

Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт имени А. И. Лейпунского

Микроскопическое описание характеристик основного состояния и возбуждений ядер в области энергий отделения нейтрона

Ачаковский Олег Игоревич

Специальность: 01.04.16 – «физика атомного ядра и элементарных частиц»

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук, профессор Камерджиев С. П.;
кандидат физ.-мат. наук Авдеенков А. В.;

Актуальность работы

- Самосогласованные расчеты магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных сферических ядер в рамках ТКФС весьма актуальны для нестабильных ядер, где имеется большое количество экспериментальных данных.
- Учет связи с фононами в рамках самосогласованной ОТКФС (КПВБ) позволяет описать радиационную силовую функцию (РСФ), особенно в области ПДР, как для стабильных, так и для нейтронно-избыточных ядер.
- Улучшение описания РСФ в области ПДР позволяет описывать характеристики ядерных реакций с участием гамма-квантов. Такие характеристики требуются, например, для описания процессов в ядерных реакторах или в нейтронных звездах.

Цель исследования

- Развитие и применение самосогласованного микроскопического подхода в теории ядра для анализа и расчетов некоторых характеристик основного и возбужденных состояний ядер в области энергий отделения нейтрона, таких как магнитные моменты, радиационные силовые функции и важнейших характеристик ядерных реакций с участием гамма-квантов.

Задачи исследования

- Самосогласованный микроскопический расчет дипольных магнитных моментов нечетных ядер в основном состоянии с использованием теории конечных ферми-систем и одночастичной схемы на основе современной теории энергетического функционала плотности.
- Расчет магнитных моментов нечетно-нечетных ядер в основном и возбужденных состояниях с использованием феноменологического и микроскопического подходов.
- Рассчитать радиационные силовые функции для четно-четных ядер в рамках методов КМХФ и КПБВ с использованием одночастичной схемы на основе сил Скирма и выполнить расчет РСФ для ^{208}Pb на основе нового полностью самосогласованного подхода континуумного ПБВ. Выполнить анализ вклада эффектов связи с фононами.
- Использовать полученные радиационные силовые функции в современном коде для ядерных реакций EMPIRE для расчета различных характеристик ядерных реакций с участием гамма-квантов для дважды-магических и полумагических ядер, а именно: сечений радиационного захвата нейтрона, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на:

1. Международной конференции "Ядро-2012" "Фундаментальные проблемы ядерной физики, атомной энергетики и ядерных технологий", г. Воронеж, 25 июня - 30 июня 2012 г.
2. 15-й международном симпозиуме "Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics", г. Дрезден, 25 августа - 29 августа 2014 г.
3. Международном семинаре "International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: "Fundamental Interactions and Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics" (ISINN 22), г. Дубна, 27 Мая - 30 Мая, 2014 г.
4. 5th Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength, г. Осло, 18 Мая - 22 Мая 2015 г.
5. Международной конференции "Ядро-2015. Новые горизонты в области ядерной физики, атомной, фемто- и нанотехнологий" (65 Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра), г. Санкт-Петербург, 29 июня - 03 июля 2015 г.
6. Международной конференции "Nuclear Structure and Related Topics", г. Дубна, 14 июля - 18 июля 2015 г.

Список публикаций в журналах из перечня ВАК (1/2)

1. С. П. Камерджи́ев, О. И. Ачаковский, Д. А. Войтенков, С. В. Толоконников; Самосогласованные подходы в микроскопической теории ядра. Статические моменты нечетно-нечетных ядер. // Ядерная физика, 2014, том 77, №1, с. 70–78
2. O. I. Achakovskiy, S.P. Kamerdzhiev, E.E. Saperstein, and S.V. Tolokonnikov; Magnetic moments of odd-odd spherical nuclei. // Eur. Phys. J. A 50:6, (2014).
3. С. П. Камерджи́ев, А.В. Авдеенков, О. И. Ачаковский; О некоторых проблемах описания и использования радиационных силовых функций. // Ядерная физика, 2014, том 77, №10, с. 1367–1375
4. O. Achakovskiy, A. Avdeenkov, S. Goriely, S.Kamerdzhiev, S. Krewald; Impact of the phonon coupling on the photon strength function. // Physical Review C 91, 034620 (2015)

Список публикаций в журналах из перечня ВАК (2/2)

5. С. П. Камерджи́ев, О. И. Ачаковский, А.В. Авдеенков; Микроскопическая природа радиационной силовой функции: структуры, связь с фононами. // Письма в ЖЭТФ, т. 101, 11, с. 819-826
6. S. P. Kamerdzhiev, O. I. Achakovskiy, A. V. Avdeenkov, and S. Goriely; On Microscopic Theory of Radiative Nuclear Reaction Characteristics. //Phys. Atom. Nucl. Vol. 79, No. 4, pp. 400–413 (2016)
7. О. И. Ачаковский , С. П. Камерджи́ев, В. И. Целяев; Радиационная силовая функция и пигми-дипольный резонанс в ^{208}Pb и ^{70}Ni .// Письма в ЖЭТФ, 2016, том 104, вып. 6, с. 387-392

Содержание работы

1. Самосогласованные расчеты магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных сферических ядер
2. Самосогласованные микроскопические расчеты радиационных силовых функций
3. Микроскопическое описание радиационных характеристик ядерных реакций

Самосогласованные расчеты магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных сферических ядер

Самосогласование:

1. Среднее поле (основное состояние) определяется как первая вариационная производная энергетического функционала
2. Эффективные ph - и pp - взаимодействия — это вторые вариационные производные того же энергетического функционала:

$$\mathcal{F} = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho^2} \quad \mathcal{F}^\xi = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta v^2}$$

3. Эти эффективные взаимодействия используются для расчетов характеристик фононов

(В расчетах нет новых параметров!

Поэтому, получаем большую предсказательную силу)

Микроскопическое описание МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

$$\mu = V_{\lambda\lambda} = \langle \nu, m = j | \hat{\mu} | \nu, m = j \rangle \quad (\text{магнитный момент нечётного ядра})$$

где величина V удовлетворяет интегральному уравнению теории конечных ферми систем (аналогичное методу хаотических фаз)

$$V_{12} = e_q V_{12}^0(\omega) + \sum_{34} \mathcal{F}_{1234} A_{34}(\omega) V_{34}$$

Здесь $\mathcal{F} = C_0(g + g'\tau_1\tau_2)\sigma_1\sigma_2$ -эффективное спиновое взаимодействие Ландау-Мигдала между частицами в ядре

Микроскопическое описание МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

- Уравнение для эффективного поля решалось методом Гаусса в представлении самосогласованных одночастичных волновых функций
- Одночастичные волновые функции получались из метода энергетического функционала плотности с набором параметров DF3-a
- Для надёжного учёта одночастичного континуума мы использовали сферический ящик с радиусом $R=24$ фм и верхний предел обрезания одночастичного континуума $E_{max} = 50$ МэВ.
- Учитывалось два типа переходов через уровень Ферми: 1) l -разрешённые переходы с $\Delta l = 0$ и 2) l -запрещённые переходы с $\Delta l = 2$.

Основная формула для нечётно-нечётных ядер

Основное предположение: отсутствие взаимодействия между нечётными квазичастицами

$$\mu_J = \langle \Psi_{JJ} | \mu^p + \mu^n | \Psi_{JJ} \rangle \quad \Psi_{JM} = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \varphi_{j_1 m_1} \varphi_{j_2 m_2}$$

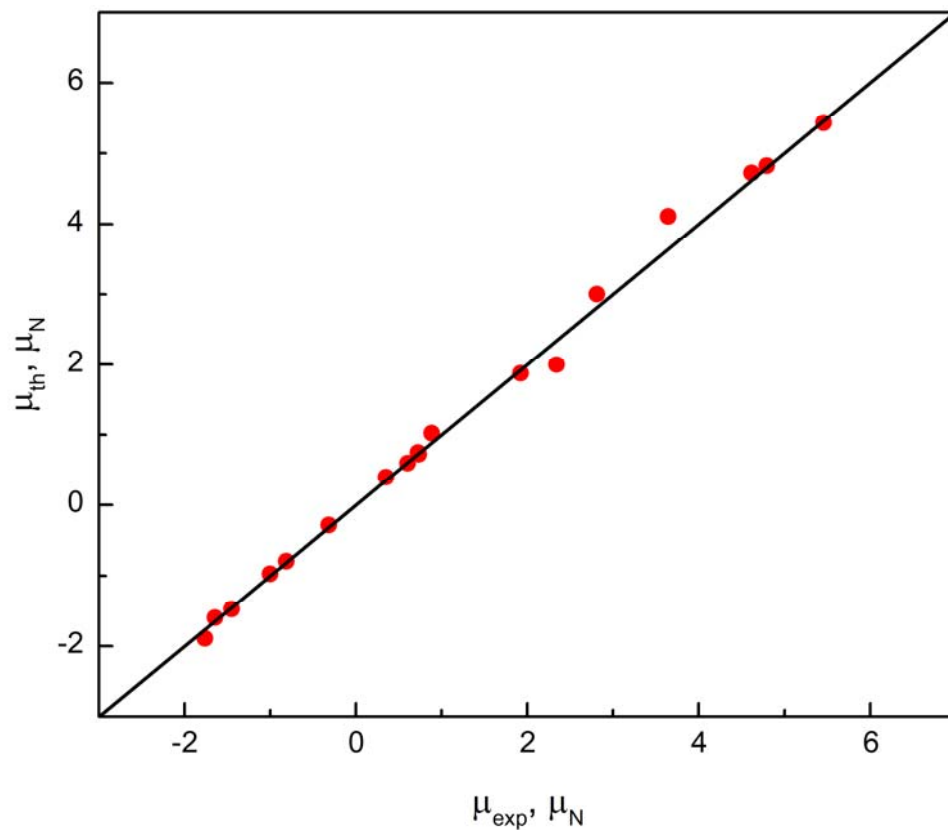
$$\mu = \frac{J\mu_p}{2j_p} \left(1 + \frac{(j_p - j_n)(j_p + j_n + 1)}{J(J + 1)} \right) + \frac{J\mu_n}{2j_n} \left(1 + \frac{(j_n - j_p)(j_p + j_n + 1)}{J(J + 1)} \right)$$

μ_n и μ_p – магнитные моменты соответствующих нечётных ядер

Феноменологический подход

- Расчёт магнитных моментов нечётно-нечётных ядер с использованием **экспериментальных** значений магнитных моментов нечётных ядер.
- Цель: оценка вклада взаимодействия между нечётными квазичастицами в магнитные моменты и проверка приближения

