



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

P TİPİ SİLİKONDA POZİTİF İYON DİFÜZYONU

**Hüseyin UYSAL
Fizik Anabilim Dalı
Genel Fizik Programı**

**Danışman
Doç.Dr. Y. Gürkan ÇELEBİ**

Mart, 2011

İSTANBUL



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

P TİPİ SİLİKONDA POZİTİF İYON DİFÜZYONU

**Hüseyin UYSAL
Fizik Anabilim Dalı
Genel Fizik Programı**

**Danışman
Doç. Dr. Y. Gürkan ÇELEBİ**

Mart, 2011

İSTANBUL

Bu çalışma 28/03/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Genel Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Doç. Dr. Y.Gürkan Çelebi (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç.Dr. Deniz Değer Ulutaş
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Yrd.Doç.Dr. Saffetin Yıldırım
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç. Dr. Nevin Kalkan
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Yrd. Doç. Dr. Baki Altuncevahir
İstanbul Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 7642 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Tez çalışması boyunca ilgisini ve yardımlarını esirgemeyen, tezin oluşmasının her aşamasına katkıda bulunan danışman hocam Y.Gürkan Çelebi'ye teşekkür ederim. Deneysel çalışmaların devam ettiği dönemlerde vaktini ve emeğini yoğun bir şekilde veren Erdal Çatak'a yaptığı tüm katkılardan dolayı teşekkür ederim.

Deneysel çalışmaların devam ettiği dönemlerde imkanlarını ve zamanlarını paylaşan hocalarım Saffettin Yıldırım ve Adem Soydamış'a ve onların nezdinde fizik bölümündeki hocalarıma teşekkür ederim.

Özellikle deney düzeneğinin kurulması aşamasında verdiği emeklerden dolayı Barış Koç'a teşekkür ederim.

Bu dönem boyunca manevi desteklerini esirgemeyen anneme ve babama teşekkür ederim. Her zaman yanımda olan, sevgisini ve ilgisini fedakârca sunan nişanlım Duygu Özmadenci'ye teşekkürler ederim.

Mart, 2011

Hüseyin Uysal

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ	iii
TABLO LİSTESİ	iv
SEMBOL LİSTESİ	v
ÖZET	vi
SUMMARY	vii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	4
2.1.GİRİŞ	4
2.2. GENEL OLARAK DİFÜZYON	4
2.2.1. Relaksasyon Zamanı ve Olasılık	5
2.2.2. Ortalama Serbest Yol.....	7
2.2.3. Sürüklenme Hızı ve Mobilite.....	8
2.2.4. Parçacıkların Difüzyonu ve Einstein İlişkisi.....	10
2.2.5. Difüzyon Katsayısının Sıcaklığa Bağlılığı	14
2.2.6. Birinci ve İkinci Fick Yasası.....	16
2.3. SİLİKON İÇERİSİNDE BAKIR.....	17
2.3.1. Bakırın Kusur Olarak Davranışı.....	17
2.3.2. İyonları Sürüklenmesi ve Difüzyonu	20
2.3.2. İyonların Bağ Mekanizması ve Difüzyon Katsayısının Konuma Bağlılığı	22
2.3. SCHOTTKY DİYOTLARI.....	28
3. MALZEME VE YÖNTEM	33
3.1. YÖNTEMLER	33

3.1.1. TID.....	33
3.1.2. CVve IV Yöntemleri	41
3.2. DENEY DÜZENEĞİ	42
3.2.1. Krostatın Kurulması.....	42
3.2.2. Ölçüm Aletleri ve Aletlerin Konfigürasyonu	45
3.3. ANALİZ	48
3.3.1. TID Analizi	48
3.3.2. CV ve IV Analizleri	49
3.4. ÖRNEKLERİN HAZIRLANMASI	50
4. BULGULAR	61
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	74
5.1. CV VE IV DAVRANIŞLARI.....	75
5.2. BİRİNCİ ÖRNEĞİN TID SONUÇLARI.....	77
5.3. İKİNCİ ÖRNEĞİN TID SONUÇLARI.....	80
KAYNAKLAR	82
ÖZGEÇMİŞ	83

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Pozitif iyonların dağılımını tasvir etmektedir	31
Şekil 2.2	: Schottky diyotlarının deplasyon bölgesindeki yük dağılımlarını göstermektedir	32
Şekil 3.1	: İyon hareketlerinden kaynaklanan kapasitif sinyaller	52
Şekil 3.2	: Mekanik ve difüzyon pompası	52
Şekil 3.3	: Sıcaklığın kontrol edildiği bölge	54
Şekil 3.4	: Ölçüm sisteminin tamamı	55
Şekil 3.5	: TID deney düzeneğini tasvir etmektedir	56
Şekil 3.6	: CV programını	57
Şekil 3.7	: IV programını	58
Şekil 3.8	: TID programını	59
Şekil 3.9	: CV analiz programını	60
Şekil 4.1	: Bakır katkılı ve katkısız diyotların IV verileri	61
Şekil 4.2	: Kontrol örneklerinden tipik bir CV grafiği	62
Şekil 4.3	: Katkılı ve katkısız kontrol örneklerinin serbest taşıyıcı profilleri	62
Şekil 4.4	: Başka bir örnek için serbest taşıyıcı profilleri	63
Şekil 4.5	: TID ve TIDIF pikleri	63
Şekil 4.6	: Bakır katkılı bir örneğin TID zaman sabiti	64
Şekil 4.7	: Efektif difüzyon katsayısı	64
Şekil 4.8	: TIDIF zaman sabiti	65
Şekil 4.9	: Normalize kapasite geçişleri	66
Şekil 4.10	: TID parametreleri	67
Şekil 4.11	: TIDIF parametreleri	68
Şekil 4.12	: TID pikleri	69
Şekil 4.13	: TID zaman sabitindeki sapma	69
Şekil 4.14	: Demir katkılı kapasite geçişleri	70
Şekil 4.15	: Demir katkılı Si için TID parametreleri	71
Şekil 4.16	: Demir katkılı Si için TIDIF parametreleri	72
Şekil 4.17	: Başka bir demir katkılı diyotta TIDIF zaman sabitleri	73
Şekil 4.18	: Şekil (4.17)'ye tekabül eden TID zaman sabitleri	74

SEMBOL LİSTESİ

a	: ivme
c	: Coulombik etkileşme terimi
D	: difüzyon katsayısı
e	: elektron
E	: elektrik alan
ϵ	: dielektrik sabiti
g	: radyal dağılım fonksiyonu
j	: akım yoğunluğu
k	: Boltzman faktörü
l	: ortalama serbest yol
L	: Debye boyu
m	: kütle
n	: parçacık konsantrasyonu
P	: olasılık
r	: radyal bileşen
q	: yük
Q	: toplam yük
T	: sıcaklık
t	: zaman
U	: potansiyel enerji
v	: ortalama hız
τ	: zaman sabiti
x	: konum
π	: geçiş olasılığı
ρ	: yük yoğunluğu
ω	: deplasyon bölgesinin genişliği
\emptyset	: elektrostatik potansiyel

ÖZET

P-TİPİ SİLOKONDA POZİTİF YÜKLÜ İYON DİFÜZYONU

Bu tez çalışmasında pozitif yüklü kirliliklerin boron katkılı silikon içindeki davranışları araştırıldı ve bu kirliliklerin silikon içerisindeki difüzyon katsayıları hesap edildi. Bu çalışma kapsamında yapılan deneylerde yüksek saflıkta bakır ya da demir katkılanmış p-tipi silikondan üretilen “Schottky” tipi doğrultucular kullanıldı. Bakır ya da benzer kirliliklerin yarı iletkenlerdeki davranışlarının tayini teknolojik olarak önem taşımaktadır. Bu kirliliklerin yarattığı kusurlar serbest taşıyıcı davranışını değiştirerek yarı iletken cihazların doğru çalışmasını engellerler, bu cihazların ısınmasına ve sonuçta bozulmasına neden olurlar. Pozitif iyonların katkılanmasından sonra silikonun taşıyıcı konsantrasyonunda net bir azalma meydana gelir. Taşıyıcı konsantrasyonundaki bu azalma C-V (Kapasite-Voltaj) yöntemiyle tayin edilebilir. Katkı iyonlarının elektrik alana maruz bırakılması sonucu silikon içerisinde sürüklenmeleri (difüze olmaları) söz konusu olacaktır. Hareketli yüklerden meydana gelen kapasite değişimlerinin analizi ile difüzyon katsayıları da tayin edilebilir. Bu analiz TID (Transient Ion Drift) yöntemi ile gerçekleştirilir. Bu yöntemlerin kullanımında gerekli olan deney düzeneği (bu ölçümleri yapabilen bir ölçüm sistemi ve bu ölçümlerden elde edilen dataların analizini gerçekleştirecek olan yazılımları) tezi hazırlayan yüksek lisans öğrencisi tarafından tasarlanmıştır. Bu kapsamda C-V ve TID ölçümleri yapabilen ölçüm sisteminin kurulması (örnek üstünde elektrik alan yaratabilen ve bunun karşılığında kapasite değişimini ölçebilen ayrıca bu ölçümleri yüksek vakumda ve farklı sıcaklıklarda gerçekleştirebilen) bu tezin amacıdır.

SUMMARY

POSITIVELY CHARGED ION DIFFUSION IN P-TYPE SILICON

This work intends to look into the behavior of positively charged impurities in boron doped silicon and calculate the intrinsic diffusion coefficient of this impurity in this semiconductor. The experiments to be conducted within the scope of this project will use "Schottky" diodes fabricated on by high purity copper or iron (99.9999 %) diffused p-type silicon samples. Identification of the behavior of copper or similar impurities in semiconductors is technologically important as the defects caused by these impurities change the free carrier behavior and interfere with proper operation of semi-conductor devices, leading to overheating and malfunction. Following positive ion doping, a significant fall in the majority carrier concentration of silicon will be observed, which can be determined by C-V (profiling) method. Doped ions will drift within silicon towards the edge of the depletion region as a result of being exposed to the electrical field applied externally. The diffusion coefficient can be determined through an analysis of capacity changes (transients) caused by these travelling ionic charges. Such an experiment will be performed via TID (transient ion drift) method. The experimental settings required to employ these methods (the proper measurement systems and software to analyze the data obtained by these measurements) will be designed by the graduate student who has prepared this project. Construction of the measurement system, capable of conducting C-V and TID measurements, will be the starting point of this thesis.

1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında pozitif yüklü iyonların yarı-iletken cihazlar içerisindeki yayılım ve sürüklenme süreçleri, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak araştırılmıştır. Araştırma süreci esas olarak deney düzeneğinin kurulması ve toplanan verilerin analizine dayanmaktadır. Tez çalışması boyunca hayata geçen bu süreç, tezin omurgasını oluşturmaktadır. Silikon içinde pozitif yüklü iyon olarak çözünen bakırın, boron katkılı silikon içindeki davranışının analizi doğrultusunda bir dizi deney kurgulanmış ve deneylerin yapılabilmesi için gerekli altyapı oluşturulmuştur. Deneylerden elde edilen sonuçlar, bu konular üzerinde yapılan diğer çalışmalarla karşılaştırılmış, kurulan deney düzeneğinin ve elde edilen ölçümlerin başarısı değerlendirilmiştir.

Daha önceden yapılan çalışmalardan bilindiği üzere bakır, silikon derinliklerine doğru yayılan en hızlı iyondur [1]. Ayrıca bakır diğer pozitif yüklü iyonlar gibi nüfuz ettiği yarı-iletkenin yasak enerji bandında lokalize enerji seviyeleri oluşturarak yarı-iletkenlerin taşıyıcı konsantrasyonlarını da değiştirir. Bu çalışmada bakırın difüzyon mekanizmasını incelemek için literatürde Schottky diyodu olarak bilinen ve metaller ile yarı-iletkenlerin eklemesi ile elde edilen örnekler hazırlanmıştır.

Yüklü iyonların yarı-iletkenlerin derinliklerine kadar nüfuz ettikleri ve yarı-iletkenlerin çalışma mekanizmalarında önemli ölçüde değişiklikler meydana getirdikleri uzun zamandır bilinen ve üzerine çalışılan bir konudur. 1950'li yılların başlarında lityum iyonunun silisyum ve germanyum içerisindeki davranışıyla araştırılan çalışmalarda, yarı-iletkenler içinde donör (verici) elementi gibi davranan lityumun difüzyon mekanizması karakterize edilerek, pozitif yüklü iyonların sürüklenmeleri ve difüzyonu ile ilgili genel bir teori oluşturulmuştur [10]. İlerleyen zamanlarda, hidrojenin de yarı-iletkenler içerisindeki kusur davranışlarının belirlenmesi ve bu esnada ve sayede zamana bağlı kapasite ölçüm tekniklerinin geliştirilmesi söz konusu olmuştur.

Zamana bağlı kapasite ölçümlerine ve elektron/boşluk emisyonunun tayinine dayanan DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) yöntemi tuzakların sıcaklığa bağlı analizine dayanmaktadır. Bu metoda göre, yarı-iletkenin fiziksel derinliğine bağlı olarak kusur

yoğunluğunun profili çıkartılabilir [4]. Bu sayede tuzaklara tekabül eden aktivasyon enerjileri ve tuzakların taşıyıcı yakalama/salma tesir kesitleri tayin edilebilir.

Bakırın silikon içerisindeki davranışının araştırılması da yarı-iletkenler için bilinen en eski araştırmalardan biridir [1]. Bakırın yarı-iletken içerisinde sürüklenmesi ve difüzyonunun analizi, DLTS yöntemine benzeyen ve hatta bu yöntemin türevi olan TID (Transient Ion Drift) ve TIDIF (Transient Ion Diffusion) yöntemleri ile gerçekleştirilebilir. TID yöntemi DLTS'den farklı olarak iyonların yarı-iletkenler içindeki difüzyonu ile ilgilenir. Probleme yaklaşım tarzı ve çözümü için kullanılan algoritma bakımından bakıldığında bu iki yöntem birbirine çok benzese de bambaşka dinamik durumlara yanıtlar üretmektedirler. Yarı-iletkenin derinliklerindeki iyon hareketleri ve elektron/boşluk emisyonları kapasitif sinyaller ile kendi durumları hakkında bizlere bilgi vermektedirler [3]. Bu sinyaller biçimsel olarak birbirlerine benzeseler de farklı dinamik durumların göstergeleridirler. İlkinde serbest taşıyıcıların dinamiği ele alınırken, diğerinde iyon hareketlerinin yarattığı kapasitif geçişler incelenir. Bu durum daha sonraki bölümlerde detaylı olarak anlatılacaktır.

TID yöntemi ile deplasyon bölgesinde vuku bulan yük dağılımlarındaki değişimlere konsantrasyon olunur ve bu dağılımların yarattığı kapasite değişimleri belli parametrelerle belirlenmeye çalışılır [3]. Yük dağılımlarındaki değişimi belirleyebilmek için bir dizi varsayımda bulunmak gerekir. Buna göre silikon içerisindeki pozitif iyonların neredeyse serbestçe hareket ettiği, iyon konsantrasyonlarının sabit kaldığı ve iyonların homojen bir dağılıma sahip olduğu varsayılır. Bu şartlar altında iyonların sürüklenmelerini karakterize eden difüzyon denklemlerinin çözümü gerçekleştirilir.

Bu tez çalışmasında, TID ölçümüne ek olarak CV (kapasite-voltaj) ve IV (akım voltaj) ölçümleri de yapılmıştır. IV davranışı ile genel olarak, örnek olarak hazırlanan diyotların, uygulanan farklı gerilimlere karşılık hangi akımları ürettiği sorusunun cevabı aranmıştır. Bu ölçüm ile genel olarak diyotların kaliteleri tayin edilmiştir. Ayrıca TID ölçümünde diyotlara uygulanan iki farklı sabit gerilimin hangi aralıklarda uygulanabilir olduğu IV davranışı ile belirlenmektedir. CV ölçümü ise yarı-iletkenlerin serbest taşıyıcı konsantrasyonunun tayinine dayanmaktadır.

Bu çalışma yukarıda kısaca özetlenen dinamik durumların analizinin gerçekleştirilmesini kapsamaktadır. Bu doğrultuda, ölçümü yapılacak örneklerin hazırlanması ve bu örneklerin üzerinde yapılan ölçümlerin analizi tezin esas hedefidir. Çalışma esnasında hedeflenen deneylerin gerçekleştirilmesi için bir ölçüm sistemi tasarlanmış ve bu sistem bu tez çalışması esnasında çalışabilir duruma getirilmiştir. Bu ölçüm sistemi vakum altında, değişken ve kontrol edilebilir sıcaklıklarda TID, CV ve IV ölçüm ve analizlerini gerçekleştirebilmektedir.

2. GENEL KISIMLAR

3. 2.1 GİRİŞ

Bu bölümde genel olarak difüzyon, özel olarak da bakırın silisyum içerisindeki yayılımı-sürüklenmesi için kullandığımız teorik altyapı anlatılacaktır. Ayrıca iyon difüzyonunun gerçekleştiği Schotkky diyotlarının bariyer bölgesi, genel olarak tasvir edilecektir.

2.2 GENEL OLARAK DİFÜZYON

Difüzyon olayının gerçekleşmesinin özünde, dengedeki sistemlerin belirli bir pertürbasyona uğraması yatmaktadır. Difüzyon süreci, pertürbasyon sonucu denge durumundan ayrılan sistemin yeni denge durumuna gelmesine kadar devam eder [1].

Sistemlerin denge durumlarından ayrılmaları, konsantrasyon veya sıcaklık gradyentinin yaratılması ile sağlanabilir. Pertürbe olmuş sistemlerdeki bir takım fiziksel büyüklükler, sistemlerin yeni denge noktalarına doğru evrilme süreçleri ile belirlenebilir. Ayrıca sistemlerin pertürbasyon sonucu kazanacakları yeni dağılımlar, bu dağılımlar parçacık dağılımları olabilir, bu fiziksel büyüklüklerle karakterize edilebilirler. Bu doğrultuda Adolf Fick, parçacık dağılımlarını tasvir eden iki denklem yardımıyla difüzyon sürecini karakterize etmeye çalıştı. Bu denklemler bu bölümün sonunda daha detaylı bir şekilde anlatılacaktır [1].

Bizim açımızdan difüzyon süreci, TID yönteminin öngördüğü bir takım varsayımlar yardımıyla pozitif iyonların yarı-iletkenler içerisindeki davranışlarının belirlenmesi açısından önemlidir. TID metodu iyonların elektrik alan altında sürüklenmeleri esnasında iyon konsantrasyonunun zamana bağlı olarak değiştiğini ve iyon dağılımının değişme hızlarının iyonların ortamdaki yayılma yetenekleriyle doğrudan ilgili olduğunu varsayar.

İyonların iki sabit gerilim altında sürüklenmeye zorlanmaları, iki farklı denge durumunun varlığına işaret etmektedir. İyonlar dağılımlarından kaynaklanan geçişler belirli sürelerde gerçekleşir. Bu sürelerin uzunluğu veya kısalığı iyonların ortamla yaptığı etkileşimlere bağlıdır.

İyonların yayılma süreçlerini daha iyi anlamak için difüzyon sürecini belirleyen bir takım fiziksel büyüklüklerin ne olduklarına değinmeliyiz. Bu büyüklüklerin tanımlanması için daha basit bir sistemi ele alacağız.

2.2.1 Relaksasyon Zamanı ve Olasılık

Parçacıkların yukarıda özetlenen yayılım ve sürüklenme hareketlerini karakterize edebilir miyiz?

Parçacıkların bu davranışını anlayabilmek için daha genel ifadeler elde edelim ve bu ifadeleri daha sonra iyonlar için tekrar somutlayalım. Elimizde, bir ortamda yayılabilen parçacıklar olsun ve bu parçacıklar ortam (gazları) ile etkileşime girebilsinler [6]. Bu parçacıkların yaptığı rastgele çarpışma sayısı toplam T zamanıyla orantılıdır, yani

$$N \propto T \quad (2.1)$$

olarak yazılabilir. $1/\tau$ orantı katsayı olarak düşünülürse,

$$N = T/\tau \quad (2.2)$$

olur. Buradaki orantı sabiti zaman boyutundadır ve iki çarpışma arasındaki ortalama zamandan başka bir şey değildir. Örneğin 1 saat içinde 60 çarpışma oluyorsa τ 'nin alacağı değer 1 dakika olacaktır [6]. Bu orantı sabitine relaksasyon zamanı da denmektedir ve iki çarpışma arasında geçen sürenin ortalaması olarak tasvir edilebilir.

Sadece bir parçacığı göz önüne alalım. Bu durumda bu parçacığın sonsuz çok küçük bir zaman aralığında ortamdaki diğer parçacıklar ile etkileşme oranı

$$dt/\tau. \quad (2.3)$$

olarak yazılabilir. Bu argümanımızın doğruluğunu göstermek için şöyle düşünebiliriz. Denge ve N tane parçacığa sahip olan bir sistemde sonsuz küçük dt kadar zaman sonra ne kadar etkileşme olacaktır? N tane parçacığın dt zaman aralığında yapacağı etkileşme sayısı sadece bir parçacığın Ndt kadar zamanda yapacağı etkileşme sayısına eşittir (Bu eşitlik denge şartından kaynaklanmaktadır) ve bu şartlar altında etkileşme sayısı

$$N dt/\tau \quad (2.4)$$

olacaktır. Dolayısıyla N parçacıktan herhangi birinin dt kadar zaman dilimi içerisinde etkileşme yapma şansı

$$(1/N)(Ndt/\tau) = dt/\tau \quad (2.5)$$

şeklinde olur. dt/τ parçacıkların etkileşme olasılığıyla doğrudan ilintilidir. Sistemimizde başlangıçta N tane etkileşme olacağını varsayarsak t kadar süre sonra $N(t)$ kadar etkileşime girebilecek parçacık kaldığını ve t kadar sürede $(N-N(t))$ kadar etkileşme olduğunu söyleyebiliriz. Bu durumdan bir adım ileri gidelim $(t + dt)$ kadar sonra kalan çarpışma sayısı

$$N(t + dt) = N(t) - (N(t)dt/\tau) \quad (2.6)$$

şeklinde yazalım. Aynı şekilde denklemin sağ tarafının tam diferansiyel halini yazalım.

$$N(t+dt) = N(t) + (dN/dt) dt. \quad (2.7)$$

Yukarıdaki iki ifadeyi birleştirsek

$$dN/dt = - N(t)/\tau \quad (2.8)$$

ifadesine ulaşırız. Bu diferansiyel denklemin çözümleri başlangıç şartları bilindiği takdirde çok basittir. Başlangıçta çarpışma yapacak parçacıkların sayısını biliyorsak ve t

kadar süre sonra ne kadar çarpışma kaldığını hesap etmek istiyorsak bu denklemin çözümlerini şöyle gerçekleştirebiliriz.

$$dN/N(t) = -dt/\tau. \quad (2.9)$$

Denklemin her iki tarafının da integrali alınırsa

$$\int_{N_0}^N dN/N(t) = - \int_0^t dt/\tau \quad (2.10)$$

N_0 'dan N 'e kadar t kadar zaman sonra oluşan çarpışma sayısı

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (2.11)$$

olarak hesaplanır. Buradan hareketle olasılık ifadesini de yazabiliriz;

$$P(t) = e^{-t/\tau}. \quad (2.12)$$

Artık τ için kesin bir şey söyleyebiliriz. Bu parametre sistemin bulunduğu durumları ve bu durumlarda parçacıkların nasıl davranacağını tasvir eder. Bir sistem için, içine girilebilecek kaç durum varsa bu durumlara karşılık o kadar τ parametresi vardır. Bu orantı sabiti iki çarpışma arasındaki ortalama zaman tanımından çok daha ötede bir mana da taşımaktadır ve sistemlerin bir durumdan bir diğer duruma evrilirken bu parametrenin ne kadar önemli olduğunu da göstermektedir.

2.2.2 Ortalama Serbest Yol

Ortalama serbest yolu şöyle açıklayabiliriz: Parçacıkların etkileşmek için tükettiği ortalama zamanı tanımlamıştık. Parçacıkların relaksasyon zamanlarına karşılık gelen ortalama hızlarını biliyorsak, dolayısıyla bu etkileşmeler için kat etmeleri gereken ortalama yolu da bilebiliriz [6]. Buradan hareketle iki parçacığın etkileşebilmesi için kat etmesi gereken ortalama yol

$$l = \tau v \quad (2.13)$$

olarak yazılır. Burada v ortalama hızdır. v ve τ 'yu bildikten sonra, bu niceliği belirlemek problem değildir. Ayrıca yukarıda olasılık için yazdığımız ifadeye relaksasyon zamanı yerine ortalama serbest yol ifadesini de kullanabilirdik. Bunun için şöyle düşünmemiz yeterli olacaktır: Ortalama hızın $\Delta x/\Delta t$ gibi yazılabileceğini ve Δx 'in dx 'e giderken Δt 'nin dt 'ye gitmesi durumunda sonsuz küçük bir zamanda ve sonsuz küçük bir aralıkta ortalama hızı tarif etmiş oluruz. Dolayısıyla

$$v = \frac{dx}{dt} \quad (2.14)$$

ise ve

$$v = \frac{l}{\tau} \quad (2.15)$$

olduğundan;

$$\frac{dt}{\tau} = \frac{dx}{l} \quad (2.16)$$

olacaktır. Aynı şekilde bu ifade yardımıyla olasılık ifadesini yeniden yazabiliriz. Buna göre olasılık

$$P(l) = e^{-x/l} \quad (2.17)$$

şeklinde olacaktır. Relaksasyon zamanı için ne söylediysek aynı şeyleri ortalama yol için de söyleyebilirdik.

