

**CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**50 < A < 70 BÖLGESİNDEKİ KÜRESEL ÇEKİRDEKLERİN GAMOW -TELLER  
GEÇİŞ ŞİDDET DAĞILIMLARININ İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**PINAR EMRE**

**Anabilim Dalı: Fizik  
Programı :Nükleer Fizik**

**MANİSA 2012**

**CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**50< A<70 BÖLGESİNDEKİ KÜRESEL ÇEKİRDEKLERİN GAMOW -TELLER  
GEÇİŞ ŞİDDET DAĞILIMLARININ İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**PINAR EMRE**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih :  
Tezin Savunulduğu Tarih :**

**Tez Danışmanı : Prof.Dr.Tahsin BABACAN  
Jüri Üyeleri :Prof.Dr.Tahsin BABACAN  
Prof.Dr.İsmail MARAŞ  
Yrd. Doç. Dr. Kaan MANİSA**

**MANİSA 2012**

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
İÇİNDEKİLER	i
ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	vi
TABLO DİZİNİ	v
ŞEKİL DİZİNİ	vi
BÖLÜM 1	1
1.GİRİŞ	1
1.1.BETA BOZUNUMU	1
1.2.BETA BOZUNUMUNDA SERBEST KALAN ENERJİ	2
1.3.İZİNLİ BOZUNUMLAR	6
BÖLÜM 2	13
2.FORMALİZM	13
2.1.HAMİLTON OPERATÖRÜ	15
2.2.PROBLEMİN QRPA YÖNTEMİYLE ÇÖZÜLMESİ	15
BÖLÜM 3	17
3.HESAPLAMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA	17
BÖLÜM 4	37
4.SONUÇLAR VE ÖNERİLER	37
KAYNAKLAR	39
ÖZGEÇMİŞ	42

## ÖZET

Bu tez çalışmasında,  $A=50-70$  kütle bölgesindeki  $^{56-64}\text{Ni}$ ,  $^{58-64}\text{Zn}$  ve  $^{54-62}\text{Fe}$  izotopları için Pyatov yöntemi kullanılarak proton-nötron kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı(pn-QRPA) çerçevesinde Gamow-Teller  $\beta^\pm$  şiddet dağılımları incelenmiştir. Ele alınan çekirdeklere hesaplama sonuçlarımızın deneysel değerlerle uyum içerisinde olduğu görülmüştür. Ele alınan çekirdeklere Gamow-Teller durumları 0-10 MeV aralığında yoğunlaşmaktadır.  $^{58-64}\text{Zn}$  izotoplarında, 15 MeV'den sonraki yüksek enerji bölgesinde çok küçük değerlerde de olsa Gamow-Teller durumlarının var olduğu tespit edilmiştir.  $^{54}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları için olan hesaplama sonuçlarımızın, daha çok Langanke ve Martinez-Pinedo[13] tarafından elde edilmiş LSSM şiddeti ile daha iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmüştür.  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları sonuçlarımızın, pn-QRPA ve büyük ölçekli kabuk modeli hesaplamalarına göre, 4 MeV'den sonraki deneysel değerlerle daha iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir.  $^{58-64}\text{Ni}$  izotoplarının Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarında hesaplama sonuçlarımız P.Sarriguren ve ark. tarafından elde edilen sonuçlardan 2 MeV daha yüksek enerji değerlerine sahiptir. Deneysel değerlerdeki 0-4 MeV aralığındaki Gamow-Teller durumları hesaplama sonuçlarımızda görülmemektedir.

## ABSTRACT

In this thesis study, the Gamow-Teller  $\beta^+$  transition strength distributions for  $^{56-64}\text{Ni}$ ,  $^{58-64}\text{Zn}$  and  $^{54-62}\text{Fe}$  isotopes in the mass region of  $50 < A < 70$  have been studied within proton-neutron Quasi Particle Random Phase Approximation (pn QRPA) by using Pyatov method. It has been seen that our calculation results for the studied nuclei are in general in agreement with the experimental results. Gamow-Teller  $1^+$  states in these isotopes have been concentrated on the energy range of 0-10 MeV. It has been identified that there are Gamow-Teller states in the high energy region of 15-25 MeV in  $^{58-64}\text{Zn}$  isotopes even if they have very small values. It has been obtained that for  $^{54}\text{Fe}$ , our calculated Gamow-Teller beta+ strength results are in better agreement with the corresponding values obtained by Langanke and Martinez-Pinedo. For  $^{56}\text{Fe}$  isotope, it has been observed that our calculated Gamow-Teller beta+ strength results are in better agreement with the experimental results after 4 MeV energy value when compared to the pn-QRPA and large scale shell model(LSSM). Our calculated Gamow-Teller beta+ strength results for  $^{58-64}\text{Ni}$  isotopes have higher energy values about 2 MeV than the corresponding results obtained by P.Sarriguren et al. Moreover, there is no Gamow-Teller states in the studied nuclei in the energy interval of 0-4 MeV.

## TEŞEKKÜR

Bu tez çalıőmamın yürütölmesinde her aşamasında emeği geçen tez danıőmanım Prof.Dr. Tahsin BABACAN'a; çalışmaların sağlıklı bir şekilde yürümesinde katkısı olan çalışma arkadaőlarım őadiye Meral akmak ve Emre Savaőçı'ya, tez çalıőmalarım sırasında maddi ve manevi yardımlarını esirgemeyen aileme teşekkür ederim.

## TABLO DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
<b>Tablo 1</b> : Tipik $\beta$ -Bozunma işlemleri	<b>6</b>
<b>Tablo 2</b> : Fermi matris elemanlarının Gamow-Teller matris elemanlarına oranı	<b>8</b>

## ŞEKİL DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
<b>Şekil 1:</b> A=125 ve A=128 kütle zincirleri	1
<b>Şekil 2 :</b> <sup>210</sup> Bi'un (literatürde RaE de denir) bozunumun sürekli elektron dağılımı	2
<b>Şekil 3:</b> <sup>56</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	17
<b>Şekil 4:</b> <sup>56</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	18
<b>Şekil 5:</b> <sup>58</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	19
<b>Şekil 6:</b> <sup>58</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	20
<b>Şekil 7:</b> <sup>60</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	21
<b>Şekil 8:</b> <sup>60</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	22
<b>Şekil 9:</b> <sup>62</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	23
<b>Şekil 10:</b> <sup>62</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	24
<b>Şekil 11:</b> <sup>64</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	24
<b>Şekil 12:</b> <sup>64</sup> Ni çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	25
<b>Şekil 13:</b> <sup>58</sup> Zn çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	26
<b>Şekil 14:</b> <sup>58</sup> Zn çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	26
<b>Şekil 15:</b> <sup>60</sup> Zn çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	27
<b>Şekil 16:</b> <sup>60</sup> Zn çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	27
<b>Şekil 17:</b> <sup>62</sup> Zn çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	28
<b>Şekil 18:</b> <sup>62</sup> Zn çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	28
<b>Şekil 19:</b> <sup>64</sup> Zn çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	29
<b>Şekil 20:</b> <sup>64</sup> Zn çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	30
<b>Şekil 21:</b> <sup>54</sup> Fe çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	31
<b>Şekil 22:</b> <sup>54</sup> Fe çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	32
<b>Şekil 23:</b> <sup>56</sup> Fe çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	33
<b>Şekil 24:</b> <sup>56</sup> Fe çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	34
<b>Şekil 25:</b> <sup>58</sup> Fe çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	35
<b>Şekil 26:</b> <sup>58</sup> Fe çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	35
<b>Şekil 27:</b> <sup>60</sup> Fe çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^-$ şiddet dağılımları	36
<b>Şekil 28:</b> <sup>60</sup> Fe çekirdeği için Gamow-Teller $\beta^+$ şiddet dağılımları	36



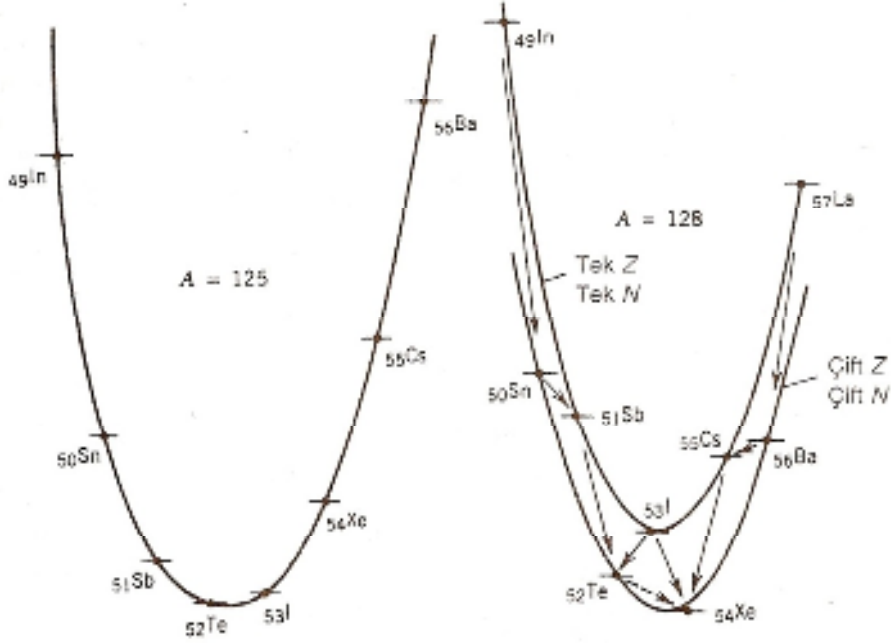
## BÖLÜM 1

### 1.GİRİŞ

#### 1.1. BETA BOZUNUMU

Çekirdeklerin negatif elektron yayınlamaları ilk gözlenen radyoaktif olaylardan biridir. Bu olayın tersi, yani bir çekirdeğin atom elektronlarından birini yakalması ise 1938'de Alvarez' in çekirdek tarafından yakalanan atom elektronun boşalttığı yerin doldurulması sırasında yayınlanan karakteristik X-ışınlarını bulmasına kadar gözlenmemiştir. 1934'te Joliot-Curies ilk kez radyoaktif bozunmada pozitif elektron (pozitron) yayınlaması olayını gözlediler. Bundan yalnızca iki yıl sonra pozitron kozmik ışınlarda keşfedildi. Bu üç nükleer olay birbiri ile yakından ilgili olup beta( $\beta$ ) bozunumu olarak adlandırılır.

En temel  $\beta$  bozunma reaksiyonu, bir protonun bir nötrona veya bir nötronun bir protona dönüşmesidir. Bir çekirdekte  $\beta$  bozunumu hem  $Z$  hem de  $N$ 'yi bir birim değiştirir.  $Z \rightarrow Z \pm 1$ ,  $N \rightarrow N \pm 1$ , böylece,  $A = Z + N$  sabit kalır. Bu şekilde  $\beta$  bozunumu kararsız bir çekirdeğin kararlı izobara yaklaşmak için sabit  $A$ 'lı kütle parabolü üzerinde 'aşağı doğru' kayması için elverişli bir yol sağlar (örneğin Şekil 1.1).



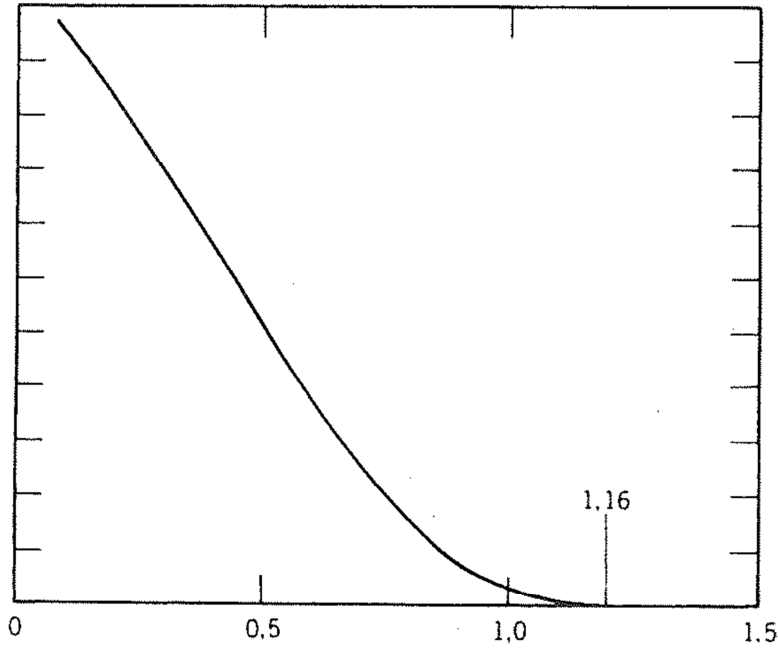
Şekil 1.1: A=125 ve A=128 kütle zincirleri

$\alpha$ -bozunumunun tersine,  $\beta$ -bozunumunun anlaşılması oldukça uzun bir zaman sonra başarılmıştır. Bu konuda yapılan deneysel çalışmaların sonuçları, mevcut teorilerle çelişen yeni bilinmeyenleri ortaya çıkarmıştır. Rutherford'un  $\alpha$ -parçacıklarının  ${}^4\text{He}$  çekirdeklerine özdeş olduğunu gösterdiği sırada bir seri deneysel çalışmada, negatif  $\beta$ -parçacıklarının elektrik yüklerinin ve kütle-yük oranlarının bilinen elektronunki ile aynı olduğu gösterilmiştir. Elektronun çekirdek içinde bulunmamasının,  $\beta$  bozunumunun bozunma anında oluşan bozunma enerjisinden bir elektronun 'oluşturulması' olarak düşünülmesi gerekir. Bu elektron, hemen çekirdek dışına atılır. Bu durum alfa bozunumunun tam tersidir;  $\alpha$  parçacığının çekirdek içinde önceden var olduğu kabul edilir.

Temel  $\beta$  bozunma işlemleri:



bu işlemler eksiktir. Herbir işlemde bir başka parçacık (bir nötrino veya antinötrino) bulunur. Son iki işlem yalnız çekirdekdeki bağlı protonlar tarafından oluşturulur;



**Şekil 1.2:**  ${}^{210}\text{Bi}$ 'un bozunumun sürekli elektron dağılımı.

Serbest protonlar veya hidrojen atomundaki proton için enerjinin korunumu açısından bu işlemler, olanaklı değildir.[1]

## 1.2. $\beta$ BOZUNUMUNDA SERBEST KALAN ENERJİ

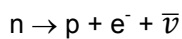
1920'li yıllarda,  $\beta$ -bozunumu elektronlarının sürekli enerji dağılımına sahip olduğunun deneylerle saptanması oldukça şaşırtıcı bir olguydu. Alfa parçacıkları, ilk ve son durumlar arasındaki kütle enerji farkına eşit keskin belirgin enerjilerle yayınlanır(geri tepme enerjisi kadar eksik); aynı ilk ve

son durumlara sahip  $\alpha$  bozunmalarında  $\alpha$  (alfa) parçacıkları aynı kinetik enerji ile yayınlanırlar.  $\beta$  parçacıkları, ilk ve son durumlar arasındaki enerji farkına eşit, sıfırdan bir üst sınıra (uç nokta enerjisi) kadar uzanan sürekli enerji dağılımına sahiptir. Eğer  $\beta$ -bozunumu,  $\alpha$  bozunumu gibi iki-cisim işlemi olsaydı bütün  $\beta$  parçacıklarının tek bir enerjiye sahip olmalarını beklerdik, fakat yayınlanan  $\beta$  parçacıklarının hepsi de daha küçük enerjiye sahiptir. Örneğin, nükleer kütle farkı hesaplandığında  $^{210}\text{Bi}$ 'den yayınlanan  $\beta$  parçacıklarının 1.16 MeV'lik bir kinetik enerjiye sahip olmaları gerekir. Oysa 0'dan 1.16 MeV'e kadar uzanan sürekli bir dağılım gözleriz(Şekil 1.2).

Bu 'kayıp' enerji hipotezini açıklamak için şu varsayım öne sürüldü:  $\beta$ 'lar gerçekte 1.16 MeV'lik bir kinetik enerji ile yayınlanır. Ancak ölçüm sistemine ulaşmadan önce atom elektronları ile yaptıkları çarpışmalarla enerji kaybederler. Böyle bir olasılık, çok kesin ısı deneyleriyle çürütüldü. Bu deneylerde, bir  $\beta$  kaynağı; Bir madde içine yerleştirilerek oluşturduğu ısı etkisi yardımıyla bozunma enerjisi ölçülmektedir. Eğer atom elektronlarına ısı aktarılmış olsaydı bir sıcaklık yükselmesi gözlenmesi gerekirdi. Bu deneyler, Şekil 1.2'de görülen spektrumun şeklinin, ardışık çarpışmaların bir sonucu değil, elektronların kendilerinin bir karakteristiği olduğunu göstermiştir.

Bu durumu açıklamak için 1931'de Pauli, bozunum sırasında, daha sonra Fermi'nin nötrino adını verdiği ikinci bir parçacığın yayınlandığını ileri sürdü. Nötrino, söz konusu 'eksik' enerjiyi taşır ve çok girici bir ışınım olduğu için ısı deneylerinde kullanılan kalorimetre içinde durdurulamaz. Böylece nötrinin taşıdığı enerji kaydedilemez. Elektrik yükünün korunumu, nötrinin elektrikçe nötr olmasını gerektirir; açısal momentumun korunumu ve beta bozunumundaki istatistiksel gerekler nötrinin(tıpkı bir elektron gibi)  $\frac{1}{2}$  spinli olmasını gerektirir. Deneyler beta bozunumunda iki tür nötrinin varlığını göstermektedir. Bunlara nötrino ve antinötrino denir ve sırasıyla  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  ile gösterilir.  $\beta^-$  bozunumunda, antinötrino;  $\beta^+$  bozunumunda ve elektron yakalamasında nötrino yayınlanır.  $\beta$  bozunumu tartışmalarında 'nötrino' terimi genelde hem nötrinoyu hem de antinötrinoyu belirlemek için kullanılır. Ancak bozunma işlemleri yazılırken, aradaki farkın belirtilmesi gerekir. Aynı durum 'elektron' için de geçerlidir.

