

1⁺ HALLERİN TABAN HAL KORELASYONLARINA ETKİSİ

Mehmet GÜNER

Özet - Taban haldeki kuaziparçacık sayısı ile ölçülebilen taban hal korelasyonları (GSC), Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA), Renormalize QRPA (R-QRPA) ve Tamamen Renormalize QRPA (FR-QRPA) yaklaşımlarındaki Hamiltoniyenler ele alınarak çalışıldı. Hesaplama sonuçları, GSC de yüksek enerjili 1⁺ hallerin önemini ve teorinin güvenilirliği için RPA çözümlerinin tam çözümlerinin ne derece önemli olduğunu gösterdi.

Anahtar Kelimeler - QRPA, R-QRPA, FR-QRPA, Dönme Değişmez Olmayan Model, Kollektif Uyarılmalar, Kuaziparçacık Sayısı.

Abstract - The ground state correlations (GSC) measured by the number of quasiparticles in the ground state are studied for the Hamiltonian within the Random Phase Approximation (QRPA), the Renormalize QRPA (R-QRPA) and the Fully Renormalized QRPA (FR-QRPA) approaches. The result of calculations has indicated a significant role of the high energy 1⁺ states and the importance to use full complete set of the RPA solutions for reliable predictions of the theory in GSC.

Keywords - QRPA, R-QRPA, FR-QRPA, Non Rotational Invariant Model, Collective Excitations, Quasiparticles Number.

I. GİRİŞ

Quasi-Parçacık Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA), iki kuasi-parçacık durumlarını bozonlar olarak kabul eden kuasi-bozon yaklaşımına(QBA) dayandırılır [1]. Bu yaklaşımın gelişmiş bir hali, korelasyonlu taban durumundaki fermiyon çiftleri için Pauli prensibini gözönüne alan Renormalize QRPA yaklaşımı (R-QRPA) dır [2-4]. Ancak R-QRPA, QRPA için gerçekleşen ve bir tam çözüm için gerçekleşmek zorunda olan Ikeda toplam kuralını (ISR) ihlal eder [5-7]. Son on yılda R-QRPA nın bu eksikliğini gidermek için değişik yöntemler denendi ancak giderilemedi [6-8].

Son yıllarda Pauli prensibini taban durumunda gözönüne alan ve ISR yi gerçekleyen Tamamen Renormalize Rasgele Faz Yaklaşımı (FR-QRPA) geliştirildi [9]. Bu yaklaşımda invaryans prensipleri vasıtasıyla efektif etkileşmelerin verilen bir kuasi parçacık yapısından fonon

operatörü oluşturuldu. Fonon operatörü verilen Hamiltonyen için, toplam parçacık sayısı operatörü ile komut olacak ve iyi bir J açısıl momentumuna sahip olacak bir biçimde uygun bir tanım yapıldı. Hallerin fonon yapısı ve Hamiltonyen arasındaki bu tam tutarlılıktan dolayı FR-RQRPA, R-QRPA ya özgü olan iki-kuaziparçacıklar ve saçılma hallerine ayrılan fononlara sahip düşük-enerjili sahta çözümlerden bağımsızdır ve ISR yi tam olarak gerçekler.

QRPA, R-QRPA ve değişik versiyonlarında yapılan hesaplamalar, hareket denklemlerinin lineer olmayan karmaşık bir sisteminin çözümünü gerektirir. Böyle bir durumda λ^π çok kutupluluklar için ayrı ayrı tüm RPA çözümleri göz önüne alınmalıdır. Bu yaklaşımda kollektif haller taban hal korelasyonları için oldukça büyük öneme sahiptir.

