TÜBİTAK

Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Makas Mod Uyarılmalarının Sistematik Özelliklerinin Teorik Olarak Araştırılması

Program Kodu: 1002

Proje No: 115F564

Proje Yürütücüsü:
Dr. Emre TABAR

Araştırmacı(lar):
Doç. Dr. Hakan YAKUT

Bursiyer(ler):
Hüseynqulu QULIYEV
Gamze HOŞGÖR

Mayıs 2017
SAKARYA

ÖNSÖZ

20. yüzyılın son çeyreğinde deforme çekirdeklerde teorik olarak öngörülen ve çok geçmeden varlığı deneylerle kanıtlanan düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları keşfinden günümüze kadar nükleer yapı fiziği alanında en çok çalışılan konuların başında gelmektedir. Çoğunlukla makas mod olarak adlandırılan ve çekirdekteki nükleonların kolektif hareketlerinin bir ürünü olan bu uyarılmalar, günümüze kadar sistematik olarak yürütülen çok sayıdaki deneysel ve teorik çalışma neticesinde periyodik tablonun nadir toprak, geçiş ve aktinit bölgelerinde yer alan çift-çift kütle numaralı çekirdekler için iyi bilinen bir olgu haline gelmiştir.

Makas mod tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde de gözlenmesine rağmen bu alanda yapılan teorik çalışmalar sınırlı sayıdadır. Çok sayıda tek kütle numaralı çekirdek için elde edilmiş deneysel veriler, teorik olarak incelenmemiş ve modun tek kütleli çekirdeklerdeki sistematik özellikleri hiç araştırılmamıştır. Literatürdeki bu eksikliği kapatmak amacı ile gerçekleştirdiğimiz bu proje kapsamında periyodik tablonun nadir toprak ve aktinid bölgelerinde yer alan tek kütle numaralı çekirdeklerin makas mod uyarılmaları ve moda ait sistematik özellikler Dönme Değişmez (RI-) Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) ile teorik olarak incelenmiştir.

Projede elde edilen sonuçlardan bir kısmı makale haline getirilerek SCI ve SCI-Exp. indekslerince taranan uluslararası saygın dergilerde (2 adet makale), bir kısmı diğer indekslerce taranan uluslararası dergilerde yayınlanmış (1 adet makale) ve bir kısmı da uluslararası konferanslarda (2 adet sözlü bildiri) sunulmuştur (proje kapsamında yapılan yayınlar ve sunulan bildiriler Ek-1 ve Ek-2'de verilmiştir). Ayrıca proje kapsamında bir yüksek lisans ve bir doktora tezinin hesaplamaları tamamlanmıştır.

115F564 numaralı ve "Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Makas Mod Uyarılmalarının Sistematik Özelliklerinin Teorik Olarak Araştırılması" başlıklı bu proje Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından Hızlı Destek Projesi (1002) olarak 12 ay süreyle desteklenmiştir. Projenin yürütülmesinde verdikleri destekten dolayı TÜBİTAK'a teşekkür ederiz.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ i

İÇİNDEKİLER ii

ŞEKİLLER DİZİNİ iv

TABLOLAR DİZİNİ vi

ÖZET x

ABSTRACT xi

1. GİRİŞ 1

2. LİTERATÜR ÖZETİ 3

3. TEORİ 10

3.1 Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerde *M*1 uyarılmaları için RI-QPNM 10

3.2 QPNM bazında Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerin Taban Durum Manyetik Momentleri 14

4. BULGULAR VE TARTIŞMA 16

4.1 Tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin hesaplanması 17

4.2 Tek kütle numaralı çekirdeklerin *M*1 uyarılmalarının hesaplanması 22

4.2.1 Deneysel Veriye Sahip Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerde *M*1 Uyarılmalarının RI-QPNM ile İncelenmesi 23

Kararlı N=82 olan ^{139}La ve ^{141}Pr izotonları 24

^{151}Eu ve ^{153}Eu izotopları 26

^{155}Gd ve ^{157}Gd izotopları 28

^{159}Tb çekirdeği 30

^{161}Dy çekirdeği 31

^{165}Ho çekirdeği 33

^{169}Tm çekirdeği 36

Tek kütle numaralı ^{233}Pa ve ^{239}Pu aktinit bölgesi çekirdekleri 38

Düşük Enerjili *M*1 Geçişlerine Ait Deneysel ve Teorik Sonuçların Karşılaştırılmasından Elde Edilen Sonuçların Yorumlanması 41

4.2.2 $^{153-159}$Eu, $^{151-161}$Gd, $^{155-165}$Dy, $^{155-169}$Ho, $^{157-167}$Er ve $^{167-179}$Lu tek kütle numaralı izotop zincirlerinde makas modun sistematik özelliklerinin RI-QPNM ile araştırılması 45

Tek Kütle Numaralı $^{151-159}$Eu İzotop Zinciri.....46

Tek Kütle Numaralı $^{151-161}$Gd İzotop Zinciri 53

Tek Kütle Numaralı $^{155-165}$Dy İzotop Zinciri.....59

Tek Kütle Numaralı $^{155-169}$Ho İzotop Zinciri 66

Tek Kütle Numaralı $^{157-167}$Er İzotop Zinciri.....74

Tek Kütle Numaralı $^{167-179}$Lu İzotop Zinciri.....80

5. SONUÇ 90

KAYNAKLAR.....92

EK-1. PROJE KAPSAMINDA YAPILAN ULUSLARARASI YAYINLAR 102

EK-2. PROJE KAPSAMINDA ULUSLARARASI KONGRELERDE SUNULAN BİLDİRİLER 105

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1. Deforme çift-çift çekirdeklerde makas mod uyarılmaları..... 3

Şekil 2. ^{163}Dy çekirdeğinde Bauske vd. (1993) tarafından 1993 yılında geçekleştirilen NRF deneyine ait sonuçların 1999 yılında Nord vd. (2003) tarafından gerçekleştirilen duyarlılığı arttırılmış NRF deney sonuçları ile kıyaslanması. 5

Şekil 3. ^{139}La ve ^{141}Pr çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması.. 24

Şekil 4. ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması.. 26

Şekil 5. ^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. 28

Şekil 6. ^{159}Tb çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması.. 30

Şekil 7. ^{161}Dy çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. 32

Şekil 8. ^{165}Ho çekirdeği için 1.5-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. 35

Şekil 9. ^{165}Ho çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ uyarılmalarına ait teorik ve deneysel toplam özeliklerin karşılaştırılması 36

Şekil 10. ^{169}Tm çekirdeği için 1.5-6 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması.....37

Şekil 11. ^{239}Pu çekirdeği için 2-2.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması.....40

Şekil 12. ^{157}Gd, ^{165}Ho, ^{233}Pa ve ^{239}Pu çekirdeklerinin RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $M1$ spektrumları ile bunların koru olan ^{156}Gd, ^{164}Dy, ^{232}Th ve ^{238}Pu çekirdeklerinin RI-QRPA kullanılarak hesaplanan $M1$ spektrumlarının karşılaştırılması. 43

Şekil 13. $^{151\text{-}159}$Eu izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı.....47

Şekil 14. $^{151\text{-}159}$Eu tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital B($M1$) spektrumları. 52

Şekil 15. Tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı.....54

Şekil 16. $^{151\text{-}161}$Gd tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital B($M1$) spektrumları.. 58

Şekil 17. Tek kütle numaralı $^{155\text{-}165}$Dy izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı.....60

Şekil 18. $^{155\text{-}165}$Dy tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. 65

Şekil 19. Tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı.. 67

Şekil 20. $^{155\text{-}169}$Ho tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları.. 73

Şekil 21. Tek kütle numaralı $^{157\text{-}167}$Er izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı. 75

Şekil 22. $^{157\text{-}161}$Er tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. 79

Şekil 23. Tek kütle numaralı $^{167\text{-}179}$Lu izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı.....81

Şekil 24. $^{167\text{-}179}$Lu tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları.. 87

Şekil 25. İncelenen tek kütle numaralı çekirdeklerde 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam $M1$ gücünün nükleer deformasyonun karesine (δ^2) bağlılığı 89

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo 1. İncelenen çekirdeklerin taban ve uyarılmış durum hesaplamalarında kullanılan taban durum Nisson konfigürasyonları, Δ_n ve Δ_p çiftlenim etkileşme sabitleri, λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri ile ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2).....17

Tablo 2. ^{155}Eu, ^{157}Gd ve ^{165}Ho çekirdeklerinin QPNM ile hesaplanan taban durum seviye yapıları.....19

Tablo 3. Çalışmada ele alınan tek kütle numaralı çekirdekler için QRPA kullanılarak hesaplanan taban durum g_s^{eff}/g_s^{τ} ve g_K değerlerinin QTDA, KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), SPM (Tek Parçacık Model) hesapları ve deneysel veriler ile karşılaştırılması. Son sütunda QPNM ile hesaplanan g_K değerlerinin deneysel g_K verileri ile karşılaştırılmasıyla bulunan spin-spin etkileşme güç parametresi verilmiştir. 20

Tablo 4. ^{139}La ve ^{141}Pr çekirdekleri için sırasıyla 2–4 MeV ve 2-3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması. 25

Tablo 5. ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri için sırasıyla 2–4 MeV ve 2-3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması. 27

Tablo 6. ^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdekleri için sırasıyla 2-3.5 MeV ve 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması. 29

Tablo 7. ^{159}Tb çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması 31

Tablo 8. ^{161}Dy çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması. 33

Tablo 9. ^{169}Tm çekirdeği için 1.5-6 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması. 38

Tablo 10.^{233}Pa çekirdeğinde 1.5-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplana toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimallerinin ve yerleştiği ortalama enerjinin Oslo Metodu kullanılarak elde edilen deneysel veriler ile karşılaştırılması. 39

Tablo 11.^{239}Pu çekirdeği için 2-2.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması. 41

Tablo 12.Kesim 4.2'de incelenen tek kütle numaralı çekirdeklerin 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri ile aynı enerji aralığında bu çekirdeklerin korlarında RI-QRPA kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması. 44

Tablo 13.^{165}Ho için dalgalanma analizi (fluctuation analysis) kullanılarak deneysel olarak belirlenen *M*1 geçişlerine ait toplam özelliklerinin RI-QPNM sonuçları ile karşılaştırlması. 45

Tablo 14.$^{151\text{-}159}$Eu tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, B(*M*1) değerleri, dalga fonksiyonunun $N^{j}_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir. 48

Tablo 15.$^{151\text{-}159}$Eu izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_I(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerleri. 50

Tablo 16.$^{151\text{-}161}$Gd tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, B(*M*1) değerleri, dalga fonksiyonunun $N^{j}_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir. 55

Tablo 17.[151-161]Gd izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri. 57

Tablo 18.[155-165]Dy tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1\uparrow)$ değerleri, dalga fonksiyonunun $N_{K\varsigma_q}^{j}$ ve $G_{j,i\mu}^{K\varsigma\nu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir. 61

Tablo 19.[155-165]Dy izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri. 63

Tablo 20.[155-169]Ho tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1\uparrow)$ değerleri, dalga fonksiyonunun $N_{K\varsigma_q}^{j}$ ve $G_{j,i\mu}^{K\varsigma\nu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir. 68

Tablo 21.[155-169]Ho izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri. 71

Tablo 22.[157-167]Er tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1\uparrow)$ değerleri, dalga fonksiyonunun $N_{K\varsigma_q}^{j}$ ve $G_{j,i\mu}^{K\varsigma\nu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir. 76

Tablo 23.[157-161]Er izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri. 78

Tablo 24.[167-179]Lu tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1\uparrow)$ değerleri,

dalga fonksiyonunun $N^{j}_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir. 82

Tablo 25.$^{167\text{-}179}$Lu izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri.....85

ÖZET

Bu çalışmada periyodik tablonun farklı kütle bölgelerinde yer alan tek-kütle numaralı ^{139}La, ^{141}Pr, ^{153,155}Eu, ^{155,157}Gd, ^{159}Tb, ^{161}Dy, ^{165}Ho, ^{169}Tm, ^{233}Pa ve ^{239}Pu çekirdeklerinde deneysel olarak gözlenen ve makas mod olarak adlandırılan düşük enerjili manyetik dipol (*M*1) uyarılmaları Dönme Değişmez (RI-) Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) ile teorik olarak araştırılmıştır. RI-QPNM hesaplamalarından elde edilen sonuçlar mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Ayrıca makas modun tek kütle numaralı çekirdeklerde, çift-çift kütle numaralı çekirdeklerdekine benzer sistematik özellikler sergileyip sergilemediğinin belirlenmesi için $^{151\text{-}159}$Eu, $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}165}$Dy, $^{155\text{-}169}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er ve $^{167\text{-}179}$Lu izotop zincirlerinde taban durumdan uyarılmış durumlara *M*1 geçişleri için *B*(*M*1) indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri, $g\Gamma_0(M1)$ manyetik dipol radyasyon, $g\Gamma_0^{red}(M1)$ indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ile *M*1 geçişlerine ait $\sum B(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum \Gamma_0\,(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, $\sum \Gamma_0^{red}\,(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve ortalama *M*1 rezonans enerjisi RI-QPNM çerçevesinde hesaplanmıştır. Yine bu izotoplarda *M*1 seviyelerinin yapısal özellikleri, *B*(*M*1) indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimallerine nükleonların spin-orbital hareketlerinden ve izoskaler-izovektör etkileşmelerinden gelen katkılar ile düşük enerji bölgesindeki toplam *M*1 gücünün nükleer deformasyona göre değişimi RI-QPNM çerçevesinde teorik olarak belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlardan tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun, çift-çift çekirdekler için iyi bilinen sistematik özelliklere benzer özellikler sergilediği görülmüştür. Ancak çift-çift kütleli çekirdeklerde genel olarak 2-4 MeV arasına yerleştiği bilinen makas modun, ele alınan bazı tek kütleli çekirdeklerde 2 MeV'in altındaki veya 4 MeV'in üstündeki enerjilere kaydığı belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Tek kütle numaralı çekirdekler, *M*1 uyarılmaları, Makas mod, RI-QPNM.

ABSTRACT

In the present study the low lying-magnetic dipole (*M*1) excitations known as scissors mode which were observed in odd-mass ^{139}La, ^{141}Pr, ^{153,155}Eu, ^{155,157}Gd, ^{159}Tb, ^{161}Dy, ^{165}Ho, ^{169}Tm, ^{233}Pa, and ^{239}Pu have been theoretically investigated using Rotational Invariant (RI-) Quasiparticle Phonon Nuclear Model (QPNM). The results of RI-QPNM calculations have been compared to available experimental data.

Besides, in order to determine whether scissors mode in odd-mass nuclei shows systematic behaviours, *B*(*M*1) reduced magnetic dipole transition probabilities, $g\Gamma_0(M1)$ magnetic dipole radiation widths, $g\Gamma_0^{red}(M1)$ reduced magnetic dipole radiation widths, $\sum B(M1)$ summed reduced magnetic dipole transition probabilities, $\sum \Gamma_0\,(M1)$, summed magnetic dipole radiation widths, $\sum \Gamma_0^{red}\,(M1)$ summed reduced magnetic dipole radiation witds as well as energy centroid of *M*1 resonance in odd-mass $^{151\text{-}159}$Eu, $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}165}$Dy, $^{155\text{-}169}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er and $^{167\text{-}179}$Lu isotopes chains have been calculated in the framework of RI-QPNM. In these nuclei, the structure of the *M*1 states, the contribution coming from the spin-orbit motion as well as isoscaler-isovector interactions of nucleons to *B*(*M*1) reduced magnetic dipole transition probabilities as well as the dependence of summed *M*1 strength on the square of the nuclear deformation parameter have been also investigated. The obtained results indicate that scissors mode in odd-mass nuclei show systematic behaviours as those in even-even nuclei. It is well known that scissors mode in even-even nuclei located in the energy range 2-4 MeV. However, it has been determined that in some odd-mass nuclei investigated the scissors mode slip to lower energies than 2 MeV or to higher energies than 4 MeV.

Keywords: Odd-mass nuclei, *M*1 excitations, Scissors mode, RI-QPNM.

1. GİRİŞ

Atomik çekirdek içerisinde hareket eden nükleonlar spin ve yörünge açısal momentumlarından dolayı manyetizma üretirler. Belirli kütle bölgelerinde (özellikle kapalı kabuklar arasında) yörüngesel manyetizma nükleonlar arasında kolektif etkileşmelerin ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Tüm nükleonların birlikteliği ile oluşan bu etkileşmeler kolektif modları meydana getirirler (Heyde vd. 2010). Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu bu kolektif modlar önemli bir yer tutmaktadırlar. Bu modlar içerisinde elektromanyetik geçişler sonucu oluşan dipol uyarılmalarının özel bir yeri vardır. Dipol uyarılmalarının paritelerine göre iki farklı türü bulunmaktadır. Bunlardan spini ve paritesi $I^{\pi}=1^{+}$ olanlar manyetik dipol ($M1$) karakterli, spini ve paritesi $I^{\pi}=1^{-}$ olanlar ise elektrik dipol ($E1$) karakterlidir (Guliyev 2000).

Nükleer yapı fiziğinin son 30 yılına damga vurmuş en önemli gelişme deforme çekirdeklerin düşük enerji bölgesinde (2-4 MeV enerji aralığı) makas mod olarak adlandırılan manyetik dipol ($M1$) uyarılmalarının keşfedilmesidir. İlk keşfinden (Bohle vd. 1984) bugüne kadar sistematik makas mod araştırmaları güncelliğini yitirmemiş ve yoğun olarak çalışılan bir alandır. Günümüze kadar yapılan çok sayıdaki elektron ve foton saçılma deneyi ile bu deneylerdeki gözlemleri açıklamaya yönelik yürütülen teorik çalışmalar periyodik tablonun nadir toprak, geçiş ve aktinit bölgelerinde yer alan çift N-çift Z deforme çekirdeklerin makas mod uyarılmaları hakkında detaylı bilgiler sağlamıştır (Richter 1993; 1995; Kneissl vd., 1995; Lo Iudice 1997; Heyde vd., 2010).

Tek kütleli çekirdeklerde ise makas mod ilk olarak 1993 yılında ^{163}Dy çekirdeğinde deneysel olarak keşfedilmiştir (Bauske vd. 1993). Takip eden yıllarda nadir toprak, geçiş ve aktinit bölgelerindeki pek çok deforme tek kütleli çekirdekte düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları gözlenmiştir (Margraf vd., 1995; Schlegel vd., 1996; Besserer vd., 1997; Herzberg vd., 1997; Wolpert vd., 1998; Huxel vd., 1999; Nord vd., 1996, 2003; Scheck vd., 2007; Bertozzi vd., 2008; Yevetska vd., 2010; Kwan vd., 2011; Guttormsen vd., 2012, 2014). Tek-A'lı çekirdeklerde makas modun teorik izahına yönelik ilk çalışmalar ise fenemolojik ve şematik modeller kullanılarak yapılmıştır (Van Isacker ve Frank, 1989; Raduta ve Lo Iudice, 1989; Raduta ve Delion, 1990; Frank vd., 1991; Devi ve Kota, 1992a, 1992b, 1996; Ginocchio ve Leviatan, 1997; Draayer vd., 1999, 2003; Vargas vd., 2003). Ancak bu modellerde deneysel olarak gözlenen ve tek-A'lı çekirdekler için kritik öneme sahip $M1$ spektrumundaki parçalı yapı açıklanamamıştır. Sözü edilen bu modellere kıyasla daha başarılı olmuş diğer bir metot ise mikroskobik Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model

(QPNM)'dir. Ancak literatürde tek kütleli çekirdeklerde makas mod uyarılmalarının araştırıldığı iki adet QPNM çalışması (1996 ve 1997 yıllarında Soloviev ve diğerleri tarafından) bulunmaktadır (Soloviev vd. 1996a, 1997b). Bu çalışmalarda Hartree-Fock Bogolyubov (HFB) yaklaşımları nedeniyle çekirdek Hamiltoniyeninin dönme simetrisinin kırılması sonucu ortaya çıkan ve manyetik dipol seviyelerine karışan sahte haller tam olarak yalıtılamamıştır. Bu çalışmalarda ele alınan çekirdekler, bugüne kadar makas modun deneysel olarak tespit edildiği çekirdeklerin sadece % 22'lik kısmını oluşturmaktadır. Son olarak 2003 yılında SU_3 grup teori kapsamında ^{157}Gd, ^{163}Dy ve ^{169}Tm çekirdekleri mikroskobik olarak ele alınmıştır (Vargas vd., 2003). Ancak bu çalışmada elde edilen sonuçlar QPNM hesaplamalarındaki başarıyı yakalayamamıştır. Son 20 yıllık süre zarfında farklı kütle bölgelerinde yer alan pek çok tek kütleli çekirdek için makas mod uyarılmaları deneysel olarak gözlenmiştir. Ayrıca, sözü geçen mikroskobik çalışmalara konu olan çekirdeklerin de pek çoğu gelişen teknolojinin de katkısıyla duyarlılığı artırılmış deney düzenekleri ile yeniden incelenmiş ve bu çekirdekler için daha önceki deneylerde gözlenmemiş pek çok yeni dipol seviyesi rapor edilmiştir (Huxel vd. 1999; Nord vd. 2003). Ancak literatürde, son mikroskobik çalışmanın yayınlandığı 2003 yılından bugüne dek tek kütleli deforme çekirdeklerde makas modun ele alındığı teorik bir çalışma mevcut değildir. Bu nedenle tek kütleli çekirdeklerde makas moda dair yeni deneysel verilerin açıklanabilmesi için teorik çalışmalara ihtiyaç vardır. Bu ihtiyaç yayınlanan çoğu deneysel çalışmada açıkça dile getirilmiştir. Ayrıca çift-çift kütle numaralı deforme çekirdeklerde makas modun sistematiği çok iyi bilinmesine rağmen tek kütleli numaralı çekirdeklerdeki sistematik özellikleri hiç araştırılmamıştır. Literatürdeki bu eksikliği kapatmak amacı ile gerçekleştirdiğimiz bu proje kapsamında:

i) Makas mod, modun bugüne kadar deneysel olarak gözlendiği ^{139}La, ^{141}Pr, ^{153,155}Eu, ^{155,157}Gd, ^{159}Tb, ^{161}Dy, ^{165}Ho, ^{169}Tm, ^{233}Pa ve ^{239}Pu tek kütle numaralı deforme çekirdeklerinde Dönme Değişmez (RI-) Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) (Tabar, 2015) ile teorik olarak araştırılmıştır.

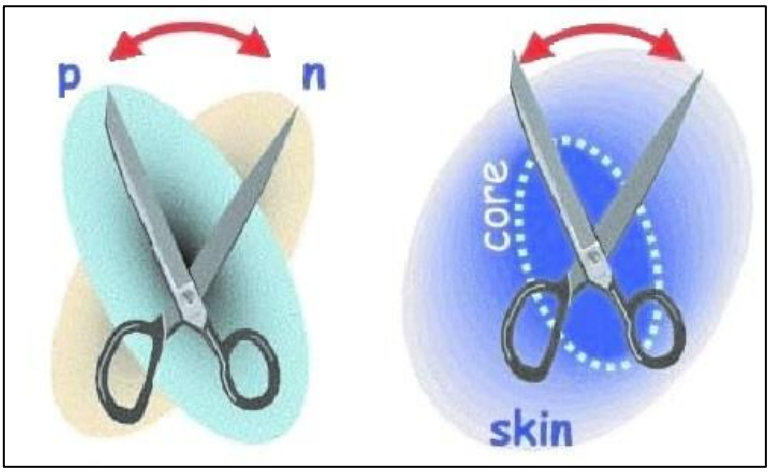
ii) Lantanitler bölgesindeki tek-A'lı çekirdeklerde makas modun sistematik özelliklerinin ortaya konması için bu bölgelerde yer alan deforme $^{151\text{-}159}$Eu, $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}165}$Dy, $^{155\text{-}169}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er ve $^{167\text{-}179}$Lu izotop zincirleri RI-QPNM çerçevesinde teorik olarak incelenmiştir.

Bu çalışmada kullanılan RI-QPNM, HFB yaklaşımları nedeniyle tek parçacık hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisini restore eden efektif kuvvetleri içermektedir (Tabar, 2015). Böylece dönme simetrisinin kırılması ile ortaya çıkan ve *M*1 uyarılmalarına karışan

sahte haller tam olarak yalıtılmıştır. Restore edici kuvvetler ortalama alanla öz uyumlu olduğundan teori yeni bir serbest parametre içermemektedir.

2. LİTERATÜR ÖZETİ

Deforme çekirdeklerde düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları ilk olarak 1970'li yıllarda çift-çift kütleli deforme çekirdeklerde teorik olarak öngörülmüş (Gabrakov vd., 1972; Hilton 1976; Suzuki ve Rowe, 1977; Lo Iudice ve Palumbo, 1978) ve çok geçmeden 1984 yılında bu uyarılmaların varlığı ^{156}Gd çekirdeği ile yapılan deneysel çalışmada kanıtlanmıştır (Bohle vd, 1984). Nükleonların kolektif hareketlerinin bir ürünü olan bu düşük enerjili uyarılmalar, geometrik pencereden bakıldığında deforme proton sisteminin deforme nötron sistemine karşı yaptığı çapraz titreşimler olarak düşünülebilir (Richter 1993; 1995; Kneissl vd., 1995; Lo Iudice 1997; Heyde vd., 2010). Bu titreşimler, bir makasın bıçaklarını andırdığı için bu (Şekil 1) uyarılmalar çoğu kez makas mod olarak adlandırılır (Richter 1995)



Şekil 1. Deforme çift-çift çekirdeklerde makas mod uyarılmaları (Heyde vd. 2010).

Daha sonraki yıllarda farklı deforme çift-çift çekirdekler ile yapılan deneysel çalışmalar (elektron ve foton saçılma deneyleri), bu modun sadece ^{156}Gd çekirdeğine has bir uyarılma olmadığını, aksine deforme çekirdekler için ortak bir nükleer yapı özelliği olduğunu ortaya koymuştur (Richter 1993; 1995; Kneissl vd., 1995; Lo Iudice 1997; Heyde vd., 2010).

Günümüzde makas mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar (geçiş ve gama-soft çekirdekler de dahil olmak üzere) periyodik tablonun geniş bir bölgesinde yer alan sürekli deformasyona sahip kararlı izotoplar için gözlenmiştir (Richter 1993; Kneissl vd., 1995). Nadir toprak bölgesinde bulunan çift-çift kütleli deforme çekirdekler için yapılan deneysel araştırmalar makas modun bazı sistematik özelliklerini ortaya koymuştur:

i. $\sum B(M1)$, toplam *M*1 gücü taban durum deformasyon parametresinin karesi (δ^2) ile orantılıdır (Heyde vd., 2010),

ii. Uyarılma güç dağılımının merkezi 3 MeV civarına yerleşmiştir (Heyde vd., 2010),

iii. Taban durumdan $I^{\pi}=1^{+}$ uyarılma durumuna geçiş için toplam *M*1 gücü $\sum B(M1) \approx 3\ \mu_N^2$'dir (Heyde vd., 2010),

iv. Tek bir seviyeye geçiş için manyetik dipol güç en fazla $1.5\ \mu_N^2$ olabilir (Heyde vd., 2010),

v. Geçişlerde *M*1 operatörünün orbital kısmı baskındır (Heyde vd., 2010).

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde makas mod uyarılmalarının açıklanmasında gelinen bu noktada ortaya çıkan soru tek kütleli çekirdeklerde makas modun gözlenip gözlenemeyeceği olmuştur.

Tek kütle numaralı çekirdeklerdeki makas mod uyarılmalarının araştırılmasına yönelik ilk deneysel çalışma ^{165}Ho çekirdeğinde, 1.3–2.5 MeV enerji aralığında yapılan foton saçılma deneyidir (Huxel vd., 1992). Kullanılan fotonların uç nokta enerjisinin kısmen düşük olmasından dolayı 2.4 MeV enerjisinin üzerinde *M*1 uyarılmalarının varlığına dair net bir kanıt bulunamamıştır (Huxel vd., 1992). Tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun varlığına işaret eden ilk bulgular 1993 yılında tek nötronlu ^{163}Dy çekirdeği ile yapılan NRF deneyi sonucunda elde edilmiştir (Bauske vd., 1993). 1.9-3.2 MeV enerji aralığında gerçekleştirilen bu çalışmada 3 MeV uyarılma enerjisi civarında toplanan *M*1 uyarılmaları gözlenmiş ve bu yerleşimin çift kütle numaralı $^{162\text{-}164}$Dy izotoplarının *M*1 güç dağılımları ile örtüştüğü belirlenmiştir (Bauske vd., 1993).

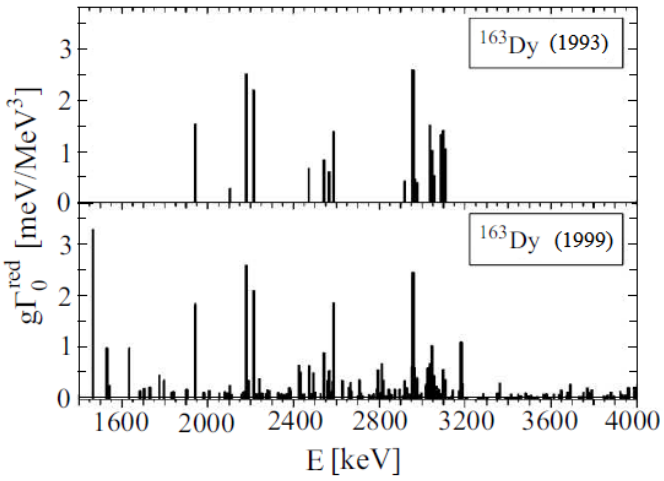
Takip eden yıllarda nadir toprak bölgesinde yer alan ^{139}La (Scheck vd., 2007), ^{141}Pr (Scheck vd., 2007), ^{153,155}Eu (Nord vd., 2003), ^{155}Gd (Nord vd., 1996, 2003), ^{157}Gd (Margraf vd., 1995; Nord vd., 2003), ^{159}Tb (Nord vd., 1996, 2003), ^{161,163}Dy (Margraf vd., 1995; Nord vd., 2003), ^{165}Ho (Huxel vd., 1999), ^{167}Er (Schlegel vd., 1996), ^{169}Tm (Huxel vd., 1999) ve ^{175}Lu (Herzberg vd., 1997) çekirdeklerinde, geçiş bölgesindeki ^{181}Ta (Wolpert vd., 1998), alkali grubunda yer alan ^{133}Cs (Besserer vd., 1997) ve aktinit bölgesindeki ^{231}Th, ^{233}Th, ^{233}Pa, $^{237\text{-}239}$U (Guttormsen vd., 2012, 2014), ^{235}U (Bertozzi vd., 2008, Kwan vd., 2011; Yevetska vd., 2010), ^{239}U ve ^{239}Pu (Bertozzi vd., 2008) çekirdeklerinde düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları gözlenmiştir. Periyodik tablonun farklı bölgelerinde gerçekleştirilen bu deneylerde gözlenen sonuçlara göre:

I. Tek-A'lı çekirdeklerdeki *M*1 spektrumu komşu çift-çift kütleli çekirdeklerdekinden çok daha fazla parçalanmıştır (Enders vd., 1997),

II. Gözlenen tüm seviyelerin *M*1 geçişi oldukları kabul edilse bile toplam *M*1 gücü çift-çift kütleli komşu çekirdekler için elde edilen toplam *M*1 gücünden (nadir toprak bölgesi çekirdekleri için $\approx 3\,\mu_N^2$) yaklaşık 2-3 defa daha küçüktür (Enders vd., 1997). Oysa teorik öngörüler tek çekirdekteki toplam *M*1 gücünün komşu çift-çift çekirdekteki toplam *M*1 gücü ile kıyaslanabilir büyüklükte olması gerektiğini göstermektedir (Raduta ve Lo Iudice, 1989; Van Isacker ve Frank, 1989; Raduta ve Delion, 1990; Frank vd., 1991; Soloviev vd., 1996a, 1997b). Bu ilişki toplam kuralı yaklaşımları ile de açıkça belirtilmiştir (Ginocchio ve Leviatan, 1997).

Kayıp olan dipol gücünün önemli bir kısmının seviye yoğunluğu nedeni ile arka-plan (background) sürekliliği içerisinde kaybolmuş olabileceği dalgalanma analizi (fluctuation analysis) adı verilen istatistiksel bir yöntem kullanılarak gösterilmiştir (Enders vd., 1997, 1998). Bu analiz yönteminde ele alınan tek kütle numaralı çekirdeğin kayıp *M*1 gücü komşu çift-çift kütleli çekirdeğin deneysel olarak belirlenmiş *M*1 ve *E*1 güçlerinden yola çıkarak Monte Carlo modellemeleri ile tahmin edilmektedir (Enders vd., 1997). Bu metodun temeli olasılık dağılımlarına dayanmaktadır (Huxel vd., 1999).

Kayıp dipol güç ile ilgili diğer bir olasılık makas mod uyarılmalarının tek kütleli çekirdeklerde yüksek enerjilere kaymış olabileceği fikridir. Schlegel vd. (1996) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinde ^{167}Er için 3.5–4.3 MeV aralığında önemli sayıda dipol geçişine rastlanması bu fikrin ortaya çıkmasına neden olmuştur (Schlegel vd., 1996). Bu sonuç tek-A'lı çekirdeklerde makas modun yüksek enerjileri de kapsayacak biçimde geniş bir enerji aralığında araştırılması gerektiğini göstermektedir.



Şekil 2. ^{163}Dy çekirdeğinde Bauske vd. (1993) tarafından 1993 yılında geçekleştirilen NRF deneyine ait sonuçların 1999 yılında Nord vd. (2003) tarafından gerçekleştirilen duyarlılığı arttırılmış NRF deney sonuçları ile kıyaslanması.

Diğer taraftan duyarlılığı artırılmış NRF deneylerinde daha önce incelenen ^{163}Dy ve ^{165}Ho çekirdekleri tekrar incelenmiş olup, elde edilen sonuçlar tek kütle numaralı çekirdeklerde seviye yoğunluğunun büyüklüğünden dolayı dipol gücün çok sayıda küçük seviyeye dağıldığını ve bunların birçoğunun deney duyarlılık limitinin altında olmasından dolayı tespit edilemediğini ortaya koymuştur (Nord vd., 2003). 2003 yılında A. Nord vd. tarafından Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında ^{163}Dy için 1993 yılında yapılan ilk deney yinelenmiştir. Bu son deneyde elde edilen sonuçlar 1993 yılında Bauske vd. tarafından gerçekleştirilen deney sonuçları ile karşılaştırıldığında deney hassasiyetinin 1 mertebe kadar artırılmasının çok sayıda zayıf geçişi görülebilir hale getirdiğini göstermektedir (Şekil 2). 1993 yılındaki deneyde ^{163}Dy için taban durumdan sadece 18 uyarılma tespit edilmesine rağmen, bu son deneyde gözlenen uyarılma sayısı 146'ya çıkmıştır. İlk deneyde gözlenen toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0^{red} = 19 \pm 0.04\, meV\, MeV^{-3}$ bu yeni deney ile birlikte yaklaşık iki kat artarak $\sum g\Gamma_0^{red} = 38.18 \pm 7.12)\, meV\, MeV^{-3}$ değerine ulaşmıştır. Bu çalışmada tekrar incelenen diğer bir çekirdek ^{165}Ho'dur. Güncel ^{165}Ho (γ, γ') deneyinde hassasiyet daha önceki deneye göre 2-3 kat artırılmıştır. 4 MeV'in altındaki enerjilerde toplam 138 tane seviye belirlenmiştir. İlk deneyde belirlenen seviye sayısı ise yalnızca 52'dir. Bu deney ile toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı ilk deneyde elde edilen $\sum g\Gamma_0^{red} = 27.2 \pm 3.8\, meV\, MeV^{-3}$ değerinden $\sum g\Gamma_0^{red} = 35.7 \pm 4.2\, meV\, MeV^{-3}$ değerine çıkmıştır. Bu son çalışmalar göstermiştir ki çift çekirdekten tek çekirdeğe geçişte kaybolan toplam gücün bir kısmı deneysel koşullara bağlı olarak açıklanabilir (Nord vd., 2003).

Tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun teorik izahına yönelik ilk çalışmalar etkileşen bozon fermiyon modeli (IBFM-2) (Van Isacker ve Frank, 1989; Frank vd., 1991), şematik rastgele faz yaklaşımı (Raduta ve Lo Iudice, 1989), genelleştirilmiş koherent seviye modeli (GCSM) (Raduta ve Delion, 1990), toplam kuralı yaklaşımı (Ginocchio ve Leviatan, 1997), g bozonlarını içeren grup teori (SU_3×1g) (Devi ve Kota, 1992a, 1992b, 1996) ve SU_3 grup teori (Draayer vd., 1999, 2003; Vargas vd., 2003) kullanılarak yapılmıştır. Aslında buraya kadar özetlenen IBFM-2 veya diğer şematik modeller kullanılarak elde edilen sonuçlar güvenirlilikten uzaktır. Çünkü fenomolojik ve şematik modeller spin gibi pek çok serbestlik derecesini göz ardı ettiğinden makas modun yapısının detaylı analizi için uygun değillerdir. Ayrıca bu modellerde, deneysel olarak gözlenen ve özellikle tek kütle numaralı çekirdekler için kritik öneme sahip *M*1 spektrumundaki parçalı yapı açıklanamamıştır (Lo Iudice, 1997). Diğer taraftan mikroskobik hesaplamalar çift-çift kütleli deforme ve küresel çekirdekler ile tek kütleli deforme ve küresel çekirdeklerin uyarılma durumlarının seviye yapılarını ve kolektif özelliklerini başarı ile tasvir etmektedir (Soloviev, 1976, 1992; Heyde vd., 2010). Ayrıca

deformasyon bölgesinde yer alan çift-çift çekirdekler için Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA) (Hamamoto ve Aberg, 1984, 1986; Hamamoto ve Ronstrom, 1987; Hamamoto ve Magnusson, 1991; Hamamoto ve Nazarewicz, 1992; Najarov vd., 1987, 1991, 1993, 1995; Civitrase vd., 1987; Nojarov ve Faessler, 1988, 1990, 1991; Faessler vd., 1990a, 1990b; Magnusson, 1991), Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) (Guliyev, 2002; Kuliev vd., 2000, 2002, ;Guliyev vd., 2006, 2009a, 2009b, 2013; Ertuğral, 2007; Ertuğral vd., 2009; Yakut, 2009) ve Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) (Soloviev vd., 1996b, 1996c, 1996d, 1996e, 1999, 2000; Lo Iudice, 2001) kullanılarak yapılan mikroskobik çalışmalar oldukça başarılı sonuçlar sunmuştur. Mikroskobik modellerin bu başarıları göz önüne alındığında tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun mikroskobik model çerçevesinde incelenmesi sonucunda moda ait daha detaylı bilgiler edinilebileceği açıktır.

Ancak mikroskobik RPA, QRPA veya QPNM uygulamalarında kullanılan Hartre-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımları neticesinde tek parçacık hamiltoniyeninin sahip olduğu pek çok simetrinin kırıldığı bilinmektedir (Kuliev vd., 2000). Bu simetri kırınımları ortalama alan potansiyelleriyle bağlantılı olarak kendiliğinden meydana gelmekte ve gerçek titreşim seviyeleri ile hiçbir ilgisi olmayan yeni modlar oluşturmaktadır. Goldstone teoremine göre enerjisi sıfır olan bu modlar enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışmaktadır (Goldstone vd., 1962). Bunlar çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan modlar olduklarından çekirdek fiziğinde sahte (spurious) haller olarak adlandırılmışlardır (Kuliev vd., 2000; Civitarese ve Licciardo, 1990). Korunum yasaları gereği hamiltoniyeninin sahip olması gereken dönme değişmezlik simetrisinin kırılması sonucu ortaya çıkan sahte haller, çekirdeğin bir bütün olarak dönmesine karşılık gelmektedir ve simetrileri nedeni ile $I^{\pi}=1^{+}$ manyetik dipol uyarılmalarına karışmaktadırlar (Kuliev vd., 2000). Bu sahte hallerin gerçek enerji spektrumuna karışması teorik sonuçları kuvvetli bir şekilde etkilemektedir (Thouless, 1961) ve bu durum çift-çift çekirdeklerde deneysel olarak gözlenen *M*1 spektrumunun teorik olarak incelenmesinde zorluklara neden olmaktadır (Kuliev vd., 2000). Mikroskobik model çerçevesinde, RPA yönteminde izoskaler etkin kuvvetlerin radyal kısmının ayrılabilir şekilde özel olarak seçilmesiyle, çift-çift çekirdek Hamiltoniyeninin kırılmış simetrilerinin restorasyonları ve sahte hallerin ayrılması için pratik bir yöntem Pyatov ve Chernej (1972) tarafından Marshalek ve Weneser (1969) metodundan yola çıkılarak ileri sürülmüştür (Pyatov ve Chernej, 1972; Pyatov, 1974; Kuliev ve Pyatov, 1974; Baznat ve Pyatov, 1975; Pyatov ve Salamov, 1977, Pyatov vd., 1977). Ancak gerçek uygulamalarda ortalama alandaki izovektör ve Coulomb potansiyellerinden dolayı restore edici etkin kuvvetler Pyatov ve benzeri yöntemlerde düşünüldüğü gibi saf izoskaler değildir (Kuliev vd., 2000). Pyatov tarafından öne sürülen bu metot Kuliev vd. (2000) tarafından çekirdek ortalama alan potansiyelinde izoskaler

ve izovektor terimlerin olduğu gerçek bir durum için genelleştirilmiştir. Söz konusu yöntem süperakışkan çekirdeklerde çift etkileşme potansiyellerinin neden olduğu Galileo değişmezliğin kırınımının restorasyonunu sağlayan etkin kuvvetlerin seçilmesinde de başarıyla uygulanmış ve bu kuvvetlerin iki-kuaziparçacık eşik enerjisinin altındaki düşük enerjilerde $I^{\pi}=1^{-}$ hallerinin yeni bir dalını ürettiği gösterilmiştir (Ertuğral, 2007). Dönme ve öteleme değişmezliğin korunumunu sağlayan bu yöntem geçiş ve nadir toprak bölgelerinde yer alan çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol uyarılmalarını başarı ile açıklamıştır (Guliyev, 2002; Kuliev vd., 2000, 2002, ;Guliyev vd., 2006, 2009a, 2009b, 2013; Bektasoğlu ve Yakut, 2006; Ertuğral, 2007; Ertuğral vd., 2009; Yakut, 2009).

Sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerinden yalıtılması sadece çift-çift deforme çekirdeklerin *M*1 hesaplamaları için değil, aynı zamanda deforme tek çekirdeklerin *M*1 hesaplamaları için de çok önemlidir. Çünkü mikroskobik modellerde tek-A'lı çekirdeğin enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları çift-çift kor çekirdeğinin fonon yapısı temel alınarak hesaplanır (Soloviev, 1976, 1992). Ayrıca kor-parçacık çiftlenimini temel alan bu modelde tek çekirdeğin düşük enerjili manyetik dipol uyarılma seviyelerinin tek kalan nükleon ile korun *M*1 seviyelerinin etkileşmesi sonucu ortaya çıktıkları bilinmektedir (Bohr ve Mottelson, 1969). Bu nedenle mikroskobik modellerde tek kütleli çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının doğru tasviri, çift-çift kor çekirdeğinin manyetik dipol uyarılmalarının doğru izahı ile mümkündür.

Tek-A'lı çekirdeklerde makas modun araştırılmasına yönelik ilk ve son mikroskobik QPNM hesaplamaları Soloviev vd. (1996a, 1997b) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmalarda kuadropol-kuadrupol çiftlenim sabitinin uygun bir değerde seçilmesi ile kor çekirdeğindeki sahte hallerin yaklaşık olarak yalıtılması yoluna gidilmiştir (Soloviev vd., 1996a, 1997b). Kullanılan tek parçacık hamiltoniyeni, eksenel simetrik ortalama alan potansiyelinden dolayı dönme değişmez değildir, ayrıca artık (rezidual) kuadrupol etkileşmeleri de dönme değişmez değildir. Etkileşme sabitinin ayarlanmasına dayanan bu tür uygulamaların çift-çift çekirdekteki $\omega = 0$ enerjisinde sahte halleri yalıtmasına rağmen diğer 1^{+} durumlarındaki sahte halleri tam olarak ayrışımını sağlayamadığı iyi bilinmektedir (Civitarese ve Licciardo, 1990). Ayrıca kullanılan kuadrupol-kuadrupol etkileşmelerinin de ortalama alan potansiyeli ile öz uyumlu olmaması, hesaplamalara yeni bir sabitin serbest parametre olarak eklenmesi anlamına gelir. Bunun yanı sıra sözü geçen çalışmalarda sadece çift-çift kor çekirdeğinin sahte hallerinin yalıtılmasına çalışılmış ancak tek kütleli çekirdekte tek nükleondan ileri gelen etkiler ele alınmamıştır.

