

Yarıiletken Güç Elemanlarının Bilgisayar Benzeşimi

M. Serhat Keserlioğlu

Doktora Tezi

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Ocak-2007

Computer Simulation of Semiconductor Power Devices

M. Serhat KESERLIOĞLU

DOCTORAL DISSERTATION

Department of Electric and Electronics Engineering

January-2007

Yarıiletken Güç Elemanlarının Bilgisayar Simülasyonu

M. Serhat KESERLİOĞLU

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisans Üstü Yönetmeliği Uyarınca
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı
Elektronik Bilim Dalında
DOKTORA TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır

Danışman: Prof. Dr. H. Hüseyin ERKAYA

Ocak-2007

M. Serhat Keserlioğlu'nun DOKTORA tezi olarak hazırladığı “Yarıiletken Güç Elemanlarının Bilgisayar Simülasyonu” başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek KABUL edilmiştir.

Üye: Prof. Dr. H. Hüseyin ERKAYA

Üye: Prof. Dr. Muhsin ZOR

Üye: Doç. Dr. M. Celalettin BAYKUL

Üye: Y. Doç. Dr. Salih KÖSE

Üye: Y. Doç. Dr. Serdar TUNABOYLU

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Abdurrahman KARAMANCIOĐLU

Enstitü Müdürü

YARIİLETKEN GÜÇ ELEMANLARININ BİLGİSAYAR SİMÜLASYONU

M. Serhat KESERLİOĞLU

ÖZET

Bu çalışmada yarıiletken güç elemanlarının bilgisayar simülasyonu ele alındı. Simülasyon için Sonlu Farklar Yöntemi kullanıldı. İki-boyutlu sayısal simülasyon sonuçları olarak taşıyıcı yoğunlukları, potansiyel değişim ve elektrik alan gibi fiziksel büyüklüklere ait iki-boyutlu grafikler ve elemanı tanımlayan akım-gerilim karakteristikleri elde edildi. Simülasyon programından yararlanılarak bir yarıiletken güç elemanı olan IGBT için karma bir model geliştirildi. Model IGBT'nin "MOSFET + PiN Diyot" eşdeğer devre modeline dayanmaktadır ve PiN yapının simülasyonu ile MOSFET için ideal büyük işaret eşdeğerinin kullanılmasını birleştirmektedir. Karma modelin uygulaması olarak IGBT'nin doğru akım ve gerilim karakteristikleri elde edildi.

COMPUTER SIMULATION OF SEMICONDUCTOR POWER DEVICES

M. SERHAT KESERLİOĞLU**SUMMARY**

Semiconductor power switches were simulated on the computer. The finite differences method was used for the simulation. With two dimensional simulations, carrier concentrations, potential distribution and electric field intensity were obtained. For the current-voltage characteristics of the IGBT power switch, a hybrid model was developed. The model is based on a MOSFET + PiN diode combination. The PiN diode structure was simulated with the finite differences model while an analytical model for the MOSFET was used. The DC characteristics of the IGBT were obtained with this model.

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmalarımda, gerek derslerimde ve gerekse tez çalışmalarımda, bana danışmanlık ederek, beni yönlendiren ve her türlü olanağı sağlayan danışmanım Sayın Prof. Dr. H. Hüseyin ERKAYA'ya, çalışmalarını yürütebilmem amacıyla beni Eskişehir Osmangazi Üniversitesi'nde görevlendiren Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi ve Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümüne, çalışmalarım sırasında bana maddi ve manevi destekte bulunan aileme minnettarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. IGBT YAPISI VE ÇALIŞMASI	3
2.1. Temel Yapı	4
2.2. Akım-Gerilim Karakteristikleri	6
2.3. Elemanın Çalışma Prensipleri.....	7
2.3.1. Bloklama durumu çalışması.....	7
2.3.2. İletim-durumu çalışması	8
2.4. Anahtarlama karakteristikleri	11
2.4.1. İletime Geçme (turn-on) geçici-hali	12
2.4.2. İletimden Çıkma (turn-off) geçici-hali	13
3. SAYISAL BENZEŞİM.....	17
3.1. Özel Eliptik KTDD' ler	18
3.2. Laplace ve Poisson Denklemleri İçin 5-Noktalı Sonlu Farklar Yaklaşımı...21	
3.3. Sınır Koşulları.....	24
3.4. 2-Boyutlu Eliptik KTDD Çözücü	26
3.5. Yarıiletken İletim Denklemleri.....	30
3.6. Sözde-Fermi Seviyelerine Göre Simülasyon.....	33
3.6.1 İki-boyutlu Poisson Denklemi'nin doğrusallaştırılması	34
3.6.2. Süreklilik denklemlerinin Dönüştürülmesi.....	35

İÇİNDEKİLER (devam)

3.6.3. Denklemlerin Eliptik KTDD Biçimine Uygulanması	37
4. IGBT' nin MODELLENMESİ	39
4.1. Matematiksel Modeller	39
4.2. Yarı-Matematiksel Modeller.....	40
4.3. Davranışsal Modeller	41
4.4. Yarı-Sayısal Modeller.....	44
5. SİMÜLASYON PROGRAMININ UYGULAMALARI	49
5.1. Dört Tabakalı pnpn Tristör	49
5.2. PN Jonsiyonlu Diyot.....	54
6. IGBT'NİN DC AKIM-GERİLİM ÖZEĞRİSİNİN ELDE EDİLMESİ	57
7. YARIİLETKEN ELEMANLARIN GEÇİCİ-HAL BENZEŞİMİ.....	69
7.1. Geçici-Hal Benzeşim Denklemlerinin Elde Edilmesi	69
7.2. Bir-Boyutlu Durum İçin Geçici-Hal Benzeşim Denklemlerinin Elde Edilmesi.....	72
7.3. P+n Diyodun Farklı Kutuplama Durumları İçin Dirençsiz Geçici-Hal Davranışı	75
7.4. P+n ve PiN Diyodun Dirençli Geçici-Hal Davranışlarının Elde Edilmesi.....	79
8. SONUÇ VE TARTIŞMA	90
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	92

ÖZGEÇMİŞ

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. n-kanallı bir NT-IGBT' nin dikey kesit görünümü	4
2.2. n-kanallı IGBT' nin devre sembolleri	5
2.3. IGBT akım-gerilim karakteristikleri	6
2.4. İletim-durumu akım yolları	9
2.5. IGBT yapısındaki etkin MOSFET ve BJT işleyişleri	9
2.6. IGBT eşdeğer devreleri	10
2.7. IGBT kullanılan bir step-down dönüştürücü	11
2.8. Step-down dönüştürücü devre içinde kullanılan bir IGBT' nin açılma sürecindeki akım ve gerilim dalga biçimleri.....	12
2.9. Step-down dönüştürücü devre içinde kullanılan bir IGBT' nin kapanma sürecindeki akım ve gerilim dalga biçimleri.....	14
3.1 Laplace denklemi için örnek bir tanım bölgesi.....	19
3.2 Laplace ve Poisson denklemleri için örnek kare bölgede düğüm numaralandırılması	21
3.3 Üzerinde çözümün yapıldığı iki boyutlu geometrik bölge	29
3.4 Örnek çözüm bölgesinin elektronik ve geometrik yapısı	32
4.1 Önerilen IGBT alt devre modeli	45
4.2 IGBT eşdeğer devre modelleri.....	46
4.3 IGBT taşıyıcı yoğunlukları	46
4.4 IGBT' nin 2 diyot ve 2 direnç içeren eşdeğer devresi	47
5.1 Tam-hatlar kullanılarak simülasyonu yapılan tristör yapısı	49
5.2 $V_A=17,2$ V. için simetri eksenini boyunca potansiyel değişim	50
5.3 $V_A=17,2$ V. için simetri eksenini boyunca elektrik alanının y-bileşeni	51
5.4 $V_A=17,2$ V. için simetri eksenini boyunca elektron ve delik yoğunlukları	52
5.5 $V_A=17,2$ V. için potansiyel değişimin 2-boyutlu grafiği	52
5.6 $V_A=17,2$ V. için elektrik alanının y-bileşeni.....	53
5.7 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için sözde-Fermi seviyeleri	54
5.8 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için taşıyıcı yoğunlukları.....	54

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
5.9 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için potansiyel değişim.....	55
5.10 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için elektrik alan y-bileşeni	55
5.11 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için akım-gerilim karakteristiği.....	56
6.1 IGBT devre sembolü, MOS + PNP transistor modeli, MOS + PiN diyot modeli	58
6.2 PNP transistör ve PiN diyot yerine simülasyon eşdeğerlerinin olduğu modeller	59
6.3 IGBT geometrik yapısı, Baz bölgesini içeren eşdeğer PiN yapısı.....	60
6.4 IGBT geometrik yapısı	61
6.5 IGBT akım-gerilim karakteristikleri için test devresi.....	62
6.6 Benzeşim devresi	62
6.7 PiN diyot yerine simülasyon eşdeğerinin konulduğu devre	63
6.8 IGBT doğru akım-gerilim karakteristiklerini elde etmek için kullanılan devre.....	64
6.9 Eşdeğer devrede kullanılan diyota ilişkin akım-gerilim karakteristikleri.....	67
6.10 Farklı V_{GS} geçit gerilimleri için IGBT elemanına ilişkin akım-gerilim karakteristikleri	68
6.11 Farklı V_{GS} geçit gerilimleri için IGBT elemanına ilişkin akım-gerilim karakteristikleri	68
7.1 Kapanma sürecinin analizi için kullanılan devre	76
7.2 Geçici-hal akımının zamanla değişimi	76
7.3 Elektron yoğunluğunun zamanla değişimi	77
7.4 Potansiyelin zamanla değişimi.....	77
7.5 Kapanma sürecinin analizi için kullanılan devre.....	78
7.6 Geçici-hal akımlarının zamanla değişimi	78
7.7 Elektron yoğunluğunun zamanla değişimi	79
7.8 Kapanma sürecinin analizi için kullanılan devre.....	80
7.9 Diyotun anahtarlanması esnasındaki zaman göre akım karakteristiği.....	81
7.10 Geçici-hal benzeşimi yapılan diyod geometrisi.....	83

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
7.11 Jonksiyon üzerinde taşıyıcı yoğunluğunun zamanla değişimi.....	84
7.12 Gerilim-zaman çiftlerinin belirlenmesinde kullanılan akış diyagramı	85
7.13 Geçici-hal diyod geriliminin zamana göre değişimi.....	86
7.14 Geçici-hal diyod akımının zamana göre değişimi	86
7.15 Farklı yaşam süreleri için geçici-hal diyod gerilimlerinin zamana göre değişimleri	87
7.16 Farklı yaşam süreleri için geçici-hal diyod akımlarının zamana göre değişimleri	87
7.17 Geçici-hal benzeşimi yapılan PiN diyod geometrisi.....	88
7.18 Farklı yaşam süreleri için p ⁺ n diyot ve PiN diyot geçici-hal gerilimlerinin birlikte gösterimi.....	88
7.19 Farklı yaşam süreleri için p ⁺ n diyot ve PiN diyot geçici-hal akımlarının birlikte gösterimi.....	89
7.20 Farklı R _r değerleri için PiN diyot geçici-hal akımlarının birlikte gösterimi...89	

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
ψ	Potansiyel (V)
ψ_i	Has yarıiletken (<i>intrinsic</i>) Fermi potansiyeli (V)
μ_n, μ_p	Elektron ve delik hareket yeteneği ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)
ϕ_n, ϕ_p	Elektron ve delik Slotboom değişkenleri
ψ_n, ψ_p	Elektron ve delik Sözde-Fermi potansiyelleri (V)
τ_n, τ_p	Elektron ve delik yaşam süreleri (s)
τ_{n0}, τ_{p0}	Elektron ve delik ilave (<i>excess</i>) azınlık taşıyıcısı yaşam süreleri (s)
D_n, D_p	Elektron ve delik difüzyon katsayısı (cm^2/s)
E_{Fi}	Has yarıiletken Fermi enerjisi (eV)
E_{Fn}, E_{Fp}	Elektron ve delik Sözde-Fermi enerjileri (eV)
g_n, g_p	Elektron ve delik üreme hızları ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)
I_D	MOSFET akaç doğru akımı (A)
I_D	MOSFET akaç geçici-hal akımı (A)
J_n, J_p	Elektron ve delik elektrik akımı yoğunlukları (A/cm^2)
n^-, p^-	Düşük seviye katkılama elektron ve delik yoğunluğu (cm^{-3})
n, p	Elektron ve delik yoğunluğu (cm^{-3})
n^+, p^+	Yüksek seviye katkılama elektron ve delik yoğunluğu (cm^{-3})
N_D^+	Veren atom katkılama yoğunluğu (cm^{-3})
N_A^-	Alan atom katkılama yoğunluğu (cm^{-3})
R_n, R_p	Elektron ve delik yeniden birleşme hızları ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)
t_{fi1}, t_{fi2}	Akım düşme zamanları (s)
t_{fv1}, t_{fv2}	Gerilim düşme zamanları (s)
t_{ri}	Akım yükselme zamanı (s)
t_{rv}	Gerilim yükselme zamanı (s)
t_s	Yük biriktirme zamanı (s)
$V_{DS(\text{on})}$	MOSFET saturasyon akaç-kaynak gerilimi (V)
$V_{GS}(t), V_{GS}(t)$	MOSFET geçit-kaynak ve akaç kaynak geçici-hal gerilimleri (V)

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
$V_{GS(th)}$	MOSFET geçit-kaynak eşik gerilimi (V)
V_{GS}, V_{DS}	MOSFET geçit-kaynak ve akaç kaynak doğru gerilimleri (V)
<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
BJT	Bipolar Jonksiyonlu Tranzistör.
COMFET	İletkenlik Ayarlamalı FET (<i>Conductivity Modulated FET</i>)
CSTBT	(<i>Carrier Stored Trench Gate Bipolar Transistor</i>)
FET	Alan Etkili Tranzistör (<i>Field Effect Transistor</i>)
GEMFET	Kazanç Ayarlamalı FET (<i>Gain Modulated FET</i>)
IGBT	Yalıtılmış Geçitli Bipolar Tranzistör (<i>Insulated Gate Bipolar Transistor</i>)
IGR	Yalıtılmış Geçitli Doğrultucu (<i>Insulated Gate Rectifier</i>)
IGT	Yalıtılmış Geçitli Tranzistör (<i>Insulated Gate Transistor</i>)
MOSFET	Metal Oksit Yarıiletken FET (<i>Metal Oxid Semiconductor FET</i>)
MOSIGT	MOS Yalıtılmış Geçitli Tranzistör (<i>MOS Insulated Gate Transistor</i>)
NPT-IGBT	(<i>Non-Punch Through IGBT</i>)
PT-IGBT	(<i>Punch Through IGBT</i>)
TIGBT	(<i>Trench IGBT</i>)
VCR	Gerilim Kontrollü Direnç (<i>Voltage Controlled Resistance</i>)
ZVS	Sıfır Gerilim Anahtarlama (<i>Zero Voltage Switching</i>)

1. GİRİŞ

Yarıiletken elemanların modellenmesi ve benzeşimi eleman ve devrelerin tasarım ve analizinde önemli bir rol oynar. Yarıiletken elemanların doğru akım-gerilim çalışma durumu ele alınabileceği gibi geçici-hal davranışları da incelenebilir. Özellikle anahtarlama elemanı olarak kullanılan yarıiletken elemanlar söz konusu olduğunda geçici-hal analizi daha önemli olmaktadır. Örneğin IGBT (*Insulated Gate Bipolar Transistor*-Yalıtılmış Geçitli Bipolar Transistor) tabanlı eviriciler motor kontrolü gibi indüktif yüklü devrelerde yaygın olarak kullanılırlar. Ana anahtar elemanın karakteristikleri eviricinin kabiliyet ve verimliliğini önemli ölçüde etkiler. Bu sebeplerden dolayı gerçek bir evirici yapmadan önce uygun bir eleman modelini oluşturmak ve evirici performansının benzeşimini yapmak çok önemlidir.

Benzeşim yoluyla, doğru akım-gerilim çalışma durumu ve geçici-hal davranışlarının incelenmesi dışında, çeşitli fiziksel olay veya parametrelerin elemanın işleyişi üzerindeki etkileri de araştırılabilir. Örneğin sıcaklık, katkı yoğunlukları profili, eleman geometrisi gibi parametrelerin etkileri benzeşim yoluyla kolayca ortaya konabilir. Benzer şekilde, banttan-banda geçişle üreme, tam iyonlaşma, tuzak aracılığı ile yeniden birleşme, yüzey durumlarının etkinliği gibi çeşitli fiziksel olayların eleman işleyişi üzerindeki etkileri incelenebilir. Daha önemlisi, bunlar gibi fiziksel olay ve parametrelerden bir tanesi ele alınarak eleman işleyişinin tümü üzerindeki etkileri tanımlanabilir.

Yarıiletken eleman davranışına ilişkin, yukarıda bahsedilenlere benzer, inceleme yada tanımlama türü çalışmalar bir laboratuvar ortamında deneysel olarak da gerçekleştirilebilir. Ancak, bu çok pahalı bir yöntem olur. Şüphesiz deneysel çalışmalardan önce benzeşim programları kullanmak, daha ekonomik olması, bilgisayar ortamında çalışıldığı için yer ve zaman kısıtlamalarının olmaması, eleman üzerinde arzu edilen değişiklik yada uygulamaların hemen yapılabilmesi ve bir ölçüde de deneysel çalışmaların içerdiği çeşitli kaza olasılıklarını içermemesi gibi nedenlerle tercih edilir.

Bu çalışmada 1- ve 2-boyutlu benzeşim programları geliştirilerek çeşitli yarıiletken eleman yapılarının akım-gerilim ilişkileri elde edilmiştir. Çalışmanın İkinci

Bölüm'ünde popüler bir elektronik güç anahtarı olan IGBT'nin yapısı ve çalışma ilkesi sunulmuştur. Üçüncü Bölüm'de ise, benzeşimde kullanılan diferansiyel denklemlerin 2-boyutlu sayısal çözümleri ele alınmıştır. Dördüncü Bölüm'de IGBT modelleri anlatılmış, Beşinci Bölüm'de ise, 2-boyutlu sayısal çözümler 4 ve 2-tabakalı pn yapılarının benzeşimine uyarlanmıştır. IGBT yapısına ilişkin DC akım-gerilim ilişkileri, MOSFET + PiN diyot modeliyle elde edilmiş, sonuçlar Altıncı Bölüm'de verilmiştir. Yedinci Bölüm'de PN ve PiN diyotlarının geçici-hal akım-gerilim ilişkileri elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar Sekizinci Bölüm'de irdelenmiştir.

2. IGBT YAPISI VE ÇALIŞMASI

Birer elektronik güç anahtarı olarak ele alındıklarında, Bipolar Jonksiyonlu Tranzistörler (BJT'ler) ve Metal Oksit Yarıiletken Alan Etkili Tranzistörler (MOSFET'ler) bazı yönlerden, karşılıklı olarak birbirlerini tamamlayan özelliklere sahiptirler. BJT'ler, özellikle çok daha büyük bloklama gerilimlerinde, iletim-durumunda (*on-state*) daha düşük iletim-kayıplarına (*conduction-losses*) sahiptirler, fakat özellikle kapanırken (*turn-off*) daha uzun bir anahtarlama zamanına ihtiyaç duyarlar. MOSFET'ler çok daha hızlı açılıp kapatılabilirler; yani daha hızlıdır, fakat özellikle daha yüksek bloklama gerilimleri için (birkaç bin volt ve daha yüksek) üretilmiş elemanlarda iletim durumundaki iletim-kayıpları daha büyüktür. Bu gözlemler, her iki eleman tipinin en iyi özelliklerini birleştiren bir devre hatta belki de yeni bir eleman yapmak için aynı silisyum dilim üzerinde BJT ve MOSFET'leri birleştirmeye yönelik çalışmalara yol açmıştır.

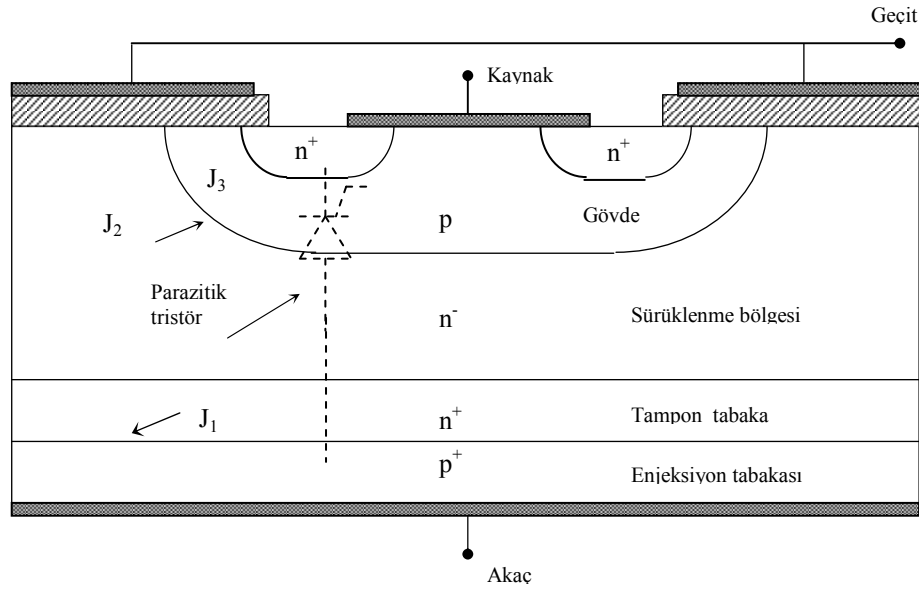
Bu çalışmalar, yeni uygulamaların çoğunda tercih edilen bir eleman haline gelen Yalıtılmış Geçitli Bipolar Transistör'ün (*Insulated Gate Bipolar Transistor: IGBT*) geliştirilmesine götürmüştür (Mohan et al., 1989). Ayrıca bu eleman, Metal-oksit Yarıiletken Yalıtılmış Geçitli Transistör (*Metal-oxide Semiconductor Insulated Gate Transistor: MOSIGT*), İletkenlik- Ayarlamalı FET (*Conductivity-Modulated FET: COMFET*), Kazanç-Ayarlamalı FET (*Gain-Modulated FET: GEMFET*) isimleriyle de bilinir. İlk olarak, Yalıtılmış Geçitli Transistör (*Insulated Gate Transistor: IGT*) yada Yalıtılmış Geçitli Doğrultucu (*Insulated Gate Rectifier IGR*) olarak adlandırılmıştı (Bose, 1992).

IGBT temel olarak MOSFET'in, BJT'nin ve tristörün özelliklerini birleştiren ve MOS geçitten açılıp/kapanan karma bir bipolar transistördür. Ticari olarak 1983 yılında üretildi, ve o zamandan bu yana kullanım alanları ve eleman karakteristikleri önemli ölçüde iyileştirildi (Bose, 1992). IGBT orta güçlerde (birkaç kilowattan birkaç bin

kilowata) ve orta frekanslarda (50 kHz üzeri) yer alan güç dönüştürücü uygulamalarında BJT ve güç MOSFET'leri üzerinde önemli üstünlüklere sahip olmuştur.

2.1. Temel Yapı

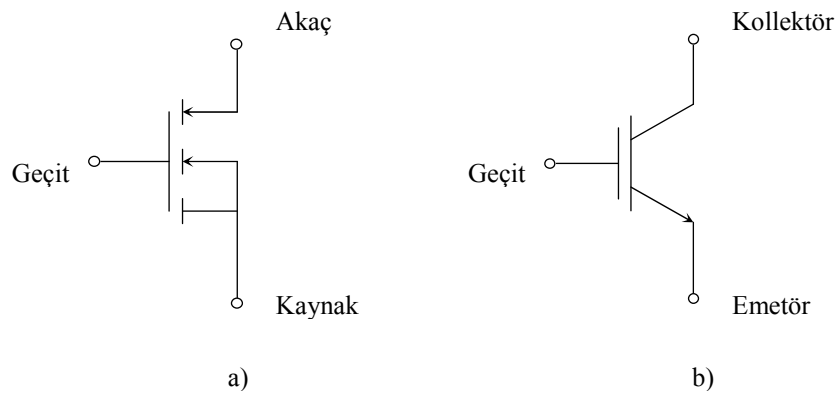
Genel bir n-kanallı IGBT'nin dikey kesiti Şekil 2.1'de gösteriliyor. Elemanın her bir tabakasındaki katkılama tipini değiştirmek yoluyla p-kanallı IGBT'ler de yapmak mümkündür. Şekil 2.1 IGBT yapısının sahip olduğu parazit tristörü de gösteriyor. Bu tristörün iletme geçmesi arzu edilmez ve uygulamadaki IGBT geometrisinin bir çok yapısal ayrıntısı, temel olarak J_2 ve J_3 jonksiyonlarından oluşan p-tipi gövde bölgesi, bu tristörün aktif hale gelme olasılığını küçük tutmak için Şekil 2.1'de gösterilen temel geometriden farklıdır. IGBT'ler, Şekil 2.1'den de görüldüğü gibi, gövde bölgesi üzerinde bir kaynak (*source*) metalizasyon kısmına sahiptirler. IGBT'ler de yer alan bu gövde-kaynak kısa devresi (*body-source short*) parazit tristörün iletme geçme olasılığını küçük tutmaya yardımcı olur.



Şekil 2.1 n-kanallı bir NT-IGBT'nin dikey kesit görünümü.

p^+ akaç (*drain*) kontağı ve n^- sürüklenme tabakası (*drift layer*) arasındaki n^+ tampon tabaka (*buffer layer*) IGBT'nin işleyişi için esas değildir ve bazı IGBT'ler bu tabaka olmaksızın da yapılabilirler. Bu tampon tabakası kullanılarak yapılanlar PT-IGBT (*punch-through* IGBT) olarak adlandırılırken tampon tabakası olmaksızın yapılanlar NPT-IGBT (*non-punc-through* IGBT) olarak adlandırılırlar. Eğer bu tabakanın katkılama yoğunluğu ve kalınlığı uygun seçilirse tabakanın varlığı IGBT'nin çalışmasını önemli ölçüde iyileştirir.

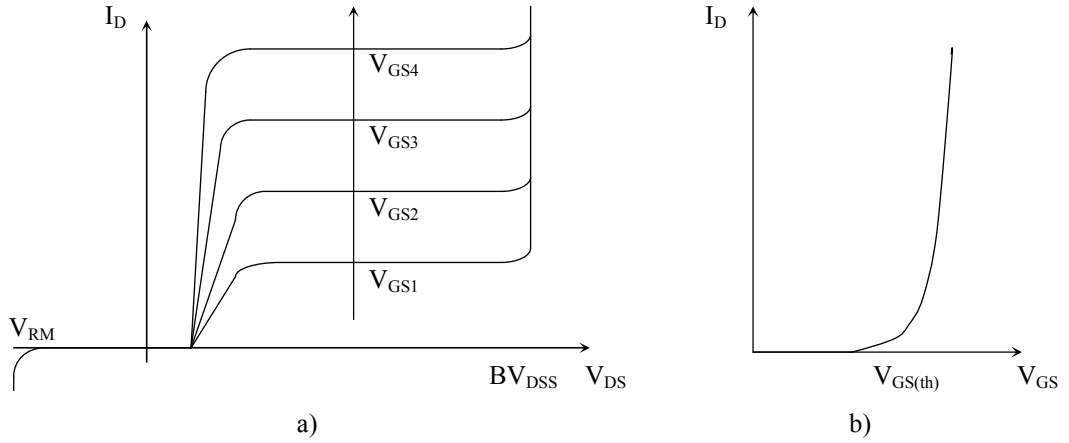
n-kanallı bir IGBT için kullanılan devre sembolü Şekil 2.2'de gösteriliyor; p-kanallı olan için semboldeki okların yönü ters çevrilir. Bu sembol temel olarak bir MOSFET için kullanılanla aynıdır fakat ilave olarak, enjeksiyon kontağını göstermek üzere, akaçtan eleman gövdesine yönelmiş bir ok içerir. IGBT'de kullanılan kısaltmalar ve sunulan sembol üzerinde mühendisler arasında bazı farklılıklar vardır. Bazıları IGBT'yi basitçe, MOSFET geçit girişli bir BJT olarak ele almayı tercih eder ve böylece Şekil 2.2.b'de gösterilen, IGBT için düzenlenmiş BJT sembolünü kullanır. Bu eleman sembolü akaç ve kaynaktan ziyade kollektör (*collector*) ve emetör'e (*emitter*) sahiptir.



Şekil 2.2 n-kanallı IGBT'nin devre sembolleri: a) MOSFET benzeri, b) BJT benzeri.

2.2. Akım-Gerilim Karakteristikleri

Bir n-kanallı IGBT'nin akım-gerilim karakteristiği Şekil 2.3.a'da gösteriliyor. İleri doğru (*forward direction*) kutuplamada, kontrol parametresinin giriş akımından ziyade bir giriş gerilimi, yani geçit-kaynak gerilimi, olduğu hariç tutulursa, biçim olarak bir lojik seviye BJT'ninkine benzediği söylenebilir.



Şekil 2.3 IGBT akım-gerilim karakteristikleri: a) çıkış karakteristikleri, b) transfer karakteristikleri.

Şekil 2.1'de J_2 olarak gösterilen jonksiyon, IGBT kapalı duruma geldiğinde bütün ileri gerilimi bloklar. Akım-gerilim karakteristiği üzerinde gösterilen geri-bloklama gerilimi, eğer eleman n^+ tampon tabakası olmaksızın üretilmiş ise, ileri-bloklama gerilimi kadar yapılabilir. AC devre uygulamalarının bazı tiplerinde böyle geri-kutuplama yeteneği kullanışlıdır. Şekil 2.1'de J_1 ile gösterilen jonksiyon geri-bloklama jonksiyonudur. Bununla beraber, eğer eleman yapısında n^+ tampon tabaka kullanılmış ise, artık bu jonksiyonun her iki tarafında mevcut olan yüksek yoğunlukta katkılamadan dolayı, J_1 jonksiyonunun kırılma (*breakdown*) gerilimi birkaç on volt mertebelerine kadar önemli ölçüde düşer ve artık IGBT daha fazla geri bloklama yeteneğine sahip olamaz.

