



T.C.
MUŞ ALPARSLAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLER ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

BAZI İYONLARIN NÜKLEER MALZEMELER ÜZERİNE
BOMBARDIMANI SONUCU YAPTIĞI ETKİLERİN
İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS

HAZIRLAYAN
ABDULVAHAP YILMAZ

DANIŞMAN
Yrd. Doç. Dr EKREM ALMAZ

OCAK-2014

TEŞEKKÜR

Nükleer fizik alanında yeni bilgiler edinmemi sağlayan, böyle önemli bir konuyu bana öneren ve bu çalışma boyunca benden ilgisini ve yardımlarını esirgemeyen değerli tez danışmanım Sayın Hocam Yrd. Doç. Dr. Ekrem ALMAZ 'a ve beni her zaman araştırmaya teşvik eden değerli Hocalarım Prf.Dr. Cevad SELAM'a ve Yrd. Doç. Dr.Tuncay ÖZDEMİR'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak, her zaman yanımda olan ve benden moral desteğini esirgemeyen hayatım boyunca beni destekleyen ve bugünlere getiren babam Rıfat YILMAZ'a, annem Ayten YILMAZ'a ve kardeşim Halil İbrahim YILMAZ'a sonsuz minnet duygularımı sunarım.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	v
TABLOLAR DİZİNİ.....	ix
KISALTMALAR.....	xii
ÖZET.....	xiv
İNGİLİZCE ÖZET.....	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. PARÇACIKLAR VE RADYASYONUN MADDE İLE ETKİLEŞMESİ...	2
2.1 YÜKLÜ PARÇACIKLAR.....	2
2.2 MADDE İLE HAFİF YÜKLÜ PARÇACIKLARIN ETKİLEŞİMİ.....	3
2.2.1 HAFİF YÜKLÜ PARÇACIKLAR.....	3
2.2.1.1 Hafif yüklü parçacıklarda enerji kaybı.....	5
2.2.1.2 Çarpışmaya enerji kaybı.....	6
2.2.1.3 Radyasyona enerji kaybı.....	6
2.3 MADDE İLE AĞIR YÜKLÜ PARÇACIKLARIN ETKİLEŞMESİ.....	7
2.3.1 Rutherford Saçılması.....	9
2.3.2 Elastik Saçılma Kinematığı.....	10
2.3.3 Rutherford Saçılma Kinematığı.....	12
2.4 Madde İçerisinde Enerji Kaybeden Yüklü Parçacık.....	14
2.4.1 İyonlaşma ve uyarılmadan kaynaklanan durdurma gücü hesabı..	16
2.4.2 Bragg eğrisi.....	23
2.4.3 Menzil ve menzil dağılımı.....	24
2.4.4 Parçacığın kalınlığı x olan bir materyalde kaybettiği enerji.....	25
3. RADYASYON HASARI.....	28
3.1 Hasar Fonksyonu.....	29
3.2 İlk ve Ağırlıklı Geri Saçılma Spektrumları.....	31
3.3 Radyasyon Hasar Morfolojisi.....	34
3.4 Işımanın Avantajlarının ve Dez avantajlarının Çeşitli Parçacı Type'ları Üzeri Kullanılması.....	40
3.4.1. Ağır iyonlar.....	41
3.4.2. Protonlar.....	41

4.SRİM-TRİM SİMİLASYON PROGRAMI.....	45
4.1 Monte Carlo Similasyon Metodu.....	45
4.2 SRİM TRİM SİMİLASYON PROGRAMLARI.....	46
4.2.1 İyon ve Geri saçılan iyonların dağılım alanı ve dosyalanması.....	47
4.2.2 İyon ve Geri saçılan iyonun dağılımı.....	47
4.2.3 İyonun Yatay Dağılımı.....	47
4.3 Hedefteki Hasar Alanı ve Dosyalanması.....	48
4.3.1 İyonun Hedef Madde İçerisinde Elektron'a Enerji Kaybı.....	48
4.3.2. İyonun Hedef Madde İçerisinde Fonon'a Enerji Kaybı.....	48
4.3.3. Hedef İçerisinde Üretilen Boşluklar.....	48
4.3.4.Hedef İçerisinde Çarpışmalar Sonucu Oluşan Boşluğa İyonun Geri Dönmesi.....	49
4.4.İyon menzili ve geri saçılan iyonların dağılımları.....	49
4.4.1. İyon Dağılımı Alanları.....	49
4.4.2. Üç Boyutta İyon Menzil Dağılımı.....	50
4.4.3. Yatay İyon Menzil Dağılımı.....	51
4.5 İyon Tarafından Hedef Maddeye Verilen Hasar.....	52
4.5.1.İyonun Hedef Elektronlara Enerji Kaybı.....	53
4.5.2 İyonun Hedef Fononlara Enerji Kaybı.....	54
4.5.3 Boşluk oluşumu ve İyonun Boşalttığı alana geri dönmesini sağlayan çarpışmalar için Enerji kaybı.....	55
4.5.4 İyonun Kayıp Ettiği Enerji-Hedef Atomlar Tarafından Absorbe Edilen Enerji... ..	57
4.6 İyon-Atom Çarpışma Kinetiğinin Detayları.....	59
4.6.1.Geri Saçılma Çağlayanları (Physics of Recoil Cascades).....	59
4.7.Srim Trim Similasyon Programından Elde Edilen Grafikler.....	61
4.7.1 İyon Madde Etkileşimi Sonucu Hedef madde İçerisindeki Boşluk Oluşumu Grafikleri.....	62
4.7.2 İyon Menzili (İyonun Hedef Madde İçerisinde Durma Mesafesi) Grafikleri.....	68
4.7.3. Geri Saçılma İçin Grekli Enerji Miktarı Grafikleri	71
4.7.4. İyon ve Geri Saçılan İyonun İyonizasyona Enerji Kaybı Grafikleri... ..	74
4.7.5. İyon ve Geri Saçılan İyonun Fononlara Kaybettiği Enerji Miktarının Grafikleri	76

4.7.6. Hedef Madde İçerisinde İyonların Yatay Dağılım Grafikleri.....	82
5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	85
KAYNAKLAR.....	89
ÖZGEÇMİŞ.....	93

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1: Alfa ve Beta parçacıklarının menzilleri.....	4
Şekil 2.2: Elektronun madde içerisindeki enerji kaybı.....	4
Şekil 2.3: Elektron ve pozitronun kurşun içerisinde geçerken enerji kaybının enerjilerine göre değişimi.....	5
Şekil 2.4: Bremsstrahlung radyasyonu.....	7
Şekil 2.5: Ağır yüklü parçacık saçılmasındaki süreçler.....	8
Şekil 2.6: Rutherford a-parçacık saçılma deneyi	9
Şekil 2.7: Rutherford saçılma deneyinin sonuçları	9
Şekil 2.8: Rutherford saçılmasının açısal dağılımını gösteren basit bir deney düzeneği	10
Şekil 2.9: Elastik saçılma örneği	11
Şekil 2.10: Rutherford saçılmasına uğrayan bir parçacığın yörüngesi ve hedef çekirdeğe en yakın yaklaşma mesafesi.....	12
Şekil 2.11: Farklı b değerlerine göre a-parçacıklarının izledikleri hiperbolik yollar ve d mesafesi	13
Şekil 2.12: Yüklü bir ağır parçacığın bir atomun elektronuyla etkileşmesi	17
Şekil 2.13: dx boyunda, db kalınlığında ve b yarıçapında bir silindirin gösterimi. 18	
Şekil 2.14: Enerjisi 5.49 MeV olan alfalar için havanın durdurma gücüne karşılık alfaların ortam içinde aldığı toplam yol	23
Şekil 2.15: Parçacığın aldığı toplam yol ve menzil	25
Şekil 2.16: Hedefte verilen bir derinlikten geri saçılan parçacıkların enerji kaybının çeşitli yolları ve parçacıkların geri saçılma enerjisinin kinematik faktöre bağımlılığı	27
Şekil 3.1.(a). Parçacıklar içerisindeki tek enerjili bir iyon demetinin enerji spektremu.....	28
Şekil 3.1.(b). Yüksek akı içerisindeki izotop reaktörlerin enerji spektrumları.....	28
Şekil 3.2. İyon ve nötronların çeşitli enerji seviyeleri için hasar derinlikleri	29
Şekil 3.3. (a). Fakat displasman hasar teorisi kullanımı yoluyla partikül enerji spektrasını.....	30
Şekil 3.3. (b) Akma gerilmesi deneyin yapıldığı tesise bakılmaksızın hasar Seviyesine bağlı olarak gösterilir.....	30
Şekil 3.4 Ortalama 1MeV geri saçılma enerjisi sahip Nikel üzerine çarpan	

farklı parçacık type'leri.....	32
Şekil 3.5 Çarpışmada transfer edilen enerji T nin altında E_d nin üstünde bulunan enerji bölgesinde geri saçılma bölümü.....	33
Şekil 3.6 Etkileşim çağlayanları içerisinde atomlar buldukları yerleri boşalttıktan sonra noktasal boşlukların oluşması için gerçeklerşen süreç.....	35
Şekil 3.7. 20 keV bakır iyonlarının kendi ışımalarının yarattığı etkileşim çağlayanları sonrasında ilk 100ps içerisinde çoklu yeniden etkileşmeler sebebiyle atomlar arası hareketli boşluklar ve boşlukların kaybı.....	36
Şekil 3.8 Üretilen tek Frenkel çifti üzerine etkileşme yarı çapının etkisinin gösterimi.....	39
Şekil 3.9 Çeşitli kütle ve enerjilere sahip iyonların serbest hareket ederek oluşturduğu hasarların etkinlik faktörü ilişkisi.....	39
Şekil 3.10. Bir hedef nikel atomu içerisinde nikel,carbon,alüminyum için hasar profili.....	41
Şekil 3.11. Paslanmaz çelik içerisinde 5 MeV Ni ⁺⁺ ve 3.2 MeV protonlar için hasar profili.....	42
Şekil 3.12. Sürekli bir kaynak içerisinde noktasal boşlukların ani üretim oranı ve ortalama hasarların üzerinde ışının etkisi	43
Şekil 3.13. Paslanmaz çelik içerisinde proton, helyum ve nikel iyonlarının enerjilerinin bir fonksiyonu.....	44
Şekil 4.1. Boron Atomunun Hedef Maddeler Üzerine Gönderilmesi.....	46
Şekil 4.2. İyonun menzil Alanı.....	49
Şekil 4.3 İyon Menzilleri ve Geri Saçılan Atom Dağılımı Alanı.....	50
Şekil 4.4. Bir Mask Edge Altında İçeri Geçen İyonun Yatay Dağılımı... ..	51
Şekil 4.5. İyonun Yatay Yayılması.....	52
Şekil 4.6. Hedef İyonizasyon.....	53
Şekil 4.7. Hedef Fononların Alanı.....	54
Şekil 4.8. Kayıp Edilen Alanların Toplamı.....	55
Şekil 4.9. Hedefin İçindeki Boşlukların Alanı.....	56
Şekil 4.10. İyonların kaybettiği yerine geri dönmesini sağlayan çarpışmalar.....	57
Şekil 4.11. İyonda Geri Saçılan Atomlara Aktarılan Enerji Alanı.....	58
Şekil 4.12. Çeşitli Hedef Atomları Trafından Absorbe Edilen Enerji Alanı.....	58
Şekil 4.13. H-Beton etkileşimi sonucu olarak beton içerisinde boşluk oluşumu... ..	62
Şekil 4.14. Be-Beton etkileşimi sonucu olarak beton içerisinde boşluk oluşumu.. ..	62

Şekil 4.15. C-Beton etkileşimi sonucu olarak beton içerisinde boşluk oluşumu..	63
Şekil 4.16. He-Beton etkileşimi sonucu olarak beton içerisinde boşluk oluşumu..	63
Şekil 4.17. C(10 keV)-Paslanmaz Çelik etkileşimi sonucu olarak paslanmaz çelik içerisinde boşluk oluşumu.....	64
Şekil 4.18. Be(10 keV)-Paslanmaz Çelik etkileşimi sonucu olarak paslanmaz çelik içerisinde boşluk oluşumu	64
Şekil 4.19. Be(100 keV)-Paslanmaz Çelik etkileşimi sonucu olarak paslanmaz çelik içerisinde boşluk oluşumu	65
Şekil 4.20. C(100 keV)-Paslanmaz Çelik etkileşimi sonucu olarak paslanmaz çelik içerisinde boşluk oluşumu	65
Şekil 4.21. H (10 keV)-Paslanmaz Çelik etkileşimi sonucu olarak paslanmaz çelik içerisinde boşluk oluşumu	66
Şekil 4.22. H(100 keV)-Paslanmaz Çelik etkileşimi sonucu olarak paslanmaz çelik içerisinde boşluk oluşumu	66
Şekil 4.23. He(10 keV)-Paslanmaz Çelik etkileşimi sonucu olarak paslanmaz çelik içerisinde boşluk oluşumu	67
Şekil 4.24. He(10 keV)-Paslanmaz Çelik etkileşimi sonucu olarak paslanmaz çelik içerisinde boşluk oluşumu	67
Şekil 4.25. Be iyonun Beton içerisinde durma mesafesi.....	68
Şekil 4.26. C iyonun Beton içerisinde durma mesafesi.....	68
Şekil 4.27. H iyonun Beton içerisinde durma mesafesi.....	68
Şekil 4.28. He iyonun Beton içerisinde durma mesafesi.....	68
Şekil 4.29. Be (10keV) iyonun Paslanmaz Çelik içerisinde durma mesafesi.....	69
Şekil 4.30. Be (100keV) iyonun Paslanmaz Çelik içerisinde durma mesafesi....	69
Şekil 4.31. C (100keV) iyonun Paslanmaz Çelik içerisinde durma mesafesi.....	69
Şekil 4.32. C (10keV) iyonun Paslanmaz Çelik içerisinde durma mesafesi.....	69
Şekil 4.33. He (100keV) iyonun Paslanmaz Çelik içerisinde durma mesafesi....	70
Şekil 4.34. He (10.keV) iyonun Paslanmaz Çelik içerisinde durma mesafesi.....	70
Şekil 4.35. H (10keV) iyonun Paslanmaz Çelik içerisinde durma mesafesi.....	70
Şekil 4.36. H (100keV) iyonun Paslanmaz Çelik içerisinde durma mesafesi.....	70
Şekil 4.37. Be-Beton etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	71
Şekil 4.38. C-Beton etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	71

Şekil 4.39. H-Beton etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	71
Şekil 4.40. He-Beton etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	71
Şekil 4.41. H(100keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	72
Şekil 4.42. H(10keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	72
Şekil 4.43. He(100keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği.....	72
Şekil 4.44. He(10keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	72
Şekil 4.45. Be(100keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	73
Şekil 4.46. Be(10keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	73
Şekil 4.47. C(100keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	73
Şekil 4.48. C(10keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde geri saçılma için gerekli enerji miktarı grafiği	73
Şekil 4.49. Be-Beton etkileşiminde iyon ve geri saçılan iyonun iyonizasyona kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	74
Şekil 4.50. C-Beton etkileşiminde iyon ve geri saçılan iyonun iyonizasyona kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	74
Şekil 4.51. H-Beton etkileşiminde iyon ve geri saçılan iyonun iyonizasyona kaybettiği enerji miktarının grafiği	75
Şekil 4.52. He-Beton etkileşiminde iyon ve geri saçılan iyonun iyonizasyona kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	75
Şekil 4.53. Be-Beton etkileşiminde iyon ve geri saçılan iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	76
Şekil 4.54. C-Beton etkileşiminde iyon ve geri saçılan iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	76
Şekil 4.55. H-Beton etkileşiminde iyon ve geri saçılan iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	77

Şekil 4.56. He-Beton etkileşiminde iyon ve geri saçılan iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	77
Şekil 4.57. H(10keV)-Paslanmaz Çelik etkileşiminde iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	78
Şekil 4.58. H(100keV)-Paslanmaz Çelik iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	78
Şekil 4.59. He(10keV)-Paslanmaz Çelik iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	79
Şekil 4.60. He(100keV)-Paslanmaz Çelik iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	79
Şekil 4.61. Be(10keV)-Paslanmaz Çelik iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	80
Şekil 4.62. Be(100keV)-Paslanmaz Çelik iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	80
Şekil 4.63. C(10keV)-Paslanmaz Çelik iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	81
Şekil 4.64. C(100keV)-Paslanmaz Çelik iyonun fononlara kaybettiği enerji miktarının grafiği.....	81
Şekil 4.65. Be iyonlarının beton içerisinde yatay dağılım grafiği.....	82
Şekil 4.66. C iyonlarının beton içerisinde yatay dağılım grafiği.....	82
Şekil 4.67. H iyonlarının beton içerisinde yatay dağılım grafiği.....	82
Şekil 4.68. He iyonlarının beton içerisinde yatay dağılım grafiği.....	82
Şekil 4.69. C(100keV) iyonlarının Paslanmaz Çelik içerisinde yatay dağılım grafiği.....	83
Şekil 4.70. C(10keV) iyonlarının Paslanmaz Çelik içerisinde yatay dağılım grafiği.....	83
Şekil 4.71. Be(100keV) iyonlarının Paslanmaz Çelik içerisinde yatay dağılım grafiği.....	83
Şekil 4.72. Be(10keV) iyonlarının Paslanmaz Çelik içerisinde yatay dağılım grafiği.....	83
Şekil 4.73. H(100keV) iyonlarının Paslanmaz Çelik içerisinde yatay dağılım grafiği.....	84
Şekil 4.74. H(10keV) iyonlarının Paslanmaz Çelik içerisinde yatay dağılım grafiği.....	84

Şekil 4.75. He(100keV) iyonlarının Paslanmaz Çelik içerisinde yatay dağılım grafiği.....	84
Şekil 4.76. He(10keV) iyonlarının Paslanmaz Çelik içerisinde yatay dağılım grafiği.....	84

TABLolar DİZİNİ

Tablo 3.1 Farklı ışıma partiküllerini kıyaslama deney sonuçları.....	37
Tablo 3.2 Çeşitli parçacık type'ları ile ışımaların avantajları ve dezavantajları..	40
Tablo 4.9. İyon ile hedef madde etkileşimi eşleştirilmesi.....	61

KISALTMALAR

0	: başlangıç (bilinen)
1	: bilinmeyen
a	: alfa
A	: atom
b	: düzeltici faktör,
c	: ışık hızı, (m/s)
ç	: çekirdek
D	: atomik yoğunluk,
d	: çekirdeğe en yakın yaklaşma mesafesi, (m)
DP	: momentum farkı, (kg.m/s)
DT	: kinetik enerjideki kayıp,
e	: elektron yükü, (C)
E	: Enerji
e+	: pozitron
eff	: efektif
elek	: elektronik
F	: Coulomb itme kuvveti, (N)
f	: frekans, (s ⁻¹)
Fps	: Frenkel çifti
G	: saçılan parçacıkların oranı,
h	: planck sabiti, (joule.s)
I	: ortalama uyarılma enerjisi, (eV)
IBA	: iyon demet analizi
i	: i. element
k	: Coulomb sabiti, (N.m ² /C ²)
K	:Yer boşalma katsayısı
l	: açısal momentum, (kg.m ² /s)
m	: gelen parçacığın kütlesi, (kg)
M	: hedef atomun kütlesi, (kg)
max	: maksimum
min	: minumum
N	: parçacık atom sayısı,
nük	: nükleer

P	: çizgisel momentum, (kg.m/s)
p	: proton
q	: gelen parçacığın yükü, (C)
Q	: hedef çekirdeğin yükü, (C)
q	: saçılma açısı, (°)
R	: menzil (ve çap),
r	: uzaklık (ve yarıçap),
RBS	: Rutherford geri saçılma spektroskopisi
s	: tesir kesiti, (barn/steradyan)
S	: yüzey alanı ve toplam yol,
T	: kinetik enerji,
t	: puls verme zamanı, (s-1)
T	: Primer olarak çarpan atomun enerjisi
U	: gerilim, (V)
u	: hız, (m/s)
V	: potansiyel enerji,
w	: açısal hız, (s-1)
W	: enerji transferi,
w	: kütle oranı,
x	: x-doğrultusu
y	: y-doğrultusu
z	: gelen parçacığın atom numarası,
Z	: hedef materyalin atom numarası,

ÖZET

Bu çalışmada Hidrojen (H), Helyum(He), Lityum (Li) ve Berilyum (Be) iyonları kullanılarak hedef madde olarak seçilen Beton ve Çelik üzerine bu iyonların demet halinde gönderilmesi ile elde edilen sonuçlar tartışılmıştır. Bu şekilde iyonların hedef madde içerisinde menzil dağılımı, hedef madde içerisinde iyonların oluşturduğu boşluklar (vacancies), Frankel çiftleri ve atomlar arasına yerleşen yeni atomların (interstitials) oluşumları, atomların yer değiştirmeleri, geri tepen iyon dağılımları ve Kinchen-Pease Hasar hesaplamaları yapılmıştır. Bu hesaplamalar SRIM ve TRIM paket program kullanılarak grafiklere dökülüp bu çalışmada sunulmuştur. SRIM ve TRIM programları nükleer mühendislikte özellikle radyasyon hasarının ve durdurma gücünün hesaplanmasında kullanılan çok güçlü programlar olup, bizimde bu çalışmada tercih sebebimiz olmuştur. Reaktörlerde nötron hasar ve etkisinin daha pratik ve daha ekonomik olarak belirlenmesini hedefleyen bu çalışma ile nötronun yaptığı etkiyi benzeşim yöntemi ile iyon kullanarak elde etmeye çalıştık. Bu şekilde radyasyona maruz kalmış beton ve çelik gibi nükleer materyallerin radyasyon etkisiyle geçirdiği değişimler incelenerek, sonuçları sunulmuştur.

SUMMARY

In this study, the obtained results by sending the the ions in bundles on Concrete and Steel which are selected as target material by usings Hydrogen (H), Helium (He), lithium (Li) and Beryllium (Be) ions are discussed. In this way, the calculations on range distributions of ions in target material, vacancies created by ions in target material, Frankel pairs and the make up of interstitials settled between atoms, displacement of atoms, recoil ion distributions and Kinchen-Pease damage are obtained. The calculations are presented graphically by using SRIM and TRIM package programs. SRIM and TRIM are very strong programs used in nuclear engineering especially for calculation of radiation damage and stopping power and we prefer to study in this research. With this study, which aims to determine the neutron damage and effect in reactors more practicially and more economically, we tried to obtain the effect of neutron by using ion with using simulation method. In this way, the changes of nuclear materials such as concrete and steel exposed to radiation are analysed and the results are presented.

Keywords: Radiation detection, radiation damage, ion irradiation, nuclear materials

1. GİRİŞ

Hans Geiger ve Ernest Marsden alfa parçacıklarının saçılması ile ilgili deney yapan ilk bilim adamlarıdır. Alfa parçacıklarının altın levhadan geniş açılarda saçılması Ernest Rutherford (UK, 1871-1937) tarafından gözlemlenmiştir. Rutherford alfa parçacıklarının geniş açılarda saçılmasının sebebini, oluşturduğu Rutherford atom modeli ile açıklamıştır. Rutherford'un 1911'de geliştirdiği bu atom modeli, bilim dünyasına çekirdek kavramını kazandırmıştır. Rutherford'un adına dayanan bugünkü analitik teknik Rutherford geri saçılma spektroskopisi (Rutherford Backscattering Spectrometry- RBS) olarak adlandırılır. Bu teknikte, genellikle enerjileri MeVbüyüklüğünde olan iyon demeti (He^+) analizi yapılacak hedef numune üzerine bombardıman edilir. Hedeften geri saçılan iyonların enerji spektrumlarından numunenin nitel ve nicel analizi yapılabilir. Bölüm 2 de parçacıkların madde ile etkileşimi detaylı olarak incelenmiştir [2, 11].

Stopping and range ions of in matter (Srim) (Madde içerisindeki iyonların menzili ve durdurulması) bir bilgisayar programı gurubudur bu program iyon ile madde arasındaki etkileşimini sayısal verilerle detaylandırır. Srim'in çekirdeğini Transport of ions in matter (Madde içerisindeki iyonların geçişi)(TRIM) programı oluşturur. Trim programı iyonun hedef madde içerisindeki geçişi sırasındaki gerçekleşen etkileşimlerin sonuçlarını sayısal veriler ve grafiklerle ifade eder. Bu iki programda James F. Ziegler and Jochen P. Biersack tarafından yaklaşık olarak 1983 yılında geliştirildi. Srim montecarlo simülasyon metodundan köken alır [1, 11]. Bölüm 3'te radyasyon ve hedef madde arasındaki hasar ilişkisi detaylandırılmıştır. Bölüm 4 te ise Srim Trim simülasyon programının parçacıkların madde ile etkileşimini nasıl gerçekleştirdiğini inceledik

2.PARÇACIKLAR VE RADYASYONUN MADDE İLE ETKİLEŞMESİ

Fizik deneysel bir bilimdir. Deneyle fizik kanunlarını ve doğayı anlamamız için bir altyapı sağlar. Hiçbir yerde nükleer ve parçacık fiziğinin gelişmesi için deneylere duyulan ihtiyaçtan fazla ihtiyaç duyulmaz. Bu atom altı dünyada, parçacıkların birbirinden saçılması bilginin ana kaynağını oluşturur. Nükleer ve parçacık çarpışmalarının, bozunmaların araştırılması, böyle etkileşme ürünlerinin ölçülmesi dedektörlere bağlıdır. Atom altı parçacıklar görsel araçlar kullanılarak ölçmek için çok küçük olmalarına rağmen, enerji depolanması için mekanizmalar kullanılarak böyle parçacıklar dedekte edilebilir. Dedektörler bu atom altı parçacıkları gözlemlememize olanak sağlar. Farklı tipte parçacıklar farklı şekilde dedekte edileceklerdir.

Radyasyon onun madde içinde etkileşimi ile dedekte edilir. Bu sebeple radyasyonu dedekte edebilmek için madde ile etkileşimi iyi anlaşılmalıdır. Herhangi bir radyasyon detektörünün çalışması dedekte edilecek radyasyonun madde içerisinde etkileşme şekline bağlıdır. Tüm dedektör sistemleri hemen hemen aynı yapıya sahiptir; Radyasyonun dedektör maddesi ile etkileşimiyle başlar, bu etkileşimin sonucu sinyale çevrilerek kaydedilir. Kullanılacak dedektör malzemesi parçacığın çeşidine ve enerjisine göre çok dikkatli seçilmelidir.

Radyasyonun madde ile etkileşmesi bilgileri; radyasyonun dedeksiyonu, nükleer dedektörlerin geliştirilmesi ve dizaynı, radyasyondan korunma ilkelerinin belirlenmesi, yaşayan organizmalarda radyasyonun biyolojik etkilerinin incelenmesi gibi alanlarda kullanılmasına temel oluşturur. Etkileşme mekanizması parçacığın çeşidine ve enerjisine bağlı olduğu gibi girdiği ortamın atomunun proton sayısına ve yoğunluğuna bağlı olarak değişir. Bu nedenle, yüklü ve yüksüz parçacıkların madde ile etkileşmesini ayrı ayrı düşünmemiz gerekmektedir.

2.1 YÜKLÜ PARÇACIKLAR

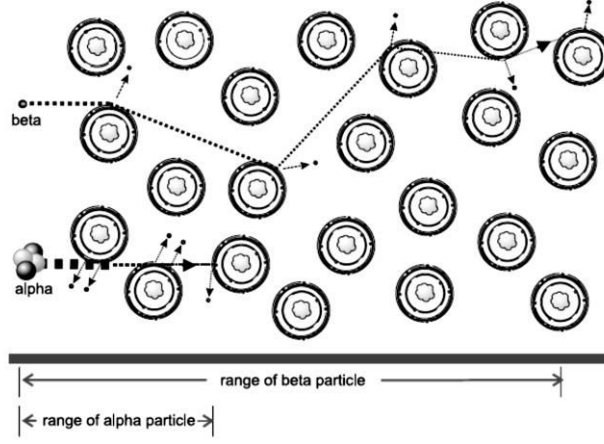
Yüklü parçacıkların enerjileri, bu parçacıkların madde tarafından soğurulma miktarının ölçülmesiyle tayin edilebilir. Genel olarak, yüklü parçacıklar madde içerisinden geçerken enerji kaybı ve geliş doğrultularından sapmaları gibi iki ana özellikte karakterize edilirler. Bu etkiler öncelikle maddenin atomik elektronları ile inelastik çarpışması ve çekirdekten elastik saçılmasının sonucudur. Bu reaksiyonlar

maddede birim uzunluk başına birçok defa meydana gelir. Fakat bunlar sadece meydana gelen reaksiyonlar değildir. Cherenkov radyasyon yayınlanması, nükleer reaksiyonlar, transfer radyasyonu ve Bremsstrahlung diğer olabilecek etkileşme mekanizmalarıdır. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşimini incelerken yüklü parçacıkları hafif yüklü parçacıklar (e , e^+) ve ağır yüklü parçacıklar (muon, pion, proton, alfa ve diğer ağır çekirdekler) diye iki gruba ayırmak gereklidir.

2.2. MADDE İLE HAFİF YÜKLÜ PARÇACIKLARIN ETKİLEŞİMİ

2.2.1. HAFİF YÜKLÜ PARÇACIKLAR

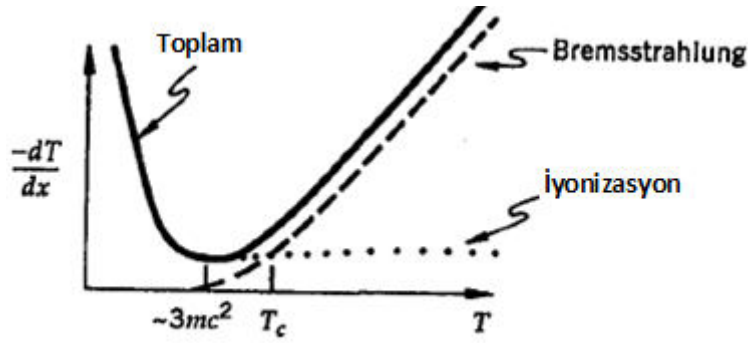
Elektronların ve pozitronların madde içerisindeki etkileşimleri hemen hemen aynıdır. Beta parçacıklarının madde ile etkileşmesi ağır yüklü parçacıklarda olduğu gibi iyonlaşma ve uyarılmanın yanı sıra ortamdaki çekirdeğin elektrik alanından kaynaklıdır. Elektron ve pozitron gibi hafif yüklü parçacıklar aynı enerjili ağır yüklü parçacıklarla karşılaştırıldıklarında kütleleri küçük olduğundan hızları yüksek olacaktır. Hızları yani enerjileri yüksek olan beta parçacıkları bir çekirdek alanından geçtiği zaman, radyasyon yolu ile bir enerji kaybına uğrar. Bu enerji Bremsstrahlung ya da Frenleme Radyasyonu denilen sürekli X ışını spektrumu şeklinde görülür. Bu radyasyon elektronun ivmelenmesinden dolayı ortaya çıkar, çekirdeğin elektriksel çekimi yüzünden izlediği düz yolda sapma meydana getirir. Enerjisi bir kaç MeV veya daha düşük ise bu radyasyona enerji kaybı düşük olacaktır. Bu nedenle, beta parçacıkları enerjilerinin büyük bir kısmını ortamın yörünge elektronları ile çarpışmaya ya da Moller ve Bhabha saçılmasına kaybedecektir. Moller saçılması elektronun ortamdaki atomun elektronları ile esnek olmayan saçılması, Bhabha saçılması ise pozitronların atomun elektronları ile esnek olmayan saçılmasıdır. Bunun sonucunda parçacığın izlediği yörünge zikzaklı olacaktır. Yani beta parçacıklarının yolları ağır yüklü parçacıkların yolları gibi düz olmayacaktır. Bu nedenle betaların yolları daha uzun olacaktır (Şekil 2. 1).



Şekil 2.1: Alfa ve Beta parçacıklarının menzilleri

Fakat betaların enerjisi artırılırsa, radyasyona enerji kaybı aniden yükselecektir. Bu şekilde parçacığın enerji kaybı çarpışma-iyonizasyona enerji kaybından büyük veya yakın olacaktır. Frenleme radyasyonuna enerji kaybının çarpışmayla enerji kaybına eşit olduğundaki parçacığın enerjisine kritik enerji denir. Kritik enerjinin üzerinde radyasyona enerji kaybı baskın olacaktır.

Düşük enerjilerde elektronlar atom çekirdekleri tarafından geriye saçılabilirler. Bu geriye saçılan elektronlar ortama tüm enerjilerini aktarmazlar fakat gelen elektronun enerjisini ölçmek için dizayn edilen dedektör sistemlerinin çalışmasını etkileyebilirler.



Şekil2.2: Elektronun madde içerisindeki enerji kaybı

2.2.1.1 Hafif yüklü parçacıklarda enerji kaybı:

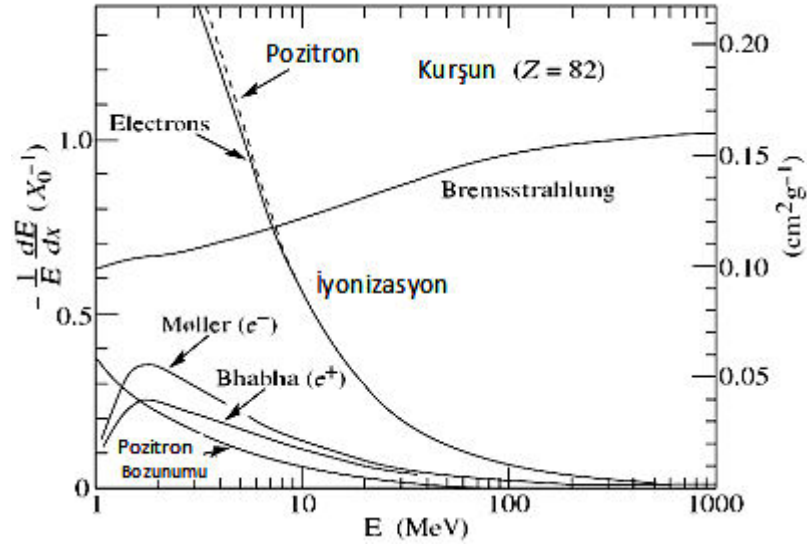
Elektron ve pozitronların madde içerisinde geçerken toplam enerji kayıpları radyasyona ve çarpısmaya olmak üzere iki kısımdan meydana gelir;

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Toplam}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Rad}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Çar}} \quad (2.1)$$

Yüksek enerjili elektronlar için radyasyona enerji kaybının çarpısmaya enerji kaybına oranı;

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Rad}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Çar}}} = \frac{EZ}{1200m_e c^2} \quad (2.2)$$

şeklinde verilir. Beta parçacıklarının kurşun içerisinde geçerken mümkün olabilecek enerji kayıpları enerjilerine bağlı olarak şekil 2. 3' te verilmiştir.



Şekil 2. 3: Elektron ve pozitronun kurşun içerisinde geçerken enerji kaybının enerjilerine göre değişimi

2.2.1.2 Çarpışmaya enerji kaybı:

Elektron ve pozitronların çarpışma (iyonlaşma ve uyarılma) sebebi ile enerji kaybı biraz karışık olacaktır. Çünkü her iki parçacığın spini ½, küçük kütleli ve benzer parçacıklardır. Beta parçacıkları için çarpışmaya enerji kaybı formülü ağır yüklü parçacıklar için elde edilen formüle benzerdir. Yalnız Bethe-Bloch bu formülde beta parçacıklarının kütlelerinin küçük olması ve etkileşen parçacıkların benzer olması sebebi ile iki değişiklik yapmıştır. Bu kabüller formülde bazı terimlerde değişiklik meydana getirmiştir ve birim uzunluk başına kaybedilen enerji bu yeni düzenleme ile Bethe-Bloch formülü ile aşağıdaki şekilde hesaplanır.

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_c = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I^2/m_e c^2)}\right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.3)$$

burada τ , $m_e c^2$ biriminde gelen parçacığın kinetik enerjisi, N_a : Avogadro sayısı, Z : Atom sayısı, A : Kütle numarasıdır.

$$F(\tau)_{e^-} = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} = 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 + \frac{(2\gamma-1)\ln 2}{\gamma^2} \quad (2.4)$$

$$F(\tau)_{e^+} = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{(\tau+2)} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{(\gamma+1)} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right) \quad (2.5)$$

Çok yüksek enerjilerde $F(\tau)$ terimi sabittir.

2.2.1.3 Radyasyona enerji kaybı:

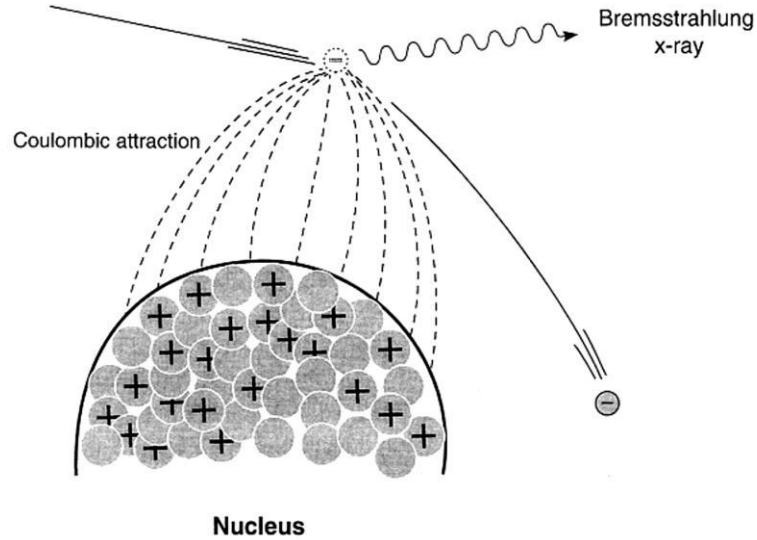
Klasik yaklaşımda biliyoruz ki yüklü bir parçacık ivmelenir ise enerji yayınlanır. Yüksek enerjili elektron veya pozitron, çekirdek alanından geçerken bremsstrahlung radyasyonu yayınlanır (Şekil 2. 4). Bir kaç yüz MeV altındaki enerjilerde, sadece elektronlar ve pozitronlar radyasyona enerji kaybederler. Radyasyona enerji kaybı soğurucu maddenin atom numarasının karesi elektronun enerjisi ile lineer olarak değişir. Radyasyonun yayınlanma olasılığı parçacığın kütlelerinin karesi ile ters orantılıdır.