$\beta$ -bozunum enerjisini açıklamak için önce serbest nötronun bozunumunu ele alalım(yarı-ömrü on dakika civarındadır)



$\alpha$ -bozunumunda yaptığımız gibi, Q değerini ilk ve son nükleer kütle enerjileri arasındaki fark olarak tanımlarız:

$$Q = (m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}})c^2 \quad (1.2.1)$$

ve durgun haldeki nötronların bozunumu için,

$$Q = T_p + T_e + T_{\bar{\nu}} \quad (1.2.2)$$

yazılır. Sadece 0,3 keV olan protonun geri tepme enerjisi ihmal edilirse, bozunma enerjisi antinötrino ile elektron arasında paylaşılır. Bu, elektronun sürekli spektrumunu açıklar. Maksimum enerjili elektronlar minimum enerjili antinötrinolarla karşılık gelir ve antinötrinoların enerjileri ihmal edilebilecek kadarsa,  $Q \equiv (T_e)_{\text{maks}}$  olur. Elektronların ölçülen en büyük enerjisi  $0,782 \pm 0,013$  MeV'dir. Nötron, elektron ve protonun ölçülen kütle değerleri kullanılarak Q değeri hesaplanabilir:

$$\begin{aligned} Q &= m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2 - m_{\nu} c^2 \\ &= 939,573 \text{ MeV} - 938,280 \text{ MeV} - 0,511 \text{ MeV} - m_{\nu} c^2 \end{aligned}$$

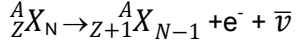
$$=0,782 \text{ MeV} - m_\nu c^2$$

bulunur. Böylece ölçülen maksimum enerjinin duyarlılığı içinde (13 keV civarında) antinötrino kütleli kabul edebiliriz. Başka deneyler, daha kesin üst sınırlar verir. Şimdiki tartışmalarımızda, nötrino ve antinötrinin kütlelerini sıfır olarak alacağız.

Çizgisel momentumun korunumu,  $\beta$  bozunumunun üç-parçacıklı bir reaksiyon olduğunu göstermek için kullanılabilir. Bunun için geri tepen çekirdeğin momentumunun ölçülmesi gerekir. Düşük enerjili ( $T < \text{keV}$ ) çekirdeklerin kolayca saçılmaları nedeniyle, bu deneyleri gerçekleştirmek güçtür. Ancak birkaç durumda yapılmış olan deneyler, elektron ve geri tepen çekirdeğin çizgisel momentumlarının vektörel toplamının durgun kütle enerjisi sıfır veya hemen hemen sıfır olan ve 'eksik' enerjili taşıyan gözlenemeyen üçüncü parçacığın çizgisel momentumu ile uyum içinde olduğunu göstermiştir. Kütle ne olursa olsun üçüncü parçacığın varlığı mutlaka gereklidir. Elektron ve çekirdeğin momentumlarının vektörel toplamı, iki-cisim bozunumunda olduğu gibi sıfır olmamaktadır.

Nötrino kütleli olduğu için ışık hızıyla hareket eder ve toplam göreceli enerjisi  $E_\nu$ , kinetik enerjisi ile aynıdır; nötrinin enerjisini göstermek için  $E_\nu$  kullanacağız. Elektronun toplam göreceli enerjisi  $E_e$ ,  $T_e$  kinetik enerjisi ve durgun kütle enerjisi cinsinden  $E_e = T_e + m_e c^2$ 'dir. (Bozunma enerjileri MeV mertebesinde olduğundan göreceli olmayan yaklaşım  $T \ll mc^2$ , bozunma elektronları için geçerli değildir ve göreceli kinematik kullanmamız gerekir.) Nükleer geri tepme enerjisi çok küçük olduğundan göreceli olmayan yaklaşım kullanılabilir.

Çekirdek içinde tipik bir negatif  $\beta$ -bozunumunu göz önüne alalım:



$$Q_{\beta^-} = [m_N({}^A_Z X) - m_N({}^A_{Z+1} X') - m_e] c^2 \quad (1.2.3)$$

burada  $m_N$  nükleer kütleleri gösterir. Nükleer kütleleri, tablolarda verilen,  $m({}^A X)$ , nötr atom kütlelerine çevirmek için;

$$m({}^A X) c^2 = m_N({}^A X) c^2 + Z m_e c^2 - \sum_{i=1}^Z B_i \quad (1.2.4)$$

bağıntısını kullanırız, burada  $B_i$ , i. elektronun bağlanma enerjisini gösterir. Atom kütleleri cinsinden:

$$Q_{\beta^-} = \{ [m({}^A X) - Z m_e] - [m({}^A X') - (Z+1) m_e] - m_e \} c^2 + \{ \sum_{i=1}^Z B_i - \sum_{i=1}^{Z+1} B_i \} \quad (1.2.5)$$

elde edilir.

Bu bağıntıda elektron kütlelerinin birbirini götürdüğüne dikkat ediniz. Elektron bağlanma enerjileri arasındaki fark ihmal edilirse,

$$Q_{\beta^-} = [m({}^A X) - m({}^A X')] c^2 \quad (1.2.6)$$

elde edilir, burada kütleler nötr atom kütleleridir. Q değeri elektron ile nötrino arasında paylaşılan enerjiliyi temsil eder:

$$Q_{\beta^-} = T_e + E_{\bar{\nu}} \quad (1.2.7)$$

dir ve elektron ve nötrino enerjilerinden biri maksimum olduğu zaman diğeri sıfır olur;

$$(T_e)_{maks} = (E_{\bar{\nu}})_{maks} = Q_{\beta^-} \quad (1.2.8)$$

dir.  ${}^{210}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}\text{Po}$  bozunumunda kütle tablolarından,

$$Q_{\beta^-} = [m({}^{210}\text{Bi}) - m({}^{210}\text{Po})] c^2$$

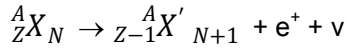
$$= (209,984095 \text{ u} - 209,982848 \text{ u})(931,502 \text{ MeV/u})$$

$$= 1,161 \text{ MeV}$$

bulunur.

Şekil 1.2'de görülen,  $(T_e)_{\text{maks}}=1,16 \text{ MeV}$  değeri  $Q_{\beta^-}$  değerinden hesaplanan değer ile uyuşmaktadır. Ancak, iki bağımsız değer arasında gerçek bir uyum yoktur.  $Q_{\beta^-}$  değeri, bu durumda,  $^{210}\text{Bi}$ 'un kütlelerinin tespit edilmesinde kullanılır. Bunun için geçerli olan  $^{210}\text{Bi}$ 'un kütlesi,  $^{210}\text{Bi}$ 'un nötron yakalaması olayı kullanılarak bulunur. Denklem 1.2.6,  $Q_{\beta^-}$ 'nin ölçülen değeri kullanılarak  $m(^A\text{X}')$ 'yü hesaplamak için kullanılır.

Pozitron bozunumunda, tipik bir bozunma olayı;

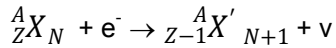


dir.  $Q_{\beta^+}$ 'nin hesaplanması öncesine benzer şekilde, atom kütleleri kullanılarak,

$$Q_{\beta^+} = [m(^A\text{X}) - m(^A\text{X}') - 2m_e] c^2 \quad (1.2.9)$$

Şeklindedir. Bu durumda elektron kütlelerinin ihmal edilmediğine dikkat ediniz.

Elektron yakalama olayı;



ile gösterilir. Q değerinin hesaplanmasında yakalanma olayından hemen sonra uyarılmış durumda bulunan X' atomunun hesaba katılması gerekir. Yani yakalama iç kabuklardan birinde, örneğin K kabuğunda gerçekleşiyorsa, bu kabukta bir boşluk meydana gelir. Bu boşluk daha üst kabuklardaki elektron tarafından karakteristik X-ışınları yayınlanarak doldurulur.

Yayınlanan X-ışınlarının sayısı ne olursa olsun, toplam X-ışını enerjisi yakalanan elektronun bağlanma enerjisine eşittir. Böylece, bozunmadan hemen sonra X' atomunun kütlesi, atomik taban durumunda bulunan X' atomunun kütlelerinden, yakalanan n-kabuk ( $n=K, L, \dots$ ) elektronun bağlanma enerjisi kadar büyüktür.

Böylece Q değeri,

$$Q_e = [m(^A\text{X}) - m(^A\text{X}')] c^2 - B_n \quad (1.2.10)$$

olur.

Pozitif beta bozunumu ve elektron yakalama olayının her ikisinde de ilk çekirdek  ${}_Z\text{X}_N$ , son çekirdek  ${}_{Z-1}\text{X}'_{N+1}$ 'dir; fakat her iki işlem de enerji korunumu açısından her zaman mümkün olmayabilir (herhangi bir bozunum işleminde Q pozitif olmalıdır).  $\beta^+$  bozunumu için, atomik kütle enerji farkı en az  $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$  olmalıdır.

Pozitron bozunumunda Denklem 1.2.7 ve 1.2.8' e göre nötrinonun enerjisi  $Q_{\beta^+}$ 'ya kadar sürekli bir dağılım gösterir (geri tepme enerjisi kadar az). Elektron yakalama olayında iki parçacık oluştuğu için geri tepme enerjisi ve  $E_\nu$  sürekli dağılım göstermezler. Geri tepme enerjisi ihmal edilirse  $Q_e$  değerli tekenerjili (monoenerjik) bir nötrino yayınlar.

Yukarıdaki bağıntıların hepsi nükleer taban durumları arasındaki bozunmalar

**Tablo 1:** Tipik  $\beta$ -Bozunma işlemleri

	Tip	Q(MeV)	$t_{1/2}$
$^{23}\text{Ne} \rightarrow ^{23}\text{Na} + e^- + \bar{\nu}$	$\beta^-$	4,38	38 s
$^{23}\text{Tc} \rightarrow ^{23}\text{Ru} + e^- + \bar{\nu}$	$\beta^-$	0,29	$2,1 \times 10^5$ y
$^{25}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu$	$\beta^+$	3,26	7,2 s
$^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te} + e^+ + \nu$	$\beta^+$	2,14	4,2 gün
$^{15}\text{O} + e^- \rightarrow ^{15}\text{N} + \nu$	$\epsilon$	2,75	1,22 s
$^{41}\text{Ca} + e^- \rightarrow ^{41}\text{K} + \nu$	$\epsilon$	0,43	$1,0 \times 10^5$ y

İçindir. Eğer son nükleer durum  $X'$  bir uyarılmış durum ise Q değeri nükleer durumun uyarılma enerjisi kadar az olmalıdır.

$$Q_{uy} = Q_{taban} - E_{uy} \quad (1.2.11)$$

Tablo 1, bazı  $\beta$  bozunma işlemlerini, olay sonunda açığa çıkan enerjisi ve yarı-ömürlerini göstermektedir.[1]

### 1.3. İZİNLI BOZUNUMLAR

İzinli yaklaşımda, elektron ve nötrino bu dalga fonksiyonlarının başlangıç noktasındaki değerlerini kullanırız. Bu, elektron ve nötrinin  $r=0$ 'da oluşturulduğunu kabul etmek demektir. Bu durumda her ikisinin de yörünge açısai momentumları sıfırdır ve çekirdeğin açısai momentumundaki değişiklik, yalnızca elektron ve nötrinin spinlerinden kaynaklanır, hem nötrino hem de elektron için  $s=1/2$ 'dir. Bu iki spin paralel (toplam  $S=1$ ) veya anti paralel (toplam  $S=0$ ) olabilir. Eğer spinleri anti paralel ise (Fermi bozunumu) izinli yaklaşımında ( $l=0$ ) nükleer spinde değişiklik yoktur:  $\Delta l = |l_i - l_s| = 0$ . Eğer elektron ve nötrino spinleri paralelse (Gamow-Teller bozunumu) izinli yaklaşımda toplam açısai momentumları 1'dir ve:  $l_i = l_s + 1$ . Bu, yalnızca  $\Delta l=0$  veya 1 ise olanaklıdır ( $l_i=0$  ve  $l_s=0$  hariç, bu durumda yalnız Fermi geçişi katkıda bulunur.)

Elektron ve nötrinin yörünge açısai momentumları yoksa ilk ve son durumların pariteleri ( $-1$ )<sup>l</sup> bağıntısı uyarınca özdeş olmalıdır.

Dolayısıyla izinli  $\beta$  bozunumları için seçim kuralları:

$$\Delta l = 0, 1$$

$$\Delta \pi \text{ (parite deęiřimi) } = \text{hayır}$$

şeklinde özetlenebilir. Aşağıda izinli  $\beta$  bozunumları için bazı örnekler verilmiştir:

$^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}^*$  Bu,  $^{14}\text{N}$ 'ün bir uyarılmış durumuna  $0^+ \rightarrow 0^+$  geçişidir ve saf Fermi geçişidir. (Çünkü  $0^+ \rightarrow 0^+$  geçişleri, bir birim açısai momentum taşıyan Gamow-Teller bozunumu olamaz.) Diğer örnekler her ikisi de  $0^+ \rightarrow 0^+$  geçiş yapan  $^{34}\text{Cl} \rightarrow ^{34}\text{S}$  ve  $^{10}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{B}^*$  bozunumlarıdır.

$^6\text{He} \rightarrow ^6\text{Li}$  Bu bozunum, saf Gamow-Teller geçişi olan  $0^+ \rightarrow 1^+$  bozunumudur.

Diğer izinli saf Gamow-Teller bozunumları  $^{13}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{C} (\frac{3^-}{2} \rightarrow \frac{1^-}{2})$ ,  $^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{Th}^* (2^- \rightarrow 3^-)$  ve  $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In} (\frac{7^+}{2} \rightarrow \frac{9^+}{2})$ 'dir.

$n \rightarrow p$  Bu durumda  $\Delta I=0 (\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2})$ 'dir ve hem Fermi(F) hem de Gamow-Teller(GT) seçim kuralı sağlanır. Bu durum 'karışık' F+GT geçişine örnektir. Fermi ve Gamow-Teller genliklerinin (yani, matris elemanları) y oranı

$$y = \frac{g_F M_F}{g_{GT} M_{GT}} \quad (1.3.1)$$

ile tanımlanır. Burada  $M_F$  ve  $M_{GT}$  gerçek Fermi Gamow-Teller nükleer matris elemanlarıdır. Şiddet sabitleri de  $g_F$  ve  $g_{GT}$ 'dir. Bozunma hızında  $g^2 |M_{si}|^2$ 'yi  $g_F^2 |M_F|^2 + g_{GT}^2 |M_{GT}|^2$  ile değiştirmemiz gerekir.  $g_F$ 'nin süper izinli Fermi bozunmalarındaki  $g$  değerine özdeş olduğunu varsayıyoruz. Nötron bozunması için, Fermi matris elemanı kolayca hesaplanabilir.  $|M_F|=1$ . Bozunma hızı  $g_F^2 M_F (1+y^2)$  ile orantılı olduğu için nötron bozunma hızı,  $y$  oranının hesaplanmasına olanak verir,  $y$  oranının hesaplanan değeri  $0,467 \pm 0,003$ 'dür. Bu, bozunmanın %82'si Gamow-Teller ve %18'si Fermi geçişidir.

Genel olarak, ilk ve son nükleer dalga fonksiyonları  $M_F$  ve  $M_{GT}$ 'nin hesabını karışık ve güç bir işleme dönüştürür. Ancak, özel bir bozunma grubunda hesap kolaydır. Bu grup, ayna bozunmalarıdır.

21. protonun 21. nötrona dönüştüğü  $^{41}_{21}\text{Sc}_{20} \rightarrow ^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$  gibi bozunmalarda dalga fonksiyonunda değişiklik olmaz. Coulomb etkileşmesinden kaynaklanan çok küçük farklar dışında ilk ve son dalga fonksiyonları özdeştir ve  $M_F$  ve  $M_{GT}$ 'nin hesabı kolayca yapılır. Bu çekirdekler için  $g_F$  ve  $M_F$ , serbest nötronun bozunmasında olduğu gibi aynı değere sahiptir.

Çekirdek içindeki bir nükleon, serbest bir nükleon gibi davranmadığı için bu sonuç biraz şaşırtıcı gibi görünür: nükleonlar, komşu nükleonlarla etkileşmesinde rol oynayan mezon bulutu tarafından sarılmıştır. Çekirdekteki nükleonların Fermi etkileşmeleri nükleonlar tarafından kuşatılan mezonlar tarafından değiştirilemeyeceğini ifade eden hipotez korunumlu vektör akımı(CVC) hipotezi denir. ('vektör' terimi bozunmanın Fermi kısmına neden olan operatörün dönüşüm özelliklerini temsil eder: Gamow-Teller kısmı eksenel vektör türü bir etkileşmeden kaynaklanır.) CVC hipotezi elektromanyetik etkileşme ile benzerlik kurularak anlaşılabilir. Elektrik yükü,  $p \leftrightarrow n + \pi^+$  dönüşümü ile değişmez. Bu dönüşüm protonun katıldığı değiş-tokuş etkileşmesinin bir kısmıdır. Bu işlemde yük korunur ve Coulomb etkileşmesi değişmez. (Elektronlar çekirdeğe, dönüşümden habersiz olan Coulomb kuvvetleri ile bağlıdır.) Diğer taraftan manyetik etkileşmeler  $p \leftrightarrow n + \pi^+$  ile önemli ölçüde değişir,  $\beta$  bozunumunda,  $g_F$  (elektrik yükü gibi) mezon bulutu tarafından etkilenmez, fakat  $g_{GT}$  (manyetik momentler gibi) mezon bulutu tarafından etkilenir. Bazı çekirdeklerde değişme miktarı %20-30 dolayındadır.  $M_{GT}$  matris elemanı yapan nükleonun özel kabuk modeli durumu ile değişir.

