

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**GAMA VE BETA IŞINLARININ GRAFEN ALAN
ETKİLİ TRANSİSTÖR KARAKTERİSTİKLERİ
ÜZERİNE ETKİSİ**

Merve EREN

**Tez Danışmanı
Doç. Dr. Hidayet ÇETİN**

Yozgat 2015

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**GAMA VE BETA IŞINLARININ GRAFEN ALAN
ETKİLİ TRANSİSTÖR KARAKTERİSTİKLERİ
ÜZERİNE ETKİSİ**

Merve EREN

**Tez Danışmanı
Doç. Dr. Hidayet ÇETİN**

Yozgat 2015

T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TEZ ONAYI

Enstitümüzün Fizik Anabilim Dalı 70110512010 numaralı öğrencisi Merve EREN'in hazırladığı “**Gama ve Beta ışınlarının grafen alan etkili transistör karakteristikleri üzerine etkisi**” başlıklı YÜKSEK LİSANS tezi ile ilgili TEZ SAVUNMA SINAVI, Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği uyarınca 10/02/2015 Salı günü saat 9:30'da yapılmış, tezin onayına OY BİRLİĞİYLE karar verilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ



Üye : Doç. Dr. Hidayet ÇETİN (Danışman)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Ümit TEMİZER



ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulu'nun 19 / 02 / 2015 tarih ve 05 sayılı kararı ile onaylanmıştır.



(Unvanı, Adı Soyadı)
Müdür

Doç. Dr. Hidayet ÇETİN
Bozok Üniversitesi
Fen Bil.Enst.Müdürü

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
TABLolar LİSTESİ	vii
ŞEKİLLER LİSTESİ	viii
KISALTMALAR LİSTESİ	xi
1.GİRİŞ	1
2. GRAFEN VE ÖZELLİKLERİ	6
2.1. Grafenin Yapısı	6
2.2. Grafenin Elektriksel Özellikleri	8
2.3. Grafenin Örgü Yapısı	10
2.4. Grafenin Enerji Bant Yapısı	13
2.5. Radyasyonun Tanımı ve Türleri.....	14
2.5.1. Radyasyon Çeşitleri.....	15
2.5.1.1. Alfa Parçacığı	15
2.5.1.2. Beta Parçacığı.....	16
2.5.1.2.3. β^- bozunumu.....	16
2.5.1.2.4. β^+ bozunumu.....	16
2.5.1.2.5. Elektron Yakalama Olayı	17
2.5.1.3. Gama Bozunumu	17
2.5.2. Elektromanyetik Radyasyonun Madde İle Etkileşimi.....	19
2.5.2.1. Foto Elektrik Olay	21
2.5.2.2. Compton Saçılması.....	22

2.5.2.3. Çift Oluşumu	23
2.5.3. Yüklü Parçacıkların Madde ile Etkileşimi	25
2.5.4. Radyasyonun Madde ile Etkileşimi.....	26
2.5.5. Yüklü Parçacıklar	27
2.5.5.1. Ağır Yüklü Parçacıklar.....	27
2.5.5.2. Hafif Yüklü Parçacıklar.....	28
2.5.6. Geiger Müller Sayacı.....	29
2.5.7. Tesir Kesiti ve Gamma Işınlarnının Soğurulması	29
2.5.8. Diferansiyel Tesir Kesiti	32
3. GRAFENİN ÜRETİLMESİ VE ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ.....	35
3.1. Grafenin Sentezlenmesi.....	35
3.1.1. Kaydırma Yöntemi	35
3.1.2. Silisyum-Karbür Üzerinde Epitaksiyel Büyütme Yöntemi.....	36
3.1.3. Kimyasal Buhar Çöktürme Yöntemi	37
3.1.4. Kimyasal Ayrıştırma Yöntemi	39
3.2. Litografi.....	39
3.3. Termal Buharlaştırma İşlemi.....	40
3.4. Elektriksel Ölçüm.....	40
3.5. Grafenin Üretilmesi.....	41
3.6. Grafenin Raman Spektroskopisi.....	44
4. DENEYSEL BULGULAR.....	46
4.1. Radyasyon Tepkisinin Ölçümü	46
4.2. Grafen Alan Etkili Sensörün Gama Radyasyonu Altında Tepkisi	49
4.3. Grafen Alan Etkili Sensörün Beta Radyasyonu Altında Tepkileri.....	53

4.3.1. ^{90}Sr Kaynağının Kullanıldığı Durumda Elektriksel Tepki.....	53
4.3.2. ^{131}I Kaynağının Kullanıldığı Durumda Elektriksel Tepki.....	59
4.4. Gelme Açısına Bağlı Tepki Oranları.....	63
4.5 ^{60}Co , ^{90}Sr , ^{131}I Kaynaklarından Yayınlanan Beta Işımlarının Si, SiO_2 ve Grafitteki Maximum Menzilleri	64
5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	65
KAYNAKLAR.....	68
ÖZGEÇMİŞ.....	73

BETA VE GAMA IŞINLARININ GRAFEN ALAN ETKİLİ TRANSİSTÖR KARAKTERİSTİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ

Merve EREN

Bozok Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi

2015; Sayfa: 73

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Hidayet ÇETİN

ÖZET

Grafende hacimsel kısım olmadığından yüzeyde oluşacak bir etki tüm elektriksel karakteristiklere yansımaktadır ve bu özellik hassas radyasyon sensörü üretimine imkan verebilir. Böylece bu tez çalışması, Si/SiO₂ üzerine konumlandırılmış grafenin elektriksel karakteristiklerini gama ve beta radyasyonu altında bir değişim gösterip göstermeyeceğini incelemeyi hedeflemiştir. Radyasyon kaynakları olarak gama kaynağı için 1.33 MeV enerjili ⁶⁰Co, beta kaynağı için ise 0.546 MeV enerjili ⁹⁰Sr ve 0.971 MeV enerjili ¹³¹I kullanılmıştır. Deneysel sonuçlar SiO₂/n⁺⁺-Si üzerine üretilmiş Grafen Alan Etkili Aygıtın gama ışınlarından ziyade beta ışınlarına tepki verdiğini göstermektedir. Bazı durumlarda tepki, kaynak-akaç akımının %95 inin üzerine çıkmaktadır.

Anahtar Kelimeler: Grafen, Radyasyon, ⁶⁰Co, ⁹⁰Sr, ¹³¹I, Beta

THE EFFECT OF BETA AND GAMMA RAYS ON THE CHARACTERISTICS OF GRAPHENE FIELD EFFECT TRANSISTORS

Merve EREN

Bozok University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Master of Science Thesis

2015; Page: 73

Thesis Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Hidayet ÇETİN

ABSTRACT

Graphene is a two-dimensional material and an effect will be made on graphene will effect source-drain current flow because of absence of a volumetric structure and it may allow us fabrication of a sensitive radiation detector. In this thesis it is aimed the investigation of electrical characteristic changing of graphene which is located on Si/SiO₂ under radiation ambient. ⁶⁰Co source for Gamma rays with 1.33 MeV, ⁹⁰Sr source for Beta rays with 0.546 MeV and ¹³¹I source for Beta rays with 0.971 MeV are used as radiation sources. Experimental results show that Graphene Field Effect Device which are fabricated on SiO₂/n⁺⁺-Si can give response to beta rather than gamma rays. In some experiments, source-drain current response can reach over 95%.

Keywords: Graphene, Radiation, ⁶⁰Co, ⁹⁰Sr, ¹³¹I, Beta

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim boyunca ilminden faydalandığım, insani ve ahlaki değerleri ile de örnek edindiğim, yanında çalışmaktan onur duyduğum ve ayrıca tecrübelerinden yararlanırken göstermiş olduğu hoşgörü ve sabırdan dolayı değerli hocam, sayın Doç. Dr. Hidayet ÇETİN'e içtenlikle teşekkür ederim.

Çalışmalarım sonrasında değerli bilgi ve tecrübeleri ile bana yardımcı olan Öğr. Gör. Mücella ÖZBAY KARAKUŞ'a teşekkür ederim.

Çalışmam sırasında değerli yorum ve yardımlarından ötürü çalışma arkadaşlarım Aslı TURAN'a ve Enes YAYAN 'a teşekkür ederim.

Sevgili arkadaşlarım Duygu ADAŞ, Esmeray ERCAN, ve Rukiye ADAŞ'a her anımda yanımda oldukları için çok teşekkür ederim.

Bu tezin her aşamasında engin hoşgörüsü ile bana her türlü desteği sağlayan sevgili Kürşat YAKIŞIKLIER ve Ailesine sonsuz teşekkür ederim.

Tez çalışmam sırasında maddi ve manevi hiçbir desteğini esirgemeyen ablalarım Ayşe EREN ve Ayla EREN'e sonsuz teşekkür ederim.

Anneciğim, babacığım bana hep güvendiniz, desteklediniz ve beni bugünlere getirdiniz. Sizlerde çok teşekkür ediyorum ve bu tez çalışmasını sizlere ithaf ediyorum.

TABLolar LİSTESİ

Sayfa

Tablo 4.1: ^{60}Co , ^{90}Sr , ^{131}I Kaynaklarından Yayınlanan Beta Işımlarının Si, SiO_2 ve Grafitteki Hesaplanan Azami Menzilleri.....	62
---	----

ŞEKİLLER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1:	Grafende sp^2 hibrit orbitalinin oluşumu..... 6
Şekil 2.2:	Grafenin formları. (a) Elmas, (b) grafit, (c) altıgen elmas, (d)-(f) fullerenler, (C_{60} , C_{540} , C_{70}), (g) amorf karbon, (h) karbon nanotüp..... 7
Şekil 2.3:	Tek tabakalı grafende ambipolar elektrik alan etkisi 9
Şekil 2.4:	İki boyutlu grafenin σ ve π bantları için enerji dağılımı 11
Şekil 2.5:	(a) Grafenin örgü yapısı, (b) Grafenin birinci Brillouin bölgesi 11
Şekil 2.6:	Grafenin enerji spektrumu (a) Enerji spektrumunun gösterimi. (b) Grafenin enerji spektrumunun çakıştığı noktaların kontür gösterimi..... 14
Şekil 2.7:	Radyasyonun çeşitleri 14
Şekil 2.8:	Alfa bozunumu 15
Şekil 2.9:	β^- bozunumu..... 16
Şekil 2.10:	β^+ bozunumu..... 17
Şekil 2.11:	Elektron yakalama olayına bir örnek 17
Şekil 2.12:	β^- bozunumu sonrasında yayımlanan elektronların enerji spektrumlarına bir örnek..... 18
Şekil 2.13:	Gama bozunumu..... 18
Şekil 2.14:	^{60}Co 'ın bozunma diyagramı 19
Şekil 2.15:	Fotoelektrik Olay..... 20
Şekil 2.16:	Compton Saçılması 22
Şekil 2.17:	Çift oluşumun temsili gösterimi. 24

Şekil 2.18:	Gelen gama ışınının enerjisiyle olması mümkün olayları ifade eden grafik.....	25
Şekil 2.19:	Alfa ve beta parçacıklarının menzilleri.....	28
Şekil 2.20:	Tesir kesiti kavramının geometrik yorumu.....	30
Şekil 2.21:	Tesir kesiti ve radyasyon demetinin ortamda zayıflaması.....	30
Şekil 2.22:	İki kürenin çarpışması.....	33
Şekil 3.1:	HOPG'den yapıştırıcı bant yardımıyla izole edilen grafen tabakalarının görüntüsü.....	36
Şekil 3.2:	SiC bileşiğinin yüksek sıcaklıkta bozulması yöntemiyle grafen sentezinin şematik gösterimi.....	36
Şekil 3.3:	KBÇ yöntemiyle Cu alttaş üzerinde tek tabaka grafenin büyüme mekanizması.....	38
Şekil 3.4:	Optik litografi sisteminin şematik gösterimi.....	39
Şekil 3.5:	Grafen alan etkili transistorün elektriksel ölçüm şeması.....	40
Şekil 3.6:	Si tabaka üzerine grafenin aktarılması.....	41
Şekil 3.7:	Grafenin 100X mercekli optik mikroskopta görüntüsü.....	41
Şekil 3.8:	Grafen ve grafit tabakalarının 100X mercekli optik mikroskopta görünümü ve grafenin boyutu.....	42
Şekil 3.9:	Litografi işleminin 100X optik mikroskopta görünümü	43
Şekil 3.10:	Krom/Altın grafen alan etkili transistorün 100X optik mikroskopta görüntüsü.....	44
Şekil 3.11:	Grafenin numunenin raman spektrumu.....	45
Şekil 4.1:	Açıya bağlı olarak radyasyon tepki ölçümlerinin yapıldığı düzenek.....	47
Şekil 4.2:	Grafen alan etkili transistorün radyasyon kaynağına maruz bırakıldığı sistem.....	48
Şekil 4.3:	Grafen alan etkili transistorün açıya bağlı gama radyasyon tepkisi a)15°, b)30°, c)45°, d)60°.....	49

Şekil 4.4:	Grafen alan etkili transistorün açığa bağlı gama radyasyon tepkisi e)75°, f)90°, g)105°, h)120°	50
Şekil 4.5:	Grafen alan etkili transistorün açığa bağlı gama radyasyon tepkisi i)135°, i)150°, j)165°	51
Şekil 4.6:	Grafen alan etkili transistorün açığa bağlı Sr radyasyon tepkisi a)15°, b)30°, c)45°, d)60°	54
Şekil 4.7:	Grafen alan etkili transistorün açığa bağlı Sr radyasyon tepkisi e)75°, f)90°, g)105°, h)120°	55
Şekil 4.8:	Grafen alan etkili transistorün açığa bağlı Sr radyasyon tepkisi i)135°, i)150°, j)165°	56
Şekil 4.9:	Grafen alan etkili transistorün açığa bağlı I radyasyon tepkisi a) 15°, b)30°, c)45°, d)60°	59
Şekil 4.10:	Grafen alan etkili transistorün açığa bağlı I radyasyon tepkisi a) 75°, b)90°, c)105°, d)120°	60
Şekil 4.11:	Grafen alan etkili transistorün açığa bağlı I radyasyon tepkisi a) 135°, b)150°, c)165°	61
Şekil 4.12:	GFET üzerinden geçen akımı değiştiren açı.....	63

KISALTMALAR LİSTESİ

0D	:	Sıfır Boyut
1D	:	Bir Boyut
2D	:	İki Boyut
3D	:	Üç boyut
p	:	Proton
Å	:	Angstrom
C	:	Karbon
SiC	:	Silisyum karbür
HOPG	:	Yüksek Yönelimli Pirolitik Grafit
µm	:	Mikrometre
°C	:	Santigrat Derece
Si/SiO ₂	:	Silisyum/Silisyumdioksit
GaAs	:	Galyum Arsenik Kristali
AFM	:	Atomik Kuvvet Mikroskobu
He	:	Helyum
KeV	:	Kilo Elektro Volt
XRD	:	X-ışını Kırınımı
n	:	Nötron
nm	:	Nanometre

e	:	Elektron
μ	:	Lineer Sönümleme Katsayısı
Z	:	Atom numarası
f	:	Frekans
β	:	Beta
UV	:	Ultraviyole
Li	:	Lityum
LEED	:	Düşük Enerjili Elektron Mikroskobu
Au	:	Altın
UHV	:	Ultra Yüksek Vakum
Co	:	Kobalt
Sr	:	Stronsiyum
I	:	İyot
O ₂	:	Oksijen gazı
LED	:	Işık Yayan Diyotlar
ITO	:	İndiyum Kalay Oksit
eV	:	Elektronvolt
Ni	:	Nikel
LCD	:	Sıvı Kristal Ekranlar
MIF	:	Tetra Metil Amonyum Hidroksit
δ	:	Delta

1.GİRİŞ

Karbon, doğada yaygın olarak bulunan bir elementtir ve karbon atomu çeşitli allotroplara sahiptir. Linus Pauling 1950'lerde bu allotropların yapısını ilk keşfeden bilim adamıdır [1]. Grafen, karbon atomlarının oluşturduğu hegzagonal iki boyutlu bir malzemedir. Sıfır boyutlu (0D) olan fullerenler karbon atomlarının küresel olarak düzenlenmesinden meydana gelmiştir. Bir boyutlu (1D) karbon nanotüpler, grafenin silindir şeklinde rulolanmış hali olarak düşünülebilir ve grafit ise grafen tabakalarının üst üste konularak oluşturduğu üç boyutlu (3D) yapıdır [2].

Grafen, son yıllardaki en önemli araştırma malzemelerinden biridir. Günümüzde çok popüler olan grafenin aslında mazisi 1960 yılına kadar uzanmaktadır [1]. 11 yıl öncesine kadar iki boyutlu bir kristalin var olamayacağına inanılıyordu. Bilim adamları biliyordu ki, bir malzemenin erime noktası kalınlık azaldıkça azalmaktaydı. Bu teori 1930'lu yıllarda Peierls [3] ve Landau [4] tarafından ileri sürülmüştü. Mermin[5] bu teoriyi iki boyuttaki kristal düzensizliğini de geliştirerek ispatlamıştı. 1947 yılında P. Wallace [6] grafit üzerinde teorik çalışmalar gerçekleştirmiştir. 1984 yılında G. W. Semenoff, D. P. De Vincenzo ve Eugene J. Mele [7] tarafından elektrik akımının grafende teorik olarak, etkin kütesiz yük taşıyıcıları tarafından taşınabileceği işaret edilmiştir "Grafen" adı ilk olarak grafit tabakalarını tanımlamak için S. Mouras ve çalışma arkadaşları tarafından [8] 1987 yılında kullanılmıştır.

Grafenin önemli bir başka özelliği de kütesiz Dirac fermiyonları içermesidir. Bu kütesiz Dirac fermiyonları [9] oda sıcaklığında Kuantum hall etkisinin gözlemesine neden olmaktadır. [10]. Aynı zamanda grafen teorik olarak oda sıcaklığında $200.000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ taşıyıcı mobilitesine sahiptir [11]. Grafen geniş yüzey alanı ($\sim 2600 \text{ m}^2\text{g}^{-1}$) [12] ile yüksek yüzey/hacim oranına sahiptir. Grafen yaklaşık $5000 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ termal iletkenlik sergilemektedir [13]. Yüksek Young modülüne ($\sim 1000 \text{ Gpa}$) ve kırılma direncine ($\sim 130 \text{ Gpa}$) sahiptir [14].

1992 yılında T. Land ve ark [15] ve 1993 yılında A. Nagashima ve K. Nuka [16] birkaç tabaka grafeni metal yüzeyler üzerine kimyasal buhar depolama yöntemini kullanarak üretmek istemişlerdir. Fakat bu yaklaşımla mükemmel tek tabakalı grafen

üretimini başaramamışlardır. Üretilen birkaç tabakalı grafenin, teorik olarak grafen için önerilen üstün değerlere sahip olmadığını tespit etmişlerdir.

2004 yılında Manchester üniversitesinde A.Geim ve ark Grafeni ayırmak için bir yöntem geliştirmişlerdi. Bu metot da, tek tabaka grafenlerin ayrılmasını selo bant kullanarak sağlamışlardır. A. Geim bu tabakaları, tek tabaka kristal filmler olarak ifade etmiştir. Bu filmlerin, iletim bandı ve valans bandı arasında çok ince aralık bulunan iki boyutlu yarı metal olduğunu tespit etmişlerdir. Ayrıca bu ince filmlerin güçlü bir ambipolar elektrik alan etkisi sergilediğini tespit etmişlerdir ve $1/\text{cm}^2$ başına yaklaşık 10^{13} elektron ve hol konsantrasyonuna sahip olduğunu göstermişlerdi. Bulunan tek tabaka grafenlerin elektrik alan etkisine sahip olup böylelikle yük taşıyıcılarının elektron veya hol (boşluk) olarak ayarlanabileceğini ifade etmişlerdir. [9]. Ayrıca grafene kapı gerilimi uygulayarak, grafenin yük taşıyıcı yoğunluğunun kontrol edileceğini göstererek, literatür için oldukça önem arzeden bir çalışmaya imza atmışlardır. A. Geim ve K. Novoselov yapmış oldukları bu buluş nedeniyle 2010 Nobel Fizik ödülünü [17] almaya hak kazanmışlardır.

2005 yılında Columbia Üniversitesinden Y. Zhang ve ark grafenin kuantum Hall etkisini deneysel olarak gözlemlemişlerdir [18]. Elektronlar iki boyut içerisine sınırlandırıldıklarında elektronların iletim durumuna geçtiği gözlemlemişlerdir. Bu fark grafenin benzersiz elektronik özelliklerinden kaynaklanmaktadır. Grafenin, yük nötralliğine yakın noktalarda elektron-hol çakışmasının gerçekleştiği ve taşıyıcı kütesinin sıfır olması gibi farklı özellikler sergilediği görülmüştür.

2006 yılında P. Somani ve ark kimyasal buhar depolama yöntemi ile birkaç tabaka grafeni başarılı bir şekilde sentezlemiştir [19]. Bu çalışma grafenin katlanması gibi bazı problemlere yeni bir ışık tutmuştur. Bu çalışmada Nikel'i alttaş olarak kullanmışlardır. Yapılan çalışmada metal alttaşın kimyasal dağlanmasıyla sonra grafen tabakaları ayırıp daha sonra diğer bir alttaş üzerine iletmışlerdi ve bu sayede kimyasal ve mekaniksel bir işlem uygulamadan birkaç tabakalı grafenin üretilebileceğini ortaya koymuşlardır.

2006 yılında Amerikan Fizik Enstitüsünden B. Obradovic ve ark grafenin elektriksel özelliklerini karbon nanotüplerle karşılaştırarak açıklamışlardır [20]. Grafenin, daha dar bant aralığına sahip olmakla birlikte nitelik olarak karbon nanotüplerle benzer elektron bant yapısına sahip olduğunu bildirmişlerdir. Çalışmalarında grafenin düşük ve yüksek alan mobilitesini değerlendirmişler ve aynı birim hücre için karbon nanotüplerden daha yüksek mobiliteye sahip olduğu fakat taşıyıcı konsantrasyonunun ve bant aralığının daha düşük olduğunu bulmuşlardır.

2007 yılında Pennsylvania Üniversitesi Fizik Bölümünden N. Staley ve H. Wang gölge maske olarak çok ince kuvarsla grafen devre üretebilmek için litografisiz bir teknik geliştirmişlerdir [21]. Bu teknik sayesinde litografi sürecinde grafende oluşabilecek kirliliklerden grafeni kurtarmışlardır. Ayrıca bu tekniğin, grafen temelli devrelerde kullanılmasının grafenin elektriksel özelliklerinin gözlenmesinde daha iyi sonuçlar verdiğini tespit etmişlerdir.

2008 yılında Singapore Üniversitesinden G. Teo ve ark Tarafından grafenin görünebilirliği üzerine bir çalışma gerçekleştirmişlerdir [22]. Grafen tabakaların görünebilirliğini teorik ve deneysel olarak incelemişlerdir. Tek tabakalı grafen, optik mikroskop altında çeşitli dielektrik tabakalar üzerinde görülebilmesine rağmen metalik ve yarıiletken alttaşların çoğunun üzerinde gözlemlenememiştir. G. Teo ve ark grafen tabakasının uygun kalınlıkta bir resist tabakayla kaplandığında, metalik ve yarıiletken alttaşların çoğunun üzerinde tek tabaka olarak kolaylıkla görülebileceğini göstermişlerdir.

2009 yılında Gabriel Lopez ve ark tarafından [23] radyasyon dedektörleriyle ilgili bir çalışma yapılmıştır. Bu çalışmada radyasyon tespiti için grafen temelli sensör geliştirilmiş ve aygıt karakteristikleri incelenmiştir. İyonlaştırılmış radyasyon ile yarı iletken radyasyonu karşılaştırılmış ve bu radyasyon, bölgesel elektrik alan ile modüle edilerek ölçülmüştür. Bu bölgesel elektrik alanda grafen temelli sensördeki grafenin elektriksel iletkenliğinin değişimine bağlı olarak işlem yapılmıştır. Grafen üzerindeki elektrik alan etkisi dar bant aralığını absorbe edici malzeme olarak InSb kullanılmıştır. Düşük sıcaklıkta çalışması, ucuz olması, taşınabilir olması ve şarj

karakterinin ayarlanabilir olmasından dolayı bu malzeme tercih edilmiştir. Ayrıca elde edilen sonuçlar ışığında grafen temelli radyasyon sensörünün iyonize x-ray radyasyonu algılamada oldukça hassas olduğu belirtilmiştir.