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E}{X_0} \quad (2.6)$$

Burada

$$X_0 \propto 170 \frac{A}{Z^2} \quad (gr/cm^2) \quad (2.7)$$

Ortamin radyasyon uzunluğudur. Radyasyon uzunluğu, bir elektronun enerjisinin %63.2 sini Bremsstrahlunga kaybettiğindeki mesafesidir. Z ortamın atom numarası ve A kütle numarasıdır.



Şekil 2.4: Bremsstrahlung radyasyonu

Beta parçacıkları elektronların oluşturduğu elektrik alandan belli bir hızda geçerkende elektron-elektron Bremsstrahlung radyasyonu yayınlanır [11, 17, 18, 19, 20, 21].

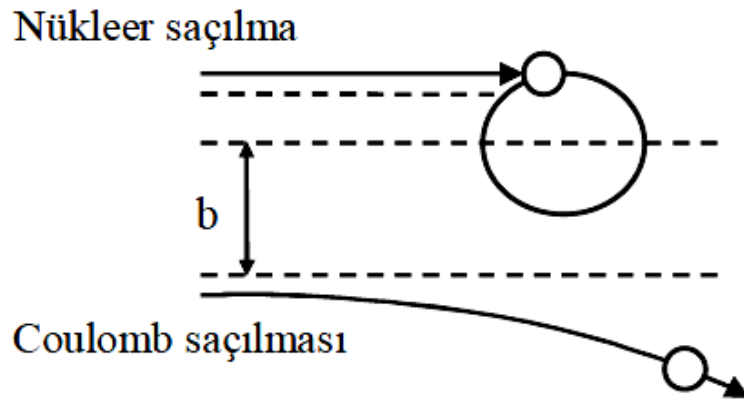
2.3 MADDE İLE AĞIR YÜKLÜ PARÇACIKLARIN ETKİLEŞMESİ

Yüklü parçacıklar $A \geq 1$ olan iyonlar, elektronlar (e^-), pozitronlar (e^+), protonlar (p), döteronlar (d), alfalar (α) ve daha ağır iyonlardır. Nükleer reaksiyonlar açısından ağır yüklü parçacıklar $A \geq 4$ olan parçacıklar olarak kabul edilir. Ağır yüklü

parçacıkların madde ile etkileşmesi hafif yüklü parçacıklarınkinden farklıdır. Ağır yüklü parçacıklar hafif yüklü parçacıklara göre daha büyük kütle ve çekirdek yüküne sahiptirler. Dolayısıyla ağır parçacıklar ile hedef çekirdek arasındaki Coulomb itme kuvveti hafif parçacıklara göre daha büyüktür [3, 11].

Nötr bir ortam içinde ilerleyen ağır yüklü bir parçacık hedef materyalin çekirdeği ve elektronları ile elektromanyetik olarak etkileşir. Çekirdek ile yüklü parçacığın elektromanyetik etkileşmeleri Rutherford saçılmasına neden olur. Elektron ile yüklü parçacığın etkileşmesi ise gelen parçacığın materyal içindeki enerji kaybı için önemlidir (Bkz. başlık 2. 4) [4, 11].

Ağır yüklü bir parçacığın hedef çekirdekten saçılması Şekil 2. 5’de şematik olarak gösterilmektedir. Saçılma parçacığın çekirdeğe vurma parametresine (b) bağlıdır. Vurma parametresi, gelen parçacığın geliş doğrultusunun çekirdek merkezine dik uzaklığı olarak tanımlanır. Büyük vurma parametrelerinde Coulomb etkileri baskındır. Hedef ile gelen yüklü parçacığın nükleer yoğunlukları örtüşmeye başladığında (küçük vurma parametreleri için) ise nükleer saçılma gerçekleşir.

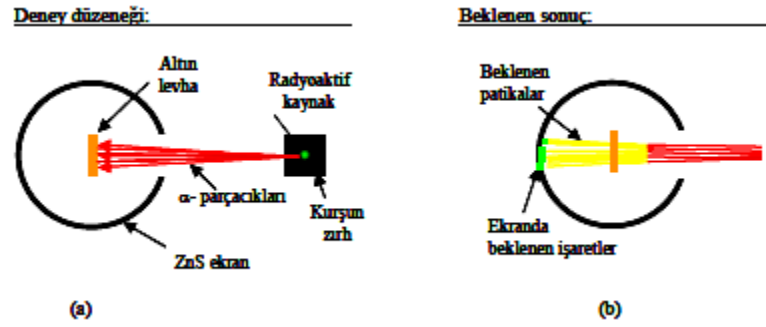


Şekil 2.5: Ağır yüklü parçacık saçılmasındaki süreçler

Düşük enerjili (1–10 MeV) ağır yüklü parçacıkların hedef çekirdek ile elektriksel etkileşmesi Rutherford saçılması ile incelenebilir. Yavaş hareket eden ağır yüklü parçacıkların saçılmasında, hedef çekirdek ile gelen parçacık arasındaki tek kuvvet Coulomb itme kuvvetidir. Bu sebeple, Rutherford saçılması elastik Coulomb saçılması olarak da adlandırılır [5, 11].

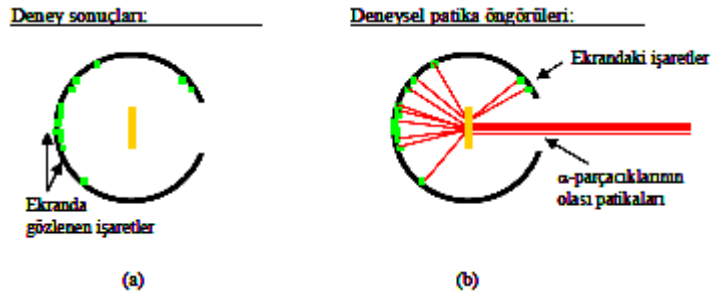
2.3.1 Rutherford Saçılması

Ernest Rutherford tarafından keşfedilen Rutherford saçılması, ağır yüklü bir parçacığın (α parçacığı gibi) hedef çekirdek tarafından elastik saçılmasına dayanır. Bu ünlü saçılma deneyinde, Rutherford α parçacıklarını ince altın bir levhaya bombardıman ederek orijinal doğrultusundan sapan parçacıkların sayısı üzerinde çalışmıştır. Rutherford'un α parçacık saçılma deneyinin basit bir şekli Şekil 2.6 ile gösterilmektedir.



Şekil 2.6: Rutherford α parçacık saçılma deneyi

Şekil 2.6a ya göre, kurşun zırh ile korunan radyoaktif kaynaktan çıkan α – parçacıkları altın levhaya gönderilir. Rutherford, Şekil 2.6b deki gibi α – parçacıklarının küçük sapmalar göstereceğini düşünmüştü. Rutherford bu deneysel çalışmalarının sonucunda, levhadan geçen α parçacıklarının genel olarak çok küçük sapmalar gösterdiğini fakat arada geniş açılarla sapan parçacıklarında bulunduğunu gözlemlemiştir. Şekil 2.7, Rutherford'un deney sonuçlarını şematik olarak göstermektedir.

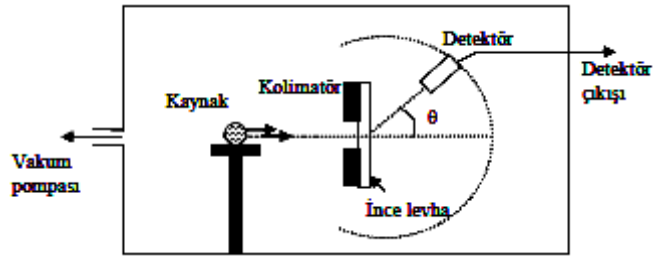


Şekil 2.7: Rutherford saçılma deneyinin sonuçları

Alfa parçacıklarının saçılması sonucu ekranda gözlenen işaretler Şekil 2.7a ile, α -parçacıklarının izledikleri olası doğrultular Şekil 2.7b ile gösterilmektedir. Rutherford α

parçacık saçılma deneyi ile atom içerisindeki pozitif yüklü ve kütlesi büyük olan kısmın hacminin, toplam atom hacmine oranla çok küçük olduğu ispatlanmıştır. Rutherford tarafından bu pozitif yüklü kısma ‘çekirdek’ adı verilmiştir. Bu görüşten yola çıkarak oluşturulan model ‘‘Rutherford atom modeli’’ ya da ‘‘çekirdekli atom modeli’’ olarak adlandırılır. Dolayısıyla yukarıda bahsedildiği gibi atomun yapısı hakkındaki ilk denel bilgi, 1911 yılında Ernest Rutherford tarafından α parçacıklarının katı cisimlerden geçişleri sırasında uğradıkları sapmaların keşfi ve açıklanması ile mümkün olmuştur. Bu model, 1913 yılında Hans Geiger ve Ernest Marsden tarafından doğrulandıktan sonra, kimya ve fizik tarihine nükleer atom kavramını getirerek yeni bir çağır açmıştır. Modern atom teorisinin temelleri atılmıştır.

Rutherford saçılmasının açısal dağılımını elde etmek için kullanılan basit bir deney düzeneği Şekil 2.8’ de gösterilmektedir.



Şekil 2.8: Rutherford saçılmasının açısal dağılımını gösteren basit bir deney düzeneği

Radyoaktif bir kaynaktan (Amerisyum- 241 gibi) çıkan α parçacıkları kolimatörler arasından geçerek ince metal levha ile bombardıman edilir. Saçılan parçacıklar farklı Θ açılara yerleştirilebilen bir parçacık detektörü ile sayılır. Saçılan parçacıkların sayısı N_{Θ} ile saçılma açısı Θ arasındaki ilişki;

$$N_{\theta} \approx \frac{1}{\sin^{-1}(\theta/2)} \quad (2.8)$$

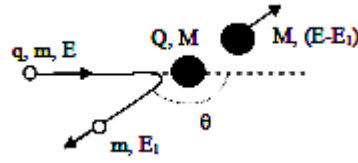
şeklinde elde edilir [3,6,7,11].

2.3.2 Elastik Saçılma Kinematığı

Saçılan parçacıklara göre iyon-hedef çarpışmalarında çalışılan temel olay, gelen iyonun hedef atomun çekirdeği tarafından elastik saçılmasıdır. Nükleer

uygulamalarda, hızlandırılan iyon hedef ile çarpıştırılır. Gelen iyon nükleer potansiyel etkisiyle hedef atomun Coulomb bariyerinin yakınında saçılmaya uğrar. Çarpışmadan sonra belirli bir açıda saçılan iyonlar dedektör ile sayılır. Saçılma açısı 0° dan 180° ye kadar değişebilir. Uygulamalarda, gelen iyonun kütlesi genellikle hedef atomun kütlesinden çok daha küçüktür [8,11].

Şekil 2.9, m kütleli ve E_1 enerjili yüklü bir parçacığın, M kütleli hedef çekirdekten E_1 enerjisi ile elastik geri saçılmasını göstermektedir. Saçılma açısı Θ dır. Gelen parçacığın yükü $q = ze$, hedef çekirdeğin yükü ise $Q = Ze$ dir.



Şekil 2.9: Elastik saçılma örneği

Elastik geri saçılma kinematiği kinematik faktör (K) ile tanımlanır. Kinematik faktör momentum ve enerji korunumundan elde edilir ve saçılan parçacık enerjisinin gelen parçacık enerjisine oranı

$$K = \frac{E_1}{E} = \left[\frac{\sqrt{M^2 - m^2 \sin^2 \theta} + m \cos \theta}{m + M} \right]^2 \quad (2.9)$$

ile verilir. K, $\Theta = 0^\circ$ de maksimum bir değer, $\Theta = 180^\circ$ de ise minimum bir değer alır. Elastik saçılma sonucu geri saçılan parçacığın enerjisi

$$E_1 = \left[\left(\frac{1}{1 + \frac{M}{m}} \right) \times \left(\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M}{m} \right)^2 - \sin^2 \theta} \right) \right]^2 E = KE \quad (2.10)$$

ile hesaplanır. $\Theta = 0^\circ$ de $E_1 = E$ iken, $\Theta = 180^\circ$ de geri saçılan parçacık enerjisi

$$E_1 = \left(\frac{M - m}{M + m} \right)^2 E \quad (2.11)$$

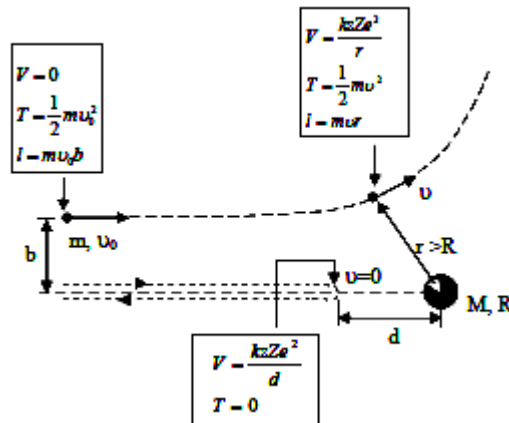
şeklindedir.

2.3.3 Rutherford Saçılma Kinematığı

Lord Rutherford, α parçacıklarının saçılmasını klasik mekanik ile incelemiştir. Rutherford atom modeline göre, α parçacıklarının saçılması problemi nokta şeklindeki yüklü parçacıkların nokta şeklindeki bir merkezden klasik (elastik) saçılması problemidir. Çekirdek gelen parçacıktan çok daha ağır olduğu için sabit kabul edilir. Geiger ve Marsden'in katkılarıyla, Rutherford saçılmasında α parçacıklarının çekirdek içine girmedikleri sonucuna ulaşılmıştır. Parçacık çekirdek içine giremiyorsa, izlediği hiperbolik yolların tümünde çekirdek merkezinden olan r uzaklığı çekirdek yarıçapı R den ($r > R$) daha büyük olur (burada alfa parçacığının yarıçapı ihmal edilmiştir). Rutherford saçılmasına uğrayan bir parçacığın geniş açılarda saçılması, çekirdeğe yakın geçtiğinin bir göstergesidir. Dolayısıyla gelen parçacık çekirdeğin dışından geçiyorsa parçacığa etkiyen tek kuvvet çekirdeğin Coulomb itme kuvveti olur:

$$F(r) = \frac{kqQ}{r^2} = \frac{kZze^2}{e^2} \quad (2.12)$$

Burada k , Coulomb sabiti olup $k = 1/(4\pi\epsilon_0) = 8,988 \times 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$ değerindedir. Eğer yüklü parçacık çekirdeğin içine girmeye başlarsa nükleer kuvvet etkisi altında kalır ve kuvvet denklem (2.12) ile bulunamaz. Denklem (2.12) deki $F(r)$ nin etkisiyle gelen parçacık Şekil 2.10 da gösterilen hiperbolik yolu izler.



Şekil 2.10: Rutherford saçılmasına uğrayan bir parçacığın yörüngesi ve hedef çekirdeğe en yakın yaklaşma mesafesi (d)

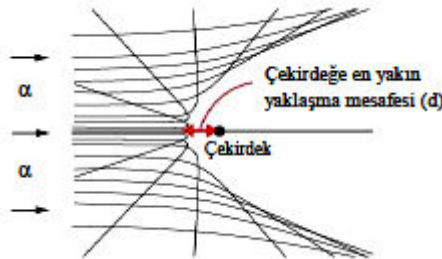
Rutherford saçılmasının temel geometrisi Şekil 2.10 ile gösterilmektedir. Parçacık hedef çekirdeğe, itme kuvvetinin olmaması durumunda geçebileceği b uzaklığındaki bir doğru boyunca yaklaşır. Bu uzaklığa vurma parametresi (b) denir. Çekirdekten çok uzakta gelen parçacık ihmal edilebilir bir Coulomb potansiyel enerjisine sahiptir; böylece parçacığın toplam enerjisi yalnızca gelen parçacığın $E = \frac{1}{2}mv_0^2$ kinetik enerjisi kadardır. Parçacığın hedef çekirdeğe göre açısal momentumu, büyük mesafelerde $|\vec{r} \times m\vec{v}| = mv_0b$ 'dir. Parçacık hedef çekirdeğin yakınından geçerken bir r mesafesine ulaşır ve bu değer b ye bağlıdır. r uzaklığının minimum değeri (d), 180° lik bir sapma sırasında olur. Bu kafa kafaya çarpışmada (b = 0) parçacık ani olarak durur ve aynı doğrultuda fakat zıt yönde hareketine devam eder. Bu noktada, parçacığın başlangıç kinetik enerjisi, Coulomb potansiyel enerjisine dönüşür.

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{d} \quad (2.13)$$

Burada d çekirdeğe en yakın yaklaşma mesafesidir ve denklem (2.14) ile hesaplanır.

$$d = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{E} \quad (2.14)$$

Şekil 2.11, farklı b değerlerine göre α -parçacıklarının itici Coulomb etkisiyle izledikleri hiperbolik yolları ve d mesafesini göstermektedir.



Şekil 2.11: Farklı b değerlerine göre α -parçacıklarının izledikleri hiperbolik yollar ve d mesafesi [9]

Yörüngenin ara noktalarında, enerji kısmen kinetik, kısmen potansiyel enerjidir; b parametresinin herhangi bir değeri için enerjinin korunumu,

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{r} \quad (2.15)$$

ile verilir. Burada U , ilerleyen parçacığın herhangi bir noktadaki hız değeridir [5,10,11].

2.4 Madde İçerisinde Enerji Kaybeden Yüklü Parçacık

Yüklü parçacık madde içerisinde ilerlerken ortamda bulunan atom ve moleküllerle etkileşir ve ortama enerjisini aktarır. Pratikte, yüklü bir parçacığın madde içerisinde etkileşmeye girmeden ilerleme olasılığı sıfırdır. Bu özellik yüklü parçacık detektörlerinin çalışmasında çok önemlidir. Yüklü bir parçacık içinden geçtiği nötr bir ortamın atomlarıyla kütle çekimi, elektronik ve nükleer etkileşmeler yapar. Kütle çekimi etkileşmesi çok düşük olduğu için genellikle ihmal edilir. Parçacığın birim uzunlukta kaybettiği enerji, hedef materyal ile gelen parçacığın türüne bağlıdır. Bu ifade literatürde materyalin durdurma gücü olarak adlandırılır. Toplam durdurma gücü S_{toplam} , elektronik ve nükleer etkileşmelerden kaynaklanan durdurma güçlerinin toplamıdır:

$$S_{toplam} = -\frac{dE}{dx} \quad (2.16)$$

$$-\frac{dE}{dx} = S_{elek} + S_{nük} \quad (2.17)$$

Buradaki negatif işaret, parçacığın materyal içinden geçerken enerji kaybettiği anlamına gelir. Nükleer bileşen, toplam durdurma gücünün genellikle çok küçük bir kısmını oluşturduğu için hesaplarda ihmal edilebilir. Alfa parçacığı gibi ağır yüklü parçacıklar için parçacık enerjisi yeteri kadar yüksek değilse nükleer durdurma gücünün toplam durdurma gücüne bir katkısı olmaz (Nükleer parçacıkların nükleer kuvvetleri kısa menzilli olduğundan, parçacığın atomun çok derinlerine girmesi için enerjisinin yeteri kadar büyük olması gerekir). Bu yüzden durdurma gücü sadece elektronik bileşenin bir fonksiyonu olarak yazılabilir [3,11].

$$-\frac{dE}{dx} \approx S_{elek} \quad (2.18)$$

Düşük enerjili ağır yüklü parçacıkların çekirdek tarafından uğratıldıkları Coulomb saçılması nükleer fizikte önemli bir işlem olmasına rağmen yüklü parçacığın madde içerisindeki enerji kaybı çok küçüktür. Hedef materyalin çekirdekleri, atom hacimlerinin sadece yaklaşık 10^{-15} 'ini işgal ettikleri için parçacığın çekirdeklerden çok elektronlarla çarpışma olasılığı

$$\frac{(R_a)^3}{(R_c)^3} = \frac{(10^{-10})^3}{(10^{-15})^3} = 10^{15} \quad (2.19)$$

kez daha fazladır. Dolayısıyla yüklü parçacığın enerjisini kaybetmesi için baskın olan mekanizma, hedef materyal içerisindeki elektronlarla yaptığı Coulomb saçılmasıdır. Kütleli m olan ağır bir parçacığın m_e kütleli bir elektron ile merkezi çarpışması sonucunda enerji ve momentum korunumundan gelen parçacığın kinetik enerjisindeki kayıp

$$\Delta E = E \left(\frac{4m}{m_e} \right) \quad (2.20)$$

bulunur. 5 MeV lik α - parçacıkları (radyoaktif bozunumlarda yayınlananlar) için bu değer 2,7 keV dir. Buradan şu sonuçlar çıkarılabilir:

1.Parçacık, enerjisinin tümünü kaybetmeden önce binlerce elektronla çarpışır (Kafa kafaya çarpışmada elektrona maksimum enerji aktarılır; pek çok başka çarpışmada parçacığın enerji kaybı daha küçük olacaktır.)

2.Coulomb kuvveti sonsuz menzile sahip olduğu için parçacık aynı anda birçok elektronla etkileşebilir. Bu etkileşmeler sonucunda, parçacık adım adım fakat sürekli olarak enerjisini kaybeder ve belli bir mesafe ilerledikten sonra durur. Bu mesafeye parçacığın menzili denir. Menzil parçacığın türüne, hedef materyalin yapısına ve parçacığın enerjisine bağlıdır.

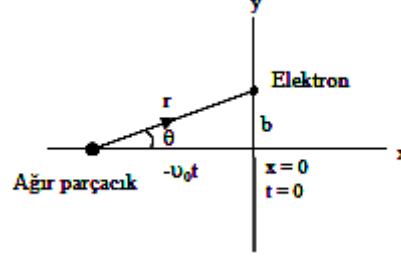
3.Bir atomu iyonlaştırmak için gerekli enerji 10 eV civarındadır. Dolayısıyla çarpışmalar, atomu iyonlaştırmak için elektrona yeterli enerjiyi aktarabilir. Aktarılan keV mertebesindeki enerjilerle (delta ışını olarak bilinirler) elektronların kendileri de çarpışmalarla iyon üretebilirler ve ikincil elektronları oluşturabilirler. Parçacık tarafından kaybedilen enerjiyi ölçmek için, atomik uyarılmalar kadar birincil ve ikincil elektronları da göz önüne almak gerekir [11,14].

Ağır yüklü parçacığın elektron ile etkileşmesinden, uyarılma ya da iyonlaşma olayları kendini gösterir. Uyarılma olayında elektron düşük enerjili bir seviyeden daha yüksek enerjili bir seviyeye geçer. Uyarılmış atomda elektron yüksek enerjili seviyede uzun süre kalamayacağından tekrar düşük enerjili seviyelere döner ve bu sırada bir foton yayınlanır. İyonlaşma da ise elektron, atomdan tamamıyla ayrılır ve böylece atom bir iyon çiftine ayrılmış olur. Artık elektron (-), atom da (+) iyonu temsil eder. Bir iyon çifti kısa bir süre var olabilir, iyonlar ya tekrar birleşirler ya da başkalarıyla ntralleşirler. Genellikle, a parçacığının hızının yeterli olduğu ve meydana getirdiği iyon çifti üzerine herhangi bir etki yapmaksızın iyon çifti alanından uzaklaştığı varsayılır [11,15].

Her ne kadar etkileşmelerin temeli oldukça karışık olsa da, birim uzunluk başına düşük enerji kaybı bugüne kadar geliştirilmiş yarı-deneysel bağıntılar sayesinde bulunabilir. Klasik mekaniğe dayalı durdurma gücü ifadesi ilk olarak 1915'te Niels Hendrik Bohr tarafından elde edilmiştir. Bu ifadenin kuantum mekaniksel hesabı ise ilk kez 1930 yılında Hans Bethe tarafından yapılmıştır. Kuantum mekaniğine dayalı daha doğru bir ifade 1933'te Felix Bloch tarafından türetilmiştir ve bu ifade Bohr ve Bethe'nin neticelerini sınırlayıcı durumları içermektedir [10,11].

2.4.1 İyonlaşma ve uyarılmadan kaynaklanan durdurma gücü hesabı

Bir materyalden geçmekte olan yüklü ağır bir parçacık aynı anda birçok atoma Coulomb kuvveti uygular. Her atom farklı iyonlaşma ve uyarılma potansiyelli birçok elektrona sahiptir. Dolayısıyla hareket eden yüklü parçacık milyonlarca elektronlaarpışır. Her bir çarpışmanın, oluşma ve enerji kaybı için kendine ait olasılıkları vardır. Çarpışmaların enerji kaybını tek tek hesaplamak imknsızdır. Bunun yerine, birim uzunluk başına düşük ortalama enerji kaybı hesaplanır [11,16]. Klasik mekanik ile ortalama enerji kaybı birim uzunluk cinsinden basitçe türetilir. Şekil 2.18, m kütleli, U_0 hızıyla gelen ağır yüklü bir parçacığın yolundan b mesafede me kütleli bir elektron olduğunu göstermektedir. Hedef materyalin kütle numarası A, atom numarası Z ve yoğunluğu ρ ile verilir.



Şekil 2.12: Yüklü bir ağır parçacığın bir elektron ile etkileşmesi

Elektron serbest ve çarpışma başlangıcında durgun haldedir. Aynı zamanda elektronun hareketi o kadar küçüktür ki; elektrik alan, elektron pozisyonundan hiç ayrılmamış gibi hesaplanabilir. Bu ancak yüklü parçacığın hızı atomlardaki elektronik hızlardan çok çok büyük ise doğrudur. Problemin simetrik yapısından (Şekil 2.12) elektrona verilen impulsun net x bileşeni sıfırdır. Çünkü parçacık sifıra yaklaştığı zaman momentumun x-bileşenine olan katkısı ile parçacık sifirdan uzaklaştığı zamanki katkısı birbirini götürür ($t = 0$, yüklü parçacığın orjinde bulunduğu zamanı gösterir).

$$\int_{-\infty}^0 F_x dt = \int_0^{\infty} F_x dt \quad (2.22)$$

Burada F_x , $F = ze^2 / r^2$ kuvvetinin x-bileşenidir. Elektrona verilen momentumun y bileşeni

$$P_y = \int_{-\infty}^{+\infty} F_y dt = \int_{-\infty}^{+\infty} (ze^2 / r^2) \sin \theta dt \quad (2.23)$$

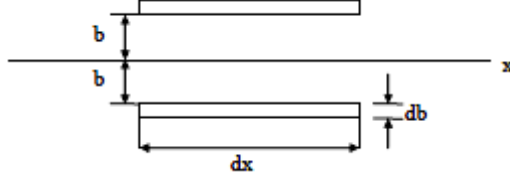
şeklinde dir. Şekil 2.18 den $\sin \theta = b/r$ ve $\cot \theta = -U_0 t/b$ değerleri elde edilir. t değerinin diferansiyeli alınarak $dt = (b/U_0) \csc^2 \theta d\theta$ değeri bulunur. Bu değerler denklem (2.49)'de yerlerine konulup integral işlemi yapılırsa

$$P_y = 2ze^2/bU_0 \quad (2.24)$$

elde edilir. Buradan b mesafesindeki bir tek elektrona verilen enerji

$$E_e = \frac{P_y^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e b^2 v_0^2} \quad (2.25)$$

ile verilir. Burada $m_e = 9,109 \times 10^{-31}$ kg dir. N_A avagadro sayısı olmak üzere materyalin birim hacminde $(Z\rho N_A)/A$ sayıda elektron vardır ($N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$).



Şekil 2.13: dx boyunda, db kalınlığında ve b yarıçapında bir silindirin gösterimi

Şekil 2.13 ten faydalanarak, silindirik koordinatlara göre yarıçapları b ve b+db, uzunluğu dx olan bir kabuktaki elektron sayısı

$$dN = 2\pi b db dx (Z\rho N_A/A) \quad (2.26)$$

şeklinde yazılır. Denklem (2.25) ile (2.26) birleştirilip b de, dx uzunluğunda ve db kalınlığındaki bir kabuktaki enerji kaybı

$$-dE(b) = 2\pi b db dx \frac{Z\rho N_A}{A} \frac{2z^2 e^4}{m_e b^2 v_0^2} \quad (2.27)$$

ile verilir. Dolayısıyla, minimum vurma parametresi (b_{min}) ve maksimum vurma parametresi (b_{max}) ile sınırlandırılmış bütün kabuklardaki elektronlarca birim uzunluk başına kaybedilen toplam enerji

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z\rho N_A}{m_e v_0^2 A} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z\rho N_A}{m_e v_0^2 A} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (2.28)$$

elde edilir. Burada dE/dx , materyalin durdurma gücü olarak ifade edilir. Durdurma gücünün daha tam ifadesini elde etmek için b_{min} ve b_{max} değerlerinin hesaplanması gerekir. Bu, çeşitli yollardan yapılabilir. Klasik metoda göre b_{min} ve b_{max} değerlerinin hesabı şu şekildedir:

(a) b nin minimum değeri, “kafa kafaya bir çarpışmada, bir elektrona aktarılan maksimum hız, klasik olarak $2v_0$ dir” gerçeğinden hesaplanabilir. Buna göre elektronun enerjisi

$$E_e \leq \frac{1}{2} m_e (2v_0)^2 \leq 2m_e v_0^2$$

ifadesinden $E_e = 2m_e v_0^2$ olarak bulunur. E_e , denklem (2.25) de yerine konulursa

$$b_{min} = ze^2 / m_e v_0^2 \quad (2.29)$$

elde edilir.

(b) b 'nin maksimum değeri ise, çarpışma sırasında elektronu serbest kabul etmenin geçersizliğinden hesaplanabilir. Elektronlar aslında atoma bağlı olup bir miktar minimum ortalama uyarılma enerjileri (I) vardır. Dolayısıyla b_{max} sonsuz olmayıp denklem (2.25) den $E_e = I$ olarak alınır,

$$I = 2z^2 e^4 / m_e b_{max}^2 v_0^2 \quad (2.30)$$

elde edilir. b_{max} değeri yalnız bırakılırsa;

$$b_{max} = \frac{ze^2}{v_0} \sqrt{\frac{2}{m_e I}} \quad (2.31)$$

ile verilir.

b_{min} ve b_{max} değerleri için değişik bir ifade kuantum mekaniksel yaklaşımdan türetilebilir:

(a) b_{min} değeri, m_e kütleli ve U_0 hızlı bir elektrona uyan dalga paketi

$$\lambda = \hbar \sqrt{1 - \beta^2} / m_e v_0 \quad (2.32)$$

ile verilir. Burada \hbar , Planck sabitidir ve $\hbar = 1,054589 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ değerindedir. Klasik düşüncenin geçerli olabilmesi için gelen parçacığın Coulomb alanının, elektronun λ boyutları üzerinde değişmemesi şarttır. Yani $b \geq \lambda$ veya

$$b_{min} \approx \hbar\sqrt{1 - \beta^2}/m_e v_0 \quad (2.33)$$

olmalıdır.

(b) bmax değeri, rölativistik açıdan, elektrona parçacığın yoluna dik istikamette puls verme zamanı (τ)

$$\tau \approx b\sqrt{1 - \beta^2}/v_0 \quad (2.34)$$

dır. Elektronun frekansı f olmak üzere, eğer $1/f < \tau$ ise elektron enerji soğurmaz. Dolayısıyla enerji soğurulması için $1/f > \tau$ olmalıdır. Buradan

$$\tau \approx b\sqrt{1 - \beta^2}/v_0 \quad (2.35)$$

Veya

$$b_{max} = v_0/f\sqrt{1 - \beta^2} \quad (2.36)$$

elde edilir. Burada f elektronun ortalama frekansıdır. Bu şekilde elde edilen bmax / bmin oranının klasik düşünceden hareketle elde edilenle aynı olduğu görülür. Sonuç olarak, (2.29) ve (2.32) denklemleri (2.28) denkleminde yerine konulursa

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z \rho N_A}{m_e v_0^2 A} \ln \left(\frac{2m_e v_0^2}{I} \right)^{1/2} \quad (2.37)$$

ortalama durdurma gücü ifadesi elde edilir.

Daha tam kuantum mekaniksel düşünceler b'nin limitleri için farklı değerler verir. Bu şekilde elde edilen durdurma gücü ifadesi denklem (2.38) ile verilir. Denklem (2.37) ile karşılaştırıldığında sadece ln teriminin farklı olduğu görülür.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z \rho N_A}{m_e v_0^2 A} \ln \left(\frac{2m_e v_0^2}{I} \right) \quad (2.38)$$

Denklem (2.32), rölativistik olmayan yüklü parçacıklar için ($U \ll c$) geçerlidir. Rölativistik olmayan bir parçacık için dE/dx , $1/U^2$ ile orantılı veya parçacık enerjisinin

tersiyle değişir. Düşük enerjili yüklü bir parçacık materyalin herhangi bir elektronunun yakınında çok zaman harcar ve bu yüzden elektrona aktarılan enerji fazla olur. Yüksek enerjilerde rölativite düzeltmesi dikkate alınarak

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z \rho N_A}{m_e v_0^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m_e v_0^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right) - \frac{v_0^2}{c^2} \right] \quad (2.39)$$

elde edilir [10,11]. Bu sonuçlar ağır yüklü parçacıklar için geçerlidir. Buradan hedef materyalin atom numarasının (Z) bir fonksiyonu olan B niceliği,

$$B = Z \left[\ln \frac{2m_e v_0^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right) - \frac{v_0^2}{c^2} \right] \quad (2.40)$$

parçacık enerjisi ile yavaşça değişir. Daha kolay bir hesap için kuantum mekaniksel Bethe-Bloch durdurma gücü ifadesi

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{Bethe-Bloch} = \frac{4\pi N_A r_e^2 z^2 m_e c^2 \rho Z}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{max}}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.41)$$

şeklinde verilebilir. Burada klasik elektron yarıçapı $r_e = e^2/mc^2 = 2,818 \times 10^{-15}$ m, düzeltici faktör $\beta = U_0/c$, ışık hızı $c = 3 \times 10^8$ m/s ve elektronun durgun enerjisi $m_e c^2 = 0,511$ MeV olarak alınabilir. Burada elektrona transfer edilen maksimum enerji

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (2.42)$$

ile verilir. Denklem (2.41) de görüldüğü gibi dE/dx, gelen parçacığın kütesinden (m) bağımsız, gelen parçacığın hızına (U₀) bağlı ve parçacığın yükünün karesiyle (z²) orantılıdır. Burada $4\pi N_A r_e^2 z^2 m_e c^2$ faktörü bir sabittir ve hesaplanarak elde edilen değer denklem (2.41)'de yerine konulursa durdurma gücü ifadesi

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{Bethe-Bloch} = \frac{4,8938 \times 10^{-18} z^2 \rho Z}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{max}}{I} \right) - \beta^2 \right] J m^{-1} \quad (2.43)$$

ile verilir. Durdurma gücü birimi, MKS sisteminde $J m^{-1}$ ile verilir. Fakat bu ifade uygulamalarda genellikle $MeV cm^{-1}$ cinsinden hesaplanır:

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{Bethe-Bloch} = \frac{0,30548z^2 \rho Z}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{max}}{I} \right) - \beta^2 \right] MeVcm^{-1} \quad (2.44)$$

Hesaplanması zor olan parametrelerden biri materyalin ortalama uyarılma potansiyelidir. I için elde edilen deneysel formüller,

$$I(eV) = 12Z + 7, Z < 13 \quad (2.45)$$

$$I(eV) = 9,76Z + 5,58Z^{-0,19}, Z \geq 13 \quad (2.46)$$

şeklinindedir. I, tüm iyonlaşma ve atomik uyarılma işlemleri üzerinden ortalama alınarak hesaplanır. Bu hesaplar yüksek enerjilerde daha iyi sonuç verir [3,11].

Buraya kadar saf bir element içerisinde hareket eden yüklü parçacık için durdurma gücü ifadesi hesaplanmıştır. Eğer parçacık saf bir element yerine bileşik veya karışım içerisinde hareket ediyorsa Bragg-Kleeman kuralı olarak bilinen yarı deneysel bir bağıntı kullanılarak toplam durdurma gücü hesaplanabilir:

$$\left(\frac{1dE}{\rho dx} \right)_{toplam} = \sum_i \frac{w_i}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (2.47)$$

Burada i. elementin durdurma gücü $(1/\rho_i)(dE/dx)_i$ ifadesi ile i. elementin kütle oranı

$$w_i = \frac{N_i A_i}{M} \quad (2.48)$$

ifadesi ile verilir. Burada i. elementin yoğunluğu ρ_i ve i. Elementin bileşikteki atom sayısı N_i ile verilir. M moleküler ağırlıktır [11,16].

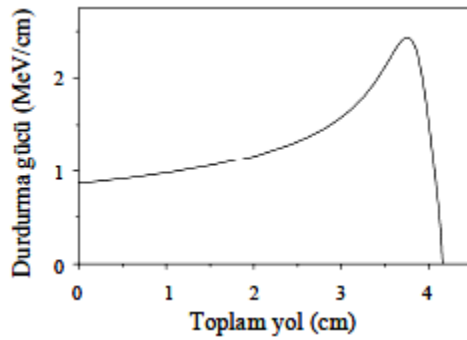
Pozitif yüklü bir parçacık ile soğurucu materyalin elektronunun yüklerinin birbirini itmesinden dolayı yüklerin yer değiştirmesi doğaldır. Parçacık ile soğurucu materyal arasındaki yük değişiminin gerçekleştiği düşük enerjilerde Bethe-Bloch formülü geçerliliğini kaybeder. Pozitif yüklü bir parçacık soğurucu materyalin elektronlarını koparır. Parçacığın yükü azalır ve lineer enerji kaybı gerçekleşir. Sonuç olarak, parçacık z elektronlu nötr bir atoma dönüşür.

