

**İŖIĖA DUYARLI YARIİLETKEN GAZ BOŖALMA YAPISININ
ÖZELLİKLERİ**

Kıvılcım AKTAŖ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MAYIS 2008

ANKARA

Kıvılcım AKTAŞ tarafından hazırlanan IŞIĞA DUYARLI YARIİLETKEN GAZ BOŞALMA YAPISININ ÖZELLİKLERİ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Y. Doç. Dr. Akif ÖZBAY

Tez Danışmanı Fizik Anabilim Dalı

Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV

Tez Danışmanı Fizik Anabilim Dalı

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

Prof. Dr. Bülent AKINOĞLU

Fizik Anabilim Dalı, O.D.T.Ü.

Yrd. Doç. Dr. Akif ÖZBAY

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniv.

Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniv.

Doç. Dr. Gökay UĞUR

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniv.

Doç. Dr. Selim ACAR

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniv.

Tarih: 29 / 05 / 2008

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

Prof. Dr. Nermin ERTAN

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.

Kıvılcım AKTAŞ

İŞİĞA DUYARLI YARIİLETKEN GAZ BOŞALMA YAPISININ**ÖZELLİKLERİ****(Yüksek Lisans Tezi)****Kıvılcım AKTAŞ****GAZİ ÜNİVERSİTESİ****FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ****Mayıs 2008****ÖZET**

H_2 gazı ortamında düzlemsel bir boşalma hücresindeki gaz kırılması farklı elektrotlar arası mesafeler, farklı elektrot çapları ve farklı basınçlarda deneysel olarak araştırıldı. GaAs katotlu gaz boşalma sisteminin Akım-Voltaj (*AVK*) ve Radyasyon-Voltaj (*RVK*) karakteristiği incelendi. H_2 gazından elde edilen deneysel sonuçlar hava ortamındaki sonuçlarla karşılaştırıldı. Kararlı boşalma bölgeleri ve kontrol edilebilir çalışma modu belirlendi. Ayrıca yarıiletken gaz boşalma yapısının (YGBY) kararsız olduğu şartlar da belirlendi. *AVK* ve *RVK*'nin *N*-tipli kararsızlıkları tespit edildi. EL2 olarak adlandırılan derin elektronik seviyelerin varlığının, materyalin *N*-tipli *NDD*' sine ve sonuç olarak GaAs fotodetektöre yeterince yüksek voltaj uygulandığında akım osilasyonlarına yol açtığı tespit edilmiştir. Ayrıca sistemin dinamik özelliği 150 saniye zaman aralığında incelendi.

Bilim Kodu : 202.1.147**Anahtar Kelimeler : Kararlı boşalma bölgesi, negatif diferansiyel direnç, kararsızlıklar, kırılma, gaz boşalması, GaAs fotodetektör, dinamik özellikler****Sayfa Adedi : 146****Tez Yöneticisi : Yrd. Doç. Dr. Akif ÖZBAY (I. Danışman)****Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV (II. Danışman)**

**CHARACTERISTICS OF RADIATION SENSITIVE SEMICONDUCTOR
GAS DISCHARGE STRUCTURE**

(M. Sc. Thesis)

Kıvılcım AKTAŞ

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

Mayıs 2008

ABSTRACT

Gas breakdown at H₂ gas of a planar gas discharge system was studied experimentally at different interelectrode distances, different inner diameters of the electrode areas and different pressures. The Current-Voltage (*CVC*) and Radiation-Voltage characteristics (*RVC*) of the gas discharge system with GaAs cathode was studied. Experimental results which was obtained from H₂ gas were compared with the results from air. Stable discharge regions and controllable working mode were identified. Also the conditions were underlined which semiconductor gas discharge structure (SGDS) is unstable. *N*-shape instabilities of *CVC* and *RVC* were determined. The presence of deep electronic levels of defects, called EL2 centers, results the *N*-type *NDR* of the material, as a consequence, to oscillations in current when a dc voltage of a high magnitude is applied to a GaAs photodetector. Furthermore, the dynamic property of the system in duration of 150 second was investigated.

Science Code : 202.1.147

Key Words : Stable discharge region, negative differential resistance, instabilities, breakdown, discharge emission, GaAs photodetector, dynamic properties.

Page Number : 146

Adviser : Assist. Prof. Dr. Akif ÖZBAY (I. Danışman)

Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV (II. Danışman)

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren, desteğini hiç bir zaman esirgemeyen, önerileri ve engin tecrübesi ile bana yol gösteren çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV' a teşekkürü bir borç bilirim. Sonsuz hoşgörüsü ve desteklerinden dolayı Sayın Yrd. Doç. Dr. Akif ÖZBAY teşekkürü bir borç bilirim. Yine çalışmalarım boyunca bana her türlü desteği veren kıymetli hocam Yrd. Doç. Dr. Hilal KURT' a teşekkür ederim. Yardımlarını ve desteğini esirgemeyen Sayın Öztürk KÖSEOĞLU' na teşekkür ederim.

Ayrıca her an yanımda olan, desteklerini hiç bir zaman esirgemeyen sevgili aileme ve ananeme çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xii
RESİMLERİN LİSTESİ	xviii
SİMGELER VE KISALTMALAR	xix
1. GİRİŞ	1
2. ELEKTROSTATİKLER, ELEKTRODİNAMİKLER VE GAZ DİNAMİKLERİNİN TEMELİ	5
2.1. Elektrostatikler	5
2.1.1. Elektrostatiklerin temel ifadeleri	5
2.1.2. Yükler ve iyonlar	7
2.2. Gaz Dinamikleri ve Yüklü Parçacık Kinetikleri	8
2.2.1. Elektrik alanlarda elektronların ve iyonların hareketleri	8
2.2.2. Ortalama serbest yol	10
2.2.3. Mobilite ve mobiliteden iyon süzmesi	11
2.3. Gazların İyonizasyonu	13
2.3.1. Gaz iyonizasyonunun prensipleri	13
2.3.2. Gazlarda ve vakumda elektriksel boşalmalar	15

Sayfa

2.3.3. Elektriksel kırılma	15
2.4. DC Boşalmaların Çeşitleri	25
3. DENEYSEL SİSTEM	32
3.1. Deney	37
4. IŞIĞA DUYARLI YGBY' NİN GAZ BOŞALMA KONTROL PARAMETRELERİNE BAĞLILIĞI	40
4.1. YGBY' nin Yarıiletken Elektrotun Çapına Bağlılığı	40
4.2. İyonizasyon Tipli YGBY' nin AVK' sının Gaz Basıncına Bağlılığı	46
4.3. YGBY' de Paschen Eğrilerinin Yarıiletken Elektrodun Çapına ve Elektrotlar Arası Mesafesine Bağlılığı	53
4.3.1. YGBY' den Elde Edilen Paschen Eğrilerinin Deneysel Analizi	61
4.4. YGBY' de Kararlı Boşalma Işıma Şartlarının Araştırılması	64
4.4.1. YGBY' de Işık Emisyon Şiddetinin Yarıiletken Elektrodun Çapına Bağlılığı	66
4.4.2. YGBY' deki Işık Emisyon Şiddetinin Boşalma Akımına Bağlılığı	70
4.4.3. YGBY' de Yayınlanan Işık Emisyon Şiddetinin Gaz Basıncına Bağlılığı	72
4.5. H ₂ Gazında Kararlı Boşalma Bölgesi (<i>KBB</i>)	74
4.6. H ₂ gazında <i>AVK</i> ve <i>RVK</i> ' larda Histerezis	78
5. YGBY' NİN YARIİLETKENİN ÖZELLİKLERİNE BAĞLILIĞI	82
5.1. Yarıiletken GaAs' daki Yavaş Bölgeler	82
5.2. Hareketli Elektronlar ve Negatif Diferansiyel Direnç	84
5.3. Yarıiletken GaAs' daki EL2 Kusurları	90
5.4. YGBY' de Farklı Gaz Basıncı ve Farklı Elektrot Çaplarına Göre NDD Kararsızlıklarının ve Dinamik Özelliklerinin İncelenmesi	93

Sayfa

5.5. YGBY' nin Akım Kararsızlığının Deneysel Analizi	105
6. YGBY PARAMETRELERİNİN SPESİFİK ÖZELLİKLERİ	111
6.1. YGBY Parametrelerinin Boşalma Özelliklerine Etkisi	111
6.2. Boşalma Kararlılığına Yüzey Kusurlarının Etkisi	118
6.3. H ₂ gazı – Hava Ortamı Karşılaştırması	128
7. SONUÇ	134
KAYNAKLAR	137
ÖZGEÇMİŞ	146

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. AB nötr molekülünün iyonizasyonunun mümkün türleri [29]	14
Çizelge 2.2. Osmokrovic' e göre kırılma mekanizmalarının karşılaştırılması [25]	22
Çizelge 2.3. Konu ile ilgili mikrosistem materyallerinin seçimi için iş fonksiyonları	25
Çizelge 4.1. H ₂ gazında elektrotlar arası mesafe $d = 45 \mu\text{m}$, basınç $p = 220 \text{ Torr}$, besleme voltajı $U_0 = 1200 \text{ Volt}$ ve aydınlatma şiddeti A_3 iken akım yoğunluğu ve akım değerlerinin yarıiletken elektrotun çapına bağlılığı	44
Çizelge 4.2. $d = 323 \mu\text{m}$ ve $d = 525 \mu\text{m}$ ' deki farklı basınç değerlerine göre kırılma voltajlarının değişimi. $D = 22 \text{ mm}$, aydınlatma şiddeti A_3	49
Çizelge 4.3. 800 Volt besleme voltajında, A_3 ' de, $d = 45 \mu\text{m}$ ve $D = 22 \text{ mm}$ ' de maksimum akımın ve akım yoğunluğunun basınca bağlılığı	51
Çizelge 4.4. H ₂ gazında $p = 220 \text{ Torr}$, $D = 22 \text{ mm}$, $U_0 = 800 \text{ Volt}$ ve A_3 için elektrotlar arası mesafenin akım ve akım yoğunluğuna bağlılığı	51
Çizelge 4.5. Besleme voltajı ($U_0 = 1200 \text{ Volt}$) iken sabit bir basınç $p = 360 \text{ Torr}$ ve elektrotlar arası mesafe $d = 240 \mu\text{m}$ için akım yoğunluğu ve maksimum akımın yarıiletken elektrodun D çapına göre değişimi	52
Çizelge 4.6. Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de sabit elektrot çapı $D = 22 \text{ mm}$ değeri için elektrotlar arası mesafenin U_K kırılma voltaj değerlerine göre değişimi	58
Çizelge 4.7. Besleme voltajı $U_0 = 1700 \text{ Volt}$ iken sabit elektrotlar arası mesafe $d = 323 \mu\text{m}$ ve sabit elektrot çapı $D = 12 \text{ mm}$ için akım ve maksimum boşalma ışımasının basınca göre değişimi	73
Çizelge 4.8. H ₂ gazında elektrotlar arası mesafe ve elektrot çaplarına göre KBB ' nin değişimi	77
Çizelge 5.1. Düşük ve yüksek vadi için GaAs' ın mobilitesi	88

Çizelge	Sayfa
Çizelge 5.2. Sabit elektrotlar arası mesafe $d = 445 \mu\text{m}$ ve sabit bir çap $D = 22 \text{ mm}$ için H_2 gazında, farklı basınçlarda, A_1 ve A_2 aydınlatma şiddetlerinde NDD dirençli AVK 'nin kritik voltaj V_c değerleri	97
Çizelge 6.1. 300 K ve 10^5 Pa 'da çeşitli gazların iyonizasyon potansiyeli ve ortalama serbest yolu	111

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Örnekte kırılmadan önce yüksek voltaj / yüksek alan elektrot aralığının iletim mekanizmalarının resmi: 1. radyasyon ile iyonizasyon (fotonlar, kozmik ışınlar), 2. parçacıklar ile yük transferi, 3. e^- emisyonu (alan, ikincil, foto), 4. alan desorpsiyonu ve iyonizasyonu, 5. elektrot yüzey materyallerinin çarpışma iyonizasyonu, 6. çığlarda yük çoğalımı, 7. yüklü adsorbe edilmiş (soğurulmuş) parçacıkların evaporasyonu, 8. nötr parçacıkların ayrılması, 9. yalıtkan ve polarizasyondan geçerek iletim, 10. adsorbe edilmiş tabakalar üzerinden iletim, 11. destekten geçerek iletim.	16
Şekil 2.2. Çeşitli gazlar için Paschen eğrileri	21
Şekil 2.3. Akımın geniş aralığı için elektrotlar arasındaki boşalmaların akım-voltaj karakteristikleri ve yük çizgisi: A-B bölgesi kendini besleyemeyen boşalma, B-C karanlık Townsend boşalması, D-E normal glow boşalması, E-F normal olmayan glow boşalması, F-G Ark'a geçiş, G-H ark [22]. Noktalı çizgi yüksekçe homojen olmayan alanlarda akımın nasıl değiştiğini göstermektedir ki burada kırılma, homojen bir alandaki basit bir glow boşalması yerine korona boşalmasına yol açar [45].	25
Şekil 2.4. Boşalma deneyleri için basitleştirilmiş devre. HV: yüksek voltaj kaynağı, F: boşalma aralığı, R_b = balast direnci, I = akım ölçer	26
Şekil 3.1. Deneysel sistemin ölçüm devresi	35
Şekil 3.2. Deneysel sistemi oluşturan cihazların şematik gösterimi	36
Şekil 3.3. YGBY' nin şematığı; 1) Yarı-saydam Au tabaka, 2) GaAs katot, 3) Gaz boşalma aralığı, 4) Mika, 5) Yarı-saydam SnO_2 anot, 6) Düz cam disk	37
Şekil 4.1. Farklı elektrotlar arası mesafe için <i>karanlıkta K</i> yarıiletken katodun farklı <i>D</i> çap değerlerinde (■ 22 mm, □ 18 mm, ▒ 12 mm, ▨ 9 mm) Townsend boşalmasının 3B <i>AVK</i> ' ları	41
Şekil 4.2. Farklı elektrotlar arası mesafe için <i>kuvvetli aydınlatma şiddeti A₃</i> de yarıiletken katodun farklı <i>D</i> çap değerlerinde (■ 22 mm, □ 18 mm, ▒ 12 mm, ▨ 9 mm) Townsend boşalmasının 3B <i>AVK</i> ' ları	42

Şekil**Sayfa**

- Şekil 4.3. Farklı p gaz basınçlarında yarıiletken GaAs katotlu gaz boşalma hücresinin AVK' ları; a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ; d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 . Elektrot alanlarının çapı $D = 22$ mm ve elektrotlar arası mesafe $d = 45$ μm 46
- Şekil 4.4. Farklı p gaz basınçlarında yarıiletken GaAs katotlu gaz boşalma hücresinin AVK' ları; a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ; d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 . Elektrot alanlarının çapı $D = 22$ mm ve elektrotlar arası mesafe $d = 323$ μm 47
- Şekil 4.5. Farklı p gaz basınçlarında yarıiletken GaAs katotlu gaz boşalma hücresinin AVK' ları; a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ; d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 . Elektrot alanlarının çapı $D = 22$ mm ve elektrotlar arası mesafe $d = 525$ μm 48
- Şekil 4.6. H_2 gazında $D = 22$ mm elektrot çapı, $U_0 = 800$ Volt besleme voltajı ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3' de akımın basınçla değişimi.....50
- Şekil 4.7. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun çap $D = 9$ mm değerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde, a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3' de H_2 gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri54
- Şekil 4.8. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun çap $D = 12$ mm değerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde, a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3' de H_2 gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri55
- Şekil 4.9. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun çap $D = 18$ mm değerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde, a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3' de H_2 gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri 56
- Şekil 4.10. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun çap $D = 22$ mm değerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde, a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3' de H_2 gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri57

Şekil**Sayfa**

- Şekil 4.11. $d = 45 \mu\text{m}$ ' lik sabit elektrotlar arası mesafe için yarıiletken katodun farklı çap değerlerinde Townsend boşalmasının kırılma eğrileri: a) Karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için elde edilmiştir61
- Şekil 4.12. H_2 gazında elektrotlar arası mesafe $d = 45 \mu\text{m}$, elektrot çapı $D = 12 \text{ mm}$ ve basınç $p = 66$ ve 290 Torr için düzlemsel gaz boşalma hücresinin karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde AVK ' ları yarıiletken katodun farklı direncini temsil etmektedir.62
- Şekil 4.13. Yarıiletken katotlu gaz boşalması hücresi. 1) Saydam katot, 2) fotoduyar yarıiletken, 3) yalıtkan aralık, 4) gaz boşalma aralığı, 5) saydam anot, 6) yüksek voltaj güç kaynağı65
- Şekil 4.14. Farklı elektrotlar arası mesafe d ve farklı p basınçlarında kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de yarıiletken katodun farklı çap D (■ 22 mm, □ 18 mm, ▒ 12 mm, ▒ 9mm) değerlerinde $3B$ radyasyon grafikleri66
- Şekil 4.15. $D = 9 \text{ mm}$, $d = 323 \mu\text{m}$, $p = 160 \text{ Torr}$ ' da H_2 gazı için 5 V ve 10 V adımla RVK grafikleri 69
- Şekil 4.16. H_2 gazında sabit elektrotlar arası mesafe $d = 445 \mu\text{m}$ ve sabit bir çap $D = 22 \text{ mm}$ değeri için yarıiletken katodun karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde Townsend boşalmasının AVK ve RVK ' ları70
- Şekil 4.17. H_2 gazında sabit elektrotlar arası mesafe $d = 525 \mu\text{m}$, sabit bir çap $D = 22 \text{ mm}$ değeri için yarıiletken katodun karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde Townsend boşalmasının AVK ve RVK ' sı71
- Şekil 4.18. Farklı p basınçlarında düzlemsel bir boşalma hücresinin ışıma şiddetinin davranışı: Elektrotlar arası mesafe $d = 323 \mu\text{m}$ ve elektrot alanlarının çapı $D = 12 \text{ mm}$ 72
- Şekil 4.19. H_2 gazında $323 \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafe, 22 mm elektrot çapı, orta ve kuvvetli aydınlatma şiddetinde RVK ' lar73
- Şekil 4.20. $d = 45 \mu\text{m}$ ' de farklı D elektrot çapları ve farklı basınçlar için KBB 74
- Şekil 4.21. $d = 323 \mu\text{m}$ ' de farklı D elektrot çapları ve farklı basınçlar için KBB ...75
- Şekil 4.22. $d = 525 \mu\text{m}$ ' de farklı D elektrot çapları ve farklı basınçlar için KBB ...76

Şekil

Sayfa

- Şekil 4.23. Elektrotlar arası mesafe 45 μm , elektrot çapı 9 mm, 480 Torr basınçta; a) Karanlık, 5 V adımla b) Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 5 V adımla, c) Karanlık, 10 V adımla AVK' lar. Histerezis grafiklerinde $\blacktriangle$ sembolü ileri beslemi, $\blacktriangledown$ sembolü ise geri beslemi belirtmektedir.78
- Şekil 4.24. $d = 45 \mu\text{m}$, $D = 9 \text{ mm}$ ve $p = 550 \text{ Torr}$ ' da farklı aydınlatma şiddetleri için AVK ve RVK grafikleri a) A_1 ve A_2 aydınlatma şiddetlerinde AVK , b) A_3 aydınlatma şiddetinde AVK , c) A_1 ve A_2 aydınlatma şiddetlerinde RVK , d) A_3 aydınlatma şiddetinde RVK 79
- Şekil 4.25. Elektrotlar arası mesafe 323 μm , elektrot çapı 9 mm ve karanlıkta AVK' lar; a) 160 Torr basınç, 10 V adımla b) 360 Torr basınç, 10 V adımla ...80
- Şekil 4.26. $d = 45 \mu\text{m}$, $D = 9 \text{ mm}$, $p = 550 \text{ Torr}$ ' da H_2 gazında N-tipli AVK 81
- Şekil 5.1. a) N-tipi NDD , b) Yerel diferansiyel öz direncin alana bağlılığı85
- Şekil 5.2. N-tipi GaAs ' ın enerji bant diyagramı87
- Şekil 5.3. N-tipi GaAs yarıiletkeninin elektrik alan-akım yoğunluğu grafiği88
- Şekil 5.4. Yarıiletkeninin elektriksel devresi: a) gaz boşalma aralığının olmaması, b) gaz boşalma aralığının olması halinde, 1. kontak, 2. yarıiletken, 3. gaz boşalma aralığı ve 4. düz cam disk91
- Şekil 5.5. AVK' lar, a) Gaz boşalma aralığının olmaması, b) olması halinde92
- Şekil 5.6. Aktif $SI \text{ GaAs}$ 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 etkileşmesi94
- Şekil 5.7. $d = 445 \mu\text{m}$ ve $D = 22 \text{ mm}$ için a) A_1' de 160-360 Torr, b) A_2' de 160-360 Torr, c) A_1' de 410-550 Torr, d) A_2' de 410-550 Torr olmak üzere, GaAs katodun NDD dirençli AVK' ları96
- Şekil 5.8. $d = 445 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ve A_2 aydınlatma şiddetinde, a) $p = 160-360 \text{ Torr}$, b) $p = 410-550 \text{ Torr}$ ' da GaAs katodun NDD dirençli RVK' ları97
- Şekil 5.9. $d = 525 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ve $p = 160-480 \text{ Torr}$ değerlerinde, a) A_1' de 160 ve 220 Torr b) A_2' de 160 ve 220 Torr, c) A_1' de 290-480 Torr, d) A_2' de 290-480 Torr olmak üzere, GaAs katodun NDD dirençli AVK' ları98

Şekil	Sayfa
Şekil 5.10. $d = 525 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ve A_2 aydınlatma şiddetinde, a) $p = 160\text{-}220$ Torr, b) $p = 290\text{-}480$ Torr' da $GaAs$ katodun NDD dirençli RVK ' ları	99
Şekil 5.11. Sabit elektrotlar arası mesafe $d = 525 \mu\text{m}$, elektrot çapı $D = 12 \text{ mm}$, basınç $p = 66$ Torr ve A_3 aydınlatma şiddeti için $SI GaAs$ katodun NDD ' li AVK ' sı	100
Şekil 5.12. H_2 gazında, $d = 525 \mu\text{m}$, $D = 12 \text{ mm}$, $p = 66$ Torr ve A_3 aydınlatma şiddeti için NDD bölgesi içinde zamana bağlı AVK ' lar	100
Şekil 5.13. a) Sabit elektrotlar arası mesafe d , basınç p ve elektrot çapı D için, kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de ve H_2 gazında, $SI GaAs$ katodun AVK ' sı, b) zamana bağlı akım karakteristiği ($d = 445 \mu\text{m}$, $p = 66$ Torr ve $D = 12 \text{ mm}$)	102
Şekil 5.14. Karanlık K ve farklı aydınlatma şiddetleri (A_1, A_2, A_3) ve farklı elektrotlar arası mesafe d için H_2 gazında NDD ' li AVK ' lar. $D = 22 \text{ mm}$ ve $p = 160$ Torr	105
Şekil 5.15. Karanlık K ve farklı aydınlatma şiddetleri (A_1, A_2, A_3) için $p = 160$ Torr sabit basınçta, yarıiletken katodun farklı çap değerleri ve farklı elektrotlar arası mesafeleri d ' de ( $45 \mu\text{m}$,  $93 \mu\text{m}$,  $143 \mu\text{m}$,  $190 \mu\text{m}$,  $240 \mu\text{m}$,  $323 \mu\text{m}$,  $445 \mu\text{m}$,  $525 \mu\text{m}$) Townsend Boşalmasının $3B AVK$ ' ları	106
Şekil 5.16. Karanlık K ve farklı aydınlatma şiddetlerinde (A_1, A_2, A_3) $D = 22 \text{ mm}$, $d = 445 \mu\text{m}$ ve çeşitli basınçlarda $SI GaAs$ katodun N - tipli AVK ve RVK ' sı	109
Şekil 6.1. $d = 143 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ve karanlıkta, farklı basınçlarda H_2 gazı ve hava ortamında AVK ' nın değişimi	112
Şekil 6.2. $d = 93 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ' de A_3 aydınlatma şiddetinde H_2 gazında AVK ' nın basınçla değişimi	113
Şekil 6.3. Paschen eğrileri üzerinde d elektrotlar arası mesafenin etkisi	114
Şekil 6.4. Poro-elektron emisyonunun AVK ' sı- Yüksek gözenekli molibdenin (Mo) saf metal filmi üzerine püskürtülen saf molibdenin metal filmi için. Filmin gaz ile 10^{-2} Torr basınçta 24 saat boyunca doyumu sağlanmıştır. Düz elektrotların çapı 18 mm , eğrilik yarıçapı 1 mm ' dir. 1-4 eğrileri 0,4; 1,0; 1,4; 1,6 mm boşalma aralıklarına karşılık gelmektedir.....	120

Şekil	Sayfa
Şekil 6.5. $d = 45 \mu\text{m}$, $D = 9 \text{ mm}$ ve $p = 620 \text{ Torr}$ ' da kısa devreye ait AVK ve RVK	124
Şekil 6.6. Zarar görmüş GaAs ve boşalma ışık emisyonu yoğunluğu profilinin 620 Torr ' da belirtilmiş yönde 2B ve 3B yüzey örneği.....	125
Şekil 6.7. Zarar görmüş SnO_2 ve boşalma ışık emisyonu yoğunluğu profilinin 620 Torr ' da belirtilmiş yönde 2B ve 3B yüzey örneği	126
Şekil 6.8. H_2 gazında elektrotlar arası mesafe $d = 770 \mu\text{m}$, elektrot çapı $D = 18 \text{ mm}$ ' de ve karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde AVK ' lar a) $p = 550 \text{ Torr}$, b) $p = 620 \text{ Torr}$ ve c) $p = 690 \text{ Torr}$	127
Şekil 6.9. Elektrotlar arası mesafe $45 \mu\text{m}$, elektrot çapı 22 mm ' de karanlıkta H_2 gazı ve havada AVK ' lar	128
Şekil 6.10. H_2 gazı ve havada farklı elektrotlar arası mesafeler için, elektrot çapı 12 mm ve karanlıkta Paschen eğrileri	129
Şekil 6.11. H_2 gazı ve havada farklı elektrotlar arası mesafeler için, elektrot çapı 22 mm ' de ve A_2 aydınlatma şiddetinde Paschen eğrileri	129
Şekil 6.12. H_2 gazı ve havada Paschen eğrileri; a) $d = 45 \mu\text{m}$, $D = 9$ ve 22 mm , b) $d = 7.5 \mu\text{m}$ Cobine [1941] tarafından elde edilen grafik	130
Şekil 6.13. $d = 240 \mu\text{m}$, $D = 18 \text{ mm}$ ' de farklı basınçlar için H_2 gazı ve havanın KBB ' si	131
Şekil 6.14. $d = 143 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ' de, karanlıkta ve çeşitli basınçlarda H_2 gazı ve havada AVK ' nın değişimi	132
Şekil 6.15. H_2 gazının spektrumu	133
Şekil 6.16. Havanın spektrumu	133

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. YGBY' yi oluşturan deneysel düzeneğin fotoğrafı. Deney düzeneğinin oluşturan elemanlar: 1. Işık kaynağı (halojen lamba), 2. Mercek sistemi, 3. Si filtre, 4. Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresi, 5. Fotoçoğaltıcı, 6. Vakum pompa, 7. Vakum vana, 8. Analog manometre, 9. Dijital manometre, 10. Işık geçirmez optik kutu, 11. Optik kızak, 12. Tutucu, 13. Hidrojen jeneratör.	32
Resim 3.2. YGB hücresinin vakum sistemi	34
Resim 3.3. Bilgisayar ile kontrol ve kumanda edilen deneysel sistemin ölçüm cihazların fotoğrafı	34
Resim 3.4. YGB hücresinin fotoğrafı	36

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
A_1	Zayıf aydınlatma şiddeti
A_2	Orta aydınlatma şiddeti
A_3	Kuvvetli aydınlatma şiddeti
A_{maks}	Aydınlatma şiddeti
$2B$	İki boyut
$3B$	Üç boyut
C	Boşalma-dış devre sisteminin kapasitansı
d	Elektrotlar arası mesafe
D	Elektrotlar alanının çapı
dn/dt	Parçacıkların üretim hızı
E_c	Kritik elektrik alanı
j	Akım yoğunluğu
k	Soğurma katsayısı
K	Karanlık
n_e	Elektron yoğunluğu
p	Basınç
p_e	İyon yoğunluğu
R	Boşalma-dış devre sisteminin direnci
SI	Yarıyalıtkan
U_o	Besleme voltajı
U_g	Gaz boşalma aralığına düşen voltaj
U_k	Kırılma voltajı
U_s	Yarıiletken düşen voltaj

Simgeler**Açıklama** V_c

Kritik voltajı

 V_{th}

Eşik voltajı

 λ

Dalga boyu

 α

Townsend' ın birinci iyonizasyon katsayısı

 γ

Townsend' ın ikinci iyonizasyon katsayısı

 τ

Taşıyıcı ömrü

 μ

Taşıyıcı hareketliliği

 ρ

Özdirenç

 σ

İletkenlik

 I_{dr}

Akım düşüş değeri

 γ_{eff}

Etkin ikincil emisyon katsayısı

 ε

Geçirgenlik

Kısaltmalar**Açıklama****AVK**

Akım-voltaj karakteristiği

DFO

Düşük frekans osilasyon

EL2

Derin donör kusuru

F-N

Fowler - Nordheim koordinatları

GBS

Gaz boşalma sistemi

IMS

İyon mobilite spektrometresi

KBB

Kararlı Boşalma Bölgesi

KÖ

Kızılötesi

NDD

Negatif diferansiyel direnç

RVK

Radyasyon-voltaj karakteristiği

TEE

Transfer edilmiş elektron etkisi

UV

Ultraviyole

YGBY

Yarıiletken gaz boşalma yapısı

1. GİRİŞ

Elektronegatif plazmalar, çeşitli teknolojilerde, özellikle mikroelektroniklerde, geniş çapta kullanılmaktadır [1]. Negatif iyonlar, elektronegatif gazların plazmalarında önemli bir rol oynar; sıra ile yük dengesini, elektrik alanı ve elektron enerji olasılık dağılımını etkiler. Ayrıca, plazma kimyasal reaksiyonlarına direk olarak katılırlar. Bu yüzden, negatif iyon araştırması özel bir öneme sahiptir.

Hidrojen zayıf elektronegatif gaz olmasına rağmen, hidrojen negatif iyonları ve üretiminin farklı yolları (hidrojende farklı boşalmalar) çok büyük ilgi çekmektedir [2 - 4]. Buna başlıca füzyon deneyleri için hızlı nötr demetlerini üretme problemi neden olur. Üstelik hidrojen plazması, teorik modeller için en çok araştırılan ve en basit olan konulardan biridir. Bu nedenle, bu plazmalardaki temel süreçleri araştırmak ve bu modellerin doğrulanıp daha karmaşık gazlara onları uygulamak için bir “model” plazma olarak düşünülebilir. Bu aslında negatif iyon üretimi ve kayıp süreçlerini doğru şekilde tanımlamak ve bu süreçlerdeki oran sabitlerinin değerlerini doğru olarak bilmek için modelcilere gereklidir [5].

Yarıiletken yüzeyler ile hidrojenin etkileşmesi, teknolojik ve temel sebeplerden dolayı, 20 yıldan fazla süredir büyük ilgi çekmektedir. Örneğin, bir hidrojen plazması yüzeyleri temizlemede, aşındırmada ve yüzeylerdeki oksit tabakalarının kaldırılmasında [6] kullanıldığı zaman, hidrojenin yarıiletken kristallere bağlanması hem sığ alıcıların hem donör safsızlıklarının [7] elektriksel aktivitesini azaltabilir. Diğer yandan, soğurulmuş hidrojenin fiziksel ve kimyasal özellikleri hakkındaki bilgi, yüzey bilim adreslemesi alanında, adsorpsiyon (yüzeyde toplanma) ve desorpsiyon (yüzden salma) süreçleri, epitaksiyal büyüme veya yüzey atomlarının yeniden düzenlenmesi gibi bazı temel mekanistik kavramların gelişmesi için gereklidir.

Hidrojenlenmiş GaAs yüzey, kimyasal tutunma süreçleri çalışması ve yüzey atomlarının yeniden düzenlenmesi için ideal bir sistem olarak tanınır. Çoğu hassas yüzey teknikleri, yüksek çözünürlüklü elektron-enerji kaybı spektroskopisi [8]

bölgesinde, düşük-enerji elektron kırınımı [9], sıcaklık programlı desorpsiyon [10] için tarama tünelleme mikroskopisi [11] ve foton-uyarılmış desorpsiyon [12], GaAs yüzeyler ile atomik hidrojenin etkileşim çalışması için kullanılır.

Senkrotron radyasyon fotoemiyon spektroskopileri ayrıca GaAs yüzeylerde hidrojenin kimyasal tutunma karakterizasyonu için kullanılmaktadır [13]. Örneğin, yüksek çözünürlüklü çekirdek-seviye fotoemiyon ölçümlerinden yüzey katkısını hacim katkısından çekirdek seviye emisyonunun çizgi biçimine kadar ayırt edebilir ve hidrojen kaplamanın bir fonksiyonu olarak çekirdek düzeyindeki bağlanma enerjisinde meydana gelen kimyasal kaymayı da belirleyebilir. Ek olarak, Ga ve As' in çekirdek-seviye çizgilerinin tümleşik oranı, hidrojen maruz kalmasının fonksiyonu gibi yüzey stokiyometrisinde değişimler hakkında bilgi sağlayabilir. Diğer taraftan, valans bant emisyonu yarıiletken yüzeylerdeki hidrojenin kimyasal tutunmasını incelemek için çok duyarlı bir inceleme tekniğidir ve valans durumlarının bazı indüklenen hidrojen modifikasyon karakteristiklerini açıkça gösterir.

Yüksek basınçlarda yüzeyden As kaybı olduğu zaman (çoğu muhtemelen AsH_3 formunda), GaAs yüzeylerinin düşük hidrojen kaplamalarında bile, hem Ga hem de As atomları üzerindeki hidrojenin kimyasal tutunmasının, Ga bakımından zengin bir bileşime doğru yüzey stokiyometrisinde pürüzlü ve önemli bir değişime neden olduğunu deneysel sonuçların çoğunluğu öne sürmüştür [8, 11, 14]. Bununla birlikte, farklı bilgiler yüzey bileşiminde hidrojen indüklenmiş değişimlerin oldukça farklı tasvirlerini sağlamaktadır. Örneğin, polar GaAs (100) ve GaAs (111) yüzeyleri üzerinde hidrojen kimyasal tutunmasının çekirdek-seviye fotoemiyon incelemesine dayalı olan erken senkrotron için Bringans ve Bachrach [15], atomik hidrojenin As atomlarına tercihli bağlanmasını ve hidrojen tarafından doyurulmuş yüzeyler için As bakımından zengin yapıların oluşumunu Ga bakımından zengin yapılar için bile ifade edebildiler [16].

KÖ spektral bölgede çalışan yeni tip KÖ görüntü çevirici Kasymov ve Paritskii [17] 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 aralıkta elektrik alanın bozulması ihmal edilir [18, 19]. Genellikle Townsend tipi boşalmanın 10^{-6} A mertebesinde oldukça düşük akımlarda meydana geldiği bilinmektedir.

Yarıiletken katotlu 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. 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 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. Townsend tipi boşalmaların dinamik özelliklerini incelemeye ilgi, gaz boşalma fiziği alanındaki bilginin artırılmasına ve teknik sistemlerde bu tip boşalmanın kullanımı ile bağlantılı pratik problemleri çözmeye yardım etme ihtiyacından kaynaklanmaktadır.

Dene lerimiz H_2 gazı ile yapılmıştır. H_2 evrendeki en basit ve en çok bulunan element olup; renksiz, kokusuz, zehirsizdir. Bir tek elektronu bulunan hidrojen atomu çalışmalarımız için ideal bir sistemdir.

H_2 gazını seçmemizin nedenleri:

- Oldukça yüksek elektrik iletkenliği,
- Yüksek voltajlara kadar uygulanabilmesi,
- Düşük iyonizasyon potansiyeline sahip olması (15,4 eV) [20],
- Geniş kararlı çalışma aralığı (d elektrotlar arası mesafelerde),
- Hidrojende farklı boşalmaların ilgi çekmesi [2, 3, 4],
- Yarıiletken yüzeyler ile hidrojenin etkileşmesinin, teknolojik ve temel sebeplerden dolayı önemli olması [16],
- Havadan 14,4 kez daha hafif bir gaz olması.

YGBY' nın avantajları ve uygulama alanları şu şekilde sıralanabilir:

- 1,1 μm ile 11 μm aralığındaki spektral duyarlılığı,
- Uygulama alanına bağlı olarak nanosaniye sınırına inebilen yüksek zamansal çözünürlüğü,
- mm başına 16 çizgiye kadar çıkan uzaysal   z n rl   ,
- Düşük maliyetli deney seti,
- K  lazer ışığı profillerinin analizi,
- Korozyon süreçlerinin belirlenmesi,
- Lazer ışığı kaynağının görüntülenmesi,
- Yüksek özdirençli yarıiletken plakaların direnç dağılımının görüntülenmesi
- UV-görünür plazma kaynağı gibi.

2. ELEKTROSTATİKLER, ELEKTRODİNAMİKLER VE GAZ DİNAMİKLERİNİN TEMELİ

2.1 Elektrostatikler

Elektriksel boşalma iyonizasyonu için bir aygıtın dizaynında, elektrostatik alanların anlaşılması temel önkoşuldur. Bu nedenle, matematik ve fiziğin bizim dizaynımıza mümkün olduğu kadar elektrostatik konusunda gereken teorileri burada verilmiştir. “Elektrostatik” ifadesi burada kullanıldığı üzere hareketli ve durgun yükleri (statik sınır koşullarının etkisi altında) kapsar. Manyetik etkiler işlenmemiştir. Statikle kastedilen gazdaki orta düzey işleyişe (örneğin elektriksel boşalma boyunca) oranla voltajın yavaş olarak değişmesidir.

2.1.1. Elektrostatiklerin temel ifadeleri

V voltajı iki nokta arasındaki potansiyel fark için kullanılmaktadır (V , aynı zamanda *elektromotor kuvvet* yani *EMK* olarak bilinir). *Elektrik potansiyeli* Φ uzayda keyfi sıfır potansiyeline uyan herhangi bir voltaj noktasıdır. Voltaj ve E elektrik alanı her ikisi birden yükteki güç olarak aynı fiziksel etkiye dayanır. Potansiyel ve alan arasındaki ilişki,

$$E = -\nabla\Phi \quad (2.1)$$

dir. Elektrik alan şiddeti E , yükün kuvveti yani F ile yükün çekim kuvveti arasındaki ilişki ile ifade edilir.

$$F = QE \quad (2.2)$$

Paralel plakalı kapasitörde plakalardaki yükler birleşik olarak dağıtılır ve plakalar arasındaki alan birdir. Ve alan şiddeti uygulanan voltaj ve elektrot uzaklığı kullanılarak hesaplanır.

$$E = \frac{V}{d} \quad (2.3)$$

I akımı verilen zamanda (t) uygulanan yük miktarı (Q) ile ifade edilir:

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (2.4)$$

Ohm yasasında tanımlandığı üzere, voltaj akımla orantılıdır.

$$V = RI \quad (2.5)$$

Burada R direnci gösterir. Özellikle direncin yüksek olduğu, yalıtkanlığı yüksek materyallerde, R V ile birlikte I ya da dayalı olur.

Kapasitörde, yük ve voltaj ölçümleri genellikle doğrusal ilişki gösterir.

$$Q = CV \quad (2.6)$$

Burada C kapasitanstır. Bu ilişki kapasitörün geometrisine (alan ve plaka ayrılması) ve kapasitör plakaları arasındaki materyale dayanır. Bu materyal boşluk geçirgenliği değerine dayalı olan bağıl geçirgenliğe sahiptir.

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} \quad (2.7)$$

C , kapasitörün 0' dan verilen voltaj ve direnç değerlerinde dolması $1-e^{-1} (\approx \% 63)$ veya boşalmasını $e^{-1} (\approx \% 37)$ simgeleyen τ zaman sabiti ile hesaplanır.

$$\tau = C.R \quad (2.8)$$

Kapasitör pratik olarak $5 \times \tau$ dan sonra tamamen dolar veya boşalır.

Küresel ve Noktasal Yükler

V voltajı r yarıçaplı küreye uygulandığında, alan kürenin yüzeyinde görülür. Bu alan, noktadan r mesafesinde bir nokta yükün neden olduğu alana eşittir. r yarıçaplı küre için $C = 4\pi\epsilon_0 r$ ise $Q = CV$ ilişkisi kullanılarak,

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{CV}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{V}{r} \quad (2.9)$$

elde edilir. İki nokta yük için Coulomb kanunu;

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{Q_1 Q_2}{d^2} \quad (2.10)$$

olur. Burada F , Q_1 ve Q_2 yükleri arasındaki kuvvet ve d bu yükler arasındaki aralıktır.

2.1.2. Yükler ve iyonlar

Elektronlar negatif yüklü, protonlar pozitif yüklüdür. Atom veya molekül taşıması elektronların fazlasını negatif yüklü, protonların fazlasını (elektronların kaybını) pozitif yüklü yapar. Daha düşük potansiyeldeki bir elektrot çifti katot olarak adlandırılır ve pozitif iyonları çeker. Diğer elektrot, daha düşük elektronları taşır, anot olarak adlandırılır ve negatif iyonları ve elektronları çeker. Pozitif iyonlar için “iyonlar” kelimesi kullanılacaktır.

Uzay Yüğü

Sınırlarda yükün etkisi, örneğin yalıtkan duvar tarafında, genellikle Gauss kanunu ile incelenir. Herhangi bir kapalı yüzey üzerinden elektrik alanın integral alanı, vakumun elektriksel geçirgenliği ile bölünmüş yüzeyde net kapalı yüğe eşittir.

$$\oint E \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (2.11)$$

Alanı oluşturan yük, yüzeyle sınırlandırılmadığı zaman alan problemi daha zor çözülür ve bütün Poisson denklemi alanlar için kullanılmalıdır. Uzay yükleri plazma ve boşalma fiziğinde çok önemlidir, çünkü bir plazma veya boşalma bölgesinde yüklerin hareketleri tüm bölge boyunca yük indüklemesi ile yeniden düzenlenir. Çoğu yeniden düzenlemeyi ve onların etkilerini hesaplamak ve öngörmek çok zordur. Alanın çok yüksek olduğu keskin bir uçta hacim küçük olabilir. Küçük

hacimde, nispeten az uzay yükleri alanı kuvvetli etkileyebilir. Eğer anot uç ise, anodun yakınındaki yükler, iyonlar uçta oluşturulur, ayrıca pozitif yüklüdür. Bunun gibi, alanı nötrleştiremiyorlar, ama çok büyük bir dijametre ile gerçek bir elektrot oluşturuyorlar ve bu yüzden güçsüz alanları vardır. Plazmalarda, katot yakınındaki uzay yüklerinin düzenlemesi daha önemlidir.

2.2. Gaz Dinamikleri ve Yüklü Parçacık Kinetikleri

Plazmalardan anladığımıza göre, burada gerçek plazma hesaplamaları için bu teoriyi kullanmaya çalışmasak da, gaz dinamiği ve yüklü parçacık kinetiği hakkında en azından bazı temellerin bilinmesi zorunludur. Bu teörinin pratik önemi iyon mobilite spektrometresine uygulanmasında yatmaktadır. İyonun elektrik alan tarafından nasıl çekildiğini, matris gaz içinden plazma elektrotlardan detektöre doğru nasıl hareket ettiğini öğrenebiliriz.

2.2.1. Elektrik alanlarda elektronların ve iyonların hareketleri

Yüklerin hareketinden etkilenmeyen, dış alan tarafından indüklenmiş sadece birkaç yükün hareket ettiğini varsayarsak, yüklü bir parçacığın hareketi aşağıdaki denklem ile tanımlanır:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = Q \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{f} \quad (2.12)$$

m kütle, $\mathbf{r}$ parçacığın konumudur. Elektrik alanın $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ sabit zaman üzerinden homojen olmadığı varsayılır. $\mathbf{f}$ parçacıkta, manyetik alanlar ve çarpışmalar dahil, elektriksel olmayan kuvvetlerin yerine geçen kuvveti gösterir. Vakumda, sürtünme ihmal edilebilir ve manyetik alanlar olmadan Eş. 2.12 basitleştirilebilir.

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = Q \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

Bir molekülün başka parçacıkla çarpışmasında iyonizasyon için temel şart, çarpışan parçacığın enerjisidir. Yüklü parçacığın enerjisi, onun kütlesine ve hızına bağlıdır.

$$W = \frac{1}{2}mV^2 \quad (2.14)$$

Elektrik alanda yüklü parçacığın kinetik enerjisi, parçacık potansiyel V_1 ' den V_2 ' ye gittiğinde değişir.

$$\frac{1}{2}m(v_1^2 - v_2^2) = Q(V_1 - V_2) \quad (2.15)$$

Enerji farkı, bu yüzden iki nokta arasındaki potansiyel farkla orantılıdır. Bu denklem, çarpışmalar arasındaki enerji kazancını hesaplamak için kullanışlıdır.

Homojen alanda, iki nokta arasındaki geçiş zamanı, hız ve enerji alan yönündeki d mesafesi tarafından ayrılır. $W_t(t=0) = 0$ iken aşağıdaki denklemler ile hesaplanabilir.

$$t_t = d\sqrt{\frac{2m}{QV}}, \quad v_t = \frac{QV}{md}t_t, \quad W_t = \frac{1}{2}mV_t^2 \quad (2.16)$$

Çarpışmalar dikkate alınmazsa, Eş. 2.16 kullanılarak iyonların geçiş zamanı tahmin edilebilir. Bir N_2^+ iyonu için $d = 1$ cm, $V = 800$ V olduğunu varsayarsak,

$$t_t = 0.01m \cdot \sqrt{\frac{2.2.14.1,66 \times 10^{-27} kg}{1.6 \times 10^{-19} As.800V}} = 0.27 \mu s \quad (2.17)$$

olur. Yüklü parçacıkları etkileyen elektrik alanlardan başka bazı etkiler de vardır: üretim, yeniden birleşme (rekombinasyon, ısı yayım, difüzyondan bahsetmek çok önemlidir. Gazda elektron ve iyonun geçiş zamanını hesaplamak için, kısa süreli çarpışmalar dikkate alınmazsa, ortalama serbest yol ve elektron ve iyon mobilitesini bilmemiz gerekir.

2.2.2. Ortalama serbest yol

Deneylemimizin tamamı, fazla veya az yoğun, fazla veya az iyonize gazlarda meydana gelmektedir. Gazlar ideal varsayılmaktadır. Bu hesaplamalar basitleştirilmiştir ve ölçülmüş ortalama serbest yol kesin değerlerini sağlar. Ortalama serbest yol, parçacık başka bir parçacık ile çarpışmadan önce ortalama yol alırken, yol uzunluğu gibi tanımlanmıştır. Bu durum aşağıdaki formül ile hesaplanabilir:

$$\lambda_m = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma_m} \quad (2.18)$$

Burada n parçacıkların birim hacim başına sayısı ve σ_m çarpışmalar için parçacıkların etken enine kesiti varsayılır:

$$\sigma_m = \pi.(2r_m)^2 \quad (2.19)$$

r_m , parçacıkların gaz kinetik yarıçapıdır. r_m fiziksel yarıçap ile aynı değildir. Yaklaşık 100 eV' tan daha düşük enerjilerde hızlıca artar, sonra yüksek enerjilerle yavaşça azalır. n , ideal gaz yasasından Eş. 2.18' de bulunmuştur.

$$n = \frac{N_A p}{RT} \quad (2.20)$$

N_A Avogadro sayısı, p basınç, T sıcaklık ve R evrensel gaz sabitidir.

Elektriksel kırılmayı başlatan çıkış süreçleri, elektron-molekül çarpışmalarına dayanır. Gazdaki elektronun ortalama serbest yolu λ_e , kırılma ve plazma etmeni için λ_m ' den bile daha büyük önem taşır. Elektronların diğer parçacıklardan daha küçük olduğunu ve daha hızlı hareket ettiğini varsayarsak, aşağıdaki denklemler kullanılır:

$$\lambda_e = \frac{1}{n\sigma_e}; \sigma_e = \pi.r_m^2 \quad (2.21)$$

σ_e , parçacığın elektron yolunda enine kesitidir. Yukarıda bahsedilen denklemlerin pratik kullanımı için çarpışma enine kesitinin tam değerini bulmada zorluk vardır. Enine kesit uygulanan alana bağlıdır. Genel olarak, enine kesitler gazlar için

ölçülmüştür ve alan şiddetinin menzili ilgi çekmektedir, ayrıca değerleri hesaplamak için yollar vardır. $\sigma_e = 2,08 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ de Kim ve arkadaşları tarafından bulunmuştur. N_2 için 250 eV enerjide [21] λ_e yaklaşık 2 μm bulunmuştur.

Elektron için bilinen ortalama serbest yol ile, boşlukta (aralıkta) gaz boşalmasının olabilirliği tahmin edilebilir. Eğer aralık mesafesi d yaklaşık 2 λ_e den kısa ise, aralıkta çığ meydana gelmez. Glow boşalmasını harekete geçirmek için, d λ_e den çok büyük olmalıdır. Eğer gazın iyonizasyon potansiyeli V_i biliniyorsa, yeterince geniş aralıkta, λ_e kırılma alan şiddeti E_b yi tahmin etmek için kullanılabilir. İki çarpışma arasındaki elektron kazanç enerjisinin V_i den büyük olması gerekir:

$$E\lambda_e > V_i \quad (2.22)$$

Verilen aralık için, kırılma voltajı V_b

$$V_b \approx V_i \cdot \frac{d}{\lambda_e} \quad (2.23)$$

denklemleri kullanılarak tahmin edilebilir.

2.2.3. Mobilite ve mobiliteden iyon süzmesi

Mobilite μ , yüklü parçacığın sürüklenme hızı V_d ve alan arasındaki orantı katsayısı olarak tanımlanır [22]:

$$V_d = \mu \cdot E_d \quad (2.24)$$

Mobilite alan şiddetine bağlı olduğu için, sürüklenme hızı V_d , tam anlamıyla E_d nin lineer fonksiyonu değildir. İyon mobilite spektrometresinde, sürüklenme tüpü boyunca uygulanan E elektrik alanı sabittir. μ , sürüklenme gazında değişen basınç ve sıcaklık ile sabit değildir. Değişen koşullar nedeniyle değişimi kaldırmak için, μ_0 mobilite azaltılmış olarak tanımlanır.

$$\mu_0 = \mu \cdot \left(\frac{273,15K}{T} \right) \cdot \left(\frac{p}{10^5 Pa} \right) \quad (2.25)$$

μ_0 için verinin ayrıntılı toplaması Shumate ve arkadaşları [23] ve Böhringer ve arkadaşları [24] tarafından yayınlanmıştır. Teoride yardımcı koşulların mobilite değerlerini azaltmak bağımsızdır ve yardımcı parametrelerin birini saptamak için sürüklenme zamanları kesin olarak hesaplanabilmelidir. Pratikte, eğer bu koşullar geniş oranlar üzerinde çeşitlilik gösteriyor ise yardımcı koşullar ile μ_0 değerleri değişimi bulunmuştur.

Elektronların mobilitesi μ_e ,

$$\mu_e = \frac{e}{m_e v_m} = \frac{1,76 \times 10^{11}}{v_m} \frac{m^2}{Vs^2} \quad (2.26)$$

denkleminde hesaplanır. Burada, e elektron yükü ve m_e elektron kütlesidir [22]. Çarpışma frekansı v_m , p gaz basıncı ile orantılıdır. Değerler deneysel olarak bulunmuştur. Örneğin, Raizer N_2 ' de, $v_m \times p$ için $0,03 \text{ s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$ değerini verir. Eğer frekans sabitse, $\mu_e \propto p^{-1}$ ve $v_d \propto E/p$ ' dir. Enerji spektrumu ve ortalama elektron enerjisi E ve p ' ye ayrı ayrı bağlı olmamasına rağmen, oranları E/p ' ye bağlıdır. Bu yüzden sürüklenme hızı E/p oranının fonksiyonudur. Bu uyum ölçümlerin sayısının azalmasına neden olur ve sonuçlar iki ayrı değer olarak değil (E ve p), E/p fonksiyonları olarak alınır, örnek olarak $v_d = v_d(E/p)$ gibi. Burada bahsedilmesi gerekir ki Osmokrovic [25]' e göre, benzer yasalar vakum kırılması durumunda tutmaz. Sürüklenme hızı E/p ile artar ama bu büyümeye v_m ve v_d elektron enerji dağılımına bağlı olduğu için doğru orana yakın olması gerekmez [22].

