

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

T.C. ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
DOKÜMAN MERKEZİ

59,5 keV' DE FARKLI ELEMENTLER İÇİN KOHERENT SAÇILMA  
DİFERANSİYEL TESİR KESİTİNİN ÖLÇÜLMESİ

76970

Orhan İÇELİ

76970

Yönetici: Yrd.Doç.Dr.Salih ERZENEÖĞLU

Yüksek Lisans Tezi

## ÖZET

İlk olarak Au elementinin atom başına koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerinin açısal değişimi  $45^\circ$ - $125^\circ$  aralığında incelenmiştir.

100 mCi'lik Am-241 nokta kaynağından yayınlanan 59,5 keV'lik gama fotonları 8 mm çapındaki dairesel foil numuneler üzerine düşürülerek saçılan fotonlar uygun bir deney geometrisinde sayılmışlardır.

$\theta=55^\circ$  için atom başına koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin atom numarasına göre değişimi  $22 \leq Z \leq 82$  aralığında,  $\theta=115^\circ$  için  $26 \leq Z \leq 82$  aralığında incelenmiştir.

$\theta=90^\circ$  için 8 mm çapındaki Au elementinin 4,6,8 ve 10 mm'lik dedektör kolimatörüne göre farklı delik çaplarında koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin değişimi incelenmiştir. Sonuçta 4 mm'lik delik çapına sahip kolimatörle elde edilen sonuçların teorik değerlerle daha uyumlu olduğu gözlenmiştir.

Diferansiyel tesir kesitleri için referans numune olarak  $^{13}\text{Al}$  ve  $^4\text{Be}$  kullanılmıştır.

Temel saymadan, numune tutucularından ve havadan saçılma etkilerini gidermek için numunesiz ölçümler alınmıştır.

Numune üstüne kaynaktan gelen ve numune atomlarıyla etkileşen fotonların tesbiti için geçirme (transmission) ölçümleri yapılmıştır.

Saçılan fotonların sayılmasında 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 160 eV olan bir Si(Li) dedektörü ile irtibatlı olan ND66B çok kanallı analizör kullanılmıştır. Çalışmada kullanılan ince levha (foil) numuneler için öz-soğurma düzeltilmesi yapılmıştır.

Numunelerdeki atomların sayısı gravimetrik metodla bulunmuştur.

Atom başına koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin artan saçılma açısıyla azaldığı ve artan atom numarasıyla arttığı gözlenmiş olup sonuçlar tablo ve grafik halinde verilmiştir.

Atom başına koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin, farklı referans numuneler içinde berilyuma göre yapılan hesaplamaların alüminyuma göre yapılanlardan daha hassas olduğu sonucuna varılmıştır.

Yapılan literatür çalışmasında, mevcut açılarda diğer araştırmacılar tarafından yapılmış deneysel çalışma olmadığından dolayı elde ettiğimiz sonuçları karşılaştırma imkanı olmamıştır. Bu sebeple mevcut çalışmada sunulan değerler ilk deneysel ölçümleri teşkil etmektedir.

## SUMMARY

Angular dependencies of atomic coherent scattering differential cross section of Au element per atom have been measured at the angle in the range  $45^\circ$ - $125^\circ$ .

The coherent scattering by the circular of 59,5 keV  $\gamma$ -rays from an Am-241 point source having 100 mCi targets 8 mm diameter are obtained in the experimental geometry.

The variation of coherent scattering differential cross section is measured versus to atomic numbers in the range  $22 \leq Z \leq 82$  at the scattering for  $55^\circ$  and in the range  $26 \leq Z \leq 82$  at the scattering for  $115^\circ$ .

For  $\theta = 90^\circ$ , coherent scattering differential cross section of Au element with 8 mm in diameter with respect to having 4, 6, 8 and 10 mm detector collimator, has been investigated.

Reference samples having Al and Be have been used for coherent scattering differential cross sections.

To eliminate the unwanted effects background spectrum of the photons that are scattered from air and sample holders is obtained at the same detection geometry after each data collection from the samples.

The transmission factors of samples are also determined experimentally.

Si (Li) detector having full width at half maximum of 160 eV at 5,9 keV coupled to a ND66B multichannel analyser collects the data. Self-absorption is included in the measured results for the foil samples.

The number of the atoms contained in the samples is found by a gravimetric method.

It is found that the atomic coherent scattering differential cross-section is decreasing with the increasing scattering angle and decreasing atomic number. The present results are given in the tables and the figures comparatively with the others.

It is concluded that coherent scattering differential cross section evaluations done with respect to Be are more sensitive than Al per atom.

We couldn't compare with obtained results because there isn't any study by other researchers in chosen angle in our literature scanning.

## TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasında bana, teşvik ve yardımlarını esirgemeyen yoğun çalışmalarının yanı sıra bu araştırmanın yürütülmesinde değerli mesailerini harcayan kıymetli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Salih Erzeneoğlu'na şükranlarımı sunarım.

Ayrıca çalışmalarım boyunca bana yardımcı olan Prof. Dr Yusuf Şahin ile Yrd. Doç. Dr. Yakup Kurucu'ya Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü elemanları ile Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Eğitimi bölümü elemanlarına ve bu çalışmanın yürütülmesinde gereken desteği sağlayan Erzincan Eğitim Fakültesi Dekanlığına teşekkür ederim.

Çalışmalarım boyunca manevi desteğini esirgemeyen eşime de burada teşekkürü bir borç bilirim.

Orhan İÇELLİ

## İÇİNDEKİLER

<b>ÖZET</b> .....	i
<b>SUMMARY</b> .....	ii
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	iii
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	iv
<b>1. GİRİŞ</b> .....	1
<b>2.SAÇILMANIN TEORİSİ</b> .....	5
2.1. Tesir Kesiti.....	5
2.2. Saçılma Teorisine Giriş.....	7
2.3. Saçılmanın Kuantum Teorisi.....	9
2.4. Gama Işınları.....	13
2.4.1. Gama Işınlının Oluşumu.....	13
2.4.2. Gama Işınlının Soğurulması.....	13
2.4.3. Gama Işınlının Saçılması.....	15
2.4.3.A. Koherent Saçılma.....	16
2.4.3.A.a. Rayleigh Saçılması.....	18
2.4.3.A.b. Delbrück Saçılması.....	19
2.4.3.A.c. Nükleer Rezorans Saçılma.....	19
2.4.3.A.d. Nükleer Thomson Saçılma.....	19
2.4.3.A.e. Thomson Saçılması.....	20
2.4.3.B. İnkoherent Saçılma.....	21
2.4.3.B.a. Compton Saçılması.....	21
2.4.3.B.b. Nükleer Saçılma.....	23
2.4.3.B.c. Raman Saçılması.....	23
<b>3. TEORİK YAKLAŞIMLAR</b> .....	24
3.1. Form Faktörü Yaklaşımı.....	24
3.2. Düzeltilmiş Form Faktörü Yaklaşımı.....	26
3.3. Anormal Saçılma Faktörü.....	28
<b>4. ÖLÇÜLER VE HESAPLAMALAR</b> .....	30
4.1. Si(Li) Dedektörü.....	30
4.2. Deneysel Geometrisi ve Ölçülerin Alınması.....	31
4.3. Saçılma Spektrumların Değerlendirilmesi.....	34
4.4. Alınan Ölçülerin Değerlendirilmesi ve Hesaplamalar.....	35
Koherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Deneysel Olarak Hesaplanması.....	36
4.5. Koherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak Hesaplanması.....	37
<b>5. SONUÇ VE TARTIŞMA</b> .....	45
<b>EK AÇIKLAMALAR</b> .....	49
<b>KAYNAKLAR</b> .....	51

## 1. GİRİŞ

Bu çalışmanın amacı, koherent saçılma tesir kesitinin saçılma açısına ve atom numarasına göre değişiminin incelenmesidir.

Standing ve Jovanovich (1961), elastik saçılma diferansiyel tesir kesitinin ölçülmesi için zayıf şiddette bir yardımcı kaynağın referans olarak seçildiği bir metod geliştirmişlerdir. Bu metodta tesir kesitinin tam olarak ölçülmesi, ana ve yardımcı kaynak şiddetleri oranının doğru olarak belirlenmesine bağlıdır.

Kane et al., (1978), 1,17 ve 1,33 MeV'lik gama ışınlarının küçük açılarda elastik saçılmasını bir Ge(Li) dedektörü ile incelemişler ve elastik saçılma tesir kesitinin ölçümü üzerine yeni bir metod geliştirmişlerdir. Bu metodta Al gibi düşük Z' li elementler referans olarak seçilmektedir. Bu yeni metodta, ana ve yardımcı kaynak şiddetleri oranına ihtiyaç duyulmamaktadır.

Taylor et al.,(1981), tungsten tarafından Eu-152 gama ışınlarının elastik saçılmasını incelemişlerdir. Bu araştırmacılar, çeşitli mümkün hata kaynaklarını kaldırmak, deneysel çalışma zamanını azaltmak ve yedi farklı enerjideki fotonlar için tesir kesitinin eş zamanlı olarak belirlenmesini sağlamak üzere Eu-152 kaynağını kullanmışlar ve böylece enerjiler arasında güvenilir karşılaştırma yapabilmişlerdir.

Schumacher (1969), Hardie et al., (1970), Schumacher et al.,(1973,976), Rullhusen et al.,(1978), Basavaraju et al.,(1979), Sen Gupta et al.,(1979), Chitwattanagorn et al.,(1980), enerjileri bir kaç MeV'e kadar olan gama ışınlarının elastik saçılmasını, Rayleigh, Nükleer Thomson, Delbrück ve Nükleer Rezorans saçılma olaylarına dayalı olarak hesaplanan teorik tesir kesitleri değerlerini doğrulayıcı şekilde denel olarak ölçmüşlerdir.

Siddapta et al.,(1989), Nayak et al.,(1992), Erzeneoğlu vd.,(1995) ve Rao et al.,(1997) orta momentum transferlerinde atomik form faktörleri üzerine deneysel çalışmalar yaparak elde ettikleri sonuçları teorik sonuçlarla karşılaştırmışlardır.

Rao et al.,(1994, 1996a, 1996b, 1996c), ikincil uyarıcı kaynak olarak  $13 \leq Z \leq 82$  bölgesindeki belli elementlerin  $K\alpha$  karakteristiklerinin hedef numunelerden koherent ve Compton saçılma diferansiyel tesir kesitlerini ölçerek farklı enerjiler arasında güvenilir karşılaştırma imkanını sağlamışlardır.

Puri et al.,(1996) ve Shahi et al.,(1997),  $13 \leq Z \leq 82$  bölgesindeki dokuz element için  $130^\circ$ 'de 59,5 keV'lik gama fotonlarının ve  $12 \leq Z \leq 92$  bölgesindeki otuz element için  $117^\circ$ 'de 22,1 keV'lik gama fotonlarının elastik saçılma diferansiyel tesir kesitlerini, saniyede koherent saçılan fotonların sayısını, dedektör verimi değerini ve soğurma düzeltmesi değerini kullanarak ölçmüşlerdir. Bu metodta transmisyon (transmission) ölçümü ile ana ve yardımcı kaynak şiddetleri oranına ihtiyaç duyulmamaktadır.

Erzeneoğlu (1990), Sn ve Ta için 59,5 keV'lik gama fotonlarının atom başına koherent saçılma tesir kesitlerinin doğrudan ölçülebilmesi için yeni bir metod geliştirmiştir. Bu metodta çeşitli geometri ve verim faktörlerinin hesaplanmasına gerek kalmadığı gibi bu ölçümlerden gelecek hatalar ortadan kaldırılmıştır.

Erzeneoğlu (1994), hafif, orta ve ağır elementler bölgesinde koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerinin atom numarası ve açığa göre değişimlerini incelenmiş ve bu metodta Al gibi düşük Z' li element referans numune seçilerek bir anlamda elastik saçılma diferansiyel tesir kesiti bağıl olarak hesaplanmıştır. Bu metotta dedektör verimi ile ana ve yardımcı kaynak şiddetleri oranına ihtiyaç duyulmayıp, deneysel ölçümlerdeki hatayı en aza indirmeye çalışmışlardır.

Hubbell et al.,(1975,1979) ve Schaupp et al.,(1983), periyodik tablodaki bütün elementler ve foton momentum transferinin geniş bir aralığı için rölativistik, rölativistik olmayan ve düzeltilmiş rölativistik form faktörlerini tablolar halinde yayınlamışlardır.

Kane et al.,(1986) periyodik tablodaki  $13 \leq Z \leq 82$  bölgesinde on element için 55 farklı açıda 59,5 keV- 1,33 MeV enerji aralığındaki yedi farklı enerjide elastik saçılma tesir kesitlerini S-matris formalizmini esas alarak hesaplamışlardır.

Variet et al.,(1989), halka kaynak kullanarak  $13 \leq Z \leq 82$  element bölgesinde  $141^\circ$ 'lik saçılma açısında 59,5 keV'lik gama fotonlarının elastik saçılma tesir kesitlerini ölçmüşlerdir. Bu ölçümlerde yüksek Z'li elementlerde S-matris formalizmi daha uyumluyken, düşük Z'li elementlerde atomik form faktörü yaklaşımının deneysel değerlerle daha uyumlu olduğu gözlenmiştir.

Casnati et al.(1991),  $13 \leq Z \leq 82$  element bölgesinde  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  ve  $120^\circ$ 'lik saçılma açılarında 59,5 keV'lik gama fotonlarının koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerini ölçerek deneysel değerleri, atomik form faktörü formalizmi ve S-matris formalizmiyle karşılaştırmışlardır.

Kahane et al.,(1992), Pb'den Rayleigh saçılma tesir kesitlerini  $0.3-2.2 \text{ \AA}^{-1}$  momentum transfer aralığında ve 465-2842 keV enerji aralığında 19 enerjide ölçülmüşlerdir. Burada uyarıcı enerji kaynağı olarak Ni(n, $\gamma$ ) ve Fe(n, $\gamma$ ) kullanılmıştır. Bu deneyde enerjiler arasında güvenilir karşılaştırma yapabilmışlerdir.

Eichler ve de Barros (1985), orta foton momentum transfer bölgesinde  $20^\circ-107^\circ$  saçılma açısı aralığında hafif, orta ve ağır elementler bölgesinde Rayleigh saçılma tesir kesitlerini form faktörü formalizminin öngördüğü teorik sonuçlarla birlikte vermişlerdir.

Schumacher ve Stoffregen (1977), 59,5 keV'lik gama fotonlarının  $60^\circ-150^\circ$  saçılma açısı aralığında Zn, Mo, Sn, Ta, Au ve Pb hedef elementlerinden Rayleigh saçılma tesir kesitlerini form faktörü formalizminin öngördüğü değerlerle kıyaslayarak, sonuçta K-tabakası bağlanma enerjilerine yakın foton enerjilerinde dispersiyon etkisini teyit etmişlerdir.



Baraldi et al.,(1996), 59,5 keV'lik gama fotonlarının anormal elastik saçılma tesir kesitlerini incelemek için K-tabakası bağlanma enerjilerine yakın foton enerjilerinde elementler seçerek mevcut sonuçları form faktörü formalizmi ve S-matris teorisinin öngördüğü sonuçlarla mukayese etmişlerdir.

Erzeneoğlu vd.,(1995b,1996, 1997, 1998a, 1998b) orta ve ağır element bölgesinde 59,5 keV'lik gama fotonlarının atom başına koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerinin açığa göre değişimlerini incelenmişlerdir.

Basavaraju et al.,(1994, 1995) ve Nandi et al.,(1989), bazı elementlerin soğurma kıyılarına yakın enerjiler seçerek anormal saçılma düzeltmelerini çalışmışlardır.

Goncalves et al.,(1993), Pb, Pt ve W katı (bulk) numunelerinde 59,5 keV'lik gama fotonlarının Rayleigh saçılma tesir kesitlerini sıcaklığa ve geometrik rezolüsyona bağlı olarak ölçmüşlerdir.

Giriş bölümünde, tez çalışmasının amacı verilmekte ve konuyla ilgili bazı araştırmacıların yaptıkları çalışmalara değinilmektedir.

İkinci bölüm, tesir kesiti, saçılma teorisi, gama ışınlarının oluşumu ve madde ile etkileşmeleriyle oluşabilecek saçılma olayları ile koherent saçılma ve koherent saçılmanın diğer türleri ile ilgili temel bilgileri ihtiva etmektedir.

Üçüncü bölüm, koherent saçılma teorisi ile ilgili teorik yaklaşımları ihtiva etmektedir.

Dördüncü bölüm, deney sistemi, alınan ölçüler ve yapılan hesapların sonuçları teorik değerlerle mukayeseli olarak verilmiştir.

Beşinci bölüm, bu çalışma neticesinde elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

## 2. SAÇILMANIN TEORİSİ

### 2.1. Tesir Kesiti

Elektromağnetik radyasyonun maddeyle etkileşmesinde; soğurma, saçılma yada herhangi bir nükleer reaksiyonda gelen şüadaki parçacıkların hedef çekirdeklere çarptıkları zaman neler olabileceği ihtimaliyetini ifade edebilmemiz ve bu amaçla gelen şüanın şiddetindeki azalmayı hesaplamız için tesir kesiti ( $\sigma$ ) kavramını takdim etmek durumundayız.