2.4.2 Bragg eğrisi

Yüklü parçacığın durdurma gücü için verilen Bethe- Bloch formülü, parçacığın enerjisi üstünde β ve W_{max} parametrelerindeki gibi tam bağımlılık gösterir. Ağır yüklü bir parçacık materyal içinde ilerlerken enerji kaybeder ve durdurma gücü sürekli olarak değişir. Durdurma gücü, uyarılma (iyonlaşma) sonucu parçacığın hareketinin bir ölçüsüdür. Dolayısıyla materyalde ilerleyen parçacığın birim uzunlukta kaybettiği enerji parçacığın uyarılma kapasitesine göre değişir. Bu bağımlılık parçacığın fazla enerjisi ile ilgilidir. Fazla enerji, materyal boyunca ilerleyen parçacığın muhafaza ettiği anlık enerji (I) olarak ifade edilir. Buradan belirli bir materyal içinde ilerleyen parçacığın durdurma gücü

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{Bethe-Bloch} = \frac{C}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{max}}{I} \right) - \beta^2 \right] MeVcm^{-1} \quad (2.49)$$

şeklinde verilir. Burada verilen bir materyal için C değeri, $C = 0,30548\rho Zz^2/A$ şeklinde bir sabittir. Ortalama uyarılma potansiyelinin sayısal değeri $I = 10^{-4}MeV$ olarak alınmıştır [3,11]. Bu değer genellikle düşük Z li materyaller için geçerlidir. Bir materyal boyunca hareket eden bir parçacığın menzili parçacığın fazla enerjisine bağlıdır. Durdurma gücü, parçacığın fazla enerjisi ile artar. Dolayısıyla durdurma gücünün menzil ile ilişkisinden Bragg eğrisi (William Henry Bragg, 1862-1942) elde edilir. Gerçekte, bu yoldan Bragg eğrisini çizmek daha kolaydır. Çünkü parçacıkların enerjisi ve menzili arasındaki deneysel ilişki, durdurma gücü ile menzil arasındaki basit ilişkiyi türetmek için kullanılabilir.



Şekil 2.14: Enerjisi 5,49 MeV olan alfalar için havanın durdurma gücüne karşılık alfaların ortam içinde aldığı toplam yol [11,17]

Şekil 2.14, standart koşullarda havada ilerleyen 5,49 MeV enerjili alfaların Bragg eğrisini göstermektedir. Dolayısıyla parçacık enerji kaybederken Bragg pikinin maksimum noktasına ulaşana kadar çok sayıda atomik uyarılma (iyonlaşma) gerçekleşir. Bu noktadaki parçacık enerjisinin tümünü kaybeder ve hızlı bir şekilde elektron yakalayarak helyum atomlarına dönüşür.

2.4.3 Menzil ve menzil dağılımı

Gelen parçacığın tüm enerjileri üzerinden denklem (2.49)'in integrali alınarak parçacık demetinin kinetik enerjisinin tamamını kaybedene kadar aldığı mesafe ortalama uzunluk cinsinden hesaplanır:

$$R = \int_0^R dx = \int_E^0 \left(\frac{dx}{dE} \right) dE = \int_0^E \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.50)$$

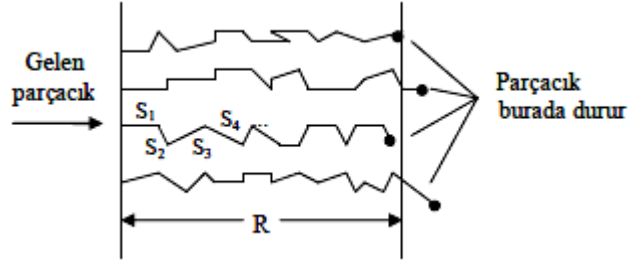
Burada R, parçacığın menzili olarak ifade edilir ve parçacığın kinetik enerjisinin bir fonksiyonu olarak değişir. R, uzunluk (m veya cm) ve birim alana düşen kütle miktarı (kg/m^2 veya g/cm^2) cinsinden iki şekilde ifade edilir:

$$R(\text{g/cm}^2) = [R(\text{cm})] [\rho(\text{g/cm}^3)] \quad (2.51)$$

Madde içerisinde ilerleyen ağır yüklü bir parçacık, çoklu Coulomb saçılmasından dolayı çok küçük açılarla saptırılır. Dolayısıyla, ağır yüklü parçacıklar hemen hemen bir doğru boyunca ilerlerler (Şekil 2.15). Parçacığın aldığı toplam yol

$$S = \sum_i S_i \quad (2.52)$$

ile ifade edilir. Ağır yüklü parçacıkların hafifçe yön değiştirmesi $R \gg S$ yi ifade eder [16].



Şekil 2.15: Parçacığın aldığı toplam yol (S) ve menzil (R)

Bu uygulama, gelen demetteki parçacıkların menzillerinin aynı olmadığını fakat ortalama bir değer etrafında değiştiğini gösterir. Menzildeki bu oynamalara menzil dağılımı denir. Bunun nedeni çarpışma sayısındaki istatistiksel dalgalanma ve her çarpışmadaki enerji kaybıdır. Denklem (2.44) ile verilen durdurma gücü ifadesi, gelen parçacık tarafından kaybedilen enerjideki istatistiksel oynamalar hakkında bilgi içermez. Durdurma gücü ve menzil arasında önemli bir farklılık vardır. Durdurma gücü ifadesi diferansiyel, menzil ise integral bir niceliktir. Bu, menzilin teorik hesabının zor bir işlem olduğunu gösterir. Dolayısıyla bu nicelik için deneysel veriler önemlidir. Ağır bir parçacığın bir materyaldeki menzil değeri biliniyorsa, Bragg- Kleeman kuralını uygulanarak herhangi bir materyal için bu değer belirlenebilir.

$$\frac{R_1}{R_0} = \frac{\rho_0}{\rho_1} \sqrt{\frac{A_1}{A_0}} \quad (2.53)$$

0 ve 1 alt indisleri sırasıyla bilinen ve bilinmeyen materyalleri gösterir. Karışımdan oluşan materyalin menzil hesabı için efektif kütle numarası (A_{eff}) kullanılır.

$$\frac{1}{\sqrt{A_{eff}}} = \sum_i \frac{w_i}{\sqrt{A_i}} \quad (2.54)$$

Burada A_i i. materyalin kütle numarasıdır.

2.4.4 Parçacığın kalınlığı x olan bir materyalde kaybettiği enerji

Kalınlığı x olan bir materyalden geçen yüklü parçacık, enerjisinin bir kısmını materyalde bırakır. Eğer parçacığın menzili materyalin kalınlığından küçük ($R < x$)

ise, parçacık materyal içinde durmuştur ve toplam enerji kaybı gelen parçacığın enerjisine eşittir. Eğer $R > x$ ise parçacığın enerji kaybı

$$\Delta E = \int_0^x \frac{dE}{dx} dx \quad (2.55)$$

ile verilir. Burada dE/dx , iyonlaşma veya uyarılmadan kaynaklanan toplam durdurma gücüdür. Eğer $x \ll R$ ise, dE / dx sabit olarak alınabilir:

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx} \right)_0 x \quad x \ll R \quad (2.56)$$

Burada $(dE/dx)_0$, parçacığın başlangıç enerjisi için hesaplanan durdurma gücüdür. Eğer x kalınlığı, Δx_i uzunluğunun N tane parçası ise;

$$\sum_{i=1}^N \Delta x_i = x \quad (2.57)$$

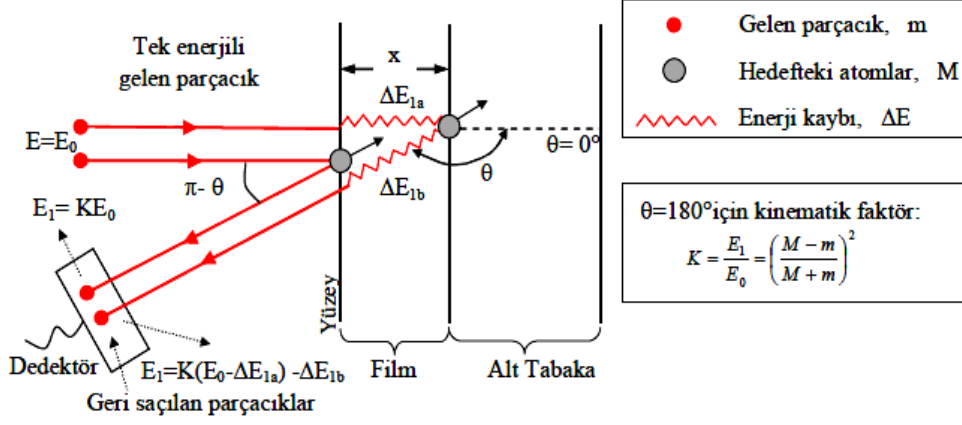
$$\Delta E = \sum_{i=1}^N \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \Delta x_i \quad (2.58)$$

Burada $(dE/dx)_i$, parçacığın kinetik enerjisi için her Δx_i uzunluğu için hesaplanmış durdurma gücünü verir [11,16].

Gelen parçacıkların bir kısmı hedef materyaldeki atomlardan direk saçılmaya uğrar. θ açısında geri saçılan parçacığın enerji kaybı;

1. Geri saçılma olayı sırasında hedef atoma momentum transferinden dolayı parçacık tarafından kaybedilen enerji

2. Materyal boyunca taşınma sırasında parçacık tarafından kaybedilen enerji olmak üzere iki olaya bağlıdır. Şekil 2.16, kalınlığı x olan bir hedefte ve hedefin yüzeyinde meydana gelen geri saçılma olaylarını şematik olarak göstermektedir. Örnek numune yüzeyindeki saçılma için parçacığın enerji kaybı hedef atoma transfer edilen momentumdan dolayıdır.



Şekil 2.16: Hedefin yüzeyinden ve hedefte verilen bir derinlikten geri saçılan parçacıkların gösterimi ve parçacıkların geri saçılma enerjisinin kinematik faktöre bağımlılığı.

Şekil 2.16’de göre, x derinliğinden geri saçılan parçacıkların enerji kaybı

$$\Delta E_{1a} = \Delta x \left(\frac{dE}{dx} \right)_{E=E_0} \quad (2.59)$$

ve

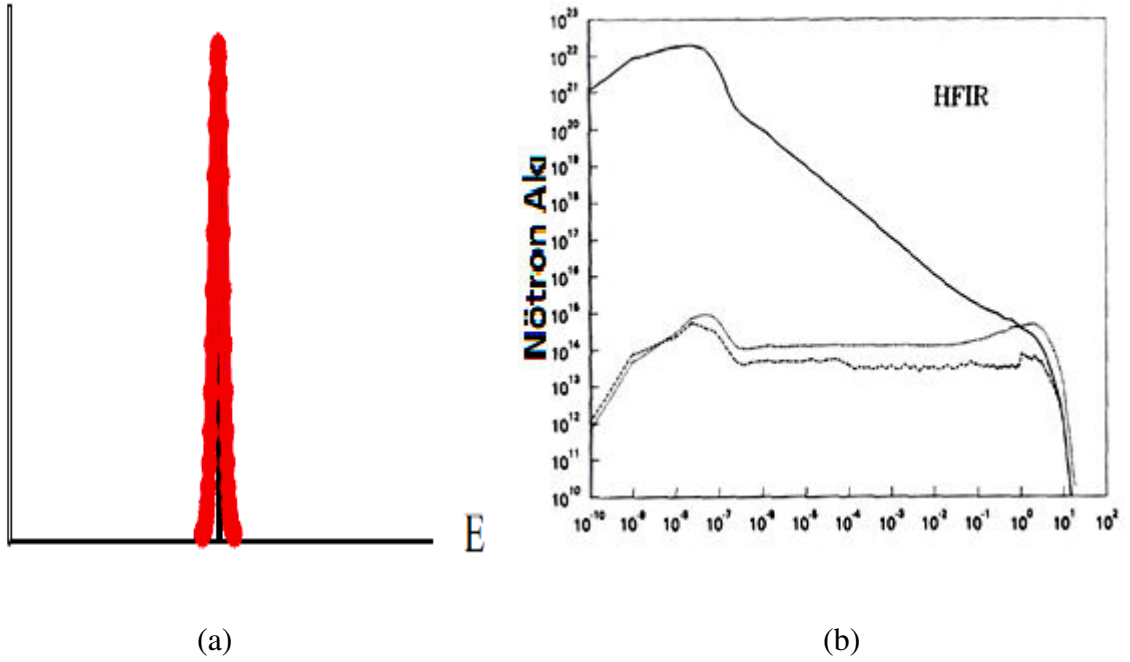
$$\Delta E_{1b} = \frac{\Delta E_{1a}}{\cos(\pi - \theta)} \quad (2.60)$$

ile verilir.

2 MeV lik He atomu için enerji kaybı menzilde 100 den 800 eV/ nm ye kadar değişir. Yani, hedeften bazı derinliklerden geri saçılan bir parçacık, hedef yüzeyinden aynı elementten geri saçılan parçacıktan daha az enerjiye sahiptir. [11,12,13].

3. RADYASYON HASARI

Yüklü parçacıklarda radyasyonun ölçülmesi ve nötron ışıması arasındaki eşitliği belirlemedeki ana problem ortak bir doz biriminin kullanımıdır. Nötron ışımaları için temel ölçülebilir doz birimi n/cm^2 dir. Yüklü parçacık için bu oran entegre akım yada yük tür Q/cm^2 . Raporlarda yüklü parçacık demetleri için doz birimini dpa, doz oranında dpa/s olarak verilemeye alışılmıştır. İyon ve radyasyon ışımalarında temel bir farklılık partikül enerji spektrumudur bu farklılık partiküllerin üretim farkından kaynaklanır. İyonlar hızlandırıcılarda tek enerjili demetler şeklinde ve dar enerji genişliğinde üretilirler şekil 3.1(a) da gösterilmektedir. Nötron enerji spektrumları enerji bakımından çeşitli büyüklük sıralamasına sahiptirler yani radyasyon hasarı için kaynak bakımından daha komplikedir şekil 3.1(b) de görüldüğü gibi. Ağır iyonlar ve nötron ışımaları arasındaki başka bir önemli farklılıkta içeri işleme (penetration) derinliği açısından Şekil 2 de görülmektedir

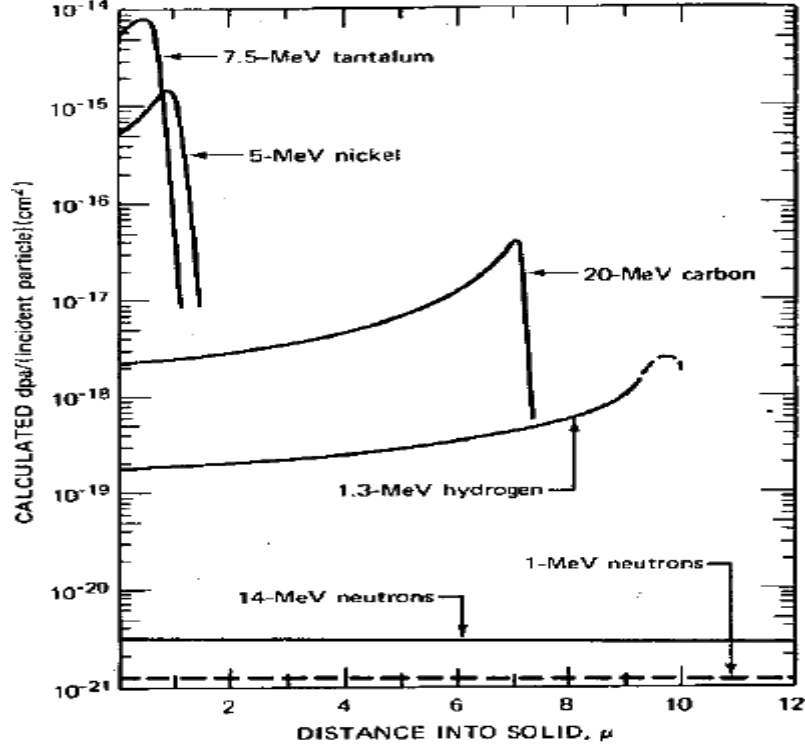


Şekil 3.1.(a). Parçacıklar içerisindeki tek enerjili bir iyon demetinin enerji spektremu.

Şekil 3.1.(b). Yüksek akı içerisindeki izotop reaktorlerin enerji spektrumları.

Bir diğer büyük farklılık iyon ve nötronların karakterleri içerisinde onların içeri nüfuz etme derinliğidir. Şekil 3.2 de görüldüğü gibi iyon yüksek elektronik enerji yüzünden hızlı bir şekilde enerji kaybeder yavaşlama boyunca nükleer ve elektriksel enerji kaybı çeşitliliği yüzünden uzaysal homojen olmayan bir enerji birikimi ile

sonuçlanabilir. İyonlar içeri nüfuz etme derinlikleri iyon enerjileri için 0.1 and 100 μ m dir ve bu değerler labarotuar oratamında hızalandırıcılar tarafından elde edilebilir. Nötronların doğal elektrikselliği sayesinde çok geniş mesafe nüfuz edebilir ve metaryellerde mm boyutunun üzerinde uzaysal düz hasarlar meydana getirebilirler.



Şekil3.2. İyon ve nötronların çeşitli enerji seviyeleri için hasar derinlikleri (Damage depth profile for neutrons and ions of varying energies.) [33]

3.1 Hasar Fonksiyonu

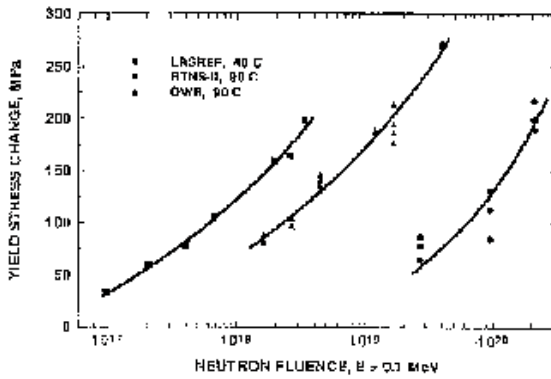
Farklı ışınlar tarafından üretilen hasar üretimi bağıntısı için yaygın bir şekilde kullanılan parametre atom başına atomun toplam yer değiştirme sayısıdır. Kinchin ve Pease [34] ilk yerini kaybeden atom sayısının hesaplanması girişimlerinde bulunmuştur ve bunun sonucu olarak NRT modeli olarak bilinen model ortaya çıkmıştır. Bu model genellikle uluslar arası standartlar için miktarı belirlenmiş metaryallerin içerisinde yerini kaybetmiş atom sayıları için kabul edilir [35]. NRT modeline göre çarpışmada T enerjili primer atom (PKA) tarafından üretilen Frenkel çiftleri sayısı $V(T)$ ile verilir.

$$V(T) = \frac{KE_D(T)}{2E_d} \quad (3.1)$$

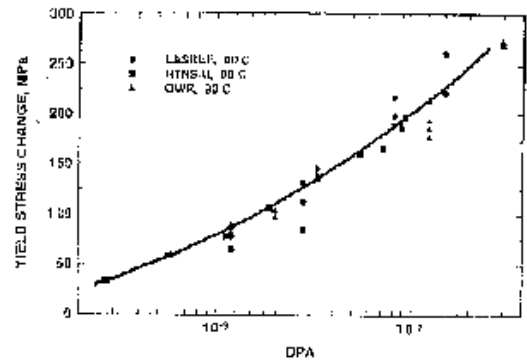
Burada $E_D(T)$ hasar enerjisidir(Elektron uyarılması için PKA'nın harcadığı enerji), E_d atomun bulunduğu yeri boşaltması için gerekli enerji ve K yer boşalma etkinliğidir ve genellikle 0.8 olarak kabul edilir. NRT enetagrasyonunun hasar fonksyonu geri saçılma tayfları, zamanın fonksyonu olarak yerinden ayrılmış atom konsantrasyonudur ve NRT atom başına yerdeğiştirme (dpa):

$$dpa = \phi \sigma_{FP} t = \phi t \frac{dT(d\sigma(E < T))}{dT} V(T) \quad (3.2)$$

Atomu yerinden etme (hasar) ışımaya bağlı olarak katı içerisinde değişim miktarının bir ölçüsü olarak kabul edilir. Işıma yüzünden gerçekleşen bu değişim ışımının etkilerinin ölçülmesinden daha çok hareketli parçacıkların akmasının ölçülmesine dayanır. Şekil 3.3 te küçük sıcaklıklarda aynı akışkanlık seviyeleri için akma miktarları üzerine ışımının farklı etkileri görülebilir. Şekil 3.3(a) da gözden kaybolduğunda şekil 3.3(b) de ki gibi enerji spektrumlarından hesaplanır. Dpa'nın sayısının hesaplanması daha fazla radyasyon hasarının tanımlanmasında kullanılır. Hasar üretiminin uzaysal dağılımı başlıca bir konudur ve uzaysal dağılım mikro yapısal ve mikro kimyasal olarak etkilenebilir mikro yapıların gelişimi için difzyonel süreç önemlidir difzyonel süreç için de özellikle sıcaklık etkilidir. Aslında temel olarak dpa'nın değeri karlaştırılırken bir yer boşaltma modeli gibi hesaplanır, farklı parçacık type'ları arasında kıyaslama yapılırken uygun bir yaklaşım değildir. Bunun sebebi farklı Parçacık teyp'ları içerisinde temel hasar durumları farklıdır.



Şekil 3.3(a)



Şekil 3.3(b)

Şekil 3.3. Akma gerilmesi aynı akış seviyesi için farklı sertleşme miktarlarında üretilen nötron akışına terstir (a). Fakat displasman hasar teorisi kullanımı yoluyla

partikül enerji spektrasını hesapladıktan sonra (b) akma gerilmesi deneyin yapıldığı tesise bakılmaksızın hasar seviyesine bağlı olarak gösterilir. [36]

3.2 İlk ve Ağırlıklı Geri Saçılma Spektrumları

Işıma hasarının tanımı yapılırken geri saçılan atomların enerji ve boşluklarının dağılımı göz önüne alınmaksızın tamamlanamaz. Temel olarak geri saçılan atomun spektrumlarımları bağıl çarpışma sayısını anlatır ki bunun içerisinde T ve T + dT arasında bulunan enerji miktarı ilk çarpan atom tarafından hedef atoma aktarılır. Atomu bulunduğu yerinden ayırmak için gerekli uyarılma enerjisi E_d ve T ile geri saçılma kesri ifade edilebilir;

$$P(E, T) = \frac{1}{N} dT \frac{d\sigma(E, T)}{dT} \quad (3.3)$$

Burada N temel geri saçılma sayısı ve d(E,T) bir T enerjisine sahip geri saçılan atom yaratmak için E enerjili bir parçacık boyunca diferansiyeldir. Şekil 3.4 hasara uğramış type'ların içindeki değişiklikleri gösterir, bu değişiklikler parçacıkların farklı type'ları tarafından üretilir. Elektron ve protonlar gibi hafif iyonlar Frenkel çiftleri ya da küçük demetler içerisinde hasar üretecek iken ağır iyonlar ve nötronlar büyük demetler içerisinde hasar üretir. 1 MeV bakır ışınması partikülleri için geri saçılan protonların yarısı için 60 eV'dan daha az enerji üretilir iken aynı sayıda Kr için yaklaşık 150 eV üretilir. Korunan Coulomb potansiyeli yüzünden daha az enerjiye doğru geri saçılma genişler. Coulomb potansiyeli yüklü parçacıkların etkileşimini kontrol eder ve korunur.

Korunmayan bir coulomb etkileşimi için muhtemelen T enerjisine sahip geri saçılan bir atom 1/T² olarak çeşitlenecektir, ama yinede protonların etkileşimi sonrasında oluşan bir geri saçılan atomun enerjisi bu durumdan bağımsız olarak T enerjisi ile saçılacaktır. Aslında enerji menzili üzerine hasarın hesaplanması; enerji hasarı ve bir parçacığın enerjisinin eksiklikleri kümesinin bir kombinasyonudur.

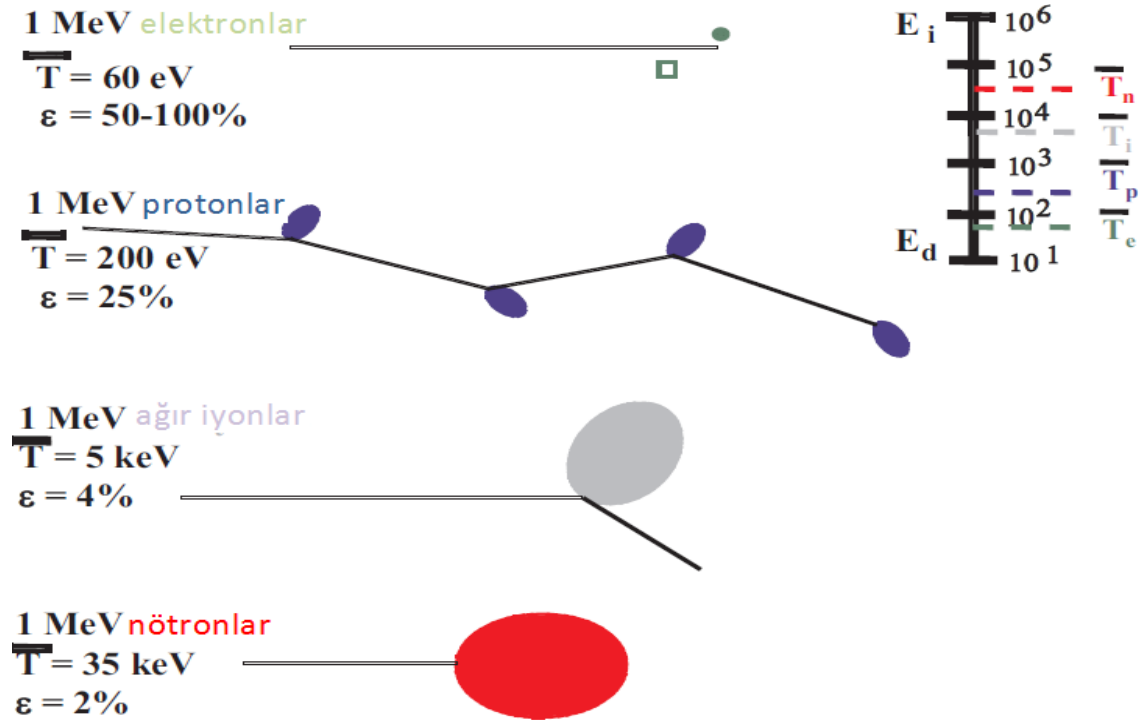
Bu primer geri saçılma spektrumlarının ağırlığını ölçen her bir geri saçılmada oluşan defektlerin sayısı ya da üretilen hasar enerjisini W(E,T) in "Ağırlıklı ortalaması"dır,

$$W(E, T) = \frac{1}{E_D(E)} \frac{dT d\sigma(E, T)}{dT} E_D(T) \quad (3.4)$$

Burada E_d otomu yerinden etmek için gerekli eşik enerjidir, T_{max} maximum geri saçılma enerjisini vererek $T_{max}=4E(m_1m_2)/(m_1+m_2)$ ile hesaplanır ve $d\sigma/dT$ E enerjili bir parçacıktan T den T+dT ye kadar enerji menzili içerisindeki hedef bir atoma transfer edilen enerjinin diferansiyelidir. Aşırı coulomb ve sert yüzey etkileşimlerinde kesit boyunca diferansiyel:

$$\frac{d\sigma_{coul}}{dT} dT = \frac{\pi m_1 (Z_1 Z_2 e^2)^2}{E} \frac{dT}{T^2} \quad (3.5)$$

$$\frac{d\sigma_{HS}}{dT} dT = A \frac{dT}{E} \quad (3.6)$$



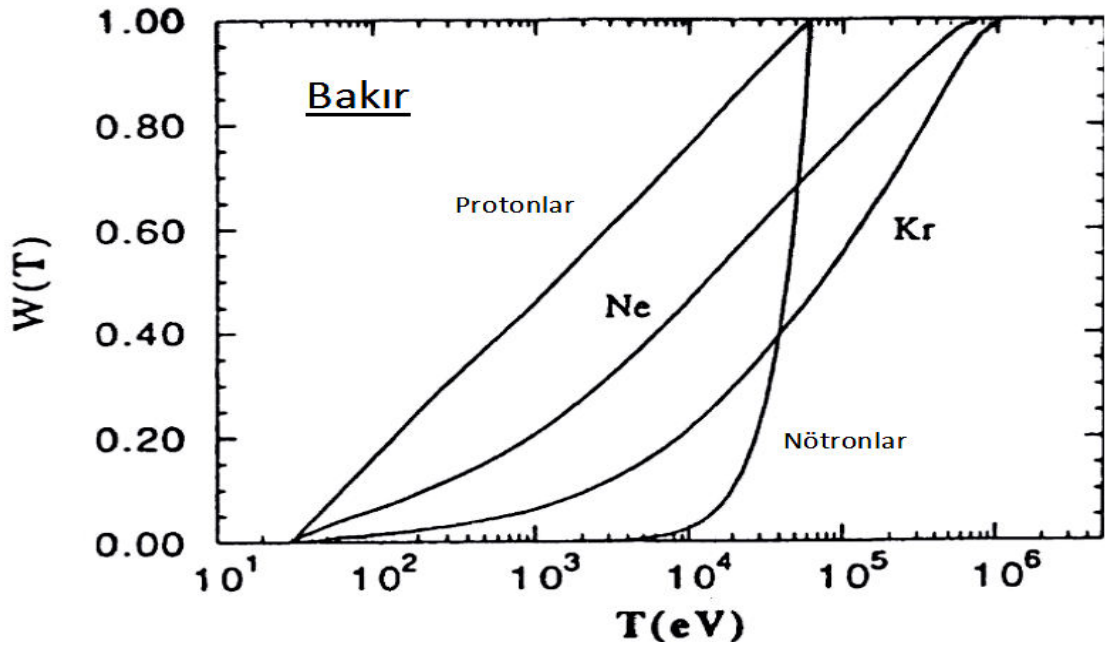
Şekil 3.4 Ortalama 1MeV geri saçılma enerjisi sahip Nikel üzerine çarpan farklı parçacık type'leri

Elektron uyarılması ihmal edilirse $E_D(T) = T$, ozaman ortalama geri saçılma spektrumu genişliği:

$$W_{coul}(T) = \frac{\ln T - \ln T_{min}}{\ln T_{max} - \ln T_{min}} \quad (3.7)$$

$$W_{HS}(T) \frac{T^2 - T_{min}^2}{T_{max}^2} \quad (3.8)$$

Bakır ışımasının 1MeV luk parçacığı için eşitlik 3.7 ve 3.8 den elde edilen verilerin grafiği şekil 3.5 te gösterilmiştir. Coulomb potansiyeli proton ışıması için iyi bir yaklaşım iken, nötron ışıması için ise sert yüzey potansiyeli yaklaşımı iyi bir yaklaşımdır. Coulomb kuvveti parçacık hedefe yaklaştığında yavaş bir şekilde artar ve sonsuz bir şekilde genişler. Bir sert yüzey etkileşiminde parçacık ile hedef yüzey, parçacık hedef yüzeyin yarıçapına varıncaya kadar birbirlerini hissetmezler parçacık hedefin yarı çapına vardığı anda sonsuz uzaklaştırıcı güç devreye girer. Koruyucu coulomb potansiyeli yaklaşım yoğun iyon ışımaları için en iyi yaklaşımdır. Çeşitli ışıma type'lerinde arasında W(T) içerisinde büyük değişiklikler görülür. Ağır iyonlar geri saçılan nötronların enerji dağılımından yeniden enerji üretmek için dağılıma ışıma yapan iyonlardan daha yakın geçerler ama fark'lar için bunlar geçerli değildir. Bu demek değildir ki iyonların radyasyon hasar similasyonu zayıftır ama bu farklı bir şekilde hasar üretildiği anlamına gelir ve bu hasarı değerlendirmek için radyasyon nedeniyle oluşan mikro yapılar ve mikro kimyasal değişikliklerin incelenmesine ihtiyaç duyulabilir.



Şekil 3.5 Çarpışmada transfer edilen enerji T nin altında E_d nin üstünde bulunan enerji bölgesinde geri saçılma bölümü [37]

3.3 Radyasyon Hasar Morfolojisi

Gerçek boşluk sayısı ki bu boşluklar çağlayanlar şeklinde devam eden çarpışmalar esnasında yerini kaybeden atomların bıraktıkları boşluklardır bu boşluklar ve onların katı içerisindeki uzaysal dağılımları ışın yapmış mikro yapılar üzerine onların etkilerini belirleyecektir. Yerlerini kaybeden parçacıklar, Frenkel çiftleri kümesi olarak adlandırılırlar (FPs) ki bu kümenin elamanları sönmüş çağlayanlardan hayatta kalmış ve buldukları konumlardan uzaklara hareket eden parçacıklardan oluşur. Bunlar “serbest hareket edenler” olarak tanımlanırlar [38]. Serbest hareket edenlerin eksiklikleri sınırlarından ayrılan tanecik miktarını etkileyecektir ki buda radyasyonun etkilerinin bir belirtisidir. Boşlukların toplam sayılarının kümesi ki bunlar “serbest hareket edenler” dir yerini kaybedenler olarakta isimlendirilirler,ε.Bu sayı çok küçük olabilir, yüksek sıcaklıklarda yaklaşık olarak birkaç yüz tanedir. Çağlayanlarda yerini kaybetmiş atomların etkinliği, ε kendi içerisinde üç ögeye ayrılabilir:

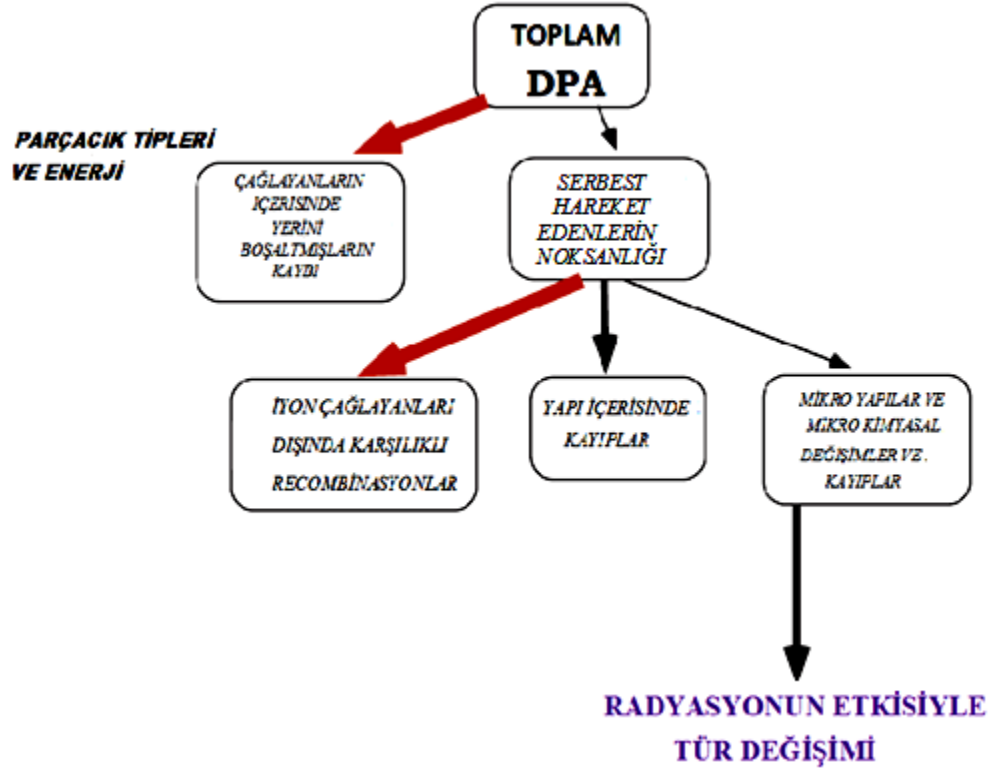
$\gamma_{i,v}$ =Yalıtılmış eksik noktalar kümesi.

$\delta_{i,v}$ = iki atom arasında kalmış boşluklar gibi hareketli boşlukların dahil edildiği boşluk kümesi.

ζ =çarpışma çağlayanları söndükten sonra yalıtılmış bölge içerisindeki ilk bölüm yada kümelenmiş biçimi, çağlayanların içerisinde termal difzyon esnasında ($>10^{-11}$ s) kısa zaman içerisinde sonlanır. Onlar aşağıdaki gibi ilişkilendirilir:

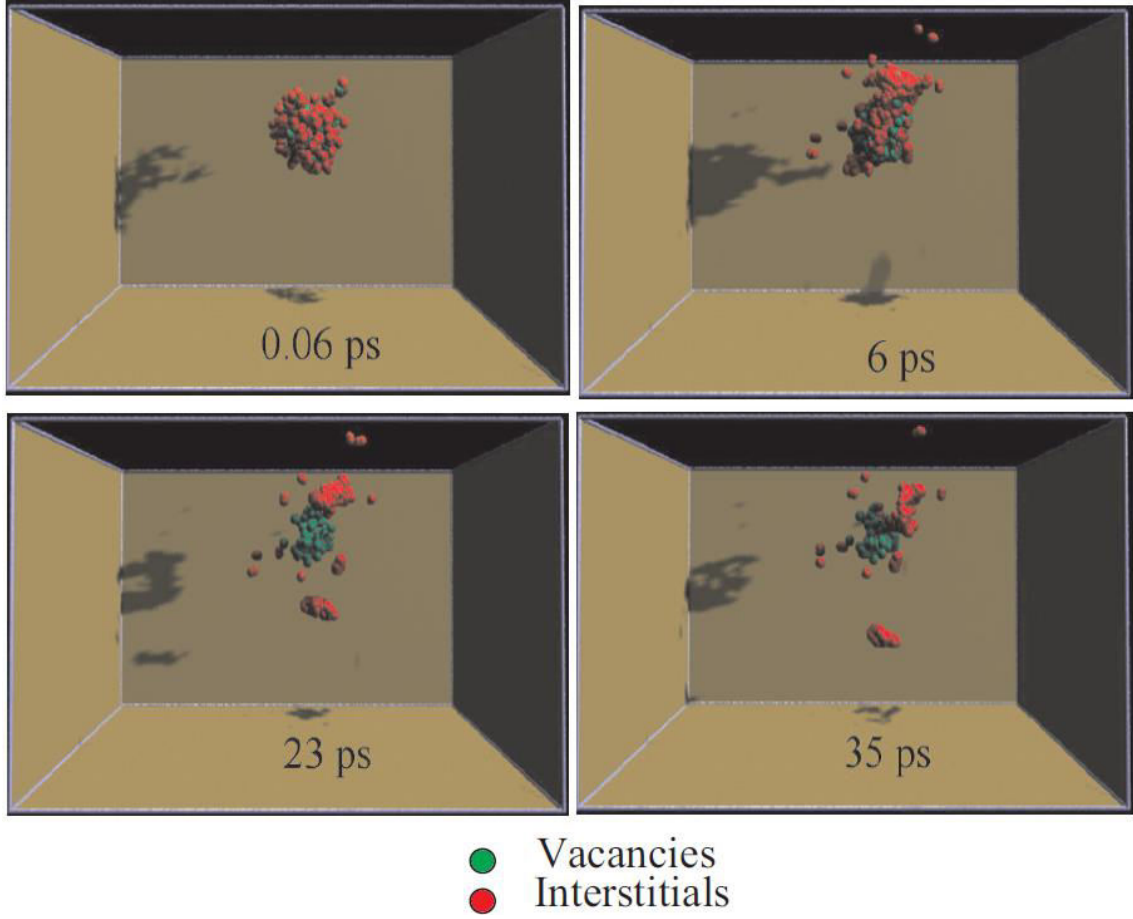
$$\varepsilon = \delta_i + \gamma_i + \zeta_i = \delta_v + \gamma_v + \zeta_v \quad (3.9)$$

NRT modali tarafından boşluklar ve atomlar arasında kalan hareketli boşluklar şekil 3.6 da görülmektedir. Çağlayanlar içerisindeki önemli yeniden birleşmeler sebebiyle şekil 3.7 de yeniden birleşimlerin sonucunda meydana gelen atomların buldukları bölgelerden küçük bir azınlığı bırakarak hareket etmeleri ile boşlukların bir kümesi olarak gösterilmektedir [45].Bu boşluklar çağlayanlar şeklinde etkileşilen bölgenin dışında'da gerçekleşebilir ve taneciklerin sınırlarında veya etkileşme sonucu oluşan kanallarda (boşluk, dönme) içerisinde absorbe edilir buda radyasyona bağlı meydana gelen değişikliklerin ayırt edilmesini sağlar.



