



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

^{128}La ÇEKİRDEĞİNİN ÖMÜR ÖLÇÜMLERİ

Yüksek Fizikçi Lidya AMON

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Prof. Dr. Baki AKKUŞ

İkinci Danışman

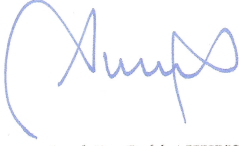
Prof.Dr. Dimiter BALABANSKI

Şubat, 2009

İSTANBUL

Bu çalışma 16/03/2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Prof. Dr. Baki AKKUŞ (Danışman)
İstanbul Üniversitesi



Prof. Dr. Mustafa DEMİR
İstanbul Üniversitesi



Prof. Dr. Hasan Hüseyin GÜVEN
İstanbul Teknik Üniversitesi



Prof. Dr. Metin ARIK
Boğaziçi Üniversitesi



Prof. Dr. Melih BOSTAN
İstanbul Üniversitesi

ÖNSÖZ

Yüksek lisans ve doktora öğrenimim sırasında, hem tez, hemde bilimsel çalışmalarına ön ayak olup, çalışmalar boyunca gösterdiği, her türlü destek ve tam güveninden dolayı, doğru öngörüsüyle bir yol göstericim olmuş, çok değerli hocam ve tez danışmanım Prof. Dr. Baki AKKUŞ 'a teşekkürü bir borç bilirim.

Bu tezin konusu olan deneyin gerçekleşmesinde ve analizini yaptığım çekirdeğin doktora konum olarak verilmesine katkıda bulunan, ikinci danışmanım Prof. Dr. Dimiter BALABANSKI'ye, gerek deney sırasındaki yardımları için, gerekse deney sonrası analizi Camerino Üniversitesinde yapma şansı tanıdığı için, tüm çabalarından dolayı teşekkür ederim.

Tezin konusu olan deneyin gerçekleştirildiği Yale Üniversitesi, A.W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarı direktörü, Prof. Dr. Richard F. CASTEN'a, böyle bir imkanı sağladığı, deney sonrası araştırmacı olarak A.W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarına davet ettiği ve kendisiyle çalışma imkanı sağladığı için teşekkür ederim.

Hem yüksek lisans hemde doktora tezim sırasındaki tüm yardımlarından Prof. Dr. Hasan Hüseyin GÜVEN'e teşekkür ederim.

Değerli hocam Prof. Dr. Metin ARIK'a, fizik alanındaki tecrübelerini benimle paylaştığı, tezimi inceleyip fikirlerini sunarak destek verdiği için teşekkür ederim.

Lisans sonrası öğrenim ve bilimsel çalışmalar süresince, hiç bir konuda yardımlarını esirgemeyen değerli Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM hocama, gerek bilimsel çalışmalarda gerekse tez konularında her zaman yardımcı olan, lisanstan beridir tanıdığım değerli asistan arkadaşım R. Burcu ÇAKIRLI'ya, benimle şuan aynı heyecanı paylaşan, hem araştırmalarda hemde tez sırasında her zaman yardımcı olan, değerli asistan arkadaşım Ela GANİOĞLU'na, samimi arkadaşlıkları ve candan yardımları için çok teşekkür ederim.

Dr. Kalin GLADNISHKI'ye tezimin analizi sırasındaki yardımlarından dolayı teşekkür ederim. Dr. Elizabeth Anne Triano RICARD'a yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Eğitim ve çalışma hayatım boyunca bana her adımda gösterdikleri özveri ve destekten dolayı hep minnettar olacağım sevgili anneme, babama kardeşime, bu süreçte hayatıma renk ve büyük bir anlam katan sevgili eşime ve değerli ailesine tüm destekleri için çok ama çok teşekkür ederim.

Şubat, 2009

Lidya AMON

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ	iv
ÖZET	vi
SUMMARY....	vii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	4
2.1. KOLLEKTİFLİK VE DEFORMASYON.....	4
2.1.1. Küresel Osilatör.....	7
2.1.2. Deforme γ – zayıf yapı.....	9
2.1.3. Deforme eksensel simetrik rotor.....	10
2.1.4 Eksensel asimetrik çekirdek.....	12
2.2. ^{128}La (TEK-TEK) ÇEKİRDEĞİ.....	14
2.2.1 İşaret ayırımı ve işaretin ters dönmesi.....	16
2.2.2 $\pi h 11/2 \otimes v h 11/2$ bant yapısının oluşumu.....	17
2.3. FÜZYON BUHARLAŞMA REAKSİYONU.....	18
2.4. HÜZME AKIMI, ENERJİLER VE HEDEF KALINLIĞI	19
2.5. BİLEŞİK ÇEKİRDEK UYARILMA ENERJİSİ VE MAKSİMUM AÇISAL MOMENTUM.....	20
2.6. BİLEŞİK ÇEKİRDEK BOZUNUMU	23
2.7. GERİ TEPME UZAKLIK METODU.....	25
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	27
3.1. ESTU TANDEM VAN DE GRAFF HIZLANDIRICI.....	27
3.2. CLOVER DEDEKTÖRLERİ.....	29

3.3. YENİ YALE PLUNGER CİHAZI.....	32
3.4. WNSL DE RDM DENEY DÜZENEĞİ.....	33
3.5. DİFERANSİYEL BOZUNMA EĞRİSİ METODU.....	36
4. BULGULAR	42
4.1. ENERJİ – SAYIM SPEKTRUMLARI	42
4.2. SEVİYE ÖMÜR ÖLÇÜMLERİ	56
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	65
KAYNAKLAR	67
ÖZGEÇMİŞ	70

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Küresel osilatöre ait $N = 3$ 'e kadar izinli geçişlerin gösterildiği seviye şeması8
Şekil 2.2	: Deforme γ -zayıf yapıya ait seviye şeması.....10
Şekil 2.3	: Eksensel simetrik deforme rotor'a ait seviye şeması11
Şekil 2.4	: ^{128}La çekirdeğinin bilinen bandına ait seviye şeması.....15
Şekil 2.5	: ^{128}La çekirdeğine $\pi h_{11/2}$ ve $\nu h_{11/2}$ konfigürasyonuna ait bantlara ait gama enerjisine karşılık ($\Delta I = 1$ geçişleri için) spin grafiği16
Şekil 2.6	: İçi dolu halkalar $\alpha = 1$ (Favored), içi boş halkalar $\alpha = 0$ (Unfavored) işaretini ifade ederler.....17
Şekil 2.7	: Coulomb uyarılması, füzyon buharlaşma reaksiyonu, derin inelastik reaksiyonu göstermektedir.....18
Şekil 2.8	: Füzyon buharlaşma reaksiyonu için uyarılma enerjisinin spin'e bağlı şematik diyagramı24
Şekil 2.9	: Geri tepme uzaklık metodunun şematik gösterimi25
Şekil 3.1	: ESTU Tandem'e girişi, ESTU Tandem'in dışını, dairesel eğim halkalarını, ESTU Tandem'in içerisini gösterir.....27
Şekil 3.2	: ESTU Tandem elektrostatik kolonunun içinin yakın görüntüsü, iyon kaynağı iletimi sağlayıcı, 300 kV iyon enjektör, hızlandırma tüpleri ve Pelletron zincirlerinin yakından görünüşü.....28
Şekil 3.3	: CLOVER Ge dedektörünün şematik diyagramı30
Şekil 3.4	: CLOVER Ge dedektörü31
Şekil 3.5	: BGO anti- Compton zırhının şematik diyagramı.....31
Şekil 3.6	: Hedef pozisyonundan NYPD'nin görünüşü32
Şekil 3.7	: NYPD'nin şematik görünüşü.....33
Şekil 3.8	: SPEEDY dedektör topluluğunun resmi34
Şekil 3.9	: $^{100}\text{Mo} + ^{32}\text{S}$ ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu sonucu huzme geliş enerjisine karşılık bozunmaya uğrayacak çekirdeklerin tesir kesiti grafiği35
Şekil 3.10	: DDCM ile ömür ölçümü analizi için birbirini besleyen seviyelerin şematik gösterimi37
Şekil 4.1	: 10^+ seviyesini besleyen 235 keV kaymamış pikinin ileri dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 238 keV lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar.....45
Şekil 4.2	: 11^+ seviyesini besleyen 222 keV kaymamış pikinin ileride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 225 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar46

Şekil 4.3	: 11^+ seviyesini besleyen 222 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 219 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gatelı spektrumlar	49
Şekil 4.4	: 12^+ seviyesini besleyen 335 keV kaymamış pikin ileride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 339 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gatelı spektrumlar	50
Şekil 4.5	: 12^+ seviyesini besleyen 335 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 330 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gatelı spektrumlar	51
Şekil 4.6	: 13^+ seviyesini besleyen 298 keV kaymamış pikin ileride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 303 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gatelı spektrumlar	52
Şekil 4.7	: 13^+ seviyesini besleyen 298 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 294 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gatelı spektrumlar	53
Şekil 4.8	: 14^+ seviyesini besleyen 418 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 424 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gatelı spektrumlar	54
Şekil 4.9	: 14^+ seviyesini besleyen 418 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 412 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gatelı spektrumlar	55
Şekil 4.10	: İleri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 10^+ seviyesinin ömür ölçümü.....	57
Şekil 4.11	: Geri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 10^+ seviyesinin ömür ölçümü.....	58
Şekil 4.12	: İleri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 11^+ seviyesinin ömür ölçümü.....	59
Şekil 4.13	: Geri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 11^+ seviyesinin ömür ölçümü.....	60
Şekil 4.14	: İleri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 12^+ seviyesinin ömür ölçümü.....	61
Şekil 4.15	: Geri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 12^+ seviyesinin ömür ölçümü.....	62
Şekil 4.16	: İleri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 13^+ seviyesinin ömür ölçümü.....	63
Şekil 4.17	: Geri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 13^+ seviyesinin ömür ölçümü.....	64
Şekil 5.1	: $\pi h_{11/2} \otimes v h_{11/2}$ konfigürasyonuna ait bantların TRS hesabından elde edilen β_2 ve γ kuadrupol denge deformasyonları	65

ÖZET

¹²⁸La ÇEKİRDEĞİNİN ÖMÜR ÖLÇÜMLERİ

Bu çalışmada tek proton ve tek nötron sayısına sahip ¹²⁸La çekirdeğinin $\pi h_{11/2} - \nu h_{11/2}$ konfigürasyonu üzerine kurulmuş olan bantlara ait 10^+ , 11^+ , 12^+ ve 13^+ seviyelerinin ömür ölçümleri yapılmıştır. Çalışmayı üç bölüme ayırmak mümkündür. Birinci bölümde, incelediğimiz çekirdeğin bulunduğu $A \sim 130$ bölgesi hakkında genel bilgiler verilmekte ve bu bölgede bulunan çekirdeğin göstermiş olduğu yapısal özelliklere değinilmiştir.

Çalışmanın ikinci bölümünde, deneysel olarak incelediğimiz ¹²⁸La çekirdeğini elde edebilmek için kullanılan reaksiyon, deney düzeneği ve elde edilen verileri analiz etme yöntemi üzerine, özellikle konularla ilgili açıklayıcı şekil kullanılarak bahsedilen bölümler yer almaktadır.

Çalışmanın son bölümünde ise ¹²⁸La çekirdeği için analiz işlemi sırasında izlenen yol, analiz sonuçları ve özellikle dört farklı hedef – durdurucu arası uzaklık için gate konulmuş spektrumlarda gözlenen kaymış ve kaymamış pikler kullanılarak dört farklı seviyeye ait hesaplanan ömür ölçümleri ps cinsinden verilmektedir.

SUMMARY

LIFETIME MEASUREMENTS OF ^{128}La NUCLEI

In this work, lifetime measurements performed for 10^+ , 11^+ , 12^+ and 13^+ levels of the band structure which depends on $\pi h_{11/2} - \nu h_{11/2}$ configuration of a ^{128}La nuclei which has odd – proton and odd – neutron. We can classify this work in three parts. In the first part a detailed information about the $A \sim 130$ region where the interest of this work take part and also we put attention especially on the behaviour of this nuclei.

In the second part of this work the experimental reaction technique of ^{128}La nuclei, the experimental setup and the analysis procedure of the data are taking part. Especially to define these steps in detail, figures illustrated.

At the last part of this work, the route of analysis, the results of analysis and especially the gated spectrums of observed shifted and unshifted peaks for four target – distance and for the lifetimes of levels measured and given in ps every four distance.

1. GİRİŞ

1896 da radyoaktifliğin keşfi ardından 1911 yılında çekirdeğin varlığının tespiti ile hem deneysel hem de teorik nükleer fizik çalışmaları, çekirdeğin şekli üzerinde fikir sahibi olma konusunda yardımcı olmuştur. Nükleer tabloda yer alan çekirdeklerin bulunduğu kütle bölgeleri içerisinde benzer yapısal özellik gösterebileceği bu çalışmalar sonucu varılan sonuçlardan biridir. $A \sim 130$ bölgesindeki, çekirdekler üzerindeki çalışmalar özellikle son yıllarda hız kazanmıştır. Bu bölgede yer alan birçok çekirdek için valans kuasiparçacıkların konfigürasyonu, çekirdeklerin zengin ve çeşitli yapısal karakteristiklere sahip olmasını sağlamaktadır. Bu gibi birçok çekirdek ya γ – zayıf (soft) ya da bir arada şekil var oluşu (shape coexitence) fenomenine sahiptirler. Özellikle bu bölgedeki tek – tek çekirdeklerde en önemli özellik, işaret ayırımı (signature splitting) ve işaretin ters dönmesidir (signature inversion).

Deforme tek – tek çekirdeklerde, farklı iki nükleonun arasında kollektif rotasyon olması ve tek – parçacık hareketi ile birbirine etki etmesi bu çekirdekler hakkında faydalı ve ilginç bilgilere sahip olmamızı sağlamıştır. Bu doğrultuda, γ – zayıf $A \sim 130$ kütle bölgesindeki tek – tek çekirdeklerin, nötron kuasiparçacığının $h_{11/2}$ kabuğunun üst kısmında bulunması ile proton kuasiparçacığının aynı yüksek – j kabuğunun alt kısmında bulunması sayesinde birbirine kıyasla güçlü şekil verici kuvvetler altında kalması durumu üç eksenli (triaxial) denge şekline sahip olabilecekleri bilgisini vermektedir [1]. Bunun gibi γ - polarize etkilerin valans kuasiparçacıkların konfigürasyonlarına bağlı olması, farklı spektroskopik karakterlerin bir arada var olma yapısına sahip olmasını mümkün kılar. Aynı zamanda gerek dinamik gerekse statik olsun üç eksenli deformasyon, çeşitli gözlenebilirlerin işaret (signature) bağlılığına etki eder. Mesela γ – deformasyonunda bir değişiklik, işaret ayırımında bir değişim olarak kendini göstermektedir. Tek – A'lı çekirdeklere komşu olan tek - N ve tek – Z sayılı çekirdekler için $h_{11/2}$ yörüngesi üzerine kurulu $\Delta I = 1$ ve $\Delta I = 2$ sıklıklı seviye özelliklerinin varyasyonları, tek kütle numaralı çekirdekler de gözlenen işaret ayırımı hakkında bilgi verir.

Bu özellikler, aynı banda ait M1 ve E2 geçişlerinin ölçülen geçiş olasılıklarının $B(M1; I \rightarrow I-1) / B(E2; I \rightarrow I-2)$ oranı ile bulunur. $Z \sim 57$ ve $N \geq 74$ çekirdekleri için bu bölgedeki tek - A'lı çekirdeklerin bir arada şekil var oluşuna sahip olduğu tespit edilmiştir.

Bu tarz çalışmaların tek - tek çekirdeklere uygulanması, uyarılma seviyelerinin karmaşık bir yapıya sahip olmasından dolayı hem deneysel hem de teorik olarak oldukça güçtür. Rizzutto ve diğ. [2] tarafından bu bölgedeki tek - tek çekirdeklere ait gözlenen rotasyonel bantların sistematik analizi, kabuk model konfigürasyon karışımı yaklaşımı (shell model configuration mixing approach) ile gerçekleştirildi.

Genel olarak elde edilen deneysel veriler yardımıyla bu çekirdeklerin (örnek olarak ^{128}La) üç eksenlilik ve bir arada şekil var oluşu varlığı gösterdiği ortaya çıkmaktadır. ^{128}La ve bazı izotopları, deneysel olarak üzerinde çalışılan çekirdeklerden bazılarıdır. Bu çekirdekler için bazı teorik hesaplar gerçekleştirilmiştir. Bu teoriler, Cranking Kabuk Modeli ve kısaca TRS olarak isimlendirilen Toplam Routhian Yüzeyi olarak adlandırılan modellerdir.

Bunlar yardımıyla, deformasyon parametrelerinin denge değerleri ve γ üç eksenlilik parametresinin seviye enerjileri üzerindeki etkileri hakkında tahminde bulunulabilmektedir. $^{128,130}\text{La}$ çekirdeklerine ait $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ konfigürasyonuna ait bantta, işaret ayırımı yaklaşık 40 keV kadardır [3]. Bu çekirdeklere ait dallanma oranları (branching ratios) incelendiğinde bozunma şemasında $I \rightarrow I-1$ seviyelerine olan geçişlerin $I \rightarrow I-2$ geçişlerinden daha şiddetli olduğu yönündedir. Özellikle $I \geq 11$ spin seviyeleri için bu gözlenmektedir.

İkinci bölümde, Genel Kısımlar başlığı altında kolektiflik ve deformasyon, ^{128}La çekirdeğinin bant yapısı ve gözlenen işaret ayırımı ve işaretin ters dönmesi konuları, tezin ortaya çıkmasını sağlayan deneyde kullanılan füzyon buharlaşma reaksiyonu ile ilgili detaylı teorik bilgi, huzme akım enerjileri, hedef kalınlığı seçimi ile ilgili bilgi, reaksiyon sonucu oluşan bileşik çekirdek uyarılma enerjisi, maksimum açısall momentum, bileşik çekirdek bozunumu ve geri tepme uzaklık metodu (RDM) hakkında bilgilere yer verilmiştir.

Üçüncü bölüm olan Malzeme ve Yöntemde ise teze konu olan deneyin gerçekleştirildiği Amerika Birleşik Devletleri Yale Üniversitesi'nde bulunan A. W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarında (WNSL) yer alan ESTU Tandem Van De Graff hızlandırıcısı hakkında detaylı bilgi, CLOVER dedektörleri, Yale Plunger cihazı (New Yale Plunger Device- NYPD), WNSL'deki RDM deney düzeneği ve deneyde elde edilen sonuçların analizini yapmada kullanılan diferansiyel bozunma eğrisi metodu hakkında bilgilere yer verilmiştir.

Dördüncü bölümde Bulgular başlığı altında analiz sırasında elde edilen enerji sayım spektrumları ve analiz sonucu elde edilmiş ^{128}La çekirdeğinin incelenebilen bant yapısına ait ölçülebilmüş seviye ömür ölçümlerine yer verilmiştir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. KOLLEKTİFLİK VE DEFORMASYON

Kuantum mekaniksel bir çok-cisimli sistem için belirli sayıda parçacığa sahip atomik çekirdekler, iyi bir araştırma konusudur [4]. En hafif çekirdekler hariç, çekirdeği oluşturanların sayısı tek tek incelenmeye alınamayacak kadar çok ve bir statik sistem oluşturmaya kadar da küçüktürler. Bu durumda, nükleonları oluşturan elemanlar kapalı kabuklara ve genellikle sistemin özelliklerini tanımlamaya yardımcı olan valans nükleonlara ayrılır. Birkaç valans nükleon için nükleer uyarılma modları, bir potansiyel içerisinde nükleonların tek parçacık hareketlerini ve aralarındaki artık etkileşimleri hesaba katarak tespit edilebilir.

Daha fazla valans nükleon için ise, bu işlemin hesabı daha yoğun ve uyarılma modları kollektif olan makroskobik hareketler ve çekirdeğin uyarılmaları hesaba katılarak yapılır. Kollektif model yaklaşımı vibrasyonları ve deforme çekirdekler için rotasyon ve nükleer yüzeyin vibrasyonları hesaba katılarak çekirdeklerin büyük bir çoğunluğu hakkında fikir verme konusunda başarılı olmuştur. Bundan sonraki bölümlerde bazı temel kollektif modellere yer verilmiştir.

Kollektif modeller nükleer yapının anlaşılmasında çok önemlidir. Nükleer seviye ömürleri kollektif modellerin sağladığı paradigmalara bağlı olarak elde edilebilir. Bunun için çekirdeğin şekli bir sıvı damlasıymış gibi düşünülebilir. Bir küresel şeklin kollektif uyarılmaları, denge durumundaki küresel şeklin harmonik vibrasyonlarından, deforme çekirdekler için ise düşük kollektif seviyeler deforme sıvı damlasının rotasyonel ve vibrasyonel modlarından dolayı oluşmaktadır. Çekirdeğin yüzeyi, yarıçapının çok kutuplu (multipole) genişlemesi ile açıklanabilmektedir.

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \right] \quad (2.1)$$

R_0 denge küresel yarıçap, $Y_{\lambda\mu}^*$ standart küresel harmonikler ve $\alpha_{\lambda\mu}$ katsayısı nükleonların kollektif hareketine bağlı olarak küresellikten sapmadır. λ küresel harmonikler çekirdeğin şeklinin çok kutupluluğudur. $\lambda = 0$ terimi küresel yoğunluk değişimini verir. $\lambda = 1$ terimi kütle merkezinde toplam yer değiştirmeye karşılık gelir ve ihmal edilebilir. Bunlardan sonra sırada $\lambda = 2, 3, 4$ terimleri sırasıyla kuadrupol - dört uçlu (quadrupole), oktapol - sekiz uçlu (octupole) ve hegzadekapol - onaltı uçlu (hexadecapole) deformasyondur. Özellikle düşük seviyeli kollektif yapıda kuadrupol deformasyon en önemli rolü oynar [5-7], $\lambda = 2$ terimi en temel düşük seviye uyarılmaları için gereklidir. Kuadrupol deformasyonlar için denklem (2.1)

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \varphi) \right] \quad (2.2)$$

olarak yazılır. Yarıçapın gerçek değerler alması için katsayı $\alpha_{2\mu}^* = (-1)^\mu \alpha_{2-\mu}$ olarak yazılır. Küresel çekirdeğin uyarılmaları küresel çekirdek etrafında şekil değişimini ifade ederken, deforme çekirdekler için uyarılmalar ise kuadrupol deforme şekil etrafındaki şekil değişimleri olarak tanımlanır. Genelde çekirdeği, sahip olduğu sabit cisim koordinat sistemi içerisinde tanımlamak daha doğrudur. Sabit cisim sistemindeki koordinatları, sabit uzay sistemine

$$a_\nu = \sum_{\mu} D_{\mu\nu}^2(\theta_i) \alpha_\mu \quad (2.3)$$

bağlı olarak yazabiliriz. $D_{\mu\nu}(\theta_i)$ küresel harmonikler için dönüşüm fonksiyonu ve θ_i üç Euler açısıdır.

Sistemi üç Euler açısı ve iki esas şekil değişkeni ile tanımlamak için genelde

$$a_{21} = a_{2-1} = 0 \text{ ve } a_{22} = a_{2-2} \quad (2.4)$$

olarak seçilir. Bu ifade, koordinat eksenini kuadrupol şeklin en önemli eksenini olarak tayin eder. Çekirdeği ifade etmede iki esas şekil değişkeni β ve γ kullanılır ve aşağıda belirtildiği gibi genişleme katsayılarına

$$\begin{aligned} a_{20} &= \beta \cos \gamma \\ a_{22} &= \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma \end{aligned} \quad (2.5)$$

ile bağılırlar. β değişkeni kuadrupol deformasyon derecesine veya simetri eksenini boyunca gerilip uzanmasına (elongation) denir. $\gamma=0^\circ$ eksensel simetrik şekli ifade ederken, γ değişkeni eksensel asimetrisinin derecesini ve sıfırdan farklı olup simetri eksenine dik doğrultuda çekirdeğin yassılaştığının göstergesidir.

Sabit cisim çerçevesinde, kuantum mekaniksel Hamiltonyen (genelde Bohr Hamiltonyeni [5] olarak ta adlandırılır)

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{1}{\beta^2 \sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right] + V(\beta, \gamma) \quad (2.6)$$

$$- \frac{1}{4\beta^2} \sum_{\kappa} \frac{Q_{\kappa}^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2}{3}\pi\kappa)}$$

Q_{κ} , θ_i değişkenindeki açısal momentum operatörleri ve B kütle parametreleridir. İlerleyen bölümlerde bahsettiğimiz kolektif model çeşitleri belirtilen nükleer şekle uygun $V(\beta, \gamma)$ potansiyelinin değişik formlarından oluşmuştur. Her bir şekil için, Schrödinger denklemi Bohr Hamiltonyeni ile birlikte kolayca çözülebildiğinden, basit bir analitik fonksiyonla potansiyel yaklaşık olarak elde edilebilir. Sonuçlar farklı tipte kuadrupol kolektif yapılar için ayrı birer karakteristik seviye enerji dizilimi verir.

Kollektif modelin diğ er bir gözleneni, seviyeler arası elektromanyetik bozunmalardır. Elektromanyetik geçiş oranları, kuadrupol operatörün matris elemanlarından hesaplanabilir.

$$T(E2) = t\alpha_{2\mu} \quad (2.7)$$

denkleminde t bir skala faktörüdür. İki seviye arasındaki kuadrupol elektromanyetik geçiş şiddetlerinin standart ölçüleri B(E2) şiddetleri olarak ifade edilir.

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \langle \psi_f \| T(E2) \| \psi_i \rangle \quad (2.8)$$

Denklemd e yer alan parantez iç erisindeki terim ilk ve son seviyeler arasında elde edilen E2 matris elemanlarıdır.