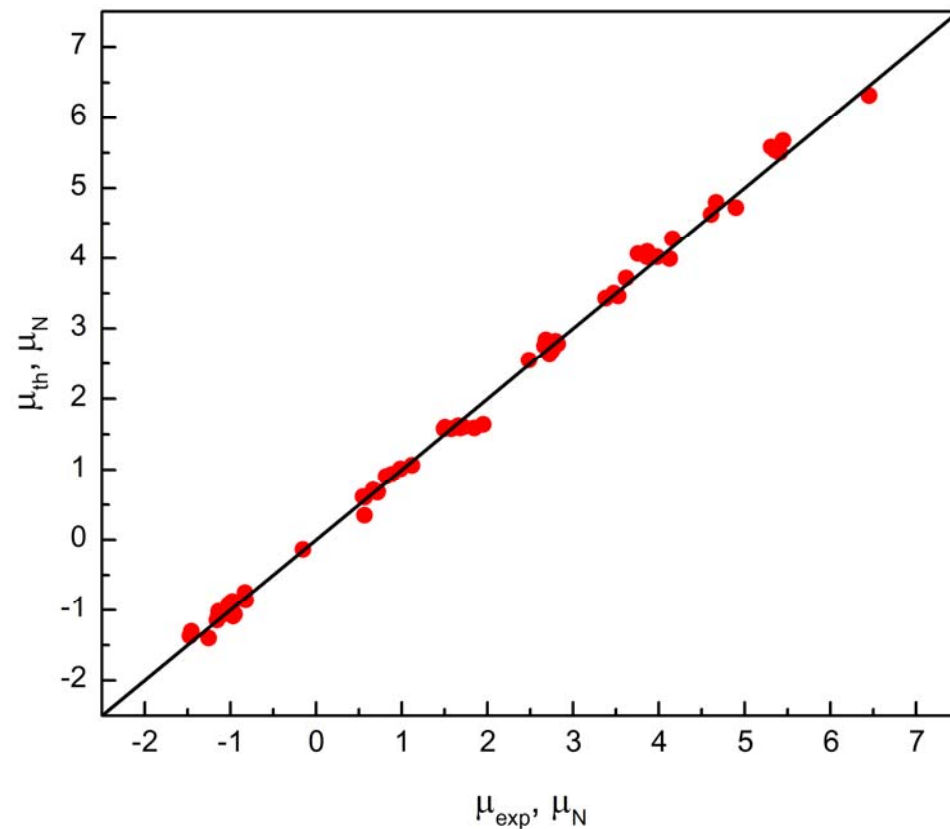
Результаты расчёта магнитных моментов магических нечётных ядер



$$\overline{|\mu_{th} - \mu_{exp}|} = 0.095 \mu_N$$

Эксп. данные: база данных ENSDF
<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

Результаты расчёта магнитных моментов полумагических нечётных ядер

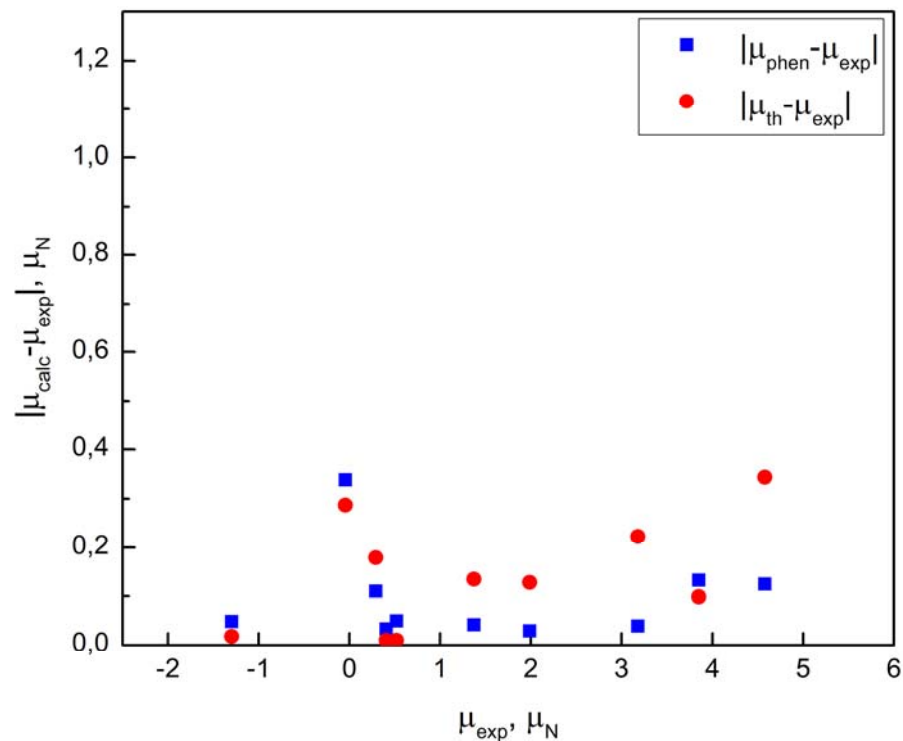


$$\overline{|\mu_{th} - \mu_{exp}|} = 0.096 \mu_N$$

Эксп. данные: база данных ENSDF
<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

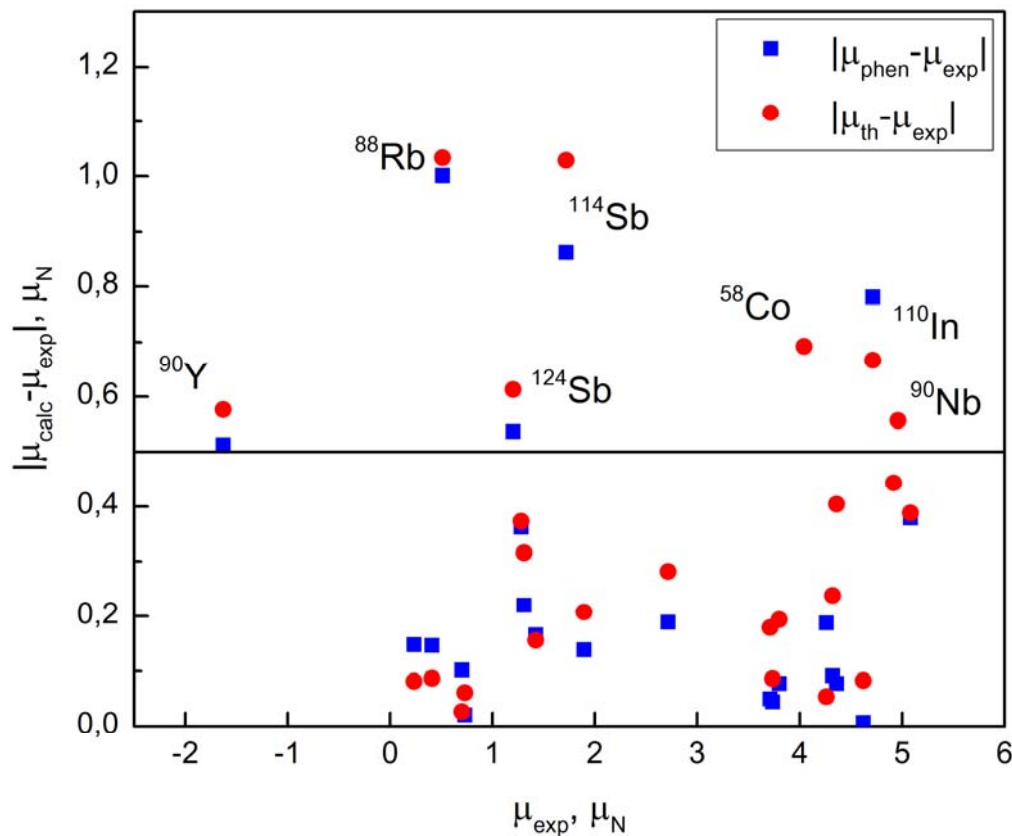
Результаты расчёта магнитных моментов магических нечётно-нечётных ядер

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp}
$^{14}_7N_7$	$(1p_{1/2}^n 1p_{1/2}^p)$	1^+	+0.437	+0.414	+0.40376100 (6)
$^{16}_7N_9$	$(1d_{5/2}^n 1p_{1/2}^p)$	2^-	+1.956	+1.858	1.9859 (11)
$^{18}_9F_9$	$(1d_{5/2}^n 1d_{3/2}^p)$	1^+	+0.565	+0.571	—
$^{38}_{19}K_{19}$	$(1d_{3/2}^n 1d_{3/2}^p)$	3^+	+1.413	+1.236	+1.371 (6)
$^{49}_{19}K_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1d_{3/2}^p)$	4^-	-1.249	-1.316	-1.2981 (3)
$^{40}_{21}Sc_{19}$	$(1d_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	4^-	+5.511	+5.462	—
$^{54}_{27}Co_{27}$	$(1f_{7/2}^n 2p_{3/2}^p)$	4^+	+3.983	+3.949	3.85 (1)
$^{56}_{29}Cu_{27}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	(4^+)	+0.174	+0.333	—
$^{58}_{29}Cu_{29}$	$(2p_{3/2}^n 2p_{3/2}^p)$	1^+	+0.473	+0.510	0.52 (8)
$^{132}_{49}In_{83}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	(7^-)	—	+3.949	—
$^{132}_{51}Sb_{81}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{9/2}^p)$	(4^+)	+3.141	+2.957	3.18 (1)
$^{208}_{81}Tl_{127}$	$(2g_{9/2}^n 3s_{1/2}^p)$	5^+	+0.402	+0.471	0.292 (13)
$^{208}_{83}Bi_{127}$	$(3p_{1/2}^n 1h_{9/2}^p)$	5^+	+4.703	+4.235	+4.578 (13)
$^{210}_{83}Bi_{129}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	1^-	+0.293	+0.243	-0.04451 (6)



$$|\mu_{phen} - \mu_{exp}| = 0.095 \mu_N \quad |\mu_{th} - \mu_{exp}| = 0.143 \mu_N$$

Результаты расчёта магнитных моментов полумагических нечетно-нечётных ядер



$$\overline{|\mu_{\text{phen}} - \mu_{\text{exp}}|} = 0.277 \mu_N$$

$$\overline{|\mu_{\text{th}} - \mu_{\text{exp}}|} = 0.353 \mu_N$$

Эксп. данные: база данных ENSDF
<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

Результаты расчёта магнитных моментов магических нечётно-нечётных ядер в возбуждённых состояниях

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	$T_{1/2}$	Уровень, кэВ	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp}
${}^{18}_9F_9$	$(1d_{5/2}^n 1d_{5/2}^p)$	3^+	46.9 пс	937.20	+1.696	+1.713	1.68 (15)
${}^{40}_{19}K_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1d_{3/2}^p)$	3^-	4.25 нс	29.8299	-1.367	-1.410	-1.29 (9)
${}^{210}_{83}Bi_{129}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	9^-	$3.04 \cdot 10^6$ лет	271.31	+2.637	+2.187	2.728 (42)
${}^{210}_{83}Bi_{129}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	7^-	57.5 нс	433.49	+2.051	+1.701	+2.114 (49)
${}^{210}_{83}Bi_{129}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	5^-	37.7 нс	439.20	+1.465	+1.215	+1.530 (45)