2.2.3 Sürüklenme Hızı ve Mobilite

Bu bölümde, sistemdeki diğer parçacıklardan ayrılan ve bu ortamda farklı dinamik özellikler gösteren parçacıklardan bahsedeceğiz. Bu parçacıklara kısaca s-parçacıkları diyeceğiz. Bu parçacıklar ortam gazlarına göre daha ağır olabilir, elektrik yüküne sahip olabilir ve elektrik alan altında belli bir kuvvet hissedebilir, değişik kimyasal özelliklere sahip olabilirler. Örneğin, bunlar çeşitli iyonlardan oluşabilirler. Bu özelliklerin birleştiği yer, bu parçacıklar sistemi oluşturan diğer parçacıkların hissetmedikleri bir

takım kuvvetleri hissedebilir olmalarıdır. Bu doğrultuda, örneğin elektrik alan altında s-parçacıkları, alandan kaynaklı bir kuvvet hissedecekler, ama aynı kuvveti sistemi oluşturan diğer parçacıklar hissetmeyeceklerdir. Bu kuvvetler çeşitli şekillerde sistemlere uygulanabilirler. Örneğin bu yöntemler sedimentasyon veya santrifüj ayırma tekniği ile yahut elektrik akımı üreten bir pil yardımıyla uygulanabilir. Burada bu parçacıkların genel karakterleri anlatılacaktır.

Parçacıkların üzerine eğer bir kuvvet uygulanırsa, bu kuvvet bir sürüklenme hızına neden olacaktır. Üzerinde kuvvet hisseden parçacıklar ortama momentumunu transfer etse dahi sahip olduğu ivmeyi koruyacaktır. Bu parçacıklar farklı hızlara sahip olabilirler ama ivmelenmeleri her zaman için aynı büyüklükte kalacaktır. Ayrıca çarpışmalar sonrası parçacıklar hareket yönünde, çarpışmanın etkisiyle sapma yaşayabilirler fakat unutulmamalıdır ki her zaman için kuvvetin doğrultusunda bir bileşene sahip olacaklardır. Bu ise rastgele davranışlar bakımından da herhangi bir problem yaratmamaktadır.

Böylesi sabit bir kuvvetin yarattığı ivme için dinamiğin ikinci kanununu yazabiliriz ve buradan hareketle sürüklenme ivmesini tayin edebiliriz. Buna göre sürüklenme ivmesinin büyüklüğü, m parçacığın kütlesi olmak üzere,

$$a_{sür} = F/m \quad (2.18)$$

olur. Bu kuvvetin yarattığı sürüklenme hızı $v_{sür}$ ortalama hızdır ve ortalama zamanı kurgularken kullandığımız argümanları burada kullanabiliriz. Buna göre,

$$v_{sür} = F\tau/m \quad (2.19)$$

olacaktır. Bu denklemde hızın kuvvetle orantılı olduğunu ve orantı katsayısının τ/m olduğuna dikkat etmeliyiz. Bu orantı katsayısı değişik kuvvetlerde değişik adlar almaktadır. Bu durumda sürüklenme hızı

$$\mu = \tau/m \quad (2.20)$$

olduğuna göre, sürüklenme hızı

$$v_{sr} = \mu F \quad (2.21)$$

şeklinde olacaktır. Şayet kuvvet elektriksel ise bu katsayıya mobilite diyeceğiz ve aynı şekilde $F = qE$ şeklinde yazıldığı takdirde sürüklenme hızı

$$v_{sr} = \mu F = \mu qE \quad (2.22)$$

olacaktır. Mobilite görüldüğü gibi kuvvet ile sürüklenme arasında oluşan bir orantı sabitidir ve parçacıkların sürüklenme yeteneklerinin göstergesidir. Sürüklenme yeteneği parçacıkların özelliklerine ve nasıl bir ortamda srklendiklerine bağlıdır. Relaksasyon sabiti, ortalama yol ve mobilite sabitleri, sistemlerin içinde buldukları durumları ve başlangıçtaki durumlarından başka durumlara nasıl evrileceklerinin bilgisini taşımaktadır.

2.2.4 Parçacıkların Difüzyonu ve Einstein İlişkisi

Difüzyonu değişik şekillerde ele alabiliriz ve ele aldığımız doğrultuda tanımlayabiliriz. Örneğin elimizde termal dengede olan bir kap gaz ve bu kaba az miktarda ve kaptakinden farklı parçacıklar ilave edelim. Bu durumda kaptaki orijinal gazlara ortam gazı ve diğer eklediğimiz gaza ise özel gaz diyelim. Özel gaz için oluşan konsantrasyon gradyenti, gazın bu kap içerisine yavaşca yayılmaya başlayacaktır. Kapta homojen bir dağılım oluşuna kadar bu yayılma süreci devam edecektir. İşte bu yayılma sürecine difüzyon diyebiliriz.

Bu durumda özel gazın oluşturduğu net akıyı hesaplayabilir miyiz? Öncelikle şunu söylemeliyiz, kaba yeni bir gaz eklemek ile kabın homojen durumunu değiştirmiş ve bu sistemin denge şartlarını bozmuş olduk. Bu durumda elimizde net bir parçacık akısı olduğu aşıkardır. Bu akının şimdilik sadece bir doğrultu boyunca olduğunu varsayalım ve doğrultuyu x-ekseni yönünde seçelim. Bu doğrultuya dik bir düzlemi ele alalım. Bu düzlemde ne kadar özel gaz geçtiğini hesaplırsak bu doğrultudaki net akıyı hesaplamış oluruz.

Düzlemin sağ tarafına geçen parçacıklar ile sol tarafına geçen parçacıkların ortama yayılma hızları kap içerisinde aynı koşullara maruz kaldıkları için birbirlerine eşittir. Parçacıkların ortalama hızları v olsun. Belli bir Δt zaman aralığında sol tarafa geçen parçacıkların sayısı $n_-v\Delta t$ olarak yazılabilir. n_- burada sol tarafa geçen parçacık konsantrasyonudur. Aynı şekilde sağ tarafa geçen parçacıkların sayısı ise $n_+v\Delta t$ olarak yazılabilir. Buradan hareketle parçacıkların oluşturduğu akım yoğunluğu

$$j = \frac{(n_-v\Delta t - n_+v\Delta t)}{\Delta t}, \quad (2.23)$$

veya

$$j = (n_- - n_+)v. \quad (2.24)$$

olarak yazılabilir. Bu gazların yoğunluk fonksiyonlarını sürekli fonksiyonlarla temsil etmek daha uygun olacaktır. Bunun için $n_a(x, y, z)$ gibi (x, y, z) noktalarının civarında çok küçük bir hacimde tanımlanmış sürekli bir fonksiyonu göz önüne alalım [6]. Sadece x-ekseninde Δx aralığındaki parçacık konsantrasyonundaki değişim

$$(n_+ - n_-) = \frac{dn_a}{dx} \Delta x = \frac{dn_a}{dx} 2l \quad (2.25)$$

olarak yazılabilir. 2 faktörü şimdilik ihmal edilirse

$$j_x = -lv \frac{dn_a}{dx} \quad (2.26)$$

şeklinde olacaktır. Bu ifadedeki $\frac{dn_a}{dx}$ terimine yoğunluk gradyenti de denilmektedir. Bu ifade çok kaba yaklaşımlar sonucu yazılmış bir ifadedir. Örneğin, 2 faktörünü ihmal ettik ayrıca sadece x yönündeki hızı, yani v_x 'i hesaplamalıydık. Ayrıca kartezyen koordinatlarda çalıştığımızı, seçilen hacmin 6 tane yüzü olduğunu söylemeliyiz. Tüm doğru hesaplamalar yapılırsa yukarıdaki eşitlik $1/3$ faktörüyle çarpılır ve sonuç

$$j_x = -\frac{1}{3}lv \frac{dn_a}{dx}. \quad (2.27)$$

olarak bulunur. Benzer ifadeler j_y ve j_z içinde hesaplanabilir. Ayrıca akı ve konsantrasyon gradyenti makroskobik büyüklüklerdir ve aralarındaki oran deneysel yollarla tayin edilebilir. Bu oran difüzyon katsayısı adını alarak,

$$D = \frac{1}{3}lv \quad (2.28)$$

olarak ifade edilir. Akı ve konsantrasyon gradyenti arasında oluşan denklem

$$j_x = -D \frac{dn_a}{dx} \quad (2.29)$$

olarak yazılabilir. Bu denklem Fick'in 1. yasası olarak da bilinir. Şimdi mobilite ve difüzyon katsayısı arasındaki ilişkiye göz atalım. $l = v\tau$ ve $\tau = \mu m$ olduğu düşünülürse

$$j_x = -\frac{1}{3}mv^2\mu \frac{dn_a}{dx} \quad (2.30)$$

olacaktır. Ele aldığımız sistemde $\frac{1}{2}mv^2$ terimi sadece sıcaklığa bağlıdır ve 3 boyut ele alındığında eşbölüşüm teoremine göre $\frac{3}{2}kT$ 'ye eşittir [6]. Dolayısıyla

$$j_x = -\mu kT \frac{dn_a}{dx} \quad (2.31)$$

şeklinde yazabiliriz. Buradan hareketle difüzyon katsayısı mobilite cinsinden

$$D = \mu kT \quad (2.32)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade literatürde Einstein ilişkisi olarak bilinir ve difüzyon katsayısı ile mobilite arasında yakın bir ilişki olduğunu göstermektedir.

Bu ilişkiyi şöyle de gösterebilirdik. Sürüklenme hızının kuvvetle orantılı olduğunu ve orantı katsayısının mobilite olduğunu daha önce göstermiştik. Buna göre parçacıklar üzerinde x-ekseni boyunca bir kuvvet alanı yaratalım. Buna göre

$$v_{sür} = \mu F. \quad (2.33)$$

Sürüklenme akımını,

$$j_{sür} = n_a v_{sür} \quad (2.34)$$

olarak ifade edebiliriz.

Sonuç olarak

$$j_{sür} = n_a \mu F \quad (2.35)$$

şeklinde olacaktır. F kuvvetinden kaynaklanan sürüklenme akımının, difüzyondan kaynaklanan akımla dengede olduklarını düşünelim. Dolayısıyla net akı sıfır olacaktır. $J_x + j_{sür} = 0$, ya da başka bir gösterimle

$$D \frac{dn_a}{dx} = n_a \mu F. \quad (2.36)$$

şeklinde olacaktır. Dolayısıyla istatistiksel mekaniğin denge kanunlarından yararlanarak parçacıkların x-eksenindeki bulunma olasılıkları $e^{-U(x)/kT}$ şeklinde yazılabilir. $U(x)$ burada parçacığın x noktasındaki potansiyel enerjisini betimleyen büyüklüktür. Bu ise parçacık yoğunluğunun Boltzman dağılımına uygun olarak

$$n_a = n_0 e^{-U(x)/kT}. \quad (2.37)$$

yazılabileceğini gösterir. Bu ifadenin konuma göre türevini alırsak

$$\frac{dn_a}{dx} = -\frac{n_0}{kT} e^{-U(x)/kT} \left(\frac{dU(x)}{dx} \right) \quad (2.38)$$

ve

$$\frac{dn_a}{dx} = -\frac{n_a}{kT} \frac{dU}{dx} \quad (2.39)$$

F kuvvetini, F sabit olmak üzere, $(-Fx)$ gibi skaler bir alandan kaynaklanan potansiyel enerjiden türediğini varsayarak

$$\frac{dn_a}{dx} = \frac{n_a F}{kT} \quad (2.40)$$

haline dönüştür ve bu koşullarda Einstein ilişkisini bir kez daha göstermiş oluruz. Yani

$$\frac{n_a F}{kT} = \frac{n_a \mu F}{D}, \quad (2.41)$$

ve

$$D = \mu kT. \quad (2.42)$$

Difüzyon katsayısının sıcaklığın ve mobilitenin bir fonksiyonu olduğu ve yukarıdaki kabuller çerçevesinde sistemlerin içinde buldukları durumları tasvir eden veya evrilmek istedikleri durumları karakterize eden bir niteliğe sahip olduğu açık olarak gözükmektedir. Parçacıkların, durum değiştirirken ortama yayılma yetenekleri, difüzyon katsayısı tarafından belirlenir.

2.2.5 Difüzyon Katsayısının Sıcaklığa Bağlılığı

Parçacıkların dengede oldukları durumları göz önüne alalım. Bu durumda parçacıkların var oldukları denge durumundan bir diğer duruma nasıl geçtiklerini açıklamaya çalışacağız.

Parçacıkların dengede oldukları bir durumdan bir başka duruma geçişleri sadece sıcaklığa bağlı olsun ve durumlar arasında ΔU kadarlık bir potansiyel bariyeri olsun [1]. Bu durumda parçacıkların diğer duruma geçiş olasılıkları Boltzman dağılımıyla verilir. Buna göre geçiş olasılığı

$$\pi = \pi_0 e^{-\Delta U/kT} \quad (2.43)$$

şeklinde yazılabilir. Potansiyel bariyerini yenen parçacık geçişini gerçekleştirmeden önce bulunduğu durumda, ortalama bir zaman tüketmek zorundadır. Bu ortalama zaman relaksasyon zamanından başka bir şey değildir ve bu zaman, geçiş olasılığıyla ters orantılıdır. Parçacıklar açısından geçiş olasılıkları ne kadar büyükse var oldukları durumlarda tükettikleri zaman o kadar küçüktür, ya da bir başka ifadeyle relaksasyon zamanının büyük olması parçacıkların engeli görelî olarak daha geç aştığı anlamına ve geçiş olasılıklarının daha düşük olduğu anlamına gelmektedir. Bu durumda

$$\pi = \frac{1}{\tau} \quad (2.44)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (2.44) ve (2.43)'ten hareketle relaksasyon zamanını

$$\tau = \tau_0 e^{\Delta U/kT} \quad (2.45)$$

olarak yazabiliriz. Relaksasyon zamanı ile difüzyon katsayı arasında denklem (2.28) aracılığıyla bir bağlantı kurulabilir ve bu durumda parçacıkların bir durumdan diğerine geçerken geçiş olasılıklarının difüzyon katsayısı ile ilişkilendirilmesi başarılabilir. Buna göre denklem (2.28) şu halde yazılabilir

$$D = \frac{1l^2}{3\tau} \quad (2.46)$$

Buradan hareketle denklem (2.45) ile denklem (2.46) birleştirilirse

$$D = \frac{1}{3\tau_0} e^{-\Delta U/kT} \quad (2.47)$$

şeklinde yazılabilir. Bu durumda $D_0 = \frac{1}{3\tau_0}$ seçilirse denklem (2.46)

$$D = D_0 e^{-\Delta U/kT} \quad (2.48)$$

halini alacaktır. Bu durum başlangıçtaki varsayımımızla oldukça tutarlıdır. Parçacıkların bir durumdan diğerine bir potansiyel bariyerini yenerek geçmeleri, buldukları

durumda yayılma yetenekleriyle doğrudan ilgilidir [1]. Geçiş olasılığının sadece sıcaklığa bağlı olması, parçacıkların ortama yayılma yeteneklerinin de sadece sıcaklığa bağlı olduğu anlamına gelir ve difüzyon katsayısı sıcaklığın bir fonksiyonu olarak karşımıza çıkar.

2.2.6 Birinci ve İkinci Fick Yasası

Fick yasaları ilk kez 1885 yılında Adolf Fick tarafından yazılan ve parçacıkların girdikleri ortamlarda yayılmaları ile ilgili olan difüzyon denklemleridir. Birinci Fick yasası bir önceki bölümde gösterdiğimiz gibi

$$j_x = -\frac{1}{3}lv \frac{dn_a}{dx} . \quad (2.49)$$

şeklindedir. $\frac{1}{3}lv$ 'nin difüzyon katsayısına eşit olduğu söylenirse denklemin difüzyon sürecinde anahtar bir rol oynadığı kolayca gözüktür. Akı ve konsantrasyon gradyenti makroskobik büyüklükler olup deneyler ile ölçülebilirler. Bu sonuç itibariyle difüzyon katsayısı, deneyler yardımıyla doğrudan hesaplanabilmektedir. Diğer taraftan ikinci Fick denklemini

$$\frac{dn_a}{dt} = D \frac{d^2n_a}{dx^2} \quad (2.50)$$

şeklinde olacaktır. Fick'in ikinci denklemi birinci denkleminde türemiştir. Denklemi bu formada yazmak için difüzyon katsayısının, yani parçacıkların ortama yayılma yeteneklerinin, ortamdan bağımsız olduğunu düşünmek yeterlidir. Süreklilik denklemi göz önüne alınacak olursa

$$\frac{dj_x}{dx} = -\frac{dn_a}{dt} . \quad (2.51)$$

şeklinde ikinci yasayı yazmak artık oldukça basittir. Dolayısıyla birinci difüzyon denkleminin her iki tarafının konuma göre türevi alınırsa elde edeceğimiz sonuç,

$$\frac{d}{dx} (j_x) = -\frac{d}{dx} \left(D \frac{dn_a}{dx} \right) \quad (2.52)$$

şeklinde olacaktır. Süreklilik yasasından yararlanarak, denklemin sağ tarafı, konsantrasyonun zamanla değişimini tasvir eder ve difüzyon katsayısının konumdan bağımsız olduğu durumlarda

$$-\frac{d}{dx}(j_X) = \frac{dn_a}{dt} = \frac{d}{dx}\left(D \frac{dn_a}{dx}\right) = D \frac{d^2n_a}{dx^2} \quad (2.53)$$

şeklinde yazılabilir.

Buraya kadar varsaydığımız durumlar, kavramların daha açıkça anlaşılması için kurgulanmış durumlardı ve tezimiz kullanacağımız argümanları geliştirmiş olduk. Artık varsayımlarımızı değiştirebilir ve kavramları kendi problemimize özgün hale getirebiliriz.

2.3 SİLİKON İÇERİSİNDE BAKIR

Bakırın silikon içerisindeki davranışı, bu kısmın ikinci bölümde tanımlanan kavramların, bu probleme özgü hale getirilmesiyle gerçekleştirilecektir. Dolayısıyla problemi özgün hale getirebilmek için bir takım varsayımlarda bulunacağız. Bakırın, ya da daha genel anlamda pozitif iyonların silikon içerisindeki sürüklenmesi ve difüzyonu için probleme özgü ifadeler elde edeceğiz ve bu ifadelere dayanarak bir sonraki kısımda pozitif iyonların sürüklenmesini açıklayan TID ve TIDIF metotlarını anlatmak için zemin hazırlamış olacağız.

2.3.1 Bakırın Kusur Olarak Davranışı

Yarı-iletkenler ne kadar ideal yapılarda olurlarsa olsunlar kendi içlerinde bir takım kusurların oluşmasına engel olamazlar. Bu kusurlar, kristal yapılara, farklı yabancı kirliliklerin girmesiyle gerçekleşir ve yarı-iletken içerisinde oluşturdukları etkiler bakımından farklı farklı adlar alabilirler. Bunlar: (1) atomlar arasına yabancı bir atomun girmesi (örneğin silikon içerisinde oksijen ya da bakır atomunun yarattığı kusur), (2) atomlar yerine yabancı bir atomun girmesi (örneğin katkı atomları), (3) boşluk gibi sıralanabilir.

Metalik kirlilikler yarı-iletkenlerden yapılan cihazlarda çok çeşitli etkilere yol açabilirler. En önemli olumsuz davranışları ise kristal yapı içerisinde yarı-iletken oksit yüzeyleri oluşturmalarıdır [9]. Çünkü metaller oksitlenirler ve kristal içerisinde oksit miktarının artmasına neden olurlar. Oksit miktarının artması ile yarı-iletkenin daha fazla direnç özelliği göstermesine neden olurlar. Ayrıca metalik kirlilikler p-n eklemlerinin serbest yük bölgesinde önemli streslere neden olurlar. Bu etkiler genellikle bakır ya da demir atomunu bu bölge civarındaki varlığından gerçekleştirir [9].

Bakır ve demir atomları (kusurları) yarı-iletkenler içerisinde çeşitli miktarlarda birikebilir ve biriktikleri bölgelerde konsantrasyon ve bu konsantrasyona bağlı olarak lokalize enerji seviyeleri oluşturarak yarı-iletkenin çalışmasına zarar verebilirler. Kusurlar yarı-iletkenlerden üretilen elektronik devre elemanlarının ya daha verimsiz çalışmasına, ya da tamamen bozulmalarına neden olabilirler.

Kusurların davranışlarını kısaca açıklamaya çalışalım. Kristal yapıda bir yarı-iletkeni göz önüne alalım. Bu yarı-iletken herhangi bir kusura sahip değilse iletkenlik bandı ve valans bandı arasında herhangi bir enerji seviyesi olmadığını varsayalım. Fakat yarı-iletkene yabancı, farklı bir atom dâhil olmuşsa aynı şey söz konusu olabilir miydi?

Bu soruya yanıtımız hayır olurdu. Şayet yarı-iletken içerisinde kusur yaratan yabancı bir atom varsa, başka bir deyişle periyodik kristal yapısı pertürbe ediliyorsa, yarı-iletkenin bant aralığında lokalleşmiş enerji seviyeleri gözlememiz muhtemel hale gelmiştir [9]. Bu kusurlara yaratma-yoketme merkezleri (G-R) ya da tuzaklar denmektedir. Kirlilikler, eğer elimizde bu yarı-iletkenlerden yapılmış bir p-n eklemi yahut MOS-kapasitör gibi cihazlar varsa son derece önem taşıyan davranışlara neden olurlar [9].

Bu cihazlar ters beslemeye maruz kaldığında, bu tuzaklar yaratma merkezleri gibi davranacaklar ve buldukları bölgede taşıyıcı emisyonunda bulunacaklardır. Ayrıca gerilim kaldırıldığında bu kusurlar, yarı-iletkenlerin sahip oldukları yük dağılımlarını yok-etme merkezleri gibi davranarak değiştirirler. Dolayısıyla yarı-iletken içerisinde kendisi için süreçler yaratıp yarı-iletkenlerden yapılan cihazların çalışma prensiplerini değiştireceklerdir.

(G-R) davranışları çok çeşitli yollarla karakterize edilebilir. Örneğin kapasitans, yük ve akım ölçümleri bu kusurların tuzaklama mekanizmaları ile ilgili bir takım bilgileri elde etmemizi sağlayabilirler. C-t (kapasite-zaman) ve I-t (akım zaman) ölçümleri Sah ve öğrencileri tarafından geliştirilmiştir [9]. Bu yöntemlerle tuzakların yoğunlukları ve yakalama ve yayımlama katsayıları hesaplanabilir. Aynı şekilde zamanla değişen kapasite ölçümleri ile kusurların kapasitede neden oldukları kapasite geçişleri belirlenebilir. İlk defa Lang tarafından geliştirilen DLTS yöntemi o dönemin (1974) veri toplama yöntemlerinin ucuzlaması sayesinde uygulanabilir hale gelebilmiştir [9,4].

Tuzakların yoğunluk profiline çıkarılması ve lokalize enerji seviyelerinin tayini esas olarak bu tez çalışmasında ilgilenilen bir durum değildir. Fakat, DLTS yönteminin algoritması TID yöntemiyle benzerlikler içermektedir [1].

DLTS yönteminde uygulanan puls ve ters gerilimlerin süreleri oldukça önemlidir. Kusurlar, çok küçük zamanlarda uygulanan ters gerilimler ile aktif hale gelebilmektedirler ve aktif hale gelen kusurların değiştirdiği yük dağılımları kapasitif sinyallerin oluşmasına neden olur. Bakır ve demir gibi yabancı atomlar silikon latisinde pozitif yüklü iyonlar olarak bulduklarından, Schottky diyotunun deplasyon bölgesindeki elektrik alana maruz kaldıklarında, bu alan doğrultusunda hareket ederek deplasyon bölgesinin derinliklerine doğru sürükleneceklerdir. DLTS yönteminde bir diyota uygulanan atma ve ters gerilimler çok küçük süreli gerilimler oldukları için bu iyonlar kuvveti yeterli sürelerde hissetmediklerinden başlangıçtaki davranışlarına devam edecekler. Bu yüzden DLTS yöntemi uygulamasında bu durum tamamen göz ardı edilebilmektedir.

Deplasyon bölgesinde iyonların hareketine neden olacak değişimleri gözlemlemek için, sisteme daha uzun süreli atma ve ters gerilimler uygulamak gerekmektedir [3]. Bu uzun süreli gerilimler sayesinde harekete zorlanan bakır ve benzeri iyonlar, yarı-iletken içerisinde yeni yük dağılımları yaratacak ve bu yük dağılımları kapasitif sinyallere neden olacaktır. Bu sinyaller DLTS yönteminde, kusurların dinamiğinden kaynaklanan sinyallere benzemektedir. İşte bu noktada TID ve DLTS yöntemleri arasında bir analogi kurulabilir.

DLTS yöntemi ve onun türevi olan TID yöntemi bir sonraki kısımda daha detaylı olarak anlatılacaktır. Bu iki yöntemden bahsetmeden önce iyonların yarı-iletkenler içerisindeki sürüklenme süreçlerini ele almalıyız.

2.3.2 İyonların Sürüklenmesi ve Difüzyonu

Bir önceki bölümde kusurların yasak enerji bandında oluşturdukları etkileri kısaca özetledik. Bu bölümde ise genel olarak iyonların ve özel olarak bakırın, iyon olarak dâhil olduğu sistemlerde sürüklenmeleri ve difüzyonları hakkında bir takım bilgileri vereceğiz.

