

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

BAZI ÇEKİRDEKLERDE BETA BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Zehra Merve CİNAN

HAZİRAN 2014

TRABZON

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

BAZI ÇEKİRDEKLERDE BETA BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ

Zehra Merve CİNAN

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"YÜKSEK LİSANS (FİZİK)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 23.05.2014
Tezin Savunma Tarihi : 11.06.2014

Tez Danışmanı : Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ

Trabzon 2014

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalında

Zehra Merve CİNAN tarafından hazırlanan

BAZI ÇEKİRDEKLERDE BETA BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 27 / 05 / 2014 gün ve 1555 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ

Üye : Prof. Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU

Üye : Prof. Dr. Mehmet AKBAŞ

Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Bazı Çekirdeklerde Beta Bozunumunun İncelenmesi için yapılan bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak hazırlandı.

Tez çalışmam süresince beni sürekli ümitlendiren, emeğini ve yardımını hiçbir zaman esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ'a, karşılaştığım her sorunda usanmadan bana çözüm üreten değerli hocam Arş. Gör. Mehmet DEMİRCİ'ye teşekkürlerimi sunarım.

Hayatımın her anında beni maddi ve manevi olarak destekleyen, sahip olduğum en büyük servetim yaşam kaynaklarım babam Nazmi CİNAN, annem Nurhan CİNAN, abim Onur CİNAN'a teşekkür ederim. Tez düzenleme aşamasında yardımlarını esirgemeyen kuzenlerim kıymetlilerim Süleyman ve Ozan ÖZEMRE'ye teşekkür ederim. Tez aşaması boyunca manevi desteğini esirgemeyip sürekli moral verip destek olan Yüksek Kimyager Mehmet Ali TEKİNCANLI'ya teşekkür ederim. Tüm öğrenim hayatım boyunca sürekli yanımda olan değerli arkadaşlarım Pınar KAZAZ, Eda MUTLU, Elif KELEŞ, Fatma KELEŞ, Melek YAVUZ İSEN, Ayşe TOKAR, Ruhugül YILDIZOĞLU'na teşekkür ederim iyi ki varsınız.

Zehra Merve CİNAN

Trabzon 2014

TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “Bazı Çekirdeklerde Beta Bozunumunun İncelenmesi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. A.Hakan YILMAZ’ın sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 11.06.2014

Zehra Merve CİNAN

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET.....	VII
SUMMARY.....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XII
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XIII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Nükleer Beta Bozunumunun Genel Özellikleri.....	1
1.2. İzinli Beta Bozunumu.....	7
1.2.1. Yarı-ömürler, İndirgenmiş Geçiş Olasılıkları ve ft Değerleri.....	8
1.2.2. Fermi ve Gamow-Teller Matris Elemanları.....	9
1.2.3. Faz-Uzayı Faktörleri.....	11
1.2.4. Birleşik β^+ ve Elektron Yakalanması Bozunumları.....	14
1.2.5. Q Bozunum Değerleri.....	14
1.2.6. Kısmi ve Toplam Bozunum Yarı-ömürleri, Bozunum Dallanmaları.....	15
1.2.7. Beta Bozunumlarının Sınıflandırılması.....	16
1.3. Bir-Parçacık ve Bir-Boşluk Çekirdeklerinde Beta Bozunum Geçişleri.....	17
1.3.1. Matris Elemanları ve İndirgenmiş Geçiş Olasılıkları.....	17
1.4. Parçacık-Boşluk Çekirdeklerinde Beta Bozunumu Geçişleri.....	18
1.4.1. Çift-Çift Taban Durumundan Beta Bozunumu.....	19
1.4.2. İki-Parçacık-Boşluk Durumları Arasındaki Beta Bozunumu Geçişleri.....	20
1.5. İki-Parçacık ve İki-Boşluk Çekirdeklerinde Beta Bozunumu Geçişleri.....	23
1.5.1. Geçiş Genlikleri.....	23
1.6. Yasak Özgün Beta Bozunumu.....	26

1.6.1.	Birinci-Yasak Beta Bozunumunun Genel Durumları	26
1.6.2.	Birinci-Yasak Özgün Beta Bozunumu	28
1.6.3.	Daha Yüksek-Yasak Özgün Beta Bozunumu	31
1.6.4.	Birkaç-Parçacık ve Birkaç-Boşluk Çekirdeklerinde Yasak Özgün Beta Bozunumu.....	36
1.6.5.	Yasak Özgün Olmayan Beta Bozunumları	38
1.7.	Çift Beta Bozunumu	39
1.8.	Beta Gecikmiş Nükleon Yayınlanması.....	43
1.9.	Beta Bozunumunda Paritenin Korunmaması.....	46
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	55
2.1.	$^{15}_8\text{O}$ 'in Beta Bozunumu	55
2.2.	$^{56}_{28}\text{Ni}$ 'in Beta Bozunumu	57
2.3.	$^{16}_7\text{N}$ 'un Beta Bozunumu	59
2.4.	^6_2He 'un Beta Bozunumu	62
2.5.	$^{18}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{18}_9\text{F} \rightarrow ^{18}_8\text{O}$ Beta Bozunumu Zinciri	64
2.6.	$A = 42$ ve $A = 54$ Çekirdeklerinde Beta Bozunumu.....	69
2.7.	$^{16}_7\text{N}$ 'un Birinci-Yasak Özgün Beta Bozunumu	71
2.8.	$^{40}_{19}\text{K}$ 'un Üçüncü-Yasak Özgün Beta Bozunumu	73
3.	BULGULAR	76
3.1.	Bir-Parçacık ve Bir-Boşluk Çekirdeklerinde Beta Bozunum Geçişleri	76
3.2.	Birinci Yasak Özgün Beta Bozunum Geçişleri	80
3.3.	İkinci Yasak Özgün Beta Bozunum Geçişleri	88
4.	TARTIŞMA VE SONUÇLAR	92
5.	KAYNAKLAR.....	93

ÖZGEÇMİŞ

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

BAZI ÇEKİRDEKLERDE BETA BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ

Zehra Merve CİNAN

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ
2014, 93 Sayfa

Beta bozunumu reaksiyonları nükleer fizikte yoğun olarak incelenen araştırma konularından birisidir.

Bu tez çalışmasında çeşitli bir-parçacık ve bir-boşluk çekirdeklerinin beta bozunumu geçişleri ile çeşitli çekirdeklerin birinci yasak özgün ve ikinci yasak özgün beta bozunumu geçişlerinde kütle eksikliği, bağlanma enerjisi, nükleon başına bağlanma enerjisi, kütle fazlası, Q -değeri ve teorik yarı-ömür hesaplamaları yapıldı. Sonuçların deneysel neticelerle uyum içinde olduğu görüldü.

Anahtar Kelimeler: Beta Bozunumu, Bir-Parçacık, Bir-Boşluk, Q -değeri, Yarı-Ömür, Bağlanma Enerjisi, İzinli Geçişler, Yasaklı Geçişler

Master Thesis

SUMMARY

INVESTIGATION OF BETA DECAY IN SOME NUCLEI

Zehra Merve CİNAN

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physical Graduate Program
Supervisor: Assoc. Prof. A. Hakan YILMAZ
2014, 93 Pages

Beta decay reactions studied extensively in nuclear physics is one of the research topics.

In this thesis, mass defect, binding energy, binding energy per nucleon, mass excess, Q-value and theoretical half-life calculations were done for the beta-decay transitions in the one-particle and one-hole nuclei, first forbidden unique and second forbidden unique nuclei. The results are compatible with experimental results.

Key Words: Beta Decay, One-Particle, One-Hole, Q - value, Half-Life, Binding Energy, Allowed Decay, Forbidden Deca

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

- Şekil 1.1. İmpuls yaklaşımında nükleer β^- , β^+ ve EC bozunumunda sadece tek nükleon zayıf bozunum sürecine katılmaktadır. Ψ_i başlangıç ve Ψ_f son durumları güçlü iki nükleon etkileşimli nükleer A-cisim durumlarıdır. Zayıf-etkileşim köşelerinde antilepton çizgileri zaman içinde geriye gidiş olarak çizilir. Noktası zayıf etkileşim tepesinin gücü G_F Fermi sabitiyle verilir..... 4
- Şekil 1.2. Nükleer beta bozunum süreci, impuls yaklaşımında dahil değildir: $g_{\pi NN}$ çiftlenim sabiti olmak üzere iki nükleon pion değiş tokuşuyla zayıf bozunum yoluyla etkileşir.....5
- Şekil 1.3. g_W zayıf-etkileşme çiftlenim şiddetine sahip baryon ve lepton köşeleriyle etkileşen W^- bozonu yoluyla bir nötronun β^- bozunumu..... 6
- Şekil 1.4. $E_0 = 6$ için ε elektron enerjisinin fonksiyonu olarak yayılan elektronların sayısı $Z = 20$ β^+ bozunumu için, ' $Z = 0$ ' işaretli Fermi fonksiyonlu durum çıkarılmıştır. 13
- Şekil 1.5. $^{48}_{20}\text{Ca}$ 'in bozunumu. $^{48}_{22}\text{Ti}$ 'e süperizinli $\beta\beta$ bozunumu, $^{48}_{21}\text{Sc}$ 'e dördüncü izinsiz tek- β bozunumuna bir seçenektir. 40
- Şekil 1.6. $^{128}_{52}\text{Te}$ 'in tek- β bozunumu enerji bakımından izinsizdir. Fakat $^{128}_{54}\text{Xe}$ 'e $\beta\beta$ bozunumu mümkündür..... 41
- Şekil 1.7. β -gecikmiş nükleon yayınlanmasının şeması. Öncünün β bozunumu, yayınlayıcının nükleon yayınlanmasına karşı kararsız, yüksek uyarılmış durumlarına olur. Yayınlayıcıdaki uyarılmış durumların enerjileri yayınlanan nükleonun enerjisi ile X' ve X'' arasındaki nükleon ayrılma enerjisinin toplamına eşittir (artı yayınlayan çekirdeğin geri tepmesi ile ilgili küçük bir düzeltme). 44
- Şekil 1.8. P, C ve T'nin kütle çekim ve elektromanyetik etkileşmeler üzerindeki etkisi. Her durumda ters çevrilmiş diyagramlar mümkün fiziksel durumları temsil eder ve böylece bu etkileşmeler P, C ve T işlemi altında değişmez kalır. 47
- Şekil 1.9. P işleminin dönen bir cisim üzerine etkisi. Eğer yörünge üzerindeki A, B ve C koordinatları başlangıç noktalarına göre yansıtılırsa ($r \rightarrow -r$), A' , B' ve C' koordinatları elde edilir. Orijinal parçacıklar A'dan B ve C'ye doğru hareket ederlerken yansımış parçacıklar A'dan B' ve C''ye doğru hareket ederler. Açısal momentumun yönünü belirlemek için sağ el kuralını kullanarak hem l'nin hem de l'nün yukarı doğru olduğunu buluruz. Böylece l, P işlemiyle işaret değiştirmez, böyle vektörlere aksenal vektörler denir. (P işlemiyle işaret değiştiren vektörlere kutupsal polar vektörler denir.) 48
- Şekil 1.10. P, C ve T'nin nükleer fizik testleri 49

- Şekil 1.11. $^{60}_{27}\text{Co}$ 'ın bozunumunda parite korunumunun ihlal edilmesini incelemek için yapılan deneyin şeması. Solda, deneyde kullanılan düzenek görülmektedir; radyoaktif kaynağı 0,01K kadar soğutmak için sezyum magnezyum nitrat kristali kullanılır. Sağ altta, gözlenen β sayma hızları gösterilmiştir. Manyetik alan yönünün ters çevrilmesi çekirdeklerin P işlemine maruz kalmasına özdeştir (Şekil (1.10) ve (1.13)'e bakınız.). Eğer P ihlal edilmeseydi asimetri olmazdı ve alanın yukarı doğru olduğu zaman eğri, aşağı doğru olduğu zaman elde edilen eğri ile çakışırdı. Asimetrimin 8 dakika civarında bitmesi kaynağın giderek ısınmasından ileri gelir. $^{60}_{27}\text{Co}$ çekirdeklerinin kutuplanmasındaki kayıp gözlenen γ -ışını hızları ile temsil edilir. Veriler C. S. Wu et al., Phys. Rev. 105, 1413 (1957)'den alınmıştır. 51
- Şekil 1.12. C.S. Wu ve arkadaşlarının $^{60}_{27}\text{Co}$ 'ın β -bozunumunda parite korunumunun ihlalini incelemek için yaptıkları deneylerin sonuçları. Deneysel noktalar, bozunan $^{60}_{27}\text{Co}$ çekirdeklerinin kutuplanma doğrultusu (spin doğrultusu) ile bir θ açısı yapan doğrultuda gözlenen β -şiddetini verir. Koyu çizgi şiddetin $1 + AP \cos \theta$ ile değiştiği Fermi teorisi ile hesaplanan değerleri verir. Burada P, nükleer kutuplanmaya bağlı bir parametredir. Eğer parite β -bozunumunda ihlal edilmemiş olsaydı 0° ve 180° 'deki şiddetler eşit olurdu. L. M. Chirovsky et al., Phys. Lett. B 94, 127 (1980). 52
- Şekil 1.13. P,C ve birleştirilmiş CP aynalarında kutuplanmış $^{60}_{27}\text{Co}$ deneyi. 53
- Şekil 2.1. $1/2^-$ taban durumundaki $^{15}_8\text{O}$ 'ın $1/2^-$ taban durumundaki $^{15}_7\text{N}$ 'a süperizinli beta bozunumu. Bozunum β^+/EC bozunum biçiminde devam eder. Deneysel yarı-ömür, Q değeri, dallanma ve log ft değeri verilmiştir. 55
- Şekil 2.2. $^{56}_{28}\text{Ni}$ taban durumundan $^{56}_{27}\text{Co}$ uyarılmış durumuna beta bozunumu. Bozunum β^+/EC tarzı üzerinden oluşur ve Tablo 1.4'den görülebileceği gibi ayrıcalıksız izinli türdendir. Deneysel yarı-ömür, Q değeri, dallanma ve log ft değeri verilmiştir. 58
- Şekil 2.3. $^{16}_7\text{N}$ 'in 2^- taban durumundan $^{16}_8\text{O}$ 'ın uyarılmış ve taban durumlarına β^- bozunumu. Deneysel yarı-ömür, Q değeri, dallanmalar ve log ft değerleri gösterilmiştir [1]. Gamow-Teller bozunumu $3^-, 1^-$ ve 2^- durumlarında meydana gelir. 2^- son durumuna göre de Fermi bozunumu mümkündür. 0^+ taban durumu bozunumu da ilk-yasak özgündür. 60
- Şekil 2.4. ^6_2He 'un 0^+ taban durumundan ^6_3Li 'un 1^+ taban durumuna süperizinli β^- bozunumu. Deneysel yarı-ömür, Q değeri, dallanma ve log ft değeri verilmiştir. 62
- Şekil 2.5. $^{18}_{10}\text{Ne}$ 'un 0^+ taban durumundan $^{18}_9\text{F}$ 'un 0^+ ve 1^+ taban durumuna beta bozunumları ile $^{18}_9\text{F}$ 'un 1^+ taban durumundan $^{18}_8\text{O}$ 'ın 0^+ taban durumuna beta bozunumu. Bozunumlar β^+/EC biçiminde ilerleyecektir. Deneysel yarı-ömürler, Q değerleri, dallanmalar ve log ft değerleri verilmiştir [1]. 64
- Şekil 2.6. $^{18}_{10}\text{O}$, $^{18}_9\text{F}$ ve $^{18}_{10}\text{Ne}$ iki-parçacık çekirdeklerinin deneysel düşük enerji spektrumları. Sadece $^{18}_9\text{F}$ için pozitif parite durumları gösterilmiştir. Coulomb enerjisi çıkarılmış ve ilgili durumların izospin kuantum sayıları gösterilmiştir. 65

Şekil 2.7.	$^{42}_{22}\text{Ti}$ 'un 0^+ taban durumundan $^{42}_{21}\text{Sc}$ 0^+ ve 1^+ durumlarına süperizinli beta bozunumu. Ayrıca $^{42}_{21}\text{Sc}$ 'un 0^+ taban durumu ve 7^+ uyarılmış durumundan $^{42}_{20}\text{Ca}$ 'un 0^+ taban durumu ve 6^+ uyarılmış durumuna bozunumu gösterilmiştir, Fermi geçişi süperizinlidir. Bozunumlar β^+/EC şeklinde ilerler. Deneysel yarı-ömürler, Q değerleri, dallanmalar ve log ft değerleri verilmiştir. Parantez içindeki sayılar hesaplanan log ft değerleridir.	69
Şekil 2.8.	$^{54}_{27}\text{Co}$ 'un 0^+ taban durumu ve 7^+ uyarılmış durumundan $^{54}_{26}\text{Fe}$ 0^+ taban durumu ve 6^+ uyarılmış durumuna beta bozunumu. Fermi geçişi süperizinlidir. Bozunumlar β^+/EC şeklinde ilerler. Deneysel yarı-ömürler, Q değerleri, dallanmalar ve log ft değerleri verilmiştir. Parantez içindeki sayılar hesaplanan log ft değerleridir [1].....	70
Şekil 2.9.	$^{40}_{19}\text{K}$ ve $^{40}_{21}\text{Sc}$ 'un 4^- taban durumlarından $^{40}_{20}\text{Ca}$ 'un negatif paritesinin 0^+ taban durumu ve beş uyarılmış durumlarına beta bozunumları. Bozunumlar sırasıyla β^- ve β^+/EC bozunum biçimleri üzerinden oluşur. Deneysel yarı-ömürler, Q değerleri, dallanmalar ve log ft değerleri verilmiştir. Gamow-Teller bozunumları 3^- , 4^- ve 5^- durumlarına gider. Fermi bozunumu da 4^- son durumuna gider. Son 0^+ taban durumu için bozunumlar 3. yasak özüdür.	73
Şekil 3.1.	Tablo 3.1'de verilmiş olan çekirdeklerin bağlanma enerjileri.....	77
Şekil 3.2.	Tablo 3.2'de verilmiş olan çekirdeklerin log f_0 değerleri	78
Şekil 3.3.	Tablo 3.2'de verilmiş olan çekirdeklerin logft değerleri.....	78
Şekil 3.4.	Tablo 3.2'de verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri	79
Şekil 3.5.	Tablo 3.2'de verilmiş olan çekirdeklerin nötron sayılarına karşılık gelen yarı ömürler	79
Şekil 3.6.	Tablo 3.3'de verilmiş olan çekirdeklerin bağlanma enerjileri.....	86
Şekil 3.7.	Tablo 3.4'te verilmiş olan çekirdeklerin log f_{1u} değerleri	86
Şekil 3.8.	Tablo 3.4'te verilmiş olan çekirdeklerin deneysel ve teorik log $f_{1u}t$ değerleri.....	87
Şekil 3.9.	Tablo 3.4'te verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri	87
Şekil 3.10.	Tablo 3.4'te verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri.....	88
Şekil 3.11.	Tablo 3.6'da verilmiş olan çekirdeklerin bağlanma enerjileri.....	89
Şekil 3.12.	Tablo 3.7'de verilmiş olan çekirdeklerin logft değerleri.....	90
Şekil 3.13.	Tablo 3.7'de verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri	90
Şekil 3.14.	Tablo 3.7'de verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri	91

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1.1. Beta bozunumu süreçlerindeki fermiyonlar için Q elektrik yükü, B baryon sayısı, L lepton sayısı, m kütle değerleri	1
Tablo 1.2. İzinli beta bozunum geçişleri için seçim kuralları.....	7
Tablo 1.3. $M_{GT}(ab)$ Gamow-Teller Tek-Parçacık Matris Elemanları.....	11
Tablo 1.4. log ft değerlerine göre beta bozunumu geçişlerinin sınıflandırılması	16
Tablo 1.5. CS faz düzeninde $m_{CS}^{(1u)}(ab)$ nükleer tek-parçacık matris elemanları derecelendirilmesi	31
Tablo 1.6. K. yasak özgün beta bozunumu geçişlerinin tanıtılması	32
Tablo 1.7. CS faz düzeninde $m^{(2u)}(ab)$ nükleer tek-parçacık matris elemanlarının derecelendirilmesi	35
Tablo 1.8. CS faz düzeninde $m^{(3u)}(ab)$ nükleer tek-parçacık matris elemanlarının derecelendirilmesi	36
Tablo 1.9. K. yasak özgün olmayan beta bozunumu geçişlerinin tanıtılması	39
Tablo 3.1. Bir-parçacık ve bir-boşluk çekirdeklerinin atomik kütleleri, hesaplanan kütle eksikliği (Δm), bağlanma enerjisi (B), nükleon başına bağlanma enerjisi (B/A) ve kütle fazlası (δA) değerleri	76
Tablo 3.2. Bir-parçacık ve bir-boşluk çekirdeklerinde β^+/EC geçişleri için hesaplanan Q_{β^+} ile Q_{EC} değerleri, log f_0 ve log ft değerleri ve yarı-ömürler[1].....	77
Tablo 3.3. Birinci yasak özgün bozunum yapan çekirdeklerin atomik kütleleri, hesaplanan kütle eksikliği (Δm), bağlanma enerjisi (B), nükleon başına bağlanma enerjisi (B/A) ve kütle fazlası (δA) değerleri	80
Tablo 3.4. Birinci yasak özgün bozunum yapan çekirdeklerin hesaplanan Q, log f_{1u} , teorik ve deneysel log $f_{1u} t$ değerleri ile teorik ve deneysel yarı-ömürleri	83
Tablo 3.5. Birinci yasak özgün bozunum yapan çekirdekler ve nükleer spinleri.....	84
Tablo 3.6. İkinci yasak özgün bozunum yapan çekirdeklerin atomik kütleleri, hesaplanan kütle eksikliği (Δm), bağlanma enerjisi (B), nükleon başına bağlanma enerjisi (B/A) ve kütle fazlası (δA) değerleri	88
Tablo 3.7. İkinci yasak özgün bozunum yapan çekirdeklerin hesaplanan Q ve log ft değerleri ile teorik ve deneysel yarı-ömürleri	89

KISALTMALAR VE SEMBOLLER DİZİNİ

A	: Kütle Numarası
B	: Bağlanma Enerjisi
B/A	: Nükleon Başına Bağlanma Enerjisi
BR	: Biedenharn-Rose Faz Düzeni
CS	: Condon-Shortley Faz Düzeni
dak	: Dakika
E_0	: Son Nokta Enerjisi
e^-	: Elektron
e^+	: Pozitron
F	: Fermi Fonksiyonu
f	: Faz Uzayı Faktörü
J	: Açısal Momentum
M_F	: Fermi Matris Elemanı
M_{GT}	: Gamow-Teller Matris Elemanı
MeV	: Milyon Elektron Volt
N	: Nötron Sayısı
n	: Nötron
O	: Matris Elemanı
p	: Proton
s	: saniye
S	: Spin
$t_{1/2}$: Yarı-ömür
Z	: Proton Sayısı
$ HF\rangle$: Hartree-Fock Dalga Fonksiyonu
$\bar{\nu}_e$: Elektron Antiötrinosu
ν_e	: Elektron Nötrinosu
π	: Parite
Δm	: Kütle Eksiği
δA	: Kütle Fazlası

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Nükleer Beta Bozunumunun Genel Özellikleri

Elektro-zayıf etkileşmelerin genel yapısı altında beta bozunumunun genel niteliksel özelliklerini inceledik [2, 3, 4]. Bu model “standart model” olarak adlandırılır. Standart modeldeki beta-bozunum yöntemleri elektrik yükü, lepton sayısı ve lepton sayısının korunumu ile belirlenir [1].

Yük sıfır, $+e$, $-e$ veya $\pm e$ ‘un tam katları olabilir. Lepton sayısı iki değer alır: leptonlar için $+1$ ve antileptonlar için -1 . Elektron, müon ve tau gibi lepton türlerinin her biri için standart modelde lepton sayıları korunur. Sonuç olarak baryon sayısı baryonlar için $+1$ ve antibaryonlar için -1 ’dir.

Bu çalışmada tartışılan beta-bozunum süreçlerinde yer alan parçacıklar elektron (e^-), pozitron (e^+), proton (p), nötron (n), elektron nötrinosu (ν_e) ve elektron antinötrinosu ($\bar{\nu}_e$)’dur. Bu parçacıklar elektrik yükü, baryon sayısı, lepton sayısı ve durgun-kütle enerjisiyle birlikte Tablo 1.1’de listelenmiştir.

Tablo 1.1. Beta bozunumu süreçlerindeki fermiyonlar için Q elektrik yükü, B baryon sayısı, L lepton sayısı, m kütle değerleri

PARÇACIK	q	B	L	m (MeV/c ²)
elektron (e^-)	-e	0	+1	0.511
pozitron (e^+)	+e	0	-1	0.511
Elektron nötrinosu (ν_e)	0	0	+1	0
Elektron antinötrinosu ($\bar{\nu}_e$)	0	0	-1	0
proton (p)	+e	+1	0	938.3
nötron (n)	0	+1	0	939.6

Standart modelde Dirac nötrinosu olarak adlandırılan nötrino ve antinötrinosu olarak dikkate alınır. Bazı daha ayrıntılı teorik parçacık fiziği senaryolarında, standart modelin büyük-birleşik teorilerinde ve süpersimetrik uzantılarında nötrinolar sıfırdan farklı kütleyle sahiptir ve nötrino kendi taneciği ($\nu = \bar{\nu}$) olabilir; yani böylesi nötrino Majorana parçacığı adını alır. Ayrıca lepton sayısı korunumu bozulabilir ve bu lepton salınımlarına yol açar.

Lepton sayısı korunumunun bozulması daha egzotik yeni bozunum yöntemlerine yol açar. Örneğin; nötrinossuz çift beta bozunumundaki gibi bu elektron lepton sayısını iki birim değiştirir[5]. Başka bir örnek ise lepton korunumunu ihlal eden elektron-müon dönüşümüdür [6]. Ne lepton ihlali ne de nötrininin karakteri (Dirac ya da Majorana) bu çalışmadaki sonuçları ölçülebilir yolda etkilemektedir.

Bu çalışmadaki ilgili korunum yasalarıyla uyumlu üç süreç şu şekildedir:

- β^- Bozunumu



Bu süreç her ikisi de baryon olan serbest nötronun serbest protona bozunumunu tanımlar. Ayrıca, son durum bir lepton ve bir antilepton içerir. Bu bozunum nötron ve proton arasındaki kütle farkından dolayı izinlidir. İlgili bozunma enerjisi, yani son durum parçacıklarının kinetik enerjisi olarak salınan enerji

$$Q_{\beta^-} = m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2 > 0 \quad (1.2)$$

olur. Q bozunum enerjisi aynı zamanda bozunumun Q değeri olarak adlandırılır.

- β^+ Bozunumu



Bu süreç bir antilepton ve bir lepton eşliğinde protonun nötrona bozunumunu tanımlar. Bu bozunum biçimi serbest proton için izinli değildir. Bununla birlikte bu; mevcut olan nötron-proton kütle farkı ve m_{e^+} pozitron kütlesi oluşturmak için gereken ekstra enerjideki çekirdekte izinlidir.

Q niceliği bu durumda negatiftir,

$$Q_{\beta^+} = m_p c^2 - m_n c^2 - m_e c^2 < 0 \quad (1.4)$$

- Elektron Yakalama (EC)



Burada bir proton elektron yakalar ve nötron ile elektron nötrinosuna dönüşür. Bu sürecin Q değeri

$$Q_{EC} = m_p c^2 + m_e c^2 - m_n c^2 < 0 \quad (1.6)$$

olur. Bundan dolayı elektron yakalaması sadece nükleer ortamda ekstra enerji verilirse oluşur.

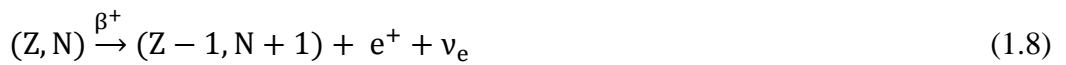
Bütün bu süreçler çekirdeğin çoklu-cisim ortamında oluşabilir. Özellikle nükleer ortam $Q < 0$ olduğu için serbest uzayda devam etmesi mümkün olmayan β^+ ve EC süreçlerine izin verir.

Serbest-uzay süreçlerine karşılık gelen Denklem (1.1), (1.3) ve (1.5) nükleer süreçleri sonraki sayfada tanımlandı.

- Nükleer β^- Bozunumu: Bu süreç Z nükleer yük sayısı bir birim arttırılmış iki izobarı içerir.



- Nükleer β^+ Bozunumu: Bu süreç Z nükleer yük sayısı bir birim azaltılmış iki izobarı içerir.



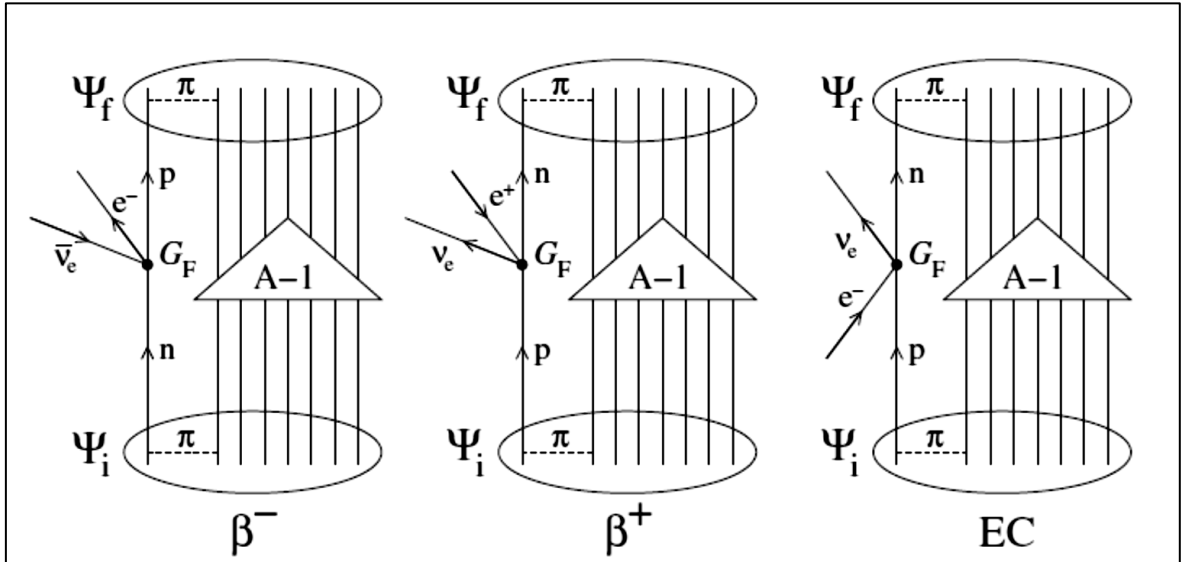
- Nükleer Elektron Yakalanması (EC) Bozunumu: Bu süreç Z nükleer yük sayısı bir birim azaltılmış iki izobarı içerir.



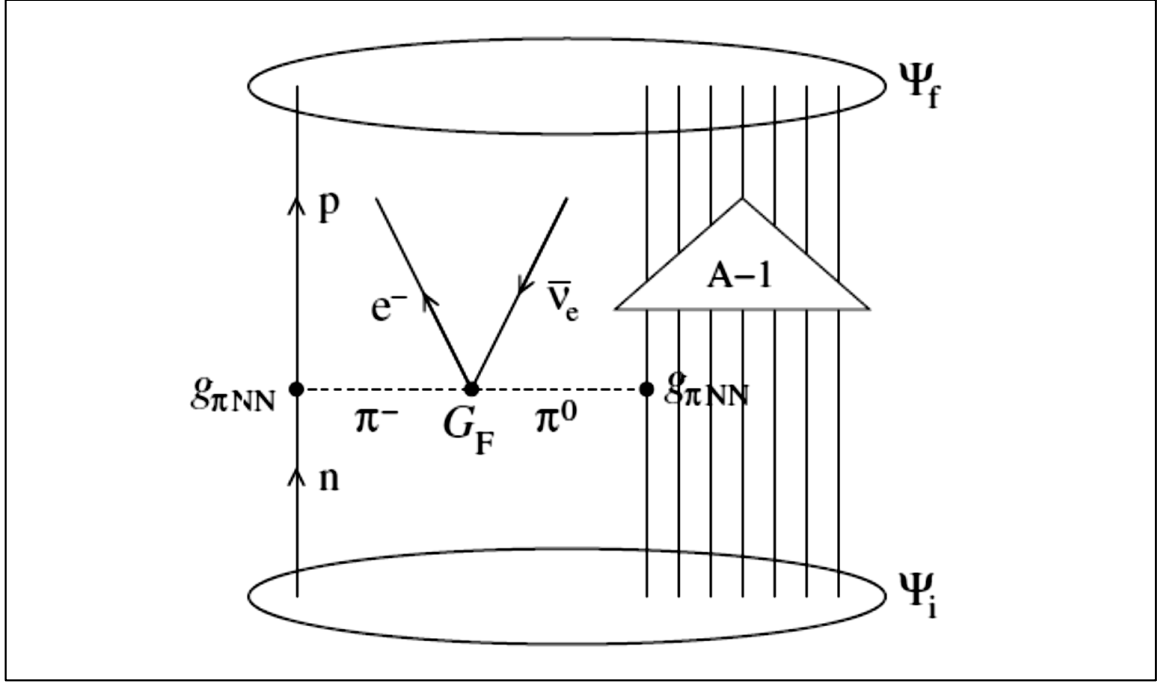
Elektron genellikle çekirdek bölgesindeki büyük değerli dalga fonksiyonuna sahip olan s yörüngesinden yakalanır.

(1.7)-(1.9) süreçlerinin her birinin Q değeri son durum leptonlarının toplam kinetik enerjisi olarak tanımlanır. Çekirdeklerin çoklu-cisim yönlerine bağlı değerleri kütle farklarının yansıtılmasıyla ilgilidir. Bu süreçler Şekil(1.1)'deki Feynman diyagramlarıyla gösterilmiştir.

Nükleer beta bozunumunda, bozunan çekirdek tam bozunma anında sadece zayıf etkileşimi hisseder ve çekirdeğin kalan nükleonlarıyla nükleer kuvvet yoluyla etkileşmez. Böylece $A - 1$ nükleon zayıf bozunum sürecine katılmaz. Sadece başlangıç ve son nükleer çoklu-cisim durumları diğer $A - 1$ nükleonla güçlü aktif nükleon kuvvetli etkileşme yapar. Bu yaklaşım impuls yaklaşımı olarak adlandırılır. İmpuls yaklaşımının ötesinde beta bozunumunun tanımı Şekil(1.2)'de gösterilen süreçleri içerir.



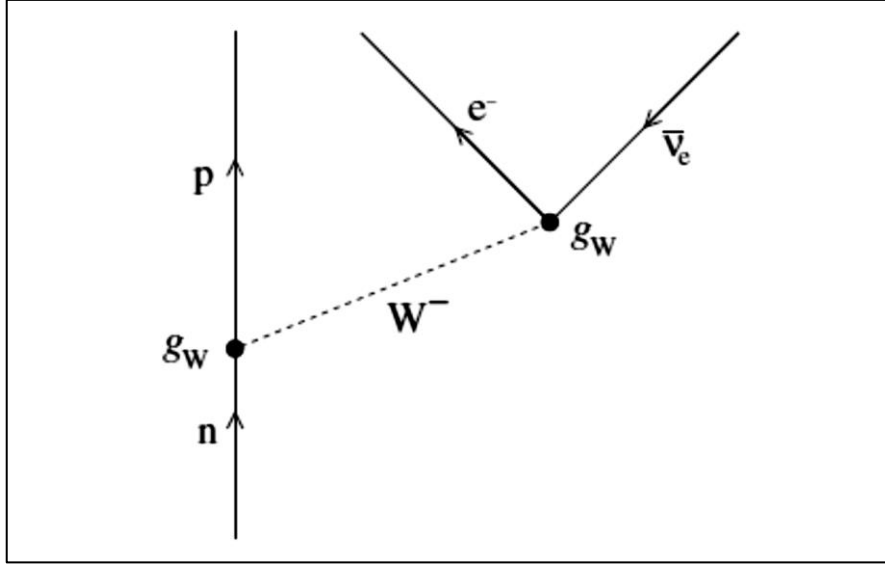
Şekil 1.1. İmpuls yaklaşımında nükleer β^- , β^+ ve EC bozunumunda sadece tek nükleon zayıf bozunum sürecine katılmaktadır. Ψ_i başlangıç ve Ψ_f son durumları güçlü iki nükleon etkileşimli nükleer A-cisim durumlarıdır. Zayıf-etkileşim köşelerinde antilepton çizgileri zaman içinde geriye gidiş olarak çizilir. Noktasız zayıf etkileşim tepesinin gücü G_F Fermi sabitiyle verilir.



Şekil 1.2. Nükleer beta bozunum süreci, impuls yaklaşımında dahil değildir: $g_{\pi NN}$ çiftlenim sabiti olmak üzere iki nükleon pion değiş tokuşuyla zayıf bozunum yoluyla etkileşir.

Şekil(1.1)'de nükleonların akış çizgisi nükleon akımı veya daha genel olarak zayıf hadronik akım olarak adlandırılır. Benzer şekilde leptonları içeren akış çizgisi zayıf leptonik akım olarak adlandırılır. Hadronik ve leptonik akımlar zayıf etkileşim tepesinde etkileşirler. Tepe nükleer beta bozunumunun enerji alanında noktasal olarak tarif edilebilir. Bu adını Fermi'den alan G_F etkin bozunum kuvvet sabitine W^\pm değiş-tokuş ağır vektör bozonlarının etkisini içerir.

Zayıf bozunuma daha yakından bakmak istersek daha fazla mekanizma içeren sistemlerle karşılaşırız. Bu mekanizma β^- bozunumu için Şekil(1.3)'de gösterilmiştir. Nötronun protona bozunumu $m_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$ kütleli negatif yüklü W bozonunun yayınlanması ile oluşur. Bu köşedeki etkileşimin şiddeti g_W zayıf-etkileşim çiftlenim sabitiyle verilir. Büyük kütesinden dolayı W^- çok kısa mesafeye yayılır ve sonra g_W çiftlenim sabitiyle antinötrino ve elektrona bozunur.



Şekil 1.3. g_W zayıf-etkileşme çiftlenim şiddetine sahip baryon ve lepton köşeleriyle etkileşen W^- bozonu yoluyla bir nötronun β^- bozunumu.

Bu süreç akım-akım etkileşimi olarak adlandırılır. İki akım arasındaki etkileşime ağır yüklü vektör bozonu aracılık etmektedir. Bozonlara bu yüklü etkileşim aracılık ettiğinden ilgili zayıf akımlar yüklü zayıf akımlar olarak adlandırılır. Onlar nötr zayıf akımlardan ayırt edilir; burada aracı nötr olan ağır Z^0 bozonudur. Yüklü zayıf akımlar tarafından devam eden süreçler yük değişimini kapsar oysa ki nötr zayıf akımlarda bu işlem yoktur. Şekil(1.1)'de tasvir edilen tüm nükleer beta bozunum çeşitleri yüklü-akım süreçleridir.

Etkin G_F çiftlenim sabitli nükleer beta bozunumunun küçük enerjisi ve W bozonunun büyük kütlesi nedeniyle meydana gelen bu durum şöyle yazılabilir [7]

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8(m_W c^2)^2} \quad (1.10)$$

İyi bir yaklaşım için Şekil(1.1)'de meydana gelen basit durumla Şekil(1.3) karışık bozunum modelinin yerini alabilir. Şekil(1.3)'ün iki bozunum çizgisi G_F etkili çiftlenim sabitli bir etkili köşe tarafından değiştirilir. Etkin köşe noktamsı akım-akım etkileşimini tanımlar.

1.2. İzinli Beta Bozunumu

Tanınm gereği, izinli β^\pm bozunumunda son-durum leptonları çekirdeğe ait bir s durumundan ($l=0$) dışarı salınır. Benzer şekilde, izinli elektron yakalanmasında başlangıçtaki elektron s kabuğundadır ve son nötrino çekirdeğe ait bir s durumundadır. Bu nedenle leptonların yörünge açısız momentumu nükleer toplam açısız momentuma dönüşemez.

Diğer beta bozunum süreçleri lepton yörünge açısız momentumunun yüksek değerlerini içerir ve geleneksel olarak yasaklanmış beta geçişleri diye adlandırılırlar. Bu tarihsel terim, geçişler tamamen yasaklı olmadığından sadece izinli beta bozunumlarına ait büyük engel olduğundan yanıltıcıdır.

Her yörünge açısız momentumuna ek olarak leptonların her biri $s = \frac{1}{2}$ spinine sahiptir. Bundan dolayı β^\pm bozunumunda son-durum leptonları $S = 0$ veya $S = 1$ toplam spiniyle çiftlenebilir. Elektron yakalanmasında uygun işaretlerle ilk proton ve elektron $j \pm \frac{1}{2}$ için çiftlenebilir ve son nötron ve nötrino ise $j \pm \frac{1}{2}$ veya $j \mp \frac{1}{2}$ için çiftlenebilir. Bu nedenle bütün durumlarda lepton spinleri nükleer toplam açısız momentumun 0 veya 1 olması nedeniyle değişebilir. İzinli beta bozunumunda açısız momentum değişimi olmayan geçişler Fermi geçişleri olarak adlandırılırlar ve bir birim açısız momentum değişimiyle bunlar Gamow-Teller geçişleri olarak adlandırılırlar. Ayrıca dikkat edilmesi gereken bir diğer nokta burada izinli geçişte parite değişimi için kaynak olmamasıdır. İzinli beta bozunumu için seçim kuralları Tablo 1.2'de verilmiştir. Burada $J_i(J_f)$ π paritesine yönelik ilk(son) nükleer durumun açısız momentumudur. Leptonik ve hadronik zayıf yüklü akımlarının etkileşiminden beta bozunum geçiş genliklerinin türetilmesi önemli değildir [8,9].

Tablo 1.2. İzinli beta bozunum geçişleri için seçim kuralları

Geçişin Türü	$\Delta J = J_f - J_i $	$\pi_i \pi_f$
Fermi	0	+1
Gamow-Teller	1 ($J_i = 0$ veya $J_f = 0$)	+1
Gamow-Teller	0,1 ($J_i > 0, J_f > 0$)	+1

1.2.1. Yarı-ömürler, İndirgenmiş Geçiş Olasılıkları ve ft Değerleri

Gama bozunumunda olduğu gibi beta bozunumu içinde T_{fi} geçiş olasılığı zamana bağlı pertürbasyon teorisinin ‘altın kuralı’ ile hesaplanır. Bu ifade yarı-ömürle ilişkilidir.

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{T_{fi}} \quad (1.11)$$

Sonuç olarak ortaya çıkan ifade

$$t_{1/2} = \frac{\kappa}{f_0(B_F + B_{GT})} \quad (1.12)$$

şeklindedir. Buradaki sabit [10]

$$\kappa = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_e^5 c^4 G_F^2} \quad (1.13)$$

şeklindedir. f_0 lepton kinematiklerini içeren faz-uzayı integralidir, B_F ve B_{GT} ise Fermi ve Gamow-Teller indirgenmiş geçiş olasılıklarıdır. Geleneksel olarak şu faktörlere ayrılırlar;

$$B_F \equiv \frac{g_V^2}{2J_i+1} |M_F|^2, B_{GT} \equiv \frac{g_A^2}{2J_i+1} |M_{GT}|^2 \quad (1.14)$$

Burada J_i ilk nükleer durumun açıl momentumudur, g nicelikleri aşağıda tartışılacak olan çiftlenim sabitleridir ve M nicelikleri ise matris elemanlarıdır [1].

$f_0 t_{1/2}$ niceliği izinli beta bozunum geçişinin ft değeri olarak adlandırılır. Bu özellikle indirgenmiş matris elemanlarını içeren nükleer yapıya bağlıdır. Bunun adı ayrıca bazen karşılaştırmalı yarı-ömür [11] veya indirgenmiş yarı-ömür [8,9] olarak belirtilir.

$g_V = 1.0$ faktörü zayıf etkileşimlerin vektör çiftlenim sabitidir ve bu değer standart modelin CVC (korunumlu vektör kavramı) hipotezinden belirlenir. $g_A = 1.25$ faktörü zayıf etkileşimlerin aksel-vektör çiftlenim sabitidir ve bu değer standart modelin PCAC (kısmen korunumlu aksel-vektör akımı) hipotezinden belirlenir. Çekirdekte, g_A değeri çoklu-nükleon korelasyonlarından etkilenir; bazen %20-30 oranına indirgenmiş değeri

kullanılır. Genel kabul serbest-nükleon değerinin yeterince doğru olduğudur. Böylece bu değerleri kullandık:

$$g_V = 1.0 , g_A = 1.25 \quad (1.15)$$

Denklem (1.12) yarı-ömür ifadesinde vektör ve eksenel-vektör çiftlenim sabitlerinin her ikisinin varlığı zayıf etkileşimlerin parite korunumu olmayan yapısını yansıtır. Vektör ve eksenel-vektör bölümleri ters uzay dönüşüm simetrisine sahiptir, yani vektör kısmı için $V(-r) = -V(r)$ ve eksenel-vektör kısmı için $A(-r) = +A(r)$ 'dir. Lepton akımı için parite korunumunun ihlali maksimumdur ve ayrıca vektör ve eksenel-vektör katkıları arasındaki eşit bölünmeyle leptonik katkı için zayıf etkileşim genlikleri $V - A$ kombinasyonunu içerir. Aynısı hadronlar için kuark düzeyinde olur. Hadronik akımda eksenel-vektör katkısı kuarklar arasındaki renk kuvvetleri nedeniyle renormalizedir ve $V - (g_A/g_V)A = V - 1.25 A$ kombinasyonu geri kazanılır. Zayıf yüklü akımların bu 'vektör-eksenel vektör' yapısı zayıf etkileşimlerin bir tür gösterimidir [1].

ft değerlerinin genellikle büyük olmasından dolayı onları 'log ft değerleri' ifadesiyle açıklamak mümkündür. log ft değeri şu şekilde tanımlanır;

$$\log ft \equiv \log_{10}(f_0 t_{1/2}[s]) \quad (1.16)$$

Logaritma için f_0 boyutsuz olduğundan sağ taraftaki yarı-ömür ifadesinin boyutsuz bir nicelik olarak ifade edilmesi gereklidir. log ft değeri verilmiş yarı-ömür ifadesi şu şekildedir:

$$t_{1/2} = 10^{\log ft - \log f_0} s \quad (1.17)$$

1.2.2. Fermi ve Gamow-Teller Matris Elemanları

Denklem (1.14) indirgenmiş geçiş olasılıkları Fermi matris elemanı M_F [12] ve Gamow-Teller matris elemanı M_{GT} 'i [13] içerir. Bunların içindeki ilk ve son nükleer dalga fonksiyonları nükleer yapı bilgisini verir. Fermi işlemcisi sadece 1 birim ve Gamow-Teller işlemcisi σ Pauli spin işlemcisidir. Bu işlemciler oluşturulan basit skaler ve eksenel-vektör

işlemcileri olup Tablo 1.2'deki seçim kurallarından üretilirler. Teorik olarak işlemciler uygun relativistik işlemin sınırlayıcı ifadeleri olarak elde edilebilirler. Fermi ve Gamow-Teller nükleer matris elemanları şu şekilde yazılabilir;

$$M_F \equiv (\xi_f | 1 | \xi_i) = \delta_{J_i J_f} \sum_{ab} M_F(ab) (\xi_f | [c_a^\dagger \tilde{c}_b]_0 | \xi_i) \quad (1.18)$$

$$M_{GT} \equiv (\xi_f | \sigma | \xi_i) = \sum_{ab} M_{GT}(ab) (\xi_f | [c_a^\dagger \tilde{c}_b]_1 | \xi_i) \quad (1.19)$$

Denklem (1.18) ve (1.19)'un sağ tarafındaki indirgenmiş matris elemanları şöyledir;

$$M_F(ab) = (a | 1 | b) = \delta_{ab} \hat{1}_a = (n_a l_a j_a | 1 | n_b l_b j_b) = \delta_{n_a n_b} \delta_{l_a l_b} \delta_{j_a j_b} \hat{1}_a \quad (1.20)$$

$$\begin{aligned} M_{GT}(ab) &= \frac{1}{\sqrt{3}} (a | \sigma | b) \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} (n_a l_a j_a | \sigma | n_b l_b j_b) \\ &= \sqrt{2} \delta_{n_a n_b} \delta_{l_a l_b} \hat{1}_a \hat{1}_b (-1)^{l_a + j_a + \frac{3}{2}} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j_b & j_a & l_a \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (1.21)$$

β^- bozunumu için a proton işareti ve b nötron işaretidir, öte yandan β^+ bozunumu ve elektron yakalanması için a nötron işareti ve b proton işaretidir.

Fermi ve Gamow-Teller tek-parçacık matris elemanları serbestlik derecesi olmayan orbital geçiş işlemcilerinde mevcut olduğundan CR(Condon-Shortley) ve BR(Biedenharn-Rose) faz düzenlerinde aynıdır. Tek-parçacık matris elemanlarının simetri özellikleri şöyledir ;

$$M_F(ba) = M_F(ab) \quad (1.22)$$

$$M_{GT}(ba) = (-1)^{j_a + j_b + 1} M_{GT}(ab) \quad (1.23)$$

En düşük l_j kombinasyonları için Gamow-Teller tek-parçacık matris elemanları Tablo 1.3'de gösterilmiştir. Denklem (1.21)'de gerekli olan bu matris elemanları $\Delta n = 0$ olduğu sürece n'den bağımsızdır ve $\Delta l = 0$ seçim kuralına uyarlar.

Tablo 1.3. $M_{GT}(ab)$ Gamow-Teller Tek-Parçacık Matris Elemanları

a/b	$s_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{1/2}$	$d_{5/2}$	$d_{3/2}$	$f_{7/2}$	$f_{5/2}$	$g_{9/2}$
$s_{1/2}$	$\sqrt{2}$	0	0	0	0	0	0	0
$p_{3/2}$	0	$2\sqrt{5}/3$	$-4/3$	0	0	0	0	0
$p_{1/2}$	0	$4/3$	$-\sqrt{2}/3$	0	0	0	0	0
$d_{5/2}$	0	0	0	$\sqrt{14/5}$	$-4/\sqrt{5}$	0	0	0
$d_{3/2}$	0	0	0	$4/\sqrt{5}$	$-2/\sqrt{5}$	0	0	0
$f_{7/2}$	0	0	0	0	0	$2\sqrt{6/7}$	$-4\sqrt{2/7}$	0
$f_{5/2}$	0	0	0	0	0	$4\sqrt{2/7}$	$-\sqrt{10/7}$	0
$g_{9/2}$	0	0	0	0	0	0	0	$\frac{1}{3}\sqrt{110/3}$

1.2.3. Faz-Uzayı Faktörleri

Denklem (1.12) yarı-ömür faz uzayı faktörünün biçiminde integrali alınmış leptonik faz uzayını içerir ve bazen Fermi integrali olarak adlandırılır. β^\mp bozunumu için faz uzayı faktörü

$$f_0^{(\mp)} = \int_1^{E_0} F_0(\pm Z_f, \varepsilon) p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (1.24)$$

olur. Burada F_0 Fermi fonksiyonudur ve burada

$$\varepsilon \equiv \frac{E_e}{m_e c^2}, E_0 \equiv \frac{E_i - E_f}{m_e c^2}, p \equiv \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \quad (1.25)$$

olup, E_e yayılan elektron veya pozitronun toplam enerjisi ve E_i ile E_f enerjileri ilk ve son durumun nükleer enerjileridir. Elektron yakalanması için faz-uzayı faktörü

$$f_0^{(EC)} = 2\pi(\alpha Z_i)^3 (\varepsilon_0 + E_0)^2 \quad (1.26)$$

$$\varepsilon_0 \equiv \frac{m_e c^2 - B}{m_e c^2} \approx 1 - \frac{1}{2}(\alpha Z_i)^2 \quad (1.27)$$

ile verilir. Burada B atomik 1s orbitalindeki elektronun bağlanma enerjisi ve α ince yapı sabiti olup $\alpha \approx \frac{1}{137}$ olarak verilir.

Denklem (1.27) genellikle iyi bir yaklaşım değildir çünkü basit relativistik olmayan s-elektron dalga fonksiyonunu olduğunu varsayar. Yaklaşım $\alpha Z_i \ll 1$ olduğunda hafif çekirdekler için geçerlidir ve $Z_i < 40$ pratik bir kural olarak kabul edilir. Küçük bozunma enerjileri için ek düzeltmeler atomik elektronlar tarafından nükleer yükün bölünmesinden ve sonlu nükleer büyüklükten kaynaklanır. Bu çalışmada tartışılan durumlar için bozunma enerjileri, elektron yakalanması dalı β^+ dalına göre çok küçük olduğundan çok büyüktür ve elektron yakalanması faz-uzayı faktörlü problemler sonuçlarımızı etkilemez.

Denklem (1.24) ve (1.26) faz-uzayı faktörleri E_0 nükleer enerji farkının fonksiyonlarıdır. β^\mp bozunumu son durumu üç-cisim durumudur. Bunların karmaşık kinematikleri Denklem (1.30)'da açıkça gösterilen f^\mp 'in karmaşık E_0 bağılılığında yansıtılır.

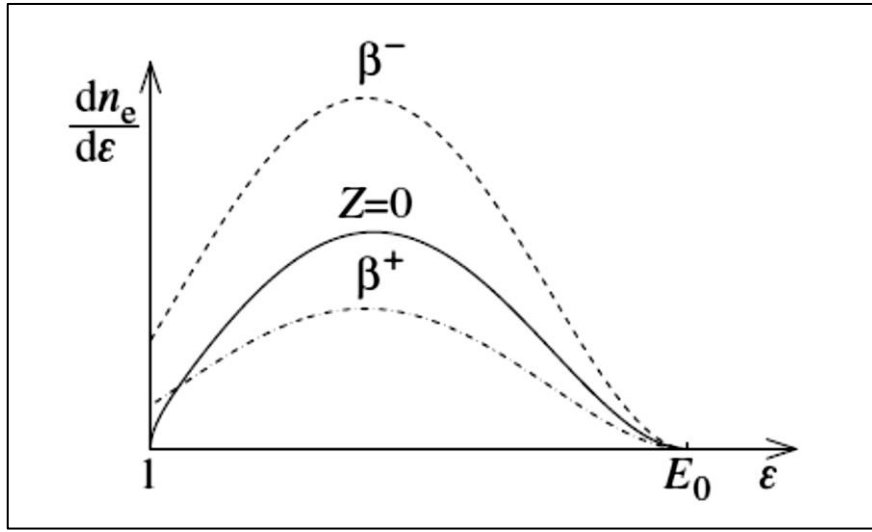
Elektron yakalanmasında son durum, yayınlanan nötrino için belli enerjide enerji-momentum korunumu ve iki-cisim durumudur. Bu parabolik E_0 bağımlılığıyla basit $f^{(EC)}$ faz-uzayı faktöründen ortaya çıkar.

Fermi fonksiyonu, yayınlanan lepton ve son çekirdek arasındaki Coulomb etkileşimi hesabından yaklaşık olarak dikkate alınan düzeltme faktörüdür. Bu R nükleer yarıçapından serbest lepton dalga fonksiyonu ve relativistik Coulomb dalga fonksiyonunun mutlak karelerinin oranıdır. β^- ve β^+ bozunumunda son durum iki lepton ve ürün çekirdeği içerir. Bu üç-cisim durumundan dolayı enerji ve momentum korunumu son durum leptonlarının enerji ve momentumunu mükemmel bir şekilde belirleyemez. Fakat $[\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon]$ enerji aralığındaki elektronların sayısı dn_e bölü $d\varepsilon$, ε elektron enerjisinin fonksiyonu olarak çizilebilir. İlgili fonksiyon şöyle verilir,

$$\frac{dn_e}{d\varepsilon} = F_0(\pm Z_f, \varepsilon) p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 \quad (1.28)$$

ve izinli beta bozunumunun şekil fonksiyonu olarak adlandırılır, bu Denklem (1.14)'ün integralidir. Beta bozunumundaki elektronun E_0 maksimum enerjisi son nokta enerjisi olarak adlandırılır.

Şekil (1.4) üç durumda $E_0 = 6$ için şekil fonksiyonunu gösterir. $Z = 0$ olarak işaretlenmiş durumda F_0 Fermi fonksiyonu Denklem (1.28)'den çıkarılır. Diğer durumlar $Z_f = 20$ için β^- ve β^+ bozunumunda gösterilir. Görüldüğü gibi son çekirdeğin yükü, yayılan elektronların enerji dağılımı üzerinde ve dolayısıyla Denklem (1.24) faz faktörü üzerinde hissedilir bir etkiye sahiptir. β^- bozunumunda pozitif nükleer yük, β^+ bozunumunun aksine daha küçük enerjilere doğru değişken enerji enerji dağılımından dolayı negatif elektronlara doğru yavaşlar.



Şekil 1.4. $E_0 = 6$ için ε elektron enerjisinin fonksiyonu olarak yayılan elektronların sayısı $Z = 20$ β^+ bozunumu için, ' $Z = 0$ ' işaretli Fermi fonksiyonlu durum çıkarılmıştır.

Denklem (1.24)'deki F_0 Fermi fonksiyonu, Primakoff-Rosen yaklaşımı [14] olarak bilinen relativistik-olmayan yaklaşımda analitik olarak yazılabilir:

$$F_0(Z_f, \varepsilon) \approx \frac{\varepsilon}{p} F_0^{(PR)}(Z_f), \quad F_0^{(PR)}(Z_f) = \frac{2\pi\alpha Z_f}{1 - e^{-2\pi\alpha Z_f}} \quad (1.29)$$

Kullandığımız Q bozunum değeri çok küçük olmadıkça oldukça iyidir. Bu bizi faz-uzayı faktörüne götürür;

$$f_0^{(\mp)} \approx \frac{1}{30} (E_0^5 - 10E_0^2 + 15E_0 - 6) F_0^{(PR)}(\pm Z_f) \quad (1.30)$$

Bu bağıntı ile kolayca hesaplama yapılabilir.

1.2.4. Birleşik β^+ ve Elektron Yakalanması Bozunumları

β^+ bozunumu ve elektron yakalanmasının ikisi de nükleer yük sayısını azaltmaktadır. Bunlar bir arada bulunabilirler ve bir nükleer durumun uyarımının bozulmasında birbiriyle rekabet edebilirler. Bu durumların birleşik etkisi T_{fi} (birim zaman başına geçiş olasılığı) bozunum oranlarının katkısından türetilir,

$$T_{fi}^{(+)} = T_{fi}^{(\beta^+)} + T_{fi}^{(EC)} \quad (1.31)$$

Denklem (1.10) ve (1.11)'den aşağıda β^+ /EC tarafından belirtilen birleşik β^+ ve elektron yakalanması geçişinin toplam bozunum yarı-ömrü şu şekilde verilmiştir;

$$f_0 t_{1/2} = [f_0^{(+)} + f_0^{(EC)}] t_{1/2} = \frac{\kappa}{B_F + B_{GT}} \quad (1.32)$$

$E_0 > 2$ enerjileri için $f_0^{(+)} \gg f_0^{(EC)}$ bağıntısı geçerlidir ve β^+ /EC geçişinin yarıömrü β^+ bozunumu tarafından belirlenir. Küçük bozunum enerjileri için elektron yakalanması dalı, pozitron kütesinden daha az nükleer kütle farkları bile olsa baskındır. Özetle; bütün izinli beta bozunum geçişlerinin tam hesabı için şu ifadeyi kullanınız:

$$f_0 t_{1/2} = \frac{\kappa}{B_F + B_{GT}}, f_0 = \begin{cases} f_0^{(-)} ; \beta^- \text{ bozunumu için} \\ f_0^{(+)} + f_0^{(EC)} ; \beta^+ / EC \text{ bozunumu için} \end{cases} \quad (1.33)$$

1.2.5. Q Bozunum Değerleri

Nükleer beta bozunumunun Q değeri son durum leptonlarının toplam kinetik enerjisi olarak birinci kesimde tanıtılmıştır. Aşağıdaki yararlı bağıntılar ilk ve son nükleer durumlarının $\Delta E = E_i - E_f = E_0 m_e c^2$ enerji farkıyla Q değerini birleştirir:

$$E_0 = \frac{Q_{\beta^-} + m_e c^2}{m_e c^2} \quad (1.34)$$

$$E_0 = \frac{Q_{\beta^+} + m_e c^2}{m_e c^2} = \frac{Q_{EC} - m_e c^2}{m_e c^2} \quad (1.35)$$

$$E_0 = \frac{Q_{EC} - m_e c^2}{m_e c^2} \quad (1.36)$$

Q_{β^-} ve Q_{EC} değerleri İzotoplar Tablosu'nda [15] ve başka yerlerde de tablolar halinde verilmiştir. Bu nedenle β^+ son-nokta enerjisi burada $Q_{EC} = Q_{\beta^+} + 2m_e c^2$ ifadesiyle belirtilir.

Denklem (1.34) – (1.36)'dan çıkarılan E_0 son-nokta enerjisi uygun faz-uzayı faktörünü hesaplamak için (1.24),(1.26) veya (1.30)'da kullanılabilir. Beta bozunumu yarı-ömrü basit bir şekilde bilinen $(\xi_f J_f || [c_a^\dagger \tilde{c}_b]_{0,1} || \xi_i J_i)$ bir-cisim enerji yoğunluklarından hesaplanabilir.

1.2.6. Kısmi ve Toplam Bozunum Yarı-ömrüleri, Bozunum Dallanmaları

Beta bozunumunda genelde bir nükleer durum birden fazla son duruma sahip olabilir. Geçiş olasılıkları elektromanyetik bozunum gibi toplanır. k son durumu için verilen beta bozunumu olasılığı $t_{1/2}^{(k)}$ kısmi bozunum yarı-ömrüne karşılık gelir. $t_{1/2}$ toplam bozunum yarı-ömrü şu şekilde verilir;

$$\frac{1}{t_{1/2}} = \sum_k \frac{1}{t_{1/2}^{(k)}} \quad (1.37)$$

Kısmi yarı-ömür dallanma olasılığı kullanılarak toplam yarıömürden elde edilir. Bu olasılık kullanılan bağıntı tarafından ölçülen bozunum dallanmasından elde edilir;

$$B^{(k)} = (\% k \text{ son durumu için deneysel bozunum dallanması})/100 \quad (1.38)$$

Kısmi yarı-ömür dallanma olasılığının toplam yarı-ömre bölünmesiyle elde edilir;

$$t_{1/2}^{(k)} = \frac{t_{1/2}}{B^{(k)}} \quad (1.39)$$

1.2.7. Beta Bozunumlarının Sınıflandırılması

Şimdiye kadar sadece izinli beta bozunumuna ayrıntılı olarak baktık. Şimdi bütün beta bozunumu geçişlerinin sınıflandırılmasını inceleyeceğiz. Sınıflandırma Tablo 1.4’de gösterilen log ft değerlerine göre yapılır.

Tablo 1.4. log ft değerlerine göre beta bozunumu geçişlerinin sınıflandırılması

Geçişin Türü	log ft
süperizinli	2.9 – 3.7
ayrıcalıksız izinli	3.8 – 6.0
l –yasaklı izinli	≥ 5.0
ilk-yasaklı özgün	8 – 10
ilk-yasaklı özgün olmayan	6 – 9
ikinci-yasak	11 – 13
üçüncü yasak	17 – 19
dördüncü yasak	> 22

Bu tabloda izinli geçişler üç kategoriye bölünmüştür. Bu kesimde bu kategorileri kısaca tartışacağız. Şunu belirtmeliyiz ki log ft sınırları keskin değildir ama geçişlerin genel olarak gruplandırılmasında yarar sağlar.

Süperizinli geçişler, proton ve nötron Fermi yüzeyleri tahminen aynı konumdayken hafif çekirdeklerde meydana gelir. Bu ilk ve son nükleer dalga fonksiyonları arasında azami örtüşmeye izin verir. Geçişler tek-parçacık geçişidir ve Fermi ve Gamow-Teller matris elemanları için maksimum verim değerlerini verir. Basit geçişler bir-parçacık ve bir-boşluklu hafif çekirdeklerinde meydana gelir.

l –yasaklı izinli türün geçişleri, $\Delta l = 0$ seçim kuralını içeren (1.20) ve (1.21) tarafından yasaklanmış ortalama alan kabuk model temsilindeki basit tek-parçacık geçişindeki durumlarda meydana gelir. Nükleer açısal momentum ve parite üzerine seçilen kurallar Tablo 1.2’de belirtilmiştir. Bu nedenle yasaklılık sadece her nükleer dalga fonksiyonunun sahip olduğu tek tip yaklaşım özelliğidir. Kalan etkileşim yoluyla tanıtılan biçim bu yasaklılığı kaldırır ve hesaplanan log ft değerleri için sonlu bir büyüklük verir. Bu

kariştırma ancak aşağıdaki $\log ft \approx 5$ 'in altındaki $\log ft$ değerlerini elde etmek için yeterince güçlü değildir.

Ayrıcalıksız izinli geçişler yukarıda tartişılan iki çeşide de ait olmayanları tanımlamaktadır. Bunlar l- yasaklılığı olmayan tek-parçacık geçişlerine izin verir.

Bununla birlikte tek-parçacık geçişleri saf değildir ama ilk ve son çoklu nükleon dalga fonksiyonlarında etkisi azaltılmıştır. Başlıca tek-parçacık bileşeninin katkısı kalan etkileşim tarafından birçok nükleer durum içinde yeniden dağıtılarak azaltılmıştır. Hesaplanan tek-parçacık oranına ölçülen bozunum oranının oranı engel faktörü olarak adlandırılır. Bu değerler $0d-1s$ ve $0f-1p-0g_{9/2}$ kabuklarında 0.004-0.01 limitlerindedir [16].

1.3. Bir-Parçacık ve Bir-Boşluk Çekirdeklerinde Beta Bozunum Geçişleri

Bu bölümde bir-parçacık ve bir-boşluklu çekirdeklerin yani olabildiğince basit çekirdeklerin beta bozunumlarını tartişacağız.

1.3.1. Matris Elemanları ve İndirgenmiş Geçiş Olasılıkları

Bir-parçacık ve bir-boşluk çekirdeklerinin dalga fonksiyonları bir-parçacık çekirdekleri için şu şekilde yazılırlar [1];

$$|\Psi_i\rangle = |n_i l_i j_i m_i\rangle = c_i^\dagger |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (1.40)$$

$$|\Psi_f\rangle = |n_f l_f j_f m_f\rangle = c_f^\dagger |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (1.41)$$

ve bir-boşluklu çekirdekler için;

$$|\Phi_i\rangle = |(n_i l_i j_i m_i)^{-1}\rangle = h_i^\dagger |\text{HF}\rangle \quad (1.42)$$

$$|\Phi_f\rangle = |(n_f l_f j_f m_f)^{-1}\rangle = h_f^\dagger |\text{HF}\rangle \quad (1.43)$$

şeklinde olur. Burada $|\text{HF}\rangle$, Hartree-Fock dalga fonksiyonudur.

Bir-cisim geiş yoğunluklarını;

$$(\Psi_f || [c_a^\dagger \tilde{c}_b]_L || \Psi_i) = \delta_{af} \delta_{bi} \hat{L} \quad (1.44)$$

$$(\Phi_f || [c_a^\dagger \tilde{c}_b]_L || \Phi_i) = \delta_{af} \delta_{bi} (-1)^{j_i + j_f + L} \hat{L} \quad (1.45)$$

olarak yazarız.

Denklem (1.18) – (1.20)'de yerini alan bu yoğunluklar Fermi ve Gamow-Teller matris elemanlarıyla verilir,

$$M_F(\Psi_i \rightarrow \Psi_f) = -M_F(\Phi_i \rightarrow \Phi_f) = \delta_{if} \hat{L} \quad (1.46)$$

$$M_{GT}(\Psi_i \rightarrow \Psi_f) = M_{GT}(\Phi_i \rightarrow \Phi_f) = \sqrt{3} M_{GT}(fi) \quad (1.47)$$

Burada $M_{GT}(fi)$ Denklem (1.21) tek-parçacık matris elemanıdır. (1.14)'de yerleştirilen bu matris elemanları indirgenmiş beta geçiş olasılıklarına yol açar.

$$B_F = g_V^2 \delta_{if} , B_{GT} = g_A^2 \frac{3}{2j_i + 1} |M_{GT}(fi)|^2 \quad (1.48)$$

Bu indirgenmemiş geçiş olasılıkları bir-boşluk durumları arasındaki geçişler için ve bir-parçacık durumları arasındaki geçişler için geçerlidir.

1.4. Parçacık-Boşluk ekirdeklerinde Beta Bozunumu Geçişleri

şimdi parçacık-boşluk çekirdeklerindeki beta bozunum geçişlerini tartişacağız. Parçacık-boşluk uyarılmasının iki çeşidi vardır. İlki; yk korunumlu olanıdır: Çift-ift çekirdeklerin uyarılmış durumlarını içerir ve taban durumu parçacık-boşluk uyarılmalarının vakum ortamıdır. Bu gibi çift-çift çekirdekler referans çekirdekler olarak adlandırılır. İkincisi; yük değişimi türüdür: Referans çekirdeklere komşu çift-çift çekirdeklerin taban ve uyarılmış durumlarını içerir. İlk önce referans çekirdeklerinin parçacık-boşluk vakumuna olan bozunumları tartişacağız. Enerjilerine bağlı olarak bozunum aynı zamanda ters yönde de oluşabilir.

1.4.1. Çift-Çift Taban Durumundan Beta Bozunumu

Parçacık-boşluk çekirdeklerinin yük değişimli uyarılmaları referans çekirdeklere beta bozunumu yaptırabilir. İlk durum, parçacık-boşluk vakumunun yük değişimli parçacık-boşluk uyarılması yoluyla oluşturulan çift-çift çekirdeklerin durumudur. Son durum referans çekirdeklerin taban durumu olan parçacık-boşluk vakumu $|HF\rangle$ 'dir. Beta bozunumu matris elemanları geçiş yoğunluğundan oluşturulur,

$$(HF||[c_a^\dagger \tilde{c}_b]_L||a_i b_i^{-1}; J_i) = \delta_{LJ_i} \delta_{ab_i} \delta_{ba_i} (-1)^{J_{a_i} - J_{b_i} + J_i} \hat{J}_i \quad (1.49)$$

Bu geçiş yoğunluğu Denklem (1.18) ve (1.19)'a eklendiğinde;

$$M_F(a_i b_i^{-1}) = \delta_{J_i 0} \delta_{a_i b_i} \hat{J}_{a_i} \quad (1.50)$$

$$M_{GT}(a_i b_i^{-1}) = -\sqrt{3} \delta_{J_i 1} M_{GT}(a_i b_i) \quad (1.51)$$

sonucunu verir. Burada Denklem (1.23) simetri bağıntısı kullanılmıştır.

Tek-tek çekirdek durumunda, referans çekirdekleri parçacık-boşluk vakumunun altında alçak-düzyer durumlarına sahiptir ve böylece beta bozunumu vakumda tek-tek çekirdeğe doğru meydana gelebilir. Bu hafif çekirdeklerdeki durumdur. Denklem (1.49) aşağıdaki bağıntı tarafından değiştirilirse,

$$(a_f b_f^{-1}; J_f || [c_a^\dagger \tilde{c}_b]_L || HF) = \delta_{LJ_f} \delta_{aa_f} \delta_{bb_f} \hat{J}_f \quad (1.52)$$

olur, bu ifade (1.18) ve (1.19)'da yerine koyulduğunda;

$$M_F(a_f b_f^{-1}) = \delta_{J_f 0} \delta_{a_f b_f} \hat{J}_{a_f} \quad (1.53)$$

$$M_{GT}(a_f b_f^{-1}) = \sqrt{3} \delta_{J_f 1} M_{GT}(a_f b_f) \quad (1.54)$$

ifadeleri elde edilir.

1.4.2. İki-Parçacık-Boşluk Durumları Arasındaki Beta Bozunumu Geçişleri

Kullanılacak olan araç iki keyfi parçacık-boşluk durumu arasındaki elektromanyetik geçişlerdeki Denklem (1.55) ifadesidir. Bu yapı herhangi bir elektromanyetik çok kutuplu işlemciler için hemen hemen aynıdır. Özellikle Fermi ($L=0$) ve Gamow-Teller ($L=1$) işlemcilerine uygulamak için gereklidir. Bununla birlikte L 'nin genel değere sahip sonuçları yasaklı beta bozunumu içinde oldukça yararlı hale gelir, burada $L=2,3, \dots$ olur.

$$(a_f b_f^{-1}; J_f \| M_{\sigma\lambda} \| a_i b_i^{-1}; J_i) = (-1)^{j_{a_i} + j_{b_f}} \widehat{J}_i \widehat{J}_f \left[\delta_{b_i b_f} (-1)^{j_i + \lambda} \begin{Bmatrix} J_i & J_f & \lambda \\ j_{a_f} & j_{a_i} & j_{b_i} \end{Bmatrix} (a_i \| M_{\sigma\lambda} \| a_f) + \delta_{a_i a_f} (-1)^{j_f + 1} \begin{Bmatrix} J_i & J_f & \lambda \\ j_{b_f} & j_{b_i} & j_{a_i} \end{Bmatrix} (b_i \| M_{\sigma\lambda} \| b_f) \right] \quad (1.55)$$

Denklem (1.55) proton veya nötron orbitallerinin her ikisini de içeren bütün tek-parçacık orbitallerine sınırlama getirir. Bu sınırlama yük korunumlu elektromanyetik bozunumlara uygulanır. Bununla birlikte aynı formül yük korunumunun herhangi açık kullanımını elde ederken yapıldığından yük değişimli beta bozunum geçişleri için kullanılabilir.

Parçacık-boşluk vakumu olan çift-çift referans çekirdeklerinden (N, Z) ile işe başlarız. Bu uyarılmış durumlar proton parçacık-boşluk (pp^{-1}) ve nötron parçacık-boşluk (nn^{-1}) uyarılmalarıdır. Komşu tek-tek çekirdeklerin ($N + 1, Z - 1$) β^- bozunumunu düşünelim. Bu durumlar nötron-parçacık-proton-boşluk (np^{-1}) uyarılmalarından ve (N, Z) çekirdeğinden elde edilir.

β^- bozunumu işlemcisi;

$$\beta_{LM}^- = \widehat{L}^{-1} \sum_{pn} (p \| \beta_L \| n) [c_p^\dagger \widetilde{c}_n]_{LM} \quad (1.56)$$

biçiminde olur. Burada tek-parçacık tensör işlemcisi Denklem (1.18) ve (1.19)'da gösterilen $\beta_0 = 1$ ve $\beta_0 = \sigma'$ 'dir. Burada proton işareti p nötron işareti n 'den farklıdır. $|\Psi_i\rangle$ ve $|\Psi_f\rangle$ genel durumları için geçiş genliği;

$$(\Psi_f \| \beta_L^- \| \Psi_i) = \widehat{L}^{-1} \sum_{pn} (p \| \beta_L \| n) (\Psi_f \| [c_p^\dagger \widetilde{c}_n]_L \| \Psi_i) \quad (1.57)$$

biçiminde olur. İlk durum nötron-parçacık-proton-boşluk durumudur ve ilk önce nötron parçacık-boşluk durumu olan son durumu alalım:

$$|\Psi_i\rangle = [c_{n_i}^\dagger h_{p_i}^\dagger]_{J_i M_i} |HF\rangle, |\Psi_f\rangle = [c_{n_f}^\dagger h_{n_f}^\dagger]_{J_f M_f} |HF\rangle \quad (1.58)$$

Bunları Denklem (1.55)'de yerine koyarsak p, n ayrımını ($\delta_{pn} = 0$) dikkate alarak şu ifadeyi elde ederiz:

$$(n_f n_f'^{-1}; J_f \| \beta_L^- \| n_i p_i'^{-1}; J_i) = \delta_{n_i n_f} (-1)^{j_{n_i} + j_{n_f'} + J_f + 1} \widehat{J}_i \widehat{J}_f \widehat{L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{n_f'} & j_{p_i} & j_{n_i} \end{matrix} \right\} M_L(p_i n_f') \quad (1.59)$$

Burada $M_L(p_i n_f')$ Denklem (1.20) ve (1.21)'de tanımlanan Fermi ve Gamow-Teller tek-parçacık matris elemanlarından birisidir:

$$M_0(ab) \equiv M_F(ab) = (a \| \beta_0 \| b) = (a \| 1 \| b) \quad (1.60)$$

$$M_1(ab) \equiv M_{GT}(ab) = \frac{1}{\sqrt{3}} (a \| \beta_1 \| b) = \frac{1}{\sqrt{3}} (a \| \sigma \| b) \quad (1.61)$$

M_L tek-parçacık matris elemanlarında, proton ve nötron etiketleri artık ayrı olarak kabul edilir. İkinci olarak proton parçacık-boşluk durumu olan son durumu düşünürsek;

$$|\Psi_f\rangle = [c_{p_f}^\dagger h_{p_f}^\dagger]_{J_f M_f} |HF\rangle \quad (1.62)$$

ifadesi elde edilir.

Denklem (1.55)'in uygulaması olan geçiş genliği şu şekilde verilir;

$$(p_f p_f'^{-1}; J_f \| \beta_L^- \| n_i p_i'^{-1}; J_i) = \delta_{p_i p_f'} (-1)^{j_{n_i} + j_{p_f'} + J_i + L} \widehat{J}_i \widehat{J}_f \widehat{L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{p_f'} & j_{n_i} & j_{p_i} \end{matrix} \right\} M_L(n_i p_f) \quad (1.63)$$

Şimdi sonraki β^+ bozunumunu tartışalım. Komşu tek-tek $(N - 1, Z + 1)$ çekirdeğinde ilk durum (N, Z) parçacık-boşluk vakumunun proton-parçacık-nötron-boşluk (pn^{-1}) uyarılması tarafından üretilir. Son durum çift-çift referans (N, Z) çekirdeğinin yük-korunumlu parçacık-boşluk uyarılmalarıdır. Denklem (1.57)'ye benzer şekilde geçiş genliği şöyledir;

$$(\Psi_f \| \beta_L^+ \| \Psi_i) = \hat{L}^{-1} \sum_{np} (n \| \beta_L \| p) (\Psi_f \| [c_n^\dagger \tilde{c}_p]_L \| \Psi_i) \quad (1.64)$$

İlk durum proton-parçacık-nötron-boşluk durumudur ve yine nötron parçacık-boşluk durumu son durumunda ilk durum olarak alınır:

$$|\Psi_i\rangle = [c_{p_i}^\dagger h_{n_i}^\dagger]_{J_i M_i} |HF\rangle, |\Psi_f\rangle = [c_{n_f}^\dagger h_{n_f}^\dagger]_{J_f M_f} |HF\rangle \quad (1.65)$$

Geçiş genliği ise şu şekildedir;

$$(n_f n_f'^{-1}; J_f \| \beta_L^+ \| p_i n_i'^{-1}; J_i) = \delta_{n_i n_f'} (-1)^{j_{p_i} + j_{n_f'} + J_i + L} \widehat{J}_i \widehat{J}_f \widehat{L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{n_f} & j_{p_i} & j_{n_i} \end{matrix} \right\} M_L(p_i n_f) \quad (1.66)$$

İkinci durumda son durumu proton parçacık-boşluk durumudur ve şu elde edilir;

$$(p_f p_f'^{-1}; J_f \| \beta_L^+ \| p_i n_i'^{-1}; J_i) = \delta_{p_i p_f'} (-1)^{j_{p_i} + j_{p_f'} + J_f + 1} \widehat{J}_i \widehat{J}_f \widehat{L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{p_f'} & j_{n_i} & j_{p_i} \end{matrix} \right\} M_L(n_i p_f') \quad (1.67)$$

İzinli geçişlerin Fermi ve Gamow-Teller çeşitlerinde net vurgu için şu gösterimi benimsemeliyiz;

$$\beta_0^\mp \equiv \beta_F^\mp, \beta_1^\mp \equiv \beta_{GT}^\mp \quad (1.68)$$

Fermi geçişleri $(L = 0)$ için basit 6j sembolü Denklem (1.69) ile verilmiştir ve (1.59), (1.63), (1.66) ve (1.67) geçiş genlikleri şu ifadelerle indirgenir;

$$\sum_j (-1)^{j+j'+j''} j^2 \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j' \\ j_3 & j_4 & j \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_3 & j'' \\ j_2 & j_4 & j \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j' \\ j_3 & j_4 & j'' \end{matrix} \right\} \quad (1.69)$$

$$(n_i n_f'^{-1}; J_f \| \beta_F^- \| n_i p_i^{-1}; J_i) = -\delta_{J_i J_f} \delta_{n_i n_f} \delta_{p_i n_f'} \Delta(j_{n_i} j_{n_f'} J_i) \widehat{J}_1 \quad (1.70)$$

$$(p_f p_f'^{-1}; J_f \| \beta_F^- \| n_i p_i^{-1}; J_i) = \delta_{J_i J_f} \delta_{p_i p_f'} \delta_{n_i p_f} \Delta(j_{p_i} j_{p_f'} J_i) \widehat{J}_1 \quad (1.71)$$

$$(n_f n_f'^{-1}; J_f \| \beta_F^+ \| p_i n_i^{-1}; J_i) = \delta_{J_i J_f} \delta_{n_i n_f'} \delta_{p_i n_f} \Delta(j_{n_i} j_{n_f'} J_i) \widehat{J}_1 \quad (1.72)$$

$$(p_f p_f'^{-1}; J_f \| \beta_F^+ \| p_i n_i^{-1}; J_i) = -\delta_{J_i J_f} \delta_{p_i p_f'} \delta_{n_i p_f} \Delta(j_{p_i} j_{p_f'} J_i) \widehat{J}_1 \quad (1.73)$$

buradaki δ_{pn} sembolünden proton ve nötron orbitallerinin kuantum sayılarının aynı olması gerektiği anlaşılmaktadır.

1.5. İki-Parçacık ve İki-Boşluk Çekirdeklerinde Beta Bozunumu Geçişleri

Bu kesimde iki-parçacık durumu çifti ve iki-boşluk durumu çifti arasındaki beta bozunumu geçişlerini tartışacağız. İlk ve son şekillenimlerinin farklı biçimleri aşağıda verilmiştir [1].

1.5.1. Geçiş Genlikleri

Denklem (1.74), (1.75), (1.76) ve (1.77) denklemleri iki-parçacık durumları arasındaki beta bozunumunu tanımlamak için gerekli iki-parçacık durumlarını verir. Bu bağıntılar şu şekilde özetlenebilirler;

$$|\Psi_i\rangle = |a_i b_i; J_i M_i\rangle = N_{a_i b_i}(J_i) \left[c_{a_i}^\dagger c_{b_i}^\dagger \right]_{J_i M_i} |i\check{C}\check{O}Z\rangle \quad (1.74)$$

$$|\Psi_f\rangle = |a_f b_f; J_f M_f\rangle = N_{a_f b_f}(J_f) \left[c_{a_f}^\dagger c_{b_f}^\dagger \right]_{J_f M_f} |i\check{C}\check{O}Z\rangle \quad (1.75)$$

$$|p_i n_i; J_i M_i\rangle = \left[c_{p_i}^\dagger c_{n_i}^\dagger \right]_{J_i M_i} |i\check{C}\check{O}Z\rangle \quad (1.76)$$

$$|p_f n_f; J_f M_f\rangle = \left[c_{p_f}^\dagger c_{n_f}^\dagger \right]_{J_f M_f} |i\check{C}\check{O}Z\rangle \quad (1.77)$$

Burada a_i ve b_i etiketleri proton veya nötron etiketleridir. N normalizasyon faktörü proton-proton ve nötron-nötron durumları için Denklem (1.78) tarafından verilmiştir. Proton-nötron durumları için $N_{pn} = 1$ 'dir.

$$|a b; J M\rangle = N_{ab}(J) [c_a^\dagger c_b^\dagger]_{JM} |i\check{C}\check{O}Z\rangle = N_{ab}(J) \sum_{m_\alpha m_\beta} (j_a m_\alpha j_b m_\beta |JM) c_a^\dagger c_b^\dagger |i\check{C}\check{O}Z\rangle, \quad (1.78)$$

$$N_{ab}(J) = \frac{\sqrt{1+\delta_{ab}(-1)^J}}{1+\delta_{ab}}$$

Proton-proton ve proton-nötron uyarılmaları arasındaki ve nötron-nötron ve proton-nötron uyarılmaları arasındaki beta bozunumu geçişleri için genlikleri kullanırsak, sonuçta elde edilen tam bir set şu şekildedir;

$$M_L^{(-)}(n_i n'_i; J_i \rightarrow p_f n_f; J_f) = \widehat{L} \widehat{J}_i \widehat{J}_f N_{n_i n'_i}(J_i) \left[\delta_{n'_i n_f} (-1)^{j_{p_f} + j_{n'_i} + J_i + L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{p_f} & j_{n_i} & j_{n_f} \end{matrix} \right\} M_L(p_f n_i) + \right. \\ \left. \delta_{n_i n_f} (-1)^{j_{p_f} + j_{n'_i} + J_f + L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{p_f} & j_{n'_i} & j_{n_f} \end{matrix} \right\} M_L(p_f n'_i) \right] \quad (1.79)$$

$$M_L^{(-)}(p_i n_i; J_i \rightarrow p_f p'_f; J_f) = \widehat{L} \widehat{J}_i \widehat{J}_f N_{p_i p'_f}(J_i) \left[\delta_{p_i p'_f} (-1)^{j_{p_f} + j_{n_i} + L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{p_f} & j_{n_i} & j_{p'_f} \end{matrix} \right\} M_L(p_f n_i) + \right. \\ \left. \delta_{p_i p_f} (-1)^{j_{p_f} + j_{n_i} + J_f + L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{p_f} & j_{n_i} & j_{p_f} \end{matrix} \right\} M_L(p'_f n_i) \right] \quad (1.80)$$

$$M_L^{(+)}(p_i p'_i; J_i \rightarrow p_f n_f; J_f) = \widehat{L} \widehat{J}_i \widehat{J}_f N_{p_i p'_i}(J_i) \left[\delta_{p_i p_f} (-1)^{j_{n_f} + j_{p_i} + J_f + L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{n_f} & j_{p'_i} & j_{p_f} \end{matrix} \right\} M_L(p'_i n_f) + \right. \\ \left. \delta_{p'_i p_f} (-1)^{j_{p_i} + j_{n_f} + J_i + J_f + L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{n_f} & j_{p_i} & j_{p_f} \end{matrix} \right\} M_L(p_i n_f) \right] = (-1)^{J_i + J_f} M_L^{(-)}(p_f n_f; J_f \rightarrow p_i p'_i; J_i) \quad (1.81)$$

$$M_L^{(+)}(p_i n_i; J_i \rightarrow n_f n'_f; J_f) = \widehat{L} \widehat{J}_i \widehat{J}_f N_{n_f n'_f}(J_f) \left[\delta_{n_i n'_f} (-1)^{j_{p_i} + j_{n_i} + J_i + L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{n_f} & j_{p_i} & j_{n'_f} \end{matrix} \right\} M_L(p_i n_f) + \right. \\ \left. \delta_{n_i n_f} (-1)^{j_{p_i} + j_{n'_f} + J_i + J_f + L} \left\{ \begin{matrix} J_i & J_f & L \\ j_{n'_f} & j_{p_i} & j_{n_f} \end{matrix} \right\} M_L(p_i n'_f) \right] = (-1)^{J_i + J_f} M_L^{(-)}(n_i n'_i; J_i \rightarrow p_f n_f; J_f) \quad (1.82)$$

Buradaki tek-parçacık matris elemanları Denklem (1.60) ve (1.62)'de tanımlanmıştır.

$J_i = 0$ ve $J_f = 0$ önemli özel durumlarında Denklem (1.79) – (1.82) ifadeleri şu ifadelere indirgenir;

$$M_L^{(-)}(n_i n'_i; J_i \rightarrow p_f n_f; J_f = 0) = \delta_{J_i L} \delta_{j_{p_f} j_{n_f}} \widehat{J_i J_{p_f}}^{(-1)} N_{n_i n'_i}(J_i) \left[\delta_{n'_i n_f} (-1)^{j_{n_i} + j_{n_f} + J_i + 1} M_L(p_f n_i) + \delta_{n_i n_f} M_L(p_f n'_i) \right] \quad (1.83)$$

$$M_L^{(-)}(n_i n'_i; J_i = 0 \rightarrow p_f n_f; J_f) = \delta_{J_f L} \delta_{j_{n_i} j_{n'_i}} \widehat{J_f J_{n_i}}^{(-1)} N_{n_i n'_i}(0) \left[\delta_{n'_i n_f} M_L(p_f n_i) + \delta_{n_i n_f} M_L(p_f n'_i) \right] \quad (1.84)$$

$$M_L^{(-)}(p_i n_i; J_i \rightarrow p_f p'_f; J_f = 0) = \delta_{J_i L} \delta_{j_{p_f} j_{p'_f}} \widehat{J_i J_{p_f}}^{(-1)} N_{p_f p'_f}(0) \left[\delta_{p_i p'_f} M_L(p_f n_i) + \delta_{p_i p_f} M_L(p'_f n_i) \right] \quad (1.85)$$

$$M_L^{(-)}(p_i n_i; J_i = 0 \rightarrow p_f p'_f; J_f) = \delta_{J_f L} \delta_{j_{n_i} j_{p'_f}} \widehat{J_f J_{n_i}}^{(-1)} N_{p_f p'_f}(J_f) \left[\delta_{p_i p'_f} M_L(p_f n_i) + \delta_{p_i p_f} (-1)^{j_{p_f} + j_{p'_f} + J_f + 1} M_L(p'_f n_i) \right] \quad (1.86)$$

$$M_L^{(+)}(p_i p'_i; J_i \rightarrow p_f n_f; J_f = 0) = \delta_{J_i L} \delta_{j_{n_f} j_{p'_f}} \widehat{J_i J_{n_f}}^{(-1)} N_{p_i p'_i}(J_i) \left[\delta_{p_i p_f} (-1)^{j_{p_f} + j_{p'_f} + 1} M_L(p'_i n_f) + \delta_{p'_i p_f} (-1)^{J_i} M_L(p_i n_f) \right] \quad (1.87)$$

$$M_L^{(+)}(p_i p'_i; J_i = 0 \rightarrow p_f n_f; J_f) = \delta_{J_f L} \delta_{j_{p_i} j_{p'_i}} (-1)^{J_f} \widehat{J_f J_{p_i}}^{(-1)} N_{p_i p'_i}(0) \left[\delta_{p_i p_f} M_L(p'_i n_f) + \delta_{p'_i p_f} M_L(p_i n_f) \right] \quad (1.88)$$

$$M_L^{(+)}(p_i n_i; J_i \rightarrow n_f n'_f; J_f = 0) = \delta_{J_i L} \delta_{j_{n_f} j_{n'_f}} (-1)^{J_i} \widehat{J_i J_{n_f}}^{(-1)} N_{n_f n'_f}(0) \left[\delta_{n_i n'_f} M_L(p_i n_f) + \delta_{n_i n_f} M_L(p_i n'_f) \right] \quad (1.89)$$

$$M_L^{(+)}(p_i n_i; J_i = 0 \rightarrow p_f p'_f; J_f) = \delta_{J_f L} \delta_{j_{p_i} j_{n_i}} \widehat{J_f J_{p_i}}^{(-1)} N_{n_f n'_f}(J_f) \left[\delta_{n_i n'_f} (-1)^{j_{n_i} + j_{n_f} + 1} M_L(p_i n_f) + \delta_{n_i n_f} (-1)^{J_f} M_L(p_i n'_f) \right] \quad (1.90)$$

Bu ifadelerden birini Denklem (1.79) – (1.90)'e karşılık gelen formüllerle şu değişimlerin uygulanmasını iki-boşluk çekirdekleri için gösterebiliriz;

$$M_L^{(\pm)} \xrightarrow{p \rightarrow h} M_L^{(\mp)} \text{ ve } M_L(pn) \xrightarrow{p \rightarrow h} (-1)^{L+1} M_L(pn) \quad (1.91)$$

1.6. Yasak Özgün Beta Bozunumu

Bu kesimde yasak benzersiz beta bozunumu geçişlerini ayrıntılı olarak inceleyeceğiz. Bu geçişler yasak bozunum geçişlerinin önemli bir alt grubudur. Verilen yasaklılık derecesi için bozunumun ilk ve son durumları arasındaki maksimum olası açısal momentum farkını kapsarlar. İlk olarak birinci-yasak beta bozunumunun bazı genel hallerini gözden geçireceğiz sonra birinci-yasak ve daha sonra yüksek-yasak özgün beta bozunumunun tam formülasyonları üzerine yoğunlaşacağız.

1.6.1. Birinci-Yasak Beta Bozunumunun Genel Durumları

Bu bölüme kadar aşağıdaki işlemciler ve bileşke matris elemanları olan izinli beta bozunumunu tartıştık;

$$O_F = 1 \rightarrow \text{Fermi matris elemanı} \quad (1.92)$$

$$O_{GT} = \sigma \rightarrow \text{Gamow – Teller matris elemanı} \quad (1.93)$$

İzinli beta bozunumu için spektrumunun şekli Denklem (1.28) ile verilmiş ve Şekil(1.4)'de gösterilmiştir. İzinli bozunum durumlarında leptonlar s durumunda yayılmıştır. Sonraki adım, p-dalga leptonlarının yayılım olasılığını ve relativistik Dirac dalga fonksiyonlarının küçük bileşenlerinden gelen katkıları içerir. p-dalga katkıları aşağıdaki faktör tarafından izinli bozunum için bastırılır;

$$\left(\frac{Qb}{\hbar c}\right)^2 \approx \frac{1}{100} \quad (1.94)$$

burada Q bozunum enerjisi ve b salıncı uzunluğudur. Nükleonların Dirac spinörlerinin küçük bileşenlerinden relativistik etkiler aşağıdaki faktör tarafından izinli bozunum için bastırılır;

$$\left(\frac{\hbar c}{2m_N c^2 b}\right)^2 \lesssim \frac{1}{400} \quad (1.95)$$

burada m_N nükleonun kütesidir.

p-dalga leptonlarından ortaya çıkan nükleer matris elemanının dört çeşidi vardır, yani;

$$O_{SA} = \sigma \cdot r \rightarrow \text{skaler} - \text{eksenel matris elemanı} \quad (1.96)$$

$$O_{VA} = i\sqrt{\frac{3}{2}}\sigma \times r \rightarrow \text{vektör} - \text{eksenel matris elemanı} \quad (1.97)$$

$$O_{TA} = \frac{\sqrt{3}}{2}[\sigma r]_2 \rightarrow \text{tensör} - \text{eksenel matris elemanı} \quad (1.98)$$

$$O_{VV} = -\sqrt{3}r \rightarrow \text{vektör} - \text{vektör matris elemanı} \quad (1.99)$$

şeklindedir. Bunlar kartezyen gösteriminde [9] ve Condon-Shortley faz-uzayı düzeninde ifade edilir. O_{SA} işlemcisi sözde skalerdir, O_{VA} ile O_{VV} vektördür, O_{TA} rank-2 küresel sözde tensördür.

Dirac spinörlerinin küçük bileşenlerinden ortaya çıkan nükleer matris elemanının iki çeşidi vardır;

$$O_{RA} = -\gamma_5 \rightarrow \text{geri tepme} - \text{eksenel matris elemanı} \quad (1.100)$$

$$O_{RV} = \alpha \rightarrow \text{geri çekilme} - \text{vektör matris elemanı} \quad (1.101)$$

Dirac matrisleri α_i ve γ_i şu şekilde tanımlanmıştır: γ işlemcisi sözde skalerdir ve α işlemcisi vektördür [7].

Denklem (1.96) – (1.101) altı matris elemanı birinci-yasak nükleer bozunumuna katkıda bulunur. İşlemcilerin her biri parite değiştirir. Bunun anlamı ilk ve son nükleer durumların zıt paritelere sahip olması durumudur, yani $\pi_i \pi_f = -1$ 'dir.

Denklem (1.24) ve (1.26)'a benzer, birinci-yasak beta bozunumu için faz-uzayı işlemcileri;

$$f_1^{(\mp)} = \int_1^{E_0} S_1^{(\mp)}(Z_f, \varepsilon) p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (1.102)$$

$$f_1^{(EC)} = 2\pi(\alpha Z_i)^3 S_1^{(EC)}(\varepsilon_0, E_0) \quad (1.103)$$

şeklindedir. Burada $S_1^{(\mp)}$ ve $S_1^{(EC)}$ nicelikleri birinci-yasak β^\mp bozunumu ve elektron yakalanmasının şekil fonksiyonlarıdır. Şekil fonksiyonları Denklem (1.96) – (1.101) nükleer matris elemanlarının ve uygun lepton kinematiklerinin hepsini veya bir kısmını içerir.

S_1 şekil fonksiyonları Denklem (1.24) ve (1.26)'daki izinli bozunum karşılıklarında biraz daha karışıktır. Bununla birlikte $\Delta J = 2$ olduğunda hatırı sayılır bir basitleştirme elde edilir. Bu Denklem (1.96) – (1.101) işlemcileriyle başarılı olan ΔJ 'nin büyük bir değeridir ve sonra sadece tensör-eksenel matris elemanı Denklem (1.98) katkıda bulunur. İlişkili lepton spektrum şekli basittir Bu bozunum biçimi birinci-yasak özgün bozunum olarak adlandırılır.

1.6.2. Birinci-Yasak Özgün Beta Bozunumu

Birinci-yasak özgün β^\mp geçişinin şekil fonksiyonu şu şekilde alınabilir [17];

$$\begin{aligned} S_{1u}^{(\mp)}(Z_f, \varepsilon) &= F_{1u}(\pm Z_f, \varepsilon) p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 \\ &= [F_0(\pm Z_f, \varepsilon)(E_0 - \varepsilon)^2 + F_1(\pm Z_f, \varepsilon)(\varepsilon^2 - 1)] p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 \end{aligned} \quad (1.104)$$

$F_0(\pm Z_f, \varepsilon)$ ve $F_1(\pm Z_f, \varepsilon)$ fonksiyonları daha sonra tartışılacak olan Fermi fonksiyonlarıdır. Son nokta enerjisi E_0 ; β^+ geçişi için Denklem (1.35)'den ve β^- geçişi için Denklem (1.34)'den verilir. Faz-uzayı faktörü;

$$f_{1u}^{(\mp)} = \int_1^{E_0} S_{1u}^{(\mp)}(Z_f, \varepsilon) d\varepsilon \quad (1.105)$$

olur.

Birinci-yasak özgün elektron yakalanması için faz-uzayı faktörü;

$$f_{1u}^{(EC)} = \frac{2\pi}{9} (\alpha Z_i)^3 (\varepsilon_0 + E_0)^4 \quad (1.106)$$

olur. Burada ε_0 Denklem (1.25)'den gelir ve son nokta enerjisi E_0 Denklem (1.36)'dan gelir.

Birinci-yasak özgün beta bozunumu için ft değeri şu şekilde tanımlanır [17];

$$ft \equiv f_{1u} t_{1/2} = \frac{\kappa}{\frac{1}{12} B_{1u}} , B_{1u} = \frac{g_A^2}{2J_i+1} |M_{1u}|^2 \quad (1.107)$$

κ değeri Denklem (1.13)'de verilmiştir.

$$f_{1u} = \begin{cases} f_{1u}^{(-)} ; \beta^- \text{ bozunumu için} \\ f_{1u}^{(+)} + f_{1u}^{(EC)} ; \beta^+ / EC \text{ bozunumu için} \end{cases} \quad (1.108)$$

izinli beta bozunumu için Denklem (1.33) ft değeri gibi, Denklem (1.107) ft değeri sadece nükleer yapıya bağlı olan ve bağımsız faz uzayıdır. Bununla birlikte sol taraftaki f_0 ve f_{1u} arasındaki fark izinli ve birinci-yasak ft değerlerinin orantılı olmadığı anlamındadır.

Denklem (1.107)'daki nükleer matris elemanı M_{1u} ;

$$M_{1u} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{4\pi}} \zeta(\xi_f J_f \| [\sigma r]_2 \| \xi_i J_i) = \sum_{ab} M^{(1u)}(ab) (\xi_f J_f \| [c_a^\dagger \tilde{c}_b]_2 \| \xi_i J_i) \quad (1.109)$$

burada Condon-Shortley (CS) faz düzeni için $\xi = 1$ ve Biedenharn-Rose (BR) faz düzeni için $\xi = i$ 'dir. Tek-parçacık matris elemanı;

$$M^{(1u)}(ab) = 2.990 \times 10^{-3} \times b[\text{fm}] \times m^{(1u)}(ab) \quad (1.110)$$

2.990×10^{-3} sayısı çeşitli doğal sabitlerden gelir.

$m^{(1u)}(ab)$ şu şekilde verilir;

$$M^{(1u)}(ab) = \zeta_{ab}^{(1u)} \frac{1}{2\sqrt{10}} (-1)^{l_a+j_a+j_b} \frac{1+(-1)^{l_a+l_b+1}}{2} \widehat{j}_a \widehat{j}_b \begin{pmatrix} j_a & j_b & 2 \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \left[-\widehat{j}_a^2 + (-1)^{j_a+j_b+1} \widehat{j}_b^2 + 4(-1)^{l_a+j_a+\frac{1}{2}} \right] \widetilde{R}_{ab}^{(1)}$$

ve

$$\zeta_{(ab)}^{(1u)} = \begin{cases} 1 ; \text{CS faz düzeni} \\ (-1)^{(l_b-l_a+1)/2} ; \text{BR faz düzeni} \end{cases} \quad (1.111)$$

Ölçekli tek-parçacık matris elemanları $m_{ab}^{(1u)}$ CS faz düzeninde Tablo 1.5’de verilmiştir.

Temel tek-parçacık matris elemanları için simetri bağıntıları;

$$m_{CS}^{(1u)}(ba) = (-1)^{j_a+j_b+1} m_{CS}^{(1u)}(ab) \quad (1.112)$$

$$m_{BR}^{(1u)}(ba) = (-1)^{j_a+j_b} m_{BR}^{(1u)}(ab) \quad (1.113)$$

bunlar CS ve BR faz düzenleri içindir.

Denklem (1.104)’de yer alan $S_{1u}^{(\mp)}$ şekil fonksiyonu F_0 ve F_1 Fermi fonksiyonları için Denklem (1.29) Primakoff-Rosen yaklaşımı kullanılarak basitleştirilebilir. Bu yaklaşımda $\alpha Z \ll 1$ için geçerlidir;

$$F_1(Z, \varepsilon) \approx F_0(Z, \varepsilon) \quad (1.114)$$

bu ifade şuna yol açar;

$$S_{1u}^{(\mp)} \approx F_0(\pm Z_f, \varepsilon) [(E_0 - \varepsilon)^2 + (\varepsilon^2 - 1)] p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 \approx F_0^{(PR)}(\pm Z_f) [(E_0 - \varepsilon)^2 + (\varepsilon^2 - 1)] \varepsilon^2 (E_0 - \varepsilon)^2 \quad (1.115)$$

Bu sırasıyla Denklem (1.105) faz uzayı faktörünü verir;

$$f_{1u}^{(\mp)} \approx \frac{1}{30} \left(\frac{1}{4} E_0^7 - E_0^5 - 10E_0^4 + 30E_0^3 - 32E_0^2 + 15E_0 - \frac{18}{7} \right) F_0^{(PR)} (\pm Z_f) \quad (1.116)$$

Tablo 1.5. CS faz düzeninde $m_{CS}^{(1u)}(ab)$ nükleer tek-parçacık matris elemanları dereceleri

a/b	0s _{1/2}	0p _{3/2}	0p _{1/2}	0d _{5/2}	1s _{1/2}	0d _{3/2}	0f _{7/2}	1p _{3/2}	0f _{5/2}	1p _{1/2}	0g _{9/2}
0s _{1/2}	0	$\sqrt{3}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0p _{3/2}	$-\sqrt{3}$	0	0	$\sqrt{21/5}$	$\sqrt{2}$	$-\frac{2}{\sqrt{5}}$	0	0	0	0	0
0p _{1/2}	0	0	0	$2\sqrt{6/5}$	0	$-\frac{1}{\sqrt{5}}$	0	0	0	0	0
0d _{5/2}	0	$-\sqrt{21/5}$	$2\sqrt{6/5}$	0	0	0	$\frac{9\sqrt{2}}{5}$	$\frac{\sqrt{42}}{5}$	$-\frac{4\sqrt{3}}{5}$	$-\frac{4\sqrt{3}}{5}$	0
1s _{1/2}	0	$-\sqrt{2}$	0	0	0	0	0	$\sqrt{5}$	0	0	0
0d _{3/2}	0	$-\frac{2}{\sqrt{5}}$	$\frac{1}{\sqrt{5}}$	0	0	0	$\frac{12\sqrt{2}}{5}$	$\frac{2\sqrt{2}}{5}$	$-\frac{3\sqrt{3}}{5}$	$-\frac{\sqrt{2}}{5}$	0
0f _{7/2}	0	0	0	$-\frac{9\sqrt{2}}{5}$	0	$\frac{12\sqrt{2}}{5}$	0	0	0	0	$\sqrt{66/7}$
1p _{3/2}	0	0	0	$-\frac{\sqrt{42}}{5}$	$-\sqrt{5}$	$\frac{2\sqrt{2}}{5}$	0	0	0	0	0
0f _{5/2}	0	0	0	$-\frac{4\sqrt{3}}{5}$	0	$\frac{3\sqrt{3}}{5}$	0	0	0	0	$\frac{12}{\sqrt{7}}$
1p _{1/2}	0	0	0	$-\frac{4\sqrt{3}}{5}$	0	$\frac{\sqrt{2}}{5}$	0	0	0	0	0
0g _{9/2}	0	0	0	0	0	0	$-\sqrt{66/7}$	0	$\frac{12}{\sqrt{7}}$	0	0

1.6.3. Daha Yüksek-Yasak Özgün Beta Bozunumu

Bu kesimde daha yüksek yasak, yani 2. ve 3. özgün beta bozunumu geçişlerini tartışacağız. Böyle bir geçiş genellikle K. yasak benzersiz beta bozunum geçişi olarak adlandırılır [1].

Birinci-yasak beta bozunumunun uzantısı p-dalga leptonlarıyla ilgili olarak, K. yasak beta bozunumu yüksek açısız momentumlu lepton yayılımıyla ilgilidir. Birinci-yasak duruma benzer şekilde, K. yasak özgün beta bozunumu Denklem (1.97) – (1.99) ve (1.101)'a benzer uygun dört geçiş işlemcisinden izinli nükleer açısız momentumda azami değişiklik ifade edilebilir. Bu değişim, Denklem (1.98)'e benzer bir işlemciden dolayı $\Delta J = K + 1$ 'dir.

Parite değişimi yasaklılığın ardışık seviyeleriyle birbirini takip ederek değişir. Tablo 1.6'da K. yasak özğün beta bozunumundaki açısıl momentum ve parite değişimleri listelenmektedir. Başlıca bozunum biçimleri bunlardır. Diğer olası teorik durumlar gözlenemeyecek kadar bastırılmıştır.

Tablo 1.6. K. yasak özğün beta bozunumu geçişlerinin tanıtılması

K	1	2	3	4	5	6
ΔJ	2	3	4	5	6	7
$\pi_i \pi_f$	-1	+1	-1	+1	-1	+1

K. yasak özğün β^{\mp} bozunumunun şekil fonksiyonu aşağıdaki gibidir [18]:

$$S_{Ku}^{(\mp)}(Z_f, \varepsilon) \approx F_0(\pm Z_f, \varepsilon) p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 \sum_{k_e+k_v=K+2} \frac{(\varepsilon^2-1)^{k_e-1} (E_0-\varepsilon)^{2(k_v-1)}}{(2k_e-1)!(2k_v-1)!} \quad (1.117)$$

Burada Denklem (1.114) yaklaşımı tam ifadesini içeren bütün F_0, F_1, \dots, F_K Fermi fonksiyonları için kullanılmıştır [9]. Hafif ve orta ağır çekirdekler için bu yaklaşım iyidir. Faz-uzayı faktörü şu şekilde verilir;

$$f_{Ku}^{(\mp)} = \left(\frac{3}{4}\right)^K \frac{(2K)!!}{(2K+1)!!} \int_1^{E_0} S_{Ku}^{(\mp)}(Z_f, \varepsilon) d\varepsilon \quad (1.118)$$

Bu faz-uzayı faktörü Denklem (1.107) ile ilgilidir;

$$f_{K=1,u}^{(\mp)} = \frac{1}{12} f_{1u}^{(\mp)} \quad (1.119)$$

K. yasak beta bozunumu için nükleer matris elemanı,

$$M_{Ku} = \sum_{ab} M^{(Ku)}(ab) (\xi_f J_f \parallel [c_a^\dagger \tilde{c}_b]_{K+1} \parallel \xi_i J_i) \quad (1.120)$$

Tek-parçacık matris elemanı şöyle verilir;

$$M^{(Ku)}(ab) = (2.990 \times 10^{-3} \times b[\text{fm}])^K m^{(Ku)}(ab) \quad (1.121)$$

Buradaki $m^{(Ku)}(ab)$ şu şekilde ifade edilir;

$$m^{(Ku)}(ab) = \zeta_{ab}^{(Ku)} \frac{1}{2\sqrt{(K+1)(2K+3)}} (-1)^{l_a+j_a+j_b+K+1} \frac{1 + (-1)^{l_a+l_b+K}}{2} \widehat{j}_a \widehat{j}_b \begin{pmatrix} j_a & j_b & K+1 \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \\ \left[(-1)^K \widehat{j}_a^2 + (-1)^{j_a+j_b+1} \widehat{j}_b^2 + 2(K+1)(-1)^{l_a+j_a+K-\frac{1}{2}} \right] \widetilde{R}_{ab}^{(K)}, \\ \zeta_{ab}^{(Ku)} = \begin{cases} 1; \text{CS faz düzeni} \\ (-1)^{(l_b-l_a+K)/2}; \text{BR faz düzeni} \end{cases} \quad (1.122)$$

Burada $\widetilde{R}_{ab}^{(K)}$ ölçekli radyal integraldir. CS ve BR faz düzenleri için simetri özellikleri;

$$m_{CS}^{(Ku)}(ba) = (-1)^{j_a+j_b+1} m_{CS}^{(Ku)}(ab) \quad (1.123)$$

$$m_{BR}^{(Ku)}(ba) = (-1)^{j_a+j_b+K+1} m_{BR}^{(Ku)}(ab) \quad (1.124)$$

dir. Denklem (1.110) ve (1.111), $K = 1$, Denklem (1.121) ve (1.122)'un özel durumlarıdır. CS fazlı Denklem (1.122) matris elemanları ikinci ve üçüncü yasak beta geçişleri için Tablo 1.7 ve 1.8'de verilmiştir.

K. yasak özgün elektron yakalanması için faz-uzayı faktörü şöyledir [9];

$$f_{Ku}^{(EC)} = \frac{2(2K)!!}{(2K+1)!!(2K+1)!} \pi(\alpha Z_i)^3 (\varepsilon_0 + E_0)^{2(K+1)} \quad (1.125)$$

Bu yük sayısının ilk çekirdeğinki olduğunu belirtelim. Burada ε_0 Denklem (1.27)'den ve E_0 Denklem (1.36)'dan gelmektedir.

İzinli beta bozunumuna benzer olarak, K. yasak özgün beta bozunumu için şu ifadelerle sahibiz;

$$f_{Ku} t_{1/2} = \frac{\kappa}{B_{Ku}}, B_{Ku} = \frac{g_A^2}{2J_i+1} |M_{Ku}|^2 \quad (1.126)$$

Teorik yarı-ömür burada hesaplanabilir. Bununla birlikte beta bozunumunun farklı türleri için doğrudan kıyaslanabilir log ft değerleri için bu ifade uygundur. Özellikle bütün log ft değerleri izinli bozunum için orantılı olmalıdır. Burada faz-uzayı faktörü f_0 'dır. K. yasak özgün beta bozunumu için ft değeri şu şekilde tanımlanabilir [9];

$$ft \equiv f_0^{(-)} t_{1/2} = \frac{f_0^{(-)} \kappa}{f_{Ku} B_{Ku}} \quad (1.127)$$

Burada

$$f_{Ku} = \begin{cases} f_{Ku}^{(-)} ; \beta^- \text{ bozunumu için} \\ f_{Ku}^{(+)} + f_{Ku}^{(EC)} ; \beta^+ / EC \text{ bozunumu için} \end{cases} \quad (1.128)$$

ile verilir. Bu ft değeri izinli ve birinci-yasak bozunum için Denklem (1.33) ve (1.107) farklıdır. Bu nükleer yapıya bağlı olmayıp aynı zamanda faz faktörlerini içeren leptonik özelliklere bağlıdır. Denklem (1.127) ft değeri izinli bozunum için ft değerleriyle tamamen orantılı değildir; çünkü β^+ / EC bozunumu içinde $f_0^{(-)}$ içerir.

Denklem (1.118) faz-uzayı faktörlerinin integrali; Denklem (1.29) Primakoff-Rosen yaklaşımı kullanıldığında alınabilir. $K = 5$ 'e kadar sonuçlar şu şekildedir;

$$f_{2u}^{(\mp)} \approx \frac{3}{10} \left(\frac{E_0^9}{9072} - \frac{2E_0^7}{4725} - \frac{E_0^6}{360} + \frac{23E_0^5}{1800} - \frac{23E_0^4}{1080} + \frac{E_0^3}{54} - \frac{113E_0^2}{12600} + \frac{E_0}{432} - \frac{29}{113400} \right) F_0^{(PR)}(\pm Z_f) \quad (1.129)$$

$$f_{3u}^{(\mp)} \approx \frac{27}{140} \left(\frac{E_0^{11}}{498960} - \frac{13E_0^9}{1058400} - \frac{E_0^8}{15120} + \frac{11E_0^7}{26460} - \frac{E_0^6}{1080} + \frac{29E_0^5}{25200} - \frac{17E_0^4}{18900} + \frac{E_0^3}{2160} - \frac{5E_0^2}{31752} + \frac{E_0}{30240} - \frac{19}{5821200} \right) F_0^{(PR)}(\pm Z_f) \quad (1.130)$$

$$f_{4u}^{(\mp)} \approx \frac{9}{700} \left(\frac{E_0^{13}}{4447872} - \frac{151E_0^{11}}{78586200} - \frac{E_0^{10}}{108864} + \frac{563E_0^9}{7620480} - \frac{37E_0^8}{181440} + \frac{311E_0^7}{952560} - \frac{53E_0^6}{151200} + \frac{59E_0^5}{217728} - \frac{11E_0^4}{70560} + \frac{E_0^3}{15120} - \frac{2447E_0^2}{12573792} + \frac{19E_0}{5443200} - \frac{31}{108972864} \right) F_0^{(PR)}(\pm Z_f) \quad (1.131)$$

$$f_{5u}^{(\mp)} \approx \frac{27}{30800} \left(\frac{E_0^{15}}{58378320} - \frac{20429E_0^{13}}{107883135360} - \frac{E_0^{12}}{1197504} + \frac{1627E_0^{11}}{197588160} - \frac{11E_0^{10}}{408240} + \frac{7927E_0^9}{150885504} - \frac{13E_0^8}{181440} + \frac{19E_0^7}{256608} - \frac{43E_0^6}{714420} + \frac{461E_0^5}{11975040} - \frac{29E_0^4}{1539648} + \frac{11E_0^3}{1632960} - \frac{1487E_0^2}{8999026128} + \frac{E_0}{3991680} - \frac{137}{77059382} \right) F_0^{(PR)}(\pm Z_f) \quad (1.132)$$

Tablo 1.7. CS faz düzeninde $m^{(2u)}(ab)$ nükleer tek-parçacık matris elemanlarının dereceleri

a/b	0s _{1/2}	0p _{3/2}	0p _{1/2}	0d _{5/2}	1s _{1/2}	0d _{3/2}	0f _{7/2}	1p _{3/2}	0f _{5/2}	1p _{1/2}	0g _{9/2}
0s _{1/2}	0	0	0	$\sqrt{15/2}$	0	0	0	0	0	0	0
0p _{3/2}	0	$-\sqrt{15}$	0	0	0	0	$3\sqrt{10/7}$	$\sqrt{6}$	$-2\sqrt{2/7}$	0	0
0p _{1/2}	0	0	0	0	0	0	$2\sqrt{30/7}$	0	$-\sqrt{5/14}$	0	0
0d _{5/2}	$\sqrt{15/2}$	0	0	$-6\sqrt{3/5}$	$-2\sqrt{5}$	$4\sqrt{2/5}$	0	0	0	0	$\sqrt{165/7}$
1s _{1/2}	0	0	0	$-2\sqrt{5}$	0	0	0	$\sqrt{5}$	0	0	0
0d _{3/2}	0	0	0	$-4\sqrt{2/5}$	0	$\sqrt{3/5}$	0	0	0	0	$6\sqrt{10/7}$
0f _{7/2}	0	$3\sqrt{10/7}$	$-2\sqrt{30/7}$	0	0	0	$-\frac{9}{7}\sqrt{22}$	$-\frac{12}{\sqrt{7}}$	$\frac{12}{7}\sqrt{6}$	$8\sqrt{3/7}$	0
1p _{3/2}	0	$\sqrt{6}$	0	0	0	0	$-12/\sqrt{7}$	$-9\sqrt{3/5}$	$8/\sqrt{35}$	0	0
0f _{5/2}	0	$2\sqrt{2/7}$	$-\sqrt{5/14}$	0	0	0	$-\frac{12}{7}\sqrt{6}$	$-8/\sqrt{35}$	$\frac{18}{7}\sqrt{3/5}$	$2/\sqrt{7}$	0
1p _{1/2}	0	0	0	0	0	0	0	$-8\sqrt{3/7}$	0	$2/\sqrt{7}$	0
0g _{9/2}	0	0	0	$\sqrt{165/7}$	0	$-6\sqrt{\frac{10}{7}}$	0	0	0	0	$-\frac{2}{7}\sqrt{715}$

Tablo 1.8. CS faz düzeninde $m^{(3u)}(ab)$ nükleer tek-parçacık matris elemanlarının dereceleri

a/b	$0s_{1/2}$	$0p_{3/2}$	$0p_{1/2}$	$0d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$0d_{3/2}$	$0f_{7/2}$	$1p_{3/2}$	$0f_{5/2}$	$1p_{1/2}$	$0g_{9/2}$
$0s_{1/2}$	0	0	0	0	0	0	$\sqrt{105}/2$	0	0	0	0
$0p_{3/2}$	0	0	0	$-3\sqrt{35}/2$	0	0	0	0	0	0	$\frac{5}{6}\sqrt{77}$
$0p_{1/2}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	$\frac{10}{3}\sqrt{7}$
$0d_{5/2}$	0	$\frac{3\sqrt{35}}{2}$	0	0	0	0	$-\frac{3}{2}\sqrt{55}$	$-3\sqrt{14}$	$3\sqrt{2}$	0	0
$1s_{1/2}$	0	0	0	0	0	0	$-3\sqrt{35}/2$	0	0	0	0
$0d_{3/2}$	0	0	0	0	0	0	$-3\sqrt{5}$	0	$3/2$	0	0
$0f_{7/2}$	$-\sqrt{105}/2$	0	0	$3\sqrt{55}/2$	$3\sqrt{35}/2$	$-3\sqrt{5}$	0	0	0	0	$-\frac{3}{2}\sqrt{\frac{715}{7}}$
$1p_{3/2}$	0	0	0	$3\sqrt{14}$	0	0	0	0	0	0	$-\sqrt{385}/2$
$0f_{5/2}$	0	0	0	$3\sqrt{2}$	0	$-\frac{3}{2}$	0	0	0	0	$-3\sqrt{110}/7$
$1p_{1/2}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	$-2\sqrt{70}$
$0g_{9/2}$	0	$-\frac{5\sqrt{77}}{6}$	$\frac{10\sqrt{7}}{3}$	0	0	0	$\frac{3}{2}\sqrt{715}/7$	$\sqrt{385}/2$	$-3\sqrt{\frac{110}{7}}$	$-2\sqrt{70}$	0

1.6.4. Birkaç-Parçacık ve Birkaç-Boşluk Çekirdeklerinde Yasak Özgün Beta Bozunumu

Önceki kesimlerde birkaç-parçacık ve birkaç-boşluk çekirdeklerinde izinli beta bozunumu için geçiş genliklerini elde ettik. İzinli bozunumda sadece $L = 0$ ve $L = 1$ bulunmasına rağmen genel olarak L için birçok sonuç ifade edilmiştir. Geçiş genliği Denklem (1.18), (1.19), (1.109) ve (1.120)'da izinli, birinci-yasak ve K. yasak beta bozunumu için aynı yolla elde edilir. İndirgenmiş geçiş yoğunluğu L rankının herhangi bir tek-cisim işlemcisi için aynı olduğundan; yasak özgün bozunum için geçiş genlikleri, tek-parçacık matris elemanlarının yerine konulması ve L 'nin uygun seçimiyle izinli bozunum için olan sonuçlardan elde edilir.

β^- Bozunumu

K. yasak özgün β^- bozunumu ($K \geq 1$) için dönüşüm yöntemi şu şekildedir;

$$M_L(pn) \rightarrow M^{(Ku)}(pn), L \rightarrow K + 1 \quad (1.133)$$

İzinli β^- bozunumu için bütün formüller bu yöntemden, parçacıklar veya boşluklar için, K. yasak ($K \geq 1$) yasak benzersiz β^- bozunumu için formüllere dönüşebilir. Belirli yerdeğişiklikler aşağıdaki şekildedir:

- i. Bir-parçacık ve bir-boşluk çekirdekleri: Sırasıyla bir-parçacık ve bir-boşluk çekirdekleri arasındaki geçişler içindir. Geçiş yoğunluğu Denklem (1.44) ve (1.45) tarafından verilmiştir. Bu gibi çekirdeklerde K. yasak benzersiz geçişler için meydana gelen geçiş genlikleri şu şekilde olur;

$$M_{Ku}(i \rightarrow f) = \sqrt{2K + 3} M^{(Ku)}(fi), M_{Ku}(i^{-1} \rightarrow f^{-1}) = \zeta^{(K)} (-1)^K \sqrt{2K + 3} M^{(Ku)}(fi),$$

$$\zeta^{(K)} = \begin{cases} 1; \text{CS faz düzeninde} \\ (-1)^K; \text{BR faz düzeninde} \end{cases} \quad (1.134)$$

Denklem (1.123) ve (1.124) simetri bağıntıları ikinci bağıntıda kullanılmıştır.

- ii. Parçacık-boşluk çekirdekleri: Parçacık-boşluk durumundan referans çekirdeğin çift-çift taban durumuna olan geçişler için, elde edilen sonuç aşağıdaki denklem tarafından açık bir şekilde verilmiştir. İki parçacık-boşluk durumları arasındaki geçişler için Denklem (1.133) değişimleri Denklem (1.59) ve (1.63)'te yapılmıştır.

$$M_{Ku}(a_i b_i^{-1}; J_i \rightarrow 0_{gs}^+) = \delta_{J_i, K+1} (-1)^{K-1} \sqrt{2K + 3} M^{(Ku)}(a_i b_i)$$

- iii. İki-parçacık ve iki-boşluk çekirdekleri: İki-parçacık veya iki-boşluk arasındaki geçişler için, Denklem (1.133) yer değişiklikleri Denklem (1.79), (1.80) ve (1.83) – (1.86)'da yapılmıştır.

β^+ Bozunumu ve Elektron Yakalanması

β^+ işlemcisi Hermityen birleşimiyle β^- işlemcisinden elde edilebilir, yani;

$$\beta_{K+1,M}^+ = \zeta^{(K)} (-1)^M (\beta_{K+1,-M}^-)^\dagger \quad (1.135)$$

burada K. yasak özgün geçiş işlemcisinin uzaysal bağılılığı Denklem (1.134)'te tanımlanan faz faktörüne indirgenir.

Bu izinli β^+ /EC bozunumu için olan formül yerdeğiştirmelerle K. yasak özgün bozunum için olanlardan birine dönüştürülebilir;

$$M_L(pn) \rightarrow \zeta^{(K)} M^{(Ku)}(pn), L \rightarrow K + 1 \quad (1.136)$$

CS ve BR düzenleri arasındaki fark sadece önemsiz genel $(-1)^K$ faz faktörüdür.

Yer değiştirme işlemi β^- bozunumu için olan aynı yolla yapılabilir. Örneğin; iki-parçacık durumları arasındaki β^+ /EC bozunumu için K. yasak özgün geçiş genliğini bulmak, $t_{1/2} = 1.11$ s sonucunun Denklem (1.81), (1.82) ve (1.87) – (1.90)'da yerine koyulmasıyla yapılabilir.

1.6.5. Yasak Özgün Olmayan Beta Bozunumları

Birinci-yasak beta bozunumunda verilen geçişleri oluşturmak için mevcut altı bozunum işlemcisi vardır. Daha yüksek yasak geçişler ($K \geq 2$) için mevcut dört bozunum işlemcisi vardır. Genel durumda, $K \geq 1$ ile, bu geçişlerin hepsi K. yasak özgün olmayan beta bozunumu olarak adlandırılır.

Yasak özgün olmayan beta bozunumu için seçim kuralları Tablo 1.9'de verilmiştir. Bu seçim kuralları Tablo 1.6'da yasak özgünleri içermez. Tablo 1.6 ve 1.9 birlikte yasak beta bozunumu için seçim kurallarını oluşturur.

Tablo 1.9. K. yasak özgül olmayan beta bozunumu geçişlerinin tanıtılması

K	1	2	3	4	5	6
ΔJ	0,1	2	3	4	5	6
$\pi_i \pi_f$	-1	+1	-1	+1	-1	+1

Yasak özgül olmayan beta bozunumu için f_t değerinin tanımı Denklem (1.127) yardımıyla geliştirilir. Uygun tanım şu şekildedir [9] :

$$f_t \equiv f_0^{(-)} t_{1/2} = f_0^{(-)} \frac{\kappa}{S_K}, K \geq 1 \quad (1.137)$$

Burada

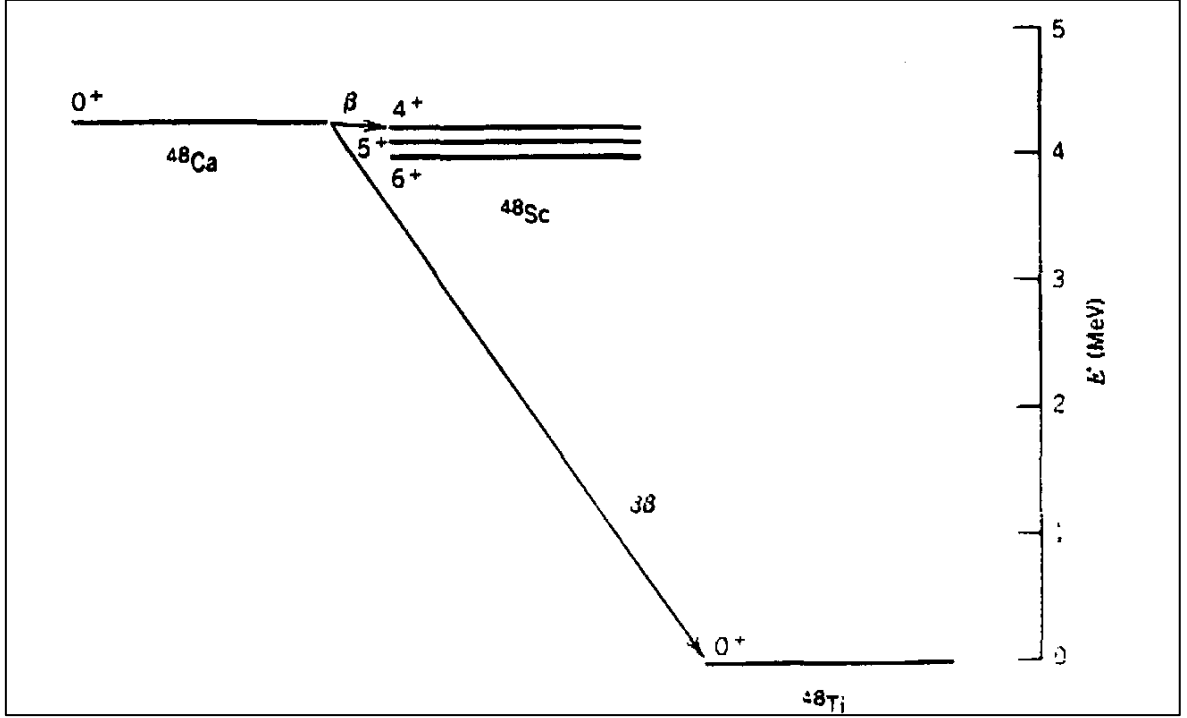
$$S_K = \begin{cases} S_K^{(-)} ; \beta^- \text{ bozunumu için} \\ S_K^{(+)} + S_K^{(EC)} ; \beta^+ / EC \text{ bozunumu için} \end{cases} \quad (1.138)$$

ile verilir ve $S_K^{(-)}$, $S_K^{(+)}$ ve $S_K^{(EC)}$ nicelikleri sırasıyla β^- , β^+ ve EC'nın şekil fonksiyonlarıdır. Lepton kinematığından uygun faz-uzayı faktörleriyle altı ($K=1$, birinci-yasak) veya dört ($K \geq 2$) farklı nükleer matris elemanlarını içerirler.

Birinci-yasak özgül beta bozunumu durumundaki gibi, faz-uzayı faktörü $f_0^{(-)}$ Denklem (1.138)'in şekil fonksiyonlarının içinde yer alan birleşmiş faz-uzayı faktörlerini normalize etmek için derecelendirme niceliği olarak kullanılır.

1.7. Çift Beta Bozunumu

${}^{48}_{20}\text{Ca}$ 'in bozunumunu Şekil (1.5) inceleyelim. ${}^{48}_{21}\text{Sc}$ 'e bozunumun Q değeri 0,281MeV'dir, fakat ${}^{48}_{21}\text{Sc}$ 'nin kabul edilebilir durumları 4^+ , 5^+ ve 6^+ 'dır. Bu bozunumlar ya dördüncü ya da altıncı izinsiz bozunumlardır. Dördüncü izinsiz bozunumlar için $\log f_t \sim 23$ denel değerini alırsak. $\log t \sim 25$ veya $t_{1/2} \sim 10^{25}$ s (10^{18} yıl) bulunur. Bu durumda ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ 'i "kararlı" bir çekirdek olarak sayılabilir [19].



Şekil 1.5. $^{48}_{20}\text{Ca}$ 'in bozunumu. $^{48}_{22}\text{Ti}$ 'e süperizinli $\beta\beta$ bozunumu, $^{48}_{21}\text{Sc}$ 'e dördüncü izinsiz tek- β bozunumuna bir seçenektir.

Mümkün başka bir bozunum seçeneği çift $\beta(\beta\beta)$ bozunumudur: $^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{48}_{22}\text{Ti} + 2e^- + 2\bar{\nu}$. Bu, $^{48}_{21}\text{Sc}$ ara durumu gerektirmeyen doğrudan bir reaksiyondur. Bu reaksiyonun tek β bozunumuna göre avantajı dördüncü yasak bozunumdan çok, süperizinli geçişlerde söz konusu olan $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişine sahip olmasıdır.

Böyle bir bozunma olasılığını kabaca kestirmek için;

$$\lambda_{\beta} = \left(\frac{m_e c^2}{\hbar}\right) \left\{ f_g^2 \frac{m_e^4 c^2 |M_{is}|^2}{2\pi^3 \hbar^6} \right\} \quad (1.139)$$

bağıntısını yazabiliriz. İlk terim yaklaşık $0,8 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$ olup boyutlu bir çarpan olarak göz önüne alınabilir.

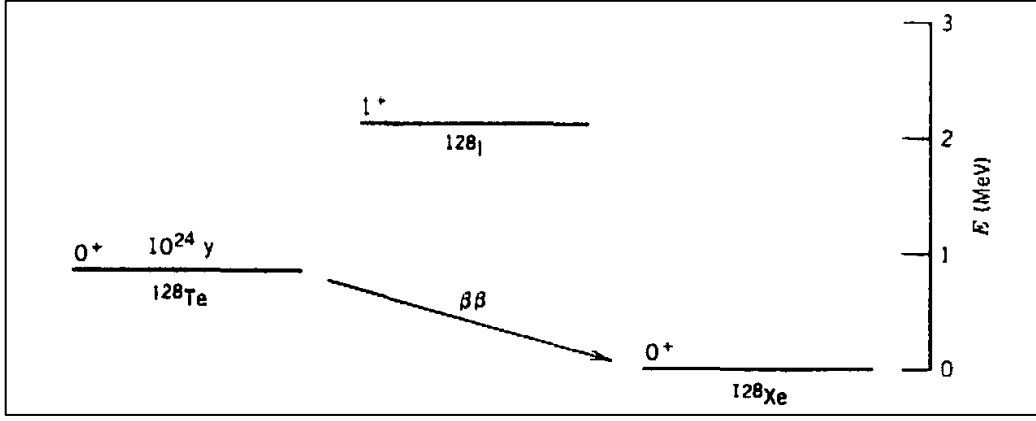
Kalan terim boyutsuzdur, β bozunumu ve nükleer geçiş olasılıkları hakkında tüm bilgileri içerir, değeri $1,5 \times 10^{-25} f$ dir. ($|M_{is}|^2 = \sqrt{2}$ kullanılarak).

$\beta\beta$ bozunumu için bozunma hızı yaklaşık olarak

$$\lambda_{\beta\beta} = \left(\frac{m_e c^2}{\hbar}\right) \left\{ f_g^2 \frac{m_e^4 c^2 |M_{is}|^2}{2\pi^3 \hbar^6} \right\}^2 \quad (1.140)$$

ile verilir. Bu ifade tek β bozunumuna ait değer ile kıyaslanabilir bir değer olan 10^{17} yıl mertebesinde bir yarı-ömür değeri verir.

Çift-Beta bozunumu, tek bozunma modu ile ulaşılamayan ara durumlarda da oluşabilir. Şekil (1.6)'da gösterilen $^{128}_{52}\text{Te}$ durumunu göz önüne alalım. $^{128}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{128}_{53}\text{I}$ bozunumunun eski Q değeri $-1,26\text{MeV}$ 'dir dolayısıyla mümkün değildir. $^{128}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{128}_{54}\text{Xe}$ $\beta\beta$ bozunumu ise enerji bakımından mümkündür. Bu durumun Q değeri $0,87\text{MeV}$ 'dir. Gerçekte böyle durumlar $\beta\beta$ bozunumlarını gözlemek için uygun bir yöntem oluştururlar, çünkü enerji bakımından kabul edilebilir bir ara durum üzerinden ardışık iki bozunma durumunu incelemek istemeyiz.



Şekil 1.6. $^{128}_{52}\text{Te}$ 'in tek- β bozunumu enerji bakımından izinsizdir. Fakat $^{128}_{54}\text{Xe}$ 'e $\beta\beta$ bozunumu mümkündür.

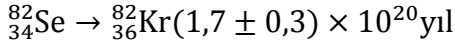
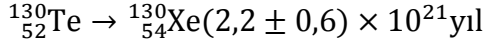
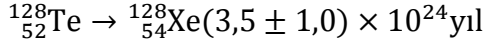
$\beta\beta$ bozunumunu gözlemek için iki temel yaklaşım vardır. Birincisi kütle spektroskopisi yöntemidir. Bu yöntemde jeolojik yaşı bilinen mineraller içinde kararlı ürün çekirdek aranır. Eğer örneğin Tellür taşıyan bir kaya numunesinde $^{128}_{54}\text{Xe}$ 'in bolluğunun aşırı olduğunu bulmuşsak (atmosferde bulunan Xe'in bolluğuna göre) $^{128}_{52}\text{Te}$ 'in, $^{128}_{54}\text{Xe}$ 'e $\beta\beta$ bozunumunun yarı ömrü hakkında bir kestirimde bulunabiliriz. $\beta\beta$ bozunumunun yarı ömrünün kayanın T yaşına göre çok daha uzun olduğu varsayımıyla, $\beta\beta$ bozunumu sonucunda oluşan Xe çekirdeklerinin sayısı

$$N_{\text{Xe}} = N_{\text{Te}}(1 - e^{-\lambda T}) \cong N_{\text{Te}} \frac{0,693T}{t_{1/2}} \quad (1.141)$$

ve

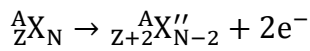
$$t_{1/2} \cong 0,693T \frac{N_{Te}}{N_{Xe}} \quad (1.142)$$

bulunur. Te ve Xe çekirdeklerinin sayısı kütle spektroskopisi yöntemlerini kullanarak saptanabilir ve böylece $\beta\beta$ bozunumunun yarı ömrü hesaplanabilir. Bu yöntemle elde edilen bazı değerler;



dır. $\beta\beta$ bozunumunun doğrudan gözlenmesi uzun ömürlü bozunmalarda imkansızdır. Bir mol numunede en kötü durumda yılda bir bozunma, en iyi durumda günde bir bozunma gözlenir. Böyle düşük sayma hızlı deneylerde doğal radyoaktivlik veya kozmik ışıklardan gelen tabansayım saymalarını önlemek için alınması gereken önlemler ise deneyin yapılmasını güçleştirir.

Her ne kadar doğrudan yöntem aşırı derecede güç ve birçok sistematik belirsizlikler taşıyorsa da bu tür çalışmalarını sürdürmek lepton korunumu sorununa duyarlı oldukları için önemlidir. Eğer ν ve $\bar{\nu}$ gerçekten farklı parçacıklar değilse (yani birlikte bağlanmışlarsa veya diğer temel parçacıkların lineer birleştirimi ise) o takdirde “nötrinosuz” $\beta\beta$ bozunumu mümkün olabilir:



Temel olarak bu işlemi şöyle düşünebiliriz: Birinci beta bozunumu ${}^A_{Z+1} X'_{N-2}$ sanal ve enerji bakımından mümkün olmayan bir ara durumdan geçer. Yayınlanan $\bar{\nu}$ bir ν 'ye dönüşür ve sanal ara durum tarafından $\nu + {}^A_{Z+1} X'_{N-1} \rightarrow e^- + {}^A_{Z+2} X''_{N-2}$ denklemi uyarınca soğurulur. Dolayısıyla net işlem hiç ν yayınlanmaksızın iki β 'nin yayınlanmasıyla sonuçlanır.

Nötrinosuz $\beta\beta$ bozunumunu araştırmak için yapılan bir deney ${}^{76}_{32}\text{Ge}$ kullanılarak yapılmıştır. Bu deneyde hem bozunan çekirdeklerin kaynağı olarak, hem de bozunmaları saptamak için bir Ge detektör kullanılmıştır. Toplam bozunma enerjisi 2,04MeV'dir ve eğer iki elektron dedektörde hapsolurlarsa, detektör 2,04MeV'de tek bir olay kaydetmelidir. Bu deneydeki güçlük, taban sayımının (doğal radyoaktiflik, insan kaynaklı radyoaktif buluşmalar ve kozmik ışınlar gibi) en alt düzeye indirilmesidir, böylece, 2,04MeV'lik bölgede pik aranabilir. Detektörü zırlamak için kullanılacak maddeyi seçmek için sayısız deney yapıldı; bu maddenin taban sayıma büyük ölçüde katkıda bulunmaması gerekir (paslanmaz çelik vidalar, ${}^{60}_{27}\text{Co}$ 'dan gelecek katkıyı önlemek için pirinç vidalarla ve kauçuk O halkalar ise indium vidalarla değiştirildi). 9 aylık bir saymanın sonunda 2,04MeV'de pik gözlenmedi ve yarı ömür 10^{23} yıldan daha büyük bulundu. Bu deneyler hem iki nötrinolu hem de nötrinosuz $\beta\beta$ bozunumlarının doğrudan gözlenebileceği duyarlılığın elde edilebileceği ümidiyle devam etmektedir.

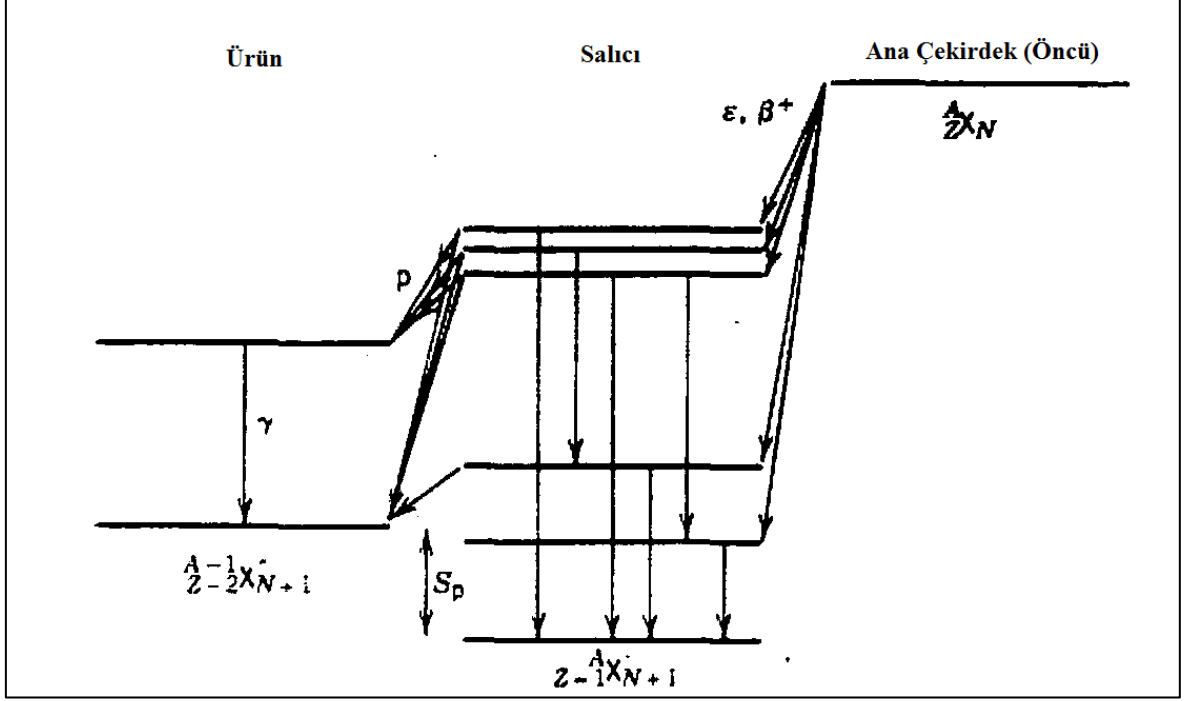
Her ne kadar, böyle kuramsal bir yorum yapmak güçse de nötrinosuz $\beta\beta$ bozunumunun varlığını kanıtlamak için yapılacak araştırmalar nötrinoların temel özellikleri hakkında önemli bilgiler verebilir. Yukarıda anlatılan yayınlanma yeniden soğurulma reaksiyonları, örneğin, belirli helisitelere (± 1) sahip kütsüz nötrinolar için imkansızdır, ve nötrinosuz $\beta\beta$ bozunumunun gözlenmesi nötrininonun "klasik" özelliklerinin doğru olmadığını düşündürür.

1.8. Beta Gecikmiş Nükleon Yayınlanması

Beta bozunumlarından sonra oluşan nükleer uyarılmış durumlardan yayınlanan tek ışınım türü gama ışınları değildir. Bazı durumlar bir veya daha fazla nükleon yayınlanmasına karşı kararsızdır. Nükleon yayınlanması hızlı oluşur ve tüm nükleon yayınlanması β bozunumunun karakteristik bir yarı ömrü ile oluşur [19].

En kararlı izobarından bir veya 2 birim farklı yerleşmiş çekirdeklerin bozunumu için, bozunma enerjileri (1 – 2MeV) çok küçüktür ve nükleon yayınlanması enerji bakımından yasaktır. Kararlı çekirdeklerden uzakta, bozunma enerjileri daha yüksek uyarılmış durumlara bozunacak kadar büyük olabilir. Bu uyarılmış durumlar daha sonra nükleon yayınlayarak bozunurlar. Proton yayınlanmasına ait şematik bir diyagram Şekil (1.7)'de

gösterilmiştir. Orijinal β bozunan ana çekirdeğe öncü denir. Nükleonlar yayınlayıcı tarafından yayınlanır ve sonunda ürün çekirdekteki durumlara ulaşılır.



Şekil 1.7. β -gecikmiş nükleon yayınlanmasının şeması. Öncünün β bozunumu, yayınlayıcının nükleon yayınlanmasına karşı kararsız, yüksek uyarılmış durumlarına olur. Yayınlayıcıdaki uyarılmış durumların enerjileri yayınlanan nükleonun enerjisi ile X' ve X'' arasındaki nükleon ayrılma enerjisinin toplamına eşittir (artı yayınlayan çekirdeğin geri tepmesi ile ilgili küçük bir düzeltme).

Gecikmiş nükleon yayınlanmasına olan ilgi geçmiş yıllarda, kararlılıktan uzaktaki çekirdekler üzerinde yapılan deneylere paralel olarak artmıştır. Ayrıca nükleer reaktörlerin kontrolünde gecikmiş nötronların önemi de bu konuya ilgiyi artırmıştır. 1916'da Rutherford $^{212}_{83}\text{Bi}$ 'nin β bozunumunu izleyen 'uzun menzilli alfa parçacıkları' hakkında bir araştırma yayınlamıştır. Bu bozunumda ana dallanma $^{212}_{84}\text{Po}$ 'nin taban durumuna gider ve $^{212}_{84}\text{Po}$ 8,784MeV enerjili α parçacıkları yayınlamıştır (α bozunma durumu bir çift-çift çekirdeğin taban durumu olduğu için $^{208}_{82}\text{Pb}$ 'in taban durumuna dallanma %100'dür). Alfaların küçük bir kısmının daha yüksek enerjilerle yayınlandığı gözlemlendi (9,495MeV, 0,0035%; 10,422MeV, 0,0020%; 10,543MeV, 0,017%). Daha düşük enerjili alfaların çıkması $^{208}_{82}\text{Pb}$ 'in uyarılmış durumlarına bozunduğunu gösterir, fakat daha yüksek

enerjili alfaların çıkması $^{212}_{84}\text{Po}$ 'nin uyarılmış durumlarının bozunması gerektiğini gösterir. Benzer davranış $^{214}_{83}\text{Bi}$ 'ün bozunumunda gözlenmiştir.

Yayınlanan nükleonların enerji spektrumlarının hesaplanması çok karmaşık bir işlemdir. Bunun için yayınlayıcı çekirdeğin uyarılmış durumlarına ait spektrumunun bilinmesi gerekir. Nükleon yayınlayan çekirdeğin her uyarılmış durumu için β 'ların yayınlama olasılığının ve ürün çekirdeğin her mümkün durumuna karşılık gelen nükleon yayınlama olasılığının bilinmesi gerekir. Ağır çekirdeklerde uyarılmış durum yoğunluğu çok büyüktür, yüksek enerjilerde uyarılmış durumlar arasındaki ortalama uzaklık eV mertebesindedir. Bu değer çözüme gücümüzden küçüktür; böyle durumlarda β bozunumundaki sürekli spektrum çok farklı bir nedenle ortaya çıkar.

Şekil (1.7), β -gecikmiş nükleon yayınlamasının β bozunma enerjisinin nükleon ayrılma enerjisinden büyük olduğu zaman oluşabileceğini göstermektedir: $Q_\beta > S_N$ (burada $N = n$ veya p 'dir). Bu reaksiyon enerji bakımından izinli olduğu zaman, daima bu reaksiyonla yarışan bir başka işlem vardır; örneğin, yayınlayan durumun γ bozunumu veya yayınlayıcının daha düşük düzeylerine parçacık yayınlayarak bozunması mümkün olmayan daha düşük enerjili düzeylerine β bozunumu gibi.

Bu durumda, β -gecikmiş nükleon yayınlaması reaksiyonlarının incelenmesinden başlıca iki tür bilgi edinilir; (1) Bozunma iki cisim etkileşmesi (yayınlanan nükleon artı ürün çekirdek) olduğundan nükleonlar farklı enerjilerle yayınlanırlar, bu enerji ilk ve son durumlar arasındaki enerji farkına eşittir. Ürün çekirdekteki enerji düzeyleri genellikle iyi bilinir ve yayınlanan nükleonun enerjisi, nükleon yayınlayan çekirdeğin uyarılmış durumunun enerjisinin bir ölçüsüdür. (2) Nükleon yayınlayan çekirdekteki farklı durumlardan nükleon yayınlama olasılığından β yayınlayıcı çekirdekteki bu durumların bağıl popülasyonlarını hesaplayabiliriz. Bu, β bozunma matris elemanları hakkında bilgi verir. Nükleon yayınlayıcı çekirdekteki oldukça yüksek uyarılmış durumların birbirine çok yakın olması nedeniyle sürekli bir spektrum oluştururlar, bu yüzden bir $S_\beta(E_x)$ β bozunumu şiddet fonksiyonu göz önüne almak daha uygundur. Şiddet fonksiyonu, E_x uyarılma enerjisi civarındaki uyarılmış durumlara ulaşan ortalama β bozunum şiddetini verir. Bu yüksek uyarılma enerjisindeki durumlara β bozunumunu yasaklayan birkaç seçim kuralı vardır ve β bozunumu şiddet fonksiyonu kabaca $\rho(E_x)$ durum yoğunluğu ile orantılıdır. Ancak daima öncü çekirdeğin karakterine çok benzeyen bir özel durum vardır ve β bozunumunun çoğunluğu bu durum ile sonuçlanır (bu durum, büyük Fermi tipi matris

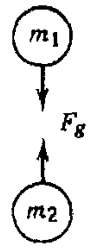
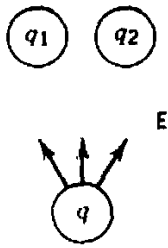
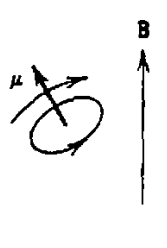
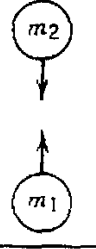
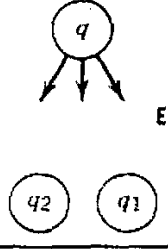
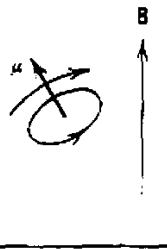

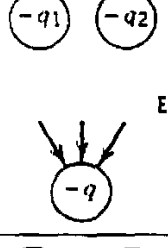
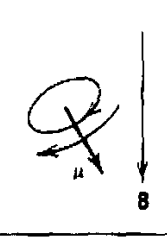

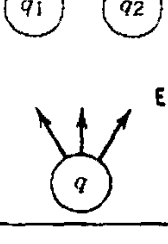
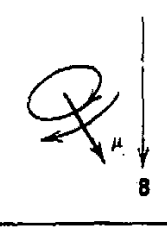
elemenına sahiptir). Yapısı, komşu izobardaki bozunan duruma benzediği için bu duruma izobarik benzer durum denir. İzobarik benzer duruma eşlik eden β bozunumun şiddeti (veya enerjisi) β -gecikmiş nükleon yayınlanması tekniği ile ölçülebilir.

1.9. Beta Bozunumunda Paritenin Korunmaması

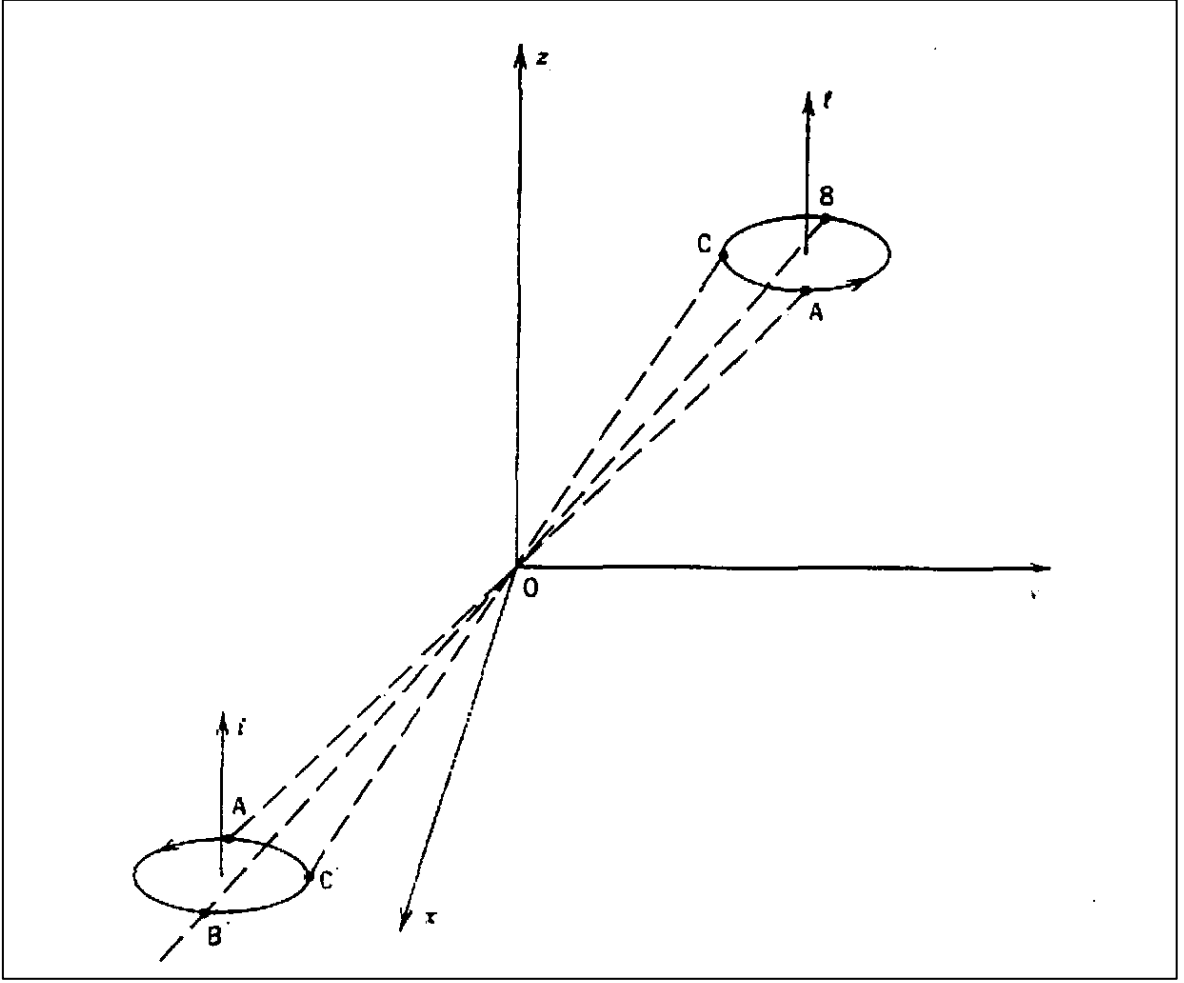
Parite işlemi bir sistemin tüm koordinatlarını başlangıç noktasına göre yansıtır, $r \rightarrow -r$. Parite işlemi, orijinal sistemle aynı yasalara uyan bir fiziksel sistem veya denklemler kümesi verirse sistemin parite işlemine göre değişmez (invariant) olduğu sonucunu çıkarırız. İlk ve yansımış sistemlerin her ikisi de doğanın olanaklı durumlarını temsil ederler ve gerçekten ilk sistemi, yansımış sistemden hiçbir şekilde ayırt edemeyiz.

Makroskopik dünyada birinin diğerine tercih edildiği bir yönün varlığı tabiidir. Örneğin biz insanlar kalbimizin hep vücudumuzun sağ tarafında olması gerektiğini düşünürüz, oysa doğada bunun böyle olduğunu söyleyen bir yasa yoktur, yani kalbin sağda olması kabul edilebilir bir durumdur. Biz, doğa yasalarının yansıma simetrisi ile ilgileniriz, tesadüfi düzenlemeler ile değil.

Sık sık kullandığımız üç farklı ‘yansıma’ vardır. Birincisi $r \rightarrow -r$ ile gösterilen uzay yansımasıdır ve buna, parite (P) işlemi denir. İkinci yansıma, tüm parçacıkların karşı parçacıkları ile değiş tokuş edilmesidir. Bu işlemle elektrik yüklerinin ters işaretlere sahip olabilmelerine rağmen işleme, yük eşleniği (C) denir. Üçüncü işlem zaman tersinirliği (T) (time reversal) dir. Bu işlemde t yerine $-t$ konur; sistemdeki tüm işlemlerde zamanın akış yönünü ters çevirir. Şekil (1.8)’de bu üç temel işlemin, P, C ve T, nasıl işlediği görülmektedir. Bazı vektörlerin P işlemi altında işaret değiştirdiğine (koordinat, hız, kuvvet, elektrik alan) ve bazılarının değiştirmediğine (açısal momentum, manyetik alan, tork) dikkat ediniz. Birinci gruba gerçek veya kutupsal (polar) vektörler, ikinci gruba psödo veya aksenal vektörler denir. Şekil (1.9) başlangıç noktasına göre yansımış dönen bir cismi göstermektedir. Açısal momentum vektörünün yansıma ile yön değiştirmediğini açıkça görebiliriz.

Kütle Çekimi	Elektrik Alan	Manyetik Alan	
			İlk
			P aynası
			C Aynası
			T aynası

Şekil 1.8. P, C ve T'nin kütle çekim ve elektromanyetik etkileşmeler üzerindeki etkisi. Her durumda ters çevrilmiş diyagramlar mümkün fiziksel durumları temsil eder ve böylece bu etkileşmeler P, C ve T işlemi altında değişmez kalır.

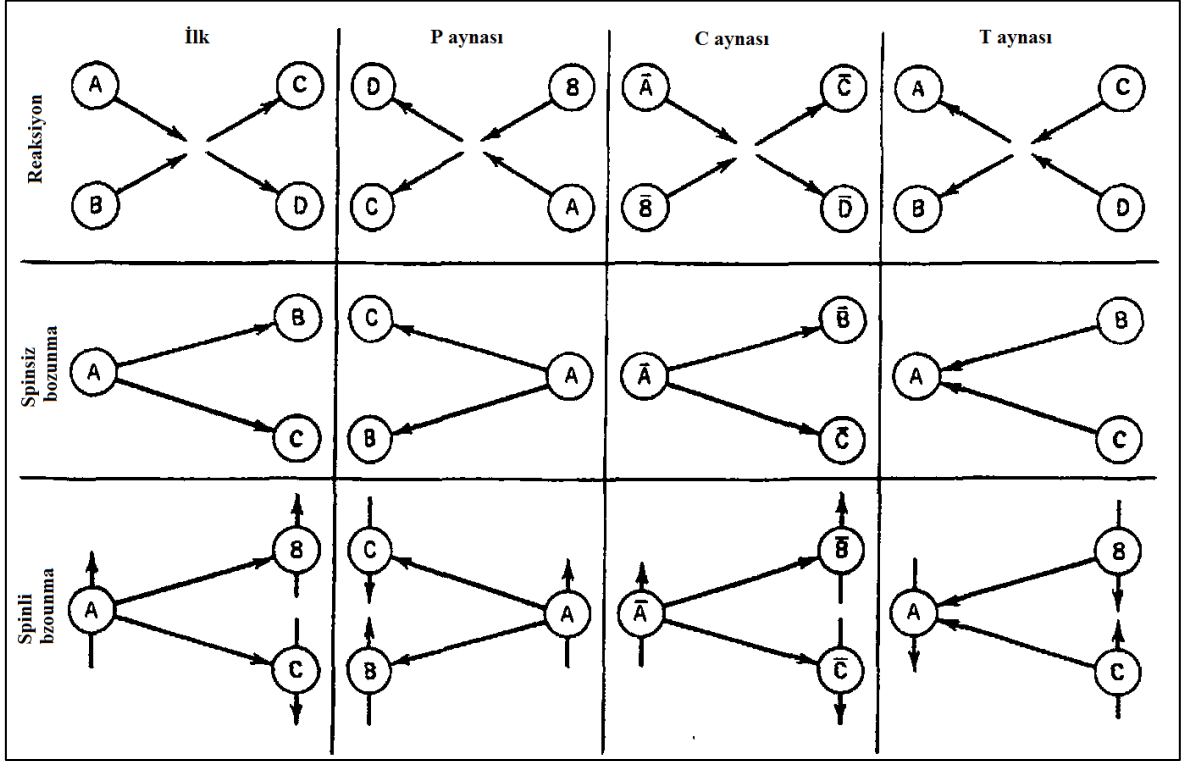


Şekil 1.9. P işleminin dönen bir cisim üzerine etkisi. Eğer yörünge üzerindeki A, B ve C koordinatları başlangıç noktalarına göre yansıtılırsa ($r \rightarrow -r$), A' , B' ve C' koordinatları elde edilir. Orijinal parçacıklar A'dan B ve C'ye doğru hareket ederlerken yansımış parçacıklar A'dan B' ve C'ye doğru hareket ederler. Açısal momentumun yönünü belirlemek için sağ el kuralını kullanarak hem l 'nin hem de l' 'nin yukarı doğru olduğunu buluruz. Böylece l , P işlemiyle işaret değiştirmez, böyle vektörlere aksenal vektörler denir. (P işlemiyle işaret değiştiren vektörlere kutupsal polar vektörler denir.)

Şekil (1.8)'de gösterilen her duruma, laboratuvarında gerçekleştirebileceğimiz yansımış görüntü, gerçek bir fiziksel durumu temsil etmektedir. Kütle çekim ve elektromanyetizmanın P, C ve T'ye göre değişmez olduğuna inanıyoruz.

Nükleer etkileşmenin P, C ve T değişmezliğini sınamanın bir yolu Şekil (1.10)'da tasvir edilen deneyler dizisini gerçekleştirmek olabilir. Orijinal deneyde, A ve B arasındaki bir etkileşme C ve D'yi meydana getirir. Parçacıkları değiş tokuş ederek P'yi test edebiliriz (örneğin A mermisinin B hedefi üzerine gelmesi yerine B mermisinin A hedefi üzerine gelmesi). Reaksiyonu karşı parçacıklar arasında gerçekleştirerek C'yi, C ve D

parçacıklarını A ve B'yi meydana getirmek üzere etkileştirerek T'yi test edebiliriz. Her durumda ters reaksiyonun gerçekleşme olasılığıyla orijinal reaksiyonunkini karşılaştırabiliriz, eğer bu iki olasılık özdeşse P, C ve T'nin nükleer etkileşme için değişmez oldukları sonucunu çıkarabiliriz.



Şekil 1.10. P, C ve T'nin nükleer fizik testleri.

$A \rightarrow B + C$ bozunumu durumunda şekilde görüldüğü üzere aynı tür testleri uygulayabilir ve P, C ve T değişmezliğini bozunma reaksiyonlarında inceleyebiliriz.

P işlemini nasıl test ettiğimize dikkat etmemiz gerekir, çünkü şekilde görüldüğü gibi yansımış deney, sayfayı etrafında çevirdiğimizde veya bozunma ya da reaksiyonu gözlemek üzere başımız üstünde durduğumuzda gördüğümüz şeye özdeştir. Ancak doğa yasalarının değişmezliklerini test ederken fizikçilerin başları üzerinde durmalarını önlemek için daha kolay bir yol bulmamız gerekir.

Bir yol, bozunan A parçacığının özel bir doğrultuda yönlenmiş bir spin vektörüne sahip olduğunu varsaymaktır. Spin, P işlemiyle yön değiştirmez, ancak biz ona baş aşağı bakarsak yön değiştirir. Böylece orijinal deney, yayınlanan B parçacığının A'nın spiniyle

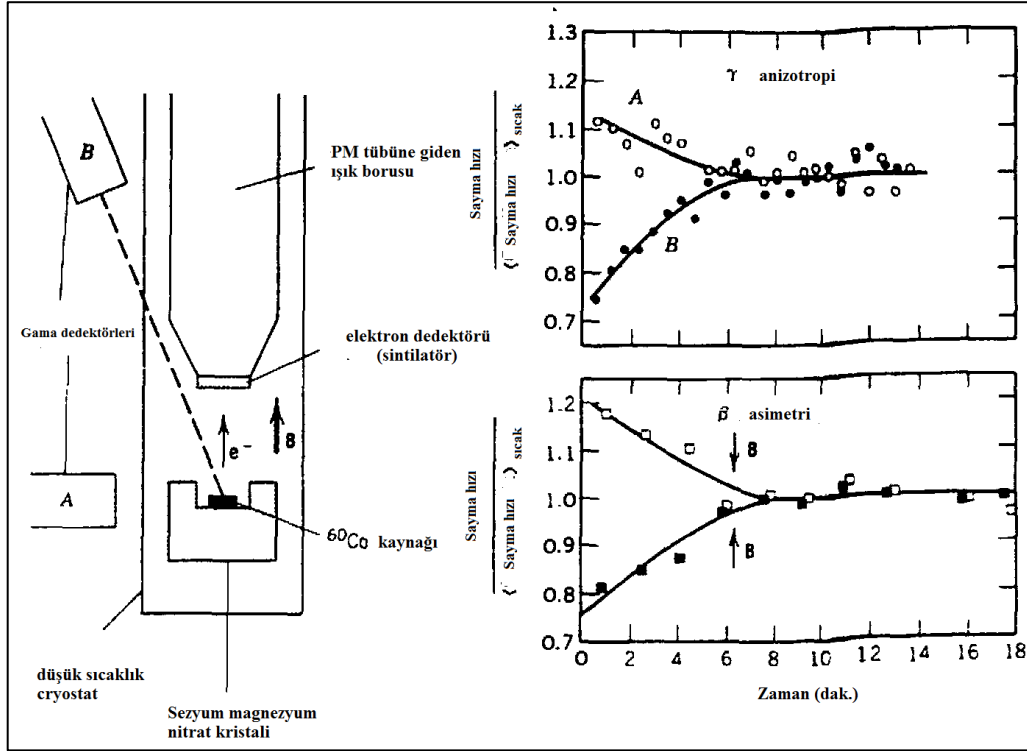
aynı yönde yayınlandığını gösterir. Yansımış deney ise B'nin A'nın spini ile zıt yönde yayınlandığını gösterir. Deney böylece yansımış halinden ayırte edilir. Eğer hepsinin spinleri aynı yönde çok sayıda A çekirdeği varsa ve eğer kendi spinleri ile aynı ve zıt yönde eşit sayıda B parçacığı yayınlamaya eğimli iseler deney bir kez daha kendi görüntüsü gibi görünür. Bazı bozunan çekirdeklerinin spinleri yönlendikten sonra bozunma ürünlerinin her iki yönde de eşit veya iki yönden birinde diğerine göre daha fazla sayıda yayınlanıp yayınlanmadıklarına bakarız. Bu P'yi doğrudan test etmenin bir yoludur.

1956'da T. D. Lee ve C. N. Yang, P'nin birçok nükleer reaksiyon ve bozunmalarda test edilmiş olmasına rağmen henüz β bozunumunda test edilmediğine dikkat ettiler. Lee ve Yang, bu problemi $\theta - \tau$ bilmecesi denilen bir durum ile çözmeye çalıştılar. O tarihte θ ve τ adı verilen özdeş spin, kütle ve ömüre sahip iki parçacık bulunmaktaydı; bu, gerçekte θ ve τ 'nin aynı iki parçacık (bugün K mezunu denilen) olduğunu gösterir. Bu parçacıkların bozunmaları farklı pariteli son durumlara ulaşmaktadır. Bozunmalar nükleer β -bozunumuna benzer bir işlemle gerçekleştiğinden Lee ve Yang, θ ve τ 'nin, P işlemimin β bozunumu için değişmez olmaması durumunda pariteleri farklı son durumlara bozunan aynı parçacıklar olduklarını ileri sürdüler.

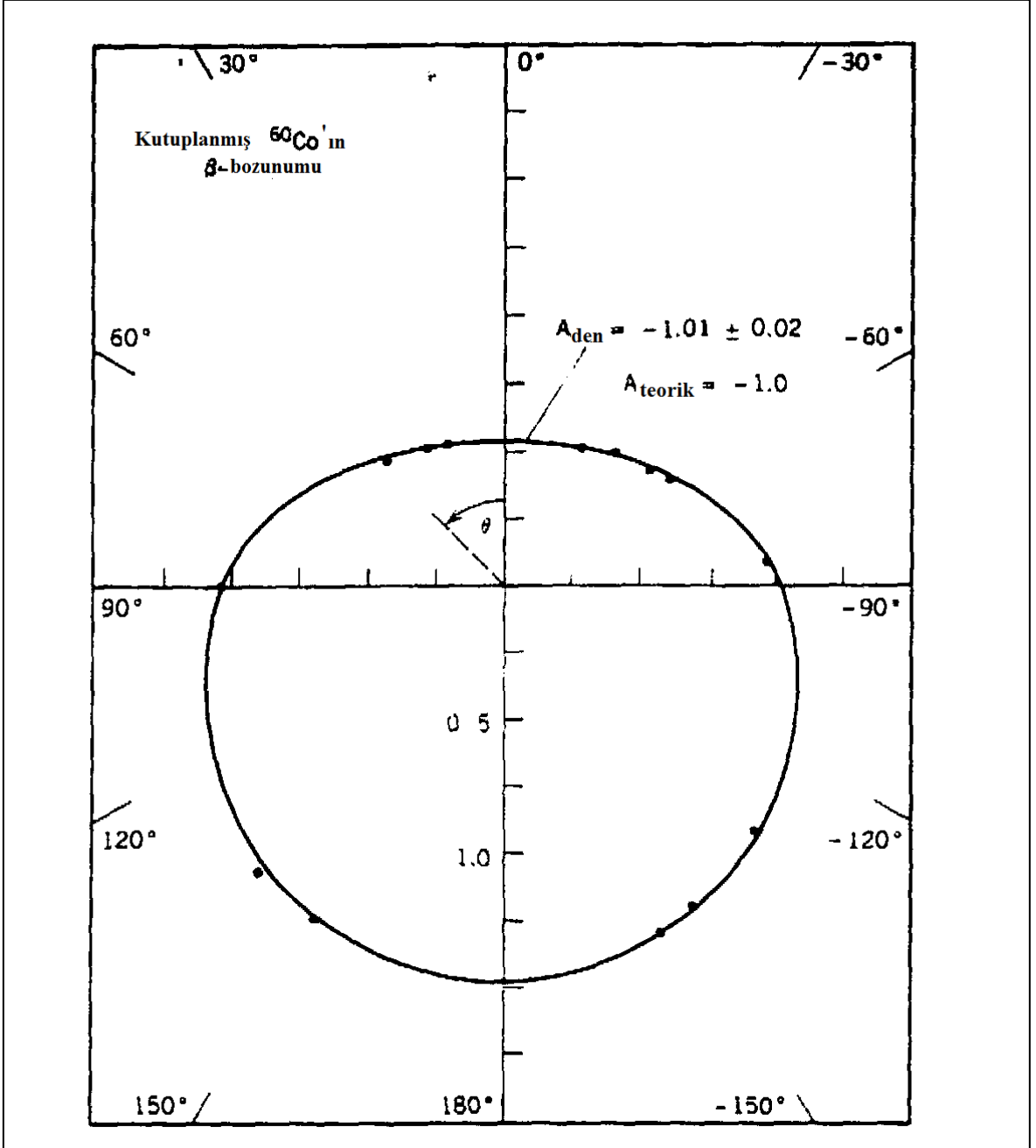
Birçok deney grupları Lee ve Yang'un önerilerini incelemek için deneyler yaptılar, başarılı bir deney C. S. Wu ve arkadaşları tarafından $^{60}_{27}\text{Co}$ 'ın β -bozunumu deneyidir. Wu ve arkadaşları $^{60}_{27}\text{Co}$ spinlerini, bir manyetik alan içinde çok düşük sıcaklıkta ($T \sim 0,01\text{K}$, termal hareketin, yönlendirmeleri bozmayacak kadar düşük) manyetik dipol momentlerini yönlendirmek suretiyle yönlendirdiler. Manyetik alanın yönünü ters çevirerek spinleri ve yansıma etkilerini ters çevirmiş oldular. Eğer manyetik alan boyunca ve manyetik alana zıt yönde eşit sayıda β parçacığı gözlenmiş olsaydı β bozunumu P işlemine göre değişmez olurdu. Gerçekte ise nükleer spine zıt yönde yayınlanan β parçacıklarının sayısı gözlenenlerin en az %70'idir. Şekil (1.11) Wu ve arkadaşlarının orijinal verilerini göstermektedir, ayrıca manyetik alanın yönünün değiştirildiğinde β sayma hızının değiştiğini görebilirsiniz.

Bu deneyden 25 yıl sonra Wu ve arkadaşları gelişmiş cihazlar kullanarak $^{60}_{27}\text{Co}$ deneyini tekrarladılar. Deney, özellikle çekirdeklerin soğutulması, spinlerinin kutuplanması ve β parçacıklarının saptanabilmesi için gerekli teknolojiye sahipti. Şekil (1.12) bu yeni deneyin sonuçlarını ve özellikle paritenin korunmamasının etkisini açıkça göstermektedir.

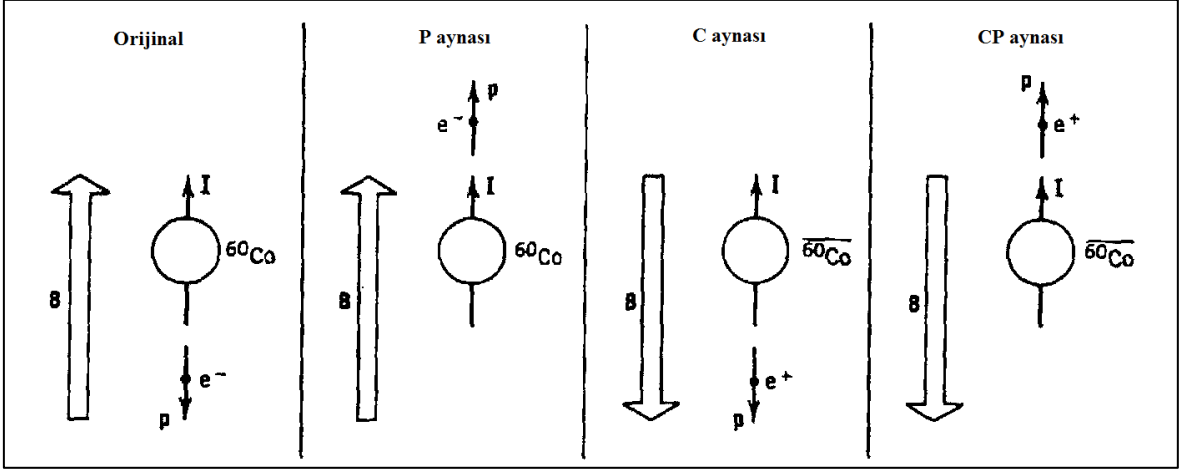
Şekil (1.13) ${}^{60}_{27}\text{Co}$ deneyini ve P aynasındaki yansımalarını şematik olarak göstermektedir. P yansıma deneyinde elektronlar daha çok manyetik alan yönünde yayınlanırlar. Bu, doğada yalnız P işleminin geçerli bir simetri olmadığı ve β bozunumunda karşılaşılan bir durumdur. Orijinal deneyin C aynasındaki yansımalarını gözönüne alınız. Bu durum Şekil (1.13)'te gösterilmiştir. İletken tellerden geçen ve etrafında manyetik alan meydana getiren elektronlar pozitrona dönüşürler ve manyetik alanın yönü zıt yöne döner. C yansıtılmış deneyde β parçacıkları artık daha çok manyetik alan boyunca yayınlanırlar. Böylece madde ve antimadde β bozunumunda farklı davranırlar; bu, C simetrisinin ihlal edilmesi demektir.



Şekil 1.11. ${}^{60}_{27}\text{Co}$ 'ın bozunumunda parite korunumunun ihlal edilmesini incelemek için yapılan deneyin şeması. Solda, deneyde kullanılan düzenek görülmektedir; radyoaktif kaynağı 0,01K kadar soğutmak için sezyum magnezyum nitrat kristali kullanılır. Sağ altta, gözlenen β sayma hızları gösterilmiştir. Manyetik alan yönünün ters çevrilmesi çekirdeklerin P işlemine maruz kalmasına özdeştir (Şekil (1.10) ve (1.13)'e bakınız.). Eğer P ihlal edilmeseydi asimetri olmazdı ve alanın yukarı doğru olduğu zaman eğri, aşağı doğru olduğu zaman elde edilen eğri ile çakışırdı. Asimetrisinin 8 dakika civarında bitmesi kaynağın giderek ısınmasından ileri gelir. ${}^{60}\text{Co}$ çekirdeklerinin kutuplanmasındaki kayıp gözlenen γ -ışını hızları ile temsil edilir. Veriler C. S. Wu et al., Phys. Rev. 105, 1413 (1957)'den alınmıştır.



Şekil 1.12. C.S. Wu ve arkadaşlarının $^{60}_{27}\text{Co}$ 'ün β -bozunumunda parite korunumunun ihlalini incelemek için yaptıkları deneylerin sonuçları. Deneysel noktalar, bozunan $^{60}_{27}\text{Co}$ çekirdeklerinin kutuplanma doğrultusu (spin doğrultusu) ile bir θ açısı yapan doğrultuda gözlenen β -şiddetini verir. Koyu çizgi şiddetin $1 + AP \cos \theta$ ile değiştiği Fermi teorisi ile hesaplanan değerleri verir. Burada P, nükleer kutuplanmaya bağlı bir parametredir. Eğer parite β -bozunumunda ihlal edilmemiş olsaydı 0° ve 180° 'deki şiddetler eşit olurdu. L. M. Chirovsky et al., Phys. Lett. B 94, 127 (1980).



Şekil 1.13. P,C ve birleştirilmiş CP aynalarında kutuplanmış $^{60}_{27}\text{Co}$ deneyi.

Bununla birlikte, deneyi, bir aynada Şekil (1.13)'te görüldüğü gibi hem P hem de C işlemlerini aynı anda gerçekleştirecek biçimde yansıtacak olursak orijinal deney elde edilir. C,P işlemleri ayrı ayrı geçerli simetrisi değilse de CP birleşimi geçerli bir simetridir.

Bu konuyu burada kapatmadan önce nükleer spektroskopide P korunumsuzluğunu ve etkilerini tartışmalıyız. Bir çekirdekte nükleonlar arasındaki etkileşme iki kısımdan ibarettir. "Kuvvetli" kısım, özellikle π mezoununun değiş tokuşundan kaynaklanır ve P simetrisine uyar. "Zayıf" kısım ise β -bozunumundan sorumlu etkileşmedir.

$$V_{\text{çekirdek}} = V_{\text{kuvvetli}} + V_{\text{zayıf}} \quad (1.143)$$

$V_{\text{zayıf}}$ 'in nükleer spektroskopideki etkileri V_{kuvvetli} 'nin etkilerine göre çok küçüktür. Ancak $V_{\text{zayıf}}$ P simetrisini ihlal eden bir özelliğe sahiptir. Nükleer dalga fonksiyonuna $V_{\text{zayıf}}$ 'in etkisi eklenince;

$$\psi = \psi^{(\pi)} + F\psi^{(-\pi)} \quad (1.144)$$

olur. Buradaki F, 10^{-7} mertebesindedir.

Belli şartlar altında, dalga fonksiyonuna yapılan bu küçük katkı, nükleer spektroskopi için gözlenebilir bir sonuç değildir, ancak bu katkının gözlenebildiği iki durum vardır. Birincisinde kutuplanmış bir çekirdek tarafından yayınlanan nükleer γ -ışını kutuplanmış manyetik alan boyunca ve zıt yönde gözlenen şiddet arasında küçük bir fark

oluşur. Bu tamamen $^{60}_{27}\text{Co}$ deneyindeki duruma benzer, fakat genel olarak çok küçük bir etkidir, (10^7 'de bir kadar) çünkü dalga fonksiyonunun yalnızca küçük bir parçasından kaynaklanır ve dalga fonksiyonunun $\psi^{(\pi)}$ kısmı ise iki şiddet arasında bir fark oluşturmaz. $^{180}_{72}\text{Hf}$ 'nin izomerik bozunumunda K. S. Krane ve arkadaşları, Phys. Rev. C 4, 1906 (1971)'de bu farkı %2 olarak açıklamışlardır. Fakat genelde çok daha küçüktür ve ölçme duyarlılığımızın ötesindedir. İkinci bir tür gözlem için $^{16}_8\text{O}$ 'nın 2^- düzeyinin $^{12}_6\text{C}$ 'nin 0^+ taban durumuna α bozunumunu göz önüne alınız. α bozunumu için seçim kuralları $2^- \rightarrow 0^+$ bozunumunu tamamen yasaklar fakat 2^- durumu 2^+ durumunun küçük bir parçasını içerirse, bozunum, şiddeti F^2 ile orantılı olacak biçimde, izinlidir. $^{16}_8\text{O}$ 'nın uyarılmış durumlarının α bozunumu için yapılan dikkatli çalışmalarda Neubeck ve arkadaşları, parite korunumsuz $2^- \rightarrow 0^+$ geçişine atfettikleri zayıf bir dallanma keşfettiler. Bu geçişin kısmi yarı ömrü $7 \times 10^{-7}\text{s}$ olarak hesaplandı. Kıyaslama yolu ile sıradan bir α geçişinin yarı ömrü için ($Q = 1,7\text{MeV}, B = 3,8\text{MeV}$) $2 \times 10^{-21}\text{s}$ 'dir. α -bozunum şiddeti, P'nin ihlal edildiği bu reaksiyonda beklenildiği gibi $F^2(10^{-14})$ mertebesinde.

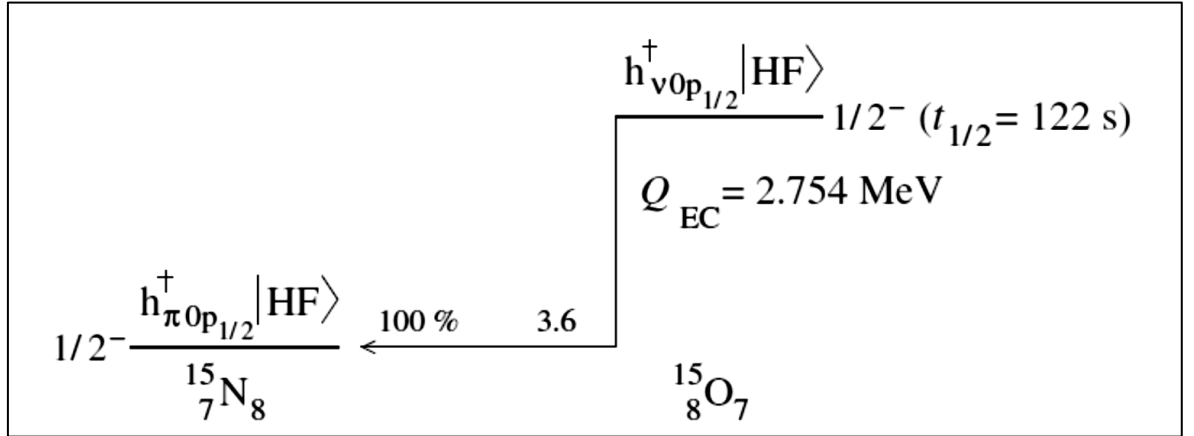
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. ^{15}O 'in Beta Bozunumu

Deneysel veriyle Şekil (2.1)'de gösterilen $^{15}\text{O}_7$ ve $^{15}\text{N}_8$ 'in beta bozunumunu inceleyelim. Bu durumda β^+ bozunumu ve elektron yakalanmasının ikisi de aktiftir. $3.6 \log ft$ deneysel değeriyle geçiş süperizinlidir (Tablo 1.4'te görüldüğü gibi). Bu %100 dallanmalı iki taban durumu arasında meydana gelir, yani bütün bozunumlar son taban durumuna gider. Sırasıyla Denklem (2.1) ve (2.2) ilk ve son durumlarının bir-boşluk yapısı şeklinde belirtilmiştir. Bu dalga fonksiyonlarından indirgenmiş geçiş olasılıklarını hesaplayacağız ve ölçülen değerlerle sonuçları karşılaştıracız.

$$\left| ^{15}\text{N}; 1/2^-_{\text{gs}} \right\rangle = h_{\pi 0 p_{1/2}}^{\dagger} | \text{HF} \rangle \quad (2.1)$$

$$\left| ^{15}\text{O}; 1/2^-_{\text{gs}} \right\rangle = h_{\nu 0 p_{1/2}}^{\dagger} | \text{HF} \rangle \quad (2.2)$$



Şekil 2.1. $1/2^-$ taban durumundaki ^{15}O 'in $1/2^-$ taban durumundaki ^{15}N 'a süperizinli beta bozunumu. Bozunum β^+ /EC bozunum biçiminde devam eder. Deneysel yarı-ömür, Q değeri, dallanma ve $\log ft$ değeri verilmiştir.

Denklem (1.48) ve Tablo 1.3, çiftlenim sabitleriyle şu şekilde verilir;

$$B_F = g_V^2 = 1.0 \quad (2.3)$$

$$B_{GT} = g_A^2 \frac{3}{2} |M_{GT}(p_{1/2} p_{1/2})|^2 = 1.25^2 \times \frac{3}{2} \left(-\frac{\sqrt{2}}{3}\right)^2 = 0.521 \quad (2.4)$$

Denklem (1.32)'den;

$$f_0 t_{1/2} = \frac{6147s}{1.0+0.521} = 4041 s \quad (2.5)$$

elde edilir. Burada deneyselle mükemmel bir uyum içindeki $\log ft = 3.61$ sonucunu verir.

Denklem (1.17)'den yarı-ömrü hesaplamak için işlemlerimize devam edelim. Denklem (1.33)'te görüldüğü gibi gerekli faz-uzayı faktörü $f_0 = f_0^{(+)} + f_0^{(EC)}$ olarak verilmiştir. Denklem (1.35)'teki verilerle Denklem (1.30)'dan $f_0^{(+)}$ 'ı hesaplayalım;

$$E_0 = \frac{Q_{EC} - m_e c^2}{m_e c^2} = 4.389 \quad (2.6)$$

ve $Z_f = 7$ alınarak Denklem (1.29)'dan;

$$F_0^{(PR)}(-Z_f) = \frac{2\pi\alpha(-Z_f)}{1 - e^{2\pi\alpha Z_f}} = 0.848 \quad (2.7)$$

olur. Denklem (1.30) denklemi şu sonucu verir:

$$f_0^{(+)} = 42.3 \quad (2.8)$$

$f_0^{(EC)}$ faz-uzayı faktörü Denklem (1.27)'deki veriyle Denklem (1.26)'dan hesaplanırsa

$$\varepsilon_0 = 1 - \frac{1}{2}(\alpha \times 8)^2 = 0.998 \quad (2.9)$$

elde edilir.

Denklem (1.36) denklemi Denklem (2.6)'daki aynı E_0 'ı verir. Böylece

$$f_0^{(EC)} = 2\pi(\alpha \times 8)^3(0.998 + 4.389)^2 = 0.036 \quad (2.10)$$

olur. $f_0^{(EC)} \ll f_0^{(+)}$ olduğundan geçişe β^+ bozunumu hakimdir. Bu nedenle;

$$f_0 \approx f_0^{(+)} = 42.3 \quad (2.11)$$

olur. Bu $\log ft = 1.63$ sonucunu verir ve Denklem (1.17)'de yerine konulduğunda sonuç teorik yarı-ömrü verir:

$$t_{1/2} = 10^{3.61-1.63} \text{s} = 95.5 \text{ s} \quad (2.12)$$

Bu sonuç 122 s deneysel yarı-ömre yakındır.

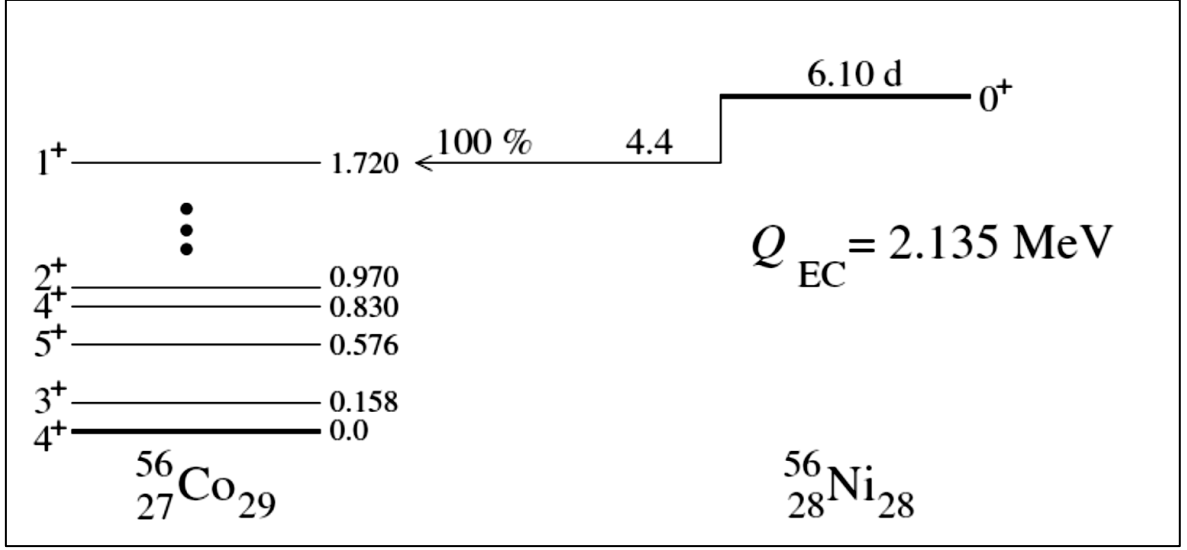
Hesaplanan yarı-ömür deneysel sonuçla uyumludur. Bunun anlamı şudur; gerçek nükleer durumlar gerçekten oldukça saf bir-parçacık ve bir-boşluk durumlarıyla ilgilidir. Bu geçişlerde tek-parçacık geçişleri vardır. Beta bozunumları süperizinlidir. Bu Tablo 1.4'te belirtilmiş olan 2.9 – 3.7 aralığındaki $\log ft$ değerleri tarafından doğrulanmaktadır.

2.2. $^{56}_{28}\text{Ni}$ 'in Beta Bozunumu

Şekil(2.2)'de gösterilen β^+/EC bozunumunu inceleyelim. Burada $^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$ ve $^{56}_{27}\text{Co}_{29}$ bozunur. Bu Denklem (1.53) ve Denklem (1.54) tarafından tanımlanan durumdur. Basit ortalama alan kabuk model düzeninde $^{56}_{27}\text{Co}$ 'ın düşük enerji durumlarının yapısı şu şekildedir:

$$|^{56}_{27}\text{Co}; 1^+, 2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+\rangle = \left[c_{\nu 0 f_{5/2}}^\dagger h_{\pi 0 f_{7/2}}^\dagger \right]_{1^+, 2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+} |^{56}_{28}\text{Ni}; 0_{gs}^+\rangle \quad (2.13)$$

Burada $^{56}_{28}\text{Ni}$ iki kat sihirli parçacık-boşluk vakumudur. Denklem (1.53) ve (1.54) açısal momentum şartlarından dolayı Fermi matris elemanı kaybolur ve sadece Gamow-Teller matris elemanı için mümkün son durum $^{56}_{27}\text{Co}$ 'ın 1^+ durumu olur.



Şekil 2.2. ^{56}Ni taban durumundan ^{56}Co uyarılmış durumuna beta bozunumu. Bozunum β^+/EC tarzı üzerinden oluşur ve Tablo 1.4'den görülebileceği gibi ayrıcalıksız izinli türdendir. Deneysel yarı-ömür, Q değeri, dallanma ve $\log ft$ değeri verilmiştir.

Tablo 1.3'den tek-parçacık matris elemanı, Denklem (1.54) Gamow-Teller matris elemanı şu şekilde yazılır;

$$M_{\text{GT}} = \sqrt{3}M_{\text{GT}}(f_{5/2}f_{7/2}) = \sqrt{3} \times 4\sqrt{\frac{2}{7}} = 3.703 \quad (2.14)$$

indirgenmiş geçiş olasılığı da şöyledir;

$$B_{\text{GT}} = g_{\text{A}}^2|M_{\text{GT}}|^2 = 1.25^2 \times (3.703)^2 = 21.43 \quad (2.15)$$

Denklem (1.32)'e Denklem (2.15) matris elemanı yerleştirilirse hesaplanan $\log ft$ değeri şu şekilde verilir;

$$\log ft = 2.46 \quad (2.16)$$

Bu deneysel $\log ft = 4.4$ değerinden çok düşüktür. Bu ifade basit parçacık-boşluk tanımının başarısız olduğunu gösterir. Bu geçiş ayrıcalıksız izinlidir, bunun anlamı şudur:

Başlıca tek-parçacık geçişinin artık iki-cisim etkileşimi tarafından çeşitli ilk ve son durumları arasında etkisi azalmıştır. Engel faktörü $10^{2.46-4.4} = 0.011$ 'dir.

Denklem (2.13)'teki çiftlenim, nötronlar için $0f_{7/2}$ kabuğundan f_p kabuğunun geri kalanına uyarılmış bir protondan 1^+ durumunu üretmek için gerekli olan bir yoldur. Bu yüzden bu tutarsızlık, $^{56}_{27}\text{Co}$ 'ın düşük durumlarında daha karışık biçimlerin, iki-parçacık-iki-boşluk vb. uyarılmaların aktif bir rol oynadığını düşündürmektedir.

2.3. $^{16}_7\text{N}$ 'un Beta Bozunumu

Şekil(2.3)'teki $^{16}_7\text{N}_9$ 'un 2^- taban durumundan $^{16}_8\text{O}_8$ 'in en düşük negatif parite durumlarına Gamow-Teller β^- durumlarını inceledik. İlk-durum dalga fonksiyonu şu şekildedir:

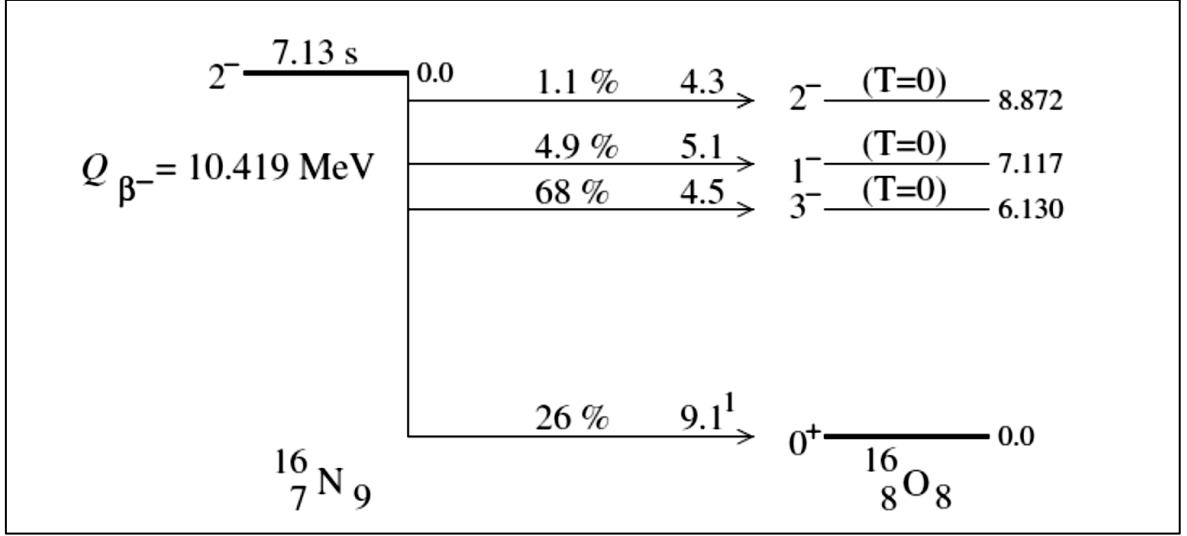
$$|^{16}_8\text{O}; 2^-_{gs}\rangle = \left[c_{v0d_{5/2}}^\dagger h_{\pi 0p_{1/2}}^\dagger \right]_{2^-} |HF\rangle \quad (2.17)$$

$^{16}_8\text{O}$ 'in 1^-_1 , 2^-_1 ve 3^-_1 durumları için basit ortalama alan dalga fonksiyonları;

$$|^{16}_8\text{O}; 2^-_1, 3^-_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left[c_{v0d_{5/2}}^\dagger h_{v0p_{1/2}}^\dagger \right]_{2^-,3^-} |HF\rangle + \left[c_{\pi 0d_{5/2}}^\dagger h_{\pi 0p_{1/2}}^\dagger \right]_{2^-,3^-} |HF\rangle \right) \quad (2.18)$$

$$|^{16}_8\text{O}; 1^-_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left[c_{v1s_{1/2}}^\dagger h_{v0p_{1/2}}^\dagger \right]_{1^-} |HF\rangle + \left[c_{\pi 1s_{1/2}}^\dagger h_{\pi 0p_{1/2}}^\dagger \right]_{1^-} |HF\rangle \right) \quad (2.19)$$

şeklinde olur.



Şekil 2.3. $^{16}_7\text{N}$ 'in 2^- taban durumundan $^{16}_8\text{O}$ 'in uyarılmış ve taban durumlarına β^- bozunumu. Deneysel yarı-ömür, Q değeri, dallanmalar ve log ft değerleri gösterilmiştir [1]. Gamow-Teller bozunumu 3^- , 1^- ve 2^- durumlarında meydana gelir. 2^- son durumuna göre de Fermi bozunumu mümkündür. 0^+ taban durumu bozunumu da ilk-yasak özgündür.

Bu durumlar Tablo 1.3'ten alınan tek-parçacık matris elemanlarıyla Gamow-Teller matris elemanlarını bulmak için Denklem (1.59) ve (1.63)'te yerine konulursa;

$$\left(\nu 0d_{5/2} \left(\nu 0p_{1/2} \right)^{-1}; J_f \| \beta_{GT}^- \| \nu 0d_{5/2} \left(\pi 0p_{1/2} \right)^{-1}; 2^- \right) = \sqrt{\frac{10}{3}} (-1)^{J_f+1} \hat{J}_f \begin{Bmatrix} 2 & J_f & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{5}{2} \end{Bmatrix} \equiv A(J_f) \quad (2.20)$$

$$\left(\pi 0d_{5/2} \left(\pi 0p_{1/2} \right)^{-1}; J_f \| \beta_{GT}^- \| \nu 0d_{5/2} \left(\pi 0p_{1/2} \right)^{-1}; 2^- \right) = \sqrt{42} \hat{J}_f \begin{Bmatrix} 2 & J_f & 1 \\ \frac{5}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \equiv B(J_f) \quad (2.21)$$

$$\left(\nu 1s_{1/2} \left(\nu 0p_{1/2} \right)^{-1}; 1^- \| \beta_{GT}^- \| \nu 0d_{5/2} \left(\pi 0p_{1/2} \right)^{-1}; 2^- \right) = 0 \quad (2.22)$$

$$\left(\pi 1s_{1/2} \left(\pi 0p_{1/2} \right)^{-1}; 1^- \| \beta_{GT}^- \| \nu 0d_{5/2} \left(\pi 0p_{1/2} \right)^{-1}; 2^- \right) = 0 \quad (2.23)$$

ifadeleri elde edilir.

Denklem (1.70) ve (1.71) Fermi işlemcisinin matris elemanlarını verir. Yalnızca sıfırdan farklı olanlar $J_f = 2$ için olanlardır; yani;

$$\left(\nu 0 d_{5/2} (\nu 0 p_{1/2})^{-1}; 2^- \parallel \beta_F^- \parallel \nu 0 d_{5/2} (\pi 0 p_{1/2})^{-1}; 2^- \right) = -\sqrt{5} \quad (2.24)$$

$$\left(\pi 0 d_{5/2} (\pi 0 p_{1/2})^{-1}; 2^- \parallel \beta_F^- \parallel \nu 0 d_{5/2} (\pi 0 p_{1/2})^{-1}; 2^- \right) = \sqrt{5} \quad (2.25)$$

olur. Denklem (2.17) – (2.19) dalga fonksiyonlu Denklem (2.20) – (2.25) sonuçlarımız geçiş genliklerini verir;

$$(1_1^- \parallel \beta_{GT}^- \parallel 2_{gs}^-) = 0 \quad (2.26)$$

$$(2_1^- \parallel \beta_{GT}^- \parallel 2_{gs}^-) = \frac{1}{\sqrt{2}} [A(2) + B(2)] = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{3} \sqrt{\frac{10}{3}} + 7 \sqrt{\frac{2}{15}} \right) = 2.238 \quad (2.27)$$

$$(3_1^- \parallel \beta_{GT}^- \parallel 2_{gs}^-) = \frac{1}{\sqrt{2}} [A(3) + B(3)] = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{3} \sqrt{\frac{35}{3}} + \sqrt{\frac{7}{15}} \right) = 1.288 \quad (2.28)$$

$$(2_1^- \parallel \beta_F^- \parallel 2_{gs}^-) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{5} - \sqrt{5}) = 0 \quad (2.29)$$

Herhangi bir şekildeki karıştırılmayan basit dalga fonksiyonlarımız için 1_1^- durumuna bozunum oranımız kesinlikle sıfırdır. Bu daha önce gördüğümüz 1 – yasak izinli geçişin bir örneğidir. $2^- \rightarrow 2^-$ Fermi geçişinde de basit dalga fonksiyonları kaybolur.

Denklem (1.14) kaybolmayan indirgenmiş geçiş olasılıklarını şu şekilde verir;

$$B_{GT}(2_{gs}^- \rightarrow 2_1^-) = \frac{1.25^2}{5} \times 2.238^2 = 1.565 \quad (2.30)$$

$$B_{GT}(2_{gs}^- \rightarrow 3_1^-) = \frac{1.25^2}{5} \times 1.288^2 = 0.518 \quad (2.31)$$

Denklem (1.12)'den elde edilenler ise;

$$\log ft(2_{gs}^- \rightarrow 2_1^-) = 3.59 \quad (2.32)$$

$$\log ft(2_{gs}^- \rightarrow 3_1^-) = 4.07 \quad (2.33)$$

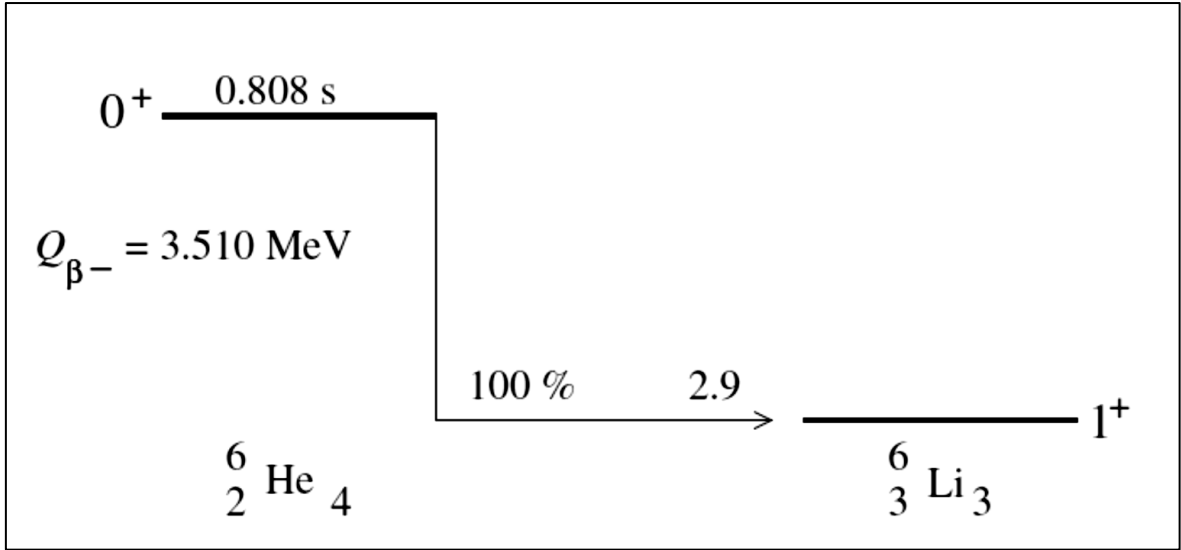
dir. Bu $\log ft$ değerleri 4.3 ve 4.5 deneysel değerleriyle ilgili daha kayda değer hızlı geçişleri temsil eder.

2.4. ${}^6_2\text{He}$ 'un Beta Bozunumu

Şekil (2.4)'de gösterilen ${}^6_2\text{He}$ 'un ${}^6_3\text{Li}$ 'a β^- bozunumunu düşünelim. 2.9 deneysel $\log ft$ değeriyle bu Tablo 1.4'e göre süperizinli geçiştir. Basit ortalama alan kabuk model şemasında ${}^6_2\text{He}$ ve ${}^6_3\text{Li}$ 'un düşük enerji durumları arasındaki gibi bir yapıya sahiptir:

$$|{}^6_2\text{He}; 0^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [c_{v0p_{3/2}}^\dagger c_{v0p_{3/2}}^\dagger]_{0^+} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (2.34)$$

$$|{}^6_3\text{Li}; 0^+\rangle = [c_{\pi0p_{3/2}}^\dagger c_{v0p_{3/2}}^\dagger]_{1^+} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (2.35)$$



Şekil 2.4. ${}^6_2\text{He}$ 'un 0^+ taban durumundan ${}^6_3\text{Li}$ 'un 1^+ taban durumuna süperizinli β^- bozunumu. Deneysel yarı-ömür, Q değeri, dallanma ve $\log ft$ değeri verilmiştir.

Geçiş iki-nötron çekirdeğinden proton-nötron çekirdeğinedir ve ilk açısal momentumu sıfırdır. Bu nedenle hesaplama için uygun olan formül Denklem (1.84)'tür ve şu şekilde verilir:

$$\begin{aligned} M_{GT}^{(-)} \left(\nu 0 p_{\frac{3}{2}} \nu 0 p_{\frac{3}{2}}; J_i = 0 \rightarrow \pi 0 p_{\frac{3}{2}} \nu 0 p_{\frac{3}{2}}; J_f = 1 \right) &= \sqrt{3} \times \frac{1}{2} \times \frac{1}{\sqrt{2}} \left[M_{GT} \left(p_{\frac{3}{2}} p_{\frac{3}{2}} \right) + M_{GT} \left(p_{\frac{3}{2}} p_{\frac{3}{2}} \right) \right] \\ &= \sqrt{\frac{10}{3}} = 1.826 \end{aligned} \quad (2.36)$$

burada $M_{GT}(p_{3/2}p_{3/2}) = \frac{2\sqrt{5}}{3}$ ifadesi Tablo 1.3'ten alınmıştır. Böylece

$$B_{GT} = 5.208, \log ft = 3.07 \quad (2.37)$$

sonuçları bulunur. Bu sonuçlar $\log ft = 2.9$ deneysel değeriyle uyum içindedir. Yarı-ömrü hesaplamada $f_0^{(-)}$ faz-uzayı faktörünün bulunması için Denklem (1.25), (1.29), (1.30) ve (1.34)'ü kullanılırsa;

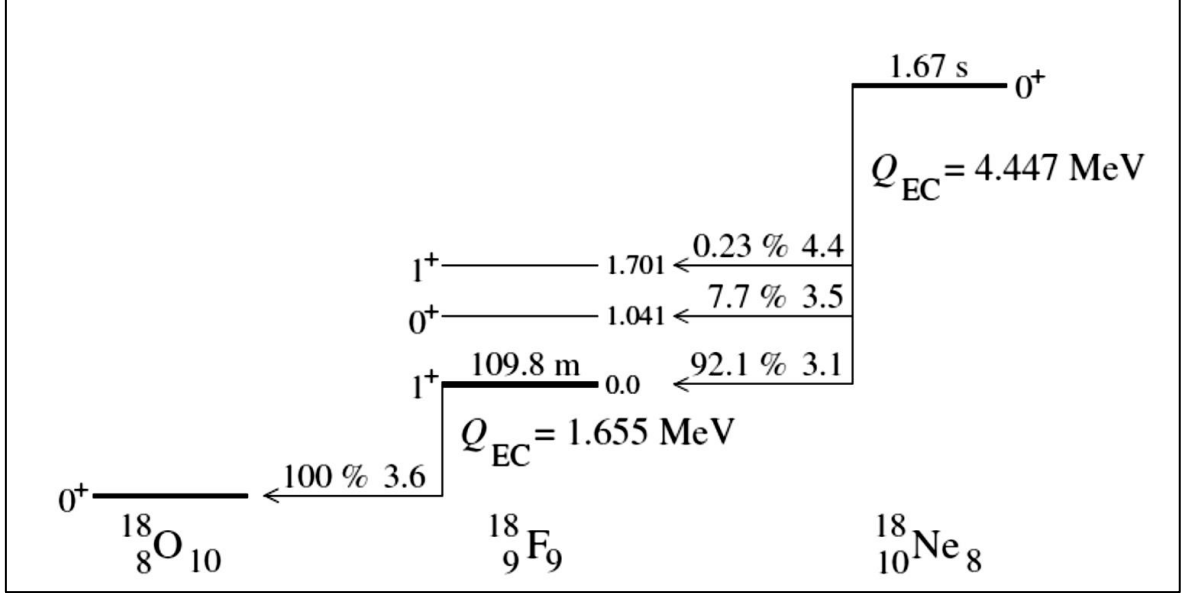
$$F_0^{(PR)}(Z_f = 3) = 1.070, E_0 = 7.869, f_0^{(-)} = 1058 \quad (2.38)$$

sonuçları elde edilir. Denklem (1.17) yarı-ömür denkleminde;

$$t_{1/2} = 1.11 \text{ s} \quad (2.39)$$

sonucu elde edilir. Bu 0.808 s olarak ölçülen değere oldukça yakındır.

2.5. $^{18}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{18}_9\text{F} \rightarrow ^{18}_8\text{O}$ Beta Bozunumu Zinciri



Şekil 2.5. $^{18}_{10}\text{Ne}$ 'un 0^+ taban durumundan $^{18}_9\text{F}$ 'un 0^+ ve 1^+ taban durumuna beta bozunumları ile $^{18}_9\text{F}$ 'un 1^+ taban durumundan $^{18}_8\text{O}$ 'in 0^+ taban durumuna beta bozunumu. Bozunumlar β^+ /EC biçiminde ilerleyecektir. Deneysel yarı-ömürler, Q değerleri, dallanmalar ve $\log ft$ değerleri verilmiştir [1].

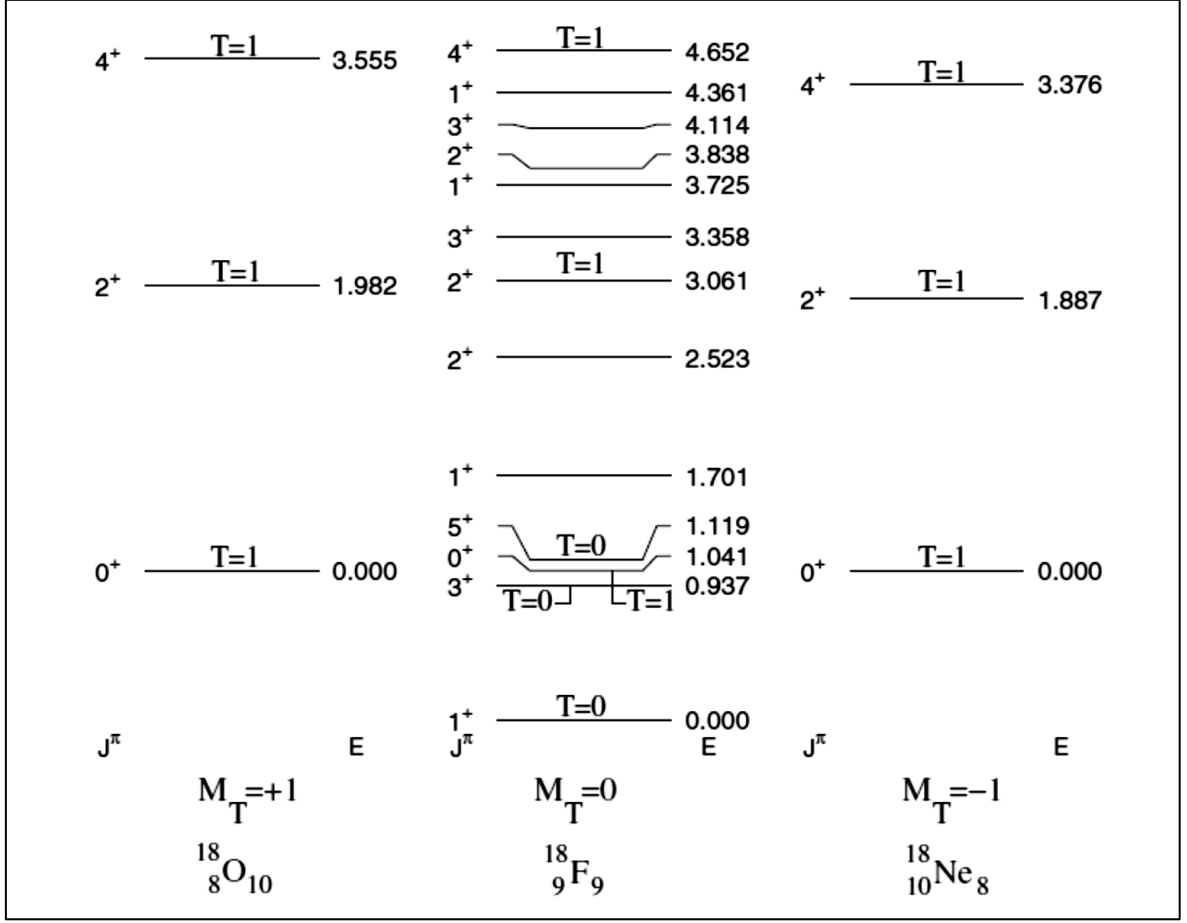
Bu örneğimiz $^{18}_8\text{O}$, $^{18}_9\text{F}$, $^{18}_{10}\text{Ne}$ çekirdekleriyle ilgilidir. Bunların uygun enerji seviyeleri ve beta bozunumu geçişleri Şekil (2.5)'te gösterilmiştir. Beta bozunumları Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) ve Gamow-Teller ($0^+ \rightarrow 1^+$, $1^+ \rightarrow 0^+$) geçişlerinin ikisini de içerir.

En düşük 0^+ durumları $^{18}_8\text{O}$, $^{18}_9\text{F}$ ve $^{18}_{10}\text{Ne}$ 'da Şekil (2.6)'de görüldüğü gibi üçlü izospin şeklindedir. Bunların yapısı şu şekilde elde edilir;

$$\left| ^{18}_8\text{O}; 0^+ \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[c_{\nu 0 d_{5/2}}^\dagger c_{\nu 0 d_{5/2}}^\dagger \right]_{0^+} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (2.40)$$

$$\left| ^{18}_9\text{F}; 0^+ \right\rangle = \left[c_{\pi 0 d_{5/2}}^\dagger c_{\nu 0 d_{5/2}}^\dagger \right]_{0^+} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (2.41)$$

$$\left| ^{18}_{10}\text{Ne}; 0^+ \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[c_{\pi 0 p_{3/2}}^\dagger c_{\pi 0 p_{3/2}}^\dagger \right]_{0^+} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (2.42)$$



Şekil 2.6. ¹⁸O₁₀, ¹⁸F₉ ve ¹⁸Ne₈ iki-parçacık çekirdeklerinin deneysel düşük enerji spektrumları. Sadece ¹⁸F₉ için pozitif parite durumları gösterilmiştir. Coulomb enerjisi çıkarılmış ve ilgili durumların izospin kuantum sayıları gösterilmiştir.

¹⁸Ne(0⁺) → ¹⁸F(0⁺) Fermi geçişini düşünelim. J_i = 0 olan Denklem (1.86) veya J_f = 0 olan Denklem (1.88) şu ifadeyi verir:

$$M_F^{(+)}(\pi 0 d_{5/2} \pi 0 d_{5/2}; J_i = 0 \rightarrow \pi 0 d_{5/2} \nu 0 d_{5/2}; J_f = 0) = \frac{1}{\sqrt{6}} \times \frac{1}{\sqrt{2}} \times 2 M_F(d_{5/2} d_{5/2}) = \sqrt{2} \quad (2.43)$$

Burada Denklem (1.20)'dan $M_F(d_{5/2} d_{5/2}) = \sqrt{6}$ 'dır. Bunu takip eden diğer sonuçlar şöyledir;

$$B_F = 2, \log ft = 3.49 \quad (2.44)$$

Bu 3.5 deneysel log ft değeriyle mükemmel uyumlu bir süperizinli geçiş örneğidir.

Basit ortalama alan kabuk modelinden yola çıkarak ^{18}F 'un 1^+ durumlarında karışık şekillenimlerini varsayalım. Hissedilir karışıklık enerjilerinin yakınlığından dolayı $[\pi 0d_{5/2} \nu 0d_{5/2}]_{1^+} |İÇÖZ\rangle$ ve $[\pi 1s_{1/2} \nu 1s_{1/2}]_{1^+} |İÇÖZ\rangle$ durumları arasında beklenir. Bu bileşenler iki ortogonal kombinasyonlarını oluşturulursa;

$$|^{18}\text{F}; 1_1^+\rangle = \alpha [c_{\pi 0d_{5/2}}^\dagger c_{\nu 0d_{5/2}}^\dagger]_{1^+} + \beta [c_{\pi 1s_{1/2}}^\dagger c_{\nu 1s_{1/2}}^\dagger]_{1^+} |İÇÖZ\rangle \quad (2.45)$$

$$|^{18}\text{F}; 1_2^+\rangle = -\beta [c_{\pi 0d_{5/2}}^\dagger c_{\nu 0d_{5/2}}^\dagger]_{1^+} + \alpha [c_{\pi 1s_{1/2}}^\dagger c_{\nu 1s_{1/2}}^\dagger]_{1^+} |İÇÖZ\rangle \quad (2.46)$$

ifadeleri elde edilir. Normalizasyon şartı;

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1 \quad (2.47)$$

şeklinde verilir.

Denklem (1.88) ve (1.89) ve Tablo 1.3'e uygun Gamow-Teller matris elemanları şu şekilde verilir;

$$M_{GT}^{(+)}(\pi 0d_{5/2} \nu 0d_{5/2}; 1 \rightarrow (\nu 0d_{5/2})^2; 0) = -\sqrt{\frac{14}{5}} \quad (2.48)$$

$$M_{GT}^{(+)}(\pi 1s_{1/2} \nu 1s_{1/2}; 1 \rightarrow (\nu 0d_{5/2})^2; 0) = 0 \quad (2.49)$$

$$M_{GT}^{(+)}((\pi 0d_{5/2})^2; 0 \rightarrow \pi 0d_{5/2} \nu 0d_{5/2}; 1) = -\sqrt{\frac{14}{5}} \quad (2.50)$$

$$M_{GT}^{(+)}((\pi 0d_{5/2})^2; 0 \rightarrow \pi 0d_{5/2} \nu 0d_{5/2}; 1) = 0 \quad (2.51)$$

Denklem (2.45) ve (2.46) dalga fonksiyonları için son Gamow-Teller matris elemanları şu şekilde verilir:

$$M_{GT} \left({}^{18}\text{F}(1_1^+) \rightarrow {}^{18}\text{O}(0_{gs}^+) \right) = -\sqrt{\frac{14}{5}} \alpha \quad (2.52)$$

$$M_{GT} \left({}^{18}\text{Ne}(0_{gs}^+) \rightarrow {}^{18}\text{F}(1_1^+) \right) = -\sqrt{\frac{14}{5}} \alpha \quad (2.53)$$

$$M_{GT} \left({}^{18}\text{Ne}(0_{gs}^+) \rightarrow {}^{18}\text{F}(1_2^+) \right) = \sqrt{\frac{14}{5}} \beta \quad (2.54)$$

Denklem (1.14) indirgenmiş geçiş olasılıkları;

$$B_{GT}(1_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+) = \frac{14}{5} g_A^2 \alpha^2 \quad (2.55)$$

$$B_{GT}(0_{gs}^+ \rightarrow 1_1^+) = \frac{14}{5} g_A^2 \alpha^2 \quad (2.56)$$

$$B_{GT}(0_{gs}^+ \rightarrow 1_2^+) = \frac{14}{5} g_A^2 \beta^2 \quad (2.57)$$

dir. Şekil (2.5)'in deneysel log ft değerlerinde α^2/β^2 oranını belirlemek için Denklem (2.56) ve (2.57)'i kullanabiliriz. Denklem (1.12) aracılığıyla şu ifadeleri buluruz;

$$B_{GT}(0_{gs}^+ \rightarrow 1_1^+)_{\text{deneysel}} = 4.88 \quad (2.58)$$

$$B_{GT}(0_{gs}^+ \rightarrow 1_2^+)_{\text{deneysel}} = 0.245 \quad (2.59)$$

Böylece Denklem (2.47)'i kullanarak;

$$\frac{\alpha^2}{\beta^2} = \frac{4.88}{0.245} = 19.9, \beta^2 = \left(1 + \frac{\alpha^2}{\beta^2}\right)^{-1} = 0.048, \alpha^2 = 0.952 \quad (2.60)$$

elde edilir.

Denklem (2.55) - (2.57) içine α^2 ve β^2 yerine konulursa teorik log ft değerleri şu ifadelere yol açar;

$$\log ft \left({}^{18}\text{F}(1_1^+) \rightarrow {}^{18}\text{O}(0_{\text{gs}}^+) \right) = 3.65 \quad (2.61)$$

$$\log ft \left({}^{18}\text{Ne}(0_{\text{gs}}^+) \rightarrow {}^{18}\text{F}(1_1^+) \right) = 3.17 \quad (2.62)$$

$$\log ft \left({}^{18}\text{Ne}(0_{\text{gs}}^+) \rightarrow {}^{18}\text{F}(1_2^+) \right) = 4.47 \quad (2.63)$$

Şekil (2.5)'de uygun deneysel değerler 3.6, 3.1 ve 4.4'dür. Teorik ve deney arasındaki uyum mükemmeldir ama teorik sonuçların alınan α^2/β^2 oranının ölçüsünde deney için uygun olduğunun bulunması hatırlatılmalıdır.

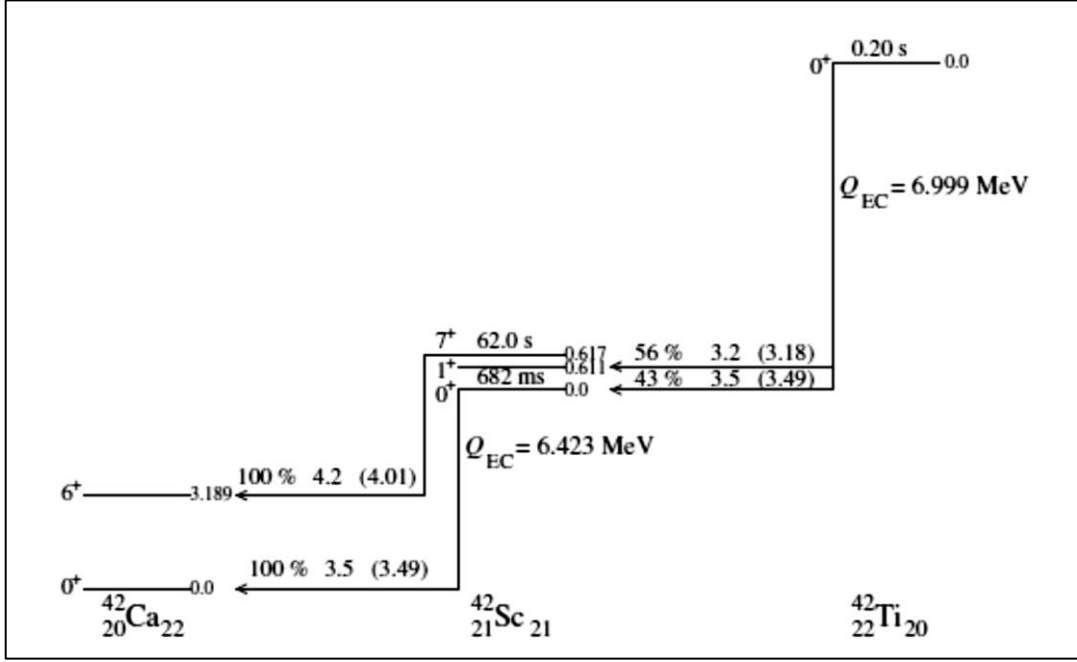
Önemli bir niteleyici sonuç ${}^{18}\text{Ne}(0_{\text{gs}}^+) \rightarrow {}^{18}\text{F}(1_2^+)$ geçişinin olmadığı 1^+ dalga fonksiyonlarında β teriminin olmadığı durumda meydana gelmesidir. Şimdiki şema için küçük değişiklikler daha karışık şekillenimden beklenebilir. Şimdiki sonuç; ${}^{18}\text{F}$ 'nin 1_1^+ ve 1_2^+ durumlarının dalga fonksiyonlarıyla iyi bir şekilde tanımlanır:

$$\left| {}^{18}\text{F}; 1_1^+ \right\rangle = 0.98 \left[c_{\pi 0d_{5/2}}^\dagger c_{\nu 0d_{5/2}}^\dagger \right]_{1^+} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle + 0.22 \left[c_{\pi 1s_{1/2}}^\dagger c_{\nu 1s_{1/2}}^\dagger \right]_{1^-} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (2.64)$$

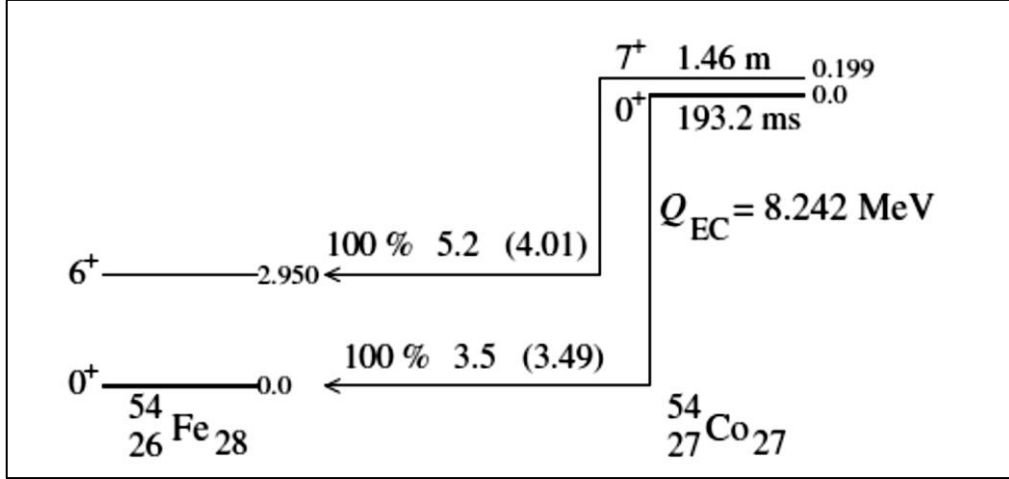
$$\left| {}^{18}\text{F}; 1_2^+ \right\rangle = -0.22 \left[c_{\pi 0d_{5/2}}^\dagger c_{\nu 0d_{5/2}}^\dagger \right]_{1^+} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle + 0.98 \left[c_{\pi 1s_{1/2}}^\dagger c_{\nu 1s_{1/2}}^\dagger \right]_{1^-} |\text{ÇEKİRDEK}\rangle \quad (2.65)$$

2.6. $A = 42$ ve $A = 54$ Çekirdeklerinde Beta Bozunumu

Burada iki-parçacık ve iki-boşluk çekirdeklerinin daha başka beta bozunumu örneklerini vereceğiz. Şekil (2.7) ve (2.8) $0f_{7/2}$ kabuğundaki iki-parçacık ($A = 42$) ve iki-boşluk ($A = 54$) çekirdeklerinin beta bozunumu geçişlerini gösterir. Bütün bozunumlar β^+ /EC türünün örnekleridir.



Şekil 2.7. ${}^{42}_{22}\text{Ti}$ 'un 0^+ taban durumundan ${}^{42}_{21}\text{Sc}$ 0^+ ve 1^+ durumlarına süperizinli beta bozunumu. Ayrıca ${}^{42}_{21}\text{Sc}$ 'un 0^+ taban durumu ve 7^+ uyarılmış durumundan ${}^{42}_{20}\text{Ca}$ 'un 0^+ taban durumu ve 6^+ uyarılmış durumuna bozunumu gösterilmiştir, Fermi geçişi süperizinlidir. Bozunumlar β^+ /EC şeklinde ilerler. Deneysel yarı-ömrürler, Q değerleri, dallanmalar ve log ft değerleri verilmiştir. Parantez içindeki sayılar hesaplanan log ft değerleridir.



Şekil 2.8. $^{54}_{27}\text{Co}$ 'un 0^+ taban durumu ve 7^+ uyarılmış durumundan $^{54}_{26}\text{Fe}$ 0^+ taban durumu ve 6^+ uyarılmış durumuna beta bozunumu. Fermi geçişi süperizinlidir. Bozunumlar β^+ /EC şeklinde ilerler. Deneysel yarı-ömürler, Q değerleri, dallanmalar ve log ft değerleri verilmiştir. Parantez içindeki sayılar hesaplanan log ft değerleridir [1].

Her çekirdek, ya $0f_{7/2}$ orbitalindeki iki-parçacıkları ($^{42}_{20}\text{Ca}$, $^{42}_{21}\text{Sc}$ ve $^{42}_{22}\text{Ti}$) ya da $0f_{7/2}$ orbitalindeki iki-boşluklarına ($^{54}_{26}\text{Fe}$ ve $^{54}_{27}\text{Co}$) sahip olarak tanımlanan bu örnekleri kapsar. Bu basit tanım teorik ve deneysel log ft değerleri arasında uyuma yol açar. Şekillerde hesaplanan log ft değerleri deneysel olanların yanında parantez içinde gösterilmiştir. Sadece $A = 54$ çekirdeklerinde $7^+ \rightarrow 6^+$ bozunumu için log ft değerinin teori tarafından açıklanması yetersizdir.

Hesaplanan log ft değerleri doğrulanabilir ve yarı-ömürler önceki örneklerin benzeri hesaplamalarla hesaplanabilir. Teorik ve deney arasındaki karşılaştırma yarı-ömürlere kadar uzatılabilir.

2.7. $^{16}_7\text{N}$ 'un Birinci-Yasak Özgün Beta Bozunumu

Şekil (2.3)'de gösterilen $^{16}_7\text{N}$ 'un 2^- taban durumundan $^{16}_8\text{O}$ 'nin 0^+ taban durumuna β^- bozunumunu inceleyelim. $\pi_i\pi_f = -1$ ve $\Delta J = 2$ olduğundan bu birinci-yasak özgün bozunum geçişidir. İlk dalga fonksiyonu;

$$\left| ^{16}_7\text{N}; 2^- \right\rangle = \left[c_{v0d_{5/2}}^\dagger h_{\pi 0p_{1/2}}^\dagger \right]_{2^-} | \text{HF} \rangle \quad (2.66)$$

olur. Denklem (1.109) nükleer matris elemanı için verilen bir-cisim geçiş yoğunluğu Denklem (1.49) ifadesinden;

$$\begin{aligned} M_{1u}(a_i b_i^{-1}; J_i \rightarrow 0_{gs}^+) &= \\ & \sum_{ab} M^{(1u)}(ab) \delta_{J_i 2} \delta_{b a_i} \delta_{a b_i} (-1)^{j_{a_i} + j_{b_i} + 2 + 1} \sqrt{5} = \delta_{J_i 2} (-1)^{j_{a_i} + j_{b_i} + 1} \sqrt{5} M^{(1u)}(b_i a_i) \\ &= \delta_{J_i 2} \sqrt{5} M^{(1u)}(a_i b_i) \end{aligned} \quad (2.67)$$

dir. Son adımda CS faz düzeni için Denklem (1.112) simetri bağıntısı kullanılmıştır. Bu sonuç;

$$M_{1u}(a_i b_i^{-1}; J_i \rightarrow 0_{gs}^+) = \delta_{J_i 2} \sqrt{5} M^{(1u)}(a_i b_i) \quad (2.68)$$

tek-tek parçacık boşluk çekirdeğinden komşu çift-çift referans çekirdeğinin parçacık boşluk taban durumuna olan herhangi bir bozunum geçişini uygular. Yük-değişimli parçacık boşluk uyarılması ya proton-parçacık-nötron-boşluk ya da nötron-parçacık-proton-boşluk çeşidi olabilir.

$$b \equiv \sqrt{\frac{\hbar}{m_N \omega}} = \frac{\hbar c}{\sqrt{(m_N c^2)(\hbar \omega)}} \approx \frac{197.33}{\sqrt{940 \times \hbar \omega [\text{MeV}]}} \text{ fm} \quad (2.69)$$

$$\hbar \omega = (45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}) \text{ MeV} \quad (2.70)$$

Denklem (2.69) ve (2.70)'den $b = 1.725$ fm buluruz. Denklem (1.110) ve Tablo 1.5'ten Denklem (2.68) nükleer matris elemanı için verilen değer şöyledir:

$$M_{1u} = \sqrt{5} \times 2.990 \times 10^{-3} \times 1.725 m^{(1u)}(0d_{5/2}0p_{1/2}) = 0.0115 \times 2 \sqrt{\frac{6}{5}} = 0.0252 \quad (2.71)$$

Denklem (1.107)'den indirgenmiş geçiş olasılığını

$$B_{1u} = \frac{1.25^2}{5} \times 0.0252^2 = 1.98 \times 10^{-4} \quad (2.72)$$

ve $\log ft$ değerini

$$\log f_{1u}t = 8.57 \quad (2.73)$$

olarak buluruz. Şekil (2.3)'den deneysel sonuç $\log f_{1u}t = 9.1$ 'dir. Yani hesaplanan bozunum geçişi biraz daha hızlıdır.

Şekil (2.3)'deki Q_{β^-} değeriyle ve Denklem (1.34)'den $E_0 = 21.39$ değerini verir.

Denklem (1.116) denklemini faz-uzayı faktörünü

$$f_{1u}^{(-)} \approx 3.88 \times 10^7 \frac{2\pi\alpha 8}{1 - \exp(-2\pi\alpha 8)} = 3.88 \times 10^7 \times 1.19 = 4.64 \times 10^7 \quad (2.74)$$

olarak verir. Denklem (1.17)'den çıkarılan yarı-ömür;

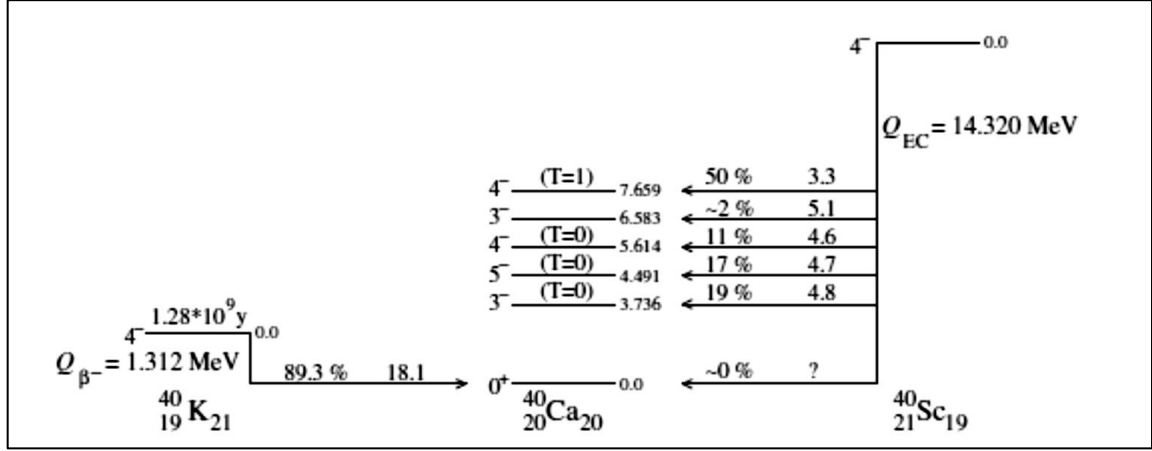
$$t_{1/2} = 10^{\log f_{1u}t - \log f_{1u}S} = 10^{8.57 - 7.67} s = 7.94 s \quad (2.75)$$

dir. Şekil (2.3)'deki verilerle uygun deneysel yarı-ömür Denklem (1.39)'dan

$$t_{1/2}^{(\text{deneysel})}(2^- \rightarrow 0_{gs}^+) = \frac{7.13 s}{0.26} = 27.4 s \quad (2.76)$$

olur ve bu sonuç teorik değerden çok uzak değildir.

2.8. $^{40}_{19}\text{K}$ 'un Üçüncü-Yasak Özgün Beta Bozunumu



Şekil 2.9. $^{40}_{19}\text{K}$ ve $^{40}_{21}\text{Sc}$ 'un 4^- taban durumlarından $^{40}_{20}\text{Ca}$ 'un negatif paritesinin 0^+ taban durumu ve beş uyarılmış durumlarına beta bozunumları. Bozunumlar sırasıyla β^- ve β^+/EC bozunum biçimleri üzerinden oluşur. Deneysel yarı-ömürler, Q değerleri, dallanmalar ve log ft değerleri verilmiştir. Gamow-Teller bozunumları 3^- , 4^- ve 5^- durumlarına gider. Fermi bozunumu da 4^- son durumuna gider. Son 0^+ taban durumu için bozunumlar 3. yasak özgündür.

Şekil (2.9) $^{40}_{19}\text{K}_{21}$ ve $^{40}_{21}\text{Sc}_{19}$ 'un 4^- taban durumlarından $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ 'un taban ve uyarılmış durumlarına bozunumlarını gösterir. Şimdi $^{40}_{19}\text{K}(4^-_{\text{gs}}) \rightarrow ^{40}_{20}\text{Ca}(0^+_{\text{gs}})$ β^- bozunumunu hesaplayalım.

$^{40}_{19}\text{K}$ 'un ilk durumu

$$\left| ^{40}_{19}\text{K}; 4^-_{\text{gs}} \right\rangle = \left[c_{\nu 0 f_{7/2}}^\dagger h_{\pi 0 d_{3/2}}^\dagger \right]_{4^-} \left| ^{40}_{20}\text{Ca} \right\rangle \quad (2.77)$$

ile verilir.

Nükleer matris elemanı Denklem (2.68)'e yol açan Denklem (2.67)'e benzer şekilde elde edilebilir. CS faz düzeninde bu şöyle verilir:

$$M_{\text{Ku}}(a_i b_i^{-1}; J_i \rightarrow 0^+_{\text{gs}}) = \delta_{J_i, K+1} (-1)^{K-1} \sqrt{2K+3} M^{(\text{Ku})}(a_i b_i) \quad (2.78)$$

$K = 1$ ile bu matris elemanı Denklem (2.68)'e indirgenir.

Tablo 1.8'e göre ${}^{40}_{19}\text{K}(4^-_{gs}) \rightarrow {}^{40}_{20}\text{Ca}(0^+_{gs})$ geçişi 3. yasak özgün geçiştir, $K = 3$. Denklem (2.78) aşağıdaki matris elemanını verir;

$$\begin{aligned} M_{3u} \left(\nu 0f_{7/2}(\pi 0d_{3/2})^{-1}; 4^- \rightarrow 0^+_{gs} \right) &= 3M^{(3u)}(0f_{7/2}0d_{3/2}) \\ &= 3 \times (2.990 \times 10^{-3} \times 1.939)^3 m^{(3u)}(0f_{7/2}0d_{3/2}) \\ &= 5.846 \times 10^{-7} \times (-3\sqrt{5}) \\ &= -3.922 \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (2.79)$$

Burada Tablo 1.8'den $m^{(3u)}$ 'nin değerini ve Denklem (2.69) ve (2.70) ile hesaplanan $b = 1.939$ fm salınıcı uzunluğunu kullandık. Denklem (1.125) indirgenmiş geçiş olasılığını verir;

$$B_{3u} = \frac{1.25^2}{9} (-3.922 \times 10^{-6})^2 = 2.671 \times 10^{-12} \quad (2.80)$$

faz uzayı faktörlerindeki girdi için Denklem (1.34) ve (1.29)'dan yararlanınız:

$$E_0 = 3.568, F_0^{(PR)}(20) = 1.528 \quad (2.81)$$

Denklem (1.30) ve (1.130) şu sonuçları verir:

$$f_0^{(-)} = 25.39, f_{3u}^{(-)} = 0.3512 \quad (2.82)$$

ft değeri ve logaritması Denklem (1.127)'den şu şekilde bulunur:

$$ft = \frac{25.39}{0.3512} \times \frac{6147}{2.671 \times 10^{-12}} = 1.664 \times 10^{17}, \log ft = 17.22 \quad (2.83)$$

Şekil (2.9)'daki deneysel log ft değeri 18.1'dir, bu nedenle uyum çok iyi değildir. Bu sonuç basit dalga fonksiyonları kullanıldığından şaşırtıcı değildir. Bununla birlikte hesaplanan değerimiz Tablo 1.4'teki üçüncü yasak geçişler için verilen 17-19 log ft aralığına uygundur.

$4^- \rightarrow 0_{gs}^+$ geçişi için teorik yarı-ömür, Denklem (1.127)'den

$$t_{1/2} = \frac{ft}{f_0^{(-)}} = \frac{1.664 \times 10^{17}}{25.39} = 6.554 \times 10^{15} \text{ sn} = 2.08 \times 10^8 \text{ yıl} \quad (2.84)$$

Şekil (2.9) %89.3'lük dallanma ve 1.28×10^9 yıl deneysel yarı-ömrünü verir. Bu nedenle Denklem (1.39)'dan deneysel kısmi yarı-ömür şöyledir;

$$t_{1/2}^{(\text{deneysel})} = \frac{1.28 \times 10^9 \text{ yıl}}{0.893} = 1.43 \times 10^9 \text{ yıl} \quad (2.85)$$

Hesaplanan yarı-ömür Denklem (2.84)'den yedi kat daha büyüktür.

3. BULGULAR

3.1. Bir-Parçacık ve Bir-Boşluk Çekirdeklerinde Beta Bozunum Geçişleri

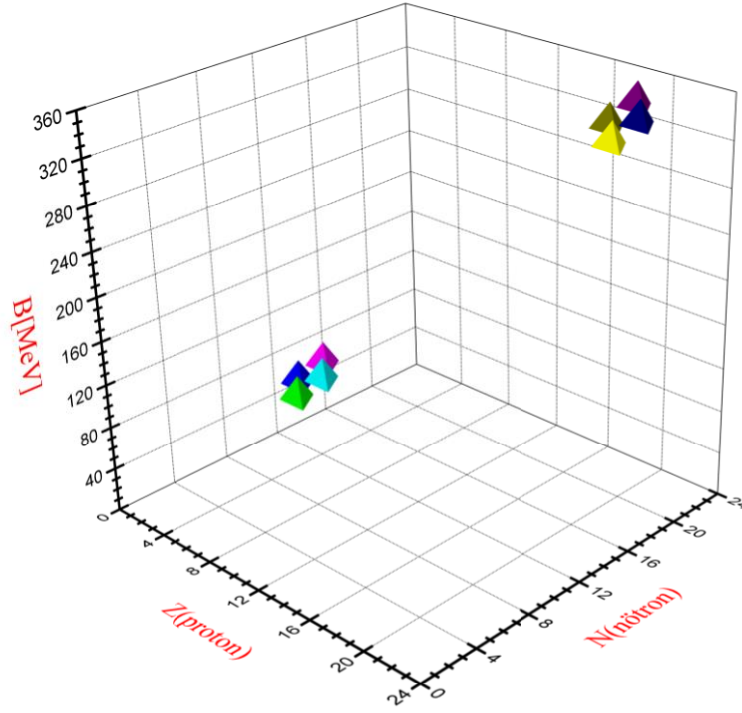
Farklı çekirdek örnekleri için kullanılan veriler ile yapılan hesaplamalar Tablo 3.1 ve Tablo 3.2’de verildi. Elde edilen sonuçlara ait grafikler Şekil 3.1, Şekil 3.2, Şekil 3.3, Şekil 3.4 ve Şekil 3.5’de verildi. Hesaplanan veriler deneysel sonuçlarla uyumludur.

Tablo 3.1. Bir-parçacık ve bir-boşluk çekirdeklerinin atomik kütleleri, hesaplanan kütle eksiği (Δm), bağlanma enerjisi (B), nükleon başına bağlanma enerjisi (B/A) ve kütle fazlası (δA) değerleri

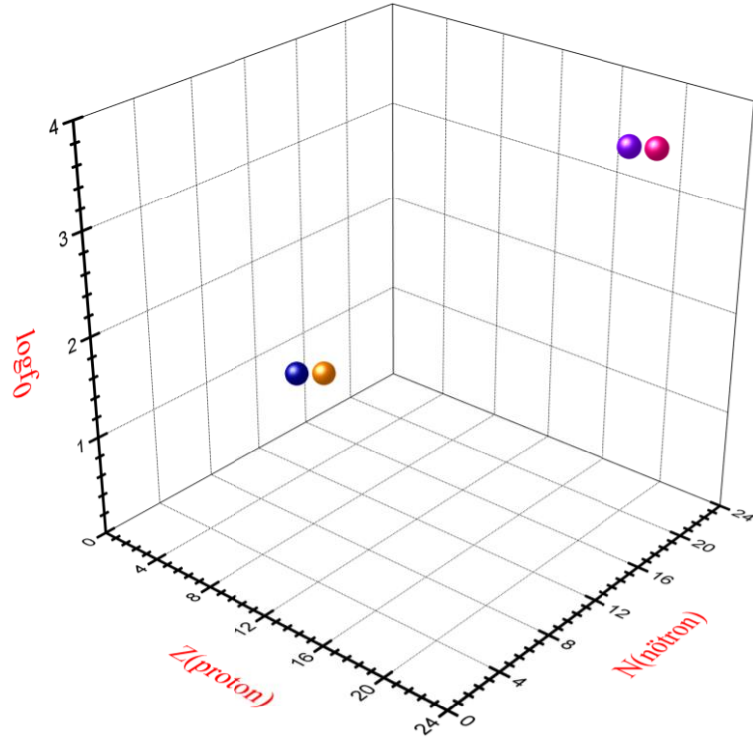
Çekirdek	Atomik Kütle(u)	Kütle Eksiği (Δm)	Bağlanma Enerjisi (B)	(B/A)	Kütle Fazlası (δA)
$^{15}_8\text{O}$	15.003065	0.12019	111.96	7.464	0.003065
$^{15}_7\text{N}$	15.000109	0.12399	115.49	7.699	0.000109
$^{17}_9\text{F}$	17.002095	0.13765	128.22	7.542	0.002095
$^{17}_8\text{O}$	16.999131	0.14145	131.77	7.751	-0.000869
$^{39}_{20}\text{Ca}$	38.970718	0.35042	326.41	8.370	-0.029282
$^{39}_{19}\text{K}$	38.963707	0.35827	333.73	8.557	-0.036293
$^{41}_{21}\text{Sc}$	40.969251	0.36837	343.14	8.369	-0.030749
$^{41}_{20}\text{Ca}$	40.962278	0.37619	350.42	8.547	-0.037722

Tablo 3.2. Bir-parçacık ve bir-boşluk çekirdeklerinde β^+ /EC geçişleri için hesaplanan Q_{β^+} ile Q_{EC} değerleri, $\log f_0$ ve $\log ft$ değerleri ve yarı-ömürler[1]

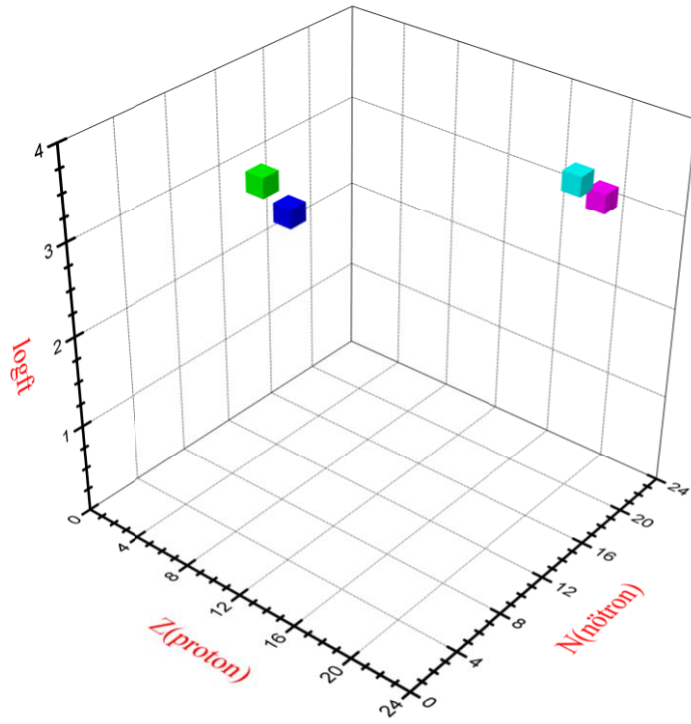
Beta Bozunumu	Q_{β^+} (MeV)	Q_{EC} (MeV)	$\log f_0$	$\log ft$	$t_{1/2}$ (teorik) (s)	$t_{1/2}$ (deneysel) (s)
$^{15}_8\text{O}(1/2^-) \rightarrow ^{15}_7\text{N}(1/2^-)$	1.732	2.754	1.63	3.610	95.5	122
$^{17}_9\text{F}(5/2^+) \rightarrow ^{17}_8\text{O}(5/2^+)$	2.822	2.761	1.623	3.285	45.9	64.5
$^{39}_{20}\text{Ca}(3/2^+) \rightarrow ^{39}_{19}\text{K}(3/2^+)$	5.509	6.531	3.674	3.501	0.671	0.86
$^{41}_{21}\text{Sc}(7/2^-) \rightarrow ^{41}_{20}\text{Ca}(7/2^-)$	5.473	6.495	3.649	3.310	0.458	0.59



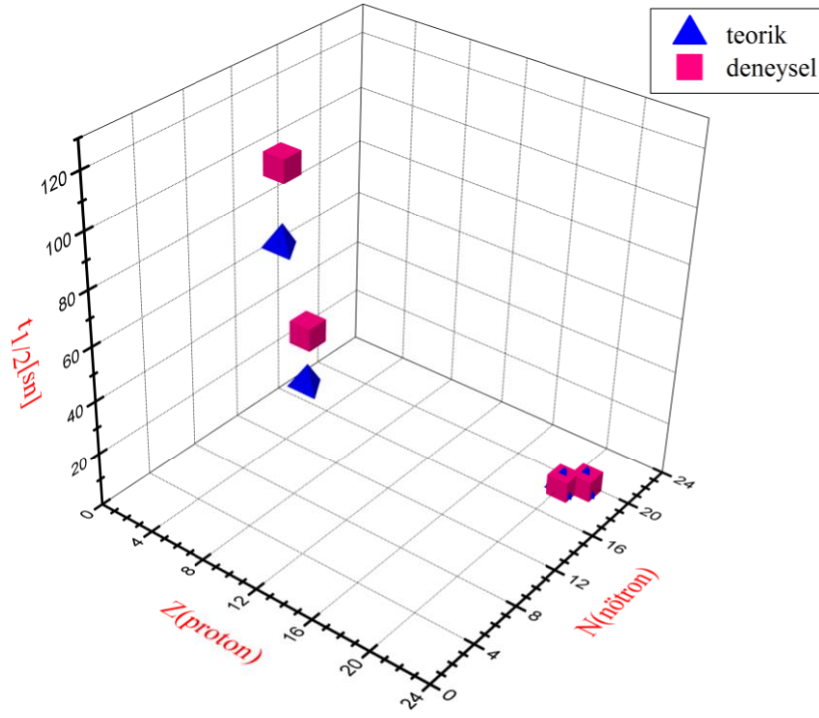
Şekil 3.1. Tablo 3.1’de verilmiş olan çekirdeklerin bağlanma enerjileri



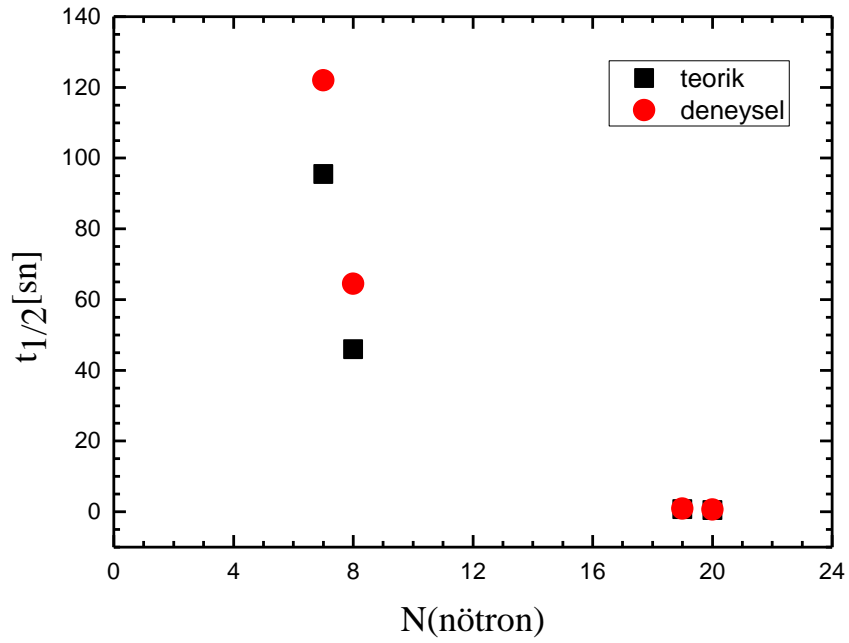
Şekil 3.2. Tablo 3.2’de verilmiş olan çekirdeklerin \log_{10} değerleri



Şekil 3.3. Tablo 3.2’de verilmiş olan çekirdeklerin \log_{10} değerleri



Şekil 3.4. Tablo 3.2’de verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri



Şekil 3.5. Tablo 3.2’de verilmiş olan çekirdeklerin nötron sayılarına karşılık gelen yarıömürler

3.2. Birinci Yasak Özgün Beta Bozunum Geçişleri

Farklı çekirdek örnekleri için kullanılan veriler ile yapılan hesaplamalar Tablo 3.3 ve Tablo 3.4 ve Tablo 3.5'te verildi. Elde edilen sonuçlara ait grafikler Şekil 3.6, Şekil 3.7, Şekil 3.8, Şekil 3.9 ve Şekil 3.10'da verildi. Hesaplanan veriler deneysel sonuçlarla uyumludur.

Tablo 3.3. Birinci yasak özgün bozunum yapan çekirdeklerin atomik kütleleri, hesaplanan kütle eksiği (Δm), bağlanma enerjisi (B), nükleon başına bağlanma enerjisi (B/A) ve kütle fazlası (δA) değerleri

Çekirdek	Atomik Kütle (u)	Kütle Eksiği (Δm)	Bağlanma Enerjisi (B)	(B/A)	Kütle Fazlası (δA)
$^{11}_4\text{Be}_7$	11.021658	0.070297	65.48	5.953	0.021658
$^{11}_5\text{B}_6$	11.0093054	0.0818096	76.21	6.928	0.0093054
$^{14}_5\text{B}_9$	14.025404	0.091706	85.42	6.102	0.025404
$^{14}_6\text{C}_8$	14.003241989	0.11302802	105.29	7.520	0.003241989
$^{16}_7\text{N}_9$	16.0061017	0.1266583	117.98	7.374	0.0061017
$^{16}_8\text{O}_8$	15.99491461956	0.13700539	127.62	7.976	-0.00508539
$^{17}_{10}\text{Ne}_7$	17.017672	0.121233	112.93	6.643	0.017672
$^{17}_9\text{F}_8$	17.00209524	0.13764976	128.22	7.542	0.00209524
$^{17}_7\text{N}_{10}$	17.008450	0.132975	123.87	7.286	0.008450
$^{17}_8\text{O}_9$	16.99913170	0.1414533	131.76	7.751	-0.0008683
$^{40}_{17}\text{Cl}_{23}$	39.97042	0.3619	337.11	8.428	-0.02958
$^{40}_{18}\text{Ar}_{22}$	39.9623831225	0.36909688	343.81	8.595	-0.03761688
$^{42}_{19}\text{K}_{23}$	41.96240281	0.38556719	359.16	8.551	-0.03759719
$^{42}_{20}\text{Ca}_{22}$	41.95861801	0.38851199	361.90	8.617	-0.04138199
$^{44}_{19}\text{K}_{25}$	43.96156	0.40374	376.08	8.547	-0.03844
$^{44}_{20}\text{Ca}_{24}$	43.9554818	0.04089782	380.96	8.658	-0.0445182
$^{45}_{20}\text{Ca}_{25}$	44.9561866	0.4169384	388.38	8.631	-0.0438134
$^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$	44.9559119	0.4163731	387.85	8.619	-0.0440881
$^{46}_{19}\text{K}_{27}$	45.961977	0.420653	391.84	8.518	-0.038023
$^{46}_{20}\text{Ca}_{26}$	45.9536926	0.4280974	398.77	8.669	-0.0463074

Tablo 3.3'ün devamı

Çekirdek	Atomik Kütle (u)	Kütle Eksiği (Δm)	Bağlanma Enerjisi (B)	(B/A)	Kütle Fazlası (δA)
$^{47}_{20}\text{Ca}_{27}$	46.9545460	0.435909	406.05	8.639	-0.045454
$^{47}_{21}\text{Sc}_{26}$	46.9524075	0.4372075	407.26	8.665	-0.0475925
$^{72}_{33}\text{As}_{39}$	71.926752	0.669408	623.55	8.660	-0.073248
$^{72}_{32}\text{Ge}_{40}$	71.9220758	0.6749242	628.69	8.732	-0.0779242
$^{73}_{34}\text{Se}_{39}$	72.926765	0.67722	630.83	8.642	-0.0732235
$^{73}_{33}\text{As}_{40}$	72.923825	0.681	634.35	8.690	-0.076175
$^{74}_{33}\text{As}_{41}$	73.9239287	0.6895613	642.33	8.680	-0.0760713
$^{74}_{32}\text{Ge}_{42}$	73.9211778	0.6931522	645.67	8.725	-0.0788222
$^{75}_{30}\text{Zn}_{45}$	74.93294	0.691735	644.35	8.591	-0.06706
$^{75}_{31}\text{Ga}_{44}$	74.9265002	0.6973348	649.57	8.661	-0.0734998
$^{76}_{33}\text{As}_{43}$	75.922394	0.708426	659.90	8.683	-0.077606
$^{76}_{34}\text{Se}_{42}$	75.9192136	0.7107664	662.08	8.712	-0.0807864
$^{76}_{37}\text{Rb}_{39}$	75.9350722	0.6923878	644.96	8.486	-0.0649278
$^{76}_{36}\text{Kr}_{40}$	75.925910	0.70239	654.28	8.609	-0.07409
$^{77}_{32}\text{Ge}_{45}$	76.9235486	0.7167764	667.68	8.671	-0.0764514
$^{77}_{33}\text{As}_{44}$	76.9206473	0.7188377	669.60	8.696	-0.0793527
$^{78}_{33}\text{As}_{45}$	77.921827	0.726323	676.57	8.674	-0.078173
$^{78}_{34}\text{Se}_{44}$	77.9173091	0.7300009	679.99	8.718	-0.0826909
$^{82}_{35}\text{Br}_{47}$	81.9168041	0.7643259	711.97	8.683	-0.0831959
$^{82}_{36}\text{Kr}_{46}$	81.9134836	0.7768064	714.28	8.711	-0.0865164
$^{84}_{35}\text{Br}_{49}$	83.916479	0.781981	728.42	8.672	-0.083521
$^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$	83.911507	0.786113	732.27	8.717	-0.088493
$^{84}_{39}\text{Y}_{45}$	83.92039	0.77471	721.64	8.591	-0.07961
$^{84}_{38}\text{Sr}_{46}$	83.913425	0.782515	728.91	8.678	-0.086575
$^{86}_{35}\text{Br}_{51}$	85.918798	0.796992	742.40	8.633	-0.081202
$^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$	85.91061073	0.80433927	749.24	8.712	-0.08938927
$^{86}_{37}\text{Rb}_{49}$	85.91116742	0.80294258	747.94	8.697	-0.08883258
$^{86}_{38}\text{Sr}_{48}$	85.9092607309	0.80400927	748.94	8.709	-0.09073927

Tablo 3.3.'ün devamı

Çekirdek	Atomik Kütle (u)	Kütle Eksiği (Δm)	Bağlanma Enerjisi (B)	(B/A)	Kütle Fazlası (δA)
$^{88}_{36}\text{Kr}_{52}$	87.914447	0.817833	761.81	8.657	-0.085553
$^{88}_{37}\text{Rb}_{51}$	87.91131559	0.82012441	763.95	8.681	-0.08868441
$^{88}_{37}\text{Rb}_{51}$	87.91131559	0.82012441	763.95	8.681	-0.08868441
$^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$	87.9056122571	0.82498775	768.48	8.733	-0.09438775
$^{90}_{35}\text{Br}_{55}$	89.93063	0.81982	763.66	8.485	-0.06937
$^{90}_{36}\text{Kr}_{54}$	89.919517	0.830093	773.23	8.592	-0.080483
$^{90}_{39}\text{Y}_{51}$	89.9071519	0.8399381	782.40	8.693	-0.0928481
$^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$	89.9047044	0.8415456	783.90	8.710	-0.0952956
$^{92}_{35}\text{Br}_{57}$	91.93926	0.82852	771.77	8.389	-0.06074
$^{92}_{36}\text{Kr}_{56}$	91.926156	0.840784	783.19	8.513	-0.073844
$^{94}_{39}\text{Y}_{55}$	93.911595	0.870155	810.55	8.623	-0.088405
$^{94}_{40}\text{Zr}_{54}$	93.9063152	0.8745948	814.69	8.667	-0.0936848
$^{98}_{41}\text{Nb}_{57}$	97.910328	0.904402	842.45	8.596	-0.089672
$^{98}_{42}\text{Mo}_{56}$	97.9054082	0.9084818	846.25	8.635	-0.0945918
$^{99}_{41}\text{Nb}_{58}$	98.911618	0.911777	849.32	8.579	-0.088382
$^{99}_{42}\text{Mo}_{57}$	98.9077119	0.9148431	852.18	8.608	-0.0922881
$^{99}_{45}\text{Rh}_{54}$	98.908132	0.911903	849.44	8.580	-0.091868
$^{99}_{44}\text{Ru}_{55}$	98.9059393	0.9149357	852.26	8.609	-0.0940607
$^{100}_{41}\text{Nb}_{59}$	99.914182	0.917878	855.01	8.550	-0.085818
$^{100}_{42}\text{Mo}_{58}$	99.907477	0.923743	860.47	8.605	-0.092523

Tablo 3.4. Birinci yasak özgün bozunum yapan çekirdeklerin hesaplanan Q, $\log f_{1u}$, teorik ve deneysel $\log f_{1u} t$ değerleri ile teorik ve deneysel yarı-ömürleri

Ana Çekirdek	Ürün Çekirdek	Q(MeV)	E_0	$\log f_{1u}$	$\log f_{1u} t$ (teorik)	$\log f_{1u} t$ (deneysel)	$t_{1/2}$ (teorik)	$t_{1/2}$ (deneysel)
$^{11}_4\text{Be}_7$	$^{11}_5\text{B}_6$	11.506	23.52	7.93	9.83	10.99	12.59 s	13.81 s
$^{14}_5\text{B}_9$	$^{14}_6\text{C}_8$	20.644	41.40	9.66	10.68	10.20	10.47 ms	12.5 ms
$^{16}_7\text{N}_9$	$^{16}_8\text{O}_8$	10.421	21.39	7.67	8.57	9.07	7.94 s	7.13 s
$^{17}_{10}\text{Ne}_7$	$^{17}_9\text{F}_8$	13.488	27.40	8.25	7.26	9.81	102.3 ms	109.2 ms
$^{17}_7\text{N}_{10}$	$^{17}_8\text{O}_9$	8.680	17.99	7.14	7.75	9.35	4.074 s	4.173 s
$^{40}_{17}\text{Cl}_{23}$	$^{40}_{18}\text{Ar}_{22}$	7.486	15.65	6.81	8.70	9.75	1.28 dak	1.35 dak
$^{42}_{19}\text{K}_{23}$	$^{42}_{20}\text{Ca}_{22}$	3.525	7.90	4.73	9.35	9.97	11.58 sa	12.36 sa
$^{44}_{19}\text{K}_{25}$	$^{44}_{20}\text{Ca}_{24}$	5.662	12.08	6.03	9.08	9.62	18.7 dak	22.13 dak
$^{45}_{20}\text{Ca}_{25}$	$^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$	0.256	1.50	-1.42	5.57	10.37	113.11 gün	162.67 gün
$^{46}_{19}\text{K}_{27}$	$^{46}_{20}\text{Ca}_{26}$	7.717	16.10	6.91	8.77	9.31	72.44 s	105 s
$^{47}_{20}\text{Ca}_{27}$	$^{47}_{21}\text{Sc}_{26}$	1.992	4.90	3.23	8.81	10.67	4.400 gün	4.536 gün
$^{72}_{33}\text{As}_{39}$	$^{72}_{32}\text{Ge}_{40}$	3.334	7.53	4.04	8.86	9.84	18.35 sa	26.0 sa
$^{73}_{34}\text{Se}_{39}$	$^{73}_{33}\text{As}_{40}$	1.717	4.36	2.32	6.67	8.78	6.22 sa	7.15 sa
$^{74}_{33}\text{As}_{41}$	$^{74}_{32}\text{Ge}_{42}$	1.541	4.02	2.07	8.08	9.67	11.84 gün	17.77 gün
$^{75}_{30}\text{Zn}_{45}$	$^{75}_{31}\text{Ga}_{44}$	5.997	12.74	6.28	7.13	8.50	7.08 s	10.2 s
$^{76}_{33}\text{As}_{43}$	$^{76}_{34}\text{Se}_{42}$	2.963	6.80	4.37	9.22	9.73	0.819 gün	1.0942 gün
$^{76}_{37}\text{Rb}_{39}$	$^{76}_{36}\text{Kr}_{40}$	7.513	15.70	6.24	7.68	8.58	27.54 s	36.5 s
$^{77}_{32}\text{Ge}_{45}$	$^{77}_{33}\text{As}_{44}$	2.703	6.29	4.12	8.65	10.91	9.41 sa	11.30 sa
$^{78}_{33}\text{As}_{45}$	$^{78}_{34}\text{Se}_{44}$	4.208	9.24	5.32	8.98	9.64	76.2 dak	90.7 dak
$^{82}_{35}\text{Br}_{47}$	$^{82}_{36}\text{Kr}_{46}$	3.093	7.05	4.50	6.88	8.89	3.99 dak	6.13 dak

Tablo 3.4'ün devamı

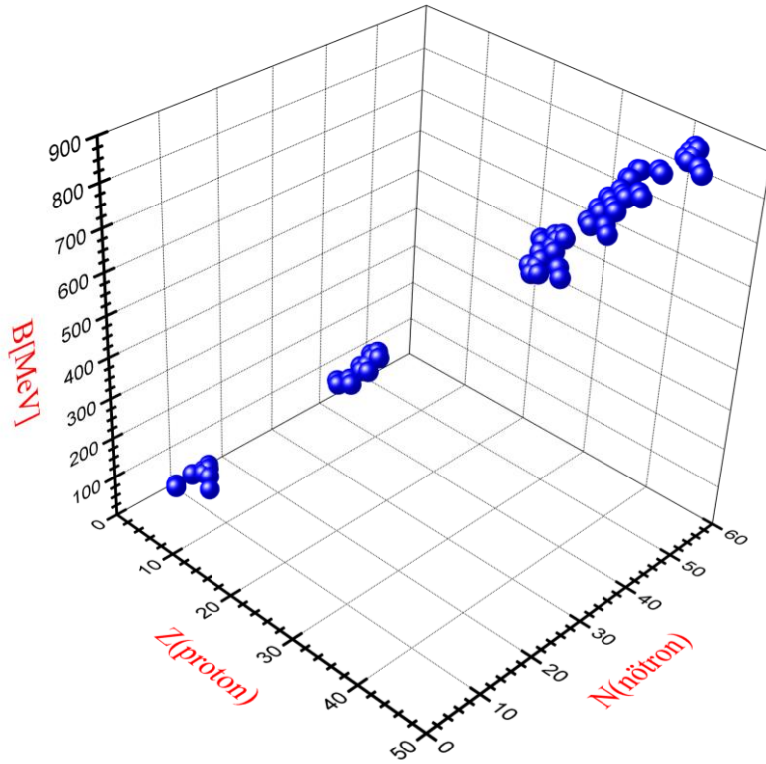
Ana Çekirdek	Ürün Çekirdek	Q(MeV)	E_0	$\log f_{1u}$	$\log f_{1u}^t$ (teorik)	$\log f_{1u}^t$ (deneysel)	$t_{1/2}$ (teorik)	$t_{1/2}$ (deneysel)
$^{84}_{35}\text{Br}_{49}$	$^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$	4.631	10.06	5.60	8.68	9.47	20.04 dak	31.80 dak
$^{84}_{39}\text{Y}_{45}$	$^{84}_{38}\text{Sr}_{46}$	5.466	11.70	5.32	8.57	9.27	29.64 dak	39.5 dak
$^{86}_{35}\text{Br}_{51}$	$^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$	7.626	15.92	7.00	8.62	9.65	41.7 s	55.1 s
$^{86}_{37}\text{Rb}_{49}$	$^{86}_{38}\text{Sr}_{48}$	1.776	4.48	2.32	8.48	9.44	16.73 gün	18.642 gün
$^{88}_{36}\text{Kr}_{52}$	$^{88}_{37}\text{Rb}_{51}$	2.916	6.71	4.35	8.07	9.44	1.46 sa	2.84 sa
$^{88}_{37}\text{Rb}_{51}$	$^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$	5.313	11.40	5.24	8.13	9.24	12.94 dak	17.773 dak
$^{90}_{35}\text{Br}_{55}$	$^{90}_{36}\text{Kr}_{54}$	10.352	21.26	7.88	8.03	9.12	1.41 s	1.91 s
$^{90}_{39}\text{Y}_{51}$	$^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$	2.280	5.46	3.73	8.93	9.65	44.03 sa	64.053 sa
$^{92}_{35}\text{Br}_{57}$	$^{92}_{36}\text{Kr}_{56}$	12.206	24.89	8.36	7.81	10.07	0.28 s	0.343 s
$^{94}_{39}\text{Y}_{55}$	$^{94}_{40}\text{Zr}_{54}$	4.918	10.63	5.79	8.67	9.36	12.64 dak	18.7 dak
$^{98}_{41}\text{Nb}_{57}$	$^{98}_{42}\text{Mo}_{56}$	4.583	9.97	5.61	8.99	9.17	39.9 dak	51.3 dak
$^{99}_{41}\text{Nb}_{58}$	$^{99}_{42}\text{Mo}_{57}$	3.638	8.12	4.98	6.91	9.25	1.42 dak	2.6 dak
$^{99}_{45}\text{Rh}_{54}$	$^{99}_{44}\text{Ru}_{55}$	1.020	2.99	1.13	7.13	9.11	11.57 gün	16.1 gün
$^{100}_{41}\text{Nb}_{59}$	$^{100}_{42}\text{Mo}_{58}$	6.246	13.22	6.47	6.26	8.01	0.62 s	1.5 s

Tablo 3.5. Birinci yasak özgün bozunum yapan çekirdekler ve nükleer spinleri

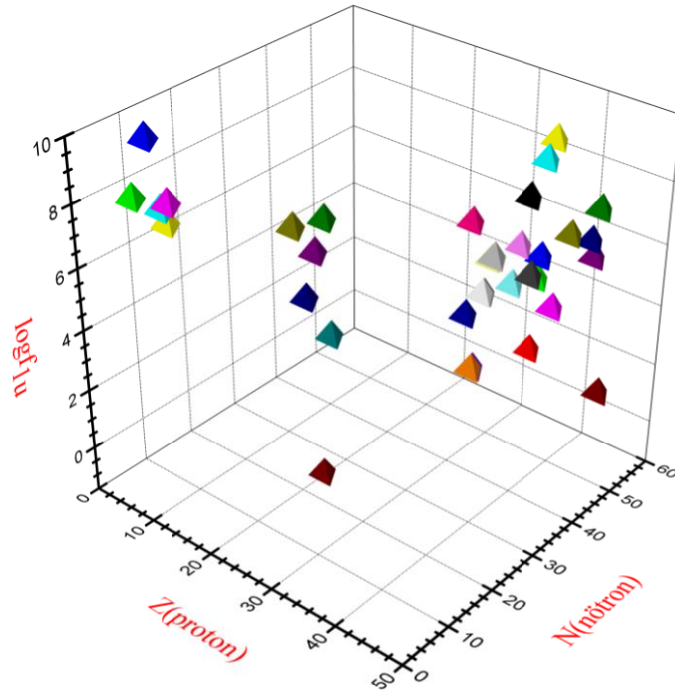
Ana Çekirdek	Ana Çekirdeğin Nükleer Spini	Ürün Çekirdek	Ürün Çekirdeğin Nükleer Spini
$^{11}_4\text{Be}_7$	$1/2^+$	$^{11}_5\text{B}_6$	$5/2^-$
$^{14}_5\text{B}_9$	2^-	$^{14}_6\text{C}_8$	0^+
$^{16}_7\text{N}_9$	2^-	$^{16}_8\text{O}_8$	0^+
$^{17}_{10}\text{Ne}_7$	$1/2^-$	$^{17}_9\text{F}_8$	$5/2^+$

Tablo 3.5'in devamı

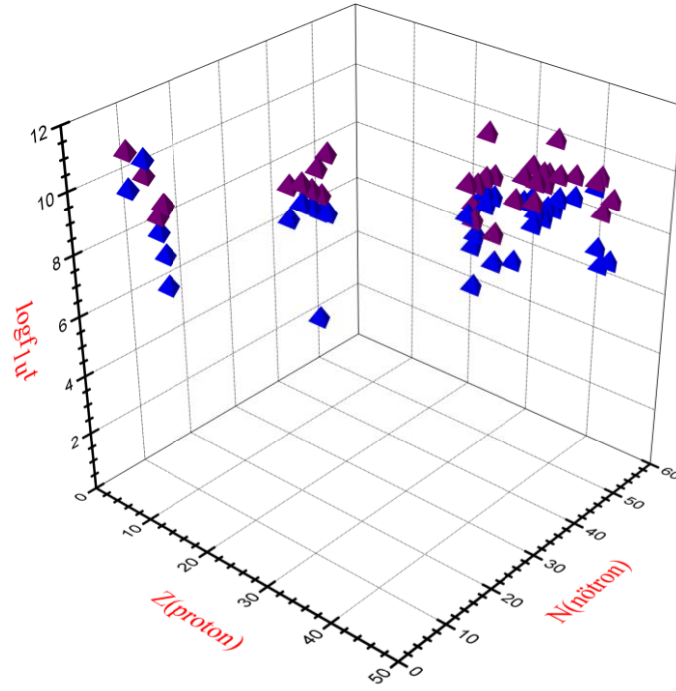
Ana Çekirdek	Ana Çekirdeğin Nükleer Spini	Ürün Çekirdek	Ürün Çekirdeğin Nükleer Spini
$^{17}_{7}\text{N}_{10}$	$1/2^-$	$^{17}_{8}\text{O}_9$	$5/2^+$
$^{40}_{17}\text{Cl}_{23}$	2^-	$^{40}_{18}\text{Ar}_{22}$	0^+
$^{42}_{19}\text{K}_{23}$	2^-	$^{42}_{20}\text{Ca}_{22}$	0^+
$^{44}_{19}\text{K}_{25}$	2^-	$^{44}_{20}\text{Ca}_{24}$	0^+
$^{45}_{20}\text{Ca}_{25}$	$7/2^-$	$^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$	$3/2^+$
$^{46}_{19}\text{K}_{27}$	2^-	$^{46}_{20}\text{Ca}_{26}$	0^+
$^{47}_{20}\text{Ca}_{27}$	$7/2^-$	$^{47}_{21}\text{Sc}_{26}$	$3/2^+$
$^{72}_{33}\text{As}_{39}$	2^-	$^{72}_{32}\text{Ge}_{40}$	0^+
$^{73}_{34}\text{Se}_{39}$	$9/2^+$	$^{73}_{33}\text{As}_{40}$	$5/2^-$
$^{74}_{33}\text{As}_{41}$	2^-	$^{74}_{32}\text{Ge}_{42}$	0^+
$^{75}_{30}\text{Zn}_{45}$	$7/2^+$	$^{75}_{31}\text{Ga}_{44}$	$3/2^-$
$^{76}_{33}\text{As}_{43}$	2^-	$^{76}_{34}\text{Se}_{42}$	0^+
$^{76}_{37}\text{Rb}_{39}$	1^-	$^{76}_{36}\text{Kr}_{40}$	3^+
$^{77}_{32}\text{Ge}_{45}$	$7/2^+$	$^{77}_{33}\text{As}_{44}$	$3/2^-$
$^{78}_{33}\text{As}_{45}$	2^-	$^{78}_{34}\text{Se}_{44}$	0^+
$^{82}_{35}\text{Br}_{47}$	2^-	$^{82}_{36}\text{Kr}_{46}$	0^+
$^{84}_{35}\text{Br}_{49}$	2^-	$^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$	0^+
$^{84}_{39}\text{Y}_{45}$	5^-	$^{84}_{38}\text{Sr}_{46}$	3^+
$^{86}_{35}\text{Br}_{51}$	2^-	$^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$	0^+
$^{86}_{37}\text{Rb}_{49}$	2^-	$^{86}_{38}\text{Sr}_{48}$	0^+
$^{88}_{36}\text{Kr}_{52}$	0^+	$^{88}_{37}\text{Rb}_{51}$	2^-
$^{88}_{37}\text{Rb}_{51}$	2^-	$^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$	0^+
$^{90}_{35}\text{Br}_{55}$	2^-	$^{90}_{36}\text{Kr}_{54}$	0^+
$^{90}_{39}\text{Y}_{51}$	2^-	$^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$	0^+
$^{92}_{35}\text{Br}_{57}$	2^-	$^{92}_{36}\text{Kr}_{56}$	0^+
$^{94}_{39}\text{Y}_{55}$	2^-	$^{94}_{40}\text{Zr}_{54}$	0^+
$^{98}_{41}\text{Nb}_{57}$	5^+	$^{98}_{42}\text{Mo}_{56}$	3^-
$^{99}_{41}\text{Nb}_{58}$	$1/2^-$	$^{99}_{42}\text{Mo}_{57}$	$5/2^+$
$^{99}_{45}\text{Rh}_{54}$ </td <td>$1/2^-$</td> <td>$^{99}_{44}\text{Ru}_{55}$</td> <td>$5/2^+$</td>	$1/2^-$	$^{99}_{44}\text{Ru}_{55}$	$5/2^+$
$^{100}_{41}\text{Nb}_{59}$	1^+	$^{100}_{42}\text{Mo}_{58}$	3^-



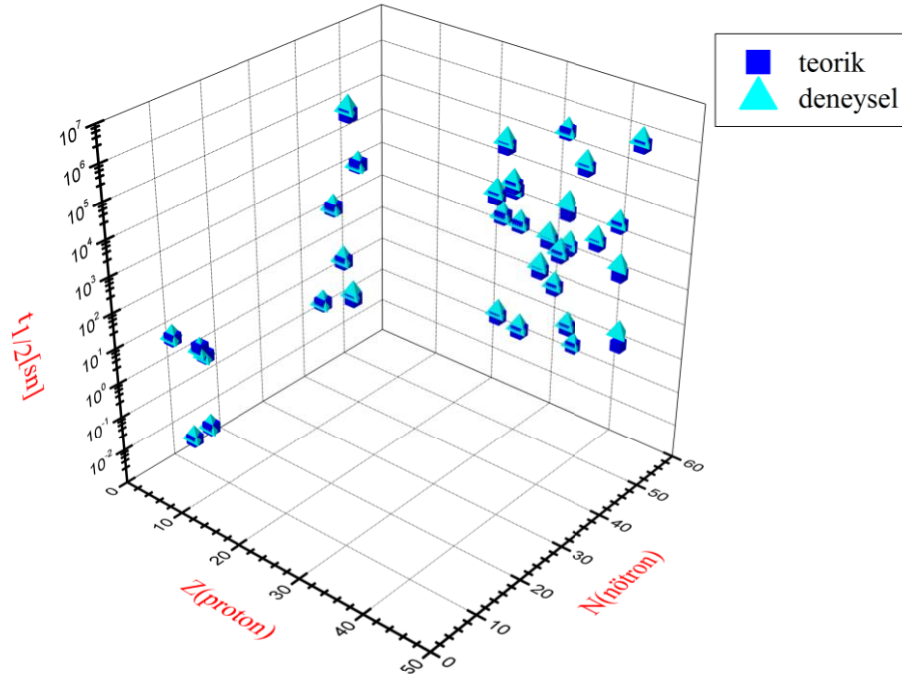
Şekil 3.6. Tablo 3.3’de verilmiş olan çekirdeklerin bağlanma enerjileri



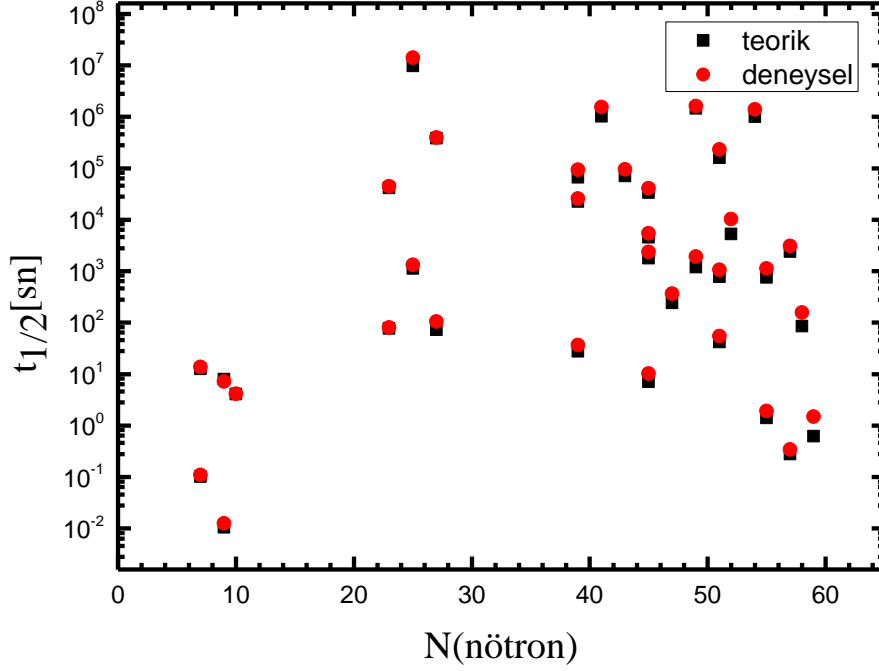
Şekil 3.7. Tablo 3.4’te verilmiş olan çekirdeklerin \log_{10} değerleri



Şekil 3.8. Tablo 3.4’te verilmiş olan çekirdeklerin deneysel ve teorik $\log_{10} t_{1/2}$ değerleri



Şekil 3.9. Tablo 3.4’te verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri



Şekil 3.10. Tablo 3.4’te verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri

3.3. İkinci Yasak Özgün Beta Bozunum Geçişleri

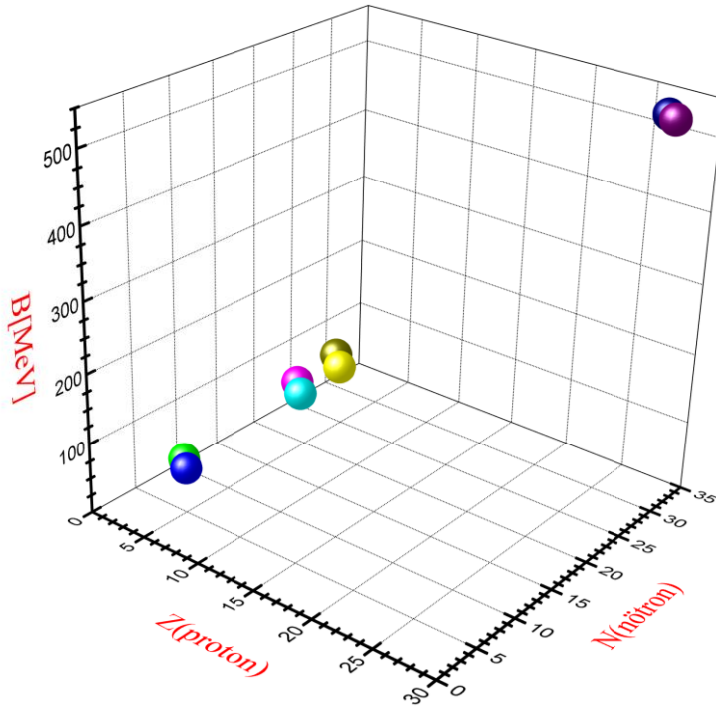
Farklı çekirdek örnekleri için kullanılan veriler ile yapılan hesaplamalar Tablo 3.6 ve Tablo 3.7’de verildi. Elde edilen sonuçlara ait grafikler Şekil 3.11, Şekil 3.12, Şekil 3.13 ve Şekil 3.14’te verildi. Hesaplanan veriler deneysel sonuçlarla uyumludur.

Tablo 3.6. İkinci yasak özgün bozunum yapan çekirdeklerin atomik kütleleri, hesaplanan kütle eksiği (Δm), bağlanma enerjisi (B), nükleon başına bağlanma enerjisi (B/A) ve kütle fazlası (δA) değerleri

Çekirdek	Atomik Kütle (u)	Kütle Eksiği (Δm)	Bağlanma Enerjisi (B)	(B/A)	Kütle Fazlası (δA)
$^{10}_4\text{Be}_6$	10.0135338	0.0697562	64,98	6,498	0,0135338
$^{10}_5\text{B}_5$	10.0129370	0.069513	64.75	6.475	0.0129370
$^{22}_{11}\text{Na}_{11}$	21.9944364	0.1869536	174.15	7.916	-0.0055636
$^{22}_{10}\text{Ne}_{12}$	21.991385114	0.19084489	177.77	8.081	-0.00861489
$^{26}_{13}\text{Al}_{13}$	25.98689169	0.22747831	211.90	8.150	-0.01310831

Tablo 3.6'nın devamı

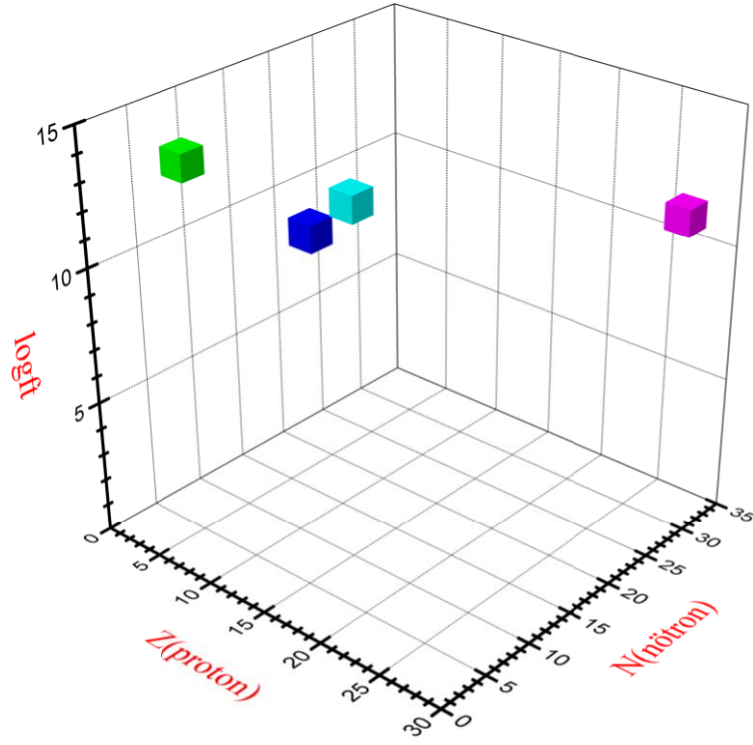
Çekirdek	Atomik Kütle (u)	Kütle Eksiği (Δm)	Bağlanma Enerjisi (B)	(B/A)	Kütle Fazlası (δA)
$^{26}_{12}\text{Mg}_{14}$	25.982592929	0.23261708	216.68	8.334	-0.01740708
$^{60}_{27}\text{Co}_{33}$	59.9338171	0.5634029	524.81	8.747	-0.0661829
$^{60}_{28}\text{Ni}_{32}$	59.9307864	0.5655936	526.85	8.781	-0.0692136



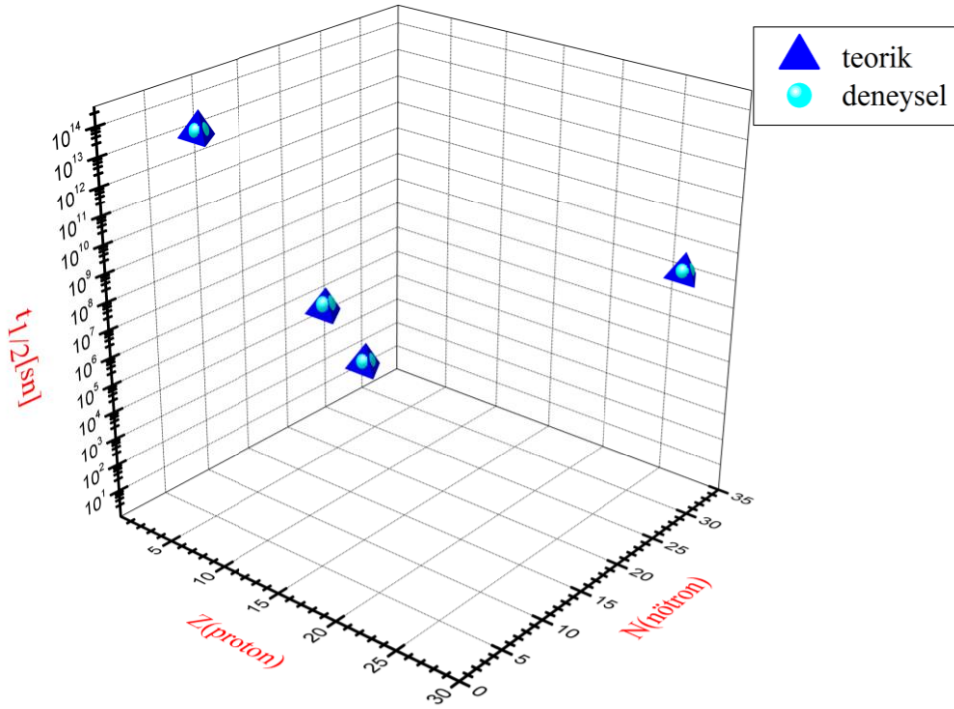
Şekil 3.11. Tablo 3.6'da verilmiş olan çekirdeklerin bağlanma enerjileri

Tablo 3.7. İkinci yasak özgün bozunum yapan çekirdeklerin hesaplanan Q ve logft değerleri ile teorik ve deneysel yarı-ömrüleri

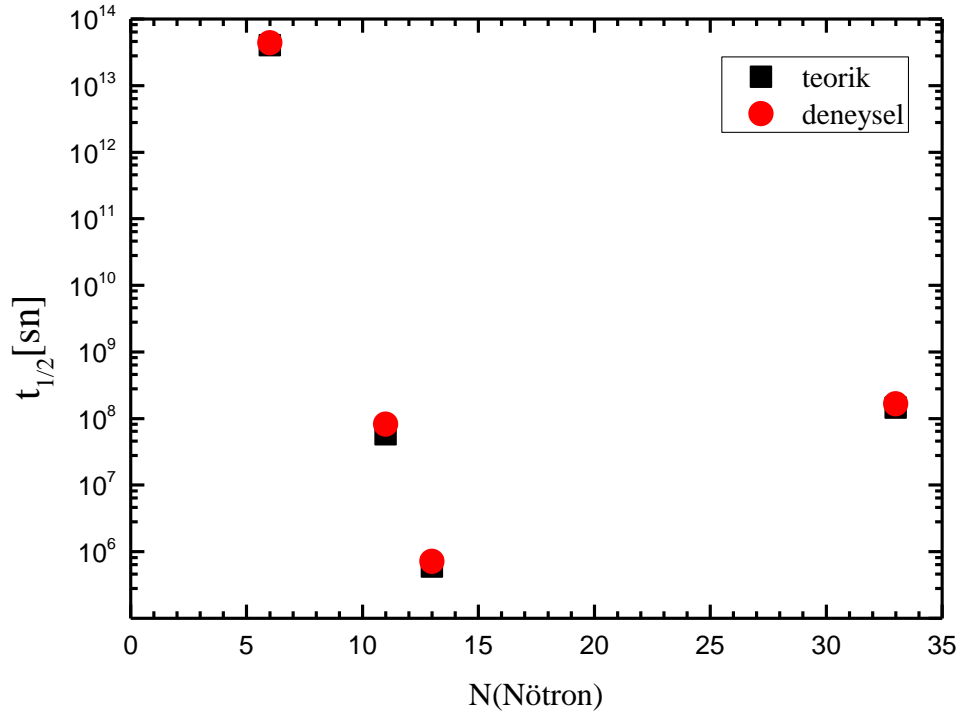
Ana Çekirdek	Nükleer Spin	Ürün Çekirdek	Nükleer Spin	Q (MeV)	E_0	logft	$t_{1/2}^{(teorik)}$ (y)	$t_{1/2}^{(deneysel)}$ (y)
$^{10}_4\text{Be}_6$	0^+	$^{10}_5\text{B}_5$	3^+	0.556	2.088	13.51	1.27×10^6	1.39×10^6
$^{22}_{11}\text{Na}_{11}$	3^+	$^{22}_{10}\text{Ne}_{12}$	0^+	2.842	4.562	11.34	1.84	2.6027
$^{26}_{13}\text{Al}_{13}$	5^+	$^{26}_{12}\text{Mg}_{14}$	2^+	4.004	6.836	12.38	5.97×10^5	7.17×10^5
$^{60}_{27}\text{Co}_{33}$	5^+	$^{60}_{28}\text{Ni}_{32}$	2^+	2.823	6.525	10.99	4.59	5.2713



Şekil 3.12. Tablo 3.7’de verilmiş olan çekirdeklerin $\log ft$ değerleri



Şekil 3.13. Tablo 3.7’de verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri



Şekil 3.14. Tablo 3.7’de verilmiş olan çekirdeklerin teorik ve deneysel yarı-ömürleri

4. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu çalışmada $^{15}_8\text{O}$, $^{17}_9\text{F}$, $^{34}_{20}\text{Ca}$ ve $^{41}_{21}\text{Sc}$ 'nin β^+/EC ile $^{56}_{28}\text{Ni}$, $^{16}_7\text{N}$ ve ^6_2He 'un β bozunumları incelendi.

$^{18}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{18}_9\text{F} \rightarrow ^{18}_8\text{O}$ beta bozunumu zinciri, $A = 42$ ve $A = 54$ çekirdeklerindeki beta bozunumu ile $^{16}_7\text{N}$ ' un birinci-yasak özgün beta bozunumu ve $^{40}_{19}\text{K}$ 'un üçüncü-yasak özgün beta bozunumu ayrıntılı olarak incelendi.

Tablo 3.2'den de görüldüğü gibi $^{15}_8\text{O}$, $^{17}_9\text{F}$, $^{34}_{20}\text{Ca}$ ve $^{41}_{21}\text{Sc}$ çekirdeklerinin β^+/EC bozunumlarının $t_{1/2}$ değerleri deneysel sonuçlarla uyumludur. Yani gerçek nükleer durumlar, aslında oldukça saf bir-parçacık ve bir-boşluk durumlarıyla ilgilidir. Beta bozunumları süperizinli olup, logft değerlerini de doğrulamaktadır.

$^{56}_{28}\text{Ni}$ 'in β^+/EC bozunumuyla ilgili sonuçlar, deneysel logft değerinden çok düşüktür. Sonucun böyle çıkması parçacık-boşluk tanımının başarısız olduğunu gösteriyor. Bu geçişin ayrıcalıksız-izinli olması, başlıca tek-parçacık geçişinin artık iki-cisim etkileşimi tarafından çeşitli ilk ve son durumlar arasındaki etkisinin azaldığını gösteriyor.

$^{16}_7\text{N}$ 'un 2^- taban durumunda $^{16}_8\text{O}$ 'nin en düşük negatif parite durumlarının Gamow-Teller β^- durumları incelendi. Sonuçlar deneyle uyumludur.

^6_2He 'un β bozunumları incelendi. Sonuçlar deneyselle oldukça uyumludur.

$^{18}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{18}_9\text{F} \rightarrow ^{18}_8\text{O}$ beta bozunum zincirindeki beta bozunumları Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) ve Gamow-Teller ($0^+ \rightarrow 1^+$, $1^+ \rightarrow 0^+$) geçişlerinin ikisini de içerir. Hesaplanan sonuçlar deneysel sonuçlarla çok uyumludur.

$A = 42$ ve $A = 54$ çekirdekleri için iki-parçacık ve iki-boşluk çekirdeklerinin beta bozunumu incelendi. Bu bozunumlarda β^+/EC türündendir. Şekil 2.8'de sonuçların deneyle uyumu gösterilmiştir. Sonuç deneyle uyumludur.

$^{16}_7\text{N}$ çekirdeğinin birinci-yasak özgün beta bozunumu incelendi. Hesaplanan $t_{1/2}$ değeri deneysel neticeden biraz küçük çıktı.

$^{40}_{19}\text{K}$ 'un üçüncü-yasak özgün beta bozunumunda hesaplanan $t_{1/2}$ değeri deneysel neticeden biraz küçük çıktı.

Ayrıca çok geniş bir skalada birçok çekirdek için β^- , β^+ ve EC bozunumlarının logft ve $t_{1/2}$ değerleri hesaplandı ve deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Hesaplanan sonuçların deneysel sonuçlarla uyum içinde olduğu görüldü.

5. KAYNAKLAR

1. Suhonen, J., From Nucleons to Nucleus, Concepts of Microscopic Nuclear Theory, Finland, 2006.
2. Weinberg, S., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.
3. Salam, A., Proc. 8th Nobel Symposium, ed by N. Svartholm, 1968, Stockholm.
4. Glashow, S.L., Iliopoulos, J. ve Maiani, L., Phys. Rev. D 2 (1970) 1285.
5. Suhonen, J. ve Civitarese, O., Phys. Rep. 300 (1998) 123.
6. Vergados, J.D., Phys. Rep. 361 (2002) 1.
7. Halzen, F. ve Martin, A.D., Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, Wiley, New York, 1984.
8. Schopper, H.F., Weak Interactions and Nuclear Beta Decay, North-Holland, Amsterdam, 1966.
9. Behrens, H. ve Bühring, W., Electron Radial Wave Functions and Nuclear Beta Decay, Clarendon Oxford, 1982.
10. Hardy, J. C., Towner, I.S., Koslowsky, V.T., Hagberg, E. ve Schmeing, H., Nucl. Phys. A 509 (1990) 429.
11. Blatt, J.M. ve Weisskopf, V.F., Theoretical Nuclear Physics, Springer, New York, 1979.
12. Fermi, E., Z. Phys. 88 (1934) 161.
13. Gamow, G. ve Teller, E., Phys. Rev. 49 (1936) 895.
15. Firestone, R.B., Shirley, V.S., Chu, S.Y.F., Baglin, C.M. ve Zipkin, J., Table of Isotopes, Wiley-Interscience, New York, 1996.
16. deShalit, A. ve Feshbach, H., Theoretical Nuclear Physics, Wiley, New York, 1974.
17. Gove, N.B. ve Martin, M.J., Nucl. Data Tables 10 (1975) 205.
18. Mustonen, M.T., Aunola, M. ve Suhonen, J., Phys. Rev. C 73 (2006) 054301.
19. Krane, K.S., Nükleer Fizik 1, Başar, Palme, Ankara, 2002.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında Üsküdar'da doğdu. Eğitimini 1993-2001 yılları arası Ahmet Hamdi Tanpınar İlköğretim Okulu ve Osmaniye İlköğretim Okulu'nda, 2001-2004 yılları arasında İstanbul Bahçelievler Kemal Hasoğlu Lisesi'nde tamamladı. 2005 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde öğrenim görmeye hak kazandı ve 2011 yılında mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Fizik Bölümü Tezli Yüksek Lisans öğrenimine başladı. 2014 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü Nükleer Fizik Anabilim Dalına araştırma görevlisi olarak atandı.