Taban hal korelasyonlarında yüksek enerjili hallerin etkilerini ihmal etmenin hiçbir fiziksel izahı olmamasına rağmen, bu güne kadar yapılan bir çok R-QRPA hesaplamalarında sadece düşük seviyeli enerji çözümleri dikkate alınmış, operator denklemlerinin taban hal beklenen değerinde yüksek enerjili QRPA çözümleri ihmal edilmiştir [2,7,10-13]. Kollektif yüksek enerji karışımlarından dolayı yapılan bu sayısal hesaplama sonuçlarının güvenilirliği şüphe götürmektedir. Şimdiye kadar bu hallerin GSC üzerindeki önemli etkileri araştırılmamıştır. Bununla ilgili olarak taban hal korelasyonları için kollektif yüksek enerjili QRPA çözümlerinin ne derece öneme sahip olduğunu ve N_{qp} ortalama kuaziparçacık sayısının GSC ye katkılarını hesaplamak fayda verici olacaktır.

Bu yüzden biz bu çalışmada taban hal korelasyonları için yaptığımız sayısal hesaplamalarda QRPA Hamiltoniyeninin tüm özdeğerlerini dikkate aldık. Yüksek enerjili RPA çözümlerinin taban hal korelasyonlarında ne derece önemli olduğunu göstermek amacıyla ¹⁵⁴Sm, ¹⁵⁶Gd, ¹⁶⁸Er and ¹⁷⁸Hf nadir toprak elementleri için izovektör spin-spin kuvvetleri tarafından oluşturulan 1⁺ uyarılmalarının B(M1) değerlerini ve N_{qp} kuaziparçacık sayısını hesapladık.

II. TAMAMEN RENORMALİZE RASGELE FAZ YAKLAŞIMI

Eksenel simetrik ortalama bir alanda çiftlenme kuvvetleri yoluyla etkileşen nükleonlar sistemini ele alalım. Bu durumda sistemin uygun tek-parçacık Hamiltoniyeni

$$H_{sqp} = \sum_s E_s(\tau)(\alpha_s^+(\tau)\alpha_s(\tau) + \alpha_{\bar{s}}^+(\tau)\alpha_{\bar{s}}(\tau)) \quad (1)$$

Burada $E_s = \sqrt{(\epsilon_s - \lambda)^2 + \Delta^2}$ nükleonların tek-kuaziparçacık enerjileri, λ ve Δ sırasıyla süperakışkan modelin kimsayasal potansiyel ve gap parametreleridir. $\alpha_s^+(\alpha_s)$, kuaziparçacık yaratma (yoketme) operatörü ve $|\bar{s}\rangle$ ise deforme potansiyelde hareket eden $|s\rangle$ tek-parçacık dalga fonksiyonunun zaman eşleniğidir.

$(V_{\sigma\tau})$ izovektör spin-spin etkileşmelerinin deforme çekirdekte 1^+ durumlarını oluşturduğunu kabul ederek model Hamiltoniyenini aşağıdaki şekilde yazabiliriz [15]:

$$H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau} \quad (2)$$

Burada spin-spin etkileşmesi

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i,j} \sigma_i \sigma_j \tau_i^2 \tau_j^2 \quad (3)$$

şeklinde ve $\chi_{\sigma\tau}$ spin-izospin çiftleşme parametresini göstermektedir. \mathcal{S} ve \mathcal{I} ise sırasıyla spin ve izospini temsil eden Pauli matrisleridir.

FR-RQRPA da çift çift deforme çekirdekte kolektif uyarılmaların modife olmuş fonon operatörü şu şekilde yazılabilir:

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} [X_{ss'}^i(\tau) \tilde{C}_{ss'}^+(\tau) - Y_{ss'}^i(\tau) \tilde{C}_{ss'}^-(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (4)$$

$$\sum_{ss',\tau} [X_{ss'}^i(\tau)^2 - Y_{ss'}^i(\tau)^2] = 1 \quad (5)$$

Bundan sonra kullanacağımız tüm tanımlar referans [8] deki gibidir. Şimdi FR-QRPA temsilinde σ_{+1} ve (1) Hamiltoniyeninin ifadesini verelim:

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{\mu} \sigma_{\mu}^+ \sigma_{\mu} \quad (6)$$

$$\sigma_{+1} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \sqrt{G_{ss'}} \sigma_{ss'} (u_s v_{s'} \tilde{C}_{ss'}^+ - u_{s'} v_s \tilde{C}_{ss'}^-) \quad (7)$$

Burada $\sigma_{\mu}^+ = (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu}$ ve $\sigma_{ss'} = \langle s | \sigma_{+1} | s' \rangle$ dir.