Şekil 2.3.b’de gösterilen $I_D - V_{GS}$ transfer eğrisi güç MOSFET’ininkine eşdeğerdır. Eğri, akaç akım aralığının büyük bir kısmında oldukça doğrusaldır; sadece geçit-kaynak geriliminin eşik değere yaklaştığı düşük akaç akımlarında doğrusallıktan uzaklaşır. Eğer V_{GS} eşik gerilimi $V_{GS(th)}$ ’den daha küçük ise IGBT iletimde değildir (*off-state*). Geçit-kaynak ucuna uygulanabilecek en yüksek gerilim genellikle IGBT’nin içine akmasına izin verilebilecek en yüksek akaç akımı tarafından sınırlandırılır.

2.3. Elemanın Çalışma Prensibi

IGBT’nin çalışmasında bloklama ve iletim durumları mevcuttur. Uygulanan terminal gerilimlerine göre çalışma durumu belirlenir.

2.3.1 Bloklama durumu çalışması

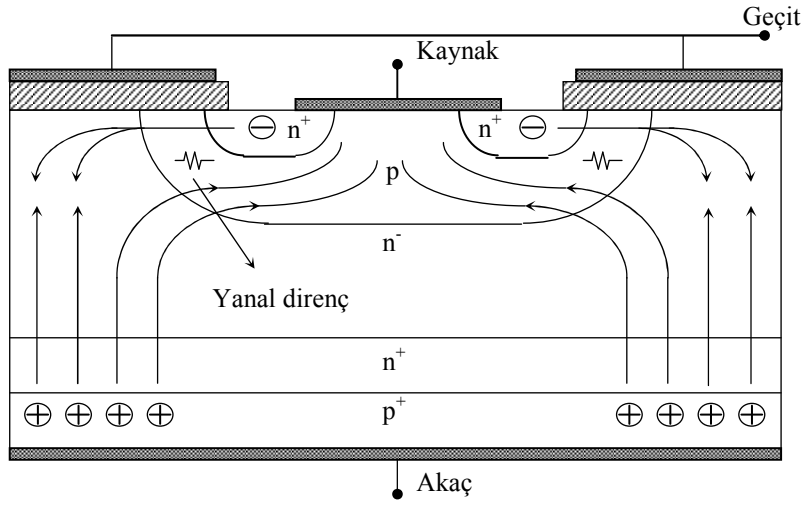
IGBT temel olarak bir MOSFET olduğu için geçit-kaynak gerilimi elemanın durumunu kontrol eder. V_{GS} eşik gerilimi $V_{GS(th)}$ ’den daha küçük olduğunda akaç kaynağa bağlayan bir evrilme tabakası (*inversion layer*) oluşmaz ve bundan dolayı eleman kapalı durumdadır. Uygulanan akaç-kaynak gerilimi J_2 jonksiyonunun üzerine düşer ve sadece çok küçük bir sızıntı akımı akar. Bu bloklama durumu işleyişi temel olarak MOSFET’ininkine eşittir.

IGBT’de p-tipi gövde bölgesi kasıtlı olarak çok daha yoğun katkılandığı için J_2 jonksiyonunun fakirleşme bölgesi temel olarak n^- sürüklenme bölgesinin içine doğru genişler. Sürüklenme bölgesinin genişliği fakirleşme bölgesini karşılayacak kadar büyüktür, öyle ki fakirleşme bölgesi sınırı p^+ enjeksiyon tabakasına temas etmez. Bu IGBT türü, bazen simetrik IGBT veya NPT-IGBT olarak anılır ve bloklamak için tasarlandığı ileri gerilim genliği kadar büyük bir geri yönde gerilimi de bloklayabilir. Bu geri-bloklama yeteneği bazı AC devre uygulamalarında kullanışlıdır.

Bununla beraber eğer *punch-through* yapı olarak adlandırılan ve Şekil 2.1’de gösterilen yapı kullanılırsa gerekli olan sürüklenme bölgesi genişliğini iki kat azaltmak mümkündür. Bu geometride, arzu edilen kırılma gerilimi sınırının önemli ölçüde altındaki gerilimlerde fakirleşme tabakasının sürüklenme-bölgesinin tamamı üzerine genişlemesine izin verilir. Fakirleşme tabakasının p^+ tabakasına kavuşması (*reach-through*), Şekil 2.1’de gösterildiği gibi, p^+ bölgesi ve sürüklenme-bölgesi arasına bir n^+ tampon tabakası yerleştirilmesiyle engellenir. Bu tip IGBT yapısı bazen asimetrik IGBT veya PT-IGBT olarak anılır. Daha düşük sürüklenme-bölgesi uzunluğu daha düşük iletim (*on-state*) kayıpları demektir. Fakat tampon tabakasının varlığı bu *punch-through* geometrinin geri-bloklama kapasitesinin oldukça düşük (birkaç on voltlar mertebesinde) olacağı anlamındadır.

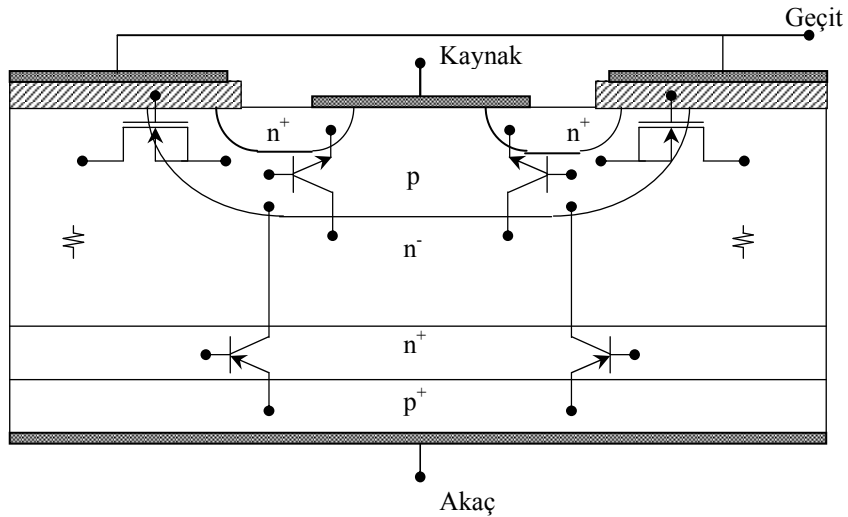
2.3.2 İletim durumu çalışması

Geçit-kaynak gerilimi eşik gerilimi değerini aştığında IGBT’nin geçidin altında kalan kısmında bir evrilme tabakası oluşur. Bu evrilme tabakası, tam olarak MOSFET’de olduğu gibi n^- sürüklenme bölgesini n^+ kaynak bölgesine bağlar. Şekil 1.4’de gösterildiği gibi bu evrilme tabakası içinden bir elektron akımı akar ve buna karşılık olarak p^+ akaç tabakasından n^- sürüklenme bölgesinin içine delik enjeksiyonunun başlamasına yol açar. Enjekte olan bu delikler hem sürüklenme hem de difüzyon vasıtasıyla hareket ederek sürüklenme-bölgesini aşarlar ve Şekil 2.4’de gösterildiği gibi farklı yollar katederek n^+ kaynak bölgesini çevreleyen p-tipi gövde bölgesine ulaşırlar. Delikler p-tipi gövde bölgesine varır varmaz, bu deliklerin oluşturduğu fakirleşme bölgesi yükü (*space charge*) gövde bölgesinin kontağı olan kaynak metalinden elektronları çeker ve ilave delikler elektronlarla yeniden birleşirler.



Şekil-2.4. İletim-durumu akım yolları.

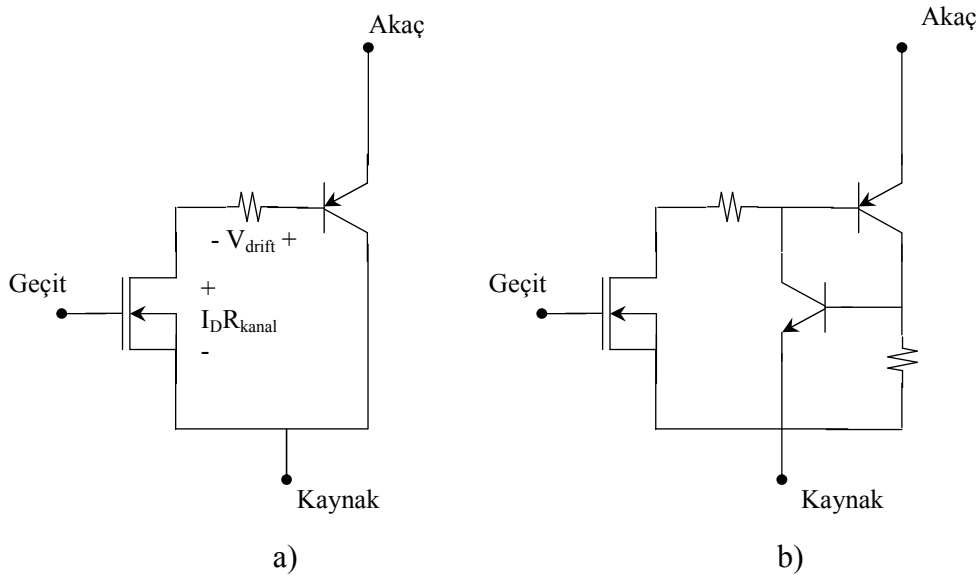
P-tipi gövde bölgesi ve n^- sürüklenme bölgesi tarafından oluşturulan jonksiyon difüzyonla gelen delikleri toplar ve böylece geniş-bazlı pnp tranzistörün kollektörü olarak iş görmüş olur. Şekil 2.5'de gösterilen bu tranzistör emetör olarak p^+ akaç kontağına, n^- sürüklenme bölgesi tarafından oluşturulan bir baza ve p-tipi gövde bölgesinin oluşturduğu bir kollektöre sahiptir.



Şekil-2.5. IGBT yapısındaki etkin MOSFET ve BJT işleyişleri.

Bu tanımlamalardan IGBT'nin işleyişini ortaya koymak için, Şekil 2.6'da gösterildiği gibi bir eşdeğer devre geliştirilebilir. Bu devre IGBT'yi ana tranzistörü bir pnp tranzistör ve sürücü elemanı bir MOSFET olan bir Darlington devre olarak modeller. Eşdeğer devrenin MOSFET parçası da BJT parçası ile birlikte Şekil 2.6'da çizildi. MOSFET akaç ve pnp baz arasındaki direnç n^- sürüklenme bölgesinin direncini temsil eder.

Klasik Darlington devrenin aksine, IGBT'nin eşdeğer devresindeki MOSFET sürücü toplam uç akımının çoğunu taşır. Toplam akımın bu eşit olmayan bölünüşü, parazit tristörü iletim durumuna sokma potansiyeline sahip sebeplerden dolayı arzu edilmez.



Şekil 2.6. IGBT eşdeğer devreleri a) basit eşdeğer, b) Parazit npn transistörü içeren eşdeğer devre.

Bu durumda, Şekil 2.6.a'daki eşdeğer devre kullanılarak iletim durumu gerilimi $V_{DS(on)}$ için,

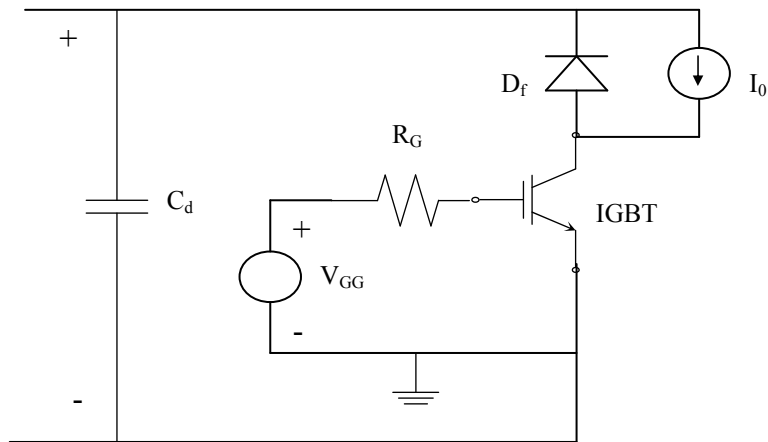
$$V_{DS(on)} = V_{j1} + V_{drift} + I_D \cdot R_{kanal} \quad (2.1)$$

olarak ifade edilebilir. Enjeksiyon jonksiyonu J_1 üzerine düşen gerilim bir pn-jonksiyonu üzerindeki gibi akıma üstel olarak bağlı ileri-kutuplama gerilimidir ve yaklaşık olarak 0.7 -1.0 V değerine sahiptir. Sürüklenme bölgesi üzerindeki gerilim düşümü V_{drift} yaklaşık olarak sabittir ve sürüklenme bölgesinin iletkenlik modülasyonundan dolayı IGBT’de MOSFET’tekinden çok daha küçüktür. Bütün bunlar, IGBT’nin toplam iletim-durumu gerilimini karşılaştırılabilir bir güç MOSFET’inin kinden çok daha küçük yapar. *Punch-through* yapının kullanılmasının da sürüklenme bölgesi üzerindeki gerilim düşümü V_{drift} ’in küçük tutulmasına yardımcı olur. Kanal üzerindeki gerilim düşümü kanalın omik direncinden dolayıdır.

2.4. Anahtarlama Karakteristikleri

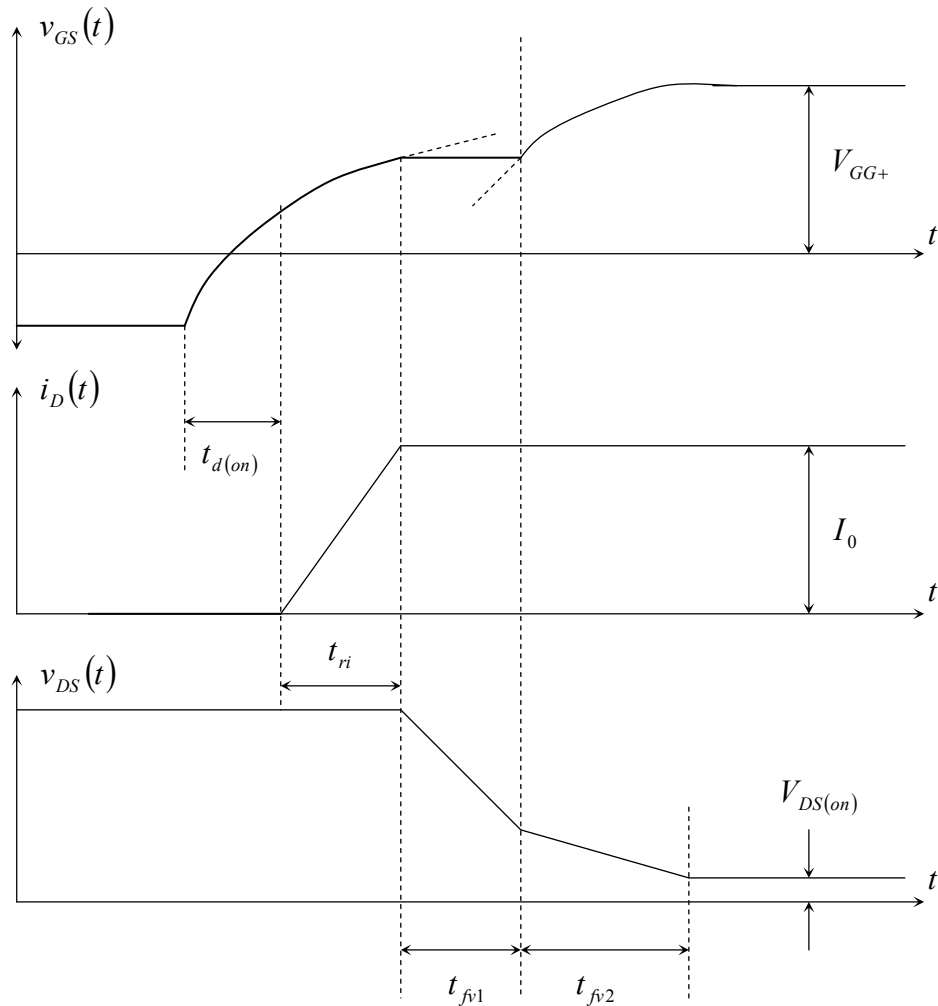
2.4.1. İletime-geçme (*turn-on*) geçici hali

Şekil 2.7’ de gösterildiği gibi *Step-down* dönüştürücüde kullanılan bir IGBT geçici-hal akım-gerilim değişimini ele alalım.



Şekil 2.7 IGBT kullanılan bir step-down dönüştürücü.

IGBT'nin iletme-geçme sürecindeki akım ve gerilim dalga biçimleri Şekil 2.8'de gösteriliyor. IGBT iletme-geçme sürecinin büyük bir bölümünde esas olarak bir MOSFET gibi davrandığı için Şekil 2.8'de verilen grafikler ile bir MOSFET'in iletme-geçme sürecindeki akım ve gerilimin zamana göre değişimini gösteren grafikler oldukça benzerdir. Ayrıca, MOSFET'in iletme-geçme akım-gerilim karakteristiklerinin incelenmesinde kullanılan eşdeğer devreler IGBT'nin iletme-geçme akım-gerilim karakteristiklerinin elde edilmesinde de kullanılabilir.



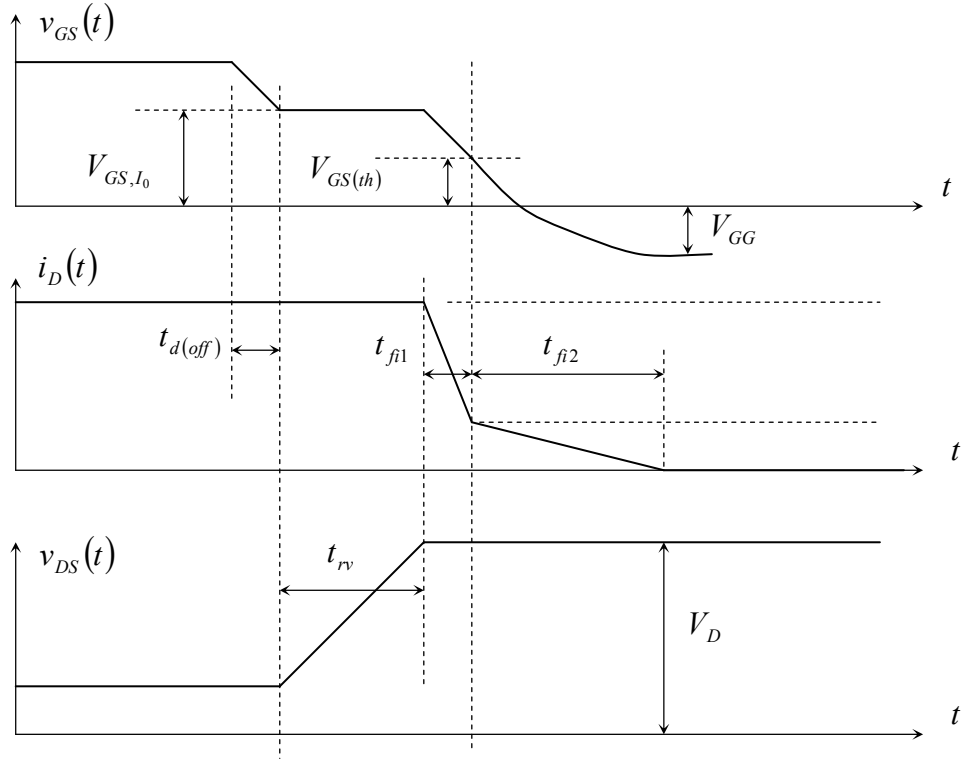
Şekil 2.8 *Step-down* dönüştürücü devre içinde kullanılan bir IGBT'nin açılma sürecindeki akım ve gerilim dalga biçimleri.

İletime-geçme sürecinde MOSFET akaç-kaynak gerilimi ($v_{DS}(t)$) dalga biçiminde gözlemlenen t_{fv2} aralığı genelde IGBT'nin akaç-kaynak gerilimi dalga biçiminde de gözlemlenir. IGBT'de gözlemlenen t_{fv2} aralığının oluşumuna iki faktör katkıda bulunur. Birincisi, güç MOSFET'lerinde gözlemlenene benzer biçimde, düşük akaç-kaynak gerilimlerinde IGBT'nin MOSFET parçasındaki geçit-akaç kapasitesi C_{gd} büyüyecektir. İkincisi, IGBT'nin *pnp* transistör kısmı aktif bölgeyi kendi iletim-durumuna, MOSFET kısmından çok daha yavaş düşürür. *pnp* transistör tam olarak iletme geçinceye kadar akaç-sürüklenme bölgesinin iletkenlik modülasyonundan tam olarak faydalanamaz ve bu yüzden IGBT üzerine düşen gerilim son durumda oluşacak olan iletim-durumu gerilimi kadar küçük olamaz.

2.4.2 İletimden çıkma (*turn-off*) geçici-hali

Step-down dönüştürücü devre içinde kullanılan bir IGBT'nin kapanma sürecindeki akım ve gerilim dalga biçimleri Şekil 2.9'da gösteriliyor. Akaç akımındaki herhangi bir düşmeden önce akaç-kaynak geriliminde ($v_{DS}(t)$) gözlemlenen bloklama değerine yükselme kısmı, *step-down* dönüştürücü devrelerde kullanılan bütün anahtar elemanlarda gözlemlenene eşdeğerdir. Başlangıç zaman aralığını oluşturan kapanma gecikme zamanı $t_{d(off)}$ ve gerilim yükselme zamanı t_{rv} IGBT'nin MOSFET parçası tarafından gerçekleştirilir.

Kapanma sürecinde ortaya çıkacak dalga biçimlerini incelemek için iletme-geçme durumunda kullanılan eşdeğer devre kullanılabilir.



Şekil 2.9 *Step-down* dönüştürücü devre içinde kullanılan bir IGBT'nin kapanma sürecindeki akım ve gerilim dalga biçimleri.

IGBT'nin ve MOSFET'in kapanma süreçleri arasındaki temel fark iki farklı zaman aralığının bulunduğu akaç akımı dalga biçiminde gözlemlenebilir. t_{f1} zaman aralığı süresince ortaya çıkan hızlı düşüş IGBT'nin MOSFET kısmının kapanmasına karşılık gelir. İkinci zaman aralığı t_{f2} süresince akaç akımının bir "kuyruk" (*tailing*) yapması ise n^- sürüklenme bölgesinde biriken yükten dolayıdır. MOSFET kısmı kapandığı için ve negatif bir akım oluşturabilecek biçimde IGBT uçlarına uygulanan ters kutuplama olmadığı için taşıyıcıların bölgeden dışarı atılması yoluyla birikmiş olan yükü uzaklaştırma imkanı yoktur.

Bu ilave taşıyıcıların uzaklaştırılmasının tek yolu, IGBT içinde meydana gelen yeniden birleşme (*recombination*) sürecidir. İletim-durumu gerilim düşümünün düşük olması için n^- sürüklenme bölgesindeki ilave taşıyıcı yaşam süresi'nin (*excess carrier lifetime*) büyük olması arzu edildiğinden dolayı kapanma sürecindeki t_{f12} zaman aralığı eşdeğer olarak uzun olacaktır. Bununla birlikte akaç-kaynak gerilimi kendi kesim-durumu (*off-state*) gerilim değerinde olacağı için bu zaman aralığındaki güç sarfiyatı (*power dissipation*) büyük olacağından uzun bir t_{f12} zaman aralığı arzu edilmez. Güç BJT'leri için olan kuyruklama zamanında (*tailing time*) olduğu gibi bu zaman sıcaklık ile artar. Bu sebeplerden dolayı IGBT'de daha düşük iletim-durumu kayıpları ve daha düşük kapanma zamanı arasında bir tercih yapılmalıdır. Bu durum BJT'ler, tristörler, diyodlar ve benzerleri gibi azınlık taşıyıcısı elemanlarda ortak bir durumdur. Sürüklenme bölgesindeki taşıyıcı yaşam süresini arzu edilen değere ayarlamak için IGBT'ye elektron bombardımanı (*electron irradiation*) işleminin uygulanması sıklıkla kullanılan bir yöntemdir.

PT-IGBT'ler kuyruklama zamanını kısaltarak kuyruk akımından kaynaklanan sorunları en düşük seviyede tutmaya çalışırlar. Bu işleyiş, Şekil 2.1'de gösterilen ve daha önce tanımlanan n^+ tampon tabakanın kullanılmasıyla yapılır. Tampon tabaka n^- sürüklenme bölgesinden çok daha küçük ilave taşıyıcı yaşam süresine sahip olacak biçimde tasarlanır ve böylece tampon tabaka ilave delikler için bir kontak (*sink*) gibi iş görür. Tampon tabakada bulunan deliklerin bu büyük yeniden birleşme hızları kapanma esnasında n^- sürüklenme bölgesinde bir delik yoğunluk gradyanı oluşturur ve bu da tampon tabakaya doğru büyük bir delik sürüklenme akışına sebep olur. Bu işleyiş deliklerin sürüklenme bölgesinden uzaklaşma hızını oldukça artırır ve böylece t_{f12} zaman aralığı kısaltılmış olur. IGBT üzerinden büyük akımlar aktığında içinde oluşan omik kayıpların ihmal edilebilir seviyelerde olması için tampon tabaka göreceli olarak ince ve yoğun katkılı yapılır. Tampon tabakası kullanan PT-IGBT'lerin sürüklenme bölgesi genişliği tampon tabakası kullanmayan NPT-IGBT'lerin sürüklenme bölgesi genişliğine kıyasla iki kat kadar daha küçük yapılabilir. Böylece PT elemanın sürüklenme bölgesi üzerindeki iletim-durumu kayıpları karşılaştırılabilir (aynı gerilim

aralığı ve aynı sürüklenme bölgesi yaşam süresi) bir NPT elemanından daha düşük olabilecektir.

NPT-IGBT'ler, kuyruklama zaman aralığı süresince akım genliğini düşürmek yoluyla kuyruk akımı sorununa müdahale ederler. Bu amaç, toplam akımın mümkün olduğu kadar büyük bir kısmını MOSFET parçası taşıyacak şekilde IGBT'ler tasarlanarak başarılabilir. IGBT kapandığında MOSFET parçası ve onun taşıdığı akımda hızla sıfıra gider. Geriye toplam akımın sadece çok küçük bir yüzdesi kalır ve buda arta kalan kuyruk akımı olarak BJT parçasında taşınır. Toplam akımın %90 veya daha fazlası IGBT'nin MOSFET kısmı tarafından taşınacak şekilde hiçbir NPT-IGBT tasarlanamaz. IGBT'nin pnp tranzistör kısmı pratik olarak düşük bir akım kazancı β 'ya sahip olacak biçimde tasarlanır. Sürüklenme bölgesi iletim-durumu kayıplarını en düşük seviyede tutmak için sürüklenme bölgesindeki yaşam süresi olabildiğince büyük alınır.

3. SAYISAL BENZEŞİM

Çeşitli çalışma koşulları altında, bağımsız bir eleman olarak tasarlanan keyfi bir yarıiletken yapının doğru bir biçimde analizini yapmak için bir matematiksel model verilmelidir. Bu matematik modeli oluşturan denklemler yaygın bir biçimde “*Temel Yarıiletken Denklemleri*” olarak adlandırılır. Bunlar, basitleştirici bazı kabullerden, yarıiletkenler hakkındaki katı-hal fiziği bilgilerinden ve (3.1.a), (3.1.b), (3.1.c) ve (3.1.d) ile verilen Maxwell denklemlerinden elde edilebilirler.

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (3.1.a)$$

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (3.1.b)$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho \quad (3.1.c)$$

$$\text{div}\vec{B} = 0 \quad (3.1.d)$$

Burada sırasıyla \vec{E} ve \vec{D} elektrik alan ve deplasman vektörleri, \vec{H} ve \vec{B} manyetik alan ve manyetik indüksiyon vektörleridir. \vec{J} iletim akım yoğunluğu ve ρ yük yoğunluğudur. Ayrıca,

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} \quad (3.2)$$

denklemini de gereklidir. Burada ε dielektrik (*permittivity*) tensörünü gösterir. Bu ilişki, zamandan bağımsız dielektrik özelliğe sahip bütün malzemeler için geçerlidir. Dahası mekanik kuvvetler yoluyla polarizasyon ihmal edilmiştir. Yarıiletken elemanların alışılmış uygulamaları dikkate alındığında her iki kabul de göreceli olarak iyi bir biçimde sağlanır. Bununla beraber, piezoelektrik olayın, ferroelektrik olayın ve doğrusal olmayan optiğin incelenmesi için (3.2) denklemini yeterli değildir, (Selberherr, 1984)

3.1. Özel Eliptik Kısmi Türevli Diferansiyel Denklemler

İki boyutlu eliptik KTDD'lerin genel yapısı aşağıdaki gibi verilebilir:

$$A \cdot u_{xx} + 2 \cdot B \cdot u_{xy} + C \cdot u_{yy} = S(x, y, u, u_x, u_y) \quad (3.3)$$

Bu ifadede $B^2 - 4 \cdot A \cdot C < 0$ koşulunun sağlanması gerekir. En genel durumda A, B ve C katsayıları da x, y ve u'nun fonksiyonları olabilir. Yapılan bu tanımlamaya göre, eliptik denklemlere örnek olarak, Laplace, Poisson ve Biharmonik denklemleri verilebilir. Bu denklemler sırasıyla aşağıda verildiği gibidir;

$$u_{xx} + u_{yy} = 0 \quad (3.4.a)$$

$$u_{xx} + u_{yy} = -f(x, y) \quad (3.4.b)$$

$$u_{xxxx} + 2 \cdot u_{xxyy} + u_{yyyy} = 0 \quad (3.4.c)$$

yada, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, Laplasyen operatörü kullanılarak,

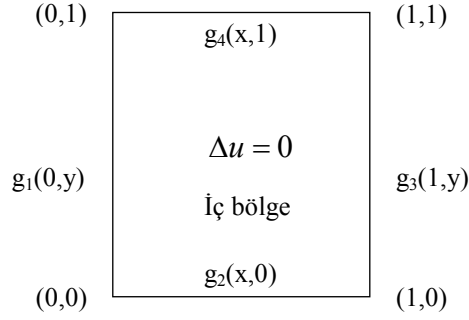
$$\Delta u = 0 \quad \text{Laplace} \quad (3.5.a)$$

$$\Delta u = -f(x, y) \quad \text{Poisson} \quad (3.5.b)$$

$$\Delta \Delta u = 0 \quad \text{Biharmonik} \quad (3.5.c)$$

biçimlerinde yazılabilir.