Магнитные моменты нечётно-нечётных полумагических ядер в возбуждённых состояниях

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	$T_{1/2}$	Уровень, кэВ	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp}
${}^{60}_{27}\text{Co}_{33}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	2^+	10.476 мин	1121.36	+4.466	+4.687	+4.40 (9)
${}^{90}_{41}\text{Nb}_{49}$	$(1g_{9/2}^n 1g_{9/2}^p)$	6^+	63 мкс	298.22	—	+3.370	+3.720 (24)
${}^{138}_{55}\text{Cs}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	6^-	2.91 мин	721	+1.603	+1.455	+1.713 (9)
${}^{138}_{57}\text{La}_{81}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	3^+	116 нс	424	+2.385	+2.419	+2.886 (48)
${}^{142}_{59}\text{Pr}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 2d_{5/2}^p)$	5^-	14.6 мин	937.20	+2.329	+2.345	2.2 (1)

Сравнение наших расчётов с расчётами по модели многочастичных оболочек

Ядро	μ_{exp}	μ_{th} (ТКФС)	μ_{th1} (ММО)	μ_{th2} (ММО)
$^{55}_{27}Co_{28}$	+4.822 (3)	+4.793	+4.630	+4.746
$^{56}_{27}Co_{29}$	3.851 (12)	+3.949	+3.652	+3.774
$^{57}_{27}Co_{30}$	+4.720 (1)	+4.899	+4.616	+4.704
$^{59}_{27}Co_{32}$	+4.627 (9)	+4.609	+4.637	+4.707
$^{60}_{27}Co_{33}$	+3.799 (8)	+3.993	+3.962	+3.996
$^{57}_{28}Ni_{29}$	-0.7975 (14)	-0.812	-0.789	-0.802
$^{61}_{28}Ni_{33}$	-0.75002 (4)	-0.829	-0.688	-0.707

Совпадение с ММО также подтверждает правильность нашего метода

Наш метод, в отличие от ММО, не имеет подгоночных параметров и походит для всех ядер

Самосогласованные микроскопические расчеты радиационных силовых функций

Радиационная силовая функция

- РСФ описывает среднюю силу электромагнитных переходов – в частности, переход в квазиконтинуум при высоких энергиях возбуждения и включает переходы между возбужденными состояниями

$$f_{E1}^{\uparrow}(E_{\gamma}) = \frac{\langle \Gamma_{i \rightarrow g.s.} \rangle \rho(E_i)}{E_{\gamma}^3}$$

- Фотопоглощение $f_{E1}^{\downarrow}(E_{\gamma}) = \frac{\sigma_{abs}(E_i)}{3(\pi\hbar c)^2 E_{\gamma}}$
- Гипотеза Бринка-Акселя:
силовая функция не зависит от энергии возбуждения.
- Принцип детального баланса:
силовая функция для возбуждения равна силовой функции для снятия возбуждения.

$$f_{E1}^{\uparrow}(E_{\gamma}) = f_{E1}^{\downarrow}(E_{\gamma}) = \frac{\sigma_{abs}(E_{\gamma})}{3(\pi\hbar c)^2 E_{\gamma}}$$

Самосогласованная Обобщенная теория конечных ферми систем в приближении КПБВ

ОТКФС(КПБВ) включает:

1.(К)МХФ

2.Связь с фононами

3.Одночастичный континуум

и использует хорошо известные силы Скирма
(например, с параметрами $SLy4$)

Нет новых параметров!

Kamerdzhev *et al.*, Phys. Rep. 393, 1, (2004)

Tselyaev, Rhys. Rev. C 75, 024306 (2007)

Avdeenkov *et al.*, Phys. Rev. C 83, 064316 (2011)

Achakovskiy *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 034620 (2015)

Kamerdzhev *et al.*, JETP Lett., **101**, 725 (2015)

Учет связи с фононами в разных моделях

Несамосогласованные подходы:

1. NFT (Бор, Моттelson том 2)
2. Модель КФМ Соловьева и др.
3. ОТКФС (Камерджиев, Speth, Тертычный; Phys.Rep.2004)

Самосогласованные подходы :

4. Самосогласованная ОТКФС(КПБВ) (Целяев, Авдеенков, Камерджиев)
5. Релятивистское КПБВ (Ring, Целяев, Литвинова)
6. FRSA (сепарабельное приближение конечного ранга)
ОИЯИ, Дубна

Особенности самосогласованного подхода ОТКФС(КПБВ)

- Индивидуальный подход к каждому ядру благодаря одночастичному и фононному спектру. Поэтому должны существовать структуры в РСФ
- “*Ab initio*” подход (параметры сил Скирма или функционала универсальны для всех ядер, за исключением самых легких)
- Большая предсказательная сила

Интегральные характеристик ГДР изотопов олова

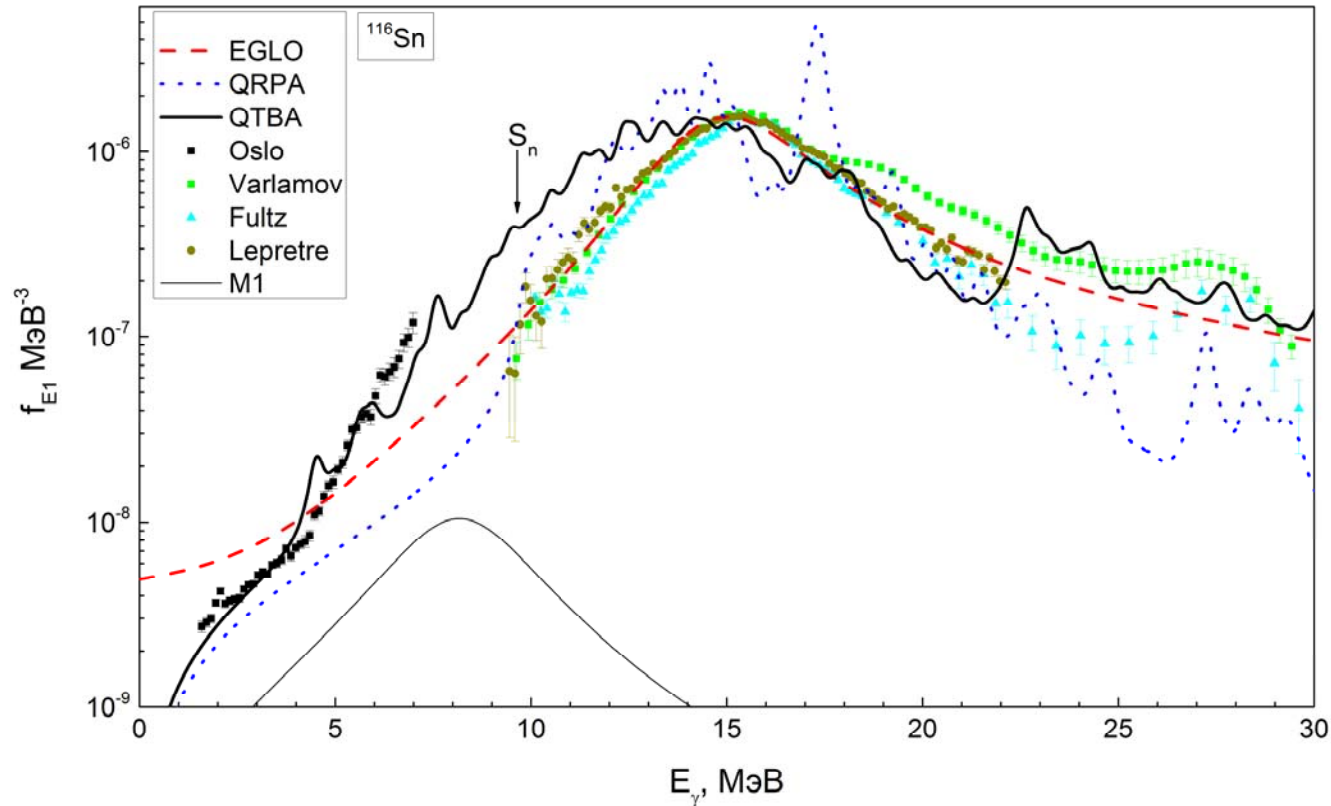
	Средняя энергия, МэВ			Дисперсия, МэВ			Инт. сечение, мбн		
	КМХФ	КПБВ	Эксп.	КМХФ	КПБВ	Эксп.	КМХФ	КПБВ	Эксп.
^{110}Sn	16,04	15,29		1,394	1,268		1457	1056	
^{112}Sn	16	15,55		1,437	1,37		1480	936	
^{116}Sn	15,53	15,2	15,44 15,51	1,558	1,373	1,308 1,266	1553	989	1060 961
^{118}Sn	15,47	15,15	15,4 15,46	1,553	1,423	1,299 1,295	1549	971	1077 976
^{120}Sn	15,32	15,01	15,38 15,39	1,597	1,378	1,309 1,30	1563	978	1122 1084
^{122}Sn	15,16	15,02		1,552	1,372		1519	1075	
^{124}Sn	15,15	15,04	15,34 15,31 15,34	1,567	1,32	1,297 1,3 1,296	1575	1092	1088 1058 1059

Интервал энергий
13 – 18 МэВ

Учет связи с фононами
улучшает согласие с
экспериментом,
особенно для
дисперсии (ширины) и
интегрального сечения

Экспер. данные: A. Lepretre, *et al.*, *Nucl. Phys. A.* **219**, 39 (1974); S. C. Fultz, *et al.*, *Phys. Rev.* **186**, 1255 (1969);
V. V. Varlamov, *et al.*, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **67**, 724 (2003)