Tesir kesiti, bir numune üzerine gelen parçacıkla (veya foton), hedef numunedeki her bir parçacığın (veya foton) ilgilenilen herhangi bir olayı meydana getirme ihtimalinin bir ölçüsüdür. Bu ölçü hedef parçacığı kuşatan bir alanla karakterize edilir. Bir hedef parçacığın tesir kesiti, ilgili olayın tabiatına ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır ve parçacığın geometrik kesitinden daha büyük ve daha küçük olabilir.  $A$  yüzeyine ve  $dt$  kalınlığına sahip ince bir levha üzerine  $I$  şiddetiyle düşürülen parçacıklar demeti düşünelim. Bu parçacıklar demeti ince levhadan geçerken, bir miktarının madde atomları tarafından soğurulma ihtimali vardır. Eğer  $\sigma$ , bir atomu kuşatan ve ilgilenilen herhangi bir olayın meydana gelmesi ile ilgili etkin alan ise, gelen parçacık bu alana düştüğü zaman ilgilenilen olay gerçekleşecektir. Levhanın birim hacmi başına  $n$  tane hedef atomu düştüğü ve bu levhanın hiçbir atomu diğer atom üzerine binmeyecek şekilde ince olduğu kabul edilirse bu durumda her bir atomun gelen parçacıklarla, ilgilenilen olayı gerçekleştirmesi mümkün olacaktır. Böylece  $ndt$ , birim yüzey başına düşen atom sayısı ve  $Andt$ ,  $A$  alanındaki toplam atom sayısı olacaktır. Her bir atom ilgilenilen olaya  $\sigma$  etkin alanıyla katıldığından dolayı toplam etkin alan,  $Andt\sigma$  olur. Eğer bir bombardıman demetinde  $N$  parçacık varsa ve ince levha dilimdeki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı  $dN$  ise,

$$\frac{dN}{N} = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Hedef alan}} \quad (2.1)$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda

$$\frac{dN}{N} = n\sigma dt \quad (2.2)$$

ifadesi elde edilir. Belirli bir kalınlıkta, bir  $dt$  hacim elemanındaki atomlarla etkileşerek gelen parçacıkların oranını bulmak için  $dN/N$ 'nin integralinin alınması gerekir. Eğer gelen her parçacığın yalnız bir etkileşme oluşturduğu kabul edilirse, dilimin ilk  $dt$  kalınlığı içinden geçerken  $dN$  adet parçacığın demetten ayrılmış olduğu düşünülebilir. Böylece ifade (-) işareti alır.

$$\frac{dN}{N} = -n\sigma dt \quad (2.3)$$

(2.3) ifadesinin integrali alınır;

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.4)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $N_0$  ince levhaya gelen parçacıkların sayısı  $N$  levhanın  $t$  kalınlığını geçen parçacıkların sayısı,  $\sigma$  ise tesir kesiti olup birimi barn'dır ( $1b=10^{-24} \text{ cm}^2$ ).  $n\sigma t$  yeterince küçük olduğu zaman,

$$N = N_0(1 - n\sigma t) \quad (2.5)$$

yazılabilir. Bu durumda  $t$  kalınlığını geçerken soğurulan (ilgilenilen etkileşmeye giren) parçacıkların sayısı (2.6) ifadesi ile verilir.

$$dN = N_0 n\sigma t \quad (2.6)$$

ifadesi ile verilir. Buradan tesir kesiti için

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n t} \quad (2.7)$$

genel ifadesi elde edilir.

Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarıya gönderilen parçacıklar çoğu kez izotropik olmayan dağılım gösterirler. Ayrıca farklı enerjilerde ve farklı açılarda tesir kesitinde farklılıklar gözlenebilir. Dolayısıyla geliş istikametiyle  $\theta$  açısı yapacak şekilde  $d\Omega$  katı açısı içinde saniyede saçılanların sayısının bilinmesi önemlidir. Bu hesabın yapılması için açığa bağımlı yeni bir tesir kesiti tanımlanır ki bu yeni tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir kesiti olarak tanımlanır.

Herhangi bir etkileşimde diferansiyel saçılma tesir kesiti,  $\theta$  doğrultusundaki  $d\Omega$  katı açısı içine saçılan parçacık (veya foton) sayısının gelen parçacık (veya foton) sayısına oranıdır. Diğer bir ifadeyle, diferansiyel saçılma tesir kesiti gelen bir parçacığın veya ışının birim katı açı başına saçılma ihtimalinin bir ölçüsüdür. Diferansiyel saçılma tesir kesitinin bütün katı açı boyunca integrali, toplam saçılma tesir kesitini verir. Yani,

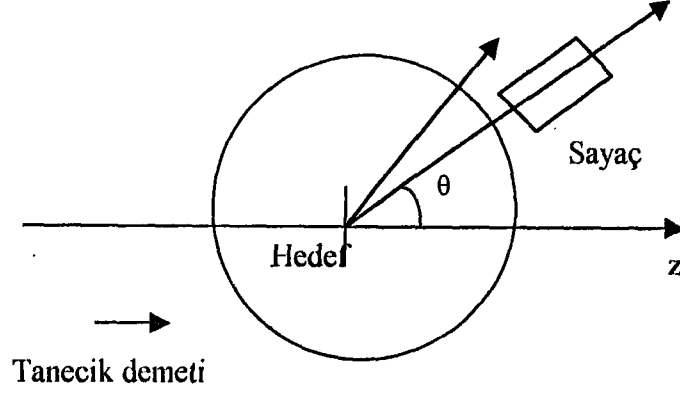
$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.8)$$

olur.

## 2.2. Saçılma Teorisi

Saçılmayı genel bir bakış açısı altında incelemek gerekirse Şekil 2.1'de gösterildiği gibi saçılma odası adı verilen dairesel kesitli bir kutu içine yerleştirilmiş hedef üzerine tanecik demeti yada radyoaktif bir kaynaktan çıkan foton şuasının geldiğini düşünelim. Gelen foton doğrultusu ile belli  $\theta$  açıları yapan doğrultularda saçılmaya uğrayan fotonların sayısını, bir yarıiletken dedektörle yada deneyin amacına göre uygun bir sayaç seçerek ölçme yaparsak biz,  $\theta$ 'nın fonksiyonu olarak değişimi incelemiş olur ve buradan da diferansiyel tesir kesitine ulaşmış oluruz. Esasen fotonlar izotropik bir

dağılım göstermediğinden biz birim katı açı başına saniyede saçılan fotonların sayısından bahsetmiş oluruz ki buda bizi diferansiyel tesir kesitine götürür.

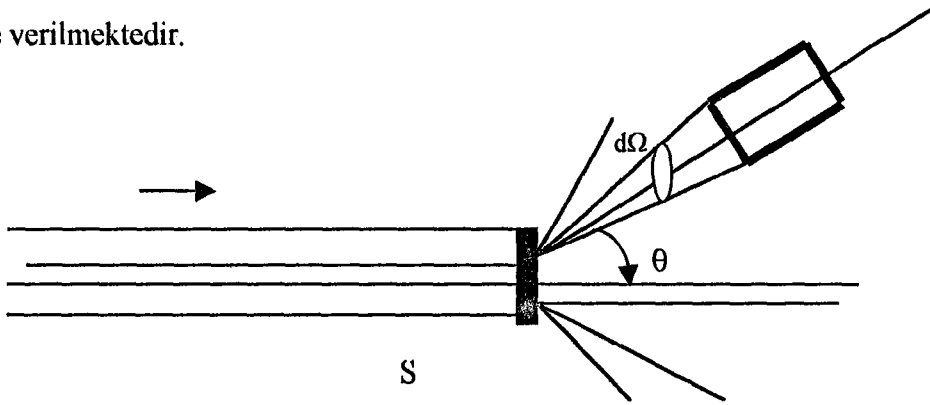


Şekil 2.1. Saçılma odası.

Diferansiyel tesir kesitine açıklık getirmek için Şekil 2.2'yi dikkate alalım. Hedef üzerine saniyede  $\text{cm}^2$  başına  $N$  sayıda tanecik geliyorsa, demetin hedefte kestiği yüzey  $S$  ise ve hedefte hacim birimindeki hedef tanecik sayısı  $n$  ise,  $\theta$  açısında,  $d\Omega$  katı açısı içinde saçılan taneciklerin sayısı

$$dN = NSn\sigma_d d\Omega \quad (2.9)$$

ile verilmektedir.



Şekil 2.2. Saçılmanın şematik düzlemi.

Burada  $\sigma_d$ 'ye diferansiyel saçılma tesir kesiti adı verilir. Foton (veya tanecik) demetinin  $\text{cm}^2$ 'si başına bir tek hedef tanecik tarafından saçılmaya uğratılan foton yada tanecik sayısı

$$dN = N \sigma_d d\Omega$$

olup, buradan diferansiyel saçılma tesir kesiti:

$$\sigma_d = \frac{dN/N}{d\Omega}$$

olarak da tanımlanabilir. Burada  $(d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta)$  dir.  $\sigma_d(E, \theta)$ ; diferansiyel saçılma tesir kesiti  $\sigma_d$ , tanecik enerjisinin ve  $\theta$ 'nın fonksiyonudur. Genellikle incelenen olay için, belli bir modele göre önceden bir teori yapılmış ve beklenen saçılma tesir kesiti değerleri,  $\theta$ 'nın fonksiyonu olarak hesaplanmıştır.

### 2.3. Saçılmanın Kuantum Teorisi

Bir foton (yada parçacık) demetinin hedef atomları üzerine düştüğünü farzedelim. Gelen demetteki fotonlar hedef atomlarıyla etkileşme sonucu saçılmaya uğrarlar. Hedef atomlardan bir tanesini göz önüne alalım ve bunun etrafındaki küresel simetrik potansiyeli  $V(r)$  ile gösterelim.

Kuantum mekaniğinde saçılma olayına, taneciklerin de-Broglie dalgalarının kırınımı olayı gibi bakılır ve gelen taneciğe ait düzlem dalganın, vurulan tanecik etrafındaki küresel simetrik potansiyel tarafından kırınımı incelenir.

Schrödinger denklemi

$$\nabla^2 \psi + \frac{2M}{\hbar^2} (E - V) \psi = 0 \quad (2.10)$$

ile ve z doğrultusunda hareket eden taneciklerin dalga fonksiyonu da:

$$\psi_{gel} = Ae^{ikz - i\omega t} \quad (2.11)$$

(düzlem dalga) ile gösterilebilir. Burada

$$k = (\sqrt{2MT_0} / h) = \frac{p}{h} \quad (2.12)$$

taneciklerin dalga sayısı,  $M$ , indirgenmiş kütle ve  $T_0$ , gelen taneciğin kütle merkezi sistemindeki kinetik enerjisidir.  $\omega = T_0/h$ ,  $h=1$  birimleri ile, enerjiyi gösterir.  $A$  normalizasyon sabitidir. Gelen taneciklerin hızını  $v$  ile gösterirsek, akı

$$I' = \psi_{gel}^* \psi_{gel} v = |A|^2 v \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilir.

Saçılmaya uğramayan tanecikler z doğrultusunda sonsuza giderler. Saçılmaya uğramış tanecikler de saçıcı merkezlerden uzaklarda yarıçap boyunca merkezden uzaklaşırlar. O halde saçılan tanecikleri küresel yayılan  $e^{ikr - i\omega t}$  biçiminde bir dalga ile göstermek gerekir. Ancak, saçıcı merkezi çevreleyen küresel bir yüzeyden geçen taneciklerin toplam sayısı, küresel yüzeyin yarıçapına bağlı olmadığı için, saçılan dalga

$$\psi_{saç} = Af(\theta) \frac{e^{ikr - i\omega t}}{r} \quad (2.14)$$

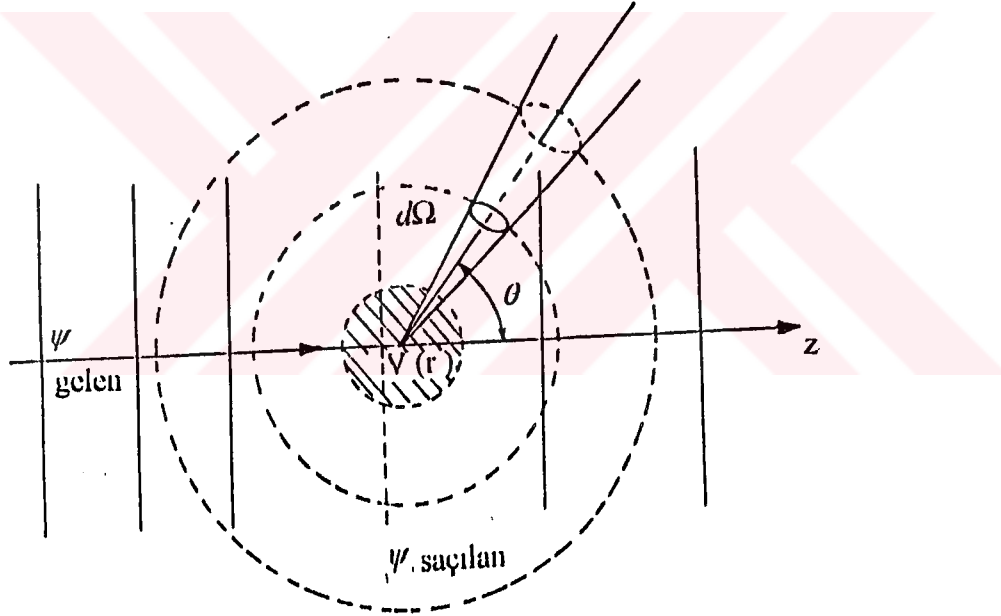
şeklinde gösterilir. Saçılan dalga fonksiyonunun  $r$  ile ters orantılı olması, belli bir katı açı içinde saçılmaya uğrayan tanecik sayısının  $r$  ye bağlı olmadığını, sabit kaldığını ifade eder. Burada  $f(\theta)$ ,  $r$  ye bağlı olmayan ve Schrödinger denkleminde hesaplanan bir genlik çarpanıdır.  $f(\theta)$ 'ya saçılma genliği adı verilir.

Birim zamanda  $d\Omega$  katı açısı içine saçılan taneciklerin sayısı  $dN$ , saçılan tanecik akısı  $(\psi_{saç}^* \psi_{saç} v)$  ile  $d\Omega$  katı açısının  $r$  yarıçaplı küre yüzeyinde kestiği  $r^2 d\Omega$  yüzeyinin çarpımına eşittir.

$$dN = \psi_{saç}^* \psi_{saç} v \cdot r^2 d\Omega \quad (2.15)$$

$$\psi_{saç}^* \psi_{saç} v = \frac{|A|^2 |f(\theta)|^2}{r^2} \quad (2.16)$$

$$dN = |A|^2 |f(\theta)|^2 v d\Omega \quad (2.17)$$



Şekil 2.3 Kuantum yaklaşımında saçılma için şematik gösterim.

Böylece görüldüğü gibi, saçılan dalga için yukarıda kabul edilen ifadeden ötürü,  $d\Omega$  katı açısı içine saçılan taneciklerin sayısı  $r$  ye bağlı değildir.



Gelen akı  $F$  olduğuna göre ,  $\frac{dN/d\Omega}{F}$  oranı diferansiyel saçılma tesir kesitidir ve  $(d\sigma/d\Omega)$  ile gösterilir. O halde, diferansiyel saçılma tesir kesiti

$$\sigma_d = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{dN/d\Omega}{F} = \frac{|A|^2 |f(\theta)|^2 v}{|A|^2 v} = |f(\theta)|^2 \quad (2.18)$$

olur. İfadeye göre, diferansiyel saçılma tesir kesiti saçılma genliğinin mutlak değerinin karesine eşittir. Toplam saçılma tesir kesiti:

$$\sigma = \int \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = \int |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (2.19)$$

olur. Diferansiyel tesir kesiti ve toplam tesir kesiti deneyle ölçülür. Saçılma olayında taneciklerin sürekli geldiği düşünülürse zamana bağlılık ortadan kalkar. Bu durumda, (zamana bağlı olmayan) Schrödinger denklemi:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \psi + V_\psi = E_\psi \quad (2.20)$$

için, saçıcı merkezden uzakta bir çözüm bulabilirsek ve bu çözümü

$$\psi = A \left[ e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right] \quad (2.21)$$

şeklinde gösterebilirsek,  $f(\theta)$  bize saçılma genliğini verir ve buradan diferansiyel saçılma tesir kesiti hesaplanır. (2.21) ifadesinin sağ taraftaki parantez içindeki ilk terim düzlem dalgayı ikinci terimde saçılan dalgayı gösterir. Saçılma deneyleri sonuçlarının yorumlanmasında izlenen yol budur (Tanyel.B., 1994a).

## 2.4. Gama Işınları

### 2.4.1 Gama Işınlmasının Oluşumu

Gama Işınları, radyoaktif izotopların ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  ve  $^{88}\text{Kr}$  gibi) çekirdekleri tarafından ve belirli nükleer tepkimeler süresince yayılan elektromagnetik dalgalardır. Bir çekirdeğin herhangi bir nedenle örneğin bir  $\alpha$ -parçacığı veya bir  $\beta$ -parçacığı yayınlamak bozunması yada dışardan bir parçacık veya fotonla bombardıman edilmesi genellikle çekirdeği uyarılmış bir duruma getirir ve bu çekirdek daha düşük bir enerjili duruma geçerken aradaki enerji farkını bir gama ışını olarak yayınlar (Şahin, Y;1989).

Gama ışınları yüksek enerjili fotonlar olup maddeye giricilikleri çok yüksektir. Bir metre kalınlığındaki beton duvar tarafından tutulur. İnsan vücudunun derinliklerine kadar gidebilir. Genellikle bütün radyoaktif maddeler alfa ve beta parçacıklarını saldıktan hemen sonra gama ışını yayarlar. Dalga boyları  $\lambda=1\text{Å}-0,05\text{Å}$  arasında değişir. Bir gama fotonun'un enerjisi  $E=h\nu$  bağıntısı ile verilir. Radyoaktif elementlerin yayınladıkları gamaların enerjileri 12keV-2,5MeV arasındadır (Tanyel.B.,1994b).