İki boyutlu eliptik KTDD'lerin tanımlı olduğu iki boyutlu bölgelere örnek olarak Şekil 3.1'de gösterilen biçimde bir bölge verilebilir.



Şekil 3.1 Laplace denklemi için örnek bir tanım bölgesi

Eliptik KTDD'lerin, sadece ∂G üzerinde tanımlanan u 'nun bazı özellikleri konusunda sınır koşulları olmasına rağmen ilk koşulları yoktur. Sınır koşullarının üç biçimi vardır,

1- U 'nun bütün değerleri sınırlar üzerinde verilir; böylece,

$$u = g(x, y) \quad (3.6)$$

olur. Burada $(x, y) \in \partial G$ 'dir. Şekil 3.1 göz önünde bulundurularak aşağıdaki eşitlikler yazılabilir:

$$u = g_1(0, y) \quad (3.7.a)$$

$$u = g_2(1, y) \quad (3.7.b)$$

$$u = g_3(x, 0) \quad (3.7.c)$$

$$u = g_4(x, 1) \quad (3.7.d)$$

(3.6) yada (3.7) denklemleri ile verilen biçimler Laplace/Poisson denklemi için *1. tip sınır koşulu* yada *Dirichlet* sınır koşulu olarak adlandırılır.

2- U 'nun sınırlar üzerindeki değerlerinin belirtilmesi yerine, gradyant koşulları belirtilebilir. Böylece,

$$\frac{\partial u}{\partial n} = g(x, y) \quad (x, y) \in \partial G \quad (3.8)$$

olur, burada $\partial u/\partial n$ G 'den ileri doğru normal gradyanti temsil eder. Bu koşul *2. tip sınır koşulu* yada *Neumann* sınır koşulu olarak adlandırılır.

3- Son olarak u ve u_n 'nin genel kombinasyonu olarak,

$$a \cdot u + b \cdot \frac{\partial u}{\partial n} = c \quad (3.9)$$

biçiminde yazılabilir, burada a , b ve $c(x, y)$ 'nin fonksiyonları olabilirler. Bu koşul *3. tip sınır koşulu* ya da *Robbins* sınır koşulu olarak adlandırılır.

3.2. Laplace ve Poisson Denklemleri için 5-Noktalı Sonlu Farklar Yaklaşımı

Laplace denklemi için, (3.4.a), ifadede yer alan her bir ikinci mertebeden türev bilindik sonlu farklar ifadeleri ile yer değiştirebilir. Buradan,

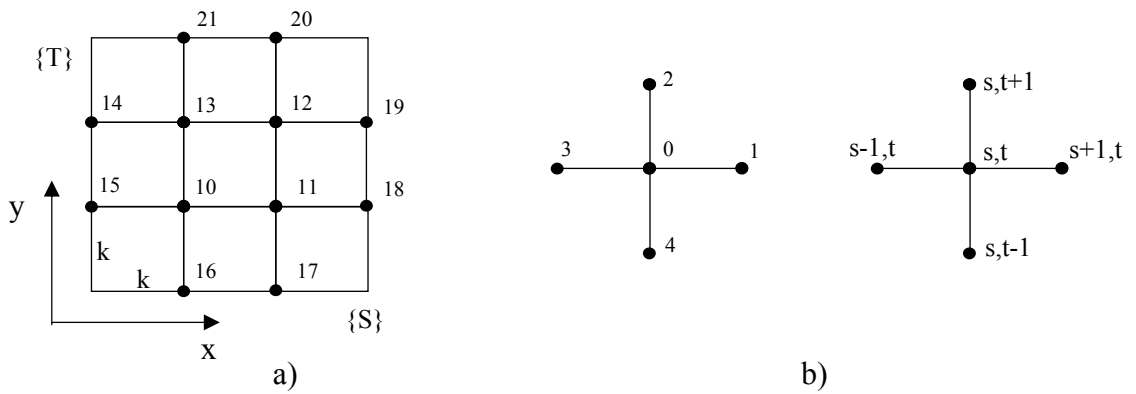
$$\frac{u_{s+1,t} - 2 \cdot u_{s,t} + u_{s-1,t}}{k^2} + \frac{u_{s,t+1} - 2 \cdot u_{s,t} + u_{s,t-1}}{k^2} = 0 \quad (3.10)$$

veya

$$u_{s,t} = \frac{1}{4} (u_{s+1,t} + u_{s-1,t} + u_{s,t+1} + u_{s,t-1}) \quad (3.11)$$

elde edilir, yada Şekil 3.1'de verilen nokta notasyonları kullanılarak,

$$u_0 = \frac{1}{4} (u_1 + u_2 + u_3 + u_4) \quad (3.12)$$



Şekil 3.2 a) Laplace ve Poisson denklemleri için örnek kare bölgede düğüm numaralandırılması, b) 5-noktalı yaklaşım için beş iç nokta

elde edilir. Denklem (3.12)'de u_0 'ın merkez çevresindeki 4 noktanın ortalaması olduğu açıktır. Bu ifade, Laplace denklemi için, eşit boşluklu, olası en basit 5-noktalı sonlu farklar yaklaşımıdır. Eğer Poisson denklemi kullanılmış olsaydı,

$$u_0 = \frac{1}{4}(u_1 + u_2 + u_3 + u_4 + k^2 \cdot f_0) \quad (3.13)$$

elde edilirdi.

(3.12)'un yerel kesim hatasının (*local truncation error*) $O(k^2)$ olduğu görülebilir. Bununla birlikte, Taylor serisi açılımı kullanılarak bu sonuç daha net bir biçimde ortaya konulabilir.

$$u_{s+1,t} = \left[u + k \cdot u_x + \frac{1}{2} \cdot k^2 \cdot u_{xx} + \frac{1}{6} \cdot k^3 \cdot u_{xxx} + \frac{1}{24} \cdot k^4 \cdot u_{xxxx} + \dots \right]_{s,t} \quad (3.14.a)$$

$$u_{s-1,t} = \left[u - k \cdot u_x + \frac{1}{2} \cdot k^2 \cdot u_{xx} - \frac{1}{6} \cdot k^3 \cdot u_{xxx} + \frac{1}{24} \cdot k^4 \cdot u_{xxxx} - \dots \right]_{s,t} \quad (3.14.b)$$

$$u_{s,t+1} = \left[u + k \cdot u_y + \frac{1}{2} \cdot k^2 \cdot u_{yy} + \frac{1}{6} \cdot k^3 \cdot u_{yyy} + \frac{1}{24} \cdot k^4 \cdot u_{yyyy} + \dots \right]_{s,t} \quad (3.14.c)$$

$$u_{s,t-1} = \left[u - k \cdot u_y + \frac{1}{2} \cdot k^2 \cdot u_{yy} - \frac{1}{6} \cdot k^3 \cdot u_{yyy} + \frac{1}{24} \cdot k^4 \cdot u_{yyyy} - \dots \right]_{s,t} \quad (3.14.d)$$

Taylor açılımından elde edilen bu ifadeler (3.10) denkleminde yerine yazılıp gerekli düzenlemeler yapıldığında

$$\frac{u_{s+1,t} - 2 \cdot u_{s,t} + u_{s-1,t}}{k^2} + \frac{u_{s,t+1} - 2 \cdot u_{s,t} + u_{s,t-1}}{k^2} = u_{xx} + u_{yy} + \frac{k^2}{12} [u_x^4 + u_y^4] + \dots \quad (3.15)$$

elde edilir, buradan yerel kesim hatasının $O(k^2)$ olduğu görülebilir, ya da

$$M = \max_{\bar{G}} \{|u_x^4|, |u_y^4|\} \quad (3.16)$$

olmak üzere

$$T.E. \leq \frac{k^2}{12} \cdot M \quad (3.17)$$

şeklinde ifade edilebilir. *Birkhoff* ve *Gulati (1974)* kare çevrim üzerindeki Laplace denklemi için (3.10)'den daha doğru olabilen başka 5-nokta yaklaşımı olmadığını gösterdiler.

Şimdi örnek olarak denklem (3.12)'un Şekil 3.2'nin düğümleri ile birlikte kullanılmasını ele alalım. Burada u_{10} , u_{11} , u_{12} ve u_{13} değerlerinin bilinmediği ve hesaplanması gerektiği görülebilir. Buna karşın $u_{14} \dots u_{21}$ değerleri, eğer Dirichlet sınır koşulları uygulanırsa bilinmektedir. Eğer (3.12) denklemi her bir iç noktaya uygulanırsa

$$4 \cdot u_{10} = u_{13} + u_{15} + u_{16} + u_{11} \quad (3.18.a)$$

$$4 \cdot u_{11} = u_{12} + u_{10} + u_{17} + u_{18} \quad (3.18.b)$$

$$4 \cdot u_{12} = u_{20} + u_{13} + u_{11} + u_{19} \quad (3.18.c)$$

$$4 \cdot u_{13} = u_{10} + u_{12} + u_{14} + u_{21} \quad (3.18.d)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklem sistemi dört bilinmeyenli ($u_{10} \dots u_{13}$) dört lineer denklemi içerdiği için

$$[A] \cdot \{u\} = \{b\} \quad (3.19)$$

biçiminde yazılabilir. Burada,

$$\{u\} = \begin{bmatrix} u_{10} \\ u_{11} \\ u_{12} \\ u_{13} \end{bmatrix}, \quad \{b\} = \begin{bmatrix} u_{15} + u_{16} \\ u_{17} + u_{18} \\ u_{19} + u_{20} \\ u_{14} + u_{21} \end{bmatrix}, \quad [A] = \begin{bmatrix} 4 & -1 & 0 & -1 \\ -1 & 4 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 4 & -1 \\ -1 & 0 & -1 & 4 \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

biçimindedir ve $\{b\}$ vektörü sadece bilinen değerleri içerir. Bu durumda (3.20) sistemi tek çözüme sahiptir,

$$\{u\} = [A]^{-1} \cdot \{b\} \quad (3.21)$$

ve A matrisinin diyagonal olmasında bir kolaylıktır.

Bu sonuçlar diğer birçok eliptik KTDD'lere genişletilebilir. Bu çalışmanın ileriki kısımlarında tekrar ele alınacak olan ve Poisson denkleminde daha düşük dereceden türevlerinde bulunduğu duruma ilişkin olup,

$$A \cdot u_{xx} + C \cdot u_{yy} + D \cdot u_x + E \cdot u_y + F \cdot u + H = 0 \quad (3.22)$$

formülü ile verilen genel ifade bir örnek olarak gösterilebilir.

3.3. Sınır Koşulları

Sınır koşullarının incelenmesinde, Şekil.3.2.a'da gösterildiği gibi ∂G 'nin kare (yada dikdörtgen) biçiminde olduğu kabul edilebilir. Bu şekildeki bir kabul daha sonraki kısımlarda ele alınacak geometriler içinde uygundur. Bu bölge için (3.7) Dirichlet sınır koşulları uygulandığında, örneğin, u_{12} 'nin hesabı u_{19} ve u_{20} 'yi içerir ve bunların her ikisi de sınır koşulu gereği bilinmektedir. Bundan dolayı (3.20) ile verilen $\{b\}$ vektörünün kullanımında herhangi bir sorunla karşılaşılmaz.

Şimdi (3.8) ile verilen Neumann sınır koşulunun $x = 0$ 'da uygulandığını kabul edelim, böylece

$$-\frac{\partial u}{\partial x} = g(0, y) \quad (3.23)$$

olur. Şekil 3.2.a'ya göre, eğer (3.23) koşulu sağlanırsa, önceki bilinmeyenler u_{10} , u_{11} , u_{12} ve u_{13} 'e ilave olarak u_{14} ve u_{15} notalarında yeni bilinmeyen noktalar haline gelirler. Eşdeğer bir analizin sonucu olarak $u_{16} \cdots u_{21}$ noktaları için de aynı durum geçerlidir. Şekil.3.2.a'da gösterilen 15 nolu düğüm için ileri yönde fark operatörü kullanılarak (3.23) koşulu

$$\frac{u_{15} - u_{10}}{k} = g(0, y)_{15} \quad (3.24)$$

olarak yazılabilir ve 10. düğüm için 5-nokta yaklaşımı

$$u_{10} = \frac{1}{4}(u_{11} + u_{13} + u_{15} + u_{16}) \quad (3.25)$$

ile birleştirilerek u_{15} elenebilir. (3.24) ve (3.25) denklemlerinin birlikte kullanılması u_{15} 'in biliniyor olmasıyla eşdeğerdir. Bununla beraber, (3.24) ifadesinin yerel kesim hatası sadece $O(k)$ dır, halbuki 5-noktalı yaklaşımın hata ifadesi $O(k^2)$ 'dir. Yaklaşımı düzeltmek için (3.24) yerine kesim hatası $O(k^2)$ olan merkezi fark formülü kullanılabilir.

$$\frac{u_{-10} - u_{10}}{2 \cdot k} = g(0, y)_{15} \quad (3.26)$$

Bu ifadede yer alan u_{-10} sınırın dışında, gerçekte var olmayan bir noktadır fakat u_{10} ve u_{15} tarafından tanımlanan hattın üzerindedir. Daha önce yapıldığı gibi 15 nolu düğüm için yazılan 5-nokta yaklaşımı (3.26) ile birleştirilerek u_{-10} elenebilir.

3.4. 2-Boyutlu Eliptik K.T.D.D. Çözücü

Kısım 3.2’de elde edilen sonuçlar diğer bir çok K.T.D.D’lere genelleştirilebilir. Burada ele alınacak olan denklem, Poisson denkleminde daha düşük dereceden türevlerinde bulunduğu duruma ilişkin olup,

$$Au_{xx} + Cu_{yy} + Du_x + Eu_y + Fu + H = 0 \quad (3.27)$$

yapısına sahiptir. A, C, D, E, F ve H en genel durumda x ve y’nin fonksiyonu olabilirler. Bu denklemde, ikinci mertebeden türevler yerine,

$$u_{xx}|_{r,s} = \frac{u_{r+1,s} - 2u_{r,s} + u_{r-1,s}}{h^2} + O(h^2) \quad (3.28)$$

$$u_{yy}|_{r,s} = \frac{u_{r,s+1} - 2u_{r,s} + u_{r,s-1}}{k^2} + O(k^2) \quad (3.29)$$

ve birinci mertebeden türevler yerine de

$$u_x|_{r,s} = \frac{u_{r+1,s} - u_{r-1,s}}{2h} + O(h^2) \quad (3.30)$$

$$u_y|_{r,s} = \frac{u_{r,s+1} - u_{r,s-1}}{2k} + O(k^2) \quad (3.31)$$

ifadeleri kullanılabilir. (3.28) ve (3.29) ifadeleri, Taylor serisi açılımından, yüksek mertebeden türevleri içeren terimler ihmal edilerek elde edilmişlerdir. $O(\dots)$ terimi, yapılan bu ihmal sonucunda ortaya çıkan hatanın üst sınırını temsil eder. Hata terimleri ihmal edilerek (3.28), (3.29), (3.30) ve (3.31) bağıntıları denklem (3.27) de yerlerine yazılabilir. Buradan,

$$\begin{aligned} & A \left(\frac{u_{r+1,s} - 2u_{r,s} + u_{r-1,s}}{h^2} \right) + C \left(\frac{u_{r,s+1} - 2u_{r,s} + u_{r,s-1}}{k^2} \right) + \\ & D \left(\frac{u_{r+1,s} - u_{r-1,s}}{2h} \right) + E \left(\frac{u_{r,s+1} - u_{r,s-1}}{2k} \right) + Fu_{r,s} + H = 0 \end{aligned} \quad (3.32)$$

ifadesi elde edilebilir. Eşit boşluklu durum için ($h = k$) olduğu göz önünde bulundurularak aynı indisli terimlerin ortak parantez altında toplanmaları ile,

$$\begin{aligned} & u_{r+1,s} \left[A + \frac{1}{2} hD \right] + u_{r,s+1} \left[C + \frac{1}{2} hE \right] + u_{r-1,s} \left[A - \frac{1}{2} hD \right] + u_{r,s-1} \left[C - \frac{1}{2} hE \right] + \\ & u_{r,s} \left[-2A - 2C + h^2 F \right] + h^2 H = 0 \end{aligned} \quad (3.33)$$

ifadesi elde edilir. Drift-difüzyon denklemlerle ilgilendiğimiz için, (3.59) ve (3.60) denklemlerinden de görülebileceği gibi, $A = C = 1$ olarak alınabilir. Sonuç olarak, (3.33) denklemi,

$$\alpha_1 u_1 + \alpha_2 u_2 + \alpha_3 u_3 + \alpha_4 u_4 + \alpha_0 u_0 + h^2 H = 0 \quad (3.34)$$

genel gösterimi ile ifade edilebilir. Burada,

$$\alpha_1 = 1 + \frac{1}{2}hD \quad (3.35.a)$$

$$\alpha_2 = 1 + \frac{1}{2}hE \quad (3.35.b)$$

$$\alpha_3 = 1 - \frac{1}{2}hD \quad (3.35.c)$$

$$\alpha_4 = 1 - \frac{1}{2}hE \quad (3.35.d)$$

$$\alpha_0 = -4 + h^2F \quad (3.35.e)$$

ve

$$u_{r+1,s} = u_1 \quad (3.36.a)$$

$$u_{r,s+1} = u_2 \quad (3.36.b)$$

$$u_{r-1,s} = u_3 \quad (3.36.c)$$

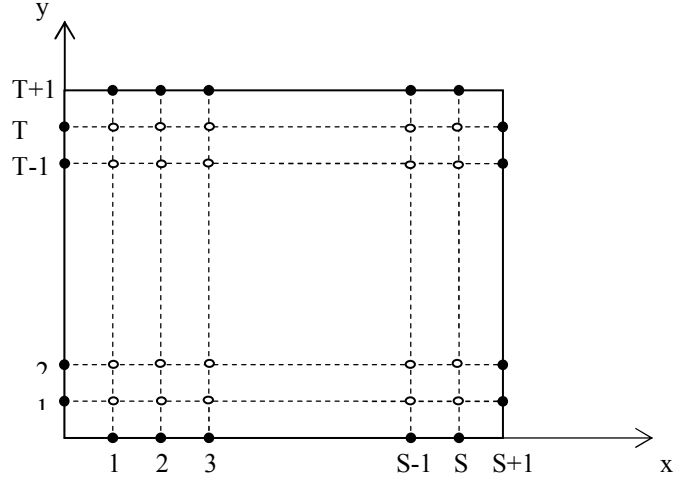
$$u_{r,s-1} = u_4 \quad (3.36.d)$$

$$u_{r,s} = u_0 \quad (3.36.e)$$

kısaltmaları yapılmıştır.

Denklemin çözümünün yapılacağı geometrik bölgenin dikdörtgen bir yapıya sahip olduğu sınırlarda ise Dirichlet ve/veya Neumann sınır koşullarının geçerli olduğu kabul edilmiştir.

Eşit boşluklu durum için, daha sonraki bölümlerde yer alan sayısal örneklerde de kullanılacak olan örnek bir geometrik yapı, Şekil 3.3'deki gibi temsil edilebilir.



Şekil 3.3. Üzerinde çözümün yapıldığı iki boyutlu geometrik bölge.

Burada, koyu noktalar, değerleri sınır koşulları vasıtasıyla doğrudan yada dolaylı olarak bilinen noktalardır. Açık renkli noktalar ise değerleri hesaplanacak olan noktalardır. Şekil 3.3'e göre değeri bilinmeyen $S \times T$ tane iç nokta vardır. Buradan, (2.34) denkleminin Şekil 3.3'deki her iç noktaya uygulanması ile, $(S \times T)$ tane bilinmeyen içeren $(S \times T)$ adet doğrusal denklem elde edilir. Bu denklemler, sınır koşullarının da yardımı ile,

$$[A] \cdot \{u\} = \{b\}$$

yapısında ifade edilebilir ve buradan iç noktaların değerleri belirlenebilir. Burada $\{b\}$ vektörü, sınır koşulları ve kaynak fonksiyonları tarafından belirlenen bir vektördür.

3.5. Yarıiletken İletim Denklemleri

Yarıiletken elemanların modellenmesinde ve benzeşiminde kullanılan denklemler, sırasıyla, elektron ve delikler için akım yoğunluğu denklemleri

$$\vec{J}_n = e\mu_n n \vec{E} + eD_n \nabla n \quad (3.37.a)$$

$$\vec{J}_p = e\mu_p p \vec{E} + eD_p \nabla p \quad (3.37.b)$$

süreklilik denklemleri

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{J}_n + U_n \quad (3.38.a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{J}_p + U_p \quad (3.38.b)$$

ve Poisson denklemi

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\epsilon} (p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (3.39)$$

olarak verilebilir. Bu denklemlerde,

$$n = n(x, y) \quad (3.40.a)$$

$$p = p(x, y) \quad (3.40.b)$$

$$V = V(x, y) \quad (3.40.c)$$

terimleri, sırasıyla, elektron ve delik yoğunlukları ile potansiyel değişimi ifade eden iki boyutlu skaler fonksiyonlar,

$$\vec{J}_n = \vec{J}_n(x, y) \quad (3.41.a)$$

$$\vec{J}_p = \vec{J}_p(x, y) \quad (3.41.b)$$

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y) \quad (3.41.c)$$

terimleri ise, sırasıyla, elektron ve delikler için akım yoğunlukları ile elektrik alanı ifade eden iki boyutlu vektör fonksiyonlardır. Burada, g ve R terimleri üreme ve yeniden birleşme hızları olmak üzere, sırasıyla elektron ve delikler için

$$U_n = g_n - R_n \quad (3.42.a)$$

$$U_p = g_p - R_p \quad (3.42.b)$$

olarak ifade edilir. Shockley-Read-Hall anlamında yeniden birleşmeyi temsil eden R_n ve R_p terimleri

$$R_n = R_p = \frac{np - n_i^2}{T_n(p + n_i) + T_p(n + n_i)} \quad (3.43)$$

formülü ile verilir. Üreme terimleri sıfır alınmıştır.

Ayrıca, N_D^+ ve N_A^- terimleri [$1/cm^3$] birimine sahip olup, sırasıyla, iyonlaşmış veren atom (*donor*) katkı yoğunluğunu ve iyonlaşmış alan atom (*acceptor*) katkı yoğunluğunu ifade eder. Kolaylık olması için, $N_D^+ = N_D$ ve $N_A^- = N_A$ olarak

alınacaktır, yani tüm katkı atomlarının iyonlaştığı kabul edilecektir. D_n , D_p ve μ_n , μ_p terimleri ise, yine sırasıyla, elektronlar ve delikler için difüzyon katsayıları ve hareket yeteneklerini ifade etmekte olup, düşük ve orta seviyeli katkılama yoğunlukları için ve elektrik alan şiddetinden bağımsız oldukları kabul edilerek, silisyum için,

$$D_n = 35 \text{ cm}^2/\text{sn} \quad (3.44.a)$$

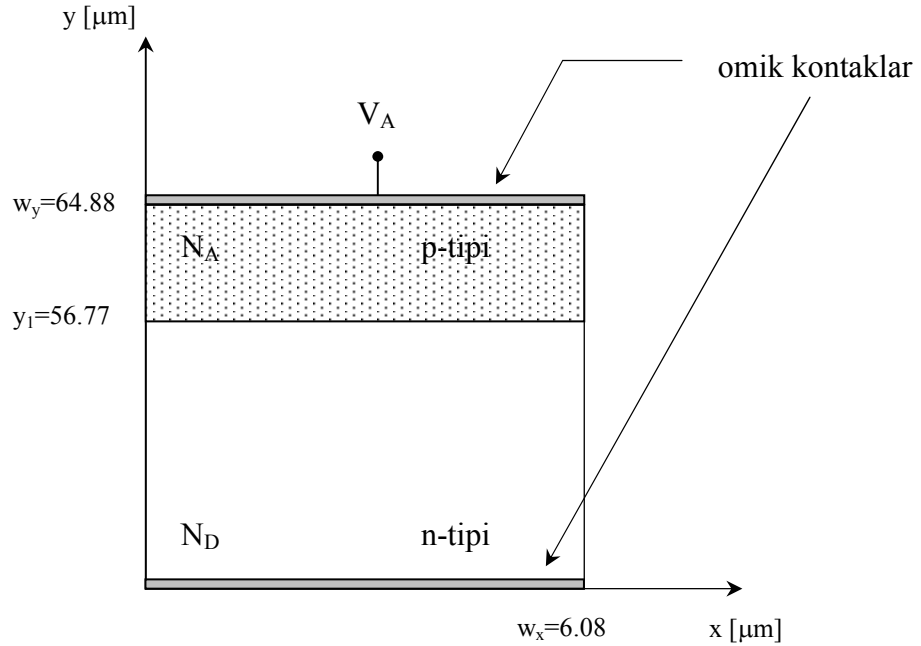
$$D_p = 12.4 \text{ cm}^2/\text{sn} \quad (3.44.b)$$

$$\mu_n = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vsn} \quad (3.44.c)$$

$$\mu_p = 480 \text{ cm}^2/\text{Vsn} \quad (3.44.d)$$

olarak alındı.

Üzerinde çözüm yapılan geometrik bölge Şekil 3.4.'de verildiği gibidir.



Şekil.3.4. Örnek çözüm bölgesinin elektronik ve geometrik yapısı.

3.6 Sözde-Fermi (*Quasi-Fermi*) Seviyelerine Göre Analiz

Kısım 3.5’de (3.37), (3.38) ve (3.39) denklemleri ile verilen yarıiletken iletim denklemlerinden, Ek.1’de gösterilen normalizasyon yoluyla elde edilen normalize yarıiletken denklemleri, sırasıyla, Poisson denklemi

$$\nabla^2 \psi = \exp(\psi - \phi_n) - \exp(\phi_p - \psi) - N_k \quad (3.45)$$

akım yoğunluğu denklemleri

$$\vec{J}_n = -\mu_n \cdot n \cdot \text{grad}(\phi_n) \quad (3.46.a)$$

$$\vec{J}_p = -\mu_p \cdot p \cdot \text{grad}(\phi_p) \quad (3.46.b)$$

ve kararlı hal süreklilik denklemleri

$$\frac{1}{e} \text{div}(\vec{J}_n) - R_n = 0 \quad (3.47.a)$$

$$-\frac{1}{e} \text{div}(\vec{J}_p) - R_p = 0 \quad (3.47.b)$$

olarak yazılabilirler. Burada ψ_i *intrinsic* Fermi potansiyel seviyesi olup [Volt] birimindedir ve

$$\psi_i = -\frac{E_{Fi}}{e} \quad (3.48)$$

bağıntısı ile *intrinsic* Fermi enerji seviyesi ile ilişkilidir. Aynı şekilde ϕ_n ve ϕ_p terimleri de sırasıyla elektron ve delikler için sözde-Fermi (*Quasi-Fermi*) potansiyelleri olup

$$\phi_n = -\frac{E_{Fn}}{e} \quad (3.49.a)$$

$$\phi_p = -\frac{E_{Fp}}{e} \quad (3.49.b)$$

bağıntıları vasıtasıyla sözde-Fermi enerji seviyeleri ile ilişkilidirler.

3.6.1 İki-boyutlu Poisson Denklemi'nin doğrusallaştırılması

Önceki kısımda (3.45) ifadesi ile verilen Poisson denklemi daha açık bir biçimde

$$\frac{\partial^2 \psi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial y^2} = \exp(\psi_i - \phi_n) - \exp(\phi_p - \psi_i) - N_k \quad (3.50)$$

olarak yazılabilir ve bu denklemi sağlayan tam çözüm

$$\psi_i = \psi_i^0 + \delta \quad (3.51)$$

biçiminde ifade edilebilir. Burada, ψ_i^0 yaklaşık çözümdür ve δ yapılan hatayı temsil eder. (3.51) ifadesinin (3.50) Poisson denkleminde yerine yazılması ve

$$\exp(\mp \delta) = 1 \mp \delta \quad (3.52)$$

yaklaşık ifadesinin kullanılması ile (3.50) denklemi

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta}{\partial y^2} = [\exp(\psi_i^0 - \phi_n) + \exp(\phi_p - \psi_i^0)] \cdot \delta + \left[\exp(\psi_i^0 - \phi_n) - \exp(\phi_p - \psi_i^0) - N_k - \frac{\partial^2 \psi_i^0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_i^0}{\partial y^2} \right]$$

biçimine gelir. Buradan,

$$a = \exp(\psi_i^0 - \phi_n) + \exp(\phi_p - \psi_i^0) \quad (3.53.a)$$

ve

$$b = \exp(\psi_i^0 - \phi_n) - \exp(\phi_p - \psi_i^0) - N_k - \frac{\partial^2 \psi_i^0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_i^0}{\partial y^2} \quad (3.53.b)$$

kısaltmaları yapılarak (3.52.b) denklemi

$$\nabla^2 \delta - a\delta - b = 0 \quad (3.54)$$

olarak elde edilebilir. Burada a , b ve δ terimleri x ve y değişkenlerinin iki boyutlu fonksiyonları olup (3.54) denklemi, (3.51) yardımcı denklemi ile birlikte, benzeşimde kullanılacak üç denklemden birini oluşturur.