QRPA'nın bilinen prosedürleri kullanılarak hareket denklemi şu şekilde olur [15,16]:

$$[H_{sqp} + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (8)$$

Buradan bir fononlu 1^+ uyarılmalarının ω_i enerjileri için aşağıdaki denklem elde edilir:

$$D_{\sigma} = 1 + \chi_{\sigma\tau} F_{\sigma} = 0 \quad (9)$$

Burada

$$F_{\sigma} = 2 \sum_{ss'} \frac{G_{ss'} E_{ss'} L_{ss'}^2 \sigma_{ss'}^2}{E_{ss'}^* E_{ss'} - \omega_i^2} \quad (10)$$

dir ve F_{σ} fonksiyonu genellikle spin-vibrasyonel olarak tanımlanır. Ayrıca $E_{ss'} = E_s + E_{s'}$ iki-kuaziparçacık enerjileri, u_s ve v_s Bogolyubov dönüşüm parametreleri olmak üzere $L_{\mu} \equiv u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ dir. Aynı zamanda

$$E_{ss'}^* = E_{ss'} + \tilde{E}_{ss'} \quad (11)$$

$$\tilde{E}_{ss'} = (E_s - E_{s'}) \frac{u_s v_{s'} u_{s'} v_s}{G_{ss'} (v_{s'}^2 - v_s^2)^2} (N_s - N_{s'}) \quad (12)$$

ve

$$G_{ss'} = 1 - \frac{1}{2} \frac{u_s^2 - v_s^2}{v_{s'}^2 - v_s^2} N_s + \frac{1}{2} \frac{u_{s'}^2 - v_{s'}^2}{v_{s'}^2 - v_s^2} N_{s'} \quad (13)$$

dir. FR-QRPA da $E_{ss'}^*$ iki kuazi parçacık enerjilerinin verilen nükleonlar arası etkileşmeler tarafından doğal olarak modife edildiğini göstereceğiz. Sonuç olarak bu etkileşmeler değişik özelliklere sahip parçacıkları içerdiğinden kuaziparçacıklar ve geçiş matris elemanları arasındaki etkileşmeler de değişebilir. QRPA ve R-QRPA da bu ifade sıfırdır.

Bir fononlu dalga fonksiyonunun iki-kuaziparçacık genlikleri aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$X_{\mu}^n = - \sqrt{\frac{G_{\mu}}{4\omega_i Z_{\sigma}}} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu} (E_{\mu} + \omega_i)}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2} \quad (14)$$

$$X_{\mu}^p = \sqrt{\frac{G_{\mu}}{4\omega_i Z_{\sigma}}} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu} (E_{\mu} + \omega_i)}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2}$$

$$Y_{\mu}^n = -\sqrt{\frac{G_{\mu}}{4\omega_i Z_{\sigma}} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu} (E_{\mu} - \omega_i)}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2}} \quad (15)$$

$$Y_{\mu}^p = \sqrt{\frac{G_{\mu}}{4\omega_i Z_{\sigma}} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu} (E_{\mu} - \omega_i)}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2}}$$