**Tablo 2:** Fermi matris elemanlarının Gamow-Teller matris elemanlarına oranı

	Bozunma	$y = g_f M_F / g_{GT} M_{GT}$	% F	%GT
Ayna	$n \rightarrow p$	0,467±0,003	18	82
geçişler	$^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He}$	0,479±0,001	19	81
	$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C}$	1,779±0,006	76	24
	$^{21}\text{Na} \rightarrow ^{21}\text{Ne}$	1,416±0,012	67	33
	$^{41}\text{Sc} \rightarrow ^{41}\text{Ca}$	0,949±0,003	47	53
Ayna	$^{24}\text{Na} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$	-0,021±0,007	0,044	99,956
geçişler	$^{41}\text{Ar} \rightarrow ^{41}\text{K}$	+0,027±0,011	0,073	99,927
	$^{46}\text{Sc} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	-0,023±0,005	0,053	99,947
	$^{52}\text{Mn} \rightarrow ^{52}\text{Cr}$	-0,144±0,006	2	98
	$^{65}\text{Ni} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$	-0,002±0,019	<0,04	>99,96

Tablo 2'de bazı çekirdekler için Fermi ve Gamow-Teller genliklerinin  $y$  oranı değerlerinin bir özeti göstermektedir. Burada CVC hipotezi kullanılmış ve  $|M_F|=1$  alınmıştır. Bu değerler bozunma hızlarından elde edilir. İlk ve son dalga fonksiyonlarının çok farklı olduğu bozunmalar için Fermi matris elemanı sıfır olur ve bu bozunmalar için  $y$  oranının ölçülmesi ve dalga fonksiyonlarının saflığının test edilmesinde kullanılır. Tablo 2, ayna çekirdeklerin dışındaki çekirdeklerdeki geçişler için bazı değerlerinin içermektedir. Bu değerler  $\beta$  parçacıklarının özel bir doğrultuya göre açılma dağılımının ölçülmesiyle bulunur. Değerlerin genel olarak oldukça küçük olduğunu görebilirsiniz, Fermi geçişleri yasaktır ve dalga fonksiyonları oldukça saftır.[1]

Tip-Ia ve Tip-II süpernova, evrendeki elementlerin üretimine büyük katkıda bulunan olaylar olarak göz önüne alınır.  $M \leq 8M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  güneşin kütlesini gösterir) kütle bölgesindeki yıldızların ömürleri beyaz cüce olarak sona erer. Daha büyük yıldızların esas kaderi daha da ilginçtir. Demir özünün kütlesi Chandrasekhar limitini aştığında, elektronlara uygulanan Pauli Prensipleri beyaz bir cüce yıldızdaki maddenin daha yoğun ve egzotik bir formuna daha fazla yerçekimsel çöküşünü önleyemez. Sonuçta şaşırtıcı süpernova patlamasına öncülük eden özün şiddetli bir çöküşünü başlatır (buradaki yıldızın parlaklığı  $10^{11}$  civarında yıldız içeren tüm galaksiyle kıyaslanabilir hale gelir). Süpernova, arkasında basınçlı sıcak nötron topu bırakır-bir nötron yıldızı. Sıcak nötron yıldızı soğuduğu için Pauli Prensipleri tarafından başka bir çöküş önlenir. Kütle o kadar büyüktür ki yıldız bir kara delik haline gelebilir. Ata yıldızın yapısı, patlama mekanizmasında oynanan önemli bir role sahiptir. Öz-çöküş simülasyonları, günümüze, çöküşün başarılı bir patlamaya dönüşmesiyle baş etmenin yolunu buldular. Pek çok fiziksel girdi, özün oluşumunu, durdurduklarını ve şok dalgalarının görülmesini ve şok yayılmalarını sınırlandırmayan tüm simülasyon süreçlerinin erken aşamalarının başlangıcında gereklidir. En güvenilir fiziksel data ve girdilerle süpernova öncesi yıldızlara ait yapıyı hesaplamak oldukça arzu edilmektedir.



Elektron/pozitron yakalamaları ve  $\beta^{\pm}$  bozunumları, ön-süpernova aşamasında  $Y_{ef}$  ve entropinin her ikisini belirleyen nükleer fizik girdilerinin en önemlileri arasındadır. Bu reaksiyonlara aracılık eden zayıf-etkileşme, leptonun baryona oranını doğrudan etkiler. Bundan başka nükleer reaksiyonların bir sonucu olarak üretilen nötrinolar ve antinötrinolar, ön-süpernova yoğunluklarında yıldızlara ait maddeye saydamdır ve bu yüzden soğuyan çekirdeği daha düşük entropi durumu için destekler. Bu zayıf-etkileşme oranları sadece yıldızsal özün doğru bir saptamasını değil aynı zamanda nükleosentez ve verimli element hesaplamalarında(patlayıcı) da öneme sahiptir. Bu gibi zayıf-etkileşme oranları, ön-süpernova çöküş oluşumunu takip etmede zayıf etkileşmeli oranları içeren yeterli derecede güvenilir ve detaylı nükleer bilgi ağı gereklidir. Ön-süpernova yıldızlarında zayıf-etkileşmeler, izinli Fermi ve Gamow-Teller geçişleri ile domine edildiği bilinmektedir. Tip II Sen'nin tam r-süreç verimleri bilinmemekte ve süpernova patlama mekanizmalarının tam olarak anlaşılması ile ilişkilendirilmektedir. Elektron yakalama süreçleri, süpernova öz-çöküşün karmaşık dinamiğini içeren temel bileşenlerden birisidir ve bu oranların güvenilir bir hesabı patlama mekanizmalarının daha iyi anlaşılmasına katkıda bulunabilir.

Sen Ia, eş ikilinin maddeyi arttıran beyaz cüce patlaması olduğu düşünülmektedir ve Sen Ia kozmolojik standart ışık olarak onların doğru ayarlanması için yoğun bir şekilde araştırılmaktadır. Bu patlamalar yıldızlara ait nükleosentez için de önemlidir ve galakside Fe piki elementlerinin ana üreticileri olmak için kuvvetli bir şekilde yarışmaktadırlar. Fe grubunun verimliliği, özellikle nötronca zengin türlerde Sen Ia patlamalarının merkez tabakalarında yer alan elektron yakalamalara oldukça hassastır. Bu yakalamalar, maddeyi daha geniş nötron fazlalığına götürür ve böylece dışarı atılmış maddenin oluşumunu ve patlamanın dinamiğini şiddetli bir şekilde etkiler. Elektron yakalamanın, geniş nötron fazlalığına götüren yanan maddede meydana gelmesi oldukça mümkündür. Özellikle,  $A=56$  civarı orta kütle bölgesinde çekirdeğin GT özellikleri özel bir öneme sahiptir. Çünkü bu özellikler ön-süpernova durumlarında yıldızlara ait özün ana bileşenleridir.

Gamow-Teller geçişleri spin-izospin ( $\sigma\tau$ ) tipi zayıf nükleer oluşumların en önemlilerinden biridir. Bu yük değiş-tokuş geçişleri, sadece nükleer fizikte değil aynı zamanda astrofizikte de büyük öneme sahiptir. GT geçişleri, çekirdeklerde meydana gelen birçok zayıf etkileşimi içermektedir. Örnek olarak nükleosentez ve süpernova patlaması öncesi büyük yıldızların yıldızsal öz çöküşü verilebilir. Çöküşün erken aşamalarında, elektron yakalama ve beta bozunumu önemli süreçlerdir. Bu etkileşimler GT(Fermi ile de) geçişleri tarafından domine edilir. Elektron(pozitron) yakalama oranları  $GT_+(GT_-)$  şiddet dağılımlarına oldukça hassastır.  $GT_+$  şiddetinde bir proton bir nötrona dönüşmektedir( $GT$  matris elemanında gösterilen artı işareti artan izospin operatörü( $t_+$ ) içindir). Diğer taraftan  $GT_-$  şiddeti bir nötronun bir protona dönüşümünden sorumludur(eksi işareti, bir nötronu bir protona dönüştüren indirgenmiş izospin operatörü içindir). Toplam  $GT_+$  şiddeti, elektron yakalama şiddeti ile orantılıdır[2].

$A=50-65$  kütle bölgesindeki çekirdeklerin  $GT_+$  şiddet dağılımları deneysel olarak ileri açılarda, çoğunlukla  $(n,p)$  yük değişimli reaksiyonlar yoluyla çalışılmıştır[2-4]. Benzer bir şekilde  $GT_-$  şiddet dağılımları  $(p,n)$  reaksiyonları kullanılarak çalışıldı[3, 5, 6]. Bu çalışmalar göstermektedir ki;  $0^0$  tesir kesitli  $(p,n)$  ve  $(n,p)$  reaksiyonlarının geçişleri aynı durumlar arasındaki GT beta bozunumu için matris elemanının karesiyle doğru orantılıdır[7]. Bu ölçümlerin sonuçları, bağımsız parçacık modelinin aksine

toplam GT şiddetinin ürün çekirdekte birçok son durum üzerinden azaldığını ve bölündüğünü gösterdi. Bu her iki etki, valans nükleonları arasındaki artık etkileşimden kaynaklanmaktadır. Şiddetli faz uzay enerji bağımlılığından dolayı bu korelasyonların doğru bir tanımı gereklidir(özellikle yıldızsal elektron yakalama oranları).

Fuller, Fowler ve Newman (FFN) [8-11] ilk defa yakalama oranlarını içeren zayıf yıldızsal oranların geniş bir hesaplamasını yaptılar (geniş bir yoğunluk ve sıcaklık alanı için kayıp nötrino ve bozunum oranlarının). FFN bu detaylı hesaplamaları,  $21 \leq A \leq 60$  kütle aralığındaki 226 çekirdek için yaptı. Ayrıca sıfır mertebe ( $0\hbar\omega$ ) kabuk modelini kullanarak GT kütle merkezlerini hesapladılar ve dev GT rezonans şiddetinin elektronun yakalanma sürecindeki önemini vurguladılar. Bozunum ve yakalama oranlarının her ikisi GT kütle merkezi yerleşimine eksponansiyel olarak hassastır[12]. Yıldızsal oranlar, toplam şiddet lineer olarak etkilerken, GT rezonansının yerleşimi eksponansiyel olarak etkilemektedir [12]. Aufderheide ve ark. birkaç yıl sonra, FFN tarafından göz ardı edilmiş olan GT şiddetinin sönümlenmesini göz önüne aldı ve  $A > 60$  olan daha ağır çekirdekler için FFN' nin çalışmasını genişletti. Aufderheide ve ark.  $0.40 \leq Y_e \leq 0.5$  için ortalama yıldızsal yörünge boyunca en iyi 90 elektron yakalama çekirdeğini cetvel haline getirdiler. Daha sonra Rönnqvist ve ark. ,Vetterli ve ark. , El-Kateb ve ark. , Rapaport ve ark.,Anderson ve ark.[2,3,4,6] nın deneysel sonuçları, Fuller ve ark.[8-11] nın parametrizasyonlarında benimsenmiş GT kütle merkezinin yanlış yere koyulduğunu ortaya çıkardı. Daha sonra teorik çabalar, GT şiddet dağılımlarının mikroskopik hesaplamaları üzerine odaklanmıştır. Bu çabalar özellikle demir bölgesi çekirdeklerinin zayıf etkileşim oranlarıyla ilgilidir. Büyük ölçekli kabuk modeli ( LSSM ) [13] ve proton-nötron kuaziparçacık rastgele faz yaklaşım teorisi(pn-QRPA)[14] kapsamlı olarak kullanıldı ve zayıf yıldızsal oranların mikroskopik hesaplaması için görece daha başarılıdır. Monte Carlo kabuk modeli köşegenleştirme metoduna bir alternatiftir ve termal ortalamalar gibi nükleer özelliklerin hesaplanmasını sağlar. Buna rağmen, bu model detaylı nükleer spektroskopi için hesaplamalara izin vermez ve tek-tek ve tek-A çekirdekler için uygulanmasında bazı sınırlamalara sahiptir.

pn-QRPA teorisi, GT şiddet dağılımlarını oluşturmak için etkili bir yoldur. Bu şiddet dağılımları, demir-bölgesi çekirdekleri arasındaki yakalama oranların önemli ve temel bir katkı oluşturur. Genel RPA, aynı çekirdekteki uyarılmalar için formüle edilmiştir. Halbleib ve Sorensen ( $Z, N$ )  $\rightarrow$  ( $Z \pm 1, N \mp 1$ ) tipi yük-değişim geçişlerini tanımlamak için bu modeli genelleştirdi ve pn-QRPA ilk defa 40 yıldan daha önce ortaya çıktı. Bu model, Krumlinde ve Möller[15] tarafından Nilsson-dalga fonksiyonları kullanılarak deforme çekirdeklere genişletildi. Modelin genişletilmesi nükleer uyarılmış durumlardan geçişlere ve tek-tek çekirdeklere iyileştirilmesi Muto ve çalışma arkadaşları tarafından yapıldı.

Nabi ve Klapdor-Kleingrothaus, yıldızsal maddelerde sd-[16] ve fp/fpg-kabuk çekirdekleri için[14] geniş bir sıcaklık aralığı ve yoğunluk ölçeğinde yıldızsal zayıf etkileşim oranlarını hesaplamak için pn-QRPA teorisini kullandılar[17]. Bu hesaplamalar  $A=40$  ile 44 arası çekirdekler için zayıf etkileşim oranlarını içermekteydi(kabuk modeli ile henüz hesaplanmadı). O zamandan bu yana bu hesaplamalar, deneysel değerler ve kütle derlemelerinden en son verilerin birleştirilmesi, bilgisayar gücü, daha etkili algoritmalar ve model parametrelerinin ince ayarı ile daha da iyileştirildi[18-27]. Yıldızsal zayıf etkileşim hesaplamalarının tümünü içeren önemli bir miktarda belirsizlik vardır. Bu belirsizlik Kaynak[24]'de detaylı bir şekilde tartışılmış olan pn-QRPA modelinin mikroskopik

hesaplaması ile ilgiliydi. pn-QRPA modelinin güvenilirliği Nabi ve Klapdor-Kleingrothaus[14] tarafından geniş bir şekilde tartışıldı. Burada yazarlar, binlerce çekirdeğin ölçülmüş verilerini pn-QRPA hesaplamalarıyla karşılaştırdılar ve oldukça iyi bir karşılaştırma elde ettiler.

Aufderheide ve ark.[28], erken süpernova öncesi çöküşler için elektron yakalama sürecinin önemiyle ilgili olarak  $^{54,55,56}\text{Fe}$  çekirdeklerini en etkili çekirdekler arasında sıraladı. Daha sonra Heger ve ark.[29] büyük yıldızların süpernova öncesi gelişimini incelediler ve  $15M_{\odot}$  ve  $40M_{\odot}$  kütleli yıldızlarda  $Y_e$  azalışını göz önüne alarak  $^{54,55,56}\text{Fe}$  en önemli yedi çekirdek arasında saydılar.  $25M_{\odot}$  yıldızlarda demir çekirdeğinin bu izotopları  $Y_e$  azalışında en önemli rolü oynayan üç anahtar çekirdek olarak sıraladılar. Demir çekirdeğinin bu izotopları, oksijen ve silikon yanma sürecinde elektronun baryona oranının azalışından sorumludurlar.

Nükleer beta bozunumu ve elektron yakalama süreçlerinin, yıldızlara ait gelişimin son aşamalarını anlamada oldukça önemli mekanizmalar olduğu iyi bilinmektedir[31,32]. Bu süreçler, süpernova oluşum hesaplamalarında temel bileşenlerdir. Özellikle  $A=56$  civarında orta kütle bölgesindeki çekirdeklerin Gamow-Teller özellikleri özel bir öneme sahiptir. Çünkü bu çekirdeklerin GT özellikleri ön-süpernova oluşumlarında yıldız özünün ana bileşenleridir.

Bu kararsız çekirdekleri de içeren yıldızlara ait senaryolarda meydana gelen sıcaklık ve yoğunlukların olağanüstü şartlarından dolayı çekirdeklerin bu özelliklerinin çoğunun doğrudan ölçülemeyeceği açıktır. Bu nedenle GT şiddet dağılımları birçok durumda model hesaplarıyla hesaplanmalıdır. Şimdiye kadar Süpernova çöküş simülasyonları, GT geçiş hızlarını daha çok niteliksel şekilde ele alarak yapılmıştır. Tek parçacık modelinden toplam GT şiddetini alarak, tüm GT şiddetinin, ürün çekirdeğin taban durumuna göre enerjisinin fenomenolojik(yarı deneysel) olarak parametreleştirildiği tek bir rezonans enerji değerinde yerleştiğini kabul etmek yaygın bir uygulamadır[31].

(n,p) yük değişimli reaksiyonu çekirdekteki GT şiddetini elde etmede en etkili yollardan biridir.  $100 \text{ MeV}$ 'in üzerindeki gelen enerjiler için, etkin etkileşmenin izovektör spin-yukarı bileşenleri baskındır ve tesir kesitleri yoğunlukla spin-izospin geçişlerinde ortaya çıkmaktadır. Son çekirdekteki düşük uyarılma enerjilerinde ve ileri açılarda momentum transferi küçüktür ve bu nedenle tesir kesiti reaksiyonunda  $\Delta T = 1$ ,  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta J^{\pi} = 1^{+}$  olan GT operatörü baskındır. Sıfır momentum transferine uyarılan tesir kesiti, aynı durumlar arasındaki beta bozunum şiddetiyle orantılıdır. Dolayısıyla, küçük momentum transferindeki yük değişimli reaksiyonlar, beta bozunumunun enerji bakımından gerçekleşmesinin mümkün olmadığı durumdaki GT şiddet dağılımlarını incelemek için kullanılabilir.