3.6.2 Süreklilik denklemlerinin dönüştürülmesi

Süreklilik denklemlerini dönüştürmek için, ilk olarak

$$u = \exp(-\phi_n) \quad (3.55.a)$$

ve

$$v = \exp(\phi_p) \quad (3.55.b)$$

yeni değişkenleri tanımlanır. Buradan elektron ve delik normalize yoğunlukları için

$$n = u \cdot \exp(\psi_i) \quad (3.56.a)$$

ve

$$p = v \cdot \exp(-\psi_i) \quad (3.56.b)$$

ifadeleri elde edilir. (3.55) ve (3.56) ifadelerinin (3.46) akım denklemlerinde kullanılmaları ile dönüştürülmüş akım denklemleri

$$\vec{J}_n = \mu_n \exp(\psi_i) \text{grad}(u) \quad (3.57.a)$$

ve

$$\vec{J}_p = -\mu_p \exp(-\psi_i) \text{grad}(v) \quad (3.57.b)$$

olarak elde edilebilirler. Normalize yeniden birleşme terimi de

$$R = \frac{uv-1}{T_p(u \exp(\psi_i)+1)+T_n(v \exp(-\psi_i)+1)} = \frac{uv-1}{D} \quad (3.58)$$

olarak ifade edilebilir. (3.57) ve (3.58) denklemlerinin (3.47) süreklilik denklemlerinde kullanılmaları ile

$$\nabla^2 u + \text{grad} \psi_i \cdot \text{grad} u - \frac{v \exp(-\psi_i)}{\mu_n D} u + \frac{\exp(-\psi_i)}{\mu_n D} = 0 \quad (3.59)$$

ve

$$\nabla^2 v - \text{grad} \psi_i \cdot \text{grad} v - \frac{u \exp(\psi_i)}{\mu_p D} v + \frac{\exp(\psi_i)}{\mu_p D} = 0 \quad (3.60)$$

denklemleri elde edilir. (3.59) ve (3.60) denklemleri (3.54) denklemi ile birlikte, 2-boyutlu benzeşimde kullanılacak denklem takımını oluştururlar.

3.6.3 Denklemlerin eliptik KTDD biçimine uydurulması

(3.59) ve (3.60) denklemleri açık biçimde

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{v \exp(-\psi_i)}{\mu_n D} u + \frac{\exp(-\psi_i)}{\mu_n D} = 0 \quad (3.61)$$

ve

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \right) \frac{\partial v}{\partial x} - \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{u \exp(\psi_i)}{\mu_p D} u + \frac{\exp(\psi_i)}{\mu_p D} = 0 \quad (3.62)$$

olarak yazılabilirler. Bu denklemler, 2. dereceden kısmi türevli diferansiyel denklemlerin genel ifadesi olan (3.22) denklemi ile karşılaştırılarak, denklemleri, Kısım 3.4'de geliştirilen çözücüye tanıtmak için kullanılacak katsayı terimleri elde edilebilir. Buradan, denklem (3.61) için,

$$D = \frac{\partial \psi_i^0}{\partial x} \quad (3.63.a)$$

$$E = \frac{\partial \psi_i^0}{\partial y} \quad (3.63.b)$$

$$F = -\frac{v^0 \exp(-\psi_i^0)}{\mu_n D} \quad (3.63.c)$$

$$H = \frac{\exp(-\psi_i^0)}{\mu_n D} \quad (3.63.d)$$

ve denklem (3.62) için

$$D = -\frac{\partial \psi_i^0}{\partial x} \quad (3.64.a)$$

$$E = -\frac{\partial \psi_i^0}{\partial y} \quad (3.64.b)$$

$$F = -\frac{u^0 \exp(\psi_i^0)}{\mu_p D} \quad (3.64.c)$$

$$H = \frac{\exp(\psi_i^0)}{\mu_p D} \quad (3.64.d)$$

elde edilir. Benzer yolla, (3.54) denklemini için de,

$$D = 0 \quad (3.65.a)$$

$$E = 0 \quad (3.65.b)$$

$$F = -a \quad (3.65.c)$$

$$H = -b \quad (3.65.d)$$

elde edilebilir.

4. IGBT'nin MODELLENMESİ

Güç elektroniği elemanlarının modellenmesi ve benzeşimi dönüştürücü tasarım ve analizinde önemli bir rol oynar. IGBT tabanlı eviriciler motor kontrolü gibi indüktif yüklü devrelerde yaygın olarak kullanılırlar. Ana anahtar elemanın karakteristikleri eviricinin kabiliyet ve verimliliğini önemli ölçüde etkiler. Bu sebeplerden dolayı Z. Haitao and Z. Zhengming (2004)'e göre gerçek bir evirici yapmadan önce uygun bir eleman modelini oluşturmak ve evirici performansının benzeşimini yapmak çok önemlidir.

IGBT ilk olarak Baliga et al. (1982) tarafından duyurulmuş ve o tarihten bu yana modellenmesi üzerine çok sayıda makale yayınlanmıştır. Bu makalelerde, IGBT'nin modellenmesine yönelik farklı amaçlara, farklı bakış açılarına ve farklı performanslara sahip farklı yöntemler kullanılmıştır. Kullanılan modelleme yöntemleri dört farklı sınıfta ele alınabilir. Bunlar, analitik modeller, yarı matematiksel modeller, davranışsal modeller ve yarı sayısal modellerdir, (Sheng et al., 2000).

4.1 Matematiksel Modeller

Birinci grup olan matematiksel modeller ile yarıiletkenler fiziğine dayanan analitik modeller kastedilir. Fiziksel denklemlerin farklı basitleştirmeler altında çözülmesi yüksel ve elektriksel davranışları tanımlayan analitik ifadeleri verir. Bu ifadeler, farklı uygulamalara yönelik olarak IGBT'nin davranışını taklit etmek için çeşitli simülatör programlarıyla bütünleştirilebilir.

İlk IGBT modellerinin çoğu yarıiletkenler fiziğine dayanıyordu. İlk olarak Baliga IGBT'yi bir MOSFET'in sürdüğü bir PNP transistör şeklinde ele alarak kapanma davranışını modelledi (Baliga, 1985). Bu modelde elektron ve delik akımlarının ayrı ayrı ele alınabilmesi mümkündür. Bunun ardından IGBT'nin PNP-MOSFET yapısının,

ayrık MOSFET ve PNP tranzistörler ile ve dirençsel yük kullanılarak kapanma durumu için niteliksel olarak geçerliliği doğrulandı (Kuo et al., 1985). Ayrık MOSFET ve PNP tranzistörlerin birleşimi fiziksel olarak bir IGBT'den farklıdır. Ayrıca, Kuo ve arkadaşları hem PT hem de NPT IGBT'lerin baz bölgesindeki iletkenlik modülasyonunu da hesaba katarak ileri iletim gerilimi (*forward conduction voltage*) için analitik bir ifade verdiler, (Kuo et al., 1986). Bununla beraber bu model devre benzeşimi için tam uygun değildir çünkü geçici-hal benzeşimi için önemli olan MOSFET kısmı modele dahil edilmemiştir. Fossum ve arkadaşları normal bir güç IGBT'sinden farklı bir biçimde işleyen dört uçlu özel bir yatay (*lateral*) IGBT'yi modellediler (Fossum et al., 1988).

Devre simülatörleri ile bütünleştirmeye uygun, iyi bir doğrulu dayanıklılık ve uyum gösteren ilk bir boyutlu, analitik, yük kontrollü modeli (Hefner, 1988, 1990, 1991, 1994) tarafından geliştirdi. Sözde-statik olmayan etkiler (*Non-quasistatik*: NQS) induktif kapanma geriliminin modellenmesinde dikkate alınan fakirleşme tabakası (*space charge layer*: SCL) kenarının hızla bozulmasına sebep olur. Dinamik davranışı etkileyen, uçlar arasındaki doğrusal olmayan kapasite de ele alındı. İletkenlik ayarlamalı baz bölgesi geriliminin ifadesi daha basit yapıda olmasına rağmen Kuo ile aynıdır. Bu model PT yapıya ve dinamik elektro-termal modele genelleştirildi. (Kraus and Hoffmann, 1993), dinamik taşıyıcı dağılımını bir polinom vasıtasıyla yaklaşık olarak ifade ettiler. Bu model sadece Saber gibi karmaşık devre simülatörleri ile bütünleştirilebilir.

4.2 Yarı-matematiksel Modeller

İkinci IGBT modelleme grubu yarı-matematiksel modellerdir. Böyle modeller kısmen fiziğe dayanırken elemanın geri kalan bileşenleri var olan modeller (Spice, Saber v.s.) ile bütünleştirilir. Basitlik için, bu gruptaki modellerin çoğu devre simülatörlerinde varolan MOSFET ve BJT modelleri ile ilişkilidir ve IGBT'deki bazı özel etkileri hesaba katmak için diğer bileşen kullanılır. Bu özel etkiler baz iletkenlik

modülasyonunu, uçlar arasındaki doğrusal olmayan kapasiteleri, sözde-statik olmayan etkileri, gerilim bağımlı kuyruk akımını, kapanmada yaşam süresine bağlı gerilim artış hızını ve bunun gibi etkileri içerir. Shen and Chow, (1991) modellerinde BJT için uyarlanmış bir Ebers-Moll modelini ve NQS etkileri hesaba katmak için Hefner (1988, 1990, 1991, 1994) tarafından önerilen sabit kapasiteyi kullandılar. MOSFET'in geçit-kaynak ve geçit-akaç kapasiteleri için parça parça doğrusallaştırılmış değerleri alındı. Bu doğrusal olmayan kapasiteler fiziksel olarak (Protiwa et al., 1993; Petrie and Hymowitz, 1996; Sheng et al., 1996), polinomlar ile (Kim et al., 1993), hiperboller ile (Andersson et al., 1993) veya parça parça doğrusallaştırarak (Mihalic et al., 1994) modellenebilir. Kawaguchi et al. (1995) gövde içinde indüklenen özel bir p-kanalı dikkate alarak yatay IGBT'yi modellediler. Musumeci et al. (1996) gerilim bağımlı kuyruk akımını kontrollü bir akım kaynağı ile modellediler. Kvien et al. (1993) tarafından iki diyod modelini ve MOSFET kanal direncini birleştiren bir IGBT modeli de önerildi.

Bu grupta incelenen modellerin tümü Saber veya Spice gibi devre simülatörleri tarafından kullanılabilir. Bunlar matematik modeller kadar doğru değildir çünkü IGBT'deki geniş bazlı BJT var olan ayırık güç BJT'si modellerinin hiçbirine tam benzemez.

4.3 Davranışsal Modeller

Üçüncü modelleme grubu davranışsal ya da ampirik modellerdir. Bu modeller IGBT'nin davranışını modellerken fiziksel mekanizmalarını dikkate almaz. Ölçülmüş olan IGBT karakteristiklerine, farklı yöntemler kullanılarak eğriler uydurulur. Sonuç ifadeler, veri tabanları veya bileşenler IGBT'yi modellemek için bir benzeştirici kullanılır.

Tzou and Hsu (1993) üretici firmaların veri sayfalarından elde edilen karakteristik eğrileri kullanarak IGBT'yi direnç, kapasite ve akım kaynaklarından

oluşan bir devre vasıtasıyla modellediler. Direnç değerleri, kaynak akımı ve doğrusal olmayan kapasitelere ilişkin değerler tablolardan elde edilirler.

Clemente and Dapkus (1993) ve Blaabjerg et al. (1996) IGBT kayıplarını hesaplamak için modellerinde eğri uydurma yöntemlerini kullandılar. Bu iki model ile statik ve dinamik karakteristikler hesaplanamaz. Wong (1995) tarafından önerilen ve statik ve dinamik karakteristikleri bir veri tabanında saklayan model devre benzeşimi ve kayıp hesaplamaları için elektromanyetik geçici-hal programını (*Electromagnetic transient program: EMTP*) kullanabilir. Monti (1996) tarafından IGBT'nin davranışı bulanık-mantık yaklaşımı ile de modellendi. Önceki alt bölümlerde bahsedilen IGBT'nin özel karakteristikleri, normal olarak, bu gruptaki modeller ile modellenemez.

4.4 Yarı-Sayısal Modeller

Son IGBT modelleme grubu yarı-sayısal modeller olarak anılır. Bu modeller, önceki alt bölümlerde ele alınan karmaşık modellerden farklı olarak, geniş baz bölgesini modellemek için sonlu-elemanlar yöntemini kullanırken diğer devre parçaları daha önceki analitik yöntemlerle modellenir. IGBT'nin baz bölgesinin modellenmesindeki zorluk ve karmaşıklıktan dolayı doğru olarak tanımlamak için bazı sayısal yöntemler kullanılır. Metzger (1993) ve Metzger et al.(1994) ayrı olarak ele aldığı baz bölgesinde ambipolar difüzyon denklemlerini sayısal olarak çözdü. Sonuçları, diğer parçalar için aldığı matematiksel modeller ile birlikte IGBT'nin davranışını modellemek için kullandı. Aynı yöntem Goebel (1994) tarafından da kullanıldı. Bu gruptaki modeller Saber simülatörü ile bütünleştirilmiş olmasına rağmen normal devre simülatörleri ile kullanılmaya uygun değillerdir.

GTO'larla kıyaslandığında geçit kontrolünün büyük basitliği ve iletim-durumu geriliminin düşük olmasından dolayı IGBT'ler orta güç bölgesinin (3 kV, 200 A'e kadar) hemen hemen değişmez bir elemanı olmuştur (Sendharkar, 1995). Güç MOSFET'lerinin basit geçit sürücüsü gereksinimleri korunurken yüksek iletim-durumu

kaybının üstesinden gelmek için güç elemanları ailesine dahil edilen IGBT'ler hem bipolar hem de MOSFET yapılarını birleştirir ve her iki eleman tipinin de en iyi özelliklerine sahip olur. Yüksek bir anahtarlama hızına, yüksek bir akım yoğunluğu kapasitesine ve düşük güçlü bir geçit sürücüsü gereksinimine sahip olduğu için çoğu yüksek güç uygulamalarında diğer güç elemanlarına tercih edilirler (Yuan, 2003). Bu elemanın anahtarlama güç dönüştürücüsü uygulamalarında kabul görmesinin öneminden dolayı son yıllarda pek çok IGBT modeli geliştirilmiştir. Bu modellerin çoğu, benzeşim hızı ve model sentezleme esnekliği kazanmak için davranışsal yaklaşım üzerine geliştirilmişlerdir fakat farklı uygulamalar için ve geniş bir çalışma koşulları aralığında fizik tabanlı (matematiksel) modellerden daha az doğruluğa sahiptirler (Iannuzzo, 2004).

Davranışsal modeller fiziksel prensiplere dayanmamaktadır, fakat buna rağmen özel koşullar altında eleman karakteristiklerini doğrulukla tanımlayabilirler. Bununla beraber, bipolar jonksiyonlu tranzistörün baz genişliği, MOS kanal uzunluğu, geçit oksit tabakası kalınlığı ve bunlar gibi eleman performansını kuvvetli bir biçimde etkileyen fiziksel parametrelerde bir değişim olduğunda eleman karakteristiğindeki değişimi tahmin edemezler. Analitik çözümlere dayanan matematiksel yöntemler ise eleman parametreleri değiştirildiğinde IGBT davranışını tahmin edebilirler. Maalesef analitik çözümler elde edebilmek için de bazı basitleştirici kabuller yapmak gerekir, bu durum da matematiksel yöntemin uygulamalarını kısıtlar (Kao, 2005).

IGBT'nin davranışı, geniş sürüklenme bölgesinde bulunan taşıyıcıların davranışına oldukça bağlıdır. Yüksek seviye enjeksiyon koşulları altında bu bölgede bulunan çoğunluktaki taşıyıcıların dinamik davranışı "Ambipolar Difüzyon Denklemi" vasıtasıyla tanımlanır,

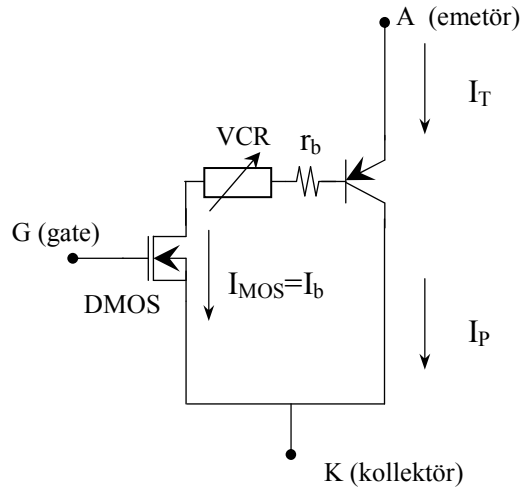
$$D \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} = \frac{p(x,t)}{\tau} + \frac{\partial p(x,t)}{\partial t}$$

burada D ambipolar difüzyon katsayısı, τ sürüklenme bölgesi içindeki yüksek-seviye taşıyıcı yaşam süresi ve $p(x,t)$ ilave taşıyıcı yoğunluğudur. Bundan dolayı çoğu matematiksel IGBT modelleme yaklaşımı sürüklenme bölgesinin benzeşimine odaklanır ve bu da ambipolar difüzyon denkleminin çözümüne götürür. Hiçbir basitleştirme yapmaksızın, 2. mertebeden kısmi türevli diferansiyel denklem simülatöründe kullanılması bazı olası yakınsama problemlerini ortaya çıkarabilir. Sonuç olarak, analitik çözüme dayanan matematiksel IGBT modellerinin gerçekleştirilmesi için çeşitli matematiksel basitleştirmeler sunulmuştur. Ambipolar difüzyon denklemini çözmek için kullanılan matematiksel basitleştirme tekniğinin tipine bağlı olarak matematiksel modeller dört grupta sınıflandırılabilir. Bu gruplar Tablo-1'de gösteriliyor, sağ kolon her bir modelleme yaklaşımında kullanılan matematiksel denklemini temsil eden basitleştirilmiş denklemleri gösteriyor (Kang, 2003).

IGBT Modeli	Yapılan Basitleştirme
Hefner Modeli (A.R. Hefner, 1995)	$\frac{dp(x,t)}{dt} = \sum h_i(t) * f_i(t)$
Fourier TabanlıÇözüm (P.R. Palmer et all, 2001)	$p(x,t) = p_0(x,t) + \sum g_i(t) * f_i(t)$
Lumped Charge Modeli (P.O. Lauritzen, 2001)	$qA \frac{dp}{dx} \rightarrow \frac{\Delta Q}{\Delta x}$
Laplas Dönüşümü (A.G.M. Strollo, 1997)	$D \frac{d^2 p'}{dx^2} = p' \left(s + \frac{1}{\tau} \right)$ $p' = p(x,t) - p(x,0)$

Tablo-4.1 Fizik-tabanlı (Matematiksel) IGBT modelleri , (Kang, 2003).

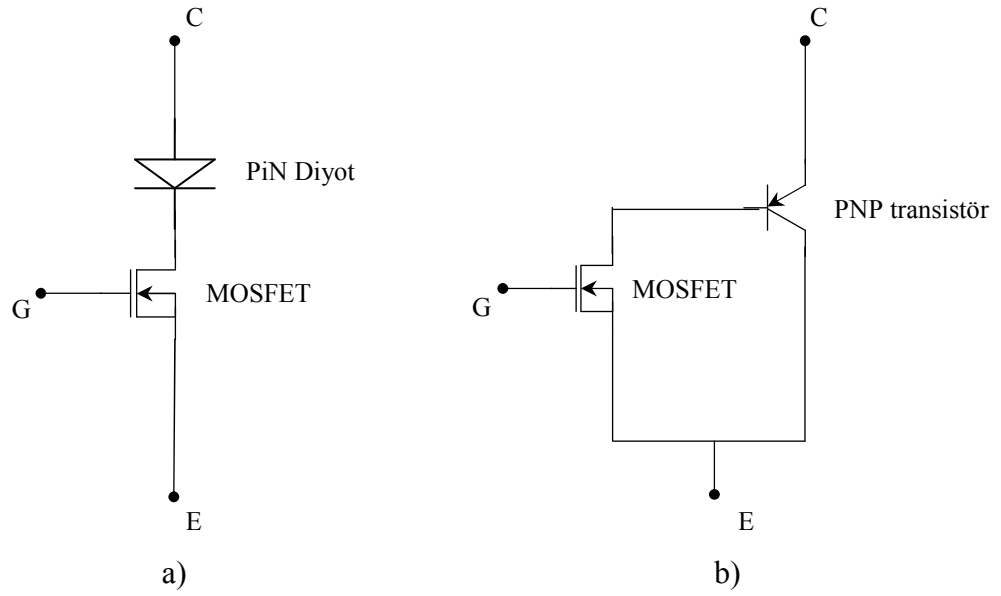
Yuan and Zhu (2003) IGBT'nin n-tabakasının iletkenlik-ayarlamalı direncini etkin olarak bir VCR (Gerilim Kontrollü Direnç) gibi modelleyip tam SPICE uyumlu bir IGBT alt devre modelini sundular.



Şekil 4.1. Önerilen IGBT alt devre modeli, (Yuan and Zhu, 2003).

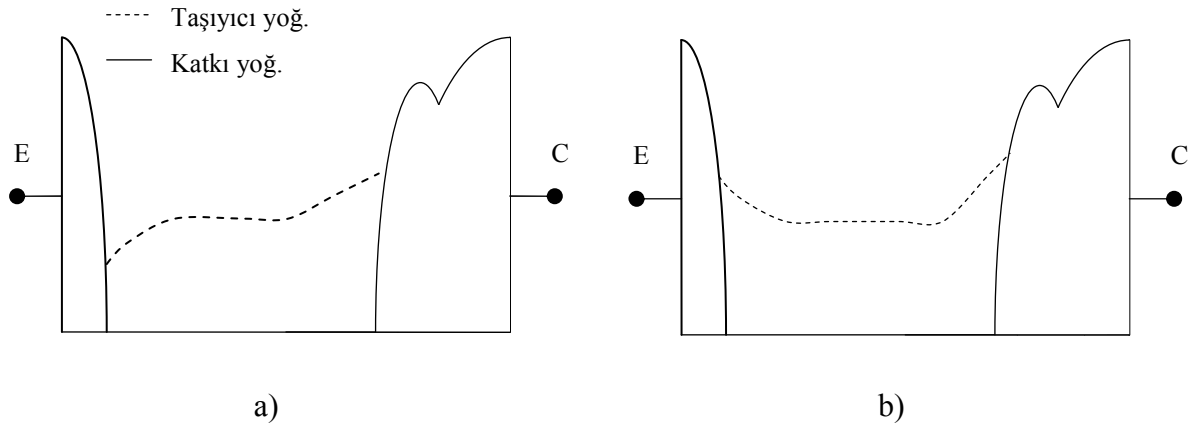
Şekil 4.1'de gösterildiği gibi IGBT geniş bazlı pnp BJT'si bir SPICE BJT bileşeni ve n-tabakası direncini geniş bazlı BJT'den ayıran bir VCR vasıtasıyla modellenir. Böylece benzeşimde $r_b = 0$ olan SPICE modeli kullanılır ve r_b 'nin etkisi VCR'ye dahil edilir. Bu model IGBT'nin I-V karakteristiğini ve düşük akım kazancını doğrulukla temsil edebilir.

Takahashi et al. (1996) ideal bir IGBT için "MOS + PiN diyot" ve "MOS + PNP transistor" eşdeğer devrelerini kullanarak CSTBT (*Carrier Stored Trench-Gate Bipolar Transistor*) ve TIGBT (*Trench IGBT*) karakteristiklerini incelemiştir.



Şekil 4.2. IGBT eşdeğer devre modelleri, a) MOS + PiN diyot modeli
b) MOS + PNP transistor modeli, (Takahashi, et al., 1996).

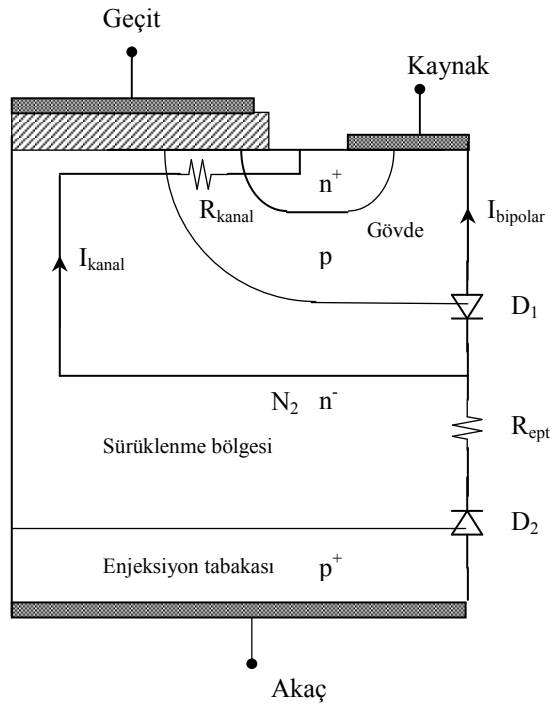
İki model arasındaki fark, iletim-durumundaki taşıyıcı yoğunlukları vasıtasıyla açık olarak gösterilebilir. Şekil 4.2, iletim-durumunda iki modelin taşıyıcı yoğunluk dağılımını gösteriyor.



Şekil 4.3. IGBT taşıyıcı yoğunlukları, a) MOS + PNP transistor modeli, a) MOS + PiN diyot modeli (Takahashi, et al., 1996).

PiN diyotlu modelin n-bölgesindeki taşıyıcı yoğunluğu n-bölgesinin kolektör ucu ve n-bölgesinin emetör ucu arasında simetriktir. Fakat PNP tranzistörlü modelde taşıyıcı yoğunluğu kolektör tarafından emetör tarafına doğru azalarak değişir.

O. Kvien, et al. (1993) IGBT'yi MOSFET kanalındaki bir direnç ve ona ters paralel bir diyod ile bunlara seri bir epitaksiyel tabaka direnci ve bir diyoddan oluşan bir eşdeğer devre ile temsil etti. Epitaksiyel tabaka N_2 iki diyodun ortak N-tabakasıdır (yada eşdeğer pnp tranzistörün baz tabakası)



Şekil 4.4 IGBT'nin 2 diyot ve 2 direnç içeren eşdeğer devresi, (O. Kvien, et al., 1993).

D_2 diyodundaki ileri kutuplama akımı taşıyıcıları epitaksiyel tabaka içine enjekte eder ve bu bölgenin iletkenliği artar. Akım hem MOSFET kanal direncine hem de ters kutuplanmış D_1 diyoduna akar. MOSFET kanalı kapatıldığında birikmiş olan yük D_1

üzerinden ters yönde akmaya devam eder. Bu akım yük biriktirme zaman aralığını ve IGBT'nin kuyruk akımını oluşturur.

IGBT'nin modellenmesi için dikkate alınacak bir çok özellik vardır. Parazit BJT'nin bazını oluşturan n-sürüklenme bölgesi genişliği tipik bir BJT'nin genişliğinden daha büyüktür. Bu sebeple tipik bir BJT bu durumu doğrulukla modelleyemez. MOS kanal boyunca hacim içi katkılama profili Gaus türü bir dağılım gösterir ve katkılama profili de I-V karakteristiğini büyük oranda etkiler. Normal olarak tek bir MOSFET bu etkiyi hesaba katmak için yeterli değildir. Bir diğer önemli etken MOS yapının geçit-akaç değişken kapasitesi C_{gd} 'dir. Eğer geçit gerilimi akaç geriliminden daha küçük ise geçit-akaç oksit tabakasının altında kalan bölge fakirleşme tabakasıdır. Diğer taraftan eğer geçit gerilimi akaç geriliminden daha büyük ise aynı bölge bir toplanma (yığılma?)tabakası oluşturur. Sonuç olarak C_{gd} kapasitesi geçit-akaç kutuplama geriliminin bir fonksiyonudur. Yukarıda bahsedilen MOS gövdedeki katkılama değişimini hesaba dahil etmek için çoklu-MOS modeli Kao et al, (2005) tarafından önerildi. Model bir boyutlu eleman benzeşimine dayanır ve hem devre benzeşimi için hem de basit eleman benzeşimi için kullanılabilir.

Goebel, (1994) tarafından yarıiletken güç elemanlarının modellenmesi için karma bir yöntem geliştirilmiştir. Yöntemin yeniliği, bütün güç elemanlarının ortak bir özelliği olan düşük katkılı bölgelerdeki yük taşıyıcı dağılımının hızlı bir sayısal algoritma ile hesaplanmasıdır. Aynı gerçeği ifade eden daha yakın tarihli bir çalışmada (Chibante et al., 2003) şöyle demektedir:

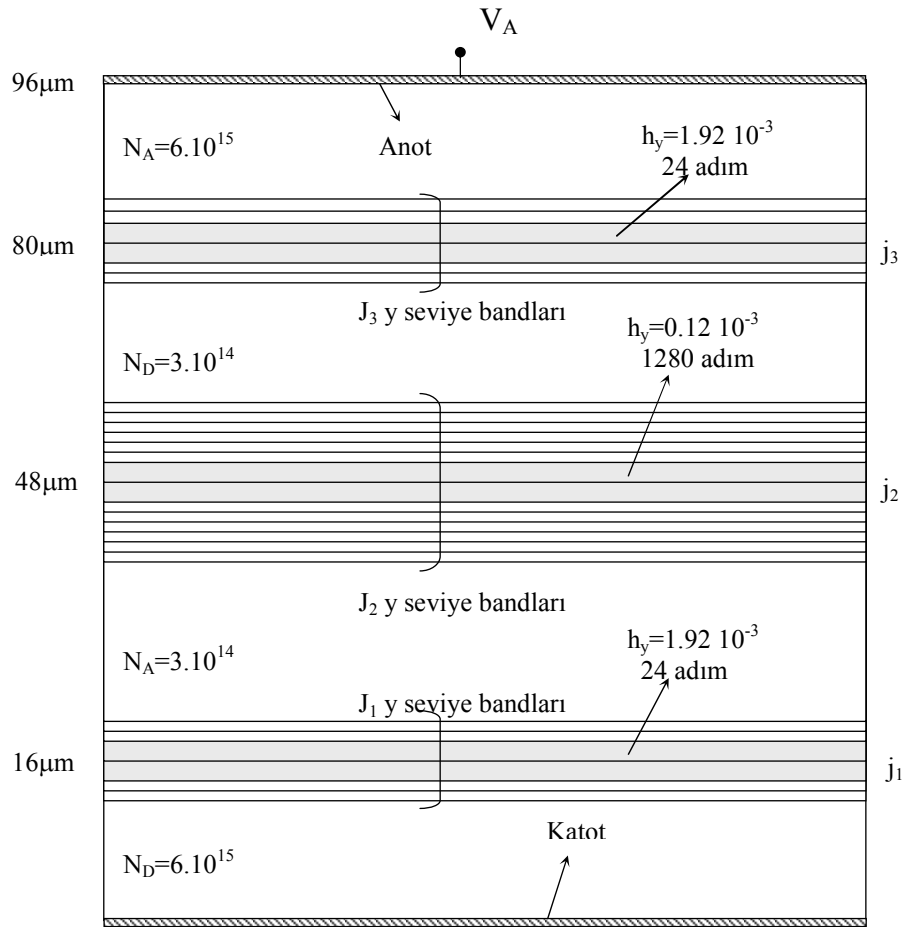
“Bütün bipolar yarıiletken güç elemanlarında görülen düşük-katkılı bölgelerdeki yük taşıyıcısı dağılımının modellenmesi bu elemanların dinamik davranışlarının doğru tanımlanması için çok önemli bir sonuç olarak bilinir. Bu bölgelerdeki delik/elektron bilgisi nettir fakat model tasarımcıları için hala zorlu bir konudur.”