Daha önce, literatürde birinci Fick yasası olarak bilinen denklemin formunu oluşturmuştuk. Bu denklem sayesinde, bir sistemde yayılan parçacıkların yayılma yetenekleri, konsantrasyon gradyentinin parçacık akısına oranı olduğu söylenebilir. Bu durum, denklem (2.29) da açık olarak gözükmektedir. Ayrıca, buna ek olarak parçacıklar üzerine uygulanan bir kuvvet varsa bu kuvvet parçacıkların sürüklenmelerine de neden olacaktır. Bu durum altında, net parçacık akısı

$$j_{net} = j_x + j_{sür} \quad (2.54)$$

olarak yazılabilir. j_x burada parçacık difüzyonundan kaynaklan parçacık akısını, $j_{sür}$ ise uygulanan kuvvetten kaynaklanan parçacık akısını temsil etmektedir. Ayrıca $j_{sür}$ teriminin denklem (2.33)'ten ötürü parçacık yoğunluğuna ve sürüklenme hızına orantılı olduğunu, sürüklenme hızının denklem (2.22)'den ötürü kuvvet ve mobilityle doğru orantılı olduğunu bilmekteyiz. Bu doğrultuda denklem (2.47) şu şekilde yazılabilir:

$$j_{net} = j_x + n_a v_{sür} = -D \frac{dn_a}{dx} + n_a \mu F . \quad (2.55)$$

Konsantrasyon gradyentine ilave olarak sisteme uygulanan bir dış elektrik ya da benzeri alandan kaynaklanan bir kuvvet mevcut ise, Fick'in birinci yasası bu formda olmalıdır. Burada mobilite, kuvvet ve difüzyon katsayısı hakkında şu değerlendirmeleri yapabiliriz; x eksenini boyunca uygulanan kuvvetin konumla değiştiğini ve mobilitenin ve difüzyon katsayısının konuma bağlı olduğunu göz önüne alırsak denklem (2.55)

$$j_{net} = -D(r) \frac{dn_a}{dx} + n_a q \mu E(x) . \quad (2.56)$$

formunda olmalıdır [1]. Burada dikkat edilmesi gereken önemli durum difüzyon katsayısının konumdan bağımsız olmayışıdır. Aynı şekilde ikinci Fick yasası

$$\frac{dn_a}{dt} = -\frac{dj_{net}}{dx} = \frac{d}{dx} (D(r) \frac{dn_a}{dx} - n_a q \mu E(x)) . \quad (2.57)$$

olarak yazılır. Denklem (2.57)'yi, denklem (2.32)'de Einstein ilişkisi olarak tanımladığımız haliyle göz önüne alacak olursak

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{d}{dx} (D(r) \left[\frac{dn_a}{dx} - \frac{q}{kT} E(x) n_a \right]) \quad (2.58)$$

ifadesini elde ederiz. Denklem (2.58) bu haliyle iki kısımdan oluşur; birinci kısım parçacık difüzyonunu, ikinci kısım ise sürüklenme süreçlerini tasvir eder. Ayrıca, bu denklemin çözülebilmesi için elektrik alanın ve difüzyon katsayısının nasıl bir formda olduğu önem taşımaktadır. Şayet elektrik alan ve difüzyon katsayısı belirli varsayımlar altında tanımlanırsa bu denklem için çözümler geliştirilebilir.

Bu denklemin çözümlerine geçmeden önce, içinde iyonlar barındıran yarı-iletkenlerde difüzyon katsayısının nasıl bir formda olması gerektiğini tahmin etmeliyiz. Bunun için ele alacağımız sistemin incelenmesi, pozitif iyonların boron, galyum, alüminyum veya indiyum ile katkılandırılmış silikon içerisindeki davranışını kapsamaktadır. Yukarıdaki katkı atomları silikon yapısı içinde çok düşük olmayan sıcaklıklarda daima iyonize ve negatif yüklüdürler, dolayısıyla bakır, demir gibi silikonda bulunabilecek pozitif yüklü kirlilik iyonlarıyla Coulombik etkileşmeye girerek kimyasal bağlar yapabilirler. Bu tür etkileşmeler bakırın mobilitesini etkilediğinden, sürüklenme ve difüzyon süreçlerinde de belirleyici olacaktır.

2.3.4 İyonların Bağ Mekanizması ve Difüzyon Katsayısının Konuma Bağlılığı

İyonların, iyonik ortamlarda yayılmaları ve bu yayılma esnasında ortam iyonlarıyla yaptıkları etkileşimlerin modeli Reiss ve Fuoss tarafından, özel olarak pozitif yüklü

lityum iyonunun boron veya galyum ile katkılandırılmış silikondan ve germanyumdan oluşan yarı-iletkenlerle yapılan çalışmalar sonucu oluşturulmuştur [5,7]. Bu bölüm, bu çalışma baz alınarak geliştirilecektir. Lityum ile yapılan çalışmalar genel olarak bakır ile yapılan çalışmalara benzerlik göstermektedir [1,3]. Her iki atom boron, galyum, alüminyum veya indiyum ile katkılandırılmış silikon içerisinde, bu katkı atomlarıyla bağ yapabileme özelliklerine sahiptir. Dolayısıyla Reiss ve Fous'un lityum için geliştirdikleri model bakır için de uygulanabilir.

Fouss ve Reiss, iyonların yarı-iletken ortamlarda yayılmalarını genelleştirirken, Coulombik kuvvetlerin etkin olduğu Debye-Hückel teorisi olarak bilinen teoriyi baz aldılar [1,5,7]. Debye ve Hückel bu teoriyi elektroliz olayını açıklamak için geliştirmişlerdi ve bu teori çok düşük yoğunluktaki iyon atmosferlerinin davranışlarını açıklamaktaydı. Bu davranışın özünde zamanla değişen iyon konsantrasyonlarının, yani iyon akümülyasyonlarının, zıt yüklü komşu iyonlarla girdikleri Coulombik etkileşimler (Debye-Hückel etkisi) vardır [5]. Bu teoriye göre iyon atmosferi olarak adlandırılan bölgenin yarıçapı

$$L \sim \sqrt{\frac{kT\epsilon}{q^2 N}} \quad (2.59)$$

olarak belirlenir. Bu denklemdeki L değeri Debye boyu olarak bilinir. N hem pozitif, hem de negatif iyonların konsantrasyonlarını temsil etmektedir. ϵ terimi de ortamın dielektrik sabitidir [1]. Debye boyunun, dielektrik sabitinin küçüldüğü ve iyon konsantrasyonu büyüdüğü takdirde küçüldüğünü ve iyon atmosferinin bu doğrultuda daha yoğun hale geldiğini söyleyebiliriz. İyon atmosferinin daha yoğun olması iyonlar arasında etkileşme yarıçapının daha küçük değerler alması ile orantılıdır.

Debye boyu iyonların bağ yapma mekanizmaları açısından önem taşır. İyonlar arasında, iyon konsantrasyonuna bağlı olarak bir takım etkileşimler gözlenebilir. Fouss bu etkileşimlerden sadece zıt yüklü iyonların Coulombik etkileşmelerini göz önüne aldı [7]. Fouss, merkezinde negatif yüklü bir iyonun olduğu küresel bir kabuk belirledi ve bu kabuğun içerisinde bulunan pozitif iyonların dağılımını hesapladı [1,7]. Bu dağılım şekil (2.1) verilmektedir.

Fouss, etkileşme yarıçapı ile iyonların bağ yapmaları arasındaki ilişkiyi şöyle açıkladı: Coulombik etkileşmeler sonucu, zıt yüklü iyonlar bir arada durma eğilimi içinde olacaklardır. İki iyon arasındaki oluşan etkileşme yarıçapının küçük değerlerinde, iyonlar kendi üzerlerinde diğer iyonların yarattığı çeşitli etkileşimleri hissedebilirler. Yalnız, etkileşme yarıçapı büyüdükçe veya başka bir ifadeyle iyon atmosferi seyredikçe, iyonlar üzerindeki etkiler tekilleşecektir. Etkileşme yarıçapının yeterince büyük olduğu durumlarda artık iyonların daha çok çiftler halinde bulunacaklarını ve bir iyonun yalnızca bir iyonla etkileşime gireceklerini söyleyebiliriz. Merkezinde negatif iyonun ve bunun r kadar civarında pozitif iyonun bulunduğu, diğer tüm iyonların varlığından kaynaklanan diğer etkilerin ihmal edilebilir derce küçük olduğu durumlarda, atmosferin homojen olarak dağıldığını ve diğer iyonlarında bu doğrultuda bağ yaptığını varsaydığımızda artık iyon atmosferinde Coulombik etkilerin ihmal edilebileceğini varsaymış oluruz.

Yukarıda bahsettiğimiz duruma karşılık gelen matematiksel bir altyapı oluşturabilir miyiz?

Bu problemin çözümü için Fouss, iyon atmosferinde N kadar ve birbirlerine eşit sayıda negatif ve pozitif yüklü iyon olduğunu varsaydı. Negatif işaretli iyonu merkeze yerleştirdi ve en yakın pozitif iyonun a kadar uzakta olduğunu varsaydı [7]. Bu durumda merkezdeki negatif iyonla civarındaki pozitif iyonun bağ yapma şansı, pozitif iyonun r kadar civarında başka bir negatif iyonun bulunmamasına bağlıdır. Fouss, bu iki iyon arasında kalan küresel kabuğu $4\pi r^2 dr$ ve bu hacim civarındaki iyon dağılımlarını $g(r)dr$ olarak tanımladı. Bu oran iyonların bağ yapma olasılıklarıyla ilintilidir. İyonların dağılımını hesaplamak için iki durumu göz önüne alacağız. Birinci durum; $a < x < r$ ve $g(r)dr$ en yakın komşunun $4\pi x^2 dx$ 'lik küresel hacimde negatif iyon bulunma olasılığı olarak tanımlanırsa, en yakın negatif iyonun bu hacimde bulunmama olasılığı $1-g(x)dx$ olarak tanımlanabilir. Bu durumda merkezinde negatif bir iyonun bulunduğu $\frac{4}{3}\pi r^3$ 'lük bir hacmin tamamen boş olma olasılığı

$$E(r) = 1 - \int_a^r g(x)dx \quad (2.60)$$

şeklinde yazılabilir.

ikinci durum $4\pi r^2 dr$ 'lik kabuğun herhangi bir pozitif iyon tarafından işgal edilmesidir. Bu durum olasılığı, r kadar uzaklıktaki pozitif iyon konsantrasyonunun zamanla değişmesine bağlıdır. Bu durumda olasılığı

$$4\pi r^2 c(r) dr \quad (2.61)$$

şeklinde yazabiliriz. $c(r)$, iyonların yüklü olmalarından kaynaklanan ve merkezdeki negatif yüklü iyonların pozitif yüklü iyonlara karşı uyguladığı çekici kuvvetten kaynaklanan etkileşme terimidir.

Denklem (2.53) ve (2.54) iki farklı durumdur ve bu iki durumunun çarpılması atmosferdeki iyonların dağılımlarını verir. Bu olasılık

$$g(r) = \left(1 - \int_a^r g(x) dx\right) 4\pi r^2 c(r) \quad (2.62)$$

bu şekilde tanımlanabilir. Bu integral denkleminin çözümü

$$g(r) = \exp\left(-4\pi \int_a^r x^2 c(x) dx\right) 4\pi r^2 c(r) \quad (2.63)$$

olarak gösterilebilir. Şayet iyonlar arasında hiç bir etkileşme yoksa etkileşme terimi $c(r)$ direkt olarak toplam pozitif iyon sayısına eşit olacaktır ve a referans noktası gibi düşünülüp sifıra eşitlenirse

$$g(r) = 4\pi r^2 N \exp\left(-\frac{4\pi r^3 N}{3}\right) \quad (2.64)$$

olarak bulunur. Etkileşmelerin olmadığı durumda, iyon dağılımları açık olarak gözükmemektedir ki parçacıkların rastgele dağılımından başka bir şeye eşit değildir [5].

Bu durumda $c(r)$ teriminin biliniyor olması yukarıdaki örnekteki gibi $g(r)$ teriminin hesabını doğrudan belirlemektedir. Bizim tezimiz açısından $c(r)$ 'ye getirilen yorum

önem taşımaktadır. Fouss, Bjerumun ardılı olarak bu terim için şöyle bir düşünce geliştirdi. $c(r)$ 'yi belirlemek için geliştirilen modele göre; şayet en yakın komşu yükler birbirlerine r kadar yakın olmuş olsalardı ve r çok küçük seçilseydi aradaki etkileşme terimi tamamı ile Coulombik karakterde olurdu [5]. Bu genelleme atmosfer içerisinde, sadece birbiriyle etkileşmeye giren iyonlar haricinde diğer başka iyonlardan kaynaklanan etkileşmelerin tamamen göz ardı edilmesine dayanmaktadır. Bu durumda etkileşme Coulombiktir ve

$$\frac{-q^2}{Kr} \quad (2.65)$$

terimiyle ifade edilebilir [5,7].

Fouss küçük r değerleri için etkileşme teriminin Boltzman dağılımından türetilbileceğini varsayarak

$$c(r) = h \exp(q^2/KkTr) \quad (2.66)$$

yazılabileceğini göstermektedir. Fouss, h katsayının seyreltik çözeltilerde N 'ye eşit olduğunu göstermiştir.

Fouss, denklemin çözümleri için dağılımın maksimum ve minimum noktalarını analiz etti. a ve b , dağılımın maksimum ve minimum noktalarını temsil etmektedirler. Fouss bu hesabı yapıp Şekil (2.1)'deki grafiği çizmiştir. Bu sayede bu dağılıma göre, iyonların bağ yapma olasılıklarının sınırları Şekil (2.1) sırasıyla a ve b olarak gösterilmiştir. Buna göre Fouss, $r = a$ noktasını, bağ yapan iyonların birbirlerine en yakın durdukları durumu

$$r = b = q^2/2KkT \quad (2.67)$$

olarak tanımlanan ve yakalama yarıçapı olarak adlandırılan b noktasından küçük olan tüm r değerlerinde de iyonların bağ yaptığını ve mobiliteye hiç bir katkı sunmadığını varsaydı.

Reiss, Fouss'un $h = N$ seçimi için $c(r)$ teriminin tutarlı bir çözüme kavuşmadığını düşündü [5]. Bu tutarsızlık normalizasyon koşullarından kaynaklanıyordu. Fouss, bu

zorluğun üstesinden gelmek için düşük yoğunluklu, seyreltik çözümlere yöneldi. Bu şart altında bağ yapan ve yapmayan iyonlar arasındaki dinamik denge sabitini hesapladı. Denge sabiti Ω , konsantrasyondan bağımsız, sadece sıcaklığın bir fonksiyonu olduğundan, düşük konsantrasyonlu sistemlerdeki değeri yüksek konsantrasyonlu durumlar için de geçerli olacaktır.

P terimi bağ yapan iyonları temsil etsin. Şayet elimizde N tane parçacık varsa bu durumda bağ yapmayan iyonların sayısı $(N - P)$ olacaktır. Bu durumda denge sabiti

$$\Omega = \frac{P}{(N-P)^2} \quad (2.68)$$

olarak yazılabilir. Fouss bu sayede sonsuz seyreltik atmosferlerdeki iyonları dağılımlarının

$$g(r) = 4\pi r^2 N \exp\left(-\frac{q^2}{k k T r}\right) \quad (2.69)$$

şeklinde olacağını gösterdi. Denge sabitinin yüksek konsantrasyonlu yapılarda tıpkı seyreltik yapılardaki gibi olduğunu söyleyebiliriz. r'nin b'den küçük olduğu durumlarda iyonların bağ yapma eğiliminde olduklarını ve bağ yapmayan iyonlar üzerinde Coulombik etkilerin azaldığını söyleyebiliriz. $r = b$ civarı göz önüne alındığında iyonların sanki serbest olduklarını, P'nin sıfıra yakınsadığını ve denklem (2.68)'in $\Omega N = P/N$ şeklinde yazılabileceğini, ΩN bu tanımından dolayı bağ yapan iyonların kesiri olduğu ve $\frac{P}{N} = \int_a^b g(r) dr$ 'ye eşit olduğunu söyleyebiliriz ve denge sabitini

$$\Omega = 4\pi \int_a^b r^2 \exp\left(-\frac{q^2}{k k T r}\right) \quad (2.70)$$

olarak tanımlayabiliriz. Artık kolayca gözükmektedir ki bağ yapmış ve bağ yapmamış iyonların konsantrasyonları ile ilgili elimizde son derece önemli bir bilgi vardır. Sürüklenme yeteneğine sahip iyonların sadece bağ yapmamış ve pozitif iyonlar olduğunu varsayarsak, mobilite için ve buradan hareketle difüzyon katsayısı için özel ifadeler elde edebiliriz. Sanki serbest hareket eden iyonların mobilitesi has mobilite (μ_{has}) ile ifade edilecek olursa

$$\mu = \mu_{has} \left(1 - \frac{P}{N}\right) \quad (2.71)$$

şeklinde olacaktır. $\Omega N = P/N$ olduğu göz önüne alınacak olursa ve pozitif iyonların sayısının negatif iyonlara göre daha az olduğu da varsayılırsa,

$$\mu = \mu_{has} (1 + \Omega N_A)^{-1} \quad (2.72)$$

olarak yazılabilir [1,3,5]. Denklem (2.72) buraya kadar yaptığımız varsayımların yegâne sonucudur ve $r = b$ civarında sürüklenme yeteneğinin konumdan bağımsız olduğunu ve sadece sıcaklığa bağlı olduğunu göstermektedir.

Mobilite ve difüzyon katsayısı arasında daha önce gösterdiğimiz Einstein ilişkisi yardımıyla bağ kurabiliriz. Yalnız nasıl mobilite için has mobilite tanımı yaptıysak, aynı tanımın getirdiği yeniliği difüzyon katsayısını yazarken kullanmak zorundayız. Buna göre

$$D = D_{has} (1 + \Omega N_A)^{-1} \quad (2.73)$$

şeklinde yazılabilir [1]. Difüzyon katsayısının denklem (2.72)'de yazıldığı gibi yazılması halinde konuma açık olarak bağlı olmadığı ortadır. Bu varsayımlar altında denklem (2.58) çözüme kavuşturulması gerçekleştirilebilir.

2.4 SCHOTTKY DİYODLARI

Serbest yük dağılımına sahip iki farklı yüzey bir araya, eklem oluşturacak şekilde getirilirse yük dağılımlarında ne gibi değişimler olur? Bu yüzeylerdeki serbest taşıyıcı konsantrasyonları farklı olduğunda, iki cisim arasında bu konsantrasyonlar eşitlenene kadar yük transferi vuku bulacaktır.

p-n eklemleri, taşıyıcısı elektron olan n-tipi bir yüzeyle, taşıyıcısı boşluk olan p-tipi bir yüzeyin eklemelenmesi ile oluşturulur. Bu eklem için denge, n bölgesinden p bölgesine, elektronların daha çok bulunduğu bölgeden daha az bulunduğu bölgeye doğru akmasıyla oluşur ve her iki bölgenin sahip olduğu fermi enerji seviyeleri eşitleninceye

kadar bu elektron akışı devam eder. Elektron akışının yanı sıra, boşluk akımının da olacağını ve boşlukların çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru net bir boşluk akışının da olacağını söylemeliyiz.

Fermi seviyesinin eklem her iki tarafta da aynı olması, eklem dengeye gelmesinin koşuludur. Ayrıca elektron ve boşlukların eklem civarında çiftleşerek birbirlerini yok etmeleri, yükten arındırılmış olan bir bölge oluşmasına neden olmaktadır. Bu bölge, deplasyon bölgesi veya arındırılmış bölge olarak adlandırılır.

Metallerle yarı-iletkenlerin oluşturduğu eklemlerde, pn eklemine benzer davranışlar vuku bulur. Bu davranışın özünde de eklem halinde bulunan metallerle yarı-iletkenlerin fermi enerjilerini eşitlemeye çalışmaları yatmaktadır. Fakat metallerin fermi seviyeleri ve sahip oldukları yük konsantrasyonları pn eklemine oluşturan yarı-iletkenlerin sahip oldukları değerlerden çok fazladır. Bu diyotların çalışma prensiplerinde metallerin özel olarak görevleri, p tipi yarı-iletkenler için n tipi gibi davranan terslenmiş tabakalar yaratmaları ve n tipi yarı-iletkenler için p tipi davranan terslenmiş tabakalar yaratmalarıdır.

Metallerin bu davranışı eklem sanki bir p^+n veya pn^+ eklemi gibi davranmasına yol açar. Metal ve yarı-iletken eklemine de pn eklemine benzer şekilde ve yüklerden arındırılmış olduğu düşünülen bir bölge oluşur. Bu bölgeye de pn eklemine benzer şekilde deplasyon bölgesi denir ve bu bölgenin genişliği eklem uygulanan gerilimle değiştirilebilir. Metal yarı-iletken eklemine oluşan arındırılmış bölge, yarı iletkenlerdeki iyonlaşmış yüklerden kaynaklanmaktadır ve bu bölgenin genişliği eklem uygulanan potansiyel farklarla değiştirilebilir. Uygulanan potansiyel fark, eklem bir tarafından diğerine yük akışı sağladığı gibi boşaltılmış bölgedeki iyonlaşmış yüklerin sayısını da değiştirmektedir. Dolayısıyla boşaltılmış bölgenin genişliği genel olarak dışarıdan uygulanan potansiyelin değişimine bağlıdır.

Bu değişimin analizi esas olarak eklem geometrisinin analizine bağlıdır. Bu geometri şekil (2.2)'de tasvir edilmiştir ve sistemin analizinde bize rehberlik edecektir.

Şekil (2.2), temel olarak iki durumun varsayılmasıyla oluşturulmuştur. Buna göre yarı-iletkenlerden kaynaklanan iyonize yüklerin sayısı metallerle karşılaştırılmayacak kadar azdır ve deplasyon bölgesi yarı-iletkenin derinliklerine doğru genişler. Bu varsayımlar altında Poisson denklemi

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.98)$$

olarak yazılabilir. Arındırılmış bölgenin metal kısmına doğru olan genişliği ihmal edilmiştir. Bu durumda denklemin birinci integrali deplasyon bölgesi boyunca oluşan elektrik alanı, ikinci integrali de elektrostatik potansiyeli verecektir [8]. Buna göre sınır şartları bilindiğine göre elektrik alan

$$E = -\frac{dV(x)}{dx} = -\frac{N_A e}{\epsilon\epsilon_0} (x + \omega_p) \quad (2.99)$$

şeklinde olmaktadır. Denklemin ikinci integrali alınırsa deplasyon bölgesinin genişliğiyle elektrostatik potansiyel arasında temel bir ilişki yakalanır. Buna göre elektrostatik potansiyel dağılımı

$$\phi(x) = \frac{eN_A}{2\epsilon\epsilon_0} (x + \omega_p)^2 \quad (2.100)$$

ifadesiyle verilir [8]. Elektrostatik potansiyelin sürekli bir fonksiyonla temsil edildiğini ve $x = 0$ noktasında potansiyelin değme potansiyeline eşit olduğunu düşünürsek deplasyon bölgesinin derinliği

$$\omega_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\Delta\phi}{eN_A}} \quad (2.101)$$

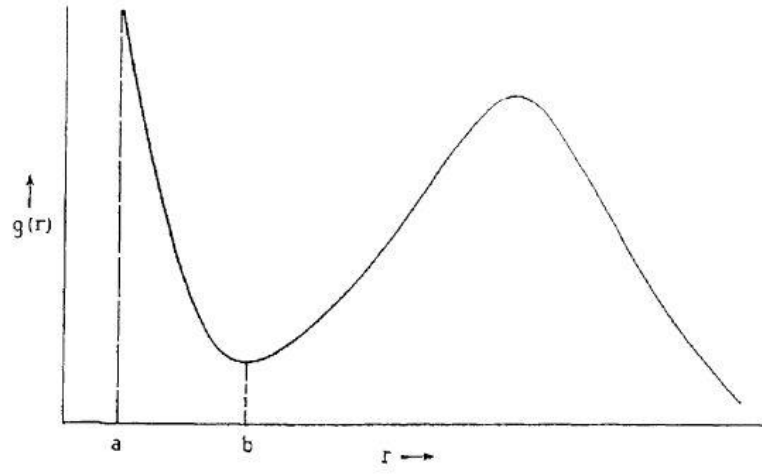
şeklinde yazılabilir. Bu durumda Schottky diyotları için kapasiteyi

$$C = eN_A \left| \frac{d\omega_p}{dV} \right| = \left(\frac{\epsilon\epsilon_0 N_A e}{2\Delta\phi} \right)^{1/2} \quad (2.102)$$

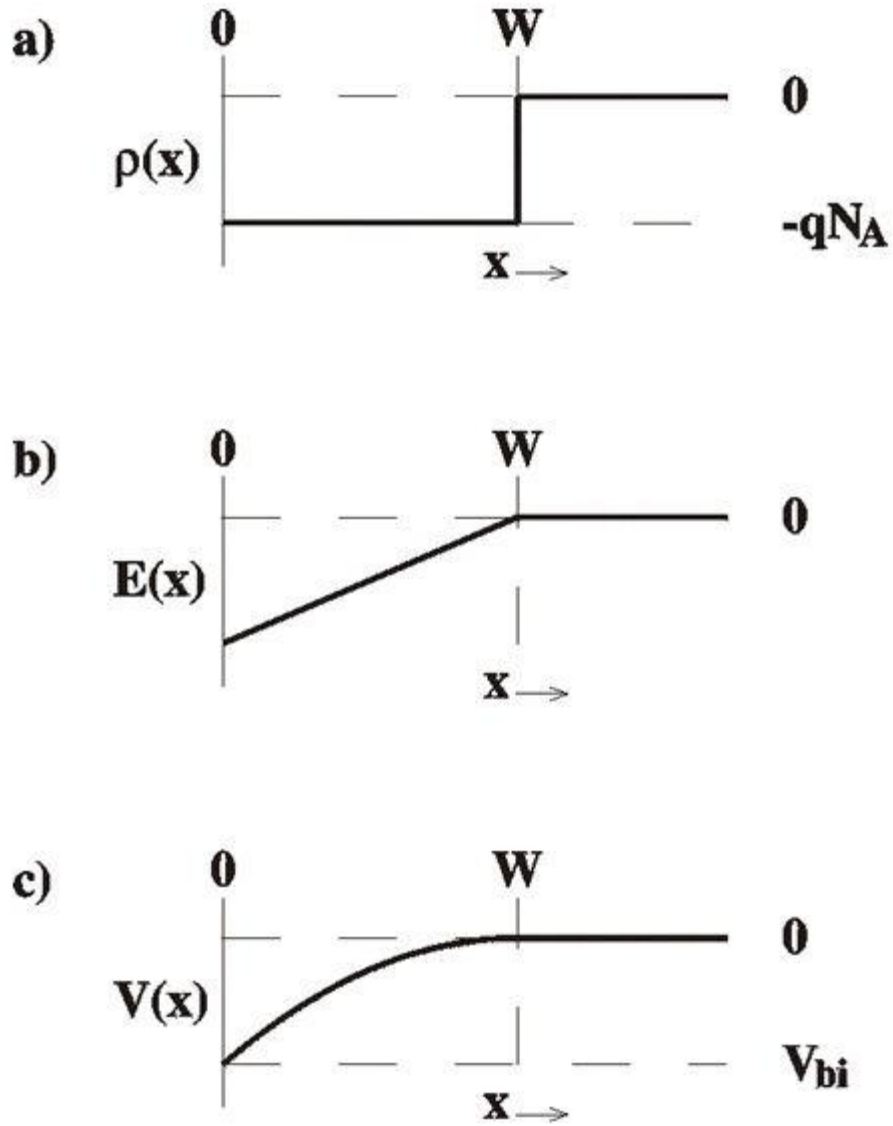
şeklinde yazabiliriz [8]. Bu durum problemin oldukça basite indirgenmesi sayesinde elde edilmiş bir durumdur. Eklemin sadece bir bölgesinde çözümler geliştirilmiş ve eklem üzerinde dışarıdan herhangi bir gerilim uygulanmamış ve eklemin içinde bulunduğu sıcak göz ardı edilmiştir [9]. Tüm bu düzeltmeler yapılırsa elde edeceğimiz denklem

$$C = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0(N_A - N_D)e}{2(\pm\Delta\phi \pm V - kT/e)}} \quad (2.103)$$

şeklinde yazılabilir. Bu kapasite değeri, p-tipi veya n-tipi yarı iletkenler için genel çözümdür. Gerekli yaklaşımlar yapıldığında basitleştirilmiş ifadeleri, bu denklemden çıkartmak mümkündür.



