

**T.C
CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
NÜKLEER FİZİK BİLİM DALI**

**BAZI ÇEKİRDEKLERİN
IŞINIM ŞİDDET FONKSİYONLARININ
ELDE EDİLMESİ**

Sibel ERŞAN

**Danışman
Doç. Dr. Halil BABACAN**



MANİSA 2016

**Sibel
ERŞAN**

**BAZI ÇEKİRDEKLERİN İŐİNİM ŞİDDET
FONKSİYONLARININ ELDE EDİLMESİ**

2016

TEZ ONAYI

Sibel ERŞAN tarafından hazırlanan "**BAZI ÇEKİRDEKLERİN IŞINIM ŞİDDET FONKSİYONLARININ ELDE EDİLMESİ**" adlı tez çalışması 06/01/2016 tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri önünde Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı** 'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak başarı ile sunulmuştur.

Danışman **Doç. Dr. Halil BABACAN**
Celal Bayar Üniversitesi

Jüri Üyesi **Prof. Dr. Erhan PESEN**
Celal Bayar Üniversitesi

Jüri Üyesi **Prof. Dr. Murat GERÇEKLİOĞLU**
Ege Üniversitesi

TAAHHÜTNAME

Bu tezin Celal Bayar Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde, akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin referans gösterilerek tezde yer aldığını beyan ederim.

Sibel ERŞAN

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER	I
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	II
ŞEKİLLER DİZİNİ	III
TABLO DİZİNİ	IV
TEŞEKKÜR	V
ÖZET	VI
ABSTRACT	VII
1.GİRİŞ	1
2. LİTERATÜR ÖZETİ.....	3
3.KULLANILAN YÖNTEMLER.....	7
3.1 Nükleer Reaksiyonların İstatiksel Teorisi.....	7
3.2 Gama Işınım İletim Katsayıları.....	9
3.3 Gama-Işınım Şiddet Fonksiyonları.....	9
3.3.1 Standart Lorentziyen Formu (Brink-Axel Methodu).....	10
3.3.2 Genelleştirilmiş Lorentziyen Formu.....	10
3.4 Gama-Işınım Şiddet Fonksiyonlarının Renormalizasyonu.....	13
3.5 Nükleer Seviye Yoğunluğunun Genel İfadeleri.....	16
3.5.1 Seviye Yoğunluğu Parametresi.....	19
3.5.2 Yarı-Klasik Yaklaşım.....	21
3.5.3 Kollektif Etkiler.....	22
4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	24
KAYNAKLAR.....	36
ÖZGEÇMİŞ.....	42

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$T_{xl}(E_\gamma)$ iletim katsayısı

$f_{xl}(E_\gamma)$ enerjiye bağımlı gama-ışınım şiddet fonksiyonu

E_γ gama enerjisi

σ_{XL} dev rezonansa ait şiddet

E_{XL} dev rezonansa ait enerji

Γ_{XL} dev rezonansa ait genişlik

T nükleer sıcaklık

S_n nötron ayrılma enerjisi

E_n gelen nötronun enerjisi

Δ çiftlenme düzeltmesi

a seviye yoğunluğu parametresi

G_{norm} normalizasyon katsayısı

D_0 ortalama rezonans boşluğu

ρ seviye yoğunluğu

σ^2 spin-eşik parametresi

$a_{p,n}$ proton ve nötron için ayrı ayrı seviye yoğunluğu parametreleri

δW kabuk düzeltmesi

$g_{p,n}$ tek parçacık seviye yoğunlukları

$V(r)$ kare kuyu potansiyeli

m nükleonun kütlesi

R_c Coulomb yarıçapı

A_c kollektif şiddet

Şekil 3.1	Hesaplanan ortalama rezonans boşluklarının deneysel ortalama rezonans boşluklarına oranı.	16
Şekil 4.1	Kopecky – Uhl Genelleştirilmiş ve Brink-Axel Lorentziyeni γ -ışınım şiddet fonksiyonlarıyla elde edilen teorik ve deneysel ortalama ışıyım yakalama genişliği değerlerinin karşılaştırılması. Dolu ve boş siyah daireler teorik değerleri temsil etmektedir. Gri kare semboller Kopecky'nin interpolasyon tablosundan deneysel değerleri göstermektedir. Düz çizgi $1593/A^2 \text{ eV}$ parametrisasyonuna karşılık gelmektedir.	25
Şekil 4.2	$Z \leq 83$ kütle bölgesi için D_0^{teo}/D_0^{den} oranıdır. Düz çizgi 1 değerini göstermektedir.	26
Şekil 4.3	γ -ışınım şiddet fonksiyonunun deneysel ve teorik ortalama ışıyım yakalama genişliği değerlerinin birbirine oranlanması ile elde edilen renormalizasyon katsayısı değerleri. Düz çizgi 1 değerini göstermektedir.	27
Şekil 4.4	$^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. EXFOR veritabanından alınan deneysel veriler kapalı dairelerle gösterilmiştir. Üst panelde γ ışıyım şiddet fonksiyonlarının karşılaştırılması ve $G_{norm}=1$ kullanılarak elde edilen düz gri çizgi verilmiştir. Alt panelde seviye yoğunluğu modellerinin karşılaştırılması verilmiştir.	29
Şekil 4.5	$^{26}\text{Mg}(n, \gamma)^{27}\text{Mg}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.	30
Şekil 4.6	$^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.	31
Şekil 4.7	$^{31}\text{P}(n, \gamma)^{32}\text{P}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.	32
Şekil 4.8	$^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.	33
Şekil 4.9	$^{37}\text{Cl}(n, \gamma)^{38}\text{Cl}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.	34

Tablo 3.1 Seviye yoğunluğu modellerinin f_{rms} değerlerinin karşılaştırılması....	15
---	----

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim boyunca bilimsel kişiliği ile bana örnek teşkil eden, tez çalışmamın, oluşum ve yönetim aşamalarında yardımlarını ve desteğini benden hiçbir zaman esirgemeyen danışman hocam sayın Doç. Dr. Halil Babacan'a sonsuz saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamın her aşamasında büyük bir sabırla bana destek olan , gerek hesaplamalarım gerekse tezimin yazımı süresince değerli yardımlarını benden hiç esirgemeyen hocam Dr. Bora Canbula'ya çok teşekkür ederim.

Tez çalışmama konu olan "A<40 Hafif Kütle Bölgesi İçin Gama-Işınım Şiddet Fonksiyonlarının Renormalizasyonu " adlı 113F203 No'lu 1002 Hızlı Destek Projesini destekleyen TÜBİTAK 'a teşekkürü bir borç bilirim.

Sibel ERŞAN
Manisa, 2015

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Bazı Çekirdeklerin Işınım Şiddet Fonksiyonlarının Elde Edilmesi

Sibel ERŞAN

Celal Bayar Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Halil BABACAN

Nükleer reaksiyonların istatistiksel teorisi, bileşik çekirdeğin oluşum ve bozunma süreçlerinin birbirinden bağımsız olduğunu kabul eden bağımsızlık hipotezine dayanan ve nükleer reaksiyonları açıklamakta yaygın olarak kullanılan gelişmiş bir teoridir. γ -ışınım şiddet fonksiyonları ise fotonükleer reaksiyonların tesir kesitlerinin istatistiksel teorisi ile hesaplanabilmesi için çok önemli bir girdidir. Ancak bu fonksiyonlar, deneysel tesir kesiti verileri ile uyumlu olması için çoğu zaman bir renormalizasyon işlemine tabi tutulurlar. Bu renormalizasyon işleminde ortalama rezonans boşluğu ve ortalama ışınım yakalama genişliği değerleri arasındaki bağlantıdan faydalanılır.

Günümüze kadar yapılmış renormalizasyon çalışmaları $A < 40$ hafif kütle bölgesini kapsamamaktadır. Bu kütle bölgesi için yapılan renormalizasyonda, ortalama rezonans boşluğu değerlerini tayin etmekte kullanılacağından, öncelikle nükleer seviye yoğunluğu çok iyi tanımlanmalıdır. Dolayısıyla bu işlemde kullanılacak seviye yoğunluğu modeli hem hafif kütle bölgesinde başarılı hem de düşük enerjili γ -ışınım sürecinde önemli rol oynayan kolektif modları iyi tanımlayan bir model olmalıdır. Literatürdeki mevcut seviye yoğunluğu modelleri arasında en uygunu olan çalışma grubumuz tarafından ortaya konulan, kolektif etkilerin seviye yoğunluğu parametresine dahil edildiği, kolektif yarı-klasik seviye yoğunluğu modelini kullandık.

Sonuç olarak, son zamanlarda önerilmiş olan kolektif etkileri içeren seviye yoğunluğu modelimiz $A < 40$ kütle bölgesinde hafif çekirdeklerin γ -ışınım şiddet fonksiyonlarını renormalize etmek için kullanılmıştır. Elde edilen G_{norm} katsayıları seçilen hafif çekirdekler ^{23}Na , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl ve ^{37}Cl de renormalizasyonun gerekliliği için deneysel verilerle karşılaştırılarak (n , γ) reaksiyonlarında test edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: γ -ışınım şiddet fonksiyonu, γ -ışınım iletim katsayıları, nükleer reaksiyonların istatistiksel teorisi, nükleer seviye yoğunluğu.

ABSTRACT

M.Sc. Thesis

Obtaining Radiation Strength Functions of Some Nuclei

Sibel ERŞAN

**Celal Bayar University
Gradute School of Applied and Natural Sciences
Department of Physics**

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Halil BABACAN

The statistical theory of nuclear reactions is a well-developed theory describing nuclear reactions by means of statistical equilibrium based on the idea that the formation and the decay of a compound nucleus are independent processes. γ -ray strength function is the key input for calculating the cross section of the photonuclear reactions with the statistical theory. However, the γ -ray strength functions should be normalized using the relation between the mean resonance spacing and the average radiative capture width to give reasonable predictions of cross sections .

There are no existing renormalization for $A < 40$ light mass range. To do such renormalization for this mass region, one needs to use a well defined nuclear level density to obtain mean resonance spacings. Therefore, the level density model that will be used in this renormalization process, should be both successful for the light mass region and for describing the collective modes, which are very important for the low-energy γ deexcitations. We use the collective semi-classical level density model including collective effects in the description of level density model parameter proposed by our research group which is the most suitable one.

In summary, our recently introduced level density model including collective effects is used to renormalize the γ -ray strength functions of light nuclei in $A < 40$ mass range. Obtained G_{norm} coefficients are tested in (n, γ) reactions by comparing with experimental data for the necessity of renormalization for selected light nuclei, which are ^{23}Na , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl and ^{37}Cl .

Keywords: γ -ray strength functions, γ -ray transmission coefficients, statistical theory of nuclear reactions, nuclear level density.

1.GİRİŞ

Nükleer reaksiyonlar , çekirdekdeki etkileşmelerin açıklanması için önemlidir. Bu etkileşimlerin açıklanmasında yardımcı olan reaksiyonlardan biri fotonükleer reaksiyonlardır. Bir birleşik çekirdeğin oluşumunun ve bozunmasının birbirinden bağımsız süreçler olduğunu kabul eden istatistiksel denge kavramına [1] dayanan nükleer reaksiyonların istatistiksel teorisi, bu reaksiyonları açıklamakta oldukça gelişmiş ve başarılı bir teoridir. Fotonükleer reaksiyonların tesir kesitlerinin belirlenmesinde gözönüne alınan sürece ait iletim katsayısını belirlemekte kullanılması bakımından [2] γ -ışınım şiddet fonksiyonları kritik bir girdi fonksiyonu görevi üstlenmektedirler. Bir tipten nükleonların diğerine karşı kollektif olarak salınım veya dönmesiyle meydana gelen $E1$, $E2$ ve $M1$ gibi kollektif modlara ait γ -ışınım şiddet fonksiyonlarının belirlenmesinde yaygın kullanılan bir araç Brink-Axel hipotezidir [3,4].

Ortalama iletim katsayıları, istatistiksel model hesaplamalarının merkezindeki nicelikleri oluştururlar. Toplam iletim katsayıları, bağlı olsun olmasın olası durumların tümünden enerji bakımından ulaşılabilir tüm çıkış kanallarına geçişe karşılık gelirler. İstatistiksel model kullanarak hesaplama yapmak istenildiğinde, parçacık iletim katsayılarının, gama-ışınım katsayılarının ve uyarılmış durumların seviye yoğunluğunun temel girdiler olduğu görülür. İstatistiksel model hesaplamalarını değiştirebilecek yegane etken bu niceliklerdir. Dolayısıyla bu niceliklerin doğru tanımlarıyla mevcut deney sonuçlarıyla uyumlu hesaplamalar yapıldığında, deneysel sonuçların bulunmadığı kütle bölgelerinde de modelin güvenilirliği arttırılmış olur.

Diğer taraftan γ -ışınım şiddet fonksiyonları nükleer seviye yoğunluğuna da bağlıdır. Ancak mevcut nükleer seviye yoğunluğu modelleri, çekirdeğin düşük uyarılma enerjili bu kollektif seviyelerini açıklamakta genellikle başarısız olmaktadır ve γ -ışınım şiddet fonksiyonlarının belirlenmesinde en büyük belirsizliğe sebep olmaktadır [5]. Her ne kadar tesir kesiti hesaplamalarında deneysel olarak bilinen ayrık seviye şemalarından da faydalanılabilirse de bu verilerin mevcut olmadığı çekirdekler için iyi tanımlı bir nükleer seviye yoğunluğu

modeli gerekmektedir. Yakın zamanda, bu ihtiyacı karşılayabilmek için, nükleer seviye yoğunluğunun temel parametresi olan seviye yoğunluğu parametresinin enerji bağımlılığını tanımlayan yeni Laplace-benzeri ifade çalışma grubumuz tarafından ortaya konulmuştur [6]. Bu yeni ifade yardımıyla kollektif etkiler seviye yoğunluğu parametresine dahil edilmiş ve teorik hesaplamalar ile deneysel veriler arasındaki uyum oldukça arttırılmıştır.

Nükleer fizik çalışmalarındaki en temel hedeflerden biri nükleer yapı ve nükleer reaksiyonlar arasında bağlantı kurmaktır. γ -ışınım şiddet fonksiyonlarının renormalizasyonu da ortalama rezonans boşluğu ve ortalama ışınım yakalama genişliği arasında bu tür bağlantının iyi bir örneğini teşkil etmektedir. Ancak hafif kütle bölgesi gözönüne alındığında γ -ışınım şiddet fonksiyonu alanında çok az çalışma bulunmaktadır [7,8]. Dahası bu kütle bölgesine ait deneysel veriler de oldukça seyrekler. Dolayısıyla nükleer astrofizikte bir çok uygulaması bulunan bu alandaki en ufak bir teorik gelişme bile oldukça büyük önem taşımaktadır.

