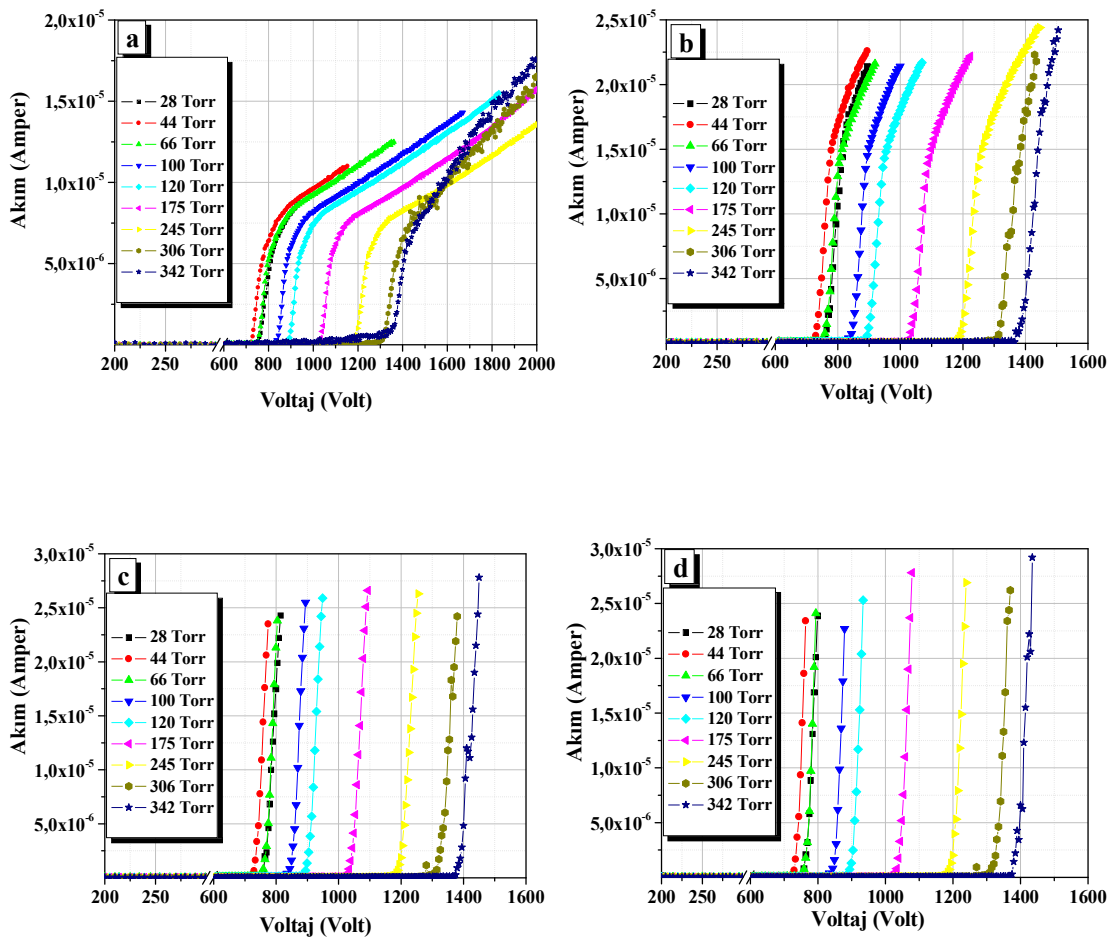
- Sabit elektrotlar arası ($d_1 = 50 \mu\text{m} - d_2 = 50 \mu\text{m}$, $d_1 = 50 \mu\text{m} - d_2 = 320 \mu\text{m}$) uzaklık için çap büyüdükçe akım değerleri büyümektedir.
- Aydınlatma şiddetine bağlı olarak akım değeri değişmektedir. En küçük akım değeri aydınlatma yokken; en büyük akım değeri ise aydınlatma şiddeti en büyük olduğunda elde edilmektedir. Çünkü aydınlatma şiddetine bağlı olarak

yarıiletkenin direnci değişmektedir. Aydınlatma şiddeti artırıldığında yarıiletkenin direnci küçülmekte buna bağlı olarak akım artmaktadır.

- Sabit bir çap değeri ($D = 15 \text{ mm}$) ve sabit basınç ($p = 342 \text{ Torr}$) için elektrotlar arası mesafe arttıkça akım değeri küçülmektedir. Karanlıkta K en küçük akım değeri besleme voltajı 2000 volt 'iken ($1.28 \times 10^{-5} \text{ A}$), $d_1 = 50 \text{ }\mu\text{m}$ – $d_2 = 320 \text{ }\mu\text{m}$ için, en büyük akım değeri besleme voltajı 2000 volt 'iken ($1.75 \times 10^{-5} \text{ A}$), $d_1 = 50 \text{ }\mu\text{m}$ - $d_1 = 50 \text{ }\mu\text{m}$ için elde edilmiştir.
- Belli bir voltaj (650 Volt) değerine kadar akım değerleri çok küçüktür. Kırılma voltajından sonra akım voltaj değeriyle orantılı olarak artmaktadır. Elektrotlara uygulanan voltaj artırıldığı zaman, katottan yayınlanan elektronlar gaz içerisinde voltajın özel bir değeri için (kırılma değeri) var olan alan kuvveti 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.

5.1. İyonizasyon Tipli KÖ Görüntü Çeviricinin Akım Voltaj Karakteristiğinin (AVK) Gaz Basıncı p'ye Bağlılığı

Yarıiletkenin dört tipik durumu için K, A₁, A₂, A₃ sabit boşalma aralıkları d₁ = 50 µm, d₂ = 50 µm ve elektrot alanının çapı D = 15 mm için, p = 28÷342 Torr arası basınçlarda AVK'lar aşağıdaki şekillerde gösterilmiştir.



Şekil 5.4. Farklı p gaz basınçlarında yarıiletken GaAs gaz boşalma hücresinin AVK ları; a) K; b) A₁; c) A₂; d) A₃. Yarıiletken çapı D = 15 mm ve elektrotlar arası mesafe d₁ = 50 µm, d₂ = 50 µm

- Basınç arttıkça akım değerleri azalmaktadır Sabit elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \mu\text{m}$ ve sabit yarıiletken çapı $D = 15 \text{ mm}$ için, Karanlıkta aydınlatma şiddetinde maksimum akımın basınca göre değişimi Çizelge 4.1.de görülmektedir.

Çizelge 5.1. Besleme voltajı ($U_0 = 940 \text{ Volt}$)’iken maksimum akımın basınca bağıllığı.

Basınç Değerleri (Torr)	Maksimum Akım Değerleri (A)	Maksimum Akım yoğunluğu (A/cm^2)
28	8.76×10^{-6}	4.86×10^{-6}
44	9.01×10^{-6}	5.0×10^{-6}
66	8.64×10^{-6}	4.8×10^{-6}
100	7.18×10^{-6}	3.98×10^{-6}
120	5.37×10^{-6}	2.98×10^{-6}
175	5.87×10^{-8}	3.26×10^{-8}
245	5.10×10^{-8}	2.83×10^{-8}
306	2.24×10^{-8}	1.24×10^{-8}
342	1.47×10^{-8}	8.16×10^{-9}

Sabit yarıiletken çapı $D = 15 \text{ mm}$, ve sabit bir aydınlatma şiddeti Karanlıkta K için $p = 28 \text{ Torr}$ da bu durum Çizelge 5.2’de görülmektedir:

Çizelge 5.2. Besleme voltajı ($U_0 = 940 \text{ Volt}$)’iken sabit bir basınç ($p = 28 \text{ Torr}$) ve yarıiletken çapı $D = 15 \text{ mm}$ için akım yoğunluğu ve maksimum akımın elektrotlar arası d mesafesine bağıllığı

Elektrotlar Arası Uzaklık (μm)	Maksimum Akım Değerleri (A)	Maksimum Akım yoğunluğu (A/cm^2)
$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \mu\text{m}$	8.76×10^{-6}	4.86×10^{-6}
$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 95 \mu\text{m}$	6.55×10^{-6}	3.64×10^{-6}
$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 140 \mu\text{m}$	6.16×10^{-6}	3.42×10^{-6}
$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$	6.22×10^{-6}	3.45×10^{-6}
$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 320 \mu\text{m}$	5.21×10^{-6}	2.90×10^{-6}

- Elektrotlar arası mesafe ($d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \div 320 \mu\text{m}$) arttıkça maksimum akım değerleri azalmaktadır.

5.2. KÖ Görüntü Çevirici Hücresinde Paschen Eğrilerinin Yarıiletken Çapına D ve Elektrotlar Arası Mesafesine d Bağlılığı

Elektrik alanda enerji kazanan bir elektron, iyonizasyon potansiyelinden daha büyük bir enerjiye sahip olduğunda gaz atomlarıyla çarpışmalar yapar. Bu elektron enerjisini kaybederek gaz atomlarını iyonlaştırır. Bu olayın sonucunda iki yavaş elektron meydana gelir. Bu elektronlar elektrik alanda tekrar hızlandırılırlar, atomları iyonlaştırırlar; dört elektron üretirler ve süreç böyle devam eder.

Kırılma oluşumunun temel ilkesi elektron çığıdır. Boşalma aralığı boyunca voltaj veya elektromanyetik radyasyonun şiddeti yavaş yavaş artırıldığı zaman, ortamın durumundaki hiçbir değişiklik fark edilmez. Voltaj veya şiddetin belirli bir değerinde iyonizasyon aniden artar, sistem bir akım algılar ve bir ışıma gözlenir. Gaz kırılması bir eşik sürecidir.

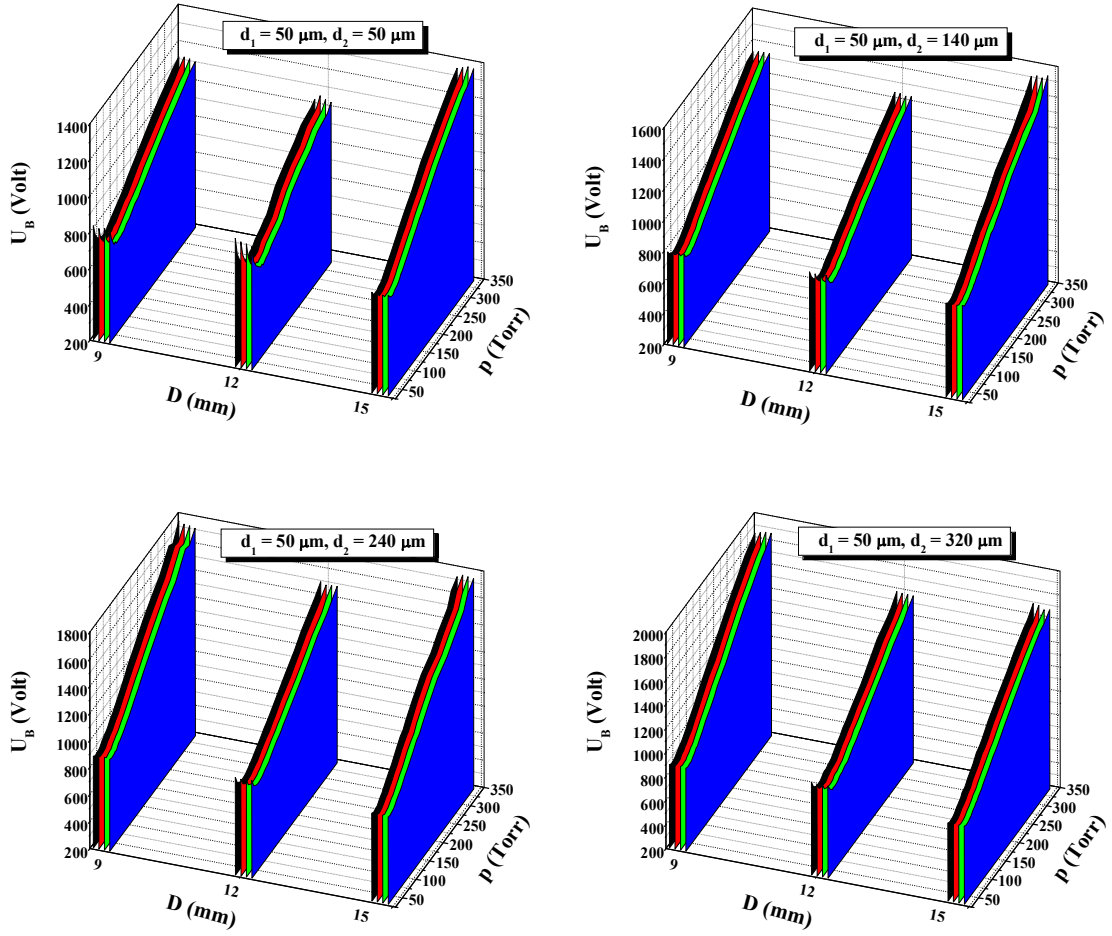
Paschen, U_B kırılma voltajının pd çarpımının fonksiyonu olduğunu bulmuştur. U_B kırılma voltajının pd çarpımına bağlı olması Paschen Kanunu olarak bilinmektedir [30]:

$$U_B = \psi(pd) \quad (4.1)$$

Böylece U_B kırılma voltajı p gaz basıncı ve d boşalma aralığının çarpımına bağlıdır. Gaz boşalmasının kırılma eğrileri, Paschen kanunuyla açıklanır.

U_B voltajının en küçük değerine minimum kırılma voltajı denir. U_B kırılma voltajının pd çarpımına karşı grafiği gaz ve elektrot materyalinin herhangi bir kombinasyonu için tek bir minimuma sahiptir.

Yarıiletken farklı çap D ve farklı elektrotlar arası uzaklık d değeri için Paschen eğrilerinin grafikleri şu şekildedir:



Şekil 5.5. Farklı elektrotlar arası mesafe için, yarıiletken farklı çap D değerlerinde ve aydınlatma şiddetlerinde (■ K, ■ A_1 , ■ A_2 , ■ A_3) basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerin 3D grafikleri. $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \div 320 \mu\text{m}$

- Yarıiletken çap değeri büyüdükçe U_B kırılma voltaj değerinin azaldığı tespit edilmiştir fakat $D = 15 \text{ mm}$ çapın belli bir basınç ($p = 80 \text{ Torr}$) değerinden sonra U_B kırılma voltaj değerinin azalmadığı aksine bir artış gözlenmiştir. Aydınlatma yokken sabit bir $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 320 \mu\text{m}$ için yarıiletken elektrodun çapına bağlı olarak kırılma değerleri aşağıda verilmektedir:

Çizelge 5.3. Aydınlatma yokken sabit boşalma aralığı ($d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 320 \mu\text{m}$) için yarıiletken elektrodun çapına D bağlı olarak kırılma voltajları

$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 320 \mu\text{m}$	D = 9 mm	D = 12 mm	D = 15 mm
p (Torr)	U_B (Volt)	U_B (Volt)	U_B (Volt)
28	894	974	849
35	879	914	839
44	889	889	844
48	894	889	849
52	909	884	859
60	929	889	884
66	944	904	894
70	949	914	904
75	964	924	919
80	979	919	944
90	1009	934	959
100	1049	949	999
120	1119	1009	1059
133	1174	1039	1114
143	1214	1074	1134
153	1248	1094	1164
175	1330	1154	1249
210	1456	1234	1350
245	1581	1346	1446
270	1665	1426	1525
306	1785	1490	1621
320	1815	1525	1645
342	1860	1600	1715

- Sabit bir çap için elektrotlar arası uzaklık arttıkça kırılma voltaj değerleri artmaktadır. Buna tipik bir örnek D = 9 mm ve A_1 için çizelge 5.4'de verilmektedir:

Çizelge 5.4. Zayıf aydınlatma şiddetinde A_1 için farklı boşalma aralıklarına sahip d'ler için yarıiletken elektrodun D çapına bağlı olarak kırılma voltajları

D = 9 mm	$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \mu\text{m}$	$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 95 \mu\text{m}$	$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 140 \mu\text{m}$	$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$	$d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 320 \mu\text{m}$
p (Torr)	U_B (Volt)	U_B (Volt)	U_B (Volt)	U_B (Volt)	U_B (Volt)
28	824	809	794	879	889
35	754	754	764	869	884
44	719	730	750	874	889

Çizelge 5.4. (Devamı) Zayıf aydınlatma şiddetinde A_1 için farklı boşalma aralıklarına sahip d_1 ’ler için yarıiletken elektrodun D çapına bağlı olarak kırılma voltajları

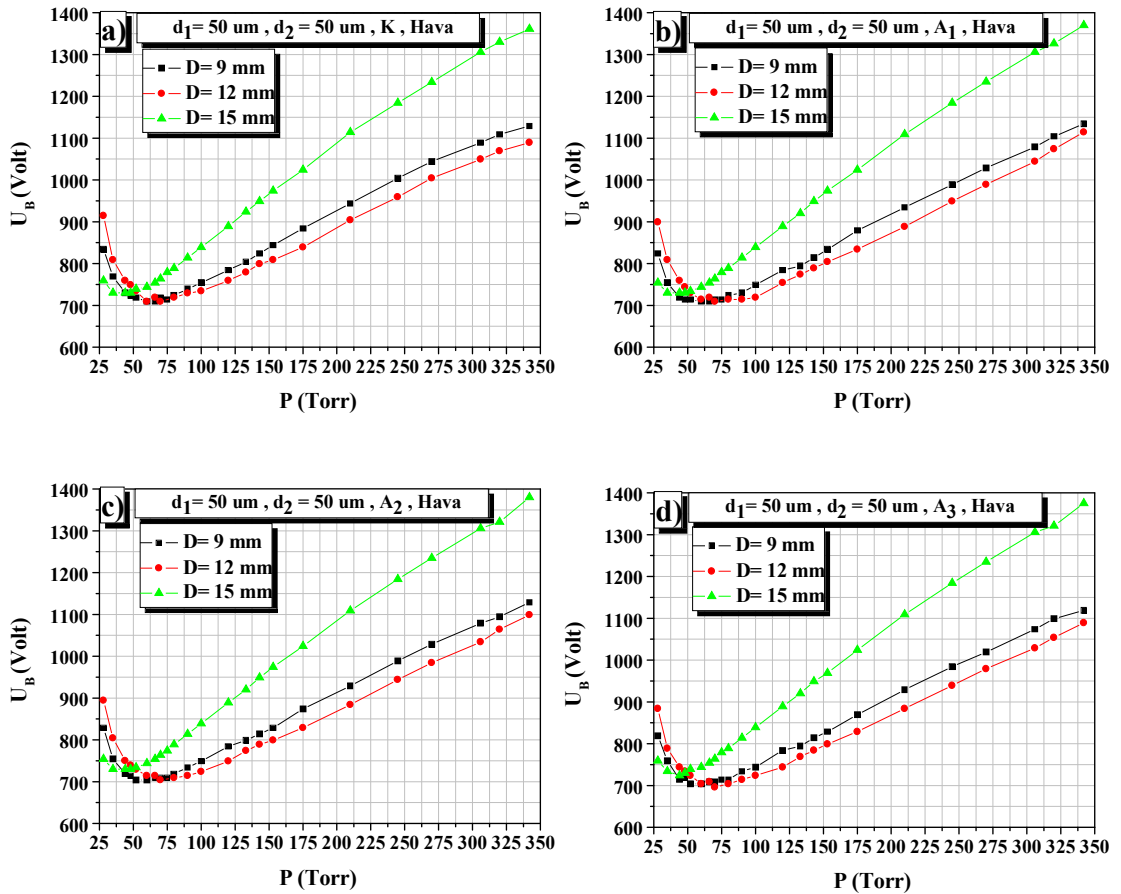
48	714	719	749	879	894
52	714	714	749	879	909
60	709	709	759	909	919
66	709	714	764	919	944
70	714	714	774	929	944
75	714	719	784	939	964
80	724	730	794	949	979
90	730	734	814	984	1004
100	749	754	844	1009	1049
120	784	779	889	1079	1124
133	794	809	924	1124	1174
143	814	834	949	1159	1214
153	834	854	964	1194	1255
175	879	899	1019	1266	1315
210	934	944	1094	1380	1456
245	989	1009	1169	1480	1585
270	1029	1054	1224	1541	1661
306	1079	1119	1295	1684	1785
320	1104	1134	1326	1675	1815
342	1134	1164	1350	1750	1876
48	714	719	749	879	894
52	714	714	749	879	909
60	709	709	759	909	919

- Paschen eğrilerinde basınç değeri $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \mu\text{m}$ için $p = 28 \text{ Torr}$ ’ dan başlayarak artırıldığında, U_B değerinin $p = 66 \text{ Torr}$ değerine (v.b $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 95 \mu\text{m}$ için $p = 28 \text{ Torr}$ ’ dan başlayarak artırıldığında U_B değerinin $p = 60 \text{ Torr}$ değerine, $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 140 \mu\text{m}$ için $p = 28 \text{ Torr}$ ’ dan başlayarak artırıldığında U_B değerinin $p = 52 \text{ Torr}$ değerine, $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$ için $p = 28 \text{ Torr}$ ’ dan başlayarak artırıldığında U_B değerinin $p = 35 \text{ Torr}$ değerine, $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 320 \mu\text{m}$ için $p = 28 \text{ Torr}$ ’ dan başlayarak artırıldığında U_B değerinin $p = 35 \text{ Torr}$ değerine) kadar düştüğü daha sonra arttığı tespit edilmiştir. O halde sırasıyla $p = 66 \div 60 \div 52 \div 35 \div 35 \text{ Torr}$ basınç değerleri minimum noktasıdır.