2011 yılında Michael Foxe ve ark; grafen etkili nötron detektörleri ile ilgili bir çalışma sunmuşlardır [24]. Geliştirdikleri karbon nanomateryalli cihaz üzerinde yaptıkları çalışmalar sonucu radyasyon detektörlerinin potansiyel elektriksel özelliklerini tespit etmeyi amaçlamışlardır. Yeni nötron detektörleri geliştirmek amacıyla gelişmekte olan karbon nano materyal grafen teknolojisi incelenmeye başlanmıştır. Grafen Alan Etkili Transistörlerde (GFET) nötron emici dönüştürücü materyali ve bunun şarj özelliğini incelerken alfa dönüşüm kaynağı kullanmışlardır.

2011 yılında A. Patil ve ark yaptıkları çalışmada grafen alan etkili radyasyon sensörleri üretmişlerdir ve deneysel olarak incelemişlerdir [25]. Yarı iletken taban üzerindeki iyon, şarj, deşarj sonuçlarına bağlı olarak bölgesel elektrik alanın, grafenin direnç değerine bağlı olarak değişiminin belirlenmesi amacıyla deneyler yapılmıştır. Bu çalışma içindeki deneysel sonuçlar grafen tabanlı radyasyon detektörlerini X-ray, gama ışını ve ışık fotonları üzerinden açıklamışlardır. Grafenin direnç değişiminin artışı ile Si, SiC ve GaAs taban temelli elektriksel beslemeli GFET üzerinde X-ray akısı arttıkça grafenin direnci artmıştır. Sensörün ölçülen karakteristiklerine göre 40keV 80 μ A' de X-ray akışı için en yüksek hassasiyet, 15 keV 15 μ A ' de ise en düşük hassasiyet gözlenmiştir.

Grafen henüz teknolojik olarak üretilen herhangi bir üründe karşımıza çıkmasada laboratuvar koşullarında birçok uygulama alanına sahiptir. Bunlardan bazıları, Alan Etkili Transistörler (FET), Yüksek Frekanslı Transistörler, Şarj edilebilir Lityum İyon Piller (RLB) ve Elektrokimyasal Çift Tabaka kapasitörlerdir. Aynı zamanda grafen Sıvı Kristal Ekranlar (LCD) ve Dokunmatik Ekranlarda şeffaf iletken filmler olarak kullanılabilir ve Işık Yayan Diyotlarda (LED), İndiyum Kalay Oksit (ITO) tabanlı elektrotlar yerine kullanılabilir. Diğer yandan gazlara ve biyo moleküllere karşı sensör olarak kullanılabilir [26].

Literatüre bakıldığında grafen alan etkili transistörün gama radyasyon tepkisinin yalnızca bir grup tarafından çok kısıtlı sayıda ve daha ziyade teorik çalışmalarla incelendiği görülmüştür. Daha belirgin sonuçlar için konu üzerinde çok daha fazla çalışmalara ihtiyaç vardır. Bu nedenle bu tezde Grafen alan Etkili Transistörü, gama ve beta radyasyon kaynaklarına maruz bırakılarak açığa bağlı anlık elektriksel ölçümlerindeki değişiklikler incelenmiştir. Özellikle geliş açısına bağlı yapılan deneylerin, radyasyon tepkisinin grafen-radyasyon etkileşiminden mi yoksa Si/SiO₂ taban-radyasyon etkileşiminden mi meydana geldiği sorusuna cevap verdiği ileriki bölümlerde görülmektedir.

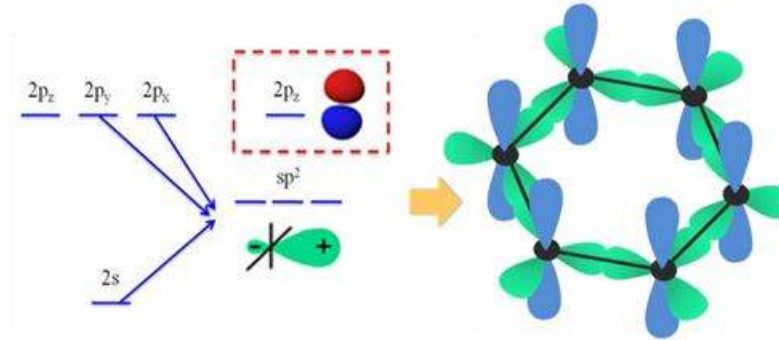
2. GRAFEN VE ÖZELLİKLERİ

Bu bölüm iki kısımdan oluşmaktadır. Birinci kısımda grafenin yapısı, elektriksel özellikleri, band yapısı ve örgü yapısından bahsedilecektir. Diğer kısımda ise radyasyon, radyasyon çeşitleri, radyasyon madde etkileşimi, radyasyon parçacıkları ve tesir kesitinden bahsedilecektir.

2.1. Grafenin Yapısı

Organik kimyanın temelini oluşturan karbon yeryüzündeki yaşam için çok önemlidir. Bağ yapısındaki esneklikten dolayı karbon temelli sistemler, çeşitli yapılara ve fiziksel özelliklere sahiptir. Bu kadar çeşitli yapıya sahip olabilmesi karbon atomunun değerlik elektronlarının farklı şekillerde melezleşebilmesinden ve dolayısıyla da çeşitli boyutlara sahip olmasından kaynaklanmaktadır.

Sadece karbon atomlarından oluşan sistemler arasında karbon atomunun iki boyutlu allotropu olan grafen, diğer allotropların elektronik özelliklerinin anlaşılabilmesi açısından son derece önemli bir yere sahiptir. Grafen karbon atomlarının altıgenlerden oluşan hegzagonal yapının sıralanmasından elde edilen iki boyutlu düzlemsel yapıların bir örneğidir. Karbon atomları $2s$ ve $2p$ orbitallerinin birleşimi ile 120° derece açılı sp^2 melezleşmesi yaparken boşta kalan p_z orbitalleri grafenin elektronik özelliklerini belirleyerek ona sıra dışı özellikler kazandırır. (Şekil 2.1)

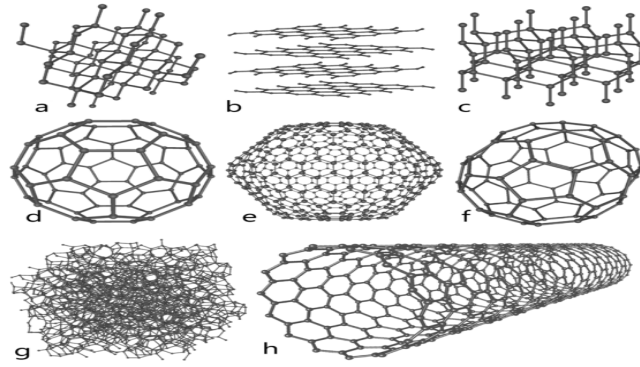


Şekil 2.1. Grafende sp^2 hibrit orbitalinin oluşumu [27].

Saydam olan grafen tabakasının özelliği ise elektriği ve ısıyı çok hızlı bir şekilde iletebilmesidir. Grafen yapısı çelikten 6 kat hafif olup, yoğunluğu ise 6 kat daha düşüktür. Buna karşılık çelikten 6 kat daha sert ama 13 kat daha fazla esneme yeteneğine sahiptir.

Fullerenler karbon atomlarının dairesel olarak sıralanmasıyla elde edilen ve bu yüzden fiziksel bakış açısından bakıldığında sıfır boyutlu ve ayrık enerji seviyelerine sahip moleküllerdir. Daha farklı bir şekilde ifade edilecek olunursa fullerenler grafen tabakasının top şeklinde kıvrılmasıyla oluşur ve arada altıgenler haricinde beşgenlerin de olduğu yapılardır.

Bir diğer allotrop olan karbon nanotüp ise grafenin verilen bir doğrultuda silindirik bir şekilde kıvrılmasıyla ve iki uçtaki karbon atomlarının birbirleri ile bağ yapmasıyla elde bir boyutlu yapılardır ve ancak yapay yollarla sentezlenebilirler. Son olarak karbonun üç boyutlu allotropu olan grafit ise grafen tabakalarının üst üste gelerek aralarında zayıf Van der Waals etkileşimi ile bağlanması sonucu elde edilir. Bu etkileşim oldukça zayıftır. Kurşun kalemi kâğıda sürtünce bu zayıf bağlar kırılır ve kâğıda yayılan grafen ve grafit tabakalar yazı izlerini oluşturur.



Şekil 2.2. Grafenin formları. (a) elmas, (b) grafit, (c) altıgen elmas, (d)-(f) fullerenler, (C_{60} , C_{540} , C_{70}), (g) amorf karbon, (h) karbon nanotüp [28].

Şekil 2.2’de de görüldüğü üzere grafit çok tabakalı bir yapıya sahiptir. Her bir tabakada karbon 0.142 nm aralıklarla birbirine altıgen örgü yapısıyla bağlı olup tabakalar arası uzaklığı ise 0.335 nm’dir. Normal şartlarda karbon atomunun en kararlı olduğu durum grafit durumudur [29]. Aslında grafen diğer bütün allotropların yapı taşı olmasına rağmen, grafitin; yani kurşun kalemin icadından tamı tamına 440 yıl sonra fark edilmiştir. Bunun sebeplerinden biri hiç kimsenin grafen yapısının bu kadar serbest bir şekilde oluşacağını beklememesi iken, diğeri ise makroskopik alanlarda gözlemlenen kurşun kalem çiziklerinin bir atom kalınlığındaki tabakalarını inceleyebilecek deneysel düzeneğin olmamasıdır. Grafen en sonunda Si üzerinde bıraktığı beklenmedik optik etki, optik mikroskop aracılığı ile gözlemlenmiştir. Bu açıdan bakıldığında grafen üretmesi çok kolay ama fark etmesi de bir o kadar zor olan bir yapıdır.

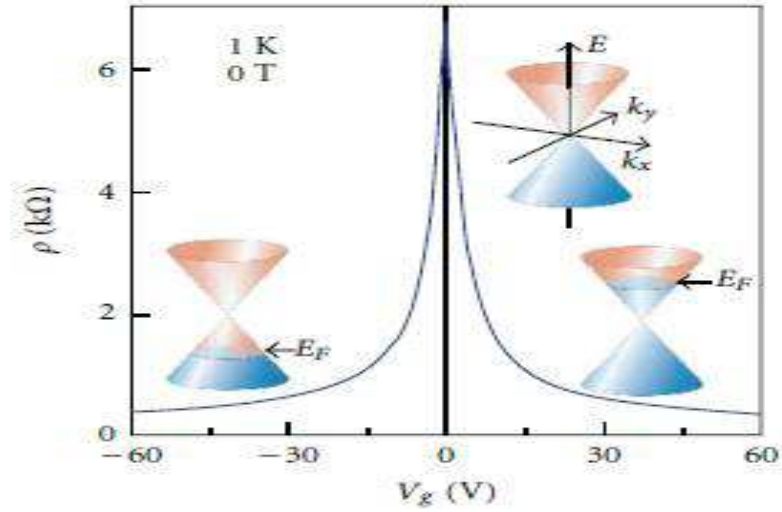
Grafenin yapısal esnekliği elektronik özelliklerinde yansıtılmaktadır. $1s$ ve $2p$ orbitalleri arasında gerçekleşen melezleşmesi, birbirinden 1.42\AA ayrı olan iki karbon atomu arasında σ bağı oluşmasına dolayısıyla üçgensel düzlem yapıya neden olur. σ bandı bütün allotroplarda yapının sağlamlığından sorumludur. Pauli ilkesine göre bu bantlar tam dolu yörüngelere sahip olup derin değerlik bantlarını oluştururlar. Düzlem yapıya dik ve etkilenmemiş p_z orbitalleri komşu karbon atomlarıyla aralarında kovalent bağ oluştururlar [30].

2.2. Grafenin Elektriksel Özellikleri

Grafenin elektriksel özelliklerini anlamak için ilk etapta grafenin bant yapısının bilinmesi gerekmektedir. P.R.Wallace henüz 1947 yılında yaptığı bir çalışmada grafenin iki boyutlu hegzagonal Brillouin bölgelerinin altı köşesinin yakınlarındaki noktalarda düşük enerjiler için enerji-momentum ilişkisini lineer olduğunu ve bu bölgelerdeki elektron ve holler için etkin kütlelerin sıfır olduğunu ifade etmişlerdir

Grafenin elektriksel özelliklerini çalışırken, genellikle alttaş olarak oksitlenmiş silisyum(Si/ SiO_2) kullanılır. Grafende yük taşıyıcıların yoğunluğu ve cinsi (elektron veya boşluk), dolayısıyla grafenin özdirenci, silisyum alttaş ve grafen arasına kapı gerilimi (V_g) uygulanarak değiştirilebilir. Uygulanan kapı gerilimi, grafen üzerinde $\epsilon_0\epsilon$, SiO_2 tabakasının elektrik geçirgenliği, e elektronun yükü ve t , SiO_2 tabakasının

kalınlığı olmak üzere, yoğunluğu $n_s = \epsilon_0 \epsilon V_g / te$ olan bir yüzey yükü indükler. Kapı geriliminin polaritesine bağlı olarak, grafende SiO_2 'te indüklenen yük değişir [31]. Bir malzemede taşıyıcı yoğunluğunun kapı gerilimi uygulanarak değiştirilmesiyle, öz dirençte meydana gelen değişim ambipolar alan etkisi olarak tanımlanmıştır [32]. Grafende ambipolar alan etkisinin Şekil 2.3'te görüldüğü gibi, kapı geriliminin artırılması ile grafenin öz direnci azalmaktadır. Çünkü kapı gerilimi sebebiyle grafende indüklenen yükler, grafenin taşıyıcı yoğunluğunu arttırmaktadır. Eğer silisyuma uygulanan gerilim, grafene göre pozitif (negatif) ise grafen yüzeyinde elektronlar (boşluklar) indükleneceğinden, E_f iletim bandı içinde bulunurlar [9].



Şekil 2.3. Tek tabakalı grafende ambipolar elektrik alan etkisi [8].

Grafenin elektronik özellikleri, normal bir metalin uyduğu teoriye uymamasına rağmen iyi bir metalik özellik gösterir. Grafen özel kimyasal bağ yapısından dolayı diğer yarı iletkenlere oranla elektriksel iletkenliği oldukça kuvvetlidir. Grafen sıfır aralıklı bir yarı iletken olup, düşük enerjili elektronik uyarımları Dirac fermiyonları aracılığıyla tanımlanır [33].

Grafende bal peteği örgü yapısından dolayı, enerji-momentum ilişkisi de birçok malzemeden farklıdır. Göreli olmayan elektronların boşluktaki hareketi için enerji momentum ilişkisi $E = p^2/2m$ şeklinde verilir. Çok sayıda malzeme elektronlarla örgü arasındaki etkileşimde ve elektronların kendi aralarındaki etkileşiminde bu enerji momentum ilişkisine uyar. Ancak, bal peteği örgü yapısına sahip olan grafende enerji

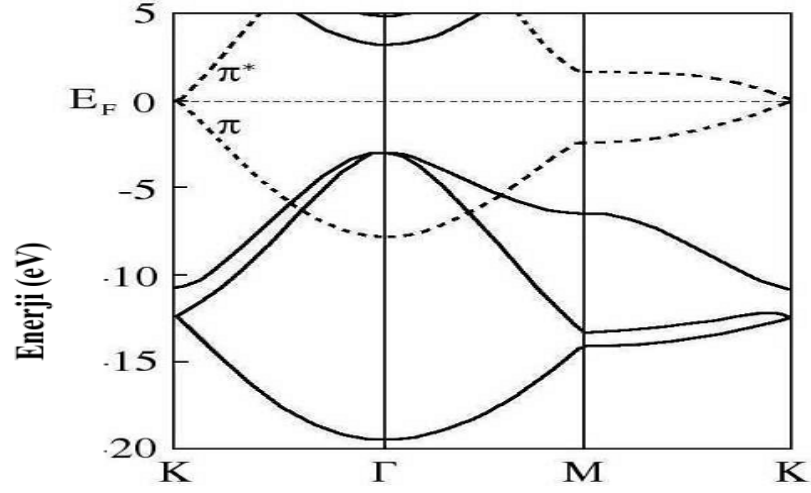
momentum ilişkisi $E = \pm v_F p$ şeklindedir. Burada, artı ve eksi işaret grafenin iki konisi veya band yapısı olarak düşünülebilir. Bu ilişki nötrino gibi kütleli rlativistik parçacıkların dağılım bağıntısı ile aynıdır. Yalnız, burada c ışık hızı yerine v_F (ışık hızınının 300 de biri) Fermi hızı kullanılır [33]. Bu enerji-momentum ilişkisindeki farklılık grafen elektronlarının farklı fiziğinden kaynaklanmaktadır. Normal metaller ile grafen arasındaki ilk belirgin fark (Şekil 2.3), metalleri tanımlamak için genellikle bir enerji bandı gerekmesine rağmen, grafende görelî sistem gibi iki bandı vardır, biri parçacıklar diğeri ise deşiklerdir. Uyarılmamış grafende parçacık bandı boş, deşik bandları ise tamamen doludur. Ayrıca, grafen sıradan yarı iletkenlerden de farklıdır. Bir çok pratik uygulamalarda grafende boşluk olmadığından metal gibi çalışmaktadır.

Deneysel ölçümlerden elde edilen sonuçlar, grafenin oda sıcaklığında oldukça yüksek mobiliteye sahip olduğunu göstermektedir [34]. Çok tabakalı grafenlerde 300 K sıcaklıklarda mobilite $15000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ iken, 4 K sıcaklıklarda mobilite $60000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olduğu gözlenmiştir. Tabaka kalınlığı giderek artığında kapı geriliminin etkisi giderek kaybolur [35].

Grafen, hem p-tipi hem de n-tipi yarıiletken özelliği gösterebilmektedir. Buradan grafenin her iki yük taşıyıcısını da içeren bir madde olduğu anlaşılmıştır. Bu yük taşıyıcıları dışarıdan uygulanan kapı gerilimiyle kontrol edilebilmektedir. Madde içindeki elektronların (yük taşıyıcılarının) yönetilebilmesi modern elektroniğin kalbi olduğu için grafenin silisyum tabanlı yarı iletken teknolojisinin yerine geçmesi umut edilmekte ve istenilmektedir [35].

2.3. Grafenin Örgü Yapısı

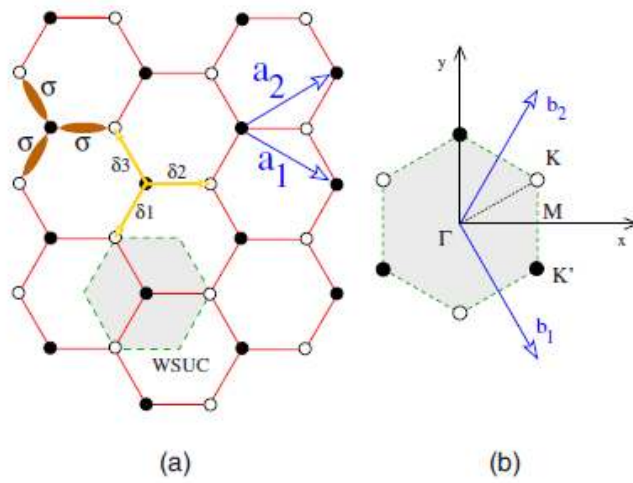
Grafen, grafitin tek atomik tabakasıdır. Grafende, altıgen örgü içindeki karbon atomları sp^2 hibritleşmesiyle kovalent bağ yaparak bağlanır. Karbon atomunun dört valans elektronundan üçü, en yakın komşulukları ile her biri üç σ (sigma) bağı yapar. Kovalent σ bağları, bağlı atomlar arasında güçlü bağlar oluştururlar ve örgü yapı içindeki karbonun tüm allotroplarının dayanıklılığında sorumludur. Her karbon atomu üzerindeki, yarı dolu p orbitali ise, grafen düzlemine diktir [36].



Şekil 2.4. İki boyutlu grafenin σ ve π bantları için enerji dağılımını [36].

Şekil 2.4'te grafenin σ ve π bantları için enerji dağılımını gösterilmiştir. Band diyagramında π bantları, π ve π^* bantları olarak ikiye ayrılır. Altta valans bandı, π bandına karşılık gelirken, üstteki iletim bandı ise π^* bandına karşılık gelmektedir. Grafende π bantlarının konik yapısı K noktasındaki dağılım bağıntısının şeklinden kaynaklanır ki, burada kütleless elektronlar ve holler K noktası civarında lineer dağılım bağıntısı gösterirler.

Grafen tabanlı elektronik aygıtların gelecek vaat etmesi, grafen yük taşıyıcılarının yüksek mobilitesi, yüksek termal iletkenlik ve mekaniksel dayanıklılık gibi birçok ilgi çekici özelliğine dayanır.



Şekil 2.5. (a) Grafenin örgü yapısı, (b) Grafenin birinci Brillouin bölgesi [36].

\vec{a}_1 ve \vec{a}_2 iki boyutlu grafenin reel uzayda birim örgü vektörleridir. $\vec{\delta}_1$, $\vec{\delta}_2$ ve $\vec{\delta}_3$ birim öteleme vektörleri ve \vec{b}_1 ve \vec{b}_2 ise momentum uzayında ters örgü vektörleridir. Γ , M , K , K' birinci Brillouin bölgesinin en yüksek simetri noktalarıdır [37]. Burada, Şekil 2.5.a'da grafenin örgü yapısı ve Şekil 2.5.b'de Brillouin bölgesi verilmektedir. \vec{a}_1 ve \vec{a}_2 vektörleri reel uzayda birim örgü vektörleri olup,

$$\vec{a}_1 = \frac{a}{2} (\sqrt{3}, 1) \quad (2.1)$$

$$\vec{a}_2 = \frac{a}{2} (\sqrt{3}, -1) \quad (2.2)$$

ile tanımlanırlar. Böylelikle, birim öteleme vektörleri, $i=1, 2$ ve 3 değerlerini almak üzere,

$$\vec{\delta}_1 = \left(\frac{a}{\sqrt{3}}, 0 \right) \quad (2.3)$$

$$\vec{\delta}_2 = \left(\frac{-a}{2\sqrt{3}}, \frac{a}{2} \right) \quad (2.4)$$

$$\vec{\delta}_3 = \left(\frac{-a}{2\sqrt{3}}, \frac{-a}{2} \right) \quad (2.5)$$

ile ifade edilebilirler. Burada a örgü sabiti olup, $0.246nm$ [38] değerini alır. a birim örgü vektörleri ile b ters örgü vektörleri arasındaki bağıntısı ise,

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (2.6)$$

şeklindedir. Bu koşuldan ters örgü vektörlerini,

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}, 1 \right) \quad (2.7)$$

$$\vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}, -1 \right) \quad (2.8)$$

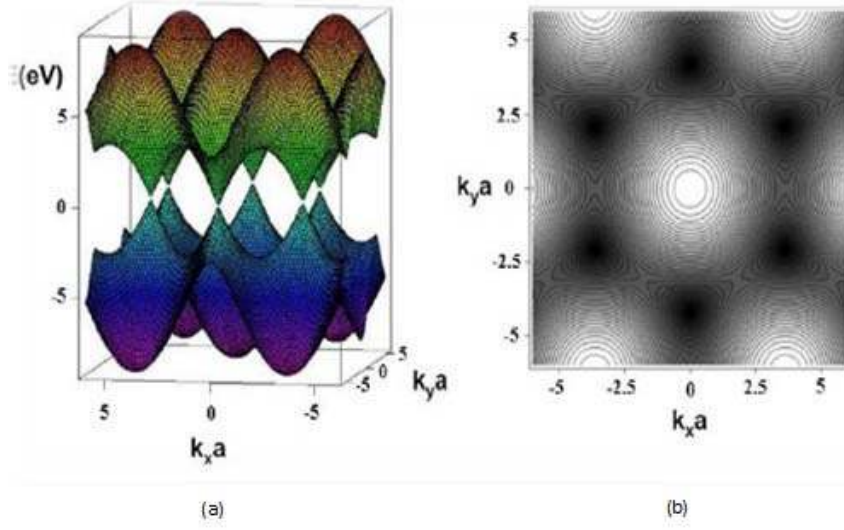
olarak bulabiliriz.