2.1.1. Küresel Osilatör

Beş boyutlu harmonik osilatör yapısı, Bohr Hamiltonyenindeki potansiyelin β serbestlik derecesine göre kuadratik oldu ğ u göz önünde bulunarak elde edilir.

$$V(\beta) = \frac{1}{2} C \beta^2 \quad (2.9)$$

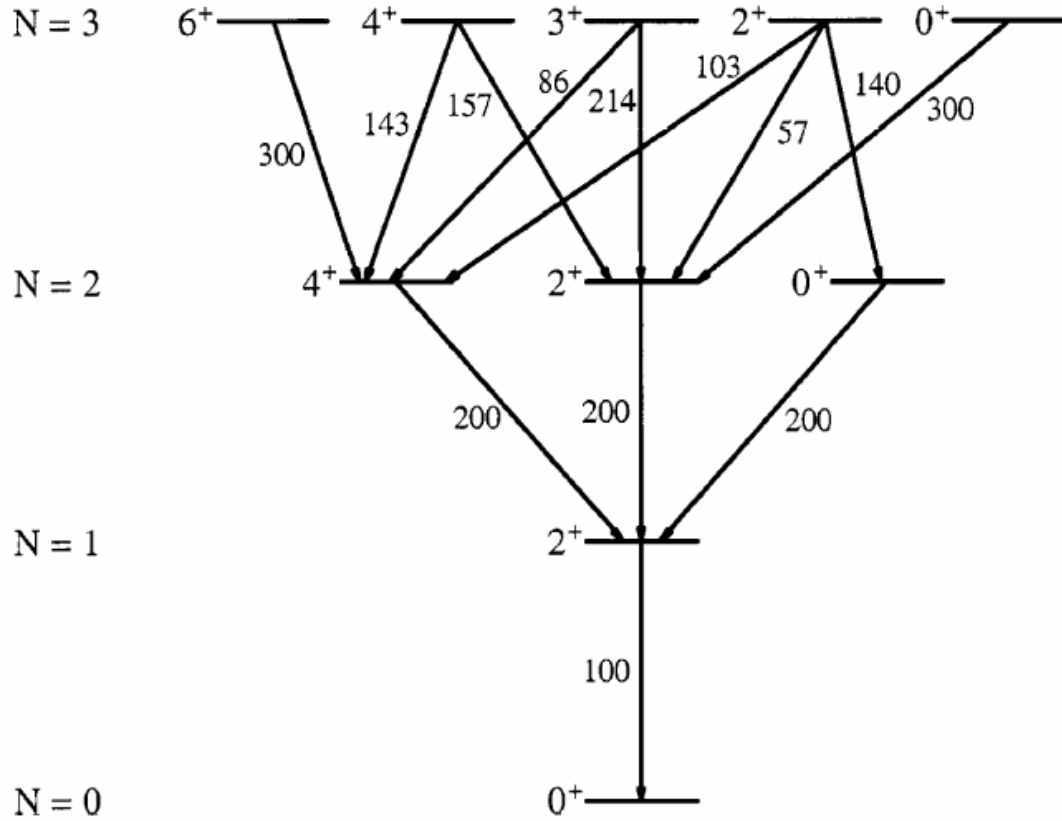
Birbirine eş aralıklı özgün değ erler (eigenvalue)

$$E = \hbar \omega \left(N + \frac{5}{2} \right) \quad (2.10)$$

denkleminde elde edilir. $\omega \equiv (C/B)^{1/2}$ ve $N = 0, 1, \dots$, uyarılmaya katılan kuadrupol fononların sayısını verir.

Çift - çift çekirdeklerde taban seviye $J^\pi = 0^+$ dır. İlk uyarılma, taban seviyeye bir kuadrupol fonon eklenmesiyle oluşabilecek bir tek 2^+ seviyesidir. Bir sonraki

uyarılmada ki burada $N = 2$ dir, iki kuadropol fonon hesaba katılır ki bunların çiftlenimi 4^+ , 2^+ , 0^+ spinli dejenere triplet seviyelerini, $N = 1$ seviyesinin sahip olduğu enerjinin iki katı bir enerji değerinde oluşturur. $N = 3$ 'e kadar olan seviyelere ait küresel vibratörün sahip olabileceği seviye şeması şekilde verilmiştir.



Şekil 2.1: Küresel osilatöre ait $N = 3$ 'e kadar izinli geçişlerin gösterildiği seviye şeması.

Geçişlere ait oklar, $B(E2)$ şiddetleri $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 100$ alınmıştır [4]

En düşük multipletler (çok katlılar) arasındaki $B(E2)$ şiddetleri Şekil 2.1 e eklenmiştir. Toplam $B(E2)$ şiddetleri daha büyük sayılardaki bozunma olasılıklarına bağlı olarak artan fonon ($B(E2) \propto N$) sayılarıyla artar. Birden fazla son (final) seviyeye bozunan seviyeler için şiddetler mümkün olan bozunma yollarına ayrılırlar ve toplam bozunma yollarının hepsi fonon sayısı ile orantılıdır.

Bu yapının ayırt edici özelliği, ilk 4^+ seviyesinin enerjisi ile ilk 2^+ seviyesinin enerjilerinin $R_{4/2} \equiv E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranının değeridir. Bir vibratörün karakteristik özelliği $R_{4/2} = 2.0$ olmasıdır. Bir diğer önemli gözlenen özellik ise bir vibratörün $B(E2)$ şiddetlerinin oranı, $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 2.0$ dır.

2.1.2. Deforme γ – zayıf yapı

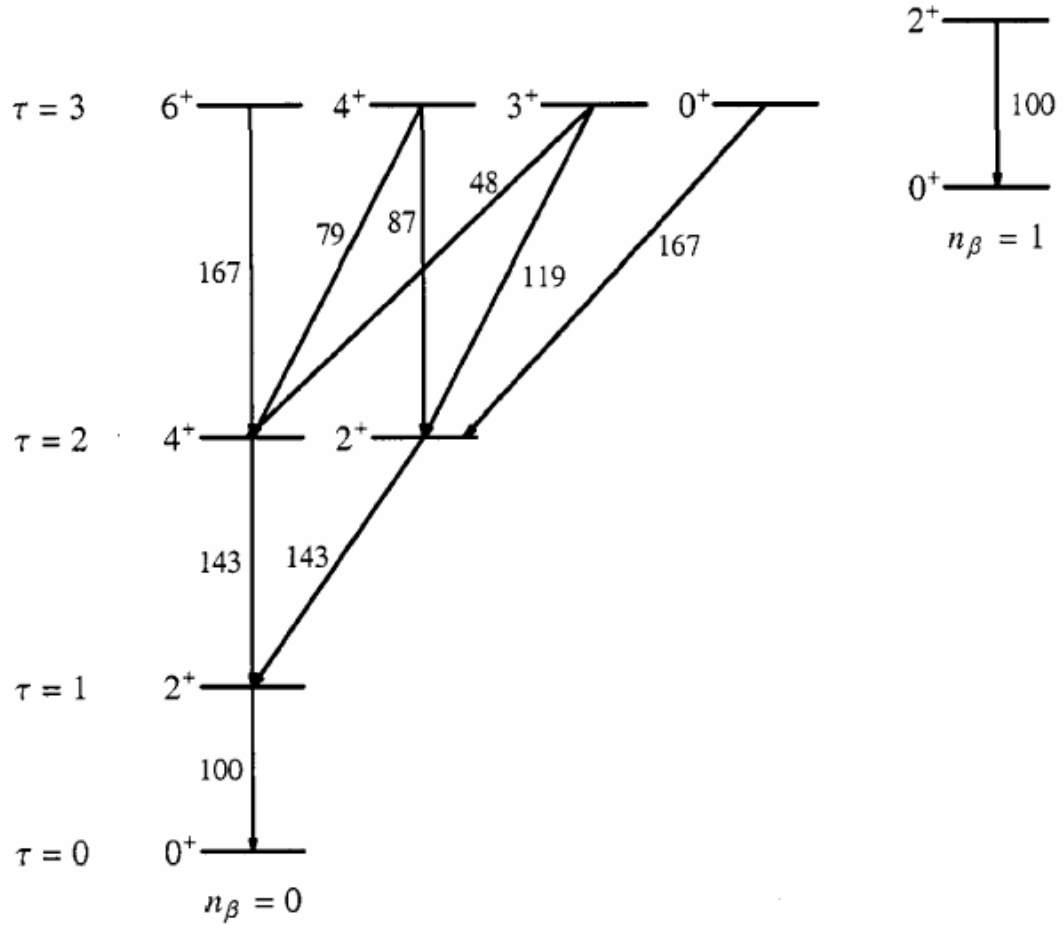
Bir γ - zayıf yapı, sadece β serbestlik derecesine bağlı olan her hangi bir potansiyelden elde edilebilir. O zaman Hamiltonyen [8,9] radyal, β değişkeni ve açısıl (γ, θ_i) değişkenleri terimlerine ayrılır. Açısıl denklem, beş boyutlu Laplace denkleminin sonuçları [10] ile birlikte açısıl bölümü tüm γ bağımsız problemler için ortaktır. Radyal denklem

$$H = \left[\frac{\hbar^2}{2B} \left(-\frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{\tau(\tau+3)}{\beta^2} \right) + V(\beta) \right] f(\beta) = E f(\beta) \quad (2.11)$$

olarak yazılır ve denklemde yer alan $\tau = 0, 1, \dots$ değerleri alan bir ayrılma parametresidir. Enerji spektrumu, τ parametresine bağlı klasifiye edilen multiplerden oluşur. Multipler arasındaki enerji boşlukları $\tau(\tau+3)$ ile orantılıdır. İlk birkaç multipler $0^+, 2^+, (4^+, 2^+), (6^+, 4^+, 3^+, 0^+)$ spin seviyelerinden oluşur. Seviyeler arası E2 geçişleri $\Delta\tau = \pm 1$ seçim kuralına uyar. Wilets ve Jean [8] tarafından elde edilen bir γ – bağımsız potansiyel örneği olarak yer değiştirmiş bir harmonik osilatör alınır. β daki potansiyel

$$V(\beta) = \frac{1}{2} C (\beta - \beta_0)^2 \quad (2.12)$$

olarak alınır ve β daki harmonik osilasyonlara izin verir. Analitik sonucu bir diğer ayrılma parametresi olan $n_\beta = 0, 1, \dots$ 'i içerir. Elde edilen spektrum Şekil 2.2 de verilmiştir. Her bir n_β değeri yukarıda belirtildiği gibi τ multiplerin bir dizilimini verir. Şekilde aynı zamanda E2 geçiş şiddetlerine de yer verilmiştir. Deforme γ -zayıf yapıya ait $R_{4/2} = 2.5$ ve $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 10/7 = 1.43$ dür.



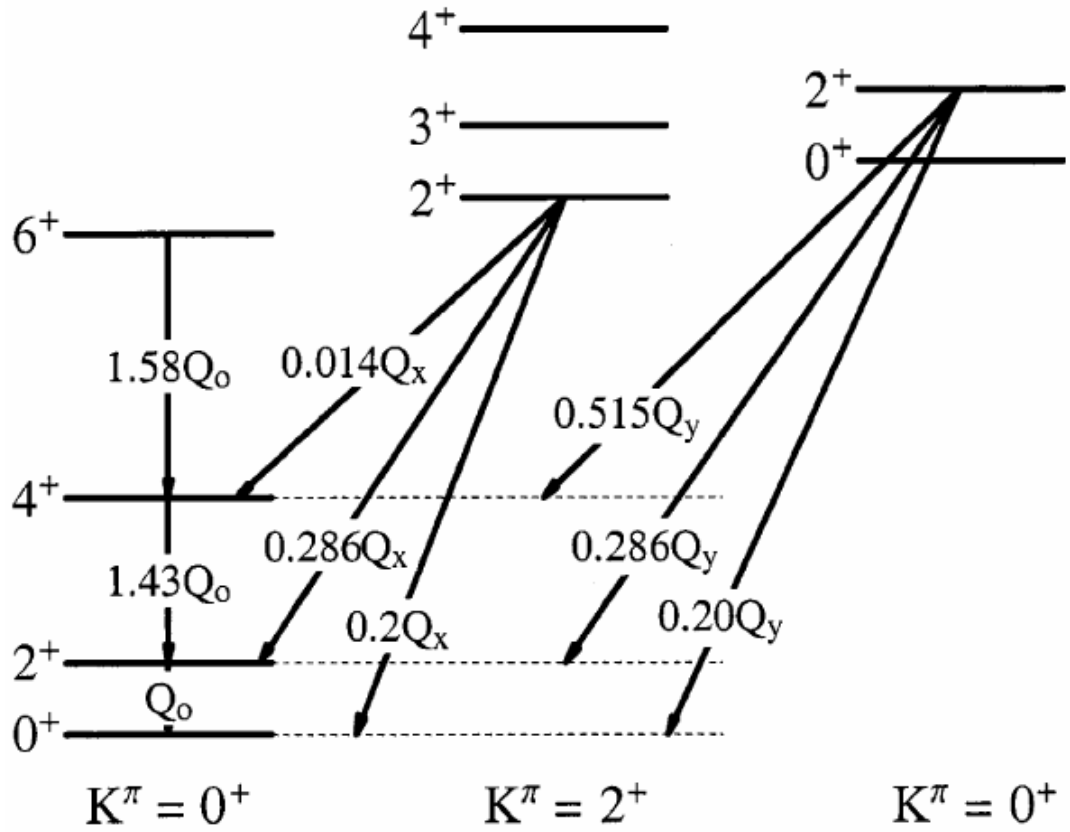
Şekil 2.2: Deforme γ -zayıf yapıya ait seviye şeması. Geçişlere ait oklar, $B(E2)$ şiddetleri $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 100$ olacak şekilde alınmıştır [4]

2.1.3. Deforme eksensel simetrik rotor

Bir eksensel simetrik rotor β_0 kuadropol deformasyonun sıfırdan farklı ve γ 'nın 0^0 de sabit bir değer alması ile tanımlanır. Kollektif uyarılmalar simetri eksenine dik ekseninde çekirdeğin rotasyon yapmasından elde edilir. Eğer β ve γ daki kuadratik küçük değerli osilasyonlar izinli ise o zaman daha fazla kollektif uyarılmalar oluşur. Mümkün olan iç uyarılmalar, simetri eksenini boyunca osilasyonları (β vibrasyonları) veya simetri eksenine dik osilasyonları (γ vibrasyonları) içerir. Her bir iç uyarılma, üzerine kurulan bir rotasyonel banda sahiptir. Sonuç olarak enerji spektrumu [7],

$$E(J, K) = \frac{\hbar^2}{2I} [J(J+1) - K(K+1)] + E_{\text{int } r} \quad (2.13)$$

ile verilir ve I eylemsizlik momenti, $E_{\text{int } r}$ iç uyarılmaların enerjisi ve K simetri eksenine üzerine açısal momentumun projeksiyonudur. Rotasyonel bantlar, $K = 0$ spin hariç sadece $J = K, (K+1), (K+2), \dots$, spinlerden oluşur. Rotasyonel seviye spektrumuna bir örnek Şekil 2.3 te belirtilmiştir.



Şekil 2.3: Eksensel simetrik deforme rotor'a ait seviye şeması. Seçilmiş $B(E2)$ şiddetleri belirtilmiştir [4]

Dalga fonksiyonu, iç uyarılmalar ve rotasyonel hareketten oluşur. İki seviye arasındaki $E2$ operatörünün matris elemanı, J ve K kuantum sayılarından oluşan iç yapı ve

rotasyonel dalga fonksiyonuna ait terimlerden oluşur. Aynı rotasyonel K bandına ait seviyeler arası geçişler için E2 geçiş şiddetleri [7]

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) \propto Q_0^2 \langle J_i K 20 | J_f K \rangle^2 \quad (2.14)$$

ile verilir. Q_0 iç kuadrupol momenti ve parantez içerisindeki terim ise Clebsch – Gordon katsayısını verir. Temel seviye B(E2) şiddetleri şekilde belirtilmiştir.

K_i ve K_f bantları arasındaki geçişler için, B(E2) şiddetlerinin dallanma oranı

$$\frac{B(E2; J_i \rightarrow J_f)}{B(E2; J_i \rightarrow J'_f)} \propto \frac{\langle J_i K_i 2\Delta K | J_f K_f \rangle^2}{\langle J_i K_i 2\Delta K | J'_f K_f \rangle^2} \quad (2.15)$$

olarak verilir ve genellikle bir Alaga oranına [11] karşılık gelir. Bir bandın tüm seviyelerinin iç yapıları aynı ise iç matris elemanları yok olur ve Alaga oranları sadece seviyelerin J ve K oranlarına bağlıdır. Bazı Alaga oranları şekilde gösterilmiştir.

Eksensel simetrik rotor'a ait $R_{4/2} = 3.33$ ve $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 10/7$ dir.

2.1.4. Eksensel asimetrik çekirdek

Bu bölüme kadar eksensel olarak simetriden küçük ve dinamik sapmalara ait modelleri inceledik. Saf eksensel rotordan, deforme çekirdeğe doğru sapmalar ancak bu yaklaşımla güzel bir şekilde ifade edilebilir. Yinede daha büyük ve kalıcı asimetrielerin görüldüğüne dair bulgulara mevcuttur. Bu durumda enerji ve geçiş oranlarında tahmin edilenden daha radikal sapmalar gözlenebilmektedir. Büyük asimetrielerin kesin limitleri çerçevesinde yeni seçim kuralları ortaya çıkacaktır [7].

Büyük ve sabit asimetrilere ait modellerin tahminlerinde γ özdeş veya γ daki dinamik değişim birinde γ_{rigid} iken diğerinde γ_{rms} olacak şekilde birbirine yakındır.

Sabit ve kesinleşmiş asimetriye (triaxiality) ait en iyi bilenen model 1960 larda Davydov ve arkadaşları [12] tarafından bulunmuştur. $V(\gamma)$ potansiyeli burada, belirli bir γ değerinde dik ve derin minimum olacak ve böylece çekirdek bu asimetri ile sabit (rigid) bir şekil alır.

Rotasyonel ve vibrasyonel hareketler tamamen çiftlenmemiş ise γ ve temel seviye bandı arasında bir karıştırma (mixing) var ise sonuç bir γ_{rms} 'e ihtiyaç duyar ve bu durumda K iyi bir kuantum sayısı değildir. Bundan dolayı, Davydov'un modelinde de K iyi bir kuantum sayısı değildir. γ burada büyük olursa, K karıştırma bizim hesapladığımızdan daha da ötesindeki seviyelere kadar uzanır.

Davydov modeli [12] ile belirtilen çekirdeklerin sahip olduğu potansiyelde, zayıflık arttıkça γ vibrasyonu azalır ve büyük olan γ_{rms} taban seviyeye gelir. Davydov modelinde taban seviye rotasyonel bandı ile γ vibrasyonel seviyeleri arasında esas yapılarda bir fark yoktur. Bu iki bandın seviyeleri, enerjileri $0^\circ \rightarrow 30^\circ$ (prolate simetrik $\rightarrow$ maksimum asimetri: asimetrinin oblate bölgesini ifade eden $30^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$) ye değişen γ değerlerine açıkça bağlı olacak şekilde yeni temel seviye bandının normal ve anormal seviyeleri olarak adlandırılır. Anormal seviyelerin en belirgin özelliği “staggering” adı ile ifade edilen dengesizliktir: Bu seviyeler genelde $(2^+, 3^+)$, $(4^+, 5^+)$... gibi çiftler halinde gruplanırlar.

Triaxial rotorun normal ve anormal seviyeleri incelendiğinde, γ arttıkça çekirdek giderek yassılaşır.

Davydov modelinin pratik uygulamalarına bakarsak, ilk iki uyarılmış 2^+ seviyelerinin $E_{2_2^+} / E_{2_1^+}$ enerji oranlarından γ elde edilebilir. Her hangi bir γ değeri için aşağıdaki denklemden bu oran hesaplanabilmektedir.

$$\frac{E_{2_2^+}}{E_{2_1^+}} = \frac{[1+X]}{[1-X]} \quad (2.16)$$

$$X = \sqrt{1 - \frac{8}{9} \sin^2(3\gamma)}$$

Eğer bu $E_{2_2^+} / E_{2_1^+}$ oranı oldukça düşük ise bu çekirdeklerde büyük bir miktarda sabit ve kesinleşmiş asimetri olduğu öngörülür. Bu enerji oranları dışında bir diğer gösterge ise

$$R_2 = \frac{B(E2:2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2:2_2^+ \rightarrow 0_1^+)} \quad (2.17)$$

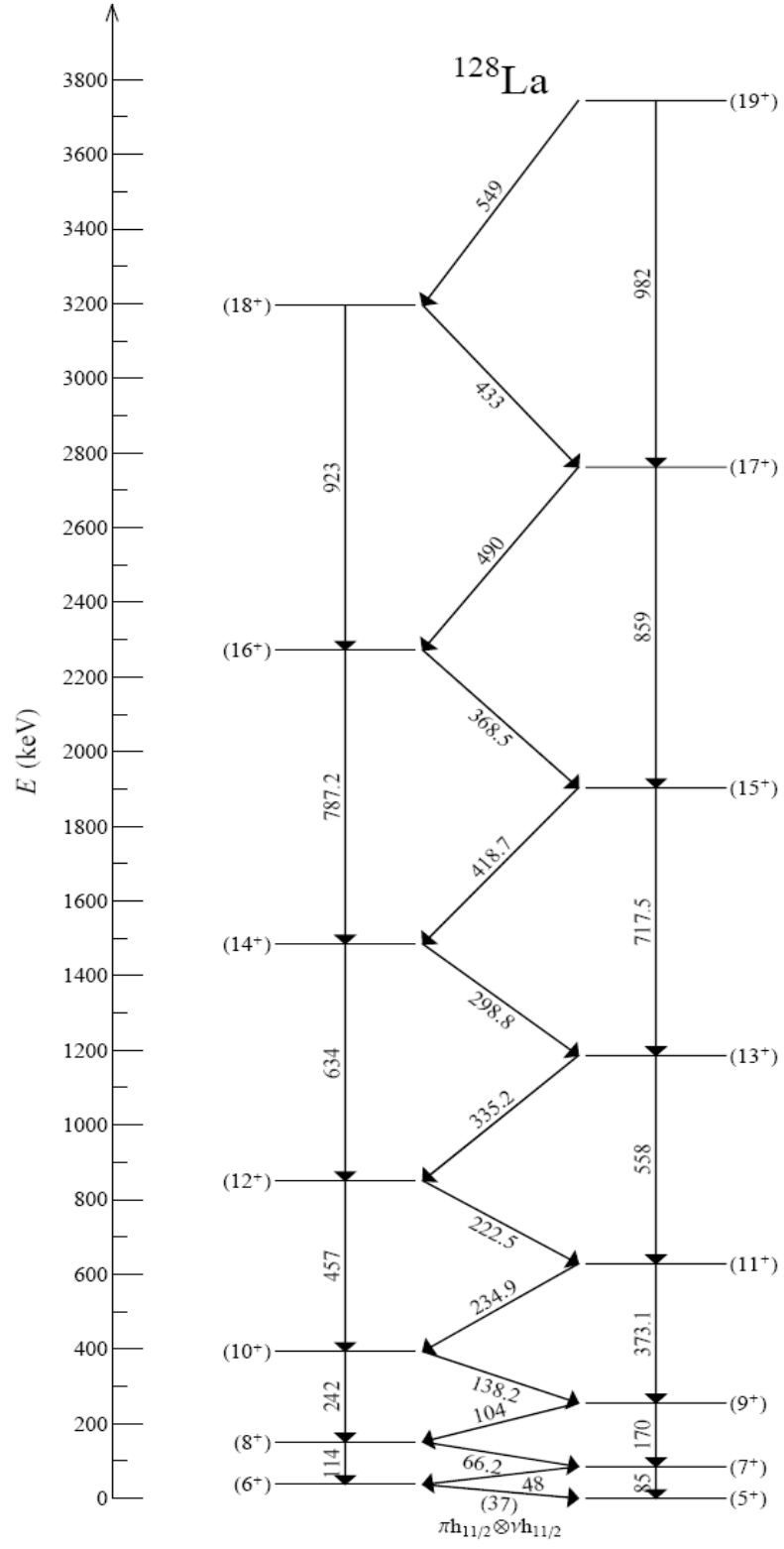
dallanma oranıdır. R_2 analitik olarak yazılabilir ve her bir γ için hesaplanabilir.

$$R_2 = \frac{\frac{10}{7} \left[\frac{\sin^2(3\gamma)}{9X^2} \right]}{\frac{1}{2} \left[1 - \frac{3 - 2\sin^2(3\gamma)}{3X} \right]} \quad (2.18)$$

R_2 arttıkça γ artar ve bu sonuç eksensel asimetriye ait modellerdeki seçim kuralına (selection rule) benzer.

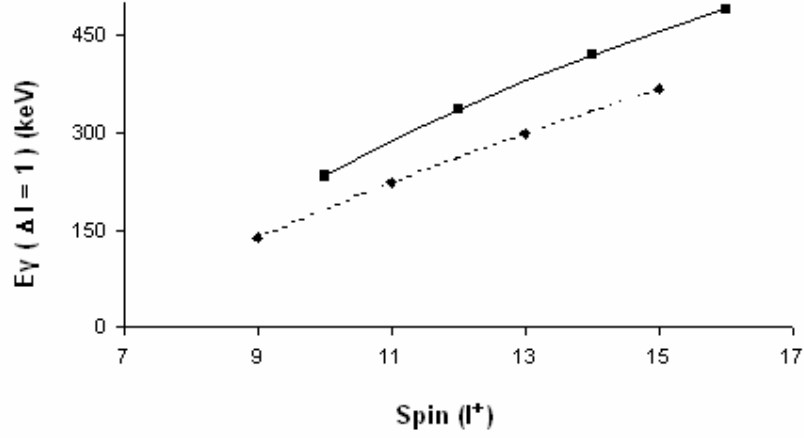
2.2. ^{128}La (TEK-TEK) ÇEKİRDEĞİ

Bu çalışmanın konusu olan tek – tek bir çekirdek olan ^{128}La 'a ($Z= 57$, $N=71$) ait seviye şemasının bir bölümü Şekil 2.4 de gösterilmiştir [13]. Şekilden de görüldüğü gibi spinleri pozitif olan iki çapraz geçişe sahip bant bulunmaktadır. Nükleer Veri Merkezinden elde edilmiş bir seviye şemasıdır.