İyonların mobilitesi; atomik iyonlar için, mobilite elektronik duruma da bağlıdır [26]. Geniş çok atomlu iyon için, ortalama çarpışma kesiti mobilitayı belirler. Eğer yük transferi meydana gelirse, onların kendi gazlarında iyonların mobilitesi çok azalır [22]. Zayıf ve orta alanlarda iyon mobilitesi,

$$\mu_i = \frac{e}{m' v_m} \quad m' = \frac{m_i \cdot m}{m_i + m} \quad (2.27)$$

ile verilir. Burada m' indirgenmiş kütle, m_i iyon kütlesi ve m moleküler kütledir. Glow boşalmasının tipik alanında $E/p = 1,3 \text{ V} / (\text{Pa} \times \text{m})$, $v_{id} = 50 \text{ m/s}$ elde edilir. 300 K' de benzer termal hız yaklaşık 400 m/s' dir. Kararlı alanlarda v_{id} , E/p ' ye zayıf alanlarda olduğu kadar bağımlı değildir, fakat $(E/p)^{1/2}$ ye bağlıdır [22]. Orta alandan güçlü alana geçiş aşamalıdır ve genellikle alanlarda iyon enerjileri yaklaşık 1 eV'a varmaya başlar, polarizasyon kuvvetleri kısa mesafe kuvvetleri ile yer değiştirir ve enine kesit gaz kinetiği olur. Brown tarafından, sürüklenme hızları için deneysel sonuçlar toplanmış ve yayımlanmıştır [27].

İyon mobilite spektrometresindeki iyonlar, iyon kümelerinden diğer nötr türler (su, nitrojen gibi) ile birleştirilebilir. İyonlar için kümelenmiş yaklaşırmalar, sadece mobilite karakteristikleri etkisi değildir, aynı zamanda iyonların difüzyon ve enerji karakteristikleridir. İyon kümeleri için sürüklenme hızı v_d , küme içinde bireysel hızla değişen iyon türleri için sürüklenme hızları toplamı v_{di} ' nin toplamından verilir [28]:

$$v_d = \sum_i x_i v_{di} \quad (2.28)$$

2.3. Gazların İyonizasyonu

Bu kısımda, gazların iyonizasyon teorisi genel iyonizasyon metotlarından başlanılarak ele alınacaktır. İyonlaştırıcı için, iyonizasyon prensibi olan elektrik boşalma iyonizasyonu kullanılacaktır. Bu nedenle boşalmalar daha sonra gelen kısımlarda özel dikkat gerektirmektedir. Teorik yansımalar, daha sonra izlenen boşalmanın seçimine yol açacaktır: DC Glow Boşalması.

2.3.1. Gaz iyonizasyonunun prensipleri

Bir gaz, elektriksel nötr olan atomlar ve / veya moleküllerden oluşur; çünkü protonlardaki pozitif yüklerin toplamı ve kabuklardaki (elektronlardaki) negatif yüklerin toplamı sifıra eşittir. Doğada, gazların bazı iyonları da içermesi olasıdır. Bunlar, örneğin kozmik ışınlardan iyonize olmuş atomlar veya moleküllerdir. Bu “doğal” iyonların yoğunluğu genellikle ihmal edilir. Sadece gazın önemli bir

kısmı iyonize olursa plazmadan söz edebiliriz. Atomlar, çekirdek ve elektronlar arasındaki potansiyel eğimden kararlı bir birim gibi beslenirler. Bu eğim, kuantum mekanik prensibinden ve yaklaşık 10^{10} V / m olan çoğu atomların dış sınırından hesaplanabilir. Nötr parçacığı iyonize etmek için, bir elektron, elektron bulutundan çıkartılmalı veya ona eklenmelidir. Her iki mekanizma da enerji gerektirir.

A ve B nötr parçacıklar, AB bir molekül, e bir elektron ve “-” negatif ve “+” pozitif yüklemeyi gösteren iyonizasyonun çeşitli halleri Çizelge 2.1’ de gösterilmiştir.

Çizelge 2.1. AB nötr molekülünün iyonizasyonunun mümkün türleri [29]

AB	$\rightarrow$	$AB^+ + e^-$	(1)
AB	$\rightarrow$	$AB^{+2} + 2e^-$	(2)
$AB + e^-$	$\rightarrow$	AB^-	(3)
AB	$\rightarrow$	$A^+ + B^-$	(4)
AB	$\rightarrow$	$A^+ + B + e^-$	(5)
$AB + e^-$	$\rightarrow$	$A^- + B$	(6)

Bu tür iyonlaşmalar çeşitli metotlar sayesinde gerçekleştirilir, bunların en sık görülenleri burada kısaca tanıtılmıştır. Çizelge 2.1’ de parantez içindeki sayılar mümkün reaksiyonların referanslarıdır. *Alan iyonizasyonunda*; yüksek elektrik alanlar; elektronları, parçacıkların elektron bulutundan dışarı çeker ve bu yüzden pozitif yüklü iyonlar oluşur (1, 2, 5). *Çarpışma iyonizasyonunda*; yüksek enerjili elektronlar veya parçacıklar ile çarpışma, elektronları kabuk dışına zorlayabilir, parçacıkları uyarabilir veya molekülleri kırabilir. Uyarılmış moleküller enerjilerini diğerlerine geçirebilir, böylece onları iyonlaştırır (1-6). *Isıl iyonlaşmada*; eğer ısıtma ile sisteme yeterli enerji sağlanırsa, atomlar ve moleküllerin bağlayıcı enerjisi yenilir ve parçacıklar iyonize edilir. *Alev iyonizasyonu* ısı ve kimyasal etkilerin birleşimidir (1-6). *Radyoaktif iyonizasyon*; radyoaktif ışınlama parçacıkları uyarır ve nötrleri iyonlaştırır. Kozmik ışınlar ile doğal iyonizasyon buna bir örnektir (1, 2, 4, 5).

Tabrizchi' ye göre [30], radyoaktif ^{63}Ni folyo, konvansiyonel iyon mobilite spektrometresinin (IMS) olağan iyonizasyon kaynağıdır. Bu radyoaktif kaynak, β parçacıklarını 67 keV ortalama enerji ile yayar. Diğer radyoaktif materyaller ayrıca kullanılmaktadır. Bu iyonizasyon kaynaklarının yararları, onların basitliği, kararlılığı ve gürültüsüz olmasıdır. Ayrıca, iyonizasyon için ekstra güç kaynağına ihtiyaç yoktur. Problemler, bu materyaller ile çalışmanın gerektirdiği, düzenli sızıntı testi ve özel güvenlik ayarlarıdır. İzin ve atık yok etme piyasada, IMS' in sınırlı kabulüne eklenir. ^{63}Ni kaynak ile iyon oluşumunun oranı yüksek değildir: Sinyaller, en fazla 10^{-11} A sıralarındadır. *Fotoiyonlaşmada*; bir atom veya bir molekülün fotoiyonizasyonu için temel mekanizma, foton absorpsiyonu ve iyondan elektron püskürtmesidir. Foton enerjisi, iyonizasyon potansiyelinin tipik olarak tam yukarısındadır. Genellikle, güçlü bir UV ışık kaynağı iyonizasyon için fotonları sağlar (3).

2.3.2. Gazlarda ve vakumda elektriksel boşalmalar

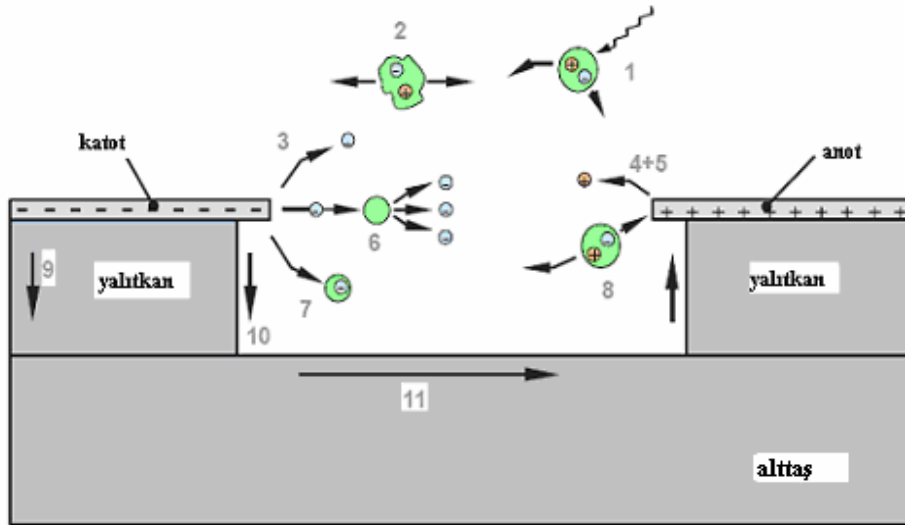
Elektrik yük geçişinde önemli rol oynayan iyonlaşmış parçacıkların işleyişleri, boşalmalar olarak adlandırılır. Elektriksel boşalmaların birçok çeşidi vardır. Burada, verilen boşalma tipleri gözden geçirilecek ve konu ile olanlar detaylı olarak ele alınacaktır. Boşalmanın başlangıcı olan *kırılmadan* başlanılacaktır.

2.3.3. Elektriksel kırılma

En genel tanımla, elektriksel kırılma yalıtkan materyalin yeterince güçlü alana uygulanması sonucu iletken hale dönüşmesidir. Uygulanan voltaj en azından kırılma voltajına veya ateşleme potansiyeline eşit olduğunda bu durum meydana gelir. Gözlenir etkiler, elektrotlar arası voltajın kırılmasıdır ve çoğu durumda ışığın emisyonu çıplak gözle görülür. Homojen alandaki gazlarda kırılma kendi kendine gerçekleşen ve uygulanan alan yeterince yüksek olduğu sürece devam eden boşalma gibi davranır. Homojen olmayan alanlarda, korona boşalmaları kırılma meydana gelmeden önce başlayabilir. Burada, gazın sadece bir kez iyonize olarak elektrot

boşluğunu oluşturduğu kırılmadan bahsedilmektedir [22]. Akım, herhangi bir dış elektron kaynağı olmasa dahi cereyan ederse, *kendini besleyen akım* olarak adlandırılır. Eğer elektronlar arasındaki çarpışma (bölünme), aralıktaki iyonların sayısını yeniden artırmak için gerekli ikincil atom sayısını katottan sağlarsa ikincil emisyon ve çarpışma (bölünme) kendini beslemiş olur [31].

Elektrot aralıklarında iletim mekanizmaları; kırılmadan önce akıma, elektrotlar arasında çok sayıda faktör katkıda bulunabilir (Şekil 2.1). Bu faktörler, materyale, geometriye ve elektrotlar etrafındaki atmosfere (gazlar/buhar, basınç, sıcaklık) bağlıdır. Kırılmadan sonra; elektronların elektrotların arasındaki iyonize gaza nakli, kırılma oluşurken çeşitli seviyelerde artan akıma temel katkı sağlar. Bu faktörlerin hepsi kırılma başlamasına yardım edebilir. Bu, gerçek kırılma voltajının önceden tahmin edilememesinin nedenlerinden biridir.



Şekil 2.1. Örnekte kırılmadan önce yüksek voltaj / yüksek alan elektrot aralığının iletim mekanizmalarının resmi: 1. radyasyon ile iyonizasyon (fotonlar, kozmik ışınlar), 2. parçacıklar ile yük transferi, 3. e^- emisyonu (alan, ikincil, foto), 4. alan desorpsiyonu ve iyonizasyonu, 5. elektrot yüzey materyallerinin çarpışma iyonizasyonu, 6. çığlarda yük çoğalımı, 7. yüklü adsorbe edilmiş (soğurulmuş) parçacıkların evaporasyonu, 8. nötr parçacıkların ayrılması, 9. yalıtkan ve polarizasyondan geçerek iletim, 10. adsorbe edilmiş tabakalar üzerinden iletim, 11. destekten geçerek iletim.

İyonlaşmış Gazlarda İletim

$\vec{E}$ elektrik alanının kuvveti altında, yük yoğunluğu n 'nin formu doğru yük akışı

$$j = e \cdot \mu \cdot n \cdot E = \sigma \cdot E \quad (2.29)$$

ile tanımlanır. Burada;

$$\sigma = e \cdot \mu \cdot n \quad (2.30)$$

elektriksel iletkenliktir. $\rho = 1/\sigma$ özdirenç olarak adlandırılır. Yüklerin mobilitesi μ , gaz türüne, basınca, hız dağılımına ve iyonizasyonun derecesine bağlıdır. Çünkü, büyük iyonlar diğer iyonlara oranla yüzlerce kat daha az hareketlilik gösterirler. Bu duruma, iyon yoğunluğu n_+ , n_- 'nin, n_e elektron yoğunluğunun üzerine çıkması durumu dahil değildir. Düşük basınç boşalmalarda elektronlar yaklaşık sadece 1 eV ortalama enerjiye sahip olabilirler. Diğer taraftan da iyonlar çoğu zaman hareketsiz sayılabilir [22, 32].

Özdirenç ve akım yoğunluğu için örnekler:

Hg - Plazma : $6,2 \times 10^{-1} \Omega \text{ cm}$; $1,6 \times 10^3 \text{ A / m}^2$

Bakır (kütle metal) : $1,8 \times 10^{-6} \Omega \text{ cm}$; $5,6 \times 10^6 \text{ A / m}^2$

Zayıf iyonlaşmış gazın iletkenliği, çoğu zaman iyonizasyonun derecesi n_e / N ile kararlaştırılır. Güçlü iyonlaşmış plazmada, elektronların iyonlar ile saçılması alan boyunca sürüklenmelerine moleküller kadar engel olur. Yüksek Coulomb enine kesitinin sonucu gibi, elektron - iyon çarpışmaları, iyonizasyonlarda 10^{-3} den büyük olduğu çoktan fark edilir [22].

Elektriksel kırılmanın başlaması; plazmayı başlatan elektriksel kırılma olmasından dolayı, elektriksel kırılmanın nasıl başladığı işlenilerek başlanılacaktır. Bunun gibi, verilen koşullar altında boşalmanın başlaması için hangi voltajın gerekli olduğu veya

verilen voltajda işlem için boşalma aralığının nasıl dizayn edilmesi gerektiği kesin olarak tahmin edilebilmektedir.

Elektron çığı; çığdan birçok kez söz edildi. Çarpışma iyonizasyonları sırasında elektronların çoğalmasının işleyişini göstermektedir. Eğer atmosfer basıncı gazında elektrotlara yüksek voltaj uygulanırsa, serbest elektronlar hızlanacak ve gazın molekülleri ile çarpışacaklardır. Bu vesileyle, sıra ile çoğalacak olan, çoğu elektron salınır, böylece çığ yaratılır. Çığı başlatmak için serbest elektron bulunmalıdır. Örneğin, negatif iyonların ayrılmasından veya kozmik ışınlardan geçerek iyonizasyondan kaynaklanabilir. Çığda, katot ayrılma elektronlarının akımı $\exp(\alpha d)$ faktörü ile arttırılır, burada α iyonizasyon için Townsend katsayısıdır.

$$I = I_0 \cdot e^{\alpha d} \quad (2.31)$$

Elektronların İkincil Emisyonu

Kırılmada alan elektron emisyonu kararlı iken, katottan ikincil elektronların emisyonu boşalma devamında önemlidir. İkincil emisyon ve çoğalmanın işleyişleri, elektronların kaynağı dışının yokluğunda bile akım akışından dolayı boşalma *kendini besleyendir*. Elektrotlar arasında çoğalmadan iyonlar, en azından aralıktaki iyonların nüfusu yeniden dolana kadar, katot üzerinde çarpışmadan yeterli ikincil elektronlar serbest bırakıldığında bu durum oluşur [31]. İkincil emisyon hesap içine katılması ile, kararlı boşalma akımı

$$I = \frac{I_0 \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (2.32)$$

ile verilir. I_0 emisyonu, elektronlar ile atomların iyonizasyon ve uyarılmasının sonucu gibi gazda pozitif iyonlar, fotonlar ve yarı kararlı atomlar üretimine neden olur. $(e^{\alpha d} - 1)$ gaz moleküllerinin iyonizasyon sayesinde artan orijinal elektron akımı faktörüdür, burada α iyonizasyon katsayısıdır. γ katot için etkili ikincil emisyon katsayısıdır: $\exp(\alpha d) - 1$ iyonları ile bir elektron salınır ki katota çarpar, eğer bu iyon-elektron emisyonu ise γ elektronlar her birini yener. Eş. 2.32' nin paydası sıfırdan büyük olduğu sürece, akım kendini besleyemeyen kalır. Kendini besleyen boşalma

başlaması için koşul 1902’ de Townsend tarafından bulundu, ayrıca bu geçiş koşulu olarak adlandırıldı.

$$\alpha d = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (2.33)$$

İkincil emisyonun sonucu gibi, $\ln(I)$ ’ nın lineer büyümesinin bölgesi ile d dik yukarı döner. Bu işleyiş Eş. 2.32’ nin paydası, küçük çoğalma katsayıları αd artarken, sıfıra yöneldiğinde, $1/\gamma$ e çok yakinken meydana gelir. Payda sıfır olduğunda kırılma meydana gelir, kendini besleyen boşalma oluşur ve Eş. 2.32 ifadesi anlamsız olur. Eğer $\gamma \sim 10^{-1} - 10^{-3}$ ise, bir elektron kendini besleyen boşalmayı tetikler; eğer $\alpha d / \ln 2 \approx \ln \gamma^{-1} / \ln 2$ ise d yolu boyunca iyonlaşmış çarpışmalara katılır [22]. İkincil emisyon katot materyaline bağlıdır. Metaller 2’ nin altında kazanca sahip olduğunda, bazısı > 30 , metal üzerindeki metal oksitler yüksek kazanç sergilerler. Ayrıca pozitif iyonlar ikincil emisyonu neden olmasına rağmen, kazançları elektronlar içinkinden çok daha düşüktür, büyük kütle farkının sonucu iyon-valans-elektron çarpışmasından sadece iyon enerjisinin küçük bir parçası elektrona transfer edilir. Bu yüzden, iyon enerji bombardımanı karşılaştırılabilir ikincil emisyon kazancı vermesi için elektronlarınkinden çok daha büyük olmalıdır. Hala iyon-indüklenmiş ikincil emisyon gaz boşalmalarında önemli bir rol oynar [33].

Paschen eğrisi; 1889’ da, daha sonra Paschen kuralı olarak bilinecek bir çalışma yayımlandı [34]. Bu kanun esasen, aralığın kırılma özelliklerinin gaz basıncı p ve aralık mesafesi d ’ nin üretim fonksiyonu olduğunu gösterir. pd ürünü, elektronun aralığı geçerek yaptığı çarpışmaların bir ölçümüdür. Sıcaklıktan olduğu gibi gazın basıncından da etkilenen gaz yoğunluğu, basıncın yerini almalıdır. Hava ve milimetre aralığındaki aralıklar için kırılma aşağı yukarı aralık mesafesinin lineer fonksiyonudur: $V = 0,03 pd + 1,35$ kV [35]. Aralığın kırılmasında, radyasyon, parçacıklar (toz), elektrot şekli ve yüzey düzensizlikleri gibi diğer birçok faktör vardır. Paschen kuralı, aralıktaki çarpışmalar tarafından yayılan sıralı ikincil elektronlar olan gazdaki kırılma mekanizmasını yansıtır. Tipik olarak Townsend mekanizması (Paschen kuralı doğrultusunda) pd ürünlerine $1,3 \text{ kPa} \times \text{m}$ ’ den ve bir atmosferdeki 1 santimetreden daha az yansır. Dahası, yüksek elektronegatif gazlara

modifikasyon gereklidir. Çünkü ikincil elektronları tekrar toplarlar. Genellikle, kırılma için denklem ve gerekli parametreler deneysel datalarla sağlanır. Paralel tabakalar için Paschen kanunu kırılma voltajı:

$$V_b = B \frac{pd}{C + \ln(pd)} \quad (2.34)$$

ile verilir. Burada:

$$C = \ln \left(\frac{A}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right) \quad (2.35)$$

dir. Kırılma alan şiddeti aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$E_b = \frac{V_b}{d} \quad (2.36)$$

Minimum;

$$(V_b)_{min} = B (pd)_{min} \quad (2.37)$$

ile verilir ve :

$$(pd)_{min} = \frac{\bar{e}}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.38)$$

dir. $\bar{e}$ doğal logaritma sayısıdır, A ve B gaza bağlı katsayılardır:

Hava için :

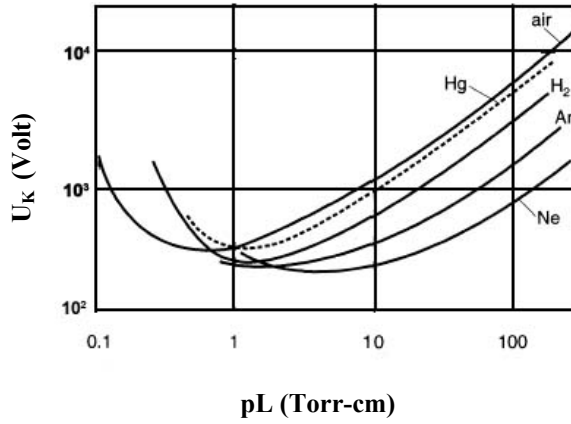
$$\begin{aligned} A &= 11,5 \text{ m}^{-1} \text{ Pa}^{-1} \\ B &= 279,6 \text{ V m}^{-1} \text{ Pa}^{-1} \\ \text{ve } \gamma &= 10^{-2} \\ \Rightarrow C &= 0,9 \end{aligned}$$

N₂ için:

$$\begin{aligned} A &= 9,2 \text{ m}^{-1} \text{ Pa}^{-1} \\ B &= 214,2 \text{ V m}^{-1} \text{ Pa}^{-1} \\ \text{ve } \gamma &= 2 \times 10^{-2} \\ \Rightarrow C &= 0,85 \end{aligned}$$

Townsend' in ikinci iyonizasyon katsayısı olan γ , pd_{min} ile olan mesafe ile artmakta; V_b, γ arttığında azalmaktadır. Bu model sadece elektrik alan uzay yükleri ile önemli ölçüde bozulmadığı düşük akımlar için geçerlidir ($\leq 1 \mu\text{A}$). Kırılma küçük pd faktörleri için alan şiddetine bağlı olduğundan, eğri homojen olmayan alanlar için Paschen' den farklı bulunmuştur. Minimum kırılma potansiyeli ve pd_{min} a denk

değerler alanın homojensizliği ile artar [36]. Şekil 2.2’ de H_2 ve çeşitli gazlar için Paschen eğrileri sunulmuştur.



Şekil 2.2. Çeşitli gazlar için Paschen eğrileri

Paschen Kanununun Sınırı

Paschen Kanununun birkaç μm ' den küçük aralıklar için geçerli olmadığı gösterilmiştir. Paschen eğrisi için, basınç veya elektrot mesafesinin değiştirilmesinin önemi yoktur. Küçük aralıkta, yüzey pürüzlülüğü önemli olduğunda, basınç değişimi aralık değişiminden farklı etkiye sahip olmalıdır. Elektriksel kırılma böyle aralıklarda ayrı ayrı gruplar halinde incelendi [37, 38]. Elektrotlar arası 4-5 μm altında, örneğin mikro çalıştırıcılar ve motorlardaki gibi, boşalma iyi anlaşılmadı. Bu düşük ayırmalarda, elektrot şeklinin etkisi az olsa da yüzey kalitesinin etkisinin büyük olduğu ifade edildi. Bu şaşırtıcı değil, çünkü gerçek mesafe ölçümü tam mümkün değil ve bunun etkisi büyüktür. Bu hesapta, mikro taneciklerin etkisi dahi büyüktür ve yüzeyde bulunan veya sonradan oluşan yüzeydeki çıkıntıların aralığın emisyon ve kırılma karakteristiğinde büyük etkisi vardır. Bazı yazarlar, kırılma eşiğinin, aralıklar 4-5 μm ' den küçük olduğu durumlarda Paschen' in kuralından saptığını belirtmiştir [38, 39]. Bu durum pürüzsüz elektrotlar için dahi geçerlidir. pd ' nin büyük değerlerinde kırılma flama ile başlatıldı. Küçük pd değerleri altında flama kırılma mekanizması Townsend kırılma mekanizmasının yerini alır. Dahası pd değerlerindeki düşüş, vakum kırılmasına yol açar. Bu mekanizmalar için pd sınırları

çok keskin değildi. Osmokrovic, pd değeri ve kırılma mekanizmaları arasındaki ilişkiyi Çizelge 2.2’ de inceledi [25].

Çizelge 2.2. Osmokrovic’ e göre kırılma mekanizmalarının karşılaştırılması [25]

Kırılma mekanizması	pd değeri	Karakteristikleri
Flama	geniş	Gaz hakimiyetinde elektrotlar üzerindeki ikincil süreçlerdir. Kırılma voltajının hesaplanması: $\int_0^d (\alpha - \eta) dx = 10,5 \quad (2.39)$
Townsend	orta	Gazda elektrotlar hakimiyetindeki ikincil süreçlerdir. Kırılma voltajının hesaplanması: (2.40) $\gamma \int_0^d \exp \left(\int_0^x (\alpha - \eta) \right) \alpha dx = 1$
Vakum	küçük	Elektrotlar arası aralık elektronların ortalama serbest yolundan küçüktür. Elektrot materyal evaporasyonundan dolayı kırılma gerçekleşti.

Çizelge 2.2’ de η , aralıkta cm başına elektronların sayısı için katsayıdır, alan yönünde elektriksel negatif atomları veya molekülleri birleştirir. “geniş”, “orta” ve “küçük” terimleri pd değerleri için Paschen veya Paschen-benzeri eğriye bağlantı kurabilmektedir. “geniş” eğrinin sağ tarafında, “orta” minimum yanında ve “küçük” minimumun sol tarafında anlamına gelir. α , η ve γ katsayıları bir parçacık gaz veya gaz karışımı için sabit değerler değildir, fakat basınç ve elektrik alan ile değişiklik göstermektedir. α , $\alpha \approx (\ln 2) / \lambda$ ile kabaca hesaplanabilmektedir. Bir çift yaratmak için, alan ile $W = eE / \alpha$ enerjide hızlandırılmalıdır. Fakat bir çift iyon yaratma en azından, iyonizasyon potansiyeli olan, W_{min} (Stoletov sabiti) enerji yok eder. Elektronlar atomların uyarılması için daha fazla enerji vermek zorundadır. Havada, $(E/p)_m = 274 \text{ V}/(\text{Pa}\times\text{m})$ için $W_{min} = 66 \text{ eV} / \text{iyon çiftleri}$ ’ dir. Denklem

$$\alpha = 1400 \cdot \delta \left(\frac{E}{3,1 \times 10^8 \delta} - 1 \right)^2 m^{-1} \quad (2.41)$$

ile α için daha doğru değer bulunmuştur. Burada δ hava yoğunluğunun normal yoğunluğa oranıdır ($p = 10^5 \text{ Pa}$, $T = 25^\circ \text{C}$) [22]. Townsend katsayılarının bazı doğru ölçümleri yayımlanmıştır, bu sadece elektrik alan menzilleri üzerinde sınırlıdır. Seyrek olarak pratik ölçülmüş Townsend katsayıları kullanımı bu yüzdendir. γ düzensiz biçimde E/p ' ye bağlıdır ve katot yüzeyinin durumu çok hassastır. γ datası tamamlanmamıştır ve çok çelişkilidir. Raizer' e göre kural, $\gamma \approx 0 - 0,3$ iken, $\gamma \approx 10^{-1} - 10^{-2}$ varsayarsak mümkündür. Diğer taraftan Osmokrovic [25]' e göre γ durumları 10^{-4} ten 10^{-8} ' e değişir. Elektronegatif gazlar (SF_6 , Freon, O_2 , CO_2) elektronları çok hızlıca ayırır, bu yüzden düşük γ ' ya sahiptirler. Lux [35]' a göre nitrojen durumları için E/p 75 – 500 V/(Pa×m)' de gama menzilleri 10^{-3} ve 10^{-2} arasındadır. SF_6 veya Freon gibi yalıtkan gazlar 10^{-4} veya daha az γ ' ya sahiptirler.

Küçük aralıklarda E_b ' nin artışı

Kırılmada elektrik alan çok yüksekte geniş, düşük basınç ve oldukça kısa aralık için olur. Katot üzerine gelen iyon başına elektronların verimi, γ , büyüklük dizilişine göre genellikle daha makul koşullar altında, kırılmalar için karşılaşılandan daha geniştir. İyonlar, aralıkta gaz molekülleri ile elektron çarpışmasından elde edilememekte, fakat anot yüzeyi (bulaşık) ile elektron çarpışmasından doğrudan doğruya ortaya çıkabilmektedir [40]. Vakum kırılma mekanizmasının bu destekleri Raizer ile ortaya atılmıştır [22]. Metalden elektron çıkartmak için yetersiz alanlarda kırılma meydana geldiğinde, yapay bir elektron alanda hızlandırılabilir, anottan iyona çarpar veya bir frenleme ışıını foton salar. Sıra ile katotta bir elektron gibi, iyon veya foton yener, bu çoğalma artık gazsız devam eder. Crowley' e göre [41] havada kırılma 3×10^1 V/m de mümkündür, korona ve kıvılcım 300 V' un aşağısında gözlenmemektedir. Bir kural gibi, kırılmadan önce her ikisinin limitleri aşılmalıdır, voltaj ve alan karakteristik uzunluk ile ilişkilendirilir; kritik büyüklük voltaj kontrollü kırılmayı alan kontrollü kırılmadan ayırır. Bu d_{cr} büyüklüğü yaklaşık

$$d_{cr} = \frac{V_b}{E_b} = \frac{300}{3 \times 10^6} mm = 0,1 \text{ mm} \quad (2.42)$$

dir. V_b : kırılma voltajı, E_b : havada kırılma alan şiddeti. Bu büyüklüğün aşağısında alanlar büyük olabilir; fakat voltaj yaklaşık olarak 300 V' u aşana kadar kırılma meydana gelmeyecektir. Bu büyüklüğün yukarısında voltaj büyük olabilir; fakat alan kırılması için 3 MV / m' yi aşmamalıdır.

Vakum boşalması; eğer $pd < 10^{-3} \text{ Pa} \times \text{m}$ ise, elektron aralığı çarpışma olmadan kolaylıkla geçer. Latham, kırılmanın mm aralıklar için $10^{-6} - 10^{-3} \text{ Pa}$ değerlerinde p ile bağımsız olduğunu bulmuştur [42]. Genelde, vakum boşalması oluşumu orta buharda gerçekleşir. Buhar bir veya iki elektrodun atomlarını içerir. Boşalmanın son aşamasında, örneğin ark aşaması, katot buharında akım olduğu bilinir. Orta vakumdaki gazdan arıtılmamış elektrotlar için, kırılmada akımın oluşmasının elektrot yüzeylerinden gazın geri dışarı çıkışının yol açtığına inanılır. Küçük elektrot ayırımları için, kırılma başlangıcı için gerekli olan elektrot buharının açığa çıkması, kırılma öncesi alan emisyon akımının elektrot yüzeyi ile etkileşimine dayanır. Bu akım, Joule etkisi ve elektron etkisi anodu sayesinde katot yüzeyinin ısınmasına neden olur. Davies [43] kırılmayı anot bölgesinin termal (ısısal) sabitsizliği ile ilişkilendirir. Kırılmanın; katot veya anodun yüzey ısısının elektrot materyalinin kaynama noktasına ulaşınca meydana geldiği varsayılır. Alan emisyon değeri ve ark değeri arasındaki akımın meydana gelişi sırasında elektronlar arasındaki parlama (ışım) gösteriyor ki, çok küçük voltaj akım aşımalarında (overvoltaj), ışım ilk olarak anotta görülüyor ve sonrasında elektrotlar arasındaki boşluğu köprülüyor. Buna rağmen, geliştirilmiş zaman çözünürlüklü araştırmalar gösteriyor ki, ışım ilk olarak katotta meydana geliyor. Tekrar açığa çıkan gazların harekete geçirilmesiyle ışım oluşması ihtimali engellenemez.

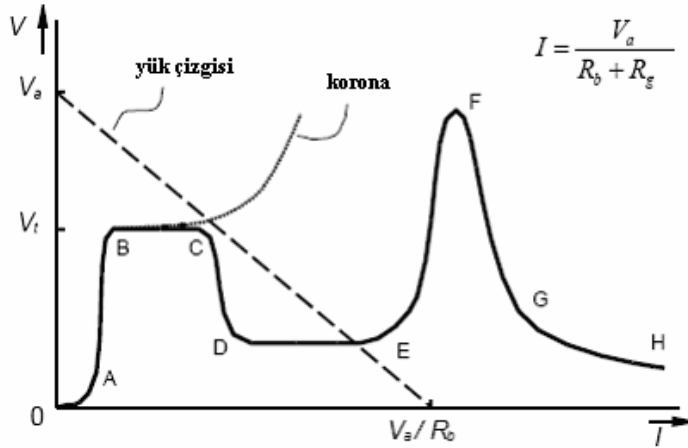
Elektronik iş fonksiyonu Φ ; enerji (veya iş), metal yüzeyden bir elektronun tamamen çekilmesini gerektirir. Atomlar veya moleküllerde iş fonksiyonu iyonizasyon potansiyelinin katı-durumdaki benzeridir [44].

Çizelge 2.3. Konu ile ilgili mikrosistem materyallerinin seçimi için iş fonksiyonları

Çok kristalli Al	4,28	Pt	5,65
Çok kristalli Au	5,10	Si (n-katkılı)	4,85
Cr	4,50	Si (p-katkılı)	4,91
Çok kristalli Cu	4,65	Ti	4,33
Çok kristalli Mo	4,60	Çok kristalli W	4,55
Ni	5,15	C	5,00

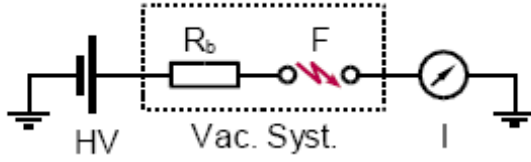
2.4. DC Boşalmaların Çeşitleri

Kırılmadan önce elektrotlar arasındaki aralık üzerindeki akım, çok düşük ve Şekil 2.1’ de gösterilen süreçlere bağlı olacaktır. Kırılma voltajı uygulandığında, kırılma meydana gelir ve boşalmaya yol açar. Boşalmanın mümkün şekilleri ve onların belirlenen parametreleri bu kısımda tanımlanmıştır. Şekil 2.3 boşalmalar için genel karakteristik bir eğriyi gösterir. Bu eğriyi takip ederek, boşalma tipleri kısaca tanıtılacaktır.



Şekil 2.3. Akımın geniş aralığı için elektrotlar arasındaki boşalmaların akım-voltaj karakteristikleri ve yük çizgisi: A-B bölgesi kendini besleyemeyen boşalma, B-C karanlık Townsend boşalması, D-E normal glow boşalması, E-F normal olmayan glow boşalması, F-G Ark'a geçiş, G-H ark [22]. Noktalı çizgi yüksekçe homojen olmayan alanlarda akımın nasıl değiştiğini göstermektedir ki burada kırılma, homojen bir alandaki basit bir glow boşalması yerine korona boşalmasına yol açar [45].

Buradaki devreye uygulanan voltaj Şekil 2.4’ de gösterilmektedir. Belirtilen vakum sistemi, gaz boşalma aralığında gaz tipi ve basıncı kontrol etmemize izin verir. Balast direnci, bütün sistemin çok karmaşık yüklem empedansını temsil etmektedir.



Şekil 2.4. Boşalma deneyleri için basitleştirilmiş devre. HV: yüksek voltaj kaynağı, F: boşalma aralığı, R_b = balast direnci, I = akım ölçer.

Voltaj devreye uygulandığında, aralık voltajı

$$V_g, V_g = V_a - R_b I \quad (2.43)$$

ile hesaplanabilir. V_a : uygulanan voltaj (elektromotor kuvvet olarak da adlandırılır) R_b : balast direnci (tam anlamıyla : yüklem empedansı) , I : devre akımı.

V_t voltajına çıkıldıkça, neredeyse hiç akım ölçülmez ($I < 10^{-10}$ A). Akım, V doyuma ulaşınca kadar V ile orantılıdır: tüm düzensiz rasgele giden elektronlar anoda ulaşır. $V_a = V_t$ de elektrotlar arası voltajın düşüşüne yol açan kendini besleyen akıma ani geçiş meydana gelir. Bu geçiş nedeniyle, V_t ayrıca geçiş voltajı olarak adlandırılır. Elektrot geometrisi ve devre direncine bağlı olarak V_t , kırılma voltajı V_b ile uyumaktadır. Homojen alanlarda $V_b = V_t$ dir. Boşalmanın tipi çoğunlukla boşalma akım skalası tarafından belirlenir (akımın değeri, gaz iyonizasyonun derecesini belirtir.). Bu nedenle akımı sınırlayan ohmik direnç kırılma oluşuktan sonra boşalmanın tipini belirler [22]. V - I eğrisini ölçmek için, V_a veya R değiştirilmelidir ve I ölçülür. Şekil 2.3’ deki yük çizgisi, voltaj sabitlendiğinde devredeki V - I ilişkisini gösterir. Verilen V_a voltajında I akımı, balast ve aralık direncinin toplamından belirlenir, $R_b + R_g$. Kırılmada, akım artar ve aralık voltajı bu yük çizgisi boyunca düşer. Bu kırılma çizgisi aralık direnci olarak tabir edilen noktada yani yük çizgisinin I - V eğrisini kestiği yerde durur. I - V karakteristiklerine bağlı olarak uygulanan voltaj ve R_b yük çizgisi eğriyi bazı noktalarda kesebilir. Bu durumda durum kararlı değildir ve boşalma tipi rasgele olarak değişebilir. Eğriye bakıldığında yüksek balast

dirençleri kullanıldığında yük çizgisi düzleştiğinden dolayı akımların daha yüksek olması beklenmektedir.

Townsend karanlık boşalması kendini besleyen bir boşalmadır. Bu boşalma, elektrotlara ateşleme potansiyeli V_t ' ye eşit bir voltaj uygulandığında zaman kendi kendini besleyen duruma geçer. Bu voltaj katottan çıkarak üretilen durgun elektrotların üretiminin gerçekleştirilmesini ve anoda doğru çekilmesini sağlar. Yükler çığlar vasıtasıyla çoğalır. Pratikte yükler uzay boyunca pozitif ancak zayıfça yüklenmişlerdir. Akım devre ve elektrot yüzeyine bağlı olarak 10^{-10} ve 10^{-5} A (100 pA-10 μ A) arasındadır. Elektrotlar arasına uygulanan voltaj akım belli bir değere ulaştıktan sonra düşmeye başlar, bu nokta glow boşalmasına geçiş noktası olan ve Şekil 2.3' de yer alan C noktasıdır [22]. Homojen olmayan alanlar için boşalma Townsend benzeri olarak adlandırılır. Eğer ucu negatif ise [36] korona' ya yumuşak bir geçiş vardır. Townsend boşalmasının karanlık olmasının sebebi bu aşamada atomların elektronlarla etkileşmesinin önemli olmaması ve iyonizasyonun kayda değer bir ışıma sağlamayacak kadar küçük olmasıdır. Aralıktaki yüklerin sayısı etki (çarpma) iyonizasyonu tarafından belirlenir. Yük sayısı uzay yükü oluşturarak alanda kayda değer bir potansiyel değişim yaratmaya yeterli değildir [32]. Şekil 2.3' deki B-C yatay çizgisinin sebebi, glow boşalmasındaki yatay voltaj çizgisine benzerdir. Bu çizgideki akım değişimi emisyon alanına bağlıdır yani alan şiddeti elektrot yüzeyine benzerdir. Tek uç düşük alana sahip olup bu Townsend boşalması için akımın küçük alan aralığına tekabül eder. Bu durumda Townsend rejiminde çalışmak için uygun balast direncini bulmak zorlaşır. Elektrot durumu sabit olmadığından uçlarda Townsend aşağısı ve yukarısı bölgelerde çalışma kararsız bir akımla sonuçlanır.

Glow boşalması ile karanlık boşalması arasındaki temel fark, elektrotlar arası aralığa uygulanan potansiyel dağılımının eş dağılımlı olmamasında yatmaktadır [22]. Glow boşalması alt kategorilere ayrılabilir. En önemlileri Şekil 2.3' de bölgeleri bulunan normal altı, normal ve normal üstü kategorileridir. Delikli katot boşalmaları glow boşalmalarının özel bir çeşididir.

Normalaltı Glow boşalma bölgesi; glow ve karanlık boşalma arasındaki geçiş bölgesi olup, katot tabakası kalınlığı ile kıyaslanabilir. Akımlar “yarı normal” katot spotu büyüklüğünde olacak kadar zayıftır. Yan yöndeki yük kaybı çoklama için zararlı olup boşalmanın kendini besleyebilmesi için voltaj normal rejimden daha yüksek bulunur [22].

*Normal Glow boşalması*nda; soğuk katot, ikincil elektron emisyonunu, çoğunlukla iyon bombardımanı sonucu yayar. Bu boşalmanın ayırt edici özelliği katottaki yüzeyde 100-400 V arasındaki kayda değer potansiyel düşmesine sahip pozitif uzay yüküdür. Bu düşme katot düşmesi olarak bilinir ve katodun düşme tabakası gaz basıncı (yoğunluğu) ile ters orantılıdır. Eğer elektrotlar arasındaki ayırım yeterince büyük ise, katot tabakası ve anot arasında oldukça zayıf alana sahip nötral bir plazma bölgesi oluşur. Nötral plazmanın oldukça homojen olan orta kısmı pozitif sütun olarak adlandırılır. Pozitif sütun anottan anot tabakası ile ayrılır. Normal moddaki akım aralığı yüksek basınçta daha yüksektir. Uzun tüpte, boşalma uzun tüp içerisinde gerçekleştiğinde akım aralığı daha büyüktür [22].

Tüm katot boşalma ile kaplandığında akımdaki herhangi bir değişim katodun yoğunluğunu normal değerine kıyasla artırır. Akımın arttığı bu bölge *normal üstü glow boşalma bölgesi* olarak adlandırılır. Gerçek durumlarda 10^5 - 10^6 A/m² (0,1-1 μ A/ μ m²) mertebesindeki akım yoğunlukları ve birkaç kV’ luk katot düşmesi katodun öz ısısının artmasına ve ark bölgesine geçişe sebep olur [22].

Engellenmiş boşalma modu dar aralık kalınlıklarında d , oldukça düşük basınçlarda pd çarpımının normal tabaka kalınlığı pd_n ’ den daha düşük olduğu zamanlarda ortaya çıkar. Bu şartlar $V > V_{min}$ olduğu Paschen eğrisinin sol kısmına tekabül eder. Elektrotlar arasındaki ayırım normal çoklama için yetersizdir. Böylelikle voltaj normal değerine oranla yükselmek zorundadır. Bu olmazsa boşalma bastırılmış olur [22].

*Delikli katot boşalması*nda; eğer katot iki paralel plaka olarak (anot kenarında olacak şekilde) düzenlenmişse ve katot tabakaları gitgide yakınlştırılırsa, kesin bir uzaklığa

ulaşıldıktan sonra akım 100 ve 1000 kat artar. Bu olay negatif glow birleşiminin önceden birbirleriyle kesişmeyen bölgelerinde oluşur: glow daha fazla şiddetli olur ve voltaj yavaşça değişir. Benzer bir etki katot boş (delikli) bir silindir olup anot eksen boyunca uzandığında elde edilir. Basınç öyle ayarlanabilir olmalıdır ki katot tabakası kalınlığı silindirin yarıçapı ile karşılaştırılabilir. Boş katotta elektron akışı eksenini kapsar ve gazın şiddetli iyonizasyonu ve uyarılması üretir. UV radyasyonu ile üretilen fotoiyonizasyon yolu ile katodun uyarılması burada ayrıca rol oynar [22]. Termal etki yoktur ya da boşalmanın sağlanmasını etkilemez. Paschen kırılma eğrisinin sağ tarafına ait olan glow boşalması, 0,01-1 kPa arasındaki basınç aralığı, 100-500 V arasındaki ateşleme voltajı ve 0,1-1000 A/m² akım yoğunluğu aralıklarında minimuma sahiptir. 10⁻⁴-10⁻² A akım aralığına ait normal glow da akım voltaj karakteristikleri platoya sahiptir. Katot delikli bir alanı kapladığında bir takım özel çalışma şartlarında negatif glow gelişir. Daha sonra sabit bir akımda ateşleme voltajının, sabit ateşleme voltajında akımın şiddet olarak birkaç merteye arttığı düzlemsel elektrot geometrisinden daha düşük olduğu bulunmuştur. Bu etkiyi Paschen delikli katot etkisi olarak adlandırmıştır. Delikli katot etkisi limitlenmiş bir pd çarpımı için p' nin basınç, d' nin katot deliğinin çapı için (10-100 Pa×m) gözlenir. Delikli katot etkisinin oluşması için gerekli koşul d' nin boyutunun birincil elektronların ortalama serbest yolunu geçmesi, en azından onun mertebesinde olmasıdır. Delikli katot boşalmasının özellikleri ayrıca katodun şekli ve uzunluğu, açık ya da kapalı oluşu, anodun ve yalıtkan duvarların uzaklığı gibi diğer geometrik parametrelerden de etkilenir.

Korona boşalması homojen olmayan alanlarda görülür.

Ark boşalması oldukça düşük potansiyel düşmesine sahiptir (atomların uyarılması ya da iyonizasyonu için 10 eV civarında enerji gereklidir). Bu özellik ark boşalmasını katot düşmesi yüzlerce volt civarında olan glow boşalmasından ayırır. Katot emisyon mekanizmalarının sonucundaki küçük katot düşmesi glow boşalmasıninkinden farklıdır. Bu mekanizmalar katottan neredeyse toplam boşalma akımına yakın elektron akımı sağlanmasına muktedirler. Bu faktör elektron akımının yükseltilmesi ihtiyacını ortadan kaldırmakta olup bu fonksiyon glow boşalmalarında

yüksek katot düşüşü ile gerçekleştirilir. Bir arkta katot termiyonik, elektron alan ve termiyonik alan emisyonunun bir sonucu olarak elektron yayar. Ark boşalması glow boşalmasında görülen genel akımlardan daha yüksek akımlarla karakterize edilir. Arklar, genellikle bazı durumlarda birkaç Volt kadar küçük olan ve 20-30 V' u geçmeyen düşük voltajlarda yanarlar. Ark katotları akımdan yüksek oranda enerji alarak yüksek sıcaklıklara tüm katot yüzeyi boyunca ya da yerel olarak kısa zaman süreleri içerisinde ulaşırlar. Ark katotları aşınırlar ve buharlaşmadan zarar görürler [22]. Katodun üzerinde ark'lar anoda iki yolla ulaşabilirler: a. Yayılan ulaşma. Bu modda akım anodun oldukça büyük alanında $j \approx 10^6$ A/m² yoğunluğunda yayılır. Yüzeydeki akı yoğunluğu çok yüksek olmadığından bu modda malzeme erozyonu ihmal edilebilir. b. Anot spotları. Bir spot anot küçük olduğunda ve gelişen akım kenarlar, biçimsiz alanlar, yan yamalarda oluşmaya zorlandığında oluşur. Belli bir akımda boşalmanın dengesi bozulur ve anot yüzeyine doğru büzülür. Bazen simetrik düzenli desenler halinde sıralanmış bir çok spot oluşur. Spotlar hareket edebilirler. Parlaktırlar ve buhar jetlerinden dışarı atılırlar. Ark atmosferik plazmaların genel durumudur ve ark'ın önlenmesi için özel durumlar geliştirilmelidir. Helyum ark'ın oluşmasını birinci Townsend katsayısı (iyonizasyon oranı) düşük olması dolayısıyla önlerler, Helyum boşalmaları yüksek empedansa sahip olup bu plazma boyunca akan akımı limitler. Bu ark'ın yüksek empedans dolayısıyla limitlenmesine yardımcı olurlar. Ark çoğunlukla boşalma empedansının azaltılması ve yerel iyon akımının arttırılması ile kaçış durumu ile sonuçlanan elektronların lokalize olmuş emisyonu ile oluşur [46].

Streamer ve Kıvılcımlar; çığ bir akış haline (streamer) iki şart gerçekleştiği zaman dönüşür: 1. Uygulanan alan E_{cr} olarak adlandırılan kritik alan şiddetinin üzerinde ise, 2. elektrotlar arasındaki kritik mesafe d_{cr} yeterli ise. Akış hali boşalmanın başlangıç safhasında oluşmaya meyillidir. Ortamdaki havada kritik alan 3×10^6 V/m' dir. Bu alanda iyonizasyon katsayısının büyüklüğü ek (attachment) katsayının büyüklüğüne eşittir. Kritik uzaklık mm' nin kesridir. Arkada kalan iyonların elektrik alanı uygulanan alanı belirler [47]. Yük alanı bozmaya yeterli olmadığı sürece, çığlar uygulanan alanda uygun elektron sürüklenme hızıyla hareket ederler. Elektron çığı kendini uygulanan alandan kısmen korumaya yetecek bir büyüklüğe ulaştığında

çığların gelişimi ve yayılımı belirgin şekilde değişir ve akış hali fazı bunu izler. Akış hali esasen bir iyonizasyon dalgasıdır. Dalganın önünde oluşan (akışkan başı) pozitif ve negatif yüklü parçacıkların ayırımı içeriği korur, akışkan başının hemen önündeki limitli bölgede keskin bir elektriksel alan oluşur. İstenilen kırılmaya yakın bölgelerde, iyonizasyon katsayısı elektriksel alanın güçlü bir fonksiyonu olup küçük bir alan artışı bile iyonizasyon oranında önemli değişimlere sebep olur. Eğer mekanizma fotoiyonizasyonun yarattığı fotoemiyon gibi akışkan başının önünde birkaç serbest elektron ile bulunuyorsa lokal olarak güçlendirilmiş alandaki çığ etkisi akış halinin elektron pikinin sürüklenme hızından daha yüksek hızlarda yayılmasına sebep olur. Georghiou tarafından yapılan simülasyonda, akışkan 100 μm ' lik aralıktan birkaç ns içinde geçecektir. 10 μm ' lik aralık bir ns' den daha kısa sürede geçileceğinden aynı mekanizma ortaya çıkacaktır. Van Veldhuizen [48] akışkanın hız aralığı olarak 10^5 ten 10^6 m/s, yani 0,1'den 1 $\mu\text{m}/\text{ps}$ değerlerinden bahsetmektedir. Elektronların hızı için tipik değer 50 $\mu\text{m}/\text{ps}$ ' dir [49]. Boşalmalarla ilgili bir çok süreç çarpışmalarla ilgili olduğundan, değişim zamanı azaltılır ve gaz basıncı artar [22]. Akış hali elektrotlar arasında akımın geçebileceği bir yol yaratabilir. Eğer bu akım çok düşükse yeniden birleşme süreci iletkenliği azaltır ve boşalma baskılanır. Yeteri derecede yüksek bir akım yoğunluğu düşürüp iletkenliği arttırarak gazları ısıtabilir. Akımın değeri güç devresi tarafından belirlenir. Eğer güç devresi yüksek akımları sadece kısa zaman aralıklarında koruyor ise bu tip bir boşalma kıvılcım kırılması olarak adlandırılır. Kıvılcımlar mikro saniye seviyesine sahiptirler. Daha düşük uzaklıklarda bile yaratılabilirler ve arklarda tamamlanırlar. Bunlar bazen geçiş boşalmaları olarak adlandırılırlar ve nano saniye seviyesinde tipik zaman süreleri vardır [48]. Küçük aralıklarda akış hali her zaman tamdır sadece aralıktaki uzay yükleri tarafından kırılarak devreyi kısa devreye götürürler. Boşalma aralıklarındaki kıvılcımların faydalı etkileri vardır. Kıvılcımlar uçlar gibi yüksek alan şiddetine sahip noktalarda geliştiğinden bu uçlar kıvılcımla yıkılır. Kıvılcımların enerjisi yüksek devre yada plazma direnci ile kısıtlı ise ya da uzay yükü yaratıyor ise, uçlar yuvarlaklaşır, tavlama başarılıdır. Kıvılcımların şiddetli olanları yüksek alan şiddetine sahip yerleri yıkar ancak süreç içerisinde yenileri yaratılır ya da elektrotların ince film olduğu durumda elektrotları tamamıyla zarara uğratabilirler [20].

