

**RADYASYONUN YÜKSEK ENERJİ
DETEKTÖRLERİNE ETKİSİ**

Adnan KILIÇ



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**RADYASYONUN YÜKSEK ENERJİ
DETEKTÖRLERİNE ETKİSİ**

Adnan KILIÇ

Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU
(Danışman)

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİMDALI

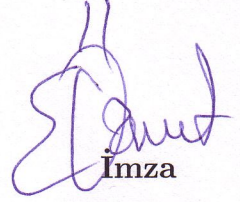
BURSA–2012
Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

Adnan KILIÇ tarafından hazırlanan “Radyasyonun Yüksek Enerji Detektörlerine Etkisi” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

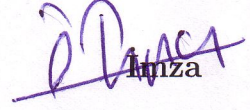
Danışman: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

Başkan: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU
U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi
Fizik Anabilim Dalı



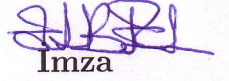
İmza

Üye: Prof. Dr. İlhan TAPAN
U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi
Fizik Anabilim Dalı




İmza

Üye: Prof. Dr. Sibel YALÇIN
U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi
Matematik Anabilim Dalı



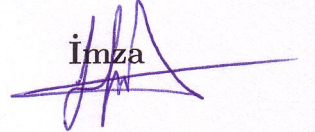
İmza

Üye: Yrd. Doç. Dr. Ercan PİLİÇER
U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi
Fizik Anabilim Dalı



İmza

Üye: Doç. Dr. Haluk DENİZLİ
A. İ. B. Ü. Fen Edebiyat
Fakültesi Fizik Anabilim Dalı



İmza

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Kadri ARSLAN

Enstitüsü Müdürü

..../..../.....

U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı,

beyan ederim.

..../..../.....

Adnan KILIÇ

ÖZET

Doktora Tezi

RADYASYONUN YÜKSEK ENERJİ DETEKTÖRLERİNE ETKİSİ

Adnan KILIÇ

Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

Hamamatsu S8148 silikon çığ foto-diyotlar (APD'ler), CMS'in çalışması süresince buldukları yerlere bağlı olarak, farklı enerjili çeşitli parçacık akılarına maruz kalacaklardır. Bir yarıiletken detektörde herhangi bir parçacık akısı tarafından üretilebilecek hacim hasarı, yaygın olarak, aynı hacim hasarını yapabilen 1 MeV enerjili nötron akısı cinsinden ifade edilir. CMS'in 10 yıllık çalışması sonrasında APD'ler üzerine 2×10^{13} n/cm²'lik, 1 MeV nötron eşdeğeri radyasyon akısı gelecektir. Gelen radyasyon akısının detektör üzerindeki en önemli etkilerden biri, yerdeğiştirme hasarıdır. Yerdeğiştirme hasarı nicelik olarak, malzeme içindeki iyonlaştırıcı olmayan enerji kaybı (*NIEL*) veya birincil kusur konsantrasyonu (*CPD*) belirlenir. Bu çalışmada, GEANT4 ve FLUKA Monte Carlo benzetişim programları yardımıyla, 1 MeV enerjili nötronların ve ikincil parçacıkların kinematiki incelenerek, Hamamatsu S8148 silikon APD için radyasyon hasarı benzetişimi yapılmıştır.

Anahtar kelimeler: Silikon Çığ Foto-diyot, GEANT4, FLUKA, Yerdeğiştirme Hasarı

2012, xi + 112 Sayfa

ABSTRACT

PhD Thesis

RADIATION EFFECT ON HIGH ENERGY DETECTORS

Adnan KILIÇ

Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Science
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

Hamamatsu S8148 Silicon Avalanche Photo-diodes (APD's) will be exposed to various particle fluences at different energies during CMS operation depending on their locations. Bulk damage produced by any particle fluence in a semiconductor detector is commonly defined in terms of the radiation damage of neutrons with 1 MeV energy, which is able to cause the same damage. APDs will be subjected to 2×10^{13} n/cm² 1 MeV neutron equivalent radiation fluence after 10 years CMS operation. One of the most important effects of the incident radiation on the detectors is displacement damage. Displacement damage is quantitatively determined by non-ionizing energy loss (*NIEL*) or concentration of the primary defects (*CPD*) in the material. In this work, the kinematics of neutrons with 1 MeV and the secondaries have been investigated in order to simulate radiation damage for Hamamatsu S8148 silicon APD by using GEANT4 and FLUKA Monte Carlo tools.

Key words: Silicon Avalanche Photo-diode, GEANT4, FLUKA, Displacement Damage

2012, xi + 112 Pages

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışması sırasında bilgi birikim ve deneyimlerini sabır ve özveriyle aktaran danışman hocam Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU'ya, tez izleme komitemde bulunup fikirleriyle katkıda bulunan Prof. Dr. Sibel YALÇIN'a, tezimin yazımı aőamasında, yardım ve desteklerini hiç bir zaman esirgemeyen araştırma görevlisi arkadaşlarım Dr. M. Cüneyt HACİİSMAİLOĞLU, Dr. Özkan ŐAHİN, Dr. Fatma KOÇAK ve Yrd. Doç. Dr. Ercan PİLİÇER'e, pozitif enerjileriyle, anlayıő ve hoőgörü sahibi tüm araştırma görevlisi arkadaşlarıma teşekkür ederim. Engin bilgi birikimi ve görüş açısıyla bu çalışma sırasında karşılaőtığım zorlukları aőmamda büyük bir katkısı olan Dr. Rob Veenhof'a teşekkür ederim. Yurd dışında ve yurd içinde bilimsel projelerdeki etkin rolü ve girişimciliği sayesinde çalışma grubumuza ve bana büyük olanaklar sağlayan, yürüttüğüm çalışmaların her aőamasında desteğini esirgemeyen Prof. Dr. İlhan TAPAN'a teşekkür ederim. Ayrıca, her zaman moral veren ve destek olan sevgili aileme sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	3
2.1. Yüksek Enerji Fiziği Detektörleri	3
2.1.1. Kompakt Muon Selonoid (CMS)	3
2.1.1.1. CMS Elektromanyetik Kalorimetre	4
2.1.2. Yüksek Enerji Fiziği Deneyleri için Yarıiletken Detektörler	5
2.1.3. Yarıiletkenlerin Yapısı	5
2.2. Yarıiletkenlerde Radyasyon Etkileri	8
2.3. Radyasyon Hasarı	9
2.4. Nötron Radyasyon Hasarı	13
2.4.1. Nötron-Çekirdek Etkileşmeleri	13
2.4.2. Nötron Tesir Kesitleri	15
2.4.3. İyon-Çekirdek Etkileşmeleri	16
2.4.3.1. Atomlar Arası Potansiyeller	16
2.4.3.2. Evrensel Perdeleme Potansiyeli	18
2.4.3.3. İkili Esnek Çarpışmaların Dinamiği	19
2.4.3.4. Esnek Çarpışmaların Kinematığı	20
2.4.3.5. Klasik İki Parçacık Saçılması	22
2.4.3.6. Merkezi Kuvvet Etkisi Altında Hareket	24
2.4.3.7. En Kısa Yaklaşma Mesafesi ve Vurma Parametresi	25
2.4.3.8. Klasik Saçılma İntegrali	26
2.4.3.9. Tesir Kesiti	28
2.4.4. İyon Durdurma	35
2.4.4.1. Elektronik Durdurma Gücü	36

2.4.4.2.	Nükleer Durdurma Gücü	38
2.4.5.	Kinchin-Pease Modeli	42
2.4.6.	PKA Hasar Enerjisi	44
2.4.7.	Düzeltilmiş Kinchin-Pease Modeli	45
2.4.8.	Hasar Enerjisi Formülü	46
2.4.9.	Kararlı Kusurların Oluşumu ve Elektriksel Özellikleri	46
2.4.10.	Kusurların Detektör Özellikleri Üzerindeki Etkileri	48
3.	MATERYAL ve YÖNTEM	53
3.1.	Kompakt Muon Selonoid (CMS) Deneyi	53
3.1.1.	Silikon Çıg Foto-diyot (Si-APD)	53
3.2.	CMS Elektromanyetik Kalorimetre (ECAL) Radyasyon Ortamı	54
3.3.	İyonlaştırıcı Olmayan Enerji Kaybı (NIEL)	55
3.3.1.	Birincil Kusur Konsantrasyonu	56
3.3.2.	Hacim Hasarının NIEL Ölçeklendirmesi	57
3.4.	GEANT4 (GEometry ANd Tracking)	59
3.4.1.	GEANT4'te Düşük Enerjili Nötron Etkileşmeleri	62
3.4.1.1.	Kapsam Dahilindeki Tesir Kesitleri	63
3.4.1.2.	Yüksek Duyarlılıklı Modeller ve Düşük Enerji için Parametrelendirilmiş Modeller	63
3.4.2.	GEANT4'te Ortalama Enerji Kaybı Hesabı	64
3.4.2.1.	GEANT4'te Ağır Yüklü Parçacıkların Enerji Kaybı	66
3.4.3.	GEANT4 Perdeli Coulomb Saçılma Algoritması	67
3.4.4.	GEANT4 Tabanlı NIEL Hesabı	73
3.5.	FLUKA (FLUktuierende KAskade)	73
3.5.1.	FLUKA Nötron Tesir Kesiti Kütüphanesi	74
3.5.1.1.	FLUKA'da Düşük Enerjili Nötron Etkileşmeleri	75
3.5.2.	FLUKA'da Ağır İyon Transportu	77
3.5.3.	Çekirdek-Çekirdek Etkileşmeleri	77
3.5.4.	FLUKA Tabanlı NIEL Hesabı	78
3.5.5.	FLUKA Tabanlı Atom Başına Yerdeğiştirme (dpa) Hesabı	78
3.6.	ROOT	80
4.	ARAŞTIRMA BULGULARI	81
4.1.	1 MeV Enerjili Nötron-Silikon Etkileşme Tesir Kesiti	81
4.2.	1 MeV Enerjili Nötron İçin APD Radyasyon Hasarı Benzetişimleri	83
4.2.1.	GEANT4 Benzetişimleri	85
4.2.2.	FLUKA Benzetişimleri	100
5.	TARTIŞMA ve SONUÇ	105
	KAYNAKLAR	108
	ÖZGEÇMİŞ	112

SİMGELELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simge	Açıklama
l	Açısal momentum
E	Aktivasyon enerjisi; elektrik alan; parçacık enerjisi; toplam mekanik enerji
$V(r)$	Atomlar arası potansiyel enerji
M	Atomik kütle
Z	Atom numarası
N	Atomik yoğunluk
N_A	Avogadro sayısı
ρ	Atomik yoğunluk
σ	Bir saçılma için toplam tesir kesiti
CPD	Birincil kusur konsantrasyonu
a_0	Bohr yarıçapı
t	Boyutsuz çarpışma parametresi
d_c	Çarpışma çapı
κ	Dayanıklılık çarpanı; yerdeğiştirme verimi
r_0	Denge mesafesi
$d\Omega$	Diferansiyel katı açısı
$d\sigma$	Diferansiyel tesir kesiti
S	Durdurma tesir kesiti
r_{\min}	En kısa mesafe
η	Elektronlara esnek olmayan enerji kaybı
γ	Enerji transfer verimi çarpanı, $4M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$
N_{eff}	Etkin katkı konsantrasyonu
χ_U	Evrensel perdeleme fonksiyonu
a_U	Evrensel perdeleme uzunluğu
E_0	Gelen parçacığın laboratuvar enerjisi
E_1	Gelen parçacığın laboratuvar saçılma enerjisi
M_1	Gelen parçacığın kütlesi
θ	Gelen parçacığın laboratuvar saçılma açısı
θ_c	Gelen parçacığın kütle merkezi saçılma açısı
θ_m	Gelen parçacığın en büyük laboratuvar saçılma açısı

Simge	Açıklama
E_2	Geritepen hedef atomun laboratuvar enerjisi
V	Hacim
T_M	Hedef atoma transfer edilebilir en büyük enerji
T	Hedef atoma transfer edilen enerji; mutlak sıcaklık
ϕ	Hedef atomun laboratuvar saçılma açısı
ϕ_c	Hedef atomun kütle merkezi saçılma açısı
ν	Hasar enerjisi
ξ	Hasar fonksiyonundaki atomik etkileşme değişkeni
M_2	Hedef parçacığın kütlesi
T_{cut}	İkincil parçacık üretilme eşik enerjisi
ε	İndirgenmiş enerji
x	İndirgenmiş uzunluk
\hbar	İndirgenmiş Planck sabiti
$NIEL$	İyonlaştırıcı olmayan enerji kaybı
E_c	Kütle merkezi koordinat sisteminde toplam kinetik enerji
E_c	Kütle merkezi enerjisi
M_c	Kütle merkezi koordinat sisteminde indirgenmiş kütle
v_c	Kütle merkezi koordinat sisteminde indirgenmiş kütle hızı
v_{iyon}	Kütle merkezi koordinat sisteminde gelen parçacığın (iyon) hızı
v_0	Laboratuvar koordinat sisteminde gelen parçacığın hızı
v_1	Laboratuvar koordinat sisteminde saçılan parçacığın hızı
v_2	Laboratuvar koordinat sisteminde geritepen parçacığın hızı
$g(\varepsilon)$	Lindhard esnek olmayan enerji kaybı fonksiyonu
Σ	Makroskobik tesir kesiti
μ	M_1/M_2 oranı
λ	Ortalama serbest yol
P	Olasılık fonksiyonu
p	Parçacık lineer momentumu
χ	Perdeleme fonksiyonu
r	Radyal mesafe
Θ	Saçılma açısı
b	Vurma parametresi
N_d	Yerdeğiştirmelerin sayısı
T_d	Yerdeğiştirme eşik enerjisi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1. CMS detektörünün katmanları, Şekil Wulz (2007)'dan alınmıştır.	4
Şekil 2.2. Elektromanyetik kalorimetrenin okuma (readout) tasarımı, Şekil Wulz (2007)'dan alınmıştır.	4
Şekil 2.3. Yalıtkan, yarıiletken ve iletkenlerdeki enerji band yapısı Ahmed (2007).	6
Şekil 2.4. a) n -tipi katkılama sonucu değerlik bandı yakınındaki alıcı düzeyleri. b) p -tipi katkılama sonucu iletkenlik bandı yakınındaki verici düzeyleri Ahmed (2007).	7
Şekil 2.5. Bir kristal örgü içerisindeki nokta kusurların gösterimi.	10
Şekil 2.6. İndirgenmiş perdeleme fonksiyonları. Evrensel perdeleme fonksiyonu χ_U ile verilir ve bunun x argümanı $x \equiv r/a_U$ biçiminde tanımlanır. Burada a_U evrensel perdeleme uzunluğudur (Nastasi <i>ve ark.</i> 1996).	19
Şekil 2.7. Laboratuvar referans sisteminde iki farklı kütle arasındaki esnek çarpışma diyagramı (Nastasi <i>ve ark.</i> 1996).	20
Şekil 2.8. İki farklı kütle arasındaki esnek çarpışma diyagramları (a) laboratuvar referans sistemi (b) KM referans sistemi Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	23
Şekil 2.9. İki farklı kütle arasındaki esnek çarpışma için b vurma parametresindeki çarpışma yörüngeleri (a) laboratuvar referans sistemi (b) KM referans sistemi Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	26
Şekil 2.10. Çekirdeğe yaklaşan bir parçacığın b vurma parametresiyle saçılması. Toplam tesir kesiti $\sigma = \pi b^2$ 'dir Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	28
Şekil 2.11. $d\sigma=2\pi b db$ diferansiyel tesir kesiti için nükleer hedef alanı Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	29
Şekil 2.12. θ_c açısında $d\theta_c$ artışına karşılık gelen $d\Omega$ katı açısı Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	30
Şekil 2.13. Bir kristal örgüye gelen bir iyon, örgüde nükleer çarpışmalarla saptırılır, ve ayrıca elektronlarla olan çarpışmalarla enerji kaybeder Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	35
Şekil 2.14. ZBL nükleer durdurma tesir kesiti ve dört klasik atomik modele dayanan nükleer durdurma hesaplamaları Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	41
Şekil 2.15. Bir PKA tarafından başlatılan çarpışma sağanağının şematik bir gösterimi Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	43
Şekil 2.16. Kinchin ve Pease modeline göre PKA enerjisinin fonksiyonu olarak sağanaktaki yerdeğiştirmiş atom sayısının grafiksel temsili Nastasi <i>ve ark.</i> (1996).	44
Şekil 2.17. Enerji düzeyli belirli kusur durumları (Spieler 1998).	48

Şekil 2.18. 1 MeV nötron eşdeğeri ile ışınlanan <i>n</i> -tipi bir silikon tabaka için etkin katkı büyüklüğünün zaman üzerinden integrali alınmış akıya bağlılığı (Lutz 1999).	50
Şekil 3.1. a) Hamamatsu S8148 silikon APD yapısı, w elektrik alanın kurulduğu tükenim bölgesidir. b) Hamamatsu S8148 silikon APD fotoğrafı. . .	54
Şekil 3.2. Nötron, proton ve elektron için silikon malzemesi içerisindeki <i>NIEL</i> değerleri (Poivey ve Hopkinson 2009).	58
Şekil 3.3. GEANT4 sınıf katagorisi diyagramı.	61
Şekil 4.1. a) JENDL-hesaplanmış nötron veri kütüphanesi kullanılarak üretilmiş ($n,^{28}\text{Si}$) toplam tesir kesiti grafiği. b) JENDL-hesaplanmış nötron veri kütüphanesi kullanılarak üretilmiş ($n,^{28}\text{Si}$) esnek tesir kesiti grafiği.	83
Şekil 4.2. Laboratuar ve kütle merkezi sistemlerinde 1 MeV enerjili nötronun hedef atomla esnek saçılması diyagramları Knoll (1999).	84
Şekil 4.3. 1 MeV enerjili nötronun neden olacağı yerdeğiştirme hasar resimi (Li 2009).	85
Şekil 4.4. APD'de 1 MeV enerjili nötronun kütle merkezi koordinat sistemindeki saçılma açısının GEANT4 benzetişimi.	87
Şekil 4.5. Laboratuar referans sisteminde APD'de 1 MeV enerjili nötronun silikon geritepen atomuna enerji transferinin GEANT4 benzetişimi. . .	87
Şekil 4.6. APD yüzeyine gelen 1 MeV enerjili nötronun APD'den çıkıncaya kadar ürettiği geritepen a) atom numarası b) atomik kütle spektrumunun GEANT4 benzetişimi.	89
Şekil 4.7. Laboratuar referans sisteminde APD'de 1 MeV enerjili nötron tarafından üretilen PKA'ların saçılma açısı dağılımının GEANT4 benzetişimi	90
Şekil 4.8. Laboratuar referans sisteminde APD'de 1 MeV enerjili nötron tarafından üretilen PKA enerjisinin, PKA saçılma açısına bağlılığının GEANT4 benzetişimi	91
Şekil 4.9. Lindhard paylaşımının GEANT4 benzetişimi ve literatürle (Weller <i>ve ark.</i> 2004) ile karşılaştırılması.	92
Şekil 4.10. 1 MeV enerjili nötron başına <i>NIEL</i> dağılımının GEANT4 benzetişimi. 93	
Şekil 4.11. 1 MeV enerjili nötron başına nötronun APD içerisindeki yörüngesinden olan enine uzaklığın bir fonksiyonu olarak hacimsel <i>NIEL</i> yoğunluğunun GEANT4 benzetişimi.	94
Şekil 4.12. Farklı enerjilerde ^{28}Si atomlarının APD içerisindeki menzil dağılımları için GEANT4 benzetişimi.	95
Şekil 4.13. a) 133 keV enerjili bir ^{28}Si geritepen atomunun silikon malzeme içerisindeki takibinin GEANT4 görüntüsü. Mavi renk: PKA; sarı renk: ikincil geritepen atomlar. b) 133 keV enerjili bir ^{28}Si geritepen atomunun silikon malzeme içerisindeki takibinin TRIM görüntüsü. Kırmızı renk: PKA; yeşil renk: ikincil geritepen atomlar.	96

Şekil 4.14. Farklı enerjilere sahip ^{28}Si atomlarının APD içerisindeki boyuna NIEL dağılımı için GEANT4 benzetişimi.	97
Şekil 4.15. 1 MeV enerjili nötron başına nötronun hemen yakınındaki hacimsel NIEL yoğunluğunun detaylı görünümünün GEANT4 benzetişimi.	97
Şekil 4.16. a) 100 tane 133 keV enerjili ^{28}Si geritepen atomlarının doğal silikon malzeme içerisindeki takibinin GEANT4 görüntüsü. Mavi renk: PKA'lar; sarı renk: ikincil geritepen atomlar. b) 100 tane 133 keV enerjili ^{28}Si geritepen atomlarının doğal silikon malzeme içerisindeki takibinin TRIM görüntüsü. Kırmızı renk: PKA'lar; yeşil renk: ikincil geritepen atomlar.	98
Şekil 4.17. APD yüzeyine gelen 1 MeV enerjili nötronun APD'den çıkıncaya kadar ürettiği geritepen a) atom numarası b) atomik kütle spektrumunun FLUKA benzetişimi.	101
Şekil 4.18. Lindhard paylaşımının FLUKA benzetişimi ve literatürle (Weller <i>ve ark.</i> 2004) ile karşılaştırılması.	102
Şekil 4.19. 1 MeV enerjili nötron başına NIEL dağılımının FLUKA benzetişimi.	103
Şekil 4.20. 1 MeV enerjili nötron için APD boyunca <i>dpa</i> değişiminin FLUKA benzetişimi.	103
Şekil 4.21. 10000 tane ^{28}Si geritepen atomlarının doğal silikon malzeme içerisindeki takibinin FLUKA görüntüsü.	104

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Tablo 2.1. Hasar gelişim süreci Was (2007).	11
Tablo 2.2. Radyasyon hasarı parçacık ilişkisi (Li 2009).	12
Tablo 2.3. Enerji ve saçılma açıları arasındaki ilişkiler (Nastasi <i>ve ark.</i> 1996).	21
Tablo 2.4. Enerji transferi ve θ_c açısı aralığı (Nastasi <i>ve ark.</i> 1996).	24
Tablo 2.5. Silikonda bazı kusur etkileşimleri ve eV biriminde enerji düzeyleriyle tanımlanmış kusur durumları. Örgü atomları arasına yerleşim için i, yerdeğiştirme için s, araya yerleşmiş Si atomu için I, boşluk için V, karbon için C, Oksijen için O ve Fosfor için P alt indisleri kullanılmıştır (Casse 1998).	47
Tablo 4.1. Nötron transport süreçleri ve GEANT4 hesaplamalarında kullanılan G4NeutronHP-veri takımı	85

1. GİRİŞ

Yarıiletken detektörler, gelen yüklü parçacıkları ve fotonların soğurulmasını detekte etmek için yarıiletken malzemenin kullanıldığı (genellikle silikon ve germaniyum) aygıtlardır. Bu malzemelerin başında silikon gelmektedir. Yarıiletken sensörler çok geniş bir kullanım alanına sahiptir. Yüksek enerji fiziği ve astroparçacık fizik alanlarında kullanılan silikon yapılar silikon detektörler olarak adlandırılırlar ve kullandıkları yerlere bağlı olarak çeşitli türlerde radyasyonlara maruz kalırlar.

Hacim hasarı, şiddetli radyasyon çevrelerinde kullanılan detektörlerin yaşam süreleri, elektronik bileşenler veya diğer aygıtlar üzerinde sınırlayıcı bir etkidir. Radyasyonun yarıiletkenlerdeki etkilerinden biri, yerdeğiştirmelerdir. Yarıiletkende bu etkinin neden olduğu hacimsel bozulmaların tahmin edilmesinde ilk adım, niceliksel olarak iyonlaştırıcı olmayan enerji kaybının (*NIEL*) veya birincil kusur konsantrasyonunun (*CPD*) hesaplanmasıdır. *NIEL*, gelen parçacığın malzeme içinde aldığı birim yol başına iyonlatırıcı olmayan süreçlere enerji kaybı oranı olarak tanımlanır (Lazanu ve Lazanu 2008).

Belirli bir yarıiletkende herhangi bir parçacık akısı tarafından üretilebilecek hacim hasarı, aynı hacim hasarını yapabilecek 1 MeV enerjili nötron akısı cinsinden (1 MeV nötron eşdeğeri) ifade edilebilir. Buna *NIEL* ölçeklendirmesi adı verilir. 1 MeV nötron eşdeğeri akı kavramı, radyasyon hasarı incelemelerinde kullanılan genel bir notasyondur. Büyük hadron çarpıştırıcısında (LHC) kullanılan silikon detektörler, gelecekte çalışma süresi boyunca her yıl çeşitli tiplerde parçacıkların (nötron, proton, pion vb.) yüksek akısına maruz kalacaklardır. Bu parçacıklar çoğunlukla 1 MeV nötron eşdeğeri akısı cinsinden ifade edilir. CMS elektromanyetik kalorimetresinde $PbWO_4$ kristallerinde foto-detektör olarak kullanılan Hamamatsu S8148 silikon çığ foto-diyotlar (APD'ler) buna bir örnek olarak verilebilir. Bu APD'ler, CMS detektörünün 10 yıllık bir çalışması süresi sonrasında 2×10^{13} n/cm² civarında 1 MeV nötron eşdeğeri radyasyon akısına maruz kalacaklardır. Yüksek nötron akıları nedeniyle kristal örgüsünde meydana gelen atomik yerdeğiştirmeler,

APD'nin elektriksel özelliklerinde ve dolayısıyla çalışma parametrelerinde bozulmalara yol açacaklardır. Bu değişimler, gelen parçacığın APD'deki iyonlaştırıcı olmayan enerji kaybıyla orantılıdır.

Bu çalışmada, GEANT4 ve FLUKA aracılığıyla, 1 MeV enerjili nötronların APD ile yapacağı fiziksel etkileşmeleri sonucu üretilen birincil geritepen atomların (PKA'lar) spektrumları oluşturulmuş, bunların APD içerisinde neden olacağı yerdeğiştirme hasarının benzetişimleri yapılmış ve 1 MeV nötron eşdeğerine karşılık gelen *NIEL* ve *CPD* hasar büyüklükleri belirlenmiştir. Bu sonuçlardan yararlanarak, CMS'in 10 yıllık çalışması sonrasında, Hamamatsu S8148 silikon APD'deki *NIEL* ve *CPD* değerleri hesaplanmıştır. Ayrıca FLUKA ile 1 MeV enerjili nötronlar için atom başına yerdeğiştirme (*dpa*) benzetişimi yapılmıştır.

Tezin "Kuramsal Temeller" kısmında, nötronların, PKA'ların ve tüm ikincillerin bir katı ortamla fiziksel etkileşme mekanizmalarından ve kinematiklerinden bahsedilmiştir. Radyasyon hasarının dayandığı fiziğin temel anlamda anlaşılması açısından, bu bilgilerin verilmesi uygun görülmüştür.

"Materyal ve Yöntem" kısmında, Hamamatsu S8148 silikon APD'lerin yapısı ve buldukları radyasyon ortamı, 1 MeV nötron akısının etkisinin ölçüsünü veren bazı kavramlar ve kullanılan benzetişim programları ile ilgili bilgiler verilmiştir.

"Araştırma Bulgaları" kısmında, GEANT4 ve FLUKA kullanılarak yapılan benzetişimlerle ve gerekli literatür karşılaştırmalarıyla, 1 MeV enerjili bir nötronun yanı sıra bunun üreteceği geritepen atomların APD içerisindeki kinematikleri ve sonuç olarak meydana gelen radyasyon hasarı detaylı olarak incelenmiştir.

"Tartışma ve Sonuç" kısmında ise GEANT4 ve FLUKA benzetişim programları ile APD'lerin maruz kalacağı söz konusu 1 MeV nötron eşdeğeri akısı için radyasyon hasarı sonuçları değerlendirilmiştir.

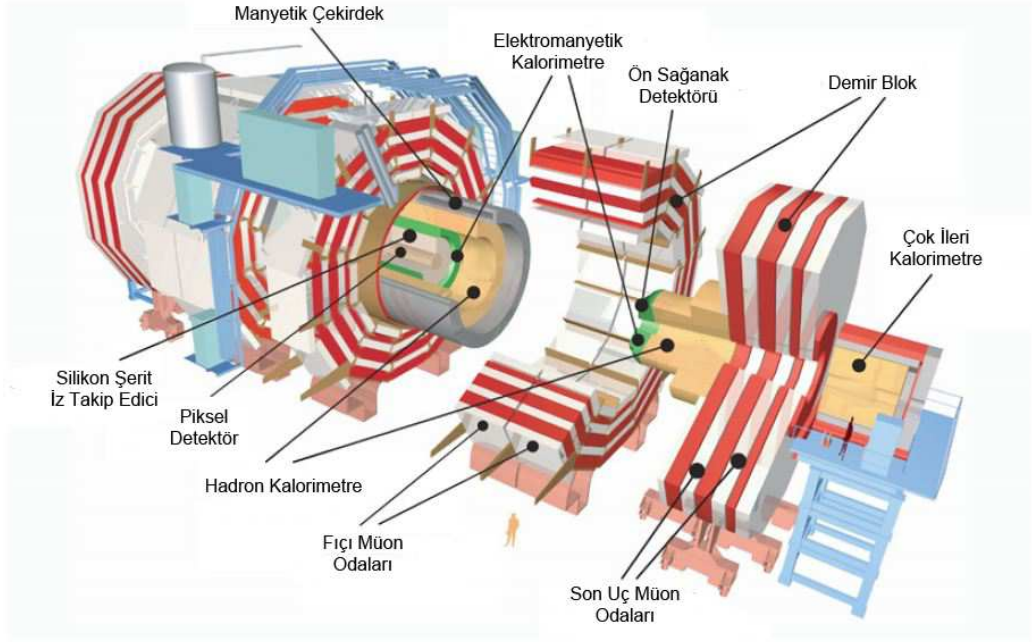
2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Yüksek Enerji Fiziği Detektörleri

CERN’de Büyük Hadron Çarpıştırıcısındaki (LHC), Kompakt Muon Selonoid (CMS) gibi büyük ölçekli bir yüksek enerji fiziği deneyinde en nihai amaç, Higgs bozonu gibi henüz keşfedilmemiş parçacıkların oluşumundaki yeni fiziği araştırmaktır. Bunu gerçekleştirebilmek için uyum içinde çalışan çok sayıda detektöre ihtiyaç vardır. LHC’de, proton veya ağır iyon demetleri, sırasıyla her 25 veya 125 ns aralıklarla çarpışacak şekilde hızlandırılırlar. Çarpışmalarda üretilen parçacıkların kimliklerinin saptanması, enerjilerinin, momentumlarının, elektriksel yüklerinin ve konumlarının ölçülmesi gerekir (Wulz 2007). Bu fiziksel büyüklükleri belirlemek için tasarlanmış alt detektör katmanları, yüksek enerji fiziğinde kullanılan parçacık detektörlerinde genellikle ortaktır. Bunun bir örneği olarak CMS detektörü verilebilir.

2.1.1. Kompakt Muon Selonoid (CMS)

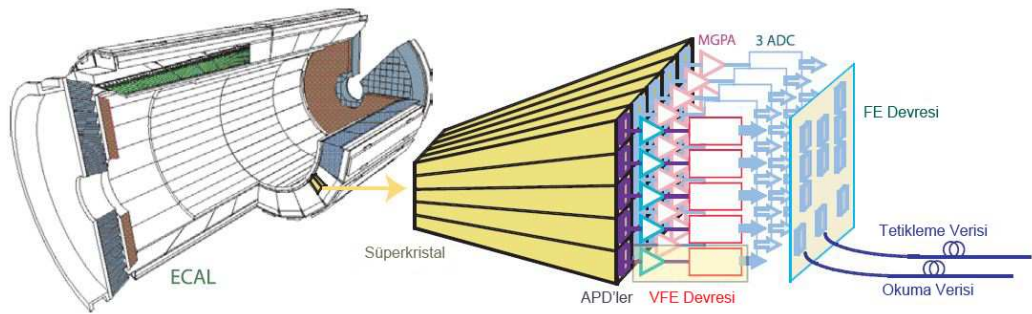
CMS alt katman detektörleri, 4 T’lık bir manyetik alan akı yoğunluğu sağlayan bir süperiletken selonoidin iç veya dış kısmına yerleştirilirler. Bu magnet sayesinde, iç iz detektöründe yörüngelerin eğriliklerine bakılarak yüklü parçacıkların momentumları belirlenebilmektedir. İkinci alt katman detektörü, demet borusuna yakın bir silikon piksel en iç hassas detektör (silicon pixel precision vertex detector) ve bunu saran bir silikon şerit iz detektöründen (silicon strip tracker) oluşur. Üretilen parçacıkların enerjileri kalorimetrelerde ölçülür. CMS’in fiçı ve son uç kısımlarına konulmuş olan homojen elektromanyetik kalorimetre (ECAL), kurşun-tungsten ($PbWO_4$) kristaller, örnekleme hadronik kalorimetre (HCAL) ise, prinç ve sintilatör plakalardan meydana gelir. Ayrıca, çok ileri bölge (very forward region), çelik soğurucu hücreler içerisine konulmuş kuartz fiberlerden yapılmış bir hadronik kalorimetreye donatılır. Muon odalarıyla bölmelenmiş bir demir dönüşüm blokları çekirdeği çevrelemektedir.



Şekil 2.1. CMS detektörünün katmanları, Şekil Wulz (2007)'dan alınmıştır.

2.1.1.1. CMS Elektromanyetik Kalorimetre

Elektromanyetik kalorimeterenin görevi, elektronları, fotonları tanımlamak, enerji ve konumlarını belirlemektir. Bu parçacıklar hemen hemen tüm enerjilerini kristal içerisinde kaybederler ve LHC'nin 25 ns'lik demet kesişme aralığıyla aynı mertebede bir bozunma zamanıyla sintilasyon ışığı üretirler. ECAL'ın fıç ve son uç bölgelerinde fotonları detekte etmek için sırasıyla çığ foto-diyotlar (avalanche photo-diodes, APD) ve vakum fototriodları (VPT) kullanılır. Foto-diyotlar, radyasyon ve manyetik alan toleranslarına göre seçilmiş ve CMS'e özel olarak geliştirilmişlerdir.



Şekil 2.2. Elektromanyetik kalorimetrenin okuma (readout) tasarımı, Şekil Wulz (2007)'dan alınmıştır.

2.1.2. Yüksek Enerji Fiziği Deneyleri için Yarıiletken Detektörler

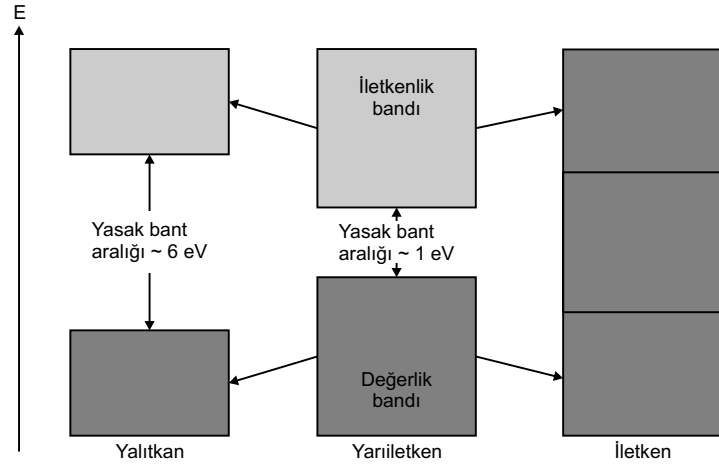
Başta silikon olmak üzere yarıiletkenler, günümüzde tüm mikroelektronik yapılarda yaygın olarak kullanılan temel malzemelerdir (Lutz 1999). Bunun yanı sıra, son zamanlardaki tüm yüksek enerji fiziği deneylerinde, parçacık takibi ve etkileşme köşelerinin (vertex) deteksiyonu için tamamen silikon sensörler kullanılır. Özellikle LHC’de yapılan büyük deneylerde, benzeri görülmemiş çok büyük sayıda silikon detektör kullanılır (Iniewski 2010). Bunun nedeni, yarıiletkenlerin diğer malzemelere kıyasla, iyonlaştırıcı radyasyonun deteksiyonu için onları çok kullanışlı yapan eşsiz özelliklere sahip olmalarıdır. Örneğin katkı içermeyen silikon malzemesi ile, gazlarda iyonlaşma temeline göre çalışan yaygın olarak kullanılan radyasyon detektörleri arasında bir karşılaştırma yapılabilecek olursa:

- Küçük band aralığı sayesinde (oda sıcaklığında 1.12 eV), detekte edilmesi gereken iyonlaştırıcı parçacıklar, kaybettikleri birim enerji başına çok sayıda yük taşıyıcısı oluştururlar. Silikon yarıiletkeninde, bir elektron-boşluk (electron-hole) çifti üretimi için gereken ortalama enerji (3.6 eV), gazların iyonlaşması için gereken büyüklükten (~ 30 eV) bir kaç mertebe daha küçüktür.
- Yüksek yoğunluk (2.33 g/cm^3) iyonlaştırıcı parçacığın aldığı yol başına daha büyük bir enerji kaybına uğramasına sebep olur. Bu ise ölçülecek şekilde yeterince yüksek sinyaller üretebilen ince detektörler üretilebilmesine olanak sağlar.
- Silikonun yüksek yoğunluğuna rağmen, elektron ve boşluklar neredeyse serbest bir şekilde hareket edebilirler. Oda sıcaklığında elektronların hareketliliği, katkılama (doping) yaparak sadece bir dereceye kadar etkilenebilir. Böylece, hızlı bir şekilde yük toplanması yapılabilir (Lutz 1999).

2.1.3. Yarıiletkenlerin Yapısı

Katkısız (intrinsic) yarıiletkenler, hiç bir yabancı madde içermezler ve sırasıyla, iletkenlik ve değerlik bandlarındaki elektron n ile boşluk (hole) p sayıları aynıdır $n = p$. Bu elektron veya boşluklar, katkısız yük taşıyıcıları olarak bilinirler (Rockett 2008). Bu tür yarıiletkenlerin katkısız oldukları söylenir. Yarıiletkenlerin özellikleri,

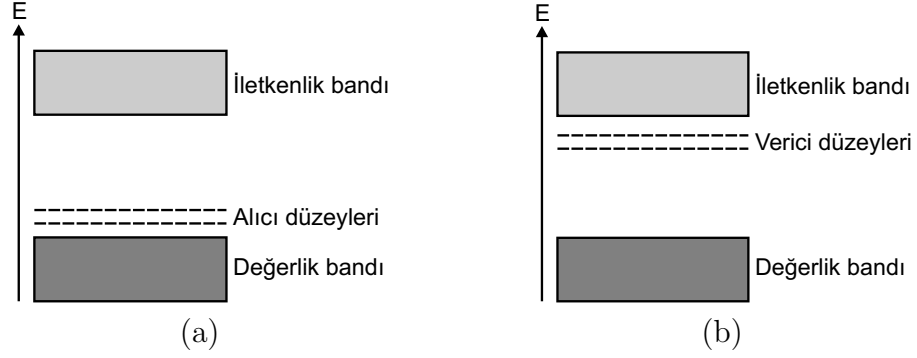
kusursuz düzgün kristal yapısından küçük sapmalarla önemli ölçüde değiştirilebilir. Bu, dış kabuklarında kristalin gerçek atomlarından daha fazla veya daha az sayıda elektronu olan küçük miktarlarda yabancı atomlar ilave edilerek yapılır. Bu işlemle, elektron ve boşluk sayıları arasında farklı oranlar elde edilerek, yarıiletkenlerin iletkenlik tipini değiştirmek mümkün olmaktadır. Ayrıca istemeden kristal içerisine başka kimyasal elementler karışabilir ve bunlar kristal kusurlarına neden olabilirler. Bu ise malzeme özelliklerinin bozulmasına yol açar (Lutz 1999). Yarıiletkene yabancı



Şekil 2.3. Yalıtkan, yarıiletken ve iletkenlerdeki enerji band yapısı Ahmed (2007).

atom ilave edildiğinde, malzeme katkı (extrinsic) olarak adlandırılır. Katkılama (doping), yarıiletkenlerin performansında önemli ölçüde artış sağlayan son derece kullanışlı bir işlemdir. Katkılama neticesinde, değerlik ve iletkenlik bandı arasında fazladan enerji düzeyleri meydana gelir. Bu yeni enerji düzeylerinin konumları, katkının tipine bağlı olarak değişir. Malzemede pozitif yük sayısında artış yapan bir katkı, alıcı (acceptor) olarak bilinir ve değerlik bandının hemen yakınında yer alan enerji düzeyleri üretir. Sonuçta malzeme *p*-tipi olarak adlandırılır. Silikonu *p*-tipi yarıiletkene dönüştüren yaygın şekilde kullanılan bir alıcı katkı örneği olarak boron atomu verilebilir. Yarıiletken örgüde bir silikon atomu, diğer 4 komşu silikon atomuyla kovalent bağ yapabilecek 4 elektrona sahiptir. Bu örgüye, eğer 3 dış kabuk elektronuna sahip bir boron atomu katkısı yapılırsa, silikon atomlarıyla sadece 3 kovalent bağ oluşturulabilir. Boş olan 4. konum, kuvvetli elektron çekme eğilimine sahip olduğundan, pozitif bir boşluk olarak düşünülür. Negatif yük sayısında bir artış sağlayan katkı, iletkenlik bandının yakınında ek enerji düzeyleri üretir. Böyle

bir malzeme n -tipi olarak adlandırılır. Fosfor atomunun, bağlanmak için 5 serbest elektronu bulunur. Bunlardan 4 tanesi örgüde silikon atomlarıyla bağ kurabilir. Sonuçta örgüde serbestçe hareket edebilen fazladan 1 elektron kalır. Böylece negatif serbest yük taşıyıcı sayısında bir artış meydana gelir. Diğer bir deyişle yarıiletken n -tipi olur (Ahmed 2007).