- Farklı boşalma aralıklıklarına sahip d 'ler arttıkça kırılma voltajı U_B değerinin arttığı gözlenmektedir.

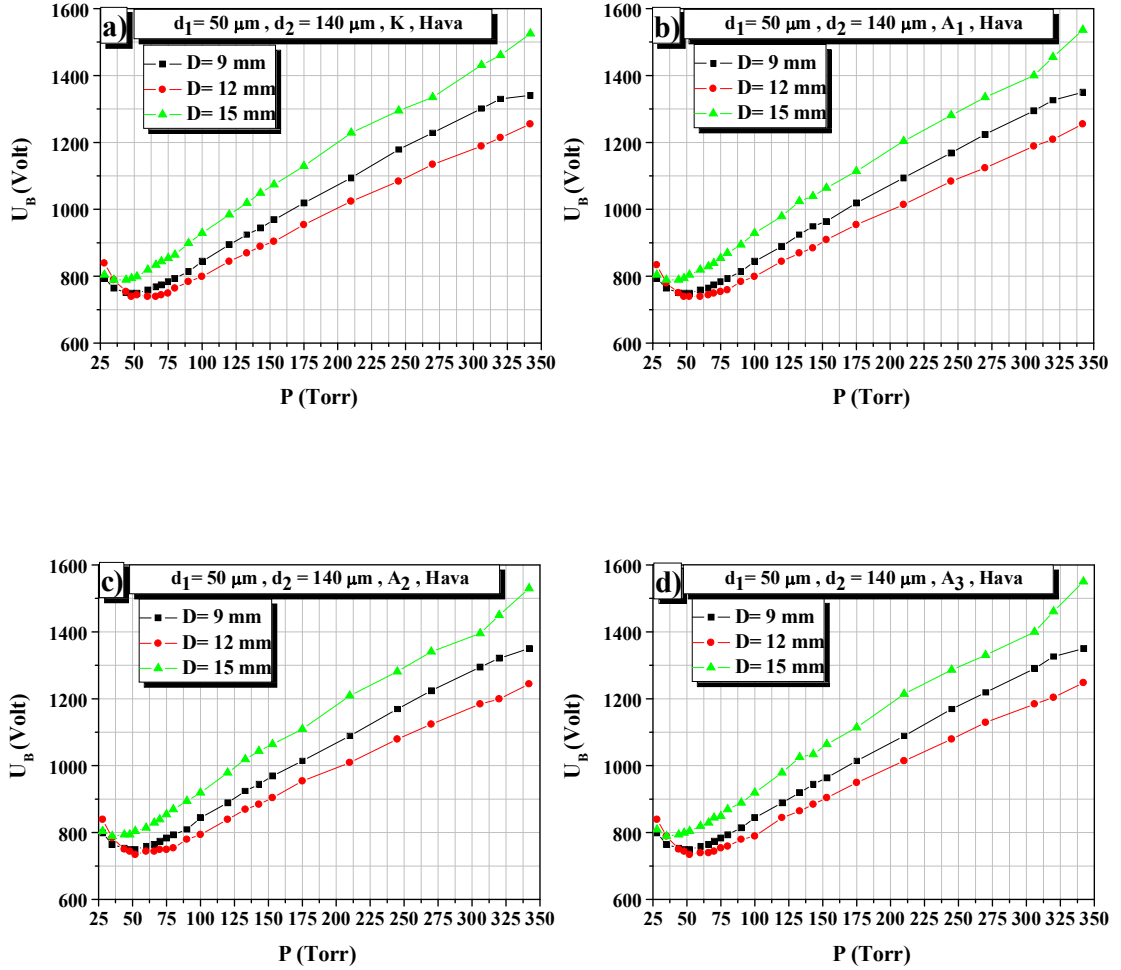
5.2.1. Kızılötesi görüntü çevirici hücresinde elde edilen kırılma eğrilerinin deneysel analizi

Hava ortamında dc gaz boşalmasının kırılma eğrilerini $U_B = 1600$ V dc gerilim ve $p = 28 \div 342$ Torr aralığında ölçümledik. Boşalma aralığının çapları $D = 9 \div 12 \div 15$ mm aralığında değişmektedir. Deney boyunca kırılma eğrisi ölçümünü d elektrotlar arası uzaklığı belli bir sabit değerde tutup farklı p gaz basınçları için U_B kırılma gerilimi ölçerek gerçekleştirdik. Şekil 5.6 yarıiletken farklı çap değerleri için $d_1 = 50$ μm , $d_2 = 50$ μm de elde edilen kırılma eğrilerini göstermektedir.



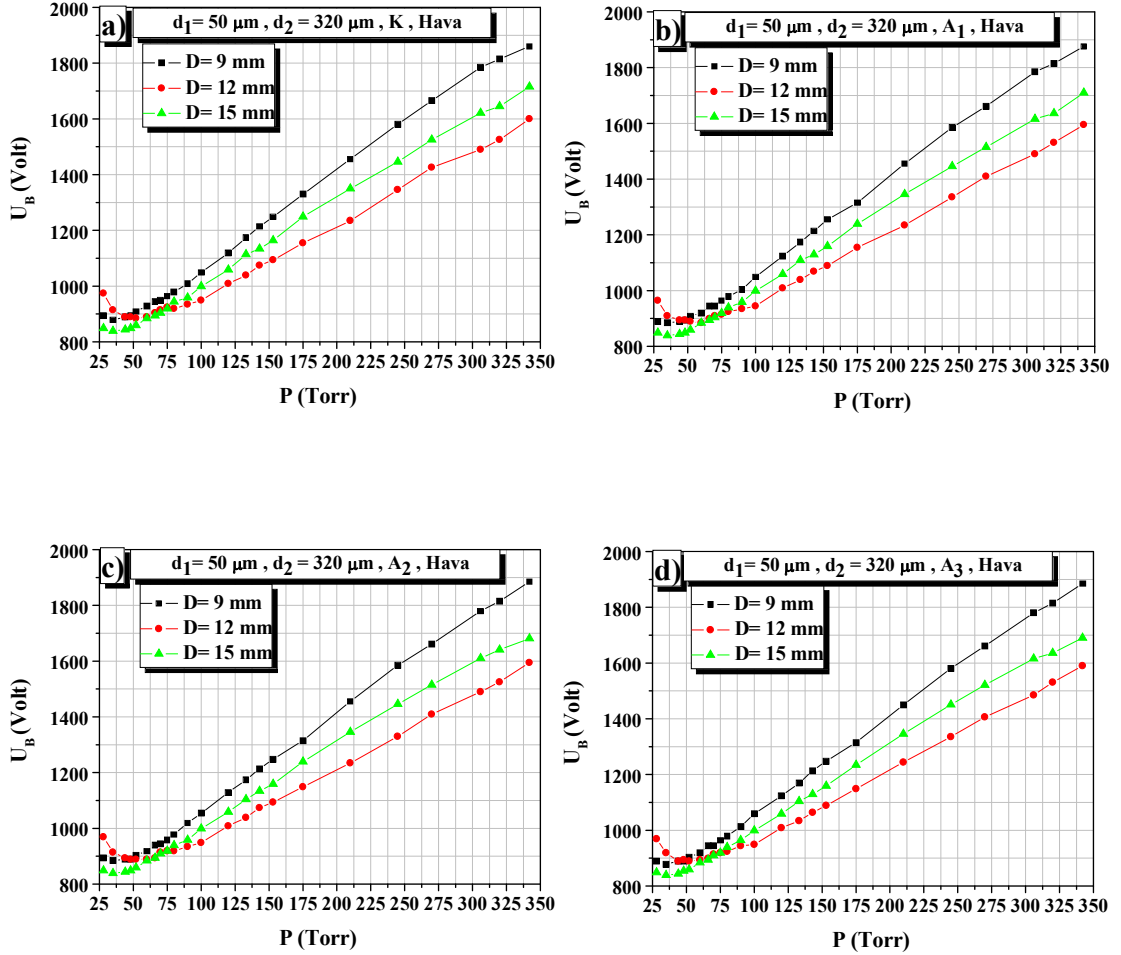
Şekil 5.6. Hava gazı için, $d_1 = 50$ μm , $d_2 = 50$ μm elektrotlar arası mesafe ve yarıiletken farklı çap değerlerinde Townsend boşalmasının Paschen eğrileri; a) K, b) A_1 , c) A_2 , d) A_3 'de elde edilmiştir.

Şekil 5.7 yarıiletken farklı çap değerleri için $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 140 \mu\text{m}$ de elde edilen kırılma eğrilerini göstermektedir.



Şekil 5.7. Hava gazı için, $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 140 \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafe ve yarıiletken farklı çap değerlerinde Townsend boşalmasının Paschen eğrileri; a) K, b) A_1 , c) A_2 , d) A_3 'de elde edilmiştir.

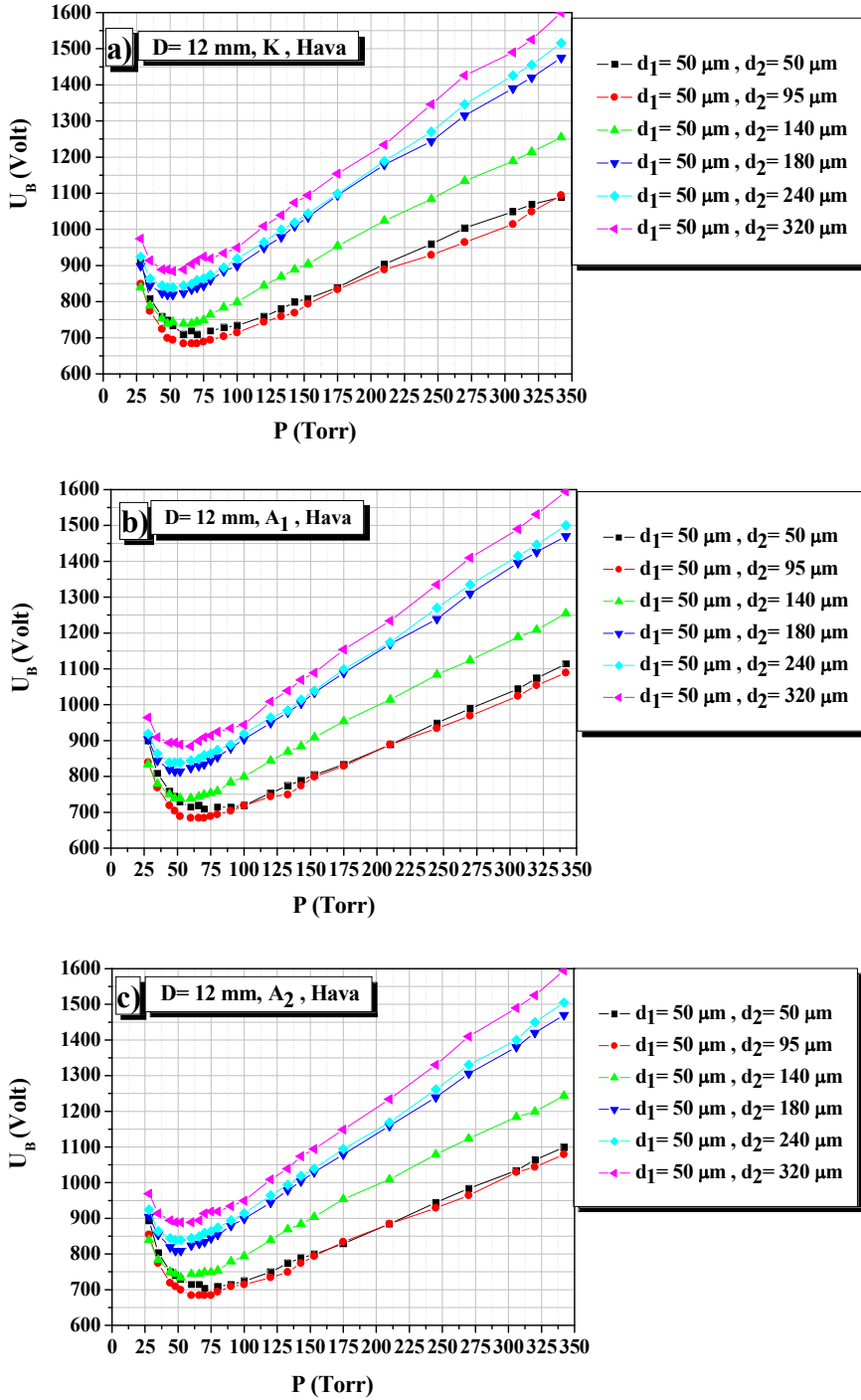
Şekil 5.8 yarıiletken farklı çap değerleri için $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 140 \mu\text{m}$ de elde edilen kırılma eğrilerini göstermektedir.



Şekil 5.8. Hava gazı için, $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 320 \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafe ve yarıiletken farklı çap değerlerinde Townsend boşalmasının Paschen eğrileri; a) K, b) A_1 , c) A_2 , d) A_3 'de elde edilmiştir.

Şekil 5.6 (a)-(b)-(c)-(d) , Şekil 5.7 (a)-(b)-(c)-(d) ve Şekil 5.8 (a)-(b)-(c)-(d) 'de görüldüğü gibi, U_B 'nın değeri katodun iletkenliğinin artması ile değiştirilebilir ve iletkenlik aydınlatma şiddeti ile ayarlanabilir. Aynı zamanda Şekil 5.6 (a)-(b)-(c)-(d) , Şekil 5.7 (a)-(b)-(c)-(d) ve Şekil 5.8 (a)-(b)-(c)-(d) 'de elektrodun farklı D çap ve katodun farklı σ iletkenlikleri için paralel düzlem geometrili gaz boşalma hücresinin kırılma eğrisini göstermektedir.

Şekil 5.9 sabit çap değeri için farklı elektrotlar arası uzaklıklar için elde edilen kırılma eğrilerini göstermektedir.



Şekil 5.9. Yarıiletken $D = 12$ mm sabit çap değeri için farklı elektrotlar arası mesafe değerlerinde Townsend boşalmasının kırılma eğrileri: a) K; b) A_1 ; c) A_2 elde edilmiştir.

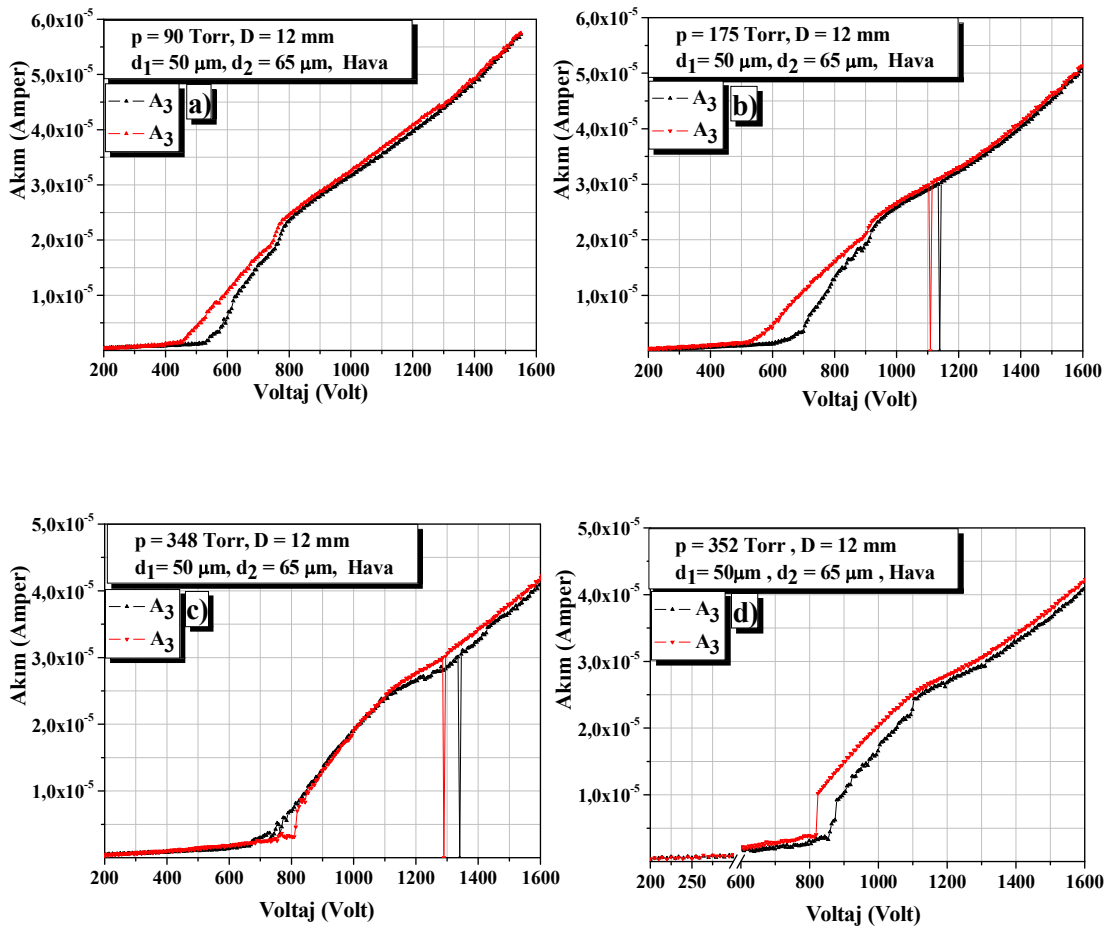
Şekil 5.9 (a) , Şekil 5.9 (b) ve Şekil 5.9 (c) sabit bir boşalma çap değerinde, farklı elektrotlar arası uzaklıklar ve aydınlatma şiddetleri için elde edilen $U_B(p)$ Paschen eğrilerini göstermektedir. Şekil 5.9 (a)-(b)-(c)'den görüldüğü gibi boşalma aralığının artmasıyla eğriler daha büyük U_B değerine kaymaktadır.

Hava gazı için elde ettiğimiz sonuçlara göre, boşalma aralığı arttığında kırılma eğrileri hem daha yüksek U_B kırılma voltajına hem de daha yüksek p basınç değerlerine kayar. Bu sonuçlar, d boşalma aralığının artmasıyla kırılma eğrilerinin daha yüksek pd değerlerine kaydığını gösterir. Bu yüzden, Paschen eğrilerin davranışı önceki sonuçlarımızla ve bağımsız ölçümlerle doğrulanmıştır. Her durumda elektrotlar arası uzaklığın artmasıyla kırılma eğrilerinin daha yüksek U_B ve pd değerlerine kayması, elektrik alan boyunca diffüzyon nedeniyle, boşalma hücresinin yan duvarları üzerindeki yüklü parçacık kayıplarının artmasıyla açıklanabilir.