Şekil 2.1 Pozitif iyonların radyal dağılımları. Bu şekilde $a \leq r \leq b$ arasında kalan iyonların bağ yaptıkları, dışında kalanların ise nerdeyse serbestçe hareket ettikleri varsayılır.



Şekil 2.2 Schottky diyodlarının deplasyon bölgesindeki yük dağılımları. Bu yük dağılımlarından elektrik alanı ve elektrostatik potansiyel terimleri elde edilebilir. Schottky diyotlarında deplasyon bölgesi yarı-iletkenin derinliklerine doğru genişlemektedir. Deplasyon bölgesinin eklemin metal tarafına doğru genişlemesi ihmal edilmiştir.

4. MALZEME VE YÖNTEM

Bu bölümde tezde kullanılan yöntemler, elde edilen verilerin analizi ve örneklerin yapılışı anlatılacaktır. Tezde kullanılan yöntemler TID, TIDIF, IV ve CV yöntemleridir. TID ve TIDIF yöntemleri birbirlerinin eşleniği olan yöntemlerdir. CV ve IV yöntemi ile diyotların kaliteleri ve çalışma aralıklarını belirlemektedirler.

3.1 YÖNTEMLER

Bu bölüm, üç yöntem baz alınarak geliştirilecektir. Birinci yöntem, iyonların difüzyon katsayılarını ve aktivasyon enerjilerini hesaplamaya yarayan TID yöntemidir. Diğer iki yöntem diyot karakteristiğini belirlemeye ve TID yöntemi ile elde edilen bulguları desteklemeye yarayan yöntemlerdir. Bunlar sırasıyla CV ve IV yöntemleri olarak bilinir.

3.1.1 TID

TID yöntemi ile ikinci Fick yasasından yararlanarak, pozitif iyonların yarı-iletkenler içerisinde sürüklenme parametrelerinin belirlenmesi sağlanır. Bir önceki bölümde ikinci Fick yasasının mahiyeti hakkında bir takım tespitlerde bulunmuştuk. Bu bölümde diferansiyel denklemin başlangıç ve sınır koşullarını belirleyeceğiz ve çözümleri ele alacağız. Bu varsayımları yapmadan önce varsayımlarımızın geçerliliği üzerine bir takım tespitlerde bulunmalıyız.

Öncelikle söylemeliyiz ki bu tekniğin uygulandığı bölge, p-tipi Schottky diyotlarındaki deplasyon bölgesidir ve uygulanan dış elektrik alanın etkisi altında sürüklenen pozitif yüklü iyonların davranışları baz alınmaktadır [2,3]. Bu iyonlar, sürüklenirken yeni yük dağılımları meydana getirirler ve yük dağılımları kapasitede geçişlere neden olur. İyonların yük dağılımındaki değişim süresi, diyotun kapasitansında meydana gelen değişimin zaman sabitleriyle orantılıdır. TID yöntemindeki kapasitans geçiş zaman sabitleri, sıcaklığın bir fonksiyonudurlar ve bu zamanların analizi ile sürüklenen iyonların difüzyon katsayıları tayin edilebilir [1]. Benzer şekilde, sürüklenme sonucu arındırılmış bölgenin sonunda biriken iyonların oluşturduğu konsantrasyon gradyenti, bu iyonlar üzerindeki elektrik alanın kaldırılması sonucu, sıcaklığın etkisine de bağlı

olarak, boşalttıkları alana geri yayılma eğilimi gösterir. Elektrik alanın kaldırıldığı bu süre yeterince uzun olursa, iyonlar ilk homojen dağılım durumlarını yeniden oluştururlar. Bu süre zarfında Schottky diyotunun kapasitansında oluşan değişim zamana bağlı tayin edilir ve yayılma zaman sabitleri bir model çerçevesinde tayin edilebilir. Bu yöntem, TID'ye benzer şekilde TIDIF adı verilir. Bu uygulamaların periyodik olarak devam ettirilmesi ve sabit gerilimler altında sıcaklığın değiştirilmesi ile kapasite geçişlerinin analizi, bu modelin omurgasını oluşturmaktadır. Bu durumun tasviri şekil (3.1)'de gösterilmiştir.

Elimizde boron katkılı p-tipi silikon ve bu yarı-iletken içerisinde homojen bir şekilde dağılmış bakır iyonları olsun [1]. Bakır atomları silikonun kristal örgüsü içerisinde pozitif yüklü iyon olarak çözünür. Bu özelliğe sahip bir yarı iletken imal edilen Schottky diyotuna uygulanan ters gerilim, bu diyotun arındırılmış bölgesinde 10^4 V/cm mertebesinde bir elektrik alan oluşturur [2]. Bu yapı içerisinde boronlarla bağ yapmamış “serbest” bakır iyonları, üzerlerine uygulanan bu alan doğrultusunda deplasyon bölgesinin sonuna doğru sürüklenirler. Bu sınıra geldiklerinde iyon sürüklenmeleri daha fazla devam etmez. İyonların bu bölge dışına doğru daha fazla sürüklenmelerinin nedeni bir önceki bölümde gösterdiğimiz gibi elektrik alanın sadece deplasyon bölgesinde bir niceliğe sahip olması, bunun dışındaki bölgelerde sıfır olmasıdır. Bu durum, iyonların deplasyon bölgesi sınırlarında üzerlerindeki elektriksel kuvvetten kurtuldukları anlamına gelmektedir. Fakat iyonlar sıcaklıkla orantılı olarak belirli değerlerde kinetik enerjiye sahip olacaklardır [2]. Bu da iyonların deplasyon bölgesinin sınırlarını aşmasına neden olabilir. Bu model ilk önerildiği makalede, Mesli ve Heiser, bu etkiyi göz ardı ettiler. İyonlara uygulanan gerilim süreleri küçük tutulduğu takdirde, iyonların deplasyon bölgesinde toplanmalarından çok kısa bir zaman sonra üzerlerindeki alan kaldırılır ve süreç esnasında dışarıya kaçan iyon sayısı ihmal edilebilir [2].

Elektrik alan altında termal difüzyon sürüklenmeye çok küçük bir etkide bulunur. Bu durumda bu terim ihmal edilebilir. İkinci difüzyon denklemini göz önüne aldığımızda, denklemin sürüklenme ile ilgili kısmının çözümü iyonların silikon ortamında yayılımlarını karakterize etmeye yeterli olacaktır. Buna göre ikinci denklem

$$\frac{dn_a}{dt} = -\frac{d}{dx}(n_a \mu F) \quad (3.1)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde n_a konumun ve zamanın fonksiyonudur ve iyon konsantrasyonunu temsil eder. Ayrıca deplasyon bölgesi boyunca etkin olan kuvvet konuma bağlıdır. Son olarak mobilite, yani iyonların sürüklenme yeteneklerinin sadece sıcaklığa bağlı olduğu, çalıştığımız bölgede Fouss ve Reiss'in belirttiği üzere konuma bağlı olmadığını söyleyebiliriz.

Bu denklemin çözülmesi için dört varsayımda bulunacağız [2]. Bu varsayımlar altında denklemin çözümleri sistemimize uygun çözümler üretebilir. Buna göre:

a) iyonlar ters besleme ile sürüklenmeye zorlanacak ve bu sürüklenme esnasında termal difüzyon göz ardı edilecektir.

b) pozitif iyonların yoğunluğu negatif iyonların yoğunluğundan az olduğu varsayılacaktır.

c) negatif iyonlar düzgün bir yük dağılıma sahip olduğu ve deplasyon bölgesi boyunca uygulanan elektrik alanın derinliğe bağlı ve derinlikle lineer olarak azaldığı varsayılacaktır. Elektrik alan $E(x) = E_m(1 - x/W)$ şeklinde olacaktır. W burada deplasyon bölgesinin genişliğini temsil etmektedir.

d) pozitif iyon konsantrasyonu sabit olduğu ve zamanla değişmediği varsayılacaktır. W burada deplasyon bölgesinin genişliğini temsil etmektedir.

Bu şartlar altında yukarıdaki denklemin çözümleri ile pozitif iyonların silikon içerisindeki davranışı karakterize edilebilir. Mobilete ile difüzyon katsayısı arasındaki Einstein ilişkisi göz önüne alınacak olursa denklem (3.1)

$$\frac{dn_a(x,t)}{dt} = -\frac{qDE_m}{kTW} (n_a(x,t) - (W - x) \frac{dn_a(x,t)}{dx}) \quad (3.2)$$

olarak yazılabilir [1]. Difüzyon katsayısı ve serbest taşıyıcı konsantrasyonu N_A için uygun ifadeyi yerine yazdığımızda diferansiyel denklemin katsayıları

$$\tau_a = \left(\frac{kT\varepsilon\varepsilon_0}{q^2 D_{ef} N_A} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

gibi bir sabite eşitlenebilir. Bu durumda denklem (3.2)

$$\frac{dn_a(x,t)}{dt} = -\frac{1}{\tau_a} (n_a(x,t) - (W-x) \frac{dn_a(x,t)}{dx}) \quad (3.4)$$

halini alır. τ_a burada zaman boyutundadır ve iyonların sürüklenmelerini karakterize eder. Bu denklemin çözümleri iyon dağılımının zamana bağlı değişimini verir. Denklemin çözümlerini gerçekleştirmek için iyon konsantrasyonu temsil eden $n_a(x,t)$ fonksiyonun konum ve zaman kısımları birbirlerine bağlı olmadığını ve lagrange çarpanları halinde yazılabileceğini varsayalım. Bu varsayım altında $n_a(x,t)$ fonksiyonu

$$n_a(x,t) = X(x)T(t) \quad (3.5)$$

halinde yazılabilir. Bu durumda denklem (3.5)'in her iki tarafı $X(x)T(t)$ bölünürse

$$\frac{1}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt} = \frac{1}{\tau_a} (1 - (W-x) \frac{1}{F(x)} \frac{dF(x)}{dx}) = C \quad (3.6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada dikkat edilmesi gereken durum iki denklemin C gibi bir ayrıştırma sabitine eşit olmasıdır. Denklemin bir tarafı zamana, diğer tarafı konuma bağlıdır; dolayısıyla bu iki denklem sadece bir sabit yardımıyla birbirlerine eşit olabilirler. Artık denklemin her iki tarafı bu sabit yardımıyla çözülebilir haldedir. Denklemin birinci kısmının çözümleri

$$T(t) = T_0 \exp(Ct) \quad (3.7)$$

şeklinde olmalıdır. T_0 denklemin başlangıç koşullarından kaynaklanan terimdir. Diğer taraftan denklemin ikinci kısmının çözümleri

$$F(x) = F_0 (W-x)^{(C\tau_a-1)} \quad (3.8)$$

halinde olmalıdır. Burada F_0 terimi sınır şartlarından kaynaklanmaktadır. Lagrange çarpanlarının her ikisini de tayin ettiğimize göre diferansiyel denklemin çözümlerini yeniden yazabiliriz. Buna göre iyon konsantrasyonu

$$n_a(x, t) = T_0 F_0 (W - x)^{(C\tau_a - 1)} \exp(Ct) \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir. $T_0 F_0$ çarpımının C_0 eşit olduğunu varsayalım ve bu katsayıları tek bir terimle ifade edelim. Denklemin çözümlerini burada bu haliyle bırakabiliriz. Fakat devam ettirip daha faydalı ifadelere de ulaşabiliriz. Diferansiyel denklemin çözümleri bize daha fazla bilgi vermese de başlangıçta yaptığımız varsayımlar denklem (3.9)'dan deplasyon bölgesinin genişliğine dair bir ifade daha çıkartmamıza yarayacaktır. Ayrıca ayrışma sabitinin belirlenmesi de gerekmektedir. Varsayımlarımızı diferansiyel denkleminde uygulamaya devam edelim: başlangıçta iyon dağılımının düzgün olduğunu ve iyon konsantrasyonunun sabit olduğunu varsaymıştık. Bu $t=0$ 'da toplam parçacık sayısının durumu hakkında bize bilgi vermektedir. Ayrıca sürüklenme başlamadan evvel iyon dağılımının konumdan da bağımsız olduğunu söylemiştik. Bu şartlar altında denklem (3.9)

$$n_a(0,0) = n_0 = C_0 (W)^{(C\tau_a - 1)} \quad (3.10)$$

şeklinde yazılabilir. Kaldı ki sürüklenme esnasında, yani $t > 0$ 'da silikon içerisinde sürüklenen iyon sayısında değişme olmadığını, iyon sayısının korunduğunu varsaymıştık. Bu varsayım altında iyon konsantrasyonunun $[Cu](t) = Q_t$ olduğunu düşünürsek $t = 0$ 'da $Q_0 = n_a(0,0)W(0,0)$ olduğunu, ayrıca $t > 0$ 'da $Q_t = n_a(x, t)(w - x)$ olduğunu

$$Q_0 = Q_t \quad (3.11)$$

olacağını ve zamanla sistemdeki toplam yük sayısının değişmediğini düşünürsek

$$W C_0 (W)^{(C\tau_a - 1)} = C_0 (W - x)^{(C\tau_a)} \exp(Ct) \quad (3.12)$$

şeklinde yazılabileceğini söyleyebiliriz. Gerekli sadeleştirmeler yapılırsa denklem (3.12)

$$\ln(W) = \ln(W - x) + t/\tau_a \quad (3.13)$$

halinde yazılabilir. Buradan $x(t)$ çekilirse

$$x(t) = W((1 - \exp(-t/\tau_a))) \quad (3.14)$$

ifadesine ulaşılabilir. Ayrıca bu ifadeyi denklem (3.9)'de yerine koyarsak ve denklem (3.10)'dan dolayı, $n_0 = C_0(W)^{(C\tau_a-1)}$ olduğunu da göz önüne alırsak

$$n_a(x, t) = C_0(W)^{(C\tau_a-1)} \exp(t/\tau_a) = n_0 \exp(t/\tau_a) \quad (3.15)$$

İfadesini buluruz. $\exp(t/\tau_a)$ teriminin $\frac{W}{W-x}$ terimine eşit olduğu düşünülürse

$$n_a(x, t) = n_0 \frac{W}{W-x} \quad (3.16)$$

halinde yazılabilir. Bu haliyle, diferansiyel denklemin çözümleri tamamlanmış olur. Konum ve konsantrasyon birbirlerine bağlı denklemler halinde bulunurlar ve çözüm herhangi yeni bir şart ilave edilmeden devam ettirilemez.

Lang DLTS yöntemini geliştirirken serbest uzay bölgesinde sıcaklığa da bağlı olarak kusurların davranışlarını tasvir etti [1,4]. Buna göre deplasyon bölgesindeki kusurlar dışarıdan bir gerilim uygulandığında yaratma-yok etme merkezleri gibi davranıp yük dağılımlarını değiştiriyorlar ve deplasyon bölgesinin genişliğinde pertürbasyona neden oluyorlardı.

Deplasyon bölgesinde herhangi bir kusur olmadığını düşünürsek, bu bölge için kapasite değerinin

$$C = \frac{A\epsilon\epsilon_0}{W} \quad (3.17)$$

İle verilebileceğini düşünebiliriz. Kusurların varlığında kapasitedeki değişim

$$\Delta C = \frac{\delta Q}{\delta V} = \frac{A}{\epsilon \epsilon_0} \frac{\int_0^\infty \delta p(x) dx}{\int_0^\infty x \delta p(x) dx} = \frac{A \epsilon \epsilon_0}{\langle x \rangle} \quad (3.18)$$

halinde yazabiliriz. Kusurların yük dağılımlarını değiştirmesi, kapasiteyi $\langle x \rangle$ ile ters orantılı olarak değiştirecektir.

Bu argümanların hepsi iyonların hareketleri için de doğru sayılabilir [1,2,3]. İyon hareketleri, deplasyon bölgesindeki yük dağılımlarını değiştirdiği için kapasite değerinde bir değişme gözlenebilir. Bu iki yöntemin birbirine benzemesinin yegâne sonucu budur. Bu durumda bu iki yöntem arasında analogi kurulabilir. Dolayısıyla Lang, deplasyon bölgesinde görelî kapasitans değişimlerini, Poisson denklemi yardımıyla çözmüştür ve bu ifade TID içinde kullanışlıdır [1]. Buradan hareketle

$$\Delta C = C(t) - C(0) = \frac{n_a(x,t)x\Delta x}{N_A W^2} \quad (3.19)$$

ifadesi denklem (3.14) ve (3.15) ifadeleriyle birleştirilirse

$$\Delta C = C(t) - C(0) = \frac{N_0}{N_A} (1 - \exp(-\frac{t}{\tau_a})) \quad (3.20)$$

ifadesine ulaşırız. Denklem (3.20)'nin her iki tarafını $C(\infty)$ 'a bölersek

$$\frac{\Delta C}{C(\infty)} = \frac{C(t) - C(0)}{C(\infty)} = \frac{N_0}{N_A} (1 - \exp(-\frac{t}{\tau_a})) \quad (3.21)$$

şeklinde olacağını ve

$$C(t) - C(0) = [C(\infty) - C(0)][1 - \exp(-\frac{t}{\tau_a})] \quad (3.22)$$

olacağını söyleyebiliriz. Denklem sağ tarafı deneyler ile belirlenebilmektedir. Dolayısıyla zamana bağlı kapasite ölçümlerinin analizi ile kapasite değişiminin zaman sabiti belirlenebilir.

Bu kısmı bitirmeden önce τ_a parametresi için son bir değerlendirmede bulunalım. Başlangıçta yaptığımız denklem (3.3) ile verilen tanıma uygun olarak, bu parametrenin doğrudan difüzyon katsayısıyla orantılı olduğunu hatırlamalıyız.

Kapasitede gözlenen geçişler pozitif yüklü iyonların yarı-iletken içerisinde yarattığı dinamik durumlara işarettir ve bu durumlar zamana bağlı kapasite ölçümleriyle analiz edilir. TID metodu, difüzyon katsayısı ile kapasite geçişlerini birbirleriyle ilintilendirir ve iyonların yayılma davranışlarını bu yolla karakterize eder.

Bu kısımdaki tartışmayı sonlandırmadan önce hem TID hem de TIDIF yöntemiyle ilgili kısa bir özet yapmakta fayda var. TID yönteminde silikon latisinde başta homojen bir dağılıma sahip olan ve kısmen serbestçe hareket edebilen pozitif yüklü bakır iyonları, bu yarı iletkenden elde edilmiş Schottky bariyerinin arındırılmış bölgesine belli süre ve şiddette uygulanan ters biyasın etkisiyle deplasyon bölgesinin sonuna doğru sürüklenirler. Yukarıda da gördüğümüz gibi bu sürüklenme sıcaklığın bir fonksiyonudur. Düşük sıcaklıklarda bakır iyonları daha yavaş hareket edeceğinden zaman sabitleri büyük, dolayısıyla kapasitede gözlenecek değişimler de küçük olacaktır. Sıcaklık arttıka bakır daha hızlı hareket edecek ve zaman sabitleri de uygun olarak küçülecektir. Dolayısıyla zaman sabitlerinin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak belirlenmesiyle bakır iyonlarının difüzyon katsayısı tayin edilebilir. TIDIF yöntemin de ise, TID yöntemini uygulanmasında kullandığımız ters biyasın sıfırlanmasıyla geri difüze olan iyonların yarattığı kapasite değişimlerinin zaman sabitlerinin sıcaklığa bağlı olarak tayin edilmesi yatmaktadır. Bu iki yöntemle elde edilen difüzyon katsayıları doğru modeller kullanıldığında birebir olmasa da oldukça yakın değerler verir. Bu tezde biz TIDIF yöntemiyle elde edilen zaman sabitlerinin sıcaklığa bağlı değişimlerini vermekle birlikte difüzyon parametresi için bir model geliştirmedik. Fakat TID ve TIDIF, kapasitans verilerinin değişiminden Şekil (3.1) bu iki yöntemin birbirlerini tamamlayan yöntemler olduğu açıkça görülebilir. Bu iki yöntemin eř zamanlı uygulanmasıyla bakır iyonları Schottky bariyerinin deplasyon bölgesinde, belli frekansta sabit elektrik alana maruz kalan sıcaklığa bağlı olarak viskositesi değişen bir sıvı içine daldırılmış yüklü bir sarkaç gibi bir ileri bir geri salınım hareketi yapar. Bu salınım hareketlerinin zaman sabitleri sayesinde de bakır iyonlarının difüzyon katsayısı yukarıda anlattığımız model çerçevesinde belirlenir.

3.1.2 CV ve IV Yöntemleri

Schottky diyotlarında kapasite;

$$C = \frac{A\epsilon\epsilon_0}{W} \quad (3.23)$$

formunda verilmektedir. W burada yine yarı iletkenin derinliklerine doğru genişleyen deplasyon bölgesinin genişliğini temsil etmektedir. En nihayetinde kapasitedeki tüm değişimleri deplasyon bölgesinin hareketinin analizinden elde edebiliriz. CV yöntemi ile belirlenmesi hedeflenen iki büyüklük vardır. Bunlardan ilki deplasyon bölgesinin genişliği

$$W = \frac{A\epsilon\epsilon_0}{C} \quad (3.24)$$

ile tayin edilebilir. Diğer taraftan Schottky diyotları için yazdığımız en genel kapasite ifadesini göz önünde bulunduracak olursak, taşıyıcı konsantrasyonun derinliğe bağlı olarak bu ifadeden türetilmesi mümkün olacaktır. Schottky bariyerinin kapasite ifadesini veren denklemin her iki tarafın da karesi alınır

$$C^2 = \frac{\epsilon\epsilon_0 N_A e}{2(\Delta\phi - V - kT/e)} \quad (3.26)$$

şeklinde olacaktır. Bu durumda uygulanan gerilimin ters besleme olduğu varsayılmıştır. CV metoduna göre ters biyasta oluşturulan ΔV gibi bir fark kapasitede ΔC gibi bir değişikliğe neden olmaktadır. Buna göre, kapasite değişiminden faydalanarak, ΔV nin yarattığı ΔW ile deplasyon bölgesindeki taşıyıcı konsantrasyonu tayin edilebilir. Dolayısıyla, ΔV kadar bir ters biyas değişimine tekabül eden serbest taşıyıcı konsantrasyonu

$$N_A(W) = 2[q\epsilon\epsilon_0\Delta(1/C^2)/\Delta V]^{-1} \quad (3.28)$$

olarak yazılabilir. Bu denklemde gerilimin sonsuz küçük bir aralıkta değiştiği göz önüne alınacak olursa

$$N_A(W) = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0 d} (d(1/C^2)/dV)^{-1} \quad (3.29)$$

haline dönüşecektir. Bu denklemin

$$N_A(W) = \frac{2C^3}{q\epsilon\epsilon_0 d} \left(\frac{dC}{dV}\right)^{-1} \quad (3.30)$$

gibi yazılabileceği de aşıkardır. Her iki denklemin kullanılması ile profil eğrisi tayin edilebilir. Bu yöntem sayesinde TID difüzyon katsayısı için gerekli olan taşıyıcı konsantrasyonu değeri belirlenmiş olur. Ayrıca CV yöntemi ile diyot olduğu varsayılan örneklerin, diyot davranışı sergileyip sergilemedikleri de tayin edilebilir [9]. Bu durumun analizi için $(\frac{1}{C^2}, V)$ değerlerinden elde edilen eğrinin lineere yakın bir davranış göstermesi gerekmektedir. Eğrinin lineer olarak azalması, yarı-iletkenin katkı maddesinin homojen olarak dağıldığı anlamına gelmektedir.

Diğer taraftan IV davranışı Schottky diyotlarının karakteristik davranışını belirlemektedir. IV analizi ile diyotların ters besleme altında çalıştıkları aralık belirlenebilir. Bu sayede TID ölçümlerinin hangi aralıkta yapılması gerektiği tayin edilmiş olur.

3.2 DENEY DÜZENEGİ

Bu kısımda deney düzeneğinin özellikleri anlatılacaktır. Teorik olarak varsayılan durumların belirlenmesi doğrultusunda bir dizi ölçüm yapılmıştır. Bu ölçümlerin yapılabilmesi için ölçümlerin yapıldığı ortam ve bu deney için konfigüre edilen ölçüm aletlerinin topyekün oluşturulduğu ölçüm sistemi anlatılacaktır. Bu sistem, bu tezin en önemli çıktılarından biridir.

3.2.1 Kriyostatın Kurulması

Deney düzeneğimizi ölçüm yaptığımız ortam oluşturmaktadır. Şekil (3.2) de gösterilen deney düzeneği, 50 cm x 50 cm'lik bir alana ve 13 mm'lik kalınlığa sahip alüminyum levha kullanılarak imal edilmiştir. Alüminyum levhanın üzerindeki pürüzler

zımparalandıktan sonra fırınlanarak yüzey kontrollü bir şekilde oksitlendirilerek safirleştirilmiş ve levhanın yüzeyi uzun süre oksitlenmeye karşı dayanabilecek şekilde pürüzsüz hale getirilmiştir. Pürüzsüz yüzeyin elde edilmesi levha ile vakum çemberi arasında kalan hacim, nitrilden yapılmış bir oring sayesinde vakumlanabilir hale getirilmiştir.