3. DENEYSEL SİSTEM

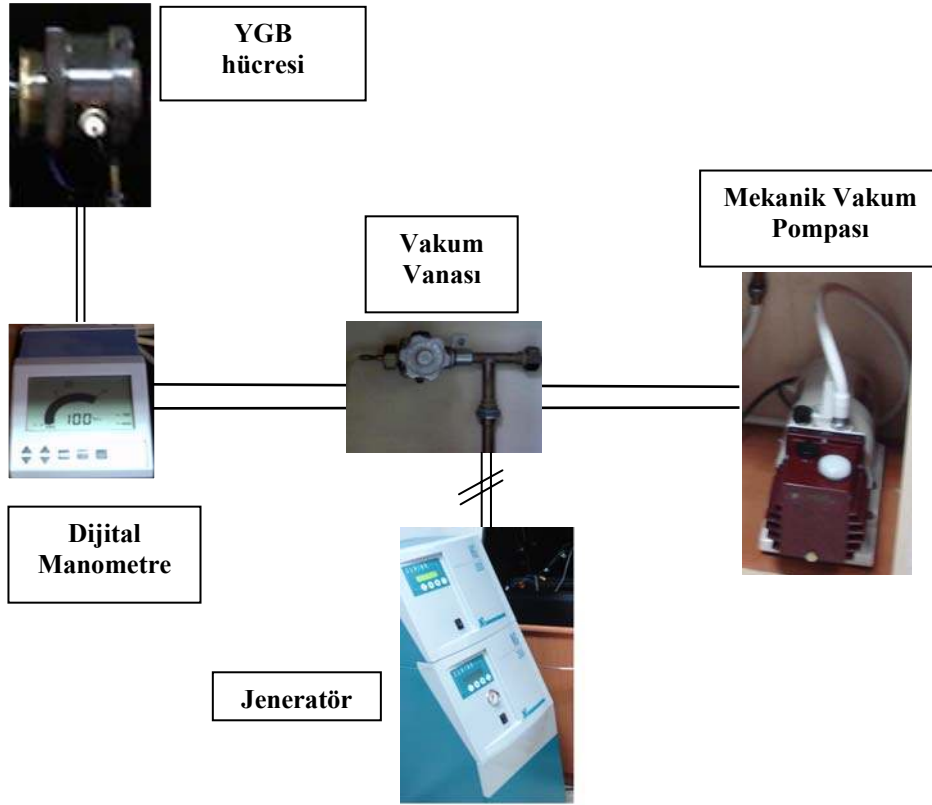
Bu deneysel çalışmada, ışığa duyarlı yarıiletken gaz boşalma yapısı kullanılarak paralel düzlem elektrotlu gaz boşalma sisteminin AVK ' sı, geniş bir p gaz basıncı (28-690 Torr), d elektrotlar arası mesafe (45-525 μm) ve D elektrot çapı (9, 12, 18 ve 22 mm) değerlerine bağlı olarak belirlendi. Ayrıca 150 saniye zaman aralığında gaz boşalma sisteminde akımın davranışı farklı basınçlarda ve U_0 besleme voltajlarında incelenip, akımın kararlı olduğu bölgeler belirlendi. YGBY' yi oluşturan deneysel düzeneğin fotoğrafı Resim 3.1' de gösterilmektedir.



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

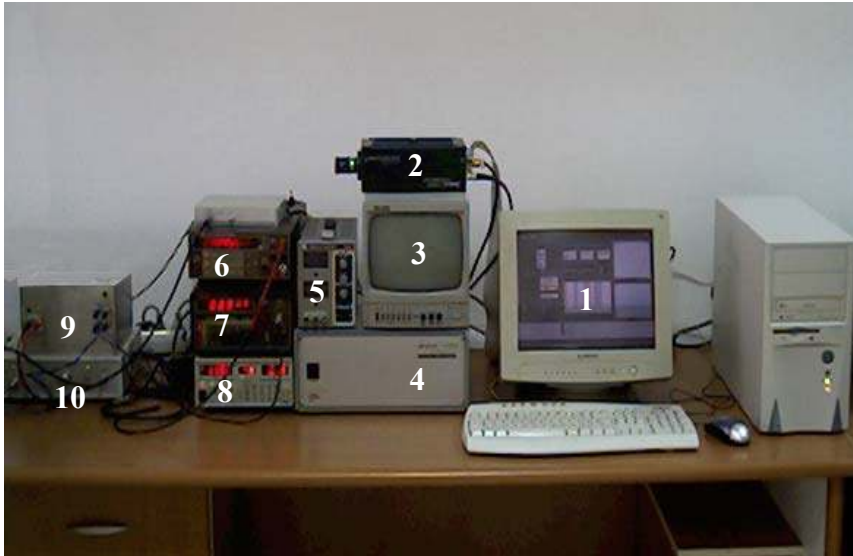
Işık kaynağı olarak 150 Watt'lık bir lamba kullanılmış ve ucu karanlık kutunun sağ tarafından açılan delikten geçecek şekilde ray üzerine yerleştirilmiştir (1). Işığın şiddetinin değişebilmesi için bir gerilim bölücü ışık kaynağına bağlanmıştır. Mercek sistemi (2), ışık kaynağının önüne takılarak gaz boşalma hücresinin homojen olarak aydınlatılması sağlanmıştır. Si filtre sayesinde (3), ışık kaynağından çıkan ışığın sadece KÖ dalga boyu ($1\ \mu\text{m} < \lambda < 1,6\ \mu\text{m}$) gaz boşalma hücresini aydınlatmaktadır. Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresi ise (4), vakum ortamında gaz boşalma ışımasının görüntülenmesi ve gerekli ölçümlerin yapılabilmesini sağlamıştır. Bu gaz boşalma hücresi Resim 3.4' de görüldüğü gibi kurşun kalemin boyutları ile karşılaştırılabilecek kadar küçüktür. Fotoçoğaltıcı (5) ise, boşalma hücresinde oluşan ışımanın toplam şiddetinin ölçmüştür. Vakum pompa (6) vasıtasıyla, gaz boşalma hücresindeki hava boşaltılmıştır. Vakum pompası olarak Ulvac Sinku Kiku GVD-050 A cihazı kullanılmıştır. Vakum vana (7) ile, basınç ayarlanmıştır. Analog manometre (8) sayesinde, basınç ölçülmüş ve dağıtıcı olarak da görev yapmıştır. Dijital manometre (9) ise, gaz boşalma hücresindeki basıncı ölçmüştür. Deney düzeneği, ışık geçirmez optik kutu (10) denilen saç levhadan oluşan bir kutuya yerleştirilmiş, karanlık ve ışık altında $A-V$ ve $R-V$ ölçümlerinin ışıktan etkilenmeden yapılabilmesi sağlanmıştır. Işığın yansımaları engellemek için kutu siyah renktedir. Kutunun içine yerleştirilen ray üzerine (11), gaz boşalma hücresi, fotoçoğaltıcı, Si filtre ve mercekleri yerleştirmek için ileri-geri, sağa-sola hareketi sağlayacak tutucu (12) ayaklar yerleştirilmiştir.

Işığa duyarlı yarıiletken gaz boşalma hücresindeki elektrotlar arası aralığa ve gaz basıncına bağlı olarak AVK ve RVK 'nin belirlenmesinde, Dijital Multimetre (Keithley 199) ve Dijital Yüksek Gerilim Güç Kaynağı (Stanford PS 325. 2500V-25 W) kullanılmıştır. Işığa duyarlı yarıiletken gaz boşalma hücresinin vakum sistemi Resim 3.2' de gösterilmiştir.



Resim 3.2. YGB hücresinin vakum sistemi

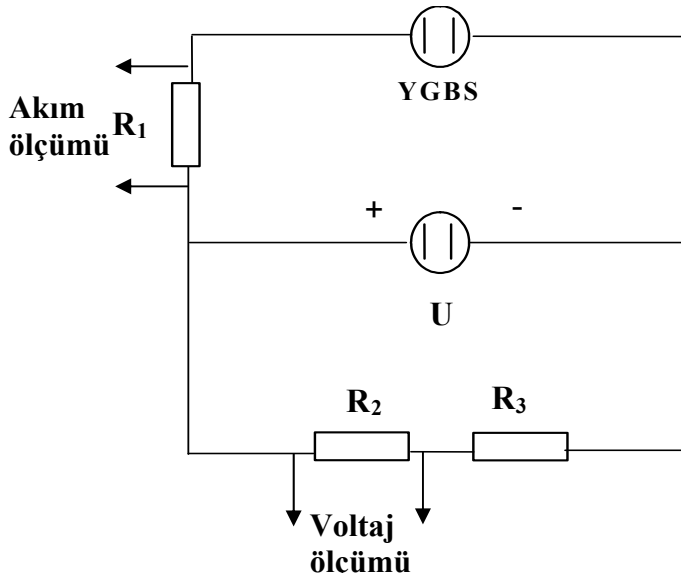
Gaz boşalma hücresindeki gerekli ölçümlerin kontrol ve kumanda edilmesinde kullanılan deneysel sistemin ölçüm cihazları Resim 3.3’de gösterilmiştir.



Resim 3.3. Bilgisayar ile kontrol ve kumanda edilen deneysel sistemin ölçüm cihazların fotoğrafı

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

YGB hücrelerinden çıkan akımı düzenlemek ve ölçmek için Şekil 3.1' deki devre kullanılmıştır. A/K ları ölçen devrede verilen R_1 direnci, gaz boşalma sisteminin akımını sınırlar. $R_1 = 10\text{ k}\Omega$, $R_2 = 10\text{ k}\Omega$, $R_3 = 10\text{ M}\Omega$ değerindedir. 1500 Voltluk potansiyele sahip ve 1 V hassasiyetli yüksek gerilim güç kaynağı gaz boşalma sistemindeki elektrotlara voltaj uygular. R_2 ve R_3 dirençleri kendi aralarında seri ve gaz boşalma sistemine paralel bağlıdır ve bu dirençler vasıtasıyla gaz boşalma sistemindeki elektrotların üzerine düşen gerilim ölçülmektedir. $A-V$ ve $R-V$ ölçümlerinde kullanılan dijital multimetre ve dijital yüksek gerilim güç kaynağı gibi ölçüm cihazları bilgisayara takılan A/D çevirici ve interface (*IEEE*) kartları sayesinde kontrol ve kumanda edilmiştir.

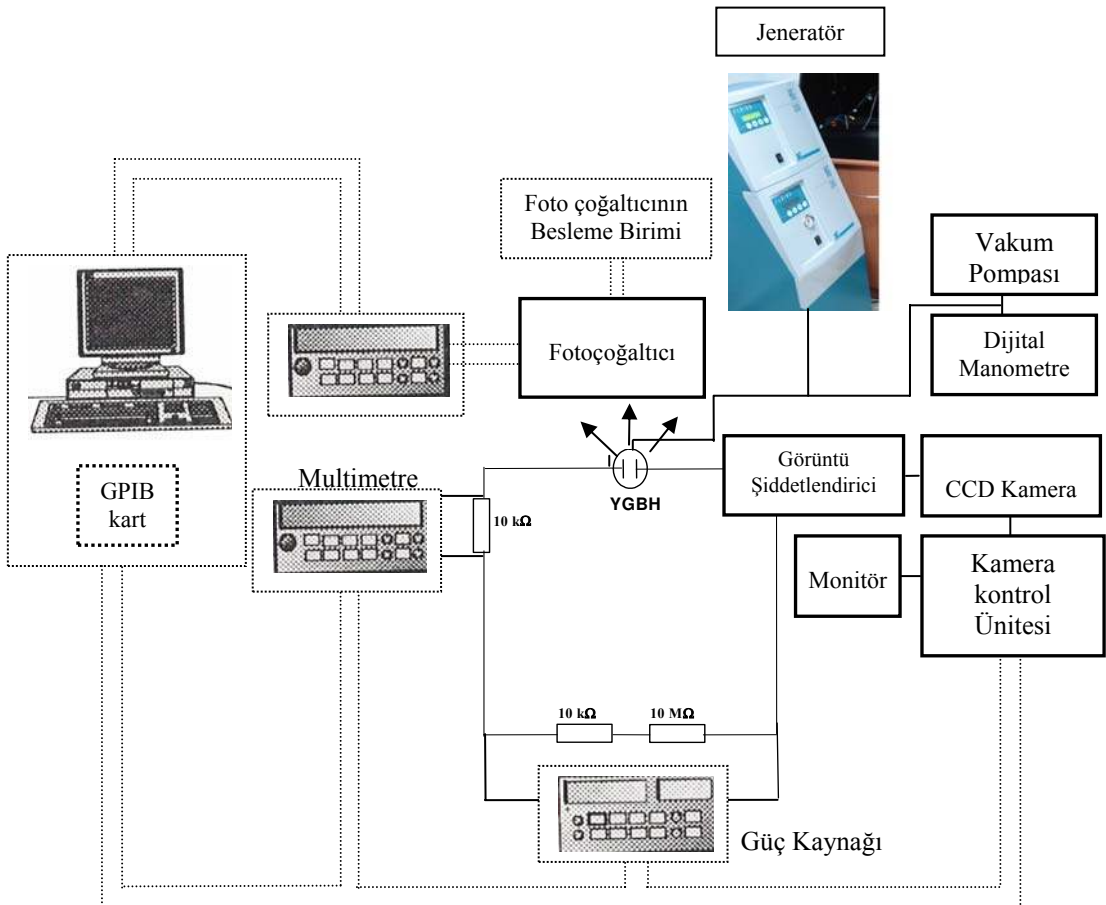


Şekil 3.1. Deneysel sistemin ölçüm devresi



Resim 3.4. YGB hücresinin fotoğrafı

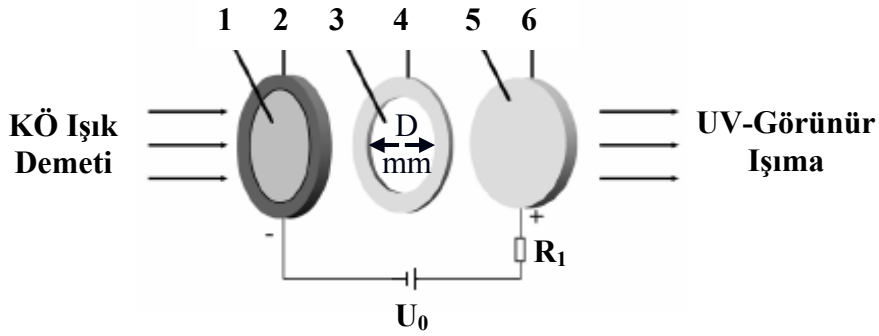
Şekil 3.2’ de deneysel sistemi oluşturan cihazların birbirlerine bağlantı yollarını göstermektedir.



Şekil 3.2. Deneysel sistemi oluşturan cihazların şematik gösterimi

3.1. Deney

YGB hücresinin boşalma aralığı H_2 gazı ile doldurulmuştur ve ölçümler oda sıcaklığında yapılmıştır. Yalıtkan mika tarafından oluşturulan, gaz boşalma aralığının kalınlığı $d = 45-525 \mu m$ ve çapı $D = 9-22 mm$ ' dir. Bu aralık 28-690 Torr' luk p gaz basıncı bölgesinde gaz ile doldurulmuştur. Deneylerimizde DC voltajlarda çalışılmıştır, bu doğru bir yaklaşımdır, çünkü yaptığımız deneyler kolaylıkla gerçekleştirilebilir [20]. Yarıiletken katotlu gaz boşalma yapısının şematiği Şekil 3.3' de gösterilmiştir.



Şekil 3.3. YGBY' nin şematiği; 1) Yarı-saydam Au tabaka, 2) GaAs katot, 3) Gaz boşalma aralığı, 4) Mika, 5) Yarı-saydam SnO_2 anot, 6) Düz cam disk.

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

Yarıiletken GaAs' ın aydınlatılmış tarafı, saydam iletken vakum evaporasyonlu Au tabakası (1) ile kaplıdır [50]. Au tabaka yaklaşık 40 nm kalınlıklıdır ve bu nedenle, yaklaşık %10 geçirgenlikle görünür ışığa saydamdır. Yarıiletken GaAs katodun (2) çapı 30 mm ve kalınlığı 1 mm' dir. Bu elektrot disk şeklinde üretilmektedir.

Fotodetektörün yüzeylerinden biri boşalma bölgesine dönüktür. Yarı saydam elektriksel kontak, fotodetektörün dış yüzeyinde oluşturulur. Yarıiletken katodun iç yüzeyi, merkezindeki dairesel aralık ile, yalıtkan bir mika (4) tabakası tarafından anottan ayrılmaktadır. Saydam anot (5), ince iletken SnO_2 tabakasıdır. Cam bir disk (6) olan anot, 30 mm çaplı ve 2 mm kalınlıklı saydam iletken SnO_2 (5)' nin ince tabakası ile kaplanmıştır. SnO_2 ' nin tabaka direnci $15 - 20 \text{ Ohm}/\square$ ve Au filminin ki ise $10 \text{ Ohm}/\square$ mertebesinde. Bu dirençler aydınlatma yokken GaAs tabakasının $1,7 \times 10^8 \text{ Ohm}/\square$ direnci ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir. SnO_2 ve Au elektrot yüksek voltaj güç kaynağı U_o ve seri R_I direncini içeren dış elektronik devreye bağlantılıdır.

Boşalma hücresindeki toplam I akımı ve elektrotlar arasındaki voltaj düşüşü U eş zamanlı olarak kaydedilebilmektedir. Sistemin akımı ya besleme voltajı U_o ' ı değiştirerek ya da yarıiletkenin yüzeyindeki saydam elektrot boyunca yarıiletken tabakanın uzaysal olarak homojen aydınlatmasını değiştirerek kontrol edilebilir. σ , GaAs elektrodun iletkenliğidir. Oda sıcaklığındaki deneylerde ($T \approx 300 \text{ K}$), $\sigma_{\text{yarıiletken}} \approx 10^{-8} (\Omega\text{cm}^{-1})$ ' in ilk düşük değeri, Cr katkılı GaAs' dan belirlenir. Aktif elektrot alanlarının tipik içi çapları $D = 9, 12, 18$ ve 22 mm ' dir. pd parametresi, Townsend boşalması kırılma eğrilerinin tanımlanması için önemlidir. Boşalma hücresini özellikle polystenden yapılan bir bölmeye yerleştirerek sızıntı akımlarının maksimum düzeyde önlenmesi için özel bir çaba sarf edildi. Hücreden geçen akım hücreye seri bağlı dış sınırlayıcı direnç boyunca voltaj düşüşünü ölçerek elde edildi ($10 \text{ k}\Omega \pm \%1$).

Gaz boşalma sisteminin katodu olarak doğal büyüme düzleminde kesilmiş, ($<100>$) yönelmeli yüksek öz dirençli ($\rho \approx 10^7 \Omega\text{cm}$) n-tipi GaAs kristal plaka kullanıldı. Elektrotlardan biri yarıiletken ışığa duyar materyalden, diğeri saydam iletken bir tabaka ile kaplı camdan yapılmıştır. Saf GaAs $0,89 \mu\text{m}$ dalga boylu ışığa duyarlıdır. KÖ spektral bölgesinde fotoiletkenliği sağlamak için kullanılan yarıiletken materyal derin-seviye safsızlıkları ile katkılanır [51, 52]. Cr katkılı olduğu zaman duyarlılık $0,89 \mu\text{m}$ ' den $1,3-1,5 \mu\text{m}$ ' ye yükselmektedir.

Boşalmanın kararlılığı, ince boşalma aralıklı fiziksel yapı kullanılarak sağlanmaktadır [53]. Deneylerde σ , yarıiletken katodun KÖ ışıyla aydınlatılmasıyla arttırılabilir. Besleme voltajına bağlı olarak, aygıt yalıtkan veya iletken durumda olabilir. $U_0 > U_{kritik}$ olduğunda iletken durum gözlenmektedir (Gaz kırılması için kritik voltaj tipik olarak 1 kV mertebesinde). Verilen bir U_0 değeri için iletkenlik durumunun domeinindeki σ 'nın σ_{kritik} 'den daha büyük değerlere artışı boşalmanın homojen kararlı durumdan filamentli bir duruma ayrılması ile sonuçlanır. *Si-filtreli* akkor lambanın ışığı katodu düzgün olarak aydınlatır. Maksimum aydınlatma şiddeti $L_{maks} 10^{-4} \text{ Wcm}^{-2}$ civarındadır. Yarıiletken, uzaysal dağılımlı bir direnç gibi davranır ve yarıiletkenin iletkenliği aydınlatma şiddetini ayarlayarak değiştirilebilir. Katotta ışığın şiddeti filtreler tarafından değiştirilir. KÖ bölgede GaAs'ın fotoiletkenliği Cr katkılarına bağlanmaktadır. Yarıiletkenlerde iç fotoetki mekanizması, KÖ spektral bölgede sistem duyarlılığının geniş bir bölgesinden sorumludur [54]. U_B kırılma voltajı $\pm 5 \text{ V}$ doğrulukla ölçülmüştür. U_B kırılma voltajını belirlerken, boşalma voltajının büyüme oranı 1 Vs^{-1} i geçmez. Akım eksenini için maksimum duyarlılık 10^{-9} Acm^{-1} ve voltaj içinse $0,5 \text{ Vcm}^{-1}$ civarındadır.

İç fotoetki nedeniyle, GaAs elektrodun özgül iletkenliği, ışık ile aydınlatmayla ayarlanabilir. Elektrodun dış yüzeyindeki altın kontak görünür ışığa göre saydam olduğu için bu durum mümkündür. Au kontakın iletim katsayısı $\approx \% 10$ ' dur. Işık, yarıiletken elektrodun materyali tarafından soğurulduğunda, elektronlar valans banttıan iletkenlik bandının içine uyarılır. Bu nedenle, özgül iletkenlik yükselir. Bunun yanı sıra, U_0 besleme voltajı deneylerde kolaylıkla değiştirilebilir. Bu nedenle bu iki nicelik ana kontrol parametreleri gibi kullanılmaktadır. p gaz basıncı ve d elektrotlar arası mesafe gibi diğer parametreler sabit kalır veya geniş bir aralıkta kesikli olarak değiştirilmektedir. Yapılan deneylerde, p basınç ve yarıiletken katodun iletkenliği sabitlenir ve besleme voltajı U_0 yavaşça 0' dan itibaren arttırılır. U_0 gazda kırılma için kritik voltaja ulaşınca, boşalmanın homojen ateşlemesi meydana gelir. Kritik voltajın değeri, Paschen eğrisinden belirlenir [22]. U_0 arttırılarak boşalma akımı I kontrol edilebilmektedir. $U_0 U_B$ ' ye eşit olduğunda, boşalma ateşlenmiştir [50].

4. İŞİĞA DUYARLI YGBY' NİN GAZ BOŞALMA KONTROL PARAMETRELERİNE BAĞLILIĞI

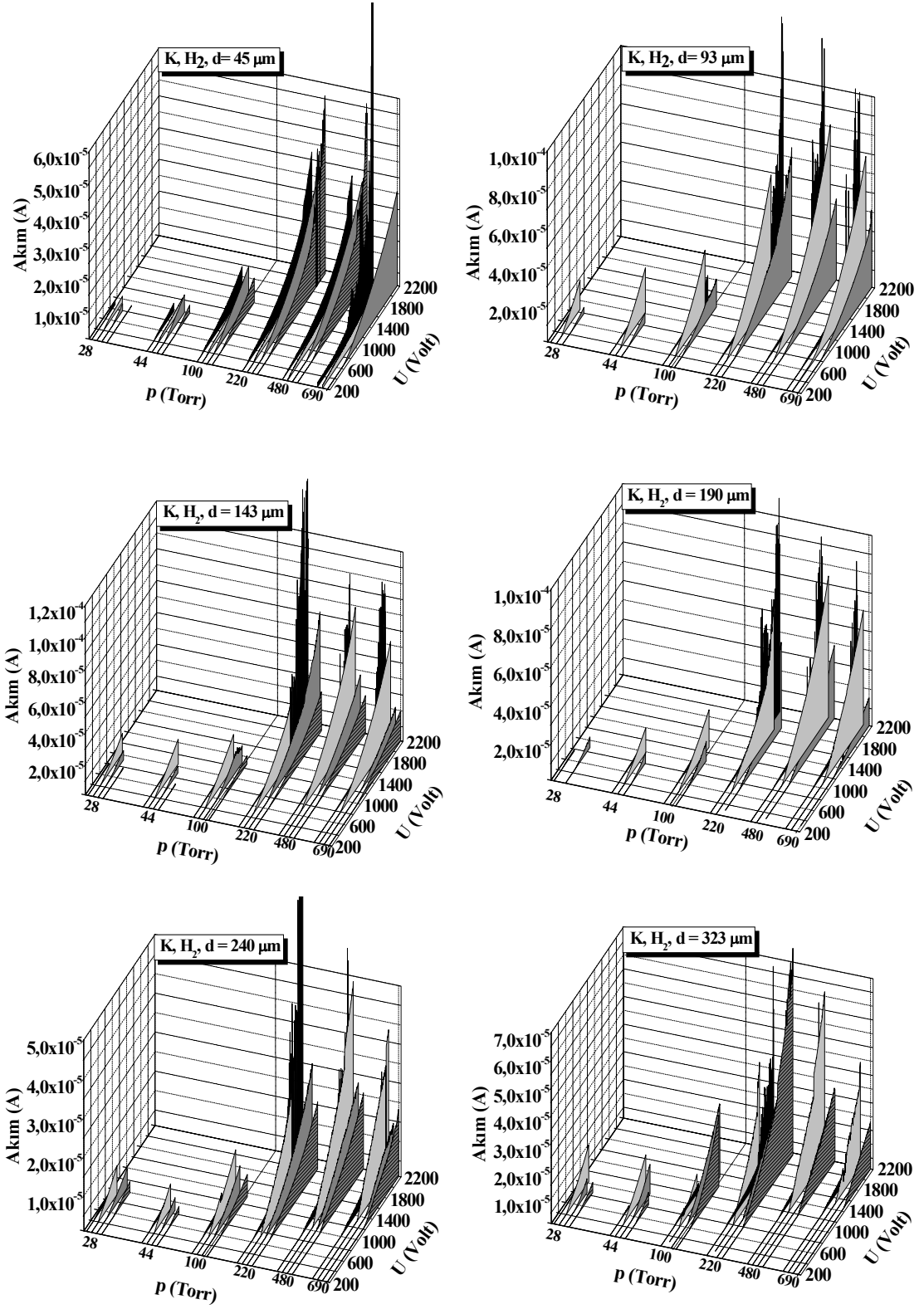
Gazlardaki elektriksel boşalma kuvvetli bir dengesizlik sürecidir. Bunun özellikleri çok çeşitli faktöre bağlıdır; bunlara gazın içeriği, gazın basıncı, boşalma sisteminin geometrisi ve besleme voltajının modu örnek verilebilir. Gaz boşalma kontrol parametreleri arasında, besleme voltajı U_0 , yarıiletken elektrodun çapı D , elektrotlar arası mesafe d , gazın basıncı p , aydınlatma şiddeti L , Paschen eğrilerinin farklı basınç p ve elektrotlar arası mesafe d için elde edilmesi $U_B = \psi(pd)$, zaman aralığı t sayılabilir. Gaz boşalmasında deneysel parametrelerin etkisi Bölüm 6.1' de ayrıntılı olarak açıklanmıştır.

Yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresinde akımın davranışı $p = 28-690$ Torr' luk basınç bölgesinde, $d = 45-525$ μm ' lik elektrotlar arası mesafeler ve $D = 9-22$ mm' lik yarıiletken elektrotun farklı çapları için deneysel olarak incelenmiştir. Bu kısımda, aşağıda belirtilen konularda ayrıntılı araştırmalardan elde edilen deneysel grafikler sunulmaktadır. Bunlar şu başlıklar altında sınıflandırılabilir:

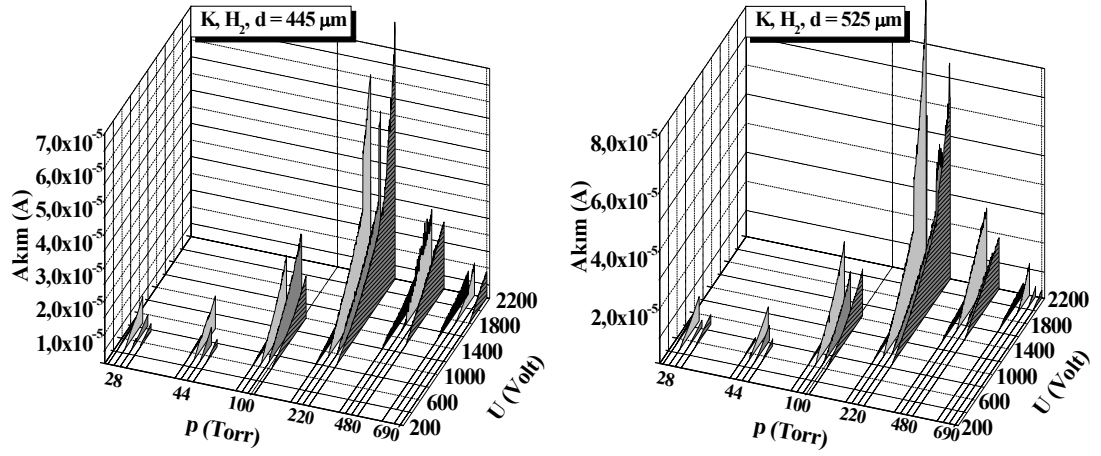
- Akımın besleme voltajına bağlılığı,
- Akımın yarıiletken elektrodun farklı çap değerlerine ve farklı basınçlarına bağlılığı,
- Paschen eğrilerinin farklı çap ve elektrotlar arası mesafe için elde edilmesi.

4.1. YGBY' nin Yarıiletken Elektrotun Çapına Bağlılığı

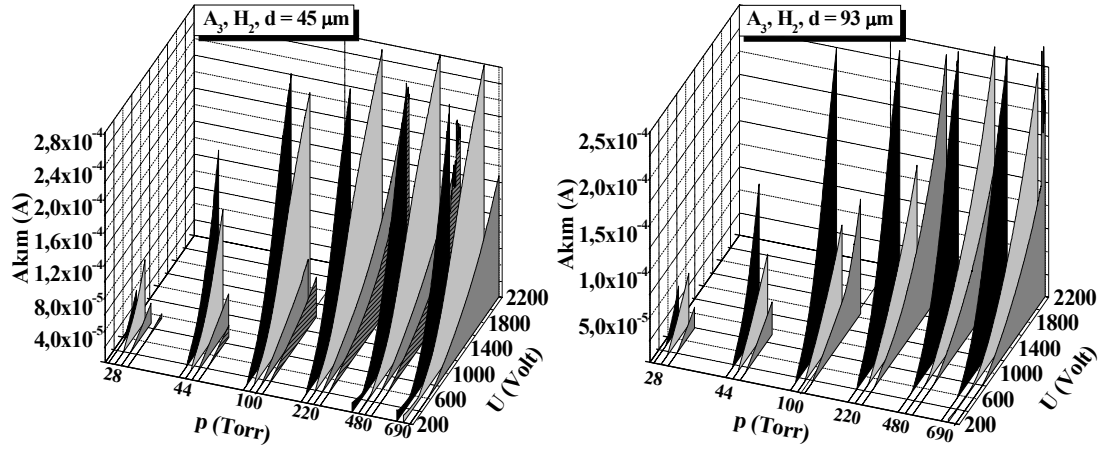
Akımın yarıiletken elektrodun farklı çap değerlerine ve farklı elektrotlar arası uzaklığına bağlılığını gösteren üç boyutlu ($3B$) şekiller şu şekildedir:



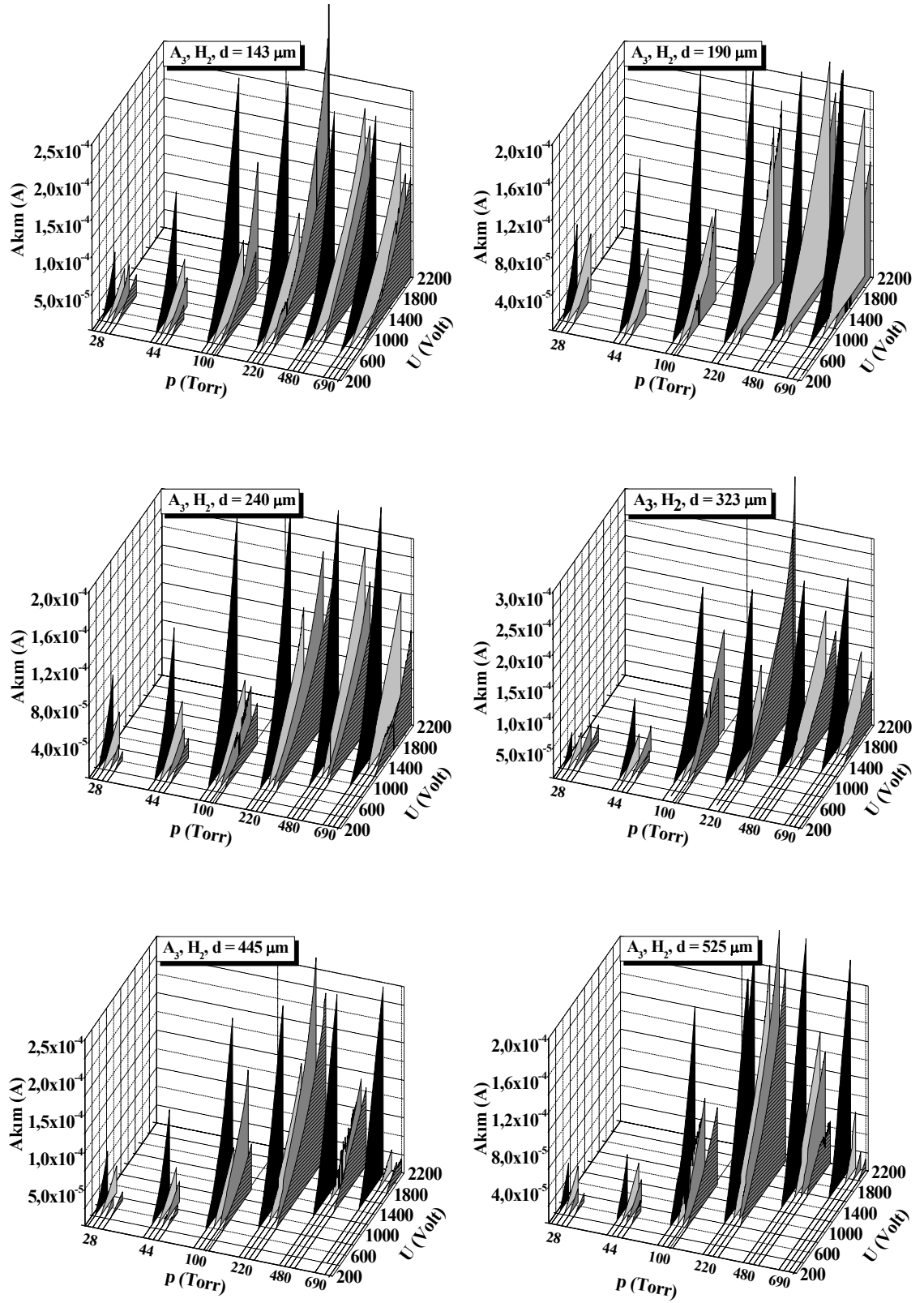
Şekil 4.1. Farklı elektrotlar arası mesafe için *karanlıkta* K yarıiletken katodun farklı D çap değerlerinde (■ 22 mm, ■ 18 mm, ■ 12 mm, ▨ 9 mm) Townsend boşalmasının 3B AVK' ları



Şekil 4.1. (Devam) Farklı elektrotlar arası mesafe için *karanlıkta K* yarıiletken katodun farklı *D* çap değerlerinde (■ 22 mm, □ 18 mm, ▒ 12 mm, ▨ 9 mm) Townsend boşalmasının 3B *AVK'* ları



Şekil 4.2. Farklı elektrotlar arası mesafe için *kuvvetli aydınlatma şiddeti A₃'* de yarıiletken katodun farklı *D* çap değerlerinde (■ 22 mm, □ 18 mm, ▒ 12 mm, ▨ 9 mm) Townsend boşalmasının 3B *AVK'* ları



Şekil 4.2. (Devam) Farklı elektrotlar arası mesafe için *kuvvetli aydınlatma şiddeti* A_3' de yarıiletken katodun farklı D çap değerlerinde (■ 22 mm, □ 18 mm, ▨ 12 mm, ▩ 9 mm) Townsend boşalmasının 3B AVK' ları

Farklı çap ve elektrotlar arası uzaklıklar için farklı basınçlarda çizilen AVK ' lardan aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

- Aydınlatma şiddetine bağlı olarak akım değerleri değişmektedir. En küçük akım değeri aydınlatma yokken yani karanlıkta; en büyük akım değeri ise kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de elde edilmiştir. Çünkü aydınlatma şiddetine bağlı olarak yarıiletkenin direnci değişmektedir. Aydınlatma şiddeti arttırıldığında yarıiletkenin direnci küçülmekte, buna bağlı olarak akım artmaktadır.
- Sabit elektrotlar arası mesafe için, elektrot çapı büyüdükçe akım değerleri büyümektedir. $d = 45 \mu\text{m}$ ' de, $U_0 = 1200$ Volt besleme voltajında ve $p = 220$ Torr basınçta, akımın boşalma alanın çapına göre değişimi Çizelge 4.1' de gösterilmektedir.

Çizelge 4.1. H_2 gazında elektrotlar arası mesafe $d = 45 \mu\text{m}$, basınç $p = 220$ Torr, besleme voltajı $U_0 = 1200$ Volt ve aydınlatma şiddeti A_3 iken akım yoğunluğu ve akım değerlerinin yarıiletken elektrotun çapına bağlılığı

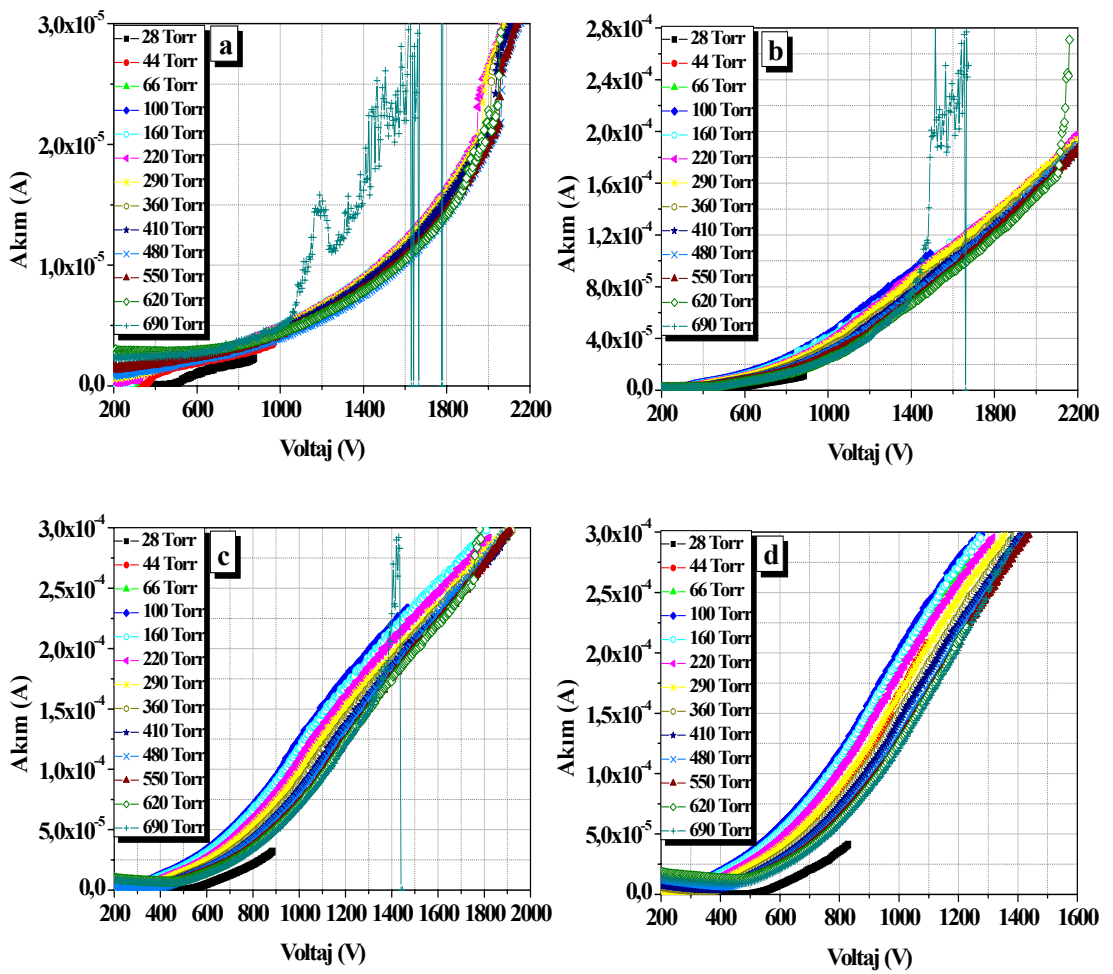
Çap Değerleri (mm)	Akım Değerleri (A)	Akım Yoğunluğu (A/cm^2)
9	$3,44 \times 10^{-5}$	$5,41 \times 10^{-5}$
12	$4,97 \times 10^{-5}$	$4,4 \times 10^{-5}$
18	$1,59 \times 10^{-4}$	$6,25 \times 10^{-5}$
22	$2,58 \times 10^{-4}$	$6,79 \times 10^{-5}$

- $D = 18$ mm sabit çap değeri için, *karanlık K* ve *farklı aydınlatma şiddetlerinde* (A_1, A_2, A_3) maksimum akım değerleri $d = 45, 445$ ve $525 \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafede 220 Torr basınçta; $d = 93, 143, 190, 240$ ve $323 \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafede ise 480 Torr basınçta elde edilmiştir.

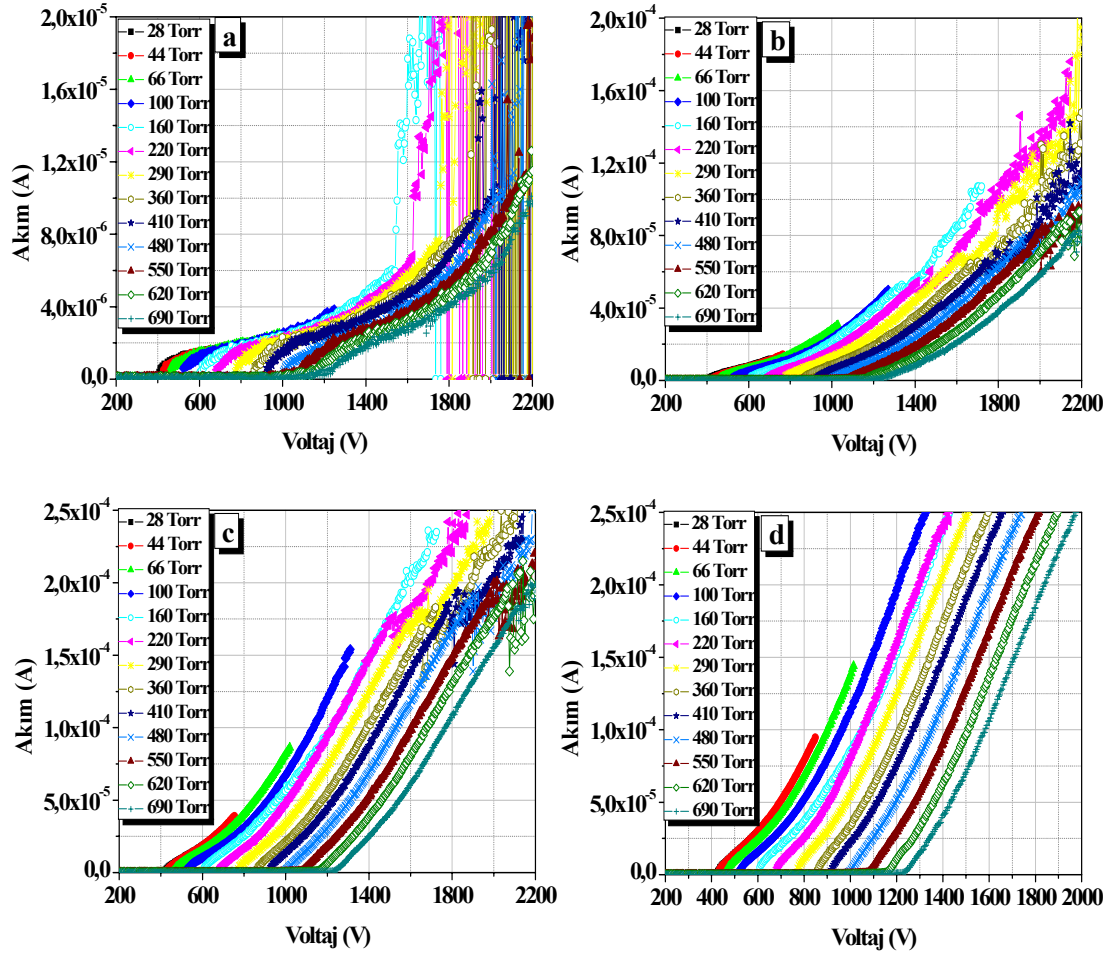
- $D = 12$ mm sabit bir ϕ değeri göz önüne alındığında maksimum akım değerleri *karanlık K* ve *farklı aydınlatma şiddetlerinde* (A_1, A_2, A_3), bütün elektrotlar arası mesafeler için $p = 220$ Torr’ da elde edilmiştir.
- $D = 12$ mm ϕ değerinde karanlıkta elde edilen en yüksek akım değerlerinin tümü 10^{-5} A basamağında, orta aydınlatma şiddeti A_2 ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ’ de elde edilen akım değerlerinin tümü ise 10^{-4} A basamağındadır.
- H_2 gazı için 100 Torr’ dan sonra (220 Torr da) akım üstel olarak artmaktadır.
- Kırılma voltajına kadar akım değerleri çok küçüktür. Kırılma voltajından sonra akım, voltaj değeriyle orantılı olarak artmaktadır. Elektrotlara uygulanan voltaj artırıldığı zaman, katottan yayınlanan elektronlar gaz içerisinde kırılma değeri için elektrik alan nedeniyle mobilitelerinin belirlediği ortalama bir hızla gaz boyunca hareket ettikleri için akım tüm gaz boşalma aralığı boyunca artar. Elektronların  arpma iyonizasyonu gazların kırılmasında en önemli süreçtir.
- Besleme voltajı sabit tutulduğu zaman aydınlatma şiddetini değiştirerek akımın değeri kontrol edilebilir ve desen oluşum süreci görülebilir. Yarıiletkenin aydınlatılması değiştirilmediği zaman, akımı voltajı değiştirerek kontrol edebiliriz. Ayrıca akımın değerini ayarlayabiliriz ve ışık şiddetiyle yarıiletkenin direncini kontrol edebiliriz.

4.2. İyonizasyon Tipli YGBY' nin AVK' sının Gaz Basıncına Bağlılığı

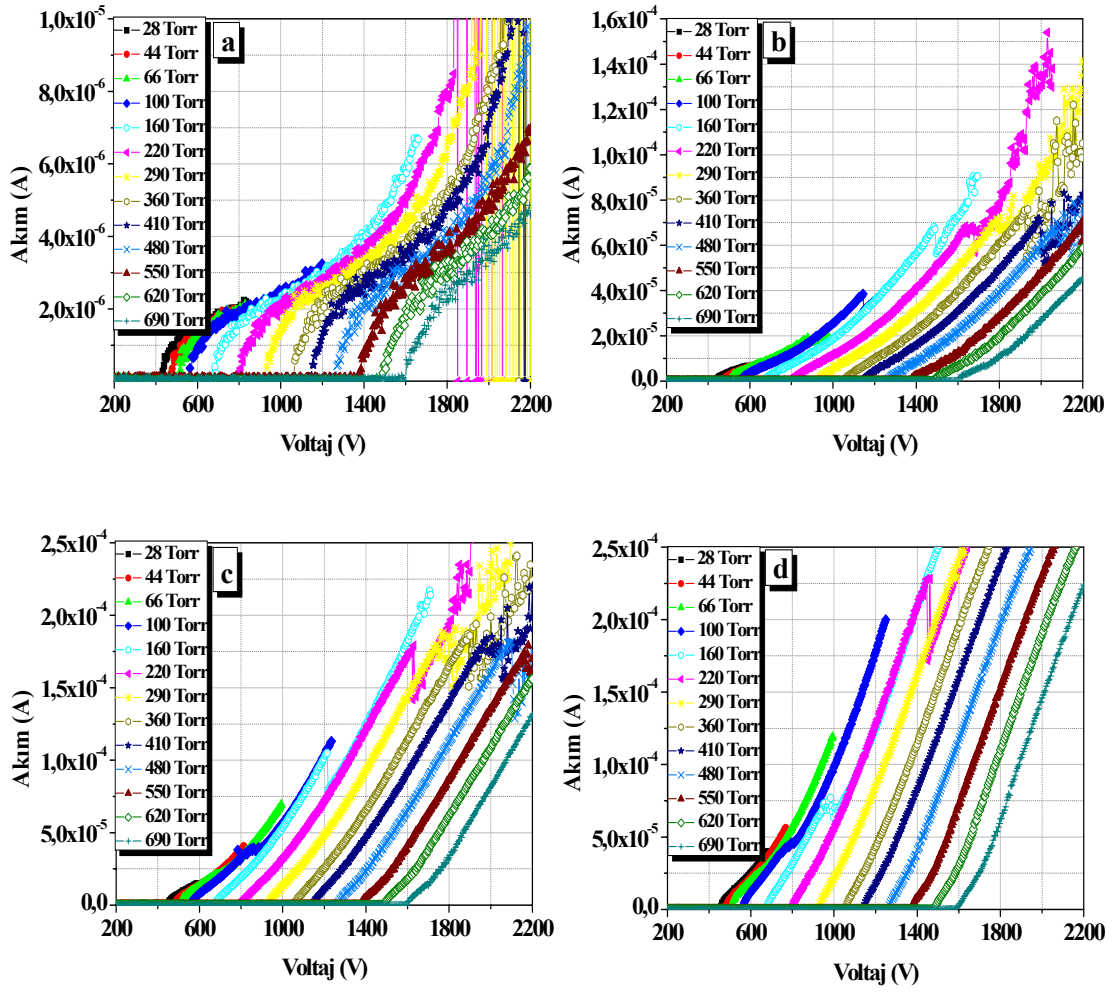
Yarıiletken katodun dört tipik durumu için, karanlık K , zayıf aydınlatma şiddeti A_1 , orta aydınlatma şiddeti A_2 ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için sabit elektrotlar arası mesafe $d = 45$, 323 ve 525 μm ve elektrot alanının çapı $D = 22$ mm için, $p = 28$ -690 Torr arası basınçlarda AVK' lar aşağıdaki şekillerde gösterilmiştir.



Şekil 4.3. Farklı p gaz basınçlarında yarıiletken GaAs katotlu gaz boşalma hücresinin AVK' ları; a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ; d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 . Elektrot alanlarının çapı $D = 22$ mm ve elektrotlar arası mesafe $d = 45$ μm



Şekil 4.4. Farklı p gaz basınçlarında yarıiletken GaAs katotlu gaz boşalma hücresinin AVK' ları; a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ; d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 . Elektrot alanlarının çapı $D = 22$ mm ve elektrotlar arası mesafe $d = 323$ μm



Şekil 4.5. Farklı p gaz basınçlarında yarıiletken GaAs katotlu gaz boşalma hücresinin AVK' ları; a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ; d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 . Elektrot alanlarının çapı $D = 22$ mm ve elektrotlar arası mesafe $d = 525$ μm

- $d = 45$ μm , $d = 323$ μm ve $d = 525$ μm elektrotlar arası mesafeler için kararsızlıkların karanlıkta en fazla olduğu ve aydınlatma şiddeti arttıkça kararsızlıkların azaldığı görülmektedir. Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 'de ise kararsızlığın olmadığı görülmektedir.
- Şekil 4.3 ve 4.4' de görüldüğü gibi H_2 gazında değişen basınçla birlikte aydınlatma şiddeti arttıkça AVK eğrilerinde uygulanabilir voltaj değeri azalmıştır.

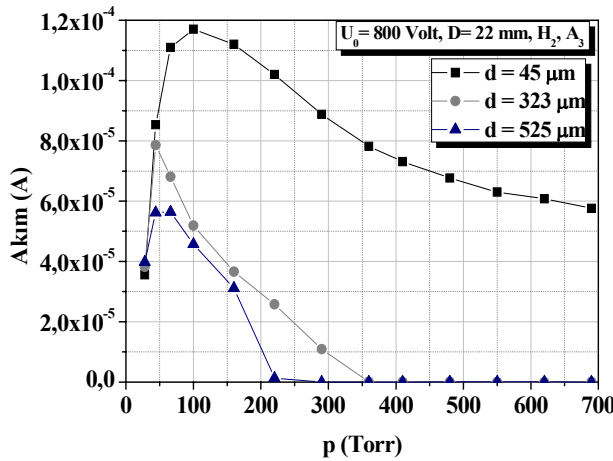
- $d = 323 \text{ } \mu\text{m}$ ve $d = 525 \text{ } \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafelerde AVK ' ların benzer şekilde davrandığı, fakat $d = 45 \text{ } \mu\text{m}$ en küçük elektrotlar arası mesafede farklı bir davranış gösterdiği görülmektedir.
- Basınç arttıkça kırılma voltaj değerleri artmaktadır. Sabit elektrotlar arası mesafe $d = 323 \text{ } \mu\text{m}$ ve $d = 525 \text{ } \mu\text{m}$ ve sabit elektrot alan çapı $D = 22 \text{ mm}$ için, kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de kırılma voltajlarının basınca göre değişimi Çizelge 4.2' de görülmektedir.
- $d = 323 \text{ } \mu\text{m}$ ' deki basınca göre kırılma voltajı değerleri, $d = 525 \text{ } \mu\text{m}$ ' deki kırılma voltajı değerlerinden düşüktür. İlk basınçlardaki kırılma voltajları 400 V civarındayken, atmosfer basıncına yaklaşıldıkça 1200 V ' a kadar çıktığı Çizelge 4.2' den görülmektedir.