Şekil 5.6 (a)-(b)-(c)-(d) , Şekil 5.7 (a)-(b)-(c)-(d) , Şekil 5.8 (a)-(b)-(c)-(d) ve Şekil 5.9.(a)-(b)-(c) gösterilen karakteristikler, hava ortamlarında $U_B \leq 1800$ V, $p = 28$ - 342 Torr, $d_1 = 50$ μm $d_2 = 50\div 320$ μm ve $D = 9$ - 12 - 15 mm için Townsend boşalmasında kırılma eğrilerinin deneysel olarak ölçülmesiyle elde edilmiştir. 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.

5.3. Hava gazında AVK' larda Histerezis ve Akım-Zaman grafikleri

Elektrotların gaz doyumuna bağlı olarak farklı derecelerde AVK histerezisleri gözlenmektedir. Saf metal yüzeyler için düşük gaz doyumunda, ihmal edilebilir olduğu görülür [31]. Bu durumda akım ölçüm süreci AVK davranışını etkileyebilir. Hava gazında farklı elektrotlar arası mesafeler, elektrot çapları ve farklı basınçlarda AVK histerezisleri elde edilmiştir. Şekil 5.10'da farklı basınç değerlerinde $D = 12$ mm elektrot çapı, $d_1 = 50$ μm $d_2 = 65$ μm elektrotlar arası mesafe ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için 5 Voltluk adımlarla elde edilen grafikler gösterilmektedir.

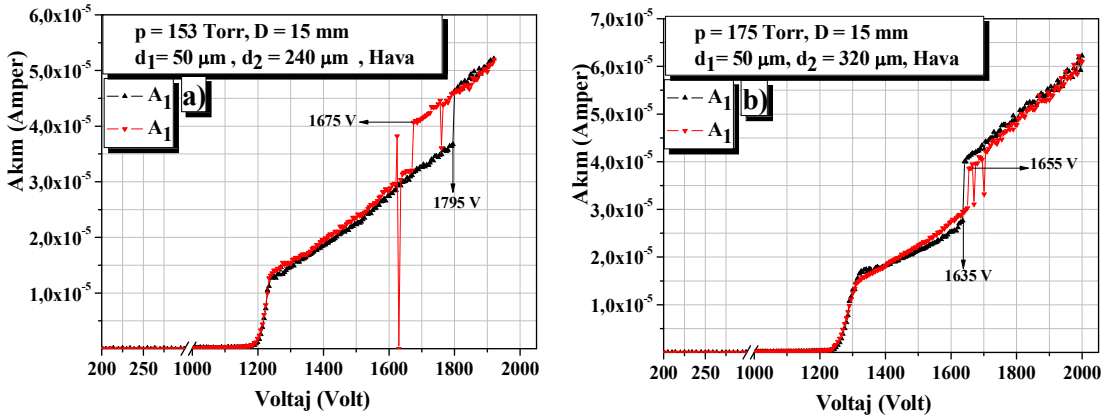


Şekil 5.10. Elektrotlar arası mesafe $d_1=50$ μm $d_2=65$ μm , yarıiletken çapı $D = 12$ mm
a) $p = 90$ Torr için Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 5 V adımıyla b) $p = 175$

Torr için Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 5 V adımla c) $p = 348$ Torr için Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 5 V adımla d) $p = 348$ Torr için Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 5 V adımla AVK' lar. Histerezis grafiklerinde ▲ sembolü ileri beslem, ▼ sembolü ise geri beslem belirtmektedir.

200-1600 Volt değerinde sabitlediğimiz uygulanan voltaj değerini 5 V adımlarla artırarak uyguladık. Şekil 5.10'da görülebileceği gibi, aynı voltaj değerinde geri beslem durumunda elde edilen akım, ileri beslem durumundan elde edilen akımdan yüksektir.

Şekil 5.11' de elektrot çapı $D = 15$ mm' de 5 Volt adımla A_1 için, $p = 153$ Torr'da $d_1 = 50$ μm $d_2 = 240$ μm elektrot arası mesafesi ile $p = 175$ Torr'da $d_1 = 50$ μm $d_2 = 320$ μm elektrot arası mesafesi için elde edilen AVK' lar gösterilmektedir.

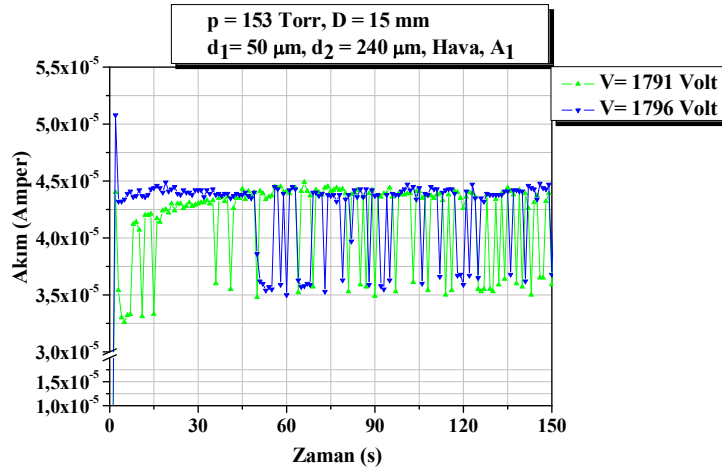
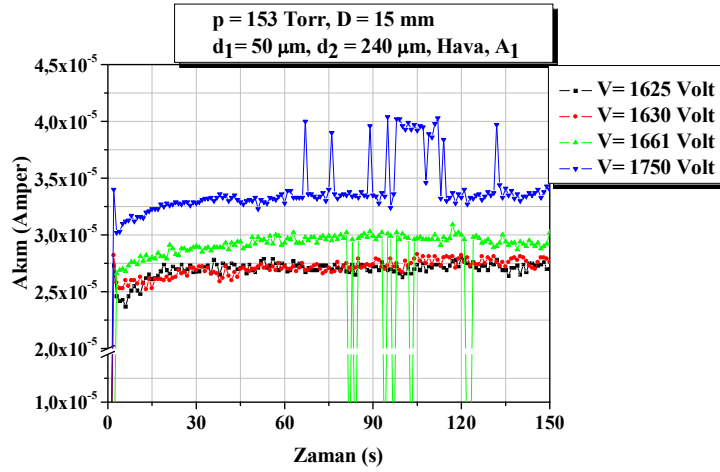


Şekil 5.11. Yarıiletken çapı $D = 15$ mm ve 5V adımla A_1 AVK' lar; a) $d_1 = 50$ μm $d_2 = 240$ μm için $p = 153$ Torr basınç b) $d_1 = 50$ μm $d_2 = 320$ μm için $p = 175$ Torr basınç

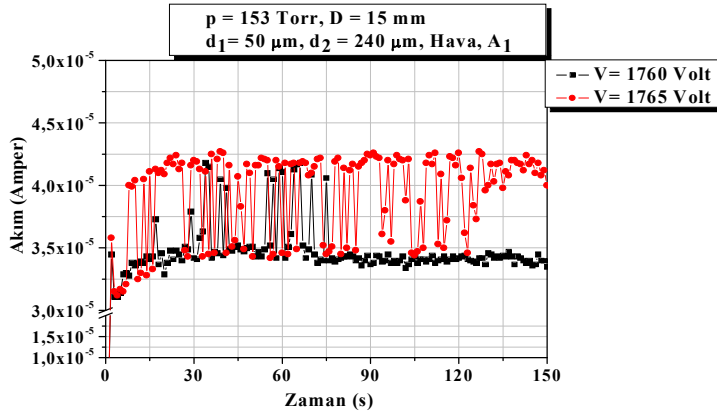
Şekil 5.11'de görüldüğü gibi basınç ve boşalma aralığı arttıkça ileri ve geri beslem de akımdaki değişmeye karşılık gelen voltaj farkının azaldığı görülmektedir, histerezis bölgesinin aralığı daralmaktadır. Ayrıca $p = 153$ Torr' da ileri beslem durumunda akım değerindeki sıçrayış geri beslem durumuna göre daha yüksek voltajda meydana gelmekteyken $p = 175$ Torr'da ise tam tersi bir durum söz

konusudur. Yani geri beslem durumundaki akım değerindeki sıçrayış ileri beslem durumuna göre daha yüksek voltajda meydana gelir.

Şekil 5.11 (a)'nın Akım- Zaman karakteristliği aşağıdaki gibidir.

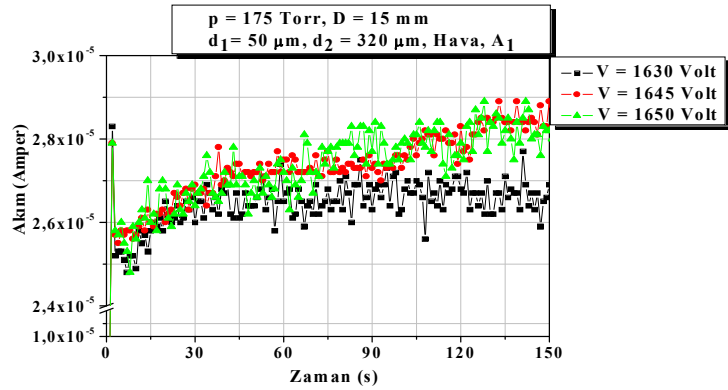
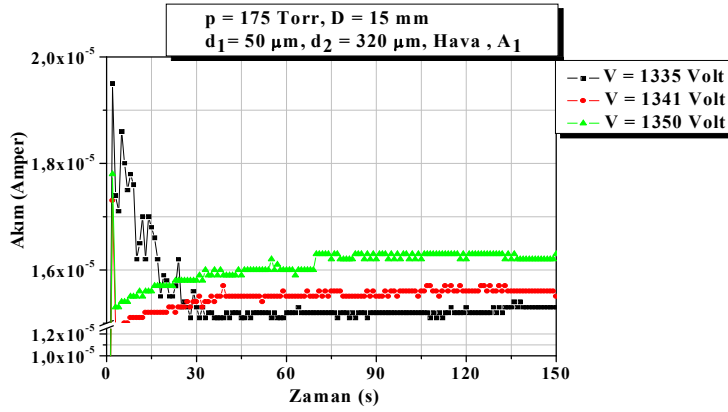


Şekil 5.12. Yarıleken çapı $D = 15$ mm, $p = 153$ Torr, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 240 \mu\text{m}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım–Zaman karakteristliği

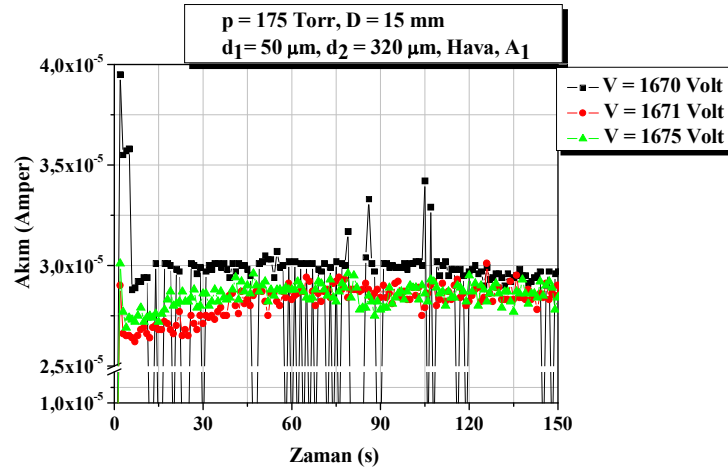
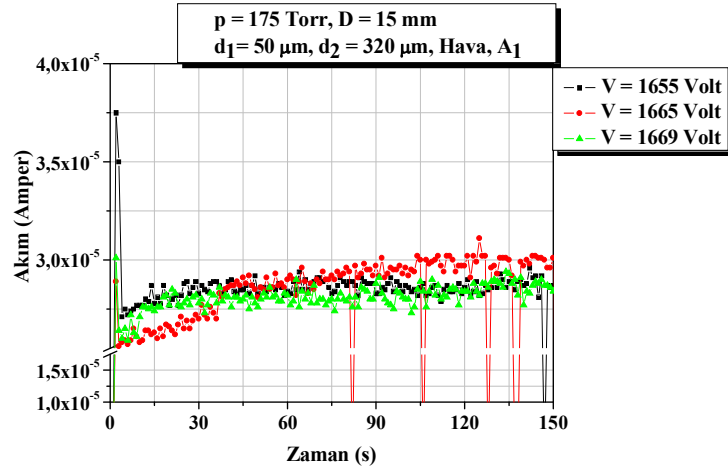
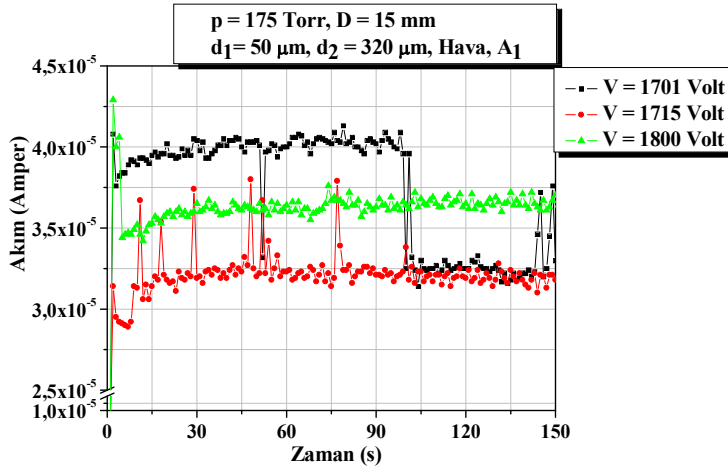


Şekil 5.12. (Devamı) Yarıiletken çapı $D = 15$ mm, $p = 153$ Torr, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 240 \mu\text{m}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım–Zaman karakteristiği

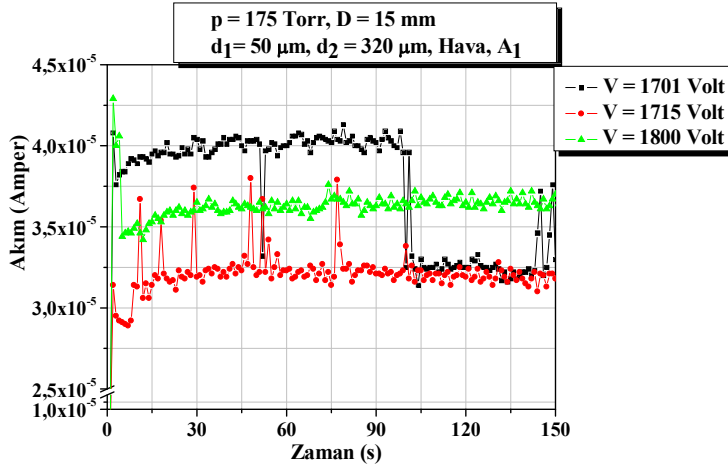
Şekil 5.11 (b) ' nın Akım- Zaman karakteristiği aşağıdaki gibidir.



Şekil 5.13. Yarıiletken çapı $D = 15$ mm, $p = 175$ Torr, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 320 \mu\text{m}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristiği

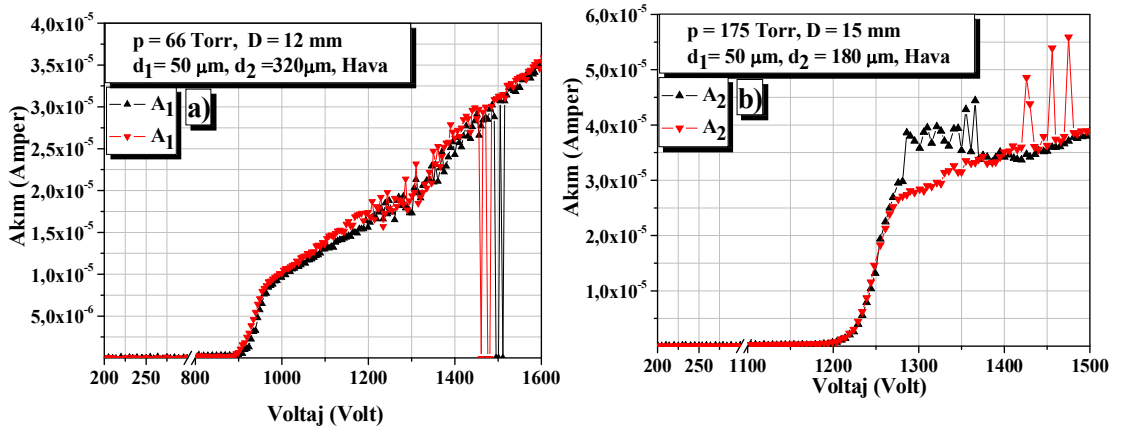


Şekil 5.13. (Devamı) Yarıiletken çapı $D = 15 \text{ mm}$, $p = 175 \text{ Torr}$, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \text{ }\mu\text{m}$ $d_2 = 320 \text{ }\mu\text{m}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristiği



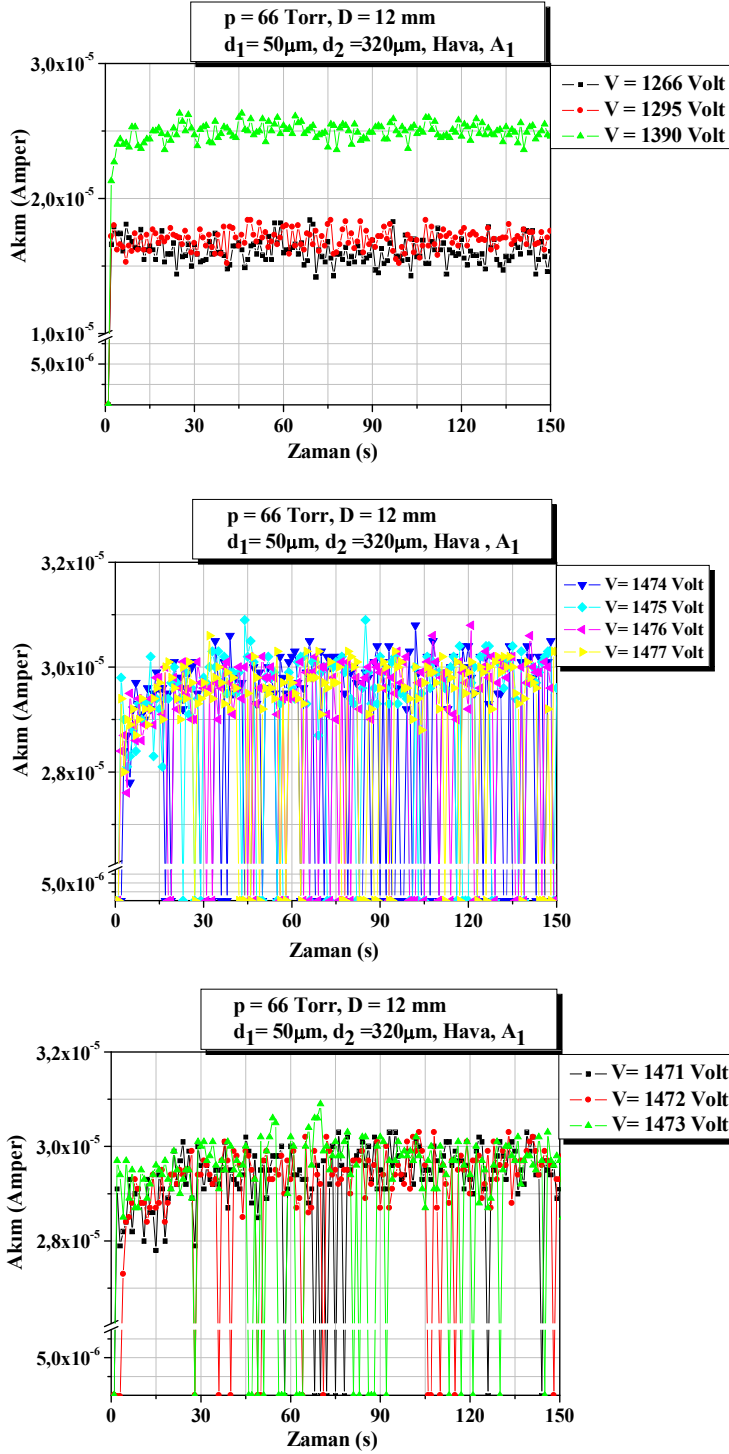
Şekil 5.13. (Devamı)Yarıiletken çapı $D = 15$ mm, $p = 175$ Torr, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50$ μm $d_2 = 320$ μm , A_1 aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristliği

AVK gidişatında ileri belsem ve geri belsemde n-tipi davranış, ayrıca bir histerezisde gözlemlenmektedir. Şekil 5.14’de farklı elektrot çapı, farklı elektrotlar arası mesafe ve farklı basınçta Hava gazı için elde edilen AVK’ yı göstermektedir.