Levhanın üzerinde açılan oyuklara yerleştirilen uygun flanjlara monte edilen BNC bağlantıları ile sistemin tüm elektrik bağlantıları sağlanmıştır.

Şekil (3.2)'de kriyostatın vakum mekanizması gösterilmektedir. Buna göre çemberin vakumlanması için özel bir flanj kullanılmıştır. Bu flanj mekanik ve difüzyon pompalarına bağlıdır ve bu iki pompa yardımıyla ortam vakumlanmaktadır. Vakum flanji kelebek valf yardımıyla mekanik pompayı ve difüzyon pompasını birbirlerinden ayırabilme yeteneğine sahiptir. Bu flanjin dizaynı pompayı üreten firma tarafından yapılmıştır. Bu flanjin dizaynı korunarak ölçüm sistemine adapte edilmiştir. Bu flanj şekil (3.3)'de gösterilmiştir. Vakum sistemi ile pratik olarak ortamın vakumunun 10^{-3} milibara kadar düştüğü tahmin edilmektedir. Bunu ölçebilecek bir sensörümüz mevcut olmadığından vakumun mertebesi belirlenememiştir.

Ölçüm sisteminin vakum altına alınması ile temel olarak sıcaklığın daha stabil hale getirilmesi sağlanmıştır. TID ölçümlerinde sıcaklık oldukça önemli bir parametredir ve bu yönteme göre sabit gerilimler altında örneklerin sadece sıcaklık değişimleriyle evrildikleri düşünülebilir. Buna göre sistemin sıcaklığının değiştirilmesi için vakum olmazsa olmaz bir koşuldur.

Düşük sıcaklıklara inebilmek için flanjdan dışarıya 5 mm çapında bakır borular yardımı ile bağlantılar sağlanmıştır. Ayrıca soğutmanın yapıldığı kısım için 40 mm çapında ve 40 mm boyunca içi boş silindir ve kriyostata bakan kısmı bakırdan, geri kalan kısımları prinçten yapılmış bir hazne kullanılmıştır. Bu haznenin iki tarafından bakır borular yardımıyla azot buharı sirkülasyonu kriyostatın azot rejimi yardımıyla soğutulması sağlanmıştır. Yapılan gözlemlere göre vakum altında, ölçüm sisteminin içinde bulunduğu en düşük sıcaklık 90 Kelvin olarak gözlenmiştir. Kriyostat üzerinde azot rejimi yaratmak için azot tüpünden mekanik pompa yardımıyla azot çekilmesi ve

haznenin içerisinden azotun döndürülmesi sağlanmıştır. Bu pompalama esnasında kullanılan valfler sayesinde azot rejimi değiştirilebilir hale getirilmiştir. Silindirik hazne ve flanaj üzerinden alınan bakır boruların bağlantıları gümüş kaynak kullanılarak yapılmıştır. Ayrıca silindirik haznenin üst tarafına 50 cm çapında kurşundan bir başlık giydirilmiştir. Daha yüksek ısı kapasitesine sahip olan kurşun sayesinde kriyostat üzerindeki sıcaklık dağılımları daha dengeli hale getirilmiştir.

Kriyostatın soğutulması yanında ısıtılması da son derece önemlidir. Böylelikle kontrol edilebilir bir sıcaklık sistemi oluşturulabilir. Sıcaklığın kontrolü için tezin erken dönemlerinde kullanılan yöntem ile tezin son dönemlerinde kullanılan yöntem birbirinden farklıdır ve tez çalışmasının son dönemlerinde sıcaklık kontrolü daha başarılı hale getirilmiştir. Tezin erken dönemlerinde kriyostata bağlı bir direnç ve bir güç kaynağı yardımıyla ölçüm sisteminin ısıtılması başarılabildiği. Bu zaman dilimi içerisinde 25 watt'lık, manuel olarak ayarlanan güç kaynağı kullanılarak sistemin istenen sıcaklığa getirilmesi sağlanmıştır. Ölçümler esnasında kazanılan tecrübe ile sıcaklık kontrolü daha hassas hale getirilmiştir. Fakat tezin son dönemlerinde güç kaynağının değişmesi ve aktarılan maksimum gücün 50 watt'a kadar çıkartılması sonucu daha yüksek bir performans sağlanmış ve kontrol edilen sıcaklıklara daha hızlı sürelerde daha hassas şekillerde ulaşılmıştır. Bu sistemin nasıl programlandığı bir sonraki kısımda daha detaylı olarak anlatılacaktır.

Sıcaklığın bir sensör yardımıyla belirlenmesi de sistemi ısıtmak için kullandığımız dirençlerin ile sağlanmaktadır. Sıcaklık değerlerinin okunması da iki döneme ayrılabilir. Tezin erken dönemlerinde dijital sıcaklık değerleri termoçiftler yardımıyla elde edilirken, tezin son dönemlerinde direnç sensörleri kullanılmıştır. Tezin erken dönemlerinde kullanılan termoçiftler bakır bakır-nikel alaşımından elde edilen sensörlerdi. Bu sensörlerin elde edilmesi için dört adet 100 μF kapasitör paralel bağlanarak ve 400 volt gerilimle yüklenmiştir. Kapasitörlerin bir ucuna bakır tel, diğerine bakır-nikel tel bağlanmıştır. Tellerin birbirlerine yavaşça yaklaştırılması ile uçlarında oluşan ark sayesinde tellerin birbirlerine kaynaklanması sağlanmıştır. Bu sayede elde edilen termoçiftlerin doğru çalışması için kabaca suyun kaynama noktası ve donma noktası kullanılmış ve bu değerlerde oluşan gerilim değerlerinin teorik olarak

olması gereken değerlere karşılaştırılması yapılmıştır. Bu sayede örneğin sıcaklığı belirlenmiştir.

Tezin son dönemlerinde “sıcaklık kontrol ünitesinin” kullanılması ile birlikte kalibrasyonları yapılmış direnç sensörler kullanılmıştır. Bu sensörlerin doğru çalıştığı varsayıldığından, bununla ilgili herhangi bir deneysel çalışma yapma gereği duyulmamıştır. Şekil (3.3)’te sıcaklık kontrolü için gerekli mekanizmanın resmi bulunmaktadır.

Son olarak, ölçüm yapılan bölge, Faraday kafesi yardımıyla dış mekândan gelebilecek ve potansiyel fark yaratabilecek etkilerden arındırılmıştır.

Bir çember yardımıyla oluşturulan yüksek vakumlu alanda örnekler üzerinde elektrik alan yaratabilen ve kontrol edilebilir sıcaklıklarda periyodik olarak bu işleri gerçekleştirebilen ölçüm sistemi, TID ölçümleri yapılabilir. Ayrıca sabit sıcaklıklarda CV ve IV ölçümlerinin yapılması da mümkündür. Bu ölçüm sisteminin dizaynı bu tez çalışması ile başlamış ve tezin başlangıç döneminde tamamlanmıştır. Ölçüm sisteminin tamamı şekil (3.4) gösterilmektedir.

3.2.2 Ölçüm Aletleri ve Aletlerin Konfigürasyonu

TID, CV ve IV ölçümlerini yapmak için bir takım ölçüm cihazlarına ve bu cihazların belli bir konfigürasyonla bir araya getirilmesine ihtiyaç vardır. Bu çalışmada kullanılan aletlerin listesi

- 1) Fonksiyon Jenaratörü (Agilnet 81150A)
- 2) Kapasitans Metre (Boonton 7200)
- 3) Dijitayzır (Agilent 3458A)
- 4) Sıcaklık Kontrol Ünitesi (Lake Shore 331)
- 5) Osiloskop (Tektronix TDS 2024B)
- 6) Akım ve Gerilim Kaynağı (Kiethley 2410C)
- 7) Multimetre (Kiethley 2700)
- 8) DC Güç Kaynağı (Good Will DC Power Supply GPR 330)

şekildedir. Genel olarak DLTS ölçümleri için gerekli konfigürasyon şekil (3.5) gösterilmiştir. TID ölçümlerinin konfigürasyonu kurgusal olarak DLTS ölçümleriyle aynıdır. Bu konfigürasyonun kullanılması ve bilgisayar ile kontrol edilmesi için yazılan program şekil (3.5) gösterilmektedir. Bu programın çalışma biçimini kısaca açıklamaya çalışalım. DLTS ölçümleri için iki sabit değerde ve farklı sürelerde gerilimler üretilir. Bunun için fonksiyon jeneratörü kullanırız ve programımızın ilk bölümü fonksiyon jeneratörüyle ilgilidir. Bu bölümde gerilimin genliği ve süreleri ayarlanır. Ayrıca iki sabit gerilimin hangisinin önce hangisinin sonra uygulanacağı da bu döngüde belirlenir.

DLTS ölçümleri kapasitif ölçümler olduğu için uygulanan gerilimlere karşılık gelen kapasite değerlerinin elde edilmesi gereklidir. Bunun için kapasitans metre kullanılır. Programımızın ikinci bölümü bununla ilgilidir. Burada, fonksiyon jeneratöründen gelen gerilimi bir dış gerilim olarak algılayan kapasitans metre bu gerilimi örneğe uygular ve kapasitif yanıtları toplar. Yapılması gereken tek şey harici gerilimleri tanıtan komutu bir kontrol yardımıyla boonton kapasitans metresine aktarmaktır.

Kapasitans metre ölçümleri analog olarak yapmaktadır. Dolayısıyla bu ölçümlerin digite edilmesi gerekmektedir. Bunun için dijitalyzer kullanılır. Aynı zamanda uygulanan gerilim sürelerinin dijitalyzerle uyumlu hale getirilmesi ile istenen zaman dilimi içerisinde kapasite değerlerini digite edilmesi başarılabilir. Belirlenen zaman dilimi içerisinde ne sıklıkta ve uzunlukta kapasite değerlerinin okunacağı yine dijitalyzer yardımıyla belirlenebilir. Ayrıca dijitalyzer yardımı ile bir zaman dilimi içerisinde birden fazla okuma yapma imkânı mevcuttur. Dolayısıyla sabit sıcaklıkta aynı ölçümün defalarca tekrarlanması ve bu değerlerin ortalamasının alınması okunan kapasite geçişlerindeki gürültüyü azaltmaktadır. Bunların programlanması programın üçüncü ve dördüncü bölümlerinde gerçekleştirilmiştir.

Ayrıca DLTS ölçümlerinde sıcaklık da önemli bir parametredir. Sistemin evrilmesi sadece sıcaklığa bağlı olduğu için bu ölçümlerde sıcaklık mutlak olarak kontrol edilmeli ve sistemli bir şekilde değiştirilmelidir. Bunun için tezin erken dönemlerinde elimizde programlanamayan bir güç kaynağı olduğundan bu kısım, programlanabilir güç kaynağının deney düzeneğine eklenmesinden sonra eklenmiştir. Tezin son dönemlerinde sıcaklık kontrol ünitesi sisteme adapte edilmiştir ve programın dördüncü

kısımında bu cihaz programlanmıştır. Buna göre bu program, ölçüm yapılan alanı belirlenen sıcaklık noktasında bekletmektedir ve bu esnada dijital yazının ölçüm yapması sağlanmaktadır.

Programın son kısmında ise tüm ölçüm sürecinin bitirilmesi ve aletlerin kendilerini yeni bir data seti için hazırlaması sağlanmıştır. Bunun için aletlerin tüm parametreleri silinir ve cihazlar yeni değerlere hazır hale getirilir.

Böylece TID için gerekli dataların toplanması tamamlanmış olur. Ham dataların analizi bir sonraki kısımda anlatılacaktır. TID ölçümünden sonra yapılan diğer ölçümler CV ve IV ölçümleridir.

CV ölçümleri belirli bir sıcaklık noktasında örneğin üzerine uygulanan gerilimlere karşılık oluşan kapasite değerlerinin elde edilmesini dayanmaktadır. Bu değerlerin elde edilmesi için kapasitans metre ile dijital yazının konfigürasyonu yeterlidir. Kapasitans metre, kendi içerisinde gerilim değerleri üretebilir. Bu ölçümde kapasitans metrenin bu özelliği kullanılmıştır. Şekil (3.6)'de bu ölçümleri yapan program gösterilmektedir. Programın birinci kısmında, kapasitans metrenin belirli aralıklarla ve sistematik bir şekilde gerilimler üretmesi sağlanır. İkinci kısmında ise dijital yazının bu gerilimlere karşılık gelen kapasite değerlerini dijite etmesi sağlanır. Bu ölçüm belirlenen son adıma kadar tekrarlanır.

IV ölçümlerinde ise akım ve gerilim kaynağı olan Kiethley 2410C kullanılmıştır. Bu düzenekte IV ölçümleri için dijital yazının kullanılması gerekli değildir. Bu doğrultuda akım-gerilim kaynağının, belirli aralıklarla ve sistematik bir şekilde gerilimler üretmesi ve bu gerilimlere karşılık gelen akım değerlerinin okutulması sağlanır. Şekil (3.7)'te yapılan program gösterilmektedir.

Böylece tez için gerekli olan tüm deneysel konfigürasyonlar sağlanmış ve bu konfigürasyon sonucu elde edilen ham datalar analiz edilebilir duruma gelmiştir.

3.3 ANALİZ

Bu kısımda, elde edilen dataların analiz edilmesi anlatılacaktır. Birinci bölümde TID analizi anlatılacaktır. Bu doğrultuda belirlemeye çalıştığımız fiziksel büyüklükler tayin edilecektir. İkinci bölümde ise IV ve CV yönteminden elde edilen verilerin analizi gerçekleştirilecektir.

3.3.1 TID Analizi

TID analizinin nasıl yapıldığını göstermek için öncelikle TID metodundan elde ettiğimiz zamana bağlı kapasite değişimlerinin zaman sabitlerinin belirlenmesi gerekmektedir. Dolayısıyla bu parametrenin her sıcaklık noktasında değerini belirleyerek difüze olan iyonların difüzyon parametresini belirleyebiliriz. Bu model ile elimizdeki kapasitans geçiş verilerine eksponansiyel bir fit yapılırsa bu denklemin ön-ekponansiyel faktörü ile kapasite değişiminin zaman sabitini belirleyebiliriz. Bu işlem her sıcaklık noktası için tekrarlanırsa bu sıcaklık noktalarına karşılık gelen kapasite değişimleri ve bu değişimlerin zaman sabitleri sıcaklığa bağlı olarak tayin edilmiş olur.

Ayrıca bu denklemin her iki tarafının doğal logaritması alınır

$$\ln(C(t) - C(0)) = \ln(C(\infty) - C(0)) + (1 - \frac{t}{\tau_a}) \quad (3.33)$$

ifadesine ulaşırız. Dolayısıyla, toplanan verilerin doğal logaritması alınarak yukarıda forma indirgenmesiyle de zaman sabitleri belirlenebilir. Bu doğrultuda her iki yöntemin içinde barındıran bir program tasarlanmış ve Labview programlama dili kullanılarak yazılmıştır.

Kapasite değişiminin zaman sabitlerinin sıcaklığa bağlı olarak belirlenmesiyle, efektif difüzyon katsayısının sıcaklığa göre tayini de gerçekleştirilebilir. Buna göre denklem (3.3) göz önüne alınacak olursa efektif difüzyon katsayısı

$$D_{ef} = \frac{kT\epsilon\epsilon_0}{q^2 N_A \tau_a} \quad (3.34)$$

formunda yazılabilir. Aynı zamanda efektif difüzyonun denklem (2.47) formunda yazılabileceği düşünülürse her iki eşitlikten

$$D_{ef} = \frac{kT\varepsilon\varepsilon_0}{q^2 N_A \tau_a} = D_0 e^{(-\Delta U/kT)} \quad (3.35)$$

olarak yazılabileceğini söyleyebiliriz. Birinci denklemde, kapasite değişiminin her sıcaklık noktasındaki analizi ile zaman sabitlerini elde ederiz. Bu elde edilen değerler denklemin sol tarafındaki denklem ile özdeşleştirilirse denklem (3.35) pre-eksponansiyel faktörünü ve bariyer enerjisini tayin edebiliriz.

Ayrıca bir önceki analizdeki gibi denklem (3.35) her iki tarafının doğal logaritmasının alınması ve elde edilen değerlerin bu denkleme lineer olarak fit edilmesiyle de gerçekleştirilebilirdi. Bunun için denklem (3.35) logaritması alınırsa

$$\ln(D_{ef}) = \ln\left(\frac{kT\varepsilon\varepsilon_0}{q^2 N_A \tau_a}\right) = \ln D_0 - (\Delta U/kT) \quad (3.36)$$

formunda olacağını söyleyebiliriz. Ayrıca bariyer yüksekliği ve ön-eksponansiyel faktör

$$\ln\left(\tau_a/kT\right) = \ln(D'_0) + \frac{\Delta U}{kT} \quad (3.37)$$

gibi yazılabilir [3]. Potansiyel bariyerinin ve ön-eksponansiyel faktörün bu ifade yardımıyla da belirleneceği aşıkardır. Bunun parametrelerin belirlenmesi için Origin programı kullanılmıştır.

3.3.2 CV ve IV Analizi

CV metodu ile serbest taşıyıcı konsantrasyonları tayin edilmiş, IV yöntemi ile de diyot karakteristiği incelenmiş ve örneklerin diyot davranışı sergileyip sergilemedikleri belirlenmiştir.

Özellikle CV ölçümlerinin analizi ile serbest taşıyıcı konsantrasyonunun derinliğe bağlı değerleri elde edilir. Bu doğrultuda CV analizi yapan bir program yazılmıştır. Buna göre serbest taşıyıcıların tayini için kapasitenin gerilimle nasıl değişeceğinin analizi esas

olarak elde edilen dataların türevlerinin alınması sonucunu doğrulamaktadır. Bu program, sıkça bilinen bir türev alma yönteminden biraz daha farklı olan ama en nihayetinde türev alabilen bir altprogram tarafından desteklenmektedir. Bu analiz programı Şekil (3.8) gösterilmiştir.

IV ölçümlerini yapan program Labview dilinde yazılmıştır. Buna göre diyota uygulanan gerilimlere karşılık elde edilen akımların maksimum 1 mA, minimum -1 mA olması kararlaştırılmış ve bu aralıkta diyotun nasıl çalıştığı analiz edilmiştir. IV programı Şekil (3.9) gösterilmektedir. IV analizi için elde edilen akım-gerilim verileri Origin programı kullanılarak analiz edilmektedir.

3.4 ÖRNEKLERİN HAZIRLANMASI

Bu bölümde, ölçüm yapılan örneklerin hazırlanmasını anlatılacaktır. Bu tez esnasında hazırlanan örnekler Schottky diyotlarından elde edilmiştir ve Schottky diyotlarının yapılmasında kullanılan rutin işlemler gerçekleştirilmiştir. Fakat örneklerin pozitif iyonlarla katkılandırılması, süreci bir miktar farklılaştırmıştır.

Bu tez çalışmasında boron ile katkılandırılmış silikon tabletler kullanıldı. Bu tabletlerin dirençleri belli bir aralıkta bilinmekteydi ve örneklerin seçimi buna göre yapılmaktaydı. Buna göre 1×10^{14} ile 1×10^{15} (cm^{-3}) arasında serbest taşıyıcıya sahip örneklerin tercih edildiği söylenebilir.

Seçilen örnekler mekanik temizleme aşamasından geçirilmiştir. Bu aşamada örneklerin her iki yüzeyi 5, 1, 0.3 ve 0.05 mikronluk alümina tozları yardımıyla aşındırılmış ve parlatılmıştır. Bu aşamadan sonra yüzey kirliliklerinin temizlenmesi için kimyasal temizleme aşamasına geçilmiştir.

Kimyasal temizleme aşamasında örnekler sırayla aseton ve metanolde kısa bir süre bekletildikten sonra 30 dakika boyunca aseton ultrasonik titreştirici yardımıyla önce aseton sonra metanol ile temizlendi.

Bu aşamadan sonra örnekler pirana çözeltisinde üçer dakika boyunca bekletildi. Bu çözeltinin %33'ü %97 saflıkta hidrojen peroksitten ve %66'lık kısmı %37'lik sülfürik asitinden oluşmaktadır.

Bu aşamadan sonra örnekler saf suda bekletilirken etching çözeltisi hazırlandı ve örnekler etch edildi. Etching çözeltisinin %18'i %48'lik hidroflorik asitten, %25'i %99.9'luk asetik asitten ve geri kalan %57'lik kısım ise %69'luk nitrik asitten oluşur. Örnekler bu karışımda 1.5 dakika boyunca titretildi.

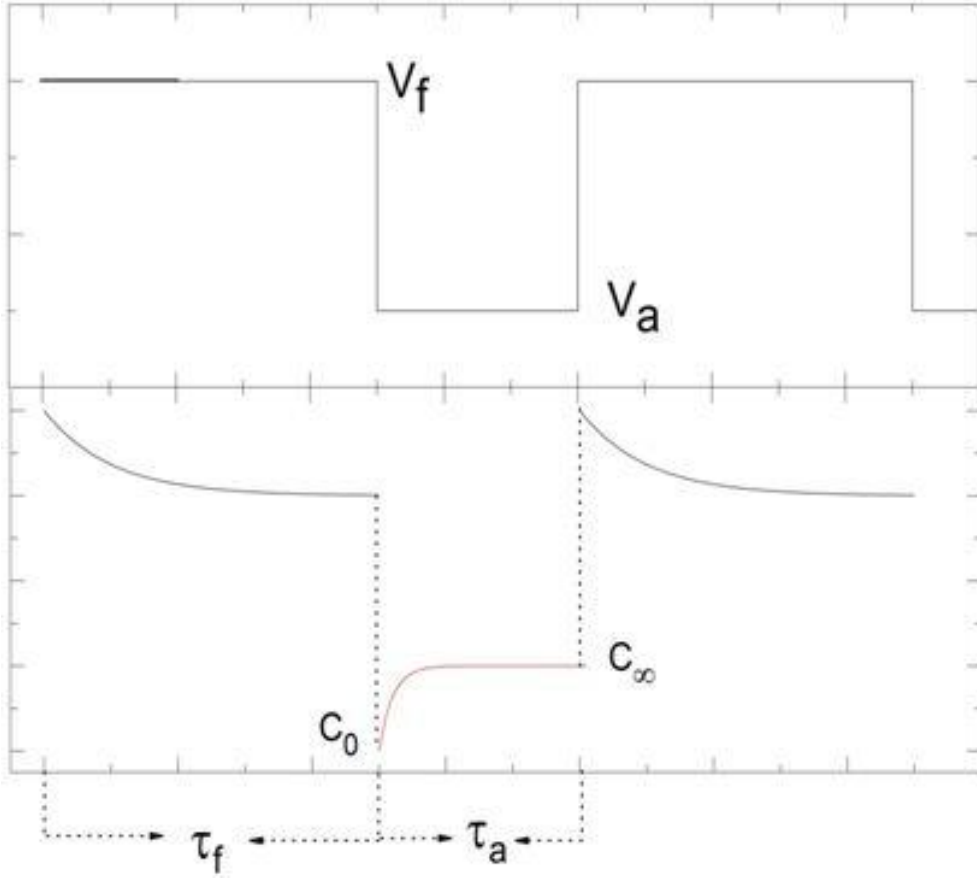
Bu aşamadan sonra referans örneği ayrıldı. Diğer örneğin her iki yüzeyine bakır hafifçe temasla sürtüldü. Her yerine homojen olarak sürtüldüğü düşünülen örnek fırımlandı. Bu işleme bin kelvinlik bir sıcaklıkta bir saat devam ettirildi. Referans örneği ile bakırlı örneklerle aynı koşullara maruz kalsın diye fırınlama esnasında fırımlandı. Fırınlama esnasında örneklerin yüzeylerinin oksitlenmesini engellemek için örnekler azot rejimi altında ısıtıldı. Bu işlem için fırının içerisinde azot sirkülasyonu sağlandı ve fırınlama yapılan bölgenin azot konsantrasyonu artırıldı.

Fırınlama aşamasından sonra örnekler tekrar mekanik temizlemeye ve kimyasal temizlemeye tabi tutuldu. Bu aşamalar başlangıçtaki işlemlerle aynıdır.

Yüzeyleri tekrar parlatılan örnekler, diyot kontak almak üzere buharlaştırıcıya yerleştirildi ve bu aşamada örnekler üzerine yüksek vakumda alüminyum buharlaştırıldı. Buharlaştırma esnasında kullanılan maskenin üzerinde 1mm çapında daire biçimde delikler vardı.

Diyot kontağın alınmasından sonra örneklerden doğrultucu kontak alındı. Bu kontaklar için indüyum ve indüyum galyum karışımı alaşım kullanıldı. Bu işlem öncesinde doğrultucu kontak alınacak yüz, elmas yardımıyla hafifçe çizildi ve indiyumun derin bölgelere kadar nüfuz etmesi sağlandı.

Bakırlı örnekler tüm işlemlerde referans örneğinden ayrı tutuldu. Son haliyle örnekler sıvı azot içerisinde bekletildi ve bakırın silikon içerisindeki homojen durumu muhafaza edildi.