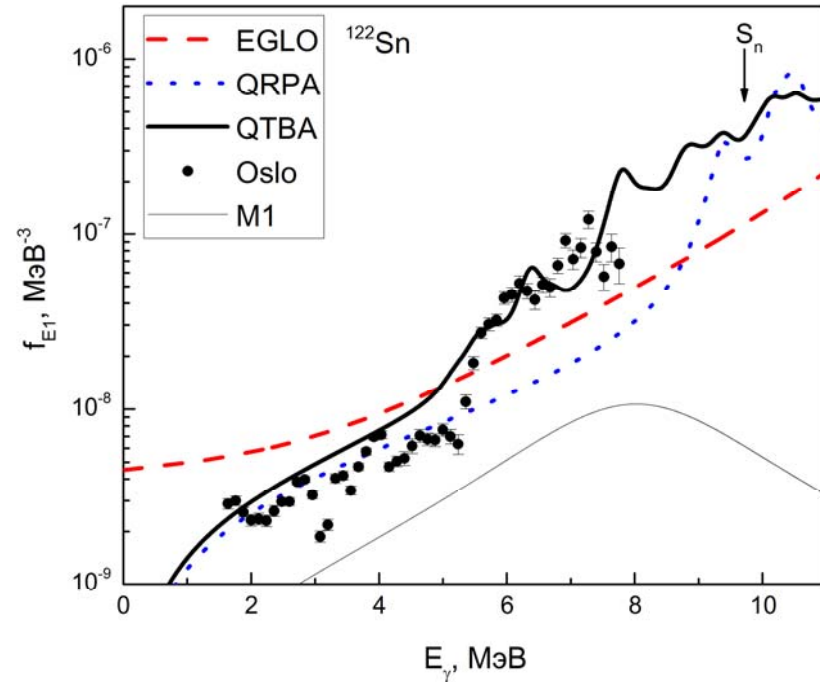
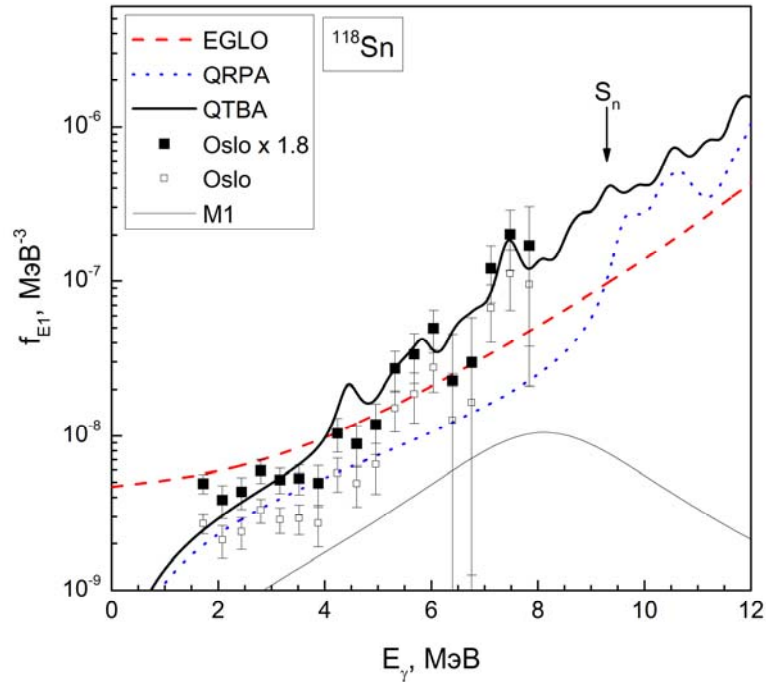
Самосогласованные расчеты РСФ



Параметр усреднения -
200 кэВ

Экспер. данные: H. K. Toft *et al.*, PRC **81**, 064311 (2010); Varlamov *et al.*, Вop. At. Nauki i Tekhn., Ser. Yad. Kons. 1-2 (2003); Fultz *et al.*, Phys. Rev. **186**, 1255 (1969); Lepretre *et al.*, Nucl. Phys. A**219**, 39 (1974);

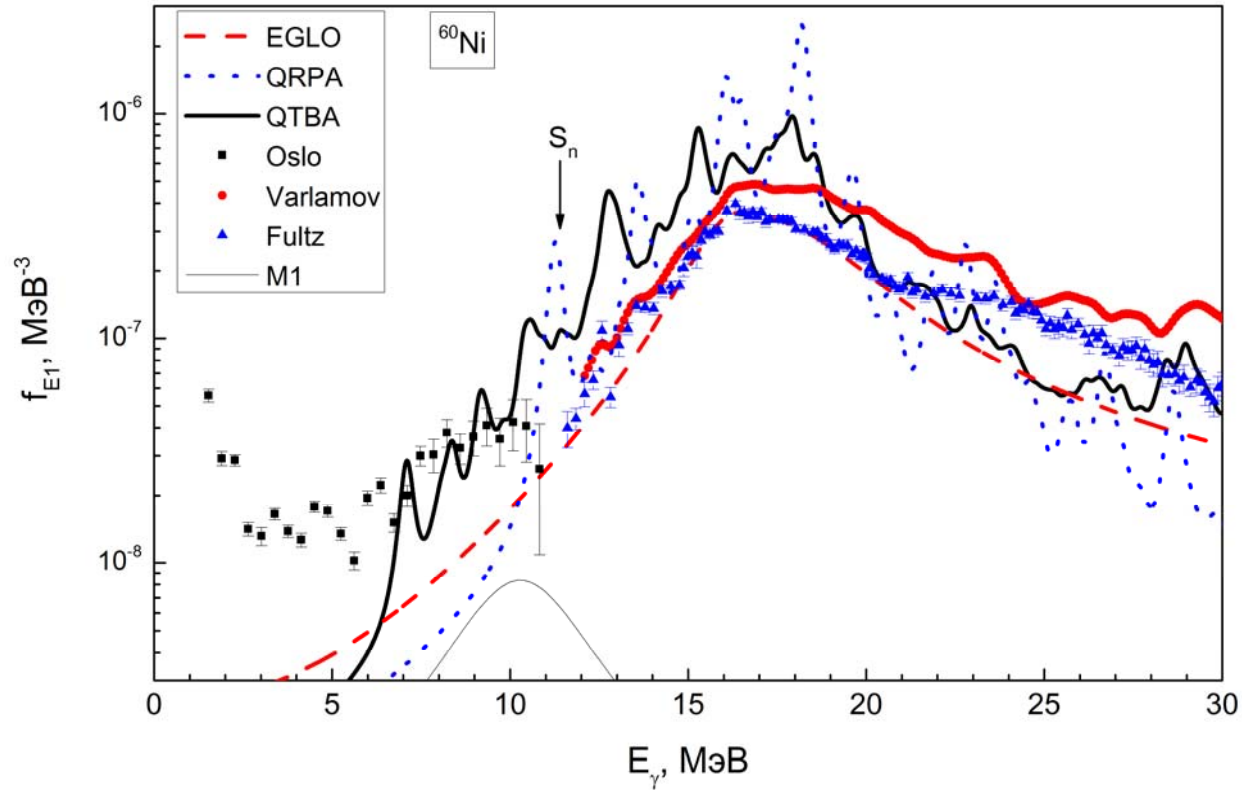
PCF для ^{118}Sn и ^{122}Sn



Согласие с экспериментальными данными возможно
только благодаря связи с фонами

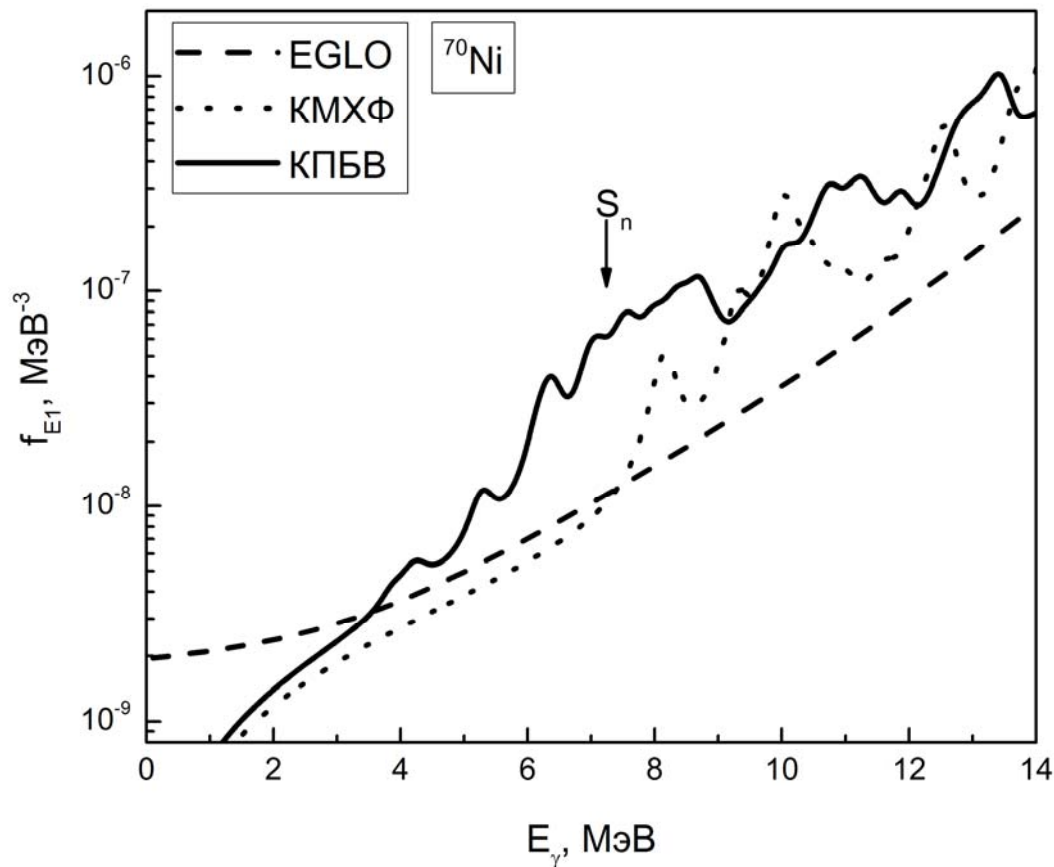
Экспер. данные: Н. К. Toft *et al.*, PRC **81**, 064311 (2010); Н. К. Toft *et al.*, PRC **83**, 044320 (2011)

РСФ для ^{60}Ni



Экспер. данные: предварительные результаты от T. Renstrøm, Univ. Of Oslo;
V. Varlamov et al., J. Izv., 67, 656, 2003; Fultz et al. PRC 10 608 7408

Предсказания ПДР в ^{70}Ni

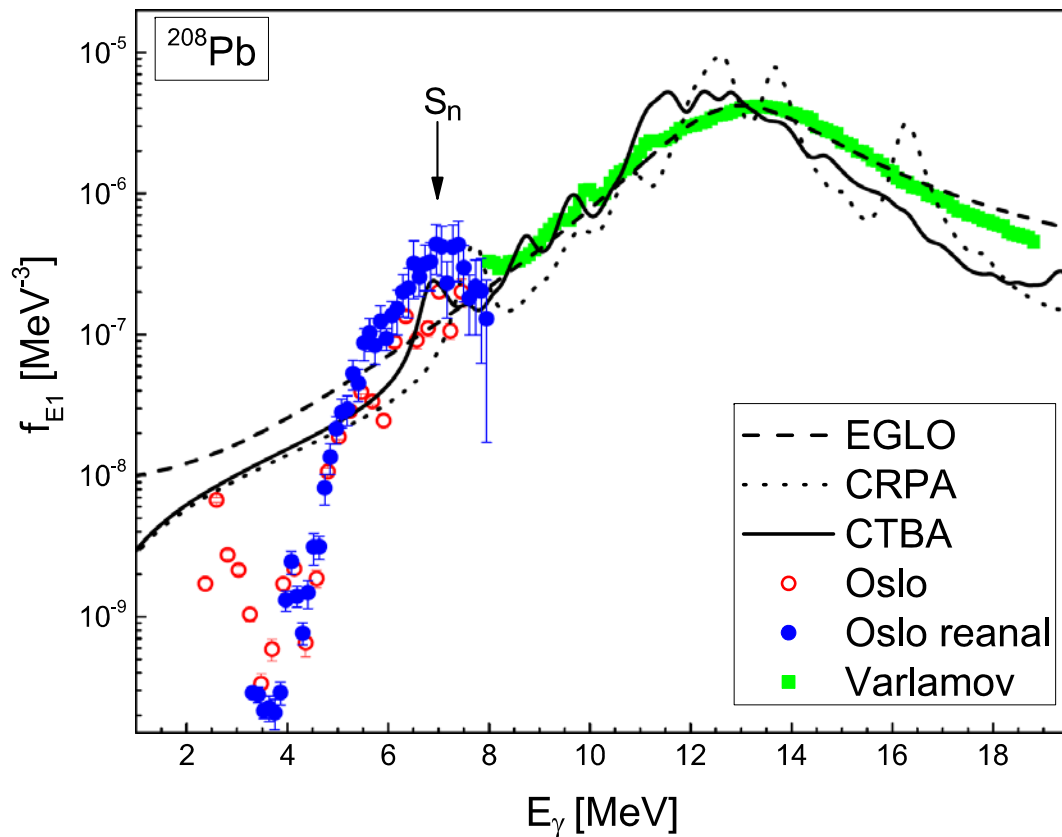


$$S_n = 7.31 \text{ MeV}$$

Для интервала энергий 4–8 МэВ
КМХФ: $\langle E \rangle = 6.74$ МэВ, 0.24 % от EWSR,
КПБВ: $\langle E \rangle = 6.92$ МэВ, 1.0 % от EWSR.