Çizelge 4.2. $d = 323 \text{ } \mu\text{m}$ ve $d = 525 \text{ } \mu\text{m}$ ' deki farklı basınç değerlerine göre kırılma voltajlarının değişimi. $D = 22 \text{ mm}$, aydınlatma şiddeti A_3

Basınç Değerleri (Torr)	Kırılma Voltajları (Volt) 323 μm	Kırılma Voltajları (Volt) 525 μm
28	419	454
44	424	474
66	459	509
100	519	564
160	609	679
220	684	799
290	774	929
360	859	1059
410	914	1144
480	989	1261
550	1054	1375
620	1159	1480
690	1184	1590

- $d = 45 \text{ } \mu\text{m}$ ' de AVK davranışında belirli bir oran bulunmamaktadır.

- Belli bir voltaj 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 kırılma voltajı değerinden sonra 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.
- H_2 gazında, basınç arttıkça akım değerleri belli bir basınç değerine kadar artmakta, daha sonra akım değerleri azalmaktadır. Şekil 4.6' da elektrotlar arası mesafeler $d = 45 \mu m$, $d = 323 \mu m$ ve $d = 525 \mu m$, elektrot çapı $D = 22 \text{ mm}$ ve besleme voltajı $U_0 = 800 \text{ Volt}$ için; akımın basınçla değişimi kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 'de gösterilmiştir. Akım değerlerine bağlı olarak akım yoğunlukları da belli bir basınç değerine kadar artıp, sonra azalmaktadır. Çizelge 4.3' de $d = 45 \mu m$ ve $D = 22 \text{ mm}$ için, kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de maksimum akımın ve akım yoğunluğunun basınca göre değişimi gösterilmektedir.



Şekil 4.6. H_2 gazında $D = 22 \text{ mm}$ elektrot çapı, $U_0 = 800 \text{ Volt}$ besleme voltajı ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de akımın basınçla değişimi

Çizelge 4.3. 800 Volt besleme voltajında, A_3 ' de, $d = 45 \mu\text{m}$ ve $D = 22 \text{ mm}$ ' de maksimum akımın ve akım yoğunluğunun basınca bağıllığı

Basınç Değerleri (Torr)	Maksimum Akım Değerleri (A)	Maksimum Akım Yoğunluğu (A/cm^2)
28	$3,56 \times 10^{-5}$	$9,37 \times 10^{-6}$
44	$8,53 \times 10^{-5}$	$2,25 \times 10^{-5}$
66	$1,11 \times 10^{-4}$	$2,92 \times 10^{-5}$
100	$1,17 \times 10^{-4}$	$3,08 \times 10^{-5}$
160	$1,12 \times 10^{-4}$	$2,95 \times 10^{-5}$
220	$1,02 \times 10^{-4}$	$2,68 \times 10^{-5}$
290	$8,88 \times 10^{-5}$	$2,34 \times 10^{-5}$
360	$7,82 \times 10^{-5}$	$2,06 \times 10^{-5}$
410	$7,31 \times 10^{-5}$	$1,92 \times 10^{-5}$
480	$6,77 \times 10^{-5}$	$1,78 \times 10^{-5}$
550	$6,3 \times 10^{-5}$	$1,66 \times 10^{-5}$
620	$6,08 \times 10^{-5}$	$1,6 \times 10^{-5}$
690	$5,76 \times 10^{-5}$	$1,52 \times 10^{-5}$

- H_2 gazında, akım değerleri elektrotlar arası mesafe arttıkça azalmaktadır. Buna bağlı olarak akım yoğunlukları da azalmaktadır. Çizelge 4.4' de, $p = 220$ Torr basınç, $D = 22 \text{ mm}$ elektrot çapı, $U_0 = 800$ Volt besleme voltajı ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için akım ve akım yoğunluklarının elektrotlar arası mesafenin artışı ile azaldığı gösterilmiştir.

Çizelge 4.4. H_2 gazında $p = 220$ Torr, $D = 22 \text{ mm}$, $U_0 = 800$ Volt ve A_3 için elektrotlar arası mesafenin akım ve akım yoğunluğuna bağıllığı

Elektrotlar Arası Mesafe d (μm)	Akım Değerleri (A)	Akım Yoğunluğu (A/cm^2)
45	$1,02 \times 10^{-4}$	$2,68 \times 10^{-5}$
93	$8,03 \times 10^{-5}$	$2,11 \times 10^{-5}$
143	$6,66 \times 10^{-5}$	$1,75 \times 10^{-5}$
190	$4,24 \times 10^{-5}$	$1,12 \times 10^{-5}$
240	$3,19 \times 10^{-5}$	$8,4 \times 10^{-6}$
323	$2,58 \times 10^{-5}$	$6,79 \times 10^{-6}$
445	$1,61 \times 10^{-5}$	$4,24 \times 10^{-6}$
525	$1,3 \times 10^{-6}$	$3,42 \times 10^{-7}$

- Maksimum akım yoğunluğun değerleri, elektrot alanının çapı büyüdükçe azalmaktadır. Sabit bir elektrotlar arası mesafe $d = 240 \mu\text{m}$ ve sabit bir aydınlatma şiddeti A_3 için maksimum akımın elektrot alanının D çapına göre değişimi Çizelge 4.5’ de görülmektedir:

Çizelge 4.5. Besleme voltajı ($U_0 = 1200 \text{ Volt}$) iken sabit bir basınç $p = 360 \text{ Torr}$ ve elektrotlar arası mesafe $d = 240 \mu\text{m}$ için akım yoğunluğu ve maksimum akımın yarıiletken elektrodun D çapına göre değişimi

Çap Değerleri D (mm)	Akım Değerleri (A)	Maksimum Akım Yoğunluğu (A/cm ²)
9	$2,86 \times 10^{-5}$	$4,50 \times 10^{-5}$
12	$3,35 \times 10^{-5}$	$2,96 \times 10^{-5}$
18	$4,2 \times 10^{-5}$	$1,65 \times 10^{-5}$
22	$1,02 \times 10^{-4}$	$2,68 \times 10^{-5}$

$D = 22 \text{ mm}$ ’ lik elektrot çapı için bu durum gözlenmedi ki bu durum yarıiletken elektrottan kaynaklandığı bilinmektedir.

- Şekil 4.4 (c, d) ve Şekil 4.5 (c, d)’ den de görülebileceği gibi, basınç etkisi AVK eğrilerinin birbirlerinden ayrılmasını sağlıyor.

4.3. YGBY' de Paschen Eğrilerinin Yarıiletken Elektrodun Çapına ve Elektrotlar Arası Mesafesine Bağlılığı

Paschen U_K kırılma voltajının pd çarpımının fonksiyonu olduğunu doğrulamıştır. U_K kırılma voltajının pd çarpımına bağlı olması, Paschen Kanunu olarak adlandırılmaktadır [55].

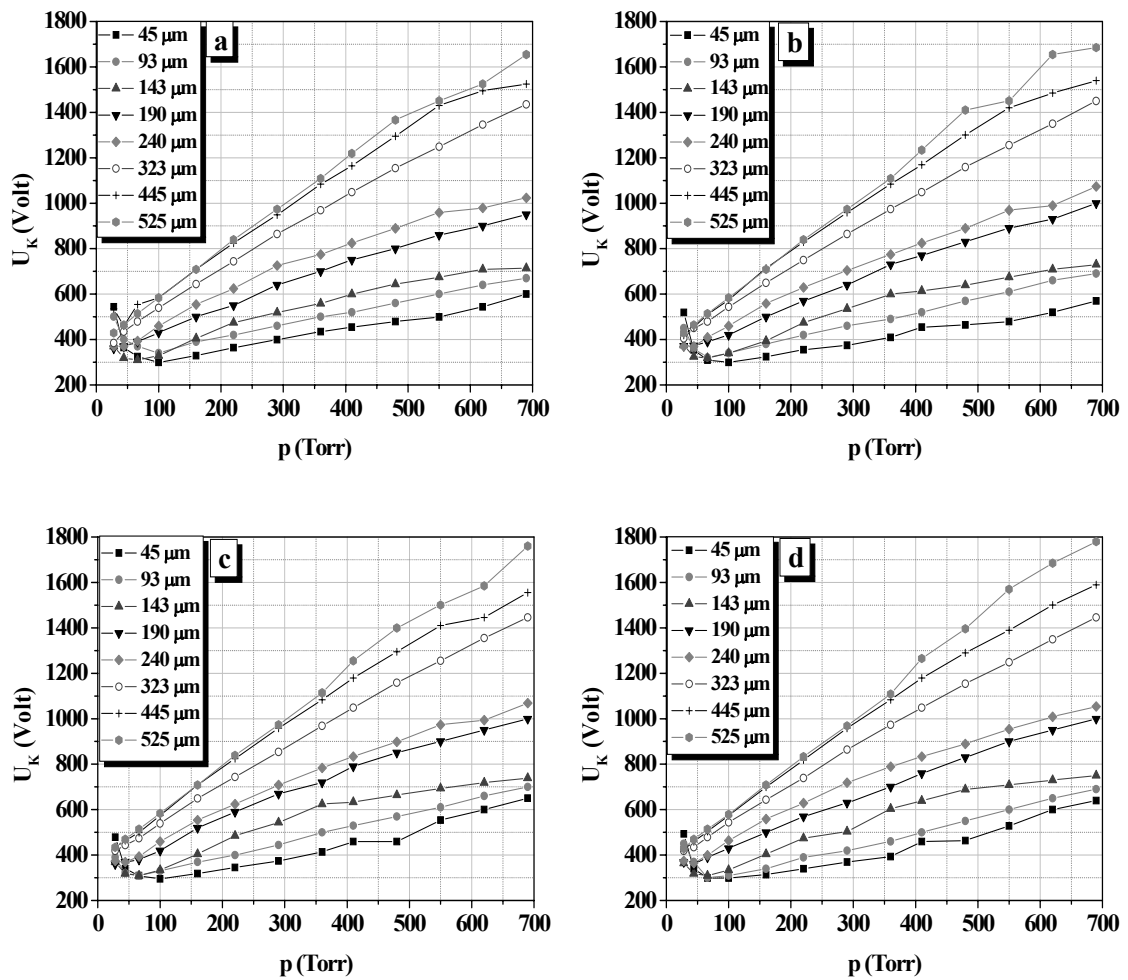
$$U_K = f(pd) \quad (4.1)$$

dc gaz boşalmasının kırılma eğrileri, $U_K = f(pd)$ şeklinde Paschen kanunu tarafından açıklanır [56, 57]; yani U_K kırılma voltajı p gaz basıncı ve d elektrotlar arası mesafenin çarpımına bağlıdır. Paschen, farklı pd değerleri için H_2 , CO_2 ve havadaki dc boşalmalarının kırılma eğrilerini ölçtü ve U_K kırılma voltajının yalnızca pd çarpımına bağlı olduğu sonucuna ulaştı [56].

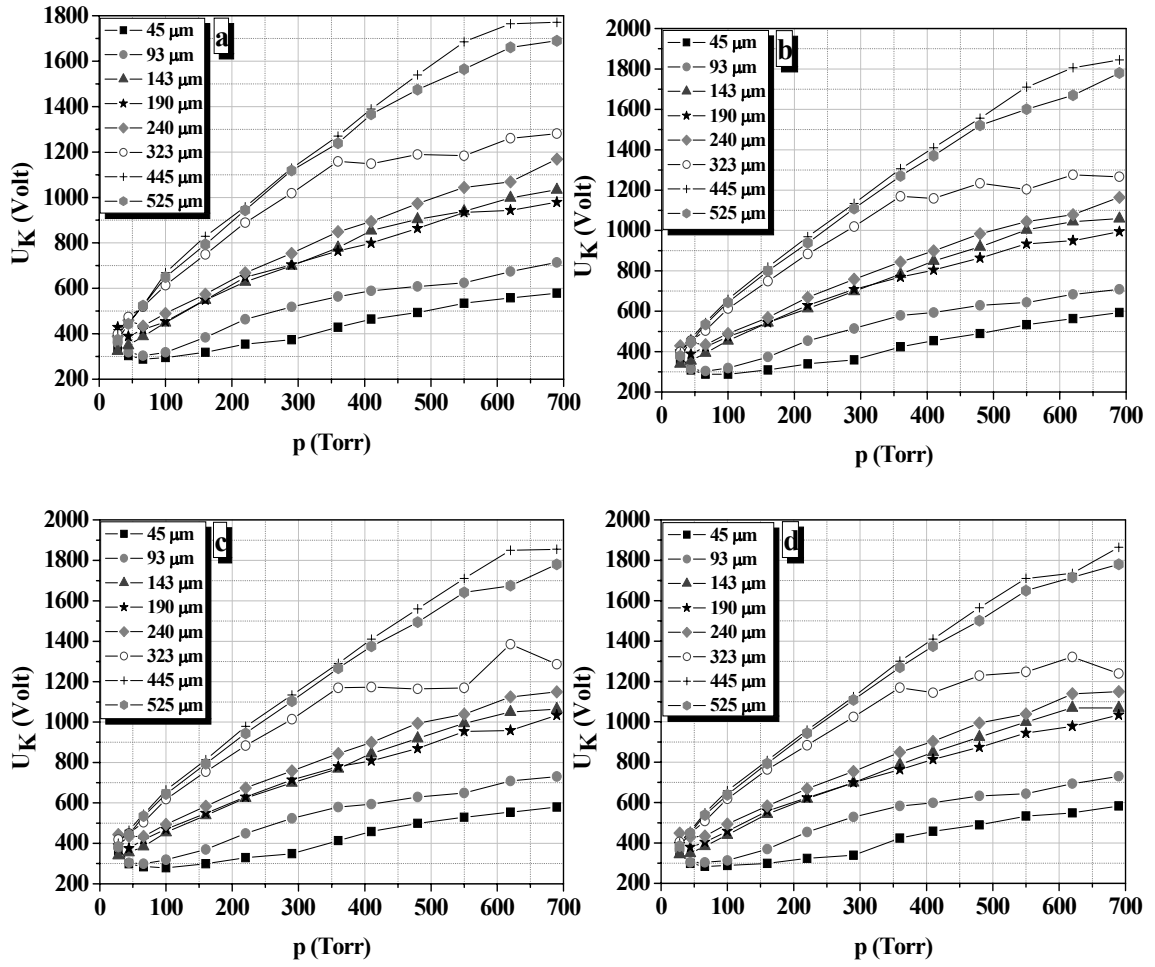
U_K 'nın pd 'ye karşı grafiği gaz ve elektrot materyalinin herhangi bir kombinasyonu için bir tek minimuma sahiptir. U_K voltajının en küçük değeri “minimum kırılma voltajı” olarak adlandırılmaktadır. Karmaşık kırılma sürecinin ilk elemanı, gaza yeteri kadar güçlü bir alan uygulandığı zaman gazda gelişen *elektron çığıdır*. Bir çığ tek bir elektronla bile başlatılabilir.

Elektrik alanda enerji kazanan bir elektron iyonizasyon potansiyelinden biraz daha büyük bir enerjiye ulaştığında, gaz atomlarıyla yaptığı çarpışmalarda enerjisini kaybetmek suretiyle gaz atomlarını iyonlaştırır. Sonuç olarak iki yavaş elektron meydana gelir. Bu elektronlar elektrik alanda tekrar hızlandırılırlar, atomları iyonlaştırırlar; dört elektron üretirler ve bu olay bu şekilde devam eder.

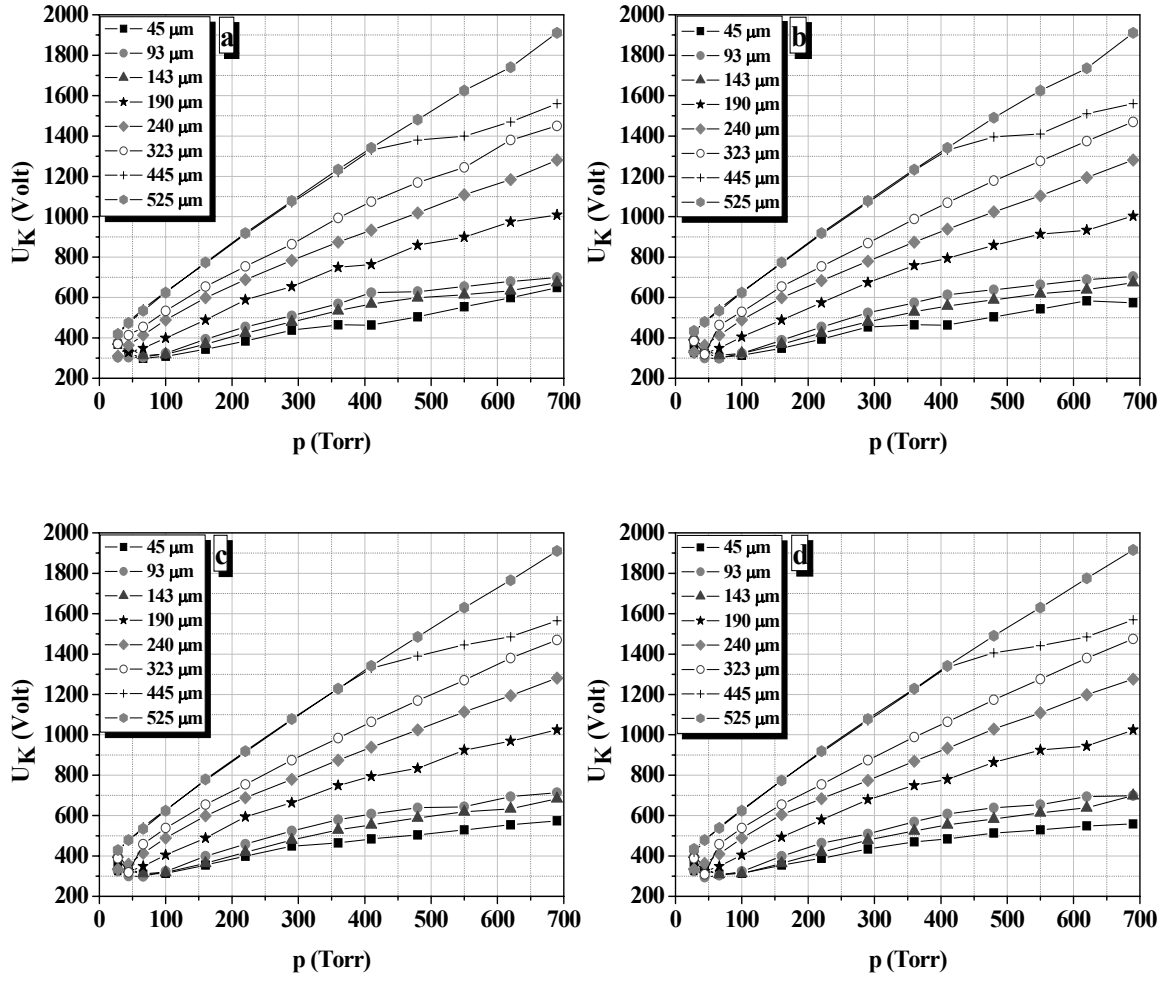
Gaz kırılması esasen bir eşik sürecidir. Elektrik alanın, şartları sağlayan bir değeri aşması durumunda kırılmanın başlayacağı anlamına gelir. Boşalma aralığı boyunca voltaj veya elektromanyetik radyasyonun şiddeti yavaş yavaş artırıldığı zaman, ortamın durumunda hiçbir değişiklik fark edilemez. Voltaj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



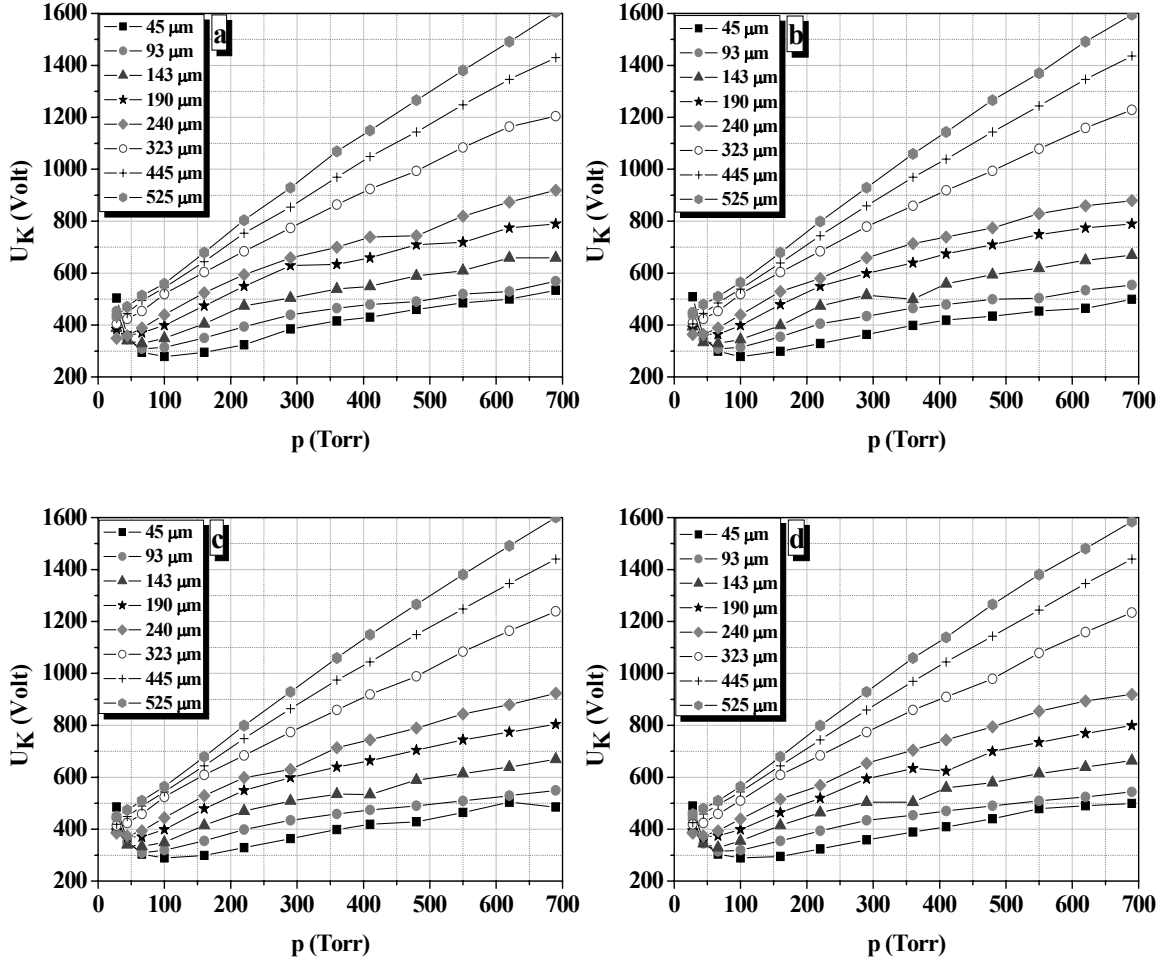
Şekil 4.7. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun çap $D = 9$ mm değerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde, a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de H_2 gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri



Şekil 4.8. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun $D = 12$ mm değerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde, a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de H_2 gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri



Şekil 4.9. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun $D = 18$ mm değerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde, a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de H_2 gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri



Şekil 4.10. Farklı elektrotlar arası mesafeler için, yarıiletken katodun $D = 22$ mm değerinde ve farklı aydınlatma şiddetlerinde, a) karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de H_2 gazı için basıncın fonksiyonu olarak Paschen eğrilerinin grafikleri

- Sabit bir $\varnothing$ için elektrotlar arası mesafe arttıkça kırılma voltaj değerleri artmaktadır. $D = 22$ mm sabit bir $\varnothing$ değerinde elektrotlar arası mesafenin kırılma voltaj değerleri U_K ' ya bağlı olarak değişimi aydınlatma şiddeti A_3 için Çizelge 4.6' da gösterilmektedir. Bu çizelgedeki veriler Şekil 4.10 (d)' deki grafiğin verileridir.

Çizelge 4.6. Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de sabit elektrot çapı $D = 22$ mm değeri için elektrotlar arası mesafenin U_K kırılma voltaj değerlerine göre değişimi

D = 22 mm	d = 45 μm	d = 93 μm	d = 143 μm	d = 190 μm	d = 240 μm	d = 323 μm	d = 445 μm	d = 525 μm
p(Torr)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)	U_K (V)
28	489	439	399	394	385	419	425	459
44	349	345	344	370	374	424	459	479
66	304	314	329	374	394	459	494	510
100	289	319	355	399	439	510	544	564
160	295	355	415	464	515	609	644	679
220	324	394	464	519	569	684	744	799
290	359	434	504	594	654	774	859	929
360	389	454	504	634	704	859	969	1059
410	409	470	559	624	744	909	1044	1139
480	440	490	579	699	794	979	1144	1266
550	479	509	614	734	854	1079	1244	1380
620	490	524	639	769	894	1159	1346	1481
690	499	544	664	799	919	1234	1440	1585

- $D = 9, 12$ ve 18 mm için de, elektrotlar arası mesafe arttıkça kırılma voltaj değerlerinin arttığı Şekil 4.7 - 4.10' dan görülmektedir. Çizelge 4.6' da en yüksek kırılma voltajı $d = 525$ μm elektrotlar arası mesafede atmosfer basıncında elde edilen 1585 Volt değeridir. $D = 22$ mm için Paschen eğrilerinde basınç değeri $d = 45$ μm için $p = 28$ Torr' dan başlayarak artırıldığında, U_K değerinin $p = 100$ Torr değerine kadar düştüğü daha sonra arttığı tespit edilmiştir. O halde $p = 100$ Torr minimum noktadır. $d = 93$ μm ve 143 μm için $p = 66$ Torr kırılma voltajlarının düşmeye başladığı basınçlardır. Diğer elektrotlar arası mesafeler için Paschen eğrilerinin sol tarafı tespit edilememiştir.
- $D = 9$ mm için $p = 66$ Torr minimum noktadır ve $d = 45$ ve 143 μm için Paschen eğrilerinin sol tarafı tespit edilebilmiştir.
- $D = 12$ mm için $p = 66$ Torr minimum noktadır ve $d = 45$ ve 93 μm için Paschen eğrilerinin sol tarafı tespit edilebilmiştir.

- $D = 18$ mm için Paschen eğrilerinde basınç değeri, $d = 45$ μm de $p = 28$ Torr' dan başlayarak artırıldığında, U_K değerinin $p = 66$ Torr değerine kadar düştüğü daha sonra arttığı tespit edilmiştir. Dolayısıyla $p = 66$ Torr minimum noktadır. $d = 93$ μm için 44 Torr' a, $d = 143$ μm için ise 66 Torr' a kadar kırılma voltaj değerleri düşmüştür. Diğer elektrotlar arası mesafeler için Paschen eğrilerinin sol tarafı tespit edilememiştir.
- Sonuç olarak;

Dört çap değeri için elektrotlar arası mesafe d büyüdükçe U_K kırılma voltaj değerleri artmaktadır.

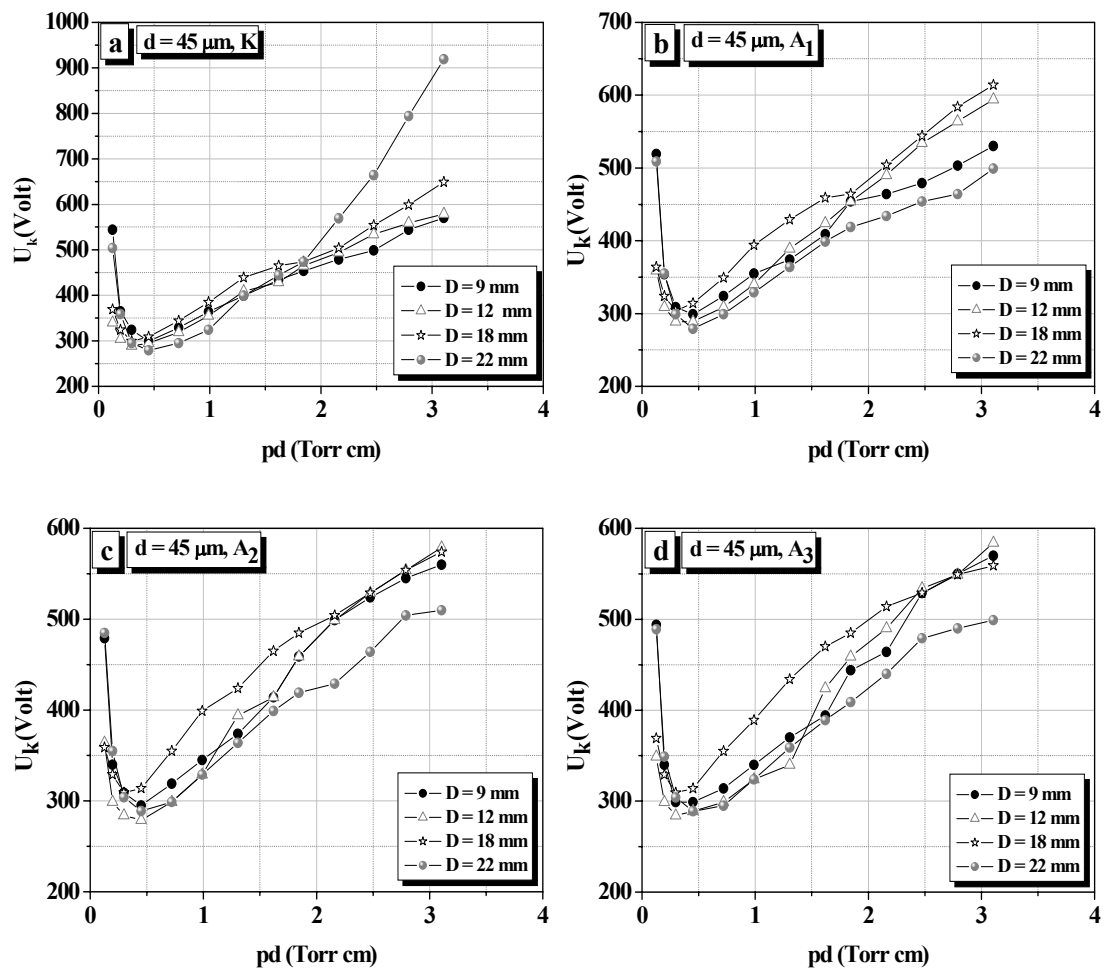
Elektrotlar arası mesafe d arttıkça U_K kırılma voltaj değerleri [58, 59] daha yüksek p basınç değerlerine kayar.

- Bu sonuçlar, d elektrotlar arası mesafenin artmasıyla kırılma eğrilerinin daha yüksek pd değerlerine kaydığını gösterir. Bu yüzden, Paschen eğrilerin davranışı önceki sonuçlarımızla ve bağımsız ölçümlerle doğrulanmıştır [60]. Her durumda elektrotlar arası mesafenin artmasıyla kırılma eğrilerinin daha yüksek U_K ve pd değerlerine kayması, elektrik alan boyunca difüzyon nedeniyle [61], boşalma hücresinin yan duvarları üzerindeki yüklü parçacık kayıplarının artmasıyla açıklanabilir [62].
- Şekil 4.7- 4.10' da gösterilen deneysel sonuçlar ile, H_2 gazı ortamında $U_K < 2200$ V ve $p = 28$ -690 Torr basınç aralığında Townsend boşalması için kırılma eğrileri deneysel olarak ölçülmüştür. Böyle bir boşalma elektrot süreçleri ve gaz hacmindeki yük taşıyıcı çoğalması nedeniyle çığ mekanizması tarafından desteklenmektedir. En basit elektriksel boşalma modu Townsend boşalması olarak bilinen bir dc voltaj tarafından başlatılır. Bu tip boşalmanın birinci aşaması gaz dolu aralıktaki homojen kendini besleyen boşalmadır ki bu boşalma düşük akım yoğunluklarında gözlenir.

- Sabit bir elektrot ϕ ap değeri için, en yüksek kırılma voltajları genel olarak büyük elektrotlar arası mesafelerde elde edilmiştir.
- $d = 323 \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafe değeri voltajlarda düzen oluşmaya başladığı değerdir.
- Elektrotlar arası mesafe arttıkça ve elektrot alanının ϕ apı küçüldükçe kırılma voltajının belirlenmesi zorlaşmaktadır.
- ϕ ap değeri D ve elektrotlar arası mesafe d arttıkça, kırılma voltajları daha belirgin bir şekilde kümelenmektedir. Yani büyük elektrotlar arası mesafeler birbirlerine yakın, küçük elektrotlar arası mesafeler birbirlerine yakın hale gelmişlerdir.
- şekil 4.10, yarıiletken gaz boşalma yapısında, katot alanının geniş iç ϕ apı 22 mm' de ve çeşitli elektrotlar arası mesafe d' de llen $U_B(p)$ eğrilerini göstermektedir. U_B , elektrotlar arası mesafe 323, 445 ve 525 μm gibi yüksek olduğu kısım ve 45-240 μm küçük olduğu kısım olarak makas gibi ikiye bölünmektedir. Her iki durumda da Paschen eğrileri, atmosfer basıncına kadar geniş bir basınç aralığında bulunurlar. $d = 323 \mu\text{m}$ için, sistemin kırılma davranışı iki farklı bölgeye ayrılabilir (büyük ve küçük elektrotlar arası mesafeler). Sistemin kırılma karakteristiklerini sınıflamak için d değeri bu yüzden kritik bir parametredir [50].

4.3.1. YGBY' den Elde Edilen Paschen Eğrilerinin Deneysel Analizi

H_2 gazı ortamında dc gaz boşalmasının kırılma eğrilerini $U_K = 2200$ V dc gerilim ve $p = 28-690$ Torr basınç aralığında gözlemledik. Elektrot çapları $D = 9-22$ mm aralığında değişmektedir. Şekil 4.11 yarıiletken katodun farklı çap değerleri için $d = 45$ μm de elde edilen kırılma eğrilerini göstermektedir.

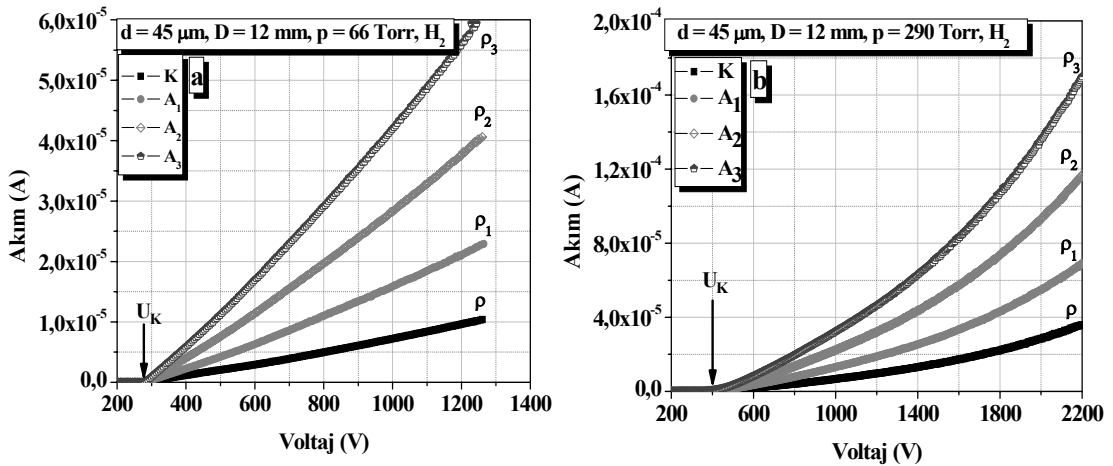


Şekil 4.11. $d = 45$ μm ' lik sabit elektrotlar arası mesafe için yarıiletken katodun farklı çap değerlerinde Townsend boşalmasının kırılma eğrileri: a) Karanlık K ; b) zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ; c) orta aydınlatma şiddeti A_2 ve d) kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için elde edilmiştir.

Şekil 4.11' den görülebileceği gibi U_K 'nın değeri katodun iletkenliğinin artması ile değiştirilebilir ve iletkenlik aydınlatma şiddeti ile ayarlanabilir. Şekil 4.11 farklı elektrot çapları D ve katodun iletkenlikleri σ için paralel-düzlem geometrili gaz boşalma hücresinin kırılma eğrilerini göstermektedir.

Şekil 4.7 - Şekil 4.11' de gösterilen deneysel sonuçlar ile, H_2 gazı ortamında $U_K < 2200$ V ve $p = 28-690$ Torr basınç aralığında Townsend boşalması için kırılma eğrileri deneysel olarak ölçülmüştür. Böyle bir boşalma elektrot süreçleri ve gaz hacmindeki yük taşıyıcı çoğalması nedeniyle çığ mekanizması tarafından desteklenmektedir. En basit elektriksel boşalma modu Townsend boşalması olarak bilinen bir dc voltaj tarafından başlatılır. Bu tip boşalmanın birinci aşaması gaz dolu aralıktaki homojen kendini besleyen boşalmadır ki bu boşalma düşük akım yoğunluklarında gözlenir.

Şekil 4.12 farklı σ iletkenlikli yarıiletken katoda sahip paralel düzlemsel geometrideki bir gaz boşalma hücresinin AVK' sını $d = 45$ μm , $D = 12$ mm, $p = 66$ Torr (Şekil 4.12 (a)) ve $p = 290$ Torr (Şekil 4.12 (b)) değerlerinde göstermektedir.



Şekil 4.12. H_2 gazında elektrotlar arası mesafe $d = 45$ μm , elektrot çapı $D = 12$ mm ve basınç $p = 66$ ve 290 Torr için düzlemsel gaz boşalma hücresinin karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde AVK' ları yarıiletken katodun farklı direncini temsil etmektedir.

Şekil 4.12' de farklı σ iletkenlikli yarıiletken katot ile paralel-düzlem geometrideki gaz boşalma hücresinin AVK ' ları gösterilmektedir. Homojen aydınlatma şiddeti yarısaydam A_u kontakten geçerek yarıiletkenin iletkenliği değiştirilebilir. AVK ' nın belirlediği hücre parametreleri: (a) U_K (Kırılma voltajı), (b) Farklı aydınlatma şiddetlerinde yarıiletken katodun iletkenlik homojensizliklerinin değişimi σ veya ρ (özdirenç)'dir. Yani, $\sigma = \partial U / \partial J$ ' yi ya da $\rho = \partial J / \partial U$ ' yu belirler; bu ifadelerde j akım yoğunluğudur. Şekil 4.12 (a)' da eğer $U > U_K$ ise AVK eğrileri lineerdir. Şekil 4.12' de gösterildiği gibi bu bölgede elektrotlar arası mesafe boyunca potansiyel düşüşü yaklaşık olarak sabittir ve elektrik alan sadece yarıiletken katotta yüksektir [63]. Elektrotlara uygulanan U_0 besleme voltajının maksimum değerlerinde, aydınlatılmamış katotlu bir hücrede oluşan akım değeri düşüktür. AVK ' nın eğimi güç kaynağının voltaj artışına ve aydınlatma şiddetine bağlıdır [63, 64].

Aydınlatmadan dolayı yarıiletken katodun özdirencinde azalma meydana gelir ve bu durum kırılma voltajının değerini azaltır. Aynı zamanda, gaz boşalma hücresinde benzer AVK davranışı, farklı boşalma çapları D için de gözlenmiştir (Şekil 4.1, Şekil 4.2). Şekil 4.1 - Şekil 4.2 bütün deneysel şartlar için, elektrot çapı D artığında, akım yoğunluğun $U_0 > U_K$ aralığında yükseldiğini göstermektedir. AVK bölgelerinde, yarıiletkende direnç dağılımının olması düzgün akım geçişini sağlar, sonuç olarak boşalma ışık emisyonu tüm elektrot yüzeyi boyunca filament oluşmaksızın homojen olarak dağılır. Şu anki sistemle geleneksel sistem arasındaki fark, yarıiletken elektrodun direnç dağılımıdır, ki bu kendisini iki şekilde gösterir. Birincisi, elektrot yüzeyinden etkin ikincil emisyon γ_{eff} katsayısıdır. İkincisi ise, yarıiletken katodun her noktasındaki direnç dağılımının, akımdaki yerel dalgalanmaları negatif geri-besleme ile karşılaşmasıdır [63, 65]. Halbuki, bir sınırlı direnç yalnız toplam elektrot akımını karşılar.

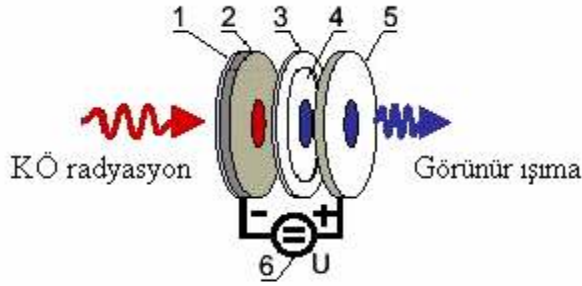
4.4. YBGY' de Kararlı Boşalma Işıma Şartlarının Araştırılması

Yayınlanan gaz boşalma ışık emisyonu bir fotoçoğaltıcı kullanılarak kaydedildi (Resim 3.1 (5)). Gaz boşalma hücresinde meydana gelen gaz boşalması, fotodetektördeki akım yoğunluğu dağılımını bozmaz. Fotoçoğaltıcı ultraviyole bölgesinde yüksek duyarlılığa sahiptir ve gaz boşalma hücresinden yayınlanan ışık emisyonu da bu bölgededir. Sistemdeki KÖ sızıntıyı yok etmek için 330-700 nm bölgesini geçiren cam bir filtre kullanılmıştır. Işık emisyonunun homojenliği fotodetektör plakasının direnç dağılımına bağlıdır ve ışık emisyon şiddeti boşalma akımı ile orantılıdır. Fotodetektör plakasının direncindeki yerel değişiklikler akım ve gaz boşalma ışık emisyonunun yerel değişikliklerine sebep olur. Akım ve ışık emisyon şiddeti yarıiletken plakasının yerel parametrelerine bağlıdır, dolayısıyla yarıiletken plakadaki homojensizlikler boşalma ışık emisyonundaki düzensizliklerden görüntülenebilir.

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

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

Yarıiletken katotlu gaz boşalmasının hücre modelinin temel dizaynı ve çalışma prensibi Şekil 4.13' de gösterilmiştir:



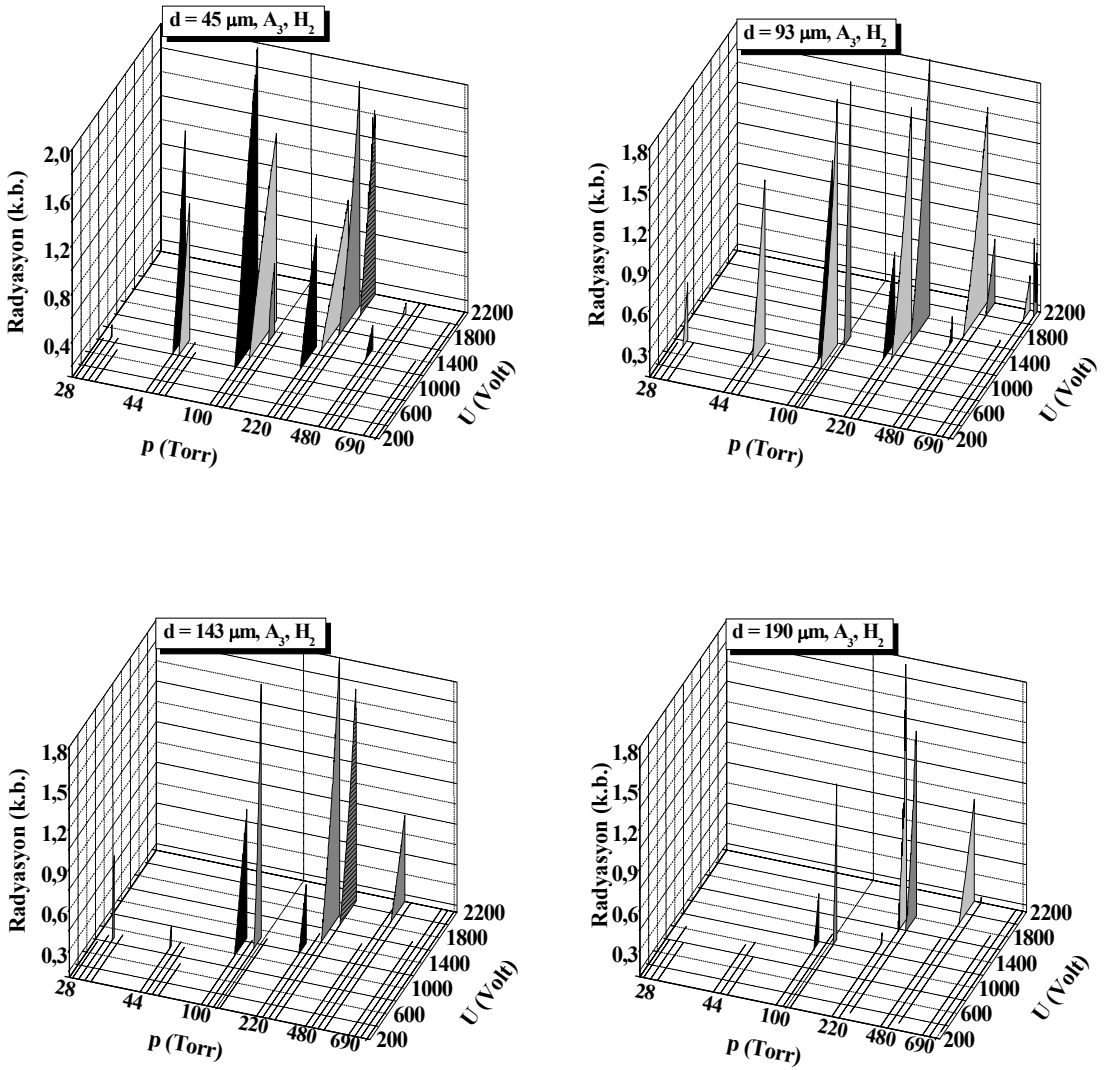
Şekil 4.13. Yarıiletken katotlu gaz boşalması hücresi. 1) Saydam katot, 2) fotoduyar yarıiletken, 3) yalıtkan aralık, 4) gaz boşalma aralığı, 5) saydam anot, 6) yüksek voltaj güç kaynağı.

Yarıiletken (2), gelen KÖ radyasyona saydam olan bir elektriksel kontağa sahiptir. Yarıiletkenin çapı 30 mm civarındadır. Gaz boşalma tabakası (4), yarıiletken tabakası ile direk kontak halindedir; ve bunun boyutları yalıtkan aralık (3) tarafından sınırlandırılmıştır. Çap YGBY' nin aktif alanını sınırlandırır. Dış elektriksel kontak görünür bölgedeki dalga boylarına saydamdır ve cam bir tabaka üzerine (5) kaplanmıştır. Hücre, 0-2200 V' luk bir dc voltaj kaynağı ile beslenir. Prensip olarak KÖ çevirici aşağıdaki şekilde çalışır: Gelen KÖ radyasyon iç fotoetki dolayısıyla yarıiletkenin iletkenliğini yerel olarak artırır. Bu da boşalma uzayında akım yoğunluğunun yerel artışına sebep olur; ki buna görünür bölgede foton emisyonunun yerel artışı eşlik eder. Gaz boşalması tarafından yayınlanan ışık yoğunluğunun parlaklığı, gelen KÖ radyasyonun yoğunluğu ile orantılıdır. Bu bölümde gaz boşalma aralığından yayınlanan gaz boşalma ışık emisyonunun davranışı farklı elektrotlar arası uzaklık d ve farklı elektrot çap (D) değerleri için ayrıntılı olarak sunulmaktadır. Bu bölüm sırasıyla aşağıdaki kısımları içermektedir:

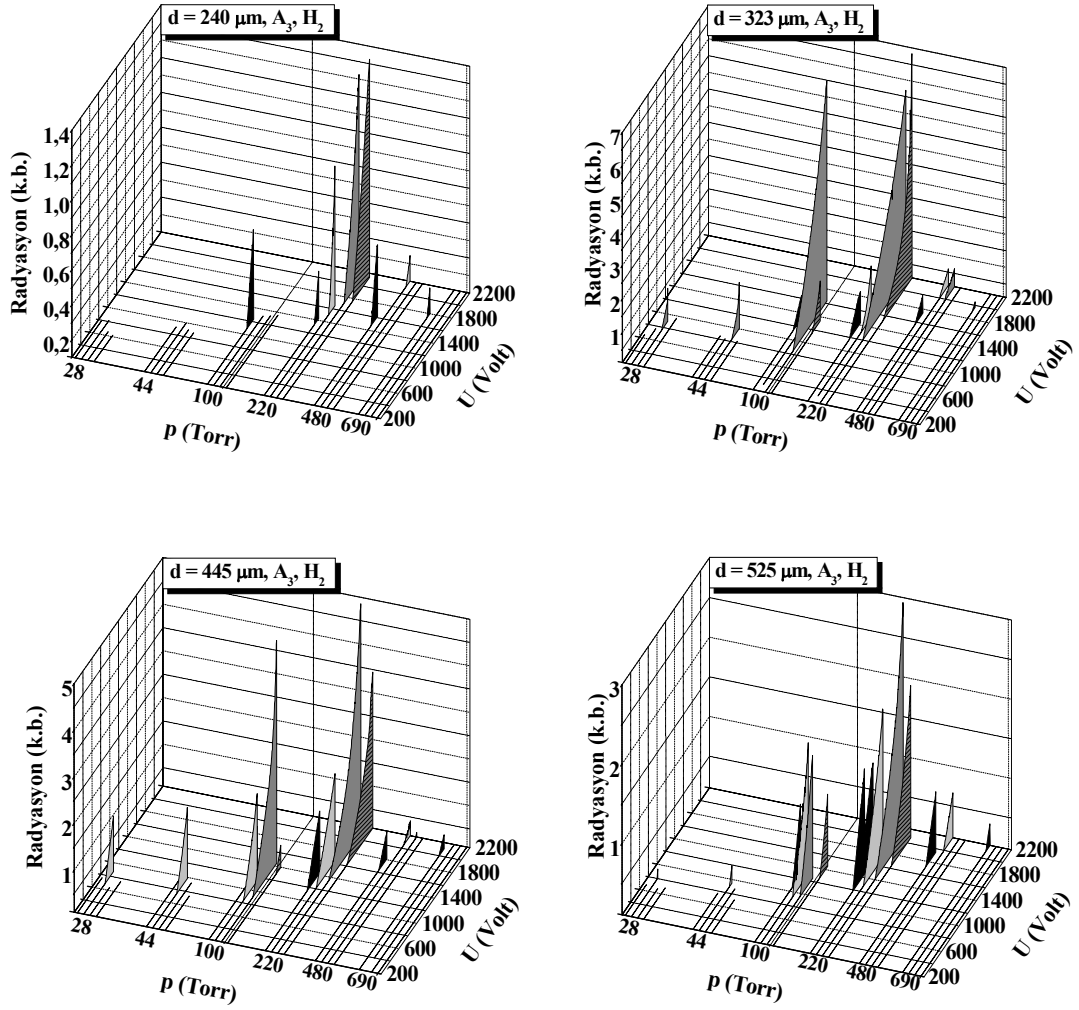
- Işımanın gaz boşalma besleme voltajına bağlılığı,
- Işımanın boşalma akımına bağlılığı,
- Işımanın yarıiletken elektrodun farklı çap değerlerine (9-22 mm) ve farklı elektrotlar arası uzaklığına (45-525 μm) bağlılığı,
- Işımanın maksimum değerlerinin basınçla değişimi ve basıncın bu değerlere olan etkisi.

4.4.1. YGBY' de Işık Emisyon Şiddetinin Yarıiletken Elektrodun Çapına Bağlılığı

H_2 gazında farklı elektrotlar arası mesafeler d ve elektrot çapları D için kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de Radyasyon-Voltaj grafikleri Şekil 4.14' de gösterilmektedir.