Şekil 3.6 Etkileşim çağlayanları içerisinde atomlar buldukları yerleri boşalttıktan sonra noktasal boşlukların oluşması için gerçekleşen süreç.

Şekil 3.4 de tanımlanan dört parçacık type'ı çerçevesinde enerji eşitliğine rağmen transfer edilecek ortalama enerji ve üretilen hasar çeşitleri iki önemli büyüklüğe dayanır. Farklı parçacık type'ları arasında etkileşim çağlayanları morfolojisi içerisinde bu büyüklükler tanımlanır. Nötron ve ağır iyonlar yoğun etkileşim zincirleri(çağlayan) meydana getirir bunun sonuçları içerisinde sönme ve serinleme bölümü boyunca önemli yeniden etkileşimler de oluşur. Hatta elektronların birkaç Frenkel çift'i boşluğu oluşturabilir ki bu olay sonucunda yeniden etkileşme olasılığı küçüğe düşer. Protonlar küçük geniş aralıklı boşluklar ve coulomb etkileşimi sebebiyle çok sayıda yalıtılmış FP de meydana getirebilirler ve sonuç olarak atomların yerlerini boşaltma sayılarının maksimum ve minimum değerleri nötron ve elektronlar tarafından belirlenir.



Şekil 3.7. 20 keV bakır iyonlarının kendi ışımalarının yarattığı etkileşim çağlayanları sonrasında ilk 100ps içerisinde çoklu yeniden etkileşmeler sebebiyle atomlar arası hareketli boşluklar ve boşlukların kaybı.

Parçacık ışımalarının yüklemesi ve nötron arasında bir eşitlik metodu kuramak için parçacık ışımalarının dört type'ı arasında kıyaslama yapmaya odaklanalım. Bu dört type problemlere sahiptir. Her deney parçacık type'leri, enerji, ışıma sıcaklığı, rapor edilecek doz oranı ve rapor edilen toplam doz üzerine karakterize edilir. Naundorf's modeli kullanılarak yerlerini terk etmiş atom sayıları hesaplanır[39], ve bu olay iki faktöre bağlıdır. Bunlardan ilki sadece bir Frenkel çifti yaratmak için atomlara aktarılan enerji, İkincisi ise yeniden birleşme (etkileşim) yarıçapının dışında bulunan Frenkel çiftleridir. Bu şekilde yakındaki FPs'ler yeniden birleşemez ya da kümelenemezler.

Herbir üretilen çarpışma ve üretilen boşlukların kümesi jenerasyonu bu modele göre yapılır. Naundorf'a göre FPs ler (i) jenerasyonlarına göre sınıflandırılırlar. η_1 ilk çarpışmalar tarafından üretilen boşluk miktarı (ilk jenerasyon) iken η_2 ikinci çarpışmalar sonucu üretilen boşluk miktarıdır (ikinci jenerasyon). Böylece tek bir serbest FPs'lerin toplam sayısı tablo 3.1 de verilmiştir:

Tablo 3.1 Farklı ışına partiküllerini kıyaslama deney sonuçları.

Particle type	Energy (MeV)	Temp. (°C)	Eff.	Displ. Rate (dpa/s)		Total (dpa)	Dose	Dose to steady state**(dpa)	
				Rept'd	Real*			Rept'd	Real
Electrons Kato [41]	1.0	450	1.0	2x10 ⁻³	2x10 ⁻³	10	10	28	28
Protons Was [42]	3.4	400	0.2	7x10 ⁻⁶	1x10 ⁻⁶	1	0.2	7	3
N++ ions Bruemmer [43]	5.0	500	0.04	5x10 ⁻³	2x10 ⁻⁴	10	0.4	25	7
Neturons Jacobs[44]	Fission reactor	288	0.02	~5x10 ⁻⁸	9x10 ⁻¹⁰	1	0.02	4	1.4

RIS için Perks modeli tarafından hesaplanan:

$$\eta = \sum_i \eta_i \quad (3.10)$$

İlk çarpışmalar tarafından üretilenler:

$$\eta_1 = \left(\beta_p / \sigma_d \right) \int_{E_d}^{\alpha E} dTK_{I,A}(E, T) \quad (3.11)$$

Ve ikinci çarpışmalar sonunda üretilenler:

$$\eta_2 = \left(1 / \sigma_d \right) \int_{E_d}^{\alpha E} dTK_{I,A}(E, T) [Z(T) / \sigma_A(T)] \int_{E_d}^{2.5E_d} dTK_{A,A}(T, T) \quad (3.12)$$

Yerinden etmeler boyunca iyon için :

$$\sigma_{P=} \int_{E_d}^{\alpha E} dTK_{I,A}(E, T) \quad (3.13)$$

Olarak toplam yerinden etmeler boyunca ise Kinchen-Pease modeline göre σ_p :

$$\sigma_d = \int_{E_d}^{\alpha E} dT K_{I,A}(E, T) V(T) \quad (3.14)$$

Olarak verilir. $K_{I,A}(E, T)$ E enerjili bir (I) iyonun çarpışma boyunca diferansiyeli olarak tanımlanır. E bir atom (A) kristaline $T < T_{max}$ için transfer edilen enerjidir. E_d , yerinden etmek için gerekli enerjidir. Maximum transfer edilen enerji αE dir. ($\alpha = 4M_1M_2 / (M_1 + M_2)^2$) ve $v(T)$ daha önce tanımladığımız K-P yer boşaltma fonksiyonudur. $Z(T)$ yol boyunca bir T enerjisi tarafında üretilen ikinci çarpışmaların toplam sayısıdır. Mesafe (λ) exponential (üstel) yasasına göre iki temel çarpışma arasında dağıtılır:

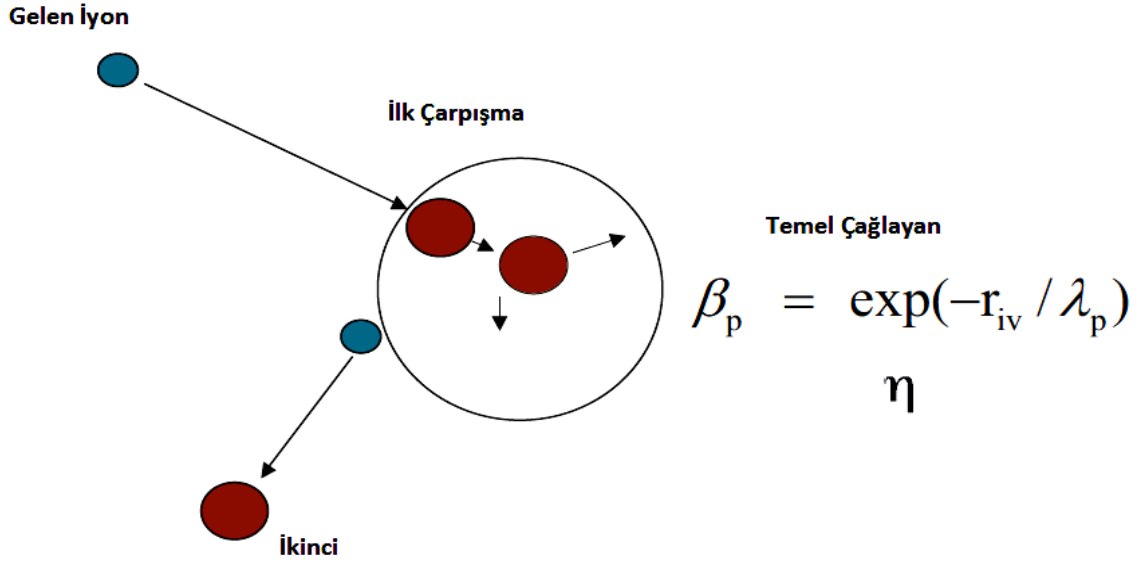
$$W(\lambda) = 1/\lambda_p \exp\left(-\lambda/\lambda_p\right) \quad (3.15)$$

$$\lambda_p = \Omega / \sigma_{dp} \quad (3.16)$$

Burada Ω atomik hacimdir. Bu durumda iki ardışık çarpışma arasındaki mesafe uygun bir etkileşim yarıçapından daha büyük olur r_{iv} , (böylece her bir yandan üretilen FPs ler ne tekrar birleşir nede bir araya gelirler) serbest FPs'lerin toplamı aşağıdaki fonksiyona bağımlı şekilde azalır.

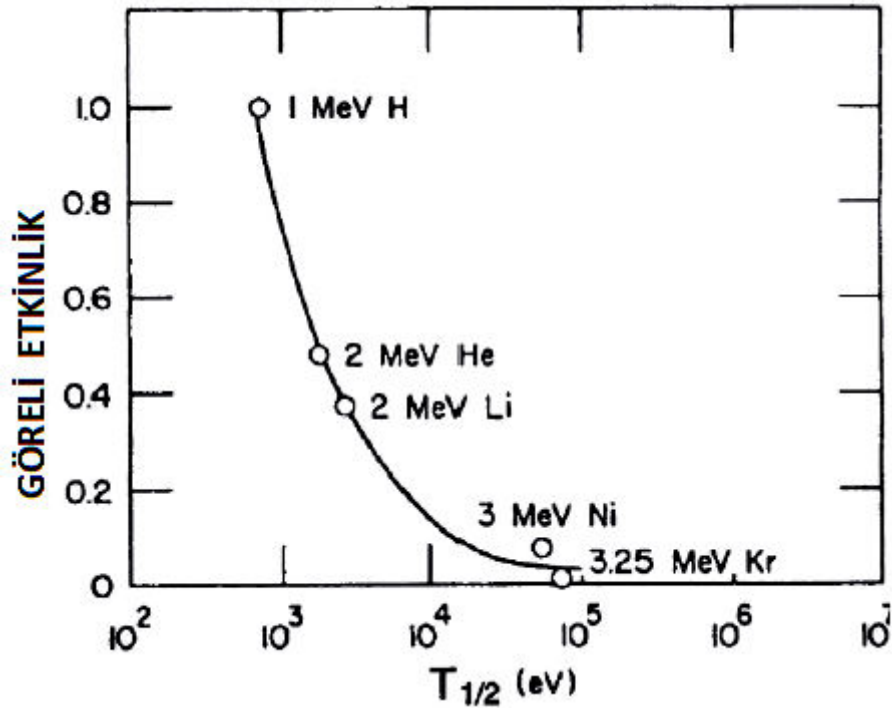
$$\beta_p = \exp\left(-r_{i,v}/\lambda_p\right) \quad (3.17)$$

Ve şekil 3.8 içerisinde görülebilir. Bu model buldukları konumları terk eden atomların üretilmesinde etkili şekilde kullanılır. Bu etkinlik şekil 3.9 da çeşitli iyonlar için gösterilir.



Şekil 3.8 Üretilen tek frenkel çifti üzerine etkileşme yarı çapının etkisinin gösterimi.

Modelin sonuçları tablo 1 içerisindeki 4 parçacık type'ı içerisinde uygulanır. Her bir type için toplam doz ve yer boşaltma oranı rapor edilen etkinlik faktörü değerleriyle çarpılarak bulunur.



Şekil 3.9 Çeşitli kütle ve enerjilere sahip iyonların serbest bir şekilde hareket ederek oluşturduğu hasarların etkinlik faktörü ile ilişkisi.

3.4. Işımanın Avantajlarının ve Dez avantajlarının Çeşitli Parçacı Type'ları Üzeri Kullanılması

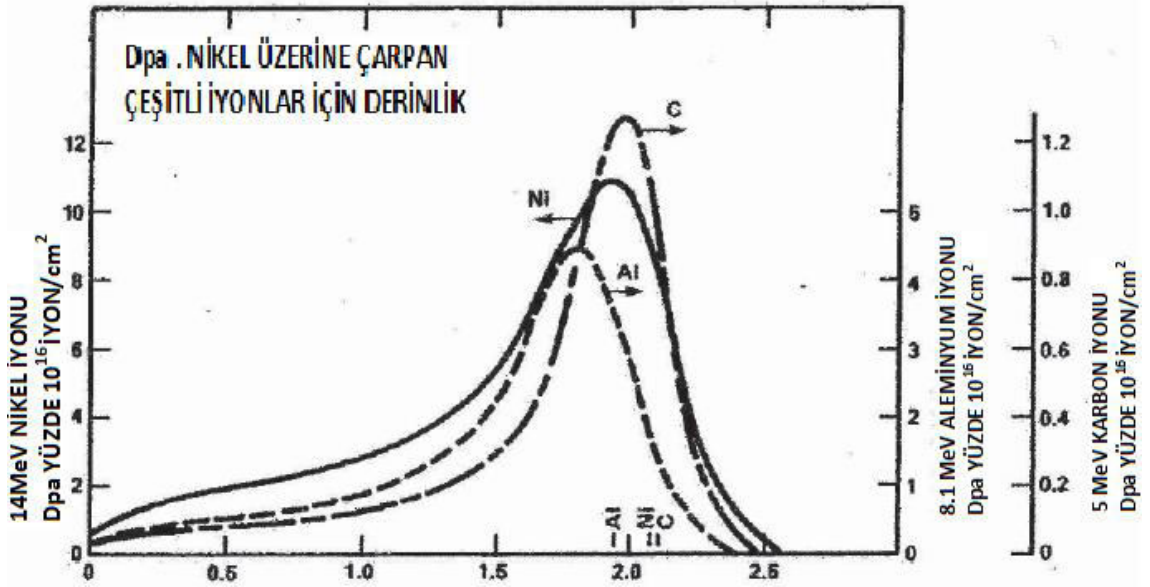
Radyasyonun etkileri çalışmaları içerisinde kullanmak için her parçacık avantaj ve dez avantajlara sahiptir. Tablo3.2 içerisindeki listede üç parçacık type'nın(elektronlar, yoğun iyonlar ve protonlar) her biri için avantaj ve dezavantajlar bölümler içerisinde dataylı bir şekilde tartışılmıştır.

Tablo 3.2 Çeşitli parçacık type'ları ile ışımaların avantajları ve dezavantajları

<u>Elektron</u>	
<u>Avantajları</u> Basit TEM standartlarında kullanımı Kısa ışıma zamanı-Yüksek doz oranı	<u>Dezavantajları</u> 1MeV enerji sınırı için etkileşim çağlayanları oluşmaz Yüksek ışın akımları yüksek sıcaklık gerektirir Düşük sıcaklıklarda zayıf kontrol Geri dönüşümleri yoktur
<u>Yoğun İyon</u>	
<u>Avantajları</u> Kısa ışıma zamanı-Yüksek doz oranı Yüksek T_{0ff} Çağlayan Üretimi	<u>Dezavantajları</u> İçeri işleme derinlikleri çok zayıftır Zarar profili zayıftır Işın akımları yüksek sıcaklık gerektirir Geri dönüşümleri yoktur
<u>Proton</u>	
<u>Avantajları</u> İçeri işleme derinlikleri iyidir Zarar inşa etme profili $10 \mu m$ nin üzerindedir İlmlh ΔT gerektirir	<u>Dezavantajları</u> Aktivasyonları küçüktür Geri dönüşümleri yoktur Yayılmış çağlayanları daha küçüktür

3.4.1. Ağır iyonlar

Yoğun iyonlar kullanılması yüksek doz üretilmesi ile sonuçlanır kısa zaman içerisinde yüksek doz toplanması ilse sonuçlanır çünkü onlar birkaç MeV enerjilik menzili içerisinde üretilir. Nötronlar tarafından üretilenlere benzer olarak yoğun etkileşme çağlayanları içerisinde çok etkilidirler. Dez avantajı elektronlar gibi yüksek doz oranları yüksek sıcaklıklar gerektirir 300°C de nötron ışımalarının benzeri kadar etki yaratması için ışımalar 500°C de yürütülmelidir. Açıkcası yüksek sıcaklıklar nötron ışımaları çalışmaları için çok toleranslı değildir çünkü iyon şımaları için gerekli sıcaklık aşırı sert olacaktır. Bir diğer engel sürekli çeşitlenen doz oranları üzerine kısa içeri nüfuz etme derinliğidir. Şekil 18 de nikel üzerine çarpan birkaç yoğun iyon için hasar profili görebilirsiniz. Yüzeyin sadece 2µm derinliğinde sürekli değişen hasar oranları ve keskin pikler not edilebilir. Sonuç olarak çeşitli doz ve doz oranları gözlemleri etkilemez.



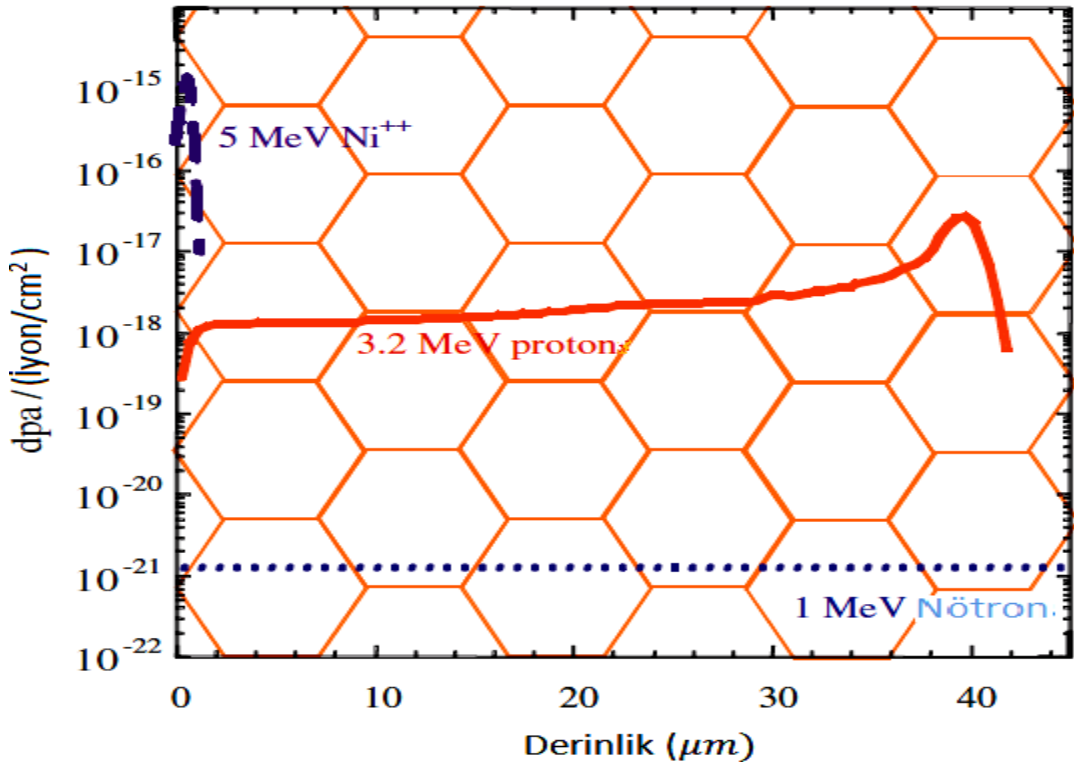
Fraklı parçacık tipleri için radyasyon hasarları.

Şekil 3.10. Bir hedef nikel atomu içerisinde nikel, carbon, alüminyum için hasar profili

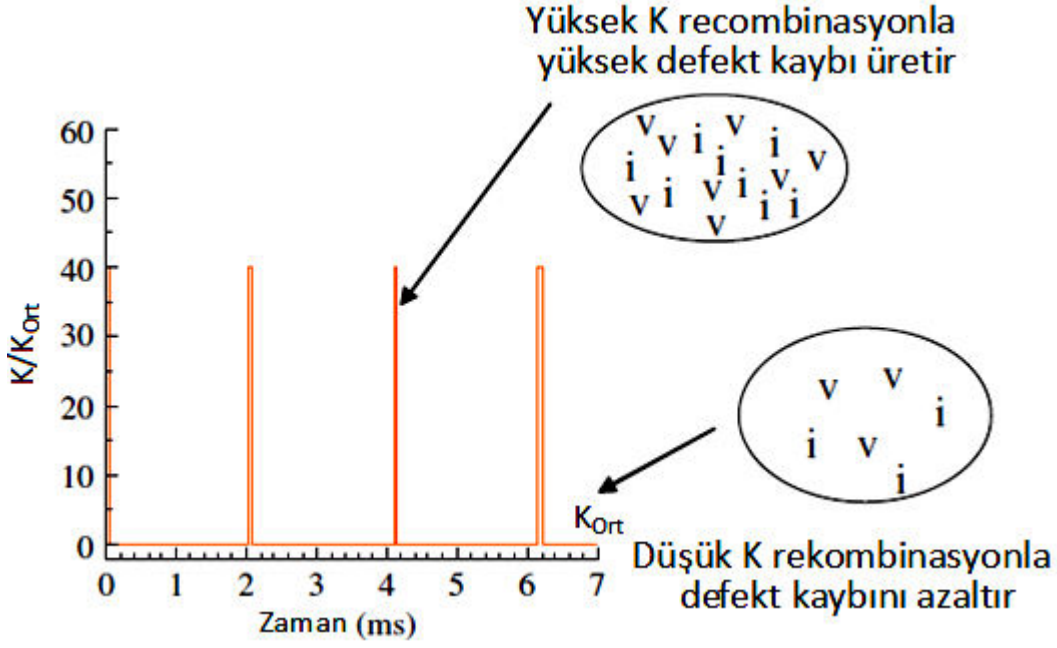
3.4.2. Protonlar

Proton ışımaları nötron ve electron ışımalarının negatif yönlerine üstünlük sağlar. Örnek olarak sadece birkaç MeV ışık ile nüfuz etme derinliği 40 m ye varabilir ve sonuçları açık bir dpa derinlik profilidir ki burada 10 µm üzerinde ikisinden sadece

çeşitli doz oranları ile farklılık gösterir. Ayrıca, ışınlama mikrosertlik ölçümleri ile sertleştirme ve zorlama aşınması gibi yavaş gerilme oranlarının test sonuçları aracılığıyla çatlama gibi özellikleri belirlemek penetrasyon derinliğini değerlendirmek için yeterlidir. Şekil 3.11, paslanmaz çelik, 5 MeV Ni⁺⁺ hasar profili ve 3.2 MeV protonun hasar profilinin bir şemasını göstermektedir. 10 m'lik bir tane boyutuna sahip bir tanecik yapısı derinlik ölçeğinin üzerine yerleştirilmiştir. Bu tanecik boyutu ile çok sayıda tanecik sınırlarının ve hasar oranının üzerine ve hasar oranı inşa edilir. Protonların ışınlanması için doz oranı, elektronların veya iyonların için gerekli doz oranından 2-3 kat daha küçüktür. Dolayısıyla sadece ortalama sıcaklık değişimi gereklidir ama proton ışınmaları nötron ışınmalarından yine de bir nötron radyasyon göre 100-1000 kat daha fazla olduğu için kısa ışınlama süresi içerisinde ortalama doz elde edilebilir. Protonlar küçük kütleleri sebebiyle ağır iyonlara göre dezavantajlara sahiptirler, protonların geri saçılma enerjileri ve hasar yapı bilimi sonuçları daha küçük karektize edilir. Protonların çağlayan etkileşimleri iyon ve nötronlarınkinden daha geniş aralıktır. Hemde hafif iyonlar için coulomb bariyerini aşmak için sadece bir kaç MeV gereklidir, proton enerjisi ile küçük aktivasyon miktarı artar.

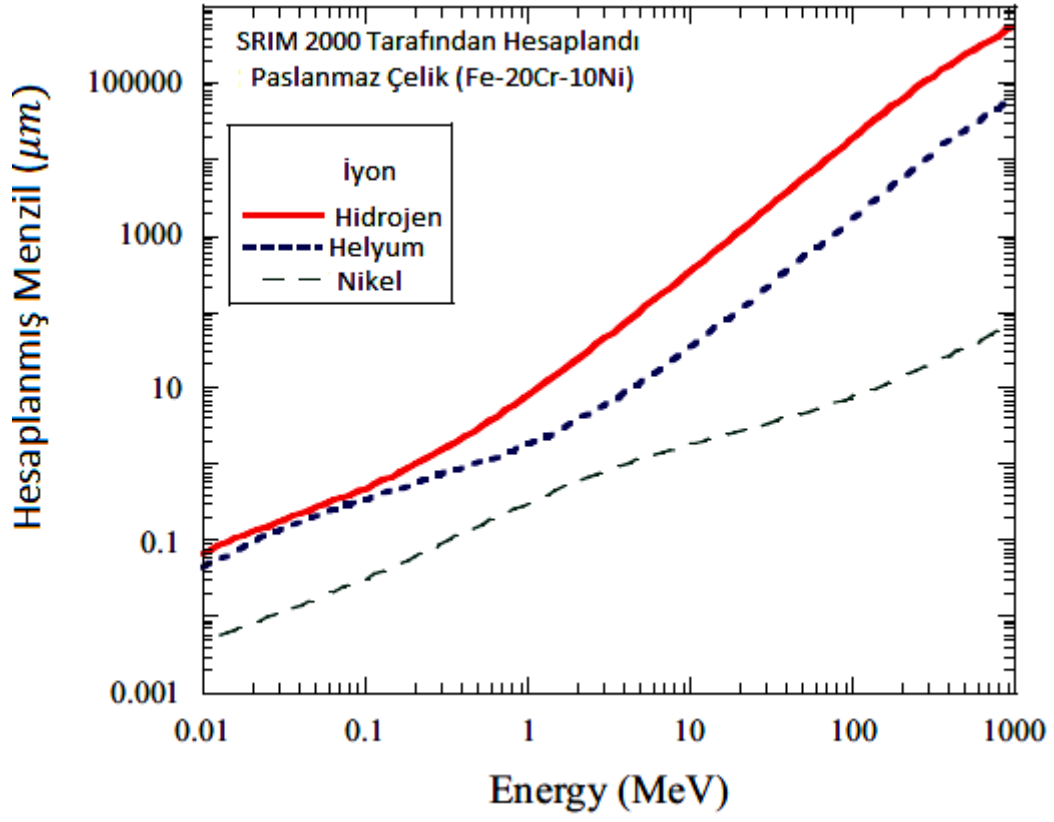


Şekil 3.11. Paslanmaz çelik içerisinde 5 MeV Ni⁺⁺ ve 3.2 MeV protonlar için hasar profili.



Şekil 3.12. Sürekli bir kaynak içerisinde noktasal boşlukların ani üretim oranı ve ortalama hasarların üzerinde ışının etkisi

Tüm parçacık ışınları için eksikliklere iki husus eklenebilir bunlar dönüşüm reaksiyonlarının olmaması ve raster taranan ışının etkisi olmasıdır. Olası bazı küçük dönüşüm reaksiyonları hariç zayıf iyon ışınması meydana gelebilir, yüklü parçacıklar dönüşüm reaksiyonlarını tekrar gerçekleştiremezler ama bu olay nötronlarla etkileşimler sebebiyle reaktör çekirdekleri içerisinde oluşabilir. Bunlardan içerisinde en önemlisi, ya Ni ya da B ile nötron reaksiyonlarla He üretimidir Ancak ikinci bir değerlendirme olarak, taranmış bir raster ışının raster tarama döngüsü içerisinde hangi hedefin hacim bakımından ışın "görme" olayının sadece bir alan için olmasıdır. Michigan Üniversitesi, Tandetron hızlandırıcı proton ışınlama için, ışın bu kesri element hacminin parçacıklar üzerinden 1/40 katı olmasıdır. Bu nedenle, anlık döngü oranı boyunca "ışık-üzerine" döngü oranı kısmı ortalamanın 40 katıdır, Şekil 3.12. Sonuç olarak kusur üretim oranı çok yüksektir ve ışın tekrar elementin içinden geçmeden önce döngünün geri kalan 39/40 kısmı içinde hasar oranı genişleyebilir. Bu nedenle Raster taranan sistemlerde etkin kusur üretim hızı daha az olacaktır.



Şekil 3.13. Paslanmaz çelik içerisinde proton, helyum ve nikel iyonlarının enerjilerinin bir fonksiyonu.

4.SRİM-TRİM SİMİLASYON PROGRAMI

SRİM-TRİM programları Monte Carlo simülasyon metodundan köken alır.

4.1. Monte Carlo Simülasyon Metodu

Monte Carlo ismi eskiden ünlü kumarhaneler için bir referanstı. Bu isim Stanislaw Marcin Ulam, Enrico Fermi, John von Neumann ve Nick Metropolis gibi ilk kullanıcıları tarafından popüler hale getirilmiştir. Monte Carlo yöntemleri başta “istatistiksel örnekleme” gibi daha jenerik isimler altında uygulanmıştır. Monte Carlo yöntemi, matematik veya fizik problemlerinin, bu problemlerin olasılık modellerine uygulanan rasgele denemeler yoluyla çözülmesi yöntemidir.

Bu rasgele yöntemin en önemli kullanımı 1930 yılında Fermi tarafından, o yıllarda yeni keşfedilen nötronların özelliklerini hesaplamak için kullanıldı. Belirlemci (deterministic) algoritmaların kurulmasının olanaksız olduğu ya da çok karmaşık algoritmalar gerektiren problemlerin çözümünde başvurulan bir sayısal çözümleme tekniği olan Monte Carlo yöntemi, sistemli olarak Manhattan Projesi'nin Los Alamos'taki laboratuvarında nötronların çeşitli maddelerden geçebilme özelliklerinin belirlenmesi çalışmalarında kullanıldı (1943). Elektronik bilgisayarların yapılmasından (1945) bu yana, çok sayıda rasgele deneme yapılmasını gerektiren Monte Carlo yöntemi hızlı hesap yapabilen bilgisayarların gelişmesiyle uygulanabilirlik ve yaygınlık kazandı. Monte Carlo yöntemine çok yalın bir örnek, kapalı bir eğri içinde kalan alanın hesaplanmasıdır. Kapalı eğri, kenar uzunluğu birim olarak alınan karenin içine yerleştirilir. 0 ile 1 arasında ve birbirinden bağımsız olarak üretilen iki rasgele sayı çifti, kare içinde rasgele bir noktayı belirler. Çok sayıda üretilen böyle noktalardan kapalı eğri içine rastlayanların sayısının üretilen toplam nokta sayısına oranı, eğri içinde kalan alanın yaklaşık değerini verir; üretilen nokta sayısı arttıkça yaklaşıklık daha doğru olur. MonteCarlo yönteminin bilgisayarlarda kullanılması, bilgisayarda rasgele sayı üretilmesi yöntemlerinin geliştirilmesini gerektirmiştir. (Rasgele sayı: Bir kümenin veya dizinin elemanlarından bir kısmının, istatistiksel olarak rasgele seçilmesi yoluyla üretilmiş sayıya rasgele sayı denir. Örneğin, zar atmak, tombala çekmek, rulet, kumar makinaları v.b.) Bilgisayar belirlenimli bir aygıt olduğundan üretilen sayılar aslında tam olarak rasgele nitelikli değildir; rasgele sayılarda bulunması gereken özellikleri belli ölçüde içeren bu sayılar, bu nedenle “sözde rasgele sayılar” olarak adlandırılır. Monte Carlo

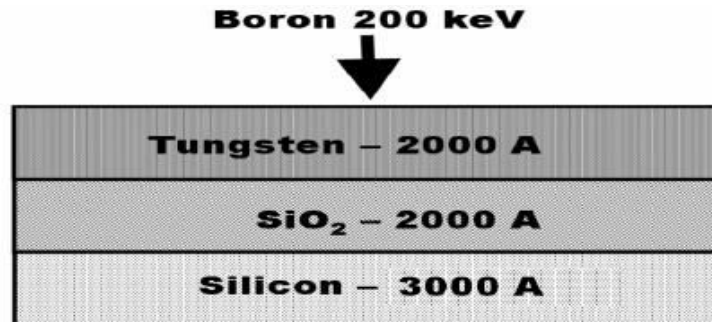
Yönteminin oldukça fazla uygulama alanı mevcuttur: Sayısal Analiz, Atom ve Molekül Fiziği, Nükleer Fizik, Yüksek Enerji Fiziği Deneysel aletlerin (örneğin detektör) simülasyonu, Hücre Similasyonu, Borsa Modelleri, Dağılım Fonksiyonları. Monte Carlo yöntemi integrallerin (özellikle çok katlı integrallerin) hesaplanmasında; kısmi diferensiyel denklemlerin, integralli denklemlerin, doğrusal denklem sistemlerinin çözümünde; nötron yayını, gamma ışını soğurulması problemlerinde, parçacık fiziğinde bozunum genişliklerinin ve saçılma kesitlerinin hesaplanmasında v.b. kullanılmaktadır.[22,23,24,25,26]

4.2 SRİM TRİM SİMİLASYON PROGRAMLARI

Stopping and range ions of in matter (Madde içerisindeki iyonların menzili ve durdurulması) (Srim) bir bilgisayar programı gurubudur bu program iyon ile madde arasındaki etkileşimi sayısal verilerle detaylandırır. Srim'in çekirdeğini Transport of ions in matter (Madde içerisine iyonların geçişi)(TRIM) programı oluşturur. Trim programı iyonun hedef madde içerisinden geçişi sırasındaki gerçekleşen etkileşimlerin sonuçlarını sayısal veriler ve grafiklerle ifade eder. Bu iki programda James F. Ziegler and Jochen P. Biersack tarafından yaklaşık olarak 1983 yılında geliştirildi. Srim Monte Carlo similasyon metodundan köken alır.

İyon tipi, 10 eV – 2 GeV arasında enerji ve bir metariyal yada birkaç hedef katman programdan seçilirse; üç boyutta iyonun katı içinde dağılımını ve onun parametrelerini yani iyonun menzili (penetration depth), iyonun yaptığı ışınları, hedef atomun içindeki çarpışma ve çarpışmanın sebep olduğu olayları boşluk konsantrasyonu, püskürtme oranı, iyonizasyon ve fonon üretimi olarak detaylandırır.

Bu detayları program grafikler şeklinde görselleştirir. Bu süreci ve programın işleyişini boron atomunun silikon, SiO₂, tungsten hedef katmanları üzerine gönderildiğinde elde edilen sonuçları inceleyerek anlamaya çalışalım.



Şekil 4.1 Boron Atomunun Hedef Maddeler Üzerine Gönderilmesi

4.2.1 İyon ve Geri saçılan iyonların dağılım alanı ve dosyalanması (Ion/Recoil Distribution Plots and Files)

İyon dağılımı alanı içerisinde hedef madde içinde durdurulan iyonların hepsinin dağılımı gösterilir ve dört önemli parametre ile açıklanabilir (*Range* 'menzil', *Stragglings* 'başboş', *skewness* 'asimetriklik', *kurtosis* 'basıklık') Hedefin tamamı için bu dört parametre hesaplanır ve her biri için ayrı bir dosyaya kaydedilir. Hedefin alanı başına atom veya hacmi başına atom birimi kullanılır. $(atoms/cm^3)/(atoms/cm^2)$. hedef maddenin alanı iyon demeti ile çarpışır ve bu alanının $(atoms/cm^2)$ ögeleri direk olarak hedefin tüm boyutlarını yoğunlaştırır $(atoms/cm^3)$. Şekil 4.2 de gösterildiği gibi.

4.2.2 İyon ve Geri saçılan iyonun dağılımı (Ion/Recoil Distribution)

İyon ve geri yansıyan iyonun dağılımı hem iyon dağılımı hemde hedef atomların tümünün yeniden dağılımını hedef penceresi içerisinde gösterir. Şekil 4.3 basit bir örnektir.

Trim programı iyon menziline üç boyutta gösterirken sadece hafızasındaki bilgileri (*datafiles*) kullanır. Her bir iyonun son durduğu yeri deteylandırmak için bazı özel uygulamalar gereklidir. Bunlar her bir iyon ilerliyorken trim programı tarafından hesaplanır, her bir iyon durduktan sonra yeni bilgiler dosyaya eklenir. Hesaplamalar yapıp grafiğe döküldükten sonra program tarafından bu dosya silinir.

Hedef maddenin içine işleyen çeşitli enerji ve pozisyondaki iyonların bilgi dosyası program tarafından yapılabilir. İyonun elektronik enerji kaybı ve hedef maddeye içerisinde çarpışmalarda kaybettiği enerjide bu bilgi dosyasına eklenir. Bu dosya daha sonra her bir iyonun yörüngesinin ve her bir iyonun üç boyutta elektronik enerji kaybının ve yerinin hesaplanmasında kullanılır.

4.2.3 İyonun Yatay Dağılımı (Ion Lateral Distribution)

İyonun yatayda ki dağılımı hesaplanırken hem hedef maddenin alanı hemde bilgi dosyası kullanılır. Işın hedef maddenin içine işler ve dışarı yayılır. Bu yatay yayılma program tarafından değerlendirilir yukarıda yön menzili için bahsettiğimiz dört

önemli parametreden ilki ve ikincisi program tarafından kullanılır.Şekil 4-5 den İyonun yatay dağılımı görülebilir.

