

232-Th Çekirdeğinin Termal Nötron Yakalaması ile Gama Kuvvet Fonksiyonunun
İncelenmesi
Celal AŞICI

DOKTORA TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Haziran 2021

Investigation Of Gamma Strength Function of ^{232}Th Nucleus by Thermal Neutron Capture

Celal AŞICI

DOCTORAL DISSERTATION

Department of Physics

June 2021

232-Th Çekirdeğinin Termal Nötron Yakalaması ile Gama Kuvvet Fonksiyonunun
İncelenmesi

Celal AŞICI

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca
Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Bilim Dalında
DOKTORA TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman: Prof. Dr. Emel ALĞIN

Haziran 2021

ETİK BEYAN

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kılavuzuna göre, Prof. Dr. Emel ALĞIN danışmanlığında hazırlamış olduğum “232-Th Çekirdeğinin Termal Nötron Yakalaması ile Gama Kuvvet Fonksiyonunun İncelenmesi” başlıklı DOKTORA tezimin özgün bir çalışma olduğunu; tez çalışmamın tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı; tezimde verdiğim bilgileri, verileri akademik ve bilimsel etik ilke ve kurallara uygun olarak elde ettiğimi; tez çalışmamda yararlandığım eserlerin tümüne atıf yaptığımı ve kaynak gösterdiğimi ve bilgi, belge ve sonuçları bilimsel etik ilke ve kurallara göre sunduğumu beyan ederim. 14/06/2021

Celal AŞICI

İmza

ÖZET

Atomun merkezinde bulunan çekirdek, termal nötronlar ile uyarılmış enerji durumlarına geçtiklerinde kararlı hale geçebilmek için ışıma yaparlar. Bu ışıma, maddenin kendine has bilgisini içerir. Çekirdeğin bu uyarılmış durumları ve bu durumların istatistiksel özellikleri, radyasyon zırlama ve taşıma analizleri, radyoterapide maruz kalınan radyasyon miktarının hesaplanması, güvenlik ve kontrol teknolojileri, nükleer atık dönüşümü, nükleer reaktör teknolojileri ve astrofiziksel nükleosentez gibi birçok alanda kullanılan önemli bir girdi parametresidir.

Çekirdek düşük uyarılma enerjilerinde kesikli enerji durumlarında bulunmasıyla beraber, enerji arttıkça uyarılmış enerji seviyeleri arasındaki mesafe giderek azalır ve yüksek enerjilerde enerji durumları iç içe geçerek sürekli hale geçerler. Sürekli hale gelen enerji durumları durum yoğunluğu, durumlar arasında geçişler ise geçiş olasılıkları ile tanımlanır ve istatistiksel olarak hesaplanır.

Macaristan, Budapeşte’de bulunan Budapeşte Nötron Merkezi’nde nükleer durum yoğunlukları ve foton kuvvet fonksiyonları ile ilgili çalışmalar yapılmaktadır. Nükleer reaktörden gelen nötronlar yavaşlatılarak maddenin termal nötronlar ile bombardımana maruz kalmasına olanak sağlanmıştır. Radyoaktif hale gelen numuneden gelen gama ışınlarını yüksek çözünürlüklü bir germanyum dedektörü ile ölçerek gama spektrumu elde edilebilmektedir. Bu spektrum durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu bilgilerini içermektedir.

Bu tez çalışmasında Budapeşte Nötron Merkezi PGAA deney istasyonunda 232-Th hedefi termal nötron akışı ile bombardıman edilerek nötron yakalama gama spektrumu elde edilmiştir. Kısmi gama üretim tesir kesiti ve bozunma olasılığı bilinen bir gama ışını kullanılarak spektrum normalize edilmiştir. Elde edilen deneysel gama spektrumu YDEX simülasyon programı ile fit edilerek 233-Th için gama kuvvet fonksiyonu elde edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Durum yoğunluğu, gama kuvvet fonksiyonu, Ani gama aktivasyon analizi, BRR.

SUMMARY

When the nucleus in the center of the atom excites by thermal neutrons, they radiate in order to reach a ground state. This radiance contains the specific knowledge of the matter. These excited states of the nucleus and their statistical properties are important input parameters used in many fields such as radiation shielding and transport analysis, calculation of the amount of radiation exposed in radiotherapy, safety and control technologies, nuclear waste conversion, nuclear reactor technologies and astrophysical nucleosynthesis.

While the core is in discrete energy states at low excitation energies, the distance between excited energy levels gradually decreases as the energy increases, and at high energies the energy states become continuous by intertwining. Continuous energy states are defined by state density and transitions between states are defined by their transition probabilities calculated statistically.

Studies on nuclear level densities and photon strength functions are carried out at the Budapest Neutron Center in Budapest, Hungary. Neutrons coming from the nuclear reactor were slowed down, allowing the substance to be bombarded with thermal neutrons. The gamma spectrum can be obtained by measuring the gamma rays coming from the radioactive sample with a high resolution germanium detector. This spectrum contains level density and gamma strength function information.

In this thesis, neutron capture gamma spectrum was obtained by bombarding the ^{232}Th target with thermal neutron flux at the Budapest Neutron Center PGAA experiment station. The spectrum was normalized using a gamma ray with a known partial gamma generation cross section and a known decay probability. The gamma strength function for ^{233}Th is obtained by fitting the experimental gamma ray spectrum using a simulation code YDEX.

Keywords: level density, gamma strength function, prompt gamma activation analysis, BRR.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	vi
SUMMARY	vii
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ VE AMAÇ	1
2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI	3
3. NÖTRON REAKSİYONLARI	8
4. NÜKLEER SEVİYE YOĞUNLUĞU VE GAMA KUVVET FONKSİYONU	12
4.1 Nükleer Seviye Yoğunluğu	12
4.1.1 Fermi Gaz Modeli	12
4.2 Seviye Yoğunluğu Parametresi	14
4.3 Seviye yoğunluğu modelleri	16
4.3.1 Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM)	17
4.3.2 Geri Kaydırmalı Fermi Gaz Modeli (BFM)	19
4.3.3 Genelleştirilmiş Süperakışkan Model (GSM)	21
4.4 Gama Kuvvet Fonksiyonu	23
4.3 $E1$ Kuvvet Fonksiyonu	24
4.5 $M1$ Kuvvet Fonksiyonu	26
5. DENEY SİSTEMİ	27
5.1 Dedektör Sistemi	27
5.2 Geant4 Simülasyon Programı	28
5.3 Budapeşte Nötron Merkezi PGAA İstasyonundaki HPGe Detektörünün Geant 4 İle Karakterizasyonu	29
6. MATERYAL VE YÖNTEM	35
6.1 Materyal	35
6.2 Yöntem	36
6.2.1 Karmaşık çekirdeklerdeki γ çağlayanlarının simülasyonu	36

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
6.2.2 Analitik yaklaşımlar	37
6.2.3 Monte Carlo tekniğine dayalı yaklaşımlar	38
6.2.4 γ DEX.....	44
7. BULGULAR VE TARTIŞMA	48
8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	55
8.1 Gama Spektrumunun Açılması.....	55
8.2 Seviye Yoğunluğunun Hesaplanması	56
8.3 Gama Kuvvet Fonksiyonunun Hesaplanması	57
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	63

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.1. Nötron yakalama olayı şeması ((n, γ) reaksiyonu).....	9
5.1. PGAA istasyonu, tekli numune askısı (solda) ve otomatik numune değiştirici (sağda) ile birlikte.....	27
5.2. PGAA detektörünün arka ve kesit görüntüsü.....	28
5.3. Budapeşte Nötron Merkezi PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün X-ışını radyografisi ve Geant4 tasarımı.....	31
5.4. PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün enerjiye göre verim oranları.....	32
5.5. PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün gama enerjisinin bir fonksiyonu olarak toplam-pik oranı ve interpolasyon eğrisi.....	33
5.6. PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün 60-Co için hesaplanan ve deneysel spektrumu (Hesaplanan spektrum kırmızı ile gösterilmiştir.).....	33
5.7. PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün 60-Co için Compton çıkarımlı hesaplanan ve deneysel spektrumu (Hesaplanan spektrum kırmızı ile gösterilmiştir.).....	34
6.1. PGAA deney istasyonu numune askısına yerleştirilmiş 232-Th numunesi.....	35
6.2. Rastgele çağlayanların şematik gösterimi.....	41
6.3. GammaDex simülasyon programı blok diyagramı ve şeması.....	45
7.1. 232-Th(n, γ) ölçüm spektrumları ve arkafon ölçümü.....	48
7.2. 60-Co tam enerji toplam pikleri için benzetim programı sonuçları.....	50
7.3. 232-Th için hesaplanan tesir kesiti grafiği.....	52
8.1. 233-Th ölçülmüş gama spektrumu açılımı.....	56
8.2. 232-Th için hesaplanan seviye yoğunluğu grafiği.....	57
8.3. Hesaplanan ve ölçülen gama bozunum olasılıkları.....	59
8.4. Hesaplanan ve ölçülen kümülatif gama bozunum olasılıkları.....	59
8.5. 232-Th QRPA ile hesaplanan foton kuvvet fonksiyonu.....	61

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
6.1 M1 foton kuvvet fonksiyonu parametreleri.....	47

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

Th	Toryum
α	Alfa parçacığı
β	Beta parçacığı
γ	Gama ışınımı
Γ	Enerji düzey genişliği

Açıklama

Kısaltmalar

PGAA	Prompt Gamma Activation Analysis
BSC	Bardeen-Cooper-Schrieffer teorisi
NNDC	National Nuclear Data Center
BRR	Budapest Research Reactor
MeV	Mega elektronvolt
LLNL	Lawrence Livermore National Laboratory
EADL	Evaluated Atomic Data Library
EEDL	Evaluated Electron Data Library
EPDL97	Evaluated Photon Data Library
HPGe	High Purity Germanium
CTM	Sabit Sıcaklık Modeli
BFM	Geri-Kaydırmalı Fermi Modeli
GSM	Genelleştirilmiş Süperakışkan Model

1. GİRİŞ VE AMAÇ

“Maddenin en küçük parçası olan atomda yoğun bir enerji vardır. Yunan bilginlerin atom parçalanamaz fikri yanlıştır. Atom parçalanabilir ve parçalanınca öyle bir güç oluşur ki Bağdat şehrinin altını üstüne getirir. Bu Allah (c.c.)’ın kudret nişanıdır.”

Günümüzden yaklaşık 1200 sene önce Bağdat Üniversitesi’nde Cabir Bin Hayyam’ın atom için söylediği bu söz, yakın tarihimize kadar ispatlanamamıştı. 1911 yılında Rutherford alfa parçacıklarını altın bir yaprağa göndererek yaptığı deneyler sonucunda atomun yoğun bir çekirdekten ve etrafında dönen elektronlar olduğu çıkarımını yapmıştır (Rutherford, 1911).

O dönemde ortaya çıkan kuantum mekaniği sayesinde atom modelleri geliştirilmiş, Niels Bohr, Rutherford’un atom modelini kuantum mekaniği ile yorumlamış ve böylece Bohr atom modeli ortaya çıkmıştır (Bohr, 1913). Rutherford’a göre çekirdek pozitif yüklü protonlardan oluşmaktaydı. Fakat helyum çekirdeği ile hidrojen çekirdeği karşılaştırıldığında 4 kat kütle farkı gözlenmekteydi. Bunun üzerine Rutherford çekirdekte yüksüz taneciklerin olabileceğini düşünmüştür. James Chadwick’in 1932 yılında nötronu keşfetmesiyle bu konu da aydınlığa kavuşmuş oldu. 1930-1932 yılları arasında Almanya’da Walter Bothe-Hans Backer ve Fransa’da Joliot Cura’nın berilyum üzerine gönderdikleri alfa tanecikleri ile yaptıkları deneylerde berilyumdan bir ışın yayımlandığını gözlemlediler. Önceleri bu ışının gama ışını olduğu düşünülen bu ışının 1932 yılında James Chadwick tarafından nötron ışınması olduğu kanıtlanmıştır (Chadwick, 1932). Nötronun keşfi ile birlikte, 2 yıl içinde Enrico Fermi nötron ışınlarını kullanarak yapay radyasyon elde etmeyi başarmıştır (Fermi vd., 1934).

Atom çekirdekleri termal nötronlar ile bombardıman edilmesi neticesinde uyarılmış enerji durumlarına geçerler ve kararlı hale geçebilmek için ışına yaparlar. Ortaya çıkan radyasyon, madde hakkında bilgiler içerir. Çekirdeğin bu uyarılmış durumları ve bu durumların istatistiksel özellikleri yarım asrı aşkın bir süredir çalışılmaktadır. Maddenin bu nükleer özellikleri; radyasyon zırlama ve taşıma analizleri, radyoterapide insan vücudunun

maruz kaldığı soğurma miktarının hesaplanması, güvenlik ve kontrol teknolojileri, nükleer atık dönüşümü, fisyon ve füzyon reaktör teknolojileri ve astrofiziksel nükleosentez gibi birçok alanda önemli bir girdi parametresidir.

Çekirdek düşük uyarılma enerjilerinde kesikli enerji durumlarında bulunmasıyla beraber, enerji arttıkça uyarılmış enerji seviyeleri arasındaki mesafe giderek azalır ve yüksek enerjilerde enerji durumları iç içe geçerek sürekli hale geçerler. Sürekli hale gelen enerji durumları durum yoğunluğu, durumlar arasında geçişler ise geçiş olasılıkları ile tanımlanır ve istatistiksel olarak hesaplanır.

Macaristan, Budapeşte’de bulunan Budapeşte Nötron Merkezi’nde nükleer durum yoğunlukları ve foton kuvvet fonksiyonları ile ilgili çalışmalar yapılmaktadır. Merkezdeki deney istasyonlarından biri olan PGAA (Prompt Gamma Activation Analysis) deney istasyonunda nükleer reaktörden gelen nötronlar yavaşlatılarak maddenin termal nötronlar ile bombardımana maruz kalmasına olanak sağlanmıştır. Radyoaktif hale gelen numuneden gelen gama ışınlarını yüksek çözünürlüklü bir germanyum dedektörü ile ölçerek gama spektrumu elde edilebilmektedir. Bu spektrum durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu bilgisini içermektedir.

Bu tez çalışmasında Budapeşte Nötron Merkezi PGAA deney istasyonunda ^{232}Th hedefi $9.6 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ termal nötron akışı ile bombardıman edilerek ^{233}Th çekirdeği için gama kuvvet fonksiyonuna ulaşılmıştır.

2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Nükleer Fizik, atomu çekirdeğini inceleyen bir fizik dalıdır. Nükleer Fiziğin tarihi, 1852-1908 yıllarında yaşamış olan Fransız fizikçi Henry Becquerel'in 1896 yılında uranyum tuzlarının fosforesans olayını araştırırken radyoaktiviteyi keşfetmesiyle başlamıştır. Bu keşfi sebebiyle SI birim sisteminde radyoaktivite birimine adı verilmiştir (Becquerel, Bq).

Radyoaktivitenin keşfinden bir yıl sonra J.J. Thomson tarafından elektronun keşfedilmesiyle atomun bir içyapıya sahip olduğu ortaya çıkmıştır. 20. yy başlarında ise kabul edilen atom modeli J.J. Thomson'un üzümlü kek modeli oldu. Buna göre büyük pozitif yüklü bir kürenin içinde küçük negatif yüklü parçacıkların homojen dağıldığı öne sürülmüştür. Takip eden yıllarda radyoaktivite, özellikle Marie Curie, Pierre Curie, Ernest Rutherford ve diğerleri tarafından kapsamlı bir şekilde araştırıldı. Yüzyılın başlarında fizikçiler ayrıca alfa, beta ve gama radyasyonu adını verdikleri atomlardan yayılan üç tip radyasyon keşfettiler. 1911 yılında Otto Hahn ve 1914 yılında James Chadwick tarafından yapılan deneyler sonucunda beta bozunma spektrumunun kesikli yapıda olmasından ziyade devamlı yapıda olduğu keşfedildi. Diğer bir deyişle beta parçacıklarının, alfa ve gama bozunmalarında gözlemlenen kesikli enerji miktarları yerine sürekli bir enerji aralığında yayımlandığı gözlemlenmiştir. Fakat nükleer fizikçiler için bu bir problem olmuştur, bu bozunmalar sonucunda enerjinin korunmadığını gösteriyor gibiydi. Daha sonra 1930' da Pauli kütle ve momentum korunum yasalarının sağlanması amacıyla nötrino fikrini ortaya atarak problemi çözmeyi amaçlamıştır.

1906 yılında Ernest Rutherford altın yapraktan geçirdiği alfa parçacıklarının saçılmasına bakarak çekirdeği keşfetmiştir. Böylece atom merkezinde yoğun kütleyle sahip bir atom modeli doğmuştur.

Nükleer Fizik, enerji üretimi alanıyla ilgilendiği gibi, tıpta; nükleer tıp, radyoterapi ve radyoloji gibi tedavi ve vücut içi görüntüleme, endüstride; güvenlik, kalite kontrol, gıda ışınlanması, araştırma amaçlı olarak; izotop araştırmaları ile yaş tayini ve dünyanın jeolojik evrimini anlama ve uzay uygulamaları gibi bir çok alanda uygulaması mevcuttur. Bunların yanı sıra, Nükleer fizikte önemli girdi parametreleri olan nükleer durum yoğunluğu ve gama

kuvvet fonksiyonu, astrofizikte, güneş patlamalarında hızlı nötronlar ile ağır çekirdeklerin nasıl oluştuğunu anlamada, nükleer reaktör tasarımında, aktinid bölgesindeki çekirdeklerin fisyon tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanıldığı gibi, nükleer modellerin geliştirilmesinde de kullanılır.

Çekirdeğin uyarılmış durumlarının iç içe geçerek sürekli hale geldiği enerji seviyelerinde herhangi bir durumun yerini ya da enerji durumları arasındaki geçişleri hassas bir şekilde belirlemek, kesikli enerji düzeylerine kıyasla oldukça zordur. Bundan dolayı bu bölgelerde enerji durumları durum yoğunluğu, durumlar arasında geçişler ise geçiş olasılıkları ile tanımlanır ve istatistiksel olarak hesaplanır. Nükleer durumlar; durum genişliğinin (Γ) durumlar arası boşluktan (D) çok küçük olduğu kesikli bölge ($\Gamma \ll D$), durum genişliğinin durumlar arası boşluktan küçük veya eşit olduğu yarı-sürekli bölge ($\Gamma \leq D$), durum genişliğinin durumlar arası boşluktan büyük sürekli bölge ($\Gamma > D$) olarak üç bölgede incelenir (Ericson, 1959). Yarı-sürekli bölge, deneysel imkanların nükleer enerji durumlarını ayırmak için yeterli çözünürlükte olmadığı bölge olarak tanımlanabilir.

Nükleer durum yoğunluğu, çekirdekler için karakteristik bir özelliktir. Birim enerji başına düşen enerji durum sayısı olarak tanımlanır. Nükleer durum yoğunluğu çalışmalarının başlangıcı, Bethe'nin Fermi gaz modeline dayanan çalışmasıdır (Bethe, 1936). Daha sonra, Gilbert ve Cameron, sabit sıcaklık modeli olarak bilinen ve çiftlenim ve kabuk etkilerini de içeren bir model geliştirmiştir (Gilbert ve Cameron, 1965). Bu model düşük ve yüksek enerjilerde deneysel veriler ile uyumlu sonuçlar vermektedir (Dilg vd, 1973). Bir diğer model olan Bardeen-Cooper-Schrieffer (BSC) teorisine göre (Bardeen vd., 1957) çiftlenim etkileri katılmış, enerji durum yoğunluğu parametresinin enerjiye bağlılığı gösterilmeye çalışılmıştır (Decowski vd., 1968). Yukarıda bahsedilen tüm modeller deneysel verilere ihtiyaç duyduklarından, yarı deneysel modellerdir.

Teknolojinin de gelişmesiyle nükleer durum yoğunluğunu hesaplamak için yarı-deneysel modellerin yanı sıra mikroskobik modeller de geliştirilmiştir. 1994 yılında Shell Model Monte Carlo yaklaşımı (Cerf, 1994) geliştirilmiş ve durum yoğunluğu hesabı için uygulanmıştır (Nakada ve Alhassid, 1997). Bir diğer mikroskobik yaklaşım ise Hartree-Fock-BCS hesaplamalarına dayanan kombinatoriyal modeldir (Demetriou ve Goriely, 2001). Kombinatoriyal model sonuçları, Fermi gaz modellerine benzer şekilde deneysel sonuçlar ile

uyumluluk göstermekteydi. Daha sonra deformasyon parametresini durum yoğunluğuna etkisini gözlemlemek için, kombinatoryal model geliştirilerek deforme Hartree-Fock-Bogolyubov modeli ortaya atılmıştır (Hilaire ve Goriely, 2006).

Nükleer durum için en açık metot enerji başına düşen bilinen durumları saymaktır ($\rho(E) = \Delta N / \Delta E$). Fakat bu yöntem tüm durumların bilinmesini gerektirir. NNDC'den (National Nuclear Data Center) alınan veriler ile bu işlem yapıldığında, ilk Cooper çiftinin kırılmasından sonra ($E = 2\Delta$) sayılamayan durumların dramatik bir şekilde arttığı görülmüştür. Bir diğer yöntem, nükleer reaksiyonların bileşik mekanizmasına dayanan parçacık buharlaştırma spektrumu için Hauser-Feshbach modellemesidir (Voinov vd., 2006). Method hem rezidüel hem de bileşik çekirdekte spin popülasyonunun geniş olması nedeniyle avantaj sağlasa da sadece Hauser-Feshbach teorisinin temel varsayımlarına uygun tepkimeler, demet enerjileri vb. için uygulanabilir. Ericsson bölgesinde (ağır çekirdekler için nötron ayılma enerjisinin 3-4 MeV üzeri), nükleer seviye yoğunluğu toplam nötron tesir kesiti dalgalanmalarının analizlerinden tespit edilebilir (Mishra vd., 1991). Bu yöntem, tesir kesiti dalgalanmalarından nükleer durum yoğunluğunun nasıl çıkarılacağına ilişkin belirli varsayımlara dayanmaktadır. Ayrıca sadece çok spesifik reaksiyonlar ile uygulanabiliyor olması yüzünden bu yöntem sınırlı bir kullanıma sahiptir.

Gama kuvvet fonksiyonu bir çekirdeğin ortalama elektromanyetik özelliklerini tanımlar. Bu da radyoaktif ışınım ve foton soğurma süreci ile bağlantılıdır. Gama kuvvet fonksiyonu; gama ışını spektrumu, birleşik çekirdek model hesaplamaları, izomerik durum popülasyonu, gama ışını ile parçacık yayılımı rekabetinde önemli rol oynar. Gama kuvvet fonksiyonları nükleer yapıları ve nükleer reaksiyonların mekanizmalarını incelemek için yaygın olarak kullanılır. Gama kuvvet fonksiyonlarının hem teorik hem de deneysel bilgisi, sadece (n,gama) reaksiyonları için değil tüm foton üreten reaksiyon kanallarının doğru tanımlanmasında çok önemli girdi parametrelerinden birisidir. Gama kuvvet fonksiyonlarının hesaplanması için önemli nicelik olan dev dipol rezonansların Lorentzian parametreleri, E1 ve E2 rezonansları için foto soğurma tesir kesitleri üzerinden türetilmiştir.

İlk dev dipol rezonansının deneysel olarak gözlemi 1947'de Baldwin ve Klaiber ve tarafından yapılmıştır (Baldwin ve Klaiber, 1947). Uranyum hedefi için 10-100 MeV enerji

aralığındaki fotonların fisyon verimi ölçülmüş ve yaklaşık ~ 20 MeV enerjideki fotonlar için tesir kesitinde belirli bir pik gözlemlenmiştir. Bir yıl sonra aynı pik (γ, n) reaksiyon tesir kesitleri için gözlemlenmiştir. Ardından Goldhaber ve Teller tesir kesitlerindeki piklerin nükleer rezonanslardan kaynaklandığını, proton nötronların birbirlerine zıt yönde hareket ettiklerini söylemişlerdir (Goldhaber ve Teller, 1948). Sonraki yıllarda dev dipol rezonanslarının sistematigi elliden fazla çekirdek için çalışılmıştır (Montalbetti vd., 1953). Çalışmalar neticesinde bulunan sonuçlar Blatt ve Weisskopfun kestirimlerinden çok daha küçüktür.