2.4. Grafenin Enerji Bant Yapısı

Band yapısı ilk defa ilkeler yöntemi kullanılarak nümerik olarak hesaplanmıştır. Grafeni bir çok metal/yarıiletken ayıran ve onu son yıllarda bilimsel çalışmaların

en heyecan verici konusu haline getiren neden, grafenin lineer enerji dispersiyon bağıntısı sebebiyle sahip olduğu olağanüstü özelliklerdir. Dolayısıyla grafenin band yapısı için analitik bir ifadenin türetilmesi hem grafenin elektriksel karakterizasyonu, hem de grafene ait birçok fiziksel büyüklüğün basit matematiksel bağıntılarla ifade edilebilmesi açısından çok önemlidir [39].

Grafende her bir karbon atomu dört değerlik elektronuna sahiptir. Grafenin yapısı ve özelliklerinin belirtildiği gibi, bu elektronlardan üçü aynı düzlemdeki komşu karbon atomlarıyla kuvvetli σ bağları yapar. σ bağlarını oluşturan elektronlar kendi atom çekirdeklerine sıkı bağlı olduğundan elektriksel iletkenliğe katkıda bulunmaz. Ancak grafende π bağlarını oluşturan $2pz$ elektronlarının enerjileri, fermi enerjisi (E_f) etrafında dağılmıştır. Dolayısıyla, grafene dışarıdan küçük bir gerilim uygulandığında, akımı taşıyacak olan elektronlar $2pz$ elektronlarıdır. Bu elektronlar grafenin düşük enerjilerdeki elektronik özelliklerini belirler. Bu sebeple grafenin enerji band hesaplamalarında, grafendeki her bir karbon atomunun $2pz$ enerji seviyesinde tek bir elektrona sahip olduğu kabul edilir [40]. Grafen, valans bantına ve iletim bantına sahiptir ve bunlar Şekil (2.6) 'da görüldüğü gibi Brillouin bölgesindeki K ve K' noktalarında birbirine dokunmaktadır. Enerji momentum ilişkisi bu noktalarda lineerdir ve foton benzeri davranmaktadır.



Şekil 2.6. Grafenin enerji spektrumu (a) Enerji spektrumunun gösterimi. (b) Grafenin enerji spektrumunun çakıştığı noktaların kontür gösterimi [41].

2.5. Radyasyonun Tanımı ve Türleri

Radyasyon, iç dönüşüm geçiren atomlar tarafından yayımlanan, boşlukta ve madde içerisinde hareket edebilen enerji olarak tanımlanır. Yayımlayan kaynağın özelliğine bağlı olarak bu enerji parçacıklar veya elektromanyetik dalgalar tarafından taşınabilir. Radyasyonu tanımlamada üç ana parametre kullanılır (Şekil 2.7).

- Enerjisi (düşük ve yüksek enerjili radyasyon)
- Türü (parçacık radyasyonu ve elektromanyetik radyasyon)
- Kaynağı (doğal ve yapay radyasyon kaynakları)



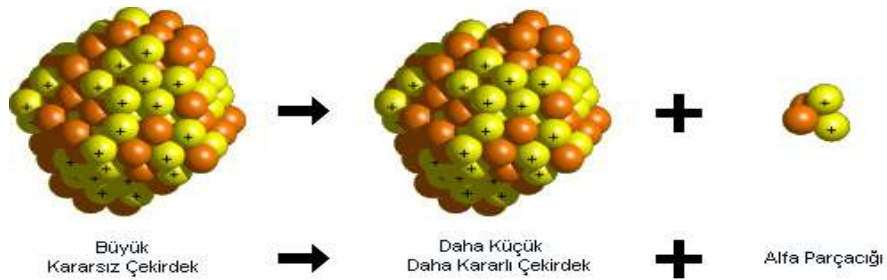
Şekil 2.7. Radyasyonun çeşitleri

Yüksek enerjili radyasyon iyonize radyasyon olarak da tanımlanır ve atomdan elektron koparabilen dolayısıyla atomu iyonize edebilen radyasyon türüdür. Bunlar: Alfa, Beta, Gama ve X-Işınları'dır. Düşük enerjili ya da iyonize olmayan radyasyon ise etkileştiği materyal içindeki atomları yeteri kadar enerjisi olmadığı için iyonize edemez ve sadece uyarmakla yetinir. Mikrodalgalar, görünür ışık, radyo dalgaları, kızılötesi ve (çok kısa dalga boyluları hariç olmak üzere) morötesi ışık iyonize olmayan radyasyona örnektir. Elektromanyetik spektrumu oluşturan bütün radyasyonlarda enerji, yüksüz ve kütesiz fotonlar tarafından taşınmaktadır. Eğer iyonize edici elektromanyetik radyasyon çekirdekten yayımlanıyorsa gama, yörüngeden yayımlanıyorsa X-ışını adını alır [42].

2.5.1 Radyasyon Çeşitleri

2.5.1.1. Alfa Parçacığı

Çekirdeğin kararsızlığı hem proton hem de nötron fazlalığından ileri geliyorsa, çekirdek iki proton ve iki nötrondan oluşan bir alfa parçacığı yayımlayarak bozunur. (Şekil 2.8). Bozunan çekirdeğin atom numarası 2, kütle sayısı ise 4 azalır. Rutherford alfa parçacığının gerçekte He çekirdeği olduğunu göstermiştir. Bu bozunumda proton ve nötron sayıları ayrı ayrı korunur. Ayrıca toplam enerji de korunmalıdır.[43].



Şekil 2.8. Alfa bozunumu

Bozunum nedeniyle ortaya çıkan enerjinin büyük kısmını, momentumun korunumu gereğince küçük kütleyle sahip olan alfa parçacığı alır. ${}^4_2\text{He}$ çekirdeği yüksek enerjiye sahip olsa da ağır kütlesi nedeniyle menzili çok kısadır. Alfa bozunumu genellikle kütle numarası 190'dan büyük çekirdeklerde daha sık görülür. Enerji spektrumu kesiklidir ve 4 ile 10 MeV arasında değişim gösterir. Çünkü yüklü bir parçacık olduğundan içerisinden geçtiği maddenin elektronları ile yoğun bir şekilde etkileşir [43].

2.5.1.2. Beta Parçacığı

Beta parçacıkları, belli bir yük ve kütleye sahip olduklarından, madde içerisinden geçerken yolları üzerinde iyonlaşmaya sebep olurlar. Ancak bu iyonlaşma, alfa parçacıklarının oluşturduğu iyonlaşmadan daha azdır. Beta parçacıklarının katılar içindeki erişme uzaklıkları çok fazla olmamakla birlikte hava içerisinde oldukça uzun mesafelere kadar yayılabilirler.

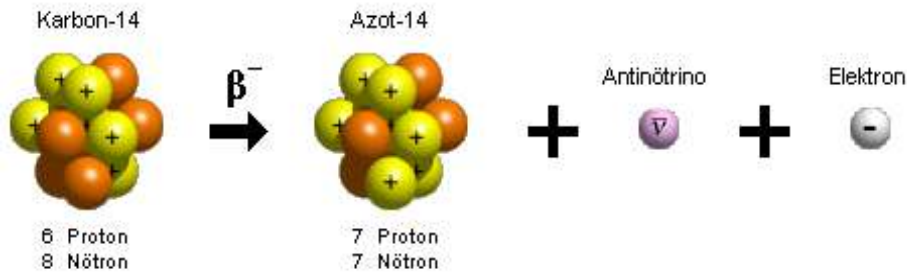
Beta bozunumunun üç farklı türü vardır. Bunlar:

2.5.1.2.1. β^- bozunumu

Eğer bir radyonüklidin kararsızlığı çekirdekdeki nötron fazlalığından ileri geliyorsa, çekirdeğindeki enerji fazlalığını gidermek için nötronlardan birini proton ve elektron haline dönüştürür (Denklem 2.10). Proton çekirdekte kalırken, elektron hızla atomdan dışarı atılır. (Şekil 2.9)



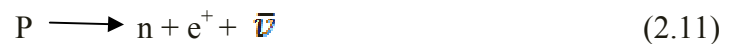
Bu yüksek hızlı elektrona beta parçacığı adı verilir. Bu şekilde beta emisyonu yapan radyonüklidin atom numarası bir artarak kendinden bir sonraki elementin izobar atomuna dönüşür. Bu bozunumda kütle sayısı değişmediği için izobarik bozunma adı verilmiştir [43].



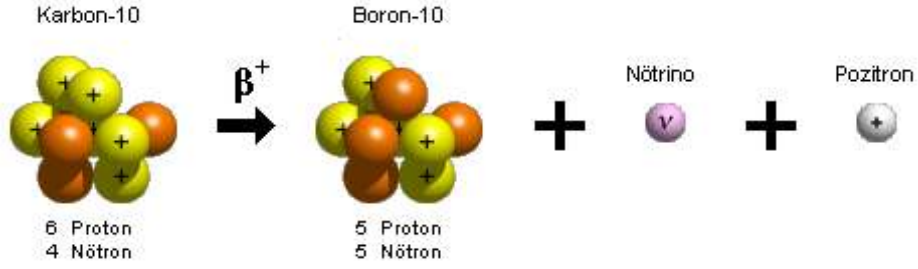
Şekil 2.9. β^- bozunumu

2.5.1.2.2. β^+ bozunumu

Atomun kararsızlığı nötron azlığından veya proton fazlalığından ileri geliyorsa protonlardan biri nötron ve pozitif yüklü elektrona (pozitrona) dönüşür.



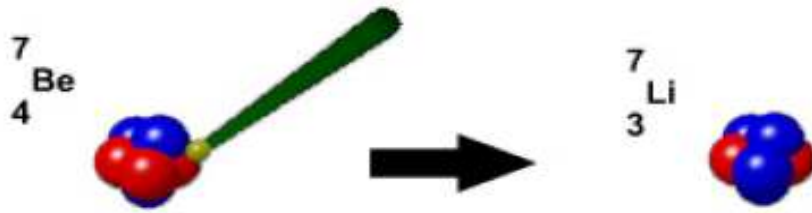
Nötron çekirdekte kalır, pozitron dışarı fırlatılır. Böylece pozitron yayımlayan radyonüklidin (Şekil 2.8) proton sayısı (atom numarası) bir eksilerek kendinden bir önceki elementin (izobar) atomuna dönüşür, fakat kütle sayısı değişmez.



Şekil 2. 10. β^+ bozunumu

2.5.1.2.3. Elektron Yakalama Olayı

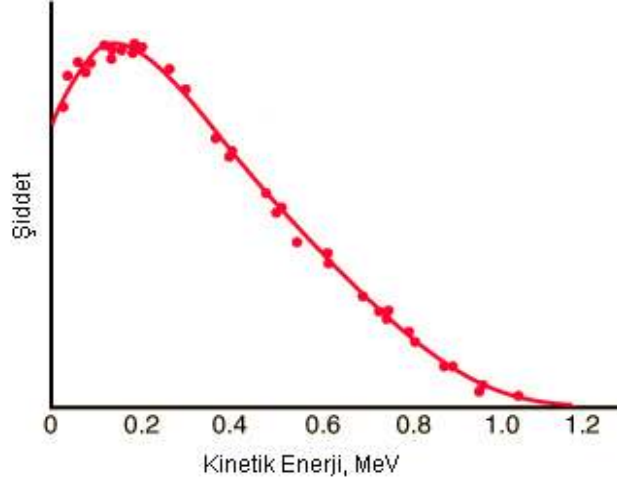
Çekirdek proton fazlalığından dolayı kararsız ise atomun çekirdeğe yakın (K, L) yörüngelerine yakın elektronlarından biri çekirdek tarafından yakalanır. Elektronla bir proton birleşerek nötron ve nötrino haline dönüşür (Denklem 2.12). Bu bozunumda çekirdekten parçacık salınmaz ancak pozitron bozunmasında olduğu gibi proton sayısı bir eksilir. Kütle numarası ise aynı kalır. Bu olayda boşalan elektron yörüngesine üst yörüngelerdeki başka bir elektron geçer ve Bremsstrahlung (frenleme) radyasyonu adı verilen X ışınları yayınlanır.



Şekil 2.11. Elektron yakalama olayına bir örnek (${}^7\text{Be}$)

Yukarı da bahsedilen her üç beta bozunumunda da proton ve nötron sayıları bir birim değişmesine rağmen kütle numarası sabit kalır. Ayrıca her üç bozunumda nötrino ve anti nötrino denilen yüksüz ve kütesiz parçacıkların yayımlandığı görülmektedir. Bu

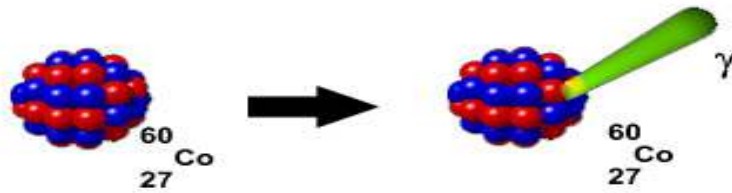
parçacıkların varlığı ilk olarak Pauli tarafından 1930'da önerilmiş ve daha sonra Fermi tarafından nötrino olarak adlandırılmışlardır. Beta bozunumunda yayımlanan elektronların enerjileri sürekli bir spektruma sahiptir. (Şekil 2.12) [43].



Şekil 2.12. β^- bozunumu sonrasında yayımlanan elektronların enerji spektrumlarına bir örnek (^{210}Bi).

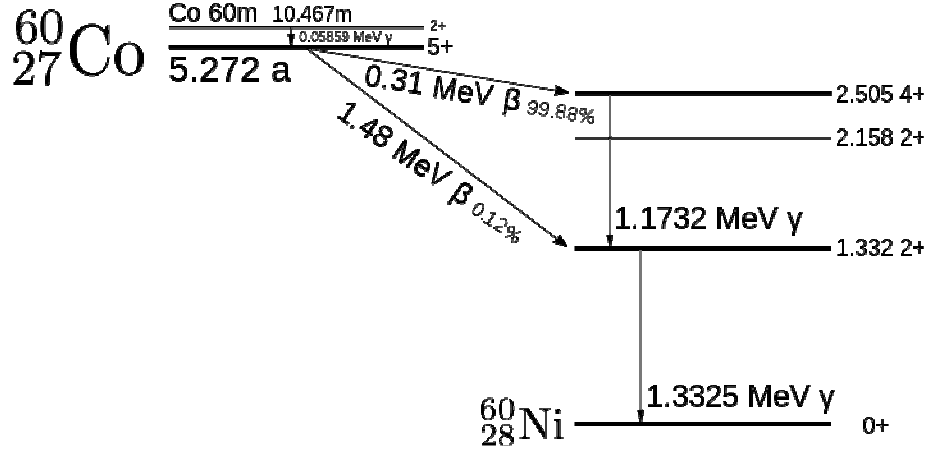
2.5.1.3. Gama Bozunumu

Çekirdekteki enerji fazlalığı dolayısıyla veya nüklid bozunma olayı ile radyasyon yayınladıktan sonra çok defa hemen kararlı (temel enerji seviyesi) durumuna geçemez, bozunmada oluşan nüklid hala yarı kararlı durumdadır. Bu fazla kalan uyarılma enerjisini hemen elektromanyetik özellikte olan bir gama radyasyonu şeklinde yayımlar (Şekil 2.13). Bu şekilde bozunan yarı kararlı nüklidin atom ve kütle sayılarında bir değişme olmaz, bu nedenle izomerik bozunma adı verilmiştir.



Şekil 2.13. ^{60}Co gama ışını kaynağının bozunumunu temsil eden gösterim.

Gama yayınlanmasının yarı ömrü diğer bozunumlarla kıyaslandığında çok kısadır, genellikle 10^{-9} saniyeden daha küçüktür, ancak saat, hatta gün mertebesinde yarı ömürlü gama yayınlanması da vardır. Enerji spektrumları ise kesiklidir [44].



Şekil 2.14.: ^{60}Co 'ın bozunma diyagramı.

^{60}Co gama kaynağı iki beta ışınması gerçekleştirmektedir. Birinci durumda % 99.88 ihtimalle 0.31 MeV enerjiyle beta ışınması yapabilirken, İkinci durumda % 0.12 ihtimalle 1.48 MeV enerjiyle beta ışınması yapabilmektedir. Bununla birlikte ^{60}Co enerji kaybederek ^{60}Ni 'a dönüşebilmektedir. (Şekil 2.14).

2.5.2. Elektromanyetik Radyasyonun Madde İle Etkileşimi

Gama ve X-ışını gibi bütün elektromanyetik radyasyonlar birçok olayda parçacıklara benzer davranış gösterdiği için, çok küçük enerji paketleri anlamına gelmek üzere bu radyasyonların birim elemanına foton adı verilmiştir. Radyasyonun belli bir frekansı için bütün paketlerde taşınan enerji aynıdır ve

$$E=h.v \quad (2.13)$$

Gelen gama ışınının şiddetinin, t kalınlığında bir madde (hedef) içindeki değişimi, eksponansiyel bir dağılım göstermektedir. Bu ifade şu seklide formalize edilebilir: I_0 kaynaktan çıkan gama ışının şiddeti iken, I ise etkileşme sonrasındaki gama ışının

şiddetini göstermektedir. Bu durumda malzeme kalınlığına bağlı olarak radyasyon şiddetindeki zayıflama

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.14)$$

İle verilir. Yukarıdaki ifade de μ değeri ise; lineer sönüm katsayısı olarak adlandırılır ve şu değere eşittir.

$$\mu = \sigma * \eta \quad (2.15)$$

Burada σ gama ışınının tesir kesiti yani gama ışının etkileşme olasılığını gösteren bir nicelik, η ise birim hacim başına maddedeki atom sayısını vermektedir. Farklı bir biçimde de lineer sönüm katsayısı gama ışının maddeyle farklı şekillerde etkileşme olasılıklarının toplamı cinsinden ifade edilebilmektedir.

$$\mu = \tau + \sigma + \delta \quad (2.16)$$

Sırasıyla τ , σ , δ fotoelektrik, Compton saçılması ve çift oluşum olma olasılıklarını göstermektedir. Gama ışınlarının madde ile yaptığı etkileşmeleri üç farklı olay biçiminde özetlemek mümkündür [44]. Bu etkileşmeler:

- 1) Fotoelektrik olay
- 2) Compton saçılması
- 3) Çift oluşum dur.

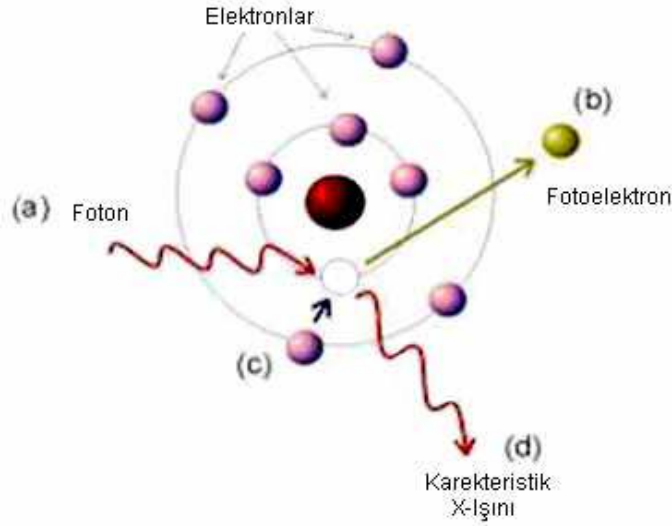
2.5.2.1. Foto Elektrik Olay

Fotoelektrik olayda, enerjisi E olan bir gama ışınının bir malzeme ile etkileşmesi sonucu tüm enerjisini kaybetmektedir. Bu enerji atomun yörüngelerinde dolaşan bir elektronu koparmak için gerekli olan enerji için harcanır (Şekil 2.15). (elektronun bağlanma enerjisi için). Arta kalan enerji ise serbest haldeki elektrona yani foto elektrona aktarılır, bu enerji de foto elektronun kinetik enerjisidir Bu ifade aşağıdaki formülle gösterilmektedir.

$$E_\gamma = h\nu = T_e + w \quad (2.17)$$

Burada T_e -foto elektronun kinetik enerjisi, w ise elektronun bağlanma enerjisidir ve $w = h\nu_0$ (2.18)

değerine eşittir, yani atomun yörüngesinden bir elektron koparmak için gerekli olan fotonun frekansı o elektronun eşik frekans değerinden büyük ya da eşit olmalıdır [45].



Şekil 2.15. Foto elektrik olayın temsili gösterimi.

Fotoelektrik olayın olma olasılığı veya fotoelektrik tesir kesiti ($\tau \propto Z^4/E_\gamma^3$) şeklinde verilir. Yani fotoelektrik olayın olma olasılığı gelen fotonun enerjisi arttıkça azalmakta iken, Z ' si (atom numarası) büyük olan atomlar için fotoelektrik olayın olma olasılığı artmaktadır. Radyasyon ölçümlerinde fotoelektrik olay önemli bir yer tutar çünkü gelen gama ışınının bütün enerjisinin tamamı detektör içerisinde soğurulmaktadır, bu da gelen gama ışınlarının enerjisinin doğrulukla ölçülmesine sebep olmaktadır. Bu yüzden günümüzde kullanılan detektör sistemlerinde Z sayısı büyük olan atomlar seçilmektedir. Enerji ve momentum korunumu sağlanamadığı için ağır bir atom içinde fotoelektrik olay gerçekleşir [45].