Burada

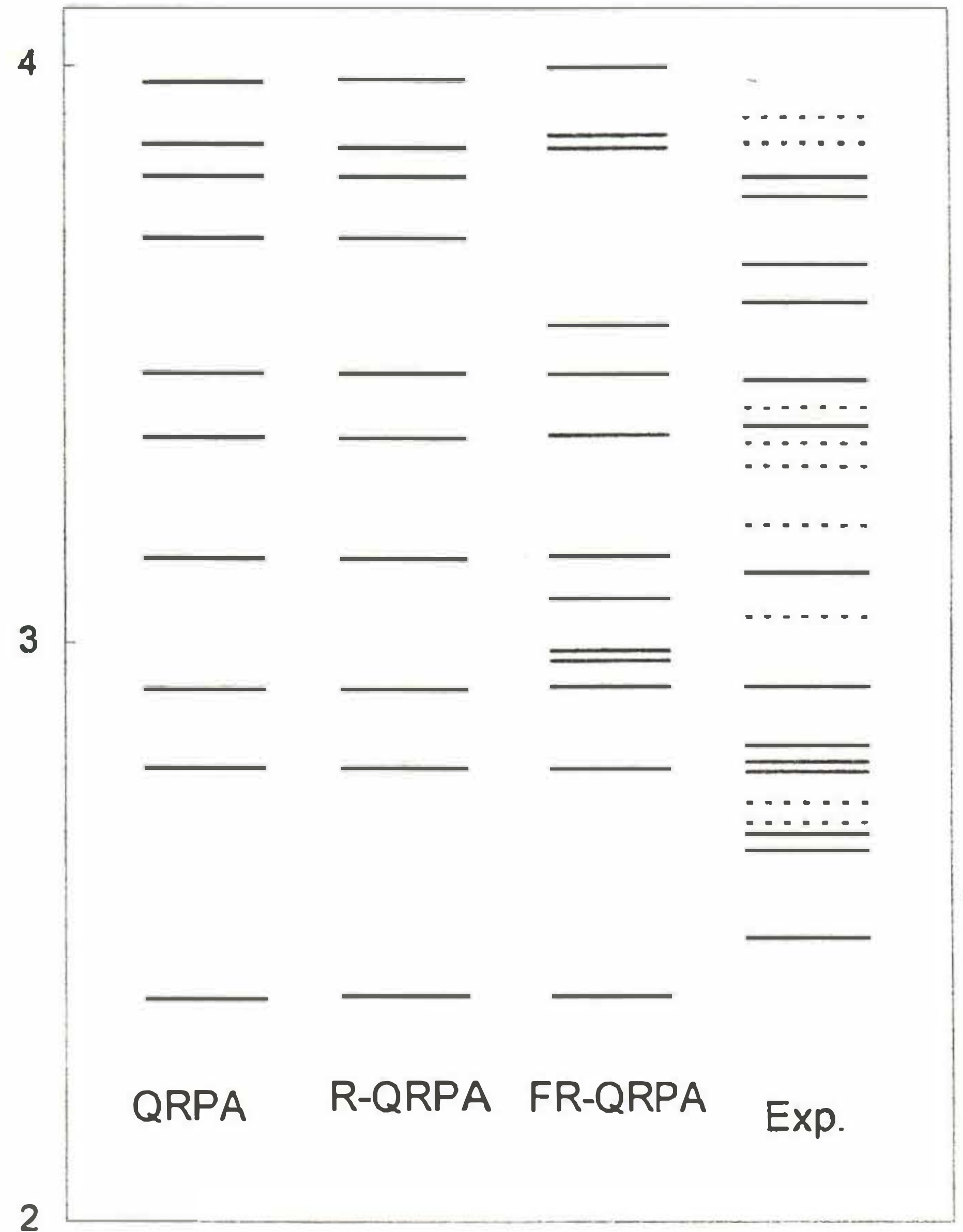
$$Z_{\sigma} = 2 \sum_{ss'} \frac{G_{ss'} E_{ss'} L_{ss'}^2 \sigma_{ss'}^2}{(E_{ss'}^* E_{ss'} - \omega_i^2)^2} \quad (16)$$

dir.