Brink-Axel hipotezi gama kuvvet fonksiyonunu hesaplamak için yaygın olarak kullanılır (Brink, 1955; Axel, 1962). Birbirlerinden bağımsız olarak buldukları sonuçlar rezonansların radyasyon genişlikleri dev dipol rezonansları ile ilişkiliydi. Hipotez birkaç varsayıma dayanıyordu. Bunlardan biri, foton soğurma ve yayınlama süreçleri birbirleri ile ilişkiliydi. Diğeri ise dipol toplam kuralı ile elde edilen foton soğurma tesir kesiti Lorentzian şekli ile iyi bir şekilde ifade edilebilirdi. Son olarak ise uyarılmış duruma bir foton ile ulaşıldığında, foton soğurma tesir kesitinin hala enerjiye bağlı olacağıydı.

Yarı-sürekli bölgedeki gamma kuvvet fonksiyonu ölçümleri birçok nadir toprak elementi için M. Guttormsen vd. tarafından Oslo metodu kullanılarak yapılmıştır. M. Guttormsen vd. 2014 yılında yaptıkları çalışmada toryum izotopları ^{231}Th , ^{232}Th ve ^{233}Th çekirdekleri için gama kuvvet fonksiyonları ölçülmüştür (Guttormsen vd., 2014).

Budapeşte Nötron Merkezi ile ELBE Nükleer Fizik grubu iş birliği sayesinde, ^{78}Se bileşik çekirdeğinin dipol kuvvet fonksiyonu ve nükleer seviye yoğunluğu, Budapeşte'deki araştırma reaktöründe ^{77}Se üzerinde gerçekleştirilen bir soğuk nötron yakalama deneyi ve elektron lineer hızlandırıcısı ELBE'de ^{78}Se üzerinde gerçekleştirilen bir foton saçılma deneyinin birleşik analizi ile incelenmiştir. 11.5 MeV kinetik elektron enerjisinde üretilen bremsstrahlung ile kombine analizde, nötron yakalama ve foton saçılımında meydana gelen ışınımsal kademeli deeksitasyonların simülasyonu için aşırı istatistiksel kod YDEX'i geliştirilmiştir (G. Schramm vd., 2012). Yine benzer bir çalışma ^{114}Cd çekirdeği için iki ayrı deneyin bütünleşik analizi ile çalışılmıştır. Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf'taki bremsstrahlung tesisindeki γELBE 'de foto soğurma kesiti ölçülerek, dipol

kuvvetinin nötron ayırma enerjisinin altındaki dağılımı elde edilmiştir. 113-Cd çekirdeğinde soğuk nötron yakalamasından sonra eksitasyon spektrumu, Budapeşte Nötron Merkezinde ölçülmüştür. Kombine bir analizde, 114-Cd üzerinde foton saçılması ve 113-Cd çekirdeğinde nötron yakalanmasından sonra deneysel olarak çıkarılan spektrumlar, istatistiksel kod olan YDEX yardımıyla elektrik ve manyetik kuvvet fonksiyonları ve nükleer seviye yoğunluğu açısından analiz edilmiştir (Massarczyk vd., 2016).

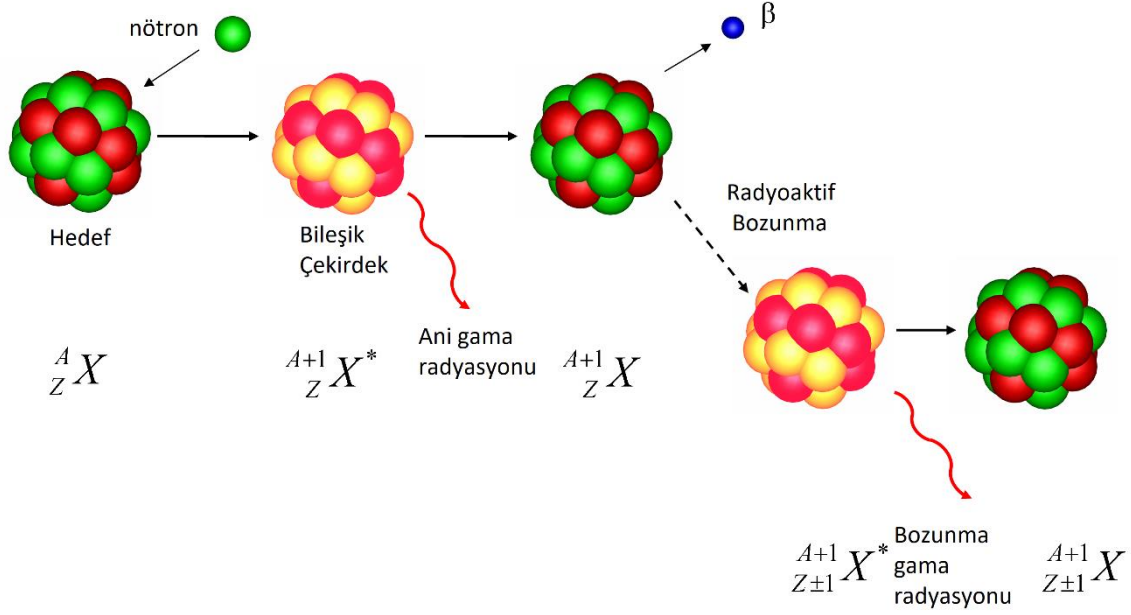
3. NÖTRON REAKSİYONLARI

Yüksüz olan nötronların atom elektronları ile etkileşmeleri çok zayıftır. Nötronlar, elektronlarla manyetik momentleri üzerinden ancak çok zayıf şekilde etkileşebilir. Baskın etkileşim atomun çekirdeği ile olur. Yüklü parçacıklara kıyasla Coulomb bariyeriyle karşılaşmamaları nedeniyle çekirdeklere rahatça ulaşabilirler.

Nötronların sebep olduğu çeşitli reaksiyonlar vardır. Bir reaksiyonun oluşabilmesi gelen nötronun enerjisi ile hedef çekirdeğin kütle numarasının büyüklüğüne bağlıdır. Nötronun parçacığının madde ile etkileşmesi, saçılma ve yakalama olarak iki başlıca gruba, saçılma reaksiyonları ise esnek ve esnek olmayan saçılma olmak üzere yine iki alt gruba ayrılmaktadır. Esnek saçılmada, nötron parçacığı ile hedef çekirdeğin çarpışmadan önceki ve sonraki toplam kinetik enerjileri eşittir. Esnek olmayan saçılmada ise gelen nötronun kinetik enerjisinin bir kısmı hedef çekirdeğin uyarılması için harcanmaktadır. Uyarılmış çekirdek daha sonra gama geçişi ile taban enerji durumuna döner. Nötron ve protonlar arasında ise yalnızca esnek çarpışmalar söz konusudur. Oysa çekirdek ile hem esnek hem de esnek olmayan çarpışmalar mümkündür. Enerjinin 0,1 - 10 MeV gibi düşük seviyelerde olması durumunda esnek çarpışmalar baskın iken, 10 MeV'den büyük enerji durumlarında ise esnek olmayan çarpışmalar hâkim olmaya başlar.

Bir çekirdek bir nötron yakaladığında, bir bileşik çekirdek oluşur. Uyarma enerjisi, bağlanma enerjisine yakındır, yani, yavaş nötronlarla ışınlandığında, nötronun kinetik enerjisi ihmal edilebilir düzeydedir (meV mertebesinde). Bu uyarma enerjisi, kararlı çekirdeklerin yaklaşık %80'i için 6 ila 10 MeV arasındadır. Bileşik çekirdeğin bozunması yaklaşık 10^{-16} saniye içinde gerçekleşir. Çekirdek, kademeli olarak 2-4 gama ışını yayarak, tipik olarak 10^{-9} - 10^{-12} saniye içinde temel durumuna ulaşır. Gama ışınları, yakalamayı takiben bozunma süreleri tipik olarak 10 ns ila 10 μ s aralığında olan algılama sisteminin çözülme süresinden çok daha kısaysa, ani gama olarak adlandırılır. Ani gama radyasyonu karakteristiktir, yani gama ışınlarının enerji değerleri çekirdeği tanımlar ve yoğunlukları atom numarası ile orantılıdır. Çoğu çekirdek, yüzlerce (bazen birkaç bin) farklı enerjide ani gama ışını yayar. Uyarılmış durumun kaldırılmasından sonra ulaşılan taban durum kararlı

olmadığında, belirli bir yarı ömre sahip radyoaktif bozunma radyasyonu (tipik olarak beta bozunmaları ve elektron yakalama ve ardından gama ışınları) da yayılacaktır.



Şekil 3.1. Nötron yakalama olayı şeması ((n, γ) reaksiyonu).

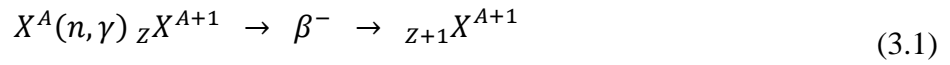
Bir reaksiyonun olma olasılığı, tesir kesiti ile karakterize edilir. Nötron yakalama tesir kesiti, nötron enerjisine oldukça bağlıdır. Yavaş nötronlar için en önemli enerji bağımlılığı $1/v$ yasası olarak adlandırılır. Bu bağımlılık, eV - keV aralığındaki ilk rezonansa kadar devam eder. Ani gama aktivasyon analizinde, izotopun doğal bolluğunun ürünü olan "kısmi gama ışını üretim tesir kesiti", verilen enerjide 2200 m/s hızındaki nötronlar için termal nötron yakalama kesiti ve gama ışınının emisyon olasılığıdır. Bu, analitik pikin sayım hızı ile orantılıdır.

Yakalama reaksiyonları değişik şekillerde görülebilir. Hedef çekirdek kendi alanından geçen nötronu yakalayıp bir bileşik çekirdek oluşturduktan sonra, bileşik çekirdek çok kısa bir zaman içinde ikiye bölünerek, çekirdek altı parçacıklar yayınlarken veya gama ışınımı ile fazlalık enerjisinden kurtulur. Özetle (n,γ), (n,p), (n, α), (n,2n) gibi reaksiyonlar soğurma reaksiyonları olarak adlandırılır.

Saçılma ve yakalama reaksiyonlarının hepsi bir olasılık dâhilinde meydana gelir ve

buna reaksiyon olasılığı ya da reaksiyon tesir kesiti adı verilir. Reaksiyon *tesir kesiti*, hedef çekirdeğin kütle numarasına ve gelen nötronun enerjisine bağlıdır. Düşük nötron enerjilerinde ana çekirdeğe aktarılan enerji parçacık saçılması için yeterli değildir. Bu durumda, uyarılmış çekirdek gama ışını çıkararak taban duruma döner. Bu nedenle, genel olarak düşük enerjilerde ve kısmen ağır çekirdeklerde (n,γ) reaksiyonları baskındır. Reaksiyona giren nötronun enerjisi arttıkça, nötron, proton, alfa parçacığı gibi parçacıkların salınması olasılığı da artmaktadır. Yüksek nötron enerjilerinde ise çekirdek bölünmesi yani fisyon ve çok parçacık salınması olayları gözlemlenmektedir.

Nötron yakalama olayları arasında en önemlilerinden birisi (n,γ) reaksiyonlarıdır. Bu reaksiyonlarda ana çekirdeğin, kütle numarası bir fazla olan izotopu elde edilir. Kız çekirdek reaksiyondan sonra kararlı veya kararsız olabilir. Kararsız çekirdekler, nötron fazlalığı nedeniyle genellikle elektron çıkartarak bozunurlar. Bir ana çekirdeğin nötronlarla ışınlanması sonucu oluşan reaksiyon



ile gösterilebilir. Bozunumu ile birlikte, eğer kız çekirdek uyarılmış bir durumda kalmış ise, gama salınımı da gözlenir. Bu sonradan salınan gecikmiş gama ışınları ile (n,γ) reaksiyonundan salınan ani gama ışınlarının karıştırılmaması gerekir. Bu iki farklı gama ışınları da ayrı deneylerde kullanılan bilgiler barındırmaktadır.

Ani gama aktivasyon analizi (PGAA), elementlerin veya izotopik bileşimlerin tahribatsız belirlenmesi için ışımsal nötron yakalamasına dayanan nükleer analitik bir tekniktir. Numune, bir nötron ışını içinde ışınlanır ve ışımsal nötron yakalamasından gelen gama ışınları tespit edilir. Tüm elementler, numune hakkında herhangi bir ön bilgi olmadan analiz edilebilir (helyum hariç). Enstrümantal nötron aktivasyon analizinin (NAA) aksine, ışınlama ve saptama eşzamanlıdır. Piklerin enerjileri ve yoğunlukları malzemenin kimyasal durumundan bağımsızdır; dolayısıyla analitik sonuç kimyasal bileşimler içermez. Hem nötronlar hem de gama ışınları oldukça nüfuz edicidir, bu nedenle -birçok enstrümantal temel analiz tekniğinin aksine- tüm ışınlanmış hacmin ortalama bileşimi elde edilir.

Ölçümün ve değerlendirmenin her adımı istatistiksel yöntemlerle açıklanabilir ve konsantrasyonların belirsizlikleri tek bir ölçümden kolayca tahmin edilebilir. Jeolojik, arkeolojik, çevresel numuneler, eserler, mineraller, metaller, camlar, katalizörler, seramikler ve endüstriyel numuneler analiz edilebilir. Malzeme bilimi, nükleer teknoloji, nükleer astrofizik ve nükleer yapı için ölçümler de yapılabilmektedir.

4. NÜKLEER SEVİYE YOĞUNLUĞU VE GAMA KUVVET FONKSİYONU

4.1 Nükleer Seviye Yoğunluğu

Atom çekirdeğinin belirli bir uyarılma enerjisinde, tipik olarak bir çift-çift çekirdeğin 1.5-2 MeV uyarılma enerjisi civarında enerji durum sayısı nispeten küçük ve birçok durumda deneysel olarak iyi gözlemlenebilir. Bu enerji bölgesinde bazı enerji durumları nispeten basit yapıda olup, kuantum sayıları ve bozunum özellikleri nükleer modeller açısından iyi tanımlanabilir. Birçok çekirdeğin enerji düzey setlerinin tamamı bilinmektedir.

Uyarılma enerjisinin artması ile birlikte enerji seviyesi sayısı da artar ve enerji seviyelerinin aralarındaki mesafe gittikçe azalır. Aynı zamanda bu enerji seviyeleri arasındaki yapı karmaşık hale gelir. Bu nedenle, bu karmaşık enerji durumlarının tanımlanabilmesinin tek yolu istatistiksel modellemelerdir. Ancak, geniş bir spin ve uyarılma enerji aralığında olsa bile, enerji durumlarının “tam bir setinin” olduğu bir enerji aralığı doğru bir şekilde gözlemlenebilir. Yani, nötron bağlanma enerjisinin hemen üstünde bir nötron rezonans bölgesi gözlemlenir. Bu durumda gözlemler nötron uçuş süresi tekniğinden yararlanmaya dayanır. Bu iki enerji bölgesi arasındaki seviye yoğunluğu bilgisi çok azdır ve yalnızca bazı interpolasyonlara güvenilebilir.

4.1.1 Fermi Gaz Modeli

Fermi gaz modeli 1937 yılında Bethe tarafından ortaya konuldu. Bu model, çekirdeğin uyarılmış seviyelerinin eşit boşluklarla yerleştiği ve kollektif seviyelerin bulunmadığı tek parçacık durumları fiziksel yaklaşımına dayanır. Bu yaklaşım durum yoğunluğu için kapalı form bir eşitliğin türetilmesine imkân tanır. Nötron ve protonlardan oluşan bir çift-fermion sistemi için, toplam Fermi gaz durum yoğunluğu,

$$\omega_F^{tot}(E_x) = \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \quad (4.1)$$

ile verilir. Burada a seviye yoğunluğu parametresidir ve

$$\alpha = \frac{\pi^2}{6} (g_p + g_n) \quad (4.2)$$

olarak tanımlanır. g_p ve g_n ise Fermi enerjisi civarındaki tek parçacık durumları arasındaki boşluktur. Yukarıda verilen eşitlik herhangi bir çekirdek için deneysel verilerden veya genel sistematikten a 'nın elde edilmesi için kullanılır. Aynı zamanda a parametresinin enerjiye bağımlı olduğunu ortaya koyan analitik modeller de bulunmaktadır. Bu eşitlik aynı zamanda efektif uyarılma enerjisini de içerir ve $U = E - \Delta$ olarak tanımlanır. Burada enerji kayması Δ , çekirdekteki bilinen tek-çift etkilerinin sebep olduğu çiftlenim enerjisine eşit veya onunla çok yakından ilgili olan ampirik bir parametredir. Δ parametresinin kullanmanın altında yatan amaç, her bir bileşenin ayrı ayrı uyarılmasından önce nükleon çiftlerinin ayrılması gerekliliğidir. Δ parametresi gözlenebilirler ile uyumun sağlanması konusunda önemli bir rol oynar ve farklı modellerde farklı şekillerde tanımlanabilir. E ise gerçek uyarılma enerjisidir. Seviye yoğunluğu modellerinde $E < \Delta$ durumu için dikkatli olmak gerekir çünkü bu durumda bazı ifadeler negatif işaret alabilirler. Bu durum için ifadelerin düşük enerjilerdeki alternatifleri de bu çalışmada incelenecektir.

Toplam açısal momentumun izdüşümlerinin rastgele çiftlenmesi yaklaşımı kullanılırsa çift bileşenli bir fermiyon sisteminin Fermi gaz seviye yoğunluğu

$$\rho_F(E, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J + 1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \times \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{\alpha}U]}{12 \alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (4.3)$$

olarak elde edilir. (Bethe, 1937; Gilbert ve Cameron 1965). Burada J ve Π çekirdeğin spin ve paritesi, $\frac{1}{2}$ katsayısı ise pozitif ve negatif parite dağılımlarının eşit kabul edilmesi yaklaşımından gelir. σ^2 ise, açısal momentum dağılımı J 'nin z-bileşeninin Gaussyen genişliğini (dispersiyonunu) temsil eden, spin kesme parametresidir ve enerjiye bağlıdır.

Eşitlik 4.3'ün, çarpanlara ayrılmış özel bir ifadesi olan Fermi gaz spin dağılımı,

$$R_F(E_x, J) = \frac{2J + 1}{2\sigma^2} \exp \left[-\frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (4.4)$$

ile verilir.

$\rho_F(E, J, \Pi)$ ifadesinin tüm spinler ve pariteler üzerinden toplamının alınmasıyla toplam Fermi gaz seviye yoğunluğu şöyle elde edilir:

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \quad (4.5)$$

Eşitlik 4.5, Eşitlik 4.1 Fermi gaz durum yoğunluğu cinsinden şöyle yazılır:

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{\omega_F^{tot}(E_x)}{\sqrt{2\pi\sigma}} \quad (4.6)$$

Bu eşitliklerde Fermi gaz modeli için ρ_F nükleer seviye yoğunluğu, a , σ ve Δ olmak üzere üç parametre yardımıyla tanımlanmıştır. Tüm bu parametrelerin enerji ve kütle bağımlılığı seviye yoğunluğu modellerine göre gösterdikleri farklılıklarla birlikte ileride detaylı olarak incelenecektir.

4.2 Seviye Yoğunluğu Parametresi

Fermi Gaz Modeli yardımıyla seviye yoğunluğu parametresi a için çekirdeğe özgü sabit bir değer elde edilebilir. Tüm çekirdekleri kapsayan ilk seviye yoğunluğu çalışmaları, a parametresini sadece bu şekliyle enerjiden bağımsız kabul etmişlerdir. Daha sonra Ignatyuk vd. tarafından a parametresi ile kütle formülünün sıvı-damla bileşenindeki kabuk düzeltmesi arasında bir ilişki olduğu öne sürülmüştür (Ignatyuk vd., 1975). Daha gerçekçi bir seviye yoğunluğu için genel hatlarıyla Fermi gaz formüllerinden yapılan yaklaşımların hala geçerli olduğunu fakat enerjiye bağlı kabuk etkilerinin, a için enerjiye bağlı bir ifadeye doğrudan dahil edilmesi gerektiğini öne sürmüşlerdir. Bu ifade, fenomenolojik olarak düşük

enerjilerde kabuk etkilerinin varlığını hesaba katarken yüksek enerjilerde yok olması gerekliliğine de uyum sağlar. Bu etkileri içeren seviye yoğunluğu parametresi;

$$\alpha = \alpha(E_x) = \tilde{\alpha} \left(1 + \delta W \frac{1 - \exp[-\gamma U]}{U} \right) \quad (4.7)$$

biçiminde tanımlanır. Burada $\tilde{\alpha}$ asimtotik seviye yoğunluğu parametresidir ve tüm kabuk etkileri yok olduğunda elde edilir. Örneğin genel olarak, $\tilde{\alpha} = a(E_x) \rightarrow \infty$ ve ayrıca tüm enerjiler için $\delta W = 0$ olursa $\tilde{\alpha} = a(E_x)$ elde edilir. Son olarak, δW kabuk düzeltmesi enerjisi olup δW nun mutlak değeri $a(E_x)$ in $\tilde{\alpha}$ ya göre düşük enerjilerde ne kadar sapma gösterdiğini belirlerken, işareti de $a(E_x)$ 'nın E_x in fonksiyonu olarak artarak mı yoksa azalarak mı $\tilde{\alpha}$ 'ya yaklaşacağını belirler. $\tilde{\alpha}$ asimtotik değeri düzgün değişen bir fonksiyon olarak şöyle verilir:

$$\tilde{\alpha} = \alpha A + \beta A^{2/3} \quad (4.8)$$

Burada A kütle numarasıdır. Sönüm parametresi için ise aşağıdaki sistematik formül kullanılır:

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{A^{1/3}} \quad (4.9)$$

Eşitliklerdeki α , β ve γ_0 , genel parametrelerdir ve tüm çekirdekler için ortalama en iyi seviye yoğunluğunu verecek şekilde tanımlanırlar. δW ise çekirdeğin deneysel olarak ölçülen kütlesi M_{DEN} ile küresel sıvı-damla modelinden elde edilen kütlesi M_{LDM} (her ikisi de MeV cinsinden) arasındaki fark olarak

$$\delta W = M_{DEN} - M_{LDM} \quad (4.10)$$

biçiminde tanımlanır. Deneysel kütleler için Audi-Wapstra (Audi vd., 2003) kullanılmıştır. Hesaplama için parametre değerleri Mengoni-Nakajima (Mengoni vd., 1994) ve eşitlik ise

$$M_{LDM} = M_n N + M_p Z + E_{hacim} + E_{yuzey} + E_{coul} + \delta \quad (4.11)$$

Myers-Swiatecki'nin (Myers vd., 1966) kullandığıdır. Prensipite düşük enerjilerde farklı bir seviye yoğunluğu tanımı kullanılmadıkça Eşitlik 4.7 tüm uyarılma enerjileri için geçerlidir. Burada, küçük uyarılma enerjileri için Eşitlik 4.7'nin limit değeri, 1. dereceden Taylor serisine açılımı

$$\lim_{U \rightarrow 0} a(E_x) = \tilde{a}[1 + \gamma \delta W] \quad (4.12)$$

elde edilir ve bu ifade $E_x \leq \Delta$ bölgesinde oldukça kullanışlıdır. Seviye yoğunluğu parametresi a böylece dört parametre α , β ve γ_0 ve δW ile belirlenir.