Şekil 4.14. Farklı elektrotlar arası mesafe d ve farklı p basınçlarında kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de yarıiletken katodun farklı çap D (■ 22 mm, ■ 18 mm, ■ 12 mm, ▨ 9mm) değerlerinde $3B$ radyasyon grafikleri

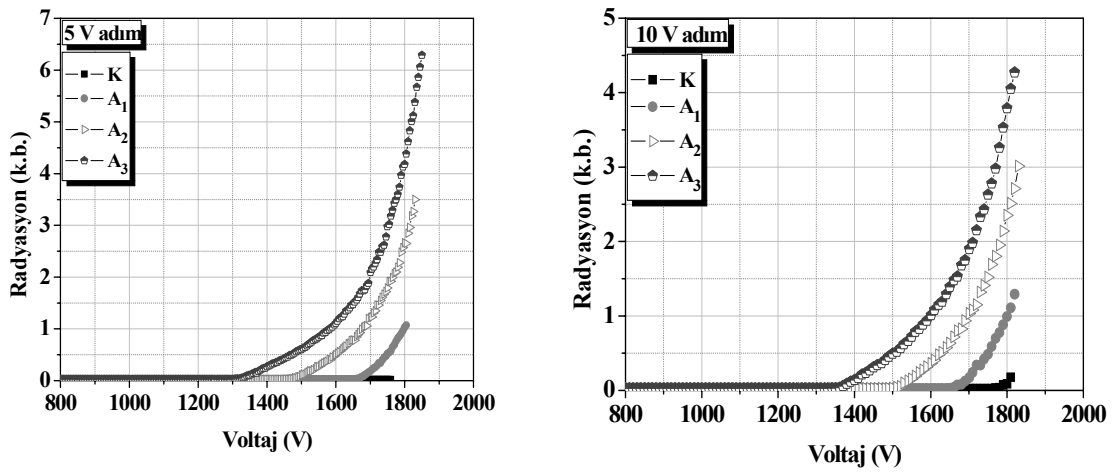


Şekil 4.14. (Devam) Farklı elektrotlar arası mesafe d ve farklı p basınçlarında kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de yarıiletken katodun farklı çap D (■ 22 mm, □ 18 mm, ▒ 12 mm, ▓ 9mm) değerlerinde $3B$ radyasyon grafikleri

- Işımayı kaydeden fotoçoğaltıcının duyarlılığı 12 k.b. dir. H_2 gazı için bütün elektrotlar arası mesafelerde yapılan deneyler için çizilen grafiklerden görülmektedir ki bu değere ulaşamamıştır.
- A_3 aydınlatma şiddetinde, en büyük ışıma şiddeti $d = 323 \mu m$ sabit elektrotlar arası uzaklıkta elde edilmiştir.

- Karanlık da yani aydınlatma yokken sadece $d = 525 \mu\text{m}$ ' de $D = 18 \text{ mm}$ ' de $p = 220 \text{ Torr}$ ' da 1,9 k.b. değerinde ışıma bulunmaktadır. Zayıf, orta ve kuvvetli aydınlatma şiddetlerinde ışıma çok kuvvetli olmasa da kaydedilmiştir.
- $D = 9 \text{ mm}$ için; ışıma, bütün elektrotlar arası mesafeler göz önüne alındığında genel olarak 160 Torr basınçta başlayıp, 410 Torr basınçta sona ermektedir. 410 Torr basınçtan sonra ışıma görülmemesine rağmen $d = 45 \mu\text{m}$ de 550 ve 620 Torr basınçta da ışıma 2 k.b. olarak gözlenmiştir ve sonrasında da kısa devre oluşmuştur. Işımanın maksimum değeri 12 k.b. olmasına rağmen $D = 9 \text{ mm}$ de maksimum ışıma değeri A_3 ' de $d = 323 \mu\text{m}$ de $p = 220 \text{ Torr}$ basınçta 6,83 k.b. olarak gözlenmiştir.
- $D = 12 \text{ mm}$ için ; ışıma, bütün elektrotlar arası mesafeler göz önüne alındığında genel olarak 66 Torr basınçta başlayıp, 480 Torr basınçta sona ermektedir. 28 Torr da genellikle ışıma oluşmamasına rağmen $143 \mu\text{m}$ (0,71 k.b.) ve $323 \mu\text{m}$ (1,1 k.b.) de küçük de olsa bir ışıma mevcuttur. Genel olarak $D = 12 \text{ mm}$ için ışıma, $p = 100$ ve 220 Torr değerlerinde bulunmaktadır. Işımanın maksimum değeri 12 k.b. olmasına rağmen $D = 12 \text{ mm}$ de maksimum ışıma değeri A_3 ' de $d = 323 \mu\text{m}$ de $p = 100 \text{ Torr}$ basınçta 6,71 k.b. olarak gözlenmiştir.
- $D = 18 \text{ mm}$ için ; ışıma, her elektrotlar arası mesafe göz önüne alındığında genel olarak 28 Torr basınçta başlamaktadır. Fakat ışımanın bitiş değerleri değişiklik göstermektedir. $D = 9 \text{ mm}$ ve $D = 12 \text{ mm}$ elektrot çaplarına nispeten $D = 18 \text{ mm}$ de ışıma değerlerinin daha geniş bir basınç bölgesine yayılmış olduğunu görmekteyiz. $D = 18 \text{ mm}$ de $d = 770 \mu\text{m}$ ' yi denedik ve maksimum 2200 V ' ta sabitlediğimiz voltaj değerini artırdık. Sonuçta kısa devre oluştu.
- $D = 22 \text{ mm}$ için ; ışıma 45, 93 ve $143 \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafede 44 Torr basınç değerinde; 190 ve $240 \mu\text{m}$ ' de 66 Torr' da; 323, 445 ve $525 \mu\text{m}$ ' de ise 100 Torr' da başlamıştır. Işımanın maksimum değeri 12 k.b. değerine ulaşamamıştır.

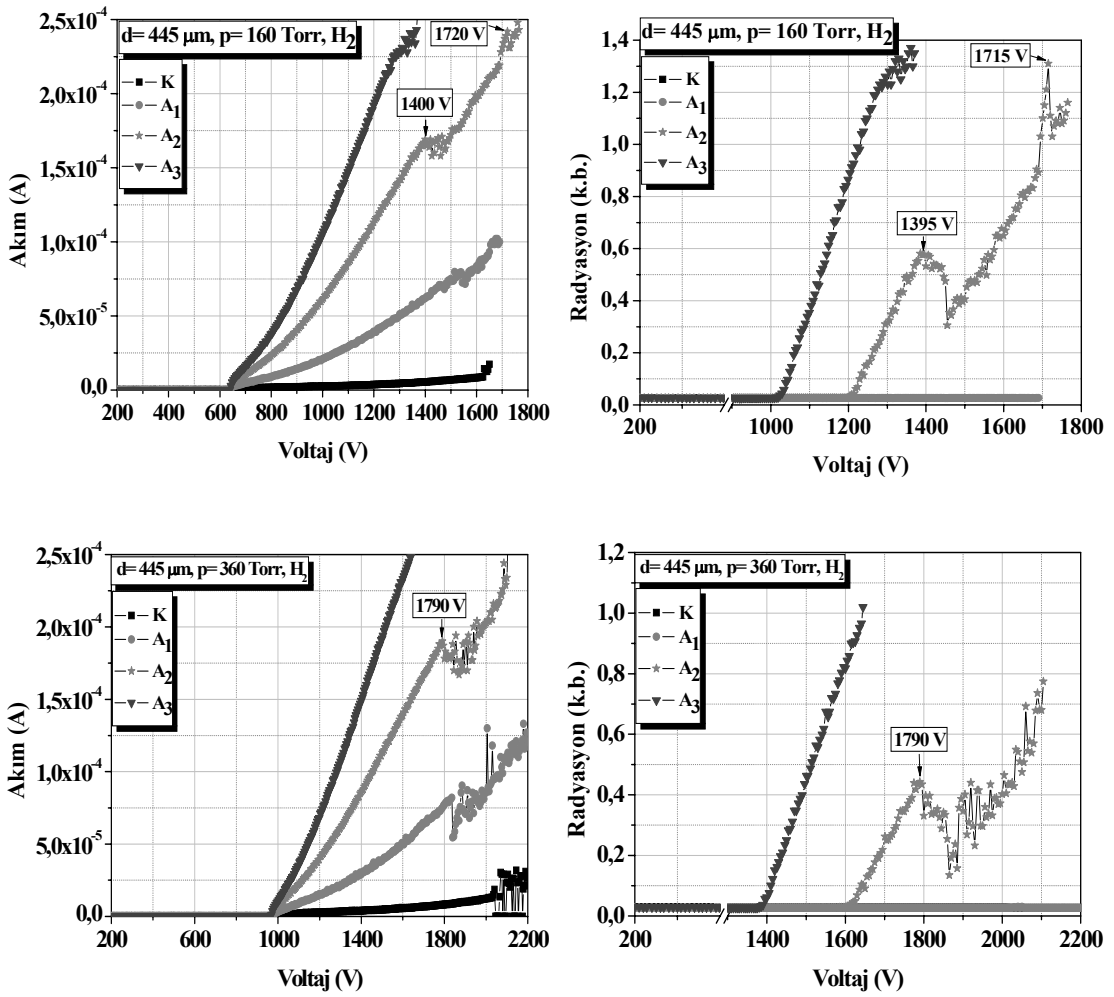
- Şekil 4.15 $D = 9$ mm elektrot çapı, $d = 323$ μm elektrotlar arası mesafe ve $p = 160$ Torr basınçta H_2 gazında 5 V ve 10 V adımlarla elde edilen RVK grafiğini göstermektedir. Diğer basınçlar için yapılan deneyler de göz önüne alındığında 5 Volt adımla yapılan deneylerde 10 Volt adımlarla yapılan deneylere göre daha yüksek ışımlar elde edilmiştir. Sonuç olarak yük taşıyıcıların hızı RVK oluşumunu etkilemektedir.



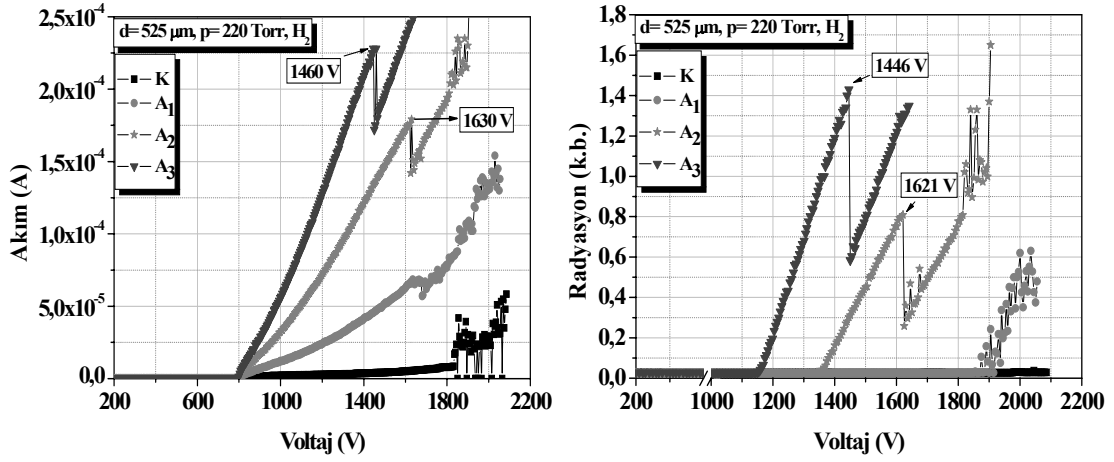
Şekil 4.15. $D = 9$ mm, $d = 323$ μm , $p = 160$ Torr' da H_2 gazı için 5 V ve 10 V adımla RVK grafikleri

4.4.2. YGBY' deki Işık Emisyon Şiddetinin Boşalma Akımına Bağlılığı

Radyasyon şiddeti H_2 gazından elde edilen grafiklerden (Bölüm 4.4.1) görüldüğü üzere zayıftır. $D = 22$ mm' lik çap ve farklı basınçlar için elde ettiğimiz negatif diferansiyel dirençli NDD karakteristikleri AVK ve RVK ' lar için aşağıdaki gibidir:



Şekil 4.16. H_2 gazında sabit elektrotlar arası mesafe $d = 445 \mu m$ ve sabit bir çap $D = 22$ mm değeri için yarıiletken katodun karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde Townsend boşalmasının AVK ve RVK ' ları

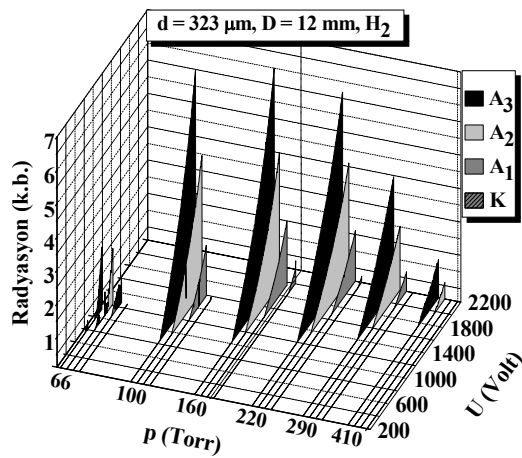


Şekil 4.17. H_2 gazında sabit elektrotlar arası mesafe $d = 525 \mu m$, sabit bir $\phi = 22$ mm değeri için yarıiletken katodun karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde Townsend boşalmasının AVK ve RVK sı

- Radyasyon-Voltaj grafikleri Akım-Voltaj grafikleri ile karşılaştırıldığında, bu grafiklerde paralellik olduğu açık bir şekilde görülmektedir.
- Işıma en erken kuvvetli aydınlatma şiddeti olan A_3 ' de oluşmaktadır. Bunu orta aydınlatma şiddeti A_2 ve daha sonra da zayıf aydınlatma şiddeti A_1 izlemektedir.
- Akım-Voltaj grafiklerinde U_K değerleri p gaz basıncının artmasıyla artmaktadır ve buna eşlik eden Radyasyon-Voltaj grafiklerindeki U_K voltajının değeri de artmaktadır.
- Karanlık Townsend Boşalmasına ait olan akım değerleri AVK ' dan görüleceği üzere çok küçüktür (10^{-10} - 10^{-5} A). Akımın çok düşük olmasından dolayı gazın ışımaya şiddeti (iyonizasyon) yoktur. Bu durumda akım-voltaj grafiğinden elde edilen kırılma voltajı ile radyasyon-voltaj grafiğinden elde edilen kırılma voltajı birbirine eşit değildir.

4.4.3. YGBY' de Yayınlanan Işık Emisyon Şiddetinin Gaz Basıncına Bağlılığı

Işımanın davranışı elektrotlar arası mesafe d , gaz basıncı p , elektrot çapı D gibi sistemin diğer parametrelerine de bağlıdır. Bir gaz boşalma hücresinde farklı basınçlarda ışımanın davranışı Şekil 4.18' de H_2 gazı için gaz basıncının (p) geniş bir bölgesinde gaz boşalma hücresinin AVK larını karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde göstermektedir.



Şekil 4.18. Farklı p basınçlarında düzlemsel bir boşalma hücresinin ışıma şiddetinin davranışı: Elektrotlar arası mesafe $d = 323 \mu m$ ve elektrot alanlarının çapı $D = 12 mm$

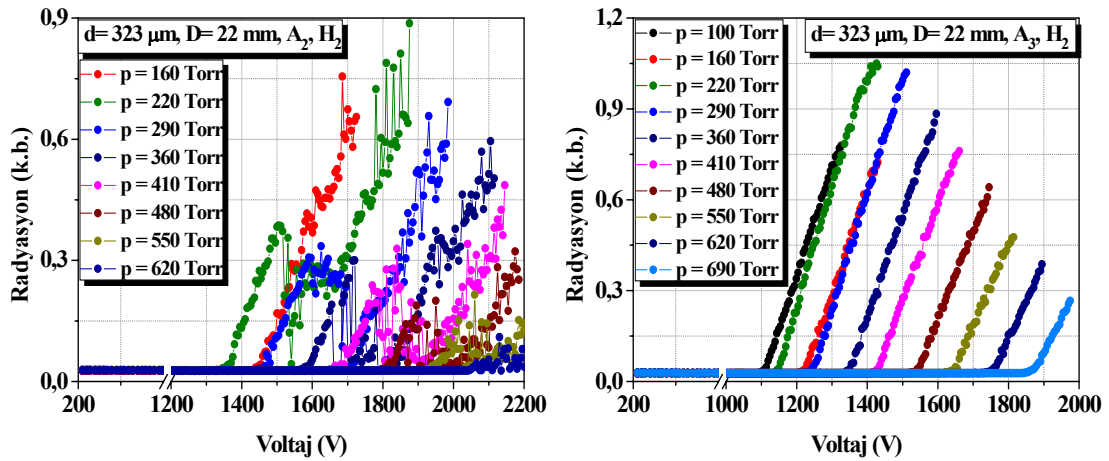
- Basınç arttıkça maksimum radyasyon değerleri belli bir basınç değerine kadar artmakta, bu değerden sonra azalmaktadır. Atmosfer basıncına doğru yaklaşıldıkça ışıma, yok denecek kadar düşmektedir.

1700 Volt besleme voltajında, $323 \mu m$ elektrotlar arası mesafede ve 12 mm elektrot çapında akımın ve radyasyonun basınca göre değişimi A_3 aydınlatma şiddetinde Çizelge 4.7' de görülmektedir. Belli bir basınç değerinden sonra akımda radyasyonda düşmektedir.

Çizelge 4.7. Besleme voltajı $U_0 = 1700$ Volt iken sabit elektrotlar arası mesafe $d = 323$ μm ve sabit elektrot çapı $D = 12$ mm için akım ve maksimum boşalma ışımasının basınca göre değişimi

Basınç Değerleri (Torr)	Akım Değerleri (A)	Maksimum Radyasyon Değerleri (k.b.)
100	$1,59 \times 10^{-4}$	6,71
160	$1,44 \times 10^{-4}$	3,93
220	$1,17 \times 10^{-4}$	2,34
290	$9,02 \times 10^{-5}$	1,14
360	$6,74 \times 10^{-5}$	0,39
410	$5,14 \times 10^{-5}$	0,031
480	$3,61 \times 10^{-5}$	0,025
550	$1,02 \times 10^{-5}$	0,025
620	$4,16 \times 10^{-6}$	0,025
690	$2,68 \times 10^{-6}$	0,026

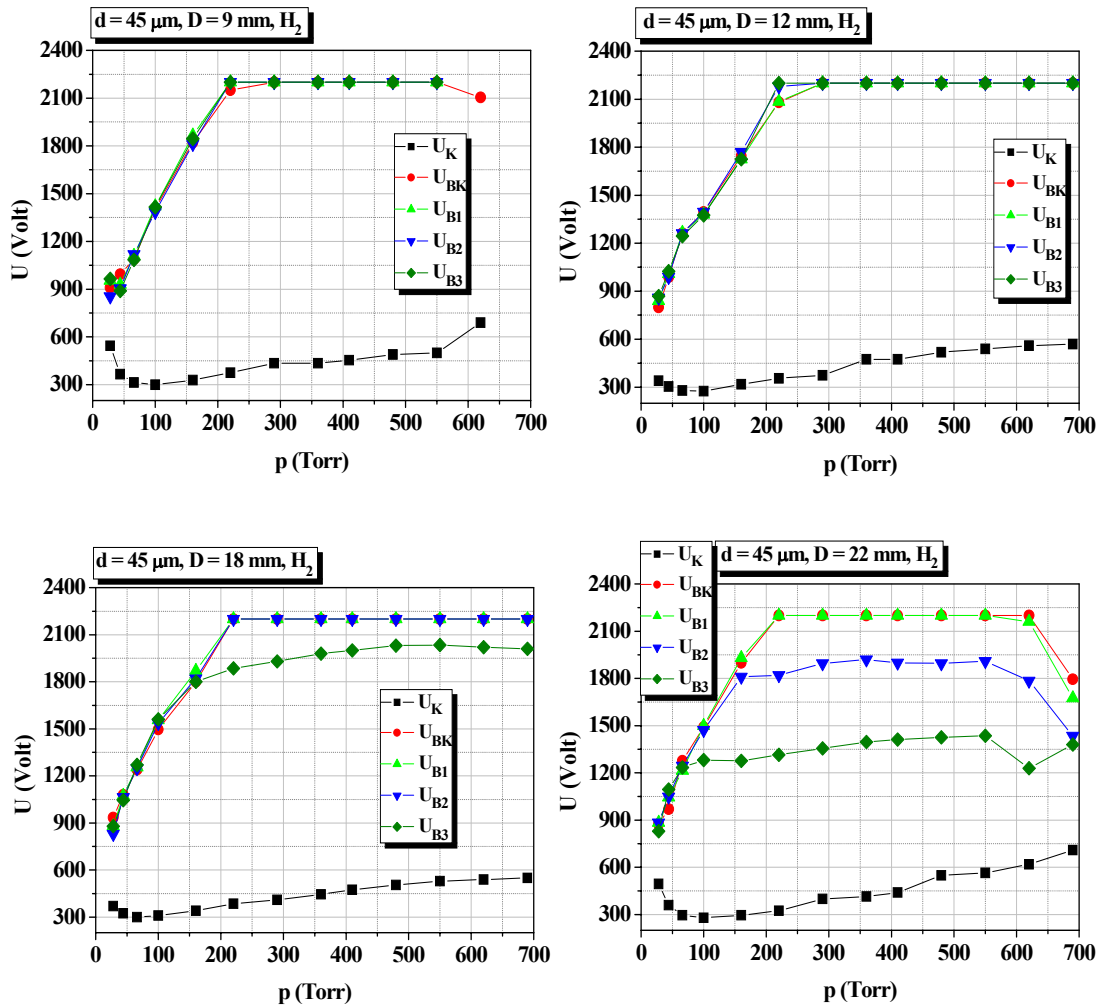
- H_2 gazında, AVK' larda basınç ve voltaj arttıkça karakteristiklerdeki eğriler birbirlerinden gözle görülebilir bir şekilde ayrılmaktadır (Şekil 4.4 (c, d)). Radyasyon değerleri yüksek olmamasına rağmen, RVK' larda da aynı özellik görülmektedir.



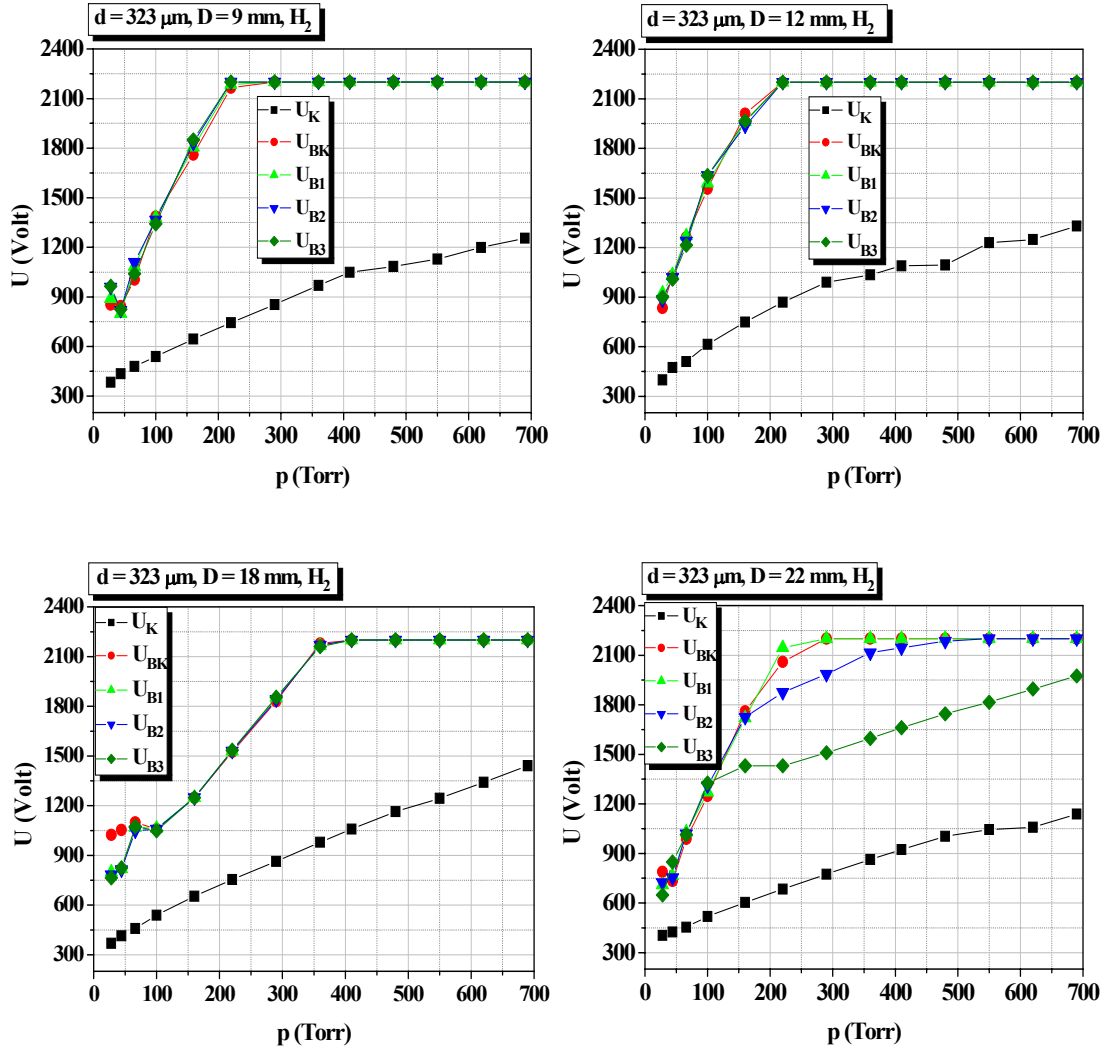
Şekil 4.19. H_2 gazında $323 \mu\text{m}$ elektrotlar arası mesafe, 22 mm elektrot çapı, orta ve kuvvetli aydınlatma şiddetinde RVK' lar

4.5. H₂ Gazında Kararlı Boşalma Bölgesi (KBB)

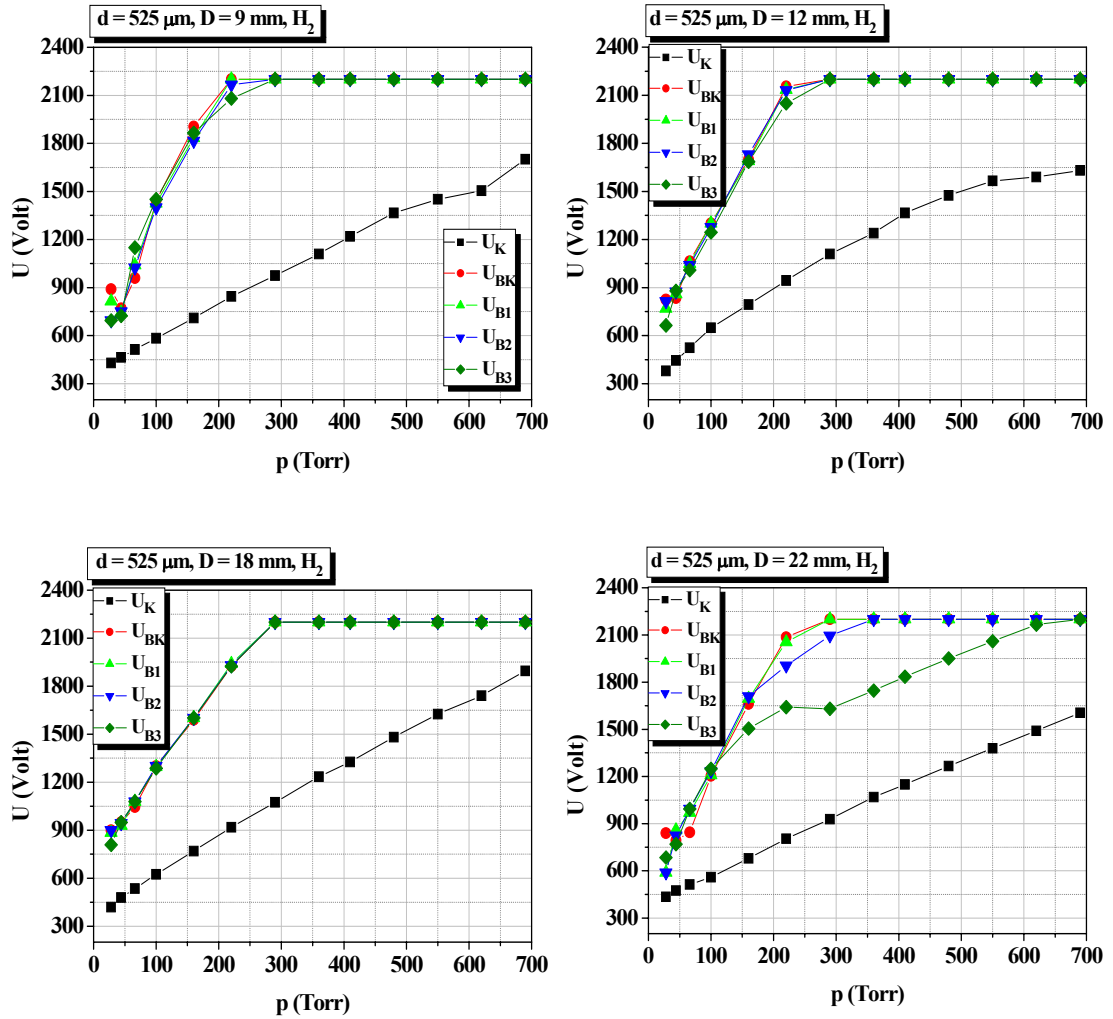
YGB hücresinde *KBB* farklı elektrotlar arası mesafe d (45-525 μm), farklı elektrot çapları D (9-22 mm) ve farklı basınçlar p (28-690) için incelenmiştir. Şekil 4.20 - 4.22’ de farklı elektrotlar arası mesafe, elektrot çapları ve basınçlarda H₂ gazı ile dolu olan boşalma hücresinde *KBB*’ leri göstermektedir. H₂ gazında voltaj değeri yüksek değerlere kadar uygulanabilmektedir. Biz sistemimizin zarar görebileceği ihtimaline karşılık voltajı 2200 Volt’ ta sabitledik. Bu nedenledir ki, *KBB*’ nin voltaj aralığını kesin olarak bilememekteyiz.



Şekil 4.20. $d = 45 \mu\text{m}$ ’ de farklı D elektrot çapları ve farklı basınçlar için *KBB*



Şekil 4.21. $d = 323 \mu\text{m}$ ' de farklı D elektrot çapları ve farklı basınçlar için KBB



Şekil 4.22. $d = 525 \mu\text{m}$ ' de farklı D elektrot çapları ve farklı basınçlar için KBB

Kararlılık etkisi, elektrotlar arası mesafe, yarıiletken katot ve ayrıca katot alanı üzerindeki boşalma akımının uzaysal dağılımı AVK' sıyla yakından ilgilidir. Şekil 4.20 - 4.22, homojen dc elektrik alanda elektriksiz kırılma ve GaAs katotlu sistem için atmosferik basınçlara kadar geniş bir basınç aralığında KBB ile ilgili bilgi vermektedir. AVK' nin belirlediği hücre parametreleri: (1) Kırılma voltajı U_K ; (2) KBB' nin bozulduğu voltaj U_B ; (3) I_c akım değeridir. Karanlık bölgedeki voltajın, yarıiletken tabaka boyunca voltaj düşüşü olduğuna dikkat edilmelidir, oysa 0- U_K değeri boşalma aralığındaki başlıca voltaj düşüşüdür. KBB , katodun iletkenliğinin artışı ile genişletilebilir ve iletkenlik aydınlatma şiddeti ile ayarlanabilir. Karanlık alan; aydınlatma şiddetleri A_1 , A_{maks} ' un % 30' u ve A_2 , A_{maks} ' un % 60' ı için, direnç

aydınlatma yoluyla R_1 ' den R_2 ' ye düştüğünde, KBB ' nin atmosferik basınçlara kadar geniş basınç aralığında genişletilmiş bölgesini gösterir [50]. Elektrotlar arası mesafe d ' nin farklı değerlerinde GaAs katot için yapılan deneylerden aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

- Bütün elektrotlar arası mesafeler için, atmosfer basıncına kadar geniş aralıklı KBB bulunur.
- Elektrotlar arası mesafe arttırıldığında, KBB bölgesi daralır. Yani d ' deki artış KBB ' nin etkin bölgesinin yavaşça azaltır ($\Delta U = U_B - U_K$). Çizelge 4.8 H_2 gazında, KBB ' nin elektrotlar arası mesafeye ve elektrot çaplarına bağlı olarak değişimini göstermektedir.

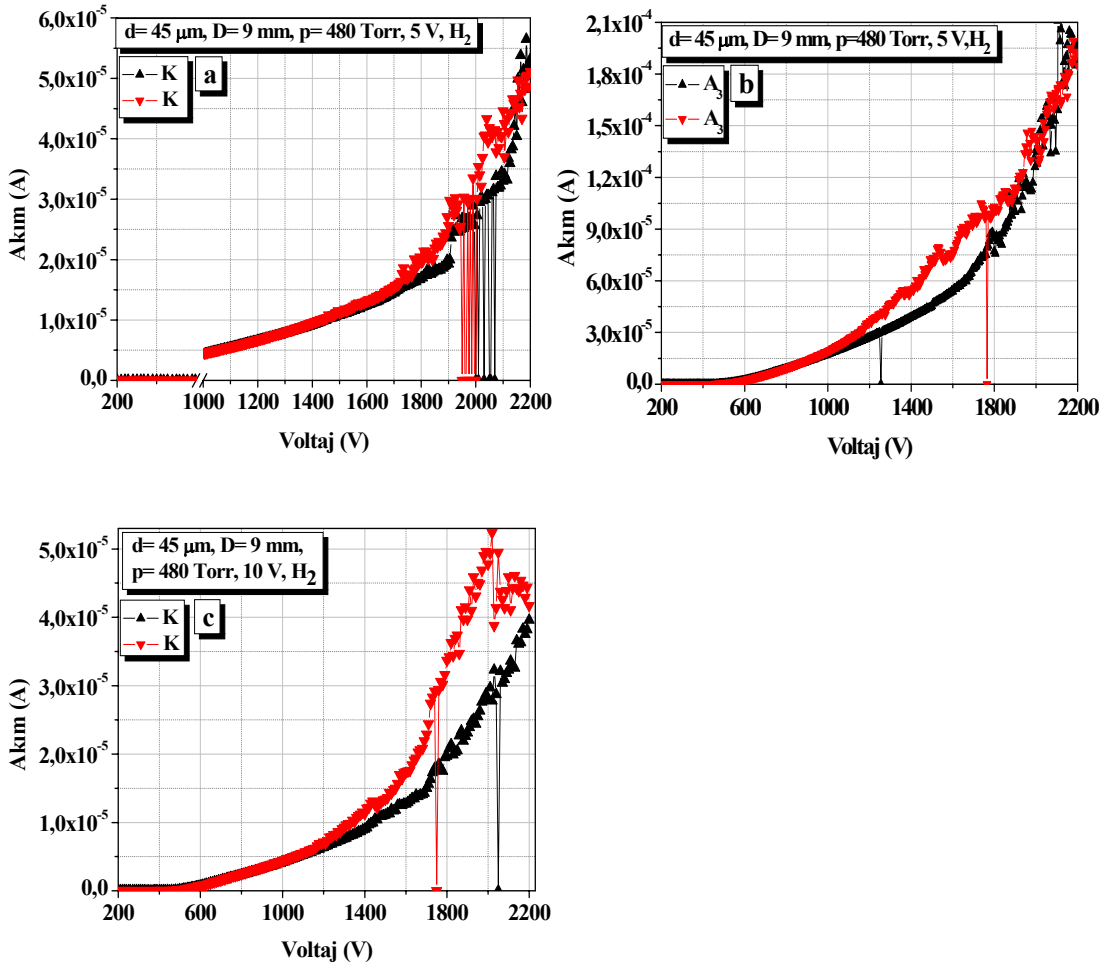
Çizelge 4.8. H_2 gazında elektrotlar arası mesafe ve elektrot çaplarına göre KBB ' nin değişimi

Elektrot çapları D	ΔV (V) ($d = 45 \mu m$)	ΔV (V) ($d = 323 \mu m$)	ΔV (V) ($d = 525 \mu m$)
9	1416	945	499
12	1631	870	570
18	1651	759	305
22	1086	1061	595

- En düzensiz durum $D = 22$ mm elektrot çapı ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de elde edilmiştir.
- KBB için optimal durum elektrotlar arası mesafe $d = 45 \mu m$ için elde edilmiştir.
- Atmosfer basıncına yakın bölgelerde hücrenin KBB ' si daralmıştır.

4.6. H₂ gazında AVK ve RVK' larda Histerezis

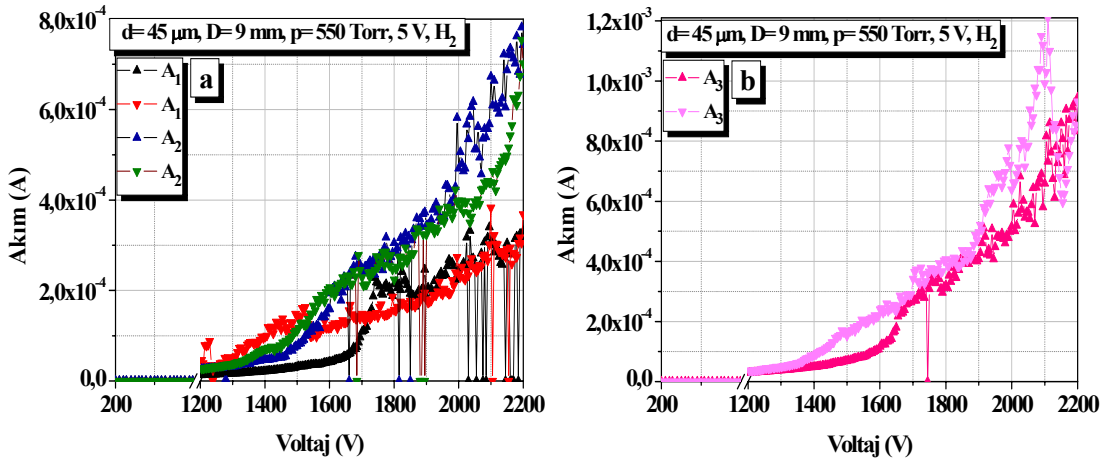
Elektrotların gaz doyumuna bağlı olarak farklı derecelerde AVK histerezisleri gözlenmektedir. Saf metal yüzeyler için düşük gaz doyumunda, ihmal edilebilir olduğu görülür. Bu durumda akım ölçüm süreci AVK davranışını etkileyebilir [66]. H₂ gazında farklı elektrotlar arası mesafeler, elektrot çapları ve farklı basınçlarda AVK histerezisleri elde edilmiştir. Şekil 4.23' de $D = 9$ mm elektrot çapı, $d = 45$ μ m elektrotlar arası mesafe, $p = 480$ Torr basınç ve karanlık K ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için 5 ve 10 Voltluk adımlarla elde edilen grafikler gösterilmektedir.



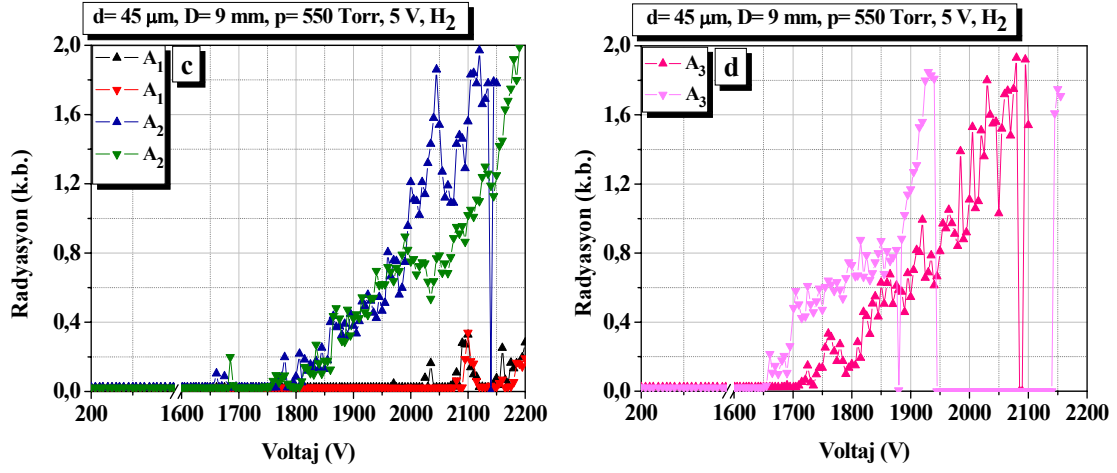
Şekil 4.23. Elektrotlar arası mesafe 45 μ m, elektrot çapı 9 mm, 480 Torr basınçta; a) Karanlık, 5 V adımla, b) Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 , 5 V adımla, c) Karanlık, 10 V adımla AVK' lar. Histerezis grafiklerinde $\blacktriangle$ sembolü ileri beslemi, $\blacktriangledown$ sembolü ise geri beslemi belirtmektedir.

200-2200 Volt değerinde sabitlediğimiz uygulanan voltaj değerini 5 V ve 10 V adımlarla uyguladık. Şekil 4.23' den görülebileceği gibi, aynı voltaj değerinde geri beslem durumunda elde edilen akım, ileri beslem durumundan elde edilen akımdan daha yüksektir. Karanlık için 10 Volt adımla elde edilen histerezis grafiğinde, 5 Volt adımla elde edilen grafiğe göre, ileri ve geri beslem durumları birbirlerinden gözle görülebilir bir şekilde ayrılmıştır. Uygulanan voltajın adım aralığı arttıkça (5 V' dan 10 Volt' a), maksimum akım değeri azalmıştır.

Elektrotlar arası mesafe $45 \mu\text{m}$, elektrot çapı 9 mm ve 550 Torr basınç için H_2 gazından farklı aydınlatma şiddetlerinde elde edilen AVK ve RVK grafikleri Şekil 4.24' de gösterilmiştir. Kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de akım değeri 10^{-3} A mertebesine kadar yükselmiştir. Bu deneyin devamı olan 620 Torr' da ise kısa devre oluşmuştur.

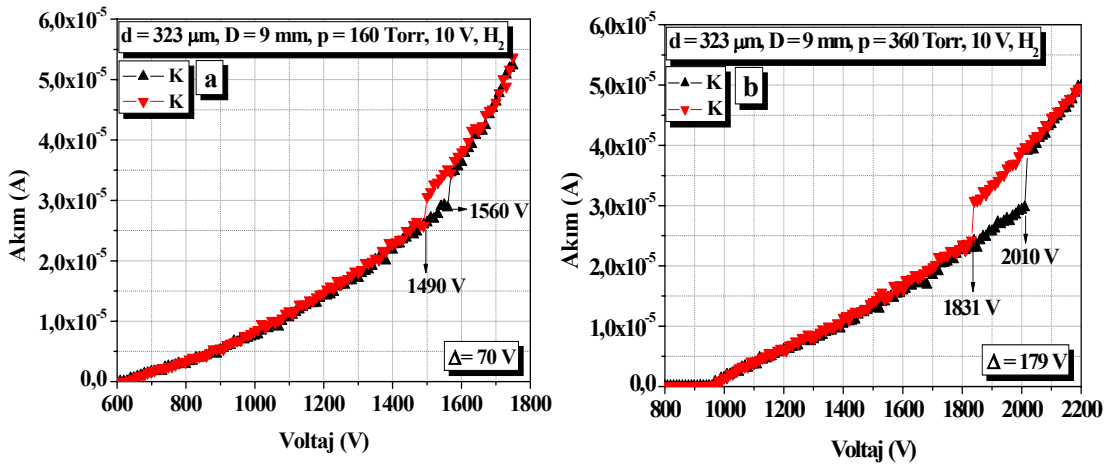


Şekil 4.24. $d = 45 \mu\text{m}$, $D = 9 \text{ mm}$ ve $p = 550 \text{ Torr}$ ' da farklı aydınlatma şiddetleri için AVK ve RVK grafikleri a) A_1 ve A_2 aydınlatma şiddetlerinde AVK , b) A_3 aydınlatma şiddetinde AVK , c) A_1 ve A_2 aydınlatma şiddetlerinde RVK , d) A_3 aydınlatma şiddetinde RVK



Şekil 4.24. (Devam) $d = 45 \mu\text{m}$, $D = 9 \text{ mm}$ ve $p = 550 \text{ Torr}$ ' da farklı aydınlatma şiddetleri için AVK ve RVK grafikleri; a) A_1 ve A_2 aydınlatma şiddetlerinde AVK , b) A_3 aydınlatma şiddetinde AVK , c) A_1 ve A_2 aydınlatma şiddetlerinde RVK , d) A_3 aydınlatma şiddetinde RVK

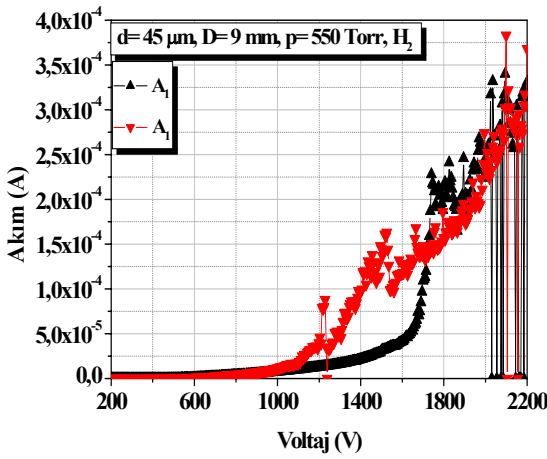
Şekil 4.25' de elektrotlar arası mesafe $d = 323 \mu\text{m}$, elektrot çapı $D = 9 \text{ mm}$ ' de 10 Volt adımla karanlıkta, $p = 160$ ve 360 Torr basınçta elde edilen AVK ' lar gösterilmektedir.



Şekil 4.25. Elektrotlar arası mesafe $323 \mu\text{m}$, elektrot çapı 9 mm ve karanlıkta AVK ' lar; a) 160 Torr basınç, 10 V adımla, b) 360 Torr basınç, 10 V adımla

Şekil 4.25' den basınç arttıkça ileri ve geri beslem de akımdaki değişmeye karşılık gelen voltaj farkının arttığı görülmektedir, histerezis bölgesinin aralığı genişlemiştir. Ayrıca ileri beslem durumunda akım değerindeki sıçrayış geri beslem durumuna göre daha yüksek voltajda meydana gelmektedir.

AVK gidişatında ileri belsem ve geri belsemde n-tipi davranış, ayrıca bir histerezisde de gözlemlenmektedir. Şekil 4.26, elektrotlar arası mesafe $45\ \mu\text{m}$, elektrot çapı $9\ \text{mm}$ ve $620\ \text{Torr}$ basınçta H_2 gazı için elde edilen AVK' yı göstermektedir.



Şekil 4.26. $d = 45\ \mu\text{m}$, $D = 9\ \text{mm}$, $p = 550\ \text{Torr}$ ' da H_2 gazında N-tipli AVK

Işık, GaAs' da $77\ \text{K}$ ' de elektriksel yükün değişimi olmadan merkezin fiziksel dönüşümüne neden olabileceği bilinmektedir [67]. GaAs' ın oksijen (veya EL2) merkezinde ortaya çıkan bu etki [68, 69], bu merkezin iki durumunun varlığı ile açıklanmaktadır. Fotokapasitans sönümler 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 fotoiletkenlikten 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 [67].

5. YGBY' NİN YARIİLETKENİN ÖZELLİKLERİNE BAĞLILIĞI

5.1. Yarıiletken GaAs' daki Yavaş Bölgeler

Yarıiletken GaAs' a yüksek bir dc voltaj uygulandığında akım osilasyonları meydana gelir. Bu osilasyonlara elektrik alan yükseltmeli elektron tuzaklamanın sonucu olarak meydana gelen hareketli yüksek elektrik alan bölgeleri sebep olur. 1960' ın başlarında, deney ve teori, numuneye yeterince yüksek bir dc besleme uygulandığında, bir yarıiletken boyunca akım akışının osilasyon yapabileceğini gösterdi. Bu osilasyonlara, katottan anoda hareket eden yüksek elektrik alanlı bölgeler sebep olur. Eğer bir bölge numunenin hacminde oluşuyor ise ve elektrotlardan uzak ise, akım düşük bir değerdedir. Bu bölgeler anoda ulaştığında ve orada bozulduğunda, akım artar. Sonra katotta yeni bir bölge oluşur ve akım tekrar düşer. 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 direnç (NDD)* ve *bölgelerin oluşumuna* yol açtığı gösterilebilir. *TEE*, örneğin yüksek katkılı *n-GaAs* [70] da meydana gelir. 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 bağlılığı 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; şimdilerde ise numuneler ya katkılanmıyor ya da amaçsız olarak katkılanıyor. Numunedeki yerel elektrik alanları ölçmek için kullanılan Elektro-Optik Pockel etkisini kullanan en son [71-75] deneyler yönlerini, *SI GaAs*' daki tuzaklama sürecini ve bölgeleri daha detaylı anlamaya çevirmiştir. *EL2*

kusurlarının özelliklerine oldukça büyük bir ilgi vardır: çünkü *SI GaAs*, bir parçacık detektör olarak ve optiksel veri stoklaması nedeniyle [76] artan bir öneme sahiptir.

SI GaAs' in 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. Yinede, devrelerin performansını geliştirmek için *SI GaAs*' in en iyi kalitede olması çok önemlidir [75-77]. Bu gereklilik doğrudan, *SI GaAs*' in 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; buda deneylerle numunenin çok detaylı analizine imkan verir.

5.2. Hareketli Elektronlar ve Negatif Diferansiyel Direnç

Serbest elektron yoğunluğu n olan bir yarıiletkeni göz önüne alalım. Uygulanan E elektrik alanının geniş bir bölgesindeki değerler için, numune boyunca akım yoğunluğu j nin deneysel olarak *Ohm kanununa* uyduğu kanıtlanmıştır.

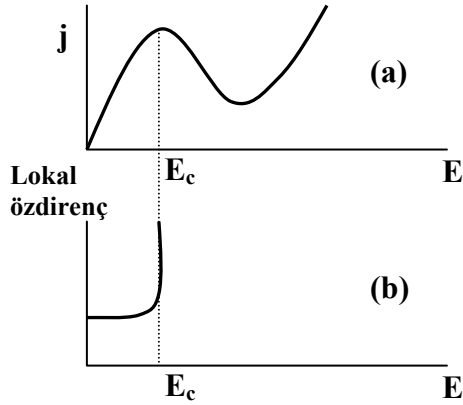
$$j = \sigma E \quad (5.1)$$

Burada σ iletkenliği;

$$\sigma = ne\mu \quad (5.2)$$

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 [78] yarıiletkenlerdeki yüksek elektrik alanlarını inceleyen ilk kişiydi; fakat bu etkilerin doğru potansiyeli 1960' larda [73, 79, 80] anlaşılabilirdi. n ve μ nün alandan-bağımsız olduğu omik rejime zıt olarak; bu parametrelerden biri yüksek alanlarda değişebilir. Örneğin, çığ kırılma nedeniyle [81] ya da elektron tuzaklama nedeniyle n değişebilir. μ ise örneğin elektronların iletkenlik bandının bir seviyesinden diğer seviyesine farklı bir etkin kütle ile (transfer edilmiş elektron etkisi) transferi tarafından ve akusto-elektrik etkisi [82] tarafından etkilenir. Ohm kanunundan hareketle eğer nE (ya da μE) çarpımı azalırsa [83], örneğin $J-E$ karakteristiği $\partial j / \partial E < 0$ olduğu bir bölge sergiler.



Şekil 5.1. a) N -tipi NDD , b) Yerel diferansiyel öz direncin alana bağılılığı

Bu özellik negatif diferansiyel direnç (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. İkinci durumda J - E karakteristiği 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 [81]'i izleyerek, bir yarıiletkenin [80] oran denklemini ele alalım:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (5.3)$$

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{e(n - n_{eq})}{\epsilon}, \quad (5.4)$$

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

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} - eD \nabla n \quad (5.5)$$

ile verilir; D difüzyon katsayısıdır. Denklem 5.5' in diverjansını alırsak ve Eşitlik 5.3 ile birlikte

$$\frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j} = \frac{\sigma(n - n_{eq})}{\varepsilon} - D \nabla^2 n \quad (5.6)$$

elde edilir. Bu eşitlik,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\sigma(n - n_{eq})}{\varepsilon} - D \nabla^2 n = 0 \quad (5.7)$$

yi verir. Değişkenlere ayırmadan sonra, zamansal bölge de Eş. 5.10 için çözüm,

$$n - n_{eq} \propto \exp(-et\mu m/\varepsilon) \quad (5.8)$$

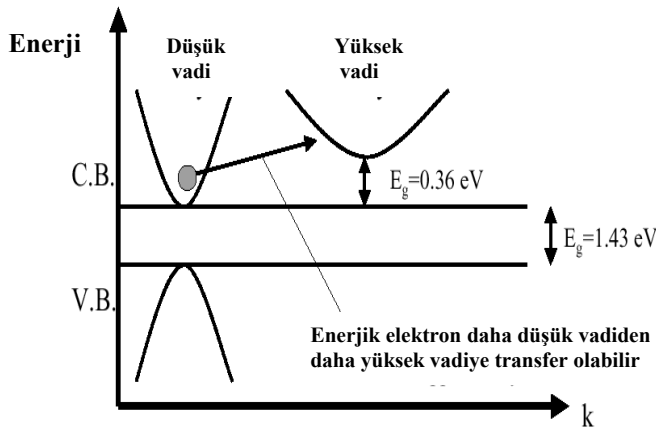
olur. Kolayca görüleceği üzere *NDD* başlangıç yük dengesizliğini üstel olarak büyütür; buda numunenin *NDD* bölgesinde kararsız olduğu anlamına gelir. Numune *NDD* bölgesine yaklaştırıldığında, yerel pozitif diferansiyel direnç, Şekil 5.1 (b) den görülebileceği gibi uygulanan elektrik alanla artar. 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 [56]. n-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 yarıiletkeni yüksek elektrik alanlarının uygulanması, *NDD*' ye ve numune içerisinde hareket eden yüksek alanlı bölgelere yol açabilir.