5. SİMÜLASYON PROGRAMININ UYGULAMALARI

Bu bölümde, ilk olarak, geometrik ve elektronik özellikleri Şekil 5.1’ de verilen bir pnpn yapının daha sonrada bir pn diyotun bazı benzeşim sonuçları verilmektedir.

5.1. Dört tabakalı pnpn yapının benzeşimi

Bu bölümde 4-tabakalı pnpn yapıdaki bir tristörün benzeşimine ilişkin bazı sonuçlar verilmektedir.

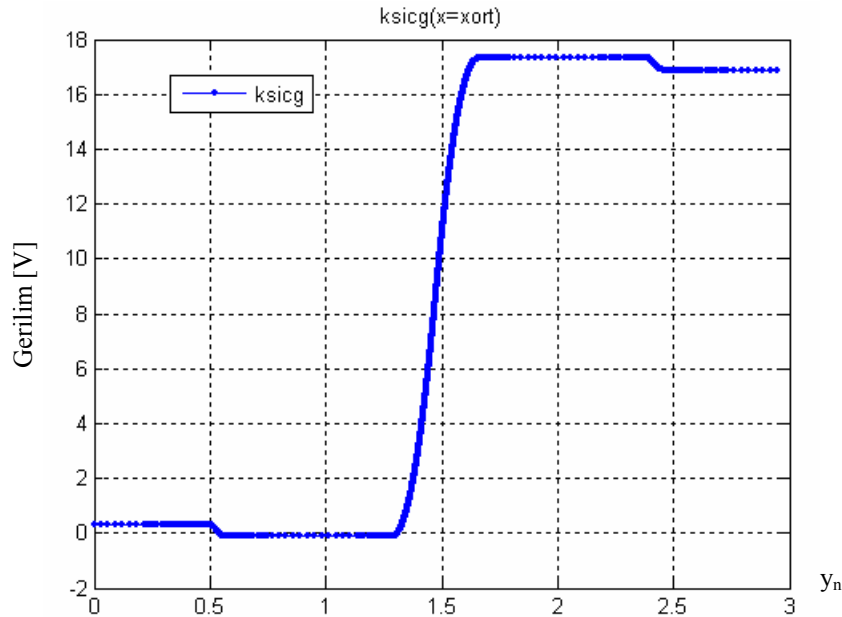


Şekil 5.1 Tam-hatlar kullanılarak benzeşimi yapılan tristör yapısı.

Şekil 5.1’de gösterilen tristör yapısı, birbirlerine paralel jonksiyonlardan oluşan, dört tabakalı pnpn yapısıdır. Fakirleşme bölgesi içinde kullanılan adım boyları ve fakirleşme bölgesi içindeki toplam adım sayısı Şekil 5.1 üzerinde gösterildi. En küçük adım boyu, geri yönde kutuplanan j_2 jonksiyonuna ait fakirleşme bölgesinde kullanılan adım boyu olup normalize değeri 0.12×10^{-3} dür. Fakirleşme bölgelerinden sonraki her bir seviyede adım boyu iki katına çıkarıldı.

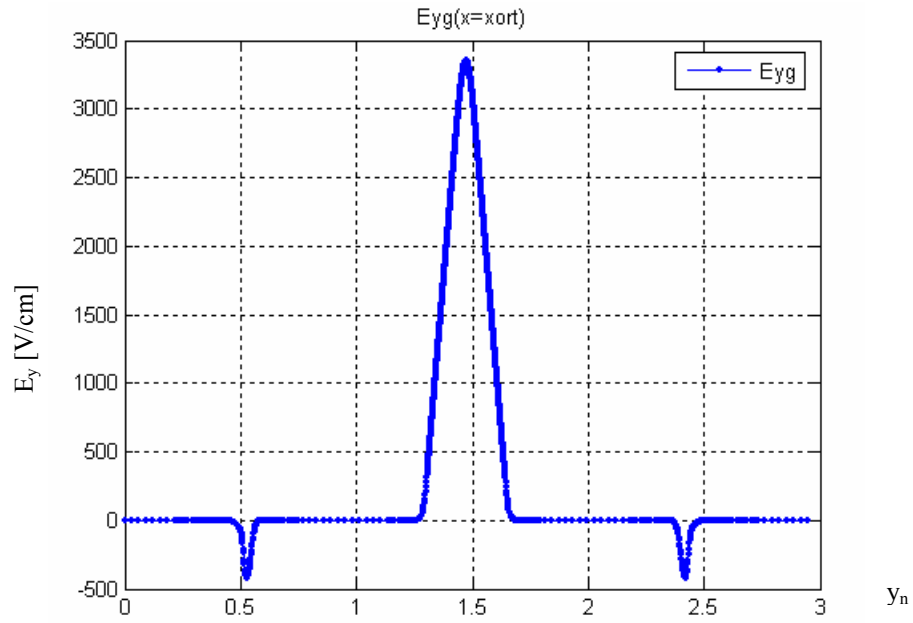
İki boyutlu tristör geometrisini daha az sayıda nokta (*grid*) kullanarak temsil edebilmek için yani geometriye karşı düşen katsayılar matrisinin boyutunu küçük tutabilmek için metalurjik jonksiyonlar birbirlerine paralel alındı. Şekil 5.1’de gösterilen geometri için x eksenini 5 nokta ile y eksenini ise 2973 nokta ile gösterilmektedir, bu durumda ortaya çıkan katsayılar matrisi (14865×14865) boyutludur.

Geometrik ve elektronik özellikleri Şekil 5.1’de verilen tristör elemanın, V_A anot geriliminin 0 volttan 17,2 volta kadar olan değerleri için, benzeşim sonuçları aşağıda verilmiştir.



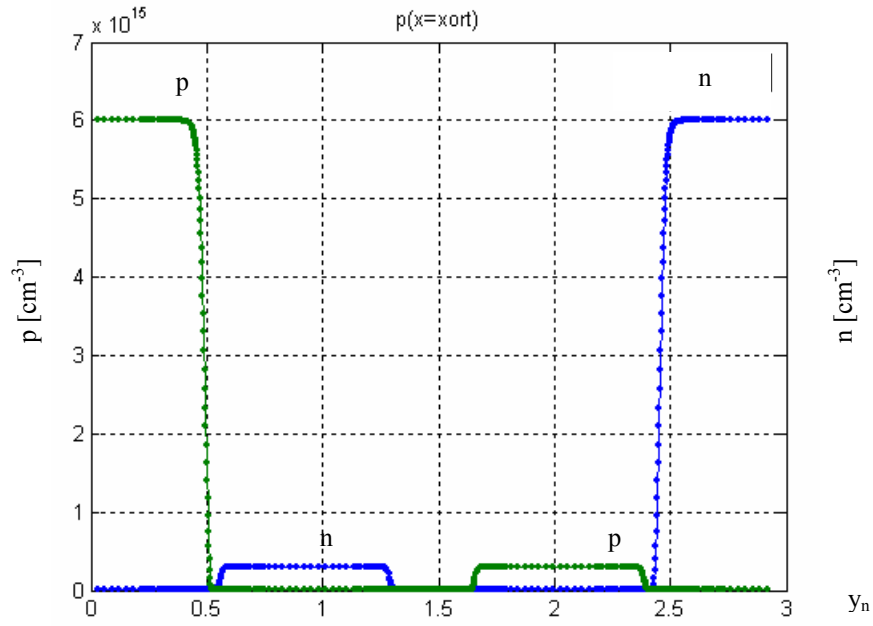
Şekil 5.2 $V_A=17,2$ V için simetri eksenini boyunca potansiyel değişim.

Şekil 5.2’de yatay eksen y_n , Şekil 5.1’de verilen geometriye göre, katot ucundan anot ucuna doğru normalize konumu gösteriyor. Grafikten en büyük potansiyel düşümün ters kutuplanmış j_2 jonksiyonu üzerinde ortaya çıktığı görülebilir.

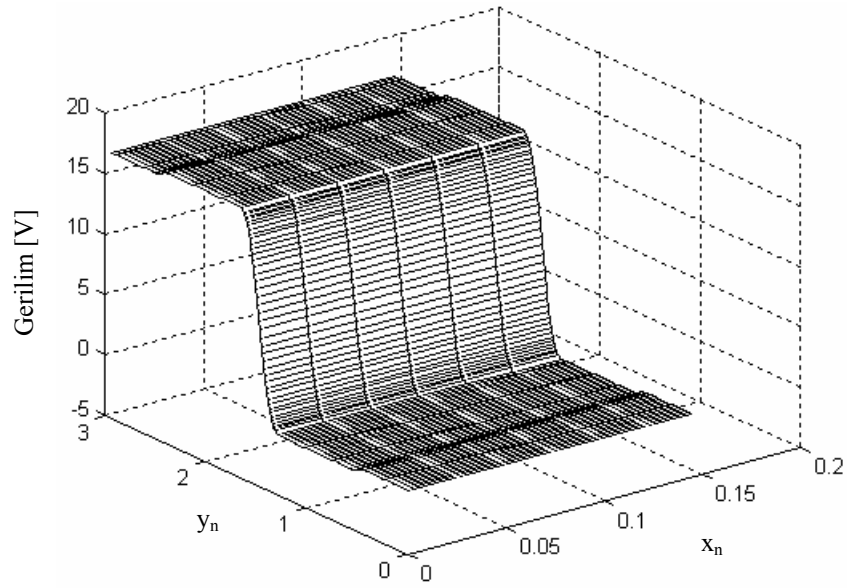


Şekil 5.3 $V_A=17,2$ v. için simetri ekseni boyunca elektrik alanın y-bileşeni.

Şekil 5.2’de verilen potansiyel değişim grafiğinden de bekleneceği gibi, elektrik alan en büyük değerine, potansiyel değişimin en büyük olduğu, ters kutuplanmış j_2 jonksiyonunda ulaşıyor.

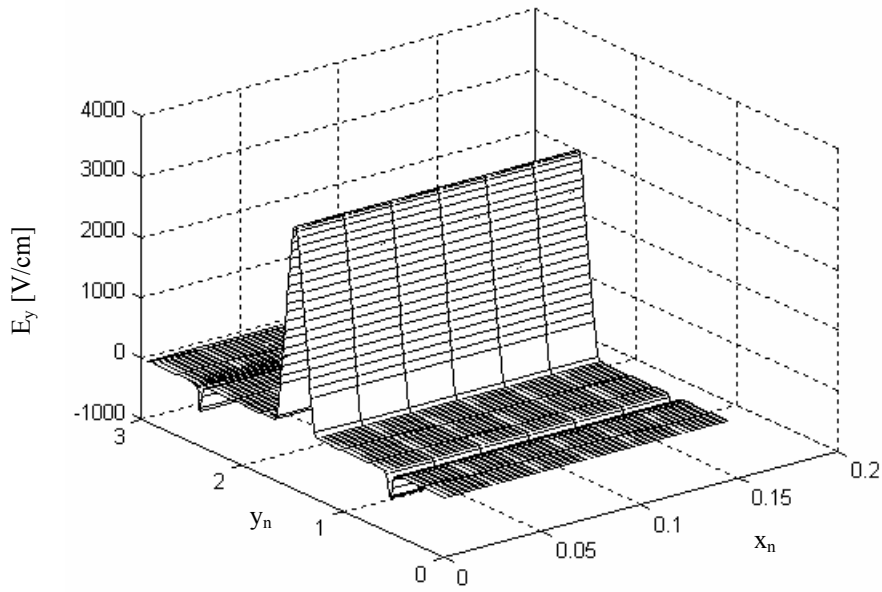


Şekil 5.4 $V_A=17,2$ V için simetri eksenini boyunda elektron ve delik yoğunlukları



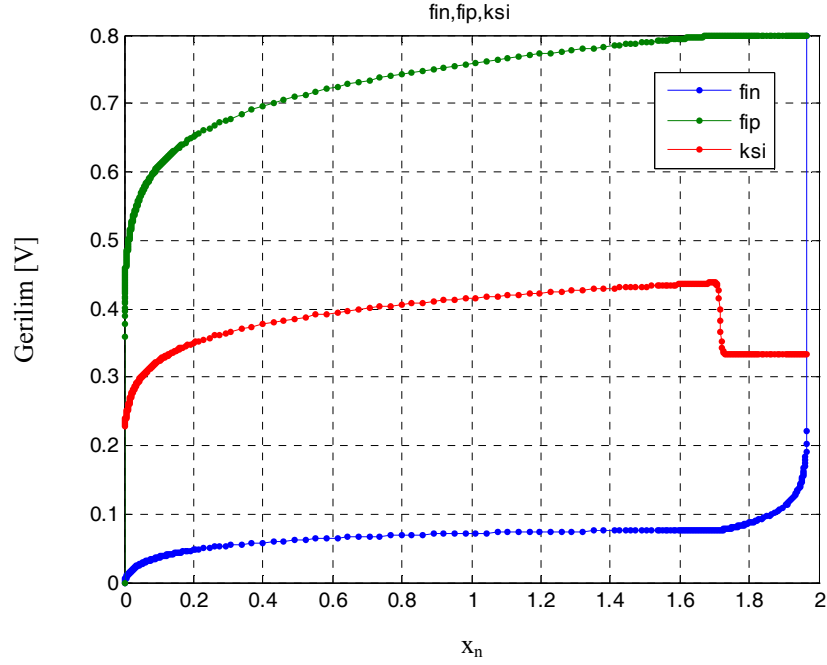
Şekil 5.5 $V_A=17,2$ V için potansiyel değişimin 2-boyutlu grafiği.

Şekil 5.5'den geri yönde kutuplanmış olan j_2 jonksiyonu üzerindeki potansiyel farkın, ileri yönde kutuplanmış j_1 ve j_3 jonksiyonları üzerindeki potansiyel farktan çok daha büyük olduğu görülmektedir. Şekil 5.6'da verilen, elektrik alanının y-bileşenine ait grafikten de, en büyük elektrik alanın, ters yönde kutuplanmış olan j_2 jonksiyonu üzerinde olduğu görülmektedir.

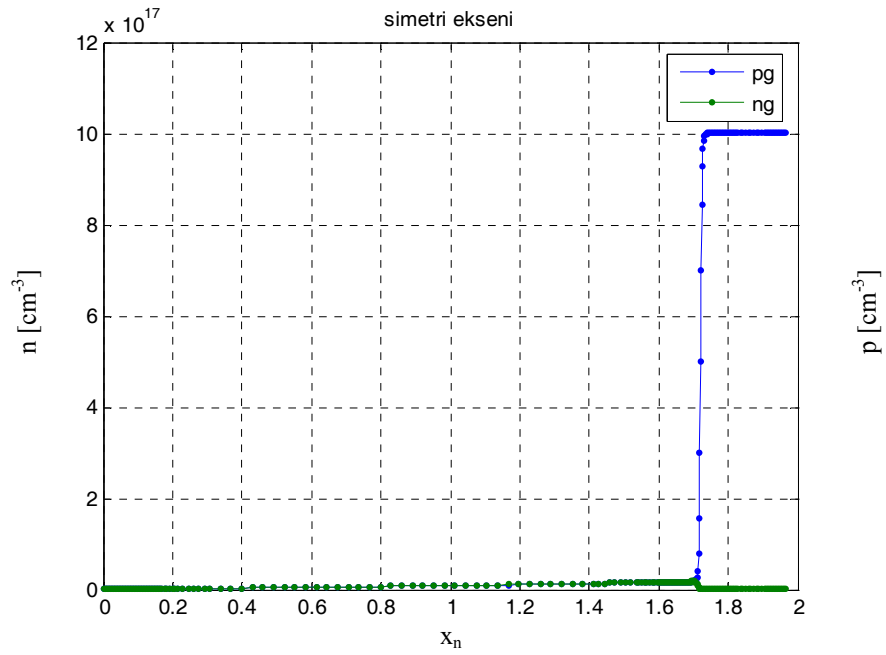


Şekil 5.6 $V_A=17,2$ V için elektrik alanının y-bileşeni

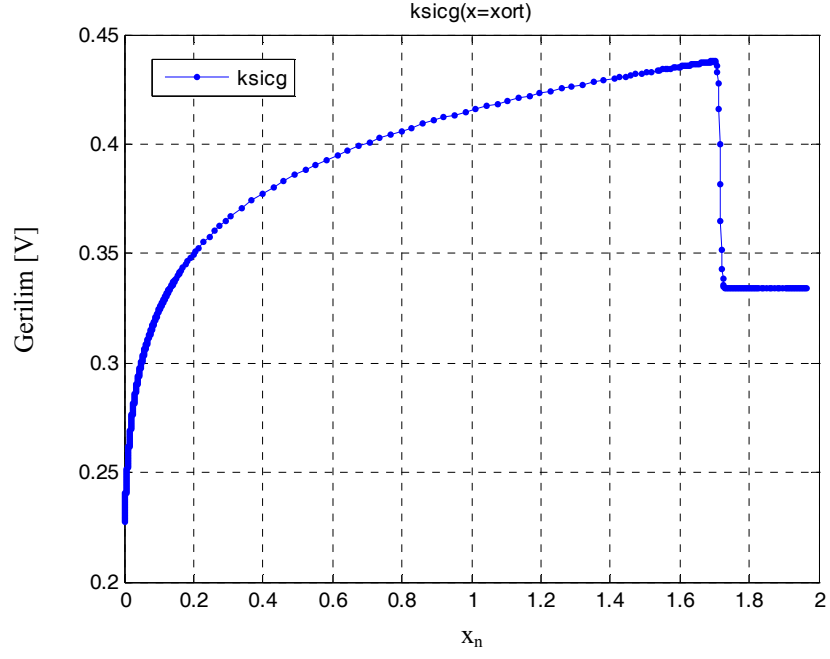
5.2 PN Jonksiyonlu Diyot.



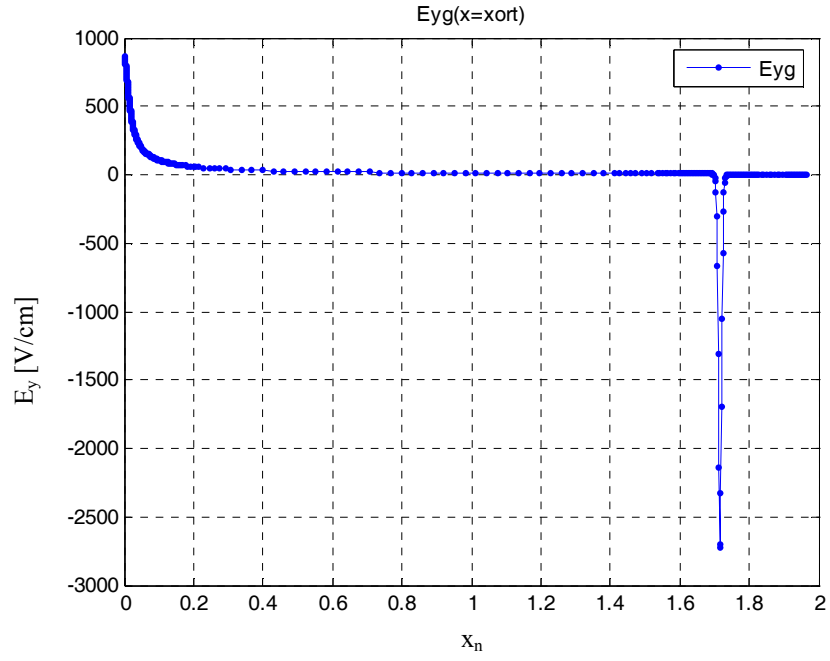
Şekil 5.7 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için sözde-Fermi seviyeleri



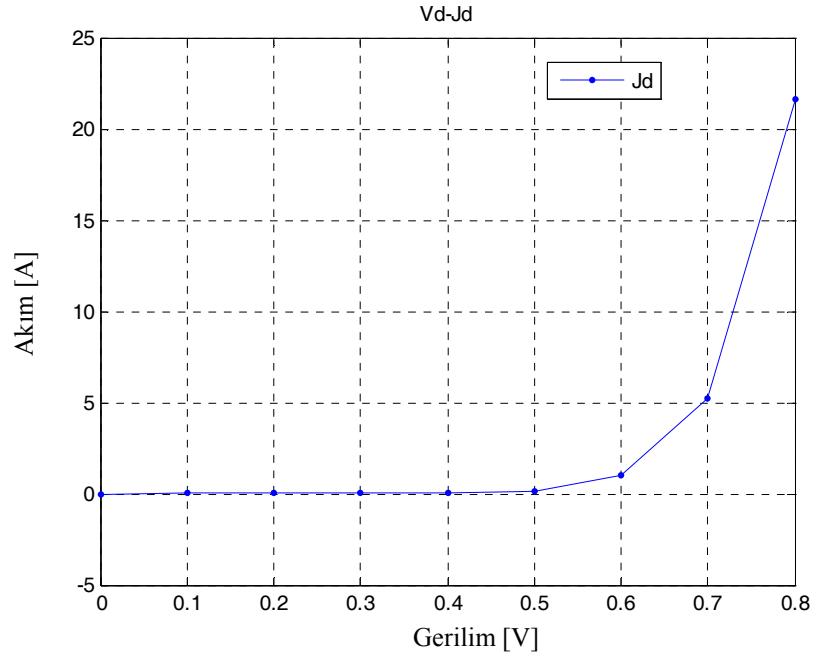
Şekil 5.8 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için taşıyıcı yoğunlukları



Şekil 5.9 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için potansiyel değişim.



Şekil 5.10 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için elektrik alan y-bileşeni.



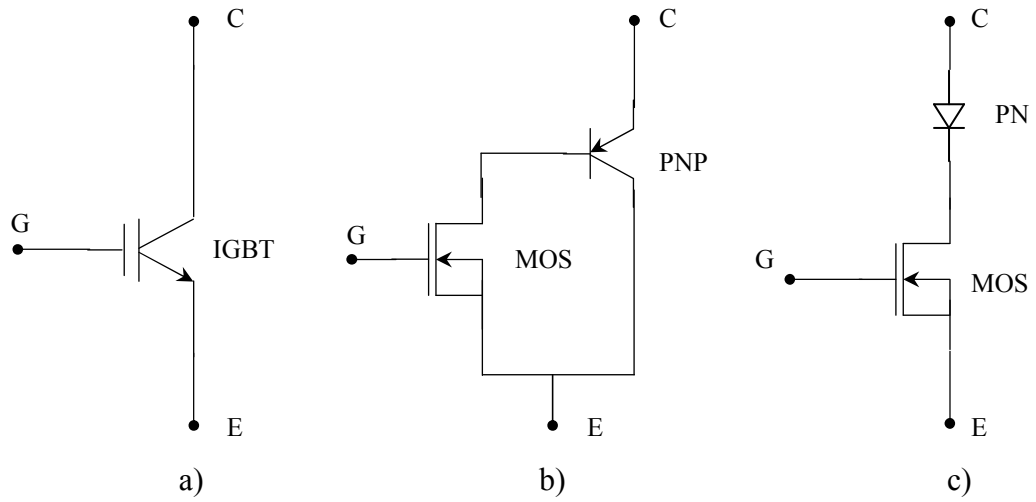
Şekil 5.11 İleri-yönde kutuplanmış pn-jonksiyon için akım-gerilim karakteristiği.

6. IGBT'NİN DC AKIM GERİLİM ÖZEĞRİSİNİN ELDE EDİLMESİ

Güç elemanlarının özel yapılarından dolayı ayırık mikro elektronik elemanlar için tasarlanan standart modeller güç elemanlarının dinamik davranışını tanımlamak için uygun değildir. Örneğin güç diyotu, düşük-güç diyotundan önemli ölçüde farklı bir dinamik davranışa götüren yük biriktirme etkilerinin ortaya çıktığı düşük katkılı bir orta bölgeye sahiptir. Elektriksel davranışı esas olarak belirleyen bu düşük katkılı bölge, örneğin IGBT veya bipolar güç transistörleri gibi bütün güç elemanlarının yaygın bir ortak özelliğidir. Düşük katkılı bölgenin doğru bir tanımını elde etmek için bu bölgedeki yük taşıyıcısı dağılımı gereklidir. Güç elemanları için geliştirilen devre modellerinin çoğunda düşük katkılı bölgeyi tanımlamak için basitleştirilmiş analitik denklemler kullanılır veya yük taşıyıcısı dağılımı bir matematik fonksiyonları kümesi ile (trigonometrik yada polinomlar) yaklaşık olarak ifade edilir. Bununla beraber, yapılan varsayımlara bağlı olarak sonuçların doğruluğu azalır. Goebel (1994) ve Metzner (1994) tarafından uygulanan yöntemlerin ana fikri, sadece düşük katkılı bölgede yarıiletken denklemlerini çözen hızlı bir sayısal algoritma kullanmaktır. Diğer bölgelerde analitik denklemler uygulanır. Bu yaklaşımlar N^- baz bölgesi içinde meydana gelen olayların iyi bir tanımını verse bile elemanın diğer bölgelerinde örneğin fakirleşme bölgesi içinde ne olduğunun tanımlanmasında zayıf kalır.

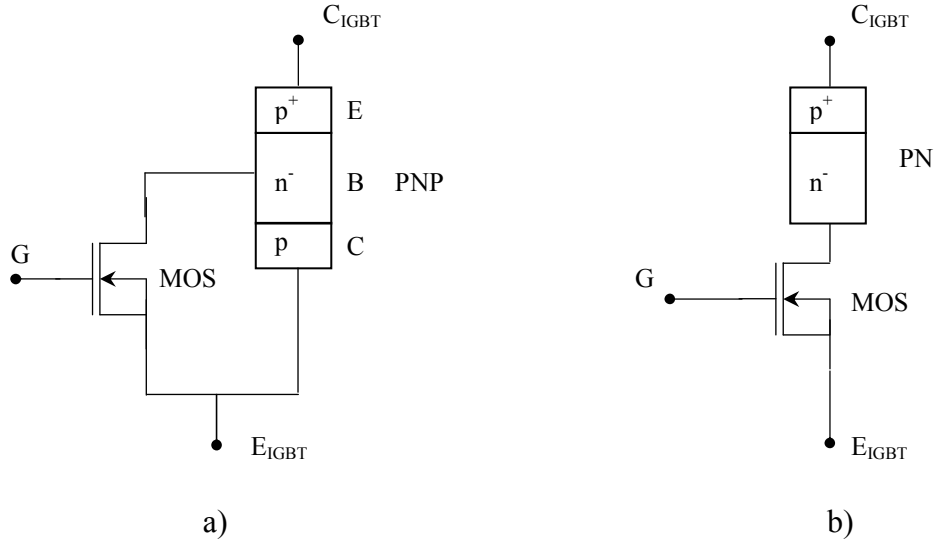
Goebel ve Metzner tarafından uygulanan ve “Karma-Yöntem” olarak adlandırılan yöntem alternatif olarak bir yöntem önerildi. Yöntemin farklılığı, güç elemanının düşük katkılanmış baz bölgesindeki taşıyıcı yoğunluğunun elde edilmesiyle ilgilidir. Bunu yapmak için IGBT'ye karşı düşen eşdeğer devrelerden de yararlanıldı. Ambipolar difüzyon denkleminin sadece bu düşük katkılı baz bölgesinde ve bazı basitleştirici koşullar altında çözülmesi yerine eşdeğer devrede IGBT'nin düşük katkılı baz bölgesini içeren eşdeğer devre elemanının tam benzeşimi yapıldı.

Şekil 6.1’de IGBT’nin iki temel eşdeğer devre modeli gösteriliyor. Bunlardan “MOS + PNP” modelinde PNP transistör ve “MOS + PiN” modelinde de PiN diyot IGBT’nin düşük katkılı baz bölgesini içermektedir.



Şekil 6.1. a) IGBT devre sembolü, b) MOS + PNP transistör modeli, c) MOS + PiN diyot modeli.