Şekil 2.4: ^{128}La çekirdeğinin bilinen bandına ait seviye şeması

Şekil 2.5 te ise pozitif spine sahip $\pi h_{11/2}$ ve $\nu h_{11/2}$ bantları ve bu bantlarda her bir spine karşılık gelen gama enerjisi grafiği görülmektedir.



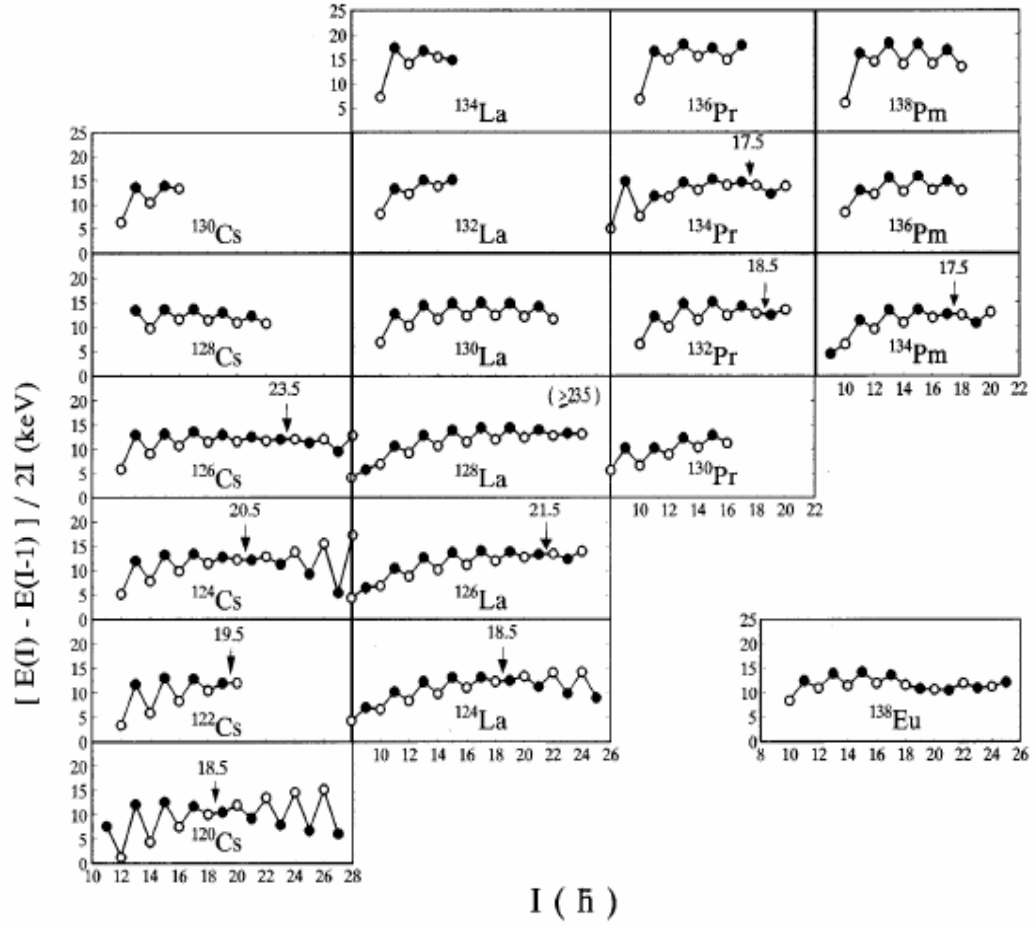
Şekil 2.5: ^{128}La çekirdeğinin $\pi h_{11/2}$ ve $\nu h_{11/2}$ konfigürasyonuna ait bantların gama enerjisine karşılık ($\Delta I = 1$ geçişleri için) spin grafiği

2.2.1. İşaret ayırımı ve işaretin ters dönmesi

İşaretin değişmezliği (invariance) nükleer rotasyonel spektrumda, çoklu kuasiparçacık bantlarında gözlenmektedir. Çekirdeğin temel simetrisi ile bağlantılı olup buna deformasyon değişmezliği adı verilir [14].

İşaretin tersine dönmesi, $A \sim 130$ bölgesindeki tek – tek deforme çekirdeklere ait bantlarında ($\pi h_{11/2} - \nu h_{11/2}$) gözlenmiş olup buna uygun teoriler geçmişte geliştirilmiştir [15]. Her bir seride yer alan ağır izotopların sebep olduğu artan γ zayıflığının sebebi, tek – tek çekirdeklerin $\pi h_{11/2} - \nu h_{11/2}$ bantlarında artan deformasyonu sağlayan $h_{11/2}$ proton yörüngesidir.

İşaretin tersine dönmesi tek – tek çekirdeklerde özellikle düşük spin seviyelerinde gözlenmektedir [16]. Şekil 2.6 da Cs, La, Pr ve Pm çekirdeklerinin $A \sim 130$ bölgesi çekirdeklerinin I ve $I - 1$ seviyelerine ait enerji farklarının $2I$ ya oranının I ya bağlı değişimi gözlenmektedir. İşaret ayırımı da çekirdeğin şekli konusunda yol göstericidir. İşaret ayırımı bir bant yapısında gözlenen tercih edilen (favoured) ve tercih edilmeyen (unfavoured) bantların ayrımıdır.



Şekil 2.6: İçi dolu halkalar $\alpha = 1$ (Favored), içi boş halkalar $\alpha = 0$ (Unfavored) işaretini ifade ederler. İşaretin tersine dönme noktaları oklarla gösterilmiş olup, bu tersine dönme spin değerleri $\pm 0.5 \hbar$ hatasına sahiptir [17]

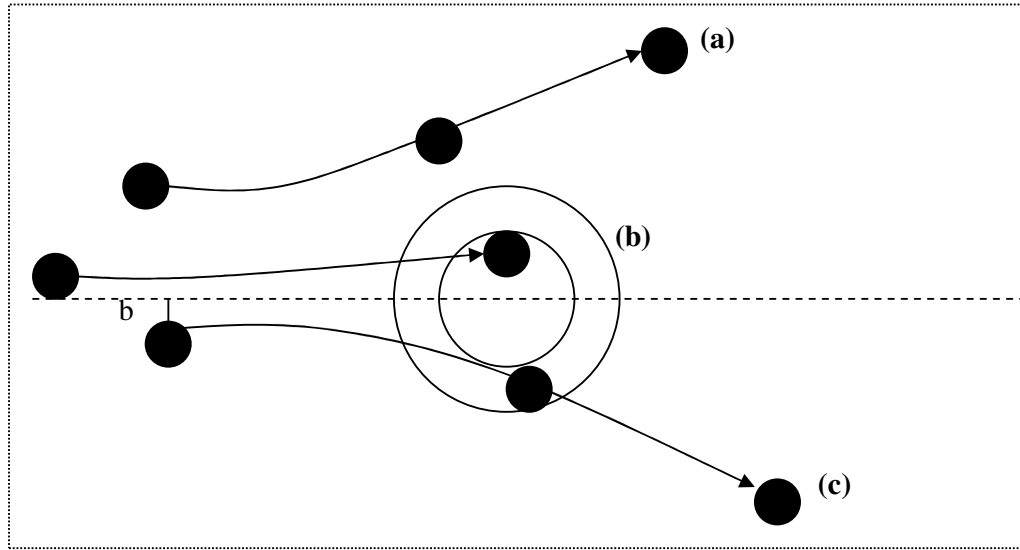
2.2.2. $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ bant yapısının oluşumu

Kor olarak ^{126}Ba çift-çift çekirdeğinin tek parçacık uyarılmaları, ^{127}La ile ^{127}Ba çekirdekleri incelenerek, ^{128}La çekirdeğinin $\pi h_{11/2} - \nu h_{11/2}$ bantlarının nasıl oluşmuş olabileceğini hakkında bilgi verirler. ^{127}La ($Z=57$, $N=70$)'in son valans protonunun $h_{11/2}$ kabuğunun düşük bir seviyesinde bulunduğu nükleer veri merkezinden görülmektedir [13]. ^{127}Ba ($Z=56$, $N=71$)'in son nötronunun da $h_{11/2}$ nin yüksek bir seviyesinde bulunduğundan, uyarılmış ^{128}La çekirdeğinin gözlenen bantlarının oluştuğu söylenebilmektedir.

2.3. FÜZYON BUHARLAŞMA REAKSİYONU

Çekirdeğin fiziğini tamamen anlayabilmek için nükleer cisim üzerine yapılan etkilerin (çok yüksek sıcaklık / uyarılma enerjisi, nükleer şekildeki değişim, egzotik protonun nötrona oranı) incelenmesi gerekir. Özellikle bu bölümde çekirdek üzerine etki eden yüksek açısal momentum ele alınacaktır. Yüksek spin seviyelerinin oluşumu füzyon buharlaşma reaksiyonu mekaniği ile sağlanır ve yüksek spin seviyelerinin bozunması ile gözlenen farklı nükleer yapılara ait spektroskopik bilgiyi analiz etme yollarını da bilmek gerekmektedir.

Şekil 2.7 şematik olarak mümkün olan farklı nükleer reaksiyonları b çarpma parametresine bağlı olarak göstermektedir. Füzyon buharlaşma reaksiyonu, yüksek spin seviyelerini geniş tesir kesitine sahip olarak veren en iyi deneysel yöntemdir.



Şekil 2.7: (a) Coulomb uyarılması (b) Füzyon buharlaşma reaksiyonu (c) Derin inelastik reaksiyonu göstermektedir

Bir füzyon buharlaşma reaksiyonunda, kütle merkezi sistemine göre çarpışmanın kinetik enerjisi, bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisine dönüşür. Bileşik çekirdeğe transfer edilen toplam açısal momentum $b \times p$ ile bulunur, b huzmenin çarpma parametresi olup p de mv ye bağlı huzmenin lineer momentumdur. Transfer edilen

açısal momentum $l = m v b$ dir. Böylece huzme parçacıkları daha yüksek enerjiye sahip olursa bileşik sisteme aktarılabilecek açısal momentum daha büyük olur.

Füzyon reaksiyonu, çarpma parametresinin küçük olduğu durumlarda gerçekleşirken diğer reaksiyonlar huzme ile demet arasındaki mesafe arttıkça gerçekleşir.

2.4. HUZME AKIMI, ENERJİLER VE HEDEF KALINLIĞI

Çekirdeğin küçük ölçüsüne bağlı olarak huzme parçacıklarının çoğu hedef çekirdeğe teğet geçer. Toplam füzyon tesir kesiti (cross section) Coulomb bariyerine ($\sim 3 \rightarrow 5$ MeV / A) yakın olan huzme enerjileri için 1 barn (10^{-28} m^2) mertebesinde dir.

Ağır çekirdekler için, füzyon tesir kesiti azalırken, füzyon buharlaşma reaksiyonundan daha baskın olan fisyon olayı başlar. Füzyon buharlaşma reaksiyonu için tipik huzme akımları parçacık başına birkaç nano-amper mertebesinde olup 1 mg/cm^2 mertebesinde kalınlıkta ince hedef levhaları bombardıman etmek için kullanılır. Coulomb bariyerinin altındaki enerjilere sahip çekirdeklere ait çalışmalarda, yüksek huzme akımları kullanılır ama sınırlandırma (a) huzmeyi sağlayan makinenin üretimine veya (b) deneydeki veri alan elektronik/dedektörlerin ömürlerine bağlı olarak ayarlanır.

Dedektör sisteminin algılaması içinde yer alabilecek geri tepme çekirdeklerini durdurmak için hedeflerin arka desteği (backing) olarak genelde kalın altın ve kurşun kullanılır. Yüksek Z'li durdurucuların seçilmesinin sebebi, huzmenin arka desteğe çarpması sonucu ortaya çıkabilecek füzyon olaylarını sahip oldukları yüksek Coulomb bariyerden dolayı sönmölendiren olabilmeleridir. Bir de, yüksek Z'li durdurucular çekirdeğin daha hızlı yavaşlamasını sağlar.

Huzme ve hedef yüksek yaklaşık 10^{-6} vakum içerisinde yer alır. Bir Faraday kap yani huzme durdurucu hedefin arkasına yerleştirilip aynı zamanda huzme akımı monitörü olarak çalışır.

2.5. BİLEŞİK ÇEKİRDEK UYARILMA ENERJİSİ VE MAKSİMUM AÇISAL MOMENTUM

Füzyonun oluşması için, huzme çekirdeğinin her iki pozitif yüklü çekirdek arasındaki Coulomb itmesini yenecek kadar yeterli kinetik enerjiye sahip olması gerekir. Füzyon buharlaşma reaksiyonları bileşik çekirdek oluşumunu sağlar.

Bu, termodinamik dengenin sağlanması yani hangi huzme ve hedef çekirdeklerden oluştuğunun belirtisini tamamen kaybeden bileşik çekirdeğe ait ‘hafızasını tamamen kaybetme’ için gerekli süre kadar uzun yaşayabilen ($> 10^{-20}$ sn) sıcak nükleer sistemdir [18].

Bununla birlikte, toplam enerji ve açısal momentum gibi niceliklerde korunur. Enerji korunumu ile oluşacak bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, çarpışmanın kütle merkezi kinetik enerjisine ve bileşik çekirdek oluşumu için gerekli Q-değeri ile bulunur.

$$E_{ex} = E_{cm} + Q \quad (2.19)$$

E_{cm} , bileşik sisteme aktarılan çarpışmanın kinetik enerjisidir. Bu, huzmenin kinetik enerjisi E_B ile geri tepen bileşik sistemin kinetik enerjisi, E_R arasındaki farktan bulunur:

$$E_{cm} = E_B - E_R \quad (2.20)$$

Momentum korunumundan huzme ve hedef kütleleri sırasıyla M_B ve M_T ile V_R bileşiğin geri tepme hızı aşağıdaki formülle ifade edilir:

$$M_B V_B = (M_T + M_B) V_R \quad (2.21)$$

Enerji korunumunu tekrar aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$E_{cm} = E_B - \frac{1}{2} (M_T + M_B) V_R^2 \quad (2.22)$$

Momentum korunumunda yer alan V_R 'yi çekip yukarıdaki denklemde yerine yazılarak ve

$$E_B = \frac{1}{2} M_B V_B^2 \text{ yi kullanarak}$$

$$E_{cm} = E_B \left(1 - \frac{M_B}{M_B + M_T}\right) \quad (2.23)$$

bulunur.

Bir füzyon buharlaşma reaksiyonuna aktarılabilecek maksimum açısal momentum ancak iki çekirdek birbirine dış yüzeylerinden çarparsa mümkün olur. (Bu olaya aynı zamanda keskin kesim yani “sharp cut-off” yaklaşımı denmektedir ve bu yaklaşım çekirdekleri sert birer küre olarak ele alıp, yüzeylerinde birbiri içine geçme özelliği bulunmamaktadır.) Füzyon tesir kesiti, farklı çarpma parametrelerine bağlı olarak kesikli dalgaların bir toplamıdır. Keskin kesim yaklaşımında varsayım şöyle ki, nükleer girişim için T_l iletim katsayısı $l > l_{\max}$ için sıfır iken $l < l_{\max}$ için 1 dir. Dolayısıyla, toplam füzyon reaksiyonu tesir kesiti σ_f , $l_{\max}$ 'a kadar olan kesikli dalgaların toplamıdır ve aşağıdaki denklemle ifade edilir:

$$\sigma_f = \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \sum_{l=0}^{l_{\max}} (2l+1) T_l \approx \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (l_{\max} + 1)^2 \quad (2.24)$$

Denklemde yer alan λ giriş kanalın dalga fonksiyonu olup

$$\lambda = \frac{h}{2\sqrt{2E_{cm}\mu}} \quad (2.25)$$

denklemine eşittir. E_{cm} kütle merkezinde çarpışmanın kinetik enerjisi, μ sistemin indirgenmiş kütlesi ve $\mu = \frac{A_B A_T}{A_B + A_T}$ ye eşittir. A_B ve A_T sırasıyla huzme ve hedef

çekirdeklerin kütleleridir. $l_{\max}$ değeri, sistemin indirgenmiş kütlesi yani $\mu = \frac{M_B M_T}{M_B + M_T}$

den hesaplanıp, enerji ve açısal momentum korunumundan,

$$\hbar l_{\max} = \mu v R \quad (2.26)$$

elde edilir. v hızı, enerji korunum denklemi kütle merkezinde çarpışmanın kinetik enerji ve Coulomb bariyeri (V_c) terimleri cinsinden,

$$\frac{1}{2} \mu v^2 = E_{cm} - V_c \quad (2.27)$$

olarak yazılır.

Denklemi v için çözersek

$$l_{\max}^2 = \frac{2\mu R^2}{\hbar^2} (E_{cm} - V_c) \quad (2.28)$$

elde edilir ki burada R reaksiyonun oluşabilmesi için gerekli olan maksimum çekirdek-çekirdek uzaklığıdır ve deneysel olarak da,

$$R = 1.36(A_B^{\frac{1}{3}} + A_T^{\frac{1}{3}}) + 0.5 \quad (2.29)$$

ile ifade edilir. Coulomb bariyer enerjisi MeV cinsinden

$$V_c = 1.44 \frac{Z_B Z_T}{R} \quad (2.30)$$

şeklinde yazılır. Denklem (2.28) den açıkça görüldüğü gibi indirgenmiş kütle değerini maksimum yapan çarpışmalar (örneğin simetrik reaksiyonlar) kütle merkezi sistemine göre en büyük açısal momentuma sahiplerdir.

Bileşik çekirdek reaksiyonlarında deneysel veriler, çok yüksek bombardıman enerjilerinde bileşik çekirdekteki açısal momentumun denklem (2.28) da hesaplanan $l_{\max}$

tan biraz daha düşük bir değere sahip olduğunu göstermektedir. Bunun sebebi yüksek enerjilerde, bileşik füzyon oluşumu yalnız küçük çarpma parametrelerinde (örneğin $l_{\max}$ 'ı hesaplamak için sadece yüzeye değerek olan çarpışmalar değil) oluşur. l_{cr} kritik açısal momentumu, füzyon oluşması için gerekli maksimum açısal momentumdur ve

$$(l_{cr} + \frac{1}{2})^2 = \frac{\mu(R_T + R_B)^3}{\hbar^2} \left(4\pi\gamma \frac{R_B R_T}{R_B + R_T} - \frac{Z_B Z_T e^2}{(R_B + R_T)^2} \right) \quad (2.31)$$

ile gösterilip $\gamma \approx 0.9 \text{ MeV fm}^{-2}$ çekirdeğin yüzey gerilimidir.

2.6. BİLEŞİK ÇEKİRDEK BOZUNUMU

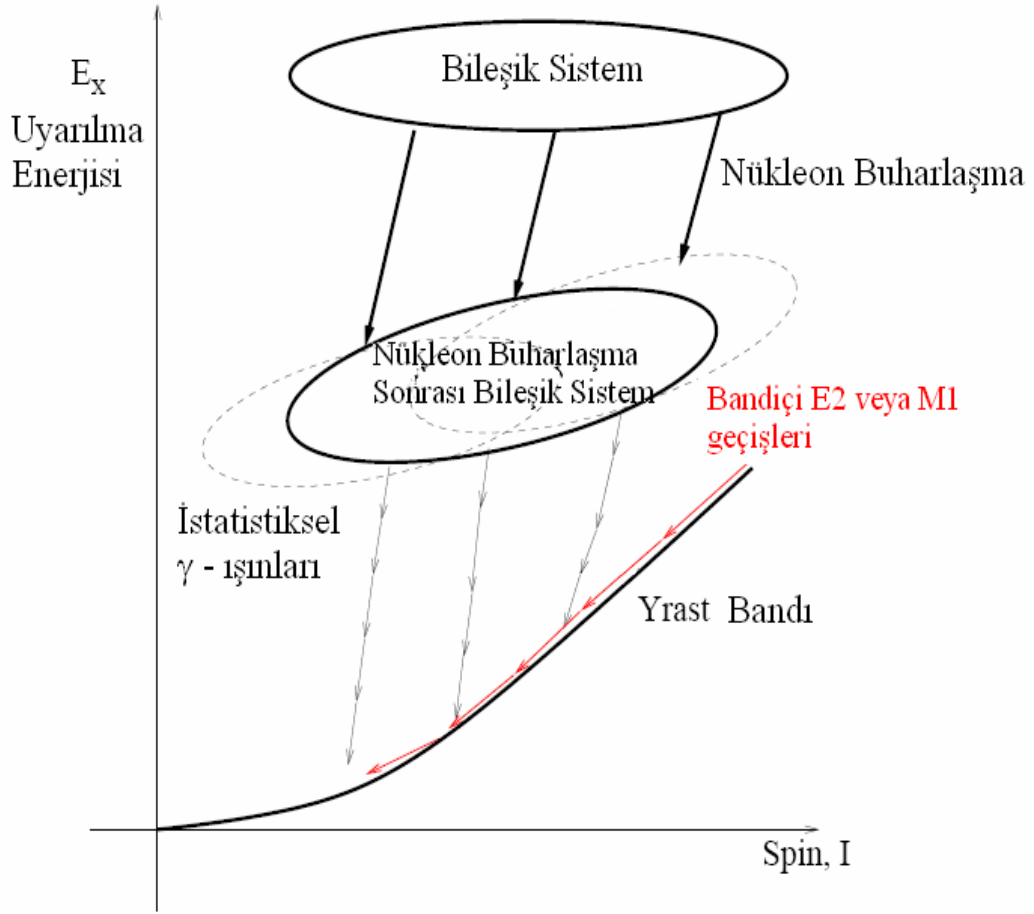
Huzme çekirdeğin hedef çekirdekten geçmesi yaklaşık $10^{-21 \rightarrow 22}$ s civarındadır. Eğer huzme ve hedef çekirdekleri birbiriyle etkileşirse 10^{-20} s süresi içinde termodinamik denge oluşur ve bundan sonra bileşik çekirdek ya yüksek enerji gama ışınlarıyla (dev rezonans bozunması gibi) ve / veya çekirdek buharlaşması ile bozunurken, nötronlar, protonlar ve α -parçacıkları yayınlanır [18-24].

Sürekliliğe yakın bileşik sistemlerde, proton ve α -parçacıklarının Coulomb bariyerini tünellemesi gerektiğinden yüklü parçacık yayınlanması mümkün değildir ve dolayısıyla bu sistemlerde nötron buharlaşması gerçekleşir.

Nötron buharlaşması ile bileşik çekirdek nötron eksik bölgeye geçer ve bu durumda nötron yayınlanması azalır proton yayınlanması artar ve bu artış yüklü parçacık yayınlanmasını daha önceden gerçekleşen nötron buharlaşması ile kıyaslanabilecek düzeye gelene kadar gerçekleştirir.

Fazlaca uyarılmış bileşik sistemde seviyelerin yüksek yoğunluğuna bağlı olarak buharlaşan parçacıklar istatistiksel enerji spektrumuna sahip olup bileşik sistem uyarılma enerjisini 5-8 MeV/nükleon azaltır ve sadece açısal momentumda 1-2 $\hbar$ azalma olur.

Parçacık buharlaşması, uyarılma enerjisi parçacık ayırma koparma enerjisinden daha az olana kadar yrast seviyesi üzerine kadar devam eder. Yrast seviyesi, bir açısal momentumun sahip olabileceği en düşük enerji seviyesidir. Bileşik çekirdeğin artık çekirdeğe bozunması için 10^{-15} s geçmesi gerekmektedir.



Şekil 2.8: Füzyon buharlaşma reaksiyonu için uyarılma enerjisinin spin'e bağlı şematik diyagramı

Bileşik çekirdekten parçacık buharlaşması olasılığı final seviyelerin yoğunluğuna ve bariyer iletim katsayısına bağlıdır. Bu katsayı

$$T(l_i, E_p(i)) = \exp\left(-\frac{-2\hbar\Delta}{(2m_p(V - E_p))^{1/2}}\right) \quad (2.32)$$

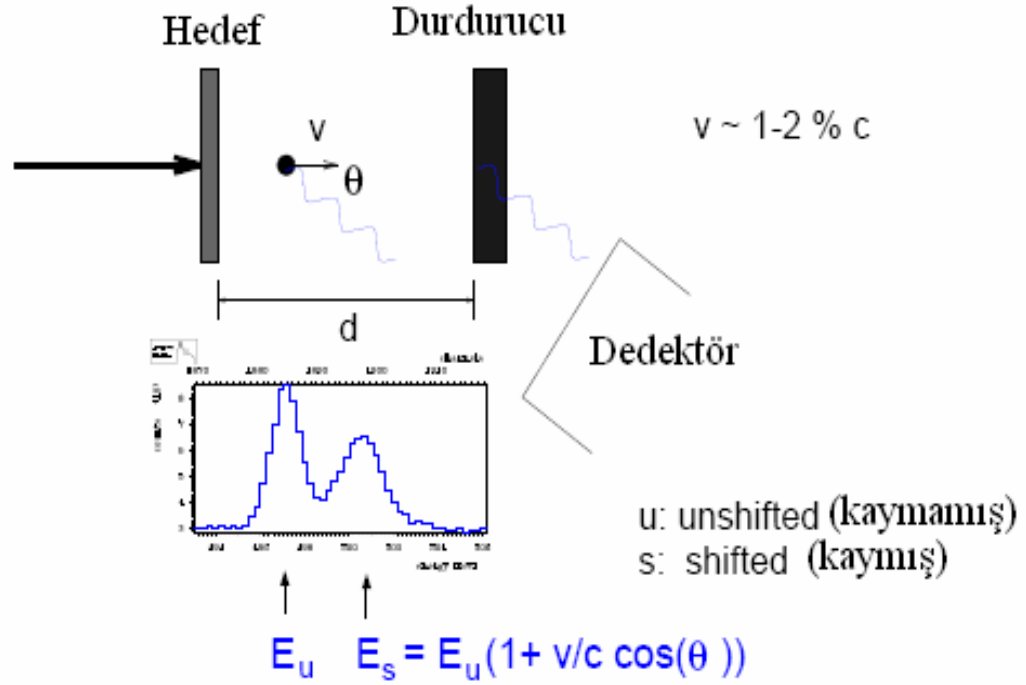
ile yazılıp V ; bariyerin yüksekliği ve Δ da genişliğini ifade eder.