Öte yandan Kuliev vd. (2000) tarafından Pyatov Metodu (Pyatov ve Chernej, 1972) baz alınarak çift-çift çekirdeklerde kırılan dönme simetrisinin onarılması için geliştirilen yöntemde,

efektif ve ortalama alan ile öz uyumlu olarak belirlenen izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri, Hamiltonyenin dönme değişmezliğini restore edecek şekilde seçilmekte, Hamiltonyene herhangi bir ekstra kuadrupol-kuadrupol etkileşme parametresi eklenmeksizin kolektif 1^+ seviyelerinin özelliklerini deneyle uyumlu olarak hesaplanmasını mümkün kılmaktadır (Kuliev vd., 2000). Öne sürülen bu restorasyon metodu tüm 1^+ seviyelerine karışan sahte halleri ayrıştırdığından ötürü etkileşme sabitinin seçimine dayalı uygulamalarla karşılaştırıldığında çok daha genel bir yöntemdir. Bu yöntemin en önemli avantajı etkin restorasyon kuvvetlerinin ortalama alan potansiyelleri ile öz uyumlu olmaları nedeniyle restorasyon etkileşme sabitinin hesaplamalara yeni bir serbest parametre olarak girmemesidir (Kuliev vd., 2000).

Tabar (2015) tarafından yapılan doktora tez çalışmasında çift-çift çekirdeklerde kırılan dönme simetrisinin onarılması için geliştirilen Kuliev metodu (2000) ilk defa tek kütleli çekirdeklerde QPNM hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunda kullanılmıştır. Burada restore edici kuvvetler ortalama alanla öz uyumlu olduğundan serbest parametre içermemektedir. Ayrıca bu metotla, tek çekirdeğin sadece kor hamiltoniyeninin dönme değişmezlik restorasyonu sağlanmamış aynı zamanda tek çekirdek hamiltoniyeni bir bütün olarak ele alarak kırılan dönme simetrisinin restorasyonu gerçekleştirilmiştir (Tabar, 2015).

3. TEORİ

3.1 Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerde *M*1 uyarılmaları için RI-QPNM

Nükleonların, eksenel simetrik ortalama potansiyel alan içerisinde çiftlenim ve artık spin-spin kuvvetleri yolu ile etkileştiği bir çekirdek sistemi için QPNM Hamiltoniyenini aşağıdaki gibi yazabiliriz (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b).

$$H = H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} \tag{1}$$

burada

$$H_{sqp} = \sum_{s,\tau} \varepsilon_s(\tau) B_{ss}(\tau) \tag{2}$$

$$H_{coll.} = \frac{1}{2}\sum_{\tau\tau'}\chi_{\tau\tau'}\sum_{i\mu}\left\{\sum_{ss'}\sigma^{(\mu)}_{ss'}(\tau)L^{\tau}_{ss'}g^{i}_{ss'}\left[Q^{+}_{i\mu}+Q_{i\mu}\right]\times \right. \\ \left. \times\sum_{tt'}\sigma^{(\mu)}_{tt'}(\tau')L^{\tau'}_{tt'}g^{i}_{tt'}\left(Q^{+}_{i\mu}+Q_{i\mu}\right)\right\} \quad ; \ (\tau\equiv n,p) \ and \ (\tau'\equiv n,p) \tag{3}$$

$$H_{int.} = \frac{1}{2}\sum_{\tau\tau'}\chi_{\tau\tau'}\left\{\begin{array}{l}\sum_{i\mu}\sum_{tt'}\sum_{ss'}\sigma^{(\mu)}_{ss'}(\tau)M^{\tau}_{ss'}\sigma^{(\mu)}_{tt'}(\tau')L^{\tau'}_{tt'}g^{i}_{tt'}D_{ss'}(\tau)\left(Q^{+}_{i\mu}+Q_{i\mu}\right)+ \\ +\sum_{i\mu}\sum_{tt'}\sum_{ss'}\sigma^{(\mu)}_{ss'}(\tau)L^{\tau}_{ss'}\sigma^{(\mu)}_{tt'}(\tau')M^{\tau'}_{tt'}g^{i}_{ss'}\left(Q^{+}_{i\mu}+Q_{i\mu}\right)D_{tt'}(\tau')\end{array}\right\} \tag{4}$$

H_{sqp} çekirdekteki tek kuaziparçacık hareketini, $H_{coll.}$ çekirdekteki kolektif hareketleri, $H_{\text{int.}}$ ise tek parçacık hareketi ile kolektif hareketler arasındaki ilişkiyi ifade etmektedir. Yukarıdaki ifadelerde yer alan $\varepsilon_s(\tau)$ nükleonların tek-kuaziparçacık enerjisi olup, $ss'(tt')$ toplamı nötron (proton) sisteminin tek parçacık ortalama alanı üzerinden alınmıştır. $B_{ss} = \sum_s \alpha^{+}_s \alpha_s$ ve $D_{ss'} = \sum_{\rho} \rho \alpha^{+}_{s-\rho}\alpha_{s'-\rho}$ olup, bu ifadelerde yer alan α^{+}_s (α_s) kuaziparçacık oluşturma (yok etme) operatörleridir. $\sigma^{(\mu)}_{ss'} = \langle s|\sigma_\mu|s'\rangle$ Pauli spin operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. $Q^{+}_i\left(Q_i\right)$ fonon oluşturma (yoketme) operatörleri olup, fonon operatörleri $Q^{+}_i = \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{ss'}\left[\psi^{i}_{ss'}(\tau)C^{+}_{ss'}(\tau) - \varphi^{i}_{ss'}(\tau)C_{ss'}(\tau)\right]$ şeklinde $C^{+}_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\rho}\alpha^{+}_{s,-\rho}\alpha^{+}_{s',\rho}$ iki kuaziparçacık operatörlerinin süperpozisyonudur. $g^{i}_{ss'} = \psi^{i}_{ss'} + \varphi^{i}_{ss'}$ iki kuaziparçacık genliklerinin toplamını ifade etmektedir. $M_{ss'}$ ve $L_{ss'}$ ifadeleri Bogolyubov kanonik dönüşüm parametreleri (u_s ve v_s)

cinsinden sırası ile $M_{ss'}=u_s u_{s'}+v_s v_{s'}$ ve $L_{ss'}=u_s v_{s'}-u_{s'} v_s$ olarak ifade edilir. $\chi_{\tau\tau'}$ spin-spin etkileşme parametresidir, τ,τ' proton-proton, nötron-nötron ($\chi=\chi_{nn}=\chi_{pp}$) ve proton-nötron ($\chi_{np}=q\chi, q$ spin-spin etkileşmelerinin izovektör ve izoskaler karakteristiğini ifade etmektedir) etkileşmelerini temsil etmektedir. Spin etkileşme parametreleri ($\chi_{nn},\chi_{pp},\chi_{np}$) spin etkileşme gücüne (κ) bağlı olarak, $\chi=\frac{\kappa}{A}MeV$ şeklinde ifade edilir (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b).

Deforme çekirdeklerde kullanılan ortalama alan potansiyelinin Hartree-Fock-Bogolyubov yaklaşımları nedeni ile tek parçacık Hamiltoniyeninin (H_{sqp}) sahip olduğu dönme simetrisi kırılmıştır. Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde H_{sqp} hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisi izoskaler ($h_0^{bos.}$ ve $h_0^{\text{int.}}$) ve izovektör ($h_1^{bos.}$ ve $h_1^{\text{int.}}$) restore edici kuvvetler aşağıdaki formda seçilerek onarılabilir:

$$h_0^{bos.}=-\frac{1}{2\gamma_0}\sum_{\mu=\pm1}[H_{sqp}-V_1,J_\mu^{bos.}]^+[H_{sqp}-V_1,J_\mu^{bos.}] \tag{5}$$

$$h_0^{\text{int.}}=-\frac{1}{2\gamma_0}\sum_{\mu=\pm1}\left\{[H_{sqp}-V_1,J_\mu^{qp}]^+[H_{sqp}-V_1,J_\mu^{bos.}]+h.c.\right\} \tag{6}$$

$$h_1^{bos.}=-\frac{1}{2\gamma_1}\sum_{\mu=\pm1}[V_1,J_\mu^{bos.}]^+[V_1,J_\mu^{bos.}] \tag{7}$$

$$h_1^{\text{int.}}=-\frac{1}{2\gamma_1}\sum_{\mu=\pm1}\left\{[V_1,J_\mu^{qp}]^+[V_1,J_\mu^{bos.}]+h.c.\right\} \tag{8}$$

burada V_1 ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmı, J_μ açısal momentum operatörünün küresel bileşenleridir (μ=±1) ve $h.c.$ hermitik eşlenik anlamına gelmektedir (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b). γ_0 ve γ_1 etkileşme sabitleri

$$\begin{aligned}\gamma^{(\mu)}&=\left\langle\psi_{K_0}(\tau)\middle|[J_\mu^+,[H_{sqp},J_\mu]]\middle|\psi_{K_0}(\tau)\right\rangle \qquad (\mu=\pm1)\\ \gamma_1^{(\mu)}&=\left\langle\psi_{K_0}(\tau)\middle|[J_\mu^+,[V_1,J_\mu]]\middle|\psi_{K_0}(\tau)\right\rangle \qquad (\mu=\pm1)\end{aligned} \tag{9}$$

ve

$$\begin{aligned}&\gamma^{(-1)}=\gamma^{(+1)}=\gamma \quad ; \quad \gamma_1^{(-1)}=\gamma_1^{(+1)}=\gamma_1\\ &\gamma_0=\gamma-\gamma_1 \quad ; \quad \gamma=\gamma^n+\gamma^p \quad ; \quad \gamma_1=\gamma_1^n-\gamma_1^p\end{aligned} \tag{10}$$

olarak verilir. (9) ifadesinde $\left|\psi(\tau)\right\rangle = \alpha^{+}_{K_0}(\tau)\left|\psi_0\right\rangle$ tek kütleli çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonudur. γ_0 ve γ_1 etkileşme sabitleri tamamen ortalama alan parametreleriyle belirlendiklerinden dolayı h_0 ve h_1 etkin kuvvetleri ilave bir parametre içermezler (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b).

Bu durumda tek kütle numaralı çekirdeklerde dönme değişmezliğin restorasyonu (1) ile verilen sistem hamiltoniyenine (5) ve (6) izoskaler ile (7) ve (8) izovektör terimleri eklenerek sağlanabilir (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b):

$$H \approx H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} + h_0^{boz.} + h_0^{int.} + h_1^{boz.} + h_1^{int.} \tag{11}$$

Açısal momentumun simetri ekseni üzerindeki izdüşümü K olan tek çekirdek için $\psi^{j}_{K}(\tau)$ dalga fonksiyonu

$$\psi^{j}_{K}(\tau) = \left\{ \sum_{q} N^{j}_{\varsigma_q}(\tau)\alpha^{+}_{\varsigma_q}(\tau) + \sum_{i\mu}\sum_{\nu} G^{i\mu\nu}_{j}\alpha^{+}_{\nu}(\tau)Q^{+}_{i\mu} \right\}\left|\psi_0\right\rangle \qquad \mu = \pm 1 \tag{12}$$

ile verilir. Burada $j = 1,2,3,....$ verilen K^{π} durumu için seviye sayısını göstermektedir. ψ_0 çift korun taban durum dalga fonksiyonu, ς ve ν tek parçacık kuantum sayıları, $N^{j}_{\varsigma_q}$ ve $G^{i\mu\nu}_{j}$ ise sırasıyla dalga fonksiyonunun tek-kuaziparçacık ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon genlikleridir (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b). Bu dalga fonksiyonu

$$\left\langle \psi^{j}_{K}(\tau)\middle|\psi^{j}_{K}(\tau)\right\rangle = \sum_{q}\left(N^{j}_{\varsigma_q}\right)^2(\tau) + \sum_{i\mu}\sum_{\nu}\left(G^{i\mu\nu}_{j}\right)^2 = 1 \tag{13}$$

normalizasyon şartına uymaktadır. Varyasyon prensibi

$$\delta\left\{ \left\langle \psi^{j}_{K}(\tau)\middle|H_{inv.}\middle|\psi^{j}_{K}(\tau)\right\rangle - \left\langle \psi_{K_0}(\tau)\middle|H_{inv.}\middle|\psi_{K_0}(\tau)\right\rangle - \eta^{j}_{K}\left[\sum_{q}\left(N^{j}_{\varsigma_q}\right)^2 + \sum_{i\mu}\sum_{\nu}\left(G^{i\mu\nu}_{j}\right)^2 - 1 \right] \right\} = 0 \tag{14}$$

kullanılarak tek kütle numaralı çekirdeğin taban ve uyarılmış durum enerjilerini veren seküler denklem

$$\det\begin{pmatrix} \left(\varepsilon_{\varsigma_1} - \eta_K\right) - F\left(\varsigma_1,\varsigma_1\right) & -F\left(\varsigma_1,\varsigma_2\right) & -F\left(\varsigma_1,\varsigma_3\right) \\ -F\left(\varsigma_2,\varsigma_1\right) & \left(\varepsilon_{\varsigma_2} - \eta_K\right) - F\left(\varsigma_2,\varsigma_2\right) & -F\left(\varsigma_2,\varsigma_3\right) \\ -F\left(\varsigma_3,\varsigma_1\right) & -F\left(\varsigma_3,\varsigma_2\right) & \left(\varepsilon_{\varsigma_3} - \eta_K\right) - F\left(\varsigma_3,\varsigma_3\right) \end{pmatrix} = 0 \tag{15}$$

elde edilir (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b). Seküler denklemde (15)

$$F\left(\varsigma_q,\varsigma_n\right)=\sum_{i\mu}\sum_{\nu}\frac{\Lambda_{i\nu}^{\tau}\left(\varsigma_q\right)\Lambda_{i\nu}^{\tau}\left(\varsigma_n\right)}{\left(\omega_i+\varepsilon_{\nu}^{\tau}-\eta_{\nu}^{\tau}\right)} \tag{16}$$

şeklindedir. Burada

$$\begin{aligned}&\Lambda_{i\nu}^{\tau}\left(\varsigma_q\right)=2\tau_z\chi\omega_i\sigma_{\varsigma_q\nu}^{(\mu)}M_{\varsigma_q\nu}\Phi_{\sigma}+e_{\varsigma_q\nu}^{\tau}j_{\varsigma_q\nu}^{(\mu)}M_{\varsigma_q\nu}\\&e_{\varsigma_q\nu}^{\tau}=\varepsilon_{\varsigma_q}^{\tau}-\varepsilon_{\nu}^{\tau}-\tau_z V_{1\varsigma_q}^{\tau}L_{\phi}\qquad V_{1\varsigma_q\nu}^{\tau}=V_{1\varsigma_q}^{\tau}-V_{1\nu}^{\tau}\end{aligned} \tag{17}$$

$$L_{\phi}=\frac{X-\Phi_{\sigma}D_{\sigma}}{X_1}\qquad\qquad \Phi_{\sigma}=\left\{\frac{\omega_i^2J_1X_1-\left(F_1-\gamma_1\right)X}{8\chi\omega_i^2X_1^2-\left(F_1-\gamma_1\right)D_{\sigma}}\right\} \tag{18}$$

$$\begin{aligned}&X_1=X_1^n+X_1^p\qquad X=X^n-X^p\qquad J_1=J_1^n-J_1^p\\&D_{\sigma}=1+2\chi F_{\sigma}\qquad F_{\sigma}=F_{\sigma}^n+F_{\sigma}^p\qquad \gamma_1=\gamma_1^n-\gamma_1^p\end{aligned} \tag{19}$$

ve

$$\begin{aligned}&J_1^{\tau}=2\sum_{\rho}\frac{V_1^{\tau}\left(j_{\rho}^{(\mu)}L_{\rho}\right)^2}{\varepsilon_{\rho}^2-\omega_i^2}\qquad \gamma_1^{\tau}=2\sum_{\rho}\tau_z V_1^{\tau}j_{\rho}^{(\mu)2}L_{\rho}^2\qquad F_1^{\tau}=2\sum_{\rho}\frac{\varepsilon_{\rho}\left(V_1^{\tau}j_{\rho}^{(\mu)}L_{\rho}\right)^2}{\varepsilon_{\rho}^2-\omega_i^2}\\&F_{\sigma}^{\tau}=2\sum_{\rho}\frac{\left(\sigma_{\rho}^{(\mu)}L_{\rho}\right)^2\varepsilon_{\rho}}{\varepsilon_{\rho}^2-\omega_i^2}\qquad \mathrm{X}_1^{\tau}=\sum_{\rho}\frac{V_1^{\tau}\sigma_{\rho}^{(\mu)}j_{\rho}^{(\mu)}L_{\rho}^2}{\varepsilon_{\rho}^2-\omega_i^2}\qquad \mathrm{X}^{\tau}=\sum_{\rho}\frac{\varepsilon_{\rho}\sigma_{\rho}^{(\mu)}j_{\rho}^{(\mu)}L_{\rho}^2}{\varepsilon_{\rho}^2-\omega_i^2}\end{aligned} \tag{20}$$

ile verilir (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b). (20) ifadesindeki ω_i çift-çift kordaki fonon uyarılma seviyelerinin enerjisi olup seküler denklemin kökleri (η_K^j , $j=1,2,3,....$) tek kütle numaralı çekirdeğin taban ve uyarılmış durum enerjilerini verir. Seküler denklem (15) ve dalga fonksiyonunun normalizasyon şartı (13) kullanılarak $G_j^{i\mu\nu}$ ve $N_{\varsigma_q}^{j}$ genlikleri bulunabilir (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b):

$$\left(N_{\varsigma_q}^{j}\right)^{-2}=1+\sum_{q\neq n}\frac{N_{\varsigma_q}^{j}}{N_{\varsigma_n}^{j}}+\sum_{i\mu}\sum_{\nu}\left(\frac{G_j^{i\mu\nu}}{N_{\varsigma_n}^{j}}\right)^2 \tag{21}$$

$$\frac{G_j^{i\mu\nu}}{N_{\varsigma_n}^{j}}=-\frac{\Lambda_{i\nu}^{\tau}\left(\varsigma_n\right)}{\left(\omega_i+\varepsilon_{\nu}^{\tau}-\eta_K^{\tau}\right)}-\sum_{q\neq n}\frac{N_{\varsigma_q}^{j}}{N_{\varsigma_n}^{j}}\frac{\Lambda_{i\nu}^{\tau}\left(\varsigma_q\right)}{\left(\omega_i+\varepsilon_{\nu}^{\tau}-\eta_K^{\tau}\right)} \tag{22}$$

Tek kütle numaralı çekirdeklerde RI-QPNM bazında taban durumdan uyarılmış durumlara indirgenmiş *M*1 geçiş olasılıklarını veren ifade

$$B\left(M1\uparrow;K_0\to K\right)=\left\langle I_0K_01\mu\middle|IK\right\rangle^2\left|\sum_q N^j_{\varsigma_q}(\tau)N_{\varsigma_0}(\tau)\mu^\tau_{\varsigma_q\varsigma_0}M^\tau_{\varsigma_q\varsigma_0}+\right.$$
$$\left.+N_{\varsigma_0}(\tau)G^{i\mu\varsigma_0}_j\sum_\tau\sum_{ss'}\mu^\tau_{ss'}L^\tau_{ss'}g^i_{ss'}(\tau)\right|^2 \quad (23)$$

şeklindedir. Burada $\left\langle I_0K_01\mu\middle|IK\right\rangle$ taban durumdan uyarılmış duruma geçiş için Clebsch-Gordon katsayıları, $\mu^{(\mu)}_{ss'}(\tau)=\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\left[(g^\tau_s-g^\tau_l)\left\langle s\middle|s_\mu\middle|s'\right\rangle+g^\tau_l\left\langle s\middle|J_\mu\middle|s'\right\rangle\right]$ μ_N ise manyetik dipol operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b).

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde deneysel olarak parite tayini yapılamadığından *E*1 geçişlerini *M*1 geçişlerinden ayırmak mümkün değildir. Bu nedenle indirgenmiş dipol ve dipol radyasyon kalınlıkları aşağıdaki ifadeler yardımı ile hesaplanır:

$$g\Gamma_0\left(M1\right)=11.547\times E^3_\gamma\times B\left(M1\uparrow\right)\qquad\left[meV\right] \quad (24)$$

$$g\Gamma^{red}_0\left(M1\right)=11.547\times B\left(M1\uparrow\right)\qquad\left[\,meV\,MeV^{-3}\right] \quad (25)$$

burada $g=\frac{2J_0+1}{2J+1}$ taban durum (J_0) ve uyarılmış durum spinine bağlı (J) istatistiksel bir faktördür (Tabar 2015; Tabar vd., 2016, 2017a, 2017b).

3.2 QPNM bazında Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerin Taban Durum Manyetik Momentleri

Tek kütle numaralı deforme bir çekirdeğin K^π_0 taban durumu için dalga fonksiyonunda tek bir kuaziparçacık (ς_0) bırakmak mümkündür. Bu durumda tek kütle numaralı deforme bir çekirdeğin taban durumu için seküler denklem ile $G^{i\mu\nu}_j$ ve $N^{\,j}_{\varsigma_q}$ genliklerinin analitik ifadeleri aşağıdaki basit formlara indirgenmiş olur.

$$\left(\varepsilon_{\varsigma_0}-\eta_{K_0}\right)-F_\tau\left(\varsigma_0,\varsigma_0\right)=0\qquad\qquad(\mu=0) \quad (26)$$

$$\left(N_{\varsigma_0}\right)^{-2}=1+\sum_{i\nu}\left[\frac{\chi\sigma^{(\mu=0)}_{\varsigma_0\nu}M_{\varsigma_0\nu}R^i_Q(\tau,\tau')}{\omega_i+\varepsilon_\nu-\eta^j_{K_0}}\right]^2 \quad (27)$$

$$G^{i\nu}=\frac{\chi\sigma_{\varsigma_0\nu}^{(\mu=0)}(\tau)M_{\varsigma_0\nu}R_Q^i(\tau,\tau')}{\omega_i+\varepsilon_\nu^\tau-\eta_{K_0}^j}N_{K_0}^j \tag{28}$$

Bilindiği gibi tek kütle numaralı çekirdeğin iç manyetik momenti manyetik dipol operatörünün *z* bileşeninin beklenen değeridir (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017). (12) dalga fonksiyonu kullanılarak (tek kütleli çekirdeğin taban durumunda $K_0=\nu$ olduğu göz önünde tutularak) QPNM bazında bu değer uzun ve yorucu işlemler sonucu

$$\begin{aligned}\mu_{K_0}(\tau)=g_{K_0}^\tau K_0=\left\langle\psi_{K_0}(\tau)\right|\mu_z\left|\psi_{K_0}(\tau)\right\rangle=\Bigg\{g_s^\tau\left(1-2N_{\varsigma_0}^2\sum_i\frac{\chi M_{\varsigma_0\varsigma_0}R_Q^i(\tau,\tau')R_\tau^i}{(\omega_i+\varepsilon_{K_0}-\eta_{K_0})}\right)-\\-2(g_s^{\tau'}-g_\ell^{\tau'})N_{K_0}^2(\tau)\sum_{i\nu}\frac{\chi M_{\varsigma_0\varsigma_0}R_Q^i(\tau,\tau')R_{\tau'}^i}{(\omega_i+\varepsilon_{K_0}-\eta_{K_0})}\Bigg\}\frac{\sigma_{K_0K_0}^{(\mu=0)}}{2}+g_\ell^{\tau'}K_0\end{aligned} \tag{29}$$

şeklinde yazılabilir (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017). Burada

$$R_Q^i(\tau,\tau')=(R_\tau^i+qR_{\tau'}^i)=\begin{cases}tek\ N\ \ için\, R_n+qR_p\\ tek\ Z\ \ için\, R_p+qR_n\end{cases} \tag{30}$$

ve

$$R_\tau^i=\sum_{ss'}\sigma_{ss'}L_{ss'}g_{ss'}^i \tag{31}$$

ile verilir (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017). Bu ifade geleneksel Nilsson formülü:

$$\mu_{K_0}(\tau)=g_{K_0}^\tau K_0=\frac{1}{2}(g_s^{eff\cdot}-g_l^\tau)\sigma_{K_0K_0}^{(z)}+g_l^\tau K_0 \tag{32}$$

ile karşılaştırılırsa efektif spin jiromanyetik faktör için aşağıdaki analitik ifade elde edilir (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017):

$$\begin{aligned}g_s^{eff}-g_\ell^\tau=(g_s^\tau-g_\ell^\tau)\left[1-2\left(N_{K_0}^j\right)^2\sum_{i\nu}\frac{\chi M_{\varsigma_0\varsigma_0}R_Q^i(\tau,\tau')R_\tau^i}{(\omega_i+\varepsilon_{K_0}-\eta_{K_0}^j)}\right]-\\-2(g_s^{\tau'}-g_\ell^{\tau'})\left(N_{K_0}^j\right)^2\sum_{i\nu}\frac{\chi M_{\varsigma_0\varsigma_0}^\tau R_Q^i(\tau,\tau')R_{\tau'}^i}{(\omega_i+\varepsilon_{K_0}-\eta_{K_0}^j)}\end{aligned} \tag{33}$$

Burada tek kütleli çekirdeğin dıştaki tek nükleonu çift korun tek-fononlu 1^+ durumlarından saçılarak korun polarizasyonuna sebep olur. Denklem (33)'ün sağ tarafındaki ikinci ve üçüncü terimler polarize olmuş korda kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden gelen koherent katkıyı ifade eder. Bu spin polarizasyondan gelen katkıdan dolayı spin faktöründe kayda

değer bir azalma olur. (33) eşitliğinin sağ tarafındaki ikinci terim ve üçüncü terimler tek-N'li çekirdekler için tek nükleonun sırasıyla çift korun nötron ve proton sistemleriyle etkileşmesinden geliyorken, tek-Z'li çekirdekler için ise bu terimler sırasıyla tek nükleonun çift korun proton ve nötron sistemleriyle etkileşmesinden ileri gelir (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017).

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Taban ve uyarılmış durum hesaplamalarında, hem nötron hem de proton tek parçacık seviyeleri eksenel simetrik deforme Woods-Saxon potansiyeli ile elde edilmiştir (Dudek ve Werner 1978). Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi (δ_2), deneysel kuadrupol moment (Q_2) değerlerinden bulunan kuadrupol deformasyon parametresi (β_2) (Raman vd. 2001) kullanılarak $\delta_2 = 0,945\beta_2\left[1-2,56A^{-2/3}\right]+0,34\beta_2^2$ denklemi (Bohr ve Mottelson, 1969) yardımıyla hesaplanmıştır. Nötron ve proton çiftlenim etkileşme sabitleri (Δ_n ve Δ_p) Moller vd. (1995) tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır. Kimyasal potansiyeller (λ_p ve λ_n) incelenen çekirdeklerin tek parçacık seviyeleri baz alınarak $N_\tau = \sum_q \left\{1-\frac{E_\tau(q)-\lambda_\tau}{\sqrt{\Delta_\tau^2+\left[E_\tau(q)-\lambda_\tau\right]^2}}\right\}$ ifadesinden belirlenmiştir. Projede incelenen çekirdeklerin taban ve uyarılmış durum hesaplamalarında kullanılan taban durum Nisson konfigürasyonları, ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2), Δ_n ve Δ_p çiftlenim etkileşme sabitleri ile λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri Tablo 1'de verilmiştir.

Tablo 1. İncelenen çekirdeklerin taban ve uyarılmış durum hesaplamalarında kullanılan taban durum Nisson konfigürasyonları, Δ_n ve Δ_p çiftlenim etkileşme sabitleri, λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri ile ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2).

Çekirdek	$[Nn_z\Lambda]\Sigma$	Δ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_n (MeV)	λ_p (MeV)	δ_2
^{139}La	[404]↑	1.213	1.277	-11.623	-8.157	0.121
^{141}Pr	[413]↓	1.218	1.297	-11.898	-7.034	0.100
^{151}Eu	[413]↓	0.986	1.053	-7.078	-7.136	0.167
^{153}Eu	[413]↓	0.986	1.053	-7.159	-7.993	0.266
^{155}Eu	[413]↓	0.957	1.057	-6.896	-8.653	0.296
^{157}Eu	[413]↓	0.915	1.060	-6.295	-9.174	0.234
^{159}Eu	[413]↓	0.892	1.066	-5.995	-9.791	0.243
^{151}Gd	[514]↓	0.965	1.140	-8.580	-5.554	0.282
^{153}Gd	[521]↓	0.983	1.078	-7.837	-6.115	0.178
^{155}Gd	[521]↓	0.977	1.052	-7.785	-6.817	0.271
^{157}Gd	[521]↓	0.937	1.051	-7.499	-7.415	0.294
^{159}Gd	[521]↓	0.908	1.054	-7.171	-8.006	0.303
^{161}Gd	[523]↓	0.891	1.056	-6.810	-8.590	0.308
^{169}Tb	[411]↑	0.941	1.042	-7.166	-8.456	0.313
^{155}Dy	[521]↑	1.003	1.061	-8.631	-5.015	0.205
^{157}Dy	[521]↑	0.993	1.038	-8.338	-5.624	0.254
^{159}Dy	[521]↑	0.955	1.038	-8.076	-6.217	0.283
^{161}Dy	[642]↑	0.937	1.039	-7.754	-6.810	0.295
^{163}Dy	[523]↓	0.913	1.034	-7.387	-7.397	0.299
^{165}Dy	[633]↑	0.887	1.035	-6.962	-7.974	0.304
^{155}Ho	[402]↑	1.011	1.046	-8.631	-5.015	0.205
^{157}Ho	[523]↑	1.017	1.021	-8.340	-5.625	0.254
^{159}Ho	[523]↑	1.006	1.010	-8.072	-6.219	0.283
^{161}Ho	[523]↑	0.972	1.023	-7.748	-6.810	0.295
^{163}Ho	[523]↑	0.952	1.021	-7.379	-7.398	0.299
^{165}Ho	[523]↑	0.919	1.023	-6.957	-7.974	0.304
^{167}Ho	[523]↑	0.886	1.024	-6.437	-8.594	0.256
^{169}Ho	[523]↑	0.848	1.030	-6.029	-9.149	0.265
^{157}Er	[521]↑	1.16	1.09	-9.365	-3.776	0.250
^{159}Er	[521]↑	1.15	1.09	-8.962	-4.380	0.259
^{161}Er	[521]↑	1.12	1.09	-8.605	-4.979	0.265
^{163}Er	[523]↓	1.07	1.09	-8.294	-5.558	0.281
^{165}Er	[523]↓	1.01	1.09	-7.937	-6.138	0.291
^{167}Er	[633]↑	0.95	1.09	-7.522	-6.712	0.299
^{169}Tm	[411]↓	0.903	0.994	-11.968	-7.273	0.305
^{167}Lu	[404]↓	1.003	0.975	-8.472	-4.872	0.275
^{169}Lu	[404]↓	0.966	0.974	-8.054	-5.433	0.281
^{171}Lu	[404]↓	0.935	0.962	-7.592	-5.989	0.285
^{173}Lu	[404]↓	0.907	0.961	-7.127	-6.539	0.289
^{175}Lu	[404]↓	0.874	0.983	-6.640	-7.094	0.284
^{177}Lu	[404]↓	0.846	0.980	-6.198	-7.664	0.267
^{179}Lu	[404]↓	0.828	0.985	-11.251	-8.280	0.255
^{233}Pa	[651]↑	0.718	0.898	-7.055	-7.266	0.305
^{239}Pu	[631]↓	0.705	0.859	-6.736	-5.470	0.261

4.1 Tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin hesaplanması

Manyetik dipol uyarılmalarının teorik olarak araştırılmasında uygun etkileşmelerin seçilmesi ve bu etkileşmelere ait güç parametrelerinin belirlenmesi çok önemlidir. Bu çalışmada manyetik dipol uyarılmalarının spin-spin etkileşimleri sonucu oluştuğu kabul

edilmiştir. Bugüne kadar yapılan çalışmalar spin-spin etkileşmelerinin 1^+ titreşim seviyelerini oluşturduğunu göstermiştir (Tabar 2015). Spin-spin etkileşme potansiyeli toplam açısal momentum operatörü ile komütatif olduğundan etkileşme güç parametresi, dönme ve spin-spin operatörü arasındaki ilişkiden yola çıkarak belirlenemez. Spin-spin etkileşme güç parametresinin belirlenmesine yönelik olarak Yakut vd. tarafından kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinin hesaba katıldığı QPNM'e dayanan pratik bir metot geliştirilmiş (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017) olup bu metot aynı zamanda tek çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayını da başarı ile açıklamaktadır. Bu metotta spin-spin etkileşme güç parametresi tek çekirdeğin hesaplanan taban durum iç manyetik momentinin (g_K) deneysel değeri ile karşılaştırılması sonucu elde edilmektedir. Yöntem, $^{157\text{-}167}$Er (Yakut vd., 2012), $^{155\text{-}165}$Dy (Yakut vd., 2013), $^{165\text{-}179}$Hf (Yakut vd., 2014) ve $^{155\text{-}169}$Ho (Tabar vd., 2017) çekirdeklerinin taban durum manyetik özelliklerinin açıklanmasında başarı ile uygulanmıştır. Bu çalışmada incelenen çekirdeklere ait spin-spin etkileşme güç parametreleri (χ) ve efektif spin jiromanyetik faktörler ($g_s^{eff.}$) ilgilenilen çekirdeğin taban durum manyetik özellikleri hesaplanarak belirlenmiştir. Mikroskobik modelde tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum ve bazı düşük enerjili uyarılma seviyeleri tek kalan nükleonunun korun K=0 fononları ile etkileşmesiyle oluşmaktadır. Bu nedenle taban durum hesaplamalarında çift-çift korun $I^{\pi}K=1^+0$ fononları kullanılmıştır (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017).

Tek kütle numaralı çekirdeklerde kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinin bir sonucu olarak dalga fonksiyonunun kuaziparçacık⊗fonon bileşenleri taban ve uyarılmış durumdaki pek çok seviyeye karışmaktadır (Soloviev 1976). Sayısal hesaplamalar dalga fonksiyonunun tek kuaziparçacık kısmının ($N_{\varsigma_q}^{j}$) incelenen tek çekirdeklerin taban durum seviye yapısına katkısının yaklaşık % 99,9 olduğunu, seviye yapısına kuaziparçacık⊗fonon kısmından ($G_j^{i\mu\nu}$) ise % 0.1'den daha küçük bir katkı geldiğini göstermektedir. Bu durum çalışmada ele alınan tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum seviye yapılarının kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden zayıf biçimde etkilendiğini ortaya koymaktadır. Bu nedenle bu çekirdeklerin taban durumları baskın biçimde tek kuaziparçacık yapısına sahiptir. Tablo 2'de örnek olarak ^{155}Eu, ^{157}Gd ve ^{165}Ho çekirdeklerinin QPNM ile hesaplanan taban durum seviye yapıları verilmiştir.

Tablo 2. ^{155}Eu, ^{157}Gd ve ^{165}Ho çekirdeklerinin QPNM ile hesaplanan taban durum seviye yapıları.

Çekirdek	K^{π}	Seviye Yapısı		Çift KorunFonon Yapısı		
		Tek Kuaziparçacık	Kuaziparçacık⊗fonon	ω_i (MeV)	$\psi_{ss'}$	$[Nn_z\Lambda]\Sigma$
^{155}Eu	5/2$^+$	99.80% [413]↓	0.02% [413]↓⊗Q_{60}	10.347	0.121 0.226	nn550↑-530↑ pp532↑-512↑
			0.01% [413]↓⊗Q_{62}	10.534	0.462 0.384	nn510↑-750↑ pp431↑-422↓
			0.02% [413]↓⊗Q_{69}	11.031	0.076 0.263	nn523↑-514↓ pp440↑-411↓
			0.02% [413]↓⊗Q_{74}	11.526	0.191 0.526	nn550↑-550↑ pp550↑-521↓
^{157}Gd	3/2$^-$	99.95% [521]↑	0.01% [521]↑⊗Q_{32}	7.458	0.311 0.313	nn532↑-523↓ pp550↑-530↑
			0.01% [521]↑⊗Q_{53}	8.916	0.120 0.250	nn523↑-514↓ pp532↑-523↓
			0.01% [521]↑⊗Q_{63}	9.505	0.278 0.170	nn550↑-521↓ pp413↑-404↓
^{165}Ho	7/2$^-$	99.75% [523]↑	0.02% [523]↑⊗Q_{71}	10.123	0.279 0.463	nn514↑-505↓ pp532↓-512↓
			0.02% [523]↑⊗Q_{72}	10.437	0.146 -0.487	nn514↑-505↓ pp532↓-512↓
			0.02% [523]↑⊗Q_{74}	10.971	-0.396	pp550↑-521↓
			0.02% [523]↑⊗Q_{77}	11.299	-0.347 0.371	nn541↑-532↓ pp550↑-521↓

Kuaziparçacık⊗fonon karışımlarının tek çekirdeklerin taban durum seviye yapılarına katkısı önemsenmeyecek kadar küçük olmasına rağmen, bu küçük karışımların koherent katkılarının tek çekirdeklerin taban durum g_s^{eff}/g_s^{τ} ve g_K faktörleri üzerine etkisi çok büyüktür. Tablo 3'te, incelenen çekirdeklerin QRPA bazında QPNM ile hesaplanan taban durum g_s^{eff}/g_s^{τ} ve g_K değerlerinin QTDA (Kuaziparçacık Tamm-Dancoff Yaklaşımı), KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), SPM (Tek Parçacık Model) hesapları ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 3. Çalışmada ele alınan tek kütle numaralı çekirdekler için QRPA kullanılarak hesaplanan taban durum g_s^{eff}/g_s^{τ} ve g_K değerlerinin QTDA, KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), SPM (Tek Parçacık Model) hesapları ve deneysel veriler ile karşılaştırılması. Son sütunda QPNM ile hesaplanan g_K değerlerinin deneysel g_K verileri ile karşılaştırılmasıyla bulunan spin-spin etkileşme güç parametresi verilmiştir.

Çekirdek	g_s^{eff}/g_s^{τ}					g_K				K (MeV)
	KPM	QTDA	QRPA	Deney	SPM	KPM	QTDA	QRPA	Deney	
^{139}La	0.549	0.548	0.529	0.528 (4)	0.447	0.753	0.752	0.764	0.765 (3)	50
^{141}Pr	0.487	0.488	0.501	0.505 (5)	0.399	0.731	0.732	0.754	0.758 (5)	40
^{151}Eu	0.562	0.584	0.542	0.767(16)	0.363	0.703	0.686	0.719	1.402(11)	40
^{153}Eu	0.599	0.609	0.560	0.563(2)	0.294	0.639	0.630	0.672	0.670(2)	40
^{155}Eu	0.600	0.607	0.563	0.528(11)	0.279	0.630	0.624	0.663	0.693(11)	40
^{157}Eu	0.588	0.599	0.554	0.558(13)	0.317	0.660	0.650	0.688	0.684(11)	40
^{159}Eu	0.568	0.595	0.553	0.617(13)	0.312	1.226	0.652	0.687	0.633(11)	40
^{151}Gd	0.538	0.540	0.681	0.691(67)	0.327	0.176	0.178	0.223	0.226(22)	30
^{153}Gd	0.384	0.386	0.520	0.514(29)	0.300	-0.082	-0.082	0.156	0.154(89)	40
^{155}Gd	0.456	0.457	0.565	0.593(1)	-0.595	-0.271	-0.272	-0.336	-0.352(0)	35
^{157}Gd	0.642	0.642	0.693	0.685(1)	-0.649	-0.416	-0.417	-0.450	-0.444(1)	20
^{159}Gd	0.801	0.802	0.818	0.833(50)	-0.666	-0.534	-0.534	-0.545	-0.556(33)	20
^{161}Gd	0.491	0.492	0.588	-0.110(0)	0.363	0.179	0.179	0.214	-0.040(0)	30
^{159}Tb	0.752	0.756	0.672	0.675 (3)	2.310	1.914	1.920	1.786	1.800 (3)	20
^{155}Dy	0.807	0.808	0.823	0.842(8)	-0.587	-0.386	-0.474	-0.483	-0.494(4)	21
^{157}Dy	0.581	0.583	0.649	0.639(4)	-0.627	-0.365	-0.366	-0.407	-0.401(2)	21
^{159}Dy	0.571	0.578	0.645	0.667(5)	-0.690	-0.394	-0.395	-0.445	-0.460(3)	21
^{161}Dy	0.564	0.564	0.637	0.649(3)	-0.484	-0.273	-0.273	-0.308	-0.314(2)	21
^{163}Dy	0.556	0.557	0.633	0.623(6)	0.391	0.217	0.218	0.247	0.244(2)	21
^{165}Dy	0.487	0.487	0.587	0.569(4)	-0.422	-0.205	-0.206	-0.248	-0.240(2)	21
^{155}Ho	0.630	0.635	0.786	0.866(15)	1.886	1.486	1.491	1.655	1.741(16)	35
^{157}Ho	0.632	0.639	0.787	0.782(17)	1.548	1.302	1.307	1.405	1.402(11)	35
^{159}Ho	0.623	0.633	0.785	0.784(16)	1.556	1.301	1.307	1.411	1.410(11)	35
^{161}Ho	0.617	0.623	0.784	0.789(16)	1.559	1.298	1.303	1.412	1.416(11)	35
^{163}Ho	0.612	0.619	0.782	0.790(22)	1.560	1.295	1.300	1.412	1.416(15)	35
^{165}Ho	0.607	0.614	0.781	0.778(16)	1.561	1.292	1.297	1.411	1.410(11)	35
^{167}Ho	0.596	0.631	0.778	–	1.546	1.277	1.301	1.398	–	35
^{169}Ho	0.602	0.610	0.779	–	1.549	1.282	1.288	1.401	–	35
^{157}Er	0.546	0.546	0.623	0.801	-0.696	-0.380	-0.380	-0.434	-0.558(3)	30
^{159}Er	0.541	0.542	0.619	0.620	-0.707	-0.382	-0.383	-0.437	-0.438(2)	30
^{161}Er	0.528	0.529	0.611	0.711	-0.712	-0.375	-0.377	-0.435	-0.506(3)	30
^{163}Er	0.516	0.513	0.605	0.621	0.406	0.209	0.208	0.245	0.252(2)	30
^{165}Er	0.506	0.509	0.598	0.723	0.415	0.210	0.210	0.248	0.300(1)	30
^{167}Er	0.503	0.503	0.596	0.592	-0.422	-0.212	-0.212	-0.251	-0.250(10)	30
^{169}Tm	0.570	0.578	0.545	0.541 (9)	-2.558	-0.692	-0.727	-0.586	-0.588(9)	40
^{167}Lu	0.579	0.589	0.552	0.522(20)	0.387	0.702	0.694	0.721	0.744(15)	40
^{169}Lu	0.572	0.580	0.550	0.524(64)	0.387	0.706	0.700	0.723	0.742(48)	40
^{171}Lu	0.571	0.577	0.549	0.518(64)	0.387	0.707	0.703	0.724	0.747(48)	40
^{173}Lu	0.574	0.580	0.55	0.531(59)	0.386	0.704	0.700	0.720	0.737(44)	40
^{175}Lu	0.576	0.583	0.555	0.548(54)	0.387	0.704	0.699	0.720	0.724(40)	35
^{177}Lu	0.566	0.571	0.546	0.541(54)	0.390	0.713	0.708	0.727	0.731(40)	40
^{177}Lu	0.553	0.563	0.540	0.486(60)	0.394	0.724	0.717	0.734	0.773(44)	40
^{233}Pa	0.571	0.577	0.601	0.602(5)	0.500	0.333	0.339	0.374	0.376(6)	40
^{239}Pu	0.625	0.625	0.679	-0.863(17)	-0.490	-0.306	-0.306	-0.333	-0.422(8)	35

Tablo 3'ten görüldüğü gibi taban durum g_s^{eff}/g_s^{τ} ve g_K faktörleri için deneysel veriyle en iyi uyum QRPA bazında yapılan QPNM hesaplamaları ile elde edilmiştir. KPM ve QTDA sonuçları birbirine çok yakın olmakla birlikte deneysel veriden büyük sapmalar göstermektedirler. KPM ve QTDA'nın benzer sonuçlar vermesinin nedeni her iki metotta da çift-çift korun taban durumunun BCS vakumuna karşılık gelmesidir (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017).

KPM bağımsız kuaziparçacıklar modeline dayanır ve çekirdekteki manyetik dipol momentin titreşimleri varsayımından yola çıkarak Tamm-Dancoff yaklaşımı (TDA) çerçevesinde tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerini açıklar. Bu titreşimler çift-çift çekirdeklerde enerji aralığının (gap) üzerindeki 1^+ uyarılmalarını üretir. Bu metotta tek kütleli çekirdeklerdeki spin polarizasyon olayı, korun dışındaki tek nükleonun çift korun 1^+ uyarılmaları üzerinden saçılmasının bir sonucu olarak yorumlanmıştır. KPM'de tek çekirdeğin dalga fonksiyonu tek ve üç kuaziparçacık bileşenlerinden oluşur (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017). KPM'de sadece kuaziparçacık etkileşmelerinin göz önüne alınması bu metot ile hesaplanan g_s^{eff}/g_s^{τ} ve g_K değerlerinin QPNM (QRPA) sonuçlarından farklılaşmasının nedenlerinden biridir. Çalışmalar kuaziparçacık ve fononlar arasındaki etkileşmelerin hesaba katılmasının tek kütle numaralı çekirdeklerin seviye yapısının uygun biçimde tasvirine büyük katkı verdiğini göstermektedir (Soloviev 1976).