4.3Hedefteki Hasar Alanı ve Dosyalanması (Target Damage Plots and Files)

İyon tarafından bombardıman edilen hedefdeki değişimi anlamak ve bilgi edinmek için genellikle TRİM programı kullanılır. Hedef madde içerisindeki hasarın detaylarını açıklamak için TRİM programı kullanılabilir ama TRİM progamının iki büyük sınırlaması bilinerek yorumlanmalıdır bunlar: (a)Hedef madde içerisinde iyon ya da hasarın gerçek inşası yoktur sanaldır. Hesaplamalarda her iyon sıfır doz yaklaşımı ile ele alınır. Hedef madde tamdır ve önceki iyonun sıradaki iyona bir etkisi bulunmaz.(b) Hedef maddenin sıcaklığı 0^0K dir. Hasardan kaynaklanan ya da iyon dağılımından kaynaklanan sıcaklık değişimleri ihmal edilir.

4.3.1.İyonun Hedef Madde İçerisinde Elektron'a Enerji Kaybı (Ion's Energy Loss to Electrons in the Target)

İyon hedef maddenin içine geçtiği zaman hedef maddenin elektronları ile etkileşir bu etkileşim çok komplekstir. TRİM programı bu karmaşık olayın verilerini alarak grafiğe döker. Şekil 4-6 da görüldüğü gibi bir grafik elde eder.

4.3.2. İyonun Hedef Madde İçerisinde Fonon'a Enerji Kaybı (Ion's Energy Loss to Phonons in the Target)

Fonon'un hedef madde içerisinde enerji kaybını program şekil 4-7 de gösterildiği gibi grafiğe döker.

4.3.3. Hedef İçerisinde Üretilen Boşluklar (Production of Vacancies in the Target)

Hedef madde içerisinde oluşan boşluklar hesaplanırken hedef maddenin alanı ve bilgi dosyası kullanılır. Şekil 4-8 de görülebilir.

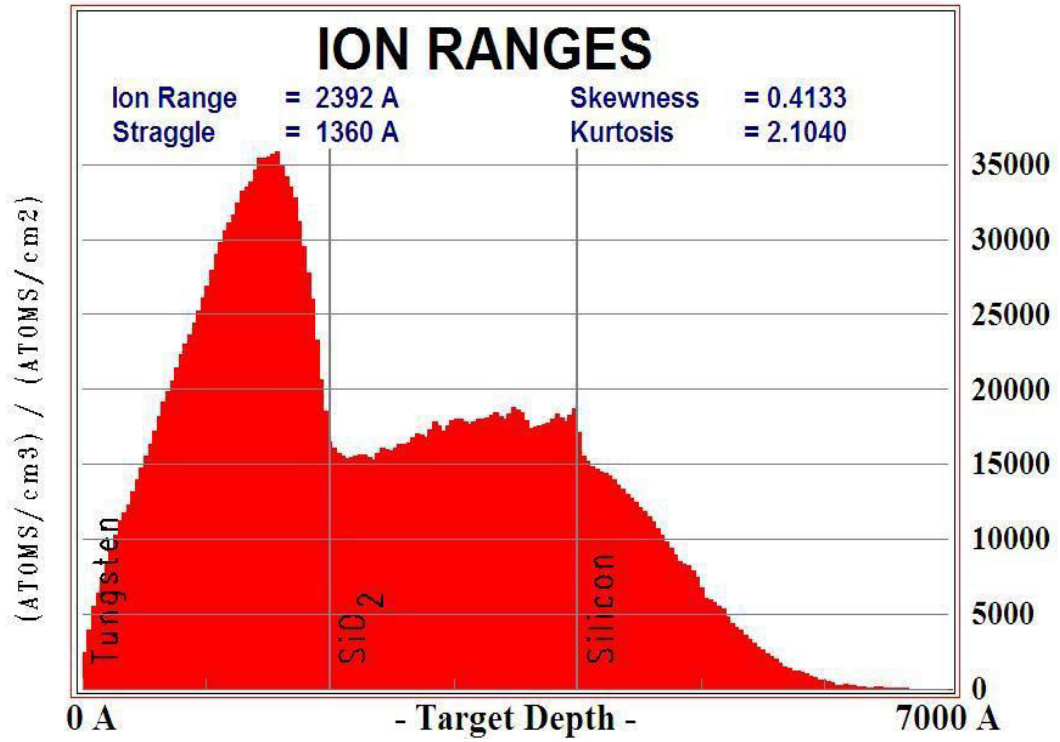
4.3.4.Hedef İçerisinde Çarpışmalar Sonucu Oluşan Boşluğa İyonun Geri Dönmesi (Production of Replacement Collisions in the Target)

Hedef madde içerisindeki çarpışmalar sonucu yeri değişen iyonların hesaplamaları sonucunda şekil 4-8 de görüldüğü gibi grafikler elde edilir.

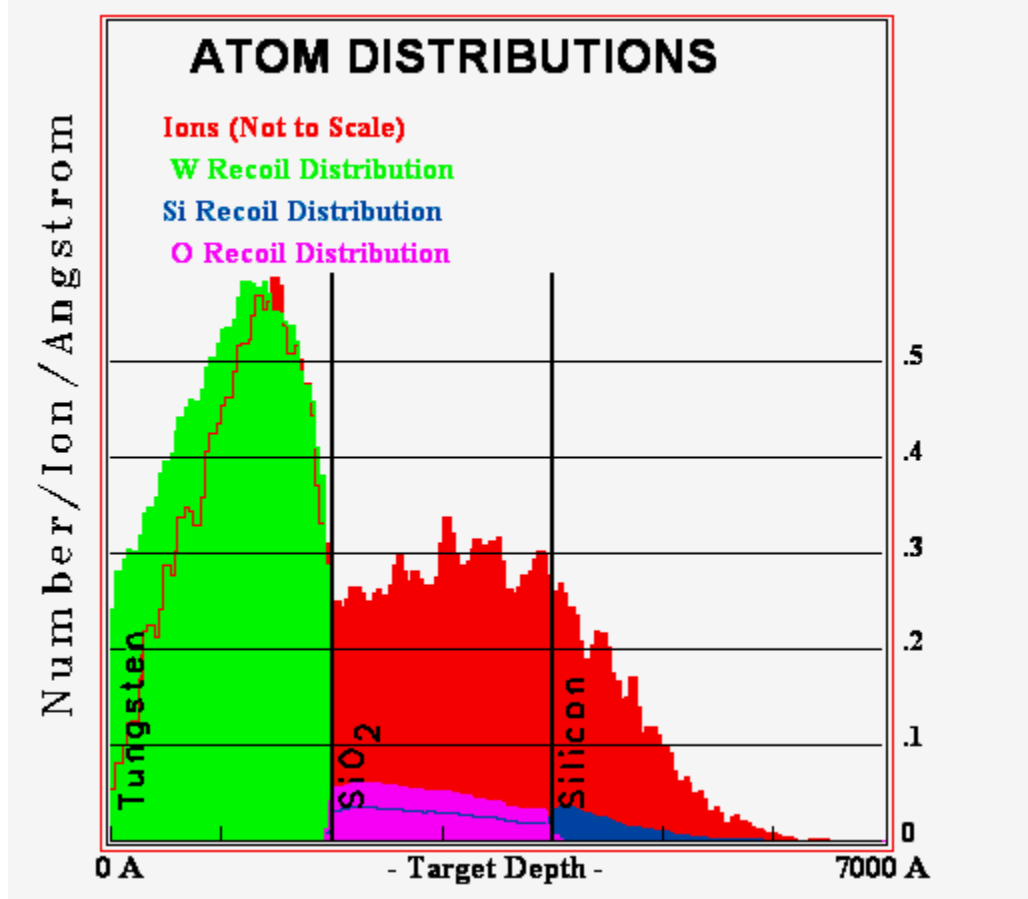
4.4. İyon menzili ve geri saçılan iyonların dağılımları (Ion Range Distribution and Recoil Atom Distributions)

4.4.1. İyon Dağılımı Alanları (Ion Distribution Plots)

Şekil 4-1 de görüldüğü gibi trim programı bir iyonu kompleks bir hedefin içine yönlendirebilir ve iyonun son dağılımını belirleyebilir. Trim programı tarafından iyon dağılımı hesaplamaları yapılır ve Şekil 4-3 te görüldüğü gibi yapılan hesaplamalar grafiğe dökülür. Trim programı etkileşim bilgilerini yukarıdada bahs ettiğimiz dört önemli parametrenin (Range, Stragglings, Skewness and Kurtosis) ölçülmesi ile elde eder. Hedef madde içindeki iyon dağılımı şekil 4-2 den görülebilir.



Şekil 4-2 İyonun menzil Alanı (Plot of Ion Ranges)

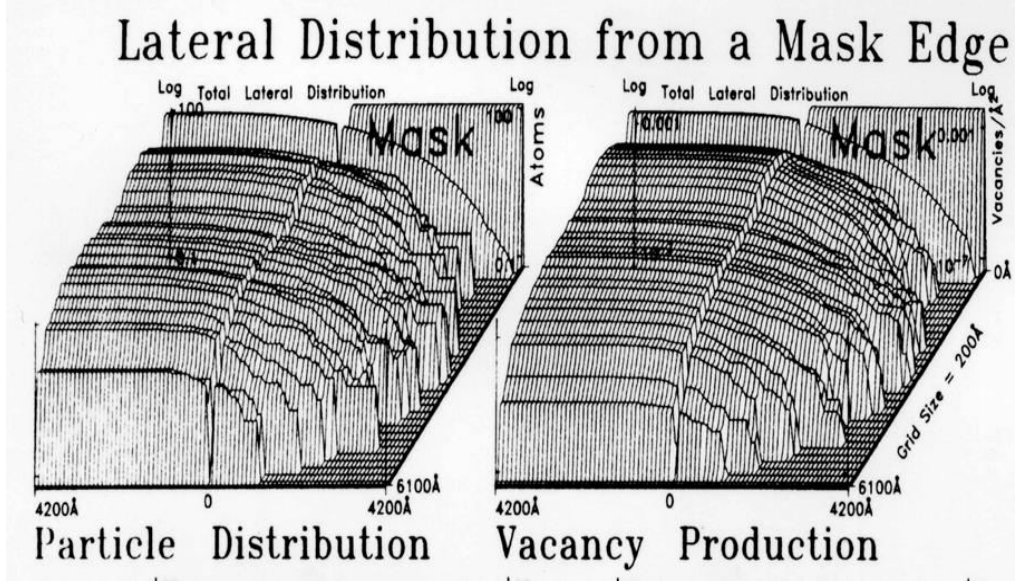


Şekil 4-3 İyon Menzilleri ve Geri Saçılan Atom Dağılımı Alanı (Plot of Ion Ranges and Recoil Atom Distributions)

Şekil 4-3 TRIM programı tarafından *Ion/Recoil Distribution* alanı kullanılarak oluşturulur. İyon alanı Şekil 4-2 deki grafiğe benzedir ama bu grafik geri yansıyan atomların alanını ve geri yansıyan atomların dağılımında şekil 4-2 den ayrı olarak detaylandırır.

4.4.2. Üç Boyutta İyon Menzil Dağılımı (3-Dimensional Ion Range Distributions)

Önceki bölümlerde hem iyon hemde geri yansıyan atomların dağılımlarının nasıl bulunacağını tanımladık. Çoğu uygulama daha fazla ayrıntı gerektirir 3 boyutta incelemek gibi; örneğin yarı iletken teknolojisinde iyonun bir *mask edge* altında nasıl yayılacağını görmek için üç boyutta dağılımı incelemek gerekir.



Şekil 4-4. Bir Mask Edge Altında İçeri Geçen İyonun Yatay Dağılımı

4.4.3 Yatay İyon Menzil Dağılımı (Lateral Ion Range Distribution)

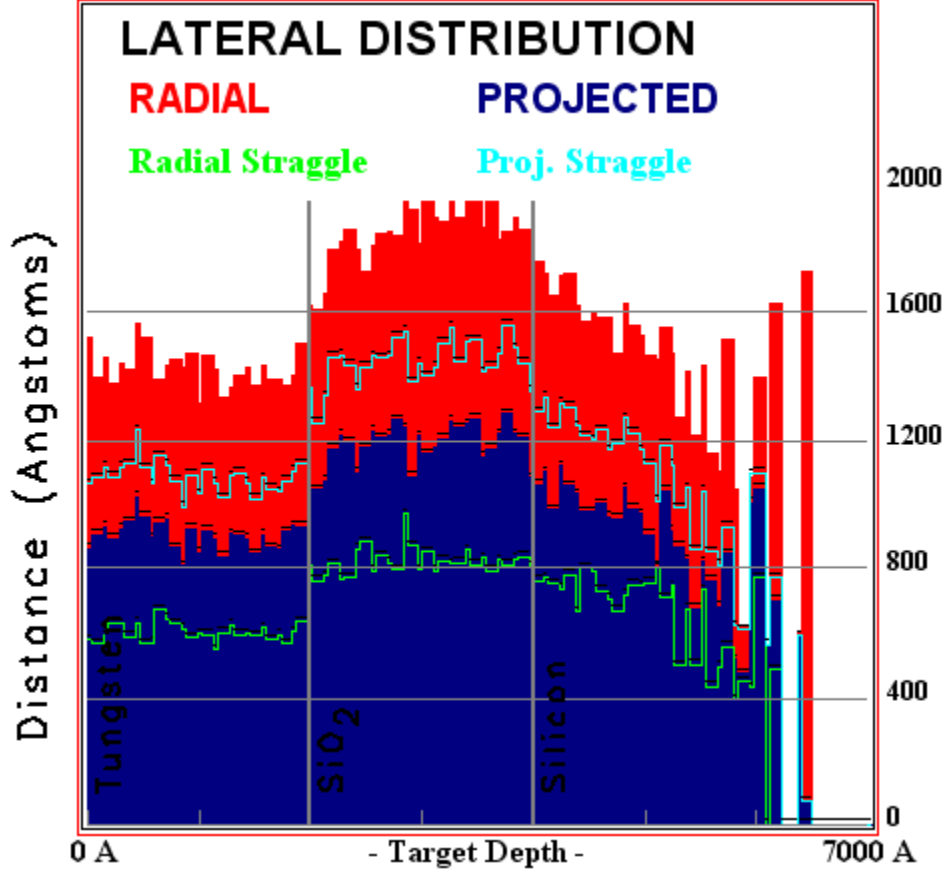
İyonun menzili hedef yüzeyin altında bir derinlik fonksiyonu olarak yukarıya doğru iyon dağılımının hesaba katılması ile tanımlanır. İyon demetlerinin yüzeye dikey çarpması ile iyon azimuthal simetrik olarak dağılacaktır. İyonun yatay bir şekilde yayılması ortalama kullanılarak uygun bir şekilde ifade edilebilir.

$$\text{Lateral Range (Yatay Menzil)} \equiv \sum_i |y_i| / N = \langle |y| \rangle$$

$$\text{Radial Range (Radyal Menzil)} \equiv R_r = \sum_i (y_i^2 + z_i^2)^{1/2} / N$$

$$\text{Lateral Stragglng (Yatay Dağınıklık)} \equiv \left[\sum_i i((|y_i| + |z_i|)/2)^2 / N \right]^{1/2}$$

Burada y_i iyonun y eksenindeki son değeridir, z_i ise iyonun z eksenindeki son değeridir, N iyonun hesaplanan atomun sayısıdır. İyon ışınının sadece dik bir geliş açısı ile geldiğini varsayarak iyonların y-z eksenleri boyunca ortalama yer değiştirmelerinin sadece yana doğru olduğu söylenebilir.



Şekil 4-5 – İyonun Yatay Yayılması (Lateral Spread of Ions)

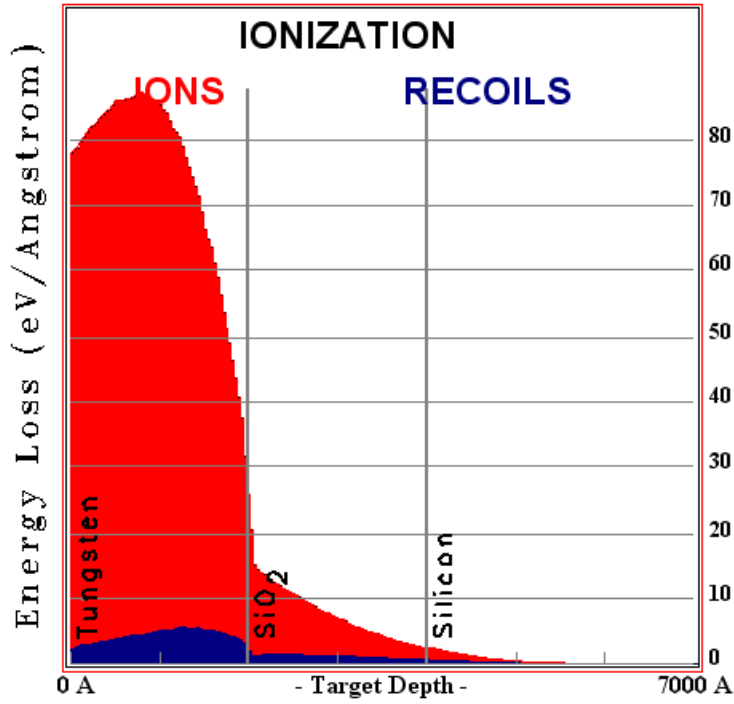
Şekil 4-5 iyonun orijinal ekseninden iyonların yatay yayılmalarını gösterir. Şekil 4-5 ten hem yayılma (katı alanlar) hem de düzensiz dağılımlar (çizgisel alanlar) gösterilmiştir.

4.5. İyon Tarafından Hedef Maddeye Verilen Hasar (Target Damage by the Ion)

İyon bombardımanı altındaki hedef madde de oluşan değişiklikleri anlamak için genellikle TRİM programı kullanılır. Hedef madde oluşan hasarın detaylı bir şekilde açıklamasını TRİM programı ile yapabilir ama bazı deney sonuçları TRİM programının verdiği sonuçların (15-40 °K) gibi çok küçük sıcaklıklar için geçerli olduğunu göstermiştir.

4.5.1. İyonun Hedef Elektronlara Enerji Kaybı (Ion's Energy Loss to the Target Electrons)

Hedef elektronlar için iyonların enerji kaybı genellikle “Electronic Energy Loss” yada “Ionization Losses” olarak isimlendirilir. Bu terimler eş anlamlıdır. İyonlar hedef madden içine geçtiğinde hızlı bir şekilde hedef maddenin tek elektronlarıyla ve tüm elektronlarla etkileşirler. Bu etkileşim çok komplike dir. Trim programı bu komplike olayı ayrıntılı bir şekilde incelememizi sağlar.

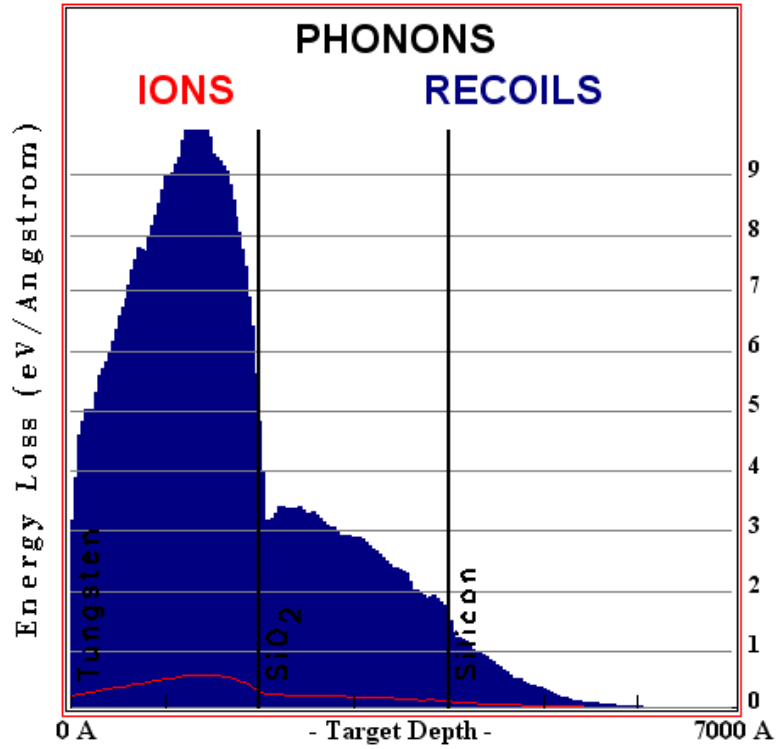


Şekil 4-6 – Hedef İyonizasyon (Target Ionization) (Energy Loss to Target Electrons)

Hedef elektronlar ile etkileşimden dolayı iyon enerji kaybeder bu enerji kaybı grafikte $eV/\text{Å}$ birimi ile ifade edilir. Bu enerji kaybı hedef madde içerisinde hasara neden olabilir. Enerji yüklemesi hedef madde içerisindeki alanda hem kırıklar ve ayrık tabakalar gibi mikroskobik hasarlara hem de hedef atomların geri saçılmasına neden olur bunun sonucu olarakta hedef madde içerisinde elektronik kayıplar oluşabilir.

4.5.2 İyonun Hedef Fonon'a Enerji Kaybı (Ion's Energy Loss to the Target Phonons)

İyon hedef çekirdek ile çarpıştığı zaman çarpıştığı atoma enerji kazandırır. Bu etkileşim (*Displacement Energy*) olarak isimlendirilir bu enerji miktarı atomu bulunduğu yerden hareket ettirmek için minimum enerji miktarıdır ve çarpışan atoma aktarılmaktadır ve çarpışma sonucu hedef atomu bulunduğu bölgenin dışına doğru iter ve bir boşluk meydana gelir bu boşluklar hızlı bir şekilde eski haline dönmeyiz. Eğer atoma transfer edilen enerji yer değiştirme enerjisinden daha az ise o zaman atomun fononuna transfer ettiği geri saçılma enerjisi ve bulunduğu alana geri döndüğü varsayılır.

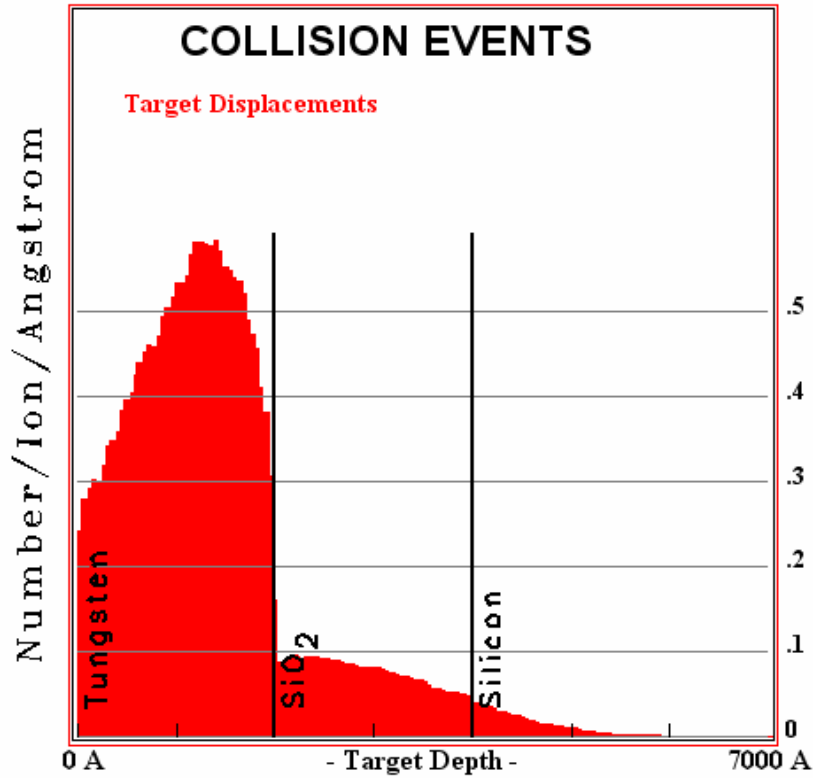


Şekil 4-7 –Hedef Fononların Alanı (Plot of Target Phonons)

Şekil 4-7 hedef madde içerisinde üretilen fononların dağılımını göstermektedir.

4.5.3 Boşluk oluşumu ve İyonun Boşalttığı alana geri dönmesini sağlayan çarpışmalar için Enerji kaybı (Energy Loss to Vacancy Production / Replacement Collisions)

TRIM programı tarafından her bir atom için yer değiştirme enerjisi ve hedef madde içerisindeki boşluklar ayrı ayrı hesaplanır. Oluşan boşlukların sayısı her hedef atom için belirlenen yer değiştirme enerjisine bağlıdır. Yer değiştirme enerjisinin atoma aktarılan enerjiden fazla olması durumunda hedef fononlara aktardığı enerjiyi ve ötelendiği alanına geri döndüğünü yukarıda açıklanmıştır. Eğer aktarılan enerji yer değiştirme enerjisinden daha büyük ise o zaman aktarılan enerji geri saçılma enerjisi olarak kullanılır.

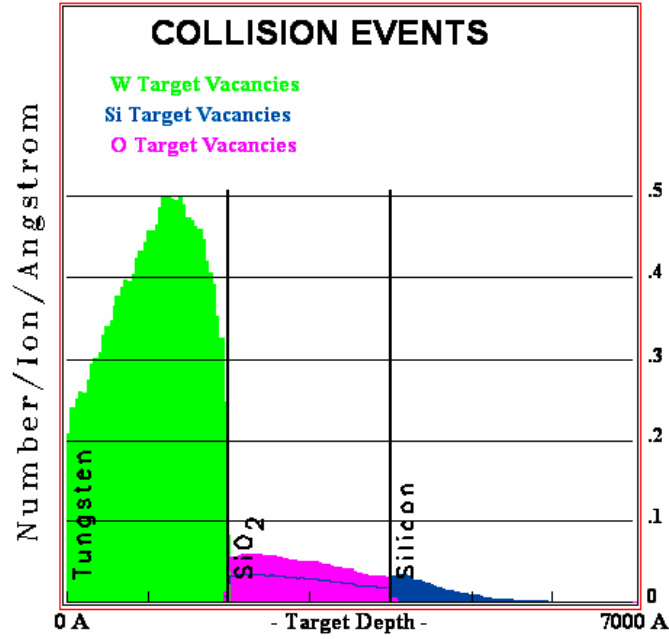


Şekil 4-8 –Kayıp Edilen Alanların Toplamı (Plot of Total Target Displacements)

Şekil 4-8 çarpışan iyonlar tarafından oluşturulan yeri değişmiş hedef atomların sayısını gösterir. Bu grafikte sadece iyonların çarpışması sonucu meydana gelen yeri değişmiş hedef atomların sayısı değil aynı zamanda geri saçılan hedef atomlarda hesaba katılmıştır. Yukarıda yaptığımız tanımlamalar genişletilebilir. Eğer geri saçılan atom bir hedef atoma çarparsa ve gelen atom ilerlemek için yeterli enerjiye sahip değilse o zaman atom boşluğun içine düşecek geri saçılan atomun alanı tarafından gelen atomun alanı

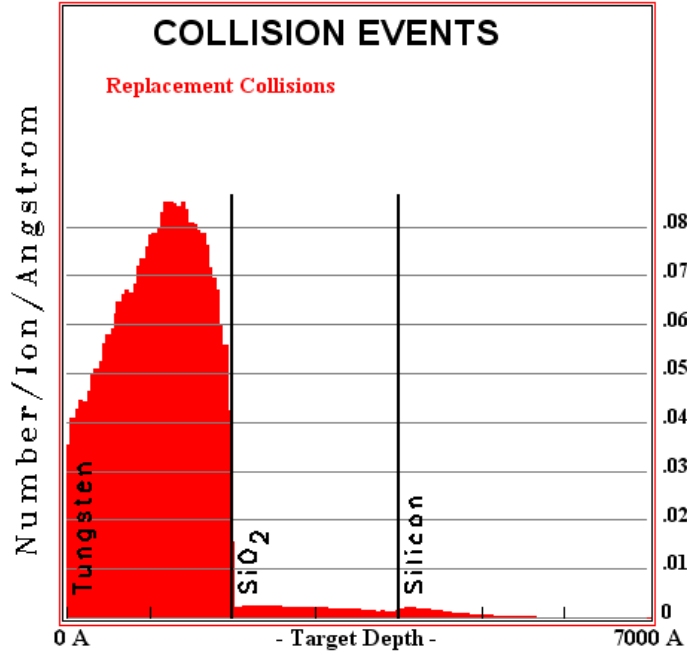
boşaltılacaktır. Eğer gelen atom ile geri yansıyan atom benzer element ise o zaman hedefin içinde önemli bir değişiklik olmaz.

İyonlar ve geri saçılan iyonlar 1077 tane yerini kaybeden iyon yaratır, bunun 940 ı boşluk olarak kalır ve 137 tanesi kaybettiği yerine geri döner. Dolayısıyla iyonlar toplam kaybettikleri yerlerin yaklaşık olarak %13 ü ne geri dönebilir.



Şekil 4-9 – Hedefin İçindeki Boşlukların Alanı (Plot of Target Vacancies)

Hedef içindeki boşluklar yeri değişen iyonlar tarafından oluşturulur. Atomun yeri değişen enerji miktarı, bir hedef atoma transfer edilen enerjiden daha büyüktür. Birinci katmanda sadece W de oluşan boşlukları, üçüncü bölümde sadece Si de oluşan katmanları, ikinci bölümde Si ve O elementlerinin her biri için ayrı gösterimler bulunur ikinci bölümdeki küçük çizgi O de oluşan boşlukları penbe bölümde Si deki boşluk seviyesini belirtir.

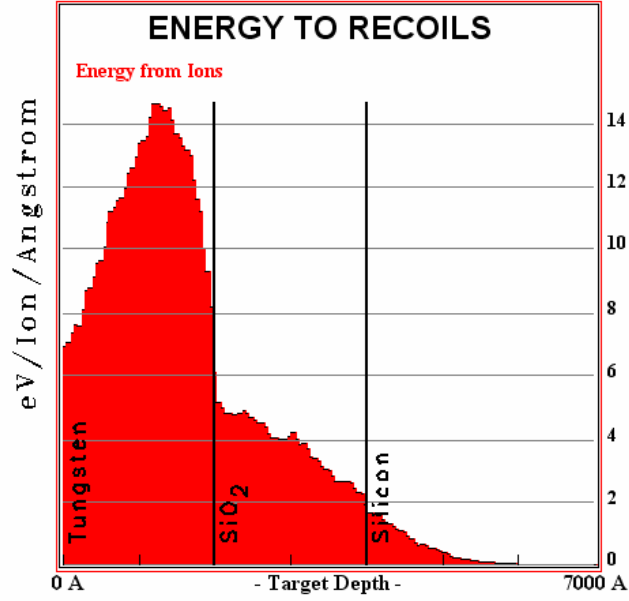


Şekil 4-10 – İyonların kaybettiği yerine geri dönmesini sağlayan çarpışmalar (Target Replacement Collisions)

Atomun kaybettiği yerine geri dönmesini sağlayan çarpışmalar özel çarpışmalardır. Bu çarpışmalar gelen iyon ile benzer ya da aynı atomlar arasında gerçekleşir, transfer edilen enerji atomun yer değiştirme enerjisinden daha büyüktür ve bulunduğu yerden dışarıya hareket edecek kadar enerjiye sahip değildir böylece hedef atomun içinde bulunduğu yere geri dönerler bu olay aynı veya benzer atomlar arasında gerçekleşir sonuç olarak bir hasar meydana gelmez.

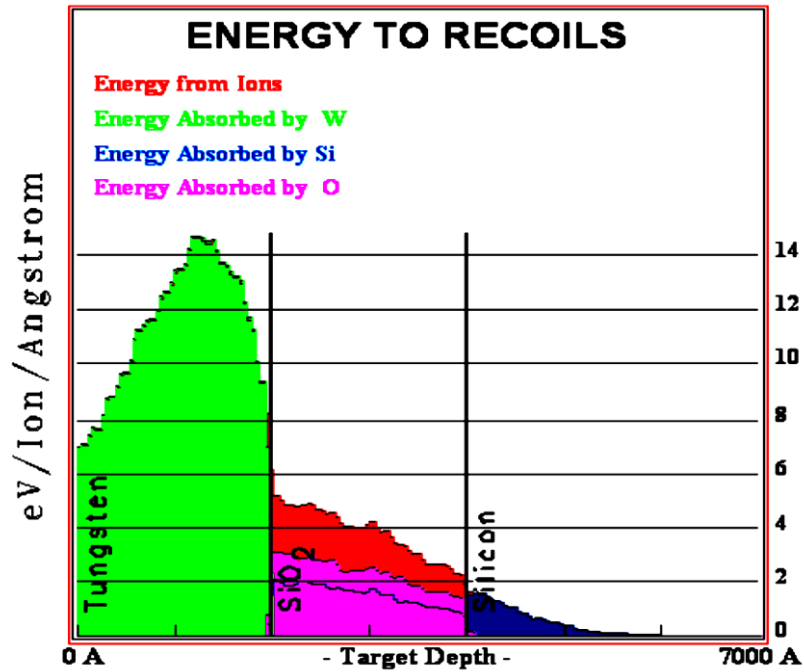
4.5.4 İyonun Kayıp Ettiği Enerji-Hedef Atomlar Tarafından Absorbe Edilen Enerji (Energy Loss from Ions – Energy Loss Absorbed by Target Atoms)

Çağlayanlar içerisinde hareket eden iyonu geri saçılma etkileşimini özetlemek için kullanılacak iki alan vardır. Trim penceresi içerisinde bu iki alan “Energy to recoils” olarak yaratılır, isimlendirilir ve hesaplamaları yapılır. Bu alanlar aşağıda gösterildiği gibidir.



Şekil 4-11 –İyonda Geri Saçılan Atomlara Aktarılan Enerji Alanı (Plot of the Energy Transferred from the Ion to Recoil Atoms)

Bu garafik geri saçılmak için iyondan transfer edilen enerji miktarını gösterir. Tungsten katmanı diğer iki katmanın topladığı enerjiden daha fazla geri saçılma enerjisini absorbe eder.



Şekil 4-12 –Çeşitli Hedef Atomları Trafından Absorbe Edilen Enerji Alanı (Plot of the Energy Absorbed by the Various Target Atoms)

Bu grafik hedef O, Si, W elementleri tarafından absorbe edilen enerji miktarlarını gösterir. Bu grafik SiO₂ katmanı hariç Şekil 4-11 ile aynıdır bu grafikte O ve Si atomlarının absorbe ettiği enerji miktarları ayrı ayrı gösterilmiştir oksijen atomları iki küçük çizgi ile simgelenmiştir.

4.6. İyon-Atom Çarpışma Kinetiğinin Detayları

4.6.1. Geri Saçılma Çağlayanları (Physics of Recoil Cascades)

Trim geri saçılma çağlayanlarının hesaplamaları boyunca çeşitli veriler elde eder bilgiler “*Collision Details*” adı altında her bir atom başına iyon çarpışması “..**SRIM Outputs/COLLISON.txt**” adlı dosya içerisinde kayıt altına alınır. **COLLISON.txt** dosyası içerisinde ilk olarak iyon için enerji, menzil ve daha sonra hedef elektronlar için iyonun enerji kaybı hesaplanır.

Hedef atom’a çarpmalar başlar bunun sonucu olarak geriye saçılmalar meydana gelir bu saçılmalar birbiri ardına çoğalarak devam eder ve program tarafından geri saçılma enerjisi (*recoil energy*) ile birlikte hesaplanır bu olaya geri saçılma çağlayanı (*recoil cascade*) adı verilir. Her bir çağlayan kendi içerisinde yerinden etme çarpışmaları (*displacement collisions*), boşluk üretimi (*vacancy production*), geri yerine dönme çarpışmaları (*replacement collisions*), iki atom arasına sıkışan atom (*interstitial*) olarak guruplandırılır.

Çok sayıda yer değiştirme çarpışması gözlenir bu çarpışmalar sonucu çağlayanlar içerisinde birçok atom geri saçılarak buldukları kendilerine ait alanı boşaltırlar ve bir boşluk meydana gelir bu boşluklar tablo ve grafiklerde (*Target Vacancies*) olarak adlandırılır program tarafından boşluk sayısı hesaplanır ve bilgiler tablolara yazılır bu bilgiler doğrultusunda grafikler elde edilir. Hedef içerisindeki boşluk sayısı hesaplandıktan sonra çağlayanlar içinde meydana gelen çarpışmalar sonucu kaybettikleri orijinal yerlerine geri dönen çarpışmaların (*Displacement collisions*) sayısı ve bilgileri hesaplanır yerlerine geri dönen atomlar çoğaldıkça boşluk sayısı azalır. Kendisine çarpan atomdan yer değiştirme enerjisinden daha fazla enerji alan bir atom hareket ederken benzer ya da aynı bir atoma vurursa yeteri kadar enerji geçiremez çarpdığı atoma hatta bu çarpışma sonucunda önceden kaybettiği yere geri dönebilir, bu durumda boşluk oluşmaz. Bu olay çok karmaşık gözüksede yapılan çalışmaların sonucu

olarak toplam boşluk sayısının yaklaşık %30 kadarı geri yerine dönen atomlar tarafından doldurulduğu görülür.