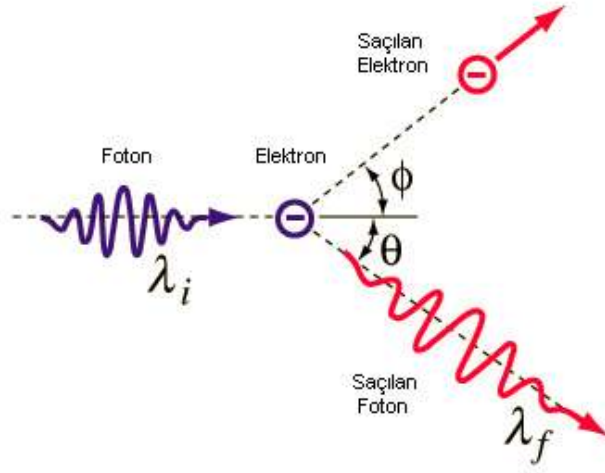
$$h\nu = E_{Bağlanma} + E_{Kinetik} \quad (2.19)$$

2.5.2.2. Compton Saçılması

Bu etkileşimde ise, gelen gama ışını enerjisinin belli bir bölümünü elektrona verdikten sonra etkileşme noktasına göre bir açısında saçılmaya uğramaktadır, aynı şekilde elektron da gamadan aldığı enerjiyle belirli bir açıda saçılmaktadır. Burada enerji ve momentum korunumu yasaları uygulanırsa, Compton saçılması için saçılan gama ışınının saçılma açısına ve gelen gama ışınına göre ifade edildiği formüle

ulaşılır. Burada $m_e c^2$ elektronun durgun kütle enerjisi E_γ saçılma açısı ve E ise gelen gamanın enerjisidir [45].

$$E_{\gamma'} = \left[\frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (2.20)$$



Şekil 2.16. Compton saçılması

Gelen gama ışının enerjisine bağlı olarak; Compton saçılmasına uğrayan gama ışını detektör hacmi içerisinde birden çok Compton saçılması yapabilir ve en son olarak da bir fotoelektrik soğurulma ile tüm enerjisini detektör içerisine depolayabilir. Şekil 2.16'da gösterildiği gibi, Compton saçılmasına uğrayan gama ışınının elektrona aktardığı enerji, (eğer bir detektör içinde olsaydı depolanan enerji olarak adlandırılırdı) enerji korunumuna göre şu yazılabilir.

$$E_\gamma - E_{\gamma'} = E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (2.21)$$

Compton saçılmasının tesir kesiti Klein Nishina diferansiyel tesir kesiti ile verilmektedir. Bu formül bize belli bir katı açı altında gama ışınının saçılma olasılığını göstermektedir. Burada $\alpha = E_\gamma / m_e c^2$ ve r_e ise klasik elektronun yarıçapıdır.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left(\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{1+\cos^2\theta(1+\alpha(1-\cos\theta))} \right) \quad (2.22)$$

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2 4\pi\epsilon_0} = \text{ve } 2,818 \text{ d}\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta \quad (2.23)$$

2.5.2.3. Çift Oluşumu

Bu etkileşme sırasında, gelen yüksek enerjili gama ışını bir elektron ve pozitron çiftinin oluşumuna sebep olmaktadır. Bu olayın gerçekleşmesi için, gelen gama ışınının enerjisinin minimum $1,022\text{MeV}$ olması gerekmektedir. Bunun sebebi ise enerji korunumuyla açıklanmaktadır:

$$E_\gamma = m_{e^-}c^2 + m_{e^+}c^2 + T_{e^-} + T_{e^+} \quad (2.24)$$

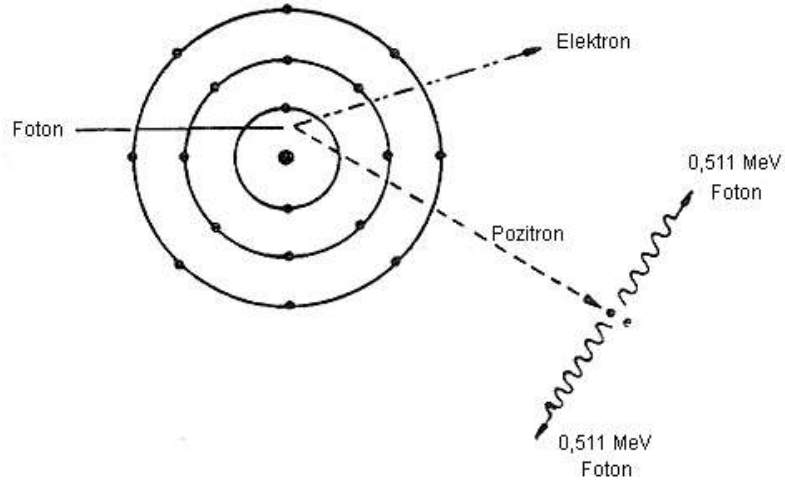
Burada $m_{e^-} = m_{e^+} = m_e$ 'dir.

Minimum gama enerjisi, elektronun ve pozitronun kinetik enerjisinin sıfır olarak kabul edilmesiyle sağlanmaktadır. Bundan dolayı bir pozitron elektron çifti yaratmak için $E_\gamma \geq 1.022 \text{ MeV}$ olmalıdır. (Şekil 2.17).

Eğer gelen gama ışınının enerjisi $1,022\text{MeV}$ den büyükse geriye kalan enerji elektronun ve pozitronun kinetik enerjisi olmaktadır. Burada elektron ve pozitronun tüm enerjisini detektör hacmi içerisinde depolandığı varsayılırsa depolanan enerji:

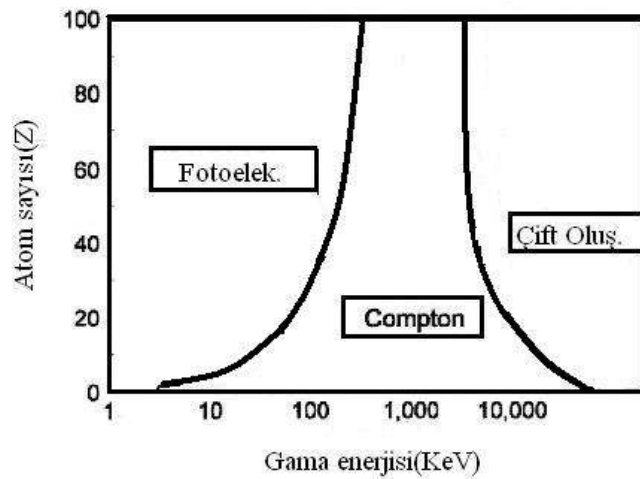
$$E_e = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (2.25)$$

olmaktadır [45].



Şekil 2.17. Çift oluşumun temsili gösterimi.

Pozitron enerjisini kaybetmesine yakın, bir elektronla çarpışarak iki tane 0,511MeV'lik gama ışını oluşturur. Bu olayda ise pozitron ve elektron yok olmaktadır. Çift oluşum sonrasında ortaya çıkan gama ışınları Compton yapıp kaçabilir veya foto elektrik soğurma ile enerjilerini detektöre depolayabilirler. Foto elektrik soğurmada da olduğu gibi çift oluşumun gerçekleşmesi için, yani momentum korunumunun sağlanması için bir atom içerisinde gerçekleşmesi gerekmektedir. Gelen gama ışının çift oluşum tesir kesiti ise $\delta \propto Z^3$ ile orantılı olmaktadır.



Şekil 2.18. Gelen gama ışınının enerjisiyle olması mümkün olayları ifade eden grafik.

Bu grafikte enerjiye ve atom sayısına bağı olarak hangi tip gama ısını etkileşmesinin baskın olduğu gösterilmektedir. Sekil 2.18’de kullanılan materyalin Z sayısına bağı olarak, küçük enerjili gama ısınları için foto elektrik soğurma baskın durumda iken, ortalama olarak 100KeV-10MeV arasında Compton olayının baskın durumda olduğu, 10MeV’ den sonra çift oluşumun baskın olduğu görülmektedir.

2.5.3. Yüklü Parçacıkların Madde ile Etkileşimi

α -parçacıkları, protonlar, döteronlar ve β^- parçacıkları (elektronlar) madde içerisinden maddenin atomlarıyla etkileşirler. Bu etkileşim esasen atomların orbital elektronları ile olurken nadiren de çekirdekleri ile olur. Etkileşim esnasında, iyonizasyon ya da uyarılma meydana gelebileceği gibi molekülün bozulması da görülebilir. Uyarılmada, yüklü parçacık enerjisinin tamamını ya da bir kısmını orbital elektronlarına aktarırken, elektronları daha yüksek enerji seviyelerine çıkarır. İyonizasyonda ise, enerji transferi orbital elektronlarının bağlanma enerjilerinin üstesinden gelip sonuç olarak elektronların atomdan dışarı atılmasına neden olur. Atomlardan yayılan bu elektronlar birincil elektronlar olarak adlandırılır ve absorbe edici maddede daha fazla uyarılma ve iyonizasyon meydana getirebilecek yeterli kinetik enerjiye sahip olabilirler. İkincil iyonlaşmalardan gelen yüksek enerjili ikincil elektronlara da delta (δ) ısınları denir. Uyarılma ve iyonizasyon süreçleri gelen parçacık ve tüm elektronlar dinlenim durumuna gelene kadar devam eder. Her ikisürecde absorbe edici maddenin moleküllerinin kimyasal bağlarında kırılmalara neden olarak çeşitli kimyasallar oluşturabilir [46].

2.5.4. Radyasyonun Madde ile Etkileşimi

Radyasyon, madde içerisindeki etkileşimi ile saptanmaktadır. Bu sebeple radyasyonu tespit edebilmek için madde ile etkileşimi iyi anlaşılmalıdır. Etkileşme mekanizması parçacığın çeşidine ve enerjisine bağı olduğu gibi girdiği ortamın atom numarasına ve yoğunluğuna bağı olarak da değişir. Bu nedenle, yüklü ve yüksüz parçacıkların madde ile etkileşimini ayrı ayrı düşünmemiz gerekmektedir. Yüklü parçacıklar enerjilerini yüksüz parçacıklarınkinden oldukça farklı bir şekilde kaybetmektedirler. Maddeye gelen foton veya nötron hiçbir etkileşime girmeden maddeden geçip gidebilir ve sonuç olarak da enerji kaybına uğramaz.

Bunun yanı sıra foton etkileşime girebilir ve böylece bir ya da birkaç etkileşim sonucunda enerjisini kaybedebilir. Buna karşın yüklü bir parçacık, Coulomb elektrik alanı ile bir veya birden fazla elektron ile ya da yanından geçtiği hemen hemen her bir atomun çekirdeği ile etkileşime girebilir. Bu etkileşimlerin çoğunda gelen yüklü parçacığın kinetik enerjisinin yalnızca küçük bir kısmı maddeye aktarılır. Böylece parçacık kinetik enerjisini kademeli bir şekilde kaybedecektir. Maddenin içerisinden geçen yüklü bir parçacığın etkileşimde bulunmama olasılığı sıfırdır. 1 MeV'lik yüklü bir parçacık genel anlamda kinetik enerjisinin tamamını kaybetmeden önce $\sim 10^5$ etkileşimde bulunabilir [47]. Fotonlar madde ile fotoelektrik, Compton veya çift oluşum süreçleri ile bulunurken yüklü parçacıklar (elektronlar, protonlar, α parçacıkları) enerjilerini çoğunlukla iyonizasyon ve uyarma (eksitasyon) yolu ile kaybederler. Ayrıca yüklü bir parçacığın (özellikle elektron) Bremsstrahlung (frenleme) sonucu çekirdek ile ışınımsal etkileşimi de mümkündür. Yüklü parçacık etkileşimlerine, gelen parçacığın elektrik alanı ile soğurucu ortamın atomlarının çekirdeksel elektrik alanı arasındaki veya yörünge elektronlarının elektrik alanı arasındaki Coulomb kuvveti aracılık etmektedir. Parçacık ile atomik elektronlar arasındaki çarpışmalar iyonizasyon ve uyarma, parçacık ile çekirdek arasındaki etkileşimler ise ışınımsal enerji kaybı veya bremsstrahlung ile sonuçlanır. Elektronlar kütlelerinin çok küçük olmasından dolayı daha ağır parçacıklara kıyasla daha fazla saçılmaya uğrarlar [48].

2.5.5. Yüklü Parçacıklar

Genel olarak, yüklü parçacıklar madde içerisinden geçerken enerji kaybı ve geliş doğrultularından sapmaları gibi iki ana özellik ile karakterize edilirler. Bu etkiler öncelikle maddenin atomik elektronları ile esnek olmayan çarpışma yapmasının ve çekirdekten saçılmasının bir sonucudur. Bu reaksiyonlar madde içerisinde birim uzunluk başına birçok kez meydana gelir. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşimini incelerken yüklü parçacıkları hafif yüklü parçacıklar (e , e^+) ve ağır yüklü parçacıklar (muon, pion, proton, alfa ve diğer ağır çekirdekler) olmak üzere iki gruba ayırmak gerekmektedir [49].

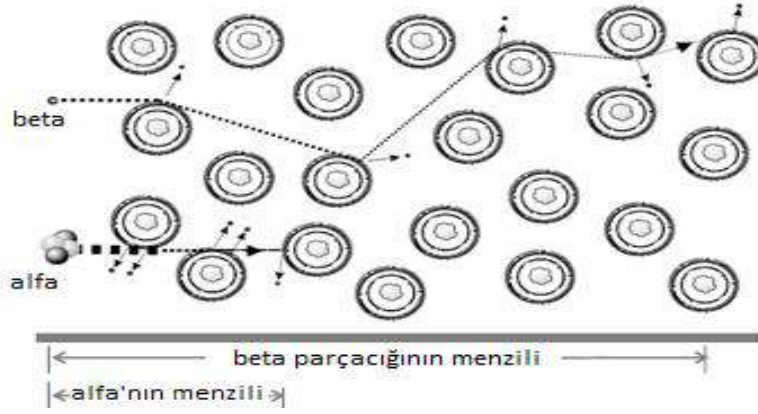
2.5.5.1. Ağır Yüklü Parçacıklar

Muonlar, pionlar, protonlar, döteronlar ve alfalar gibi ağır yüklü bir parçacık soğurucu bir ortama girer girmez, ortamdaki atomların yörünge elektronlarının negatif yükü ile kendi pozitif yükleri arasındaki Coulomb kuvveti ile etkileşir. Ağır yüklü parçacıkların madde içerisindeki enerji kaybından esnek olmayan çarpışmalar sorumludur. Bu etkileşimlerde gelen parçacığın kinetik enerjisi atomun iyonlaşma enerjisinden yeterince büyük ise, enerjisini yolu üzerindeki atomları iyonlaştırmak için harcar. Yüklü bir parçacık madde içerisinde bir uçtan diğer uca ilerlerken, elektronlar ile çarpışmalar sonucunda enerjisinin çoğunu kaybeder. Her bir etkileşimde kaybedilen enerji çok küçük olacaktır. Bu enerji, toplam enerjinin sadece küçük bir kısmına karşılık geleceğinden, gelen parçacık madde içerisinde bunun gibi birçok etkileşimde bulunur. Bunun anlamı binlerce iyon çifti meydana geleceğidir. Soğurucu ortamın atomundan kopan elektron negatif iyonu, geriye kalan atom da pozitif iyonu meydana getirir. İyon çiftleri tekrar bir araya gelme eğilimine sahiptir. Bu durum yüklü parçacığın enerjisinin tamamını kaybedip duruncaya kadar devam eder. Meydana gelen negatif iyon (e-) tekrar ikincil bir iyonlaşmaya sebep olabilir, bu elektronlar “delta ışınları” olarak da bilinir. Ağır yüklü parçacıkların atomik elektronlar ile çarpışmaları yollarında çok fazla bir değişiklik meydana getirmez, yol aşağı yukarı bir doğrudur. Bu sebeple yüklü parçacıklar, soğurucu madde içerisinde belirli bir menzile karakterize edilirler. Menzile, parçacıkların madde içerisinde duruncaya kadar aldıkları yol olarak tanımlanmaktadır. Yüklü parçacığın madde ile etkileşim mekanizması olan iyonlaşmanın yanı sıra bir diğer mekanizma elektronların uyarılmasıdır. Gelen ağır yüklü parçacık iyonizasyon enerjisinden daha büyük bir enerjiye sahip değilse bu durum gerçekleşir. Soğurucu maddenin atom veya moleküllü gelen parçacığın enerjisinin bir kısmını soğurarak daha yüksek bir enerji seviyesine çıkar. Soğurucu maddeye bağlı olarak uyarılmış atom ya da molekül sonradan görünür bölgede foton ışını yayınlayarak taban durumuna veya daha düşük enerji seviyesine döner. Yüklü parçacıklar çekirdekle de reaksiyon verebilir. Bu durum çekirdekte elastik saçılma olarak bilinir. Fakat, atomun yarıçapı çekirdeğinkinden çok daha büyük olduğundan, yüklü parçacığın atomun bir elektronu ile reaksiyon vermesi daha olasıdır. Bu durumda çekirdek, atomda herhangi bir değişiklik meydana getirmeksizin coulomb itmesi ile ağır yüklü

parçacıkların yön değiştirmesine sebep olur. Ağır yüklü parçacıklar madde içerisinde ilerlerken enerji kaybından dolayı yavaşlarlar. Durmasına yakın daha çok enerji kaybederek daha çok iyonizasyon meydana getirirler [49].

2.5.5.2. Hafif Yüklü Parçacıklar

Elektronların içerisinde geçtiği madde ile yaptığı etkileşimler ağır parçacıkların yaptığı etkileşimler ile oldukça benzerdir. Ancak elektronların kütlelerinin çok küçük olması saçılmalarına ve hareket yönünün değişmesine, zikzaklı bir yörünge çizmesine yol açmaktadır. Bunun bir sonucu olarak da elektronlar için Bragg Tepesi gözlenmemektedir. Şekil 2.19’da alfa ve beta parçacıklarının madde içerisinde geçerken aldıkları yol gösterilmektedir.



Şekil 2.19. Alfa ve Beta parçacıklarının menzilleri

Elektronlar bir ortam içerisinde geçerken Coulomb kuvvetinden dolayı ortamın atomları ile etkileşimde bulunurlar. Bu etkileşimler soğurucu ortamın atomunun çekirdeği ve yörünge elektronları ile esnek ve esnek olmayan çarpışmalar şeklindedir. Elastik çarpışmada elektron, sadece yönünü değiştirip enerjisinden birşey kaybetmezken, inelastik çarpışmada, yönünü değiştirmekle beraber enerjisinin bir kısmını yörüngedeki elektrona aktarır (iyonizasyon-uyarma) veya enerjisini “Bremmsstrahlung”(frenleme) radyasyonu olarak yayınlar [49].

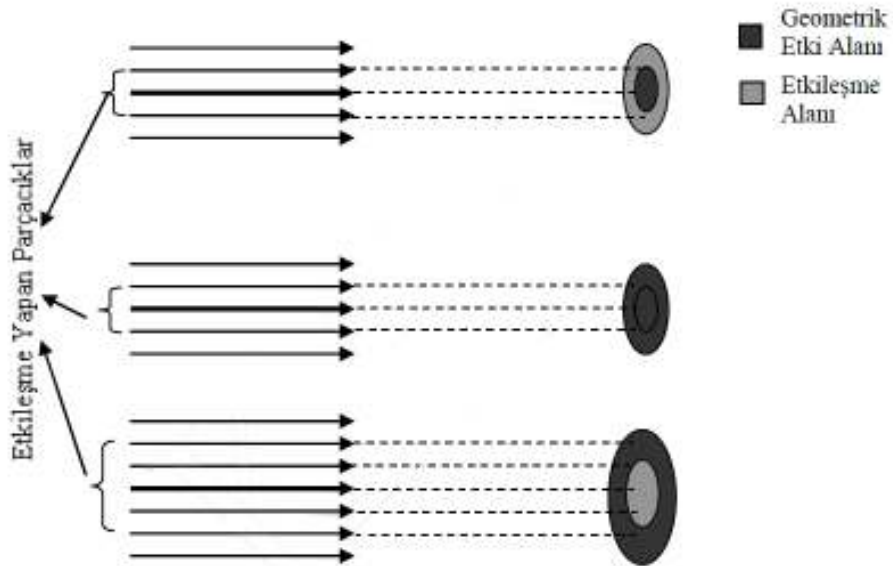
2.5.6. Geiger Müller Sayacı

Geiger sayacı radyasyonu belirlemede kullanılan en yaygın cihazdır. Sayaç, az yoğunlukta bir gaz ile doldurulmuş silindirik bir metal tüp ve tüp eksenini boyunca uzanan pozitif yüklenmiş bir tel içerir. Tüpün içine giren radyasyon gaz halindeki atomların bazılarını iyonlaştırarak iyon çiftleri oluşturur. Oluşan negatif iyonlar ve elektronlar, pozitif yüklenmiş tele doğru çekilir aynı zamanda da çekilen bu elektronlar karşılaştıkları diğer atomları da iyonize ederler. Bu iyon çiftleri ve elektronlarda, tüpün çıkışında akım pulsu çıkmasıyla sonuçlanır.

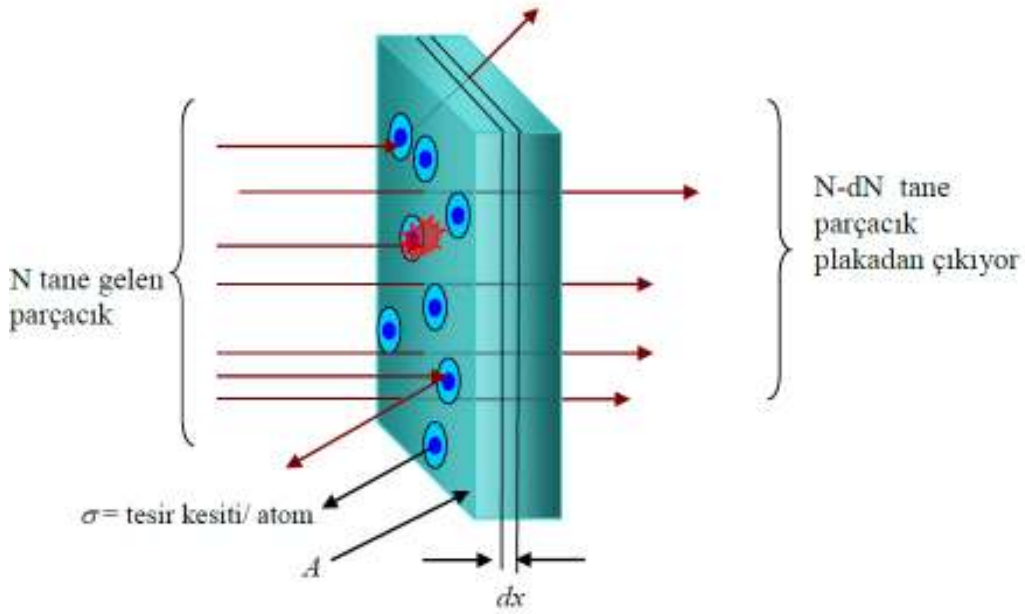
2.5.7. Tesir Kesiti ve Gamma Işınlarnın Soğurulması

Fizikte her olay matematiksel olarak açıklanabilmelidir. Bazı fiziksel olaylar olasılığa bağlı olan matematiksel niceliklerle yorumlanabilir. Örneğin radyoaktif bir çekirdeğin ne zaman parçalanacağı bilinmemesine rağmen çekirdeğin parçalanması olasılığı ile tanımlanır.

Nükleer fizikte yapılan bütün çalışmalar radyasyonun madde ile etkileşmesi esasına dayanır. Gelen bir radyasyonun, bir hedef parçacıkla belli bir biçimde etkileşme olasılığını ifade etmenin en kullanışlı yolu tesir kesiti kavramıdır. Tesir kesiti, bu etkileşmelerin gerçekleşme olasılığının bir ölçüsü olarak tanımlanır.



Şekil 2.20. Tesir Kesiti kavramının Geometrik Yorumu



Şekil 2.21. Tesir Kesiti ve Radyasyon Demetinin Ortamda Zayıflaması

Şekil 2.20’de görüldüğü gibi, gelen her parçacık hedefte belli bir kesit görür. Bu kesite yönelen her parçacık hedef madde ile etkileşir. Dolayısıyla gelen parçacık ne kadar büyük bir kesit görürse, etkileşme olasılığı o kadar büyüktür. Bu kesite tesir kesiti denir. Hedef maddenin tesir kesiti, etkileşmenin cinsine ve gelen parçacığın enerjisine bağlı olup, parçacığın geometrik kesitinden büyük, küçük veya eşit olabilir. Bir çekirdeğin belli bir etkileşme için tesir kesiti, belli bir parçacık çekirdeğin üstüne geldiğinde, etkileşmenin gerçekleşme olasılığını ifade etmenin matematiksel bir yoludur.

Şekil 2.21’de görüldüğü gibi, yapıldığı madde belli, yüzey alanı A ve kalınlığı dx olan yassı bir levha düşünelim. Levha birim hacminde n atom içeriyorsa, hacmi $A dx$ olduğundan, levhadaki toplam atom sayısı $n A dx$ ’tir. Her bir çekirdek σ etkileşme tesir kesitine sahipse, levhadaki bütün çekirdeklerin toplam etkileşme tesir kesiti $n A \sigma dx$ olur. Gelen demetteki parçacık sayısı N ise, levhadaki çekirdeklerle etkileşen parçacık sayısı dN

$$f = \frac{\text{Toplam etkilenen}}{\text{Hedef alanı}} = \frac{\text{Etkileşen parçacıklar}}{\text{Gelen parçacıklar}} \quad (2.26)$$

$$\frac{dN}{N} = \frac{n \sigma A dx}{A} \quad (2.27)$$

Aynı parçacık demeti, sonlu bir x kalınlığındaki bir levhaya geldiğini düşünelim. Eğer parçacık sadece bir defa etkileşiyorsa, levhanın dx kalınlığından geçerken demetten dN kadarı ayrılır.

$$\frac{dN}{N} = \frac{n\sigma A dx}{A} \quad (2.28)$$

olur. Başlangıçtaki parçacık sayısı N_0 olmak üzere,

$$-\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -n\sigma \int_x^0 dx \quad (2.29)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade integre edilirse,

$$\ln N - \ln N_0 = -n\sigma x \quad (2.30)$$

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (2.31)$$

bağıntısı elde edilir. Mikroskobik tesir kesiti σ ile gösterilir ve birimi Barn'dır.

$$(1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 \text{ dir.}) \quad (2.32)$$

$n\sigma$ ise makroskobik tesir kesiti olarak tanımlanır ve Σ ile gösterilir. Gama ışınları için makroskobik tesir kesiti Σ yerine μ ile gösterilir ve lineer zayıflama katsayısı olarak tanımlanır. (2.31) eşitliği [49].

