Корреляции в основном состоянии (КОС) в ядрах

С.П. Камерджиев

Семинар НИИЯФ МГУ
20.10.2022

Виды КОС

1.КОС в Методе Хаотических Фаз (МХФ или КМХФ)
содержатся в соотв. интегральном уравнении

2.КОС с фононами (КОС-фон)

содержатся в соотв. и сложном интегральном уравнении

Но фононы всегда (у нас) описываются в рамках МХФ!

3. «Чистые» КОС-3 и КОС-4
(т.е. без фононов и вне интегрального уравнения)

КОС в методе функций Грина и ,следовательно, диаграмм Фейнмана проявляются наиболее отчетливо –

-как вторые слагаемые функций Грина $G_1(\varepsilon), F_1^{(1)}(\varepsilon)$ и D _s (ω)

Ядра без спаривания:

$$G_1(\varepsilon) \equiv G_1^p + G_1^h = \underbrace{\frac{1-n_1}{\varepsilon - \varepsilon_1 + i\gamma}}_{\text{(частица)}} + \underbrace{\frac{n_1}{\varepsilon - \varepsilon_1 - i\gamma}}_{\text{(дырка)}}$$

$$A_{123}(\omega) = \int (G_1^p + G_1^h)(G_2^p + G_2^h)(G_3^p + G_3^h)$$

Ядра со спариванием:

$$G_1(\varepsilon) = G_1^h(-\varepsilon) = \frac{u_1^2}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{v_1^2}{\varepsilon + E_1 - i\delta}$$

$$F_1^{(1)}(\varepsilon) = F_1^{(2)}(\varepsilon) = -\frac{\Delta_1}{2E_1}\left[\frac{1}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{1}{\varepsilon + E_1 - i\delta}\right]$$

D _s (ω) = 1/ (ω – ω_s + $i\gamma$) - 1/ (ω + ω_s - $i\gamma$)

Корреляции в основном состоянии (КОС):

МХФ

$$A(\omega) = \int G_1 G_2 d\varepsilon$$

Двухквазичастичные КОС

-порождены интегралом от двух ФГ

в стандартном МХФ - малы

Четырехквазичастичные КОС в МХФ

-появляются при решении интегрального МХФ-уравнения, как следующая итерация двухчастичных КОС

-малы «для сферических и деформированных ядер»

4

МХФ

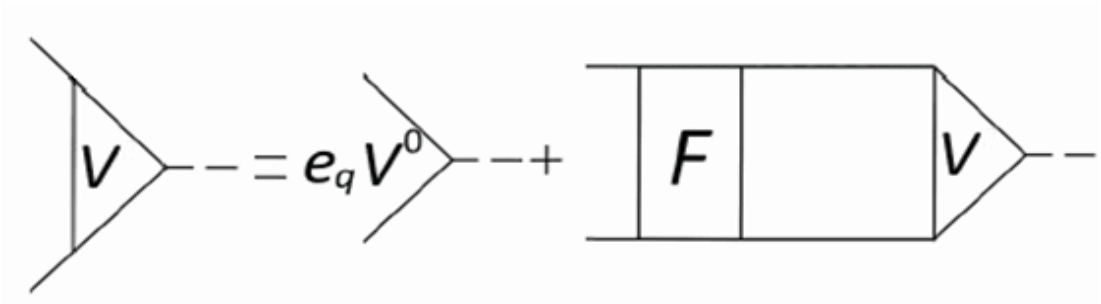
Уравнения для вершины и амплитуды рождения фонона в поле:

- Уравнение для эффективного поля

$$\hat{V}(\omega) = e_q \hat{V}_0(\omega) + \hat{F}\hat{A}(\omega)\hat{V}(\omega)$$

- Амплитуда рождения фонона

$$\hat{g}_s(\omega) = \hat{F}\hat{A}(\omega)\hat{g}_s(\omega)$$



где

$$A(\omega) = \int G_q(\varepsilon + \omega/2)\, G_q(\varepsilon - \omega/2)\, d\varepsilon/(2\pi i)$$

означает частично-дырочный пропагатор, а $G_q(\varepsilon)$— квазичастичная функция Грина.