Şekil 2.4. a) n -tipi katkılama sonucu değerlik bandı yakınındaki alıcı düzeyleri. b) p -tipi katkılama sonucu iletkenlik bandı yakınındaki verici düzeyleri Ahmed (2007).

Yarıiletken diyotlar değişik yöntemlerle oluşturulabilirler. En basit konfigurasyon, bir p -tipi yarıiletkenin bir n -tipi malzemeyle yanyana getirilmesiyle oluşturulan pn eklemdir. Bir pn -eklemin oluşması sırasında, iki malzeme arasındaki arayüzeyde özel bir bölge meydana gelir. İki malzemenin elektron ve boşluk konsantrasyonları arasındaki farklılık nedeniyle başlangıçta, boşlukların n -bölgesine, elektronların ise p -tarafına doğru bir hareketi söz konusudur. Sonuç olarak, elektronlar p -bölgesindeki boşlukları doldurur, göç eden boşluklar ise n -tarafındaki elektronlarca yakalanırlar. n ve p yapılarının başlangıçta yüksüz oldukları hatırlanırsa, yukarıda bahsedildiği gibi elektron ve boşlukların birleşmeleri, eklemin her iki tarafında bir yük birikimi oluşumuna neden olur. Fazladan elektron katıldığında p bölgesi negatif hale gelirken, n -tarafı pozitif olur. Bu ise, eklem boyunca değişim gösteren bir elektrik alanının oluşmasına neden olur. Elektrik alan p ve n bölgelerine olan elektron ve boşluk yayılımlarını durdurur. Bu süreç, eklemden hareketsiz bir boşluk yükü bölgesi üretir. Elektrik alan nedeniyle, eklem boyunca bir gerilim farkı söz konusu olur. Bu, kontak gerilimi olarak adlandırılır. Gerilimin değişim gösterdiği bu yer, tükenim veya boşluk yükü bölgesi olarak adlandırılır.

Eklem bölgesinde kurulan elektrik alan, genellikle etkin yük birikimi sağlayacak kadar şiddetli değildir ve bu tükenim bölgesi kalınlığı ile sadece çok düşük enerjili parçacıklar durdurulabilir. Bu küçük kalınlık, elektronikte büyük kapasitansa ve çıkış sinyalindeki gürültüde bir artışa neden olur. Ekleme ters besleme gerilimi uygulanarak daha iyi sonuçlar elde edilebilir (yani p tarafa negatif gerilim). Bu gerilim sayesinde, p -bölgesindeki boşluklar eklemden uzağa p kontağına doğru ve benzer şekilde elektronlar n -bölgesine çekilir. Bunun sonucunda, tükenim bölgesi ve böylece radyasyon deteksiyonu için duyar hacim genişlemiş olur. Daha büyük dış gerilim, daha geniş tükenim bölgesi ve daha etkili yük birikimi sağlayacaktır. Ancak bu gerilim, yarıiletkenin direnciyle sınırlanır. Bir noktada, eklem bozulacak ve iletim başlayacaktır (Leo 1987).

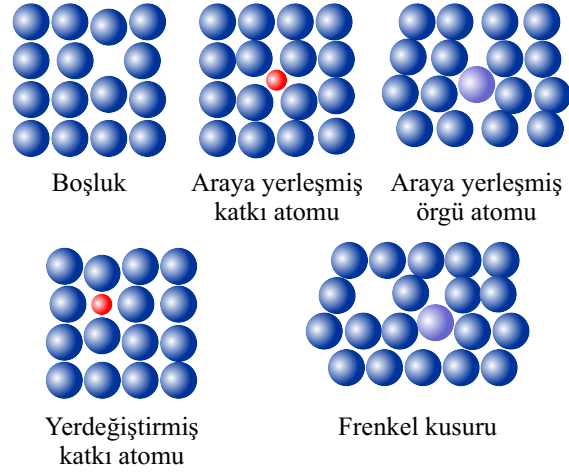
2.2. Yarıiletkenlerde Radyasyon Etkileri

Radyasyonun yarıiletken detektörler üzerindeki etkileri kısa maddeler halinde şu şekilde ifade edilebilir:

- Elektron-boşluk çiftlerinin üretimi nedeniyle geçici iyonlaşma etkileri (Transient ionisation effects): Bu etkiler, parçacık detektörlerinde yüksek enerjili parçacıkların geçişini detekte etmek için kullanılır. Elektronik bileşenlerin duyar hacimlerindeki belirli bir kritik yük miktarı aşılırsa, bu durum elektronik parçaların bozulmasına yol açar, diğer bir deyişle tek olay etkileri (single event effects) meydana gelir.
- Bir aygıtın yalıtkan alanlarında ortaya çıkan uzun-sürelili iyonlaşma etkileri (The long-term ionisation effects) : İyonlaştırıcı radyasyonla üretilen yükler, yakalanabilir (trapping) ve böylece hareketsiz hale gelebilirler. Bu (muhtemelen kalıcı olarak) aygıtın elektriksel özelliklerini etkileyebilir.
- Yerdeğiştirme Etkileri (Displacement effects): Gelen radyasyon nedeniyle, örgü atomlarının bazılarının yerdeğiştirmesi sonucu, kristal örgünün düzenli yapısında bozulmalar meydana gelebilir. Bu ise aygıtın elektriksel özelliklerinin önemli ölçüde bozulmasına neden olur (Lazanu ve Lazanu 2008). Yerdeğiştirme etkileri ilerleyen bölümlerde detaylı olarak anlatılacaktır.

2.3. Radyasyon Hasarı

Bir katı üzerine gelen enerjik parçacıklar enerjilerini yol aldıkları malzeme içerisinde iyonlaştırıcı ve iyonlaştırıcı olmayan süreçlerle kaybedebilirler. İyonlaşma sürecine giden enerji ile elektron-boşluk çiftleri üretilir. İyonlaştırıcı olmayan enerji kaybı ise yerdeğiştirmiş atomlarla sonuçlanır. Bir örgü atomunun yerinden ayrılması için gereken enerji, yerdeğiştirme eşik enerjisi T_d olarak adlandırılır. T_d , hedef atomun momentum doğrultusuna bağlıdır. Katının kristalografik yapısı nedeniyle, örgü atomunun yerdeğiştirmesine karşı gösterilen zorluk, her doğrultuda aynı değildir. Eğer çarpışmaya uğrayan örgü atomunun en yakınında bulunan komşu atomlar, yerdeğiştirmeden önce onun enerjisini alırlarsa, T_d enerjisi buna uygun olarak yüksek olacaktır (Nastasi *ve ark.* 1996). Bu nedenle yerdeğiştirme enerjisi için bir aralık söz konusudur. Silikon durumunda yaygın olarak kullanılmakta olan T_d değeri 21 eV'tur (Inguibert ve Gigante 2006). Çarpışma sürecinde, örgü atomuna transfer edilen enerji T , T_d 'den küçükse, çarpışmaya uğrayan örgü atomu yerinden ayrılmaz ve büyük genlikli titreşimler yapar. Bu örgü atomunun titreşim enerjisi hızlı bir şekilde en yakın komşu atomlarıyla paylaşılır ve sonuçta bu enerji bir bölgesel ısınma şeklinde açığa çıkar. Gelen parçacıklar tarafından örgü atomuna T_d veya bundan daha büyük enerji transferi olursa, yerdeğiştirme meydana gelir. Yerdeğiştirme süreci sonunda örgü atomu, terk ettiği yerde bir boşluk (vacancy) bırakarak düzenli örgü atomları arasında bir ara konuma yerleşir, diğer bir deyişle araya yerleşmiş atom (interstitial atom) olur. Bir boşluk-araya yerleşmiş atom çiftine Frenkel kusuru adı verilir (Nastasi *ve ark.* 1996). Hareket eden parçacıkların madde ile etkileşmesi süresince oluşturulan kusurlar genellikle, birincil radyasyon kusurlarıyla ilgilidir. Radyasyon hasar yapısının daha sonraki kinetik gelişimi, birincil hasar hacimlerinin, malzeme içerisinde örtüşmeleri ve/veya serbest bir şekilde göç eden nokta kusurların difüzyonuyla belirlenir (Ivanov ve Platov 2004). Örgü yapısında bozulmalara yol açan atomik yerdeğiştirmeler, radyasyonun neden olduğu en hasar verici kusurlardır. Bu tür kusurlar, gelen radyasyon yörüngesi etrafında yayılabilirler veya kümelenme gösterebilirler. Birbirlerinden ayrık ve uzak bir şekilde bulunan yerdeğiştirmeler, nokta kusurlar (point defects) olarak adlandırılırlar. Birbirlerine yakın atomik



Şekil 2.5. Bir kristal örgü içerisindeki nokta kusurların gösterimi.

yerdeğiştirmelerin olduğu durumda ise küme kusurları (cluster defects) meydana gelir (Ahmed 2007). Küme kusurları, 10 nm veya 200 nm yarıçaplı bir hacimde yüksek konsantrasyonlu hasarlı bir bölge meydana getirirler (Iniewski 2010).

Radyasyon hasar olayı gerçekte birkaç farklı süreçten oluşur:

- Belli bir enerjiye sahip gelen parçacıkların örgüdeki bir atomla etkileşmesi
- Gelen radyasyon tarafından neden olunan bir atomik yerdeğiştirme, bir başka deyişle birincil geritepen atom (primary knock-on atom, PKA) ortaya çıkacak şekilde örgüdeki atoma kinetik enerji transferi
- Atomun örgü içerisindeki konumundan hareket ederek yerdeğiştirmesi
- Yerdeğiştirmiş atomun, beraberinde ilave geritepen atomlar meydana getirerek örgü içerisindeki hareketi
- Yerdeğiştirme sağanaklarının oluşması (PKA tarafından üretilen nokta kusurlarının birikimi)
- PKA'nın örgü içerisinde farklı bir yere yerleşmesi.

Radyasyon hasarı olayı, PKA'nın örgü içerisinde elektronik ve nükleer çarpışmalar vasıtasıyla enerji kaybederek durgun hale gelinceye kadar devam eder. Bir PKA için bu süreç, örgü atomları arasına yerleşmiş bir atom durumuna gelmesiyle son bulur. Yukarıda değinildiği gibi, bir radyasyon hasarı olayının sonucu, bir nokta kusurlar (boşluklar ve örgü atomları arasına yerleşmiş atomlar) topluluğu ve kristal örgü içerisinde kusur kümeleri olabilir. Tüm bu olaylar zincirinin sadece $\approx 10^{-11}$ s

gibi bir zaman alması dikkate değer bir durumdur (bkz. Çizelge 2.1). Radyasyon hasar etkileri, nokta kusurlar ile küme kusurlarının yerdeğiştirmeleri, ilave kusurların oluşması veya küme kusurlarının ayrışmaları şeklinde sınıflandırılır Was (2007).

Çizelge 2.1. Hasar gelişim süreci Was (2007).

Zaman (s)	Olay	Sonuç
10^{-18}	Gelen parçacıktan enerji aktarımı	PKA oluşumu
10^{-13}	PKA tarafından örgü atomlarının yerdeğiştirmesi	Yerdeğiştirme sağanağı
10^{-11}	Enerji kaybı, kendiliğinden yeniden birleşme ve kümelerin oluşumu	Kararlı Frenkel çiftlerinin (tekil halde yerdeğiştirmiş atom (single interstitial (SIA)), boşlukların (vacancies) ve küme kusurlarının oluşumu
$>10^{-8}$	Isısal yerdeğiştirmeler aracılığıyla kusur tepkimeleri	SIA ve boşlukların yeniden birleşmeleri, kümelenme, yakalanma (trapping), kusur yayılımı

Radyasyon hasarı olayı özetle, gelen bir parçacık tarafından katı haldeki bir maddeye enerji aktarılması ve bu olayın tamamlanmasının ardından hedef atomlarının sahip olduğu dağılım olarak tanımlanır (Ivanov ve Platov 2004). Birincil örgü kusurları geritepen atom enerjisi açısından kabaca incelenecek olursa:

- 1-2 keV'in altındaki geritepen enerjileri için, yalnızca izole (nokta) kusurlar
- 2 keV ile 12 keV arası enerji, bir küme kusuru ve ilave nokta kusurlar üretmek için yeterince yüksek değerlerdir ve
- 12 keV'in üstünde ise birkaç küme kusurları ve bunun yanı sıra nokta kusurlar oluşturulacaktır.

Küme kusurları, geritepen atomunun yolunun sonunda ortaya çıkar. Burada bir geritepen silikon atomu sahip olduğu enerjinin son 5-10 keV'ini kaybeder ve esnek saçılma tesir kesiti bir kaç mertebe artış gösterir. 100 örgü yerdeğiştirmesinin gerçekleştiğı bir küme kusurunun tipik boyutu 5 nm'dir (Lutz 1999). Nötron, proton, elektron ve hatta gammalar silikonda hasara neden olabilirler. Nötron-silikon durumu için yerdeğiştirme hasarı, örgü içerisindeki bir silikon atomunun bulunduğu konumdan, başka bir ara konuma yerdeğiştirmesi sonucu oluşur (Frenkel çifti oluşumu). Nötronun, yüksek enerjili geritepen atom üretebilmesi nedeniyle

(133 keV), örgü içerisinde çok sayıda yerdeğiştirme meydana gelir ve silikon içerisinde geniş bir hasarlı bölge veya küme kusurları oluşur. Gamma durumunda hasarın nedeni Compton elektronlarıdır (1 MeV enerji civarında). Compton elektronları, boşluk veya yerdeğiştirmiş atomların birbirleriyle, veya silikon içerisindeki diğer katkılarla etkileşmeleri sonucu meydana gelen yalıtılmış tekli kusurlara neden olurlar. Proton, pion vb. bir yüklü parçacık durumunda, silikon içerisinde yerdeğiştirme hasarı, kısmen kümelenmiş kusurlar ve kısmen de yalıtılmış tekli kusurlar şeklindedir. Sonuç olarak, silikonda aynı miktarda iyonlaştırıcı olmayan enerji kaybı olsa da, farklı radyasyon türleri tarafından neden olunan kusurlar birbirlerinden çok farklı yapıya sahip olabilirler. Çizelge 2.2 farklı tipteki radyasyonların neden olduğu kusur yapılarını niteliksel olarak özetlemektedir (Li 2009).

Çizelge 2.2. Radyasyon hasarı parçacık ilişkisi (Li 2009).

Parçacık Tipi	Tekli Kusurlar	Kusur Kümeleri
n	x	xxxxx
Yüklü parçacıklar (p, π , vb.)	xxxx	xx
γ, e	xxxxxxx	

Bir PKA üretilme olasılığı, enerji dağılımının yanı sıra ilgilenilen radyasyonun tipine ve enerjisine de bağlıdır. Örneğin silikon durumunda bunun iki nedeni:

- Silikon atomları üzerinden esnek saçılma tesir kesiti radyasyonun tipine bağlıdır. Proton gibi yüklü parçacıklar, çekirdekle (kısmen perdeli) elektrostatik etkileşmeyle saçılırken, nötron gibi yüksüz parçacıklar çekirdekle sadece esnek etkileşme yaparlar.
- Kinematik ve özellikle silikon atomuna transfer edilen enerji, çarpan radyasyonun kütlesine güçlü bir şekilde bağlılık gösterir (Lutz 1999).

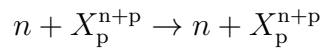
2.4. Nötron Radyasyon Hasarı

Bir katı ortamda nötronların yol açtığı hasar, gelen nötronun hedef malzemeyle etkileşme türüne göre üretilen ikincil parçacıkların (yani PKA'lar ve ikincilleri) neden olduğu yerdeğişirmelerdir. Bu nedenle, ilk olarak nötron-madde etkileşme türlerinden, ardından yüklü parçacıkların bir katı ortamla etkileşme şekillerinden bahsedilecektir.

2.4.1. Nötron-Çekirdek Etkileşmeleri

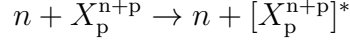
Nötronlar herhangi bir elektriksel yüke sahip olmadıkları için, atomların elektrik alanlarından etkilenmezler. Nötronlar böylece, büyük atomik boşluklar içerisinde, etkileşme yapmadan hızlı bir şekilde hareket edebilmektedirler. Ancak, çekirdeklerin yakınından geçerlerse şiddetli çekirdek kuvvetine maruz kalırlar. Böylece nötronlar enerjilerine göre, esnek saçılma, esnek olmayan saçılma, parçalanma, dönüşüm, ve ışınımsal yakalama etkileşmelerini yapabilmektedirler.

- **Esnek Saçılma (Elastic Scattering):** Esnek saçılma, nötronların atomik çekirdeklerle yaptığı temel etkileşme kipiştir. Bu süreçte, hedef çekirdek etkileşmeden sonra aynı durumda kalır. Etkileşme, $A(n, n)A$ gibi veya



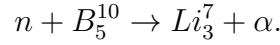
şeklindedir. Nötronların çekirdeklerle esnek saçılması iki farklı kipte meydana gelir: Potansiyel esnek ve rezonans esnek. Potansiyel esnek saçılma nötronun, çekirdeğin kısa menzilli nükleer kuvvetiyle etkileşmesi esasına dayanır. Bu süreç ile nötron, çekirdek içerisindeki parçacıklara dokunmaksızın çekirdeği uzağa saçır. Rezonans kipinde, uygun enerjili bir nötron çekirdek tarafından soğurulur. Ardından kinetik enerji korunumu sağlanacak şekilde, başka bir nötronun salınımı gerçekleşir.

- **Esnek Olmayan Saçılma (Inelastic Scattering):** Esnek saçılmanın aksine, bu durumda hedef çekirdek uyarılmış durumda kalır. Reaksiyon $A(n, n)A^*$ veya

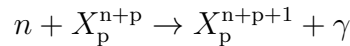


ile ifade edilebilir. Böyle bir süreçte, gelen nötron bileşik bir çekirdek oluşturarak çekirdek tarafından soğurulur. Bileşik çekirdek kararsızdır ve çok kısa bir sürede daha düşük kinetik enerjili bir nötron yayınlar. Bu süreç sonrasında çekirdek, geriye kalan enerjisini de bir ya da daha fazla sayıda γ -bozunumu yaparak harcar ve kararlı duruma geçer.

- **Dönüşüm (Transmutation):** Bir elementin başka bir elemente dönüştüğü reaksiyondur. Tüm nötron enerjilerinde dönüşüm reaksiyonu meydana gelebilir. Örneğin, bir Boron-10 çekirdeği yavaş bir nötronu yakalar, Lityum-7'ye dönüşür ve bir α parçacığı yayınlar:



- **Işınımsal Yakalama (Radiative Capture):** Nötronlarla ilgili çok genel bir reaksiyondur. Böyle bir süreçte, bir atomik çekirdek nötronu soğurur ve uyarılmış duruma geçer. Çekirdek kararlı hale gelmek için γ -ışını yayınlar. Bu durumda dönüşüm olayı meydana gelmez. Element, nötron sayısındaki artış nedeniyle başka bir izotopuna dönüşür. Reaksiyon $A(n, \gamma)A + 1$ veya



şeklinde gösterilebilir.

- **Parçalanma (Spallation):** Bir çekirdeğin yüksek enerjili bir nötronla çarpışması sonucu, bir kaç parçaya ayrılmasıdır. Bu süreç sadece, nötronların 100 MeV civarında veya daha yüksek bir enerjiye sahip olmaları halinde önem kazanır (Ahmed 2007).

Nötron etkileşmelerinin kuvvetli enerji bağımlılığı nedeniyle, nötronları enerjilerine göre sınıflandırmak geleneksel olmuştur. 100 MeV ve yukarısındaki enerjilere sahip nötronlar genellikle yüksek enerjili nötronlar olarak düşünülür. Bir kaç 10 MeV ile bir kaç 100 keV enerji aralığında yer alanlar, hızlı nötronlar olarak bilinir. 100 keV

ve 0.1 eV arasındakiler epitermal nötronlar, daha düşük enerjili olanlar termal veya yavaş, mili veya mikro eV'a kadar düşük enerjilere sahip nötronlar ise soğuk veya ultra-soğuk olarak adlandırılırlar (Leo 1987).

2.4.2. Nötron Tesir Kesitleri

Sabit enerjili nötronlar için, yol uzunluğu başına herhangi bir etkileşmenin meydana gelme olasılığı sabittir. Bu olasılık yaygın olarak, herhangi bir tipte etkileşme için çekirdek başına tesir kesiti σ cinsinden ifade edilir. σ , birim hacimdeki çekirdek sayısı ile N çarpıldığında, makroskobik tesir kesiti Σ elde edilir:

$$\Sigma = N\sigma \quad (2.1)$$

Herbir etkileşme için tesir kesitleri toplanarak tüm süreçler birleştirildiğinde,

$$\Sigma_{\text{tot}} = \Sigma_{\text{scat}} + \Sigma_{\text{radiacapt}} + \dots \quad (2.2)$$

birim uzunluk başına herhangi tipteki bir etkileşmenin meydana gelme olasılığı Σ_{tot} elde edilir. Bir t kalınlığındaki hedefe I_0 şiddetiyle gelen nötronların hedef ortamla etkileşme kesri,

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\Sigma_{\text{tot}}t} \quad (2.3)$$

ile verilir. Bir nötronun etkileşmeye uğramadan alabileceği yol olan ortalama serbest yol $\lambda = 1/\Sigma_{\text{tot}}$ olmak üzere, bu durumda (2.3) eşitliği,

$$\frac{I}{I_0} = e^{-t/\lambda} \quad (2.4)$$

biçiminde yazılabilir (Knoll 1999).

2.4.3. İyon-Çekirdek Etkileşmeleri

2.4.3.1. Atomlar Arası Potansiyeller

Açıkça, küçük mesafelerde atomlar arası potansiyel (interatomic potential) bilgisi, katılarda iyon-katı etkileşmelerini içeren problemleri çözmeye ve radyasyon hasarı konusunda çok büyük öneme sahiptir. İki parçacık sisteminin potansiyel enerjisinin her iki parçacığın merkezlerini birbirinden ayıran uzaklıkla değiştiği durum, hem bir atom topluluğunun denge özelliklerini, hem de enerjik parçacıkların durağan örgü atomlarıyla etkileşmesinin şeklini belirler. İyon ile katı arasındaki etkileşme potansiyel enerji fonksiyonunun bilinmesi, iyonların bir katı ortamda yol alırken uğrayacakları enerji kaybı oranlarının belirlenmesi açısından gereklidir. Potansiyel enerji fonksiyonu, radyasyon hasarı teorisinde diferansiyel enerji-transfer tesir kesiti aracılığıyla ortaya çıkar. Bu tesir kesiti, enerji kaybı oranını, çarpışma yoğunluğunu, ortalama serbest yolu ve iyon yavaşlama sürecinin diğer özelliklerini belirler. Örneğin M_1 ve M_2 kütleli, Z_1 ve Z_2 atom numaralı, bir r mesafesiyle birbirinden ayrılmış iki atom ele alınsın. Kuvvet en iyi şekilde, elektronları ve çekirdekleri içeren çoklu-cisim etkileşmelerinden açığa çıkan bir $V(r)$ potansiyeliyle tanımlanır. Ayrılma mesafesini ölçeklendirmede iki kullanışlı nokta vardır: Atomik elektron kabuklarının boyutunun bir göstergesi olan hidrojen atomunun Bohr yarıçapı, $a_0 = 0.053$ nm ve kristalde komşu atomlar arasındaki mesafe olan r_0 (tipik olarak 0.25 nm). $r \gg r_0$ olduğu uç koşul için, elektronlar bir atomun enerji düzeylerini doldurur, ve Pauli dışarlama ilkesinden, herhangi bir düzey takımını işgal eden bir en büyük sayı ortaya çıkar. En iç kapalı kabuklara karşılık gelen en düşük düzeylerin hepsi dolar ve sadece dış değerlik kabuklarındaki düzeyler boş kalır. İki atom bir araya geldiğinden, değerlik kabukları üst üste gelir, ve bağlar oluşturabilecek tipte çekici etkileşmeler ortaya çıkabilir. Bu bağlar, Van Der Waals kuvvetlerinden nispeten daha zayıf olabilir. $r \ll r_0$ olduğu diğer uç durumda, çekirdekler sistemde birbirine en yakın yüklü parçacık çiftleri olurlar.

Coulomb potansiyeli, $V(r)$ 'deki diğer tüm terimlerden baskın hale gelir. Bu durumda potansiyel,

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (2.5)$$

ile verilir. Burada $e^2 = 1.44 \text{ eV nm}$ 'dir. Bununla birlikte, $a_0 < r \leq r_0$ olduğu orta büyüklükte mesafelerde, pozitif bir etkileşme potansiyel enerjisi iki atom arasında itici bir kuvvete dönüşür. Bu potansiyele ana katkılar:

- Pozitif yüklü çekirdekler arasındaki elektrostatik itme.
- Pauli dışarlama ilkesini ihlal etmeksizin komşu atom elektronlarını aynı uzaysal bölgede tutmak için gerekli olan enerjideki artma olarak söylenebilir.

İki elektron aynı konumu işgal edemeyeceğinden, iki atomun elektronlarının üst üste gelmesi olayına bazı elektronların atomik yapı içerisinde işgal edilmemiş daha yüksek düzeylere çıkması sürecinin eşlik etmesi gerekir. Atomlar birbirine yaklaştıkça çok büyük sayıda orbital elektronu etkilenmiş olacağından, bu süreç için ihtiyaç duyulan enerji artar. Orta büyüklükteki mesafelerde, en iç kabuklardaki elektronların uzay yükü nedeniyle nükleer yüklerin elektrostatik perdelenmesi neticesinde, Coulomb potansiyelinde bir azalma olur. Bu durumda bir perdeli Coulomb potansiyeline başvurulur. Bu potansiyel,

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \chi(r) \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada $\chi(r)$ perdeleme fonksiyonudur ve bir r yarıçapında gerçek atomik potansiyelin Coulomb potansiyeline oranı biçiminde tanımlanır. İdeal koşullarda, $\chi(r)$, tüm ayırım mesafelerinde iyon ve atom arasındaki etkileşmeyi tanımlamak için Coulomb potansiyelini doğru bir şekilde zayıflatır. Çok küçük mesafelerde $\chi(r)$ 1 olma eğilimindeyken, büyük mesafeler için, 0 olmalıdır. Bu özellikler, tüm çarpışma süreçlerinin tek bir atomlar arası potansiyel fonksiyonu ile tanımlanmasına olanak sağlar (Nastasi *ve ark.* 1996).

2.4.3.2. Evrensel Perdeleme Potansiyeli

Perdeli Coulomb potansiyeli için, Thomas-Fermi, Bohr, Lenz-Jensen, Lindhard, Molière, ve ZBL potansiyelleri gibi önerilmiş olan çok sayıda farklı biçim vardır. J.F.Ziegler, J.P.Biresack ve U.Littmark, Wilson ve ark., atomlar arası potansiyeli gerçekçi şekilde tahmin eden bir analitik ifade bulma girişiminde bulunmuşlar ve 261 atom çifti için katıhal atomlar arası potansiyellerinin detaylı hesaplamalarını yapmışlardır. Her bir atomun küresel simetrik bir yük dağılımına sahip oldukları varsaymışlardır (Nastasi *ve ark.* 1996). Toplam etkileşme potansiyelini,

$$V = V_{nm} + V_{en} + V_{ee} + V_k + V_a \quad (2.7)$$

olarak ifade etmişlerdir. Burada V_{nm} çekirdekler arasındaki elektrostatik potansiyel enerji, V_{ee} iki elektron dağılımı arasındaki saf elektrostatik etkileşme enerjisi, V_{en} her bir çekirdek ve diğer elektron dağılımı arasındaki etkileşme enerjisi, V_k Pauli uyarılması nedeniyle üst üste gelme bölgesindeki elektronların kinetik enerjisindeki artış ve V_a bu elektronların değiş-tokuş enerjisindeki büyümedir. Coulomb etkileşme potansiyelini ise

$$V_c(r) = V_{nm} + V_{en} + V_{ee} \quad (2.8)$$

ile vermişlerdir. Toplam potansiyel kullanılarak ve

$$\chi(r) \equiv \frac{V(r)}{Z_1 Z_2 e^2 / r} \quad (2.9)$$

ifadesi yardımıyla, evrensel perdeleme fonksiyonu

$$\begin{aligned} \chi_U = & 0.1818 \exp(-3.2x) + 0.5099 \exp(-0.9423x) + \\ & 0.2802 \exp(-0.4028x) + 0.02817 \exp(-0.2016) \end{aligned} \quad (2.10)$$

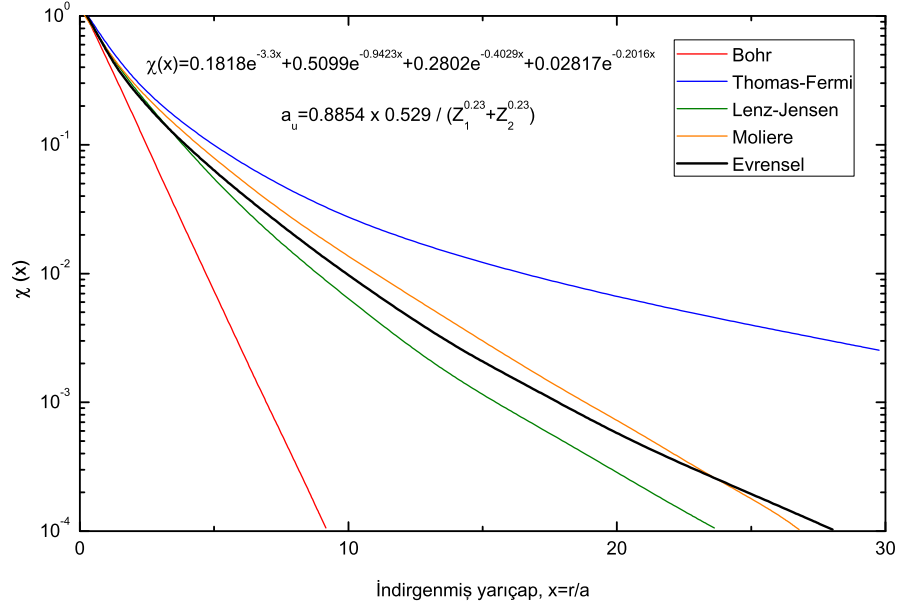
şeklinde verilir, burada x indirgenmiş mesafe olup,

$$x = \frac{r}{a_U} \quad (2.11)$$

ve a_U evrensel perdeleme uzunluğu,

$$a_U = \frac{0.8854a_0}{(Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23})} \quad (2.12)$$

ile tanımlanır. a_0 Bohr yarıçapı olup, $a_0 = \hbar/m_e e^2 = 0.529 \times 10^{-8}$ cm değerine sahiptir. Burada \hbar indirgenmiş Planck sabitidir, m_e elektron yüküdür (Nastasi *ve ark.* 1996).



Şekil 2.6. İndirgenmiş perdeleme fonksiyonları. Evrensel perdeleme fonksiyonu χ_U ile verilir ve bunun x argümanı $x \equiv r/a_U$ biçiminde tanımlanır. Burada a_U evrensel perdeleme uzunluğudur (Nastasi *ve ark.* 1996).

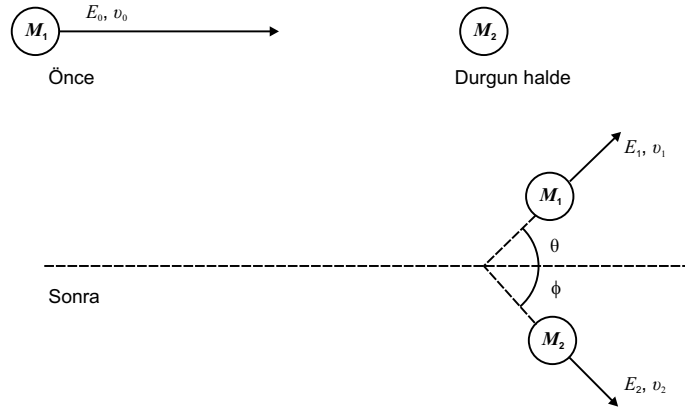
2.4.3.3. İkili Esnek Çarpışmaların Dinamiği

Enerjik iyonlar katı ortamlar, bir atomlar arası potansiyelle tanımlanan kuvvetler aracılığıyla etkileşirler. Bu etkileşimler katılarda iyon menzili ve iyon hasarı için kullanılan ifadelerin geliştirilmesinde bir temel oluşturur. İyon, katı içerisinde geçerken, durağan hedef atomlarıyla çarpışmalara maruz kalır. Bu süreç ile iyon başlangıçtaki doğrultusundan sapma gösterir. Ayrıca iyon, katıdaki elektronlarla da çarpışma yapar ve bu etkileşmelerin sonucunda enerji kaybına uğrar. En basit çarpışma olayı, yüklü bir parçacık ile atomik çekirdek arasındaki çarpışmadır. Bu

sürece, çarpışmalar arasındaki ortalama serbest yolun, atomlar arasındaki boşluktan çok daha büyük olduğu durumda sağlanan bir iki-cisim çarpışması olarak bakılabilir. Geritepen hedef atomların momentumu katı hacim içerisinde meydana gelen hasarın miktarını belirler. Geritepen atoma aktarılan momentum, ayrıca iyonun enerji kaybı sürecinde de büyük ölçüde önemli bir rol oynar (Nastasi *ve ark.* 1996).

2.4.3.4. Esnek Çarpışmaların Kinematığı

Yalıtılmış iki parçacık arasındaki çarpışmalardaki enerji transferleri ve kinematığı problemi, tamamen enerji ve momentum korunumu prensibi uygulanarak çözülebilir. Burada, kinetik enerjinin korunduğu esnek çarpışmalar göz önüne alınmaktadır. Elektronların yüksek düzeylere uyarılmalarına harcanan enerji kesri, çarpışmadan sonraki parçacık-atom kinematığında yer almaz. M_1 kütlesi, v_0 hızı ve E_0 kinetik enerjisine sahip gelen enerjik bir parçacık ile M_2 kütleli durgun bir hedef atomu göz önüne alınsın. Gelen parçacığın ve hedef atomun çarpışmadan sonraki hızları ve enerjileri sırasıyla, v_1 , v_2 ve E_1 , E_2 , θ saçılma açısı ve ϕ geritepme açısıyla belirlenir. Laboratuvar koordinat sistemi için notasyon ve geometri Şekil 2.7’de verilmektedir.



Şekil 2.7. Laboratuvar referans sisteminde iki farklı kütle arasındaki esnek çarpışma diyagramı (Nastasi *ve ark.* 1996).

$M_1 > M_2$ ise, $\theta = \theta_m$ durumu için θ_m

$$\cos^2 \theta_m = 1 - \frac{M_2^2}{M_1^2}, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2 \quad (2.13)$$

eşitliğinden bulunabilir. Burada θ_m M_1 'in saçılabeceği en büyük açıdır. $M_1 < M_2$ koşulu için, θ 'nın, 0'dan π 'ye tüm değerleri alması mümkündür. Enerji ve saçılma açıları arasındaki diğer bağıntılar Çizelge 2.3'de görülebilir (Nastasi *ve ark.* 1996).

Çizelge 2.3. Enerji ve saçılma açıları arasındaki ilişkiler (Nastasi *ve ark.* 1996).

Kütle merkezi enerjisi	$E_c = \frac{M_2 E_0}{M_1 + M_2} = \frac{E_0}{1 + \mu};$ $\mu = \frac{M_1}{M_2}$
$M_1 \leq M_2$ için gelen parçacığın laboratuvar saçılma enerjisi	$\frac{E_1}{E_0} = \frac{[\mu \cos \theta + (1 - \mu^2 \sin^2 \theta)^{1/2}]^2}{(1 + \mu)^2}$ $M_1 = M_2$ olduğunda, $\theta \leq \frac{\pi}{2}$
$M_1 > M_2$ için gelen parçacığın laboratuvar saçılma enerjisi	$\frac{E_1}{E_0} = \frac{[\mu \cos \theta \pm (1 - \mu^2 \sin^2 \theta)^{1/2}]^2}{(1 + \mu)^2}$ $\theta \leq \sin^{-1}(1/\mu)$
Geritepen çekirdeğin laboratuvar enerjisi	$\frac{E_2}{E_0} = 1 - \frac{E_1}{E_0} = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cos^2 \phi$ $= \frac{4\mu}{(1 + \mu)^2} \cos^2 \phi = \frac{4\mu}{(1 + \mu)^2} \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right), \phi \leq \frac{\pi}{2}$
Geritepen çekirdeğin laboratuvar açısı	$\phi = \frac{\pi - \theta_c}{2} = \frac{\phi_c}{2};$ $\sin \phi = \left(\frac{M_1 E_1}{M_2 E_2} \right)^{1/2} \sin \theta$
Gelen parçacığın laboratuvar saçılma açısı	$\tan \theta = \frac{M_2 \sin \theta_c}{M_1 + M_2 \cos \theta_c}$
Gelen parçacığın kütle merkezi saçılma açısı	$\theta_c = \pi - 2\phi = \pi - \phi_c$ $M_1 \leq M_2 \Rightarrow \mu \leq 1$ olduğunda, θ_c tüm $\theta \leq \pi$ ve $\theta_c = \theta + \sin^{-1}(\mu \sin \theta)$ $M_1 > M_2 \Rightarrow \mu > 1$ olduğunda, θ_c çift değerlidir ve laboratuvar saçılma açısı, $\theta > \sin^{-1}(1/\mu)$ aralığıyla sınırlıdır. Bu durumda, $\theta_c = \theta + \sin^{-1}(\mu \sin \theta)$ veya $\theta_c = \pi + \theta - \sin^{-1}(\mu \sin \theta)$ olur.

2.4.3.5. Klasik İki Parçacık Saçılması

Şekil 2.7’de tanımlanan çarpışma ve saçılma problemi şimdi kütle merkezi (KM) koordinatları cinsinden yeniden ifade edilecektir. Burada iki parçacık arasındaki kuvvetin parçacıkları birleştiren doğru boyunca etki ettiği düşünülür. İki parçacığın bağıl hareketi, merkezi KM koordinatlarının orijininde bulunan bir atomlar arası potansiyel içinde hareket eden tek bir parçacık durumuna indirgenebilir. KM sistemi aracılığıyla, iki parçacığın karşılıklı etkileşmesi, sadece atomlar arasındaki ayrımın r mutlak değerine bağlı olan bir $V(r)$ kuvvet alanıyla ifade edilebilir. İki-parçacık sistemi için KM koordinatları, sıfır momentumlu bir referans penceresinde tanımlanır. Bu pencerede, sadece birbirleriyle etkileşen iki parçacık üzerine etkiyen toplam kuvvet sıfırdır. Buradan yola çıkılarak, etkileşme süreci sırasında momentumun korunduğu söylenebilir. Esnek çarpışmaların KM koordinatlarında gözlenmesiyle ilgili sonuçlardan bir tanesi, her bir parçacığın kinetik enerjisinin çarpışma süreciyle değişmemesidir. Böylece, iki parçacığın KM hızları çarpışmadan önce de sonra da aynıdır. Ayrıca, 1 parçacığının KM saçılma açısı, 2 parçacığının saçılma açısına eşit olacaktır. Son olarak, M_1/M_2 oranına bağlı olarak saçılma açılarına müsaade edilen laboratuvar penceresinden farklı olarak, KM sisteminde tüm saçılma açılarına izin verilir. KM referans sisteminin diğer bir avantajı, KM toplam enerjisinin E_c , başlangıçtaki KM kinetik enerjisine eşit olmasıdır:

$$E_c = \frac{1}{2}M_c v_0^2 \quad (2.14)$$

$$E_c = \frac{1}{2} \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} v_0^2 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_0 \quad (2.15)$$

Burada $M_c = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ KM sisteminde indirgenmiş kütle, $M_1 v_0^2 / 2 = E_0$ ’dır. Saçılma açıları, KM sisteminden laboratuvar sistemine dönüşüm, Şekil 2.8’de verilen saçılma diyagramlarından yararlanılarak belirlenir. Buradan yola çıkılarak,

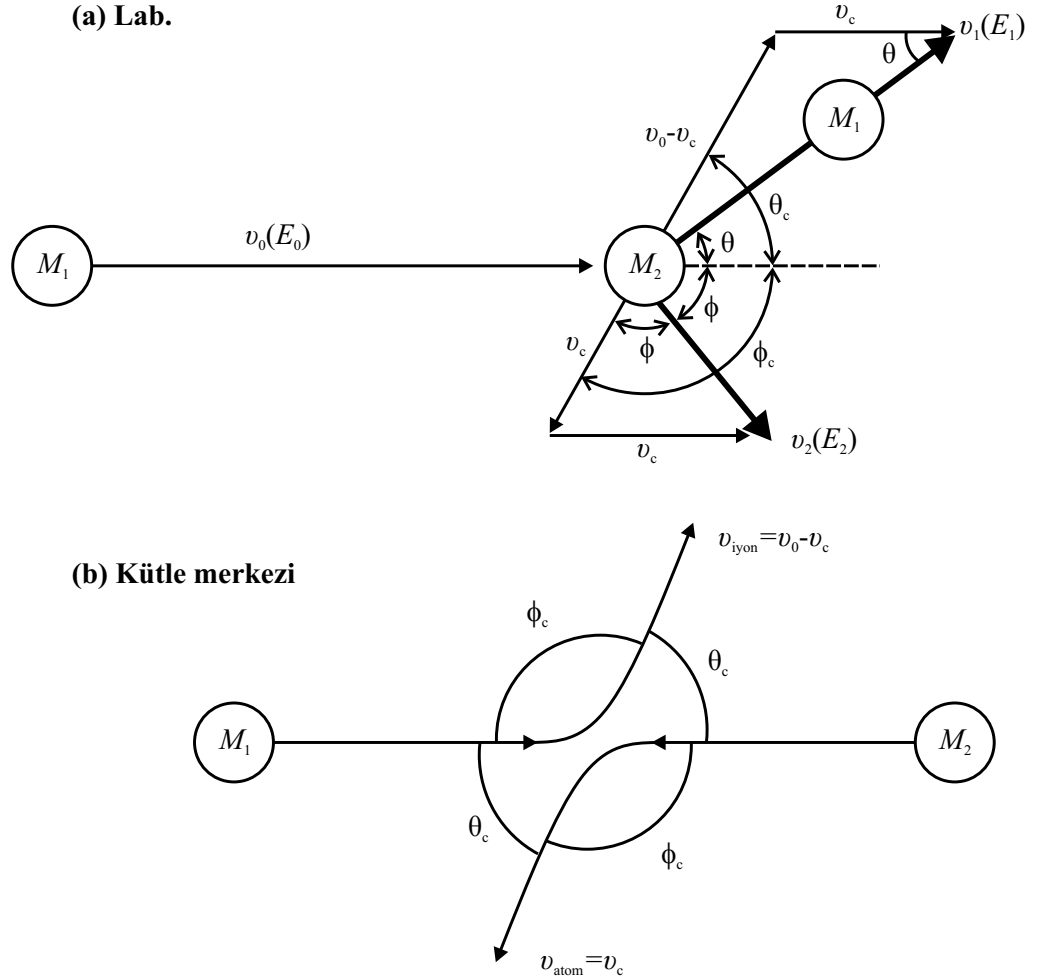
$$\phi_c = 2\phi \quad (2.16)$$

yazılabilir.