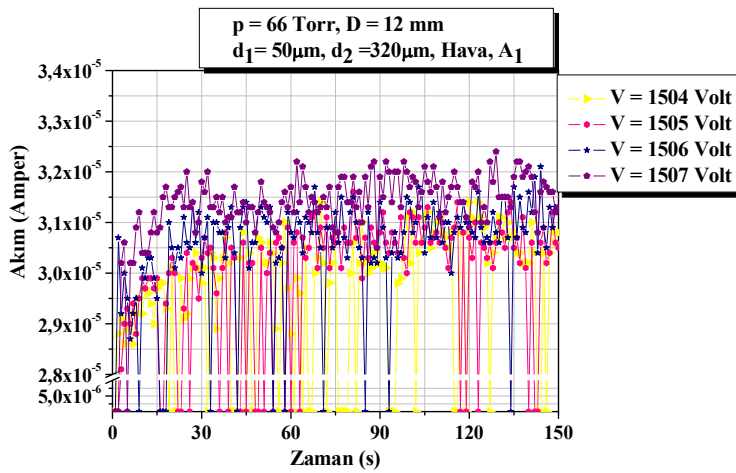
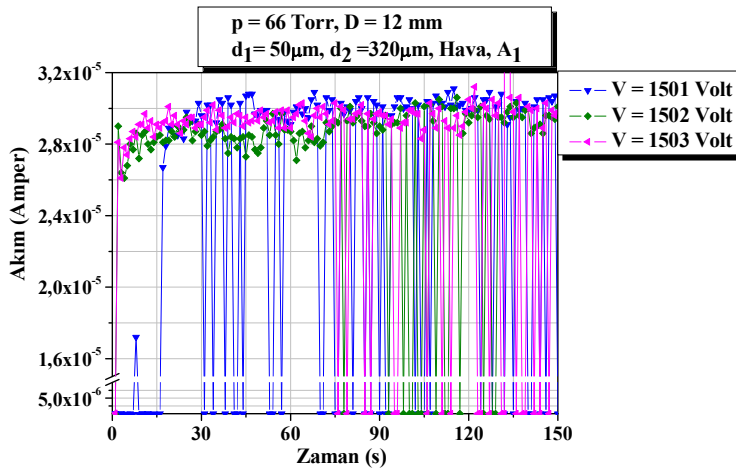
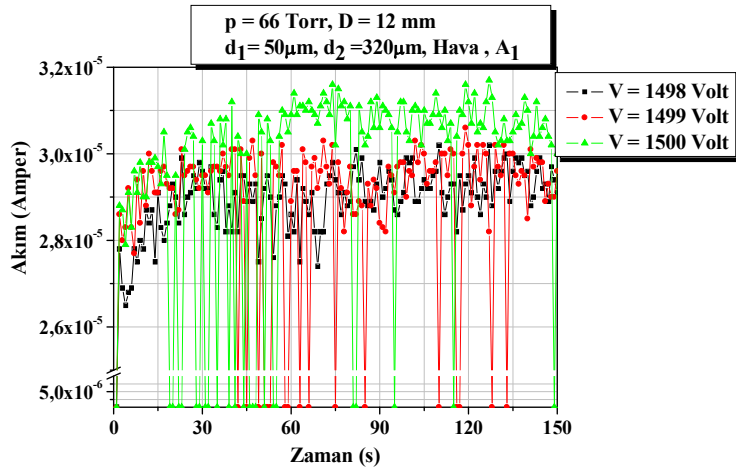


Şekil 5.14. a) $d_1 = 50$ μm $d_2 = 320$ μm , $D = 12$ mm, $p = 66$ Torr, A_1 aydınlatma seviyesi için b) $d_1 = 50$ μm $d_2 = 180$ μm , $D = 15$ mm, $p = 175$ Torr, A_2 aydınlatma seviyesi için Hava gazında N-tipli AVK

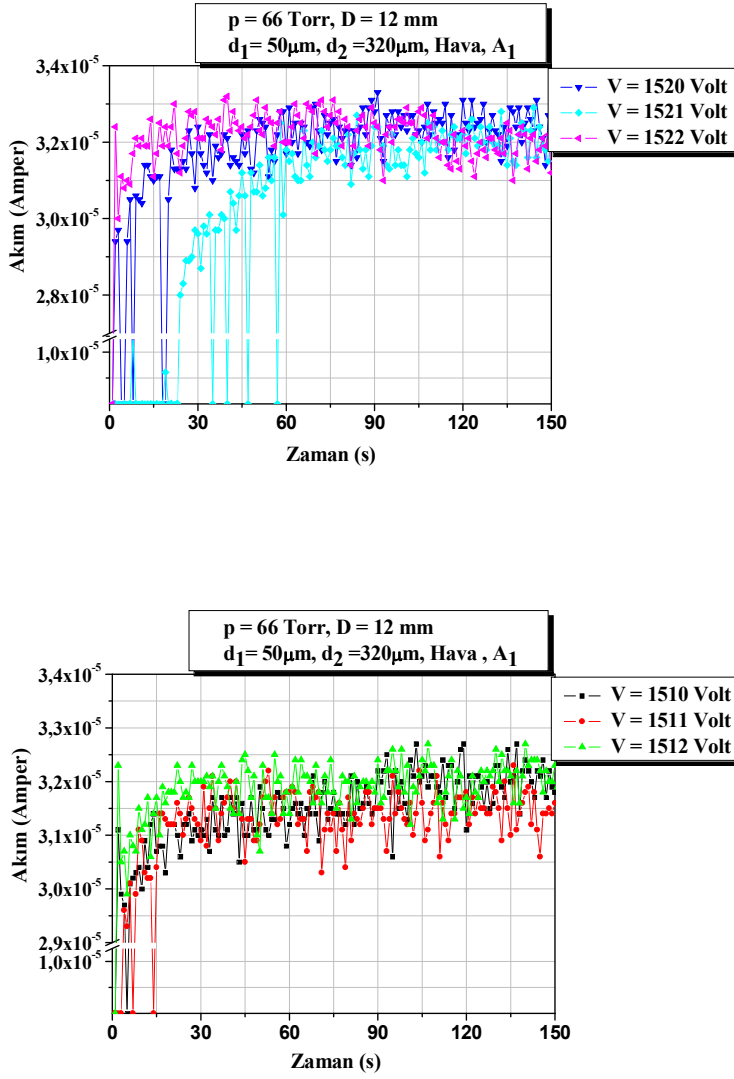
Şekil 5.14 (a) 'nın Akım- Zaman karakteristliği aşağıdaki gibidir.



Şekil 5.15. Yarıiletken çapı $D = 12$ mm, $p = 66$ Torr, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 320 \mu\text{m}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristliği



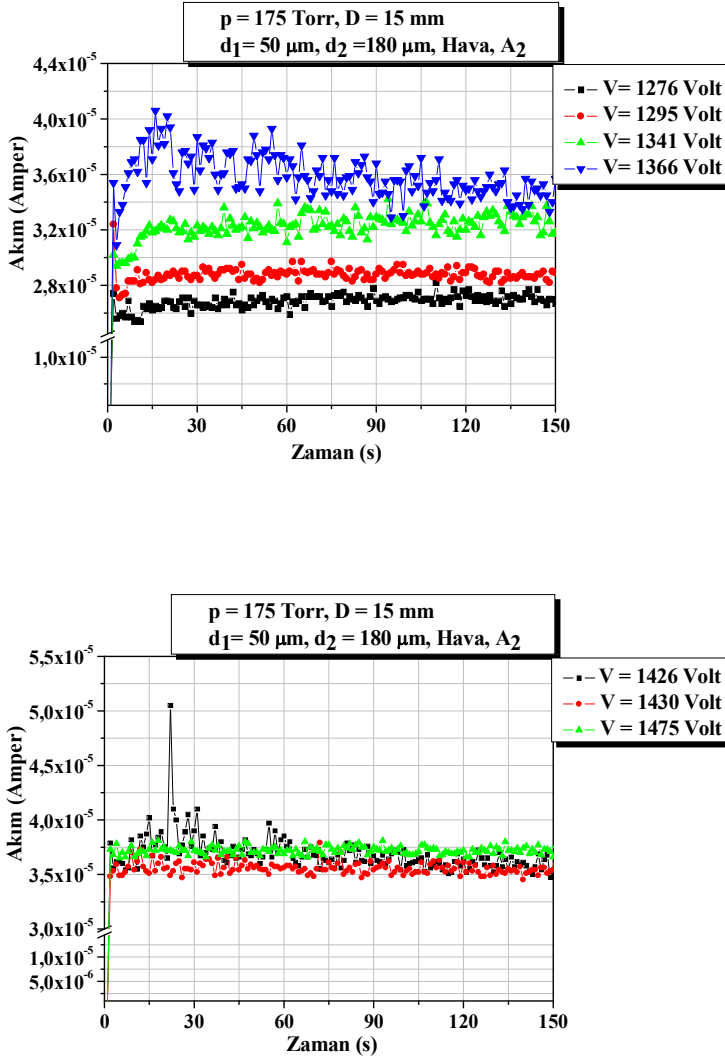
Şekil 5.15. (Devamı) Yarıiletken çapı D = 12 mm, p = 66 Torr, elektrotlar arası mesafe d₁ = 50 μm d₂ = 320 μm, A₁ aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristiği



Şekil 5.15. (Devamı) yarıiletken çapı $D = 12 \text{ mm}$, $p = 66 \text{ Torr}$, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 320 \mu\text{m}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristliği

- Şekil 5.14 (a) $d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 320 \mu\text{m}$, $D = 12 \text{ mm}$, $p = 66 \text{ Torr}$, A_1 aydınlatma seviyesi için Akım- Voltaj grafiğinde akımdaki kararsızlıklar belirlendi. Akımdaki bu kararsızlıkların alt ve üst noktasından bazı voltaj değerleri seçerek 150 sn zaman aralığında incelendi.

Şekil 5.14 (b) 'nın Akım- Zaman karakteristiği grafiği aşağıdaki gibidir.



Şekil 5.16. Yarıiletken çapı $D= 15$ mm, $p = 175$ Torr, elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50$ μm $d_2 = 320$ μm , A_2 aydınlatma seviyesi için Akım – Zaman karakteristiği

- Şekil 5.14 (b) $d_1 = 50$ μm $d_2 = 320$ μm , $D = 15$ mm, $p = 175$ Torr, A_2 aydınlatma seviyesi için Akım- Voltaj grafiğinde akımdaki kararsızlıklar belirlendi. Akımdaki bu kararsızlıkların alt ve üst noktasından bazı voltaj değerleri seçerek 150 sn zaman aralığında incelendi.

Işığın, GaAs' da 77 K' de elektriksel yükün değişimi olmadan merkezin fiziksel dönüşümüne neden olabileceği bilinmektedir [32]. GaAs' ın oksijen (veya EL2) merkezinde ortaya çıkan bu etki [33, 34], bu merkezin iki durumunun varlığı ile açıklanmaktadır. Fotokapasitans sönümleme verisi ve GaAs' da sıfır düzey içeren çoğu hafıza etkileri kesin olarak iki temel durum içerir: biri kararlı diğeri yarı kararlı. Bu kararlı ve yarı kararlı durumların fiziksel parametreleri, optik enine kesit, tavlama ve elektriksel uyarım kesimidir. Bu, fotokapasitans ve fotoiletkenlikden kaynaklanan deneysel verinin çok iyi görüngüsel tarifini sağlar. Bu yüzden, Vincent ve meslektaşları, büyük kafes genişlemesini temel alarak, GaAs' da fotoelektrik hafıza etkisinin fiziksel bir modelini önerdi [32].

6. KIZILÖTESİ GÖRÜTÜ ÇEVİRİCİNİN YARIİLETKENİN ÖZELLİĞİNE BAĞLILIĞI

6.1. Yarıiletken GaAs'daki Yavaş Bölgeler

Yarıiletken GaAs'a yüksek bir dc voltaj uygulandığında akım osilasyonları meydana gelir [35]. Bu osilasyonlara, elektrik alan yükseltmeli elektron tuzaklamanın sonucu olarak meydana gelen hareketli yüksek elektrik alan bölgeleri sebep olur. 1960'ın başlarında deney ve teori olarak, 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 sebep olur. Eğer bir bölge numunenin hacminde oluşuyorsa ve elektrotlardan uzaksa, akım düşük bir değerdedir. Bu bölgeler, anoda ulaştığında ve burada bozulduğunda akım artar. Sonra katotta yeni bir bölge oluşur ve akımda tekrar düşüş olur. Bu tip bir davranışın en önemli örneği; elektrik alan yükseltmeli elektron transferlerini içeren ve elektronların düşük enerjili, yüksek mobiliteli iletkenlik bant derinliklerinden yüksek enerjili, düşük mobiliteli olan bantlara geçişiyle tanımlanan Transfer edilmiş elektron etkisi (TEE) dir. Bu durumun Negatif diferansiyel dirence (NDD) ve bölgelerin oluşumuna yol açtığı gösterilebilir. TEE, örneğin yüksek katkılı n-GaAs da meydana gelir[31].. Tersine SI GaAs da, bu bölgeler n-GaAs da gözlenenlerden çok daha yavaştır ve TEE akım osilasyonlarına yol açmaz. Bir NDD'ye mobilitenin (TEE de olduğu gibi) ya da serbest elektron yoğunluğunun elektrik-alana bağıllığı yol açtığı için; SI GaAs'daki yavaş bölgelere kusurlar tarafından tuzaklamanın sebep olduğu düşüncesi doğmaktadır. Elektron tuzaklamasından sorumlu olduğu düşünülen kusur EL2 kusurudur.

Kusurların önemli rolü ile ilgili problemler, deneysel sonuçların araştırılan numuneye oldukça kuvvetli bağlı olmasından kaynaklanmaktadır. Yüksek alanlı bölgelerin ilk çalışıldığı günlerde, yüksek dirençli numuneler genellikle oksijen ve Cr ile katkılanıyordu; şimdilerdeyse numuneler ya katkılanmıyor ya da amaçsız olarak

katkılanıyor. Numunedeki lokal elektrik alanları ölçmek için kullanılan Elektro-Optik Pockel etkisini kullanan en son deneyler [37-39], yönlerini SI GaAs'daki tuzaklama sürecini ve bölgeleri daha detaylı anlamaya çevirmiştir. EL2 kusurlarının özelliklerine oldukça büyük bir ilgi vardır: Çünkü SI GaAs, bir detektör olarak ve optiksel veri depolaması nedeniyle artan bir öneme sahiptir [38].

SI GaAs'ın taşıma özelliklerinin niçin önemli bir ilgiye sahip olduğu merak edilebilir. Aslında, SI GaAs genelde yalıtıcı bir tabaka olarak kullanılır ve sistemlerin ve devrelerin elektriksel iletkenliğine katkıda bulunmadığı farz edilir. Yine de, devrelerin performansını geliştirmek için SI GaAs'ın en iyi kalitede olması çok önemlidir [37-39]. Bu gereklilik doğrudan, SI GaAs'ın yalıtkan olmasına sebep olan kusurları (özellikle EL2) anlamayı gerektirir. SI GaAs'daki yüksek-elektrik alanlı bölgelere EL2'lerin elektron tuzaklaması sebep olduğu için, bu bölgelerin incelenmesi EL2'lerin özelliklerini araştırmada doğal bir yöntemdir. Buna ek olarak, SI GaAs'daki akım osilasyonları yarıiletken cihazlardaki kararsızlıkların bir örneğidir. Bu tip kararsızlıklar hem sistem uygulamaları (bunlar genelde diyotların çeşitli tiplerinde kullanılır) hem de lineersizliklerin ve kaosların gerçek-zamanını incelemek için öneme sahiptir. SI GaAs'daki osilasyonlar çok düşük bir frekansa sahiptir; bu da deneylerle numunenin çok detaylı analizine imkan verir.

6.2. Hareketli Elektronlar ve NDD

Serbest elektron yoğunluğu n olan bir yarıiletkeni ele alalım [35]. Uygulanan E elektrik alanının geniş bir bölgesindeki değerler için, numune boyunca akım yoğunluğu j 'nin deneysel olarak Ohm kanununa uyduğu kanıtlanmıştır. Ohm kanunu;

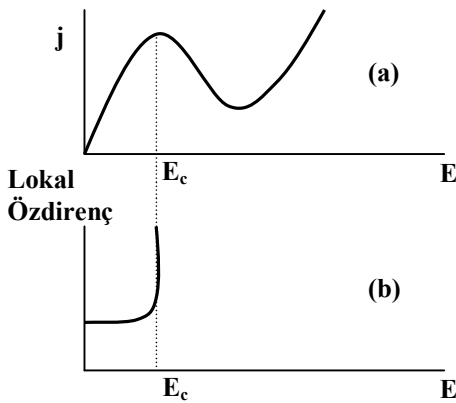
$$j = \sigma E \quad (6.1)$$

olarak ifade edilir. Burada σ iletkenliği,

$$\sigma = ne\mu \quad (6.2)$$

ile verilir. e temel elektrik yükü ve μ elektron mobilitesidir. Elektrik alan yokken, serbest elektronlar kristal örgü ile termal dengededir. Bu denge elektronlar ve örgü atomları arasındaki çarpışmalar ile sağlanır. Elektrik alan çarpışmalar arasındaki elektronları hızlandırır; bu da elektronların belirli bir miktar enerji kazanmaları manasına gelir. Bu enerjinin bir kısmı çarpışmalar esnasında ısıya dönüşür (Joule etkisi) gerisi ise elektronları kristal örgünün sıcaklığının bir parça yukarısındaki bir değere getirir. Yüksek elektrik alanların olması durumunda, elektron sıcaklığı örgü sıcaklığının çok yukarısına artar ve bu elektronlara “sıcak” denir. Sıcak elektronlar omik olmadığı için şimdi göreceğimiz üzere ilginç elektriksel olaylar meydana gelir.

Shockly yarıiletkenlerdeki yüksek elektrik alanlarını inceleyen ilk kişiydi [40]; fakat bu etkilerin doğru potansiyeli 1960’larda anlaşılabilirdi [41-43]. n ve μ nün alandan-bağımsız olduğu omik rejime zıt olarak; bu parametrelerden biri yüksek alanlarda değişebilir. Örneğin, çığ kırılma nedeniyle ya da elektron tuzaklama nedeniyle n değişebilir [44]. μ ise örneğin elektronların iletkenlik bandının bir seviyesinden diğer seviyesine farklı bir etkin kütle ile (TEE) transferi tarafından ve akusto-elektrik etkisi tarafından etkilenir [45]. Ohm kanunundan hareketle eğer nE (ya da μE) çarpımı azalırsa [46], örneğin J - E karakteristiği $\partial j / \partial E < 0$ olduğu bir bölge sergiler. Bu özellik NDD olarak bilinir. Bir NDD kendisini iki farklı formatta gösterir. İlki S-NDD olarak adlandırılır; çünkü J - E karakteristiği S biçimlidir. Bu durumda, NDD numune boyunca yüksek-akım yoğunluklu filamentlerin ortaya çıkması ile birlikte oluşur.