Eşdeğer devrelerde yer alan bu elemanlar yerine benzeşim eşdeğerleri konuldu. “MOS + PNP tranzistör” modelinde PNP tranzistör yerine benzeşim eşdeğeri konulurken “MOS + PiN diyot” modelinde PiN diyot yerine benzeşim eşdeğeri konuldu. Bu durum Şekil 6.2’de gösterilmektedir:



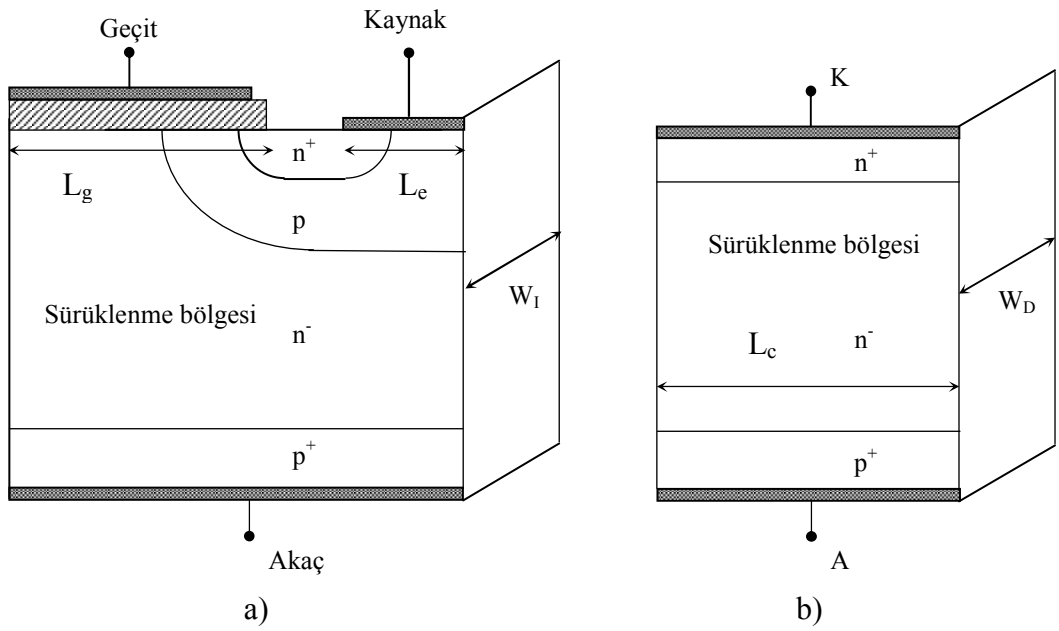
Şekil 6.2. PNP tranzistör ve PiN diyot yerine benzeşim eşdeğerlerinin konulduğu modeller.

Şekil 6.2.a'da verilen eşdeğer devrede PNP tranzistörün emetörü IGBT'nin kolektör ucunu oluştururken PNP tranzistörün kolektörü IGBT'nin emetör ucunu oluşturur.

IGBT'nin PiN diyotlu eşdeğer devresindeki PiN diyot geometrisini oluşturmak için Sendharkar and Shenai (1995) çalışmasından yararlanılabilir. Bu çalışmada ZVS (*Zero Voltage Switching*) koşulu altındaki bir IGBT'nin ve bir PiN diyotun iletme-geçme dinamikleri incelenmiştir. Her iki elemandan elde edilen sonuçların sağlıklı bir biçimde karşılaştırılabilmesi için elemanlara ilişkin yapısal ve elektriksel özelliklerin benzer olması gerekir. Sendharkar and Shenai tarafından izlenen yol şöyledir:

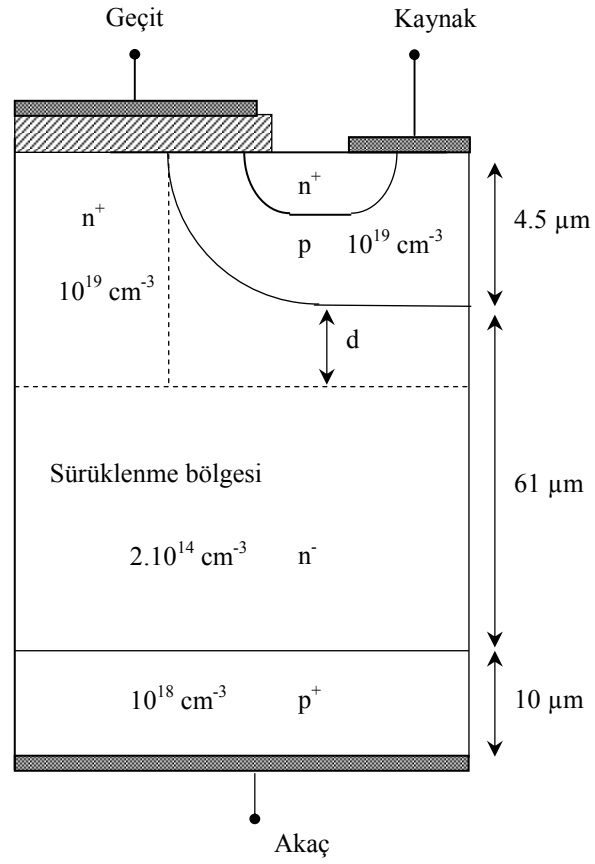
1. IGBT elemanında ortaya çıkan ve PiN etkisi olarak adlandırılan etki geçit bölgesinde olduğu için geçit uzunluğu (Şekil 6.3.a'da L_g) anot uzunluğuna (Şekil 6.3.b'de L_c) eşit yapılır.
2. Emetör uzunluğu (Şekil 6.3.a'da L_e) geçit uzunluğu L_g 'ye eşit alınır.

3. Sürüklenme bölgesinde aynı akım yoğunluğunun elde edilmesi için IGBT'nin genişliği W_I PiN diyotun genişliği W_D 'nin yarısı seçilir.
4. Son olarak IGBT sürüklenme bölgesi parametreleri PiN diyotunkilere tam olarak eşit seçilir.



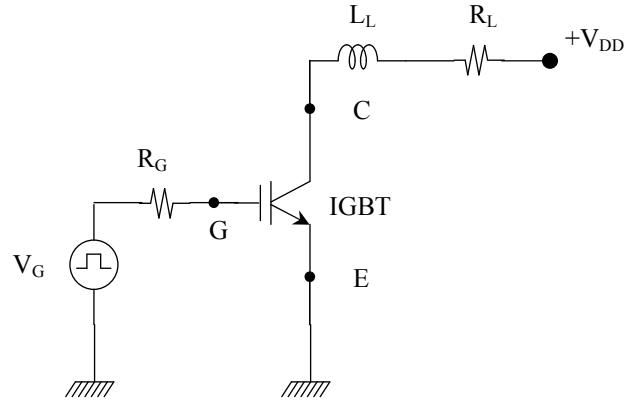
Şekil 6.3. a) IGBT geometrik yapısı, b) Baz bölgesini içeren eşdeğer PiN yapısı

IGBT için kullanılan geometrik ölçüler ve katkılama yoğunlukları Kao et al., (2005) makalesinde kullanılanlara eşit alındı. Bir farklılık olarak, IGBT'nin işleyişi üzerinde esas bir etkiye sahip olmadığı için PT-IGBT yerine NPT-IGBT tercih edildi.



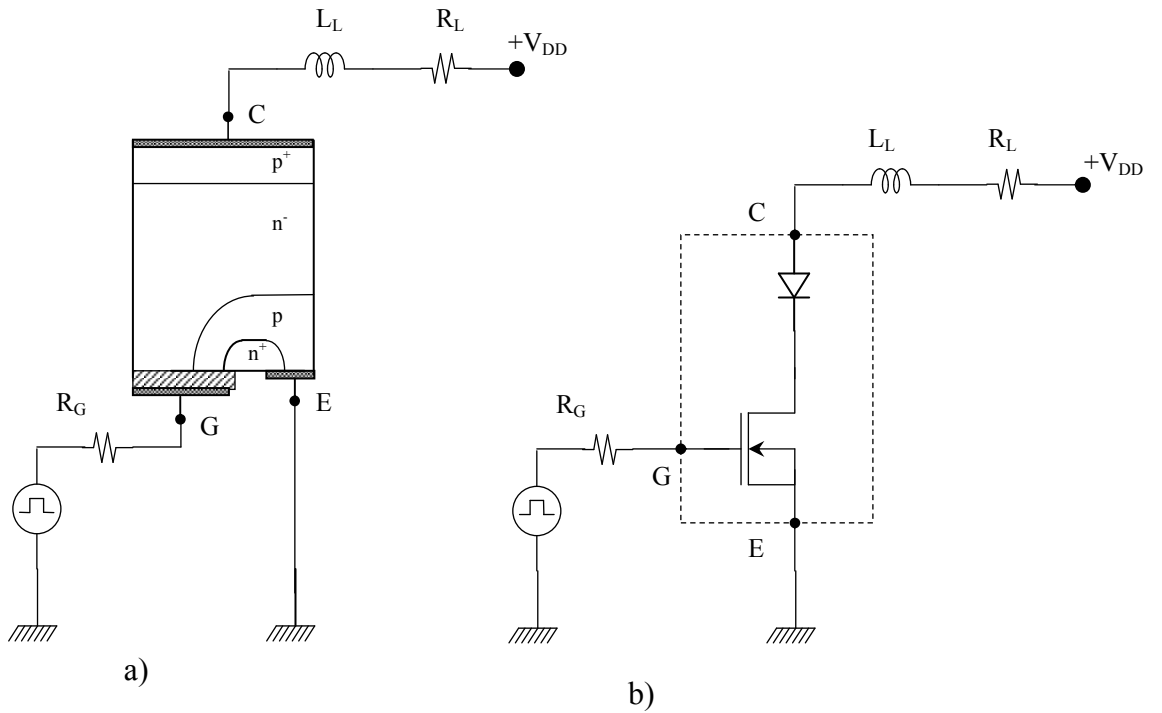
Şekil 6.4. IGBT geometrik yapısı (Kao et al., 2005).

Şekil 6.4’de gösterilen geometrik yapı vasıtasıyla IGBT’nin “MOS + PiN diyot” modeli oluşturulabilir. Bu model, IGBT’ye ait doğru akım-gerilim karakteristiklerini ve geçici-hal davranışını belirlemek için, Kao et al. (2005), Mantooth and Hefner (1997), Hsu and Ngo (1996), ve Hefner and Diebolt (1994) çalışmalarında kullanılan devre ile birlikte çalıştırıldı.

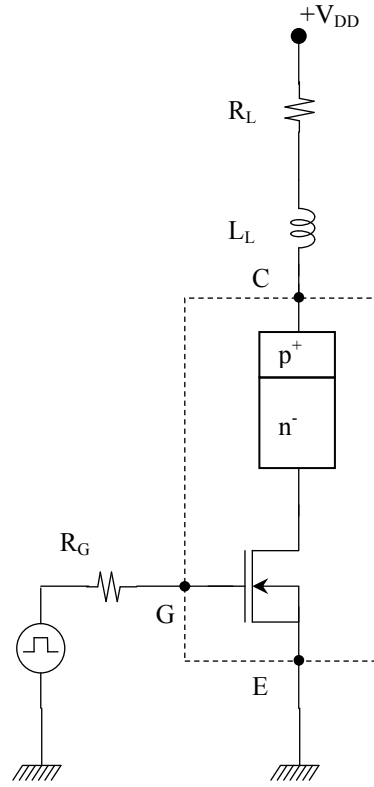


Şekil 6.5. IGBT akım-gerilim karakteristikleri için test devresi

IGBT tabanlı eviriciler motor kontrol devreleri gibi indüktif yüklü devrelerde yaygın olarak kullanıldığı için benzeşim devresi indüktif bir yük içermektedir. Eleman değerleri Kao et al. (2005)'e göre indüktif yük için $R_L = 30\Omega$, $L_L = 80\mu H$, geçit direnci için $R_G = 1k\Omega$, $2k\Omega$ ve $4k\Omega$ ve geçit anahtarlama gerilimi için $V_G = 20V$ seçilebilir.



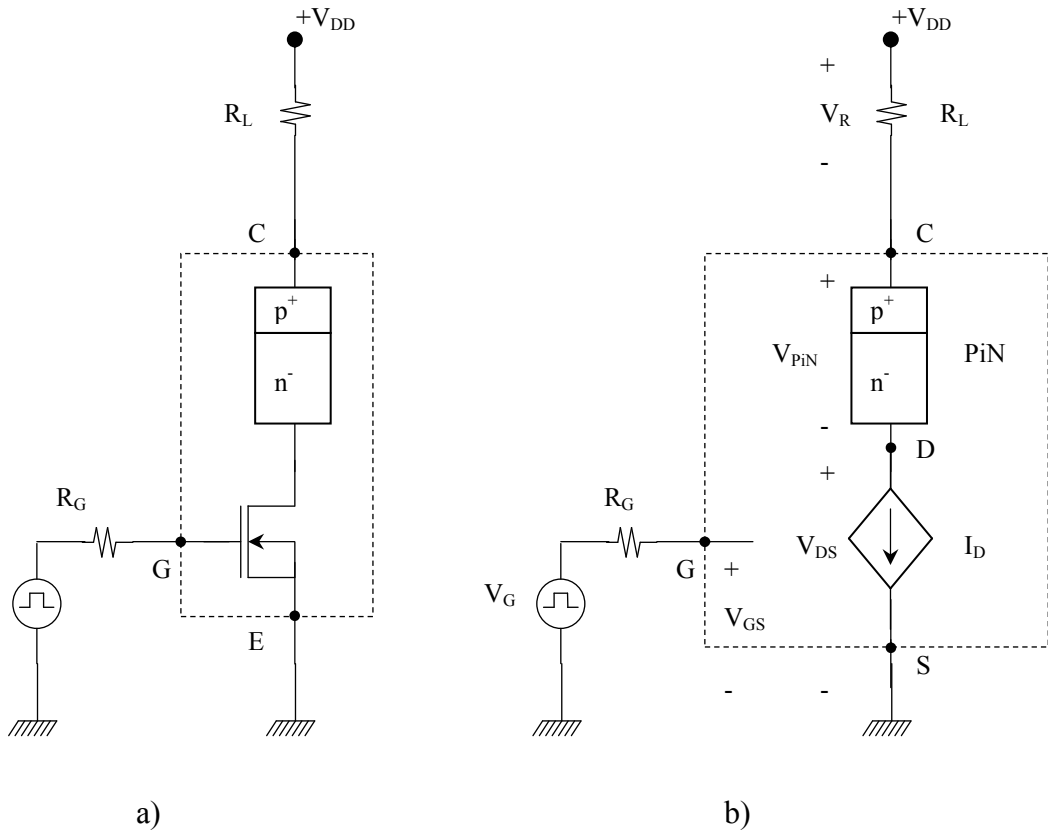
Şekil 6.6. Benzeşim devresi, a) IGBT benzeşim eşdeğerli devre, b) IGBT PiN diyot eşdeğerli devre.



Şekil 6.7. PiN diyot yerine simülasyon eşdeğerinin konulduğu devre.

Şekil 6.7’de IGBT’nin MOS + PiN eşdeğer devresinde PiN yerine benzeşim eşdeğeri konulmuş devre görülüyor. Bu devre yardımıyla IGBT elemanına ait doğru akım-gerilim karakteristiklerinin elde edilebilmesi için öncelikle, iki-boyutlu sonlu farklar yöntemiyle, PiN diyotun benzeşimi yapılır. Bu benzeşim sonucunda elde edilen PiN diyota ait akım-gerilim karakteristiği IGBT’nin akım-gerilim karakteristiğinin çıkarılmasında kullanılır. Doğru akım-gerilim analizi yapılırken devrede bulunan endüktans kısa devre alınabilir.

Şekil 6.7’de gösterilen devre yapısı kullanılarak IGBT elemanına ilişkin doğru akım-gerilim karakteristiklerinin elde edilmesi için MOSFET yerine ideal büyük işaret eşdeğer devresi konulabilir. Bu durum Şekil 6.8’de gösterilmektedir.



Şekil 6.8. IGBT doğru akım-gerilim karakteristiklerini elde etmek için kullanılan devre: a) IGBT simülasyon eşdeğerli devre, b) MOSFET yerine büyük işaret eşdeğeri konulan devre.

Şekil 6.8.b’de verilen devrede MOSFET akaç akımı I_D’nin aktığı kol üzerinde gerilim denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$V_{DD} - V_R - V_{PiN} - V_{DS} = 0 \quad (6.1)$$

Denklemden yer alan V_R ve V_{PiN} gerilimleri I_D akımına bağlı olarak yazılabilir. Bu durumda (6.1) denklemi aşağıdaki gibi olur:

$$V_{DD} - I_D \cdot R_L - g(I_D) - V_{DS} = 0 \quad (6.2)$$

Burada $g(I_D)$ terimi PiN diyot üzerinde düşen gerilimin akıma bağlı ifadesidir ve diyot akım-gerilim karakteristiğinden elde edilir.

MOSFET elemanının triode modunda çalıştığı kabul edilerek I_D akımı V_{DS} gerilimine bağlı olarak yazılabilir.

$$I_D = K \cdot [2 \cdot (V_{GS} - V_{th}) \cdot V_{DS} - V_{DS}^2] \quad (6.3)$$

Kolaylık olması açısından $I_D = G(V_{DS})$ dersek (6.2) denklemi aşağıda verilen biçime dönüşür:

$$V_{DD} - R_L \cdot G(V_{DS}) - g[G(V_{DS})] - V_{DS} = 0 \quad (6.4)$$

yada

$$F(V_{DS}) = V_{DD} - R_L \cdot G(V_{DS}) - g[G(V_{DS})] - V_{DS} = 0 \quad (6.5)$$

olur.

(6.5) denkleminin çözümü, uygulanan bir V_{DD} besleme gerilimi için eşdeğer IGBT modelinin MOSFET parçası üzerinde oluşan V_{DS} gerilimini verir, buradan da (6.3) denklemi yardımıyla I_D akımı hesaplanabilir. IGBT anot gerilimi ise,

$$V_A = V_{DD} - R_L \cdot I_D \quad (6.6)$$

denklemini yardımıyla bulunabilir. Denklem (6.4)'ü çözmek için Newton-Raphson yöntemi uygulandı. Buna göre,

$$V_{DS_{k+1}} = V_{DS_k} - \frac{F(V_{DS_k})}{F'(V_{DS_k})}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (6.7)$$

denklemini kullanılarak V_{DS} değeri belirlendi. Burada,

$$\begin{aligned} F'(V_{DS}) &= \frac{\partial F(V_{DS})}{\partial V_{DS}} = -R_L \frac{\partial G(V_{DS})}{\partial V_{DS}} - \frac{\partial g}{\partial G(V_{DS})} \cdot \frac{\partial G(V_{DS})}{\partial V_{DS}} - 1 \\ &= \frac{\partial G(V_{DS})}{\partial V_{DS}} \left[-R_L - \frac{\partial g}{\partial G(V_{DS})} \right] - 1 \end{aligned} \quad (6.8)$$

olur ve (5.3) bağıntısı kullanılarak,

$$\frac{\partial F(V_{DS})}{\partial V_{DS}} = 2 \cdot K \cdot [V_{GS} - V_{th} - V_{DS}] \quad (6.9)$$

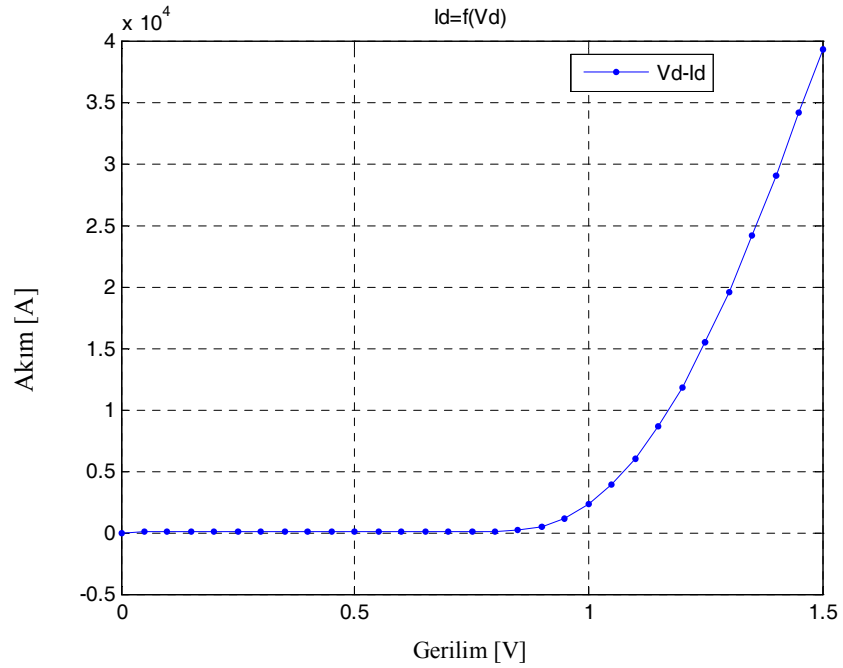
elde edilir. Denklem (6.9)'un denklem (6.8)'de yerine yazılması ile,

$$\frac{\partial F(V_{DS})}{\partial V_{DS}} = -2 \cdot K \cdot [V_{GS} - V_{th} - V_{DS}] \cdot \left[R_L + \frac{\partial g[G(V_{DS})]}{\partial G(V_{DS})} \right] - 1 \quad (6.10)$$

elde edilir. (6.10) ve (6.5) denklemleri (6.7) denkleminde yerlerine yazılarak V_{DS} 'yi hesaplamak için (6.11)'de verilen iteratif bağıntıya ulaşıldı:

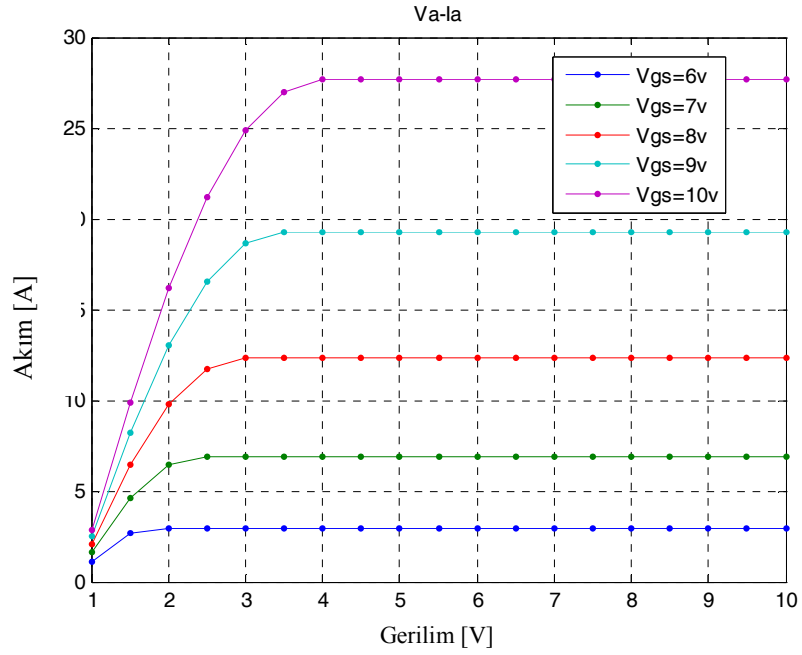
$$V_{DS_{k+1}} = V_{DS_k} + \frac{V_{DD} - R_L \cdot G(V_{DS_k}) - g[G(V_{DS_k})] - V_{DS_k}}{2 \cdot K \cdot [V_{GS} - V_{th} - V_{DS_k}] \cdot \left[R_L + \frac{\partial g[G(V_{DS_k})]}{\partial G(V_{DS_k})} \right] + 1}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (6.11)$$

IGBT eşdeğer devresinde kullanılan PiN diyoda ilişkin akım-gerilim karakteristiği Şekil 6.9’da verilmektedir.

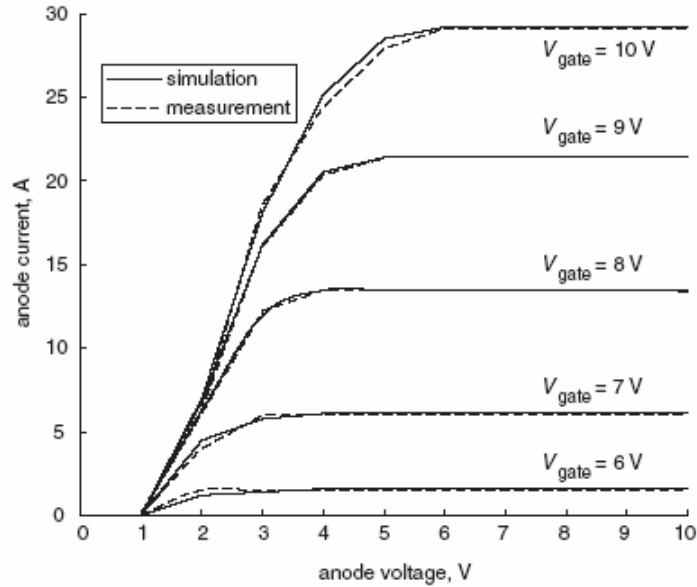


Şekil 6.9 Eşdeğer devrede kullanılan PiN diyota ilişkin akım-gerilim karakteristiği.

Şekil 6.4’de geometrik ve elektronik özellikleri tanımlanan IGBT ile yukarıda elde edilen (6.11) ve (6.6) denklemleri kullanılarak, $R_L=30\Omega$ ve farklı V_{GS} geçit gerilimleri için IGBT elemanına ait doğru akım-gerilim karakteristikleri Şekil 6.10’da gösterildiği gibi elde edildi, (Keserlioğlu ve Erkaya, 2006). Eşdeğer bir yapı için Kao et al. (2005) tarafından elde edilen karakteristikler de Şekil 6.11’de veriliyor.



Şekil 6.10 Farklı V_{GS} geçit gerilimleri için IGBT elemanına ilişkin akım-gerilim karakteristikleri, (Keserlioğlu ve Erkaya, 2006)



Şekil 6.11 Farklı V_{GS} geçit gerilimleri için IGBT elemanına ilişkin akım-gerilim karakteristikleri, (Kao et al., 2005)

7. YARIİLETKEN ELEMANLARIN GEÇİCİ-HAL BENZEŞİMİ

7.1. Geçici-Hal Benzeşim Denklemlerinin Elde Edilmesi

Bu bölümde elektrostatik potansiyel için sınır koşullarının zamana bağlı hale geldiği durum için temel yarıiletken denklemlerinin davranışını ele aldık. Bu durumda taşıyıcı yoğunluklarının zamana göre kısmi türevleri sıfır değildir ve normalize edilmiş temel denklemler aşağıdaki gibi olur:

$$0 = \lambda^2 \cdot \text{div} \cdot \text{grad} \psi - (n - p - C) \quad (7.1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div}(D_n \cdot \text{grad} n - \mu_n \cdot n \cdot \text{grad} \psi) - R(\psi, n, p) \quad (7.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \text{div}(D_p \cdot \text{grad} p + \mu_p \cdot p \cdot \text{grad} \psi) - R(\psi, n, p) \quad (7.3)$$

Bu denklemler $D \times [0, T]$ olan silindirik bir bölgede, $t = 0$ 'da,

$$\begin{aligned} \psi(\bar{x}, 0) &= \psi_0 \\ n(\bar{x}, 0) &= n_0 \\ p(\bar{x}, 0) &= p_0 \end{aligned} \quad (7.4)$$

başlangıç koşullarına ve ∂D , $0 < t < T$ üzerindeki

$$\begin{aligned} f_1(\psi, n, p, \bar{x}, t)|_{\partial D} &= 0 \\ f_2(\psi, n, p, \bar{x}, t)|_{\partial D} &= 0 \\ f_3(\psi, n, p, \bar{x}, t)|_{\partial D} &= 0 \end{aligned} \quad (7.5)$$

sınır koşullarına bağlı olarak ele alınırlar. (7.1), (7.2) ve (7.3) denklemleri kısaltılmış notasyon ile aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$0 = F_1(\psi, n, p) \quad (7.6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = F_2(\psi, n, p) \quad (7.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = F_3(\psi, n, p) \quad (7.8)$$

(7.6), (7.7) ve (7.8) denklemlerinin çözümleri araştırılırken karşılaşılan bir zorluk, (7.6) Poisson denkleminin bağımlı değişkenin zaman türevlerini içermemesidir. Bu sebeple, çözüm için basit “Black Box” yönteminin doğrudan uygulanması uygun değildir. Bir çok araştırmacı, (7.6)’ya yapay bir zaman türevi ilave ederek bu problemde özenle kaçınmışlardır, (Selberherr, 1984).

$$\lambda \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} = F_1(\psi, n, p) \quad (7.9)$$

Burada λ yeterince küçük bir parametredir. Bununla birlikte, böyle bir yaklaşım, hesaba katılacak olan hata kullanılacak olan zaman aralığından bağımsız olduğu için ve bu sebeple, örneğin, zaman adımlarının büyüklüğünün uygun biçimde seçilmesi yoluyla hata büyüklüğü kontrol edilemediğinden, önerilmez (Selberherr, 1984).

Mock (1976), zaman türevlerini Poisson denklemine dahil etmek için daha uygun bir yöntem önerdi. Denklem (7.1)’in zamana göre bir kez türevi alındığında aşağıdaki denklem elde edilir.

$$0 = \lambda^2 \cdot \text{div} \cdot \text{grad} \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (7.10)$$

Buradan, (7.7) ve (7.8)’in (7.10)’da yerine yazılması ve yeniden düzenlenmesi ile,

$$\lambda^2 \cdot \text{div} \cdot \text{grad} \frac{\partial \psi}{\partial t} = F_2(\psi, n, p) - F_3(\psi, n, p) \quad (7.11)$$

denklemini elde edilir. (7.7), (7.8) ve (7.11) denklemlerinden oluşan sistem, $t = 0$ 'da (7.5) sınır koşullarını ve Poisson denklemine uygun (6.4) başlangıç verilerini sağlamak kaydıyla (7.6), (7.7) ve (7.8) denklem sistemine eşdeğerdir.

Aşağıda temel denklemlerin zaman türevlerini inceleyeceğiz. Bununla beraber, bütün algoritmalar yarı-ayrık yapıda verildi; yani bağımlı değişkenler zamana göre ayrıklaştırıldılar fakat uzay değişkenlerine göre süreklidirler. Basitleştirilmiş notasyon için aşağıdaki kısaltmalar kullanıldı.

$$d_m = t_{m+1} - t_m \quad (7.12)$$

$$u_m = u(\vec{x}, t_m) \quad (7.13)$$

En basit zaman ayrıklaştırması (Full Explicit) İleri-Euler yöntemidir. Bununla birlikte, bu yöntem zaman adımı üzerinde birçok kısıtlamalar getirir, $d_m = O(h^2 + k^2)$, ki bunlar pratiğe uygun değildir. Bu sebeple İleri-Euler yönteminin kullanılmasından kaçınılmalıdır.