δW nin değeri kuvvetle teorik kütle modeline bağlı olsa ve farklı çekirdek bölgeleri için kabuk etkilerinin genel eğilimi ile pek de uyum içinde olmasa bile genel modelden yerel bir modele geçerken değerinde bir değişiklik yapılmaz. Benzer şekilde, γ_0 'ın değerinde de ayrık seviye verileri ve nötron ayrılma enerjisindeki ortalama rezonans boşluğuna göre değişiklik yapmak çok tehlikelidir. Çünkü γ_0 ifadesi Eşitlik 4.7 de ekponansiyel olarak bulunur ve yüksek enerjilerde seviye yoğunluğu değerine güçlü bir etkisi olabilir. Bu durumda her çekirdek için \tilde{a} değeri ayarlanabilir ve buradan elde edilen değerler Eşitlik 4.8 ile verilen düzgün değişen forma göre aşırı bir değişim göstermez.

4.3 Seviye yoğunluğu modelleri

Kullanılan birçok seviye yoğunluğu modeli yaygın olarak Bethe'nin Fermi Gaz modelini temel alarak oluşturulmuştur. Bu model, çekirdeği uyarılmış durumlarının eşit aralıklı olduğu ve kolektif seviyelerinin bulunmadığı tek parçacık durumu varsayımına dayanmaktadır.

Fermi Gaz Modeline dayalı en önemli seviye yoğunluğu modelleri; Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM), Geri-kaydırmalı Fermi Gaz Modeli (BFM) ve Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeldir.

4.3.1 Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM)

Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli Gilbert ve Cameron tarafından geliştirilmiştir (Gilbert ve Cameron, 1965). Aynı zamanda Birleşik Gilbert Cameron Modeli olarak da bilinmektedir. Bu modelde, uyarılma enerjisi iki aralıkta ele alınmaktadır. İlk aralık; sabit sıcaklık yasalarının geçerli olduğu, 0 MeV - E_M (eşleşme enerjisi) aralığındaki düşük enerji bölgesidir. E_M 'nin üstünde kalan yüksek enerji bölgesinde ise Fermi Gaz Modeli uygulanır. Böylece, toplam seviye yoğunluğu,

$$\begin{aligned}\rho_{CTM}^{tot}(E_x) &= \rho_T^{tot}(E_x), & E_x \leq E_M \\ &= \rho_F^{tot}(E_x), & E_x > E_M\end{aligned}\quad (4.13)$$

şeklinde tanımlanır. Eşitlik 4.14'den yola çıkarak, seviye yoğunluğu ifadesi;

$$\begin{aligned}\rho_{CTM}(E_x, J, \Pi) &= \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_T^{tot}(E_x), & E_x \leq E_M \\ &= \rho_F(E_x, J, \Pi), & E_x > E_M\end{aligned}\quad (4.14)$$

ile verilir. Eşitlik 4.4 ile verilen, düşük enerji davranışını içeren spin kesme parametresi ile birlikte spin dağılım eşitliğinin sabit sıcaklık bölgesinde de kullanıldığı görülmektedir.

Fermi Gaz ifadesi için, efektif uyarılma enerjisi $U = E_x - \Delta^{CTM}$ kullanılır ve bu eşitlikteki enerji kayması

$$\Delta^{CTM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (4.15)$$

ile verilir. Burada χ değeri;

$$\chi = 0, \quad \text{tek} - \text{tek}$$

$$\chi = 1, \text{ tek} - \text{çift}$$

$$\chi = 2, \text{ çift} - \text{çift}$$

alınır. Düşük uyarılma enerjisi için sabit sıcaklık modeli,

$$N(E_x) = \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (4.16)$$

ekponansiyel kuralıyla yeniden ifade edilebilen ilk ayırık seviyeye sahip kümülatif histogramların deneysel kanıtlarına dayandırılarak yeniden ifade edilmiştir. Bu denklem, sabit sıcaklık kanunu olarak isimlendirilir. T nükleer sıcaklık ve E_0 , deneysel ayırık seviye formülünü elde etmek için gerekli parametrelerdir. Buna göre toplam seviye yoğunluğunun sabit sıcaklık kısmı,

$$\rho_T^{tot}(E_x) = \frac{dH(E_x)}{dE_x} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (4.17)$$

ile ifade edilir.

Yüksek enerjilerde, Fermi gaz modeli daha uyumludur. ρ_T^{tot} ve ρ_F^{tot} değerlerinin ve türevlerinin aynı olduğu E_M eşleşme enerjisinde birleşmek zorundadır. Bu da doğrudan,

$$E_0 = E_M - T \ln[T\rho_F^{tot}(E_M)] \quad (4.18)$$

ve

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln T\rho_F^{tot}}{dE_x}(E_M) \quad (4.19)$$

koşullarına yol açar.

4.3.2 Geri Kaydırmalı Fermi Gaz Modeli (BFM)

Geri Kaydırmalı Fermi Gaz Modelinde eşleşme enerjisi ayarlanabilir bir parametre gibi davranır. Fermi Gaz modeli tüm enerji aralığındaki seviye yoğunluklarını tanımlamak için kullanılır. Toplam seviye yoğunluğu için Eşitlik 4.5 ve seviye yoğunluğu için Eşitlik 4.2 kullanılır. a ve σ^2 için enerji-bağımlı ifadeleri içerdiği gibi bu denklemler de $U = E_x - \Delta^{BFM}$ efektif uyarılma enerjisi ifadesini içerir. Burada enerji kayması;

$$\Delta^{BFM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (4.20)$$

ile verilir. Burada χ değeri;

$$\chi = -1 \quad \text{tek - tek}$$

$$\chi = 0, \quad \text{tek - çift}$$

$$\chi = 1, \quad \text{çift - çift}$$

alınır. δ ise deneysel veri ile eşlemek için ayarlanabilir bir fit parametresidir. Model ilk ortaya atıldığında, U sifıra yaklaşırken seviye yoğunluğu eşitliklerinin ıraksaması yüzünden bu modelin nükleer analizlerde ilk tercih edilen bir model olmasını engellemiştir. Bu sorun Grossjean ve Feldmeier (Grossjean ve Feldmeier, 1985) tarafından çözülerek, Demetriou ve Goriely (Demetriou ve Goriely, 2001) tarafından sadeleştirilmiş ve sonuç olarak

$$\rho_{BFM}^{tot}(E_x) = \left[\frac{1}{\rho_F^{top}(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right]^{-1} \quad (4.21)$$

ifadesi ortaya konmuştur. Burada ρ_0 ifadesi;

$$\rho_0(t) = \frac{\exp(1) (a_n + a_p)^2}{24\sigma \sqrt{a_n a_p}} \exp(4a_n a_p t^2) \quad (4.22)$$

ile verilir. Burada $a_n = a_p = \frac{a}{2}$ ve t termodinamik sıcaklık $t = \sqrt{U/a}$ ile verilir. Genel spin dağılımı ile, seviye yoğunluğu;

$$\rho_F(E_x) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp \left[-\frac{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \rho_{BFM}^{tot}(E_x) \quad (4.23)$$

ile belirlenir (Koning, vd., 2015).

Bahsedilen iki model de enerji durum yoğunluğunun pariteden bağımsız olduğu varsayımı üzerine oluşturulmuştur. Enerji durum yoğunluğu denkleminin parite bağımsızlığı varsayımı birçok çekirdekte pozitif ve negatif pariteli düşük enerji durum yoğunlukları arasında açık bir fark olduğu gerçeğiyle saptanmıştır. Bu Fermi enerjisine yakın tek parçacık durumlarının belirli bir formasyonunun sonucudur. Yüksek uyarılma enerjilerinde enerji durum yoğunluğunun genellikle pariteden bağımsız olduğu varsayılır. Bununla birlikte bu tarz bir bağımlılık ihmal edilemez ve küresel bir çekirdekte uyarılma enerjisinin birkaç MeV'ine kadar beklenebilir. Diğer bir açıdan, artan uyarılma enerjisi ile birlikte deformasyon mümkün olan bir parite bağımlılığını çok çabuk bir şekilde kaybedebilir.

Her iki model de bize enerji durum yoğunluklarında deneysel verileri parametrelendirme için basit ve elverişli bir denklem sağlamaktadır. Fakat, her iki model de uyarılma enerjilerindeki kaymaları ve kütle numaralarında durum yoğunluğu parametrelerinin gözlenen bağımlılığını açıklayamamaktadır. Bu sebepten daha gerçekçi bir hesaplama ihtiyacı vardır. Bazıları düşük enerjilerde Bethe formülü ile karşılaştırıldığında çiftlenim etkileşiminin durum yoğunluğunda bir azalmaya neden olduğunu, bunun da düşük enerji bölgesinde durum yoğunluğunun bir sabit sıcaklık enerji bağımlılığına yol açtığını belirtmişlerdir. Düşük enerji bölgesinin üstünde, Bethe formülü ile verilen enerji bağımlılığı biçimi yaklaşık olarak doğrudur.

Termodinamik yaklaşımın yanı sıra, enerji durum yoğunluğunun hesaplamasının farklı yolları da vardır. En önemli olanı, kombinasyonel, spektral dağılım ve Kabuk Modeli Monte Carlo Simulasyonu (KMMC) yaklaşımlarıdır. Etkileşmeyen fermiyonlar için kombinasyonel yaklaşımda nükleer enerji durum yoğunluklarının hesabı doğrudan azalır, fakat belli bir sayıdaki nükleonlar için mümkün olabilecek tüm konfigürasyonları saymak zaman alacaktır. Konfigürasyonlar uyarılma enerjisi, açısal momentum ve pariteye göre sıralanabilir. Spektral yaklaşımlar hesaplamalarda tüm iki cisim problemlerini dahil

etmemize olanak sağlar. KMMC methodunda iki cisim problemini dalgalanan yardımcı alan içerisindeki bir tek cisim problemine indirgenir. Bu yaklaşımlar altında yüksek uyarılma enerjilerinde (tipik olarak nötron bağlanma enerjilerinde) BFM modelinin geçerliliğini doğrulamak için çok sayıda hesaplama yapılır. Fakat son KMMC hesaplamalarında düşük enerjilerde de BFM denklemi ile uyum sağladığı görülmektedir.

Enerji durum yoğunluğunun dolaylı deneysel bir testi iki çeşit deneyden sağlanmıştır: Birincisi, Hauser-Feshbach istatistiksel yaklaşım ile proton, nötron ve alfa parçacıklarının reaksiyonundan elde edilen nötron buharlaşma spektrumunun analizine dayanmaktadır ve durum yoğunluklarının mutlak değerlerinin belirlenmesini sağlar. Birçok çekirdek için BFM denkleminin uyumluluğunu göstermesine rağmen kütle numarası 208 civarında birkaç kapalı-kabuk çekirdeğin CTM ile daha iyi uyum sağladığı görülmüştür. Spektrum analizinde eğriden birkaç küçük sapma dışında durum yoğunluklarının enerjiye bağlılığında belirgin başka bir yapı gözlenmemiştir. Bu durumda durum yoğunluğundaki belirsizlik %20 olarak belirlenmiştir.

İkinci çeşit deneyler, Oslo grubunun (${}^3\text{He}, \alpha\gamma$) ve (${}^3\text{He}, {}^3\text{He}'\gamma$) reaksiyonları kullanarak birincil gama ışını spektrumunu ayıklayarak yaptıkları enerji durum yoğunluğu ile birlikte foton kuvvet fonksiyonu deneyleridir. Fakat bu deneyler durum yoğunluklarının mutlak değerini vermemektedir.

4.3.3 Genelleştirilmiş Süperakışkan Model (GSM)

Genelleştirilmiş Süperakışkan Model, Bardeen–Cooper–Schrieffer teorisine göre süperiletken eşleşme bağıntılarını dikkate alır. Modelin fenomenolojik versiyonu, süper akışkan davranışı gösteren düşük enerjili bölgeden, BFM tarafından tanımlanan yüksek enerji bölgesine faz geçişleri ile karakterize edilir. GSM, CTM'deki gibi uyarılma enerjisini düşük ve yüksek enerji bölgesine ayırmasına rağmen, CTM gibi spesifik ayırık seviyelerden gelen eşleştirme enerjisi bulmayı gerektirmez. Aslında GSM, düşük sıcaklıklarda sabit sıcaklık davranışı sergilemektedir. Toplam seviye yoğunluğu formülü

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (4.24)$$

ile verilmiştir. Burada, S entropi ve D determinanttır. GSM için bu ifade, U_c kritik enerjisinin altında ve üstünde olmak üzere iki ayrı şekilde verilir. U_c 'nin altındaki enerjiler için seviye yoğunluğu U_c 'de tanımlanan termodinamik fonksiyonlar cinsinden ifade edilir;

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{cond} \quad (4.25)$$

Burada T_c kritik sıcaklığı $T_c = 0.567\Delta_0$ olarak verilir. Δ_0 eşleşme bağıntı fonksiyonu ise $\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}}$ ile verilir. Bu bağıntı fonksiyonu Fermi gaz fazı ile ilişkili süper akışkan fazının azalışını karakterize eden E_{cond} yoğunlaşma enerjisini belirler. Yoğunlaşma enerjisi;

$$E_{cond} = \frac{a}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2 \quad (4.26)$$

ile verilir. Burada a_c kritik seviye yoğunluğudur ve

$$a_c = \tilde{a} \left[1 + \delta W \frac{1 - \exp(-\gamma a_c T_c^2)}{a_c T_c^2} \right] \quad (4.27)$$

ile verilir. Eşitlik 4.27 kabuk etkisinin tekrar uygun bir şekilde dikkate alındığını belirtmektedir.

Seviye yoğunluğunun belirlenmesi için kritik entropi S_c ifadesi,

$$S_c = 2a_c T_c \quad (4.28)$$

D_c kritik determinanı,

$$D_c = \frac{144}{\pi} a_c^3 T_c^5 \quad (4.29)$$

ve σ_c^2 kritik spin kesme parametresi,

$$\sigma_c^2 = 0.01389A^{5/3} \frac{a_c}{\tilde{a}} T_c \quad (4.30)$$

şeklindedir. Eşitlik 4.25'deki her terim tanımlandığına göre, süperakışkan durum denklemini kullanarak U_c altındaki seviye yoğunluğunu tanımlamak için kullanabiliriz. Bunun için uyarılma enerjisi;

$$U' = E_x + \chi \Delta_0 + \delta \quad (4.31)$$

tanımlanır. Burada χ değeri;

$$\chi = 2 \quad \text{tek} - \text{tek}$$

$$\chi = 1, \quad \text{tek} - \text{çift}$$

$$\chi = 0, \quad \text{çift} - \text{çift}$$

ve δ deneysel veri ile uyum için ayarlanabilir bir parametredir.

4.4 Gama Kuvvet Fonksiyonu

Gama kuvvet fonksiyonları gama ışını yayınlanmasına sahip nükleer reaksiyonların tanımlanmasında önemlidir. Gama ışınları hemen hemen tüm parçacık yayınlayan reaksiyonlara eşlik ettiğinden bu reaksiyon kanalı hemen hemen tüm nükleer reaksiyonlarda açık bir reaksiyon kanalıdır.

Gama kuvvet fonksiyonu (GKF) ortalama elektromanyetik nükleer özelliklerin bir ölçüsüdür. GKF, nükleer yapı ve reaksiyonları anlamak için önemlidir. E_γ enerjili ve XL multipolariteli bir gama geçişi için geçiş katsayıları T_{XL} , ilgili kuvvet fonksiyonu f_{XL} ile doğru orantılıdır.

$$T_{XL}(E_\gamma) = 2\pi E_\gamma^{2L+1} f_{XL}(E_\gamma) . \quad (4.32)$$

GKF ilk olarak 1951 yılında Weisskopf tarafından hesaplanmıştır. Bu hesaplama bağımsız parçacık modeli üzerine kurulmuş ve geçişten tek bir protonunun sorumlu olduğu

varsayılmıştır. Enerjiden bağımsız olan bu model aynı zamanda tek parçacık modeli olarak tanımlanır.

Blatt ve Weisskopf aynı zamanda gama ışını geçiş matrisinin elemanının karesinin birleşik bağlı durumlarının eşit spin ve pariteye sahip başlangıç enerji durumlarının aralıkları ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir. Bu da GKF için yeni bir tanımlamaya yol açmıştır. Başlangıç durumu i , son durum f olmak üzere E_γ geçiş enerjili ve XL multipolariteli bir gama geçişi için kuvvet fonksiyonu

$$f_{XL} = \frac{\langle \Gamma_{\gamma if} \rangle}{E_\gamma^{2L+1} D_i} \quad (4.33)$$

şeklindedir. Burada $\langle \Gamma_{\gamma if} \rangle$ ortalama kısmi ışınım genişliği ve D_i seviye aralığıdır. Bir çekirdeğin ışınım kuvvet fonksiyonu tüm olası L multipolariteli ve X elektrik ve manyetik tipli kuvvet fonksiyonlarının toplamıdır. Genellikle tüm multipolariteler ve multipol tipleri gerçekleşir, fakat elektrik karakterli gama-ışını yayılma olasılığı manyetik karakterli geçişe göre 10^2 kat daha fazladır. Bununla birlikte, $L+1$ multipolariteli bir foton yayılma olasılığı L multipolariteli bir yayınlamadan 10^{-6} kat daha az olasıdır. Bu sebeple $E1$ ve $M1$ kuvvetleri en fazla katkı sağlayanlardır.

GKF için en fazla deneysel bilgi ışık-soğurma tesir kesiti deneylerinden elde edilmiştir. Diğer metotlar termal nötron yakalaması ile iki basamaklı gama ışını çağlayanları ve farklı multipolariteler için birincil gama ışınlarının belirlenmesini gerektirir. Ancak bu deneysel yöntemler çoğunlukla yüksek enerji geçişleri için ışınım kuvveti sağlar. Yüksek durum yoğunluğu nedeniyle yüksek uyarılma durumları arasındaki GKF'yi ölçmek oldukça güçtür.

4.3 $E1$ Kuvvet Fonksiyonu

$E1$ kuvvet fonksiyonu için en basit model enerjiden bağımsız tek parçacık modelidir ve aşağıdaki gibidir (cgs birim sistemine göre).

$$f_{E1}^{SP} = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{\hbar c} \right)^3 \frac{e^2 R^2}{D_s} = C \frac{A^{2/3}}{D_s} \quad (4.34)$$

e ; bir parçacık sistemindeki parçacığın etkin yükü (nötron için $e = -Z/A$ tane proton yükü), R nükleer yarıçap, D_s ise $l=0$ tek parçacık durumlarının aralığı ve $C=6.8 \times 10^{-8} \text{ MeV}^{-2}$ dir. Birçok deneysel veri göstermiştir ki tek parçacık modeli, deneysel $E1$ kuvvet fonksiyonunu fazla vermektedir.

Daha gerçekçi bir yaklaşım dev elektrik dipol rezonansının (DEDR) kullanılması ile mümkündür. Büyük dipol rezonanslar fotonükleer reaksiyonlarda doğrudan gözlemlenir. (n,γ) ve (γ,n) reaksiyonları için ayrıntılı denge ilkesi, ışınım kuvvet fonksiyonun spin bağımsızlığı varsayımı ile birlikte, Lorentz DEDR ışınım kuvvet fonksiyonuna yol açar:

$$f_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^2 c^2} \frac{\sigma_{E1} E_\gamma \Gamma_{E1}^2}{(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{E1}^2}. \quad (4.35)$$

Burada σ_{E1} , Γ_{E1} ve E_{E1} standart dev elektrik dipol rezonans parametreleridir. Bu eşitlik yalnızca küresel çekirdekler için geçerli olup, deforme çekirdekler için iki Lorentz toplamı ile verilen bir ışınım kuvvet fonksiyonu kullanılarak deneysel veriden elde edilebilir.

Dev dipol rezonansları en basit, çekirdekdeki protonlara karşı nötron salınımları olarak anlaşılmaktadır. İç nükleer uyarılmalardan kaynaklı bu kolektif hareketin beklenen bağımsızlığı önemli bir sonuca yol açar. Taban durumda oluşan dev rezonanslar şekil ve büyüklük bakımından uyarılmış durumdakilerle benzerdir. Brink hipotezinin bir sonucu olarak ışınım kuvvet fonksiyonu yalnızca enerji geçişine bağlı olurken uyarılmış durum enerjisine bağlı değildir.

Birincil $E1$ ışınımı ölçümlerinin gösterdiği kadarıyla DEDR modeli tek parçacık modelinden daha başarılıdır. Fakat bu model nötron bağlanma enerjisine yakın enerjilerde yetersiz kalmaktadır.

DEDR modelinin kuvvet fonksiyonunu düşük enerjilerde tanımladığı varsayıldıysa da deneysel veriler DEDR modelinin ekstrapolasyonunun $E1$ kuvvet fonksiyonunu tanımlamakta yetersiz olduğunu ortaya koymuştur. $E1$ kuvvet fonksiyonu limit $E_\gamma \rightarrow 0$ da sonlu bir değer vermektedir. Sonuç olarak daha detaylı modellere ihtiyaç vardır. Bundan sonra ortaya atılan modeller Fermi sıvılar teorisine dayanmakta ve DEDR'nin sönümlenme genişliğinin enerji ve sıcaklığa bağlı olduğunu varsaymaktadır:

$$\Gamma_{E1}(E_\gamma, T) = \frac{\Gamma_{E1}}{E_{E1}^2} (E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2). \quad (4.36)$$

Burada termal nötron yakalama için nükleer sıcaklık

$$T = \sqrt{(B_n - E_\gamma - \Delta)/\alpha} \quad (4.37)$$

ile verilir. Δ ; çiftlenim enerjisidir ve tek-tek çekirdekler için sıfırdır, α ; Fermi gaz durum yoğunluğu parametresidir. Kuvvet fonksiyonu

$$f_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{0.7\sigma_{E1}\Gamma_{E1}^2(E_\gamma^2+4\pi^2T^2)}{E_{E1}(E_\gamma^2-E_{E1}^2)^2}. \quad (4.38)$$

ile verilir ve Kadenskii, Markushev ve Furman modeli (KMF) olarak bilinir. Deneysel verilerin tanımlanmasında sıkça kullanılmasına karşın model için deneysel doğrulama gereklidir.

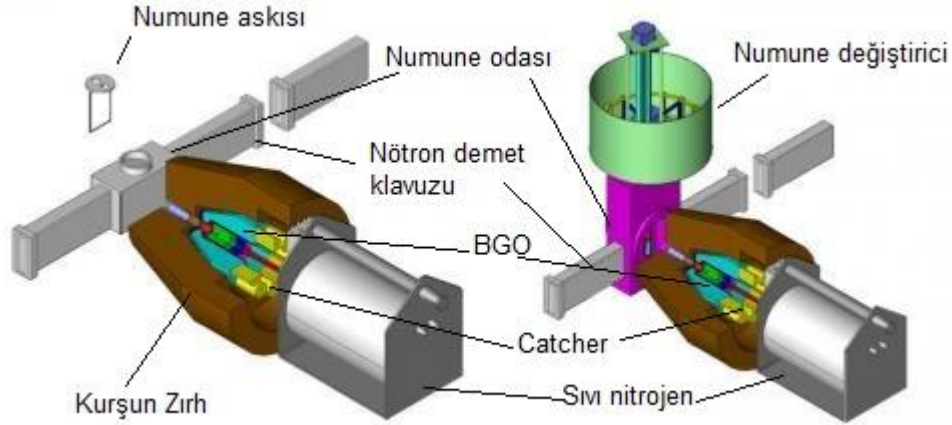
4.5 M1 Kuvvet Fonksiyonu

$E1$ kuvvet fonksiyonunda olduğu gibi, $M1$ kuvvet fonksiyonu için de geliştirilen ilk model tek parçacık modelidir. Daha sonra $M1$ kuvvet fonksiyonu da spin yukarı nükleonların spin aşağı nükleonlara karşı kolektif hareketi ile yorumlanabilen ilgili dev rezonans ile düşünölmeye başlandı. Bu modele dev $M1$ dipol rezonans (DMDR) veya spin-flip rezonansı adı verildi. Rezonans parametreleri çoğunlukla küresel parametrelerden alınır. $E_\gamma = 41A^{-1/3}$ MeV, $\Gamma_{M1} = 4$ MeV ve σ_{M1} nötron bağlanma enerjisindeki deneysel verilerden fit edilerek elde edilir.