2.7. GERİ TEPME UZAKLIK METODU

$10^{-8} \rightarrow 10^{-12}$ s arasındaki bölgede ömür ölçümü yapmak için en çok kullanılan metot Geri Tepme Uzaklık (Recoil Distance Method; RDM) veya ‘plunger’ metodudur [25].

Bundan yaklaşık 30 yıl önce plunger kullanarak RDM ölçümü yapılmaya başlanmıştır [26] ve o zamandan günümüze üzerinde oldukça iyi çalışmalar gerçekleştirilmiştir [27-29].

Araştırılacak çekirdek, ince kalınlıklı hedef üzerinde bir füzyon buharlaşma reaksiyonu ile oluşur. İnce hedeften geri saçılanlar durdurulacakları kalın durdurucu veya ‘plunger’ a doğru yol alırlar.



Şekil 2.9: Geri tepme uzaklık metodunun şematik gösterimi. Hedeften geri saçılan çekirdeklerin durdurucuya doğru giderken yolda yayınladıkları γ -ışınları bir Doppler kaymasına sahiptir bu spektrumda gözlenen kaymış yani E_s enerjisine ait olup, durdurucuya varıp saçılanlar ise E_u kaymamış enerjisine sahiptir

Bu tekniğin arkasındaki deneysel teknik Şekil 2.7 de gösterilmektedir. RDM de yer alan terimler, hedef-durdurucu uzaklığının bir fonksiyonu olarak uçuş sırasında ve de plunger da durdurulma sırasında bozunan γ – ışınları şiddetleridir.

Geri tepme doğrultusu ile θ açısı yaparak saçıldığı gözlenen gama – ışınlarının Doppler etkisine bağlı kaymış enerjileri,

$$E_s(\theta, t) = E_u \frac{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} \approx E_u \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right) \quad (2.33)$$

olarak ifade edilirken denklemden yer alan E_u kaymamış geçiş enerjisi ve v geri tepme hızıdır.

Hedef ile plunger arasında yayınlanan gama ışınları geri tepen bileşik çekirdekten v hızı ile saçılırken, plunger da durdurulanlar E_u kaymamış enerjiye sahiptirler. Gama ışını pik dağılımı kaymış ve kaymamış (durdurulmuş) bileşenler adı verilen iki bölüme ayrılır.

Ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu ile elde edilen bir çekirdeğin geri tepme hızı ışık hızının % 1 - 3 hızı büyüklüğündedir. Hedef durdurucu arasındaki uçuş süresince açığa çıkan Doppler kaymış enerjiler dedektörlerin çözme gücünün ayırdedebileceği kadar büyüklüktedir ki ~ 100 keV den büyük enerjiler rahatlıkla spektrumlarında görülebilir.

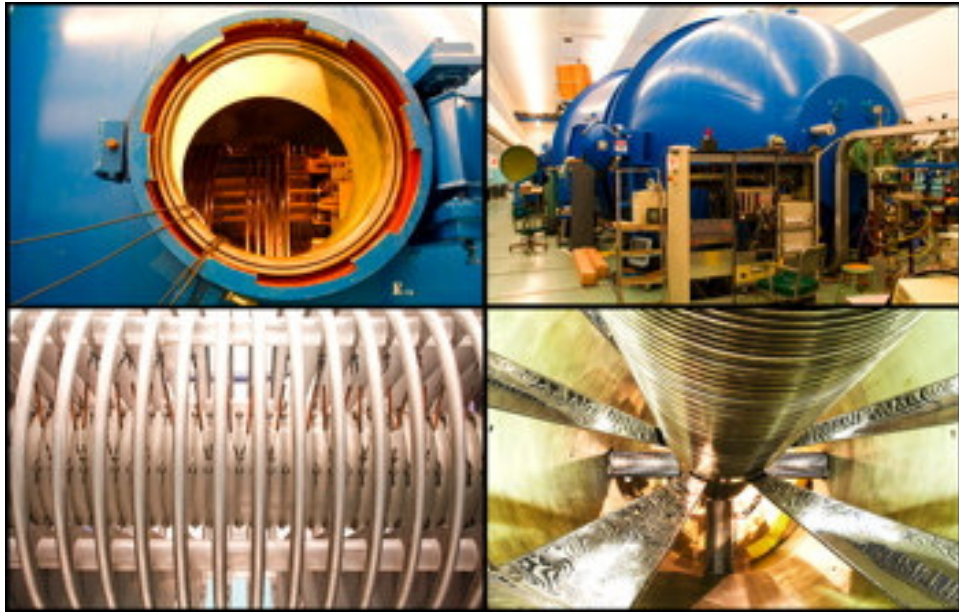
RDM metodunda seviye ömür ölçümü yapmadığı ömür değerleri bulunmaktadır. 1 ps den küçük ömür ölçümlerinde bu metod yerine DSAM (Doppler Shift Attenuation Method) metodu kullanılmaktadır. DSAM metodu 1ps den 1 fs ye kadar ölçüm gerçekleştirmektedir. Bu teknik için de denklem (2.33) formülü kullanılmaktadır. DSAM için deney düzeneği farklıdır, hedef ve durdurucu birbirine bitişiktir ve geri tepen çekirdeğin γ – ışını Doppler kayması bu hedef durdurucu içerisinde olmaktadır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. ESTU TANDEM VAN DE GRAFF HIZLANDIRICI

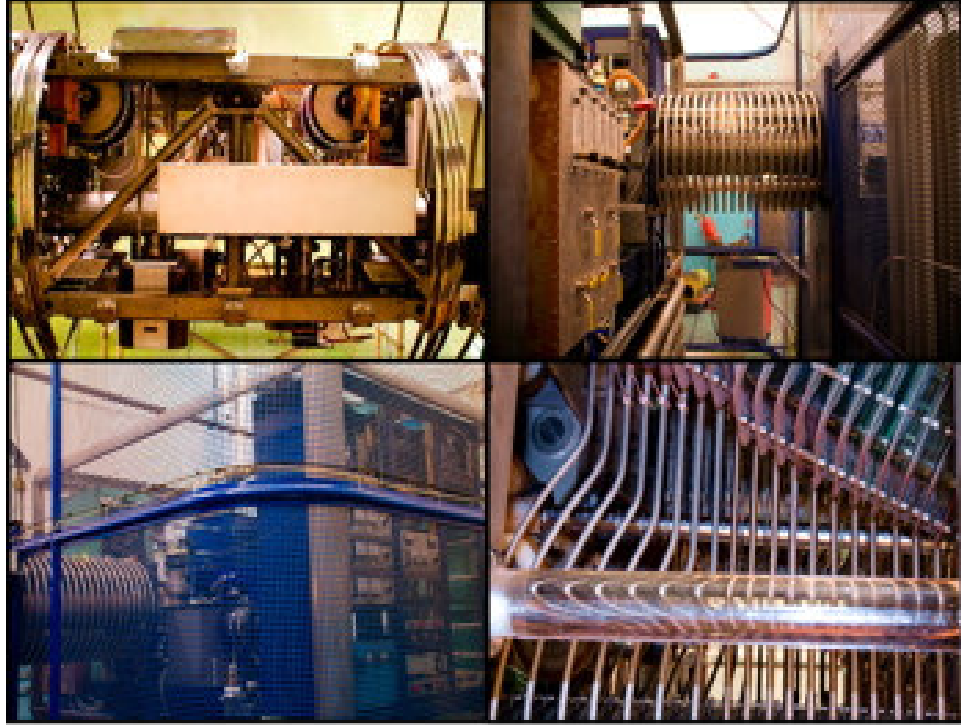
Yale Üniversitesi, A.W. Wright Nükleer Yapı Laboratuvarında bulunan ESTU (Extended Stretched TransUranium) Tandem hızlandırıcısı şu anda dünyada bulunan ve çalışmakta olan en büyük elektrostatik yani durgun yüklü hızlandırıcıdır [30].

Şekilde gösterildiği gibi bir tandem hızlandırıcısı elektromanyetizmanın iki temel prensibine dayanarak dizayn edilmiştir. Bu temel prensipler benzer yüklerin birbirini ittiği ve zıt yüklerin birbirini çektiğidir. Bu tandem en önemli kısmı, aslında gücü arttırılmış bir Van de Graaff jeneratörü görmektedir. Hızlandırıcıda en önemli nokta ağır iyonları durgun halden ışık hızının % 10'una yaklaşacak kadar hızlandırma esasıdır ve parçacıkları adım adım hızlandırmak önemlidir.



Şekil 3.1: (Üst Sol) ESTU Tandem'e girişi (Sağ Üst) ESTU Tandem'in dışını (Alt Sol) Dairesel eğim halkalarını (Sağ Alt) ESTU Tandem'in içrisini gösterir

İlk basamak hızlandırıcının dışarısında yer alan 300 kV luk iyon enjektörüdür. İyon enjektörü negatif yüklü iyonları (huzmeye bağlı olarak çeşitli yollarla üretilen) hızlandırıcının içerisine rölatif olarak küçük ilk hızlarla göndermek üzere tasarlanmıştır. Bu negatif iyonlar küçük hızlandırma tüplerine doğru enjekte edilir. Bu tüpler, vakum içerisinde tutulmakta olup, özellikle bütün enjekte edilmiş parçacıkların hızlandırıcıya gidebilmesi için takip etmesi gereken bir yol görevini üstlenmektedir.



Şekil 3.2: (Üst Sol) ESTU tandem elektrostatik kolonunun içinin yakın görüntüsü (Üst Sağ) İyon kaynağı iletimi sağlayıcı (Alt Sol) 300 kV iyon enjektör (Alt Sağ) Hızlandırma tüpleri ve Pelletron zincirlerinin yakından görünüşü

Hızlandırıcıya giren negatif iyonlar hızlandırıcının merkezinde bulunan pozitif yüklü terminale doğru çekilirler. Bu pozitif voltaj terminalindeki yükler Pelletron zincirlerinden oluşmakta ve korunmaktadır. Pelletron zincirleri sanki bir bisikletin zincirine benzer bir yapıda birbirini izleyen metal ve naylon bağlardan oluşmaktadır. Bu naylonlar her bir metal bağı izole eder böylece zincir sanki bir yük toplayan bir su çarkı gibi görev yapmaktadır.

Pelletron zincirleri merkez voltaj terminalinde kalıcı bir pozitif yüke sahip olup, negatif iyonları hızlandırıcının merkezine çekmeyi sağlarlar. Enjeksiyondan merkeze doğru hareketleri sırasında, negatif iyonlar biraz enerji kazanır. Fakat bizim daha yüksek enerjide daha çok hüzme ihtiyacımız olduğundan ikinci bir basamağa ihtiyaç duyulmaktadır ki bu aşamada Tandem önemli rol oynamaktadır.

Negatif iyonlar bir soyucu (stripper) folyoya yollanır ve bir kaç elektronundan soyulması sağlanır böylece pozitif yüklü iyonlar meydana çıkar. Soyulacak elektron sayısı, negatif iyonların merkez voltaj terminaline gelirken yolda kazandıkları enerjiye bağlıdır. Dolayısıyla pozitif yüklü yüksek voltaj terminalinin yanında pozitif yüklü iyon üretilmiş olur ve aynı yükler birbirini iteceğinden bu iyonlar büyük bir elektrostatik itmeye sahip olurlar. Böylece, bu iyonlar hızlandırıcıdan dışarı doğru itilir ve kullanıma hazır bekleyen deneysel alana ait hüzme yoluna fokuslayıcı magnetler sayesinde gönderilirler.

3.2. CLOVER DEDEKTÖRLERİ

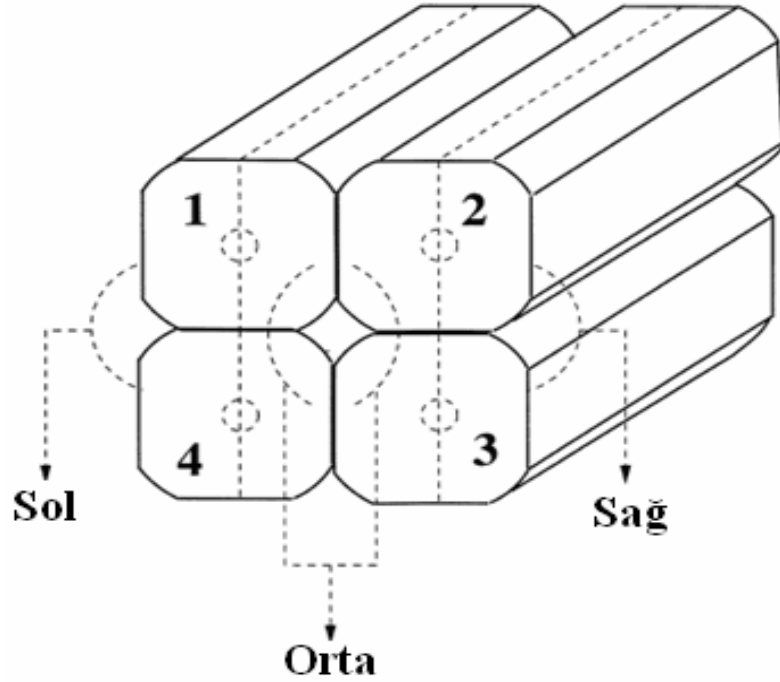
Segmentlerine ayrılmış dört yapraklı yonca şekilli (CLOVER) Ge dedektörleri topluluğun kalbidir [31]. Her bir CLOVER dedektörü, dört ayrı segmente ayrılmış Ge kristalinin sıkı bir paket haline getirilip, aynı sabit düşük sıcaklık kabı (cryostat) içine yerleştirilmesinden oluşur.

Bir Ge dedektörünün uzun ömürlü olmasını sağlayan en önemli etken sıvı nitrojen sabit düşük sıcaklık kabıdır. Her bir Ge kristali 5 cm yarıçapında ve ~ 8 cm uzunluğundadır. İki Ge arası uzaklık yaklaşık 0.2 mm dir. Her bir kristal daha iyi pozisyon bilgisi verebilmesi için elektronik olarak iki yarımdan oluşur. Bu en çok Doppler düzeltmesi (Doppler correction) yapabilmek için çok önem taşımaktadır.

Her bir CLOVER dedektörü için yedi sinyal üretilmektedir. Dört adet yüksek rezolüsyon itmesi her bir kristalin merkez kontağından, diğer üç sinyal ise dedektörün sağ, sol ve ortasından elde edilen düşük rezolüsyon sinyallerini oluşturur. Bu yedi sinyalin kombinasyonları γ -ışını etkileşim noktasının Ge kristal genişliğinin yarısına sınırlandırılmış olmasını sağlar.

CLOVER dedektörleri “add-back” durumunda çalışır. Bu durumda, eğer bir γ – ışını iki kristal arasında saçılırsa bu ikisinden kaynaklanan yüksek – rezolüsyon itmeleri offline analizde toplanır. Bu durumda çalıştığında CLOVER dedektörünün rölatif verimi % 150 dir.

Şekil 3.3 te CLOVER Ge dedektörünün şematik diyagramı verilmiştir. Şekil 3.4 te CANBERRA firmasına ait bir Ge CLOVER dedektörünün resmine yer verilmiştir.

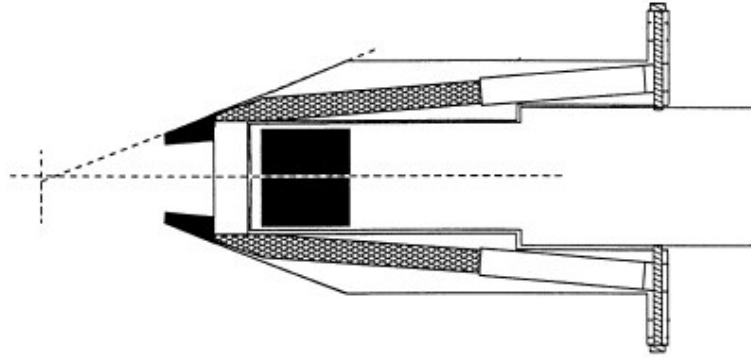


Şekil 3.3: CLOVER Ge dedektörünün şematik diyagramı

Her bir CLOVER dedektörü ayrı ayrı bizmut germanat (BGO) anti - Compton zırhı ile sarılmıştır (Şekil 3.5). Her bir zırh, 250 mm uzunluğunda ve maksimum kalınlığı 20 mm olan optik olarak izole edilen 16 BGO elementinden oluşur. 25 mm lik hevimet kolimatör BGO yu hedeften gelen direk radyasyondan korur.



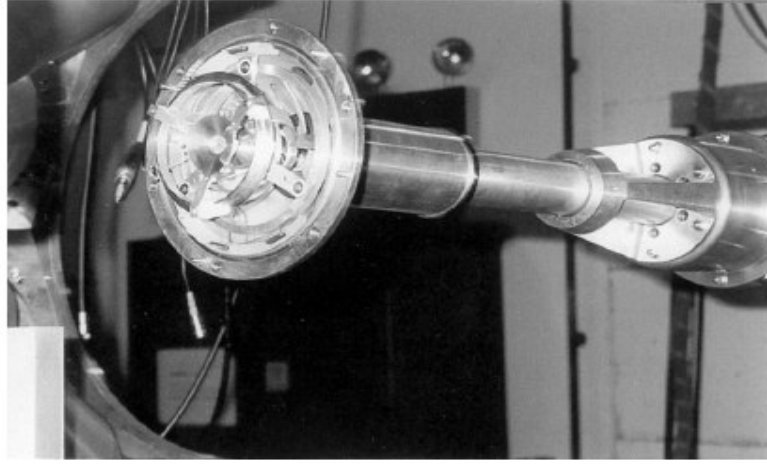
Şekil 3.4: Ge CLOVER dedektörü (CANBERRA)



Şekil 3.5: BGO anti- Compton zırhının şematik diyagramı

3.3. YENİ YALE PLUNGER CİHAZI

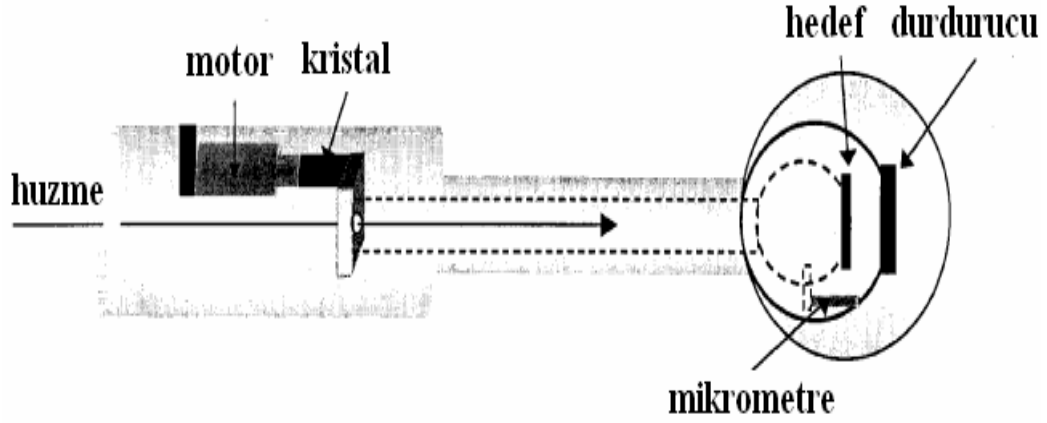
Yeni Yale Plunger cihazı (New Yale Plunger Device – NYPD) Yale Üniversitesi A. W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarında, RDM ömür ölçümü yapmak üzere tesis edilmiştir. Bu, Köln Üniversitesinden Alfred Dewald tarafından yapılan plunger cihazının bir eşidir [31-33]. Bu cihaz eş zamanlı geri tepme uzaklık metodu deneyleri için geniş bir dedektör topluluğu ile birlikte kullanılmak üzere tasarlanmıştır. Şekil 3.6 Plunger’ın bir fotoğrafını göstermektedir.



Şekil 3.6: Hedef pozisyonundan NYPD’nin görünüşü

Plungerda temel olan hedef ve durdurucunun birbirine aralarında çok kısa mesafe konarak paralel olarak yerleştirilmesidir. Mekanik bir sistem yardımıyla hedef durdurucu arasındaki mesafe birbirine paralel olacak şekilde ayarlanır. Hedef levhanın durdurucu ile arasındaki mesafe piezo-elektrik bir motor ile ayarlanır.

NYPD’in en temel parçaları bir piezo-elektrik motor, bir piezo-elektrik kristal, bir indükleyici ayar başlı mikrometre ve bir hedef ile durdurucudur. Motor ve kristal, Plunger’ın ana bölümüne huzme ile çakışmayacak şekilde yerleştirilir. Plunger’ın dar boynu iç içe geçmiş iki tüpten (ikinci tüp şekilde kesikli çizgi ile belirtilmiştir) oluşur. Hedef ve durdurucu Plunger’dan uzakta bir daire içerisinde yer almaktadır. Durdurucu sabitlenmiş olup dıştaki tüpe bağlıdır ve hedef ise hareketli olup içteki tüpe bağlıdır.



Şekil 3.7: NYPD'nin şematik görünüşü. Cihaz içerisinde yer alan önemli bileşenlere yer verilmiştir

Uzaklıkta meydana gelecek değişiklikler kristal ile iç tüpe bağlı olacak şekilde piezo- elektrik motor ile gerçekleştirilmektedir. Uzaklıktaki hassas düzeltmeler ise piezo-elektrik kristal boyunca voltaj değişimi ile yapılır. Kristal boyunca voltaj değişimi uzaklıkta $\pm 10 \mu\text{m}$ değişime sebep olur. Uzaklık dış tüpe bağlı bir mikrometre ile ölçülür. Mikrometrenin üzerindeki iç tüpe bağlı bir çizgi ile uzaklık ölçülebilir.

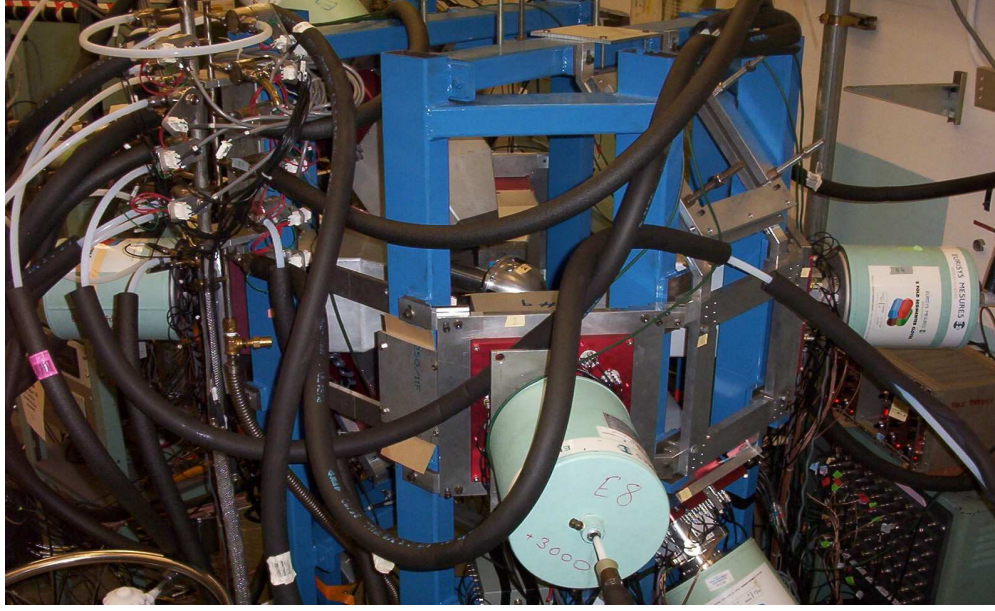
Plunger'ın sistemi bir LabView™ programının bulunduğu bilgisayarla kontrol edilmektedir [34]. Bu program piezo-elektrik motorun hareketini, piezo-elektrik kristal boyunca voltaj değişimini ve aynı zamanda mikrometrenin pozisyonunu kontrol etmektedir. NYPD için LabView™ kontrol sistemi J.R. Cooper tarafından dizayn edilmiş ve sağlanmıştır [35].

3.4. WNSL'DE RDM DENEY DÜZENEGİ

^{128}La çekirdeğinin seviye ömür ölçümünü belirlemede RDM deneyi WNSL Tandem Van de Graaff hızlandırıcısı ile gerçekleştirildi. Gama ışınları, SPEEDY (SPEctrometer for Experiments with Doppler shifts at Yale) Ge dedektör topluluğunda yer alan sekiz CLOVER HpGe dedektörü ile dedekte edildi.

Bu dedektörlerden dört tanesi huzme doğrultusu ile 41.5° (ön halka) ve diğer dört tanesi de 138.5° (arka halka) açı yapacak şekilde yerleştirilmiştir.

Reaksiyona ait tepkime kesitleri, bileşik nükleer reaksiyonun istatistiksel teorisi temeline dayalı PACE kodu [36] kullanılarak hesaplandı.