Deneysel veriler[2-5], bağımsız parçacık modeliyle kıyaslandığında GT şiddetinin birçok son hal üzerinden kuvvetli bir şekilde azalıp bölünebildiğini göstermektedir. Bu etkiler artık nükleon-nükleon korelasyonlarından kaynaklanmaktadır. Bu veriler Kaynak[8-11]'de verilen parametrizasyonlarda kabul edilen GT merkez noktasının sistematik olarak yanlış yerleştirildiğini de gösterir. Nükleer yapı problemini daha doğru bir şekilde ele alan yıldızlara ait zayıf etkileşim oranlarının teorik olarak geliştirilmiş bir tanımı gereklidir. Monte Carlo kabuk modeli[32] ve geniş ölçekli kabuk modeli köşegenleştirme hesaplamaları[33,34], yıldızlara ait oranları elde etmede zaten kullanılmıştı. İkinci köşegenleştirme metodunun güvenilirliği demir kütle bölgesindeki çekirdeklerin hesaplanmış GT<sub>+</sub> şiddet dağılımlarını, (n,p) yük değişimli reaksiyonlardan elde edildiği gibi tüm

uyarılma enerji aralığındaki  $GT_+$  şiddetine karşılık gelen deneysel dağılımlarla karşılaştırılarak gösterildi[34].

Deneyle olan bu kıyaslama, sadece kararlı çekirdeklerdeki  $GT_+$  şiddet dağılımlarının doğrudan belirlenmesi için değil aynı zamanda model hesaplamalarının uyarlanması için de önemlidir. Model hesaplamaları kararsız çekirdeklerin şiddet dağılımları veya deneysel bilginin olmadığı yüksek sıcaklık ve yoğunluk şartlarındaki çekirdeklerin şiddet dağılımlarını hesaplamak için bir sonraki adımda kullanılır. Bu düşünce doğrultusunda, Caurier ve ark[33]. tarafından yapılan ( $A \approx 60$ ) kütle bölgesindeki kabuk modeli hesaplamaları kadar hassas olmasa bile, şu anda geniş bir uygulanabilirlik aralığına sahip diğer mikroskopik model hesaplamalarını deneysel verilerle[2-5] karşılaştırmak da önemlidir. Bu özellikle ayrılabilir Gamow-Teller( $V_{GT}$ ) artık etkileşimine sahip proton-nötron kuaziparçacık rastgele(pn-QRPA) faz yaklaşımı durumudur.

Ayrılabilir GT(veya Fermi,  $V_F$ ) etkileşimiyle pn-QRPA metodu küresel harmonik osilatör bazında ilk olarak Kaynak[36]'de önerildi ve uygulandı ve daha sonra deforme fenomenolojik tek-parçacık bazını kullanarak deforme çekirdeklere[37] genişletildi. Bu metot, itici artık etkileşimler için standart RPA metodunda olduğu gibi, zayıf ve şiddetli eşlenim limitlerinin her ikisi için de doğrudur. Şiddetli pn-QRPA eşlenim limiti sırasıyla  $V_F$  ( $V_{GT}$ ) kuvveti ile ilişkili çoklu yapı oluşturarak doğru sonuç verir. Pn-QRPA yönteminin diğer çekici özellikleri, lineer enerji ağırlıklı toplam kuralının korunması ve lke da toplam kuralını sağlanmasıdır. Özellikle parçacık-parçacık artık etkileşimlerini içeren pn-QRPA formalizmine ait daha ileri iyileştirmeler verilmiştir[38-40](özellikle bkz.[41,42]).

Pn-QRPA'de astrofiziksel uygulamalarla ilgili olarak nükleer özellikler ve zayıf etkileşim oranları Kaynak[43]'de verilmiştir ve Fe ve Ni çekirdekleri için olan hesaplamalar Kaynak[44,45]'de yapılmıştır. Yine de bu modelin sonuçlarının demir kütle bölgesindeki dağılımlarla olan detaylı bir karşılaştırması hala yoktur.

Bilindiği gibi, orta enerjilerde ve ileri açılarda, (p,n),(n,p), ( $d,^2\text{He}$ ) ve ( $t,^3\text{He}$ ) yük değişimli reaksiyonlar yoluyla Gamow-Teller şiddet dağılımları incelenmektedir. Örneğin orta enerjilerde  $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ [31],  $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},t)^{58}\text{Cu}$ [46,47] ve  $^{58}\text{Ni}(^6\text{Li},^6\text{He})^{58}\text{Cu}$ [48] yük değişimli reaksiyonlar yoluyla  $^{58}\text{Ni}$  çekirdeği detaylı olarak incelenmiştir. E.-W.Grewe ve ark.[49] tarafından  $^{64}\text{Zn}$  çekirdeğindeki Gamow-Teller şiddet dağılımları ( $d,^2\text{He}$ ) reaksiyonu kullanılarak 183 MeV'de deneysel olarak incelenmiştir. Ayrıca G.W. Hitt ve ark.[50],  $^{64}\text{Zn}$ , ( $t,^3\text{He}$ )  $^{64}\text{Cu}$  yük değişimli reaksiyonlar yoluyla 115 MeV/nükleon enerjide  $^{64}\text{Zn}$  çekirdeğinin Gamow-Teller şiddet dağılımlarını deneysel olarak incelemiş ve deneysel sonuçlarını kabuk modeli sonuçlarıyla[13,51] karşılaştırmışlardır.

## BÖLÜM 2

### 2.FORMALİZM

#### 2.1 HAMILTON OPERATÖRÜ

Wood-Saxon ortalama alan potansiyelinin etkisinde hareket eden ve aynı cins nükleonlar arasında çift etkileşmenin olduğu bir nükleon sistemini düşünelim. Böyle bir çekirdeğin tek kuazi-parçacık Hamilton operatörü:

$$H_{SQP} = \sum_{j_n} \varepsilon_{j_n} \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_n m_n} + \sum_{j_p} \varepsilon_{j_p} \alpha_{j_p m_p}^+ \alpha_{j_p m_p} \quad (2.1.1)$$

biçiminde olacaktır. Burada  $\varepsilon$  uygun nükleonun tek kuazi-parçacık enerjisi,  $\alpha^+(\alpha)$  ise kuazi-parçacık üretme(yok etme) operatörüdür.

Nükleonlar arasında yük değişimli spin-spin etkin etkileşme Hamiltonyenini aşağıdaki prosedürü izleyerek bulmaya çalışalım:

$\beta^\pm$  Gamow-Teller(GT) operatörünü:

$$G_{1\mu}^{(+)} = \sum (j_n m_n | \sigma_{1\mu} | j_p m_p) a_{j_n m_n}^+ a_{j_p m_p}, \quad G_{1\mu}^{(-)} = (G_{1\mu}^{(+)})^+ \quad (2.1.2)$$

olarak tanımlayalım. Burada  $\sigma_{1\mu}$ , Pauli operatörünün rotasyonel bileşenleri,  $a_{j_n m_n}^+$  ( $a_{j_p m_p}$ )'lar ise uygun durumlarda parçacık üretme ve yok etme operatörleridir. Bu operatörler kuazi-parçacık uzayında

$$G_{1\mu}^{(+)} = \sum_{j_n j_p} \left\{ \bar{b}_{np} C_{np}^+(\mu) + (-1)^{\mu+1} b_{np} C_{np}(-\mu) \right\} + \left\{ \bar{b}'_{np} D_{np}^+(\mu) + (-1)^\mu \bar{b}'_{np} D_{np}(-\mu) \right\} \quad (2.1.3)$$

şeklinde ifade edilir. Burada:

$$C_{np}^+(\mu) \equiv \sqrt{\frac{3}{2j_n + 1}} \sum_{m_n, m_p} (-1)^{j_p - m_p} (j_p m_p 1\mu | j_n m_n) \cdot \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_p - m_p}^+, \quad C_{np}(\mu) = (C_{np}^+(\mu))^+ \quad (2.1.4)$$

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

$$b_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n}; \quad \bar{b}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle; \quad b'_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} v_{j_p} v_{j_n};$$

$$\bar{b}'_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} u_{j_p} u_{j_n}$$

Pyatov [30] yöntemine dayanarak yük değişimli spin-spin etkin etkileşmesini aşağıdaki gibi seçelim:

$$h = \sum_{\mu, \rho} \frac{1}{4\gamma_\rho} \left[ H_{\text{sqp}} - (V_c + V_{\ell s}), F_{1\mu}^\rho \right]^+ \left[ H_{\text{sqp}} - (V_c + V_{\ell s}), F_{1\mu}^\rho \right] \quad (2.1.5)$$

Söz konusu yöntemde etkin etkileşme sabiti  $\gamma_\rho$ , toplam Hamiltoniyenin çekirdek kısmının merkezcil teriminin GT operatörü ile komutatif olması koşulundan seçilir. O halde seçilen  $\gamma_\rho$  aşağıdaki gibi olmalıdır:

$$\gamma_\rho = \frac{\rho}{2} \langle 0 | \left[ H_{\text{sqp}} - (V_c + V_{\ell s}), F_{1\mu}^\rho \right] F_{1\mu}^\rho | 0 \rangle \quad (\rho = \pm) \quad (2.1.6)$$

Burada  $V_c$ -protonlar arasındaki Coulomb etkileşmesi,  $V_{\ell s}$ -ise spin yörünge etkileşme potansiyelidir.

$F_{1\mu}^\rho$  spin-izospin operatörü ise aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$F_{1\mu}^\rho = \frac{1}{2} \left[ G_{1\mu}^+ + (-1)^\mu \rho G_{1\mu}^- \right] \quad (2.1.7)$$

Böylece sistemin toplam Hamilton operatörü:

$$H = H_{SQP} + h_{qq} + h_{\text{int}} \quad (2.1.8)$$

biçiminde yazılır. Burada:

$$h_{qq} = \sum_{\substack{n_1, p_1 \\ n_2, p_2 \\ \rho, \mu}} \frac{1}{4\gamma_\rho^{qq}} E_{n_1 p_1}^\rho E_{n_2 p_2}^\rho \left[ C_{n_1 p_1}(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_1 p_1}^+(\mu) \right] \left[ C_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_2 p_2}(\mu) \right] \quad (2.1.9)$$

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

Bu ifadelerde yer alan  $E_{np}^\rho$  ve  $P_{np}^\rho$  büyüklükleri aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$\begin{aligned} \gamma_\rho^{qq} &= -\sum_{np} E_{np}^\rho b_{np}^\rho ; \gamma_\rho^{\text{int}} = \gamma_\rho^{qq} - \frac{1}{(2j_k + 1)} \sum_p \left[ P_{kp}^\rho b_{kp}'^\rho - E_{kp}^\rho b_{kp}^\rho \right] \\ E_{np}^\rho &= [\varepsilon_{np} b_{np}^\rho + (\bar{K}_{np} + \rho K_{np}) / 2]; P_{np}^\rho = [(\varepsilon_n - \varepsilon_p) b_{np}'^\rho + (\bar{K}'_{np} + \rho K'_{np}) / 2] \\ K_{np} &= d_{np} + f_{np} - g_{np} ; \bar{K}_{np} = \bar{d}_{np} + \bar{f}_{np} - \bar{g}_{np}, b_{np}^\rho = (\bar{b}_{np} - \rho b_{np}) / 2 \\ b_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle, \quad \bar{b}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle \\ d_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle, \quad \bar{d}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle \\ f_{np} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[ j_p(j_p + 1) - \ell_p(\ell_p + 1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_p} v_{j_n} \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

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

Üslü ifadeler ise aynen üslü olmayan ifadeler gibidir, fakat bu durumda  $u_{j_p} v_{j_n}$  yerine  $u_{j_p} u_{j_n}$  ve  $u_{j_n} v_{j_p}$  yerine ise  $v_{j_n} v_{j_p}$  yazılacaktır.

## 2.2. PROBLEMİN QRPA YÖNTEMİ İLE ÇÖZÜMÜ

Bu durumda sistemin Hamilton operatörü

$$H_0 = H_{SQP} + h_{qq} \quad (2.2.1)$$

şeklinde olur. QRPA yaklaşımında  $h_{qq}$  etkileşmesi sonucunda komşu tek-tek çekirdeklerdeki  $1^+$  durumları aşağıdaki gibi belirtilmiş

$$|\psi_i^+\rangle = Q_i^+(\mu)|0\rangle = \sum_{np} [\psi_{np}^i C_{np}^+(\mu) - (-1)^{\mu+1} \phi_{np}^i C_{np}(-\mu)] |0\rangle \quad (2.2.2)$$

tek fonon uyarılma durumları olarak kabul edilir. Burada  $Q_i^+$  QRPA'da nötron-proton fonon üretme operatörüdür. Nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri olan  $\psi_{np}^i$  ve  $\phi_{np}^i$  büyüklükleri aşağıdaki normalizasyon koşulunu sağlar:

$$\sum_{np} [(\psi_{np}^i)^2 - (\phi_{np}^i)^2] = 1 \quad (2.2.3)$$

Basit matematiksel işlemler sonucunda QRPA yönteminde

$$[H, Q_i^+(\mu)]|0\rangle = w_i Q_i^+(\mu)|0\rangle \quad (2.2.4)$$

biçiminde bulunan hareket denklemi çözülerek komşu tek-tek çekirdeklerdeki uyarılmış  $1^+$  durumlarının  $w_i$  enerjilerinin bulunması için aşağıdaki gibi bir seküler denklem elde edilir:

$$\left[ \chi_+^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(+)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] \left[ \chi_-^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(-)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] - w_i^2 \left[ \sum_{np} \frac{E_{np}^{(+)} E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right]^2 = 0 \quad (2.2.5)$$

Burada kolaylık için  $\chi = -\gamma$  olarak kabul edilmiştir. Nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri

$$\psi_{np}^i = \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} + L(w_i)E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} - w_i} \quad (2.2.6)$$

$$\varphi_{np}^i = \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} - L(w_i)E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} + w_i}$$

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 (2.2.3) ifadesinden bulunur.

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

$$M_{\beta^-}^i(\mu, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = -\sum_{np} (b_{np} \psi_{np}^i + \bar{b}_{np} \varphi_{np}^i); M_{\beta^+}^i(\mu, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = \sum_{np} \bar{b}_{np} \psi_{np}^i + b_{np} \varphi_{np}^i \quad (2.2.7)$$

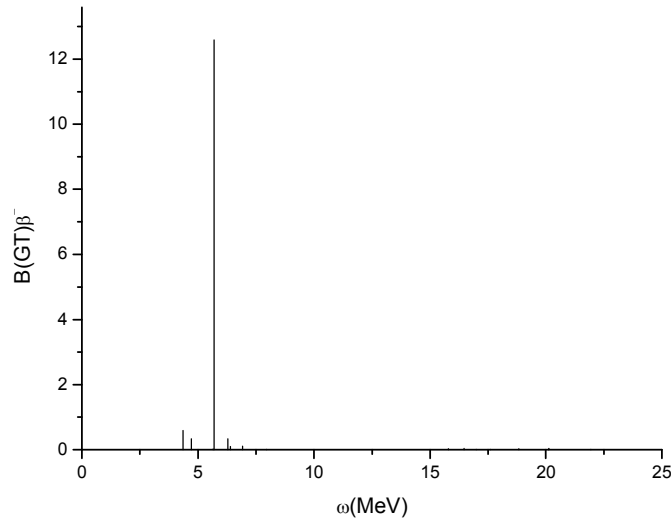


### BÖLÜM 3

#### 3. HESAPLAMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

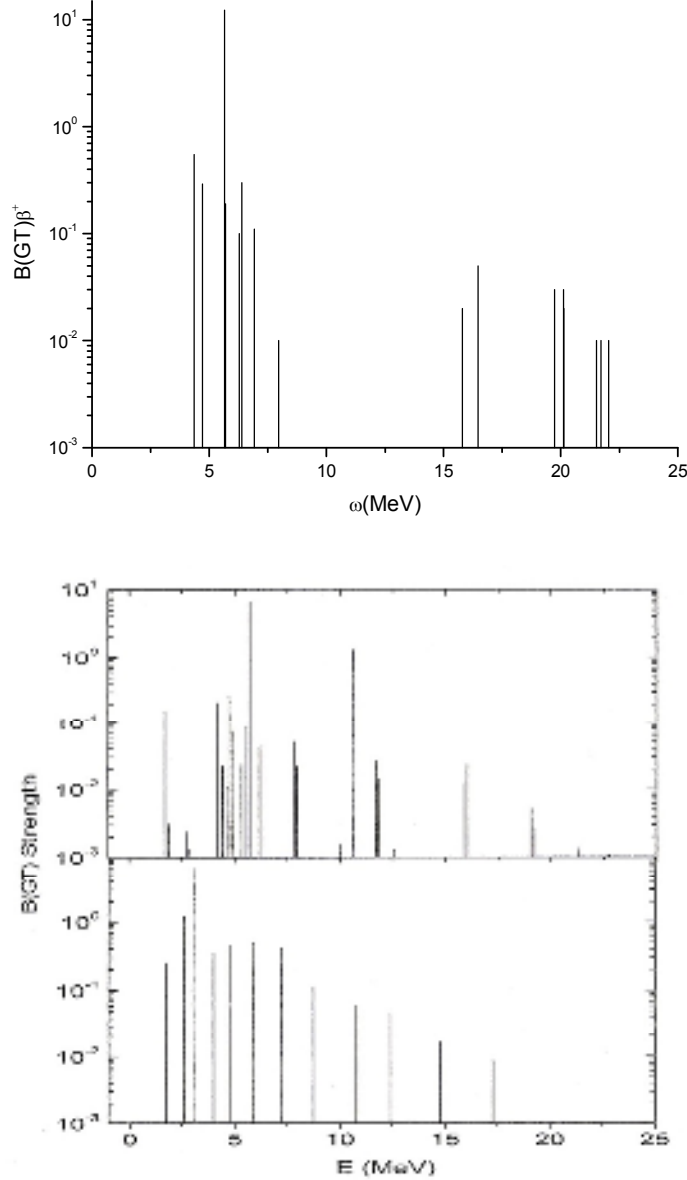
Bu tez çalışmasında,  $A=50-70$  kütle bölgesindeki  $^{56-64}\text{Ni}$ ,  $^{58-64}\text{Zn}$  ve  $^{54-62}\text{Fe}$  izotopları için Pyatov yöntemi kullanılarak proton-nötron kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı(pn-QRPA) çerçevesinde Gamow-Teller  $\beta^\pm$  şiddet dağılımları incelenmiştir. Hesaplama sonuçları, Şekil 3.1-3.26'da verilmiştir.