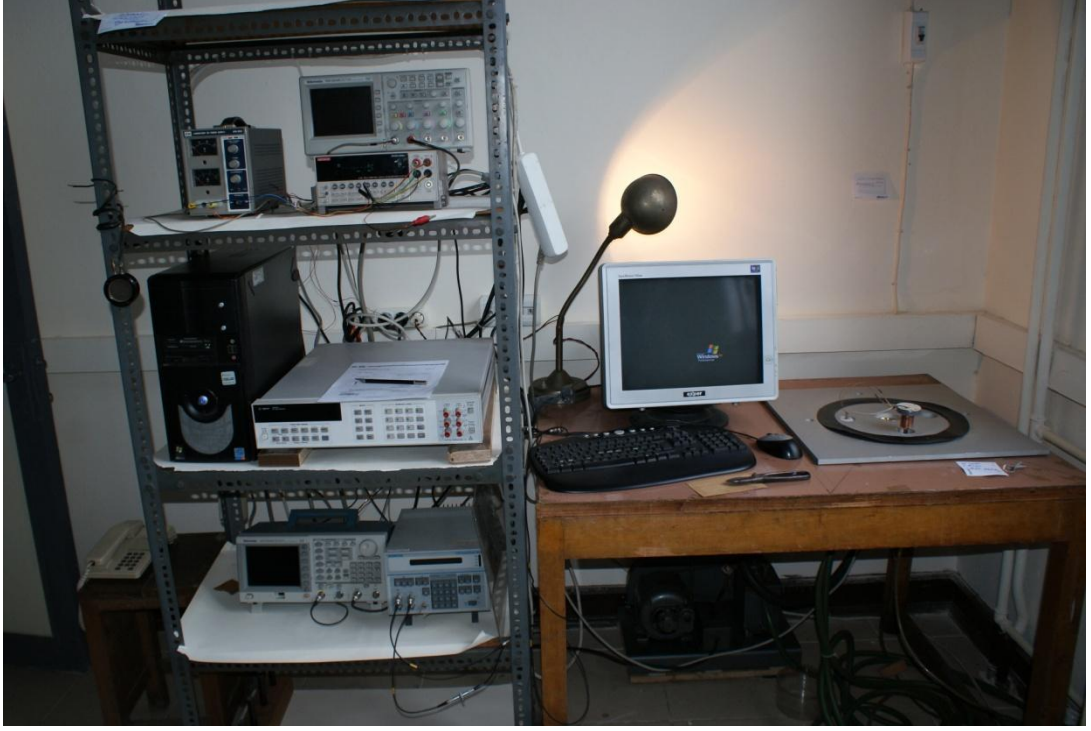
Şekil 3.1 Bakır katkılı Schottky diyotlarına uygulanan gerilimler sonucu kapasitenin değişmesini göstermektedir. Diyot V_f gerilimi altında TIDIF sinyalini V_a gerilimi altında TID sinyalini vermektedir.



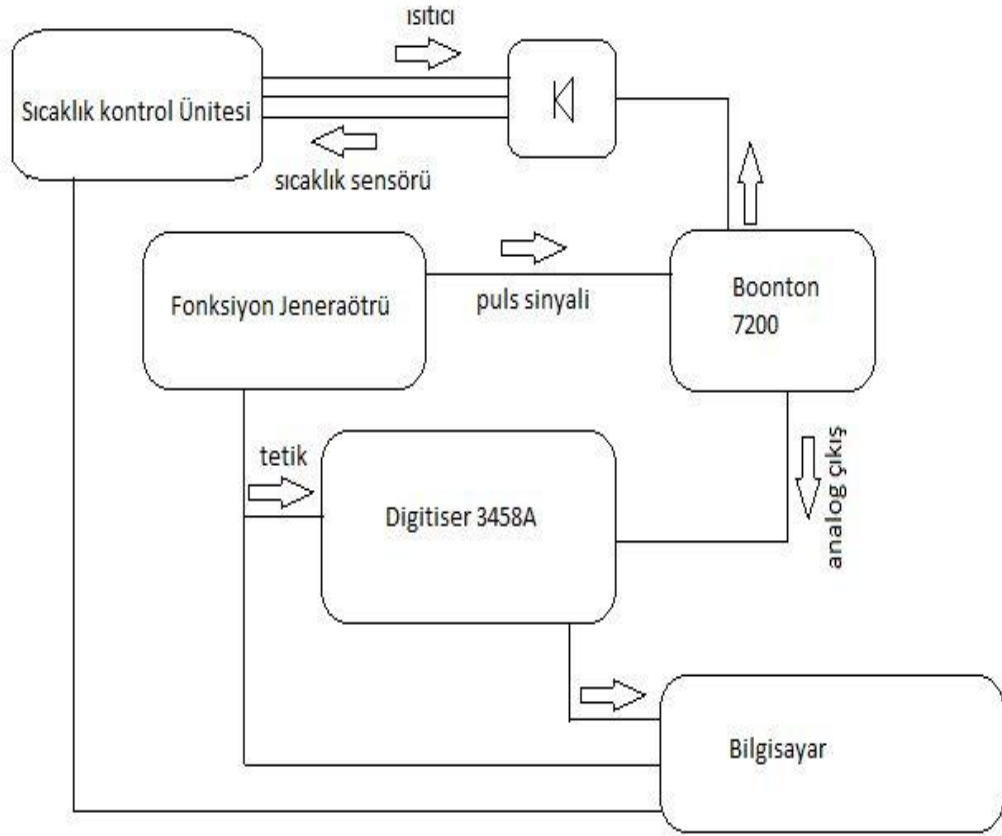
Şekil 3.2 Vakum pompası düzeneği. Mekanik pompa ve difüzyon pompası birlikte kullanılmıştır. Difüzyon pompası ve mekanik pompa birbirlerinden kelebek valfle ayrılmaktadır. Bu valf sayesinde mekanik pompa tek başına çalışabilme yeteneğine de sahiptir.



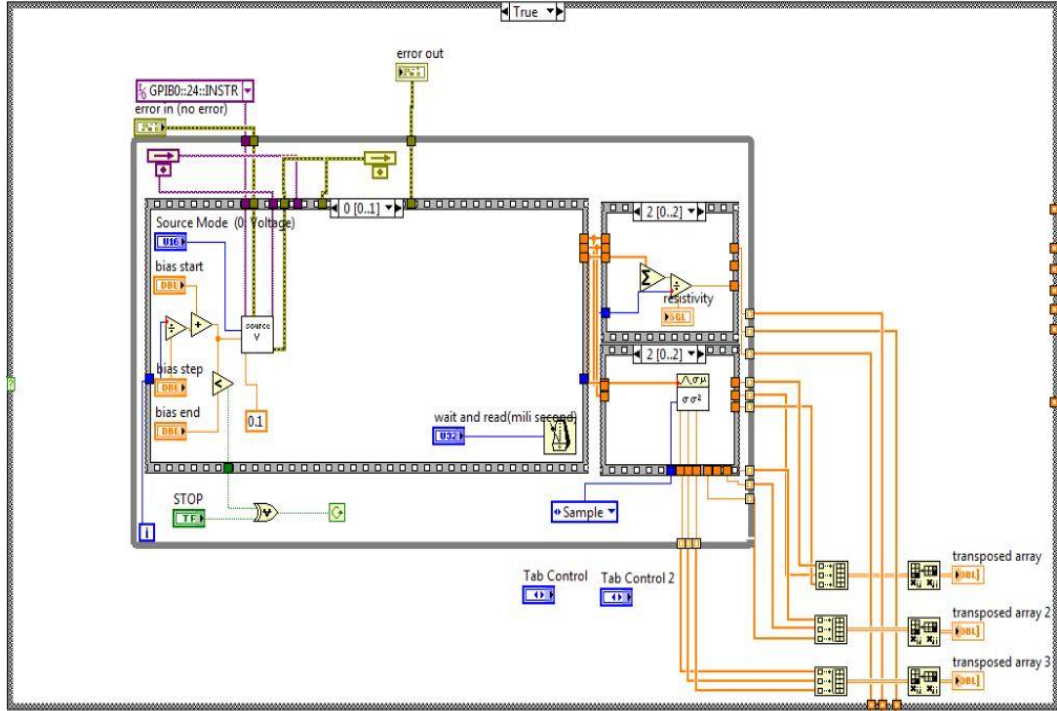
Sekil 3.3 Sıcaklığın kontrol edildiği bölge. Örnekler kurşundan yapılmış bölgenin üzerinde ölçülmektedir. Sıcaklık sensörü bu bölgenin hemen üzerinde yer almaktadır. Isıtıcılar ise kurşununun içerisine gömülmüştür. Flanjin hemen üzerinden çıkan bakır borular soğutma haznesine bağlanmaktadır. Bu sayede örneklerin bulunduğu bölgenin sıcaklığı düşürülebilmektedir.



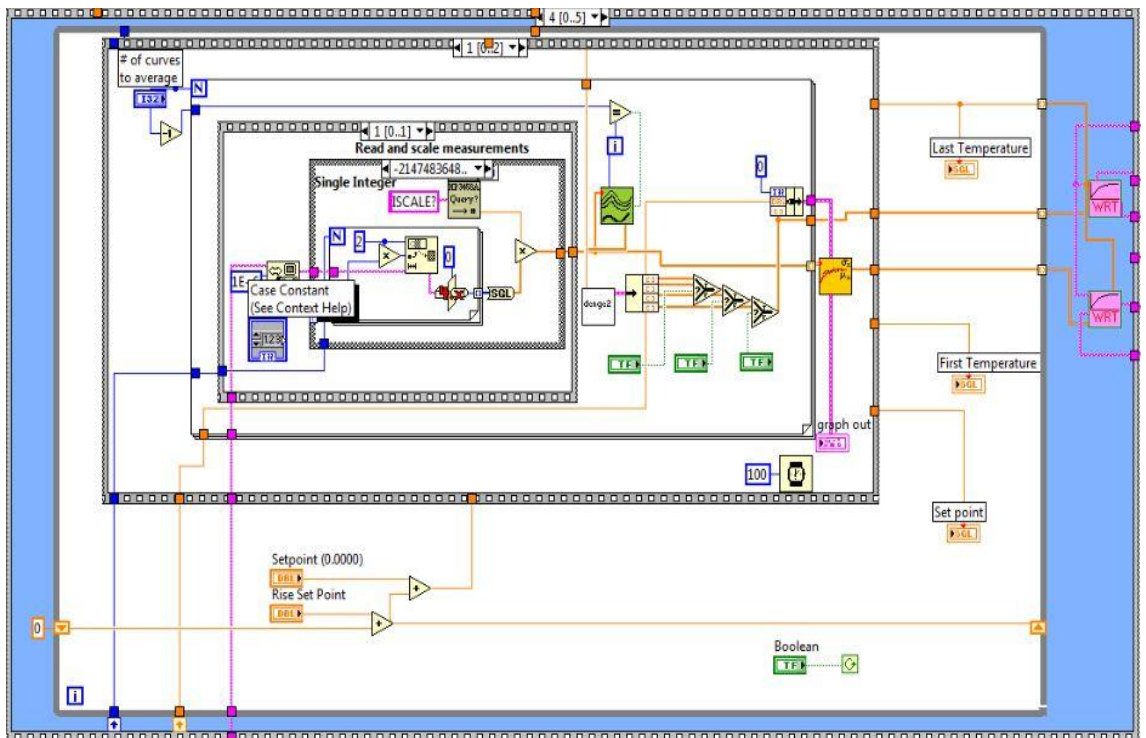
Şeki 3.4 Ölçüm sisteminin tamamı.



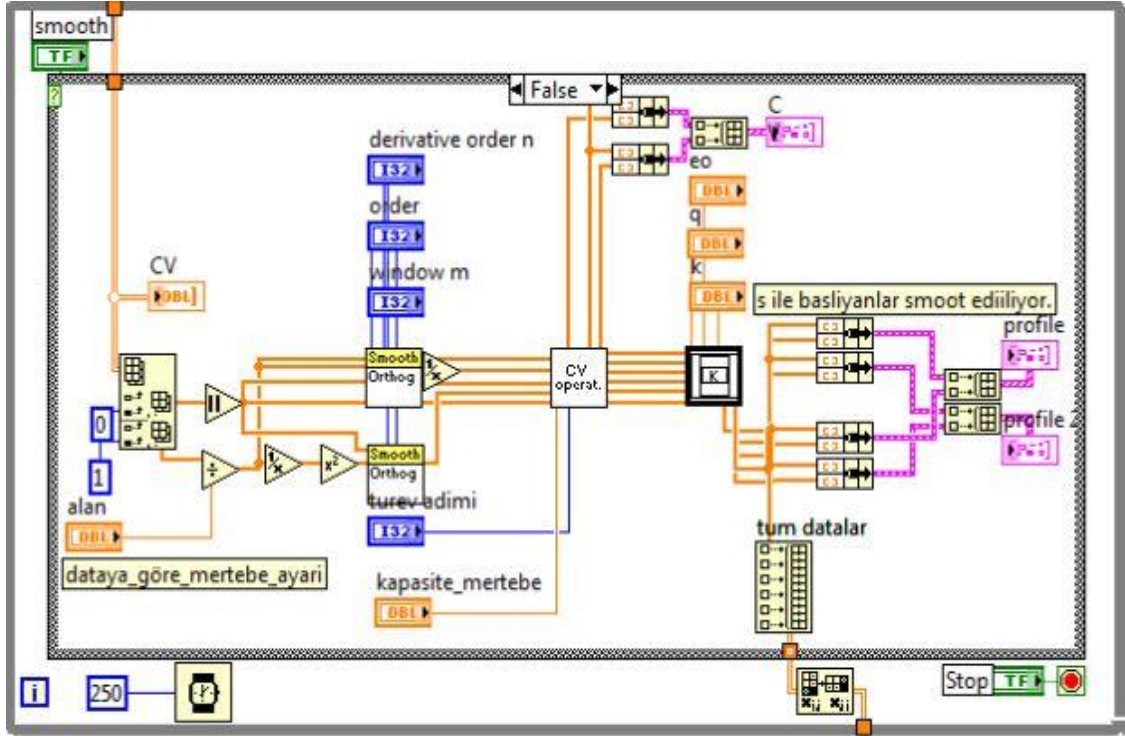
Şekil 3.5 TID deney düzeneği. Boonton 7200, puls jeneratörünün sağladığı, frekansı ve şiddeti ayarlanabilen gerilimleri test terminalleri vasıtasıyla Schottky diyotuna uygular. Örneğin bu biyaslar altında okunan kapasitesi, Boonton'un analog çıkış terminalinden HP3458A cihazı ile dijite edilerek GPIB yolu ile bilgisayara gönderilir. Bu kapasite geçişlerinin okunduğu andaki sıcaklık değerleri de sıcaklık kontrol ünitesi tarafından okunup aynı yolla bilgisayara aktarılır.



Şekil 3.7 IV programı. IV ölçümleri için Kiethley 2400 kullanılmıştır. Örnekler üzerine Kiethley 2400 belirlenen aralıkta gerilimler uygulamaktadır ve bu gerilimlere karşılık gelen akım değerlerini okumaktadır.



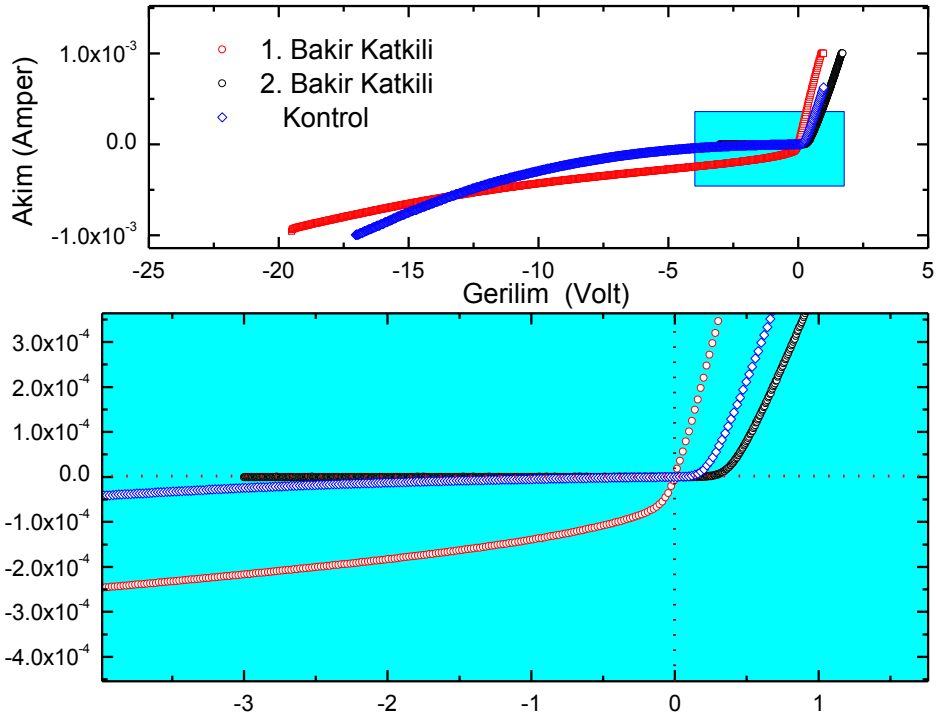
Şekil 3.8 TID programı. Bu program Şekil (3.7)'de tasvir edilen deney düzeneğini kontrol etmektedir.



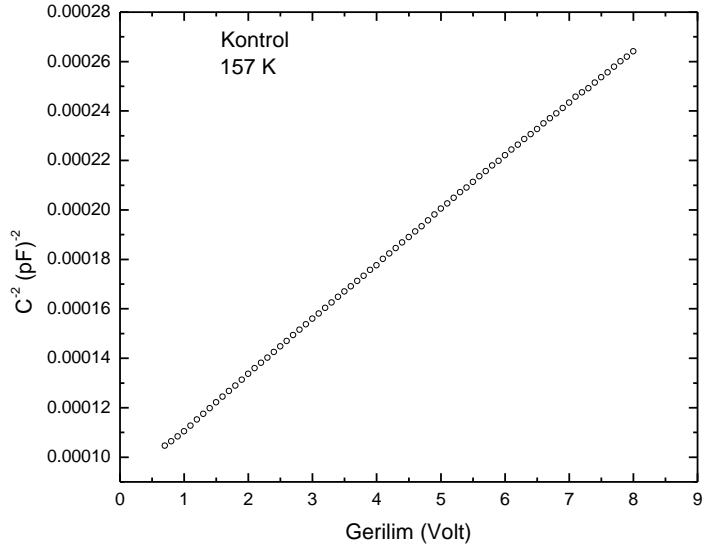
Şekil 3.9 CV analiz programı. CV verilerinin analizini gerçekleştirmektedir. CV değerlerinden serbest taşıyıcı konsantrasyonlarını hesaplar.

5. BULGULAR

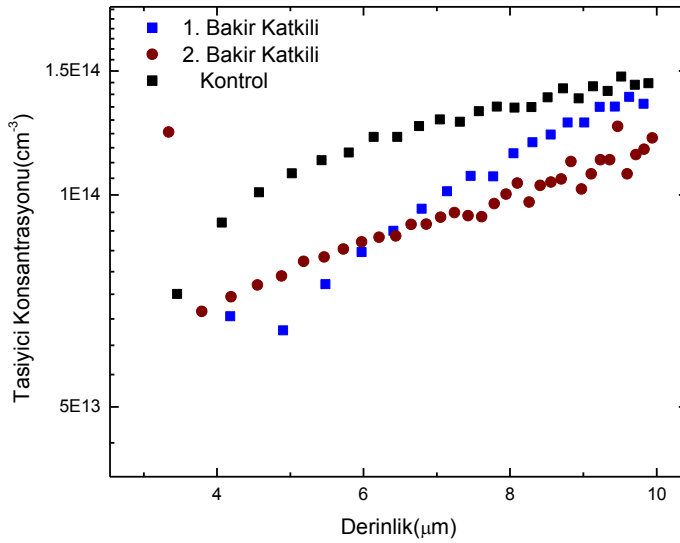
Bu bölümde deney ve analizlerinin toplu sonuçları sunulmuştur. Her grafiğin detaylı bir açıklaması ile birlikte bu grafiklerle ilgili ve gerekli yorumlar ilgili bölümlerde de verilmiştir.



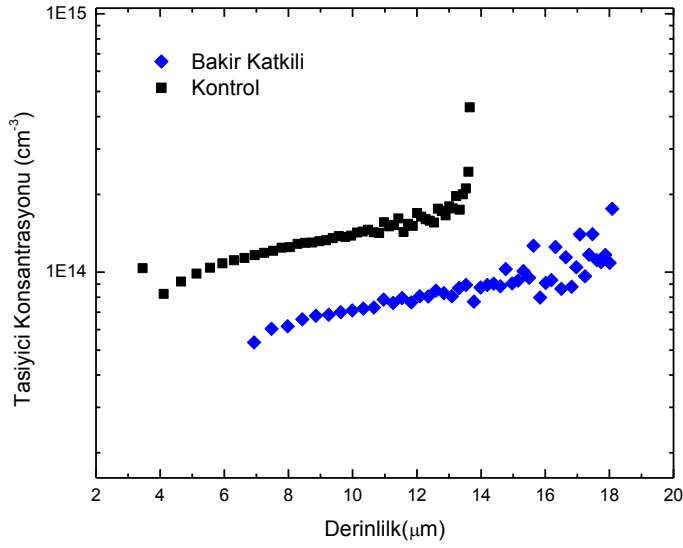
Şekil 4.1 Bakır katkılı ve katkısız diyotların IV verileri. IV ölçümleri ile örneklerin diyot karakteristik eğrileri elde edilmiş ve diyot davranışında buldukları bölgeler gösterilmiştir. Bu gözlemler sonucu diyotların kaliteleri ve TID ölçümleri için gerekli olan, çalıştıkları bölgeler tespit edilmiştir. Uygulanan gerilimlere karşılık diyotların üzerinden geçen akımlar karşılaştırıldığında 2. Bakır katkılı diyotun kontrol örneğine daha yakın davranışlar sergilediği gözükmektedir.



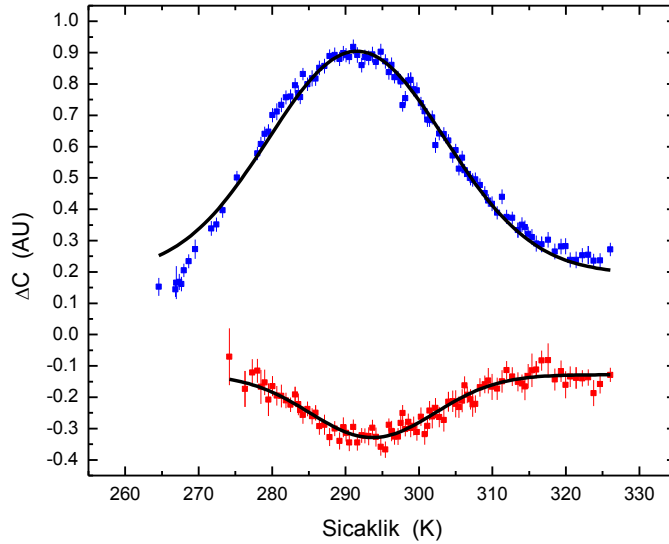
Şekil 4.2 Kontrol örneklerinden tipik bir CV grafiği. $(1/C)^2 - V$ eğrisinin çizgisel olması, serbest taşıyıcı konsantrasyonunun homojen dağılımına sahip olduğunu gösterir.



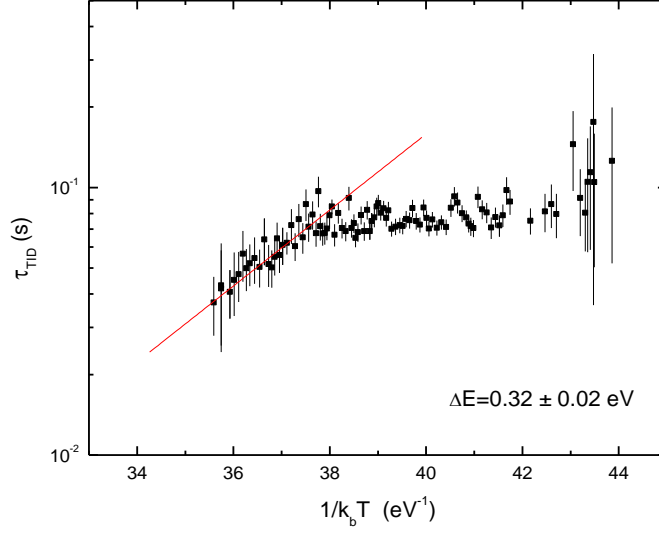
Şekil 4.3 Bakır katkılı ve katkısız kontrol örneklerinin serbest taşıyıcı profilleri. Bu grafik IV yöntemi ile elde ettiğimiz akım gerilim değerleriyle tutarlılık göstermektedir. Kırmızı noktalarla temsil edilen diyotun yüzey problemlerine sahip olduğu ve taşıyıcı konsantrasyonunun yüzeyde büyük bir artış gösterdiği gözlenmektedir. Bu durum taşıyıcı konsantrasyonunun homojen dağılması varsayımına aykırıdır.



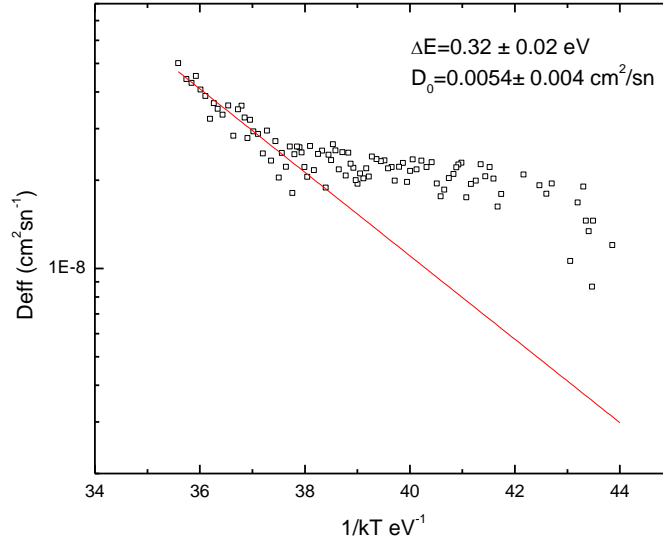
Şekil 4.4 Başka bir örnek için serbest taşıyıcı profilleri. Bakırın dâhil olduğu diyotlarda serbest taşıyıcı konsantrasyonları kontrol örneklerine nazaran daha azdır. Bu durum bakırın dâhil olduğu durumlarda, borondan kaynaklanan boşluklarla bakırdan kaynaklanan elektronların birbirlerini yok etmeleriyle açıklanabilir.



