

T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ORANTILI SAYAÇLARDA
ELEKTRON KİNETİĞİ

ÖZKAN ŞAHİN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA - 2004

**T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ORANTILI SAYAÇLARDA
ELEKTRON KİNETİĞİ**

ÖZKAN ŞAHİN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Bu tez / / tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri tarafından oybirliği/
oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU
(Danışman)

.....

.....

ÖZET

Bu çalışmada, 2002 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi'nde ICFA (International Committee for Future Accelerators) yaz okulunda yapılan paralel levhalı sürüklenme odası gösteri deneyi sonuçlarını elde etmek amacıyla bir Monte Carlo benzetişim programı geliştirilmiştir. Fortran dilinde hazırlanan benzetişim programı yardımı ile, Sr-90 radyoaktif kaynağından yayınlanan β^- parçacıkları tarafından gaz ortamında oluşturulan serbest elektronların sürüklenme süresinin dağılımı incelenmiştir. Hesaplama sonuçları deneysel verilerle çok uyumlu olmamasına rağmen, en azından mertebe bakımından ve elde edilen sinyallerin şekilleri açısından uyum sağlanmıştır.

Anahtar kelimeler: Paralel levhalı sürüklenme odası, Monte Carlo benzetişimi, elektron takibi.

ABSTRACT

In this study, a Monte Carlo simulation code has been developed in order to obtain experimental results of parallel plate drift chamber demonstration experiment at ICFA (International Committee for Future Accelerators) summer school in İstanbul University in 2002. The drift time distribution of free electrons produced in gaseous medium by β^- particles released from Sr-90 radioactive source has been investigated with the help simulation program coded in Fortran language. The calculation results are not very good agreement with experiment, but at least the order of numbers and the shape of signals are comparable.

Keywords: Parallel plate drift chamber, Monte Carlo simulation, electron tracking.

İÇİNDEKİLER**Sayfa**

ÖZET.....	I
ABSTRACT.....	II
SİMGELER DİZİNİ.....	V
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	X
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER.....	3
2. 1. Parçacık Detektörlerinin Tarihsel Gelişimi ve Çalışma İlkeleri.....	3
2. 2. Elektronların Sürüklenmesi.....	7
2. 2. 1. Toplam Enerji ile Kesirsel Enerji Kaybının Değişimi.....	10
2. 2. 1. 1. Enerji ile Ortalama Serbest Yolun Değişimi.....	13
2. 2. 2. Gaz Karışımları için Sürüklenme Hızı.....	14
2. 3. Tesir Kesiti.....	17
2. 3. 1. Ortalama Serbest Yol.....	19
2. 3. 2. Diferansiyel Tesir Kesiti.....	21
2. 3. 3. Esnek Saçılma Tesir Kesiti.....	23
2. 3. 4. Esnek Olmayan Saçılma Tesir Kesiti.....	26
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	29
3. 1. Deney Ayrıntıları.....	29
3. 2. Monte Carlo Yöntemi.....	33
3. 2. 1. Ters Dönüşüm Yöntemi (Temel Monte Carlo İlkesi).....	33
3. 2. 2. Reddetme Yöntemleri.....	35
3. 2. 2. 1. Basit Dikdörtgen ile Reddetme.....	36
3. 2. 2. 2. Parçalı Reddetme.....	37
3. 2. 2. 3. Zarf Eğrisi ile Reddetme.....	38
3. 2. 2. 4. Dağılım Fonksiyonu " $f(x) = f_1(x).f_2(x)$ " gibi ise.....	39
3. 2. 2. 5. Dağılım Fonksiyonu " $f(x) = f_1(x) + f_2(x)$ " gibi ise....	40
3. 3. Yüklü Parçacıkların Enerji Kaybı.....	41
3. 3. 1. Bethe-Bloch Formülü.....	41

3. 3. 1. 1. β^- Parçacıkları için Bethe-Bloch Formülü.....	45
3. 3. 1. 2. Bileşik ve Karışımlar için Bethe-Bloch Formülü	47
3. 3. 2. Landau Dağılımı.....	48
3. 3. 3. Birincil ve Toplam İyonlaşma.....	52
3. 4. β^- Parçacıklarının Enerji Dağılımının Örneklenmesi.....	54
3. 5. Enerji Kaybının Landau Dağılımının Örneklenmesi.....	55
3. 5. 1. Enerji Kaybının Landau Dağılımı ile n_T 'nin Hesaplanması.....	56
3. 6. Elektron Sürüklenmesinin Benzetişimi.....	57
4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA.....	63
Ek-1. Argon ve Metan için Tesir Kesitlerinin Hesaplanması.....	68
Ek-2. Esnek Saçılma Açısai Dağılımının Örneklenmesi.....	69
Ek-3. Esnek Olmayan Saçılma Enerji Kaybı Örneklemesi.....	71
Ek-4. Ortalama Serbest Yolun Örneklenmesi.....	73
KAYNAKLAR.....	74
TEŞEKKÜR.....	76
ÖZGEÇMİŞ.....	77

SİMGELER DİZİNİ

e	: Elektronun yükü
m_e	: Elektronun durgun kütlesi
$m_e c^2$	: Elektronun durgun kütle enerjisi
c	: Işık hızı
r_e	: Klasik elektron yarıçapı, $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik sabiti
Z	: Atomun numarası
A	: Atomun kütle numarası
v	: Yüklü parçacığın hızı
B	: Manyetik alan şiddeti
r	: Kesim 2. 1.'de yüklü parçacığın yörüngesinin yarıçapı, Kesim 2. 3. 2.'de saçıcı merkezden uzaklık
ϵ_T	: Termal denge enerjisi
k	: Boltzman sabiti
N_0	: 1 atm basıncında, 273 K sıcaklığında, birim hacim başına atom ve/veya molekül sayısı
p	: Kesim 2. 2. 2.'de gazın basıncı, Kesim 2. 3. 3.'te elektronun momentumu
λ	: Birim basınçtaki ortalama serbest yol
v_d	: Sürüklenme hızı
u	: Elektronun elektrik alan varlığındaki ortalama hızı
Λ	: Çarpışma başına ortalama kesirsel enerji kaybı
E	: Elektrik alan şiddeti
E/p	: İndirgenmiş elektrik alan
σ	: Tesir kesiti
f	: Etkin alan kesri
n	: Birim hacimdeki parçacık sayısı
ρ	: Yoğunluk
I	: Kesim 2. 3.'te şiddet, Kesim 3. 3. 1.'de soğurucu ortamın ortalama iyonlaşma enerjisi

μ	: Madde içinde ilerleyen bir parçacığın, birim uzunluk başına etkileşme olasılığı veya makroskobik tesir kesiti
$d\Omega$	: Diferansiyel katı açısı
$\frac{d\sigma(\theta, \phi, E)}{d\Omega}$	: Diferansiyel tesir kesiti
$\kappa_{scr}(\theta, E_k)$	: Perdeleme düzeltmesi
β	: Gelen parçacığın c birimi ile hızı
η	: Atomun perdeli Coulomb alanından yüklü bir parçacığın saçılması için perdeleme açısı
χ	: Saçılma açısı
$V(r)$	: Perdeli potansiyel
$W(r, \lambda_0)$	: Thomas-Fermi fonksiyonu
λ_0	: $\lambda_0 = Z^{1/3} / 0.855 a_0$ şeklinde tanımlanır
a_0	: Bohr yarıçapı
$\hbar$	: Planck sabiti
$\frac{d\sigma(\Delta E)}{d\Delta E}$	: Esnek olmayan diferansiyel tesir kesiti veya Gryzinski fonksiyonu
ΔE	: Enerji kaybı
E_B	: Ortalama bağlanma enerjisi
q	: 0-1 aralığında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı
$f(x)$	: Sıklık fonksiyonu
$p(x)$	: Olasılık yoğunluk fonksiyonu
$P(x)$	: Toplam olasılık yoğunluk veya olasılık dağılım fonksiyonu
N_a	: Avagadro sayısı ($N_a = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)
$-\frac{dE}{dx}$	: Coulomb etkileşmelerinden kaynaklanan birim uzunluk başına ortalama enerji kaybı
δ	: Yoğunluk etkisi
β^-	: (-) yüklü beta parçacığı
β^+	: (+) yüklü beta parçacığı

ν_e	: Elektron nötrinosu
$\bar{\nu}_e$	: Elektron antinötrinosu
$F(Z, W)$	: Elektron yoğunluk oranı
W	: Elektronun durgun kütle enerjisi cinsinden toplam enerjisi
$ P^2 $	: Betalarda geçiş için matris elamanın karesi
τ_0	: Zaman sabiti
w_i	: Bileşik veya karışımdaki her bir elementin kesirsel ağırlığı
$L(\lambda)$	: Çarpışma olasılığı
λ	: En muhtemel enerji kaybından sapma
ΔE^w	: En muhtemel enerji kaybı
ξ	: Bethe-Bloch formülündeki ortalama enerji kaybı
n_p	: Birincil (<i>primary</i>) elektron-iyon çifti sayısı
n_T	: Birincil ve ikincil iyonlaşma süreci ile üretilen toplam elektron-iyon çifti sayısı
W_i	: Bir elektron-iyon çifti oluşturmak için gerekli ortalama enerji
E_{ilk}	: Elektronun herhangi bir etkileşme öncesinde sahip olduğu enerji
E_{son}	: Elektronun herhangi bir etkileşme sonrasındaki enerjisi
E_i	: En dış kabuk iyonlaşma enerjisi
E_u	: Uyarılma enerjisi
E_{ut1}, E_{ut2}	: Metan için birinci ve ikinci titreşimsel uyarılma enerjisi
v_{son}	: Elektronun herhangi bir etkileşme sonrasındaki hızı
l	: Elektronun herhangi bir etkileşmeden önce gideceği serbest yol
a	: Elektronun etkileşmeler arasındaki ivmesi
t_d	: Sürüklenme süresi
t_g	: Geri gitme süresi
X	: Elektronun serbest hale geldiği yer ile anot düzlemi arasındaki uzaklık
Δx	: Elektronun toplam sürüklenme mesafesi

ŞEKİLLER DİZİNİ**Sayfa**

Şekil 2. 1.	İyonlaşma sayaçlarının çalışma gerilimine göre sınıflandırılması.....	5
Şekil 2. 2.	Kesirsel enerji kaybının elektronun enerjisine göre değişimi....	11
Şekil 2. 3.	$\mathcal{E}$ 'un indirgenmiş elektrik alana göre değişimi.....	12
Şekil 2. 4.	Argon ve Metan için esnek çarpışma tesir kesitinin elektronun enerjisine göre değişimi.....	13
Şekil 2. 5.	Çeşitli gazlar için sürüklenme hızının, elektrik alana göre değişimi.....	14
Şekil 2. 6a.	Sürüklenme hızının, indirgenmiş elektrik alan ve gaz karışım oranına göre (66 PPM - %30 CH_4) değişimi.....	15
Şekil 2. 6b.	Sürüklenme hızının, indirgenmiş elektrik alan ve gaz karışım oranına göre (%40 - %100 CH_4) değişimi.....	16
Şekil 2. 7.	Hedefin bir parçacık demeti ile bombardıman edilmesi.....	17
Şekil 2. 8.	Elektron demetinin saçılması.....	21
Şekil 3. 1.	Sürüklenme odası deney düzeneğinin blok şeması.....	29
Şekil 3. 2 (a-b).	Sürüklenme süresinin, elektrotlara uygulanan çeşitli gerilim değerleri için anoda uzaklığa göre değişimi.....	31
Şekil 3. 3.	Sürüklenme hızının indirgenmiş elektrik alana göre değişimi...	32
Şekil 3. 4.	Gelişigüzel sayı eksenine n -tane sonuç bölgesinin yerleştirilmesi.....	34
Şekil 3. 5.	Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım, $f(x)$ ve düzgün dağılım $r(x) = \text{sabit}$	36
Şekil 3. 6.	$f(x)$ fonksiyonunun parçalı reddetme yöntemi ile örneklenmesi	38
Şekil 3. 7.	Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım, $f(x)$ ve reddetme fonksiyonu (<i>zarf eğrisi</i>), $r(x)$	38
Şekil 3. 8.	Demir içinde müonların enerji kaybı.....	42
Şekil 3. 9.	e^- , μ , π , p , d için hava içindeki enerji kaybı, sabit minimum iyonlaşma.....	43
Şekil 3. 10.	Yüklü bir parçacığın, minimum iyonlaşma bölgesine göre bağıl, ortalama enerji kaybı değişimi.....	44
Şekil 3. 11.	Cu için dE/dx 'in yoğunluk etkisine bağlı değişimi.....	44

Şekil 3. 12.	Enerji kaybının Landau dağılımı genel şekli.....	49
Şekil 3. 13.	250 MeV enerjili elektronların 1 cm kalınlığında Argon gazı içindeki Landau enerji kaybı dağılımı.....	50
Şekil 3. 14.	100 keV enerjili elektronların, su içinde Landau enerji kaybı dağılımındaki uzak ve yakın çarpışmalar	51
Şekil 3. 15.	Birincil elektron iyon çifti sayısının $\bar{Z}$ ile değişimi.....	53
Şekil 3. 16.	Sürüklenme odasında oluşturulan serbest elektronların takibi	57
Şekil 3. 17.	Elektronun ileri doğru saçılması.....	60
Şekil 3. 18.	Ortalama serbest yola elektrik alanın katkısı.....	60
Şekil 3. 19.	Elektronun geriye doğru saçılması.....	61
Şekil 3. 20.	Elektronun enine saçılması.....	62
Şekil 4. 1.	1200 V için 3.5 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.....	63
Şekil 4. 2.	1200 V için 4.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.	63
Şekil 4. 3.	1200 V için 4.5 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.....	64
Şekil 4. 4.	1200 V için 5.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.....	64
Şekil 4. 5.	1200 V için 5.5 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.....	64
Şekil 4. 6.	1200 V için 6.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.....	65
Şekil 4. 7.	1200 V için 6.5 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.....	65
Şekil 4. 8.	1200 V için 7.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.....	65
Şekil 4. 9.	1200 V için sürüklenme süresinin anot uzaklığı ile değişimi.....	66
Şekil 4. 10.	5.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin gerilimle değişimi.....	66
Şekil Ek-1. 1.	Argon atomu için enerjiye bağlı tesir kesiti eğrileri.....	68
Şekil Ek-1. 2.	Metan molekülü için enerjiye bağlı tesir kesiti eğrileri.....	68

ÇİZELGELER DİZİNİ**Sayfa**

Çizelge 3. 1.	Gerilim (V) ve anot uzaklığına göre sürüklenme süresinin değişimi.....	31
Çizelge 3. 2.	Sürüklenme hızının indirgenmiş elektrik alan şiddeti ile değişimi.....	32
Çizelge 3. 3.	Gazların bazı fiziksel özellikleri.....	52

1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği deneylerinde yaygın olarak kullanılan sürüklenme odalarında elektrik alan etkisi altında sürüklenen serbest elektronların hareketlerinin incelenmesi, detektörlerin performansını iyileştirmek için yapılan çalışmalarda oldukça büyük bir öneme sahiptir.

Sürüklenme odasına giren yüklü bir parçacık, içindeki gaz atom ve/veya molekülleri ile birçok etkileşimler yaparak, izi boyunca çok sayıda elektron-iyon çiftleri oluşturur. İyonlara göre daha küçük kütleyle sahip olan serbest elektronlar daha çabuk hareket ettiklerinden, deneylerde elektronların anoda vararak oluşturdukları sinyal ile ilgilenilir.

Herhangi bir iyonlaşma olayının detektör içerisindeki yerini belirlemek için, elektronların sürüklenme zamanının bilinmesi gereklidir. Sürüklenme süresi ise elektronların gaz ortamında yapacakları etkileşimlerin türü ve özellikleri ile yakından ilişkili olduğundan, sürüklenme odalarında sıkça kullanılan gazların enerjiye bağlı tesir kesitleri üzerindeki geniş çaplı teoriksel ve deneysel çalışmalar halen sürdürülmektedir.

Özellikle *Ar*, *He*, *Ne* ve *Kr* gibi soygazlara çok düşük oranlardaki CH_4 , C_4H_{10} gibi moleküler gaz katkısı, sürüklenme hızının elektrik alan ve gaz basıncına bağlı olarak çok geniş bir aralıkta sabit kalmasını sağlar. Elektronların sürüklenme hızının sabit kaldığı aralık ne kadar artarsa detektörün konum hassasiyeti için o kadar iyi sonuçlara ulaşılır.

Günümüzde sürüklenme odalarında farklı gaz karışımları ile yapılan deneylerde daha iyi konum hassasiyeti ve çıkış sinyali elde edilmeye çalışılmaktadır. Bu yüzden elektronların gaz ortamındaki sürüklenme özelliklerinin incelenmesi, bir çok araştırmacı tarafından ilgi odağı olmaya devam etmektedir.

Bu çalışmada, 2002 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi'nde ICFA (International Committee for Future Accelerators) yaz okulunda yapılan paralel levhalı

sürüklenme odası gösteri deneyi sonuçlarını elde etmek amacıyla bir Monte Carlo benzetişim programı geliştirilmiştir. Fortran dilinde hazırlanan benzetişim programı yardımı ile, Sr-90 radyoaktif kaynağından yayınlanan β^- parçacıkları tarafından gaz ortamında oluşturulan serbest elektronların sürüklenme süresinin dağılımı incelenmiştir.

2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1. Parçacık Detektörlerinin Tarihsel Gelişimi ve Çalışma İlkeleri

Parçacık detektörlerinin gelişimi 1896 yılında *Becquerel* tarafından radyoaktivitenin keşfedilmesiyle birlikte başlar. *Becquerel*, uranyum tuzlarından yayınlanan ışımanın foton duyarlılığına sahip kağıdı karartabildiğini fark etmiştir. *Wilhelm Conrad Röntgen*, *Becquerel* ile yaklaşık aynı zamanda maddelerin yüksek enerjili elektronlarla bombardıman edilmesi sonucunda, *X* ışınlarının oluştuğunu keşfetmiştir.

Zamanla ölçüm yöntemlerinde büyük ilerlemeler kaydedilmiştir. Günümüzde parçacıkları sadece detekte etmek yeterli olmaz; bunun yanı sıra incelenen parçacığın türü ve fiziksel parametrelerinin de belirlenmesine ihtiyaç duyulmaktadır (*Gruppen* 1996). Parçacıkları gözlemek için pek çok değişik yöntem kullanmak mümkündür. Parçacıkların fiziksel parametrelerini ölçme yöntemleri, yapılacak ölçümlerin amacına göre şu esaslara dayanır:

- çok sayıda parçacığın toplam iyonlaştırıcı etkisinin ölçülmesi,
- parçacıkların birbirlerine karşı gösterdikleri etkiler hesaba katılmaksızın tek tek sayılması,
- parçacıkların sayımı veya izlenebilir bir sinyal haline getirilmesi yanında, tek tek enerjilerinin ölçülmesi.

Tarihsel akış içinde kullanılan parçacık detektörlerinin bazıları şunlardır; fotoğraf plakaları, sis odaları, kabarcık odaları, iyonlaşma sayaçları ve sintilasyon sayacı.

Fotoğraf plakaları, bilinen fotoğraf filmlerinin benzerleridirler. Yüklü bir parçacık, gümüş-bromid bakımından zenginleştirilmiş fotoğraf plakaları üzerine düşürüldüğünde, gümüş çekirdekleri ile etkileşme yaparak iz bırakır. Bu izler incelenerek, yüklü parçacığın türü ve enerjisi hakkında bilgi edinmek mümkündür.

Sis odalarının içinde adyabatik genleşme ile sıcaklığı düşürülerek, aşırı doymun hale getirilen bir sıvı buharı vardır. Odanın içinden geçen yüklü bir parçacık, arkasında elektron-iyon çiftleri oluşturur. Aşırı doymun buhar, oluşan bu iyonlar üzerinde yoğunlaşır. Böylece yüklü parçacığın yolu boyunca damlacık şeklinde bir iz meydana gelir. Genellikle sis odalarına düzgün bir manyetik alan uygulanarak, yüklü parçacıklar belli bir yönde hareket etmeye zorlanırlar. Yüklü bir parçacığın manyetik alandaki hareketi, ikinci Newton yasasına göre aşağıdaki eşitlikle ifade edilebilir:

$$q \left| \vec{v} \times \vec{B} \right| = \frac{m v^2}{r} \quad . \quad (2.1)$$

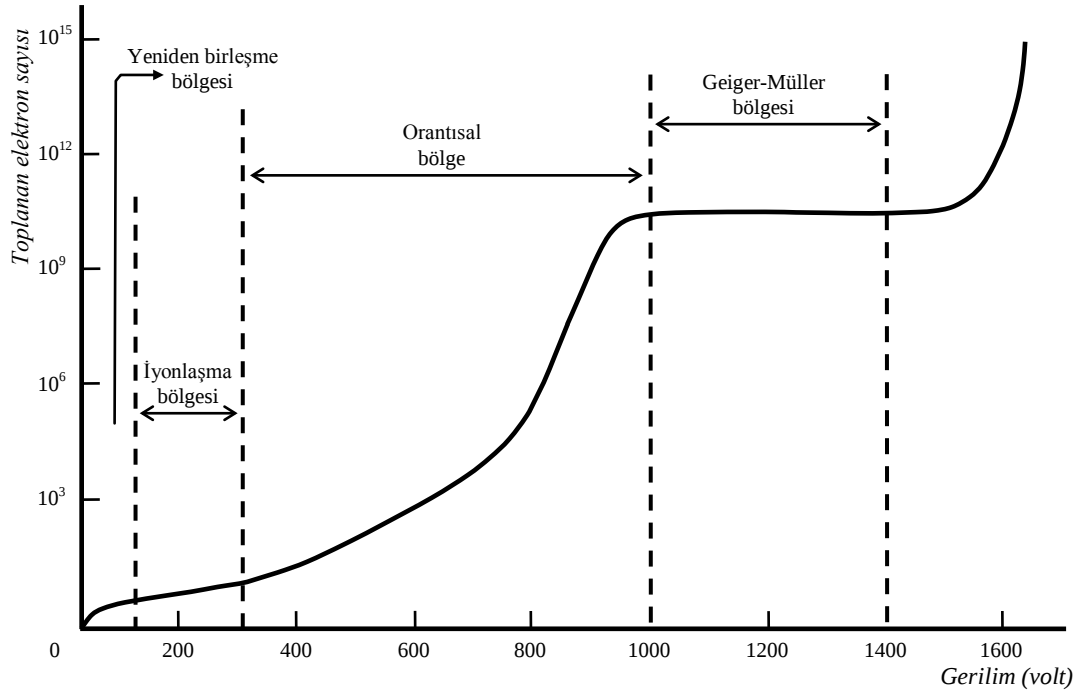
Burada, q parçacığın yükü, $\vec{v}$ yüklü parçacığın hızı, $\vec{B}$ manyetik alan şiddeti, m yüklü parçacığın kütlesi ve r yüklü parçacığın yörüngesinin yarıçapıdır. Gelen yüklü parçacığın hızı, uygulanan manyetik alana dik ise parçacık düzgün dairesel hareket yapar ve momentumunun büyüklüğü:

$$\left| \vec{p} \right| = q r \left| \vec{B} \right| \quad (2.2)$$

olur. Burada $\vec{p}$, yüklü parçacığın momentumunu temsil etmektedir. Buna göre yüklü parçacıkların, yükünün işaretini manyetik alan içinde saptıkları yönden, momentumlarını ise yörünge yarıçaplarının ölçümünden belirlemek mümkündür.

Kabarcık odaları, -246°C ' den -20°C ' ye kadar değişen sıcaklıklarda genellikle Hidrojen, Helyum veya Zenon gibi bir sıvı ile doludur. Sıvı, kaynama noktasından daha yüksek bir sıcaklığa kadar ısıtılır ancak, düdüklü tencerelerde olduğu gibi üzerine uygulanan basınç nedeniyle yine sıvı fazında tutulur. Böylelikle basınç aniden kaldırıldığında, oda içinde aşırı ısıtılmış bir sıvı olacaktır. Bu durumda odadan geçen yüklü bir parçacığın yolu boyunca oluşan iyonların çevresinde kaynama kabarcıkları birikir. Sis odalarında olduğu gibi kabarcık odalarına da düzgün bir manyetik alan uygulanarak parçacıkların türü ve momentumu hakkında bilgi edinmek mümkündür.