Yerinden edilen iyon sayısı = Boşluk sayısı + Geri yerine döndüren çarpışma sayısı son olarak iki atom arasına sıkışan atomlar (*interstitial atoms*) tablosu oluşturulur. Geri saçılan atomlar durunca geri yerlerine dönemezler bu atomlar iki atom arasına sıkışan atomlar olarak tanımlanır.

$$\text{Boşluk} = \text{Interstitials} + (\text{Hedef atom hacmini terk eden atom sayısı})$$

Etkileşme çağlayanları esnasında atom hedef hacmi bırakırsa, artık takip edilmez. Yani eğer hedefin ön yüzeyi ya da arka yüzeyini bırakırsa, bu not edilir ve daha sonra atılır. TRIM atomları sonsuza kadar takip edecektir onlar yanlara gittiğinde ve hatta ekrandan ayrıldıklarında bile takibini sürdürür ama eğer atomlar hedef yüzey boyunca hareket edip hedef yüzeyi geride bırakırsa hesaba katılmaz. Yani hedef içerisinde meydana gelen boşluklar ve hareketli bir geri tepme atomunun son dinlenme yeri onun boşalttığı alandan biraz uzak olabilir. eğer geri saçılan atom hedeften ayrılırsa, hedef atom ile başka atom arasında kalacaktır ve bu atom kaybedilmiş sayılacaktır böyle kaybolan atomlar nedeni ile boşluk sayısı azalabilir. Her biryerini terk eden atomu terk ettiği alana geri döndüren çarpışma sayıları, boşluk ve hedef atom menziline dışarı çıkmış intersititial atomların sayısını azaltır. Son olarak, hedefin üst tek katmanına dinlenmek için gelen bir atom her zaman bu katmanın kendi atomlarından biri gibi varsayılarak hesap yapılır. Etkileşim çağlayanları hesaplanırken hedef içerisindeki boşluklar, atomun kaybettiği yerine geri dönmesine sebep olan çarpışmalar hesaplanır hesaplama yapılırken aşağıda tanımlanan belirli varsayımlar program tarafından yapılır:

Atom numarası Z_1 ve enerji E olan bir atom. Bu atom atom numarası Z_2 olan bir atom ile hedef atom içerisinde çarpıştığı varsayılır. Çarpışmadan sonra atom numarası Z_1 olan atomun enerjisi E_1 bu atomun Çarptığı Z_2 atom numaralı atomun enerjisi E_2 olarak hesaplanır. Daha önce özelleşmiş hedef içerisindeki atomun sahip olduğu alana bağlanma enerjisi E_b , bağlandığı yeri boşaltması için gerekli enerji E_d ve hareketli atomun son enerjisini E_f olarak belirtilmiştir.

Eğer $E_2 > E_d$ ise hedef atoma çarpan atom hedef atoma yeteri kadar enerji verir, hedef atomun bulunduğu yeri terk etmesi olayı meydana gelir. Eğer $E_1 > E_d$ ve $E_2 > E_d$ ise iki atomda buldukları yerleri terk etmek için yeterli enerjiye sahiptirler ve bir boşluk meydana gelir. Sonra her iki atomda etkileşim çağlayanları içerisinde hareketli hale gelir. Başka bir çarpışma olmadan önce Z_2 enerjili atomun E_2 enerjisi E_b tarafından azaltılır. Eğer $E_2 < E_d$ ise atom sonraki çarptığı atomu yerinden etmek için yeterli

enerjiye sahip değildir ve atom terk ettiği lana doğru titreşim hareketi yapacaktır ve fonon olarak E_2 enerjisini yayacaktır. Eğer $E_1 < E_d$ ve $E_2 > E_d$ ve $Z_1 = Z_2$, ise ozaman içeri gelen atom bulunduğu alanı terk edemeyecektir, bir fonon gibi E_1 enerjisini yayacaktır. Bu etkileşme atomun kaybettiği alana yeniden dönme çarpışması olarak isimlendirilir. Atom sahip olduğu alanı kendisiyle aynı olan bir atoma devreder. Bu tür geri saçılma çağlayanları tek elementten meydana gelen hedefler içerisinde yaygın olarak görülür. Eğer $E_1 < E_d$ ve $E_2 > E_d$ ve $Z_1 \neq Z_2$, ise çarpışmadan sonra Z_1 atom numaralı atom iki atom arasında bir yerde durur bu atomlar intersitial atom olarak adlandırılır.

Son olarak, $E_1 < E_d$ ve $E_2 < E_d$, ise çarpışmadan sonra Z_1 atom numaralı atom bir intersitial atom olur ve fonanlar olarak E_1+E_2 kadar enerjiyi yayarak serbest hale getirilir. Eğer hedef içinde birkaç farklı element var ise ve her bir element farklı bir yer değiştirme enerjisi sahipse, o zaman E_d enerjisi her bir farklı hedef atomuna göre değişecektir [27, 28, 29, 30, 31, 32, 33].

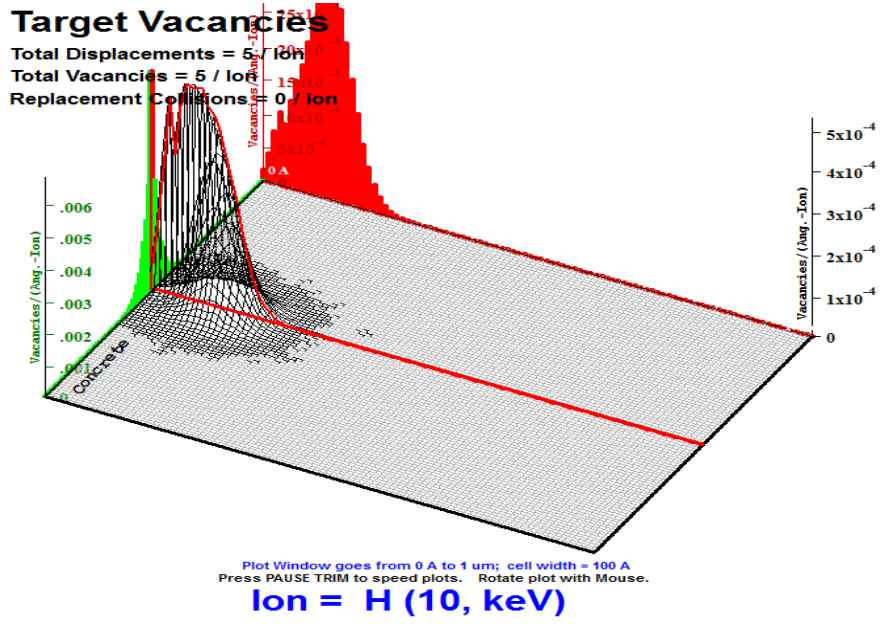
4.7.Srim Trim Similasyon Programından Elde Edilen Grafikler

Srim ve trim similasyon programlarını kullanarak tablo 4.9 deki iyonları hedef maddeler ile etkileştirerek etkileşim sonuçlarını gözlemledik.

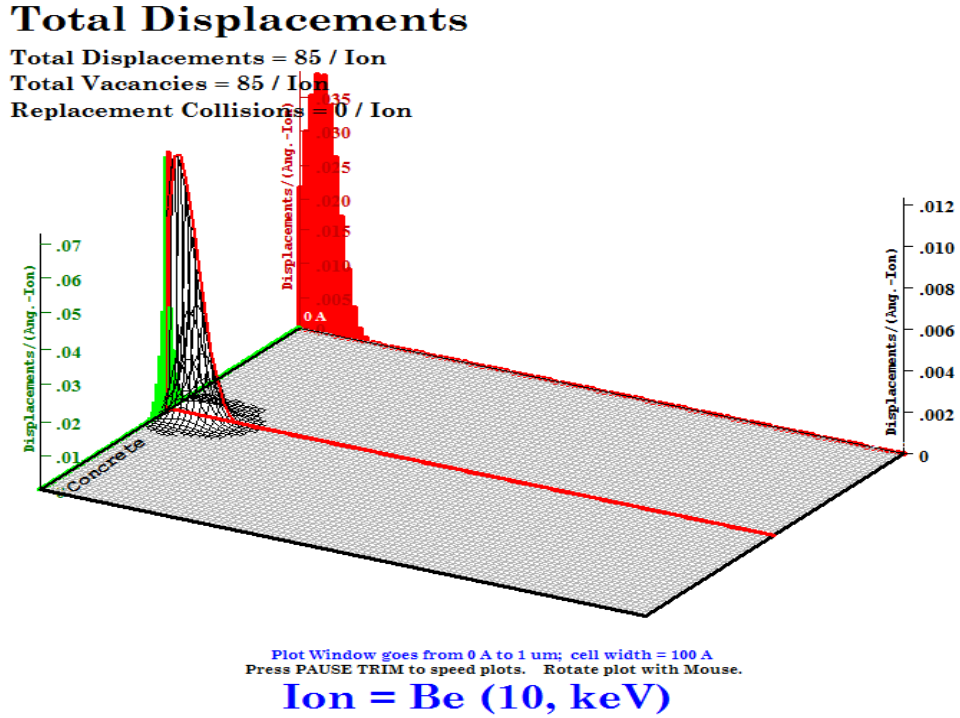
Tablo 4.9. İyon ile hedef madde etkileşimi eşleştirilmesi

İYON	HEDEF MADDE	
Hidrojen (H)	Beton(Concrete)	Paslanmaz Çelik (Stainless Steel)
Helyum (He)	Beton(Concrete)	Paslanmaz Çelik (Stainless Steel)
Berilyum (Be)	Beton(Concrete)	Paslanmaz Çelik (Stainless Steel)
Carbon (C)	Beton(Concrete)	Paslanmaz Çelik (Stainless Steel)

4.7.1 İyon Madde Etkileşimi Sonucu Hedef madde İçerisindeki Boşluk Oluşumu Grafikleri



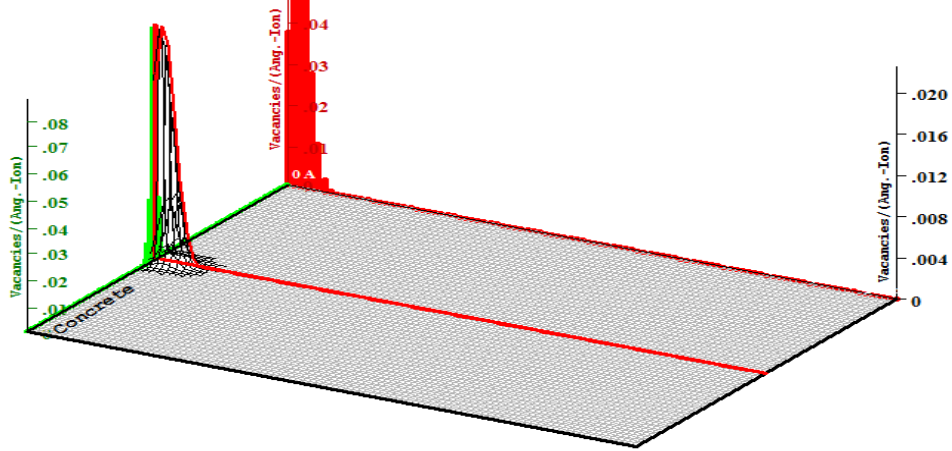
Şekil 4.13. H-Beton



Şekil 4.14. Be-Beton

Target Vacancies

Total Displacements = 89 / Ion
Total Vacancies = 89 / Ion
Replacement Collisions = 0 / Ion



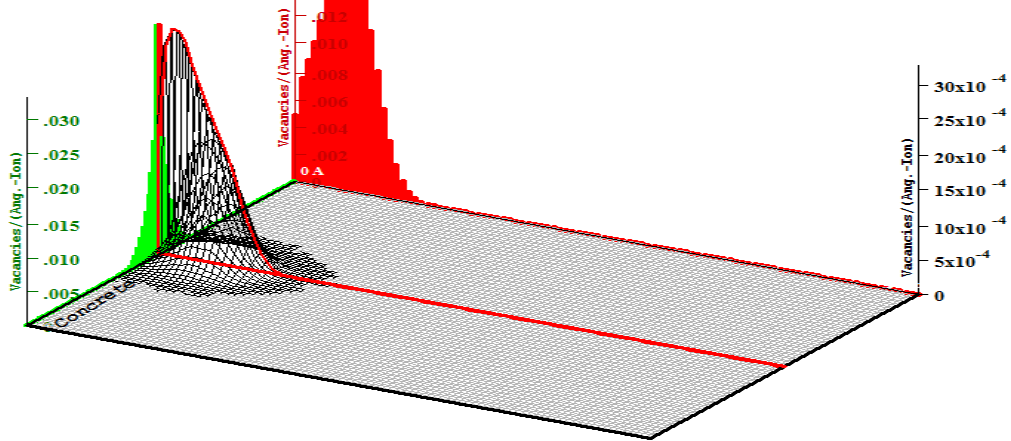
Plot Window goes from 0 Å to 1 µm; cell width = 100 Å
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = C (10, keV)

Şekil 4.15.C-Beton

Target Vacancies

Total Displacements = 42 / Ion
Total Vacancies = 42 / Ion
Replacement Collisions = 0 / Ion



Plot Window goes from 0 Å to 1 µm; cell width = 100 Å
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = He (10, keV)

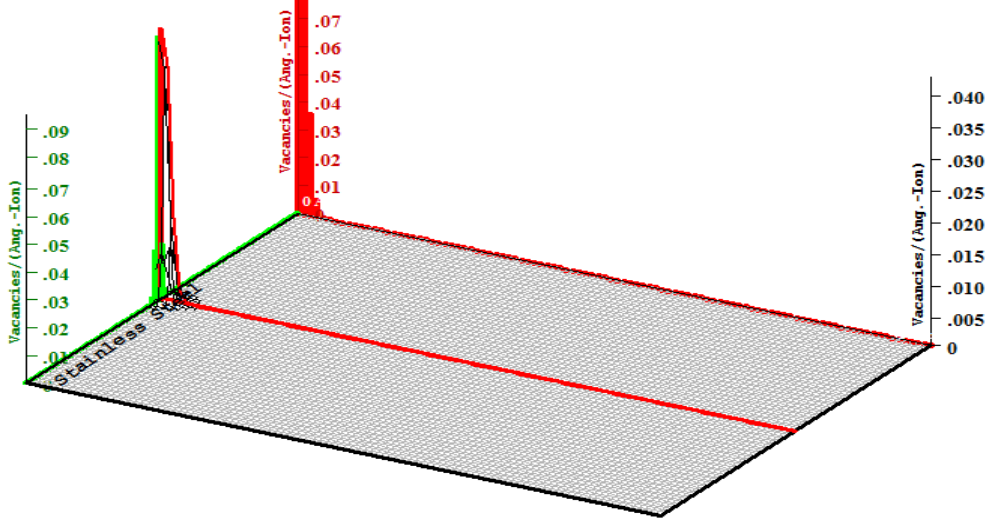
Şekil 4.16. He-Beton

Target Vacancies

Total Displacements = 80 / Ion

Total Vacancies = 80 / Ion

Replacement Collisions = 0 / Ion



Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = C (10, keV)

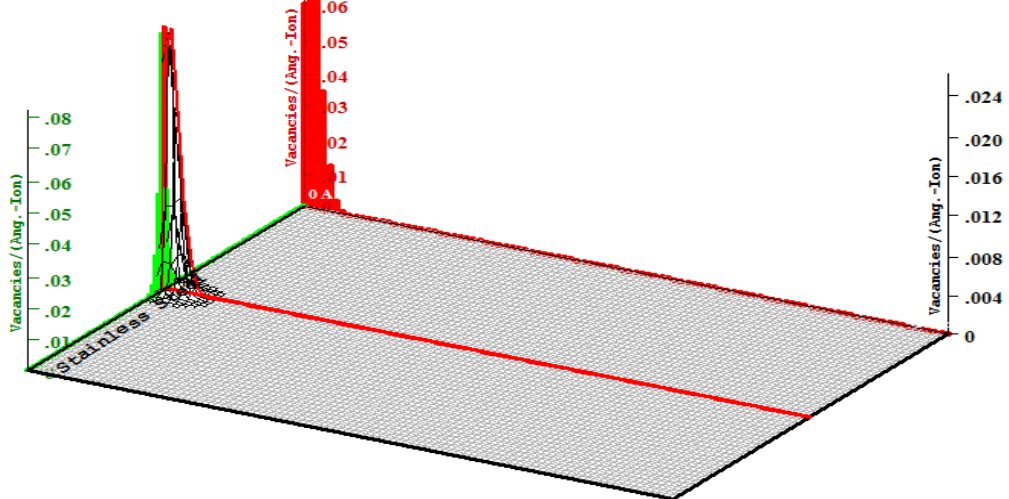
Şekil 4.17. C-Paslanmaz Çelik

Target Vacancies

Total Displacements = 75 / Ion

Total Vacancies = 75 / Ion

Replacement Collisions = 0 / Ion



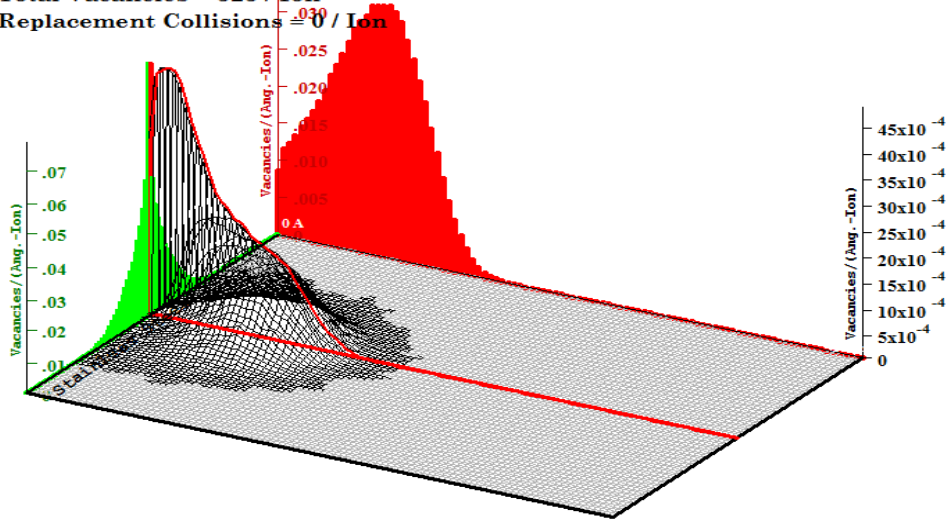
Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = Be (10, keV)

Şekil 4.18. Be-Paslanmaz Çelik

Target Vacancies

Total Displacements = 323 / Ion
 Total Vacancies = 323 / Ion
 Replacement Collisions = 0 / Ion



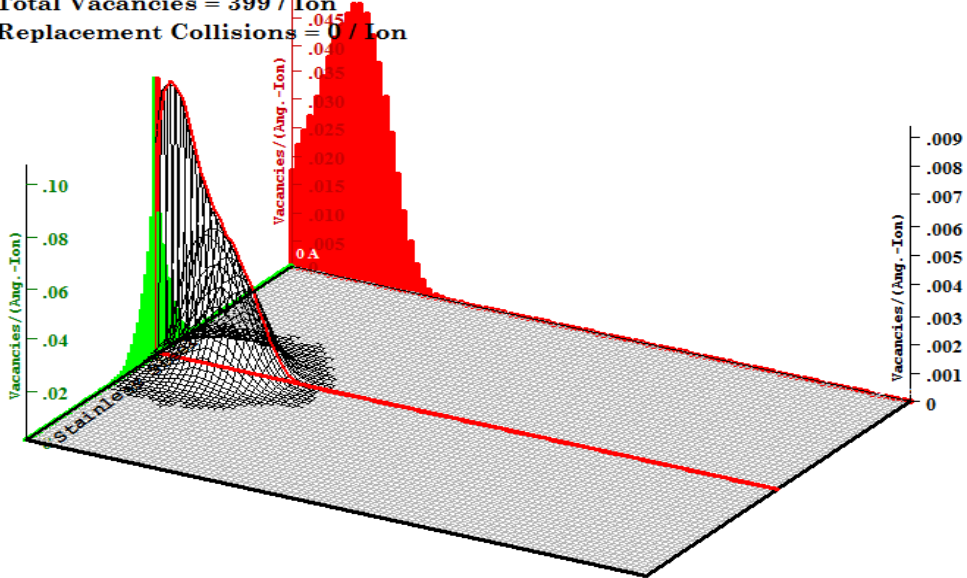
Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = Be (100, keV)

Şekil 4.19. Be-Paslanmaz Çelik

Target Vacancies

Total Displacements = 399 / Ion
 Total Vacancies = 399 / Ion
 Replacement Collisions = 0 / Ion



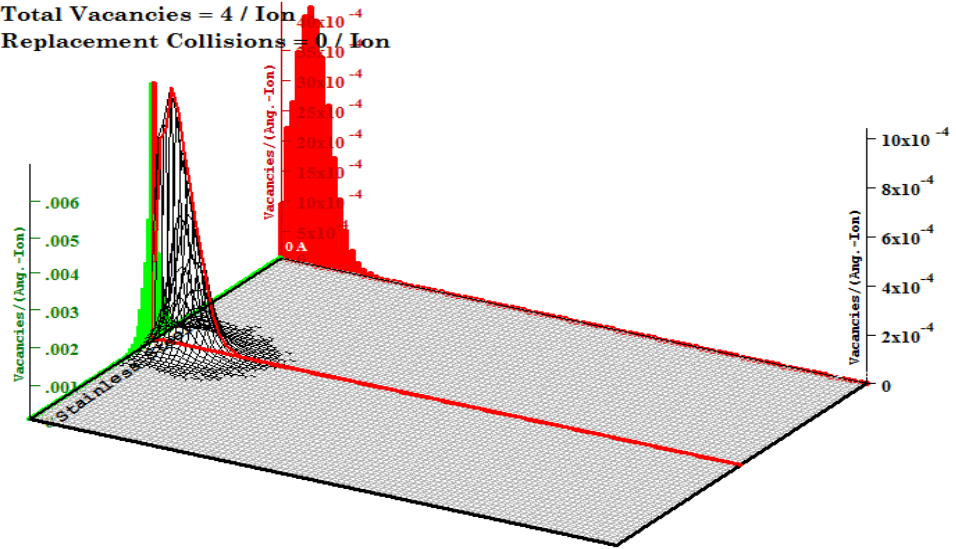
Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = C (100, keV)

Şekil 4.20. C-Paslanmaz Çelik

Target Vacancies

Total Displacements = 4 / Ion
 Total Vacancies = 4 / Ion
 Replacement Collisions = 0 / Ion



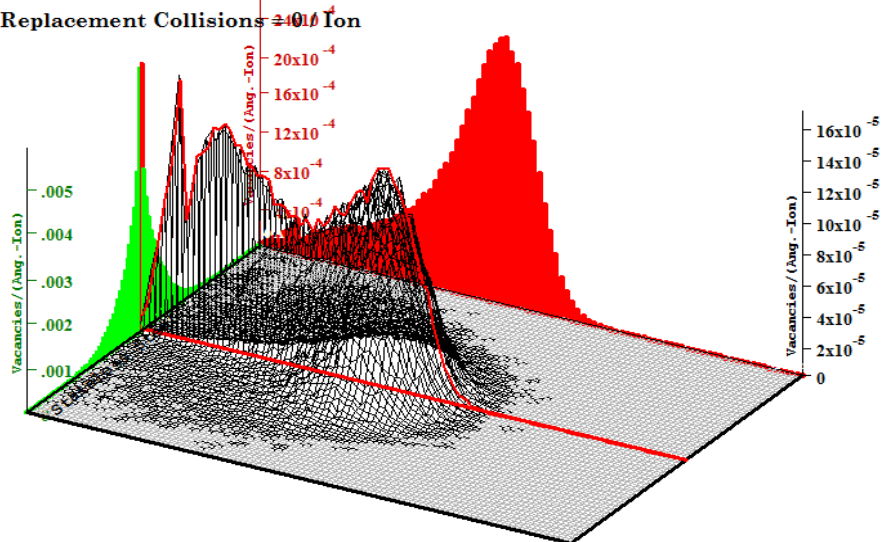
Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = H (10, keV)

Şekil 4.21. H-Paslanmaz Çelik

Target Vacancies

Total Displacements = 9 / Ion
 Total Vacancies = 9 / Ion
 Replacement Collisions = 0 / Ion



Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = H (100, keV)

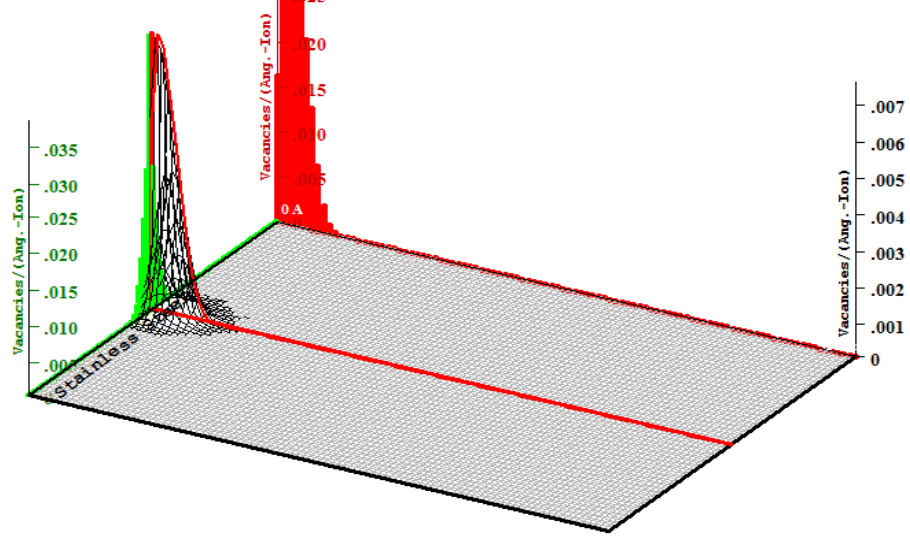
Şekil 4.22. H-Paslanmaz Çelik

Target Vacancies

Total Displacements = 33 / Ion

Total Vacancies = 33 / Ion

Replacement Collisions = 0 / Ion



Plot Window goes from 0 Å to 1 um; cell width = 100 Å
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = He (10, keV)

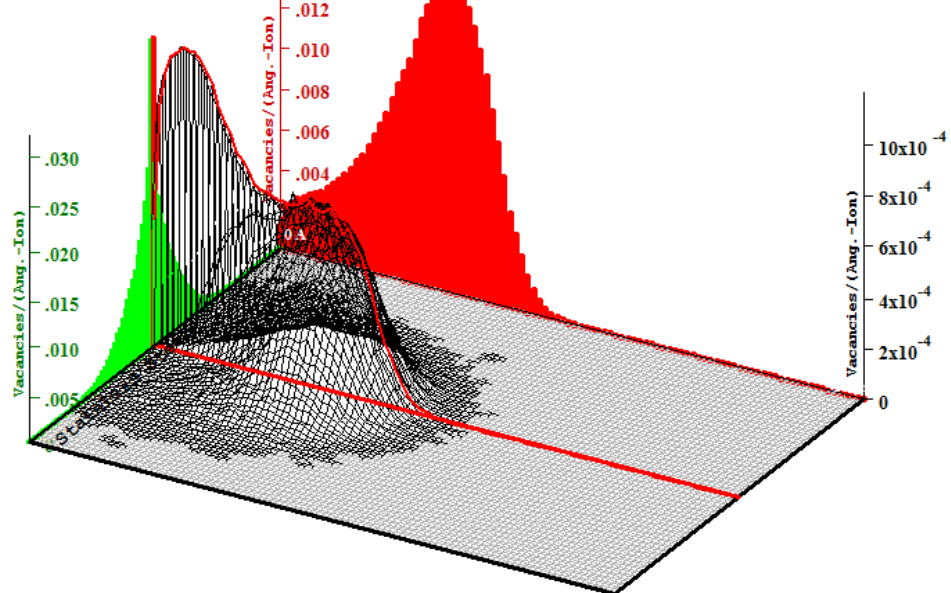
Şekil 4.23. He-Paslanmaz Çelik

Target Vacancies

Total Displacements = 89 / Ion

Total Vacancies = 89 / Ion

Replacement Collisions = 0 / Ion



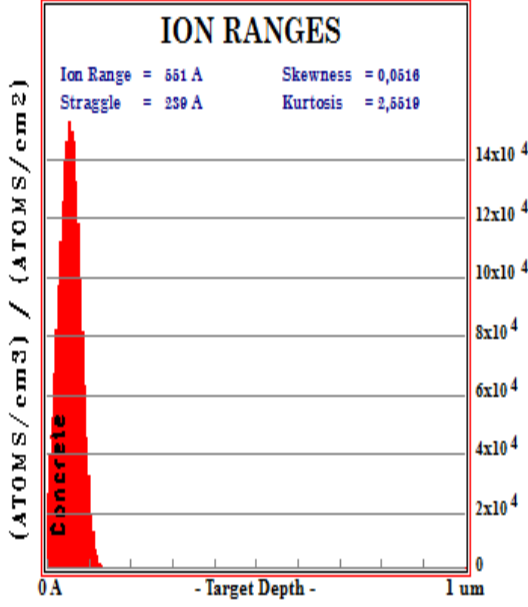
Plot Window goes from 0 Å to 1 um; cell width = 100 Å
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = He (100, keV)

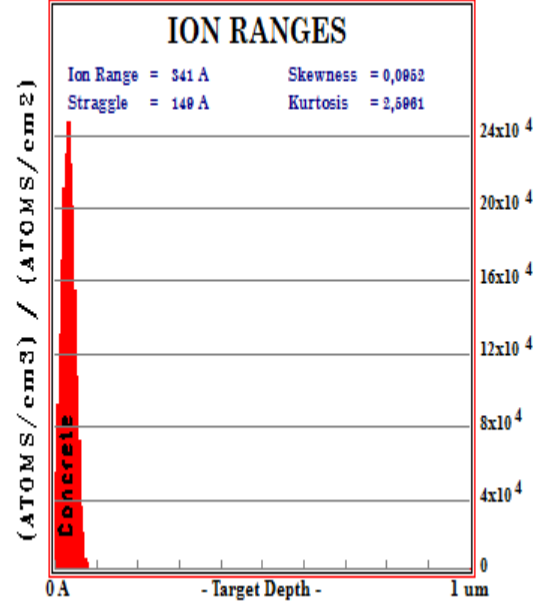
Şekil 4.24. He-Paslanmaz Çelik

4.7.2 İyon Menzili (İyonun Hedef Madde İçerisinde Durma Mesafesi)

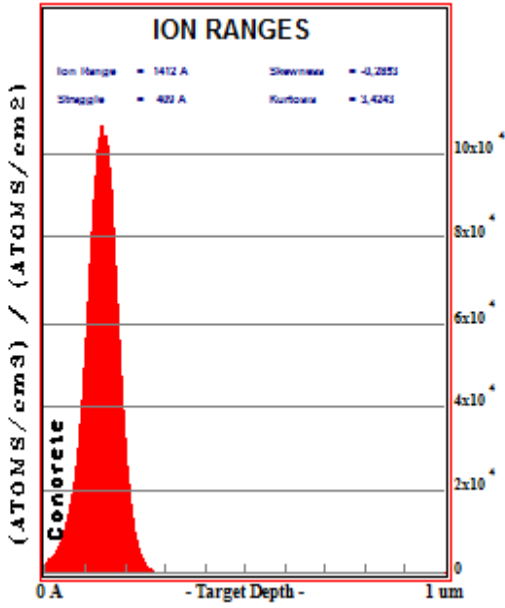
Grafikleri



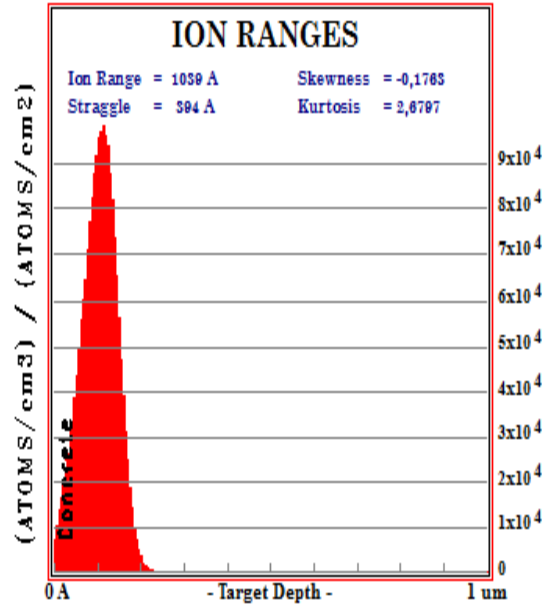
Şekil 4.25. Be-Beton



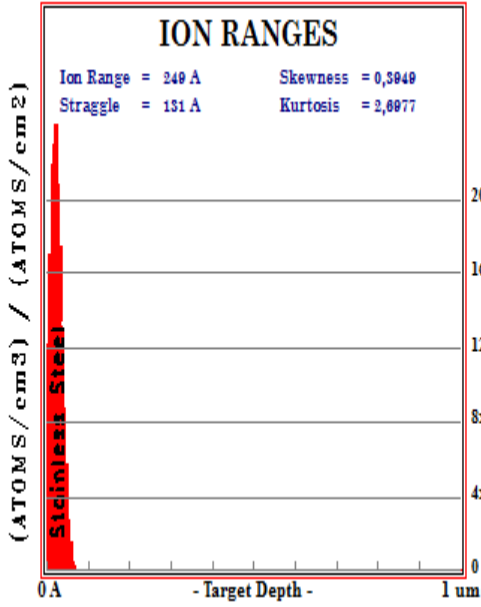
Şekil 4.26. C-Beton



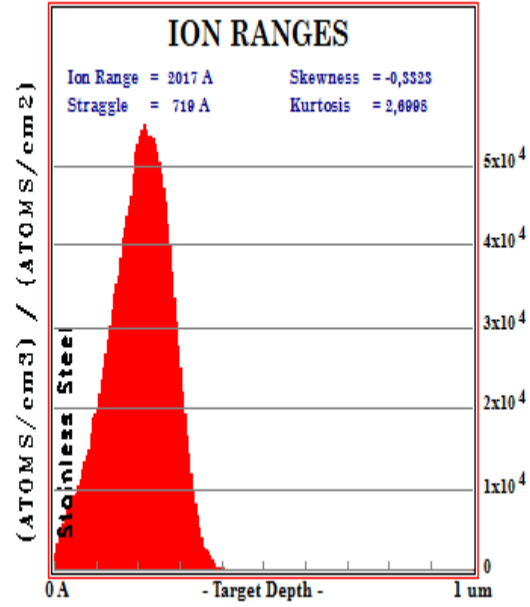
Şekil 4.27. H-Beton



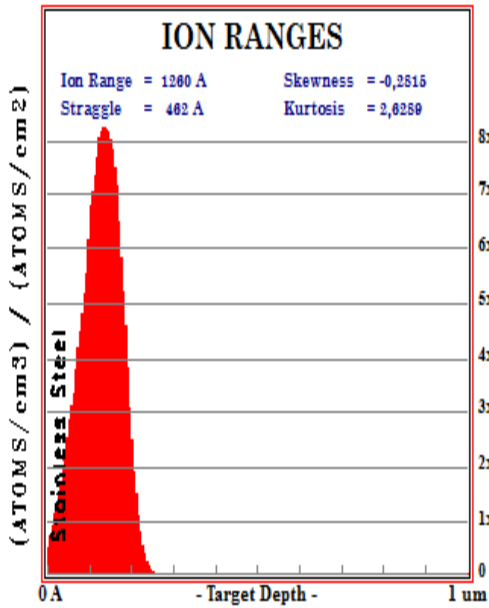
Şekil 4.28. He-Beton



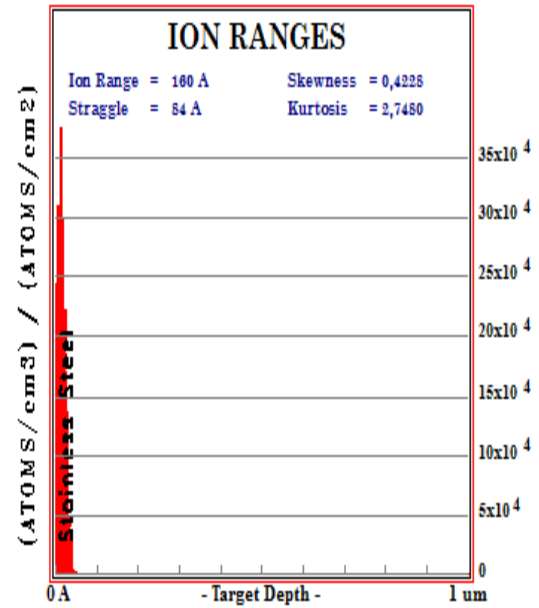
Şekil 4.29. Be-Paslanmaz Çelik (10keV)



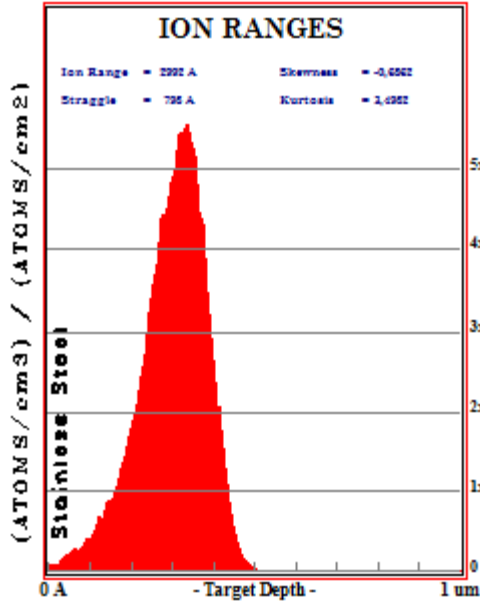
Şekil 4.30. Be-Paslanmaz Çelik (100keV)



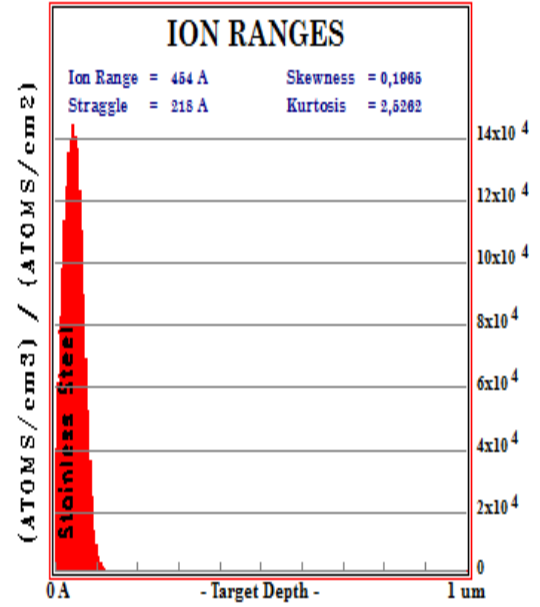
Şekil 4.31. C-Paslanmaz Çelik (100keV)