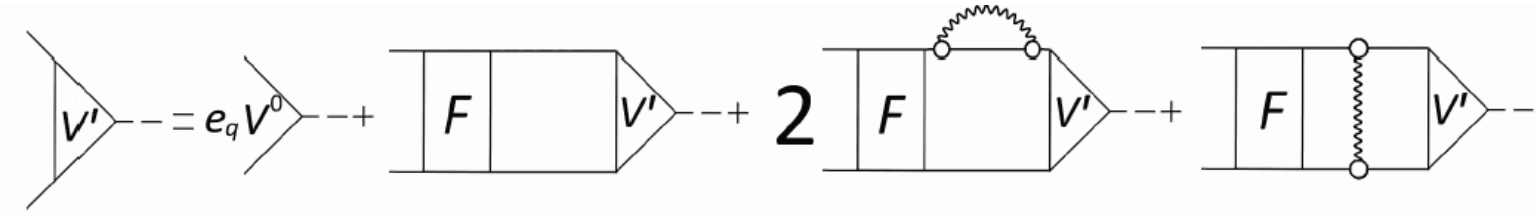
F – эффективное взаимодействие между нуклонами, $e_q \hat{V}_0(\omega)$ – внешнее поле

Простое обобщение Теории Конечных Ферми-Систем (ТКФС):

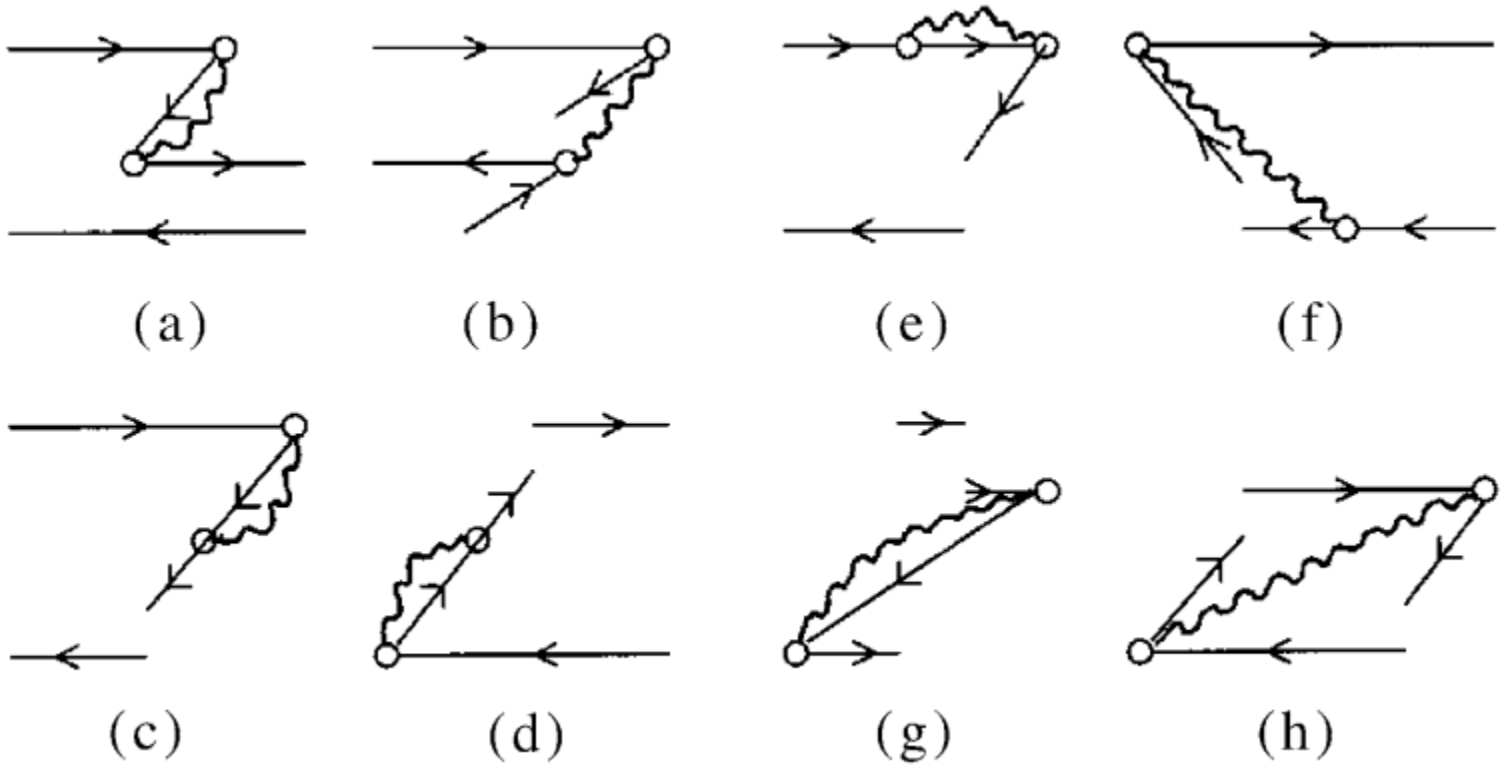
Extended TFFS(TBA)/(ПВБ)

[Kamerdzhiev, Speth,Tertychny, Phys.Rep. 393 (2004)]

(учет квазичастично-фононного взаимодействия)

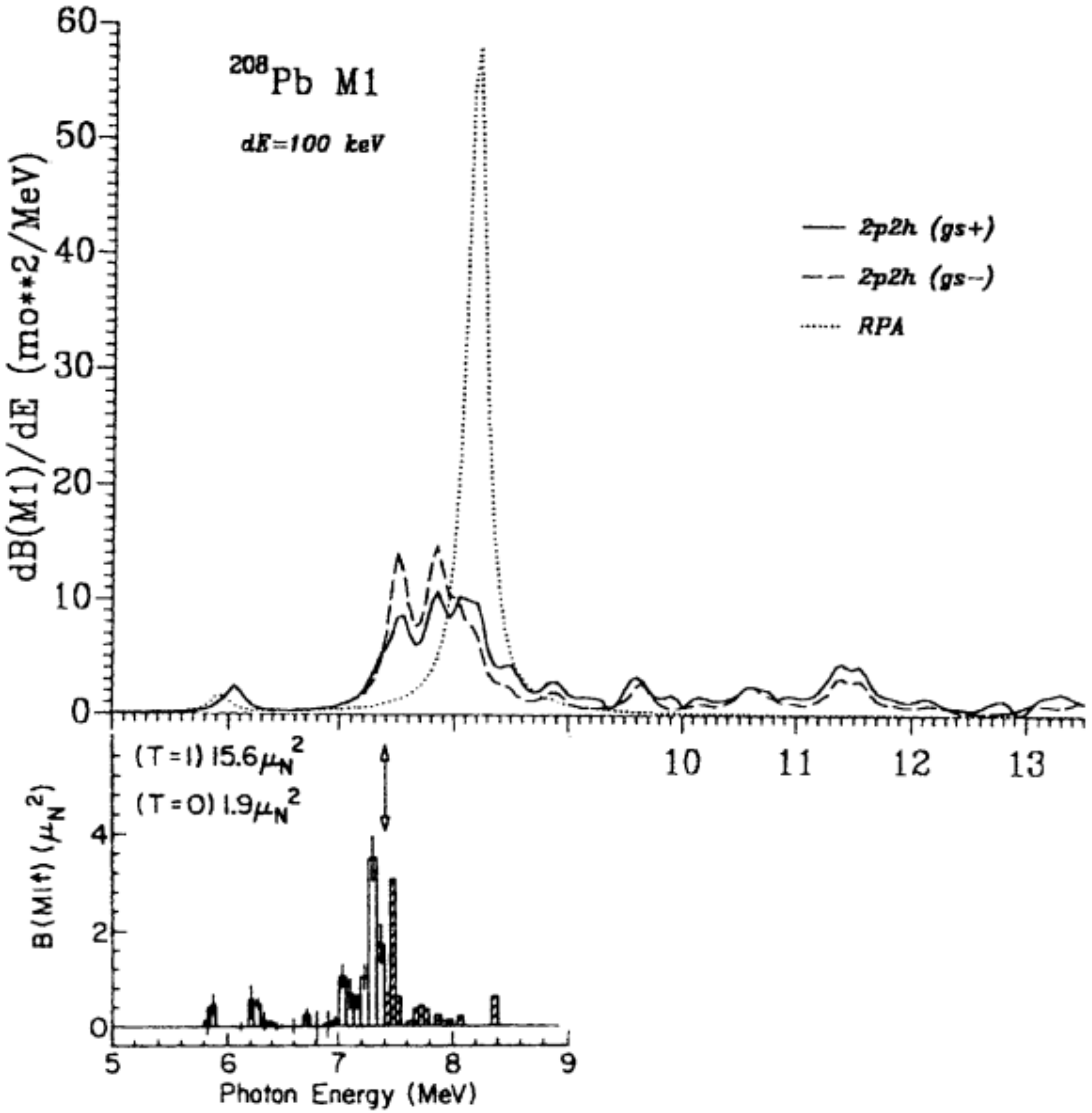


ТКФС (МХФ) Extended TFFS(TBA)/(ПВБ)[1]/[2]



Typical “backward-going” graphs of order g2 due to the GSCphon: graphs a–d are similar to the RPA GSC case, whereas graphs e–h are the GSCphon of new type that correspond to direct excitation of a complex confguration by an external feld.

Количественный вклад КОС_фон



[S.P.Kamerdzhiev et al., Phys. Rep.393 (2004)]

Upper: the strength function for the M1 excitation in 208Pb in the CRPA (dotted line) and in the RPA + 1p1h⊗phonon + continuum without (dashed line) and with GSCphon (full line). Lower: experimental data

Вклад КОС-фон в EWSR (M1,E0,E2): (4-7)%

КОС-3 и КОС-4

$A(\omega) = \int G_1 G_2 G_3 d\varepsilon$

$G_1 = G_1^p + G_1^h$

Трехвазичастичные КОС –(статические и динамические)

-появляются благодаря двум частям ФГ, при расчете интеграла от трех ФГ

-значительны (см. доклад Шитова)

$A(\omega) = \int G_1 G_2 G_3 G_4 d\varepsilon$

$G_1 = G_1^p + G_1^h$

Четырехвазичастичные КОС

-появляются благодаря двум частям ФГ, при расчете пропагатора $A(\omega)$

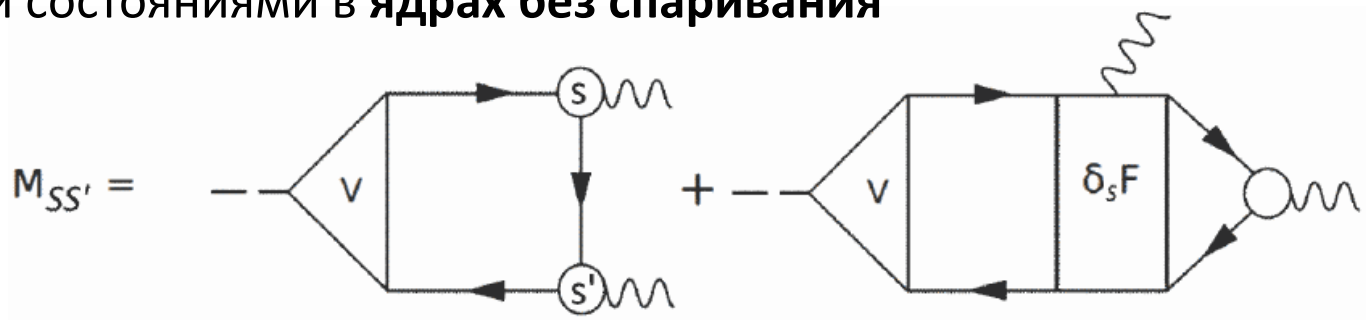
-предположительно значительны

Ангармонические эффекты второго порядка в магических ядрах

КОС_3

- Амплитуда перехода между однофононными состояниями в **ядрах без спаривания**

$$M_{ss'} = VGg_sGg_{s'}G + VGG\delta_sFGGg_{s'}$$



$$M_{ss'} = M^{(1)}_{ss'} + M^{(2)}_{ss'} = \sum_{123}[V_{12}(g^s_{31})^* g^{s'}_{23} A^{(1)}_{123} + V_{12} g^{s'}_{31}(g^s_{23})^* A^{(2)}_{123}],$$

Здесь введены обозначения: $\langle 1\|V\|2\rangle = V_{12}$ и т.д.

- Пропагатор $A^{(1)}_{123}$ – интеграл от трех функций Грина

$$A^{(1)}_{123}(\omega_s, \omega_{s'}) = \int G_1(\varepsilon)G_2(\varepsilon+\omega)G_3(\varepsilon+\omega_s)d\varepsilon, \quad A^{(2)}_{123}(\omega_s, \omega_{s'}) = A^{(1)}_{123}(-\omega_{s'}, -\omega_s).$$

- Вероятность перехода $B(EL)(I_s \to I_{s'})$ с энергией $\omega = \omega_s - \omega_{s'}$:

$$B(EL) = \frac{1}{2I_s+1}|\langle I_s\|M_L\|I_{s'}\rangle|^2$$

АМПЛИТУДА ПЕРЕХОДА

$$\langle I_s \parallel M_L \parallel I_{s'} \rangle = \sum_{123} \begin{Bmatrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{Bmatrix} V_{12} g^s_{31} g^{s'}_{23} [A^{(1)}_{123}(\omega_s, \omega_{s'}) + (-1)^{(I_s+I_{s'}+L)} A^{(1)}_{213}(-\omega_{s'}, -\omega_s)].$$

$$\left[A^{(1)}_{123}(\omega_s, \omega_{s'}) + (-1)^{(I_s+I_{s'}+L)} A^{(1)}_{213}(-\omega_{s'}, -\omega_s)\right] = [(1-n_1)(1-n_2)n_3 - n_1 n_2 (1-n_3)] \times$$

$$\times \left(\frac{1}{(\varepsilon_{31} - \omega_s)(\varepsilon_{32} - \omega_{s'})} + \frac{1}{(\varepsilon_{31} + \omega_s)(\varepsilon_{32} + \omega_{s'})} \right) +$$

КОС_3

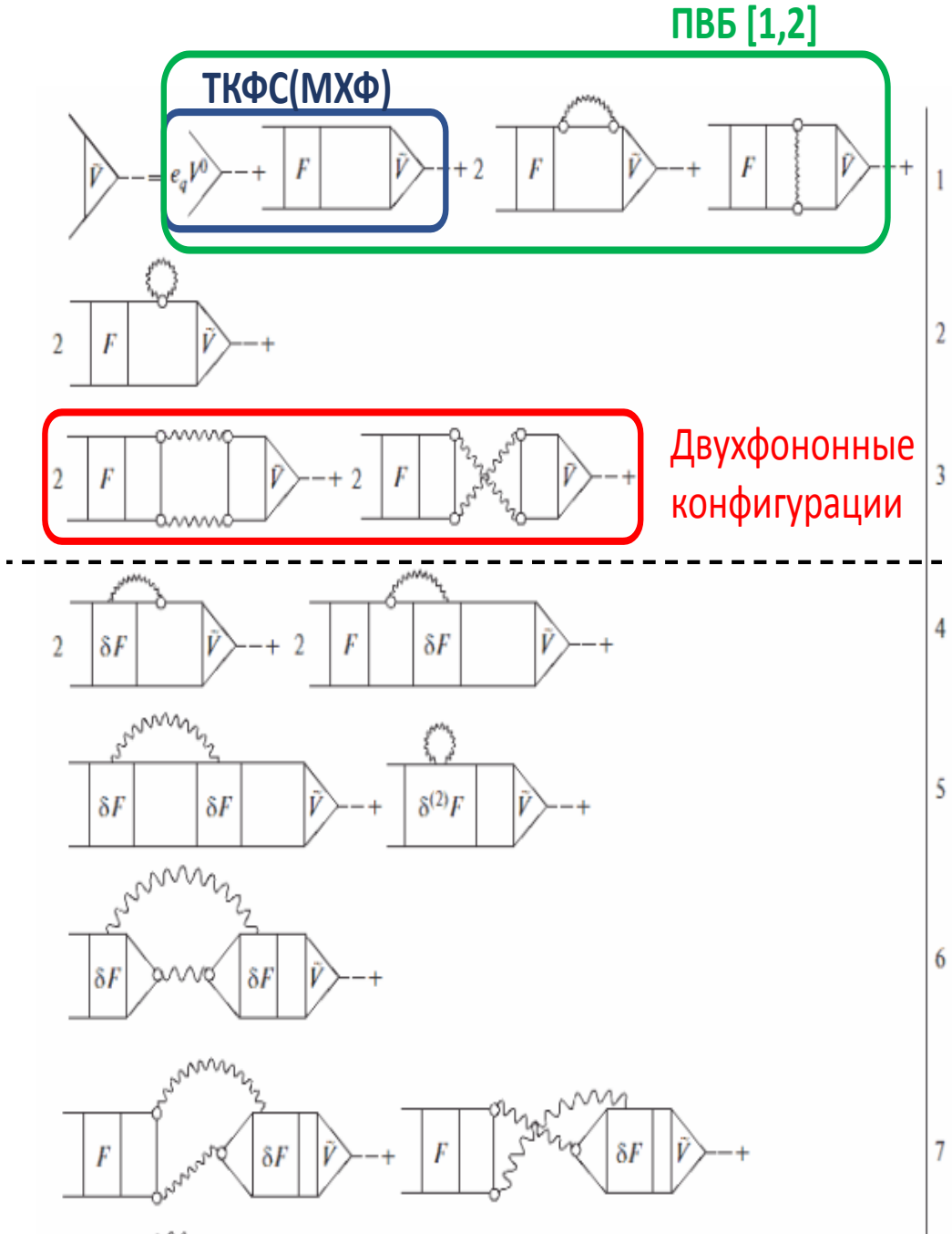
$$+ [n_1(1-n_2)(1-n_3) - (1-n_1)n_2 n_3] \times \frac{2(\varepsilon_{12}\varepsilon_{13} + \omega\omega_s)}{(\varepsilon_{12}^2 - \omega^2)(\varepsilon_{13}^2 - \omega_s^2)} +$$

$$+ [n_2(1-n_1)(1-n_3) - (1-n_2)n_1 n_3] \times \frac{2(\varepsilon_{21}\varepsilon_{23} - \omega\omega_{s'})}{(\varepsilon_{21}^2 - \omega^2)(\varepsilon_{23}^2 - \omega_{s'}^2)},$$

где $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_i - \varepsilon_j$.

Сравнение с аналогичной задачей, решавшейся в рамках Квазичастично-фононной модели Соловьева*, показывает наличие дополнительных слагаемых, т.н. трехвазичастичных Корреляций в Основном Состоянии(КОС)

Все слагаемые «окончательного» уравнения содержат много КОС !



Уравнение для вершины

Полученные результаты включают в себя предыдущие подходы, и дополняют их рядом новых эффектов:

- **Динамический эффект тэдпола** в строке 2
- Графики отвечающие **новым двухфононным конфигурациям**, строка 3
- Все графики в линиях 4-8 представляют собой **новые члены по сравнению с Приближением Временной Блокировки(ПБВ)**.
- Графики в линиях 4 и 5 содержат поправки порядка g^2, обеспечивая появление **новых 1p1h⊗фонон-конфигураций**.
- Графики в линиях 6-8 содержат двухфононные конфигурации, и пропорциональны g^4.
- Все графики в сроках 4-8 содержат члены, пропорциональные δF, $(\delta F)^2$или $\delta^{(2)}F$. Которое может быть выражено в терминах амплитуды **трехквазичастичного эффективного взаимодействия** W:

$$\delta_s F = W G g_s G$$

- Как известно роль этого взаимодействия невелика, так что мы можем полагать что количественная роль слагаемых в строках 4-8 невелика.

Заключение

КОС –фон и
«чистые» КОС
нуждаются в дальнейшем изучении !
(см. доклад М. И. Шитова о «чистых» КОС)

«Дальнейшее развитие ядерной спектроскопии в значительной мере связано с изучением гамма-переходов между возбужденными состояниями»

В.Г. Солоьев «Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы» Энергоатомиздат, 1989