İyonlaşma sayaçları, elektrotları arasına (anot-katot) yüksek gerilim uygulanan ve yaklaşık atmosfer basıncında *He*, *A* veya hava gibi gazlarla doldurulmuş kapalı bir kutudan oluşurlar. Bu tür sayaçların çalışma ilkesi şöyle özetlenebilir: Sayaç ortamına giren parçacıklar, yolları boyunca elektron-iyon çiftleri oluştururlar; üretilen elektronlar içerideki elektrik alan yardımıyla anoda, pozitif yüklü iyonlar ise katoda doğru sürüklenirler. Elektronlar küçük kütleli olduklarından, iyonlara göre çok daha hızlı hareket ederler. Bu nedenle parçacıkları detekte ederken anoda varan elektronların oluşturduğu iyonlaşma akımı ölçülür. İyonlaşma sayaçları, çalışma voltajlarının büyüklüğüne göre iyonlaşma odası, orantılı sayaç ve Geiger-Müller sayacı olmak üzere üçe ayrılırlar. Şekil 2. 1.'de iyonlaşma sayaçlarının çalışma voltajına göre sınıflandırması görülmektedir.



Şekil 2.1. İyonlaşma sayaçlarının çalışma gerilimine göre sınıflandırılması.

Elektrotlar arasına uygulanan gerilim çok küçük olduğunda elektronların bir kısmı anoda ulaşamaz ve çevrelerindeki pozitif iyonlarla tekrar birleşirler. Voltaj artırıldıkça elektronlar daha hızlı hareket edeceklerinden, tekrar birleşme olasılığı azalır. Böylece sayaç içinde yer alan elektronların tamamının toplanabildiği bir voltaj bölgesine ulaşılır. **İyonlaşma sayaçları** bu voltaj bölgesinde çalıştırılırlar. Sayaca uygulanan voltaj, iyonlaşma odasının çalıştırıldığı bölgenin ötesinde ise sürüklenen

elektronların elektrik alandan kazandıkları kinetik enerji miktarı, gazın iyonlaşma enerjisinden daha büyük olur. Bu durumda gelen parçacıklar tarafından üretilen **birincil elektronların** her biri anoda varıncaya kadar ard arda yeni elektron-iyon çiftleri üreterek, anot yakınlarında bir *elektron çığı* oluştururlar. Buna göre anotta biriken toplam elektron sayısı, başlangıçta üretilen elektron sayısı ile orantılı olur. Bu yüzden bu voltaj bölgesinde çalıştırılan sayaca **orantılı sayaç** denilir. Özellikle parçacıkları tek tek saymak ve enerjilerini ölçmek veya belli enerjide olanları seçip saymakta orantılı sayaçlar kullanılır.

Bir orantılı sayacın elektrotlarına uygulanan potansiyel farkı çok yüksek olursa cihaz bir **Geiger-Müller** sayacı olur. Bu tür sayaçlarda anotta toplanan elektron sayısı, başlangıçta üretilen birincil elektronların sayısından bağımsızdır. Bir başka ifadeyle iyonlaşma akımı ile birincil elektronlar arasındaki orantısallık Geiger-Müller bölgesinde kaybolur. Bu bölgede örneğin, bir elektron için elde edilen sinyal ile bin elektron için elde edilen sinyalin büyüklüğü arasında fark yoktur. Çok eski bir sayaç olmasına rağmen basit yapısı, ucuz oluşu ve çalıştırılmasının kolay oluşu nedeniyle parçacıkları detekte etmekte sıklıkla kullanılan sayaçlardan biridir.

Uyarılma enerjisi düşük olan Sodyumiyodür, Sezyumiyodür, Antrasin ve naftalin gibi bazı katı veya sıvı maddelere herhangi bir parçacık çarptığında, bir ışık parıldaması meydana gelir. **Sintilatör** olarak adlandırılan bu maddelerden yayınlanan fotonlar, bir foto-çoğaltıcı tüp ile bir elektriksel sinyale dönüştürülürler. Parçacık bu sinyalden yararlanılarak detekte edilir.

2. 2. Elektronların Sürüklenmesi

Elektronların gaz ortamında, elektrik alan varlığındaki hareketi, makroskobik olarak herhangi bir akışkan içinde serbest düşmeye bırakılan cismin hareketine benzetilebilir. Akışkan içindeki cismin hızı, başlangıçta yerçekimi kuvveti nedeniyle zamanla artar ve bu esnada atom veya moleküller ile çarpışmalardan kaynaklanan, hareket yönüne zıt yönlü, hızla orantılı bir kuvvet ortaya çıkar. Belli bir süre sonra cisim üzerine etkiyen kuvvetler dengelenir ve cisim, o zamana kadar kazanmış olduğu hızla akışkan içindeki hareketini sürdürür.

Benzer şekilde elektronlar, başlangıçta elektrik alan doğrultusunda hızlanarak yol alırlar; bu hızlanma belirli bir süre sonra gaz atom veya molekülleri ile yapılan çeşitli çarpışmalar sonucunda kesilir ve böylece elektronların alan doğrultusunda ulaşabileceği en büyük ortalama hız değerine ulaşılır yani elektronlar, gaz içinde sabit bir hızla hareketlerini sürdürürler. Bu şekilde elektrik alandan kazanılan ortalama hız, elektronların **sürüklenme hızı** olarak adlandırılır.

Bir gaz ortamında, iyonlaşma sonucu oluşturulan serbest elektronlar, **ortamda elektrik alan yoksa**, kendilerini çevreleyen gaz atom ve/veya moleküller ile ard arda çarpışmalar yaparak belirli bir süre sonra;

$$\varepsilon_T = \frac{3}{2} k T \quad (2. 3)$$

değerinde ısı denge enerjisine sahip olurlar. Burada, ε_T ısı denge enerjisi, k Boltzman sabiti ve T ortamın Kelvin derece cinsinden sıcaklığıdır.

Elektronların gaz atom ve/veya molekülleri ile bir **elektrik alan varlığında** çarpıştıkları düşünülürse; elektronlar, atom veya moleküllere kıyasla çok küçük kütleli olduklarından, çarpışmaların hemen ardından *izotropik* yani yön tercihleri olmaksızın saçılırlar. Bununla birlikte ortamda elektrik alan olduğundan, elektronlar çok kısa bir süre içinde, çarpışmalardan sonraki ani ve gelişigüzel yönelimli hızlarına ek olarak,

elektrik alan doğrultusunda hız kazanmaya başlarlar. Elektronların bir elektrik alan varlığında sahip oldukları ortalama enerjinin, belli bir sıcaklık derecesindeki ısıl denge enerjilerine oranı, ε ile ölçülebilir. Buna göre u , elektronların elektrik alan varlığındaki ortalama hızı olmak üzere, aşağıdaki bağıntıyı yazmak mümkündür;

$$\varepsilon \left(\frac{3}{2} k T \right) = \frac{m_e u^2}{2} \quad . \quad (2.4)$$

Burada, m_e elektronun kütlesidir. ε 'un herhangi bir gaz için gerçek değeri, elektronların birim zamanda, elektrik alandan kazandıkları ve gaz atom ve/veya molekülleriyle çarpışmalar sonucunda kaybettikleri enerji arasındaki bir denge şartı sayesinde belirlenir.

Sürüklenme hızı genellikle çarpışmalar arasındaki ortalama serbest yol cinsinden ifade edilir. Ortalama serbest yol ise,

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{N \sigma} \quad (2.5)$$

olarak verilir. Burada N , birim hacimdeki atom ve/veya moleküllerin sayısı ve σ , çarpışma başına tesir kesitidir. N_0 , 1 atm basıncında, 273 K sıcaklığında, birim hacim başına atom ve/veya molekül sayısı olmak üzere N ,

$$N = N_0 \frac{p}{760} \frac{273}{T} \quad (2.6)$$

ile tanımlanır. Burada p , gazın basıncıdır. Eşitlik (2. 5) ve (2. 6)'dan ortalama serbest yolun, gazın basıncı ile ters orantılı olduğu açıkça görülmektedir. Birim basınçtaki ortalama serbest yol λ ile gösterilirse, sürüklenme hızı ile λ/p arasındaki ilişki, iki basitleştirici varsayımla kolayca belirlenebilir:

- i. Elektronların tümü aynı u ortalama hızına sahiptirler.
- ii. Herhangi bir elektronun çarpışmadan önceki hareketinin yönü, çarpışmadan sonraki yönünden tamamen bağımsızdır.

Bu varsayımlar ışığında her bir elektron, saniyede ortalama $u \frac{p}{\lambda}$ çarpışma yapar ve v_d , sürüklenme hızını göstermek üzere, bu çarpışmalarda ortalama $u \frac{p}{\lambda} m_e v_d$ kadar momentum kaybeder denilebilir. Diğer yandan her bir elektron, elektrik alandaki hareketinden dolayı saniyede eE kadar momentum kazanır. Buna göre momentum için aşağıdaki denge durumu eşitliği yazılabilir;

$$\frac{u p m_e v_d}{\lambda} = e E \quad . \quad (2.7)$$

Bu eşitlikten yararlanılarak sürüklenme hızı,

$$v_d = \frac{e}{m_e} \frac{\lambda}{u} \frac{E}{p} \quad (2.8)$$

olarak elde edilir. Benzer şekilde enerjinin korunumu ilkesine göre ε , ortalama serbest yol (λ) ve *çarpışma başına ortalama kesirsel enerji kaybı* (Λ) cinsinden, aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\varepsilon \left(\frac{3}{2} k T \right) \left(\frac{u p}{\lambda} \right) \Lambda = e E v_d \quad . \quad (2.9)$$

Birinci ve ikinci varsayım gerçeklikten uzaktır. Bununla birlikte λ ve Λ deneysel büyüklükler olarak düşünülebilirler. Ayrıca bu büyüklükler, çarpışmalar yoluyla enerji ve momentum kaybını da temsil ederler. Bu açıdan bakıldığında Eşitlik (2.7) çarpışmalar yoluyla birim zamanda (s) kaybedilen momentumun, gazın basıncı ile doğru orantılı olduğunu göstermektedir. Bunun yanı sıra, Eşitlik (2.9)'dan sürüklenme hızının, elektronların enerji dağılımına ve dolayısıyla gazın yapısına bağlı olduğu anlaşılmaktadır.

Uygulamada λ ve Λ , verilen bir gaz için ε 'un bir fonksiyonu olarak belirlenebilir; bunun için v_d sürüklenme hızı ve ε , E/p 'nin bir fonksiyonu olarak ölçülmelidir. Eşitlik (2. 4) ile (2. 7), λ ve ε Eşitlik (2. 4) ile (2. 9) ise Λ/λ ve ε arasındaki fonksiyonel ilişkileri verirler. Bu fonksiyonel ilişkileri daha kolay anlaşılır hale getirmek için aşağıdaki tartışmalardan yararlanılabilir (*Rossi ve Staub 1949*).

2. 2. 1. Toplam Enerji ile Kesirsel Enerji Kaybının Değişimi

Eşitlik (2. 4)'ün sağ tarafında, bir elektrik alan varlığında elektronların toplam enerjisini temsil eden $m_e u^2/2$ terimi gerçekte iki kısımdan oluşur; bunlar elektrik alandan kazanılan enerji ε_E ve elektronların gelişigüzel yönelimli hareketlerine karşı gelen ε_T , ısıl denge enerjisidir. Buna göre, toplam enerji E_{top} ile gösterilmek üzere;

$$E_{top} = \frac{1}{2} m_e u^2 = \varepsilon_E + \varepsilon_T = \varepsilon_E + \frac{3}{2} kT \quad (2. 10)$$

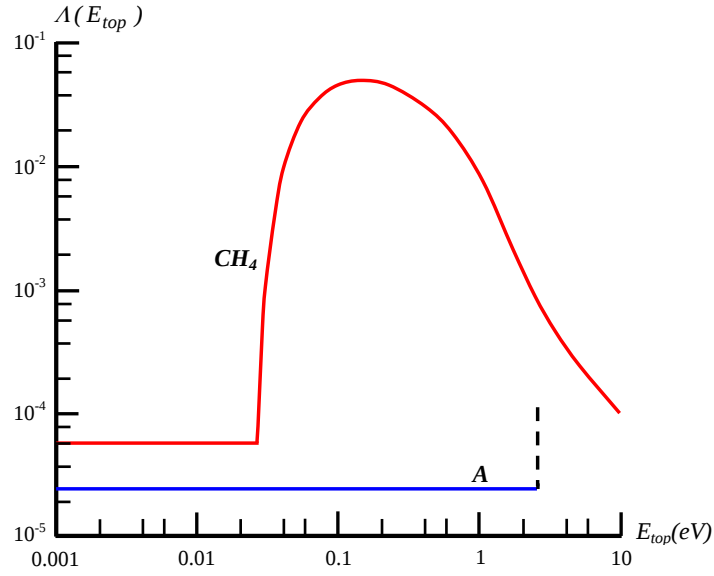
eşitliği yazılabilir.

Elektronların toplam enerjisi (E_{top}), gaz atom veya moleküllerinin uyarılma enerji seviyelerinden daha küçük ise çarpışma *esnektir* ve bu durumda basit kinetik teoriden çarpışma başına ortalama kesirsel enerji kaybı için;

$$\Lambda(E_{top}) = \frac{2m_e}{M} \quad (2. 11)$$

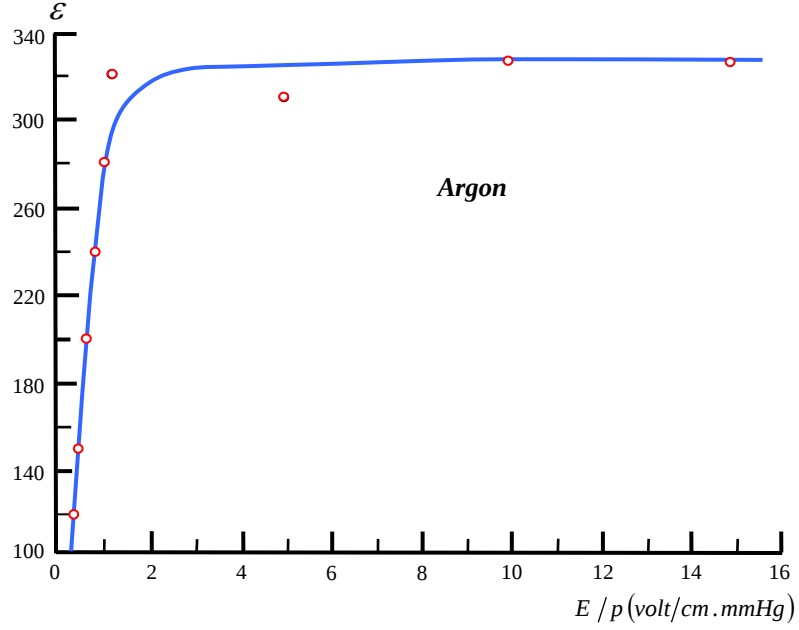
yaklaşık ifadesi kullanılabilir (*Sauli 1977*). Burada, m_e elektronun kütlesi, M atom veya molekülün kütlesi olarak alındığında, özellikle inelastik çarpışmaların gözlenmediği zayıf elektrik alanlarda, elektronlar için çarpışma başına ortalama kesirsel enerji kaybının değeri 10^{-4} mertebesinde bulunur.

Elektronların toplam enerjisi (E_{top}), atom veya moleküllerin birinci uyarılma enerjisinden fazla ise *inelastik* çarpışmalar ortaya çıkar ve bu nedenle elektronların $\Lambda(E_{top})$ kesirsel enerji kaybının değeri, esnek çarpışmadaki değerine göre çok daha yüksek olur. Kesirsel enerji kaybının elektronların toplam enerjisine ve gazın türüne bağlılığını daha yakından incelemek amacıyla, sürüklenme odalarında sıkça kullanılan Argon ve Metan gazları için enerji kaybını değişimini gösteren Şekil 2. 2.'den yararlanılabilir.



Şekil 2. 2. Kesirsel enerji kaybının elektronun enerjisine göre değişimi (*Blum ve Rolandi 1993*).

Argon tek atomlu bir gazdır ve birinci uyarılma eşik enerjisi 11.5 eV civarındadır. Bu nedenle, orta şiddetli elektrik alanlarda bile elektronlar Argon atomları ile çarpışmalar yaparak, Şekil 2. 3.'te gösterildiği gibi 10 eV ($\varepsilon \cong 300$) mertebesinde ortalama enerjiye sahip olabilirler. Burada, birinci uyarılma eşik enerjisine gelinmeden önce çarpışmalar esnek olacağından, $\Lambda(E_{top})$ ortalama kesirsel enerji kaybı için (2. 11) eşitliği kullanılabilir. Şekil 2. 3.'te gösterilen elektrik alan şiddetinin gaz basınca oranı (E/p), *indirgenmiş elektrik alan* olarak tariflenir.



Şekil 2. 3. ε 'un indirgenmiş elektrik alana göre değişimi (Rossi ve Staub 1949).

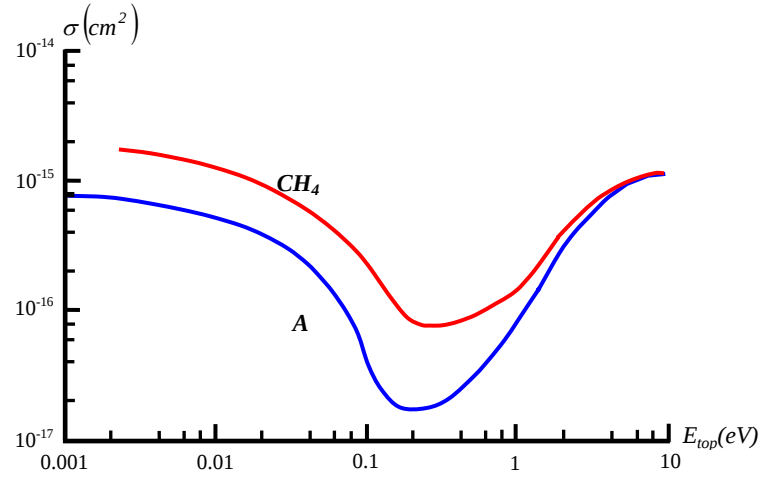
Çok atomlu Metan gibi moleküler gazlarda, birinci uyarılma enerjisinden önce, özellikle 0.1 eV ile 1 eV aralığında, birçok (inelastik) titreşimsel veya rotasyonel uyarılma enerji seviyesi vardır. Bu nedenle moleküler gazlardaki $\Lambda(E_{top})$ kesirsel enerji kaybı değeri, soygazlarda gözlenenenden çok daha büyük olur. Şekil 2. 2.'de Metan gazı için verilen kesirsel enerji kaybı değişimine bakıldığında, 0.1 eV ile 1 eV arasındaki artış açıkça görülmektedir. Buna göre titreşimsel ve rotasyonel enerji seviyelerinin de hesaba katıldığı aşağıdaki enerji kaybı eşitliğini yazmak mümkündür;

$$\Lambda(E_{top}) = \frac{2m_e}{M} + \sum_h \frac{\varepsilon_h}{T} \frac{\sigma_h(E_{top})}{\sigma_e(E_{top})} \quad . \quad (2. 12)$$

Burada ε_h , h seviyesinin uyarılma enerjisi, $\sigma_h(E_{top})$ ve $\sigma_e(E_{top})$ ise sırasıyla, E_{top} toplam enerjisine karşı gelen uyarılma ve esnek saçılma tesir kesitleridir (Schultz ve Gresser 1978).

2. 2. 1. 1. Enerji ile Ortalama Serbest Yolun Değişimi

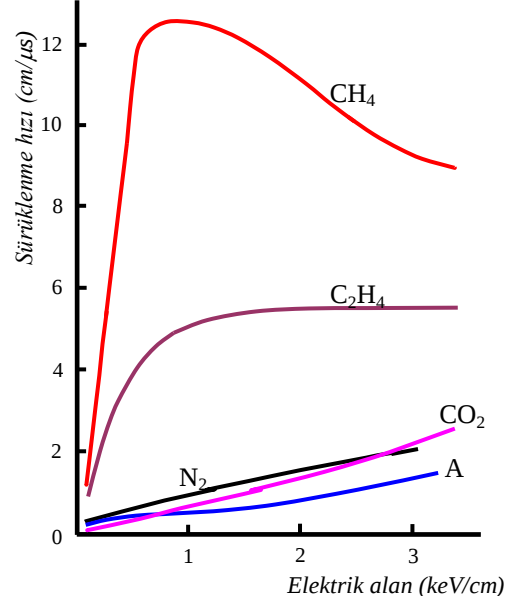
Elektronların sürüklenme hızı, Eşitlik (2. 9)'dan görüldüğü gibi doğrudan ortalama serbest yol ile ilişkilidir; bu bakımdan ortalama serbest yolun ve dolayısıyla çarpışma tesir kesitinin, elektronların toplam enerjisine bağlı değişimini incelemek büyük bir öneme sahiptir. Bu amaçla, bir çok araştırmacı tarafından, çeşitli gazlarda, elektronlar için enerjiye bağlı tesir kesiti ölçümleri yapılmış ve sonuçlar grafiklerle sunulmuştur. Yapılan çalışmalar arasında, *J. Ramsauer* tarafından 1921 yılında elde edilen sonuçlar ayrı bir önem taşımaktadır: Şekil 2. 4.'ten açıkça görüldüğü gibi bazı gazlarda, elektronların belirli bir enerji değeri için, esnek çarpışma tesir kesiti eğrisinin minimuma indiğini, ilk kez *Ramsauer* fark etmiştir. Bu nedenle, tesir kesitinin minimum değer aldığı bu noktalar **Ramsauer minimumu** olarak adlandırılırlar.



Şekil 2. 4. Argon ve Metan için esnek çarpışma tesir kesitinin elektronun enerjisine göre değişimi (*Blum ve Rolandi 1993*).

Ramsauer minimumuna karşılık gelen enerji değerlerine yaklaşıldıkça (2. 5) eşitliğine göre elektronların ortalama serbest yolu hızla artar ve minimumda Eşitlik (2. 8)'e göre elektronların sürüklenme hızı en büyük değerini alır; bu olay **Ramsauer etkisi** olarak bilinir. Ramsauer etkisi özellikle moleküler gazlarda baskındır. Bu tür gazlarda (2. 12) eşitliği ile verilen $\Lambda(E_{top})$ kesirsel enerji kaybı büyük olduğundan elektronların ortalama enerjisi (E_{top}) ve dolayısıyla ortalama hızı (u) küçüktür. Bu nedenle, Ramsauer minimumuna yakın enerjili elektronların sayısı ve çarpışmalar arasındaki

ortalama serbest yol artar. Böylece moleküler gazlarda λ/u oranı büyük olduğundan, (2. 9) eşitliğine göre moleküler gazlar için elektronların sürüklenme hızı, soygazlarda gözlenenden çok daha büyük olur. Şekil 2. 5.'ten sürüklenme hızı için, moleküler gazlarda, soygazlara göre daha büyük değerlere ulaşıldığı açıkça görülmektedir.



Şekil 2. 5. Çeşitli gazlar için sürüklenme hızının, elektrik alana göre değişimi (Sauli 1977).