QRPA bazındaki QPNM sonuçları ile QTDA bazındaki QPNM sonuçları arasındaki farkın diğer bir nedeni ise QTDA ve QRPA taban durumları arasındaki temel farklılıklardır. Bilindiği gibi QTDA taban durumu bağımsız kuaziparçacık vakumu iken QRPA taban durumu saf kuaziparçacık değildir, kuaziparçacıklar arası etkileşmeler de hesaba katılır. Bu durum QTDA ve QTDA'ya dayanan KPM hesaplamalarında taban durum ve uyarılmış durumların asimetrik davranışlarına neden olur. Hesaplamalarda taban durum etkileşmelerinin dikkate alınması 1^+ titreşim seviyelerin doğru olarak tasvirinde büyük öneme sahiptir (Yakut vd., 2012, 2013, 2014; Tabar vd., 2017).

g_s^{eff}/g_s^{τ} için QRPA bazında elde edilen sonuçlar $g_s^{eff} = (0.5-0.7)g_s^{\tau}$ fenemolojik değeri ile de uyumludur. Spin jiromanyetik faktörün renormalizasyonunun açıklanması nükleer fiziğin en önemli problemlerinden biridir. Spin jiromanyetik faktörün sadece tek kütle numaralı çekirdeklerin manyetik momentleri üzerine etkisi yoktur, aynı zamanda tek ve çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının hesaplanmasında da büyük öneme sahiptir. Burada ortaya koyulan mikroskobik yaklaşımda problemin çözümü tek kalan nükleon ile kor arasındaki etkileşimin doğru olarak tasvirinde yatmaktadır. Bu amaçla, tek nükleonun çift kor üzerindeki polarizasyon etkisi valans nükleonunun çift-çift korun tek fonon titreşimleri üzerinden saçılması olarak ele alınmıştır. Daha önce değindiğimiz gibi incelenen tek kütleli çekirdeklerin taban durumlarında kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinin katkısı çok küçüktür, ancak elde edilen sonuçlar kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından gelen bu küçük katkıların tek kütle numaralı çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon etkilerini açıklamakta yeterli olduğunu ve g_s spin jiromanyetik faktörü uygun biçimde renormalize ettiğini göstermektedir.

Bu sonuçlar Arima ve Horie (1954) tarafından ortaya atılan tek kütle numaralı çekirdeklerde tek kalan nükleonun, yine bu nükleonun korun *M*1 dış alanı ile etkileşiminden güçlü biçimde etkilenebileceği fikri ile uyuşmaktadır.

Diğer taraftan manyetik moment hesaplarında uygun nükleer etkileşmelerin seçilmesinin önemine de dikkat çekmek gerekir. g_s faktörlerin renormalizasyonununda spin-spin artık (residual) etkileşmeleri etkin rol oynadığından hesaplamalarımızda spine bağlı etkileşmeler dikkate alınmıştır. Elde edilen veriler ele alınan bu etkileşmelerin incelenen tek kütle numaralı çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayını ve bu olayın taban durum manyetik özellikleri üzerine etkilerini uygun biçimde açıklamaya olanak sağladığını ortaya koymuştur. Spin-spin kuvvetlerinin önemi sadece tek kütle numaralı çekirdeklerdeki spin polarizasyon olayının ve taban durum manyetik özelliklerinin tasviri ile sınırlı değildir, aynı zamanda nötron-proton etkileşmelerinin spine bağlı kısmının çekirdeklerin düşük enerji seviyeleri arasında Gammow-Teller *β* geçişlerinden sorumlu olduğu bilinmektedir ((Kuliev vd., 2000). Daha da önemlisi bugüne kadar yapılan çalışmalar spin-spin kuvvetlerinin çift kütle numaralı çekirdeklerde 1^+ seviyelerini ürettiğini ve makas modu başarı ile açıkladığını göstermiştir (Kuliev vd., 2000, 2002, 2010; Guliyev vd., 2006, 2009a, 2009b, 2013; Ertuğral vd., 2006, 2009). Bu nedenle spin-spin etkileşmelerinin güç parametrelerinin belirlenmesi oldukça önemlidir. Tablo 3'te belirlenen spin-spin etkileşme güç parametreleri bundan sonraki kısımlarda bu çekirdeklerin uyarılma durumlarına ait *M*1 özelliklerinin hesaplamalarında direkt olarak kullanılacağından büyük öneme sahiptir. Ayrıca burada belirlenen efektif spin jiromanyetik faktörler hesaplanacak *M*1 uyarılmalarının deneyle uyumu için önem arz etmektedir.

4.2 Tek kütle numaralı çekirdeklerin *M*1 uyarılmalarının hesaplanması

Bu bölümde tek kütle numaralı çekirdeklerdeki düşük enerjili manyetik dipol (*M*1) uyarılmaları 2. Bölümde verilen mikroskobik RI-QPNM çerçevesinde teorik olarak incelenmiştir. Tek kütle numaralı çekirdeklerde uyarılma durumları tek kalan nükleon ile korun *K=1* fononları ile etkileşmesiyle oluşmaktadır (Tabar 2015). Bu nedenle uyarılmış durum hesaplamalarında çift-çift korun $I^{\pi}K=1^{+}1$ RI-QRPA fononları kullanılmıştır. *M*1 uyarılmalarının spin jiromanyetik faktöre kuvvetli biçimde bağlı olduğu bilinmektedir. Bu kısımda *M*1 uyarılmaları için verilen sayısal hesaplamaların tümünde bir önceki kısımda elde edilen efektif spin jiromanyetik faktörler kullanılmıştır. Ayrıca teoride *M*1 uyarılmalarının oluşmasından sorumlu olan spin-spin kuvvetlerinin güç parametreleri için yine bir önceki kısımda teorik ve deneysel taban durum iç manyetik momentlerin karşılaştırılmasıyla elde edilen değerler kullanılmıştır.

Bu bölüm projenin amacına uygun olarak iki kısımda ele alınmıştır. İlk kısımda makas mod olarak adlandırılan düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarının deneysel olarak gözlendiği tek kütle numaralı çekirdekler (^{139}La, ^{141}Pr, ^{153,155}Eu, ^{155}Gd, ^{157}Gd, ^{159}Tb, ^{161}Dy,^{165}Ho, ^{169}Tm, ^{233}Pa ve ^{239}Pu) için elde edilen RI-QPNM hesaplama sonuçları ve bunların deneysel veriyle karşılaştırması verilmiştir. İkinci kısımda ise lantanitler ve aktinitler bölgesinde seçilmiş $^{151\text{-}159}$Eu, $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}165}$Dy, $^{155\text{-}169}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er ve $^{167\text{-}179}$Lu tek kütle numaralı izotop zincirleri için RI-QPNM hesaplama sonuçları verilerek makas modun sistematik özellikleri tartışılmıştır.

4.2.1 Deneysel Veriye Sahip Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerde *M*1 Uyarılmalarının RI-QPNM ile İncelenmesi

Hesaplama sonuçlarını vermeden önce tek çekirdeklerde dipol uyarılmalarının araştırılmasına yönelik olarak yapılan deneylerde ortaya çıkan bazı zorluklardan bahsetmekte yarar vardır. Tek ve çift-çift kütleli deforme çekirdeklerin *E*1 ve *M*1 uyarılma seviyelerinin deneysel olarak belirlenmesinde en sık tercih edilen yöntem foton saçılma reaksiyonuna dayanan nükleer rezonans flüoresans (NRF) tekniğidir. NRF'te tek kütleli çekirdeklerin yarım spin değerlerinin karışmasından dolayı açısal dağılımlar izotropik değildir. Bunun sonucu olarak tek çekirdeklerde uyarılmış seviyelerin spinlerinin kesin olarak belirlenmesi çok zordur. Bu durum seviyelerin elastik saçılma tesir kesitlerinin dolayısı ile dipol radyasyon kalınlıklarının tespitinde kullanılan spin-istatistiksel faktörün ($g = \frac{2J_0+1}{2J+1}$) belirlenmesini de zorlaştırır. Bu nedenle tek-A'lı çekirdeklerde seviyelerin radyasyon kalınlıkları istatistiksel faktörle çarpım biçiminde verilir (Kneissl vd. 2006).

Tek kütleli çekirdeklerde deneysel olarak karşılaşılan diğer bir zorluk ise paritenin belirlenmesinde ortaya çıkar. NRF deneylerinde tek kütle numaralı çekirdeklerin dipol seviyelerinin açısal dağılımındaki anizotropik yapı polarizasyon ölçümlerinde parite tayinini olanaksız kılmaktadır. Bu nedenle gözlenen seviyelerde *E*1 ve *M*1 ayrımı yapmak mümkün değildir (Nord vd. 2003). Bu yüzden teorik sonuçlar ile deneysel veri karşılaştırılırken deneyde gözlenen tüm seviyeleri *M*1 geçişi olduğu kabulü yapılır.

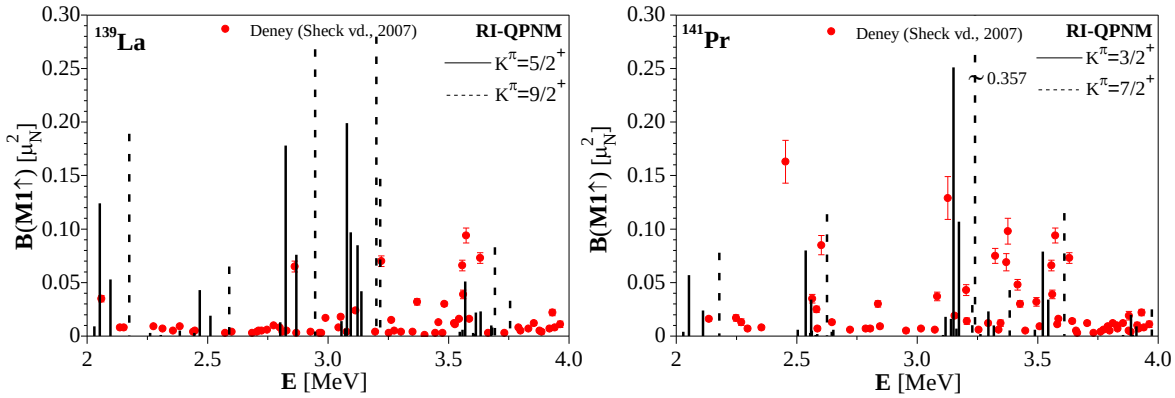
Bu kısımda öncelikle deneysel veriler ile teorik RI-QPNM sonuçlarının karşılaştırılması ele alınan çekirdeklerin atom numarasına göre verilecektir. Ardından ortaya çıkan sonuçlar ve bu sonuçların nedenleri ayrıntılı olarak tartışılacaktır.

Kararlı N=82 olan ^{139}La ve ^{141}Pr izotonları

^{139}La ve ^{141}Pr çekirdeklerinde düşük enerjili dipol güç dağılımları 2007 yılında Sheck vd. (2007) tarafından Nükleer Resonans Floresans (NRF) tekniği kullanılarak deneysel olarak çalışılmıştır. Çalışmada makas modun beklendiği 2-4 MeV enerji aralığında çok sayıda dipol uyarılma seviyesi gözlenmiştir. Bu çekirdeklerde gözlenen dipol uyarılmaları üzerine bugüne kadar hiçbir teorik çalışma yapılmamış olması bu izotopları projemiz için ilgi çekici kılmaktadır.

^{139}La ve ^{141}Pr tek kütle numaralı çekirdeklerinin her ikisinin de kor çekirdeği kararlı ve nötron sayısı N=82 sihirli sayısına karşılık gelmektedir. Bu nedenle lantanitler bölgesinin girişinde yer alan bu iki çekirdek çok düşük deformasyona sahiptir ve teorik olarak küresel bazda incelenmesi gerekmektedir. Ancak deforme proton sisteminden dolayı küçük de olsa bir deformasyona sahip olduğundan deforme olarak ele alınabilir.

^{139}La ve ^{141}Pr tek kütle numaralı çekirdeklerinin deneysel olarak gözlenen taban durum spin ve pariteleri sırası ile $K^{\pi}=7/2^{+}$ ve $K^{\pi}=5/2^{+}$ (Nuclear Data Center, 2017) olduğundan ^{139}La çekirdeğinde taban durumdan $K^{\pi}=5/2^{+}$ ve $K^{\pi}=9/2^{+}$ seviyelerine, ^{141}Pr çekirdeğinde ise taban durumdan $K^{\pi}=3/2^{+}$ ve $K^{\pi}=7/2^{+}$ seviyelerine *M*1 uyarılmaları mümkündür. Şekil 3'te ^{139}La ve ^{141}Pr çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında taban durumdan uyarılmış seviyelere geçişler için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ indirgenmiş geçiş ihtimalleri ile deneysel verilerin karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 3. ^{139}La ve ^{141}Pr çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine *M*1 geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Şekil 3'ten görüldüğü gibi her iki çekirdek için de deneysel ve teorik $B(M1\uparrow)$ spektrumları *M*1 seviyelerinin dağılımları bakımından uyumlu olmasına rağmen deneysel *M*1 piklerinin

büyüklükleri teorinin oldukça altında kalmıştır. RI-QPNM spektrumundaki parçalanma deneysel spektrumdaki parçalanmayı açıklamada yeterli değildir. Bu nedenle 2-4 MeV enerji aralığında *M*1 uyarılmalarının toplam özelliklerinin tartışılması daha bilgi verici olacaktır. Tablo 4'te ^{139}La ve ^{141}Pr çekirdeklerinde taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\overline{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 4. ^{139}La ve ^{141}Pr çekirdekleri için sırasıyla 2–4 MeV ve 2-3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

		RI-QPNM				**Deney (**Sheck vd. 2007)			
	K^{π}	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
^{139}La	$5/2^+$	1.088	329	12.6	2.905	-	-	-	-
	$9/2^+$	1.111	322	12.9	2.915	-	-	-	-
	Top.	2.199	651	25.5	2.909	0.905±0.11	387±45	10.5±1.2	3.266
^{141}Pr	$3/2^+$	0.720	273	8.4	3.053	-	-	-	-
	$7/2^+$	0.695	262	8	3.053	-	-	-	-
	Top.	1.415	535	16.4	3.162	1.222±0.17	426±62	14.1±2	3.049

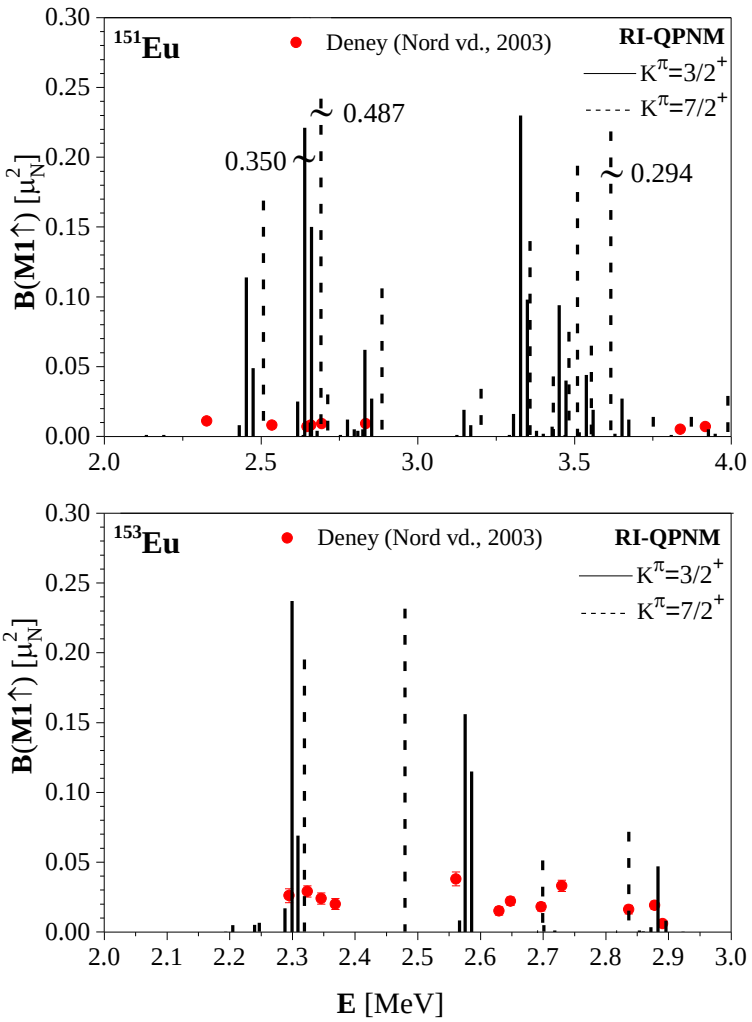
^{139}La çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM hesaplamalarında bulunan toplam indirgenmiş geçiş ihtimali ($\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 2.199\,\mu_N^2$) deneyde belirlenen değerden ($\sum B(M1\uparrow) = 0.905 \pm 0.11\,\mu_N^2$) yaklaşık 2.4 kat daha büyüktür. Benzer şekilde aynı enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları da deneyde rapor edilen değerlerden çok daha büyüktür. RI-QPNM sonuçlarından ortalama *M*1 rezonans enerjisinin deneysel değerine göre daha düşük enerjilere kaydığı görülmektedir.

^{141}Pr çekirdeğine baktığımızda 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile bulunan toplam indirgenmiş geçiş ihtimalinin ($\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 1.415\,\mu_N^2$) deneysel değer ile ($\sum B(M1\uparrow) = 1.222 \pm 0.17\,\mu_N^2$) uyumlu olduğu görülmektedir. Aynı enerji aralığında hesaplanan toplam manyetik dipol, toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve *M*1 rezonansının yerleştiği ortalama enerji değeri de deneysel sonuçlar ile uyumludur.

^{151}Eu ve ^{153}Eu izotopları

Tek protonlu ^{151}Eu ve ^{153}Eu deforme çekirdeklerinde düşük enerjili dipol uyarılmalarının varlığı 2003 yılında Nord vd. (2003) tarafından Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında duyarlılığı artırılırmış NRF tekniği ile gerçekleştirilen deney sonucunda keşfedilmiştir. Bu çekirdeklerde gözlenen dipol uyarılmaları üzerine bugüne kadar hiçbir teorik çalışma yapılmamış olmaması bu izotopları projemiz için ilgi çekici kılmaktadır.

^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri aynı taban durum spin ve pariteye ($K^{\pi}=5/2^{+}$) sahiptirler (Nuclear Data Center, 2017). Bu nedenle her iki çekirdek için de taban durumdan $K^{\pi}=3/2^{+}$ ve $K^{\pi}=7/2^{+}$ uyarılma durumlarına *M*1 geçişleri mümkündür. Şekil 4'te ^{153}Eu ve ^{155}Eu çekirdekleri için RI-QPNM ile elde edilen teorik *M*1 spektrumu, deneysel *M*1 spektrumu ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 4. ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve

kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine *M*1 geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Şekil 4'ten görüldüğü gibi ^{153}Eu çekirdeği için RI-QPNM sonuçları *M*1 gücünün hem parçalanması hem de dağılımı bakımından deneysel veriyle uyumludur. Diğer taraftan ^{151}Eu çekirdeği için RI-QPNM ile elde edilen *M*1 spektrumu deneye göre daha çok parçalandığı ve daha fazla geçişe sahip olduğu görülmektedir. Her iki çekirdek için de düşük enerji bölgesinde gözlenen *M*1 piklerinin büyüklükleri RI-QPNM ile elde edilen *M*1 piklerinin büyüklüklerinden çok daha küçüktür. İncelenen çekirdeklerin *M*1 geçişlerinin dağılımlarından ziyade toplam özellikleri bakımından deneysel veriyle karşılaştırılması daha bilgi verici olmaktadır. Bunun için Tablo 5'te ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri için taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum B(M1)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\sum \Gamma_0(M1)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\bar{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 5. ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri için sırasıyla 2–4 MeV ve 2-3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

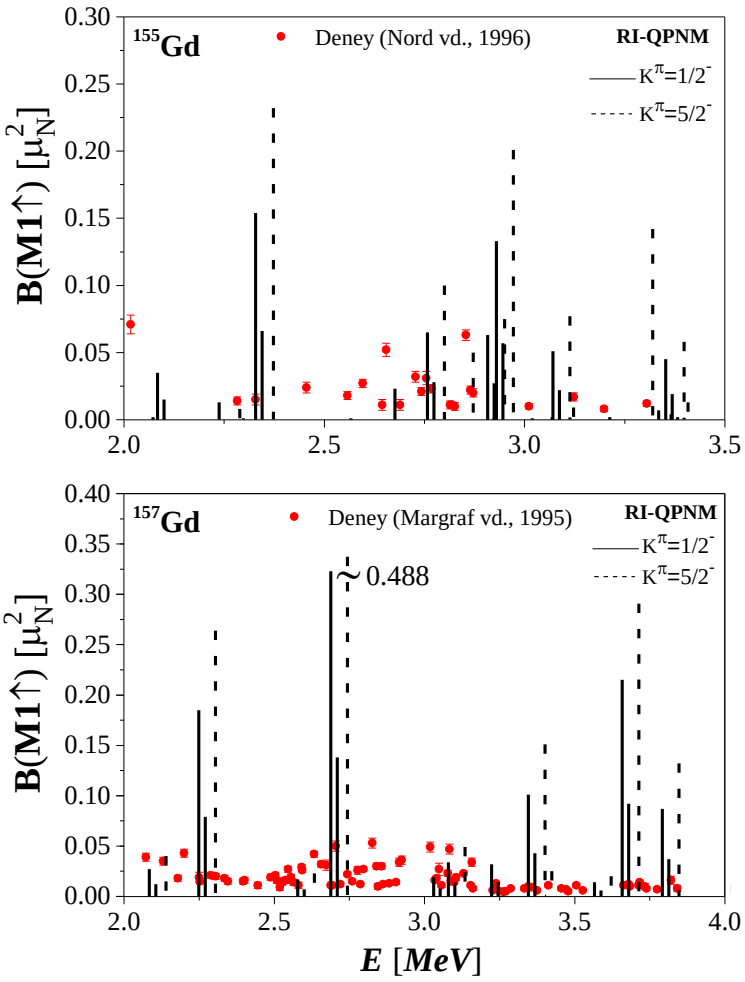
		RI-QPNM				Deney (Nord vd. 2003)			
	K^{π}	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)
^{151}Eu	$3/2^+$	1.459	478	17.5	2.984	-	-	-	-
	$7/2^+$	1.702	622.72	19.706	3.098	-	-	-	-
	All	3.161	1100.72	37.206	3.045	0.064±0.01	18.91±3.9	0.74±0.14	2.844
^{153}Eu	$3/2^+$	0.606	106.25	7.009	2.457	-	-	-	-
	$7/2^+$	0.562	98.30	6.504	2.457	-	-	-	-
	All	1.168	204.55	13.513	2.456	0.338±0.1	54.08±8.5	3.91±0.64	2.263

Tablo 5'ten görüldüğü gibi ^{151}Eu için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile teorik olarak elde edilen toplam indirgenmiş geçiş ihtimali ($\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 3.161\,\mu_N^2$) deneysel değerin ($\sum B(M1\uparrow) = 0.064 \pm 0.01\,\mu_N^2$) çok üzerindedir. ^{153}Eu çekirdeğinde ise 2-3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile teorik olarak hesaplanan toplam indirgenmiş geçiş ihtimali ($\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 1.168\ \mu_N^2$) deneyde rapor edilen değerin (sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 0.338 \pm 0.1\,\mu_N^2$) yaklaşık 3 katıdır. Tablo 5'teki verilerden, bu enerji aralıklarında ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri için RI-QPNM ile hesaplanan toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının deneyde rapor edilen değerlerden çok daha büyük

oldukları görülmektedir. Ancak veriler deneysel ve teorik ortalama *M*1 rezonans enerjilerinin birbirleriyle uyumlu olduğunu göstermektedir.

^{155}Gd ve ^{157}Gd izotopları

^{155}Gd ve ^{157}Gd deforme çekirdeklerinde düşük enerjili dipol uyarılmalarının varlığı 1995 yılında Margraf vd. (1995) tarafından NRF tekniği ile gerçekleştirilen deney sonucunda keşfedilmiştir. ^{155}Gd ve ^{157}Gd deforme çekirdeklerinin deneysel olarak belirlenen taban durum spin ve pariteleri aynı ve $K^{\pi}=3/2^{-}$ değerine sahip olduğundan (Nuclear Data Center, 2017) her iki çekirdek de taban durumdan $K^{\pi}=1/2^{-}$ ve $K^{\pi}=5/2^{-}$ durumlarına *M*1 geçişleri ile uyarılabilir. Şekil 5'te RI-QPNM ile hesaplanan teorik B(*M*1) dağılımı deneysel veri ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 5. ^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve

kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine *M*1 geçiş ihtimallerini göstermektedir.

^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdekleri için sırasıyla 2-3.5 MeV ve 2-4 MeV enerji aralığında deneysel olarak gözlenen *M*1 gücündeki parçalanma RI-QPNM hesaplamaları ile oldukça başarılı biçimde tasvir edilmiştir. Ayrıca deneysel ve teorik *M*1 seviyeleri bu enerji aralıklarındaki yerleşimleri bakımından da uyumludur. Ancak ^{157}Gd çekirdeğinde RI-QPNM spektrumundaki parçalanmanın özellikle 2.5 MeV ve 2.9 MeV civarına yerleşmiş deneysel *M*1 geçişlerini açıklamak için yeterli olmadığı görülmektedir. Bunun yanında her iki çekirdek için de elde edilen *M*1 güçleri deneyde gözlenenden çok daha büyüktür. Bu enerji aralıklarında M1 uyarılmalarının toplam özelliklerinin tartışılması daha bilgi verici olacaktır. Tablo 6'da ^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdeklerinde taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum B(M1)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\sum \Gamma_0(M1)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\bar{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 6. ^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdekleri için sırasıyla 2-3.5 MeV ve 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

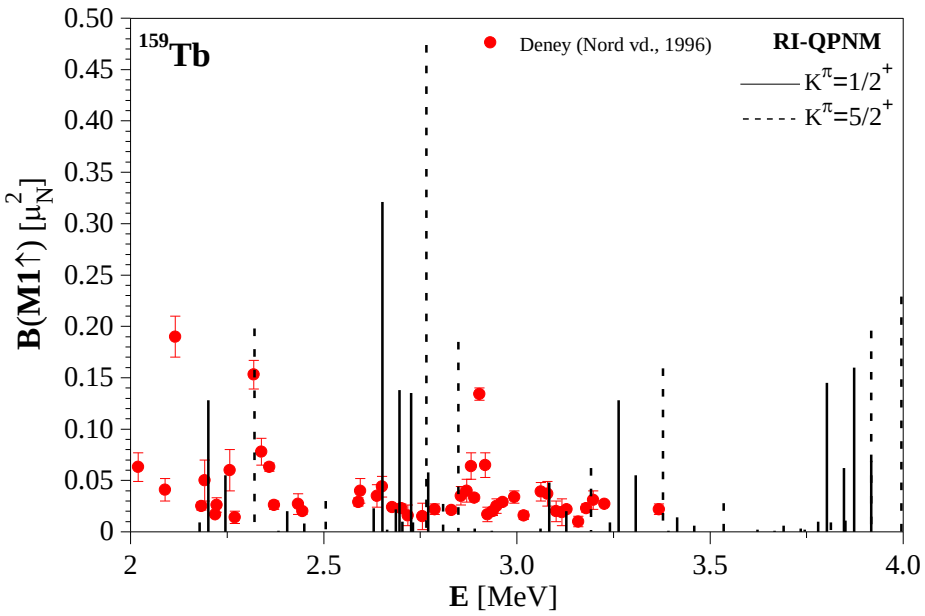
		RI-QPNM				Deney (Margraf vd. 1995; Nord vd. 1996)			
	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)
^{155}Gd	$1/2^-$	0.733	162	8.5	2.752	-	-	-	-
	$5/2^-$	0.860	209	9.96	2.827	-	-	-	-
	Top.	1.593	371	18.46	2.695	0.534±0.1	119.6±18	6.18±0.9	2.650
^{157}Gd	$1/2^-$	1.012	554	18.3	3.014	-	-	-	-
	$5/2^-$	1.036	530	17.5	3.017	-	-	-	-
	Top.	2.048	1084	35.8	3.016	1.597±0.2	442.1±69	18.48±2.72	2.820

^{155}Gd çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 1.593\,\mu_N^2$ olarak hesaplanan toplam indirgenmiş geçiş ihtimali deneyde rapor edilen $\sum B(M1\uparrow) = 0.534 \pm 0.1\,\mu_N^2$ değerinden yaklaşık 3 kat daha büyüktür. Benzer şekilde aynı enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları da deneyde rapor edilen değerlerden çok daha büyüktür. Tablo 6'daki sonuçlar RI-QPNM hesaplamalarının *M*1 rezonansının yerleştiği ortalama enerji değerini denesel değerle uyumlu olarak tahmin ettiğini göstermektedir.

^{157}Gd çekirdeği için RI-QPNM ile 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam indirgemiş geçiş ihtimali ($\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 2.048\,\mu_N^2$) deneysel değerinden ($\sum B(M1\uparrow) = 1.597 \pm 0.24\mu_N^2$) yaklaşık olarak 0.5 μ_N^2 kadar büyüktür. Bu enerji aralığında hesaplanan toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının da deneyde gözlenen değerlerden yaklaşık 2 kat büyüktür. RI-QPNM sonuçlarından ^{157}Gd çekirdeği için ortalama *M*1 rezonans enerjisinin deneysel değerine göre daha yüksek enerjilere kaydığı görülmektedir.

^{159}Tb çekirdeği

Tek protonlu ^{159}Tb deforme çekirdeğin düşük enerjili dipol uyarılmaları 1996 yılında Nord vd. (1996) tarafından NRF tekniği kullanılarak gerçekleştirilen deneyde gözlenmiştir. ^{159}Tb çekirdeğinin deneysel olarak belirlenen taban durum spin ve paritesi $K^{\pi}=3/2^{+}$ olduğundan (Nuclear Data Center, 2017) ^{159}Tb taban durumdan $K^{\pi}=1/2^{+}$ ve $K^{\pi}=5/2^{+}$ durumlarına *M*1 geçişleri ile uyarılabilir. Şekil 6'da 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan B(*M*1) spektrumu ile deneyde gözlenen B(*M*1) spektrumu karşılaştırılmıştır.



Şekil 6. ^{159}Tb çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine *M*1 geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Şekil 6'dan açıkça görüldüğü gibi deneysel ve teorik B(*M*1) spektrumları *M*1 seviyelerinin dağılımları bakımından uyumludur. Ayrıca deneysel *M*1 spektrumundaki parçalanma RI-QPNM ile başarılı bir şekilde elde edilmiştir. Ancak incelediğimiz diğer tek kütle numaralı çekirdeklerde olduğu gibi ^{159}Tb çekirdeğinde de RI-QPNM ile hesaplanan *M*1 seviyelerinin taşıdıkları güçler deneysel *M*1 seviyelerininkinden çok daha büyüktür.

*M*1 uyarılmalarının toplam özelliklerinin tartışılması daha bilgi verici olacaktır. Tablo 7'de ^{159}Tb çekirdeğinde taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum B(M1)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\sum \Gamma_0(M1)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\bar{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 7 ^{159}Tb çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

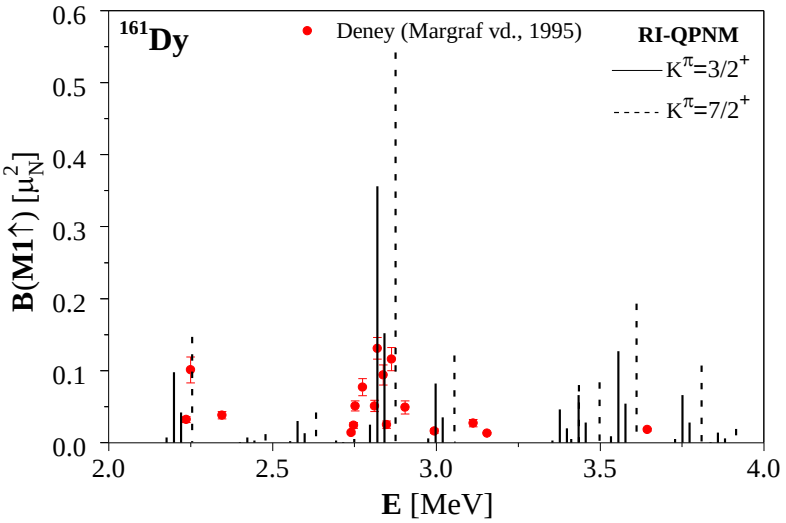
K^{π}	RI-QPNM				Deney (Nord vd. 1996)			
	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)
$1/2^+$	1.227	314	14.24	2.755	-	-	-	-
$5/2^+$	1.163	290	14.72	2.727	-	-	-	-
Top.	2.390	604	28.96	2.757	1.884±0.4	408±85.1	21.8±4.4	2.603

^{159}Tb çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 2.390\,\mu_N^2$ olarak hesaplanan toplam indirgenmiş geçiş ihtimali deneyde rapor edilen $\sum B(M1\uparrow) = 1.884 \pm 0.38$ değerinden yaklaşık $0.5\,\mu_N^2$ daha büyüktür. Benzer şekilde aynı enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları da deneyde rapor edilen değerlerden daha büyüktür. Ancak tek çekirdeklerde düşük enerjili dipol seviyelerinin deneysel olarak araştırılmasındaki zorluklar göz önüne alındığında ve deneysel hatalar çerçevesinde RI-QPNM sonuçlarının deneysel veriyle uyumlu olduğu görülmektedir. Ayrıca *M*1 rezonansının yerleştiği ortalama enerji değeri RI-QPNM hesaplamaları ile başarılı biçimde tahmin edilmiştir.

^{161}Dy çekirdeği

^{161}Dy çekirdeğinde düşük enerjili dipol uyarılmaları 1995 yılında Margraf vd. (1995) tarafından yapılan çalışmada NRF tekniği kullanılarak araştırılmıştır. Çalışma Sututgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir. Deneyden elde edilen sonuçlar ^{161}Dy çekirdeğindeki *M*1 güç dağılımının merkezinin diğer tek kütle numaralı

çekirdeklerdekine kıyasla daha düşük enerji bölgesine kaydığını göstermektedir. Bununla birlikte 2.5 MeV ve 3 MeV civarında gruplaşmış olan uyarılmaların enerji ve güçleri bilinen makas mod sistematiği ile uyuşmaktadır (Margraf vd. 1995). ^{161}Dy çekirdeğinin deneysel olarak belirlenen taban durum spin ve paritesi $K^{\pi}=5/2^{+}$ (Nuclear Data Center, 2017) olduğundan ^{161}Dy taban durumdan $K^{\pi}=3/2^{+}$ ve $K^{\pi}=7/2^{+}$ durumlarına *M*1 geçişleri ile uyarılabilir. Şekil 7'de 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan B(*M*1) spektrumu ile deneyde gözlenen B(*M*1) spektrumu karşılaştırılmıştır.



Şekil 7. ^{161}Dy çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine *M*1 geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Şekil 7'den görüldüğü gibi deneyde elde edilen *M*1 geçişleri 2.25 MeV ile 2.80 MeV enerjilerinde kümelenmiştir. RI-QPNM spektrumunda da *M*1 seviyelerinin deneyle uyumlu olarak 2.25 MeV ve 2.80 MeV'de gruplaştığı görülmektedir. Ayrıca RI-QPNM hesaplamaları 3.5 MeV ve 3.85 MeV civarlarında toplanmış *M*1 geçişlerinin varlığını öngörmektedir. Ancak deneysel olarak bu seviyeler gözlenememiştir.

Tablo 8'de ^{161}Dy çekirdeğinde taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum B(M1)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\sum \Gamma_0(M1)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\bar{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 8 ^{161}Dy çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

K^{π}	RI-QPNM				Deney (Margraf vd. 1995)			
	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
$3/2^+$	1.222	392	14.1	2.968	-	-	-	-
$7/2^+$	1.227	391	14.2	2.968	-	-	-	-
Top.	2.449	783	28.3	2.965	0.877±0.1	216.94±32	10.15±1.5	2.748

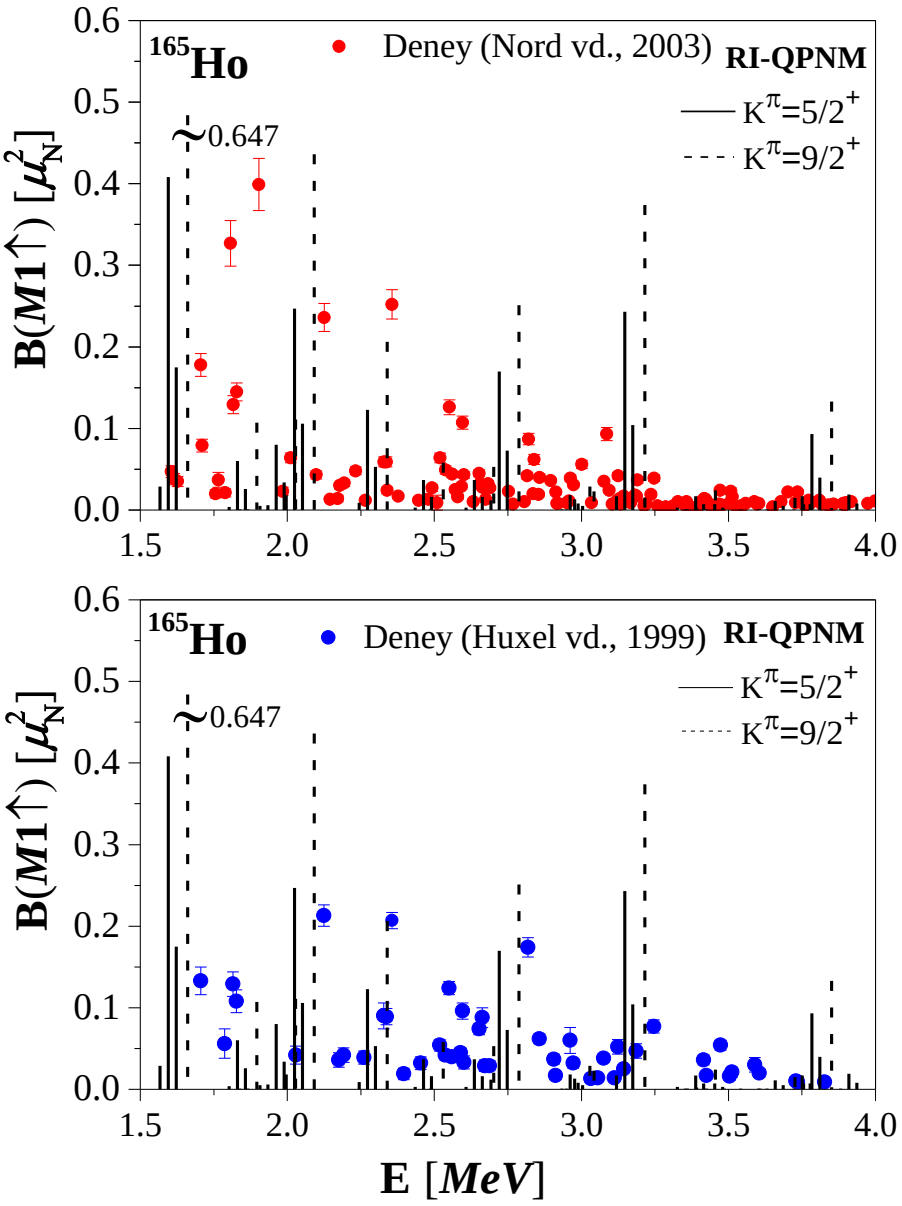
2-4 MeV enerji aralığında deneysel ve teorik *M*1 güç dağılımları birbirleriyle uyumlu olmakla birlikte diğer tek kütle numaralı çekirdeklerde olduğu gibi ^{161}Dy çekirdeğinde de toplam indirgenmiş geçiş ihtimalleri bakımından deney ve teori arasında göze çarpan farklılıklar vardır. ^{161}Dy çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında deneysel olarak gözlenen geçişlerin tümünün *M*1 karakterli olduğu düşünülürse, bu enerji aralığındaki toplam indirgenmiş geçiş ihtimalinin $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 0.877 \pm 0.1\ \mu_N^2$ olduğu görülür. RI-QPNM hesaplamalarına göre aynı enerji aralığındaki toplam indirgenmiş geçiş ihtimali deneysel değerinin yaklaşık iki katıdır ve $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 2.449\ \mu_N^2$'dir.

^{165}Ho çekirdeği

Tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun araştırılmasına yönelik ilk deneysel çalışma ^{165}Ho çekirdeğinde, 1.3–2.5 MeV enerji aralığında NRF tekniği kullanılarak yapılmıştır (Huxel vd. 1992). Ancak kullanılan fotonların uç nokta enerjisinin kısmen düşük olmasından dolayı 2.4 MeV enerjisinin üzerinde *M*1 uyarılmalarının varlığına dair net bir kanıt bulunamamıştır (Huxel vd. 1992). Daha sonraki yıllarda yüksek uç nokta enerjisine sahip fotonlar ile yapılan deneyler ^{165}Ho çekirdeğinde de düşük enerjili dipol uyarılmalarının varlığını ortaya koymuştur. Bu çalışmalardan ilki 1999 yılında Huxel vd. (1999) tarafından gerçekleştirilmiştir. Çalışmada ^{165}Ho çekirdeği için 5 MeV uç nokta enerjilerine sahip foton demetleri kullanılarak yüksek uyarılma enerjilerindeki muhtemel dipol uyarılmalarının da araştırılması amaçlanmıştır (Huxel vd. 1992). Çalışma sonucunda elde edilen veriler diğer tek kütle numaralı çekirdekler için gerçekleştirilen deneylerin sonuçlarına benzer biçimde $B(M1) < 0.1\ \mu_N^2$ ile karakterize edilen güçlü bir parçalanma göstermektedir. Kuvvetli geçişler makas modun beklendiği 2.5 ve 4 MeV enerji aralığına yerleşmiştir. 2003 yılında Nord vd. (2003) tarafından ^{165}Ho ile yapılan duyarlılığı artırılmış NRF deneyinde 4 MeV'in altındaki enerjilerde toplam 138 tane seviye belirlenmiştir. İlk deneyde belirlenen seviye sayısı ise yalnızca 52'dir. Bu deney ile toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı ilk deneyde elde edilen $\sum g\Gamma_0^{red} = 27.2 \pm 3.8\ meV\ MeV^{-3}$ değerinden $\sum g\Gamma_0^{red} = 35.7 \pm 4.2\ meV\ MeV^{-3}$

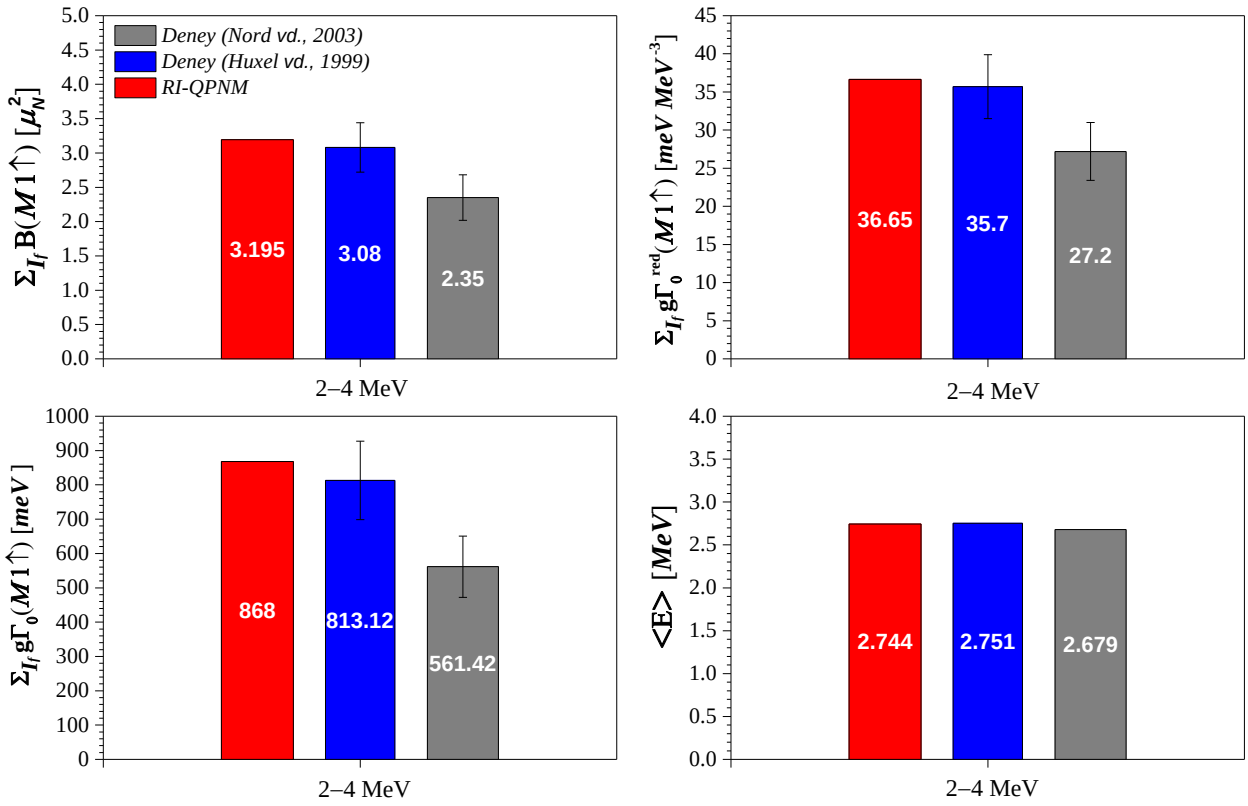
değerine çıkmıştır. Toplam manyetik dipol güç ise $\sum B(M1) = 2.35 \pm 0.33\ \mu_N^2$'den $\sum B(M1) = 3.08 \pm 0.36\ \mu_N^2$ değerine yükselmiştir (Nord vd. 2003). Bu çekirdekte gözlenen dipol uyarılmaları üzerine bugüne kadar hiçbir teorik çalışma yapılmamış olması bu izotopları projemiz için ilgi çekici kılmaktadır.