İki tip gamma ışını spektrumu vardır:

- 1)Sürekli spektrum, betaların çekirdekler yanından geçerken ivmelenmesinden veya beta yayınlamasından sonra yüklerin yeniden düzenlenmesinden meydana gelen bremsstrahlung-veya frenleme ışınlarıdır.
- 2)Çizgi spektrum, alfa veya beta yayınlamasından sonra uyarılmış kalan çekirdeğin taban durumuna geçmesi sırasında yayınlanan karakteristik spektrumdur.

### 2.4.2. Gama Işınlmasının Soğurulması

Gama ışınlarının soğurulmasındaki en temel özellik, belli bir kalınlıktaki maddeden geçerken radyasyon şiddetinde görülen azalmadır.Başlangıçtaki şiddeti  $I_0$  olan

elektromagnetik radyasyonun  $dx$  gibi çok ince bir madde tabakası tarafından soğurulma şiddeti,

$$dI = -\mu I dx \quad (2.22)$$

ile verilmektedir. Burada Şiddet ( $I$ ), ışının yayılma doğrultusuna dik  $1 \text{ cm}^2$ 'lik yüzeyden 1 saniyede geçen enerji miktarıdır. Geçen fotonların sayısı  $n$  ise, bir tek gama fotonunun enerjisi  $h\nu$  ile verilmiş olduğuna göre, monokromatik bir demet için,

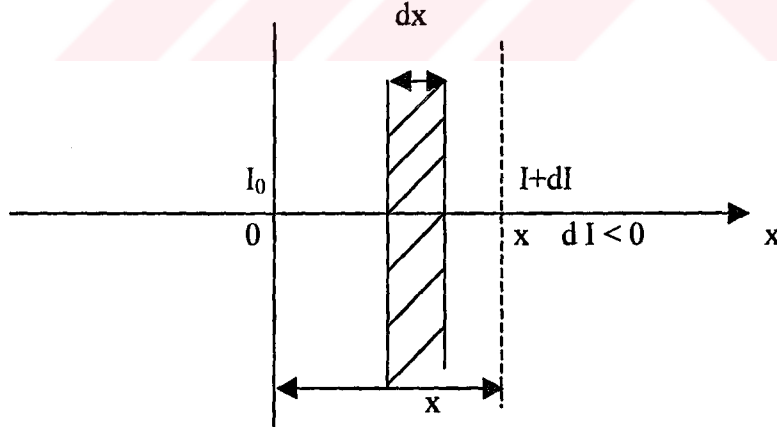
$$I = nh\nu \quad (2.23)$$

dir.

$\mu$ , fotonların enerjisine bağlı olan lineer soğurma katsayısı olup, soğurucu maddenin karakteristiğidir. (2.22) bağıntısının integrali alındığında

$$\text{Log } I = -\mu x + \text{Log } C \quad (2.24)$$

Madde tabakasına giriş noktasında ( $x=0$ ) demetin şiddetini  $I=I_0$  ile gösterelim.



Şekil 2.6. Monokromatik şua'nın maddeden geçişi.

$$\text{Log } I_0 = \text{Log } C \quad (2.25)$$

ve nihayet

$$I=I_0e^{-\mu x} \quad (2.26)$$

İfadesi bulunur. Şiddetin kalınlıkla üstel olarak azaldığını belirten (2.26) ifadesi, gama fotonu sayısının da üstel olarak azaldığını gösterir.

### 2.4.3. Gama Işınlarnnın Saçılması:

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, serbest elektronlar tarafından saçılma ile saçılan ışının enerjisine göre elastik ve inelastik saçılma olarak iki grupta toplayabiliriz. Faz ilişkileri dikkate alındığında bu saçılma olayları sırasıyla koherent ve inkoherent saçılma olarak da isimlendirilebilir.

#### A. Koherent Saçılma:

- a. Rayleigh Saçılması
- b. Nükleer Thomson Saçılması
- c. Delbrück Saçılması
- d. Nükleer Rezorans Saçılma
- e. Thomson Saçılması

#### B. İnkohherent Saçılma

- a. Compton Saçılması
- b.. Nükleer Saçılma
- c. Raman Saçılması

Bu olayların meydana gelme ihtimaliyeti foton enerjisi ile değişmektedir. Enerjiye ve açıya göre koherent saçılma genliklerinden katkıların rölatif önemi Tablo 2.1 de verilmiştir.

Tablo 2.1. Değişik elastik saçılma genliklerinden katkıların rölatif önemi.

Foton Enerji Aralığı	Rayleigh $f^R$	Nükleer Thomson $f^T$	Delbrück $f^D$	Nükleer Rezorans $f^N$
< 100 keV	Bütün $\theta$ 'larda baskın	Önemsiz	Önemsiz	Önemsiz
100 keV-1MeV	Küçük $\theta$ 'larda baskın, orta ve büyük $\theta$ 'larda önemli	Küçük $\theta$ 'larda önemsiz, orta ve büyük $\theta$ 'larda önemli, çok küçük Z'ler için büyük $\theta$ 'larda baskın	Çok büyük Z'ler için orta $\theta$ 'larda önemli	Önemsiz
> 1 MeV			Enerjini artmasıyla önemi küçük $\theta$ 'lara kısıtlanmıştır.	Çok küçük $\theta$ 'lar haricindeki tüm açılarda önemli

#### 2.4.3.A. Koherent Saçılma

Koherent saçılma genellikle elastik veya Rayleigh saçılmasıyla eşdeğer anlamda kullanılır. Koherent saçılma atomun bağlı elektronları tarafından fotonların saçılmasıdır ve burada atom ne uyarılmıştır nede iyonize olmuştur. Koherent saçılmada gelen fotonla saçılan fotonların dalga boyları aynı olup, aralarında faz ilişkisi vardır. Bu faz ilişkisinin olması saçılan dalgalar arasında girişim olacağı ihtimalini kuvvetlendirir. Atom tarafından saçılan radyasyonların şiddetini bulmak için her bir bağlı elektronu tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı alınır ve bu toplam genliğin karesi, koherent saçılmanın diferansiyel tesir kesitini verecektir.  $\hbar\omega$  enerjili ve  $d\Omega$  katı açısı içinde, polarize olmamış gama ışınlarının elastik saçılma diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 |f(\omega, \theta)|^2 \quad (2.29)$$

ile verilir. Burada  $f(\omega, \theta)$  toplam elastik saçılma genliğidir.  $r_e$  klasik elektron çapıdır. Toplam atomik elastik saçılma genliği  $f(\omega, \theta)$ 'yı elde ederken, Rayleigh (R), Nükleer Thomson (T), Delbrück (D) ve Nükleer Rezorans (N) saçılma genlikleri birleştirilmelidir (Lestone et al., 1988). Yani, elastik saçılma genlikleri için

$$f = f^R + f^T + f^D + f^N \quad (2.30)$$

yaklaşımı kullanılır ve toplam atomik tesir kesiti  $|f|^2$  ile orantılıdır. Burada

$f^R = \sum_l f^l$  : Rayleigh saçılma genliği,

$f^T$  : Nükleer Thomson saçılma genliği

$f^D$  : Delbrück saçılma genliği

$f^N$  : Nükleer rezorans saçılma genliğidir.

Eğer her bir saçılma işlemi polarize olmuş fotonları ifade ediyorsa  $\hbar\omega$  enerjili ve  $d\Omega$  katı açısı içinde polarize olmuş  $\gamma$  ışınlarının elastik saçılma diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \left[ |f^+(\omega, \theta)|^2 + |f^-(\omega, \theta)|^2 \right] \quad (2.31)$$

ile verilir. Burada  $r_e = e^2 / m_0 c^2$  elektronun klasik yarıçapı olmak üzere  $f^+$  ve  $f^-$ , zıt yönlü spin ve aynı yönlü spin polarizasyon durumu için genliklerdir. Elastik saçılma olaylarının anlaşılmasında, Thomson'un klasik elektromagnetik teoriye göre getirdiği yaklaşımlar önemli bir yer tutar. Ona göre bir foton serbest bir elektron üzerine geldiğinde elektron ile etkileşmekte ve elektrik alan bileşeni nedeniyle elektronu ortalama bir konum etrafında titreştirmektedir. Klasik elektromagnetik teorisinin " ivmeli hareket yapan yüklü tanecikler elektromagnetik dalga yayınlarlar " düşüncesiyle kolayca izah edilebileceği üzere bu titreşim yine bir foton olarak yayınlanmaktadır. Thomson'a göre, gelen ışınların bir kısmı ışının dalga

boyundan bağımsız olarak elektron tarafından saçılır. Saçılan ışın gelen ışınla aynı frekansa sahiptir. Bu olayda elektron bir saçıcı görevi üstlenmektedir.

#### 2.4.3.A.a. Rayleigh Saçılması

Işın madde içinden geçerken madde tarafından çok kısa bir süre tutulur. Tutulma sonucu maddenin atom veya moleküllerinde polarizlenmeler (yük dağılımlarında geçici değişimler) olur ve madde tarafından tutulan ışın yada foton geri salınır. Bu salınma şu şekilde olur. Madde taneciklerinin çapları söz konusu ışının dalga boyundan küçükse, tutulan ışının çok büyük bir yüzdesi ilk yönünde olmak üzere geri verilirken, pek az bir yüzdesi de dağıtılır. Buna genel anlamda Rayleigh saçılması denir. Atom veya moleküllerin boyları genellikle üzerlerine düşen ışınların dalga boylarından çok küçük olduğundan, Rayleigh saçılması atom veya moleküller tarafından meydana getirilirler.

Rayleigh saçılmasını Lord Rayleigh, çekirdek ve elektronlar tarafından statik potansiyel durumunda bir atomun elektron bulutu tarafından saçılması olarak ifade etmiştir. Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orijinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanır. Bununla bizim ifade etmek istediğimiz hadise ;  $\hbar\omega$  enerjili bir foton ilk adımda soğurularak atom bir a durumundan bir n durumuna uyarılır. ikinci adımda  $\hbar\omega'$  enerjili bir foton yayınlamak üzere uyarılmış n durumundan son b durumuna döner. Eğer sistemin son durumu b başlangıçtaki durumu a ile aynı ise yayınlanan radyasyonun frekansı, gelen radyasyonun frekansı ile aynıdır (Köksal., 1989). Rayleigh saçılması fotonların atom ve moleküllerin yapısını ve içinde bulunduğu şartları incelemek için idealdir. Rayleigh saçılmada kullanılan kaynağın enerjisi ve açısı seçimi önemlidir. Rayleigh saçılma, gelen foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana geldiği için düşük foton enerjilerinde ve büyük Z'li ağır elementlerde meydana gelme ihtimaliyeti daha fazladır. Rayleigh saçılma tesir kesiti  $Z^2$  ile orantılı olup koherent saçılmanın en çok görülen çeşidi olduğu için genellikle koherent saçılma tesiriyle eşdeğer anlamda kullanılır. Rayleigh saçılma genliklerinin bilinmesi, çeşitli uygulama alanlarında (radyasyonu azaltmada, reaktör fiziğinde, sağlık fiziğinde, X-ışını kristalografisi ve enerji taşıma-depolama ile madde analizinde) önemlidir. 100 keV'den düşük enerjilerde Rayleigh genlikleri elastik

saçılma genliklerinin tek bileşeni konumundadır. Foton enerjisi ise ağır atomlar için elektron bağlanma enerjisinden ya daha küçük yada kıyaslanabilir konumdadır. Nötral atomlardan düşük enerjili fotonların elastik saçılmasında öncelikle bağlı elektronlardan saçılma anlaşılmalıdır. Bağlı elektronlardan saçılma için basit bir yaklaşım bağlanmayı ihmal etmek ve saçılmanın serbest elektronlardan meydana geldiğini kabul etmektir. Klasik olarak serbest noktasal bir yük dağılımından bir fotonun saçılması Thomson tarafından çalışılmış ve buna Thomson saçılma denilmiştir. Thomson saçılma genlikleri

$$A_{\parallel}^T = -r_0 \cos \theta \quad , \quad A_{\perp}^T = -r_0$$

ile verilir (Kane et al., 1986).

#### **2.4.3.A.b. Delbrück Saçılması**

Delbrück saçılma fotonun çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Delbrück saçılma, çekirdeğin Coulomb alanında yaratılan gerçek olmayan (virtual) elektron-pozitron çiftlerinden fotonların saçılmasından dolayı elastik foton atom saçılma genliğine yapılan katkıdır. Delbrück saçılmanın tesir kesiti  $Z^4$  ile orantılıdır (Crasemann.,1985).

#### **2.4.3.A.c. Nükleer Rezorans Saçılma**

Bu saçılma olayı, fotonun atom çekirdeği ile etkileşmesi sonucu gözlenir. Bu işlemde çekirdek, iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır. Bunu çekirdeğin uyarılmış durumdan temel hale dönmesi (de-eksitasyonu) takip eder. Nükleer rezorans saçılma tesir kesiti  $Z$  ile orantılıdır (Şahin.,Y, 1989).

#### **2.4.3.A.d. Nükleer Thomson Saçılma**

Bu saçılma olayı tamamen gelen fotonla çekirdek arasında meydana gelir. Klasik olarak yarıçaplı  $M$  kütleli  $Ze$  yüklü bir tek yük sistemi olarak düşünülen çekirdek gelen dalga



tarafından titreştirilir. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür. Gelen fotonun dalga boyunun nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir. Nükleer Thomson genlikleri  $r_e$  birimlerinde

$$A_{\perp}^{NT} = -Z^2 m_0 / M, \quad A_{\parallel}^{NT} = A_{\perp}^{NT} \cos \theta$$

ile verilir (Kissel et al.,1980). Burada  $m_0 / M$ , elektronun durgun kütlesinin atomun kütlesine oranıdır.

#### 2.4.3.A.e. Thomson Saçılması

Serbest elektronlar tarafından gamaların saçılma teorisi Thomson tarafından çalışıldı.

$$\sigma^T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.66 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{elektron} \quad (2.32)$$

(Tertian ve Claisse.,1982). Burada  $r_e = 2.82 \times 10^{-13}$  cm klasik elektron yarıçapıdır. Thomson formülü radyasyonun frekansından bağımsız bir tesir kesitidir. Klasik teoriye göre saçılmada frekans değişmemektedir. Thomson X-ışını saçılma ölçümleriyle azottaki elektronların sayısını hesaplamada (2.32) bağıntısını kullandı. Her bir bağlı elektronun bağımsız saçıcı (inkoherent olarak) olduğu kabul edilirse, tesir kesiti  $N \sigma^T$  olur. Thomson, bir atomdaki  $N$  elektron sayısının atom numarası  $Z$ ye değil, yaklaşık atom ağırlığı  $A$ ya eşit olduğu şeklinde yanlış bir karara varmıştır.

Şayet gelen fotonun enerjisi bağlanma enerjisinden büyükse, biz bağlanma etkilerini ihmal ederek inelastik saçılmanın elastik saçılmadan daha baskın olduğunu söyleyebiliriz. Klasik serbest bir elektron tarafından polarize olmamış radyasyonun saçılması için Thomson diferansiyel tesir kesiti

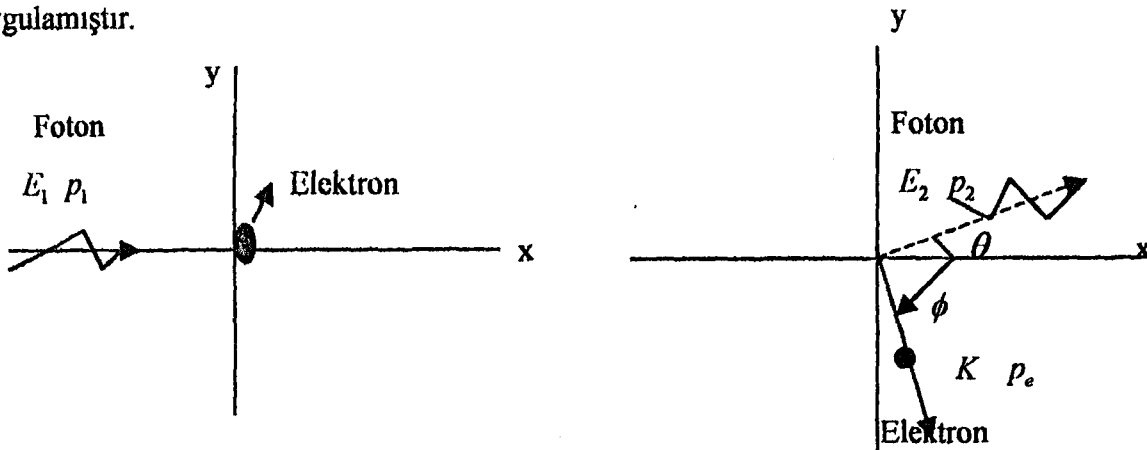
$$\frac{d\sigma^T}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.33)$$

ifadesiyle verilir. Burada bir düzlem yüzeyden saçılma için  $\Theta$  Bragg açısı,  $\theta = 2\Theta$  ifadesine göre  $\theta$  saçılma açısıyla ilgilidir.(2.33) denkleminin,  $\sigma^T = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma^T}{d\Omega} \sin \theta d\theta$  ifadesinde yerine konmasıyla (2.32) denklemi elde edilir.