Bu tez çalışmasının motivasyonu olan hafif kütle bölgesindeki renormalizasyon çalışması için kullanılan nükleer reaksiyonların istatistiksel teorisinin önemli bir katkısı vardır. Ayrıca söz konusu kütle bölgesindeki renormalizasyonun gerçekleştirilebilmesi için en çok ihtiyaç duyulan parametrelerden biri olan seviye yoğunluğunun da katkısı oldukça büyüktür. Bu amaçla bu tezde, çalışma grubumuz tarafından daha önce ortaya konulmuş olan seviye yoğunluğu modelini [6] kullanarak hafif kütle bölgesindeki çekirdeklerin ortalama ışınım yakalama genişlikleri hesaplanmıştır. Bu değerler γ -ışınım şiddet fonksiyonlarının renormalize edilmesinde kullanılmıştır. Elde edilen G_{norm} normalizasyon katsayıları hafif çekirdeklerin (n, γ) reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarında test edilmiştir ve böylece hafif çekirdekler için γ -ışınım şiddet fonksiyonlarının renormalizasyonunun gerekliliği araştırılmıştır.

2. bölümde literatür özetiyle devam edilmiştir. 3. bölümde kullanılan yöntemler ayrıntılarıyla verilmiştir. 4. bölümde elde edilen sonuçlar ve tartışmalar sunulmuştur.

2. LİTERATÜR ÖZETİ

Seviye yoğunluğunun büyük değerler aldığı bölgelerde nükleer reaksiyon tesir kesitleri istatistiksel özellikler gösterir. Bunların içinde belki de en belirgin olanı, ayrık rezonans bölgesindeki aynı J spinine ve Π paritesine sahip rezonansların boşluk ve genişliklerinin dağılımı [9,10] ve üstüste binen rezonansların bölgesinde ise Ericson tedirgemeleri [11,12,13,14,15] olarak da bilinen rastgele tesir kesiti tedirgemeleridir. Bir başka örnek de, birleşik bir sistemin bozunmadan önce istatistiksel iç dengeye ulaşacağını söyleyen, N. Bohr'un birleşik çekirdek hipotezini [1] doğrular nitelikte nötron eşiğinin bir kaç MeV üzerinde bir uyarılma enerjisine sahip birleşik çekirdeğin gözlenen buharlaşma spektrumudur. Her ne kadar bu model ile öngörülenden farklı sonuçlar nötron eşiğinin onlarca MeV üzerindeki uyarılma enerjilerinde gözlenmiş de olsa model yine de istatistiksel olarak makul seviyededir. Birleşik çekirdeğin bozunması için geçen süre dengeye gelmesi için gereken süre ile kıyaslanabilir seviyelerde olduğunda ise parçacıklardan bir kısmı henüz dengeye ulaşmadan yayınlanırlar ve sistemin, denge modelinin [16,17] öngörülerinden sapmasına sebep olurlar. Bu denge öncesi parçacıklar dengeye ulaşacak parçacığın biçimi hakkında fikir de verirler. Bu fenomen büyük bir olasılıkla daha önceleri ağır iyon çarpışmalarında gözlenmiş olan bir durumla ilgilidir. Nükleon başına yalnızca bir kaç MeV ile Coulomb bariyerinin üzerindeki bombardıman enerjilerinde, sistem tam dengeye (örneğin birleşik çekirdek biçiminin oluşması) ulaşmadan önce bozunmasına rağmen, göreceli kinetik enerjinin büyük bir kısmının parçalardan birine uyarılma enerjisi olarak dağıldığı derin inelastik süreçler [18,19,20,21,22] bu durumun bir örneğidir. Benzer süreçler fisyon parçalarının ortalama uyarılma enerjileri için de ortaya çıkabilir.

Bu fenomenleri istatistiksel kavramlara göre açıklamak adına bazı teorik modeller geliştirilmiştir. Bunlardan biri olan birleşik çekirdek teorisi [1,23,24,25] farklı J veya Π değerlerine ve/veya farklı reaksiyon kanallarına ait reaksiyon genliklerinin istatistiksel olarak birbirinden bağımsız olması yaklaşımına dayanır [26,27]. Sabit (J, Π) için çekirdek bozunmadan önce istatistiksel dengeye ulaşılmış olduğu yaklaşıklığı yapılır dolayısıyla birleşik çekirdeğin biçimi ve

bozunması birbirinden bağımsız hale gelir. Bu modelin sonuçlarından sapmalar ise kuantum mekaniksel biçimleri [28,29] yaklaşık olarak Pauli'nin ana denklemi'ne [30] karşılık gelen denge öncesi modeller ile tanımlanır. Ağır iyonların derin inelastik saçılmalarını hesaplarına dahil eden modeller ya klasik yörüngeleri ya da sürtünme kuvvetlerini [31,32,33,34] kullanırlar, bunlardan birincisi açıkça istatistiksel bir kavram iken ikincisi istatistiksel kuantum mekaniği metodlarına [35,36,37] karşılık gelir. Bu modellerin çoğu verileri tatmin edici seviyede hesaplarlar.

Nükleer reaksiyonların istatistiksel bir teorisi yukarıda belirtilen fenomenlerin tümü için nükleer reaksiyonları istatistiksel mekanik çerçevesinde inceleyerek birleşik bir açıklama sunmalıdır [38]. Yalnızca bazı durumları açıklayabilen çeşitli modeller, gözönüne alınan belirli bir durum için bu modellerin sonuçlarını veren genel bir teorinin özel koşullardaki yaklaşımları olarak bir araya getirilmelidir. Bu istatistiksel yorum için başlangıç noktası Wigner [39] ve diğerleri [40,41,42] tarafından geliştirilen nükleer Hamiltoniyen için rastgele matris teorisi olmuştur.

Bu süreç henüz tamamlanmaktan uzak bir durumdayken ayrı rezonansların etki alanına başarıyla uygulanmıştır. Bu bölgedeki genişlik ve boşlukların dağılımları için rastgele matris modelleri ile yapılan teorik hesaplamalar deneysel verilerle tam bir uyum sağlamışlardır [10,42]. Ayrıca ortalama tesir kesitleri de hesaplanabilir hale gelmiştir. Bu yöntem ile elde edilen ifadeler [43,44] denge bozunması modelinden elde edilen Hauser-Feshbach formüllerinin çok ufak değişiklikler içeren halleri olmuşlardır. Bu ifadeler nötron eşiğinin yaklaşık 100 keV kadar üzerindeki uyarılma enerjilerine kadar olan üstüste binmeyen rezonanslara başarıyla uygulanmışlardır.

Ancak rezonansların şiddetle üstüste bindiği bölgede teorinin geliştirilmesi benzer bir başarı ile sonuçlanmamıştır. S-matrisin kutup açılımına [45] dayanan teoriler Hauser-Feshbach formülü ve Ericson tedirgemelerinin tatmin edici bir türetimine karşılık gelmişlerdir ancak sonradan farkedilmiştir ki kutup açılımının parametrelerinin birimsel olması gerekliliğinden kaynaklanan ağır koşullar çözülmesi zor güçlüklerle yol açmaktadır [46,47,48]. Daha sonrasında ise Hauser-Feshbach formülünün şiddetle üstüste binen rezonansları da içeren güçlü soğurulma limitinde

neden başarılı olduğunu açıklama konusunda genel olarak ikna edici kabul edilebilecek [49] ancak sadece nümerik tabana dayandırılabilmiş modeller [50,51,52] oluşturulmuştur. Hem denge hem de denge öncesi bozunmaları mikroskopik nükleer davranışın farklı şekilde ortaya çıkışları olarak aynı tabanda birleştirebilecek teorik çalışmalar ise yok denecek kadar az [53] sayıda kalmıştır.

1980’li yılların başlarına gelindiğinde ise birleşik çekirdek reaksiyonlarına dair geniş kapsamlı bir teori oluşturmak üzerine yapılan teorik çalışmalar kaotik hareketin, integrali alınamayan klasik sistemler ve onların kuantum mekaniksel eşdeğerlerinin teorisindeki gelişmeler sayesinde ivme kazanmıştır. Bu aşamada, kaotik klasik sistemlerin kuantum spektrumunun özellikleri ile rastgele matris teorisi arasında bağlantı kuran, Bohigas-Giannoni-Schmit varsayımı [54] ve daha sonrasında da birleşik çekirdek saçılma teorisi olan rastgele matris teorisi ve kaotik kuantum saçılması arasındaki bağlantıyı kesin olarak gösteren çalışmalar [55,56] aynı anda yayınlanmışlardır.

Fiziksel olarak birleşik çekirdek saçılmasının, kaotik kuantum saçılmasının paradigmatik bir örneği olduğu ve birleşik çekirdek saçılması teorisinin de genel anlamda kaotik saçılma sürecine uygulanabileceği anlaşılmıştır. Aslında birleşik çekirdek saçılması diğer kaotik saçılma örneklerine göre iki sebepten dolayı çok daha zengin bir yapıdadır. Bunlardan birincisi spin ve parite gibi korunan kuantum sayıları bulunmasıdır. Nükleer tesir kesiti, bu kuantum sayılarına sahip her bir rezonansın bir toplamının karesinin alınmasıyla elde edilmektedir. Kaotik hareket ise yalnızca aynı kuantum sayılarına sahip rezonansları etkilemektedir. İkincisi, çekirdeğin bir iç yapısının bulunmasıdır. Bu durum artan uyarılma enerjisi ile birlikte açık kanal sayısında şiddetli bir artmaya sebep olmaktadır. İnelastik süreçler ise bu durumu daha da karmaşık ve zengin bir hale getirmektedir.

Birleşik çekirdeklerin istatistiksel teorisi genel bir teori olduğu için ve kaotik saçılmanın diğer örneklerine de uygulanabilir. Bu durum düzensiz mezoskopik (mikroskopik ve makroskopik arasında kalan) örnekler boyunca elektron taşınması [57,58,59] ve mikrodalga oyukları boyunca elektromanyetik dalgaların açtıkları

geçitler [60] ile ilgili yapılan çalışmalarla da doğrulanmıştır.

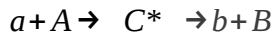
Bu teorinin en önemli iki girdisi γ ışıının şiddet fonksiyonları ve nükleer seviye yoğunluğudur. Gama-ışıının şiddet fonksiyonları ile ilgili teorik çalışmalar çok az sayıdadır [61,62] özellikle de ülkemiz kaynaklı çalışma hiç bulunmamaktadır ancak deneysel literatür oldukça zengindir [63,7]. Diğer yandan bu tez çalışmasında hedef olarak belirlenen $A < 40$ kütle bölgesi, deneysel sonuçların da oldukça seyrek olduğu ve istatistiksel teorinin gama-ışıının şiddet fonksiyonları özelinde kendisini kanıtlaması gereken bir bölgedir. Zira daha önce hem $40 < A < 250$ hem de $A > 250$ kütle bölgeleri için gama-ışıının şiddet fonksiyonlarının renormalizasyon işlemi yapılmış [61,62] ve bu kütle bölgelerindeki bir izotop için istatistiksel teori ile hesap yapılan her çalışmada bu renormalizasyon çalışmalarına güvenilmiştir. Bu tez kapsamında $A < 40$ kütle bölgesinde benzer bir başarı elde etmek için hem bu kütle bölgesinde hem de parametrizasyon çalışması için önemli olan nötron ayrılma enerjileri civarındaki uyarılma enerjileri için mevcut seviye yoğunluğu modellerinden [5,23,73,74] daha başarılı olan yarı-klasik seviye yoğunluğu modelimizi [64,6] kullanarak eksiklik bulunan bu bölge için güvenilir bir gama-ışıının şiddet fonksiyonu parametrizasyonunu nükleer fizik literatürüne kazandırmak amaçlanmıştır.

3.KULLANILAN YÖNTEMLER

3.1 Nükleer Reaksiyonların İstatistiksel Teorisi

Çekirdeklerin özellikleri hakkındaki bilginin büyük bir bölümü, nükleer reaksiyonlardan elde edilir. Nükleer reaksiyonlar, oluşum zamanlarına göre ikiye ayrılırlar. Hızlı olarak gerçekleşen direk reaksiyonlar ve yavaş olarak gerçekleşen birleşik çekirdek reaksiyonlarıdır. Direk reaksiyonlar, merminin hedef çekirdek boyunca etkileşme yapmadan geçmesi için gereken zamanla karşılaştırılabilir düzeyde gerçekleşirler. Diğer taraftan daha uzun süre zarfında gerçekleşen reaksiyonlar birleşik çekirdek reaksiyonları olarak adlandırılırlar. Yavaş ve hızlı süreç arasında kalan reaksiyonlar ise denge öncesi modeller ile açıklanabilirler.

Birleşik çekirdek reaksiyonlarını açıklamakta kullanılan nükleer reaksiyonların istatistiksel teorisine göre, gelen parçacık hedef çekirdek ile etkileşir ve bir çok uyarılmış duruma ulaşabilecek kadar uyarılma enerjisine sahip bir birleşik çekirdek oluşur. Gelen parçacığın enerjisi, herhangi bir bozunma gerçekleşmeden önce çekirdeği oluşturan nükleonlar arasında tam bir dengeye ulaşılana kadar paylaşılır. Bileşik çekirdek, bu süre içinde kendini oluşturan bu süreci unutur ve bu yüzden bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumu süreçlerinin birbirinden bağımsız olduğu ilkesi ortaya çıkar. Yani istatistiksel modele göre, birleşik çekirdeğin oluşumu ve bozunması arasında herhangi bir bağımlılık bulunmamaktadır. İstatistiksel modelde, nükleer reaksiyonlar için



ile ifade edilen ikili reaksiyon tanımı benimsenir. Burada a ve b mermi ve yayınlanan parçacıklar, A ve B hedef ve artık(kalan) çekirdeklerdir. Ara durumu temsil eden C^* ise uyarılmış durumdaki bir birleşik çekirdeği göstermektedir.