Şekil 3.1'de,  $^{56}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları verilmiştir. Şekilden de görüleceği gibi 10 MeV' in yukarıdaki değerlerde iki adet Gamow-Teller durumu gözükmemektedir. Gamow-Teller şiddetinin en yüksek değere sahip olduğu enerji değeri 5.66 MeV' dir. Bu da Gamow-Teller rezonans enerjisidir.  $^{56}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarına ait deneysel çalışma olmadığından hesaplamalar sadece teorik olarak yapılmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırma imkânı olmamıştır.



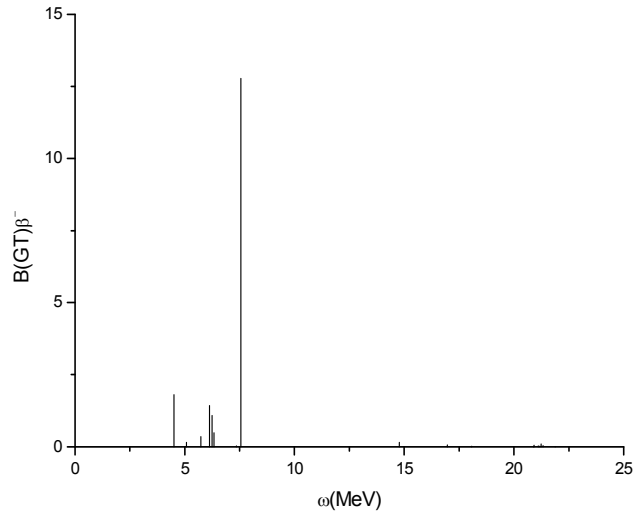
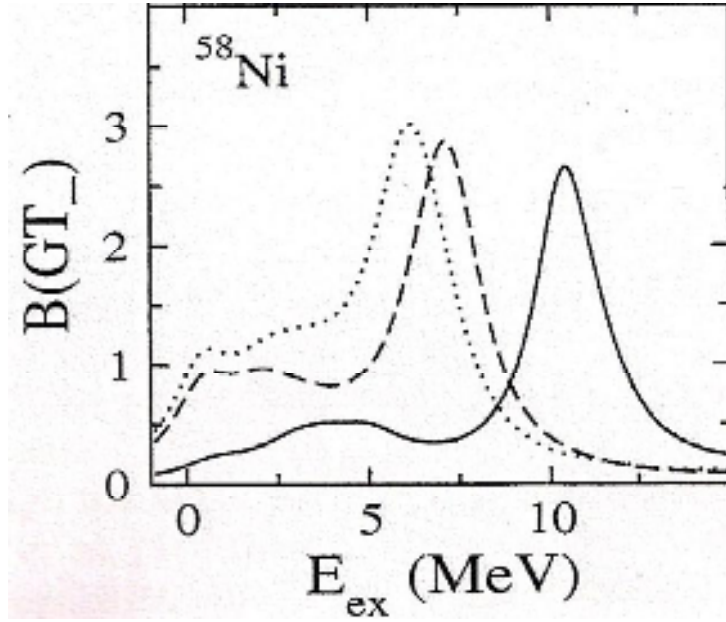
**Şekil 3.1:**  $^{56}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.2'de ise  $^{56}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarının deneysel, kabuk modeli ve Pyatov yöntemiyle elde edilmiş hesaplama sonuçlarımız Şekil 2'de verilmiştir. En üstteki grafik Pyatov yöntemiyle elde edilmiş sonuçları, ortadaki grafik deneysel sonuçları[2], en alttaki grafik ise büyük ölçekli kabuk modeli hesaplamalarını[13] göstermektedir. Deneysel verilerle ve büyük ölçekli kabuk modeli sonuçlarıyla karşılaştırıldığında, hesaplama sonuçlarımız daha çok deneysel değerlerin eğilimini vermektedir. Sonuçlarımız deneysel değerlerle iyi bir uyum içerisindedir.



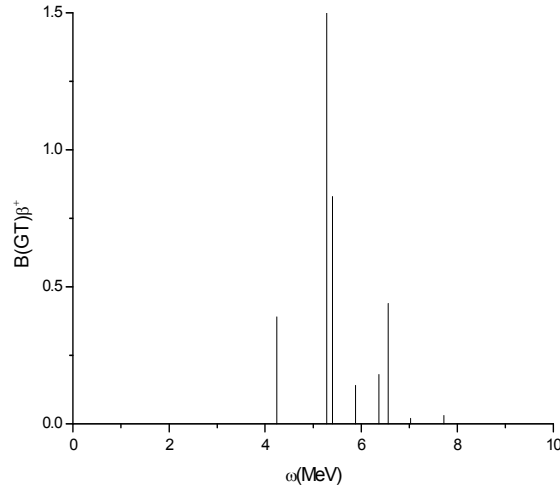
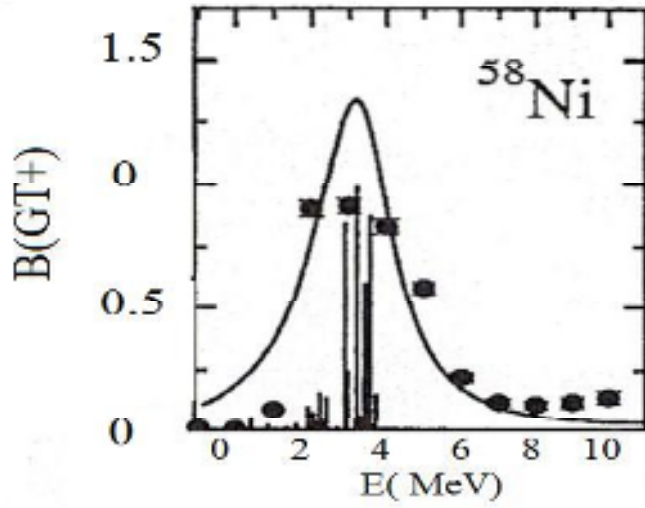
**Şekil 3.2:**  $^{56}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

Şekil 3.3'de ise,  $^{58}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarının deneysel[2] ve teorik modelimizle hesaplanmış sonuçları verilmiştir. Buna göre, deneysel sonuçlarla benzer bir eğilim göstermesine rağmen tek bir enerji değerinde(5.28 MeV) Gamow-Teller şiddet değeri deneysel değerdeki maksimum değerlerden yaklaşık dört kat daha büyüktür.



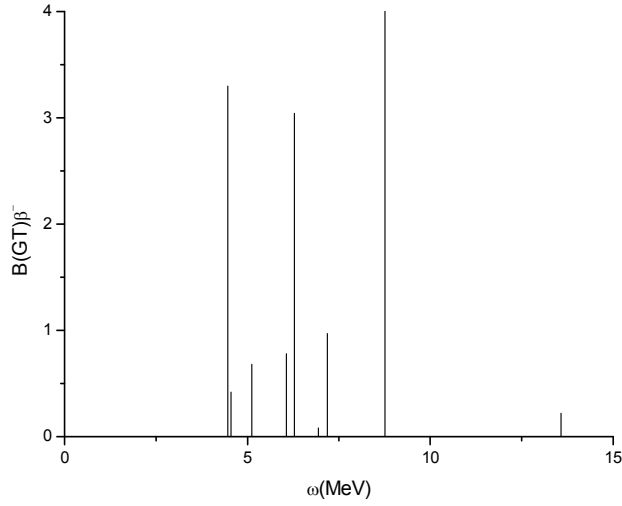
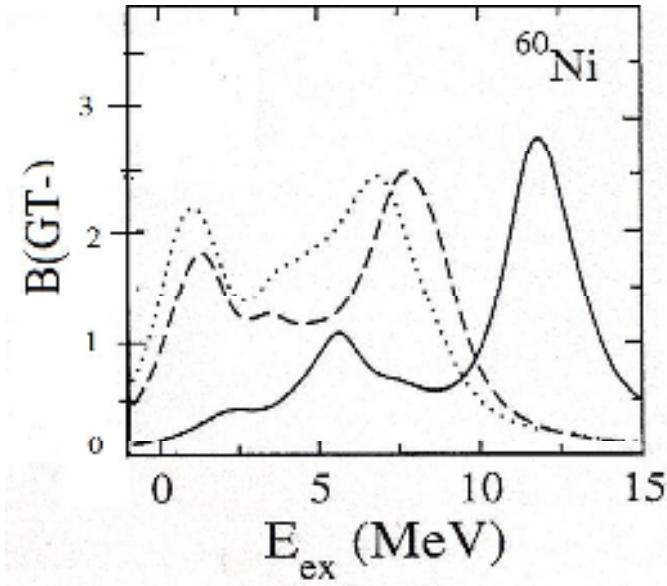
**Şekil 3.3:**  $^{58}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.4'de,  $^{58}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarının deneysel değerleri[2-6], P. Sarriguren ve ark. tarafından elde edilmiş pn-QRPA sonuçları[52] ve hesaplama sonuçlarımız verilmiştir. Hesaplamalar, deneysel veride olduğu gibi 0-10 MeV enerji aralığında yapılmıştır. Sonuçlarımız, deneysel veri ve diğer teorik model sonuçlarıyla karşılaştırıldığında, teorik model sonuçlarına benzer bir eğilim göstermektedir. Diğer teorik model sonuçlarında olduğu gibi Gamow-Teller durumları 4-6 MeV enerji aralığında yoğunlaşmaktadır. 6 MeV enerji değerinden sonra deneysel değerlerde olduğu gibi Gamow-Teller durumları gözükmemektedir. Diğer teorik model sonucunda bu gözükmemektedir.



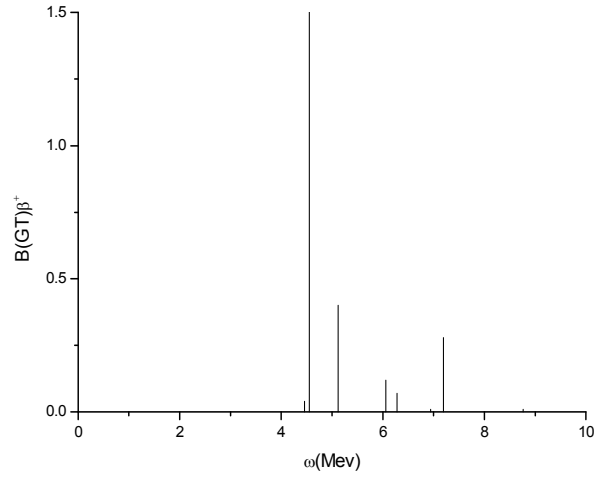
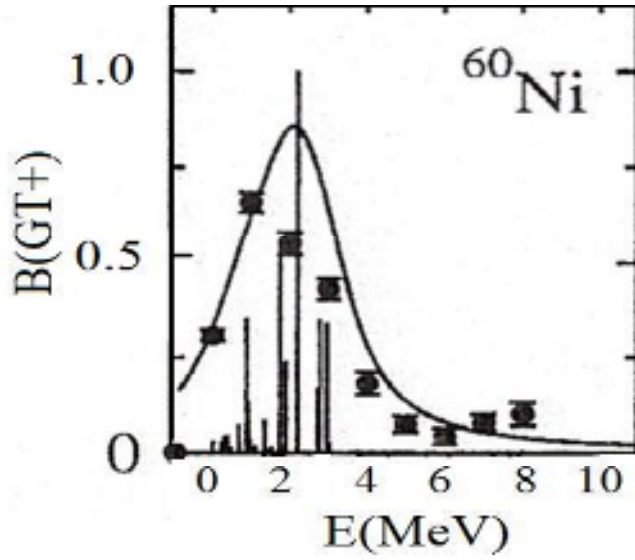
**Şekil 3.4:**  $^{58}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

Şekil 3.5'de ise,  $^{60}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarının P.Sarriguren ve ark. tarafından[52] elde edilmiş Hartree-Fock(HF)+BCS,QRPA<sub>1</sub> ve QRPA<sub>2</sub> hesaplama sonuçları ile model sonuçlarımız verilmiştir. Burada HF+BCS sonuçlarında herhangi bir rezidüel etkileşme göz önüne alınmamıştır. QRPA<sub>1</sub> ve QRPA<sub>2</sub> sırasıyla parçacık-deşik(ph) ve parçacık-parçacık rezidüel etkileşmelerinin göz önüne alındığı kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımını (QRPA) ifade etmektedir. Hesaplama sonuçlarımız, bu model sonuçlarıyla karşılaştırıldığında, QRPA<sub>2</sub> sonuçlarına benzer bir eğilim göstermektedir. Fakat hesaplama sonuçlarımızda, HF+BCS ve QRPA<sub>1</sub>'de 0-3 MeV aralığındaki Gamow-Teller piki gözükmemektedir.



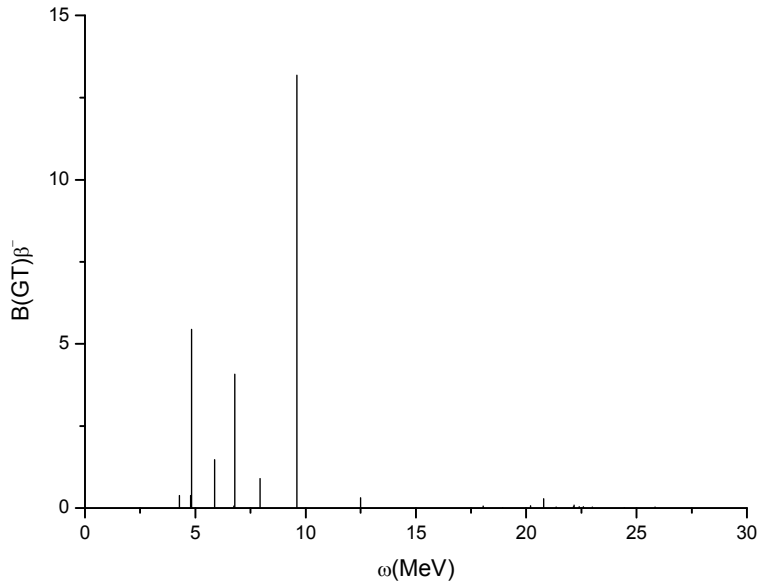
**Şekil 3.5:**  $^{60}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.6'da,  $^{60}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarının deneysel değerleri, P.Sarriguren ve ark.[52] tarafından elde edilmiş hesaplama sonuçları ile hesaplama sonuçlarımız karşılaştırılmaktadır. Enerji değerlerimizin deneysel veri ve diğer teorik model sonuçlarına göre yaklaşık 2 MeV daha yukarıda olduğu gözlenmektedir. P.Sarriguren ve ark. tarafından elde edilen hesaplama sonuçlarında Gamow-Teller durumları 0-4 MeV aralığında yoğunlaşırken, hesaplama sonuçlarımız ise 4-6 MeV enerji aralığında yoğunlaşmaktadır. Hesaplama sonuçlarımızda, deneysel değerde bulunan 4 MeV enerji değerinden sonraki Gamow-Teller durumları da gözükmemektedir.



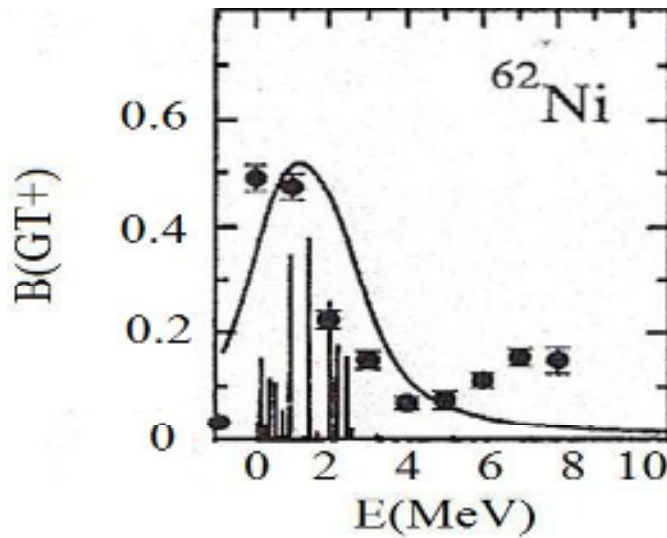
**Şekil 3.6:**  $^{60}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

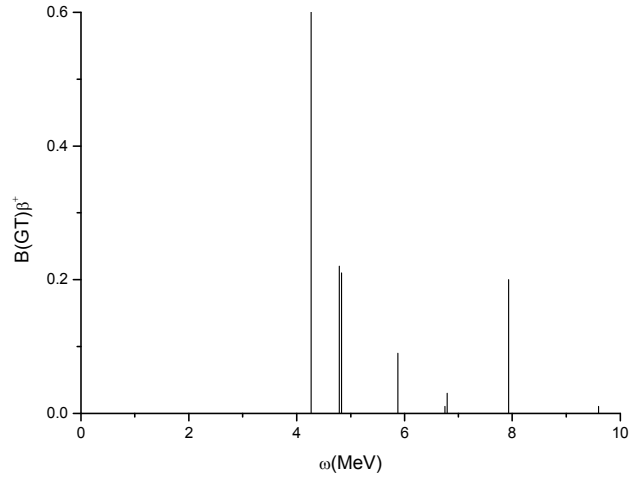
Şekil 3.7'de ise,  $^{62}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları verilmektedir.  $^{62}\text{Ni}$  çekirdeği için, 0-8 MeV'lik düşük enerjili bölgede yedi adet Gamow-Teller durumları ve 8-20 MeV'lik orta enerjili bölgede ise üç adet Gamow-Teller durumları elde edildi. Şekil 7'den de görüleceği gibi bu durumlardan 9.6 MeV enerji değerinde Gamow-Teller rezonans durumu oluşmaktadır.  $^{62}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarına ait deneysel bir çalışma olmadığından hesaplama sonuçlarımızı deneysel sonuçlarla karşılaştırma imkanı olmamıştır.