Для интервала энергий 8–14 МэВ
КМХФ: $\langle E \rangle = 12.3$ МэВ, 20.59 % от EWSR,
КПБВ: $\langle E \rangle = 12.2$ МэВ, 27.74 % от EWSR.

РСФ для ^{208}Pb



Новый (по сравнению с КПБВ)
микроскопический метод для дважды
магических ядер – CTBA:

N. Lyutorovich, V. Tselyaev *et al.*, Phys. Lett B
749, 292 (2015)

$$S_n = 7.37 \text{ MeV} \quad \Delta = 400 \text{ keV}$$

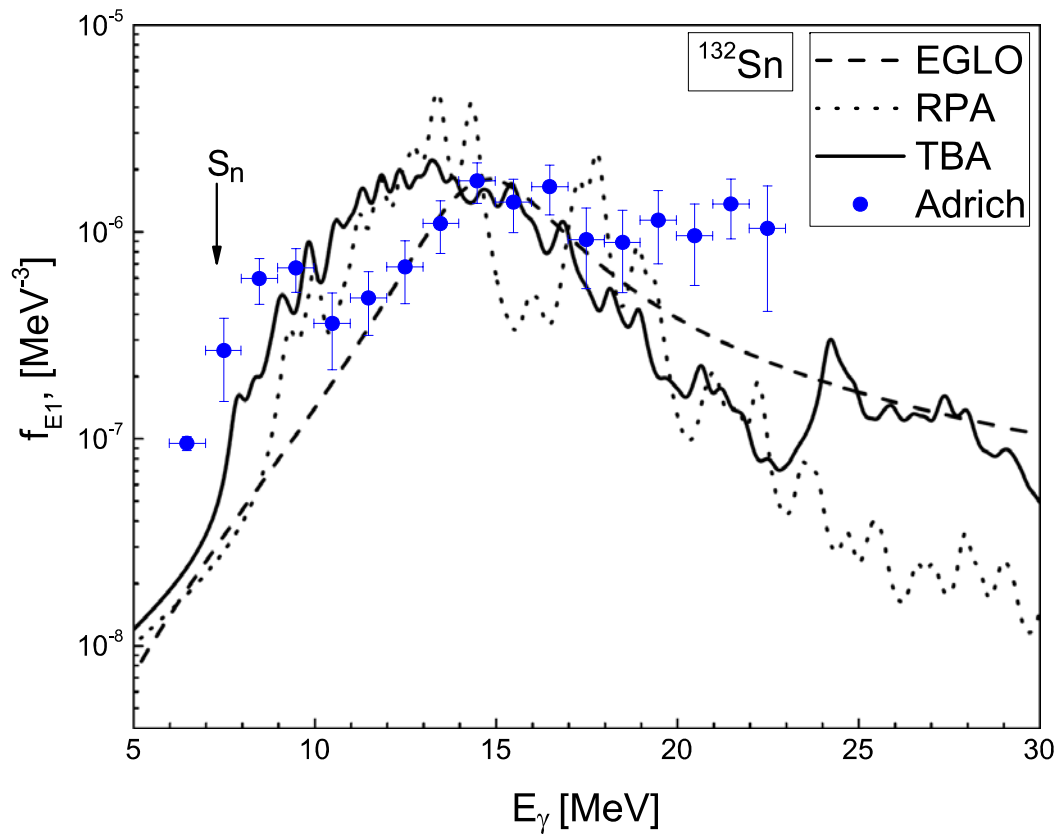
Улучшенный подход описывает
переанализированные данные лучше
при $E > 5 \text{ MeV}$

Эксп. данные:

Группа Осло - N.U.H.Syed *et al.*, PRC **79**, 024316 (2009),
private communication (reanalyzed data)

V. V. Varlamov, *et al.*, Vop. At. Nauki i Tekhn., Ser.
Yadernye Konstanty 1-2 (2003)

РСФ для ^{132}Sn (КПБВ)



$$S_n = 7.34 \text{ MeV} \quad \Delta = 200 \text{ кэВ}$$

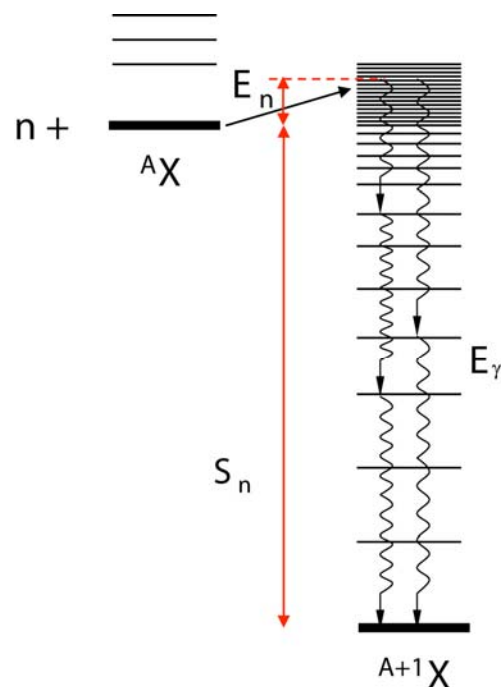
Эксп. данные : P. Adrich *et al.*, PRL **95**, 132501 (2005)

Микроскопическое описание радиационных характеристик ядерных реакций

Расчет радиационных характеристик ядер

Реакция нейтронного захвата

n+мишень → заселенность составного ядра



Теоретическое описание – код EMPIRE

модель Хаузера-Фешбаха:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\pi}{k_n^2} \sum_{J,\pi} g_J \frac{T_\gamma(E_n, J, \pi) T_n(E_n, J, \pi)}{T_{tot}}$$

T_γ – коэффициент проницаемости гамма-квантов

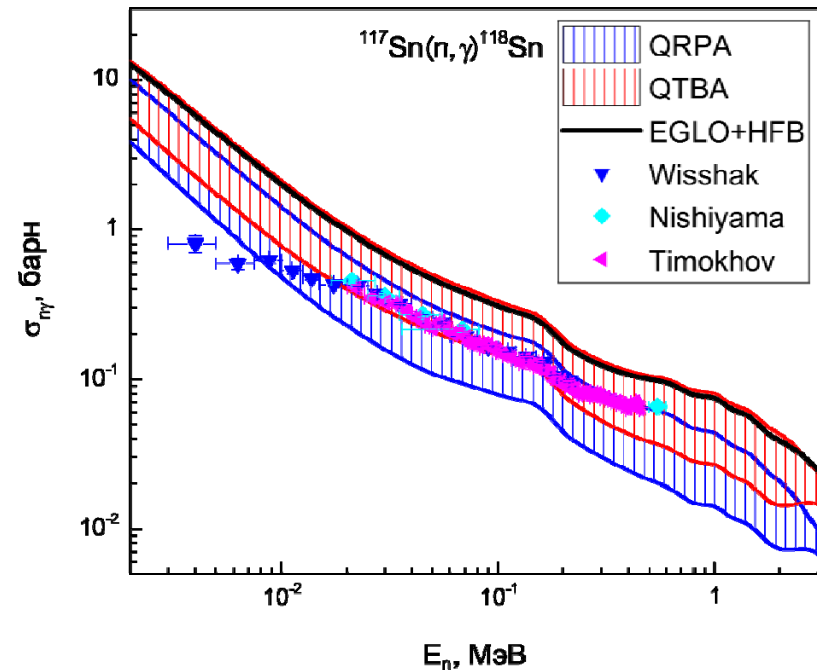
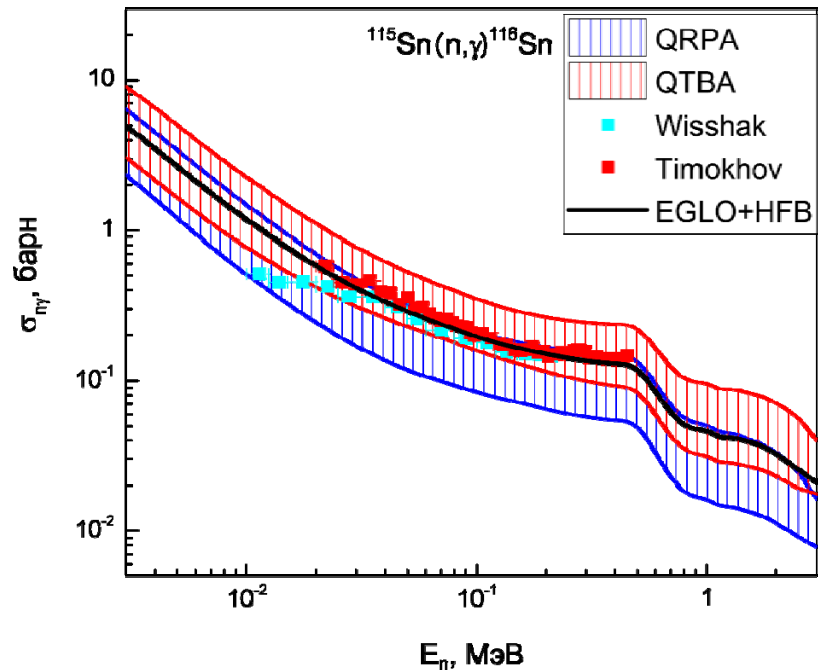
$$\Delta = 200 \text{ keV}$$