1936 yılında Fermi ve arkadaşlarının [65] nötron saçılmasında oluşan dar rezonansları keşfetmesiyle N. Bohr bileşik çekirdek modelini [1] fikrini oluşturmaya başlamıştır. Bohr oluşan bu çok sayıda ve birbirine yakın dar rezonanslar bağımsız parçacık hareketiyle değil, bileşik çekirdeklerdeki birçok nükleonun şiddetli etkileşimleri sonucu oluştuğunu düşünmüştür. Bu etkileşimde, gelen nötron enerjisini hedefteki nükleonlarla paylaşır ve bileşik çekirdek bir dengeye ulaşır. Hedefteki nükleonların birleşik çekirdekten ayrılması için kazanacağı enerjiyi elde edeceği süre, bir nükleonun çekirdek etrafındaki hareketini tamamlaması için geçen süreden daha fazladır. Bu yüzden bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunması birbirinden bağımsız olarak ele alınmalıdır. Tüm bu fikirleri Hauser-Feshbach formülü [27] içermektedir. Bu formüle göre ortalama diferansiyel tesir kesiti, Legendre polinomlarını içerecek biçimde iletim katsayılarının toplanmasıyla elde edilir. Toplam ifadesi iletim katsayılarının tüm açık çıkış kanalları üzerinden alınır. $a, b, \dots$ gibi açık kanallar, iki parçanın göreceli hareketinden kaynaklanan I açısal momentumu ve J toplam spini ile tanımlanan iç durumları ($\alpha, \beta, \dots$ ile gösterilmişlerdir) ile belirlenirler. Tesir kesiti, J ve E enerjisinin bir fonksiyonu olan, saçılma matrisinin $S_{ab}(E, J)$ elemanına lineer olarak bağımlıdır. $J \neq J'$ için $\langle S_{ab}(E, J) S_{cd}^*(E, J') \rangle = 0$ kabulü ve Bohr yaklaşımı yapıldığında, yani bu ifade çarpanlarına ayrılmasıyla,

$$\langle d\sigma_{\alpha\beta}/d\omega \rangle = \sum (KATSAYILAR) \left(\frac{T_a T_b}{\sum_c T_c} \right) P_l \cos(\theta) \quad (3.1)$$

ile verilen Hauser-Feshbach formülü elde edilmiş olur. Burada ω katı açısı, θ saçılma açısı, P_l ise Legendre polinomudur. Toplam tüm J, l, a, b değerleri üzerine genişletilir ve burada belirtilmeyen geometrik ve kinematik katsayılar içerir.

T_i iletim katsayıları, birleşik çekirdeğin i kanalından oluşma veya i kanalına bozunma olasılığını verir.

3.2 Gama-Işınım İletim Katsayıları

Gama-ışınım iletim katsayıları, nükleer reaksiyonların gama yayınlama kanallarının tanımlanması için önemlidir. Gama ışınları, yayınlanan diğer tüm parçacıkların yayınlanmasında da rol alacaklarından bu kanal en genel kanaldır.

Parçacık iletim katsayılarının optik modelde ortaya çıktıkları gibi gama-ışınım iletim katsayıları da Hauser-Feshbach modeline fotonların diğer parçacıklarla olan rekabetinin hesaplanması için dahil olurlar. Multipolaritesi l olan X tipindeki (burada geçiş türünün manyetik veya elektrik olmasına göre sırasıyla M veya E değerini alabilir) geçiş için gama ışıınım iletim katsayısı

$$T_{Xl}(E_\gamma) = 2\pi f_{Xl}(E_\gamma) E_\gamma^{2l+1} \quad (3.2)$$

ile verilir. Burada E_γ gama enerjisini gösterirken $f_{Xl}(E_\gamma)$ ise enerjiye bağımlı gama-ışınım şiddet fonksiyonudur.

3.3 Gama-Işınım Şiddet Fonksiyonları

Gama-ışınım şiddet fonksiyonları, gama-ışınım iletim katsayılarının belirlenmesinde önemli bir unsurdur. Gama-ışınım şiddet fonksiyonları da iletim katsayıları gibi, elektrik veya manyetik geçiş türüne göre ve multipolariteye bağlı olarak değiştiği için, elektromanyetik nükleer özelliklerin bir ölçüsü olarak kabul edilir ve hesaplamalarda ona göre değer alır. Gama-ışınım şiddet fonksiyonlarını hesaplamak için kullanılan 4 model vardır. Bunlardan ilki ve en yaygın olarak kullanılanı dev dipol rezonans biçimini standart bir Lorentziyen formu ile ifade eden Brink Axel metodu [3,4], ikincisi Kopecky ve Uhl [61] tarafından ortaya koyulmuş olan genelleştirilmiş Lorentziyen formu, diğerleri ise Stephane Goriely tarafından gama ışıınım şiddet fonksiyonlarının Hartree-Fock BCS modeline ve Hartree Fock-Bogolyubov modeline göre hesaplanmasıdır [66].

3.3.1 Standart Lorentziyen Formu (Brink-Axel Metodu)

Gama ışıının şiddet fonksiyonlarını hesaplamak için kullanılan en yaygın model

$$f_{XL}(E_\gamma) = K_{XL} \frac{\sigma_{XL} E_\gamma \Gamma_{XL}^2}{(E_\gamma^2 - E_{XL}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{XL}^2} \quad (3.3)$$

ifadesi ile verilen Brink-Axel metodudur. Burada $\sigma_{XL}(mb)$, $E_{XL}(MeV)$ ve $\Gamma_{XL}(MeV)$ değerleri sırasıyla fotoabsorbsiyon tesir kesiti verilerinden türetilen dev rezonansa ait şiddet, enerji ve genişlik parametreleridir. K_{XL} çarpanı ise 1 multipolarite ve sabitlere bağlı olarak

$$K_{XL} = \frac{1}{(2l+1)\pi^2 \hbar^2 c^2} \quad (3.4)$$

ifadesi ile verilir. Brink-Axel metodu $E1$ dışındaki tüm geçişler için kullanılır.

3.3.2 Genelleştirilmiş Lorentziyen Formu

$E1$ geçişi için ise Kopecky ve Uhl [61] tarafından ortaya koyulmuş olan

$$f_{E1}(E_\gamma, T) = K_{E1} \left(\frac{E_\gamma \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma)}{(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2 + E_\gamma^2 \tilde{\Gamma}_{E1}^2(E_\gamma)} + \frac{0.7 \Gamma_{E1} 4\pi^2 T^2}{E_{E1}^3} \right) \sigma_{E1} \Gamma_{E1} \quad (3.5)$$

biçimindeki genelleştirilmiş Lorentziyen formu tercih edilir. Burada enerjiye bağlı sönüm genişliği $\tilde{\Gamma}(E_\gamma)$,

$$\tilde{\Gamma}_{E1}(E_y) = \Gamma_{E1} \frac{E_y^2 + 4\pi^2 T^2}{E_{E1}^2} \quad (3.6)$$

ifadesi ile T nükleer sıcaklık ise ,

$$T = \sqrt{\frac{E_n + S_n - \Delta - E_y}{a(S_n)}} \quad (3.7)$$

biçiminde verilir [67]. Burada S_n nötron ayrılma enerjisi, E_n gelen nötronun enerjisi, Δ çiftlenme düzeltmesi ve a ise nötron ayrılma enerjisindeki seviye yoğunluğu parametresi değeridir. Çiftlenme düzeltmesi ve seviye yoğunluğu parametresi, seviye yoğunluğu bölümünde detaylı olarak incelenecektir.

Bazı çekirdeklerin $E1$ geçişleri için dev dipol rezonans parametrelerinin deneysel değerleri TALYS nükleer yapı veritabanında [62] mevcuttur. Ancak bazılarının ayırık dev dipol rezonansları olduğu için Lorentziyen parametreleri iki set halinde verilmiştir. Böyle durumlarda birbirinden bağımsız bu iki şiddet fonksiyonunun toplamı alınır. Deneysel verileri bulunmayan çekirdeklerin dev dipol rezonans parametreleri için parametrizasyonlar kullanılır. Kopecky tarafından farklı multipol geçişleri için önerilmiş parametrizasyonlar mevcuttur [66].

$E1$ geçişleri için;

$$\sigma_{E1} = \frac{1.2 \times 120 NZ}{A \pi \Gamma_{E1}} mb, \quad E_{E1} = 31.2 A^{-1/3} + 20.6 A^{-1/6} MeV, \quad (3.8)$$

$$\Gamma_{E1} = 0.026 E_{E1}^{1.91} MeV$$

$E2$ geçişleri için;

$$\sigma_{E2} = 0.00014 Z^2 E_{E2} / (A^{1/3} \Gamma_{E2}) mb, \quad E_{E2} = 63 A^{-1/3} MeV, \quad (3.9)$$

$$\Gamma_{E2} = 6.11 - 0.012 A MeV$$

$E2$ 'den daha yüksek multipol ışınlamaları için;

$$\sigma_{El}=8.10^{-4}\sigma_{E(l-1)}, \quad E_{El}=E_{E(l-1)}, \quad \Gamma_{El}=\Gamma_{E(l-1)} \quad (3.10)$$

$M1$ geçişleri için;

$$f_{M1}=1.58A^{0.47}, \quad E_{M1}=41.A^{-1/3} MeV, \quad \Gamma_{M1}=4 MeV, \quad (3.11)$$

$M1$ dev rezonans parametreleri üzerine çok az bilgi vardır. f_{M1} değeri, σ_{M1} 'in (3.3) denkleminde uygulanan $7 MeV$ 'deki değeridir. $M1$ 'den daha yüksek multipol ışınlamaları için

$$\sigma_{Ml}=8.10^{-4}\sigma_{M(l-1)}, \quad E_{Ml}=E_{M(l-1)}, \quad \Gamma_{Ml}=\Gamma_{M(l-1)} \quad (3.12)$$

ifadesinden yararlanılır.

Tüm durumlar için, bu sistematikler kullanıcı tanımlı girdi parametreleriyle kural dışı kalabilir. $E1$ ışınlamaları için ayrıca iki seçenek daha vardır. Stephane Goriely gama ışınlamaları şiddet fonksiyonlarını Hartree-Fock BCS modeline ve Hartree-Fock-Bogolyubov modeline göre hesaplamıştır [66]. Bu mikroskobik şiddet fonksiyonları f_{HFM} olarak adlandırılır ve deneysel verilere ayarlanmaz, ölçekleme fonksiyonu yardımıyla uyum sağlanır. Bu modele göre $E1$ geçişi için ışınlamaları şiddet fonksiyonu

$$f_{E1}(E_\gamma)=f^{nor} f_{HFM}(E_\gamma+E_{shift}) \quad (3.13)$$

ifadesiyle verilir. Burada, $f^{nor}=1$ ve $E_{kayma}=0$ varsayılır (tablodan değiştirilmemiş değerlerdir). E kayma enerji kayması, farklı bir enerjide tablodan elde edilen seviye yoğunluğu anlamına gelir. f^{nor} ve E_{kayma} 'nın birlikte ayarlanması yeterince ayarlama esnekliğini verir.

3.4 Gama-Işınım Şiddet Fonksiyonlarının Renormalizasyonu

Nötron geliş enerjileri yeteri kadar düşük olduğunda Γ_γ ortalama ışıyım yakalama genişliği tümüyle s-dalgası etkileşimine karşılık gelir ve S_n nötron ayrılma enerjisindeki Γ_γ genellikle gama-ışıyım iletim katsayılarını normalize etmekte kullanılır. Γ_γ değerleri mümkün olduğunda nükleer yapı veritabanlarından okunabilirler ancak deneysel verilerin bulunmadığı çekirdekler için Kopecky [61] tarafından $40 < A < 250$ kütle bölgesi için yapılmış bir interpolasyon tablosundan yararlanılabilir, $A > 250$ ağır kütle bölgesi için ise

$$\Gamma_\gamma = 1593 / A^2 \text{ eV} \quad (3.14)$$

ifadesiyle verilen basit biçimli bir ifadeden yararlanılabilir. Ancak $A < 40$ hafif kütle bölgesi için herhangi bir gama renormalizasyonu yapılmamaktadır.

S-dalgası ışıyım genişliği, gama-ışıyım iletim katsayılarının, gama-ışıyım basamağının ilk basamağında ulaşılan son durumların yoğunluklarının üzerinden integral alınmasıyla elde edilebilir. Bu durumda ρ seviye yoğunluğu ve D_0 ortalama rezonans boşluğu olmak üzere normalizasyon işlemi

$$\frac{2\pi\Gamma_\gamma}{D_0} = G_{norm} \sum_{J,\Pi} \sum_{Xl} \sum_{I'=[J-l],\Pi'}^{J+l} \int_0^{S_n} dE_\gamma T_{Xl}(E_\gamma) \rho(S_n - E_\gamma, I', \Pi') f(X, \Pi', L) \quad (3.15)$$

bağlantısı kullanılarak yapılır. Buradaki J ve Π indisleri, s-dalgası gelen parçacıklarını oluşturabilecek J spinli ve Π pariteli birleşik çekirdek durumları üzerinden toplamı ifade ederken, J' ve Π' ise son durumların spin ve paritesine karşılık gelmektedir. Multipol seçim kuralları $\Pi = \Pi'(-1)^l$ olduğu durumda $f(E, \Pi', l) = 1$, $\Pi = \Pi'(-1)^{l+1}$ olduğu durumda $f(E, \Pi', l) = 1$ ve diğer durumlar için 0 olur. Buradan açıkça anlaşılmaktadır ki dE_γ üzerinden alınan integral aynı zamanda ayırık durumlar üzerinden bir toplam ifadesi de içermektedir.

Bu ifadedeki eşitliği sağlayan ise G_{norm} normalizasyon katsayısıdır. Pratikte iletim katsayıları nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılmadan önce bu katsayı ile çarpılırlar. Eğer bu katsayının değeri 1 olarak alınırsa herhangi bir normalizasyon yapılmamış ve şiddet fonksiyonları yalnızca kullanılan dev rezonans parametrelerine göre değer almış olurlar.

(3.15) eşitliğinden de görüldüğü gibi, gama ışıyım şiddet fonksiyonlarının renormalizasyonunun yapılabilmesi için seviye yoğunluğuna ihtiyaç duyulmaktadır. Kullanılacak seviye yoğunluğu ifadesinin D_0 ortalama rezonans boşluklarıyla uyumlu olması gerekir. Bunun için literatürde bulunan fenomenolojik seviye yoğunluğu modellerinin deneysel ortalama rezonans boşluğu verileriyle uyumuna bakılır. Ortalama rezonans boşluğu, birleşik çekirdeğin S_n nötron ayrılma enerjisindeki ortalama s-dalgası nötron seviye boşluğudur ve yine s-dalgası rezonanslarının deneysel verilerinden elde edilebilir.