### 2.4.3.C. İnkohherent Saçılma

#### 2.4.3.C.a. Compton Saçılması

Compton olayı, bir fotonun genellikle başlangıçta durgun olan serbest elektronlardan veya bağlanma enerjisi, foton enerjisine kıyasla küçük olan elektronlardan enerji kaybederek saçılması olarak bilinmektedir. Bu işlemde, gelen foton serbest bir elektronla etkileşerek daha düşük bir enerji ile saçılır ve geri kalan enerji geri tepen elektron tarafından alınır. Bir atomda elektronlar gevşekçe bağlı ve gelen fotonların enerjileri nispeten büyük olduğunda fotonların atomun bağlı elektronları tarafından saçılmalarını da Compton saçılması olarak düşünebiliriz. Şekil 2.5 de serbest ve durgun bir elektronla bir fotonun etkileşmesi görülmektedir. Burada enerjisi  $E_1$  ve momentumu  $p_1$  olan bir foton, durgun kütle enerjisi  $m_0c^2$  olan durgun bir elektron üzerine gelip enerjisi  $E_2$  momentumu  $p_2$  olacak şekilde  $\theta$  açısı ile saçılırken, elektron  $K$  kinetik enerjili  $p_e$  momentumlu olarak  $\phi$  açısı ile geri tepmektedir. Compton, bu etkileşme olayına momentum ve toplam rölativistik enerjinin korunumu kanunlarını uygulamıştır.



Şekil 2.5. Compton saçılması.

Enerji ve momentumun korunumu bağıntılarını ve enerjinin rölativistik eşitliğini kullanarak

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) \quad (2.34)$$

ifadesi bulunur. Burada  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  saçılan ve gelen fotonun dalga boyları arasındaki farktır.

$h$ ; Planck sabiti,  $m_0$ ; elektronun kütlesi,  $c$ ; ışık hızı ve  $\theta$ ; saçılma açısıdır.

$h/m_0c = 2,43 \times 10^{-13} m$  Compton dalga boyu olarak adlandırılmaktadır.

Compton olayında saçılan fotonun enerjisi

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + E_1/m_0c^2(1 - \cos\theta)} \quad (2.35)$$

ifadesiyle, geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise

$$K = \frac{\alpha E_1(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.36)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada  $\alpha = 1/137$  ince yapı sabitidir. Compton saçılmasının meydana gelme ihtimaliyeti hesaplarında, serbest ve durgun elektronlardan saçılmayı inceleyen Klein-Nishina teorisi kullanılır. Polarize olmamış fotonlar için elektron başına Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 [1 + k(1 - \cos\theta)]^{-2} \left[ 1 + \cos^2\theta + \frac{k^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + k(1 - \cos\theta)} \right] \left[ \frac{cm^2 / elektron}{steradian} \right] \quad (2.37)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada  $k$ , elektronun durgun kütle enerjisi birimlerinde (yani  $m_0c^2$  birimlerinde) foton enerjisidir:  $k = E(eV)/511003,4$  (Hubbell et al., 1975).

Elektron başına toplam Klein-Nishina tesir kesiti

$$\begin{aligned}\sigma_{KN} &= \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} d\sigma_{KN}(\theta) \\ &= 2\pi_0^2 \left\{ \frac{1+k}{k^2} \left[ \frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{\ln(1+2k)}{k} \right] + \left[ \frac{\ln(1+2k)}{2k} - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \right] \right\} \quad (2.38)\end{aligned}$$

ifadesi ile verilir.

#### 2.4.3.C.b. Nükleer Saçılma

İnkoherent saçılma olarak gözlenen nükleer saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi neticesinde meydana gelir (Siegbahn.,1968). Bu saçılmanın inkoherent saçılmaya katkısı oldukça küçüktür.

#### 2.4.3.C.c. Raman Saçılması

Bu saçılmada, saçılan foton gelen fotondan daha az enerjiye sahip olabileceği gibi, eğer uyarılmış molekül başlangıçta uyarılmış titreşim veya dönme seviyesinde ise daha fazla enerjiye sahip olabilir (Tipler.,1978). Raman saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak da düşünülmektedir. Şöyle ki bir adımda  $\hbar\omega$  enerjili bir foton soğurulur ve atom bir a durumundan n durumuna uyarılır. İkinci adımda, atom  $\hbar\omega'$  enerjili bir foton yayınlar ve uyarılmış n durumundan son b durumuna döner. Atomun son durumu, başlangıçtaki durumundan farklı ise saçılma koherent değildir ve bu olay Raman saçılması olarak bilinir. Yayınlanan ışınının açısal frekansı enerjinin korunumundan

$$\hbar\omega' = \hbar\omega + (E_a - E_b)$$

ifadesi ile bulunabilir.

### 3. TEORİK YAKLAŞIMLAR

#### 3.1. Form Faktörü Yaklaşımı

Bağlı elektronlar tarafından X-ışınları ve gama ışınlarının elastik saçılması genellikle Rayleigh saçılma olarak isimlendirilir. Özellikle küçük momentum transferleri ve K-tabakası elektronu bağlanma enerjilerinden daha büyük olan foton enerjileri için, form faktörü yaklaşımının (FFY) Rayleigh saçılmasını tanımlamada yararlı olduğu kabul edilir. FFY'den önemli sapmalar özellikle elektronun bağlanma enerji eşğine yakın foton enerjilerinde önemli olmaktadır. Form faktörü yaklaşımına dayanan hesaplamalar, atomik yük dağılımı üzerinden bir integralin değerlendirilmesiyle ilgilidir. Burada form faktörü ve atomik yük dağılımının Fourier dönüşümünde FFY'nin üç farklı formalizmi vardır ki bunlar rölativistik olmayan, (NRFF) rölativistik (RFF) ve düzeltilmiş rölativistik (RMFF) formalizmlerdir. Bu üç formalizm esas alınarak hesaplanmış form faktörleri foton-momentum transferinin geniş bir aralığı için ve bütün elementler için mevcuttur.

Atomik form faktörleri temel atom fiziği araştırmalarıyla yakından ilgilidir ve onlar birkaç sebepten ötürü önemlidir.

- i) Onlar basittir, fakat yüksek enerjili Rayleigh saçılma genliklerinin pek çok önemli özelliklerini de gösterirler.
- ii) Onlar bir yük dağılımından saçılma için, Thomson saçılma formülü, serbest elektron, nokta yük, klasik düzeltme ve klasik kavramlarla ilgilidir.
- iii) Onlar hem rölativistik olmayan hem de rölativistik kuantum mekaniği kullanılarak türetildikten sonra, kuantum mekaniksel yaklaşımlarla da bir tutulabilir.
- iv) Temel form faktörü ifadesi, ayrı ayrı  $\hbar\omega$  ve  $\theta$ 'nin yerine atomun momentum transferi olan tek bir  $\hbar q$  değişkeninin fonksiyonudur. Burada  $\hbar\omega$  gelen foton enerjisi  $\theta$  ise foton saçılma açısıdır. Bu durum nicelik ve nitelik olarak hesaplamalarda büyük bir azalmaya ve basit tabloların yapılmasına izin verir.
- v) Koherent yada Rayleigh saçılmasını içeren bütün mevcut geniş tablolar form faktör yaklaşımını kullanır.

Atomik form faktörü ve anormal (anomalous) dispersiyon düzeltmeleri, X-ışını saçılma deneylerinde verilerin nicelik analizi için de geniş olarak kullanılır. Şöyle ki:

- i) Organik makro-moleküllerin yapılarının belirlenmesinde
- ii) Büyük inorganik tek (single) kristallerde kusurların çalışılmasında
- iii) Kristal materyallerde ve amorf materyallerdeki düzensizliklerin çalışılmasında
- iv) X-ışını flüoresans spektroskopisi (XRF), Elektron şua mikroanaliz (EPMA), proton uyarımlı X-ışını emisyonu (PIXE) uygulamaları kullanılarak materyallerin kompozisyonunun incelenmesinde
- v) X-ışını toz (powder) difraksiyon kullanarak, faz geçişlerinin çalışılmasında
- vi) Materyallerdeki elektronik spinler tarafından mağnetik saçılmaların çalışılmasında
- vii) Enerji dispersif X-ışını difraksiyon (EDXRF) uygulamasını kullanarak sıcaklığa maruz bırakılmış materyallerdeki kristal yapıları ve kompozisyonlarındaki değişimlerin incelenmesinde de kullanılır (Creagh., 1989).

Form faktörü bir atomun saçtığı radyasyonun genliğinin, bir serbest elektronun saçtığı radyasyonun genliğine oranıdır.  $Z$  atom numaralı bir atom için  $F(\vec{q}, Z)$  atomik form faktörü, kuantum fiziğinde

$$F(\vec{q}, Z) = \sum_{n=1}^Z \langle \psi_0 | \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}_n) | \psi_0 \rangle \quad (3.1)$$

matris elemanı şeklinde tanımlanmaktadır (Hubbell et al., 1975). Atomik form faktörü  $F(\vec{q}, Z)$ 'nin hesabı bütün elektronların yük dağılımına bağlıdır. Burada  $\psi_0$  atomun temel hal dalga fonksiyonu,  $\vec{r}_n$  çekirdekten  $n$ . elektrona çizilen yer vektörü  $q$  ise

$$q = \frac{2k}{\hbar} \sin(\theta / 2) \quad (3.2)$$

ifadesiyle gösterilen momentum transfer vektörüdür. Burada  $q = k_i - k_f$  vektörel notasyonda bir elektron yada atom için momentum transferi olup,  $k_i$  ve  $k_f$  fotonun ilk ve son momentumudur.

Ayrıca atomik form faktörü

$$F(\vec{q}, Z) = \int \rho(\vec{r}) \exp(i\vec{q}\vec{r}) d^3r \quad (3.3)$$

integraliyle de ifade edilebilir. Burada  $\rho(\vec{r})$ ,  $\vec{r}$  deki toplam elektron yoğunluğudur ve  $F(\vec{q}, Z)$ 'nin ters Fourier dönüşümü gibi yazılabilir: Küresel simetrik bir atom için (3.3) eşitliğinin açılmalı integralinden

$$F(\vec{q}, Z) = 4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr \quad (3.4)$$

ifadesi elde edilir.  $q$ 'nin çok küçük değerleri için yani,  $\theta=0$  saçılma açısında  $\sin(qr)/q \approx 1$  ve  $f(0) = Z$  dir.  $q$ 'nin çok büyük değerleri için,  $\sin(qr)$  hızlı bir şekilde salınır ve bu yüzden  $f(\infty) = 0$  olur. Burada  $Z$  atom numarasıdır. Bu tür bir yaklaşımın kullanışlılığı, düzeltilmiş form faktörü  $g(q)$ 'nin takdimiyle çok yüksek momentum transferlerine ve büyük atom numaralılara  $f'$  ve  $f''$  anormal saçılma düzeltmelerinin dahil edilmesiyle de çok düşük enerjilere genişletilebilmesindedir.

### 3.2. Düzeltilmiş Form Faktörü Yaklaşımı

Form faktöründe bir ileri aşama, düzeltilmiş form faktörüdür (RMFF). Bu yaklaşım bağlı elektron düzeltmelerini de hesaba katar. Polarize olmamış bir fotonun Rayleigh saçılması için diferansiyel tesir kesiti:

$$d\sigma^{RMFF}/d\Omega = (r_c^2/2) |g(q)|^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (3.5)$$

ile verilir. Burada  $g(q)$  toplam-atomik düzeltilmiş form faktörüdür ve

$$g(q) = \sum_n g_n(q) = \quad (3.6)$$

$$= 4\pi \sum_n \int_0^\infty \rho_n(r) (\sin qr / qr) \left\{ \frac{mc^2}{[E_n - V(r)]} \right\} r^2 dr \quad (3.7)$$

ile verilir. Denklemden  $E_n$ ,  $n$ . elektronun relativistik toplam enerjisi,  $V(r)$  bir atomik merkezden  $r$  mesafede potansiyel enerjidir yada merkezi potansiyeldir.  $E_n = mc^2 - \varepsilon_i$  değerine eşit olup,  $\varepsilon_i$   $n$ . alt tabakada bir elektronun bağlanma enerjisidir.  $\rho_n(r)$   $n$ . alt tabakada bir atomun merkezinden  $r$  mesafede elektron sayısı yoğunluğudur. Form faktörü yaklaşımından farklı olarak  $E_n$ 'nin varlığı yüzünden RMFF, toplam elektron yük dağılımından doğrudan hesaplanamaz bunun yerine her bir alt tabakanın elektronlarından katkılar hesaplanmalı ve toplanmalıdır.

K-tabakası soğurma kıyısı yukarısında RMFF tahminleri son derece iyi sonuçlar verir fakat K-tabakası fotoeffect kıyısı aşağısı ve yakınındaki foton enerjiler için hem diferansiyel hem de toplam tesir kesitlerinde başarısızdır (Kissel et al.,1995).

RMFF büyük momentum transferlerinde özellikle  $\theta \geq 90^\circ$  olduğu açılarda başarısız olup, küçük değerler alır. Deneysel bakış açısından Kane et al.,1983, RMFF yaklaşımının küçük açılı Rayleigh saçılmasında tercih edilen bir yaklaşım olduğuna karar vermişlerdir.

RMFF'yi form faktörüne göre mukayese edecek olursak; form faktöründe  $r$ 'deki toplam elektron yük yoğunluğu dikkate alınırken, RMFF'de her bir elektronun relativistik toplam enerjisi dikkate alınır. Bir başka ifadeyle form faktöründe atom numarası  $Z$  olan bir atomda



toplam yük yoğunluğu dikkate alınırken RMFF'de atom numarası  $Z$  olan bir atomda her bir alt tabakanın elektronlarında katkılar hesaplanarak bunların toplamı dikkate alınır.

### 3.3 Anormal Saçılma Faktörü

Anormal saçılma faktörleri, soğurma kıyıları bölgesinde atomik form faktörü yaklaşımı tarafından hesaplanmış elastik saçılma genliklerinden sapma miktarını azaltmak için geliştirilmiş bir teorik yaklaşımdır. Form faktörü yaklaşımının bütün türetimlerinde saçılmayla ilgili olan bütün elektronlar için, foton enerjisinin ( $\hbar\omega$ ) elektron bağlanma enerjisiyle ( $\varepsilon$ ) karşılaştırıldığında büyük olduğu ( $\hbar\omega \gg \varepsilon$ ) farz edilir. Fakat bir çok durumda, özellikle orta ve büyük  $Z$ 'li atomlar için elektronun bağlanma enerjisi foton enerjisiyle karşılaştırılabilir büyüklüktedir. Esasen bizim 'anormal' terimiyle ima ettiğimiz,  $\hbar\omega = \varepsilon$  foton enerjileri için saçılmadaki hızlı değişimdir. Reel (dispersive) ve imajiner (absorptive) bileşenleriyle kompleks saçılma faktörü,

$$F = f(q) + (\Delta f') + i(\Delta f'') \quad (3.8)$$

ile verilir. Schumacher ve Stoffregen et al.,(1977), Nandi et al.,(1987,1989), Baraldi et al.,(1996), Wang et al.,(1988,1989,1991), Dreier et al.,(1984) ve Kissel et al.,(1990) tarafından gösterildiği gibi  $\Delta f'$  ve  $\Delta f''$  dispersiyon düzeltmesinin K tabakası bağlanma enerjilerine yakın foton enerjilerinde, deneysel değerlerle teorik olarak hesaplanmış elastik saçılma tesir kesitleri arasındaki uyumu kuvvetlendirdiği ifade edilmektedir.

Sonuç olarak  $f(q)$  normal form faktörüne  $\Delta f'$  ve  $\Delta f''$  anormal dispersiyon düzeltmeleri eklendiğinde elastik saçılma tesir kesitinin hesabı için  $F$  atomik form faktörü bulunmuş olur. İleri-saçılma durumunda  $\Delta f''$  optik teoreme göre:

$$\Delta f'' = \frac{\omega}{4\pi r_0 c} \sigma_{ph}(\omega)$$

ifadesiyle, Klasik dispersiyon teorisine göre  $\Delta f'$  ise

$$\Delta f'(\omega) = \frac{1}{2\pi^2 r_0 c} P \int_{\omega_k}^{\infty} \frac{\omega'^2 \sigma_{ph}(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega'$$

ifadesiyle verilmektedir (Nandi et al., 1989). Burada  $\sigma_{ph}(\omega)$ ; elastik saçılma tesir kesitidir. Açıkça görülmektedir ki dispersiyon düzeltmesinin imajiner kısmı fotoelektrik tesir kesitiyle orantılıdır.  $P$  ise integral için özel bir sabittir.  $\omega$  gelen foton için açısal frekans,  $\omega'$  saçılan foton için açısal frekanstır.