^{165}Ho çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi deneyde $K^{\pi}=7/2^{+}$ olarak belirlenmiştir (Nuclear Data Center, 2017). Bu nedenle ^{165}Ho çekirdeği taban durumdan $K^{\pi}=5/2^{+}$ ve $K^{\pi}=9/2^{+}$ durumlarına *M*1 geçişleri ile uyarılabilir. Şekil 8'de 1.5-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM kullanılarak hesaplanan B(*M*1) spektrumu ile deneyde gözlenen B(*M*1) spektrumu karşılaştırılmıştır. Şekil 8'in üst kısmındaki grafikte 2003 yılında Nord vd (2003) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinin sonuçları, alt kısmındaki grafikte ise 1999 yılında Huxel vd. (1999) tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları verilmiştir.



Şekil 8. ^{165}Ho çekirdeği için 1.5-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Her iki deneyde de elde edilen $M1$ spektrumu hem parçalanma hem de dağılım bakımından RI-QPNM hesaplamaları ile çok iyi uyum göstermektedir. Şekil 9'da $M1$ uyarılmalarına ait integral karakteristiklerinin deneysel ve teorik değerleri kıyaslanmıştır.



Şekil 9. ^{165}Ho çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılmalarına ait teorik ve deneysel toplam özeliklerin karşılaştırılması.

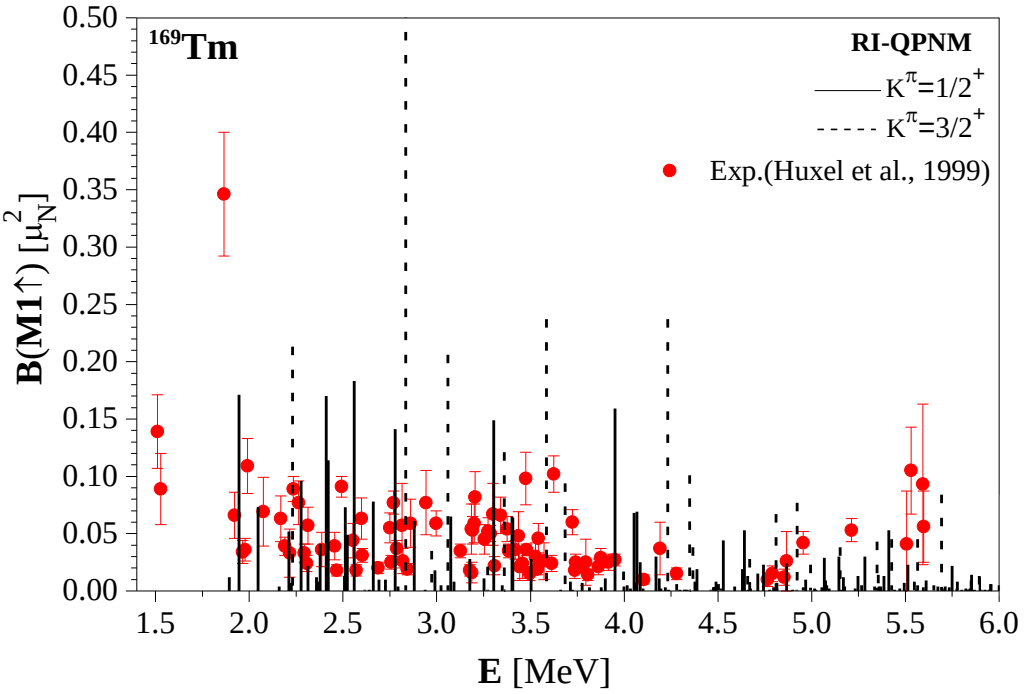
Şekil 9'dan görüldüğü gibi her iki deneyde *M*1 uyarılmaları ait toplam özellikler RI-QPNM hesaplamaları ile başarılı bir biçimde elde edilmiştir.

^{169}Tm çekirdeği

^{169}Tm çekirdeğinde düşük enerjili dipol uyarılmaları 1999 yılında Huxel vd. (1999) tarafından Darmstadt'da (Almanya) bulunan S-DALINAC lineer elektron hızlandırıcısında gerçekleştirilen NRF deneyinde araştırılmıştır. Çalışmada ^{169}Tm çekirdeği için 7 MeV uç nokta enerjisine sahip foton demetleri kullanılarak yüksek uyarılma enerjilerindeki muhtemel dipol uyarılmalarının da araştırılması amaçlanmıştır (Huxel vd. 1999). Çalışma sonucunda elde edilen veriler diğer tek kütle numaralı çekirdekler için gerçekleştirilen deneylerin sonuçlarına benzer biçimde $B(M1) < 0.1\,\mu_N^2$ ile karakterize edilen güçlü bir parçalanma göstermektedir. Kuvvetli geçişler makas modun beklendiği 2.5 ve 4 MeV enerji aralığına yerleşmiştir.

^{169}Tm çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi deneyde $K^{\pi}=1/2^{+}$ olarak belirlenmiştir (Nuclear Data Center, 2017). Bu nedenle ^{169}Tm çekirdeği taban durumdan $K^{\pi}=1/2^{+}$ ve

$K^{\pi}=3/2^{+}$ durumlarına *M*1 geçişleri ile uyarılabilir. Şekil 10'da ^{169}Tm çekirdeği için 1.5-6 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan B(*M*1↑) değerleri deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Diğer tek-A'lı çekirdeklerde olduğu gibi ^{169}Tm çekirdeğinde de parite tayini yapılamadığı için deneyde tespit edilen dipol seviyelerinden *E*1 karakterli olanları ayrıştırılamamıştır (Huxel vd. 1999). Bu nedenle deneysel sonuçlar verilirken deneyde gözlenen tüm seviyelerin *M*1 karakterli oldukları kabul edilmiştir.



Şekil 10. ^{169}Tm çekirdeği için 1.5-6 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine *M*1 geçiş ihtimallerini göstermektedir.

1.5-6 MeV enerji aralığında RI-QPNM *M*1 spektrumu ile deneyde elde edilen *M*1 spektrumu, geçişlerin konumu ve parçalı yapı bakımından birbirleriyle uyumludur.

Tablo 9'da ^{169}Tm çekirdeğinde taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum B(M1)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\sum \Gamma_0(M1)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\bar{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 9. ^{169}Tm çekirdeği için 1.5-6 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

K^{π}	RI-QPNM				Deney (Huxel vd. 1999)			
	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)
$1/2^+$	2.793	1870	32.3	3.582	-	-	-	-
$3/2^+$	2.440	1890	28.24	3.815	-	-	-	-
Top.	5.233	3760	60.54	3.695	3.348±1.095	1992±786	38.75±12.7	3.355

1.5-6 MeV enerji aralığındaki tüm geçişlerin *M*1 karakterli oldukları kabul edilirse deneysel olarak belirlenen toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalinin $\sum B(M1) = 3.348 \pm 1.095\ \mu_N^2$ olduğu görülür. Teorik olarak ise aynı enerji aralığında toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimali $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 5.233\ \mu_N^2$ olarak tahmin edilmiştir. Teorik olarak bulunan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimali ile deneysel değer arasında 1.885 μ_N^2 kadar fark bulunmaktadır. $\pm 1.095\ \mu_N^2$ olarak verilen deneysel hata çerçevesinde deney ve teorinin uyumlu olduğu söylenebilir.

Tek kütle numaralı ^{233}Pa ve ^{239}Pu aktinit bölgesi çekirdekleri

Nötron bakımından zengin, büyük deformasyona sahip çekirdekleri barındırdığı için aktinid bölgesinde düşük enerjili *M*1 geçişlerinin araştırılması makas modun sistematiğinin, özellikle de toplam manyetik dipol geçiş ihtimalinin deformasyona bağlılığının incelenmesinde oldukça bilgi vericidir. Geçmiş yıllarda periyodik tablonun aktinid bölgesinde yer alan ^{236}U, ^{238}U ve ^{232}Th çekirdekleri deneysel (Heil vd. 1988; Margraf vd., 1990; Guttormsen vd. 2014) ve teorik (Nojarov vd., 1993; Soloviev vd., 1997a; Kuliev vd., 2010) olarak farklı gruplar tarafından çalışılmıştır. Bu çalışmalarda ortaya çıkan sonuçlar düşük enerji aralığında (2-4 MeV) çift-çift kütleli aktinid çekirdeklerinin, çift-çift kütleli nadir toprak çekirdeklerine göre daha büyük toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimaline sahip olduğunu göstermektedir (Guttormsen vd., 2014; Kuliev vd., 2010). Son yıllarda aktinid bölgesinde yer alan tek kütle numaralı çekirdeklerdeki düşük enerjili dipol uyarılmaları da farklı deney grupları tarafından araştırılmaktadır (Bertozzi vd., 2008, Kwan vd., 2011; Yevetska vd., 2010; Guttormsen vd., 2012, 2014). En önemli fisyon ürünlerinden biri olan ^{239}Pu (Bertozzi vd., 2008) çekirdeğindeki düşük enerjili dipol uyarılmaları da deneysel olarak çalışılmıştır. Son olarak ^{233}Pa (Guttormsen vd., 2012, 2014) çekirdeğinde düşük enerjilerdeki seviye yoğunlukları ve gama güç fonksiyonları deneysel olarak belirlenmiş olup bu çekirdeklerdeki *M*1 makas mod Oslo Metodu yardımıyla deneysel olarak tespit edilmiştir. ^{239}Pu ve ^{233}Pa aktinid bölgesi tek kütle numaralı çekirdeklerinde düşük enerjili dipol uyarılmalarının varlığı deneysel olarak

kanıtlanmasına rağmen, literatürde bu çekirdeklerdeki *M*1 uyarılmalarının araştırıldığı teorik bir çalışma mevcut değildir.

Son yıllarda Brink Hipotezine (Brink 1955) dayanan Oslo Metodu kuazi-sürekli dağılım içindeki makas mod uyarılmalarının araştırılmasında kullanılmaktadır. Bu metoda göre toplam makas mod üst ve alt rezonans olarak adlandırılan iki farklı rezonanstan oluşmaktadır. Tablo 12'de ^{233}Pa çekirdeği için 1.5-4 MeV enerji aralığında Oslo Metodu ile elde edilen deneysel sonuçların RI-QPNM sonuçları ile karşılaştırılması verilmiştir. Deneysel çalışmada incelenen çekirdeklerin *M*1 dağılımlarının sayısal sonuçları ve *M*1 spektrumu verilmemiş olup sadece sözü geçen enerji aralığındaki toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri ve rezonans enerjileri verildiğinden RI-QPNM spektrumunu deneysel spektrum ile karşılaştırma şansımız olmamıştır.

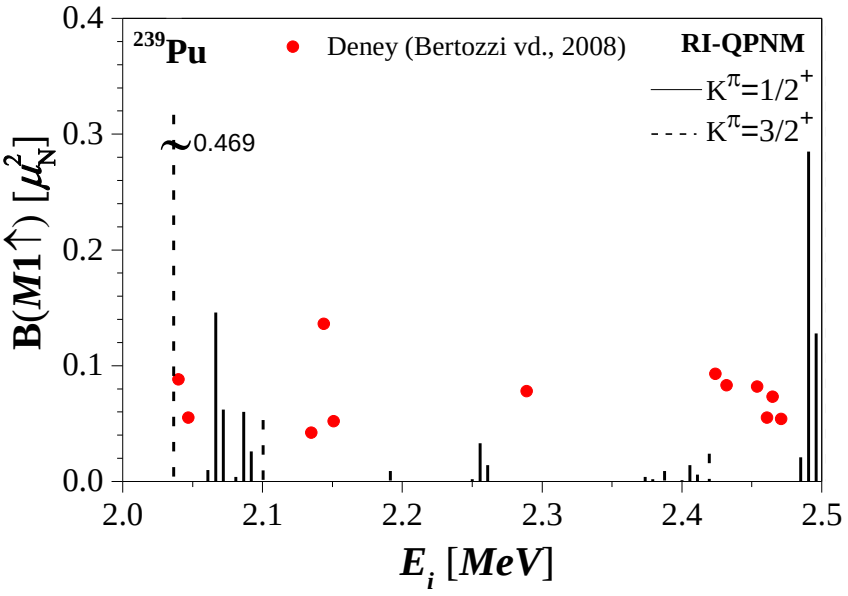
Tablo 10'daki sonuçlara göre Oslo Metodu ile deneysel olarak belirlenen toplam *M*1 gücü (alt ve üst rezonansların toplamı) RI-QPNM ile elde edilen değerlerin yaklaşık olarak iki katırdır. Bunun en önemli nedeni genelleştirlmiş Brink Hipotezine göre makas mod sadece taban duruma *M*1 geçişleriyle oluşmamakta aynı zamanda tüm uyarılmış durumlar arasındaki *M*1 geçişlerinin de makas moda katkı vermesidir. Oysa RI-QPNM'de makas mod hesabı taban durumdan uyarılmış durumlara *M*1 geçişleri dikkate alınarak yapılmaktadır. Diğer taraftan Oslo Metodunun alt ve üst rezonans bölgelerindeki toplam *M*1 gücü ve ortalama enerjileri ile RI-QPNM sonuçları ayrı ayrı karşılaştırıldığında aralarında oldukça iyi bir uyum olduğu görülmektedir.

Tablo 10. ^{233}Pa çekirdeğinde 1.5-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplana toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimallerinin ve yerleştiği ortalama enerjinin Oslo Metodu kullanılarak elde edilen deneysel veriler ile karşılaştırılması.

Çekirdek	Deney (Oslo Metodu) (Guttormsen vd. 2014)						Teori (RI-QPNM)	
	Alt Rezonans		Üst Rezonans		Toplam			
	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\bar{E}$ (MeV)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\bar{E}$ (MeV)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\bar{E}$ (MeV)	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\bar{E}$ (MeV)
^{233}Pa	4.8(36)	2.00(20)	4.1(34)	3.10(30)	8.9(49)	2.51(25)	3.069	3.045

İnceleyeceğimiz diğer aktinid bölgesi çekirdeği bir fisyon ürünü olan ^{239}Pu'dur. ^{239}Pu çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi deneysel olarak $K^{\pi}=1/2^{+}$ şeklinde belirlenmiştir (Nuclear Data Center, 2017). Bu durumda incelenecek *M*1 uyarılmalarının $K^{\pi}=1/2^{+}$ taban durumundan $K^{\pi}=1/2^{+}$ ve $K^{\pi}=3/2^{+}$ uyarılma durumlarına olması beklenir. Şekil 11'de ^{239}Pu çekirdeği için 2-2.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan B(*M*1) değerleri deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Diğer tek-A'lı çekirdeklerde olduğu gibi ^{239}Pu çekirdeğinde de parite tayini yapılamadığı için deneyde tespit edilen dipol seviyelerinden *E*1 karakterli olanları

ayrıştırılamamıştır (Bertozzi vd., 2008). Bu nedenle deneysel sonuçlar verilirken deneyde gözlenen tüm seviyelerin *M*1 karakterli oldukları kabul edilmiştir.



Şekil 11. ^{239}Pu çekirdeği için 2-2.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin deneysel veri ile karşılaştırılması. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine *M*1 geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Şekil 11'den 2-2.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM *M*1 gücünün deneysel veriyle uyumlu bir dağılım gösterdiği görülmektedir. Ancak deneysel spektrumda 2.15 MeV civarına yerleşmiş *M*1 geçişleri teorik olarak öngörülememiştir.

Tablo 11'de ^{239}Pu çekirdeğinde taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum B(M1)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\sum \Gamma_0(M1)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\bar{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 11. ^{239}Pu çekirdeği için 2-2.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

K^{π}	RI-QPNM				Deney (Bertozzi vd., 2008)			
	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\bar{E}$ (*MeV*)
$1/2^+$	0.832	124	9.67	2.272	-	-	-	-
$3/2^+$	1.067	148	12.35	2.267	-	-	-	-
Top.	1.889	191	16.82	2.268	0.891±0.03	126±0.44	10.31±0.04	2.291

2-2.5 MeV enerji aralığında Bertozzi vd. (2008) tarafından rapor edilen toplam indirgenmiş dipol geçiş ihtimali $\sum B(M1\uparrow) = 0.891 \pm 0.03\ \mu_N^2$ RI-QPNM ile elde edilen $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 1.889\ \mu_N^2$ değerden yaklaşık 2 kez daha küçüktür.

Düşük Enerjili *M*1 Geçişlerine Ait Deneysel ve Teorik Sonuçların Karşılaştırılmasından Elde Edilen Sonuçların Yorumlanması

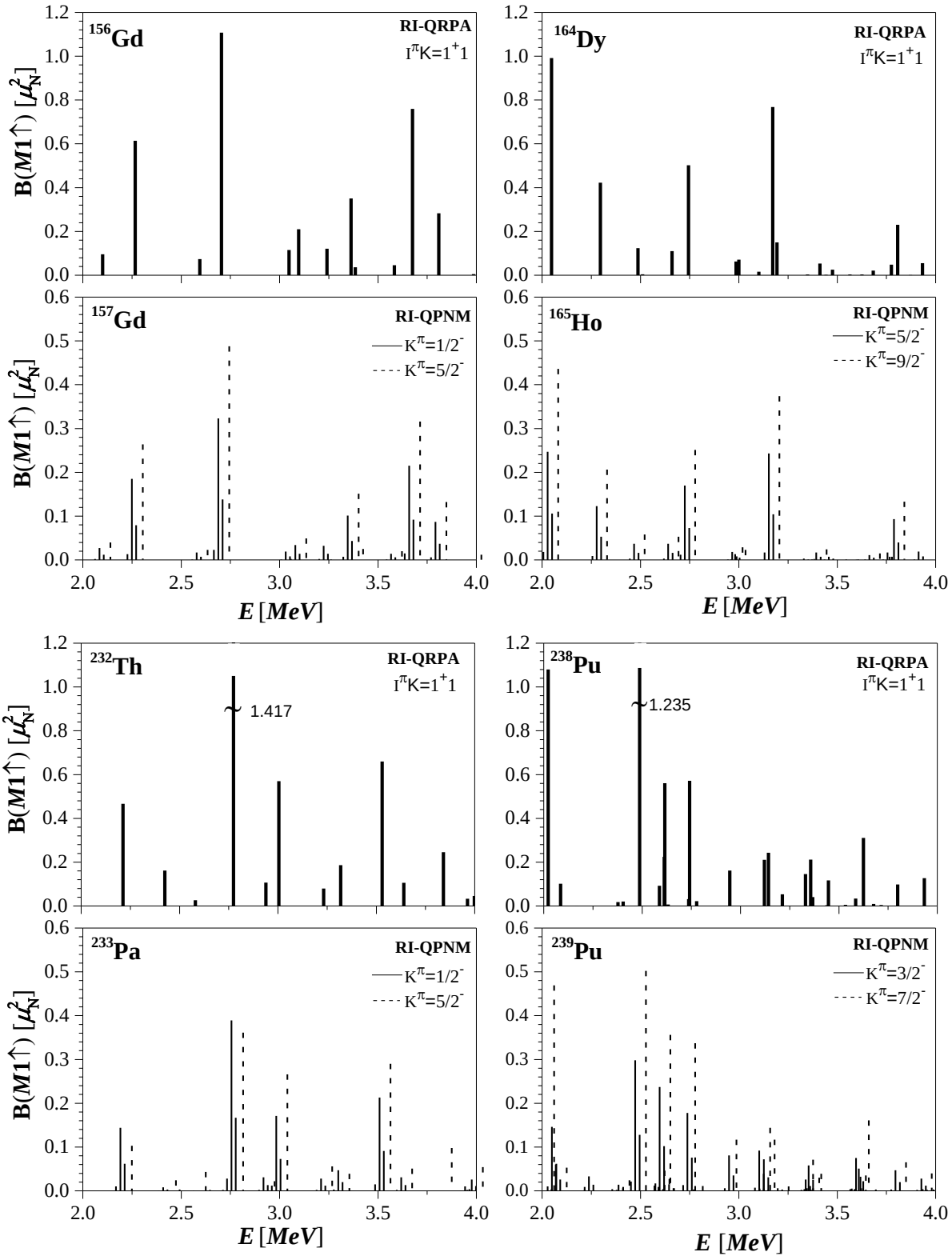
Bir önceki kısımda periyodik tablonun nadir toprak ve aktinit bölgesinde yer alan tek kütle numaralı çekirdeklerin deneysel olarak gözlenen düşük enerjili *M*1 uyarılmaları projenin amacına uygun olarak teorik RI-QPNM sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Bu kıyaslama neticesinde ortaya çıkan sonuçlara değinelim:

I. Hesaplamalarımız deneysel gözlemlere uygun olarak çift–çift kütleli çekirdekten tek kütleli çekirdeğe geçildiğinde *M*1 spektrumundaki parçalanmanın artığını göstermektedir. Bu durumun nedenlerini görsel olarak örnekleyip açıklamak için Şekil 12'de ^{157}Gd, ^{165}Ho, ^{233}Pa ve ^{239}Pu çekirdeklerinin RI-QPNM kullanılarak hesaplanan *M*1 spektrumları ile bunların koru olan ^{156}Gd, ^{164}Dy, ^{232}Th ve ^{238}Pu çekirdeklerinin RI-QRPA kullanılarak hesaplanan *M*1 spektrumlarının karşılaştırılması verilmiştir.

Şekil 12'de verilen örneklerden açıkça görülmektedir ki çift-çift kütle numaralı kor çekirdeğinden tek kütle numaralı çekirdeğe geçildiğinde *M*1 spektrumundaki parçalanma artmıştır. Bu durum incelenen tüm çekirdekler için aynıdır. Bunun nedeni kor çekirdeğinde tek bir *K*=1 seviyesinde toplanan *M*1 gücünün komşu tek kütleli çekirdekte K_0 taban durum spini olmak üzere $K_0 - 1$ ve $K_0 + 1$ spinine sahip iki seviyeye dağılmasıdır. Ayrıca açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden dolayı $K_0 - 1$ durumunda *M*1 operatörü $\{K_0, I_0 = K_0\}$ taban durumdan $\{(K_0 - 1, I_0 - 1), (K_0 - 1, I_0), (K_0 - 1, I_0 + 1)\}$ kuantum sayılarına sahip durumlar ile birleşebilir. $K_0 + 1$ durumunda ise *M*1 operatörü $\{K_0, I_0 = K_0\}$ taban durumdan $(K_0 + 1, I_0 + 1)$ kuantum sayılarına sahip durum ile

birleşebilir. Bu nedenle spektrumlardaki $K_0 - 1$ spinli seviyelerin sayısı $K_0 + 1$ spinli seviyelerin sayısından fazladır. Sonuç olarak kor çekirdeğinde tek bir *K*=1 seviyesinde toplanmış olan *M*1 gücü tek kütle numaralı çekirdekte dört farklı seviyeye dağılmıştır. Bu durum tek kütle numaralı çekirdeklerin *M*1 spektrumlarının çift-çift kütle numaralı kor çekirdeklerinin *M*1 spektrumuna göre daha çok parçalanmaya sahip olması sonucunu doğurur.

Periyodik tablonun nadir toprak ve aktinit bölgesinde yer alan tek kütle numaralı çekirdekler için verdiğimiz RI-QPNM spektrumlarında $K_0 - 1$ seviyelerine *M*1 geçişleri $K_0 + 1$ seviyelerine geçişlere göre daha fazla parçalanmıştır. Sayısal sonuçlar ($K_f = K_0 - 1$) seviyeleri tarafından paylaşılan *M*1 gücünün en büyük kısmının (%66.6) kuantum sayıları $\{K_0 - 1, I_0 - 1\}$ olan seviyeler tarafından alındığını göstermiştir. Ancak $K_0 - 1$ ve $K_0 + 1$ seviyelerine ait toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri yaklaşık olarak birbirine eşittir. Bu durum tek kalan nükleon ile kor çekirdeğinin *M*1 uyarılmaları etkileşirken, tek kalan nükleonun seyirci rolü üstlendiğini göstermektedir. Tek kalan nükleonun esas itibariyle üstlendiği rol *M*1 uyarılmalarının parçalanmasıdır.



Şekil 12. ^{157}Gd, ^{165}Ho, ^{233}Pa ve ^{239}Pu çekirdeklerinin RI-QPNM kullanılarak hesaplanan *M*1 spektrumları ile bunların koru olan ^{156}Gd, ^{164}Dy, ^{232}Th ve ^{238}Pu çekirdeklerinin RI-QRPA kullanılarak hesaplanan *M*1 spektrumlarının karşılaştırılması.

II. Deneysel çalışmalarda rapor edilen dipol uyarılmalarının tümünün *M*1 karakterli oldukları kabul edilerek uyarılmalara ait güçler toplandığında bulunan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri kor çekirdeklerinde deneysel olarak gözlenen değerlerinin çok altındadır. Hâlbuki tek kütle numaralı çekirdek ile kor çekirdeğinin *M*1 uyarılmalarının kıyaslanabilir olması gerekir (Raduta ve Lo Iudice, 1989; Van Isacker ve Frank, 1989; Raduta ve Delion, 1990; Frank vd., 1991; Soloviev vd., 1996a, 1997b; Ginocchio ve Leviatan, 1997). Bu durum RI-QPNM hesaplamaları ile de doğrulanmıştır. İncelenen tek kütle numaralı çekirdeklerde 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri ile aynı enerji aralığında bu çekirdeklerin korlarında RI-QRPA kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri birbirine çok yakındır. Tablo 12'de incelenen tek kütle numaralı çekirdeklerin ve bu çekirdeklerin korlarının 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri karşılaştırılmıştır.

Tablo 12. Kesim 4.2'de incelenen tek kütle numaralı çekirdeklerin 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri ile aynı enerji aralığında bu çekirdeklerin korlarında RI-QRPA kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması.

Tek Çekirdek		**Kor**		
Çekirdek	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	**Çekirdek**	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	
			g_s^{eff}	g_s^{free}
^{139}La	2.199	^{138}Ba	2.230	2.300
^{141}Pr	1.415	^{140}Ce	1.420	1.850
^{151}Eu	3.161	^{150}Sm	3.120	3.670
^{153}Eu	3.172	^{152}Sm	3.200	3.590
^{155}Gd	2.350	^{154}Gd	3.060	2.355
^{157}Gd	3.192	^{156}Gd	3.190	3.820
^{159}Tb	3.296	^{158}Gd	3.230	3.960
^{161}Dy	2.695	^{160}Dy	2.700	3.370
^{165}Ho	3.455	^{164}Dy	3.460	3.867
^{169}Tm	3.396	^{168}Er	3.400	4.160
^{233}Pa	3.396	^{232}Th	3.410	3.542
^{239}Pu	5.359	^{238}Pu	5.367	5.871

Tablo 12'de tek kütle numaralı çekirdek ile kor çekirdeklerinin toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri arasındaki küçük farklar tek kütle numaralı çekirdekteki spin polarizasyon olayından ileri gelmektedir. Tablo 12'nin sondan ikinci sütununda korda da spin polarizasyon etkisinin dikkate alınması ile sonuçların tek kütle numaralı çekirdek için verdiğimiz sonuçlar ile uyumlu olduğu görülmektedir. Ancak Kesim 4.2'de verdiğimiz sonuçlara göre RI-QPNM ile hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri

deneysel sonuçlardan 2-3 defa daha büyüktür. Bunun nedeni tek kütle numaralı çekirdeklerde seviye yoğunluğunun fazlalığından dolayı *M*1 spektrumunda kuvvetli bir parçalanmanın olmasıdır. Bu parçalanmanın bir sonucu olarak toplam *M*1 gücü çok sayıda zayıf seviyeye dağılmıştır ve bu seviyelerin çoğu detektör tarafından tespit edilemeyerek art-ortama gömülü kalmaktadır. Bu kayıp gücün bir kısmı duyarlılığı artırılmış NRF deneyleri ile tespit edilebilir. Kesim 4.2'de tartışıldığı üzere ^{165}Ho çekirdeği için duyarlılığı artırılmış NRF tekniği ile yapılan ölçümler daha önceki ölçüm sonuçlarına göre yaklaşık 2 kat daha büyük toplam *M1* gücü vermiştir ve elde edilen değerler RI-QPNM sonuçlarına yaklaşmıştır. Buna rağmen yine de kayıp gücün tamamının tespiti mevcut deneysel olanaklarla mümkün değildir. Bu probleme çözüm olarak, deteksiyon limitinin altında kalarak art ortama gömülen seviyeler deneysel spektrumdan dalgalanma analizi (fluctuation analysis) ile çıkartılabilmektedir. Ancak bu yöntem, deneyciler tarafından, projede incelenen çekirdeklerden sadece ^{165}Ho'a uygulanmıştır. Tablo 13'te ^{165}Ho için dalgalanma analizi (fluctuation analysis) ile belirlenen deneysel veriler RI-QPNM sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

Tablo 13. ^{165}Ho için dalgalanma analizi (fluctuation analysis) kullanılarak deneysel olarak belirlenen *M*1 geçişlerine ait toplam özelliklerinin RI-QPNM sonuçları ile karşılaştırılması.

Çekirdek	Enerji Aralığı (*MeV*)	RI-QPNM				Dalgalanma Analizi Sonuçları			
		$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)	$\sum B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
^{165}Ho	1.5-4	4.892	868	36.65	2.744	4.500±0.8	-	52±9	-

Tablo 13'ten görüldüğü gibi deneysel spektruma gömülü kalan *M*1 gücünün dalgalanma analizi (fluctuation analysis) kullanılarak art ortamdan (background) ayrıştırılması neticesinde elde edilen toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri RI-QPNM sonuçları ile oldukça uyumludur. Tek kütle numaralı çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmalarına ait deneysel verilerin mikroskobik RI-QPNM hesaplamaları ile sağlıklı bir biçimde kıyaslanabilmesi için deneysel spektrumların dalgalanma analizi (fluctuation analysis) ile değerlendirilerek kayıp *M*1 gücünün art ortamdan çıkartılması gerekmektedir.

4.2.2 $^{153\text{-}159}$Eu, $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}165}$Dy, $^{155\text{-}169}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er ve $^{167\text{-}179}$Lu tek kütle numaralı izotop zincirlerinde makas modun sistematik özelliklerinin RI-QPNM ile araştırılması

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde makas mod olarak adlandırılan düşük enerjili *M*1 uyarılmaları 1984 yılındaki keşfinden günümüze kadar sistematik olarak yürütülen teorik ve deneysel çalışmalarda araştırılmıştır. Bu çalışmalar sonucunda makas modun bazı önemli sistematik özellikler gösterdiği belirlenmiştir. Bunlar, 2-4 MeV enerji aralığında $\sum B(M1)$ toplam indirgenmiş *M*1 geçiş ihtimalinin taban durum deformasyon parametresinin karesi (δ^2)

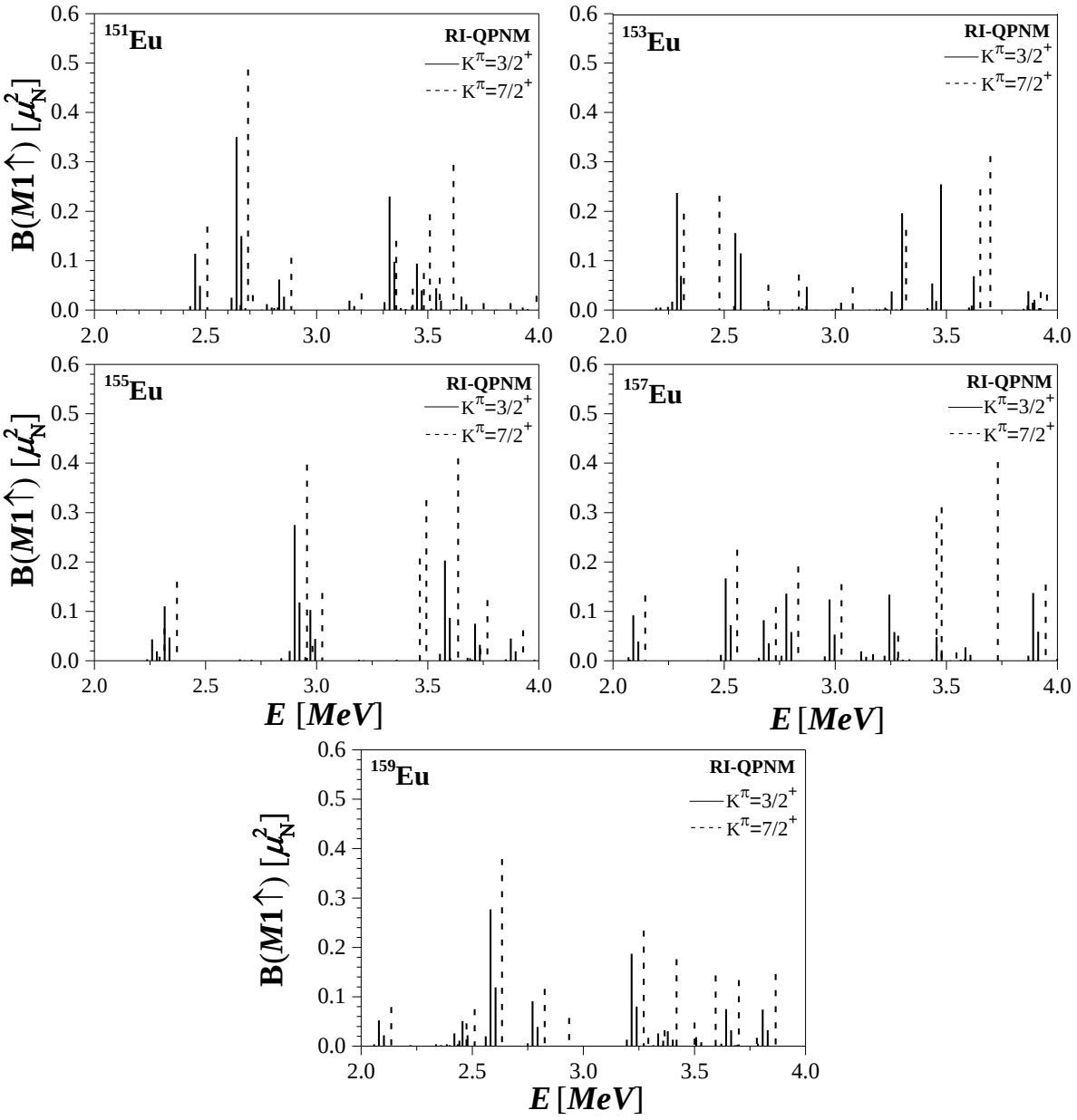
ile orantılı olması, bu enerji aralığındaki *M*1 rezonans merkezinin 3 MeV civarında olması, toplam indirgenmiş *M*1 geçiş ihtimalinin yaklaşık $3\,\mu_N^2$'ye eşit olması, geçişlerin izovektör ve orbital uyarılmalar olmasıdır (Heyde vd. 2010).

Makas mod çok sayıda tek kütle numaralı çekirdekte deneysel olarak gözlenmesine rağmen tek-A'lı çekirdeklerdeki sistematik özellikleri bilinmemektedir. Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde makas modun bilinen sistematik özelliklerinden yola çıkarak, $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}165}$Dy, $^{155\text{-}169}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er ve $^{167\text{-}179}$Lu tek kütle numaralı izotop zincirlerinde makas modun sistematik özellikler gösterip göstermediği araştırılmıştır. Hesaplamalardan elde edilen sonuçlar aşağıda her bir izotop zinciri için ayrı ayrı verilmiştir.

Tek Kütle Numaralı $^{151\text{-}159}$Eu İzotop Zinciri

$^{151\text{-}159}$Eu tek kütle numaralı izotoplarının taban durum spin ve pariteleri aynı olup $5/2^+$'dır (Nuclear Data Center, 2017). Bu durumda incelenecek *M*1 uyarılmalarının taban durumundan $3/2^+$ ve $7/2^+$ uyarılma durumlarına olması beklenir. Bu nedenle RI-QPNM hesaplamaları $5/2^+$ taban durumdan $3/2^+$ ve $7/2^+$ uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

$^{151\text{-}159}$Eu tek kütle numaralı izotopları için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan M1 gücünün 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 13'te verilmiştir. Şekil 13'ten görüldüğü 2-4 MeV enerji aralığında *M*1 gücü kuvvetli biçimde parçalanmıştır. Daha önceki kesimde belirtildiği gibi toplam açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinde dolayı $K_0 - 1$ spinine sahip seviyelerin sayısı $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelerin sayısının 3 katıdır. Bunun bir sonucu olarak $K_0 - 1$ spinine sahip olan seviyeler $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.



Şekil 13. $^{151-159}$Eu izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Tablo 14'te $^{151-159}$Eu tek kütle numaralı izotoplarının 2−4 MeV enerji aralığında yer alan $5/2^+$ ve $9/2^+$ uyarılma durumlarının RI-QPNM metodu ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece B $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\,\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

Tablo 14. $^{151\text{-}159}$Eu tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, B(*M*1) değerleri, dalga fonksiyonunun $N^{j}_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

İzotop	E_j (*MeV*)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{151}Eu	2.475	0.114	$3/2^+$	0.009	0.999	$\%0.01\ [422]\downarrow+\%\,99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_3$
	2.501	0.169	$7/2^+$	0.040	0.999	$\%0.16\ [413]\uparrow+\%99.81\ [413]\downarrow\otimes Q_3$
	2.661	0.350	$3/2^+$	0.010	0.999	$\%0.01\ [422]\downarrow+\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_4$
	2.680	0.150	$3/2^+$	0.008	0.999	$\%0.01\ [422]\downarrow+\%99.98\ [413]\downarrow\otimes Q_4$
	2.685	0.487	$7/2^+$	0.051	0.998	$\%0.27\ [413]\uparrow+\%99.32\ [413]\downarrow\otimes Q_4+\%0.30\ [413]\downarrow\otimes Q_5$
	2.879	0.106	$7/2^+$	0.031	0.999	$\%0.10\ [413]\uparrow+\%0.17\ [413]\downarrow\otimes Q_6+\%99.72\ [413]\downarrow\otimes Q_7$
	3.350	0.230	$3/2^+$	0.008	0.999	$\%0.01\ [422]\downarrow+\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.379	0.140	$7/2^+$	0.351	0.936	$\%12.33\ [413]\uparrow+\%83.02\ [413]\downarrow\otimes Q_{12}+\%0.05\ [413]\downarrow\otimes Q_{15}$
	3.530	0.194	$7/2^+$	0.133	0.991	$\%1.78\ [413]\downarrow+\%78.91\ [413]\downarrow\otimes Q_{14}+\%17.60\ [413]\downarrow\otimes Q_{15}$
	3.636	0.294	$7/2^+$	0.362	0.932	$\%13.13\ [413]\uparrow+\%3.63\ [413]\downarrow\otimes Q_{15}+$ $+\%66.94\ [413]\downarrow\otimes Q_{16}+\%13.04\ [413]\downarrow\otimes Q_{17}$
^{153}Eu	2.694	0.123	$3/2^+$	0.001	0.999	$99.99\%\ [413]\downarrow\otimes Q_3$
	2.721	0.204	$7/2^+$	0.020	0.999	$\%\,0.04[404]\downarrow+\%99.96\ [413]\downarrow\otimes Q_3$
	2.863	0.265	$3/2^+$	0.002	0.999	$\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_4$
	2.869	0.113	$3/2^+$	0.001	0.999	$\%99.97\ [413]\downarrow\otimes Q_4$
	2.890	0.447	$7/2^+$	0.036	0.999	$\%0.13\ [404]\downarrow+\%99.86\ [413]\downarrow\otimes Q_4$
	2.968	0.964	$7/2^+$	0.988	0.976	$\%97.62\ [404]\downarrow+\%0.13\ [413]\downarrow\otimes Q_4+$ $+\%0.50\ [413]\downarrow\otimes Q_5+\%1.52\ [413]\downarrow\otimes Q_7$
	3.061	0.122	$7/2^+$	0.019	0.999	$\%0.04\ [404]\downarrow+\%99.92\ [413]\downarrow\otimes Q_6$
	3.513	0.153	$3/2^+$	0.001	0.999	$\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.540	0.214	$7/2^+$	0.015	0.999	$\%0.02\ [404]\downarrow+\%99.98\ [413]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.666	0.191	$7/2^+$	0.003	0.999	$\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_{14}$
^{155}Eu	2.338	0.110	$3/2^+$	0.006	0.999	$\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_3$
	2.365	0.160	$7/2^+$	0.021	0.999	$\%0.05\ [413]\downarrow+\%99.95\ [413]\downarrow\otimes Q_3$
	2.923	0.275	$3/2^+$	0.002	0.999	$\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_6$
	2.928	0.118	$3/2^+$	0.002	0.999	$\%99.97\ [413]\downarrow\otimes Q_6$
	2.950	0.397	$7/2^+$	0.029	0.999	$\%0.09\ [413]\downarrow+\%99.90\ [413]\downarrow\otimes Q_6$
	2.993	0.137	$7/2^+$	0.035	0.999	$\%0.13\ [413]\downarrow+\%99.86\ [413]\downarrow\otimes Q_8$
	3.045	0.103	$3/2^+$	0.002	0.999	$\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_8$
	3.458	0.207	$7/2^+$	0.955	0.294	$\%91.31\ [413]\downarrow+\%1.47\ [413]\downarrow\otimes Q_9+$ $+\%1.79\ [413]\downarrow\otimes Q_{11}+\%2.32\ [413]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.487	0.325	$7/2^+$	0.128	0.991	$\%1.65\ [413]\downarrow+\%98.20\ [413]\downarrow\otimes Q_{11}$
	3.630	0.410	$7/2^+$	0.149	0.988	$\%2.23\ [413]\downarrow+\%97.54\ [413]\downarrow\otimes Q_{13}+\%0.12\ [413]\downarrow\otimes Q_{14}$
	3.599	0.203	$3/2^+$	0.003	0.999	$\%99.99\ [413]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.762	0.123	$7/2^+$	0.019	0.999	$\%0.04\ [413]\downarrow+\%99.94\ [413]\downarrow\otimes Q_{15}$

Tablo 14. (Devamı)

İzotop	E_j (*MeV*)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K_{\varsigma_q}}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{157}Eu	2.139	0.132	$7/2^+$	0.043	0.999	%0.19 $[404]\downarrow$+%99.80 $[413]\downarrow\otimes Q_3$
	2.530	0.167	$3/2^+$	0.013	0.999	0.02% $[422]\downarrow$+99.99% $[413]\downarrow\otimes Q_5$
	2.553	0.225	$7/2^+$	0.056	0.998	%0.31 $[404]\downarrow$+%0.16 $[413]\downarrow\otimes Q_4$+ +%99.49 $[413]\downarrow\otimes Q_5$
	2.727	0.109	$7/2^+$	0.030	0.999	%0.09 $[404]\downarrow$+%99.88 $[413]\downarrow\otimes Q_6$+
	2.802	0.136	$3/2^+$	0.003	0.999	%100 $[413]\downarrow\otimes Q_7$
	2.828	0.191	$7/2^+$	0.019	0.999	%0.04 $[404]\downarrow$+%99.95 $[413]\downarrow\otimes Q_7$
	2.997	0.124	$3/2^+$	0.005	0.999	%100 $[413]\downarrow\otimes Q_8$ 002
	3.022	0.155	$7/2^+$	0.054	0.999	%0.29 $[404]\downarrow$+%99.60 $[413]\downarrow\otimes Q_8$
	3.266	0.134	$3/2^+$	0.009	0.999	%100 $[413]\downarrow\otimes Q_{11}$
	3.450	0.293	$7/2^+$	0.526	0.850	%27.72 $[422]\downarrow$+%36.80 $[413]\downarrow\otimes Q_{14}$ + +%1.09 $[413]\downarrow\otimes Q_{11}$ + %1.09 $[413]\downarrow\otimes Q_{12}$ + +%13.77 $[413]\downarrow\otimes Q_{13}$ + %2.81 $[413]\downarrow\otimes Q_{15}$ + +%9.90 $[413]\downarrow\otimes Q_{16}$
	3.473	0.311	$7/2^+$	0.159	0.987	%85.42 $[413]\downarrow\otimes Q_{13}$ + %0.30 $[413]\downarrow\otimes Q_{11}$ + +%9.80 $[413]\downarrow\otimes Q_{14}$ + %1.18 $[413]\downarrow\otimes Q_{16}$
	3.726	0.468	$7/2^+$	0.601	0.800	%36.06 $[413]\uparrow$ +%3.16 $[413]\downarrow\otimes Q_{14}$ + +%1.95 $[413]\downarrow\otimes Q_{15}$+%53.49 $[413]\downarrow\otimes Q_{16}$
	3.913	0.137	$3/2^+$	0.003	0.999	%100 $[413]\downarrow\otimes Q_{17}$
	3.941	0.154	$7/2^+$	0.064	0.998	%0.40 $[413]\uparrow$ +%99.46 $[413]\downarrow\otimes Q_{17}$
^{159}Eu	2.627	0.379	$7/2^+$	0.070	0.997	%0.50 $[413]\downarrow$+%99.29 $[413]\downarrow\otimes Q_6$
	2.605	0.277	$3/2^+$	0.013	0.999	%0.02 $[413]\downarrow$+%99.99 $[413]\downarrow\otimes Q_6$
	2.610	0.119	$3/2^+$	0.013	0.999	%0.02 $[413]\downarrow$+%99.99 $[413]\downarrow\otimes Q_6$
	2.819	0.116	$7/2^+$	0.001	0.999	%0.20 $[413]\downarrow$+99.75% $[413]\downarrow\otimes Q_7$
	3.265	0.234	$7/2^+$	0.085	0.996	%0.74 $[413]\downarrow$+98.91% $[413]\downarrow\otimes Q_9$+ +0.13% $[413]\downarrow\otimes Q_{11}$
	3.240	0.187	$3/2^+$	0.002	0.999	99.99% $[413]\downarrow\otimes Q_9$
	3.413	0.176	$7/2^+$	0.262	0.964	%6.90 $[413]\downarrow$+%25.19 $[413]\downarrow\otimes Q_{11}$+ +%65.41 $[413]\downarrow\otimes Q_{12}$+%1.14 $[413]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.589	0.143	$7/2^+$	0.430	0.902	%18.50 $[413]\downarrow$+%1.19 $[413]\downarrow\otimes Q_{11}$+ +%2.01 $[413]\downarrow\otimes Q_{12}$+%67.62 $[413]\downarrow\otimes Q_{13}$+ +%2.18 $[413]\downarrow\otimes Q_{15}$+%6.19 $[413]\downarrow\otimes Q_{17}$
	3.693	0.134	$7/2^+$	0.047	0.998	%0.22 $[413]\downarrow$+%0.41 $[413]\downarrow\otimes Q_{15}$+ +%98.58 $[413]\downarrow\otimes Q_{16}$+%0.71 $[413]\downarrow\otimes Q_{17}$
	3.859	0.146	$7/2^+$	0.084	0.996	%0.71 $[413]\downarrow$+%0.41 $[413]\downarrow\otimes Q_{17}$+ +%98.70 $[413]\downarrow\otimes Q_{18}$

Tablo 14'ten açıkça görülmektedir ki tek protonlu $^{151\text{-}159}$Eu izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 geçişlerine en büyük katkı $[413]\downarrow\otimes Q_i$ konfigürasyonunlarından gelmektedir. Ele alınan izotoplarda baskın olan kuasiparçacık⊗fonon bileşeninin dalga fonksiyonunun

normuna katkısı %98'i aştığından $G_{j,i\mu}^{K_\zeta \nu}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir. Bunun anlamı $^{151\text{-}159}$Eu izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılma seviyelerinin saf kuasiparçacık⊗fonon uyarılmaları olarak kabul edilebileceğidir. 2-4 MeV enerji aralığında $K^\pi=3/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononlarının enerjileri çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptirler ve bu durum sözü geçen seviyelerin kolektif yapıda olduklarını göstermektedir.