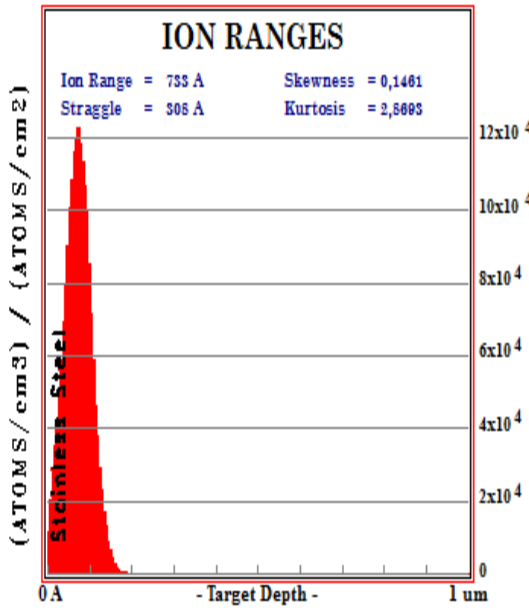
Şekil 4.32. C-Paslanmaz Çelik (10keV)



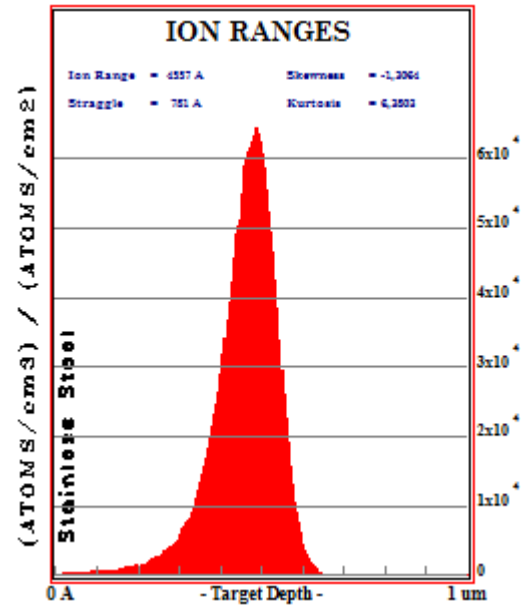
Şekil 4.33. He-Paslanmaz Çelik (100keV)



Şekil 4.34. He-Paslanmaz Çelik (10keV)

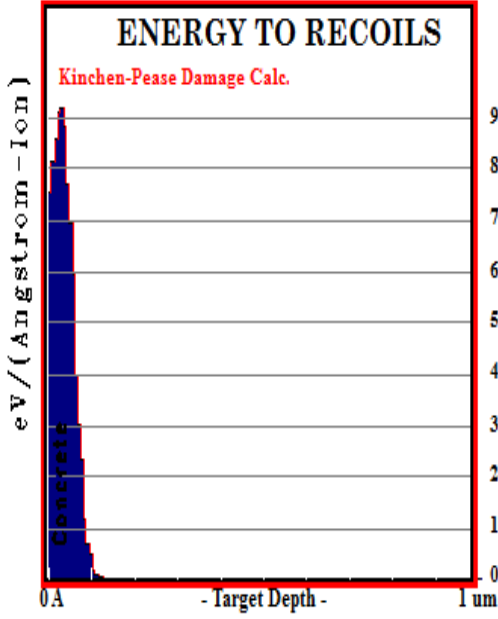


Şekil 4.35. H-Paslanmaz Çelik (10keV)

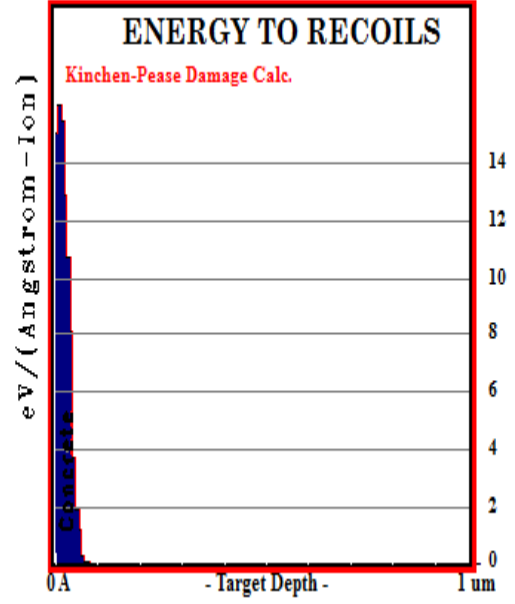


Şekil 4.36. H-Paslanmaz Çelik (100keV)

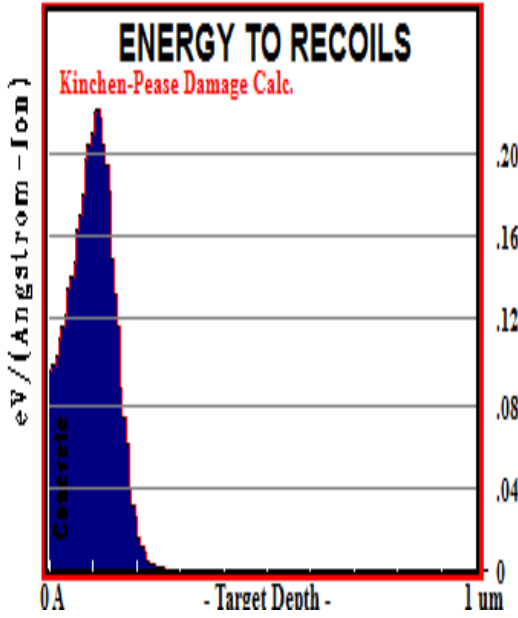
4.7.3. Geri Saçılma İçin Grekli Enerji Miktarı Grafikleri



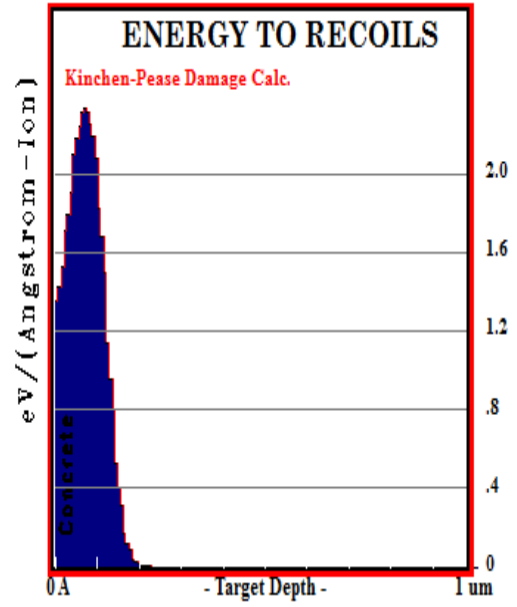
Şekil 4.37. Be-Beton



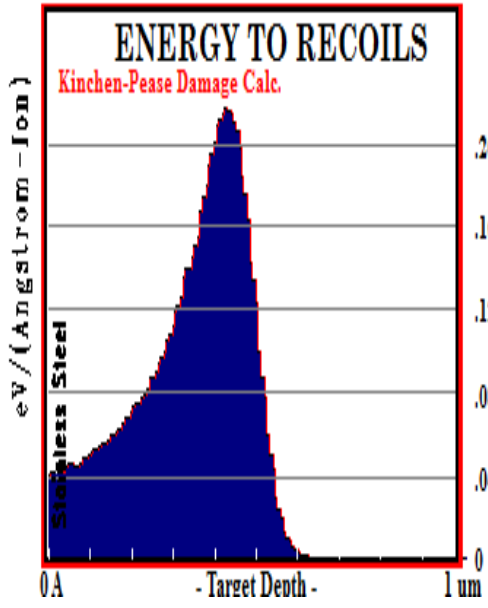
Şekil 4.38. C-Beton



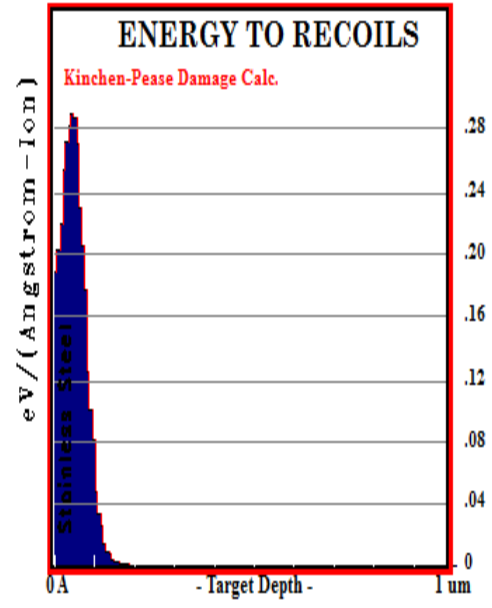
Şekil 4.39. H-Beton



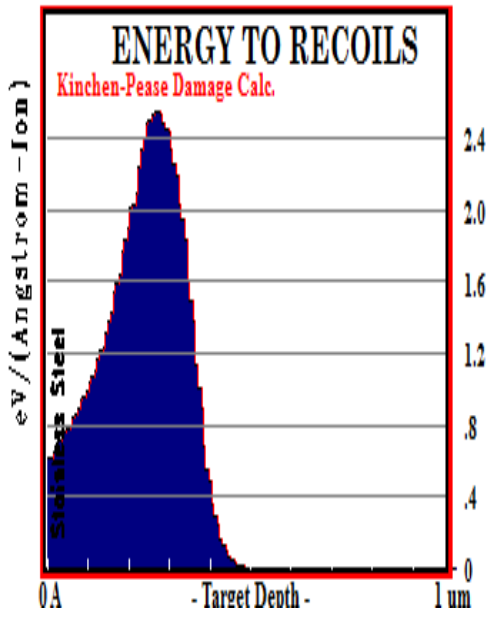
Şekil 4.40. He-Beton



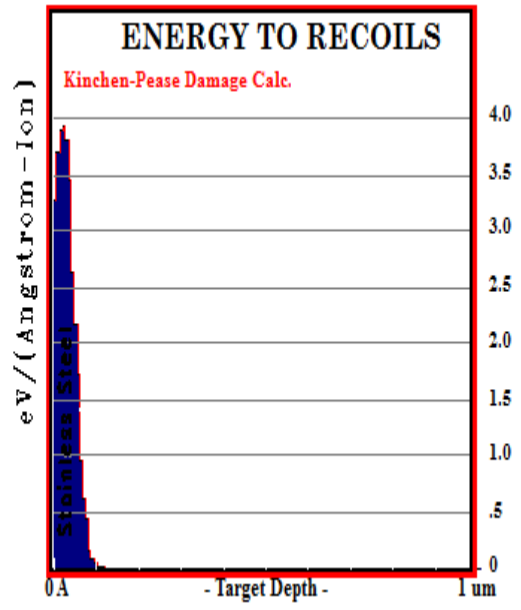
Şekil 4.41. H-Paslanmaz Çelik (100keV)



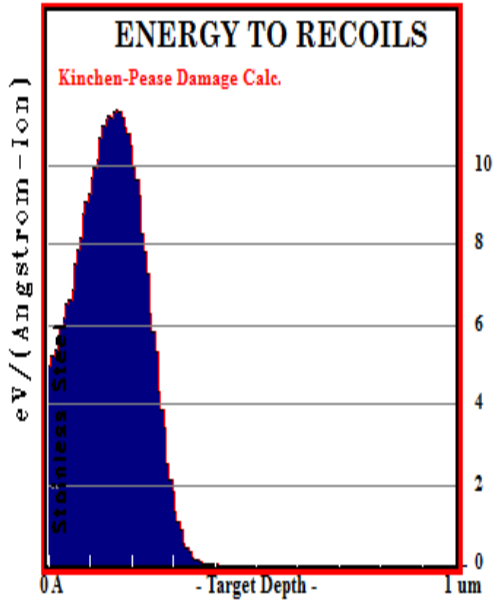
Şekil 4.42. H-Paslanmaz Çelik (10keV)



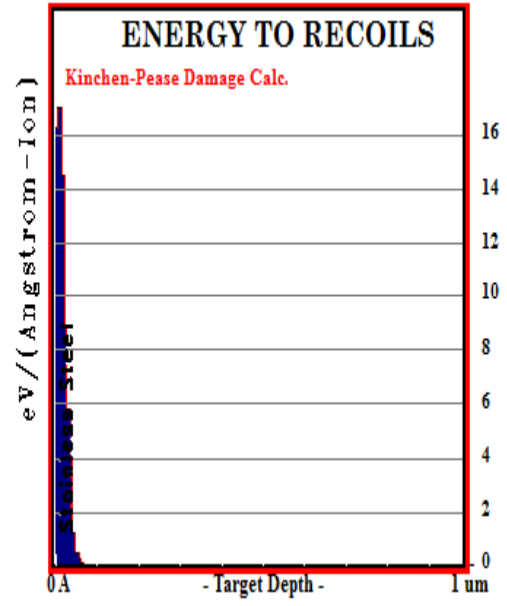
Şekil 4.43. He-Paslanmaz Çelik (100keV)



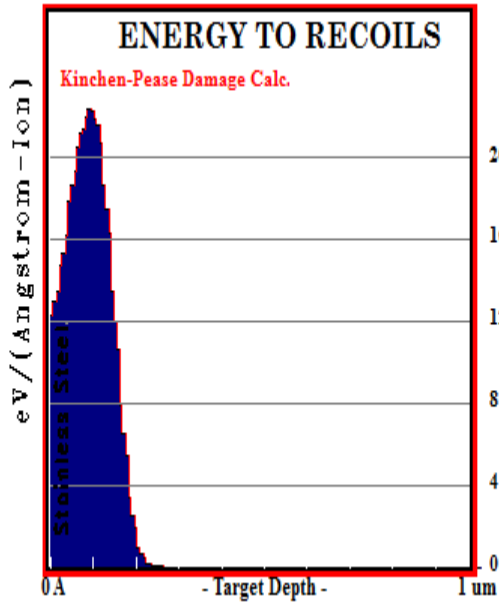
Şekil 4.44. He-Paslanmaz Çelik (10keV)



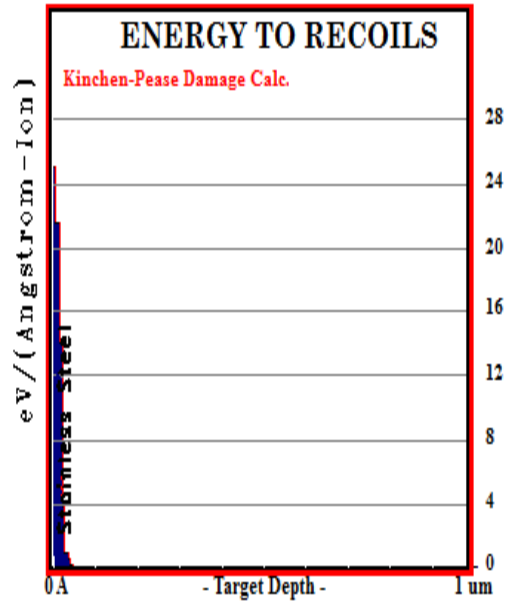
Şekil 4.45. Be-Paslanmaz Çelik (100keV)



Şekil 4.46. Be-Paslanmaz Çelik (10keV)



Şekil 4.47. C-Paslanmaz Çelik (100keV)

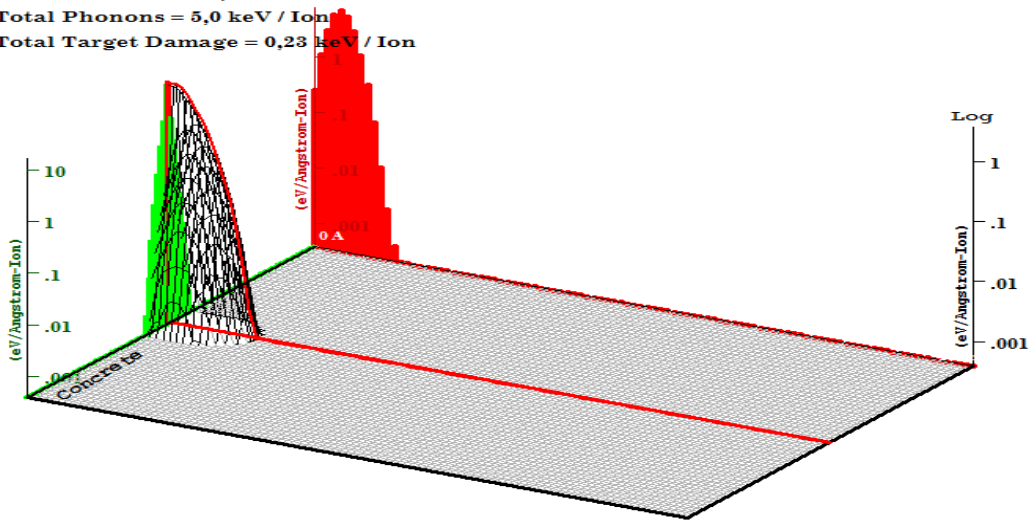


Şekil 4.48. C-Paslanmaz Çelik (10keV)

4.7.4. İyon ve Geri Saçılan İyonun İyonizasyona Enerji Kaybı Grafikleri

Target Ionization

Total Ionization = 4,8 keV / Ion
Total Phonons = 5,0 keV / Ion
Total Target Damage = 0,23 keV / Ion

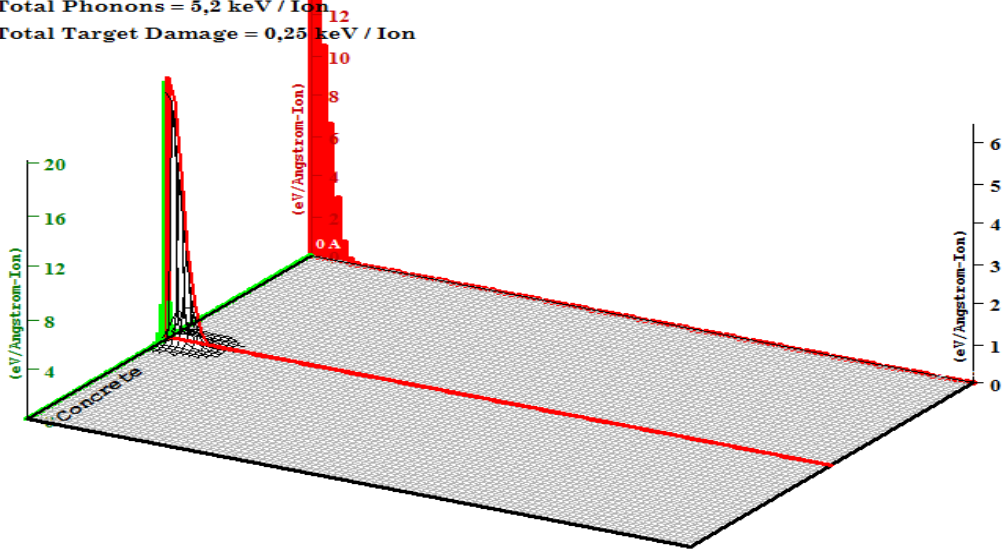


Ion = Be (10, keV)

Şekil 4.49. Be-Beton

Target Ionization

Total Ionization = 4,6 keV / Ion
Total Phonons = 5,2 keV / Ion
Total Target Damage = 0,25 keV / Ion



Ion = C (10, keV)

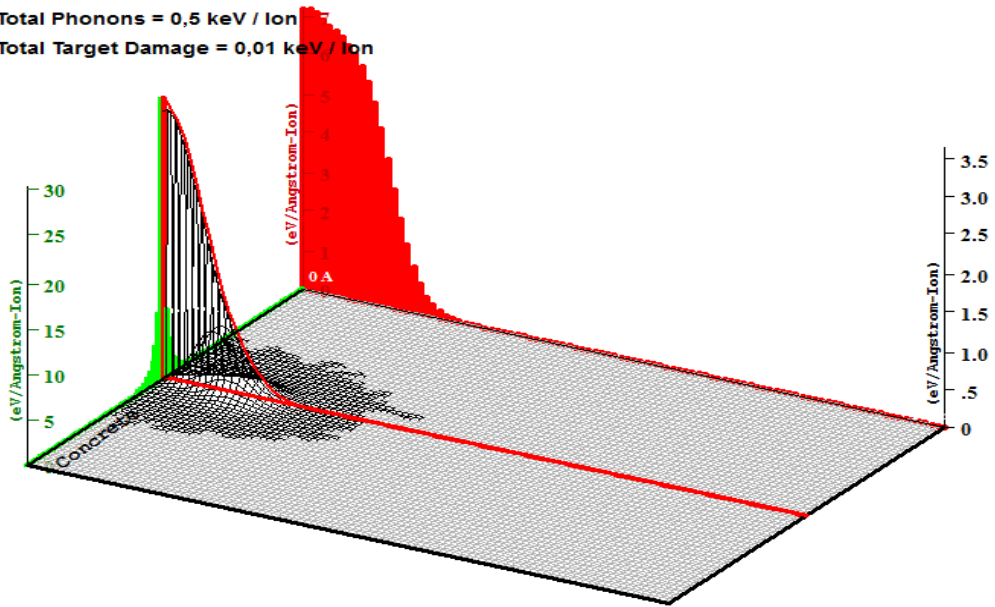
Şekil 4.50. C-Beton

Target Ionization

Total Ionization = 9,5 keV / Ion

Total Phonons = 0,5 keV / Ion

Total Target Damage = 0,01 keV / Ion



Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = H (10, keV)

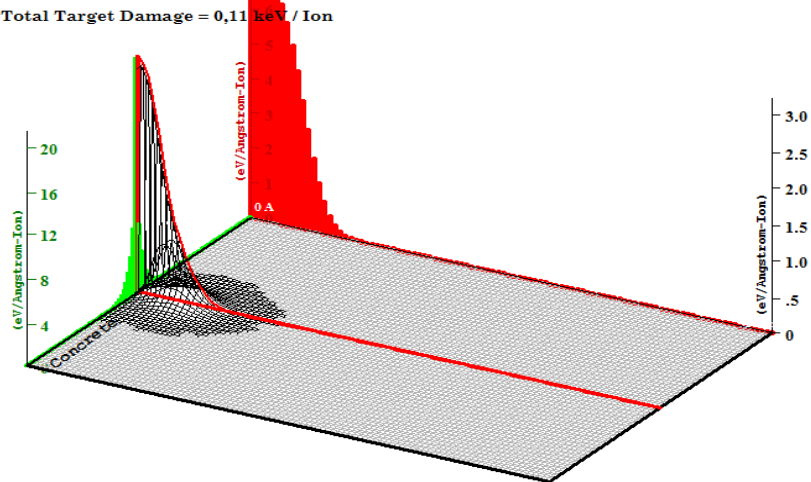
Şekil 4.51. H-Beton

Target Ionization

Total Ionization = 7,2 keV / Ion

Total Phonons = 2,7 keV / Ion

Total Target Damage = 0,11 keV / Ion



Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = He (10, keV)

Şekil 4.52. He-Beton

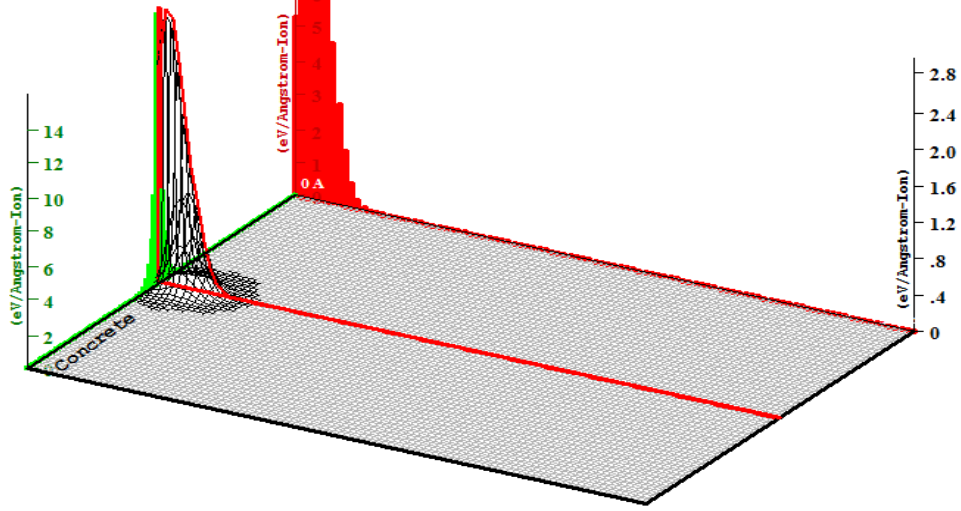
4.7.5. İyon ve Geri Saçılan İyonun Fononlara Kaybettiği Enerji Miktarının Grafikleri

Target Phonons

Total Ionization = 4,8 keV / Ion

Total Phonons = 5,0 keV / Ion

Total Target Damage = 0,23 keV / Ion



Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = Be (10, keV)

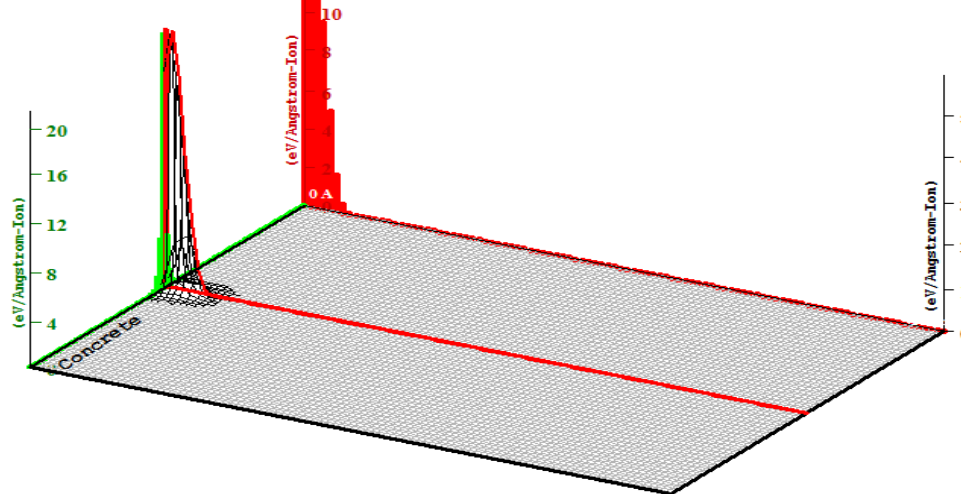
Şekil 4.53. Be-Beton

Target Phonons

Total Ionization = 4,6 keV / Ion

Total Phonons = 5,2 keV / Ion

Total Target Damage = 0,25 keV / Ion



Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = C (10, keV)

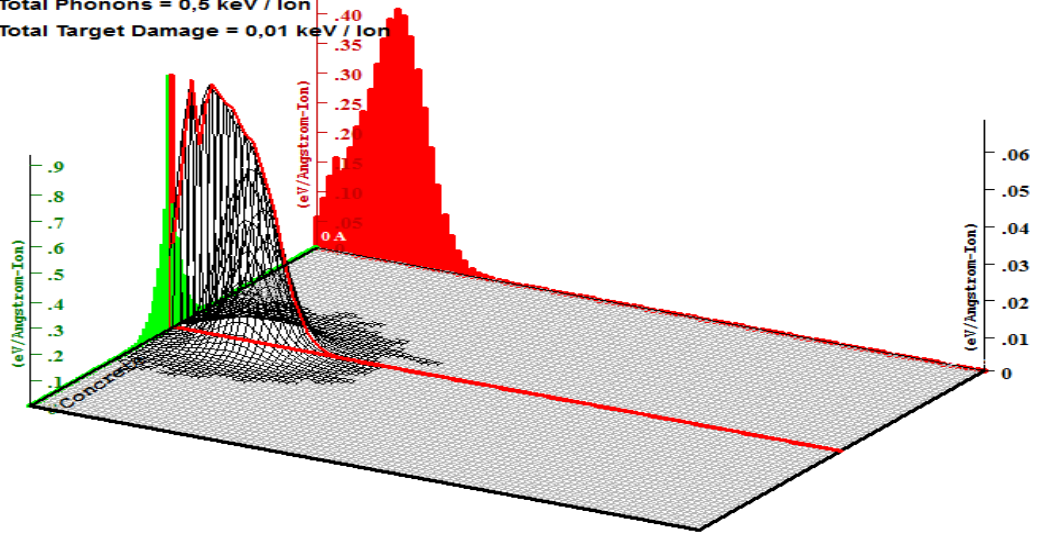
Şekil 4.54. C-Beton

Target Phonons

Total Ionization = 9,5 keV / Ion

Total Phonons = 0,5 keV / Ion

Total Target Damage = 0,01 keV / Ion



Ion = H (10, keV)

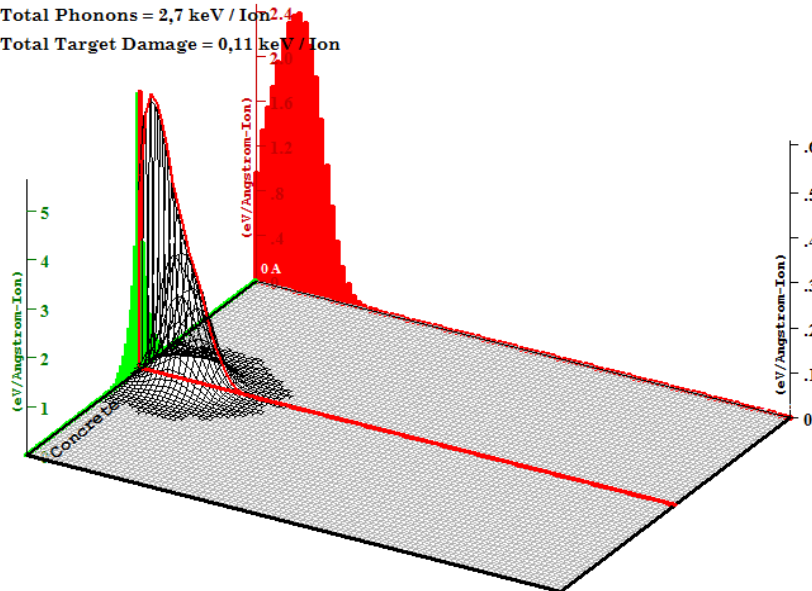
Şekil 4.55. H-Beton

Target Phonons

Total Ionization = 7,2 keV / Ion

Total Phonons = 2,7 keV / Ion

Total Target Damage = 0,11 keV / Ion



Ion = He (10, keV)

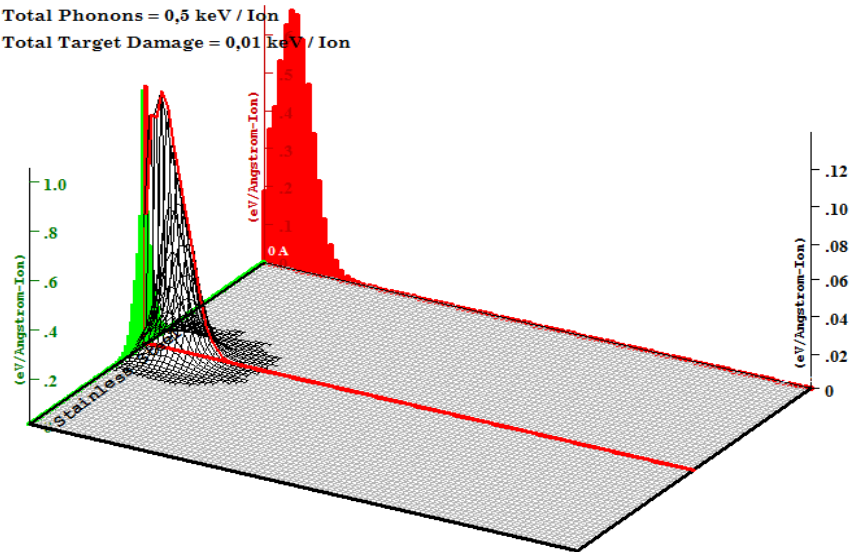
Şekil 4.56. He-Beton

Target Phonons

Total Ionization = 9,4 keV / Ion

Total Phonons = 0,5 keV / Ion

Total Target Damage = 0,01 keV / Ion



Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = H (10, keV)

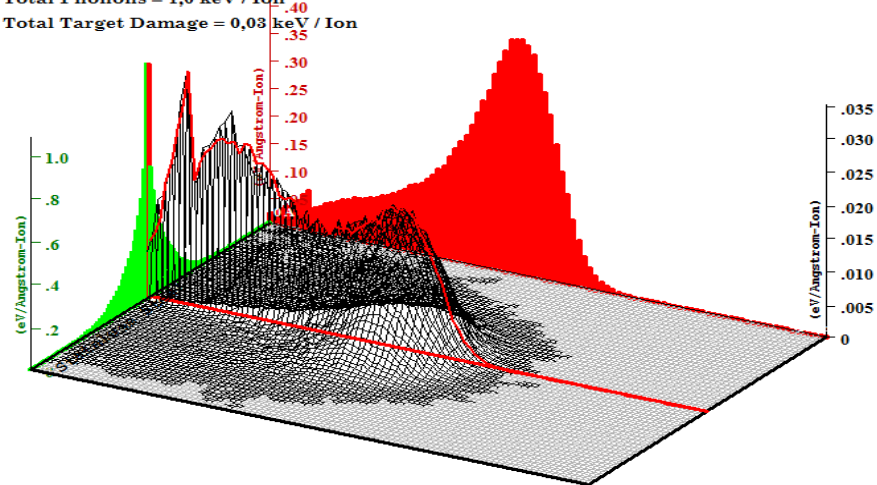
Şekil 4.57. H-Paslanmaz Çelik

Target Phonons

Total Ionization = 99,0 keV / Ion

Total Phonons = 1,0 keV / Ion

Total Target Damage = 0,03 keV / Ion



Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = H (100, keV)

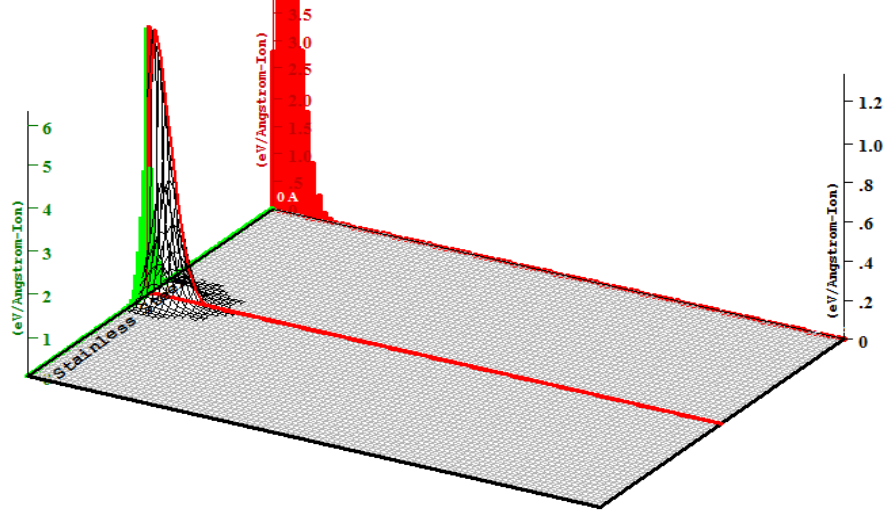
Şekil 4.58. H-Paslanmaz Çelik

Target Phonons

Total Ionization = 7,3 keV / Ion

Total Phonons = 2,6 keV / Ion

Total Target Damage = 0,10 keV / Ion



Plot Window goes from 0 Å to 1 um; cell width = 100 Å
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = He (10, keV)

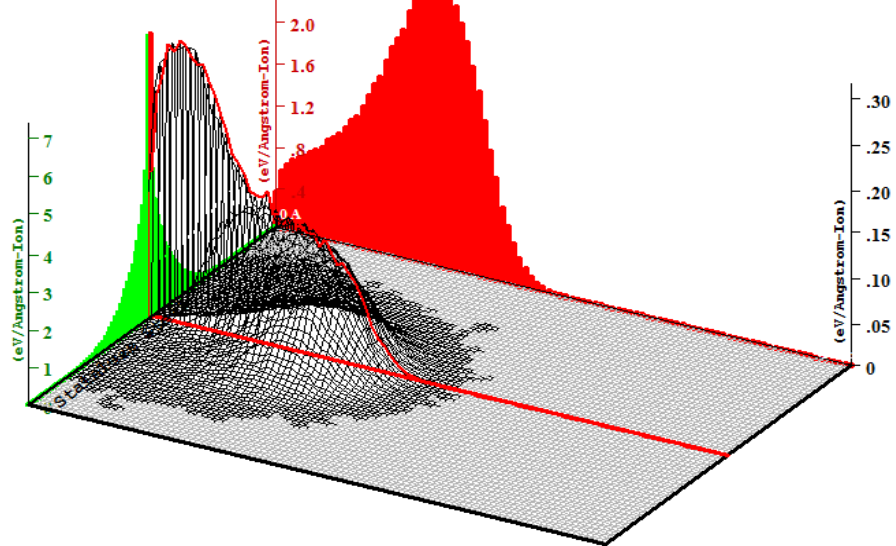
Şekil 4.59. He-Paslanmaz Çelik

Target Phonons

Total Ionization = 93,3 keV / Ion

Total Phonons = 6,4 keV / Ion

Total Target Damage = 0,27 keV / Ion



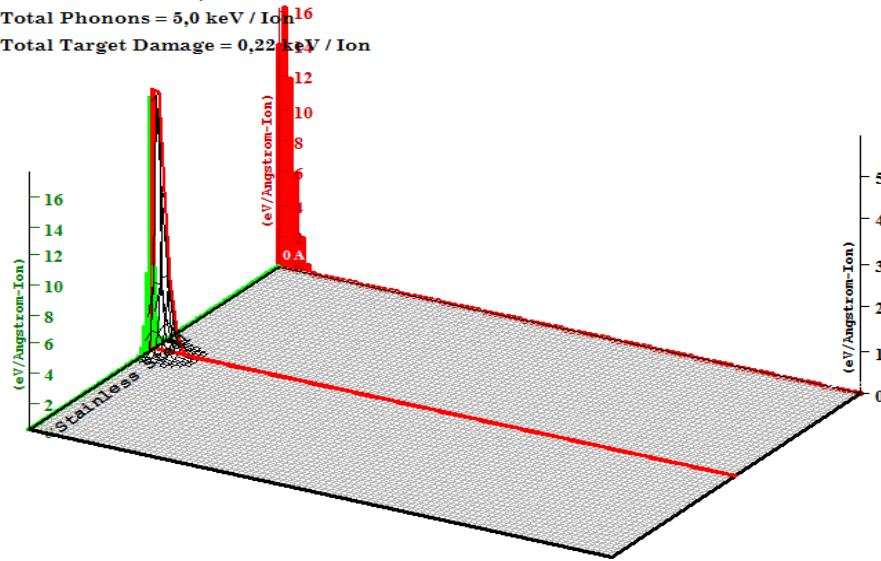
Plot Window goes from 0 Å to 1 um; cell width = 100 Å
Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = He (100, keV)