Tüm seviye modelleri, D_0 ortalama rezonans boşluğu ve I hedef çekirdeğin spini olmak üzere,

$$\frac{1}{D_0} = \sum_{J=|I-\frac{1}{2}|}^{J=I+\frac{1}{2}} \rho(S_n, J, \Pi) \quad (3.16)$$

eşitliğini sağlar. Bu ifade ile hesaplanan teorik ortalama rezonans boşluğu değerleri ile deneysel veriler arasındaki uyum hesaplamalara dahil edilen toplam N tane izotop için

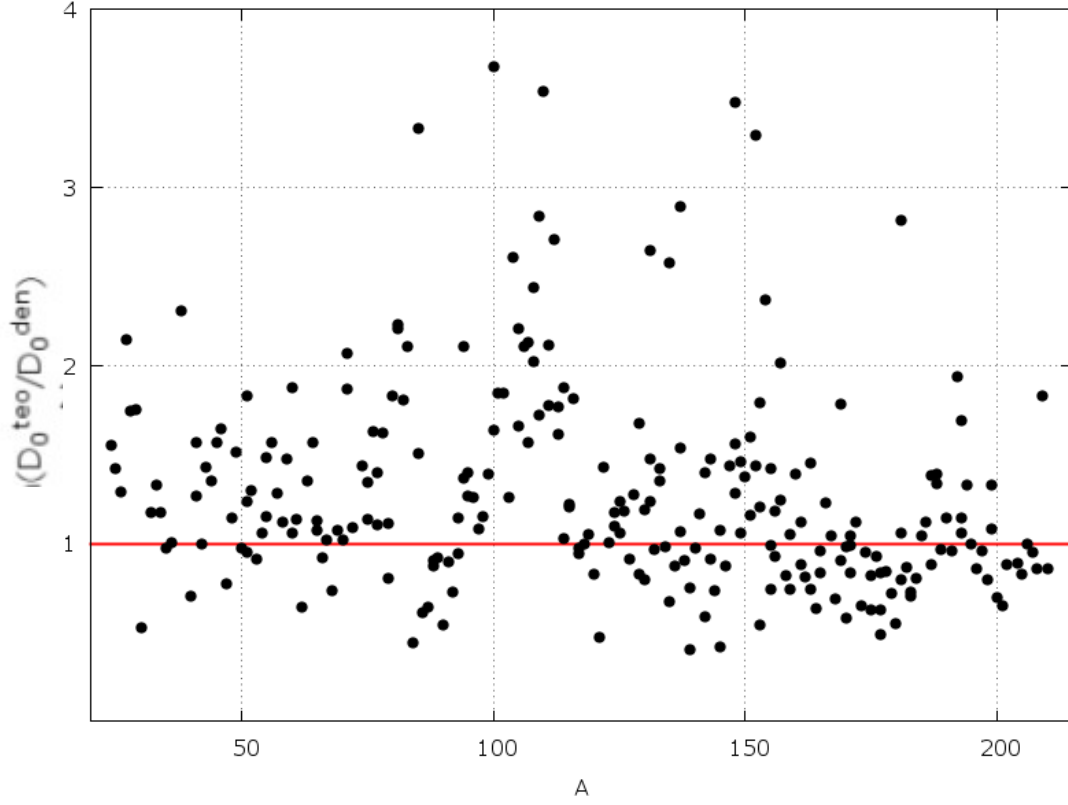
$$f_{rms} = \exp \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\ln \frac{D_{0,i}^{teo}}{D_{0,i}^{den}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.17)$$

ile verilen bir kalite faktörü ile ifade edilir. Bu tanım gereği f_{rms} faktörü 1'e en yakın olan model deneysel verilerle en uyumlu model olacaktır.

Tablo 3.1 Seviye yoğunluğu modellerinin f_{rms} değerlerinin karşılaştırılması.

Mod	f_{rms}	Ref.
Yarı-Klasik Geri-Kaydırılmış Fermi Gaz	1.12	[64]
Geri-Kaydırılmış Fermi Gaz	1.68	[5]
Sabit Sıcaklık	1.76	[5]
Genelleştirilmiş Süper Akışkan	1.78	[5]

Tablo 3.1 ile literatürde genel kabul görmüş fenomenolojik seviye yoğunluğu modelleri ortalama rezonans boşluklarının deneysel verilerine olan uyumları ile birlikte verilmiştir. Bu modellerden Yarı-Klasik Geri-Kaydırılmış Fermi Gaz Modeli 2011 yılında çalışma grubumuz tarafından ortaya konulmuştur ve görüldüğü gibi halihazırda ortalama rezonans boşluklarının deneysel verilerini açıklamakta en başarılı modeldir. Diğer seviye yoğunluğu modelleri ağır izotoplarda başarılı hafif izotoplarda ise başarısız sonuç verirken, yarı klasik seviye yoğunluğu modelimizin $A < 40$ hafif kütle bölgesinde başarılı sonuçlar verdiği ve bu sebeple toplam f_{rms} faktörü açısından daha iyi bir değere sahip olduğu, hesaplanan ortalama rezonans boşluklarının deneysel verilere oranını veren Şekil 3.1'den de anlaşılabilir[64].



Şekil 3.1 Hesaplanan ortalama rezonans boşluklarının deneysel ortalama rezonans boşluklarına oranı.

3.5 Nükleer Seviye Yoğunluğu'nun Genel İfadeleri

Nükleer seviye yoğunluğu, bir uyarılma enerjisi civarındaki sonsuz küçük enerji aralığında bulunan uyarılmış seviyelerin sayısıdır. Kollektif seviyeleri gözönüne almadan çekirdeğin uyarılmış seviyelerinin eşit boşluklarla yerleştiği yaklaşımıyla tek parçacık durumlarını açıklayan Fermi gaz modeli 1937 yılında Bethe [23] tarafından ortaya konulmuştur. Bu modele göre nötron ve protonlardan oluşan bir çift-fermiyon sisteminin durum yoğunluğu için kapalı biçimde

$$\rho(E_x) = \frac{1}{12\sqrt{2}\sigma} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (3.18)$$

ifadesi yazılır. Burada a seviye yoğunluğu parametresidir ve bu ifadenin ana değişkenidir U etkin uyarılma enerjisidir ve

$$U = E_x - \Delta \quad (3.19)$$

olarak tanımlanır. Burada E_x uyarılma enerjisi iken Δ enerji kaymasıdır. Enerji kayması, çekirdekte varlığı bilinen tek-çift etkilerinin sebep olduğu çiftlenme enerjisine eşit veya onunla çok yakından ilgili olduğu kabul edilebilecek ampirik bir parametredir. Fiziksel olarak ise bir çift oluşturmuş nükleonların teker teker uyarılmalarından önce bu çifti ayırmaya harcanan enerjiye karşılık gelir. Nükleer sıcaklığın tanımı gereği hesaplamalarda, başlangıçtan Δ kadarlık bir uyarılma enerjisine kadar olan enerji aralığı da ihmal edilmiş olur. Enerji kayması,

$$\Delta = \delta + n \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (3.20)$$

ifadesinden hesaplanır. Bu ifadedeki n tek-tek çekirdekler için -1 , çift-çift çekirdekler için 1 ve tek çekirdekler için ise 0 değerini alır.

Toplam açısal momentumun izdüşümlerinin çiftlenmesi yaklaşımı altında bir çift-fermiyon sisteminin Fermi gaz seviye yoğunluğu [23,11],

$$\rho(U, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2}\pi\sigma^3} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \times \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.21)$$

biçimindedir. Burada J ve Π çekirdeğin spin ve paritesi iken eşitliğin başındaki

$\frac{1}{2}$ çarpanı pozitif ve negatif parite dağılımlarının eşit kabul edilmesinden gelir.

σ^2 , spin-eşik parametresidir ve açısal momentum dağılımının z-bileşeninin Gaussiyen genişliğini temsil eder.

Spin-eşik parametresini hesaplamak için, düşük uyarılma enerjilerindeki ayırık spin eşik parametresi,

$$\sigma_d^2 = \frac{1}{3 \sum_{i=N_L}^{N_U} (2J_i + 1)} \sum_{i=N_L}^{N_U} J_i (J_i + 1) (2J_i + 1) \quad (3.22)$$

ve yüksek uyarılma enerjilerindeki Fermi gaz spin-eşik parametresi,

$$\sigma_F^2(E_x) = 0.01389 \frac{A^{5/3}}{\tilde{a}} \sqrt{aU} \quad (3.23)$$

ifadesiyle verilir. Spin-eşik parametresinin genel olarak birleşimi

$$\begin{aligned} \sigma^2(E_x) &= \sigma_d^2 & 0 \leq E_x \leq E_d \\ \sigma^2(E_x) &= \sigma_d^2 + \frac{E_x - E_d}{S_n - E_d} [\sigma_F^2(E_x) - \sigma_d^2] & E_d \leq E_x \leq S_n \\ \sigma^2(E_x) &= \sigma_F^2(E_x) & E_x \geq S_n \end{aligned} \quad (3.24)$$

biçimindedir. Bu ifadedeki E_d enerjisi, N_L alt seviyesi ile N_U üst seviyesinin enerjilerinin tam ortası $E_d = (E_L + E_U)/2$ olarak verilir.

Spin ve pariteye bağlı olarak verilen bu seviye yoğunluğu ifadesinin tüm spinler ve pariteler üzerinden toplamının alınmasıyla,

$$\rho(E_x) = \frac{1}{12\sqrt{2}\sigma} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.25)$$

toplam Fermi seviye yoğunluğu ifadesi elde edilir. Her ne kadar seviye yoğunluğu basit bir formülasyonu sahip olsa da düşük uyarılma enerjilerinde bazı problemler mevcuttur. Uyarılma enerjisi sıfıra yaklaştığında seviye yoğunluğu ifadesi ıraksar. Bu problemin çözümü önceleri Grossjean ve Feldmeier [68] tarafından önerilmiştir.

Daha sonra ise Demetriou ve Goriely [69] tarafından daha kullanışlı

$$\rho^{top}(E_x) = \left[\frac{1}{\rho(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right]^{-1} \quad (3.26)$$

biçimine getirilmiştir. Burada düşük uyarılma enerjilerinde baskın gelerek seviye yoğunluğunun ıraksamasını engelleyen $\rho_0(t)$ terimi

$$\rho_0(t) = \frac{e}{24\sigma} \frac{(a_p + a_n)^2}{\sqrt{a_p a_n}} \exp(4a_p a_n t^2) \quad (3.27)$$

ifadesiyle verilir. Bu ifadedeki t daha önce tanımlanan nükleer sıcaklıktır, $a_{p,n}$ ise proton ve nötron için ayrı ayrı seviye yoğunluğu parametreleridir. Özetle seviye yoğunluğu modeli, a ve δ olmak üzere iki adet belirlenmesi gereken parametre içermektedir.

3.5.1 Seviye Yoğunluğu Parametresi

Nükleer seviye yoğunluğu üzerine yapılan ilk çalışmalarda seviye yoğunluğu parametresinin değeri enerjiden bağımsız ve her bir çekirdek için sabit bir değer olarak kabul edilmiştir. Sonraları Ignatyuk tarafından [70] kütle formülünün kabuk düzeltme terimi δW kullanılarak seviye yoğunluğu parametresi için

$$a = a(E_x) = \tilde{a} \left(1 + \delta W \frac{1 - \exp[-\gamma U]}{U} \right) \quad (3.28)$$

şeklinde uyarılma enerjisine bağlı bir ifade önerilmiştir. Bu ifadedeki γ sönüm parametresidir ve seviye yoğunluğu parametresinin $\tilde{a}$ asimptotik limit değerine ne kadar hızla yaklaşacağını belirler. Sönüm parametresi A kütle numarasının bir fonksiyonu olarak

$$\gamma = \frac{\gamma_1}{A^{1/3}} \quad (3.29)$$

biçiminde ifade edilebilir. Düşük uyarılma enerjilerinde ($E_x \leq \Delta$) , seviye yoğunluğu parametresinin

$$\lim_{U \rightarrow 0} a(E_x) = \tilde{a}(1 + \gamma \delta W) \quad (3.30)$$

biçiminde birinci dereceden Taylor serisine açılması kullanışlı olacaktır. Buradan görüldüğü gibi, a parametresini hesaplamak için δW , γ_1 ve $\tilde{a}$ olmak üzere toplam üç parametrenin değerlerinin belirlenmesine ihtiyaç vardır. δW kabuk düzeltmesi aşağıdaki gibi bir çekirdeğin deneysel olarak ölçülen kütlesi ile küresel sıvı damlası modelinden elde edilen kütlesi arasındaki fark

$$\delta W = M_{DEN} - M_{LDM} \quad (3.31)$$

olarak tanımlanır. Bu parametre, seviye yoğunluğu parametresinin asimptotik limitine hangi yönden yaklaştığını belirler. δW pozitif ise seviye yoğunluğu parametresi limit değerine azalarak, eğer negatif ise limit değerine artarak ulaşır.

Seviye yoğunluğu parametresinin hesaplanmasında ihtiyaç duyulan son parametre asimptotik seviye yoğunluğu parametresidir. Bu parametre, Fermi enerjisindeki tek parçacık seviye yoğunluğu kullanılarak,

$$\tilde{a} = \frac{\pi^2}{6} [g_p(E_F^p) + g_n(E_F^n)] \quad (3.32)$$

veya düzgün bir formda ayrık seviyeler ve/veya rezonans boşluklarına uydurma işlemi yapılarak,

$$\tilde{a} = \alpha A + \beta A^{2/3} \quad (3.33)$$

veya sıvı damla biçiminde bir formül yardımıyla,

$$\tilde{a} = a_{vol} \left[1 + k_{vol} \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A + a_{sur} \left[1 + k_{sur} \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} + a_{Coul} Z^2 A^{-1/3} \quad (3.34)$$

elde edilebilir.

3.5.2 Yarı-Klasik Yaklaşım

Bu tez çalışmasında $\tilde{a}$ parametresi (3.32) denklemi yardımıyla hesaplanmaktadır. $g_{p,n}$ tek parçacık seviye yoğunluklarıdır ve spin dejeneresi içeren aşağıdaki yarı klasik ifade

$$g(\varepsilon) = \frac{2}{\pi} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int r^2 \sqrt{\varepsilon - V(r)} dr \quad (3.35)$$

yardımla hesaplanabilir. Bu ifadedeki $V(r)$, kare kuyu potansiyeli, harmonik osilatör veya Woods-Saxon gibi basit ortalama bir potansiyel ve m nükleonun kütlesidir. Bu potansiyeller içinde en gerçekçi olanı Woods-Saxon potansiyeli olsa bile, tek parçacık seviye yoğunluğunun analitik olarak hesaplanabilmesi için kullanışlı değildir. Bu durumun bir sonucu olarak hesaplamalarımızda, tek parçacık seviye yoğunluğunun kolayca türetilbildiği

$$V_{HO}(r) = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 \quad (3.36)$$

biçiminde küresel harmonik osilatör potansiyeli kullanılacaktır. Bu potansiyeldeki ω osilatör frekansıdır. Proton için Coulomb etkileşmesi de bu potansiyele dahil edilebilir. Ortalama olmayan alan yaklaşımından yararlanarak, düzgün yüklü küre için Coulomb potansiyeli

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) & , \quad r \leq R_c \\ \frac{Ze^2}{r} & , \quad r \geq R_c \end{cases} \quad (3.37)$$

olarak yazılabilir. Burada R_c Coulomb yarıçapıdır. $R_c = R_0$ yaklaşımı yapıldığında $V(r) = V_{HO}(r) + V_c(r)$ etkileşmesi kullanılarak Fermi enerjisindeki proton ve nötron tek parçacık seviye yoğunluğunu hesaplamada kullanılırsa

$$g_\alpha(E_F^\alpha) = \frac{1}{(\hbar\omega)^3} \left(1 - \delta_\alpha \frac{Ze^2}{m_\alpha \omega^2 R_c^3}\right)^{-3/2} (E_F^\alpha)^2, \quad \alpha = \{p, n\} \quad (3.38)$$

ifadesi elde edilir. Burada proton için $\delta_{\alpha=p}=1$, nötron için ise $\delta_{\alpha=n}=0$ alınır.