5. DENEY SİSTEMİ

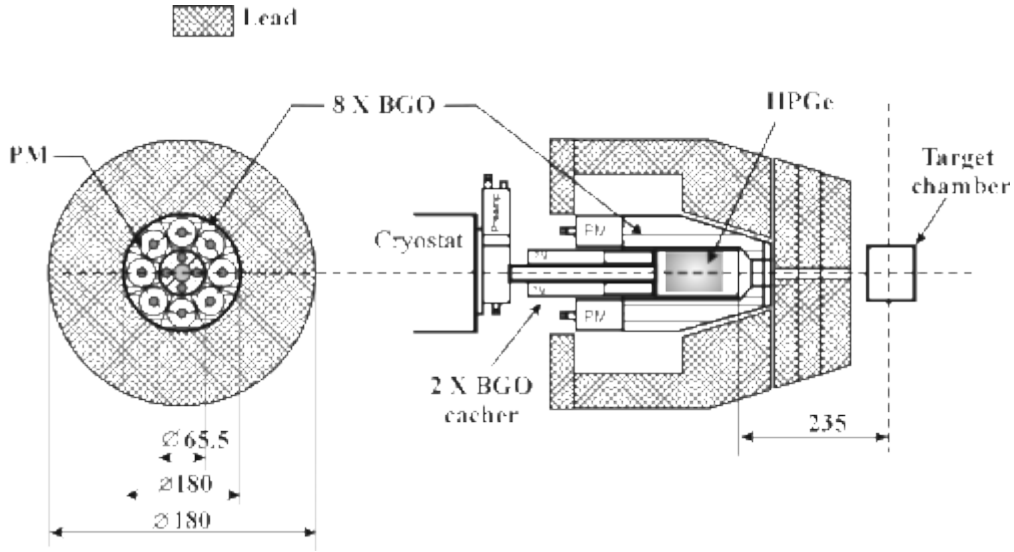
5.1 Dedektör Sistemi

Budapeşte Araştırma Reaktöründeki PGAA (Prompt Gamma Activation Analysis) deney istasyonu bir adet n-tipi kapalı sonlu koaksiyel yapıya sahip yüksek saflıkta germanyum detektörü (Canberra HPGe 2720/S), bir adet 10 cm kurşun zırh ile kaplı BGO Compton-suppressor'den oluşmaktadır. HPGe dedektörünün etrafını saran BGO halka ve catcher, saçılan gama ışınlarının birçoğunu algılar. Eğer algılanan bu olaylar HPGe detektöründeki olaylarla aynı zamana denk düşen olaylar ayıklanarak Compton ayıklaması yapılmış spektrum elde edilebilir. HPGe-BGO detektörü ve numune odacığı şeması Şekil 5.1'de gösterilmektedir.



Şekil 5.1. PGAA istasyonu, tekli numune askısı (solda) ve otomatik numune değiştirici (sağda) ile birlikte.

Sisteme ait iki adet BGO Compton detektörü bulunmaktadır. İkinci detektöre Catcher adı verilmektedir. Catcher, Germanyum kristalinin tam arkasındaki “Cold Arm” olarak adlandırılan ve Germanyum kristalini soğutan sıvı azotu barındıran bir boruyu çevreleyen bir BGO detektördür. İki parçadan oluşmaktadır. Detektörlerin konumları Şekil 5.2’de verilmiştir.



Şekil 5.2. PGAA detektörünün arka ve kesit görüntüsü.

HPGe detektörü ile 2 BGO Compton kristallerinden gelen sinyaller 3 ayrı kanaldan toplanmaktadır. Her kanaldan gelen veriler ayrı veri dosyalarında depolanır. Bu veri dosyaları, her bir detektörde meydana gelen olayların zaman ve kanal numarasının kaydedildiği dosyalardır. Bilgisayar kodu yardımıyla, toplanan verilerin zamanları karşılaştırılarak Compton ayıklaması yapılır. Ayrıca gerçek zamanlı Compton ayıklaması yapabilmek amacıyla modülün yazılımı üzerinde ayarı mevcuttur.

5.2 Geant4 Simülasyon Programı

Geant4 programı, İsviçre’de bulunan CERN laboratuvarlarında yüksek enerji fiziği simülasyonlarında kullanılmak üzere geliştirilmiştir. Geant4, Monte Carlo tekniğine dayalı olup, 40’tan fazla enstitüden gelen yaklaşık 100 bilim adamının iş birliği ve Avrupa, Rusya, Japonya, Kanada ve Amerika’da yapılan deneyler ile geliştirilmiş bir C++ kodudur.

Geant4’ün açılımı “Geometry And Tracking” dir. Geometri, simülasyonu tasarlanan olayların fiziksel modellerini, detektör tepkisini ve parçacık iz sürmeyi içeren geniş bir işlevselliğe sahiptir. İz sürme (Tracking), bir parçacığın madde içerisinden geçerken yapabileceği olası etkileşimlerin ve bozunum süreçlerinin bir simülasyonudur. Detektör tepkisi ise, gerçek bir detektörün simülasyonu şeklindedir ve parçacık detektör hacminden

geçtiğinde gerçek bir detektörün nasıl tepki vereceğini tahmin eder. Fiziksel süreçler, elektromanyetik, hadronik ve optiksel süreçler, uzun ömürlü parçacıklar, maddeler ve elementler, 250 eV enerjiden TeV basamağındaki enerjiye kadar olan büyük bir enerji aralığı vb. gibi geniş bir alanı kapsar. Başlangıçta yüksek enerji fiziği deneyleri için tasarlanan kod, günümüzde parçacık fiziği, nükleer fizik, hızlandırıcı tasarımı, uzay mühendisliği ve medikal fizik uygulamalarında da kullanılmaktadır.

Geant4 yazılım kiti detektör geometrisi, detektör için kullanılan materyal, element veya bileşik, detektörün hassaslığı, parçacık oluşturma, parçacık tipi, fiziksel süreçler (elektromanyetik, hadronik, standart etkileşme vb.), tracking (iz sürme), dijitalasyon, görüntüleme, ara yüzler ve histogramlama vb gibi, bir dedektör simülasyonu için gerekli olan tüm C++ sınıflarını içermektedir. Geant4'ün içerdiği bu C++ sınıfları G4UI (Geant4 User Interface – Geant4 Kullanıcı Arayüzü) olarak isimlendirilmektedir. Bu arayüzler sayesinde, kullanıcı programın kendisinde değişiklik yapmadan, istediği simülasyon özelliklerini “macro” dosyaları aracılığıyla programa tanıtılabilir. Geant4 programında simülasyon yapmaya başlamadan, kullanıcının kendi küçük programları ile simülasyon ortamını oluşturması gerekmektedir.

Geant4 kodu, simülasyon sonuçlarını hangi parçacığın, hangi detektör tarafından ne zaman tespit edildiği, bu parçacığın enerjisinin ne olduğu, parçacık detektör materyali tarafından soğurulmamışsa ne yönde saçıldığı (açısal dağılımı) ve bu saçılma olayının kaç kez yapıldığı gibi bilgilerin bulunduğu veri dosyalarına yazmaktadır. Bu veri dosyalarının içerdiği bilgilerin kullanıcı tarafından etkin bir şekilde yorumlanabilmesi için veri ayıklama işlemi uygulanması gerekmektedir.

5.3 Budapeşte Nötron Merkezi PGAA İstasyonundaki HPGe Detektörünün Geant 4 İle Karakterizasyonu

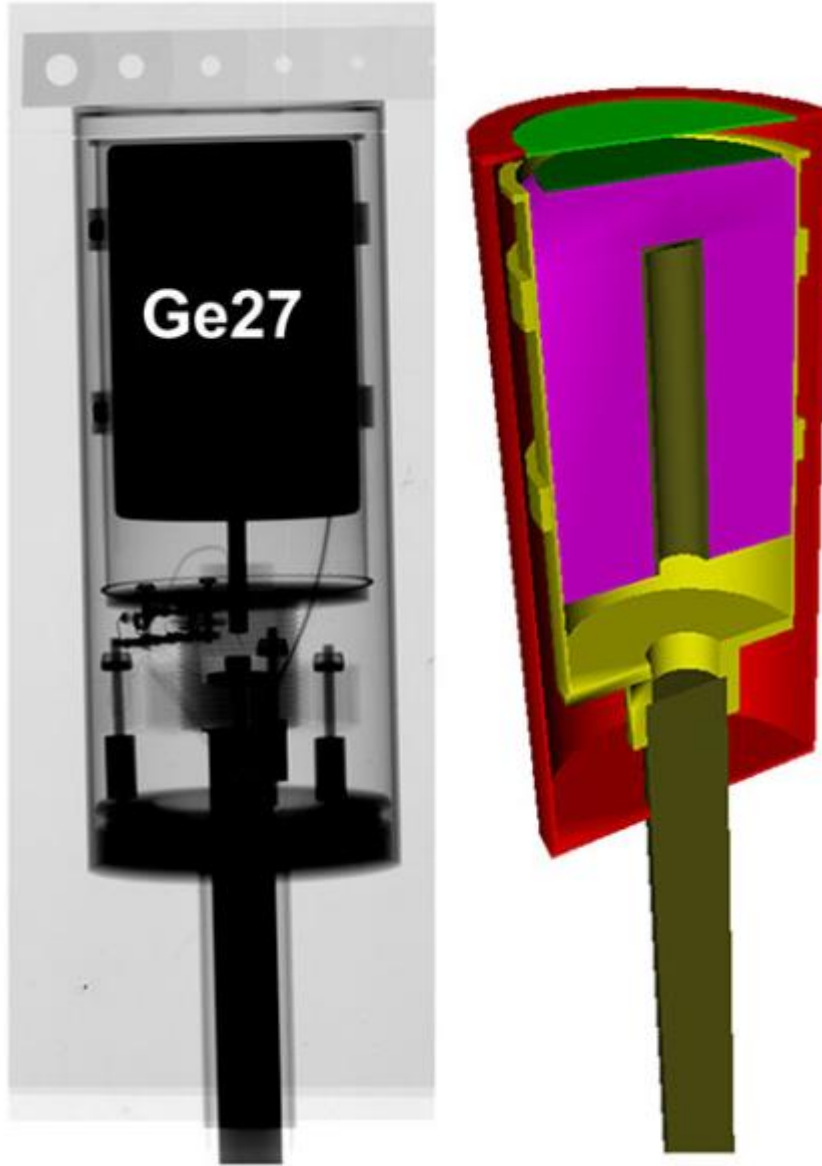
Yüksek saflıktaki Germanyum detektörleri, çözünürlüklerinin gayet yüksek olması nedeniyle tercih edilmektedir. Ancak bir mono-enerjili gama radyasyonuna maruz kalsa bile spektrumları oldukça komplekstir. Detektör tepki fonksiyonu olarak adlandırılan bu spektrum basit fiziksel olayların enerji-bağımsız etkileşme olasılıkları, fotoelektrik etki, Compton saçılması ve çift oluşumu gibi olayların bir sonucudur. Sonuç olarak, bu tepki

fonksiyonu, full-enerji pikleri, Compton platosunu, 1,022 keV eşik enerjisiyle tek ve çift kaçış piklerini de kapsar. Buradaki nihai hedef, gerçek spektrumun bu katkıların ağırlıklı toplamı ile yaklaşık olabilmesi nedeniyle, herhangi bir enerji ve geometrideki bir detektörün tepki fonksiyonunu doğru bir şekilde belirlemektir.

Bununla birlikte, basit gama-ışını spektrumlu radyonüklidlerin sınırlı olarak bulunabilmesi nedeniyle, tepki fonksiyonunun deneysel olarak belirlenmesi sadece birkaç enerjide mümkündür. Monte Carlo tekniği, detektör karakterizasyonu ve spektrum tahmini için tamamlayıcı bir araç olarak gama spektroskopisinde yaklaşık 50 yıldır kullanılmaktadır. Budapeşte Nötron Merkezi PGAA istasyonundaki HPGe detektörünün tepki fonksiyonu simülasyonu için Geant4 kodu kullanılmıştır. Öncelikle detektör geometrisini tanımlamak gerekmektedir. Detektör geometrisi için gerekli tüm boyutlar maalesef detektör üreticileri tarafından rutin bir şekilde verilmemektedir. Bunlardan birkaç tanesi isteğe bağlı olarak temin edilebilir. Fabrika tarafından belirtilen geometriyi doğrulamak ve iç yapının açıklanmayan detaylarını ortaya çıkarmak için detektör X-ışınıyla görüntülenmiştir.

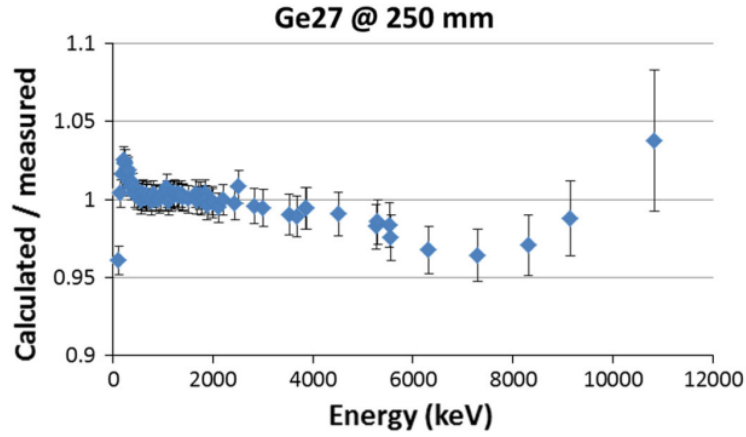
Geant4 kodu, radyasyon ile madde arasındaki etkileşimi onaylanmış fiziksel modeller ile simüle etmek için geniş bir seçim yelpazesi sunar ve nükleer reaksiyonların tablolanmış kesitleriyle malzeme özelliklerinin (yoğunluk, izotopik kompozisyon, elektron durdurma gücü gibi) geniş bir veri setini içerir.

Bu çalışmada, Geant4'ün düşük enerjili elektromanyetik paketi seçilmiştir. Bu paket, keV-MeV enerji bölgesine özgü standart elektromanyetik fiziğinden daha karmaşık modeller içermesi nedeniyle biraz daha yavaş hesaplama hızına sahiptir. Bu pakette Livermore modeli ve Penelope modeli olarak adlandırılan iki alternatif fizik uygulanmaktadır. Livermore fiziği, LLNL'nin Değerlendirilmiş Atomik Veri Kütüphanesi (EADL), Değerlendirilmiş Elektron Veri Kütüphanesi (EEDL) ve Değerlendirilmiş Fotonlar Veri Kütüphanesi'ni (EPDL97) kullanarak 250 eV'den 100 GeV'e kadar geçerli olan veri odaklı bir yaklaşımdır; Penelope (Penetrasyon ve Pozitronların ve Elektronların Enerji Kaybı) analitik modeller kullanır.



Şekil 5.3. Budapeşte Nötron Merkezi PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün X-ışını radyografisi ve Geant4 tasarımı.

Gama ışınları, Compton saçılması, fotoelektrik soğurma, çift üretim ve Rayleigh (koherent) saçılmalar için, elektronlar için çoklu saçılma, iyonlaşma ve Bremsstrahlung işlemleri devreye sokulmuştur. Penelope seçeneği ek olarak pozitronlar için uygun proselere sahiptir.

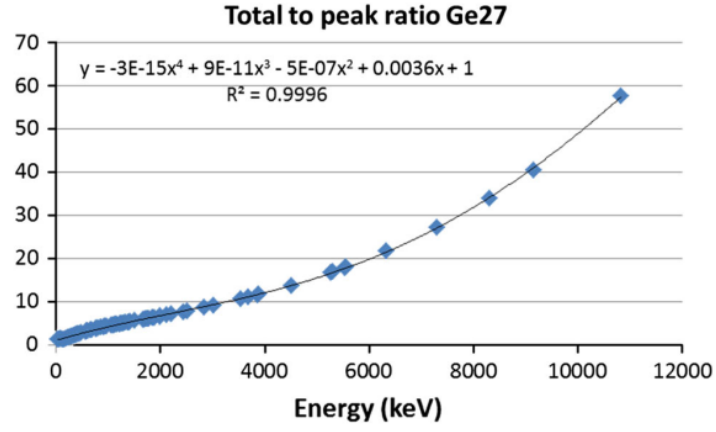


Şekil 5.4. PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün enerjiye göre verim oranları.

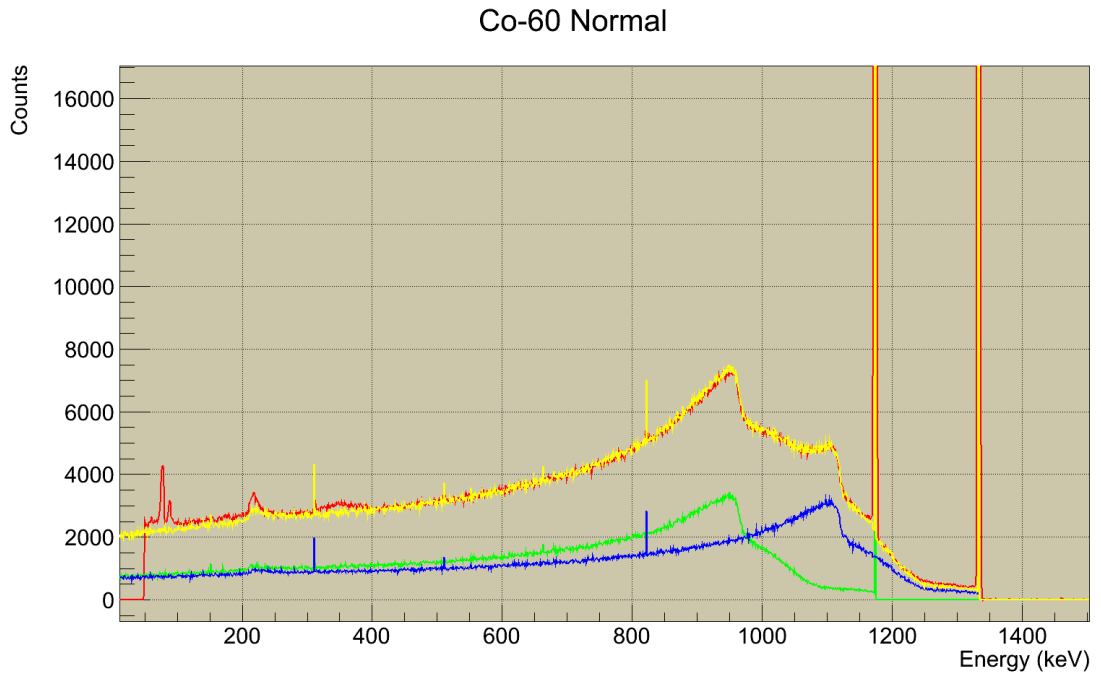
Veriler üzerinde iki modeli kıyaslandı ve iyi karşılaştırılabilir sonuçlar verdi. Ancak tutarlılık için Livermore fiziği kullanılarak hesaplanmıştır. Dedektörlerin geometrileri spesifikasyon levhaları ve X-ışını radyogramlarına göre kodlanmıştır. Kuyu boyları, ölü katman kalınlıkları gibi yine de mevcut olmayan parametreler tekrar tekrar optimize edilmiştir. Hassas hacimdeki enerji birikimi, sinyal işleme elektronığının davranışını simüle etmek için enerjiye bağlı bir tepe şekli işlevi ile histogramlanmıştır. Sonunda spektrum, bir değerlendirme dosyası olan Hypermet-PC ile doğrudan uyumlu bir ASCII ve bir SET dosyası olarak yazılmıştır. Simülasyon, Intel i5 kişisel bilgisayarında, 64 bit Windows 7 ortamında yaklaşık 0,5-2 saat süren 4π 'de 5×10^8 başlangıç fotonu üretilmiştir. Simülasyon koşulları yaklaşık 10.000-100.000 arasında tipik piklere neden olduğu için istatistiksel kesinlikleri deneylerle karşılaştırılabilir.

PGAA deney istasyonunda kullanılan HPGe detektörünün gama enerjisinin bir fonksiyonu olarak toplam-pik oranı ve interpolasyon eğrisi Şekil 5.5'de gösterilmiştir.

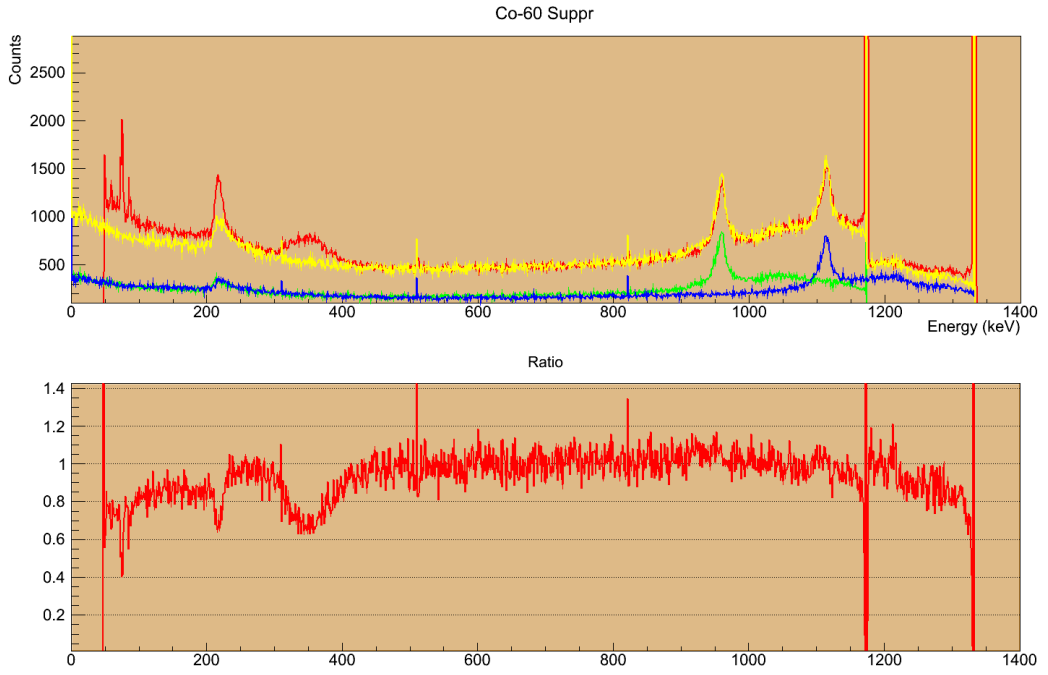
Pikleri iyi bilinen ^{60}Co çekirdeği için hesaplanan ve ölçülen normal spektrum Şekil 5.6'da, Compton çıkarımlı spektrum Şekil 5.7'de verilmiştir.



Şekil 5.5. PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün gama enerjisinin bir fonksiyonu olarak toplam-pik oranı ve interpolasyon eğrisi.



Şekil 5.6. PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün 60-Co için hesaplanan ve deneysel spektrumu (Hesaplanan spektrum kırmızı ile gösterilmiştir.).