T_n – коэффициент проницаемости нейтронов

$$T_{tot} = T_n + T_p + T_d + T_t + T_\alpha + T_\gamma$$

$$\Gamma_{\gamma, E1} = D_0 \int_0^{S_n} E_\gamma^3 f_{E1}(E_\gamma) \rho(S_n - E_\gamma) dE_\gamma$$

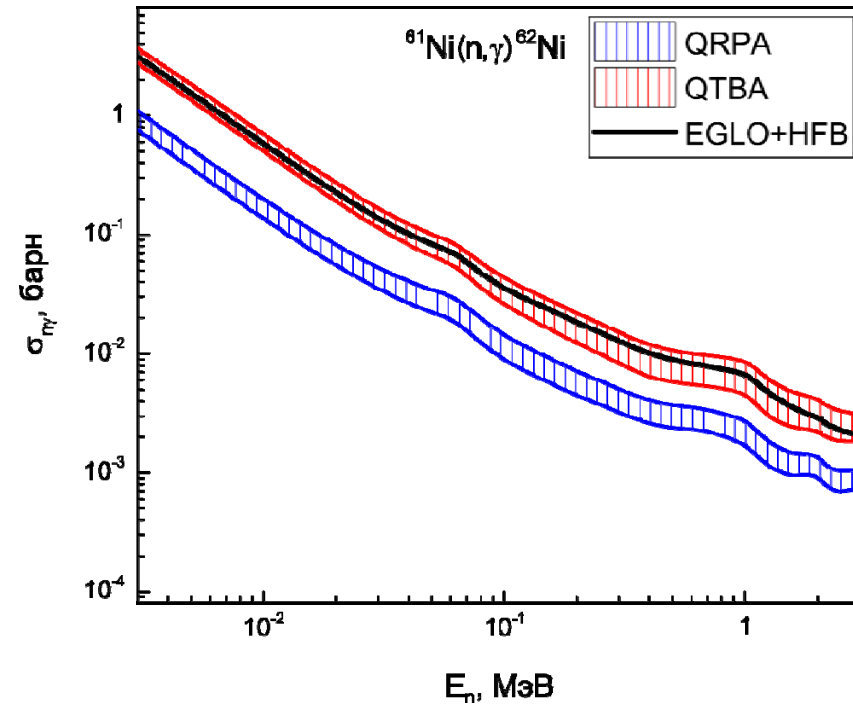
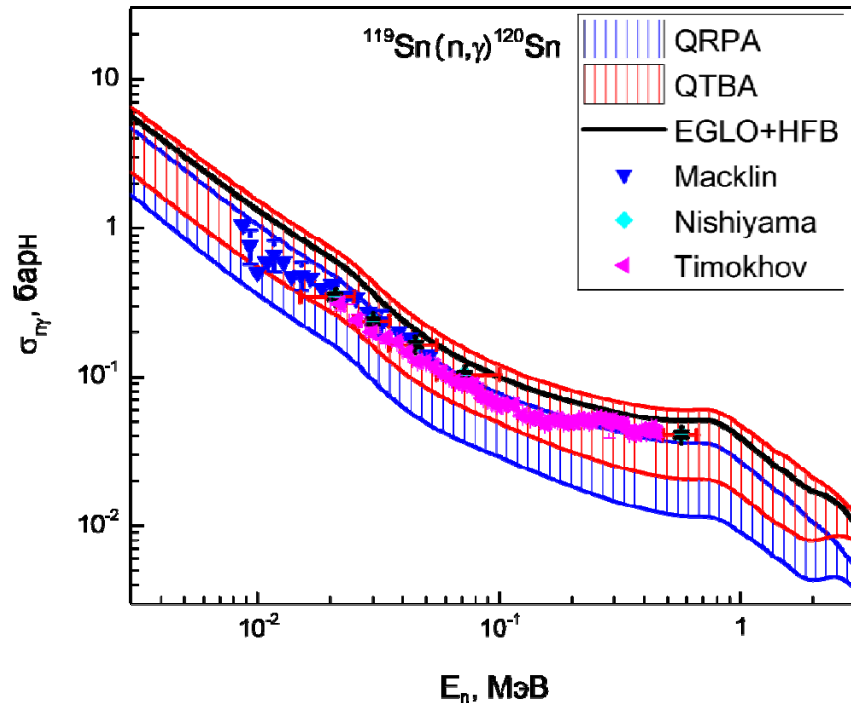
Сечения радиационного захвата нейтронов (1/2)



Полосы неопределенности появляются из-за разных моделей плотности ядерных уровней:

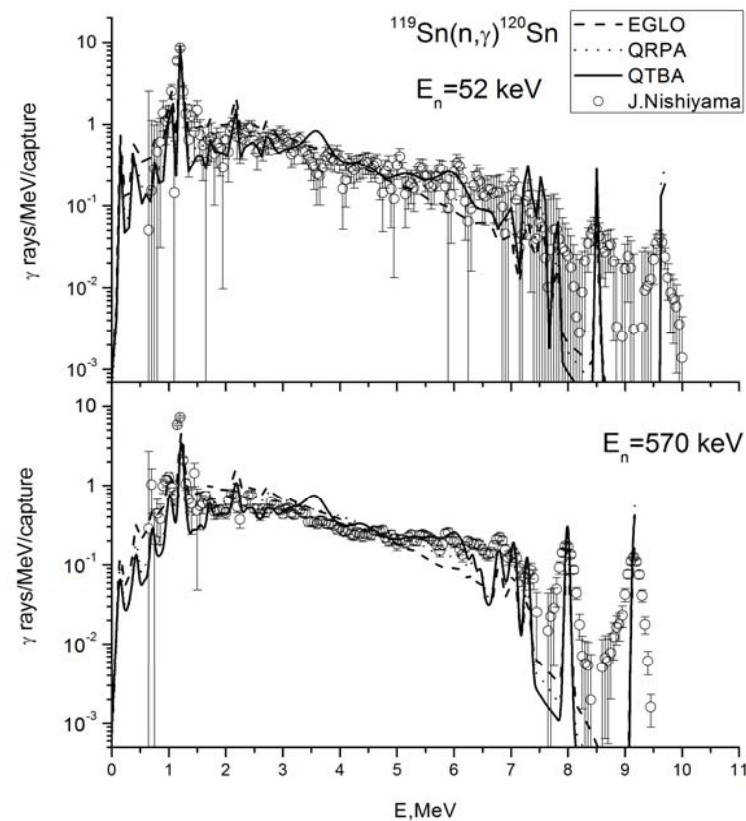
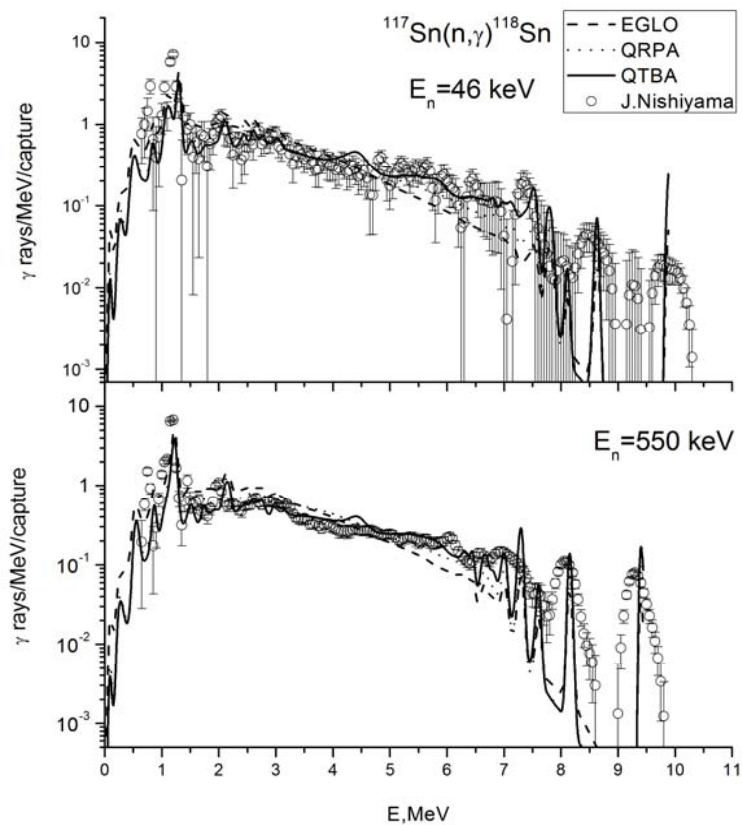
- GSM (RIPL2)
- EGSM (R. Capote, *et al.*, Nucl. Data Sheets **110**, 3107 (2009))
- Комбинаторная HFB (S. Goriely, *et al.*, PRC **78**, 064307 (2008))

Сечения радиационного захвата нейтронов (2/2)



Согласие с экспериментом достигается только благодаря учету связи с фонами независимо от модели плотности ядерных уровней

Захватные спектры гамма-квантов



Модель плотности ядерных уровней – Комбинаторная HFB модель (S. Goriely, *et al.*, PRC **78**, 064307 (2008))

Учет связи с фонами приводит к лучшему описанию экспериментальных данных

Эксп. данные: J.Nishiyama *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. (Tokyo) **45**, 352 (2008)

Средние радиационные ширины для s-нейтронов

	¹¹⁰ Sn	¹¹² Sn	¹¹⁶ Sn	¹¹⁸ Sn	¹²⁰ Sn	¹²² Sn	¹²⁴ Sn	¹³⁶ Sn	⁵⁸ Ni	⁶⁰ Ni	⁶² Ni	⁶⁸ Ni	⁷² Ni
EGLO (E1+M1)	147.4	105.5	72.9	46.6	55.0	56.6	49.9	11.1	1096	474	794	166	134
	207.9	160.3	108.9	106.7	124.3	110.2	128.7	295	2017	1882	1841	982.2	86.4
QRPA (E1+M1)	45.6	34.4	30.4	22.1	23.8	27.9	22.3	11.2	358	594	623	75.4	83.8
	71.0	49.7	44.3	40.3	43.0	50.1	68.9	448	451	1646	491	406	46.7
QTBA (E1+M1)	93.5	65.7	46.8	33.1	34.1	35.8	27.9	12.3	1141	971	1370	392	154
	119.9	87.0	58.4	58.1	61.5	64.0	84.8	509	1264	2800	2117	2330	53.8
Эксп.				117 (20) 80 (20)	100 (16)					2200 (700)	2000 (300) 2200 (700)		
M1	13.0	9.6	8.9	6.1	6.6	7.3	4.9	1.3	46.1	32	23.2	36.0	49.6
	29.1	18.1	18.5	13.2	13.4	13.1	15.5	87.2	17.0	52	31.8	81.6	27.5
Сист.	112	109	107	106	105	104	103	73	2650	1900	1300	420	320

Модель GSM - первая строчка.

Комбинаторная HFB модель (вторая строчка) дает лучшее согласие с экспериментом и систематикой, чем GSM.