Tablo 15'te $^{151\text{-}159}$Eu izotoplarının ait 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılmalarına ait $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ toplam orbital manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ toplam spin manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ toplam izovektör manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ toplam izoskaler manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve $\overline{E}$ ortalama enerji değerleri verilmiştir.

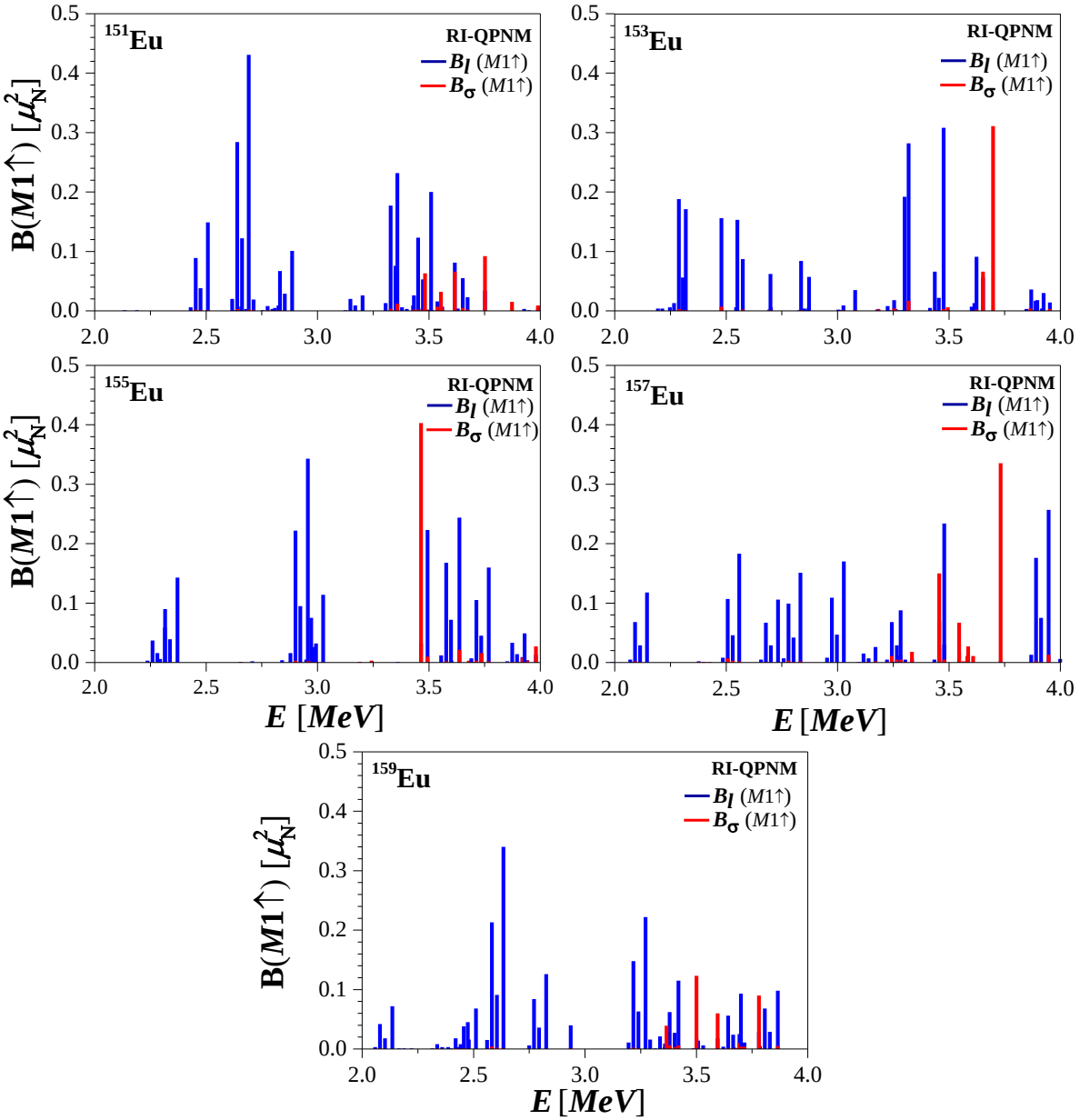
Tablo 15. $^{151\text{-}159}$Eu izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_L(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
^{151}Eu	$3/2^+$	1.459	1.330	0.039	1.503	2×10^{-3}	478	17.50	2.984
	$7/2^+$	1.709	1.322	0.296	2.245	4×10^{-3}	623	19.71	3.098
	Tüm	3.188	2.652	0.335	3.748	6×10^{-3}	1101	37.21	3.045
^{153}Eu	$3/2^+$	1.012	0.801	0.035	1.121	1×10^{-3}	346	12.20	2.891
	$7/2^+$	2.459	2.729	0.076	2.444	1.5×10^{-3}	842	28.46	3.057
	Tüm	3.471	3.530	0.111	3.565	2.5×10^{-3}	1188	40.66	2.911
^{155}Eu	$3/2^+$	1.298	1.113	0.035	1.322	3×10^{-3}	509	15.03	3.110
	$7/2^+$	1.958	1.418	0.488	2.203	5×10^{-3}	850	22.67	3.291
	Tüm	3.256	2.531	0.523	3.525	8×10^{-3}	1315	37.70	3.199
^{157}Eu	$3/2^+$	1.365	1.191	0.045	1.402	1×10^{-3}	494	15.80	2.995
	$7/2^+$	2.588	2.787	0.070	2.605	4×10^{-3}	731	19.96	2.799
	Tüm	3.953	3.978	0.115	4.007	5×10^{-3}	1225	35.76	3.181
^{159}Eu	$3/2^+$	1.372	1.196	0.041	1.471	2×10^{-3}	450	15.80	2.968
	$7/2^+$	1.705	1.303	0.322	2.307	4×10^{-3}	625	19.73	3.085
	Tüm	3.077	2.499	0.363	3.778	6×10^{-3}	1075	35.53	3.063

Tablo 15'ten açıkça görülmektedir ki $^{151\text{-}159}$Eu izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan *M*1 geçişleri baskın biçimde izovektör karakterli uyarılmalardır. Bu enerji aralığındaki toplam indirgenmiş *M*1 geçiş ihtimalleri yaklaşık olarak $3\,\mu_N^2$'ye eşittir ki bu değer çift-çift

çekirdeklere ait sistematik ile örtüşmektedir. $^{151\text{-}159}$Eu izotoplarında toplam $M1$ gücünün yerleştiği ortalama enerji 2.7.-3.2 MeV aralığında değişmektedir. Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde bu enejinin yaklaşık 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Bu durum tek kütle numaralı çekirdeklerde $M1$ rezonansının düşük enerjilere kaydını göstermektedir.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden biri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun $^{151\text{-}159}$Eu izotop zinciri düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 14'te $^{151\text{-}159}$Eu izotopları için taban durumdan uyarılma durumlarına $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar gösterilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 14. $^{151\text{-}159}$Eu tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital B(*M*1) spektrumları. *M*1 operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

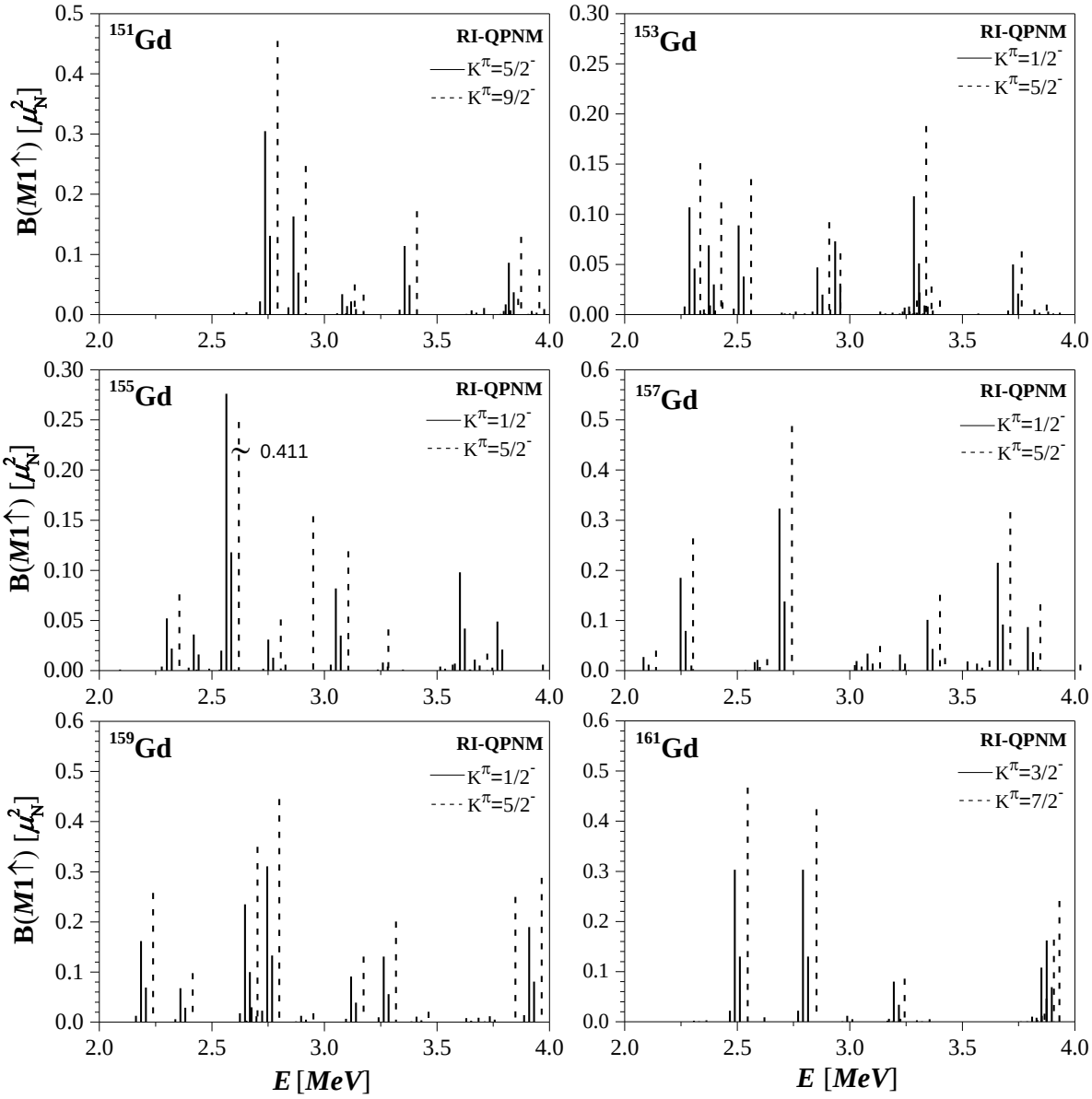
Tek kütle numaralı $^{151\text{-}159}$Eu izotoplarında özellikle 3-4 MeV enerji aralığına yerleşmiş birkaç saf spin *M*1 geçişi bulunmasına rağmen Şekil 14'ten bu izotopların düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterli olduğu görülmektedir. Orbital karakterli uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür. Ancak bu küçük spin karışımları *M*1 gücünü önemli ölçüde etkilemektedir. Örneğin ^{159}Eu çekirdeğinde 2.6 MeV'de taban durumdan $7/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan *M*1 gücüne, *M*1 operatörünün orbital kısmından gelen katkı $B_l(M1\uparrow) = 0.340\ \mu_N^2$ iken spin kısmından

gelen katkı $B_\sigma(M1\uparrow) = 0.001\,\mu_N^2$'dır. Hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç ise $B(M1\uparrow) = 0.379\,\mu_N^2$ bulunmuştur. Bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir.

Tek Kütle Numaralı $^{151\text{-}161}$Gd İzotop Zinciri

Tek kütle numaralı $^{153\text{-}157}$Gd izotoplarının taban durum spin ve pariteleri $3/2^-$ değerine, ^{151}Gd çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi $7/2^-$ değerine, ^{161}Gd çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi ise $5/2^-$ değerine sahiptir (Nuclear Data Center, 2017). Bu nedenle tek kütle numaralı $^{153\text{-}157}$Gd çekirdeklerinde taban durumdan $1/2^-$ ve $5/2^-$ seviyelerine, ^{151}Gd çekirdeğinde $5/2^-$ ve $9/2^-$ seviyelerine, ^{161}Gd çekirdeğinde ise $3/2^-$ ve $7/2^-$ seviyelerine *M*1 uyarılmaları gerçekleşebilir. Bu nedenle RI-QPNM hesaplamaları ele alınan çekirdeklerin taban durumlarından yukarıda belirtilen uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

Tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd izotopları için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan *M*1 gücünün 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 15'te verilmiştir. Şekil 15'ten görüldüğü 2-4 MeV enerji aralığında *M*1 gücü kuvvetli biçimde parçalanmıştır. ^{153,155,159}Gd çekirdeklerinin *M*1 spektrumlarındaki parçalanma diğer tek kütle numaralı Gd izotoplarının *M*1 spektrumlarındaki parçalanmadan daha büyüktür. Daha önceki kesimde belirtildiği gibi toplam açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinde dolayı $K_0 - 1$ spinine sahip seviyelerin sayısı $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelerin sayısının 3 katıdır. Bunun bir sonucu olarak $K_0 - 1$ spinine sahip olan seviyeler $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.



Şekil 15. Tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Tablo 16'da tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd izotoplarının 2−4 MeV enerji aralığında yer alan uyarılma durumlarının RI-QPNM ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece $B(M1\uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler gösterilmiştir.

Tablo 16. $^{151\text{-}161}$Gd tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, B(*M*1) değerleri, dalga fonksiyonunun $N^{j}_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

İzotop	E_j (*MeV*)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{151}Gd	2.758	0.305	5/2$^-$	0.005	0.999	%99.99 $[514]\downarrow\otimes Q_7$
	2.763	0.131	5/2$^-$	0.005	0.999	%99.99 $[514]\downarrow\otimes Q_7$
	2.785	0.455	9/2$^-$	0.008	0.999	%100 $[514]\downarrow\otimes Q_7$
	2.884	0.163	5/2$^-$	0.010	0.999	%99.99 $[514]\downarrow\otimes Q_8$
	2.910	0.247	9/2$^-$	0.007	0.999	%100 $[514]\downarrow\otimes Q_8$
	3.378	0.114	5/2$^-$	0.009	0.999	%99.99 $[514]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.404	0.172	9/2$^-$	0.003	0.999	%99.99 $[514]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.867	0.129	9/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[514]\downarrow\otimes Q_{17}$
^{153}Gd	2.310	0.107	1/2$^-$	0.041	0.999	%0.17 $[521]\downarrow$ +%99.99 $[521]\downarrow\otimes Q_2$
	2.330	0.151	5/2$^-$	0.045	0.998	%0.21 $[512]\uparrow$ +%99.68 $[521]\uparrow\otimes Q_2$
	2.423	0.112	5/2$^-$	0.009	0.999	%0.01 $[512]\uparrow$ +%99.97 $[521]\uparrow\otimes Q_3$
	2.556	0.135	5/2$^-$	0.016	0.999	%0.03 $[512]\uparrow$ +%99.93 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	3.308	0.118	1/2$^-$	0.013	0.999	%0.02 $[521]\uparrow$ +%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{16}$
	3.334	0.188	5/2$^-$	0.013	0.999	%0.02 $[512]\uparrow$ +%99.70 $[521]\uparrow\otimes Q_{16}$ + %0.21 $[541]\uparrow\otimes Q_{18}$
^{155}Gd	2.586	0.276	1/2$^-$	0.005	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{10}$
	2.591	0.103	1/2$^-$	0.005	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{10}$
	2.640	0.411	5/2$^-$	0.001	0.999	0.01% $[523]\downarrow$ +%0.44 $[532]\downarrow\otimes Q_5$ + %99.55 $[521]\uparrow\otimes Q_{10}$
	2.943	0.154	5/2$^-$	0.001	0.999	%0.14 $[532]\downarrow\otimes Q_6$ + %99.86 $[521]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.099	0.119	5/2$^-$	0.003	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{14}$
^{157}Gd	2.271	0.185	1/2$^-$	0.015	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	2.298	0.264	5/2$^-$	0.005	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	2.710	0.323	1/2$^-$	0.002	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	2.715	0.323	1/2$^-$	0.002	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	2.737	0.488	5/2$^-$	0.005	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	3.368	0.101	1/2$^-$	0.002	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{11}$
	3.395	0.151	5/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{11}$
	3.680	0.215	1/2$^-$	0.002	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{14}$
	3.702	0.316	5/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{14}$
	3.841	0.132	5/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{15}$

Tablo. 16 (Devamı)

İzotop	E_j (*MeV*)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{159}Gd	2.207	0.161	1/2$^-$	0.003	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_2$
	2.232	0.257	5/2$^-$	0.028	0.999	%0.08 $[532]\downarrow$+%99.92 $[521]\uparrow\otimes Q_2$
	2.669	0.234	1/2$^-$	0.002	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	2.674	0.100	1/2$^-$	0.002	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	2.726	0.349	5/2$^-$	0.003	0.999	%99.99 $[521]\downarrow\otimes Q_4$
	2.768	0.310	1/2$^-$	0.006	0.999	%99.99 $[521]\downarrow\otimes Q_6$
	2.773	0.133	1/2$^-$	0.006	0.999	%99.99 $[521]\downarrow\otimes Q_6$
	2.793	0.444	5/2$^-$	0.026	0.999	%0.07 $[532]\downarrow$+%99.93 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	3.167	0.130	5/2$^-$	0.006	0.999	%99.99 $[521]\downarrow\otimes Q_8$
	3.285	0.130	1/2$^-$	0.005	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{10}$
	3.311	0.200	5/2$^-$	0.014	0.999	%0.02 $[532]\downarrow$+%99.97 $[521]\uparrow\otimes Q_{10}$
	3.842	0.249	5/2$^-$	0.026	0.999	%0.07 $[532]\downarrow$+%99.91 $[521]\uparrow\otimes Q_{14}$
	3.931	0.189	1/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{15}$
	3.958	0.287	5/2$^-$	0.006	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{15}$
^{161}Gd	2.499	0.303	3/2$^-$	0.058	0.998	%0.34 $[523]\downarrow$+%99.10 $[523]\downarrow\otimes Q_3$
	2.517	0.130	3/2$^-$	0.058	0.998	%0.34 $[523]\downarrow$+%99.10 $[523]\downarrow\otimes Q_3$
	2.541	0.467	7/2$^-$	0.005	0.999	%99.97 $[523]\downarrow\otimes Q_3$
	2.815	0.303	3/2$^-$	0.103	0.994	%1.07 $[523]\downarrow$+%98.80 $[523]\downarrow\otimes Q_5$
	2.820	0.130	3/2$^-$	0.103	0.994	%1.07 $[523]\downarrow$+%98.80 $[523]\downarrow\otimes Q_5$
	2.846	0.424	7/2$^-$	0.046	0.998	%99.71 $[523]\downarrow\otimes Q_5$
	3.874	0.108	3/2$^-$	0.007	0.999	%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.897	0.162	3/2$^-$	0.006	0.999	%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_{14}$
	3.925	0.241	7/2$^-$	0.020	0.999	%0.04 $[514]\downarrow$+%99.93 $[523]\downarrow\otimes Q_{14}$

Tablo 16'dan açıkça görülmektedir ki 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 geçişlerine en büyük katkı tek kütleli $^{153\text{-}159}$Gd çekirdeklerinde $[521]\uparrow\otimes Q_i$ konfigürasyonunlarından, ^{151}Gd ve ^{161}Gd çekirdeklerinde ise sırasıyla $[514]\downarrow\otimes Q_i$ ve $[523]\downarrow\otimes Q_i$ konfigürasyonunlarından gelmektedir. Tek nötronlu $^{151\text{-}161}$Gd çekirdeklerinde baskın olan kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinin, çekirdeklerin dalga fonksiyonlarının normuna katkısı %98'i aştığından $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir. Bunun anlamı tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılma seviyelerinin saf kuasiparçacık⊗fonon uyarılmaları olarak kabul edilebileceğidir. Ele alınan tek-A'lı Gd izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononları çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptirler. Bu durum sözü geçen izotoplardaki düşük enerjili *M*1 uyarılma seviyelerin kolektif yapıda olduklarını göstermektedir.

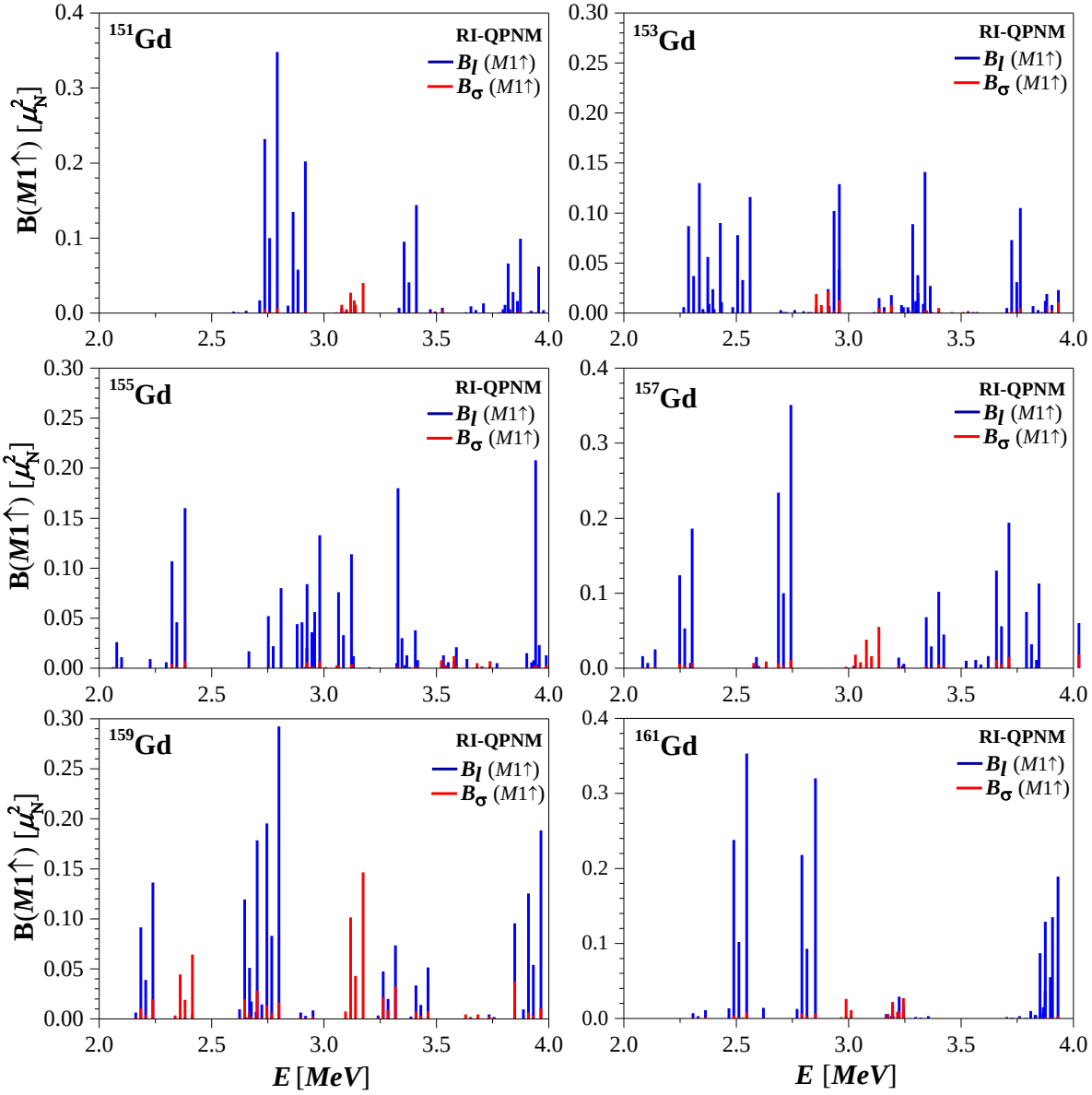
Tablo 17'de tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılmalarına ait $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ toplam orbital manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ toplam spin manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ toplam izovektör manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ toplam izoskaler manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve $\overline{E}$ ortalama enerji değerleri verilmiştir.

Tablo 17. $^{151\text{-}161}$Gd izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_L(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
^{151}Gd	5/2$^-$	1.138	0.846	0.076	1.121	4.1×10^{-4}	391	13.33	3.073
	9/2$^-$	1.211	0.908	0.077	1.203	4.8×10^{-4}	425	14.02	3.123
	Tüm	2.349	1.754	0.153	2.324	8.9×10^{-4}	816	27.35	3.112
^{153}Gd	1/2$^-$	0.921	0.861	0.068	1.036	1.8×10^{-4}	274	10.70	2.872
	5/2$^-$	0.894	0.857	0.072	0.844	1.6×10^{-4}	262	10.36	2.858
	Tüm	1.815	1.718	0.140	1.880	3.4×10^{-4}	536	21.06	2.860
^{155}Gd	1/2$^-$	0.978	0.953	0.063	0.981	5×10^{-4}	303	11.30	2.819
	5/2$^-$	0.890	0.828	0.038	0.887	5×10^{-4}	226	10.34	3.050
	Tüm	1.860	1.781	0.101	1.868	10×10^{-4}	529	21.64	3.010
^{157}Gd	1/2$^-$	1.580	1.012	0.145	1.579	9×10^{-4}	554	18.30	3.014
	5/2$^-$	1.520	1.096	0.123	1.521	6×10^{-4}	539	17.60	3.025
	Tüm	3.100	2.108	0.268	3.100	15×10^{-4}	1093	35.90	3.022
^{159}Gd	1/2$^-$	1.875	0.962	0.344	1.860	3.4×10^{-3}	603	21.69	2.932
	5/2$^-$	2.059	1.027	0.367	2.049	3.4×10^{-3}	742	23.83	3.036
	Tüm	3.934	1.989	0.711	3.909	6.8×10^{-3}	1345	45.52	3.014
^{161}Gd	3/2$^-$	1.478	1.091	0.109	1.727	0.1×10^{-2}	542	17.10	2.770
	7/2$^-$	1.421	1.088	0.059	1.435	2.2×10^{-2}	522	16.45	3.060
	Tüm	2.899	2.179	0.168	3.162	2.3×10^{-2}	1064	33.55	3.060

Tablo 17'den açıkça görülmektedir ki tek nötronlu $^{151\text{-}161}$Gd izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan *M*1 geçişleri baskın biçimde izovektör karakterli uyarılmalardır. Bu enerji aralığındaki toplam indirgenmiş *M*1 geçiş ihtimalleri yaklaşık olarak $3\ \mu_N^2$'ye eşittir ki bu değer çift-çift çekirdeklere ait sistematik ile örtüşmektedir. Tek nötronlu $^{151\text{-}161}$Gd izotoplarında toplam *M*1 gücünün yerleştiği ortalama enerji 2.7-3.2 MeV aralığında değişmektedir. Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde bu enerjinin yaklaşık 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Bu durum tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd çekirdeklerinde *M*1 rezonansının düşük enerjilere kaydığını göstermektedir.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili *M*1 uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden biri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd izotop zincirinin düşük enerjili *M*1 uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 16'da tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd izotopları için taban durumdan uyarılma durumlarına *M*1 geçişleri için hesaplanan *B*(*M*1) gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar gösterilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



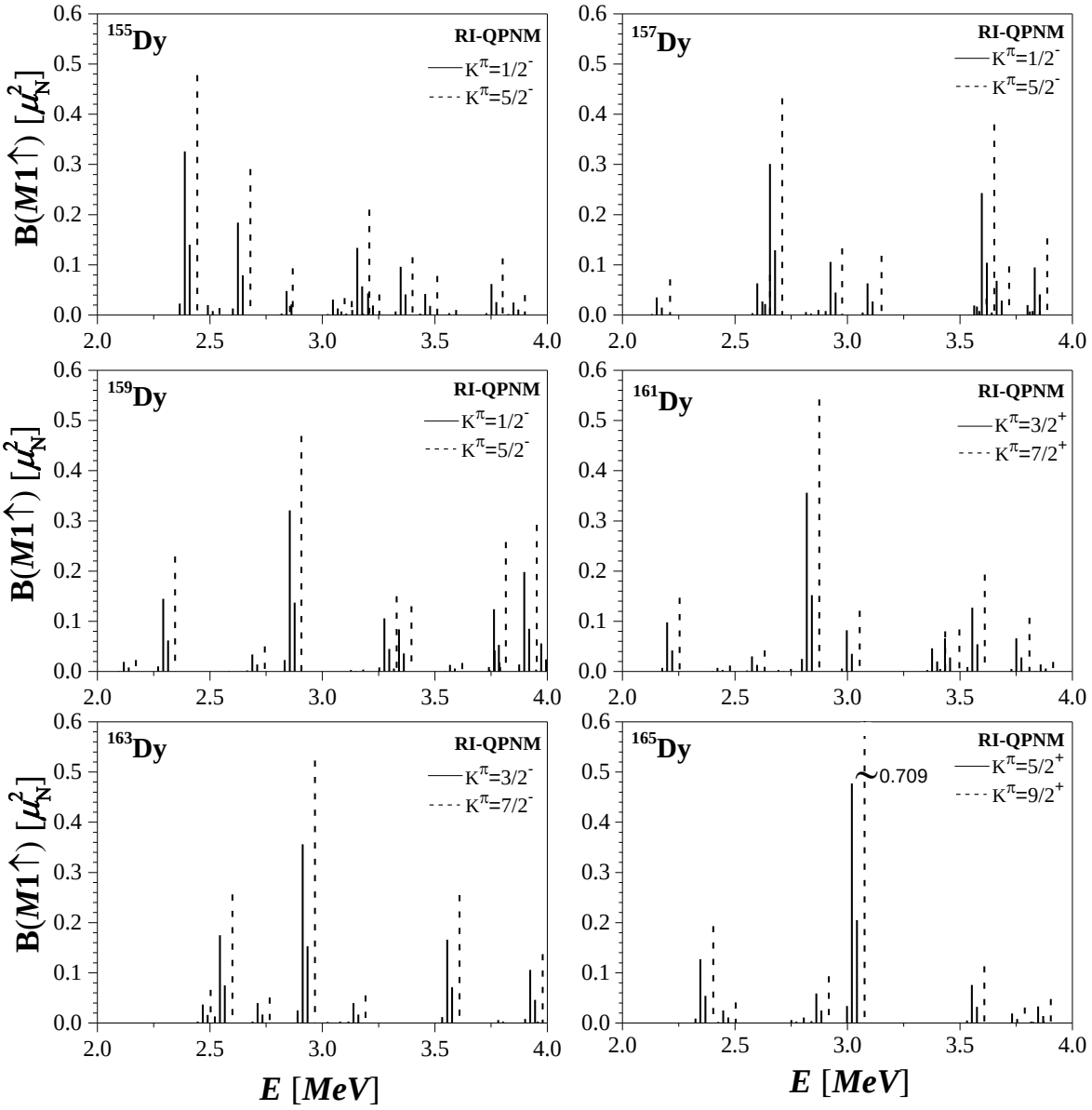
Şekil 16. $^{151\text{-}161}$Gd tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital B(*M*1) spektrumları. *M*1 operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

RI-QPNM hesaplamalarına göre tek kütle numaralı $^{151\text{-}157}$Gd ve ^{161}Gd izotoplarında özellikle 3 MeV civarında düşük *M*1 gücüne sahip birkaç adet saf spin *M*1 geçişi mevcuttur. ^{159}Gd çekirdeğinde diğer çekirdeklerden farklı olarak 3 MeV'dekilere ek 2.5 MeV civarında da saf spin *M*1 geçişleri bulunmaktadır. Diğer taraftan Şekil 16'dan ele alınan tek nötronlu $^{151\text{-}161}$Gd izotoplarının düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterli olduğu görülmektedir. Orbital karakterli uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür. Ancak bu küçük spin karışımları *M*1 gücünü önemli ölçüde etkilemektedir. Örneğin ^{157}Gd çekirdeğinde 2.710 MeV'de taban durumdan 5/2$^-$ seviyesine geçiş için hesaplanan *M*1 gücüne, *M*1 operatörünün orbital kısmından gelen katkı $B_l(M1\uparrow) = 0.351\,\mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı $B_\sigma(M1\uparrow) = 0.011\,\mu_N^2$'dır. Hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç ise $B(M1\uparrow) = 0.488\,\mu_N^2$ olarak bulunmuştur. Bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir.

Tek Kütle Numaralı $^{155\text{-}165}$Dy İzotop Zinciri

Tek kütle numaralı $^{155\text{-}159}$Dy izotoplarının taban durum spin ve pariteleri 3/2$^-$ değerine, ^{161}Dy çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi 5/2$^+$ değerine, ^{163}Dy çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi 5/2$^-$ değerine, ^{165}Dy çekirdeğinin taban durum spin ve paritelesi ise 7/2$^+$ değerine sahiptir (Nuclear Data Center, 2017). Bu nedenle tek kütle numaralı $^{155\text{-}159}$Dy çekirdeklerinde taban durumdan 1/2$^-$ ve 5/2$^-$ seviyelerine, ^{161}Dy çekirdeğinde 3/2$^+$ ve 7/2$^+$ seviyelerine, ^{163}Dy çekirdeğinde 3/2$^-$ ve 7/2$^-$ seviyelerine, ^{165}Dy çekirdeğinde ise 5/2$^+$ ve 9/2$^+$ seviyelerine *M*1 uyarılmaları gerçekleşebilir. Bu bilgiler ışığında RI-QPNM hesaplamaları ele alınan çekirdeklerin taban durumlarından yukarıda belirtilen uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

Tek kütle numaralı $^{155\text{-}165}$Dy izotopları için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan *M*1 gücünün 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 17'de verilmiştir. Şekil 17'den görüldüğü gibi 2-4 MeV enerji aralığında *M*1 gücü kuvvetli biçimde parçalanmıştır. Daha önceki kesimde belirtildiği gibi toplam açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinde dolayı $K_0 - 1$ spinine sahip seviyelerin sayısı $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelerin sayısının 3 katıdır. Bunun bir sonucu olarak $K_0 - 1$ spinine sahip olan seviyeler $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.



Şekil 17. Tek kütle numaralı $^{155\text{-}165}$Dy izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Tablo 18'de tek kütle numaralı $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan uyarılma durumlarının RI-QPNM ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece $B(M1\uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler gösterilmiştir.

Tablo 18. $^{155\text{-}165}$Dy tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1\uparrow)$ değerleri, dalga fonksiyonunun $N^{j}_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^{j}_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{155}Dy	2.410	0.326	1/2$^-$	0.014	0.999	0.02% $[530]\uparrow$ +99.60% $[521]\uparrow\otimes Q_2$
	2.415	0.140	1/2$^-$	0.014	0.999	0.02% $[530]\uparrow$ +99.60% $[521]\uparrow\otimes Q_2$
	2.437	0.478	5/2$^-$	0.015	0.999	0.02% $[512]\uparrow$ +99.94% $[521]\uparrow\otimes Q_2$
	2.646	0.184	1/2$^-$	0.013	0.999	%0.02 $[530]\uparrow$ +%99.70 $[521]\uparrow\otimes Q_5$
	2.673	0.291	5/2$^-$	0.021	0.999	%0.05 $[512]\uparrow$ +%99.81 $[521]\uparrow\otimes Q_5$ + %0.11 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	3.177	0.134	1/2$^-$	0.028	0.999	%0.08 $[530]\uparrow$ +%97.10 $[521]\uparrow\otimes Q_{11}$ + %1.6 $[521]\uparrow\otimes Q_{12}$
	3.202	0.210	5/2$^-$	0.020	0.999	%0.04 $[512]\uparrow$ +%99.68 $[521]\uparrow\otimes Q_{11}$ + %0.15 $[521]\uparrow\otimes Q_{12}$
	3.394	0.115	5/2$^-$	0.028	0.999	%0.08 $[512]\uparrow$ +%0.02 $[521]\uparrow\otimes Q_{12}$ +%99.80 $[521]\uparrow\otimes Q_{14}$
	3.795	0.113	5/2$^-$	0.026	0.999	%0.07 $[512]\uparrow$ +%99.82 $[521]\uparrow\otimes Q_{19}$ +%0.05 $[521]\uparrow\otimes Q_{20}$
^{157}Dy	2.678	0.301	1/2$^-$	0.041	0.999	%0.17 $[521]\uparrow$ +%99.30 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	2.683	0.129	1/2$^-$	0.041	0.999	%0.17 $[521]\uparrow$ +%99.30 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	2.731	0.432	5/2$^-$	0.002	0.999	%0.22 $[512]\uparrow$ +%0.47 $[521]\uparrow\otimes Q_3$ +%99.17 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	2.947	0.106	1/2$^-$	0.060	0.998	%0.37 $[521]\uparrow$ +%93.30 $[521]\uparrow\otimes Q_6$ +%5.6 $[521]\uparrow\otimes Q_7$
	2.998	0.133	5/2$^-$	0.003	0.999	%0.34 $[512]\uparrow$ +%95.24 $[521]\uparrow\otimes Q_6$ +%3.78 $[521]\uparrow\otimes Q_7$
	3.173	0.118	5/2$^-$	0.103	0.994	%1.06 $[512]\uparrow$ +%0.49 $[521]\uparrow\otimes Q_6$ + %98.06 $[521]\uparrow\otimes Q_8$
	3.620	0.243	1/2$^-$	0.021	0.999	%0.05 $[521]\uparrow$ +%99.70 $[521]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.625	0.104	1/2$^-$	0.021	0.999	%0.05 $[521]\uparrow$ +%99.70 $[521]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.674	0.380	5/2$^-$	0.031	0.999	%0.10 $[512]\uparrow$ +%0.14 $[521]\uparrow\otimes Q_{12}$ +%99.62 $[521]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.909	0.153	5/2$^-$	0.043	0.999	%0.19 $[512]\uparrow$ +%1.33 $[521]\uparrow\otimes Q_{15}$ +%98.33 $[521]\uparrow\otimes Q_{16}$
^{159}Dy	2.338	0.229	5/2$^-$	0.003	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_3$
	2.314	0.145	1/2$^-$	0.051	0.998	%0.27 $[530]\uparrow$ +%99.70 $[521]\uparrow\otimes Q_3$
	2.900	0.469	5/2$^-$	0.005	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_7$
	2.877	0.321	1/2$^-$	0.049	0.998	%0.25 $[530]\uparrow$ +%99.70 $[521]\uparrow\otimes Q_7$
	2.882	0.137	1/2$^-$	0.049	0.998	%0.25 $[530]\uparrow$ +%99.70 $[521]\uparrow\otimes Q_7$
	3.297	0.106	1/2$^-$	0.022	0.999	%0.05 $[530]\uparrow$ +%99.90 $[521]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.313	0.150	5/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.389	0.130	5/2$^-$	0.001	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{14}$
	3.785	0.124	1/2$^-$	0.025	0.999	%0.07 $[530]\uparrow$ +%25.90 $[521]\uparrow\otimes Q_6$ +%73.60 $[521]\uparrow\otimes Q_{17}$
	3.809	0.258	5/2$^-$	0.001	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{17}$
	3.919	0.198	1/2$^-$	0.016	0.999	%0.03 $[530]\uparrow$ +%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{18}$
	3.946	0.292	5/2$^-$	0.001	0.999	99.993% $[521]\uparrow\otimes Q_{18}$

Tablo 18 (Devamı)

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{161}Dy	2.248	0.147	$7/2^-$	0.011	0.999	%0.01 $[633]\uparrow$ +%99.99 $[642]\uparrow\otimes Q_2$
	2.842	0.356	$3/2^-$	0.009	0.999	%99.99 $[642]\uparrow\otimes Q_7$
	2.847	0.152	$3/2^-$	0.009	0.999	%99.99 $[642]\uparrow\otimes Q_7$
	2.869	0.542	$7/2^-$	0.002	0.999	%99.99 $[642]\uparrow\otimes Q_7$
	3.049	0.121	$7/2^-$	0.029	0.999	%0.09 $[633]\uparrow$ +%99.90 $[642]\uparrow\otimes Q_9$
	3.578	0.127	$3/2^-$	0.005	0.999	%99.99 $[642]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.605	0.193	$7/2^-$	0.002	0.999	%99.99 $[642]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.803	0.107	$7/2^-$	0.031	0.999	%0.01 $[633]\uparrow$ +%0.02 $[642]\uparrow\otimes Q_{12}$ + +%99.85 $[642]\uparrow\otimes Q_{14}$
^{163}Dy	2.566	0.175	$3/2^-$	0.015	0.999	%0.03 $[532]\downarrow$ +%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_4$
	2.593	0.256	$7/2^-$	0.010	0.999	%0.01 $[523]\uparrow$ +%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_4$
	2.934	0.356	$3/2^-$	0.028	0.999	%0.08 $[532]\downarrow$ +%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_6$
	2.939	0.153	$3/2^-$	0.028	0.999	%0.08 $[532]\downarrow$ +%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_6$
	2.960	0.523	$7/2^-$	0.018	0.999	%0.04 $[523]\uparrow$ +%99.96 $[523]\downarrow\otimes Q_6$
	3.577	0.166	$3/2^-$	0.021	0.999	%0.05 $[532]\downarrow$ +%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_{10}$
	3.603	0.255	$7/2^-$	0.012	0.999	%0.02 $[523]\uparrow$ +%99.98 $[523]\downarrow\otimes Q_{10}$
	3.945	0.106	$3/2^-$	0.010	0.999	%0.01 $[532]\downarrow$ +%99.80 $[523]\downarrow\otimes Q_{14}$
	3.972	0.137	$7/2^-$	0.033	0.999	%0.11 $[523]\uparrow$ +%0.17 $[523]\downarrow\otimes Q_{13}$ + %99.65 $[523]\downarrow\otimes Q_{14}$
^{165}Dy	2.369	0.127	$5/2^+$	0.007	0.999	%99.99 $[633]\uparrow\otimes Q_1$
	2.398	0.193	$9/2^+$	0.031	0.999	%0.10 $[624]\uparrow$ +%99.89 $[633]\uparrow\otimes Q_1$
	3.042	0.477	$5/2^+$	0.005	0.999	%99.99 $[633]\uparrow\otimes Q_6$
	3.047	0.205	$5/2^+$	0.005	0.999	%99.99 $[633]\uparrow\otimes Q_6$
	3.070	0.709	$9/2^+$	0.025	0.999	%0.07 $[624]\uparrow$ +%99.92 $[633]\uparrow\otimes Q_6$ + +%0.01 $[633]\uparrow\otimes Q_7$
	3.603	0.113	$9/2^+$	0.009	0.999	%99.99 $[633]\uparrow\otimes Q_9$

Tablo 18'den açıkça görülmektedir ki 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 geçişlerine en büyük katkı tek kütleli $^{155\text{-}159}$Dy çekirdeklerinde $[521]\uparrow\otimes Q_i$ konfigürasyonunlarından, ^{161}Dy, ^{163}Dy ve ^{161}Dy çekirdeklerinde ise sırasıyla $[642]\uparrow\otimes Q_i$, $[523]\downarrow\otimes Q_i$ ve $[633]\uparrow\otimes Q_i$ konfigürasyonunlarından gelmektedir. Tek nötronlu $^{155\text{-}159}$Dy çekirdeklerinde baskın olan kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinin, çekirdeklerin dalga fonksiyonlarının normuna katkısı %98'i aştığından $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir. Bunun anlamı tek kütle numaralı $^{155\text{-}159}$Dy izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılma seviyelerinin saf kuasiparçacık⊗fonon uyarılmaları olarak kabul edilebileceğidir. Ele alınan tek-A'lı Dy izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki uyarılma

seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononları çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptirler. Bu durum sözü geçen izotoplardaki düşük enerjili *M*1 uyarılma seviyelerin kolektif yapıda olduklarını göstermektedir.