Şekil 3.8: SPEEDY dedektör topluluğunun resmi

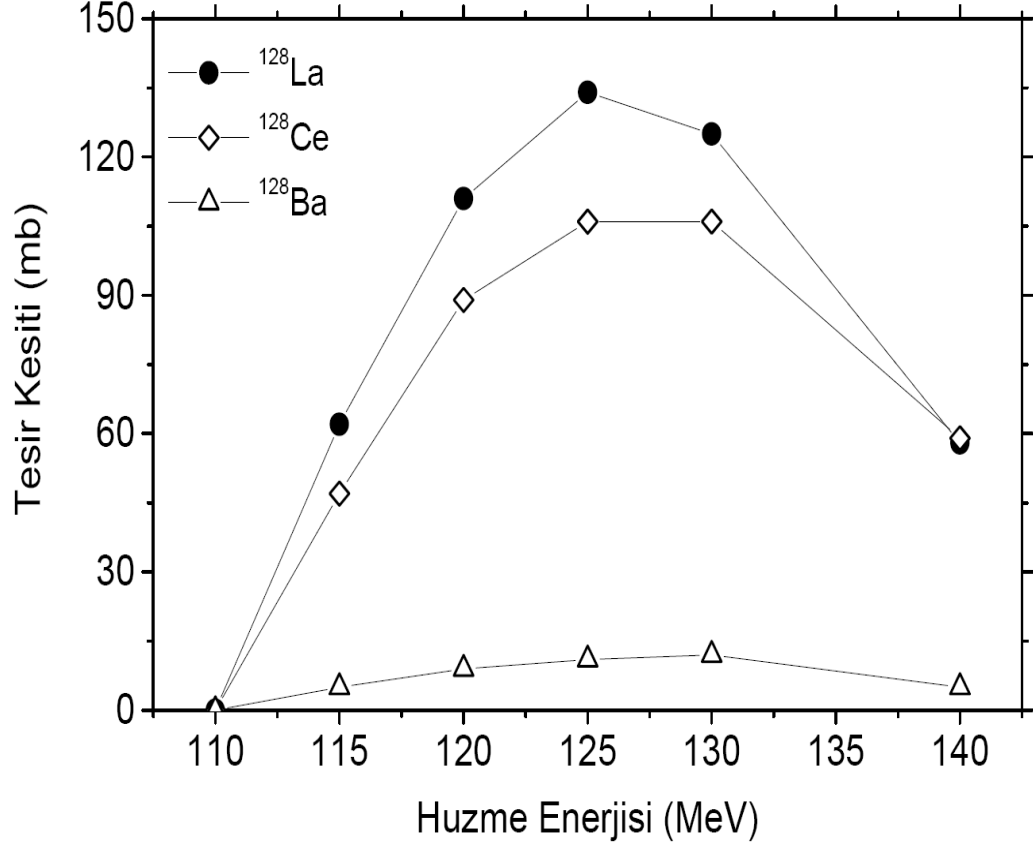
Dolayısıyla bu hesap sonucu reaksiyonda açığa çıkması istenen ^{128}Ce [43] çekirdeği de göz önüne alınarak, ağır iyon füzyon buharlaşması deneyi için hedef çekirdek ^{32}S ve huzme çekirdeği ^{100}Mo seçilmiş olup huzme enerjisi 120 MeV olarak tespit edilmiştir.

Reaksiyon sonucu açığa çıkan bileşik çekirdek ^{132}Ce çekirdeğiydi. Bileşik çekirdeğin reaksiyon ürünleri arasında ^{128}La ve ^{128}Ce çekirdekleri mevcut. 120 MeV huzme enerjisinde ^{128}La 'un tepkime kesiti 110 mb ve ^{128}Ce 'un tepkime kesiti 89 mb dır.

Gerçekleştirilen deneyde hedef olarak kullanılan ^{100}Mo 'un kalınlığı 0.5 mg/cm^2 dir. Hedef kalınlığını belirlemede önemli faktör, geri tepen çekirdeğin hızına bağlı olarak yüksek sayıda sayım elde edilmesidir. Hız dağılımındaki saçılma, esasen reaksiyonun hedefle pozisyonuna bağlıdır. Eğer reaksiyon hedefin önünde oluyorsa o zaman huzme küçük enerji kaybına uğrar ve geri saçılan ürün çekirdekleri hedef kalınlığı boyunca

ilerlerken enerji kaybına uğrar. Eğer reaksiyon hedefin arkasında bulunursa bu durumda huzme hedef boyunca enerji kaybeder ve reaksiyon ürünleri çok enerji kaybetmezler.

Deneyde NYPD kullanılarak dört ayrı hedef – durdurucu uzaklığı için veri alınmıştır. Bu uzaklıklar sırasıyla 4.48 μm , 6.36 μm , 9.96 μm , 11.96 μm dir.



Şekil 3.9: $^{100}\text{Mo} + ^{32}\text{S}$ ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu sonucu huzme geliş enerjisine karşılık bozunmaya uğrayacak çekirdeklerin tesis kesiti grafiği

^{32}S huzmesi, Yale Üniversitesi, A. W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarında (WNSL) bulunan ESTU Tandem hızlandırıcısı ile elde edilmiştir. Seviye ömür (Lifetime) ölçümleri için geliştirilmiş olan tekniklerde, deney sırasında deney düzeneğinde hedef ile durdurucu arasındaki mesafeler, araştırılan seviye ömrü ile uçuş zamanının aynı mertebede olması sağlanacak şekilde ayarlandı.

Seviye ömür ölçümleri için düzenlenmiş Plunger düzeneği, RDM için kullanılmaktadır. Böyle bir sistemin yüksek veriminden faydalanmak için modern bir Plunger'ın geniş birçok dedektörlü γ -ışını topluluğunun tam ortasına yerleştirilmesi gerekmektedir [37]. Yayınlanan γ -ışınları çevredeki detektörlere absorblanmadan veya saçılmadan ulaşabilmeleri için hedef çevresindeki materyalinde miktar olarak minimuma indirilmesi gerekmektedir.

Hedefin düz ve gergin olması gerekmektedir, böylece ağır-iyon bombardımanı sonucu hedef düz kalabilmektedir. Hedef gergin olduğunda, kırışıklıklar yok olacak ve huzme çarpmasından dolayı termal genişlemenin sebep olabileceği tümsek olmayacaktır. Hardware elektronik master-gate durumu, en az iki farklı detektöre γ -ışını geldiğinde bir olay olarak algılaması yönünde ayarlanmıştır.

Elde edilen veriler, Yale Üniversitesi A. W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarında kullanılmakta olan CSCAN sort programı ile sort edildi. CSCAN sort programı ile dört farklı hedef-durdurucu uzaklığı için $\gamma - \gamma$ koinsidans matris dosyaları üretildi. Bu matris dosyaları iki boyutludur. Sayım sayısının maksimum olabilmesi için üç farklı matris dosyası üretilmiştir: a.) ön dedektör halkasına karşılık arka halkadaki dedektörlerden algılanan sayımlar b.) ön halkaya karşılık ön halkadaki sayım sayıları c.) arka halkaya karşılık arka halkadaki sayım sayıları.

Ürün çekirdeklerin ^{100}Mo hedeften ortalama geri saçılma hızları, ^{128}Ce çekirdeğine ait olan en şiddetli geçişlerin durdurulmuş ve kaymış piklerinin merkezlerinin ölçümü alınarak, $v/c = 0.019$ (2) olarak bulunmuştur.

3.5. DİFERANSİYEL BOZUNMA EĞRİSİ METODU

RDM tekniği ile elde edilen verilerin analizi için kullanılan konvansiyonel metotta, gözlenen bozunma eğrilerinin eksponansiyel fonksiyonlarının lineer kombinasyonları fit edilirdi. Direk ve gözlenememiş besleyicilerin şiddetleri diğer ölçümlere dayandırılarak serbest parametre veya sabit bir değer olarak alınıyordu. Buradan yola çıkarak ta her bir ömür ölçümü elde edilen verilere χ^2 fiti yapılarak bulunuyordu. Ömür ölçümü yapılmak

L_i seviyesi, $L_h \rightarrow L_i$ γ – geçişi (B) ile L_h seviyesinden ve bilinen bir besleyici geçiş ile gözlenmemiş besleyici geçişlerden popüle olur ve $L_i \rightarrow L_f$ γ – geçişi (A) ile depopüle olur. t anındaki L_i , L_h uyarılma seviyelerindeki çekirdek sayıları $n_i(t)$, $n_h(t)$ olup aşağıdaki diferansiyel denklem:

$$\frac{d}{dt} n_i^{BA}(t) = -\lambda_i n_i^{BA}(t) + \lambda_h n_h^{BA}(t) \quad (3.1)$$

şeklinde yazılır ve λ_i , λ_h sırasıyla L_i , ve L_h seviyelerinin bozunma sabitidir.

Deneyde yapılan ölçümler n_i ve n_h değil belli bir uzaklıktaki (T uçuş zamanına bağlı) popüle olan (B) ve depopüle olan (A) geçişlerin kaymış ve kaymamış bileşen sayılarıdır. Denklem (3.1)'un integrasyonu ölçülmüş şiddetlere bağlı olup

$$\int_T^\infty \frac{d}{dt} n_i^{BA}(t) dt = -\lambda_i \int_T^\infty n_i^{BA}(t) dt + \lambda_h \int_T^\infty n_h^{BA}(t) dt \quad (3.2)$$

denklemin sağ tarafında yer alan terimler T uçuş zamanından sonra i ve h seviyelerinden bozunan geçişlerin sayısını vermektedir.

i ve h seviyelerinin bozunma fonksiyonu şu şekilde yazılır.

$$R_i^{BA}(t) = \lambda_i \int_T^\infty n_i^{BA}(t) dt \quad (3.3)$$

$$R_h^{BA}(t) = \lambda_h \int_T^\infty n_h^{BA}(t) dt$$

Bu denklemler, denklem (3.2) de yerleştirilirse:

$$\int_T^{\infty} \frac{d}{dt} n_i^{BA}(t) dt = -R_i^{BA}(t) + R_h^{BA}(t) \quad (3.4)$$

elde edilir. Denklem (3.2) nin sol tarafın değeri küçük bir integral değerine sahiptir ve bunu çözmek için

$$\int_T^{\infty} \frac{d}{dt} n_i^{BA}(t) dt = n_i^{BA}(\infty) - n_i^{BA}(T) = -n_i^{BA}(T) \quad (3.5)$$

kullanılır ve sonlu ömür ölçümleri için $n_i^{BA}(\infty) = 0$ olduğundan i uyarılmış seviyesinde daha fazla çekirdek kalmaz. Denklem (3.2) :

$$-n_i^{BA}(T) = -R_i^{BA}(t) + R_h^{BA}(t) \quad (3.6)$$

şeklini alır. Denklemin sol tarafını (3.3) den yararlanarak yazarsak

$$\frac{d}{dt} R_i^{BA}(t) = -\lambda_i(R_i^{BA}(t) - R_h^{BA}(t)) \quad (3.7)$$

elde edilir. Seviyenin bozunma fonksiyonu deneyde ölçülen şiddetlerle bağlantılıdır. i seviyesinin bozunma fonksiyonu, uçuş zamanına bağlı olarak T zaman sonra i seviyesinden dökülen (A) geçişlerin sayısıdır. T zamanından sonra, çekirdek durgun hale gelecek, bütün A geçişleri kaymamış olacaktır. Bu geçişler, B popüle geçişlerin kaymış ve kaymamışlarıyla uyum içerisinde.

$$R_i^{BA}(t) = \alpha I_{u+s,u}^{BA}(t) = \alpha \left[I_{u,u}^{BA}(t) + I_{s,u}^{BA}(t) \right] \quad (3.8)$$

Denklemden yer alan α , gözlenene karşı yayınlanan gama ışınlarına etki eden bütün faktörlerin hesaba katıldığı bir ölçeklendirme faktörüdür.

α 'nın içerisinde bulunanlar, veri toplama sisteminin ölü zamanı, A ve B enerjilerine ait gama ışınlarını detekte etme verimi ve her bir açısal korelasyon faktörüdür. Aşağıda da görüleceği gibi bu faktörler en son formülde ihmal edilecektir.

T zaman sonra h seviyesinden olan bütün geçişler h seviyesinin bozunma fonksiyonunu vermektedir. Bu geçişler çekirdek durgun hale geldikten sonra oluşacağı için bütün B geçişleri A geçişleri gibi tamamen kaymamış olacaktır. Dolayısıyla bozunma fonksiyonları şiddetler cinsinden

$$R_h^{BA}(t) = \alpha I_{u,u}^{BA}(t) \quad (3.9)$$

yazılır. Denklem (3.8) ve (3.9) yi kullanarak denklem (3.7)'in sağ tarafı

$$-\lambda(R_i^{BA}(t) - R_h^{BA}(t)) = -\lambda\alpha[I_{u,u}^{BA}(t) + I_{s,u}^{BA}(t) - I_{u,u}^{BA}(t)] = -\lambda\alpha I_{s,u}^{BA} \quad (3.10)$$

şeklinde yazılır. Aynı anda olma (koincidans) metodunu kullanarak, gözlenen şiddetler arasındaki bağıntı yazılabilmektedir. A ve B geçişleri arasındaki koincidansların toplam şiddeti

$$\begin{aligned} I^{BA} &= I_{u,u}^{BA} + I_{s,u}^{BA} + I_{u,s}^{BA} + I_{s,s}^{BA} \\ &= I_{u,u}^{BA} + I_{s,u}^{BA} + I_{s,s}^{BA} \end{aligned} \quad (3.11)$$

gibi yazılır ve eğer B tamamen kaymamış ise A geçişi tamamen kaymamış olacağından

$$I_{u,s}^{BA} = 0 \text{ alınır.}$$

Denklem (3.7)'in sol tarafı farkların oranından bulunabilmektedir.

$$\frac{d}{dt} R_i^{BA}(t) = \frac{[R_i^{BA}(t + \Delta t) - R_i^{BA}(t - \Delta t)]}{2 \Delta t} \quad (3.12)$$

Denklem (3.8) ve (3.11)'u kullanarak yukarıdaki denklem şu şekilde yazılır :

$$\begin{aligned}
 R_i^{BA}(t + \Delta t) - R_i^{BA}(t - \Delta t) &= \alpha \left[\begin{array}{l} I_{u,u}^{BA}(t + \Delta t) + I_{s,u}^{BA}(t + \Delta t) \\ - I_{u,u}^{BA}(t - \Delta t) - I_{s,u}^{BA}(t - \Delta t) \end{array} \right] \\
 &= \alpha \left[\begin{array}{l} I^{BA}(t + \Delta t) - I_{s,u}^{BA}(t + \Delta t) - I_{s,s}^{BA}(t + \Delta t) + I_{s,u}^{BA}(t + \Delta t) \\ - I^{BA}(t - \Delta t) + I_{s,u}^{BA}(t - \Delta t) + I_{s,s}^{BA}(t - \Delta t) - I_{s,u}^{BA}(t - \Delta t) \end{array} \right] \\
 &= \alpha \left[- I_{s,s}^{BA}(t + \Delta t) + I_{s,s}^{BA}(t - \Delta t) \right]
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

ve dolayısıyla denklem (3.12)

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} R_i^{BA}(t) &= \frac{\alpha [-I_{s,s}^{BA}(t + \Delta t) + I_{s,s}^{BA}(t - \Delta t)]}{2 \Delta t} \\
 &= -\alpha \frac{d}{dt} I_{s,s}^{BA}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

denklemine eşit olur.

Denklem (3.10) ve (3.14)'yi birleştirerek ve $v = \frac{dx}{dt}$ yi kullanarak ömür ölçümü

$$\tau(x) = \frac{I_{su}^{BA}(x)}{v \frac{d}{dx} I_{ss}^{BA}(x)} \tag{3.15}$$

elde edilir.

4. BULGULAR

4.1. ENERJİ – SAYIM SPEKTRUMLARI

Ömür ölçümünde temel olan deneysel tekniğin geri tepme uzaklık metodu ve analiz tekniğinin de diferansiyel bozunma eğrisi metodu (DDCM) olduğu daha önceki bölümlerde izah edilmiştir. Kullanılan analiz tekniğinde en önemli nokta, ömür ölçümü yapılması istenen seviyeyi besleyen γ geçişinin kaymış pikine spektrumda gate koyup, o seviyeden beslenen γ geçişinin kaymış ve kaymamış piklerinin hedef ve durdurucu arasındaki her bir uzaklık için kayma oranını tespit etmektir.

Teoriye göre hedef durdurucu arası bu uzaklık arttıkça, ömür ölçümü araştırılan seviyeden beslenen γ geçişinin kaymamış pik sayımının gittikçe azalıp kaymış pik sayımının artması ve hatta en son uzaklıkta (hedef – durdurucu uzaklığı) kaymamış pikin tamamen kaymış olması beklenmektedir.

Bu tür deneylerde hedef ile durdurucu arası uzaklık deneyi yapan araştırmacılar tarafından belirlenmekte olup bu doktora tezine konu olan deney için bu uzaklık sayısı sadece dört (4.48 μm , 6.36 μm , 9.96 μm ve 11.96 μm) ile sınırlandırılmıştır.

Seviye ömür ölçümleri bulgularına geçmeden önce ^{128}La çekirdeğinin $\pi h_{11/2}$ ve $\nu h_{11/2}$ konfigürasyonuna ait bantların ömürleri ölçülmesi hedeflenen 10^+ , 11^+ , 12^+ ve 13^+ seviyelerini besleyen geçişlere, her bir uzaklık için gate konulmuş ve o geçişlerden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış piklerinin enerjiye karşılık sayım grafikleri gösterilecektir.

Deneysel verileri analiz etmek için kullanılan RadWare paket programı [39], kullanımı kolay, eşzamanlı dedekte edilen gama ışın verilerinin interaktif grafik analizini yapmaya yarayan bir bilgisayar yazılım paketidir. Genellikle atomik çekirdeklerin yapısını

araştıran ve deney verilerini analiz etmek için fizikçiler tarafından kullanılan bir yazılımdır.

RadWare analiz programı altında çalışan gf3 [39] programı elde edilen spektrumları çalıştıran ve spektrumlardaki piklerin alanlarını hesaplamak için kullanılan bir programdır.

CSCAN [40,41] Yale Üniversitesi A. W. Wright nükleer yapı fiziği laboratuvarı için geliştirilmiş bir veri ayıklama programıdır. Hem çevrimiçi (online) hem de çevrimdışı (offline) kullanılabilen bir ayıklama programıdır. CSCAN hem UNIX hem de LINUX sistemlerde çalışabilmektedir. WNSL de veriler olay – olay ile elde edilir. Olaylar diskte saklanır ve yararlı bilgi için düzenlenir. Her olay sinyalin geldiği ADC kanallarının bir listesini, veriye ait enerji bilgisini ve ana tetiklemeye bağlı zamanı veren TDC kanallarını içerir. Ayıklama sırasında, ADC ve TDC verilerini alarak ve o kanala özel bir dedektör atanarak olay yeniden inşa edilir. Deney sonrası alınan veriler CSCAN ayıklama (sort) programı ile ileri – ileri (forward - forward) ve geri – geri (backward - backward) açılarda eşzamanlı olarak dedekte edilen gama ışınlarının matrisleri üretilmiştir.

Şekil 4.1 de, 10^+ seviyesinin ömür ölçümünü yapmak için, 11^+ seviyesinden ilgili seviye olan 10^+ seviyesini besleyen 235 keV’lik gamma geçişinin, deneyin yapılmış olduğu düzenekte huzmenin ilerisinde bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 238 keV’lik kaymış pikine, gf3 analiz programında her dört hedef - durdurucu uzaklığı için gate konularak elde edilmiş olan spektrumlar yer almaktadır. Bu spektrumlarda 10^+ seviyesinin beslediği 9^+ seviyesine dökülen 138 keV’lik gama enerjisi ve ömür ölçümünü yapmakta kullandığımız NYPD vasıtasıyla bu gama enerjisinin huzmenin ön tarafında bulunan dedektörlerin bulunduğu açıda kaymış piki olan 140 keV incelenmelidir.

Dolayısı ile 10^+ seviyesini besleyen gama geçişinin, ileri kaymış pikine gate konulduğunda 10^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymamış ve ileri kaymış piki spektrumda gözlenir. Ömür ölçümlerinde bu gözlenen spektrumdaki kaymış ve kaymamış pik ilk hedef - durdurucu uzaklığında öncelikle kaymamış pik sayım sayısı

fazla iken, hedef – durdurucu arasındaki uzaklık arttıkça kaymış pikin sayım sayısının kaymamıştan daha çok artması ve hatta tamamen kaymış pikin spektrumda yer alması halinde gözükmesi beklenmektedir.

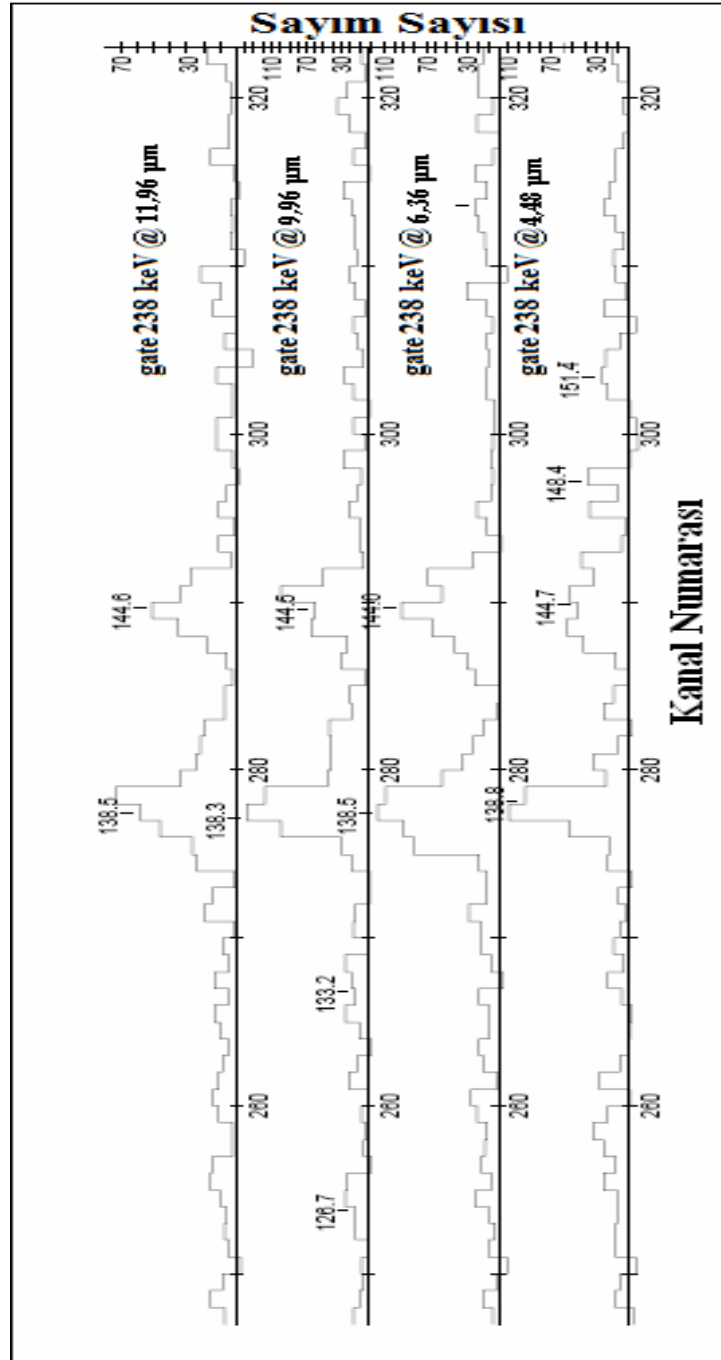
Yapmış olduğumuz deneyde sadece dört adet hedef – durdurucu arasındaki mesafe ayarlaması yapılmış ve sayım ona göre alınmıştır. Dolayısıyla 10^+ seviyesinden beslenen kaymamış pik olan 138 keV gözükmemekte ve 138 keV enerjili pikin içinde sağ tarafında 140 keV piki bulunmaktadır. Bu seviyeye ait hem ileri hemde geri açılarda hesaplanan ömür ölçümleri Şekil 4.10 ve Şekil 4.11 de gösterilmiştir.

Gelecekte gerçekleştirilebilecek, hedef – durdurucu arasındaki mesafenin daha büyük olduğu bu tür bir deneyde 140 keV kaymış pikinin daha net hatta tam kaymış gözlenmesi mümkün olabileceği ihtimali vardır. Daha üst seviyelere çıkıldığında tam kaymış pikler olduğu görülebilir.