2. 2. 2. Gaz Karışımları için Sürüklenme Hızı

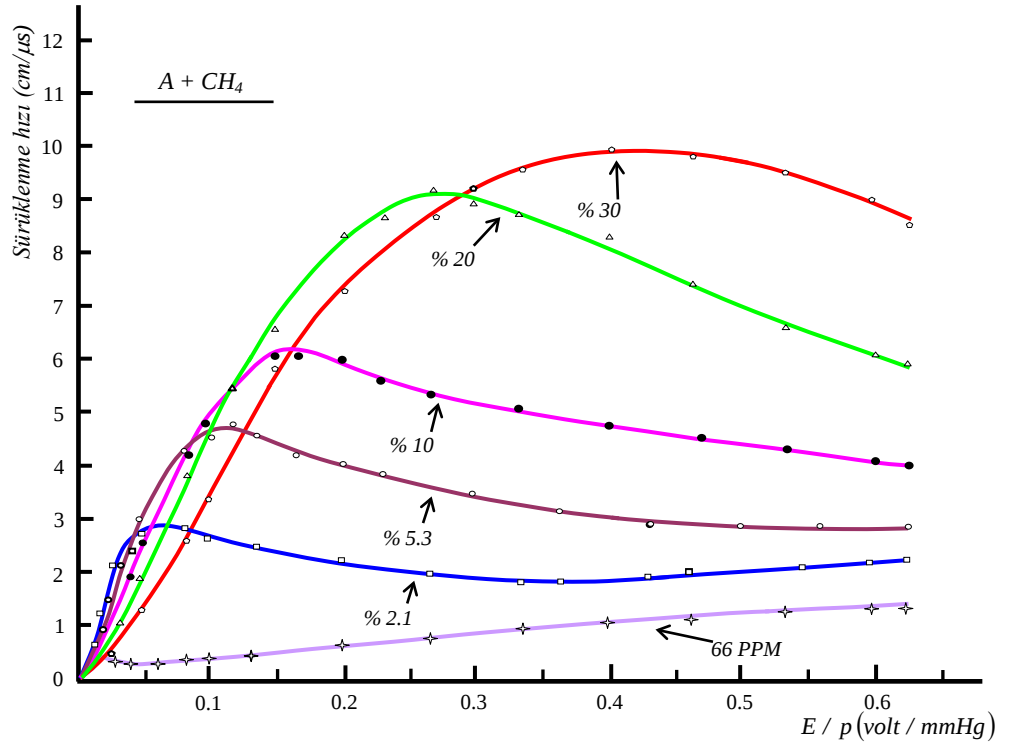
Elektronların gaz karışımlarındaki sürüklenme hızını incelemek için, aşağıdaki gibi sunulan kesirsel enerji kaybı ifadesi kullanılabilir:

$$A(E_{top}) = \frac{1}{\sigma_{we}(E_{top})} \sum_i P_i \sigma_i(E_{top}) A_i(E_{top}) \quad (2. 13)$$

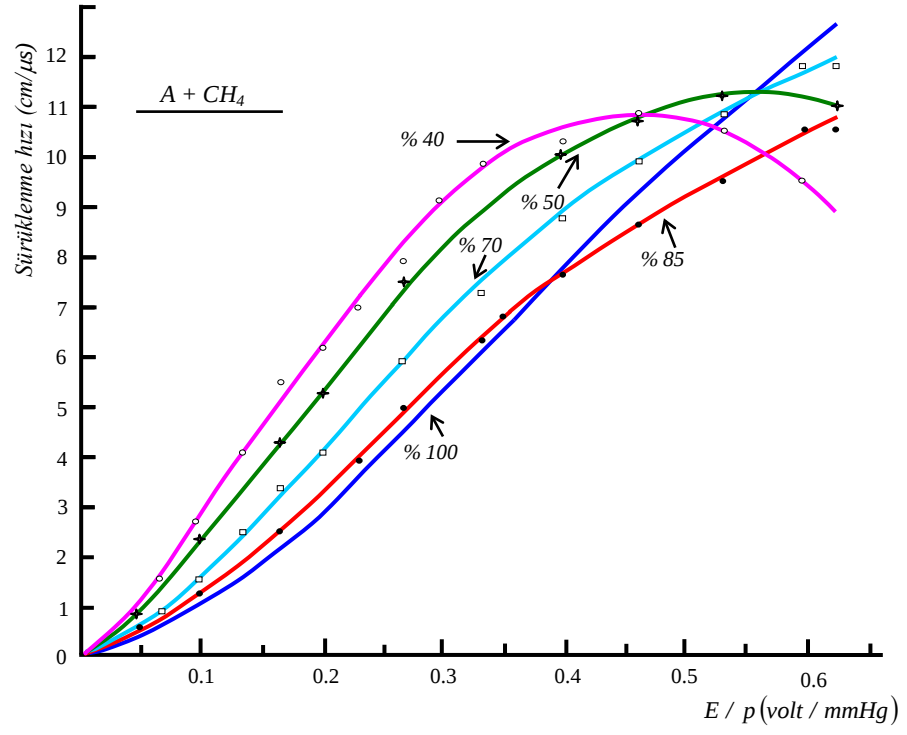
Burada, $\sigma_{we}(E_{top})$ karışımın ağırlıklı esnek çarpışma tesir kesitidir ve $\sigma_i(E_{top})$, karışımdaki her bir gazın esnek çarpışma tesir kesitini, P_i , her bir gazın karışım oranını göstermek üzere;

$$\sigma_{we}(E_{top}) = \sum_i P_i \sigma_i(E_{top}) \quad (2. 14)$$

şeklinde tanımlanır (Schultz ve Gresser 1978, Sauli 1977). Ayrıca $A_i(E_{top})$ karışımdaki her bir gazın türüne bağlı olarak, Eşitlik (2. 11) ve (2. 12) ile verilen kesirsel enerji kaybıdır. Buna göre moleküler gazlarda kesirsel enerji kaybı yüksek olduğundan, soygazlara eklenen % 1 oranında moleküler gaz katkısı bile enerji kaybında büyük bir artışa yol açar ve dolayısıyla elektronların bu tür gaz karışımlarındaki ortalama enerjisi, saf soygazlarda gözlenenenden daha küçük olur. Örneğin, saf Argon gazında elektronlar için 10 eV'luk ortalama enerji değeri, % 1 oranında bir moleküler gaz katkısıyla 10 eV'a kadar düşebilir. Karışımlardaki moleküler gaz oranına bağlı olarak, Ramsauer minimumuna yakın enerjili elektronların sayısı veya bir başka ifade ile Ramsauer etkisi artacağından, elektronların sürüklenme hızı saf soygazlar için ulaşılan değerlerden çok daha büyük olur. Şekil 2. 6a. ve 2. 6b.'den, Argon-Metan gaz karışımlarında, karışım oranına bağlı olarak elektronların sürüklenme hızı için, saf Argona kıyasla çok daha büyük değerlere ulaşılabildiği açıkça görülmektedir.



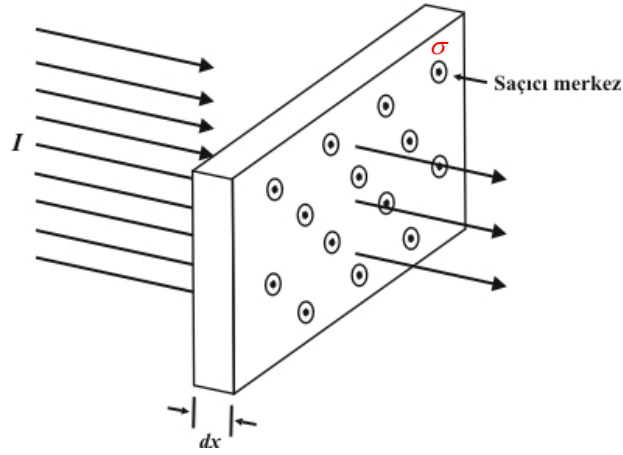
Şekil 2. 6a. Sürüklenme hızının indirgenmiş elektrik alan ve gaz karışım oranına (66 PPM - %30 CH₄) göre değişimi (Peisert ve Sauli 1984).



Şekil 2. 6b. Sürüklenme hızının indirgenmiş elektrik alan ve gaz karışım oranına (%40 - %100 CH_4) göre değişimi (Peisert ve Sauli 1984).

2.3. Tesir Kesiti

Yüzey alanı S ve kalınlığı dx olan hedef bir madde Şekil 2. 7.'de gösterildiği gibi şiddeti, yani birim yüzeyden, birim zamanda geçen parçacık sayısı I olan bir parçacık demeti ile bombardıman edilsin. Bu durumda demetteki parçacıklardan, sadece hedefin saçıcı merkezlerini çevreleyen σ gibi bir alana girenler etkileşme yapma olasılığına sahip olurlar. Her bir saçıcı merkezi kuştan alan cinsinden tanımlanan bu etkileşme olasılığına mikroskobik tesir kesiti veya kısaca **tesir kesiti** denilir ve σ ile gösterilir.



Şekil 2. 7. Hedefin bir parçacık demeti ile bombardıman edilmesi.

Hedefin birim hacmindeki parçacıkların sayısı n ise, $S dx$ hacmi içindeki saçıcı merkezlerin toplam sayısı $n S dx$ olacaktır. Her bir atomun belirli bir etkileşme için tesir kesiti σ olduğundan, $S n \sigma dx$ bütün saçıcı merkezlerin tesir kesiti veya başka bir ifade ile *toplam etkin alan* olur. Toplam etkin alanın, hedefin yüzey alanına oranı, *etkin alan kesri* (f) olarak tanımlanır ve

$$f = \frac{\text{Toplam Etkin Alan}}{\text{Hedefin Yüzey Alanı}} = \frac{S n \sigma dx}{S} = n \sigma dx \quad (2.15)$$

olarak verilir (Şahin 1989). Hedefte birim hacimdeki parçacıkların sayısı (n), ρ hedefin yoğunluğu, N_a Avogadro sayısı, A ise hedefin kütle numarası olmak üzere;

$$n = \frac{\rho N_a}{A} \quad (2.16)$$

tür. Etkin alan kesri, hedefin kalınlığının çok ince ve σ 'nın çok küçük olması durumunda, gelen parçacıkların hedefteki saçıcı merkezlerden saçılma *olasılığını* verir. Bu olasılık, gelen demetin şiddetinin azalma oranına eşittir. Böylece, madde içinden geçen demetin şiddetindeki azalma dI ile gösterilirse,

$$-dI = f I = -I n \sigma dx \quad (2.17)$$

eşitliği yazılabilir. Buradan f , etkin alan kesri,

$$f = -\frac{dI}{I} = n \sigma dx \quad (2.18)$$

olur. Buradaki (-) işareti şiddetin (I), hedef maddenin kalınlığı ile azaldığını göstermektedir. $x = 0$ için $I = I_0$ alınırsa, integral işlemi ile (2. 17) eşitliğinden,

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (2.19)$$

bağıntısı elde edilir. Bu bağıntı, bir parçacık demetinin, x kalınlığında bir hedef maddeyi geçtikten sonraki şiddetini verir.

Hedef madde üzerine, belli tür ve enerjideki bir parçacık demeti düşürüldüğünde bir çok etkileşeme meydana gelebilir. $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$ her bir etkileşme türü için kısmi tesir kesitlerini temsil etmek üzere, *toplam mikroskopik tesir kesiti* (σ_T),

$$\sigma_T = \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad (2.20)$$

olarak tarif edilir.

Mikroskobik tesir kesiti (σ) ile hedefin birim hacmindeki saçıcı merkezlerin sayısının (n) çarpımı, **makroskobik tesir kesiti** olarak adlandırılır ve μ ile gösterilir, yani

$$\mu = n\sigma \quad (2.21)$$

olur. μ , madde içinde ilerleyen bir parçacığın birim uzunluk başına *etkin yüzey sayısı* veya başka bir ifadeyle, birim uzunluk başına etkileşme olasılığıdır ve birimi cm^{-1} 'dir.

2. 3. 1. Ortalama Serbest Yol

Bir parçacığın herhangi bir ortamda saçılmaya veya soğurulmaya uğramadan önce kat edebildiği ortalama mesafeye **ortalama serbest yol** denilir. Ortalama serbest yol, $\bar{x}$ ile gösterilir ve

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{I_0} x dI}{\int_0^{I_0} dI} = \frac{\int_0^{I_0} x dI}{I_0} \quad (2.22)$$

bağıntısı ile verilir. Eşitlik (2. 19)'un diferansiyeli alınarak,

$$dI = -n\sigma I_0 e^{-n\sigma x} dx \quad (2.23)$$

eşitliği elde edilir. Bu ifade Eşitlik (2. 22)'de yerine konulup, integral alınırsa ortalama serbest yol,

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} \quad (2.24)$$

olarak bulunur. Bu eşitlikte $n\sigma = \mu$ olduğundan ortalama serbest yolu,

$$\bar{x} = \frac{1}{\mu} \quad (2.25)$$

şeklinde de yazmak mümkündür. Böylece ortalama serbest yol, *makroskopik tesir kesitinin tersine eşittir* denilebilir. Bununla birlikte, birden fazla türde etkileşme yapan bir parçacık için ortalama serbest yol hesaplanırken, etkileşmelerin mikroskopik veya makroskopik tesir kesitleri kullanılmalıdır. Buna göre $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$ parçacığın her bir etkileşme türü için makroskopik tesir kesitleri ise, *toplam makroskopik tesir kesiti* (μ_T),

$$\mu_T = \sum_{i=1}^n \mu_i \quad (2.26)$$

olur. Buna göre parçacığın ortalama serbest yolu,

$$\bar{x} = \frac{1}{\mu_T} \quad (2.27)$$

olarak verilir. Benzer şekilde, gelen parçacık için mikroskopik tesir kesitleri ($\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$) biliniyorsa *toplam mikroskopik tesir kesiti* (σ_T),

$$\sigma_T = \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad (2.28)$$

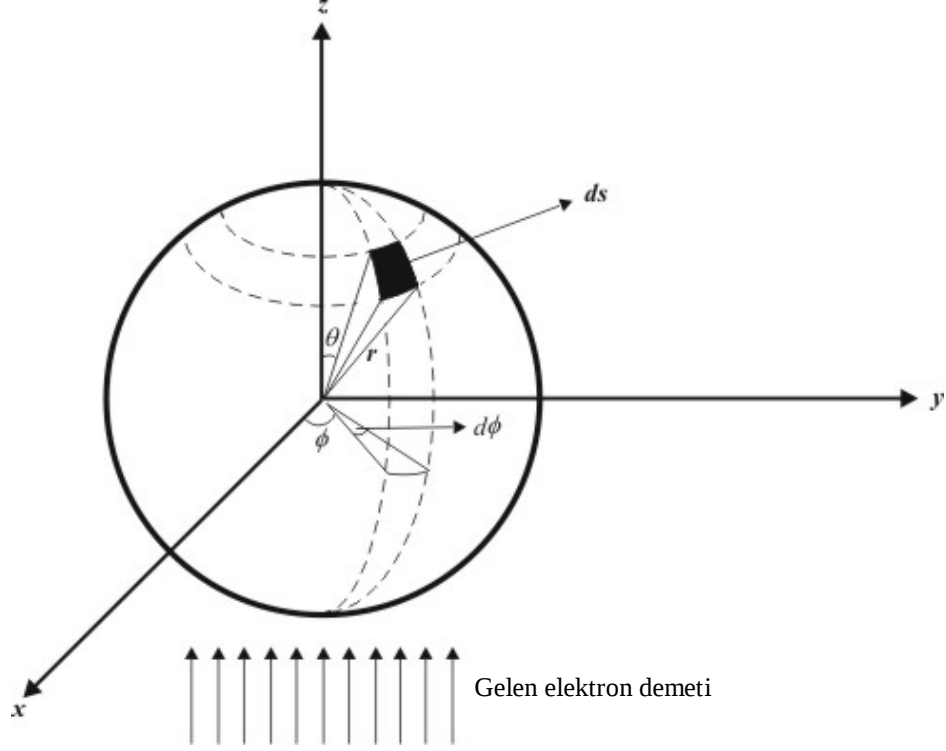
olmak üzere parçacığın ortalama serbest yolu,

$$\bar{x} = \frac{1}{n \sigma_T} \quad (2.29)$$

şeklinde de verilebilir.

2. 3. 2. Diferansiyel Tesir Kesiti

Herhangi bir hedef üzerine gönderilen bir parçacık demetinin saçılması olayında, Şekil 2.8.'de gösterildiği gibi, saçıcı merkezden r kadar uzakta bulunan dS alanına, birim zamanda düşen parçacıkların sayısının bilinmesi gerekir.



Şekil 2. 8. Elektron demetinin saçılması.

dS üzerine düşen parçacıkların sayısı, dS alanı ile doğru, r uzaklığının karesi ile ters orantılıdır. Buna göre, parçacıkların θ ve ϕ açıları ile tanımlanan ve aşağıdaki gibi verilen bir $d\Omega$ katı açısına saçılarak, dS alanına vardıkları düşünülür:

$$d\Omega = \frac{\text{Alan}}{(\text{Mesafe})^2} = \frac{(r \cdot \sin \theta)(r \cdot \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad . \quad (2. 30)$$

Birim katı açı başına tesir kesiti olarak tarif edilen tesir kesitine, **diferansiyel tesir kesiti** denilir ve aşağıdaki gibi verilir:

$$\text{Diferansiyel Tesir Kesiti} = \frac{d\sigma(\theta, \phi, E)}{d\Omega} \quad . \quad (2.31)$$

Genellikle $d\sigma(\theta, \phi, E)/d\Omega$, diferansiyel tesir kesiti değeri, parçacıkların enerjileri ve saçıldıkları açı ile değişir. Bununla birlikte, parçacıkların saçılma doğrultusuna bakılmaksızın herhangi bir etkileşmenin meydana gelme olasılığı ile ilgilenilir. Bu olasılık, diferansiyel tesir kesiti olarak tariflenen (2.31) ifadesinin, belirli bir enerji değeri için (E), tüm katı açılar üzerinden integrali alınarak elde edilen, toplam tesir kesiti ile verilir. Böylece, toplam tesir kesiti ;

$$\sigma_T(E) = \int \frac{d\sigma(\theta, \phi, E)}{d\Omega} d\Omega \quad (2.32)$$

olur. Buna göre diferansiyel tesir kesiti ile toplam tesir kesiti arasındaki ilişki basit olarak;

$$\sigma_T(E) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta, \phi, E)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.33)$$

şeklinde verilir. Hedef ve/veya demet polarize olmadığı zaman, spin yönelişleri gelişigüzel olduğundan diferansiyel tesir kesiti ϕ 'den bağımsızdır ve ϕ üzerinden integral alındığında,

$$\sigma_T = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.34)$$

elde edilir.

2. 3. 3. Esnek Saçılma Tesir Kesiti

Elektronların atom veya moleküllerden esnek saçılması için tesir kesitleri hesabında, *birinci Born yaklaşımından* daha iyi olan iki yöntemden biri uygulanabilir. Her iki yöntem de statik, perdeli Coulomb potansiyelini kullanır. Birinci yöntemde esnek saçılma tesir kesitleri, *Hartree-Fock* dalga fonksiyonlarından türetilen potansiyellere dayanan kısmi dalga açılımı ile elde edilebilir. Kısmi dalga açılımıyla tesir kesiti hesabında, faz kaymaları *Dirac* denkleminin sayısal çözümünden belirlenebilir. Bu yöntem yüzlerce sayıda faz kayması içerdiğinden çok fazla hesap gerektirir. Ayrıca, kısmi dalga açılımlarının sonucu seçilen potansiyele bağlıdır. Bir çok araştırmacı elektronlar için kısmi dalga açılımıyla esnek saçılma diferansiyel tesir kesitleri hesaplamıştır.

Diferansiyel esnek tesir kesitinin iki faktörün çarpımı olarak ifade edildiği ve daha pratik olan ikinci yöntemde tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma(\theta, E_k)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Ruth}(\theta, E_k)}{d\Omega} \kappa_{scr}(\theta, E_k) \quad (2. 35)$$

olarak yazılır (Seltzer 1991). Burada birinci faktör, $d\sigma_{Ruth}(\theta, E_k)/d\Omega$ perdesiz Coulomb potansiyeli için **diferansiyel Rutherford tesir kesitidir**; ikinci faktör $\kappa_{scr}(\theta, E_k)$, atomik elektronlar tarafından çekirdek yükünün perdelenmesini hesaba katar ve Moliere'in saçılma teorisinden hesaplanabilir (Moliere 1947). Diferansiyel Rutherford tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_{Ruth}(\theta, E_k)}{d\Omega} = Z^2 r_e^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \frac{1}{(1 - \cos \theta)^2} \quad (2. 36)$$

ifadesi ile verilir. Burada Z ortamın atom numarası, r_e klasik elektron yarıçapı, θ saçılma açısıdır. Gelen parçacığın toplam enerjisi E , durgun kütle enerjisi $E_0 = mc^2$ ve $\gamma = E/E_0$ olmak üzere β , $\gamma = E/E_0$

$$\beta^2 = 1 - 1/\gamma^2 \quad (2. 37)$$

şeklinde tanımlanmıştır.

Moleire, esnek saçılma tesir kesitinin hesaplanması için, atomun *Thomas-Fermi modelini* kullanarak küçük açı WKB yaklaşımıyla, birinci Born yaklaşımından farklı bir yöntem geliştirilmiştir (*Moliere 1948*). *Moleire*'in çalışmasında çoklu saçılma için, birinci Born yaklaşımından sapmanın dağılım fonksiyonuna bütün etkisi, sadece χ_α , perdeleme açısına bağlı bir büyüklük olarak ortaya çıkar. Atomun perdeli Coulomb alanından yüklü bir parçacığın saçılması için perdeleme açısı χ_α ,

$$\ln \frac{2}{\chi_\alpha} - \frac{1}{2} = \int_0^1 \frac{q(y)}{y} dy \quad (2.38)$$

$$y = \sin(\chi/2) \quad , \quad q(y) = \sigma(y)/\sigma_R(y) \quad (2.39)$$

ile tanımlanır (*Goudsmit ve Saunderson 1940, Bethe 1953*). Burada χ saçılma açısıdır ve $q(y)$ tekli saçılma için tesir kesitinin, perdesiz Rutherford tesir kesitine oranıdır. Üstel olarak perdeli potansiyel $V(r) = -(Ze^2/r)e^{-\lambda r}$, den p momentumlu bir elektronun saçılması için, $q(y) = \sigma_B(y)/\sigma_R(y)$ olduğunda, perdeleme açısı χ_α , birinci Born yaklaşımında,

$$\chi_\alpha \rightarrow \chi_0 = \hbar \lambda / p \quad (2.40)$$

olarak bulunur. *Moleire*'in çalışmasında kullanılan potansiyel,

$$V(r) = -(Ze^2/r)w(r\lambda_0) \quad (2.41)$$

gibidir. Burada $w(r\lambda_0)$ Thomas-Fermi fonksiyonu, $\lambda_0 = Z^{1/3}/0.855a_0$ ve a_0 Bohr yarıçapıdır. Birinci Born yaklaşımında, *Thomas-Fermi alanı* kullanılarak hesaplanan sayısal integral ile

$$\chi_\alpha \rightarrow \chi_0 \cong 1.12(\hbar \lambda_0 / p) \quad (2.40a)$$

bulunur. Eşitlik (2. 35)'teki perdeleme düzeltmesi,

$$\kappa_{scr}(\theta, E_k) = \left(\frac{1 - \cos \theta}{1 - \cos \theta + 2\eta} \right)^2 \quad (2.42)$$

ifadesiyle verilir. Burada perdeleme açısı,

$$\eta = \frac{1}{4} \chi_\alpha^2 \quad (2.43)$$

şeklinde tanımlanmıştır. (2. 35) denkleminde, Eşitlik (2. 36) ve (2. 42) yerine konursa esnek saçılma diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma(\theta, E_k)}{d\Omega} = Z^2 r_e^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \frac{1}{(1 - \cos \theta + 2\eta)^2} \quad (2.44)$$

olur. Esnek saçılma makroskobik tesir kesiti ise,

$$\mu_e(\theta, E_k) = n Z^2 r_e^2 2\pi \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \int_0^\pi \frac{\sin \theta}{(1 - \cos \theta + 2\eta)^2} d\theta \quad (2.45)$$

dir. Burada n , daha önce Eşitlik (2. 16) ile verilmiştir.

2. 3. 4. Esnek Olmayan Saçılma Tesir Kesiti

Yüklü parçacıkların atom veya moleküller ile inelastik çarpışmalarının teoriksel incelenmesi iki sınıfta toplanabilir; *hızlı* ve *yavaş* çarpışmalar. Bu sınıflandırmada kullanılan ölçü, parçacığın hızının, incelenen inelastik süreçte kabuk veya alt kabuktaki atomik veya moleküler elektronların ortalama yörüngesel hızına kıyasla, hızlı veya yavaş olmasıdır.

Yeterince hızlı çarpışmalar için gelen parçacığın atom veya molekül üzerindeki etkisi, ani, küçük bir dış itme gibi düşünülebilir. Bu model basit ama sistematik formülasyonlar verir. *Bohr*, hızlı parçacıklar için maddelerin durdurma gücü teorisini, itme yaklaşımı terimleri ile geliştirmiştir; bu yaklaşım çarpışmayı, atomik elektronlarla ani bir enerji ve momentum transferi olarak düşünür. Böylece, Bohr teorisi, tesir kesiti formüllerinin genel yapısını doğru olarak verse bile, bazı dinamik ayrıntılar o zamanlar, kuantum mekaniğinin yokluğundan dolayı, teori içinde hesaplanamamıştır. 1930 yılında *Bethe*, Born yaklaşımını temel alarak bir kuantum mekaniksel teori kurmuş ve böylece çarpışma tesir kesitleri ve hızlı parçacıklar için durdurma gücüyle ilgili birçok önemli sonuç elde etmiştir.