Şekil 2.8 KM diyagramından, $\theta_c + \phi_c = \pi$, bu sayede (2.16) eşitliği

$$\phi = \frac{\pi - \theta_c}{2} \quad (2.17)$$

biçiminde verilebilir. Bu ifade, laboratuvar sistemindeki hedef atom saçılma açısını, iyonun KM saçılma açısıyla ilişkilendirmektedir. Başka bir önemli bağıntı, iyon durdurma ve radyasyon hasarı tartışmalarında ihtiyaç duyulan, gelen iyonun saçılma açısının (θ_c veya θ) bir fonksiyonu olarak hedef atoma transfer edilen enerjidir. Hedef atoma transfer edilen enerji çok sayıda kaynakta T ile gösterilir.



Şekil 2.8. İki farklı kütle arasındaki esnek çarpıma diyagramları (a) laboratuvar referans sistemi (b) KM referans sistemi Nastasi ve ark. (1996).

Laboratuvar referans sisteminde hedef atoma aktarılan enerji T , θ_c iyon saçılma açısıyla

$$T = E_0 \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 \frac{\theta_c}{2} \quad (2.18)$$

veya

$$T = T_M \sin^2 \frac{\theta_c}{2} \quad (2.19)$$

biçiminde yazılabilir. Burada T_M bir kafa kafaya çarpışmada (head-on collision), $\theta_c = 0$, transfer edilebilen en büyük enerjidir ve

$$T_M = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_0 = \gamma E_0 \quad (2.20)$$

şeklinde verilir. Bu ifadeye bakıldığında, bir esnek çarpışmada eşit iki parçacık kütlesi durumunda enerjinin tamamının, birbirinden çok farklı iki kütle durumunda ise, enerjinin sadece bir kesrinin transfer edilebileceği görülebilir. Verilen bu son eşitlikler, iyonun hedef atomlarla olan esnek çarpışmaları vasıtasıyla enerji kaybını ifade etmektedirler. Bu eşitliklere, enerji kaybı tesir kesiti ve nükleer durdurma kavramlarının geliştirilmesinde de ihtiyaç duyulur (Nastasi *ve ark.* 1996).

Çizelge 2.4. Enerji transferi ve θ_c açısı aralığı (Nastasi *ve ark.* 1996).

Ağır hedef	$M_1 \ll M_2$	$0 \leq \theta_c < \pi$	$\frac{T}{E_0} \cong \frac{2}{\pi}(1 - \theta_c)$
Eşit kütleler	$M_1 = M_2$	$0 \leq \theta_c < \frac{\pi}{2}$	$\frac{T}{E_0} = \sin^2 \theta_c$
Hafif hedef	$M_1 \gg M_2$	$0 \leq \theta_c \leq \tan^{-1}(M_2/M_1) < \frac{\pi}{2}$	$\frac{T}{E_0} \cong \frac{M_1}{M_2} \theta_c^2$

2.4.3.6. Merkezi Kuvvet Etkisi Altında Hareket

Yapılan tartışmalarda, V potansiyeli sadece r 'nin bir fonksiyonudur. Diğer bir deyişle kuvvet her zaman r boyuncadır. Bu durum, merkezi koordinat sisteminin orijinininde olan sabit merkezi bir \mathbf{F} kuvveti etrafında hareket eden M_c kütleli tek bir parçacık problemi olarak ele alınır. Burada laboratuvar sisteminde parçacıklardan birinin orijinde durgun, diğerinin ise bir v hızıyla hareket ettiği varsayılmaktadır. Duran parçacığın hareket eden parçacıktan çok daha ağır olduğu durumda bu iyi

bir yaklaşım olur. Bir merkezi kuvvet etkisi altındaki harekette, orijinin etrafında parçacığın yörüngesel açısal momentumu l korunur. Ayrıca korunumlu merkezi kuvvet ve tanımlanmış bir etkileşme potansiyeli $V(r)$ için, bir merkezi kuvvetten r mesafesi uzaklıktaki M kütleli bir parçacık için, toplam mekanik enerji de korunur. $V(r)$, merkezi bir alanda M kütleli bir parçacık için potansiyel enerji iken, toplam enerji E ve l büyüklükleri hareket boyunca sabittirler (Nastasi *ve ark.* 1996).

2.4.3.7. En Kısa Yaklaşma Mesafesi ve Vurma Parametresi

r sonusuzaya yaklaşırken sifıra giden bir $V(r)$ etkileşme potansiyeli ele alınsın. Eğer $V(r)$ her yerde pozitif, ancak r ile tekdüze şekilde azalıyor, potansiyel iticidir, ve bu parçacığın $V(r)$ alanındaki radyal hareketi r 'nin en büyük değerinde hiç bir sıçrama veya sınırlama yapmayacaktır. Bununla birlikte, r için bir en küçük değer vardır, bu en kısa yaklaşma mesafesi (distance of closest approach), r_{\min} olarak adlandırılır. Bu büyüklük, etkileşme potansiyelinin yapısına ve parçacığın toplam enerjisine bağlıdır. Her iki durum için de, etkin potansiyel enerji

$$V^1(r) = V(r) + \frac{l^2}{2Mr^2} \quad (2.21)$$

ile gösterilebilir. En kısa yaklaşma mesafesi, $E = V^1(r)$ koşulunu sağlayan r değeriyle belirlenir. Büyük mesafelerde, etkin potansiyel ihmal edilir hale gelir ve E enerjili bir parçacık, sabit bir hızla düz bir çizgi boyunca hareket eder. Parçacığın hareket doğrultusu, hedef atomun merkezi kuvvetine paralel olan bir doğrultudan b mesafesi kadar bir sapma şeklindedir. b büyüklüğü merkezkaç enerjisi ve açısal yörünge momentumuyla doğrudan ilişkilidir. Merkezi bir kuvvete yaklaşan bir parçacığı karakterize etmekte çok kullanışlı olan bu b büyüklüğü, vurma parametresi olarak adlandırılır. Saçılma sürecinde çarpışmanın sertlik derecesini tanımlar. En yakın yaklaşma mesafesi r_{\min} için, $E = V^1(r)$ koşulu kullanılarak

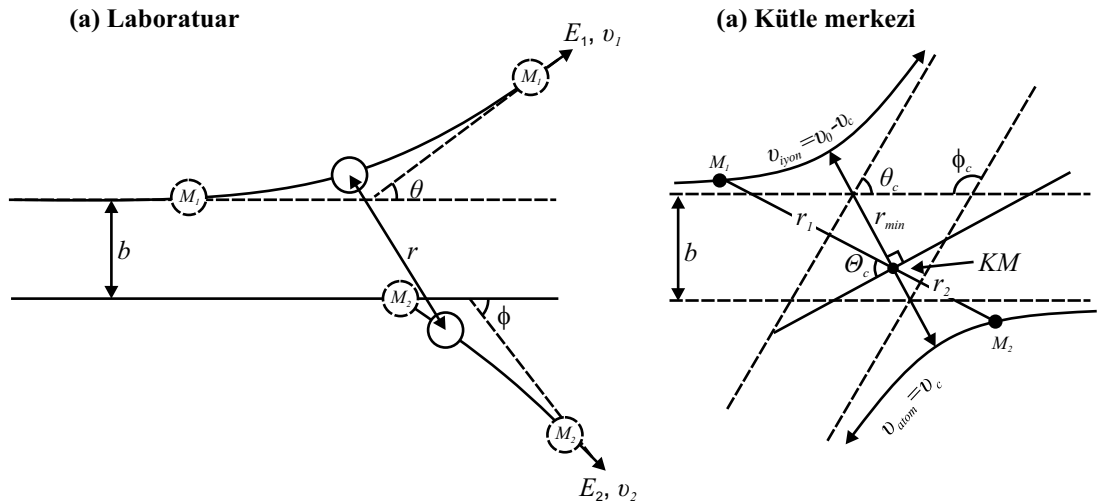
$$1 - \frac{V(r_{\min})}{E} - \frac{b^2}{r_{\min}^2} = 0 \quad (2.22)$$

yazılabilir.

Burada KM sisteminde $E = E_c$ 'dir. $V(r)$ bilgisi, (2.22) ifadesine quadratik denklem uygulanarak r_{\min} 'nin bulunmasına imkan verir (Nastasi ve ark. 1996).

2.4.3.8. Klasik Saçılma İntegrali

İyon-katı etkileşmelerinin geliştirilmesi açısından, saçılma sırasında transfer edilen enerjinin belirlenmesinde kullanılan her bir saçılma açısı olasılığının bilinmesi gerekir. Merkezi bir kuvvet alanı etkisi altında hareket eden parçacığın saçılma yörüngesini tanımlanması problemi, iki parçacık arasındaki kuvvetin sadece onları birleştiren doğru boyunca etkiğini varsayarak büyük ölçüde basitleştirilir. Bunun sonrasında, KM koordinatlarının kullanımıyla, herhangi bir iki cisim problemi bir tek cisim problemine indirgenir. Diğer bir deyişle M_c kütleli, v_c hızındaki bir parçacığın, KM koordinatlarının orijininde merkezlenmiş statik bir potansiyel alanıyla etkileşmesi durumu elde edilir. KM sisteminde çalışılması, toplam lineer momentumun her zaman 0 olması, iki parçacığın yollarının simetrik olması (Şekil 2.8'de gösterildiği gibi) ve bir parçacığın yolunun (saçılma açısının) belirlenmesiyle direkt olarak diğer parçacığın yolunun elde edilmesi şeklinde kolaylıklar getirir. KM saçılma açılarından laboratuvar açlarına geçiş, Çizelge 2.3'te verilen eşitlikler yardımıyla yapılabilir.



Şekil 2.9. İki farklı kütle arasındaki esnek çarpıma için b vurma parametresindeki çarpışma yörüngeleri (a)laboratuvar referans sistemi (b) KM referans sistemi Nastasi ve ark. (1996).

Başlangıçtaki hızı v_0 ve enerjisi E_0 olan hareket halindeki bir atom ve durağan bir hedef atomu arasındaki saçılma sürecinin laboratuvar ve KM referans sistemlerindeki resimleri, saçılma yörüngelerine ait ayrıntılarla birlikte Şekil 2.9'da verilmektedir. Şekil 2.9'daki, b mesafesi, hedef atomun başlangıçtaki konumu ve gelen iyonun yörüngesi arasındaki dik uzaklığı tanımlayan vurma parametresidir. Şekil 2.9'daki kesikli çizgiler, iyon ve hedef atom yörüngelerinin asimtotikliğini ifade eder. r_{\min} parametresi, saçılma olayı sırasındaki en kısa yaklaşma mesafesidir. r_1 ve r_2 sırasıyla, M_1 (iyon) ve M_2 hedef atomun kütle merkezinden uzaklığını temsil eder. Θ_c , $r_1 + r_2$ ile r_{\min} 'a çizilen diklik arasındaki açıdır. Sadece iki parçacıkla ilgilenildiğinden ve enine kuvvetler söz konusu olmadığından, problem iyonun başlangıçtaki hız vektörü ve hedef atomun başlangıçtaki konumu ile tanımlanan bir düzlemde kalacak şekilde iki boyutlu olarak düşünülebilir. Bir $V(r)$ iyon-atom etkileşme potansiyeliyle verilen korunumlu merkezi kuvvet etkisi altında saçılma için,

$$\theta_c = \pi - 2b \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \left[1 - \frac{V(r)}{E_c} - \left(\frac{b}{r}\right)^2 \right]^{1/2}} \quad (2.23)$$

eşitliği yazılabilir. Bu ifade, klasik saçılma integrali olarak adlandırılır ve iki-cisim merkezi kuvvet saçılması için açısız yörünge bilgisi sağlar. Eşitlik (2.23) θ_c saçılma açısının, E_c enerjisi, $V(r)$ atomlar arası potansiyel ve b vurma parametresinin bir fonksiyonu olarak hesaplanmasına olanak sağlar. θ_c KM açısından, θ ve ϕ laboratuvar açılarına dönüşümler Çizelge 2.3 yardımıyla yapılabilir. (2.23)'deki kök $r = r_{\min}$ 'da sıfır değerine sahip olduğundan Eşitlik (2.23) $r = r_{\min}$ 'da tanımlı olmaz. Bu durumu ortadan kaldırmak için, bir değişken değiştirme yöntemi uygulanır ve sonuçta saçılma integrali,

$$\theta_c = \pi - 2b \int_0^{1/r_{\min}} \frac{du}{\left[1 - \frac{V(u)}{E_c} - (bu)^2 \right]^{1/2}} \quad (2.24)$$

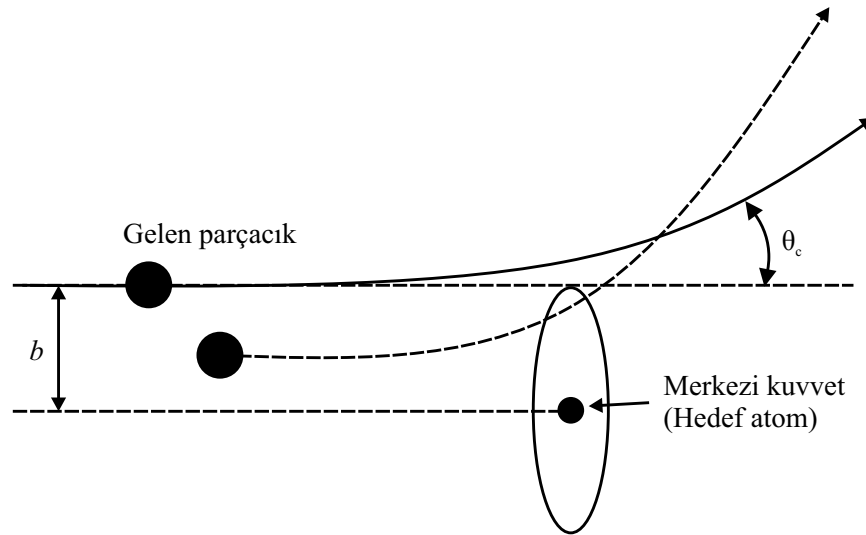
şekline dönüşür. Burada $u = \frac{1}{r}$ ile verilir (Nastasi ve ark. 1996).

2.4.3.9. Tesir Kesiti

Bir çarpışma sırasında ne kadar enerjinin transfer edileceği veya saçılma açısının ne olacağı gibi soruların cevabı aranırken istatistik ve olasılık bilgilerinden yararlanır. Diferansiyel tesir kesiti temel bir parametre olup, T veya $T + dT$ aralığındaki T enerjisinin bir hedef atoma transfer edilme olasılığını veya gelen parçacığın θ_c ve $\theta_c + d\theta_c$ aralığındaki bir açıya saçılma olasılığının bir ölçüsünü verir. Tüm açılar üzerinden integrali alınmış diferansiyel tesir kesiti, toplam tesir kesiti olup kısaca tesir kesiti olarak adlandırılmaktadır. Diferansiyel tesir kesiti, katılarda iyonların menzillerini ve radyasyon hasarını tanımlamada önemli bir parametredir ve atomlar arası potansiyelin biçimine çok önemli ölçüde bağlılık gösterir.

Açısal Diferansiyel Tesir Kesiti : İyon-katı etkileşmelerinde, farklı θ_c açıları ile saçılan parçacıkların sayısını, açısal diferansiyel saçılma tesir kesiti olarak bilinen bir büyüklük cinsinden tanımlamak alışılmış bir yöntem olmuştur.

Şekil 2.10'da, b vurma parametresiyle gelen tüm parçacıkların, hedef çekirdeğinin etrafını saran bir dairesel kesitin kenarına çarpacak doğrultuda yönelmiş oldukları ve bir θ_c açıyla saptıkları gösterilmektedir.



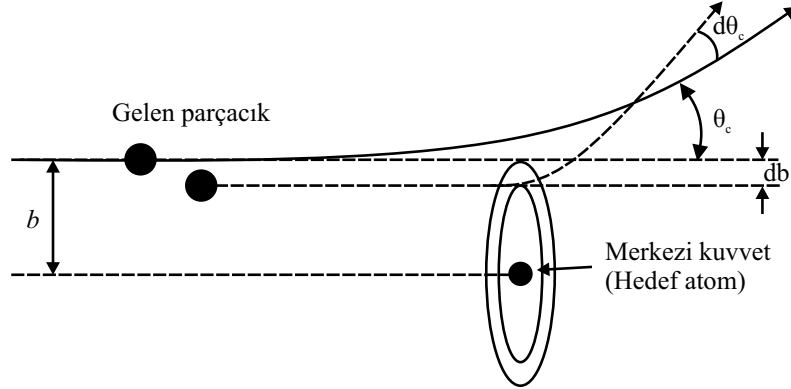
Şekil 2.10. Çekirdeğe yaklaşan bir parçacığın b vurma parametresiyle saçılması. Toplam tesir kesiti $\sigma = \pi b^2$ 'dir Nastasi ve ark. (1996).

Bu dairenin alanı πb^2 'dir ve bu kesit içerisinde bulunan herhangi bir yere çarpacak yörüngeye sahip bir parçacık θ_c 'den daha büyük bir açıyla sapıtılacaktır. Vurma parametresiyle tanımlanan hedef alanı, $\sigma(\theta_c)$ toplam tesir kesiti olarak adlandırılır:

$$\sigma(\theta_c) = \pi b^2 \quad (2.25)$$

b 'den küçük değerlerle gelen parçacıklar için, (2.25) ile tanımlanan tesir kesiti daha az bir değer alır, ancak etkileşme kuvvetleri nedeniyle saçılma açısı daha büyük olur. Böylece hedefin birim alanına birim zamanda gelen iyonların sayısı ve $\sigma(\theta_c)$, θ_c 'nin tersiyle ilişkilirken, b , $\sigma(\theta_c)$ ile orantılı olur. Sonuç olarak, $b = b(\theta_c)$ 'dir.

Şekil 2.11'den görüleceği gibi, b ve $b + db$ aralığında yer alan vurma parametreleriyle gelen parçacıklar, θ_c ve $\theta_c + d\theta_c$ arasında bulunan açılarla saçılacaklardır.



Şekil 2.11. $d\sigma=2\pi b db$ diferansiyel tesir kesiti için nükleer hedef alanı Nastasi ve ark. (1996).

Bu süreç için diferansiyel tesir kesiti, Eşitlik (2.25)'in vurma parametresine göre diferansiyeli alınarak elde edilebilir:

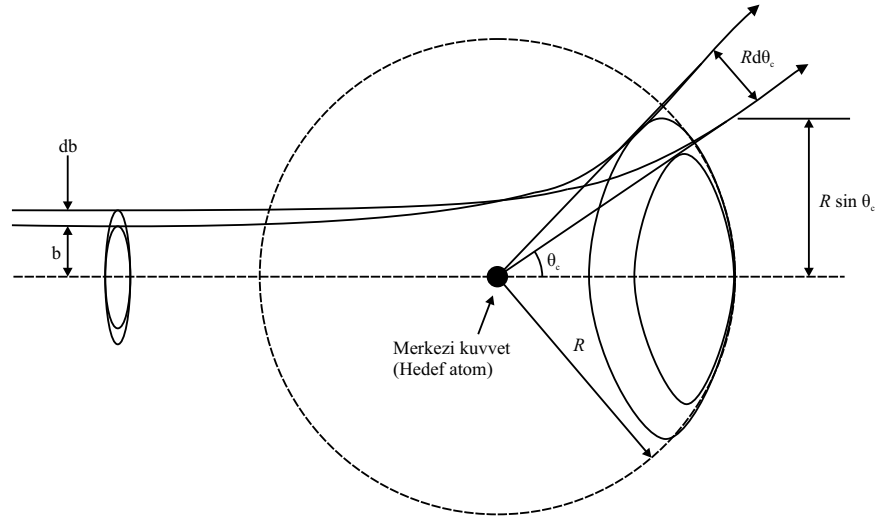
$$d\sigma(\theta_c) = d(\pi b^2) = 2\pi b db \quad (2.26)$$

Eşitlik (2.26) ile verilen tanımdan ve Şekil 2.11'den yola çıkılarak, her bir hedef çekirdeğin diferansiyel tesir kesitinin, b yarıçapına, $2\pi b$ çevre uzunluğuna ve db genişliğine sahip bir halka ile temsil edilebileceği görülebilir. db içerisindeki bir vurma parametresiyle gelen herhangi bir parçacık θ_c ve $\theta_c + d\theta_c$ arasındaki açılara

saçılacaktır. Şekil 2.10 ve Şekil 2.11'den, b ile θ_c saçılma açısı arasında tek bir bağlantının olduğu görülebilir. $d\sigma(\theta_c)$ 'nin saçılma açısına bağlılığını bulabilmek için Eşitlik (2.26),

$$d\sigma(\theta_c) = 2\pi b(\theta_c) \left| \frac{db(\theta_c)}{d\theta_c} \right| d\theta_c \quad (2.27)$$

biçiminde yeniden yazılabilir. $d\sigma(\theta_c)$ 'nin pozitif olmasını sağlamak için, $db(\theta_c)/d\theta_c$ mutlak değer ile verilmiştir; b azalırken θ_c 'nin artması $db(\theta_c)/d\theta_c$ 'yi negatif yapar. Birim katı açı başına diferansiyel saçılma tesir kesitini belirlemek, katı açı elemanı başına saçılan parçacıkların sayısının ölçüsünü bulunması için önemlidir. Bu süreç şematik olarak Şekil 2.12 ile gösterilebilir.



Şekil 2.12. θ_c açısında $d\theta_c$ artışına karşılık gelen $d\Omega$ katı açı elemanı Nastasi ve ark. (1996).

Halka biçimindeki bölge, θ_c ve $\theta_c + d\theta_c$ saçılma açıları arasında birleştiren $d\Omega$ katı açı elemanı temsil eder. R yarıçaplı kürenin tüm alanı $4\pi R^2$ ve kürenin toplam katı açı elemanı 4π 'dir. Halka, $R \sin \theta_c$ yarıçapına, $2\pi R \sin \theta_c$ çevre uzunluğuna ve $R d\theta_c$ genişliğine sahiptir. Sonuç olarak, bu halkanın alanı $(2\pi) (R \sin \theta_c) (R d\theta_c) = 2\pi R^2 \sin \theta_c d\theta_c$ 'dir. Katı açı elemanı tarafından $alan/R^2$ yola çıkarak

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta_c d\theta_c \quad (2.28)$$

elde edilir.

Bir $d\Omega$ katı açısına saçılma için diferansiyel saçılma tesir kesiti, Eşitlik (2.27) ve (2.28) birleştirilerek

$$\frac{d\sigma(\theta_c)}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\theta_c} \left| \frac{db}{d\theta_c} \right| \quad (2.29)$$

şeklinde bulunur. Eşitlik (2.27) ve (2.29) diferansiyel saçılma tesir kesitini kütle merkezinde ifade etmektedirler. Laboratuvar referans penceresinde gelen parçacığın ve hedef çekirdeğin saçılmaları için eşdeğer ifadeler, Çizelge 2.3'de bulunan açısız ilişkiler kullanılarak elde edilebilir.

Enerji Transfer Diferansiyel Saçılma Tesir Kesiti : dx kalınlıklı, birim alana sahip ve birim hacminde toplam N tane hedef atomu içeren ince bir hedeften geçen enerjik bir gelen parçacık akısı dikkate alınsın. Şekil 2.10'a benzer olarak her bir çekirdek gelen parçacığa bir σ etkin saçılma alanı oluşturur. İnce hedef birim alanda toplamda Ndx tane hedef çekirdek içerir. σNdx çarpımı, gelen enerjik parçacıklara bir etkin saçıcı merkez olarak davranış gösteren hedef yüzey kesrini temsil eder. Böylece, E enerjili gelen bir parçacığın bir dx kalınlığı içerisinde yol alırken bir hedef çekirdekle bir saçılma olayına maruz kalma olasılığı,

$$P(E) = N\sigma(E)dx \quad (2.30)$$

ile tanımlanabilir. Eşitlik (2.30) E enerjili bir parçacık ile hedef atomlar arasındaki toplam çarpışma tesir kesitini $\sigma(E)$ tanımlar. Toplam tesir kesiti, (T_M 'yi içine alan) üst enerjilere, enerji transferlerinin mümkün olduğu herhangi tipte bir çarpışmanın meydana gelme olasılığının bir ölçüsünü verir. Toplam tesir kesitine ek olarak, ayrıca E enerjili parçacıklar ile hedef çekirdekler arasındaki daha kısıtlı tipteki etkileşmeler ele alınsın. E enerjili gelen bir parçacığın, hedef atoma T ile $T+dT$ arasındaki bir enerjiyi transfer etme olasılığı düşünölsün. Böyle bir olasılık fonksiyonu, $d\sigma(E)/dT$ diferansiyel enerji transfer tesir kesitini belirler ve Eşitlik (2.30)'un diferansiyeli alınarak elde edilir:

$$P(E, T)dT \equiv \frac{dP(E)}{dT}dT = N \frac{d\sigma(E)}{dT}dTdx = \frac{1}{\sigma(E)} \frac{d\sigma(E)}{dT}dT \quad (2.31)$$

Burada $P(E, T)$, E enerjili bir iyonun bir dx mesafesini alırken T ile $T + dT$

aralığında bir enerji transferine yol açan bir çarpışmaya maruz kalma olasılığıdır ve basit olarak diferansiyel tesir kesitinin toplam enerji transfer tesir kesitine oranı ile tanımlanır. Şekil 2.10 ve Şekil 2.11 ile resmedilen saçılma süreçleri için olasılık fonksiyonları oluşturulabilir. Bunlar, gelen parçacığın dx mesafesini alırken bir θ_c ile $\theta_c + d\theta_c$ açısal aralığına saçılma olasılığını veya gelen parçacığın yörüngesinde çarpışma sonucu bir θ_c 'lik sapma meydana gelme olasılığını ifade ederler ve sırasıyla

$$P(\theta_c) = \sigma(\theta_c) N dx \quad (2.32)$$

ve

$$P(\theta_c, b) db \equiv \frac{dP(\theta_c)}{dp} = N \frac{d\sigma(\theta_c)}{dp} dp dx = \frac{1}{\sigma(\theta_c)} \frac{d\sigma(\theta_c)}{dp} dp \quad (2.33)$$

ile verilirler. Burada $\sigma(\theta_c)$, Eşitlik (2.25) ile verilen toplam açısal saçılma tesir kesitidir ve $d\sigma(\theta_c)$, (2.26) ile ifade edilen diferansiyel açısal saçılma tesir kesitidir. Eşitlik (2.31) ile verilen diferansiyel enerji tesir kesitinin geliştirilmesinde izlenen yöntem kullanılarak, E enerjili bir parçacığın θ_c ile $\theta_c + d\theta_c$ açısal aralığındaki bir $d\Omega$ katı açısına saçılma olasılık fonksiyonu,

$$P(E, \Omega) d\Omega \equiv \frac{dP(E)}{d\Omega} d\Omega = \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} N dx d\Omega \quad (2.34)$$

olarak verilebilir. Eşitlik (2.34)'teki $d\Omega$ 'ya bağlılık, Eşitlik (2.28) $d\Omega = 2\pi \sin\theta_c d\theta_c$ kullanılarak yok edilebilir. Bu ise (2.34) ifadesinin

$$P(E, \Omega) d\Omega = 2\pi N dx \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} = 2\pi \sin\theta_c N dx \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} d\theta_c \quad (2.35)$$

şeklinde yazılmasına imkan verir. Eşitlik (2.31) ve (2.35) ile ifade edilen olasılık fonksiyonlarını birbirlerine eşitliyerek, T enerji transferi ile θ_c saçılma açısı veya Ω katı açısı arasındaki ilişki bulunabilir:

$$P(E, T) dT = P(E, \Omega) d\Omega$$

Bu ise

$$\frac{d\sigma(E)}{dT}dT = 2\pi\sin\theta_c d\theta_c \frac{d\sigma(\theta_c)}{d\Omega}$$

veya

$$\frac{d\sigma(E)}{dT} = 2\pi\sin\theta_c \left| \frac{d\theta_c}{dT} \right| \frac{d\sigma(\theta_c)}{d\Omega}$$

(2.36)

eşitliklerine eşdeğerdir. (2.19) ile verilen transfer edilen enerji T ,

$$T = T_M \sin^2(\theta_c/2) = \frac{1}{2}T_M (1 - \cos\theta_c)$$

olarak ifade edilir ve (2.29) ile verilen bir $d\Omega$ katı açısına saçılma diferansiyel açısal tesir kesiti

$$\frac{d\sigma(\theta_c)}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\theta_c} \left| \frac{db}{d\theta_c} \right|$$

ifadesinin kullanılmasıyla, Eşitlik (2.36)

$$\frac{d\sigma(E)}{dT} = \frac{4\pi}{T_M} \frac{d\sigma(\theta_c)}{d\Omega} = \frac{4\pi}{T_M} \frac{b}{\sin\theta_c} \left| \frac{db}{d\theta_c} \right|$$

(2.37)

biçiminde yeniden yazılabilir. Bu son ifade, açısal diferansiyel tesir kesitinin veya KM saçılma açısı ile vurma parametresinin bilinmesi durumunda, diferansiyel enerji transfer tesir kesitinin belirlenmesine imkan verdiğinden son derece kullanışlıdır. Bir saçılma süreci için toplam tesir kesiti, Eşitlik (2.31) ve (2.33) ile tanımlanan olasılık fonksiyonlarını 1'e eşitliyerek belirlenebilir. Bu işlem

$$\sigma(E) = \int_{T_{\min}}^{T_M} \frac{d\sigma(E)}{dT} dT$$

(2.38)

ve

$$\sigma(\theta_c) = \int_{b_{\max}}^0 \frac{d\sigma(\theta_c)}{db} db = \int_{b_{\max}}^0 2\pi b db$$

(2.39)

ifadeleriyle sonuçlanır. Burada T_M , Eşitlik (2.20) ile verilen transfer edilebilen en büyük enerji, T_{\min} enerji transfer sürecine bir alt sınır, ve b_{\max} en büyük vurma parametresidir. (2.38) ve (2.39) ifadeleriyle verilen toplam tesir kesitleri birbirlerine eşdeğerdirler, $\sigma(E) = \sigma(\theta_c)$. Enerji transfer diferansiyel tesir kesitinin T_{\min} 'den

T_M 'ye tüm enerji transferleri üzerinden integralini almak ile b_{\max} 'dan 0'a vurma parametreleri aralığı üzerinden integralini almak aynı şeydir. Toplam tesir kesitleri arasındaki bu eşitlik, enerji transfer diferansiyel tesir kesiti ve vurma parametresi arasında geçiş için bir kolaylık sağlamaktadır.

İndirgenmiş Tesir Kesiti: J. Lindhard, V. Nielsen, ve M. Scharff, Thomas-Fermi perdeleme uzunluğu için diferansiyel saçılma tesir kesitini indirgenmiş notasyonda

$$d\sigma = \frac{-\pi a_{TF}^2}{2} \frac{f(t^{1/2})}{t^{3/2}} dt \quad (2.40)$$

şeklinde vermişlerdir. Burada t ,

$$t \equiv \varepsilon^2 \frac{T}{T_M} = \varepsilon^2 \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) \quad (2.41)$$

ile tanımlanan boyutsuz çarpışma parametresidir. T transfer edilen enerji, T_M en büyük transfer edilen enerji ve ε ise a_{TF}/d_c ile tanımlanan indirgenmiş enerjidir:

$$\varepsilon \equiv \frac{a_{TF}}{d_c} = \frac{a_{TF} E_c}{Z_1 Z_2 e^2} = \frac{E}{Z_1 Z_2 e^2} \frac{a_{TF} M_2}{M_1 + M_2}. \quad (2.42)$$

Burada d_c perdeli olmayan çarpışma çapıdır. Kafa kafaya çarpışma durumu için, en kısa yaklaşma mesafesi çarpışma çapına eşit olur $r_{\min}=d_c$.

Lindhard ve ark.(1968), $f(t^{1/2})$ 'yi basit bir ölçekleme fonksiyonu olarak, t değişkenini ise küçük yaklaşma mesafelerini ifade eden büyük t değerleriyle bir çarpışma sırasında atom içerisine yayılma derinliğinin bir ölçüsü olarak düşünmüşlerdir (Nastasi ve ark. 1996). Lindhard ve ark. f fonksiyonunu bir Thomas-Fermi etkileşmesi için hesaplamışlardır. Winterbon ve ark. ise $f(t^{1/2})$ 'yi evrensel bir biçimde veren bir yaklaşımla ifade etmişlerdir:

$$f(t^{1/2}) = \lambda t^{1/2-m} [1 - (2\lambda t^{1-m})^q]^{-1/q} \quad (2.43)$$

(Littmark ve Ziegler 1981). Burada λ , m , ve q değerleri kullanılan perdeleme fonksiyonunun biçimine bağlı olarak değişen fit parametreleridir. Böylece (2.40) ile

verilen indirgenmiş tesir kesiti, uygun indirgenmiş enerji, perdeleme fonksiyonu ve f fonksiyonunun kullanımıyla genelleştirilmiş bir hal almıştır (Nastasi *ve ark.* 1996).

2.4.4. İyon Durdurma

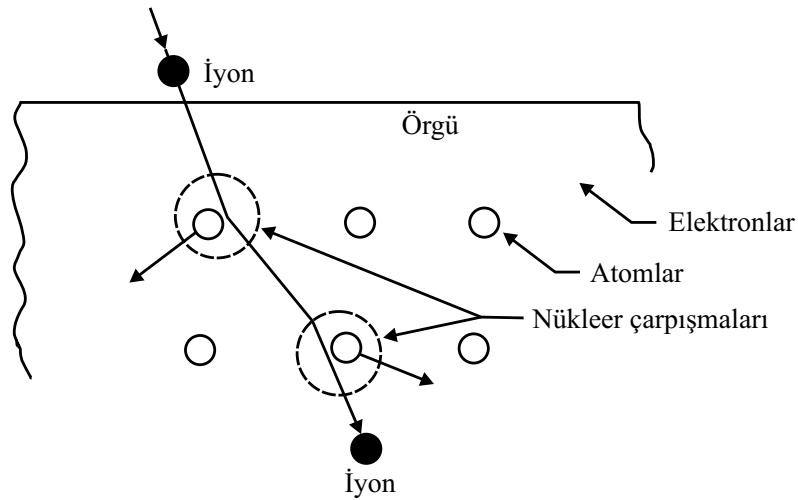
Enerji Kaybı Süreci: Bir katı içerisinde hareket eden enerjik bir iyonun dE/dx enerji kaybı oranı, malzemenin atomlarıyla ve atomik elektronlarla olan perdeli Coulomb etkileşimleriyle belirlenir. Enerji kaybı genellikle iki farklı mekanizma ile ifade edilir:

- Nükleer çarpışmalarda enerji tamamen öteleme hareketine transfer edilir.
- Elektronik çarpışmalarda ise atomik elektronlar uyarılır veya fırlatılır.

Bir çok amaç için, esnek ve esnek olmayan çarpışmalar şeklindeki bu ayrım tamamen doğru olmamasına rağmen, bu kullanışlı ve iyi bir yaklaşımdır. Enerji kaybı oranı dE/dx ,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx} \Big|_n + \frac{dE}{dx} \Big|_e \quad (2.44)$$

ile ifade edilir. Burada n ve e alt indisleri sırasıyla nükleer ve elektronik çarpışmaları göstermektedir. Nükleer çarpışmalar, büyük miktarda kesikli enerji kayıplarına yol açabilir ve iyonun yörüngesinde önemli bir açısal sapmaya neden olabilirler. Bu süreç Şekil 2.13'te görülebilir.



Şekil 2.13. Bir kristal örgüye gelen bir iyon, örgüde nükleer çarpışmalarla saptırılır, ve ayrıca elektronlarla olan çarpışmalarla enerji kaybeder Nastasi *ve ark.* (1996).

Katı içerisinde atomların yerdeğiştirmeleri sonucu örgüdeki düzensizliğin üretiminden nükleer çarpışmalar sorumludur. Elektronik etkileşmelerde, çarpışma başına çok daha küçük enerji kayıpları ortaya çıkar. Bu tür çarpışmalarda iyonun yörüngesinden sapması ve örgüdeki düzensizlik yok sayılabilir. Bu iki enerji kaybı mekanizmasının birbirlerine göre önem düzeyi, parçacığın E enerjisi ve Z_1 atom numarasıyla hızlı bir şekilde değişir: Elektronik durdurma, yüksek E ve düşük Z_1 için baskın iken, nükleer durdurma, düşük E ve yüksek Z_1 için önem kazanır. Enerji kaybı oranına ek olarak,

$$S \equiv \frac{dE/dx}{N} \quad (2.45)$$

ile tanımlanan durdurma tesir kesitinden S bahsetmek geleneksel olmuştur. Burada N atomik yoğunluk'tur. Durdurma tesir kesiti, saçılma merkezi başına enerji kaybı oranı olarak düşünülebilir.

2.4.4.1. Elektronik Durdurma Gücü

Yüklü parçacıklar madde içerisindeki yolları boyunca kinetik enerjilerini baskın olarak, atomların uyarılması (excitation) ve iyonlaştırılması (ionization) biçimindeki elektromanyetik etkileşmelerle kaybederler. Bu olay, çarpışma kaybı süreci veya çarpışma süreci olarak adlandırılır. Gelen yüklü parçacıkların hedef olarak gördükleri ortamın bağlı elektronları veya çekirdekleri ile elektromanyetik alan aracılığıyla ardışık olarak yapacakları çarpışmalar, birincil iyonlaşma ile sonuçlanır. İyonlaşma süreci sonucu açığa çıkan hızlı elektronlar δ -ışınları (δ -rays) olarak adlandırılır. Bu elektronlar yeterli enerjiye sahiplerse, ayrıca bunlar da atomları uyarabilecek veya iyonlaştırabileceklerdir. Böylece, bir ikincil iyonlaşma süreci meydana gelecektir. Bunun yanısıra, ortamda alınan birim yol başına depolanan enerji, çarpışmalarla oluşan enerji kaybindan genellikle daha düşük olur. Buna neden olarak, en hızlı δ -ışınlarının üretildikleri yerlerden ancak çok uzaklarda tamamen soğurulabilmeleri veya ortamdaki kaçmaları gösterilebilir. Ağır yüklü parçacıklar (elektron kütesinden çok daha büyük kütleyle sahip olan parçacıklar) tarafından indüklenen çarpışma süreci çok sayıda bilim adamı tarafından incelenmiştir. m_p kütleli, $v = \beta c$ hızlı ve z yük

numaralı ve böylece ze yüküne sahip gelen bir parçacığın çarpışmayla uğrayacağı enerji kaybı dE/dx ,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \left[\frac{2mv^2 T_M}{I^2 (1 - \beta^2)} \right] - 2\beta^2 - \delta - U \right\} \quad (2.46)$$

şeklindeki teorik bir ifadeyle verilir. Burada β boyutsuz hız, c ışık hızı, m_e elektron kütlesi, n yol alınan malzemenin cm^3 'ündeki elektron sayısı, I malzeme içerisindeki atomların ortalama uyarılma enerjisi, T_M gelen parçacıktan atomik elektronlara transfer edilebilen en büyük enerji, δ yüksek hızlar için önem kazanan yoğunluk etkisi (density-effect) için düzeltme ve son olarak U kabuk düzeltme terimi olup çok düşük gelme kinetik enerjileri için iç kabuk (K, L, ...) elektronlarının enerji kaybına katkısının olmama durumuyla ilgili bir etkidir (kabuk düzeltme terimi). Yol alınan malzemede cm^3 başına elektronların sayısı n , $(Z\rho N_A)/A$ ile verilir. Bu ifadede ρ , g/cm^3 biriminde malzemenin yoğunluğu, N_A Avogadro sayısı, Z ve A ise sırasıyla malzemenin atom numarası ve atom ağırlığıdır. dE/dx 'deki $-$ işareti parçacık tarafından enerji kaybını belirtir. Bir ağır parçacık için, çarpışma enerji kaybı dE/dx ayrıca durdurma gücü (stopping power) olarak adlandırılır. Bu ifade, Bethe-Bloch formülü olarak bilinir. Literatürde, kabuk düzeltme teriminin olmadığı Bethe-Bloch formülü de bulunabilmektedir. Bu ikinci biçim, bir kaç MeV'den daha büyük kinetik enerjili proton gibi yüklü büyük kütleli bir parçacığın enerji kaybını tanımlar (Leroy ve Rancoita 2009).