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (2.33)$$

Bir ortama giren gamma radyasyonunun madde ile etkileşmesi, ortamın lineer zayıflama katsayısına bağlıdır. Gelen fotonun enerjisine ve ortamın atom numarasına bağlı olan lineer zayıflama katsayısı, gelen fotonun madde içindeki girciliğini ve davranışını karakterize eder.

Lineer zayıflama katsayısı soğurucu ortamın yoğunluğuna da bağlıdır. Yoğunluğa bağımlılığından kurtulmak için “kütle zayıflama katsayısı” kullanılır. Kütle zayıflama katsayısı μ/ρ olarak tanımlanmıştır. Eğer $\mu[\text{cm}^{-1}]$ soğurucu maddenin yoğunluğu $\rho[\text{g/cm}^3]$ ise kütle zayıflama katsayısı $\mu/\rho [\text{cm}^2/\text{g}]$ boyutunda olacaktır. Kütle zayıflama katsayısı μ/ρ atom başına toplam etkileşme tesir kesiti σ_T ile orantılıdır [50].

2.5.8. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen parçacıklar hedef çekirdekleriyle etkileştiklerinde, her zaman sadece bir tür nükleer reaksiyon meydana getirmeleri gerekmez. Eğer birden fazla türde reaksiyon meydana gelmişse her bir tür için tesir kesiti genellikle farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi-tesir kesitleri denir ve toplam tesir-kesiti bunların toplamına eşit olacaktır. Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş doğrultusuyla θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içine giren parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılması için, açığa bağımlı başka bir tesir-kesiti tanımlanır ve birim katı açı başına düşen tesir-kesiti olarak tarif edilir [51].

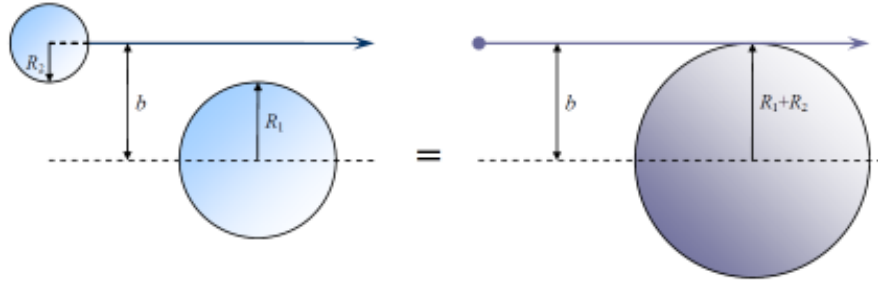
Diferansiyel tesir kesiti tüm açılar üzerinden integre edildiğinde, toplam tesir kesitini vermektedir. Toplam tesir kesiti belirli bir kalınlıktaki hedefin içinden geçen demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilmektedir. Bir nükleer etkileşmeye ait, toplam tesir kesiti σ_t , esnek saçılma tesir kesiti σ_s ile reaksiyon tesir kesiti (esnek esnek olmayan saçılmalar için soğurulma tesir kesiti) σ_r nin toplamından oluşmaktadır.

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_r \quad (2.34)$$

Birden fazla reaksiyonun olduğu durumlarda her bir reaksiyona ait tesir kesitleri farklı olacağından, toplam reaksiyon tesir kesiti; (Denklem 2.35)

$$\sigma_r = \sigma_{r1} + \sigma_{r2} + \sigma_{r3} + \dots \quad (2.35)$$

şeklinde, kısmi reaksiyon tesir kesitlerinin doğrultu ve yönlerine bakılmaksızın toplanmasıyla bulunur [52]. Tesir kesiti kavramını daha fiziksel bir hale getirebilmek için Şekil 3.5'deki klasik olarak çarpışan iki kürenin durumu ele alınabilir. Burada 2 nolu küre, hareketsiz olan 1 nolu küre üzerine gönderilmektedir. Çarpma mesafesi b iki kürenin yarıçapları toplamından daha küçük veya eşit olmadıkça küreler çarpışmayacaktır. Noktasal bir parçacık ile $R_1 + R_2$ yarıçaplı bir diskin çarpışması için de durum aynıdır. Bu diskin alanı $\pi (R_1 + R_2)^2$ çarpışmanın tesir kesitidir. (Şekil 2.22)



Şekil 2.22. İki kürenin çarpışması; soldaki R_1 ve R_2 yarıçaplı iki kürenin çarpışması [53].

Bu resimden tesir kesitinin yalnızca hedefe ait bir özellik olmadığı, aynı zamanda merminin özelliklerini de yansıttığı gibi çok önemli bir bilgi açıkça görülmektedir. Klasik örneğimizdeki (R_1 ve R_2 yarıçapları toplamı olan) tesir kesiti, hedefimiz aynı olsa bile farklı yarıçaplı ($R_1 \neq R_2$) bir mermi için elde edilecek tesir kesitinden farklı olacaktır. Bir saçılma ölçümünün sonuçlarından hedef çekirdeğin yarıçapı bulunmak istendiğinde merminin etkisi mutlaka hesaba katılmalıdır [53]. Diferansiyel tesir kesiti ayrıca saçılma problemi için kuantum mekaniğinin kuralları uygulanarak hesaplanabilmektedir. Kuantum mekanikte saçılma problemi ele alınırken şu temel kabuller geçerlidir [54].

- i. Saçılma probleminde mermilerin duran bir hedef üzerine gönderildiği kabul edilir. Söz konusu hedef çok ağır ise, etkileşme sonrası hedefin hareketi ihmal edilebilmektedir. Mermi ve hedefin kütleleri birbirine yakın ise, etkileşmeye iki gelen parçacık iki cisim problemi açısından yaklaşılır. İki cisim problemi, sabit bir referans noktasındaki indirgenmiş kütlenin bir potansiyel tarafından saçılması problemine dönüştürülerek incelenmektedir.
- ii. Etkileşme potansiyelinin sonlu bir bölgede etkin olduğu kabul edilir. Diğer bir ifade ile gelen parçacık yeterince uzakta iken hiç bir potansiyelin etkisi altında olmaksızın bir serbest parçacık gibi davranmalıdır. Böylelikle etkileşme potansiyelinin sonsuzdaki limiti sıfır olacak ve gelen parçacık potansiyelin etkisini sözü geçen sonlu bölgede hissedecektir.

3.GRAFENİN ÜRETİLMESİ VE ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ

Bu bölümde grafenin üretilmesi ve elektriksel ölçüm yöntemlerinden, konum ve kalınlığının belirlenmesinden, Raman spektroskopisinden, litografi süreçlerinden bahsedilmektedir.

3.1. Grafenin Sentezlenmesi

Grafen yaygın olarak şu yöntemler ile elde edilmektedir;

1. Kaydırma Yöntemi.
2. Silisyum-Karbür Üzerinde Epitaksiyel Büyütme Yöntemi.
3. Kimyasal Ayrıştırma Yöntemi.
4. Kimyasal Buhar Biriktirme Yöntemi.

3.1.1. Kaydırma Yöntemi

Grafen ilk olarak, yapıştırıcı bir bandın HOPG (highly oriented pyrolytic graphite) yüzeyine yapıştırılarak, yüzeyden aniden çekilmesi ile elde edilmiştir. Grafit, grafen tabakalarının üst üste yığılması sonucu olduğundan, band uygulamasının defalarca tekrarlanması sonucu farklı tabaka sayısına sahip grafen filmler oluşur. Andre Geim ve Kostya Novoselov geliştirdikleri bu yöntemle, boyutları 10 μm 'ye varan tek tabaka veya birkaç tabakadan oluşan grafen filmler elde etmiş ve bu filmleri Si/SiO₂ alttaşlar üzerine transfer ederek, elektriksel özelliklerini çalışmışlardır. Birkaç tabakadan oluşan grafen filmlerde yük taşıyıcıların oda sıcaklığında balistik özelliğe sahip olduklarını deneysel olarak göstermiş ve bu filmlerin mobilitelerini 15000 $cm^2/V.s$ olarak ölçmüşlerdir.

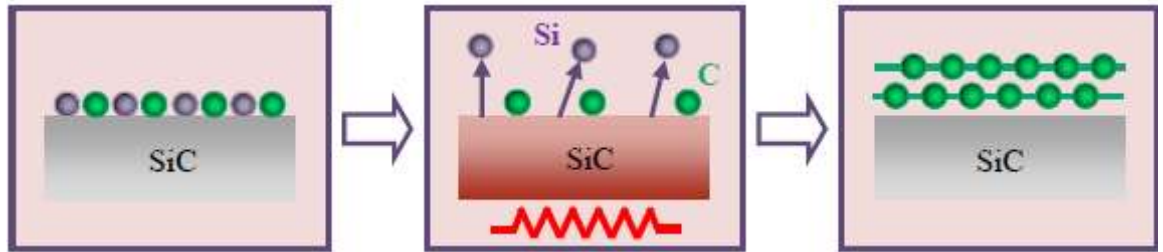


Şekil 3.1. Kaydırma Yönteminde Kullanılan Malzemelerin Görüntüsü

Grafenin elektronik uygulamalarda kullanabilmesi büyük alana sahip grafen filmlerin sentezlenmesini gerektirir. Mikromekanik olarak HOPG (Şekil 3.1) tabakasından izolasyon yöntemi kullanılarak üretilen grafen filmlerin boyutları birkaç mikrometreyle bir milimetre arasında değişmektedir. Dolayısıyla bu filmler küçük alana sahip olduğundan ve transfer edildikleri alttaş üzerinde rastgele konumlandığından seri üretim elektronik uygulamalarda kullanılmaları mümkün değildir [55].

3.1.2. Silisyum-Karbür Üzerinde Epitaksiyel Büyütme Yöntemi

SiC bileşiğinin yüksek sıcaklıkta bozunması, büyük alana sahip grafen filmlerin sentezi için kullanılabilir yöntemlerden biridir. Bu yöntem, SiC bileşiğinin ultra yüksek vakumda, (UHV) 1000 °C ile 1500 °C aralığında bir sıcaklığa ısıtılmasına dayanır. SiC bileşiğinin ısıtılması sonucu, Si süblimleşerek arkasında karbon yönünden zengin bir tabaka bırakır (Şekil 3.2).



Şekil 3.2. SiC bileşiğinin yüksek sıcaklıkta bozunması yöntemiyle grafen sentezinin şematik gösterimi [56].

Düşük enerjili elektron mikroskobu (LEED) çalışmaları ile bu karbon tabakasının grafit yapısında olduğu gösterilmiş ve dolayısıyla yöntemin grafen sentezlemek için kullanılabilmesi öngörülmüştür. Bununla birlikte, bu yöntem kullanılarak sentezlenen grafen filmlerin kalitesi, aygıt yapımında kullanılacak düzeye ulaşamamıştır. Çünkü yöntem UHV gerektirdiği için pahalıdır ve ayrıca işlemler sırasında yüksek sıcaklıklar kullanıldığı için reaksiyon kontrolü oldukça zordur. Ancak Emtsev ve arkadaşlarının [57] SiC bileşiğinin ısıtılması için UHV yerine, basıncı atmosferik basınç değerine yakın argon atmosferi kullanmaları, sentezlenen grafen filmlerin kalitesini ve mobilitesini arttırmıştır.

3.1.3. Kimyasal Buhar Çöktürme Yöntemi

Kimyasal buhar çöktürme yöntemi, katı malzeme üretiminde kullanılan bir sentez sürecidir. Bu yöntemin uygulama alanının büyük bir kısmını yüzeylerin katı ince filmlerle kaplanması oluşturmakla birlikte, bu yöntem aynı zamanda yüksek saflıkta toz malzemelerin üretilmesi için de kullanılır. Periyodik tablodaki birçok element veya bu elementlerin oluşturduğu bileşik bu yöntemle sentezlenebilir.

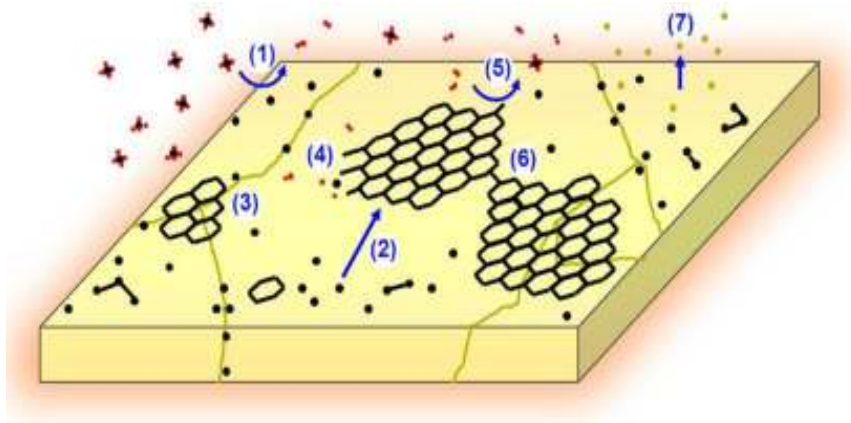
Bu yöntemde, reaksiyon odasında bulunan ısıtılmış alttaş üzerine buhar fazda öncü gazlar gönderilir. Isıtılmış alttaş yakınında veya üzerinde öncü gazların bozunması sonucu, alttaş yüzeyi ince filmle kaplanır. Bu süreci reaksiyon odasında oluşan yan ürünlerin ve reaksiyona girmemiş öncü gazların, reaksiyon odasından dışarı atılması izler [58].

Büyük alana sahip grafen filmlerin sentezinde, düşük maliyeti nedeniyle, SiC bileşiğinin yüksek sıcaklıkta bozunması yöntemine alternatif olarak kimyasal buhar çöktürme yöntemi kullanılır. Bu yöntemle tek kristal veya polikristal grafen filmler sentezlemek mümkündür. Bu yöntemle sentezlenen filmlerde grafenin tanecik boyutları, diğer grafen sentezleme yöntemlerinde elde edilenlere göre daha büyüktür. Ayrıca kimyasal buhar çöktürme yönteminde kullanılan alttaşlar metal olduğundan, bu metallerin asit çözeltileri kullanılarak çözünmesi sağlanır. Dolayısıyla sentezlenen grafen filmler kolaylıkla başka alttaşlar üzerine transfer edilebilir.

Grafen sentezinde, karbon kaynağı olarak genellikle metan, etan veya asetilen gazları kullanılır. Alttaş olarak kullanılacak metalin bir yüksek sıcaklık fırınında ısıtılarak

tavlama süreci metal alttaşın atomik düzeyde temizlenmesini ve tanecik büyüklüğünün artmasını sağlar. Metalin tavlama sürecinin ardından, gaz taşıyıcı bir sistem aracılığıyla, karbon içeren öncü gaz alttaş üzerine gönderilir. Öncü gazın yüksek sıcaklıklarda (900 °C ile 1100 °C) ayrışmasıyla oluşan karbon atomlarının, metal alttaş yüzeyine çökmesi ve altıgen halkalar şeklinde büyümesi sonucu grafen oluşur. Bu yöntemde alttaş olarak kullanılan metal hem hidrokarbonların ayrışmasını, hem de grafenin üzerinde çekirdeklenmesini sağlayan bir katalizör görevi görür. He, Ar ve N₂ gibi asal gazlar ise taşıyıcı gaz olarak kullanılır.

Deneysel olarak, grafen sentezlemek için alttaş olarak birçok geçiş metali (Ru, Ir, Pd, Ni, Cu gibi) kullanılmıştır ve bu metaller üzerinde grafenin nasıl büyüdüğünü açıklayan iki mekanizma vardır [59]. Bu mekanizmalardan birincisine göre yüksek sıcaklıklarda ayrışan karbon atomları alttaş içine difüze olarak çözünür. Bu atomlar alttaşın soğuma süreci boyunca tekrar metal yüzeyine çıkar ve metal yüzeyinde grafen filmin oluşmasını sağlar. Bu durumun sebebi metallerde karbon çözünürlüğünün sıcaklıkla azalmasıdır. İkinci mekanizmaya göre ise, yüksek sıcaklıklarda ayrışan karbon atomları metal yüzeyinde doğrudan birleşerek grafen filmi oluşturur. Birinci mekanizma Ni gibi karbon çözünürlüğü ikinci mekanizma ise Cu gibi karbon çözünürlüğü küçük atom alttaşlarda grafenin büyüme sürecini açıklar [60].



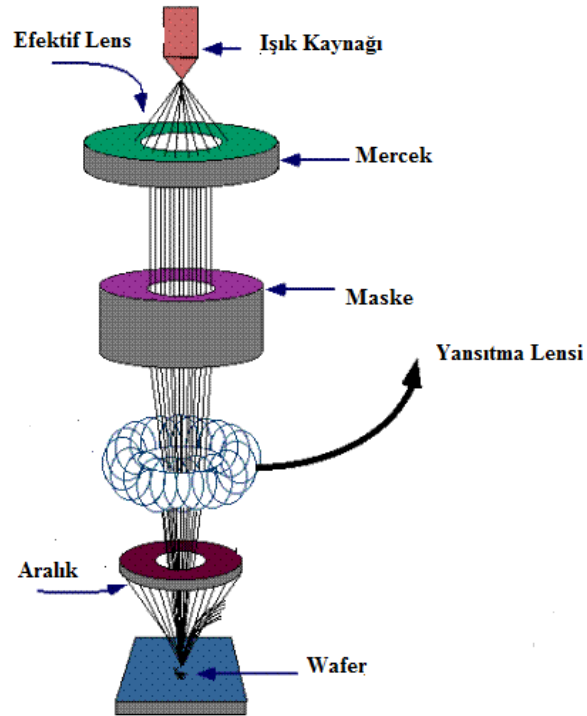
Şekil 3.3. KBÇ yöntemiyle Cu alttaş üzerinde tek tabaka grafenin büyüme mekanizması [61].

3.1.4. Kimyasal Ayrıştırma Yöntemi

Grafenin sentezlenmesi ile ilgili diğer bir yöntemde kimyasal ayrıştırma yöntemidir [62]. Bu yöntemde grafitten grafen oksit oluşturmak için güçlü asitler ve oksidanlar kullanılmaktadır. Grafen Oksitler tekli grafit tabakaları arasında bağlı oksijen ve hidroksil grupları içermektedir. Bu da grafen ara tabakalarını hidrofilik yapar ve su molekülleri sayesinde kolayca ayrışması sağlanmaktadır. Grafen Oksitlerin ayrışması hidrozin gibi organik indirgeyiciler tarafından gerçekleştirilmektedir.

3.2. Litografi

Litografi, en temel anlamda resist olarak isimlendirilen ince bir film üzerine desenlerin basılması olarak ifade edilmektedir. Litografinin çeşitli teknikleri mikro alet veya radyasyon kullanılmasına göre sınıflandırılmaktadır. (fotolitografi, elektronlitografi vb.) Bu yüzden kalıpların basılması için fotolitografide fotonlar, elektro litografi de ise elektronlar kullanılmaktadır [63]. Optik litografide ilk aşamada bir negatif fotoresist bir alttaş üzerine döndürülerek kaplanır. Döndürme işlemi ilk etapta yavaş olup resistin alttaş yüzeyine tümüyle dağılması sağlanarak, ikinci etap da daha hızlı döndürülerek resistin homojen dağılımı sağlanmaktadır.



Şekil 3.4. Optik Litografi Sisteminin Şematik Gösterimi

3.3. Termal Buharlaştırma İşlemi

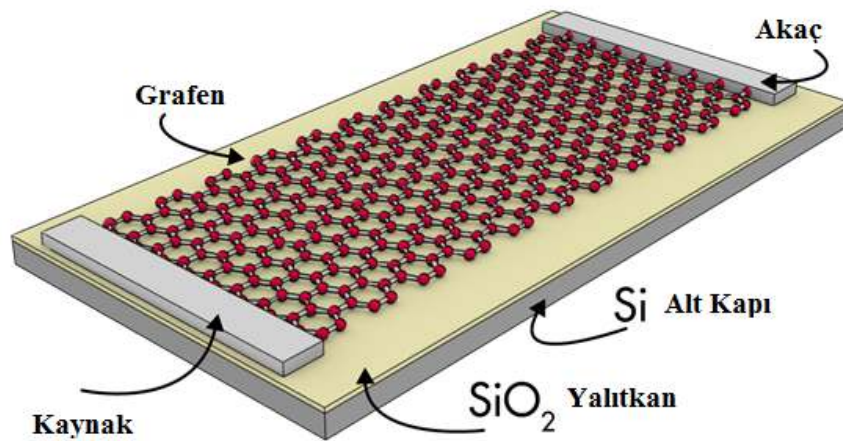
Termal buharlaştırma sistemlerinde genellikle yüksek buhar basıncına sahip ve kolay kirlenen metaller termal yöntemle buharlaştırılmaktadırlar. Bu sistemle alt taşlara homojen metal kaplamalar yapmak mümkündür.

Burada kaplanması istenen metaller cihazın kaynak tutturucularına takılan genellikle tungsten bot veya sepetlerin içerisine yerleştirilir. Bu metaller içinde bulunduğu bot veya sepetten geçirilen yüksek akım ve oluşan yüksek sıcaklık sayesinde buharlaşmaktadırlar. Buharlaşan malzeme, vakum kazanı içerisinde bulunan kaynakların üzerinde konumlanan örnek tutucuya sabitlenmiş numune üzerinde yoğunlaşmaktadır.

Yine bu sistemlerde numune üzerindeki kaplama kalınlığı, kaplama esnasında rahatlıkla ölçülmektedir. Ayrıca bu sistemlerde buharlaştırma işleminin gerçekleştiği ortamın basıncı olabildiğince düşük olmalıdır. Bunun nedeni buharlaşma esnasında ortamda bulunan yabancı maddelerin kaplama kalitesini düşürmesidir. Termal buharlaştırma sistemlerin de genellikle vakum seviyesi minimum 1×10^{-4} torr maksimum 1×10^{-6} torr civarında iken metal buharlaştırma sağlanmaktadır [64].

3.4. Elektriksel Ölçüm

Grafen numunelerin elektriksel özelliklerinin incelenmesi için grafen tabanlı Alan Etkili Transistör üretilmiştir. Grafen numunenin analizi için Keithley 2612A Elektriksel ölçüm sistemi kullanılmıştır.



Şekil 3.5. Grafen Alan Etkili Transistörün Elektriksel Ölçüm Şeması

Grafen Alan Etkili Transistörlerin elektriksel ölçüm aşamasında Şekil 3.5’de gösterildiği gibi bir yapı kullanılmaktadır. Temel transistör yapısı gibi grafen üzerindeki etkileri ölçmek üzere kaynak ve akaç uçları bulunmaktadır. Elektrik alan etkisini verebilmek için kapı ucu kullanılmaktadır.

3.5. Grafenin Üretilmesi

Denelerimizde alan etkili transistör yapımında kullanılan grafenler, mekanik ayrılma yöntemiyle yüksek yönelimli pirolitik grafit (HOPG) veya Kish Grafit den elde edilmiştir. Grafen üretiminde öncelikle, HOPG veya Kish grafit bir selo bant üzerine az miktarda dökülmüştür. Daha sonra grafeni ince tabakalara ayırmak için selo bant birçok kez birbirine yapıştırılıp açılmıştır. Şekil 3.6’dan da görülebileceği gibi bandın yüzeyi, pürüzsüz bir yüzeymiş gibi görününceye kadar yapılmıştır.