Bu noktada hızlı çarpışmaların bazı genel karakteristikleri açıklanabilir. Hızlı bir parçacığın verilen bir momentum ve enerji miktarını transfer ettiği bir süreç için tesir kesiti ifadesi iki çarpana ayrılabilir; bunlardan biri sadece *gelen* parçacıklarla ilgili, diğeri ise sadece hedef parçacıklarla ilgilidir. Birinci çarpan neredeyse aşıkardır; bir atom veya molekülün “*genelleştirilmiş titreşken şiddeti*” olan ikinci çarpan ise *hedefin fiziksel özellikleri* ile ilgilidir. Herhangi bir atom veya molekülün belli bir kabuğundaki elektronlar, basit tek bir titreşken gibi düşünülebilirler ve bu titreşken “*genelleştirilmiş titreşken şiddeti*” ile tanımlanabilir. Bu anlamda, hızlı çarpışmaların incelenmesi temelde hedefin özelliklerini aramak yani bir tür spektroskopidir. Bunun yanı sıra hızlı çarpışmalar ile foto-soğurulma arasında yakın bir ilişki vardır; öyle ki hızlı çarpışmaların teorisi bu iki kaynaktan edinilen verilerin kıyaslaması için bir yöntem sağlar ve bu yöntem çoğu yerde kullanışlı olur.

Diğer yandan yavaş çarpışmaların sorunu, temel olarak gelen parçacık ve kısa bir süre için bile olsa mekaniksel bireyselliğini yitiren hedef parçacıktan oluşan bileşik bir sistem ile ilgilenilmesidir. Böylece, örneğin He ile yavaş elektron çarpışmalarının bir teorisi, He 'un sürekli uyarılmış durumlarında bulunan He^- iyonunun dinamiği ile ilgili olur. Açıkça anlaşılabileceği gibi yavaş çarpışmaların tesir kesiti, hızlı çarpışmaların aksine basit bir çarpanlara ayırmaya izin vermez (Gryzinski 1965).

Elektronların esnek olmayan tesir kesitleri konusunda yarı klasik yöntemlerle Gryzinski çalışmıştır. Gryzinski'nin modelinde esnek olmayan atomik çarpışmaların klasik teorisi, laboratuvar sisteminde hem Coulomb çarpışmaları hem de ikili çarpışmalar için temel bağıntıları içerir.

k kabuğunda bulunan v_e hızındaki bir elektronun, çekirdekten r uzaklığında bulunma olasılığı $P_k(v_e, r)$ ve bu elektronun dinamik değişkenlerinin verilen bir değişimi için tesir kesiti bulunabilir. Bütün atoma ait tesir kesiti,

$$\sigma^{atom} = \sum_k n_e^k \int_0^\infty \int_0^\infty P_k(v_e, r) \sigma[v_e, v_q(r)] 4\pi r^2 dr dv_e \quad (2.46)$$

olur (Gryzinski 1965). Burada n_e^k , k kabuğundaki elektron sayısıdır; $v_q(r)$ ise atomun bütün kabukları üzerinden gelen parçacığın hızıdır. $v_q(r)$ genelde bütün sistemin ortalama potansiyeline bağlıdır ve çekirdekten uzaklığın bir fonksiyonu olarak aşağıdaki gibi bir eşitlikle sunulur:

$$v_q(r) = \left\{ (2/m_q) [E_q - \phi(r)q] \right\}^{1/2} . \quad (2.47)$$

Bu eşitlikte E_q , q yüklü ve m_q kütleli gelen parçacığın kinetik enerjisi, $\phi(r)$ ise atomun ortalama potansiyeli olarak tanımlanır. Elektronun kinetik enerjisi ve çekirdekten uzaklığı arasında tek bir bağıntı olduğu kabul edilerek, (2.46) ifadesi,

$$\sigma^{atom} = \sum_k n_e^k \int P_k(r) \sigma[v_e(r) v_q(r)] 4\pi r^2 dr \quad (2.48a)$$

veya

$$\sigma^{atom} = \sum_k n_e^k \int f_k(v_e) \sigma[v_e, v_q(v_e)] dv_e \quad (2.48b)$$

formunda yeniden yazılabilir. Burada $f_k(v_e)$, k 'daki atomik elektronun momentum dağılımıdır. Gelen parçacığın hareketi üzerine atomun ortalama alanının etkisi ihmal edilerek, $\phi(r)=0$ alınınca (2.48b) eşitliği,

$$\sigma^{atom} = \sum_k n_e^k \int f_k(v_e) \sigma(v_e) dv_e \quad (2.49)$$

olur ya da atomik elektronun ortalama hızıyla

$$\sigma^{atom} = \sum_k n_e^k \sigma(\bar{v}_e^k) \quad (2.50)$$

eşitliği yazılabilir. Bu nedenle çarpışma olayının doğal ve nicel yönü, en başta elektronların atomik düzeyleri işgali ile belirlenir. Enerji düzeylerinin spektrumu ve elektronların bu düzeylerdeki ortalama hızı, esnek olmayan çarpışmanın mekanizmasını belirler.

Gryzinski'nin çalışmasından yararlanarak **esnek olmayan diferansiyel tesir kesiti**,

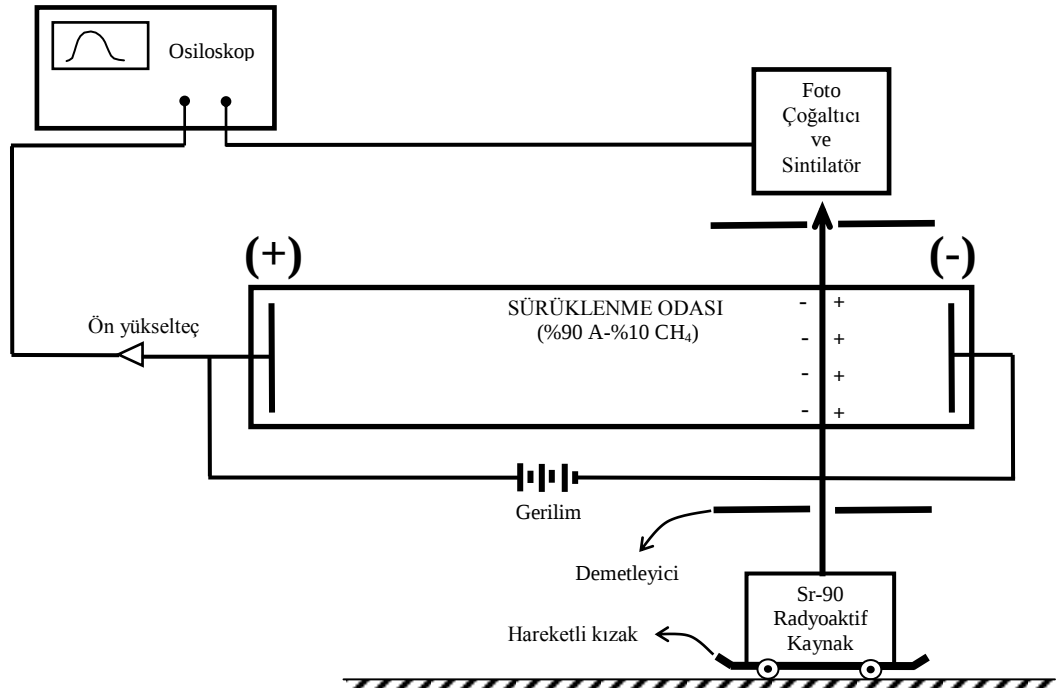
$$\frac{d\sigma(\Delta E)}{d\Delta E} = \frac{\pi e^4 n_e E_B}{(\Delta E)^3 E_k} \left(\frac{E_k}{E_k + E_B} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{\Delta E}{E_k} \right)^{E_B / (E_B + \Delta E)} \left\{ \frac{\Delta E}{E_B} \left(1 - \frac{E_B}{E_k} \right) + \frac{4}{3} \ln \left[2.7 + \left(\frac{E_k - \Delta E}{E_B} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (2.51)$$

formunda yazılabilir (Gryzinski 1965). Burada ΔE enerji kaybı, E_B ortalama bağlanma enerjisi, E_k gelen parçacığın kinetik enerjisi, e elektron yüküdür; n_e ise daha önce Kesim 2.3'te, (2.16) eşitliği ile verilmiştir. Esnek olmayan saçılma enerji kaybının belirlenmesinde (2.51) ifadesi kullanılmıştır.

3. MATERİYAL ve YÖNTEM

3. 1. Deney Ayrıntıları

Bu çalışmanın amacı, İstanbul Teknik Üniversitesi (ICFA Scholl 2002) yaz okulunda yapılan *sürüklenme odası* gösteri deneyi sonuçlarını Monte Carlo Benzetişim Yöntemi ile elde etmektir. Deney düzeneğinin basitleştirilmiş blok şeması Şekil 3. 1.'de gösterilmiştir.



Şekil 3. 1. Sürüklenme odası deney düzeneğinin blok şeması.

Şekil 3. 1.'de görüldüğü gibi hareketli bir kızak üzerine, β^- parçacıkları yayınlayan *Sr-90* radyoaktif kaynağı yerleştirilmiştir. Kaynaktan yayınlanan β^- parçacıkları, demetleyici yardımıyla ince bir demet haline getirilerek, % 90 Argon-%10 Metan gazları ile dolu, aralarındaki uzaklık 7.5 cm olan paralel, düzlem elektrotlardan oluşan sürüklenme odasına gönderilirler.

Gaz ortamına giren β^- 'ler yolları boyunca elektron-iyon çiftleri oluştururlar. β^- parçacıklarının sayaca girdiği yani, ortamda elektron-iyon çiftlerinin oluştuğu anı tespit etmek için sayacıta bir aralık bırakılarak, parçacıkların sintilatör-foto çoğaltıcı sistemine ulaşmaları sağlanır. Bu sistem sayesinde osiloskopta, sürüklenme olayının başladığını belirten bir sinyal elde edilir. β^- 'lerin ortamdan geçmesi sonucu oluşan elektron-iyon çiftleri, V elektrotlara uygulanan potansiyel farkı, d elektrotlar arası uzaklık olmak üzere;

$$E = \frac{V}{d} \quad (3.1)$$

alanı etkisi altında harekete başlarlar; iyonlar katoda doğru yönelirken, serbest elektronlar ise anoda doğru sürüklenirler ve anoda vardıklarında elektriksel bir sinyal oluştururlar. Elde edilen bu ikinci sinyali de osiloskopta gözleyebilmek için bir ön yükselteç kullanılmıştır. Böylelikle, biri sintilatör-foto çoğaltıcı sisteminden, diğeri anot düzleminden gelen sinyallerin arasındaki zaman farkına bakılarak, elektronların anot düzlemine varma yani **sürüklenme süresi** bulunur.

Deneyde levhalar arasına uygulanan potansiyel farkının (V) alt ve üst değerleri aşağıdaki koşullara göre belirlenmiştir:

- V , oluşan serbest elektronların, ortam içindeki gaz atom veya molekülleri ile yeniden birleşmelerini önleyecek kadar yüksek;
- ancak ortaya çıkan elektronlar, anoda varmadan önce ortamda yeni iyonlaşmalar yapamayacakları kadar da düşük olmalıdır.

Bu nedenle, deneyde elektrotlara uygulanan gerilimin sınır değerleri 300 V ve 4000 V olarak seçilmiştir.

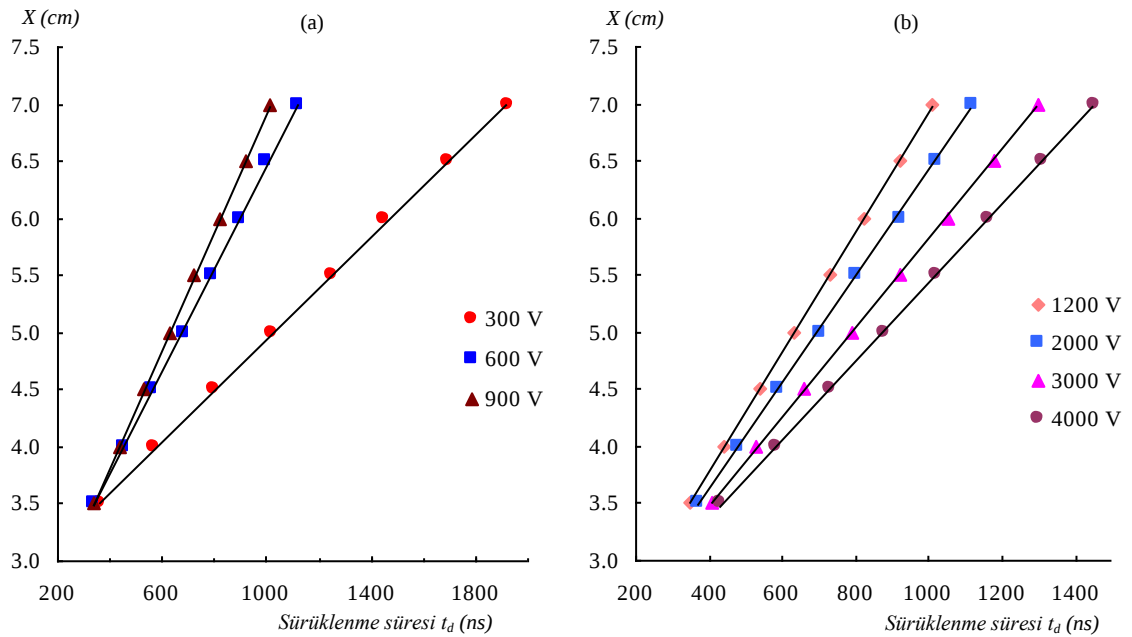
Hareketli kızak sayesinde radyoaktif kaynağın ve dolayısıyla elektron-iyon çiftlerinin oda içinde oluştuğu yerin anoda uzaklığı değiştirilerek, çeşitli mesafeler için, sırasıyla 300 V , 600 V , 900 V , 1200 V , 2000 V , 3000 V ve 4000 V potansiyel farkı

altında sürüklenme süreleri (t_d) ölçülmüştür. Elde edilen bütün ölçüm sonuçları Çizelge 3. 1.'de gösterilmiştir.

Çizelge 3. 1. Gerilim(V) ve anot uzaklığına göre sürüklenme süresinin değişimi.

$X(cm)$	300 V $t_d(ns)$	600 V $t_d(ns)$	900 V $t_d(ns)$	1200 V $t_d(ns)$	2000 V $t_d(ns)$	3000 V $t_d(ns)$	4000 V $t_d(ns)$
3.5	360	340	340	350	370	410	430
4	570	450	440	440	480	530	580
4.5	800	560	530	540	590	660	730
5	1020	680	630	630	700	790	880
5.5	1250	790	720	730	800	920	1020
6	1450	900	820	820	920	1050	1160
6.5	1690	1000	920	920	1020	1180	1310
7	1920	1120	1010	1010	1120	1300	1450

Çizelge 3. 1.'den yararlanılarak her bir gerilim değeri için, sürüklenme sürelerinin uzaklıkla değişimi, Şekil 3. 2a. ve 3. 2b.'de görüldüğü gibi grafiklerle sunulmuştur. Grafiklerde, belirli bir potansiyel farkı için sürüklenme süresinin, uzaklıkla doğru orantılı değişime sahip olduğu açıkça görülmektedir.



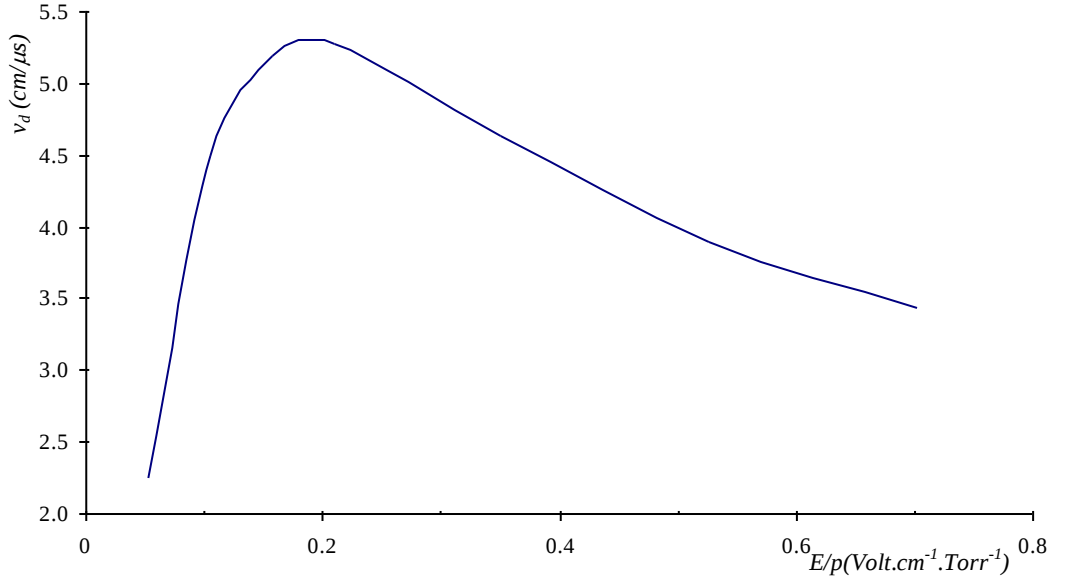
Şekil 3. 2 (a-b). Sürüklenme süresinin, elektrotlara uygulanan çeşitli gerilim değerleri için anoda uzaklığa göre değişimi.

Buradan hareketle Şekil 3. 2a. ve 3. 2b.'de çizilen doğruların eğimleri hesaplanmış ve böylece deneydeki her bir indirgenmiş elektrik şiddeti (*daha önce Kesim 2. 2. 1'de tanımlanmıştır*) için elektronların sürüklenme hızı hesaplanmıştır (Çizelge 3. 2.).

Çizelge 3. 2. Sürüklenme hızının (v_d), indirgenmiş elektrik alan şiddeti ile değişimi.

E/p (Volt.cm ⁻¹ .Torr ⁻¹)	v_d (cm/ns)
0.0526	0.0023
0.1053	0.0045
0.1579	0.0052
0.2103	0.0053
0.3509	0.0046
0.5263	0.0039
0.7018	0.0034

Bununla birlikte, Çizelge 3. 2.'deki değerler kullanılarak çizilen Şekil 3. 3.'teki grafik ile sürüklenme hızının indirgenmiş elektrik alan şiddetine göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 3. 3. Sürüklenme hızının indirgenmiş elektrik alana göre değişimi.

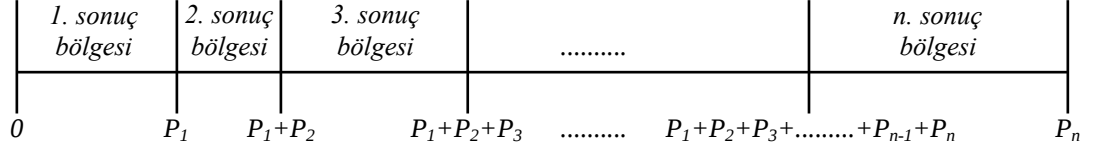
3. 2. Monte Carlo Yöntemi

Analitik olarak türetilmeyecek kadar karmaşık, gelişigüzel olayları sayısal olarak taklit etmek için Monte Carlo yöntemi kullanılır. Belli bir ölçüm veya deney sonucunda elde edilen değerler bir gelişigüzel sayılar kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı, ötekilerden farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye, *düzgün dağılımlı sayılar kümesi* denilir. Sayısal olarak bir olayı veya deneyi taklit etmek için, $(0-1)$ açık aralığında değerler alan, düzgün dağılımlı gelişigüzel sayıları kullanarak, incelenen olay ile ilgili olasılık dağılımına sahip, belli bir $a-b$ aralığında değerler alabilen gelişigüzel sayılar üretmek gerekmektedir. Yöntemin hatasız işlemesi için, $0-1$ aralığında gerçekten eşit olasılıklarla gelen gelişigüzel sayılar elde edilmesi oldukça önemlidir. Sayılar, bilgisayarda belli bir yöntemle üretildiklerinden, gerçekte düzgün dağılımlı ve birbirinden bağımsız (gelişigüzel) değildirler. Bu nedenle, bu sayılara *sözde gelişigüzel* sayılar denilir ve genellikle q ile gösterilir.

3. 2. 1. Ters Dönüşüm Yöntemi (Temel Monte Carlo İlkesi)

Belli bir ölçme veya deney bir *olay* olarak isimlendirilebilir. Herhangi bir olayın belli olasılıklarla meydana gelen çeşitli sonuçları vardır. Bu sonuçlarda ayrı ayrı birer olay olarak düşünülebilirler. Örneğin, gaz ortamında β^- parçacığı tarafından oluşturulan serbest bir elektronun, ortamdaki gaz atom veya molekülleri ile etkileşmesi bir olay; elastik veya inelastik saçılma ise bu olayın birer sonucudur. Bununla birlikte, bu iki sonuç da gerçekte birer olaydır ve dolayısıyla elektron, örneğin elastik saçılma yapmışsa, elektronun belirli bir açıya saçılması da bu olayın bir sonucu olarak düşünülebilir.

n tane sonucu ve bu sonuçların meydana gelme olasılıkları $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ olan bir olay düşünelim; bu olayı gelişigüzel sayılar kullanarak taklit edelim. Gelişigüzel sayı eksenini Şekil 3. 4.'te görüldüğü gibi n tane bölgeye ayıralım. Her bir bölgenin genişliği, o sonucun ortaya çıkma olasılığı kadar olsun.



Şekil 3.4. Gelişigüzel sayı eksenine n-tane sonuç bölgesinin yerleştirilmesi.

Böylece, gelişigüzel sayıların P_1 olasılıkla belirlenen miktarını *1. sonuç*, P_2 olasılıkla belirlenen miktarını *2. sonuç*, P_3 olasılıkla belirlenen miktarını *3. sonuç*,, P_n olasılıkla belirlenen miktarını da *n. sonuç* için ayırmış olduk. Buna göre, türetilen bir gelişigüzel sayı (q) hangi sonuç bölgesine düşerse, incelenen olayda o sonuç ortaya çıkar; yani,

$$\begin{array}{lll}
 0 \leq q < P_1 & \Longrightarrow & 1. \text{ sonuç} \\
 P_1 \leq q < P_1 + P_2 & \Longrightarrow & 2. \text{ sonuç} \\
 P_1 + P_2 \leq q < P_1 + P_2 + P_3 & \Longrightarrow & 3. \text{ sonuç} \\
 \dots\dots\dots & & \\
 P_1 + P_2 + P_3 + \dots\dots + P_{n-1} \leq q < 1 & \Longrightarrow & n. \text{ sonuç},
 \end{array}$$

ortaya çıkar.

Monte Carlo yönteminin temelinde, belirli bir olasılık dağılımına sahip, gelişigüzel bir değişkenin değerlerini örnekleme işlemi vardır. $a \leq x \leq b$ aralığında, her bir x sonucunun ortaya çıkma olasılığı $f(x)$ *sıklık fonksiyonu* ile belirlenen, bir olayı taklit edelim. Olayda sonucun $x + dx$ aralığında değer alma olasılığı,

$$p(x)dx = \frac{f(x)dx}{\int_a^b f(x)dx} \quad (3.2)$$

biçimindedir. Burada, $p(x)$ fonksiyonuna, *olasılık yoğunluk fonksiyonu* denilir. *Toplam olasılık yoğunluk* veya olasılık dağılım fonksiyonu $P(x)$ ile temsil edilmek üzere;

$$P(x)dx = \int_a^x p(x')dx' \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanır. $a \leq x \leq b$ aralığında, her x değerine karşılık $P(x)$ fonksiyonu $0-1$ aralığında gelişigüzel değerler alır. $P(x)$ değerlerinin ortaya çıkma sayısı yani sıklık fonksiyonu düzgün bir dağılıma sahiptir. Bu nedenle, $P(x)$ toplam olasılık yoğunluk fonksiyonunu, q 'ya eşitleyebiliriz;

$$q = P(x) \quad . \quad (3. 4)$$

Eşitlik (3. 2), (3. 3), (3. 4)'ü kullanarak,

$$p(x)dx = \frac{\int_a^x f(x')dx'}{\int_a^b f(x)dx} \quad (3. 5)$$

eşitliği elde edilebilir. Eşitlik (3. 5), **Temel Monte Carlo İlkesi** olarak bilinir. Bu eşitlik tersine çözülürse, q 'ya bağlı olarak x ,

$$x = P^{-1}(q) \quad (3. 6)$$

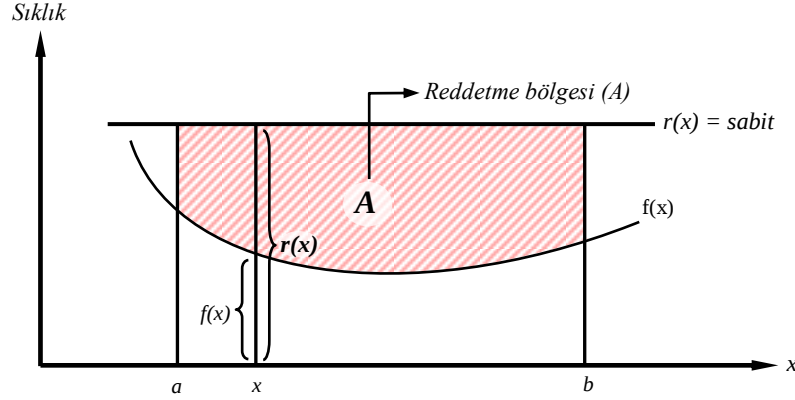
şeklinde tanımlanabilir. Türetilen her bir q 'ya karşılık bir x değeri Eşitlik (3. 6)'dan yararlanılarak hesaplanabilir. Böylece, 0 ile 1 arasında düzgün dağılımlı q değerleri kullanılarak, $a-b$ aralığında $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

3. 2. 2. Reddetme Yöntemleri

Bir dağılım örneklenmesinde her zaman ters dönüşüm yöntemi kullanılamaz. Bu yöntem, ancak Eşitlik (3. 5)'teki integralin analitik olarak alınabildiği ve bulunan ifadenin tersine çözümünün analitik olarak mümkün olduğu durumlarda kullanılabilir. Bununla birlikte, çoğu uygulamalarda bu koşullar sağlanmadığından *reddetme* yöntemlerini kullanmak gerekir.