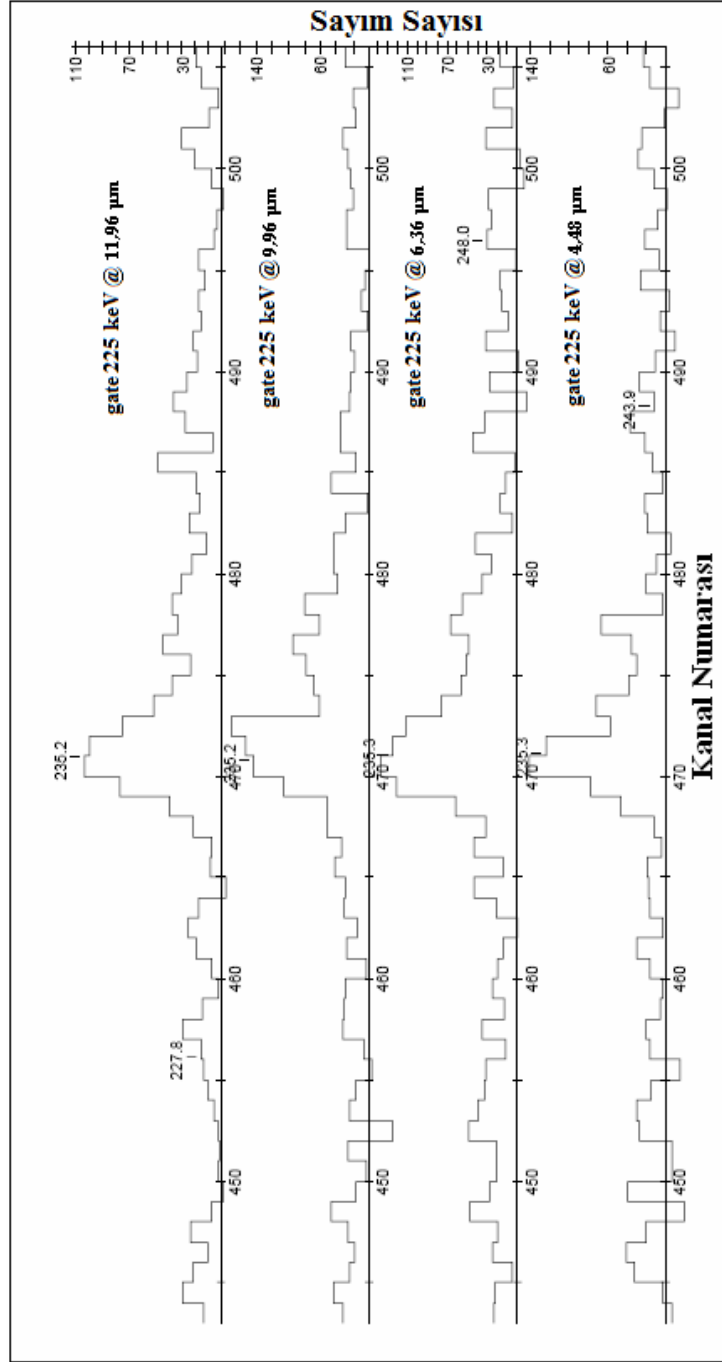
Şekil 4.2 de, 11^+ seviyesinin ömür ölçümünü gerçekleştirmek için 12^+ dan 11^+ ya dökülen 222 keV'lik gama geçişinin ileri açıda kaymış piki olan 225 keV'e her dört hedef – durdurucu arası uzaklık için gate konulmuş spektrumları yer almaktadır. 235 keV ve 238 keV'lik pikler 11^+ dan 10^+ ya dökülen ileri açıda sırasıyla kaymamış ve kaymış pikleri göstermektedirler. Sayım sayıları Şekil 4.1'e kıyasla daha fazla olup üst seviyelerde kaymış piklerin sayım sayısı kaymamış pikine nazaran daha fazla olacaktır.

Şekil 4.3 te, 11^+ seviyesinin ömür ölçümünü gerçekleştirmek için 12^+ dan 11^+ ya dökülen 222 keV'lik gama geçişinin geri açıda kaymış piki olan yani deneyin yapılmış olduğu düzende huzmenin geliş doğrultusunun arka tarafında bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 219 keV'lik kaymış piki için her dört hedef – durdurucu arası uzaklık için gate konulmuş spektrumları yer almaktadır.

235 keV ve 231 keV enerjili pikler 11^+ dan 10^+ ya dökülen geri açıda sırasıyla kaymamış ve kaymış pikleri göstermektedirler. Burada da aynen yukarıda belirtildiği gibi sayım sayıları Şekil 4.1'e kıyasla daha fazla olup üst seviyelere doğru kaymış piklerin sayım sayısı kaymamış pikine nazaran daha fazla olacaktır.



Şekil 4.1: 10^+ seviyesini besleyen 235 keV kaymamış pikinin ileri dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 238 keV lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 10^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 140 keV ve 138 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir



Şekil 4.2: 11^+ seviyesini besleyen 222 keV kaymamış pikinin ileride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 225 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 11^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 238 keV ve 235 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir

Şekil 4.4 de, 12^+ seviyesinin ömür ölçümünü gerçekleştirmek için 13^+ dan 12^+ ya dökülen 335 keV'lik gama geçişinin ileri açıda kaymış piki olan 339 keV'e her dört hedef – durdurucu arası uzaklık için gate konulmuş spektrumları yer almaktadır. 222 keV ve 225 keV'lik pikler 12^+ dan 11^+ ya dökülen ileri açıda sırasıyla kaymamış ve kaymış pikleri göstermektedirler. Kaymış ve kaymamış piklerin sayım sayıları birbirine yakın bulunmuştur.

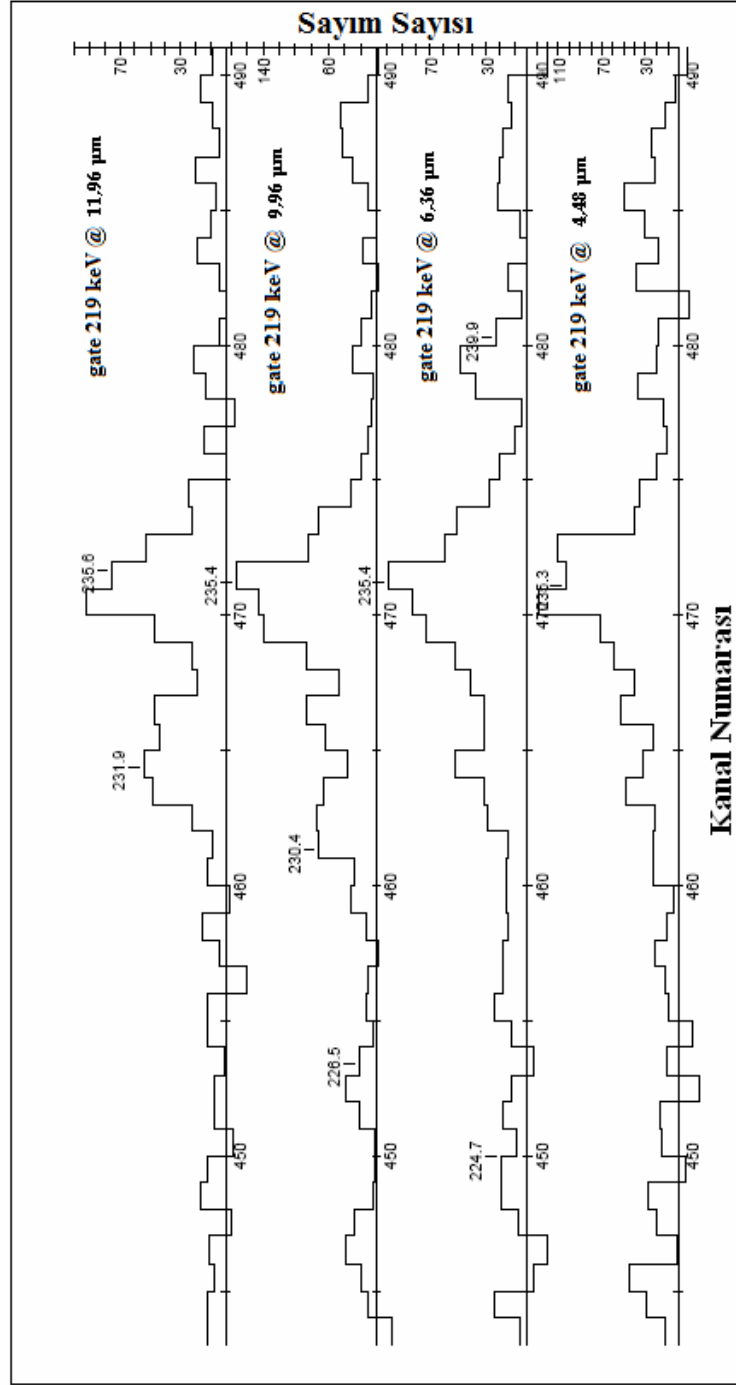
Şekil 4.5 te, 12^+ seviyesinin ömür ölçümünü gerçekleştirmek için 13^+ dan 12^+ ya dökülen 335 keV'lik gama geçişinin geri açıda kaymış 330 keV enerjili pikine her dört hedef – durdurucu arası uzaklık için gate konulmuş spektrumları yer almaktadır. 222 keV ve 219 keV'lik pikler 12^+ dan 11^+ ya dökülen geri açıda dedekte edilen sırasıyla kaymamış ve kaymış pikleri göstermektedirler. Kaymış ve kaymamış piklerin sayım sayıları birbirine yakın bulunmuştur.

Şekil 4.6 da, 13^+ seviyesinin ömür ölçümünü gerçekleştirmek için 14^+ dan 13^+ ya dökülen 298 keV'lik gama geçişinin ileri açıda kaymış 303 keV enerjili pikine her dört hedef – durdurucu arası uzaklık için gate konulmuş spektrumları yer almaktadır. 335 keV ve 339 keV'lik pikler 13^+ dan 12^+ ya dökülen ileri açıda dedekte edilen sırasıyla kaymamış ve kaymış pikleri göstermektedirler. Hedef – durdurucu arasındaki uzaklık arttıkça, 339 keV'lik kaymış pikin sayım sayısının kaymamış pikten daha fazla olduğu gözlenmektedir.

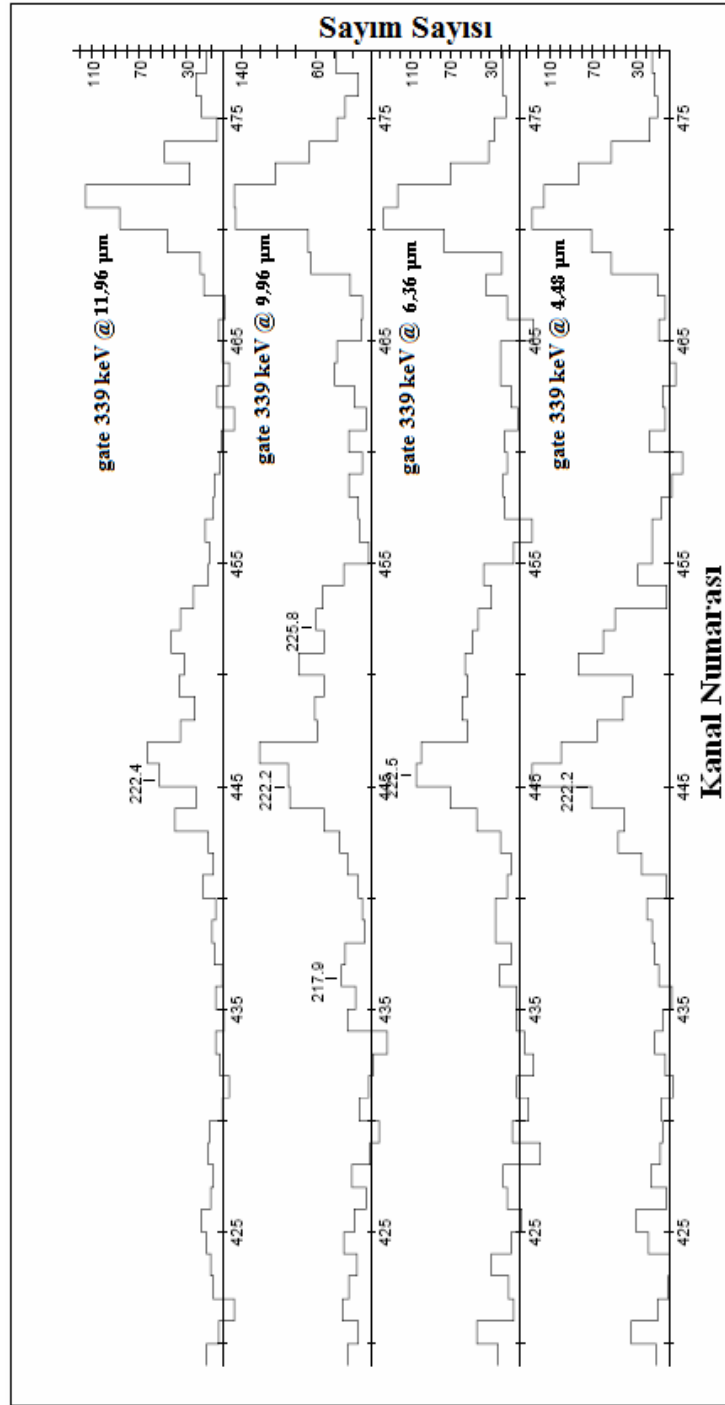
Şekil 4.7 de, 13^+ seviyesinin ömür ölçümünü gerçekleştirmek için 14^+ dan 13^+ ya dökülen 298 keV'lik gama geçişinin geri açıda kaymış 294 keV enerjili pikine her dört hedef – durdurucu arası uzaklık için gate konulmuş spektrumları yer almaktadır. 335 keV ve 330 keV'lik pikler 13^+ dan 12^+ ya dökülen geri açıda dedekte edilen sırasıyla kaymamış ve kaymış pikleri göstermektedirler. Hedef – durdurucu arasındaki uzaklık arttıkça, 330 keV'lik kaymış pikin sayım sayısının kaymamış pikten daha fazla olduğu gözlenmektedir.

Şekil 4.8 de, 14^+ seviyesini besleyen 418 keV kaymamış pikin ileri açıda 424 keV enerjili kaymış pikine dört farklı uzaklık için gate konulmuş spektrumları yer almaktadır. 14^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymamış ve kaymış pikleri sırasıyla 298 keV ve 303 keV dir. 303 keV enerjili pikin neredeyse tam kaymış olduğu gözlenmektedir. Bu seviye için ömür ölçümü yapmak bu teknikle mümkün değildir.

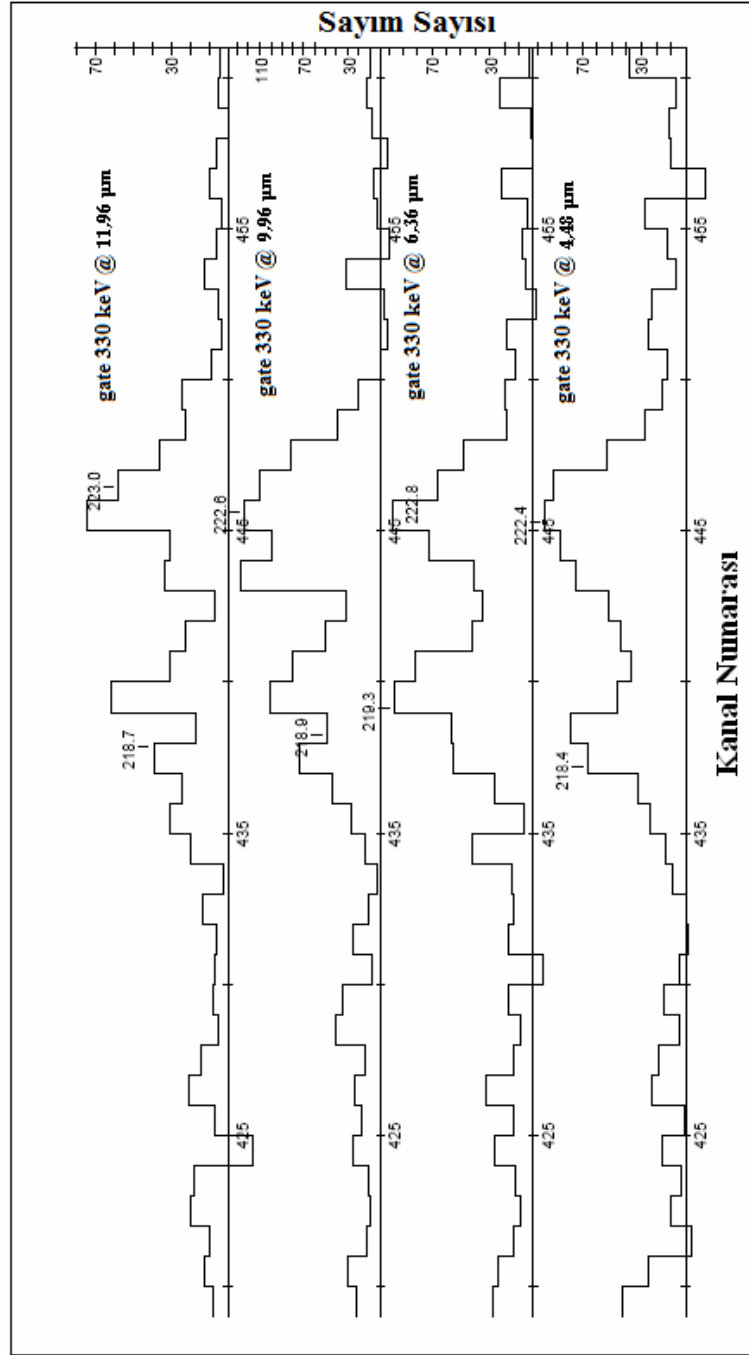
Şekil 4.9 da, 14^+ seviyesini besleyen 418 keV kaymamış pikin geri açıda 412 keV enerjili kaymış pikine dört farklı uzaklık için gate konulmuş spektrumları yer almaktadır. 14^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymamış ve kaymış pikleri sırasıyla 298 keV ve 293 keV dir. 293 keV enerjili pikin 303 keV enerjili pike benzer şekilde neredeyse tam kaymış olduğu gözlenmektedir. Bu seviye için ömür ölçümü yapmak bu teknikle mümkün değildir.



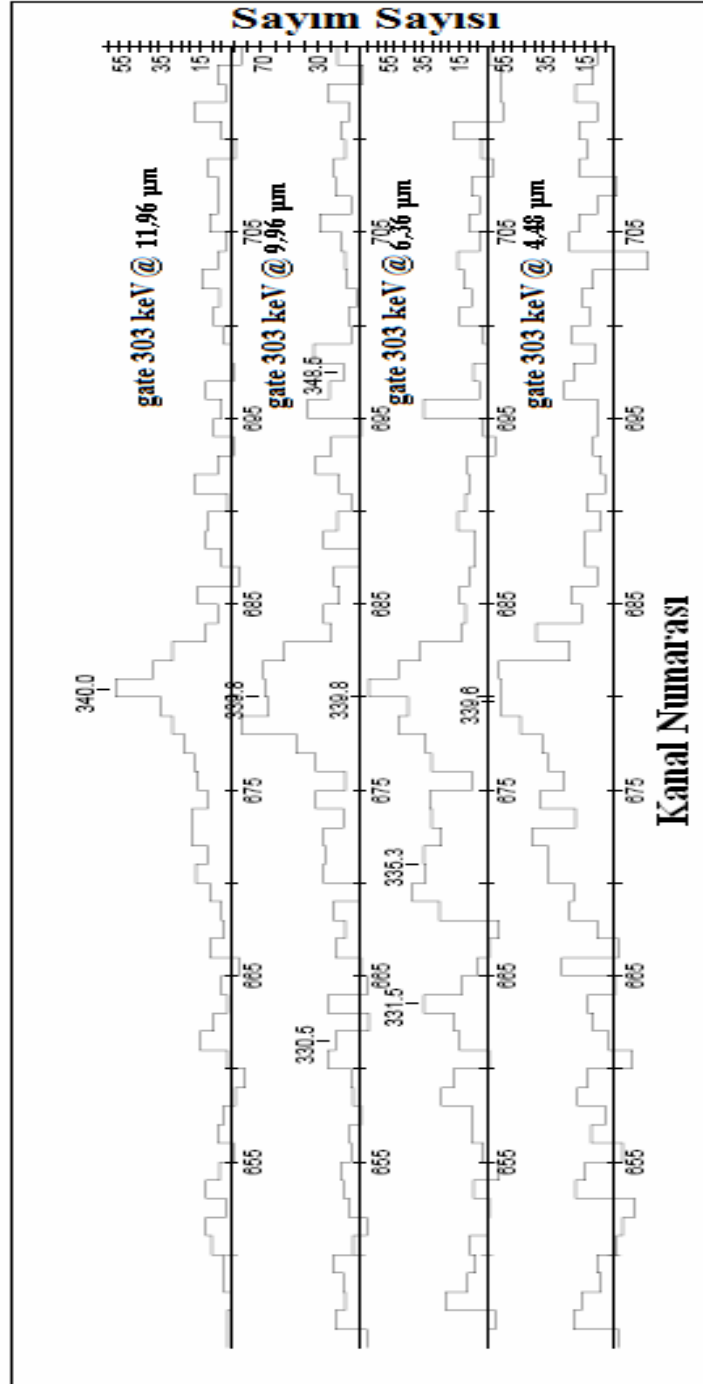
Şekil 4.3: 11^+ seviyesini besleyen 222 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 219 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 11^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 231 keV ve 235 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir



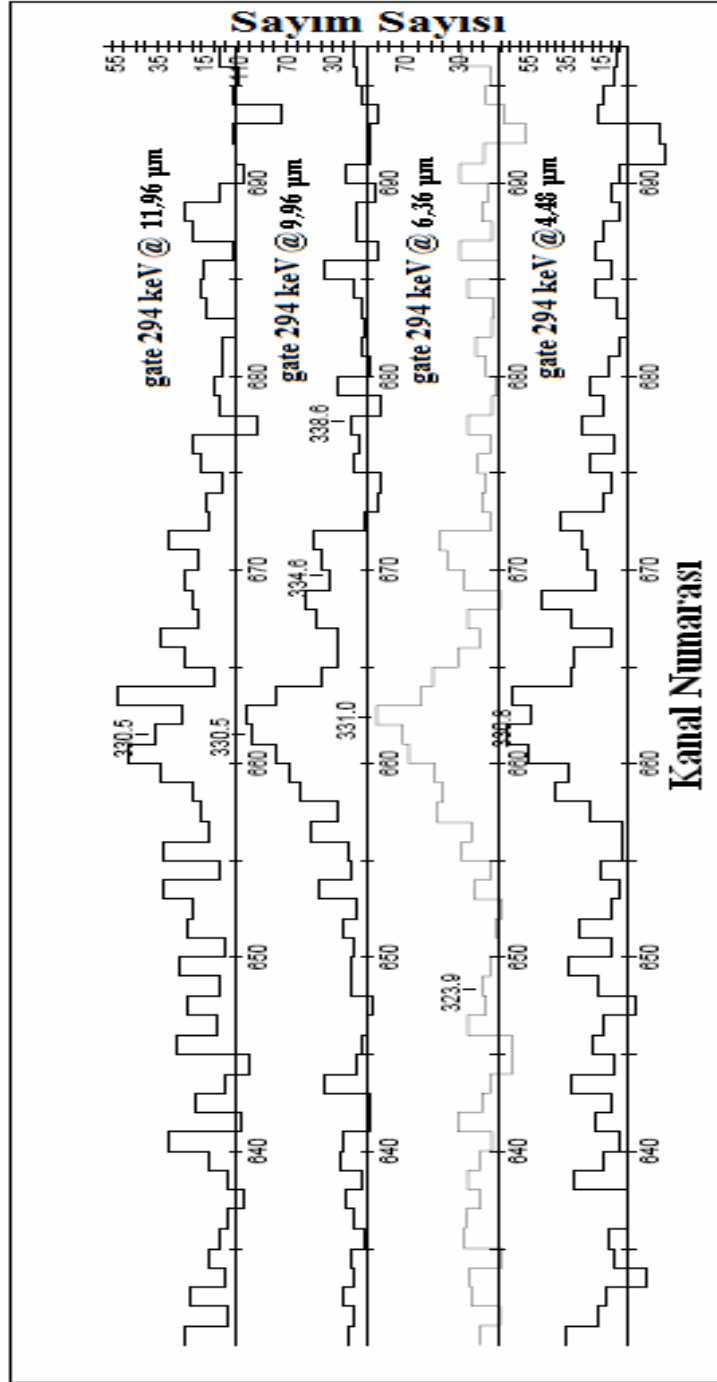
Şekil 4.4: 12^+ seviyesini besleyen 335 keV kaymamış pikin ileride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 339 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 12^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 225 keV ve 222 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir



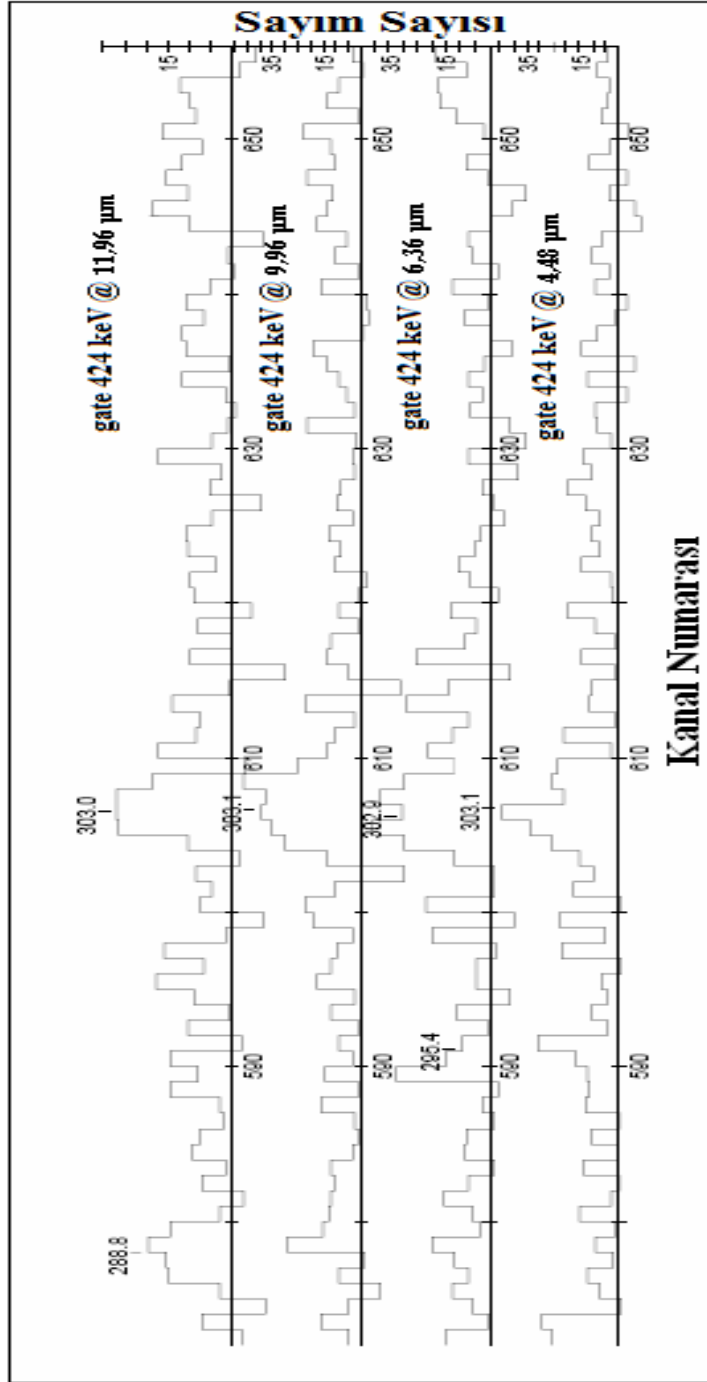
Şekil 4.5: 12^+ seviyesini besleyen 335 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 330 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 12^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 219 keV ve 222 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir



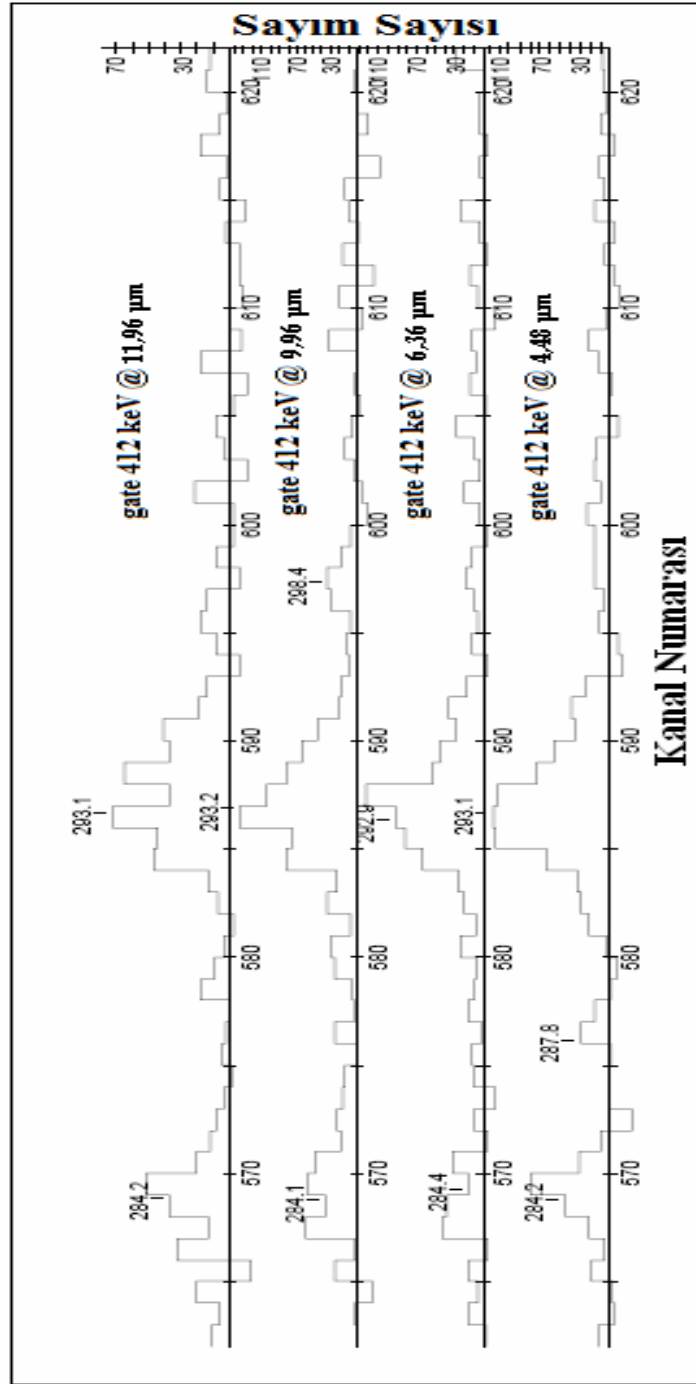
Şekil 4.6: 13^+ seviyesini besleyen 298 keV kaymamış pikin ileride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 303 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gatelı spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 13^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 340 keV ve 335 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir



Şekil 4.7: 13^+ seviyesini besleyen 298 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 294 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçüktten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 13^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 330 keV ve 335 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir



Şekil 4.8: 14^+ seviyesini besleyen 418 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 424 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 14^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 303 keV ve 298 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir



Şekil 4.9: 14^+ seviyesini besleyen 418 keV kaymamış pikin geride bulunan dedektörler tarafından dedekte edilmiş olan 412 keV'lik kaymış geçişine dört farklı uzaklık için küçükten büyüğe doğru üst üste eklenmiş gateli spektrumlar. En alttaki spektrum 4,48 μm için olup en üstteki spektrumda 11,96 μm içindir. 14^+ seviyesinden beslenen geçişin kaymış ve kaymamış pikleri sırasıyla 294 keV ve 298 keV dir. Her bir kanal numarası 0.5 keV enerjiye eşittir

4.2. SEVİYE ÖMÜR ÖLÇÜMLERİ

Yapılan analiz sonucu her bir seviyeye ait elde edilen τ ömür ölçümleri bu bölümde yer almaktadır. Ömür ölçümleri hassas ölçümler olup hata hesaplarının mümkün olduğunca minimum olabilecek şekilde hesaplanmasına özen gösterilmiştir.

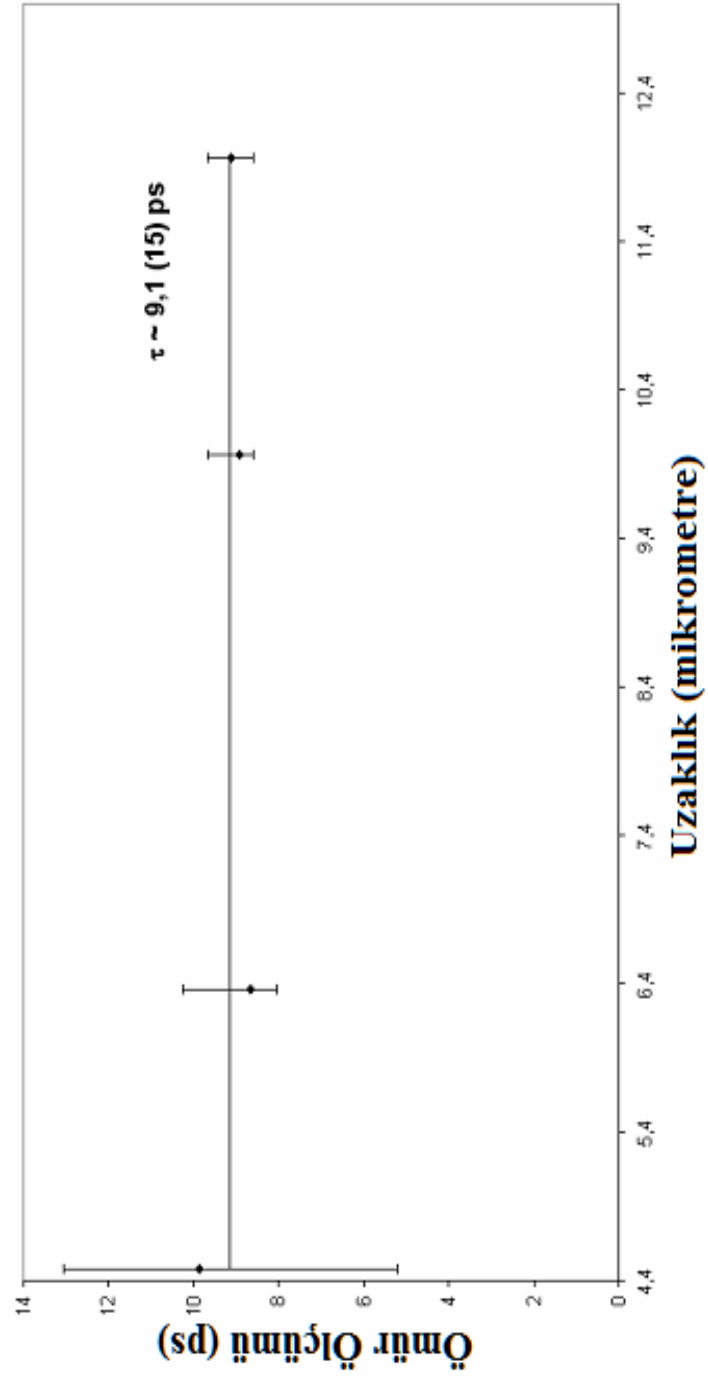
Şekil 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 ve 4.17 de $\pi h_{11/2}$ ve $vh_{11/2}$ bandına ait 10^+ , 11^+ , 12^+ ve 13^+ seviyesini besleyen M1 geçişlerinin kaymış pikine gate konulup o seviyeden beslenen M1 geçişinin kaymış ve kaymamış pikleri fit edilerek elde edilen pik alanlarından yararlanılarak hesaplar yapılmıştır. Bu şekillerde, aynı seviyeye ait iki şekil yer almaktadır. Bunlar her bir seviye için ileri ve geride bulunan dedektörlerde gözlenen piklere gate koyulması halinde elde edilen seviye ömür ölçümlerini vermektedir.

Yapılan hesaplar sonucu 10^+ seviyesi için ileri dedektörlerde elde edilen veriler kullanılarak varılan sonuç dört farklı uzaklık için yapılan hesapların ortalaması 9.1 (15) ps olup aynı seviye için geri dedektörlerde elde edilen veriler kullanılarak elde edilen sonuç 8.2 (10) ps dir.

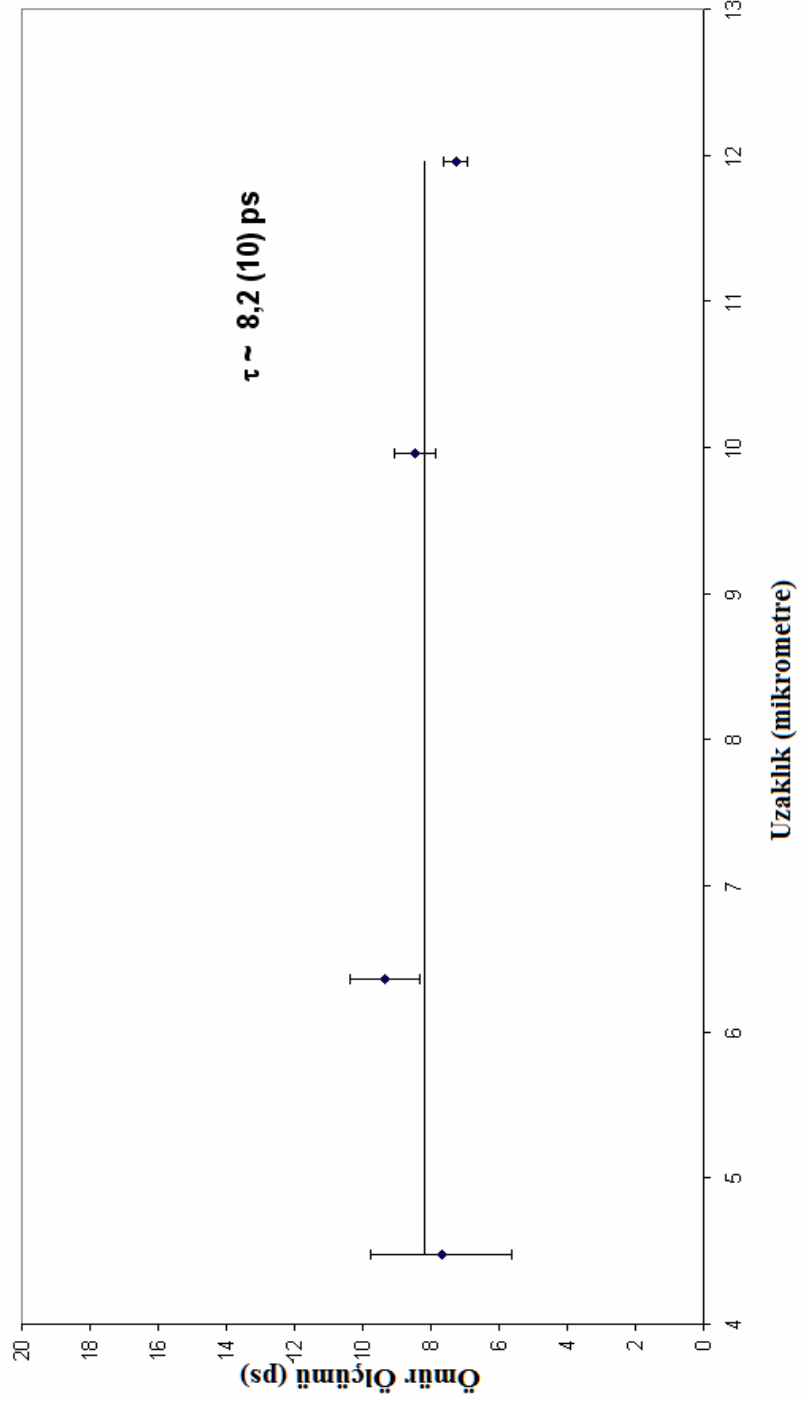
11^+ seviyesi için ileri dedektörlerdeki hesaplanan ömür ölçümü 4.49 (25) ps ve aynı seviye için geri dedektörlerde elde edilen ölçüm değeri 4.38 (17) ps dir.

12^+ seviyesi için ise ileri dedektörlerde varılan sonuç 3.43 (11) ps olup aynı seviye için geri dedektörlerde elde edilen değer 2.86 (7) ps dir.

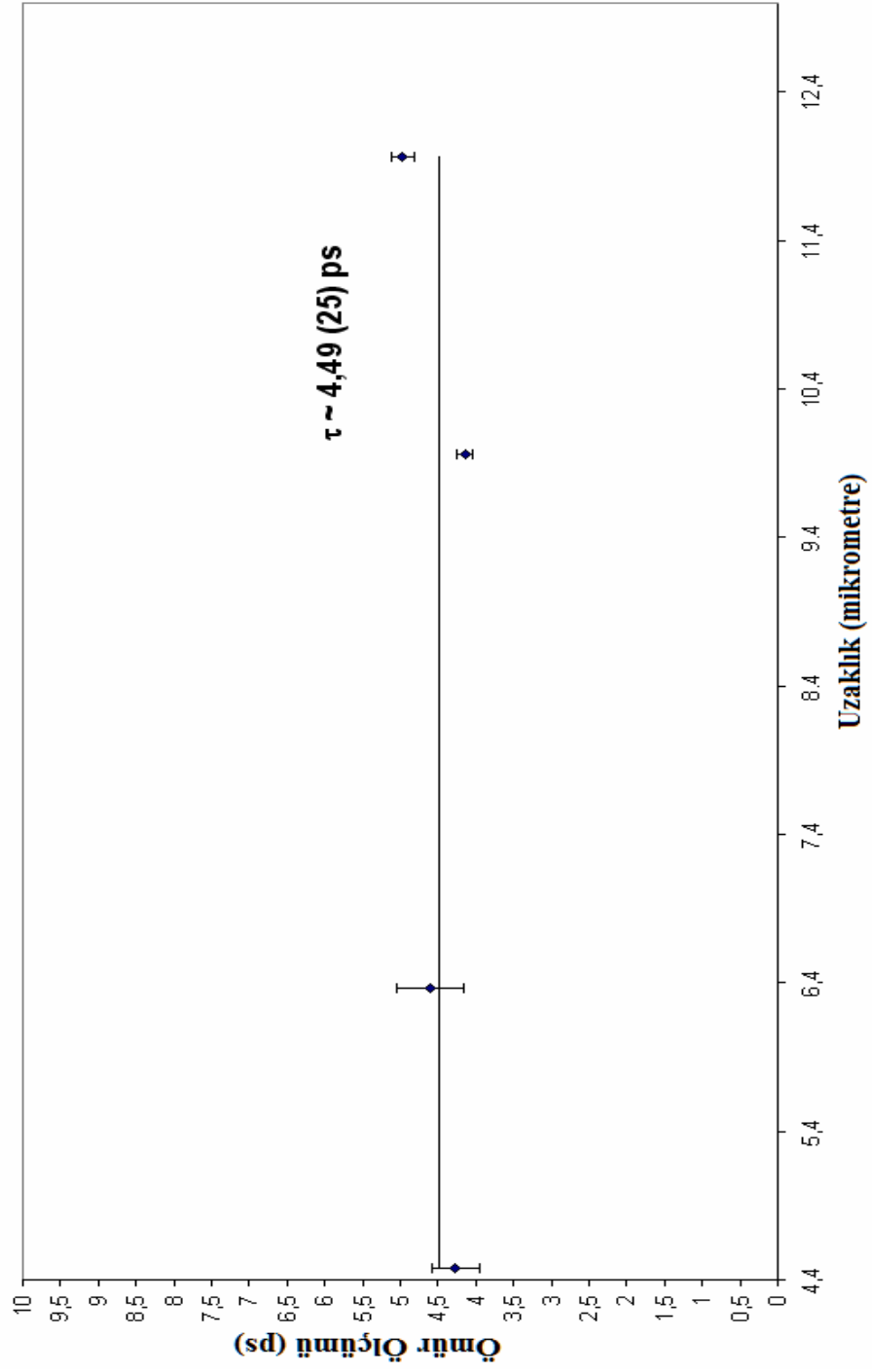
Son olarak 13^+ seviyesi için ileri dedektörlerde elde edilen veriler kullanılarak hesaplanan ömür ölçümü 1.33 (2) ps iken aynı seviye için geri dedektörlerde elde edilen veriler kullanılarak varılan sonuç yaklaşık 1.18 (2) ps dir.



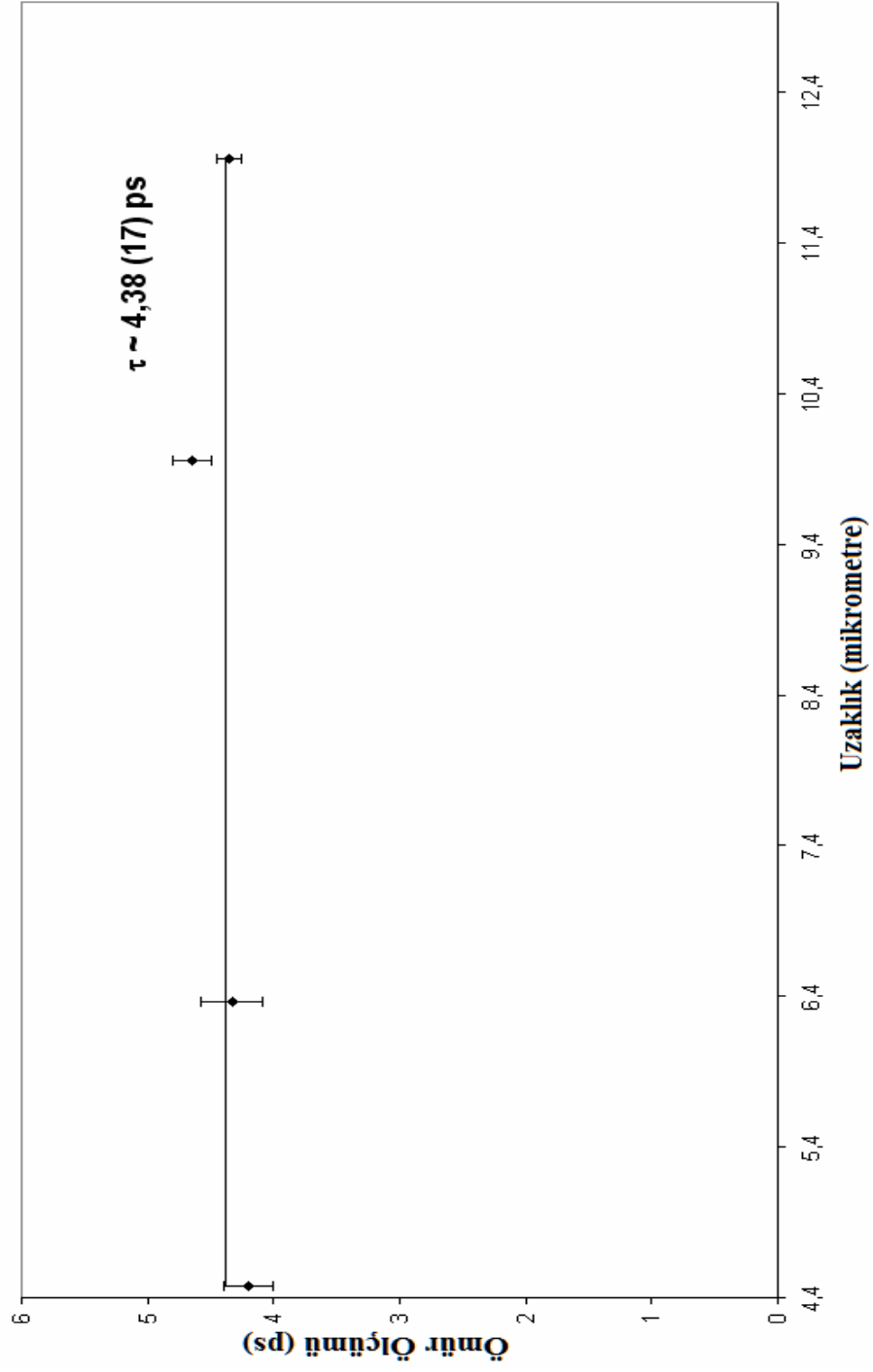
Şekil 4.10: İleri açındaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 10^+ seviyesinin ömür ölçümü



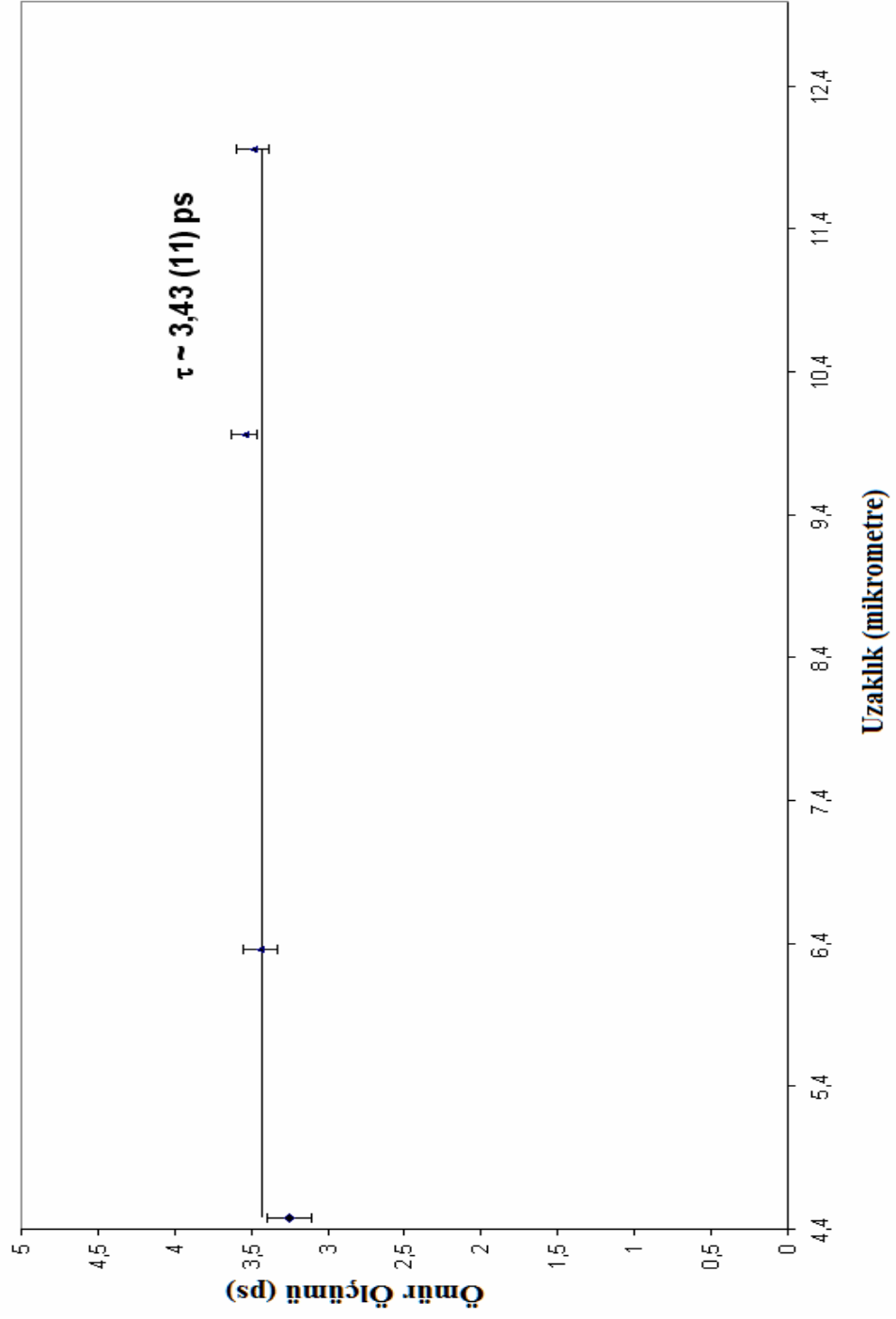
Şekil 4.11: Geri açıldaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 10^+ seviyesinin ömür ölçümü