Tablo 19'da tek kütle numaralı $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılmalarına ait $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ toplam orbital manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ toplam spin manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ toplam izovektör manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ toplam izoskaler manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve $\overline{E}$ ortalama enerji değerleri verilmiştir.

Tablo 19. $^{155\text{-}165}$Dy izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri.

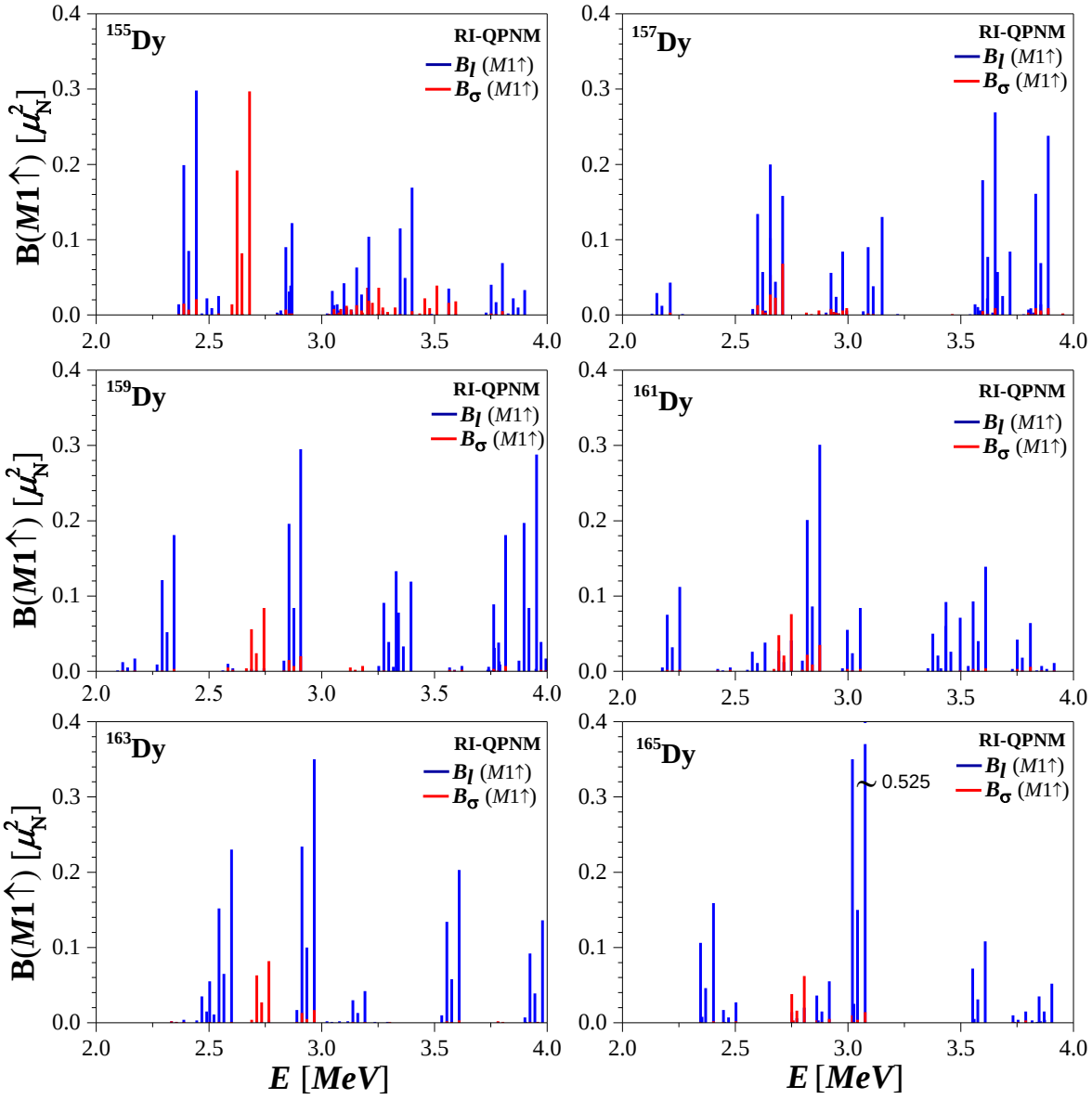
İzotop	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_L(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
^{155}Dy	1/2$^-$	1.530	0.913	0.472	1.500	2.2×10^{-2}	461	17.72	2.889
	5/2$^-$	1.570	0.964	0.492	1.616	3.2×10^{-2}	481	18.18	2.904
	Tüm	3.100	1.877	0.964	3.116	5.4×10^{-2}	942	35.90	2.901
^{157}Dy	1/2$^-$	1.528	1.252	0.152	1.516	1.3×10^{-2}	597	17.74	3.153
	5/2$^-$	1.551	1.252	0.149	1.638	2.6×10^{-2}	616	17.95	2.853
	Tüm	3.079	2.504	0.301	3.154	3.9×10^{-2}	1213	35.69	3.165
^{159}Dy	1/2$^-$	1.720	1.311	0.135	1.736	0.7×10^{-4}	739	19.88	3.240
	5/2$^-$	1.717	1.296	0.127	1.712	2×10^{-4}	740	19.87	3.241
	Tüm	3.437	2.607	0.262	3.448	$2.7\times10^{-}$	1479	39.75	3.241
^{161}Dy	3/2$^+$	1.341	0.958	0.123	1.343	2.7×10^{-4}	466	15.50	3.041
	7/2$^+$	1.353	0.958	0.131	1.401	1×10^{-4}	472	15.66	3.044
	Tüm	2.694	1.916	0.254	2.744	3.7×10^{-4}	938	31.16	3.044
^{163}Dy	3/2$^-$	1.515	1.009	0.185	1.521	4.1×10^{-2}	533	17.53	3.086
	7/2$^-$	1.503	1.165	0.185	1.701	5×10^{-2}	534	17.36	3.069
	Tüm	3.018	2.714	0.370	3.222	9.1×10^{-2}	1067	34.89	3.073
^{165}Dy	5/2$^+$	1.237	0.966	0.080	1.236	1.8×10^{-2}	409	14.30	3.009
	9/2$^+$	1.245	0.966	0.086	1.276	1×10^{-2}	412	14.41	3.006
	Tüm	2.482	1.932	0.166	2.512	2.8×10^{-2}	821	28.71	3.006

Tablo 19'dan açıkça görülmektedir ki tek nötronlu $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan *M*1 geçişleri baskın biçimde izovektör karakterli uyarılmalardır. Bu enerji aralığındaki toplam *M*1 geçiş ihtimalleri ^{155}Dy, ^{157}Dy ve ^{163}Dy yaklaşık olarak $3\,\mu_N^2$'ye eşittir ki

bu değer çift-çift çekirdeklere ait sistematik ile örtüşmektedir. ^{161}Dy ve ^{165}Dy izotoplarında toplam $M1$ geçiş ihtimalleri $3\,\mu_N^2$'den küçük, ^{159}Dy izotopunda ise $3\,\mu_N^2$'den büyüktür.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde 2-4 MeV aralığındaki toplam $M1$ rezonansının yerleştiği ortalama enerjinin yaklaşık 3 MeV olduğu bilinmektedir. Tablo 21'den tek nötronlu $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarında toplam $M1$ gücünün yerleştiği ortalama enerjinin çift kütle numaralı çekirdekte gözlenene uygun olarak 3 MeV civarına yerleştiği görülmektedir.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden bir diğeri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek kütle numaralı $^{155\text{-}165}$Dy izotop zincirinin düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 18'de tek kütle numaralı $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarında taban durumdan uyarılma durumlara $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1\uparrow)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar verilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 18. $^{155\text{-}165}$Dy tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

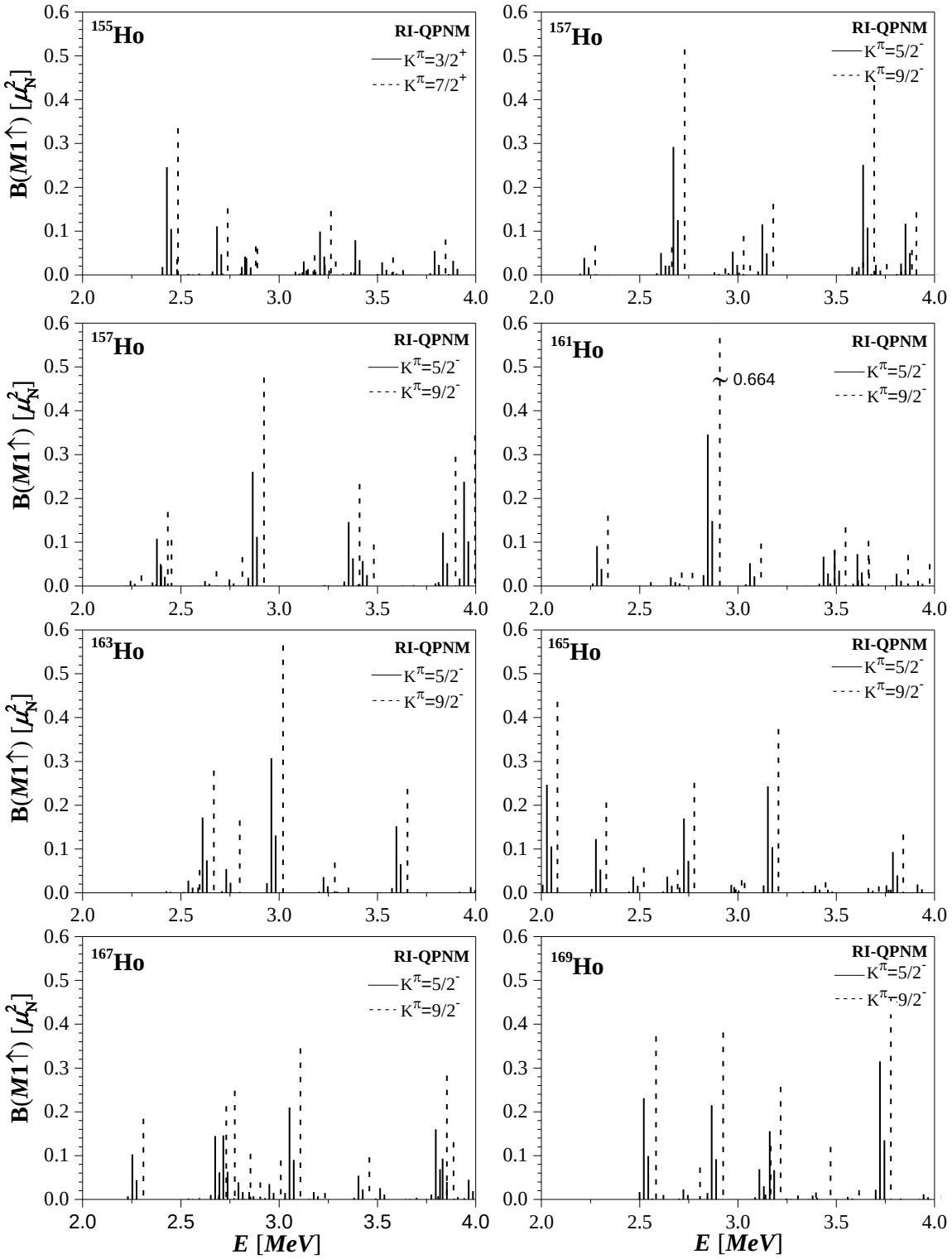
RI-QPNM hesaplamalarına göre tek kütle numaralı $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarında 2.5-3 MeV civarına yerleşmiş birkaç adet saf spin $M1$ geçişi mevcuttur. $^{157\text{-}165}$Dy izotoplarının M1 spektrumlarındaki saf spin geçişleri çok düşük $M1$ gücüne sahip iken ^{155}Dy çekirdeğinin $M1$ spektrumunda gözlenen saf spin geçişlerinin $M1$ gücü yaklaşık $0.3\,\mu_N^2$ değerine ulaşmaktadır. Öte yandan Şekil 18'den ele alınan tek nötronlu $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarının düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterli olduğu görülmektedir. Orbital karakterli uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür. Ancak bu küçük spin karışımları $M1$ gücünü önemli ölçüde etkilemektedir. Örneğin ^{161}Dy

çekirdeğinde 2.869 MeV'de, taban durumdan $5/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne, $M1$ operatörünün orbital kısmından gelen katkı $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow) = 0.301\mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow) = 0.035\mu_N^2$'dir. Hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç ise $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 0.542\mu_N^2$ olarak bulunmuştur ki bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir.

Tek Kütle Numaralı $^{155\text{-}169}$Ho İzotop Zinciri

Tek kütle numaralı $^{157\text{-}169}$Ho izotoplarının taban durum spin ve pariteleri $7/2^-$ değerine sahip iken ^{155}Ho çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi $5/2^+$'dır (Nuclear Data Center, 2017). Bu nedenle tek kütle numaralı $^{157\text{-}169}$Ho çekirdekleri taban durumdan $5/2^-$ ve $9/2^-$ seviyelerine, ^{155}Ho çekirdeği ise taban durumdan $3/2^+$ ve $7/2^+$ seviyelerine $M1$ geçişleri ile uyarılabilir. Bu bilgiler ışığında RI-QPNM hesaplamaları ele alınan çekirdeklerin taban durumlarından yukarıda belirtilen uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

Tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotopları için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $M1$ gücünün 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 19'da verilmiştir. Şekil 19'da görüldüğü gibi ele alınan Ho izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında çok sayıda $M1$ geçişi bulunmaktadır. Verilen grafiklerden tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotoplarında düşük enerjili $M1$ gücünün kuvvetli biçimde parçalandığı görülmektedir. Daha önceki kesimde belirtildiği gibi toplam açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden dolayı $K_0 - 1$ spinine sahip seviyelerin sayısı $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelerin sayısının 3 katıdır. Bunun bir sonucu olarak $K_0 - 1$ spinine sahip olan seviyeler $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.



Şekil 19. Tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla $K_0 - 1$ ve $K_0 + 1$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Tablo 20'de tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan uyarılma durumlarının RI-QPNM metodu ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece $B(M1\uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler gösterilmiştir.

Tablo 20. $^{155\text{-}169}$Ho tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1\uparrow)$ değerleri, dalga fonksiyonunun $N^j_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{155}Ho	2.444	0.246	$3/2^+$	0.005	0.999	%99.90 $[402]\uparrow \otimes Q_2$
	2.451	0.105	$3/2^+$	0.005	0.999	%99.10 $[402]\uparrow \otimes Q_2$
	2.492	0.335	$7/2^+$	0.053	0.998	%0.30 $[413]\uparrow$ +%3.80 $[413]\downarrow \otimes Q_5$ + %94.30 $[402]\uparrow \otimes Q_2$
	2.695	0.111	$3/2^+$	0.017	0.999	%0.03 $[402]\downarrow$ +%99.90 $[402]\uparrow \otimes Q_5$
	2.715	0.152	$7/2^+$	0.012	0.999	%0.02 $[413]\uparrow$ +%99.9 $[402]\uparrow \otimes Q_5$
	3.270	0.146	$7/2^+$	0.002	0.999	%100 $[402]\uparrow \otimes Q_{11}$
^{157}Ho	2.685	0.292	$5/2^-$	0.022	0.999	%0.05 $[523]\downarrow$ +%99.94 $[523]\uparrow \otimes Q_4$
	2.689	0.125	$5/2^-$	0.022	0.999	%0.03 $[523]\downarrow$ +%99.90 $[523]\uparrow \otimes Q_4$
	2.712	0.664	$9/2^-$	0.015	0.999	%0.02 $[514]\uparrow$ +%99.98 $[523]\uparrow \otimes Q_4$
	3.140	0.115	$5/2^-$	0.006	0.999	%99.99 $[523]\uparrow \otimes Q_8$
	3.185	0.162	$9/2^-$	0.003	0.999	%99.95 $[523]\uparrow \otimes Q_8$
	3.632	0.251	$5/2^-$	0.023	0.999	%0.05 $[523]\downarrow$ +%99.94 $[523]\uparrow \otimes Q_{13}$
	3.659	0.108	$5/2^-$	0.023	0.999	%0.02 $[523]\downarrow$ +%99.91 $[523]\uparrow \otimes Q_{13}$
	3.699	0.433	$9/2^-$	0.006	0.999	%99.99 $[523]\uparrow \otimes Q_{13}$
	3.770	0.117	$5/2^-$	0.020	0.999	%0.04 $[523]\downarrow$ +%99.90 $[523]\uparrow \otimes Q_{16}$
	3.901	0.143	$9/2^-$	0.004	0.999	%99.99 $[523]\uparrow \otimes Q_{16}$
^{159}Ho	2.381	0.108	$5/2^-$	0.014	0.999	%0.02 $[523]\downarrow$ +%0.30 $[523]\uparrow \otimes Q_4$ +%99.69 $[523]\uparrow \otimes Q_3$
	2.445	0.169	$9/2^-$	0.009	0.999	%0.01 $[514]\uparrow$ +%99.97 $[523]\uparrow \otimes Q_3$
	2.447	0.105	$9/2^-$	0.008	0.999	%0.01 $[514]\uparrow$ +%99.97 $[523]\uparrow \otimes Q_4$
	2.876	0.261	$5/2^-$	0.027	0.999	%0.13 $[523]\uparrow \otimes Q_6$ +%99.99 $[523]\uparrow \otimes Q_8$
	2.890	0.112	$5/2^-$	0.027	0.999	%0.10 $[523]\uparrow \otimes Q_6$ +%99.95 $[523]\uparrow \otimes Q_8$
	3.100	0.546	$9/2^-$	0.013	0.999	%0.02 $[514]\uparrow$ +%99.98 $[523]\uparrow \otimes Q_7$
	3.355	0.146	$5/2^-$	0.009	0.999	%0.01 $[523]\uparrow$ +%99.99 $[523]\uparrow \otimes Q_{12}$
	3.404	0.233	$9/2^-$	0.003	0.999	%99.99 $[523]\uparrow \otimes Q_{12}$
	3.845	0.122	$5/2^-$	0.082	0.996	%0.67 $[523]\uparrow$ +%99.21 $[523]\uparrow \otimes Q_{16}$
	3.899	0.295	$9/2^-$	0.012	0.999	%0.02 $[514]\uparrow$ +%99.98 $[523]\uparrow \otimes Q_{16}$
	3.945	0.238	$5/2^-$	0.006	0.999	%99.99 $[523]\uparrow \otimes Q_{17}$
	3.955	0.102	$5/2^-$	0.006	0.999	%99.91 $[523]\uparrow \otimes Q_{17}$
	3.999	0.344	$9/2^-$	0.001	0.999	%100 $[523]\uparrow \otimes Q_{17}$

Tablo 20. (Devamı)

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K_\varsigma q}$	$G^{K_\varsigma \nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{161}Ho	2.349	0.161	9/2$^-$	0.011	0.999	%0.01 $[514]\uparrow$+%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_2$
	2.849	0.346	5/2$^-$	0.045	0.999	%0.21 $[523]\downarrow$+%0.22 $[523]\uparrow\otimes Q_6$+%99.55 $[523]\uparrow\otimes Q_7$
	2.869	0.148	5/2$^-$	0.045	0.999	%0.21 $[523]\downarrow$+%0.22 $[523]\uparrow\otimes Q_6$+%99.51 $[523]\uparrow\otimes Q_7$
	2.901	0.664	9/2$^-$	0.021	0.999	%0.05 $[514]\uparrow$+%99.95 $[523]\uparrow\otimes Q_7$
	3.551	0.134	9/2$^-$	0.003	0.999	%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_{12}$
	3.801	0.103	9/2$^-$	0.005	0.999	%99.96 $[523]\uparrow\otimes Q_{13}$
^{163}Ho	2.610	0.172	5/2$^-$	0.014	0.999	%0.02 $[523]\downarrow$+%99.94 $[523]\uparrow\otimes Q_4$
	2.683	0.279	9/2$^-$	0.007	0.999	%0.01 $[514]\uparrow$+%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_4$
	2.700	0.165	9/2$^-$	0.033	0.999	%0.12 $[514]\uparrow$+%99.89 $[523]\uparrow\otimes Q_5$
	2.975	0.307	5/2$^-$	0.035	0.999	%0.12 $[523]\downarrow$+%0.10 $[523]\uparrow\otimes Q_5$+%99.80 $[523]\uparrow\otimes Q_6$
	2.989	0.131	5/2$^-$	0.035	0.999	%0.10 $[523]\downarrow$+%0.11 $[523]\uparrow\otimes Q_5$+99.85% $[523]\uparrow\otimes Q_6$
	3.100	0.565	9/2$^-$	0.015	0.999	%0.02 $[514]\uparrow$+%99.98 $[523]\uparrow\otimes Q_6$
	3.595	0.152	5/2$^-$	0.006	0.999	%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_{10}$
	3.601	0.237	9/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[523]\uparrow\otimes Q_{10}$
^{165}Ho	2.031	0.247	5/2$^-$	0.011	0.999	%0.01 $[523]\downarrow$+%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_6$
	2.051	0.106	5/2$^-$	0.011	0.999	%0.01 $[523]\downarrow$+%99.91 $[523]\uparrow\otimes Q_6$
	2.099	0.436	9/2$^-$	0.017	0.999	%0.03 $[514]\uparrow$+%99.97 $[523]\uparrow\otimes Q_6$
	2.272	0.123	5/2$^-$	0.006	0.999	%100 $[523]\uparrow\otimes Q_8$
	2.330	0.206	9/2$^-$	0.007	0.999	%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_8$
	2.725	0.170	5/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[523]\uparrow\otimes Q_{12}$
	2.798	0.251	9/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[523]\uparrow\otimes Q_{12}$
	3.206	0.374	9/2$^-$	0.002	0.999	%99.61 $[523]\uparrow\otimes Q_{16}$
	3.148	0.243	5/2$^-$	0.004	0.999	%100 $[523]\uparrow\otimes Q_{16}$
	3.171	0.104	5/2$^-$	0.004	0.999	%99.81 $[523]\uparrow\otimes Q_{16}$
	3.881	0.133	9/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[523]\uparrow\otimes Q_{27}$
^{167}Ho	2.301	0.184	9/2$^-$	0.012	0.999	%0.01 $[514]\uparrow$+%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_1$
	2.686	0.145	5/2$^-$	0.007	0.999	%99.98 $[523]\uparrow\otimes Q_4$
	2.701	0.146	5/2$^-$	0.029	0.999	%0.08 $[523]\downarrow$+%0.13 $[523]\uparrow\otimes Q_6$+%99.98 $[523]\uparrow\otimes Q_5$
	2.730	0.213	9/2$^-$	0.003	0.999	%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_4$
	2.785	0.248	9/2$^-$	0.013	0.999	%0.02 $[514]\uparrow$+%99.98 $[523]\uparrow\otimes Q_5$
	3.056	0.210	5/2$^-$	0.012	0.999	%0.01 $[523]\downarrow$+%99.97 $[523]\uparrow\otimes Q_9$
	3.101	0.345	9/2$^-$	0.005	0.999	%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_9$
	3.800	0.160	5/2$^-$	0.030	0.999	%0.09 $[523]\downarrow$+%0.19 $[523]\uparrow\otimes Q_{14}$+%99.63 $[523]\uparrow\otimes Q_{15}$
	3.853	0.131	5/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[523]\uparrow\otimes Q_{16}$
	3.869	0.283	9/2$^-$	0.006	0.999	%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_{15}$
	2.898	0.104	9/2$^-$	0.020	0.999	%0.04 $[514]\uparrow$+%99.95 $[523]\uparrow\otimes Q_6$

Tablo 20. (Devamı)

İzotop	E_j (*MeV*)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{169}Ho	2.900	0.372	9/2$^-$	0.012	0.999	%0.02 $[514]\uparrow$ +%99.98 $[523]\uparrow\otimes Q_2$
	2.524	0.231	5/2$^-$	0.060	0.998	%0.36 $[523]\downarrow$ +%0.26 $[523]\uparrow\otimes Q_4$ + +%0.33 $[523]\uparrow\otimes Q_3$ +%98.93 $[523]\uparrow\otimes Q_2$
	2.879	0.215	5/2$^-$	0.045	0.999	%0.20 $[523]\downarrow$ +%0.53 $[523]\uparrow\otimes Q_4$ +%99.09 $[523]\uparrow\otimes Q_5$
	2.821	0.381	9/2$^-$	0.008	0.999	%0.01 $[523]\downarrow$ +%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_5$
	3.180	0.156	5/2$^-$	0.025	0.999	%0.06 $[523]\downarrow$ +%0.11 $[523]\uparrow\otimes Q_8$ +%99.64 $[523]\uparrow\otimes Q_6$
	3.182	0.122	9/2$^-$	0.006	0.999	%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_7$
	3.209	0.257	9/2$^-$	0.003	0.999	%99.99 $[523]\uparrow\otimes Q_8$
	3.482	0.102	9/2$^-$	0.024	0.999	%0.06 $[514]\uparrow$ +%99.90 $[523]\uparrow\otimes Q_{11}$
	3.729	0.315	5/2$^-$	0.013	0.999	%0.02 $[523]\downarrow$ +%99.96 $[523]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.749	0.135	5/2$^-$	0.013	0.999	%0.01 $[523]\downarrow$ +%99.92 $[523]\uparrow\otimes Q_{13}$
	3.789	0.458	9/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[523]\uparrow\otimes Q_{13}$

Tablo 20'den açıkça görülmektedir ki 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 geçişlerine en büyük katkı, tek kütleli $^{157\text{-}169}$Ho çekirdeklerinde $[523]\uparrow\otimes Q_i$ konfigürasyonunlarından gelirken ^{155}Ho çekirdeğinde $[402]\uparrow\otimes Q_i$ konfigürasyonuna sahip kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinden gelmektedir. Tek protonlu $^{155\text{-}169}$Ho çekirdeklerinde *M*1 seviyelerinin yapısına hakim olan kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinin, bu çekirdeklerin dalga fonksiyonlarının normuna katkısı %98'i aştığından $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir. Bunun anlamı tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılma seviyelerinin saf kuasiparçacık⊗fonon uyarılmaları olarak kabul edilebileceğidir. Ele alınan tek-A'lı Ho izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononları çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptirler. Bu durum sözü geçen izotoplardaki düşük enerjili *M*1 uyarılma seviyelerin kolektif yapıda olduklarını göstermektedir.

Tablo 21'de tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılmalarına ait $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ toplam orbital manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ toplam spin manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ toplam izovektör manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ toplam izoskaler manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı,

$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve $\overline{E}$ ortalama enerji değerleri verilmiştir.

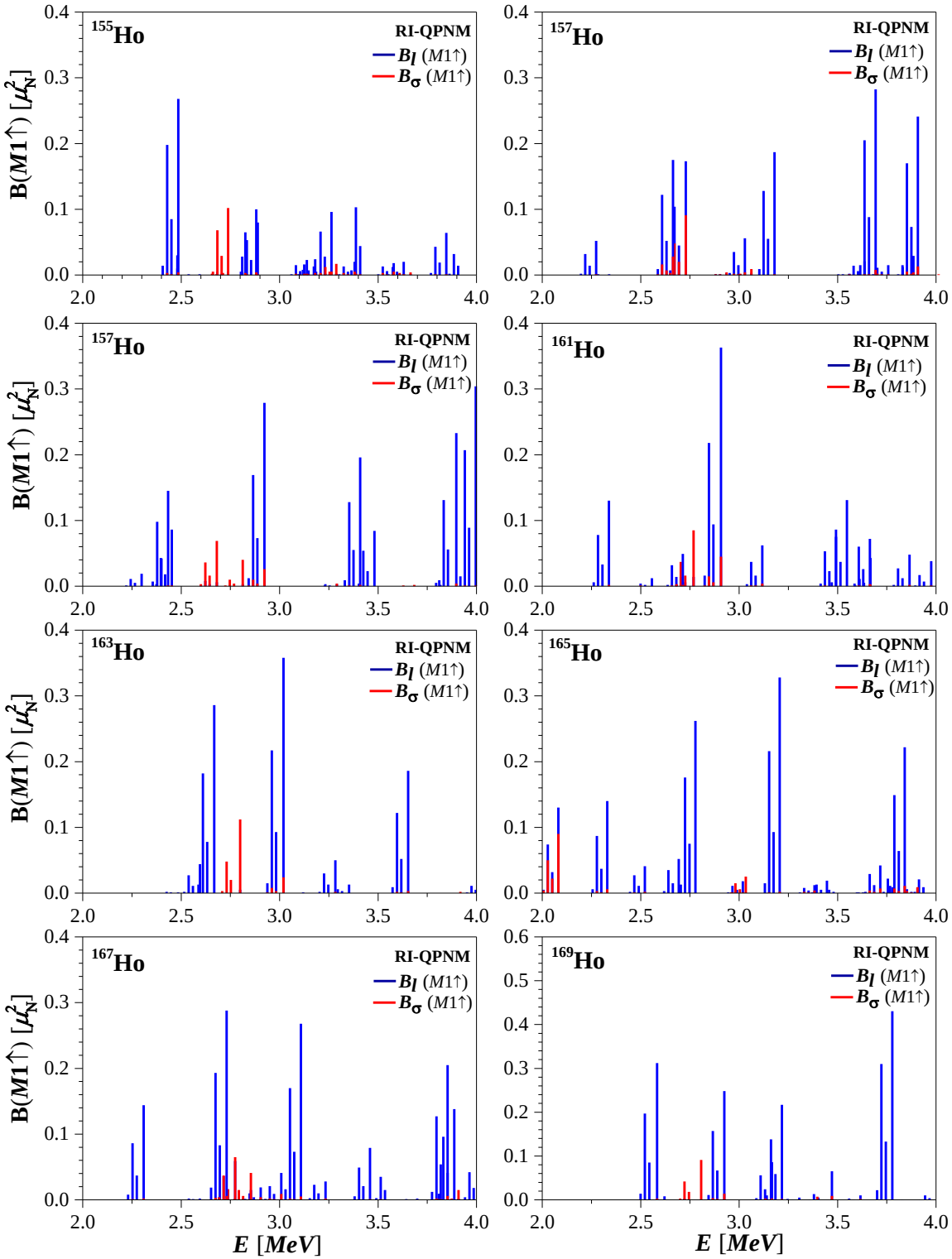
Tablo 21. $^{155\text{-}169}$Ho izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_L(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
^{155}Ho	$3/2^+$	1.216	0.969	0.162	1.151	3×10^{-3}	392.5	14.06	2.976
	$7/2^+$	1.048	0.778	0.158	1.012	2.9×10^{-3}	309	12.12	2.964
	Tüm	2.264	1.747	0.320	2.163	5.9×10^{-3}	701.5	26.18	2.970
^{157}Ho	$5/2^-$	1.494	1.261	0.122	1.616	0.3×10^{-3}	608	17.30	3.197
	$9/2^-$	1.622	1.282	0.167	1.493	1×10^{-3}	648	18.79	3.222
	Tüm	3.116	2.543	0.289	3.109	1.3×10^{-3}	1256	36.09	3.210
^{159}Ho	$5/2^-$	1.543	1.288	0.09	2.028	4×10^{-3}	683	17.90	3.274
	$9/2^-$	1.843	1.358	0.150	1.594	5×10^{-3}	798.4	21.34	3.223
	Tüm	3.386	2.646	0.159	3.622	9×10^{-3}	1481	39.24	3.249
^{161}Ho	$5/2^-$	1.187	0.956	0.087	1.676	4.1×10^{-3}	419	13.70	3.063
	$9/2^-$	1.495	1.036	0.146	1.256	4×10^{-3}	534.7	17.31	3.225
	Tüm	2.682	1.992	0.233	2.532	8.1×10^{-3}	953.7	31.01	3.144
^{163}Ho	$5/2^-$	1.156	0.897	0.088	1.484	3.2×10^{-3}	388	13.40	3.027
	$9/2^-$	1.400	0.963	0.142	1.175	4×10^{-3}	460.3	16.20	3.226
	Tüm	2.556	1.860	1.022	2.659	7.2×10^{-3}	848.3	29.60	3.127
^{165}Ho	$5/2^-$	1.587	1.324	0.132	1.648	2.6×10^{-3}	452	18.34	3.055
	$9/2^-$	1.608	1.274	0.157	1.505	3×10^{-3}	416	18.62	2.857
	Tüm	3.195	2.598	0.289	3.153	5.6×10^{-3}	868	36.96	2.956
^{167}Ho	$5/2^-$	1.642	1.350	0.104	1.954	3.1×10^{-3}	633	19	3.132
	$9/2^-$	1.832	1.354	0.157	1.610	4×10^{-3}	692.4	21.20	3.280
	Tüm	3.474	2.704	0.261	3.564	7.1×10^{-3}	1325.4	40.20	3.206
^{169}Ho	$5/2^-$	1.562	1.338	0.076	3.458	10×10^{-3}	602	18.10	3.156
	$9/2^-$	1.843	1.412	0.135	1.600	6×10^{-3}	696	21.33	3.163
	Tüm	3.405	2.750	0.210	5.058	16×10^{-3}	1298	39.43	3.157

Tablo 21'den açıkça görülmektedir ki tek protonlu $^{155\text{-}169}$Ho izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan *M*1 geçişleri baskın biçimde izovektör karakterli uyarılmalardır. Bu enerji aralığındaki toplam *M*1 geçiş ihtimalleri ^{155}Ho, ^{161}Ho ve ^{163}Ho çekirdeklerinde $3\mu_N^2$'nin altında iken ^{157}Ho, ^{159}Ho, ^{165}Ho, ^{167}Ho ve ^{169}Ho çekirdeklerinde $3\mu_N^2$'nin üzerindedir. Çift-çift kütle numaralı çekirdeklere 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam *M*1 geçiş ihtimalinin yaklaşık $3\mu_N^2$ olduğu bilinmektedir. RIQPNM sonuçlarının analizi ^{155}Ho, ^{161}Ho ve ^{163}Ho çekirdeklerinde makas modun yüksek enerjilere kaydığını göstermektedir. Bu nedenle sözü geçen izotoplarda 2-4 MeV arasındaki toplam *M*1 geçiş ihtimali $3\mu_N^2$'den küçüktür.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde 2-4 MeV aralığındaki toplam $M1$ rezonansının yerleştiği ortalama enerjinin yaklaşık 3 MeV olduğu bilinmektedir. Tablo 21'den tek protonlu $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarında toplam $M1$ gücünün yerleştiği ortalama enerjinin çift kütle numaralı çekirdekte gözlenene uygun olarak 3 MeV civarına yerleştiği görülmektedir.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden bir diğeri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotop zincirinin düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 20'de tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotoplarında taban durumdan uyarılma durumlara $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1\uparrow)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar verilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



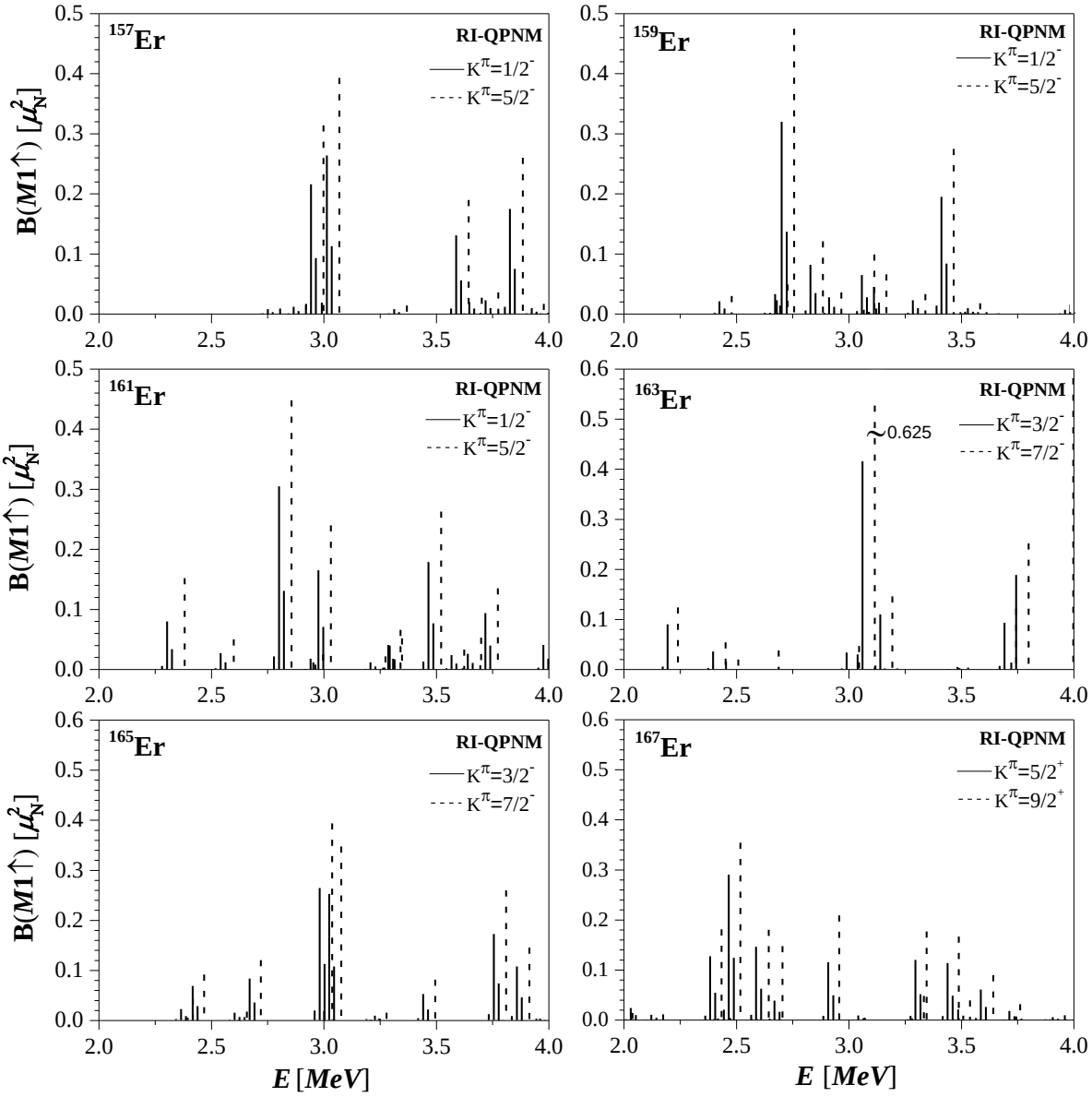
Şekil 20. $^{155\text{-}169}$Ho tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

RI-QPNM hesaplamalarına göre tek kütle numaralı $^{155\text{-}169}$Ho izotoplarında 2.5-3 MeV civarına yerleşmiş birkaç adet çok düşük *M*1 gücüne sahip saf spin *M*1 geçişi mevcuttur. Ancak Şekil 20'den de görüldüğü gibi tek protonlu $^{155\text{-}169}$Ho izotoplarının düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterlidir. Orbital karakterli uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür fakat bu küçük spin karışımları *M*1 gücünü önemli ölçüde etkilemektedir. Örneğin ^{163}Ho çekirdeğinde 3.100 MeV'de, taban durumdan 9/2$^-$ seviyesine geçiş için hesaplanan *M*1 gücüne, *M*1 operatörünün orbital kısmından gelen katkı $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow) = 0.358\,\mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow) = 0.024\,\mu_N^2$'dir. Hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç ise $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 0.565\,\mu_N^2$ olarak bulunmuştur ki bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir.

Tek Kütle Numaralı $^{157\text{-}167}$Er İzotop Zinciri

Tek kütle numaralı $^{157\text{-}161}$Er izotoplarının taban durum spin ve pariteleri 3/2$^-$ değerine, ^{163}Er ve ^{165}Er çekirdeklerinin taban durum spin ve paritesi 5/2$^-$ değerine, ^{167}Er çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi ise 7/2$^+$ değerine sahiptir (Nuclear Data Center, 2017). Bu nedenle tek kütle numaralı $^{157\text{-}161}$Er çekirdekleri taban durumdan 1/2$^-$ ve 5/2$^-$ seviyelerine, ^{163}Er ve ^{165}Er çekirdekleri taban durumdan 3/2$^-$ ve 7/2$^-$ seviyelerine, ^{167}Dy çekirdeği ise taban durumdan 5/2$^+$ ve 9/2$^+$ seviyelerine *M*1 geçişleri ile uyarılabilir. Bu bilgiler ışığında RI-QPNM hesaplamaları ele alınan çekirdeklerin taban durumlarından yukarıda belirtilen uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

Tek kütle numaralı $^{157\text{-}167}$Er izotopları için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan *M*1 gücünün 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 21'de verilmiştir. Şekil 21'den görüldüğü gibi incelenen tek kütle numaralı Er izotoplarında düşük enerji bölgesinde çok sayıda *M*1 geçişi bulunmaktadır. Ayrıca Şekil 21 bu izotoplara ait *M*1 gücünün kuvvetli biçimde parçalandığını göstermektedir. Daha önceki kesimde belirtildiği gibi toplam açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden dolayı $K_0 - 1$ spinine sahip seviyelerin sayısı $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelerin sayısının 3 katıdır. Bunun bir sonucu olarak $K_0 - 1$ spinine sahip olan seviyeler $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.



Şekil 21. Tek kütle numaralı $^{157\text{-}167}$Er izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla $K_0 - 1$ ve $K_0 + 1$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Tablo 22'de tek kütle numaralı $^{157\text{-}167}$Er izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan uyarılma durumlarının RI-QPNM metodu ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece $B(M1\uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler gösterilmiştir.