Вклад M1 резонанса (модель Бора-Моттельсона) довольно мал

Эксп. данные и систематика: RIPL2 и S. F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances, Resonance Parameters and Thermal Cross Sections Z = 1–100* (Elsevier, Amsterdam, 2006)

Средние радиационные ширины для дважды-магических ядер

Ядро	Модель ПЯУ	EGLO	МХФ	ПВБ	Сист.	Вклад М1
^{208}Pb	GSM	10,56	4,44	4,61	5070 3770	0,79
	EGSM	6292	2562	2109		6,56
	Comb. HFB	2734	2973	2448		5,25
^{132}Sn	GSM	398	133	148	2800	40,9
	EGSM	7340	4675	5186		515,3
	Comb. HFB	4444	4279	4259		340,7
^{56}Ni	GSM	2279	270	656	2800	
	EGSM	8073	1790	4160		
	Comb. HFB	3132	647	1794		

$$D_0(\text{GSM}) = 0.00441 \text{ keV}$$

$$D_0(\text{EGSM}) = 32.0 \text{ keV}$$

$$D_0(\text{HFB}) = 37.6 \text{ keV}$$

$$\underline{D_0(\text{exp}) = 30 (8) \text{ keV}}$$

Видно, что GSM не подходит для описания дважды-магических ядер в отличие от комбинаторной HFB модели!

Систематика: S. F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances, Resonance Parameters and Thermal Cross Sections Z = 1–100* (Elsevier, Amsterdam, 2006)

Выводы (1/2)

- В рамках самосогласованной ТКФС с использованием одночастичного базиса, полученного на основе метода энергетического функционала плотности Фаянса, рассчитаны магнитные моменты для 93 нечетных ядер в основном состоянии. Для 82 нечетных ядер, у которых измерены магнитные моменты, были воспроизведены экспериментальные значения с достаточно хорошей точностью $0.1-0.2 \mu_N$, для остальных 11 ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные, мы предсказываем значения магнитного момента
- Предложен и использован феноменологический метод расчета магнитных моментов нечетно-нечетных ядер, результаты которого для 35 ядер подтверждают правильность приближения об отсутствии взаимодействия между нечетными квазичастицами
- Впервые рассчитаны и предсказаны магнитные моменты для 14 нечетно-нечетных околوماгических ядер и для 32 нечетно-нечетных полумагических ядер, как в основном, так и в возбужденных состояниях. Получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными.
- Впервые с учетом связи с фононами выполнен анализ радиационных силовых функций 13 сферических четно-четных ядер со спариванием (7 изотопов олова и 6 изотопов никеля) и 3 сферических четно-четных дважды-магических ядра (^{56}Ni , ^{132}Sn , ^{208}Pb). При этом использовались самосогласованные методы КМХФ и ОТКФС(КПБВ) для единообразных расчетов среднего поля и эффективного взаимодействия с известными силами Скирма.

Выводы (2/2)

- Впервые показано, что учет эффектов связи с фононами в рамках ОТКФС(КПБВ) дает дополнительные по сравнению КМХФ структуры в РСФ и позволяет значительно лучше описать экспериментальные данные в области пигми-дипольного резонанса, чем при использовании КМХФ.
- Расчет РСФ для ^{208}Pb выполнен в рамках полностью самосогласованного континуумного ПБВ, развитого только для дважды-магических ядер, с использованием сил Скирма с новым набором параметров SV-m56k6 и показал лучшее, чем полученное ранее, согласие с экспериментом.
- Впервые показана необходимость учета эффектов связи с фононами при описании радиационных характеристик ядерных реакций: сечений радиационного захвата нейтронов, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин.
- Предсказаны радиационные силовые функции для ^{60}Ni и для нейтронно-избыточных $^{70,72}\text{Ni}$, для которых в данный момент проводятся измерения в области пигми-дипольного резонанса.

Спасибо за внимание!

Formula for integrated features (mean energy and width)

$$\langle E \rangle = E_{1,0} = \frac{m_1}{m_0}, \quad D = \sqrt{\frac{m_2}{m_0} - \left(\frac{m_1}{m_0}\right)^2}$$

The wave function must contain simple (1p1h) and complex 1p1h \otimes phonon configurations :

$$\Psi_i = \underbrace{\sum_{1,2} c_{12}^i \varphi_1^* \varphi_2}_{\text{(Q)RPA}} + \underbrace{\sum_{1,2,s} c_{12s}^i \varphi_1^* \varphi_2 \Phi_s}_{\text{Phonon coupling}}$$

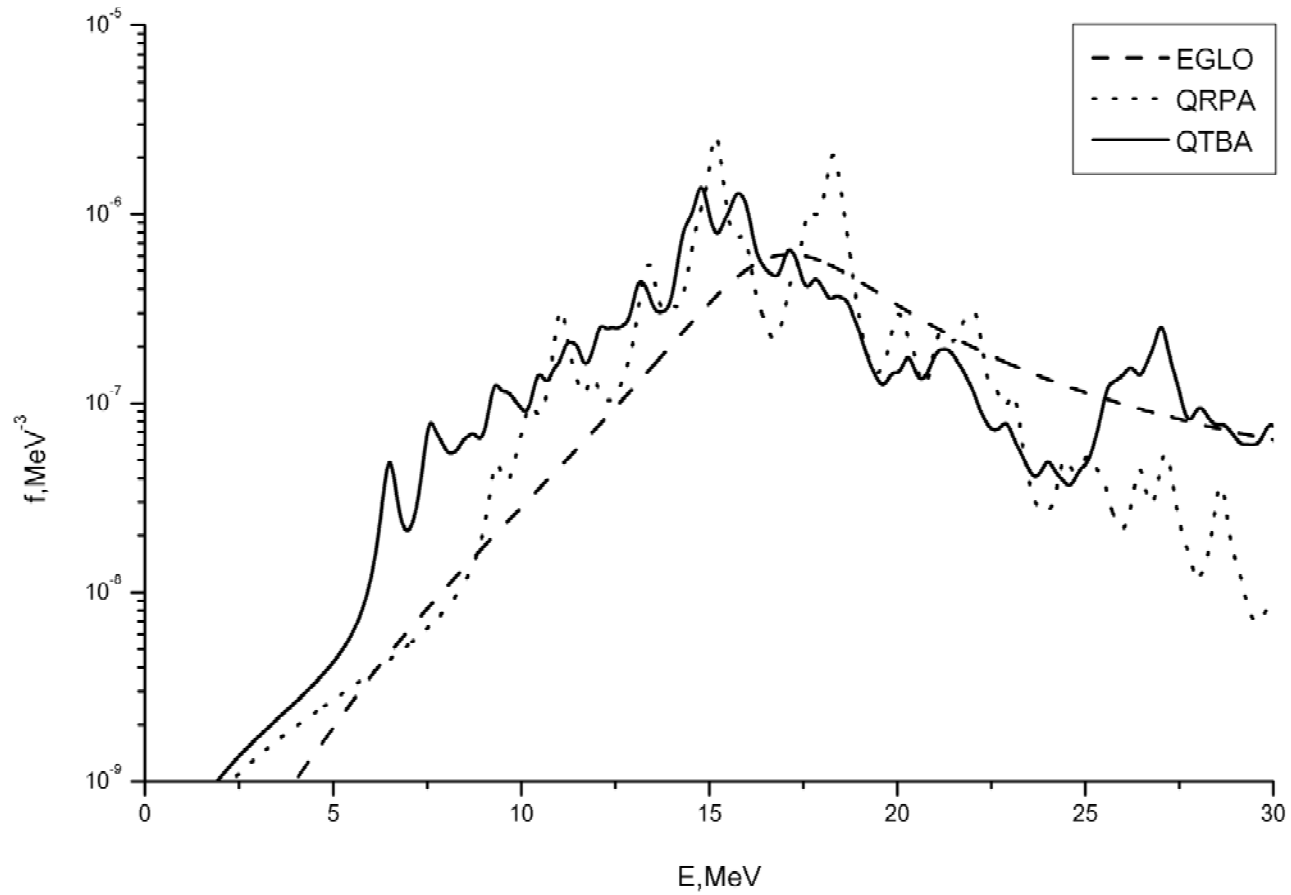
where φ – s.p. wave function, Φ_s - phonon wave function

Integral characteristics of GDR and PDR in ^{68}Ni

Forces	Interval (0-30) MeV				Interval (7-13) MeV			
	QRPA		ETFFS(QTBA)		QRPA		ETFFS(QTBA)	
	$\langle E \rangle, \text{MeV}$	D, MeV	$\langle E \rangle, \text{MeV}$	D, MeV	$\langle E \rangle, \text{MeV}$	%	$\langle E \rangle, \text{MeV}$	%
Sly4	17,48	1,66	18,54	3,97	11,0	4,85	10,75	8,73
BSk17	17,82	1,92	19,03	4,38	10,24	5,32	10,28	6,85
Exp.	[Rossi]		18,1 (5)	6,1 (5)	[Rossi] [Rossi]		10,4 (4)	4,1 (1,9)
							[Wieland]	≈ 11