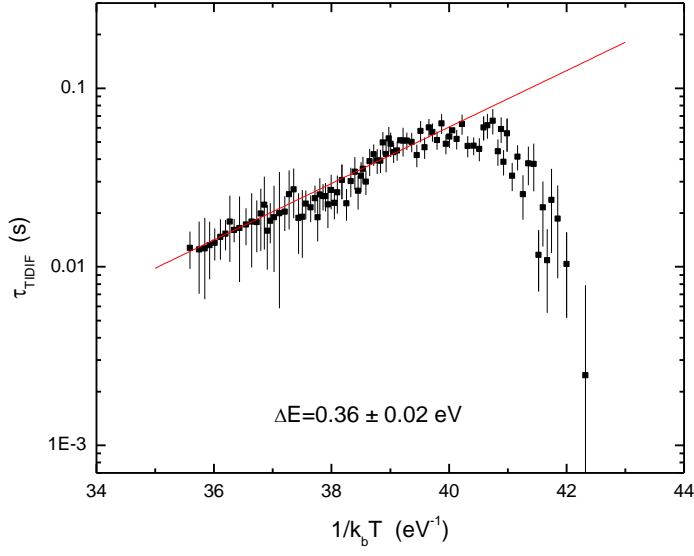
Şekil 4.5 TID ve TIDIF pikleri. Mavi noktalarla gösterilen birinci pik TID, kırmızı noktalarla gösterilen TIDIF pikidir. Piklerin elde edilmesini kısaca anlatalım. Zamana bağlı kapasite ölçümlerinden yararlanarak $C(t_1)$ ve $C(t_2)$ gibi iki farklı zamana karşılık gelen kapasite değerlerinin farklarının ΔC 'ler olduğunu düşünelim. TID ve TIDIF pikleri ΔC değerlerinin sıcaklığa göre çizdirilmesi ile elde edilir. İyonların hareketlerinden kaynaklanan kapasite geçişleri ve iki farklı zamanda elde edilen ΔC değerleri, iyonların deplasyon bölgesinin sınırlarına doğru sürüklenme süreleri ile doğrudan ilgilidir.



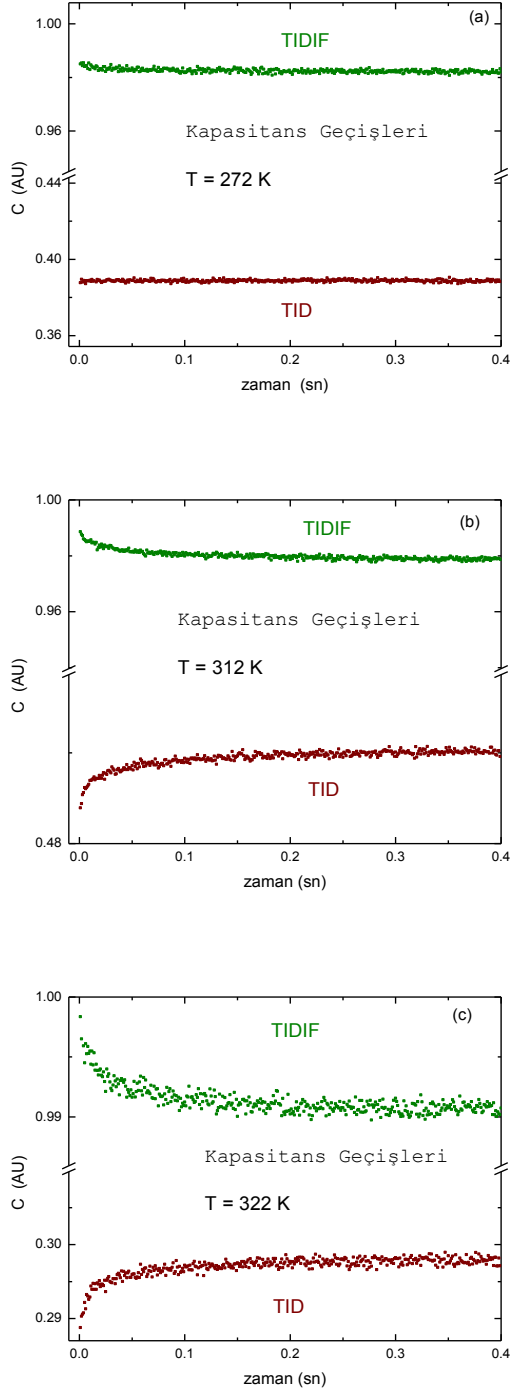
Şekil 4.6 Bakır katkılı bir örneğin TID zaman sabiti. İyonların, deplasyon bölgesinin sınırlarına doğru göçleri esnasında oluşturdukları yük dağılımlarına karşılık gelen kapasitif sinyallerin ekponansiyel bir fonksiyona fit edilmesiyle elde edilirler. TID zaman sabiti kapasite değişiminin ortalama zamanı olarak düşünülebilir ve iyonların yayılma yeteneklerine doğrudan bağlıdır. Yukarıdaki grafikte 305 K ile 325 K aralığında zaman sabitlerinin dağılımından elde edilen data noktalarının eğimi bakırın sürüklenmesi için gerekli aktivasyon enerjisine eşittir.



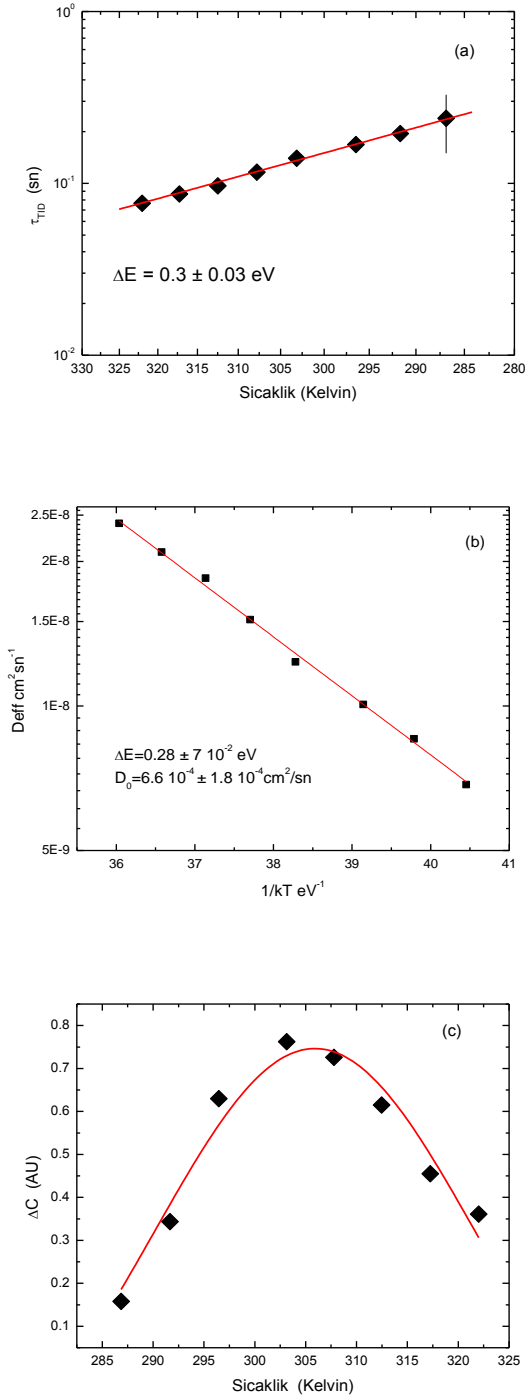
Şekil 4.7 Efektif difüzyon katsayısı. $D_{ef} = \frac{kT\epsilon\epsilon_0}{q^2 N_A \tau_a}$ olduğu düşünülürse, zaman sabitinin elde edilmesiyle efektif difüzyon katsayısı elde edilebilir. 305 K ile 325 K aralığında zaman sabitlerinin dağılımından elde edilen data noktalarının eğimi bakırın sürüklenmesi için gerekli aktivasyon enerjisine eşittir ve grafiğin y eksenini kestiği değer difüzyon katsayısının ön-ekponansiyel değerini vermektedir.



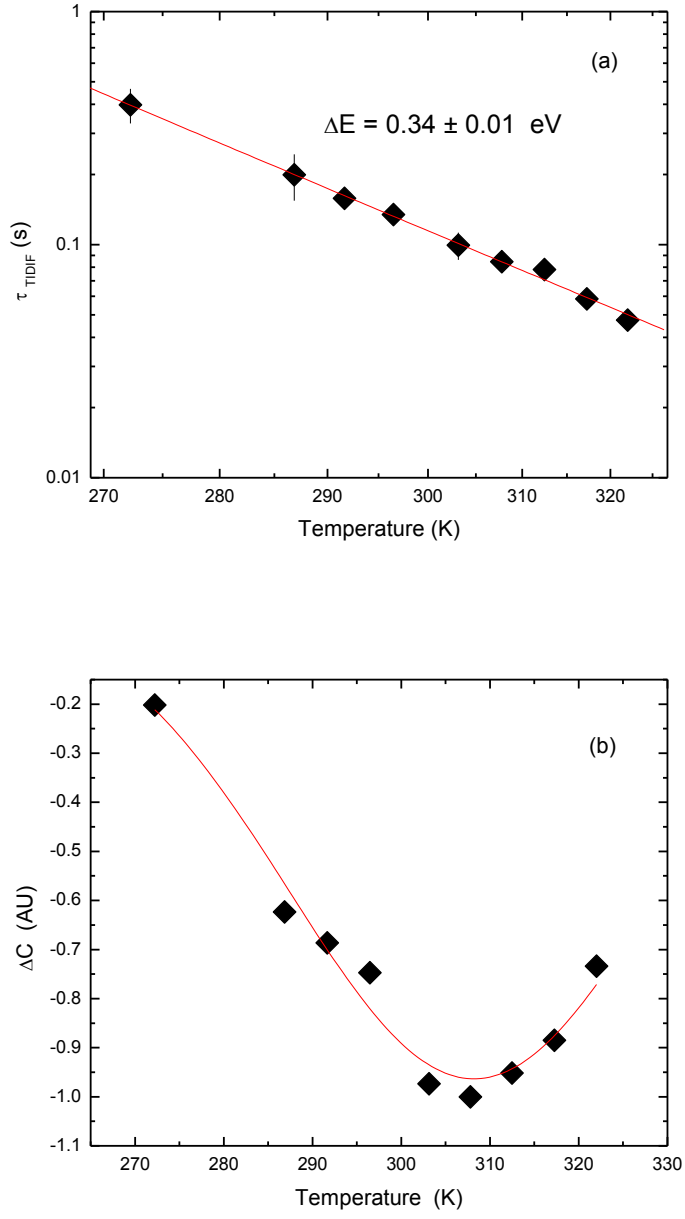
Şekil 4.8 TIDIF zaman sabiti. İyonlar, üzerlerinde uygulanan elektrik alanın kaldırılması ile başlangıçtaki homojen durumlarına dönmeye çalışırlar. İyonların geri difüzyonundan kaynaklanan kapasitif sinyallerin analizi doğrultusunda TIDIF zaman sabitleri elde edilir. Zaman sabitinin sıcaklığa göre çizdirilmesi ile aktivasyon enerjileri hesap edilebilir. 290 K ile 325 K arasında yapılan analiz sonucu bakırın aktivasyon enerjisi hesaplanmıştır.



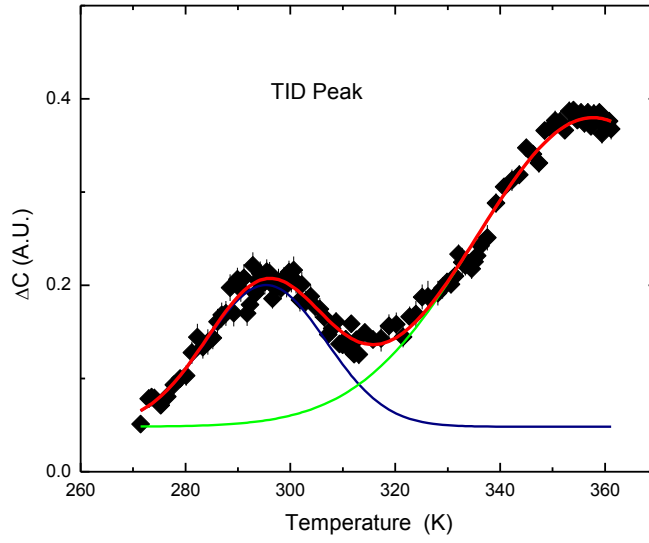
şekil 4.9 Normalize kapasite geçişleri. Bu sinyallerin analizi ile TID ve TIDIF zaman sabitleri ve ΔC değeri hesaplanabilir. Üç farklı sıcaklık noktasında sinyallerin değişimi gösterilmiştir. Kapasite geçişlerinin değişimi bakırın deplasyon bölgesi boyunca sürüklenme ve difüzyon süreleriyle doğrudan ilgilidir. Bu geçişlerin analizi doğrultusunda bakırın sürüklenme ve geri difüzyonu durumlarında sahip olduğu zaman sabiti değeri elde edilebilir.



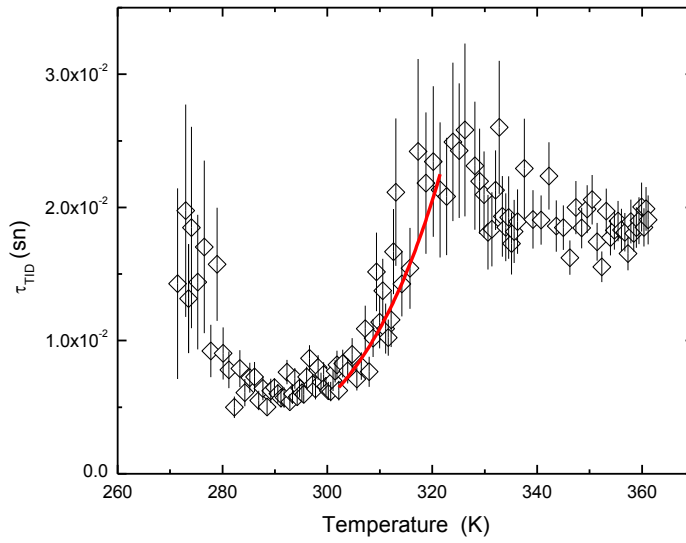
Şekil 4.10 TID parametreleri. Şekik 4.9'daki kapasite geçişlerinin analizi sonucu TID zaman sabiti ve D_{ef} değerleri hesaplanmıştır. Bu değerler ölçümlerin daha hassas hale getirilmesi ile elde edilmiştir. Ölçümlerin daha hassas hale getirilmesi ile TID metodunun çalıştığı sıcaklık bölgesinin genişlediği gözükmetedir.



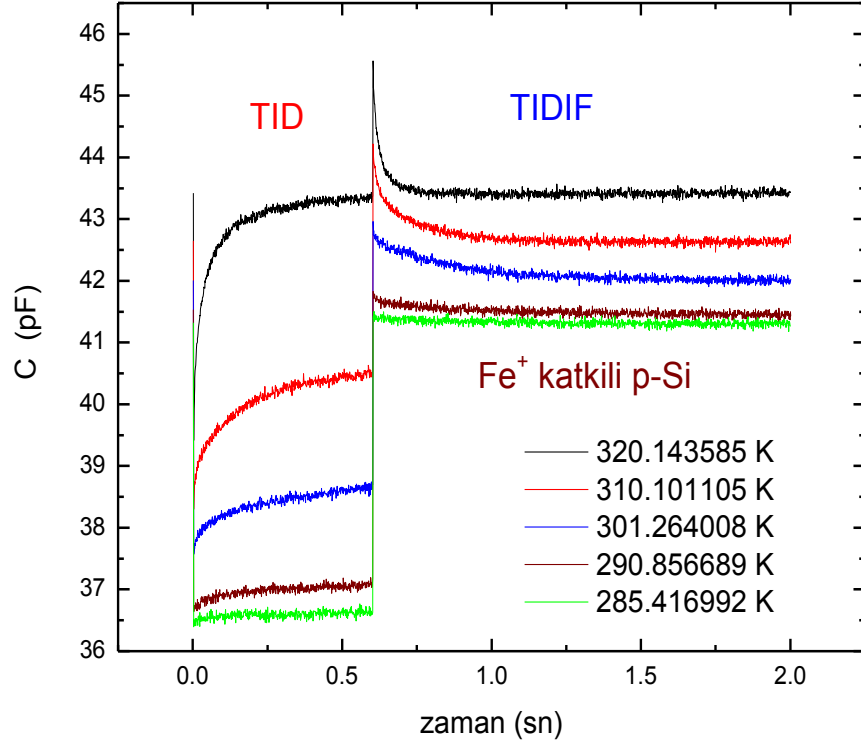
Şekil 4.11 TIDIF parametreleri. Bu değerler TID ile elde edilen değerlere karşılık gelmektedir. Ölçümlerin hassaslaştırılması TIDIF parametrelerinin de yansımasıdır.



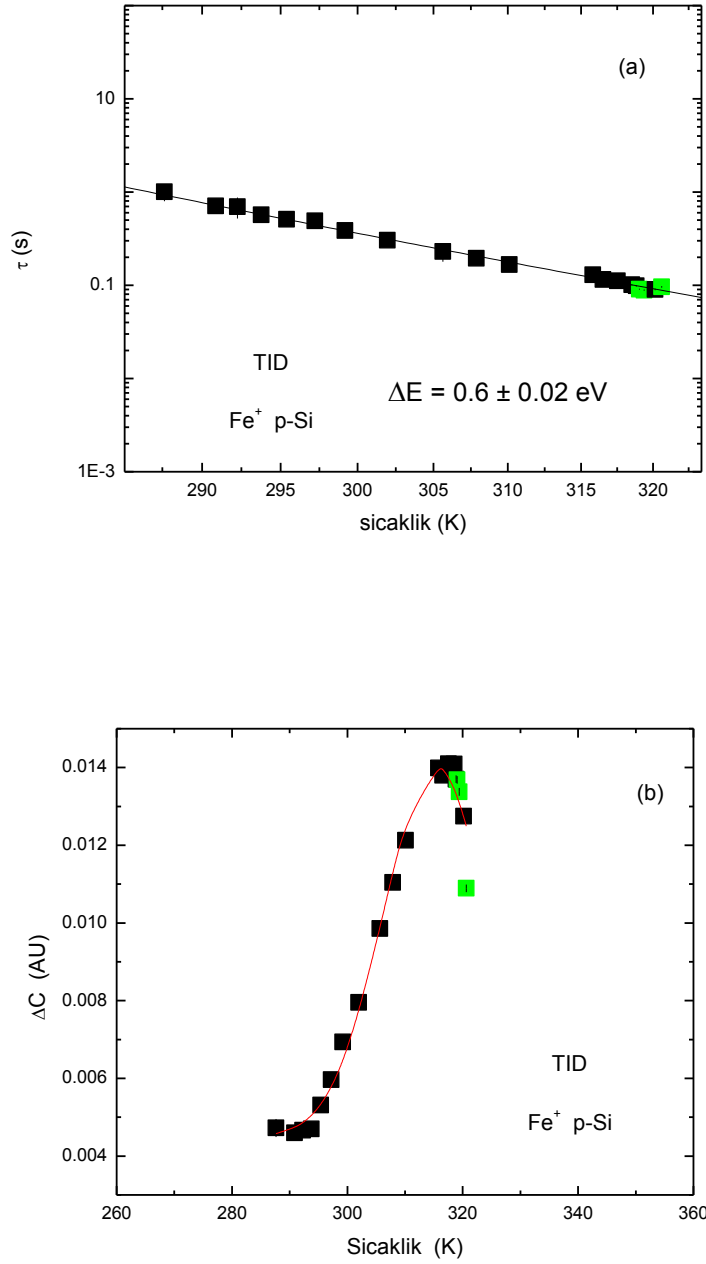
Şekil 4.12 TID pikleri. Bu pikler teoriden sapmayı göstermektedir. Bu durum, bakırın deplasyon bölgesinin sınırlarına doğru yaptığı göç esnasında, yüksek sıcaklıklarda başka bir takım etkileşimlere maruz kaldığını göstermektedir.



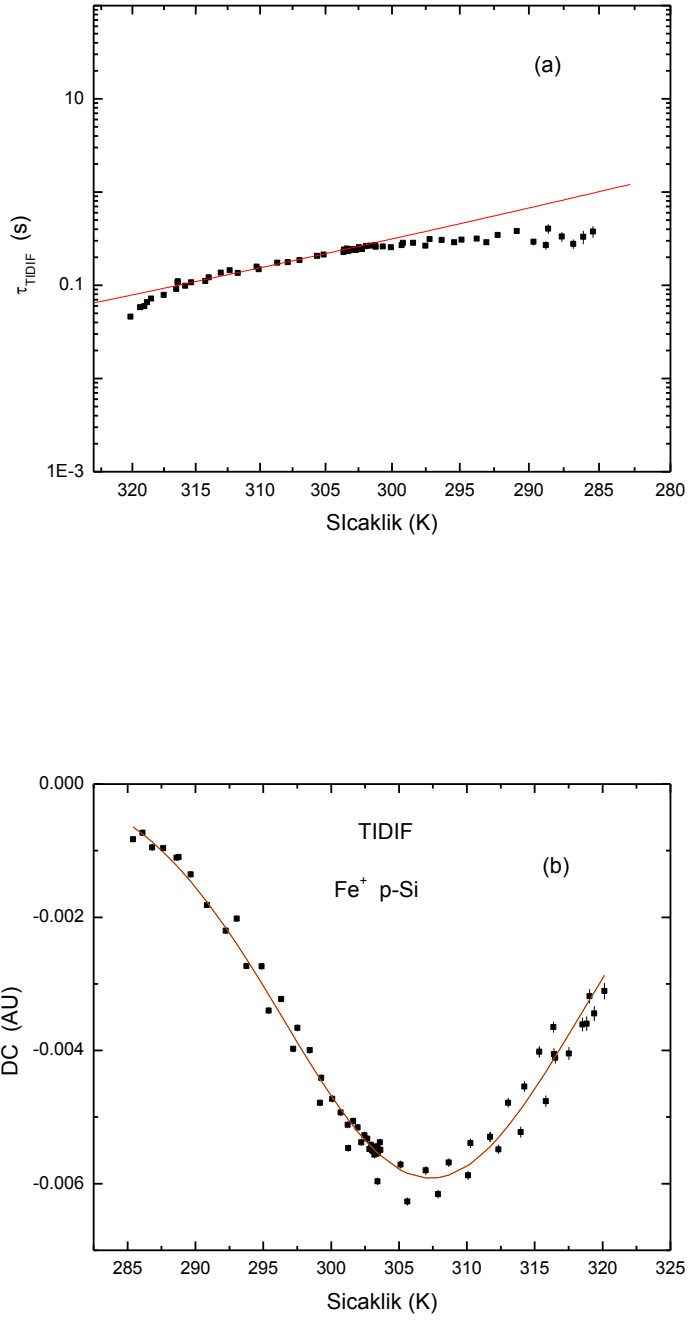
Şekil 4.13 TID zaman sabitindeki sapma. Yukarıdaki TID pikine karşılık gelen TID zaman sabiti değerleri bakırın deplasyon bölgesinin sınırlarına doğru yaptığı göçte, daha hızlı olması gereken sıcaklık değerlerinde, aksine daha yavaş hareket ettiğini göstermektedir. Bakırın yüksek sıcaklıklarda yavaşlaması TID metodunun varsayımlarıyla açıklanamamaktadır.



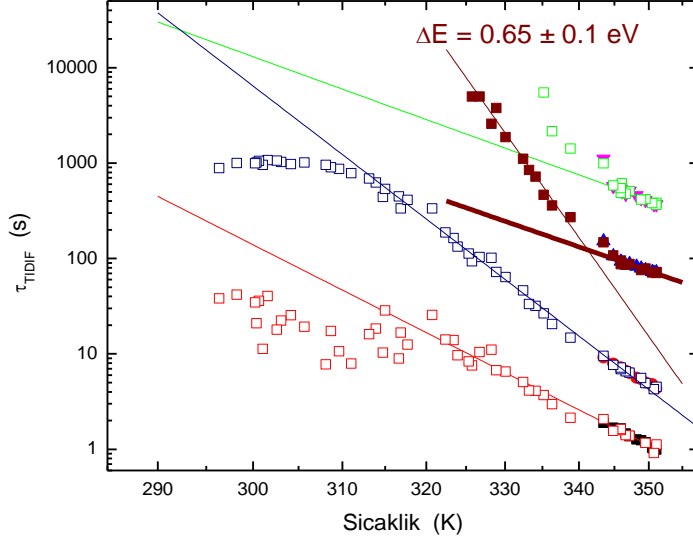
Şekil 4.14 Demir katkılı p-tipi silikonda kapasite geçişleri. Pozitif iyonların difüzyon mekanizmasını anlamak için geliştirilen TID ve TIDIF metotları bakıra uygulandığı gibi başka bir takım iyonların difüzyon mekanizmalarını açıklamak için genelleştirilebilir. Bu doğrultuda demir için yapılan ölçümlerde elde edilen kapasite geçişleri yukarıdaki gibidir. Kapasite geçişlerinin evrimi bakır için elde ettiğimiz değerlerle orantılıdır. Fakat sinyaller 2'den fazla ekponansiyel fonksiyonla fit edilebilmektedir. Kapasite geçişlerinin analizi doğrultusunda demirin TID ve TIDIF zaman sabitleri ve demirin boron katkılı silikon içerisindeki aktivasyon enerjileri elde edilebilir.



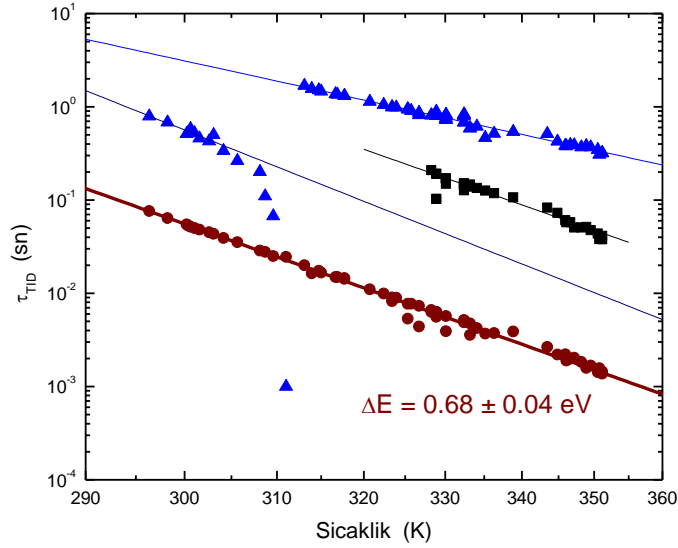
Şekil 4.15 Demir katkılı Si için TID parametreleri. Tek bir etkileşme terimi varlığında elde edilen TID pikini ve TID zaman sabitini göstermektedir. Kapasite geçişlerinin tek eksponansiyel sinyale fit edilmesinden elde edilen TID zaman sabitleri ve ΔC değerleri yukarıdaki gibidir. Demirin sürüklenmesi ile elde edilen TID zaman sabiti değerleri 290 Kelvin ile 320 Kelvin arasında hesaplanmıştır. TID zaman sabitinden elde edilen değerlerinin sıcaklığa göre çizdirilmesi ile oluşan grafiğin eğimi demirin aktivasyon enerjisini vermektedir.