III. SAYISAL SONUÇLAR

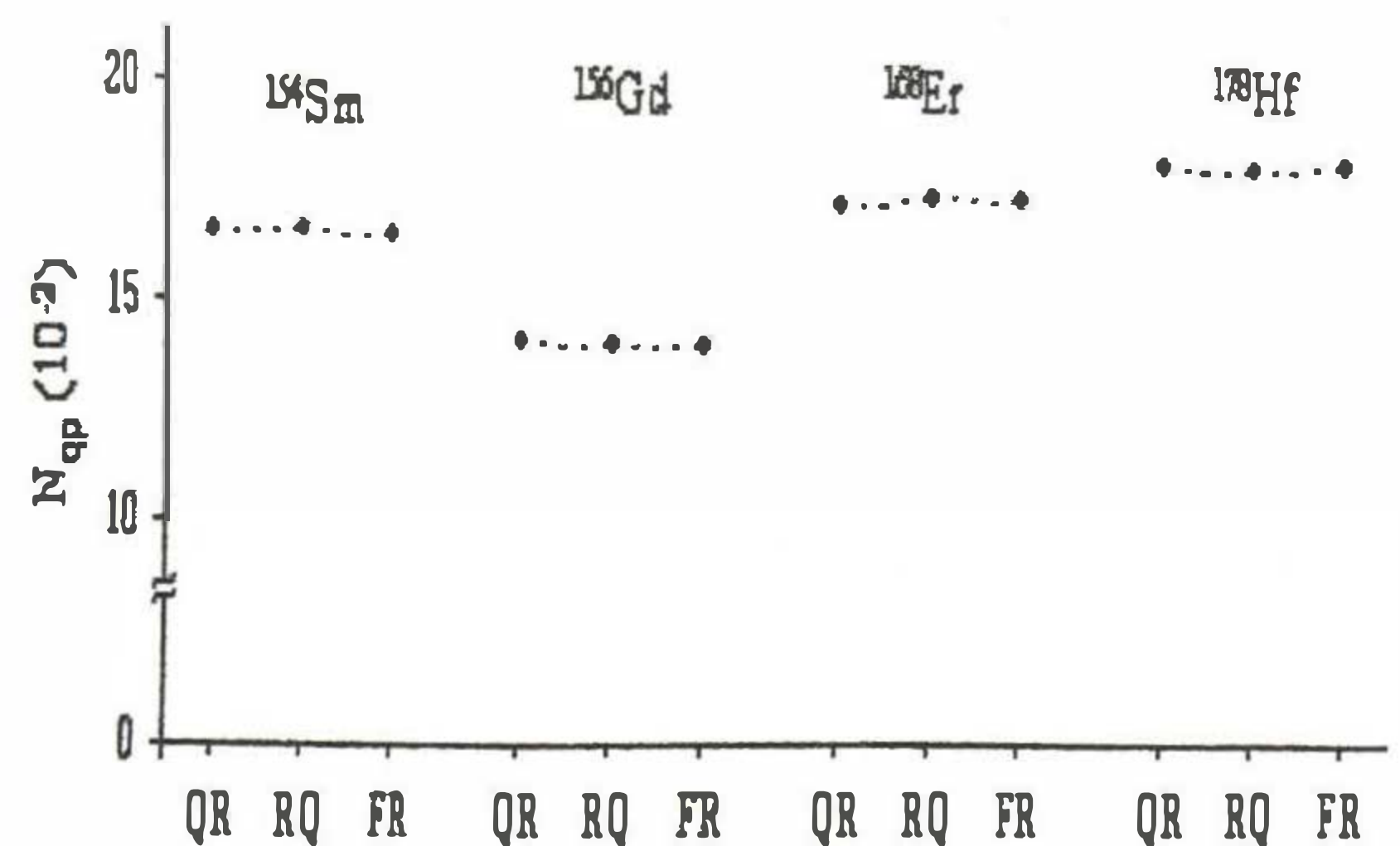
Sayısal hesaplamalar $150 < A < 172$ nadir toprak bölgesindeki iyi deforme çekirdeklere uygulanmıştır. Tek-parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları deforme Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak elde edilmiştir [18]. Kullandığımız modelde tek-parçacık enerjileri potansiyel kuyunun dibinden 3 MeV e kadar enerjilerde yerleşen tüm diskret ve kuazi-diskret seviyeleri ihtiva eder. Deformasyon parametreleri ise [12] makalesinden alınmıştır.