Şekil 6.1. (a) N-tipli AVK, (b) Lokal diferansiyel öz direncin alana bağılılığı

İkinci durumda J-E karakteristiği Şekil 6.2 (a)'da gösterildiği gibi N biçimlidir. Ohm kanunu kritik bir E_c alanının altındaki alanlar için geçerlidir. NDD bölgesi kararsızdır ve genellikle deneyler boyunca kolay elde edilemez. NDD bölgesindeki bu kararsızlıklar ya sistemin entropisine bakarak ya da elektriksel kararsızlığı analiz ederek incelenebilir. Sze'yi izleyerek [44], bir yarıiletkenin oran denklemini ele alalım [42]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla j = 0 \quad (6.3)$$

Burada elektronlar için pozitif yükü aldık. Şimdi uzay yük yoğunluğunun n_{eq} denge değerinden küçük bir lokal dalgalanmasının var olduğunu farz edelim. Bu durumda Poisson denklemi,

$$\nabla E = \frac{e(n - n_{eq})}{\epsilon}, \quad (6.4)$$

olur; burada ϵ geçirgenliktir (elektrik alanın her hangi bir dalgalanma ile değişmediğini farz edelim). Akım yoğunluğu

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} - eD \nabla n \quad (6.5)$$

ile verilir; burada D difüzyon katsayısıdır. Eş. 6.5'in diverjansını alırsak, Eş. 6.3 ile birlikte

$$\frac{1}{e} \nabla \mathbf{j} = \frac{\sigma(n - n_{eq})}{\epsilon} - D \nabla^2 n \quad (6.6)$$

elde edilir. Bu eşitlik,

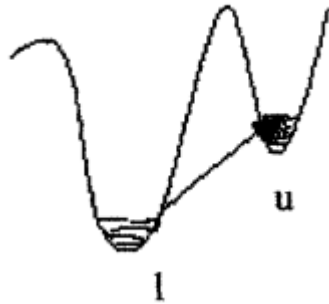
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\sigma(n - n_{eq})}{\epsilon} - D \nabla^2 n = 0 \quad (6.7)$$

yi verir. Değişkenlere ayırmadan sonra, zamansal bölge de Eş. 6.7 için çözüm,

$$n - n_{eq} \propto \exp(-e\tau\mu/\varepsilon) \quad (6.8)$$

dir. Kolayca görüleceği üzere, NDD başlangıç yük dengesizliğini üstel olarak büyütür; bu da numunenin NDD bölgesinde kararsız olduğu anlamına gelir. Numune NDD bölgesine yaklaştırıldığında, lokal pozitif diferansiyel direnç, Şekil 6.1 (b)'den görülebileceği gibi uygulanan elektrik alanla artar. Bu şu anlama gelir; eğer numunenin bir bölgesi dalgalanmalar nedeniyle biraz daha yüksek bir alana sahipse, bu bölgenin direnci artar. Dolayısıyla, bu bölge boyunca akım akışı azalır; ki buda içerde yüksek dirençli bölgenin daha da büyümesine yol açar. Bölgenin enine uzantısının hızı 10^8 cm/s den daha büyüktür [30]. n-tipi GaAs'daki serbest elektron hızı yaklaşık olarak 10^7 cm/s olduğu için (ki bu numune boyunca bölgenin hareket hızına üst limit koyar) bölge, katottan anoda hareket etmeden önce tüm numuneyi kaplar. Yukarıdaki düşünceler göstermektedir ki belirli şartlar altında bir yarıiletken yüksek elektrik alanlarının uygulanması, NDD'ye ve numune içerisinde hareket eden yüksek alanlı bölgelere yol açabilir.

GaAs gibi yarıiletkenlerde, termal dengede elektronlar ϕ minimumunda bulunurlar. Yüksek elektrik alanlarda, elektronlar yeterince enerji kazanırlar ve ϕ minimumuna transfer olurlar(bkz. Şekil 6.2).



Şekil 6.2. GaAs yarıiletkeninde elektronların bulunduğu enerji minimumları

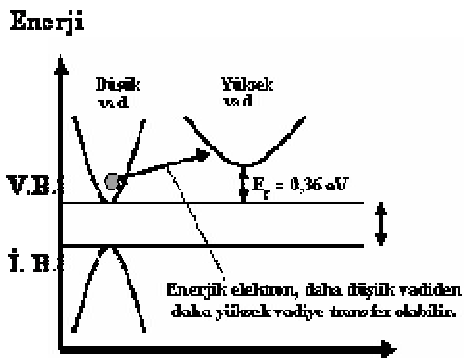
$m_l^* < m_u^*$; ve $\mu_l > \mu_u$ ($\mu = e\tau/m^*$)'dir. Toplam akım,

$$\mathbf{J} = e[n_l\mu_l + n_u\mu_u]\mathbf{E} \quad (6.9)$$

ile verilir. Elektron korunumu $n_l + n_u = n$ olmasını gerektirir. Elektronların u minimumuna transfer olmaları yukarıda da bahsedildiği gibi TEE olarak bilinir ve Gunn osilasyonlarından sorumludur. Yüksek alan rejiminde, örnek içindeki elektrik alan dağılımı genelde oldukça homojensizdir. NDD modunda, çok yüksek alanlı lokalize olmuş bölgeler oluşur bu bölgeler örneğin uzunluğuna enine doğrultudadır. Her bölge diğer kontağa ulaştığında, dış devre boyunca bir akım pulsu akar. Osilasyonların periyodu bölgenin geçiş zamanı tarafından belirlenir. Yüksek mobiliteli ve düşük taşıyıcı yoğunluklu örnekler ihtiyacı vardır. Kritik voltajın biraz üzerinde, 2000 ile 4000 V/cm'e karşılık gelen bir elektrik alanda GaAs'daki akım zamanın fonksiyonu olarak dalgalanır. Elektronların sürüklenme hızı elektrik alan belirli bir değeri aştığında azalır. n-tipi GaAs için kritik elektrik alan yaklaşık olarak 3000 V/cm'dir [46]. n-tipi GaAs'ın enerji-band teorisine göre iletkenlik bandında iki vadi (minimum) vardır ve elektronun etkin kütlesi

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}} \quad (6.10)$$

ile verilir. Vadi eğrilerinin eğimlerinin değişim oranını; $d^2 E/dk^2$ gösterir. Daha düşük vadinin eğimi daha yüksek vadinin eğiminden daha büyük olduğu için; düşük vadede bulunan elektronun etkin kütlesi daha yüksek vadede bulunan elektronun etkin kütlesinden daha düşüktür.

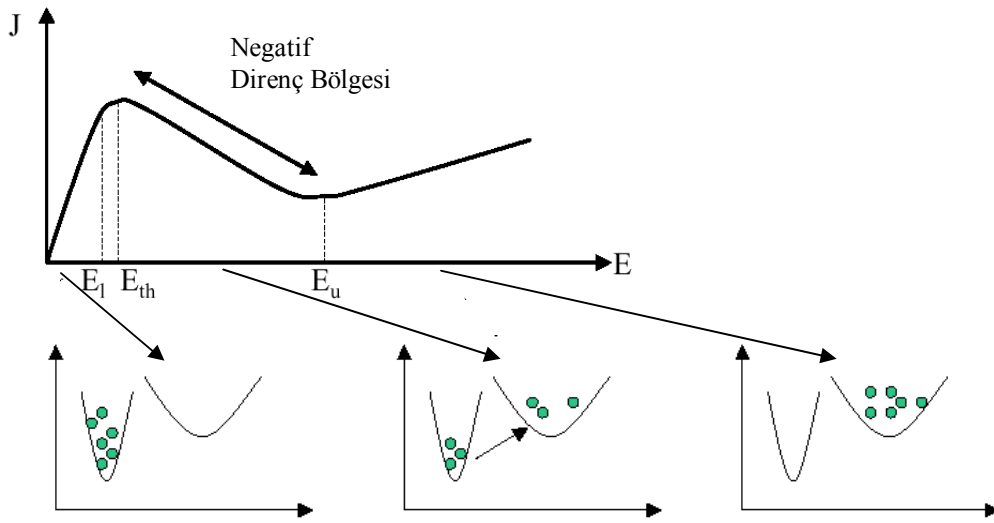


Şekil 6.3. n-tipi GaAs'ın enerji band diyagramı

Bu durumda daha düşük vadide bulunan elektronun mobilitesi daha yüksek vadide bulunan elektronun mobilitesinden daha yüksektir. n-tipi GaAs için tablo aşağıdaki gibidir. Eş. 6.9'a göre J-E grafiği aşağıda görülmektedir.

Çizelge 6.1. Düşük ve yüksek vadi için GaAs'ın mobilitesi

Vadi	Etkin Kütle m_e^*	Mobilite $\text{Cm}^2/\text{V.s}$
Düşük	0,068	8000
Yüksek	1,2	180



Şekil 6.4. n-tipi bir GaAs yarıiletkenin elektrik alan akım yoğunluğu grafiği
n-tipi GaAs'ın iletkenliği $\sigma = e[n_l\mu_l + n_u\mu_u]$ ile verilir. Sistemin NDD'si,

$$\frac{d\sigma}{dE} = e\left(\mu_l \frac{dn_l}{dE} + \mu_u \frac{dn_u}{dE}\right) + e\left(n_l \frac{d\mu_l}{dE} + n_u \frac{d\mu_u}{dE}\right) \quad (6.11)$$

dir. Ohm kanununa göre, $J = \sigma E$,

$$\frac{dJ}{dE} = \sigma + \frac{d\sigma}{dE} E \quad (6.12)$$

Eş. 6.11 ve Eş. 6.12'yi birleştirip yeniden yazarsak,

$$\frac{1}{\sigma} \frac{dJ}{dE} = 1 + \frac{E}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE} \quad (6.13)$$

elde edilir NDD,

$$-\frac{E}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE} > 1 \quad (6.14)$$

olduğu zaman ortaya çıkar. Burada E_{th} eşik elektrik alan ve V_{th} eşik voltajıdır.

- E_{th} değerinin üzerinde, bir bölge oluşmaya başlar ve taşıyıcı akışı ile sürüklenir. E arttığı zaman, sürüklenme hızı azalır ve numune NDD gösterir. Eğer voltaj daha da artırılırsa, bölge artar akım azalır.
- Uygulanan voltaj eşik voltajı V_{th} 'ın altına düşmedikçe bir bölge anoda ulaşmadan önce yok olmaz.
- Yeni bir bölgenin oluşumu E_{th} 'ın altına E alanının azaltılması ile engellenebilir. TEE NDD'ye yol açmaktadır.

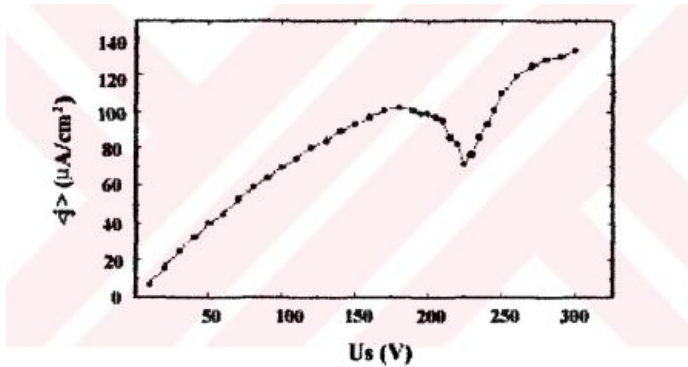
6.3. EL2 Kusurları

Bir kusur ya da safsızlık tarafından elektron tuzaklaması, bölgelerin oluşumuna yol açabilir [35]. SI GaAs'da, EL2 kusuru elektron tuzaklaması için en önemli adaydır [47]. SI GaAs şu günlerde normal olarak Bridgman tekniği ya da LEC (Liquid Encapsulated Czochralski) metodu ile büyütülmektedir [48]. Bu materyal katkılanır; yani sığ donör ve akseptörlerin bağlı elektronları ve holleri yasaklanmış enerji aralığının derinlerindeki seviyelere transfer edilir. Bu katkılama ya derin akseptör Cr ile bilinçli olarak doping yaparak ya da derin donör kusuru EL2'nin sığ kusur ve safsızlıkları bastırması amacıyla zengin bir As ortamında kristal büyütme yaparak başılır. Her ne kadar sığ kusurlar küçük bir rol oynasa da, SI GaAs'ın varlığı (katkılanmamış ya da bilinçsizce katkılanmış) EL2'nin var olmasını gerektirir [49]: EL2, SI GaAs'ın elektriksel ve optiksel özelliklerini kontrol eder. EL2'nin konsantrasyonu (N_{EL2}) SI GaAs' da yaklaşık olarak 10^{16} cm^{-3} dür. N_{EL2} pratikte 10^7 ile 10^{16} cm^{-3} bölgesindeki serbest n-elektron yoğunlukları için sabittir.

GaAs katodun spesifik iletkenliği, yarıiletken hacmindeki fotoelektrik süreçler nedeniyle halojen bir lambanın ışığı ile uzaysal olarak homojence kontrol edilir. Yarıiletkende küçük değerlerde ölçülen bu değer yaklaşık $2,5 \times 10^{-7} (\Omega \text{cm})^{-1}$ de sabitlenir ki burada yarıiletkenin iletkenliği lineerdir. İç fotoetki nedeniyle, GaAs elektrotun spesifik iletkenliği ışık ile aydınlatma tarafından kontrol edilir. Elektrotun dış yüzeyindeki Au kontak, görünür ışığa göre (geçirgenlik katsayısı yaklaşık %10 dur) şeffaf olduğu için bu durum mümkündür. Işık yarıiletken elektrot tarafından soğurulduğu zaman, elektronlar valans bandından iletkenlik bandına uyarılır. İletkenlik, gelen ışığın şiddeti ile hemen hemen lineer olarak değişir [50].

Yarıiletken elektrotun uygun spesifik iletkenliği $\sigma_{\text{GaAs}} = (0,5-1,18) \times 10^{-7} (\Omega \text{cm})^{-1}$ aralığındadır. Düşük akım boşalmasının bu aşaması Townsend boşalmasına karşılık gelir [51]. Bu modda voltajın artması, yarıiletken elektrotun omik davranışını belirten lineer olarak artan akıma yol açar. Townsend modunda, gaz aralığında voltaj sabittir ve boşalma akımından bağımsızdır. Bu boşalma modu akımdaki daha fazla

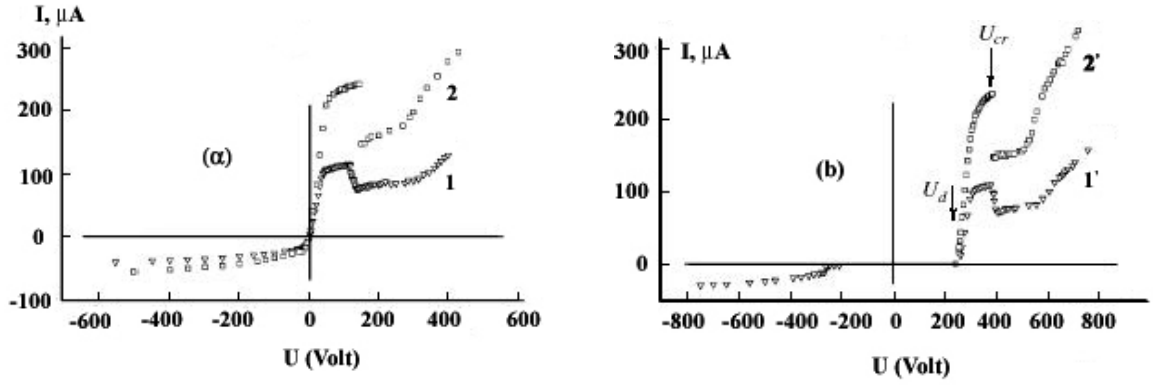
artış ile kararsızlaşabilir; ki bu da ya besleme voltajını ya da yarıiletken elektroda uygulanan aydınlatmayı artırarak yapılabilir. Yüksek elektrik alanlarda iletkenliklerini tek başına gösteren yarıiletken GaAs elektrotla yapılan deneylerde aşağıdaki grafikler elde edilmiştir [50]. Gözlenen veriden şu sonuç çıkarılabilir; yarıiletkendeki voltaj düşüşü belirli bir kritik değere sahip olur olmaz, ki bu değer seçilen GaAs tabaka için sabittir, spiral dalgalar ortaya çıkar ve yok olurlar. Bu nedenle yarıiletkenin özelliklerinin, gözlenen kararsızlıkların ortaya çıkmasından sorumlu olduğunu düşünülmektedir [52]. Bu düşüncüyü doğrulamak için, GaAs'ın AVK'sı gaz boşalması olmaksızın ölçüldü [52]. Bu ölçümü yapmak için, yarıiletken tabakanın her iki yüzeyi ince Au filmle kaplandı. Karakteristiğin bir örneği Şekil 6.5'de görülmektedir. Şekilden açıkça görülmektedir ki yarıiletkendeki voltaj düşüşü yaklaşık 200 ile 220 V arasındayken GaAs'ın AVK'sı kuvvet bir şekilde lineersiz olacaktır.



Şekil 6.5. GaAs katodun N-tipli AVK'sı

Burada U_g gaz boşalma aralığındaki voltaj düşüşü ve U_s yarıiletkendeki voltaj düşüşüdür. Şunu belirtmeliyiz ki U_0 , gaz aralığı ve yarıiletken bileşen üzerindeki voltaj düşüşlerinin toplamıdır. Bu değerler dönen dalgaların gözlemlendiği bölgenin merkezine karşılık gelir. Böylece dönen dalgalar, gaz boşalmasıdaki voltaj düşüşü sabitken ve yarıiletken lineer olmayan modda çalıştığı zaman meydana gelir [52]. Akıma enine doğrultuda olan homojen olmayan kararsız yapıların yarıiletken sisteminde N-tipi AVK'ya sebep olduğu düşünülmektedir. Bu durumun elektrik bölgelerin homojen yayılmasının kararlılığını kaybetmesinden kaynaklandığı düşünülmektedir. İki tip yapının (bunlardan biri gaz boşalma aralığı diğeri ise yarı

iletkenler) taşıma özellikleri karşılaştırıldığında (bkz. Şekil 6.6 (a)) şu önemli sonuç elde edilmiştir :



Şekil 6.6. Gaz boşalma aralığının; (a) olmaması, (b) olması halinde AVK'lar

Uzaysal homojen olmayan akım osilasyonları yarıiletken bileşen tarafından oluşturulur. Homojen olmayan akım osilasyonları gaz boşalma aralığının yok olması durumunda da mevcuttur. Şekil 6.6 (a) gaz boşalmasının olmaması, Şekil 6.6 (b) gaz boşalmasının olması halinde incelenen yapıların kararlı AVK 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 6.6 (a) ve Şekil 6.6 (b)'deki karakteristikler arasındaki temel fark Şekil 6.6 (b) durumunda gaz dolu aralıkta U_d 'nin gaz kırılması için kritik voltaja eşit olarak AVK'nın voltaj eksenini boyunca değişmesidir. Ayrıca, AVK'daki N-tipi kararsızlıklara yarıiletken KÖ ışıkla aydınlatıldığında rastlanmamaktadır [53].