Şekil 4.16 Demir katkılı Si için TIDIF parametreleri. Tek bir etkileşme terimi varlığında elde edilen TIDIF pikini ve zaman sabitini göstermektedir. Aynı yorum çerçevesinde elde edilen TIDIF zaman sabitleri ve ΔC değerleri yukarıdaki gibidir.



Şekil 4.17 Başka bir demir katkılı diyotta TIDIF zaman sabitleri. Bu durum TID varsayımlarıyla çelişmektedir ve metotla açıklanamamaktadır. Kapasite geçişlerinin analizi doğrultusunda dört farklı TIDIF zaman sabiti elde edilmektedir. Bu durumda her zaman sabiti en az bir etkileşmeyi temsil etmektedir. Bunlardan sadece bir tanesi demirin boron ile yaptığı etkileşimlerle ilgilidir.



Şekil 4.16 Şekil (4.17)'ye tekabül eden TID zaman sabitleri. Yukarıdaki durumla tutarlılık göstermektedir. Dört farklı TID zamanı mevcuttur ve bunlardan sadece bir tanesi demirin boronla yaptığı etkileşimlerle ilgilidir.

6. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu bölümde elimizdeki bulgular ile başlangıçtaki varsayımlarımız karşılaştırılacak ve tezimiz sonuçlandırılacaktır. Öncelikle, elimizde tezimizi sınırlı bir aralıkta destekleyen ve bulgularımıza doğru yorumlar getiren bir model olduğunu söyleyebiliriz, fakat bu modeli oluşturan varsayımlar, açıklanması muhtemel birçok durumun göz ardı edilmesi ile gerçekleştirilmiştir. Demir ile yapılan çalışmalarda, demirden kaynaklı kapasite geçişleri en az dört etkileşme terimi gerektirmiştir. Dolayısıyla modelin sınırlı bir aralıkta çalıştığını söyleyebiliriz. Difüze olan pozitif iyonların sadece boronlarla yaptığı iyonik etkileşimlerinin göz önüne alınması, diğer etkileşimlerin ihmali, TID ve TIDIF zaman sabitlerinin sıcaklığa bağlı davranışını açıklamaya yetmez.

Bulgularımızdan ilki, TID modelinin pozitif iyon olan bakırın, p-tipi yarı-iletkenlerin katkı maddesi boronla yaptığı etkileşmeyi açıklamayı esas almıştır ve bu doğrultuda bakırın ortamda yayılmasını belli bir sıcaklık bölgesinde belirlemiştir. Hesaplanan bariyer enerjisi, daha önce yapılan çalışmalar ile karşılaştırılmış ve sonuçların diğer çalışmalar ile uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. Buna göre zamana bağlı kapasite ölçümlerinin analizi doğrultusunda bakırın difüzyon katsayısı hesaplanabilmiştir[1].

Bu durum tezin güçlendiği yegâne durumdur ve artık modelin çalıştığına kuşku kalmamıştır. Yukarıda da belirttiğimiz gibi, bakır üzerine yapılan ölçümlerin, TID metodunu desteklemediği bulgularımız da mevcuttur. Bakırın sıcaklıkla uyarılması ile bir dizi farklı etkileşmenin de olabileceği ve bu etkileşmelerin de kapasitif sinyallere yol açabileceği gözlemlenmiştir. Bu gözlem bakırın yarı-iletken içerisinde neden olduğu yeni yük dağılımlarının oluşma hızının yegâne nedenin boronla yaptığı etkileşme olmadığı da söylenebilir. Bu durumda modelin iddia ettiği gibi bakırın yayılma yeteneğinin sadece boronla yaptığı etkileşme terimini göz önüne alarak açıklanıp açıklanamayacağı tartışılmalıdır. Özellikle demir üzerine yapılan ölçümler bu durumu çok daha net göstermektedir. Bu çalışma, bakır davranışının soyutlanmasına ve başka pozitif iyonların yarı-iletkenler içerisinde difüzyon katsayılarının belirlenmesine odaklanılmıştır. Buna göre herhangi başka bir pozitif iyonun yarı-iletkenler içerisindeki yayılma yetenekleriyle ilgilenmiştir ve örneklemek için de demir seçilmiştir.

Örneklerimizin incelenmesine IV ve CV metotları çerçevesinde elde edilen dataların analizi ile başlayabiliriz.

5.1 CV VE IV DAVRANIŞLARI

Öncelikle söylemeliyiz ki CV ve IV davranışlarının analizi, tezimizin esas odaklandığı davranışları açıklamaktan öte baz olarak aldığımız Schottky diyotlarının çalışma prensiplerini belirlemektedir. Bu metotlar ile örneklerin diyot davranışı sergileyip sergilemedikleri ve hangi gerilim aralığında çalıştıkları belirlenmiştir. Örneğin, pozitif kirliliklere sahip olan diyotların en büyük handikapları, çalışma prensiplerinde, iyonlardan kaynaklanan değişikliklere maruz kalmasıdır. Deneyler esnasında bakır ilave edilmiş diyotların davranışının önemli ölçüde değiştiği ve hatta diyotların bozulmalarına neden olduğu gözlemlenmiştir. Diyot davranışının bilinmemesi durumunda yapılan zamana bağlı kapasite ölçülerinin bir anlam ifade etmesi güçtür. TID metodu Schottky diyotlarının bariyer bölgesinde ters besleme ile yapılan ölçümlere dayanmaktadır. Dolayısıyla örneklerin öncelikle doğru diyot davranışları sergilediğine karar vermemiz gerekmektedir. Ardından da diyot davranışı gösteren örneklerin çalışma aralıkları belirlenmelidir. Şekil (4.2) diyotların $(1/C)^2 - V$ eğrisini göstermektedir. Bu eğri sayesinde diyotlarımızın Schottky diyotu davranışında olduğunu iddia edebiliriz.

Şekil (4.1) aynı koşullarda üretilmiş üç farklı diyotun akım-gerilim davranışı göstermektedir. Siyah noktalarla gösterilen diyot kontrol diyotudur ve içerisine bakırın karışmadığı varsayılır. Mavi ve kırmızı noktalarla temsil edilen diyotlar ise içlerinde bakır barındırmaktadır.

IV davranışları, mavi noktalarla temsil edilen diyotun davranışları, kontrol örneğiyle daha çok benzerlik göstermektedir. Bunun yanında kırmızı noktalarla temsil edilen diyotun ters besleme esnasında diğerlerine nazaran daha çok akım geçmesine izin verdiği gözlenmektedir. Diyotun akım kaçırdığı ve bu davranışın normal bir diyot davranışından oldukça farklı olduğu söylenebilir.

Ayrıca, kırmızı noktaları temsil eden diyotun akım eğrisi incelendiğinde, diyotun 0.2 V ters beslemeden sonra üzerinden geçen akımın karakterinin değiştiği gözlenmektedir.

Halbuki kontrol örneği 0.3 V doğru beslemede karakter değiştirmektedir. Ayrıca mavi çizgilerin temsil ettiği bakırlı diyot için bu değer 0.2 V doğru beslemede gerçekleşmektedir.

Kırmızı noktalarla temsil edilen diyotun akım-voltaj karakteristik eğrisinin incelenmesi sonucu diyotta yüzey kirliliklerinin var olduğu düşünülmektedir. Ayrıca, CV eğrisinde 0.2 V ters beslemede kapasite maksimum değeri almaktadır. Bu değerde 0 V'ta kadar uygulanan gerilim değerleri için kapasitede son derece hızlı bir düşüş gözlenmektedir. Bu durumun sonucunda 0 V civarında taşıyıcı konsantrasyonunda ani bir artışa yol açar. Bu durum şekil (4.3) açıkça gözükmemektedir. Gerilim değerinin sıfır olduğu anda kırmızı noktaların temsil ettiği diyotun taşıyıcı konsantrasyonu $1.2 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ değerini alırken, diğer iki diyot için bu değer yaklaşık olarak $7.0 \times 10^{13} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ değerini almaktadır.

Dolayısıyla kırmızı noktaların temsil ettiği diyotun davranışı, kontrol diyotunun davranışından farklıdır. Bunun yanında kontrol örneğinin davranışı mavi noktaların temsil ettiği diyotun davranışlarına daha yakındır. Dolayısıyla ölçümler, üzerinde ölçüm yapılacak diyotun mavi noktalarla temsil edilen diyot olması gerektiğine işaret etmektedir.

Mavi noktalarla temsil edilen diyotun kontrol diyotundan son derece önemli bir farkı vardır. Bu fark IV ve CV eğrilerinde gözükmemektedir. Bu fark profil eğrisinde ise önemli bir noktaya işaret etmektedir. Bakırın yarı-iletken içerisindeki varlığı yarı-iletkenin taşıyıcı konsantrasyonu değiştirmektedir. Şekil (5.3) bu varsayımımızı desteklemektedir. Buna göre bakırın dahil olduğu diyotun taşıyıcı konsantrasyonunda net bir azalma söz konusudur. Bu davranışın IV ve CV eğrilerine yansımaları ise kaçınılmaz bir sonuçtur. Dolayısıyla mavi noktaların temsil ettiği bakırlı diyotun ters besleme esnasında taşıyıcı dağılımlarını değiştirdiği gözlenmektedir.

Tüm bu sonuçlardan yolla çıkarak hangi diyotun hangi aralıklarda çalışması gerektiği açık olarak ortaya çıkmaktadır. Son olarak profil eğrisinde bakırın homojen dağıldığı bölge tespit edilebilir. Buna göre mavi ve siyah noktalarla temsil edilen diyotların deplasyon bölgesinin 10 mikron olduğu bölgede benzer davranışlar gösterdiği

gözükmektedir. Bu durumda mavi noktalarla temsil edilen diyotun 14 V ters beslemede olduğu anlaşılmaktadır. Dolayısıyla diyotun çalışma aralığının 0 V ile 14 V arasında olduğu tespit edilmiştir.

Bu davranışların analizi doğrultusunda diğer örneğimizin IV ve CV davranışları açıklanabilir. Bu doğrultuda Şekil (4.4) ikinci bir kontrol ve bakır katkılı diyot üzerinde yapılan ölçümleri göstermektedir. Buna göre siyah noktalar kontrol örneğini mavi noktalar bakır katkılı diyotu temsil etmektedir. Bu grafiklerden yola çıkarak bakırın dâhil olduğu diyot içerisinde diğerlerine göre daha homojen yayıldığı gözlenmektedir.

Ayrıca TID açısından örneklerin hangi aralıkta çalıştıkları kadar taşıyıcı konsantrasyonlarının ne olduğu da önemlidir. Efektif difüzyon katsayısı konsantrasyona bağlıdır ve CV eğrilerinden elde edilen konsantrasyon değerleri efektif difüzyon katsayısının hesaplanmasında kullanılmıştır.

Tezimizin erken dönemlerinde örnekler üzerinde CV ve IV ölçümleri yapılamamıştır. Demir üzerinde yapılan ölçümlerde CV eğrisinin olmaması önemli bir soruna yol açmaktadır. Bu doğrultuda diyotun TID analizi bu durum göz ardı edilerek gerçekleştirilmiştir. Taşıyıcı konsantrasyonu ise yarı-iletkenlerin dirençlerinin bilinmesi ile ortalama bir hata payının varlığında elde edilmiştir.

5.2 BİRİNCİ ÖRNEĞİN TID SONUÇLARI

Bu örneğin analizi ile bakırın TID yöntemi kullanılarak efektif difüzyon katsayısını hesaplanması gerçekleştirilmiştir. Buna göre 285 ile 325 Kelvin aralığında elde edilen zamana bağlı kapasitans sinyaline yapılan eksponansiyel fit sayesinde kapasite değişiminin sıcaklığa bağlı zaman sabitleri elde edilmiştir. Bu zaman sabitlerinin yardımıyla yapılan hesaplamalara göre aktivasyon enerjisi $0.28 \pm 7 \times 10^{-3}$ eV olarak ve ön-ekponansiyel faktörün $6.610^{-4} \pm 1.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{sn}$ olduğu hesaplanmıştır. Ayrıca TIDIF zaman sabitlerinin analizlerinde de aktivasyon enerjisi TID yönteminden elde edilen sonuca uygun olarak 0.34 ± 0.01 eV olarak bulunmuştur.

Bakırın davranışını belirlemeye çalıştığımız diyotların erken dönem ölçümlerinde datanın oldukça gürültülü olduğunu söylemeliyiz. Erken dönem çalışmalarında toplanan kapasite sinyalleri oldukça gürültüldür. Şekil (4.5), (4.6), (4.7) ve (4.8) bu dönem çalışmalarının, bakır için TID ve TIDIF modeli çerçevesinde elde ettiğimiz TID ve TIDIF parametrelerini göstermektedir. İyon hareketleri: Düşük sıcaklıklarda, iyonların deplasyon bölgesinin sınırlarına doğru sürüklenmeleri uzun sürelerde gerçekleşmektedir, Dolayısıyla iyonların hareketleri, uygulanan elektrik alan süresince devam ettiği söylenebilir. Sıcaklığın daha yüksek olduğu değerlerde, iyonlar, hareketlerini daha kısa sürelerde tamamlamaktadırlar. Sıcaklığın yükselmesiyle bu sürelerin kısılacığı aşikârdır ve kapasite geçişleri daha kısa sürelerde gerçekleşmektedir. Zamana bağlı kapasite ölçümlerinden yararlanarak $C(t_1)$ ve $C(t_2)$ gibi iki farklı zamana karşılık gelen kapasite değer farklarının ΔC 'ler olduğunu düşünelim. TID ve TIDIF pikleri ΔC değerlerinin sıcaklığa göre çizdirilmesi ile elde edilir. İyon hareketlerinden kaynaklanan kapasite geçişleri ve iki farklı zamanda elde edilen ΔC değerleri, iyonların deplasyon bölgesinin sınırlarına doğru sürüklenme süreleri ile doğrudan ilgidir.

TID zaman sabitleri kapasitif sinyallerin ekponansiyel bir fonksiyona fit edilmesiyle elde edilirler. Şekil (4.6) 305 K ile 322 K aralığında zaman sabitlerinin dağılımından elde edilen aktivasyon enerjisini göstermektedir. Bakırın yayılabilmesi için bu potansiyel bariyerini aşması gerekmektedir. Aynı zamanda TID zaman sabitlerinin elde edilmesi ile bakırın difüzyon katsayısı da elde edilebilir. Şekil (4.7) TID zaman sabitlerinden elde edilen efektif difüzyon katsayısı değerlerini göstermektedir. Bu durumda bakır iyonlarının difüzyon katsayısının ön-ekponansiyel faktörü hesaplanabilmiştir.

TID yönteminin eşleniği olan TIDIF yöntemi ile bakırın geri-difüzyonu esnasında kapasitif sinyallerin analizi doğrultusunda TIDIF zaman sabitleri hesaplanmıştır. Bu değerlerin sıcaklığa göre çizdirilmesi ile elde edilen grafiğin eğimi bakırın geri-difüzyonunda aşması gereken potansiyel bariyerinin hesabını vermektedir.

TID ve TIDIF sinyalinden elde edilen kapasite zaman sabitlerinin beklediğimiz formda olması ve bunun yanında düşük sıcaklıklarda oldukça fazla gürültüye sahip olması bizi

daha titiz ve çok daha gürültüsüz sinyal toplamaya yönelmiştir. Bu doğrultuda zamana bağlı kapasite ölçümlerini yaparken bir sıcaklık noktasında 50 kez ortalama alarak yaptığımız ölçümleri, 400 ortalama alarak ve hedeflenen sıcaklık noktasından sapmaları önleyerek ölçümlerimiz sonuçlandırılmıştır. Bu deneyler Şekil (4.9), (4.10) ve (4.11) gösterilmektedir. TID datasından elde edilen kapasite zaman sabitlerinin sadece 290 Kelvin ve 310 Kelvin arasında gerçekten ekponansiyel bir fonksiyona özdeş olduğu ve bu datalara yapılan ekponansiyel fit yardımıyla bakırın difüzyon katsayısının hesaplandığını söyleyebiliriz.

Kapasite değişiminin bir pik ile temsil edilmesi esasında zamana bağlı kapasite değerlerinin iki farklı zamanda seçilmesi ve oluşturulan pencere yardımıyla elde edilmesine bağlıdır. Kapasite değişiminin başladığı ve minimum olduğu durumda, yani düşük sıcaklıklarda, kapasite değişiminin zaman sabitinin büyük olduğunu ve kapasitenin uzun bir zaman aralığına yayılarak değiştiğini gözleyebiliriz. Dolayısıyla iyonların deplasyon bölgesinin sınırlarına varması için gerekli sürenin daha uzun olduğunu düşünmeliyiz. Sıcaklığın artmasıyla iyonların ekstra bir kinetik enerji kazanması ve deplasyon bölgesinin sınırlarına daha kısa sürede varmaları mümkün olmaktadır. Dolayısıyla kapasite değişiminin zaman sabiti sıcaklıkla ters orantılıdır. Sıcaklığın etkisiyle bu sürenin kısalması ve yük deplasmanının daha kısa sürelerde gerçekleşmesi beklediğimiz bir durumdur. Yük dağılımlarının daha kısa sürede gerçekleşmesi, kapasitenin daha kısa sürelerde değişmesine neden olmaktadır. Sıcaklığın sistemli bir şekilde artırılması sayesinde kapasite zaman sabitinin sistemli bir şekilde azalmasını beklemeliyiz. Bu azalma Şekil (4.10)'da gösterilmiştir. Buna karşılık gelen kapasite geçişleri Şekil (4.9) gösterilmektedir.

Pikin olduğu sıcaklık bölgesi boyunca kapasite değişiminin zaman sabitinin ekponansiyel olarak azaldığı söylenebilir. Bu durum grafik (4.10) ile gösterilmektedir. Kapasite, zamanla değişirken, zaman sabitinin sıcaklığa bağlı olarak ekponansiyel formda olması TID algoritmasının vardığı yegâne sonuçtur. Bundan hareketle, bakırın efektif difüzyon katsayısının hesaplanması tüm bu durumun somutlanmasından başka bir şey değildir.

Artık elimizde sıcaklıkla uyarılan bakır iyonlarının boronlar ile etkileşime girmelerini açıklayan bir model olduğunu söyleyebiliriz. Bu model elde ettiğimiz deneysel sonuçlarla belli sıcaklık bölgelerinde uyumluluk göstermektedir. Yalnız bu modelin biraz dışına çıkarsak ve bakırın farklı merkezlerle etkileşme terimlerini hesaba katarsak sonuçlarımıza yeni açıklamalar getirebiliriz.

Bu bölümden elde ettiğimiz yegâne sonuç bakırın 280 ile 320 Kelvin arasında TID modeline uygun olarak çalıştığını göstermektedir. Deplasyon bölgesinden dışarıya kaçan veya boronla yaptığı bağların kırılmasına neden olan durumların hepsi varsayımlardan dolayı göz ardı edilmiştir.

5.3 İKİNCİ ÖRNEĞİN TID SONUÇLARI

Bu ölçümlerde kapasite değişiminin zaman sabitine odaklanmaktayız. Şekil (4.12) ve (4.13) zamana bağlı kapasite ölçümlerinden elde edilmiş kapasite değişimlerini ve kapasite değişimlerinin zaman sabitlerini göstermektedir. Kapasite değişimlerinin 270 Kelvinde başladığını çok yüksek sıcaklıklara kadar da bu değişimin devam ettiği gözlenmektedir. Bu durum modelimizin beklentilerinin dışında bir takım etkileşmelerin varlığına işaret edebilir. Bir önceki kısımda kapasite değişiminin zaman sabitinin sıcaklıkla azaldığını söylemiştik. Fakat bu örnekte kapasite zaman sabiti değeri 310 Kelvinden sonra tekrar artmaktadır. Bu da iyonların sıcaklıkla hareketliliğinin artması gerekirken azaldığı anlamına gelmektedir. Dolayısıyla kapasite zaman sabitinin 310 Kelvinde sonra tekrardan büyüme eğilimi göstermesi söz konusu olmuştur. Bu durumun gerçekleşmesinde, bakır iyonlarının oda sıcaklığında boronlarla yaptıkları bağlardan kaynaklanan etkileşimlerin neden olduğu düşünülmemelidir. Boronlar, bakırın sürüklenmesi esnasında bakırları tuzaklayabilirler. Fakat bakırın oda sıcaklığında boronlardan kaynaklanan tuzaklarda geçirdiği zaman ve bu tuzaklardan kurtulup sürüklenmelerine devam etmeleri bu durumun açıklanması için makul argümanlar üretmemektedir. Boronun bakır ile yaptığı bağ mekanizması oda sıcaklığından daha düşük sıcaklıklarda baskın durumdadır.

Bu örnekte, bakırın hareketi, oda sıcaklığından daha büyük değerlerinde yavaşlamaya başlamıştır. Bu da silikonun içerisinde başka bir takım merkezlerin varlığına işaret

edebilir. Bu durum sıcaklığın artması ile bakırın bu merkezlerle etkileşme şansını arttırdığı anlamına gelebilir.

Sıcaklığın daha da artması ve kapasite zaman sabitinin bir maksimum değerden sonra tekrar küçülmesi ise bakırın içinde bulunduğu merkezlerin birer tuzak olduğu fikrini desteklemektedir. Bakırın bu merkezlerde harcadığı zaman daha da yüksek sıcaklıklara ulaşıldığında azalmaya, yani bakırın bu merkezlerden de kurtularak daha serbestçe hareket etmeye başlamasıyla açıklanabilir

Son olarak demir katkılı örneklerden elde ettiğimiz sinyallerin kısa bir yorumuna değinmek istiyoruz. Şekil (4.14), TID ve TIDIF data toplama modlarında kapasite geçiş sinyallerinin sıcaklığa bağlı değişimini temsil etmektedir. Sıcaklık arttıkça kapasite geçişlerinin ortalama zaman sabitlerinin TID modeline uygun olarak azaldığı görülmekle birlikte, bu sinyallerin birden fazla eksponansiyel sinyal bileşen içerdiği de açıkça gözükmemektedir. Şekil (4.15) ve (4.16), bu sinyallere uygun zaman aralıklarında bir tek eksponansiyel fonksiyonun fit edilmesiyle elde edilen TID ve TIDIF zaman sabitlerini sıcaklığa bağlı değişimini temsil etmektedir. Her iki zaman sabiti de demirin silikon içindeki efektif difüzyon bariyer enerjisini literatüre uygun olarak vermektedir. Bununla birlikte, aynı bakırda olduğu gib demir iyonu da, sinyallerden açıkça görüldüğü gibi, çeşitli etkileşmelere maruz kalmaktadır. Bu etkileşmelerin daha iyi tasviri şekil (4.17) ve (4.18)'de TID ve TIDIF zaman sabitleri ile örneklenebilir. Demir katkılı bir örnekten elde edilen kapasite geçiş sinyallerine yapılan fit işlemi en az 4 eksponansiyel bileşeni gerektirmiştir. Bu sinyallere neden olan her bir etkileşme bilinmemekle birlikte TID zaman sabitlerinden kırmızı ile gösterilen demirin silikon içinde difüzyon bariyerine uygun bir değer vermektedir. TIDIF datası ise daha da karmaşık sonuçlara neden olmaktadır. Demirin deplasyon bölgesi dışında davranışı sadece difüzyon süreci ile ilgili olmayıp aynı zamanda elektronik katkıları da içerebilir. Bu tür verilerin analizi için yeni örnekler yapılarak, tekrar edilebilir deneyleri gerektirmektedir. Bu aşamada kesin olarak rapor edilecek yegâne sonuç TID ve TIDIF zaman sabitlerinden pozitif yüklü demir iyonunun silikondaki difüzyon katsayısının tayin edilebileceğidir.

KAYNAKLAR

1. CELEBİ, Y.G., 1998, Copper diffusion in silicon, thesis (PhD.), Texas Tech University.
2. HESER, T., MESLI, A., 1993, Determination of the copper diffusion coefficient in silicon from transient ion drift, *Appl. Phys. A.57*, 325-328.
3. ZAMOUCHE, A., HEISER, T., MESLI, A., 1995, Investigation of fast diffusing impurities in silicon by a transient ion drift method, *Appl. Phys. Lett.* 66(5), 30.
4. LANG, D. V., 1974, Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors, *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No.7, 3023
5. REISS, H., FULLER, C. S., MORIN, F.J., 1956, Chemical interaction among defects in germanium and silicon, *The Bell System Technical Journal.*, 35, 535.
6. FEYNMAN, R. P., 2006, *Lectures on Physics the Definitive Edition Volume 1*, Pearson Addison Wesley, 78910 CRW 090807.
7. FOUS, R. M., 1934, Distribution of ions in electrolytic solution, *Trans. Faraday Soc.*, 30, 697.
8. HOOK, J. R, HALL, H.E., 1999, *Solid State Physics*, John Wiley & Son, İngiltere, .
9. SCHRODER, D. K., 2006, *Semiconductor Material and Device Characterization*, John Wiley & Sons, Canada, 978-0-471-73906-7
10. HEISER, T., WEBER, E. R., 1998, Transient ion drift induced capacitance signal in semiconductors, *The American Physical Society, PRB*, 58, 3893.

ÖZGEÇMİŞ

Hüseyin Uysal 1981 yılında Denizli’de doğdu. İlköğretimi 1996 yılında Beşiktaş İlköğretim Okulunda tamamladı. Orta öğretimi 1999 yılında Beşiktaş Lisesinde bitirdi. 2000 yılında İstanbul Üniversitesi Fizik bölümüne başladı ve 2007 yılında buradan mezun oldu. 2008 yılında İstanbul Üniversitesi Fizik bölümünde Yüksek Lisansına başladı.