Deforme bazda özdeğer ve özfonksiyon problemlerinin çözümü R-QRPA ve QRPA hesaplamalarında çok uzun ve zaman alıcı işlemler gerektirdiğinden, RPA çözümlerinin doğru olarak hesaplanmasında oldukça önemli olan spin matris elemanlarının katkılarını belirlemek ilginç olacaktır. Çalışmalarımızda M1 geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarını hesapladık. Hesaplamalar, $\langle s | s_{+1} | s' \rangle^2 \leq 10^{-4}$ matris elemanlarının toplam kurallarına çok küçük katkı sağladığını göstermiştir (bu etkiler %2 yi geçmez). Buna dayanarak tüm sayısal hesaplamalarımızı matris elemanlarını bu şekilde sınırlandırarak yaptık. Yaptığımız hesaplamaların amacı çekirdek taban hal korelasyonlarındaki FR-QRPA nın ortalamasını göstermek olmuştur. Bu ise R-QRPA ve QRPA nın sonuçlarının FR-QRPA sonuçları ile karşılaştırılarak elde edilebilir. FR-QRPA ve QRPA arasındaki temel fark, kuaziparçacık enerjileri ve $G_{ss'}$ renormalizasyon çarpanıdır. QRPA nın spektroskopik enerji bölgesindeki kuaziparçacıkların, enerjiye göre dağılımını görünür derecede değiştirdiğini ve düşük enerjiye sahip 1⁺ durumlarının yoğunluğunun deneysel verilere [34-36] uygun olarak arttırdığını gösterdi. Örneğin, ¹⁶⁸Er çekirdeğinde 1⁺ seviyelerinin 4 MeV e kadar olan enerji bölgesindeki yoğunlukları R-QRPA ve QRPA da 10 MeV⁻¹, FR-QRPA da ise 13 MeV⁻¹ civarındadır. ¹⁶⁸Er çekirdeği için uygun deneysel veriler [35] $\rho_{exp} > 10$ MeV⁻¹ dir. Bu çekirdek için 1⁺ seviyelerin enerji seviye yoğunlukları Şekil 1.' de gösterilmiştir.



Şekil 1. ¹⁶⁸Er çekirdeği için pozitif pariteli $I = 1$ hallerinin enerji seviyeler diyagramı. Düz çizgiler $K^{\pi} = 1^{+}$ olan seviyeleri ve kesitli çizgili seviyeler ise. [18] referansına göre alınan K sı belirsiz seviyeleri göstermektedir.