Şekil 3.6. Si tabaka üzerine grafenin aktarılması



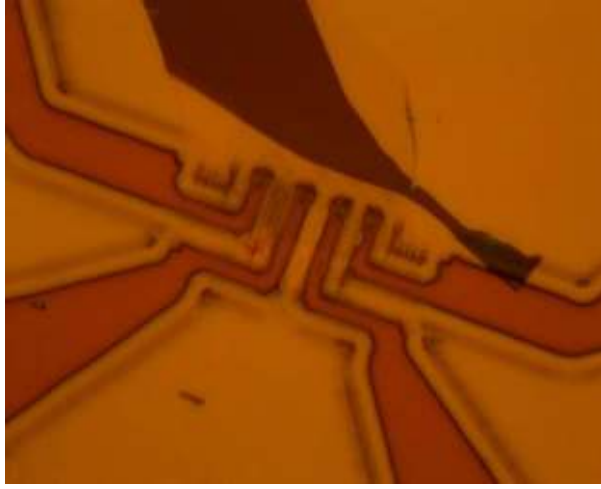
Şekil 3.7. Grafenin 100X Merceкли Optik Mikroskopta Görünümü

Bir diğer aşamada, bant yüzeyinde oluşan grafen tabakaları sırasıyla trikloretilen, aseton, metanol, saf su içerisinde ultrasonik titreştiricide bir süre titreştirildikten sonra hidroklorik asit ile temizlenen 285 nm kalınlığındaki SiO₂ kaplı silisyum alttaş üzerine aktarılır. Şekil 3.7’de aktarılan grafen parçaların optik görüntüleri sunulmaktadır. Alttaşın yüzeyine aktarılan tek tabakalı grafenlerin yerini belirlemek için kameralı optik mikroskop kullanılmıştır. Optik mikroskobun 100X, 20X mercekleri altında grafen incelenmiştir ve tek tabakalı grafenlerin çok tabakalı grafenlere göre daha açık renkte olduğu gözlemlenmiştir. Yine optik mikroskop sayesinde grafenlerin uzunluk ve yüzey alanları tayin edilmiştir.



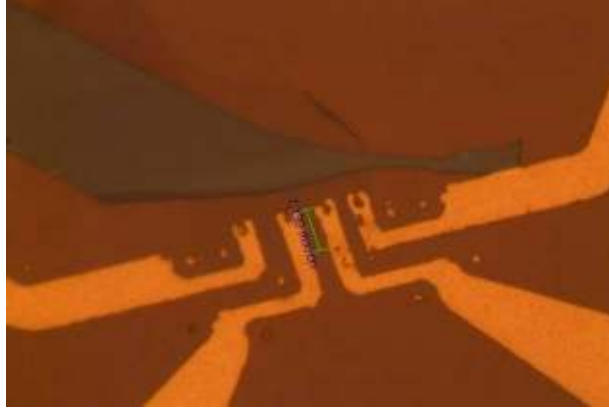
Şekil 3.8. Grafen ve Grafit Tabakalarının 100X Merceкли Optik Mikroskopta Görünümü ve Grafenin Boyutu

Bir sonraki aşamada yeri ve yüzey alanları tespit edilen grafen tabakalar optik litografi yapmak için üzerleri uygun şekilde d6nel kaplama cihazıyla fotorezist kaplanır. Kaplama işlemi tamamlandıktan sonra fotorezist kaplanan numune 100 °C de bir dakika boyunca ısıtıcı 6zerinde bekletilir. Arkasından yapılacak 6alışmaya uygun maske deseni hazırlanır. Burada 6nemli olan durum ise maskenin 6ok temiz olmasıdır. Daha sonra numunenin 6zerinde grafenin yeri tekrardan belirlendikten sonra uygun maske yerleştirilir. Maske basımı ger6ekleşirken 12s kadar UV işnında bekletilir 115 °C te 2 dakika ısıtılır ve tekrardan 45s UV işnına maruz bırakılır.



Şekil 3.9. Litografi işleminin 100X Optik Mikroskopta G6r6n6m6

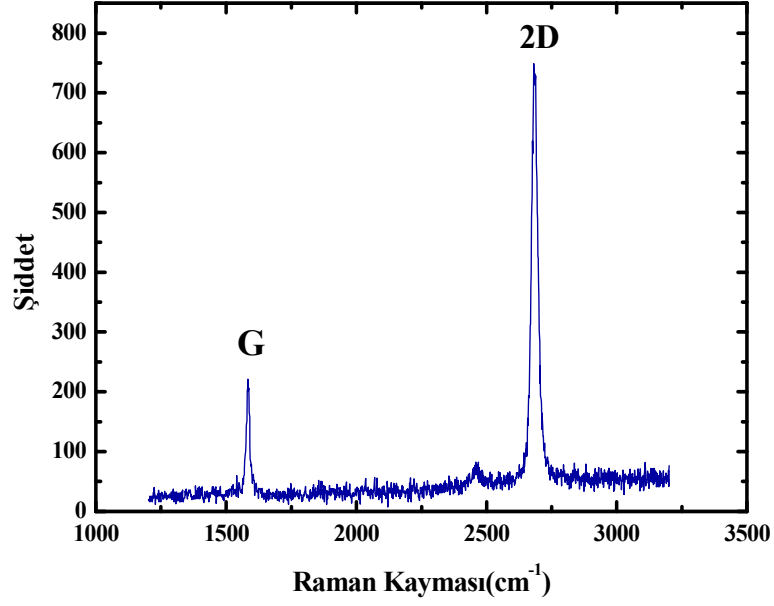
Optik litografi işlemi ardından desenlendirme işlemi yapılan numune 6zerindeki Őeklin a6ılması i6in MIF ((Tetramethyl-Ammonium Hydroxide Solution) 66z6c6s6 kullanılmıştır. Numune 66z6c6 i6erisinde yaklaşık 1,5 dakkika bekletilmiştir. Bir diğer aşamada ise grafen 6zerinden elektriksel kontak almak i6in maske ile desenlendirilen Şekil 6zerine termal buharlaştırma 6nitesi kullanılarak metal buharlaştırma işlemi yapılmıştır. Elektriksel kontaklar i6in Cr / Au (20/30nm) metalleri kullanılmıştır. Buharlaştırma işleminde kaplamanın iyi olması i6in genelde basıncın 10^{-6} torr basınca d6şmesi beklenir. Buharlaştırma işleminin arkasından numuneler 5 dakika kadar aseton i6erisinde bekletilmiştir. Hemen arkasından asetona ve metonale tutulup saf su ile yıkanmıştır. Numune tamamen kurutulduktan sonra elektriksel 6l66m i6in hazırlanmıştır. (Şekil 3.10)



Şekil 3.10. Krom/Altın Grafen Alan Etkili Transistörün 100X Optik Mikroskop Görüntüsü

3.6. Grafenin Raman Spektroskopisi

Raman spektroskopisi sp^2 ve sp^3 hibritli karbon atomlarının karakterizasyonunda çok etkili bir yöntemdir. Tek tabaka, iki tabaka ve birkaç tabaka grafenin elektronik ve titreşim özellikleri rezonans raman saçılmasıyla kolaylıkla araştırılabilir. Grafende düzlem-içi enine ve boyuna optik fononlar raman aktiftir [65,66]. sp^2 karbonlu grafitik yapılarda C-C bağının düzlem-içi gerilmesi ve esnemesi sonucu bu dejenerelik bozularak, 1583 cm^{-1} civarında bir Raman modunun oluşmasını sağlar. Bu mod ilk olarak grafitte gözlemlendiğinden G-modu olarak adlandırılmıştır. Bir enine optik fononun kristal kusurundan inelastik saçılması sonucu 1350 cm^{-1} civarında oluşan D-modu sp^2 karbonlu malzemelerin düzensizliğini temsil eder ve grafen üzerindeki kusurların anlaşılmasını sağlar. D pikinin şiddeti malzemedeki kusur yoğunluğunun düzeyi ile ilgilidir. Ayrıca tüm sp^2 karbonlu malzemelerde $2500\text{--}2800\text{ cm}^{-1}$ arasında kuvvetli bir 2D piki gözlemlenir. 2D modu enine optik fononun kristal kusurundan saçılmak yerine başka bir enine optik fonondan inelastik saçılması sonucu oluşur [67]. (Şekil 3.11)



Şekil 3.11. Grafen Numunenin Raman Spektrumu

Grafenin tabaka sayısı ve kalitesinin raman spektrumu kullanılarak ayırt edilmesinde 3 temel öge vardır. Bunlardan ilki; tek tabakalı grafende G bandı şiddetinin azalması, diğeri 2D bandının şeklinin değişimidir. Tek tabakalı grafen için 2D bandı daha keskin ve dar pik verirken, çok tabakalı grafen için pikin şekli genişleyerek bozulmaya başlar. Sonuncusu ise, kusurlu yapılarda D bandının belirgin hale gelmesidir.

Şekil 3.11’de grafen ve grafitin raman spektrumları karşılaştırılmaktadır. Şekilde görüldüğü gibi grafen ve grafitte G ve 2D bandlarının şiddeti ve oranları farklıdır. Dolayısıyla G ve 2D bandlarının oranları grafenin tabaka sayısı hakkında bilgi verir.

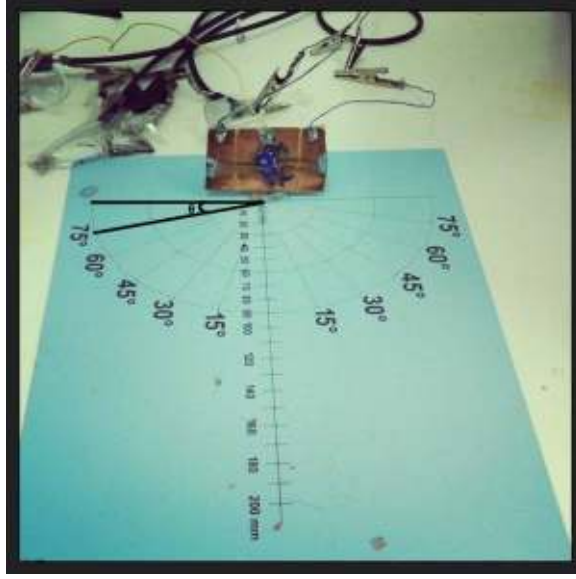
4. DENEYSEL BULGULAR

Grafen iki boyutlu yapısı ile eşsiz sensör özellikleri gösterebilmektedir. Grafende hacimsel kısım olmadığından yüzeyde oluşacak bir etki tüm elektriksel karakteristiklere yansımaktadır. Literatür incelendiğinde grafen çeşitli sensör araştırmalarında kullanılmıştır. Özellikle gaz sensörlerinde grafen yüzeyine ulaşan gaz molekülü grafenin elektriksel karakteristiklerini değiştirmektedir. Buradan yola çıkarak bu eşsiz malzemenin radyasyona da tepki verip veremeyeceği literatür açısından aydınlatılmamış bir konu olarak karşımıza çıkmaktadır. Böylece bu tez çalışması, grafenin elektriksel karakteristiklerinin gama ve beta radyasyonu altında bir değişim gösterip göstermeyeceğini incelemeyi hedeflemektedir. Radyasyon grafen ile etkileşirse iyonizasyona veya grafendeki yük taşıyıcılarının saçılmalarına sebep olabilir. Böylesi durumlar elektriksel karakteristiklere yansiyabilir. Oda sıcaklığında yapılacak ölçümlerin konunun en azından bir kısmını aydınlatmasını hedeflediğimiz bu tez çalışmasında öncelikle grafen kanal kullanılarak FET yapısında sensörler üretilmiş daha sonra bu sensörler sırasıyla gama ve beta kaynaklarına maruz bırakılarak elektriksel tepkileri incelenmiştir. Radyasyon kaynakları olarak ise gama ışınması için ^{60}Co beta ışınması için ^{90}Sr ve ^{131}I kullanılmıştır. Kullanılan radyasyon Kaynakları enerjileri ise sırasıyla ^{60}Co için 1.33MeV, ^{90}Sr 0.546 MeV ve ^{131}I 971 KeV'dir.

Deneysel çalışmalar atmosfer ortamında gerçekleştirilmiştir. Deneysel esnasında, radyasyonlu ve radyasyonsuz ortamda kaynak-akaç akımının zamanla değişimi ($I_{ds}-t$) ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

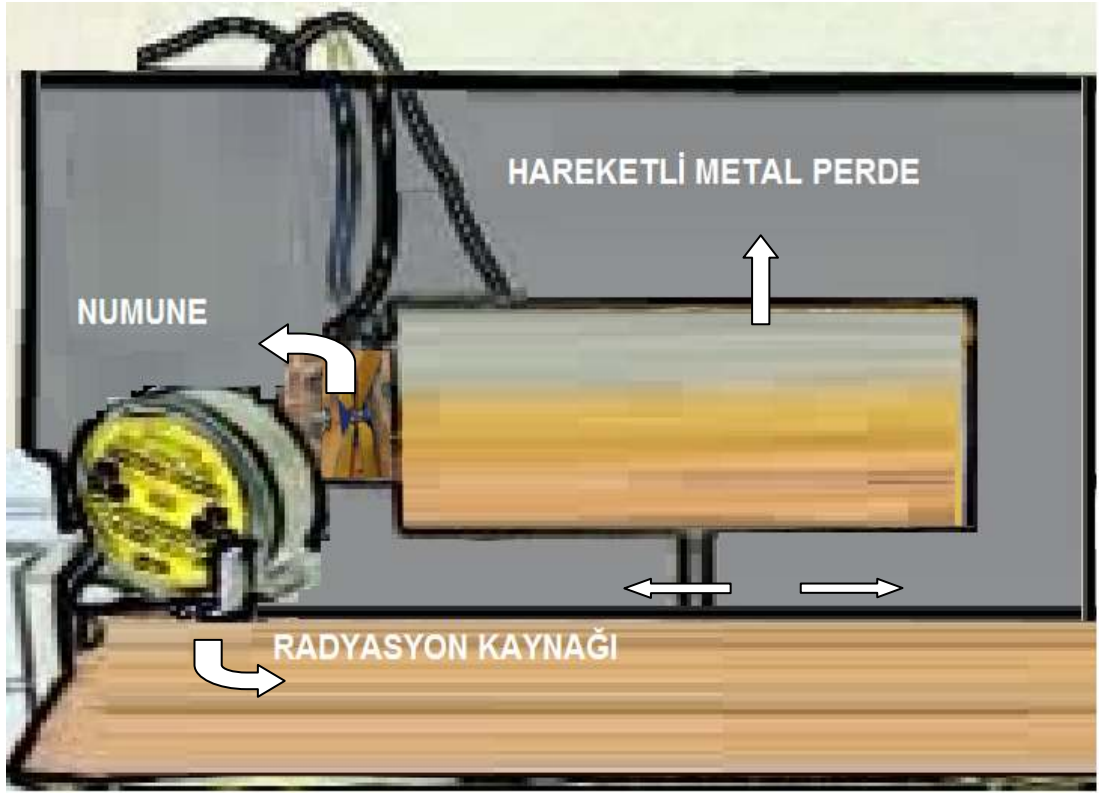
4.1. Radyasyon Tepkisinin Ölçümü

Yapılan deneysel çalışmalarda bir açı düzeneği kullanılmıştır. Şekil 4.1'de gösterilen açı sistemi üzerine şekilde görüldüğü gibi numune yerleştirilmiştir. Açılar θ ile gösterilen yerden başlayarak sırasıyla 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120, 135, 150, 165, 180 şeklinde devam etmektedir. Radyasyon kaynağı, istenilen açının üzerine ışınları numuneye karşılık gelecek şekilde yerleştirilmiştir.



Şekil 4.1. Açıya Bağlı Olarak Radyasyon Tepki Ölçümlerinin Yapıldığı Düzenek

Şekil 4.2’de gösterilen deney sistemi numunenin yerleştirildiği sistemdir. Bu sistemde numune ile radyasyon kaynağı arasında kalın metal bir perde yerleştirilmiştir ve sisteme bu perdeyi açıp kapatacak şekilde bir motor sabitlenmiştir. Perde güç kaynağı sayesinde sağ tarafa çekildiğinde, numune radyasyon kaynağına maruz kalmaktadır. Perde güç kaynağı sayesinde sol tarafa çekildiğinde ise, radyasyon kaynağının önü kapatılmaktadır. Böylece el değmeden elektronik bir sistemle deneyler gerçekleştirilmiştir.

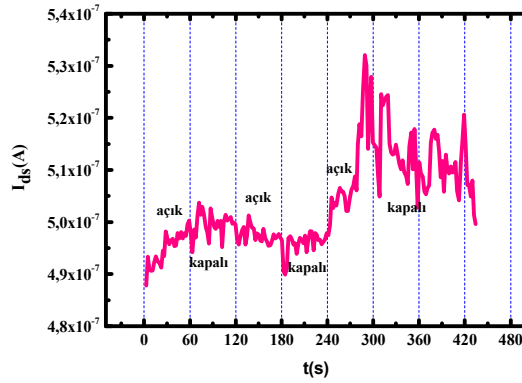


Şekil 4.2. Grafen Alan Etkili Transistörün Radyasyon Kaynağına Maruz Bırakıldığı Sistem.

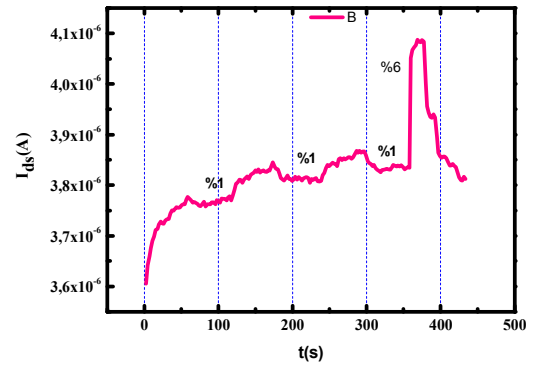
Yapılan deneylerde 15° ile 165° arasında 15° 'lik farklarla açıya bağlı olarak ölçümler alınmıştır. Her bir açı için 3 ayrı grafen alan etkili transistör den ölçümler alınmıştır. Her ölçümde ise 7'şer kez radyasyon altında ve radyasyonsuz ortamda elektriksel tepkiler incelenmiştir. Yani her sabitlenen açıda 21 kez radyasyon tepkisi ölçülmüştür. Bu işlemler gama ve beta radyasyonu için ayrı ayrı incelenmiştir.

4.2. Grafen Alan Etkili Sensörün Gama Radyasyonu (^{60}Co) Altında Tepkisi

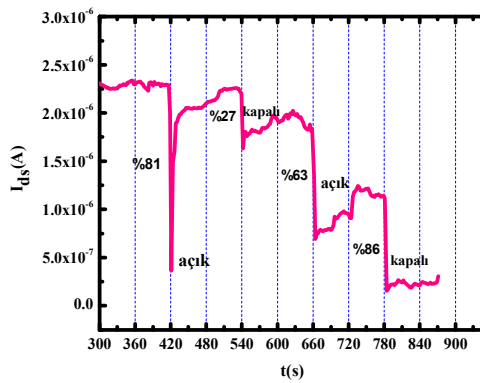
Bu bölümde ^{60}Co kaynağı kullanılarak gama ışınması altındaki GFET'in anlık radyasyon tepkileri $15^\circ - 165^\circ$ geliş açıları altında incelenmiştir. Herbir açı için 3 ayrı numune tepkisi irdelenmiş ancak bu ve sonraki bölüm olan beta radyasyonuna tepki konusunda sadelik açısından yalnızca bir numunenin tepkileri verilmiştir. Tüm numunelere ilişkin tepkiler ise ‘‘Gelme Açısına Bağlı Tepki Oranları’’ başlığı altında belirli kaideler çerçevesinde irdelenmiştir.



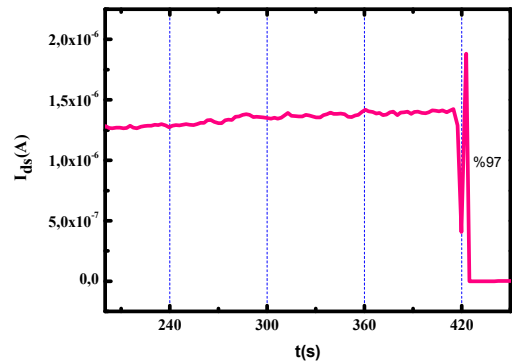
(a)



(b)

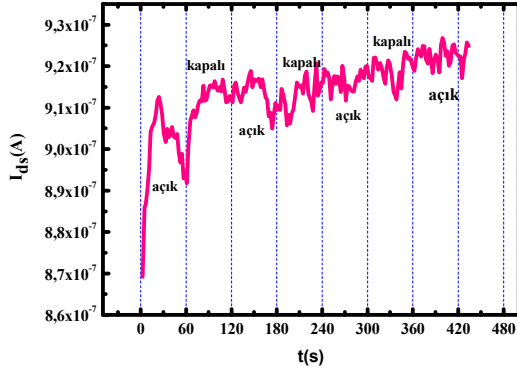


(c)

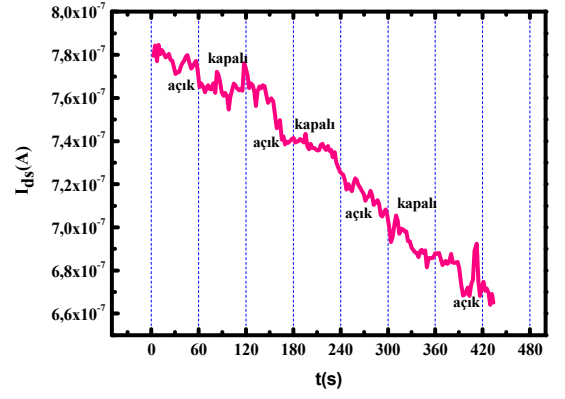


(d)

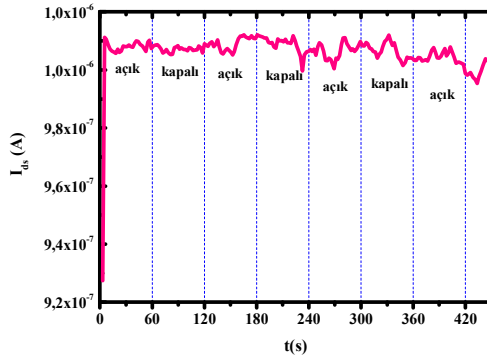
Şekil 4.3. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı gama radyasyon tepkisi; a) 15° , b) 30° , c) 45° , d) 60° .



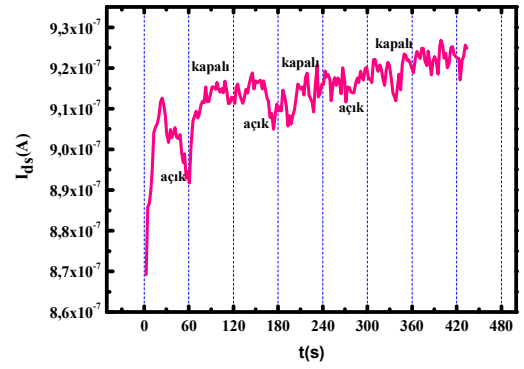
(e)



(f)

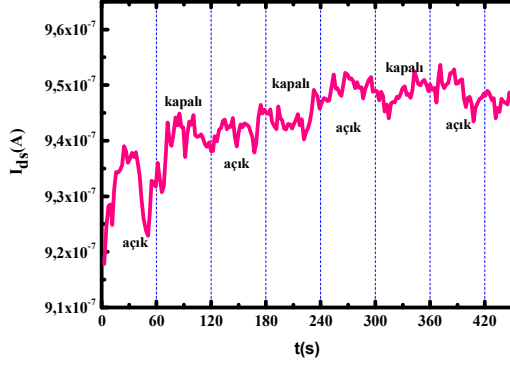


(g)

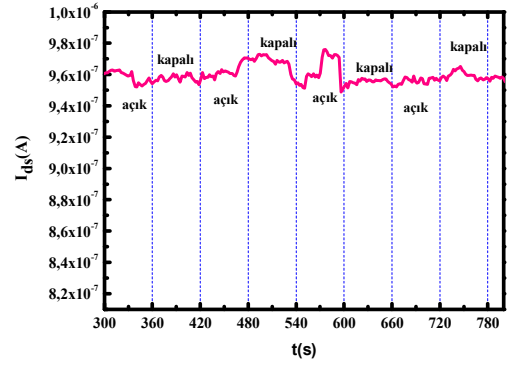


(h)

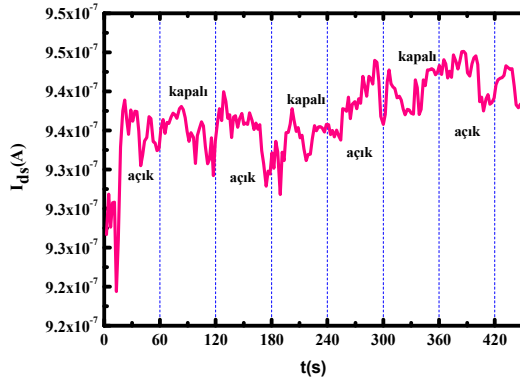
Şekil 4.4. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı gama radyasyon tepkisi; e) 75°, f) 90°, g) 105°, h) 120°.