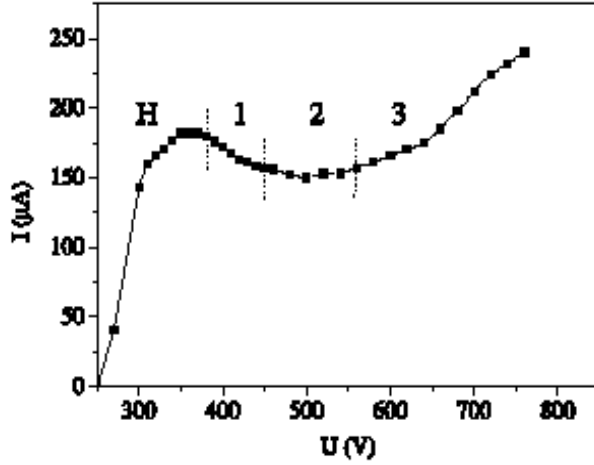
6.4. KÖ Görüntü Çeviricide Farklı Basıç Ve Farklı Elektrot Çaplarına Göre NDD Kararsızlıklarının ve Dinamik Özelliklerinin İncelenmesi

Bir yarıiletken gaz boşalma sisteminde, katodun NDD özelliği gösterdiği durumda sistemdeki AVK lar incelendi. Bu deneyde boşalma aralığı ($d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \div 320 \mu\text{m}$) basıncı ($p = 28$ ve 342 Torr) bölgesi hava gazı ile dolduruldu.

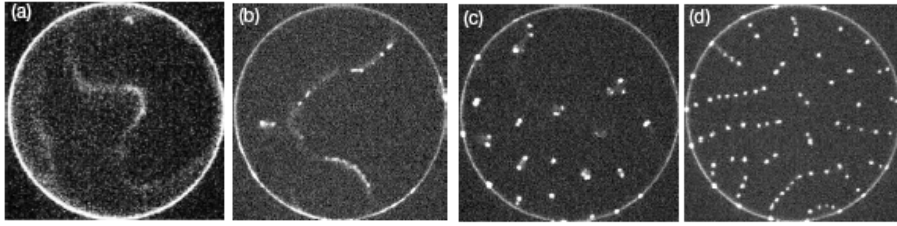
Deneyssel şartlar altında, tipik pd değeri (oda sıcaklığında) yaklaşık 1.55 Torr cm civarındadır. Bu değer hava için, Paschen eğirinin minimuma tekabül eden noktadan daha yüksektir (Razier 1991 göre $(pd)_{\min} \approx 0.57$ Torr cm [46]). Buna rağmen, bu deneyssel şartlar altında AVK, NDD ye sahip değildir çünkü $pd < 2.7(pd)_{\min}$ [51] kriteri gerçekleşmiştir. Diğer taraftan, boşalma parlaklığı artan basınçla artarken yüksek basınçlarda gaz boşalmasının çalışması tercih edilir, ki buda kaydedilen desenlerin sinyal gürültü oranının artmasına yol açar. Bundan dolayı, boşalmanın kararlılık bölgesi sınırından uzakta çalışmıyoruz.

Gurevich 2005 [54] tarafından yapılan deneylerde, boşalma aralığı Argon gazı ile belirli basınçlarda doldurulmuştur, GaAs elektrot sabit homojen uzaysal ışıkla aydınlatılmaktadır ve besleme voltajı aşamalı olarak yükseltilmektedir. Örneğin oda sıcaklığında argon için $p = 150$ Torr ve boşalma aralığı $d = 100 \mu\text{m}$ 'da elde edilen veriler Şekil 6.8'da gösterilmiştir. Voltaj kırılma voltajına vardığında U_k , Şekil 6.7 'a bak, kendini-besleyen boşalma gaz boşalma aralığında tetiklenir. Kırılma voltajı U_b seçilen şartlar için 250V civarındadır. Çünkü Townsend boşalma modu gerçekleşir, voltaj düşüşü gaz boşalma aralığında sabit kalır ve kırılma voltajına eşit olur; U_0 ve U_k arasındaki fark yüksek-omik yarıiletken katoda uygulanır. Bu karakteristiğe tekabül eden bölüm Şekil 6.7'da 'H' harfiyle gösterilmiştir. Boşalma parlaklığının dağılımı bu karakteristik bölge için uzaysal olarak homojendir. Besleme voltajı daha da yükseldiğinde yarıiletkende voltaj gelişimine akımın I düşüşü eşlik eder. Bu yarıiletkenin N-tip NDD rejiminde çalıştığını göstermektedir. Bu voltaja tekabül eden bölgeler Şekil 6.7'da '1' olarak işaret edilmiştir. Bu bölgede homojen boşalma durumu kararsızlaşmaya başlar. Akımın düşüş noktasına tekabül eden voltajı (NDD

bölgenin başlangıcı) kritik voltaj V_c olarak belirtiyoruz. Bu deneysel şartlar altında, ilk uzaysal kararsızlık V_c noktasında veya daha yüksek voltajlarda gelişir.



Şekil 6.7. SI GaAs katot için Argon gaz ortamında boşalma hücresinin AVK'sı



a) $U = 440$ V, $I = 160$ μ A b) $U = 500$ V, $I = 150$ μ A c) $U = 680$ V, $I = 200$ μ A d) $U = 740$ V, $I = 230$ μ A

Şekil 5.7. 1 bölgesi. Şekil 5.7. 2 bölgesi. Şekil 5.7. 3 bölgesi. Şekil 5.7. 3 bölgesi.

Şekil 6.8. Argon gaz boşalmasında gözlenen desenler; $D = 4$ cm ve $\sigma_0 = 10^{-8}$ Ω cm

V_c kararsız noktasının yakınında, akımın uzaysal dağılımında ilerleyen dalga cepheleri ve dönen spiraller [55] gözlenmiştir. V_c kararsız noktasının yakınında, akımın uzaysal dağılımında ilerleyen dalga cepheleri ve dönen spiraller gözlenmiştir. Bu yapılar Şekil 6.8 (a) ve Şekil 6.8 (b)'de gösterilmiştir. Hareket eden dalgaların karakteristik hızı, saniyede birkaç santimetre mertebesinde. Birkaç dakikalık zaman aralığında parlaklık dağılımının ortalaması; verilen bir anda desenin uzaysal dağılımının oldukça karmaşık olmasına rağmen, uzun bir zaman skalasında desenin boşalma alanını homojen olarak kapladığını göstermektedir. Sonuç olarak yapının dinamiği, deneysel sistemde kaçınılmaz olan uzaysal kararsızlıklardan esasen

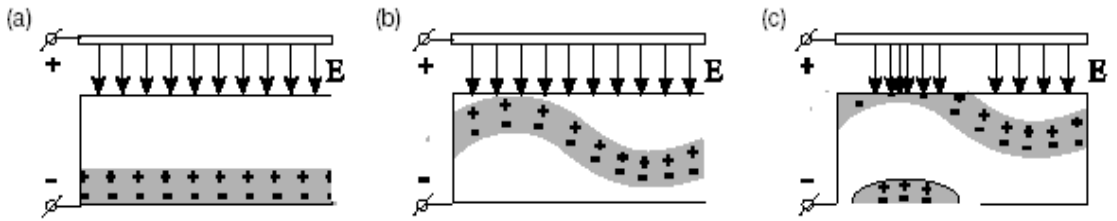
etkilenmez. Eğer U_0 daha da yükseltirirse I akımı, yerel minimumuma varır ve sonradan yükselmeye başlar (Şekil 6.7 “2” bölgesi). Parlaklıkları ve dolayısıyla backgrounda göre kontrastları artarken, önceki bölgeyle ortak olan hareketli dalgalar daha kıvrık olur. Sonuç olarak dalga cephelerinin genişliği, uzunlukları boyunca modüle edilir ve dalgalar hareketli filamentlerin lehine kararsızlaşır. Buna karşılık gelen yapılar Şekil 6.8 (b) ve Şekil 6.8 (c)’de gösterilmiştir. U_0 voltajındaki artışa, uzaysal filamentlerin kararlılık etkisi ve zincirlerdeki düzenlemeler tarafından eşlik edilir (Şekil 6.8 (d), zincir deseni Strümpel [56] tarafından bulunmuştur). Son süreçler Şekil 6.7’de “3”le gösterilen GaAs’ın AVK’sının sağ kolunun artışına karşılık gelmektedir.

Pratikte hareketli dalgalardan filamentlere geçiş voltajının yarıiletken katodun σ_0 düşük-alan iletkenliğine bağlı olmadığına dikkat etmeliyiz. Başka bir söyleyişle verilen deneysel parametreler için (verilen pd çarpımı için) gaz ve yarıiletken üzerindeki voltaj düşüşü toplamı sabit olduğu zaman sistemde akım filamentleri oluşur. Bu, aktif yarıiletken katotlu sistemde bifurkasyon senaryosunun kolaylıkla kontrol edilebileceği anlamına gelmektedir.

Dalga cephelerinin kaynağının, SI GaAs elektrodun hacminde bulunan [57] yüksek-alan domeinlerinin oluşumu ve hareketinden kaynaklandığını farz ediyoruz. Ayrıca hareketli düzlemsel domeinli durumların kararsızlaşabileceği, yani sistemin farklı kısımlarındaki domeinlerin hareketinin farklı olabileceği farz edilmektedir [58].

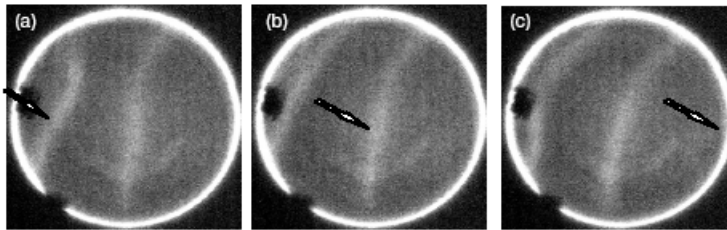
Bu varsayımlar altında, gaz boşalmasının homojen olmayan parlaklığının görülmesi aşağıdaki şekilde anlatılabilir. Yarıiletkendeki hareketli düzlemsel yüksek-alan domeinlerin oluşumuna [57] plakalarının hacmindeki yük taşıma süreçleri tarafından eşlik edilir. (bkz. Şekil 6.9 (a)). Domain katodun içinde olduğu zaman bölgenin içindeki yüksek elektrik alanın, pratikte gaz boşalma aralığındaki alanı bozmadığı anlaşılabilir. Kararsız domeinli durum Şekil 6.9 (b) şematik olarak gösterilmiştir. Yani bozulan hareketli domeinin sınırı ara yüzeye ulaştığı zaman, gaz boşalmadaki lokal elektrik alanı, yarıiletkendeki yüklerin yeniden dağıtılması ile değiştirir (bkz. Şekil 6.9 (c)). Böylece, $pd < e.(pd)_{\min}$ kriteri yerine getirilse bile, gaz

boşalmasında domein sınırına yakın elektrik alan $Bp/2$ (hava için $B = 365 \text{ V/Torr cm}$) kritik değerinden daha yüksek olabilir ve gaz boşalmada desen oluşumu gerçekleşebilir. Akım doğrultusu boyunca yarıiletkende uzaysal olarak kararsız domein ilerlediği zaman, ilerleyen kısmı yanı (ön dalga cephesi) gaz boşalma alanı boyunca enine olarak kayarak ve bu şekilde boşalma parlaklığının enine olarak ilerlemesine sebep olur. Bu çeşit hareketli dalgaların fotoğrafı Şekil 6.8 (a) ve (b) görülmektedir.



Şekil 6.9. Aktif *SI GaAs* katotlu ve pasif gaz boşalma alanı ($(pd) < 2.7(pd)_{\min}$) için desen oluşum mekanizması gaz aralığında okların yoğunluğu elektrik alanı gösterir. a) yarıiletken hacminde domein oluşumu, b) İlerleyen domeinlerin kararsızlaşması, c) domeinlerin yarıiletken - gaz ara yüzey ile etkileşmesi

Bu yorumu doğrulamak için, ilerleyen dalga cephelerinin hızı, hareketli dalgaların oldukça kararlı davranış gösterdiği verilerinden tahmin edilebilir. Böyle verilerin örneği şekil 5.11 gösterilmiştir. Burada, çekilen bir seri gaz boşalma parlaklığının görüntüsü 400 ms zaman aralığında sunulmuştur. İlerleyen dalgaların bir seti bu resimlerde görülmektedir. (dalgalardan biri okla işaret edilmiştir). Böyle verilere dayanarak, dalgaların hızının 5 cm s^{-1} civarında olduğu tahmin edilmektedir. Bu sonuç daha önce gözlenen dönen spiral dalgaların dinamiği ile [59] uyumludur.

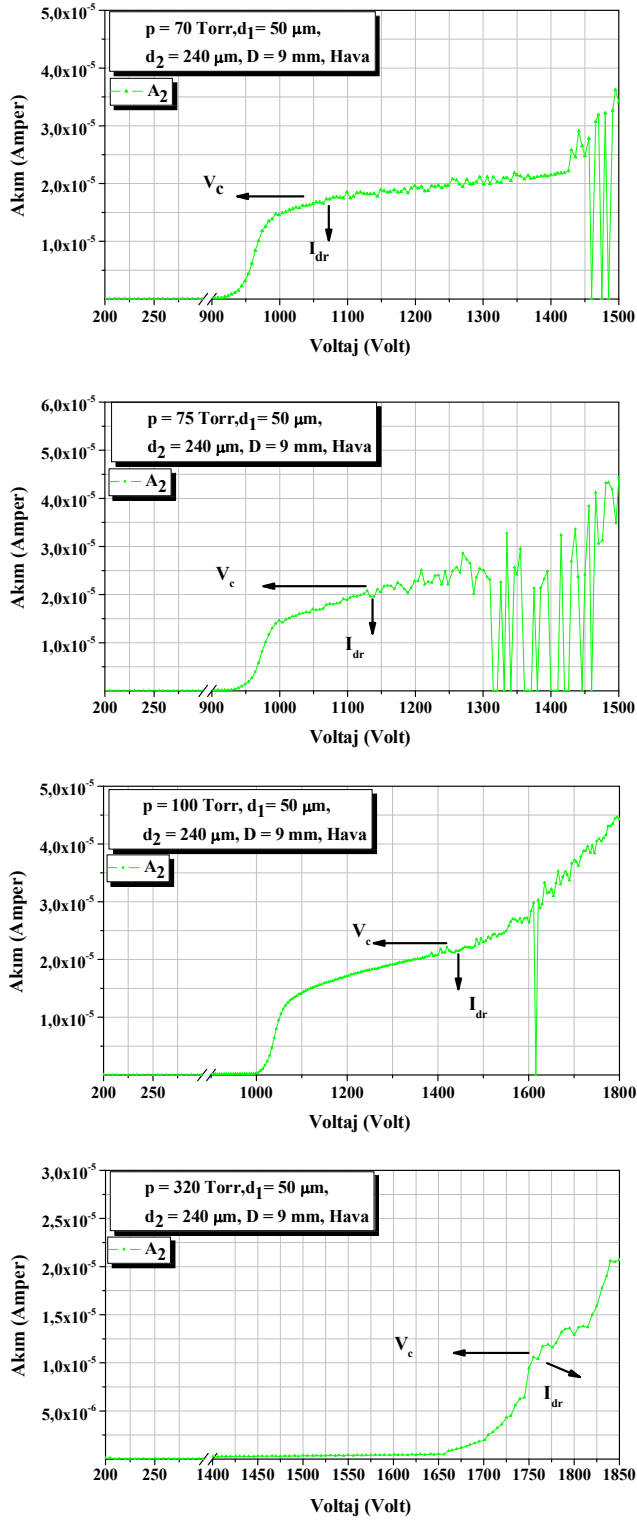


Şekil 6.10. Lineer olmayan *SI GaAs* katot için 300 K, Azot gaz boşalması, $p = 150 \text{ Torr}$, $d = 0,1 \text{ cm}$; $D = 2,5 \text{ cm}$, *GaAs* kalınlığı $a = 0,15 \text{ cm}$, $U = 540 \text{ V}$, $I = 150 \text{ } \mu\text{m}$ için zamana bağlı sistemde ilerleyen dalgaların görüntüleri

Neumman'a göre, SI GaAs'ın hacmindeki yavaş domenlerin hızı saniyede birkaç santimetredir. Yarıiletkenin hacmindeki yüksek-alan domenlerinin hızıyla, gaz boşalma alanında ilerleyen dalgaların hızının aynı olduğuna dikkat etmeliyiz. Bu gerçek, gözlenen ilerleyen dalgaların yarıiletkeninin içinde inşa edilen alan domenlerinin sınırlarının dinamiğini gösterdiği ve onların ara yüzey bölgesine temas ettiği varsayımını desteklemektedir. Böylece gaz boşalma alanı, yarıiletken katottaki elektrik domenlerinin dinamiklerinin görüntülenmesini imkan verir. Besleme voltajının daha fazla artışıyla, akım filamentlerin oluşumlarının oldukça karmaşık durum sergilediği görülmektedir. Yukarıda anlatılan domen kararsızlığı, tek başına yüksek besleme voltajlarındaki gaz boşalma aralığında gözlenen boşalma parlaklığının filamentasyonunu açıklayamaz (Şekil 6.8 (b) ve Şekil 6.8 (d)). Bu durumu açıklamak için S-tipi AVK'ya gerek vardır [60]. Gaz boşalması bu özelliğe sahiptir ve önceden belirttiğimiz gibi filament oluşumunu gösterir. Deneyler, aktif yarıiletkenli ve pasif gaz boşalma aralıklı sistemde, hücre voltajının herhangi bir değerinde filamentlerin ortaya çıktığını göstermektedir. Bu gerçek, filament oluşum sürecinin mümkün yapısı hakkında bilgi sağlar.

Yarıiletkenli elektrot durumunda, her ne kadar $(pd) < e.(pd)_{min}$ kriteri yerine getirilse de, gaz boşalmasının yerel AVK'sı monoton olmayabilir. Aslında bu kriter, iki metal elektrot ile oluşturulan gaz boşalma aralığındaki homojen dağılımlı elektrik alan için çıkarılmıştır. Şekil 6.9'dan görüldüğü gibi, yüksek-alan domenli GaAs elektrot için; gaz ara yüzeyine temas eden domain kenarına yakın, esasen elektrik alan homojen değildir. Böylece, $(pd) < e.(pd)_{min}$ durumunda, gaz boşalma aralığındaki elektrik alan $Bp/2$ değerinden küçük olduğu kadar, büyükte olabilir ve akım filamentleri oluşabilir. Hiçbir yarıiletken kristal materyali mükemmel değildir ve kristal büyütmeyi kontrol etmek için harcanan tüm çabalara rağmen GaAs kristalleri, çok sayıda kristal kusurlarını, dislokasyonları ve safsızlıkları içermektedir. Bu kusurlar GaAs'ın elektronik özellikleri üzerinde istenen veya istenmeyen etkilere sahiptir.