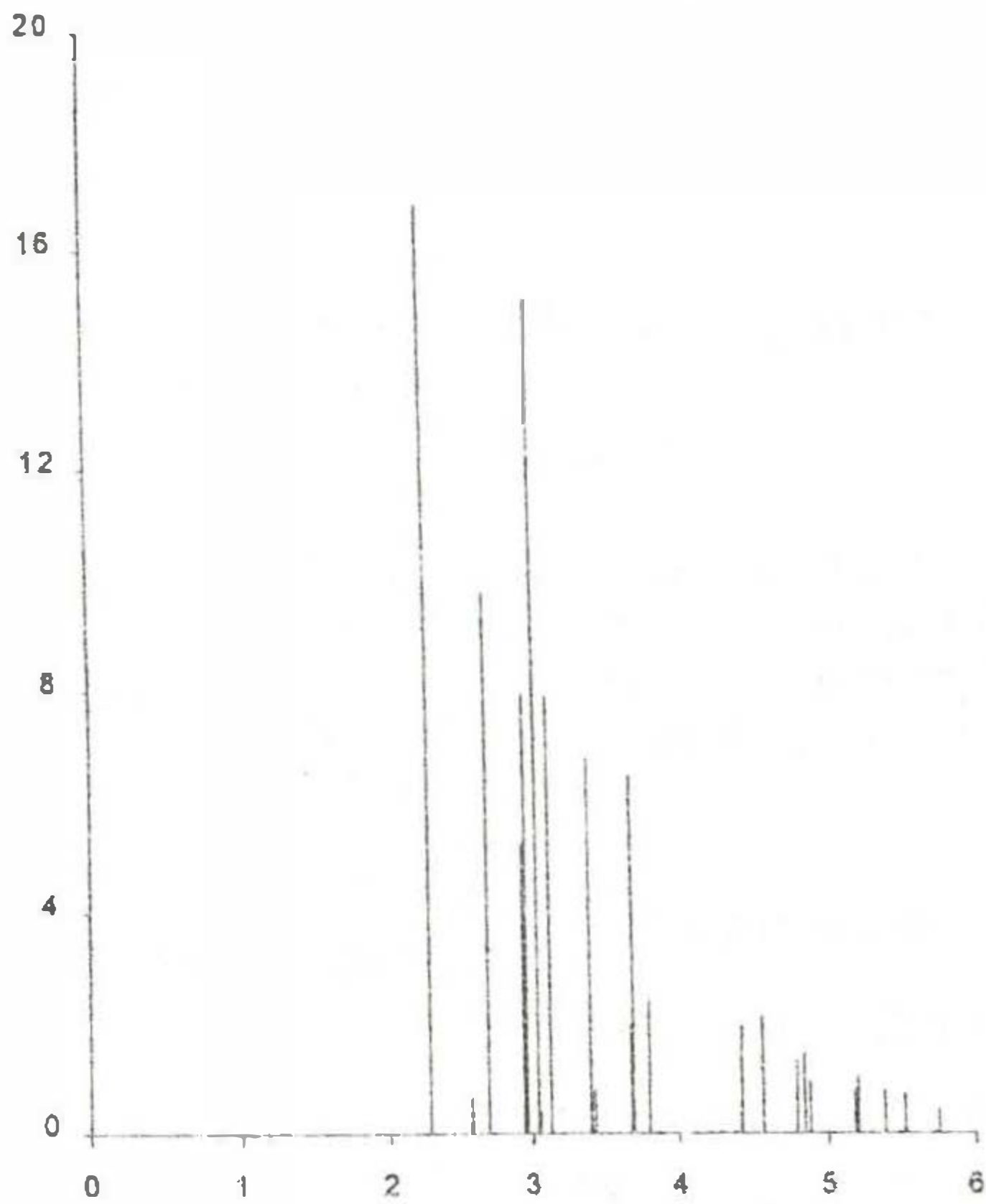
QRPA, R-QRPA ve FR-QRPA yaklaşımları çerçevesinde hesaplanan N_{qp} kuaziparçacık sayısının ¹⁵⁴Sm, ¹⁵⁶Gd, ¹⁶⁸Er ve ¹⁷⁸Hf çekirdekleri için karşılaştırılması Şekil 2.'de gösterilmiştir.



Şekil 2. QRPA, R-QRPA ve FR-RQPA yaklaşımlarında hesaplanan vibrasyonel 1⁺ hallerine bağlı taban halde ortalama kuaziparçacık sayılarının karşılaştırılması. QRPA, R-QRPA ve FR-RQPA yaklaşımları sırasıyla QR, RQ ve FR olarak gösterilmiştir.