Tablo 22. $^{157\text{-}167}$Er tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1\uparrow)$ değerleri, dalga fonksiyonunun $N^{j}_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right)\geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^{j}_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{157}Er	2.964	0.216	1/2$^-$	0.021	0.999	%0.05 $[512]\uparrow$+%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	2.991	0.314	5/2$^-$	0.016	0.999	%0.03 $[512]\uparrow$+%99.60 $[521]\uparrow\otimes Q_4$
	3.035	0.264	1/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_5$
	3.040	0.135	1/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_5$
	3.062	0.393	5/2$^-$	0.008	0.999	%0.01 $[512]\uparrow$+%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_5$
	3.610	0.131	1/2$^-$	0.009	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_9$
	3.637	0.190	5/2$^-$	0.011	0.999	%0.01 $[512]\uparrow$+%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_9$
	3.849	0.175	1/2$^-$	0.001	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{12}$
	3.877	0.260	5/2$^-$	0.008	0.999	%0.01 $[512]\uparrow$+%99.98 $[521]\uparrow\otimes Q_{12}$
^{159}Er	2.723	0.320	1/2$^-$	0.013	0.999	%99.60 $[521]\uparrow\otimes Q_5$
	2.728	0.137	1/2$^-$	0.013	0.999	%99.60 $[521]\uparrow\otimes Q_5$
	2.750	0.475	5/2$^-$	0.004	0.999	%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_5$
	2.878	0.121	5/2$^-$	0.007	0.999	%0.01 $[532]\uparrow$+%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	3.434	0.195	1/2$^-$	0.007	0.999	%100 $[521]\uparrow\otimes Q_{12}$
	3.460	0.275	5/2$^-$	0.035	0.997	%0.12 $[532]\uparrow$+%99.43 $[521]\uparrow\otimes Q_{12}$ + %0.27 $[532]\downarrow\otimes Q_7$
^{161}Er	2.370	0.152	5/2$^-$	0.151	0.984	%2.27 $[512]\uparrow$+%0.19 $[521]\uparrow\otimes Q_2$ + +%96.80 $[521]\uparrow\otimes Q_3$ + %0.23 $[521]\uparrow\otimes Q_4$ + +%0.16 $[521]\uparrow\otimes Q_5$ + %0.14 $[521]\uparrow\otimes Q_{11}$
	2.822	0.305	1/2$^-$	0.011	0.999	%0.01 $[530]\uparrow$+%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	2.827	0.131	1/2$^-$	0.011	0.999	%0.01 $[530]\uparrow$+%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	2.849	0.448	5/2$^-$	0.016	0.999	%0.03 $[512]\uparrow$+%99.95 $[521]\uparrow\otimes Q_6$
	2.997	0.165	1/2$^-$	0.026	0.999	%0.07 $[530]\uparrow$+%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_8$
	3.024	0.240	5/2$^-$	0.023	0.999	%0.05 $[512]\uparrow$+%99.85 $[521]\uparrow\otimes Q_8$
	3.486	0.179	1/2$^-$	0.013	0.999	%0.02 $[530]\uparrow$+%99.99 $[521]\uparrow\otimes Q_{15}$
	3.514	0.263	5/2$^-$	0.016	0.999	%0.03 $[512]\uparrow$+%99.92 $[521]\uparrow\otimes Q_{15}$
	3.766	0.135	5/2$^-$	0.014	0.999	%0.02 $[512]\uparrow$+%99.89 $[521]\uparrow\otimes Q_{18}$
^{163}Er	2.234	0.124	7/2$^-$	0.002	0.999	%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_2$
	3.083	0.416	3/2$^-$	0.020	0.999	%0.04 $[532]\downarrow$+%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_7$
	3.088	0.178	3/2$^-$	0.020	0.999	0.04% $[532]\downarrow$+%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_7$
	3.109	0.625	7/2$^-$	0.002	0.999	%100 $[523]\downarrow\otimes Q_7$
	3.162	0.110	3/2	0.025	0.999	%0.06 $[532]\downarrow$+%99.99 $[523]\downarrow\otimes Q_8$
	3.187	0.146	7/2$^-$	0.016	0.999	%0.02 $[523]\uparrow$+%99.97 $[523]\downarrow\otimes Q_8$
	3.737	0.122	7/2$^-$	0.047	0.996	%0.23 $[523]\uparrow$+%99.60 $[523]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.766	0.189	3/2	0.008	0.999	0.01% $[532]\downarrow$+99.99% $[523]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.793	0.252	7/2$^-$	0.044	0.996	%0.19 $[523]\uparrow$+%99.79 $[523]\downarrow\otimes Q_{13}$

Tablo 22. (Devamı)

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{165}Er	2.703	0.120	$7/2^-$	0.009	0.999	$\%0.01\ [523]\uparrow+\%99.89\ [523]\downarrow\otimes Q_5$
	3.003	0.264	$3/2^-$	0.010	0.999	$\%0.01\ [532]\downarrow+\%99.99\ [523]\downarrow\otimes Q_6$
	3.008	0.113	$3/2^-$	0.010	0.999	$\%0.01\ [532]\downarrow+\%99.99\ [523]\downarrow\otimes Q_6$
	3.030	0.393	$7/2^-$	0.012	0.999	$0.02\%\ [523]\uparrow+99.98\%\ [523]\downarrow\otimes Q_6$
	3.045	0.252	$3/2^-$	0.004	0.997	$\%0.13\ [532]\downarrow+99.80\%\ [523]\downarrow\otimes Q_7$
	3.050	0.108	$3/2^-$	0.004	0.997	$\%0.13\ [532]\downarrow+99.80\%\ [523]\downarrow\otimes Q_7$
	3.070	0.347	$7/2^-$	0.009	0.999	$\%0.01\ [523]\uparrow+\%99.99\ [523]\downarrow\otimes Q_7$
	3.777	0.172	$3/2^-$	0.007	0.999	$\%0.01\ [532]\downarrow+\%99.99\ [523]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.803	0.259	$7/2^-$	0.004	0.999	$\%99.99\ [523]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.880	0.107	$3/2^-$	0.010	0.999	$\%0.01\ [532]\downarrow+\%99.99\ [523]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.907	0.145	$7/2^-$	0.021	0.999	$\%0.05\ [523]\uparrow+99.95\%\ [523]\downarrow\otimes Q_{13}$
^{167}Er	2.406	0.127	$5/2^+$	0.039	0.999	$\%98.80\ [633]\uparrow\otimes Q_4$
	2.428	0.181	$9/2^+$	0.030	0.999	$\%99.99\ [633]\uparrow\otimes Q_4$
	2.488	0.290	$5/2^+$	0.033	0.999	$\%98.90\ [633]\uparrow\otimes Q_6$
	2.493	0.124	$5/2^+$	0.033	0.999	$\%98.90\ [633]\uparrow\otimes Q_6$
	2.511	0.355	$9/2^+$	0.009	0.999	$\%99.99\ [633]\uparrow\otimes Q_6$
	2.610	0.147	$5/2^+$	0.012	0.999	$\%99.60\ [633]\uparrow\otimes Q_8$
	2.638	0.181	$9/2^+$	0.031	0.999	$\%99.99\ [633]\uparrow\otimes Q_8$
	2.698	0.148	$9/2^+$	0.019	0.999	$\%99.99\ [633]\uparrow\otimes Q_9$
	2.951	0.209	$9/2^+$	0.040	0.999	$\%99.80\ [633]\uparrow\otimes Q_{10}$
	2.930	0.116	$5/2^+$	0.042	0.999	$\%97.40\ [633]\uparrow\otimes Q_{10}+\%1.90\ [633]\uparrow\otimes Q_{10}$
	3.318	0.120	$5/2^+$	0.039	0.999	$\%8.30\ [633]\uparrow\otimes Q_{13}+\%90.60\ [633]\uparrow\otimes Q_{14}$
	3.339	0.177	$9/2^+$	0.004	0.999	$\%99.99\ [633]\uparrow\otimes Q_{14}$
	3.461	0.1139	$5/2^+$	0.036	0.999	$\%98\ [633]\uparrow\otimes Q_{15}+\%1.10\ [633]\uparrow\otimes Q_{16}$
	3.482	0.167	$9/2^+$	0.017	0.999	$\%99.7\ [633]\uparrow\otimes Q_{15}$

Tablo 22'den açıkça görülmektedir ki 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 geçişlerine en büyük katkı tek kütleli $^{157\text{-}161}$Er çekirdeklerinde $[521]\uparrow\otimes Q_i$ konfigürasyonlu kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinden, ^{163,165}Er çekirdeklerinde $[523]\downarrow\otimes Q_i$ konfigürasyonlu kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinden, ^{167}Er çekirdeğinde ise $[633]\uparrow\otimes Q_i$ konfigürasyonlu kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinden gelmektedir. Tek nötronlu $^{157\text{-}161}$Er çekirdeklerinde baskın olan kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinin, çekirdeklerin dalga fonksiyonlarının normuna katkısı %98'i aştığından $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir. Bu nedenle tek kütle numaralı $^{157\text{-}161}$Er izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılma seviyeleri saf kuasiparçacık⊗fonon uyarılmaları olarak kabul edilebilir. Ele alınan tek-A'lı Er izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki uyarılma

seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononları çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptirler. Bu durum sözü geçen izotoplardaki düşük enerjili *M*1 uyarılma seviyelerin kolektif yapıda olduklarını göstermektedir.

Tablo 23'te tek kütle numaralı $^{157\text{-}161}$Er izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılmalarına ait $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ toplam orbital manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ toplam spin manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ toplam izovektör manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ toplam izoskaler manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve $\overline{E}$ ortalama enerji değerleri verilmiştir.

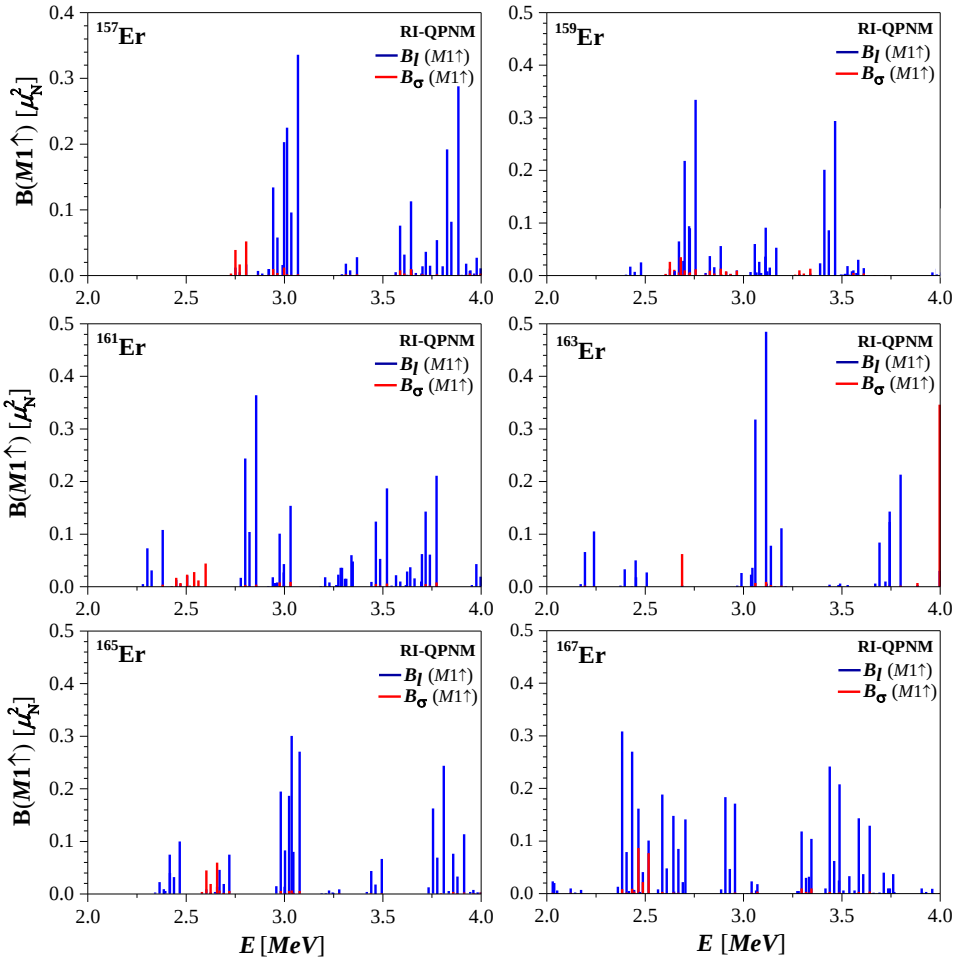
Tablo 23. $^{157\text{-}161}$Er izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_L(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
	1/2$^-$	1.304	1.103	0.103	1.304	0.1×10^{-3}	570	15.13	3.313
^{157}Er	5/2$^-$	1.281	1.103	0.089	1.287	3×10^{-3}	562	14.82	3.289
	Tüm	2.584	2.206	0.192	2.591	3.01×10^{-3}	1132	29.95	3.313
	1/2$^-$	1.263	1.048	0.114	1.263	2×10^{-4}	405	14.61	2.992
^{159}Er	5/2$^-$	1.237	1.048	0.098	1.237	7×10^{-4}	397	14.32	2.992
	Tüm	2.500	2.096	0.212	2.500	9×10^{-4}	802	28.93	2.992
	1/2$^-$	1.578	1.365	0.102	1.561	1×10^{-2}	591	18.28	3.143
^{161}Er	5/2$^-$	1.605	1.363	0.101	1.704	2×10^{-2}	596	18.57	3.116
	Tüm	3.183	2.728	0.203	3.265	3×10^{-2}	647	36.85	3.118
	3/2$^-$	1.489	1.159	0.024	1.405	1×10^{-2}	581	17.23	3.167
^{163}Er	7/2$^-$	1.437	1.165	0.085	1.423	5×10^{-2}	549	16.64	3.379
	Tüm	2.926	2.324	0.109	1828	6×10^{-2}	1140	33.87	3.343
	3/2$^-$	1.577	1.241	0.097	1.552	1×10^{-4}	622	18.27	3.179
^{165}Er	7/2$^-$	1.521	1.238	0.085	1.511	3×10^{-4}	600	17.61	3.179
	Tüm	3.098	2.479	0.182	3.063	4×10^{-4}	1222	35.88	3.179
	7/2$^+$	1.677	1.563	0.116	1.758	6×10^{-2}	485	19.41	2.881
^{167}Er	9/2$^+$	1.672	1.434	0.113	1.683	1.2×10^{-2}	497	19.35	2.849
	Tüm	3.349	2.997	0.229	3.441	7.2×10^{-2}	982	38.76	2.874

Tablo 23'ten açıkça görülmektedir ki tek nötronlu $^{157\text{-}161}$Er izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan *M*1 geçişleri baskın biçimde izovektör karakterli uyarılmalardır. Çift-çift

kütle numaralı çekirdeklerde 2-4 MeV aralığındaki toplam *M*1 rezonansının yerleştiği ortalama enerjinin yaklaşık 3 MeV olduğu bilinmektedir. Tablo 25'ten tek nötronlu $^{157\text{-}161}$Er izotoplarında toplam *M*1 gücünün yerleştiği ortalama enerjinin ^{157,163}Er izotoplarında daha yüksek enerjilere, ^{167}Er çekirdeğinde ise daha düşük enerjilere kaydığı görülmektedir.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili *M*1 uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden bir diğeri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek kütle numaralı $^{157\text{-}167}$Er izotop zincirinin düşük enerjili *M*1 uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 22'de tek kütle numaralı $^{157\text{-}167}$Er izotoplarında taban durumdan uyarılma durumlara *M*1 geçişleri için hesaplanan $B(M1\uparrow)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar verilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



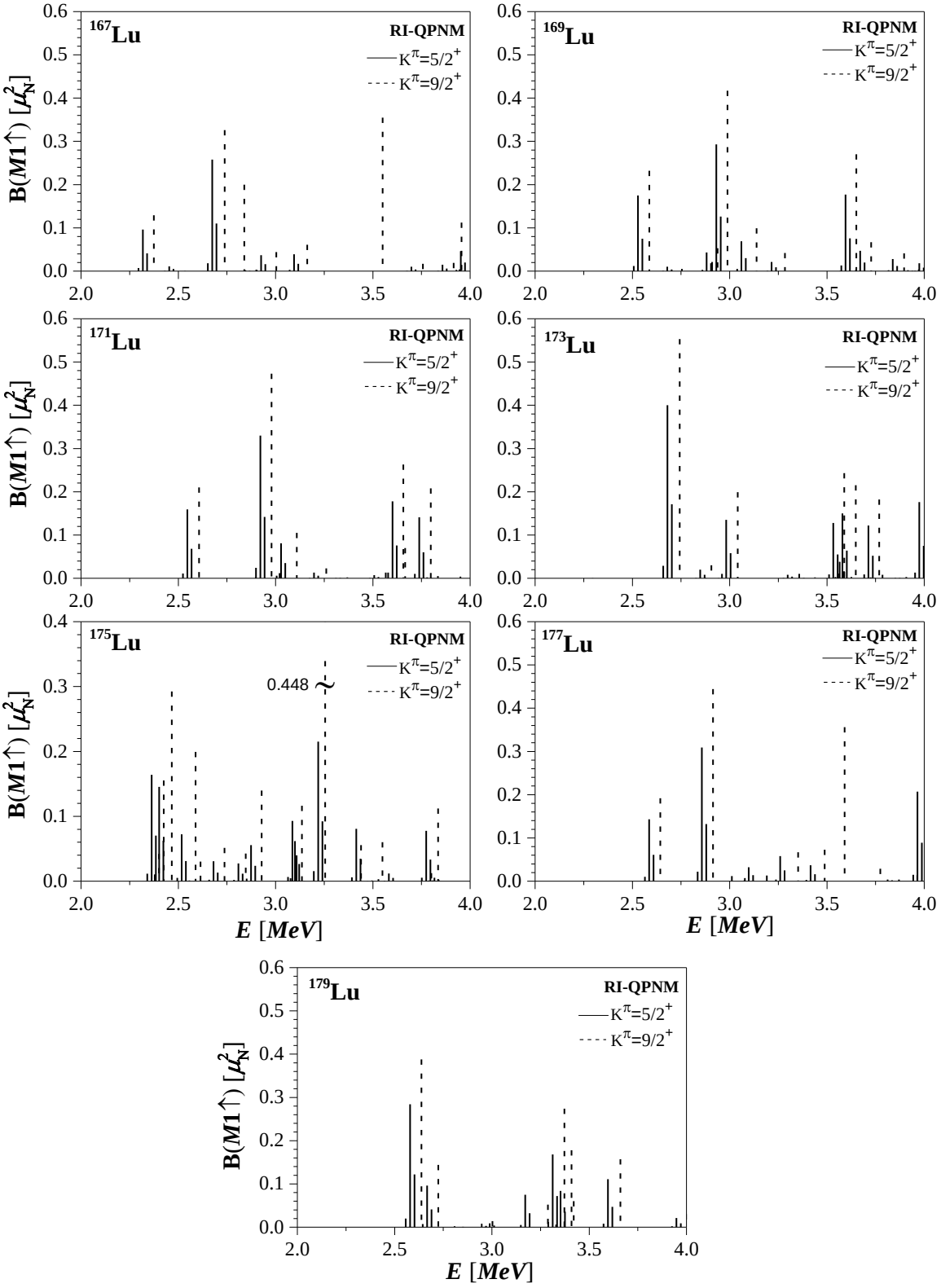
Şekil 22. $^{157\text{-}161}$Er tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. *M*1 operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

RI-QPNM hesaplamalarına göre tek kütle numaralı $^{157\text{-}165}$Er izotoplarında 2.5-3 MeV civarına yerleşmiş birkaç adet çok düşük *M*1 gücüne sahip saf spin *M*1 geçişi mevcuttur. Ancak ^{163}Er içekirdeğinde 4 MeV civarına yerleşmiş saf spin *M*1 geçişinin *M*1 gücü $0.3\,\mu_N^2$ değerinin üzerindedir. Öte yandan Şekil 22'den ele alınan tek nötronlu $^{157\text{-}165}$Er izotoplarının düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterli olduğu görülmektedir. Orbital karakterli uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür. Ancak bu küçük spin karışımları *M*1 gücünü önemli ölçüde etkilemektedir. Örneğin ^{161}Er çekirdeğinde 2.849 MeV'de, taban durumdan 7/2$^-$ seviyesine geçiş için hesaplanan *M*1 gücüne, *M*1 operatörünün orbital kısmından gelen katkı $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow) = 0.364\,\mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı sadece $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow) = 0.004\,\mu_N^2$'dir. Buna rağmen hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 0.448\,\mu_N^2$ olarak bulunmuştur ki bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir.

Tek Kütle Numaralı $^{167\text{-}179}$Lu İzotop Zinciri

Tek kütle numaralı $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarının taban durum spin ve pariteleri 7/2$^+$ (Nuclear Data Center, 2017) olduğundan bu çekirdekler taban durumdan 5/2$^+$ ve 9/2$^+$ seviyelerine *M*1 geçişleri ile uyarılabilir. Bu bilgiler ışığında RI-QPNM hesaplamaları tek protonlu $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarının taban durumlarından 5/2$^+$ ve 9/2$^+$ uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

Tek kütle numaralı $^{167\text{-}179}$Lu izotopları için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan *M*1 gücünün 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 23'te verilmiştir. Şekil 23'ten görüldüğü gibi incelenen tek kütle numaralı Lu izotoplarında düşük enerji bölgesinde çok sayıda *M*1 geçişi bulunmaktadır. Ayrıca Şekil 23 bu izotoplara ait *M*1 gücünün kuvvetli biçimde parçalandığını göstermektedir. Özellikle ^{175}Lu çekirdeğinin *M*1 spektrumundaki parçalanma ele alınan diğer tek kütleli Lu izotoplarınınkine göre oldukça güçlüdür. Daha önceki kesimde belirtildiği gibi toplam açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden dolayı $K_0 - 1$ spinine sahip seviyelerin sayısı $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelerin sayısının 3 katıdır. Bunun bir sonucu olarak $K_0 - 1$ spinine sahip olan seviyeler $K_0 + 1$ spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.



Şekil 23. Tek kütle numaralı $^{167\text{-}179}$Lu izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı. K_0 taban durum spini olmak üzere grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırasıyla K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Tablo 24'te tek kütle numaralı $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan uyarılma durumlarının RI-QPNM metodu ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece $B(M1\uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler gösterilmiştir.

Tablo 24. $^{167\text{-}179}$Lu tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1\uparrow)$ değerleri, dalga fonksiyonunun $N^j_{K\varsigma_q}$ ve $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B\left(M1\uparrow\right) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{167}Lu	2.696	0.258	$5/2^+$	0.002	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_4$
	2.701	0.110	$5/2^+$	0.002	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_4$
	2.732	0.326	$9/2^+$	0.022	0.999	%0.05 $[404]\uparrow$ +%0.44 $[404]\downarrow\otimes Q_3$ + +%98.91 $[404]\downarrow\otimes Q_4$ +%0.35 $[404]\downarrow\otimes Q_7$
	2.832	0.200	$9/2^+$	0.005	0.999	%99.87 $[404]\downarrow\otimes Q_5$ +
	3.543	0.355	$9/2^+$	0.001	0.999	%99.99 $[404]\downarrow\otimes Q_9$
	3.949	0.112	$9/2^+$	0.006	0.999	%0.22 $[404]\downarrow\otimes Q_{16}$ +%99.68 $[404]\downarrow\otimes Q_{14}$
^{169}Lu	2.551	0.175	$5/2^+$	0.002	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_1$
	2.581	0.232	$9/2^+$	0.028	0.999	%0.08$[404]\uparrow$ +%0.30 $[404]\downarrow\otimes Q_2$ +%99.51 $[404]\downarrow\otimes Q_1$
	2.954	0.293	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_4$
	2.959	0.126	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_4$
	2.983	0.417	$9/2^+$	0.020	0.999	%0.04 $[404]\uparrow$ +%0.24 $[404]\downarrow\otimes Q_6$ +%99.56 $[404]\downarrow\otimes Q_4$
	3.618	0.177	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_9$
	3.645	0.270	$9/2^+$	0.012	0.999	%0.01 $[404]\uparrow$ +%99.95 $[404]\downarrow\otimes Q_9$
^{171}Lu	2.568	0.159	$5/2^+$	0.002	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_1$
	2.600	0.210	$9/2^+$	0.037	0.998	%0.14 $[404]\uparrow$ +%99.71 $[404]\downarrow\otimes Q_1$
	2.944	0.330	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_3$
	2.949	0.142	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_3$
	2.972	0.473	$9/2^+$	0.011	0.999	%0.01 $[404]\uparrow$ +%0.12 $[404]\downarrow\otimes Q_5$ +%99.86 $[404]\downarrow\otimes Q_3$
	3.102	0.105	$9/2^+$	0.077	0.997	%0.59 $[404]\uparrow$ +%0.10 $[404]\downarrow\otimes Q_3$ + +%97.91 $[404]\downarrow\otimes Q_5$ +%0.84 $[404]\downarrow\otimes Q_6$ + +%0.12 $[404]\downarrow\otimes Q_7$
	3.623	0.178	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_9$
	3.650	0.263	$9/2^+$	0.005	0.999	%99.86 $[404]\downarrow\otimes Q_9$
	3.760	0.141	$5/2^+$	0.002	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_{11}$
	3.791	0.208	$9/2^+$	0.027	0.999	%0.08 $[404]\uparrow$ +%99.76 $[404]\downarrow\otimes Q_{11}$

Tablo 24. (Devamı)

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
^{173}Lu	2.703	0.400	$5/2^+$	0.003	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_2$
	2.708	0.171	$5/2^+$	0.003	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_2$
	2.737	0.553	$9/2^+$	0.042	0.999	%0.17 $[404]\uparrow$ +%0.19 $[404]\downarrow\otimes Q_4$ +%99.44 $[404]\downarrow\otimes Q_2$
	3.005	0.135	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_5$
	3.035	0.199	$9/2^+$	0.026	0.999	%0.07 $[404]\uparrow$ +%0.22 $[404]\downarrow\otimes Q_4$ +%99.59 $[404]\downarrow\otimes Q_5$
	3.555	0.128	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_9$
	3.583	0.243	$9/2^+$	0.015	0.999	%0.02 $[404]\uparrow$ +%98.38 $[404]\downarrow\otimes Q_9$ + +1.123% $[404]\downarrow\otimes Q_{10}$ +%0.42 $[404]\downarrow\otimes Q_{11}$
	3.602	0.150	$5/2^+$	0.003	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_{11}$
	3.652	0.215	$9/2^+$	0.061	0.098	%0.37 $[404]\uparrow$ +%1.10 $[404]\downarrow\otimes Q_9$ + +%23.93 $[404]\downarrow\otimes Q_{10}$ + %73.52 $[404]\downarrow\otimes Q_{11}$ + +%0.53 $[404]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.736	0.122	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.763	0.182	$9/2^+$	0.003	0.999	%99.78 $[404]\downarrow\otimes Q_{12}$ +%0.22 $[404]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.997	0.176	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_{15}$
^{175}Lu	2.385	0.1641	$5/2^+$	0.018	0.999	%0.05 $[404]\downarrow$ +%0.44 $[404]\downarrow\otimes Q_3$ + +%98.91 $[404]\downarrow\otimes Q_4$ +%0.35 $[404]\downarrow\otimes Q_7$ %98.9 $[404]\downarrow\otimes Q_3$
	2.390	0.1553	$9/2^+$	0.383	0.924	%0.05 $[404]\uparrow$ +0.44% $[404]\downarrow\otimes Q_3$ + +%98.91 $[404]\downarrow\otimes Q_4$ +%0.35 $[404]\downarrow\otimes Q_7$ %65.1 $[404]\downarrow\otimes Q_3$
	2.423	0.1453	$5/2^+$	0.038	0.999	%0.08 $[404]\downarrow$ +%0.56 $[404]\downarrow\otimes Q_3$ + +%98.30 $[404]\downarrow\otimes Q_4$
	2.432	0.2924	$9/2^+$	0.461	0.887	0.44% $[404]\uparrow$ +%68.9 $[404]\downarrow\otimes Q_4$ + +%36.10 $[404]\downarrow\otimes Q_5$
	2.554	0.1993	$9/2^+$	0.306	0.952	%87.60 $[404]\downarrow\otimes Q_5$ +%22.05 $[404]\downarrow\otimes Q_6$
	2.893	0.1398	$9/2^+$	0.018	0.999	%99.99 $[404]\downarrow\otimes Q_9$
	3.100	0.1162	$9/2^+$	0.049	0.999	%99.20 $[404]\downarrow\otimes Q_{10}$
	3.220	0.448	$9/2^+$	0.062	0.998	%99.40 $[404]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.241	0.2152	$5/2^+$	0.056	0.998	%0.01 $[404]\downarrow$ +%9.12 $[404]\downarrow\otimes Q_{11}$ + +%90.10 $[404]\downarrow\otimes Q_{12}$ +%0.35 $[404]\downarrow\otimes Q_{13}$
	3.801	0.1122	$9/2^+$	0.012	0.999	%99.99 $[404]\downarrow\otimes Q_{17}$
^{177}Lu	2.609	0.143	$5/2^+$	0.002	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_2$
	2.638	0.192	$9/2^+$	0.025	0.999	%0.06 $[404]\uparrow$ +%99.82 $[404]\downarrow\otimes Q_2$
	2.880	0.309	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_3$
	2.885	0.132	$5/2^+$	0.001	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_3$
	2.908	0.444	$9/2^+$	0.013	0.999	%0.02 $[404]\uparrow$ +%99.88 $[404]\downarrow\otimes Q_3$7
	3.585	0.356	$9/2^+$	0.009	0.999	%0.01 $[404]\uparrow$ +%99.93 $[404]\downarrow\otimes Q_3$
	3.988	0.207	$5/2^+$	0.002	0.999	%100 $[404]\downarrow\otimes Q_{13}$

Tablo 24. (Devamı)

İzotop	E_j (*MeV*)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N^j_{K\varsigma_q}$	$G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$	Seviye Yapısı
	2.602	0.284	$5/2^+$	0.003	0.999	$\%100\ [404]\downarrow\otimes Q_2$
	2.607	0.122	$5/2^+$	0.003	0.999	$\%100\ [404]\downarrow\otimes Q_2$
	2.632	0.388	$9/2^+$	0.026	0.999	$\%0.07\ [404]\uparrow+\%99.71\ [404]\downarrow\otimes Q_2$
	2.718	0.144	$9/2^+$	0.011	0.999	$\%0.01\ [404]\uparrow+\%99.91\ [404]\downarrow\otimes Q_3$
	3.335	0.168	$5/2^+$	0.002	0.999	$\%100\ [404]\downarrow\otimes Q_{11}$
^{179}Lu	3.367	0.274	$9/2^+$	0.038	0.999	$\%0.15\ [404]\uparrow+\%0.27\ [404]\downarrow\otimes Q_9+$ $+\%2.03\ [404]\downarrow\otimes Q_{10}+\%96.69\ [404]\downarrow\otimes Q_{11}+$ $+\%0.57\ [404]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.403	0.178	$9/2^+$	0.021	0.999	$\%0.05\ [404]\uparrow+\%0.40\ [404]\downarrow\otimes Q_{10}+$ $+\%0.38\ [404]\downarrow\otimes Q_{11}+\%98.65\ [404]\downarrow\otimes Q_{12}$
	3.619	0.111	$5/2^+$	0.003	0.999	$\%100\ [404]\downarrow\otimes Q_{14}$
	3.644	0.157	$9/2^+$	0.040	0.999	$\%0.16\ [404]\uparrow+\%0.25\ [404]\downarrow\otimes Q_{10}+$ $+\%99.28\ [404]\downarrow\otimes Q_{14}$

Tablo 24'ten açıkça görülmektedir ki tek protonlu $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 geçişlerine en büyük katkı $[404]\downarrow\otimes Q_i$ konfigürasyonlu kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinden gelmektedir. Tek protonlu $^{167\text{-}179}$Lu (^{175}Lu hariç) çekirdeklerinde baskın olan kuasiparçacık⊗fonon bileşenlerinin, çekirdeklerin dalga fonksiyonlarının normuna katkısı %95'i aştığından $G^{K\varsigma\nu}_{j,i\mu}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan bu izotoplarda tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir.^{175}Lu çekirdeğinde ise, diğer tek-A'lı Lu izotoplarından ve projede incelenen diğer tek kütle numaralı nadir toprak çekirdeklerden farklı olarak 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde tek kuaziparçacık uyarılmalarına rastlanmıştır. ^{175}Lu çekirdeğinde 2.390 MeV, 2.432 MeV, 2.554 MeV enerjilerindeki $9/2^+$ seviyelerinin yapısına dalga fonksiyonunun tek kuaziparçacık kısmından gelen katkılar sırasıyla 0.383, 0.461 ve 0.301'dir. Bunun nedeni ^{175}Lu çekirdeğinin tek kuaziparçacık spektrumunda bulunan $[404]\uparrow$ kuantum sayılarına sahip tek kuaziparçacık seviyesinin 2.5 MeV civarında bulunmasıdır. Bu nedenle sözü geçen tek kuaziparçacık seviyesine yakın olan $9/2^+$ uyarılmalarının seviye yapısı kuvvetli biçimde etkilenmektedir. Ancak tablodan da görüldüğü gibi bu seviyelere tek kuaziparçacık katkıları büyük olmasına rağmen seviye yapısı hala baskın biçimde kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından oluşur. Ele alınan tek-A'lı Er izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononları çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptirler. Bu durum sözü geçen izotoplardaki düşük enerjili *M*1 uyarılma seviyelerin kolektif yapıda olduklarını göstermektedir.

Tablo 25'te tek kütle numaralı $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığındaki *M*1 uyarılmalarına ait $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ toplam orbital manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ toplam spin manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ toplam izovektör manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ toplam izoskaler manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve $\overline{E}$ ortalama enerji değerleri verilmiştir.

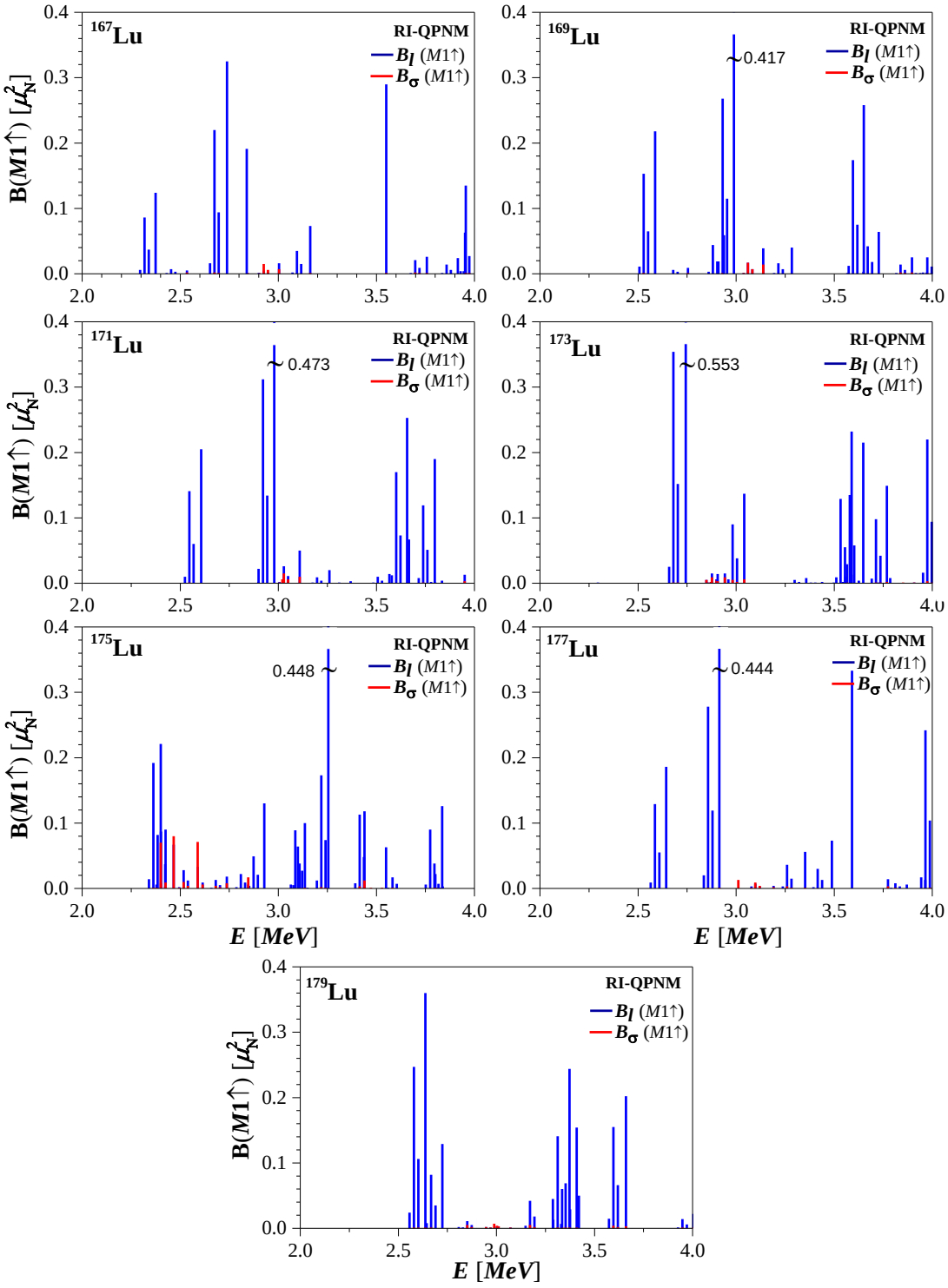
Tablo 25. $^{167\text{-}179}$Lu izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_L(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$ (*meV*)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ (*meV MeV*$^{-3}$)	$\overline{E}$ (*MeV*)
	$5/2^+$	0.769	0.677	0.032	0.772	1×10^{-5}	223	8.90	2.842
^{167}Lu	$9/2^+$	1.340	1.314	0.014	1.284	1×10^{-5}	515	15.50	3.130
	Tüm	2.109	1.991	0.046	2.056	2×10^{-5}	738	24.80	3.025
	$5/2^+$	1.325	1.141	0.034	1.334	2×10^{-5}	488	15.30	3.111
^{169}Lu	$9/2^+$	1.258	1.154	0.018	1.139	6×10^{-5}	474	14.56	3.137
	Tüm	2.583	2.295	0.052	2.473	8×10^{-5}	962	29.86	3.131
	$5/2^+$	1.368	1.183	0.026	1.376	0.9×10^{-5}	526	15.80	3.158
^{171}Lu	$9/2^+$	1.389	1.280	0.019	1.287	5×10^{-5}	554	16.07	3.201
	Tüm	2.757	2.463	0.045	2.663	5.09×10^{-5}	1080	31.87	3.191
	$5/2^+$	1.773	1.624	0.039	1.780	2×10^{-5}	775	20.50	3.282
^{173}Lu	$9/2^+$	1.717	1.632	0.023	1.620	4×10^{-5}	764	19.97	3.302
		3.490	3.256	0.062	3.400	6×10^{-5}	1539	40.47	3.298
	$5/2^+$	1.564	1.418	0.045	1.551	2×10^{-3}	740	18.10	2.943
^{175}Lu	$9/2^+$	1.717	1.424	0.277	1.723	4×10^{-3}	536	20.38	2.908
	Tüm	3.281	2.842	0.322	3.274	6×10^{-3}	1276	40.48	2.921
	$5/2^+$	1.185	1.095	0.023	1.198	5×10^{-5}	483	13.70	3.192
^{177}Lu	$9/2^+$	1.525	1.451	0.021	1.417	0.1×10^{-5}	683	17.65	3.313
	Tüm	2.710	2.546	0.044	2.615	5.01×10^{-5}	1166	31.35	3.291
	$5/2^+$	1.285	1.143	0.04	1.297	5×10^{-5}	448	14.90	3.056
^{179}Lu	$9/2^+$	1.304	1.228	0.02	1.200	0.1×10^{-5}	472	15.09	3.096
	Tüm	2.589	2.371	0.06	2.497	5.01×10^{-5}	920	29.99	3.087

Tablo 25'ten açıkça görülmektedir ki tek nötronlu $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan *M*1 geçişleri baskın biçimde izovektör karakterli uyarılmalardır. Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde 2-4 MeV aralığındaki toplam *M*1 rezonansının yerleştiği ortalama enerjinin yaklaşık 3 MeV olduğu bilinmektedir. Tablo 27'den tek protonlu $^{169\text{-}173}$Lu ve

^{177}Lu izotoplarında toplam $M1$ gücünün yerleştiği ortalama enerjinin çift kütleli çekirdeklerdekine göre daha yüksek enerjilere kaydığı görülmektedir.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden bir diğeri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek kütle numaralı $^{167\text{-}179}$Lu izotop zincirinin düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 24'te tek kütle numaralı $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarında taban durumdan uyarılma durumlara $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1\uparrow)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar verilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

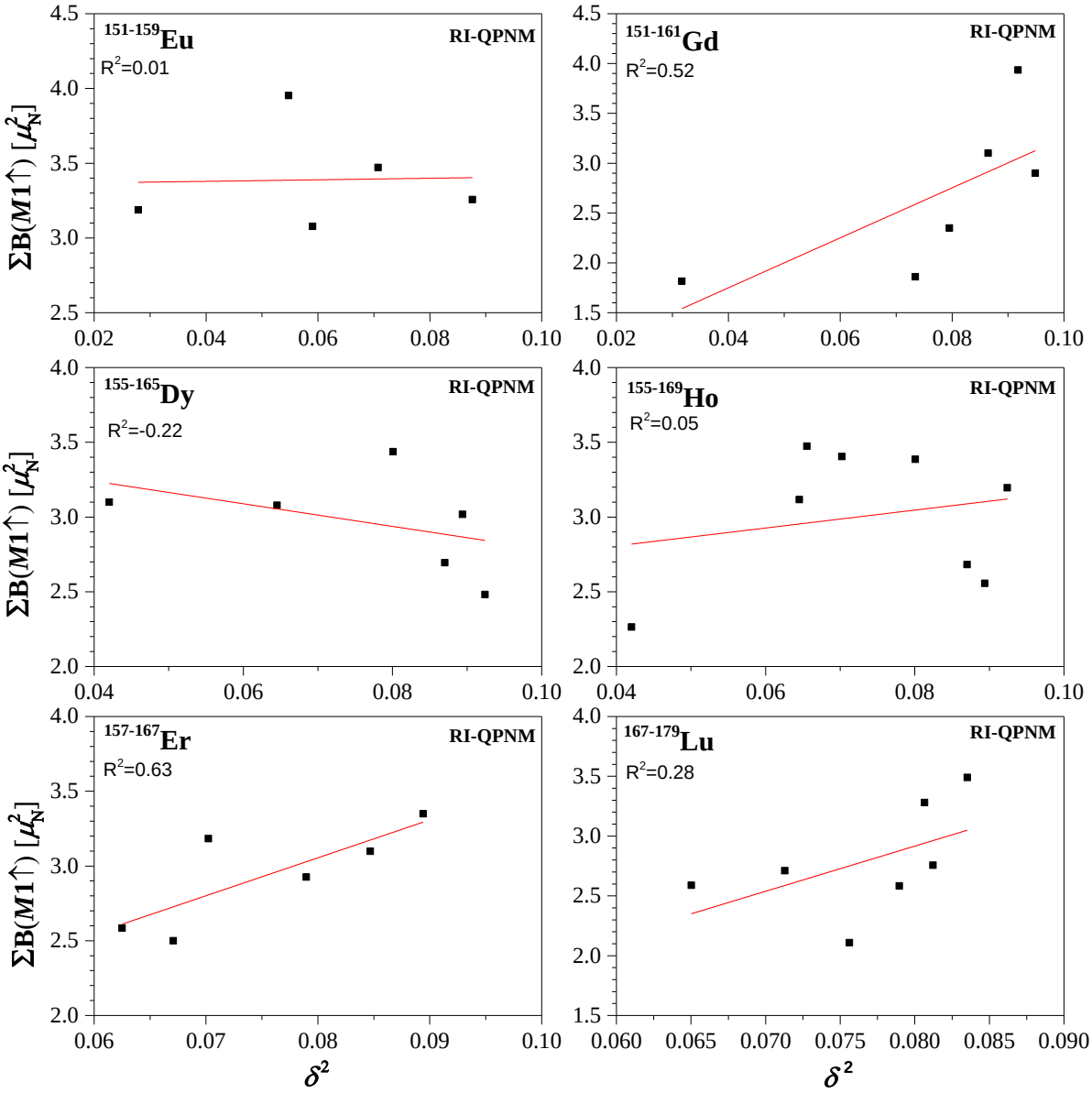


Şekil 24. $^{167-179}$Lu tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

RI-QPNM hesaplamalarına göre tek kütle numaralı $^{167-179}$Lu izotoplarında 2.5-3.5 MeV civarına yerleşmiş birkaç adet çok düşük $M1$ gücüne sahip saf spin $M1$ geçişi mevcuttur. Öte

yandan Şekil 24'ten ele alınan tek protonlu $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarının düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterli olduğu görülmektedir. Orbital karakterli uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür. Ancak bu küçük spin karışımları $M1$ gücünü önemli ölçüde etkilemektedir. Örneğin ^{177}Lu çekirdeğinde 2.908 MeV'de, taban durumdan $9/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne, $M1$ operatörünün orbital kısmından gelen katkı $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow) = 0.414\,\mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı sadece $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow) = 0.001\,\mu_N^2$'dir. Buna rağmen hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç $\sum_{I_f} B(M1\uparrow) = 0.444\,\mu_N^2$ olarak bulunmuştur ki bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir.

2-4 MeV enerji aralığındaki toplam $M1$ gücünün nükleer deformasyonun karesi (δ^2) ile lineer olarak değişmesi çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde gözlenen makas mod uyarılmalarına ait önemli sistematik özelliklerdendir. Benzer bir özelliğin tek kütle numaralı çekirdeklerde de var olup olmadığının araştırılması tek-A'lı çekirdeklerde gözlenen makas mod uyarılmalarının sistematiğinin belirlenmesi bakımından büyük önem arz eder. Şekil 25'te Kesim 4.3'te incelenen nadir toprak ve aktinid bölgesi tek kütleli izotoplarının RI-QPNM ile 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam $M1$ gücünün nükleer deformasyonun karesi (δ^2) ile değişimi incelenmiştir.



Şekil 25. İncelenen tek kütle numaralı çekirdeklerde 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam *M*1 gücünün nükleer deformasyonun karesine (δ^2) bağlılığı

Şekil 25'ten görüldüğü gibi tek kütle numaralı $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}159}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er ve $^{167\text{-}179}$Lu izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan toplam *M*1 gücü nükleer deformasyonun karesi ile lineer olarak değişmektedir. Tek protonlu $^{155\text{-}159}$Ho izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam *M*1 gücü nükleer deformasyon parametresinin karesi ile artmasına rağmen zayıf lineer bağlılık göstermektedir. Tek nötronlu $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarında negatif yönde bir bağlılık söz konusudur. Tek kütle numaralı $^{151\text{-}159}$Eu ve $^{155\text{-}165}$Dy izotoplarında çift-çift çekirdeklerde gözlenenden farklı bir durumun ortaya çıkmasının en önemli nedeni bu çekirdeklerin düşük enerjili *M*1 uyarılmalarının 2 MeV'in altındaki veya 4 MeV'in üstündeki enerjilere kaymış olmasıdır.

5. SONUÇ

Bu kapsamlı çalışmada periyodik tablonun nadir toprak ve aktinid bölgesinde yer alan ^{139}La, ^{141}Pr, ^{153,155}Eu, ^{155,157}Gd, ^{159}Tb, ^{161}Dy, ^{165}Ho, ^{169}Tm, ^{233}Pa ve ^{239}Pu tek kütle numaralı deforme çekirdeklerinde, makas mod olarak adlandırılan düşük enerjili *M*1 uyarılmaları mikroskobik Dönme Değişmez (RI-) Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) ile araştırılmış, elde edilen sonuçlar deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

Tek kütleli çekirdeklerde deneysel *E*1 ve *M*1 spektrumları ayrıştırılamadığından (parite tayini yapılamadığından) teorik sonuçlar ile karşılaştırma yapabilmek için deneysel tüm seviyelerin *M*1 uyarılması oluğu kabul edilmiş olmasına rağmen ele alınan çekirdekler için düşük enerji bölgesinde hesaplanan toplam *M*1 güçlerinin deneysel sonuçlardan çok daha büyük olduğu görülmüştür. Bunun en önemli nedeni tek kütle numaralı çekirdeklerde seviye yoğunluğunun fazlalığından dolayı *M*1 spektrumunda kuvvetli bir parçalanmanın olmasıdır. Bu parçalanmanın bir sonucu olarak toplam *M*1 gücü çok sayıda zayıf seviyeye dağılmıştır ve bu seviyelerin çoğu NRF deneylerinde detektör tarafından tespit edilemeyerek art-ortama gömülü kalmaktadır. Diğer teorik çalışmalarda olduğu gibi bizim hesaplamalarımızın da tek çekirdekteki toplam *M*1 gücünün komşu çift-çift çekirdekteki toplam *M*1 gücü ile uyuştuğunu göstermesi bu durumun önemli bir kanıtıdır. Son deneysel çalışmalar bu kayıp gücün bir kısmının duyarlılığı artırılmış NRF deneyleri ile tespit edilebileceğini göstemektedir. Ancak mevcut deneysel imkânlar ile kayıp gücün tamamını tespit etmek mümkün değildir. Buna çözüm olarak istatistiksel bir yöntem olan dalgalanma analizi yardımıyla art ortama gömülmüş kayıp *M*1 gücü deneysel spektrumdan çıkartılabilmektedir. Ancak bu yöntem incelenen çekirdekler içinde sadece ^{165}Ho çekirdeğinin deneysel dipol spektrumlarına uygulanmıştır. Bu çekirdekler için dalgalanma analizi ile elde edilen sonuçlar RI-QPNM sonuçları ile uyuşmaktadır. Bu nedenle tek kütle numaralı çekirdeklerde gözlenen düşük enerjili dipol uyarılmalarının mikroskobik RI-QPNM sonuçları ile sağlıklı biçimde karşılaştırılabilmesi için deneysel nükleer yapı alanında çalışan fizikçilerinin deney spektrumlarını dalgalanma analizi ile değerlendirmeleri gerekmektedir.