E_F^α proton ve nötron için Fermi enerjisidir ve

$$N_\alpha = \int_{-\infty}^{E_F^\alpha} g_\alpha(E) dE, \quad N_\alpha = \{N, Z\} \quad (3.39)$$

eşitliği yardımıyla nükleon sayısından hesaplanabilir. Enerjiye bağımlı seviye yoğunluğu ifadesinde kalan iki parametre γ_0 ve δ 'nın değerleri deneysel veriler gözönüne alınarak yapılan fit işleminden elde edilirler.

3.5.3 Kollektif Etkiler

γ -ışınım şiddet fonksiyonlarının renormalizasyonu için önemli bir nicelik daha teorik olarak belirlenebilir. Bu işlem için oldukça önemli olan bir diğer olgu ise kollektif etkilerdir. Fermi gaz modelinin orjinal halinde bu etkiler gözönüne alınmadığından ilerleyen yıllardaki çalışmalarda [72,70] bu etkiler vibrasyonel ve rotasyonel iyileştirme katsayıları kullanılarak hesaplamalara dahil edilmeye çalışılmıştır. Bu etkilerin dahil edilmesiyle deneysel veriler ile teorik hesaplamaların

uyumunun artması beklense de istenilen olumlu etki sağlanamamıştır. Bu sorunu çözmek amacıyla çalışma grubumuz tarafından yakın zamanda ortaya konulan bir çalışmada [6], kolektif etkileri

$$a(E) = \tilde{a} \left(1 + A_c \frac{S_n}{E} \frac{\exp(-|E - E_0|/\sigma_c'^3)}{\sigma_c'^3} \right) \quad (3.40)$$

biçiminde Laplace-benzeri bir ifade yardımıyla seviye yoğunluğu parametresine dahil eden bir ifade önerilmiştir. Burada A_c kolektif şiddet olup

$$A_c = S(N, Z, T_c, Shape) \quad (3.41)$$

$$A_c = [M_{\text{exp}} - M_{LDM}] \frac{\tau_c}{\sinh \tau_c}$$

ifadesi ile verilir ve $\tau_c = 2\pi^2 T_c / \hbar \omega$ olmak üzere bir $T_c = \sqrt{S_n / \tilde{a}}$ kritik sıcaklığındaki şekil bağımlı kabuk (mikroskopik) düzeltme enerjisine karşılık gelir.

M_{DEN} çekirdeğin deneysel olarak ölçülen kütlesi iken M_{LDM} ise şekil dolayısıyla da deformasyon bağımlı sıvı damlası modeli ile hesaplanan kütlesidir. Bu model ile ilgili daha detaylı bilgi [6] çalışmasında mevcuttur.

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Buraya kadar verilen teorik bilgiler ışığında eşitlik (3.15) gözönüne alındığında yalnızca G_{norm} niceliği henüz tanımlanmamış durumdadır. G_{norm} katsayısı deneysel ve teorik ortalama ısıtım yakalama genişliği değerlerinin birbirine oranı

$$G_{norm} = \frac{\Gamma_y^{den}}{\Gamma_y^{teo}} \quad (4.1)$$

olarak ifade edilebilir. Γ_y teorik olarak nükleer seviye yoğunluğu kullanılarak (3.16) ifadesi ile hesaplanan teorik ortalama rezonans boşluğu değeri yardımıyla

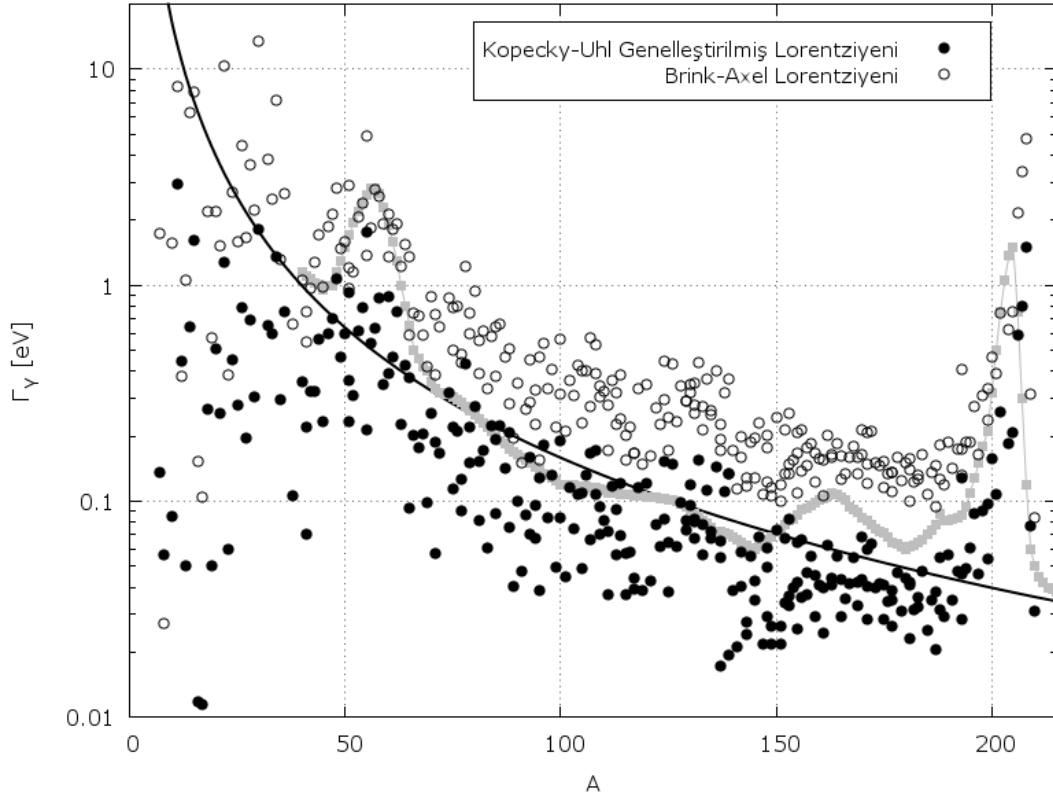
$$\Gamma_y^{teo} = D_0^{teo} \sum_{J, \Pi} \sum_{Xl} \sum_{I' = |J-l|, \Pi'}^{J+l} \int_0^{S_n} dE_y f_{Xl}(E_y) E_y^{2l+1} \rho(S_n - E_y, I', \Pi') f(X, \Pi', l) \quad (4.2)$$

biçiminde elde edilir. Bu eşitliğin çözülmesi için gerekli olarak dev rezonans parametreleri RIPL-3 veritabanında mevcuttur [66]. Nükleer seviye yoğunluğu ile ilgili diğer gerekli parametreler ise [6] çalışmasında verildiği gibi kullanılmıştır. Tüm hesaplamalar TALYS nükleer reaksiyon kodu [62] kullanılarak gerçekleştirilmiştir. TALYS kodu, çalışma grubumuz tarafından ortaya konulan yeni seviye yoğunluğu modeli [6] ile hesap yapabilecek şekilde modifiye edilmiştir. Ortalama ısıtım yakalama genişliklerinin deneysel değerlerinin bulunmadığı $A > 250$ kütle bölgesindeki ağır çekirdekler için

$$\Gamma_y^{den} = 1593 / A^2 \text{ eV} \quad (4.3)$$

parametrizasyonundan [66,62] faydalanılmıştır. $40 < A < 250$ kütle bölgesinde ise [61] tarafından oluşturulan bir interpolasyon tablosu kullanılmıştır. [66,62] çalışmalarında da bahsedildiği üzere $A < 40$ hafif kütle bölgesindeki çekirdekler için bir renormalizasyon işlemine gerek duyulmadığı iddia edildiğinden bu bölge için

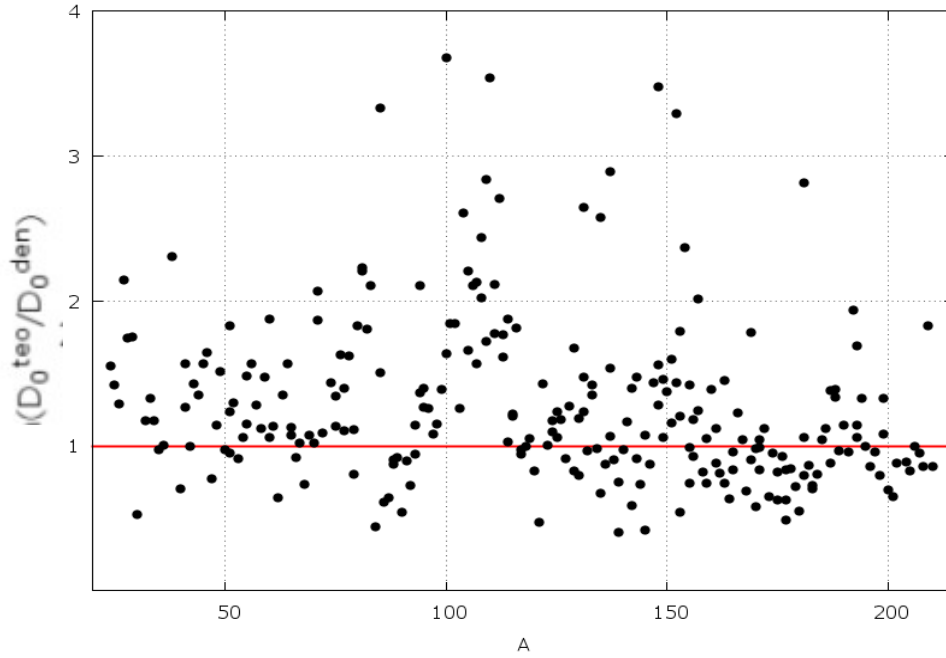
herhangi bir parametrizasyon da bulunmamaktadır. Dolayısıyla bu bölgedeki çekirdeklerin deneysel verileri için (4.3) eşitliği ile verilen parametrizasyonu kullanmaktan başka bir seçenek bulunmamaktadır.



Şekil 4.1 Kopecky – Uhl Genelleştirilmiş ve Brink-Axel Lorentziyeni γ -ışınım şiddet fonksiyonlarıyla elde edilen teorik ve deneysel ortalama ışıınım yakalama genişliği değerlerinin karşılaştırılması. Dolu ve boş siyah daireler teorik değerleri temsil etmektedir. Gri kare semboller Kopecky'nin interpolasyon tablosundan deneysel değerleri göstermektedir. Düz çizgi $1593/A^2 eV$ parametrizasyonuna karşılık gelmektedir.

Şekil 4.1 hesaplamalar sonucunda elde ettiğimiz teorik ortalama ışıınım yakalama genişliği değerlerinin deneysel olarak bilinen değerler ile karşılaştırmasını göstermektedir.

Şekilde $Li(Z=3)$ çekirdeğinden $Bi(Z=83)$ çekirdeğine kadar olan kararlı izotoplara yer verilmiştir. Kopecky'nin interpolasyon tablosundan alınan verilerin bir tanesi $A \approx 56$ bir tanesi de $A \approx 205$ olmak üzere iki pik içerdiği görülmektedir. Teorik hesaplamalarımızın sonuçları ise bu piki de sağlamasının yanı sıra $A \approx 11$ ve $A \approx 30$ olmak üzere iki pik daha öngörmektedir. Her ne kadar orta-ağır ve ağır kütle bölgelerindeki çekirdekler için teorik ve deneysel ortalama ısıtım yakalama genişliği değerleri arasında bir uyum gözlense de hafif kütle bölgesinde (4.3) eşitliğinden elde edilen deneysel değerler ile belirgin uyuşmazlıklar gözlenmektedir. Bu durum, hafif kütle bölgesi için gerek olmadığı iddia edilen renormalizasyon işleminin gerekliliği adına bir kanıt olarak değerlendirilebilir.

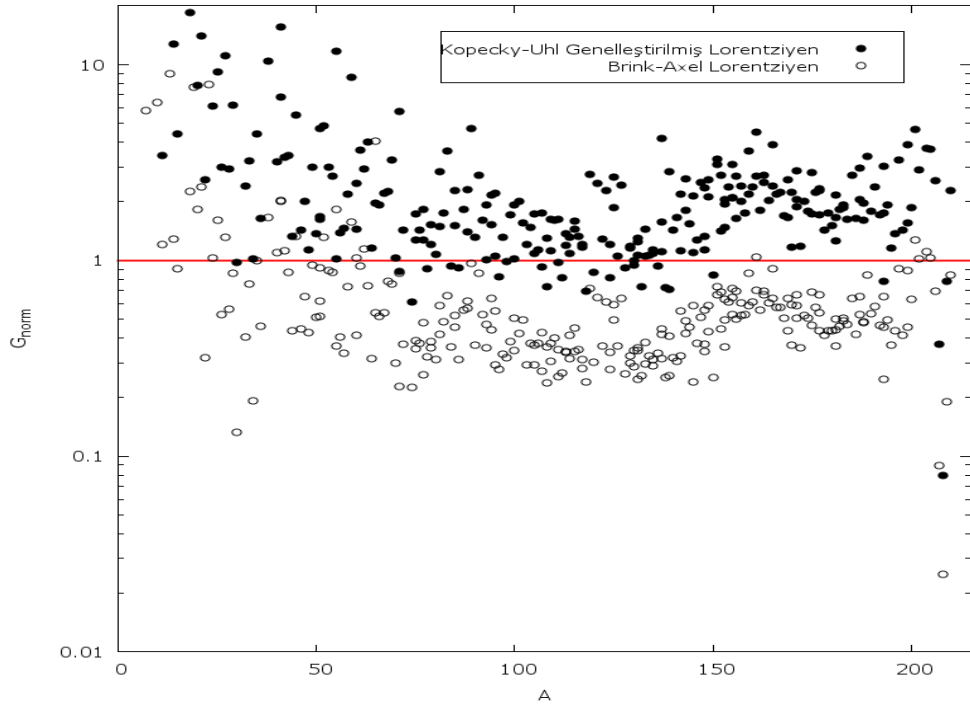


Şekil 4.2 $Z \leq 83$ kütle bölgesi için D_0^{teo}/D_0^{den} oranıdır. Düz çizgi 1 değerini göstermektedir.

Şekil 4.2, kullanılan seviye yoğunluğu modelinin başarısının kütle bölgelerine göre başarısını göstermesi amacıyla hesaplanan ortalama rezonans boşluğu değerlerinin deneysel değerlere oranını içermektedir. Bu oran 1 değerine ne kadar yakın olursa model o kadar başarılıdır. Şekilden anlaşılabileceği üzere, kullanılan seviye yoğunluğu modeli ağır kütle bölgesindeki çekirdeklere kıyasla hafif kütle bölgesinde

daha başarılı sonuçlar vermektedir. Böylece bu projenin de konu aldığı kütle bölgesi olan hafif kütle bölgesinde bu seviye yoğunluğu modelinin (4.3) ile verilen parametrizasyonun bu kütle bölgesinde test edilmesinde kullanılabileceği görülmektedir.

Bu durumu daha derinlemesine araştırmak için G_{norm} değerlerini incelemek gerekir. Hesaplamalarımız sonucunda elde ettiğimiz G_{norm} değerlerimiz Şekil 4.3 ile gösterilmiştir.



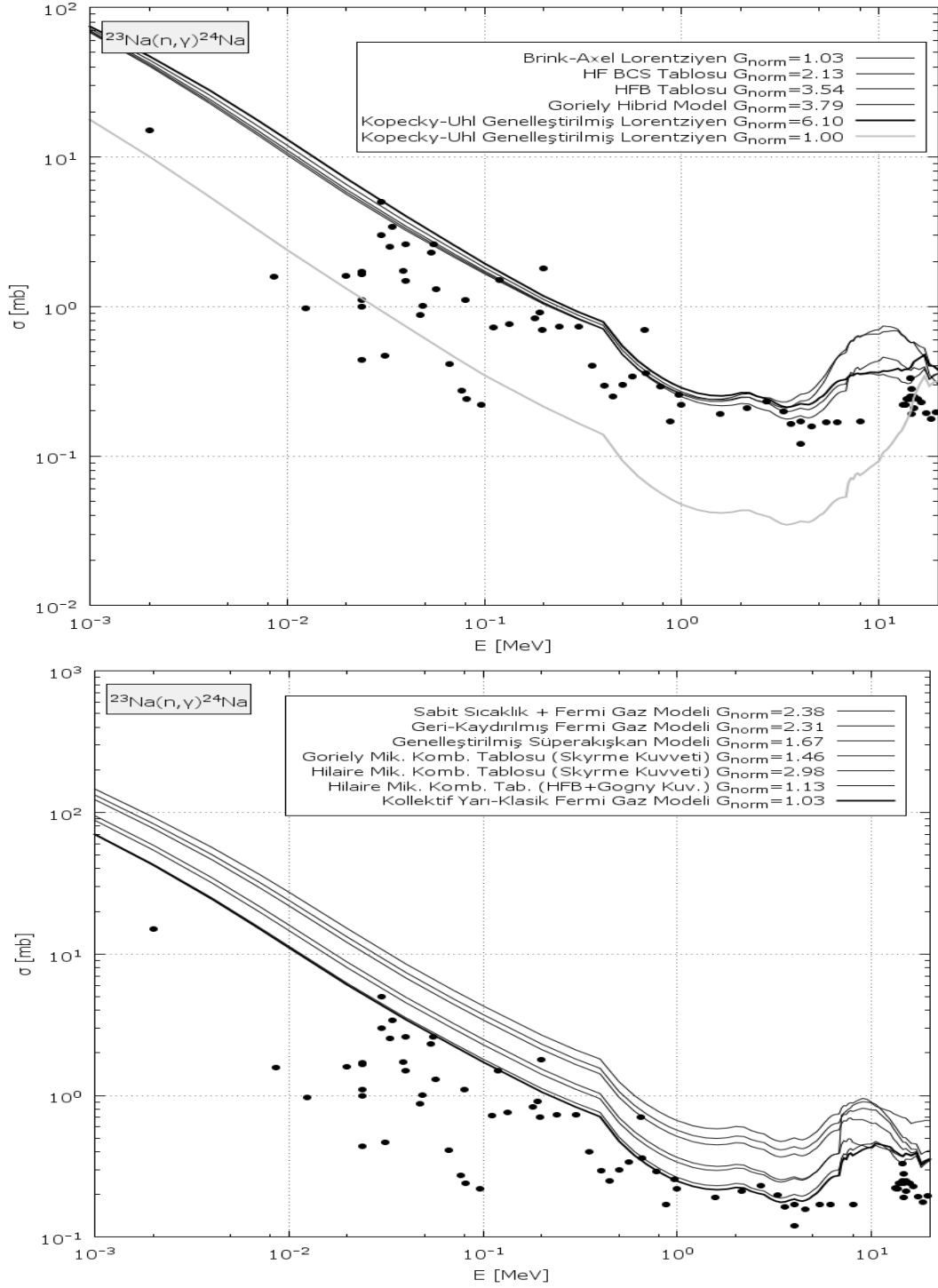
Şekil 4.3 γ -ışınım şiddet fonksiyonunun deneysel ve teorik ortalama ışıyım yakalama genişliği değerlerinin birbirine oranlanması ile elde edilen G_{norm} renormalizasyon katsayısı değerleri. Düz çizgi 1 değerini göstermektedir.

Elde edilen G_{norm} değerlerinin kabuk etkilerinden oldukça etkilendiği görülmektedir. Neredeyse tüm kütle bölgesi için G_{norm} değerlerinin 1 'in üzerinde olması hesaplanan ortalama ışıyım yakalama genişliklerinin deneysel değerlerin altında kalmasına karşılık gelmektedir. Hafif kütle bölgesindeki

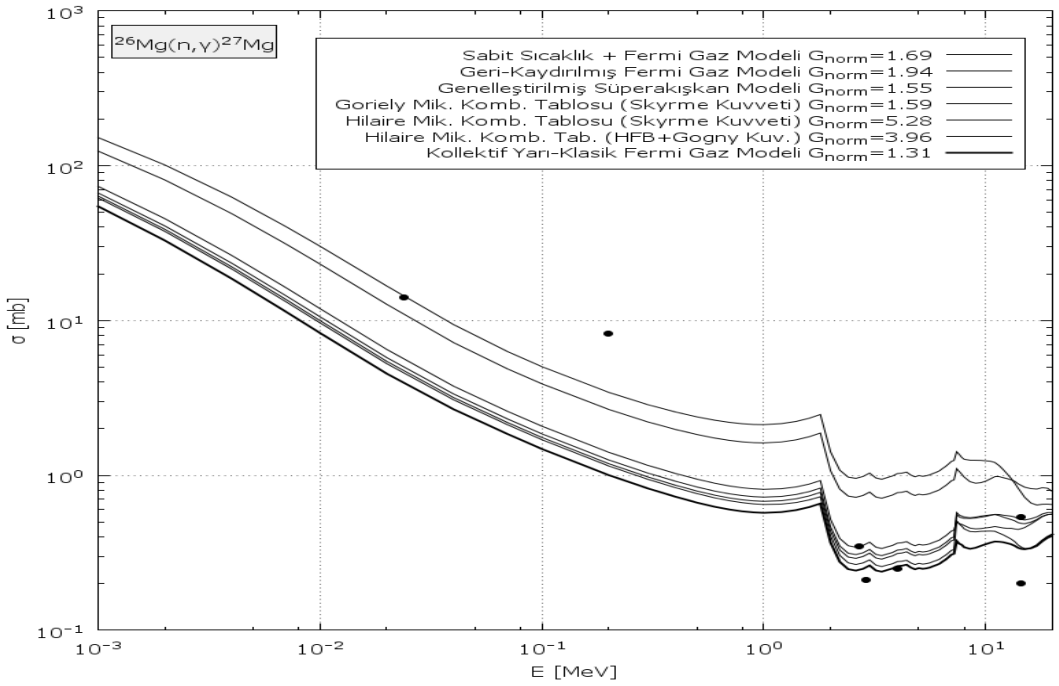
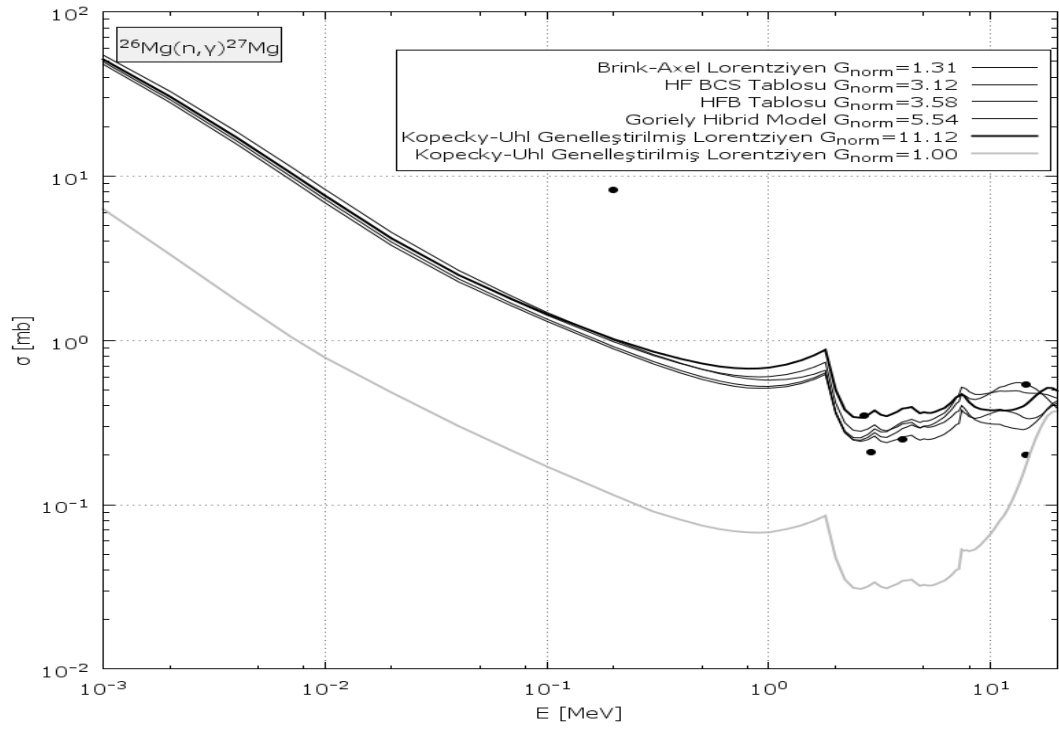
çekirdekler için ise (4.3) eşitliğinin oldukça büyük değerler vermesiyle birlikte G_{norm} katsayıları için de büyük değerler elde edilmiştir. Böylesi büyük G_{norm} değerlerinin doğruluğunun test edilmesi için en geçerli yol bu değerleri (n, γ) reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarında bir girdi olarak kullanmak olacaktır.

^{23}Na , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl ve ^{37}Cl seçilen bazı hafif çekirdeklerin (n, γ) reaksiyonları için tesir kesiti hesaplamalarının sonuçları **Şekil 4.4**'ten **Şekil 4.9**'a kadar gösterilmiştir. Deneysel veriler EXFOR veritabanından alınmıştır. Her bir çekirdek için iki ayrı hesaplama, G_{norm} değerinin 1'e eşit olduğu ve uygun γ ışıınım şiddet fonksiyonlarıyla birleştirilmiş seviye yoğunluğu modelimizi kullanarak elde edilen G_{norm} değerleri için TALYS koduyla[62] yapılmıştır. Kopecky-Uhl genelleştirilmiş lorentziyen fonksiyonu TALYS de varsayılan seçenek olduğundan dolayı $G_{norm}=1$ olduğu durumda kullanılmıştır. Karşılık gelen G_{norm} değerleri şekillerde verilmiştir. Genel olarak, G_{norm} 'un kullanımı tahminler ve deneysel veriler arasındaki uyumu geliştirmek gibi görünmektedir. Ancak, ^{27}Al ve ^{35}Cl için $G_{norm}=1$ durumu daha iyidir. Beş γ ışıınım şiddet fonksiyonlarının G_{norm} değerleri geniş bir aralıkta değişiyor gibi görünmektedir. Ancak, bu fonksiyonların tesir kesitleri benzer bir davranış sergiler ve değerleri birbirine çok yakındır. Sonuçların detaylı bir analizi Brink-Axel lorentziyeninin diğer γ ışıınım şiddet fonksiyonlarından biraz daha iyi olduğunu göstermektedir. Bu nedenle , **Şekil 4.4**'ten **Şekil 4.9**'a kadar verildiği gibi bu fonksiyon seviye yoğunluğu modellerinin karşılaştırılması için kullanılmıştır. Uygun seviye modelleri yanısıra, son zamanlarda bilinen seviye yoğunluğu formülasyonumuz yani Kollektif Yarı-Klasik Fermi Gaz Modeli [6] yedinci seçenek olarak TALYS koduna dahil edilmiştir. Seviye yoğunluğu modelinin seçimi , γ ışıınım şiddet fonksiyonuna göre daha büyük bir etkiye sahip gibi görünmektedir.

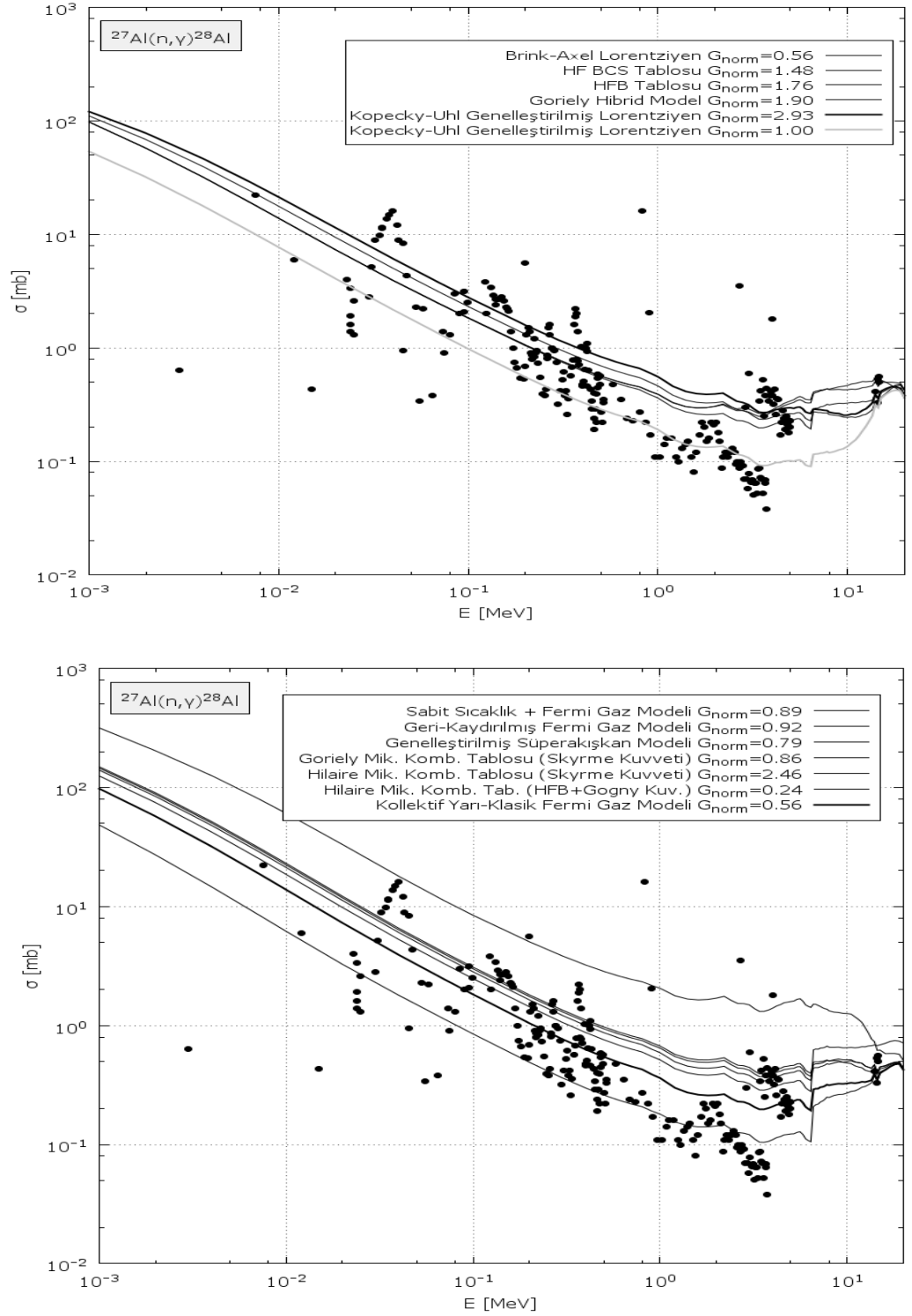
En tahmini seviye yoğunluğu modelleri , her ikisi de kuvvetle kollektif etkilere bağlı olan makroskobik seviye yoğunluğu formülasyonumuz [6] ve Hilaire ve arkadaşlarının mikroskobik birleştirilmiş modeli [73] dir.



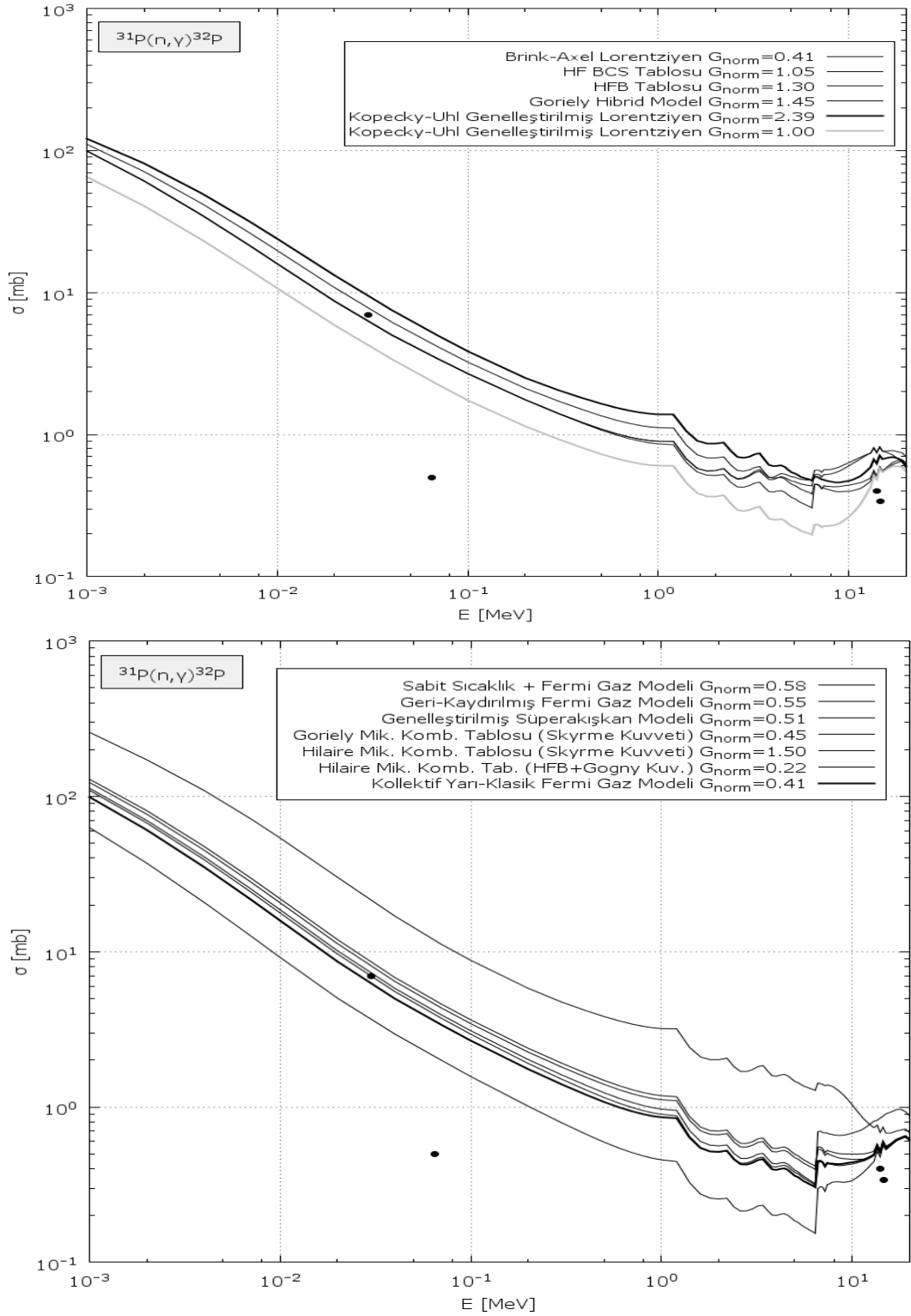
Şekil 4.4 $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. EXFOR veritabanından alınan deneysel veriler kapalı dairelerle gösterilmiştir. Üst panelde γ ışınlam şiddet fonksiyonlarının karşılaştırılması ve $G_{norm}=1$ kullanılarak elde edilen düz gri çizgi verilmiştir. Alt panelde seviye yoğunluğu modellerinin karşılaştırılması verilmiştir.



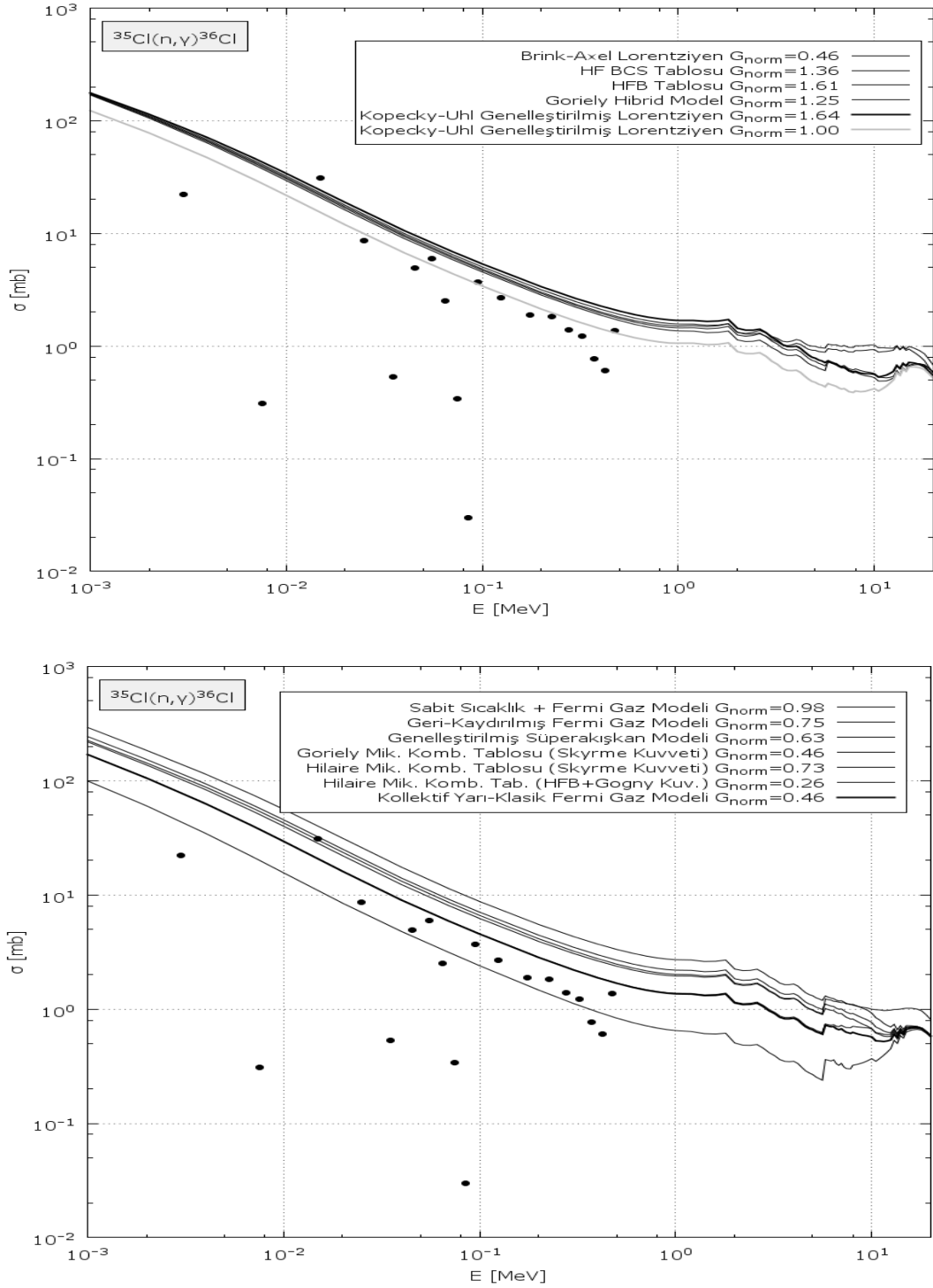
Şekil 4.5 $^{26}\text{Mg}(n, \gamma)^{27}\text{Mg}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.



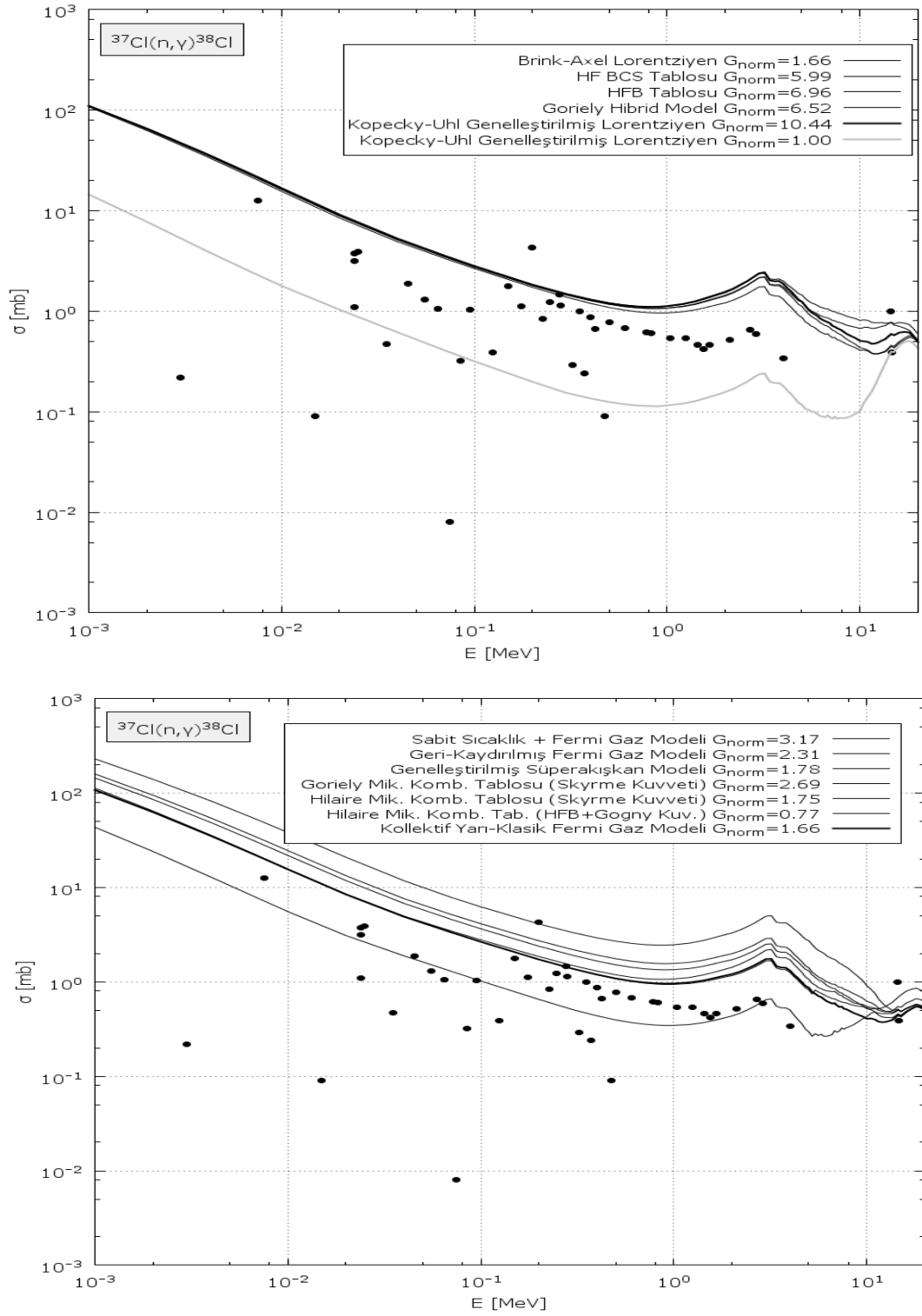
Şekil 4.6 $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.