Deneylerimizde N-tipi olarak adlandırılan karakteristikler kaydedilmiştir. Sabit elektrot çapı ($D = 9$ mm) ve farklı basınçlar için $p = 70 \div 320$ Torr ve $d_1 = 50$ μ m, $d_2 = 240$ μ m lik elektrot aralığında elde ettiğimiz NDD grafikleri aşağıdaki gibidir:



Şekil 6.11. Hava gazı için; $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$ elektrotlar aralığında, $D = 9 \text{ mm}$ boşalma çapında ve $p = 70\text{-}320 \text{ Torr}$ basınç aralığı için NDD grafikleri

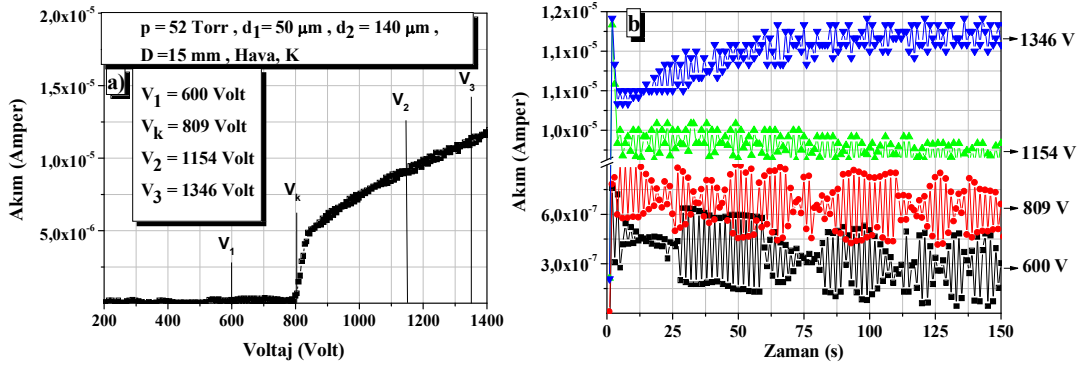
Çizelge 6.2. Hava gazı için $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 240 \mu\text{m}$ boşalma aralığı, $D = 9 \text{ mm}$ boşalma çapı ve A_2 aydınlatma şiddetinde farklı basınçlarda N-tipli AVK'nın V_c ve I_{dr} değerleri

Basınç (Torr)	$V_c - I_{dr} \text{ (A}_2\text{)}$ (Volt)-(Akım)	$V - I_{dr} \text{ (A}_2\text{)}$ (Volt)-(Akım)
70	$1059 - 1,68 \times 10^{-5}$	$1064 - 1,66 \times 10^{-5}$
75	$1129 - 2,08 \times 10^{-6}$	$1134 - 1,96 \times 10^{-6}$
100	$1420 - 2,21 \times 10^{-5}$	$1315 - 2,15 \times 10^{-6}$
320	$1755 - 1,06 \times 10^{-5}$	$1760 - 1,04 \times 10^{-6}$

- Kritik voltaj V_c değeri gazın basıncı arttıkça artmaktadır, dolayısıyla yüksek basınçlarda sistemin AVK'sı daha kararlıdır.

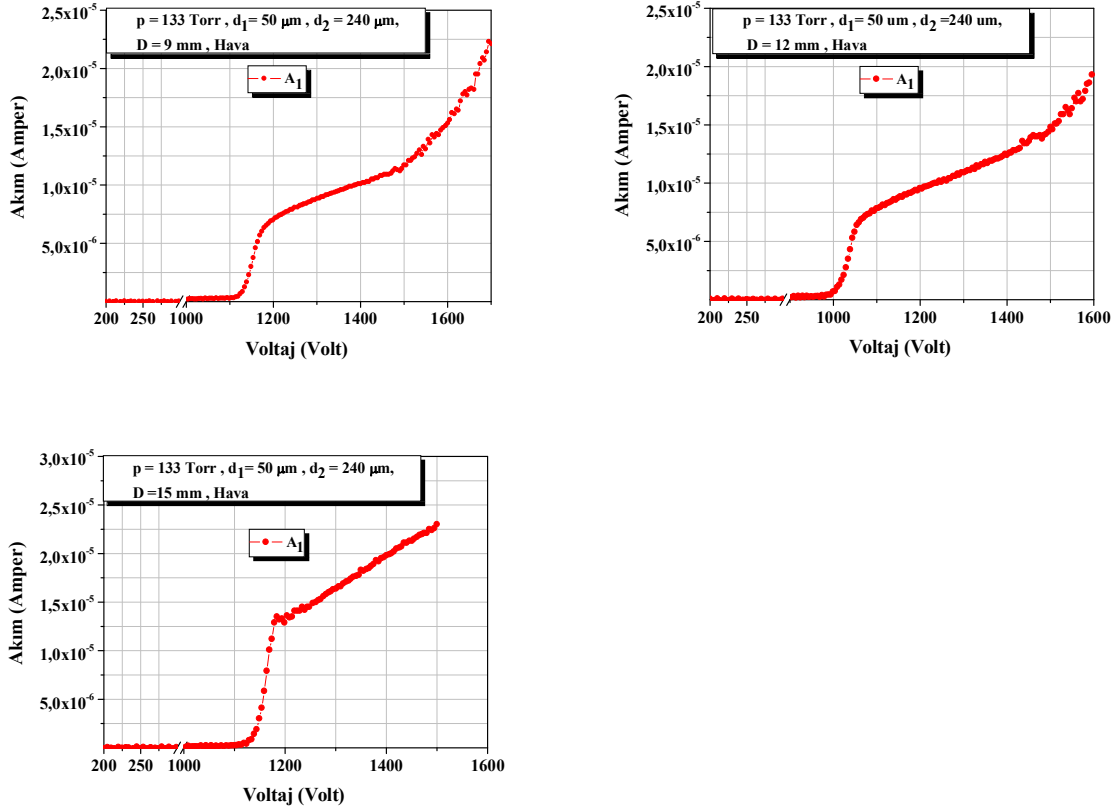
Boşalmanın ortaya çıkmasına eşlik eden boşalma devresindeki aktif akım ve boşalma alanında oluşan ışıma emisyonudur. Birkaç kinetik faz geçişinden sonra oluşan kararlı durum akımı ve ışıma emisyonunun büyüklüğü, besleme voltajın genişliği ve yarıiletken elektrodun direnç değeri tarafından belirlenir. Boşalmanın ateşlenmesi, boşalma parlaklığındaki ani artışla belirtilir. Boşalma sürecinin ilk aşamasında akım ve ışımanın fazlalığı, kararlı durum değerleri boyunca oldukça doğaldır: Besleme voltajı uygulandıktan çok kısa bir zaman sonra gerçekleşen gaz kırılması için, gaz boşalma aralığı boyunca voltajın genliği kritik değeri aşmalıdır (yani, kendiliğinden boşalmayı sağlayacak minimum değer). Başka bir söyleyişle, boşalma aralığının kapasitansı, kararlı durum değerinden daha büyük bir değere şarj olacaktır. Sonuç olarak, boşalma aralığındaki voltaj (ve benzer olarak aktif akım) kararlı durum değeri ile karşılaştırıldığında daha yüksek olduğu zaman, ilk boşalma aşaması meydana gelir. Dış aydınlatma tarafından yarıiletken elektrodun öz direnci azaldığında, akım ve boşalma ışık emisyonunda ilave bir artış gözlenir. Bu etki sistemin KÖ görüntü çevirici olarak çalışmasını sağlar. Şekil 6.12 (a) AVK'nın zamana bağlı olarak akımın davranışı 52 Torr basınç altında farklı besleme voltajlarında U_0 , karanlıkta ışıma K , Şekil 6.12 (b) de gösterilmiştir. En aşağıdaki

eğri (yani, $U_0 = 600$ V) kırılma öncesi akım için nispeten düşük genlikli osilasyonları gösterir. İkinci eğri kırılma voltajına tekabül eder ($U_k = 809$ V), ki burada akım osilasyonları kararlılaşımaya yönelir. Bu eğrilerin üzerinde gösterilen üsteki iki eğri $U_0 = 1154$, 1346 Volta tekabül eder. Monoton kararlı durum akım davranışı 1400 V'ta kadar, $U_0 > U_k$ için gözlenmiştir. Şekil 6.12 (b) akım değerleri 150 s zaman aralığında sabitleşir ve kararsız durum akım değerleri besleme voltajının U_0 artmasıyla artar. Bundan anlaşıldığı üzere, dinamik davranış, gazdaki elektron çıkış çoğalması ve fotoelektrik iyon emisyon olayının sonucu olarak katottan sökülen elektronlara bağlı olarak düşünülmektedir.



Şekil 6.12.a) $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 140 \mu\text{m}$ boşalma aralığı, $p = 52$ Torr ve $D = 15$ mm boşalma çapı için karanlıkta K, SI GaAs katodunun AVK, b) Akım-Zaman karakteristiği ($d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 140 \mu\text{m}$, $p = 52$ Torr ve $D = 15\text{mm}$)

Farklı yarıiletken çaplar için karanlıkta GaAs katodun negatif diferansiyel (NDD) dirençli akım voltaj karakteristikleri aşağıdaki gibidir:



Şekil 6.13. Farklı çaplar için karanlıkta SI GaAs katodun negatif diferansiyel NDD dirençli akım voltaj karakteristikleri, d₁ = 50 μm, d₂ = 240 μm
p= 133 Torr

Bu kararsızlıklar gaz boşalması GaAs daki taşıma özellikleri görüntülemeye hizmet ederken, yarıiletken elektrodun lineersizliğinden meydana gelmektedir. Elektriksel bölge kararsızlıklarının yarıiletken elektrotta elektrotun N-tipi I-V karakteristiğine sebep olduğu [36] da belirtilmektedir. Bu tip taşıma lineersizliğinin SI GaAs da [53] yüksek elektrik alan bölgelerinin yayılmasından sorumlu olduğu bilinmektedir. Sunulan karakteristikler düzlemsel yapının yarıiletken bileşeninin negatif diferansiyel direncinin varlığını kanıtlar.

Yarıiletken kristallerin EL2 merkezleri olarak adlandırılan derin elektronik kusurlarla katkılanması nedeniyle oda sıcaklığında yüksek bir dirence sahiptirler. Bu kusurların varlığının materyalin N-tipi NDD sine ve sonuç olarak örneğe yeterince yüksek genlikli bir dc-voltaj uygulandığında akımda kararsızlıklara yol açar. Bu etki, yüksek elektrik alanlarda kinetik enerjileri arttığı zaman, yük merkezlerinin tuzaklama verimliliğinin artması ile kontrol edilir. Kararsızlıklar, örnek içindeki yüksek elektrik alanlı bölgelerin oluşumu, hareketi ve bozulması ile alakalıdır .

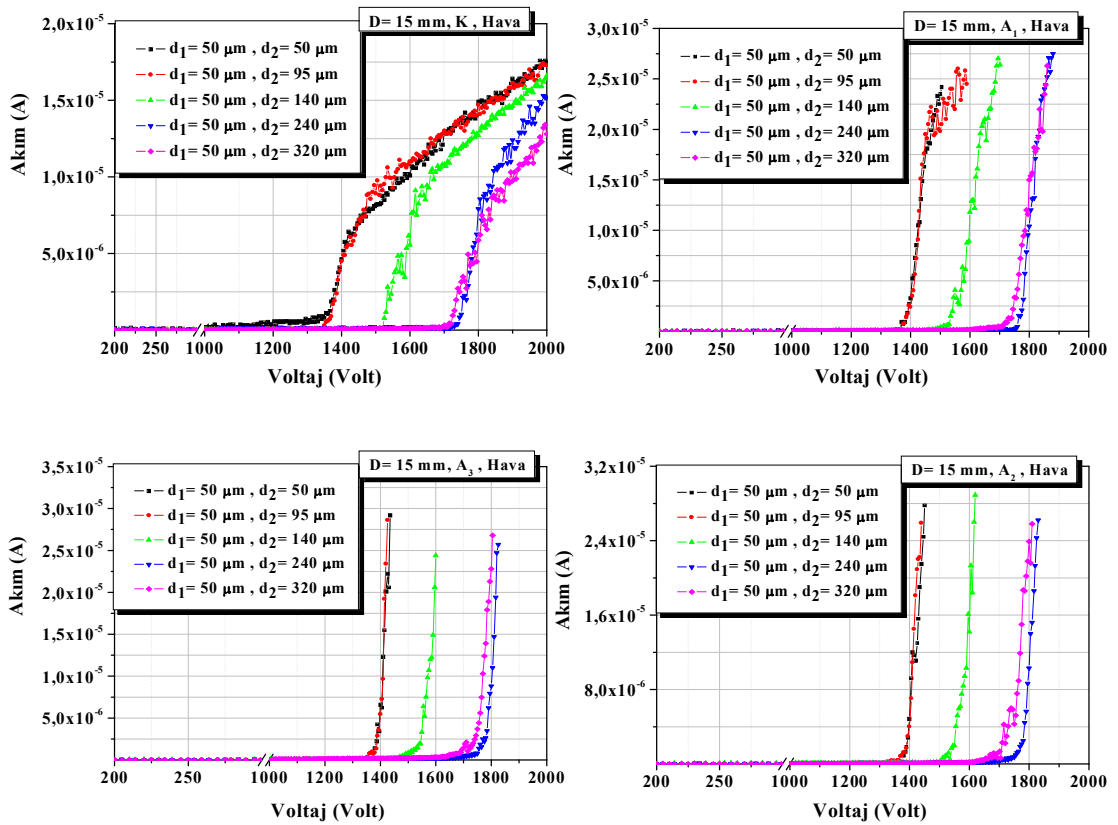
Yarıyalıtkan GaAs materyallerinde derin vericilerin varlığı EL2 merkezleri olarak bilinir ki bu Fermi seviyesini band aralığının ortalarına kaydırır ve yüksek elektriksel dirence ($10^7 \div 10^8 \Omega$) neden olur. Çünkü, EL2 merkezleri bir çok elektriksel ve optiksel mekanizmalara (fiziksel olaylar) katkıda bulunurlar. Bunlar GaAs' ın elektriksel parametrelerinin uzaysal olarak değişmesinde baskın rol oynarlar. Bu bölümde deneylerimiz boyunca NDD kararsızlıkları ile ilgili elde ettiğimiz sonuçlar şu şekildedir:

- Grafiklerimiz incelendiğinde voltaj artışı ile akımda hafif bir azalmanın kaydedildiği görülmektedir. Sunulan karakteristikler yarıiletken bileşenin negatif diferansiyel direncinin varlığını kanıtlar.
- Kritik voltaj değerleri V_c basıncın artmasıyla artmaktadır, Çizelge 6.2 gösterildiği gibi, ayrıca aydınlatma şiddetine bağlı olarak da V_c değişmektedir.
- Genel olarak $p = 28 \div 342$ Torr aralığında $d_1 = 50 \mu m$, $d_2 = 50 \div 320 \mu m$ lik elektrotlar arası mesafe için $D = 9 \div 12 \div 15$ mm lik elektrot çaplarında yarıiletkenin NDD karakteristikleri elde edilmiştir. Dikkat edilirse aydınlatma şiddetine, basınca ve yarıiletken elektrodun çapına bağlı olarak bu karakteristikler değişmektedir.

6.5. KÖ Görüntü Çevirici Hücresinin Akım Karasızlığının Deneysel Analizi

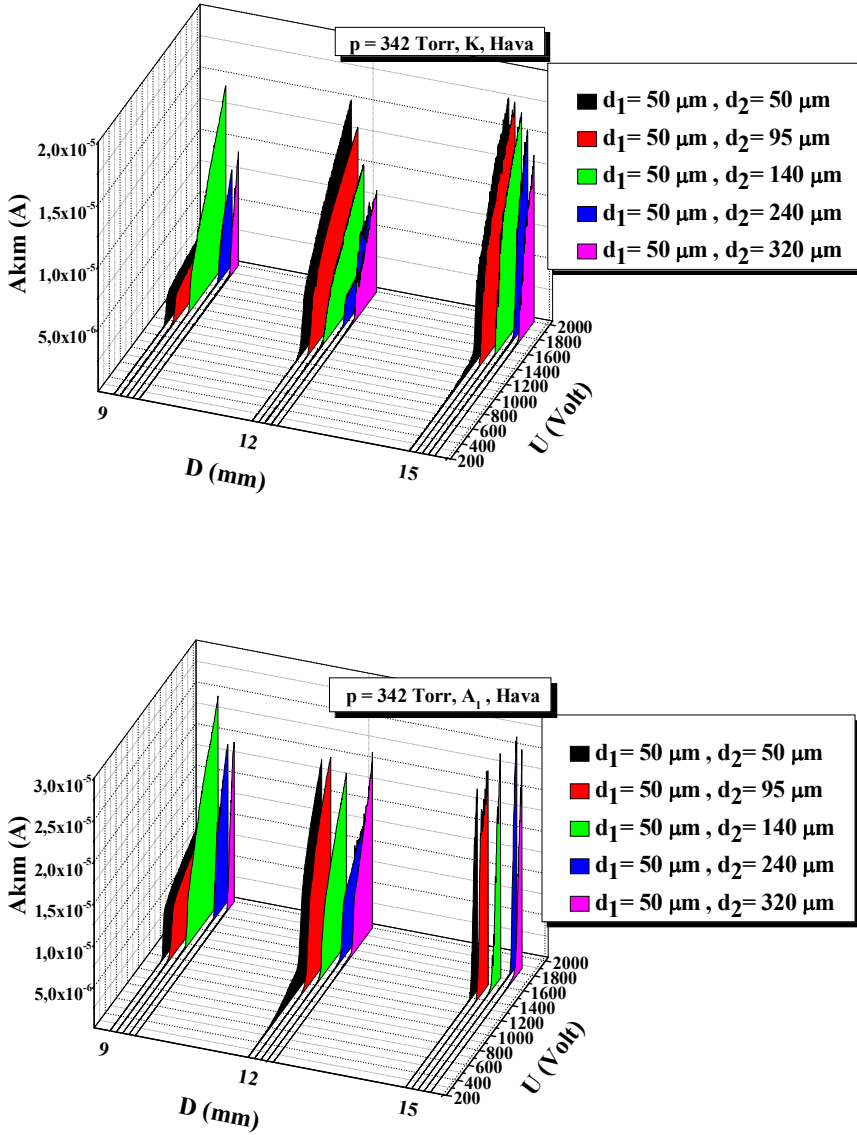
Oda sıcaklığında yarıiletken GaAs katodun farklı elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \div 320 \mu\text{m}$, farklı elektrot çapları $D = 9 \div 12 \div 15 \text{ mm}$, farklı basınç $p = 28 \div 342 \text{ Torr}$ ve farklı ışımaya şiddetleri için dc voltajlarda $U_0 \leq 2000 \text{ V}$ akım karasızlığın deneysel olarak inceledik. Deneysel parametrelerin incelenen setinde, hava ortamında Townsend boşalması için AVK'lar ve kırılma eğrileri ölçerek test edilmiştir.

Dört tipik durum, K, A_1 , A_2 , A_3 olarak katodun aydınlatılması durumunda elde ettiğimiz NDD grafikleri farklı boşalma aralıkları için aşağıdaki gibidir.

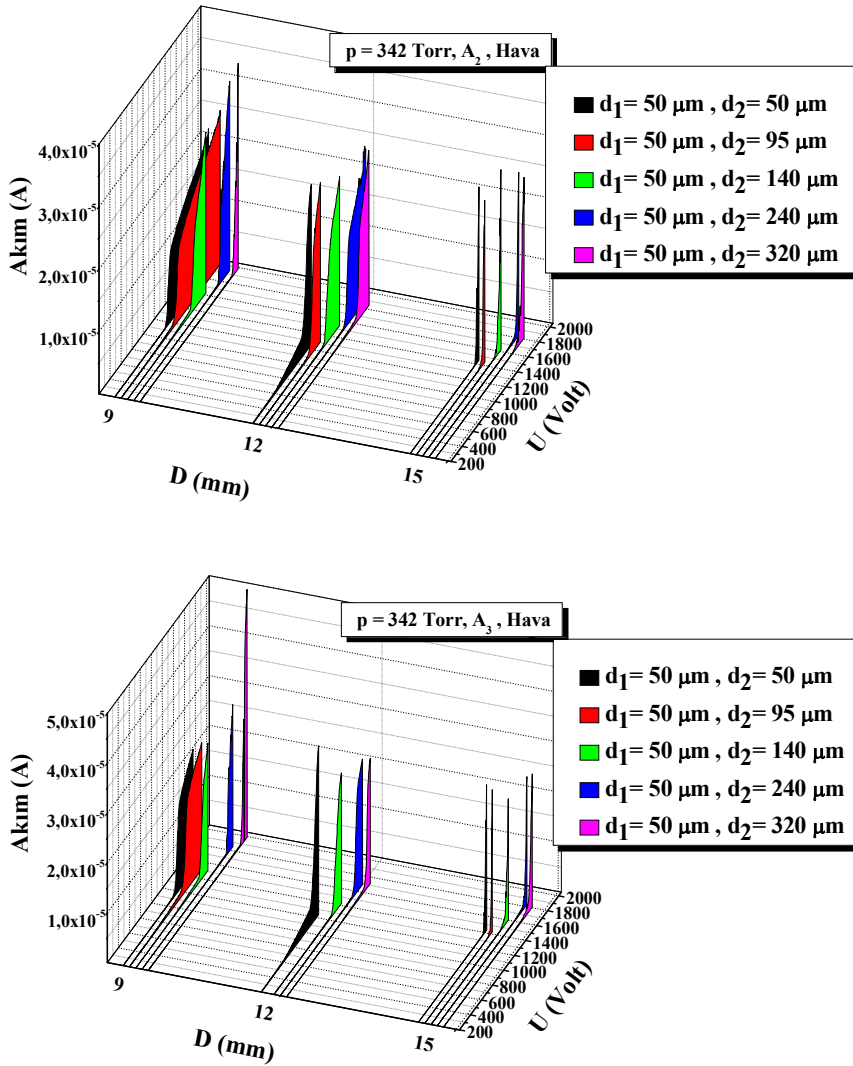


Şekil 6.14. Farklı aydınlatma şiddetlerinde K, A_1 , A_2 , A_3 ve farklı elektrotlar arası mesafe d için negatif diferansiyel (NDD) dirençli AVK. $D = 15 \text{ mm}$ ve $p = 342 \text{ Torr}$

Sabit basınç p için yarıiletken katodun farklı çap D (9-12-15 mm) değerinde ve farklı elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50\div 320 \mu\text{m}$ için elde ettiğimiz AVK'nin 3D grafikleri aşağıdaki gibidir.