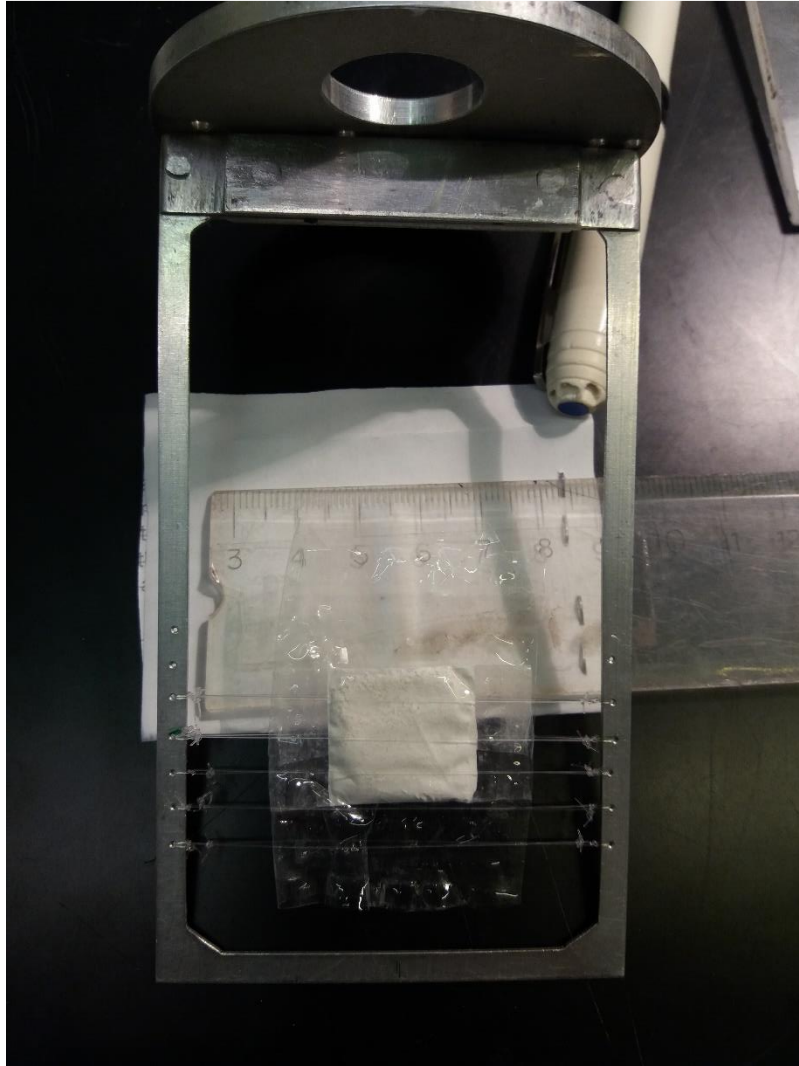


Şekil 5.7. PGAA deney istasyonundaki HPGe detektörünün ⁶⁰Co için Compton çıkarımlı hesaplanan ve deneysel spektrumu (Hesaplanan spektrum kırmızı ile gösterilmiştir.).

6. MATERYAL VE YÖNTEM

6.1 Materyal

Bu çalışmada hedef olarak kullanılan 25mmx25mm ölçülerinde ^{232}Th tozu numunesi Şekil 6.1'de görülmektedir. Numune gelen nötron demetini görecekte şekilde ortalanarak numune tutacağına misina vasıtasıyla sabitlenmiştir. ^{232}Th tozunu barındıran FEP muhafaza poşeti ölçümlerden sonra boş olarak numune tutacağına yerleştirilerek ölçüm tekrarlanmıştır. Böylece ^{232}Th dışından gelen radyasyon ve arkafon radyasyonu, ölçülen spektrumdan ayıklanarak gerçek spektrum elde edilmiştir.



Şekil 6.1. PGAA deney istasyonu numune askısına yerleştirilmiş ^{232}Th numunesi.

6.2 Yöntem

Uyarılmış çekirdeğin gama geçişleri, çekirdeğin nükleer özellikleri hakkında zengin bilgiler verir. Bu gama geçişleri nükleer durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu parametreleri ile tanımlanır.

Uyarılma enerjisinin artması ile birlikte enerji durum sayısı da artar ve enerji durumlarının aralarındaki mesafe gittikçe azalır. Aynı zamanda bu enerji durumları arasındaki yapı karmaşık hale gelir. Bu nedenle, bu karmaşık enerji durumlarının tanımlanabilmesinin tek yolu istatistiksel modellemelerdir. Bununla birlikte, geniş bir spin ve uyarılma enerji aralığında olsa bile, enerji durumlarının “tam bir setinin” gözlemlenebildiği bir enerji aralığı mevcuttur. Bu enerji aralığı, nötron bağlanma enerjisinin hemen üstünde olan nötron rezonans bölgesidir. Bu bölgede gözlemler nötron uçuş süresi tekniğinden yararlanmaya dayanır. Bu iki enerji bölgesi arasındaki enerji durum yoğunluğu bilgisi çok azdır ve yalnızca bazı interpolasyonlara güvenilebilir.

Özellikle Monte Carlo simülasyonları ile deney verilerinin karşılaştırılması çeşitli teorilerin ispatlanması, nükleer durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu parametrelerinin hesaplanmasını mümkün kılar.

6.2.1 Karmaşık çekirdeklerdeki γ çağlayanlarının simülasyonu

Orta ve ağır çekirdeklerdeki yüksek uyarılma düzeylerinin gama çağlayanları halinde bozunması, genellikle üçten fazla basamaklı bozunmalar, teorik ve deneysel bir çalışma alanıdır. Bu olayların simülasyonu için birkaç yöntem geliştirilmiş, gama çağlayan ya da onunla ilişkili davranışlar tahmin edilmeye çalışılmıştır. Yayınlanan gama ışını enerjileri, gama ışını çeşitliliği ve başlangıç seviyelerinin miktarı tipik örneklerdir. Gama çağlayanlarının simülasyon sonuçları genellikle benzer gama çağlayan ilişkili niteliklerin dağılımlarının belirlenmesi üzerinedir. Eğer çağlayanlar yavaş nötron reaksiyonu ile uyarılmış ise, bu tür dağılımlar ilgili deneysel veri ile örtüşebilir ve nükleer düzey yoğunlukları ve kuvvet fonksiyonlarının bir tanımlaması olan değişik teorilerin bir doğrulaması sağlanır.

Gama çağlayanları birçok orta enerji düzeylerinden geçebilir. Ağır çekirdekte nötron yakalama düzeylerinin bozunması durumunda, karşılaşılan orta seviye enerji düzeyi sayısı toplamda 10^5 ile 3×10^6 arasındadır.

Her bir çağlayan basamağını oluşturan gama geçişleri şiddetli dalgalanmalar ile oluşur. Bu dalgalanmalar kısmi radyasyon genişliklerinin Porter-Thomas dalgalanmaları açısından iyi tanımlanabilmesine rağmen, mevcut simülasyonların çoğu bunları ihmal etmektedir. Bunun nedeni, bu çağlayanların geçeceği çok sayıda nükleer enerji düzeyi ve muazzam sayıdaki söz konusu kısmi radyasyon genişlikleri ile uğraşmanın zorluğudur.

Bu yeni metodun geliştirilmesindeki ana sebep, orta ve ağır çekirdeklerde deneysel olarak ölçülemeyen yüz binlerce orta enerji düzeylerinin bu çağlayanları ile ilişkili dalgalanma fenomenleri üzerinde güvenilir bir kontrol taleplerini karşılamak içindir.

Bu metot iki basamaklı gama çağlayanı spektrum problemlerine ve nötron rezonanslarının spin ve paritesinin belirlenmesinde kullanılmıştır.

6.2.2 Analitik yaklaşımlar

Tipik bir ağır çekirdekte bir kritik enerjinin üstündeki enerji düzeyleri sürekli hale gelir. 60'lı yıllarda bir dizi araştırmacının önerdiği gibi, böyle bir durumda bir gama çağlayanının gelişimi, kritik enerji altındaki kesikli uyarılmış enerji düzeylerinin sayısı ve sürekli enerji düzeylerinin popülasyon yoğunluğu için integral eşitliklerinin bir sistemi cinsinden formüle edilebilir. Böyle bir yaklaşımın geçerliliğini doğrulamak için, kritik enerji yeterince yüksek seçilmelidir. Fakat integral eşitlikleri sistemi kabul edilemez derecede büyür ve hesaplama zorluğu artar. Bütün bunlar gama çağlayanları için analitik yaklaşımların neden yaygın olmadığını açıklamaktadır.

Sürekli düzeylerin belirlenmesinde geliştirilen bir diğer yaklaşımda ise, sürekli enerji düzeylerinin popülasyon yoğunlukları yerine çok sayıdaki komşu uyarılma enerji düzeylerinin aralıklarının bir dizi integralleri konulmuştur. Popülasyon yoğunluklarının bu

kesikli temsilini kullanmak, yukarıda değinilen integral eşitlikleri sisteminin yerine bir matematiksel eşitlikler sistemi kullanmak çözümlerde hesaplama kolaylığı getirmekte fakat geçiş şiddetlerinin istatistiksel dalgalanmalarının dahil edilmesi sorunu halen devam etmektedir.

6.2.3 Monte Carlo tekniğine dayalı yaklaşımlar

Literatüre bakıldığında Monte Carlo tekniğine dayalı tamamen farklı prosedüre sahip birçok başarılı tekniğin (Egidy, 1968; Saranties ve Pate, 1967; Leander, 1987; Gollerthan vd, 1991) geliştirildiği görülmektedir. Monte Carlo tekniği sayesinde çok büyük integral eşitlikleri sistemlerinin çözümüne gerek duyulmamaktadır.

Bilgisayar kodlarının bir kısmı, enerji düzeylerini eşit aralıkta uyarılma enerji aralıkları ile temsil edilen binler içine gruplama üzerinedir. Gama çağlayanı geçişleri taban durumuna ulaşana kadar başlangıç seviyesinden taban duruma gelene kadar çeşitli binler ve çeşitli kesikli düzeyler üzerinden gerçekleşir. Her binler arası geçiş tüm geçiş olasılıkları kümesi yerine ilk bin seviyesinden son bin seviyesine bir geçiş olarak varsayılır. Tüm bin içi geçişler göz ardı edilir. Bu basitleştirmeler çağlayanların simülasyonu için Monte Carlo tekniğini mümkün kılar.

Tüm bu avantajlara rağmen Porter-Thomas dalgalanmaları halen dahil edilmemektedir. Bu zorluları daha iyi anlayabilmek için iki sabit orta bin bulunan bir d son seviyeli P_d popülasyonlu bir üç basamaklı çağlayanı düşünelim. δP_d katkısı

$$\delta P_d = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N I_{ab_i} I_{b_i c_j} I_{c_j d} \quad (6.1)$$

şeklinde tanımlanabilir. b_i ve c_j ler sırasıyla ilk ve ikinci binlere ait düzeyler olsun. I_{ab_i} , $I_{b_i c_j}$ ve $I_{c_j d}$ ler geçiş şiddetleri olarak tanımlanmıştır. Bu modelde karşılık gelen kısmi radyasyon genişlikleri $\Gamma_{a\gamma b_i}$, $\Gamma_{b_i \gamma c_j}$ ve $\Gamma_{c_j \gamma d}$ geçiş sıklıklarını karakterize etmektedir ve istatistiksel olarak birbirinden bağımsız oldukları kabul edilir. Diğer yandan, farklı i ler için I_{ab_i} şiddetleri ve yine sabit i ve farklı j ler için $I_{b_i c_j}$ şiddetleri arasında zayıf ilişki vardır. Bu

herhangi bir düzeye bozunumun toplam olasılığının 1 olması gerektiğinden normalizasyonun bir sonucudur. Eğer Porter-Thomas dalgalanmaları düzgün bir şekilde hesaba katılsaydı, bu ilişkinin bazı zorluklara yol açacağı apaçıktır.

Eşitliğin sağ tarafının R , S ve T sırasıyla M değişkenli I_{ab_i} , MN değişkenli $I_{b_i c_j}$ ve N değişkenli $I_{c_j d}$ kümelerine bağımlı fonksiyonlar olmak üzere, $R(\{I_{ab_i}\})S(\{I_{b_i c_j}\})T(\{I_{c_j d}\})$ şeklinde yazılamayacağı görülebilir. Bu, MN sayıda ve prensipte istatistiksel olarak bağımsız adımlarla oluşturulmuş bir eşdeğer üç basamaklı çağlayan ile değiştiremeyen üç basamaklı çağlayanlar gibi daha ciddi bir problem oluşturmaktadır. Bu sonuç $n>1$ sayıdaki herhangi bir adım için kolayca genelleştirilebilir. Bu da tartışılan yöntem için perturbe Porter-Thomas dalgalanmaları oluşturmanın anlaşılır ve basitçe gerçekleştirilebilir olmadığını gösterir. Düzey popülasyonlarının dalgalanma özelliklerini doğru taklit edebilmek amacıyla, düzey enerjilerini binleme ve enerji binleri ile tek çağlayan kavramlarını terk etmek kaçınılmaz görünmektedir.

Bütünlüğü sağlamak için, Monte Carlo tekniğine dayalı olarak, olayların, bir enerji düzey yoğunluğu formülü ile oluşturulan bireysel enerji düzeyleri kullanılarak gama çağlayanlarının oluşturulduğu, başka bir yaklaşım daha vardır. Ancak, bu durumda da Porter-Thomas dalgalanmaları ile ilgili olan sorun çözülmüş değildir. Eğer titiz bir simülasyon yapılmak isteniyorsa, bu simülasyon her bir enerji düzeyi ve her birinin rastgele bozunmalarının tam süreçlerini içermelidir. Fakat bu işlem abartılı bilgisayar özelliklerinin yanısıra çok uzun simülasyon zamanını gerektirir.

Önerilen bu yöntem birçok istatistiksel model ve diğer basitleştirmelerin geçerliliğine dayanmaktadır:

- Belli bir kritik E_{krit} enerjisi altındaki E düzey enerjileri, J spinleri, π pariteleri ve dallanma yoğunlukları bilinen nükleer enerji seviyeleri kümesi deneysel olarak elde edilmiş olmalıdır.
- Bir çekirdeğin muhtemelen bilinmeyen E_{krit} üzerindeki E_a enerji düzeyleri kümesi, önceden bilinen bir seviye yoğunluğu formülünün $\rho(E, J^\pi)$ bir rastgele ayrıştırmasını temsil etmektedir.

- Genel olarak, bir seçim kuralına göre çeşitli multipolaritelerin karıştırılabildiği durumlarda, $a \rightarrow b$ geçişi için kısmi radyasyon genişliği Γ_{ayb} , $E_a > E_{krit}$ olan a enerji düzeyinden başlanarak

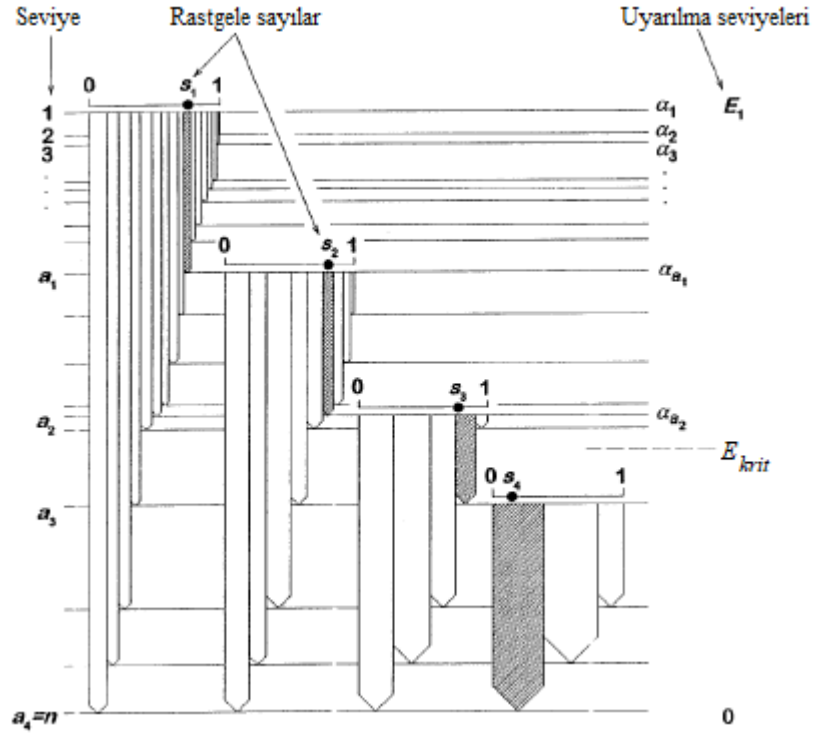
$$\Gamma_{ayb} = \sum_{X,L} y_{XL}^2 (E_a - E_b)^{2L+1} \frac{f_Y^{XL}(E_a - E_b)}{\rho(E_a, J_a^{\pi_a})} \quad (6.2)$$

ile ifade edilir. $f_Y^{XL}(E_Y)$, verilen X tipindeki (elektrik veya manyetik) ve L multipolariteli önceden bilinen bir foton kuvvet fonksiyonudur. Toplama işlemi izinli tüm XL değerleri içindir. Porter-Thomas dağılımına uyması için y_{XL} değerleri rastgele birbirinden bağımsız olarak sıfır ortalamalı ve varyansı bir olan normal dağılıma göre oluşturulur, $y_{XL} \in \mathcal{N}(0,1)$.

- Kısmi radyasyon genişlikleri çiftleri Γ_{ayb} ve $\Gamma_{ayb'}$ ($b \neq b'$) birbiri ile ilişkili değildir.
- Her bir çağlayan uyarılma enerjisi, spin ve paritesi (E_l, J_l, π_l) belli, iyi bilinen tek bir başlangıç enerji düzeyinden başlar.

Yöntemi basitleştirmek için bozunum çağlayanları işlemi boyunca elektron dönüşüm ve parçacık kanalları, foton kanallarına göre ihmal edilebilir olduğu varsayılmaktadır. Bundan sonra, Eşitlik (6.2) ile elde edilen tüm gerekli (a, b) düzey çiftleri için enerji düzey yoğunluğu formülü ile ayrıştırılan enerji düzey setleri ile beraber rastgele kısmi radyasyon genişlikleri setleri bir nükleer gerçekleştirir ve ω ile ifade edilir.

Nükleer düzey yoğunluğu formülünün $\rho(E, J^\pi)$ ayrıklaştırması ve rastgele kısmi radyasyon genişlikleri Γ_{ayb} normal prosedürler yardımıyla Monte Carlo tekniği ile oluşturulmaktadır. Bu prosedürlerin yerine getirilmesini düzgün dağılmış rastgele sayıların $r \in (0, 1)$ deterministik üretici tarafından gerçekleştirildiği varsayılır. Bundan başka bir varsayım da böyle bir üretici tarafından üretilen yarı-rastgele bir sayı dizisi üretici çekirdeği olarak bilinen ayarlanabilir bir α parametresi ile benzersiz bir şekilde önceden belirlenir (Becvar, 1998).



Şekil 6.2. Rastgele çağlayanların şematik gösterimi.

1. Seviye yoğunluğu $\rho(E, J^n)$, belli bir kritik E_{krit} enerjisi üstündeki a başlangıç seviyesindeki E_a düzey enerjileri, J_a spinleri, π_a pariteleri elde etmek için ayrıştırılır. Bundan sonra basitlik adına enerji düzeyleri tam sayılar ile ifade edilir ($a=1, 2, 3, \dots, n$). Yani a arttıkça E_a enerjisinin azaldığı ve $a=1$ başlangıç düzeyinden $a=n$ taban durumuna inen bir çağlayan düşünülecektir.
2. Her bir $E_a > E_{krit}$ olan a düzeyine bir α_a üreteç tohumu atfedilmiştir. Bundan sonra bu tohumlar “öncüler” olarak adlandırılır ve rastgele sayı üretici yardımıyla elde edilirler. Ancak, yöntemin doğru çalışması için öncülerin enerji düzeyleri arasında rastgele dağıtılması çok önemlidir.
3. $a=1$ başlangıç düzeyinden a' final seviyesine kadarki tüm mümkün $E_{a'} < E_{krit}$ düzeylerine $1 \rightarrow a'$ geçişinin tam bir seti için kısmi radyasyon genişlikleri $\Gamma_{a\gamma a'}$ nin gerçekleştirilmesi üretilir. Bu prosedürü gerçekleştirirken rastgele sayı üretici α_1 öncüsü kullanılarak ayarlanır.
4. Toplam radyasyon genişlikleri $\Gamma_{a\gamma}$ $a=1$ başlangıç düzeyi için hesaplanır:

$$\Gamma_{1\gamma} = \sum_{a' > 1} \Gamma_{1\gamma a'} \quad (6.3)$$

Aynı seviyeden başlatılan tüm geçişler için $I_{1a'}$ yoğunlukları basit bir şekilde ifade edilebilir:

$$I_{1a'} = \Gamma_{1\gamma a'} / \Gamma_{1\gamma} \quad (6.4)$$

Bu yoğunluklar normalizasyon koşuluna uyarlar:

$$\sum_{a' > 1} I_{1a'} = 1 \quad (6.5)$$

5. $a=1$ seviyesinin doldurulduğu varsayılmaktadır. Bozunmanın olduğu a_1 düzeyi rastgele bir s_1 sayısı ile belirlenmektedir; bu s_1 sayısı da başka bir rastgele sayı üretici tarafından belirlenir. a_1 düzeyi seçimi şu şartla belirlenir:

$$\sum_{a'=2}^{a_1-1} I_{1a'} \leq s_1 < \sum_{a'=2}^{a_1} I_{1a'} \quad (6.6)$$

Sonuç olarak a_1 düzeyinin ilk gama çağlayanı basamağı olduğu bilinir.

6. Eğer a_1 düzeyinin E_{a_1} enerjisi E_{krit} den büyük ise, tüm $a_1 \rightarrow a'$ geçişleri için kısmi genişliklerin $\Gamma_{a_1\gamma a'}$ gerçekleştirilmesi üretilir. Bu işlemi başlatmadan önce, r nin üretici α_{a_1} kullanılarak ayarlanır. Orta seviyedeki a_1 için, toplam radyasyon genişliği $\Gamma_{a_1\gamma}$ hesaplanır ve tüm dallanma yoğunlukları $I_{a_1 a'}$ da aynı enerji düzeyi için hesaplanır. Eğer E_{a_1} enerjisi E_{krit} enerjisinin altına düşerse, dallanma yoğunlukları $I_{a_1 a'}$ deneysel verilerden türetilir.

Bu ve önceki yoğunluklar kullanılarak, a_1 seviyesinin bozunduğu ikinci bir a_2 orta seviyesi aşağıdaki gereksinime göre rastgele seçilir;

$$\sum_{a'=a_1+1}^{a_2-1} I_{a_1 a'} \leq s_2 < \sum_{a'=a_1+1}^{a_2} I_{a_1 a'} \quad (6.7)$$

Burada s_2 , 5. maddede bahsedilen ikinci bir rastgele sayı üretici tarafından sağlanan sonraki seçimi temsil eder. r üreticinin aksine, bu algoritmanın işletilmesi sırasında önceden ayarlanmasına gerek kalmadan serbestçe çalışmaktadır.

7. 6. maddede özetlenen simülasyon prosedürü kısmı, bir çağlayanın birinci basamağının taban durumuyla çakışan seviyeye ulaştığı zamana kadar tekrarlanır (bkz. Şekil 6.2'deki basitleştirilmiş örnek, burada taban seviyesine dördüncü adımda ulaşılır). Eşitlik (6.7)'de açıkça gösterilen bir koşulun sonraki ara seviyeleri (a_3, a_4, \dots) bulmak için düzgün şekilde değiştirilir.

Taban duruma ulaşıldığında (örneğin $a_l = n$ olduğunda), tek bir çağlayan olayında karşılaşılan tüm a_i ara seviyelerine ait bilgiler, E_{ai} enerjileri, J_{ai} spinleri ve π_{ai} pariteleri (burada $i = 1, 2, \dots, l-1$ 'dir), mevcut durumdadır. Ayrıca, enerjileri E_{crit} üzerinde olan a_i ara seviyelerinin toplam radyasyon genişliği $\Gamma_{\gamma a_i}$ elde edilir.

Ayrıca, 3 ve 6 numaralı maddelerde açıklanan kısmi radyasyon genişliklerini üretirken, Eşitlik (6.2) nin sağ tarafındaki y_{XL} parametreleri bilgilerine de ulaşılabilir. Sonuç olarak, gerekirse, $\Gamma_{1\gamma a_1}, \Gamma_{a_1\gamma a_2}, \Gamma_{a_2\gamma a_3}, \dots, \Gamma_{a_{l-1}\gamma n}$ kısmi radyasyon genişliklerine bireysel çok kutuplulukların katkıları elde edilebilir.

Tüm bu parametreler, çağlayanı modellemek içindir. Örneğin γ -ışını spektrumu modellenirse, $(E_1 - E_{a_1}), (E_{a_1} - E_{a_2}), \dots, (E_{a_{l-1}} - E_n)$ γ -ışını enerjilerine karşılık gelen enerji aralıklarında birikmiş spektrumun bir histogramı artırılacaktır.