Şekilden de görüldüğü gibi, toplam N_{qp} değerleri QRPA, R-QRPA ve FR-QRPA yaklaşımlarının üçünde de hemen hemen aynıdır. Bu yaklaşımlar arasındaki fark toplam N_{qp} değerinin %1-2 si civarındadır.

Kırılmış simetriye sahip modellerde her uyarılma seviyesi sahte halin belirli karışımını içermektedir. Sahte halin karıştığı enerji bölgesini belirlemek için dönme değişmezliği kırılmış fonon halleri ve sahte hal dalga fonksiyonunun örtüşüm integrallerinin incelenmesi çok bilgi vericidir. Buna örnek olarak ^{168}Er çekirdeği için bu örtüşmenin karesinin enerji dağılımı sırasıyla Şekil 3.' de gösterilmiştir.



Şekil 3. ^{168}Er çekirdeği için dönme değişmez olmayan modelde hesaplanan sahte hal karışımının 1⁺ hallerindeki dağılımı.

Elde ettiğimiz sonuçlar yüksek enerjili 1⁺ hallerin öneminin göstermekte ve taban hal korelasyonlarında teorinin güvenilirliğini sağlamak için RPA çözümlerinin tam kümesinin kullanılmasının gerekliliğini ortaya koymaktadır. Bunun yanında hesaplamalar, N_{qp} kuaziparçacık sayısının mutlak değerlerinin p-h izovektör spin-spin etkileşmesi için QRPA, R-QRPA ve FR-QRPA yaklaşımlarında hemen hemen aynı olduğunu gösterdi.

IV. KAYNAKLAR

- [1]. P. Ring and P. Schuck, "The Nuclear many Body Problem"(Springer-Verlag, Berlin, 1980); V. G. Soloviev "Theory of Complex Nuclei " (Pergamon Press, New York, (1976).
- [2]. K. Hara, Progr. Theor. Phys. 32, 88 (1964).
- [3]. K. Ikeda T. Udagava and H. Yamura, Progr. Theor. Phys. 33, 22 (1965).
- [4]. D. J. Rowe, Rev. Mod. Phys. 40 (1968) 153; Phys. Rev 175, 1283 (1968).
- [5]. J. Tovianen and J. Suhonen, Phys. Rev. C 55, 2314 (1997).
- [6]. S. Stocia and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Euro. Phys. J. A9, 345 (2000); Phys. Rev. C 63, 064304 (2001); Nucl. Phys, A 694, 269 (2001).
- [7]. A. Bobyk, W. A. Kaminski and P. Zareba, Nucl. Phys. 669, 221 (2000)
- [8]. D. S. Delion, J. Duckelsky and P. Schuck, Phys. Rev. C 55, 234010 (1997).
- [9]. Vadim Rodin and Amand Faessler, Phys. Rev. C 66, 051303 (2002).
- [10]. A. A. Raduta, C. M. Raduta, Amand Faessler, W. A. Kaminski, Nucl. Phys. A 634, 497 (1998).
- [11]. N. Dinh Dong and A. Arima, Phys. Rev. C 621, 024303 (2001).
- [12]. D. Karadjov, V. V. Voronov and F. Catara, Phys. Lett. B 306, 166 (1993).
- [14]. D. J. Thouless Nucl.Phys., 22,78 (1961)
- [15]. A.A.Kuliev, R.Akkaya, M.Ilhan, E.Guliev, C.Salamov and S.Selvi, Int.Journal of Modern Physics E,9 (2000) 249.
- [16]. A.A.Kuliev, Amand Faessler, M. Güner, Vadim Rodin, (submitted to the Nucl.phys G,2004)
- [17]. S. Raman, C. W. Nestor, Jr., P.Tikkanen, Atomic Data and Nucl.Data.Tables 78 (2001) 1
- [18]. J.H. Maser et al., Phys. Rev. C 53 (1996) 2749.