Atomik elektronların Bohr hızından önemli ölçüde düşük bir hıza sahip olan iyon elektronlarını taşımayı sürdürür ve elektron yakalama süreciyle nötürleşme eğilimine girer. Bu hızlarda, hedef hedef çekirdekle nükleer enerji kaybı baskındır. Bununla birlikte, iyon hızı arttıkça nükleer enerji kaybı $1/E_0$ ile azalır. Hemen ardından, temel etkileşme mekanizması, iyonun atomik elektronlarla yapacağı esnek olmayan çarpışmalar (elektronik enerji kaybı) olur. Toplam enerji kaybı, nükleer ve elektronik katkıların toplamı ile verilir. $v \sim 0.1v_0$ ile $Z_1^{2/3}v_0$ hız aralığında, elektronik enerji kaybı hızla veya $E^{1/2}$ ile yaklaşık olarak orantılı hale gelir. Daha yüksek hızlarda, iyonun yük durumunda artış meydana gelir ve en sonunda $v \geq v_0 Z_1^{2/3}$ hızında, iyon tüm elektronlarından soyutlanır. Bu aşamada, iyon hedef atomun kabuklarındaki

veya alt kabuklarındaki atomik elektronların ortalama yörüngesel hızından daha hızlı hareket eden pozitif noktasal bir Z_1 yüklü gibi görülebilir. Gelen iyon hızı, bir orbital elektronunun hızından çok daha büyük olduğunda, çarpışma sonucu, gelen iyondan hedef elektrona ani bir enerji transferi meydana gelir. Durdurma tesir kesiti, parçacık atomun yakınında daha az zaman geçirdiği için artan hızla azalır. Bu yüksek enerji bölgesinde, elektronik durdurma değerleri $(Z_1/v)^2$ ile orantılıdır (Nastasi *ve ark.* 1996).

2.4.4.2. Nükleer Durdurma Gücü

Düşük hızlarda, yani yük nötürleşmesi, çarpışma enerji kaybı sürecinden baskın olmaya başladığında, iyon elektronik durdurma gücü azalır ve hedef çekirdeklerle çarpışmalar nedeniyle enerji kaybı artık ihmal edilemez hale gelir. Bu süreç nükleer durdurma gücü olarak adlandırılır (Leroy ve Rancoita 2009). Nükleer durdurma gücü veya nükleer enerji kaybı oranı diğer bir deyişle, hareket halindeki parçacığın hedef içerisinde yol alırken esnek çarpışmalar nedeniyle birim uzunluk başına enerji kaybıdır (Nastasi *ve ark.* 1996). Elektronik durdurma gücü hızlı bir şekilde azalırken, nükleer durdurma yaklaşık olarak $1/\beta^2$ ile artar. Burada $\beta = v/c$ boyutsuz iyon hızı ve c ışık hızıdır. Bir kritik hızda

$$\frac{\beta_c}{\alpha} \ll 1 \quad (2.47)$$

nükleer durdurma gücü, elektronik durdurma gücünü aşar. Burada $\alpha = e^2/(\hbar c)$ ile verilir. Bununla birlikte, iyonların ve atomların nükleer alanının perdelenmesinin baskın olduğu çok düşük hızlarda, nükleer durdurma gücü bir en büyük değere ulaşır ve azalmaya başlar (Leroy ve Rancoita 2009). E enerjili bir parçacığın bir dx yolunu alırken T ile $T + dT$ aralığında bir enerji kaybıyla sonuçlanan bir çarpışmaya uğrama olasılığı Eşitlik (2.31) ile verilmişti:

$$\frac{dP(E)}{dT} dT = N dx \frac{d\sigma(E)}{dT} dT$$

Burada E hareket eden parçacığın enerjisi ve T geritepen veya transfer enerjisidir. Hareket eden parçacığın dx mesafesi boyunca ortalama enerji kaybı, Eşitlik (2.31)'in

transfer edilen T enerjisiyle çarpılması ve tüm olası T değerleri üzerinden integralinin alınmasıyla elde edilir:

$$\langle dE \rangle = \int T \frac{dP(E)}{dT} dT = N \int_{T_{\min}}^{T_M} T \frac{d\sigma(E)}{dT} dT dx \quad (2.48)$$

Sonsuz küçük dx değeri için, dE 'deki ortalama sembolünü kaldırarak,

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_n = N \int_{T_{\min}}^{T_M} T \frac{d\sigma(E)}{dT} dT \quad (2.49)$$

ifadesi bulunur. Burada $dE/dx|_n$ nükleer durdurma gücüdür. İntegralin alt sınırı T_{\min} transfer edilen en küçük enerji olup 0 olması gerekmez. T_{\min} için kullanılan bir değer, bir atomu örgü içerisindeki konumundan yerini değiştirmesi için gereken enerjidir ve yaklaşık olarak 20-30 eV aralığındadır. İntegralin üst sınırı olan T_M , $T_M = 4M_1M_2E/(M_1 + M_2)^2$ ile verilen en büyük transfer enerjisidir. Eşitlik (2.45) ile verilen durdurma tesir kesiti tanımından yararlanarak, E enerjili bir iyon için nükleer durdurma tesir kesiti,

$$S_n(E) = \frac{1}{N} \left. \frac{dE}{dx} \right|_n = \int_{T_{\min}}^{T_M} T \frac{d\sigma(E)}{dT} dT \quad (2.50)$$

ile verilir. Burada $d\sigma(E)/dT$ enerji transfer diferansiyel tesir kesitidir (Nastasi *ve ark.* 1996).

İndirgenmiş Notasyonda Nükleer Durdurma Gücü: Firsov, Lindhard ve ark. tarafından, perdeli Coulomb etkileşme potansiyellerine karşılık gelen nükleer saçılma tesir kesitlerinin belirlenmesine yönelik teknikler tartışılmış ve sonrasında uygun indirgenmiş enerji ve uzunluk parametreleri kullanılarak, indirgenmiş nükleer durdurma gücü

$$S_n(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^\varepsilon f(t^{1/2}) dt^{1/2} \quad (2.51)$$

ile verilmiştir (Littmark ve Ziegler 1981). Bu eşitlik $f(1/2)$ için (2.43) ile verilen genel biçimi ve çeşitli atomlar arası potansiyel şekilleri kullanılarak sayısal bir yöntemle çözülür (Nastasi *ve ark.* 1996).

ZBL İndirgenmiş Nükleer Durdurma Gücü: Thomas–Fermi perdeleme fonksiyonu, durdurma güçlerinin ve tesir kesitlerinin hesaplanmasında kabul edilebilir bir yaklaşım iken, geniş bir indirgenmiş enerji ε aralığı ve yüksek düzeyde doğruluk, ZBL evrensel perdeleme fonksiyonu kullanılarak elde edilir (bkz. Kesim 2.4.3.2). ZBL atomlar arası potansiyeline dayanarak nükleer durdurma gücü tesir kesitlerini hesaplayabilmek için, sayısal yöntemlerin kullanılması gerekir. ZBL indirgenmiş nükleer durdurma tesir kesiti,

$$S_n(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\pi a_U^2 \gamma E_0} S_n(E_0) \quad (2.52)$$

şeklinde ifade edilir. Burada γ ,

$$\gamma \equiv \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{T_M}{E_0} \quad (2.53)$$

olup, a_U (2.12) ile verilen evrensel perdeleme uzunluğudur. $S_n(E_0)$ Eşitlik (2.50) ile verilir ve sonuçta,

$$S_n(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\pi a_U^2 \gamma E_0} \int_0^{T_M} T \frac{d\sigma(E)}{dT} dT \quad (2.54)$$

elde edilir. Burada T Eşitlik (2.19) ile verilen hedef atoma transfer edilen enerjidir. E_0 laboratuvar referans sisteminde gelen parçacığın sahip olduğu enerjidir. Ayrıca, Eşitlik (2.38) ve (2.39)'un kullanılmasıyla,

$$\int_{T_{\min}}^{T_M} \frac{d\sigma(E)}{dT} dT = \int_0^{b_{\max}} 2\pi b db \quad (2.55)$$

yazılabilir. (2.54), (2.19), ve (2.55) ifadelerini kullanılarak, nükleer durdurma tesir kesiti indirgenmiş notasyonda,

$$S_n(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{a_U^2} \int_0^\infty \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) d(b^2) \quad (2.56)$$

şeklinde elde edilir. Kütle merkezi saçılma açısı θ_c , Eşitlik (2.24)'ten belirlenir ve atomlara arası potansiyele, iyon enerjisine ve vurma parametresine bağlıdır. ZBL evrensel indirgenmiş nükleer durdurma tesir kesiti, (2.10) ile verilen perdeli fonksiyon ve (2.24) ile (2.56) ifadelerinin sayısal integrasyonu kullanılarak hesaplanır.

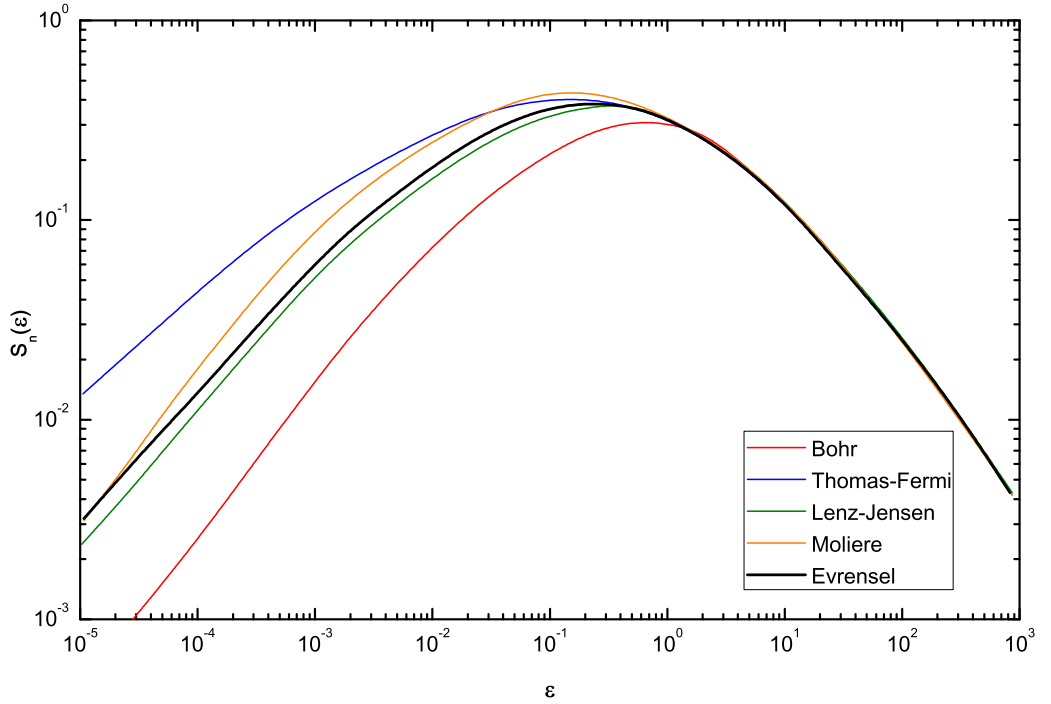
Sayısal sonuçları fit eden eğri $\varepsilon \leq 30$ için

$$S_n(\varepsilon) = \frac{0.5 \ln(1 + 1.1383\varepsilon)}{(\varepsilon + 0.01321\varepsilon^{0.21226} + 0.19593\varepsilon^{0.5})} \quad (2.57)$$

ve yüksek enerji bölgesinde $\varepsilon > 30$,

$$S_n(\varepsilon) = \frac{\ln(\varepsilon)}{2\varepsilon} \quad (2.58)$$

ile ifade edilir. Eşitlik (2.58), perdelenmemiş (Rutherford) nükleer durdurma bölgesi için yüksek enerji indirgenmiş nükleer durdurma tesir kesitidir. İndirgenmiş nükleer durdurma tesir kesiti $\varepsilon > 10$ koşulunda, tüm perdeleme fonksiyonları için tamamen aynıdır (bkz. Şekil 2.14).



Şekil 2.14. ZBL nükleer durdurma tesir kesiti ve dört klasik atomik modele dayanan nükleer durdurma hesaplamaları Nastasi *ve ark.* (1996).

Bununla birlikte düşük ε değerlerinde önemli ölçüde farklılıklar söz konusudur. Pratik hesaplamalarda, E_0 enerjili bir iyon için ZBL evrensel nükleer durdurma

gücü, laboratuvar referans sisteminde,

$$S_n(E_0) = \frac{8.462 \times 10^{-15} Z_1 Z_2 M_1 S_n(\varepsilon) \text{ eVcm}^2}{(M_1 + M_2)(Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23}) \text{ atom}} \quad (2.59)$$

ile verilir. Burada indirgenmiş nükleer durdurma tesir kesiti $S_n(\varepsilon)$, (2.57) ve (2.58) ifadeleri, yine aynı eşitliklerde yer alan indirgenmiş enerji ε ve evrensel perdeleme uzunluğu a_U kullanılarak hesaplanır. Burada kullanılan ZBL indirgenmiş enerjisi,

$$\varepsilon = \frac{32.53 M_2 E_0}{Z_1 Z_2 (M_1 + M_2) (Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23})} \quad (2.60)$$

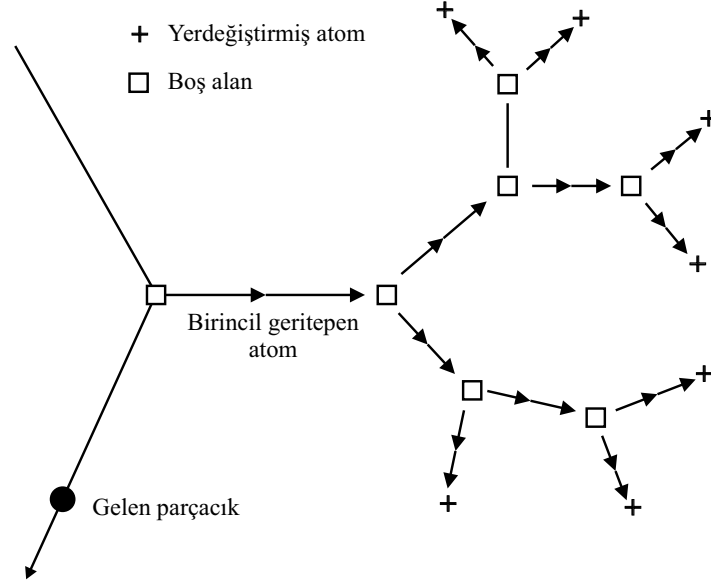
biçimine sahiptir. E_0 keV birimindedir (Nastasi *ve ark.* 1996).

2.4.5. Kinchin-Pease Modeli

Gelen parçacığın, örgü atomuyla çarpışması sonucu birincil geritepen atoma transfer edilen enerji yeterince büyükse $T \gg T_d$, PKA, diğer atomların yerdeğiştirmelerine neden olarak ikincil geritepen atomlar üretir. Böyle bir süreç, hemen birbirlerinin yakınında meydana gelen çok sayıda çarpışma ve yerdeğiştirme olaylarıyla sonuçlanır. Birbiri ardısıra meydana gelen bu yerdeğiştirmeler serisi, genellikle bir çarpışma veya yerdeğiştirme sağanağı olarak adlandırılır. Bu süreç Şekil 2.15'te şematik olarak görülebilir. T enerjili bir PKA tarafından üretilen sağanaktaki ortalama yerdeğiştirmiş atom sayısı N_d , yerdeğiştirme hasar fonksiyonu olarak bilinir.

Hasar fonksiyonunun en basit hesabı, Kinchin ve Pease'in katı-küre modeline dayanır. Modeldeki varsayımlar aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- Çarpışmalar benzer atomlar arasındadır.
- Çarpışma sırasında bir enerji transferinin meydana gelme olasılığı, bir katı-küre tesir kesitiyle belirlenir.
- Sağanak iki-cisim çarpışmaları serisiyle üretilir.
- Tüm çarpışmalar esnektir, diğer bir deyişle sadece nükleer süreçler hesaplamaya katılır, elektronik durdurma ihmal edilir.
- Bir atomun yerdeğiştirmesi için harcanan T_d enerjisi, kinetik enerji transferinin meydana geldiğı ikili çarpışmanın (binary collision) enerji dengesinde ihmal edilir.



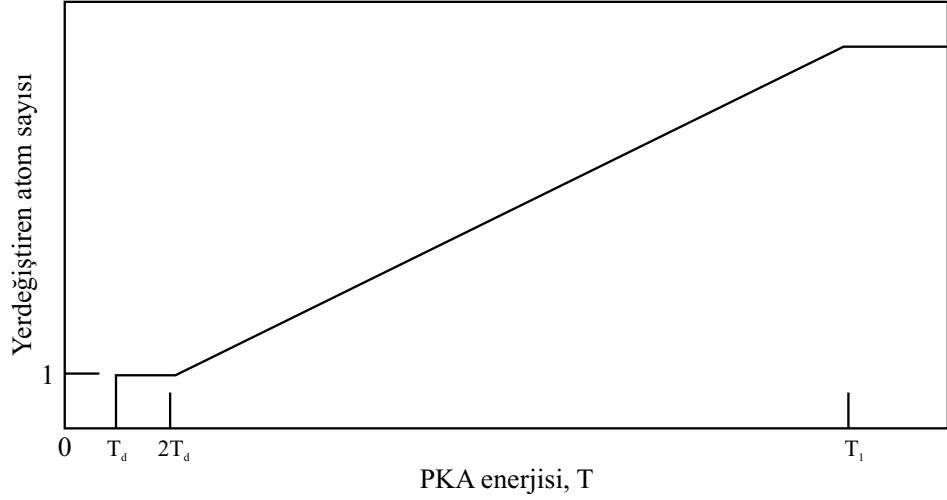
Şekil 2.15. Bir PKA tarafından başlatılan çarpışma sağanağının şematik bir gösterimi Nastasi *ve ark.* (1996).

- Katı içerisinde atomların yeniden düzenlenmesi gelişmiş güzeldir ve kristal yapısından kaynaklanan etkiler ihmal edilir.
- Bir T_d kritik enerjisinden daha küçük enerji alan bir örgü atomu yerdeğiştirmez. Benzer şekilde, çarpışma sonucu $T \leq T_d$ enerjili bir atom açığa çıkarsa, sağanağa başka bir katkı yapılmaz. T_d ile $2T_d$ arasında enerjiye sahip olan atomlar yerdeğiştirirler ancak kendileri, toplam yerdeğiştirme sayısında bir artış yapmazlar (Nastasi *ve ark.* 1996). Bu modelde, T enerjili bir PKA tarafından üretilen yerdeğiştirmiş atom sayısı

$$N_d = \begin{cases} 0 & 0 < T < T_d \\ 1 & T_d < T < 2T_d \\ T/2T_d & 2T_d < T < T_1 \\ T_1/2T_d & T_1 < T < \infty \end{cases}$$

ile verilir. T_1 'den küçük enerjilere sahip geritepen atomlar enerjilerini yalnızca sert esnek çarpışmalarla kaybederler, T_1 'in üstünde yer alan enerjilerde ise, tamamen elektronik uyarılma yoluyla enerji kaybı olur. Çarpışma sonunda, T_d yerdeğiştirme eşliğinden daha büyük bir enerji alan bir örgü atomu kalıcı olarak yerdeğiştirirken, bu eşik değerden daha küçük enerji sahibi olan örgü atomları ise kendi konumlarına geri dönerler. Bir örgü atomunun yerdeğiştirmesi veya sağanak gelişimi süreçlerinin her

ikisinde de kristal etkileri hesaplamalarda göz önüne alınmaz (Norgett *ve ark.* 1975). İkinci ve dördüncü Kinchin-Pease varsayımlarında, çarpışan parçacıklar sert katı küreler olarak düşünülür ve elektronik durdurma ihmal edilir. Kinchin-Pease modeli şu haliyle, geritepen atomun tüm enerjisinin örgü atomlarının yerdeğiştirmelerine harcandığını varsayar ve dolayısıyla gerçekte olması gerekenden daha büyük bir N_d değeri elde edilir (Nastasi *ve ark.* 1996). Hasar fonksiyonunun Kinchin ve Pease modeliyle ilgili daha detaylı bilgi Kinchin ve Pease (1955)'den elde edilebilir.



Şekil 2.16. Kinchin ve Pease modeline göre PKA enerjisinin fonksiyonu olarak sağanaktaki yerdeğiştirmiş atom sayısının grafiksel temsili Nastasi *ve ark.* (1996).

2.4.6. PKA Hasar Enerjisi

Bir PKA yavaşlarken enerjisini hem elektronik hem de nükleer yolla kaybeder ve kristal içerisinde durgun hale gelir. Örgü içerisinde iyonun izi boyunca meydana gelen düzensizliklerden ve radyasyon hasar etkilerinden sadece nükleer çarpışmalar sorumludur. Bu nedenle, bir PKA tarafından örgü içerisinde oluşan düzensizlik değerlendirilirken öncelikle elektronik ve nükleer süreçler arasındaki enerji paylaşımın belirlenmesi gerekir. Birincil ve ikincil geritepenlerin elektronik ve nükleer süreçler arasındaki paylaşımı belirlemek için Lindhard *ve ark.* (1963) tarafından teorik bir modelleme türetilmiştir. η elektronlara verilen toplam enerji ile ν atomik harekete giden enerji kesrini kullanarak $\eta + \nu \equiv T$ şeklindeki bir ifadeyi göz önüne almışlardır. Eşit kütleli ($M_1 = M_2$) çarpışan iki parçacık için, PKA'nın ν/T hasar veriminin

hesaplanmasında Lindhard teorisi kullanılır. T enerjili bir PKA'nın hasar enerjisi $\nu(T)$, PKA'nın toplam nükleer durdurma gücüyle $\int^R S_n(T)$ yakından ilişkilidir ve hasar enerjisi her zaman %20 – 30 daha küçüktür (burada R , PKA'nın menzildir). Bu farklılığın nedeni PKA enerjisinin bir kısmının, menzilin sonuna doğru elektronik uyarılmalara harcanmasıdır (Nastasi *ve ark.* 1996).

2.4.7. Düzeltilmiş Kinchin-Pease Modeli

Elektronik durdurmayı doğru bir şekilde hesaba katarak ve gerçekçi bir atomlar arası potansiyel ile, Kinchin-Pease hasar fonksiyonu

$$N_d = \frac{\kappa\nu(T)}{2T_d} \quad (2.61)$$

şeklinde farklı bir biçimde ifade edilebilir. Burada $\kappa < 1$ olup atomik etkileşmelere (etkileşme potansiyeline) bağlıdır. Gerek analitik teori gerekse yapılan bilgisayar benzetişimleri sonucunda κ yerdeğiştirme verimi için $\kappa = 0.8$ civarında bir değer önerilmiştir ve bu değer PKA enerjisinden, hedef malzemenin cinsi ve sıcaklığından bağımsızdır. $\nu(T)$, PKA enerjisinin elektronik uyarılmaya harcanmayan kısmını ifade eder. Diğer bir deyişle, esnek çarpışmalar sonucu atomik yerdeğiştirmeler için harcanan enerjidir ve genellikle hasar enerjisi olarak adlandırılır. Toplam düzeltilmiş Kinchin-Pease yerdeğiştirme hasar fonksiyonu,

$$N_d = \begin{cases} 0 & 0 < T < T_d \\ 1 & T_d \leq T < 2T_d/\kappa \\ \frac{\kappa\nu(T)}{2T_d} & 2T_d/\kappa \leq T < \infty \end{cases}$$

ile verilir. Yukarıda ifade edilen Torrens ve Robinson'un düzeltilmiş Kinchin-Pease formülü, başlangıçta enerjisi T olan bir PKA tarafından üretilen Frenkel çiftlerinin sayısını hesaplamakta kullanılır (Nastasi *ve ark.* 1996; Norgett *ve ark.* 1975).

2.4.8. Hasar Enerjisi Formülü

Esnek olmayan enerji kaybı, $g(\varepsilon)$ evrensel fonksiyonunu için sayısal bir yaklaşım kullanılarak, Lindhard *ve ark.* (1963)'nin yöntemine göre hesaplanır. PKA hasar enerjisi

$$\nu(T) = T - \eta(T) = \frac{T}{1 + kg(\varepsilon)} \quad (2.62)$$

eşitliğiyle verilir. Burada T , PKA enerjisi, $\eta(T)$, esnek olmayan enerji kaybı, k , Lindhard indirgenmiş elektronik enerji kaybı çarpanı, ve $g(\varepsilon)$, Lindhard teorisindeki bir parametredir (Nastasi *ve ark.* 1996), ve bu değerler

$$g(\varepsilon) = 3.4008\varepsilon^{1/6} + 0.40244\varepsilon^{3/4} + \varepsilon, \quad (2.63)$$

$$k = 0.1337 Z_1^{1/6} (Z_1/A_1)^{1/2}, \quad (2.64)$$

$$\varepsilon = [A_2 T / (A_1 + A_2)] [a / Z_1 Z_2 e^2], \quad (2.65)$$

$$a = (9\pi^2/128)^{1/3} a_0 [Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}]^{-1/2}, \quad (2.66)$$

ile verilirler. Burada a_0 Bohr yarıçapı, e elektronik yük, Z_1 ve Z_2 gelen parçacığın ve hedefin atom numaraları, ve A_1 ve A_2 iki atomun kütle numaralarıdır. Yukarıdaki ifadeler, sadece tek atomlu sistemlere ($Z_1 = Z_2$) ve yaklaşık olarak $25Z_1^{4/3}$ keV'den daha küçük enerji değerleri için uygulanabilir. Lindhard formülündeki sınırlama, Z_1/Z_2 oranı 1'den çok farklı olmadığı sürece dikkate alınmamalıdır (Norgett *ve ark.* 1975).

2.4.9. Kararlı Kusurların Oluşumu ve Elektriksel Özellikleri

Birincil kusurlar (Primary defects) diğer bir deyişle, örgü atomları arasına yerleşmiş Si atomları ve boşluklar oda sıcaklığında hareketli olup kararlı değildirler. Bu yüzden, oda sıcaklığında bu kusurlardan bazıları, araya yerleşmiş atomun bir boşluğu doldurmasıyla kısmen düzelecektir. Bu kusurlar ayrıca, diğer kusurlarla etkileşip oda sıcaklığında hareketsiz yeni tipte kusurlar meydana getirebilirler.

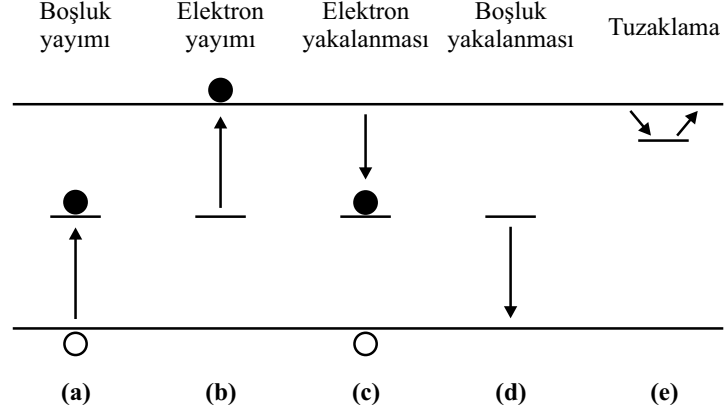
Kusur çeşidine ilk örnek olarak, bir boşluk-fosfor kompleksi (E-merkez) verilebilir. Bir n-tipi silikon malzemede standart katkı maddesi fosfordur. Fosfor katkısının hemen yanındaki bir boşluk yeni elektriksel özelliklere sahip kararlı bir kompleks meydana getirir. Fosfor artık gerçekte üstlendiği rolü yerine getiremez. Bu süreç verici yok olması olarak ifade edilir. İkinci örnek, boşluk-oksijen komplekslerinin (A-merkezi) oluşması verilebilir. Oksijen, kristal-büyütme (crystal-growing process) işleminin bir kalıntısı olarak, belirli ölçüye kadar silikon içerisinde her zaman vardır. Araya yerleşmiş oksijen atomu elektriksel olarak aktif değildir. Kararlı oksijen-boşluk kompleksi ise elektriksel olarak aktiftir. Radyasyondan ileri gelen birincil kusurların ürettiği kararlı kusur kompleksi için iki yanyana eksik silikon atomunun oluşturduğu bir boşluk çifti (divacancy) örnek olarak verilebilir (Lutz 1999).

Son radyasyon hasarı (nihai hasar), birincil kusurların diğer kusurlarla ve atomik katkılarla etkileşmesi sonucu oluşan ısıl olarak kararlı kusur yapılarının meydana gelmesidir. Kararlı kusurların bazıları elektriksel olarak aktiftirler ve bu kararlı kusurlar, detektörlerin elektriksel özelliklerinde bazı değişikliklere sebep olurlar. Çizelge 2.5'te, bazı kusur reaksiyonları, bunların yük durumları ve band aralığındaki ilgili enerji düzeyleri görülebilir. Bu enerji düzeylerinin büyük çoğunluğu, silikon band aralığında derinlerde yer alırlar (Casse 1998).

Çizelge 2.5. Silikonda bazı kusur etkileşmeleri ve eV biriminde enerji düzeyleriyle tanımlanmış kusur durumları. Örgü atomları arasına yerleşim için i, yer değiştirme için s, araya yerleşmiş Si atomu için I, boşluk için V, karbon için C, Oksijen için O ve Fosfor için P alt indisleri kullanılmıştır (Casse 1998).

I	V	C _i	Kusur	Enerji seviyesi	Kusur tipi
I + C ₅ → C ₁	V + V → V ₂	C ₁ + C ₅ → CC	VO	E _C - 0.17	Alıcı
I + CC → CCI	V + V ₂ → V ₃	C ₁ + O → CO	V ₂ O	E _C - 0.50	Alıcı
I + CCI → CCII	V + O → VO		V ₂	E _C - 0.23	Alıcı
I + CO → COI	V + VO → V ₂ O			E _C - 0.42	Alıcı
I + COI → COII	V + P → VP			E _V + 0.25	Verici
I + VO → O			VP	E _C - 0.45	Alıcı
I + CV ₂ → V			CC	E _C - 0.17	Alıcı
I + VP → P			CO	E _V + 0.36	Verici

Şekil 2.17, band aralığının ortasındaki enerji düzeylerinde meydana gelen olası süreçleri göstermektedir.



Şekil 2.17. Enerji düzeyli belirli kusur durumları (Spieler 1998).

- a) **Boşluk yayımı:** Değerlik bandından kusur durumuna çıkan elektron.
- b) **Elektron yayımı:** Bir kusur düzeyinden iletkenlik bandına elektron geçişi (iletkenlik bandında ek yük taşıyıcıları oluşması, akım üretimi).
- c) **Elektron yakalanması:** İletkenlik bandından yakalanan elektron.
- d) **Boşluk yakalanması:** Değerlik bandına elektron geçişi (iletkenlik bandından yük taşıyıcıların yok olması, yeniden birleşme).
- e) **Tuzaklama:** Yakalanan ve bir süre sonra serbest kalan yük (Spieler 1998).

2.4.10. Kusurların Detektör Özellikleri Üzerindeki Etkileri

Yukarıda bahsedildiği gibi radyasyonun neden olduğu kusurlar elektriksel olarak nötr veya aktif olabilmektedirler. Elektriksel olarak aktif olmaları durumunda, bu kusurlar yük taşıyıcıları için üretim-yeniden birleşme veya yakalama merkezleri olarak işlev görürler. Tüm bu etkiler sonucunda, silikon sensörlerin tam tükenim gerilimi (full depletion voltage), ters akım (reverse current) ve sinyal yüksekliği gibi çalışma parametreleri üzerinde önemli değişiklikler meydana gelebilir (Iniewski 2010). Bu etkilerin niteliksel açıklaması, *NIEL*'e göre ölçeklendirilmiş 1MeV enerjili

nötronların zaman üzerinden integrali alınmış eşdeğer akısının bir fonksiyonu olarak etkilerin bir parametrizasyonuna götürecektir.

Tam tükenim gerilimindeki değişim: Radyasyon detektörleri genellikle tam tükenim modunda çalıştırılır. Bu durumu sağlamak için besleme gerilimi, tükenim geriliminden büyük olmak üzere, birkaç on volt değerindedir tutulur. Bunun yanısıra uzun süreli ışınım sonucu tükenim geriliminde bir artış meydana gelir, bu ise besleme gerilimini artırmayı gerektirir. Bunun sebebi, radyasyon hasarı nedeniyle etkin katkı konsantrasyonunun değişmesidir. Bu etkinin üstesinden gelebilmek için, besleme gerilimi artırılır (Ahmed 2007). Bu bozulmalar, yarıiletkenin yasak band aralığında radyasyonun neden olduğu elektriksel olarak aktif düzeyler cinsinden açıklanır. Tam tükenim gerilimi, etkin katkı konsantrasyonu ile,

$$V_{\text{dep}} \approx \frac{q_0}{2\epsilon\epsilon_0} d^2 |N_{\text{eff}}|, \quad (2.67)$$

şeklinde ilişkilendirilir. Burada q_0 elementer yük, $\epsilon\epsilon_0$ silikonun dielektrik sabiti ve d aygıt kalınlığıdır. Eklemin kontak gerilimi, uygulanan ters besleme geriliminden çok daha küçük olduğu için yukarıdaki ifadede ihmal edilmektedir. Sonuçta detektörler, çalışma yaşam sürelerini sınırlayan yüksek düzeyde radyasyonun bulunduğu ortamda çalıştırıldıklarında, tam tükenim sağlayacak ters besleme geriliminde bir değişim ve kaçak akımda bir artışa neden olacaklardır (Feick *ve ark.* 1997).

Etkin katkı konsantrasyonundaki değişim: Yüksek şiddette radyasyonun yol açtığı özel bir hasar türü, malzeme tipinin terslenmesi sürecidir. Burada, uzun bir süre ışınımın ardından n -tipi bir malzemeden p -tipine veya p -tipi bir malzemeden n -tipine bir dönüşüm olabilmektedir (bkz. Şekil 2.18). Radyasyon hasarı, zıt işaretli yük taşıyıcıların sayısını artırarak, N_{eff} malzeme hacmi içerisindeki etkin katkı atomu konsantrasyonunun değişmesine neden olur. İntegrali alınmış radyasyon dozundaki artışla birlikte, zıt işaretli yükler, başlangıçtaki etkin katkı atomu konsantrasyonu aşabilir. Bu etki özellikle, yüksek düzeyde radyasyon çevrelerinde kullanılan silikon detektörlerde gözlenmektedir. Sonuç olarak radyasyon, elektronları yakalayan alıcı konumlar üretir; bu ise etkin katkı atomu düzeyinde bir azalmaya yol açar. Bu süreç,

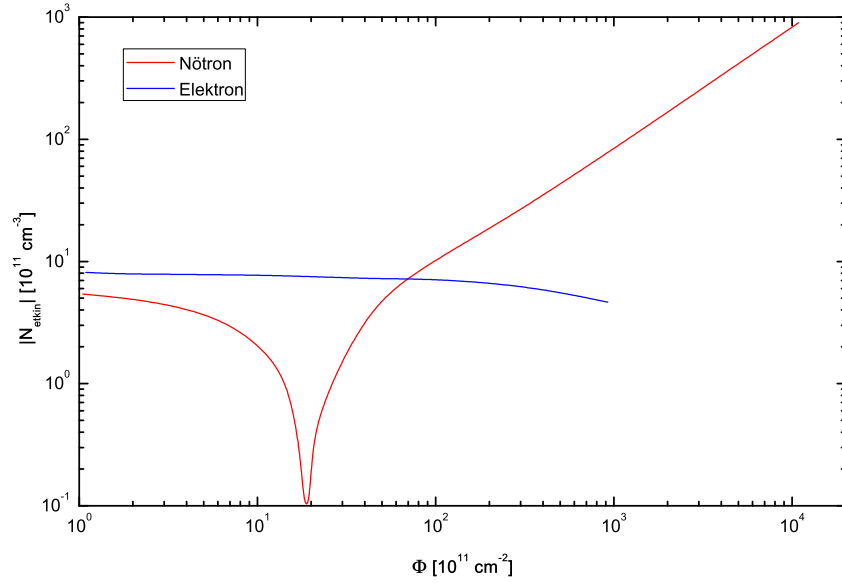
malzeme katkısız tipe dönüşüncüye kadar, yani verici düzeyi alıcı düzeyine eşit olana kadar devam eder. Daha da sonrasında, ışıma ile alıcı düzeyi artar ve malzemenin tipinde bir değişim meydana gelir (Ahmed 2007).

$$N_{\text{eff}}(\Phi) = N_{D,0}e^{-c_D\Phi} - N_{A,0}e^{-c_A\Phi} + b_D\Phi - b_A\Phi \quad (2.68)$$

Burada $N_{D,0}$ ve $N_{A,0}$ ışıma öncesindeki verici ve alıcı konsantrasyonları, c_D ve c_A sırasıyla yüzeysel verici ve alıcı yok olma katkıları, b_D ve b_A derin kusurların üretilmesi nedeniyle katkıları ifade ederler (sırasıyla verici ve alıcı) ve bu sabitler deneysel olarak belirlenirler. Alıcı yok olmasının ve verici oluşumunun meydana gelmediği varsayılırsa, etkin katkı için parametrisasyon,

$$N_{\text{eff}}(\Phi) = N_{D,0}e^{-c_D\Phi} - N_{A,0} - b\Phi \quad (2.69)$$

şeklinde basit bir hal alır (Lutz 1999).



Şekil 2.18. 1MeV nötron eşdeğeri ile ışınlanan *n*-tipi bir silikon tabaka için etkin katkı büyüklüğünün zaman üzerinden integrali alınmış akıya bağlılığı (Lutz 1999).

Ters Besleme Akımındaki Değişim: Radyasyon hasarının büyük bir etkisi, tükenim bölgesindeki serbest yük taşıyıcılarının sayısının artması veya azalması sonucu ters besleme akımının değişmesidir. Genellikle ışıma sırasında gözlenen

kaçak akımdaki azalmanın başlıca nedeni, yasak enerji aralığında yük tuzaklarının üretilmesidir. Yasak band aralığında ek enerji düzeylerinin ortaya çıkmasıyla, yük çifti üretilme olasılığı arttığından, uzun süreli ışıma sonrasında kaçak akımda önemli ölçüde büyüme gözlenebilir. Hasar nedeniyle üretilen kaçak akımın, integral alınmış radyasyon dozuna, detektörün radyasyona maruz tutulan hacmine ve detektörün sıcaklığına bağlı olduğu bulunmuştur. İntegral alınmış radyasyon dozu, basit şekilde, inetgral alınmış radyasyon şiddeti anlamındaki zaman üzerinden integral alınmış parçacık akısına bağlıdır. Belirli bir sıcaklıkta, Δi_1 kaçak akımdaki değişimin, Φ zaman üzerinden integral alınmış parçacık akısına ve V hacmine bağlılığı,

$$\Delta i_1 = \alpha V \Phi \quad (2.70)$$

olarak yazılabilir. Burada α hasar katsayısı olarak adlandırılır ve gelen parçacığın tipine ve Φ 'ye bağlıdır. Ayrıca, bu eşitlik ışımadan önceki i_0 ve sonraki i_r kaçak akımlar cinsinden de yazılabilir:

$$i_r = i_0 + \alpha V \Phi \quad (2.71)$$

Diğer taraftan i_r 'nin sıcaklığa bağlılığı Boltzman fonksiyonuyla tanımlanabilir:

$$i_r(T) \propto T^2 e^{-E/2kT} \quad (2.72)$$

Burada T mutlak sıcaklık, k Boltzman sabiti ve E malzemenin aktivasyon enerjisidir, bu ışıma yapılan malzeme için genellikle daha yüksektir. Kaçak akımdaki değişim, detektör performansında istenmeyen sonuçlara neden olur. Bunların en başta geleni, gürültüde ve bunun sonucunda sinyalin gürültüye oranındaki bozulmadır. Sıcaklığa olan kuvvetli bağlılık, çalışma sıcaklığını azaltarak bozulmayı gidermekte kolaylıkla kullanılabilir. Bu işlem, radyasyon tarafından neden olunan hasarın genellikle çok yüksek olduğu parçacık hızlandırıcıları gibi, yüksek düzeyde radyasyon çevrelerinde kullanılan detektörler için uygulanan yaygın bir yöntemdir (Ahmed 2007).