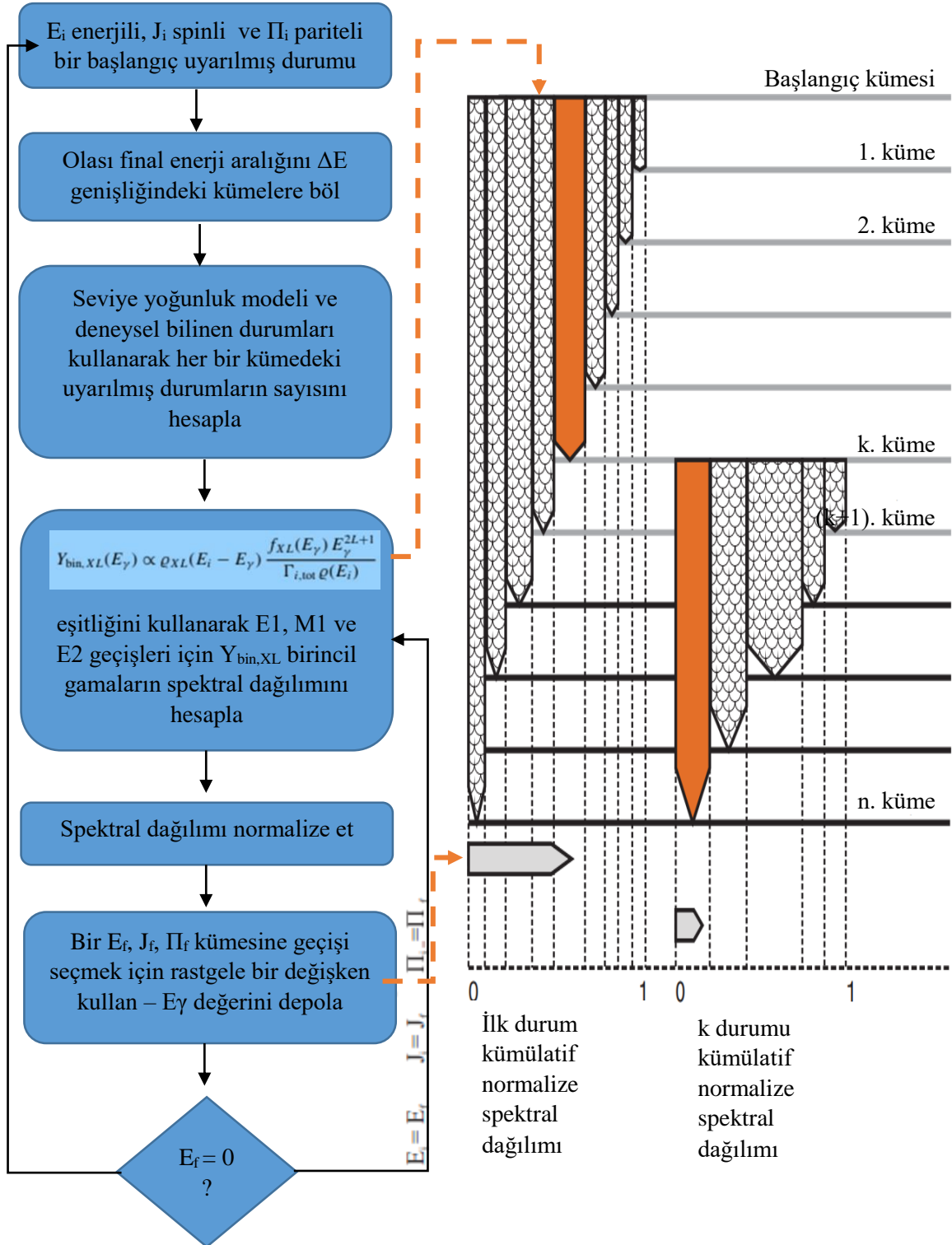
8. Dağılımının belirlenmesinde modellenmiş bir miktarın veya doğruluğun tatmin edici istatistiksel doğruluğunun sağlanması için 5-7. maddelerde açıklanan prosedür örneğin L defa tekrarlanır. Belirli bir ω nükleer gerçekleşme için, bu tür tekrarların her biri rastgele üretilen bir γ çağlayanı ile ilgili bilgiyi verir.

9. Nükleer gerçekleşmelerin istatistiksel niteliğinden kaynaklanan modellenen nicelikle ilgili belirsizliklerin boyutunu değerlendirmek için, 1-8 maddelerinde tanımlanan algoritma, her seferinde farklı ω_k nükleer gerçekleşmeler bazında birçok defa tekrar edilmelidir.

6.2.4 γ DEX

Bu tez çalışmasında kullanılan γ DEX simülasyon kodu, nötron ayırma enerjisindeki veya altındaki uyarılmış durumların yarı-süreklilik bölgesi ve aşağısındaki uyarılmış durumlara ışınımsal uyarılmaların çözümlenebilmesi için geliştirilmiştir. Şekil 6.3'de gösterilen hızlı ve verimli bir hesaplama yaklaşımını kullanmaktadır.

İlk olarak, olası nihai enerjilerin aralığı, eşit genişlikte (tipik olarak 200 keV) kümelere bölünür. Her bir kümede, $J = 5$ 'e kadar olan açısız momentumlar için (çift-çift bir bileşik çekirdek için) olası son durumların sayısı ve her iki parite ayrı ayrı hesaplanır. 0.74 MeV'in altındaki veriler RIPL kesikli seviye kitaplığından alınmıştır. 0.74 MeV'in üzerinde, uyarılmış durumların toplam sayısı, toplam seviye yoğunluğuna göre hesaplanır. Standart girdi olarak CTM, toplam seviye yoğunluğu için bir model olarak kullanılır. Bu model, fisyon parçaları veya partikül buharlaşma spektrumları arasındaki enerji transferi gibi farklı nükleer reaksiyonların dinamiklerini, geri kaydırmalı Fermi gaz modelinden (BFM) daha iyi tanımlar. CTM'nin S_n 'nin uyarma enerjilerine kadar deneysel verilerle iyi bir uyum sağladığı yapılan çalışmalarda görülmüştür (Guttormsen, vd. 2003; Voinov vd., 2009; Schmidt ve Jurado, 2011).



Şekil 6.3. GammaDex simülasyon programı blok diyagramı ve şeması.

0.74 MeV'in üzerinde, aynı spinin pozitif ve negatif pariteleri olan durumlar için eşit seviye yoğunlukları olduğu varsayılmaktadır. Bu varsayım, yakın zamanda, $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonundan (Kalmykov vd., 2006) elde edilen 5-10 MeV enerji aralığında 1^+ durumlarının teorik ve deneysel seviye yoğunluklarıyla uyumlu olduğu görülmüştür. Yine $^{90}\text{Zr}(e,e)$ ve $^{90}\text{Zr}(p,p)$ reaksiyonlarında incelenen (Kalmykov, vd., 2007) ^{90}Zr 'daki 2^+ ve 2^- durumlu deneysel seviye yoğunluklarının iyi uyumu ile de doğrulanmıştır. Ek olarak, Al-Quraishi vd. yaptığı çalışmada, (Al-Quraishi vd., 2003) verilen parite dağılımı için genel olarak uyarlanmış ampirik formül, 4 MeV'in üzerinde aynı dönüşe sahip pozitif ve negatif paritelere sahip durumlar için seviye yoğunlukları arasındaki farkın %3'ten az olduğunu göstermektedir.

Bir sonraki adımda, birincil γ ışınlarının spektral dağılımı, foton gücü fonksiyonları için modeller ve yukarıda açıklanan seviye yoğunluğu modeli ve deneysel olarak bilinen uyarılmış durumlar her bir kümedeki olası son durumlar hakkında bilgiler kullanılarak E1, M1 ve E2 geçişleri için Eşitlik (6.8)'de hesaplanır.

$$Y_{\text{bin},XL}(E_\gamma) \propto \rho_{XL}(E_i - E_\gamma) \frac{f_{XL}(E_\gamma) E_\gamma^{2L+1}}{\Gamma_{i,\text{tot}} Q(E_i)} \quad (6.8)$$

E1 foton kuvvet fonksiyonu için, dev dipol rezonansı, üç eksenli olarak deforme olmuş bir çekirdekdeki üç eksen boyunca salınımlara karşılık gelen üç Lorentzian'ın toplamı olarak tanımlayan TLO, γ DEX'te standart girdidir. M1 foton kuvvet fonksiyonu, (Heyde, vd., 2010) ten alınan verilere göre, makas moduna ve izoskalar ve izovektoryal spin-flip moduna karşılık gelen üç Gauss bileşeninin toplamı olarak parametrelendir:

$$f_{M1}(E_\gamma) = \sum_{k=1}^3 A_k e^{-\frac{(E_\gamma - E_k)^2}{2\sigma_k^2}} \quad (6.9)$$

Burada E_γ geçiş enerjisidir, A_k genliklerdir, E_k tepe enerjilerdir ve σ_k Gaussianların standart sapmalarıdır. Bu parametreler Çizelge 6.1'de verilmiştir (Schramm vd., 2012).

Çizelge 6.1. M1 foton kuvvet fonksiyonu parametreleri

	$A_k \text{ (GeV}^{-3}\text{)}$	$E_k \text{ (MeV)}$	$\sigma_k \text{ (MeV)}$
Yörünge/makaslama	$(Z\beta)^2/62$	$0.21 E_{\text{GDR}}$	0.85
İzoskalar spin-flip	$A/9.3$	$34 A^{-1/3}$	0.85
izovektoryal spin-flip	$A/9.3$	$44 A^{-1/3}$	1.27

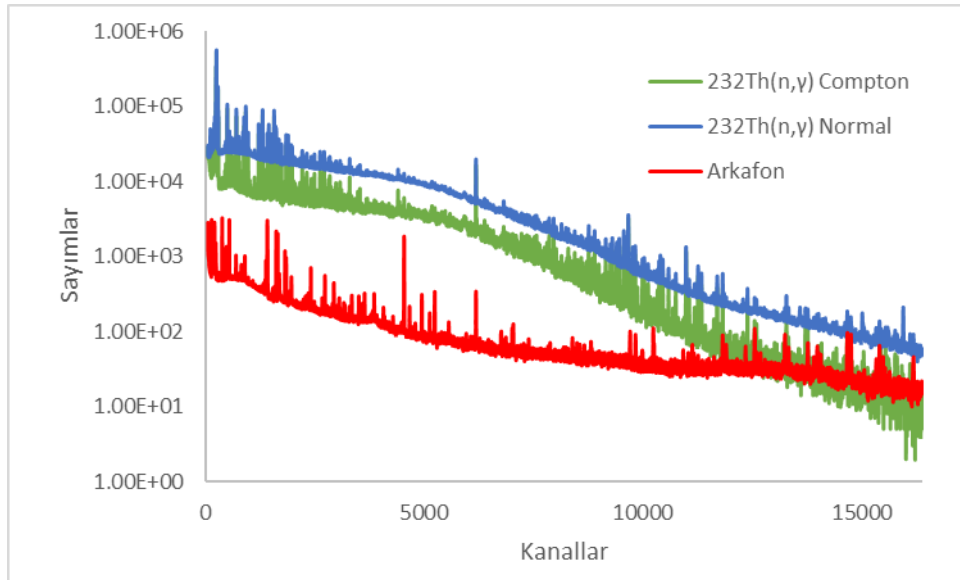
E2 foton kuvvet fonksiyonu, (Capote vd., 2009)'a göre tek bir Lorentzian olarak hesaplanır.

Toplam birincil γ -ışın dağılımı normalize edildikten sonra, γ geçişi için belirli bir açısal momentum ve pariteye sahip son bir kümeyi seçmek için düzgün dağılmış rastgele bir sayı kullanılır. Bu prosedür, seçilen son enerji, spin ve parite yeni başlangıç özellikleri olarak temel duruma ulaşılan kadar tekrarlanır. Işınımsal uyarılmalar sırasında, geçiş enerjileri ve doldurulmuş son durumların enerjileri, açısal momentum ve pariteleri depolanır.

γ DEX kodu, uyarılmış çekirdeklerin γ -ışını ışınımsal uyarılmalarını istatistiksel bir yaklaşımla simüle etmek için geliştirilen DICEBOX gibi diğer kodlarla karşılaştırıldığında benzer ancak aynı zamanda farklı yaklaşımlara sahiptir. DICEBOX'ın avantajı, özellikle düşük seviyeli yoğunluklara sahip bölgelerde spektral şekli önemli ölçüde etkileyebilecek Porter-Thomas dalgalanmalarının doğru şekilde işlenmesidir. Bu dalgalanmalardan kaynaklanan nötron yakalama γ spektrumlarındaki belirsizliklerin bilgisi, doğru bir yorum için gereklidir. Öte yandan, orta ve ağır çekirdeklerde Sn ayrılma enerjisine kadar çok sayıda uyarılmış durum nedeniyle (≈ 105), birçok geçiş genişliğinin hesaplanması gerekir, bu da hesaplamayı çok zaman alıcı hale getirir. Bu nedenle, yalnızca birkaç uyarılmış durum içeren enerji kümeleri arasındaki geçişleri hesaplayarak daha hızlı bir yaklaşım kullanan γ DEX geliştirilmiştir.

7. BULGULAR VE TARTIŞMA

Budapeşte Reaktörü PGAA deney istasyonunda termal nötronlar ile $^{232}\text{Th}(n,\gamma)$ reaksiyonu ölçülmüştür. Ölçümler analog sistem ile yapıldığı için normal spektrum ve Compton spektrumları ardı ardına yapılmıştır. İlk beş saatlik ölçüm Compton detektörleri dahil edilerek yapılmıştır. İkinci ölçümde Compton detektörleri kapatılarak normal spektrum 24 saat boyunca alınmıştır. Sonraki ölçüm ise arkafon spektrumu için yapılmıştır. Bu ölçümde nötron demeti kapatılmış ve ölçüm yirmi saat sürmüştür. Şekil 7.1'de ölçülen spektrumlar gösterilmiştir.



Şekil 7.1. $^{232}\text{Th}(n,\gamma)$ ölçüm spektrumları ve arkafon ölçümü. Ölçüm süresine göre normalize edilmiştir.

Normal spektrumun analizi, Compton olaylarının getirdiği arkaplan kirliliği ve çift oluşumu neticesinde oluşan elektronların detektörden kaçması sonucunda oluşan (escape peak) piklerin spektrumdaki gerçek piklerin fit işlemini zorlaştırması, hatta piklerin görünmez hale getirmesi nedeniyle oldukça zordur. Bu sebeple Compton çıkarımı yapılmış spektrum da ölçülmüştür. Böylece piklerin yerleri ve yoğunlukları daha az hata ile ölçülebilmektedir. Bu spektrumdan elde edilen gama enerjileri daha doğru sonuçlar verecektir. Fakat spektrum çözümleme işlemi Compton olaylarını da içerdiğinden, Compton

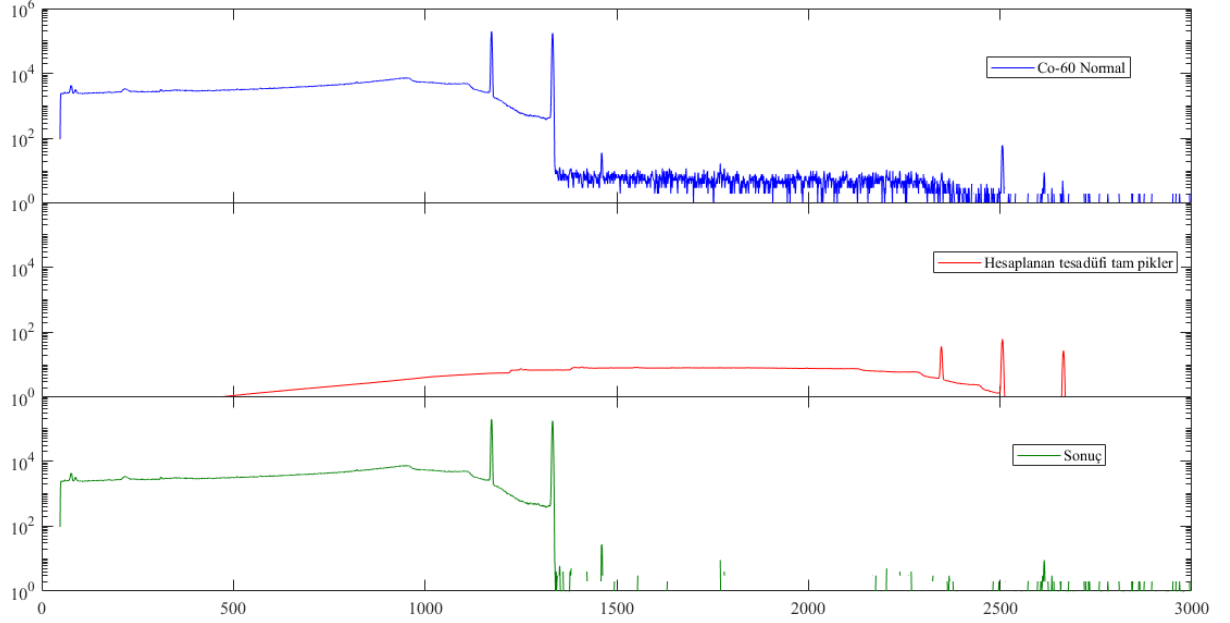
spektrumu ile çözülme işlemi mevcut model ile yapılamamaktadır. Dolayısıyla her iki spektruma da ihtiyaç vardır.

Spektrum ölçümlerinde numunenin saflığı önemlidir. Numune yeterince saf değilse spektrumda istenmeyen pikler oluşacaktır. Aynı kimyasal özelliklere sahip elementlerin ayrıştırılması zor olduğundan, spektrum analizlerinde bu elementlerin spektrumları da karşılaştırılmalıdır.

Kullanılan 232-Th numunesi için yapılan analizler neticesinde eser miktarda 157-Gd içerdiği gözlemlenmiştir. 157-Gd elementinin termal nötron tesir kesiti $\sigma = 254000 \pm 815$ barndır. 232-Th elementinin termal nötron tesir kesiti ise $\sigma = 7.35 \pm 0.03$ barndır. Gadolinyum miktarının az olmasına karşılık tesir kesitinin büyüklüğü nedeniyle spektrumda oldukça belirgin olarak görülmektedir. Bu beklenmedik durum gadolinyum normal spektrumunun toryum normal spektrumundan çıkarılması ile çözülebilir.

Gadolinyum elementinin oluşturduğu bir diğer netice de tam piklerin gerçek toplam pikleridir (True coincidence summing peaks). Tam piklerin tesir kesitleri büyük olduğundan, gelen nötron demetinin yoğunluğu gereğinden fazla olduğunda, oluşan gama ışınları detektöre aynı anda gelebilir. Bu durumda iki gamanın toplam enerjisine karşılık gelen kanalda bir pik gözlenir. Bu piklere tesadüfi toplam pikler denir. Gadolinyumun yüksek termal nötron soğurucu özelliği spektrumun toplam tesir kesitini arttırdığı için bu tesadüfi toplam piklerin de spektrumdan çıkarılması gerekir. Bu olay element spektrumundan yararlanarak bilgisayar kodu yardımıyla benzetim yapılabilir. Şekil 7.2 ile verilen spektrumda 60-Co için benzetim kodu sonuçları örnek olarak gösterilmiştir. 60-Co elementinin 2 adet tam enerji piki bulunmaktadır. Spektrumun sonunda görülen üç adet pikten ortadaki bu iki tam enerji pikin toplamı, diğer iki pik ise tam enerji piklerinin kendisi ile olan tesadüflerinden ileri gelmektedir. Hesaplama normalizasyon ortadaki pik ile yapıldığı için sağ ve soldaki pikler normalden fazla hesaplanmıştır. Spektrum logaritmik olarak gösterildiği için fazla görünmesine karşın, istatistiksel olarak çok fazla değildir. Ölçümün süresi uzatılarak istatistiğin artırılması bu farkın azalmasına neden olacaktır. Yine de bu metodun zorlukları mevcuttur. Normalizasyonun yapılacağı tesadüfi toplam pikin başka bir pik ile üst üste gelmemiş olması ve iyi fit edilebilir olması gerekmektedir. Aksi takdirde eksik veya fazla çıkarım yapılmış olur. Eksik çıkarımda spektrum tesadüfi toplam

piklerden kurtarılamayacağı gibi, fazla çıkarımda ise bazı kanallar eksi değere ulaşacak, hatta spektrumdan elde edilecek toplam termal nötron tesir kesiti literatürdeki değere ulaşamayacaktır.



Şekil 7.2. 60-Co tam enerji toplam pikleri için benzetim programı sonuçları.

Numunedeki safsızlık haricinde ortamda bulunan elementlerin (numune askısı, hava) de spektruma katkısı unutulmamalıdır. Hidrojen, azot gibi yüksek tesir kesitli elementlerin spektrum içinde gözlenmesi kesindir.

Her bir arkafon spektrumu için bir bilinen bir pik kullanılarak normalizasyon faktörü bulunur. Daha sonra arkafon spektrumu bu sabit ile çarpılarak nötron yakalama spektrumundan çıkarıldığında bu elementin piklerinden tamamen temizlenmiş olur. Bu arkafon temizleme diğer bütün arkafon ölçümleri için tekrarlanır. Sonuç olarak arkafon arındırılmış spektrum elde edilir. Bu spektrumlar için normalizasyon sabiti bulunurken, arkafondan temizlendikten sonra, yakalama spektrumunda nötron ayrılma enerjisinden sonraki kanallarda sayımın sıfır etrafında dalgalanması gözlemlenir. Ayrıca spektrum çözme adımından önce, düşük enerjili X ışınları, 233-Th spektrumundan arındırılır. Büyük piklerin spektrumdan çıkarılması oldukça problemlidir. Meksika şapkası şeklindeki pikler veya yukarı aşağı sıçramaların ortalamaları alınır ve bunlar ortalama değerler ile değiştirilir.

Nötron yakalama sonrasında elde edilen ani gama spektrumundaki bir pikin alanı

$$A_i = mt \frac{N_A}{M} \sigma_{\gamma i} \phi \varepsilon(E_\gamma) \quad (7.1)$$

ile verilir. Burada m elementin kütlesi, t ışınlama süresi, M molar kütle, N_A Avagadro sayısı, $\sigma_{\gamma i}$ elementin kısmi gama üretim tesir kesiti ve $\varepsilon(E_\gamma)$ o enerjide dedektör verimidir:

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{N_{fp}(\text{tam pik sayım sayısı})}{N_s(\text{kaynaktan yayınlanan sayım})} \quad (7.2)$$

Kısmi gama üretim tesir kesiti $\sigma_{\gamma i}$, gamayı yayınlayan izotopun termal yakalama tesir kesiti (σ_{th}) ile ilişkilidir:

$$\sigma_{\gamma i} = C_{isot} P_{\gamma i} \sigma_{th} \quad (7.3)$$

Burada $\sigma_{\gamma i}$ değerleri BRR tesisinde yapılan deneyde deneysel olarak belirlenir. C_{isot} izotop konsantrasyonu olup iyi zenginleştirilmiş hedeflerle yapılan deneylerde bire yakındır.

BRR tesisinde yapılan bir deneyde nötron yakalama sonucunda oluşan bir çağlayanda yer alan belirli bir gamanın kısmi gama üretim tesir kesiti $\sigma_{\gamma i}$, elde edilen ani gama spektrumunun analizi ile elde edilebilir. Daha sonra, kısmi gama üretim tesir kesiti $\sigma_{\gamma i}$ ve nötron yakalama başına mutlak (absolute) gama yayınlama olasılığından yararlanarak termal yakalama tesir kesiti σ_{th} elde edilir. Bu metoda tek gama (single line method) metodu denir.