3. 2. 2. 1. Basit Dikdörtgen ile Reddetme

$a \leq x \leq b$ aralığında $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı reddetme yöntemiyle örnekleyelim. Bunun için, Şekil 3. 5.'te temsili olarak gösterilen $r(x) = \text{sabit}$ dağılımından yararlanılabilir.



Şekil 3. 5. Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım, $f(x)$ ve düzgün dağılım $r(x) = \text{sabit}$.

$r(x) = \text{sabit}$ dağılımına Temel Monte Carlo ilkesi kolayca uygulanabilir. Şekil 3. 5.'te görüldüğü gibi üretilen bir q ile $r(x) = \text{sabit}$ dağılımının örneklenmesinden elde edilen bir x değerinin sıklığı, $r(x) = \text{sabit}$ 'tir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı, $f(x)/r(x)$ 'tir. Düzgün dağılımlı olarak türetilen x değerlerinin $f(x)/r(x)$ olasılığı ile belirlenen miktarı $f(x)$ dağılımıdır. Böylece $f(x)$, Şekil 3. 5.'te görülen $r(x) = \text{sabit}$ dağılımının örneklenmesiyle elde edilen düzgün dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ ile x eksenı arasında kalanları kabul edilip, diğerleri reddedilerek örneklenir. Yöntemin verimi,

$$G = \frac{\int_a^b f(x) dx}{\int_a^b r(x) dx} \quad (3. 7)$$

şeklinde tanımlanır. Verimi yükseltmek ve fazla hesaplamalardan kurtulmak için, sıklık fonksiyonu $f(x)$, maksimum değerine bölünerek, $g(x) = f(x) / f(x)_{\max}$ fonksiyonu elde edilir ve bu $g(x)$ dağılımını örten $r(x)$ dağılımı da $r(x) = 1$ şeklinde seçilir. $r(x) = 1$ dağılımına Temel Monte Carlo ilkesi uygulanırsa,

$$x = a + (b-a) \quad (3.8)$$

ifadesi elde edilir.

Bir q üretilerek, Eşitlik (3. 8)'den bir x değeri bulunur. Bulunan bu x değerinin sıklığının $f(x)$ olma olasılığı $g(x) / r(x) = g(x)$ 'tir. İkinci bir q üretilerek,

$$q \leq g(x) \quad (3.9)$$

şartına bakılır. Elde edilen x , bu şart sağlanırsa kabul edilir, sağlanmaz ise reddedilir ve işlemler tekrar edilir. Böylece, düzgün dağılımlı x değerlerinden $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

3. 2. 2. 2. Parçalı Reddetme

$0 \leq x \leq d$ aralığında $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı parçalı reddetme yöntemiyle örnekleyelim. Bu yöntem özellikle, reddedilen bölgenin alanını azaltmak yani Eşitlik (3. 7) ifadesine göre verimi artırmak için kullanılır. Bu nedenle reddetme işlemi, Şekil 3. 6.'da görüldüğü gibi (birden çok) dikdörtgensel bölgeler kullanılarak yapılır. $f(x)$ sıklık fonksiyonunun örneklemeğinde, öncelikle $0-d$ aralığındaki her bir dikdörtgensel bölgenin maksimum yüksekliği ($f(x)_{max}$), $0-a$ aralığı için $f(a)$, $a-b$ aralığı için $f(b)$, $b-c$ aralığı için $f(c)$, $c-d$ aralığı için $f(d)$ şeklinde hesaplanır. Bununla birlikte, herhangi bir aralıktan bir sayı gelme ihtimali, A_i her bir dikdörtgensel bölgenin alanını ve A_t toplam alanı göstermek üzere,

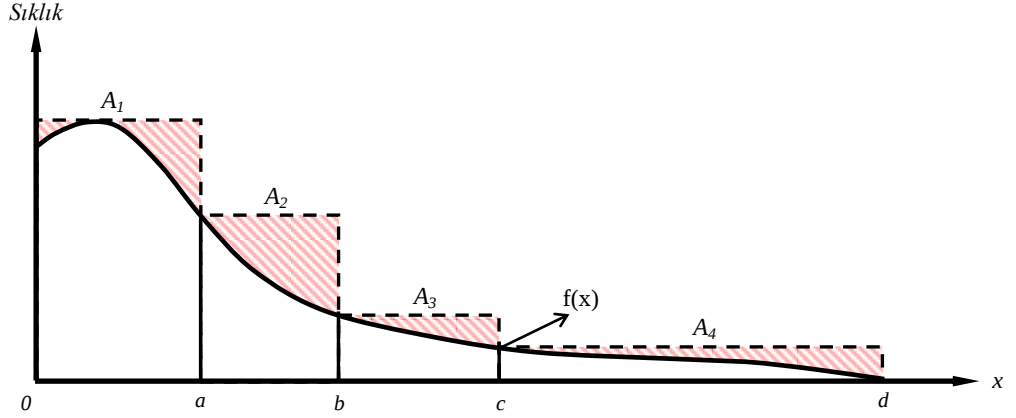
$$t_i = \frac{A_i}{A_t} \quad (3.10)$$

eşitliğinden yararlanarak hesaplanır. Düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı (q) üretilerek şu işlemler yapılır:

- i. $q < t_i$ şartına bakılır ve bu koşulun hangi aralıkta sağlandığı belirlenir
- ii. Eşitlik (3. 8) ile verilen ifadede üretilen gelişigüzel sayı (q) yerine konarak, x değeri elde edilir.
- iii. Bulunan x değeri $f(x)$ 'te yerine konarak,

$$q > f(x) / f(x)_{\max} \quad (3.11)$$

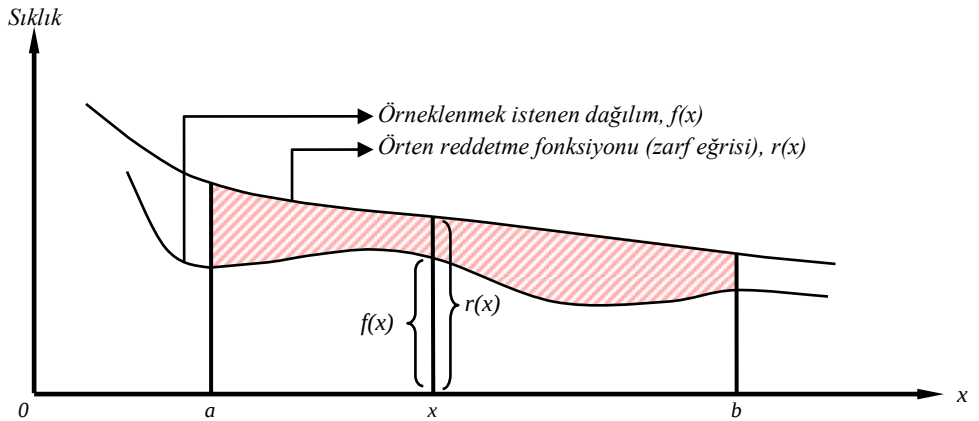
koşulunun sağlanıp sağlanmadığına bakılır. Bu koşul sağlanıyorsa, elde edilen x değeri reddedilir ve **i.** adıma geri dönülerek işlemler tekrarlanır; koşul sağlanmıyorsa aranılan x değeri bulunmuş demektir.



Şekil 3. 6. $f(x)$ fonksiyonunun parçalı reddetme yöntemi ile örneklenmesi.

3. 2. 2. 3. Zarf Eğrisi ile Reddetme

Çoğu durumlarda reddetme yönteminin verimi çok düşük olmaktadır. Bu gibi durumlarda $r(x) = \text{sabit}$ düzgün dağılımı yerine, Şekil 3. 7’de görüldüğü gibi $f(x)$ dağılımını örten bir $r(x)$ dağılımı yani *zarf eğrisi* kullanılır. $f(x)$ dağılımını örten herhangi bir $r(x)$ dağılımına da *örten reddetme fonksiyonu* adı verilir.



Şekil 3. 7. Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım, $f(x)$ ve reddetme fonksiyonu (zarf eğrisi), $r(x)$.

Örten reddetme fonksiyonu şu özellikleri sağlamalıdır:

- $a \leq x \leq b$ için $r(x) \geq f(x)$ olmalı,
- $r(x)$ dağılımına, Eşitlik (3. 5) ile verilen Temel Monte Carlo İlkesi uygulanarak, Eşitlik (3. 6) analitik olarak elde edilebilmelidir.

Bu iki şartı sağlayan birden fazla örten reddetme fonksiyonu varsa, bunlar arasından, Eşitlik (3. 7) ile tanımlanan verimi en yüksek ve en az karmaşık olanı kullanılmalıdır. Şekil 3. 7.'de görüldüğü gibi $r(x)$ ile $f(x)$ eğrileri arasında kalan alan ne kadar küçükse verim de o kadar yüksek olur.

Zarflı reddetme yönteminde, Eşitlik (3. 5)'te tanımlanan Temel Monte Carlo ilkesi, reddetme fonksiyonu $r(x)$ 'e uygulanarak, Eşitlik (3. 6) analitik olarak elde edilir. Bir q üretilerek Eşitlik (3. 6)'dan bir x sayısı bulunur. Şekil 3. 7.'de görüldüğü gibi bu x sayısının sıklığı $r(x)$ 'dir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı $f(x)/r(x)$ 'dir. İkinci bir q üretilerek,

$$q \leq f(x) / r(x) \quad (3. 12)$$

şartına bakılır. Bu şart sağlanırsa x kaydedilir, sağlanmaz ise reddedilir ve işlem tekrarlanır. Böylece, $r(x)$ dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir (Cengiz 1991).

3. 2. 2. 4. Dağılım Fonksiyonu “ $f(x) = f_1(x).f_2(x)$ ” gibi ise

Bu yöntemin uygulanabilmesi için, verilen bir dağılım (sıklık) fonksiyonu $f(x)$,

$$f(x) = f_1(x) \cdot f_2(x) \quad (3. 13)$$

şeklinde çarpanlarına ayrıldıktan sonra, $f_1(x)$ veya $f_2(x)$ Temel Monte Carlo ilkesi ile örneklenebilmelidir. Söz gelişi, $f_1(x)$ çarpanına Temel Monte Carlo ilkesi uygulanabiliyorsa, dağılım fonksiyonunu örnekleme işlemi şöyle yapılır:

- i. x_g , $f_1(x)$ çarpanın Temel Monte Carlo ilkesi ile örneklenmesinden elde gelişigüzel değişken olmak üzere, $f_2(x_g)$ hesaplanır ve $f_2(x)$ çarpanının maksimum değeri $f_2(x)_{max}$ bulunur.
- ii. 0-1 aralığında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı (q) üretilerek,

$$q < f_2(x_g) / f_2(x)_{max} \quad (3.14)$$

koşulunun sağlanıp sağlanmadığına bakılır: Bu koşul sağlanıyorsa aranan x_g değeri elde edilmiş demektir; aksi halde i. adıma geri dönülerek işlemler aynen tekrarlanır.

3. 2. 2. 5. Dağılım Fonksiyonu “ $f(x) = f_1(x) + f_2(x) + f_3(x) + \dots + f_n(x)$ ” gibi ise

$a \leq x \leq b$ aralığında verilen bir dağılım fonksiyonu $f(x)$,

$$f(x) = f_1(x) + f_2(x) + f_3(x) + \dots + f_n(x) \quad (3.15)$$

gibi her birine Temel Monte Carlo ilkesinin uygulanabileceği kısımların toplamı şeklinde yazılabiliyorsa, bu dağılımın örneklenmesinde izlenecek adımlar şöyle sıralanabilir;

- i. $i = 1, 2, 3, \dots, n$ ve $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$ Eşitlik (3.15)’te yer alan $f_i(x)$ ’lerin integre edilmesiyle elde edilen sonuçları göstermek üzere, $a \leq x \leq b$ aralığında

$$P_1 = A_1 / (A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_n)$$

$$P_2 = A_2 / (A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_n)$$

$$P_3 = A_3 / (A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_n)$$

.....

$$P_n = A_n / (A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_n)$$

şeklinde her bir kısmın kesirsel ağırlığı hesaplanır.

- ii. 0-1 aralığında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı (q) üretilerek,

$$0 \leq q < P_1 \quad \Longrightarrow \quad f_1(x)$$

$$P_1 \leq q < P_1 + P_2 \quad \Longrightarrow \quad f_2(x)$$

$$P_1 + P_2 \leq q < P_1 + P_2 + P_3 \quad \Longrightarrow \quad f_3(x)$$

.....

$$P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_{n-1} \leq q < 1 \quad \Longrightarrow \quad f_n(x)$$

kısımına göre örnekleme yapılır.

(3.17)

3.3. Yüklü Parçacıkların Enerji Kaybı

Gaz veya daha yoğun bir ortama giren yüklü parçacıklar yolları boyunca birçok etkileşme yaparlar. Ancak, mümkün olan bütün etkileşme türleri içinde, parçacığı detekte edebilmek için genellikle elektromanyetik (*Coulomb*) etkileşmeden yararlanılır. Bunun nedeni, elektromanyetik etkileşmelerin diğer etkileşmelere kıyasla çok daha büyük olasılığa sahip olmaları ve sonuçta ortamda gözlenebilen parçacıkların ortaya çıkmasıdır (*Sauli 1977*).

Herhangi bir ortama giren yüklü parçacıklar, ortamın atom ve/veya molekülleri ile ard arda elastik veya inelastik çarpışmalar yaparak ilerlerler. Parçacıklar elastik çarpışmalar sonunda enerji kaybetmeden saçılırken, inelastik çarpışmalarda ise enerjilerinin bir kısmını yada tamamını ortamdaki atom ve/veya moleküllere aktararak saçılırlar. Ard arda çok sayıda etkileşmeler sonucu ortama aktarılan toplam enerjiyi belirlemek için, parçacıkların her bir inelastik saçılma sonunda kaybettikleri enerjiyi hesaplamak yerine bir *ortalama* enerji kaybından söz etmek daha kullanışlı olur.

3. 3. 1. Bethe-Bloch Formülü

Görelî kuantum mekaniğindeki uzun çalışmalar ve uğraşılardan sonra, yüklü ağır parçacıkların madde ile Coulomb etkileşmelerinden kaynaklanan birim uzunluk başına ortalama enerji kaybına ilişkin ampirik bir ifade ilk kez *Bethe ve Bloch* tarafından ortaya atılmıştır (*Sauli 1977*). ***Bethe-Bloch formülü*** olarak adlandırılan ve kütleleri elektronunkinden daha büyük olan bütün yüklü parçacıklar için geçerli olan bu ifade aşağıdaki gibi verilir:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.18)$$

(*Gruppen 1996*).

Burada;

I : soğurucu ortamın ortalama iyonlaşma enerjisi,

N_a : Avagadro sayısı ($N_a = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$),

$$r_e : \text{klasik elektron yarıçapı, } r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$$

ϵ_0 : boşluğun dielektrik sabiti,

m_e : elektronun kütlesi,

z : temel yük biriminde gelen parçacığın yükü,

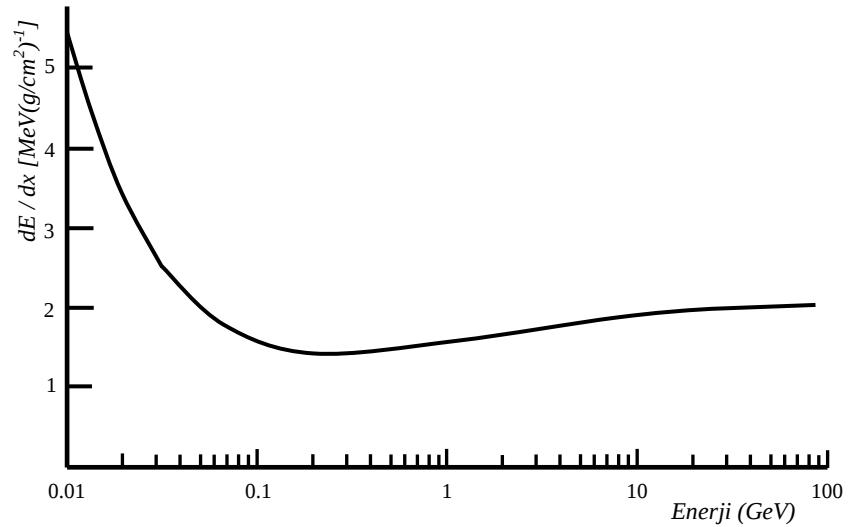
Z, A : soğurucunun atom numarası ve atom ağırlığı,

β : Eşitlik (2. 37)'de tanımlanan, gelen parçacığın c birimi ile hızı ,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

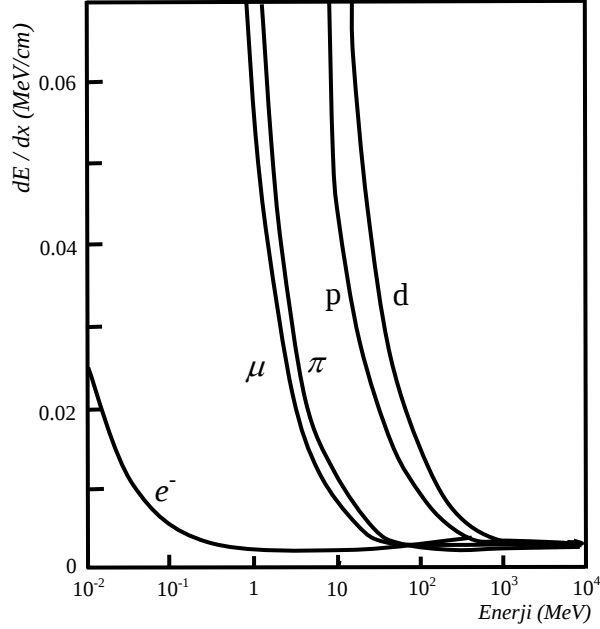
δ : β ve ortamın dielektrik sabitinin bir fonksiyonudur ve **yoğunluk etkisi** olarak adlandırılır. δ , yüklü parçacıkların, soğurucu ortamın atomlarına ait elektronlar tarafından perdelenmesi sonucu ortaya çıkan bir etkiyi belirler. Bu etki ortama bırakılan enerji miktarını azaltma eğilimindedir. Özellikle yoğunluğu fazla olan demir, kurşun gibi soğurucular için daha büyük bir öneme sahiptir. Normal basınçta tutulan gazlar ve çok yüksek olmayan enerjiler için yoğunluk etkisi ihmal edilebilir.

Şekil 3. 8.'de yüklü bir parçacığın enerjisine göre, *Bethe-Bloch formülü* ile tanımlanan diferansiyel enerji kaybının değişimi görülmektedir.



Şekil 3. 8. Demir içinde müonların enerji kaybı (Grupen 1996).

Yüklü parçacığın göreceli olmayan düşük enerji değerleri için, Eşitlik (3. 18) ile verilen Bethe-Bloch formülündeki $1/\beta^2$ baskın çarpandır: Buna göre parçacığın enerjisi arttıkça, ortamda biriken enerji miktarı hızlı bir şekilde azalır ve $\beta \cong 0.97$ ($\beta\gamma \cong 4$) yakınlarında *sabit bir minimum* değere ulaşır. Şekil 3. 9.'da bu durum, çeşitli yüklü parçacıklar için gösterilmektedir.

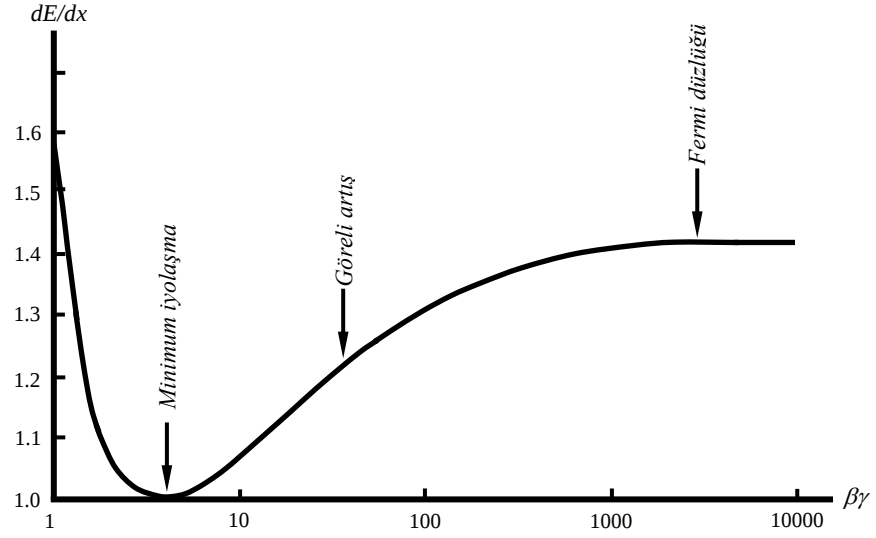


Şekil 3. 9. e^- , μ , π , p , d için hava içindeki enerji kaybı, sabit minimum iyonlaşma (Sauli 1977).

Şekilde görüldüğü gibi diferansiyel enerji kaybının en düşük değeri bütün yüklü parçacıklar için yaklaşık olarak aynıdır. Enerji kaybının sabit, en düşük değerini aldığı bu bölgeye *minimum iyonlaşma bölgesi* ve bu bölgedeki hız değerlerine sahip parçacıklara da *minimum iyonlaştırıcı parçacıklar* adı verilir.

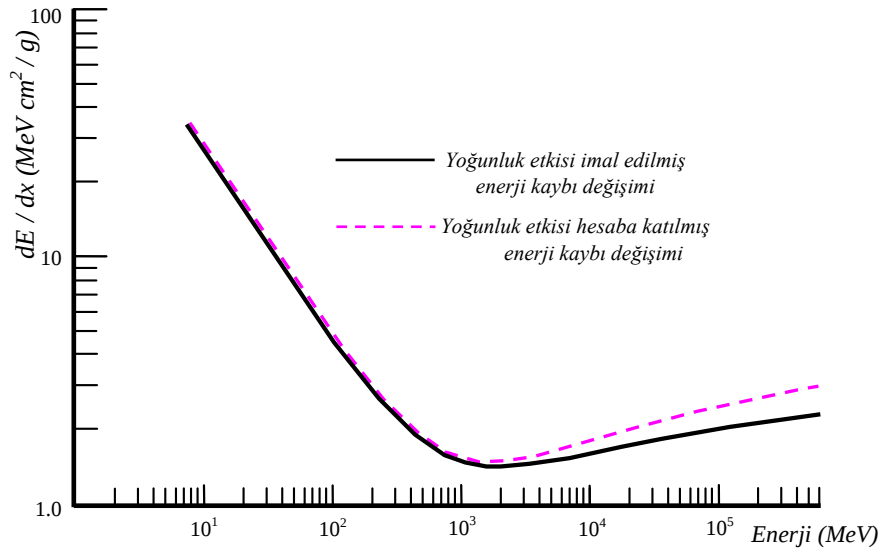
Minimum iyonlaşma bölgesi ($\beta\gamma \cong 3-4$) geçildikten sonra, Şekil 3. 10.'dan açıkça görülebileceği gibi *göreceli* enerji değerlerine ulaşılır. Bu bölgede Bethe-Bloch formülündeki $1/\beta^2$ çarpanı, $\beta \cong 1$ olacağından enerji kaybındaki baskınlığını yitirir ve ifadede yer alan logaritmik çarpanın etkisiyle parçacığın enerji kaybı hafif bir artış eğiliminde olur. Bu nedenle, bu bölgeye *göreceli artış bölgesi* denilir. γ 'nın yaklaşık

olarak 4'ten büyük değerleri için artış gösteren enerji kaybı, kabaca $2 \ln \gamma$ ile orantılı bir değişime sahiptir.



Şekil 3. 10. Yüklü bir parçacığın, minimum iyonlaşma bölgesine göre bağlı, ortalama enerji kaybı değişimi (Gilmore 1992).

Özellikle yüksek enerjilerde daha belirgin olan yoğunluk etkisi nedeniyle görelî artışta bir noktadan sonra doyuma ulaşılır. Enerji kaybında doyuma ulaşılan bu düzlüğe **Fermi düzlüğü** denilir. Şekil 3. 11.'de görelî artışın, yoğunluk etkisine bağlı değişimi gösterilmektedir.



Şekil 3. 11. Cu için dE/dx 'in yoğunluk etkisine bağlı değişimi (Leo 1987).

3. 3. 1. 1. β^- Parçacıkları için Bethe-Bloch Formülü

Beta parçacıkları radyoaktif çekirdeklerin beta bozunmaları ile ortaya çıkarlar. Z sayıda proton ve N sayıda nötrondan oluşan bir çekirdeği $A(Z, N)$ olarak temsil edilirse;

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z + 1, N - 1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{elektron yayınlanması}),$$

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z - 1, N + 1) + e^- + \nu_e \quad (\text{pozitron yayınlanması}),$$

denklemlerini yazmak mümkündür. Olaylarda bozunma enerjisi beta parçacığı, geri tepen ürün çekirdek ve nötrino veya antinötrino arasında paylaşılır. Ürün çekirdeğin geri tepme enerjisi çok küçük olduğundan ihmal edilebilir. bu nedenle beta parçacıklarının maksimum enerjisi (*uç nokta enerjisi*), yaklaşık olarak bozunma enerjisine karşılık gelir. Buna göre beta parçacıkları $E = 0$ 'dan bir maksimum enerji değeri $E = E_m$ 'ye kadar sürekli bir enerji dağılımına sahiptirler. Kinetik enerjisi E olan bir β^- parçacığının (elektron) durgun kütle enerjisi cinsinden toplam enerjisi,

$$W = 1 + \frac{E}{m_e c^2}, \quad (3. 19)$$

olmak üzere, W ile $W + dW$ enerji aralığındaki beta parçacıklarının sayısı,

$$N(W) dW = \frac{|P^2|}{\tau_0} F(Z, W) (W^2 - 1)^{1/2} (W_m - W)^2 W dW \quad (3. 20)$$

ile verilir (Evans 1955, Konopinski 1966, Wu ve Moskowsky 1966, Parker 1983).

Burada,

W_m : elektronun durgun kütle enerjisi biriminde maksimum toplam enerjisi,

$$W_m = 1 + \frac{E_m}{m_e c^2} \quad (3. 21)$$

$|P^2|$: geçiş için matris elamanının karesi,

τ_0 : zaman sabiti,

$F(Z, W)$: elektron yoğunluk oranı olarak tanımlanan karmaşık bir fonksiyondur.

Elektronlar için,

$$F(Z, W) \approx 2\pi \propto ZW/(W^2 - 1)^{1/2} \quad (3. 22)$$

olarak elde edilir (Koray 2002). Bu ifade eşıtlik (3. 3)'te kullanılırsa, β^- parçacıklarının spektrumu,

$$N(W) = Sbt \times W^2 \cdot (W_m - W)^2 \quad (3. 23)$$

şeklinde elde edilir.

β^- parçacıklarının bir ortamı geçerken enerji kaybetmeleri süreci, yüklü ağır parçacıkların enerji kaybetmeleri sürecinden daha karmaşıktır. Bu karmaşıklığın nedenleri şöyle sıralanabilir;

- yüklü ağır parçacıklardan farklı olarak,elektronlar başlangıçta sahip oldukları enerjinin büyük bir kısmını, hatta tümünü bir tek çarpışmada kaybedebilirler; ayrıca, bir çarpışma sonunda gelen elektron ile koparılan elektron aynı parçacıklar olduklarından birbirlerinden ayırt edilemezler,
- düşük enerjili elektronlar için enerji kaybı esas olarak, soğurucu ortamın atomlarının uyarılması veya iyonlaştırılması şeklinde olurken, yüksek enerjili elektronlar için ışımaya yoluyla (*Bremsstrahlung*) kaybı daha baskındır,
- beta bozunması sonucunda yayınlanan elektronlar sürekli bir enerji dağılımına sahiptirler (Şahin 1989).

Sıralanan bu etkenlerden dolayı daha önce Eşıtlik (3. 18) ile yüklü ağır parçacıkların herhangi bir ortamdaki ortalama diferansiyel enerji kaybına ilişkin verilen Bethe-Bloch formülü, β^- parçacıkları için biraz değişikliğe uğramalıdır. Buna göre β^- parçacıkları için Bethe-Bloch formülü şöyle verilir;

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma-1}}{\sqrt{2} I} + \frac{1}{2}(1-\beta^2) - \frac{2\gamma-1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 \right]$$

(3. 24)

(Gruppen 1996).

3. 3. 1. 2. Bileşik ve Karışımlar için Bethe-Bloch Formülü

Eşitlik (3. 18) ile verilen ortalama, diferansiyel enerji kaybı ifadesi saf elementler için tanımlanmıştır. Bu ifadenin bileşik veya karışımlar için kullanılabilmesi için her bir elementin ağırlıklı ortalaması alınmalıdır. *Bragg* kuralına göre, bileşik ve karışımlar için enerji kaybı şöyle verilir;

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{w_1}{\rho_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_1 + \frac{w_2}{\rho_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_2 + \dots + \frac{w_n}{\rho_n} \left(\frac{dE}{dx} \right)_n \quad (3. 25)$$

(Leo 1987). Burada,

$\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$: bileşik veya karışımdaki her bir elementin yoğunluğu,

$w_1, w_2, \dots, w_n$: her bir elementin kesirsel ağırlığıdır.

Örneğin, bir M molekülündeki i . elemente ait atomların sayısı a_i ise, i . elementin kesirsel ağırlığı,

$$w_i = \frac{a_i A_i}{A_m} \quad (3. 26)$$

olur. Burada, A_i i . elementin atom ağırlığı olmak üzere,

$$A_m = \sum_{i=1}^n a_i A_i \quad (3. 27)$$

şeklinde tanımlanır. Buna göre, (3. 25) eşitliği açık bir şekilde yazılıp düzenlenirse, Eşitlik (3. 18)'de doğrudan kullanılabilen Z , A , I gibi fiziksel parametreler için etkin değerler, şöyle tanımlanır;

$$Z_{et} = \sum_{i=1}^n a_i Z_i \quad (3. 28)$$

$$A_{et} = \sum_{i=1}^n a_i A_i \quad (3. 29)$$

$$\ln I_{et} = \sum_{i=1}^n \frac{a_i Z_i \ln I_i}{Z_{et}} \quad (3. 30)$$

$$\rho_{et} = \sum_{i=1}^n \frac{a_i Z_i \rho_i}{Z_{et}} \quad (3. 31)$$

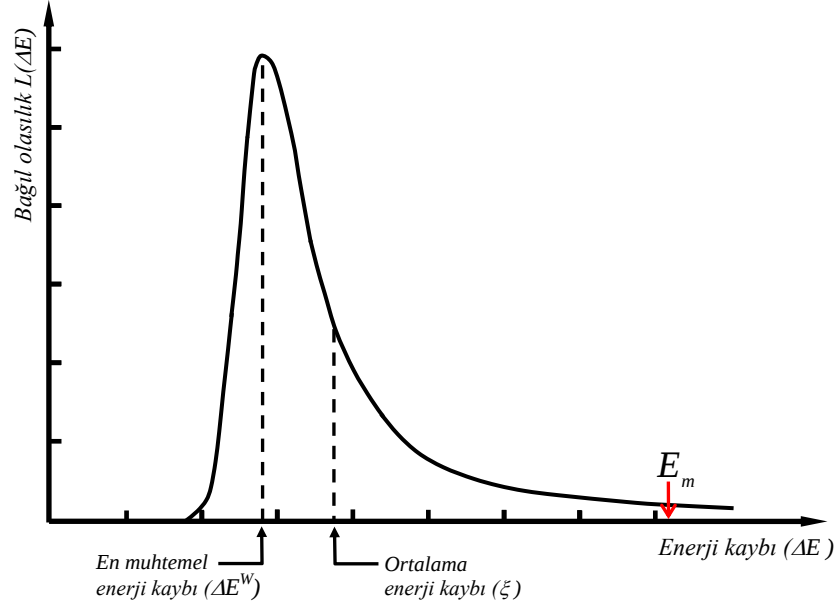
Böylece, daha önce sadece saf elementler için verilen Bethe-Bloch formülü bileşik ve karışımlar için de geçerli olur.

3. 3. 2. Landau Dağılımı

Bethe-Bloch formülü parçacıkların, sadece ortalama enerji kaybı hakkında bilgi vermektedir. Gerçekte, enerji kaybı gelişigüzel bir süreçtir. Gelişigüzellik özellikle gazlar gibi ince soğurucularda ortalama enerji kaybı değerinden büyük sapmalara neden olur. Bu yüzden enerji kaybını belirlemek için uygun bir dağılım elde edilmelidir. Bu dağılım ilk kez 1944 yılında bir Rus teorik fizikçi olan *Landu* tarafından S^s fonksiyonunun ters Laplace dönüşümü ile aşağıdaki gibi ortaya atılmıştır:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\lambda + e^{-\lambda} \right) \right] \quad (3. 32)$$

(Gruppen 1996). Burada, $L(\lambda)$ çarpışma olasılığı, λ ise en muhtemel enerji kaybından sapmayı temsil eden değişkendir. Buna göre enerji kaybının Landau dağılımı genel olarak Şekil 3. 12.'deki gibi gösterilebilir.



Şekil 3.12. Enerji kaybının Landau dağılımı genel şekli.

En muhtemel enerji kaybından sapma,

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^W}{\xi} \quad (3.33)$$

bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıda, Şekil 3. 12.'den de açıkça görüldüğü gibi parçacığın x kalınlığında bir madde içindeki gerçek enerji kaybı ΔE , en muhtemel enerji kaybı ise ΔE^W ile temsil edilmektedir. Örneğin, bir Rh^{106} kaynağından yayınlanan ve maksimum enerjisi 3.54 MeV olan elektronların (β^- parçacıkları), Argon gazı içindeki en muhtemel enerji kaybı,

$$\Delta E^W = \xi \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \xi \right) - \beta^2 + 0.423 \right] \quad (3.34)$$

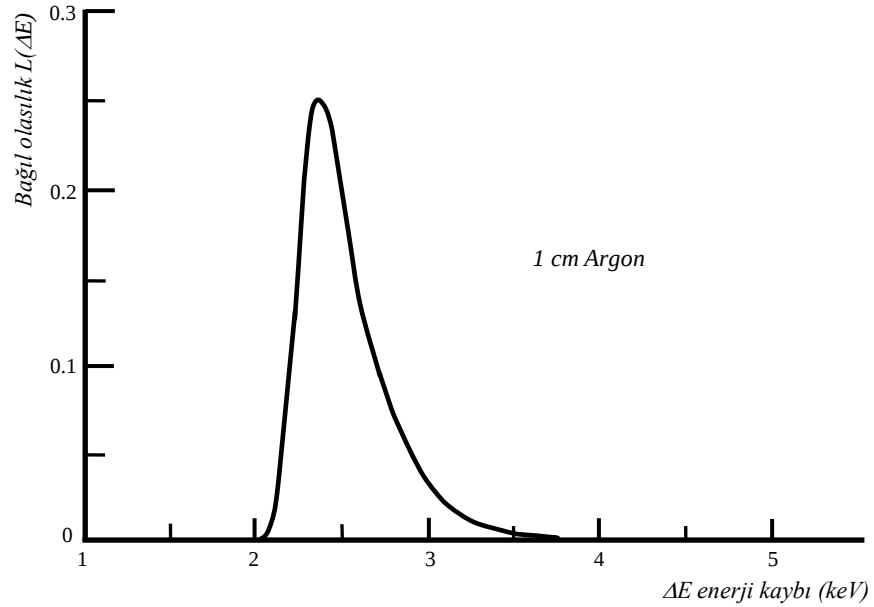
ile verilir (Gruppen 1996). ξ , Bethe-Bloch formülündeki ortalama enerji kaybıdır ve

$$\xi = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \rho x \quad (3.35)$$

ile veya kısaca $X = \rho x$ olmak üzere,

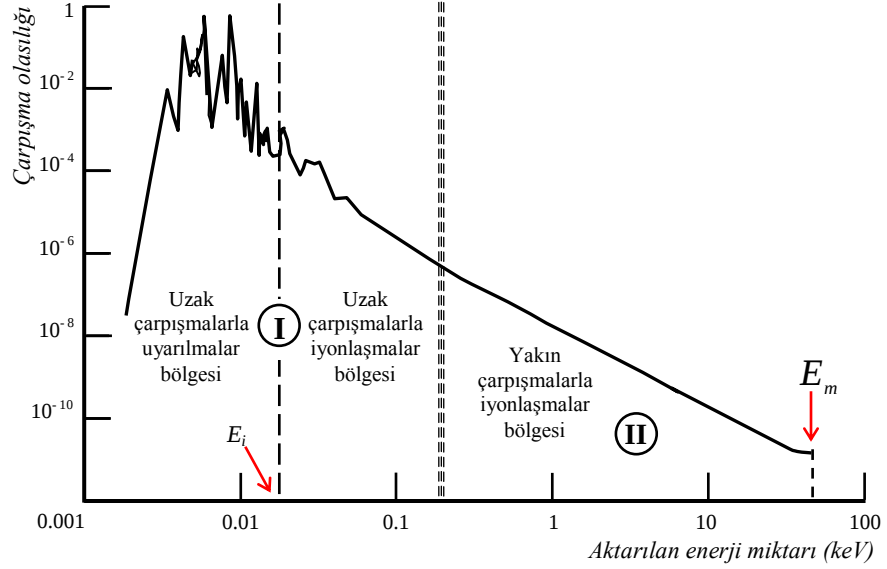
$$\xi = \frac{0.1536}{\beta^2} \frac{Z}{A} X \quad (3.36)$$

şeklinde ifade edilir. Burada, ρ (g/cm^3) soğurucunun hacimsel yoğunluğu, x (cm) ise soğurucunun kalınlığıdır. Şekil 3. 13., 250 MeV enerjili elektronların, 1 cm kalınlığında argon gazı içindeki en muhtemel enerji kaybının, (3. 34) eşitliğinden hesaplanan değerle ($\Delta E^W = 2.4$ keV) yaklaşık aynı olduğunu göstermektedir.



Şekil 3. 13. 250 MeV enerjili elektronların 1 cm kalınlığında Argon gazı içindeki Landau enerji kaybı dağılımı (Gruppen 1996).

Landau enerji kaybı dağılımının daha iyi anlaşılabilmesi için Şekil 3. 14.'ten yararlanılabilir. Yüklü parçacıkların ince bir soğurucu ortamla etkileşme mekanizması, şekilden de açıkça görüldüğü gibi *uzak ve yakın çarpışmalar* olarak iki sınıfta toplanabilir.



Şekil 3. 14. 100 keV enerjili elektronların, su içinde Landau enerji kaybı dağılımındaki uzak ve yakın çarpışmalar (I-II) (Sauli 1977).

Uzak çarpışmaların olasılığı yüksektir. Bu çarpışmalarda yüklü parçacık tarafından ortama aktarılan enerji miktarı, ancak ortamın iyonlaşma enerjisi (E_i) mertebesinde olur. Düşük olasılıklı yakın çarpışmalarda ise ortamdan koparılan elektronların enerjileri oldukça büyük değerlere ulaşabilmektedir. Landau dağılımının uzun kuyruğu bu yüksek enerjili elektronların (δ -elektronlarının) soğurulmasından ileri gelmektedir. Şekil 3. 14.'te E_m , yakın çarpışmalarda üretilen elektronlara tek bir çarpışmada aktarılabilecek maksimum enerjiyi temsil etmektedir. Göreli, iki cisim kinematiğine göre, yüklü, ağır parçacıklar için çarpışma başına aktarılabilen maksimum enerji miktarı (E_M);

$$E_M = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2, \quad (3.37)$$

olurken, elektronlar için bu değer,

$$E_M = \gamma m_e c^2 \quad (3.38)$$

olarak verilir (Gruppen 1996).

3. 3. 3. Birincil ve Toplam İyonlaşma

Yüklü bir parçacığın girdiği ortam içerisinde, izi boyunca elektron-iyon çiftleri oluşturmaya *birincil iyonlaşma süreci* denilir. Eğer, birincil iyonlaşma süreci sonunda üretilen elektronlara aktarılan enerji miktarı, ortamın iyonlaşma enerjisinden daha büyük ise, bunlar da *ikincil iyonlaşma süreci* olarak adlandırılan yeni elektron-iyon çiftleri oluşturabilirler. Birincil iyonlaşma ile üretildikten sonra, bulunduğu ortam içerisinde iyonlaşmalara neden olabilen bu yüksek enerjili elektronlara δ (**delta**) **elektronları** adı verilir. Her iki iyonlaşma süreci ile üretilen toplam elektron-iyon çifti sayısı n_T ;

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (3. 39)$$

ile verilir. Burada,

ΔE : gelen parçacığın, incelenen ortam içindeki enerji kaybı,

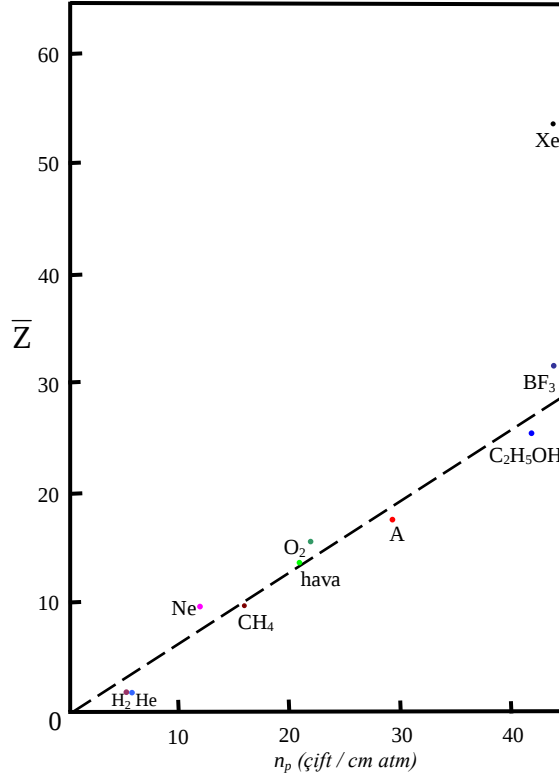
W_i : bir elektron-iyon çifti oluşturmak için gerekli ortalama enerjidir.

Herhangi bir ortamın W_i değeri, göreceli incelenen parçacıklar için sabit iken, göreceli olmayan durumlarda, parçacığın enerjisi arttıkça W_i değerinde de çok küçük bir artış gözlenir. Çizelge 3. 3.'te atmosfer basıncında tutulan ve sayaçlarda yaygın olarak kullanılan gazların çeşitli fiziksel özellikleri verilmiştir.

Çizelge 3. 3. Gazların bazı fiziksel özellikleri (*Gruppen 1996, Blum ve Rolandi 1993*).

Gaz	$\bar{Z}$	A	Yoğunluk δ (g/cm ³)	I (eV)	W_i (eV)	n_p (cm ⁻¹)	n_T (cm ⁻¹)
H ₂	2	2.016	$8.99 \cdot 10^{-5}$	19.2	37	5.2	9.2
He	2	4.003	$1.78 \cdot 10^{-4}$	41.8	41	5.9	7.8
N ₂	14	28.01	$1.25 \cdot 10^{-3}$	82	35	10	56
O ₂	16	32.00	$1.43 \cdot 10^{-3}$	95	31	22	73
Ne	10	20.18	$9.00 \cdot 10^{-4}$	137	36	12	39
Ar	18	39.95	$1.78 \cdot 10^{-3}$	188	26	29	94
Kr	36	83.8	$3.74 \cdot 10^{-3}$	352	24	22	192
Xe	54	131.3	$5.89 \cdot 10^{-3}$	482	22	44	307
CO ₂	22	44.00	$1.98 \cdot 10^{-3}$	85	33	34	91
CH ₄	10	16.04	$7.17 \cdot 10^{-4}$	41.7	28	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58.12	$2.67 \cdot 10^{-3}$	48.3	23	46	195

Çizelge 3. 3'e bakıldığında n_p , birincil (*primary*) elektron-iyon çifti sayısının yaklaşık olarak soğurucu gazın ağırlıklı atom numarası ile doğru orantılı olduğu görülmektedir (Sauli 1977). Normal şartlar altında çeşitli gazlar için, minimum iyonlaştırıcı parçacıklar tarafından, birincil iyonlaşma süreci sonunda, birim uzunluk başına üretilen elektron-iyon çiftleri sayısının (n_p), ortamın ağırlıklı atom numarasına göre değişimi Şekil 3. 15.'de gösterilmiştir.



Şekil 3. 15. Birincil elektron iyon çifti sayısının $\bar{Z}$ ile değişimi (Sauli 1977).

Şekil 3. 15.'ten yararlanılarak Çizelge 3. 3'te yer almayan diğer atom veya moleküller için (Xe hariç) n_p değerlerini tahmin etmek mümkündür.

3. 4. β^- Parçacıklarının Enerji Dağılımının Örneklenmesi

$Sr-90$ kaynağından yayınlanan ve $E_k = 10 \text{ keV}$ kesilim enerjisi ile $E_m = 546 \text{ keV}$ uç nokta enerjisi arasında sürekli bir enerji spektrumuna sahip olan β^- parçacıklarının enerji dağılımının örneklenmesinde, Eşitlik (3. 23) ile verilen ifade kullanılmıştır. Bu ifadeye Temel Monte Carlo ilkesi uygulandığında analitik bir çözüm elde etmek mümkün değildir. Bu nedenle örnekleme için, Kesim 3. 2. 2. 4'te ayrıntılı olarak anlatılan reddetme yöntemi uygulanmıştır. Bunun için izlenen adımlar aşağıdaki gibi özetlenebilir:

- i. Eşitlik (3. 23) ile verilen dağılım ifadesindeki sabit, dağılımın biçimlenmesinde herhangi bir etkiye sahip olmadığından bu ifade,

$$N(W) = Sbt \cdot W^2 \cdot (W_m - W)^2 = h_1(W) \cdot h_2(W) \quad (3. 40)$$

şeklinde çarpanlarına ayrılır.

- ii. W_k , elektronun durgun kütle enerjisi biriminde kesilim enerjisi olmak üzere, Eşitlik (3. 40)'ta yer alan $h_1(W) = W^2$ çarpanına, W_k ile W_m aralığında Temel Monte Carlo ilkesi uygulanarak,

$$W = \left[q \left(W_m^3 - W_k^3 \right)^{1/3} + W_k^3 \right]^{1/3} \quad (3. 41)$$

elde edilir ve 0-1 arasında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı (q) üretilerek W örneklenir.

- iii. Üretilen gelişigüzel bir sayı (q) ile, $h_2(W) = (W_m - W)^2$ çarpanına göre,

$$q < (W_m - W)^2 \quad (3. 42)$$

koşulunun sağlanıp sağlanmadığına bakılır. Koşul sağlanıyorsa W örneklenmiş olur; sağlanmıyorsa bulunan W değeri reddedilip, ii. basamağa geri dönülerek işlemler aynen tekrarlanır. Böylece, örneklenen W değeri Eşitlik (3.19)'da yerine konulursa β^- parçacığının enerjisi bulunabilir.

3. 5. Enerji Kaybının Landau Dağılımının Örneklenmesi

Sürüklenme odasına giren ve enerjisi *Kesim 3. 4.*'teki tartışmalarla belirlenen tek bir β^- parçacığının, ortamda *kaybedeceği* enerjinin *Landau* dağılımını örneklemek için, Eşitlik (3. 32) ile verilen ifade kullanılmıştır. Bu ifadeye Temel Monte Carlo ilkesi uygulandığında analitik bir çözüme ulaşılamadığından, β^- parçacıklarının enerji dağılımının örneklenmesinde olduğu gibi, *Kesim 3. 2. 2. 4.*'te anlatılan reddetme yöntemi kullanılmıştır. Eşitlik (3. 32)'de yer alan $1/\sqrt{2\pi}$ çarpanı, enerji kaybı dağılımının biçimlenmesinde herhangi bir etkiye sahip olmadığından, örnekleme için kullanılan (3. 32) eşitliğini, $A 1/\sqrt{2\pi}$ sabitini göstermek üzere;

$$L(\lambda) = A \cdot e^{-1/2\lambda} \cdot e^{-1/2 \cdot e^{-\lambda}} = h_1(\lambda) \cdot h_2(\lambda) \quad (3. 43)$$

şeklinde çarpanlarına ayırmak mümkündür. Örneklemede izlenecek adımlar şöyle özetlenebilir:

- i. Eşitlik (3. 43)'teki $h_1(\lambda) = e^{-1/2\lambda}$ çarpanına, $(-a, +\infty)$ aralığında Temel Monte Carlo ilkesi uygulanarak elde edilen,

$$q = \frac{\int_{-a}^{\lambda} e^{-x/2} dx}{\int_{-a}^{+\infty} e^{-x/2} dx} \quad (3. 44)$$

denkleminin tersine çözümünden,

$$\lambda = -2 \ln(q) - a \quad (3. 45)$$

ifadesine ulaşılır.

- ii. $0-1$ aralığında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı (q) üretilerek, (3. 45) eşitliği ile en muhtemel enerji kaybından sapma (λ) örneklenir (λ 'nın örneklenmesinde a için uygun bir değer olarak $a = 5$ alınmıştır).

iii. $h_2(\lambda) = e^{-1/2 \cdot e^{-\lambda}}$ çarpanına göre,

$$q > e^{-1/2 \cdot e^{-\lambda}} \quad (3.46)$$

koşulunun sağlanıp sağlanmadığına bakılır. Bu koşul sağlanıyorsa bulunan λ değeri reddedilip, ii. basamağa dönülerek işlemler aynen tekrar edilir; koşul sağlanmıyorsa λ değeri örneklenmiş olur.

3. 5. 1. Enerji Kaybının Landau Dağılımı ile n_T 'nin Hesaplanması

Tek bir β^- parçacığının, d (cm) kalınlığındaki gaz ortamını geçtikten sonra kaybettiği enerji miktarı (ΔE) hesaplanarak, Eşitlik (3. 39) ile ortamda oluşturulan toplam elektron-iyon çifti sayısı (n_T) bulunabilir. Bunun için, *Kesim 3. 5.*'te anlatılan yöntemle örneklenen λ değeri, Eşitlik (3. 33)'te yerine konularak, gerçek enerji kaybına ilişkin,

$$\Delta E = \lambda \cdot \xi + \Delta E^w \quad (3.47)$$

ifadesi yazılabilir. Daha önce *Kesim 3. 3. 2.*'de, Eşitlik (3. 35) ile ortalama enerji kaybı olarak tarif edilen ξ 'nin hesaplanması için, Çizelge 3. 3.'te sunulan değerlerden yararlanılabilir. İncelenen sürüklenme odası %90 Argon ve %10 Metan gaz karışımı ile dolu olduğundan, ξ 'yi hesaplamak için gerekli etkin değerler, Eşitlik (3. 28), (3. 29) ve (3. 31)'den;

$$Z_{et} = 17.2, \quad A_{et} = 37.51, \quad \rho_{et} = 1.744 \cdot 10^{-3} (g / cm^3)$$

olarak bulunur. Bu değerler ile d ortamın cm biriminde kalınlığını temsil etmek üzere ξ ,

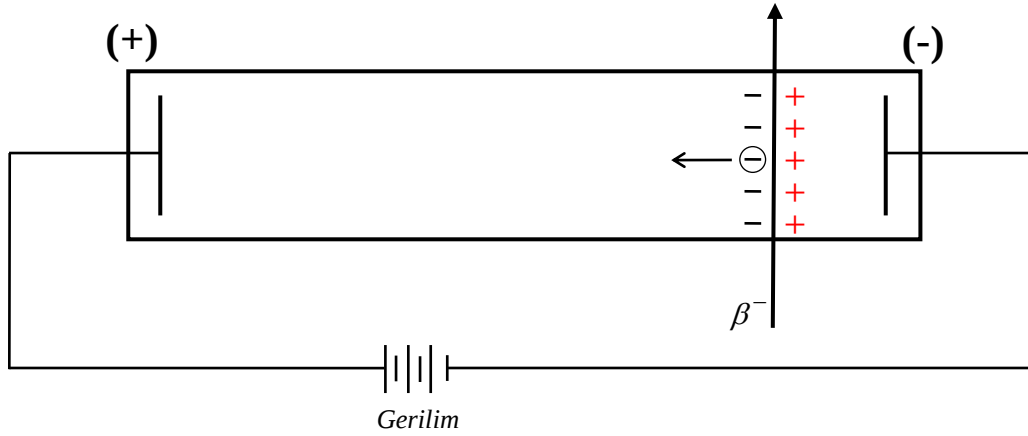
$$\xi = 1.23 \cdot 10^{-4} d / \beta^2 \quad (3.48)$$

şeklinde yazılabilir. Bununla birlikte, Eşitlik (3. 47)'deki en muhtemel enerji kaybını (ΔE^w) hesaplamak için, Eşitlik (3. 34) ile verilen ifade kullanılır. Bu ifadede yer alan ortamın iyonlaşma enerjisinin etkin değeri (I_{et}), ve Çizelge 3.3.'ten yararlanarak Eşitlik (3. 30) ile hesaplanır.

3. 6. Elektron Sürüklenmesinin Benzetimi

Sürüklenme odasına giren β^- parçacığı çok sayıda elektron-iyon çiftleri oluşmasına neden olur. İyonlaşma sonucu serbest kalan elektronlar anoda, iyonlar ise katoda doğru sürüklenmeye başlarlar. Elektronların kütlesi iyonlara göre çok küçük olduğundan, çok daha çabuk anoda vararak sinyal oluşumuna yol açarlar. Bu nedenle, bu çalışmada iyonların hareketi göz önüne alınmaksızın, yalnızca elektronların sürüklenmeleri dikkate alınmıştır.

Geliştirdiğimiz programda, Şekil 3.16.'da gösterilen, iyonlaşma sonucu serbest kalan ve başlangıçta termal denge enerjisine sahip olduğunu varsaydığımız (normal şartlarda $E_e \cong 0.04 \text{ eV}$) elektronun, sürüklenme odası içindeki hareketini taklit ederek, sürüklenme süresini tayin etmeye çalıştık.



Şekil 3. 16. Sürüklenme odasında oluşturulan serbest elektronların takibi

Gelişigüzel hareketler nedeniyle elektronların, elektrik alana dik doğrultulardaki hareketleri bileşkesi sıfır olacağından, bu çalışmada elektronun yalnızca *alan doğrultusundaki hareketi* dikkate alınmıştır. Programın akışı aşağıdaki basamaklarla özetlenebilir:

1. Elektronun serbest kaldığı anda alan doğrultusunda hiç yol almadan, hemen etkileşme yapacağı varsayılarak, anoda doğru yer değiştirme $\Delta x = 0$ ve sürüklenme süresi $t_d = 0$ alındı.

2. Elektronun sahip olduğu enerji miktarı 0.04 eV alındı.

3. Sürüklenme odasındaki gaz karışım oranı %90 Argon, %10 Metan olduğundan, elektronun bu olasılıklarla Argon veya Metan ile etkileşeceği varsayıldı. q 0-1 arasında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı olmak üzere,

$$q < 0.9$$

ise etkileşmenin Argon ile, aksi halde Metan ile olduğuna karar verildi. Etkileşme Argonla ise elektronun geliş enerjisiyle (E_{ilk}) *Ek-1.*'de anlatıldığı gibi esnek, uyarılma ve iyonlaşma tesir kesitleri hesaplanarak, bir alt programda önce etkileşme türü örneklendi. Etkileşme esnek ise elektronun geliş enerjisi (E_{ilk}) değiştirilmeden, saçılma açısının kosinüsü *Ek-2.*'de verilen yöntemle belirlendi. Etkileşme uyarılma ise saçılma açısı, argonun ortalama uyarılma enerjisi $E_u = 12.488 \text{ eV}$ olmak üzere,

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{E_u}{E_{ilk}}} \quad , \quad \cos \theta = \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \quad (3. 49)$$

olarak tayin edildi ve etkileşme sonrası enerji (E_{son}),

$$E_{son} = E_{ilk} - E_u \quad (3. 50)$$

olarak belirlendi. Etkileşme iyonlaşma ise $E_i = 15.283 \text{ eV}$ en dış kabuk için iyonlaşma enerjisi olmak üzere, elektronun kaybedeceği enerji miktarı (ΔE), *Ek-3.*'te verilen yöntemle örneklendi. Tayin edilen ΔE değeri için elektronun saçılma açısı,

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{\Delta E}{E_{ilk}}} \quad , \quad \cos \theta = \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \quad (3. 51)$$

olarak belirlendi ve etkileşme sonrasındaki enerji,

$$E_{son} = E_{ilk} - \Delta E \quad (3. 52)$$

ile hesaplandı.

Etkileşme Metanla ise esnek, uyarılma, birinci ve ikinci titreşimsel uyarılma, iyonlaşma tesir kesitleri hesaplanarak (*Ek-1.*), Argonda olduğu gibi bir alt programla etkileşmenin türü örneklendi. Etkileşme esnek ise $E_{ilk} = E_{son}$ alındı ve saçılma açısının kosinüsü argondaki gibi belirlendi. Etkileşme uyarılma ise $E_u = 9.2 \text{ eV}$ alınarak, Eşitlik (3. 49)'dan elektronun saçılma açısının kosinüsü ve Eşitlik (3. 50)'den de etkileşme sonrası enerji değeri (E_{son}) hesaplandı. Etkileşme birinci veya ikinci titreşimsel uyarılma ise uyarılma enerjileri sırasıyla $E_{ut1} = 0.15908 \text{ eV}$, $E_{ut2} = 0.366 \text{ eV}$ alınarak, (3. 49) eşitliğinden saçılma açılarının kosinüsleri ve eşitlik (3. 50)'den etkileşme sonrası enerji değerleri hesaplandı. Etkileşme iyonlaşma ise en dış kabuk iyonlaşma enerjisi $E_i = 13.24 \text{ eV}$ alınarak, Argonda olduğu gibi elektronun enerji kaybı ΔE örneklendi. Tayin edilen ΔE değeri için elektronun saçılma açısının kosinüsü Eşitlik (3. 51)'den, etkileşme sonrası enerji değeri (E_{son}) ise Eşitlik (3. 52)'den hesaplandı.

Elektronun etkileşme sonrası enerjisiyle (E_{son}) *Ek -1.*'de anlatıldığı gibi Argonun esnek, uyarılma, iyonlaşma ve metanın esnek, uyarılma, birinci ve ikinci titreşimsel uyarılma, iyonlaşma tesir kesitleri hesaplandı. Eşitlik (2. 28)'deki gibi Argon ve Metanın toplam tesir kesitleri hesaplandı. Sürüklenme odasındaki gaz karışım oranına göre ağırlıklı ortalama ile toplam makroskobik tesir kesiti bulundu. *Ek-4.*'de ayrıntılı olarak anlatıldığı gibi elektronun (ortalama) serbest yolu (ℓ) örneklendi. E_{son} enerji değeriyle,

$$v_{son} = \sqrt{3.517 \cdot 10^{15} \cdot E_{son}} \quad (3. 53)$$

eşitliğinden elektronun, etkileşmeden hemen sonraki hız değeri belirlendi ve alan doğrultusundaki hız bileşeni,

$$v_{sonx} = v_{son} \cdot |\cos \theta| \quad (3. 54)$$

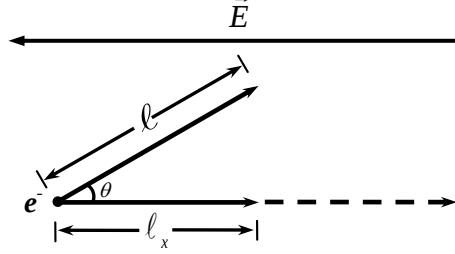
ile hesaplandı.

4. Elektronun elektrik alan doğrultusunda yaptığı hareket, doğrudan saçılmadan sonraki açı ile ilgilidir. Bu nedenle elektronun, alan içindeki hareketi, aşağıdaki gibi $\cos \theta$ ile birlikte irdelenmiştir.

a. $\cos\theta > 0$ ise Şekil 3. 17.'den görüldüğü gibi elektronun, ileri doğru saçılacağı ve alan doğrultusundaki ortalama serbest yolunun (ℓ_x),

$$\ell_x = \ell \cdot \cos\theta \quad (3. 55)$$

olacağı düşünüldü.

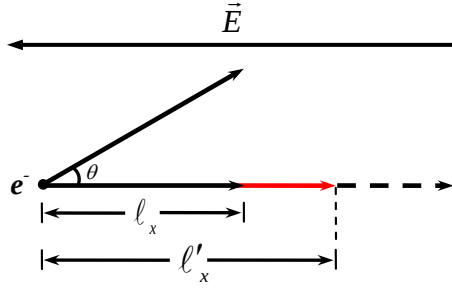


Şekil 3. 17. Elektronun ileri doğru saçılması.

Eşitlik (3. 54) ve (3. 55)'ten elektronun bu yolu alması için gereken süre yani sürüklenme süresi (t_d),

$$t_d = \ell_x / v_{sonx} \quad (3. 56)$$

ile hesaplandı. Elektrik alan nedeniyle bir ivmelenme de söz konusu olduğundan, ileri doğru saçılan elektronun, alan doğrultusundaki serbest yoldan daha fazla yol alacağı varsayıldı.



Şekil 3. 18. Ortalama serbest yola elektrik alanın katkısı.

Bu varsayım altında elektronun, t_d süresince bir sonraki etkileşmeye kadar gideceği yol;

$$\ell'_x = \ell_x + \underbrace{\frac{1}{2}at_d^2}_{\text{Sürüklenme terimi}} \quad (3. 57)$$

olarak tayin edildi. Burada elektronun etkileşmeler arasında ivmesi (a), E sürüklenme odasının levhaları arasındaki elektrik alan şiddeti olmak üzere,

$$a = 1.75851 \cdot 10^{15} \cdot E \quad (3.58)$$

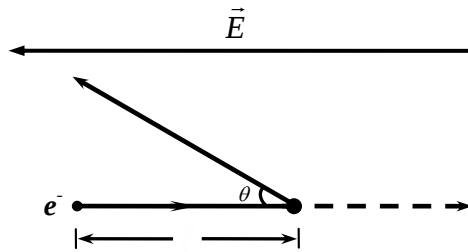
ile belirlendi. ℓ'_x yolunu alarak, yeni bir etkileşme noktasına geldiği varsayılan elektronun, elektrik alanın katkısıyla birlikte sahip olacağı enerji miktarının (E_{yeni}),

$$E_{yeni} = E_{son} + e \cdot E \cdot \ell'_x \quad (3.59)$$

olacağı düşünüldü.

İleri saçılma öncesinde gidilen yola ℓ'_x eklenerek elektronun anoda doğru aldığı toplam sürüklenme mesafesi bulundu (Δx); benzer şekilde saçılma öncesi geçen süreyle t_d toplanarak, elektronun bu yolu gitmesi için gereken toplam sürüklenme süresi hesaplandı.

b. $\cos\theta < 0$ ise elektronun, etkileşme sonrasında geri saçılacağı düşünüldü ve üzerine etkiyen hareketine zıt yönlü elektrostatik kuvvet nedeniyle yavaşlayarak, alan doğrultusundaki hız bileşeni sıfır oluncaya kadar ($v_{sonx} = 0$), Şekil 3. 19.'dan görüldüğü gibi geriye doğru yol alacağı varsayıldı.



Şekil 3. 19. Elektronun geriye doğru saçılması.

Bu varsayım altında elektronun, geriye doğru gideceği yol (ℓ_g),

$$\ell_g = \frac{E_{son}}{e \cdot E} \cos^2 \theta \quad (3.60)$$

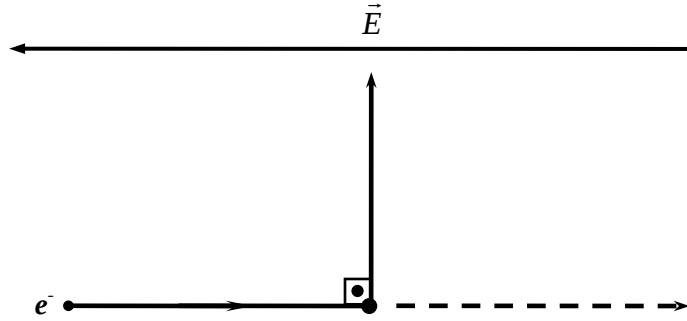
ile, geriye gitme süresi (t_g) ise,

$$t_g = 2 \cdot \ell_g / v_{sonx} \quad (3.61)$$

ile hesaplandı.

Geri saçılma öncesinde gidilen yoldan ℓ_g çıkarılarak, elektronun anoda doğru aldığı toplam yol (Δx) ve saçılma öncesi geçen süreye t_g eklenerek toplam sürüklenme süresi hesaplandı. Hareketi incelenen elektronun takibini sürdürebilmek için ikinci basamağa geri dönülerek işlemler aynen tekrar edildi.

c. $\cos\theta = 0$ ise Şekil 3. 20.'den görüldüğü gibi elektronun *enine* yani elektrik alan doğrultusuna dik doğrultuda saçılacağı düşünüldü. Elektronun alan doğrultusundaki hız bileşeni sıfır olduğundan üçüncü basamağa geri dönülerek işlemler aynen tekrarlandı.



Şekil 3. 20. Elektronun enine saçılması.

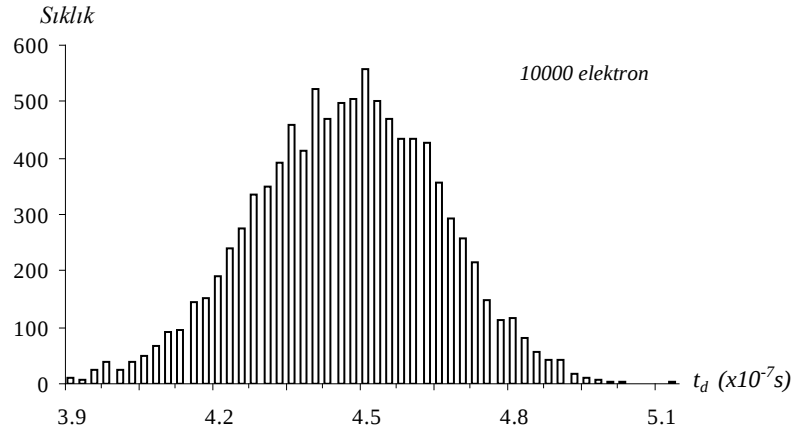
X elektronun serbest hale geldiği yer ile anot düzlemi arasındaki uzaklık, Δx toplam sürüklenme mesafesi olmak üzere,

$$\Delta x < X \quad (3.62)$$

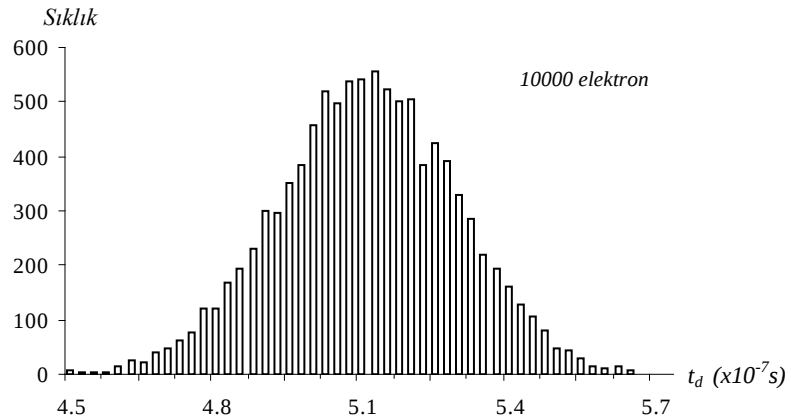
ise elektronun anoda ulaşmadığı düşünüldü ve ikinci basamağa dönüldü; aksi halde elektronun anoda varacağı düşünüldü, diğer bir serbest elektronun takibi için birinci basamağa dönülerek işlemler aynen tekrar edildi. Bu işlemlere ortamdaki serbest elektronların tamamının takibi sonlanıncaya kadar devam edildi.

4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

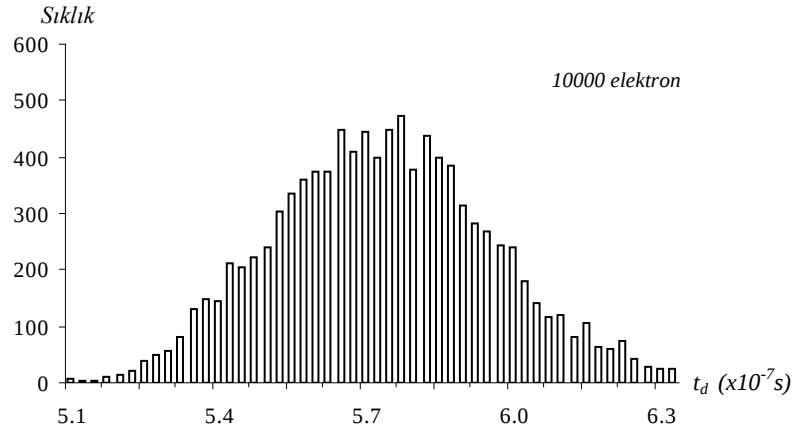
Hazırladığımız benzetişim programı, Çizelge 3. 1.'de yer alan çeşitli gerilim ve uzaklık değerleri için çalıştırılarak, ulaşılan hesaplama sonuçları ile deneysel veriler karşılaştırılmıştır. Sırasıyla 3.5 cm, 4.0 cm, 4.5 cm, 5.0 cm, 5.5 cm, 6.0 cm, 6.5 cm ve 7.0 cm'lik anot uzaklıkları için 1200 V gerilim değeri altında elde edilen sürüklenme süresi dağılımları, Şekil 4. 1., 4. 2., 4. 3., 4. 4., 4. 5., 4. 6., 4. 7. ve 4. 8.'de verilen grafiklerle sunulmuştur. Her bir uzunluk için 10000 elektronun takibi yapılarak bulunan hesap sonuçları, sürüklenme sürelerinin ortalama değerlerinin, mertebe bakımından deneysel verilerle (Çizelge 3. 1.) uyumlu olduğunu göstermiştir. Ayrıca grafiklerdeki dağılımlardan anlaşılabileceği gibi hesaplamalar sonucunda, farklı zamanlarda anoda varan elektronların, osiloskopta oluşturdukları sinyal ile benzer bir sinyal şekli elde edilmiştir.



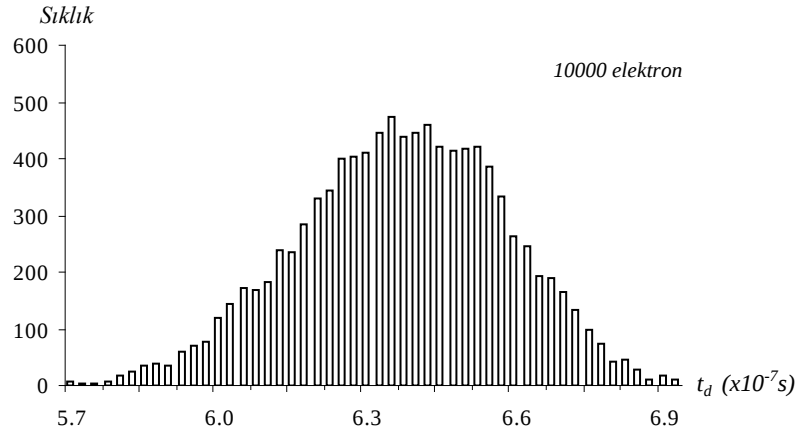
Şekil 4. 1. 1200 V için 3.5 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.



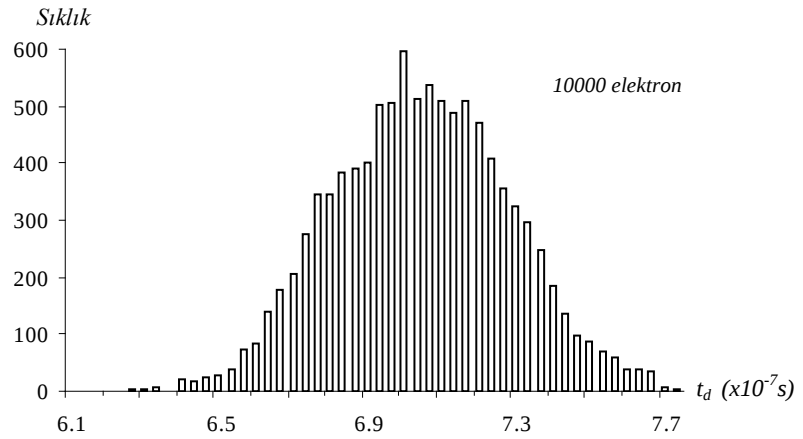
Şekil 4. 2. 1200 V için 4.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.



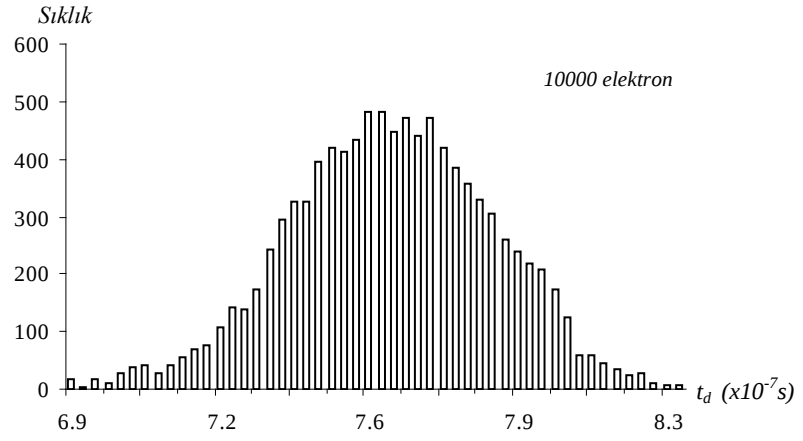
Şekil 4. 3. 1200 V için 4.5 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.



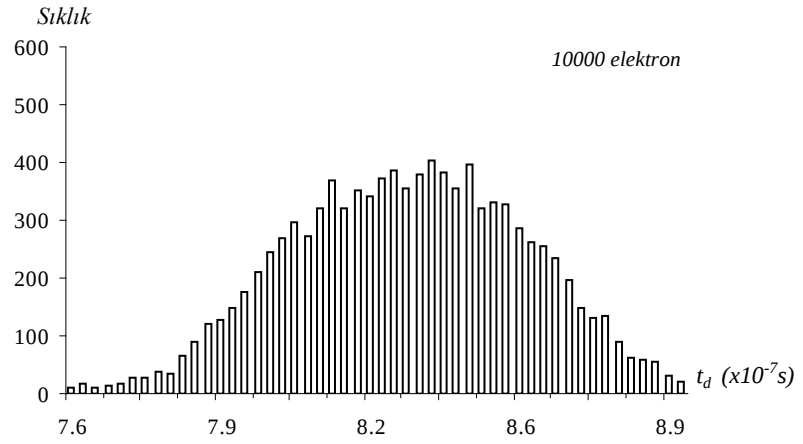
Şekil 4. 4. 1200 V için 5.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.



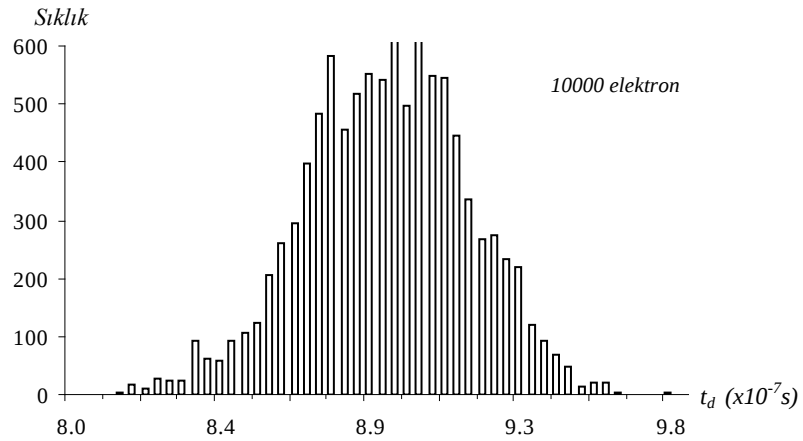
Şekil 4. 5. 1200 V için 5.5 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.



Şekil 4. 6. 1200 V için 6.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.

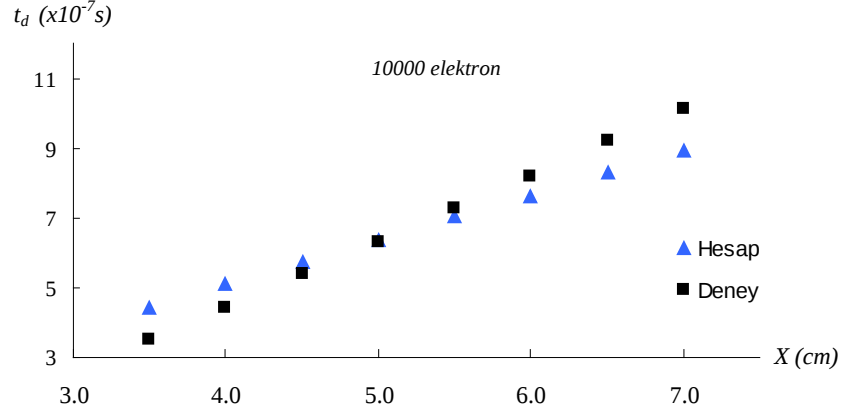


Şekil 4. 7. 1200 V için 6.5 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.

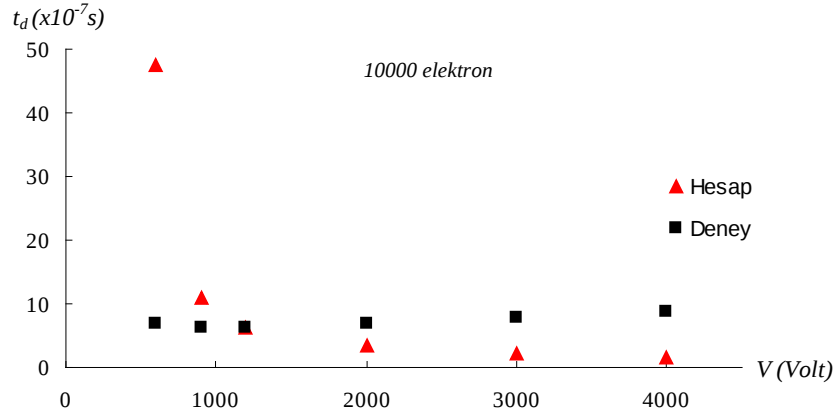


Şekil 4. 8. 1200 V için 7.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin dağılımı.

Sinyal şekli ve sürüklenme süresinin mertebesi deney sonuçları ile uyumlu olmasına rağmen, 1200 V potansiyel farkı altında sürüklenme süresinin anot uzaklığına bağlı değişimini gösteren, Şekil 4. 9.'dan hesaplama sonuçlarının, deneysel verilerle tam olarak uyuşmadığı anlaşılmaktadır. Benzer durum $x = 5.0 \text{ cm}$ 'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin, sırasıyla 600 V, 900 V, 1200 V, 2000 V, 3000 V ve 4000 V gerilim değerlerine göre değişimini veren Şekil 4.10.'da da gözlenmektedir.



Şekil 4. 9. 1200 V için sürüklenme süresinin anot uzaklığı ile değişimi.



Şekil 4. 10. 5.0 cm'lik anot uzaklığında sürüklenme süresinin gerilimle değişimi.

Benzetişim programı ile yapılan hesaplamalar sonucunda, ortaya çıkan uyumsuzlukların başlıca nedenleri şöyle sıralanabilir:

- Özellikle Kesim 2. 2. 1. 1.'de önemi vurgulanan *Ramsauer minimumuna* yakın enerjilerde, Argon ve Metan gazları için verilen tesir kesiti değerlerinde (Ek-1.),

% 20'lere varan hatalar olabilmektedir (*McCorkle 1978, Ferch 1985, Buckman 1987*). Bu nedenle programda yer alan ortalama serbest yol ve buna bağılı olarak elektrik alandan kazanılan enerjinin belirlenmesi gibi diğerk bütün hesaplamalarda, bu hatalar elde edilen sonuçları olumsuz yönde etkilemiştir.

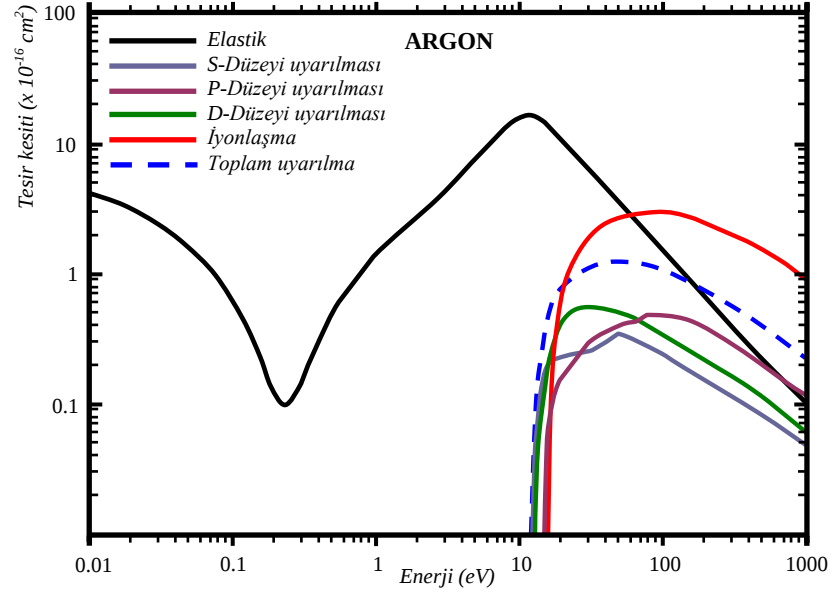
- Serbest elektronların, esnek saçılma açısal dağılımlarının örneklenmesinde kullanılan Eşitlik (2. 44), düşük enerji bölgesinde geçerli değildir (*Fon 1984*). Bu nedenle elektronların, elektrik alan doğrultusundaki hareketlerinin incelenmesi için gerekli olan saçılma açısına ait bilgiler yetersiz kalmıştır.
- Eşitlik (3. 55)'ten, başlayan tartışmalarda, sürüklenme etkilerinin ele alınması tamamen klasik fikirlere dayalı olduğundan Şekil 4. 9. ve 4. 10.'dan görüldüğü gibi bulunan sonuçlar tutarsızdır.

Yukarıda anlatılan etkenler göz önüne alındığında, hazırladığımız benzetişim programını geliştirmek amacıyla yapılması gerekenler şöyle sıralayabiliriz:

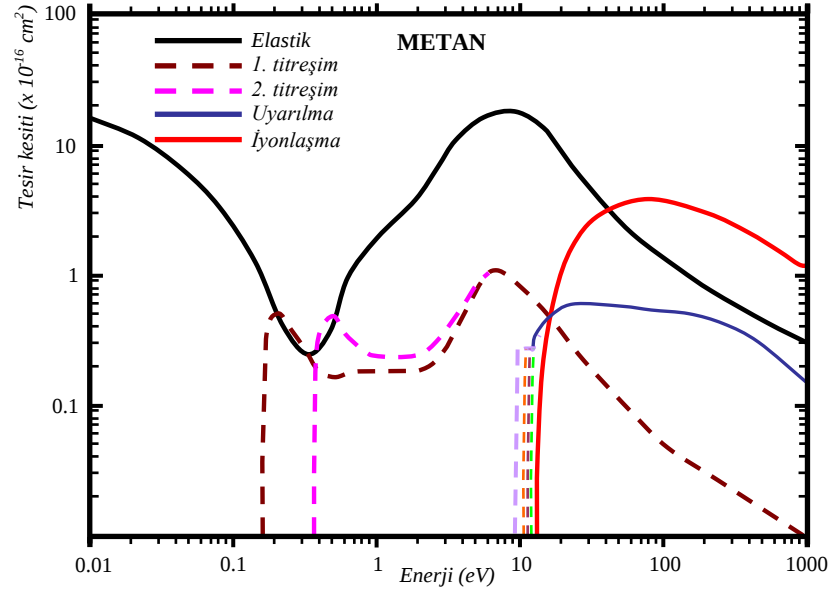
- Elektronların takibinde doğrudan etkili olan, tesir kesitleri ile ilgili daha kesin bilgilere ulaşılması, hesaplama sonuçlarını iyileştirecektir.
- Özellikle esnek saçılma açısal dağılımını örneklemek için, düşük enerjilerde de geçerli olan bağıntılar bulunabilirse, elektronların ard arda etkileşmelerle elektrik alan doğrultusunda yapacakları hareketler daha iyi incelenebilir.
- Sürüklenme olayının benzetişiminde daha kapsamlı ve gerçekçi yaklaşımların kullanılması, programdaki hesaplamalarla daha doğru sonuçlara ulaşılmasını sağlayacaktır.

Ek-1. Argon ve Metan için Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Tesir kesitlerinin hesaplanmasında Argon ve Metan için enerjiye bağlı olarak verilen tesir kesiti eğrilerinden (*Cern Web sayfası*) yararlanılmıştır. Şekil Ek-1. 1. ve Ek-1. 2.'deki gibi grafiklerle sunulan bu eğriler, belirli enerji aralıklarında fit edilmiştir. Elde edilen fit fonksiyonları ile herhangi bir enerji değeri için tesir kesitleri hesaplanmış ve ana programda kullanılmıştır.



Şekil Ek-1. 1. Argon atomu için enerjiye bağlı tesir kesiti eğrileri.



Şekil Ek-1. 2. Metan molekülü için enerjiye bağlı tesir kesiti eğrileri.

Ek-2. Esnek Saçılma Açısal Dağılımının Örneklenmesi

Esnek saçılma açısal dağılımını örneklemek için, Eşitlik (2. 44)'te verilen perdeleme düzeltmeli *Rutherford tesir kesiti* ifadesinden yararlanılmıştır. Bu eşitlikte,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{(1-\cos\theta+2\eta)^2}$$

olacağından, $1/(1-\cos\theta+2\eta)^2$ ifadesine Temel Monte Carlo ilkesi uygulanmıştır. Buna göre, q 0-1 arasında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı olmak üzere,

$$q = \frac{\int_0^\theta d\sigma/d\Omega}{\int_0^\pi d\sigma/d\Omega} \quad (1)$$

eşitliğinde $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ alındıktan sonra gerekli sadeleştirmeler yapılarak,

$$q = \frac{\int_0^\theta \frac{\sin\theta' d\theta'}{(1-\cos\theta'+2\eta)^2}}{\int_0^\pi \frac{\sin\theta d\theta}{(1-\cos\theta+2\eta)^2}} \quad (2)$$

elde edilir. Eşitlik (2)'de $1-\cos\theta+2\eta = u$ değişken değiştirmesi yapıp, integraller alınırsa,

$$q = (\eta+1) \frac{1-\cos\theta}{1-\cos\theta+2\eta} \quad (3)$$

eşitliğine ulaşılır. Bu eşitlik, (3. 6)'daki ifadeye göre tersine çözüldüğünde,

$$\cos\theta = 1 - \frac{2\eta q}{1+\eta-q} \quad (4)$$

formunda aradığımız *esnek saçılma açısal dağılım ifadesi* bulunur. Eşitlik (4)'teki perdeleme açısı (η), yüksek enerjiler (50 keV ve üzeri) için verilen,

$$\eta = 5.84 \frac{z^{2/3}}{E_k(eV)} \quad (5)$$

bağıntısıyla hesaplanır. Burada z hedefin atom numarası (saçılma Argondan ise $z=18$, Metandan ise $z=10$ alınmıştır), E_k ise elektronun kinetik enerjisidir. Bununla birlikte bu çalışmada elektronların kinetik enerjisi ancak eV mertebesinde olduğundan, (5) eşitliğinde yer alan 5.84 sabiti, bir değişken değer gibi düşünülmüştür. Bu nedenle 1200 V'luk gerilim altında, 5.0 cm'lik anot uzaklığı için deney sonucunda bulunan sürüklenme süresi değerine (630 ns) uygun bir değer olarak 5.84 yerine 0.0225 alınıp, diğer gerilim ve uzaklıklar için,

$$\eta = 0.0225 \frac{z^{2/3}}{E_k(eV)} \quad (6)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır. Böylece gelişigüzel bir sayı üretilerek (q), Eşitlik (4)'teki ifadede yerine konursa elektronun saçılma açısının kosinüsü örneklenmiş olur.

Ek-3. Esnek Olmayan Saçılma Enerji Kaybı Örneklemesi

Anot düzlemine doğru ilerleyen bir elektronun, herhangi bir gaz atom veya molekülü ile inelastik saçılma yapması sonucunda, kaybedeceği enerji miktarını (ΔE) örneklemek için, Eşitlik (2. 51)'de tanımlanan “*esnek olmayan diferansiyel tesir kesiti*” ifadesinden yararlanılmıştır. Bu ifadeye Temel Monte Carlo ilkesi uygulandığında analitik bir çözüme ulaşılamadığından, enerji kaybının örneklenmesinde parçalı reddetme yöntemi kullanılmıştır. ΔE enerji kaybını örnekleme işlemi aşağıdaki basamaklarla özetlenebilir:

i. $C = \pi \cdot e^4$, $x = \Delta E$ ve $f(E_B, E_k, \Delta E)$, ΔE 'in bir fonksiyonu olmak üzere, (2. 51) eşitliği,

$$\frac{d\sigma(\Delta E)}{d\Delta E} = C \cdot \frac{1}{(\Delta E)^3} \cdot f(E_B, E_k, \Delta E) = h_1(\Delta E) \cdot h_2(\Delta E) \quad (1)$$

formunda çarpanlarına ayrılır.

ii. $h_1(\Delta E) = \frac{1}{(\Delta E)^3}$ çarpanına, atom veya molekülün en dış kabuğu için bağlanma enerjisi E_B ile atom veya molekülden koparılan elektronun sahip olabileceği en büyük enerji değeri olan $E_k / 2$ arasında Temel Monte Carlo ilkesi uygulanarak, q 0-1 arasında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı olmak üzere,

$$q = \frac{\int_{E_B}^{\Delta E} \frac{dx}{x^3}}{\int_{E_B}^{E_k/2} \frac{dx}{x^3}} \quad (2)$$

elde edilir. Bu eşitlikteki integraller alınıp, Eşitlik (3. 6)'ya göre tersine çözüm yapılırsa, enerji kaybı (ΔE) için,

$$\Delta E = \frac{E_B}{\sqrt{q \cdot \left(\frac{4E_B^2}{E_k^2} - 1 \right) + 1}} \quad (3)$$

ifadesine ulaşılır. Böylece düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı (q) üretilerek Eşitlik (1) ile ΔE enerji kaybı örneklenir.

$h_2(x) = f(E_B, E_k, \Delta E)$ reddetme fonksiyonu $\Delta E = E_k / 2$ 'deki değerine bölünerek,

$$gryz(E_B, E_k, \Delta E) = \frac{f(E_B, E_k, \Delta E)}{f(E_B, E_k, E_k/2)} \quad (4)$$

formunda $gryz(E_B, E_k, \Delta E)$ normalize reddetme fonksiyonu elde edilir. Bu fonksiyon ΔE enerji kaybı örneklenmesinde (ii. adım) üretilen düzgün dağılımlı gelişigüzel sayı (q) ile kıyaslanır. Buna göre,

$$gryz(E_B, E_k, \Delta E) > q \quad (5)$$

şartı sağlanıyorsa ise ΔE reddedilip ii. adıma geri dönülerek işlemler tekrar edilir; eğer bu şart sağlanmıyorsa elde edilen ΔE değeri saklanır.

Ek-4. Ortalama Serbest Yolun Örneklenmesi

Ortalama serbest yolun örneklenmesinde Eşitlik (2. 23) ile verilen ifadeye Temel Monte Carlo ilkesi uygulanmıştır. Bu ifadeye göre, ℓ herhangi bir etkileşme öncesinde alınan yol, μ_T Eşitlik (2. 26) ile tanımlanan toplam makroskobik tesir kesiti olmak üzere, elektronun $\ell + d\ell$ arasında etkileşme yapma olasılığı,

$$P(\ell \rightarrow \ell + d\ell) = -\mu_T e^{-\mu_T \ell} d\ell \quad (1)$$

ile verilebilir. Eşitlik (3. 3)'ten toplam dağılım veya olasılık fonksiyonu,

$$\int_0^\ell p(\ell') d\ell' = \int_0^\ell -\mu_T e^{-\mu_T \ell} d\ell = e^{-\mu_T \ell} \quad (2)$$

olarak bulunur. q 0-1 arasında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı olmak üzere, Eşitlik (3. 3) ve (3. 4)'te verilen ifadelerle göre,

$$q = e^{-\mu_T \ell} \quad (3)$$

eşitliğine ulaşılır. Eşitlik (3) tersine çözüldüğünde,

$$\ell = -\ln q / \mu_T \quad (4)$$

ifadesi bulunur. Böylece, 0-1 arasında gelişigüzel bir sayı (q) üretilerek, Eşitlik (4) ile elektronun ortalama serbest yolu örneklenir.

KAYNAKLAR

BETHE, H.A. 1953. Phys. Rev., 89, 1256.

BLUM, W., ROLANDI, L. 1993. Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany.

BUCKMAN, S.J., LOHMANN, B. 1987. J. Phys. B, 20, 5807.

CENGİZ, A. 1991. Elektron ve β^- Parçacıklarının Menzil, Enerji ve Açısal Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi ile İncelenmesi, Doktora Tezi, Uludağ Üniversitesi, Bursa.

CERN Web Sayfası: www.consult.cern.ch/writeup/magboltz/cross

EVANS, R.D. 1955. The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York.

FERCH, J., GRANITZA, B. ve ark. 1985. J. Phys. B, 18, 967.

FON, W.C., BERRINGTON, K.A., HIBBERT, A. 1984. J. Phys. B, 17, 3279.

GILMORE, R.S. 1992. Single Particle Detection and Measurement, Burgess Science Pres, Great Britain.

GOUDSMIT, S.A., SAUNDERSON, J.L. 1940. Phys. Rev., 57, 24

GOUDSMIT, S.A., SAUNDERSON, J.L. 1940. Phys. Rev., 58, 36

GRUPEN, C. 1996. Particle Detectors. Cambridge University Press, Great Britain.

GRYZINSKI, M. 1965. Phys. Rev., A 138, 305.

ICFA Scholl 2002, International Committee for Future Accelerators.

- KONOPINSKI, E.J. 1966. The Theory of Beta Radioactivity, Oxford University Press, London.
- KORAY, A. 2002. β^- Parçacıklarının Enerji Spektrumlarının Vavilov Dağılımı ile İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Uludağ Üniversitesi, Bursa.
- LEO, W.R. 1987. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany.
- McCOKLE, D.L., CHRISTOPHOROU, L.G. ve ark. 1978. J. Phys. B, 11, 3067.
- MOLIERE, G. 1947. Z. NATURFORSCH, 2a, 133.
- MOLIERE, G. 1948. Z. NATURFORSCH, 3a, 78.
- PARKER, S.P., (Editor) 1983. Encyclopedia of Physics, McGraw-Hill, New York.
- PEISERT, A., SAULI, F. 1984. Drift and Diffusion of Electrons in Gases, CERN European Organization for Nuclear Research, Geneva.
- ROSSI, B., STAUB, H. 1949. Ionization Chambers and Counters Experimental Techniques, McGraw-Hill, New York.
- SAULI, F. 1977. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN European Organization for Nuclear Research, Geneva.
- SCHULTZ, G., GRESSER, J. 1978. Nuclear Instruments and Methods, 151, 413.
- SELTZER, S. M., 1991. Appl. Radiat. Isot., 42, 917.
- ŞAHİN, Y. 1989. Çekirdek Fiziğinin Esasları, Ziraat Fakültesi Ofset Tesisleri, Erzurum.
- WU, C.S., MOSKOWSKI, S.A. 1966. Beta Decay, Wiley, New York.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın, planlanmasından sonuca ulaşmasına kadar geçen süre içerisinde sabır ve özveriyle her türlü yardım ve desteğini esirgemeyen çok kıymetli danışman hocam Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU'ya sonsuz teşekkürlerimi bir borç bilirim. Ayrıca başta Araş.Gör. M. Cüneyt HACİİSMAİLOĞLU ve Ercan PİLİÇER olmak üzere diğer Araştırma Görevlisi arkadaşlarıma ve her zaman bana manevi destek olan aileme teşekkür ederim.

ÖZGEÇMİŞ

09.02.1977 tarihinde Bursa’da doğdu. İlk orta ve lise öğrenimini burada tamamlayarak 1995 yılında Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne girdi. Aynı üniversitede 2001 yılında yüksek lisans öğrenimi yapma hakkını kazandı. 2002 yılı Kasım ayında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik anabilim dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve atandı ve halen bu görevi sürdürmektedir.