Sinyal yükünün yakalanması: Işınlanmamış bir silikon detektörden alınan sinyal, bir iyonlaştırıcı parçacık tarafından oluşturulan belirli sayıdaki yük taşıyıcısının

elektroda doğru sürüklenmesinin bir sonucu olarak üretilir. Hacimin ısınlanması yakalama merkezleri olarak etki gösteren kristal kusurlarının üretilmesine neden olur. Yakalama merkezleri, sürüklenen yük taşıyıcılarını yakalayıp, geçici bir süre için tutsak ederler. Bunların tekrar serbest bırakılma zamanının okuma elektronunun entegrasyon zamanına göre çok daha uzun olduğu varsayılırsa, sinyal büyüklüğündeki azalma, doğrudan yakalanan yük taşıyıcılarının sayısı ile orantılı olur (Weber ve Klingenberg 2007).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

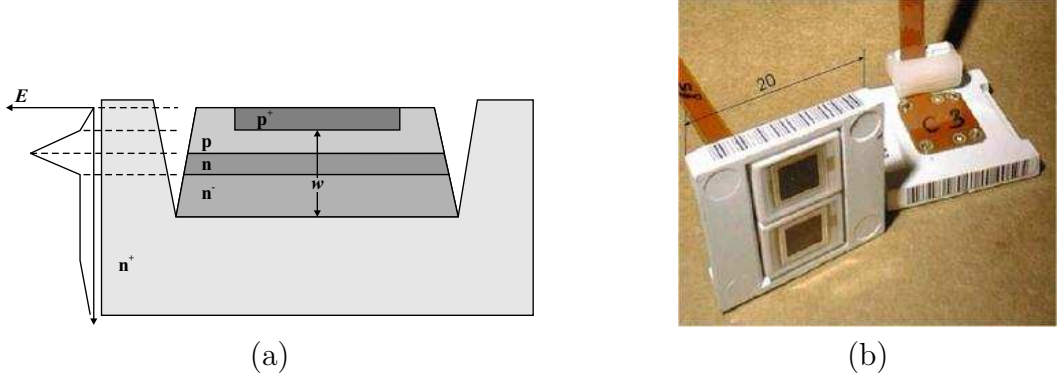
3.1. Kompakt Muon Selonoid (CMS) Deneyi

LHC'deki yüksek enerji fiziği deneyleri, son derece şiddetli radyasyon çevrelerinde yapılacaktır. Bunlardan bir tanesi CMS deneyidir. Elektromanyetik kalorimetre (ECAL), CMS detektörünün en önemli bir alt sistemidir. ECAL'da yüksek enerjili elektron ve fotonları detekte etmek için yüksek yoğunluk ve radyasyon toleransları nedeniyle kristal kullanımı tercih edilir. Bunlar düşük düzeyde ışık üretimine sahip oldukları için iç kazanç sağlayan bir foto-detektörle birlikte kullanılırlar. ECAL'da sintilasyon kristali olarak $PbWO_4$ kullanılır (Osborne *ve ark.* 2000). Foto-detektörler yüksek radyasyon seviyesi ve yüksek bir manyetik alanda (4 T) çalışabilmelidirler. Çığ foto-diyotlar hızlı sinyal verebilirler ve manyetik alana duyarlı değildirler. CMS elektromanyetik kalorimetresinin fıçı kısmında kullanılacak olan $PbWO_4$ kristalleri için tüm etkenler göz önüne alınarak, Hamamatsu firması tarafından üretilen S8148 silikon çığ foto-diyotları tercih edilmiştir. Çığ foto-diyotlar, $PbWO_4$ kristallerinin arka uç kısımlarına ya direkt olarak ya da bir dalga boyu kaydırıcısı aracılığıyla yerleştirilirler.

3.1.1. Silikon Çığ Foto-diyot (Si-APD)

Hamamatsu S8148 silikon çığ foto-diyotlar, ardışık olarak yerleştirilen yüksek katkılı p^+ , az katkılı p ve n , yüksek katkılı n^- ve n^+ tipi silikon tabakalardan meydana gelirler (bkz. Şekil 3.1). Bir APD'deki sinyal üretim süreci şu şekilde açıklanabilir: Gelen fotonların APD'nin tükenim bölgesi içerisinde soğurulmasıyla elektron-boşluk çiftleri üretilir. APD'ye uygulanan ters besleme gerilimi nedeniyle oluşan ve tükenim bölgesi boyunca değişim gösteren bir elektrik alanın etkisi ile elektron ve boşluklar zıt yönlerde hız kazanırlar. Yüksek bir elektrik alan değerinde yük taşıyıcıları, enerji kazanarak iyonlaşma süreci aracılığıyla yeni elektron-boşluk çiftleri üretirler. Sonuç

olarak bir elektron çığı gelişimi süreci başlar. Bunun yanısıra, gerek çığı bölgesi içerisinde gerekse dışarısında oluşan yük taşıyıcıları, sürüklenme sırasında tekrar birleşerek yok olabilirler. Hem doğrudan foton tarafından oluşturulan hem de yüksek elektrik alanın bulunduğu çığı bölgesinde üretilen elektronlar, en sonunda kontak elektrotları tarafından toplanarak sinyal elde edilir. APD'nin özellikleri ve çalışma prensipleri için ayrıntılı bilgi Deiters *ve ark.* (2000)'dan bulunabilir.



Şekil 3.1. a) Hamamatsu S8148 silikon APD yapısı, w elektrik alanın kurulduğu tükenim bölgesidir. b) Hamamatsu S8148 silikon APD fotoğrafı.

3.2. CMS Elektromanyetik Kalorimetre (ECAL) Radyasyon Ortamı

LHC, $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 'lik bir pik ışıklığında çalışarak, detektörler için çok şiddetli bir radyasyon ortamı üretecektir. CMS'in elektromanyetik kalorimetresi, çoğunlukla pion olmak üzere hızlı hadronlara maruz kalacaktır. Bu hadronlar, ECAL ile etkileşerek ikincil hadronlar üretecek ve tipik olarak 10 MeV'in altında enerjilere sahip düşük enerjili nötron akısı oluşturacaklardır. Ayrıca, kristal içerisindeki elektromanyetik saçanıklar da önemli bir düzeyde doz üreteceklerdir (CMS 2010). ığı foto-diyotların buldukları konumda, CMS'in 10 yıllık çalışmasının sonrasında, zaman üzerinden integrali alınmış 1 MeV eşdeğeri nötron akısının $2 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ civarında yani 500 fb^{-1} olması beklenmektedir (Baccaro *ve ark.* 1999).

3.3. İyonlaştırıcı Olmayan Enerji Kaybı (NIEL)

Lineer enerji transferi kavramı (*LET*), yüklü parçacıklar tarafından neden olunan iyonlaşmanın deneysel sonuçlarını açıklamada ve tahmin etmede çok etkin olmuştur. Radyasyon hasarını hesaplamak için *LET*'e benzer bir kavramdan yararlanmak çok kullanışlı bir yöntemdir. İyonlaştırıcı olmayan enerji kaybı (*NIEL*), malzeme içerisinde hareket eden bir parçacık tarafından Coulomb (esnek), nükleer esnek, ve nükleer esnek olmayan etkileşmeler nedeniyle başlangıç yerdeğiştirme hasarı ve kristal içerisinde yol alan örgü titreşimleri (bu titreşimler fonon olarak bilinen ısı taşıyan parçacıklar biçiminde kristal içerisinde hareket ederler bkz. (Ahmed 2007).) üreterek birim uzunluk başına enerji kaybı parçası olarak tanımlanır. E enerjili bir parçacık ve tek tür malzeme atomları (silikon gibi) için *NIEL*,

$$NIEL(E) = N \int_{T_{\min}}^{T_M} \left(\frac{d\sigma}{dT} \right) L(T) T dT \quad (3.1)$$

ile ifade edilir. Burada N hedefin birim hacimindeki atom sayısıdır ve $N_A \rho / A$ ile verilir. N_A Avogadro sayısı ve A hedefin atomik ağırlığıdır. $d\sigma/dT$ bir malzeme atomuna bir T enerji transferi için toplam diferansiyel tesir kesiti (esnek veya esnek olmayan), T_{\min} ve T_M sırasıyla bir örgü atomuna aktarılabilen en küçük ve en büyük enerji, $L(T)$ paylaşım çarpanıdır, hasar verimi veya Lindhard düzeltmesi olarak adlandırılır ve

$$L(T) = \frac{\nu(T)}{T} \quad (3.2)$$

ifadesi ile tanımlanır. Burada ν hasar enerjisidir. Karmaşık bir malzeme için, her bir geritepen atom için (3.1) ifadesi hesaplanmalı ve katkılar toplanmalıdır. Hareket halindeki iyonun enerji transferi sonucu oluşan geritepen atom yavaşlama sürecindeyken, enerjisini diğer atomlarla Coulomb esnek ve esnek olmayan atomik çarpışmalarla kaybeder ve yeterli enerjiye sahipse, hareket eden düşük enerjili bir ikincil iyon sağanağı oluşturur. Birincil iyon için (3.1)'de yapıldığı gibi, sonraki jenerasyondaki her bir iyonun bir T^1 enerji transferi yapan T enerjili her bir iyon için uygun $d\sigma/dT^1$ kullanılarak sağanak sürecinin hesabı yapılır. $L(T)$ paylaşım

çarpanı, yavaşlayan T enerjili bir geritepen atomunun, T_{\min} en küçük enerjisine (silikon için $T_{\min} = 21$ eV) ulaşınca kadar boşluk ve örgü atomları arasına yerleşmiş atom çifti oluşturmak için yolu boyunca, enerjisinin yerdeğiştirmelere giden kesrini gösterir (Akkerman ve Barak 2006).

3.3.1. Birincil Kusur Konsantrasyonu

Kristal içerisindeki bir noktasal kusur, örgü periyodikliğinin bozulmasına neden olur. Yerdeğiştirme kusurları olan boşluklar ve araya yerleşmiş atomlar, yeniden düzenlenmenin hemen öncesindeki birincil noktasal kusurlar anlamında kullanılır. Bu adım sonrasında, birincil kusur konsantrasyonu elde edilir. Silikonda zaman üzerinden integrali alınmış birim akı başına birincil radyasyon tarafından üretilen kusur konsantrasyonu, tüm etkileşme süreçleri ve her bir etkileşme sürecine karşılık gelen karakteristik mekanizmaların dikkate alınmasıyla,

$$CPD(E) = \frac{N}{2T_d} \int \sum_i \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{i;S_i} L(T_i)_{S_i} d\Omega \quad (3.3)$$

$$CPD(E) = \frac{1}{N_A} \cdot \frac{NA}{2T_d} \cdot NIEL(E) \quad (3.4)$$

Eşitlik (3.4) ile hesaplanabilir. Burada E gelen parçacığın kinetik enerjisi, N ortamın atomik yoğunluğu, A ortamın atomik kütlesi, T_d yarıiletkende yerdeğiştirmeler için ortalama eşik enerjisi, T_i i . etkileşimde açığa çıkan rezüdiel çekirdeğin geritepme enerjisi, $L(T_i)$ enerjinin iyonlaşmaya ve yerdeğiştirmelere giden kesrinin paylaşımını tanımlayan Lindhard çarpanı ve $(d\sigma/d\Omega)_i$ kusur üretiminden sorumlu olan i . süreç için, gelen parçacık ve örgü içerisindeki çekirdek arasındaki etkileşme diferansiyel tesir kesitidir. N_A Avogadro sayısıdır. Bu eşitlik ayrıca, iyonlaştırıcı olmayan enerji kaybıyla ($NIEL$) olan ilişkiyi göstermektedir.

Modelde, birincil kusurların yani boşlukların ve araya yerleşmiş atomlarının eşit büyüklüklerle oluştuğu ve malzeme içerisinde düzgün olarak dağıldıkları varsayılır. Birincil kusurlar, gelen parçacık tarafından veya termal olarak üretilebilirler. Burada sadece Frenkel kusurları göz önüne alınır. Birincil kusurların üretim hızı, iki bileşenin

toplamıyla verilir:

$$G = G_R + G_T \quad (3.5)$$

G_R ışımaya birincil kusur üretimini ifade eder ve

$$G_R(E) = CPD(E) \times \Phi(E) \quad (3.6)$$

ile verilir. Burada $\Phi(E)$ göz önüne alınan gelen parçacık akısını gösterir ve G_T termal olarak birincil kusur üretimidir (Lazanu ve Lazanu 2003).

3.3.2. Hacim Hasarının NIEL Ölçeklendirmesi

Hacim hasarı yalnızca *NIEL*'e bağlıdır ve hacim hasarının *NIEL* ile tam olarak orantılı olduğu geniş ölçüde doğrulanmıştır. Burada *NIEL*'e eşdeğer bir ifade olan $D(E)$ yerdeğiştirme hasar fonksiyonu kullanılmıştır (Lindström *ve ark.* 1999). *NIEL* ile örgü içerisinde oluşan hasar etkileri arasındaki bu orantısallık, *NIEL* ölçeklendirme hipotezi (*NIEL*-scaling hypothesis) olarak bilinir. Yerdeğiştirme hasar fonksiyonu genelde MeV.mb birimiyle verilirken, *NIEL* keV.cm²/g birimine sahiptir. Atomik kütlesi 28.086 g/mol olan silikon için D ve *NIEL* arasında 100 MeV.mb = 2.144 keV.cm²/g şeklinde bir ilişki vardır. *NIEL* ölçeklendirmesi temelinde, verilen kinetik enerjili herhangi bir parçacığın hasar verimi, κ dayanıklılık çarpanı ile tanımlanabilir (Lindström 2003). Zaman üzerinden integrali alınmış $\Phi(E)$ parçacık akısının hasar verimi D_{eff} , uygun bir $D(E)$ hasar fonksiyonu kullanarak belirlenebilir:

$$D_{eff} = \int D(E)\Phi(E)d(E) = D_n(1\text{MeV})\Phi(E_{eq}) \quad (3.7)$$

burada

$$\Phi_{eq} = \kappa\Phi_{tot} = \kappa \int \Phi(E)d(E) \quad (3.8)$$

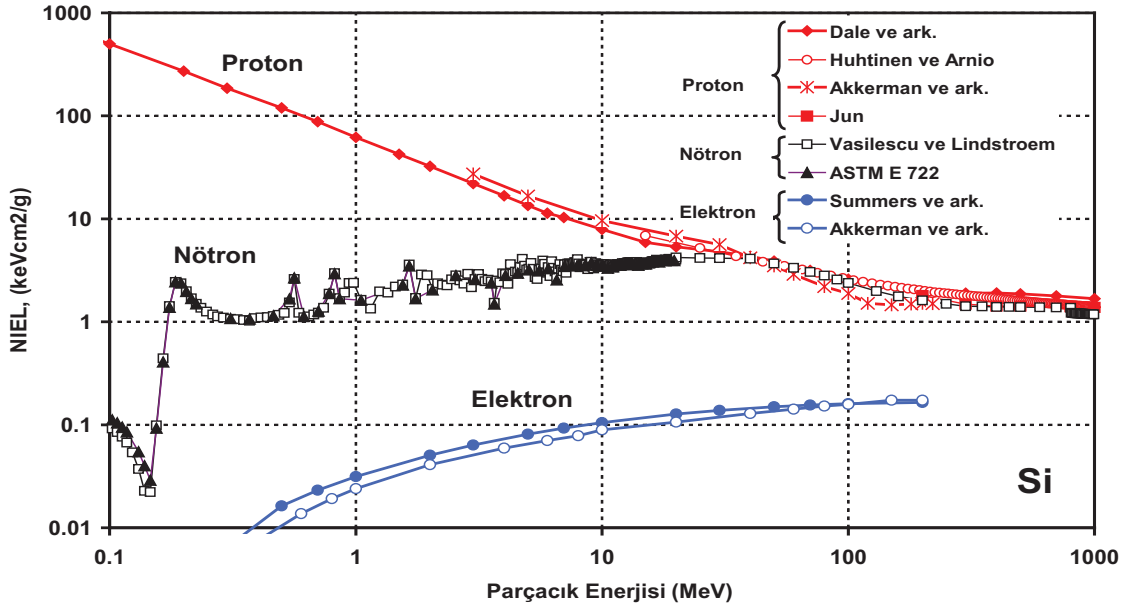
ASTM (American Society for Testing and Materials) standardına göre, 1 MeV enerjili nötronların yerdeğiştirme hasar tesir kesiti, bir normalizasyon değeri olarak kabul edilir: 1 MeV nötronlar için yerdeğiştirme hasar tesir kesiti D_n , 95 MeVmb

alınır. Tek enerjili kaynak için κ ,

$$\kappa = \int \frac{D(E)\Phi(E)dE}{D_n(1MeV \int \Phi(E)d(E))} \quad (3.9)$$

şeklinde verilir (Lindström *ve ark.* 1999). Eşitlik (3.7)'nin sağ tarafı, bir parçacık kaynağından çıkan zaman üzerinden integrali alınmış $\Phi(E)$ radyasyon akısı ile aynı hasarı üreten zaman üzerinden integrali alınmış 1 MeV enerjili nötron eşdeğeri akısıdır.

Farklı türlerdeki parçacıklar için enerjinin bir fonksiyonu olarak *NIEL* değerleri Şekil 3.2'de görülebilir. Grafikteki verilerden ve *NIEL* ölçeklendirme hipotezinden yararlanılarak, herhangi bir parçacık akısının neden olacağı hasarı üreten 1 MeV enerjili nötron akısının büyüklüğü elde edilebilir.



Şekil 3.2. Nötron, proton ve elektron için silikon malzemesi içerisindeki *NIEL* değerleri (Poivey ve Hopkinson 2009).

3.4. GEANT4 (GEometry ANd Tracking)

GEANT4 (<http://geant4.cern.ch/>), temel parçacıkların madde içindeki hareket ve fiziksel etkileşmelerini incelemek için bir yüksek enerji fiziği topluluğu tarafından geliştirilen ve bu doğrultudaki çalışmaların devam ettiği bir benzetişim programıdır. Medikal ve uzay biliminin yanı sıra, yüksek enerji, nükleer ve hızlandırıcı fiziğini içine alan geniş bir uygulama alanına sahip bir programdır. GEANT4 bir benzetişim için gerekli olan birçok bileşene sahiptir:

- Sistemin geometrisi
- İçerilen malzemeler
- İlgilenilen temel parçacıklar
- Birincil olayların üretimi
- Parçacıkların malzemeler ve elektromanyetik alanlar içerisindeki takibi
- Parçacık etkileşmelerini yöneten fizik süreçleri
- Duyar detektör bileşenlerinin cevabı
- Olay verilerinin üretimi
- Olayların ve izlenen parçacıkların depolanması
- Detektör ve parçacık yörüngelerinin görüntülenmesi
- Farklı detaylılık düzeyinde benzetişim verilerinin elde edilmesi ve analizleri

Bundan sonraki kısımlarda bahsi geçen olan süreç ve model kavramlarının GEANT4'te sahip oldukları anlamlar şu şekilde verilebilir:

Süreç: Bir parçacık izi boyunca belirli türdeki bir fiziksel etkileşmenin nasıl ve ne zaman meydana geleceğini tanımlayan bir C++ sınıfıdır. Verilen bir parçacık türüne genellikle birkaç sayıda süreç atanabilmektedir. Süreç bazı durumlarda, süreç sınıfını ifade eden etkileşme anlamında da kullanılabilir.

Model: Bir etkileşmenin detaylarını (örneğin, etkileşme kinematiği gibi) uygulayan fonksiyonları içeren bir C++ sınıfıdır. Model, bazı durumlarda bu sınıfın dayandığı formüller ve parametrisasyon anlamında da kullanılabilir.

GEANT4, C++ dilinde yazılmış bir nesne yönelimli programdır. Kullanıcı aynı fiziksel süreç için geniş bir model kümesi arasından istediği modeli seçebilmektedir.

GEANT4 açık bir koddur. Kaynak koddaki tüm sınıflar satır satır görülebilmektedir. Bu sınıflarda ihtiyaca yönelik olarak gerekli değişiklikler yapıp, kullanıcıya özel bir program geliştirebilmektedir. Kullanıcı çalışmaları sırasında karşılaştığı hataları veya problemleri bildirebilmekte ve GEANT4'e yeni uygulamalar önerebilmektedir (Consolandi 2009).

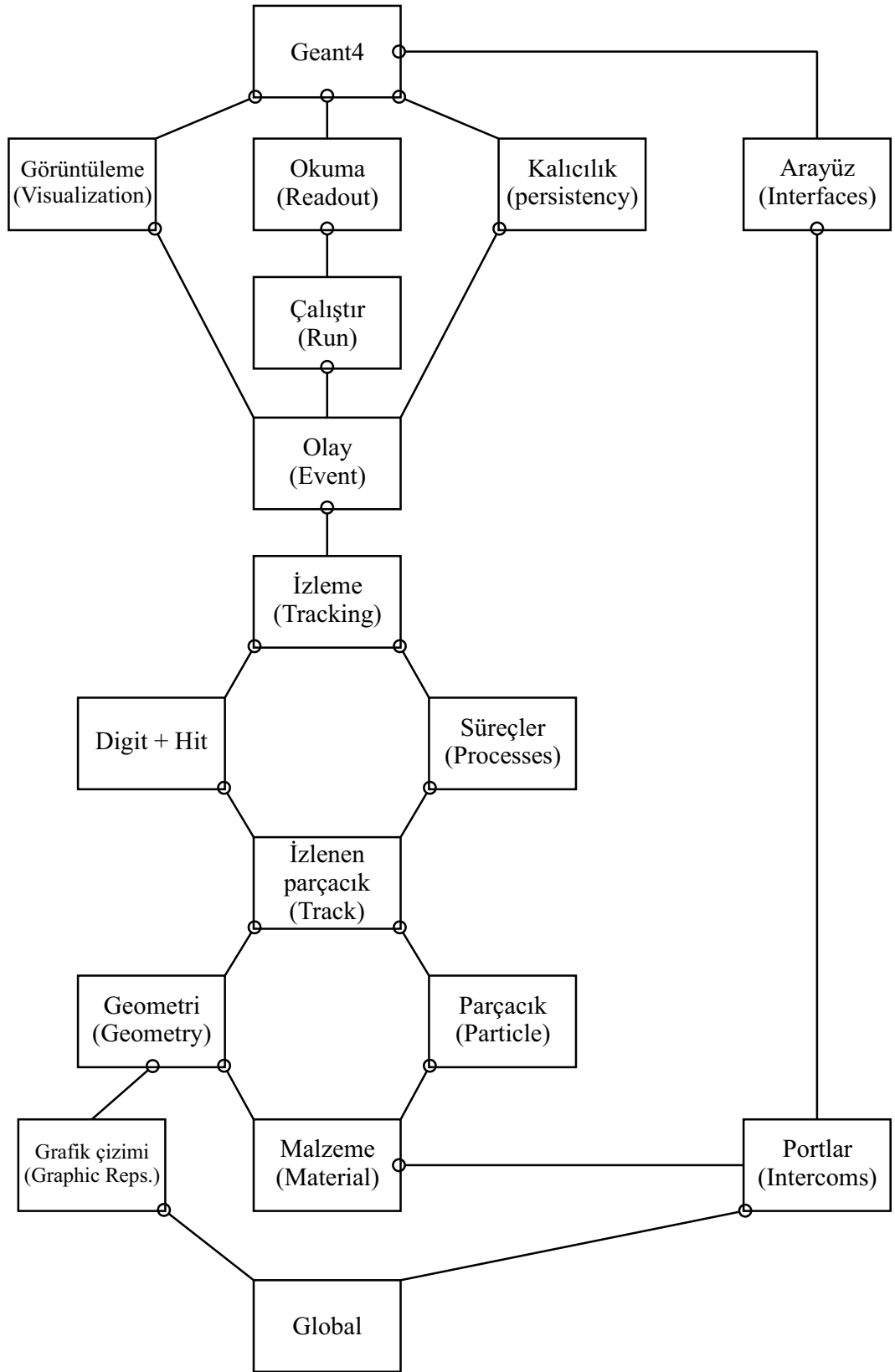
GEANT4'te bir detektör geometrisi bir çok sayıda hacimden oluşabilir. En büyük hacime World adı verilir. Detektör geometrisindeki diğer tüm hacimler bu World içerisinde yer almalıdır. Benzetişimde, tüm bilinen parçacıklar eV'dan TeV enerji aralığında üretilebilirler. Benzetişim süresince, parçacıkların World hacim içerisinde takibi yapılır ve bu sırada tüm fiziksel süreçler eşzamanlı olarak aktif durumda bulunur. Her bir süreç, belirli bir etkileşiminin tesir kesiti değerine bağlı olarak bir etkileşim adım uzunluğu önerir. Her bir adım, benzetişim süresince sürekli olarak yenilenir. Monte Carlo programı aracılığıyla, önerilen adımlar içerisinde her zaman için en küçük olanı tercih edilir. Bu şekilde, farklı olasılıklara sahip süreçlerin hepsi, sırası geldikçe benzetişime dahil edilmektedir (Consolandi 2009).

GEANT4, benzetişimlerinde çok sayıda parçacık kullanılabilir:

- Elektronlar, protonlar ve gammalar gibi alışılmış parçacıklar.
- Vektör mezonlar ve delta baryonları gibi çok kısa ömürlü rezonans parçacıklar.
- Döteron, alfa ve ağır iyonlar gibi çekirdekler, kuarklar, di-kuarklar ve gluon.

Her parçacık kendine ait bir sınıfla temsil edilir. Parçacıklar altı büyük kategoriye ayrılır: Lepton, mezon, baryon, bozon, kısa ömürlü ve iyonlar. Fiziksel süreçler, parçacıkların malzemelerle nasıl etkileşeceklerini tanımlar. GEANT4 fiziksel süreçler için yedi büyük kategori sağlar: Elektromanyetik, hadronik, taşıma, bozunma, optik, fotolepton_hadron ve parametrisasyon.

Şekil 3.3'te GEANT4'te kullanılan sınıf kategorileri ve bunlar arasındaki ilişkilerin basitleştirilmiş bir şematik diyagramı verilmektedir.



Şekil 3.3. GEANT4 sınıf katagorisi diyagramı.

Diyagramın altında yer alan katogoriler daha yüksekte bulunan hemen hemen tüm katogorilerce kullanılırlar. GEANT4'ün temelini oluşturan bu katogorilerin işlevleri aşağıdaki gibi sıralanabilir:

Global: Birimler, sabitler, nümerik ve gelişigüzel sayı kullanım sistemidir.

Malzemeler ve parçacıklar: Parçacık-madde etkileşmeleri için parçacık ve malzemelerin fiziksel özelliklerini tanımlamak için gerekli araçları sağlar.

Geometri: Bir geometrik yapıyı tanımlamak ve onun içerisinde parçacıkların etkin bir şekilde yayılımını sağlamak için kullanılan bir modüldür.

Bunların yukarısında yer alan katogoriler parçacıkların takibini ve maruz kalacakları fizik süreçleri tanımlarlar:

İzlenen parçacık: İzlenen parçacıklar ve adımlar için sınıfları içeren ve süreçler tarafından kullanılan katogoridir.

Süreçler: Fiziksel etkileşme modellerinin (lepton, foton, hadron ve iyonların elektromanyetik ve hadronik etkileşmelerini) uygulamalarını içeren bir katogoridir.

İzleme: Tüm süreçlerin bir izlenen parçacığın durumunun gelişimine katkısını yöneten ve izlenen parçacıkların detektörün duyar hacmindeki fiziksel etkileşmeleri (hit) ve bunların dijitalizasyonu için duyar hacimlerdeki bilgileri sağlayan katogoridir.

Bu katogorilerin de yukarısında yer alan:

Olay: İzlenen parçacıklar cinsinden olayları yöneten katogoridir.

Çalıştır: Müşterek bir demet ve detektör uygulamasını paylaşan bir olaylar topluluğunu yöneten katogoridir.

Okuma: Detektör içerisindeki etkileşmelerde açığa çıkan çok sayıda bilginin kullanımına imkan verir (<http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>).

3.4.1. GEANT4'te Düşük Enerjili Nötron Etkileşmeleri

Burada belirtilen nötron transport kütüphanesi, termal enerjilerden 20 MeV'e kadar kinetik enerjiye sahip nötron etkileşmelerinin benzetişimini yapar. Enerjinin üst sınırı, benzetişimin dayandığı geniş kapsamlı hesaplanmış nötron saçılması veri kütüphaneleri ile belirlenir. Sonuçta, GEANT4 içerisinde başka bir geometrik izleme

için alt takip sistemine aktarılabilen bir ikincil parçacıklar takımı açığa çıkar. GEANT4'te düşük enerjili nötron etkileşimleri diğer hadronik süreçlere benzer olarak dört kısma ayrılır. Işınımlı yakalama, esnek saçılma, fizyon ve esnek olmayan saçılma olaylarının her biri ayrı birer model olarak ele alınır. Bu modeller, GEANT4 hadronik süreçlerle birlikte kullanımları için var olan arayüzler aracılığıyla, GEANT4 uyumlu hadronik sağanak modelleriyle etkileşimli olarak kullanılabilirler.

3.4.1.1. Kapsam Dahilindeki Tesir Kesitleri

Tüm tesir kesiti verileri, ENDF/B-VI hesap edilmiş veri kütüphanesinden alınır. Kapsam dahilinde olan tüm tesir kesitleri performans nedeniyle, nokta tabanlı tesir kesitleri şeklinde işlem görürler. Bu amaçla, tüm nötron nükleer rezonanslarının açık bir şekilde dahil edilebilmesi için, hesap edilmiş veri kütüphanesi parametrisasyonlar halinde değil, nokta tabanlı tesir kesitleri formatında işleme alınmıştır.

3.4.1.2. Yüksek Duyarlılıklı Modeller ve Düşük Enerji için Parametrelendirilmiş Modeller

Yüksek duyarlılıklı nötron modelleri (high precision neutron models), tesir kesitlerini, açısız dağılımları ve son durum bilgisini bir hesaplanmış nötron veri kütüphanesini (G4NDL) temel alarak belirler. Bununla birlikte, bazı elementler için veriler kütüphanede bulunmamaktadır. Yüksek duyarlılıklı modellerle çalışabilmek için, kullanıcının kütüphanede mevcut olan elementleri kullanarak detektörlerini geliştirmeleri gerekmektedir. Bu sorunu gidermek için, verilerin kütüphanede var olduğu durumda yüksek doğruluklu modelleri, verilerin olmaması halinde, düşük enerjili parametrelendirilmiş nötron modellerini (low energy parameterized neutron models) kullanan başka modeller geliştirilmiştir. Bu alternatif modeller, yüksek duyarlılıklı nötron modellerinde var olan esnek ve esnek olmayan saçılma, yakalama ve fizyon etkileşim türlerini içerirler. Modellerin düşük enerjili parametrelendirilmiş kısmı, G4NDL'den bağımsız olduğundan, sonuçlar, ilgili verilerin var olduğu durumdaki kadar hassas olmaz.

3.4.2. GEANT4'te Ortalama Enerji Kaybı Hesabı

Fiziksel süreçleriyle birlikte benzetişimi yapılan her bir parçacık bir olayı (event) oluşturur. Verilen enerjideki belirli sayıdaki gelen parçacıkların her biri yani bir olaylar kümesi, çalıştır (run) olarak adlandırılır ve malzeme–parçacık etkileşmesini tanımlayan G4DynamicParticle sınıfında kaydedilirler. Çalıştır süresince birincil parçacıklar, ikincil olanları, yani δ ışınlarını veya birincil geritepen atomları (PKA'lar) üretebilirler. Kullanıcı ikincil parçacıkları durdurma ve yok etme (stop-and-kill) veya onları belirli bir eşik enerjisine göre üretme imkanına sahiptir. Bir yüklü parçacığın durdurma gücü iki kısma ayrılır:

$$-\frac{dE}{dx} = \int_0^{T_d} T \frac{d\sigma(T, E)}{dT} dT + \int_{T_d}^{T_M} T \frac{d\sigma(T, E)}{dT} dT \quad (3.10)$$

Burada ilk terim, 0'dan T_d değerine kadar giden sürekli enerji kaybıdır ve malzeme içerisinde depolandığı düşünülür. İkinci terim T_d 'den en büyük enerjiye kadar uzanan kesikli enerji kaybıdır ve bir tekli çarpışma sırasında aktarılabilir ve ikincil parçacık üretimi için harcanır. Ayrıca, kinetik enerjileri eşik değerden küçük olsa dahi, ikincil parçacıkların üretimine izin veren bir opsiyonu, kullanıcının aktif etme imkanı da vardır. Bu özellik, ikincil parçacıklar malzeme sınırının yakınında üretildikleri ve malzemeden kaçacak büyüklükte bir enerjiye sahip oldukları zaman büyük önem taşır. Gelen parçacıkların bu yöntemle enerji kaybı, malzeme içerisinde depo edilen enerjiden ayırddılır ve ikincil parçacığın daha uzun mesafelere transportu yapılabilir. Enerji kaybı süreçleri, $e + / e - / \mu + / \mu -$ ve yüklü hadronlar için çok benzerdir. Dolayısıyla tüm bu parçacıkların enerji kaybı için GEANT4 içerisinde genel bir tanımlama yapılmıştır. Herhangi bir enerji kaybı sürecinin, bir malzeme içerisindeki sürekli ve kesikli enerji kaybını hesaplaması gerekir. Verilen bir enerji eşığının altında, enerji kaybı sürekli, bu değer yukarısında ise enerji kaybı benzetişimi, ikincil parçacıklar-gammalar, elektronlar ve pozitronların açık bir şekilde üretimiyle yapılır. ρ yoğunluğuna sahip bir malzeme içerisinde hareket eden E toplam enerjili gelen bir parçacık tarafından T kinetik enerjili ikincil bir parçacığın açığa çıkması

için atom başına diferansiyel tesir kesiti Eşitlik (3.11) ile verilebilir:

$$\frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} \quad (3.11)$$

Kinetik enerji kesilim değeri (cut-off) veya üretim eşiği T_{cut} ile gösterilmektedir. Bu eşik değerin altında, açığa çıkan yumuşak (soft) ikincillerin benzetişimi, gelen parçacığın sürekli enerji kaybı olarak yapılır. Bu eşik değerin yukarısında açık bir şekilde ikincil parçacık üretimi gerçekleşir. Ortalama enerji kaybı oranı

$$\frac{dE_{\text{soft}}(E, T_{\text{cut}})}{dx} = n_{\text{at}} \cdot \int_0^{T_{\text{cut}}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} T dT \quad (3.12)$$

ile ifade edilir. Burada n_{at} , malzeme içerisinde birim hacim başına düşen atom sayısıdır. $T > T_{\text{cut}}$ enerjili bir ikincil parçacığın açığa çıkması için atom başına toplam tesir kesiti

$$\sigma(Z, E, T_{\text{cut}}) = \int_{T_{\text{cut}}}^{T_M} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} T dT \quad (3.13)$$

eşitliğiyle verilir. Burada T_M , ikincil parçacığa aktarılabilir en büyük enerjidir. Eğer verilen bir parçacık için enerji kaybını sağlayan birden fazla sayıda süreç varsa, bu durumda enerji kaybının toplam sürekli kısmını

$$\frac{dE_{\text{soft}}^{\text{tot}}(E, T_{\text{cut}})}{dx} = \sum_i \frac{dE_{\text{soft},i}(E, T_{\text{cut}})}{dx} \quad (3.14)$$

ile verilir. Bu değerler, GEANT4'ün ilk kullanıma hazırlanma aşaması sırasında, önceden hesaplanırlar ve dE/dx tablosunda kaydedilirler. Bu tablo kullanılarak, parçacığın verilen malzeme içerisindeki menzili hesaplanır ve menzil tablosunda depolanır. Menzil tablosu daha sonra ters menzil tablosu elde etmek için tersine çevrilir. Çalıştır sırasında, bu tablolar kullanılarak parçacığın sürekli enerji kaybı ve menzil değerleri elde edilir. Enerji kaybına katkı yapan açıkça gözlenebilen süreçler bu aşamada hesaplamaya dahil edilmezler. Aksine, üretim eşiğinin yukarısında kinetik enerjiye sahip ikincillerin üretimi, her biri somut bir şekilde kendini gösteren enerji kaybı süreçleri aracılığıyla örneklenir. Bu tablolar için varsayılan enerji aralığı,

100 eV'dan 100 TeV'e kadar uzanır. Müon enerji kaybı süreçlerinde kullanılan modeller, daha yüksek enerjiler için geçerlidir ve bu aralık 100 PeV'e kadar genişleyebilir.

3.4.2.1. GEANT4'te Ağır Yüklü Parçacıkların Enerji Kaybı

Pozitif yüklü hadronlar ve iyonların enerji kaybında hafızadan kazanç sağlamak için, dE/dx , menzil ve ters menzil tabloları sadece proton, antiproton, müonlar, pionlar, kaonlar ve genel iyon (generic ion) için yapılandırılır. Diğer parçacıklar için enerji kaybı, T_{scale} ölçeklendirilmiş kinetik enerjisinde bu tablolar kullanılarak hesaplanır:

$$T_{\text{scale}} = T \frac{M_{\text{base}}}{M_{\text{par}}}, \quad (3.15)$$

Burada T parçacık kinetik enerjisidir, M_{base} ve M_{par} sırasıyla, ölçeklendirmede temel alınan parçacık (proton veya kaon) ile enerjisi hesaplanan parçacığın kütleleridir. Sıfırdan farklı spine sahip pozitif yüklü hadronlar için ölçeklendirmede proton temel alınır. Sıfırdan farklı spinli negatif yüklü hadronlar için antiproton, sıfır spinli parçacıklar için ise K^+ veya K^- 'dan uygun olanı kullanılır. $Z > 2$ olan tüm iyonlar için ölçeklendirmede sezilgen parçacık olan, genel iyon baz alınır. Enerji kaybı,

$$\frac{dE}{dx}(T) = q_{\text{eff}}^2 (F_1(T) \frac{dE}{dx}_{\text{base}}(T_{\text{scale}}) + F_2(T, q_{\text{eff}})) \quad (3.16)$$

ölçeklendirme bağıntısıyla tanımlanır. Burada q_{eff} pozitron yükü biriminde parçacığın etkin yükü, F_1 ve F_2 hesaplanmış veri tabanından alınan verilere dayanılarak, çeşitli faktörleri hesaba katan düzeltme fonksiyonlarıdır. Bir hadron için q_{eff} hadronun yüküne eşittir. Transport edilen iyon ile ortam arasındaki elektron değiş tokuşu nedeniyle, yavaş bir iyon için etkin yük, iyonun çekirdek yükünden farklıdır.

GEANT4'te kullanılan parçacık-madde etkileşme türleri ve modellemeleriyle ilgili detaylı bilgi için bkz. (<http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>).

3.4.3. GEANT4 Perdeli Coulomb Saçılma Algoritması

Enerjik iyonların madde içerisinde geçişini konu edinen bir çok bilim dalında, atomlar arası saçılma süreci karakteristiğinin gerçekçi bir şekilde hesaplanması gereksinimi ortaya çıkmıştır. Marcus H. Mendenhall ve Robert A. Weller, GEANT4 Monte-Carlo paketi içerisinde atomlar arasındaki perdeli Coulomb saçılmasını etkin bir şekilde hesaplamak için bir algoritma geliştirmişlerdir. Bu model saçılma olayları için klasik hareket denklemlerini açık bir şekilde hesaplamaya dahil eder. Böylece hem gelen parçacığın hem de geritepen hedef çekirdeğin hassas ve doğru bir şekilde takibi yapılmış olur. Bu algoritma, geri saçılma hesaplamaları için kullanışlı olan Lens-Jensen ve nükleer sıçrama ile iyon ekme problemleri için uygun olan ZBL gibi keyfi perdeleme fonksiyonlarını kullanıcının yapılan benzetişime dahil etmesine olanak sağlar. Bu modelde, iki atomun birbirlerinden saçılması tamamen klasik bir süreç olarak ele alınır ve her iki atomun

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \chi\left(\frac{r}{a}\right)$$

ile tanımlanan bir atomlar arası potansiyele maruz kalacağı varsayılır. Burada Z_1 ve Z_2 , nükleer proton sayıları, e^2 elektromanyetik çiftlenim sabiti (SI birim sisteminde $q_e^2/4\pi\epsilon_0$), r çekirdekler arasındaki mesafe, χ perdeleme fonksiyonudur. Çoğu durum için, χ tüm iyonlar için kullanılan evrensel bir fonksiyon ve a bu perdeleme için karakteristik bir büyüklük olup, kabul edilebilir doğrulukta bir saçılma davranışı elde edebilmek için uygun şekilde ayarlanan bir uzunluktur. Gelen parçacığın kütle merkezi sistemindeki enerjisi E_c , klasik vurma parametresi b ve saçılma açısı θ_c ile temsil edilmektedir (Mendenhall ve Weller 2005). Mendenhall ve Weller yaptıkları hesaplamalarda yaygın bir yaklaşım kullanarak indirgenmiş büyüklükler cinsinden çalışmışlardır. Buna göre indirgenmiş kütle merkezi enerjisi

$$\varepsilon \equiv E_c a / Z_1 Z_2 e^2 \quad (3.17)$$

indirgenmiş uzunluk x

$$r = ax \quad (3.18)$$

ve indirgenmiş vurma parametresi β

$$\beta \equiv \frac{b}{a} \quad (3.19)$$

ile ifade edilir ve bunlara ek olarak

$$f(x) = \left(1 - \frac{\chi(x)}{x\varepsilon} - \frac{\beta^2}{x^2}\right)^{-1/2} \quad (3.20)$$

şeklindeki bir fonksiyon yardımıyla, saçılma integrali

$$\theta_c = \pi - 2\beta \int_{x_0}^{\infty} f(z) dz/z^2 \quad (3.21)$$

olarak verilir. Burada x_0 , verilen ε ve β için indirgenmiş klasik dönme yarıçapı olup $x_0 = r_0/a$ ile tanımlanır. r_0 en kısa yaklaşma mesafesidir. x_0 ,

$$\begin{aligned} [f(x_0)]^{-1} &= 0 \\ \text{veya} & \\ x_0 - \frac{\chi(x_0)}{\varepsilon} - \frac{\beta^2}{x_0} &= 0 \end{aligned} \quad (3.22)$$

eşitliğinin çözümüyle bulunur. Bu tanımlamalar aracılığıyla, diferansiyel tesir kesiti (boyutsuz)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\beta}{\sin(\theta_c)} \left|\frac{d\theta_c}{d\beta}\right|^{-1} \quad (3.23)$$

ile verilir. Eşitlik (3.21) ile verilen saçılma integralinin hesabındaki zorluklar nedeni ile bir değişken değiştirme yöntemi kullanılır:

$$x = \frac{x_0}{\cos(\pi z/2)} \quad (3.24)$$

Sonuçta, saçılma integrali

$$\theta_c = \pi \left(1 - \frac{\beta\alpha(\varepsilon, \beta)}{x_0}\right) \quad (3.25)$$

ile ifade edilir.