Diğer bir metot ise çözülme ve ağırlıklı toplam kuralıdır (the unfolding and the weighted sum rule). Diğer bir adı da ters Q-değeri formülüdür. Bu metodu uygulamak için Compton suppressed ve arkafondan temizlenmiş spektrum 1 keV/bin spektrumuna dönüştürülür ve toplamı bire eşit olacak şekilde normalize edilir. Daha sonra çözülme (unfolding) uygulanarak dedektörün tam cevap fonksiyonu her bir binden çıkarılarak spektrum, gama enerjisinin tamamının detektöre aktarılmadığı olaylardan temizlenir. Daha

sonra bu spektrum dedektör verimi ile düzeltilir. Çözülme ve ağırlıklı toplam kuralı ile termal nötron tesir kesiti, tüm geçişlerin ağırlıklı toplamları alınarak aşağıdaki formülle hesaplanır:

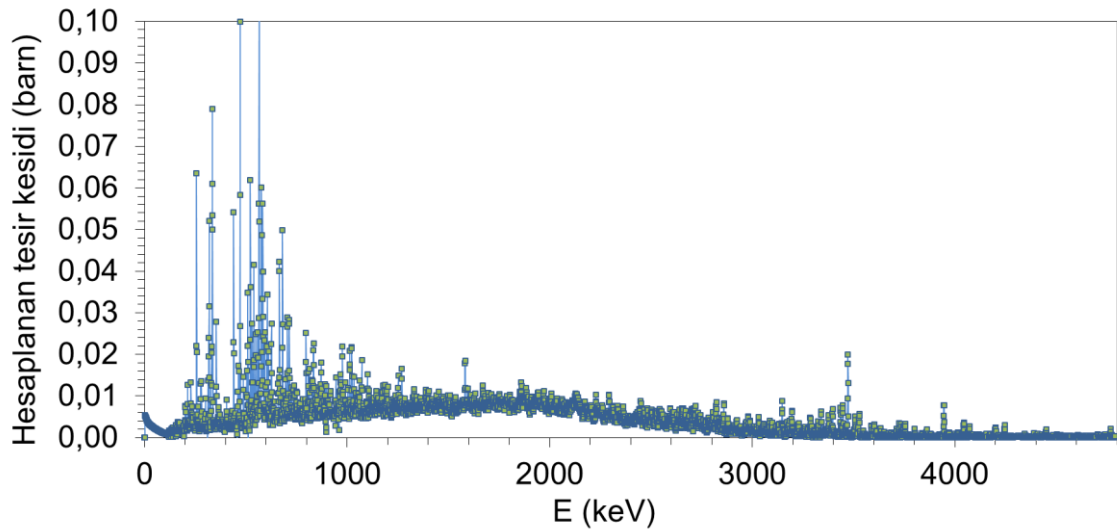
$$\sigma_{th} = \frac{1}{S_n} \sum_i E_{\gamma,i} \sigma_i (1 + \alpha_i) \quad (7.4)$$

veya

$$\sigma_{th} = \frac{1}{S_n} \sum_i E_{\gamma,i} \sigma_i + \frac{1}{S_n} \sum_i E_{\gamma,i} \sigma_i \alpha_i \quad (7.5)$$

Burada ilk terim gama geçişlerinin ve ikinci terim ise iç dönüşümü elektronlarının tesir kesitine katkısını verir.

Bu çalışmada nötron akısı ölçülmediği için ^{232}Th için termal nötron yakalama tesir kesiti elde edilememektedir. Bunun yerine ani gama spektrumu, kısmi tesir kesiti ve şiddeti iyi bilinen bir gama ışını kullanılarak normalize edilmiştir. NDS (Nuclear Data Services) veri tabanından elde edilen 472.3 keV enerjili gamanın kısmi tesir kesiti $\sigma_{472} = 0.165(8)b$, bu gamanın deneysel pik alanına bölünerek bir normalizasyon sabiti bulunur. Ardından arkafon ve verim düzeltmesi yapılan çözülmüş (unfolded) 1 keV/bin spektrumunda 1 keV'lik her bir bindeki sayım normalizasyon sabiti ile çarpılarak spektrum binleri kısmi tesir kesiti birimine dönüştürülür (Şekil 7.3).



Şekil 7.3. ^{232}Th için hesaplanan tesir kesiti grafiği.

Bu spektrumun kanalları toplandığında elde edilen tesir kesiti, Mughabghab tarafından verilen ^{233}Th bileşik çekirdek için toplam tesir kesitinden büyük çıkacaktır (Mughabghab vd., 2018). Bunun nedeni bir gama çağlayanında çoğu zaman birden fazla gama olduğu için tesir kesiti bu gama katlılığı (multiplicity) kadar fazla sayım içerecektir. Bu nedenle ortalama gama katlılığını bulmak gerekir. Deneysel spektrumun toplamı alınarak bulunan tesir kesiti, Mughabghab tarafından verilen toplam tesir kesitine bölünerek gama katlılığı bulunur (Mughabghab vd., 2018). Bu değer 2.8 olarak elde edilmiştir. Şimdi bu değer kullanılarak nötron yakalama başına deneysel olarak elde edilen çözülmüş ve verim düzeltilmesi yapılmış spektrum elde edilebilir. Bunun için çözülmüş ve verim düzeltilmesi yapılmış spektrumun tamamı toplanır ve her bin bu toplama bölünerek spektrum normalize edilir. Ardından bu yeni spektrum gama katlılığı ile çarpılarak nötron yakalama başına gama sayısını içeren spektrum elde edilir (Şekil 8.3).

Nuclear Data Services (NDS, 2020) veri tabanında ayrıca 472.3 keV enerjili gamanın 100 nötron yakalama olayı için şiddeti $P_g = 2.9$ olarak verilmiştir. Bu durumda nötron yakalama başına gama şiddeti $P_g = 2.9/100=0.029$ değerine karşılık gelir. Buradan

$$\sigma_{\gamma i} = C_{isot} P_{\gamma i} \sigma_{th} \quad (7.6)$$

ifadesi kullanılarak σ_{472}/P_g normalizasyon çarpanı elde edilir (çarpan= $0.165/0.029=5.689$). Ardından deneysel olarak elde edilen her bir kısmi gama tesir kesiti bu çarpana bölünerek gama yayınlama olasılıkları elde edilir. Diğer bir deyişle, elde edilen kısmi gama tesir kesitlerine ait spektrum gama yayınlama olasılıklarını içeren spektruma dönüştürülmüş olur.

Toplam elektromanyetik olasılık veya geçiş olasılığı, gama yayınlama olasılığı P_γ ile elektron iç dönüşümü olasılığının toplamı şeklinde verilir:

$$P_T = P_\gamma + P_e = P_\gamma(1 + \alpha) \quad (7.7)$$

burada α toplam elektron iç dönüşümü katsayısıdır ve $\alpha = P_e/P_\gamma = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M$ ile verilir. Aynı enerji durumdan birden fazla gama yayınlanıyorsa, elektromanyetik geçiş

olasılıklarının toplamı bire normalize edilir. Bu durumdan yayınlanan her bir gama için rölatif gama yayınlama olasılığı Pi_{rel} , iç dönüşümü düzeltmesi yapılarak

$$P_{\gamma i}^{rel} = \frac{P_{\gamma i}}{\sum P_{\gamma i}(1 + \alpha_i)} \quad (7.8)$$

ile elde edilir. Pi_{rel} değerleri deneysel gama spektrumu γ DEX kodu ile fit edilirken girdi parametresi olarak kullanılır. Burada 233-Th gama ışınları için iç dönüşümü katsayıları Egidy'nin çalışmasından alınmıştır (Egidy vd., 1972).

γ DEX simülasyon hesaplarında gama yayınlama olasılıklarıyla beraber iç dönüşümü düzeltmesi de yapılır. Yani toplam elektromanyetik olasılık hesaplanır. Bununla birlikte deney sırasında yalnızca gama ışınları ölçülür yani iç dönüşümü elektronları ölçülmez. Bu nedenle deneysel olarak sadece gama geçişleri ölçüldüğü için

$$\sigma_{th} = \frac{1}{S_n} \sum_i E_{\gamma,i} \sigma_i + \frac{1}{S_n} \sum_i E_{\gamma,i} \sigma_i \alpha_i \quad (7.9)$$

ifadesinde yalnızca ilk terim deneysel olarak tespit edilebilir ve bu katkı bu çalışmada 6.54 barn olarak elde edilmiştir. Mughabghab tarafından verilen ^{233}Th bileşik çekirdek için toplam tesir kesiti 7.35b'dır (Mughabghab vd., 2018). Aradaki fark iç dönüşümü elektronlarından kaynaklanır.

8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

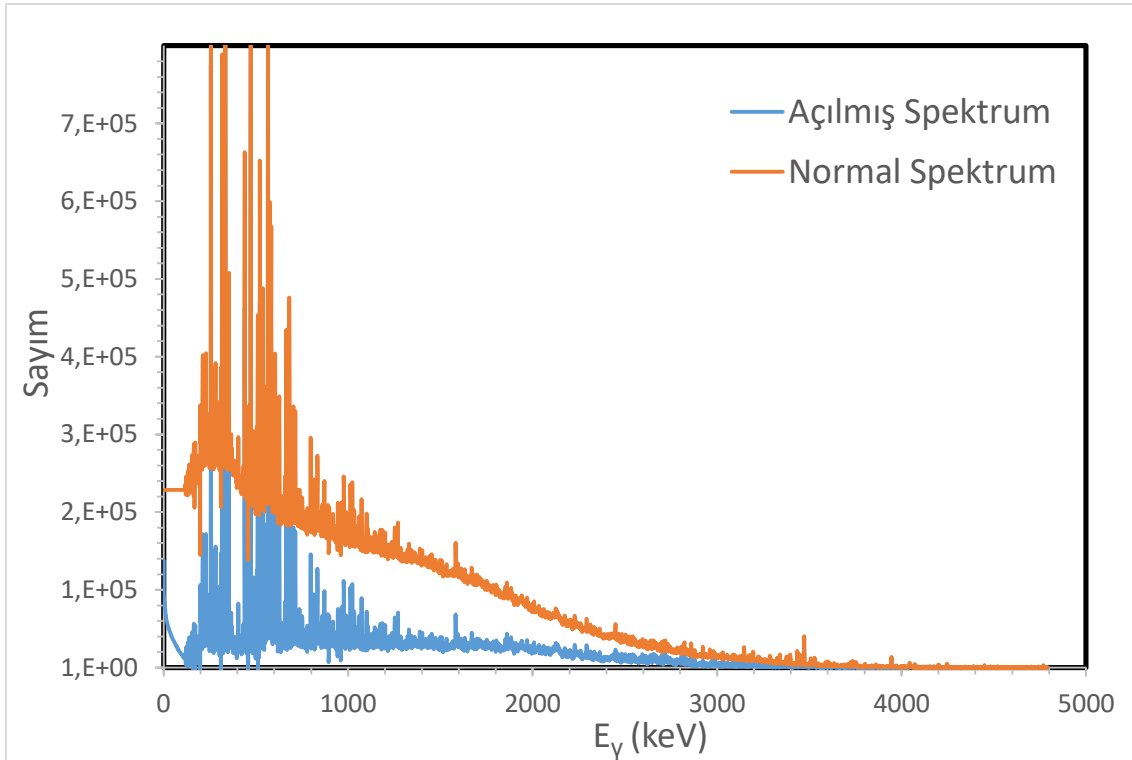
8.1 Gama Spektrumunun Açılması

Gama radyasyonu madde ile etkileştiğinde, fotoelektrik olay, Compton saçılması, çift oluşumu ve çift yok olması gibi olaylar ile enerjisini maddeye aktarır. Eğer gama ışını enerjisinin tamamını detektör materyaline aktarırsa, bu gözlenen spektrumda tam enerji piki olarak gözlenir. Compton saçılmasında gelen foton saçıldıktan sonra enerjisinin bir kısmını detektör materyaline aktarır. Gözlenen spektrumun düşük enerji bölgesinde geri saçılma pikleri içerebilir. Bu olay, gelen gama ışını enerjisinin yalnızca bir kısmının ölçülmesine sebep olur. Bunun yanında gelen foton yeterli enerjiye sahipse elektron ve pozitron çifti oluşabilir. Oluşan pozitron hemen bir elektron ile etkileşime girer ve çift yok olması olayı gerçekleşir. Bunun neticesinde birbirine zıt yönlü 2 foton oluşur. Eğer her iki foton da detektör tarafından soğurulursa, bu olay tam enerji pikine katkı yapar. Fakat fotonlardan biri detektörden kaçabilir. Bu durumda kaçan bu fotonlar $E_\gamma - E_e$ (511 keV) enerjide bir pik oluşturacaktır. Fotonların ikisinin de detektörden kaçma ihtimali bulunmaktadır. O halde gözlenen bu olay $E_\gamma - 2E_e$ enerjide ortaya çıkacaktır. Başka bir durumda foton detektör kütlesi ile etkileşime girdiği halde enerjisinin tamamı soğurulmadan detektörden ayrılabilir. Bu durumda spektrumda Compton dağılımı gözlenir. Tüm bu durumların spektrumdan ayrıştırılması için bilgisayar benzetim programları kullanılabilir. Bilgisayar benzetim programı spektrumun her bir enerjisindeki Compton olaylarını, tek kaçış, çift kaçış vb. olayları benzetim yaparak spektrumdan çıkarır. Daha sonra spektrum, detektörün toplam verimine oranlanarak son spektrum elde edilir.

Bu yöntemle spektrumda bazı kanallar eksi enerji durumuna düşebilir. Bu durumda komşu kanallardaki enerjilerin ortalaması alınarak bu kanallar düzeltilir. Tam enerjili gama spektrumunun elde edilmesi için detektörün tepki fonksiyonunun bilinmesi gerekir. Çünkü bir gama ışınının soğurulan enerjisi, detektörde meydana gelen sinyalin büyüklüğü ile doğru orantıda olmayabilir ve genellikle Gaussyen bir ilişki görülmektedir. Burada ölçülmek istenilen gamanın enerjisi E_γ ve detektörde ölçülen enerji E 'dir. Tepki fonksiyonu enerjiye bağlı ve radyasyon ile farklı tesir kesitlerine sahip olan madde etkileşimleri ile belirlenir.

BNC’de kullanılan PGAA istasyonundaki HPGe detektörünün tepki fonksiyonunun elde edilmesi için tam enerji pikleri iyi bilinen 226-Ra, 60-Co, Am-241, 133-Ba, 35-Cl, 14-N ve 207-Bi elementlerinin ölçümlerinden yararlanılmıştır.

Şekil 8.1 de bu çalışmada ölçülen spektrum ve açılmış spektrumun karşılaştırması görülmektedir.

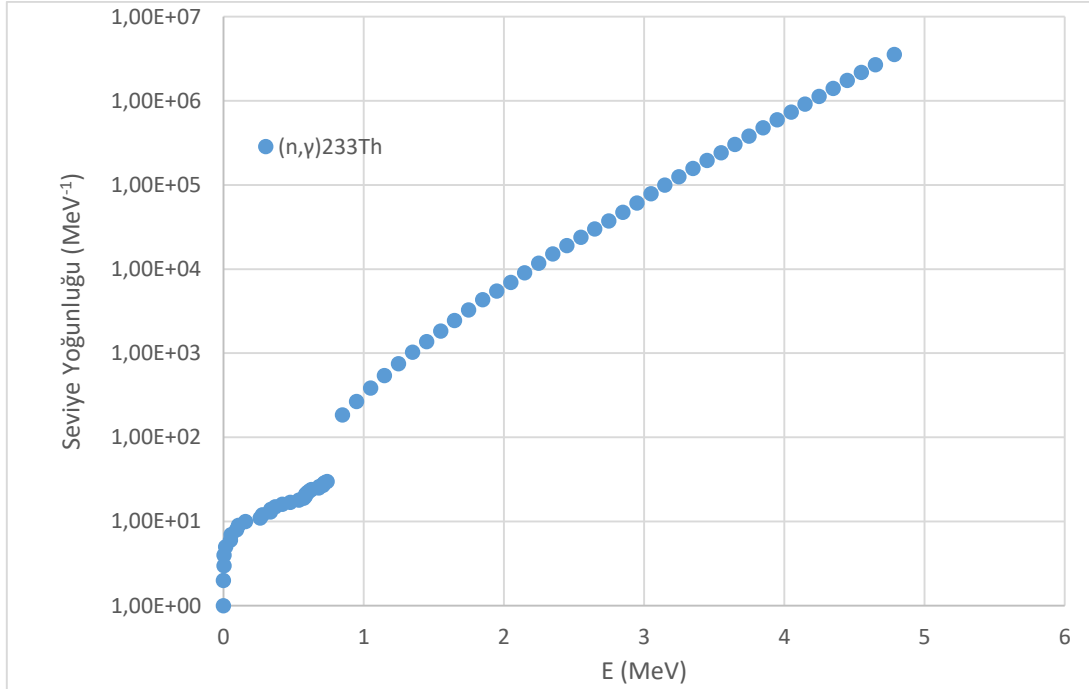


Şekil 8.1. 233-Th ölçülmüş gama spektrumu açılımı.

8.2 Seviye Yoğunluğunun Hesaplanması

Simülasyon için bir girdi dosyası oluşturulur. Bu dosyada bilinen düşük enerji durumları (enerji, spin ve parite) bulunur. Kritik bir enerji değerine kadar deneysel olarak bilinen tüm durumlar eklenir. Bu kritik enerji üzerindeki durumlar bir seviye yoğunluğu formülüne göre rastgele olarak oluşturulur. Kritik enerji üzerinde bulunan bir ilk durumun bozulma özellikleri bu durumun altında bulunan tüm son durumlara olan geçişlerin kısmi radyasyon genişlikleri ile karakterize edilir.

Düşük enerji bölgesindeki uyarılmış durumlar NNDC'den alınmıştır (NNDC, 2020). Nötron ayrılma enerjisi civarındaki seviye yoğunluğu, Gilbert-Cameron tarafından öne sürülen Fermi Gaz modeli kullanılarak hesaplanmıştır (Gilbert ve Cameron, 1965). Nötron ayrılma enerjisi ile seçilen uyarılmış durum arasındaki interpolasyon Hartree-Fock-Bogoliubov + mikroskobik kombinatoral method kullanılarak S. Goriely tarafından hesaplanmıştır. Nükleer durum yoğunluklarının enerji, spin ve parite bağımlılığı dahil edilmiştir. Hesaplama neticesinde elde edilen seviye yoğunluğu Şekil 8.2 de gösterilmiştir.



Şekil 8.2. 232-Th için hesaplanan seviye yoğunluğu grafiği.

8.3 Gama Kuvvet Fonksiyonunun Hesaplanması

233-Th çekirdeğine ait gama kuvvet fonksiyonu deneysel gama spektrumunun YDEX programı ile modellenmesi ile elde edilir. YDEX programı bileşik çekirdeğin ilk durumundan başlar ve elektromanyetik geçiş olasılığı bir olacak şekilde elektromanyetik bozunma olasılıklarını kullanarak mümkün bozunma yolları boyunca bozunur. YDEX

programı içinde ortalama gama bozunma genişlikleri iç dönüşüm düzeltmesi yapılarak hesaplanır:

$$\langle \Gamma_{if} \rangle^{XL} = \frac{f_{if}^{XL} (E_\gamma) E_\gamma^{2L+1}}{\rho(E_i)} \quad (8.1)$$

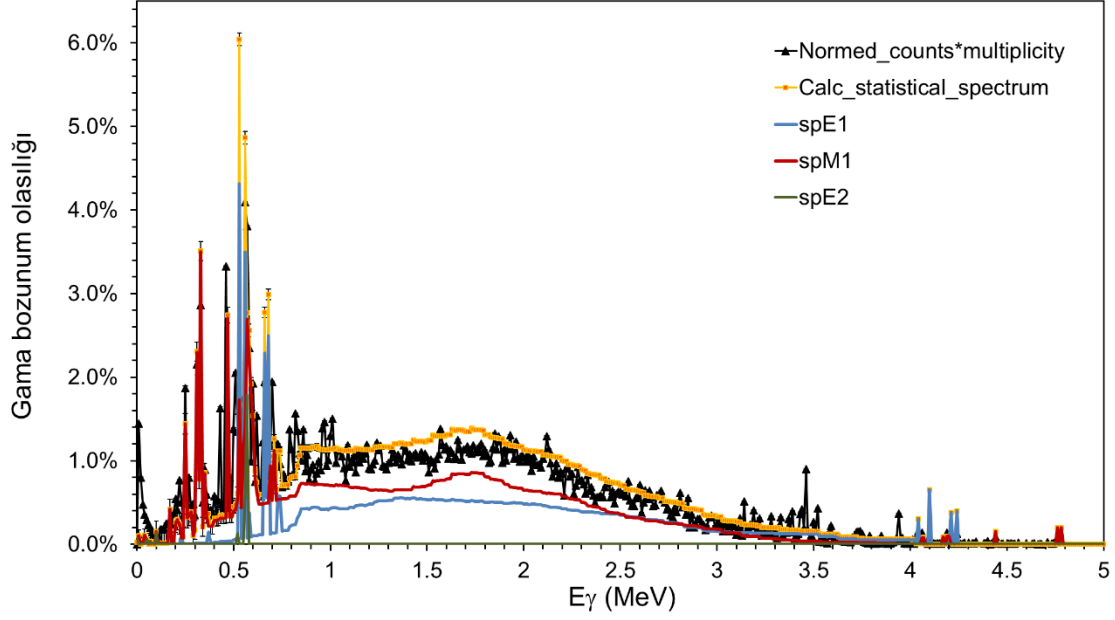
$$\langle \Gamma_{if} \rangle^{XL} (1 + \alpha) = \Gamma_{if}^{XL}$$

Buna elektromanyetik geçiş de denilebilir. Bununla birlikte, bu çalışmada da olduğu gibi gama dedektörleri ile yalnızca gama olayları ölçülebilir, iç dönüşümü ölçümü yapılamaz. Bu nedenle spektrumun uygun şekilde normalize edilmesi gerekir. Bunun bir yolu kısmi gama ışını tesir kesiti bilinen bir gama piki kullanmaktır. Bu normalizasyon yöntemi daha önce verilmişti. Gama genişlikleri elde edildikten sonra bir ilk durumdan i son duruma f gama yayınlanma olasılığı

$$p_{i \rightarrow f} = \frac{\Gamma_{if}}{\Gamma_i} \quad (8.2)$$

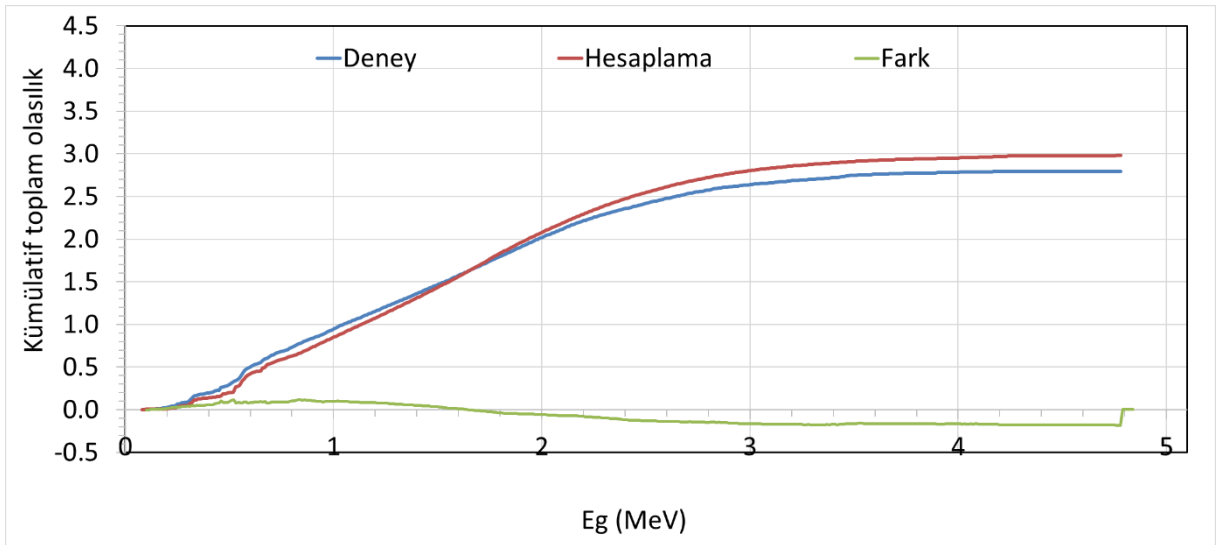
ifadesi ile hesaplanır, böylece teorik olarak elde edilen gama spektrumu ile deneysel gama spektrumu karşılaştırılabilir.