Yukarıda bahsettiğimiz nedenlerden dolayı *M*1 uyarılmaları için RI-QPNM ile elde edilen toplam özellikler deneysel verilerden büyük olmasına rağmen deneysel *M*1 spektrumlarında gözlenen aşırı parçalanma RI-QPNM hesapları ile uyumludur. Hesaplamalarımız çift–çift kütleli çekirdekten tek kütleli çekirdeğe geçildiğinde *M*1 spektrumunda artan parçalanmanın, kor çekirdeğinde tek bir K=1 seviyesinde toplanan *M*1 gücünün komşu tek kütleli çekirdekte dört farklı *M*1 seviyesi tarafından paylaşılmasının bir sonucu olduğunu göstermektedir. Bu durum açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden ileri gelmektedir. Tek kütleli

çekirdekte *M*1 operatörü $\{K_0, I_0 = K_0\}$ taban durumdan kuantum sayıları sırasıyla $\{(K_0 - 1, I_0 - 1), (K_0 - 1, I_0), (K_0 - 1, I_0 + 1), (K_0 + 1, I_0 + 1)\}$ olan uyarılma seviyeleri ile birleşebilir. Sayısal sonuçlar $(K_f = K_0 - 1)$ seviyeleri tarafından paylaşılan *M*1 gücünün en büyük kısmının (%66.6) kuantum sayıları $\{K_0 - 1, I_0 - 1\}$ olan seviyeler tarafından alındığını göstermiştir.

Ayrıca projenin amacına uygun olarak tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun sistematik özelliklerinin ortaya konulabilmesi için tek kütleli $^{151\text{-}159}$Eu, $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}165}$Dy, $^{155\text{-}169}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er ve $^{167\text{-}179}$Lu izotop zincirlerinde düşük enerjili *M*1 uyarılmaları RI-QPNM çerçevesinde teorik olarak incelenmiştir. Hesaplamalar incelenen tüm tek kütleli çekirdeklerde 2-4 MeV uyarılma enerji aralığına yerleşen manyetik dipol seviyelerinin baskın biçimde **izovektör** karakterli olduğunu göstermektedir. Bunun yanı sıra hesaplamalarımız bu uyarılmaların **orbital** karakterli olduklarını ortaya koymaktadır. Elde ettiğimiz bu bulgular makas modun çift-çift kütleli deforme çekirdekler için iyi bilinen sistematiği (izovektör ve orbital karakterli olması) ile uyuşmaktadır. Çift-çift kütleli deforme çekirdeklerin bir diğer önemli sistematiği 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam *M*1 gücünün nükleer deformasyonun karesiyle orantılı olmasıdır. Teorik sonuçlarımıza göre tek kütleli $^{151\text{-}161}$Gd, $^{155\text{-}165}$Dy, $^{155\text{-}169}$Ho, $^{157\text{-}167}$Er ve $^{167\text{-}179}$Lu izotop zincirlerinin çoğunda 2-4 MeV enerji aralığında yer alan toplam *M*1 gücü nükleer deformasyonun karesiyle orantılı olmasına rağmen bazı izotop zincirlerinde lineerlikten sapmalar veya lineer olmayan durumlar gözlenmiştir. Bu durumun sözü geçen çekirdeklerde makas modun 2 MeV'in altındaki ya da 4 MeV'in üstündeki enerjilere kaymasından ileri geldiği düşünülmektedir.

İncelenen tek kütleli çekirdeklerin seviye yapılarına bakıldığında taban durumlarının kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından fazla etkilenmediği, tek kuaziparçacık yapısını koruduğu görülmüştür. Ancak taban durumdaki bu küçük kuaziparçacık⊗fonon karışımlarının spin polarizasyon olayını açıklamada yeterli olduğu gösterilmiştir. Öte yandan uyarılmış durumlarda kuaziparçacık katkılarının keskin biçimde azaldığı, kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından gelen katkıların arttığı görülmüştür. Bu nedenle uyarılmış durumların seviye yapısı baskın biçimde kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından oluşur. Hesaplamalar incelenen tek kütleli çekirdeklerin uyarılmış durumlarının yapısına katkı sağlayan kor fononlarının kolektif yapıda olduğunu göstermiştir. Ayrıca bu seviyelerin yapısına çok sayıda kuaziparçacık⊗fonon karışımı katkıda bulunduğundan tek çekirdeklerdeki uyarılma durumlarının güçlü kolektif yapıda oldukları görülmüştür.

Yapmış olduğumuz bu çalışmanın ve çalışmada elde ettiğimiz sonuçların literatürdeki büyük bir eksikliğin giderilmesi yolunda atılan önemli bir adım olduğunu söyleyebiliriz. Teorik

öngörülerimizin deneysel araştırma gruplarının elde ettiği gözlemlere ışık tutarak, bu gözlemlerin açıklamasında yardımcı olacağı, bu alanda yeni deneysel çalışmaların yapılmasını teşvik edeceği kanaatindeyiz.

İleriki dönemde Kuliev tarafından geliştirilen, çift-çift çekirdeklerde QRPA hamiltoniyenin kırılan Galileo ve Öteleme değişmezliği sonucu ortaya çıkan ve simetrileri nedeniyle 1^- titreşimlerine karışan sahte hallerin ortalama alan ile öz uyumlu seçilen efektif restorasyon kuvvetleri ile yalıtılmasını mümkün kılan mikroskobik yöntemin tek kütle numaralı çekirdeklere uygulanarak *E*1 hesaplamalarının yapılması oldukça önemlidir. Böylece tek-A'lı çekirdeklerde gözlenen düşük enerjili dipol uyarılmaları içerisinde *E*1 ve *M*1 uyarılmalarını teorik olarak ayrıştırmak ve bu kolektif modların daha detaylı izahı mümkün olacaktır. Yakın gelecekte bu konu ile ilgili hazırlanacak projenin TÜBİTAK'a sunulması planlanmaktadır.

KAYNAKLAR

Arima, A., Horie, H., 1954. "Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei", Progress in Theoratical Physics, 12(5), 623-641.

Bauske, I., Arias, M., Von Brentano, P., Prank, A., Priedrichs, H., Heil, R.D., Herzberg, R.-D., Hoyler, F., Van Isacker, P., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H.H., Wesselborg, C., and Zilges, A. 1993. "First observation of scissors mode states in an odd-mass nucleus", Physical Review Letter, 7, 975-978.

Baznat, M.I., Pyatov, N.I. 1975. "Rotational invariance and effective charges for *E*2 transitions with Δ*K*=1 in odd-mass nuclei", Soviet Journal of Nuclear Physics, 21(4), 708-709.

Bertozzi, W., Caggiano, J.A., Hensley, W.K., Johnson, M.S., Korbly, S.E., Ledoux, R.J., McNabb, D.P., Norman, E.B., Park, W.H. and Warren, G.A. 2008. "Nuclear resonance fluorescence excitations near 2 MeV in ^{235}U and ^{239}Pu", Physical Review C, 78, 041601.

Besserer, J., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H.H., Zilges, A. 1997. "Fragmentation of low-lying dipole strength in the odd-mass nucleus ^{133}Cs", Physical Review C, 56(3), 1276-1280.

Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A., Lo Iudice, N., Palumbo, F., Scholten, O. 1984. "New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering", Physics Letter B, 137, 27-31.

Bohr, A., Mottelson, B. 1969. Nuclear structure, Vol. 1. New York and Amsterdam: Benjamin.

Brink, D.M. 1955. Ph.D. thesis, Oxford University, (unpublished).

Civitrase, O., Faessler, A., Nojarov, R. 1987. “Theoretical description of low-lying $K^{\pi}=1^{+}$ states in deformed nuclei”, Physics Review C, 35(6), 2310-2317.

Civitarese, O., Licciardo, M.C. 1990. “Comparison between effective Hamiltonians in symmetry restoring methods: Intrinsic collective excitations in deformed nuclei”, Physical Review C, 39(4), 1550-1556.

Devi, Y.D., Kota, V.K.B. 1992a. “*M*1 distributions in p-n *sdg*IBFM for odd-A nuclei”, Physics Letters B, 287, 9-13.

Devi, Y.D., Kota, V.K.B. 1992b. “Scissors states with and without g-bosons in the interacting boson-fermion model for even-odd nuclei in the N=82-126 shell”, Nuclear Physics A, 541(2), 173-192.

Devi, Y.D., Kota, V.K.B. 1996. “M1 distributions for ^{163}Dy and ^{157}Gd in the SUBF*sdg*(3) and SUBF*sd*(3)×1*g* limits of pn-*sdg*IBFM”, Nuclear Physics A, 600(1), 20-36.

Draayer, J.P., Beuschel, T., Hirsch, J.G. 1999. “*M*1 strengths in deformed nuclei”, Journal of Physics. G: Nuclear and Particle Physics, 25, 605-610.

Dudek, J. and Werner, T. 1978. “New parameters of the deformed Woods-Saxon potential for A=110-210 nuclei”, Journal of Physics. G: Nuclear Physics, 4(10), 1543-1561.

Enders, J., Huxel, N., Von Neumann-Cosel, P., and Richter, A. 1997. “Where is the scissors mode strength in odd-mass nuclei?”, Physical Review Letters, 79(11), 2010-2013.

Ertugral, F., Guliyev, E., Kuliev, A.A. 2006. “Low lying magnetic and electric dipole strength distribution in the even-even $^{164\text{-}170}$Er”, AIP Conf. Proc. 6th In. Conf. Balkan Physical Union, Istanbul, Turkey.

Ertuğral, F. 2007. Deforme çekirdeklerde kuadropol momentlerinin ve dipol titreşimlerinin araştırılması (Doktora Tezi). Sakarya: Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A., Yildirim, Z. 2009. “Fine structure of the dipole excitations of the even-even ^{160}Gd nucleus in the spectroscopic region”, Central European Journal of Physics, 7(4), 731-737.

Faessler, A., Khoa, D.T., Grigorescu, M., Nojarov, R. 1990a. “Low-lying magnetic dipole excitations in actinide nuclei”, Physical Review Letters, 65, 2978-2981.

Faessler, A., Nojarov, R., Scholtz, F.G. 1990b. “Magnetic dipole electroexcitations in rare-earth nuclei”, Nuclear Physics A, 515(2), 237-272.

Frank, A., Arias, J.M., Van Isacker, P. 1991. “Search for scissors states in odd-mass”, Nuclear Physics A, 531(1), 125-142.

Gabrakov, S.I., Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., Salamov, D.I., Schuiz, H. 1972. “Collective 1^+-states in double even deformed nuclei”, Nuclear Physics A, 182, 625-633.

Ginocchio, J.N., Leviatan, A. 1997. “Magnetic dipole sum rules for odd-mass nuclei”, Physics Review Letters, 79(5), 813-816.

Goldstone, J., Salam, A., Weinberg, S. 1962. “Broken Symmetries”, Physical Review, 127(3), 965-970.

Guliyev, E. 2002. Kolektif çekirdek uyarılmaları ve sel γ-çekirdek çarpıştırıcıları ile nükleer spektroskopi (Doktora Tezi). Ankara: Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Ana Bilim Dalı.

Guliyev, E., Ertugral, F., Kuliev, A.A. 2006. “Low-lying magnetic dipole strength distribution in the γ-soft even-even $^{130\text{-}136}$Ba”, The European Physical Journal A, 27(3), 313-320.

Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertugral, F. 2009a. “Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the ^{176}Hf nucleus”, The European Physical Journal A, 39(3), 323-333.

Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertugral, F. 2009b. “Low-lying dipole excitations in the deformed even-even isotopes $^{154\text{-}160}$Gd”, Acta Physica Polanica B, 40(3), 653-656.

Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertugral, F. 2013. “Systematic investigation of the low-energy dipole excitations in ^{176,178,180}Hf within rotational, translational and Galilean invariant quasiparticle RPA”, Nuclear Physics A, 915, 78-89.

Guttormsen, M., Bernstein, L.A., Burger, A., Gorgen, A., Gunsing, F., Hagen, T.W., Larsen, A.C., Renstrøm, T., Siem, S., Wiedeking, M. and Wilson J.N. 2012. “Observation of large scissors resonance strength in actinides”, Physical Review Letters, 109, 162503.

Guttormsen, M., Bernstein, L.A., Gorgen, A., Jurado, B., Siem, S., Aiche, M., Ducasse, Q., Giacoppo, F., Gunsing, F., Hagen, T.W., Larsen, A.C., Lebois, M., Leniau, B., Renstrøm, T., Rose, S.J., Tornyi, T.G., Tveten, G.M., Wiedeking, M. and Wilson, J.N. 2014. “Scissors resonance in the quasicontinuum of Th, Pa, and U isotopes”, Physical Review C, 89, 014302.

Hamamoto, I., Aberg, S. 1984. “Microscopic description of a low-lying $K^{\pi}=1^{+}$ mode in ^{156}Gd”, Physics Letters B, 145, 163-166.

Hamamoto, I., Aberg, S. 1986. “Structure of low-lying $K^{\pi}=1^{+}$ mode in a microscopic model”, Physics Scripta, 34, 697-702.

Hamamoto, I., Ronstrom, C. 1987. “Form-factor of low-lying $K^{\pi}=1^{+}$ excitations in rare-earth nuclei”, Physics Letters B, 194(1), 6-10.

Hamamoto, I., Magnusson, C. 1991. “Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4 MeV in doubly even rare earth nuclei”, Physics Letters B, 260, 6-10.

Hamamoto, I., Nazarewicz, W. 1992. “Magnetic dipole strength in super deformed nuclei”, Physics Letters B, 297, 25-30.

Heil, R.D., Pitz, H.H., Berg, U.E.P., Kneissl, U., Hummel, K.D., Kilgus, G., Bohle, D., Richter, A., Wesselborg, C., von Brentano P. 1988. “Observation of orbital magnetic dipole strength in the actinide nuclei ^{232}Th and ^{238}U”, Nuclear Physics A, 476, 39-47.

Herzberg, R.-D., Fransen, C., Fischer, R., Beck, O., Belic, D., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, Th., Kneissl, U., Krischok, B., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H. H., Wolpert, A., And Zilges A. 1997. “Observation of an octupole$\otimes$quasiparticle band in ^{175}Lu using photon scattering experiments”, Physical Review C, 56(5), 2484-2489.

Heyde, K., Von Neumann-Cosel, P., Richter, A. 2010. “Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion”, Review of Modern Physics, 82, 2365-2419.

Hilton, R.R. 1976. Talk at International Conference on Nuclear Structure, JINR Dubna, (unpublished).

Huxel, N., Von Brentano, P., Eberth, J. Enders, J., Herzberg, R.-D., Von Neumann-Cosel P, Nicolay, N., Pietralla, N., Prade, H., Rangacharyulu, C., Reif, J., Richter, A., Schlegel, C., Schwengner, R., Skoda, S., Thomas, H.G., Wiedenhover, I., Winter, G., Zilges, A. 1992.

"Search for low-lying magnetic dipole strength in the heavy odd-mass nucleus ^{165}Ho", Nuclear Physics A, 539(3), 478-486.

Huxel, N., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Herzberg, R.-D., Von Neumann-Cosel, P., Nicolay, N., Pietralla, N., Prade, H., Rangacharyulu, C., Reif, J., Richter, A., Schlegel, C., Schwenger, R., Skoda, S., Thomas, H.G., Wiedenhover, I., Winter, G., Zilges, A. 1999. "Complete scissors mode strength in heavy deformed odd-mass nuclei: a case study of ^{165}Ho and ^{169}Tm", Nuclear Physics A, 645, 239-261.

Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H.H., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Zilges, A. 1995. "Photoexcitation of magnetic and electric dipole transitions in heavy nuclei", Progress in Particle and Nuclear Physics, 34(C), 285-294.

Kneissl, U., L, Pietralla, N. and Zilges, A. 2006. "Low-lying dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering", Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 32, R217-R252, 2006.

Kuliev, A.A., and Pyatov, N.I. 1974. "States with $K^{\pi}=1^{+}$ and their contribution to the isoscalar *E*2 resonance", Soviet Journal of Nuclear Physics, 20, 297-309.

Kuliev, A.A., Akkaya, R., Ilhan, M., Guliyev, E., Salamov, C., Selvi, S. 2000. "Rotational-invariant model of the states with $K^{\pi}=1^{+}$ and their contribution to the scissors mode", International Journal of Modern Physics E, 9(3), 249-261.

Kuliev, A.A., Guliyev, E., Gerçeklioglu, M. 2002. "The dependence of the scissors mode on the deformation in the Ce isotopes", Journal of Physics. G: Nuclear Physics, 28(3), 407-414.

Kuliev, .A.A., Guliyev, E., Ertugral, F., Ozkan, S. 2010. "The low-energy dipole structure of ^{232}Th, ^{236}U and ^{238}U actinide nuclei". European Physical. Journal A, 43, 313-321.

Kwan, E., Rusev, G., Adekola, A.,S., Donau, F., Hammond, S.L., Howell, C.R., Karwowski, H.J., Kelley, J.H., Pedroni, R.S., Raut, R., Tonchev, A.P. and Tornow, W. 2011. "Discrete deexcitations in ^{235}U below 3 MeV from nuclear resonance fluorescence". Physical Review C, 83, 041601.

Lo Iudice, N. and Palumbo, F. 1978. "New isovector collective modes in deformed nuclei", Physics Review. Letters, 41, 1532-1534.

Lo Iudice, N. 1997. "Magnetic dipole excitations in deformed nuclei", Physics of Particle and Nuclei, 28(6), 556–585.

Lo Iudece, N., Sushkov, A.V., Shirikova, N. Yu. 2001. "*M*1 spin excitations in deformed nuclei within a microscopic multiphonon approach". Physıcal Revıew C, 64, 054301.

Magnusson, C. 1991. "The effect of the presence of quadrupole pairing on the properties of $K^{\pi}=1^{+}$ states in doubly even nuclei", Physica Scripta, 43, 460–468.

Margraf, J., Degener, A., Friedrichs, H., Heil, R.D., Jung, A., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H.H., Schacht, H., Seemann, U., Stock, R., Wesselborg, C., von Brentano, P., Zilges, A. 1990. "Photoexcitation of low-lying dipole transitions in U^{236}". Physical Review C **42**, 771-774.

Margraf, J., Eckert, T., Rittner, M., Bauske, I., Beck, O., Kneissl, U., Maser, H., Pitz, H.H., Schiller, A., Brentano, P. Von, Fischer, R., Herzberg, R.-D., Pietralla, N., Zilges, A., Friedrichs, H. 1995. "Systematics of low-lying dipole strengths in odd an even Dy and Gd isotopes", Physical Review C, 52(5), 2429–2443.

Marshalek, E.R. and Weneser, J. 1969. "Nuclear rotation and Random-Phase Approximation", Annals of Physics, 53(3), 569-624.

Nojarov, R., Faessler, A., Civitarese. O. 1987. "Spin and orbital contributions to collective M1 transitions in ^{46,48}Ti", Physics Letters B, 183(2), 122–126.

Moller, P., Nix, W.D.M.J.R., Swiateck, W.J. 1995. "Nuclear ground-state masses and deformations". Atomic data and nuclear data tables, 59, 185-381.

Nojarov, R., Faessler, A. 1988. "Symmetry-restoring interactions for $K^{\pi}=1^{+}$ isovector vibrations", Nuclear Physics A, 484(1),1–33.

Nojarov, R., Faessler, A. 1990. "Low-collective scissors mode", Zeitschrift für Physik A, 336(2), 151–157, 1990.

Nojarov, R., Faessler, A., Lipas P.O. 1991. "*M*1 strength and (e, e′) form factors of ^{46,48}Ti within the RPA", Nuclear Physics A, 533(3), 381–410.

Nojarov, R., Faessler, A., Sarriguren, P., Moya De Guerra, E., Grigorescu, M. 1993. "Orbital and spin *M*1 excitations in actinide nuclei", Nuclear Physics A, 563(3), 349–386.

Nojarov, R., Faessler, A., Dingfelder, M. 1995. "High-energy scissors mode", Physical Review C, 51, 2449–2456.

Nord, A., Schiller, A., Eckert, T., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Jager, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pietralla, N., Pitz, H.H., Rittner , M., and Zilges, A. 1996. “Systematic study of the fragmentation of low-lying dipole strength in odd-A rare earth nuclei investigated in nuclear resonance fluorescence experiments”, Physical Review C, 54(5), 2287-2295.

Nord, J., Enders, A.E., De Almeida Pinto, Belic, D., Von Brentano, P., Fransen, C., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Pitz, H.H., Richter, A., Stedile, F., and Werner, V. 2003. “Low-energy photon scattering experiments of ^{151,153}Eu, ^{163}Dy, and ^{165}Ho and the systematics of the M1 scissors mode in odd-mass rare-earth nuclei”, Physical Review C, 67, 034307- 1–23.

Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. “https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/ Son erişim tarihi: 20 Mart 2017.

Pietralla, N., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pitz, H.H., Zilges, A. 1995. “Correlation between low-lying *M*1 and *E*2 strength in heavy rare earth nuclei”. Physical Review C, 52(5), 2317-2321.

Pyatov, N.I., Chernej, M.I. 1972. “Rotational invariance, inertia and 1^+ state moments in deformed nuclei”, Soviet Journal of Nuclear Physics, 16(5), 931–940.

Pyatov, N.I. 1974. “Invariance principle and effective forces”, JINR Reports, P4–8380, Dubna.

Pyatov, N.I., Gabrakov, S.I. and Salamov, D.I. 1977. “Effects of violation of Galilean invariance of pairing”, Soviet Journal of Nuclear Physics, 26(2), 267-273.

Pyatov, N.I., Salamov, D.I. 1977. “Conservation laws and collective excitations in nuclei”. Nukleonika, 22 (1), 127-140.

Raduta, A.A., Lo Iudice, N. 1989. “Toward a microscopic description of the *M*1 states in deformed even-odd nuclei”, Zeitschrift für Physik A, 334(4), 403-414.

Raduta, A.A., Delion, D.S. 1990. “The description of the collective *M*1 properties of the even-odd nuclei”, Nuclear Physics A, 513(1), 11-28.

Raman, S., Nestor, C. W., Tikkanen, P. 2001. “Transition probability fromthe ground tothe first-excited 2^+ state of even–even nuclides”. Atomic data and nuclear data tables 78, 1-128.

Richter, A. 1993. “Trends in nuclear physics”, Nuclear Physics A, 553, 417-462.

Richter, A. 1995. “Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons”, Progress in Particle and Nuclear Physics, 34, 261-284.

Scheck, M., Von Brentano, P., Fransen, C., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Mucher, D., Pietralla, N., Pitz, H.H., Scholl, C., Stedile, F., Walter, S., Werner, V. and Yates, S.W., M. 2007. “Dipole strength distributions of the stable odd-mass N=82 isotones ^{139}La and ^{141}Pr” Physical Review C, 75(4), 044313-1-14.

Schlegel, C., Von Neumann-Cosel, P., Richter, A., Van Isacker, P. 1996. Unexpected properties of the scissors mode in the odd-mass nucleus ^{167}Er. Physics Letters B, 375, 2l-25.

Soloviev, V.G. 1976. Theory of complex nuclei. New York: Pergamon Pres.

Soloviev, V.G. 1992. Theory of atomic nuclei: Quasiparticles and phonons. Bristol and Philadelphia: Institute of Physics. (IOP) Publishing.

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu. 1996a. “Low-lying magnetic dipole strength in ^{163}Dy”, Physical Review C, 53, 1022-1024.

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu. 1996b. “Low-lying nonrotational states in strongly deformed even-even nuclei of the rare-earth region”, Physics of Particle Nuclei, 27(6), 667-698.

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Lo Iudice, N. 1996c. “Effect of two RPA phonons on the spectrum of the low-lying magnetic dipole transitions in deformed nuclei”, Nuclear Physics A, 600(2), 155-178.

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu. 1996d. “Description of nonrotational states in ^{160}Dy”, Physics of Atomic Nuclei, 59(1), 51–61.

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu. 1996e. Vibrational excitations in deformed nuclei in rare-earth and actinide regions”. Progress in Particle and Nuclear Physics, 38, 53-61.

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu. 1997a. “Dipole strength distribution and specific properties of excitations in the second minimum in actinide nuclei”. Zeitschrift für Physik A, 358, 117-121

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Lo Iudice, N. 1997b. “Low-lying magnetic and electric dipole transitions in odd-mass deformed nuclei: A microscopic approach”. Nuclear Physics A, 613:45-68.

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., And Lo Iudice, N. 1999. “Dipole strength distribution in doubly even deformed nuclei”, Journal of Physics G:Nuclear and Particle Physics, 25, 1023-1042.

Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu. 2000. “Dipole excitations in deformed nuclei”, Physics of Particle and Nuclei, 31(4), 385-414.

Suzuki,T. and Rowe, D.J. 1977. “The splitting of giant multipole states of deformed nuclei”, Nuclear Physics A, 289(2), 461-474.

Tabar, E. 2015. Tek kütle numarali nadir toprak deforme çekirdeklerinin makas mod uyarilmalarinin incelenmesi (Doktora Tezi). Sakarya: Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A. 2016. “Microscopic description of ground state magnetic moment and low-lying magnetic dipole excitations in heavy odd-mass ^{181}Ta nucleus”. International Journal of Modern Physics E, 25, 1650053.

Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A. 2017a. “Microscopic description of low-lying M1excitations in odd-mass actinide nuclei”. Nuclear Physics A, 957, 33-50.

Tabar, E., Kuliev, A.A. 2017b. “Microscopic investigation of the low-lying magnetic dipole transitions in the odd-mass $^{155–169}$Ho isotopes” Nuclear Physics A, 964, 1-17.

Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A., Quliyev, H., Hoşgör, G. 2017. “Magnetic moments and g-factors in odd-A Ho isotopes”. Chinese Physics C, 41(7), 074101.

Thouless, D.J. 1961. “Vibrational states of nuclei in random phase approximation”, Nuclear Physics, 22(1), 78-95.

Wolpert, A., Beck, O., Belic, D., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., and Pitz, H. H. 1998. “Low-lying dipole excitations in the heavy, odd-mass nucleus ^{181}Ta”, Physical Review C, 58(2), 765-770.

Van Isacker, P., Frank, A. 1989. “Scissors states in deformed odd-mass nuclei”, Physics Letters. B, 225, 1-4.

Vargas, C.E., Hirsch, J.G., Draayer, J.P. 2003. “Microscopic description of the scissors mode in odd-mass heavy deformed nuclei. Physics Letters B, 551, 98-102.

Yakut, H. 2009. Nadir toprak deforme çekirdeklerinde kolektif dipol seviyelerinin elektrik ve manyetik dipol özelliklerinin incelenmesi (Doktora Tezi). Sakarya: Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Yakut, H., Guliyev, E., Guner, M., Tabar, E., Zenginerler, Z. 2012. “QPNM calculation for the ground state magnetic moments of odd-mass deformed nuclei: $^{157–167}$Er isotopes”, Nuclear Physics A, 8880 23-33.

Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A.A., Zenginerler, Z. And Kaplan, P. 2013. “Ground state magnetic properties of odd neutron Dy isotopes”, International Journal of Modern Physics E, 22(10), 1350076-1-13.

Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A.A., Guliyev E. 2014. “The ground-state magnetic moments of odd-mass Hf isotopes”, Central European Journal of Physics, 12(12), 843–850.

Yevetska, O., Enders, J., Fritzsche, M., Von Neumann-Cosel, P., Oberstedt, S., Richter, A., Romig, C., Savran, D. and Sonnabend K. 2010. “Dipole strength in the ^{235}U (γ,γ´) reaction up to 2.8 MeV”, Physical Review. C, 81, 044309.

TÜBİTAK

EK-1. PROJE KAPSAMINDA YAPILAN ULUSLARARASI YAYINLAR

A. Uluslararası SCI ve SCI-expended İndekslerince Taranan Dergilerde Yapılan Yayınlar

1.

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

Nuclear Physics A 964 (2017) 1–17

NUCLEAR PHYSICS A

www.elsevier.com/locate/nuclphysa

Microscopic investigation of the low-lying magnetic dipole transitions in the odd-mass $^{155-169}$Ho isotopes

E. Tabar [a,b,*], A. Kuliev [c]

[a] *Physics Department, Sakarya University, 54187 Sakarya, Turkey*
[b] *Biomedical, Magnetic and Semiconductor Materials Research Center (BIMAYAM), Sakarya University, 54187 Sakarya, Turkey*
[c] *Azerbaijan National Academy of Aviation, AZ1095 Baku, Azarbaijan*

Received 23 March 2017; received in revised form 25 April 2017; accepted 27 April 2017
Available online 3 May 2017

Abstract

The low-lying magnetic dipole ($M1$) strength in deformed odd-mass $^{155-169}$Ho nuclei is investigated using rotational invariant (RI-) Quasiparticle Phonon Nuclear Model (QPNM). The gross features and fragmentation of the scissors mode in ^{165}Ho is well reproduced by RI-QPNM calculations. The systematics of the low-energy $M1$ excitation in Ho isotopic chain is discussed with respect to summed strength. Besides, the results for $M1$ excitations in odd-mass Ho isotopes are compared with the systematics of the scissors mode in the neighbouring even–even nuclei. The obtained results generally match the systematic and trends typical for the scissors motion. In addition to the low-lying $M1$ excitations, a $M1$ giant resonance in the 7–15 MeV energy region is predicted for $^{155-169}$Ho nuclei in the present study.
© 2017 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: ^{165}Ho; $^{155-169}$Ho; Scissors mode; Magnetic dipole; Microscopic calculation; Rotational invariance; QPNM

1. Introduction

The low-lying magnetic dipole ($M1$) excitations were firstly predicted by Lo *Iudice and Palumbo* in deformed nuclei [1] and subsequently discovered by Bohle et al. in ^{156}Gd in 1984 [2].

* Correspondence to: Physics Department, Sakarya University, 54187 Sakarya, Turkey.
E-mail address: etabar@sakarya.edu.tr (E. Tabar).

http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.04.039
0375-9474/© 2017 Elsevier B.V. All rights reserved.

TÜBİTAK

2.

Chinese Physics C Vol. 41, No. 7 (2017) 074101

Magnetic moments and g-factors in odd-A Ho isotopes*

E. Tabar[1,2;1)] H. Yakut[1,2;2)] A. A. Kuliev[3] H. Quliyev[1] G. Hoşgör[1]

[1] Physics Department, Sakarya University, 54187 Sakarya, Turkey
[2] Biomedical, magnetic and semiconductor materials research center (BIMAYAM), Sakarya University, 54187 Sakarya, Turkey
[3] Azerbaijan National Academy of Aviation, Baku, Azarbaijan

Abstract: The ground-state magnetic moment, $g_{\rm K}$ factor and quenching spin gyromagnetic ratio have been calculated using the microscopic method based on the Quasiparticle Phonon Nuclear Model (QPNM) for $^{155-169}$Ho nuclei for the first time. It is shown that the residual spin-spin interactions are responsible for the core polarization, and because of the core polarization the spin gyromagnetic factors are quenched. By considering the core polarization effects, a satisfactory agreement is obtained for the computed ground state $g_{\rm K}$ factor, which gives an intrinsic contribution to the magnetic moments. In order to assess the collective contribution to the magnetic moments, the rotational gyromagnetic factors $g_{\rm R}$ have been also calculated within the cranking approximation using the single particle wave function of the axially symmetric Woods-Saxon potential. For the ground-state magnetic moments of odd-proton $^{155-165}$Ho nuclei, a good description of the experimental data is obtained with an accuracy of 0.01–0.1 $\mu_{\rm N}$. From systematic trends, the quenching spin gyromagnetic factor, $g_{\rm K}$ factor and magnetic moment have also been theoretically predicted for ^{167,169}Ho where there is no existing experimental data.

Keywords: deformed odd-A, Ho isotopes, magnetic moment, magnetic g-factors, core-polarization, QRPA

PACS: 23.40.-s, 14.60.Pq, 21.10.Tg **DOI:** 10.1088/1674-1137/41/7/074101

1 Introduction

Rare-earth nuclei have attracted strong interest in the nuclear physics community in recent years because of their complex structure. As a result, they have become some of the most frequently studied nuclei and a considerable amount of effort has been spent on understanding their complex structure.

One of the basic tools to gain information on the complex structure of rare-earth nuclei is to measure the nuclear magnetic moments [1]. During the last four decades, the experimental results of ground-state nuclear spins and magnetic moments for a great number of rare earth odd-mass nuclei have been reported [2].

The limits of the magnetic moments of odd-mass nuclei are described by the Schmidt lines theoretically derived from the single-particle (shell) model [3]. However, the magnetic moments of odd-mass deformed nuclei which are far from the closed shells deviate systematically from the Schmidt predictions [4]. It is well known that these deviations are mainly due to the core polarization and meson exchange current (MEC) [5–7]. Core polarization arises as a result of the interaction between M1 excitations of the core and odd-particle. It is responsible for quenching of the spin gyromagnetic factor [8–15]. It is important to state that the meson exchange current is beyond the scope of the present paper.

In an earlier paper, we proposed a microscopic method in the QPNM framework [16] in which core polarization effects are assumed to be due to the scattering of an odd particle by 1^+ excitations of the doubly even core [12]. The influence of these effects can be taken into account by introducing an effective spin gyromagnetic factor calculated in theory. The method allows proper description of core polarization effects. Such a calculation also makes it possible to analyse underlying the microscopic structure of the ground states of nuclei investigated. The numerical calculations have been performed in the rare earth elements $^{155-165}$Dy [13], $^{157-167}$Er [12], $^{165-175}$Hf [14] for the ground states with $K>1/2$. It was demonstrated that such a quenching of the spin gyromagnetic factors is due to the residual spin-spin interactions and explains the deviation between theoretical and experimental magnetic moments.

The current work focuses on applying the QPNM method to investigate the magnetic moments of the ground state for odd-mass holmium isotopes. Hyperfine structure, nuclear spins as well as magnetic mo-

Received 8 December 2016, Revised 3 March 2017
∗ Supported by Scientific and Technological Research Council of Turkey (TUBITAK) (115F564)
1) E-mail: etabar@sakarya.edu.tr
2) E-mail: hyakut@sakarya.edu.tr
©2017 Chinese Physical Society and the Institute of High Energy Physics of the Chinese Academy of Sciences and the Institute of Modern Physics of the Chinese Academy of Sciences and IOP Publishing Ltd

B. Diğer İndekslerce Taranan Dergilerde Yapılan Yayınlar

1.

TÜBİTAK

Turkish Journal of Physics

http://journals.tubitak.gov.tr/physics/

Research Article

Turk J Phys
(2017) 41: 133 – 142
© TÜBİTAK
doi:10.3906/fiz-1610-21

Investigation of low-lying magnetic dipole excitations in the ^{153}Eu nucleus

Emre TABAR[1,2,*]
[1]Department of Physics, Faculty of Science and Arts, Sakarya University, Sakarya, Turkey
[2]Biomedical, Magnetic and Semiconductor Materials Research Center (BİMAYAM), Sakarya University, Sakarya, Turkey

Received: 14.10.2016 • **Accepted/Published Online:** 20.12.2016 • **Final Version:** 18.04.2017

Abstract: The properties of low-lying magnetic dipole ($M1$) excitations in ^{153}Eu were studied within a rotational invariant quasiparticle phonon model that takes into account the symmetry-restoring as well as spin–spin residual forces. The calculations show that there are purely collective $M1$ excitations lying at 2–4 MeV fragmented over orbital 1^+ states of the ^{152}Sm core nucleus. The results were compared to the experimentally known $M1$ excitations at 2–3 MeV. A reasonably good agreement in the total transition strength, the centroid energy, and the resonance width was obtained.

Key words: ^{153}Eu, $M1$ excitations, scissors mode, rotational invariance, quasiparticle phonon model

1. Introduction

The low-lying magnetic dipole (M1) strength in atomic nuclei is almost completely constituted by the scissors mode. From a geometrical point of view, scissors mode is described as an oscillation of the deformed neutron system against the deformed proton system [1]. The scissors mode has been investigated intensively by both experimentalists and theoreticians since the first experimental discovery of it in ^{156}Gd in 1984 [2]. These extensive studies have provided us a large body of information on the systematics of this mode particularly in even–even nuclei over a wide mass range from light to actinide region (for a review see [1,3]).

The mode in odd-mass nuclei was first observed in ^{163}Dy (in 1993) where the observed dipole strength was fit into the systematics of the scissors mode in the neighboring even–even ^{164,162,160}Dy isotopes [4]. After this discovery, a large number of both experimental and theoretical works were stimulated [1, and the references therein]. From the theoretical point of view, the scissors mode in odd-mass nuclei has been analyzed with several models. Some examples are the interacting boson fermion model (IBFM), generalized coherent-state model, sum rule approaches, and group theory approaches [1,3]. However, these models do not reproduce the fragmentation of the $M1$ strength, which is of crucial importance in odd-mass nuclei. The fragmentation of $M1$ strength in odd-mass nuclei can be explained using microscopic models such as quasiparticle random phase approximation (QRPA) or the more general quasiparticle phonon nuclear model (QPNM). However, in these models the rotational symmetry of the single particle Hamiltonian simultaneously is violated by the Hartree–Fock–Bogoliubov (HFB) approaches in the mean field [5–7]. The violation of the rotational invariance results in admixtures (spurious states) connected with rotational degree of freedom in $K^\pi = 1^+$ excitation states of even–even core [7,8]. One has to remove these spurious contributions to determine exactly the energies of excitation

*Correspondence: etabar@sakarya.edu.tr

EK-2. PROJE KAPSAMINDA ULUSLARARASI KONGRELERDE SUNULAN BİLDİRİLER

1.

Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress
September 6-9, 2016 / Bodrum - Turkey

LOW-LYING M1 EXCITATIONS IN HEAVY DEFORMED ^{153}EU

E. TABAR[1] and G. HOŞGÖR[1]
[1]Sakarya University, Physics Department, Sakarya, Turkey
etabar@sakarya.edu.tr

Low-lying magnetic dipole ($M1$) excitations, so-called scissors mode, in odd-mass ^{153}Eu nucleus have been theoretically investigated in the framework of Rotational Invariant Quasiparticle Phonon Nuclear Model (RI-QPNM). $M1$ strength distribution in ^{153}Eu has been calculated using the phonon basis of ^{152}Sm. It has been found that there is a strong fragmentation of the magnetic dipole strength in ^{153}Eu. When going from even-even ^{152}Sm to odd-mass ^{153}Eu, the fragmentation of the $M1$ strength is enrichment. The calculated mean excitation energies as well as the summed B($M1$) value of $M1$ excitations are also consistent with the available experimental data.

SPIN POLARIZATION EFFECTS ON MAGNETIC DIPOLE MOMENT OF $^{153\text{-}155}$EU

G. HOŞGÖR[1], H. YAKUT[1] and E. TABAR[1]
[1]Sakarya University, Physics Department, Sakarya, Turkey
hosgorgamze@yahoo.com

Using the Quasiparticle Phonon Nuclear Model (QPNM) and taking into account the spin-spin interaction the effects of the spin polarization on the intrinsic magnetic moments (g_K) of $^{153\text{-}155}$Eu isotopes have been studied. Our calculations indicated that because of the spin polarization, the spin gyromagnetic factors (g_s) of the nucleons in the nucleus reduce noticeable from its free nucleon value and the spin-spin interactions play an important role in the renormalization ($g_s^{eff.}$) of the g_s factors. A very good reproduction of the phenomenological quenching of g_s factor from its free values ($g_s^{eff} \cong 0.6-0.7 g_s^{free}$) is obtained. The calculated values of effective $g_s^{eff.}$ and g_K are also in fair agreement with the experiment data.

2.

NP028

Investigation of the scissors mode in ^{161}Dy nucleus

TABAR E., YAKUT H., QULIYEV H., HOSGOR G.

Sakarya University, Faculty of Science and Arts, Physics Department, Sakarya, Turkey

The low-lying magnetic dipole ($M1$) transitions from the ground- to excited-states in heavy deformed odd-mass ^{161}Dy isotope have been microscopically investigated on the basis of the quasiparticle phonon nuclear model (QPNM). The problem of the spurious state mixing in $M1$ excitations is overcome by a restoration method allowing a self-consistent determination of the separable effective restoration forces. The calculation predicts $3/2^+$ excitations with summed M1 strength 1.341 μ_N^2 and $7/2^+$ excitations with summed M1 strength 1.353 μ_N^2 in the interval energy 2-4 MeV. We found a strong fragmentation of the M1 strength in ^{161}Dy which was in qualitative agreement with the experimental data. The calculated fragmentation of the $M1$ strength in ^{161}Dy is much stronger in comparison with that in ^{160}Dy.

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

Proje Yürütücüsü:	Dr. EMRE TABAR
Proje No:	115F564
Proje Başlığı:	Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Makas Mod Uyarılmalarının Sistematik Özelliklerinin Teorik Olarak Araştırılması
Proje Türü:	1002 - Hızlı Destek
Proje Süresi:	12
Araştırmacılar:	HAKAN YAKUT
Danışmanlar:	
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	SAKARYA Ü. FEN-EDEBİYAT F. FİZİK B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	01/05/2016 - 01/05/2017
Onaylanan Bütçe:	28600.0
Harcanan Bütçe:	25733.0
Öz:	Bu çalışmada periyodik tablonun farklı kütle bölgelerinde yer alan tek-kütle numaralı 139La, 141Pr, 153,155Eu, 155,157Gd, 159Tb, 161Dy, 165Ho, 169Tm, 233Pa ve 239Pu çekirdeklerinde deneysel olarak gözlenen ve makas mod olarak adlandırılan düşük enerjili manyetik dipol (M1) uyarılmaları Dönme Değişmez (RI-) Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) ile teorik olarak araştırılmıştır. RI-QPNM hesaplamalarından elde edilen sonuçlar mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Ayrıca makas modun tek kütle numaralı çekirdeklerde, çift-çift kütle numaralı çekirdeklerdekine benzer sistematik özellikler sergileyip sergilemediğinin belirlenmesi için 151-159Eu, 151-161Gd, 155-165Dy, 155-169Ho, 157-167Er ve 167-179Lu izotop zincirlerinde taban durumdan uyarılmış durumlara M1 geçişleri için B(M1) indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri, ?g??_0 (M1) manyetik dipol radyasyon, g?_0^red (M1) indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ile M1 geçişlerine ait ???B(M1)? toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimali, ???_0 (M1) toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, ???_0^red (M1) toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve ortalama M1 rezonans enerjisi RI-QPNM çerçevesinde hesaplanmıştır. Yine bu izotoplarda M1 seviyelerinin yapısal özellikleri, B(M1) indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimallerine nükleonların spin-orbital hareketlerinden ve izoskaler-izovektör etkileşmelerinden gelen katkılar ile düşük enerji bölgesindeki toplam M1 gücünün nükleer deformasyona göre değişimi RI-QPNM çerçevesinde teorik olarak belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlardan tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun, çift-çift çekirdekler için iyi bilinen sistematik özelliklere benzer özellikler sergilediği görülmüştür. Ancak çift-çift kütleli çekirdeklerde genel olarak 2-4 MeV arasına yerleştiği bilinen makas modun, ele alınan bazı tek kütleli çekirdeklerde 2 MeV?in altındaki veya 4 MeV?in üstündeki enerjilere kaydığı belirlenmiştir.
Anahtar Kelimeler:	Tek kütle numaralı çekirdekler, M1 uyarılmaları, Makas mod, RI-QPNM.
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır
Projeden Yapılan Yayınlar:	1- Microscopic description of ground state magnetic moment and low-lying magnetic dipole excitations in heavy odd-mass Ta-181 nucleus (Makale - İndeksli Makale), 2- Microscopic investigation of the low-lying magnetic dipole transitions in the odd-mass 155?169Ho isotopes (Makale - Diğer Hakemli Makale), 3- Magnetic moments and g-factors in odd-A Ho isotopes (Makale - Diğer Hakemli Makale), 4- Microscopic description of low-lying M1 excitations in odd-mass actinide nuclei (Makale - Diğer Hakemli Makale), 5- Spin polarization effects on magnetic dipole moment of 153,155Eu (Makale - Diğer Hakemli Makale), 6- Investigation of low-lying magnetic dipole excitations in the Eu-153 nucleus (Makale - Diğer Hakemli Makale),

TÜBİTAK