Şekil 6.15. Farklı aydınlatma şiddetlerinde K, A₁, A₂, A₃ sabit basınç $p = 342$ Torr ve yarıiletken katodun farklı çap değerlerinde farklı elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50\div 320 \mu\text{m}$ için Townsend Boşalması'nın 3D AVK'ları



Şekil 6.15. (Devamı) Farklı aydınlatma şiddetlerinde K, A₁, A₂, A₃ sabit basınç $p = 342 \text{ Torr}$ ve yarıiletken katodun farklı çap değerlerinde farklı elektrotlar arası mesafe $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \div 320 \mu\text{m}$ için Townsend Boşalmasının 3D AVK'ları

Şekil 6.14-6.15'e göre, boşalma aralığının kalınlığı akım kararsızlıklarının özellikleri üzerinde de etkiye sahiptir [35]. Şekil 6.14-6.15'deki eğriler karşılaştırıldığında, diğer şartlar değişmeden kaldığında, farklı boşalma aralıklarında d arttığı zaman akım kararsızlıklarının genliğinin değiştiğini göstermektedir. SI GaAs'daki AVK'nın kararsızlık davranışı, diğer yazarların deneysel sonuçlarıyla iyi bir uyum içindedir. Bu etki pek çok yazar tarafından bildirilmiştir. Bazı durumlarda, iki elektrot arasındaki uzay yük domeinlerinin hareketinden kaynaklanan DFO'ları gözlemek

bile mümkündür. Akım kararsızlıkları U_0 besleme voltajına ve d boşalma aralığına bağlıdır. Akım yoğunluğu fotoelektrik kontrollü sistemde pek çok kararsızlıklı durumun kontrol edilmesine imkan verir. Bu seviyelerin her biri homojen olarak fakat farklı aydınlatma şiddeti ile aydınlatılır. Böylece, farklı durumlu seviyeler akım kararsızlıkları meydana getirirler.

Bahsedildiği gibi, gözlenen akım kararsızlıklarının sisteme yeterince yüksek bir dc-voltaj uygulandığı zaman, iki lineer olmayan bileşendeki (gaz boşalma aralığı ve yarıiletken) süreçlerden kaynaklanmaktadır. Si GaAs ın benzer AVK davranışı daha önceden de gözlenmiştir. $U_0 \leq U_{\text{maksimum}}$ 'da, U_0 ın geniş bir değişim bölgesinde, zamanla akımın hem düzenli hem düzensiz değişimleri gözlenebilir. Böyle materyallerde geniş genlikli akım kararsızlıklarının ortaya çıkması elektriksel domeinlerin dinamiğinden, yani bunların üretimi, hareketi ve bozulmasından kaynaklanmaktadır. Bu tip numunelerde gözlenen elektriksel kararsızlığın, elektrik alan tarafından taşıyıcıların ısıtılması ile, EL2 olarak adlandırılan merkezler tarafından taşıyıcıların yakalanma oranının (hızının) artması ile bağlantılı olduğuna inanılır .

Farklı aralıklı sistemlerde (yani $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50\div 320 \mu\text{m}$) Şekil 5.14 ve Şekil 5.15'deki eğrilerin karşılaştırılması;

- Sabit p basınç için, d arttığı zaman akım değeri değişir ve ayrıca boşalma aralığı $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 \geq 50 \mu\text{m}$ olduğu zaman akımda negatif diferansiyel direnç (NDD) ve kararsızlıklar gözlenir.
- Boşalma aralığı d artıkça AVK grafiklerinin eğimleri değişmektedir
- Yarıiletken katodun çapına bağlı akım değerleri farklı aydınlatma şiddetlerinde değişmektedir, akım değerleri aydınlatma şiddetlerinin azalmasıyla azalmaktadır.

7. SONUÇLAR

Çift boşalma aralığına sahip ($d_1 = 50 \mu\text{m}$ $d_2 = 50\div 320 \mu\text{m}$) bir kızılötesi çevirici sistemde zamanla akımda meydana gelen değişiklikler $U = 200 \text{ Volt} - 2000 \text{ Volt}$ besleme gerilimi altında ($p = 28 \div 342 \text{ Torr}$) basınç aralığında farklı dedektör çapları için ayrıntılı olarak inceledik. Pacshen eğrisinden kritik voltaj değerlerini belirledik. $U > U_B$ olduğunda gazın iletken hale geçtiği gösterildi. Tek boşalma aralıklı çevirici hücrelerinden farklı olarak, U_B breakdown değerlerinin daha büyük olduğu ve sistemin daha küçük akım değerlerinde ($I = 3 \cdot 10^{-5} \text{ A}$) karsızlığını tespit ettik. Buna karşılık çift boşalma aralığından dolayı, akım- voltaj ve akım- zaman grafiklerinde modülasyonlar gözlemlendi. Ayrıca büyükelektrotlar arası mesafeler için histerezis eğrileri elde edildi. Elde edilen deneysel veriler K.Ö çevirici sistemin optimizasyonu için kullanılacaktır.

- Sabit elektrotlar arası ($d_1 = 50 \mu\text{m} - d_2 = 50 \mu\text{m}$, $d_1 = 50 \mu\text{m} - d_2 = 320\mu\text{m}$) uzaklık için çap büyüdükçe akım değerleri büyümektedir.
- Sabit bir çap değeri ($D = 15 \text{ mm}$) ve sabit basınç ($p = 342 \text{ Torr}$) için elektrotlar arası mesafe arttıkça akım değeri küçülmektedir. Karanlıkta K en küçük akım değeri besleme voltajı 2000 volt'iken ($1.28 \times 10^{-5} \text{ A}$), $d_1 = 50 \mu\text{m} - d_2 = 320\mu\text{m}$ için, en büyük akım değeri besleme voltajı 2000 volt'iken ($1.75 \times 10^{-5} \text{ A}$), $d_1 = 50 \mu\text{m} - d_1 = 50 \mu\text{m}$ için elde edilmiştir.
- Belli bir voltaj (650 Volt) değerine kadar akım değerleri çok küçüktür. Kırılma voltajından sonra akım voltaj değeriyle orantılı olarak artmaktadır. Elektrotlara uygulanan voltaj artırıldığı zaman, katottan yayınlanan elektronlar gaz içerisinde voltajın özel bir değeri için (kırılma değeri) var olan alan kuvveti 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.

- Elektrotlar arası mesafe ($d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 = 50 \div 320 \mu\text{m}$) arttıkça maksimum akım değerleri azalmaktadır.
- Sabit bir ϕ için elektrotlar arası uzaklık arttıkça kırılma voltaj değerleri artmaktadır.
- Farklı boşalma aralıklıklarına sahip d 'ler arttıkça kırılma voltajı U_B değerinin arttığı gözlenmektedir.
- Kritik voltaj V_c değeri gazın basıncı artıkça artmaktadır, dolayısıyla yüksek basınçlarda sistemin AVK'sı daha kararlıdır.
- Sabit p basınç için, d arttığı zaman akım değeri değişir ve ayrıca boşalma aralığı $d_1 = 50 \mu\text{m}$, $d_2 \geq 50 \mu\text{m}$ olduğu zaman akımda negatif diferansiyel direnç (NDD) ve kararsızlıklar gözlenir.
- Boşalma aralığı d artıkça AVK grafiklerinin eğimleri değişmektedir
- Yarıiletken ϕ 'na bağlı akım değerleri farklı aydınlatma şiddetlerinde değişmektedir, akım değerleri aydınlatma şiddetlerinin azalmasıyla azalmaktadır.

KAYNAKLAR

1. Danijela, S., “Spatio- temporal pattern formation in a semiconductor gas discharge system”, *Proefschrift. Phys.Rev. E*, 4: 7-15 (2004).
2. Kasymov, Sh.S., Paritskii, L.G., “High speed conversion of infrared images with a planar gas discharge system”, *deposited in VINITI N2693*, 15: 142-148 (1974).
3. Raizer, Y.P., “Gas Discharge Physics”, *Springer*, Berlin, 330-448 (1991).
4. Ward, A.L., “Effect of space charge in cold-cathode gas discharges”, *Phys. Rev.*, 112: 852-1857 (1958).
5. Astrov, Yu.A., Portsel, L.M., “Experimental evidence for zigzag instability of solitary stripes in a gas discharge system”, *deposited in VINITI N1494*, 22: 332-415 (1980).
6. Astrov, Yu.A., Portsel, L.M., “Stability of a uniform steady self-sustaining discharge in a resistive electrode-discharge gap structure”, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 26: 1480-1488 (1981).
7. Strumpel, C., Astrov, Yu.A., Purwins, H.G., “Spatiotemporal filamentary patterns in a dc-driven planar gas discharge system”, *Phys.Rev. E*, 62: 4889-4897 (2000).
8. Strumpel, C., Astrov, Y.A., Purwins, H.G., “Spatiotemporal filamentary patterns in a dc-driven planar gas discharge system”, *Phys. Rew. E*, 63: 026409-0264016 (2001).
9. Raizer, Y.P., “Gas Discharge Physics”, *Springer*, Berlin, 330-448, (1991)
10. Bruhn, B., Koch, B.P., Jonas, P., “Amplitude equation at ionization instability and the onset of turbulence in a neon glow discharge”, *Phys. Rev. E*, 58: 3793-3805 (1998).
11. Bruhn, B., Koch, B.P., “Strong pattern selection and amplitude equation of higher order for ionization waves in a neon glow discharge”, *Phys. Rev. E*, 61: 3078-3092 (2000).
12. Golubovski, Yu.B., Maiorov, V.A., Nekutchayev, V.O., Behnke, J., Behnke, J.F., “Kinetic model of ionization waves in a positive column at intermediate pressures in inert gases”, *Phys. Rev. E*, 63: 036409 (2001).
13. Golubovskii, Y. B., Maiorov, V. A., Behnke, J. F., Behnke, J.F., “Influence of interaction between charged particles and dielectric surface over a homogeneous barrier discharge in nitrogen”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 35 (8): 751–761 (2002).

14. Bogaerts, A., Neyts, E., Gijbels, R., Mullen, V.J., "Gas discharge plasma and their applications", *Spectrochimica Acta Part B*, 57: 609–658 (2002).
15. Belenguer, Ph., Boeuf, J.P., "Transition between different regimes of rf glow discharges", *Phys. Rev. A*, 41: 4447–4459 (1990).
16. Grill, A., "Cold Plasma in Materials Fabrication: from Fundamentals to Applications", *IEEE Press*, New York, 1-272 (1994).
17. Salamov, B.G., Colakoglu, K., Altindal, S., "Infrared Phys. Technoogy", *Pergamon*, 36: 661-663 (1995).
18. Salamov, B.G., Akinoglu, B.G., Ellialtioglu, S., Allakhverdiev, K.R., Lebedeva N., "Enhancement of the Resolution of a Semiconductor Photographic System in a Magnetic Field", *J. Photogr. Sci.* 42: 106-108 (1994).
19. Howatson, A. M., "An Introduction to Gas Discharges", *Pergamon*, Oxford, 7-142 (1965).
20. Lebedeva, N.N., Orbukh V.I., Salamov, B.G., "Investigation of the Effect of Discharge Plasma Stabilization by a Semiconductor", *J. Physique III*, France 6: 797-799 (1996).
21. Salamov, B.G., Buyukakkas, S., Ozer, M., Colakoglu, K., "Behaviour of current in gas discharge system between parallel-plane electrodes", *Eur. Phys. J. Ap.*, 2: 275-276 (1998).
22. Astrov, Y.A., Egorov, V.V., Kasymov, Sh.S., Murugov, V.M., Paritskii, L.G., Ryzkin, S.M., "New photographic system for investigating characteristics of infrared laser radiation", *Kvantovaya Elektronika*, 4: 1681-1682 (1977).
23. Ivanova, E.I., Novogrudski, B.V., Paritskii, L.G., "Physics of Semiconductors", *Sov. Phys.–Semicond.* 6: 1585-1587 (1973).
24. Lebedeva, N.N., Salamov, B.G., Akinoglu, B.G., Allakhverdiev, K.R., "Visualization of Electrical Inhomogeneities in High-ohmic Semiconductor Plates by an ionization Type Photographic System", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27: 1219-1229 (1994).
25. Dhali, S.K., Williams, P.F., "Two-dimensional studies of streamers in gases", *J. Appl. Phys.*, 62: 4696 (1987).
26. Yoshida, K., Tagashira, H., "Computer simulation of a nitrogen discharge at high overvoltages", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 9: 491-505 (1976).
27. Smirnov, B.M., "Excited Atoms", *Energoizdat*, Moscow, 13 (1982).

28. Radehaus, Ch., Dirksmeyer, T., Willebrand, H., Purwins, H.G., “ Pattern Formation in Gas discharge systems with high impedance electrodes”, **Phys. Lett. A.**, 125 : 92-94 (1987).
29. Willebrand, H., Hunteler, T., Niedernostheide, F., Dohmen, R., Purwins, H.G ., “Periodic and turbulent behavior of solitary structures in distributed active media”, **Phys. Rev. A.**, 45: 8766-8775 (1992).
30. Paschen, F., “Paschen law”, **Annalen der physik und chemie.**, 37: 69-84 (1889).
31. Tatarinova, N., “Processes in surface layer micropores of high voltage electrodes and vacuum electroisolation”, **Proc. of 15th ISDEIV**, Germany, 361-365 (1992).
32. Vincent, G., Bois, D., Chantre, A., “Photoelectric memory effect in GaAs”, **J. Appl. Phys.**, 53 (5): 3643-3645 (1982).
33. Bois, D., Vincent, G., “Deep-level optical spectroscopy in GaAs”, **J. Phys. Lett.**, 57: L351 (1977).
34. Vincent, G., Bois, D., “Deep level study by analysis of thermal and optical transients in semiconductor junctions”, **Solid State Commun.**, 27: 431-432 (1978).
35. Sadık, Y., “Kızılötesi Görüntü Çeviricinin Çalışmasına Fotodetektörün Karakteristik Özelliklerinin Etkisi”, Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 48-53, 65-89 (2005).
36. Gunn, B., “Gun effect”, **Solid State Commu.**, 1: 88-92 (1963).
37. Wacker, A., Scholl, E., “Criteria for stability in bistable electrical devices with S- or Z-shaped current voltage characteristic”, **J. Appl. Phys.**, 78: 7352-7357 (1995).
38. Alex, V., Weber, J., “Optical data storage in semi-insulating GaAs”, **Appl. Phys. Lett.**, 72: 1820-1822 (1998).
39. Kirkpatrick, C. G., Chen, R. T., Holmes, D. E., Asbeck, P. M., Elliott, K. R., Fairman, R. D. ve Oliver, J. R., “Semi-insulating GaAs”, **Academic**, New York, 68: 1909-1911 (1984).
40. Shockley, W., “Electrons and Holes in Semiconductors”, **Van Nostrand**, New York, 334-357 (1951).
41. Tokumaru, Y., “Current oscillations by two bulk negative-resistance effects in photoexcited GaAs”, **Appl. Phys. Lett.**, 14: 212-213 (1969).

42. Rajbenbach, H., Verdiell, J. M. ve Huignard, J. P., "Visualization of electrical domains in semi- insulating GaAs: Cr and potential use for variable grating mode operation", *Appl. Phys. Lett.*, 53: 541-543 (1988).
43. Neumann, A., Willing, B., Jansen, A. G. M., Wyder, P., Deltour, R., "Slow domains in semi-insulating GaAs in high magnetic fields", *J. Appl. Phys.*, 78: 5186-5188 (1995).
44. Sze, S. M., "Physics of Semiconductor Devices 2nd ed.", *Wiley*, New York, 362-390 (1981).
45. Hartnagel, H., "Semiconductor Plasma Instabilities", *Heinemann*, London, 91-106 (1969).
46. Schwarz, G., Lehmann, C., Scholl, E., "Symmetry-breaking multiple current filamentation in n-GaAs", *Physica B.*, 272 : 270-273 (1999).
47. Viehmann, W., "Current oscillations in photoexcited gallium-arsenide", *Appl. Phys. Lett.*, 14: 39-41 (1969).
48. Look, D.C., "Imperfections in III/V Materials", *Academic*, New York, 221-252 (1993).
49. Blakemore, J.S., Dobrilla, P., "Factors affecting the spatial distribution of the principal midgap donor in semi-insulating gallium arsenide wafers", *J. Appl. Phys.*, 58: 204-207 (1985).
50. Strumpel, C., Astrov, Y.A., Purwins, H.G., "Spatiotemporal filamentary patterns in a dc-driven planar gas discharge system", *Phys. Rew. E*, 63: 26409-264016 (2001).
51. Raizer, Y. P., "Gas Discharge Physics", *Springer* , Berlin, 330-448 (1991).
52. Gurevich, E. L., Moskalenko, A. S., Zanina, A. L., Astrov, Y. A., 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).
53. Astrov, Y.A., Purwins, H.G., "Spatiotemporal structures in a transversely extended semiconductor system", *Tech. Phys. Lett.*, 28: 910-912 (2002).
54. Gurevich, E.L., Astrov Yu. A., Purwins, H.G., "Pattern formation in planar dc-driven semiconductor–gas discharge devices: two mechanisms" *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38: 468–476 (2005).
55. Gurevich, E. L., Moskalenko, A. S., Zanina, A. L., Astrov, Y. A., ve 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).

56. Strumpel, C., Astrov, Y.A., Purwins, H.G., “Spatiotemporal filamentary patterns in a dc-driven planar gas discharge system”, *Phys. Rev. E*, 63: 026409-0264016, (2001).
57. Neumann, A., “Slow domains in semi-insulating GaAs”, *J. Appl. Phys.*, 90: 1-10 (2001).
58. Astrov, Y. A. ve Purwins, H. G., “Spatiotemporal structures in a transversely extended semiconductor system”, *Tech. Phys. Lett.*, 28: 910-912 (2002).
59. Gurevich, E. L., Moskalenko, A. S., Zanina, A. L., Astrov, Y. A., ve 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).
60. Schöll, E., “Symp. On Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Semiconductors and Plasmas”, *Prague*, 6: 643–722 (1997).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı Adı : ÇETİN, Sadık
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 02.03.1984 Ankara
Medeni Hali : Bekar
e-mail : sdk_ctn@hotmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek Lisans	Gazi Üniversitesi / Fizik Bölümü	2010
Lisans	Ondokuzmayıs Üniversitesi / Fizik Bölümü	2007
Lise	Ankara Gazi Lisesi	2002

Yabancı Dil

İngilizce