(I)



(i)



(j)

Şekil 4.5. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı gama radyasyon tepkisi; ı) 135°, i) 150°, j) 165°.

Gama kaynağı öncelikle numune üzerine yukarıda bahsedilen tüm açılarda, kaynak-GFET arasındaki mesafe 4-9 cm de iken gönderilmiştir. Bu durumda hiçbir tepki gözlenmemiştir. Kaynak daha yakın mesafelerde tutulduğunda ise tepkiler gözlenmeye başlanmıştır. Gama ışınlarının yalnızca havada değil maddesel ortamlarda da yüksek penetrasyon derinliğine sahip olması, birkaç cm lik kaynak-GFET mesafe değişimleri ile tepki değişimi olamayacağı sonucunu içerdiğinden, ⁶⁰Co kaynağın diğer bozunumlarına da bakılmış ve gama ışınması ile beraber beta parçacıkları da yayımladığı belirlenmiştir. Bu durumda ⁶⁰Co dan olan tepkiler gama ışınmasından ziyade beta parçacıkları ile ilişkilendirilmiştir. Bu durumda yapılan deneyler bir sonraki bölümden görüleceği üzere beta kaynakları üzerine yoğunlaştırılmıştır.

Şekil 4.3, 4.4 ve 4.5'te a,e,f,g,h,i ve j grafiklerinde Cr/Au kontaklı GFET Şekil 4.1'de gösterilen açı düzeneğine yerleştirilmiştir. Gama kaynağı numunenin karşısına 15°, 60°, 75°, 90°, 105°, 120°, 135°, 150°, 165° açıyla ışınları grafene karşılık gelecek şekilde yerleştirilmiştir. $V_g = -30$ V'ta zamana bağlı olarak 200 noktada ölçüm alınmıştır. 0-1. dakika arasında metal perdeli sistem açılmıştır, numune gama kaynağına maruz bırakılmıştır. 1-2. dakika arasında metal perde kapatılmıştır. Birer dakika aralıklarla bu işlem periyodik olarak devam etmiştir ve akım miktarlarında herhangi bir değişim gözlenmemiştir.

Şekil 4.3-b'de kaynak açı düzeneğine 30° yerleştirilmiştir. 0-1. dakika arasında metal perdeli sistem açılmıştır, numune gama kaynağına maruz bırakılmıştır. 1-2. dakika arasında metal perde kapatılmıştır. Birer dakika aralıklarla bu işlem periyodik olarak devam etmiştir. Akım miktarlarındaki değişiklikler hesaplandığında 6. dakikaya kadar her aralıkta akım değerinde %1'lik değişim olduğu hesaplanmıştır. 6. dakikada akım değerinde %6 artış meydana gelmiştir.

Şekil 4.3-c'de kaynak açı düzeneğine 45° açıyla yerleştirilmiştir. 0-1. dakika arasında metal perdeli sistem açılmıştır, numune gama kaynağına maruz bırakılmıştır. 1-2. dakika arasında metal perde kapatılmıştır. Birer dakika aralıklarla bu işlem periyodik

olarak devam etmiştir. Akım miktarlarında sırasıyla %81, %27,%63, %86 azalma meydana gelmiştir.

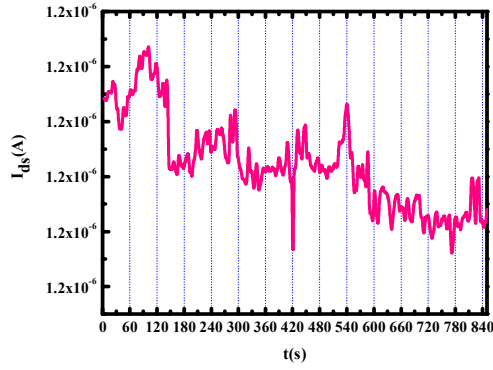
Şekil 4.3-d’de kaynak açısı düzeneğine 60° açıyla yerleştirilmiştir. 0-1. dakika arasında metal perdeli sistem açılmıştır, numune gama kaynağına maruz bırakılmıştır. 1-2. dakika arasında metal perde kapatılmıştır ve bu işlem periyodik olarak devam etmiştir. 7. dakikada akım miktarında %97 azalma meydana gelmiştir.

4.3. Grafen Alan Etkili Sensörün Beta Radyasyonu Altında Tepkileri

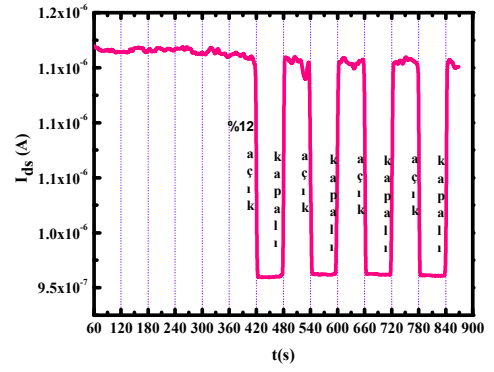
Bu bölümde ise ^{90}Sr ve ^{131}I kaynaklarından yayımlanan beta ışınması altındaki GFET’in anlık radyasyon tepkileri 15° -165° geliş açıları altında incelenmiştir. Yine bu kesimde de her bir açı için 3 ayrı numune kullanılmıştır. İki farklı beta kaynağının kullanılmasındaki amaç ise farklı enerjilerde beta parçacıkları ile bu deneylerin gerçekleştirilmesidir

4.3.1. ^{90}Sr Kaynağının Kullanıldığı Durumda Tepkisi

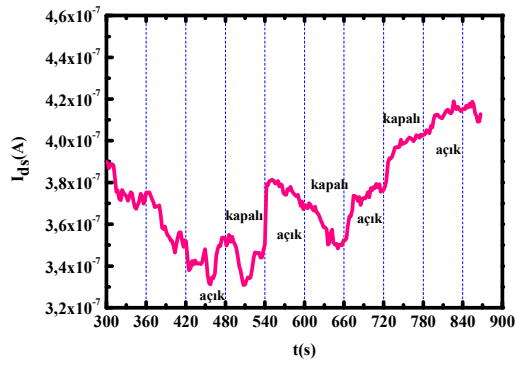
Bir önceki bölümde olduğu gibi GFET numuneler açısı düzeneğine yerleştirilmiştir. Sr kaynağı numunenin karşısına ışınlara grafene denk gelecek şekilde sırasıyla 15°, 30°, 45°, 60°, 75°, 90°, 105°, 120°, 135°, 150°, 165° açıyla yerleştirilmiştir. Yapılan deneylerde $V_g = -30$ V olarak sabitlenmiştir. Numuneler ve beta kaynağı metal perdeli sisteme yerleştirilmiştir ve numune belirli bir dakikadan sonra radyasyon kaynağına maruz bırakılmıştır. Ölçümlerin arkasından akım miktarlarındaki değişim hesaplanmıştır.



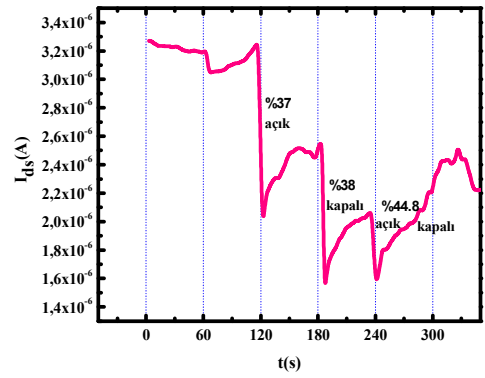
(a)



(b)



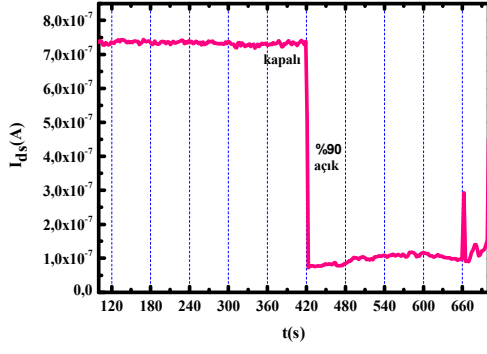
(c)



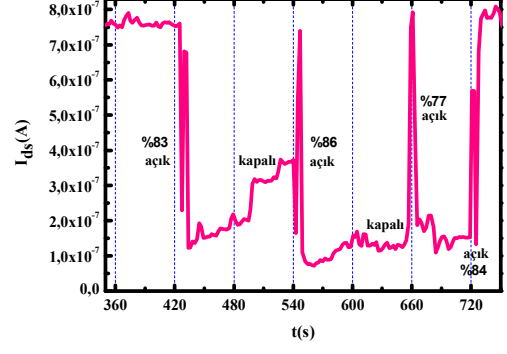
(d)

Şekil 4.6. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı Sr radyasyon tepkisi;

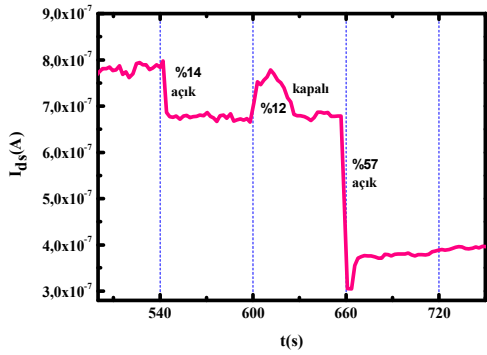
a) 15°, b) 30°, c) 45°, d) 60°



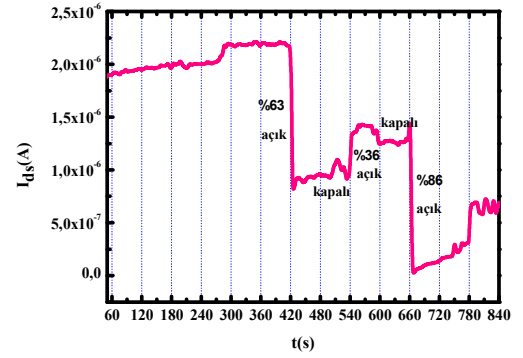
(e)



(f)

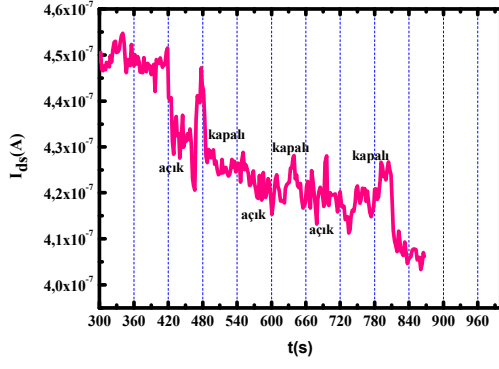


(g)

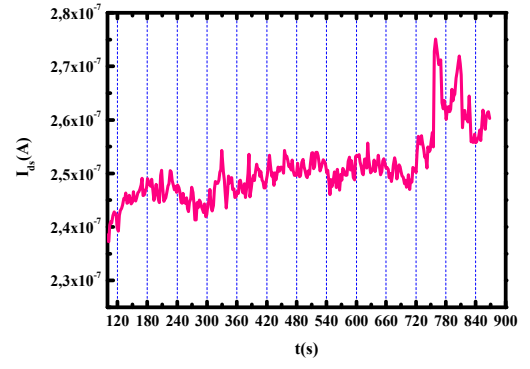


(h)

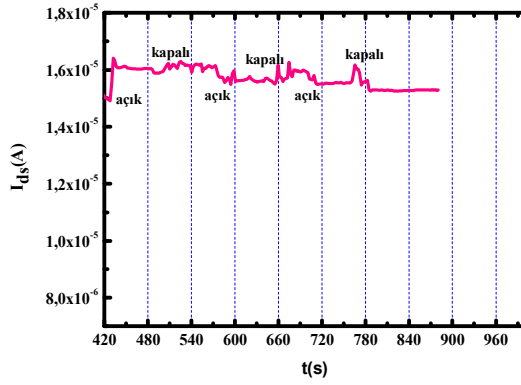
Şekil 4.7. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı Sr radyasyon tepkisi; e)75°, f) 90°, g) 105°, h) 120°.



(i)



(i)



(j)

Şekil 4.8. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı Sr radyasyon tepkisi;
i) 135°, i) 150°, j) 165°.

Şekil 4.6 ve 4.8'de a), c), ı), i), j)'de kaynak açi düzeneğine sırasıyla 15°,45°,135°,150°,165° açıyla yerleştirilmiştir. Zamana bağılı olarak 400 noktada ölçüm alınmıştır. İlk 7 dakika metal perde sisteminde bir işlem yapılmamıştır. 7. dakika metal perde açılmıştır, numune beta kaynağına maruz bırakılmıştır, 8. dakikada metal perde kapatılmıştır, bu işlem periyodik olarak devam etmiştir ve akım miktarında değişim olmadığı gözlenmiştir.

Şekil 4.6-b'de kaynak açi düzeneğine 30° açıyla yerleştirilmiştir. İlk 7 dakika numunenin dengeye gelmesi için beklenmiştir. 7. dakikada metal perde açılmıştır ve akımda %12.6'lık bir azalma olmuştur. 8. dakikada ise beta kaynağı numunenin karşısından çekilmiştir ve çekilmesiyle akım miktarında %12'lik bir artış meydana gelmiştir. Bu işlem periyodik olarak devam etmiştir ve akımdaki % değişim aynı oranda artıp azalmıştır ve tam bir radyasyon tepki sensörünün verebileceğı bir karakteristik gözlemlenmemiştir.

Şekil 4.6-d'de kaynak açi düzeneğine 60° açıyla yerleştirilmiştir. Yapılan ölçümde 0-2 dakika arasında herhangi bir işlem yapılmamıştır. 2. dakikada aradaki metal perde açılmıştır ve numune beta kaynağına maruz bırakılmıştır. Bu aralıkta akım miktarında perdenin açılmasıyla %37'lik bir azalma meydana gelmiştir. 3. dakikada aradaki metal perde kapatılmıştır ve akım miktarı % 38 azalmıştır. 4. dakikada aradaki metal perde açılmıştır ve akım miktarında %44.8 azalma meydana gelmiştir.

Şekil 4.7-e'de kaynak açi düzeneğine 75° yerleştirilmiştir. İlk 7 dakika metal perde sisteminde bir işlem yapılmamıştır. 7. dakika metal perde açılmıştır, numune beta kaynağına maruz bırakılmıştır ve akım değerinde %90 azalma meydana gelmiştir. Diğer dakikalarda perde açılıp kapatılmasına rağmen akım değerinde bir değişim meydana gelmemiştir.

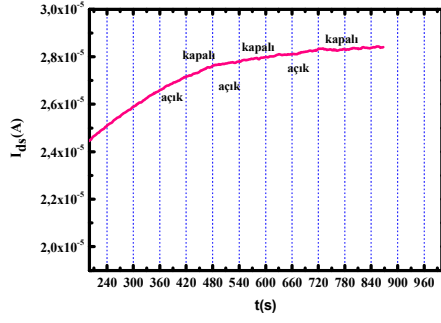
Şekil 4.7-f'de kaynak açi düzeneğine 90° açıyla yerleştirilmiştir. İlk 7 dakika metal perde sisteminde bir işlem yapılmamıştır. 7. dakika metal perde açılmıştır, numune beta kaynağına maruz bırakılmıştır ve akım değerinde %83 azalma meydana gelmiştir. 8. Dakika metal perde kapatılmıştır akım miktarında bir değişim

olmamıştır. 9. dakikada metal perde açılmıştır ve akım değerinde %86 artış meydana gelmiştir. 10. dakikada metal perde kapatılmıştır ve akım değerinde değişim meydana gelmemiştir. 11. dakikada metal perde açılmıştır ve akım değerinde %77 artış meydana gelmiştir. 12. dakikada metal perde kapatılmıştır ve akım değerinde % 84 artış meydana gelmiştir.

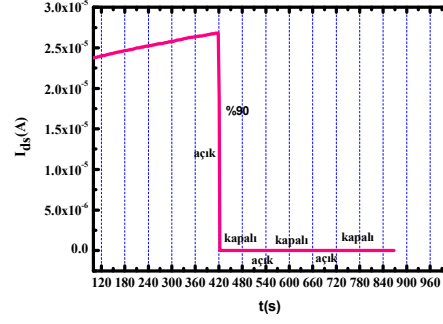
Şekil 4.7-g'de kaynak açısı düzeneğine 105° açıyla yerleştirilmiştir. İlk 7 dakika metal perde sisteminde bir işlem yapılmamıştır. 7. dakikada aradaki metal perde açılmıştır ve numune beta kaynağına maruz bırakılmıştır. 8. dakika metal perde kapatılmıştır akımda değişim meydana gelmemiştir. 9. dakika metal perde açılmıştır ve akımda %14 azalma meydana gelmiştir. 10. dakikada metal perde kapatılmıştır ve akımda % 12 artış meydana gelmiştir. 11. dakikada metal perde açılmıştır ve akımda %57 azalma meydana gelmiştir.

Şekil 4.7-h)'de kaynak açısı düzeneğine 120° açıyla yerleştirilmiştir. alınmıştır. İlk 7 dakika metal perde sisteminde bir işlem yapılmamıştır. 7. dakika metal perde açılmıştır, numune beta kaynağına maruz bırakılmıştır ve akım değerinde %63 azalma meydana gelmiştir. 8. dakikada metal perde kapatılmıştır ve akım değerinde değişim meydana gelmemiştir. 9. dakikada metal perde açılmıştır ve akım değeri %36 artmıştır. 10. dakikada metal perde kapatılmıştır ve akım değerinde değişim meydana gelmemiştir. 11. dakikada metal perde açılmıştır ve akım değerinde % 86 azalma meydana gelmiştir.

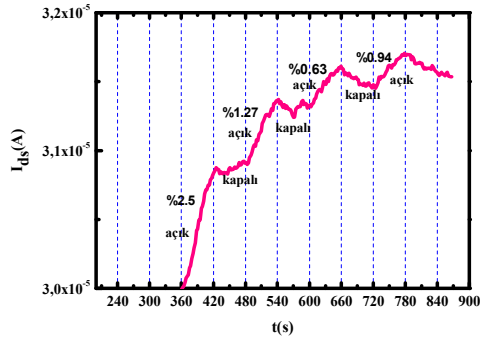
4.3.2. ^{131}I Kaynağının Kullanıldığı Durumda Tepkisi



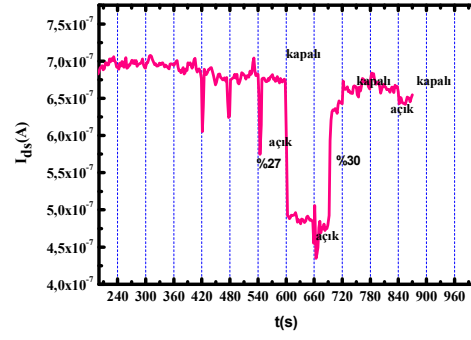
(a)



(b)



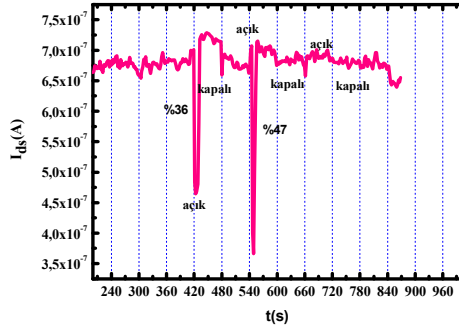
(c)



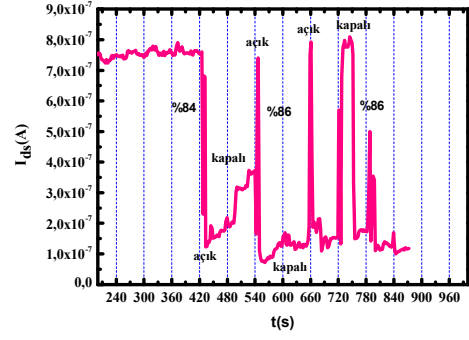
(d)

Şekil 4.9. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı iyot radyasyon tepkisi;

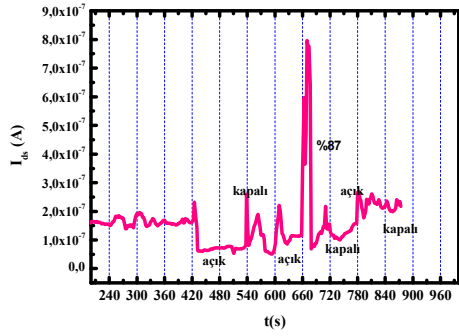
a) 15° , b) 30° , c) 45° , d) 60°



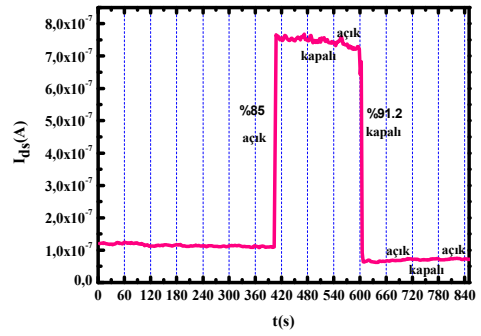
(e)



(f)

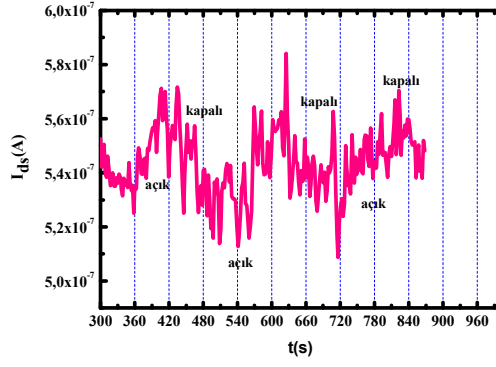


(g)

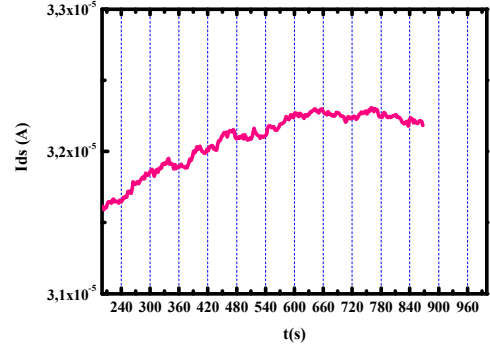


(h)

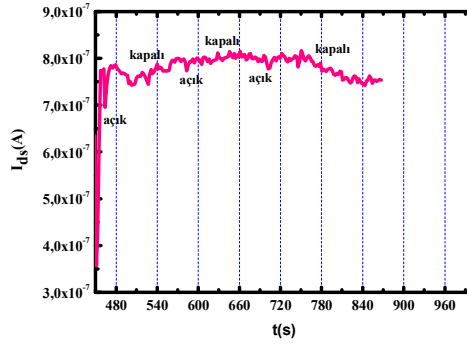
Şekil 4.10. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı iyot radyasyon tepkisi;
d) 75° , e) 90° , f) 105° , g) 120°



(i)



(i)



(j)

Şekil 4.11. Grafen alan etkili transistörlerin açığa bağlı iyot radyasyon tepkisi;
1) 135°, i) 150°, j) 165° ,

Şekil 4.9 ve 4.11 a), ı), i) ve j)'de kaynak aç ı düzeneğine sırasıyla 15°,135°,150°,165° aç ıyla yerleştirilmiştir. Zamana bağlı olarak 400 noktada ölçüm alınmıştır ve akım miktarlarında değişim olmad ığı gözlenmiştir.

Şekil 4.9-b'de kaynak aç ı düzeneğine 30° aç ıyla yerleştirildiğinde 7. dakikada akım değerinde %90 azalma meydana gelmiştir.

Şekil 4.9-c'de kaynak aç ı düzeneğine 45° aç ıyla yerleştirildiğinde 6. dakikada akım değerinde %2.5, 8. dakikada % 2.7, 10. dakikada % 0.63, 12. dakikada % 0.94 artış meydana gelmiştir.

Şekil 4.9-d'de kaynak aç ı düzeneğine 60° aç ıyla yerleştirildiğinde akım değerinde 10. dakikada %27 azalma 12. dakikada %30 artış meydana gelmiştir.

Şekil 4.10-e'de kaynak aç ı düzeneğine 75° aç ıyla yerleştirildiğinde akım değerinde 7. dakikada %38, 9. dakikada %47 azalma meydana gelmiştir.

Şekil 4.10-f'de kaynak aç ı düzeneğine 90° aç ıyla yerleştirildiğinde akım değerinde 7. dakikada %84, 9.,11., 13., dakikada %86 artış gözlenmiştir.

Şekil 4.10-g'de kaynak aç ı düzeneğine 105° aç ıyla yerleştirildiğinde akım değerinde 11. dakikada % 87 artış meydana gelmiştir.

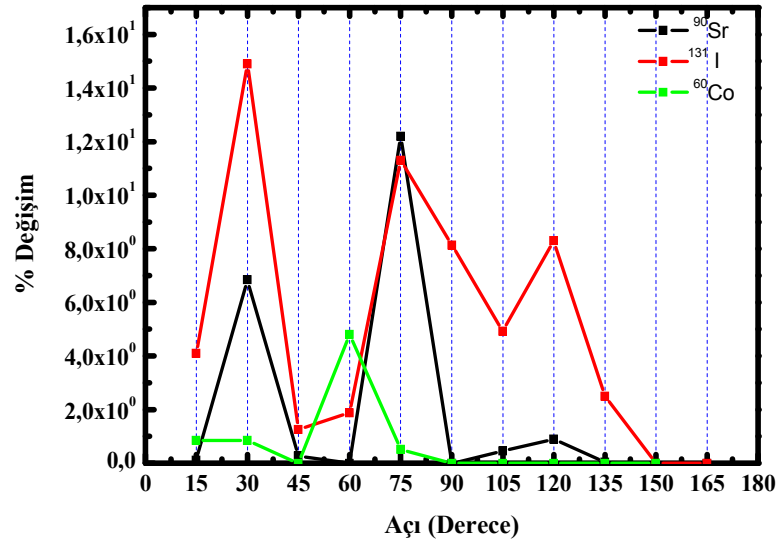
Şekil 4.10-h'de kaynak aç ı düzeneğine 120° aç ıyla yerleştirildiğinde akım değerinde 7. dakikada % 86 artış, 10. dakikada %91.2 azalma meydana gelmiştir

4.4. Gelme Açısına Bağlı Tepki Oranları

GFET üzerinden geçen akım miktarı açılara göre ayrı ayrı incelenmiş olup, akım miktarında toplam 21 değişim olmuştur.

3 ayrı numuneden alınan elektriksel ölçümlerde her açı için akımdaki % değişim oranı; akım miktarlarındaki toplam değişimin, alınan ölçüm sayısına bölünmesiyle elde edilmiştir.

$$\%D = \frac{\%D_1 + \%D_2 + \dots + \%D_{21}}{21} \quad (4.1)$$



Şekil 4.12. GFET Üzerinden Geçen Akımı Değiştiren Açı

4.5 ⁶⁰Co, ⁹⁰Sr, ¹³¹I Kaynaklarından Yayınlanan Beta Işımlarının Si, SiO₂ ve Grafitteki Maximum Menzilleri

Çalışmalarda kullanılan beta kaynaklarının Si, SiO₂ ve Grafit malzemelerinde aldıkları maximum yol; [68]

$$R_{max} [g/cm^2] = \begin{cases} 0,412 E_{\beta}^{1.265-0.0954 \ln(E_{\beta})} & 0,01 \leq E_{\beta} \leq 2.5 \text{ MeV} \\ 0.530 E_{\beta} - 0.106 & E_{\beta} \geq 2.5 \text{ MeV} \end{cases} \quad (4.2)$$

Denklem 4.2 'de beta kaynaklarının enerjilerine göre formülize edilmiştir. Bu çalışmada kullanılan beta kaynaklarının enerjileri 2,5 MeV'den düşük olduğu için R_{max}'ı hesaplarken üstteki formül kullanılmıştır.

$$\text{kalınlık} = \frac{R_{max}}{\rho} \quad (4.3)$$

Tablo 4.1: ⁶⁰Co, ⁹⁰Sr, ¹³¹I Kaynaklarından Yayınlanan Beta Işımlarının Si, SiO₂ ve Grafitteki Hesaplanan Azami Menzilleri.

	Si	SiO ₂	Grafit
⁶⁰ Co	3,7 mm	3,7 mm	3,8 mm
⁹⁰ Sr	0,78 mm	0,8mm	0,8 mm
¹³¹ I	1,7 mm	1,7mm	1,7 mm

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında, grafen gibi ortam koşullarındaki değişime yüksek hassasiyetle tepki verebilen bir malzemeden radyasyon detektörü yapılıp yapılamayacağı 1.17 ve 1.33 MeV enerjili ^{60}Co gama, 546 KeV lik ^{90}Sr ve 971 KeV lik ^{131}I beta parçacık radyasyon kaynakları kullanılarak sorgulanmıştır. Bu maksatla grafenden grafen alan etkili transistör üretilmiş ve bu yapı radyasyon kaynaklarına maruz bırakılmış, radyasyon altındayken kaynak-akaç akım değişimi incelenmiştir. Ayrıca uygulanan radyasyon kaldırıldıktan sonra da akım değerlerinin değişim gösterip göstermediği, radyasyonsuz koşullardaki akım değerlerine dönüş yapıp yapamadığı incelenmiştir. Yapılan bu işlemler yalnızca tek bir geliş açısı altında değil 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120, 135, 150 ve 165 derecelerde gerçekleştirilmiştir. Elde edilen sonuçlar şu maddeler halinde ifade edilebilir;

Öncelikle gama ışınması için kaynak olarak 1.17 ve 1.33 MeV enerjilerde gama ışını yayımlayan ^{60}Co kaynağı kullanıldığında kaynak ile grafen transistör arasındaki mesafeler öncelikle 4, 6 ve 9 cm arasında değiştirilmiş ve ^{60}Co gama kaynağının grafen alan etkili transistör elektriksel karakteristiklerinde herhangi bir değişime neden olmadığı gözlenmiştir. Daha yakın mesafelerde elektriksel tepkiyi incelemek amacıyla gama kaynağı 3 cm'den daha düşük mesafelere yaklaştırıldığında elektriksel tepki gözlenmiştir. Bu durumda elektriksel değişimlerdeki tepkinin gama ışınması kaynaklı olması mümkün görülmemektedir. Çünkü gama ışınları havada çok uzun mesafeler alabilmektedir. Gama ışınları yalnızca hava ortamında değil pek çok maddesel ortamda dahi onlarca cm ilerleyebilmektedir. O zaman 3 cm'den küçük mesafelerde elektriksel ölçümlerde tepki gözlenip, daha büyük mesafelerde tepki gözlenmemesinin nedeni gama ışınması değildir. ^{60}Co in bozunma şemasına bakıldığında ^{60}Co in gama ışınması yanı sıra %99.88 oranında 0.31 MeV ve %0.12 oranında 1.48 MeV beta ışınması yaptığı görülmektedir. Beta ışınması ise maddesel ortamda gama ışınmasına göre çok daha küçük nüfus derinliğine sahiptir. Bundan dolayı n^{++} katkılı, 285 nm termal oksitli silisyum alttaşın kullanıldığı grafen alan etkili transistor yukarıda ifade edilen enerjilerdeki gama ışınına tepki vermemiş, yalnızca beta ışınına tepki vermiştir.

Beta parçacıklarının GFET yapısında nüfus derinlikleri ^{60}Co kaynağından yayımlanan beta yaklaşık 3.7 mm, ^{131}I 'den yayımlanan yaklaşık 1.7 mm ve ^{90}Sr dan yayımlanan yaklaşık 0.8 mm olarak hesaplanmıştır. Yani tüm kullanılan kaynakların yayımladığı beta parçacıkları angstrom mertebesinde kalınlığa sahip grafenden, 285 nm kalınlığındaki SiO_2 den ve 450 μm kalınlığındaki Si alttaştan geçmeye yeterli özelliğe haizdir. Bu durumda yalnızca grafen ile etkileşimi düşünmenin yanı sıra gelen radyasyonun alttaşlarla da etkileşebileceğini hesaba katmak gerekmektedir. Diğer tabakalara göre oldukça ince bir yapıya sahip olan grafenin yoğunluğu 1.5-2.0 g/cm^3 'tür ve atom numarası 6 olan Karbon atomlarından oluşmuştur. 450 μm kalınlıklı Silisyum, 14 atom numarasına sahiptir ve yoğunluğu 2.33 g/cm^3 'tür. 285 nm kalınlıklı SiO_2 ise 14 atom numaralı Silisyum ve 8 atom numaralı Oksijen atomları tarafından oluşturulmuş ve 2.64 g/cm^3 yoğunluğa sahiptir. Atom numaraları açısından bakıldığında gelen radyasyonun Si tabaka ile etkileşimi daha mümkün görülmektedir. Bu üç tabakaya kalınlıklar açısından bakıldığında ise radyasyonun yine Si tabakası tarafından çok daha büyük olasılıkla soğurulması beklenilmektedir. Si ve SiO_2 yoğunlukları arasında çok fark olmadığından kalınlık ve atom numarası açısından gelen radyasyonun daha ziyade Si tabaka ile etkileşime gireceği umulmaktadır. Bu öngörü Şekil 4.12 desteklemektedir, şöyle ki; GFET yapısına radyasyonun dar geliş açılarında tepki görülme olasılığı düşmektedir. Buna neden olan mekanizma ise hedef yüzeye dar açılarla parçacık gönderildiğinde, parçacık iç kısımlara nüfus etme yerine yüzeyden yansımaktadır. Şayet elektriksel tepkiler dar açılarda da sıklıkla gözlenmiş olsaydı tepki kaynağının grafen olduğu düşünülebilirdi çünkü radyasyonun geldiği yönde olan ilk tabaka grafen idi. Ancak tersi bir durum yani tabakalardan radyasyonun nüfusunu sağlayacak daha dik açılarda tepki olasılığının artması yine tepkinin daha alt tabakalardan gerçekleştiğini göstermektedir.

Grafenin altındaki tabakalar ile radyasyon etkileştiğinde grafenin elektriksel karakteristiklerinin değişmesinin nedeni ise; özellikle Si tabanda meydana gelen radyasyon kaynaklı iyonizasyon, kapı voltajı ile üretilen yüklere ilave yük indüklemektedir. Bu durumda grafen üzerindeki elektrik alan şiddeti değişmekte ve bu değişim ise elektriksel karakteristiklerde değişime neden olmaktadır. Tüm bu süreçlerin sonucu olarak GFET deneyler esnasında kullanılan beta radyasyonuna

ihtimaliyete dayalı tepkiler vermektedir. Konu üzerinde alttaşlaları değiştirerek daha detaylı çalışmalar yapmak gerekmektedir.

KAYNAKLAR

1. Novoselov, K. S., Geim, A. K., Morozov, S. V., Jiang, D., Zhang, Y., Dubonos, S. V., Grigorieva, I. V. and Firsov, A. A. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science* 306 , 666-669, 2004.
2. Slonczewski, J. C., Weiss, P.R., Band structure of graphite. *Phys Rev.*, 109, 272-279, 1958.
3. Peierls, R. E. *Ann. I. H. Poincare.*, Quelques propriétés typiques des corps solides., 5, 177-222, 1935.
4. Landau, L. D., *Theorie der Phasenumwandlung* *Phys. Z. Sowjetunion.*, 11, 26-47, 1937.
5. Mermin, N. D., Crystalline order in two dimensions. *Phys. Rev.*, 176, 250-254, 1968.
6. Wallace, P. R., The Band Theory of Graphite. *Physical Review.*, 71, 622, 1947.
7. De Vincenzo, D. P. and Mele, E. J., Self-consistent effective mass theory for intralayer screening in graphite intercalation compounds, *Phys. Rev. B* 295 (4):1685, 1984.
8. Mouras, S. et al., Synthesis of first stage graphite intercalation compounds with fluorides., *Rev. de Chi. Min.*, 24: 572, 19879. Geim, A. K., Novoselov, K. S., The rise of graphene *Nat. Mater.*, 6, 183-191, 2007.
9. Geim, A. K., Novoselov, K. S., The rise of graphene *Nat. Mater.*, 6, 183-191, 2007.
10. Novoselov, K. S., Geim, A. K.; Morozov, S. V., Jiang, D., Katsnelson, M. I.; Grigorieva, I. V.; Dubonos, S. V.; Firsov, A. A., Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene. *Nature.*, 438, 197–200, 2005.
11. Zhang, Y., Tan, Y., Stormer, H. L., Kim, P., Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene. *Nature.*, 438, 201– 204 2005.
12. Bolotin, K. I., Sikes, K. J., Jiang, Z., Klima, M., Fudenberg, G, Hone, J., Kim, P., Stormer, H. L., Ultrahigh electron mobility in suspended graphene. *Solid State Commun.*, 146, 351–355, 2008.
13. Baladin, A. A., Ghosh, S., Bao, W., Calizo, I., Teweldebrhan, D., Miao, F., Lau, C. N., Superior Thermal Conductivity of Single-Layer Graphene. *Nano Lett.*, 8, 902–907, 2008.
14. Lee, C., Wei, X., Jeffrey W. K., and Hone, J., Measurement of the elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene. *Science.*, 321, 84-88, 2008.

15. Land, T. A., Michely, T., Behm, R. J., Hemminger, J. C., Comsa, G., STM investigation of single layer graphite structures produced on Pt (111) by hydrocarbon decomposition. *Surf Sci.*, 264:261, 1992.
16. Nagashima, A., Nuka, K., Itoh, H., Ichinokawa, T., Oshima, C., Otani, S., Electronic states of monolayer graphite formed on TiC (111) surface. *Surf Sci.*, 291,93, 1993.
17. Singh, V., Joung, D., Graphene based materials: Past, present and future. *Progress in Mat. Sci.*, 56, 1178-1271, 2011.
18. Zhang, Y., Ando, T., Hall conductivity of a two-dimensional graphite system. *Phys. Rev. B.*, 65, 245420, 2002.
19. Somani, P.R., Somani, S.P., Umeno, M., Planer nano-graphenes from camphor by CVD. *Chem Phys Lett.*, 430:56, 2006.
20. Obradovic, B., & Kotlyar, R., Analysis of graphene nanoribbons as a channel material. *App. Phys. Lett.*, 88, 142102, 2006.
21. Staley, N., Wang, H., Lithography-free fabrication of graphene devices, *Applied Physics Letters.*, 90, 143518, 2007.
22. Teo, G., Wang, H., Visibility study of graphene multilayer structures. *Journal of App. Phy.*, 103,124302, 2008.
23. Lopez G., Foxe M., X ray response of graphene based radiation detector at cryogenic temperatures. 978-1-4799-1047 DN 2009.
24. Foxe M., Cazalas E., Lamm H., Graphene based neutron detectors. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.*, 352-355, 2011.
25. Patil A., Koybasi O., Lopez G., Graphene field effect transistor as radiation sensor., *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.*, 455-459, 2011.
26. Zhu, Y., Murali, S., Cai, W., Li, X., Suk, J. W.; Potts, J. R.; Ruoff, R. S., Graphene and graphene oxide: synthesis, properties and applications *Adv. Mater.*, 22, 3906-3924, 2010.
27. Geng, J. Z., Tutorial: Graphene Nanostructures, [https://nanohub.org/resources/15954/download/2012.07.20-NCN-SummerNEMO5-T4C Geng.pdf](https://nanohub.org/resources/15954/download/2012.07.20-NCN-SummerNEMO5-T4C%20Geng.pdf), 2012.
28. Erkoç, Ş., *Nanobilim ve Nanoteknoloji*, Odtü Yayıncılık, 2. Baskı, Ankara, Kasım 2007.
29. Pereira, V. M., Kotov, V. N. and Neto, A. H. Supercritical coulomb impurities in gapped graphene, *Phys. Rev B*, 78, 085101, 2008.
30. Bahar K., *Karbon Tabanlı Petek Örgülerin Elektronik Özellikleri*, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Ankara, 2012.

31. Magdalena Wojtaszek, Graphene: a two type charge carrier system. Faculteit der Wiskunde en Natuurwetenschappen Groningen Technische Natuurkunde. (Master Thesis), 2009.
32. Potts J. R., D. R. Dreyer et al. Graphene-based polymer nanocomposites, *Polymer* 52: 5-25, 2011.
33. Novikov, D.S., Transverse field effect in graphene ribbons. *Phys. Rew. Lett.*, 99, 2007.
34. Avouris, P., Chen, Z., and Perebeinos, V., Carbon-based electronics. *Nat. Nanotech.*, 2, 605, 2007.
35. Chen, J. H. et al., Charged Impurity Scattering in Graphene. *Nat. Phy.*, 4, 377–381, 2008.
36. D.S.L. Abergela, V. Apalkovb, J. Berashevicha, K. Zieglerc, and Tapash Chakrabortya., Properties of Graphene: A Theoretical Perspective. *Adv. in Phy.* Vol. 00, No. 00, Month 200x, 1–17, 2008.
37. Vitor M Pereira, JMB Lopes Dos Santos, AH Castro Neto., Modeling disorder in graphene. *Americ. Phy. Soc., PACS numbers: 71.23.-k,81.05.Uw,71.55*, 2008.
38. Eun-Ah Kim and A. H. Castro Neto, Graphene as an electronic membrane. *EPL(Europhysics Letters Association)* 84 57007. doi:10.1209/0295-5075/84/57007, 2008.
39. H. S. Philip Wong and Deji Akinwande, “Carbon Nanotube and Graphene Device Physics”, Cambridge University Press, 2011.
40. G. D. Fuchs et al., Excited-State Spectroscopy Using Single Spin Manipulation in Diamond. *Phys. Rev. Lett.* 101, 117601, 2008.
41. Caio H. Lewenkopf, Eduardo R. Mucciolo, Antonio H. Castro Neto, Conductivity and Fano factor in disordered graphene *Phys. Rev. B* 77, 081410R, 2008.
42. Şazimet G., Çevresel Radyoaktivite ile Bu Çevrede Yaşayanlara Ait Diş Örneklerindeki Radyoaktivite Arasındaki Diş Örneklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi, Adana, 2006.
43. Ebru S., Radyoizotopların Üretilmesi ve Radyoterapide Kullanılması, Gazi Üniversitesi, Ankara, 2007.
44. Tüysüz, M.Z., Yorulmaz, N., Bozkurt, A., Co-60 Radyoterapi Kaynağı İçin Monte Carlo Yöntemiyle Uygun Zırh Tasarımı. *Türk Fizik Derneği 22. Fizik Kongresi Bildiriler Kitapçığı*, Bodrum, 2004.

45. Semih B., Yeni Tip Gama Dedektörleri ve İz Sürme Tekniği, Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi, Ankara, 2007.
46. Saha GB. Physics and Radiobiology of Nuclear Medicine, 3rd ed., Springer, 56-64, 2004.
47. F.H. Attix, 1986. Introduction to Radiological physics and radiation dosimetry, Wiley, New York, pp. 15-1743.
48. Khan U., O'Neill, A., Lotya, M., De, S., Coleman, J.N., High Concentration solvent exfoliation of graphene. *Small*, 6, 864-871, 2010.
49. Arthur Beiser, Concept of Modern Physics, Tata McGraw Hill Publishing Company Ltd. N. Delhi, Failure of Classical Physics, page 125, 1997.
50. Robley Dunglison Evans, Nuclear physics, Accessible book, Atoms, Collisions (Nuclear physics), Compton effect, Protected DAISY, Radioactive substances, Transportation, 1955.
51. Aslı A., Alfalarla Oluşturulan ve Alfa Yayımlanan Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin ve Uygulama Alanlarının İncelenmesi, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Adana, 2013.
52. A. Aydın, E. Tel., B. Şarer., Investigation of the (n,p) reaction cross sections of some nuclei in the rare-earth elements for an incident energy range of 8-24 MeV., *Phys. Scr.*, 75 (299-3306), 2007.
53. G.R. Satchler, C.D. Goodman, S.M. Austin, S.D. Bloom, J. Rapaport. Reaction and The Nucleon – Nucleon Force. Plenum, New York, pp. 115, 1980.
54. Mehmet E., $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ Esnek Saçılmasının Fenomolojik ve Mikroskobik Potansiyeller ile Optik Model Analizleri, Doktora Tezi, Karaelmas Üniversitesi, Zonguldak, 2006.
55. Kang J. et al. Efficient Transfer of Large-Area Graphene Films onto Rigid Substrates by Hot Pressing. *ACS Nano* 6, 5360–5365, 2012.
56. Hibino, H.; Kageshima, H. & Nagase, M., Epitaxial few-layer graphene: towards single crystal growth. *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol.43 pp. 374005 1-14, 2010.
57. K. V. Emtsev, F. Speck, Th. Seyller and L. Ley, Interaction, growth, and ordering of epitaxial graphene on SiC surface: a comparative photoelectron spectroscopy study. *Phys. Rev.*, 77, 155303-1 – 155303-10, 2008.
58. Meltem B., Polikristalin bakır folyo üzerinde büyütülmüş grafenin elektriksel karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi, Ankara, 2013.
59. Li, X., Cai, W., An, J. et al., Large-area synthesis of high quality and uniform graphene films on copper foils. *Science* 324, 1312-1314, 2009.

- 60.** S. A. Mikhailov, Theory of the giant plasmon-enhanced second-harmonic generation in graphene and semiconductor two-dimensional electron systems, *Phys. Rev. B* 84, 045432, 2012.
- 61.** Ago H., Large scale synthesis of NbS₂ nanosheets with the controlled orientation on graphene by ambient pressure cvd. *Nanoscale*, 5773-5778, 2012.
- 62.** Park S, Ruoff RS., Chemical methods for the production of graphenes. *Nature Nanotech.*, 4, 217-224, 2009.
- 63.** Campbell, S. A., *The Science and Engineering of Microelectronic fabrication*, , Oxford University., New York, page 151, 2001.
- 64.** Zant, P. Van., *Microchip Fabrication*, McGraw-Hill, Third Edition., 399-404, 1997.
- 65.** A. C. Ferrari,¹ J. C. Meyer, V. Scardaci,¹ C. Casiraghi,¹ M. Lazzeri, F. Mauri, S. Piscanec, D. Jiang, K. S. Novoselov, S. Roth, and A. K. Geim, Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers, *Phys. Rev. Lett.*, 97, 2006.
- 66.** Mafra, D. L. et al., Determination of LA and TO phonon dispersion relations of graphene near the Dirac point by double resonance Raman scattering. *Phys. Rev. B* 76, 233407, 2007
- 67.** L.M. Malarda, M.A. Pimenta a, G. Dresselhaus b, M.S. Dresselhaus c,d,*.
Raman spectroscopy in graphene, *Phys. Rep.*, 473-51–87, 2009.
- 68.** Katz L., Penfold, A.S., Range Energy Relations for Electrons and Determination of Beta-Ray End-Point Energies By Absorption. *Rev Mod. Phys.*, 24-28 1952.

ÖZGEÇMİŞ

1989 yılında Sakarya’da doğan Merve EREN ilk okulu Karaosman İlkokulu’nda, orta ve lise öğretimini sırasıyla Atatürk İlköğretim ve Özel Işık Anadolu Lisesi’nde tamamlamıştır. 2008 yılında kazandığı Bozok Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü 2012 yılında başarıyla bitirmiştir.

2013 yılında yüksek lisans eğitimine Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başlamıştır.

İletişim Bilgileri

Adres: Emniyet Caddesi Boztepe apt. B blok Kat:3 Daire/12

66100 YOZGAT

Telefon: (553) 605 76 73

E-posta: merweerc54@hotmail.com