Şekil 4.60. He-Paslanmaz Çelik

Target Phonons

Total Ionization = 4,7 keV / Ion
 Total Phonons = 5,0 keV / Ion
 Total Target Damage = 0,22 keV / Ion



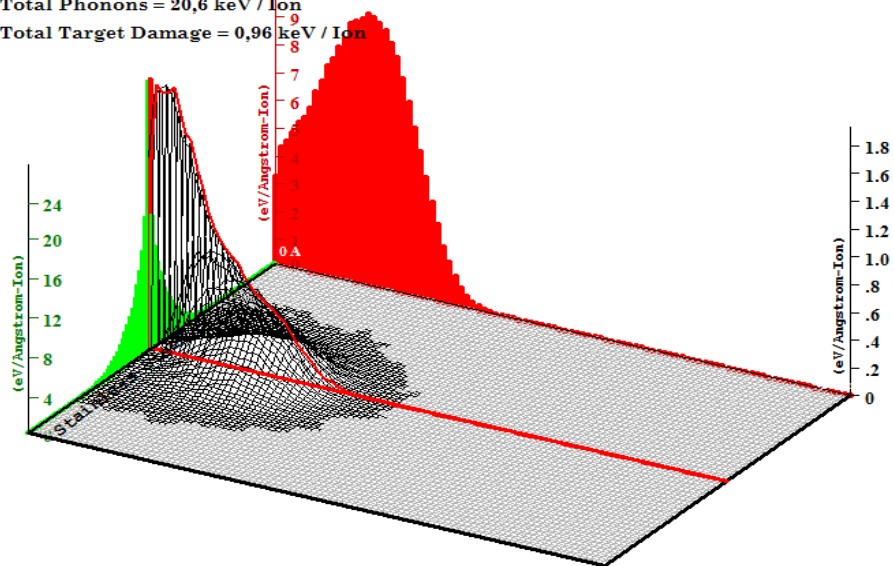
Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = Be (10, keV)

Şekil 4.61. Be-Paslanmaz Çelik

Target Phonons

Total Ionization = 78,4 keV / Ion
 Total Phonons = 20,6 keV / Ion
 Total Target Damage = 0,96 keV / Ion



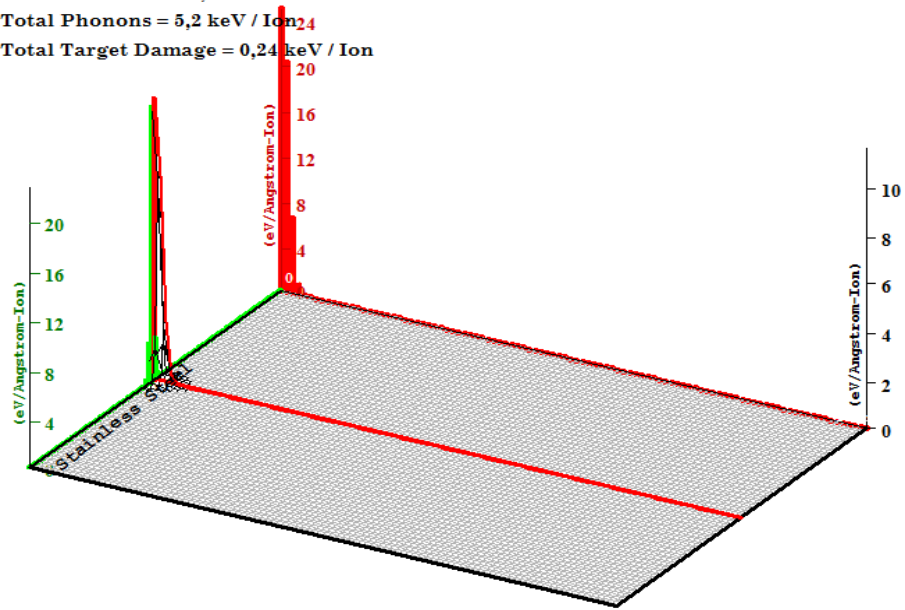
Plot Window goes from 0 A to 1 um; cell width = 100 A
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = Be (100, keV)

Şekil 4.62. Be-Paslanmaz Çelik

Target Phonons

Total Ionization = 4,5 keV / Ion
 Total Phonons = 5,2 keV / Ion
 Total Target Damage = 0,24 keV / Ion



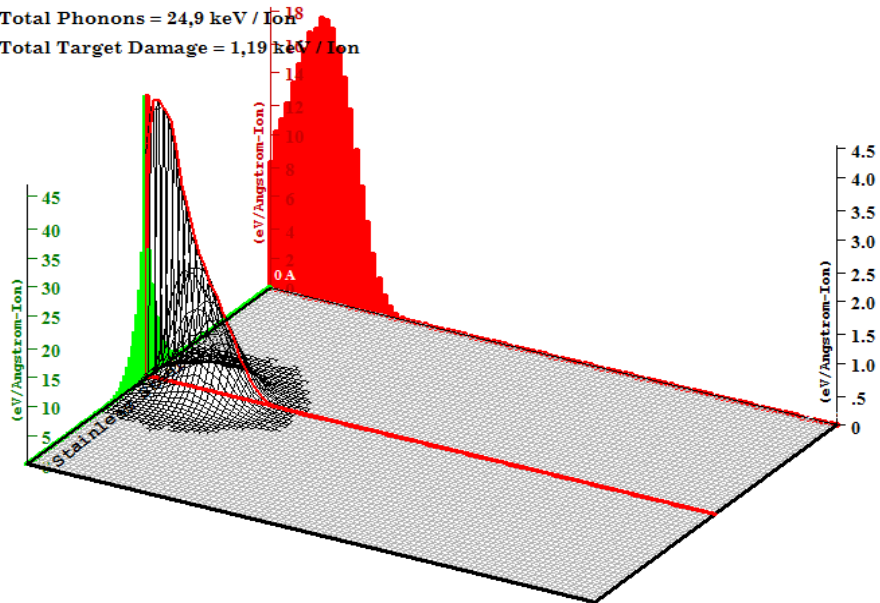
Plot Window goes from 0 Å to 1 um; cell width = 100 Å
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = C (10, keV)

Şekil 4.63. C-Paslanmaz Çelik

Target Phonons

Total Ionization = 73,9 keV / Ion
 Total Phonons = 24,9 keV / Ion
 Total Target Damage = 1,19 keV / Ion

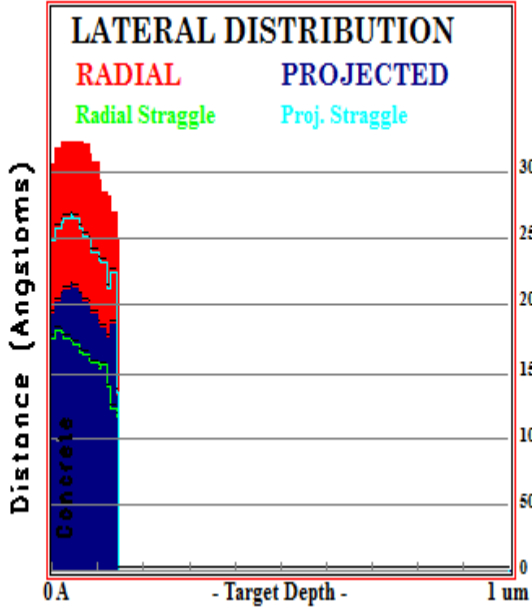


Plot Window goes from 0 Å to 1 um; cell width = 100 Å
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

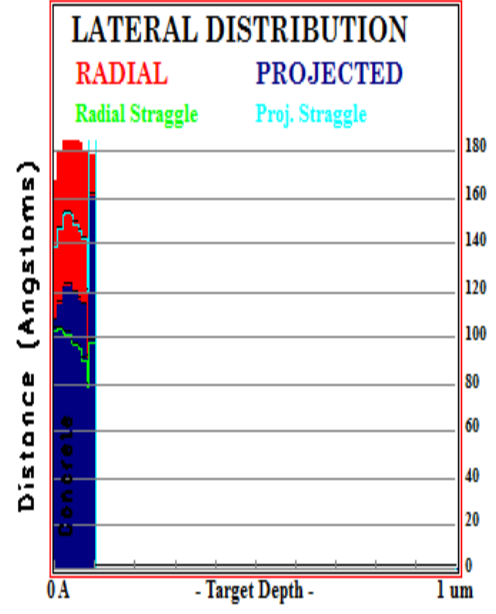
Ion = C (100, keV)

Şekil 4.64. C-Paslanmaz Çelik

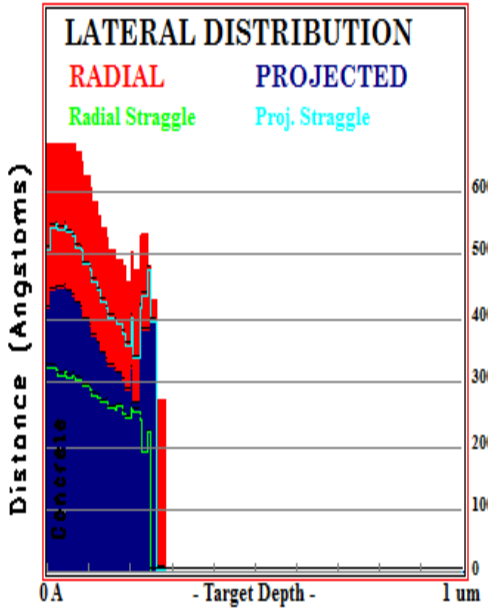
4.7.6. Hedef Madde İçerisinde İyonların Yatay Dağılım Grafikleri



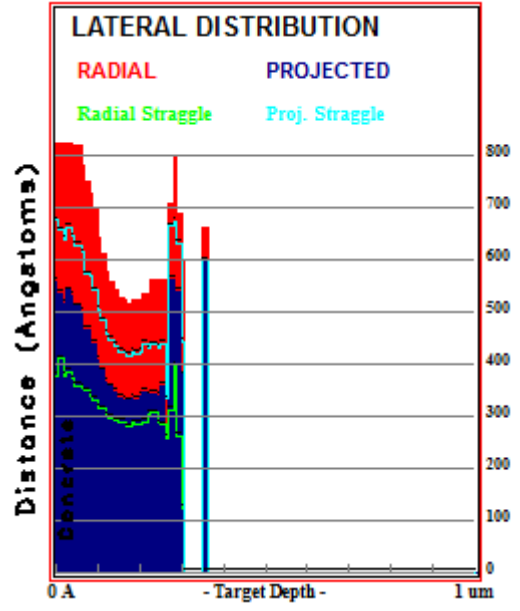
Şekil 4.65. Be-Beton



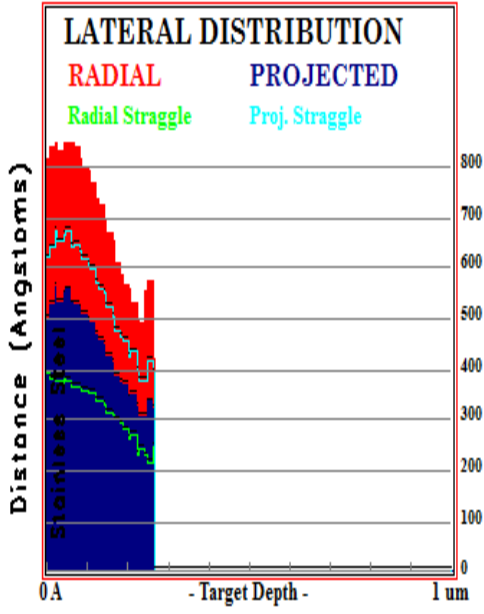
Şekil 4.66. C-Beton



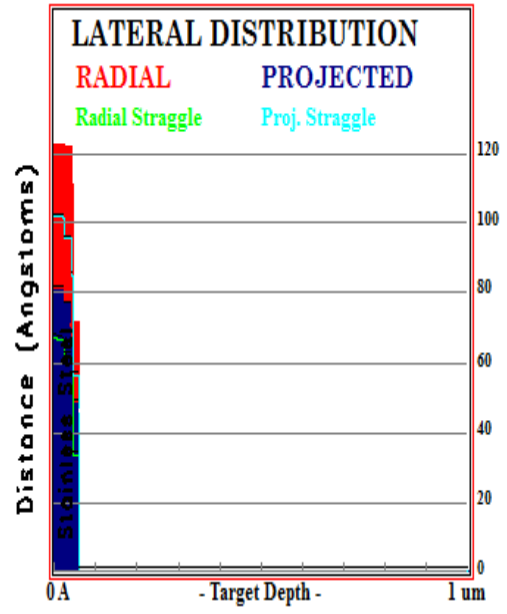
Şekil 4.67. H-Beton



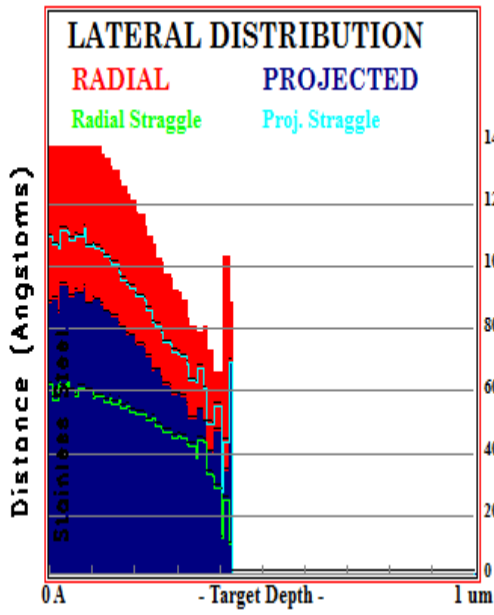
Şekil 4.68. He-Beton



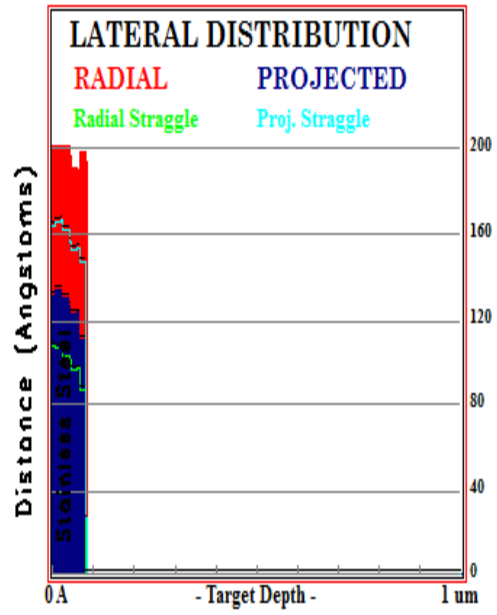
Şekil 4.69. C-Paslanmaz Çelik (100keV)



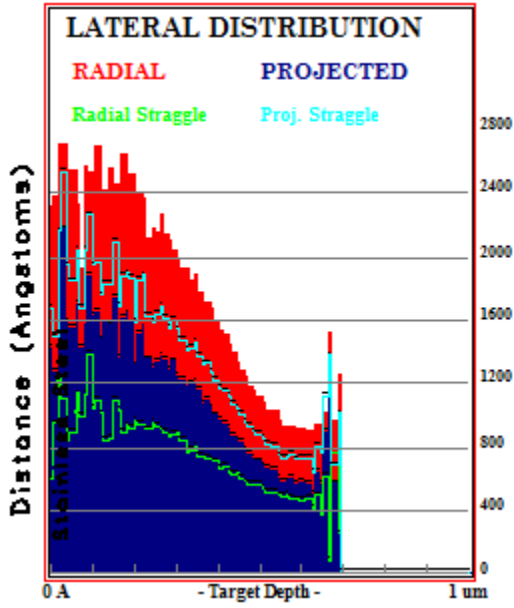
Şekil 4.70. C-Paslanmaz Çelik (10keV)



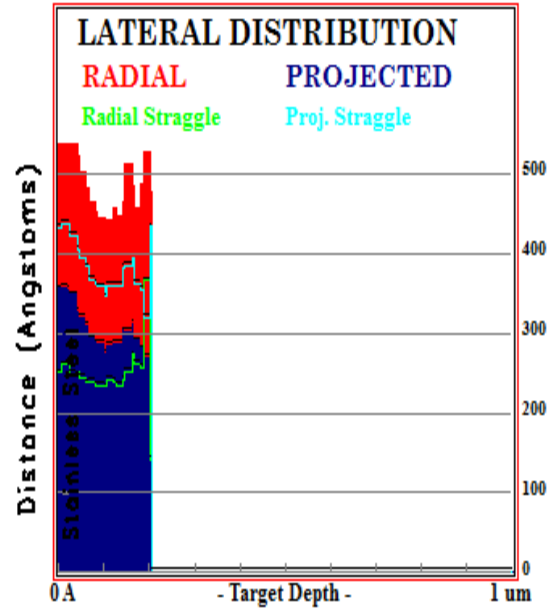
Şekil 4.71. Be-Paslanmaz Çelik (100keV)



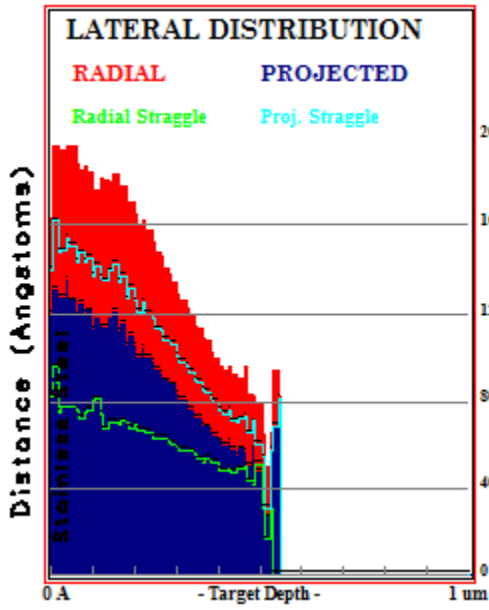
Şekil 4.72. Be-Paslanmaz Çelik (10keV)



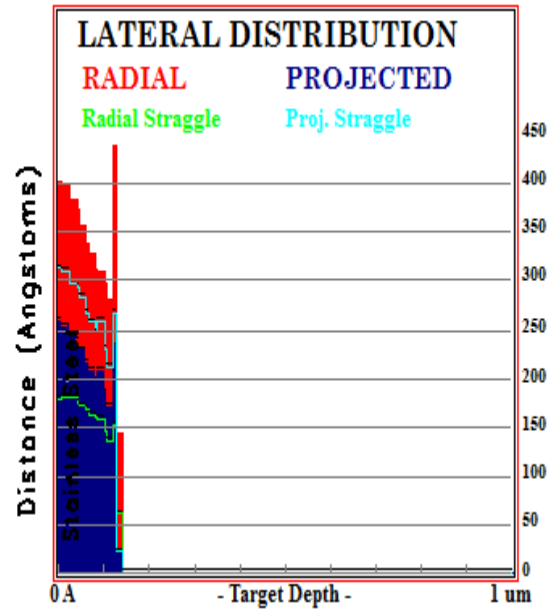
Şekil 4.73. H-Paslanmaz Çelik (100keV)



Şekil 4.74. H-Paslanmaz Çelik (10keV)



Şekil 4.75. He-Paslanmaz Çelik (100keV)



Şekil 4.76. He-Paslanmaz Çelik (10keV)

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

1960-1970'lerde ağır iyon ışınları geliştirildi. Ağır iyon ışınlarının geliştirilmesindeki amaç hızlandırıcı reaktör programı içerisinde nötron hasar simülasyonunu geliştirmek idi. İyon ışınları ve eş zamanlı He enjektör edilmiş füzyon mühendislik reaktör programı ile birlikte 14 MeV nötron hasarının etkilerini simüle etmek için kullanılmaktadır. Son zamanlarda iyon ışınlarının uygulamaları (yüksek parçacıklara elektronlar da dâhil edilerek tanımlanması) nötron ışınları hasar çalışmalarını Işık su reaktörleri kullanılarak tekrar gözden geçirilmiş ve stres bozunum cracking ışınları problemi (IASCC)'nin çözülmesi amaçlanmıştır [46,47]. Ek olarak iyon ışınları basınçlı gemi çelikleri reaktörlerinin performansının anlaşılması için kullanılmaktadır. Işınlar nedeniyle oluşan değişiklikler nedeniyle metalde oluşan değişimler mikro yapısal, mikro kimyasal ve transmutasyon ve bunların birleşimi nedeniyle oluşan değişiklikler olarak detaylandırılabilir. Açık bir şekilde nötron hasarı çalışmalarında iyon ışınlarının kullanılması genellikle tercih edilmektedir çünkü bu teknolojinin temel işlemlerde cevap üretme potansiyeli yüksektir buna ek olarak hem zamanda hemde maliyetten büyük miktarda tasarruf sağlar. Nötron ışınları deneyleri pek çok şartta uygulanabilir bu nedenle temel hasarın araştırılma sürecinde vazgeçilmezdir. İyonların simülasyonu ışın şartlarının kolay bir şekilde çeşitlenmesini sağlar.

Maliyet ve zamanla ilgili tipik ışın deneyleri test reaktörlerinde bir yada iki yıllık bir süreç gerektirir aynı zamanda bir yıl kadar kapsül dizaynı hazırlığı, bu düzeneğin soğutulması ve tekrar birbirinden ayrılmasını da gerektirmektedir. Auger elektron spektroskopisi ile analizi yada enerji dağılımı elektro-mikroskopik tarama teknikleriyle (STEM) ile oluşan mikro yapısal ve mikro kimyasal eksikliklerin, mekanik özelliklerin ve stres korozyon çatlak (SCC) hesaplanması ek yıllar gerektirebilir çünkü radyoaktif örnekleri elde etmek ve yukarıda bahsettiğimiz hesaplamaların yapılabilmesi için tesisler, bir çok enstrüman ve bu tesislerde önlem almak gerekmektedir. Sonuç olarak tekli bir ışın döngüsü mikro analiz yöntemi ve mekanik özelliklerde SCC testi ile 4 ya da 6 yıl sürebilir. Bu uzun döngü zamanları aynı zamanda özel tesislerin gereksinimi nötron ışınları deneylerinin maliyetini yükseltmektedir.

Nötron ışınları karşısında iyon (ağır iyonlar, ışık iyonlar yada elektronlar) ışınları pek çok avantajlara sahiptir hem döngü uzunluğu hemde maliyet açısından. İyon ışınları herhangi bir tip için nadiren 1-5 dpa seviyesine ulaşmak için 10 saatten fazla süre gerektirir. İyon ışınları ya çok az radyoaktif kalıntı üretir yada hiç radyoaktif

kalıntı üretmez.Özel önlemler almayıda gerektirmez.İyon ışımalarının bu özellikleri döngü uzunluğunu önemli bir şekilde kısaltır. Maliyet açısından iyon ışımları nötron ışımalarının maliyetinin 1/100'ü kadardır. Zaman açısından iyon ışımları nötron ışımalarının 1/10'u kadardır.İki ışıma aralarındaki tasarruf göz ardı edilemeyecek kadar büyüktür.

Srim-Trim programında H, He, C ve Be iyonları kullanılarak her birinden 99999 tane örnek iyon 10 keV enerjili olmak üzere beton ve paslanmaz çelik hedefe gönderilerek simüle edilmiştir. Bu yolla bu iyonların hedef üzerinde menzil enerji dağılımları, toplam yer değiştirme, iyon tarafından oluşturulan hedefteki toplam boşluk miktarı ve dağılımı, geri saçılma enerji dağılımları, hedef maddeyi iyonlaştırma miktarı, fonon dağılımları, hedefe verilen toplam hasar, yatay dağılımlar ve bu dağılımların radyal düzensizlikleri hesaplanmış ve sonuçlar grafiklerle gösterilmiştir.

Şekil 4.51 de görüldüğü gibi hedef madde beton üzerine gönderilen çok sayıda H iyonu hedef madde içerisine transfer ettiği 10keV toplam enerjinin 9,5 keV lık kısmı iyonizasyona,0,5 keV luk kısmı fonon'lara ve sadece 0,01 keV lık kısmı toplam hasar'a harcamıştır bu harcanan enerji karşılığında hedef madde içerisinde şekil 4.13 de görüldüğü gibi 5 iyonu bulunduğu konumdan ayırmış dolayısı ile 5 adet boşluk meydana getirebilmiştir. Şekil 4.52 de görüldüğü gibi H iyonu ile aynı şartlarda gönderilen He iyonu hedef madde içerisine transfer ettiği 10 keV toplam enerjinin 7,2 keV lık kısmı iyonizasyona, 2,7 keV luk kısmı fonon'lara ve sadece 0,11 keV lık kısmı toplam hasar'a harcanmış ve şekil 4.16 da görüldüğü gibi 42 iyonu yerinden ederek 42 adet boşluk meydana getirebilmiştir. Yukarıda iki atom için bahs edilen şartlarda gönderilen C iyonu şekil 4.50 da görüldüğü gibi hedef madde içerisine transfer ettiği 10keV toplam enerjinin 4,6 keV lık kısmı iyonizasyona 5,2 keV luk kısmı fonon'lara ve sadece 0,25 keV lık kısmı ise toplam hasar'a harcanmış ve şekil 4.15 de görüldüğü gibi 89 iyonu yerinden ederek 89 adet boşluk meydana getirebilmiştir. Şekil 4.49 da görüldüğü gibi Be iyonu ile beton hedef maddesinin etkileşiminde Be iyonun hedef maddeye taransfer ettiği 10keV luk enerjinin 4,8 keV luk kısmı iyonizasyona, 5,0 lık kısmı fonon'a, 0,23 keV luk kısmı da toplam hasar'a harcanmış ve şekil 4.14 de görüldüğü gibi 85 iyonu sahip oldukları konumdan çıkarmış yani hedef madde içerisinde 85 adet boşluk meydana getirebilmişlerdir.

50000 (H, He, C, Be) tanecikleri 10 keV ve 100 keV enerji seviyelerine ulaşınca kadar hızlandırılarak paslanmaz çelik hedef maddesi üzerine gönderilmiş ve etkileşim sonuçları aşağıda detaylandırılmıştır. Şekil 4.57 den görüldüğü gibi H iyonu

sahip olduğu 10keV luk toplam enerjinin 9.4 keV luk kısmını iyonizasyona, 0.5 keV luk kısmını fonon olarak yaymaya, 0.01 lik kısmını toplam hasara harcamış ve şekil 4.21 de görüldüğü gibi paslanmaz çelik hedef maddesi içerisinde 4 iyonu yerinden edebilmiştir. Şekil 4.22 de görüldüğü gibi H iyonun 100 keV toplam enerjiye ulaşmaya kadar hızlandırıldığında bu enerjinin 99.0 lük kısmını iyonizasyona, 1.0 lük kısmını fonon olarak yaymaya, 0.03 lük kısmını hasar üretmeye harcamış şekil 4.22 de görüldüğü gibi 9 iyonu yerinden edebilmiştir.Şekil 4.59 dan görüldüğü gibi He 10 keV luk enerjinin 7.3 lük kısmını iyonizasyona,2.6 lük kısmını fonon olarak yaymak için ,0.1 lik kısmını hasar üretmeye harcamıştır ve şekil 4.23 ten görüleceği gibi 33 tane iyonu yerinden edebilmiştir.He 100 keV luk toplam enerjinin 93.3 lük kısmını iyonizasyona, 6.4 lük kısmını fonon olarak yaymaya,0.27 lik kısmını ise hasar üretmeye harcamıştır ve sonuç olarak şekil 4.18 den görüleceği gibi 89 tane boşluk meydana getirebilmiştir. Şekil 4.61 den görüldüğü gibi 10 keV luk Be iyonları bu enerjinin 4,7 lik kısmını iyonizasyona , 5.0 lük kısmını fonon olarak yaymaya, 0.22 lik kısmını ise hasar oluşturmaya harcamış ve şekil 4.18 den görüleceği gibi 75 tane boşluk meydana getirebilmiştir.Şekil 4.62 den görüldüğü gibi 100 keV luk Be iyonları sahip oldukları enerjinin 78.4 lük kısmını iyonizasyona, 20.6 ık kısmını fonon olarak yaymaya ve 0.96 lük kısmını da hasar oluşturmaya harcamış ve şekil 4.19 da görüldüğü gibi 323 tane boşluk meydana getirebilmiştir.Şekil 4.63 ten görüldüğü gibi 10 keV luk enerjiye sahip olan C iyonları bu enerjinin 4.5 lik kısmını iyonizasyon, 5.2 lik kısmını fonon olarak yaymaya ve 0.24 lük kısmını da hasar oluşturmaya harcamış sonuç olarak şekil 4.17 de görüldüğü gibi 80 tane boşluk meydana getirebilmiştir. Şekil 4.64 ten görüleceği gibi 100 keV luk enerjiye sahip olan C iyonları bu enerjinin 73.9 lük kısmını iyonizasyona,24.9 lük kısmını fonon olarak yaymaya ve 1.19 lük kısmını da hasar oluşturmak için harcamış ve sonuç olarak şekil 4.20 de görüldüğü gibi 399 tane boşluk meydana getirmiştir.

Işımanın etkileri için yüklü parçacıkların kullanımı üzerine ilgi pek çok faktör sebebiyle artmıştır; 1) Test ve araştırma reaktörlerinin mevcudiyetinin ve sayısının azalması, 2) Nötron ışımasına ve yüklü parçacık ışımasıyla ilgili metotlardaki iyileşmeler 3) Reaktör ışımalarına kıyasla kısa zaman ve düşük maliyete sahip olması. Radyasyonun etkilerinin araştırılması enerjili parçacıklar; nötronlar, elektronlar, protonlar, He iyonları ve sayısız ağır iyonlar kullanılarak yapılmaktadır. Işımalardan kaynaklanan hasar ve mikro yapılar parçacık tipine bağlıdır. İyonlar tarafından oluşturulan ışımaların derecesi nötron ışımalarına benzetilmeye çalışılır ve hasar durumunun ve ışılanmış mikroyapıların bir fonksiyonudur. Sonuç olarak yüklü

parçacık ışımalarının her biri hem olumlu ve hemde olumsuz faktörlere sahiptir. Proton ışımları diğerlerine kıyasla hızlı ışımanın, hafif dozlarda girişimin ve derin içeri işleme derinliğinin avantajlarını bir araya getirir ve mekanik ve stres bozulmalarının uygun bir şekilde ölçülmesine imkan sağlar. Yakın zamanda yapılan geniş çaplı araştırmalar göstermiştir ki ışıklı iyon ışımları pek çok ışımanın kritik etkilerini etkili bir şekilde (RIS, mikro yapılar, sertleşme, SCC zayıflığı, faz stabilitesi, stres relaxation) pek çok metal sistemiyle birlikte ilgili; ostenitli paslanmaz çelik ve nikel temelli metaller, gemi çelikleri ve zirkaloy benzeşim(emule) yapılabilir. Sonuç olarak nötron ışımalarının metaryel üzerine etkilerini çalışmak için yüklü parçacık ışımları, reaktör ışımalarına göre daha etkin ve hızlı bir alternatif sağlar

KAYNAKLAR

- [1] http://en.wikipedia.org/wiki/Stopping_and_Range_of_Ions_in_Matter (Ziyaret tarihi: 22 Eylül 2013)
- [2] Kimura, K., “Rutherford backscattering spectroscopy”, *Encyclopedia of Analytical Chemistry*,
- [3] Ahmed, S., N., “Physics and Engineering of Radiation Detection”, *Elsevier*, 104-119, (2007).
- [4] Prepost, R., McDermott, R., 2006, *Range of alphas*, University of Wisconsin, <http://www.hep.wisc.edu/~prepost/407/alpha/alpha.pdf> (Ziyaret tarihi: 7 Temmuz 2013).
- [5] Krane, K. S., “Nükleer Fizik”, 2. cilt, Başar Şarer, *Palme yayıncılık*, 244-312 (2001).
- [6] Wikimedia, http://tr.wikipedia.org/wiki/Ernest_Rutherford (Ziyaret tarihi: 14 Aralık 2013).
- [7] Taylor, J. R., and Zafaritos, C., “Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik”, Bekir Karaoğlu, *Arte Güven*, 65-69 (1996).
- [8] Nurmela, A., “Non-Rutherford elastic scattering cross sections for materials analysis”, *University of Helsinki, HU-P-D89*, (2001).
- [9] Takada K., 2006, *The Rutherford model of the nuclear atom*, Microscopic World-3, Kyushu University, http://www.kutl.kyushuu.ac.jp/seminar/MicroWorld3_E/3Part1_E/3P11_E/RutherfordModel_E.htm (Ziyaret tarihi: 18 Temmuz 2013).
- [10] Arya, A. P., “Çekirdek Fiziğinin Esasları”, Yusuf Şahin, *Aktif Yayınevi*, 25,185-188, 234, 239-244, (1999).

- [11] İlhan, M., “Rutherford geri saçılma spektroskopisi ile kalınlık ölçümü” (2007).Kocaeli
- [12] Breese, M., 2006, *Ion beam analysis*, PC4250, Advanced Analytical Techniques,<http://staff.science.nus.edu.sg/~pc4250/2006/lectures/3.%20RBS.ppt> (Ziyarettarihi: 16 Kasım 2013).
- [13] Evans C., 2007, *RBS instrumentation tutorial*, Evans Analytical Group-EAG,http://www.eaglabs.com/training/tutorials/rbs_instrumentation_tutorial/ (Ziyarettarihi: 16 Kasım 2013).
- [14] Krane, K. S., “Nükleer Fizik”, 1. cilt, Başar Şarer, *Palme yayıncılık*, 192-194,(2001).
- [15] Yaramış, B., “Nükleer Fizik”, Cilt 1, *İ.T.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi*, 110, (1985).
- [16] Tsoulfanidis, N., “Measurement and detection of radiation”, *Hemisphere Publishing Corporation*, (1983).
- [17] A. Rachel&E.R.Powsner"Essential Nuclear Medicine Physics" 1998
- [18] W.R. Leo "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments"
- [19] G.F. Knoll "Radiation Detection and Measurement"
- [20] Das&Ferber "Introduction to Nuclear and Particle Physics"
- [21] Micheal F.L'Annunziata "Handbook of Radioactiviy Analysis 2nd Ed"
- [22] Türk Hızlandırıcı Merkezi, Bilimsel Etkinlikler kısmında tüm etkinlikler (Önceki kongreler ve okullar)
- [23] Hızlandırıcı ve Parçacık Fiziğinde Bilgisayar Uygulamaları Okulu, Adana, 2009.

- [24] Hızlandırıcı ve Parçacık Fiziğinde Bilgisayar Uygulamaları Okulu, Kars, 2012.
- [25] 1.Uludağ YEF Kış Okulu, 2012, Bursa.
- [26] Nükleer ve Parçacık Fiziğinde Monte Carlo Uygulamaları Yaz Okulu,2012, Bitlis
- [27] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark (1985 (new edition in 1996)). *The Stopping and Range of Ions in Solids*. New York: Pergamon Press.
- [28] J. F. Ziegler and J. P. Biersack and M. D. Ziegler (2008). *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*. SRIM Co. ISBN 0-9654207-1-X.
- [29] A. Galdikas (2000). *Interaction of ions with condensed matter*. Nova Publishers. p. 15. ISBN 1-56072-666-0.
- [30] J. F. Ziegler (1998). "RBS/ERD simulation problems: Stopping powers, nuclear reaction sanddetector resolution". *Nucl.Instr.Meth.B*.136-138: 141.
Bibcode:1998NIMPB.136..141Z. doi:10.1016/S0168-583X(97)00664-2.
- J. F. Ziegler (2004). "SRIM-2003". *Nucl. Instr. Meth. B*. 219-220: 1027. Bibcode:2004NIMPB.219.1027Z.doi:10.1016/j.nimb.2004.01.208.
- [31] I. Kinchin and R. S. Pease, Rep. Prog. Phys., vol. 18, 1 (1955).
- [32] P. Sigmund, Rad. Eff., vol. 1, 15 (1969).
- [33] M. J. Norgett, M. T. Robinson and I. M. Torrens, Nucl. Eng. Design, vol. 33, 50 (1974).
- [34] G. L. Kulcinski, J. L. Brimhall and H. E. Kissinger, in Radiation-Induced Voids in Metals, J. W. Corbett and L. C. Ianniello, eds, AEC Symposium Series, No. 26 (CONF- 710601), 1972, p. 449.
- [35] G. H. Kinchin and R. S. Pease, Prog. Phys. 18 (1955) 1.

- [36] H. L. Heinisch, M. L. Hamilton, W. F. Sommer, and P. Ferguson, *J. Nucl. Mater.* 191-194 (1992) 1177
- [37] M. J. Norgett, M. T. Robinson and I. M. Torrens, *Nucl. Eng. Des.* 33 (1974) 50.
- [38] R. S. Averback, *JNM* 216 (1994) 49.
- [39] S. J. Zinkle and B. N. Singh, *JNM* 199 (1993) 173.
- [40] V. Naundorf, *J. Nucl. Mater.* 182 (1991) 254.
- [41] T. Kato, H. Takahashi and M. Izumiya, *JNM* 189 (1992) 167.
- [42] D. Damcott, D. Carter, J. Cookson, J. Martin, M. Atzmon and G. S. Was, *Rad. Eff. Def.Sol.* 118 (1991) 383.
- [43] S. Bruemmer, *JNM* 186 (1991) 13.
- [44] A. J. Jacobs and G. P. Wozadlo, *Corrosion* 91, National Association of Corrosion Engineers, Houston, TX, 1991, paper 41.
- [45] B. Wirth, private communication, July, 2004.
- [46] G. S. Was and P. L. Andresen, *JOM* 44 #4 (1992) 8
- [47] P. L. Andresen, in *Stress Corrosion Cracking, Materials Performance and Evaluation*,
R. H. Jones, ed., ASM International, Metals Park, OH, 1992, p. 181..

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında Malatya'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Malatya'da tamamladı. 2008 yılında girdiği Kafkas Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2009 yılında İnönü Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'ne yatay geçiş yapmış,2011 yılında İnönü Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde lisans eğitimini tamamlamıştır.2012-2014 yılları arasında Muş Alparslan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Ana Bilim Dalı'nda Yüksek lisans öğrenimini tamamlamıştır.