Şekil 8.3'te deneysel olarak elde edilen nötron yakalama başına gama bozunma olasılıkları verilmiştir (siyah renk ile gösterilmiştir). Aynı zamanda grafikte simülasyon sonucunda elde edilen spektrum gösterilmektedir. Simülasyon programında E1 ve M1 gama geçişleri için QRPA hesapları kullanılırken, E2 gama geçişleri için analitik formül kullanılmıştır. Düşük enerjilerde yukarı tırmanış teorik modellerle çakışır. Teorik modellerde gama enerjisi sıfıra giderken sıfır olmayan sonlu bir limite doğru gideceğini öngörse de bu garip davranış için herhangi bir teorik altyapı bulunmamaktadır. Bu nedenle gama bozunumu olasılığı grafiğinde görülen bu yukarı tırmanış davranışı genellikle yarı deneysel bir formül ile parametrize edilir. Düşük enerjilerde iç dönüşümü olayı özellikle M1 geçişleri için önemlidir. E1 bozunmaları için ise 10 kat daha küçüktür. Eğer E1 kuvveti M1 geçişlerine göre artırılırsa yüksek enerji durumları arasındaki geçişlerde daha az iç dönüşümü gerçekleşir ve daha fazla gama bozunumu gerçekleşir. Bununla birlikte, M1 katkısı daha fazla artırılırsa, gama geçişleri zayıf kalır ve bozunma iç dönüşümü şeklinde gerçekleşir. Deneysel ve simülasyon spektrumu arasındaki farklar bahsedilen multipol geçişleri ve iç dönüşümü katkıları dikkate alınarak giderilmeye çalışılmalıdır.



Şekil 8.3. Hesaplanan ve ölçülen gama bozunum olasılıkları.

Şekil 8.4'te deney ile simülasyon arasında görülen fark Şekil 8.4'te gösterilen kümülatif bozunma olasılığı grafiği üzerinde de görülmektedir.



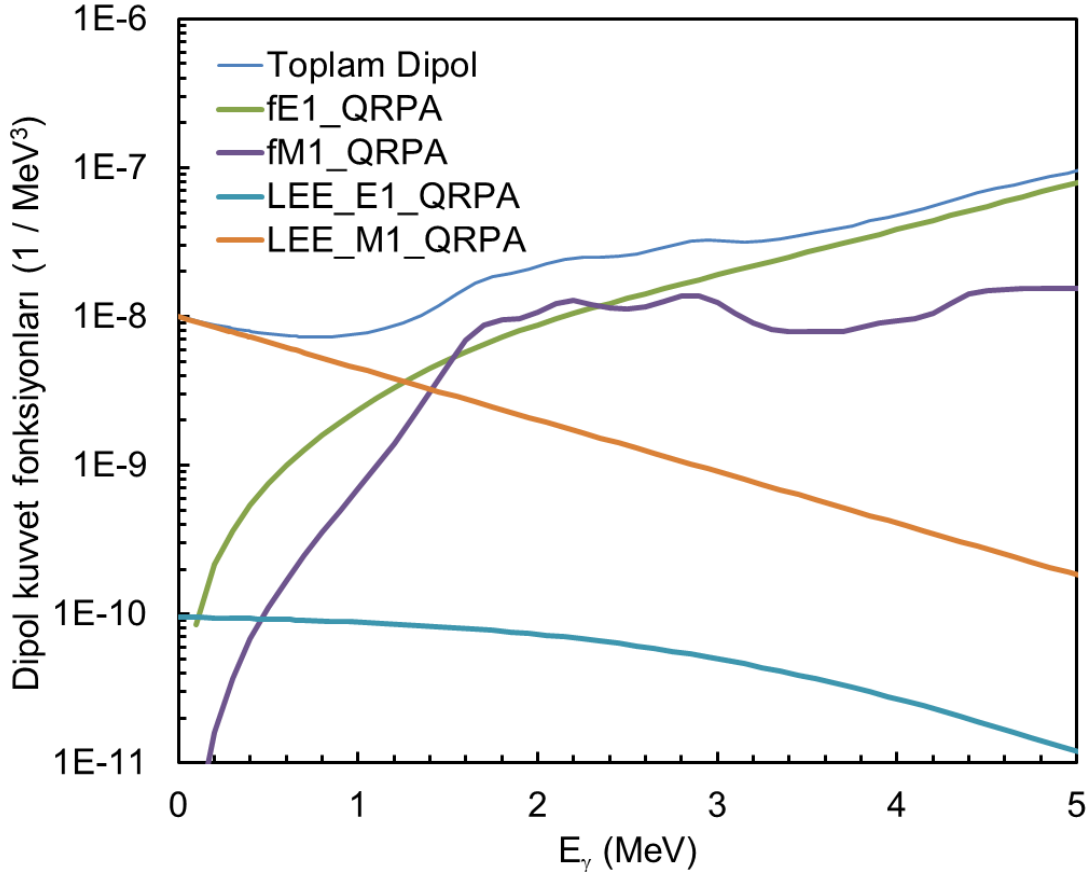
Şekil 8.4. Hesaplanan ve ölçülen kümülatif gama bozunum olasılıkları.

Simülasyon sırasında gama genişliklerinin hesaplanması için sık sık sabit sıcaklık modeli tercih edilse de bu çalışmada daha güvenilir olduğu düşünülerek nükleer durum yoğunlukları, S. Goriely tarafından Hartree-Fock-Bogoliubov + mikroskobik kombinatoral metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Ayrıca hem E1 hem de M1 gama kuvvet fonksiyonlarının hesaplanması QRPA modeli ile yapılmıştır. E_{kritik} enerjisi üzerindeki durumlardan E_{kritik} altında bulunan tüm durumlara gerçekleşen gama bozunumlarının tesir kesitleri (simülasyon ile elde edilen), E_{kritik} altında bulunan durumların gama bozunumlarının tesir kesitlerine eşit olmalıdır:

$$\sum \sigma_{\gamma}(\text{simülasyon}) = \sum \sigma_{\gamma}(\text{deneysel}) \quad (8.3)$$

Simülasyon sırasında $\sum \sigma_{\gamma}(\text{simülasyon}) - \sum \sigma_{\gamma}(\text{deneysel})$ dengesi kurulmak üzere en küçük kareler fiti yapılır. Fiti en iyi veren parametreler bulunduğu zaman spektrum modellenmiş ve gama kuvvet fonksiyonu elde edilmiş olur.

Bu çalışmada elde edilen 233-Th gama kuvvet fonksiyonu, fotonükleer tesir kesiti verileri ile birlikte Şekil 8.5'te gösterilmektedir. Baskın olan elektrik ve manyetik dipol multipol katkılarının toplamı alınarak elde edilen kuvvet fonksiyonu (grafikte yeşil ile gösterilen) 8 MeV ve sonrasında fotonükleer tesir kesitlerinden elde edilen kuvvet fonksiyonu verileriyle uyum sağlamaktadır. Gama kuvvet fonksiyonu hakkında bağlanma enerjisi altında deneysel veri oldukça azdır. Bu nedenle düşük enerji bölgesinde gama kuvvet fonksiyonu, GDR'nin parametrelendirilerek hesaplanır. Bu parametrelendirmeye bağlı olarak gama kuvvet fonksiyonu değişiklik gösterebilmektedir. Birçok deneyde nötron ayrılma enerjisi Sn altındaki bölgede gama kuvvet fonksiyonunda bölgesel artışlar gözlenmiştir, Pygmy rezonansı gibi.



Şekil 8.5. 232-Th QRPA ile hesaplanan foton kuvvet fonksiyonu.

Bununla birlikte, birçok hafif ve orta kütleli çekirdeklerin gama kuvvet fonksiyonu düşük gama enerjilerinde umulmadık bir şekilde artış göstermektedir (Tavukcu, 2002; Guttormsen vd. 2005; Larsen vd, 2007).

Son nükleer seviyelerinin sıcaklığa bağımlı olduğu düşünülerek yapılan Fermi akışkan teorisine dayanan hesaplarda, gama kuvvet fonksiyonunda düşük gama enerjilerinde küçük bir artış elde edilmiş olsa da bu artış deneysel olarak gözlenen artış miktarına tekabül etmemektedir. Düşük gama enerjilerindeki gama kuvvet fonksiyonlarındaki artış, özellikle r-süreçli nükleosentez sırasında nötron yakalama üzerinde önemli etkiye sahiptir. Düşük enerjilerdeki bu kuvvetin artışı için gama ışınlarının karakteri ve multipolaritesi üzerine bilgi oldukça azdır. Bu konuda yapılan deneysel çalışmalar genellikle iki-adımlı çağlayan metodu (two-step cascade) ve Oslo metodunu üzerine yoğunlaşmaktadır. 60-Ni üzerine yapılan iki adımlı çağlayan metodu çalışması bu çekirdeğin düşük enerjilerde güçlü bir M1 kuvvet fonksiyonuna sahip olduğunu göstermiştir (Voinov vd, 2010). Düşük enerjilerdeki bu

kuvvetin artış davranışını anlamak için daha fazla deneysel ve teorik çalışmaya ihtiyaç vardır.

Sonuç olarak bu çalışmada Budapeşte’de araştırma reaktöründe ^{232}Th çekirdeğinin termal nötron yakalama deneyi ile elde edilen ani gama ışını spektrumu γDEX programı kullanılarak modellenmiş ve ^{233}Th çekirdeğine ait gama kuvvet fonksiyonu elde edilmiştir. Bu simülasyon kodu, istatistiksel model durum yoğunlukları ve gama kuvvet fonksiyonları kullanarak nötron yakalama bozunma şemasının çok sayıda gerçekleşmesini üretir.

Budapeşte Araştırma Reaktörü ekibi tarafından yazılan γDEX programı diğer programlarla kıyaslandığında (DICEBOX gibi) daha hızlı bir yaklaşımı benimseyerek yalnızca içinde birçok uyarılmış durum barındıran enerji binleri arasındaki geçişleri hesaplar. Bu da zamandan tasarrufu sağlar. Bu basitleştirmeye rağmen γDEX ve DICEBOX hesaplama yaklaşımları arasında oldukça iyi bir uyum olduğu görülmüştür. Bu metot yalnızca bir tek gama tesir kesiti ölçüldüğü ve durum şeması eksik olduğu durumda dahi literatür değerleriyle uyumlu sonuç verdiği gözlenmiştir (Krtička, 2008).

Bu çalışmanın ilerleyen aşamalarında hem bu yeni model ile gama bozunumu çağlayanlarının modelleme hesaplamaları hem de deneysel verinin işlenmesi sırasında farklı aşamaların belirsizlikleri üzerinde ilave çalışmalar yapılması gerekmektedir. Bunların yapılması deneysel verinin diğer deneysel veri ve teorik hesaplamalarla kıyaslanmasını daha anlamlı yapacaktır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- Al-Quraishi, S. I., Grimes, S. M., Massey, T. N. and Resler, D. A. (2003). Level densities for $20 < A < 110$. *Phys. Rev. C* 67, 015803, DOI: 10.1103/PhysRevC.67.015803
- Audi, G., Wapstra, A.H., Thibault, C. (2003). The AME2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Nucl. Phys. A* 729, 129.
- Axel, P. (1962). Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-MeV photon interactions. *Phys. Rev.*, 126:671–683. doi: 10.1103/PhysRev.126.671.
- Baldwin, G. C. Klaiber, G. S. (1947). Photo-fission in heavy elements. *Phys. Rev.*, 71:3–10. doi: 10.1103/PhysRev.71.3.
- Bardeen, J., Cooper, L. N., Schrieffer, J. R. (1957). Theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, 108:1175–1204. doi: 10.1103/PhysRev.108.1175.
- Becvar, F. (1998). Simulation of α cascades in complex nuclei with emphasis on assessment of uncertainties of cascade-related quantities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 417 434-449.
- Bethe, H. A. (1936). An attempt to calculate the number of energy levels of a heavy nucleus. *Phys. Rev.*, 50:332–341. doi: 10.1103/PhysRev.50.332.
- Bohr, N. (1913). On the constitution of atoms and molecules. *Phil. Mag. Series 6*, 26(151):1–25. doi: 10.1080/14786441308634955.
- Brink, D. M. (1955). *Some aspects of the interaction of light with matter*. PhD thesis, Oxford University. unpublished.
- Capote, R. , Herman, M., Obložinský, P., Young, P.G., Goriely, S., Belgya, T., Ignatyuk, A.V., Koning, A.J., Hilaire, S., Plujko, V.A., Avrigeanu, M., Bersillon, O., Chadwick, M.B., Fukahori, T., Zhigang Ge, Yinlu Han, Kailas, S., Kopecky, J., Maslov, V.M., Reffo, G., Sin, M., Soukhovitskii, E.Sh., Talou, P. (2009). RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations. *Nuclear Data Sheets*, Volume 110, Issue 12, Pages 3107-3214, ISSN 0090-3752, DOI: 10.1016/j.nds.2009.10.004.
- Cerf, N. (1994). Combinatorial nuclear level density by a Monte Carlo method. *Phys. Rev. C*, 49:852–866. doi: 10.1103/PhysRevC.49.852.
- Chadwick, J. (1932). The Existence of a Neutron, *P. Roy. Soc. Lond. A Mat.*, 136(830):692–708. doi: 10.1080/14786435.2011.617037.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Decowski, P., Grochulski, W., Marcinkowski, A., Siwek, K., Wilhelmi, Z. (1968). On superconductivity effects in nuclear level density. *Nucl. Phys. A*, 110(1):129 – 141. doi: 10.1016/0375-9474(68)90687-8.
- Demetriou, P. Goriely, S. (2001). Microscopic nuclear level densities for practical applications. *Nucl. Phys. A*, 695(1):95 – 108. doi: 10.1016/S0375-9474(01)01095-8.
- Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H., Uhl, M. (1973). Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$. *Nucl Phys. A*, 217(2):269 – 298. doi: 10.1016/0375-9474(73)90196-6.
- Egidy, T. von (1968). Statistical calculations of neutron capture radiation, Neutron capture gamma-ray spectroscopy. *IAEA, Vienna*, 541 pp.
- Egidy, T. von, Schult, O. W. B., Rabenstein, D., Erskine, J. R., Wasson, O. A., Chrien, R. E., Breitig, D., Sharma, R. P., Baader, H. A., Koch, H. R. (1972). Nuclear Levels in Th-233 Excited by Neutron Capture and (d, p) Reactions. *Phys.Rev.C* 6 (1972) 266-284. DOI: 10.1103/PhysRevC.6.266.
- Ericson, T. (1959). A statistical analysis of excited nuclear states. *Nucl. Phys.*, 11:481 – 491. doi: 10.1016/0029-5582(59)90291-3.
- Fermi, E., Amaldi, E., D'Agostino, O., Rasetti, F., Segre, E. (1934). Artificial radioactivity produced by neutron bombardment. *P. Roy. Soc. Lond. A Mat.*, 146(857):483–500. doi: 10.1098/rspa.1934.0168.
- Gilbert, A. Cameron, A. G. W. (1965). A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Can. J. Phys.*, 43(8):1446–1496. doi: 10.1139/p65-139.
- Goldhaber, M. Teller, E. (1948). On nuclear dipole vibrations. *Phys. Rev.*, 74:1046–1049. doi: 10.1103/PhysRev.74.1046.
- Gollerthan, U., Brohm, T., Clerc, H.G. (1991). Decay of the compound nucleus ^{179}Au formed in the cold fusion reaction $^{90}\text{Zr}+^{89}\text{Y}$. *Z. Physik A - Hadrons and Nuclei* **338**, 51–60. DOI: 10.1007/BF01279114.
- Grossjean, M. K., Feldmeier, H. (1985). Level density of a Fermi Gas with pairing interactions. *Nuclear Physics A*, 444(1), 113-132.
- Guttormsen, M., Chankova, R., Hjorth-Jensen, M., Rekdal, J., Siem, S., Schiller, A., and Dean, D. J. (2003). Free energy and criticality in the nucleon pair breaking process, *Phys. Rev. C* 68, 034311 .

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Guttormsen, M., Chankova, R., Agvaanluvsan, U., Algin, E., Bernstein, L. A., Ingebretsen, F., Lönnroth, T., Messelt, S., Mitchell, G. E., Rekstad, J., Schiller, A., Siem, S., Sunde, A. C., Voinov, A., Odegaard, S. (2005). Radiative strength functions in 93–98Mo. *Phys. Rev. C* 71, 044307.
- Guttormsen, M., Bernstein, L. A., Gørgen, A., Jurado, B., Siem, S., Aiche, M., Ducasse, Q., Giacoppo, F., Gunsing, F., Hagen, T. W., Larsen, A. C., Lebois, M., Leniau, B., Renstrom, T., Rose, S. J., Tornyi, T. G., Tveten, G. M., Wiedeking, M., Wilson, J. N. (2014). Scissors resonance in the quasicontinuum of Th, Pa, and U isotopes. *Phys. Rev. C* 89, 014302.
- Heyde, K., Neumann-Cosel, P. von, Richer, A. (2010). Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion. *Rev. Mod. Phys.* 82, 2365.
- Hilaire, S., Goriely, S. (2006). Global microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method for practical applications. *Nucl. Phys. A*, 779:63 – 81. doi: 10.1007/s100500170025.
- Ignatyuk, A.V., Itkis, M.G., Okolovich, V.N., Smirenkin, G.N., Tishin, A.S. (1975). Fission of Pre-Actinide Nuclei. Excitation Functions for the (α , f) Reaction. *Sov.J.Nucl.Phys.* 21, 612.
- Kalmykov, Y., Adachi, T., Berg, G. P. A., Fujita, H., Fujita, K., Fujita, Y., Hatanaka, K., Kamiya, J., Nakanishi, K., von Neumann-Cosel, P., Ponomarev, V. Yu., Richter, A., Sakamoto, N., Sakemi, Y., Shevchenko, A., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Smit, F. D., Wakasa, T., Wambach, J., Yosoi, M. (2006). Fine structure of the Gamow-Teller resonance in ^{90}Nb and level density of $1+$ states. *Phys Rev Lett.* 96(1):012502. doi: 10.1103/PhysRevLett.96.012502.
- Kalmykov, Y, Ozen, C., Langanke, K., Martínez-Pinedo, G., Neumann-Cosel, P. von, Richter, A. (2007). Spin- and parity-resolved level densities from the fine structure of giant resonances. *Phys Rev Lett.* 99 (20): 202502. doi: 10.1103/PhysRevLett.99.202502.
- Koning, A. J., Hilaire, S., Goriely S. (2015). TALYS–1.8 A Nuclear Reaction Program. *Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), User Manual, Netherlands.*
- Krtička M., Firestone, R. B., McNabb, D. P., Sleaford, B., Agvaanluvsan, U., Belgya, T., Revay, Z. S. (2008). Thermal neutron capture cross sections of the palladium isotopes. *Phys. Rev. C* 77, 054615. DOI: 10.1103/PhysRevC.77.054615.
- Larsen, A. C., Guttormsen, M., Chankova, R., Ingebretsen, F., Lönnroth, T., Messelt, S., Rekstad, J., Schiller, A., Siem, S., Syed, N. U. H., Voinov, A. (2007). Nuclear level densities and γ -ray strength functions in 44,45-Sc. *Phys. Rev. C* 76, 044303.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Leander, G.A. (1987). Simulation of nuclear quasicontinuum gamma-ray spectra, *Computer Physics Communications*, Volume 47, Issues 2–3, Pages 311-340.
- Massarczyk, R., Schramm, G., Belgya, T., Schwengner, R., Beyer, R., Bemmerer, D., Elekes, Z., Grosse, E., Hannaske, R., Junghans, A. R., Kis, Z., Kögler, T., Lorenz, C., Schmidt, K., Szentmiklosi, L., Wagner, A., Weil, J. L. (2016). Role of electric and magnetic dipole strength functions in the $^{114}\text{Cd}(\gamma, \gamma')$ and $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$ reactions, *Phys. Rev. C* 93, 014301.
- Mengoni, A., Nakajima, Y. (1994). Fermi-gas model parametrization of nuclear level density, *J. Nucl. Sci. Tech.* 31, 151.
- Mishra, V., Boukharouba, N., Grimes, S. M., Doctor, K., Pedroni, R. S., Haight, R. C. (1991). Determination of the level density of ^{29}Si from Ericson fluctuations. *Phys. Rev. C*, 44:2419–2425. 10.1103/PhysRevC.44.2419.
- Montalbetti, R., Katz, L., Goldemberg, J. (1953). Photoneutron cross sections. *Phys. Rev.*, 91:659–673. 10.1103/PhysRev.91.659.
- Myers, W.D., Swiatecki, W.J. (1966). Nuclear masses and deformations, *Nucl. Phys.* 81, 1.
- Mughabghab, S. (2018). Resonance Properties and Thermal Cross Sections $Z= 1-60$, *Atlas of Neutron Resonances 6th Edition Volume 1*, ISBN: 9780444637796, Elsevier Science.
- Nakada, H. ve Alhassid, Y. (1997). Total and parity-projected level densities of iron region nuclei in the auxiliary fields monte carlo shell model. *Phys. Rev. Lett.*, 79:2939–2942. doi: 10.1103/PhysRevLett.79.2939.
- NDS., 2020, Nuclear Data Services, International Atomic Energy Agency, <https://www-nds.iaea.org>
- NNDC., 2020, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, <https://www.nndc.bnl.gov>
- Rutherford, E. (1911). The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Phil. Mag.*, 21(6):669–688. doi: 10.1080/14786435.2011.617037.
- Sarantites, D.G., Pate, B.D. (1967). Angular momentum effects in the compound-statistical model for nuclear reactions: (I). Monte Carlo calculations of excitation functions, *Nuclear Physics A* Volume 93, Issue 3, 1967, Pages 545-566.
- Schmidt, K.H. and Jurado, B. (2011). Thermodynamics of nuclei in thermal contact, *Phys. Rev. C* 83, 014607.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Schramm, G., Massarczyk, R., Junghans, A. R., Belgya, T., Beyer, R., Birgersson, E., Grosse, E., Kempe, M., Kis, Z., Kosev, K., Krticka, M., Matic, A., Schilling, K. D., Schwengner, R., Szentmiklosi, L., Wagner, A., Weil, J. L. (2012). Dipole strength in ^{78}Se below the neutron separation energy from a combined analysis of $^{77}\text{Se}(n,\gamma)$ and $^{78}\text{Se}(\gamma,\gamma')$ experiments, *Phys. Rev. C* 85, 014311, DOI: 10.1103/PhysRevC.85.014311.
- Tavukcu, E. (2002). *Level densities and radiative strength functions in iron-56 and iron-57*. North Carolina State University. ProQuest Dissertations Publishing, 3071514.
- Voinov, A. V., Grimes, S. M., Agvaanluvsan, U., Algin, E., Belgya, T., Brune, C. R., Guttormsen, M., Hornish, M. J., Massey, T., Mitchell, G. E., Rekstad, J., Schiller, A., Siem, S. (2006). Level density of ^{56}Fe and low-energy enhancement of γ -strength function. *Phys. Rev. C*, 74:014314. 10.1103/PhysRevC.74.014314.
- Voinov, A. V., Oginni, B. M., Grimes, S. M., Brune, C. R., Guttormsen, M., Larsen, A. C., Massey, T. N., Schiller, A., and Siem, S. (2009). Nuclear excitations at constant temperature, *Phys. Rev. C* 79, 031301.
- Voinov, A., Grimes, S. M., Brune, C. R., Guttormsen, M., Larsen, A. C., Massey, T. N., Schiller, A., Siem, S. (2010). γ -strength functions in ^{60}Ni from two-step cascades following proton capture. *Phys. Rev. C* 81, 024319.