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 örneklerle ihtiyaç vardır. Kritik voltajın biraz üzerinde, 2000-4000 V/cm' ye 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 [83]. *N*-tipi GaAs' ın enerji-band teorisine göre iletkenlik bandında iki vadi (minimum) vardır ve elektronun etkin kütlesi,

$$m^* = \frac{\eta^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}} \quad (5.10)$$

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 vadide bulunan elektronun etkin kütlesi daha yüksek vadide bulunan elektronun etkin kütlesinden daha düşüktür.

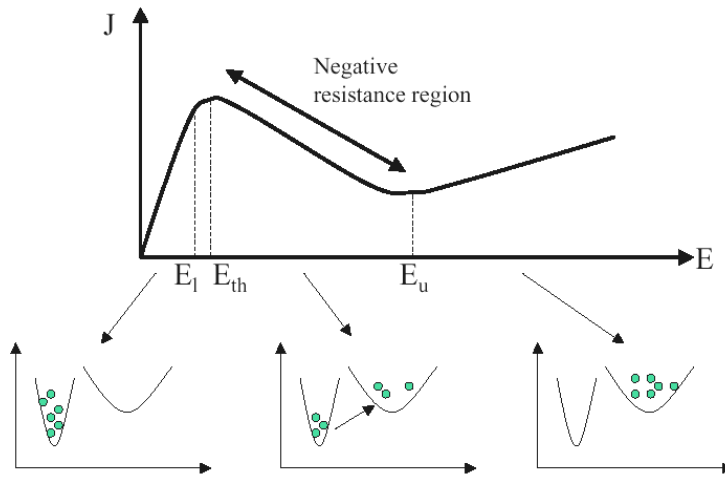


Şekil 5.2. *N*-tipi GaAs' ın enerji bant diyagramı

Bu durumda daha düşük vadide bulunan elektronun mobilitesi daha yüksek vadide bulunan elektronun mobilitesinden daha yüksektir. *N*-tipi GaAs için tablo aşağıdaki gibidir. Eş. 5.9' a göre J-E grafiği aşağıda görülmektedir.

Çizelge 5.1. 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 5.3. N-tipi GaAs yarıiletkeninin elektrik alan-akım yoğunluğu grafiği

N-tipi GaAs' ın iletkenliği $\sigma = e[n_l\mu_l + n_u\mu_u]$ ile verilir. Sistemin negatif diferansiyel direnci (l termal dengede elektronların bulunduğu minimum değer, u elektronlar yüksek elektrik alanlarda yeterince enerji kazandıklarında transfer oldukları minimum değer),

$$\frac{d\sigma}{dE} = e(\mu_l \frac{dn_l}{dE} + \mu_u \frac{dn_u}{dE}) + e(n_l \frac{d\mu_l}{dE} + n_u \frac{d\mu_u}{dE}) \quad (5.11)$$

Ohm kanununa göre, $J = \sigma E$

$$\frac{dJ}{dE} = \sigma + \frac{d\sigma}{dE} E \quad (5.12)$$

Eş. 5.11 ve Eş. 5.12 denklemlerini birleştirip yeniden yazarsak,

$$\frac{1}{\sigma} \frac{dJ}{dE} = 1 + \frac{\frac{d\sigma}{dE}}{\frac{\sigma}{E}} \quad (5.13)$$

elde edilir. Negatif diferansiyel direnç,

$$-\frac{\frac{d\sigma}{dE}}{\frac{\sigma}{E}} > 1 \quad (5.14)$$

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

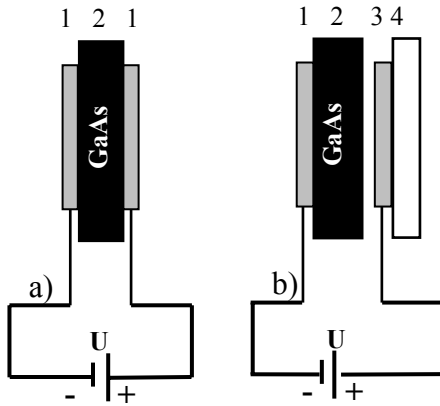
- E_{th} değerinin üzerinde, bir bölge oluşmaya başlar ve taşıyıcı akışı ile sürüklenir. E arttığı zaman, sürüklenme hızı azalır ve numune negatif diferansiyel direnç gösterir. Eğer voltaj daha da artırılırsa, bölge artar akım azalır.
- Uygulanan voltaj eşik voltajı V_{th} ın altına düşmedikçe bir bölge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

5.3. Yarıiletken GaAs' daki EL2 Kusurları

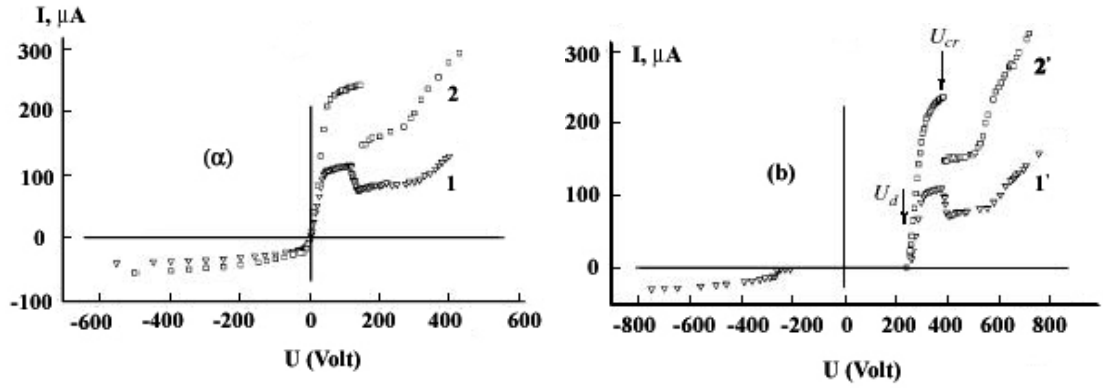
Bir kusur ya da safsızlık tarafından elektron tuzaklaması, bölgelerin oluşumuna yol açabilir. *SI GaAs*' da, *EL2* kusuru [84] elektron tuzaklaması için en önemli adaydır. *SI GaAs* şu günlerde normal olarak Bridgman tekniği ya da liquid encapsulated Czochralski (LEC) metodu [85] ile büyütülür. Bu materyal katkılanır; yani sığ (dar-yüzeysel) 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*' in varlığı (katkılanmamış ya da bilinçsizce katkılanmış) *EL2*' nin var olmasını gerektirir [86]: *EL2*, *SI GaAs*' in elektriksel ve optiksel özelliklerini kontrol eder. *EL2*' nin konsantrasyonu (N_{EL2}) *SI GaAs*' da yaklaşık olarak 10^{16} cm^{-3} dür. N_{EL2} pratikte $10^7 - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 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. Yarıiletkeninde küçük değerlerde ölçülen bu değer yaklaşık $2,5 \cdot 10^{-7} (\Omega \text{cm})^{-1}$ de sabitlenir ki burada yarıiletkenin iletkenliği lineerdir. İç fotoetki nedeniyle, GaAs elektrodun spesifik iletkenliği ışık ile aydınlatma tarafından kontrol edilir. Elektrodun 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 banttan iletkenlik bandına uyarılır. İletkenlik gelen ışığın şiddeti ile hemen hemen lineer olarak değişir [87].

Yarıiletken elektrodun uygun spesifik iletkenliği $\sigma_{GaAs} = (0,5-1,18) \times 10^{-7} (\Omega \text{cm})^{-1}$ bölgesindedir. Düşük akım boşalmasının bu aşaması Townsend boşalmasına karşılık gelir [22]. Bu modda voltajın artması, yarıiletken elektrodun 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 kararsızlaştırılabilir; ki bu da ya besleme voltajını ya da yarıiletken elektroda

uygulanan aydınlatmayı artırarak yapılabilir. 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 [87]. Bu nedenle yarıiletkenin özelliklerinde gözlenen kararsızlıkların ortaya çıkmasından sorumlu olduğu düşünülmektedir [88]. Bu düşüncüyü doğrulamak için, *GaAs*' ın *AVK*' sı gaz boşalması olmaksızın ölçüldü [88]. Bu ölçümü yapmak için, yarıiletken tabakanın her iki yüzeyi ince *Au* filmle kaplandı. U_g gaz boşalma aralığındaki voltaj düşüşü ve U_s yarıiletkendeki voltaj düşüşüdür. Şunu belirtmeliyiz ki U_o , gaz aralığı ve yarıiletken bileşen üzerindeki voltaj düşüşlerinin toplamıdır. Bu değerler dönen dalgaların gözleendiği bölgenin merkezine karşılık gelir. Böylece dönen dalgalar gaz boşalmasıdaki voltaj düşüşü sabitken ve yarıiletken lineer olmayan modda çalıştığı zaman meydana gelir [88]. 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. Gaz boşalma aralığı ve yarıiletken yapılarının taşıma özellikleri karşılaştırıldığında şu önemli sonuç elde edilmiştir:



Şekil 5.4. Yarıiletkeninin elektriksel devresi: a) gaz boşalma aralığının olmaması, b) gaz boşalma aralığının olması halinde, 1. kontak, 2. yarıiletken, 3. gaz boşalma aralığı ve 4. düz cam disk.



Şekil 5.5. AVK' lar, a) Gaz boşalma aralığının olmaması, b) olması halinde

Uzaysal olarak homojen olmayan akım osilasyonları yarıiletken bileşen tarafından oluşturulur. Yani homojen olmayan akım osilasyonları gaz boşalma aralığının yok olması durumunda da mevcuttur. Şekil 5.5 (a) gaz boşalma aralığının olmaması ve Şekil 5.5 (b) gaz boşalma aralığının olması durumunda 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 5.5 (a) ve 5.5 (b) deki karakteristikler arasındaki temel fark (b) durumunda gaz dolu aralıkta U_d' nin gaz kırılması için kritik voltaja eşit olarak AVK' nin voltaj eksenini boyunca değişmesidir. Ayrıca, AVK' daki N -tipi kararsızlıklara yarıiletken $KÖ$ ışıkla aydınlatıldığında rastlanmamaktadır [89].

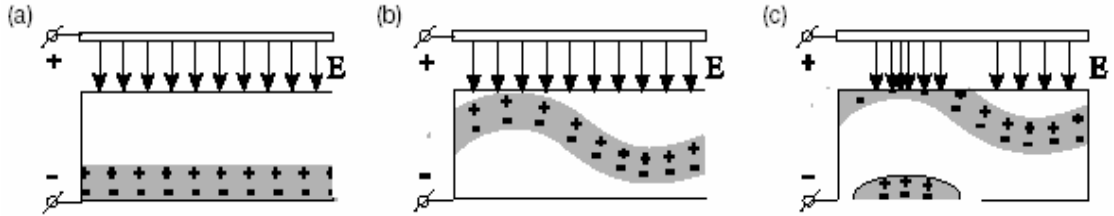
5.4. YGBY' de Farklı Gaz Basıncı ve Farklı Elektrot Çaplarına Göre NDD Kararsızlıklarının ve Dinamik Özelliklerinin İncelenmesi

Bir yarıiletken gaz boşalma sisteminde, H_2 gazı ile doldurduğumuz boşalma aralığında katodun *NDD* özelliği gösterdiği durum için sistemdeki *AVK* ve *RVK*' leri kaydettik. Deneysel şartlar altında, tipik *pd* değeri (p oda sıcaklığına ayarlanmıştır) yaklaşık 1,55 Torr cm civarındadır. Bu değer hava için, Paschen eğrinin minimumuna tekabül eden noktadan daha yüksektir (Razier' e göre $(pd)_{\min} \approx 0.57$ Torr cm, [22]). Buna rağmen, bu deneysel şartlar altında *AVK*, *NDD*' ye sahip değildir; çünkü $pd < 2.7(pd)_{\min}$ [22] kriteri gerçekleşmemiştir. Diğer taraftan, boşalma parlaklığı basınçla artarken yüksek basınçlarda gaz boşalmasının çalışması tercih edilir, buda kaydedilen desenlerin sinyal gürültü oranının artmasına yol açar. Bundan dolayı, boşalmanın kararlılık bölgesi sınırından uzakta çalışmıyoruz.

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 [90] 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 [89].

Bu varsayımlar altında, gaz boşalmasının homojen olmayan parlaklığının görülmesi aşağıdaki şekilde anlatılabilir. Yarıiletkendeki hareketli düzlemsel yüksek-alan domeinlerin oluşumuna [90], plakalarının hacmindeki yük taşıma süreçleri tarafından eşlik edilir (Şekil 5.6 (a)). Domein katodun içinde olduğu zaman, bölgenin içindeki yüksek elektrik alanın, pratikte gaz boşalma aralığındaki alanı bozmadığı anlaşılabılır. Kararsız domeinli durum Şekil 5.6 (b)' de şematik olarak gösterilmiştir. Yani bozulan hareketli domeinin sınırı ara yüzeye ulaştığı zaman, gaz

boşalmasındaki yerel elektrik alan, yarıiletkendeki yüklerin yeniden dağıtılması ile değiştirilir (Şekil 5.6 (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 kısmın yanı (ön dalga cephesi) gaz boşalma alanı boyunca enine olarak kayar ve bu şekilde boşalma parlaklığının enine olarak ilerlemesine sebep olur.



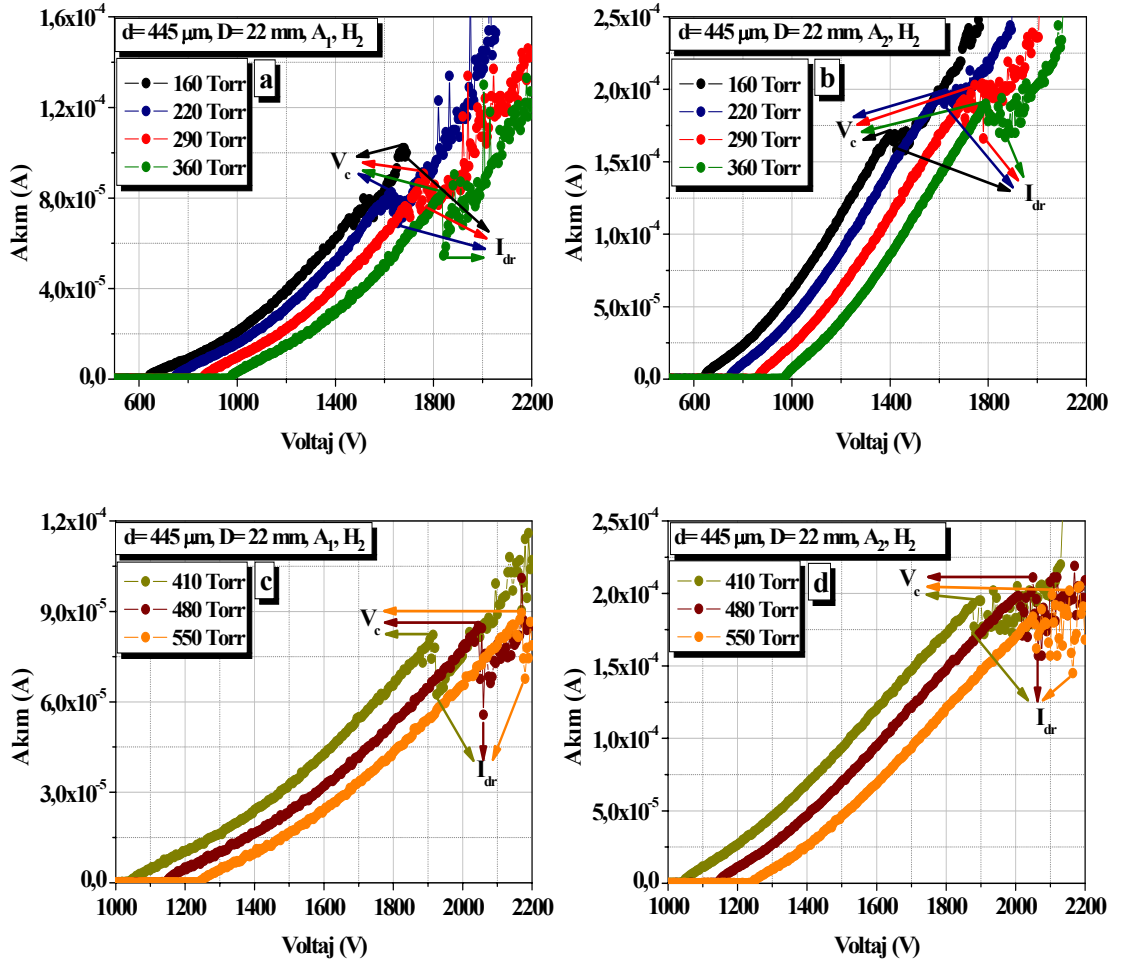
Şekil 5.6. Aktif *SI GaAs* katotlu ve pasif gaz boşalma alanı ($pd < 2,7(pd)_{\min}$) için desen oluşum mekanizması, gaz aralığında okların yoğunluğu elektrik alanı gösterir. a) yarıiletken hacminde domein oluşumu, b) İlerleyen domeinlerin kararsızlaşması, c) domeinlerin yarıiletken-gaz ara yüzey ile etkileşmesi

Neumman' a (2001) [90] göre, *SI GaAs*' ın hacmindeki yavaş domeinlerin hızı saniyede birkaç santimetredir. Yarıiletkenin hacmindeki yüksek-alan domeinlerinin hızı ile, gaz boşalma alanında ilerleyen dalgaların hızının aynı olduğuna dikkat etmeliyiz. Bu gerçek gözlenen ilerleyen dalgaların yarıiletkeninin içinde inşa edilen alan domeinlerinin sınırlarının dinamiğini gösterdiği ve ara yüzey bölgesine temas ettiği varsayımını desteklemektedir. Böylece, gaz boşalma alanı, yarıiletken katottaki elektrik domeinlerinin dinamiklerinin görüntülenmesine imkan verir. Besleme voltajının daha ileri artışı ile, akım filamentlerin oluşumunun oldukça karmaşık durum sergilediği görülmektedir. Yukarıda anlatılan domein kararsızlığı, tek başına, yüksek besleme voltajlarındaki gaz boşalma aralığında gözlenen boşalma parlaklığının filamentasyonunu açıklayamaz. Bu durumu açıklamak için *S-tipi AVK*' ya gerek vardır [91]. Gaz boşalması bu özelliğe sahiptir ve önceden belirttiğimiz gibi filament oluşumunu gösterir. Deneyler filamentlerin, aktif yarıiletkenli ve pasif gaz boşalma aralıklı sistemde hücre voltajının herhangi bir değerinde (ki bu voltaj hücre

sıcaklığına bağlı değildir) ortaya çıktığını göstermektedir. Bu gerçek filament oluşum sürecinin mümkün yapısı hakkında bilgi sağlar.

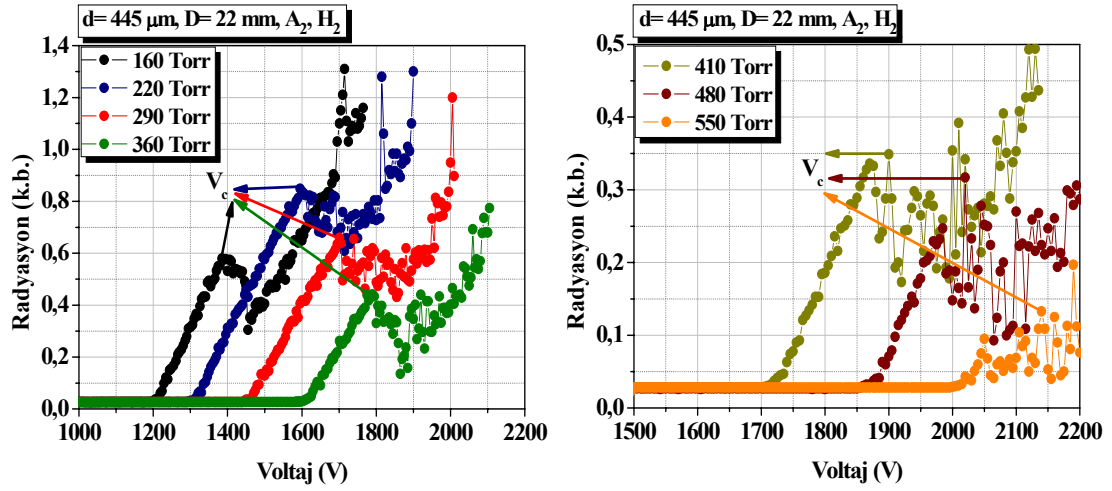
Yarıiletken elektrot durumunda, her ne kadar $(pd) < e.(pd)_{\min}$ kriteri yerine getirilse de, gaz boşalmasının yerel AVK' sı monotonik olmayabilir. Aslında bu kriter, iki metal elektrot ile oluşturulan gaz boşalma aralığındaki homojen dağılımlı elektrik alan için çıkarılmıştır. Şekil 5.6' dan görüldüğü gibi, yüksek-alan domeinli *GaAs* elektrot için, elektrot gaz ara yüzeyine temas eden domein kenarına yakın elektrik alan, esasen 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 büyütme 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 ya da istenmeyen etkilere sahiptir.

Deneylerimizde N-tipi olarak adlandırılan karakteristikler kaydedilmiştir. Sabit elektrot çapı $D = 22$ mm ve çeşitli aydınlatma şiddetlerinde H_2 gazında, Şekil 5.7; $d = 445$ μm elektrotlar arası mesafe ve $p = 160$ -550 Torr basınç değerlerinde; Şekil 5.9; $d = 525$ μm elektrotlar arası mesafe ve $p = 160$ -480 Torr basınç değerlerinde elde edilen NDD grafiklerini göstermektedir.



Şekil 5.7. $d = 445 \mu\text{m}$ ve $D = 22 \text{ mm}$ için, a) A_1 ' de 160-360 Torr, b) A_2 ' de 160-360 Torr, c) A_1 ' de 410-550 Torr, d) A_2 ' de 410-550 Torr olmak üzere, $GaAs$ katodun NDD dirençli AVK ' ları

Orta aydınlatma şiddeti A_2 için, $D = 22 \text{ mm}$, $d = 445 \mu\text{m}$ değerlerinde $GaAs$ katodun NDD dirençli RVK ' ları ise Şekil 5.8' de gösterilmiştir.



Şekil 5.8. $d = 445 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ve A_2 aydınlatma şiddetinde, a) $p = 160\text{-}360 \text{ Torr}$, b) $p = 410\text{-}550 \text{ Torr}$ ' da $GaAs$ katodun NDD dirençli RVK ' ları

Şekil 5.8' de okla gösterilen kritik voltaj değeri V_c ve akım düşüşü I_{dr} farklı aydınlatma şiddetlerinde ve basınçlar için Çizelge 5.2'de verilmektedir.

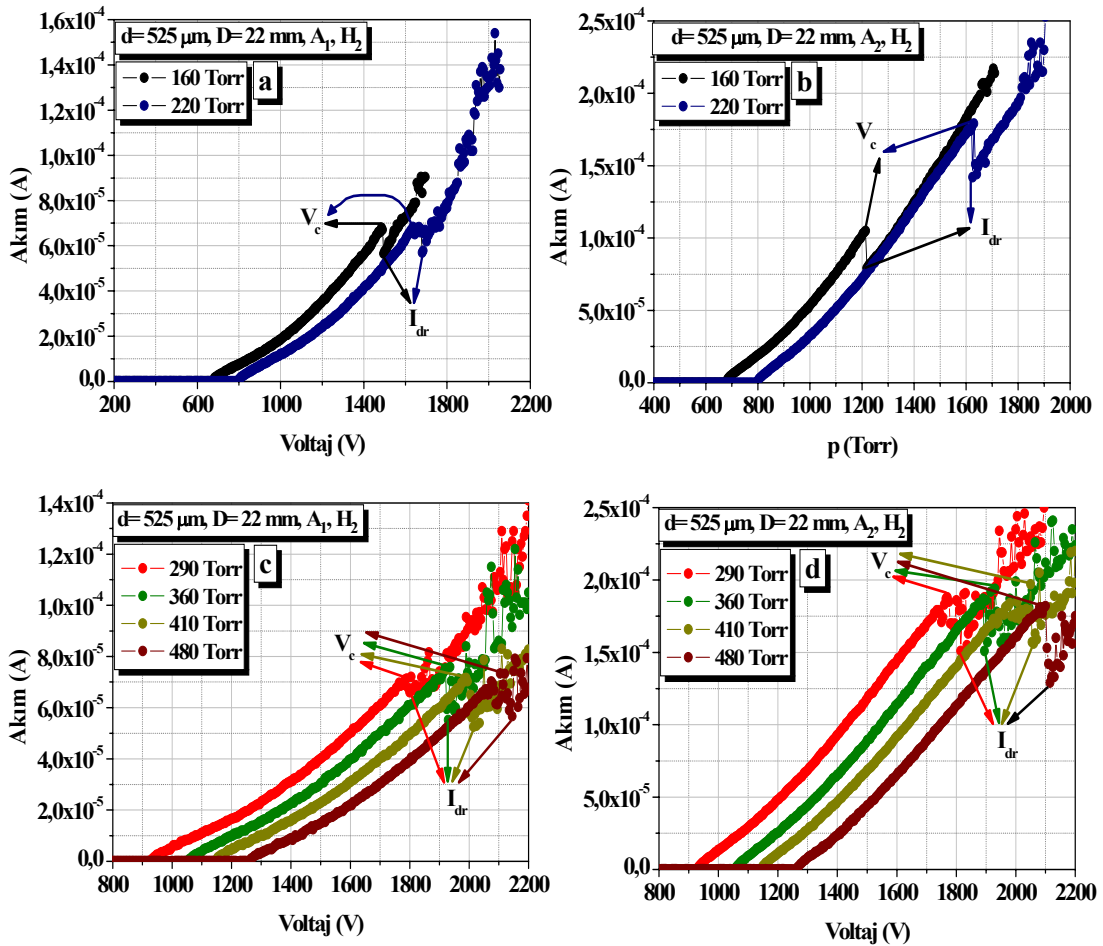
Çizelge 5.2. Sabit elektrotlar arası mesafe $d = 445 \mu\text{m}$ ve sabit bir çap $D = 22 \text{ mm}$ için H_2 gazında, farklı basınçlarda, A_1 ve A_2 aydınlatma şiddetlerinde NDD dirençli AVK ' nin kritik voltaj V_c değerleri

Basınç p (Torr)	V_c (Volt) (A_1)	I_{dr} (Amper) (A_1)	V_c (Volt) (A_2)	I_{dr} (Amper) (A_2)
160	1675 - $1,02 \times 10^{-4}$	1685 - $9,83 \times 10^{-5}$	1400 - $1,69 \times 10^{-4}$	1425 - $1,58 \times 10^{-4}$
220	1630 - $8,25 \times 10^{-5}$	1655 - $6,89 \times 10^{-5}$	1625 - $1,97 \times 10^{-4}$	1620 - $1,9 \times 10^{-4}$
290	1760 - $9,07 \times 10^{-5}$	1780 - $7,51 \times 10^{-5}$	1745 - $2,03 \times 10^{-4}$	1780 - $1,66 \times 10^{-4}$
360	1835 - $8,19 \times 10^{-5}$	1840 - $5,46 \times 10^{-5}$	1790 - $1,9 \times 10^{-4}$	1870 - $1,67 \times 10^{-4}$
410	1915 - $8,22 \times 10^{-5}$	1925 - $6,25 \times 10^{-5}$	1900 - $1,95 \times 10^{-4}$	1885 - $1,71 \times 10^{-4}$
480	2045 - $8,51 \times 10^{-5}$	2060 - $5,57 \times 10^{-5}$	2050 - $2,11 \times 10^{-4}$	2065 - $1,57 \times 10^{-4}$
550	2170 - $8,95 \times 10^{-5}$	2180 - $6,77 \times 10^{-5}$	2155 - $2,02 \times 10^{-4}$	2165 - $1,45 \times 10^{-4}$

- Kritik voltaj V_c değeri, gazın basıncı p arttıkça artmaktadır. Dolayısıyla yüksek basınçlarda sistemin AVK ' sı daha karardır. Ayrıca aydınlatma şiddetine bağlı olarak zayıf aydınlatma şiddeti A_1 ' de elde edilen kritik voltaj değerleri, orta aydınlatma şiddeti A_2 ' de elde edilen kritik voltaj değerlerinden büyüktür.

Şekil 5.8’ de *NDD* dirençli *RVK*’ lar, Şekil 5.7’ de aynı değerli *NDD* dirençli *AVK*’ ların V_c kritik voltaj değerini karşılamaktadır. Işıma değerinin düşük olmasına rağmen paralel davranış açıkça görülmektedir.

Şekil 5.9; H_2 gazında, sabit elektrot çapı $D = 22$ mm ve çeşitli aydınlatma şiddetlerinde, $d = 525$ μm elektrotlar arası mesafe ve $p = 160$ -480 Torr basınç değerlerinde elde edilen *NDD* grafiklerini göstermektedir.

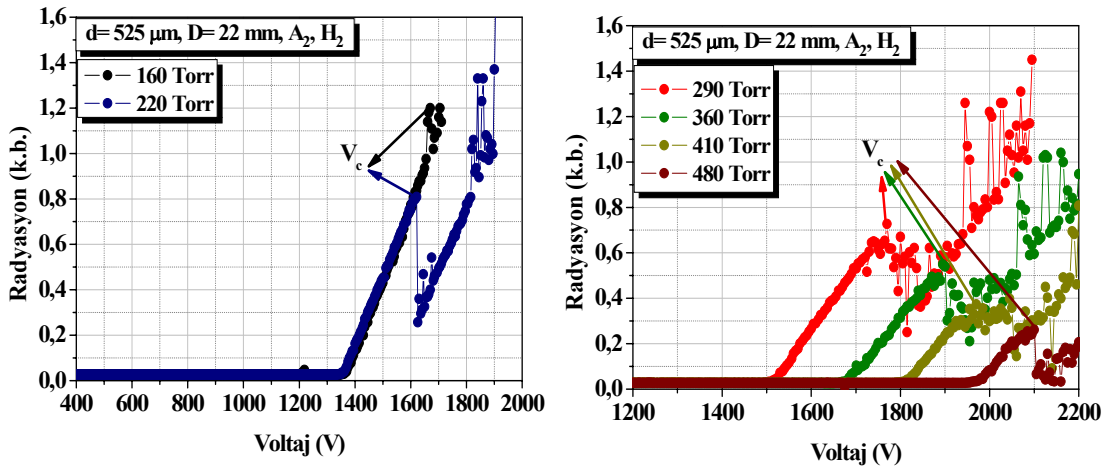


Şekil 5.9. $d = 525 \mu m$, $D = 22$ mm ve $p = 160$ -480 Torr değerlerinde, a) A_1 ’ de 160 ve 220 Torr b) A_2 ’ de 160 ve 220 Torr, c) A_1 ’ de 290-480 Torr, d) A_2 ’ de 290-480 Torr olmak üzere, *GaAs* katodun *NDD* dirençli *AVK*’ ları

- $d = 525 \mu m$ elektrotlar arası mesafede elde edilen V_c kritik voltaj değeri, gazın basıncı p artıkça artmaktadır. Ayrıca aydınlatma şiddetine bağlı olarak zayıf

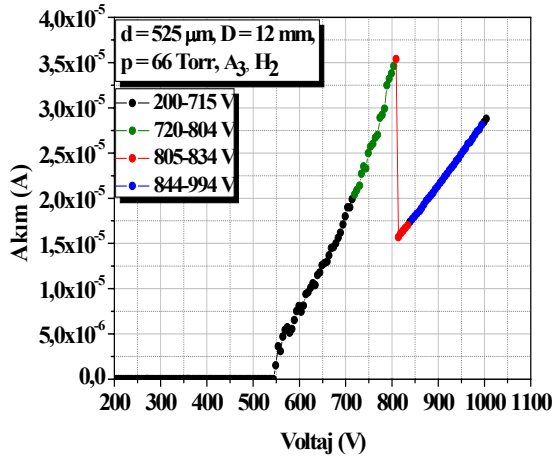
aydınlatma şiddeti A_1 ' de elde edilen kritik voltaj değerleri, orta aydınlatma şiddeti A_2 ' de elde edilen kritik voltaj değerlerinden büyüktür. Ek olarak $d = 525 \mu\text{m}$ ' de elde edilen kritik voltaj değerleri, $d = 445 \mu\text{m}$ ' de (Çizelge 5.2) elde edilen değerlerden her iki aydınlatma şiddeti için de yüksektir.

Orta aydınlatma şiddeti A_2 için, $D = 22 \text{ mm}$, $d = 525 \mu\text{m}$ değerlerinde $GaAs$ katodun NDD dirençli RVK ' ları ise Şekil 5.10' de gösterilmiştir. Basınç arttıkça kritik voltaj değerine karşılık gelen radyasyon değerleri azalmaktadır.

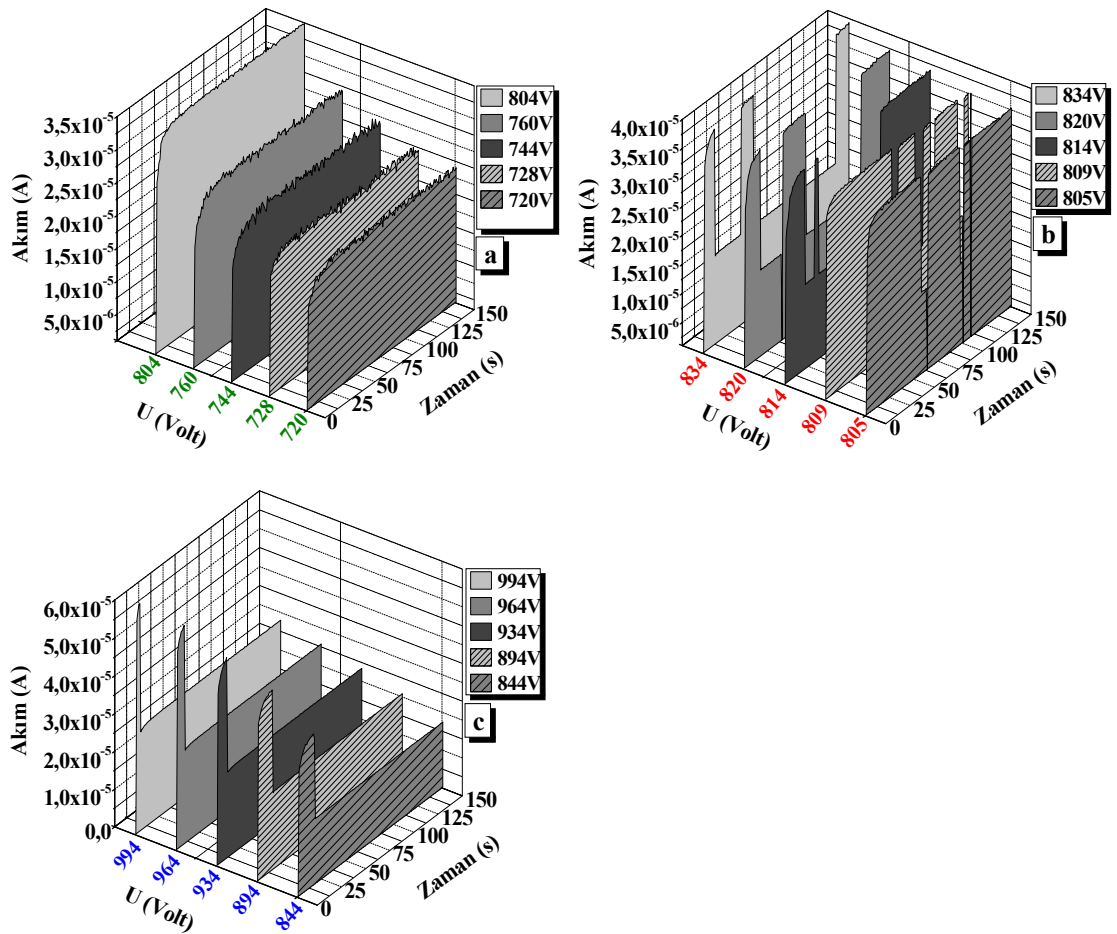


Şekil 5.10. $d = 525 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ve A_2 aydınlatma şiddetinde, a) $p = 160\text{-}220 \text{ Torr}$, b) $p = 290\text{-}480 \text{ Torr}$ ' da $GaAs$ katodun NDD dirençli RVK ' ları

Astrov ve arkadaşları (2000) [92], sistemi KÖ bölgesinde aydınlatıldığında, yarıiletken gaz boşalma yapısında N -tipli AVK gözleyememiştir. Şekil 5.11'de AVK içindeki N -tipli bölge (yani V_{cr} ve I_{dr} bölge aralığında), Şekil 5.12' de ise büyük genlikli akım ve radyasyon pulslarının zamana bağlılığı ile ilgili olarak detaylı bilgi gösterilmiştir. Açıkça görülmektedir ki, büyük genlikli akım pulsuları N -tipli bölge içerisinde besleme voltajının artmasıyla artmaktadır. Besleme voltajı U_0 ' ın daha da artırılmasına, uzaysal akım osilasyonlarının kararlılık etkisi ve zincirler şeklinde düzenlenmeleri tarafından eşlik edilir [93]. AVK ' larda zamana bağlı olarak akımın davranışı, 150 s zaman aralığında gözlenmiştir.



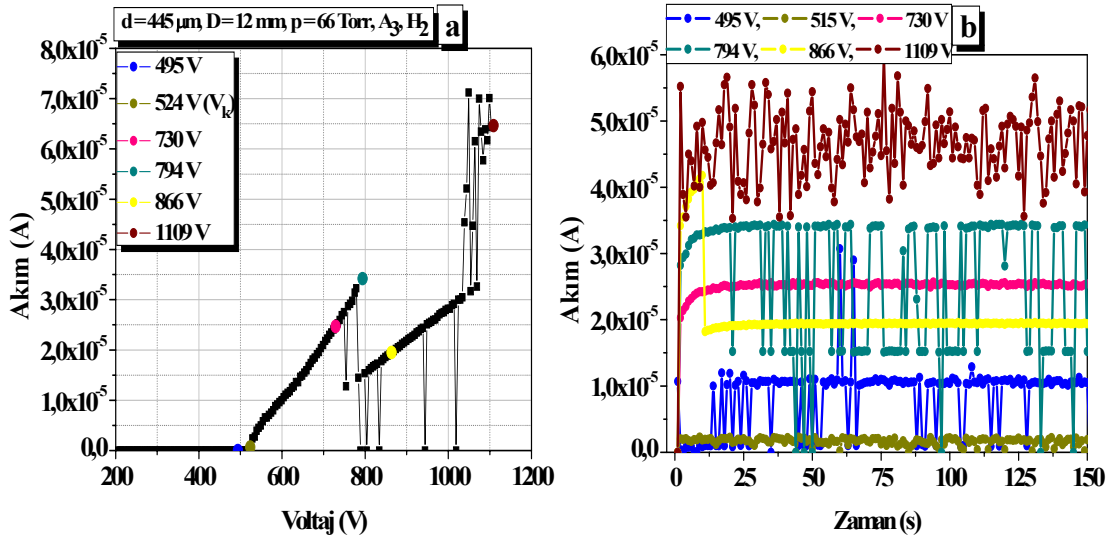
Şekil 5.11. Sabit elektrotlar arası mesafe $d = 525 \mu\text{m}$, elektrot çapı $D = 12 \text{ mm}$, basınç $p = 66 \text{ Torr}$ ve A_3 aydınlatma şiddeti için SI GaAs katodun NDD' li AVK' sı



Şekil 5.12. H_2 gazında, $d = 525 \mu\text{m}$, $D = 12 \text{ mm}$, $p = 66 \text{ Torr}$ ve A_3 aydınlatma şiddeti için NDD bölgesi içinde zamana bağlı AVK' lar

Şekil 5.12 (a)' dan artan voltaj değerleriyle birlikte akım değerlerinin arttığı görülmektedir. Alınan bu değerler AVK grafiğinde; (a) akımın üstel olarak arttığı bölgeye, (b) ani bir düşüşün meydana geldiği bölgeye ve (c) ani bir düşüşten sonra akım değerlerinin voltaj arttıkça yükseldiği bölgeye karşılık gelmektedir. Sabit homojen Townsend boşalmasının uygun kırılma voltajında gaz aralığı içinde oluştuğunu varsayıyoruz. Gaz karakteristiğinde, bu boşalma modu düşük akımlar için kırılma noktası U_K ve NDD noktası arasında gözlenir. Lineer olmayan taşıma özelliğine sahip elektriksel sistemlerde, yarıiletken gaz boşalma yapısı genelde j' nin değişim aralığındaki dinamik karakteristiklere bağlılık gösterir [92, 94].

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 5.13. a) Sabit elektrotlar arası mesafe d , basınç p ve elektrot çapı D için, kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 ' de ve H_2 gazında, $SI GaAs$ katodun AVK' sı, b) zamana bağlı akım karakteristiği ($d = 445 \mu m$, $p = 66$ Torr ve $D = 12$ mm)

Şekil 5.13 (a)' da AVK' da zamana bağlı olarak akımın davranışı 66 Torr basınç, farklı besleme voltajları U_0 , kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 altında, Şekil 5.13 (b)' de de akımın zamanla değişimi gösterilmiştir. En aşağıdaki iki eğri ($U_0 = 495$ V ve $U_0 = 515$ V) kırılma öncesi akım için nispeten düşük genlikli osilasyonları gösterir. 730 V' u temsil eden ve pembe ile gösterilen eğri ara bir değer oluşturmaktadır. Voltaj artırılıp 794 V' a geldiğinde ise osilasyonların artıp taban değer oluşturmaya başladığı görülmektedir. 866 V değerinde başlangıç akım değeri yüksek şekilde bir süre devam ettikten sonra, akım 794 V' un oluşturduğu taban ve tavan akım değerleri arasına kaymıştır. En üst voltaj değeri 1109 V kararsızlıkların en çok olduğu durumdur. Buradan anlaşılabileceği üzere, dinamik davranış, gazdaki elektron çıkış çoğalması ve fotoelektrik iyon emisyon olayının sonucu olarak katottan sökülen elektronlara bağlı olarak düşünülmektedir. Bu kararsızlıklar gaz boşalması $GaAs$ ' daki taşıma özelliklerini görüntülemeye kullanılmaktadır ve yarıiletken elektrodun lineersizliğinden meydana gelmektedir. Elektriksel bölge kararsızlıklarının yarıiletken elektrotta elektrotun N -tipi AVK' ya sebep olduğu [70] da belirtilmektedir. Bu tip taşıma lineersizliğinin, $SI GaAs$ ' da [89] 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 varlığı materyalin *N*-tipli *NDD*' sine ve sonuç olarak numuneye 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, numune içindeki yüksek elektrik alanlı bölgelerin oluşumu, hareketi ve bozulması ile ilgilidir. Yarıyalıtkan GaAs materyallerinde derin vericilerin varlığı *EL2* merkezleri olarak bilinir, bu Fermi seviyesinin bant aralığını ortalara kaydırır ve yüksek elektriksel dirence (10^7 - $10^8 \Omega$) 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:

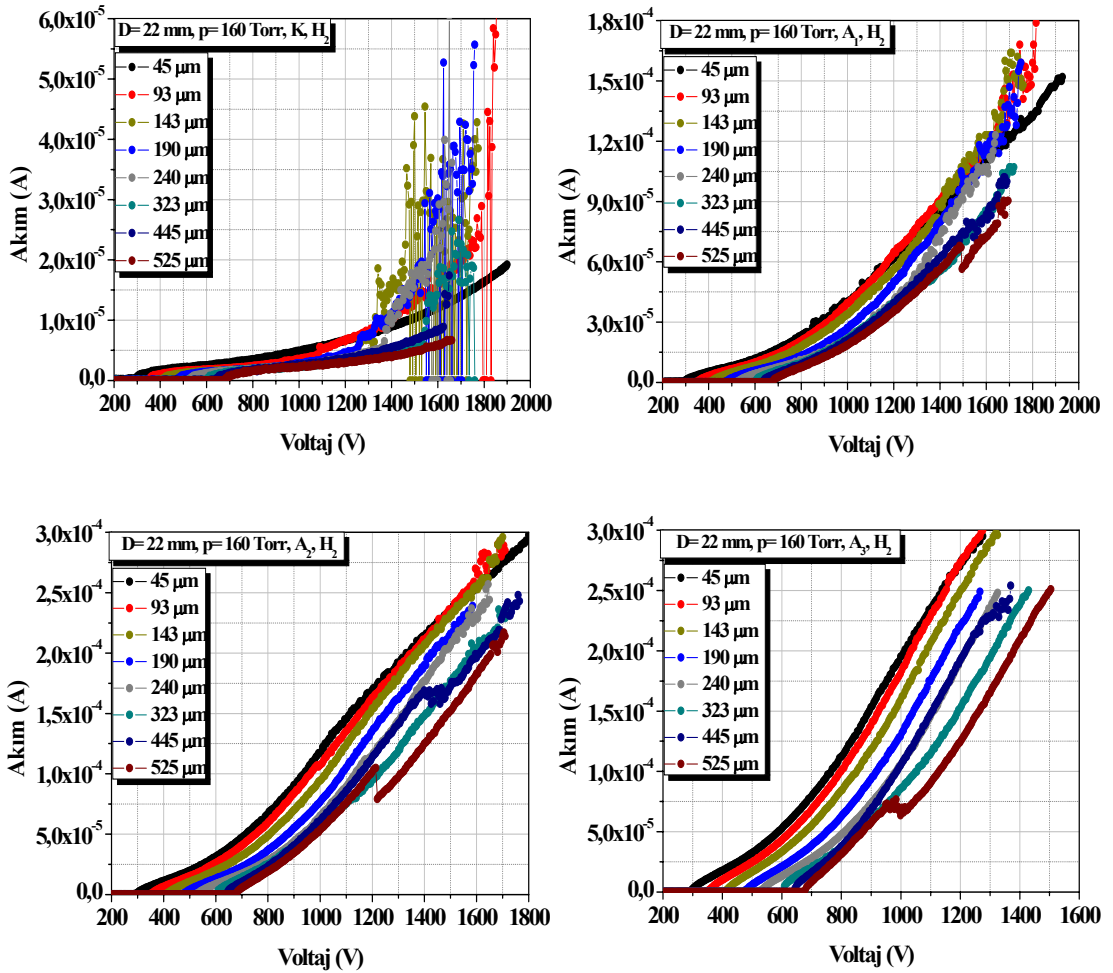
- Grafikler incelendiğinde voltaj artışı ile akımda hafif bir azalmanın kaydedildiği görülmektedir. Sunulan karakteristikler yarıiletken bileşenin negatif diferansiyel direncinin varlığını kanıtlar.
- *NDD* karakteristikleri GaAs fotodedektörün lineersizliğinden kaynaklanmaktadır; aslında gaz boşalması GaAs fotodedektörün taşıma özellikleri üzerinde önemli bir etkiye sahip değildir.
- Kritik voltaj değerleri V_c basıncın artmasıyla artmaktadır, Çizelge 5.2' de gösterildiği gibi, ayrıca aydınlatma şiddeti arttığında V_c azalmaktadır. Elektrotlar arası mesafe arttıkça, kritik voltaj değerleri artmaktadır.
- H_2 gazında, bütün elektrot çaplarındaki grafikler incelendiğinde, en çok *N*-tipli *NDD* davranışına rastlanılan değer $D = 22$ mm ve en az rastlanılan değer ise $D = 9$

mm' dir. Genel olarak en çok N -tipli NDD ' ye rastlanılan elektrotlar arası mesafe ise $d = 240, 323, 445$ ve $525 \mu\text{m}$ ' dir. Aydınlatma şiddetine, basınca ve yarıiletken elektrodun çapına bağlı olarak bu karakteristikler değişmektedir.

- Diğer çalışmalardan farklı olarak [64], biz KÖ ışık ile yarıiletken katodu aydınlattığımızda yarıiletkenin NDD karakteristiklerine rastladık.
- Uzaysal olarak homojen olmayan akım osilasyonları yarıiletken bileşen tarafından oluşturulur. Homojen olmayan akım osilasyonları gaz boşalma aralığının olmaması durumunda da mevcuttur.
- Çalıştığımız sistemde, NDD kararsızlıklarına yarıiletken elektrot sebep olmaktadır. Yüksek voltajlarda kararsızlıklardan, hem yarıiletken hem de gaz boşalması sorumludur.

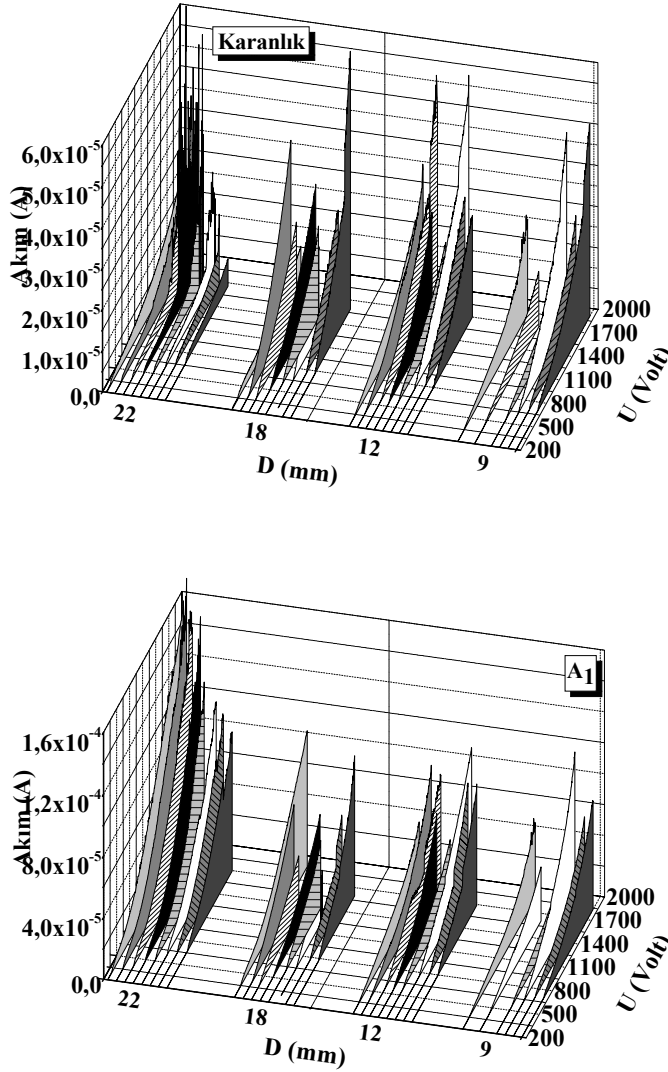
5.5. YGBY' nin Akım Kararsızlığının Deneyisel Analizi

Oda sıcaklığında yarıiletken *GaAs* katodun; farklı elektrotlar arası mesafe $d = 45$ - $525 \mu\text{m}$, farklı elektrot çapları $D = 9$ - 22 mm , farklı basınç $p = 28$ - 690 Torr ve farklı ışıma şiddetleri için *dc* voltajlarda $U_o \leq 2200 \text{ V}$ şartlarında; akım kararsızlığını deneysel olarak inceledik. Deneyimizden H_2 gazında karanlık ve bütün aydınlatma şiddetleri için $D = 22 \text{ mm}$ ve $p = 160 \text{ Torr}$ ' da elde edilen *NDD*' li *AVK*' lar Şekil 5.14' de gösterilmiştir.

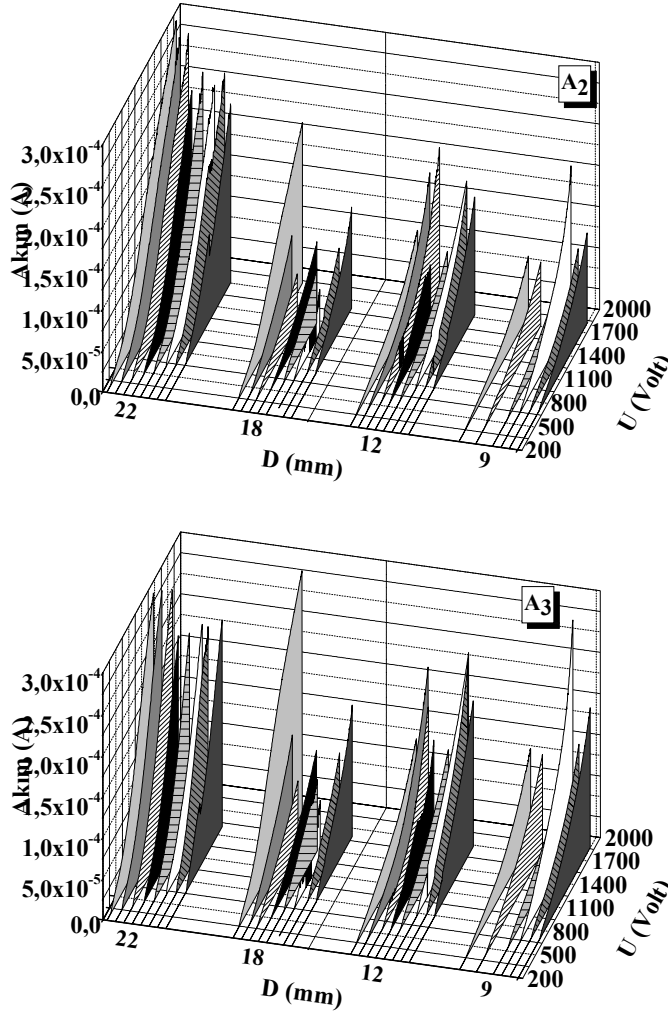


Şekil 5.14. Karanlık K ve farklı aydınlatma şiddetleri (A_1, A_2, A_3) ve farklı elektrotlar arası mesafe d için H_2 gazında *NDD*' li *AVK*' lar. $D = 22 \text{ mm}$ ve $p = 160 \text{ Torr}$

Sabit bir basınç p için, yarıiletken katodun farklı çap D (9-22 mm) değerlerinde ve farklı elektrotlar arası mesafelerinde d (45-525 μm) elde ettiğimiz AVK 'nin $3B$ grafikleri Şekil 5.15' de gösterilmektedir.



Şekil 5.15. Karanlık K ve farklı aydınlatma şiddetleri (A_1, A_2, A_3) için $p = 160$ Torr sabit basınçta, yarıiletken katodun farklı çap değerleri ve farklı elektrotlar arası mesafeleri d 'de ($\square$ 45 μm , $\blacksquare$ 93 μm , $\square$ 143 μm , $\blacksquare$ 190 μm , $\square$ 240 μm , $\square$ 323 μm , $\square$ 445 μm , $\blacksquare$ 525 μm) Townsend Boşalmasının $3B AVK$ 'ları



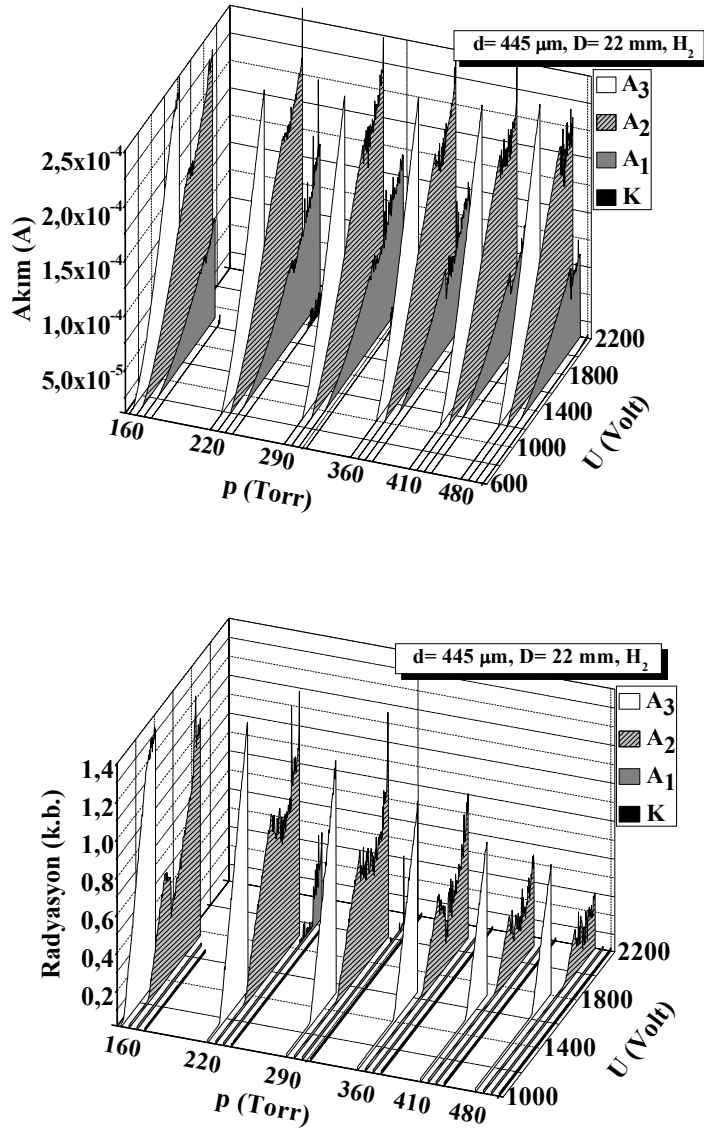
Şekil 5.15. (Devam) K ve farklı aydınlatma şiddetleri (A_1, A_2, A_3) için $p = 160$ Torr sabit basınçta, yarıiletken katodun farklı çap değerleri ve farklı elektrotlar arası mesafeleri d' de ($\square$ 45 μm , $\blacksquare$ 93 μm , $\square$ 143 μm , $\blacksquare$ 190 μm , $\square$ 240 μm , $\square$ 323 μm , $\square$ 445 μm , $\blacksquare$ 525 μm) Townsend Boşalmasının $3B AVK'$ ları

Elektrotlar arası mesafeler, akım kararsızlıklarının özellikleri üzerinde de etkiye sahiptir (Şekil 5.14 ve 5.15). Diğer şartlar değişmeden kaldığında, eğrilerin karşılaştırılması, farklı elektrotlar arası sistemlerde ($d = 45\text{-}525\mu\text{m}$), d arttığı zaman akım kararsızlıklarının genliğinin değiştiğini göstermektedir. *SI GaAs*'daki *AVK'* nın kararsızlık davranışı, diğer yazarların deneysel sonuçlarıyla iyi bir uyum içindedir [92, 95]. Bu etki pek çok yazar [96, 97] tarafından bildirilmiştir. Bazı durumlarda, iki elektrot arasındaki uzay yük domeinlerinin hareketinden kaynaklanan düşük

frekanslı osilasyonları (*DFO' lar*) [92] gözlemek bile mümkündür. Akım kararsızlıkları U_0 besleme voltajına ve d elektrotlar arası mesafeye bağlıdır. Akım yoğunluğu fotoelektrik kontrollü uzatılmış sistemde, pek çok kararsız durumun kontrol edilmesine imkan verir. Bu seviyelerin her biri homojen olarak fakat farklı aydınlatma şiddeti ile aydınlatılır. Böylece, farklı durumlar (seviyeler), akım kararsızlıkları yaparlar [96, 97]. Bizim bilgisayarlı foton sayımlı birimimizin yerine, bu seviyelerin dijital bir kamera ile kaydedildiğine dikkat edilmelidir. Aynı zamanda, d daha da büyürse, sistem değişen akım kararsızlıkları davranışı gösterir.

Bahsedildiği gibi, sisteme yeterince yüksek bir *dc*-voltaj uygulandığı zaman gözlenen akım kararsızlıkları, iki lineer olmayan bileşendeki (gaz boşalma aralığı ve yarıiletken) süreçlerden kaynaklanmaktadır. *SI GaAs*' ın benzer *AVK* davranışı daha önceden de gözlenmiştir [90]. $U_0 \leq U_{maksimum}$ ' 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 [54, 90, 92].

Şekil 5.16' da; elektrot alanın çapı $D = 22$ mm, elektrotlar arası mesafe $d = 445$ μ m ve *SI GaAs* katotlu bir sistemin *AVK* ve *RVK*' sının örneği gösterilmiştir. (Bu yapı KÖ görüntü çeviricinin temel bileşenidir [64]). Burada, katodun karanlık K , zayıf aydınlatma şiddeti A_1 , orta aydınlatma şiddeti A_2 ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 durumlarındaki grafikleri sunulmuştur.



Şekil 5.16. Karanlık K ve farklı aydınlatma şiddetlerinde (A_1 , A_2 , A_3) $D = 22$ mm, $d = 445$ μ m ve çeşitli basınçlarda SI $GaAs$ katodun N - tipli AVK ve RVK ' sı

Şekil 5.16' dan görüleceği üzere, DFO ' lar N -tipine sahiptir. Her iki yapı için (SI $GaAs$ katotlu [89] ve gaz boşalma sistemli yapı için) verilerin karşılaştırılması açıkça göstermektedir ki; yapıda gaz boşalma aralığının olması temelde taşıma özelliklerinin karakterini etkilememektedir. Aynı zamanda, $GaAs$ katodun lineersizliği, birleşik sistemdeki uzaysal desen oluşum süreçlerini etkilemektedir. Şekil 5.14, akım kararsızlıklarına daha duyarlı olan farklı bir σ gaz boşalma

hücreindeki ışık emisyonunun davranışını göstermektedir. Şekil 5.14’ deki eğrilerin karşılaştırılması, *GaAs* katodun *N*-tipi *NDD* karakteristiğinin kanıtıdır. Bu verilerle bağlantılı olarak, deneylerde kullanılan *SI GaAs* kristalleri *LEC* metodu kullanılarak üretilmiştir. Bu tekniği kullanarak elde edilen saf *SI* kristallerin, *EL2* merkezleri olarak adlandırılan [54] derin elektronik safsızlıklarla katkılanmaları dolayısıyla oda sıcaklığında yüksek dirence sahip oldukları bilinmektedir.

Bu kusurların varlığı, materyalin *N*-tipi *NDD*’ sine ve sonuç olarak örneğe yeterince yüksek genlikli bir *dc*-voltaj uygulandığında akımda kararsızlıklara yol açar [92]. Bu etki, kinetik enerjileri yüksek elektrik alanlarda arttığı zaman, yük merkezlerinin tuzaklama verimliliğinin artması ile kontrol edilir. Kararsızlıklar, numune içindeki yüksek elektrik alanlı bölgelerin oluşumu, hareketi ve bozulmasıyla alakalıdır [98].

Farklı elektrotlar arası mesafeli sistemlerde ($d = 45\text{-}525\ \mu\text{m}$) Şekil 5.14 ve 5.15’ deki grafiklerin karşılaştırılması ile aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

- Sabit p basınç için, d arttığı zaman akım değeri değişir.
- H_2 gazında yapılan deneylerin sonuçları incelendiğinde bütün elektrot çaplarında *NDD*’ lere rastlanmıştır. Fakat en çok rastlanılan çap değeri 22 mm olup bütün elektrotlar arası mesafelerde belli basınçlarda bulunmaktadır.
- Elektrotlar arası mesafe d artıkça *AVK* grafiklerinin eğimleri değişmektedir.
- Karanlıktan itibaren aydınlatma şiddeti arttırıldığında *AVK*’ lardaki kararsızlıklar azalmaktadır.
- $D = 22\text{ mm}$ çap değeri YGBY için optimal durumdur.

6. YGBY PARAMETRELERİNİN SPESİFİK ÖZELLİKLERİ

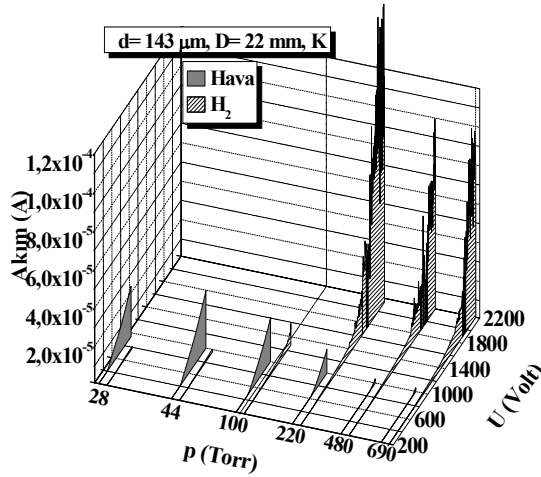
6. 1. YGBY Parametrelerinin Boşalma Özelliklerine Etkisi

Gaz çeşidinin etkisi; boşalma elektrotları yakınındaki gazın tipi, boşalmayı farklı seviyelerde etkiler. Her şeyden önce gaz molekülleri yapışır ve hatta potansiyel olarak elektrot yüzeyinden soğurulur. Yüzey değişimlerinin çalışma fonksiyonu, yüzeyin elektron emisyon özelliklerini değiştirir. Townsend' ın ikinci katsayısı γ olarak tanımlanan, ikincil emisyon gelişme ve boşalma süresince değişir, çünkü artık yüzey atomları sadece elektronlar ve iyonlar ile değil yüzeydeki gaz molekülleri ile de çarpışır. Gaz molekülleri yüzey materyalleri ile tepkimeye girdiğinde, beklenenden daha fazla etkiler olabilir; ek gaz veya yüzey bileşeni üretilir. Böyle reaksiyonlar oldukça, özellikle havada, plazmada reaktif iyonlar kolayca üretilir. Gaz, yüzey etkilerinden başka hacim boşalması ile de ilgilidir. Elektronegatif gazlar tarafından veya doğrudan gazın iyonlaşmasından elektronlar tutulduca, plazmada serbest elektron sayısı azalacak gazların iyonizasyon potansiyelinden hepsi belirlenecektir [20].

Çizelge 6.1. 300 K ve 10^5 Pa' da çeşitli gazların iyonizasyon potansiyeli ve ortalama serbest yolu [*Delft Uni., 1996; ** Knovel, 2003]

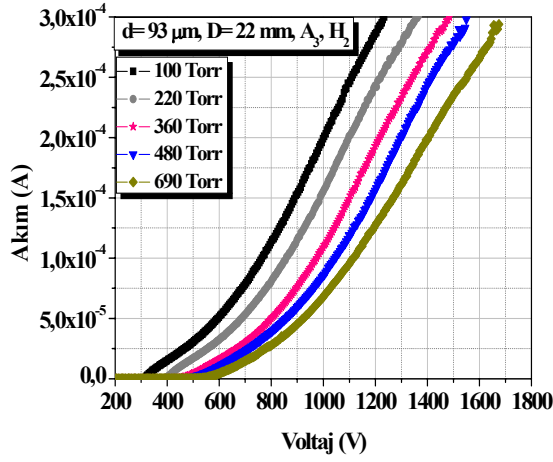
Gaz	V_i iyonizasyon potansiyeli (eV)	V_i' de λ ortalama serbest yol (μm)
He	24,6 (gazların en yükseği) */**	1,56 *
CO ₂	13,8 **	-
Ar	15,8 **	-
Ne	21,6 **	-
CH ₄	12,6 **	-
O ₂	12,5 * ; 12,1 **	0,40 *
N ₂	15,6 */**	0,35 *
H ₂	15,4 ***	0,52 *
H ₂ O	12,7 * ; 12,6 **	0,20 *

Elektrotlar arası mesafe $d = 143 \mu\text{m}$, elektrot çapı $D = 22 \text{ mm}$ ve farklı basınçlarda karanlıkta AVK 'nın gaz ortamlarına (H_2 gazı ve hava) göre değişimi Şekil 6.1' de gösterilmiştir. Aynı basınç ve voltajlarda akım değerleri farklıdır.



Şekil 6.1. $d = 143 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ve karanlıkta, farklı basınçlarda H_2 gazı ve hava ortamında AVK 'nin değişimi

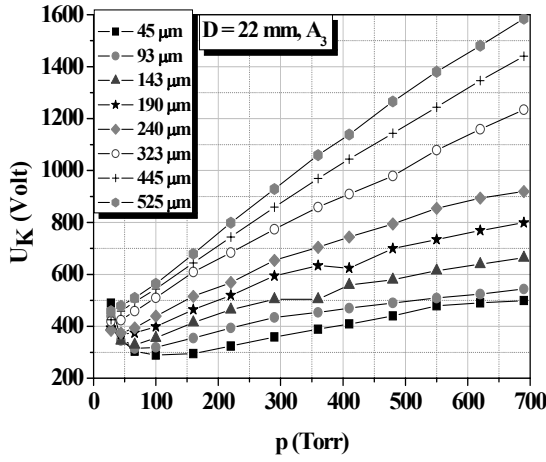
Gaz basıncının etkisi; Paschen ve benzer yasalara göre, basınç veya elektrot mesafesi değişirse, kırılma için değişiklik olmaz. Kullanılan elektrotlar arasında homojen olmayan alanlarda farklılık vardır. Ayrıca kırılma voltajı, alanın homojensizliğini göre de değişir [36]. Boşalma başlayıp glow gelişince, glow katot boyunca kısmen yayılır. Basınç p ve uygulanan voltaj U glowun gelişmesini belirler. Glow, yüksek basınçta aralık yakınındaki ve elektrotlar arasındaki hacmi sardığında, basınç azaldıkça katot üzerindeki glow yayılması artar [20]. Şekil 6.2' de elektrotlar arası mesafe $93 \mu\text{m}$, elektrot çapı 22 mm ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için H_2 gazında AVK üzerinde basıncın etkisi gösterilmiştir. Sabit elektrotlar arası mesafe, sabit elektrot çapı ve sabit voltajda basınç arttıkça akım azalmıştır.



Şekil 6.2. $d = 93 \mu\text{m}$, $D = 22 \text{ mm}$ ’ de A_3 aydınlatma şiddetinde H_2 gazında AVK ’ nin basınçla değişimi

Elektrotlar arası mesafenin etkisi; elektrotlar arasındaki glow boşalmasının gerçekleşmesi için aralık mesafesi Debye uzunluğu λ_D ’ den daha geniş olması gerekir (Debye uzunluğu, plazmanın karakteristik özelliklerinden biri olup nötrlüğün bozulabildiği uzay yük bölgesinin maksimum boyutudur.) [20]. Hesaplamalar, elektron yoğunluğu yeterince yüksekse ($n_e > 10^{16} \text{ m}^{-3}$), aralığın $10 \mu\text{m}$ civarında olmasının yeterli olduğunu göstermiştir. Gazların çoğu için Paschen minimumu $0,5$ ve $1,5 \text{ Pa} \times \text{m}$ arasında bulunur. Atmosferik basınçta $p = 10^5 \text{ Pa}$ ’ dır, bu yüzden $5 \mu\text{m} < d_{\min} < 15 \mu\text{m}$ ’ dir. Bu değer homojen alanlarda elektrot mesafesi bölgesidir. Held [36] tarafından bulunan, minimum V_b ’ nin yeri daha yüksek pd faktörlerine doğru çok az kayar, paralel düzlemsel olmayan elektrotlar çok az büyük mesafeye sahiptir.

Şekil 6.3, $D = 22 \text{ mm}$ elektrot çapı ve kuvvetli aydınlatma şiddeti A_3 için, Paschen eğrileri üzerinde elektrotlar arası mesafelerin değişiminin etkisini göstermektedir. Elektrotlar arası mesafe ve basınç arttıkça, daha yüksek U_K değerlerine kayılmıştır.



Şekil 6.3. Paschen eğrileri üzerinde d elektrotlar arası mesafenin etkisi

Toplam voltaj ve akımın etkisi; boşalma aralık genişliğinin artışı, kırılmada elektriksel alan kuvvetinin azalması ile sonuçlanır [66]. Bu etki, elektrik alan kuvvetinin farklı seviyeleri, farklı elektrotlar ve boşalma aralığı konfigürasyonu için temiz ve oksitlenmiş filmle kaplı elektrotları gösterir. Fark edilebilir alan kuvveti azalmasının çoğu, 1 mm' ye doğru meydana gelir. "Toplam akımın etkisi" terimi "toplam voltajın etkisine" benzer olarak, artan boşalma aralığı genişliği için, elektriksel akımın sabit bir değerinde kaydedilen elektriksel alan kuvvetinin azalmasını yansıtmak için tanıtılmıştır. Gözeneklerdeki süreçlerde bu etkilerin analizi, dış elektriksel alanın eğilmesi, gözenek büyüklüğü ve boşalma aralık genişliği arasındaki ilişkiye bağlı olarak açıklandı [101]. Geniş gözenek büyüklüğünde, alan eğilmesi dar boşalma aralıkları için küçüktür, başka bir deyişle "toplam voltaj ve akımın etkisi" meydana gelir. Bu durum, derinlikleri genişlikleri ile kıyaslandığında, gözenek büyüklüğü için çok belirgindir, çok küçük gözenek büyüklüğü içinse bu durum kaybolur.

Hacmin ve boşalma aralığı konfigürasyonunun etkisi; alan ve elektrotların yüzey eğriliklerinin etkisi deney sonuçları V_b üzerinde oldukça çelişkilidir. Gözenekli elektrotlar ile deneyler, V_b ' nin elektrotların aktif alanından etkilenmediğini, ama anottan desorpsiyonda, katottan akımdan gazın tutulduğu boşalma hacminin değerinden etkilendiğinin tahmin edilmesine neden olur. Bu tahmini doğrulamak için, sökülebilir elektrotlar ile yapılan deneyler, paslanmaz çelik görevini üstlendi

[66]. Her bir elektrot, alanları 10^2 ve 10^4 kare.mm olan; 0,8 mm kalınlıklı yalıtkan film tarafından ayrılmış olan iki kısımdan oluştu. Aynı kalınlıklı metal filmin yerine konmasından doğrulandı ki, film V_b ' yi etkilemedi. Film saklanıp, gözenek görüldü, ama boşalma aralık karakteristiklerini büyük ölçüde etkilemeyi başaramadı [66]. Anodun yakınındaki hacim azaldığında, sonradan olan gaz ayrıştırması boşalma aralığından hızla ayrılır. Bu nedenle, gaz iyonizasyonu olabilir ve iyon akışı katot gözenekleri azalması süreçlerinde etkili olabilir: ark oluşumunun olasılığı azalır. Kısaca, bu parametre “hacim faktörü” olarak isimlendirildi. Boşalma aralığının küçük hacimlerinde, daha büyük uzunluğu etkiler. Bu faktör kanıtlanmış iki düşünceyi çürütmeye yardım eder: çıkarılan merkezlerin artışı ile bağlantıdaki katot aktif alanının etkisinde ve nokta biçimli katot için kırılmanın katot mekanizmasında, düz biçimli uzatılmış elektrotlar için de aynı bağımlılık bulunmaktadır. İlk “hacim etkisi” göz önüne alınmadığında, ağ, kamera anotları ve yüksek voltaj elektrotlar dizaynı için yapılan deneyler, boşalma yalıtım kuvvetinin artışıyla daha doğru açıklanabilir.

Anodun etkisi; anot, katot ile birlikte boşalma yalıtım karakteristiklerini tanımlar. Bununla birlikte, bu durumun etkisi, katottan akım ve anot varlığında kusurlar (gözenekler) olduğunda önemli olur. Mikro-kanal tabakasının yerine geçen metal anot için düzenli gözenekli V_b fark edilebilir şekilde düşer. Anotta, plazma oluşumunun etkisinin mekanizmasını düşündüğümüzde; katottan elektronlar anodun yüzeyinden ve gözeneklerinden gaz desorpsiyonuna neden olan anot gözeneklerine çarpar. Anot gözeneklerinin gerisinde kalan süreçler geliştiğinde, eş zamanlı akım gelişimi mümkündür. Önerilen süreçler zinciri, mevcut düşüncelerle uyuşmayan boşalma yalıtım karakteristiklerinde anot etkisini açıklar. Basıncın 10^{-5} Torr' un yukarısına çıkışı, V_b ' nin azalması ve artışı kırılma öncesi akımları belirtir. Bu etki özellikle geniş elektrotlar arası mesafeler için önemlidir. Bu bağıllık, periyodik olarak değişen basınçlar için tersine çevrilebilirdir. Boşalma aralığında basınç artmadan önce, elektron demetinin katot gözeneklerinden anoda çarptığını, katoda doğru iyon akımının üretildiği varsayılırsa; basınç arttıkça, elektron demeti artık gazda yayılır, anot gözeneginde aynı enerji yoğunluğunu sağlamayı başaramaz. Yayılma boşalma aralık genişliği ile artar. Bu davranış, bakır ve niyobyum (Nb) için

çok belirgindir [66]. Bu metaller oksijen ve nitrojene çok duyarlıdır, başka bir deyişle çok soğurulmuş gazlar, rezonans desorpsiyonundan sorumludur. Üstelik, katot gözeneklerinde gaz basıncı ark'ı başlatmaya yetecek kadar üretildiği için, aralıkta gaz basıncının artması V_b 'nin keskin düşüşüne neden olur. Anot etkisinin diğer örnekleri, manyetik alan [102] veya iyonlar yardımıyla boşalma aralığından elektronlar çekildiğinde boşalma aralığında V_b artar; ızgaranın kesme potansiyeli yardımıyla anodun yakınında yerleşir, böylece gözeneklerdeki süreçler engellenir.

Elektrot materyalinin etkisi; kural olarak, boşalma yalıtım karakteristikleri çalışmasının sonuçları, elektrotların boşalma aralığı mikro-kırılmalarından uzun-süre iyileştirilmesi sonrasında oluşmuştur [66]. Buna bir elektrot materyalinin karşıya geçişi eşlik eder. Püskürtülmüş tabaka, iyileştirmede boşalma seviyesine bağlı son belli pürüzlülükten karakterize edilir. D. Davies ve M. Biondi tarafından yürütülen, iyileştirilmiş elektrotlar ile boşalma aralığında glow spektrumunun çalışmaları, önce anot materyalinin buharında, katot yakınındaki boşalma aralığı kırılma glowunda meydana geldiğini ve sadece biraz gecikme sonrasında katot materyali buharında görüldüğünü göstermiştir. Anot materyalinin gözeneklerinde başlangıç gaz boşalma düşüncesi, katot materyali buharında yavaş yavaş ark boşalmasına dönüşen, katot yüzeyine püskürtülür. Anot materyalinin mekanik kuvveti V_b ile artar [103] [C' den W' ya (C, Cu, Fe, Ni, Mo, W)]. Bununla birlikte, [103]'de elektrot materyali üzerindeki elektriksel kuvvetin bağımlılığı, anot materyalinin filmleri (gözenekleri) üzerine püskürtme ile katotlar için pratik olarak elde edilmiştir, V_b ölçümleri için çok sayıda mikro boşalmalar yoluyla iyileştirme yapılmıştır.

Kırılma öncesinde elektrot erozyonunun etkisi; özel gözenekli yüzeylerde çalışılırken, kırılma öncesi aşamada grafit katotlarının aşınması gözlenmiştir. Gözenek büyüklüğü çeşitlidir [66]. Aşınma derecesi, materyal mekanik kuvvetinin azalması ve AVK 'nin eksponansiyel kısmında akımın büyümesi ile artmıştır. Bazı deneylerde, anot üzerine materyalin püskürtülmesi gözeneklerin yapısına uygundu [104]. Katot ve anot gözenekleri altında, püskürtmeye plazma oluşumu olarak bakılabilir.

Boşalma aralığında yalıtkanın etkisi; yalıtkanın boşalma aralığına uygulanması sırasında boşalma yalıtımının temel işleyişinin pratik olarak aynı kaldığı varsayıldı ve hepsinin 1,5-3 kat daha alçak voltaj değerlerinde oluştuğu görüldü. Bununla birlikte, yalıtkan boşalma aralığında üretilen özel koşullarda tanıtılmıştır: yalıtkan doğru akım ve puls voltajında yüklenir (düşük alan kuvvetinde); elektroda göre yalıtkan eğiminin açısı V_b ' nin bağımlılığı; yalıtkanın şekli boşalma yalıtım karakteristiklerini etkiler. Boşalma aralığında yalıtkan için, boşalma yalıtım ihlalinde, mevcut teorilerin en zayıf yönü “üçlü nokta”dan elektron salınmasının mekanizmasıdır. Alan emisyonu olduğu varsayılır, ama yalıtıkanda elektrik yükü çok düşük alan kuvvetinde görüldüğü için bu küçük bir olasılıktır. Gözlenen düzenler, gözenekte “üçlü nokta” süreçlerinden açıklanabilir. Yalıtkan ve elektrot arasındaki mekanik ve hatta sert lehimli kontak kusurludur. Yüklü parçacıklar çok düşük alan kuvveti değerlerinde gazın rezonans desorpsiyonundan kaynaklanır, bu yüzden yerel alan yalıtkan-metal kontak bölgesinde görülebilir. “Üçlü nokta” da yalıtkanın daha yüksek gaz doyumunda, orta gaz üretimi kolaylaştırılır. Bu yalıtkan-elektrot aralığı büyüklüğünün etkisi direk deneylerle desteklenir [104]. Eğer bu aralık zamlık ile doldurulursa, elektriksel kuvvet artarken, V_b 0,1-0,2 mm’ de minimuma sahiptir. “Üçlü nokta” da gaz boşalmasının süreçleri göz önüne alınırsa, yalıtkanın θ eğim açısında, elektrotlara V_b ' nin bağımlılığı açıklanabilir. Açığa bağlı olarak, “üçlü nokta” dan (katot gözenegi) yüklü parçacıkların akışı, yalıtkan-anot kontağına (anot gözenegi) çarpar. Kontakta bu akımın bir yana hareket etmesiyle V_b birdenbire artar. Bu nedenle, yalıtkan yükleme, katot ve anot gözeneklerinin varlığı ve onların göreceli yerleri, boşalma aralığında yalıtkanın boşalma yalıtım kuvvetinin azalmasına neden olur [66].

6.2. Boşalma Kararlılığına Yüzey Kusurlarının Etkisi

Alan emisyonu, boşalma yalıtım kuvvetinin başlangıç faktörü olarak düşünülmektedir. Mevcut bakış açısı, elektrot yüzeyinin gözeneklerinde (kusurlarında) gaz boşalması, dış alan kuvvetinin ($\approx 10^6$ V/m) düşük değerlerinde iken bu durumun gerçekleşeceğini gösterir. Bu boşalmanın düzeni, var olan yıkım mekanizmasının, boşalma yalıtım karakteristikleri değişiminin anlaşılması için çalışılmıştır [66]. Deneyler dc voltajlar da gerçekleştirildiği için kırılma öncesi akımlar ölçülebilmektedir. Bununla birlikte, sonuçlar puls ve yüksek frekans gibi, diğer voltaj modları için de geçerlidir. Kural olarak, kırılma öncesi akımları ve mikroboşalmalar boşalma aralığı boyunca voltaj değişmesi ile beraber gerçekleşmemektedir [42, 105]. Bununla birlikte, boşalma aralığında kırılma meydana geldiğinde, voltaj birkaç on volt voltaja kadar düşer. Son zamanlarda boşalma yalıtım kuvvetinin başka bir türü de açıklanmıştır: elektrot erozyonunun boşalma aralığını kısa devre etmesiyle oluşan ince metal kolonlar [66]. Son yıllarda, alan emisyon hakimiyeti anlayışının kurulması sağlanmıştır. Bu nedenle, Latham [42] emisyon merkezlerini içeren çalışmasında, ikinci dış kapsamları ve dış alan kuvvetinin arttırılamayacağını gösterdi. Kırılma öncesi akımları ve vakum kırılmalarının yarı-küresel elektrot merkezleri ile deneylerinden alan kuvvetinin azaltılması ile yerlerinden, başka bir deyişle elektrotun merkezinden uzakta gözlemlendi [106]. Nokta görünüşte ($\beta = 200 \dots 300$), AVK' ların etkisi ihmal edildi [101]. Uzun bir süre zarfında, elektrot durumunu izleyerek boşalma aralığının elektriksel kuvvetinin artışı, negatif elektrotun yüzeyindeki noktaların yıkılmasıyla açıklandı. Bu durumda kırılma öncesi akımları, düşük basınçta üretilmiş varsayıldı, iyonlar belirtilen noktaları yıktı. Bununla birlikte, son deneyler düşük sıcaklıklarda boşalmada (220 °C' ye çıktığı) durum öncesi elektrotların fırınlandığını elektriksel kuvvetin başlangıç değerine düştüğünü gösterdi.

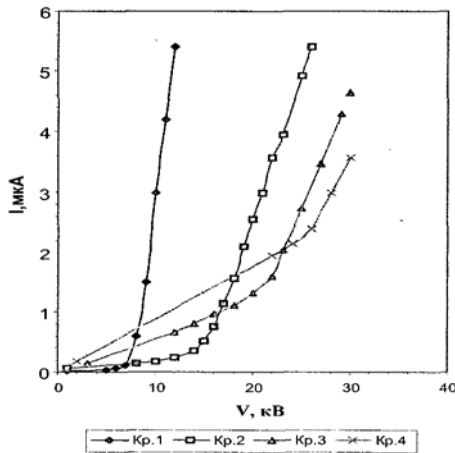
Alan emisyonunun kırılma öncesi akımlarının ve alan emisyonu akımlarının Fowler-Nordheim (F-N) koordinatlarında, $\ln(I/E^2) = f(E^{-1})$, her iki akımın grafiklerinin lineerliği temel alındı. Boşalma aralık genişliğinin farklı değerleri için F-N

koordinatlarında kırılma öncesi akımların grafikleri çizildiğinde, alan emisyonu anlayışına uyan, farklı eğimlerin çizgiler kümesi elde edildi. Varsayılan pürüzlülükteki dış elektrik alan artırma faktörü β çoğu yazar tarafından grafik eğimi baz alınarak açıklanmıştır [66].

Elektrot yüzeyi gözeneklerinde gelişen mekanizma ve boşalma yalıtımı üzerindeki etkileri; negatif elektrot yüzeyi gözeneklerine düşük dış elektrik alanı kuvveti çökmesi, gaz için ortam hazırlar ve gözeneklerde yüklü parçacıkların oluşmasına neden olur. Bunlar, kendini besleyen gaz boşalmasının sonuçlarıdır. İlk olarak bu durumların ortaya çıkmasında rezonans gaz desorpsiyonunu düşünelim [107]. Düşük enerji elektronları tarafından gerçekleştirilen yüzey bombardımanının su, oksijen, nitrojen vb. tabakalarından absorbe edilen şiddetli nötr molekül akımına yol açtığı bilinir. Örneğin, rezonans desorpsiyon enerjisi H^- kristal yüzeye su tabakası konur konmaz 3,6 eV değerine ulaşır. Diğer salınan iyonlar OH^- , O^- vb. olabilir. Yüzeyi düşük enerji elektronları ile bombalanan moleküllerin uyarımı sonucu ayrışım meydana gelir. Boşalmada elektrot yüzeyine hiçbir elektron ulaşmadığı zaman, gazın rezonans desorpsiyonu meydana gelir. Su, oksijen, nitrojen ve dış elektrik alanın absorbe tabakaları gözenekten oluşan gaz ortamına ve gözeneğin hacmindeki negatif iyonlara sarkar. Gözeneklerdeki gaz bileşimi sadece rezonans desorpsiyonu süreci ile ifade edilmez, bunun yanında gözeneklerden doğru boşalmaya difüze olan elektrot demeti ile de ifade edilir. Gözenek hacminde kendini besleyen gaz boşalmasını başlatmak için, gaz ortamının yanında elektronlar ve birçok iyonizasyon potansiyeli alan sarkması ile birlikte mevcut olmalıdır. Gerekli sayıda elektron, negatif iyonların yıkımı ile ortaya çıkar. Bu elektronlar, rezonans gaz desorsiyonu ortaya çıkması için gerekli enerjiyi gözeneğin pozitif yüzeyinden elde ederler, bu nedenle kendini besleyen gaz boşalması için gerekli koşullar gerçekleşir. Bu boşalmanın AVK' sı, rezonans desorpsiyonu, gaz iyonlaşmasının başlangıç sürecini ve kendini besleyen boşalma katodunun oluşumunu yansıtır. Boşalmayı artıran akım yoğunluğu ark' a dönüşür (boşalma kırılması). Boşalma ark oluşumu, mikro boşalmalar, tekrar eden akım vuruntusu (bump), elektrot yüzey koşuluna dayanan frekans ve dış devre geometrileri gibi yollarla gerçekleşir. Gözenekteki süreçler hem özel olarak hazırlanan gözenekli yüzeyler, hem de konvensiyonel teknolojiler tarafından üretilen

elektrotlar için incelendi [66]. İkinci olarak, gözenekler yarı, kesme aleti olduğu, yabancı madde ile temas eden temas noktası olarak düşünülebilir. Üretilen elektrotlar, oksitlenen yüzey tabakası her zaman bu eksikliği gösterir. Daha sonraki teknolojik müdahalelerden yanlış elektriksel cilalama, boşalmada fırınlama ve kötü biçimlendirilen parçacıklar gibi etkiler görülebilir. Vakum mikroboşalması ve vakum kırılmasından açığa çıkan elektronlar çok sayıda krater açığa çıkarır ve her iki elektrotunda yüzeyinde pürüzlü yüzey oluşturur. Gözenekte başlayan gaz boşalmasında boşalma aralığında bulunan dominant akım bileşeni elektronlar tarafından sağlandığı için bu emisyon *poro-elektron* olarak adlandırılır. Manyetik alan ile yapılan deneyler gösteriyor ki, belli şartlar altında negatif iyonların akımı elektron-poro-iyon akımı ile karşılaştırılabilir [102].

Gözenekli elektrotlar ile boşalma aralığının AVK' ları; gözeneklerde gaz boşalmasının en belirgin düzenleri, yüksek pürüzlülüğün saf metal yüzey ile özel olarak hazırlanmış elektrotlar için uyarılmasıdır. [66]' da saf Mo bu amaçla kullanılmıştır. Şekil 6.4' de tipik AVK' lar verilmiştir. En büyük gözenekliliğin püskürtülmüş tabakasında Ar' da glow boşalması gözlenmiştir. Yüksek vakumda elektrotlar uzun süre ısındığı için bazen metal olmayan filmler ve bütün kapsamlardan atmosferde kalmalarından sonra elektrot yüzeylerini temizlemeyi başaramaz, elektron emisyonu post-boşalma yoluyla püskürtmeden önce ve sonra metal olmayan bulaşmış seviyelerin denetimi yapılmıştır.



Filmin gaz ile 10^{-2} Torr basınçta 24 saat boyunca doyumu sağlanmıştır. Düz elektrotların çapı 18 mm, eğrilik yarıçapı 1 mm' dir. 1-4 eğrileri 0,4; 1,0; 1,4; 1,6 mm boşalma aralıklarına karşılık gelmektedir.

Şekil 6.4. Poro-elektron emisyonunun AVK' sı-Yüksek gözenekli molibdenin (Mo) saf metal filmi üzerine püskürtülen saf molibdenin metal filmi için

Şekil 6.4' de gösterilen grafikte, her bir aralığın AVK' sı eksponansiyeye yakın değişim gösteren lineer başlangıç kısmına sahiptir. Aralık genişledikçe, lineer kısım daha da genişler ve eksponansiyel kısmın eğimi küçülür. Lineer kısımda akımlar oldukça kararlıdır. Akım osilasyonları, özellikleri elektrot yüzey durumuna bağlı olan lineerlikten kayma ile birlikte görülür. Oksit film elektrotların metal yüzeyinde tamamen belirlediğinde, düzensiz akım değişimleri aniden artmasına rağmen, AVK özelliği sabit kalır [66].

Boşalma aralığı AVK' sında gözenekli yüzey gaz doyumunun etkisi; AVK' nın lineer kısım akımının değişimi, gazdan arındırılmış başlangıç yüzeyinin gaz doyumunun artışı, ana bir ve bazen birkaç tane maksimuma sahiptir [66]. Başlangıç akım değişimi, absorblanmış molekül miktarının artışı olarak düşünülebilir. Başlangıç AVK kısmının lineerliği salınan alanın lineer artışı ile açıklanır. Gözenek içinde elektrik alanları sarkmasının hesaplamaları, rezonans gaz desorpsiyonunun görüldüğü, yüzeyin gözenekli tarafının boşluğundaki potansiyel gösterilmiştir ve bu boşalma aralığı boyunca voltaj artışı ile gözenekli yüzey boyunca lineer olarak değişiklik gösterir. Yüksek vakum sağlanmıştır. Lineer kısımda zaman, maksimum akım değerini sağlamak için çok sayıda faktöre bağlıdır: elektrotların hacmine (en başta kalınlıklarına), gözeneklerinin uzunluğuna ve gözeneklerin büyüklüğüne, elektrot materyalinin yüzeyde tutunma (adsorpsiyon) karakteristiklerine ve gözeneklerde veya elektrotların yüzeyinde yerleşmesine. Kural olarak AVK' nın lineer kısmı için akım yoğunlukları cm^2 başına birkaç 10 mikroamperi aşmaz. Akımın lineer kısmı, eksponansiyel kısmı ile karşılaştırılabilir olduğunda, F-N grafikleri anormal olur [108]. Elektrotlarda, ince oksitli tabakanın varlığında, lineer kısım akımları ihmal edilebilir değerdedir ($<10^{-10}$ A), pratik olarak yüzeyin yüksek gaz doyumu nedeniyle boşaltma sürecinde değişmeden kalır.

Elektrotların gaz doyumuna bağlı olarak farklı derecelerde AVK histerezisleri gözlenmektedir. Saf metal yüzeyler için düşük gaz doyumunda, ihmal edilebilir olduğu görülür. Bu durumda akım ölçüm süreci AVK davranışını etkileyebilir. AVK histerezisleri oksitli filmin varlığında daha iyi görülebilir. Bu iki nedenden dolayı

olabilir: yerel alan gözeneklerdeki süreçler nedeniyle oksitli filmde elektrik yükü ile sonuçlanır ve adsorblanmış tabakaların değişikliği gözeneklerde basıncı etkiler [66].

Gözenek büyüklüğünün etkisi ve boşalma aralığında AVK' nın yapısı; boşalma aralığı AVK' sı sadece elektrotların gaz doyumu ile değil, aynı zamanda gözeneklerin büyüklüğü ve yapısı ile de tanımlanmaktadır. AVK' nın lineer kısmından ekspanansiyel kısmına geçiş, elektrot yüzeyinin aynı gaz doyumunda gözenek büyüklüğüne bağlıdır. Elektrot büyüklüğü ve yapısı, gözeneklerde ana koşulları etkileyen süreçler olarak tanımlanır. Bunlar ayrıştırılmış gaz basıncı ve elektrik alan sarkmasının mesafesidir. Sonuncusu boşalma aralığı genişliğiyle gözenek büyüklüğü oranı olarak tanımlanır, bu bağıllık iki değer aynı değerlerde olduğunda büyük rol oynar [101].

Boşalma aralığında ışıma; boşalma aralığında, boşalma aralığı AVK' sının ekspanansiyel kısmındaki akımlarda, parlaklığı akımla artan ışımanın farklı çeşitleri gözlenir. Kırılma olmadan, atmosfer boşalma aralığında elektrotların uzun bir süre kalmasından sonra, ince ışıma kolonları üzerinde ani bir ışıldama (parlama) olur. Elektrotların gaz doyumu küçülür ve katot yüzeyinin çevresindeki glow noktaları gözeneklere dönüşür. Çok sayıda böyle nokta, katodun yukarısında 0,1 mm' de ince bir glow filmi katot yüzeyinden görünür. Ayrıca glow noktaları anotta da görülebilir. Anot çeşitli yoğunluklu elektron demeti ile bombalandığında, anotta bu tür ışımda [109] gözlenmiştir. Araştırmacıya göre 0,001-1 mm büyüklüğündeki düzensiz parlama meşalelerinin (torch) plazma olduğu varsayılır. Kusurların iki türünde görünürler: mikro-aralık ve çeşitli türlerin içinde. Anotta meşalelerin meydana gelişi, boşalma yalıtımının azaltılmasıyla desteklendi. Yüksek vakumda gözenekli bakır katot çalışmasından [66]' da birkaç milimetrede yeşil renkte glow noktası gözlenmiştir, bu bakır buharında glow boşalmasına karşılık gelir. Deneysel aygıtın ikinci cam tüpü içinde bakırın ince tabakası ile kaplanmıştır [110].

Mikro boşalmalar ve boşalma aralığının vakum Ark kırılması; Poro-elektron emisyon AVK' sının bozulmaya uğrayan kısımlarındaki akım artışı, boşalma aralığına gelen düşük voltajla birlikte ark boşalmasına sebep olur. Ark boşalma katot

izi temiz ve kirletilmiş yüzeylerde birçok farklı yolla meydana gelir. Bu yüzdendir ki yapılan araştırmalarda çok çeşitli aralıklarda akım yoğunlukları kullanılmıştır. Boşalma aralığı üzerindeki akım tahminleri, gözeneklerdeki kendini besleyen gaz boşalması arka dönüştüğü zaman bu akım değerine ulaşır.

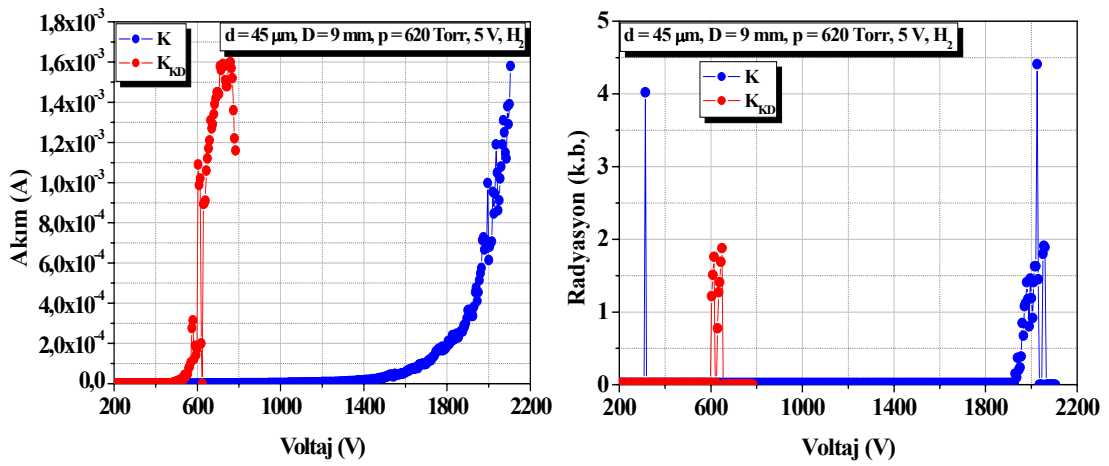
Boşalma aralığı kırılmasının birçok türü gözlenmiştir: göze çarpmayan sabit akımlar belirli değerlerde ve spontane akım artışları. Son iki örnekte, gözeneklerdeki gelişme süresindeki gecikmenin son iki durumunda, gözeneklerdeki ve metal olmayan filmlerdeki katkılarda yerel elektrik alanın oluşumu önemli rol oynar. Gözeneklerdeki ark boşalmasının gaz şartları ani olarak değişebilir ve kendini sönmülendiren (yok eden) akım pulsları (vuruntu) seyrek pulslardan 100 Hz' e kadar olan frekanslara kadar gözlemlenebilir. Bunlar, *mikro boşalmalar* olarak bilinir. Bunların akımları boşalma arkı oluşturmaz. Bu durumda mikro boşalma ve vakum kırılması arasında direk bağlantı vardır. Mikro boşalmanın gelişmeyen bir ark olması doğru bir tanımlamadır.

Yüksek voltaj güç devresinin balast direncinin, mikro boşalmaların karakteristiğini değiştirdiği bilinir (örnek olarak sürelerini değiştirmesi). Gözeneklerdeki süreç, daha önceden bilinen mikro boşalmalardaki düzeni açıklıyor: 1. İyonların kaydedilen spektrumu H^+ , H_2^+ , H_3^+ ve H^- 'den oluşuyor, bu boşalma metoduna ve katot materyalinin tabiatına göre değişiyor. Bilindiği gibi H_3^+ delikli katot boşalmasına ilişkilendirilmiştir ve gözenekte buna benzerlik gösterir. 2. Mikro boşalmalardaki aralıkta parlama katot parçasından oluşur. Sıklıkla anot parlaması katodun tersi olarak gerçekleşir ve bu ikisi ince bir parlama sütunuyla bağlanır. Bu sütun, grafit (gözenekli) katot ve paslanmaz çelik anotla elde edilir [66].

Gözenek süreci durdurulması-vakum yalıtımının elektriksel kuvvetini artırma metodu; vakum yalıtımının kalitesini artırma metotlarının önceden bilinenleri elektrotların gözeneklerinin önlenmesi ve yüzeylerdeki gözenekliliğin azaltılmasıdır. Vakum yalıtımında ulaşılan en yüksek sonuçlar, vakumdaki elektrotların yüksek derecede ısıtılması ve yüzeydeki kirliliğin giderilmesi sonucunda elde edilmiştir [111, 112]. Sonraki prosedür, elektrot yüzeyindeki saf hareketsiz gazın parlama

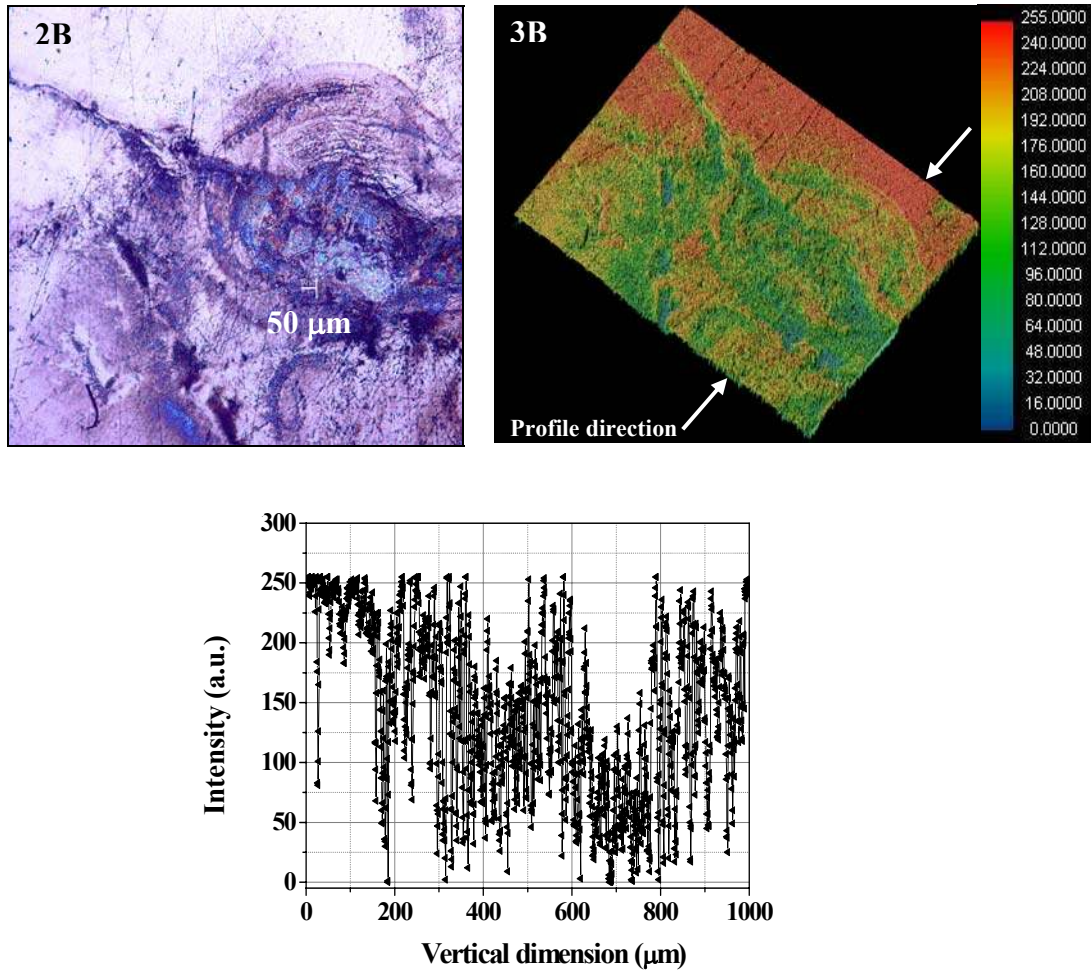
boşalması ile elde edilmiştir. Elektrotların gazlarının boşaltılması ve yüzey katmanlarındaki sabit gazların aktif gazlarla değişimi gözeneklerdeki süreç oluşumu olasılığını azaltır ve bu durum vakum yalıtım karakteristiklerinin gelişmesini sağlar [66].

Elektrotlar arası mesafe $d = 45 \mu\text{m}$, elektrot çapı $D = 9 \text{ mm}$ ve basınç $p = 620 \text{ Torr}$ ' da sistemimizde kısa devre meydana gelmiştir. Akım değerleri 10^{-3} A mertebesine kadar ulaşmıştır. Şekil 6.5' de bu duruma ait AVK ve RVK gösterilmektedir.

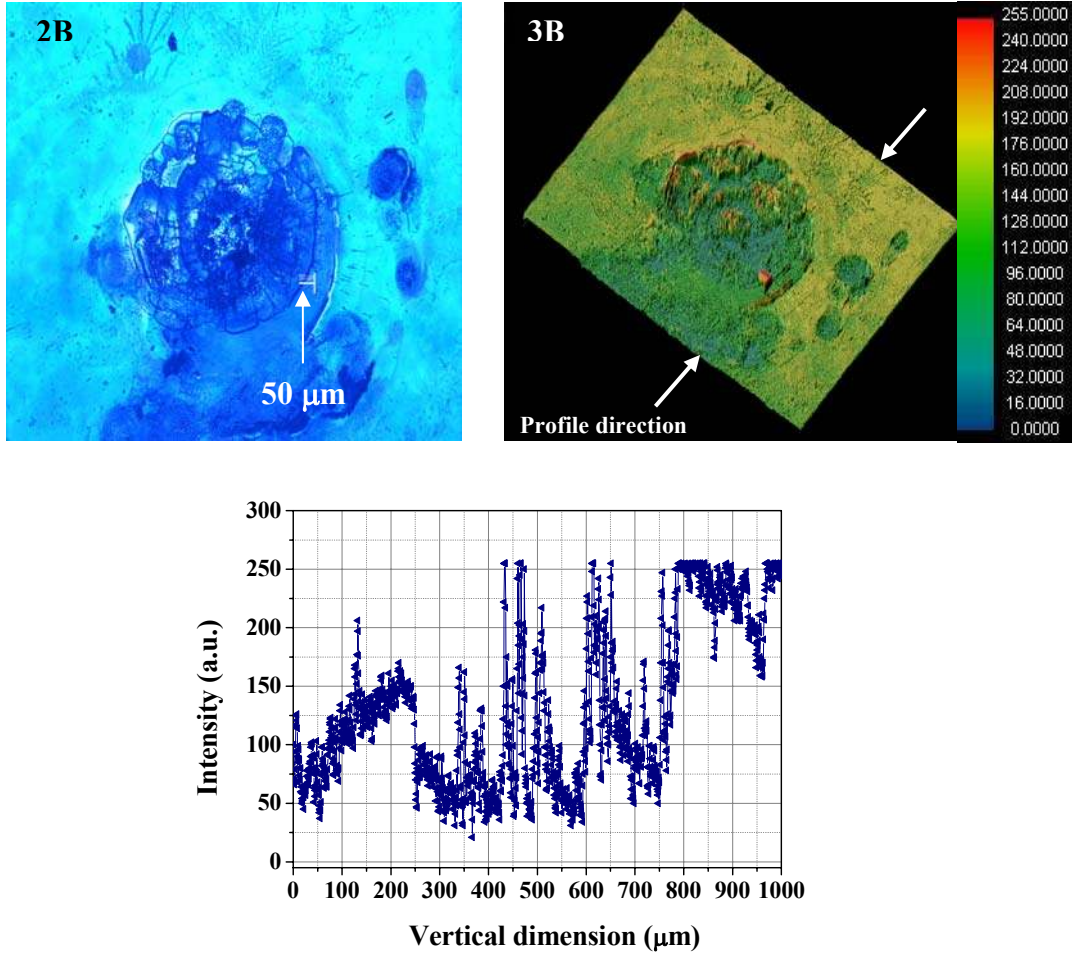


Şekil 6.5. $d = 45 \mu\text{m}$, $D = 9 \text{ mm}$ ve $p = 620 \text{ Torr}$ ' da kısa devreye ait AVK ve RVK

Filamentasyondan dolayı yüzeydeki bozunma önce 2 boyutlu daha sonra 3 boyutlu olarak Şekil 6.6 ve Şekil 6.7 ' de gösterilmektedir.



Şekil 6.6. Zarar görmüş GaAs ve boşalma ışık emisyonu yoğunluğu profilinin 620 Torr' da belirtilmiş yönde 2B ve 3B yüzey örneği

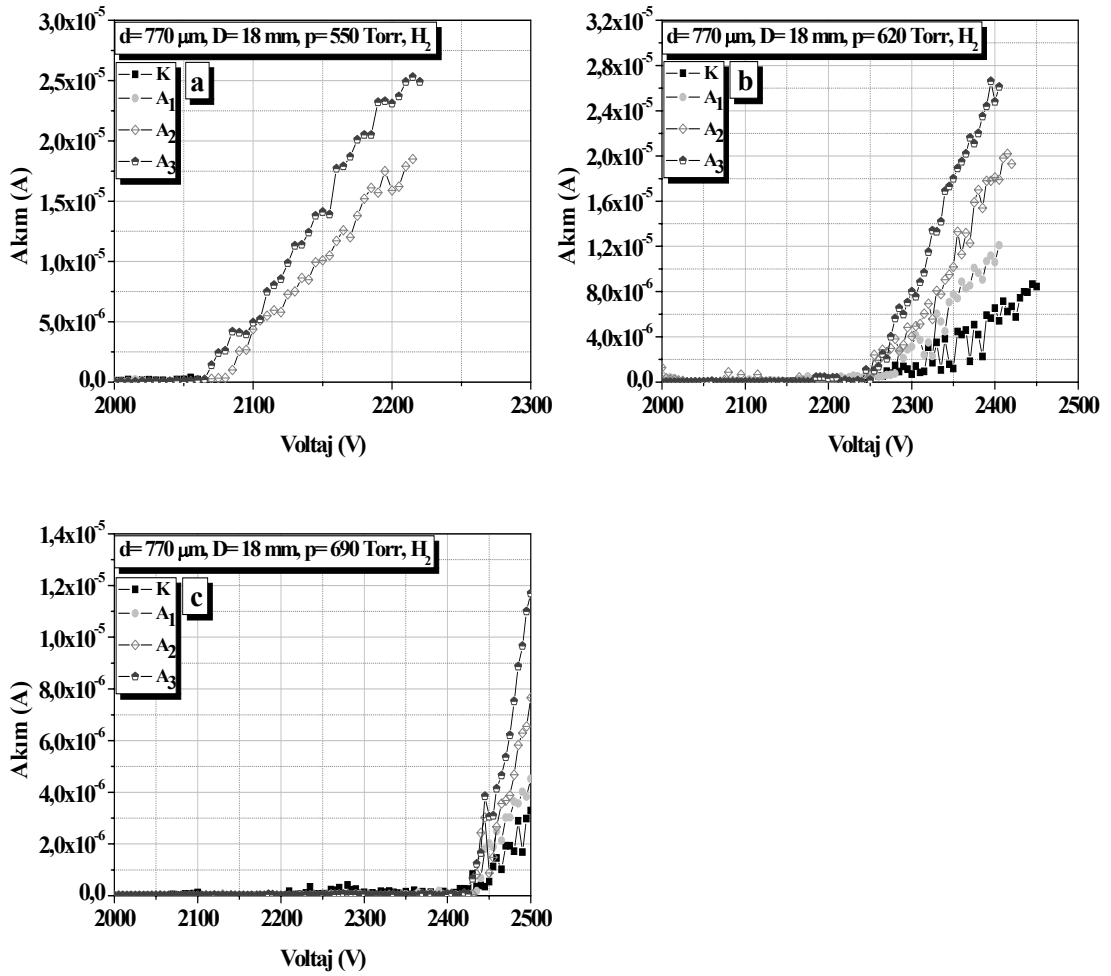


Şekil 6.7. Zarar görmüş SnO_2 ve boşalma ışık emisyonu yoğunluğu profilinin 620 Torr’ da belirtilmiş yönde 2B ve 3B yüzey örneği

Uzay yük oluşumu ve elektriksel kırılmada; GaAs katot, dielektrik aralık ve iletken SnO_2 anot arasındaki ara yüzeyin etkisi Şekil 6.6 ve Şekil 6.7’ de gösterilmiştir. Yalıtkan dc voltaj uygulandığında, uzay yükünün oluştuğu ve kırılma karakteristiklerini etkileyen iç elektrik alanın değiştiği bilinmektedir. Bununla birlikte, uzay yük oluşumunun, GaAs katottan ve katot ve yalıtkan arasındaki ara yüzeyden nasıl etkilendiği halen tam olarak bilinmemektedir. Bu GaAs tabaka, elektrotların performansı açısından çok önemlidir (Şekil 6.6) ve bu nedenle yalıtkanlar içerisindeki uzay yükü oluşumunun GaAs katotlu ara yüzeyden nasıl etkilendiğini araştırmak önemlidir. Akım ve boşalma ışık emisyonu şiddetleri üzerinde, dielektrik aralıkların etkisi, plazma-yüzey etkileşimleri açısından tartışılabilir [113]. Termal bağlanma ve mekanik temas durumları arasındaki

karşılaştırma, mekanik kontağın uzay yükünün daha kolay oluşmasına olanak sağladığını ileri sürer [114]. Bu nedenle, uzay yükü oluşumu, fotokatot ve dielektrik aralık arasındaki ara yüzeyin özelliklerine bağlıdır.

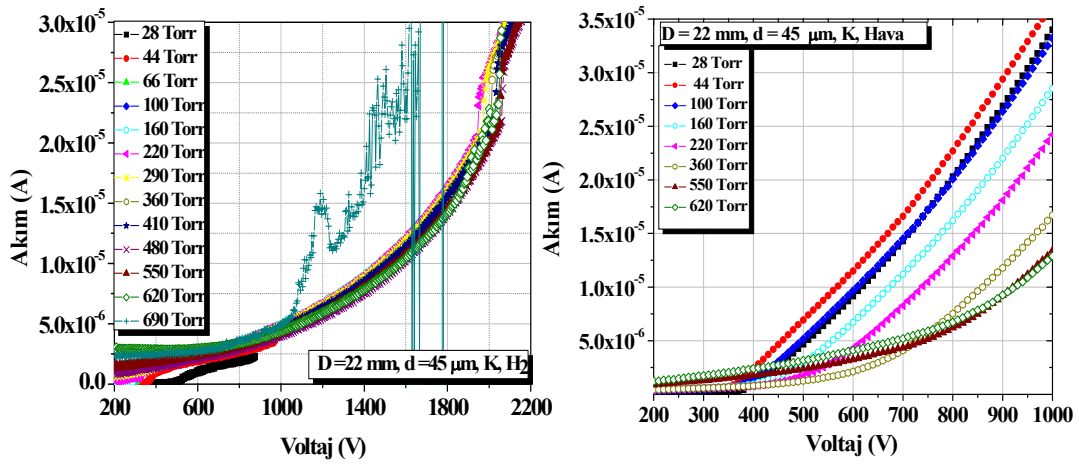
H_2 gazı ile çalışırken deneylerimizde uygulanan voltajı 2200 Volt' da sabitledik. Fakat elektrotlar arası mesafe $d = 770 \mu m$ ve elektrot çapı $D = 18 mm$ ' de voltajı 2500 Volta kadar genişlettik. Yüksek dc voltajlarda akımda kararsızlıklar görüldü. Bu koşullarda AVK grafikleri Şekil 6.8' de gösterilmektedir.



Şekil 6.8. H_2 gazında elektrotlar arası mesafe $d = 770 \mu m$, elektrot çapı $D = 18 mm$ ' de ve karanlık ve farklı aydınlatma şiddetlerinde AVK ' lar a) $p = 550$ Torr, b) $p = 620$ Torr ve c) $p = 690$ Torr

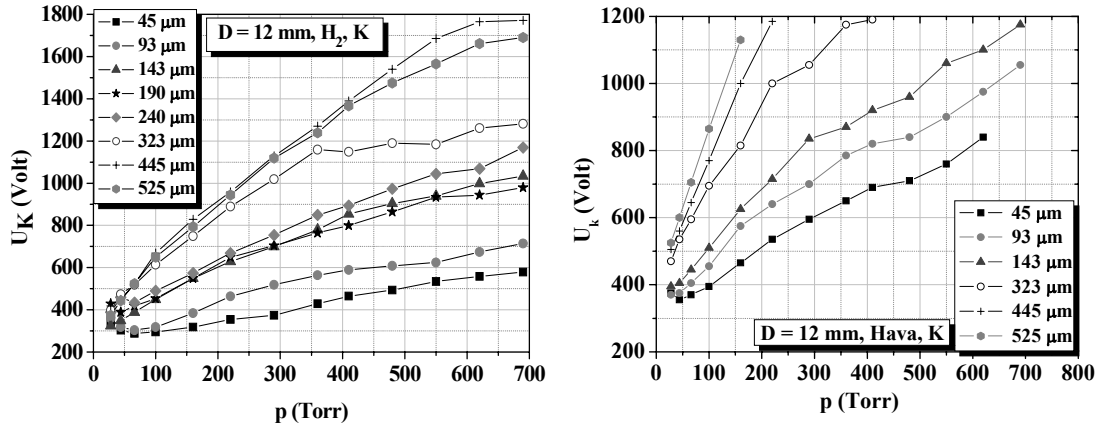
6.3. H₂ gazı – Hava Ortamı Karşılaştırması

- H₂ gazında karanlık AVK da kararsızlıkların maksimum olduğu durumdur. Havada ise, aynı değerler için yapılan deneylerden de görülmektedir ki, karanlık AVK nın kararlı olduğu bir durumdur. Şekil 6.9' da bu durum gösterilmektedir.



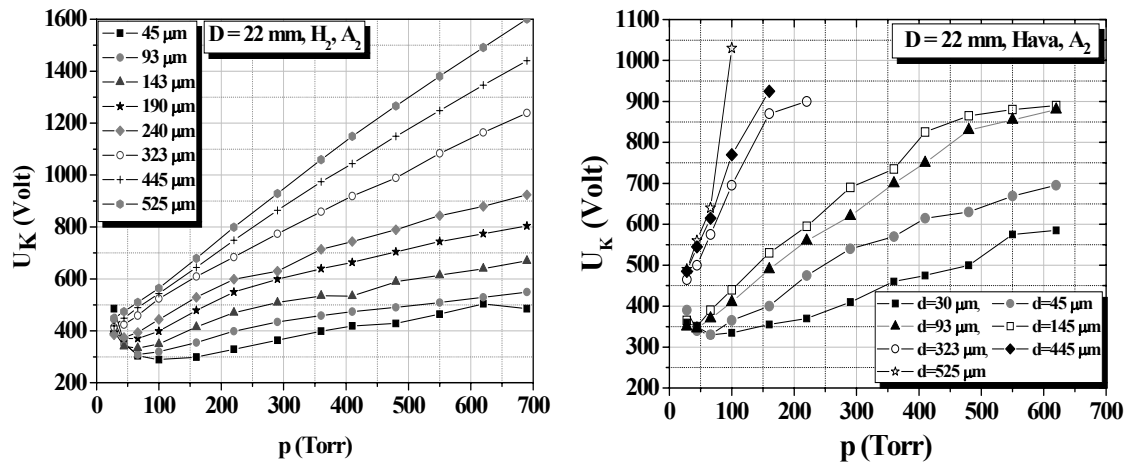
Şekil 6.9. Elektrotlar arası mesafe 45 µm, elektrot çapı 22 mm' de karanlıkta H₂ gazı ve havada AVK lar

- Yarıiletken gaz boşalma yapısında çeşitli elektrot çapları ve elektrotlar arası mesafede U_B eğrileri belirlenirken H₂ gazında ve havada farklılıklar bulunmaktadır. H₂' de U_B , bütün elektrotlar arası mesafeler için atmosfer basıncına kadar tanımlanabilmektedir. Hava ortamında ise yüksek elektrotlar arası mesafeler (323, 445 ve 525 µm) için U_B grafiğin dar bir bölgesini tanımlar. Küçük elektrotlar arası mesafeler (45, 93 ve 143 µm) içinse basıncın fonksiyonu gibi U_B nin geniş bir bölgesi oluşturulur [50].



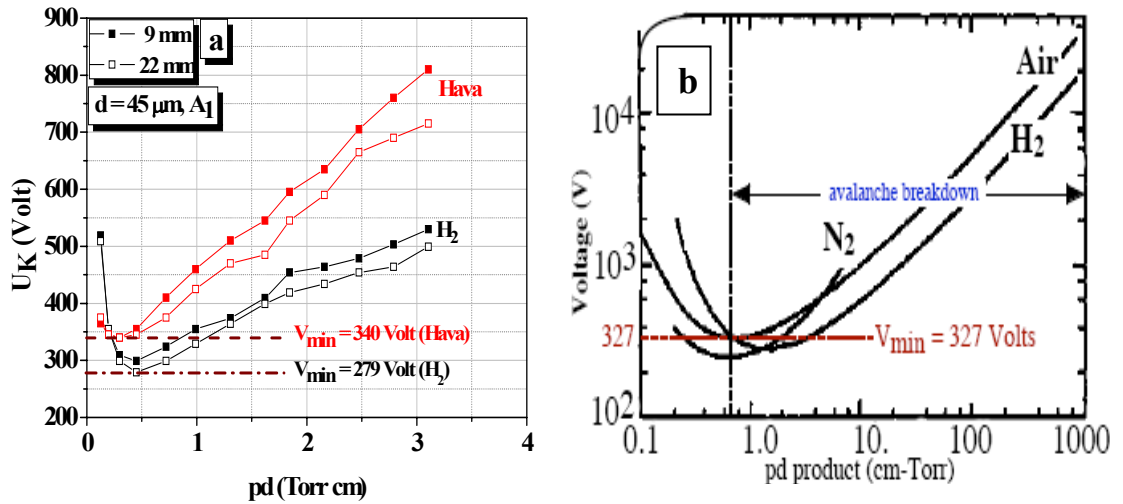
Şekil 6.10. H_2 gazı ve havada farklı elektrotlar arası mesafeler için, elektrot çapı 12 mm ve karanlıkta Paschen eğrileri

- H_2 gazı ve havada elektrot çapı arttıkça Paschen eğrileri iki kola ayrılmıştır. Elektrotlar arası mesafe $d = 323 \mu m$ sistem için kritik bir değerdir. Sistem karakteristiği $d = 323 \mu m$ altındaki ve üstündeki elektrotlar arası mesafeler olarak iki kola ayrılmaktadır. Bu durum $D = 22$ mm elektrot çapı ve farklı elektrotlar arası mesafeler için A_2 aydınlatma şiddetinde Şekil 6.11’ de gösterilmektedir.



Şekil 6.11. H_2 gazı ve havada farklı elektrotlar arası mesafeler için, elektrot çapı 22 mm’ de ve A_2 aydınlatma şiddetinde Paschen eğrileri

- Zayıf aydınlatma şiddeti A_1 için elektrot çapı 9 ve 22 mm' de H_2 gazı ve havada Paschen eğrileri Şekil 6.12 (a)' da gösterilmiştir. Şekil 6.12 (b)¹' den elde edilen Paschen grafiğine göre, en küçük pd değerinde H_2 gazı havadan daha yüksek kırılma voltajı ile başlayıp, en yüksek pd değerinde daha düşük kırılma voltajı değeri ile sonlanmıştır. Şekil 6.12 (b)' de H_2 ' nin minimum kırılma voltajı havanın minimum kırılma voltajından düşüktür. Aynı durum (a) grafiğinde de görülmektedir. Ayrıca Şekil 6.12 (a)' da elektrot çapı arttıkça pd değerleri daha düşük kırılma voltaj değerlerine kaymaktadır. Şekil 6.12 (a)' da Paschen eğrilerinin davranışı bağımsız ölçümlerle doğrulanmıştır¹.

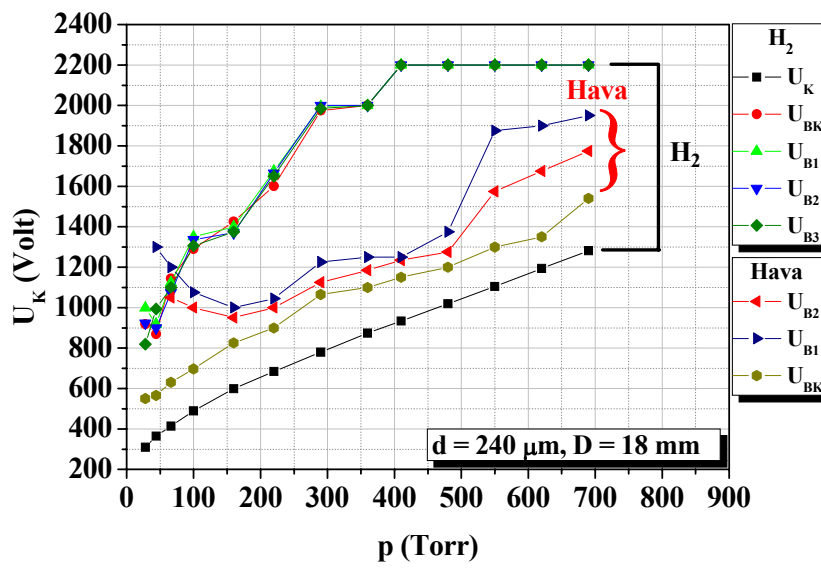


Şekil 6.12. H_2 gazı ve havada Paschen eğrileri; a) $d = 45 \mu m$, $D = 9$ ve 22 mm, b) $d = 7.5 \mu m$ Cobine [1941] tarafından elde edilen grafik [Rochester Uni., 2007]

- Paschen eğrilerinde basınç değeri $d = 45 \mu m$ ve $D = 9$ mm' de $p = 28$ Torr' dan başlayarak artırıldığında, U_K değerinin H_2 ' de 66 Torr' a kadar, havada 44 Torr' a kadar düştüğü daha sonra arttığı tespit edilmiştir. O halde H_2 ' de $D = 9$ mm' de 66 Torr, havada $D = 9$ mm' de 44 Torr minimum noktadır.
- H_2 ' de bütün elektrot çapları, elektrotlar arası mesafeler ve aydınlatma şiddetlerinde ışıma doyumuna ulaşamamıştır. Hava da ise $D = 18$ ve 22 mm' de ışımanın belli bir değerinden sonra doyumuna ulaşmıştır ve fotoçoğaltıcının

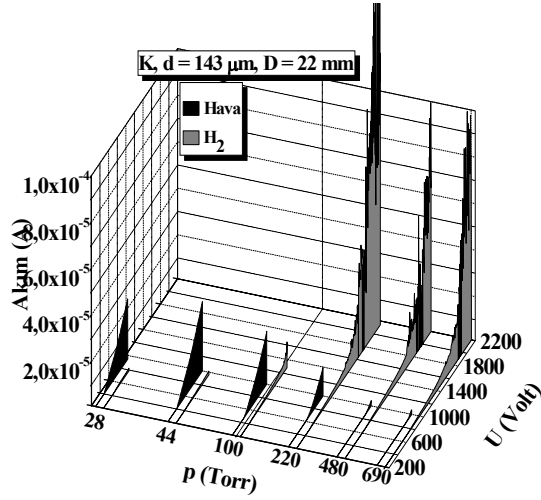
duyarlılığı olan 12 k.b. değerine ulaşıldığı, hatta bazen fotoçoğaltıcının algılayamayacağı kadar ışıma kaydedildiği gözlenmiştir.

- H_2 gazında KBB aynı şartlar altında havanın KBB ' den geniştir. Şekil 6.13' de elektrotlar arası mesafe $240 \mu m$, elektrot çapı $18 mm$ ' de H_2 gazı ve havada KBB ' ler gösterilmiştir.



Şekil 6.13. $d = 240 \mu m$, $D = 18 mm$ ' de farklı basınçlar için H_2 gazı ve havanın KBB ' si

- H_2 gazında düşük basınçlarda akım değerleri düşüktür. Hava da ise ilk basınçlarda akım değerleri yüksektir ve atmosfer basınçlarına doğru gittikçe azalmaktadır. Bu durum Şekil 6.14’ de elektrotlar arası mesafe $143\ \mu m$, elektrot çapı $22\ mm$ ’ de ve çeşitli basınçlarda karanlıkta H_2 gazı ve havada AVK ’ dan görülmektedir.

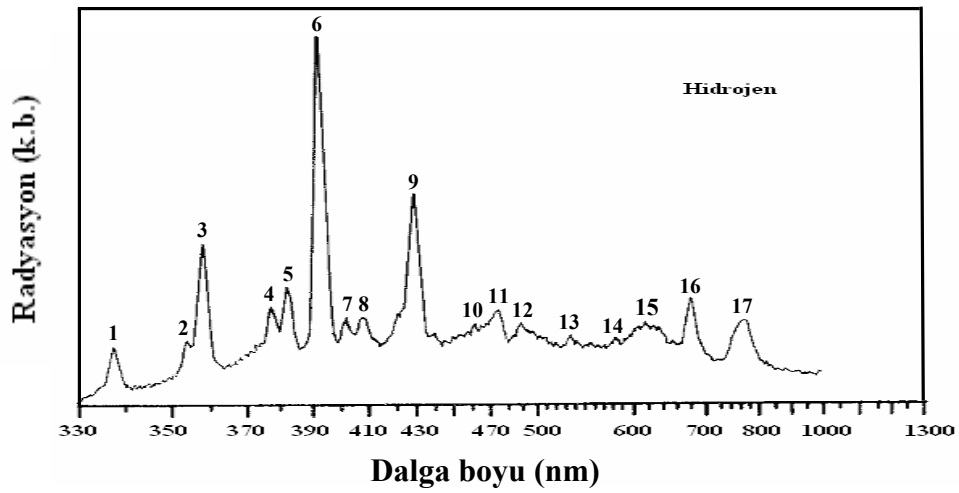


Şekil 6.14. $d = 143\ \mu m$, $D = 22\ mm$ ’ de, karanlıkta ve çeşitli basınçlarda H_2 gazı ve havada AVK ’ nın değişimi

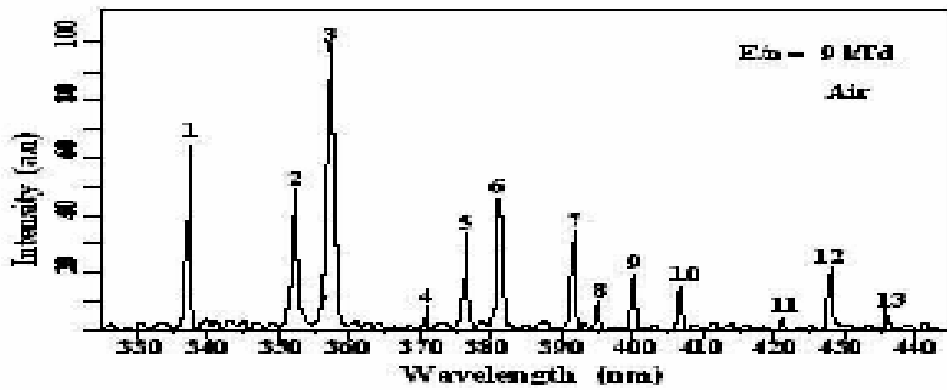
- Akım-Zaman grafiklerinde yüksek voltajlarda H_2 ’ de akım değerleri kararsız, hava da ise yüksek voltajlarda kararlılık göze çarpmaktadır.
- H_2 gazında uygulanan maksimum voltaj $2200\ Volt$ iken, hava da $1000\ Volt$ değerindedir.

H₂ gazı ve Havanın Spektrumu

Şekil 6.15 H₂ gazının, Şekil 6.16 havanın spektrumunu göstermektedir. Radyasyonun dalga boyuna göre çizilen grafiğinde H₂ gazında 17 adet pik bulunmaktadır. En kuvvetli pik 391 nm’ de bulunmaktadır.



Şekil 6.15. H₂ gazının spektrumu



Şekil 6.16. Havanın spektrumu

7. SONUÇ

Paralel düzlem elektrotlu gaz boşalma hücresinde, geniş bir basınç aralığında elektriksel kırılmayı ve Townsend ve glow boşalma moduna geçişi inceledik. Boşalma yüksek dirençli GaAs katot ile kararlı hale getirildi. Paschen eğrisinden kritik voltaj değerini belirledik. $U > U_K$ olduğunda gazın iletken hale geçtiği gösterildi. Akımın kararlı olduğu bölgeler belirlenip, büyük çaplı yarıiletken katotlu gaz boşalma hücresinin duyarlılık ve çözünürlük arttırılmaya çalışıldı. 150 saniye zaman aralığında gaz boşalma sisteminde akımın davranışı farklı basınçlarda ve U_0 besleme voltajlarında incelenip, akımın kararlı olduğu bölgeler belirlendi. Voltaj adımımızı 3, 5 ve 10 Volt step'lerle arttırıp AVK ve RVK' daki değişiklikleri kaydettik. Gaz ortamının, gaz basıncının boşalma özelliklerine olan etkisi ve yüksek dirençli $GaAs$ yarıiletkenli gaz boşalma sistemindeki akımın davranışları incelenmiştir. Bu sonuçlar ışığa duyarlı $YGBY'$ nin optimasyonu için kullanılacaktır:

- Sabit elektrotlar arası mesafede, elektrot çapı D (9-22 mm) büyüdükçe akım değerleri de büyümektedir. Buna bağlı olarak akım yoğunlukları da artmaktadır.
- Sabit elektrotlar arası mesafelerde AVK' larda kararsızlıklar karanlıkta en fazladır. Aydınlatma şiddeti arttıkça kararsızlık azalmaktadır. Kararsızlıklar düşük akım değerlerinden kaynaklanmaktadır.
- Sabit elektrotlar arası mesafe ve sabit elektrot çapında basınç arttıkça AVK eğrileri birbirlerinden ayrılmıştır. Radyasyon değerleri yüksek olmamasına rağmen aynı karakteristik davranış RVK' larda da görülmüştür.
- Sabit elektrotlar arası mesafe ve sabit elektrot alan çapında basınç arttıkça, kırıma voltaj değerleri artmaktadır.

- H_2 gazında, basınç arttıkça akım değerleri belli bir basınç değerine kadar artmakta, daha sonra akım değerleri azalmaktadır. Akım değerlerine bağlı olarak akım yoğunlukları da belli bir basınç değerine kadar artıp, sonra azalmaktadır.
- H_2 gazında, akım değerleri elektrotlar arası mesafe arttıkça azalmaktadır. Buna bağlı olarak akım yoğunlukları da azalmaktadır.
- Maksimum akım yoğunluğun değerleri, elektrot alanının çapı büyüdükçe azalmaktadır.
- Sabit bir elektrot çapı için, elektrotlar arası mesafe d arttıkça U_K kırılma voltaj değerleri artmaktadır. Başka bir deyişle, sabit bir elektrot çapında, en yüksek kırılma voltajları büyük elektrotlar arası mesafelerde meydana gelmiştir.
- $D = 9, 12$ ve 18 mm için $p = 66$ Torr basınç Paschen eğrilerinin minimum noktasıdır, $D = 22$ mm içinse minimum nokta $p = 100$ Torr' dur.
- Çap değeri D ve elektrotlar arası mesafe d arttıkça, kırılma voltajları daha belirgin bir şekilde kümelenmektedir.
- Bütün elektrotlar arası mesafelerde ve bütün basınçlarda Paschen eğrileri atmosfer basıncına kadar vardır.
- H_2 gazının RVK' sıندان ışımanın çok düşük olduğu gözlenmiştir. Işıma en erken kuvvetli aydınlatma şiddeti olan A_3' de oluşmaktadır.
- Deneylerimiz boyunca, kontrol edebileceğimiz parametrelerden biri olan voltaj adımlarını 5 Volt' da tuttuk. AVK ve RVK' daki farkları görebilmek için 10 Volt'a arttırdığımız adımla yapılan deneylerde; 5 Volt adımla yapılan deneylere göre daha düşük ışımalar elde ettik. Sonuç olarak yük taşıyıcıların hızı RVK oluşumunu etkilemektedir.

- Basınç arttıkça maksimum radyasyon değerleri belli bir basınç değerine kadar artmakta, bu değerden sonra azalmaktadır. Atmosfer basıncına yaklaşıldıkça ısıma, yok denecek kadar düşmektedir.
- Kritik voltaj V_c değeri, gazın basıncı p arttıkça artmaktadır ve aydınlatma şiddeti arttıkça azalmaktadır. Basınç arttıkça kritik voltaj değerine karşılık gelen radyasyon değerleri azalmaktadır.
- H_2 gazı ile YGBY' da geniş basınç ve voltaj aralığında çalışılabilmektedir.
- Elektrotlar arası mesafe arttırıldığında, *KBB* bölgesi daralmaktadır.
- H_2 gazında, bütün elektrot çaplarında *NDD*' lere rastlanmıştır. En çok *N*-tipli *NDD* davranışına rastlanılan boşalma çapı $D = 22$ mm ve en az rastlanılan boşalma çapı ise $D = 9$ mm' dir. Genel olarak en çok *N*-tipli *NDD*' ye rastlanılan elektrotlar arası mesafeler $d = 240, 323, 445$ ve 525 μm ' dir. Aydınlatma şiddetine, basınca ve yarıiletken elektrodun çapına bağlı olarak bu karakteristikler değişmektedir. *AVK* gidişatında ileri beslem ve geri beslemin yanı sıra *N*-tipi davranış, ayrıca bir histeresisde de gözlemlenmiştir.
- *AVK* için sistemin optimal parametreleri; elektrotlar arası mesafe $d = 45$ μm , elektrot çapı $D = 22$ mm, basınç $p = 100$ Torr için elde edilmiştir. Optimal parametreleri belirlerken dikkat edilen hususlar: $d = 45$ μm , $D = 22$ mm ve $p = 100$ Torr' da elektrot çapı arttıkça akım değerleri de artmıştır. $d = 45$ μm ' de Paschen eğrilerinin sol tarafı da tespit edilmiştir. *KBB*, $d = 45$ μm ' de en geniş değerdedir. $D = 22$ mm' de Paschen eğrileri birbirlerinden gözle görülebilir bir şekilde ayrılmıştır. Kuvvetli aydınlatma şiddetinde, akımın en yüksek olduğu basınç değeri 100 Torr' dur (Şekil 4.3 (d)). $D = 22$ mm ve $d = 45$ μm için, $p = 100$ Torr Paschen eğrilerinde minimum noktadır.

KAYNAKLAR

1. Lieberman, M.A., Lichtenberg, A.J., "Principles of Plasma Discharges and Material Processing", *New York: John Wiley& Sons*, USA, 535-537, (2005).
2. Katsch, H.M., Quandt, E., "Production of negative hydrogen-ions in a pulsed low-pressure volume discharge", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25: 430-435, (1992).
3. Zorat, R., Vender, D., "Global model for an rf hydrogen inductive plasma discharge in the deuterium negative ion source experiment including negative ions", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33 (14): 1728-1735, (2000).
4. Bacal, M., Berlemont, P., Bruneteau, A.M., Leroy, R., Stern, R.A., "Measurement of the H⁻ Thermal-Energy in a volume ion-source plasma", *J. Appl. Phys.*, 70 (3): 1212-1219, (1991).
5. Belostotsky, S.G., Lopaev, D.V., Rakhimova, T.V., "Investigation of H⁻ formation in plasma of dc glow discharge", *Skobeltsyn Nuclear Physics Institute of Lomonosov Moscow State University*, 119992, Moscow, Russia, 1, (2003).
6. Friedel, P., Larsen, P.K., Gourrier, S., Cabanie, J.P., Geritis, W.M., "Photoemission-studies of the interaction of hydrogen plasmas with GaAs (001)", *J. Vac. Sci. & Technol. B*, 2 (4): 675, (1984).
7. Pearton, S.J., Corbett, J.W., Shi, T.S., "Hydrogen in Crystalline semiconductors" *Appl. Phys. A- Materials Science Processing*, 43 (3), 153, (1987).
8. Lüth, H., Matz, R., "Hydrogen adsorption on GaAs (110) studied by electron-energy loss spectroscopy", *Phys. Rev. Lett.* 46 (25): 1652, (1981).
9. Qi, H., Gee, P.E., Nguyen, T., Hicks, R.F., "Molecular self-assembly in Gallium-Arsenide Metalorganic Chemical-vapor-deposition", *Surf. Sci.*, 207: 83, (1994).
10. Creighton, J.R., "Hydrogen chemisorption and reaction on GaAs (100)", *J. Vac. Sci. Technol. A*, 8 (6): 3984, (1990).
11. Kuball, M., Wang, D.T., Esser, N., Cardona, M., Zegenhagen, J., Fimland, B.O., "Hydrogen adsorption on the GaAs (001)-(2×4) surface: A scanning tunneling microscopy study", *Phys. Rev. B*, 52 (23): 16337, (1995).
12. Petravic, M., Deenapanray, P.N.K., Comtet, G., Hellner, L., Dujardin, G., Usher, B.F., "Selective photon-stimulated desorption of hydrogen from GaAs surfaces", *Phys. Rev. Lett.* 84 (10): 2255, (2000).
13. Nannarone, S., "Electronic properties of hydrogen exposed III-V semiconductor surfaces", *Phys. Stat. Solidi A*, 159 (1): 157, (1997).

14. Santoni, A., Sorba, L., Shuh, D.K., Terminello, L.J., Franciosi, A., Nannarone, S., "Initial-stages of atomic-hydrogen chemisorption in GaAs (110)-A high resolution photoemission-study", *Surf. Sci.*, 270: 893, (1992).
15. Bringans, R.D., Bachrach, R.Z., "Hydrogen chemisorption on the polar surface of GaAs", *J. Vac. Sci. Technol. A*, 1 (2): 676, (1983).
16. Petravic, M., Deenapanray, P.N.K., Usher, B.F., Kim, K.J., Kim, B., "High-resolution photoemission study of hydrogen interaction with polar and nonpolar GaAs surfaces", *Physical Review B*, 67: 195325, (2003).
17. Kasymov, S., Paritskii, L.G., "High speed conversion of infrared images with a planar gas discharge system", *Deposited in VINITI N2693*, 15: 142-148, (1974).
18. Raizer, Y.P., "Gas Discharge Physics", *Springer, Berlin*, 330-448, (1991).
19. Ward, A.L., "Effect of space charge in cold-cathode gas discharges", *Phys. Rev.*, 112: 852-1857, (1958).
20. LONGWITZ, R.G. "Study Of Gas Ionization In A Glow Discharge And Development Of A Micro Gas Ionizer For Gas Detection And Analysis", *Lausanne*, 7-39, 78-80, A.IV, (2004).
21. Internet: Nist, "Electron-Impact Ionization Cross Sections":
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/EII table.html> (2003).
22. Raizer, Y.P., "Gas Discharge Physics". 1987 ed. **Springer**, Berlin (recent ed.: 1997), 360, (1987).
23. Schumate, C., St.Louis, R.H., Hill, H.H.J., "Table of reduced mobility values from ambient pressure ion mobility spectrometry", *J. Chromatography*, 373: 141-73, (1986).
24. Böhringer, H., Fahey, D.W., "Mobilities of several mass-identified positive and negative ions in air". *Int. J. Mass Spectrometry and Ion Processes*, 81: 45-65, (1987).
25. Osmokrovic, P., Krivokapic, I., Krstic, S., "Mechanism of Electrical Breakdown Left of Paschen Minimum", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, 1 (1): 77-81, (1994).
26. Clemmer, D.E., Jarrold, M.F., "Ion mobility measurements and their applications to clusters and biomolecules". *J. Mass Spec.*, 32: 577-92, (1997).
27. Brown, S.C., "Basic Data of Plasma Physics", *Wiley*, New York (USA), 203, (1959).

28. Spangler, G.E., "The effect of cluster thermochemistry on the energetics of an ion in ion mobility spectrometry", in: *Proc. 8th Int. Conf. Ion Mobility Spectrometry*, Buxton (UK), 480, (1999).
29. Budzikiewicz, H., "Massenspektrometrie - eine Einführung". 4th ed. **Wiley-VCH**, Weinheim (D), 130-131, (1992).
30. Tabrizchi, M., Khayamian, T., Taj, N., "Design and optimization of a corona discharge ionization source for ion mobility spectrometry". *Rev. Sci. Instrum.*, 71 (6): 2321-8, (2000).
31. Braithwaite, N.S.J., "Introduction to gas discharges", *Plasma Sources Sci. & Technol.*, 9: 517-27, (2000).
32. Wasserrab, T., "Gaselektronik I", *Bibliographisches Institut*, Mannheim, 78, (1972).
33. Sedlacek, M., "Electron physics of vacuum and gaseous devices", *John Wiley & Sons, Inc.*, New York (USA), 451, (1996).
34. Paschen, F., "Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz". *Weid. Annalen der Physick*, 37: 69-75, (1889).
35. Internet: Earthlink, "Paschen's Law ":
<http://home.earthlink.net/~jimlux/hv/paschen.htm> (2003).
36. Held, B., Soulem, N., Peyrous, R., Spyrou, N., "Self-Sustained Conditions in Inhomogeneous Fields". *J. Phys. III*, France, 7: 2059-77, (1997).
37. Ono, T., Youn Sim D., Esashi, M., "Micro-discharge and electric breakdown in a micro-gap". *J. Micromech. Microeng.*, 10(3): 445-51, (2000).
38. Torres, J.M., Dhariwal, R.S., "Electric field breakdown at micrometre separations in air and vacuum" *Microsyst. Tech.*, 6: 6-10, (1999).
39. Germer, L.H., "Electrical breakdown between close electrodes in air". *J. Appl. Phys.*, 30(1): 46-51, (1959).
40. Kisliuk, P., "Electron emission at high fields due to positive ions". *J. Appl. Phys.*, 30: 51-5, (1959).
41. Crowley J.M., "Fundamentals of Applied Electrostatics", *John Wiley & Sons*, New York (USA), 370-372, (1986).
42. Latham, R.V., "High Voltage Vacuum Insulation", ed. R.V. Latham. *Academic Press*, London (UK), 55, (1981).

43. Davies, D. K., "The initiation of electrical breakdown in vacuum - a review". *J. Vac. Sci. Technol.*, 10(1): 115-21, (1973).
44. Gomer, R., "Field emission and field ionization". *Harvard University Press, Cambridge (UK)*, 207, (1961).
45. Nasser, E., "Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics", *Wiley*, New York (USA), 180, (1971).
46. Internet: Emted, "Atmospheric pressure plasma cleaning of contamination surfaces":
<http://www-emtd.lanl.gov/TD/science/AtmosphericPlasmaCleaning.html> (2003)
47. Georghiou, G.E., Morrow R., Metaxas A.C., "The effect of photoemission on the streamer development and propagation in short uniform gaps", *J. Phys. D*, 34(2): 200-8, (2001).
48. Van Veldhuizen, E.M., Rutgers, W.R., "Pulsed positive corona streamer propagation and branching". *J. Phys. D*, 35: 2169-79, (2002).
49. Battistoni, G., "Systematic study of the features of the streamer discharge by means of pulse shape analysis". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 399: 244-60, (1997).
50. Sadiq, Y., Özer, M., Salamov, B.G., "Stability and current behaviour in semiconductor gas discharge electronic devices", *J. Phys. D*, 2-3, 7-8, (2008).
51. Astrov, Y.A., Beregunin, E.V., Valov, P.M., Paritskii, L.G., Portsel, L.M., Ryvkin S.M., Sreseli, O.M., "Photographic device for high-speed measurement of the spatial distribution of the output from a pulsed CO₂ laser", *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 23: 231-238, (1978).
52. Astrov, Y.A., Akhmedova, M.M., Lebedev, A.A., Mamadalimov, A.T., Portsel, L.M., Paritskii, L.G., Yusupov, P.O., "Investigation of response of ionization - type semiconductor image converter", *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 3: 701-706, (1977).
53. Lebedeva, N.N., Orbukh V.I., Salamov, B.G., "Investigation of the effect of discharge plasma stabilization by a semiconductor", *J. Phys. III*, France, 6: 797, (1996).
54. Salamov, B.G., Altındal, Ş., Özer, M., Colakoglu, K., Bulur, E., "Characteristic features of an ionization system with semiconducting cathode", *Eur. Phys.: J. Appl. Phys.* 2, 267-273, (1998).

55. Astrov, Y.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).
56. Paschen, F., "Paschen law", *Annalen der physik und chemie.*, 37: 69-84, (1889).
57. Phelps, A.V., Petrovic, Z. Lj, "Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons", *Plasma Sources Sci. & Technol.*, 8 : R21-R44, (1999).
58. Guseva, L.G., "Glow discharges in transitional regimes", *Zh. Tekh. Fiz.*, 40: 2253, (1970).
59. Pace, J.D., Parker, A.B., "The breakdown of argon at low pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 6: 1525, (1973).
60. Miller, H.C., "Breakdown potential of neon below the Paschen minimum", *Physica*, 30: 2059, (1964).
61. Lisovskiy, V.A., Yakovin, S.D., Yegorenkov, V.D., "Low pressure gas breakdown in uniform dc electric field", *J. Phys.D: Appl. Phys.*, 33 (21): 2722, (2000).
62. Kurt, H.Y., Salamov, B.G., "Behaviour of current in a planar gas discharge system with a large-diameter semiconductor cathode" *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36: 1987-1993, (2003).
63. Salamov, B.G., Çolakoğlu, K., Altındal, Ş., Özer, M., "A stable discharge glow in gas discharge system with semiconducting cathode", *J. Phys. III.*, 7: 927-936, (1997).
64. 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, (1998).
65. Salamov, B.G., Ellialtıoğlu, Ş., Akınoğlu, B.G., Lebedeva, N.N., Paritskii, L.G., "Spatial stabilization of Townsend and glow discharges with a semiconducting cathode", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29: 628-633, (1996).
66. Tatarinova, N., "Processes in surface layer micropores of high voltage electrodes and vacuum electroisolation", *Proc. of 15th ISDEIV*, Germany, 361-365, (1992).
67. Vincent, G., Bois, D., Chantre, A., "Photoelectric memory effect in GaAs", *J. Appl. Phys.*, 53 (5): 3643, (1982).
68. Bois, D., Vincent, G., "Deep-level optical spectroscopy in GaAs", *J. Phys. Lett.*, 57: L351, (1977).

69. Vincent, G., Bois, D., "Deep level study by analysis of thermal and optical transients in semiconductor junctions", *Solid State Commun.*, 27: 431, (1978).
70. Gunn, B., "Gun effect", *Solid State Commu.*, 1: 88-92, (1963).
71. Willing, B., Maan, J.C., "Nonlinear transport in semiinsulating GaAs - critical fields and nucleation of high-field domains", *Phys. Rev. B*, 49: 13995-13998, (1994).
72. Willing, B., Maan, J.C., "Non-linear transport and structure formation in semi-insulating GaAs", *J. Phys: Condens. Matter*, 8: 7493-7508, (1996).
73. Neumann, A., Willing, B., Jansen, A.G., Wyder P., Deltour R., "Slow domains in semi-insulating GaAs in high magnetic-fields", *J. Appl. Phys.*, 78: 5186-5188, (1995).
74. Piazza, F., Christianen, P.C.M., Maan, J.C., "Electric field dependent EL2 capture coefficient in semi-insulating GaAs obtained from propagating high field domains", *Appl. Phys. Lett.*, 69: 1909-1911, (1996).
75. 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).
76. Alex, V., Weber, J., "Optical data storage in semi-insulating GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, 72: 1820-1822, (1998).
77. Kirkpatrick, C.G., Chen, R.T., Holmes, D.E., Asbeck, P.M., Elliott, K.R., Fairman, R.D., Oliver, J.R., "Semi-insulating GaAs", *Academic*, New York, 105-106, (1984).
78. Shockley, W., "Electrons and Holes in Semiconductors", *Van Nostrand*, New York, 334-357, (1951).
79. Tokumaru, Y., "Current oscillations by two bulk negative-resistance effects in photoexcited GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, 14: 212-213, (1969).
80. Rajbenbach, H., Verdiell, J.M., 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).
81. Sze, S.M., "Physics of Semiconductor Devices 2nd ed", *Wiley*, New York, 362-390, (1981).
82. Hartnagel, H., "Semiconductor Plasma Instabilities", *Heinemann*, London, 91-106, (1969).

83. Schwarz, G., Lehmann, C., Scholl, E., "Symmetry-breaking multiple current filamentation in n-GaAs", *Physica B.*, 272: 270-273, (1999).
84. Viehmann, W., "Current oscillations in photoexcited gallium-arsenide", *Appl. Phys. Lett.*, 14: 39-41, (1969).
85. Look, D.C., "Imperfections in III-V Materials", *Academic*, New York, 221-252, (1993).
86. 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).
87. 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).
88. 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).
89. Astrov, Y.A., Purwins, H.G., "Spatiotemporal structures in a transversely extended semiconductor system", *Tech. Phys. Lett.*, 28: 910-912, (2002).
90. Neumann, A., "Slow domains in semi-insulating GaAs", *J. Appl. Phys.*, 90: 1, (2001).
91. Schöll, E., Symp. On "Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Semiconductors and Plasmas", *Prague*, 5–8 October, 5, (1997).
92. Strumpel, C., Astrov, Y.A., Purwins, H.G., "Multioscillatory patterns in a hybrid semiconductor gas-discharge system", *Phys. Rev. E*, 65: 066210, (2002).
93. Kurt H.Y., Sadiq, Y., Salamov, B.G., "Nonlinear electrical characteristics of semi-insulating GaAs", *Phys. Stat. Sol. (a)*, 205 (2): 321-329, (2008).
94. Godoy-Cabrera, O., Benitez-Read, J.S., Lopez-Callejas, R., Pacheco-Sotelo, J., "A high voltage resonant inverter for dielectric barrier cell plasma applications", *Int. J. of Electronic*, 87 (3): 361-376, (2000).
95. Melekhin, V.N., Naumov, N.Y., "Dynamic theory of the stability of Townsend discharge and critical current measurements", *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 54 (8): 1521-1529, (1984).
96. Cross, M.C., Hohenberg, P.C., "Pattern-formation outside of equilibrium", *Rev. Mod. Phys.*, 65 (3): 851-1112, (1993).

97. Derhacopian, N., Haegel, N.M., "Experimental-study of transport in a trap-dominated relaxation semiconductor", *Phys. Rev. B*, 44 (23): 12754, (1991).
98. Salamov, B.G., Kurt, H.Y., "Current instability in a planar gas discharge system with a large-diameter semiconductor cathode", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38: 1-6, (2005).
99. Sadık, Y., "Kızılötesi Görüntü Çeviricinin Çalışmasına Fotodetektörün Karakteristik Özelliklerinin Etkisi", Yüksek Lisans Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 19-97, (2005).
100. Koç, E., "Yarıiletken Gaz Boşalma Yapılarının Fotoelektrik Özellikleri", Yüksek Lisans Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 23-107, (2008).
101. Tatarinova, N., Grigoriev, Y., "The total voltage current effect for porous electrodes", Transactions electrode porosity on Dielectrics and Electrical Insulation, *IEEE*, 2(2): 277-280, (1995).
102. Gordienko, V., "Investigation prebreakdown conduct and breakdown of vacuum between electrodes", *Dissertation on Ph. D.*, USSR, Kharkov, 23-25, (1965).
103. Rozonova, N., Granovski, V., "Phenomena on electrodes after power breakdown in high Vacuum", *News Acad. Science, S. Physical*, 20(10): 1162-1165, (1956).
104. Tatarinova, N., "Poroelectron emission induced erosion of materials"; *Proc. of 40" Holm. Conf. on Electrical Contacts*, USA (Chicago), 59-63, (1994).
105. Slivkov, J.N., "Processes under high voltages in vacuum", Moscow, *Energoatomizdat*, USSR, 32-36, (1986).
106. Kobayashi, S., Xu, N., Saito, Y., Latham, R., "Distribution of prebreakdown sites on broad area rounded shaped copper cathode of vacuum gap", *Proc. of 18th: ISDEIV*, Netherlands, 56-59, (1998).
107. Bemheim, M., Wu, Ting-di, "Negative ion desorption during electron impact on water vapour adsorbed layers", *Proc. of 10th Ion-surface Interactions*, V.3, , USSR, Zvenigorod, 207-218, (1991).
108. Tatarinova, N., Osipov, N., "Abnormal characteristics of prebreakdown current in Vacuum", *Proc. of 15th Intern. Conf. Of Phenomena in Ionized Gases*, USSR, Minsk, 657-658, (1981).
109. Gamarsky, V., Gontarev, G., Zukov, G., Khmarov, A., "New property of metal surface bombarded by electron flow", *J.Electr.Industry*, USSR, 1: 22-27, (1987).

110. Tatarinova, N., "Influence of surface pores of electrodes on vacuum isolation", *Dissertation on Doctor Sci., Russia, Moscow*, 48, (1998).
111. Chistykov, P., Radionovski, A., Tatarinova, N., Treschikova, D., "Vacuum electrical insulation characteristics under controlled conduction of the electrode surface", *Proc. of 5th ISDEIV*, Poland, 361-365, (1972).
112. Chistykov, P., Dubinin, N., "Breakdown of vacuum under $(5-7) \cdot 10^6$ V/cm", *News of High Educational Institution, Radiophysica*, 22(8): 1020-1025, (1979).
113. Sandoval, J. , Paez, G., Strojnik, M., "Heat transfer analysis of a dynamic infrared-to-visible converter", *Optical Eng.* 42(12): 3517, (2003).
114. Li, Y., Takada, T., Trans. IEE Japan, "Progress in-space charge measurement of solid insulating materials in Japan", *IEEE Electrical Insulation Magazine* 10(5): 16, (1994).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : AKTAŞ, Kıvılcım
Uyruğu : T.C.
Doğum Tarihi ve Yeri : 12.07.1983, Ankara
Medeni Hali : Bekar
e-mail : KIVILCIMAKTAS@ yahoo.com

Eğitim Derece

Eğitim Birimi

Mezuniyet Tarihi

Yüksek Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2008
Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2005
Lise	Büyükçekmece Süper Lisesi	2001

Yabancı Dil

İngilizce