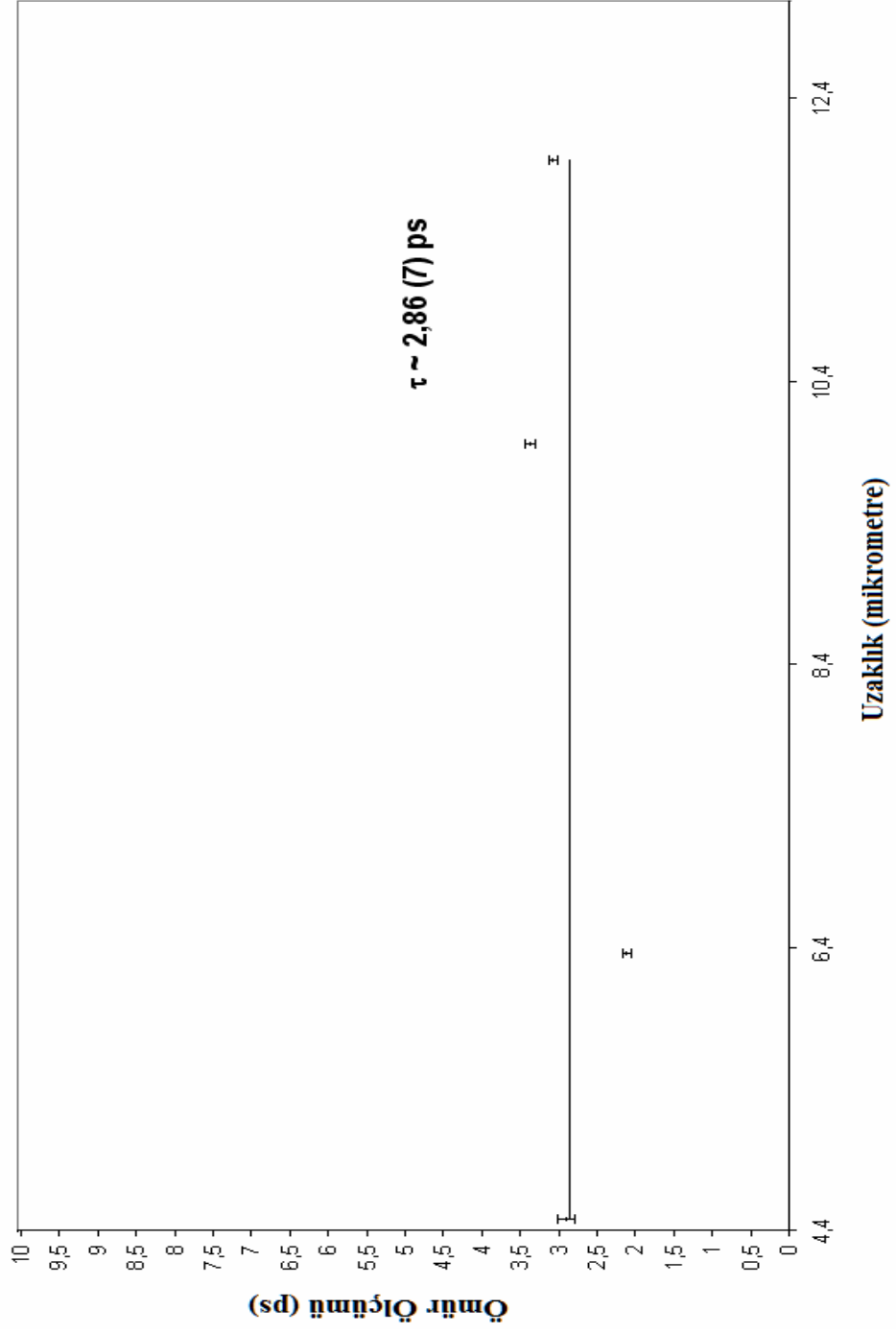
Şekil 4.12: İleri açındaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 11^+ seviyesinin ömür ölçümü



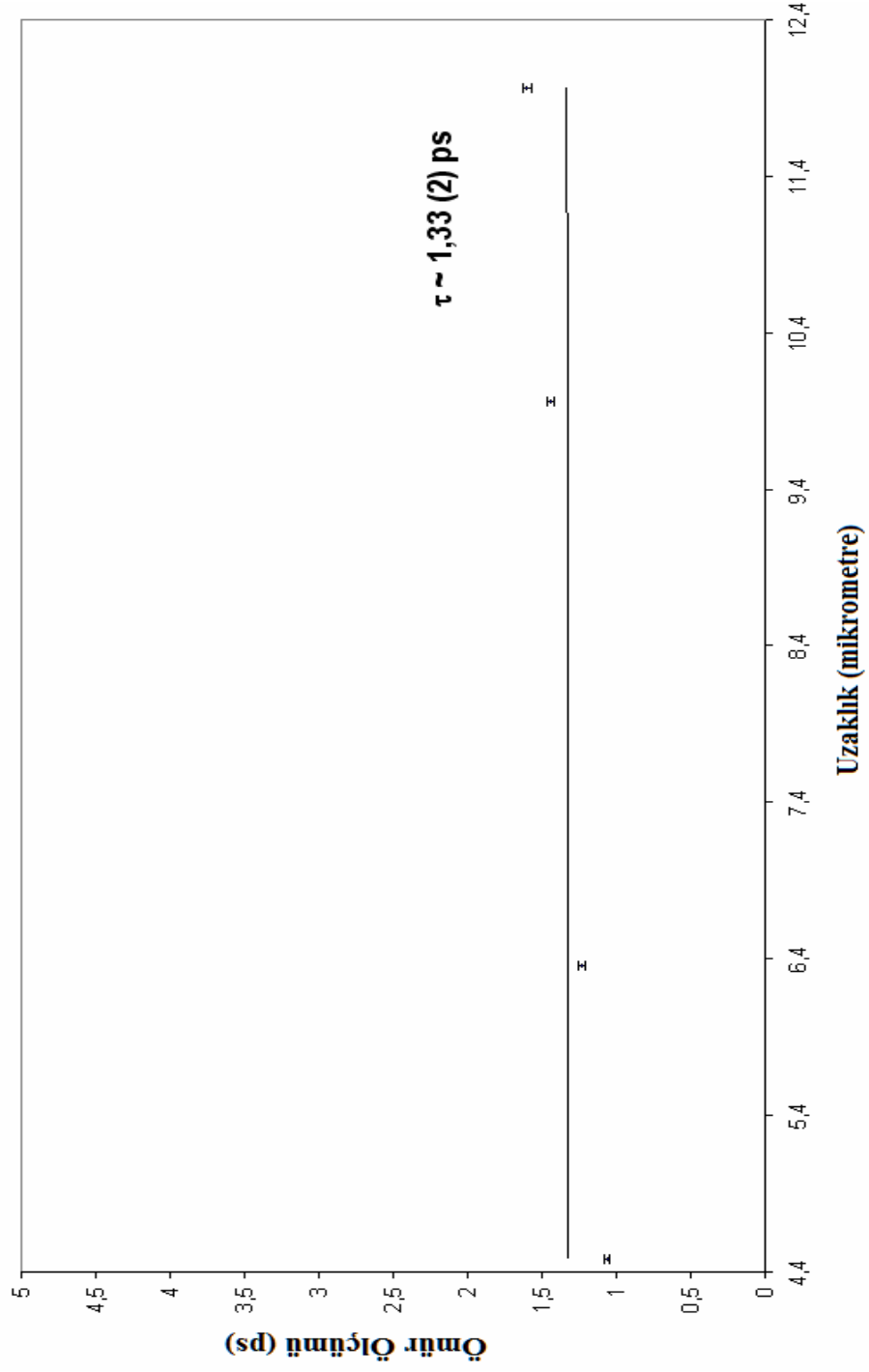
Şekil 4.13: Geri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 11^+ seviyesinin ömür ölçümü



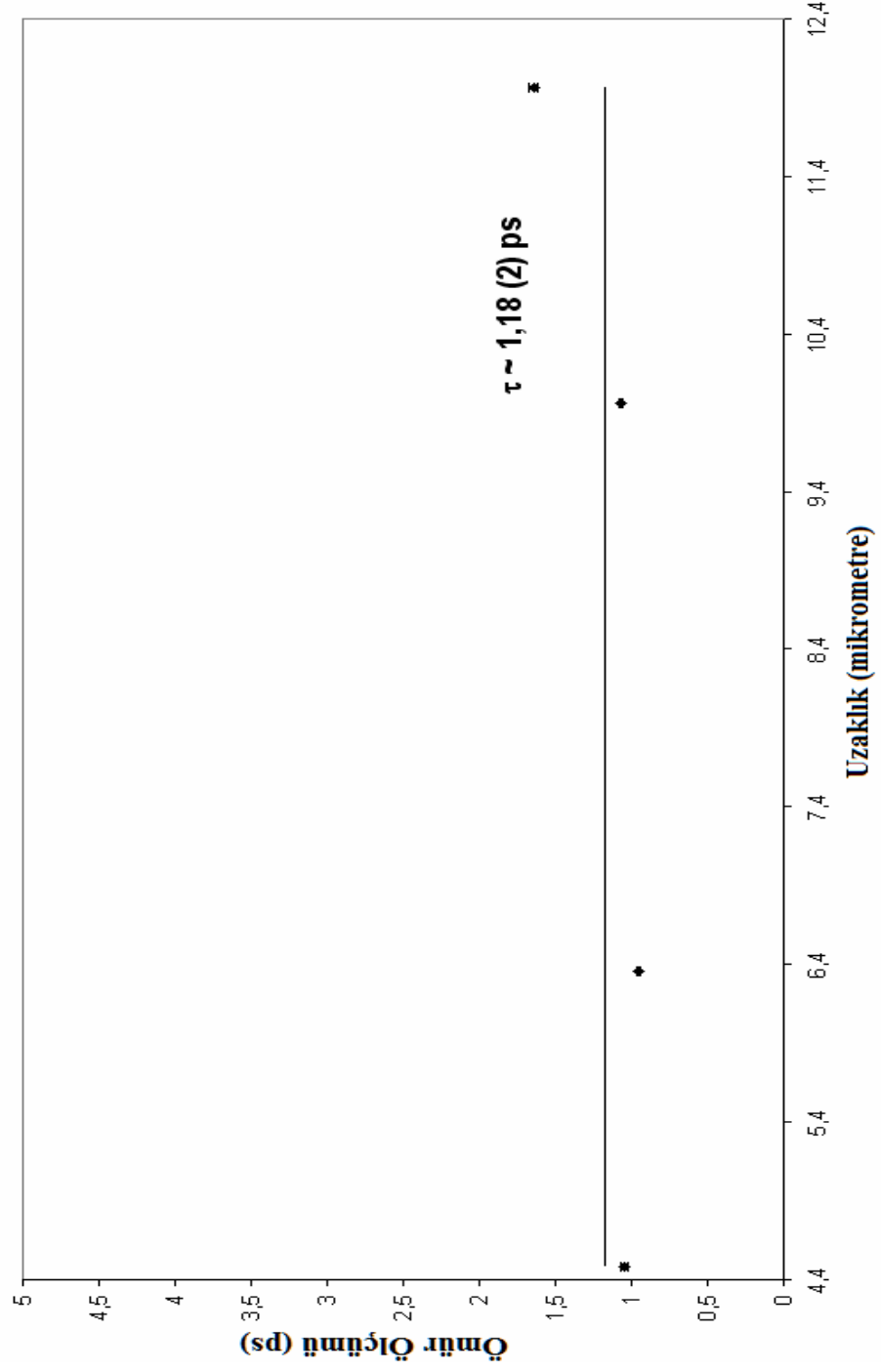
Şekil 4.14: İleri açındaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 12^+ seviyesinin ömür ölçümü



Şekil 4.15: Geri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 12^+ seviyesinin ömür ölçümü



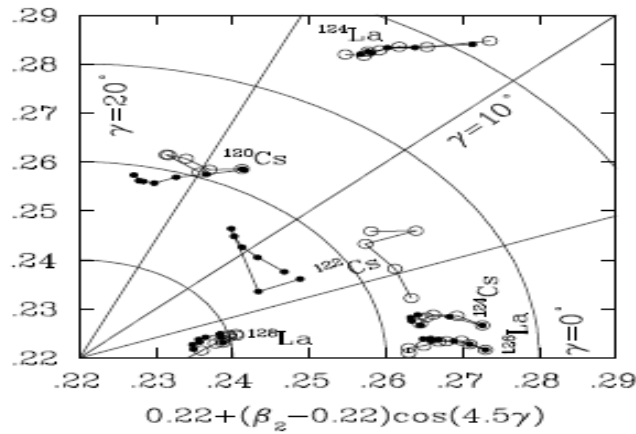
Şekil 4.16: İleri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 13^+ seviyesinin ömür ölçümü



Şekil 4.17: Geri açıdaki dedektörlerden elde edilen veri ile bulunan 13^+ seviyesinin ömür ölçümü

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Nükleer tabloda yer alan tek – tek çekirdeklerin yapıları, çift – çift çekirdeklere kıyasla daha karmaşıktır. Gerek nükleer teorilere dayalı modeller, gerekse deneysel teknikler her çekirdeği açıklama konusunda yeterli değildir. Bu nedenle tek – tek çekirdeklerin yapıları hakkında literatürde daha az bilgi bulunmaktadır. Özellikle son dönemde bu tür çekirdeklerin karmaşık yapılarını anlamaya yönelik çalışmalar hız kazanmıştır. Bu tez çalışmasına konu olan ^{128}La çekirdeği gibi $A \sim 130$ bölgesinde yer alan birçok çekirdek valans kuasiparçacık konfigürasyonuna sahiptir. Bu özellikleri, çekirdeklerin zengin ve çeşitli yapısal karakteristiklere sahip olmasını sağlar. ^{128}La çekirdeği, γ – zayıf (soft) ya da bir arada şekil var oluşu (shape coexistence) fenomenine sahiptir. Bu bölgedeki tek – tek çekirdeklere en önemli özellik, $\pi h_{1/2}$ ve $\nu h_{1/2}$ kuasiparçacık konfigürasyonu sonucu meydana gelen bantların işaret ayrımı (signature splitting) ve işaretin ters dönmesi (signature inversion) özelliğini göstermesidir. Bu bölge çekirdeklerinin genel bir özelliği, nötron sayısı arttıkça çekirdeğin yapısını veren β_2 ve γ deformasyonlarının giderek azalmasıdır. $\alpha = 0$ ve $\alpha = 1$ bantlarını ifade eden her iki işaret (signature) için hesaplanan deformasyonlar bu bölgede yer alan birçok çekirdek için birbirine yakın gözükmemektedir ama bu bölgedeki her çekirdek için geçerli olmayabilir.



Şekil 5.1: $\pi h_{1/2} \otimes \nu h_{1/2}$ konfigürasyonuna ait bantların TRS hesabından elde edilen β_2 ve γ kuadrupol denge deformasyonları. İçi boş halkalar favored, içi dolu olanlar da unfavored bantları göstermektedir

Şekil 5.1 de ^{122}Cs çekirdeği bu duruma güzel bir örnek olarak gösterilebilir. Yapılan TRS hesaplamaları [42] sonucu ^{128}La çekirdeğinin β_2 deformasyonunun ~ 0.24 e yakın olduğu ve γ deformasyonunun da 0° ile 5° arasında değer aldığı Şekil 5.1 den görülmektedir.

Bu tez çalışmasının konusu olan ömür ölçümleri bize direk çekirdeğin şekli hakkında bilgi vermemektedir fakat hesaplanan τ değerleri kullanılarak $B(M1) / B(E2)$ oranları bulunup ardından kuadropol moment hesaplanırsa bu yolla β_2 deformasyon parametresine ulaşılabilir. Böylelikle çekirdeğin şekli hakkında bilgi sahibi olunulabilmektedir. Bu tez çalışması kapsamında $A \sim 130$ bölgesinde yer alan tek – tek bir çekirdek olan ^{128}La 'a ($Z=57$, $N=71$) ait kesinliği tam belli olmayan (tentative) 10^+ , 11^+ , 12^+ ve 13^+ seviyelerinin ömür ölçümleri sonuçları, A.W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarında Yale Plunger cihazı kullanılarak gerçekleştirilen füzyon buharlaşma reaksiyonu deneyi ile elde edilen verilerle, ilk defa hesaplanmıştır. ^{128}La çekirdeğinin sahip olduğu β_2 deformasyon parametresi belirtilen yollarla bulunur ise Şekil 5.1 de yer alan teorik olarak bulunmuş olan β_2 ile bir kıyaslama söz konusu olabilir ve bu bilgiler ışığında çekirdeğin sahip olabileceği şekli hakkında daha net bir açıklama yapılabilmesine yardımcı olur. Tek – tek çekirdeklerin özellikle ağır kütle numarasına sahip olan çekirdeklerde deney sonucu elde edilen verilerde birçok yan kanal ürün çekirdekleri de bulunmakta ve bu da spektrumda gözlenmesi istenen çekirdeğin sayım sayısını etkilemektedir. Tezin konusu olan deneyde seçilen hedef, huzme çekirdekleri ve huzme enerjisi ile ^{128}La çekirdeğinin en büyük tesir kesitine sahip olarak elde edilmiş olduğu görülmektedir. Fakat elde edilen enerji - sayım spektrumlarında gözlenen kaymış ve kaymamış enerji pikleri, sayım sayıları ve spektrumun background'u göz önünde bulundurulursa, bu verilerin analizinin yapılmasının zorluğu dikkat çekicidir. Daha gelişmiş deney düzenekleri ile ve kullanılan plunger cihazında daha çok sayıda hedef – durdurucu arası uzaklıkta deney yapma imkanları sağlanarak daha da iyi sonuçlara ulaşılabilir. Sonuç olarak; bu çalışmada RDM deney tekniği ile elde edilen verilerin, ayıklanma işlemleri yapıldıktan sonra analiz ile dört farklı spine sahip seviyelerin ömür ölçümü ve hata hesapları ilk defa elde edilmiştir. ^{128}La çekirdeğinin $\pi h_{11/2}$ ve $\nu h_{11/2}$ bantlarına ait 10^+ seviyesinin ömür ölçümü $\tau = 8.64$ (9) ps iken 11^+ seviyesi için 4.43 (15) ps, 12^+ seviyesi için 3.14 (6) ps ve 13^+ seviyesi için 1.25 (1) ps dir.

KAYNAKLAR

1. DATTA PRAMANIK U., BHATTACHARYA S., 1995, $^{128,130,132,134}\text{La}$ in the axially symmetric rotor model, *Phys. Rev. C* 52, 117.
2. RIZZUTTO M. A., CYBULSKA E. W., EMEDIATO L. G. R., MEDINA N. H., RIBAS R. V., HARA K., LIMA C. L., 1994, Shape transition in odd-odd $A \approx 130$ nuclei, *Nucl. Phys. A* 569, 547.
3. PAUL E. S., BEAUSANG C. W., FOSSAN D. B., MA R., PIEL W. F., Jr., XU N., HILDINGSSON L., 1987, High-spin states in doubly-odd ^{130}La , *Phys. Rev. C* 36, 1853.
4. RICARD E. A. T., 2006, *Critical phase/shape transitions in heavy nuclei*, Thesis (PhD). Yale Üniversitesi.
5. BOHR A., MOTTELSON B.R., 1998, *Nuclear deformations vol.2 of nuclear structure*. World Scientific.
6. EISENBERG J.M., GREINER W., 1987, *Nuclear models: collective and single particle phenomena vol. 1 of nuclear theory*, Elsevier.
7. CASTEN R.F., 2000, *Nuclear structure from a simple perspective*, Oxford Science Publications.
8. WILETS L., JEAN M., 1956, Surface oscillations in even-even nuclei, *Phys. Rev.* 102, 788.
9. RAKAVY G., 1957, The classification of states of surface vibrations, *Nucl. Phys.* 4, 289.
10. BÉES D. R., 1959, The γ -dependent part of the wave functions representing γ -unstable surface vibrations, *Nucl. Phys.* 10, 373.
11. ALAGA G., ALDER K., BOHR A., MOTTELSON B.R., 1955, Intensity rules for .beta. and .gamma. transitions to nuclear rotational states, *Kong. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med.* 29 N 9 : 1-22.
12. DAVYDOV A.S., FILIPPOV G.F., 1959, Rotational slates of nonaxial nuclei, *Sov. Phys. JETP* 35: 303 - 8.
13. National nuclear data center (online),
http://www.nndc.bnl.gov/useroutput/AR_229707_1B.html

14. BOHR A., 1976, Rotational motion in nuclei, *Rev. Mod. Phys.* 48 365.
15. RIEDINGER L.L., 2001, Signature inversion in odd-odd nuclei, *Acta Physica Polonica B*, vol. 32, Issue 9, p.2613.
16. TAJIMA N., 1994, Roles of triaxiality and residual interaction in signature inversions of $A \sim 130$ odd-odd nuclei, *Nucl. Phys.* A572, 365 – 383.
17. LIU Y., LU J., MA Y., ZHOU S., ZHENG H., 1996, Systematic study of spin assignments and signature inversion of $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ bands in doubly odd nuclei around $A \sim 130$, *Phys. Rev. C* 54, 719.
18. EJIRI H., DE VOIGT M.J.A., 1989, *Gamma-ray and electron spectroscopy in nuclear physics*, Clarendon Press, Oxford.
19. PAUL E.S. , 1991, Electromagnetic properties of $N=75$ isotones: evidence for triaxiality at low spin, *J. Phys. G* 17 p605.
20. REGAN P.H., 1995, High-spin proton and neutron intruder configurations in ^{106}Cd , *Nucl. Phys.* A586 p351.
21. KRANE K.S., 1988, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York.
22. BOHR A., MOTTELSON B., 1975, *Nuclear Structure vol. 2*, Mass.
23. HEYDE K., MEYER R.A. ,1988, Monopole strength as a measure of nuclear shape mixing, *Phys. Rev. C* 37, 2170.
24. DE VOIGT M. J. A., DUDEK J., SZYMANSKI Z., 1983, High-spin phenomena in atomic nuclei, *Rev. Mod. Phys.* 55 p949.
25. NOLAN P.J., SHARPEY-SCHAFER J.F., 1979, The measurement of the lifetimes of excited nuclear states, *Rep. Prog. Phys.* 42.
26. ALEXANDER T.K., ALLEN K. W., HEALEY D.C., 1966, The lifetimes of the 937 and 1082 KeV states of ^{18}F , *Phys. Lett.* 20, 402 .
27. SCHWARZSCHILD A.Z., Warburton E.K., 1968, The Measurement of Short Nuclear Lifetimes, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 18, 265.
28. ALEXANDER T.K., FOSTER S.J., 1978, *Advanced in Nuclear Physics* 10, 197, Plenum, New York.
29. DEWALD A., HARRISSOPULOS S., BRENTANO P. Von, 1989, The differential plunger and the differential decay curve method for the analysis of recoil distance doppler-shift data, *Z. Phys.* A 334, 163.

30. Yale University, A. W. Wright Nuclear Structure Laboratory web page (online), http://wnsl.physics.yale.edu/operations_accel.html
31. BEAUSANG C.W., BARTON C.J., CAPRIO M.A., CASTEN R.F., COOPER J.R., KRUCKEN R., LIU Benyuan, NOVAK J.R., WANG Z., WILHELM M., WILSON A.N., ZAMFIR N.V., ZILGES A., 2000, The YRAST ball array, *Nuclear Instruments and methods in Physics Research A* 452 , 431-439.
32. PETKOV P., TONEV D., GABLESKE J., DEWALD A., KLEMME T., BRENTANO P. Von, 1999, On the line-shape and lifetime determination in recoil distance doppler-shift measurements, *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* 431, 208.
33. GOOSMAN D.R., KAVANAGH R.W., 1967, The energy, lifetime, and spin of the 1611 keV level in ^{37}Ar , *Phys. Lett. B* 24, 507.
34. LabView Program Paketi, National Instruments Corporation.
35. COOPER J.R., 2002, *B(M1) values in the band crossing region of shears band 1 in ^{197}Pb* , Thesis (PhD). Yale Üniversitesi.
36. GAVRON A., 1980, Statistical model calculations in heavy ion reactions, *Phys. Rev. C* 21, 230.
37. KRÜCKEN R., 2000, Precision Lifetime Measurements Using the Recoil Distance Method, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 105, 53.
38. BÖHM G., DEWALD A., PETKOV P., BRENTANO P. Von, 1993, The differential decay curve method for the analysis of Doppler shift timing experiments, *Nucl. Instrum. Methods A* 329, 248.
39. RadWare official web page (online), <http://radware.phy.ornl.gov/gf3/gf3.html>
40. Yale University, A. W. Wright Nuclear Structure Laboratory web page (online), <http://wnsl.physics.yale.edu/cscan/>
41. Find and share professional documents (online), www.docstoc.com/docs/3439829/Experimenter-shift-guide-for-CSCAN-data-acquisition
42. XU F.R., SATULA W., WYSS R., 1999, Quadrupole pairing interaction and signature inversion, *Arxiv:nucl-th/9912006v1*.
43. BALABANSKI D. L., GLADNISHKI K. A., BIANCO G. LO, SALTARELLI A., ZAMFIR N. V., McCUTCHAN E. A., AI H., CASTEN R. F., HEINZ A., MEYER D. A., PLETTNER C., QIAN J., WERNER V., WILLIAMS E., AKKUS B., AMON L., CAKIRLI R. B., ERDURAN M. N., OKTEM Y., ASHLEY S. F., REGAN P. H., RAINOVSKI G., 2006, Evidence for X(5) critical point symmetry in ^{128}Ce , *International Journal of Modern Physics E* Vol. 15, No. 8 1735–1740.

ÖZGEÇMİŞ

1996 yılında girdiği İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümünden 2000 yılında mezun oldu. 2000 yılında İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Nükleer Fizik Anabilim Dalında yüksek lisansa başladı. Yüksek lisans eğitimi içerisinde Güney Afrika Cumhuriyeti, Cape Town da bulunan iThemba LABS da çalışmalarını sürdürdü. 2003 yılında Yüksek Lisanstan mezun oldu. 2003 senesinde İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Nükleer Fizik Anabilim Dalında doktora programına başladı. Eğitimi süresince önce İtalya'da bulunan Camerino Üniversitesinde ve ardından Amerika Birleşik Devletleri Yale Üniversitesi A. W. Wright Nükleer Yapı Fiziği Laboratuvarında çalışmalarını devam ettirdi. 2000 yılından itibaren İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Nükleer Fizik Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktadır.