

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

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

**A=60-80 BÖLGESİNDEKİ Fe İZOTOPLARINDA GAMOW-TELLER
GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN PYATOV YÖNTEMİYLE İNCELENMESİ**

İsmail YÜKSEL

**Danışman
Prof. Dr. Tahsin BABACAN**



MANİSA-2019

**İsmail
YÜKSEL**

**A=60-80 BÖLGESİNDEKİ Fe İZOTOPLARINDA GAMOW-TELLER GEÇİŞ
ÖZELLİKLERİNİN PYATOV YÖNEMİYLE İNCELENMESİ**

2019

TEZ ONAYI

İSMAİL YÜKSEL tarafından hazırlanan "**A=60-80 Bölgesindeki Fe İzotoplarında Gamow-Teller Geçiş Özelliklerinin Pyatov Yönyemiyle İncelenmesi**"adlı tez çalışması 10/12/2018 tarihinde aşağıdaki **Fizik Anabilim Dalı**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak savunulmuş ve **oybirliği** ile başarılı olarak kabul edilmiştir.

Danışman

Prof. Dr. Tahsin BABACAN
Manisa Celal Bayar Üniversitesi

Jüri Üyesi

Prof. Dr. Müslim M. SAÇ
Ege Üniversitesi

.....

Jüri Üyesi

Doç. Dr. Gültekin YEĞİN
Manisa Celal Bayar Üniversitesi

.....

TAAHHÜTNAME

Bu tezin Manisa 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.

İsmail YÜKSEL



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER	I
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	II
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	III
TEŞEKKÜR.....	IV
ÖZET.....	V
ABSTRACT	VI
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	3
3. MATERYAL VE YÖNTEMLER.....	5
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	9
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	36
KAYNAKLAR	37
ÖZGEÇMİŞ	41



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

BCS	Barden-Cooper-Schriffer
B(GT)₊	Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımı
B(GT)₋	Gamow-Teller β^- şiddet dağılımı
GT	Gamow-Teller
HF	Hartee-Fock
LSSM	Büyük Ölçekli Kabuk modeli
pn-QRPA	Proton-nötron Kuazi parçacık Rasgele Faz Yaklaşımı
QRPA	Kuazi parçacık Rasgele Faz Yaklaşımı
RPA	Rasgele Faz Yaklaşımı



ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 3.1. Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{54}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımlarının, diğer teorik model hesaplamalarıyla[7] karşılaştırılması.	9
Şekil 3.2. Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{54}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımlarının, deneysel değerler[2] ve diğer teorik model hesaplamalarıyla[7,35] karşılaştırılması.	10
Şekil 3.3. Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{56}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımlarının, diğer teorik model hesaplamalarıyla[7] karşılaştırılması.	11
Şekil 3.4. Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{56}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımlarının, deneysel değerler[2] ve diğer teorik model hesaplamalarıyla[7,35] karşılaştırılması.	12
Şekil 3.5: Pyatov yöntemiyle elde edilmiş ^{546}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımlarının [36] nolu çalışmadaki değerler ile bu tez çalışmasındaki değerler ile karşılaştırılması.	13
Şekil 3.6. ^{60}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımları.	18
Şekil 3.7. ^{62}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	19
Şekil 3.8. ^{64}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	20
Şekil 3.9. ^{66}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	21
Şekil 3.10. ^{68}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	21
Şekil 3.11. ^{70}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	22
Şekil 3.12. ^{72}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	23
Şekil 3.13. ^{74}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	23
Şekil 3.14. ^{76}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	24
Şekil 3.15. ^{78}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	25
Şekil 3.16. ^{80}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımları.	25
Şekil 3.17. ^{60}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	26
Şekil 3.18. ^{62}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	27
Şekil 3.19 ^{64}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	27
Şekil 3.20. ^{66}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	28
Şekil 3.21. ^{68}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	29
Şekil 3.22. ^{70}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	30
Şekil 3.23. ^{72}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	30
Şekil 3.24. ^{74}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	31
Şekil 3.25 ^{76}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	32
Şekil 3.26. ^{78}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	32
Şekil 3.27. ^{80}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımları.	33
Şeki13.28. ^{60}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımlarının [36] nolu çalışmada Pyatov yöntemi ile hesaplanmış değerlerin bu çalışmadaki değerler ile karşılaştırılması.	34
Şeki13.29. ^{60}Fe izotoplarında B(GT) ₊ şiddet dağılımlarının [36] nolu çalışmada Pyatov yöntemi ile hesaplanmış değerlerin bu çalışmadaki değerler ile karşılaştırılması.	35

TABLO DİZİNİ

	Sayfa
Tablo 3.1: $C_n = C_p = \frac{4}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{54}Fe izotopunda ele edilen B(GT)-değerleri.	14
Tablo 3.2: $C_n = C_p = \frac{6}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{54}Fe izotopunda ele edilen B(GT)-değerleri.	15
Tablo 3.3: $C_n = C_p = \frac{8}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{54}Fe izotopunda ele edilen B(GT)-değerleri.	16
Tablo 3.4: $C_n = C_p = \frac{10}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{54}Fe izotopunda ele edilen B(GT)-değerleri.	17

TEŞEKKÜR

Öncelikle bana büyük emeği geçen ve tez çalıőmamda yönlendirici bir çaba içerisinde bulunan Danışman Hocam Sayın Prof. Dr. Tahsin BABACAN'a; çalışma imkanı sağlayan ve önemli katkılarda bulunan Sayın Bölüm Başkanımız Prof. Dr. İsmail MARAŐ'a; bana maddi ve manevi desteğini esirgemeyen baőta eőim olmak üzere aileme; Fizik Bölümündeki diğer öğretim üyesi ve öğretim elemanlarımıza teşekkür ediyorum

İsmail YÜKSEL
Manisa, 2019



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

A=60-80 Bölgesindeki Fe İzotoplarında Gamow-Teller Geçiş Özelliklerinin Pyatov Yöntemiyle İncelenmesi

İsmail YÜKSEL

Manisa Celal Bayar Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Tahsin BABACAN

Bu çalışmada, $^{60-80}\text{Fe}$ izotoplarına ait Gamow Teller(GT) Geçiş Özellikleri Pyatov Yöntemi ve pn-QRPA formalizmi çerçevesinde incelenmiştir. Bu kapsamda $^{60-80}\text{Fe}$ izotoplarının GT β^- ve β^+ geçiş şiddetleri hesaplanmış ve enerji değerlerine göre dağılımları verilmiştir. Hesaplamalar, belirtilen Fe izotoplarındaki β^- ve β^+ GT şiddet dağılımlarında kütle numarası arttıkça ana pikin enerji değerinin sağa ve daha yüksek enerjilere doğru kaydığını ve $B(\text{GT})_+$ değerlerinde de önemli düşüşler meydana geldiğini göstermektedir.

Anahtar Kelimeler: Gamow-Teller Geçişleri, Beta Bozunumu, Pyatov yöntemi, pn-QRPA

2019, 52 sayfa

ABSTRACT

M.Sc Thesis

The Study of Gamow-Teller Transition Properties for Fe Isotopes in the region of A=60-80 by Pyatov Method

- İsmail YÜKSEL

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

Supervisor: Prof. Dr. Tahsin BABACAN

In this study, Gamow-Teller transition properties for $^{60-80}\text{Fe}$ isotopes have been studied within the formalism of pn-QRPA and Pyatov method. Within this context, the β^- and β^+ GT strengths have been calculated and the distribution of strength values with respect to energy have been presented. Calculation has shown that the energy values of the main peak in β^- and β^+ GT strength distributions for $^{60-80}\text{Fe}$ isotopes are shifted to higher values as mass number increases, and . significant decreases have also been observed in $B(\text{GT})_+$ values.

Keywords: Gamow-Teller Transitions, Beta Decay, Pyatov Method, pn-QRPA

2019, 52 pages

1. GİRİŞ

GT uyarılmaları, spin-izospin serbestlik derecesini ifade eder ve $\sigma_{\tau_{\pm,0}}$ operatörü ile gösterilir. Burada σ , spin operatörüdür ve $\tau_{\pm,0}$, küresel koordinatlarda izospin operatörüdür. + işareti, protonun nötrona dönüştüğü GT_+ geçişlerine;- işareti, nötronun protona dönüştüğü GT_- geçişlerine karşılık gelir. Toplam GT_- ve GT_+ şiddetleri, sırasıyla $B(GT_-)$ ve $B(GT_+)$ olarak belirtilmektedir[1].

Gamow-Teller geçişleri olarak da bilinen yük alışverişli geçişler ya da reaksiyonlar normal olarak evrende birçok astrofiziksel olaylarda önemli bir rol oynamaktadır. Yıldızların erken çöküş evrelerinde, Elektron yakalama, β bozunumu ve çekirdeklerde nötrino soğurulması ve elastik olmayan saçılma gibi birçok nükleer olaylarda kendini göstermektedir. Bu reaksiyonlarda, genellikle Fermi ve Gamow-Teller geçişleri baskındır. Yük alışverişli geçiş, sadece nükleer fiziğin değil, aynı zamanda astrofiziğin de ilgi alanına girmektedir. GT geçişleri ayrıca, süpernova patlaması öncesi çekirdek sentezi ve kütleli yıldızların çöküşü gibi birçok zayıf olaylarda gereklidir. Elektron yakalama olayı, $GT_+(GT_-)$ şiddet dağılımlarına hassasiyet göstermektedir. Toplam GT_+ şiddetinin, elektron yakalama şiddetleri ile orantılı olduğu Rönqvist ve ark. tarafından[2] belirtilmektedir. Ayrıca, Fuller ve arkadaşları tarafından[3-6] fp-kabuğu çekirdekler için GT geçişlerinin süpernova fiziğinde çok önemli olduğu düşünülmektedir[1,7].

Çekirdeklerdeki GT şiddet dağılımları, (p,n), (n,p) ve ($^3\text{He},t$) gibi değişik yük alışverişli reaksiyonlar ile deneysel olarak elde edilmektedir. (n,p) reaksiyonu kullanılarak 50-65 kütle bölgesindeki çekirdekler için GT_+ dağılımları; Vetterly ve ark.[8], Rönqvist ve ark.[2], El Kateeb ve ark.[9] tarafından deneysel olarak elde edilmiştir. GT_- dağılımları ise (p,n) yük alışverişli reaksiyonlar kullanılarak, aynı kütle bölgesi için Vetterly ve ark.[8], Anderson ve ark.[10], Rapaport ve ark.[11] tarafından incelenmiştir. Bu deneysel çalışmalar, toplam GT şiddetinin ürün çekirdeklerdeki birçok son durumlar üzerinden sönümlendiğini ve parçalandığını göstermiştir[7].

Yük alışverişli uyarılmaların teorik olarak incelenmesinde, iki tür mikroskopik yaklaşım kullanılmaktadır. Birincisi, Kabuk modeli; diğeri de rastgele faz yaklaşımıdır(RPA-Random Phase Approximation). Süperakışkan çekirdekler için bu yaklaşımın ismi Kuaziparçacık rasgele faz yaklaşımıdır(QRPA-Quasiparticle Random Phase Approximation). Konfigürasyon uzayının büyük olmasından dolayı, güvenilir kabuk modeli hesaplamaları, sihirli sayılardan uzaktaki çekirdekler için uygun değildir[12-14]. Geçmişte fenomenolojik QRPA oldukça popüler olmasına rağmen, Skryme kuvvetine[15-21] ve relativistik

yoğunluk fonksiyonlarına[22-24] dayanan öz uyumlu QRPA yaklaşımının güvenilirliği gittikçe artmış ve bu yaklaşım yük alışverişli uyarılmaların deneysel olarak gözlenmiş özelliklerini yeniden elde etmede başarılı olmuştur[25].

Teorik modeller içerisinde pn-QRPA(proton-nötron kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı) teorisi, GT şiddet dağılımlarını elde etmede en etkin yollardan bir tanesidir. Bilinen RPA yaklaşımı, ilk defa 1967 yılında Halbleib ve Sorensen[26] tarafından önerilmiş ve küresel harmonik osilatör bazında uygulanmıştır. Daha sonra bu yaklaşım, biraz daha genişletilerek Krumlinde ve ark.[27] tarafından deforme çekirdeklere uygulanmıştır[7].

P. Sarriguren ve ark.[28] tarafından, demir kütlesi bölgesindeki çekirdeklere pn-QRPA modeli ile hesaplanan GT şiddet dağılımları sonuçlarının deneysel dağılım sonuçlarıyla kıyaslanmasının hala eksik olduğu söylenmektedir. Dolayısı ile, demir kütle bölgesinde literatürde yapılan deneysel ve teorik çalışmalar hakkında bilgi verilmesi oldukça faydalı olacaktır. Şimdi Fe izotopları ile ilgili yapılan çalışmalardan bahsedelim:

2. GENEL BİLGİLER

1982 yılında G. Fuller ve S.D. Bloom tarafından ^{56}Fe , ^{60}Fe ve ^{64}Fe izotoplarındaki Gamow-Teller şiddet dağılımları kabuk modeli yardımıyla hesaplanmıştır. 60 ve yukarısındaki Fe izotopları için teorik anlamda öncü çalışma olarak bu çalışmayı görüyoruz[29].

1995 yılında E. Caurier ve ark. tarafından büyük ölçekli Kabuk modeli (LSSM) kullanılarak, ^{54}Fe ve ^{56}Fe izotoplarına ait toplam $B(\text{GT})_+$ ve $B(\text{GT})_-$ şiddetlerinin değerleri hesaplanmıştır. ^{54}Fe izotopu için deneysel olarak $B(\text{GT})_+=3.1\pm 0.6$ ve 3.5 ± 0.7 değerleri[1,3] elde edilirken, bu çalışmada ise 0.77 sönmleme çarpanı kullanılarak 3.56 ve 2.97 değerleri elde edilmiştir. Dolayısı ile, kullandıkları 0.77 sönmleme faktörü sonuçlarının deneysel değere daha yakın sonuçlar verdiği anlaşılmaktadır. Ayrıca, ^{54}Fe ve ^{56}Fe izotopları için GT_+ ve GT_- şiddet dağılımlarının teorik olarak hesaplanmış sonuçlarını vererek, deneysel değerler ile kıyaslamışlardır. Kıyaslama, deneysel değerler ile iyi bir uyum içerisinde olduğunu göstermektedir.[30].

2003 yılında P. Sarriguren ve ark. tarafından yoğunluğa bağlı Skyrme tipi etkin etkileşmeleri kullanarak deforme öz uyumlu Hartree-Fock(HF)+Barden-Cooper-Schriffer(BCS)+ proton nötron formalizmleri çerçevesinde 56-58 Fe izotoplarına ait $B(\text{GT})_+$ ve $B(\text{GT})_-$ şiddet dağılımlarını hesapladılar. Bu hesaplamalarda, parçacık-deşik(ph) parçacık-parçacık etkileşmeleri de göz önün aldılar ve bu etkileşmelere ait çiftlenim sabitleri için $\chi^{\text{ph}}=0.10$ MeV ve $\kappa_{\text{pp}}=0.05$ MeV değerlerini kullandılar. Ayrıca, 54 ve ^{56}Fe izotoplarına ait HF+BCS ve HF+BCS+pn-QRPA ile yapılan toplam GT_+ ve GT_- şiddet dağılımları hesaplama sonuçlarını deneysel değerler ile karşılaştırdılar. pn-QRPA çerçevesinde elde ettikleri hesaplama sonuçlarının deneysel değerler ile iyi bir uyum içinde olduğu sonucuna vardılar[31].

2006 yılında, Y. Fujita tarafından 140 MeV/nükleon gelme enerjisinde ($^3\text{He},t$) yük alışverişli reaksiyon kullanılarak ^{50}Fe ve ^{54}Fe izotoplarına ait $B(\text{GT})_-$ şiddet dağılım spektrumları elde edilmiştir. ^{54}Fe çekirdeği için elde ettikleri deneysel spektrumlardan, kütle numarası A arttıkça, GT durumlarının daha çok parçalandığı sonucunu elde ettiler[32].

2010 yılında T. Suzuki ve ark. tarafından yapılan bir çalışmada, kabuk modelinde GXPF1J ve KB3G etkileşmeleri göz önüne alınarak, ^{54}Fe ve ^{56}Fe izotopları için toplam $B(\text{GT})_-$ değerleri hesaplanarak deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır. Elde edilen hesaplama sonuçlarının, deneysel değer ile oldukça iyi bir uyum gösterdiği ifade edilmektedir[33].

2010 yılında T. Akkoyun tarafından bir ön çalışma olarak Pyatov yöntemi ile küresel ^{54}Fe ve ^{56}Fe çekirdekleri için parçacık-deşik etkileşmelerini göz önüne alınarak, 30 MeV a kadar β^- ve β^+ şiddet dağılım değerleri hesaplanmış, sırasıyla 8.12 ve 9.68 Gamow-Teller Rezonans(GTR) enerji değerleri bulunmuştur[34].

2012 yılında bu çalışmanın devamı olarak P. Emre tarafından 54-60 Fe çekirdeklerine ait yine Pyatov yöntemi kullanılarak pn-QRPA formalizmi çerçevesinde B(GT)₋ ve B(GT)₊ değerleri hesaplanarak; deneysel değerler[1] ve diğer teorik model[2,17] hesaplama sonuçları ile karşılaştırılmıştır. ⁵⁴Fe izotop[35] bulunan sonuçlar, Pyatov yöntemi ile ilk defa bu çalışmada teorik olarak hesaplama değerleri verilmiş ve böylece bundan sonraki yapılacak Fe izotoplarına ait çalışmalara öncülük etmiştir[36].

2012 yılında S.Ünlü tarafından Pyatov Yöntemi ve Şematik model kullanılarak ve parçacık-deşik etkileşmelerine ilaveten parçacık-parçacık etkileşmeleri de göz önüne alınarak ⁵⁶Fe için toplam GT+ şiddetleri ve GTR enerji değerleri hesaplanmıştır. Elde ettikleri sonuçların deneysel değerlere oldukça yakın olduğu görülmektedir. Parçacık-parçacık etkileşmelerinin GTR enerjisine olan etkisi belirgin olarak gözükmemektedir. P.Emre tarafından sadece parçacık-deşik etkileşmesi gözönüne alınarak ⁵⁶Fe izotopu için 9.68 değeri bulunurken, bu çalışmada 8.50 değerine düşerek deneysel değer ile aynı olmuştur[37].

2016 yılında V.Kumar ve P.C. Sriestava tarafından kabuk modelinde KB3G ve GXPF1a etkileşmeleri kullanılarak ⁵⁰Fe izotopu için B(GT)₊ dağılımı ve toplam B(GT)₊ değerleri, deneysel değerler[38,39] ile karşılaştırılmıştır. B(GT)₊ dağılımı hesaplama sonuçlarının, deneysel değerlerdeki dağılım ile uyumlu olduğu ve toplam B(GT)₊ değerlerinin deneysel değerlere çok yakın olduğu gözlenmiştir[40].

Literatür çalışmalarından da anlaşılacağı üzere, teorik hesaplamaların ve deneysel çalışmaların 50-56 kütle bölgesindeki Fe izotopları için yoğunlaştığını görmekteyiz. Bu tez çalışmasına esas teşkil edecek olan ve bu tezi yapmamıza motive eden unsur olarak, 60-80 kütle bölgesinde deneysel GT şiddet dağılımları ile ilgili bir çalışmanın olmaması ve çok az sayıda da teorik hesaplamaların olmasını söyleyebiliriz. Bu tez çalışması, 60-80 kütle bölgesindeki Fe izotoplarındaki GT şiddet dağılımlarının teorik olarak Pyatov yöntemi ile hesaplandığı ilk çalışma olacaktır. Bu tez çalışmasının amacı da, belirtilen bölgedeki Fe izotoplarındaki GT şiddet dağılımları için Pyatov yönteminin ne gibi sonuçlar vereceğini görmek ve bu yöntemi 60-80 kütle bölgesindeki demir çekirdeklerine uygulamaktır.

3. MATERYAL VE YÖNTEMLER

Öncelikle ele alınacak sistemde etkin etkileşme teriminin ne şekilde olması gerektiğinden yola çıkarsak, Hamilton operatöründe yer alacak olan yük değişimli spin-spin etkin etkileşme terimi Pyatov [41] yöntemine dayanarak

$$h = \sum_{\mu, \rho} \frac{1}{4\gamma_{\rho}} \left[H_{\text{sqp}} - (V_c + V_{\text{ls}}), F_{1\mu}^{\rho} \right]^+ \left[H_{\text{sqp}} - (V_c + V_{\text{ls}}), F_{1\mu}^{\rho} \right] \quad (2.1)$$

biçiminde yazılır. Burada H_{SQP} , tek kuazi-parçacık Hamilton operatörüdür ve

$$H_{\text{SQP}} = \sum_{j_n} \varepsilon_{j_n} \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_n m_n} + \sum_{j_p} \varepsilon_{j_p} \alpha_{j_p m_p}^+ \alpha_{j_p m_p} \quad (2.2)$$

şeklinde tanımlanır. V_c -protonlar arasındaki Coulomb etkileşmesi, V_{ls} -ise spin yörünge etkileşme potansiyelidir. $F_{1\mu}^{\rho}$ spin-izospin operatörü olup;

$$F_{1\mu}^{\rho} = \frac{1}{2} \left[G_{1\mu}^+ + (-1)^{\mu} \rho G_{1\mu}^- \right] \quad (2.3)$$

ile verilir[42]. Denklem (2.3)'de verilen $G_{1\mu}^+$ ve $G_{1\mu}^-$, β^+ ve β^- geçişlerine ait Gamow-Teller(GT) geçiş operatörleri olup;

$$G_{1\mu}^+ = \sigma_{1\mu}(k) t_+; G_{1\mu}^- = \sigma_{1\mu}(k) t_- \quad (2.4)$$

şeklinde tanımlanır. $\sigma_{1\mu}(k)$, Pauli operatörlerinin küresel bileşeni; $t_{\pm} = t_x(k) \pm i t_y(k)$ izospin yükseltgenme ve indirgenme operatörleridir. Gamow-Teller(GT) geçiş operatörleri kuazi-parçacık uzayında

$$G_{1\mu}^{(+)} = \sum_{j_n j_p} \left\{ \bar{b}_{np} C_{np}^+(\mu) + (-1)^{\mu+1} b_{np} C_{np}(-\mu) \right\} + \left\{ \bar{b}'_{np} D_{np}^+(\mu) + (-1)^{\mu} b'_{np} D_{np}(-\mu) \right\} \quad (2.5)$$

şeklinde ifade edilir. Burada,

$$C_{np}^+(\mu) \equiv \sqrt{\frac{3}{2j_n + 1}} \sum_{m_n, m_p} (-1)^{j_p - m_p} (j_p m_p 1\mu | j_n m_n) \cdot \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_p - m_p}^+,$$

$$C_{np}(\mu) = (C_{np}^+(\mu))^+$$

$$D_{np}^+(\mu) = \sqrt{\frac{3}{2j_n + 1}} \sum_{j_p m_p} (j_p m_p 1\mu | j_n m_n) \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_p m_p},$$

$$D_{np}(\mu) = (D_{np}^+(\mu))^+$$

$$\begin{aligned}
b_{np} &= \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} ; \bar{b}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle ; b'_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} v_{j_p} v_{j_n} ; \\
\bar{b}'_{np} &= \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} u_{j_p} u_{j_n}
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Denklem (2.1)'de gözükten etkin etkileşme sabiti γ_ρ , aşağıda ifade edilen toplam Hamiltoniyenin çekirdek kısmının merkezci teriminin GT operatörü ile komutatif olması koşulundan bulunur[42,43]:

$$[H_{sqp} - (V_c + V_{ls}) + h, F_{1\mu}^\rho] = 0 \tag{2.8}$$

Buna göre :

$$\gamma_\rho = \frac{\rho}{2} \langle 0 | [[H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho], F_{1\mu}^\rho] | 0 \rangle \quad (\rho = \pm 1) \tag{2.9}$$

şeklinde olur. Denklem (2.9)'daki ρ niceliği ise; nötron ve proton yoğunluğudur.

Böylece sistemin toplam Hamiltonyeninde ifade edilecek olan etkin:etkileşme terimi, literatürde kullanılan sönmüleme çarpanı ve eşlenim sabitleri gibi parametrelerden bağımsız olarak ifade edilmiş oldu. Sistemin toplam Hamiltonyeni,

$$H = H_{SQP} + h_{qq} + h_{int} \tag{2.10}$$

şeklinde olur. Burada: h_{qq} ve h_{int} terimleri kuazi parçacık uzayında

$$h_{qq} = \sum_{\substack{n_1, p_1 \\ n_2, p_2 \\ \rho, \mu}} \frac{1}{4\gamma_\rho^{qq}} E_{n_1 p_1}^\rho E_{n_2 p_2}^\rho [C_{n_1 p_1}(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_1 p_1}^+(-\mu)] [C_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_2 p_2}(-\mu)] \tag{2.11}$$

$$h_{int} = \sum_{\substack{n_1, p_1 \\ n_2, p_2 \\ \rho, \mu}} \frac{\rho}{4\gamma_\rho^{int}} E_{n_1 p_1}^\rho P_{n_2 p_2}^\rho [C_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_2 p_2}(-\mu)] [D_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^\mu D_{n_2 p_2}(-\mu)] \tag{2.12}$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadelerde yer alan E_{np}^ρ ve P_{np}^ρ büyüklükleri aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$\begin{aligned}
\gamma_\rho^{qq} &= -\sum_{np} E_{np}^\rho b_{np}^\rho ; \gamma_\rho^{int} = \gamma_\rho^{qq} - \frac{1}{(2j_k + 1)} \sum_p [P_{kp}^\rho b'_{kp}{}^\rho - E_{kp}^\rho b_{kp}^\rho] \\
E_{np}^\rho &= [\varepsilon_{np} b_{np}^\rho + (\bar{K}_{np} + \rho K_{np}) / 2] ; P_{np}^\rho = [(\varepsilon_n - \varepsilon_p) b_{np}^\rho + (\bar{K}'_{np} + \rho K'_{np}) / 2] \\
K_{np} &= d_{np} + f_{np} - g_{np} ; \bar{K}_{np} = \bar{d}_{np} + \bar{f}_{np} - \bar{g}_{np} ; b_{np}^\rho = (\bar{b}_{np} - \rho b_{np}) / 2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle, & \bar{b}_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle \\
d_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle, & \bar{d}_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle \\
f_{np} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[j_p(j_p+1) - \ell_p(\ell_p+1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_p} v_{j_n} \\
\bar{f}_{np} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[j_p(j_p+1) - \ell_p(\ell_p+1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_n} v_{j_p} \\
g_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle j_n \| (u_0^{\ell_s} - \frac{1}{2} u_1^{\ell_s}) (-i[\ell \times \sigma]) \| j_p \rangle u_{j_p} v_{j_n} \\
\bar{g}_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle j_n \| (u_0^{\ell_s} - \frac{1}{2} u_1^{\ell_s}) (-i[\ell \times \sigma]) \| j_p \rangle u_{j_n} v_{j_p} ; \varepsilon_{np} = \varepsilon_n + \varepsilon_p
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Denklemler(2.10)'daki toplam Hamiltonyende ilk iki terim,

$$H_0 = H_{SQP} + h_{qq} \tag{2.14}$$

şeklinde tanımlanırsa, sistemin toplam Hamiltonyeni,

$$H = H_0 + H_{int} \tag{2.15}$$

olur. Problemi QRPA yaklaşımında çözmek istersek, öncelikle bu yaklaşımda tek fonon uyarılma durumları

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+(\mu)|0\rangle = \sum_{np} [\psi_{np}^i C_{np}^+(\mu) - (-1)^{\mu+1} \varphi_{np}^i C_{np}(-\mu)]|0\rangle \tag{2.16}$$

şeklinde verilmektedir.. Burada Q_i^+ , QRPA'da nötron-proton fonon üretme operatörüdür. ψ_{np}^i ve φ_{np}^i , nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri olup ψ_{np}^i ve φ_{np}^i büyüklükleri aşağıdaki normalizasyon koşulundan elde edilir:

$$\sum_{np} [(\psi_{np}^i)^2 - (\varphi_{np}^i)^2] = 1. \tag{2.17}$$

Denklemler (2.18)'deki hareket denklemlerinden yola çıkılarak,

$$[H, Q_i^+(\mu)]|0\rangle = w_i Q_i^+(\mu)|0\rangle \tag{2.18}$$

aşağıdaki gibi bir seküler denklem yazılabilir. :

$$\left[\chi_+^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(+)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] \left[\chi_-^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(-)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] - w_i^2 \left[\sum_{np} \frac{E_{np}^{(+)} E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right]^2 = 0 \tag{2.19}$$

Hesaplamalarda kolaylık olması için öncelikle $\chi = -\gamma$ durumu göz önüne alınmıştır. Nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri

$$\begin{aligned}
- \psi_{np}^i &= \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} + L(w_i)E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} - w_i} \\
- \phi_{np}^i &= \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} - L(w_i)E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} + w_i}
\end{aligned} \tag{2.20}$$

biçimindedir. Burada

$$L(w_i) = \left[\chi_+^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(+)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] \left[w_i \sum_{np} \frac{E_{np}^{(+)} E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right]^{-1}$$

gibi tanımlanmıştır. $Z(w_i)$ normalizasyon katsayısı, denklem (2.17) 'den elde edilir.

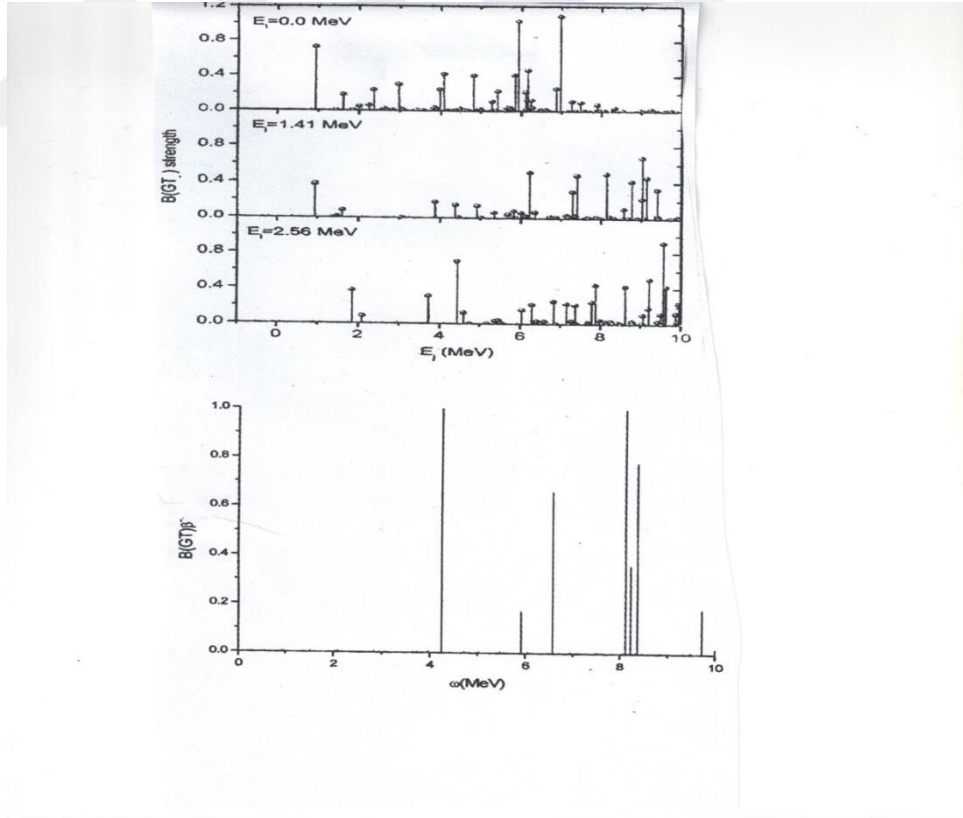
Ele alınan çift-çift çekirdeğin 0^+ taban durumundan komşu tek-tek çekirdeklerdeki uyarılmış 1^+ durumlarına beta geçiş matris elemanları

$$M_{\beta^-}^i (\mu, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = - \sum_{np} (b_{np} \psi_{np}^i + \bar{b}_{np} \phi_{np}^i) \quad ; \quad M_{\beta^+}^i (\mu, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = \sum_{np} \bar{b}_{np} \psi_{np}^i + b_{np} \phi_{np}^i \tag{2.21}$$

denklemini kullanılarak hesaplanır.

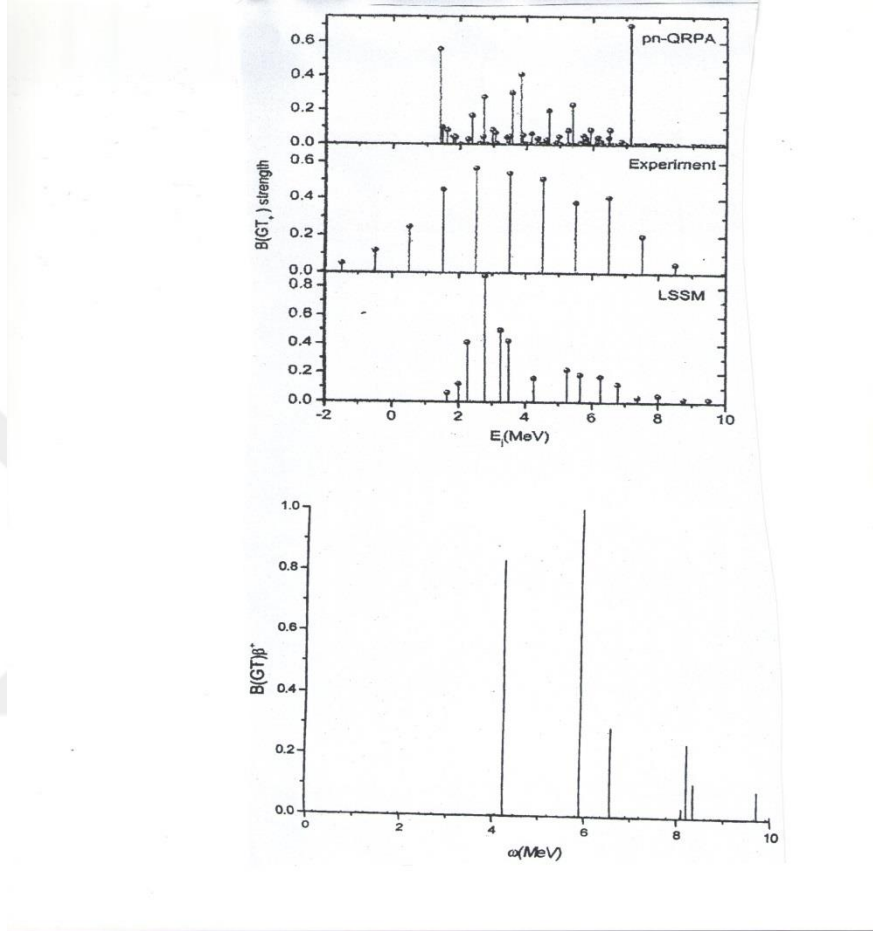
4 ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, $^{60-80}\text{Fe}$ izotoplarındaki Gamow Teller geçiş özellikleri Pyatov yöntemi kullanılarak incelenmiştir. Literatürde 50-56 bölgesindeki Fe çekirdekleri incelenmesine rağmen, 60-80 kütle bölgesindeki Fe izotoplarıyla ilgili yeterli bir çalışma yapılmadığını görüyoruz. Dolayısıyla, bu çalışmamız hem Pyatov yönteminin bu kütle bölgesine ilk uygulama çalışması, hemde bu kütle bölgesi için yapılacak ilk teorik çalışma özelliği taşımaktadır. Bu çalışma ile, Pyatov yönteminin bu kütle bölgesindeki izotopların Gamow- Teller şiddet dağılımlarını açıklamada ne kadar başarılı olduğunu görmek istedik. Öncelikle, Pyatov yönteminin deneysel ve diğer teorik çalışmalarda elde edilen sonuçlarla ne kadar uyumlu olduğunu görmek amacıyla, 2012 yılında P.Emre tarafından yapılan yüksek lisans tez çalışmasında [36],Pyatov yöntemi ile edilen $^{54,56}\text{Fe}$ izotoplarındaki β^+ ve β^- geçiş şiddet değerleri deneysel[2] ve diğer teorik model sonuçlarıyla[7,35] karşılaştırması yapılmıştır(Şekil 3.1-3.4). Şekil 3.1’de, Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{54}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımlarının, diğer teorik model hesaplamalarıyla[7] karşılaştırılması verilmiştir. Grafiktende görüleceği gibi, 4-10 MeV enerji aralığındaki dağılım, Nabi ve ark.[7] tarafından 2.56 MeV enerji değerindeki dağılıma daha çok benzerlik göstermektedir.



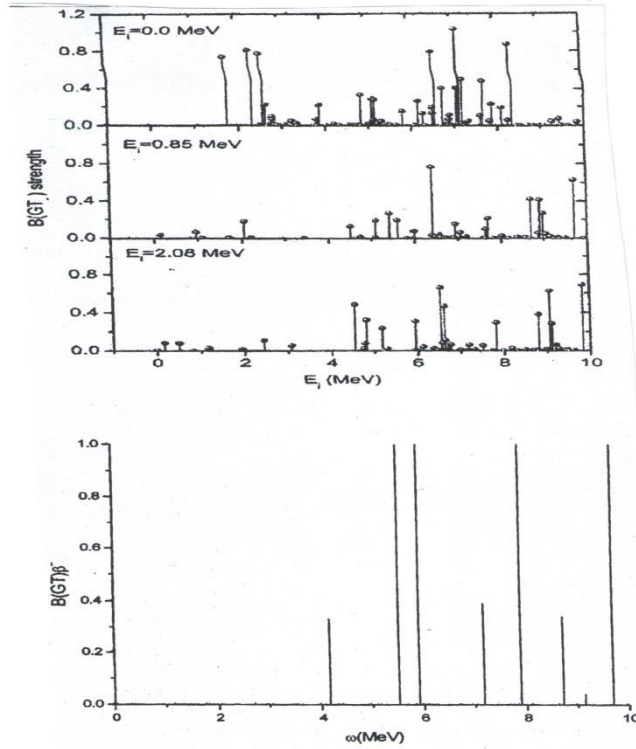
Şekil 3.1: Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{54}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımlarının, diğer teorik model hesaplamalarıyla[7] karşılaştırılması.

Şekil 3.2’de ise, benzer kıyaslama $B(GT)_{\pm}$ şiddet dağılımları için verilmiştir. Kıyaslama sonucunda, P.Emre tarafından Pyatov yöntemi ile elde edilen sonuçların[36], Langanke ve Martinez Pinedo tarafından LSSM modeli[35] ile elde edilmiş sonuçlar ile daha iyi bir uyum içerisinde olduğu sonucuna varılmıştır.



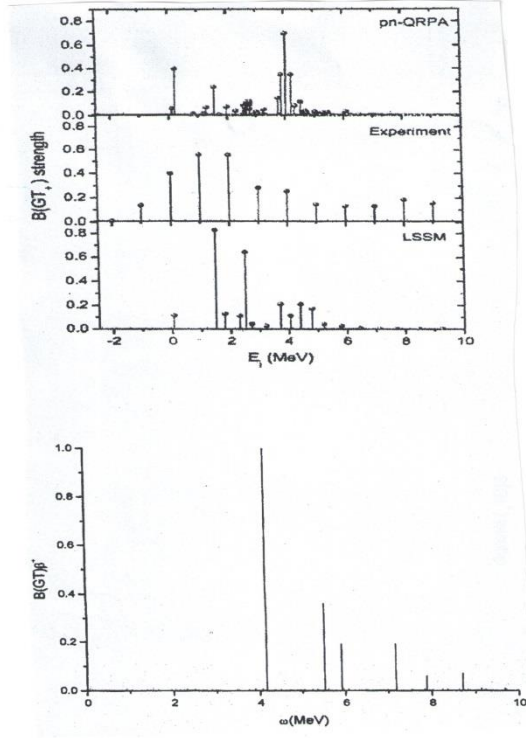
Şekil 3.2: Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{54}Fe izotoplarında $B(GT)_{\pm}$ şiddet dağılımlarının, deneysel değerler[2] ve diğer teorik model hesaplamalarıyla[7,35] karşılaştırılması.

Şekil 3.3’te, Şekil 3.1’de verilen kıyaslama ^{56}Fe izotopları için yapılmıştır. Nabi ve ark. tarafından[7] 4-10 MeV enerji aralığındaki 3 tane Gamow-Teller rezonans piki, Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] sonuçlar ile de elde edilmiştir ve ayrıca Şekil 3.3’te $E_x=0.0$ MeV’de Nabi ve ark. tarafından [7] hesaplanmış 4-10 MeV arasındaki dağılım ile de benzerlik gösterdiğini söylemek mümkündür.



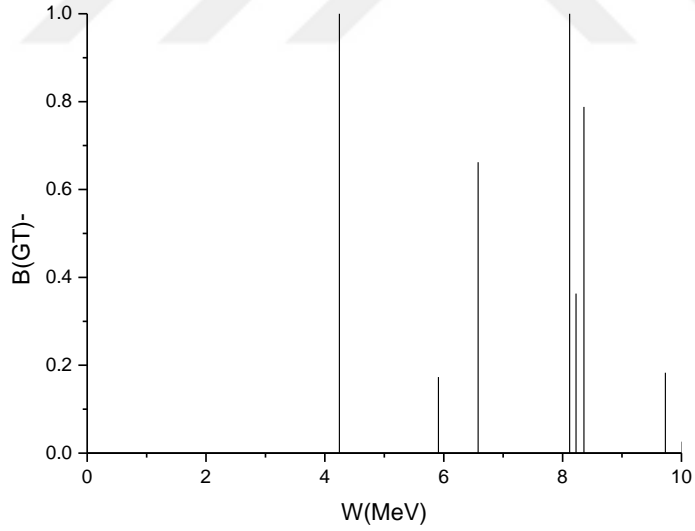
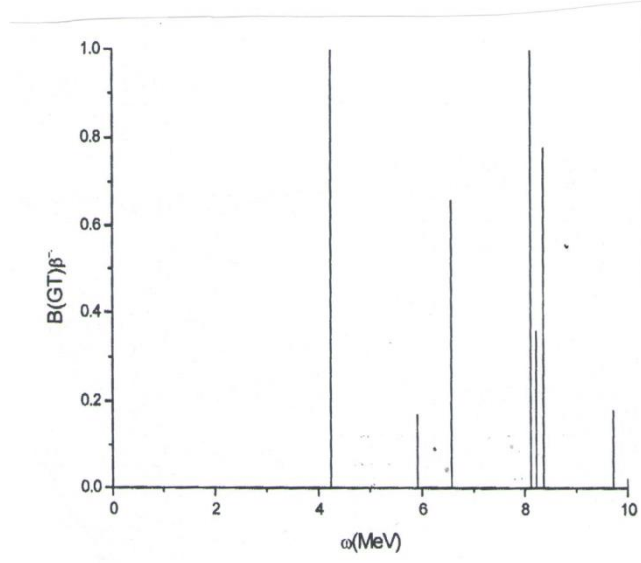
Şekil 3.3: Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{56}Fe izotoplarında B(GT)-şiddet dağılımlarının, diğer teorik model hesaplamalarıyla[7] karşılaştırılması.

^{56}Fe izotoplarında B(GT)₊ şiddet dağılımlarının[36], deneysel değerler[2] ve diğer teorik model hesaplamaları ile karşılaştırılması(Şekil 3.4.) sonucunda, 4 MeV'den sonrasında elde edilen dağılımın LSSM modeline[35] göre deneysel değerler ile daha iyi bir uyum içerisinde olduğu ve LSSM modeli ile daha çok benzerlik gösterdiği ifade edilmiştir[36]. Karşılaştırmalar neticesinde, Pyatov yönteminin, $^{54,56}\text{Fe}$ izotoplarındaki B(GT)₋ ve B(GT)₊ şiddet dağılımının deneysel ve teorik çalışmalar ile uyumlu ve bu dağılımları açıklamada başarılı olduğunu söylemek mümkündür.



Şekil 3.4: Pyatov yöntemiyle elde edilmiş[36] ^{56}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımlarının, deneysel değerler[2] ve diğer teorik model hesaplamalarıyla[7,35] karşılaştırılması.

Şimdi de [36] nolu referansta yapılan ^{54}Fe izotopları için yapılan $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımlarının bu tez çalışmasında yapılan hesaplamalar ile karşılaştırmasını vereceğiz. Bu tez çalışmasındaki hesaplamalarda, nötron ve proton çiftlenme korelasyonları değerleri için [44] nolu kaynaktaki değerler olan $C_n = C_p = \frac{12}{\sqrt{A}}$ kullanılmıştır. Bu karşılaştırma, Şekil 3.5’de gösterilmiştir.



Şekil 3.5: Pyatov yöntemiyle elde edilmiş ^{54}Fe izotoplarında $B(GT)$ - şiddet dağılımlarının [36] nolu çalışmadaki değerler ile bu tez çalışmasındaki değerler ile karşılaştırılması.

Şekil 3.5'den de görüleceği gibi, elde ettiğimiz sonuçlar, daha önce [36] nolu sonuçlar ile oldukça iyi bir şekilde uyumludur.

C_n ve C_p korelasyon değerlerini değiştirerek sonuçlarımıza nasıl bir etkisi olduğunu görmek için, ^{54}Fe izotopu için farklı C_n ve C_p değerlerinde hesaplamalar yapılmıştır. Hesaplama sonuçları, Tablo 3.1-3.4’de verilmiştir.

W(MeV)	B(GT)-
2.68	2.569
4.37	0.0199
5.98	0.1169
7.80	13.16
7.84	0.15
7.87	0.3045
9.43	0.0245
9.72	0.0034
14.04	0.0136
14.76	0.0047
18.02	0.013
18.19	0.0188
18.45	0.0073
18.79	0.0066
19.90	0.0158
21.88	0.0064
21.91	0.0025
22.59	0.0029
22.95	0.0019
23.33	0.0053
23.63	0.0414
25.2	0.0168
25.22	0.0035
27.46	0.0033
27.64	0.0044

Tablo 3.1: $C_n = C_p = \frac{4}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{54}Fe izotopunda ele edilen B(GT). değerleri.

W(MeV)	B(GT)
3.05	2.60
4.74	0.0445
6.,00	0,24
7.78	12.72
7.82	0.268
7.88	0.4574
9.40	0.0536
9.69	0.076
14.21	0.029
14.92	0.0101
17.95	0.029
18.34	0.0402
18.60	0.016
18.,68	0.0049
19.,80	0.0156
22.02	0.0014
22.51	0.0064
22.72	0.0000
22.87	0.0042
23.22	0.0054
23,55	0.0419
24.25	0.0091
24.61	0.002
25.11	0.0014
25.14	0.0078
27.37	0.0075
27.55	0.0098
29.52	0.0024

Tablo 3.2: $C_n = C_p = \frac{6}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{54}Fe izotopunda ele edilen B(GT). değerleri.

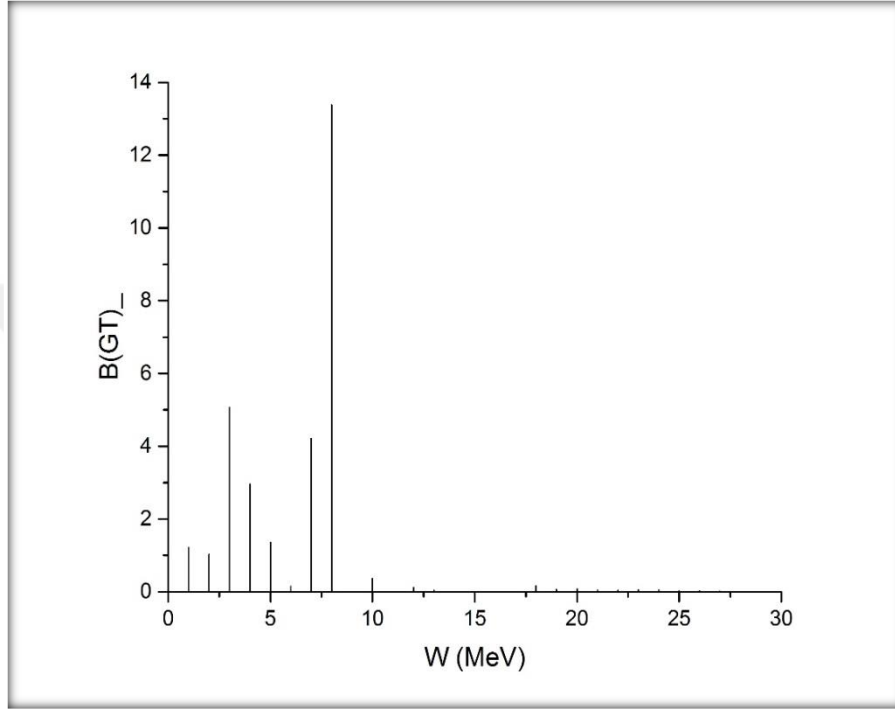
W(MeV)	B(GT)-
3.44	2.65
5.12	0.0785
6.12	0.38
7.83	12.3
7.88	0.32
7.96	0.58
9.44	0.091
9.72	0.0129
14.36	0.0493
15.07	0.0172
17.93	0.0051
18.48	0.0686
18.62	0.0041
18.73	0.0278
19.73	0.0139
21.8	0.098
22.15	0.0244
22.31	0.0027
22.48	0.0113
22.84	0.0074
23.14	0.0043
23.51	0.0413
24.07	0.0014
24.22	0.0161
24.57	0.0035
25.1	0.0138
27.33	0.0133
27.52	0.0174
29.48	0.0043

Tablo 3.3: $C_n = C_p = \frac{8}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{54}Fe izotopunda ele edilen B(GT). değerleri.

W(MeV)	B(GT)-
3.847	2.724
5.515	0.1238
6.319	0.536
7.949	11.876
8.022	0.3545
8.135	0.6967
9.556	0.1376
9.838	0.0196
14.49	0.0742
15.197	0.026
17.978	0.0799
18.596	0.0067
18.601	0.1041
18.845	0.0427
19.704	0.0154
21.831	0.0155
22.248	0.0374
22.347	0.0043
22.513	0.0178
22.868	0.0117
23.107	0.0041
23.515	0.0417
24.094	0.0021
24.244	0.0254
24.599	0.0055
25.13	0.0217
27.35	0.021
27.53	0.0276
29.49	0.0069

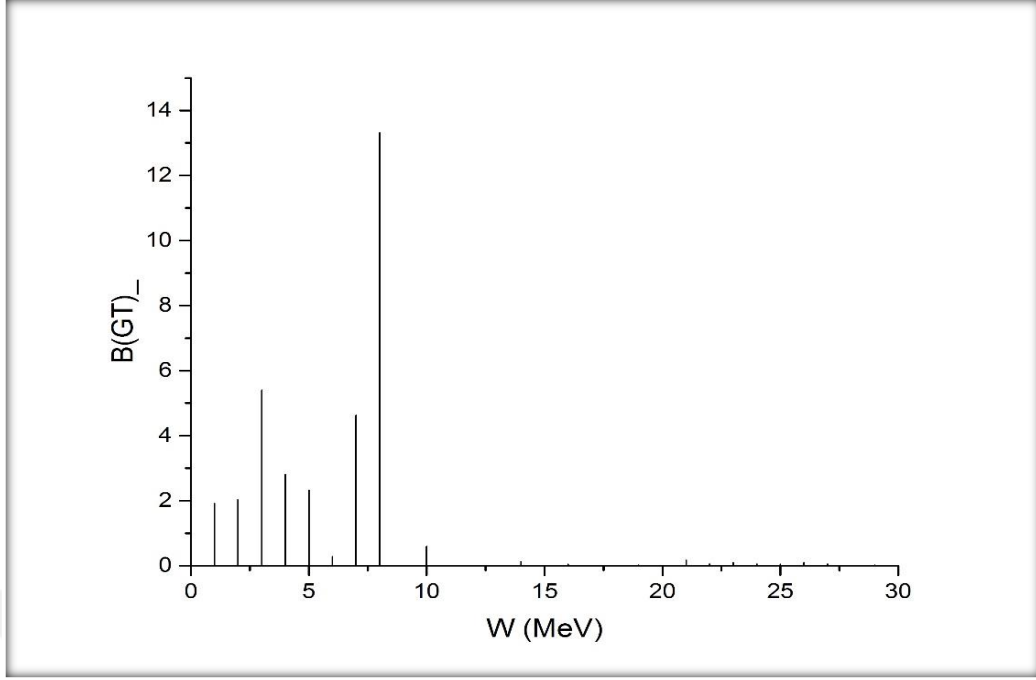
Tablo 3.4: $C_n = C_p = \frac{10}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{54}Fe izotopunda ele edilen B(GT). değerleri.

Yöntemimizin $^{50-56}\text{Fe}$ izotoplarında $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımlarını açıklamada ne kadar başarılı olduğunu bundan önceki bir çalışmada[36] test edildikten sonra, yöntemin $^{60-80}\text{Fe}$ kütle bölgesindeki β^+ ve β^- geçiş şiddet dağılımında ne gibi sonuçlar verdiğini görmek amacıyla, hesaplamalar yapılmış ve elde edilen sonuçlar, Şekil 3.5-3.26'da gösterilmiştir.



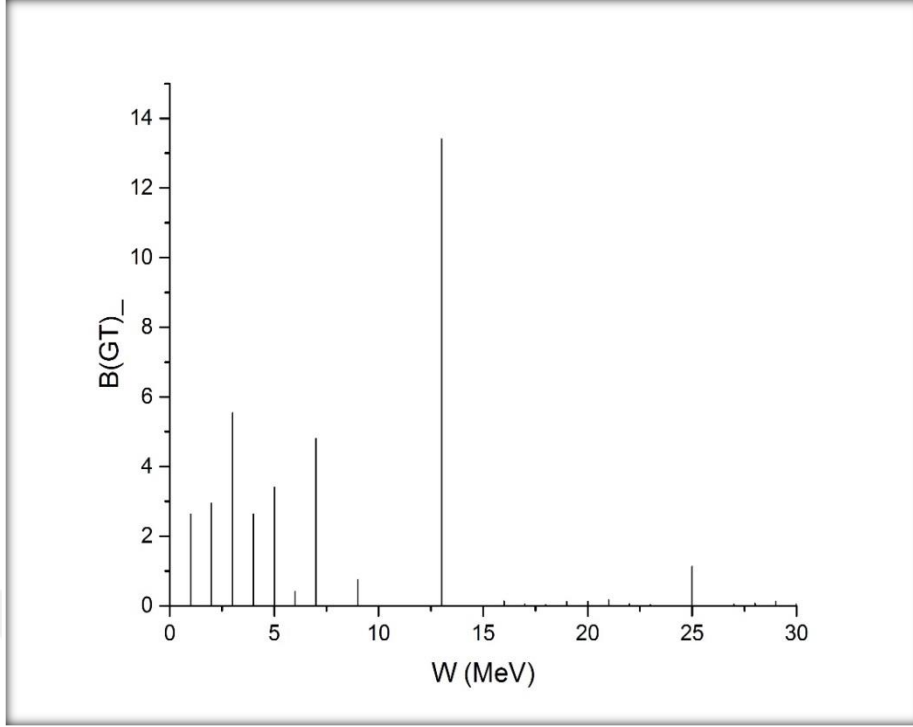
Şekil 3.6. ^{60}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_-$ şiddet dağılımları

Şekil 3.6.'dan da görüldüğü gibi Gamow-Teller 1^+ durumları 0-10 MeV enerji aralığında yoğunlaşmıştır. Ana pik yaklaşık 8 MeV civarında yerleşmiştir. Ana pikin dışında belirgin bir $B(\text{GT})_-$ değerine sahip 3 adet daha pik görülmektedir.



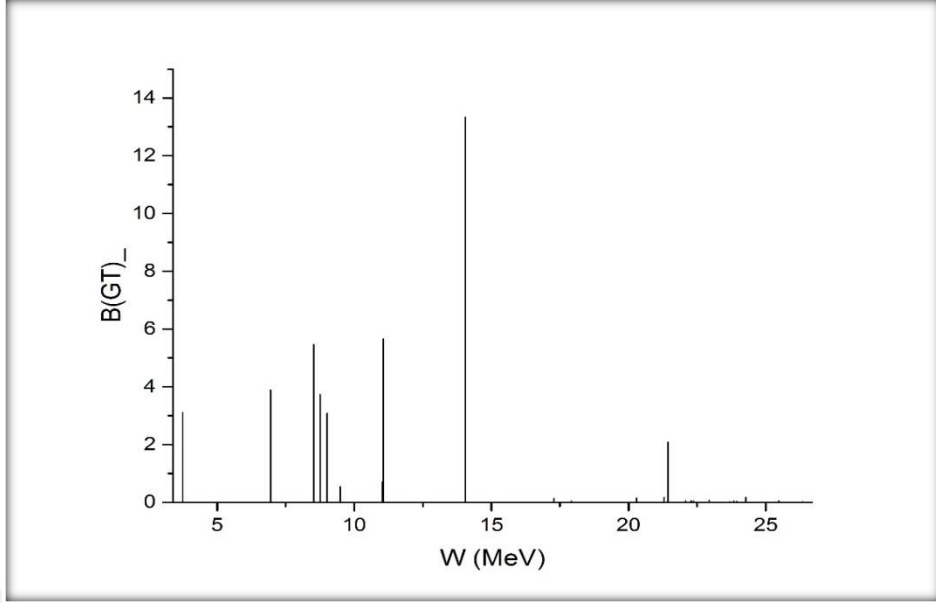
Şekil 3.7. ^{62}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımları.

^{62}Fe izotopunda ana pikin enerji ve B(GT)- değerinde önemli bir değişme olmamıştır. Ancak 3 ve 7,5 MeV civarındaki iki büyük pikin B(GT)- değerinin arttığını gözlemliyoruz. Gamow-Teller 1^+ durumlarının yine 5-10 MeV enerji aralığında daha sık görüldüğünü söylemek mümkündür.(Şekil 3.7.).



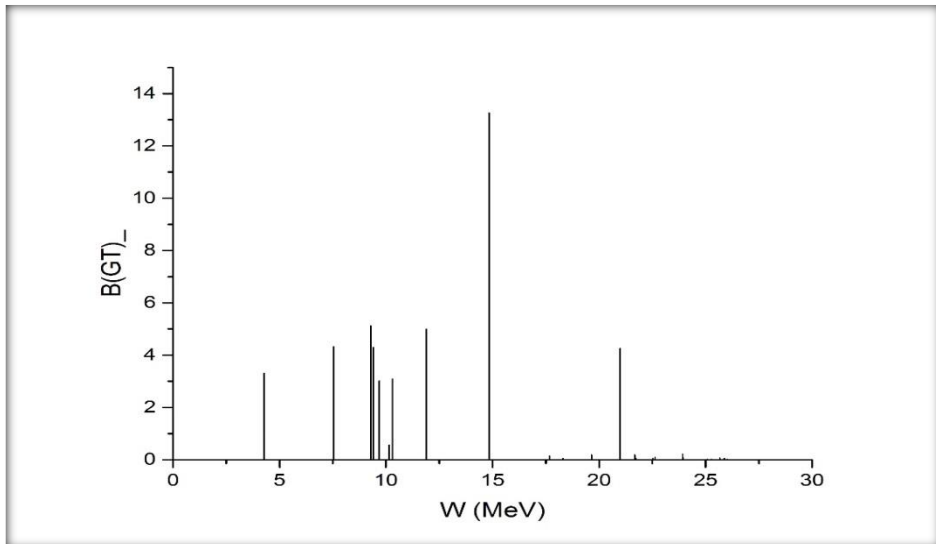
Şekil 3.8. ^{64}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımları.

^{64}Fe izotopunda bütün geçişi üzerinde toplayan pikin enerji değeri, sağa ve daha yüksek enerjiye doğru kayarak, 13 MeV civarında olmuştur. Gamow-Teller 1^+ durumlarının büyük bir çoğunluğu 5-10 MeV enerji aralığında olmasına rağmen, diğer iki durumdan farklı olarak 25 MeV enerji değerinde belirgin bir B(GT)- değerine sahip bir pik gözlemliyoruz. En yüksek GT geçiş şiddet değerine sahip pikin, B(GT)- değerinde önemli bir değişiklik gözükmemektedir(Şekil 3.8.).



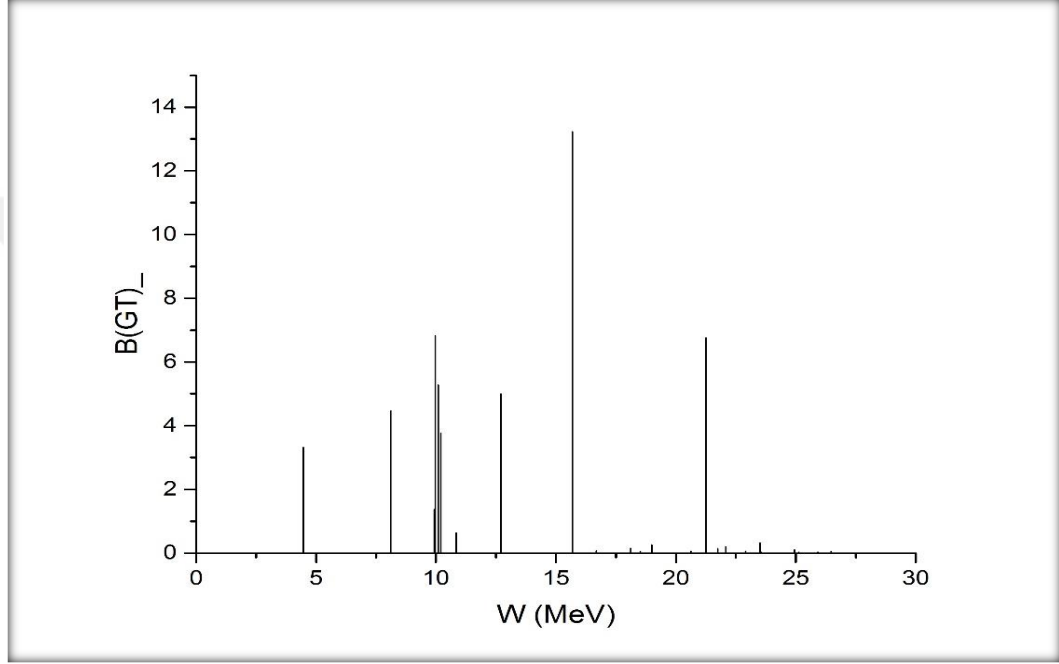
Şekil 3.9. ^{66}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımları.

^{66}Fe izotopunda ise durum biraz daha farklıdır. Gamow-Teller 1^+ durumlarının sıklığı, sağa doğru kayarak, 7-10 MeV civarında gerçekleşmiştir. Bu izotopta, 0-5 MeV aralığında tek bir pik gözükmemektedir. ^{64}Fe izotopunda 25 MeV civarında gözükken pik, biraz daha sola kaymış ve 20 MeV'e doğru yaklaşmıştır (Şekil 3.9.).



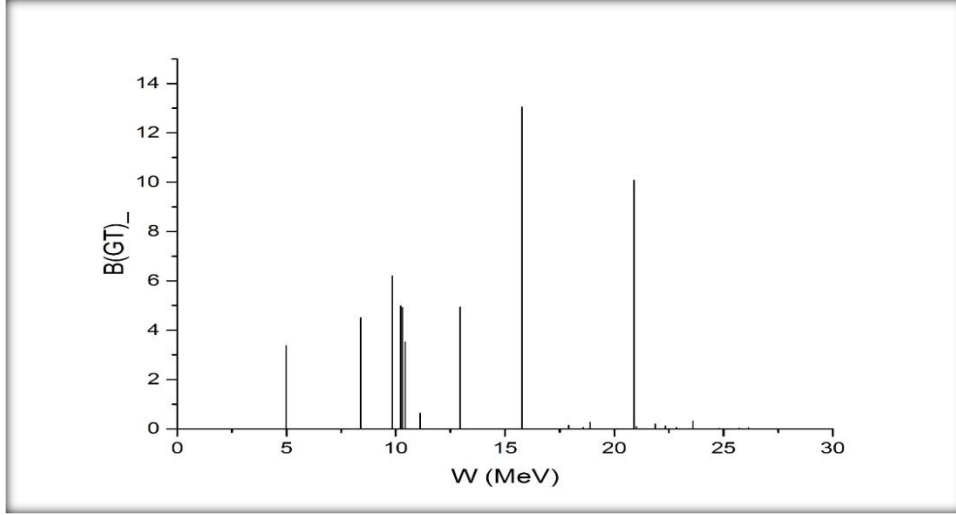
Şekil 3.10. ^{68}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımları.

^{68}Fe izotopunda ana pikin enerji değerinin sağa doğru kaymaya devam ettiği ve bu değerin 15 MeV'e yaklaştığı gözlemlenmiştir. Ayrıca 0-5 MeV enerji aralığında 1 MeV civarında ^{66}Fe izotopunda 0-5 MeV enerji aralığında gözükken pik biraz daha sağa doğru kayarak 5 MeV civarına yaklaştırmaktadır. 21 MeV civarındaki pik ise 20 MeV'e daha da yaklaştırmıştır. GT parçalanması 3.5 - 21 MeV aralığında kendini göstermektedir. 8-11 MeV enerji değerleri arasında daha fazla GT 1^+ durumlarını görüyoruz (Şekil 3.10.).



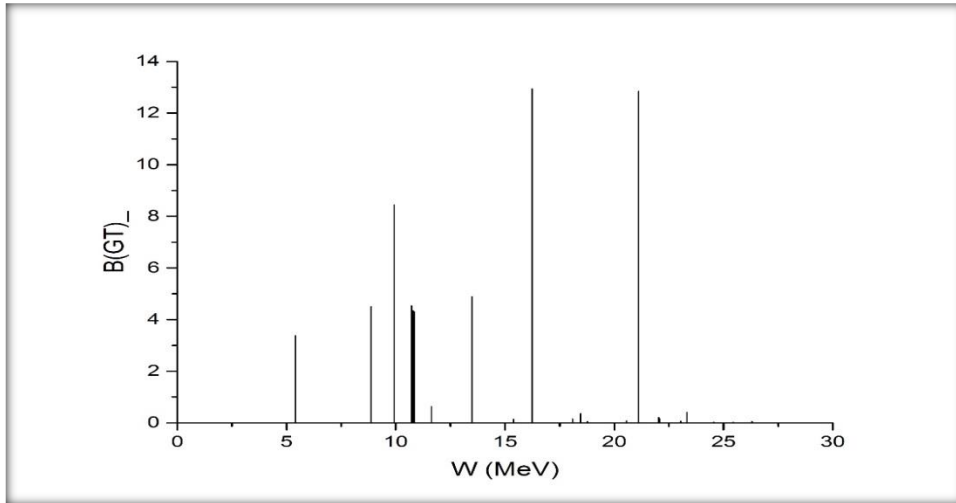
Şekil 3.11. ^{70}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımları.

^{70}Fe izotopunda ana pikin enerji değeri biraz daha sağa doğru kayarak, 16 MeV civarına gelmiştir ve bu pikin B(GT)- değerinde fazla bir değişiklik söz konusu değildir. Ancak Gamow-Teller 1^+ durumlarının 10 MeV de toplandığı çok belirgin bir şekilde görülmektedir. 10 MeV civarındaki bu piklerin B(GT)- değerlerinde artışlar gözlemlenmiştir. 20 MeV'den sonra görülen diğer pikin ise, B(GT)- değerinde de artış meydana gelmiştir. (Şekil 3.11.).



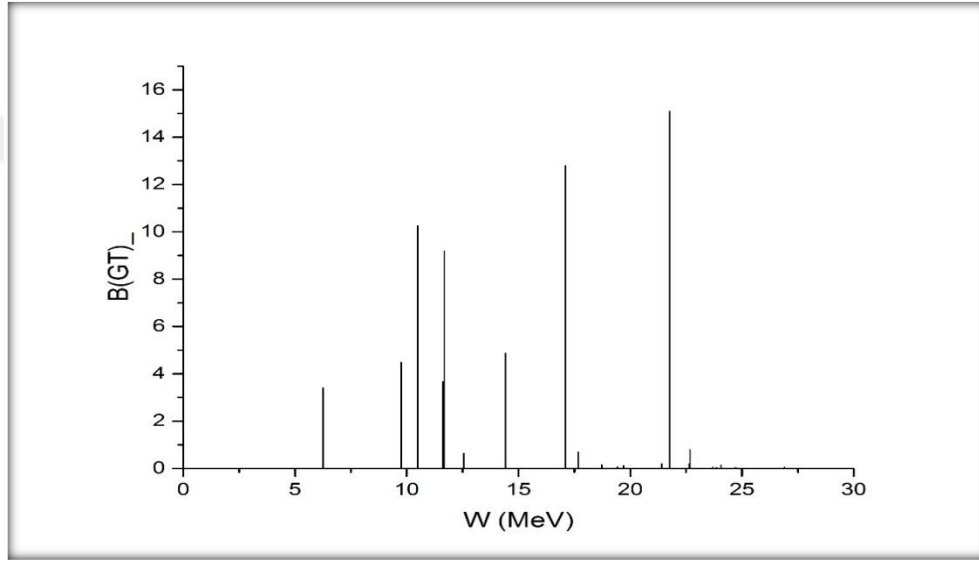
Şekil 3.12. ^{72}Fe izotoplarında B(GT) şiddet dağılımları.

^{72}Fe izotopunda 16 MeV enerji değerine yakın olan pikin, enerji ve B(GT) değerlerinde önemli bir değişme gözlemlenmemiştir. 5 MeV civarındaki pik ise, biraz daha sağa kayarak 5 MeV değerine ulaşmıştır. 20 MeV ve ötesindeki yüksek enerji bölgesindeki pikin, B(GT) değeri artmıştır. Gamow-Teller 1^+ durumlarının arası biraz daha açılarak, yoğunlaşma 10-11 MeV aralığında gerçekleşmiştir (Şekil 3.12.).



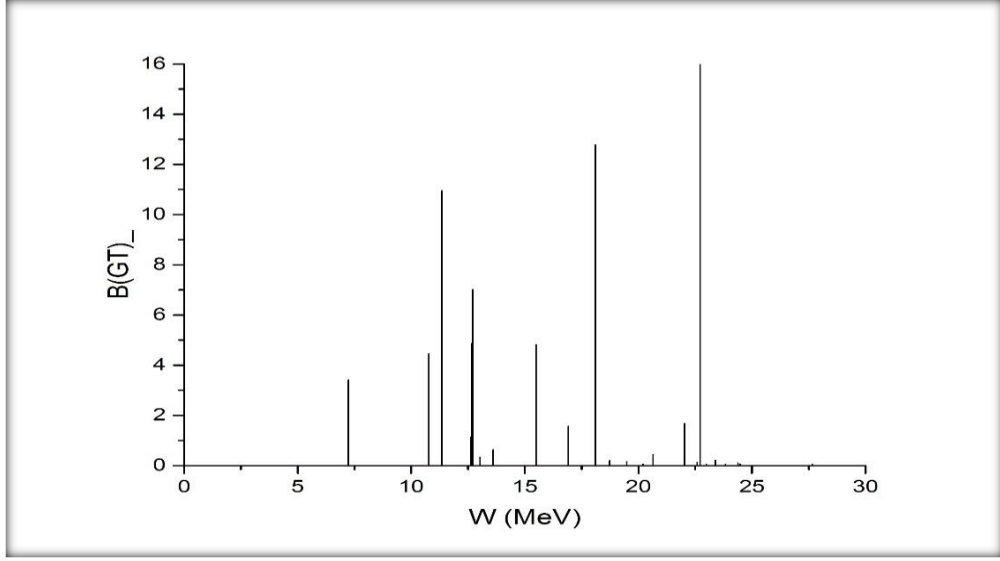
Şekil 3.13. ^{74}Fe izotoplarında B(GT) şiddet dağılımları.

^{74}Fe izotopunda, 5 MeV' deki pik sağa doğru kayarak 5,5 MeV civarına gelmiştir. Ayrıca 11 MeV civarında üst üste binen iki pik görüyoruz. 9-13 MeV civarındaki Gamow-Teller 1^+ durumlarının arasındaki mesafenin gittikçe arttığı görülmüştür. Bununla birlikte, $B(\text{GT})$ değerlerinin en yüksek olduğu, 16.5 MeV ve 21.5 MeV civarında iki tane belirgin pik söz konusudur. Daha önceki izotoplardan farklı olarak, 15 MeV den sonra gözükken ana pikin dışında ikinci bir pik daha ortaya çıkmıştır ve bu piklerin $B(\text{GT})$ değerlerinin birbirine çok yakın değerlerde olduğunu söylemek mümkündür. Ayrıca, GT 1^+ durumları 5-25 MeV aralığında dağılım göstermektedir(Şekil 3.13.).



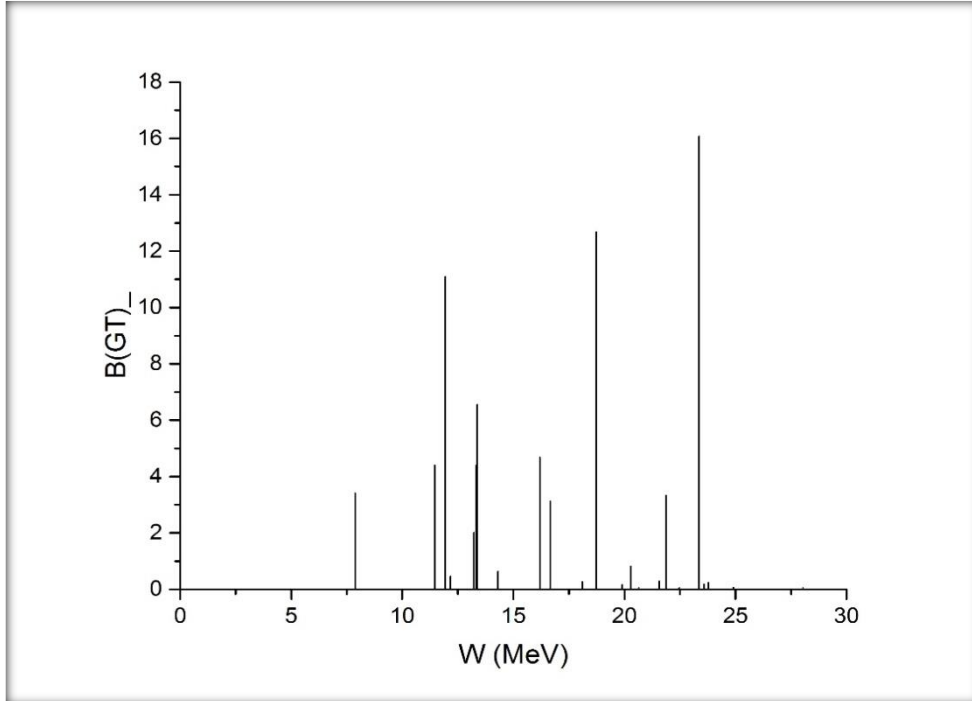
Şekil 3.14. ^{76}Fe izotoplarında $B(\text{GT})$ şiddet dağılımları.

^{76}Fe izotopunda 5,5 MeV civarındaki pik 6 MeV'e doğru kaymıştır. 11 MeV civarındaki üst üste gelen iki pik 12 MeV'e doğru kaymış ve bu piklerden bir tanesinin $B(\text{GT})$ değeri artmıştır. 21 MeV'deki pik 22 MeV'e doğru kaymış ve $B(\text{GT})$ değerinde artış olmuştur. Bu izotopta, 10.5, 11.5, 17 ve 22 MeV civarında 4 tane belirgin pik gözükmektedir. GT 1^+ durumlarının 9.8-11.6 MeV aralığında toplandığını söyleyebiliriz(Şekil 3.14.).



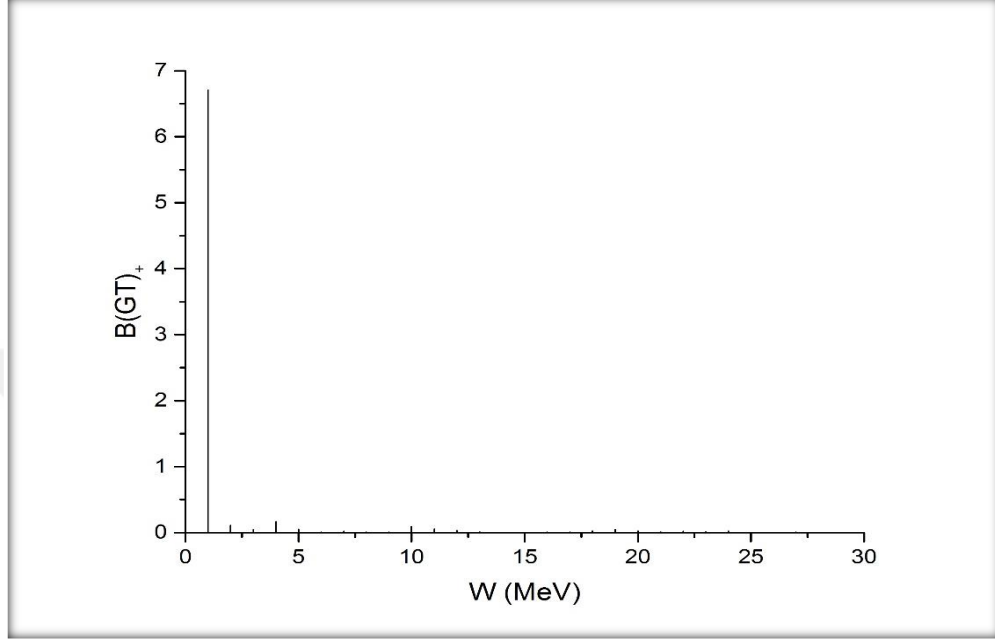
Şekil 3.15. ^{78}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımları.

^{78}Fe izotopunda Gamow-Teller 1^+ durumları 10-23 MeV aralığında dağılmaktadır. Bu izotopta 23 MeV civarındaki pik, en yüksek B(GT)-değerindedir. Diğer piklere göre B(GT)-değeri olarak yüksek değerlere sahip 3 tane 1^+ durumu gözükmemektedir. 5-10 MeV enerji aralığında tek bir pik elde edilmiştir ve bu pikin enerji değeri 7,5 MeV'e yaklaşmıştır(Şekil 3.15.).



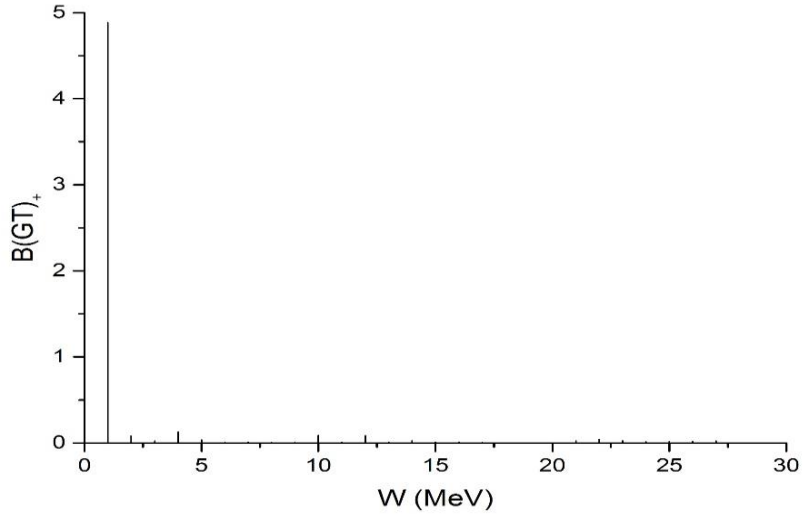
Şekil 3.16. ^{80}Fe izotoplarında B(GT)- şiddet dağılımları.

^{80}Fe izotopunda Gamow-Teller 1^+ durumlarının yoğunlaşması biraz daha sağa doğru kayarak 12-24 MeV enerji aralığında gerçekleşmiştir. Ayrıca bu aralıkta Gamow-Teller 1^+ durumlarının sayısında artış görülmektedir. En yüksek $B(\text{GT})_+$ değerine sahip ana pik daha da sağa doğru kaymış ve 24 MeV civarına gelmiştir(Şekil 3.16.).



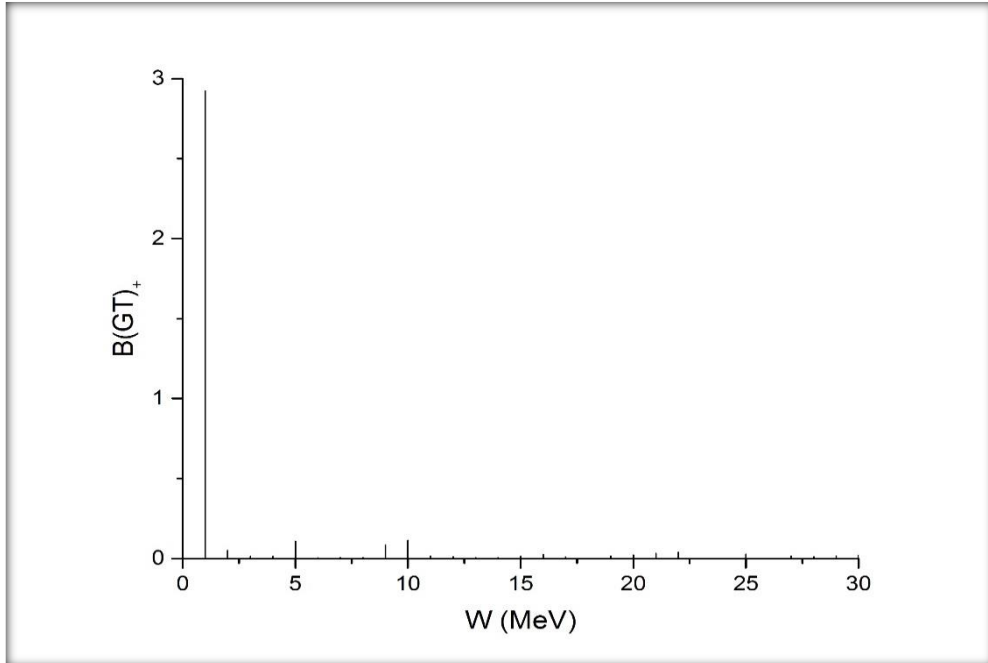
Şekil 3.17. ^{60}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{60}Fe izotopunun $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımını incelediğimizde, 0-2 MeV arasında GT geçişlerinin hemen hemen %95 ini üzerinde toplayan tek bir baskın pik elde edildiğini görüyoruz. Bu pik dışında, çok küçük $B(\text{GT})_+$ değerine sahip GT 1^+ durumlarının da olduğu ve bunların 0-20 MeV aralığında dağıldığı gözlemlenmektedir(Şekil 3.17.).



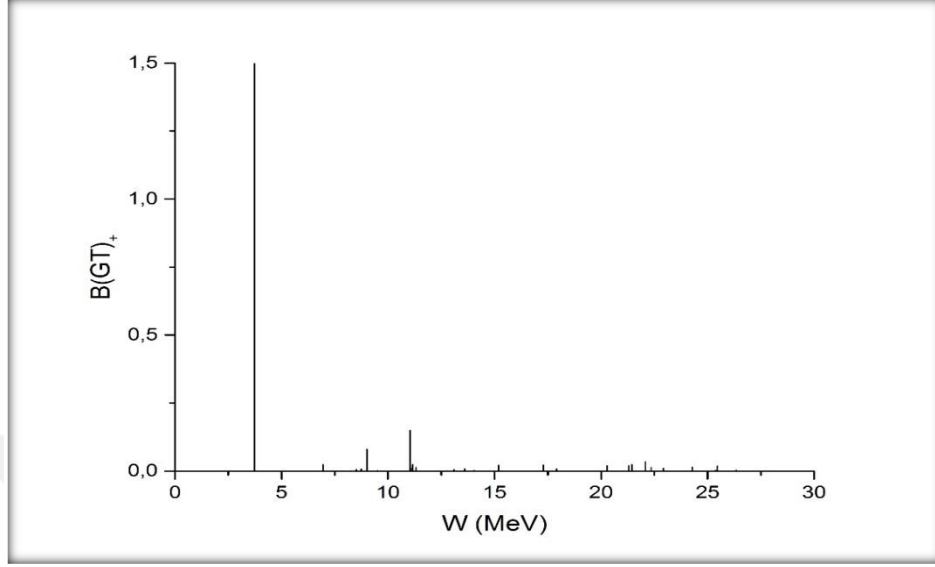
Şekil 3.18. ^{62}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{62}Fe izotopunda ana pikin enerji konumunda değişiklik olmamasına rağmen, $B(\text{GT})_+$ değerinde bir düşme meydana gelmiştir(Şekil 3.18.).



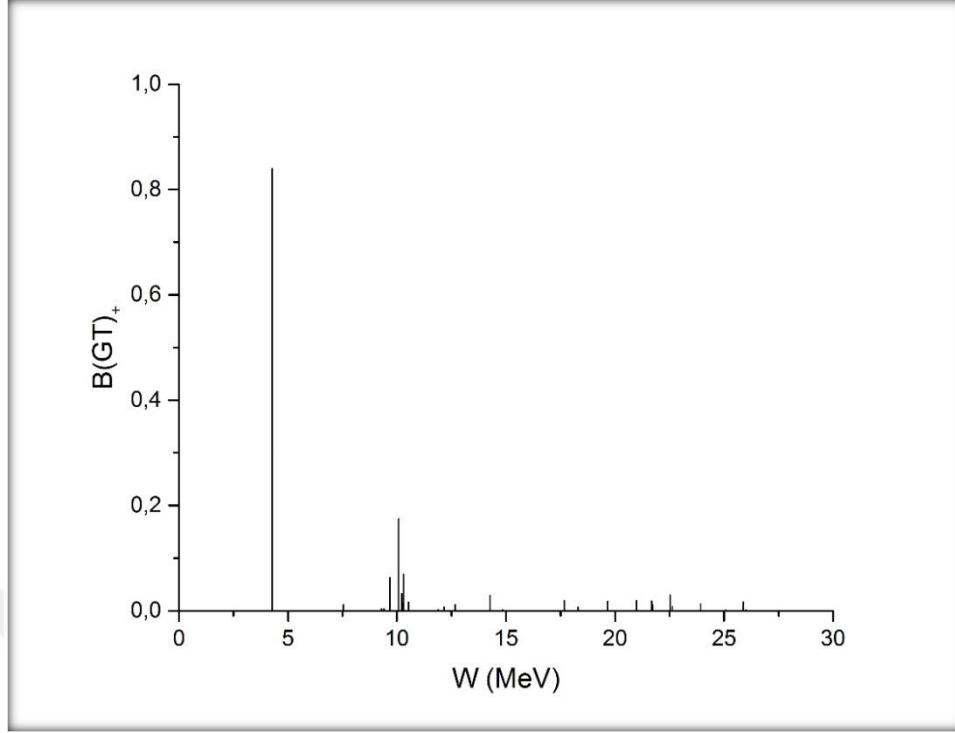
Şekil 3.19. ^{64}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{64}Fe izotopunda ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerindeki azalma devam etmektedir. Ancak diğer iki izotoptan farklı olarak ana pikin dışındaki pikler yavaş yavaş belirgin hale gelmektedir(Şekil 3.19.).



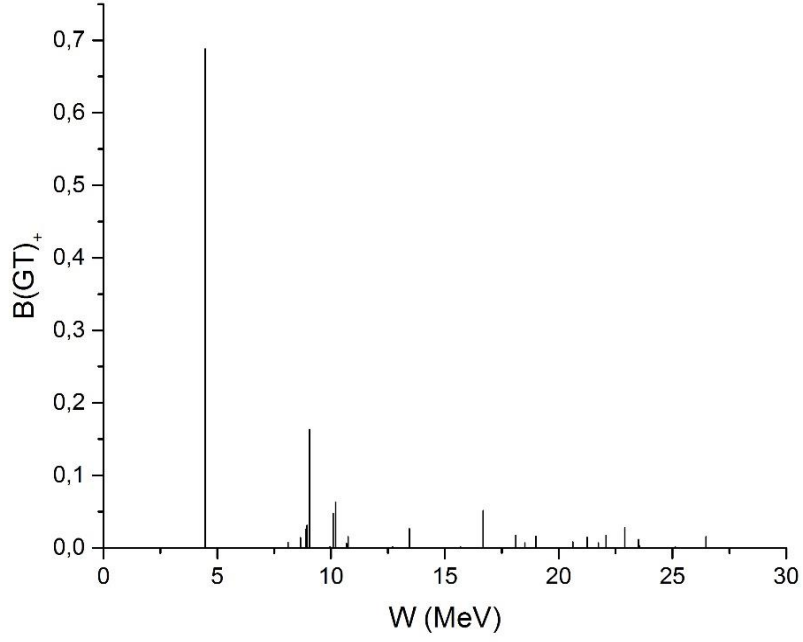
Şekil 3.20. ^{66}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ Şiddet dağılımları.

^{66}Fe izotopunda ana pikin enerji değeri sağa doğru kayarak 3,5 MeV civarına gelmiştir. Ayrıca bu pikin $B(\text{GT})_+$ değerinde yaklaşık iki kat azalma geręekleřmiřtir. Bunun yanısıra, yaklaşık olarak 9 ve 11 MeV civarında iki pik daha ortaya çıkmaktadır. Kúçük $B(\text{GT})_+$ değerlerinde de olsa bile 26 MeV'e kadar 1^+ durumlarının varlığını górmekteyiz.(Şekil 3.20.).



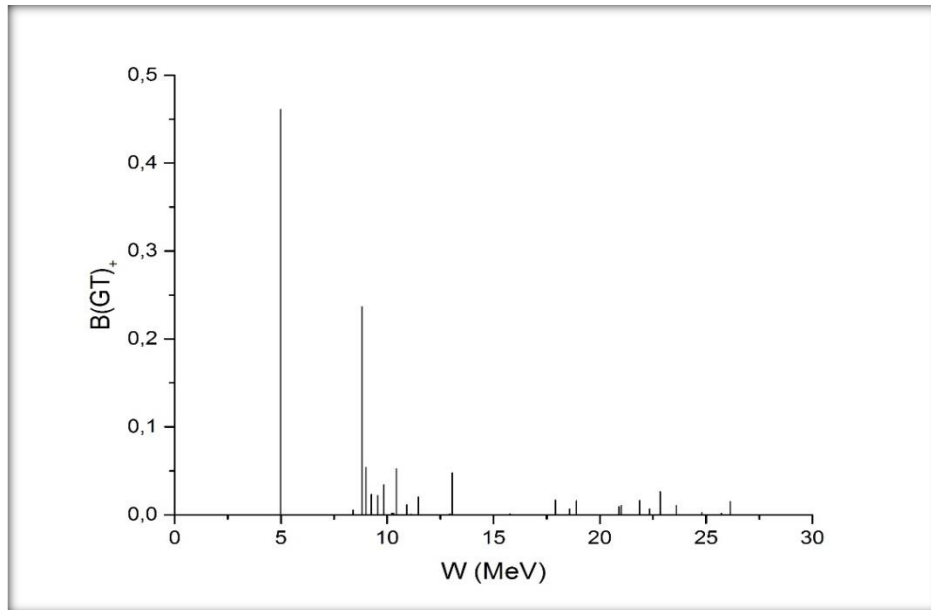
Şekil 3.21. ^{68}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{68}Fe izotopunda ana pik biraz daha sağa doğru kaymıştır ve $B(\text{GT})_+$ değerinde de önemli bir düşüş söz konusudur. Ayrıca, $\text{GT } 1^+$ durumlarının 10 MeV civarında kümелendiği görülmektedir. 15-25 MeV aralığındaki diğer 1^+ durumların $B(\text{GT})_+$ değerlerinde artma olduğunu söyleyebiliriz.(Şekil 3.21.).



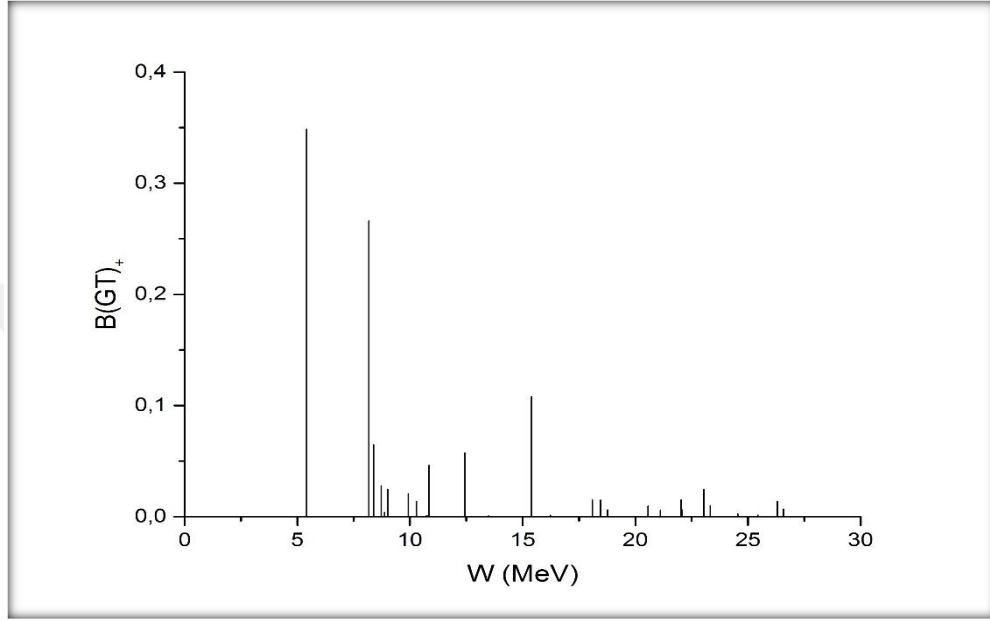
Şekil 3.22. ^{70}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{70}Fe izotopunda ise ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerindeki düşme devam etmektedir. Ancak bu izotopta belirgin bir $B(\text{GT})_+$ değerine sahip ikinci bir pik daha görülmektedir. ^{68}Fe izotopunda 10 MeV civarındaki GT durumları arasındaki açıklığın arttığı ve bu durumlardan daha yüksek $B(\text{GT})_+$ değerine sahip pikin 10.1 MeV den 8.5 MeV'e doğru kaydığı gözlemlenmiştir.(Şekil 3.22.).



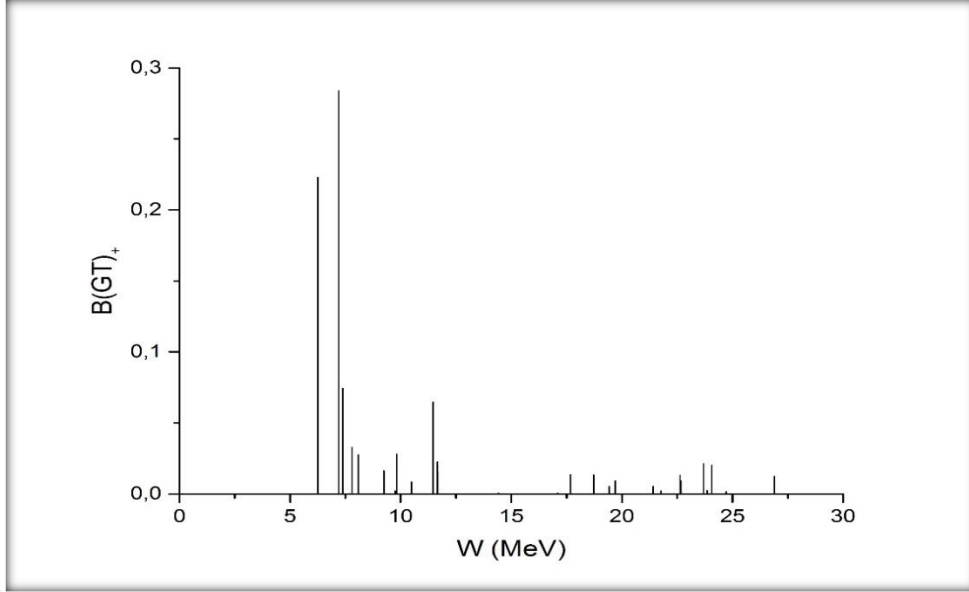
Şekil 3.23. ^{72}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{72}Fe izotopunda ana pikin enerji değeri 5 MeV civarına gelmiştir. Bu pikin $B(\text{GT})_+$ değeri 0,45 değerine kadar düşmüştür. 8,5 MeV civarındaki ikinci pikin değeri ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerine biraz daha yaklaşarak 0,25 değerine ulaşmıştır. Bu iki pikin dışında da 10.6, 10.3 ve 12.7 MeV değerlerinde $B(\text{GT})_+$ değeri bakımından kendini gösteren 3 tane pikten bahsetmek mümkündür. (Şekil 3.23.).



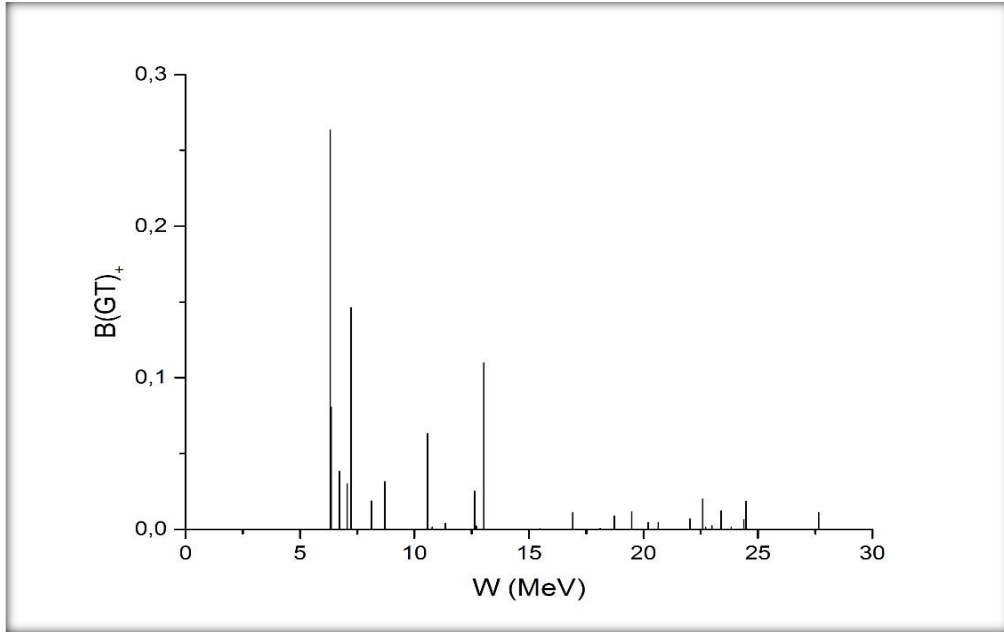
Şekil 3.24. ^{74}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{74}Fe izotopunda ana pikin enerji değeri hafifçe sağa doğru kaymaya devam etmekte ve bu pik 5.3 MeV'de yerleşmiştir. . Bu izotopta belirgin piklerin sayısında da artış görülmüştür. 5,3 MeV civarındaki pikin $B(\text{GT})_+$ değeri ile 8,5 MeV civarındaki ikinci pikin $B(\text{GT})_+$ değeri arasındaki fark azalmıştır. Ayrıca, bu ikinci pike ilaveten, ölçülebilir $B(\text{GT})_+$ değerine sahip 15.5 MeV civarında üçüncü bir pik de elde edilmiştir(Şekil 3.24.).



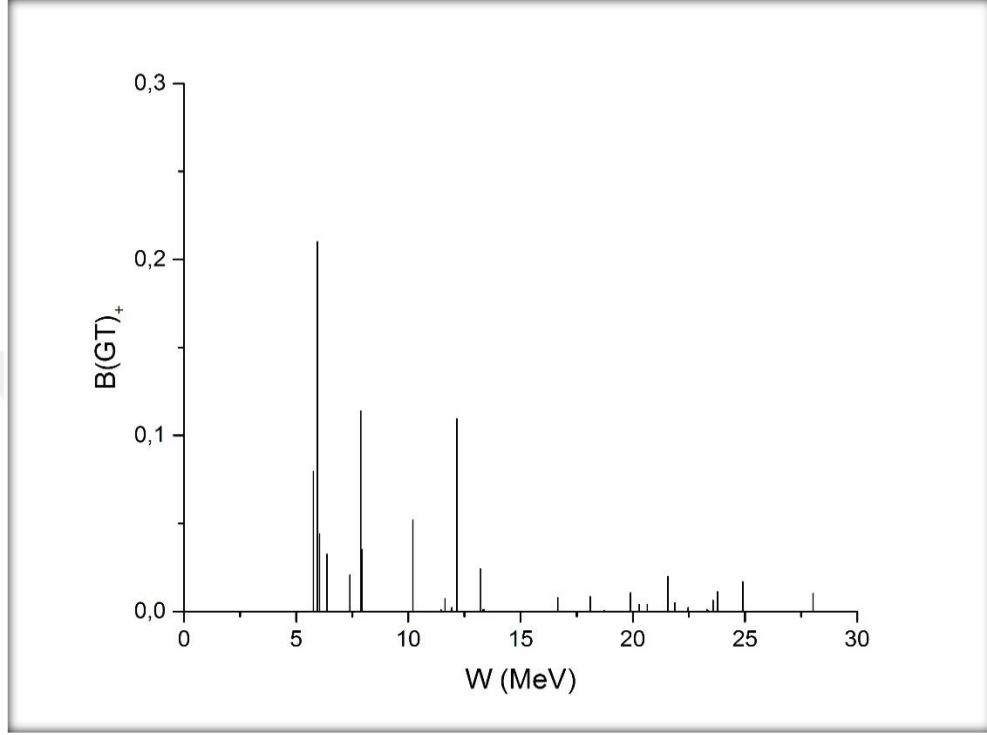
Şekil 3.25. ^{76}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{76}Fe izotopunda 8,5 MeV civarındaki pikin $B(\text{GT})_+$ değerinin 6 MeV civarındaki ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerini geçtiğini görüyoruz. Dolayısıyla bu izotopta iki tane ana pik gözükmemektedir. GT 1^+ durumlarının parçalanması, 6-27 MeV aralığında gerçekleşmektedir ve bu durumlar 6-12 MeV aralığında daha yoğun bir şekilde elde edilmiştir (Şekil 3.25.).



Şekil 3.26. ^{78}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

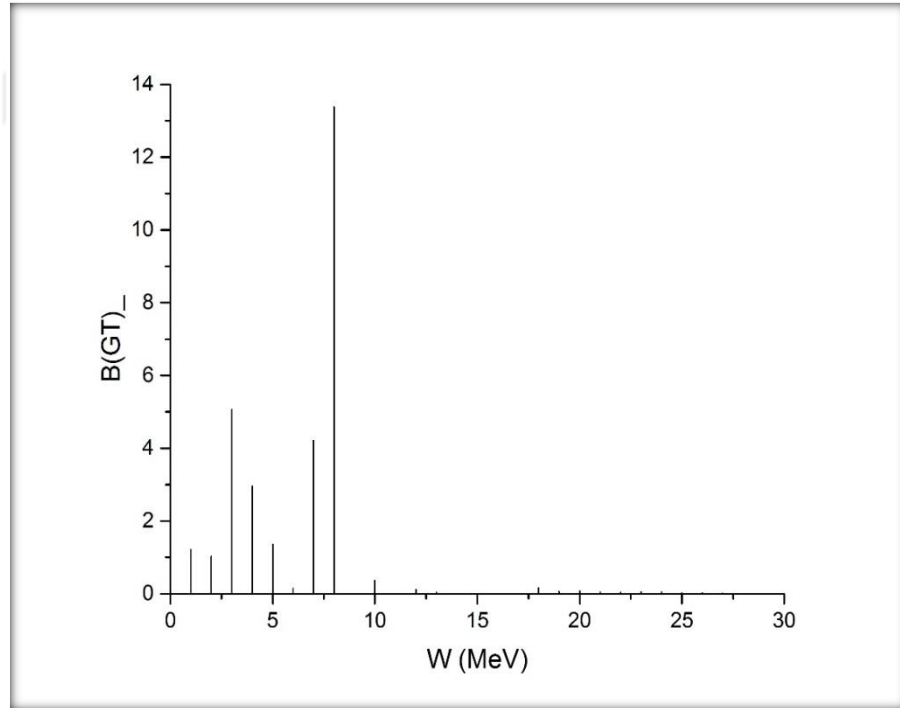
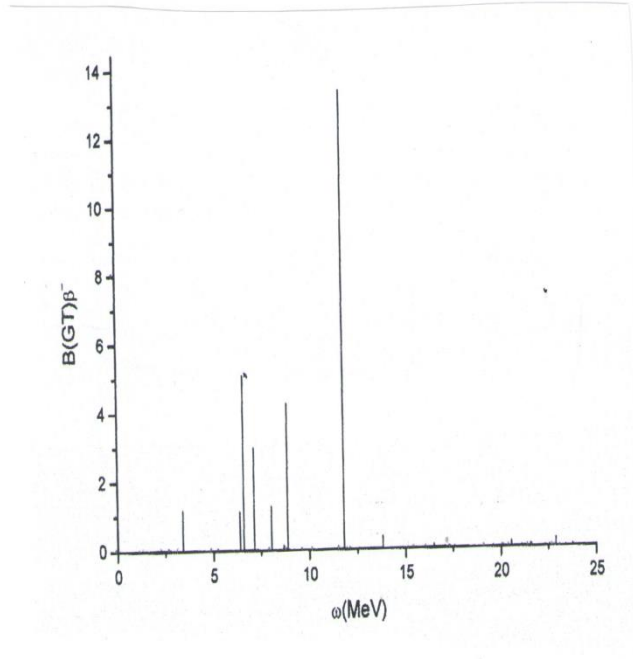
^{78}Fe izotopunda ana pik 6,5 MeV civarında olup, 6-13 MeV enerji aralığında dört adet pik gözükmemektedir. 7,5 MeV civarındaki pikin $B(\text{GT})_+$ değerinde bir azalma gözlemlenmiştir. 13 MeV civarındaki 1^+ durumunun β^+ şiddet değeri artmıştır. GT parçalanması, 27 MeV i aşarak, 27.1 MeV enerji değerine kadar ulaşmıştır.(Şekil 3.25.).



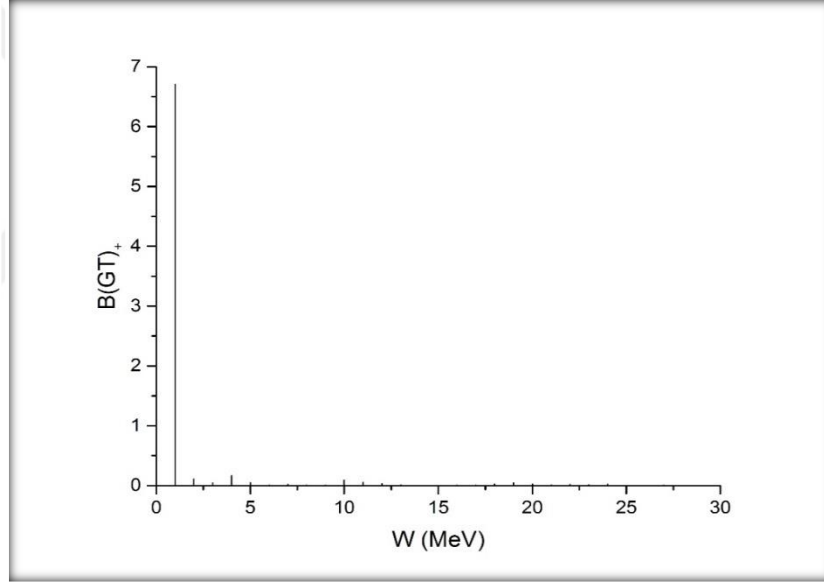
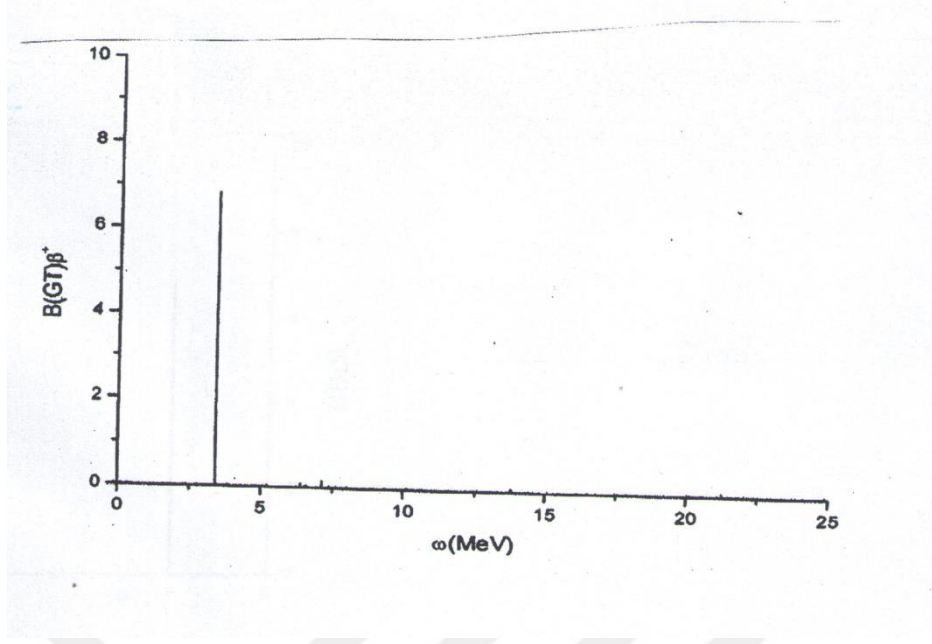
Şekil 3.27. ^{80}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları.

^{80}Fe izotopunda ise ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerinde düşme olmuştur. 5-15 MeV aralığında üç adet belirgin pik gözlemlenmektedir. GT 1^+ durumlarının yoğunlaşması 5-12,5 MeV aralığında olmaktadır. GT durumlarının bölünmesi, ^{78}Fe izotopuna göre biraz daha kayarak 27.3 değerine dayanmıştır(Şekil 3.27.).

^{60}Fe izotoplarında $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımlarının [36] nolu çalışmada Pyatov yöntemi ile hesaplanmış değerlerin bu çalışmadaki değerler ile karşılaştırılması Şekil 3.27 ve Şekil 3.28'de verilmiştir. Grafiklerden de görüleceği üzere, hem $B(\text{GT})_-$ hemde $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımlarında GT 1^+ durumlarının sayısı ve dağılımların eğilimi aynı olmasına rağmen, bu durumların yerleştiği enerji değerlerinde farklılıklar gözlenmektedir. Bu durumun, hesaplamalarda kullanılan C_n ve C_p nötron ve proton çiftlenme korelasyon değerlerinin farklı olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şeki1 3.28. ^{60}Fe izotoplarında $B(GT)_-$ şiddet dağılımlarının [36] nolu çalışmada Pyatov yöntemi ile hesaplanmış değerlerin bu çalışmadaki değerler ile karşılaştırılması.



Şekil 3.29. ^{60}Fe izotoplarında $B(GT)_+$ şiddet dağılımlarının [36] nolu çalışmada Pyatov yöntemi ile hesaplanmış değerlerin bu çalışmadaki değerler ile karşılaştırılması.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Pyatov yöntemi ve pn-QRPA formalizmi kullanılarak $^{60-80}$ kütle bölgesindeki Fe izotoplarının GT geçiş özellikleri incelenmiş ve bu izotoplara ait β^- ve β^+ geçiş şiddet değerleri hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucunda aşağıdaki sonuçlara varılmıştır:

- $^{60-80}$ Fe izotoplarındaki β^- şiddet dağılımlarında kütle numarası arttıkça ana pikin enerji değeri sağa ve daha yüksek enerjilere doğru kaydığı gözlemlenmiştir. Ayrıca ana pikin B(GT)₋ değerlerinde kütle numarası arttıkça önemli bir değişiklik olmamıştır. 72 Fe izotopundan sonra 20 MeV civarındaki ikinci pikin B(GT)₋ değeri ana pikin B(GT)₋ değerinden daha büyük olmuştur. GT 1⁺ durumlarının yoğunlaşmasının kütle numarası arttıkça sağa doğru kaydığı görülmüştür.
- $^{60-80}$ Fe izotoplarındaki β^+ şiddet dağılımlarında kütle numarası arttıkça ana pikin enerji değeri sağa doğru kaymıştır ve B(GT)₊ değerlerinde de önemli düşüşler meydana gelmiştir. 76 Fe izotopunda 7,5 MeV civarındaki ikinci pikin B(GT)₊ değeri ana pikin B(GT)₊ değerinden daha yüksek bir değere ulaştığı görülmüştür. 60'tan 70 izotopuna kadar tek bir ana pikin baskın olduğu söylenebilir. 70 Fe izotopundan sonra ikinci bir pik daha gözlemlenmiştir.
- Pyatov yöntemiyle elde edilen 54 ve 56 Fe izotoplarındaki β^- ve β^+ geçiş şiddet dağılımlarının[36] deneysel[2] ve diğer teorik çalışmalarının[7,35] karşılaştırılması sonucunda, Pyatov yönteminin deneysel ve diğer teorik çalışmaları açıklamada başarılı olduğu ve bu çalışmalar ile uyumlu olduğu söylenebilir.

Bu tez çalışmasında hesaplamaları yapılan izotopların GT geçiş özellikleri deforme potansiyel bazında da incelenebilir. Bu izotop bölgesindeki deneysel B(GT)₋ ve B(GT)₊ değerleri elde edildikçe, hesaplama sonuçlarımızın deneysel çalışmalardaki sonuçlar ile karşılaştırması yapılabilir.. Bu izotop bölgesindeki hesaplamalar, parçacık-parçacık etkileşimleri göz önüne alınarak da yeniden yapılabilir.

KAYNAKLAR

1. Nabi, J. U., Shehzadi, R., Fayaz, M. Gamow-Teller strength distributions and neutrino energy loss rates due to chromium isotopes in stellar matter. *Astrophysics Space and Science*. 361, 2016, 1-17.
2. Rönqvist, T., Conde, H., Olsson, H., Ramström, N., Zorro, R., Blomgren, J., Hakansson, A., Ringbom, A., Tibell, G., Jonsson, O., Nilsson, L., Renberg, P.-U., Van der Verf, S.Y., Unkelbach, W., Brady, F. P. $^{54,56}\text{Fe}(n,p)^{54,56}\text{Mn}$ reaction at 97 MeV. *Nuclear Physics A*. 563, 1993, 225-246.
3. Fuller, G.M., Fowler, W.A., Newman, M. J. Stellar Weak-interaction rates for sd shell nuclei: Nuclear matrix element systematics with application to ^{26}Al and selected nuclei of importance to the supernova problem. *Astrophysical Journal Supplement Series*. 42, 1980, 447-473
4. Fuller, G.M., Fowler, W.A., Newman, M. J. Stellar weak interaction rates for intermediate mass nuclei. III. Rate tables for the free nucleons and nuclei with $A = 21$ to $A = 60$. *Astrophysical Journal Supplement Series*. 48, 1982, 279-320.
5. Fuller, G.M., Fowler, W.A., Newman, M. J. Stellar Weak Interaction Rates for Intermediate Mass Nuclei. II. $A=21$ to $A=60$. *Astrophysical Journal*. 252, 1982, 715-740.
6. Fuller, G.M., Fowler W.A., Newman M. J. Stellar Weak Interaction Rates for Intermediate Mass Nuclei. IV. Interpolation Procedures for Rapidly Varying Lepton Capture Rates Using Effective Log (ft)-Values. *Astrophysical Journal*. 293, 1985, 1-16.
7. Nabi, J. U. Ground and excited states Gamow-Teller strength distributions of iron isotopes and associated capture rates for core collapse simulations. *Astrophysics Space and Science*. 331, 2011, 537-554.
8. Vetterly, M. C., Häusser, O., Abegg, R., Alford, W. P., Celler, A., Frekers, D., Helmer, R., Henderson, R., Hicks, K. H., Jackson, K. P., Jeppesen, R. G., Miller, C. A., Raywood, K., and Yen, S. Gamow-Teller strength deduced from charge exchange reactions on ^{54}Fe at 300 MeV. *Physical Review C*. 40, 1989, 559.
9. El-Kateb, S., Jackson, K. P., Alford, W. P., Abegg, R., Azuma, R. E., Brown, B. A., Celler, A., Frekers, D., Häusser, O., Helmer, R., Henderson, R. S., Hicks, K. H., Jeppesen, R., King, J. D., Shute, G. G., Spicer, B. M., Trudel, A., Raywood, K., Vetterly M., Yen, S. Spin-isospin strength distributions for fp shell nuclei: results for the $^{55}\text{Mn}(n,p)$, $^{56}\text{Fe}(n,p)$, and $^{58}\text{Ni}(n,p)$ reactions at 198 MeV. *Physical Review C*. 49, 1994, 3128-3136.
10. Anderson, B. D., Lebo, C., Baldwin, A. R., Chitrakarn, T., Madey, R., Watson, J. W., Foster, C. C. Gamow-Teller strength in the $^{54}\text{Fe}(p,n)^{54}\text{Co}$ reaction at 135 MeV. *Physical Review C*. 41, 1990, 1474-1485.
11. Rapaport, J., Taddeucci, T., Welch, T. P., Gaarde, C., Larsen, J., Horen, D. J., Sugarbaker, E., Koncz, P., Foster, C. C., Goodman, C. A., Goulding, C. A.,

- Materson, T. Excitation of giant spin isospin multiple vibrations in Fe-54, Fe-56 and Ni-58, Ni-60. *Nuclear Physics A.* 410, 1983, 371-398.
12. Ichumura, M., Sakai, H., Wakasa, T. Spin-isospin responses via (p, n) and (n,p) reactions. *Progress in Particle and Nuclear Physics.* 56, 2006, 446-531.
 13. Brown, B. A., Wildenthal, B.H. Experimental and theoretical Gamow-Teller beta-decay observables for the *sd*-shell nuclei. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 33, 1985, 347-508.
 14. Langanke, K., Martinez-Pinedo, G. Rate tables for the weak processes of pf-shell nuclei in stellar environments. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 79, 2001, 1-46.
 15. Martinez-Pinedo, G. and Langanke, K. Shell-Model Half-Lives for N=82 Nuclei and Their Implications for the r process. *Physical Review Letter.* 83, 1999, 4502.
 16. Suzuki, T., Yoshida, T., Kajino, T., Otsuka, T. β decays of isotones with neutron magic number of N=126 and r-process nucleosynthesis. *Physical Review C.* 85, 2012, 015802.
 17. Li, H., Ren, Z. Shell model calculations for the β -decays of the Sn isotopic chain. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* 41, 2014, 105102.
 18. I. Borzov, Beta decay rates. *Nuclear Physics A.* 777, 2006, 645-675
 19. Fang, D. –L., Brown, B. A., Suzuki, T. Investigating β -decay properties of spherical nuclei along the r-process path. *Physical Review C.* 88, 2013, 034304.
 20. Homma, H., Bender, E., Hirsch, M., Muto, K., Klapdor-Kellingrothaus, H. V. and Oda, T. Systematic study of nuclear β decay. *Physical Review C.* 54, 1996, 2972.
 21. Möller, P., Nix, J. R., Kratz, K. –L. Nuclear properties for astrophysical and radioactive-ion-beam applications. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 66, 1997, 131–343.
 22. Quian, Y.-Z., Wasserburg, G. J. Where, oh where has the r-process gone? *Physical Report* 442, 2007, 237.
 23. Engel, J., Bender, M., Dobaczewski, J., Nazarewicz, W., and Surman, R. β decay rates of r-process waiting point nuclei in a self consistent approach. *Physical Review C.* 60, 1999, 014302.
 24. Niksic T., Marketin T., Vretenar D., Paar N., and Ring P. β -decay rates of r-process nuclei in the relativistic quasiparticle random phase approximation. *Physical Review C.* 71, 2005, 014308.
 25. Niu, Y. F., Colo, G., Vigezzi, E., Bai, C. L., and Sagawa, H., Quasi-particle random phase approximation with quasi-particle vibration coupling: application to the Gamow-Teller response of the superfluid nucleus ^{120}Sn . *Physical Review C.* 94, 2016, 064328.
 26. Hableib, J. A., Sorensen, R. A. Gamow-Teller beta decay in heavy spherical nuclei and unlike particle-hole rpa. *Nuclear. Physics A.* 98, 1967, 542-568.

27. Krumlinde, J., Möller, P. Calculation of Gamow-Teller β -strength functions in rubidium region in the rpa approximation with Nilsson-model wave functions. Nuclear Physics A. 417, 1984, 419-446.
28. Sarriguren, P., Moya de Guerra, E., Alvarez-Rodriguez, R. Gamow-Teller strength distributions in Fe and Ni stable isotopes. Nuclear Physics A. 716, 2003, 230-244.
29. Fuller, G. M., Bloom, S. D. Gamow-Teller strength distribution in astrophysics. Proceedings of the International Conference on Spin excitations, March 25-27,1982, Telluride-Colarado, 587-603.
30. Caurier, E., Poves, A., Zuker, A. P., Martinez-Pinedo, G. Gamow-Teller strength in ^{54}Fe and ^{56}Fe . Physical Review C. 52, 1995, R 1736-R1740.
31. Sarriguren, P., Moya de Guerra, E., Alvarez-Rodriguez, R. Gamow-Teller strength distributions in Fe and Ni stable isotopes. Nuclear Physics A. 716, 2003, 230-244.
32. Fujita, Y. Gamow-Teller strengths, from($^3\text{He,t}$) charge-exchange reaction. Journal of Physics: Conference Series. 49, 2006, 29-34.
33. Suzuki, T., Yoshida, T., Honma, M., Mao, H., Otsuka, T., and Kajino, T. Gamow-Teller and first forbidden transition strengths in astrophysical processes. Journal of Physics: Conference Series. 312, 2011, 042023.
34. Akkoyun, T., Orta kütleli çekirdeklerin Gamow-Teller geçiş şiddetlerinin hesaplanması. Celal Bayar Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, 2010, 22 s.(Yüksek Lisans Tezi).
35. Langange, K., Martinez Pinedo, G. Shell model calculations of stellar weak interaction rates. II. Weak rates for nuclei in the mass range $A=45-65$ in supernova environments. Nuclear Physics A. 673, 2000, 481-508.
36. Emre, P. $50 < A < 70$ bölgesindeki küresel çekirdeklerin Gamow-Teller şiddet dağılımlarının incelenmesi. Celal Bayar Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, 2012, 54 s. (Yüksek Lisans Tezi).
37. Ünlü, S. The study of Gamow-Teller strength for some Fe and Ni isotopes. Physics of Atomic Nuclei. 75, 2012, 958-962.
38. Molina, F., Rubio, B., Fujita, Y., Gelletly, W., Agramunt, J., Algora, A., Benlliure, J., Boutachkov, P., Cáceres, L., Cakirli, R. B., Casarejos, E., Domingo-Pardo, C., Doornenbal, P., Gadea, A., Ganioglu, E., Gascón, M., Geissel, H., Gerl, J., Górska, M., Grebosz J., Hoischen, R., Kumar, R., Kurz, N., Kojouharov, I., Amon Susam, L., Matsubara, H., Morales, A. I., Oktem, Y., Pauwels, D., Pérez-Loureiro, D., Pietri, S., Podolyak, Zs., Prokopowicz, W., Rudolph, D., Schaffner, H., Steer, S. J., Tain, J. L., Tamii, A., Tashenov, S., Valiente-Dobon, J. J., Verma, S., and Wollersheim, H-J. $T_z = -1 \rightarrow 0$ β decays of ^{54}Ni , ^{50}Fe , ^{46}Cr , and ^{42}Ti and comparison with mirror(^3He , t) measurements. Physical Review C. 91,,2015, 014301.
39. Adachi, T, Fujita, Y. von Brentano, P., Lisetskiy, A. F. , Berg, G. P. A., Fransen, C., De Frenne, D., Fujita, H., Fujita, K., Hatanaka, K., Honma, M., Jacobs, E., Kamiya, J., Kawase, K., Mizusaki, T., Nakanishi, K., Negret, A., Otsuka, T., N. Pietralla, N., Popescu, L., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu,

- Y., Tameshige, Y., Tamii, A., Uchida, M., Wakasa, T., Yosoi, M., and Zell, K. O. High resolution study of Gamow-Teller transitions from the $T_z=1$ nucleus ^{46}Ti to the $T_z=0$ nucleus ^{46}V . *Physical Review C*. 73, 2006, 024311.
40. Kumar, V., Srivastava, P., C. Shell model description of Gamow-Teller strengths in pf Shell nuclei. *European Physical Journal A*. 52, 2016, 181.
41. Pyatov, N. I., Salamov, D. I. Conservation Laws and collective excitations in nuclei. *Nukleonika*. 22, 1977, 127-141.
42. Babacan, T., Salamov D., Küçükburşa, A., Babacan, H., Maras, İ, Aygör, H. A., Ünal, A. The effect of pairing interaction on the energies of isobar analogue resonances in 112-124 Sb and isospin admixture in $^{100-124}\text{Sn}$ isotopes. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 30, 2004, 759-771.
43. Rodin, V. A., Urin, M. H. Direct decay properties of charge exchange spin giant resonances. *Nuclear Physics A*. 687, 2001, 276-281.
44. Bohr A., and Mottelson B. R., *Nuclear Structure, Vol I*, Benjamin, New York, 1969.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : İsmail YÜKSEL

Doğum Yeri ve Yılı : ANKARA 05.08.1987

Medeni Hali : Evli

Yabancı Dili : İngilizce

E-posta : ismyuksel06@hotmail.com

Eğitim Durumu

Lise : Dr. Şerafettin Tombuloğlu Lisesi,2004

Lisans : Celal Bayar Üniversitesi, Fizik Bölümü,2011

Yüksek Lisans : Celal Bayar Üniversitesi, Nükleer Fizik Anabilim Dalı

Mesleki Deneyim

Ankara Gölbaşı Belediyesi Özel Kalem Müdürü (2014-devam ediyor)