Şekil 4.7 $^{31}\text{P}(n, \gamma)^{32}\text{P}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.



Şekil 4.8 $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.



Şekil 4.9 $^{37}\text{Cl}(n,\gamma)^{38}\text{Cl}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları. Üst ve Alt panellerde Şekil 4.4 teki aynı karşılaştırmalar gösterilmiştir.

Bu tez kapsamında elde ettiğimiz sonuçları özetleyecek olursak,

- Nükleer seviye yoğunluğu fotonükleer reaksiyonlar için önemli bir girdi fonksiyonu olmuştur. (n, γ) veya (γ, n) fotonükleer reaksiyonları için uygun nükleer seviye yoğunluğu modeli seçimi, γ ışıınım şiddet fonksiyonu seçiminden daha önemli bir rol oynar.
- Çalışma grubumuz tarafından ortaya konulan kolektif etkileri içeren Laplace-benzeri seviye yoğunluğu parametresi ifadesi [6] , bir çok kolektif modun etkisi altındaki fotonükleer reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılmak üzere γ -ışıınım şiddet fonksiyonlarını renormalize etmek için kullanışlı bir araçtır.
- γ -ışıınım şiddet fonksiyonları tıpkı diğer kütle bölgelerinde olduğu gibi $A < 40$ hafif kütle bölgesinde de renormalize edilmelidir. Ağır kütle bölgesi için ortaya konulmuş olan (4.12) parametrizasyonu doğru bir renormalizasyon katsayısı ile beraber olmak üzere hafif kütle bölgesinde de kullanılabilir.

KAYNAKLAR

1. Bohr, N. 1936. Neutron capture and nuclear constitution. *Nature*, 137(3461):344–348.
2. Cowan, J. J., Thielemann, F.-K., and Truran, J. W. 1991. The r-process and nucleochronology. *Physics Reports*, 208(4):267–394.
3. Brink, D. 1957. Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect. *Nuclear Physics*, 4:215–220.
4. Axel, P. 1962. Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-MeV photon interactions. *Physical Review*, 126(2):671.
5. Koning, A. J., Hilaire, S., and Goriely, S. 2008. Global and local level density models. *Nuclear Physics A*, 810(1):13–76.
6. Canbula, B., Bulur, R., Canbula, D., and Babacan, H. 2014. A Laplace-like formula for the energy dependence of the nuclear level density parameter. *Nuclear Physics A*, 929(1):54–70.
7. Endt, P. and Van der Leun, C. 1974. Strengths of gamma-ray transitions between bound states of $A = 21-44$ nuclei. *Atomic data and nuclear data tables*, 13(1):67–88.
8. Elkin, M., Ishkhanov, B., Kapitonov, I., Lileeva, E., and Shirokov, E. 2004. Isotopic effect in the width of a giant dipole resonance in light nuclei. *Physics of Atomic Nuclei*, 67(4):653–661.
9. Bilpuch, E. 1972. *Statistical Properties of Nuclei*. Plenum Press, P. 99.
10. Camarda, H., Liou, H., Rahn, F., Hacken, G., Slagowitz, M., Havens Jr, W., and Rainwater, J. 1972. *Statistical Properties of Nuclei*. Plenum Press, P. 205.
11. Ericson, T. 1960. Fluctuations of nuclear cross sections in the continuum region. *Physical Review Letters*, 5(9):430.
12. Brink, D. and Stephen, R. 1963. Widths of fluctuations in nuclear cross sections. *Physics Letters*, 5(1):77–79.
13. Ericson, T. 1963.
14. Ericson, T. and Mayer-Kuckuk, T. 1966. Fluctuations in nuclear reactions. *Annual review of nuclear science*, 16(1):183–206.

15. Richter, A. 1974. Specialized reactions: level densities and fluctuation phenomena. Nuclear spectroscopy and reactions. Part B.
16. West, R. W. 1966. Proton Emission in 42-MeV Alpha-Particle Bombardments of Several Elements. *Physical Review*, 141(3):1033.
17. Verbinski, V. V. and Burrus, W. R. 1969. Direct and Compound-Nucleus Neutrons from 14-18-MeV Protons on Be 9, N 14, Al 27, Fe 56, In 115, Ta 181, and Pb 208 and from 33-MeV Bremsstrahlung on Al 27, Pb 206, Pb 208, and Bi 209. *Physical Review*, 177(4):1671.
18. Artukh, A., Gridnev, G., Mikheev, V., Volkov, V., and Wilczynski, J. 1973. Transfer reactions in the interaction of ^{40}Ar with ^{232}Th . *Annals of Physics*, 215(1):91–108.
19. Fleury, A. and Alexander, J. M. 1974. Reactions between medium and heavy nuclei and heavy ions of less than 15 MeV/amu. *Annual Review of Nuclear Science*, 24(1):279–340.
20. Hanappe, F., Lefort, M., Ngô, C., Péter, J., and Tamain, B. 1974. Cross Section and Angular Distribution of Products in 'Quasifission' Reactions Induced by 525-MeV Kr^{84} Ions on a Bi^{209} Target. *Physical Review Letters*, 32:738.
21. Wolf, K., Unik, J., Huizenga, J., Birkelund, J., Freiesleben, H., and Viola, V. 1974. Study of Strongly Damped Collisions in the Reaction of 600-MeV Kr^{84} on a Bi^{209} Target. *Physical Review Letters*, 33(18):1105.
22. Albrecht, R., Dünneweber, W., Graw, G., Ho, H., Steadman, S., and Wurm, J. 1975. Tangential Friction in Deep-Inelastic Scattering of O^{16} from Nickel. *Physical Review Letters*, 34(22):1400.
23. Bethe, H. A. 1937. Nuclear physics B. Nuclear dynamics, theoretical. *Reviews of Modern Physics*, 9(2):69.
24. Weisskopf, V. and Ewing, D. 1940. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. *Physical Review*, 57(6):472 .
25. Blatt, J. M. and Weisskopf, V. F. 1952. Theoretical nuclear physics.
26. Wolfenstein, L. 1951. Conservation of angular momentum in the statistical theory of nuclear reactions. *Physical Review*, 82(5):690.

27. Hauser, W. and Feshbach, H. 1952. The inelastic scattering of neutrons. *Physical review*, 87(2):366.
28. Griffin, J. 1966. Statistical model of intermediate structure. *Physical review letters*, 17(9):478. ,Griffin, J. 1967. Energy dependence of average direct reaction cross sections and partial nuclear level densities. *Physics Letters B*, 24(1):5–7.
29. Blann, M. 1975. Preequilibrium decay. *Annual Review of Nuclear Science*, 25(1):123 166.
30. Pauli, W. 1928. *Festschrift zum 60. Geburtstage A. Sommerfelds*, P. 30.
31. Bondorf, J., Sobel, M., and Sperber, D. 1974. Classical dynamical theory of heavy ion fusion and scattering. *Physics Reports*, 15(2):83–111.
32. Gross, D. and Kalinowski, H. 1974. On the mechanism of heavy ion collision leading to a compound system and to deep inelastic reactions. *Physics Letters B*, 48(4):302–306.
33. Tsang, C. 1974. Lawrence Berkeley Laboratory Report. LBL-2928.
34. Deubler, H. and Dietrich, K. 1975. On the interpretation of the observed heavily damped nuclear collisions in terms of a classical phenomenological description. *Physics Letters B*, 56(3):241–244.
35. Nörenberg, W. 1974. Transport phenomena in multi-nucleon transfer reactions. *Physics Letters B*, 52(3):289–292.
36. Hofmann, H. and Siemens, P. J. 1976. Linear response theory for dissipation in heavy ion collisions. *Nuclear Physics A*, 257(1):165–188.
37. Nörenberg, W. 1975. Quantum-statistical approach to gross properties of peripheral collisions between heavy nuclei. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 274(3):241–250.
38. Dyson, F. J. 1962. Statistical theory of the energy levels of complex systems. I. *Journal of Mathematical Physics*, 3(1):140–156 .
39. Wigner, E. P. 1951. On the statistical distribution of the widths and spacings of nuclear resonance levels. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 47(04):790–798. Wigner, E. 1957. *Proceedings of the Fourth Canadian Mathematical Congress*. University of Toronto Press,

- Toronto .Wigner, E. P. 1958. On the distribution of the roots of certain symmetric matrices. *Annals of Mathematics*, Pp. 325–327.
40. Porter, C. E. 1965. *Statistical theories of spectra: fluctuations*. Academic Press New York, 1965.
 41. Bohigas, O. and Flores, J. 1971. Two-body random hamiltonian and level density. *Physics Letters B*, 34(4):261–263.
 42. Bohigas, O. and Giannoni, M. 1975. Level density fluctuations and random matrix theory. *Annals of Physics*, 89(2):393–422.
 43. Lane, A. and Lynn, J. 1957. Fast Neutron Capture below 1 MeV: The Cross Sections for ^{238}U and ^{232}Th . *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 70(8):557.
 44. Moldauer, P. 1961. Theory of average neutron reaction cross sections in the resonance region. *Physical review*, 123(3):968.
 45. Moldauer, P. 1964. Statistical theory of nuclear collision cross sections. *Physical Review*, 135(3B):B642.
 46. Engelbrecht, C. and Weidenmüller, H. 1973. Hauser-Feshbach Theory and Ericson Fluctuations in the Presence of Direct Reactions. *Physical Review C*, 8:859.
 47. Sevgen, A. 1974. On the existence of level-level correlations in nuclear reactions. *Physics Letters B*, 52(3):306–308.
 48. Weidenmüller, H. 1974. Level-level correlations in Hauser-Feshbach theory and Moldauer's sum rule for resonance reactions. *Physical Review C*, 9:1202
 49. Moldauer, P. 1975. Why the Hauser-Feshbach formula works. *Physical review c*, 11(2):426.
 50. Moldauer, P. 1968. Resonance widths and spacings: Their averages and distributions. *Physical Review*, 171(4):1164.
 51. Tepel, J., Hofmann, H., and Weidenmüller, H. 1974. Hauser-Feshbach formulas for medium and strong absorption. *Physics Letters B*, 49(1):1–4.
 52. Hofmann, H. M., Richert, J., Tepel, J., and Weidenmüller, H. 1975. Direct reactions and Hauser-Feshbach theory. *Annals of Physics*, 90(2):403–437.

53. Feshbach, H. 1974. Doorway states and pre-equilibrium reactions. *Reviews of modern physics*, 46(1):1.
54. Bohigas, O., Giannoni, M.-J., and Schmit, C. 1984. Characterization of chaotic quantum spectra and universality of level fluctuation laws. *Physical Review Letters*, 52(1):1.
55. Verbaarschot, J., Weidenmüller, H., and Zirnbauer, M. 1984. Statistical nuclear theory as an Anderson model of dimensionality zero. *Physical Review Letters*, 52(18):1597. Verbaarschot, J., Weidenmüller, H. A., and Zirnbauer, M. 1985. Grassmann integration in stochastic quantum physics: the case of compound-nucleus scattering. *Physics Reports*, 129(6):367–438.
56. Weidenmüller, H. A. 1984. Statistical theory of nuclear reactions and the Gaussian orthogonal ensemble. *Annals of Physics*, 158(1):120–141 .
57. Beenakker, C. 1997. Random-matrix theory of quantum transport. *Reviews of Modern Physics*, 69:731.
58. Alhassid, Y. 2000. The statistical theory of quantum dots. *Reviews of Modern Physics*, 72(4):895.
59. Imry, Y. 1997. *Introduction to mesoscopic physics*. Oxford Univ. Press.
60. Fyodorov, Y. V., Savin, D., and Sommers, H. 2005. Scattering, reflection and impedance of waves in chaotic and disordered systems with absorption. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 38(49):10731.
61. Kopecky, J. and Uhl, M. 1990. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. *Physical Review C*, 41(5):1941.
62. Koning, A., Hilaire, S., and Duijvestijn, M. 2007. TALYS-1.0. *Proceedings of the International Conference on nuclear data for science and technology*, Pp. 211–214.
63. Skorka, S., Hertel, J., and Retz-Schmidt, T. 1966. Compilation of electromagnetic transition rates in light nuclei ($A < 40$). *Nuclear Data Sheets. Section A*, 2(4):347–401.
64. Canbula, B. and Babacan, H. 2011. Calculation of the level density parameter using semi-classical approach. *Nuclear Physics A*, 858(1):32–47.

65. Fermi, E., Amaldi, E., D'Agostino, O., and Rasetti, F. 1934. Artificial radioactivity produced by neutron bombardment. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, Pp. 483–500.
66. Capote, R., Herman, M., Obložinský, P., Young, P., Goriely, S., Belgia, T., Ignatyuk, A., Koning, A. J., Hilaire, S., Plujko, V. A., et al. 2009. RIPL—reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations. Nuclear Data Sheets, 110(12):3107–3214.
67. Kopecky, J., Uhl, M., and Chrien, R. 1993. Radiative strength in the compound nucleus Gd 157. Physical Review C, 47(1):312.
68. Grossjean, M. and Feldmeier, H. 1985. Level density of a Fermi gas with pairing interactions. Nuclear Physics A, 444(1):113–132.
69. Demetriou, P. and Goriely, S. 2001. Microscopic nuclear level densities for practical applications. Nuclear Physics A, 695(1):95–108.
70. Ignatyuk, A. 1983. Statistical properties of excited atomic nuclei. Energoatomizdat, Moscow.
71. Plujko, V., Capote, R., and Gorbachenko, O. 2011. Giant dipole resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 97(5):567–585.
72. Hagelund, H. and Jensen, A. 1977. Lifetime and Fission-probability Estimates. Physica Scripta, 15(4):225.
73. S.Hilaire , M.Girod , S.Goriely and A.J. Koning , Phys.Rev. C 86 (2012) 064317.
74. A. Gilbert , A.G.W. Cameron , Con.J.Phys. 43 (1965) 1446.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Sibel ERŞAN

Doğum Yeri ve Yılı : İzmir,1989

Medeni hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

E-posta : sibeltersan89@gmail.com

Eğitim Durumu

Lise : Karşıyaka Lisesi , 2007

Lisans : Celal Bayar Üniversitesi,Fizik Bölümü,2012

Yüksek Lisans : Celal Bayar Üniversitesi, Nükleer Fizik,(halen)

Mesleki Deneyim

Celal Bayar Üniversitesi, Tubitak Bursiyeri ,(2013-2014)

Yayınları

B. Canbula, S.Erşan, H.Babacan Int. J. Mod. Phys. E Vol.24 No.3 (2015) 1550018