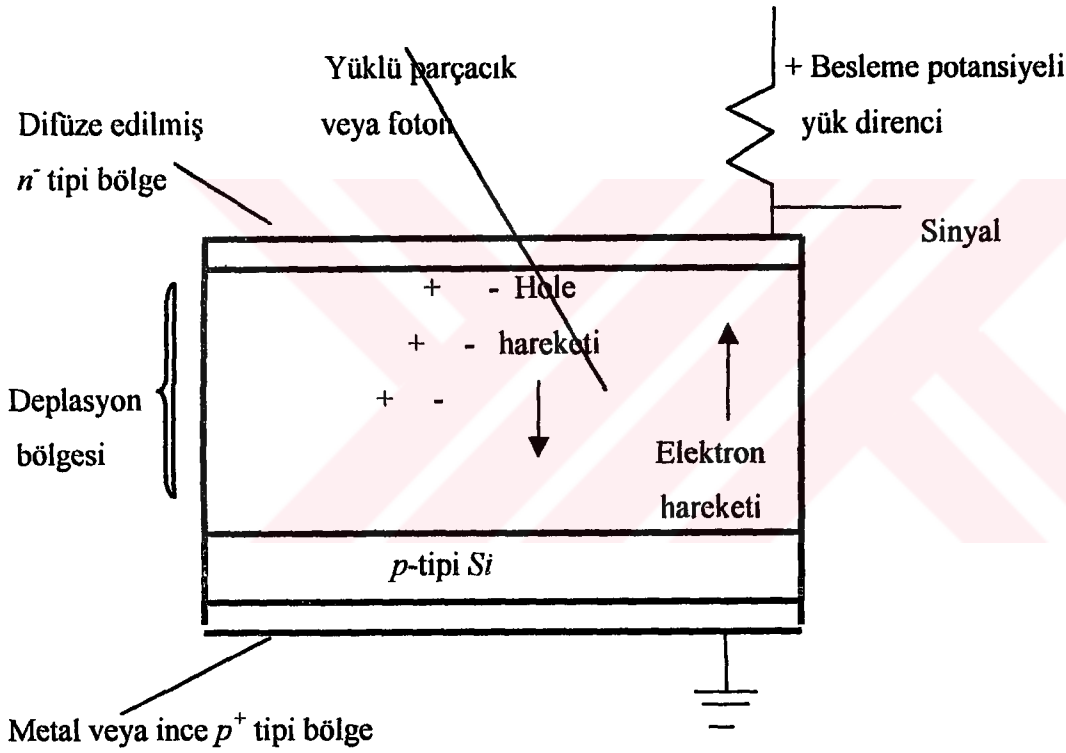
Anormal saçılma faktörünün açığa bağlılığı büyük açılarda küçük olduğundan, ( $\theta = 0$ ) saçılma açısında anormal saçılma faktörleri, diğer açılarda düzeltme olmaksızın kullanılabilir (Nandi et al., 1989). Dispersiv etkiler, gelen foton enerjisi K tabakası soğurma kıyısına yakın olduğunda ve büyük saçılma açılarında ASF (anormal saçılma faktörü) düzeltilmelidir (modified). Düzeltmenin ihmal edildiği durum  $\theta = 0$  açısidir (Nandi et al., 1987).

Anormal saçılma faktörünün atom numarasına göre,  $f'$  ve  $f''$  dispersiyon düzeltme terimlerinin değişimi hafif atomlar için küçülürken ağır atomlar için büyük olacaktır (Bergstrom et al., 1997).

## 4. ÖLÇÜLER VE HESAPLAMALAR

### 4.1 Si(Li) Dedektörü

Kullandığımız dedektörün aktif alanı  $12 \text{ mm}^2$  ve kalınlığı  $3 \text{ mm}$ 'dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık  $200 \text{ \AA}$  kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Dedektör, en uygun ayırma gücü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot kaynama sıcaklığında ( $-196 \text{ }^\circ\text{C}$ ) tutulmalıdır.



Şekil 4.1. Si(Li) dedektörün şematik gösterimi.

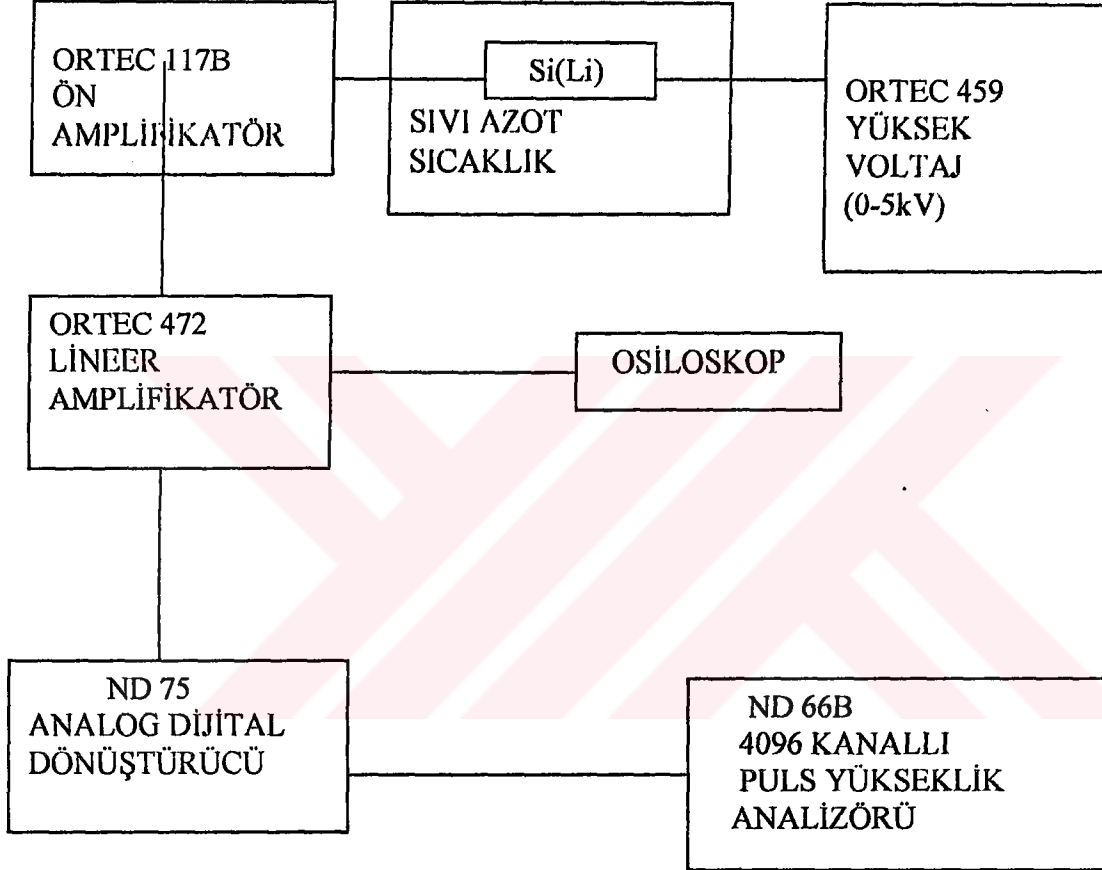
Dedektör dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için,  $25 \mu\text{m}$  kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır.  $E$  enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde bu foton silisyum atomu tarafından fotoelektrik soğurmaya maruz kalır ve enerjisini fotoelektrona aktarır. Fotoelektron, yolu boyunca ve enerjisi bitinceye kadar elektron-hole çifti oluşturarak dedektör içinde hareket eder. Si(Li) dedektörüne yaklaşık  $500$  voltluk ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların

oluşturduğu elektron-hole çiftlerini toplar. Ters beslenmeden dolayı elektronlar *n-tipi* bölgeye, boşluklar ise *p-tipi* bölgeye yönelirler. Sonuçta, dedektör içinde gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron-hole çifti oluşur.

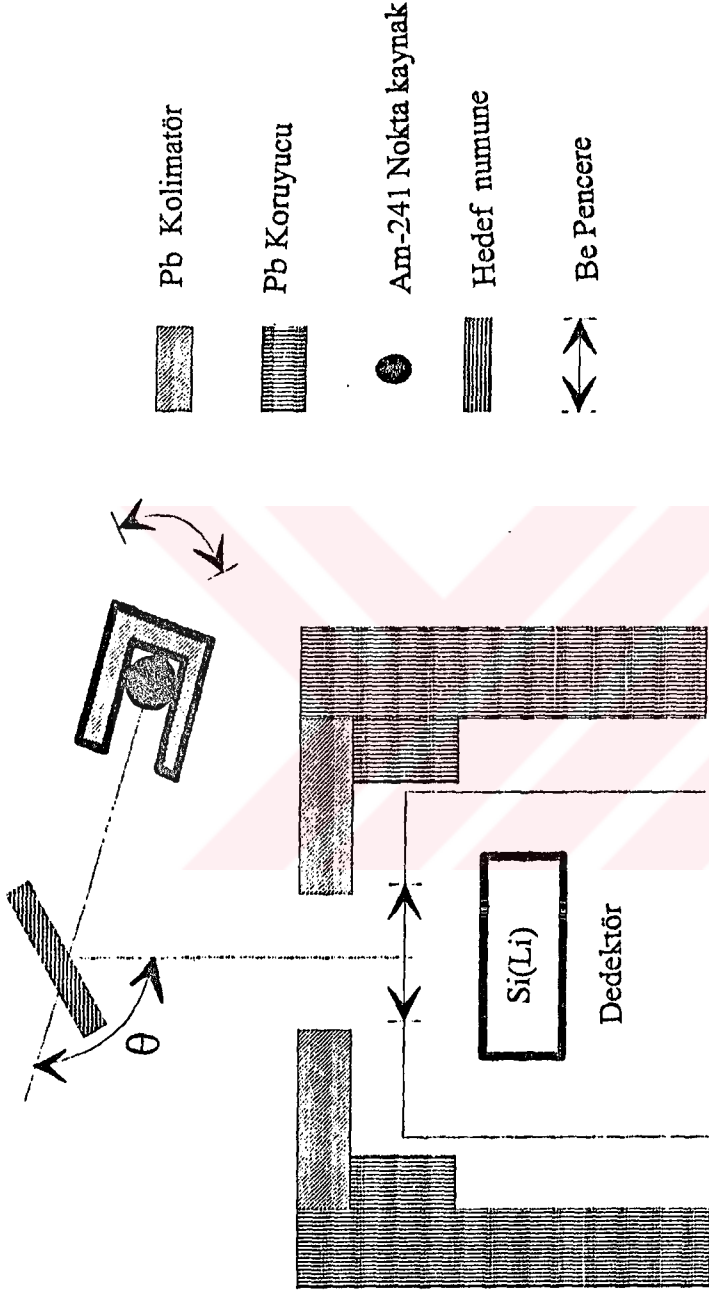
#### 4.2. Deney Geometrisi ve Ölçülerin Alınması

Kullanılan deney sisteminin blok diyagramı Şekil 4.2 de verilmiştir. Deneyde 100mCi ( $3,7 \times 10^9$ Bq) şiddetindeki Am-241 radyoizotop nokta kaynağından çıkan 59,5 keV'lik gama ışınları kullanılmıştır. Kaynaktan çıkan ışınların kolime edilmesi amacıyla kaynak, 19 mm boyunda 12 mm çapında ve 2 mm delik çapında bir kurşun kolimatör içine konmuştur. Spektrumların alınmasında daha önceki araştırmacılar tarafından ölçülmüş 5,9 keV de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 160 eV olan bir Si(Li) dedektörü kullanılmıştır. Si(Li)'den çıkan pulslar, önce bir ORTEC 117B ön amplifikatöründe ve daha sonra da ORTEC 472 lineer amplifikatörde büyütülerek bir analog dijital dönüştürücü vasıtasıyla, 4096 kanallı ND66B çok kanallı puls yükseklik analizöründe kaydedilmiştir. Şekil 4.3 de gösterilen deney geometrisinde kaynak-numune ve numune-dedektör mesafeleri 4'er cm olarak tespit edilmiştir. Deney süresince dedektörün Be penceresi üzerine 8 mm'lik delik çapına sahip kurşun kolimatör yerleştirilmiştir. Ölçülere başlamadan önce kaynaktan gelen fotonların dedektörü göremeyeceği minimum saçılma açısı tespit edilerek, açı ölçüm sisteminin kalibrasyonu yapılmıştır. Açısal değişim için ölçüler, deney geometrisinin müsaade ettiği 45° ile 125° aralığında 10°'lik adımlarla 9 farklı saçılma açısı için alınmıştır.

Bu çalışmada incelediğimiz elementlerin ince levha numuneleri (foilleri) kullanılmıştır. Özel olarak yapılmış bir zımba yardımıyla ince levha numuneler 8 mm çapında dairesel olarak kesilmiştir. Kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 4.1 de ilk beş kolonda verilmiştir.



Şekil 4.2. Deney sisteminin blok diyagramı.



Şekil 4.3. Deneysel geometrisi.

Tablo 4.1. Çalışmada kullanılan numunelerin özellikleri

Element	Safılık (%)	Atom Sayısı ( $\times 10^{20}$ )	Etkin Kalınlık $l/\mu$ (gr/cm <sup>2</sup> )	Kalınlık ( $\times 10^{-6}$ m)	Transmission Faktörü	
					T	T <sub>R</sub>
Berilyum	99,99	1,525	0,0045	35	-	0.9551
Alüminyum	99,99	0,830	0,0074	25	-	0.9373
Titanyum	99,70	0,860	0,013	25	0,9921	-
Demir	99,50	0,780	0,014	25	0,9745	-
Nikel	99,90	1,188	0,023	25	0,9678	-
Bakır	99,96	1,139	0,024	15	0,9677	-
Çinko	99,99	1,188	0,018	25	0,9703	-
Zirkonyum	99,97	0,470	0,014	20	0,8956	-
Niobiyum	99,90	0,570	0,017	25	0,9384	-
Molibden	99,96	1,170	0,037	23	0,8505	-
Gümüş	99,97	0,870	0,031	25	0,8512	-
Kalay	99,95	0,500	0,019	25	0,8512	-
Tantalyum	99,95	0,710	0,042	25	0,8801	-
Altın	99,99	0,850	0,055	57	0,7989	-
Kurşun	99,99	1,056	0,072	75	0,9005	-

### 4.3. Saçılma spektrumlarının değerlendirilmesi

Çalışmalarımız boyunca alınan ölçüler üç temel grup altında toplanabilir.

#### a. Saçılma spektrumların elde edilmesi

i) Atom numarasına göre değişimin incelenmesi amacıyla, numuneler 55° ve 115°'lik iki farklı saçılma açısında sayılmışlardır. Foil numunelerden Be 15 saat, Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Zn ve Zr 6'şar saat, Nb, Mo, Ag ve Sn 4'er saat, Ta, Au ve Pb 3'er saat sayılmışlardır. 55°'lik

saçılma açısında Sn için ve 115°'lik saçılma açısında Au için örnek spektrumlar Ek A da verilmiştir.

ii) Altın'da açısal değişimin incelenmesi amacıyla, deney geometrisinin müsaade ettiği 45° ile 125° aralığında 10°'lik adımlarla 9 farklı saçılma açısı için, 3'er saatlik süreyle ölçüler alınmıştır.

iii) Kolimatör çapına göre değişimin incelenmesi amacıyla, 4,6,8 ve 10 mm delik çapına sahip kurşun kolimatörler kullanılarak, 90°'lik saçılma açısında 3'er saatlik ölçüler alınmıştır.

b. Temel sayma spektrumunu elde etmek için bütün deney şartları muhafaza edilerek numune yerinden alınmış ve numunesiz sayımlar yapılmıştır.

c. Bu ölçü grubunu transmisyon ölçümleri oluşturmaktadır. Bu ölçümün amacı, gelen fotonların ne kadarının numune ile etkileştiğini ne kadarının etkileşmeden geçtiğini bulmaktır. Burada koherent ve Compton enerjilerin ayrı ayrı transmisyon ölçümü yapılmıştır. İlk olarak koherent saçılan fotonların transmisyonu için yardımcı kaynak dedektöre paralel olarak tutularak dedektör üzerindeki kolimatöre merkezlendi ve numunesiz ölçümler alındı. Daha sonra numuneler, kaynakla dedektör arasına yerleştirilerek numuneli ölçüler alındı. İkinci olarak Compton saçılan fotonların transmisyonu için ölçüler alınmıştır. Bu amaçla söz konusu saçılma açılarında Compton enerjilerini elde etmek için, 400 mg miktarında selüloz, tablet haline getirilip Şekil 4.2 deki numune pozisyonunda sayıldı. Daha sonra selüloz ve dedektör arasına numuneler yerleştirilerek numuneli ölçümler alındı. Bu kısımda bahsedilen ölçülerin her biri 20'şer dakikalık sayma sürelerinde yapılmıştır.

#### **4.4. Alınan Ölçülerin Değerlendirilmesi ve Hesaplamalar**

Bölüm 4.2 de nasıl alındığı anlatılan ölçüler değerlendirilerek atom başına koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri deneysel olarak ölçülmüştür.

Bu amaçla ilk olarak, bölüm 4.3.a da anlatıldığı şekilde elde edilen hedef elementlerin verdiği numuneli sayımlardan, bölüm 4.3.b de nasıl elde edildiği anlatılan numunesiz sayımlar çıkarılarak hedef elemente ait net sayımlar bulunmuş ve bu değer sayma süresine bölünerek saniyede koherent saçılan fotonların sayısı (N) elde edilmiştir. Düşük saçılma açılarında



koherent ve Compton piklerini ayırmak için Şahin ve diğerleri tarafından önerilen pik analiz yöntemi kullanılmıştır (Şahin vd., 1996).

Deneyde kullanılan bütün foil numuneler için,

$$\beta = \frac{1 - \exp\left[-\left(\frac{\mu_1}{\cos\psi_1} + \frac{\mu_2}{\cos\psi_2}\right)t\right]}{\left(\frac{\mu_1}{\cos\psi_1} + \frac{\mu_2}{\cos\psi_2}\right)t} \quad (4.1)$$

ifadesine göre öz-soğurma düzeltmesi yapılmıştır. Burada  $\mu_1$  ve  $\mu_2$  sırasıyla kaynaktan gelen ve saçılan radyasyon için toplam kütle soğurma katsayılarıdır. Koherent saçılmada gelen ve saçılan fotonların enerjileri aynı olduğundan  $\mu_1 = \mu_2$  olarak alınmıştır.  $\psi_1$  ve  $\psi_2$  ise sırasıyla kaynaktan gelen ve saçılan radyasyonun numune yüzeyinin normali ile yaptığı açıdır.  $t$  numune kalınlığı olup tartılan numune miktarının numune alanına bölünmesiyle bulunmuştur.

İkinci olarak kullanılan numunelerdeki atom sayıları gravimetrik metotla bulunarak Tablo 4.1 de verilmiştir.

Üçüncü olarak 59,5 keV enerjide ve Compton enerjisinde transmisyon ölçümleriyle ilgili hesaplamalar yapılmıştır. Bu amaçla bölüm 4.3.c de nasıl alındığı anlatılan numuneli spektrumlarda bulunan sayımlar numunesiz spektrumların verdiği sayımlara bölünerek koherent saçılan fotonlar için transmisyon faktörleri ( $T$ ) ve Compton enerjisinde transmisyon faktörleri ( $T_R$ ) hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar Tablo 4.1' in son sütununda verilmiştir.

#### 4.5. Koherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Deneysel Olarak Hesaplanması

Atom başına koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanmasında

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{KN}}{d\Omega} S(q, Z_R) \frac{N}{N_R} \frac{T_R}{T} \frac{\rho_R}{\rho} \quad (4.2)$$

ifadesi kullanılmıştır (Kane et al.,1983). Burada  $S(q, Z_R)$ , referans numune için inkohherent saçılma fonksiyonudur.  $Z_R$ , referans numunenin atom numarasıdır.  $N_R$ , referans numuneden saniyede Compton saçılan fotonların sayısıdır.  $N$ , numuneden saniyede koherent saçılan fotonların sayısıdır.  $T_R$ , Compton enerjisinde transmisyon faktörüdür.  $T$ , hedef numune için koherent enerjide transmisyon faktörüdür.  $\rho_R$  ve  $\rho$  sırasıyla referans numunenin ve hedef elementin atom sayılarıdır. Deneysel referans numune olarak düşük atom numaralı foil elementlerden Be ( $Z=4$ ) ve Al ( $Z=13$ ) kullanılmıştır. (4.2) ifadesine göre deneysel olarak elde edilen koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin açısal değişimi için değerler, teorik değerlerle mukayeseli olarak Tablo 4.2 de, atom numarasına göre değişim için değerler  $\theta=55^\circ$  de Tablo 4.3 ve  $\theta=115^\circ$  de Tablo 4.4 de, her bir referans numune için teorik değerlerle mukayeseli olarak verilmiştir. Kolimatör delik çapına göre değişim için deneysel değerler teorik değerlerle mukayeseli olarak Tablo 4.5 de verilmiştir.

#### 4.6. Koherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak Hesaplanması

Teorik hesaplamalar

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma^T}{d\Omega} [F(q, Z)]^2 \quad (4.3)$$

ifadesine göre hesaplanmıştır. Rölativistik olmayan form faktörü değerlerine göre teorik olarak hesaplanan koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri (Hubbell et al. 1975), rölativistik form faktörü değerlerine göre teorik olarak hesaplanan koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri (Hubbell et al.1979) ve düzeltilmiş form faktörü değerlerine göre teorik olarak hesaplanan koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri (Schaupp et al.1983) Tablo 4.2, 4.3, 4.4' de sırasıyla NRFF, RFF ve RMFF olarak verilmiştir. Çalışılan enerji ve açılara karşılık gelen foton-momentum transfer değerleri için tablolarda yer almayan form faktörü değerleri interpolasyon programı ile bulunmuştur.

Tablo 4.2. Barn/sr atom birimlerinde Au için deneysel ve teorik koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri.

$\theta^\circ$	Deneysel		Teorik		
	Referans Numune. (Al)	Referans Numune. (Be)	NRFF	RFF	RMFF
45	$9,606 \pm 0,52$	$11,828 \pm 0,48$	13,642	14,891	13,530
55	$7,159 \pm 0,46$	$7,567 \pm 0,35$	8,819	9,736	8,717
65	$4,669 \pm 0,43$	$4,727 \pm 0,37$	5,778	6,493	5,733
75	$3,347 \pm 0,36$	$3,632 \pm 0,32$	3,938	4,380	3,807
85	$2,180 \pm 0,34$	$2,359 \pm 0,30$	2,710	3,107	2,660
95	$1,662 \pm 0,29$	$1,672 \pm 0,28$	1,983	2,401	2,023
105	$1,469 \pm 0,28$	$1,641 \pm 0,24$	1,766	2,047	1,702
115	$1,175 \pm 0,26$	$1,421 \pm 0,19$	1,802	1,906	1,564
125	$1,037 \pm 0,21$	$1,261 \pm 0,13$	1,842	1,889	1,530

Tablo 4.3. Barn/sr atom birimlerinde atom başına 55°lik saçılma açısı için deneysel koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri.

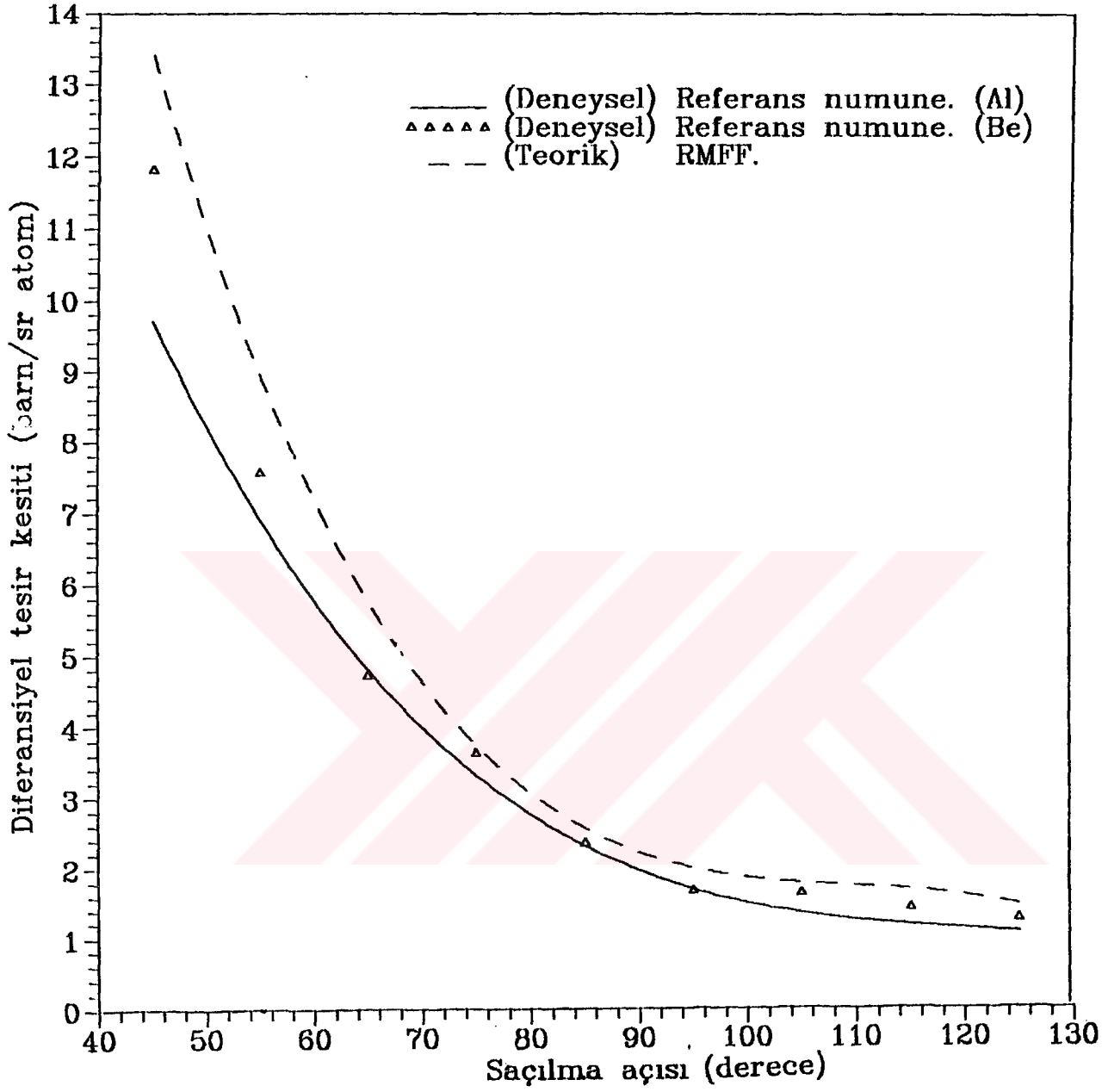
Element	Deneysel		Teorik		
	Referans Numune. (Al)	Referans Numune. (Be)	NRFF	RFF	RMFF
<sup>22</sup> Ti	0,174 ± 0,065	0,187 ± 0,050	0,192	0,198	0,193
<sup>26</sup> Fe	0,337 ± 0,045	0,358 ± 0,035	0,368	0,382	0,369
<sup>28</sup> Ni	0,473 ± 0,032	0,503 ± 0,024	0,491	0,510	0,490
<sup>29</sup> Cu	0,490 ± 0,034	0,527 ± 0,026	0,556	0,578	0,555
<sup>30</sup> Zn	0,571 ± 0,039	0,584 ± 0,031	0,628	0,652	0,626
<sup>40</sup> Zr	1,194 ± 0,084	1,291 ± 0,066	1,328	1,380	1,307
<sup>41</sup> Nb	1,205 ± 0,086	1,307 ± 0,068	1,385	1,442	1,364
<sup>42</sup> Mo	1,222 ± 0,081	1,333 ± 0,064	1,442	1,505	1,420
<sup>47</sup> Ag	1,452 ± 0,098	1,506 ± 0,077	1,770	1,880	1,841
<sup>50</sup> Sn	1,854 ± 0,116	2,131 ± 0,091	2,066	2,217	2,180
<sup>73</sup> Ta	5,342 ± 0,349	6,655 ± 0,273	7,432	8,117	7,354
<sup>79</sup> Au	7,159 ± 0,461	7,567 ± 0,359	8,819	9,736	8,717
<sup>82</sup> Pb	7,813 ± 0,493	7,909 ± 0,382	9,424	10,485	9,325

Tablo 4.4 Barın/sr atom birimlerinde  $115^\circ$  lik saçılma açısı için deneysel koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri.

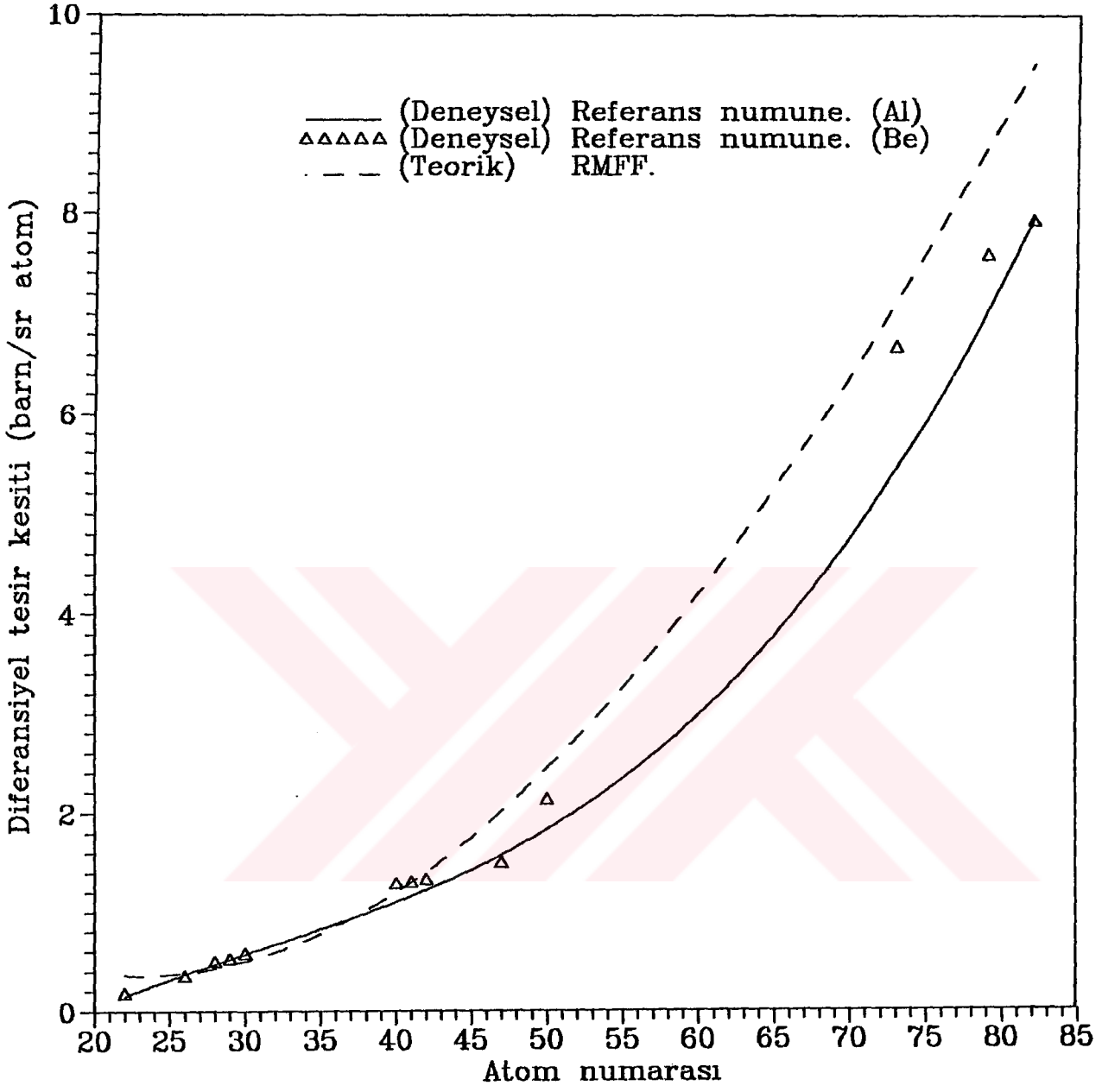
Element	Deneysel		Teorik		
	Referans Numune. (Al)	Referans Numune (Be)	NRFF	RFF	RMFF
$^{26}\text{Fe}$	$0.062 \pm 0,050$	$0.066 \pm 0,048$	0.069	0.067	0.063
$^{28}\text{Ni}$	$0.064 \pm 0,040$	$0.080 \pm 0,036$	0.082	0.077	0.072
$^{29}\text{Cu}$	$0.068 \pm 0,029$	$0.077 \pm 0,023$	0.090	0.084	0.078
$^{30}\text{Zn}$	$0.079 \pm 0,026$	$0.086 \pm 0,021$	0.098	0.091	0.084
$^{40}\text{Zr}$	$0.201 \pm 0,021$	$0.237 \pm 0,017$	0.259	0.244	0.221
$^{41}\text{Nb}$	$0.241 \pm 0,029$	$0.249 \pm 0,019$	0.283	0.270	0.244
$^{42}\text{Mo}$	$0.264 \pm 0,032$	$0.296 \pm 0,024$	0.308	0.298	0.269
$^{47}\text{Ag}$	$0.360 \pm 0,043$	$0.373 \pm 0,032$	0.447	0.463	0.415
$^{50}\text{Sn}$	$0.440 \pm 0,056$	$0.462 \pm 0,042$	0.536	0.575	0.512
$^{73}\text{Ta}$	$0.829 \pm 0,104$	$1.142 \pm 0,096$	1.405	1.476	1.226
$^{79}\text{Au}$	$1.175 \pm 0,196$	$1.421 \pm 0,114$	1.802	1.906	1.564
$^{82}\text{Pb}$	$1.207 \pm 0,213$	$1.543 \pm 0,143$	2.040	2.197	1.791

Tablo 4.5.  $\theta=90^\circ$  için kolimatör delik çapına göre koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri

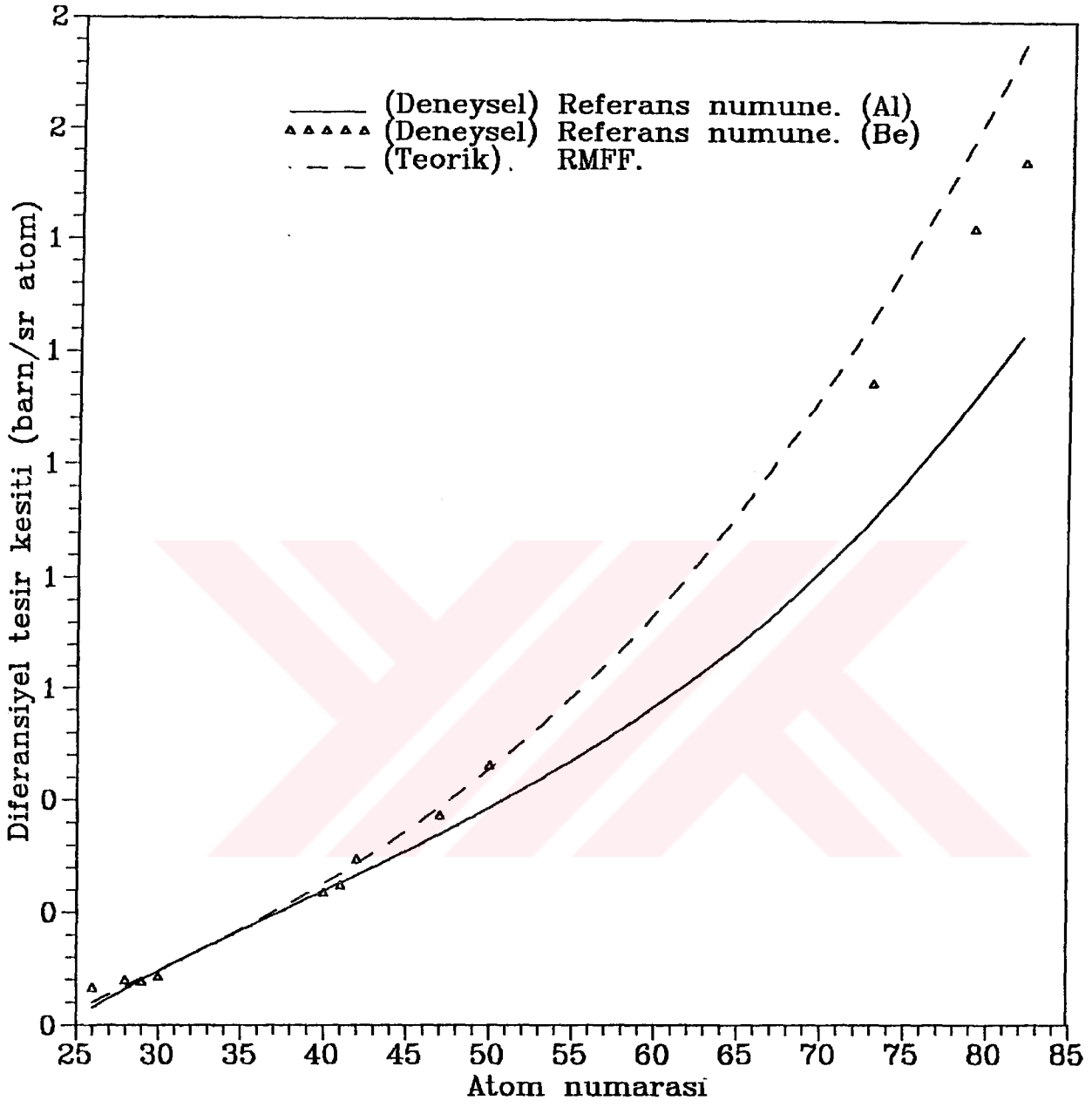
Kolimatör delik çapı (mm)	Deneysel	Teorik RMFF
4	$2.454 \pm 0,294$	2.291
6	$1.953 \pm 0,276$	
8	$1.070 \pm 0,234$	
10	$0.654 \pm 0,192$	



Şekil 5.1. Altın için, koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin, saçılma açısına göre değişimi.

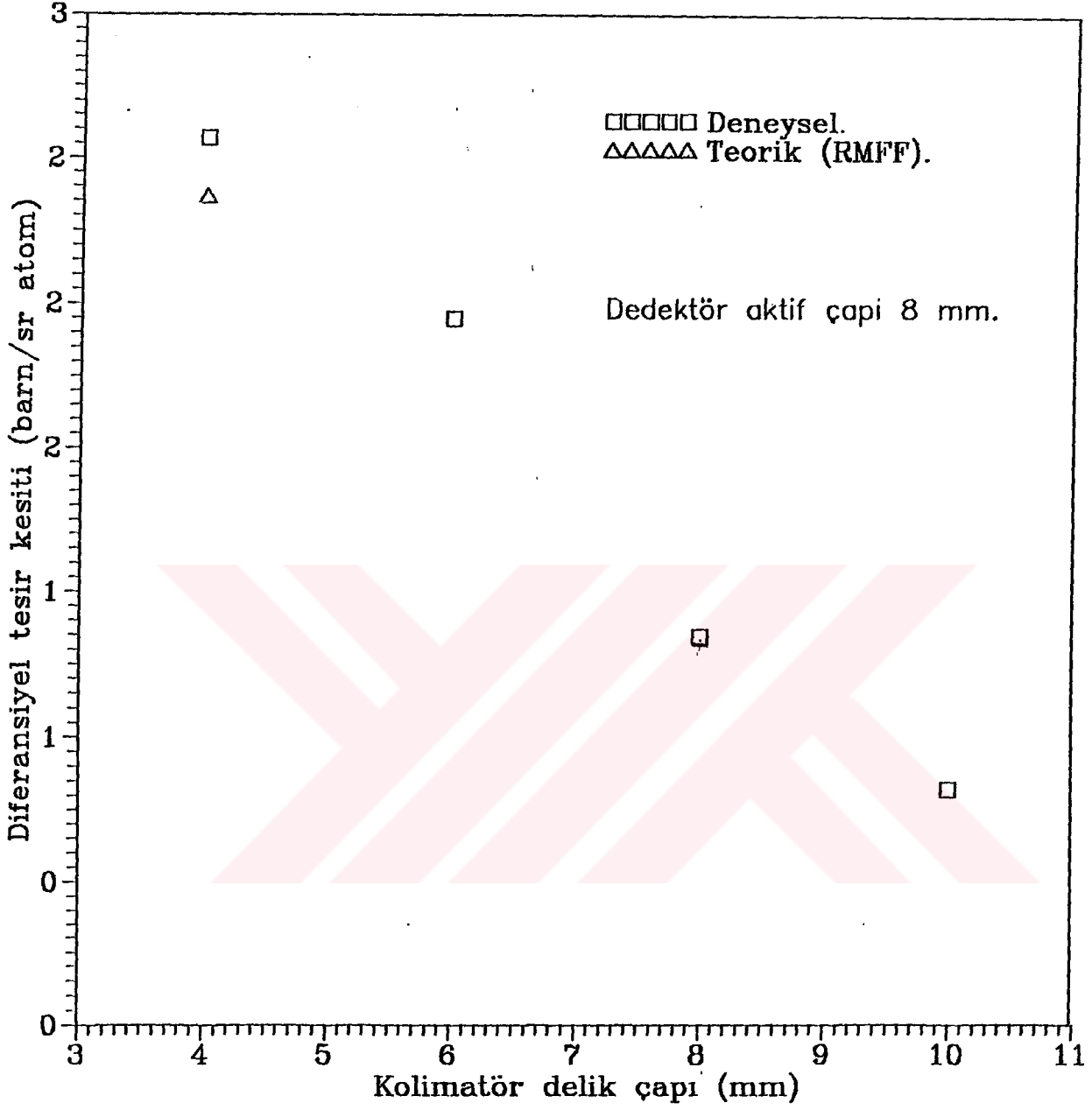


Şekil 5.2  $\theta=55^\circ$ lik saçılma açısında koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin, atom numarasına göre değişimi.



Şekil 5.3.  $\theta=115^\circ$ 'lik saçılma açısında koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin, atom numarasına göre değişimi.





Şekil 5.4.  $\theta=90^\circ$ 'lik saçılma açısında koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin, kolimatör delik çapına göre değişimi.

## 5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada,  $55^\circ$  ve  $115^\circ$ 'lik iki farklı saçılma açısında koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin atom numarasına göre değişimi 4.2 ifadesinde Be ve Al gibi iki farklı referans numune kullanılarak incelenmiştir. Ayrıca Au için  $45^\circ$ - $125^\circ$ 'lik saçılma açısı aralığında açılal değişim ve  $90^\circ$ 'de 4, 6, 8 ve 10 mm delik çaplı kurşun kolimatörler kullanılarak delik çapına göre değişim incelenmiştir. Au için açılal değişimi Şekil 5.1'de, koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin atom numarasına göre değişimi de Şekil 5.2, 5.3'de RMFF'nin teorik değerleriyle birlikte karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Bugüne kadar yaptığımız literatür çalışmasında  $22 \leq Z \leq 82$  atom numarası aralığında 59,5 keV'lik fotonlar için  $55^\circ$  ve  $115^\circ$ 'lik saçılma açısında deneysel koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerine rastlanmadığından sonuçları deneysel değerlerle mukayese etme imkanı olmamıştır ve mevcut sonuçlar literatürdeki ilk deneysel ölçüleri teşkil etmektedir. Au için yapılan literatür taramasında sadece  $75^\circ$  ve  $105^\circ$ 'lik saçılma açısında Schumacher ve Stoffregen'in deneysel değerlerine rastlanmıştır ki bu değerler ( $75^\circ$ 'de 3,32,  $105^\circ$ 'de 1,42) Tablo 4.2 deki mevcut değerlerle uyum içindedir.

4.2 bağıntısında, verilen bir saçıcının Al ve Be gibi düşük atom numaralı bir saçıcının tesir kesitine oranlanmasından dolayı dedektör katı açısı, ana ve yardımcı kaynak şiddetleri oranı ve verim gibi bileşenlerin hesaplanmasına gerek kalmadığı gibi bu ölçümlerden gelecek hatalarda ortadan kalkmıştır. Ayrıca ifadede ana ve yardımcı kaynak şiddetleri oranı yer almadığından tesir kesitinin belirlenmesindeki asıl hata  $N/N_R$  oranından kaynaklanmaktadır. Bu metot, Erzeneoğlu ve Kurucu Doktora tezi.,(1994), Basavaraju et al., (1994), Sanjiv Puri et al., (1996), Kahane et al., (1992), Erzeneoğlu vd.,(1995b,1996,1997,1998a,1998b), Kurucu vd.,(1994), Casnati et el.,(1991) tarafından kullanılmıştır.

Şekil 5.1, 5.2, 5.3'den görüleceği gibi Be'un referans numune olarak alındığı deneysel değerler, Al'un referans numune olarak alındığı deneysel değerlere göre teorik sonuçlarla olan uyumu iyidir. Bu konuda literatürde yeteri kadar çalışma olmamasına rağmen, elde edilen sonuçlar Sanjiv Puri et al.,(1996), Kahane et al.,(1992) ve Basavaraju et al.,(1994)'in sonuçlarıyla uyum içindedir.

4.2 ifadesinden tesir kesitleri hesaplanırken, düşük atom numaralı referans numunenin teorik diferansiyel tesir kesitinin deneysel diferansiyel tesir kesitine eşit olduğu kabul edilmektedir. Bu ifadelerde düşük atom numaralı bir saçıcının kullanılmasının sebepleri; böyle saçıcılarda koherent pikin yok denecek kadar küçük olması ve böylece özellikle küçük saçılma açılarında içice girmiş koherent ve Compton piklerinin analiz edilmesinden gelecek hatanın hemen hemen ortadan kalkması ve Compton saçılmasına serbest elektronların sebebiyet vermesi ve Be, C ve Al gibi küçük atom numaralı elementlerde bağlanma enerjisinin büyük atom numaralılarına göre küçük olmasıdır. Bu sebeplerden Be için deneysel sonuçların teorik sonuçlarla daha uyumlu olması 4.2 ifadesinin orijiniyle de uyum içindedir.

Şekil 5.1 incelendiğinde Au için deneysel değerlerle form faktörünün öngördüğü deneysel değerler arasında iyi bir paralellik olmasına rağmen, ayrılıklar özellikle küçük açılarda büyürken büyük açılarda küçülmektedir. Söz konusu elementin K tabakası soğurma kıyısı enerjisi (Au için 80,7 keV) 59,5 keV'e yakındır. Bu düşüşler, küçük saçılma açılarında dispersiyon etkisinin açıya bağlılığının büyümesi ve büyük saçılma açılarında küçülmeye başlaması, Nandi et al ., 1987,1989'ın orijiniyle de uyumludur. Şekil 5.2, 5.3'de görüleceği gibi atom numarasının artmasıyla diferansiyel tesir kesiti de artmaktadır. Ancak gerek 55°'lik saçılma açısında ve gerekse 115°'lik saçılma açısında, Ta, Au ve Pb elementlerinde düşüşler gözlenmektedir. Bu durum da sonuçlarımızla uyumludur. Bahsi geçen üç element için bu durum, K tabakası soğurma kıyılarının (Ta için 67.4 keV Au için 80.7 keV ve Pb için 88 keV) kullandığımız kaynağın 59,5 keV'e yakın olmasından (yani dispersiyon etkisinden) kaynaklanabilir. Atom numarasına göre dispersiyon etkisinin değişimi büyük atom numaralılarda daha büyürken atom numarası azaldıkça dispersiyon etkisi küçülmeye başlar (Bergstrom et al., 1997). Benzer sonuçlar Nayak et al., 1992, Nandi et al., 1989,1987, Erzeneoğlu vd., 1996, Sanjiv et al.,1998, Drcier et al.,1984, Wang et al.,1988,1989 tarafından da teyit edilmiştir. Şekil 5.1' in incelenmesinden görüleceği gibi atom başına koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti artan saçılma açısıyla azalmakta olup bu sonuç Erzeneoğlu et al., 1995b, 1996, 1997, 1998a, 1998b, Hubbell et al. 1975, Hubbell et al. 1979, Schaupp et al.1983, Kissel ve Pratt 1978, Kissel et al.1980, Jhonson ve Cheng 1976, Nayak et al.,1992, Goncalves et al.,1993, Eichler ve de Barros., 1985, Schumacher ve Stoffregen .,1977, Rao et al.,1994, 1996a, 1996b, 1996c, 1997, Kane et al.,1983, Kahane et al.,1989, Kissel et.al.,

1995'in deneysel sonuçlarıyla uyum içindedir. Yine Şekil 5.1, 5.2, 5.3 'ün incelenmesinden çalışılan açı ve atom numarası aralığında deneysel değerlere en iyi uyum sağlayan teorik değerlerin Schaupp et al.,1983 tarafından hesaplanan rölativistik düzeltilmiş form faktörü olduğu en küçük kareler yöntemiyle tespit edilmiştir ki bu sonuç, Kissel et al.,1980, Roy et al.,1983, Kane et al.,1983, Eichler et al.,1983, Siddappa et al.,1989, Nayak et al.,1992, Erzeneoğlu vd., 1995a, 1995b, 1996, 1997, 1998a, 1998b, Schumacher ve .Stoffregen.,1977, Kane et al.,1989, Kissel et al.,1995., Rao et al.,1994, K. Siddappa et al.,1989 Roy et al.,1983 Shahi et al.,1997 ve Puri et al.,1996'nın sonuçlarıyla uyum içindedir. Ayrıca deneysel değerlerle uyum bakımından, rölativistik form faktörüne göre yapılan hesaplar rölativistik olmayan sonuçlara göre genelde daha büyük çıkmaktadır, ki bu sonuç Kissel et al.,1980, Roy et al., 1983, Eichler ve de Barros., 1983, Kane et al.,1986, Siddappa et al., 1989 ve Nayak et al.,1992 tarafından da desteklenmektedir.

Şekil 5.4 incelendiğinde koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin dedektör kolimatörünün delik çapına göre değişimi (dedektör aktif çapı 8 mm dir) görülmektedir. Hem hedef element hem de referans numune için aynı geometri ve deneysel şartlarda sadece dedektör kolimatörü değiştirilerek ölçüler alınmasına rağmen, artan delik çapıyla deneysel sonuçların teoriden uzaklaşması beklenenin aksine en iyi uyumun en küçük delik çapı olan 4 mm'lik kolimatörde sağlanması ilginç bir sonuçtur. Bu durum, saçılma deneylerinde sonuçları doğrudan etkileyecek kolimatör seçiminin önemini açıkça vurgulamaktadır. Yapılan literatür taramasında kolimatör çapıyla ilgili böyle bir çalışmanın olmaması da konunun hassasiyetini ortaya koymaktadır. Bu sebepten mevcut deneysel sonuçları literatürdeki çalışmalarla karşılaştırma imkanı olmamıştır. Böyle bir değişim; farklı delik çapına sahip kolimatör seçiminin, temel saymayı ve dedektör katı açısını değiştirmesinden kaynaklanabilir.

Şekil 5.4'deki deneysel sonuçlar dikkate alındığında bu konuda kesin bir sonuca varmak için, daha geniş bir kolimatör çapı aralığında farklı saçılma açılarında ve farklı çaplara sahip numunelerle yeni deneysel çalışmalara ihtiyaç vardır.

Tablo 4.2-4' de Be'ye göre yapılan deneysel sonuçların RMFF teorisine göre yüzde sapma sırasıyla, % 3.7-21.2, % 1.2-22.2 ve % 1.2-16.1 olarak hesaplanmıştır. Al'ye göre yapılan deneysel sonuçların RMFF teorisine göre yüzde sapması ise sırasıyla, % 13.6-47.5, % 3.5-

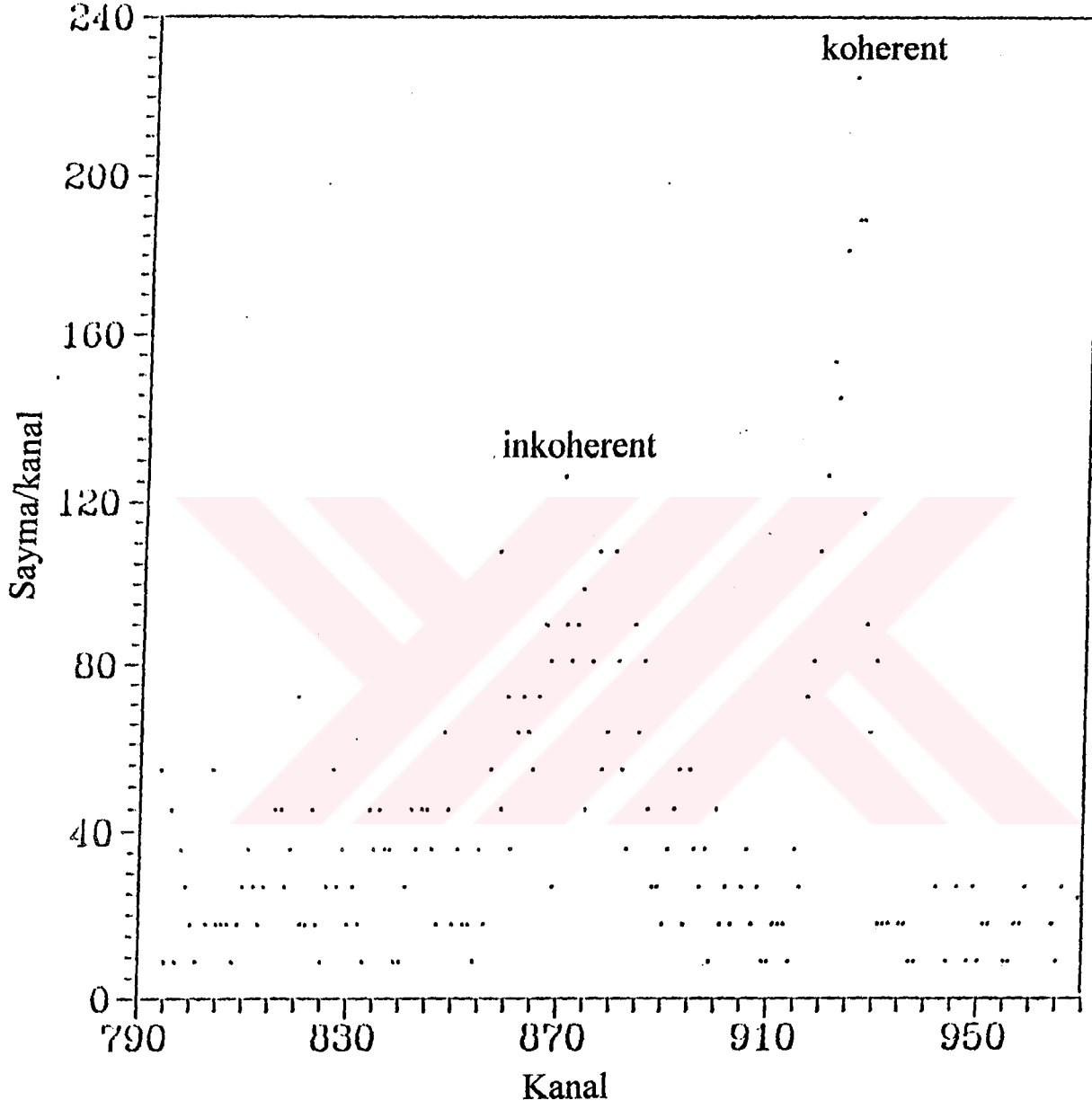
37.6 ve % 1.24-48.3 olarak hesaplanmıştır. Yüzde sapmalardan da anlaşılacağı gibi Be'nin Al'ye göre daha iyi bir referans numune olarak alınabileceğini göstermektedir.

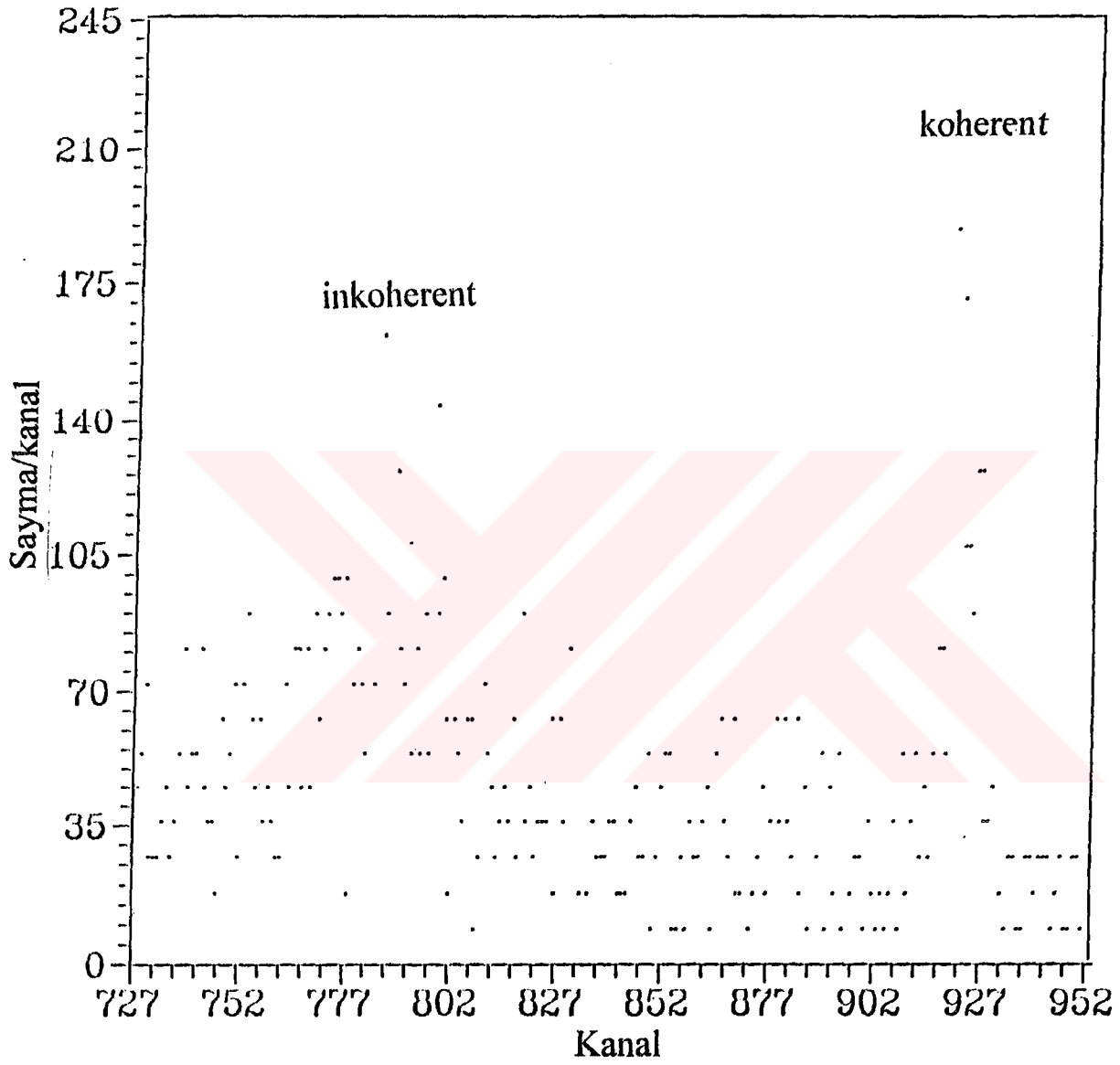
Sonuç olarak;

- 1) Çeşitli atomlara ait koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerinin bu çalışmada verilen ölçme metoduyla bulunabileceğini,
- 2) Orta foton-momentum transfer bölgesinde relativistik modified form faktörü teorisinin form faktörü teorisinin öngördüğü en iyi yaklaşım olduğunu,
- 3) Sonuç bağıntısında referans numune olarak daha düşük atom numaralı element olan Be'un Al'a göre daha iyi sonuçlar verdiğini söyleyebiliriz.



## Ek Açıklamalar -A

Şekil A.1.  $\theta=55^\circ$  de Sn için örnek spektrum.



Şekil A.2.  $\theta=115^\circ$ 'de Au için örnek spektrum.

## KAYNAKLAR

- Baraldi, C., Casnati, E., Tartari, A., Andreis, M., and Singh, B., 1996, Phys. Rev. A 54, 6, 4947.
- Basavaraju, G., Kane, P.P., Kissel, L.D. and Pratt, R.H., 1994, Phys. Rev. A 49, 3664.
- Basavaraju, G., Kane, P.P., Kissel, L.D., Saharsha, M.L. and Pratt, R.H., 1995, Phys. Rev. A 51, 2608.
- Basavaraju, G., Kane, P.P. and Varier, K.M., 1979, Pramana, 12, 665.
- Bergstrom, P.M., Kissel, L., Pratt, R.H. and Costescu, A., 1997, Acta Cryst, A 53, 7.
- Creagh, D.C., 1989, Nucl. Inst. Meth, 280, 180.
- Casnati, E., Baraldi, C. and Tartari, A., 1991, Phys. Rev. A 44, 3, 1699.
- Chitwattanagorn, W., Taylor, R.B., Teansomprasong, P. and Whittingham, I.B., 1980, J. Phys, 6, 6, 1147.
- Crasemann, B., 1985, Atomic Inner-Shell Physics. New York, p 525.
- Dreier, P., Rabe, P., Malzfeldt, W. and Niemann, W., 1984, J. Phys. C: Solid State Phys., 17, 3123.
- Erzeneoğlu, S., Kurucu, Y., Durak, R. and Şahin, Y., 1995a, Phys. Rev. A 51, 4628.
- Erzeneoğlu, S., Kurucu, Y., Durak, R. and Şahin, Y., 1995b, Turkish J. Phys., 19, 5, 752.
- Erzeneoğlu, S., Kurucu, Y., Durak, R. and Şahin, Y., 1996, Phys Scrip, 54, 153.
- Erzeneoğlu, S., Demir, L. and Şahin, Y. 1997, Phys Scrip, 56, 89.
- Erzeneoğlu, S. and Şahin, Y., 1998a, Spect Lett., 31, 3, 595.
- Erzeneoğlu, S., Kurucu, Y., Durak, R. and Şahin, Y., 1998b, Appl. Spect. Rev, 33, 175-187.
- Erzeneoğlu, S., 1990, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum (yayınlanmamış).
- Erzeneoğlu, S., 1994, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum (yayınlanmamış).
- Eichler, J. and de Barros, S., 1985, Phys. Rev. A 32, 789.
- Eichler, J., de Barros, S., Goncalves, S. and Gespar, O.M, 1983, Phys. Rev. A 28, 3656.
- Goncalves, O.D., Cusatis, C. and Mazzaro, I., 1993, Phys. Rev. A 48, 4405.
- Hardie, G., De Vries, J.S. and Chiang, C.K., 1970, Phys. Rev C, 1287.
- Hubbell, J.H., Win, J.V., Briggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D.T. and Howerton, R.H 1975, J. Phys. Chem. 4, 471.
- Hubbell, J.H. and Øveboø, I., 1979, J. Phys. Chem., 8, 69.



- Jhonson, W.R. and Kwok-tsang Cheng, 1976, Phys. Rev. A 132,682.
- Kahane, S., Shahal, O. and Moreh, R., 1992 Phys. Rev. A 46, 2489
- Kahane, S., Shahal, O. and Moreh, R., 1989 Phys. Rev. A, 40, 6950.
- Kane, P.P., Kissel, L., Pratt, R.H. and Roy, S.C., 1986, Physics Report 140, 75.
- Kane, P.P., Basavaraju, G., Mahajani, J. and Priyadarsini, A.K., 1978, Nucl. Inst. Meth, 155, 467.
- Kane, P.P., Mahajani, J., Basavaraju, G. and K.Priyadarsini, A.K., 1983, Phys.Rev. A 28, 1509.
- Kissel, L., Zhau, B., Roy, S.C., Sen Gupta, S.K. and Pratt, R.H., 1995, Acta Cryst A 51, 271.
- Kissel, L., Pratt, R.H. and Roy, S.C, 1980 Phys. Rev. A (22), 1970.
- Kissel, L. and Pratt, R.H, 1978, Phys. Rev. Lett, 40,6,387
- Kissel, L. and Pratt, R.H, 1990, Acta. Cryst. A46, 170.
- Köksal, F., 1989, Atom ve Molekül Fiziği Çeviri, Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, s 449.
- Kurucu, Y., 1994, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum (yayınlanmamış).
- Kurucu, Y., Erzençoğlu, S., Durak, R. and Şahin, Y., 1994 il Nuovo Cimento, 16, 6.
- Lestone, J.P., Taylor, R.B., Teansomprasong, P. and Whittingham, I.B, 1988 Phys. Rev. A 37,3218.
- Nandi, S.S., Ghose, S.K, Sengupta, S. and Chaudhuri, N., 1989, J.Phys.B: At. Mol. Opt. Phys. 22, 1175.
- Nandi, S.S., Dutto, R. and Chaudhuri, N., 1987, J.Phys.B: At. Mol. Opt. Phys.20, 4027.
- Nayak, N., Siddappa, K., Balakrishna, K.M. and Lingappa, N., 1992, Phys. Rev. A 45,7,4490.
- Rao, D.V., Cesareo, R. and Gigante, G.E., 1997 Appl. Phys. A 64,511-516.
- Rao, D.V., Cesareo, R. and Gigante, G.E., 1994, Phys Scrip. 50, 314-320.
- Rao, D.V., Cesareo, R. and Gigante, G.E., 1996a, Appl. Radiat. Isot. 47,219-227.
- Rao, D.V., Cesareo, R. and Gigante, G.E., 1996b, Phys Scrip. 53,332-335.
- Rao, D.V., Cesareo, R. and Gigante, G.E., 1996c, Can. J. Phys. 74,10-16.
- Roy, S.C., Kissel, L. and Pratt, R.H., 1983, Phys. Rev. A 27, 385.
- Rullhusen., P., Smend, F. and Schumacher, M., 1978, Z. Phys. A, 288, 119.
- Shahi. J.S., Sanjiv, P., Mehta, D., Gorg, M.L., Nirmal.S. and Trehan., P.N., 1997, Phys. Rev. A 55, 3557.

- Sanjiv Puri,B., Chand, D., Mehta, M.L., Gorg,N.S. and Trehan, P.N., Nucl.Inst. Meth, B 111, 1996, 209.
- Schaupp, D., Schumacher, M., Smend, F., Rullhusen, P. and Hubbell, J.H., J. Phys. C., 1983, 12, 467.
- Schumacher, M. and Staffregen, A., 1977, Z. Phys. A 283,15.
- Schumacher, M., 1969, Phys. Rev. 182,7.
- Schumacher, M., Smend, F. and Borchert, I., 1973, Nucl. Phys. A, 206,531.
- Schumacher, M., Smend, F. and Borchert, I., 1976, Nucl. Phys. C, 13,2319.
- Sen Gupta, S.K., Paul, N.C., Roy, S.C. and Chaudhuri, N., 1979, J. Phys. B, 12, 1211.
- Siddappa, K., Nayak, N., Balakrishna, K.M. and Lingappa, N.,1989, Phys. Rev. A 39, 10, 5106.
- Siegbahn,K., 1968, Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, Nort-Holland Publishing Company, 862.
- Standing,K.G. and Jovanovich, J.V., 1961, Can. J. Phys, 40, 622.
- Şahin,Y., Karabulut, A. and Budak,G., 1996, Appl. Spect. Rev. 31, 3, 333.
- Şahin,Y.,1989, Çekirdek Fizığının Esasları Çeviri, Atatürk Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Erzurum, s, 334.
- Tanyel, B.,1994b, Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir, s, 39.
- Tanyel,B.,1994a, Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir, s,160.
- Taylor, R. B., Teansomprasong, P. and Whittingham, I.B.,1981, Aust. J. Phys, 34,125.
- Tertian,R. and Claisse, F.,1982, Principles of Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis, Heyden and Son Ltd.London.
- Tipler,P.A., 1978, Modern Physics,502.
- Varier, K.M. and Unnikrishnan, M.P, Nucl.Inst. Meth.,1989, A 280, 428.
- Wang, M.S. and Chia, S.H, 1989, Phys. Rev. A 40, 5420.
- Wang, M.S. and Chia, S.H, 1991, Phys. Rev. B 43, 13572.
- Wang, M.S. and Chia, S.H, 1988, Phys. Rev. A 38, 1286.

- Sanjiv Puri,B., Chand, D., Mehta, M.L., Gorg,N.S., Trehan, ,P.N., Nucl.Inst. Meth, B 111, 1996, 209.
- Schaupp, D., Schumacher, M., Smend, F., Rullhusen, P., Hubbell, J.H., J. Phys. C., 1983, 12, 467.
- Schümacher, M., and Staffregen, A.,1977, Z. Phys.(A) 283,15.
- Schümacher, M., 1969, Phys. Rev., 182,7.
- Schümacher, M., Smend, F.and Borchert, I., 1973, Nucl. Phys. A, 206,531.
- Schümacher, M., Smend, F.and Borchert, I., 1976, Nucl. Phys. C, 13,2319.
- Sen Gupta, S.K., Paul, N.C., Roy, S.C. and Chaudhuri, N., 1979, J. Phys. B, 12, 1211.
- Siddappa, K., Nayak, N., Balakrishna, K.M. and Lingappa, N.,1989, Phys. Rev. A, 39,10,5106 .
- Siegbahn,K., 1968, Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, Nort-Holland Publishing Company,862.
- Standing,K.G., and Jovanovich, J.V., 1961, Can. J. Phys., 40; 622.
- Şahin,Y., Karabulut, A. and G, Budak., 1996, Appl. Spect. Rev. 31(3), 333.
- Şahin,Y.,1989, Çekirdek Fiziğinin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Erzurum, s.334.
- Tanyel, B.,1994b, Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir, s.39.
- Tanyel,B.,1994a, Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir,s.160.
- Taylor, R. B., Teansomprasong, P.and Whittingham, I.B.,1981, Aust. J. Phys.,34,125.
- Tertian,R. and Claisse,F.,1982, Principles of Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis, Heyden and Son Ltd.London.
- Tipler,P.A., 1978, Modern Physics,502.
- Variar, K.M., Unnikrishnan, M.P, Nucl.Inst. Meth.,1989,A280, 428.
- Wang,M.S, Chia, S.H, 1989, Phys. Rev. A, 40, 5420.
- Wang,M.S, Chia, S.H, 1991, Phys. Rev. B, 43, 13572.
- Wang,M.S, Chia, S.H, 1988, Phys. Rev. A, 38, 1286.