Burada $\alpha(\varepsilon, \beta)$ fonksiyonunu

$$\alpha(\varepsilon, \beta) = \int_0^1 \sin(\pi z/2) f\left(\frac{x_0}{\cos(\pi z/2)}\right) dz \quad (3.26)$$

ile verilir.

Saçılma integrali hesabının aslında bir α hesabı olduğu (3.25) ifadesinden açıkça görülmektedir. Perdeleme fonksiyonu, indirgenmiş enerji ve vurma parametresi bilindiğinde, saçılma açısı ve tesir kesiti, bu eşitlikler kullanılarak analitik olarak hesaplanır. Problem, en kısa yaklaşma mesafesi x_0 için Eşitlik (3.22)'nin çözülmesi, $\alpha(\varepsilon, \beta)$ 'nın hesaplanması, ε ve θ_c 'nin bir fonksiyonu olarak β 'yı elde etmek için Eşitlik (3.25)'in tersine çözümü aşamalarından oluşur (Mendenhall ve Weller 1991).

x_0 , α ve β 'nin Hesaplanması:

En kısa yaklaşma mesafesi x_0 , Eşitlik (3.22)'nin çözümüyle bulunur. ε ve β cinsinden x_0 'ı veren analitik bir ifadenin var olmamasından dolayı, çözümler bazı sayısal yöntemler kullanılarak yapılmıştır (Mendenhall ve Weller 1991). α değişkeni,

$$\alpha \approx \frac{1 + \lambda_0}{30} + \sum_{i=1}^4 \omega_i^1 f\left(\frac{x_0}{q_i}\right) \quad (3.27)$$

ile ifade edilir. Buradaki λ_0 ,

$$\lambda_0 = \left(\frac{1}{2} + \frac{\beta^2}{2x_0^2} - \frac{\chi^1(x_0)}{2\varepsilon}\right)^{-1/2} \quad (3.28)$$

ω ve q_i ise,

$$\omega_i^1 \in [0.03472124, 0.1476903, 0.23485003, 0.1860249]$$

$$q_i \in [0.9830235, 0.8465224, 0.5323531, 0.18347974]$$

ile verilir (Mendenhall ve Weller 2005). Saçılma integralinin hesaplanmasındaki en son sayısal algoritma, β 'nin elde edilmesi aşamasıdır. Yapılan sayısal hesaplamalara

göre β ,

$$\begin{aligned} \varepsilon \geq 1 & \quad 0.70\beta_0 < \beta < (2\varepsilon \tan(\theta_c/2))^{-1} \\ \varepsilon < 1 & \quad 0.90\beta_0 < \beta < 1.4\beta_0 \end{aligned} \quad (3.29)$$

ile verilir. Burada $\beta_0 = \gamma x_\beta$ olup $\gamma = (\pi - \theta_c/\pi)$ ve $x_\beta = (1 - \gamma^2)\varepsilon$ değerine karşılık gelen en kısa yaklaşma mesafesidir. Bu eşitliklerdeki sayısal değerler, başta evrensel potansiyel olmak üzere, diğer potansiyeller için de uygundur. Eşitlik (3.23)'ten görülebileceği gibi tesir kesiti, θ_c 'nin β 'ya göre diferansiyeli alınarak elde edilir. Bunu yapmak için sayısal bir yöntem tercih edilir (Mendenhall ve Weller 1991).

Bir Monte Carlo kodu uygulamasında ihtiyaç duyulan büyüklüklerden bir tanesi saçıcı integral $\theta_c(Z_1, Z_2, E_c, b)$, diğeri ise hesaplanmış $\sigma_0(Z_1, Z_2, E_c)$ toplam tesir kesitidir.

GEANT4'te bir l_μ ortalama serbest yolu belirlenirken toplam tesir kesiti kullanılır. Bir parçacığın kesikli saçılma olayları arasında aldığı yollar, l_μ yardımıyla gelişigüzel olarak üretilir. Örneğin, bir katı malzeme içerisinde hareket eden bir iyonun saçılması gerçekte, kesikli değil sürekli bir süreçtir. Bununla birlikte, Mendenhall ve Weller, ilgili süreç için bir en küçük enerji transferi değeri tanımlayarak ve istatistiksel olarak ortalama serbest yolun bunun gibi en küçük enerjinin gerçekleştiği bir yol olacağı düşüncesinden yola çıkarak, bu tür bir saçılmayı bir kesikli olaylar dizisi durumuna indirgeyen bir basitleştirme yapmışlar ve bunun son derecede gerçekçi ve kullanışlı bir yöntem olacağını ortaya koymuşlardır. Yöntem, seçilen en küçük enerji transferinden daha küçük enerji transferlerinin toplamı, söz konusu en küçük enerji transferi değerinin yanında ihmal edilebilir olduğu sürece geçerlidir. Vurma parametresi, seçilmiş l_μ değeriyle uyumlu olarak ayarlandığı müddetçe, fiziksel sonuç özellikle seçilen değere duyarlı olmaz. Bu tür bir hipotezin geçerliliğini sınavan ve en küçük enerji transferinin kabul edilebilirlik sınırlarını belirleyen testler Mendenhall ve Weller (1991)'de bulunabilir. Böylece, gerçek fiziksel sonucun seçilen l_μ değerine çok duyarlı olmadığı fikrinden yola çıkılarak, l_μ 'yü hesaplamakta kullanılan σ_0 tesir kesitinin tanımlanmasına dair kısmen bir serbestlik söz konusu olabilir. Buradaki uygulama için kullanılan yöntem şöyledir:

Hesaplamaya dahil edilen en küçük enerji transfer değeri olan bir E_{\min} fiziksel kesilim enerjisi tanımlanır. Z_1 atom numaralı, M_1 kütleli ve laboratuvar koordinat siteminde E_0 enerjili gelen bir parçacık ile, Z_2 atom numaralı, M_2 kütleli bir hedef atomu için, bu büyüklükteki bir enerjiyi hedefe aktaracak saçılma açısı

$$E_{\min} = E_0 \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 \frac{\theta_c}{2} \quad (3.30)$$

eşitliğinin çözümünden bulunur ve daha sonra Eşitlik (3.25) iteratif olarak tersine çözülür. Böylece bu θ_c değerini sağlayan vurma parametresi elde edilir. Daha sonra toplam tesir kesiti $\sigma_0 = \pi b^2$ olarak tanımlanır. Bu değer iyonun içinden geçerken en azından en küçük enerji transferinin meydana geleceği diskin alanıdır. Bu sürecin nispeten uzun olması ve sonuca çok büyük bir sıklıkla ihtiyaç duyulması nedeniyle, $\sigma_0(E_0)$ değerleri, her bir gelen iyon ve hedef atom çifti için önceden hesaplanır ve saklanır. Vurma parametresinde kullanılan l_μ değerleri, bu tabloyla tam olarak uyumlu oldukları sürece, hesaplamayı bozmadan, saklanan sonuçlar kabaca bir örnekleme tablosunda depolanabilmektedir. Saçıcı integral hesabı için gerekli olan son adım, her bir saçıcı olayda kullanılacak b vurma parametresinin istatistiksel olarak seçimi aşamasıdır. Bu işlem TRIM programında (<http://www.srim.org/>) kullanılan algoritma temel alınarak yapılır. Burada vurma parametrelerinin kümülatif olasılık dağılımı

$$P(b) = 1 - \exp\left(\frac{-\pi b^2}{\sigma_0}\right) \quad (3.31)$$

ile ifade edilir. Eşitlikte, $N\sigma_0 \equiv 1/l_\mu$, N hedef malzeme içindeki saçıcı merkezlerin sayısal olarak toplam yoğunluğu ve l_μ genelde bilinen yöntemle hesaplanan ortalama serbest yoldur. $(0, 1]$ aralığındaki düzgün dağılımlı gelişigüzel bir r değişkeninden bu dağılımın üretilmesinde ihtiyaç duyulan fonksiyon,

$$b = \sqrt{\frac{-\log r}{\pi N l_\mu}} \quad (3.32)$$

şeklinindedir. Söz konusu örnekleme fonksiyonunun seçimiyle özel bir durum ortaya çıkar. Bu seçimden dolayı, $1/e$ olasılıkla, kesilim enerjisi transferiyle sonuçlanan vurma parametresi değerlerinden daha büyük vurma parametreleri üretilebilmektedir.

Bu gerekleŖtiđinde, enerji transferi eŖik değerden daha küçük olduğundan, saçılma olayı artık iŖleme alınmaz. Bu nedenle, ilgilenilmeyen olayları en aza indirmek amacıyla, vurma parametresinin belirlenmesi iŖlemi algoritmanın ilk baŖlarında yapılır.

Ortalama serbest yolun çok kısa olması durumunda, vurma parametresi farklı bir Ŗekilde örneklenir. $\sigma_0 > \pi \left(\frac{l}{2}\right)^2$ olması halinde, $l/2$ yarıçaplı bir disk üzerinde bir düzgün örnekleme yapılır. Sonuçta vurma parametresi

$$b = \frac{l}{2} \sqrt{r} \quad (3.33)$$

Ŗeklinde verilir. Burada l malzemenin ortalama örgü sabitidir ve $l = N^{-1/3}$ ile tanımlanır. KomŖu atoma daha yakın olunduğundan bu iŖleme, örgü boŖluđunun yarısından daha büyük vurma parametrelerinin üretilmemesi durumu hesaplamaya dahil edilmiŖ olur. Bu zellik TRIM temel alınarak uygulamaya konulmuŖtur.

Büyük açılı saçılma gibi diğerlerine kıyasla daha az gerekleŖen olayların üretimini hızlandırmak için modele baŖka bir özellik daha dahil edilir. Bu algoritma ile tesir kesitleri, etkileŖmelerin belirli bir kesri için keyfi bir Ŗekilde leklenir. Burada iki tane parametre vardır. İlki, etkileŖmelerin hangi kesrinin alınacağını belirten bir f_h frekansıdır. İkinci parametre, tesir kesiti için ölçeklendirme çarpanıdır ve bu etkileŖmelerin bir f_h kesri için, vurma parametresini $b^I = b/\sqrt{scale}$ Ŗeklinde ölçeklendirerek yerine getirilir (Mendenhall ve Weller 2005).

Sonuç olarak, Mendenhall ve Weller tarafından geliŖtirmiŖ olan bu algoritma ile, keyfi perdeleme fonksiyonlarının kullanılabilme seçeneğiyle birlikte, perdeli Coulomb arpıŖmaları için doğru ve etkin Ŗekilde klasik saçılma integrali ve tesir kesiti hesaplamaları yapılabilir (Mendenhall ve Weller 1991).

3.4.4. GEANT4 Tabanlı NIEL Hesabı

İyonlaştırıcı olmayan enerji kaybı (*NIEL*), geritepen parçacıkların iyonlaşma sürecine harcadıkları enerjiyi dışarlamak için bir düzeltmeyi içeren bir çeşit nükleer durdurma gücüdür. Nükleer durdurma gücünden farklı olarak, iyon-atom esnek çarpışmalarına ilaveten açık bir şekilde nükleer reaksiyonları da içerir. *NIEL*, bir hedef içerisinde nihayetinde bir yerde son bulan belirli bir noktada, bir radyasyon kuantumu tarafından, tamamen atomik hareket biçiminde birim yörünge başına kaybedilen enerji kesrinin bir ölçüsüdür. GEANT4 içerisinde *NIEL*,

$$NIEL(E) = \frac{N_A}{A} \sum_i L(T) T d\sigma_i(E, T) \quad (3.34)$$

ile tanımlanır. Burada $d\sigma_i(E, T)$, E enerjili parçacığın T enerjili bir ikincil parçacık oluşturması için diferansiyel tesir kesiti, N_A Avogadro sayısı, A g/cm³ biriminde molar atomik kütle ve $L(T)$ Lindhard paylaşım fonksiyonudur (Weller *ve ark.* 2004). Eşitlik (3.34)'teki, toplamın ve integrasyonun kinematik olarak izinli tüm süreçler üzerinden alındığı varsayılır. GEANT4'te kullanılan bu yaklaşımda, diğer Monte Carlo hesaplamalarından farklı olarak, elektromanyetik ve hadronik etkileşmelerde açığa çıkan elektron, foton, nötron ve bunların ikincilleri, deneysel hacim içerisinde durgun hale gelinceye veya bu hacimi terk edinceye kadar açık bir şekilde takip edilir. Tüm süreçler tarafından malzeme içerisindeki iyonlaştırıcı veya iyonlaştırıcı olmayan enerji kaybı, konum ve zamanın fonksiyonu olarak belirlenip etkileşme türüne göre ayırdelebilmektedir (Weller *ve ark.* 2004).

3.5. FLUKA (FLUktuierende KAskade)

FLUKA (<http://www.fluka.org/fluka.php>), madde-parçacık etkileşmeleri ve parçacık taşınımı hesaplamaları yapmak için geliştirilmiş genel amaçlı bir programdır. Proton ve elektron hızlandırıcı koruma kalkanından, hedef ve detektör tasarımı, kalorimetre, dozimetri, hızlandırıcı sürücü sistemleri, kozmik ışınlar, nötrino fiziği, radyoterapi gibi geniş bir uygulama alanına sahiptir. 100 eV-1 keV'den 1000 TeV enerjilere kadar

foton ve elektronları, herhangi bir enerjideki nötrinoları, müonları ve 20 TeV'e kadar (DPMJET koduyla bağlantı kurularak 10 PeV'e kadar) enerjilere sahip hadronları ve tüm bunlara uygun anti-parçacıkları, termal enerjilere kadar nötronları ve ağır iyonları olmak üzere, 60 farklı parçacık türünün madde içerisindeki taşınımalarının ve etkileşmelerinin yüksek bir doğrulukla benzetişimi yapılabilmektedir. Bunun yanı sıra, kutuplanmış fotonlar (örneğin, sinkrotron radyasyonu) ve optik fotonlar da transport edilebilmektedir. Ayrıca, kararsız durumdaki rezidüel çekirdeklerden açığa çıkan radyasyonun zaman içerisindeki gelişimi ve takibi yapılabilmektedir.

İyi bilinen kombinasyonel geometri (Combinatorial geometry, CG) paketinin geliştirilmiş bir sürümü ile FLUKA'da çok kompleks geometriler kurulabilmekte ve (manyetik veya elektrik alanların varlığında) yüklü parçacıkların doğru bir şekilde takibi yapılabilmektedir.

3.5.1. FLUKA Nötron Tesir Kesiti Kütüphanesi

Varsayılan FLUKA nötron tesir kesiti kütüphanesi, fizik, dozimetri ve hızlandırıcı mühendisliği alanlarında kullanılan 250 farklı malzemeden oluşur (doğal elementler veya tek tek çekirdekler). Bu kütüphane, en son ölçümler (ENDF/B, JEF, JENDL vb.) temel alınarak sürekli olarak yenilenmektedir. Varsayılan FLUKA nötron tesir kesiti kütüphanesi 260 nötron ve 42 gamma grubuna sahiptir. Enerji grubunun her biri için bir sayı kullanılır ve numaralandırma azalan enerjiye göre yapılır (örneğin en yüksek enerjili grubun numarası 1'dir). FLUKA'da foton transportunun enerji ve açı cinsinden sürekli olması, ayrıca elektron ve foton transportunun Electro-Magnetic FLUKA (EMF) modülüyle yapılmasından dolayı, gamma enerji grupları yalnızca (n, gamma) üretiminde kullanılır. Çok sayıda malzeme için ortamda depolanan nötron enerjisi hesabı (düşük enerji fizyon katkılarını da içeren) kerma faktörleri aracılığıyla yapılır. Ayrıca, geritepen protonlar ile $N(n, p)$ reaksiyonundan açığa çıkan protonlar üretilip açık bir şekilde transportları da yapılabilir.

3.5.1.1. FLUKA'da Düşük Enerjili Nötron Etkileşmeleri

Nötron transport kodlarında, nokta tabanlı (sürekli tesir kesitleri) ve grup tabanlı transport olmak üzere genellikle iki yaklaşım kullanılır. Nokta tabanlı, kesinlik ve açıklıkla verilmiş tesir kesitlerini uygular ancak çok zaman kaybına yol açar. Grup yaklaşımı, çoğu uygulamalar için hızlı ve iyi sonuçlar vermesinden dolayı, nötron transport kodlarında yaygın bir şekilde kullanılır. FLUKA grup transport tekniğini kullanır. Grup tabanlı transport, ilgilenilen enerji aralığını verilen sayıda kesikli aralıklara böler: enerji grupları. Grupların sayısı, eşit logaritmik genişlikte olup, yaklaşık olarak 260'tır (bunların 31 tanesi termaldir). En yüksek enerjili grubun numarası 1 iken en düşük enerjili grup numarası ise 260'tır. Farklı gruplar arasındaki saçılma transfer olasılığı, bir Legendre polinom açılımıyla ifade edilir. Esnek ve esnek olmayan reaksiyonlar benzetişime ayrı birer süreç olarak dahil edilmeyip, grup transfer olasılığına göre işlem görürler: aşağı saçılma matris (downscattering matrix) (Ferrari *ve ark.* 2011). Aşağı saçılma, verilen bir grupta yer alan nötronun, enerji kaybına uğradığı yerde bir saçılmaya uğradığı anlamına gelir. Nötron, bunun ardından daha düşük enerjili bir grupta bulunur. Eğer nötron başka bir grupta olacak şekilde yeterli miktarda enerji kaybetmezse, bu durumda aynı grubunda bulunmayı sürdürür. Termal bölgede bulunan nötronların enerji kazanma ihtimalleri her zaman söz konusu olduğundan, bunlar yukarı saçılma matrisine (upscattering matrix) göre işlem görürler. Bu matristeki bir nötron, daha yüksek enerjili bir gruba saçılma transfer olasılığına sahiptir. FLUKA'da kullanılmakta olan çoklu-grup (multi-group) yaklaşımı, sürekli tesir kesitleri kullanan herhangi bir olası yaklaşıma göre daha güvenilir ve çok daha hızlıdır. Ancak grup yaklaşımının kötü sonuçlar verebileceği iki tane ender rastlanan durum söz konusudur. İlki, her bir nötron için hesaplama öncesinde sadece bir kez saçılma olasılığı olduğu zaman ortaya çıkar. Bununla birlikte bu problem, iki veya daha fazla sayıda saçılma olasılığı olduğu sürece tamamen ortadan kalkar: Bir çarpışmadan sonra, kesikli bir dağılımdan sadece kutup açısı örneklenir. Azimuthal açı düzgün bir dağılımdan geliş güzel olarak seçilir. İkinci durum, açıyla ilgili olmayıp, kullanılan tesir kesitlerinin enerji yapısıyla alakalıdır (Ferrari *ve ark.* 2011).

Gamma Üretimi:

$(n, x\gamma)$ reaksiyonlarından gamma üretimi, hesaplanmış nükleer veri dosyalarında yer alan elementler için söz konusudur. Düşük enerjili nötronlarla gamma üretimi de genellikle, bir çoklu grup yaklaşımıyla yapılır. Bir aşağı saçılma matrisi, verilen bir enerji grubundaki bir nötronun, 1 keV – 50 MeV aralığındaki belirli bir sayıdaki gamma enerji grupları (FLUKA kütüphanesinde 42 grup) içerisinde yer alan bir foton üretmesi için bir olasılık sağlar. Bu duruma uymayan bir kaç istisna durum vardır. Bu gamma üretim matrisi, yakalama gammalarını ve diğer esnek olmayan reaksiyonlarla (n, n') üretilen gammaları içermez. Her durumda üretilen gammalar, FLUKA'da diğer tüm fotonlarla aynı şekilde, sürekli tesir kesitleri ve maddeyle olan etkileşmelerinin açık ve detaylı bir betimlemesi kullanılarak transport edilir.

İkincil Nötronlar:

Çoklu-grup transport yaklaşımında, (n, xn) reaksiyonları ile ikincil nötron üretimi, soğurulmama olasılığı adı verilen bir büyüklükle yapılır. Bu, bir çarpışmadan sonra bir nötronun ağırlığının (weight) çarpıldığı grup-bağımlı bir faktördür. Sadece, olası süreçler saçılma ve yakalama ise, soğurulmama olasılığının büyüklüğü 1'den küçük olur. Ancak $(n, 2n)$ reaksiyonunun meydana geldiği eşik enerjisinden daha yüksek enerjilerde, 1'den daha büyük değerler alabilir. Bununla birlikte, fizyon nötronları ayrı bir şekilde işleme alınır ve grup-bağımlı fizyon olasılığıyla açık şekilde üretilirler. Fizyon nötronları, izotop ve nötron için uygun bir fizyon spektrumu kullanılarak örneklenmiş bir enerjiyle izotropik olarak açığa çıkarlar ve enerjileri, izotop ve nötron enerjisi için uygun bir fizyon spektrumu kullanılarak örneklenir. Fizyon nötron çokluluğu bağımsız olarak, Avrupa, Amerika ve Japonya veri tabanlarından sağlanır.

Yüklü Parçacıkların Üretimi:

Üretilen geritepen protonlar ve $N(n, p)$ reaksiyonundan açığa çıkan protonlar, esnek saçılma, enerjideki sapmaları içine alan sürekli enerji kaybı, delta ışını üretimi, çoklu ve tekli saçılma gibi süreçlerin hepsinin kinematığı detaylı olarak göz önüne alınarak açık bir şekilde transport edilirler. Düşük enerjili nötron reaksiyonlarıyla

üretilen fizyon parçalarını içeren diğer tüm yüklü ikincillerin transportu yapılmaz ancak kerma faktörleri kullanılarak etkileşme noktasında depolanırlar.

Rezidüel Çekirdek Üretimi:

Hepsi için olmasa da, çok sayıda malzeme için, düşük enerjili nötron etkileşmeleri ile üretilen rezidüel çekirdeklere dair grup-bağımlı bilgi, FLUKA kütüphanelerinde mevcuttur. Rezidüel çekirdek hesabı yapılırken bu bilgilerden yararlanır. Fizyon parçaları, Avrupa, Amerika ve Japon veri tabanlarından alınan hesaplanmış veriler kullanılarak bağımsız olarak örneklenirler.

3.5.2. FLUKA'da Ağır İyon Transportu

FLUKA'da ağır iyon transportu (enerji kaybı, etkin yük ve ilgili dalgalanmalar, çoklu saçılma), büyük ölçüde önceden var olan programlar temel alınarak geliştirilmiştir. (> 5 GeV) yüksek enerji menziline kapsayacak şekilde DPMJET kodu ile FLUKA arasında bir arayüz oluşturulmuştur ve düşük enerjilerde kullanılan RQMD-2.4 kodu (Relativistik Kuantum Moleküler Dinamik) geniş ölçüde değiştirilmiştir. ≈ 0.1 GeV'in altındaki çok düşük enerjiler için, Boltzman Master Denklemine (BME) dayanan bir işleyiş uygulanmıştır. DPMJET, yüksek enerjili bir hadron-hadron, hadron-çekirdek ve çekirdek-çekirdek etkileşme modelidir ve nükleon başına bir kaç GeV'den en yüksek kozmik ışın enerjilerine kadar etkileşmeler tanımlanabilmektedir. RQMD arayüzü aracılığıyla, uyarılmış rezidüellerin buharlaşması ve kararlı duruma geçmeleri yapılabilmektedir (Ferrari *ve ark.* 2011).

3.5.3. Çekirdek-Çekirdek Etkileşmeleri

İyonlar tarafından üretilen nükleer etkileşmeler, dış olay üreteçlerine arayüzler kullanılarak yapılır.

- Nükleon başına 5 GeV'in yukarıdaki çekirdekler için, özel kullanıma hazırlama işlemleriyle DPMJET-II veya DPMJET-III.
- Nükleon başına 0.125-5 GeV arasında, düzeltilmiş RQMD (Relativistic

Quantum Molecular Dynamics).

- Nükleon başına 0.125 GeV için, BME (Boltzman Master Equation).

FLUKA'da parçacık-madde etkileşme türleri ve modellemeleriyle ilgili detaylı bilgi için bkz. (<http://www.fluka.org/fluka.php>).

3.5.4. FLUKA Tabanlı NIEL Hesabı

FLUKA'da kullanılan uygulama, belirli bir enerji kesrinin yukarısında enerjiye sahip geritepenler için, (2.49) ile verilen sınırlandırılmış nükleer enerji kaybı hesabının yapılmasına imkan veren gerçekçi biçim faktörlerini kullanan, evrensel potansiyelin integrasyonuna dayanır. İntegrasyon, gelen parçacığa ve hedef çekirdeğe olan bağlılığı ortadan kaldırmak için indirgenmiş enerji çerçevesinde yapılır. Sonuçta, nükleer geritepenlere transfer edilen toplam enerji *NIEL*,

$$NIEL(E) = \frac{N_A}{A} \int_0^{T_M} \xi(T) T \frac{d\sigma}{dT_E} dT \quad (3.35)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanır. Burada N_A Avogadro sayısı, A atomik kütle numarası ve $T_M = 4M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$ hedef atoma transfer edilebilen en büyük enerjidir (Fasso *ve ark.* 2011).

3.5.5. FLUKA Tabanlı Atom Başına Yerdeğiştirme (dpa) Hesabı

Atom başına yerdeğiştirme (Displacement per atom, *dpa*), radyasyon hasarını ölçmekte sıklıkla kullanılan birimdir. *dpa* ışınlanan malzemelerde radyasyon hasarı miktarının bir ölçüsüdür. Örneğin, 3 *dpa*, malzemedeki her bir atomun örgüdeki konumlarından ortalama 3 kez yerdeğiştirmiş oldukları anlamına gelir. *dpa*, doğrudan toplam kusur sayısı veya Frenkel çiftlerinin sayısı ile N_F ilişkilidir.

$$dpa = \frac{A}{N_A \rho} N_F \quad (3.36)$$

ile verilir.

Burada ρ g/cm³, N_A Avogadro sayısı ve A atomik kütle numarasıdır. N_F^i kanal başına düşen Frenkel çifti sayısıdır. Frenkel çiftlerinin sayısı N_F ise,

$$N_{\text{NRT}} \equiv N_F = \kappa \frac{\xi(T)T}{2T_d} \quad (3.37)$$

eşitliğiyle verilir. Burada N_{NRT} Norgert, Robinson ve Torrens tarafından önerilen kusur sayısıdır. $\kappa = 0.8$ değerine sahip hasar verimi, T PKA kinetik enerjisi, $\xi(T)$ LSS teorisine göre (Lindhard *ve ark.* 1963) Lindhard paylaşım fonksiyonu, $\xi(T)T$ NIEL'le doğrudan ilişkili büyüklük ve T_d yerdeğiştirme eşik enerjisidir (Fasso *ve ark.* 2011).

Yukarıdaki yaklaşımda dpa 'ya $T < T_d$ 'ye kadar tüm geritepenler de dahil edilmiş olduğundan, dpa olması gerekenden daha büyük tahmin edilir. dpa 'nın daha yaklaşık bir tahmini, T_d hasar eşiğinin yukarısındaki T enerjili geritepenler için sınırlandırılmış nükleer durdurma gücünü kullanmaktır:

$$S(T, T_d) = N \int_{T_d}^{T_M} T \frac{d\sigma}{dT} dT \quad (3.38)$$

FLUKA'da sınırlandırılmış nükleer enerji kaybı yaklaşımı, sınırlandırılmamış indirgenmiş nükleer durdurma gücünün Ziegler yaklaşımından yola çıkılarak oluşturulmuştur (bkz. Kesim 2.4.4.2). İşlemlerin detayları Fasso *ve ark.* (2011)'de yer almaktadır.

3.6. ROOT

ROOT (<http://root.cern.ch/drupal/>), yüksek enerji fiziğine dair araştırmaların kalbi olan CERN’de tasarlanmış, verilerin işlendiği bir sistemdir. Her gün binlerce fizikçi, verilerini analiz etmek veya benzetişimlerini yapmak için ROOT uygulamalarını kullanır. ROOT programına ilişkin bilinmesi gerekenler özetle şu şekilde ifade edilebilir:

- Kullanıcı, verilerini bir ROOT dosyasında sıkıştırılmış bir ikili sayı sistemi (binary) biçiminde saklayabilir. Nesne formatı ayrıca aynı dosya içinde muhafaza edilir. ROOT, çok büyük miktardaki verilere, herhangi bir veritaban sisteminden çok daha hızlı bir şekilde erişebilmeyi sağlayan bir veri yapısı sağlar.
- Kullanıcı, bir veya birkaç ROOT dosyasına kaydedilmiş olan verilere, kendi bilgisayarından, internetten ve örneğin GRID’teki gibi kullanılan büyük ölçekli dosya dağıtım sistemlerinden erişebilmektedir. ROOT ağaçları, çok büyük miktardaki verileri sırayla dizilebilen ve tek bir nesne olarak erişilebilen birkaç dosyaya paylaşırır.
- Sonuçlar histogramlarla, saçıcı grafiklerle, fit fonksiyonlarıyla vb. olarak en iyi şekilde gösterilir. Yüksek kalitedeki grafikler PDF veya diğer başka bir formatta kaydedilebilir (<http://root.cern.ch/drupal/content/discovering-root>).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. 1 MeV Enerjili Nötron-Silikon Etkileşme Tesir Kesiti

GEANT4 ve FLUKA benzetişimlerinde Hamamatsu S8148 silikon çığ foto-diyot (APD) malzemesi olarak doğal silikon tercih edilmiştir. Doğal silikon %92.2 ²⁸Si, %4.7 ²⁹Si ve %3.1 ³⁰Si izotoplarından meydana gelir ve 2.33 g/cm³ yoğunluğa sahiptir (<http://www.webelements.com/>). 1 MeV enerjili nötronun doğal silikonla yapacağı olası etkileşme türlerinin belirlenmesi, benzetişimlerde kullanılacak fiziksel süreçlerin anlaşılması açısından çok büyük bir öneme sahiptir. Bu anlamda doğal silikon içerisinde var olan söz konusu üç izotop için JENDL-4.0 (Shibata *ve ark.* 2011) aracılığıyla nötron-silikon etkileşme türleri incelenmiştir.

JENDL-4.0 programı ile 1 MeV'lik nötronun APD içerisinde, (n, ) nötron yakalama tesir kesitinde, silikon izotopları için bir takım rezonansların varlığı gözlenmiştir. Nötron yakalama tesir kesitinin üç silikon izotopu için de ortalama olarak 10⁻⁴ b mertebesinde bir büyüklüğe sahip olduğu belirlenmiştir.

JENDL-4.0 verilerine göre, nötronun esnek olmayan etkileşme tesir kesitinin ²⁸Si için 1.96 MeV, ²⁹Si için 1.5 MeV, ³⁰Si için 2.5 MeV'lik nötron enerjisi ve sonrasında etkili olduğu gözlenmiştir.

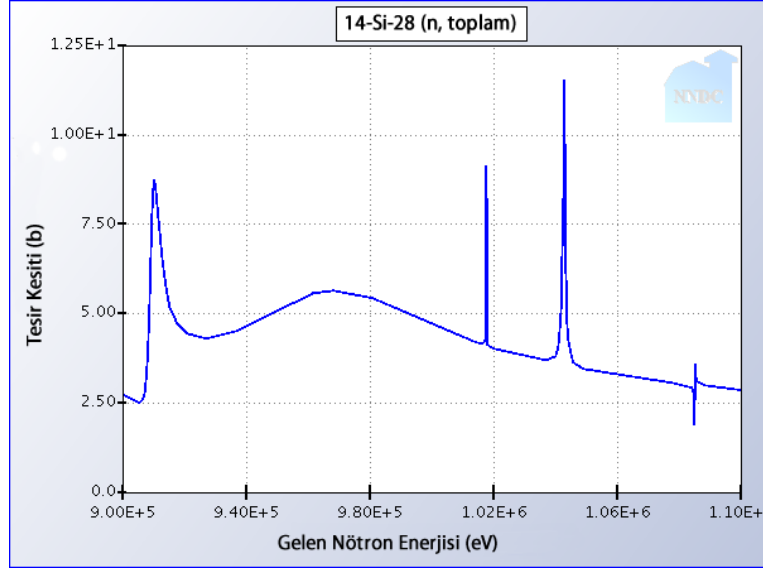
²⁸Si, ²⁹Si ve ³⁰Si izotopları için (n, Si) esnek saçılma tesir kesiti 1 MeV civarında çok sayıda rezonansa sahiptir (²⁸Si için bkz. Şekil 4.1 (b)). 1 MeV'lik nötronun APD içerisindeki olası enerjileri için en baskın sürecin esnek saçılma olduğu belirlenmiştir.

JENDL-4.0'dan, 1 MeV enerjili nötronlar için toplam ve esnek tesir kesitlerinin yaklaşık olarak aynı değerler aldıkları tespit edilmiştir (bkz. Şekil 4.1 (a) ve (b)). Sonuç olarak, JENDL4.0'a göre 1 MeV enerjili nötronun toplam (veya esnek) tesir kesitleri sırasıyla; 4.68 b, 2.16 b ve 2.09 b olarak belirlenmiştir. Bu tesir kesiti değerlerine göre, 1 MeV enerjili bir nötronun bir silikon hedefle ağırlıklı ortalama

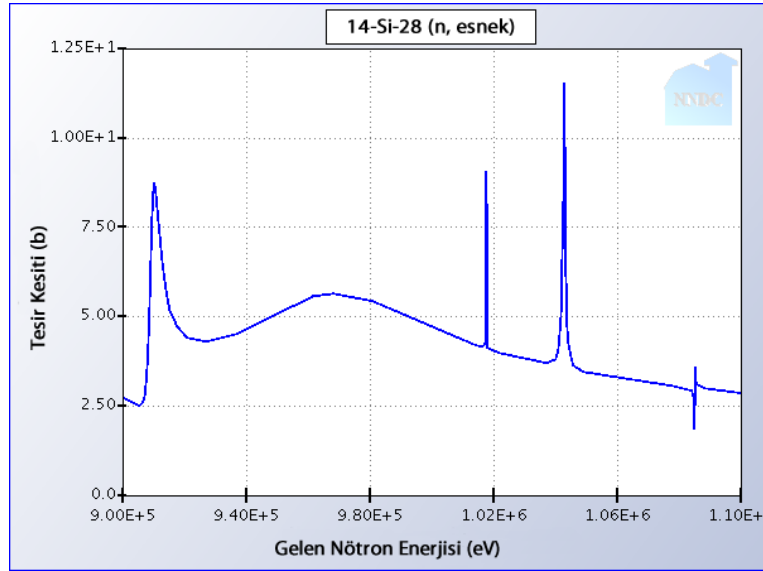
toplam (veya esnek) etkileşme tesir kesiti tüm izotoplar göz önüne alındığında 4.45 b olarak hesaplanmıştır. ADP kalınlığı, çalışılan istatistiki olay sayısı ve tesir kesiti değerleri göz önüne alındığında, (n, γ) tesir kesitinin ($\sim 10^{-4}$ b), toplam etkileşme tesir kesitine olan katkısının ihmal edilebilir olduğu görülmüştür.

Yukarıda bahsedilen tesir kesiti hesaplamaları, Japon hesaplanmış nükleer veri kütüphanesi (JENDL) (<http://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/jendl.html>) kullanılarak yapılmıştır. Şekil 4.1'deki grafikler sigma hesaplanmış nükleer veri edinme ve grafik çizim programı (<http://www.nndc.bnl.gov/sigma/>) ile oluşturulmuştur.

1 MeV enerjili bir nötronun doğal silikon ile herhangi bir etkileşmeye uğramadan önce alacağı yol (ortalama serbest yol), $\lambda = 1/N\sigma$ eşitliği yardımıyla hesaplanabilir. Burada σ etkileşme tesir kesiti, N , $\rho/A.m_p$ ile verilen birim hacimdeki silikon atom sayısıdır. Burada ρ doğal silikon yoğunluğu, $A = 28.09$ g doğal silikon atomik kütlesi ve $m_p = 1.67.10^{-24}$ g proton kütlesidir. Böylece JENDL-4.0 (Shibata *ve ark.* 2011)'a göre σ için ağırlıklı ortalama toplam (veya esnek) etkileşme tesir kesitinin kullanımıyla, 1 MeV enerjili bir nötron için ortalama serbest yol değeri 4.52 cm olarak bulunmuştur. Belirli bir t kalınlığındaki hedefe I_0 şiddetiyle gelen nötronların hedef ortamla etkileşme kesri, Eşitlik (2.4) kullanılarak hesaplanabilir. Buna göre $\sim 100 \mu\text{m}$ kalınlığındaki bir doğal silikon malzemesine gelen 1 MeV enerjili nötron akısının yaklaşık 0.00221'lik bir kesri hedef silikon çekirdekleriyle etkileşmeye gireceği belirlenmiştir.



(a)



(b)

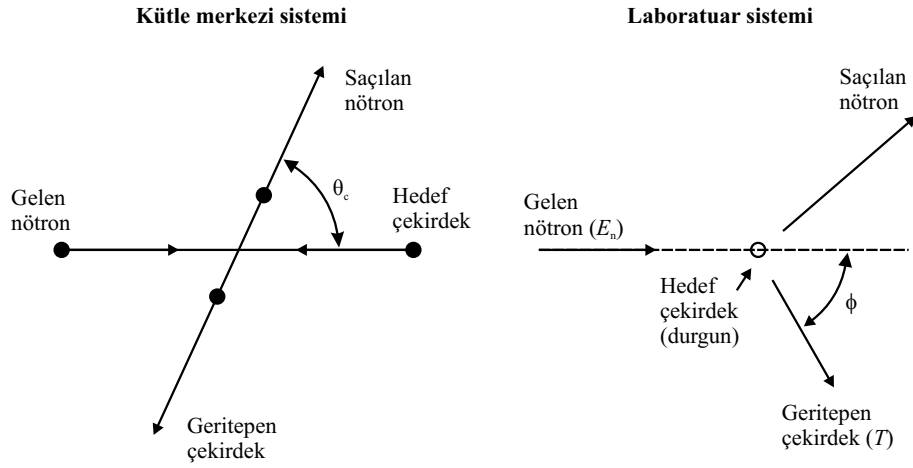
Şekil 4.1. a) JENDL-hesaplanmış nötron veri kütüphanesi kullanılarak üretilmiş ($n, {}^{28}\text{Si}$) toplam tesir kesiti grafiği. b) JENDL-hesaplanmış nötron veri kütüphanesi kullanılarak üretilmiş ($n, {}^{28}\text{Si}$) esnek tesir kesiti grafiği.

4.2. 1 MeV Enerjili Nötron İçin APD Radyasyon Hasarı Benzetişimleri

GEANT4 benzetişimleri GEANT4.9.3, FLUKA benzetişimleri ise FLUKA 2011.2.10 versiyonu kullanılarak yapılmıştır. Benzetişimlerden alınan veriler, ROOT analiz programı aracılığıyla işlenmiş, gerekli histogram ve grafikler oluşturulmuştur. Bir önceki kesimde belirtildiği gibi, benzetişimlerde APD malzemesi olarak doğal silikon

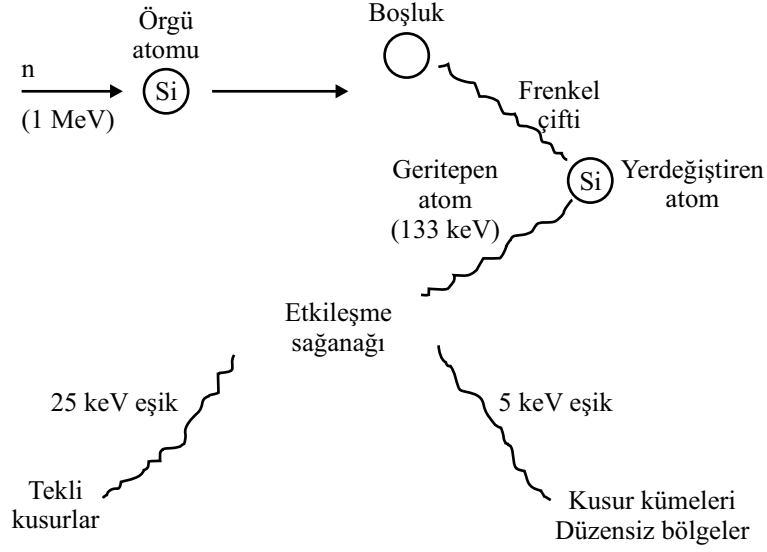
kullanılmış ve APD kalınlığı $\sim 100 \mu\text{m}$ alınmıştır. 1 MeV enerjili 15×10^6 tane nötron, APD ön yüzeyine dik olarak gönderilmişlerdir. Yukarıdaki (n, Si) etkileşme tesir kesiti tartışmaları temel alınarak, GEANT4 benzetişimlerinde yalnızca esnek etkileşmeler dikkate alınmıştır. FLUKA benzetişimlerinde ise düşük enerjili nötron modelleri kullanılmıştır.

Gelen nötron, durgun silikon hedef çekirdekle nükleer esnek etkileşme yaparak, hedef çekirdeğin geritepmesine neden olur ve kendisi de bir doğrultuda saçılmaya uğrar. Bu saçılma sürecinin bir resmi Şekil 4.2’de görülebilir.



Şekil 4.2. Laboratuvar ve kütle merkezi sistemlerinde 1 MeV enerjili nötronun hedef atomla esnek saçılması diyagramları Knoll (1999).

Üretilen geritepen atomun enerjisi, malzemenin yerdeğiştirme eşik enerjisine eşit veya daha büyükse, geritepen atom ek yerdeğiştirmelere neden olur. Bu sürecin sonunda, hedef malzeme içerisinde bazı yerlerde tekli kusurlar, bazı kesimlerde ise bölgesel kusur kümeleri ortaya çıkar. 1 MeV enerjili bir nötronun silikon içerisinde neden olacağı hasar resmi, Şekil 4.3’te görülebilir (bkz. Kesim 2.3).



Şekil 4.3. 1 MeV enerjili nötronun neden olacağı yerdeğiştirme hasar resimi (Li 2009).

4.2.1. GEANT4 Benzetişimleri

Kesim 4.1'deki tartışmalar sonrasında, GEANT4 benzetişimlerinde nötron-madde etkileşmesi için G4NDL 3.13 nötron-veri kütüphanesinden yararlanılmış ve fizik listesi olarak, G4NeutronHPElastic yüksek-hassasiyetli nötron modeli tercih edilmiştir. Diğer bir deyişle, 1 MeV enerjili nötronun APD ile etkileşmesi sonucu oluşan birincil geritepen atomların (PKA'lar) üretimi için G4NeutronHPElastic modelinden yararlanılmıştır.

Çizelge 4.1. Nötron transport süreçleri ve GEANT4 hesaplamalarında kullanılan G4NeutronHP-veri takımı

Süreç	Enerji	G4-isim	G4NeutronHP-veri takımı
Esnek	<20 MeV	G4NeutronHPElastic	ElasticData
	>19 MeV	G4LElastic	ElasticData

1 MeV enerjili nötron transportu için kullanılan fizik listesinin detayları Çizelge 4.1'de verilmektedir.

Nötron-APD etkileşmesi sonucu oluşan birincil geritepen atomlardan, yerdeğiştirme eşik enerjisi $T_d = 21$ eV'a eşit veya daha yüksek enerjiye sahip olanların APD ile etkileşmesi sonucu oluşan diğer ikincil geritepenlerin üretimi için ise, Weller *ve ark.* (2004) tarafından GEANT4 içerisine konulan bir perdeli Coulomb saçılma modülü kullanılmıştır (bkz. Kesim 3.4.3). Bu modülde, Thomas-Fermi, Bohr, Lenz-Jensen, Lindhard, Molière ve ZBL potansiyelleri gibi çok sayıda farklı biçim mevcuttur. GEANT4 benzetişimlerinde atomlar arası etkileşme potansiyeli olarak, ZBL evrensel perdeleme fonksiyonu kullanılmıştır (bkz. Kesim 2.4.3.2).

1 MeV Enerjili Nötronun Saçılma Açısı ve Enerji Transferi :

APD yüzeyine gelen 1 MeV enerjili nötronların APD malzemesiyle etkileşme kesri için, yapılan GEANT4 benzetişiminden 0.00227 değeri elde edilmiştir. Bu büyüklük ise JENDL-4.0 (Shibata *ve ark.* 2011) ile hesaplanmış olan 0.00221 değeriyle oldukça uyumludur.

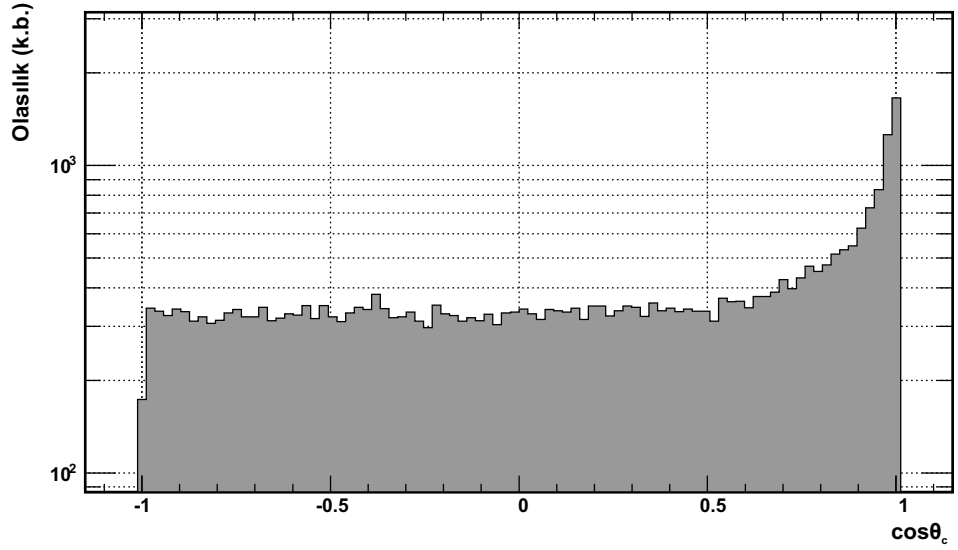
1 MeV'lik bir enerjiyle APD içerisine giren nötronların nükleer esnek etkileşme sonucu saçılma açılarını ve geritepen atomlara enerji transferlerini belirlemeye yönelik GEANT4 benzetişimleri yapılmıştır (bkz. Şekil 4.4 ve Şekil 4.5). M_1 gelen parçacığın kütlesi, M_2 hedef atom kütlesi olmak üzere, gelen parçacığın nötron, hedef atomun ^{28}Si , ^{29}Si veya ^{30}Si olması özel durumlarının her biri için $M_1 \ll M_2$ olacaktır. Bu durumda klasik iki parçacık saçılmasına göre gelen nötronun $0 \leq \theta_c < \pi$ aralığında saçılması beklenir (bkz. Kesim 2.4.3.5). GEANT4 benzetişimine göre, Şekil 4.4'ten görüleceği gibi, gelen nötronların hedef silikon izotoplarından kütle merkezi esnek saçılma açılarının yukarıda belirtilen açı aralığında yer aldıkları bulunmuştur.

1 MeV enerjili bir nötron APD içerisinde, esnek saçılma tesir kesiti değerine bağlı olarak bir takım saçılmalara maruz kalır. Kesim 2.4.3.9'da, E enerjili gelen bir parçacığın θ_c ile $\theta_c + d\theta_c$ arasındaki bir Ω katı açısına saçılma olasılığının $P(E, \Omega)d\Omega$, E enerjili gelen bir parçacığın hedef atoma T ile $T + dT$ arasında bir enerji transfer

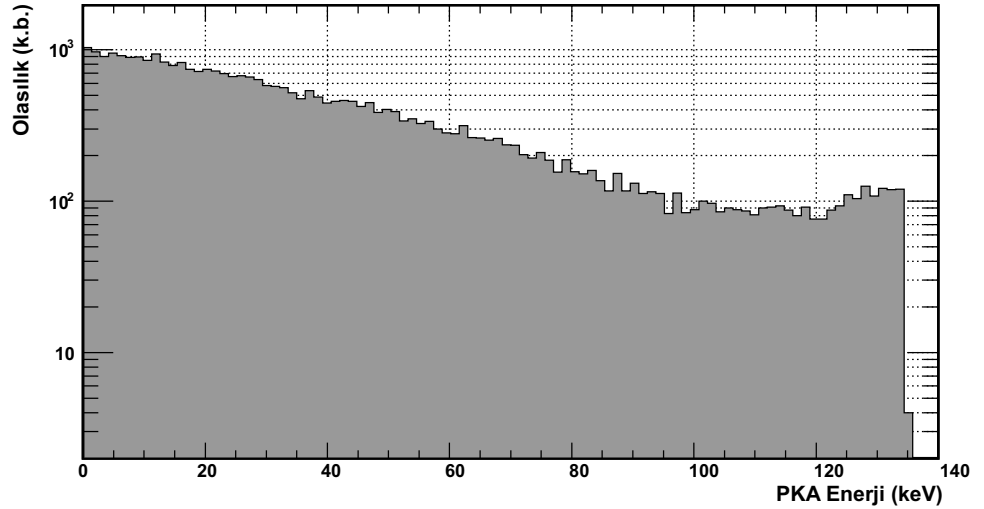
etme olasılığına $P(E, T)dT$ eşit olması gerektiği belirtilmişti:

$$P(E, T)dT = P(E, \Omega)d\Omega \quad (4.1)$$

Burada θ_c gelen nötronun kütle merkezi sistemindeki saçılma açısı, T ise gelen nötron tarafından hedef silikon atomuna yapılan enerji transferi miktarıdır. Sonuç olarak θ_c ve T benzer olasılık dağılımlarına sahip olmalıdırlar.



şekil 4.4. APD’de 1 MeV enerjili nötronun kütle merkezi koordinat sistemindeki saçılma açısının GEANT4 benzetilişimi.



şekil 4.5. Laboratuvar referans sisteminde APD’de 1 MeV enerjili nötronun silikon geritepen atomuna enerji transferinin GEANT4 benzetilişimi.

GEANT4 ile elde edilen saçılma ve enerji transfer olasılıklarının benzer dağılımları (bkz. Şekil 4.4 ve 4.5) bu durumu desteklemektedir. Bu olasılıklar aynı zamanda, incelenen bir olay için etkileşme diferansiyel tesir kesitinin, toplam etkileşme tesir kesitine oranı şeklinde tanımlanır. Bu nedenle, grafiklerde olasılığı temsil eden dikey eksenler aynı zamanda, etkileşme diferansiyel tesir kesitinin toplam etkileşme tesir kesitine oranını ifade etmektedirler (saçılma etkileşmesi için $\frac{1}{\sigma(\theta_c)} \frac{d\sigma(\theta_c)}{d\Omega}$ ve enerji transferi için ise $\frac{1}{\sigma(E)} \frac{d\sigma(E)}{dT}$). Bunun yanı sıra nötron esnek saçılması için elde edilen açı ve enerji transfer dağılımlarının biçimlerinin, literatürle tutarlı bir davranışa sahip oldukları belirlenmiştir (bkz. (Knoll 1999) Kesim 15, Sayfa 556).

1 MeV Nötron-APD Etkileşmesi Sonucu PKA Üretimi :

1 MeV enerjili nötronların APD malzemesiyle yaptığı nükleer esnek etkileşmelere enerji transferi sonucu, birincil geritepen atomlar (PKA'lar) açığa çıkar. GEANT4 aracılığıyla, Şekil 4.6'da görüldüğü gibi, gelen nötronun hedef APD malzemesine enerji transferi neticesinde üretilen geritepen atomların atom numarası ve atomik kütle numarası dağılımları elde edilmiştir. Kesim 4.1'de bahsedildiği gibi, doğal silikon içerisinde bulunma yüzdelerine uygun olarak, en çok ^{28}Si , ardından ^{29}Si ve enson ^{30}Si silikon izotopları üretilmiştir.

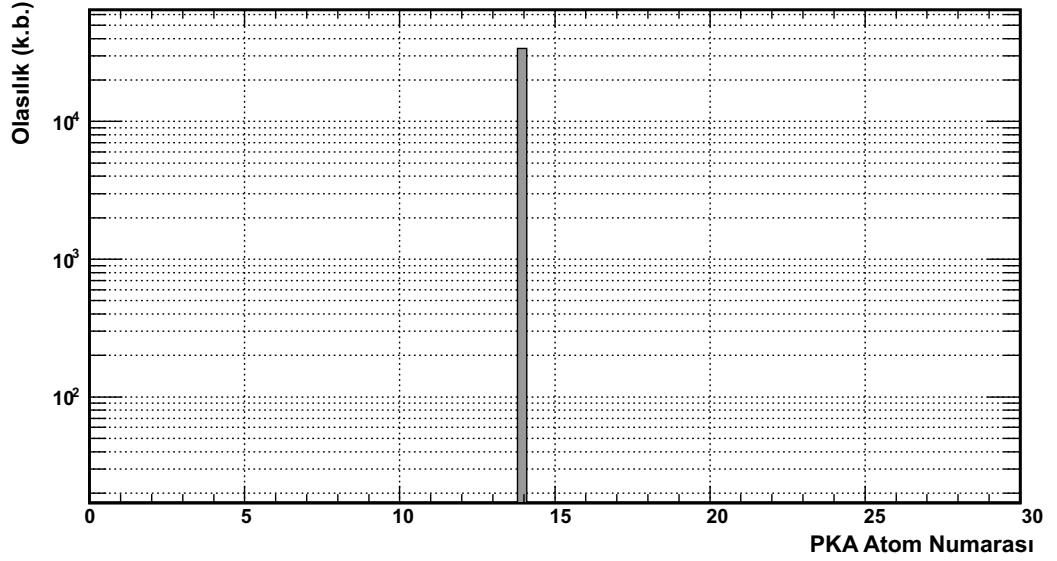
Klasik iki parçacık saçılmasına göre, E_0 gelme enerjili M_1 kütleli bir parçacığın, M_2 kütleli bir hedef atoma transfer edebileceği kinetik enerji, kütle merkezi sisteminde (2.18) ifadesi ile verilir:

$$T = E_0 \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 \frac{\theta_c}{2}$$

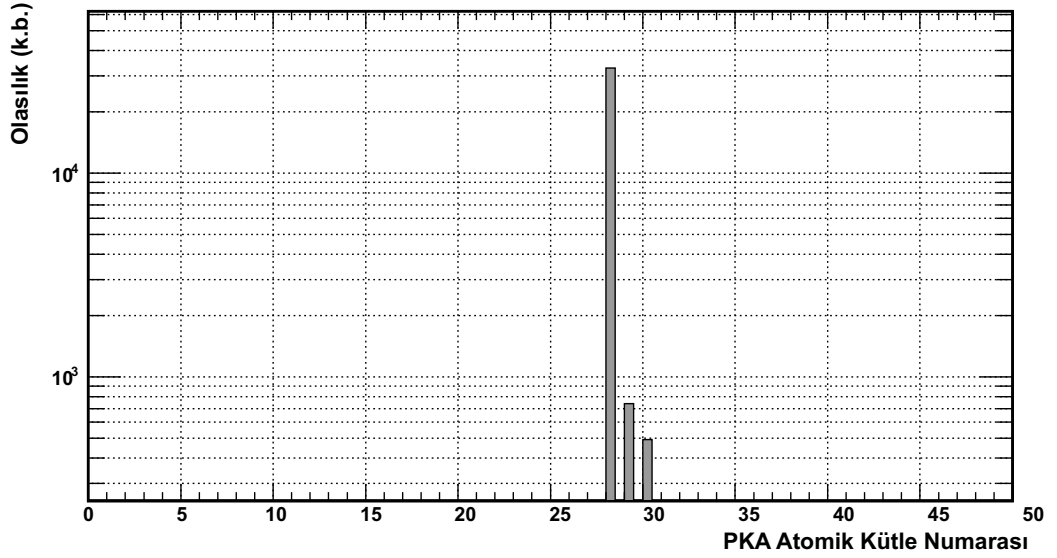
Burada θ_c nötronun kütle merkezi sisteminde saçılma açısıdır. Bu eşitlikte M kütlesi, aynı zamanda A atomik kütle birimi cinsinden yazılabilir:

$$T = E_0 \frac{4A_1A_2}{(A_1 + A_2)^2} \sin^2 \frac{\theta_c}{2} \quad (4.2)$$

Burada A_1 ve A_2 sırasıyla gelen parçacık ve hedef atomun atomik kütle ağırlıklarındır.



(a)



(b)

Şekil 4.6. APD yüzeyine gelen 1 MeV enerjili nötronun APD'den çıkıncaya kadar ürettiği geritepen a) atom numarası b) atomik kütle spektrumunun GEANT4 benzetişimi.

Gelen parçacığın nötron olması durumunda, nötron 1 atomik kütle birimine sahip olduğundan $A_1 = 1$ akb olacaktır. Bu durumda, yukarıda verilen (4.2) ifadesi,

$$T = E_0 \frac{4A_2}{(1 + A_2)^2} \sin^2 \frac{\theta_c}{2} \quad (4.3)$$

haline indirgenir. Bu T enerjisi, aynı zamanda birincil geritepen atomun (PKA'nın) sahip olabileceği kinetik enerji değeridir. ϕ laboratuvar referans sisteminde geritepen

çekirdeğin nötronun gelme doğrultusuna göre saçılma açısı olmak üzere, ϕ ile θ_c arasında

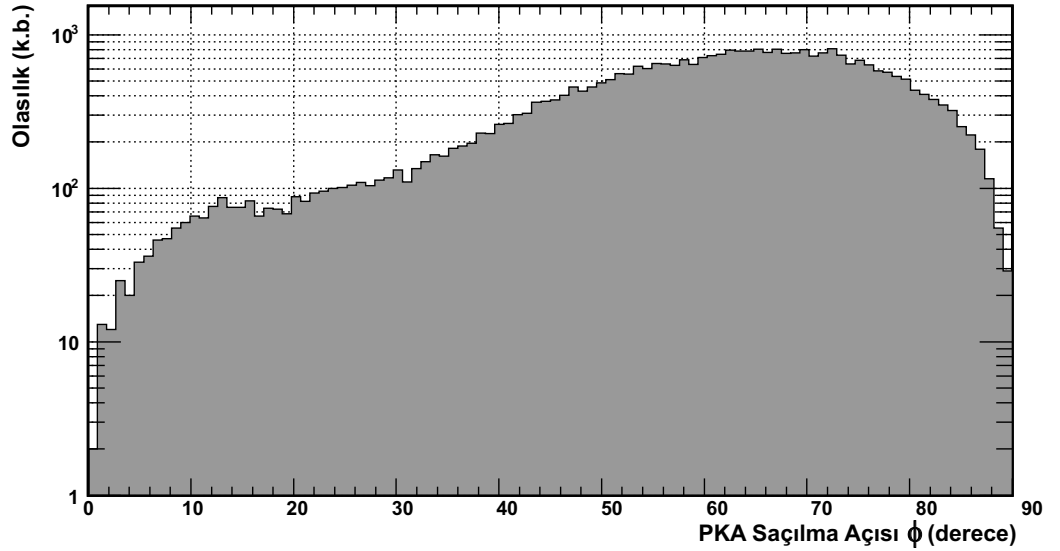
$$\cos\phi = \sqrt{\frac{1 - \cos\theta_c}{2}} \quad (4.4)$$

şeklinde bir ilişki vardır (bkz. (Knoll 1999) Kesim 15, Sayfa 554). Buna göre Eşitlik (4.3) laboratuvar sisteminde, nötron gelme doğrultusuna göre PKA'nın saçılma açısı cinsinden

$$T = E_0 \frac{4A_2}{(1 + A_2)^2} \cos^2\phi \quad (4.5)$$

şeklinde yazılabilir. Klasik iki parçacık saçılmasına göre (bkz. Kesim 2.4.3.5), nötron tarafından üretilen PKA'ların laboratuvar sistemine göre saçılma açıları $0 < \phi \leq \pi/2$ aralığında olmalıdır ve hedef atomun ^{28}Si izotopu olması halinde, 1 MeV enerjili nötron tarafından üretilen bir PKA'nın yaklaşık olarak en büyük 133 keV'lik bir enerjiye sahip olması beklenmektedir.

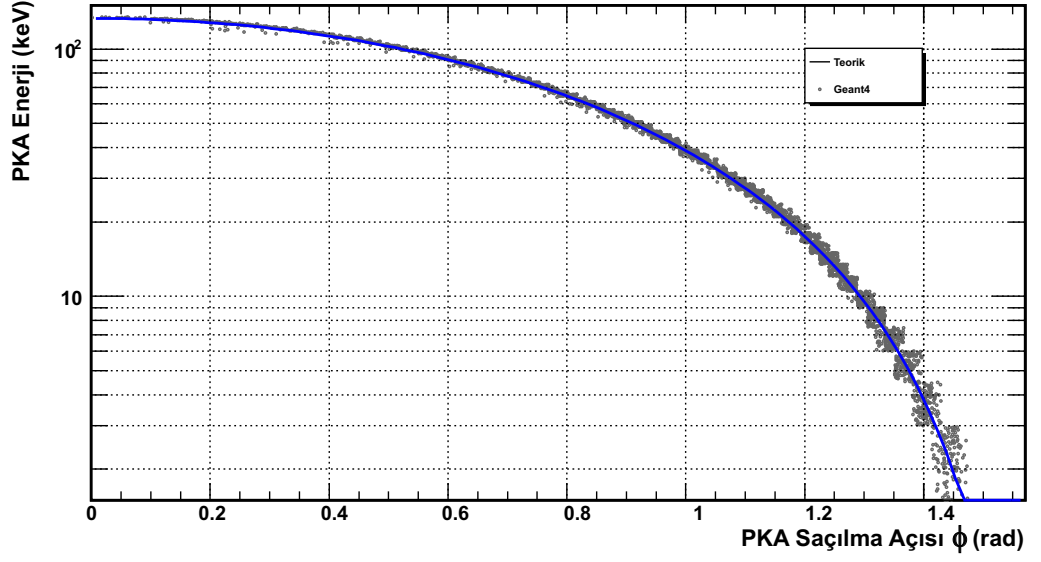
Şekil 4.7 ve Şekil 4.5'den görüleceği gibi, PKA açısı ve kinetik enerji için kinematik sınırların, klasik iki parçacık saçılmasına göre beklenen değerlerle uyumlu oldukları belirlenmiştir.



Şekil 4.7. Laboratuvar referans sisteminde APD'de 1 MeV enerjili nötron tarafından üretilen PKA'ların saçılma açısı dağılımının GEANT4 benzetimi

Ayrıca, bu benzetim sonuçları ile laboratuvar sistemindeki PKA enerjisinin, PKA saçılma açısına olan bağlılığı incelenmiştir. Şekil 4.8'de kesiksiz mavi çizgi, ROOT

programı aracılığıyla, GEANT4 benzetişim sonuçları üzerine Eşitlik (4.5) kullanılarak yapılan fit eğrisini göstermektedir. Şekil 4.8'den görüleceği gibi benzetişimde, teoriyle oldukça iyi uyuma sahip bir sonuç elde edilmiştir.

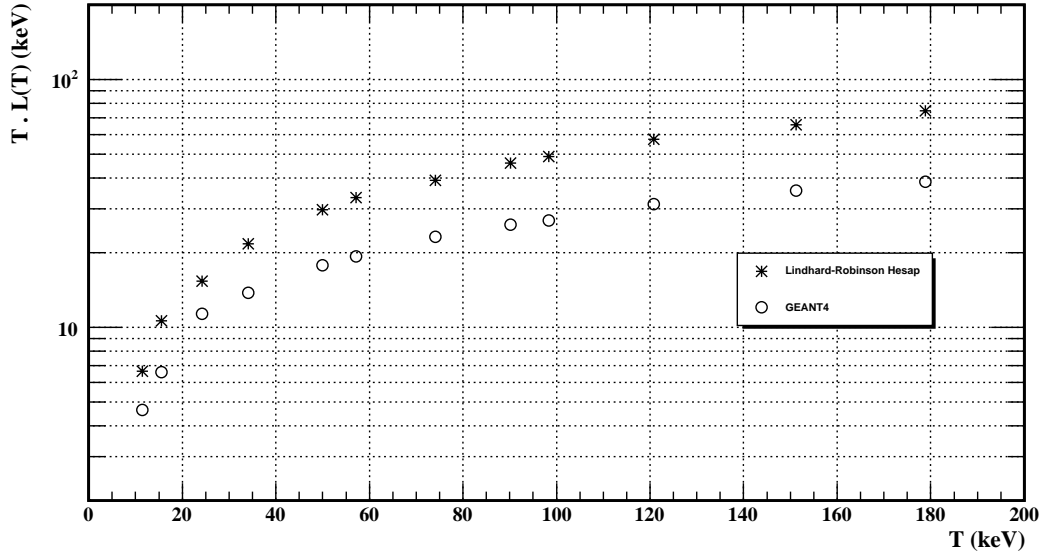


Şekil 4.8. Laboratuvar referans sisteminde APD'de 1 MeV enerjili nötron tarafından üretilen PKA enerjisinin, PKA saçılma açısına bağlılığının GEANT4 benzetişimi

GEANT4 ile 1 MeV Enerjili Nötron İçin NIEL :

Weller *ve ark.* (2004), gelen parçacık enerjisinin yerdeğiştirme ve iyonlaşmalar için harcanan kesrinin, Lindhard *ve ark.* (1963)'nın teorisi ile belirlemek için GEANT4 içerisine bazı C++ sınıfları eklemişlerdir. Weller *ve ark.* (2004), yerdeğiştirme hasarı hesabı için geliştirmiş oldukları perdeli Coulomb saçılması modülü kullanılarak, çarpışmaların detaylı bir benzetimi ile $L(T)$ paylaşım fonksiyonunun doğrudan hesaplanabileceğini belirtmişlerdir.

Lindhard *ve ark.* (1963), *NIEL* hesaplamaları için kullanılmak üzere, gelen parçacığın iyonlaştırıcı olmayan süreçlere enerji kaybını veren bir fonksiyon türetmişlerdir (bkz. Kesim 2.4.8). 1 MeV'lik bir enerjiyle APD içerisine giren bir nötronun neden olacağı PKA'lar ve bunların üreteceği diğer tüm geritepen atom enerjileri için GEANT4'ün Lindhard paylaşımı tahminini belirlemeye yönelik olarak bir benzetim yapılmıştır. Ardından GEANT4 benzetimiyle elde edilen Lindhard paylaşım değerleri, Kesim 2.4.8'de bahsedilen Lindhard-Robinson paylaşımına (Norgett *ve ark.* 1975) göre hesaplanmış olan Weller *ve ark.* (2004)'de yer alan verilerle karşılaştırılmıştır.

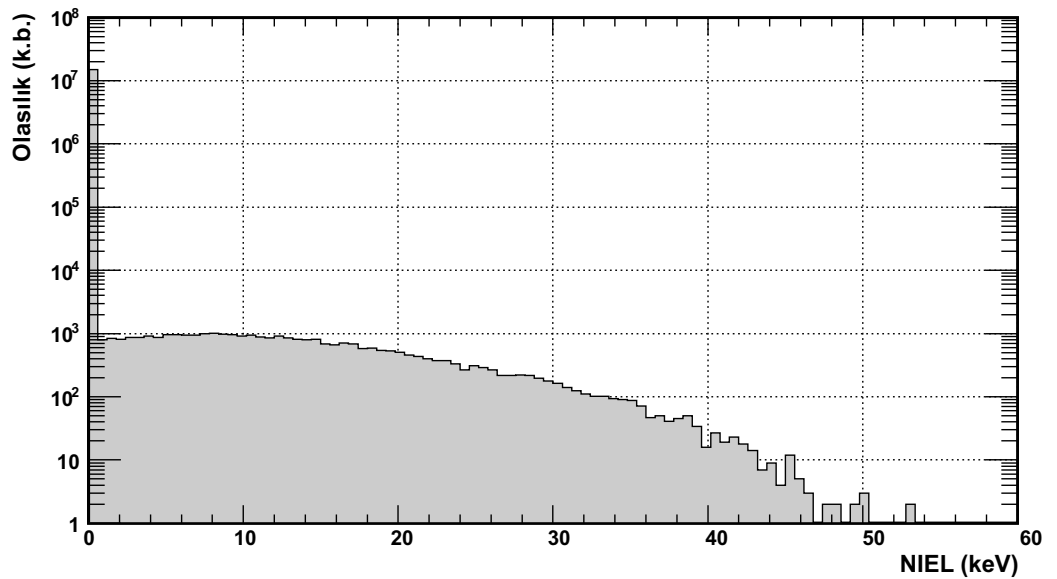


Şekil 4.9. Lindhard paylaşımının GEANT4 benzetimi ve literatürle (Weller *ve ark.* 2004) ile karşılaştırılması.

Benzetimde, geritepen atom enerjisinin tamamının APD içerisinde depolandığı görülmüştür. Şekil 4.9'dan görüleceği gibi, benzetim sonuçları, Lindhard-Robinson

değerleriyle benzer bir değişime sahiptir. Lindhard-Robinson hesabı ve GEANT4 benzetişim sonuçları arasındaki uyumluluk, incelenen tüm geritepen enerjisi T aralığı dikkate alındığında, %60 olarak bulunmuştur. Öte yandan 10 keV gibi düşük T değerlerinde, uyumluluğun %73'e kadar yükseldiği görülmüştür. Uyumluluk, Hacismailoğlu (2011)'de verilen bağıl hata yöntemi ile hesaplanmıştır. Lindhard paylaşımı için karşılaştırma daha önce Weller *ve ark.* (2004) tarafından da yapılmıştır. Weller *ve ark.* (2004), düşük enerjilerdeki sonuçların, Lindhard-Robinson hesabı ile yapılanlarla, küçük farklılıklar dışında, oldukça uyumlu bulduklarını belirtmişlerdir. Bu farklılıkların nedenini ise literatür hesaplamalarında Thomas-Fermi perdeleme fonksiyonunun, kendi hesaplamalarında ise ZBL potansiyelinin kullanılmış olması olarak açıklamışlardır.

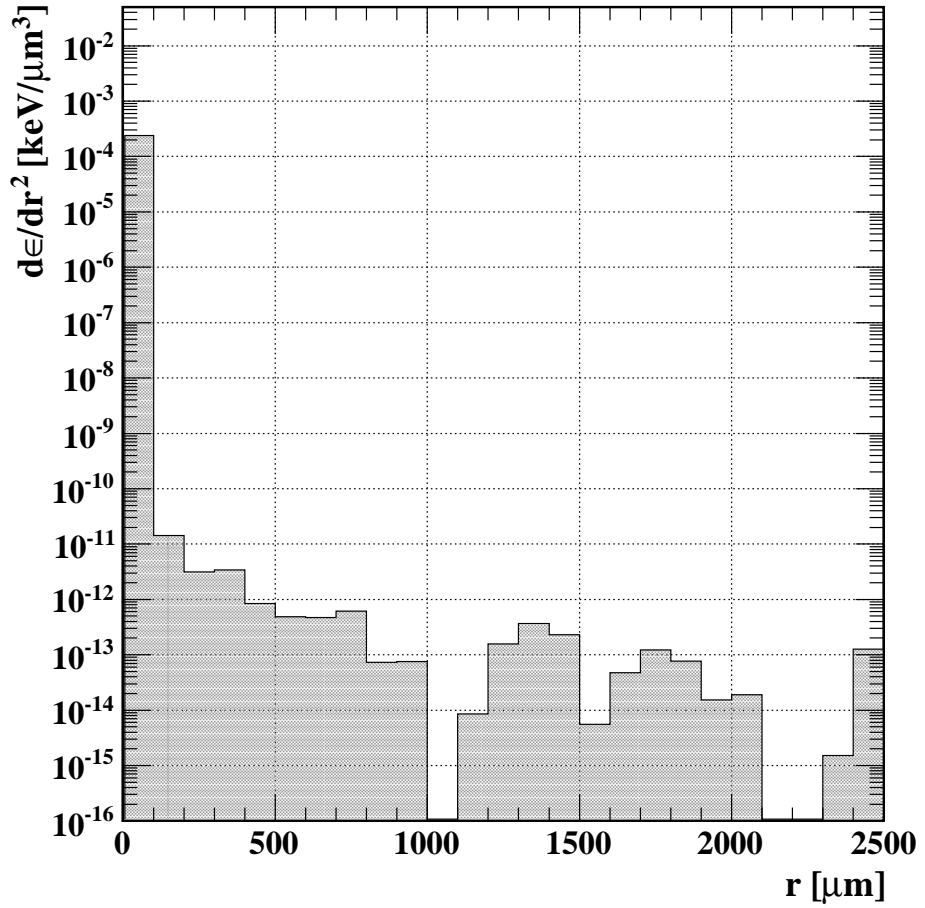
Gelen 1 MeV enerjili nötronların APD ile etkileşmesi ile PKA'lar meydana gelir. PKA'lar ve bunların ürettiği diğer geritepen atomlar, Lindhard paylaşımına göre enerjilerinin bir kısmını iyonlaştırıcı olmayan enerji biçiminde (*NIEL*) APD içerisinde depolarlar. Malzeme içerisinde bırakılan *NIEL* değeri, APD'de noktasal ve bölgesel hasarların oluşturulmasında harcanır. Bu hasar *NIEL* ile orantılıdır. Şekil 4.10 ile verilen *NIEL* dağılımının oluşturulmasında APD'ye gönderilen tüm nötron akısı hesaplamaya dahil edilmiştir. GEANT4 ile, APD'ye gelen 1 MeV enerjili nötron başına ortalama *NIEL* değeri 28.9 eV bulunmuştur.



Şekil 4.10. 1 MeV enerjili nötron başına *NIEL* dağılımının GEANT4 benzetişimi.

Bu iyonlaştırıcı olmayan enerjinin hacimsel olarak APD'nin hangi bölgesinde daha çok depolandığını anlamak amacıyla, *NIEL*'in bırakıldığı uzaysal konumlardan ve depolanan *NIEL* değerlerinden yararlanarak, ROOT programı kullanılarak ağırlıklı *NIEL* grafikleri oluşturulmuştur.

Şekil 4.11'den, nötron yörüngesinden uzaklaştıkça, diğer bir deyişle artan yarıçap değerlerinde depolanan *NIEL*'in yavaş bir şekilde azaldığı, ve 1 MeV enerjili bir nötronun APD içerisinde yol açtığı yerdeğiştirme hasarının hemen hemen tüm APD yüzeyine yayıldığı belirlenmiştir.



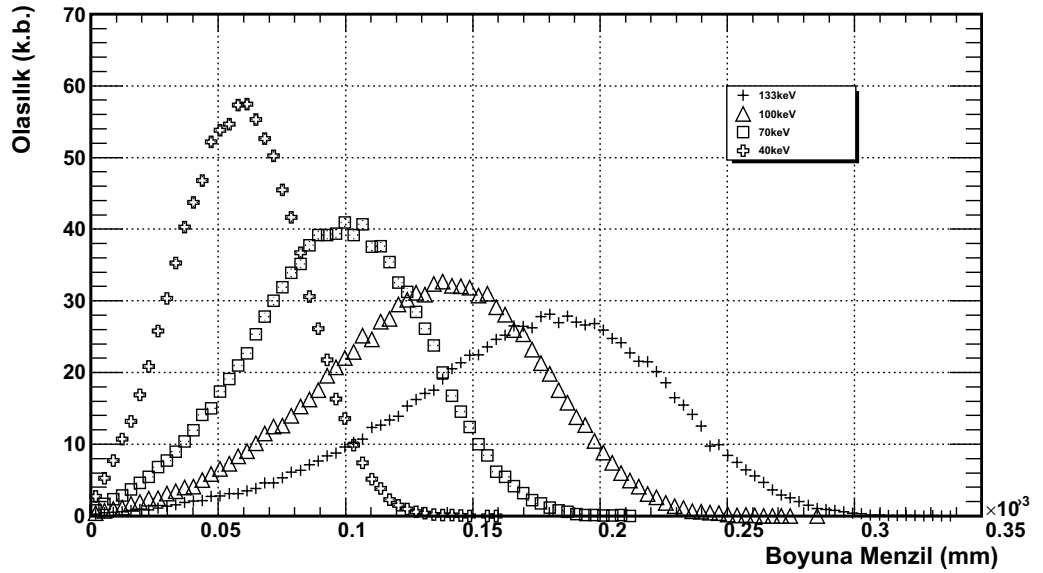
Şekil 4.11. 1 MeV enerjili nötron başına nötronun APD içerisindeki yörüngesinden olan enine uzaklığın bir fonksiyonu olarak hacimsel *NIEL* yoğunluğunun GEANT4 benzetişimi.

NIEL enerjisinin hemen hemen tüm APD yüzeyine depolanmasının nedeni, APD ön yüzeyine dik olarak gelen 1 MeV enerjili nötronların, APD içerisindeki ^{28}Si , ^{29}Si ve ^{30}Si örgü atomlarıyla nükleer esnek çarpışmalar yapmaları sonucu, hareket

doğrultularında değişim meydana gelmesi ve APD'nin merkezinden radyal doğrultuda uzak bölgelere gidip bu bölgelerde etkileşme yaparak geritepen atom üretmeleri şeklinde açıklanabilir.

Şekil 4.5'ten anlaşılacağı gibi, 1 MeV enerjili bir nötronun ^{28}Si örgü atomuyla etkileşmesi sonucu geritepen ^{28}Si atomunun sahip olabileceği enerji 0 keV'den yaklaşık 133 keV'e kadar değişebilmektedir. Bu aralıkta bulunan 4 farklı enerji için 100000 adet ^{28}Si atomu bir doğal silikon hedef yüzeyine dik olarak gönderilip takipleri yapılmış, bu geritepen atomların silikon malzeme içerisindeki menzil dağılımları ve birim yol başına depoladıkları *NIEL* değerleri elde edilmiştir.

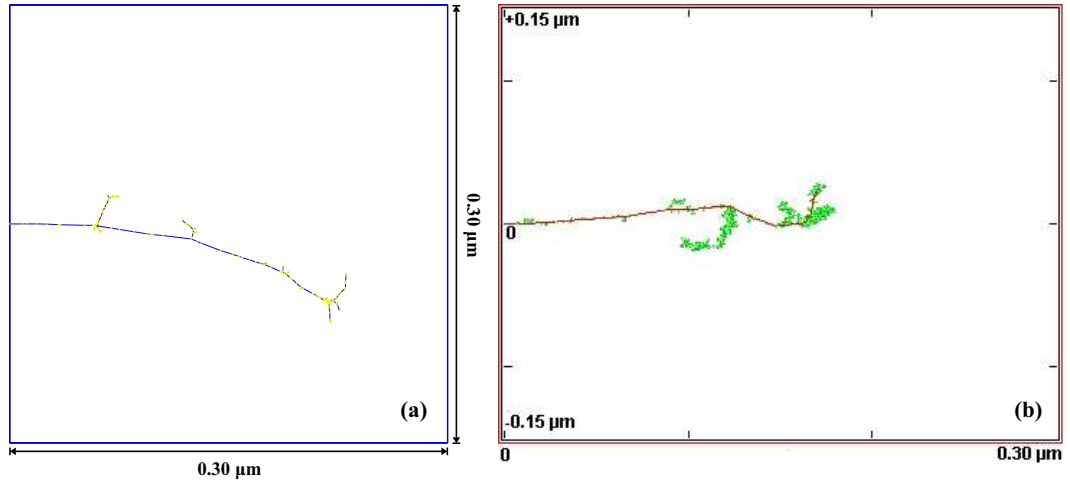
Şekil 4.12'den görüleceği gibi, ^{28}Si geritepen atom enerjisi azaldıkça, APD içerisinde gidilebilecek menzil değeri de azalmaktadır. Örneğin, 133 keV enerjili bir ^{28}Si geritepen atomu için APD içerisindeki boyuna menzilin yaklaşık $0.30 \mu\text{m}$ 'ye kadar değişebildiği, bu enerjideki geritepen atomların APD içerisinde, ortalama $0.17 \mu\text{m}$ menzil değerine sahip oldukları belirlenmiştir. 40 keV enerjili bir ^{28}Si atomun boyuna menzili ise ortalama $0.058 \mu\text{m}$ olarak bulunmuştur.



Şekil 4.12. Farklı enerjilerde ^{28}Si atomlarının APD içerisindeki menzil dağılımları için GEANT4 benzetişimi.

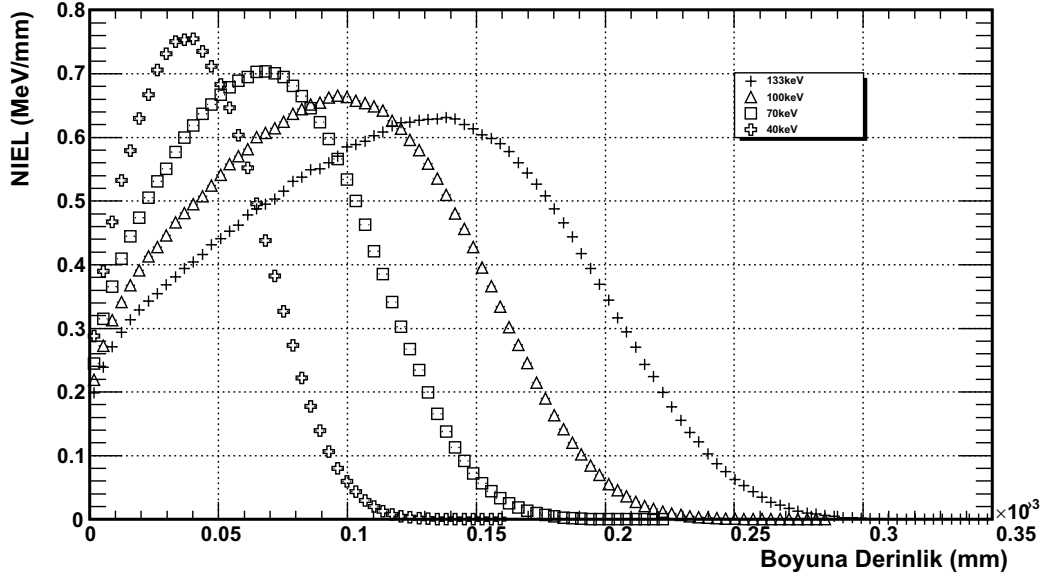
SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) programı, iyon-atom (iyon: hareket eden atom; atomlar: hedef atomları) çarpışmaları için kuantum mekaniksel işleyiş kullanarak iyonların madde içerisinde durdurulmasını ve menzilin hesaplayan bir program grubudur. TRIM (Transport of Ions in Matter), her biri farklı bileşik malzemedan oluşabilen 9 tabakaya kadar kompleks hedeflerle çalışılabilen en geniş kapsamlı programdır. İyonların üç boyutlu son dağılımı ve ayrıca bu iyonların enerji kaybıyla ilgili tüm kinematik olaylar hesaplanabilir (<http://www.srim.org/>). TRIM programı aracılığıyla, üretilen her bir geritepen atomun, enerjisi 21 keV'lik yerdeğiştirme eşiğinin altına düşünceye kadar takibinin yapıldığı tam sağanak modu kullanılarak 133 keV enerjili bir ^{28}Si atomunun silikon içerisinde ortalama $0.19 \mu\text{m}$ 'lik boyuna menzil değerine sahip olduğu belirlenmiştir. TRIM değerinin, $0.17 \mu\text{m}$ 'lik GEANT4 sonucuyla kıyaslanabilir olduğu görülmüştür.

GEANT4 ve TRIM programlarından, 133 keV enerjili bir ^{28}Si atomunun silikon hedef malzeme içerisindeki yörüngeleri Şekil 4.13'te görülebilmektedir.



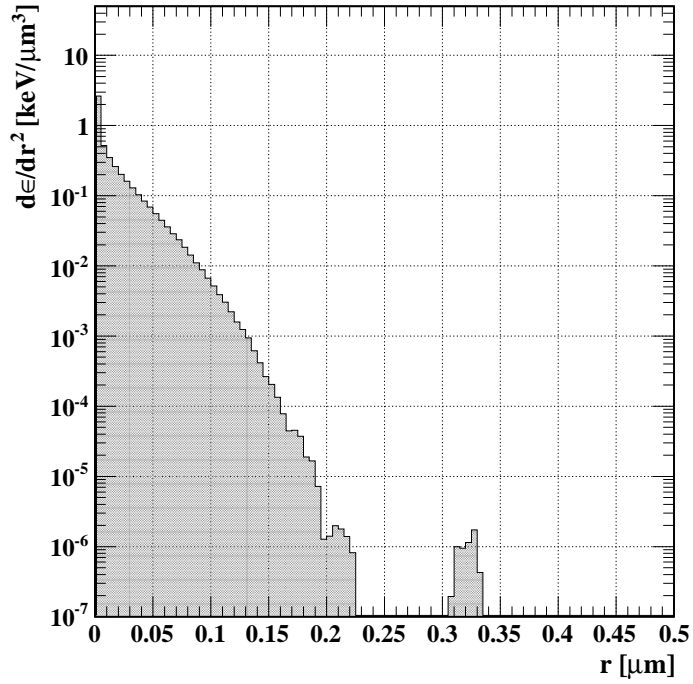
Şekil 4.13. a) 133 keV enerjili bir ^{28}Si geritepen atomunun silikon malzeme içerisindeki takibinin GEANT4 görüntüsü. Mavi renk: PKA; sarı renk: ikincil geritepen atomlar. b) 133 keV enerjili bir ^{28}Si geritepen atomunun silikon malzeme içerisindeki takibinin TRIM görüntüsü. Kırmızı renk: PKA; yeşil renk: ikincil geritepen atomlar.

Şekil 4.14'e bakıldığında, ^{28}Si geritepen atomu enerjisi azaldıkça, *NIEL*'in, APD içerisinde boyca derinliğe bağlı olarak daha kısa bir mesafede depolandığı görülebilir.



Şekil 4.14. Farklı enerjilere sahip ^{28}Si atomlarının APD içerisindeki boyuna NIEL dağılımı için GEANT4 benzetişimi.

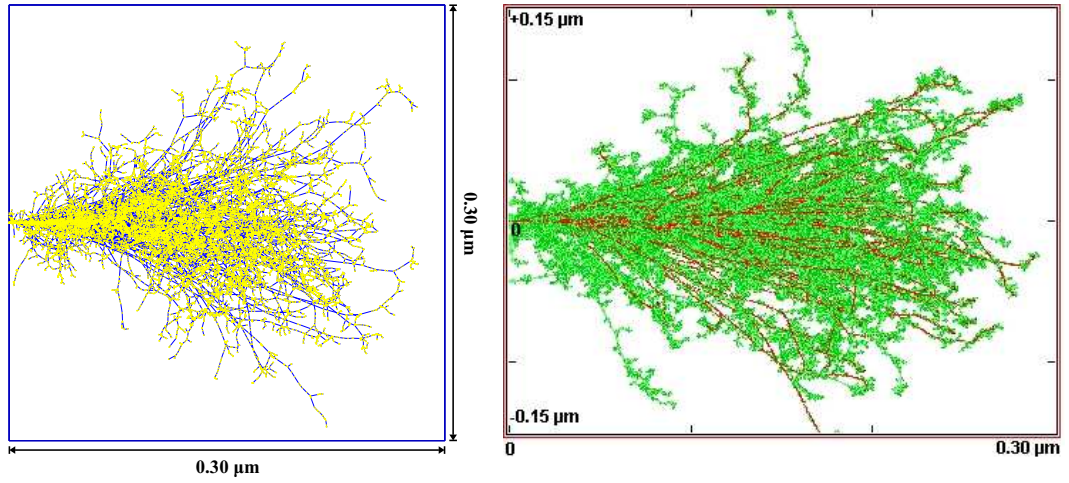
Şekil 4.15'ten *NIEL*'in büyük oranda $0.23 \mu\text{m}$ 'lik bir yarıçap içerisinde bulunduğu görülmektedir. Bu değer, daha önce bahsedildiği gibi, Şekil 4.12'ten görüleceği gibi,



Şekil 4.15. 1 MeV enerjili nötron başına nötronun hemen yakınındaki hacimsel *NIEL* yoğunluğunun detaylı görünümünün GEANT4 benzetişimi.

1 MeV enerjili nötron tarafından üretilebilecek 70 keV ve en büyük değer olan 133 keV enerji aralığında yer alan ^{28}Si atomlarının menzil değerleriyle kıyaslanabilir bir büyüklüktür. Şekil 4.11'den, en büyük *NIEL* yoğunluğunun düşük yarıçaplarda bulunduğu görülmektedir. Bu yarıçap değerleri ise, Şekil 4.14'ten anlaşılacağı gibi, en büyük olasılıklarla yani daha çok sayıda üretilen düşük enerjili geritepen atomların menzil değerlerine karşılık gelmektedir. Şekil 4.5'e göre, yüksek enerjili bir geritepen atom üretilme olasılığı, düşük enerjili olana göre çok daha azdır. Örneğin, 1 MeV enerjili nötron tarafından 133 keV enerjili bir geritepen atomlar en düşük olasılıkla üretilirler.

Şekil 4.16'da doğal silikon hedef yüzeyine dik olarak gönderilen 100 adet ^{28}Si atomu için hasar çığı resmi görülmektedir.



Şekil 4.16. a) 100 tane 133 keV enerjili ^{28}Si geritepen atomlarının doğal silikon malzeme içerisindeki takibinin GEANT4 görüntüsü. Mavi renk: PKA'lar; sarı renk: ikincil geritepen atomlar. b) 100 tane 133 keV enerjili ^{28}Si geritepen atomlarının doğal silikon malzeme içerisindeki takibinin TRIM görüntüsü. Kırmızı renk: PKA'lar; yeşil renk: ikincil geritepen atomlar.

GEANT4 ile APD'deki Birincil Kusur Konsantrasyonu: Birincil kusur konsantrasyonu (CPD) büyüğü,

$$CPD(E) = \frac{1}{N_A} \frac{NA}{2T_d} NIEL(E)$$

şeklindeki Eşitlik (3.4) ile verilir. Burada E gelen parçacığın enerjisi, N_A Avogadro sayısı, N birim hacimdeki doğal silikon atomu sayısı, A doğal silikon atomik kütlesi, T_d doğal silikon malzeme için yerdeğiştirme eşik enerjisi ve $NIEL$ 1 MeV nötron için ortalama $NIEL$ değeridir. Buradaki $NIEL$ için kullanılacak birim keVcm^2/g 'dır. 1 MeV nötron başına ortalama $NIEL$ için GEANT4 benzetişimi ile elde edilen değer 28.9 eV idi. Gerekli birim dönüşümü,

$$NIEL(E) = NIEL(\text{keVcm}^2/g) = \frac{NIEL(\text{eV})}{\rho t} \quad (4.6)$$

eşitliği yardımıyla yapılabilir. Burada ρ doğal silikonun yoğunluğu, t APD'nin kalınlığı ve $NIEL(\text{eV})$ ise eV biriminde benzetişimle elde edilen $NIEL$ değeridir. Gerekli birim dönüşümleri yapılarak ve ihtiyaç duyulan büyüklükler Eşitlik (3.4)'te yerine koyulduğunda, CPD için yaklaşık olarak %10'luk bir hatayla 70/cm değeri elde edilmiştir. Buradan yola çıkılarak, CMS detektörünün 10 yıllık bir çalışma süresi sonunda ulaşacağı 2×10^{13} n/cm²'lik zaman üzerinden integral alınmış 1 MeV nötron eşdeğeri akısı için APD'nin birim hacimdeki ışımayla üretilen kusur sayısı G_R , elde edilen CPD değeri ve

$$G_R = CPD(E) \times \Phi(E)$$

ile verilen (3.6) ifadesi aracılığıyla 1.40×10^{15} /cm³ olarak bulunmuştur.

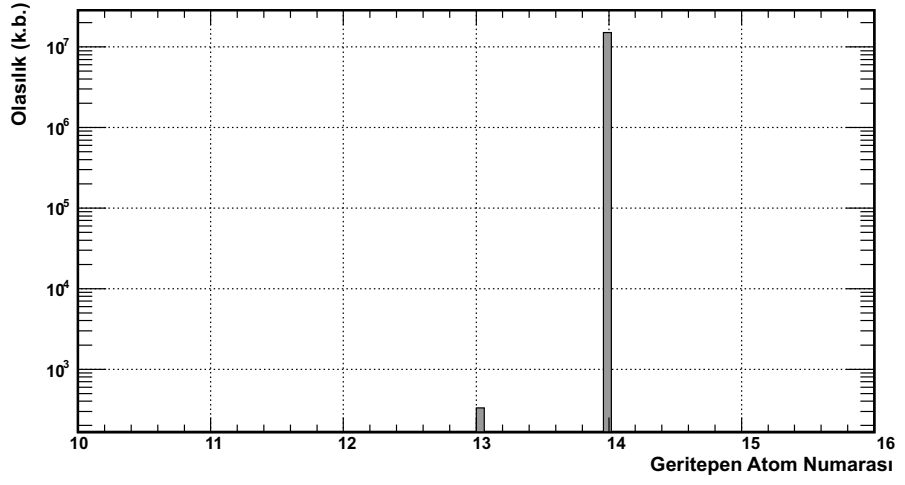
4.2.2. FLUKA Benzetişimleri

FLUKA'da 20 MeV'in altındaki enerjilere sahip nötronların transportu özel bir kütüphane tarafından yürütülür. Daha yüksek nötron enerjilerinde ise FLUKA nükleer modelleri kullanılır. Benzetişimlerde ilgilenilen 1 MeV nötron enerjisi düşük enerji bölgesine karşılık gelmektedir. Düşük enerjiler için nötron kütüphanesi, çoklu grup yaklaşımını kullanmaktadır (bkz. Kesim 3.5.1.1). Nötron tesir kesitleri, grup-grup (aşağı/yukarı) saçılma olasılıklarını veren NJOY (Nükleer veri işleme programı) (<http://www.oecd-nea.org/dbprog/njoy-links.html>) tarafından ön işleme tabi tutulur (Fasso *ve ark.* 2011). (ENDFB-6.8, ENDFB-7.0, JEFF-3.0, JENDL-3.3, ENDL-78) hesaplanmış nükleer veri dosyaları NJOY'daki NJOY (Los Alamos) adımlarıyla işlenir (Sommerer *ve ark.* 2008).

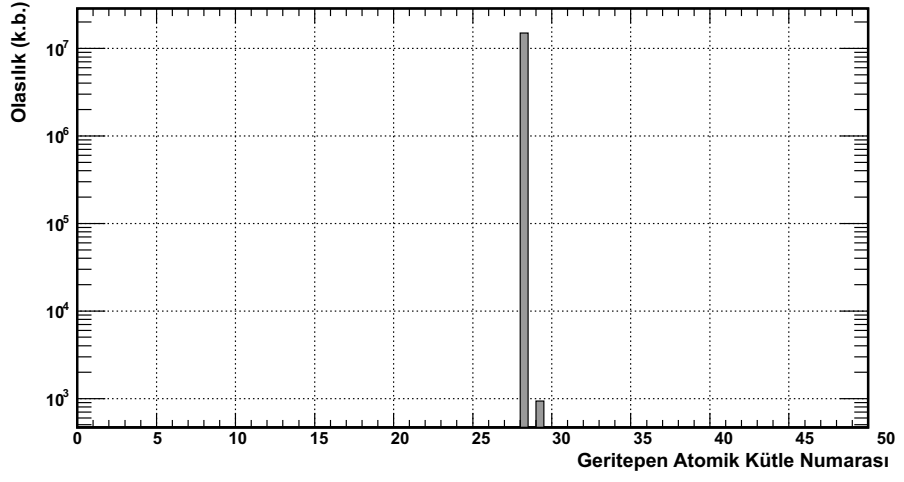
FLUKA ile 1 MeV Nötron-APD Etkileşmesi Sonucu Geritepen Atom Üretimi:

FLUKA benzetişiminde, APD yüzeyine 1 MeV enerjili gönderilen nötronların APD malzemesiyle etkileşme kesri, 0.00240 olarak bulunmuştur. Bu sonuç GEANT4'ün 0.00227 ve JENDL-4.0 (Shibata *ve ark.* 2011)'ın 0.00221 değerleriyle uyumludur.

APD ön yüzüne dik olarak gelen 1 MeV enerjili nötronların üreteceği geritepen atom spektrumu elde edilmiştir. FLUKA benzetişimlerinden Şekil 4.17 'den görüleceği gibi, GEANT4 ile elde edilen Şekil 4.6'daki sonuçlardan farklı bir atom numarası ve atomik kütle spektrumu elde edilmiştir. GEANT4'ten farklı olarak, FLUKA'da 1 MeV enerjili nötronun doğal silikonla etkileşmesi sonucu 13 atom numarası ile Al elementinin açığa çıktığı görülmüştür. Bu sürece ait nükleer reaksiyon, $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$ ile verilir (Casse 1998; Leroy ve Rancoita 2009). Bu etkileşmede, gelen nötron çekirdekten bir proton fırlatacak ve kendisi çekirdek içerisinde kalacaktır. Sonuçta, ^{28}Si 'in atom numarası 1 azalır, kütle numarası nötron ilavesi nedeniyle değişmez. Süreç sonunda, ürün çekirdek, $^{28}_{13}\text{Al}$ olacaktır. Ayrıca, FLUKA'da 1 MeV'lik nötronun doğal silikonla etkileşmesi sonucu ^{30}Si silikon izotopunun üretilmediği gözlemlenmiştir.



(a)



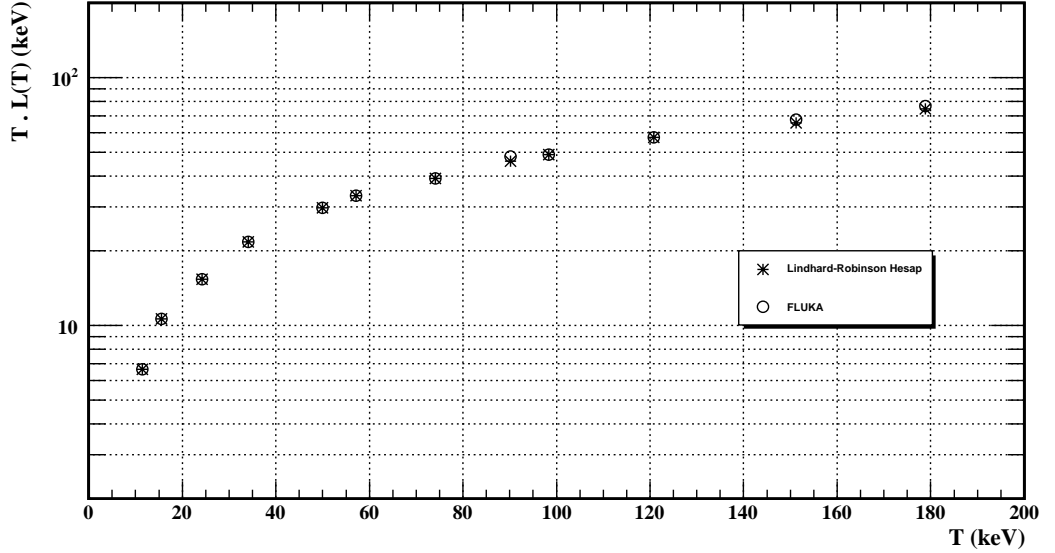
(b)

Şekil 4.17. APD yüzeyine gelen 1 MeV enerjili nötronun APD'den çıkıncaya kadar ürettiği geritepen a) atom numarası b) atomik kütle spektrumunun FLUKA benzetişimi.

FLUKA ile 1 MeV Enerjili Nötron için NIEL ve dpa:

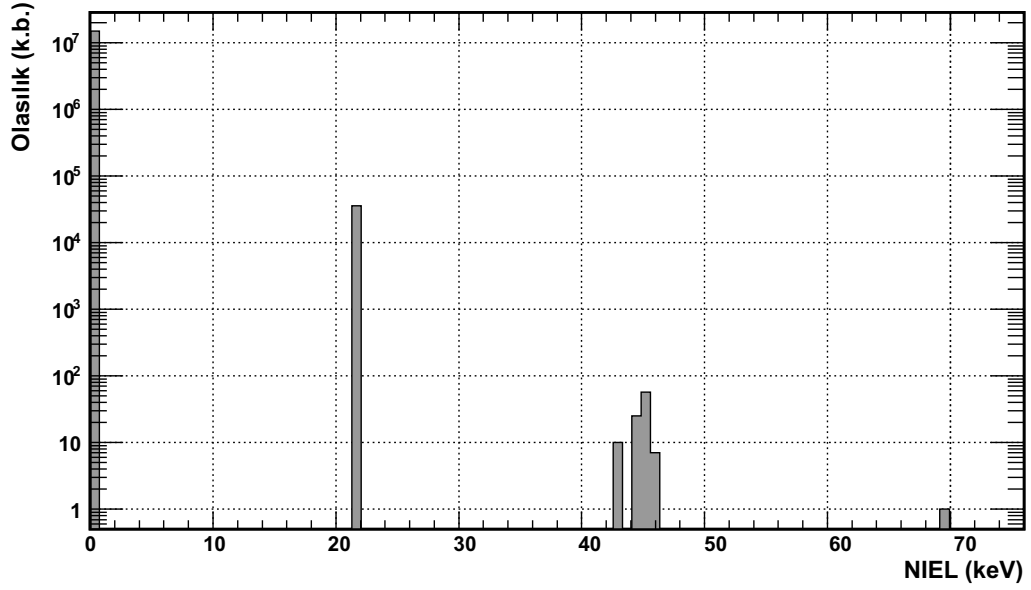
1 MeV enerjili nötronların doğal silikon hedefle etkileşmesiyle üretilen geritepen atom enerjilerini kapsayan ^{28}Si atomu enerjileri için hesaplanan Lindhard paylaşım FLUKA değerleri, GEANT4 benzetişiminde yapıldığı gibi, Lindhard-Robinson paylaşımına dayanan literatür değerleriyle karşılaştırılmıştır.

FLUKA benzetişim programı yardımı ile hesaplanan Lindhard paylaşımı değerlerinin, Şekil 4.18'den anlaşılacağı gibi literatürle oldukça iyi uyumlu olduğu görülmüştür. İncelenen tüm geritepen ^{28}Si enerjileri üzerinden ortalama uyum yaklaşık %98.2 olarak bulunmuştur.



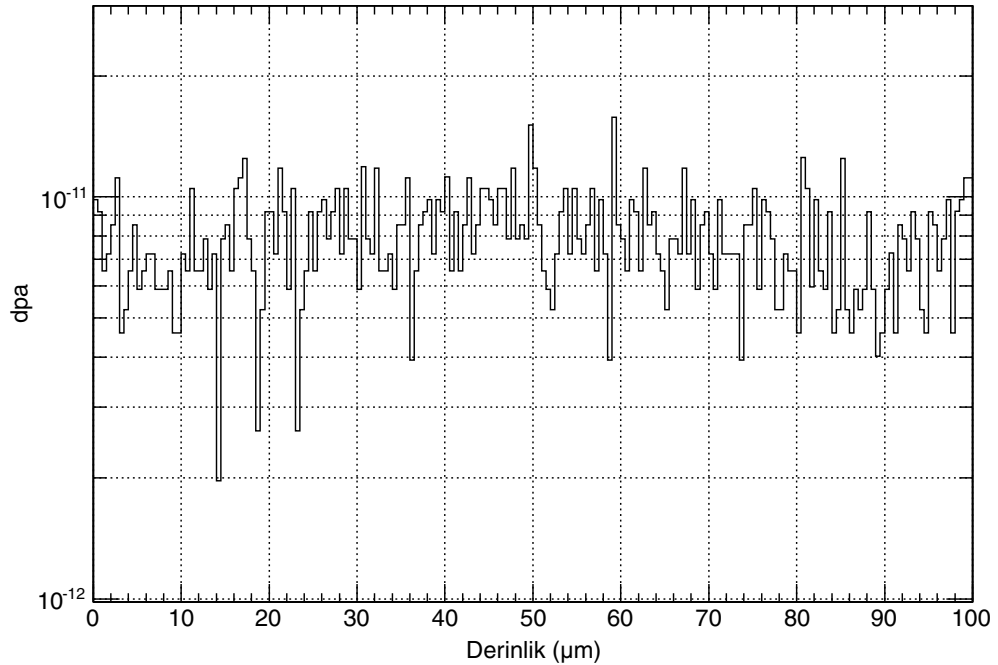
Şekil 4.18. Lindhard paylaşımının FLUKA benzetişimi ve literatürle (Weller *ve ark.* 2004) ile karşılaştırılması.

1 MeV enerjili nötronların APD içerisinde radyasyon hasar kümelerinin oluşumuna neden olan *NIEL* olasılık dağılımı FLUKA aracılığıyla elde edilmiştir. FLUKA'da *NIEL* hesabı hakkında bilgi Kesim 3.5.4'te verilmişti. *NIEL* dağılımı Şekil 4.19'da görülebilir. Bu dağılımın oluşturulmasında, GEANT4 benzetişimindeki gibi, APD'ye gönderilen tüm nötronlar hesaplamaya dahil edilmiştir. FLUKA ile elde edilen *NIEL* dağılımından, 1 MeV nötron başına ortalama *NIEL* değeri 51.81 eV olarak bulunmuştur.



Şekil 4.19. 1 MeV enerjili nötron başına *NIEL* dağılımının FLUKA benzetişimi.

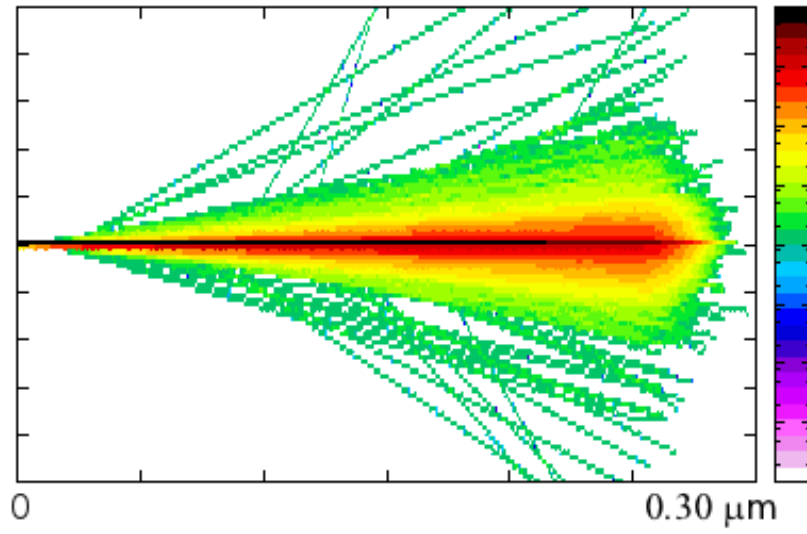
Şekil 4.20’de APD içerisinde 1 MeV nötronun yol açtığı dpa hasar benzetişimi görülmektedir (detaylı bilgi için bkz. Kesim 3.5.5). FLUKA benzetişimiyle, APD içerisinde birim uzunluk başına her bir silikon atomunun yaklaşık olarak ortalama 10^{-12} ve 10^{-11} aralığında bir yerdeğştirmeye sahip olduğu bulunmuştur.



Şekil 4.20. 1 MeV enerjili nötron için APD boyunca *dpa* değişiminin FLUKA benzetişimi.

Doğal silikonda ortalama $\approx 10^{22}$ atom/cm³ atom olduğuna göre, birim hacimde atom başına yer değiştirme miktarı 10^{10} değerine ulaşılır.

Ayrıca, GEANT4 ile yapıldığı gibi 133 keV enerjili bir ²⁸Si atomunun doğal silikon içerisindeki menzile tahminine yönelik FLUKA benzetimi yapılmıştır. Şekil 4.21'den görüleceği gibi, en büyük geritepen atom yoğunluğunun yaklaşık $0.25 \mu\text{m}$ 'lik bir menzilde yer aldığı belirlenmiştir. Bu ise, GEANT4'ün $0.17 \mu\text{m}$ ve TRIM'in $0.19 \mu\text{m}$ ortalama menzil değerleriyle karşılaştırılabilir bir büyüklüktür.



Şekil 4.21. 10000 tane ²⁸Si geritepen atomlarının doğal silikon malzeme içerisindeki takibinin FLUKA görüntüsü.

FLUKA ile APD'deki Birincil Kusur Konsantrasyonu:

GEANT4'te birincil kusur konsantrasyonu hesabındaki yöntem kullanılarak, *CPD* değerinin FLUKA tahmini yapılmıştır. FLUKA ile bulunan 1 MeV'lik nötron başına ortalama 51.81 eV'luk *NIEL* değeri keVcm²/g birimine dönüştürülerek ve Eşitlik (3.4) kullanılarak, *CPD* değeri 126/cm olarak hesaplanmıştır. CMS'in 10 yıllık bir çalışma süresi sonunda ulaşacağı 2×10^{13} n/cm²'lik zaman üzerinden integral alınmış 1 MeV nötron eşdeğeri akısı için, APD'nin birim hacminde oluşacak birincil kusur sayısı G_R (3.6) eşitliği ile 2.52×10^{15} /cm³ olarak elde edilmiştir.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Farklı enerjilerde çeşitli parçacıkların yüksek enerji fiziğinde kullanılan detektörler üzerindeki yerdeğiştirme hasarı etkileri aynı hasarı yapabilecek 1 MeV nötron eşdeğeri akısı cinsinden ifade edilir (bkz. Kesim 3.3.2). CMS detektörünün elektromanyetik kalorimetresinin 10 yıllık bir süre sonrasında toplamda 2×10^{13} n/cm² 1 MeV nötron eşdeğeri radyasyon akısına maruz kalması beklenmektedir. Bu radyasyon akısı, APD'lerin mikroskobik ve makroskobik yapısında bir takım değişimlere neden olacaktır.

Bu çalışmada GEANT4 ve FLUKA Monte Carlo programları ile 1 MeV enerjili nötronların APD içerisindeki fiziksel etkileşimleri ve kinematik davranışları detaylı olarak incelenmiştir. JENDL-4.0 hesaplanmış nötron veri kütüphanesi kullanılarak 1 MeV enerjili bir nötronun, APD malzemesi olarak kullanılan doğal silikon ile yapacağı etkileşme tesir kesitleri belirlenmiştir. 1 MeV ve APD içerisindeki nötron enerjileri için nötron-silikon toplam etkileşme tesir kesitinin, ²⁸Si, ²⁹Si ve ³⁰Si izotopları için nükleer esnek saçılma tesir kesitine eşit olduğu görülmüştür. GEANT4 ve FLUKA benzetişimlerinde kullanılacak fizik listelerinin seçimi, bu hesaplamalar göz önüne alınarak yapılmıştır (bkz. Kesim 4.2.1 ve 4.2.2). APD ön yüzüne dik olarak gelen bir 1 MeV enerjili nötronun APD malzemesiyle etkileşme kesri, JENDL4.0'a göre 0.00221, GEANT4 programıyla 0.00227 ve FLUKA ile 0.00240 olarak bulunmuştur. Yapılan hesaplamalar birbirine çok yakın değerler vermiştir. Bu ise GEANT4 ve FLUKA benzetişimlerinde, APD'ye gönderilen nötronların eşit kesirinin etkileşmeye gireceği anlamına gelmektedir. 1 MeV enerjili bir nötronun APD ile etkileşmesi sonucu ilk olarak PKA'lar üretilirler. PKA'ların enerjileri yerdeğiştirme eşik enerjisinin üzerinde ise başka yerdeğiştirmelere neden olurlar. GEANT4 programı ile, nötronların APD içerisindeki saçılma açıları, nükleer esnek çarpışmalarla geritepen atomlara enerji transferleri, PKA'ların ve bunların üreteceği diğer ikincil geritepen atomların saçılma açısı dağılımları, saçılmanın sonrasındaki kinetik enerji dağılımları gibi çeşitli kinematik benzetişimler yapılmış ve teoriyle

oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir (bkz. Kesim 4.2.1). Ayrıca, GEANT4, FLUKA ve TRIM ile Si geritepen atomların APD içindeki menzil değerleri için oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. FLUKA programında grup yaklaşımli nötron etkileşmelerinin açık bir şekilde ele alınmamasından dolayı nokta tabanlı işleyişinin kullanıldığı bir kaç durum dışında, geritepme enerjisinin hesaplanmasının mümkün olmadığı belirtilmektedir (Fasso *ve ark.* 2011). FLUKA'da bunun gibi kullanımdaki bir takım sınırlamalar nedeniyle, bazı kinematiksel incelemeler detaylı olarak ele alınmamıştır.

GEANT4 ile birincil geritepen atom hasarı için, Weller *ve ark.* (2004) tarafından geliştirilmiş olan, bir atomlar arası perdeli Coulomb saçılması modülü kullanılmıştır ve perdeli potansiyel olarak ZBL seçilmiştir. Ayrıca, FLUKA benzetişimlerinde atomlar arası etkileşmeler için ZBL potansiyeli kullanılmıştır.

GEANT4 ve FLUKA ile 1 MeV enerjili nötron için radyasyon hasarı tahminleri yapılmıştır. 1 MeV enerjili nötronların NIEL değeri için literatürde çok sayıda çalışma vardır. Benzetişimlerde kullanılan APD kalınlığı için bunlardan bazıları, 25.9 eV (Inguibert ve Gigante 2006), 47.5 eV'luk (Akkerman *ve ark.* 2001), Van Ginneken 36.6 eV, Luera ve arkadaşları 46.2 eV ve Ougouag ve arkadaşları 37.8 eV olarak verilebilir (A.Chilingarov *ve ark.* 1997). GEANT4 ve FLUKA benzetişimleri ile literatürde yer alan NIEL değerleriyle mukayese edilebilir NIEL sonuçları elde edilmiştir. Ayrıca Angelone *ve ark.* (1998), literatürde yer alan NIEL hesaplamalarında %10 ila %20 arasında değişen belirsizliklerin söz konusu olduğu önemle vurgulamışlardır.

GEANT4 ve FLUKA benzetişim programları kullanılarak elde edilen sırasıyla 70 ve 126 /cm'lik *CPD* değerleri, Lazanu ve Lazanu (2005)'nun 100/cm'lik değeriyle kıyaslanabilir büyüklükte dirler.

FLUKA, radyasyon hasarının bir ölçüsü olan *NIEL*, *CPD* ve G_R büyüklükleri için GEANT4'e kıyasla daha büyük değerler bulunmuştur. Ancak her iki benzetişim programıyla da elde edilen değerler, literatürle karşılaştırılabilir büyüklükte dirler.

Benzetişimlere göre belirlenen CPD ve G_R değerleri, 2×10^{13} n/cm²'lik bir 1 MeV nötron eşdeğeri radyasyon ışımasının, APD'de büyük ölçüde hasar oluşturacağını ortaya koymaktadır. Burada bahsi geçen birincil kusurlar, malzemenin kendi örgü atomları ve boşluklarıdır. Silikondaki birincil kusurlar, gerçekte kararlı değildirler. Casse (1998) tarafından, boşlukların %90 oranda yerdeğiştirmiş atomlarla yeniden birleşeceği, boşluklardan bazılarının kararlı boşluk çifti oluşturabilecekleri, kalan boşluk ve yerdeğiştirmiş atomların ise kristal içerisine nüfuz ederek diğer kusurlarla veya silikon kristali içerisinde her zaman bulunan (O, C, P, B, vb.) katkı atomlarla etkileşerek kararlı kompleks kusurlar oluşturacakları belirtilmiştir. Casse (1998), nihai radyasyon hasarının, birincil kusurların diğer kusurlarla veya katkı atomlarıyla yapacakları etkileşmeler sonucu meydana gelen ısıl olarak kararlı kusurlardan kaynaklanacağını ifade etmiştir. Birincil kusurların birbirleriyle veya katkılarla olan etkileşme türleri ve yarıiletken band aralığında üretecekleri bazı enerji düzeyleri Çizelge 2.5'ten görülebilir. Casse (1998) ayrıca, bazı kararlı komplekslerin elektriksel olarak aktif oldukları ve bu yüzden detektörlerin elektriksel özelliklerinde bir takım değişiklikler olabileceğini ifade etmiştir (bkz. Kesim 2.4.10). Örneğin, (Baccaro *ve ark.* 1999), Hamamatsu APD'lerini, 1.4×10^{12} n/cm² mertebesinde 1 MeV nötron akısına maruz bırakmışlardır. Işımadan 1-2 gün sonra, oda sıcaklığında tutulan diyodun karanlık akımındaki değişimini uzun süre için incelemişlerdir. Baccaro *ve ark.* (1999), uzun bir süre için karanlık akımda bir azalma gözlemişler, yaklaşık 150 gün sonrasında, karanlık akımdaki azalmanın sona erdiğini ve sabit bir değer etrafında dalgalandığını belirtmişlerdir. Bu aynı zamanda birincil kusur konantrasyonundaki azalmanın bir göstergesidir.

KAYNAKLAR

A.Chilingarov, Meyer, J. S., Sloan, T. 1997. Radiation damage due to NIEL in GaAs particle detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (395): 35–44.

Ahmed, S. N. 2007. *Physics and Engineering of Radiation Detection*. Elsevier. chapters (2,5).

Akkerman, A., Barak, J. 2006. New Partition Factor Calculations for Evaluating the Damage of Low Energy Ions in Silicon. *IEEE Transactions On Nuclear Science*, (53): 3667.

Akkerman, A., Barak, J., Chadwick, M., Levinson, J., Murat, M. 2001. Updated NIEL calculations for estimating the damage induced by particles and γ -rays in Si and GaAs. *Radiation Physics and Chemistry*, (62): 301–310.

Angelone, M., Festinesi, A., Rosi, G., Cavallari, F., Diemoz, M., Longo, E., Organtini, G. 1998. Neutron flux Measurement at Tapiro fast reactor for APD's Irradiation fluence evaluation, CMS Note.

Baccaro, S., Bateman, J., Cavallari, F., Ponte, V. D., Deiters, K., Denes, P., Diemoz, M., Kirn, T., Lintern, A., Longo, E., Montecchi, M., Musienko, Y., Pansart, J., Renker, D., Reucroft, S., Rosi, G., Rusack, R., Ruuska, D., Stephenson, R., Torbet, M. 1999. Radiation damage effect on avalanche photodiodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (426): 206–211.

Casse, G. 1998. The effect of hadron irradiation on the electrical properties of particle detectors made from various silicon materials. PhD thesis. Universite Joseph Fourier-Grenoble 1 Sciences Et Geographie. France.

CMS 2010. (Electromagnetic Calorimeter Group) Radiation hardness qualification of PbWO₄ scintillation crystals for the CMS Electromagnetic Calorimeter. *JINST*, (P03010): 1–33.

Consolandi, C. 2009. Displacement Damage Induced By Cosmic Rays in Silicon Devices Using Geant4 Toolkit for Space Applications. PhD thesis. Università Degli Studi di Milano - Bicocca. Italy.

Deiters, K., Ingram, Q., Musienko, Y., Nicol, S., Patel, P., Renker, D., Reucroft, S., Rusack, R., Sakhelashvili, T., Swain, J., Vikas, P. 2000. Properties of the avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (453): 223–226.

Fasso, A., Ferrari, A., Smirnov, G., Sommerer, F., Vlachoudis, V. 2011. FLUKA Realistic Modeling of Radiation Induced Damage. *Progress in Nuclear Science and Technology*, (2): 769–775.

- Feick, H., Fretwurst, E., Moll, M., Lindström, G. 1997.** Correlation of radiation damage effects in high resistivity silicon detectors with results from deep level spectroscopy. *IEEE Transactions On Nuclear Science*, (44): 825–833.
- Ferrari, A., Sala, P. R., Fassò, A., Ranft, J. 2011.** FLUKA a multi-particle transport code, Program version 2011.
- Hacıismailoğlu, M. C. 2011.** Nano-Kristal Troid Manyetik Çekirdeklerle Histere-sis Eğrisinin Modellenmesi. PhD thesis. Uludağ Üniversitesi, Bursa. Türkiye.
- Inguibert, C., Gigante, R. 2006.** NEMO: A Code to Compute NIEL of Protons, Neutrons, Electrons, and Heavy Ions. *IEEE Transactions On Nuclear Science*, (53): 1967.
- Iniewski, K. 2010.** *Radiation Effects in Semiconductors*. CRC Press. chapters (1), p. 12.
- Ivanov, L. I., Platov, Y. M. 2004.** *Radiation Physics of Metals and its Applications*. Cambridge International Science Publishing. chapters (5).
- Kinchin, G. H., Pease, R. S. 1955.** The Displacement of Atoms in Solids by Radiation . *Reports on Progress in Physics*.
- Knoll, G. F. 1999.** *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc.. chapters (2,15), p. 57.
- Lazanu, I., Lazanu, S. 2003.** Long-term Damage Induced by Hadrons in Silicon Detectors for Uses at the LHC-accelerator and in Space Missions. *Physica Scripta*, (67): 388–394.
- Lazanu, I., Lazanu, S. 2005.** Silicon detectors for the next generation of high energy physics experiments: expected degradation. *ArXiv Physics e-prints*.
- Lazanu, I., Lazanu, S. 2008.** Analytical Approximations of the Niel in Semiconductor Detectors for Hep. *Romanian Reports in Physics*, (60): 71–78.
- Leo, W. R. 1987.** *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. chapters (2).
- Leroy, C., Rancoita, P. G. 2009.** *Principles of Radiation Interaction In Matter And Detection*. World Scientific Publishing. chapters (2,7).
- Li, Z. 2009.** Radiation damage effects in Si materials and detectors and rad-hard Si detectors for SLHC. *Journal of Instrumentation*, (4): 1–26.
- Lindhard, J., Nielsen, V., Scharff, M., Thomsen, P. V. 1963.** Integral Equations Governing Radiation Effects. *Mat. Fys. Medd. Dan . Vid. Selsk.*
- Lindström, G. 2003.** Radiation damage in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (512): 30–43.

- Lindström, G., Moll, M., Fretwurst, E. 1999.** Radiation hardness of silicon detectors - a challenge from high-energy physics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (426): 1–15.
- Littmark, U., Ziegler, J. F. 1981.** Range of energetic ions in matter. *Physical Review A*, (23): 64–72.
- Lutz, G. 1999.** *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer. chapters (2,1), p. 279.
- Mendenhall, M. H., Weller, R. A. 1991.** Algorithms for the rapid computation of classical cross sections for screened Coulomb collisions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, (58): 11–17.
- Mendenhall, M. H., Weller, R. A. 2005.** An algorithm for computing screened Coulomb scattering in GEANT4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, (227): 420–430.
- Nastasi, M., Mayer, J. W., Hirvonen, J. K. 1996.** *Ion-Solid Interactions: Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press. chapters (7,2,3,4,5).
- Norgett, M. J., Robinson, M. T., Torrens, I. M. 1975.** A proposed method of calculating displacement dose rates. *Nuclear Engineering And design*, (33): 50–54.
- Osborne, M. D., Hobson, P. R., Watts, S. J. 2000.** Numerical Simulation of Neutron Radiation Effects in Avalanche Photodiodes. *IEEE Transactions On Electron Devices*, (47): 529–536.
- Poivey, C., Hopkinson, G. 2009.** Displacement Damage Mechanism and Effects.
- Rockett, A. 2008.** *The Materials Science of Semiconductors*. Springer. chapters (2), p. 40.
- Shibata, K., Iwamoto, O., Nakagawa, T., Iwamoto, N., Ichihara, A., Kunieda, S., Chiba, S., Furutaka, K., Otuka, N., Ohasawa, T., Murata, T., Matsunobu, H., Zukeran, A., Kamada, S., , Katakura, J. 2011.** JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, (48): 1–30.
- Sommerer, F., Cerutti, F., A. Fassò, A. Ferrari1, V. V. 2008.** Tracking neutrons with FLUKA.
- Spieler, H. 1998.** *Semiconductor Detectors Part 2*.
- Was, G. S. 2007.** *Fundamentals of Radiation Materials Science*. Springer. chapters (1), pp. 3,4.
- Weber, J., Klingenberg, R. 2007.** Free Charge Carriers Trapping Properties in Neutron-Irradiated DOFZ Silicon Pad Detectors. *IEEE Transactions On Nuclear Science*, (54): 2701–2705.

Weller, R. A., Mendenhall, M. H., Fleetwood, D. M. 2004. A screened Coulomb scattering module for displacement damage computations in Geant4. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **(51)**: 3669–3678.

Wulz, C.-E. 2007. Measurement technology for the CMS experiment (CMS Collaboration). *Measurement Science and Technology*, **(18)**: 2424–2431.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Adnan KILIÇ
Doğum Yeri ve Tarihi : Orhaneli – 01.01.1978
Yabancı Dili : İngilizce
Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)
Lise : Bursa Tophane Endüstri Meslek Lisesi - 1995
Lisans : U.Ü. Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü - 2001
Yüksek Lisans : U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik ABD - 2005
Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : U.Ü. Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 2002 ...
İletişim : adnank@uludag.edu.tr
Yayımları

Kılıç, A., Piliçer, E., Tapan, İ., Özmutlu, E., N. 2011. Simulation of displacement damage for silicon avalanche photo-diodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, (658): 70–72.