**Şekil3.7:**  $^{62}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

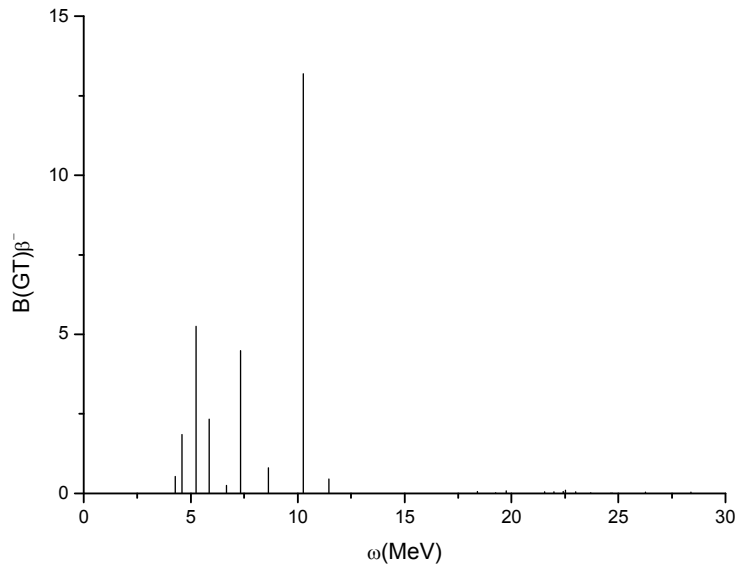
Şekil 3.8,  $^{62}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarının deneysel sonuçları[2-6], P.Sarriguren ve ark. tarafından elde edilen sonuçları[52] ve hesaplama sonuçlarımızı göstermektedir. Üstteki grafikte dik çubuk şeklindeki sonuçlar P.Sarriguren ve ark. tarafından elde edilen sonuçlardır. Altındaki grafik ise hesaplama sonuçlarımızı göstermektedir. Buna göre  $^{60}\text{Ni}$  çekirdeğinde olduğu gibi P.Sarriguren ve ark. nın sonuçlarına göre enerji değerlerimiz 2 MeV daha yüksektir. Eğilim olarak, P.Sarriguren ve ark.nın elde ettiği sonuçlara benzemektedir. Deneysel değerlerin 4 MeV'den sonraki değerleriyle uyum içerisindedir. Hesaplama sonuçlarımızda, Gamow-Teller durumları 0-4 MeV aralığında gözükmemektedir.





**Şekil 3.8:**  $^{62}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

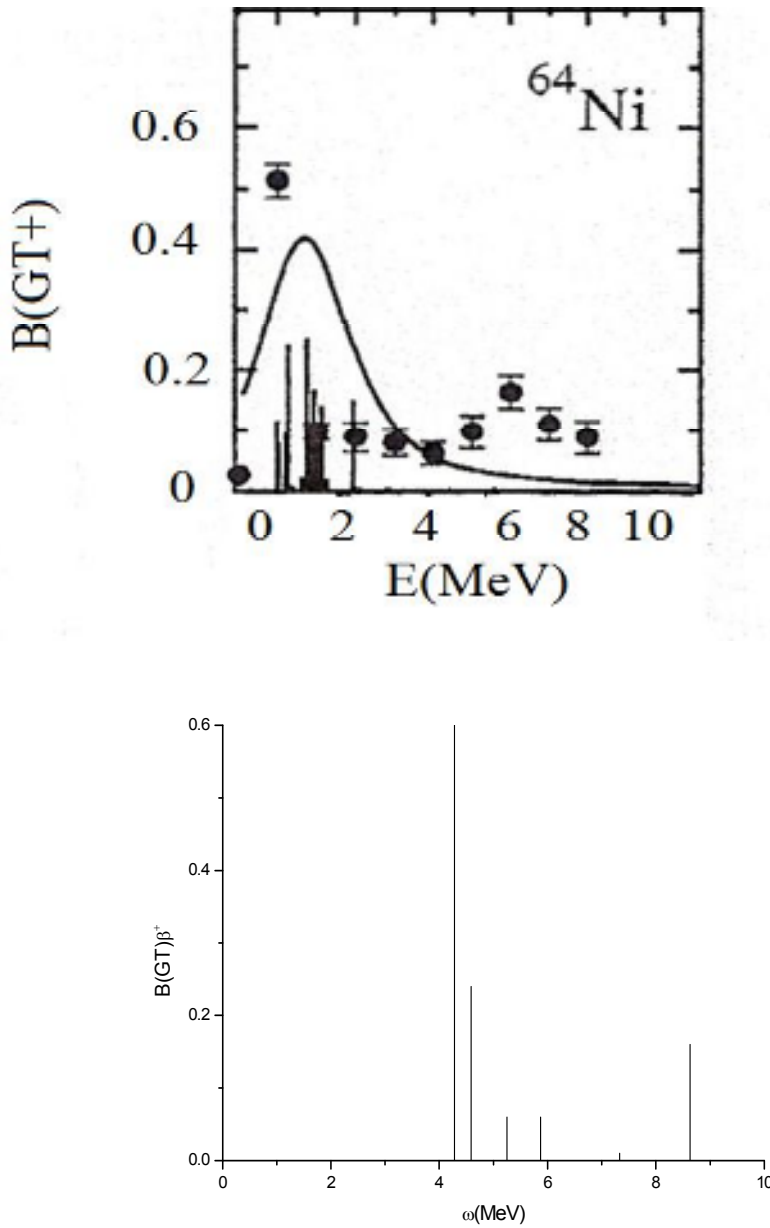
Şekil 3.9'da ise,  $^{64}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarına ait hesaplama sonuçlarımız görülmektedir.  $^{64}\text{Ni}$  izotopu için yapılan hesaplama sonuçlarımızdan, Gamow-Teller durumlarının 0-15 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı görülmektedir. Bu durumlardan 10.26 MeV enerji değerinde GT rezonans durumu oluşmaktadır. 15 MeV enerji değerinden sonra ise çok küçük değerlerde de olsa Gamow-Teller durumlarının olduğu görülmektedir.  $^{62}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarına ait deneysel bir çalışma olmadığından hesaplama sonuçlarımızı deneysel sonuçlarla karşılaştırma imkanı olmamıştır.



**Şekil 3.9:**  $^{64}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

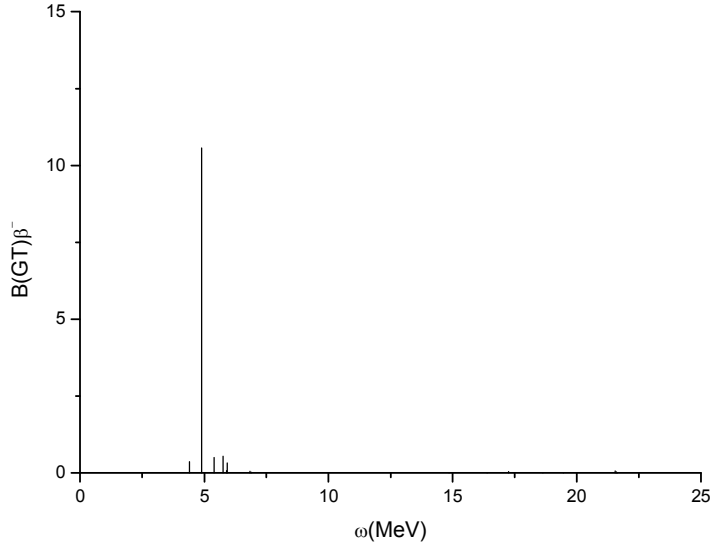


Şekil 3.10'da,  $^{64}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları gösterilmiştir. Üst grafikte deneysel değerler[2-6] ve P.Sarriguren ve ark.[52] tarafından elde edilmiş değerler vardır. Alt grafikte ise hesaplama sonuçlarımız gösterilmiştir.  $^{60}\text{Ni}$  ve  $^{62}\text{Ni}$  çekirdeğinde olduğu gibi hesaplama sonuçlarımızda 0-4 MeV enerji aralığında Gamow-Teller durumları gözükmemektedir ve P.Sarriguren ve ark. tarafından elde edilen sonuçlardan 2 MeV daha yüksektir. Deneysel değerlerde 0.5 MeV civarında bir pik görülmektedir. Hesaplama sonuçlarımızın davranışı P.Sarriguren ve ark. tarafından elde edilen hesaplama sonuçlarına daha yakındır.



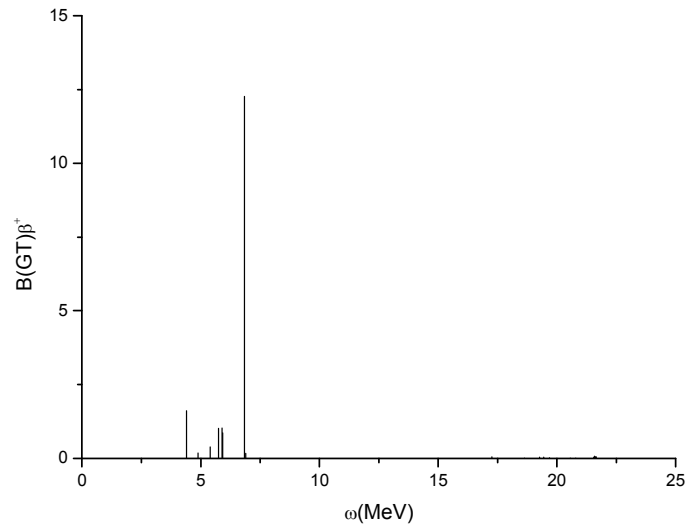
**Şekil 3.10:**  $^{64}\text{Ni}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

Şekil 3.11'de ise,  $^{58}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları verilmektedir. Şekil 3.11'den de görüleceği gibi, 4.89 MeV enerji değerindeki Gamow-Teller rezonansı dışındaki Gamow-Teller şiddet değerlerinin küçük değerler olduğu elde edilmiştir. Ayrıca 25 MeV enerji değerine kadar Gamow-Teller durumları görülmekle birlikte bu durumlar oldukça küçük değerdedir.



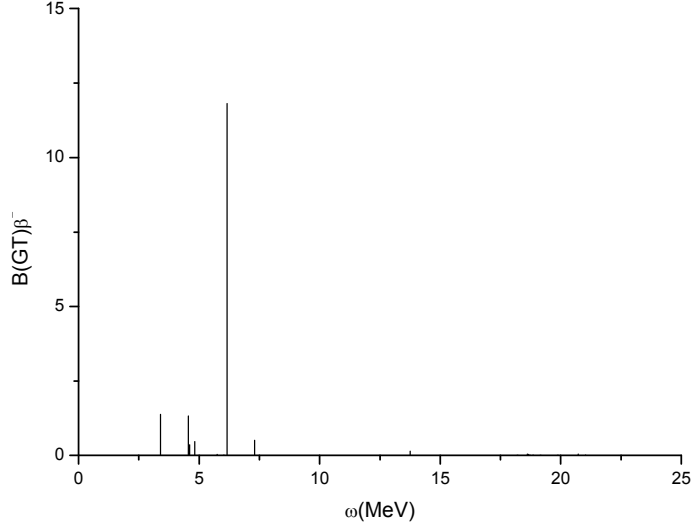
**Şekil 3.11:**  $^{58}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.12'de,  $^{58}\text{Zn}$  çekirdeği için hesaplanan Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları verilmektedir. Şekil 9'dan da görüleceği gibi,  $^{58}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller şiddetinin en yüksek değeri 6.84 MeV enerji değerindedir. Ayrıca, Gamow-Teller durumları 0-8 MeV aralığında görülmektedir. 10 MeV'den daha yukarı enerjilerde bu durumlar gözükmemektedir.



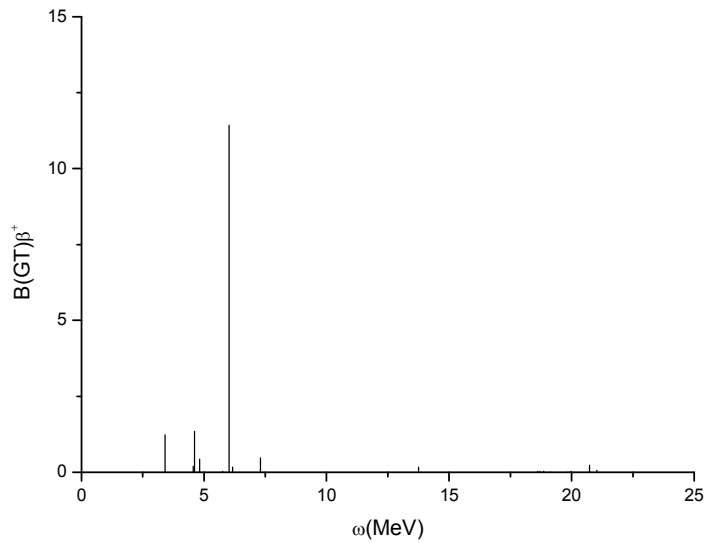
**Şekil 3.12:**  $^{58}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

Şekil 3.13'de ise,  $^{60}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları verilmektedir. Şekilden de görüleceği gibi, Gamow-Teller durumları 0-10 MeV enerji aralığında yoğunlaşmaktadır. Gamow-Teller rezonansı 6.16 MeV enerji değerinde görülmekle beraber 10 MeV'in üstündeki yüksek enerji bölgesinde çok az Gamow-Teller durumları gözükmemektedir.



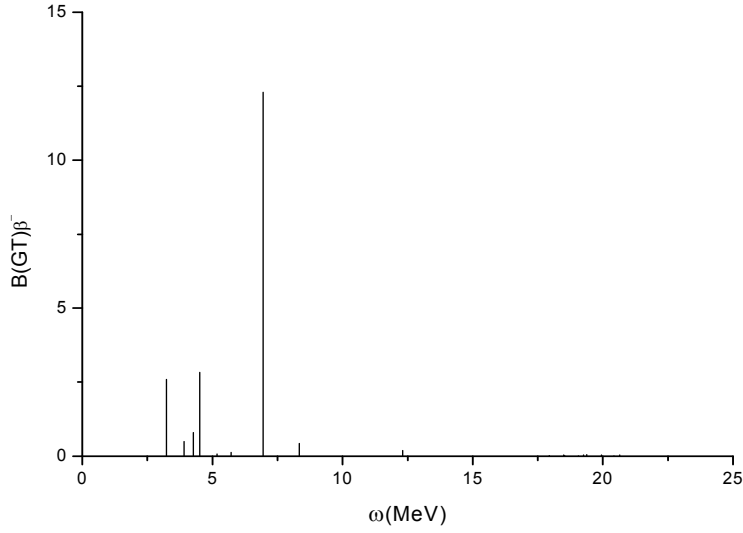
**Şekil 3.13:**  $^{60}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.14'de ise,  $^{60}\text{Zn}$  çekirdeği için olan Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları verilmiştir. Bu çekirdekte de Gamow-Teller rezonans enerjisi olarak, 6.03 MeV değerini elde ediyoruz.  $^{58}\text{Zn}$  çekirdeğinde olduğu gibi bu çekirdekte de 10 MeV'den yukarı Gamow-Teller durumları bulunmamaktadır.



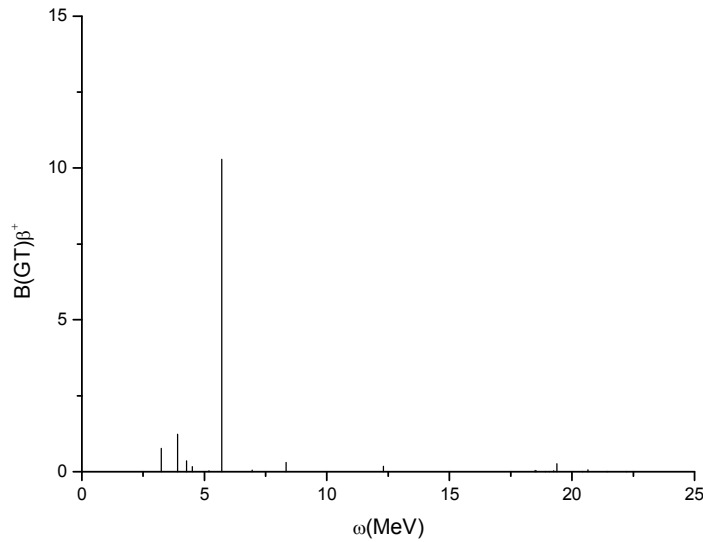
**Şekil 3.14:**  $^{60}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

Şekil 3.15'de verilen  $^{62}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları göz önüne alındığında, bu izotop için üç tane pik değer gözükmemektedir.  $^{62}\text{Zn}$  izotopuna ait Gamow-Teller durumları 0-10 MeV aralığında daha yoğundur.  $^{62}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller rezonans durumunun ise 4.51 MeV enerji değerinde olduğu görülmektedir.



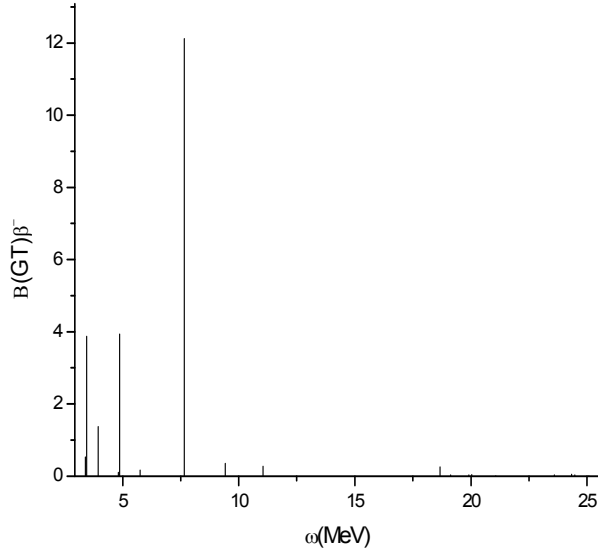
**Şekil 3.15:**  $^{62}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.16'dan,  $^{62}\text{Zn}$  çekirdeğine ait Gamow-Teller durumlarının daha çok 0-8 MeV bölgesinde yoğunlaştığını görüyoruz. Ayrıca, 5.71 MeV'deki Gamow-Teller rezonans enerjisi dışındaki Gamow-Teller şiddet değerlerinin küçük değerler olduğu elde edilmiştir. 10 MeV 'in üstündeki yüksek enerji bölgesinde çok az Gamow-teller durumları gözükmemektedir.



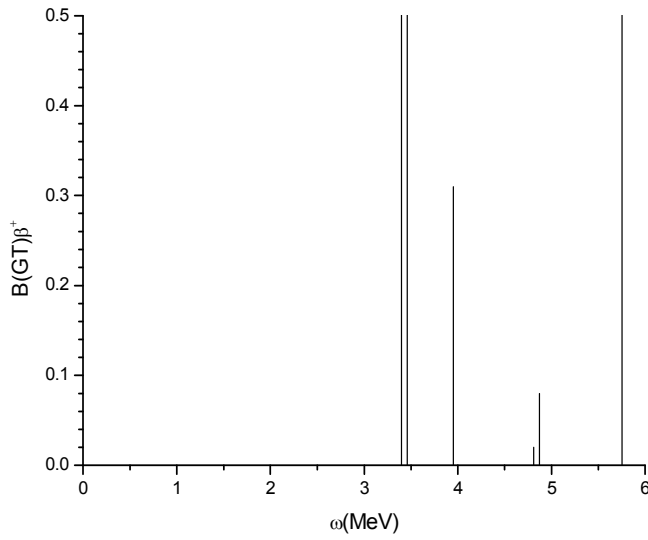
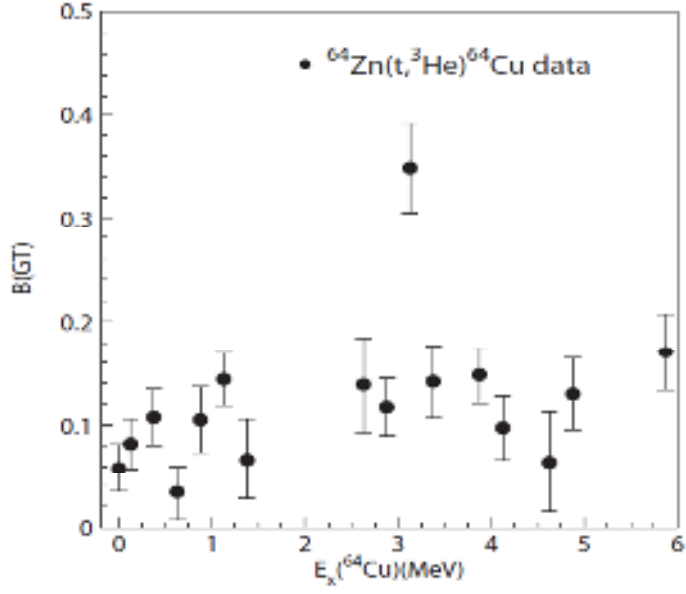
**Şekil 3.16:**  $^{62}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

Şekil 3.17’de,  $^{64}\text{Zn}$  çekirdeği için 0-25 MeV enerji aralığındaki GT şiddet dağılımları gösterilmiştir. Burada, diğer izotoplardan farklı olarak Gamow-Teller durumlarının 0-8 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı görülmektedir.  $^{64}\text{Zn}$  izotopu için Gamow-Teller rezonans değeri, 7.66 MeV’ de bulunmuştur.



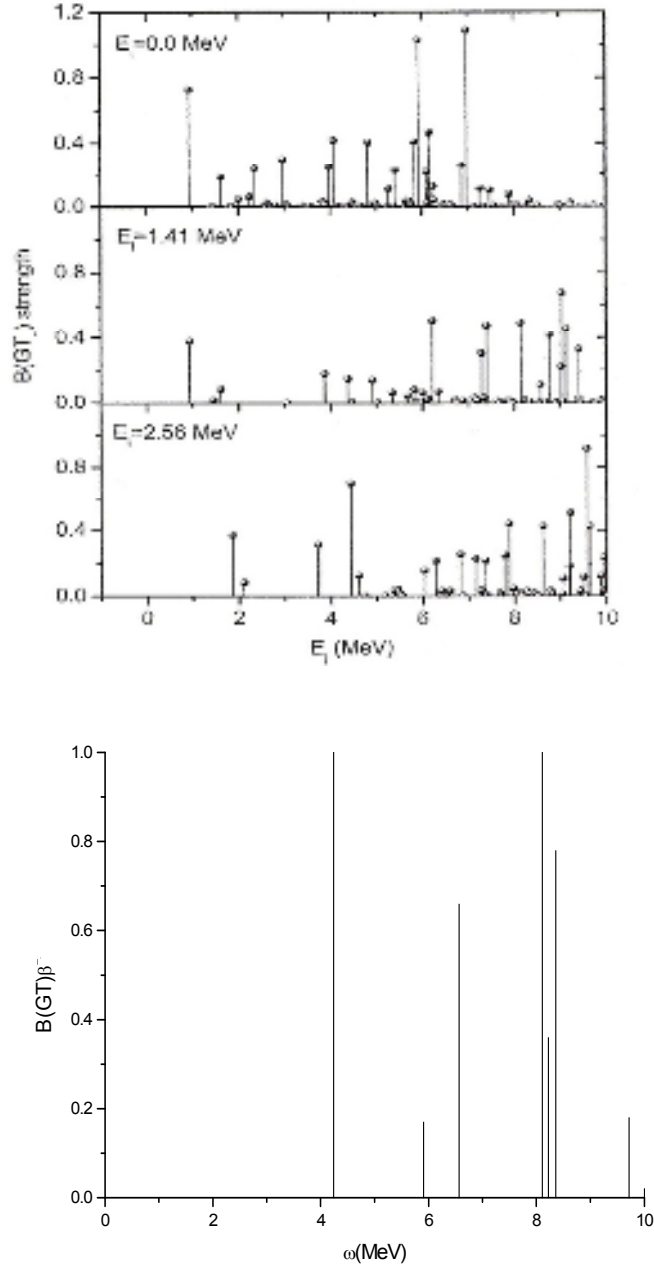
**Şekil 13.17:**  $^{64}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.18’de ise,  $^{64}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları 0-6 MeV aralığında elde edilen hesaplama sonuçlarımız, deneysel verilerle[50] karşılaştırılmaktadır. Kıyaslama sonucunda  $B(GT)$  değerlerimizin deneysel değerlere göre daha büyük olduğunu görüyoruz. Ayrıca deneysel verilerdeki eğilim, 3 MeV’den sonra benzerlik göstermektedir. Deneysel sonuçlarda gözükken 0-3 MeV aralığındaki Gamow-Teller durumları hesaplamamızda gözükmemektedir. 5.75 MeV enerji değerinde Gamow-Teller rezonans enerjisi olduğunu görüyoruz.



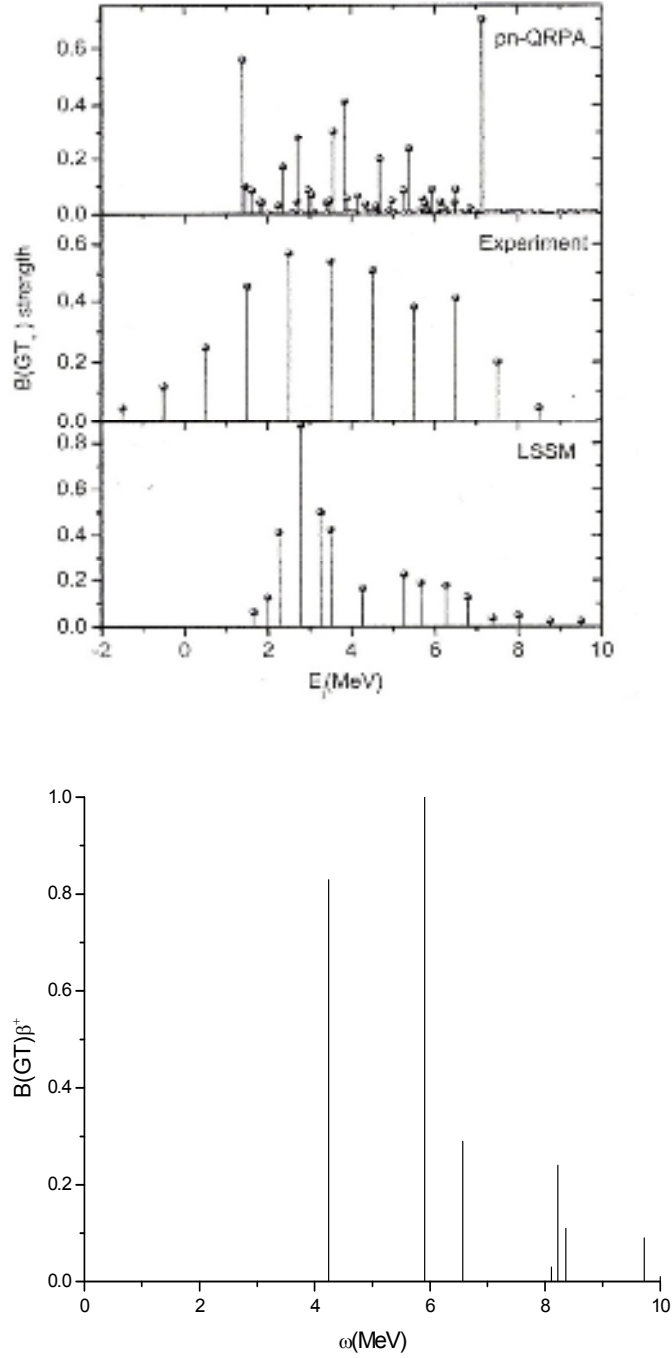
**Şekil 3.18:**  $^{64}\text{Zn}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

Şekil 3.19'da ise  $^{54}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarının Nabi ve ark.[53] tarafından elde edilmiş taban durumu için  $GT_-$  şiddet dağılımları ile hesaplama sonuçlarımız verilmektedir. Taban durumu için  $GT_-$  şiddet dağılımları 0-8 MeV enerji aralığında yoğunlaşırken, hesaplama sonuçlarımıza göre 4-10 MeV enerji aralığında yoğunlaşmaktadır. Nabi ve ark. tarafından elde edilen hesaplamalarda ise 6 MeV enerji değerinden sonra Gamow-Teller rezonansı gözükmemektedir.



**Şekil 3.19:**  $^{54}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

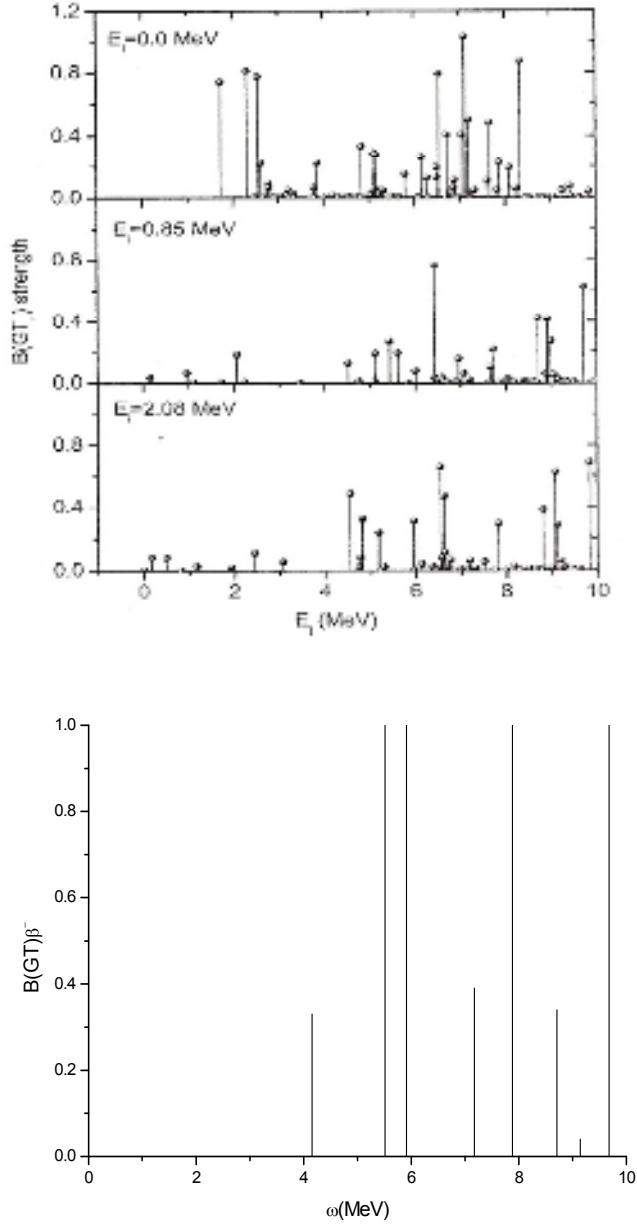
Şekil 3.20'de ise  $^{54}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları verilmektedir. Burada temel durum için GT şiddetinin pn-QRPA sonuçları[53], Rönqvist ve ark.[2] tarafından elde edilmiş şiddet dağılımları ve Langanke ve Martinez-Pinedo[13] tarafından elde edilmiş geniş ölçekli kabuk model hesaplama sonuçları ile hesaplama sonuçlarımız karşılaştırılmaktadır. Hesaplama sonuçlarımız, daha çok Langanke ve Martinez-Pinedo[13] tarafından elde edilmiş LSSM şiddeti ile daha iyi bir uyum içerisindedir.



**Şekil 3.20:**  $^{54}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

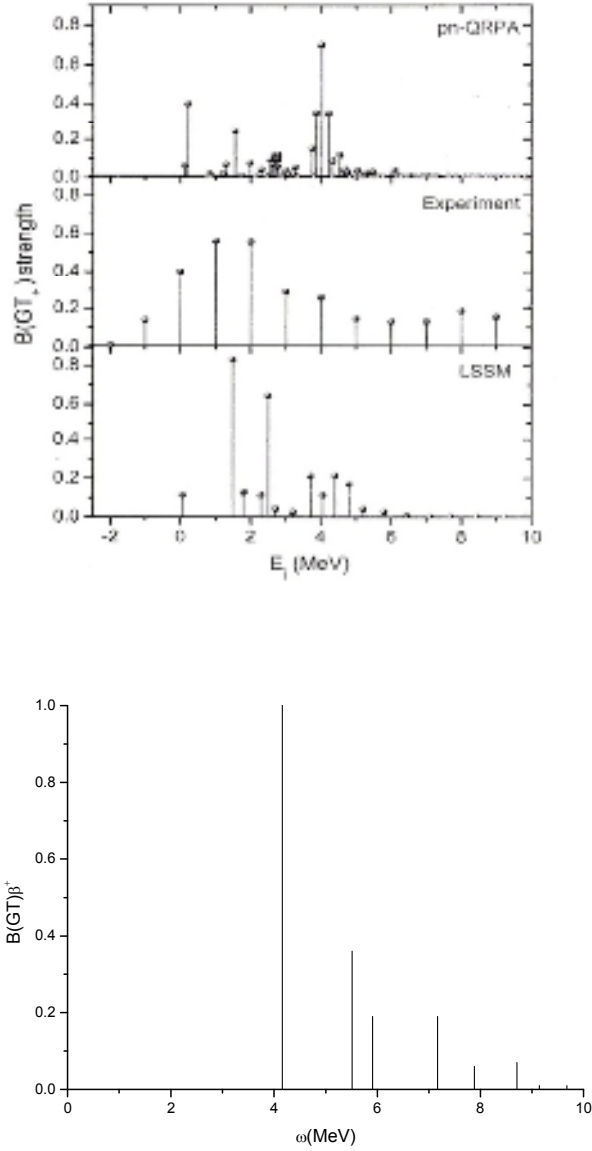
Şekil 3.21'de  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarına ait hesaplama sonuçlarımız verilmektedir. Hesaplama sonuçlarımızı en üstteki panelde verilen Nabi ve ark.[53] tarafından elde edilmiş taban durumu için  $\text{GT}_-$  şiddet dağılımları ile karşılaştırdığımızda benzer olarak altı adet Gamow-Teller rezonans değeri hesaplama sonuçlarımızda da görülmektedir. Deneysel hesaplama sonuçları 2-4 MeV enerji aralığında yoğunlaşırken, hesaplama sonuçlarımız ise daha çok 4-10 MeV enerji aralığında yoğunlaşmaktadır.





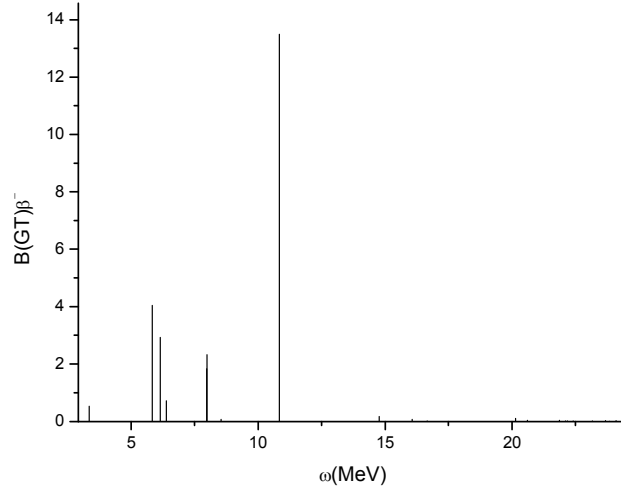
**Şekil 3. 21:**  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.22'de,  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarının Rönqvist ve ark.[2] tarafından elde edilmiş deneysel sonuçları, pn-QRPA[53] ve büyük ölçekli kabuk modeli(LSSM) yöntemleriyle elde edilmiş hesaplama sonuçları[13] ve Pyatov yöntemi ile elde edilmiş hesaplama sonuçlarımız gösterilmiştir. Hesaplama sonuçlarımızın, pn-QRPA ve büyük ölçekli kabuk modeli hesaplamalarına göre, 4 MeV'den sonraki deneysel değerlerle daha iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Hesaplama sonuçlarımız, büyük ölçekli kabuk modeli sonuçlarının eğilimine daha çok benzemektedir.



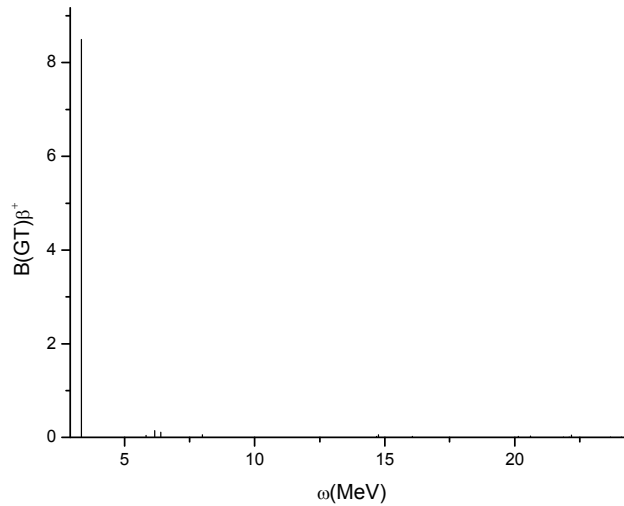
**Şekil 22:**  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

Şekil 3.23'de ise,  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları verilmiştir. Şekil 3.23'den de görüleceği gibi,  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller şiddetinin en yüksek değeri 10.84 MeV enerji değerindedir. Ayrıca  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller durumlarının daha çok 0-15 MeV bölgesinde yoğunlaştığı görülmektedir.  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımlarına ait deneysel çalışma olmadığından hesaplamalar sadece teorik olarak yapılmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırma imkânı olmamıştır.



**Şekil 3.23:**  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

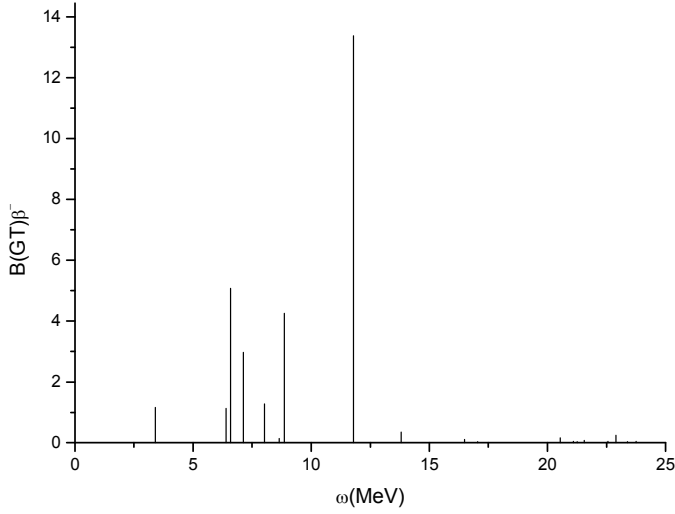
Şekil 3.24'de ise,  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları verilmektedir. Hesaplama sonuçlarımızdan da görüleceği gibi, 0-5 MeV aralığında tek bir Gamow-Teller rezonans enerjisi görülürken, 5 MeV'den sonraki Gamow-Teller enerji durumları oldukça küçük değerler almaktadır.  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarına ait deneysel çalışma olmadığından hesaplamalar sadece teorik olarak yapılmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırma imkânı olmamıştır.



**Şekil 3.24:**  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

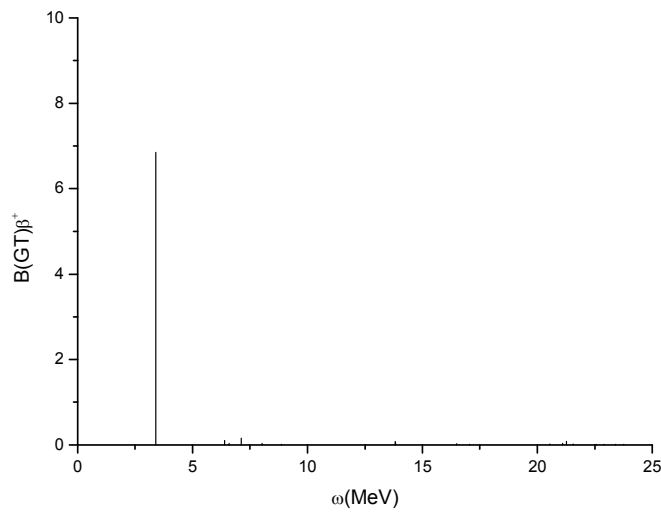
Şekil 3.25'de de  $^{60}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları verilmiştir. Şekil 3.25'deki  $^{60}\text{Fe}$  izotopu için olan GT şiddet dağılımlarında farklı enerjilerde üç tane pik görüyoruz. Şekilden de görüleceği gibi,  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller şiddetinin en yüksek değeri 11.79 MeV

enerji değerindedir.  $^{60}\text{Fe}$  izotopu için deneysel bir çalışma olmadığı için sadece teorik hesaplama sonuçlarımız verilmektedir.



**Şekil 3.25:**  $^{60}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^-$  şiddet dağılımları

Şekil 3.26'da ise,  $^{60}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarına ait teorik hesaplama sonuçlarımız görülmektedir. Hesaplama sonuçlarımızdan görüleceği gibi, Gamow-Teller rezonans enerji değeri, 3.41 MeV' de bulunmuştur. Ayrıca 5 MeV enerji değerinden sonra, çok küçük değerlerde de olsa Gamow-Teller durumu gözükmemektedir.  $^{60}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarına ait deneysel bir çalışma bulunmadığından teorik hesaplamalarımızı deneysel verilerle karşılaştırma imkanı bulamıyoruz.



**Şekil 3.26:**  $^{60}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları

## BÖLÜM 4

### 4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında,  $A=50-70$  kütle bölgesindeki  $^{56-64}\text{Ni}$ ,  $^{58-64}\text{Zn}$  ve  $^{54-62}\text{Fe}$  izotopları için Pyatov yöntemi kullanılarak proton-nötron kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı(pn-QRPA) çerçevesinde Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları incelenmiş ve aşağıdaki sonuçlara varılmıştır.

- Ele alınan çekirdeklerde hesaplama sonuçlarımızın deneysel değerlerle uyum içerisinde olduğu görülmüştür.
- $^{58-64}\text{Ni}$  izotoplarının Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımlarında hesaplama sonuçlarımız P.Sarriguren ve ark. tarafından elde edilen sonuçlardan 2 MeV daha yüksek enerji değerlerine sahiptir. Deneysel değerlerdeki 0-4 MeV aralığındaki Gamow-Teller durumları hesaplama sonuçlarımızda görülmemektedir.
- Ele alınan çekirdeklerde Gamow-Teller durumları 0-10 MeV aralığında yoğunlaşmaktadır.
- $^{58-64}\text{Zn}$  izotoplarında, 15 MeV'den sonraki yüksek enerji bölgesinde çok küçük değerde de olsa Gamow-Teller durumlarının var olduğu tespit edilmiştir.
- $^{54}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları için olan hesaplama sonuçlarımızın, daha çok Langanke ve Martinez-Pinedo[13] tarafından elde edilmiş LSSM şiddeti ile daha iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmüştür.
- $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için Gamow-Teller  $\beta^+$  şiddet dağılımları sonuçlarımızın, pn-QRPA ve büyük ölçekli kabuk modeli hesaplamalarına göre, 4 MeV'den sonraki deneysel değerlerle daha iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir.

### ÖNERİLER

Bu tez çalışmasının devamı niteliğinde  $A=50-70$  kütle bölgesinde Se, Zr, Mo, Ge, Sr, Kr çekirdeklerine ait izotopların Gamow-teller şiddet dağılımları incelenebilir ve deneysel değerler ile diğer teorik model sonuçlarıyla karşılaştırılabilir. Böylece belirtilen çekirdeklerin ele alınacak izotoplara ait Gamow-Teller şiddet dağılımlarını açıklamada Pyatov yönteminin ne kadar başarılı olduğunu görmek mümkün olacaktır. Ayrıca, Pyatov yönteminin tahmin edici gücünü test etmiş olacağız. İkinci olarak, yukarıda belirtilen çekirdeklerin izotopları için  $\log(ft)$  değerleri teorik olarak hesaplanabilir. Eğer deneysel  $\log(ft)$  değerleri mevcut ise, hesaplama sonuçlarımız deneysel değerlerle karşılaştırılabilir. Buradan beta geçiş hızlarını ifade eden  $T_{1/2}$  yarı ömür değerleri Pyatov yöntemi ile hesaplanabilir.

**KAYNAKLAR**

1. Nükleer Fizik, Kenneth Krane, Çeviri Editörü; Başar Şarer, 1. Cilt, Palme Yayıncılık, 2011, S. 272-277, 289-2
2. Rönqvist, et al. , Nucl.Phys. A 563 (1993) 225
3. Vetterli, et al. , Phys.Rev. C 40 (1989) 559.
4. El-Kateb, et al. , Phys.Rev. C 49(1994)3128.
5. Rapaport, et al. , Nucl.Phys. A 410 (1983) 371
6. Anderson, et al. , Phys.Rev. C 41 (1990) 1474.
7. Goodman, et al. , Phys.Rev.Lett. 44 (1980) 1755.
8. Fuller, G.M. , W.A. , Newman, M.J, Astrophys. J. Suppl. Ser. 42 (1980) 447.
9. Fuller, G.M. , W.A. , Newman, M.J, Astrophys. J.Suppl. Ser. 48 (1982a) 279.
10. Fuller, G.M. , W.A. , Newman, M.J, Astrophys. J.252 (1982b) 715.
11. Fuller, G.M. , W.A. , Newman, M.J, Astrophys. J.293 (1985) 1.
12. Aufderheide, et al. , Phys.Rev.C 53(1996) 3139
13. Langanke, K. , Martinez-Pinedo, G., Nucl.Phys. A 673 (2000) 481.
14. Nabi, J.-U. , Klapdor-Kleingrothaus, H.V, At Data Nucl. Data Tables 88 (2004) 237
15. Krumlinde, J. , Möller, P., Nucl.Phys. A 417 (1984) 419.
16. Nabi, J.-U. , Klapdor-Kleingrothaus, H.V, At Data Nucl. Data Tables 71 (1999a) 149.
17. Nabi, J.-U. , Klapdor-Kleingrothaus, H.V, Eur.Phys. J.A 5 (1999b) 337.
18. Nabi, J.-U. , Rahman, M.-U., Phys.Lett. B 612 (2005) 190.
19. Nabi, J.-U. , Rahman, M.-U., Phys.Rev. C 75 (2007) 035803
20. Nabi, et al. , Acta Phys.Pol. B 38 (2007) 3203.
21. Nabi, et al. , Acta Phys.Pol. B 39 (2008) 651
22. Nabi, J.-U. , Sajjad, M., Phys.Rev. C 76 (2007) 055803
23. Nabi, J.-U. , Sajjad, M. Can. J. Phys. 86 (2008a) 819
24. Nabi, J.-U. , Sajjad, M. , Phys.Rev. C 77 (2008b) 055802
25. Nabi, J.-U. , Eur. Phys.J. A 40 (2009) 223
26. Nabi, J.-U. , Phys.Scr. 81 (2010a) 025901
27. Nabi, J.-U. , Int.J.Mod. Phys. E 19 (2010b) 1
28. Auderderheide, et al. , Astrophys.J.Suppl.Ser.91 (1994) 389
29. Heger et al. , Astrophys. J.560 (2001) 307
30. N.I. Pyatov, D.I. Salamov, Nucleonica 22, 1 (1977).
31. H.A. Bethe, G.E. Brown, J. Applegate, J.M. Lattimer, Nucl. Phys. A 324 (1979) 487.
32. G.M. Fuller, W.A. Fowler, M.J. Newman, Astrophys. J. Suppl. Ser. 42 (1980) 447;  
G.M. Fuller, W.A. Fowler, M.J. Newman, Astrophys. J. Suppl. Ser. 48 (1982) 279;  
G.M. Fuller, W.A. Fowler, M.J. Newman, Astrophys. J. 252 (1982) 715;  
G.M. Fuller, W.A. Fowler, M.J. Newman, Astrophys. J. 293 (1985) 1.
33. E. Caurier, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, Nucl. Phys. A 653 (1999) 439.

34. J.A. Halbleib, R.A. Sorensen, Nucl. Phys. A 98 (1967) 542.
35. J. Krumlinde, P. Möller, Nucl. Phys. A 417 (1984) 419;  
P. Möller, J. Randrup, Nucl. Phys. A 514 (1990) 1.
36. J. Engel, P. Vogel, M.R. Zirnbauer, Phys. Rev. C 37 (1988) 731; V.A. Kuz'min, V.G. Soloviev, Nucl. Phys. A 486 (1988) 118; K. Muto, H.V. Klapdor, Phys. Lett. B 201 (1988) 420.
37. K. Muto, E. Bender, H.V. Klapdor, Z. Phys. A 333 (1989) 125;  
M. Hirsch, A. Staudt, K. Muto, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Nucl. Phys. A 535 (1991) 62;  
K. Muto, E. Bender, T. Oda, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Z. Phys. A 341 (1992) 407.
38. H. Homma, E. Bender, M. Hirs., K. Muto, H.V. Klapdor-Klein., T. Oda, Phys. Rev. C 54 (1996) 2972
39. G.F. Bertsch, S.F. Tsai, Phys. Rep. 18 (1975) 127;  
D. Cha, Phys. Rev. C 27 (1983) 2269;  
J. Suhonen, T. Taigel, A. Faessler, Nucl. Phys. A 486 (1988) 91;  
N. Van Giai, Ch. Stoyanov, V.V. Voronov, Phys. Rev. C 57 (1998) 1204;  
J. Engel, M. Bender, J. Dobaczewski, W. Naz., R. Surnam, Phys. Rev. C 60 (1999) 014302;  
M. Bender, J. Dobaczewski, J. Engel, W. Nazarewicz, Phys. Rev. C 65 (2002) 954322.
40. P. Sarriguren, E. Moya de Guerra, A. Escuderos, A.C. Carrizo, Nucl. Phys. A 635 (1998) 55.
41. P. Möller, J.R. Nix, K.L. Kratz, At. Data Nucl. Data Tables 66 (1997) 131;  
J.U. Nabi, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, At. Data Nucl. Data Tables 71 (1999) 149.
42. N. Auerbach, L. Zamick, A. Klein, Phys. Lett. B 118 (1982) 256;  
N. Auerbach, A. Klein, Phys. Rev. C 30 (1984) 1032;  
N. Auerbach, Phys. Rev. C 36 (1987) 2694.
43. N. Auerbach, G.F. Bertsch, B.A. Brown, L. Zhao, Nucl. Phys. A 556 (1990) 190.
47. Y. Fujita, H. Akimune, I. Daito, M. Fujiwara, M.N. Harakeh, T. Inomata, J. JÄanecke, K. Katori, H. Nakada, S. Nakayama, A. Tamii, M. Tanaka, H. Toyokawa, M. Yosoi, Phys. Lett. B 365, 29 (1996); Y. Fujita
44. H. Akimune, I. Daito, Y. Fujita, M. Fujiwara, M.B. Greeneld, M.N. Harakeh, T. Inomata, J. JÄanecke, K. Katori, S. Nakayama, H. Sakai, Y. Sakemi, M. Tanaka, M. Yosoi, Nucl. Phys. A 569, 245c (1994)
45. H. Laurent, S. Gales, D. Beaumel, G.M. Crawley, J.E. Finck, . Fortier, J.M. Maison, C.P. Massolo, D.J. Mercer, J.S. Win<sup>-</sup>eld, G.H. Yoo, Nucl. Phys. A 569, 297c (1994)
46. J. Rapaport, T. Taddeucci, T. P. Welch, C. Gaarde, J. Larsen, D.J. Horen, E. Sugarbaker, P. Koncz, C.C. Foster, C.D. Goodman, C.A. Goulding, T. Masterson, Nucl. Phys. A 410 , 371 (1983);  
J. Rapaport, T. Taddeucci, T.P. Welch, D.J. Horen, J.B. McGrory, C. Gaarde, J. Larsen, E. Sugarbaker, P. Koncz, C.C. Foster, C.D. Goodman, C.A. Goulding, T. Masterson, Phys. Lett. B 119, 61 (1982)
47. Y. Fujita, H. Akimune, I. Daito, M. Fujiwara, M.N. Harakeh, T. Inomata, J. JÄanecke, K. Katori, H. Nakada, S. Nakayama, A. Tamii, M. Tanaka, H. Toyokawa, M. Yosoi, Phys. Lett. B 365, 29 (1996); Y. Fujita
48. H. Laurent, S. Gales, D. Beaumel, G.M. Crawley, J.E. Finck, . Fortier, J.M. Maison, C.P. Massolo, D.J. Mercer, J.S. Win<sup>-</sup>eld, G.H. Yoo, Nucl. Phys. A 569, 297c (1994)



49. E. -W.Grewe et. al., Phys. Rev. C 77, 064303 (2008)
50. G.W. Hitt, R.G.T. Zegers, Sam M. Austin, D. Bazin, A. Gade, D. Galaviz, C.J. Guess, M. Horoi, M.E. Howard, Y. Shimbara, E.E. Smith, and C. Tur
51. E. Caurier, K. Langanke, and G. Mart'inez-Pinedo, Nucl. Phys. A653, 439 (1999)
52. P. Sariguren, E. Moya de Guerra, A. Escuderos, Nucl. Phys. A 658, 13 (1999)
53. Nabi, J.-U. , Astrophys. Sp. Sci. 331; (2011) 537-554

## ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Malatya'da doğdum. Lise öğrenimimi İzmir'de tamamladıktan sonra 2005 yılında Celal Bayar Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandım ve 2009 yılında mezun oldum. 2010 yılından itibaren Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Nükleer Fizik Ana Bilim Dalı programında Lisansüstü eğitimimi sürdürmekteyim.