Bağlı değişkenler için elde edilebilen en iyi değerleri kullanan temel denklemlerin her birini tekrar tekrar çözmek için *semi-implicit* zaman ayrıklaştırma yöntemi muhtemelen en basitidir:

$$\frac{n_{m+1} - n_m}{d_m} - \text{div}(D_n \cdot \text{grad} n_{m+1} - \mu_n n_{m+1} \cdot \text{grad} \psi_m) + R(\psi_m, n_m, p_m) = 0 \quad (7.14)$$

$$\frac{p_{m+1} - p_m}{d_m} - \text{div}(D_p \cdot \text{grad} p_{m+1} + \mu_p p_{m+1} \cdot \text{grad} \psi_m) + R(\psi_m, n_m, p_m) = 0 \quad (7.15)$$

$$\lambda^2 \cdot \text{div} \cdot \text{grad} \psi_{m+1} - (n_{m+1} - p_{m+1} - C) = 0 \quad (7.16)$$

Bu yöntem için, her bir zaman adımında üç doğrusal denklem çözülmek zorundadır. Bununla beraber, kararlılığı garanti etmek için, zaman adımı d_m üzerinde de kuvvetli bir koşul gereklidir, kısaca:

$$d_m < \min\left(\frac{2\lambda^2}{\mu_n n + \mu_p p}\right) \quad (7.17)$$

Bu koşul, genelde o kadar kısıtlayıcıdır ki yöntem pratik amaçlar için uygulanamaz.

(7.7), (7.8) ve (7.11) denklem sisteminden, kararlı, *uncoupled* bir algoritma elde edilebilir. Ayrıklaştırma denklemleri:

$$\lambda^2 \cdot \text{div} \cdot \text{grad} \frac{\psi_{m+1} - \psi_m}{d_m} - F_2(\psi_{m+1}, n_m, p_m) + F_3(\psi_{m+1}, n_m, p_m) = 0 \quad (7.18)$$

$$\frac{n_{m+1} - n_m}{d_m} - F_2(\psi_{m+1}, n_{m+1}, p_m) = 0 \quad (7.19)$$

$$\frac{p_{m+1} - p_m}{d_m} - F_3(\psi_{m+1}, n_{m+1}, p_{m+1}) = 0 \quad (7.20)$$

Mock (1983), bu yöntemin zaman adımı d_m 'nin büyüklüğünden bağımsız olarak kararlı olduğunu gösterdi (Selberherr, 1984).

7.2. Bir-Boyutlu Durum İçin Geçici-Hal Benzeşim Denklemlerinin Elde Edilmesi

Poisson denklemini, (7.11) yapısına uygun olarak bir boyutlu durum için tekrar yazalım:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} \right\} = F_2(\psi_{m+1}, n_m, p_m) - F_3(\psi_{m+1}, n_m, p_m) \quad (7.21)$$

burada,

$$F_2 = -\mu_n \left[\frac{\partial n_m}{\partial x} \frac{\partial \psi_{m+1}}{\partial x} + n_m \cdot \frac{\partial^2 \psi_{m+1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 n_m}{\partial x^2} \right] - R(\psi_{m+1}, n_m, p_m) \quad (7.22)$$

$$F_3 = +\mu_p \left[\frac{\partial p_m}{\partial x} \frac{\partial \psi_{m+1}}{\partial x} + p_m \cdot \frac{\partial^2 \psi_{m+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_m}{\partial x^2} \right] - R(\psi_{m+1}, n_m, p_m) \quad (7.23)$$

eşitlikleri geçerlidir. Denklem (7.21)'de zaman türevi yerine fark denkleminin yazılması ile,

$$\frac{\partial^2 \psi_{m+1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} = d_m \cdot [F_2(\psi_{m+1}, n_m, p_m) - F_3(\psi_{m+1}, n_m, p_m)] \quad (7.24)$$

ifadesi elde edilir. Denklem (7.24)'de (7.22) ve (7.23) ifadelerinin yerlerine yazılması ve denklemin ψ_{m+1} 'in birinci ve ikinci mertebeden türevlerine göre yeniden düzenlenmesi ile aşağıdaki denkleme ulaşılır.

$$A_m \frac{\partial^2 \psi_{m+1}}{\partial x^2} + B_m \frac{\partial \psi_{m+1}}{\partial x} + D_m = 0 \quad (7.25)$$

Denklemden yer alan katsayı fonksiyonları aşağıdaki gibidir:

$$A_m = 1 + d_m \cdot (\mu_n n_m + \mu_p p_m) \quad (7.26)$$

$$B_m = d_m \cdot \left(\mu_n \frac{\partial n_m}{\partial x} + \mu_p \frac{\partial p_m}{\partial x} \right) \quad (7.27)$$

$$D_m = d_m \cdot \left(-\mu_n \frac{\partial^2 n_m}{\partial x^2} + \mu_p \frac{\partial p_m}{\partial x} \right) - \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} \quad (7.28)$$

Benzer yolla (7.19) ve (7.20) denklemleri içinde aşağıdaki ifadeler elde edilebilir:

$$\frac{\partial^2 n_{m+1}}{\partial x^2} - B_m \frac{\partial n_{m+1}}{\partial x} - C_m n_{m+1} + D_m = 0 \quad (7.29)$$

burada,

$$B_m = \frac{\partial \psi_{m+1}}{\partial x} \quad (7.30)$$

$$C_m = \frac{1}{d_m \mu_n} + \frac{\partial^2 \psi_{m+1}}{\partial x^2} + \frac{p_m}{\mu_n D_m} \quad (7.31)$$

$$D_m = \frac{1}{d_m \mu_n} \cdot \left(\frac{d_m}{D_m} + n_m \right) \quad (7.32)$$

olur. Delik yoğunluğu için ise,

$$\frac{\partial^2 p_{m+1}}{\partial x^2} + B_m \frac{\partial p_{m+1}}{\partial x} + C_m p_{m+1} + D_m = 0 \quad (7.33)$$

ve

$$B_m = \frac{\partial \psi_{m+1}}{\partial x} \quad (7.34)$$

$$C_m = -\frac{1}{d_m \mu_p} + \frac{\partial^2 \psi_{m+1}}{\partial x^2} - \frac{n_{m+1}}{\mu_p D_m} \quad (7.35)$$

$$D_m = \frac{1}{d_m \mu_p} \cdot \left(\frac{d_m}{D_m} + p_m \right) \quad (7.36)$$

ifadeleri elde edilir. (7.28) denkleminde,

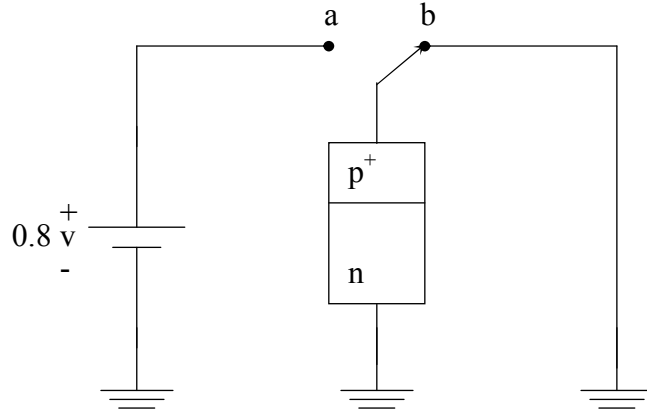
$$\frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} = p_m - n_m + C \quad (7.37)$$

değişimi yapılmalıdır.

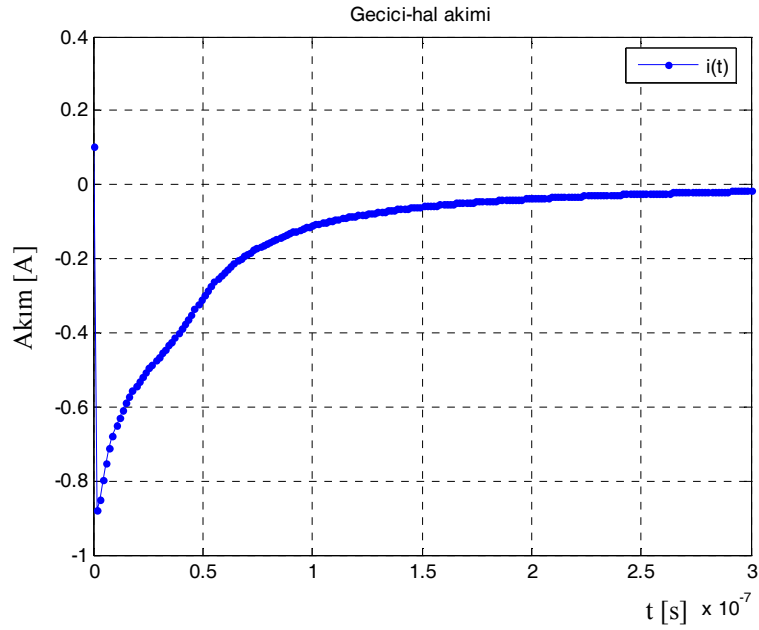
7.3. P⁺ n Diyodun Farklı Kutuplama Durumları İçin Dirençsiz Geçici-Hal Davranışı

İleri yönde kutuplanmış p⁺ n diyodun dirençsiz kapanma sürecini incelemek için Şekil 7.1' de verilen devre yapısı kullanıldı. Anahtar a-konumunda yeteri kadar uzun bir süre bekletildikten sonra $t = 0$ anında b-konumuna anahtarlanıyor (ileri kutuplamadan ısıl denge durumuna geçiş).

Diyot üzerindeki elektron yoğunluğunun ve potansiyelin zamanla değişimleri, sırasıyla, Şekil 7.3 ve Şekil 7.4' de verilen grafikler ile gösterilebilir.

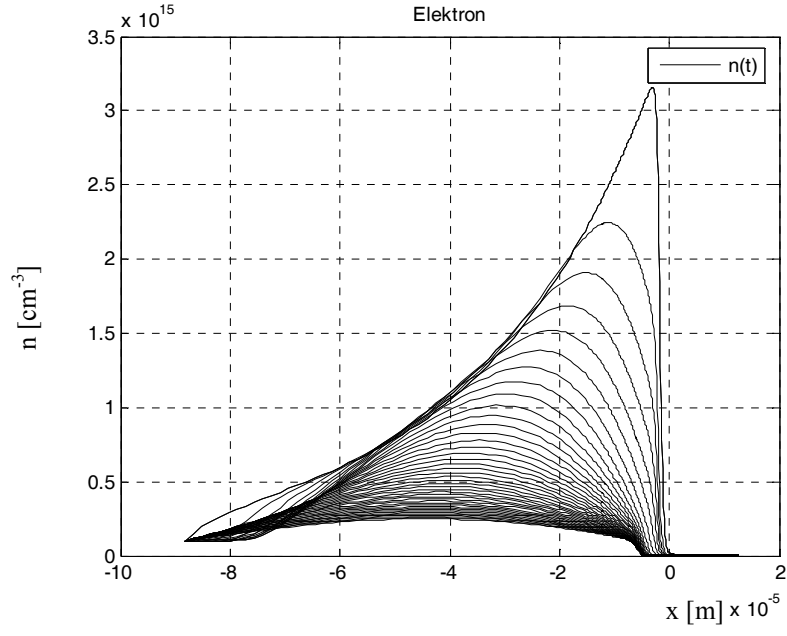


Şekil 7.1. Kapanma sürecinin analizi için kullanılan devre (ileri kutuplamadan ısıl denge durumuna geçiş)

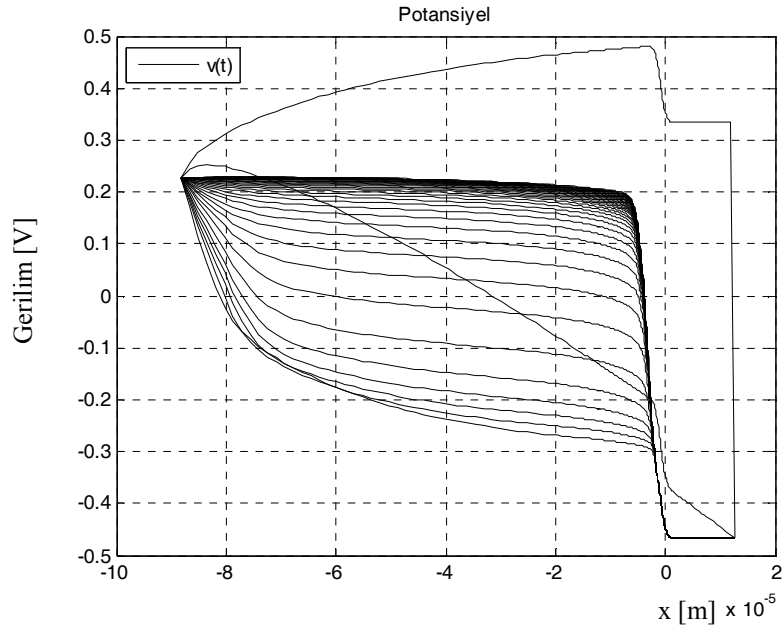


Şekil 7.2 Geçici-hal akımının zamanla değişimi.

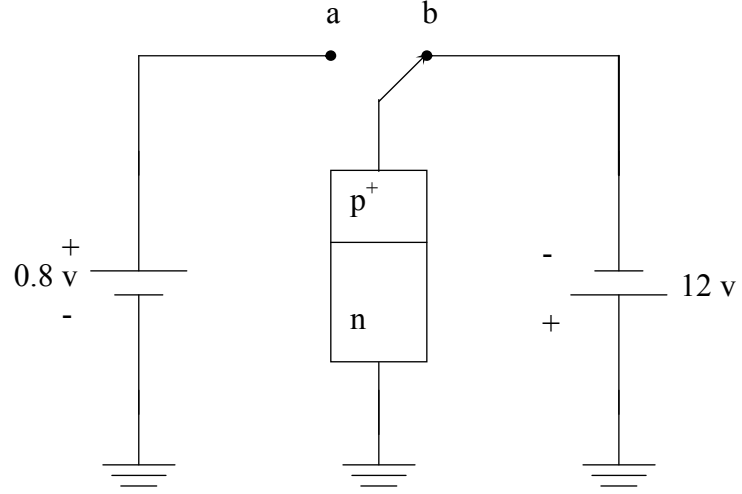
Şekil 7.5' de gösterildiği gibi, ileri yönde kutuplanmış olan diyotun negatif bir kaynağa anahtarlanması durumunda, akım ve elektron yoğunluğundaki değişimler daha hızlı olmaktadır.



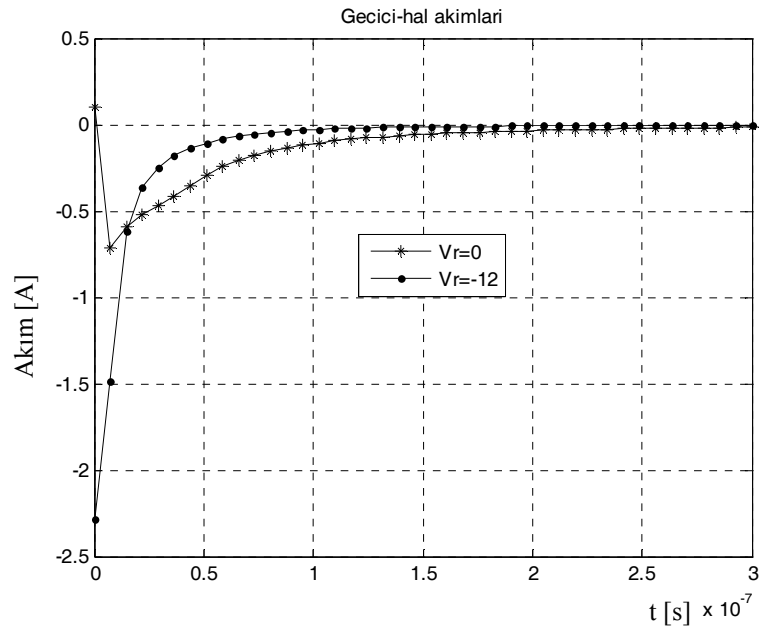
Şekil 7.3. Elektron yoğunluğunun zamanla değişimi.



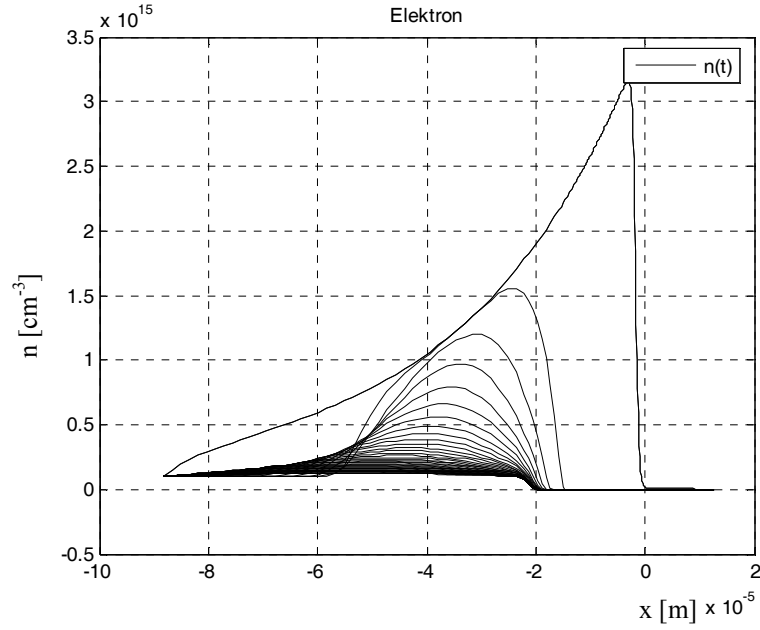
Şekil 7.4. Potansiyelin zamanla değişimi.



Şekil 7.5. Kapanma sürecinin analizi için kullanılan devre (ileri kutuplamadan ters kutuplama durumuna geçiş)



Şekil 7.6 Geçici-hal akımlarının zamanla değişimi.



Şekil 7.7. Elektron yoğunluğunun zamanla değişimi.

7.4. P⁺n ve PiN Diyodun Dirençli Geçici-Hal Davranışlarının Elde Edilmesi

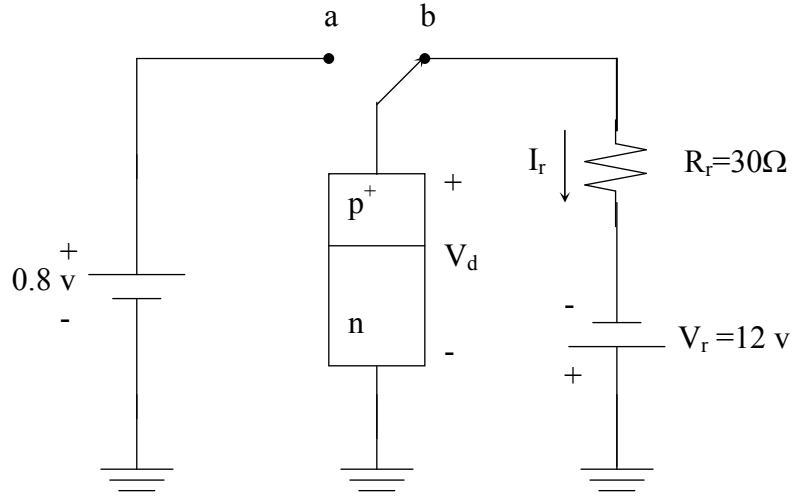
İleri yönde kutuplanmış bir pn jonksiyonun bir direnç üzerinden negatif bir kaynağa anahtarlanması ile ortaya çıkan geçici-hal davranışını elde etmek için Şekil 7.8' de verilen devre yapısı kullanıldı.

Anahtarlama sonrası oluşan devre için devre denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$V_d - V_R + V_r = 0 \quad (7.38)$$

Denklemden, $V_R = I_r \cdot R_r$ eleman tanım bağıntısının yerine yazılıp geri-kutuplama akımı I_r 'nin çekilmesi ile,

$$I_r = \frac{V_d + V_r}{R_r} \quad (7.39)$$



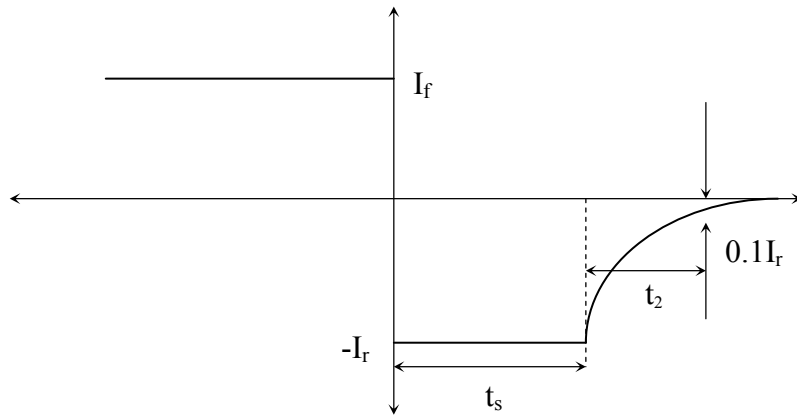
Şekil 7.8. Kapanma sürecinin analizi için kullanılan devre.

elde edilir. Anahtarlama yapıldıktan sonra, diyotun üzerindeki gerilimin henüz ileri yönde kutuplanma durumundakine eşdeğer olduğu zaman diliminde, diyot gerilimi geri-kutuplama kaynak gerilimine göre küçük kabul edilerek geri-kutuplama akımı için yaklaşık bir değer bulunabilir.

$$V_d \ll V_r \quad \Rightarrow \quad I_r \cong \frac{V_r}{R_r} \quad (7.40)$$

Böylece geri-kutuplama akımı, denklem (7.40) tarafından yaklaşık olarak belirlenen bir akım değeri ile sınırlandırılır. Diyotun sahip olduğu jonksiyon kapasitesi akımın ani olarak değişmesine izin vermez. Eğer I_r akımı bu değerden daha büyük olmuş olsaydı, buradan jonksiyon üzerindeki ileri-kutuplama gerilimi, geri-kutuplama akımı kabulümüzdeki ötesinde olmuş olacaktı, ki bunun anlamı jonksiyon geriliminin aniden değişeceği'dir. Geri-kutuplama akımı denklem (7.40) tarafından verilen değerde sınırlandırıldığı için, geri-kutuplama yoğunluk gradyanı sabittir.

Geri-kutuplama akımı I_r , $0^+ \leq t \leq t_s$ aralığında yaklaşık olarak sabittir, burada t_s yük-biriktirme zamanı (*storage time*) olarak adlandırılır. Yük-biriktirme zamanı, fakirleşme bölgesi kenarındaki azınlık taşıyıcısı yoğunluğunun ısıl-denge değerine ulaşması için gereken süredir. Bu zaman diliminden sonra, jonksiyon üzerindeki gerilim değişmeye başlayacaktır. Akım karakteristiği Şekil 7.9' da gösteriliyor. Geri-kutuplama akımı biriktirilmiş olan azınlık taşıyıcısı yüklerin akışıdır.



Şekil 7.9. Diyotun anahtarlanması esnasındaki zaman göre akım karakteristiği.

Yük-biriktirme zamanı t_s zamana bağlı süreklilik denkleminin çözülmesiyle belirlenebilir. Eğer tek- taraflı bir p^+ n jonksiyonunu ele alırsak, yük-biriktirme zamanı,

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_s}{\tau_{po}}} = \frac{I_f}{I_f + I_r} \quad (7.41)$$

denklemleri ile belirlenir, burada $\operatorname{erf}(x)$ hata fonksiyonu (*Error Function*) olarak bilinir. Yük-biriktirme zamanı için yaklaşık bir çözüm,

$$t_s \cong \tau_{po} \cdot \ln \left[1 + \frac{I_f}{I_r} \right] \quad (7.42)$$

denklemini ile de elde edilebilir.

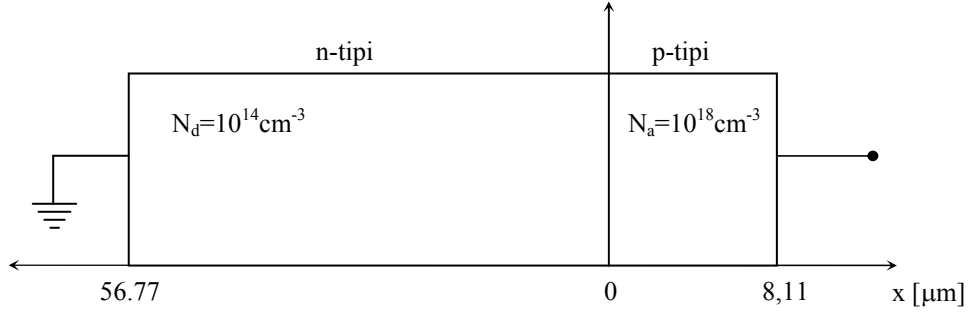
Biriktirme zamanından sonraki, t_s için, (*recovery*) fazı, jonksiyonun kendi kararlı-hal geri-kutuplama durumuna ulaşması için gerekli olan süredir. Geriye kalan ilave taşıyıcı yükleri uzaklaştırılmaya başlanır ve fakirleşme bölgesi genişliği, geri-kutuplama değerine doğru artar. Düşme zamanı (*Decay time*) t_2 ,

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_2}{\tau_{po}}} + \frac{\exp(-t_2/\tau_{po})}{\sqrt{\pi t_2/\tau_{po}}} = 1 + 0.1 \left(\frac{I_r}{I_f} \right) \quad (7.43)$$

denkleminde belirlenir. Toplam kapanma zamanı (*turn-off time*) t_s ve t_2 'nin toplamıdır.

Diyodu hızlı bir biçimde anahtarlamak için, küçük bir ilave taşıyıcı yaşam süresine sahip olmak kadar büyük miktarlarda geri-kutuplama akımı üretebilmek gereklidir. Bundan dolayı, diyod devrelerinin tasarımında, tasarımcılar, diyodu hızlı bir biçimde anahtarlayabilmek amacıyla, geçici-hal geri-kutuplama akım darbesi için bir akış yolu (*path*) öngörmelidirler.

Geçici-hal benzeşimini elde etmek için kullanılan p⁺n diyot geometrisi ve elektronik özellikleri Şekil 7.10' da verildiği gibidir.



Şekil 7.10. Geçici-hal benzeşimi yapılan diyod geometrisi.

Bu diyod yapısı Şekil 7.8’de verilen devrede kullanıldı. Anahtar a-konumundan b-konumuna alındıktan sonra Δt kadar bir süre geçince diyot üzerindeki gerilimin $V_f = 0.8V$ değerinden bir V_{D1} değerine kadar düşmüş olduğu kabul edildi, $(V_{D1} < V_f)$. Bu anda R_r direnci üzerinden akması gereken geri-kutuplama akımı,

$$I_{r1} = \frac{V_r + V_{D1}}{R_r} \quad (7.44)$$

denklemleri ile hesaplanır. Anahtarlanmanın yapıldığı $t = 0^+$ anındaki akım değeri ise,

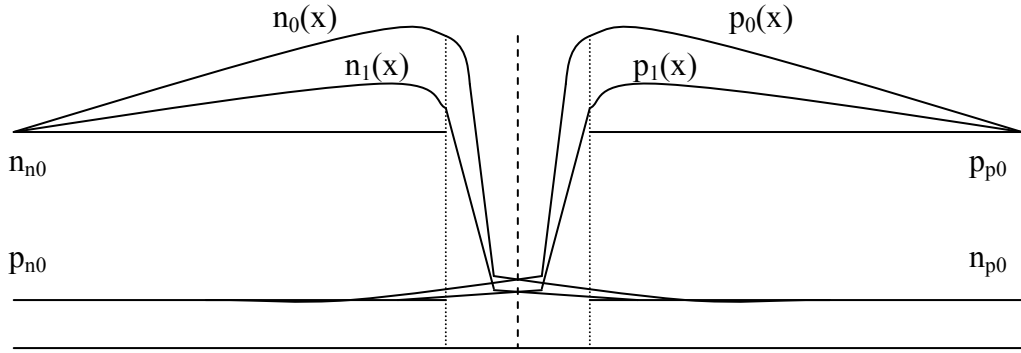
$$I_{r0} = \frac{V_r + V_f}{R_r} \quad (7.45)$$

olarak alındı. Bu durumda, geri-kutuplama akımının I_{r0} değerinden I_{r1} değerine doğrusal bir değişim ile düştüğü kabul edilerek, Δt süresi boyunca direnç üzerinden akan ortalama akım değeri,

$$i_{Rort} = \frac{1}{2}(I_{r0} + I_{r1}) \quad (7.46)$$

bağıntısı ile belirlendi.

Anahtarlama yapıldıktan sonraki Δt süresi sonunda diyot üzerindeki elektron ve delik yoğunluklarında da bir düşme meydana gelecektir. Bu durum Şekil 7.11’ de temsili olarak gösteriliyor.



Şekil 7.11 Jonksiyon üzerinde taşıyıcı yoğunluğunun zamanla değişimi.

Burada, $n_0(x)$ ve $p_0(x)$ $t = 0^+$ anındaki elektron ve delik yoğunluklarını, $n_1(x)$ ve $p_1(x)$ ise $t = t_1 \equiv t_0 + \Delta t$ anındaki elektron ve delik yoğunluklarını göstermektedir. Buradan, Δt süresi içinde toplam yükte meydana gelen ΔQ yük değişimi hesaplanıp,

$$i_{Qort} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \quad (7.47)$$

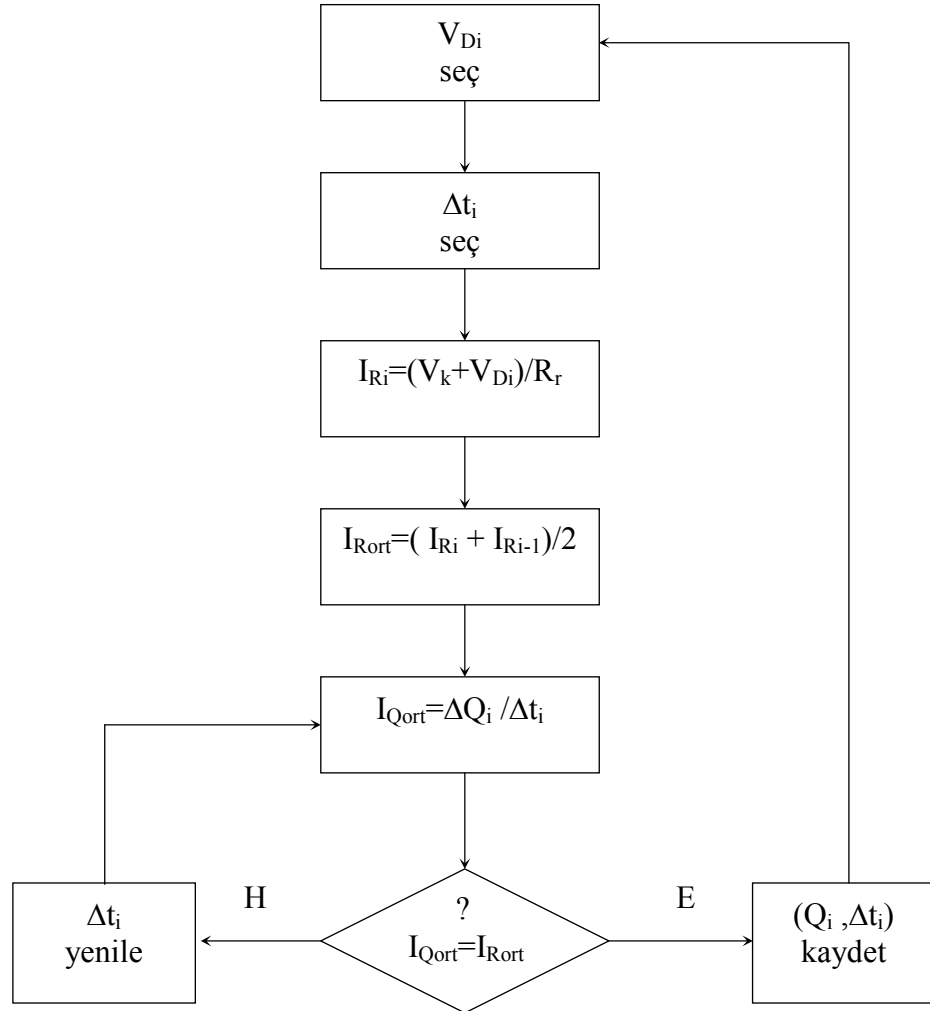
bağıntısından, Δt süresi boyunca diyot üzerinden akması gereken ortalama akım hesaplandı. Diyot ve direnç elemanları birbirlerine seri bağlanmış oldukları için,

$$i_{Rort} = i_{Qort} \quad (7.48)$$

eşitliğinin sağlanması gerekir.

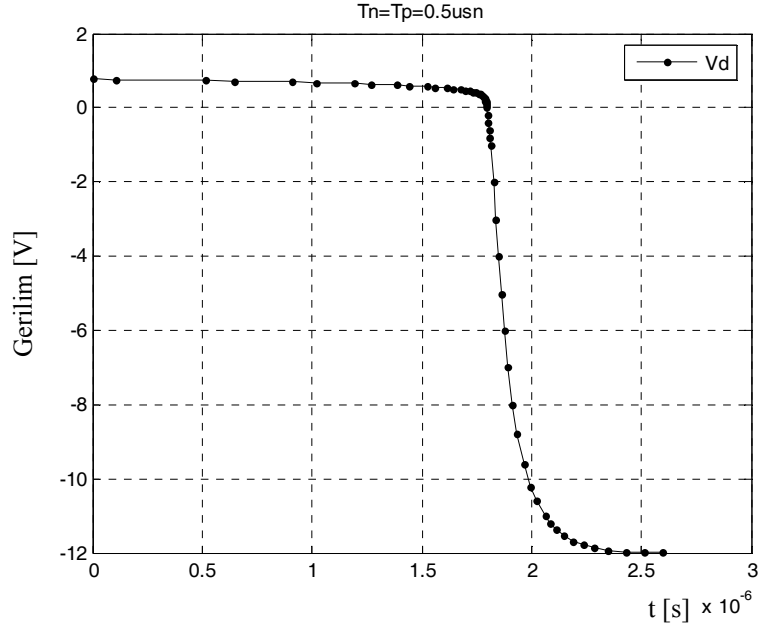
Başlangıçta, diyot üzerindeki gerilimin V_f değerinden V_{D1} değerine Δt süresinde düştüğü kabul edilmiştir. Buradan, (6.48) eşitliğini sağlayan Δt değeri iteratif olarak belirlendi. Böylece $(V_{Di}, \Delta t_i)$ gerilim-zaman çiftleri tek-tek belirlenerek geçici-hal davranışı ortaya çıkarıldı.

Gerilim-zaman çiftlerinin elde edilmesine yönelik olarak kullanılan bir akış diyagramı Şekil 7.12’ de veriliyor.

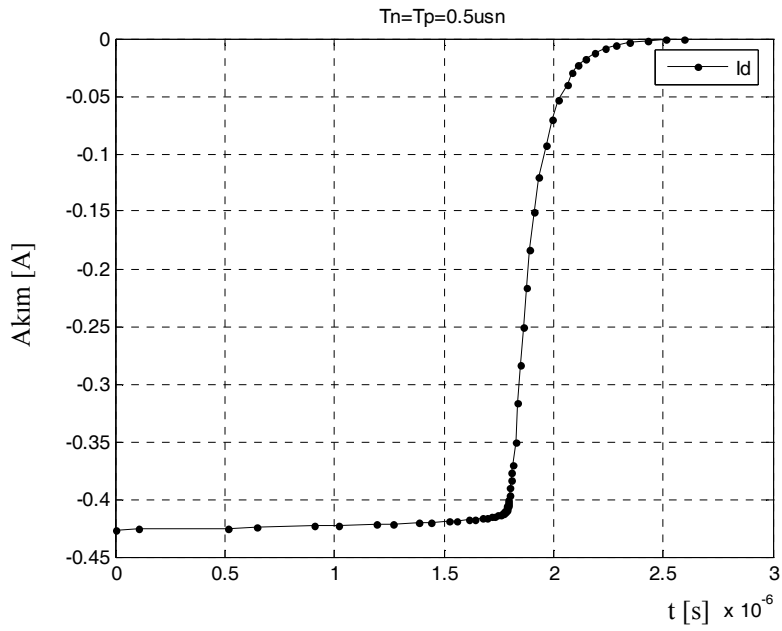


Şekil 7.12 Gerilim-zaman çiftlerinin belirlenmesinde kullanılan akış diyagramı

Yukarıda tanımlanan akış diyagramı kullanılarak elde edilen, p⁺n diyotun direnç üzerinden negatif kaynağa anahtarlanmasına ilişkin geçici-hal davranışını gösteren grafikler Şekil 7.13 ve Şekil 7.14' de gösteriliyorlar.

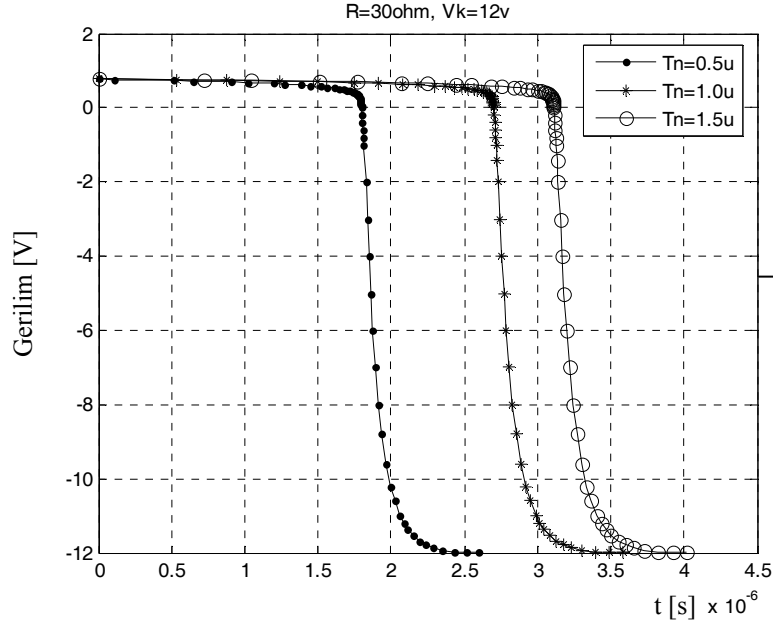


Şekil 7.13. Geçici-hal diyod geriliminin zamana göre değişimi.

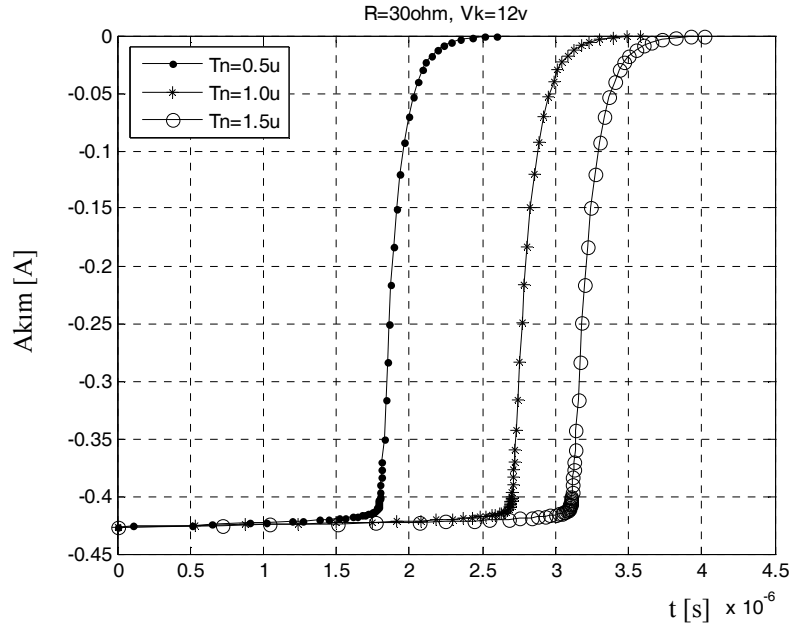


Şekil 7.14. Geçici-hal diyod akımının zamana göre değişimi.

Farklı taşıyıcı yaşam süreleri kullanılarak elde edilen p⁺n diyot geçici-hal akım ve gerilim eğrileri Şekil 7.15 ve Şekil 7.16' da gösterildiği gibi elde edildi.

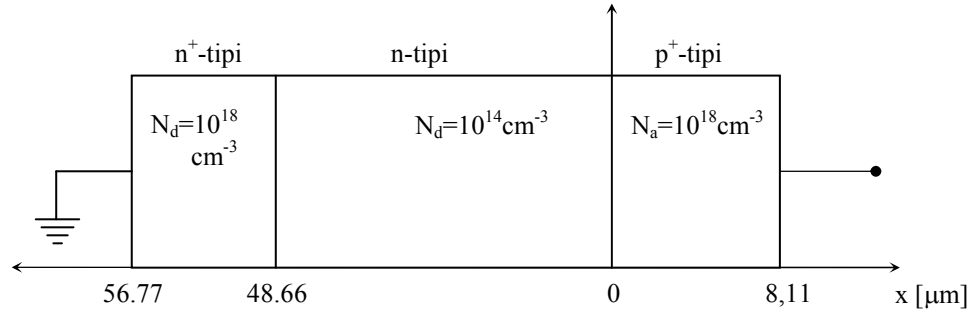


Şekil 7.15. Farklı yaşam süreleri için geçici-hal diyot gerilimlerinin zamana göre değişimleri.



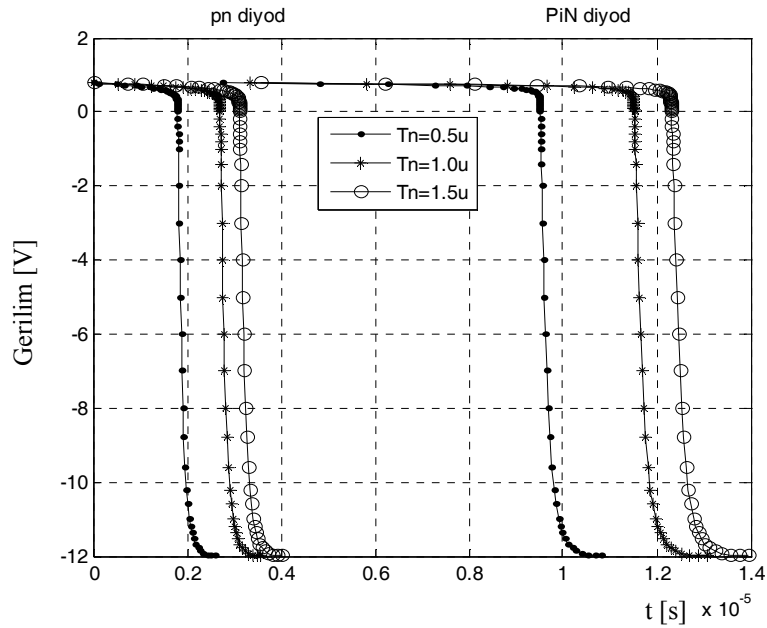
Şekil 7.16. Farklı yaşam süreleri için geçici-hal diyot akımlarının zamana göre değişimleri.

Yukarıda verilen p⁺n diyot sonuçlarına ilave olarak bir PiN diyodun geçici-hal davranışına ilişkin zamana bağlı gerilim ve akım değişimleri de üç farklı yaşam süresi için elde edildi. Kullanılan PiN diyod geometrisi Şekil 7.17’ de verildiği gibidir.

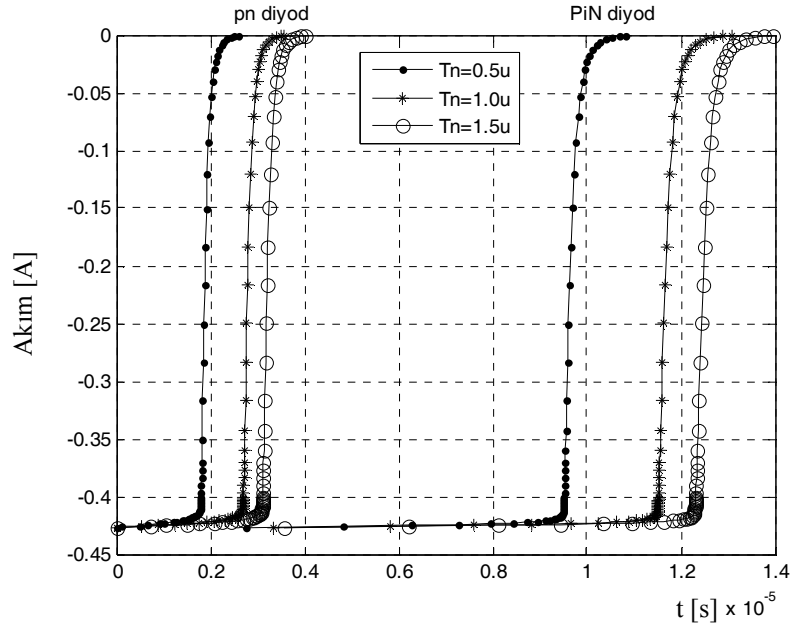


Şekil 7.17. Geçici-hal benzeşimi yapılan PiN diyod geometrisi.

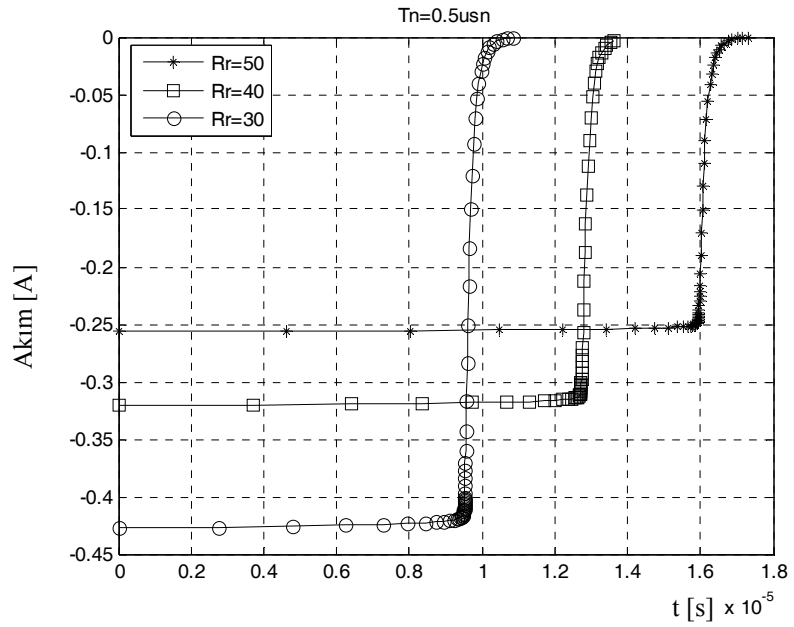
PiN diyoda ilişkin geçici-hal davranışları p⁺n diyod için elde edilenlerle birlikte, Şekil 7.18 ve Şekil 7.19’ da verildiği gibi elde edildi.



Şekil 7.18. Farklı yaşam süreleri için p⁺n diyot ve PiN diyot geçici-hal gerilimlerinin birlikte gösterimi.



Şekil 7.19. Farklı yaşam süreleri için p⁺n diyot ve PiN diyot geçici-hal akımlarının birlikte gösterimi.



Şekil 7.20. Farklı R_r değerleri için PiN diyot geçici-hal akımlarının birlikte gösterimi.

8- SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada “MOS + PiN diyot” eşdeğer devre modeli kullanılarak IGBT elemanına ait doğru akım-gerilim karakteristikleri elde edildi. Eşdeğer devrede yer alan ve IGBT'nin düşük katkılı taban bölgesini içeren PiN diyot elemanına ait akım-gerilim karakteristiğinin elde edilebilmesi için 2-boyutlu bir benzeşim programı geliştirildi. Yarıiletken iletim denklemleri IGBT elemanının sadece düşük katkılı taban bölgesinde çözülmek yerine, eşdeğer devrede IGBT'nin taban bölgesini içeren elemanın tam benzeşimi ve MOS yapısını tanımlayan analitik ifadeler kullanılarak sonuca gidildi. Elde edilen akım-gerilim karakteristiklerinin, eşdeğer bir IGBT yapısı için Kao (2005) tarafından elde edilen akım-gerilim karakteristikleri ile uyum içinde olduğu görülmüştür. Bu karakteristikler Şekil.7 ve Şekil.8' de gösteriliyor.

Çalışmada p^+n ve PiN diyot yapılarının geçici hal davranışları incelenmiştir. Bu amaçla bir program geliştirilmiş ve ileri-yönde kutuplanmış bir diyotun, bir direnç üzerinden geri-yönde kutuplanmaya anahtarlanması (*reverse recovery*) durumunda ortaya çıkan geçici-hal davranışları elde edilmiştir. Farklı taşıyıcı yaşam süreleri için elde edilen sonuçlar p^+n diyot için Şekil.15 ve Şekil.16'da, PiN diyot için Şekil.17 ve Şekil.18' de gösteriliyor. Taşıyıcı yaşam süresinin artması ile *turn-off* zamanının uzadığı görülmüştür. Ayrıca Şekil.7.8'de gösterilen devrede yer alan R_r direncinin 30Ω , ve 50Ω gibi iki farklı direnç değeri için geçici-hal davranışları elde edilmiş ve sonuçlar Şekil.7.20 ile sunulmuştur.

Geçici-hal analizi için kullanılan elemanlar IGBT eşdeğer devre modellerinde bulunan elemanlar oldukları için bu elemanların benzeşim sonuçlarından elde edilen bilgiler IGBT elemanının davranışını yorumlamak için kullanılabilir. Örneğin p^+n ve PiN diyotlarda taşıyıcı yaşam süresinin küçülmesine bağlı olarak *turn-off* zamanlarının kısalması IGBT'nin düşük katkılı baz bölgesindeki taşıyıcı yaşam süresinin küçültülmesi için ilave yöntemler uygulanmasının (elektron bombardımanı gibi) gerekçesini net olarak ortaya koyar.

Ayrıca Şekil.7.20 ile verilen eğrilerden de görüldüğü gibi R_r direnç değerinin küçülmesi ile *turn-off* zamanı da kısalmıştır. Buna, küçülen direnç değeri ile diyot üzerindeki geri-kutuplama akımının artması neden olmaktadır. Yani daha büyük geri-kutuplama akımları daha hızlı bir *turn-off* sağlamaktadır.

Bu çalışmada IGBT elemanı yerine MOSFET+PiN diyotlu eşdeğer devre kullanılmıştı; daha sonra yapılabilecek çalışmalar için, MOSFET+PNP modeli yada parazitik tristörü de içeren modeller düşünülebilir. MOSFET+PiN veya diğer eşdeğer modeller kullanılarak IGBT elemanının *turn-off* ve/veya *turn-on* geçici-hal davranışları incelenebilir.

P^+ n diyot ve PiN diyot için farklı taşıyıcı yaşam süreleri kullanılarak elde edilen geçici-hal davranışları farklı sıcaklıklar ve farklı yarıiletken elemanlar için tekrarlanabilir.

Çalışma sırasında geliştirilen simülasyon programı, tanım ve ilk tahminler kısımlarında uygun değişiklikler yapıldıktan sonra, PNP veya NPN bipolar transistor yapıları veya başka yarıiletken düzen yapıları için kullanılabilir.

KAYNAKLAR DİZİNİ

Andersson, M. Kuivalainen, P. and Pohjonen, H., 1993, Circuit simulation models for MOS-gated power devices: Application to the simulation of an electronics lamp ballast circuit, Proc. Conf.-IEEE Applicat. Power Electron. Expo-APEC.

Baliga, B.J., Adler, M.S., Gray, V.P., Love, R.P. and Zommer, N., 1982, The insulated gate rectifier, in Int. Electron Devices Meeting, Abstr. 10-6, 264-267.

Baliga, B.J., Feb. 1985, Analysis of insulated gate transistor turn-off characteristics, IEEE Electron Devices Lett., vol. EDL-6, 74-77.

Blaabjerg, F., Pedersen, F.K., Sigurjonsson, S. and Elkjaer, A., 1996, Extended model of power losses in hard-switched IGBT-inverters, in Proc. Conf. Rec.-IAS Annu. Meeting (IEEE Ind. Applicat. Soc.), vol. 3, 1454-1463.

Bose, B.K., Evaluation of modern power semiconductor devices and future trends of converters industry applications, IEEE Trans. on, v. 28, Issue 2, March-April 1992, 403-417

Chibante, R., Araujo, A. and Carvalho, A., 2003, A New Physics Based SPICE Model for NPT IGBTs,

Clemente, S.M. and Dapkus, D.A., Aug. 1993, IGBT models account for switching and conduction losses, Power Conv. Intell. Motion, vol. 19, no. 8, 51-54.

Fossum, J.G., McDonald, R.J. and Shibib, M.A., Apr 1988, Network representations of IGBT structures for CAD of power integrated circuits, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 35, 507-514.

Goebel, H., Sept. 1994, Unified method for modeling semiconductor power devices, IEEE Trans. Power Electron., vol. 9, 497-505.

Haitao, Z. And Zhenging, Z., 2004, Modeling and simulating for IGBT based on PSIM,

Hefner, A.R. Analytical modeling of device-circuit interactions for the power insulated gate bipolar transistor (IGBT), 1988, Conf. Rec.-IAS Annu. Meeting (IEEE Ind. Appl. Soc.), vol. 35, no. 6, 606-614.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Iannuzzo, F., and Busatto, G., July 2004, Physical CAD model for high-voltage IGBTs based on lumped-charge approach, IEEE Transactions on power electronics, vol. 19, no. 4.

Kang, X., Santi, E., Hudgins, J.L., Palmer P.R. and Donlon, J.F., 2003, Parameter extraction for a physics-based circuit simulator IGBT model,

Kao, C.H., Tseng, C.C. and Liang, Y.C., Nov. 2005, Equivalent circuit model for an insulated gate bipolar transistor, IEE Proc.-Electr. Power Appl., vol. 152, no. 6.

Karadeniz, A., 2001, Yüksek Matematik-3, Çağlayan Kitapevi.

Kawaguchi, Y., Terezaki, Y. and Nakagawa, A., 1995, Subcircuit spice modeling of a lateral IGBT for high voltage power IC design, in Proc. Int. Symp. Power Semicond. Devices.

Keserlioğlu, M., S., Erkaya H., H., 2006, IGBT Elemanın PiN Diyot Eşdeğer Devre Modeli Yardımı ile DC Akım-Gerilim Karakteristiğinin Elde Edilmesi., ELECO'2006, Bursa.

Kim, H.S., Cho, Y.H., Kim, S.D., Choi, Y.I. Han, M.K., 1993, Parameter extraction for the static and dynamic model of IGBT, Tech. Rep.

Kraus, R. and Hoffmann, K., 1993, Analytical model of the IGBTs with low emitter efficiency, in Proc. Int. Symp. Power Semicond. Devices ICs, 30-34.

Kuo, D.S., Choi, J.Y., Giandomenico, D., Hu, C., Sapp, S.P., Sassaman, K.A. and Bregar, R., May 1985, Modeling the turn-off characteristics of the bipolar-MOS transistor, IEEE Electron Device Lett., vol. EDL-6, 211-214.

Kuo, D.S., Hu, C. and Sapp, 1986, An Analytical model for the power bipolar-MOS transistor, Solid-State Electron., vol. 29, no.12, 1229-1237.

Kvien, O., Undeland, T.M. and Rogne, T., 1993, Models for simulation of diyote (and IGBT) switching, which include the effect off the depletion layer, Conf. Rec. IAS Annu Meeting (IEEE Ind. Appl Soc.), vol. 2,

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

- Mock, M., S., 1976, Time Discretization of a Nonlinear Initial Value Problem, J. Comp. Phys., 21, 20-37.
- Mock, M., S., 1983, Analysis of Mathematical Models of Semiconductor Devices, Dublin, Boole Press
- Lapidus, L., Pinder, G.F., 1999, Numerical Solution of Partial Differential Equations in Science and Engineering, John Wiley&Sons,
- Metzner, D., Vogler, T. and Schroeder, D., Sept. 1994, Modular concept for the circuit simulation of bipolar power semiconductors, IEEE Trans. Power Electron., vol. 9, 506-513.
- Mihalic, F., Jezernik, K., Krischan, D. and Rentmeister, M., Feb. 1995, IGBT SPICE model, IEEE Trans. Ind. Electron., vol. 42, 98-105.
- Mohan, N., Undeland, T.M. and Robbins, W.P., 1989, Power Electronics: Converters, Applications and Design, John Wiley&Sons, 667 p.
- Monti, A., 1996, Fuzzy-based black-box approach to IGBT modeling, in Proc. IEEE Int. Conf. Electron., Circuits, Syst., vol. 2, 1147-1150.
- Musumeci, S., Raciti, A., Sardo, M., Frisina F. and Letor, R., 1996, PT-IGBT PSice model with new parameter extraction for life-time and epy dependent behavior simulation, 1682-1688.
- Petrie, A.F. and Hymowitz, C., Jan. 1996, SPICE model accurately simulates IGBT parameters, Power Conversion Intel. Motion, vol. 22, no. 1, 40-51.
- Protiwa, F.F, Apeldoorn, O. and Groos, N., 1993, New IGBT model for PSpice, IEE Conf. Publ., vol. 2, no. 337, 226-231.
- Selberherr, S., Analysis and Simulation of Semiconductor Devices, 1984, Springer-Verlag, Wien.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Sendharkar, P. and Shenai, K., 1995, A critique of the turn-on physics of power bipolar devices,

Shen, Z. and Chow, T.P., 1991, An analytical IGBT model for power circuit simulation, in Proc. 3rd Int. Symp. Power Semicond. Devices ICs ISPSD, 79-82.

Sheng, K., Finney, S.J. and Williams, B.W., Dec. 5, 1996, Fast and accurate IGBT model for PSpice, Electron. Lett., vol. 32, no. 25, 2294-2295.

Sheng, K., Finney, S.J. and Williams, B.W., Feb. 2000, Thermal stability of IGBT high-frequency operation, IEEE Trans. on Industrial Electronics, v. 47, no 1.

Takahashi, H., Haruguchi, H., Hagino H., and T.Yamada, 1996, Carrier stored Trench-Gate bipolar transistor (CSTBT)-A novel power device for high voltage application-

Tzou, Y.Y. and Hsu, L.J., 1993, Practical SPICE macro model for the IGBT, IECON Proc. (Ind. Electron. Conf.), vol.2, 762-766.

Wong, C., Jan/Feb. 1997, EMTP modeling of IGBT dynamic performance for power dissipation estimation, IEEE Trans. Ind. Applicat., vol. 33, 64-71.

Yuan, S.C. and Zhu, C.C., Sept. 2003, IGBT SPICE model with nondestructive parameters extraction and measured verification, IEE Proc.-Electr. Power Appl., vol. 150, no. 5.

ÖZGEÇMİŞ

1969 senesinde Denizli’de dünyaya geldi. İlk ve orta eğitimini tamamladıktan sonra başladığı İstanbul Teknik Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği’ndeki eğitimini 1993’de tamamladı. 1994’de Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans eğitimine başladı. 1996-1997 yılları arasında askerlik görevini tamamlayıp 1997 yılında Pamukkale Üniversitesi Müh. Fak. Elektrik-Elektronik Müh. Bölümü’nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başladı. 2000 yılında Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Müh. Bölümünde Doktora eğitimine başladı ve ocak 2007 tarihinde tamamladı.