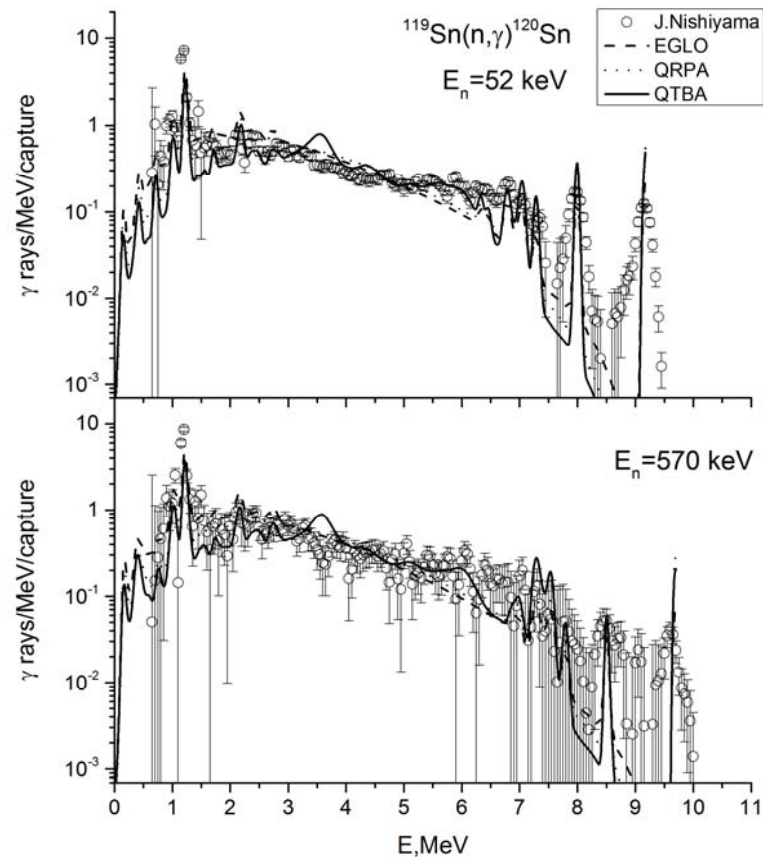
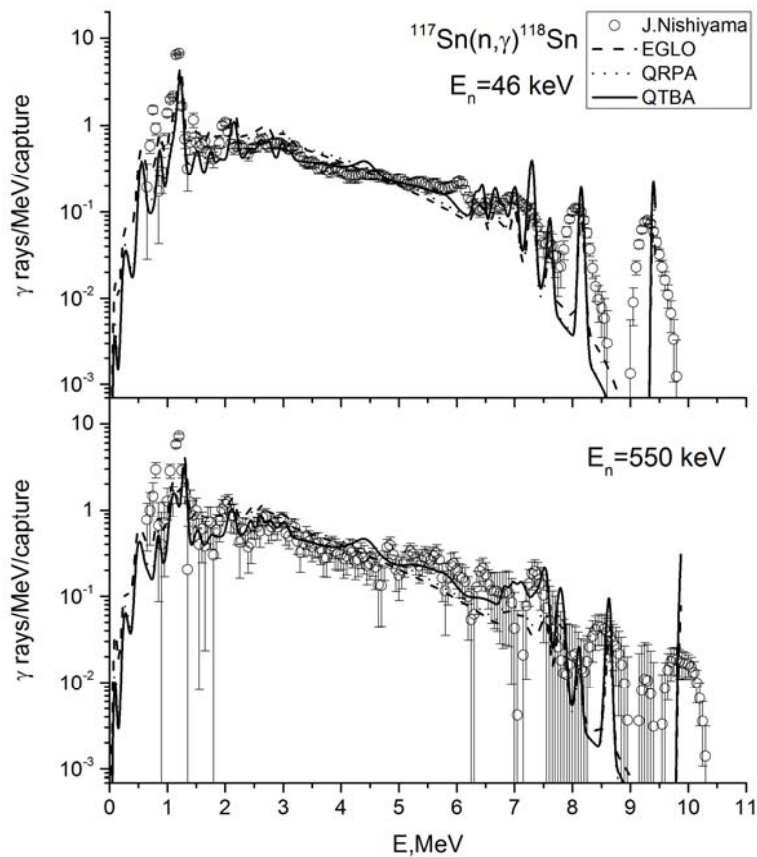
Exp. data: O. Wieland *et al.*, PRL **102**, 092502 (2009); D. M. Rossi *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **420**, 012072 (2013); D. M. Rossi *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **420**, 012072 (2013); D. M. Rossi *et al.* PRL**111**, 242503 (2013)

^{68}Ni PSF



Capture gamma-ray spectra

NLD is GSM (RIPL2)



Two self-consistent approaches

Two self-consistent approaches with **small** number **universal phenomenological** parameters:

- self-consistent mean field theories (beginning: parameterizing of the interaction by (usually) **Skyrme forces parameters** to solve HFB equations)
- energy density functional (EDF) theory (beginning: **parameterizing of the functional** itself)

Основные положения, выносимые на защиту (1 / 2)

- В рамках ТКФС и использованием метода ЭФП с функционалом Фаянса получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными по магнитным моментам для многих нечетных сферических околomagических и полумagicеских ядер и предсказаны значения магнитных моментов для 10 нечетных ядер в основном состоянии.
- В рамках самосогласованной ТКФС и с использованием приближения отсутствия взаимодействия между нечетными квазичастицами получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными для магнитных моментов 14 нечетно-нечетных околomagических ядер и 32 нечетно-нечетных полумagicеских ядер в основном и возбужденных состояниях.

Основные положения, выносимые на защиту (2/2)

- Впервые выполнен анализ эффектов связи с фононами в радиационных силовых функциях как для полумагических ядер (изотопы олова и никеля), так и для дважды магических ядер (^{208}Pb , ^{132}Sn и ^{56}Ni). Также выполнен количественный анализ влияния эффектов связи с фононами на радиационные силовые функции и радиационные характеристики ядерных реакций в полумагических и дважды-магических ядрах.
- Результаты расчетов радиационных характеристик ядерных реакций (сечения радиационного захвата нейтронов, соответствующие нейтронно-захватные спектры гамма-квантов, средние радиационные ширины) с использованием полученных микроскопических радиационных силовых функций

Научная новизна:

- Рассчитаны и предсказаны магнитные моменты нечетно-нечетных ядер и соответствующих нечетных сферических ядер в основном и возбужденных состояниях в рамках самосогласованной теории конечных ферми систем с универсальными для всех ядер параметрами энергетического функционала плотности Фаянса. Для указанных величин получено хорошее согласие с экспериментом.
- Впервые проанализировано влияние эффектов квазичастично-фононного взаимодействия на РСФ, сечения радиационного захвата нейтронов, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин. Показана необходимость учета таких эффектов для всех этих характеристик. Эти результаты получены в рамках самосогласованной версии обобщенной теории конечных ферми систем в квазичастичном приближении временной блокировки.
- Предсказаны радиационные силовые функции для ^{60}Ni и для нейтронно-избыточных $^{70,72}\text{Ni}$, для которых в данный момент проводятся измерения в области пигми-дипольного резонанса.

Микроскопическое описание МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

Основная формула для нахождения магнитного момента нечетного ядра

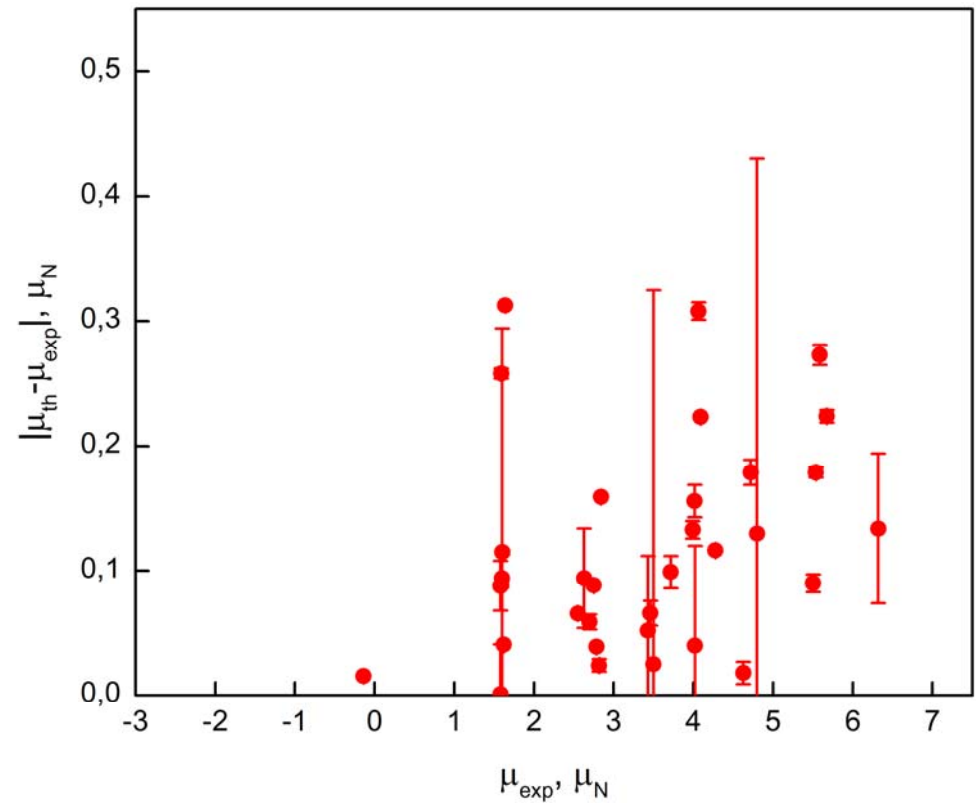
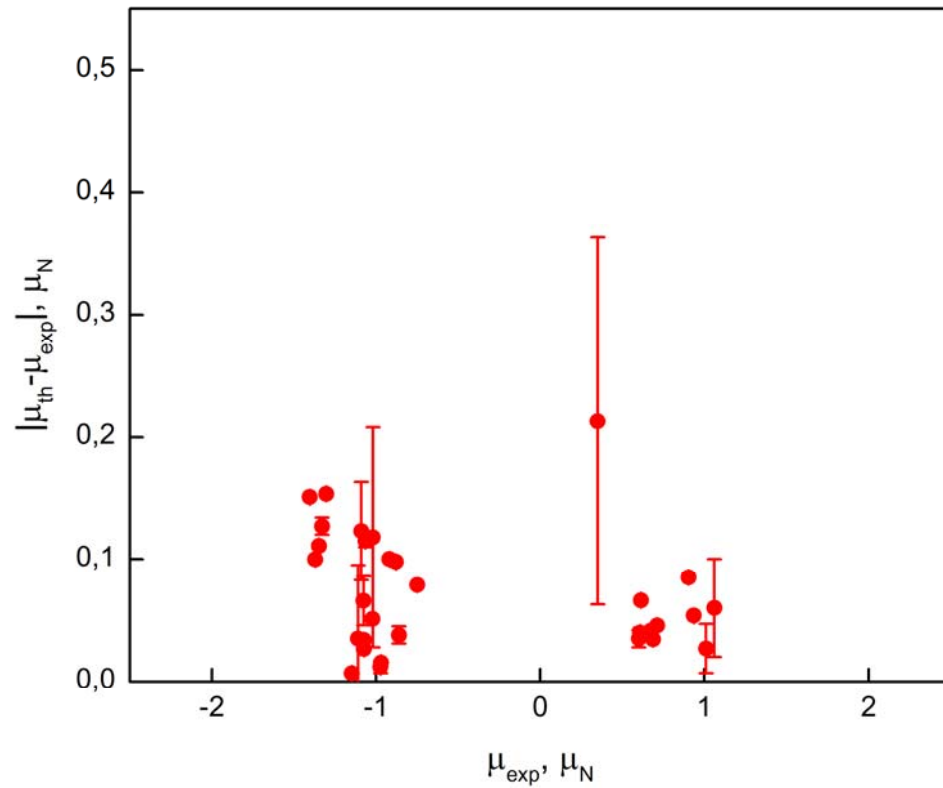
$$\langle \nu_1 || V || \nu_2 \rangle^\tau = I_{\nu_1 \nu_2}^\tau \left[e_{qs}^\tau \langle \nu_1 || T_{01}^1 || \nu_2 \rangle^\tau + g_l^\tau \delta_{j_1 j_2} \sqrt{j_1(j_1 + 1)(2j_1 + 1)} \right] +$$

$$+ \sum_{\tau' \nu_3 \nu_4} \mathcal{F}_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{\tau \tau'} A_{\nu_3 \nu_4}^{\tau'} \langle \nu_3 || V || \nu_4 \rangle^{\tau'}$$

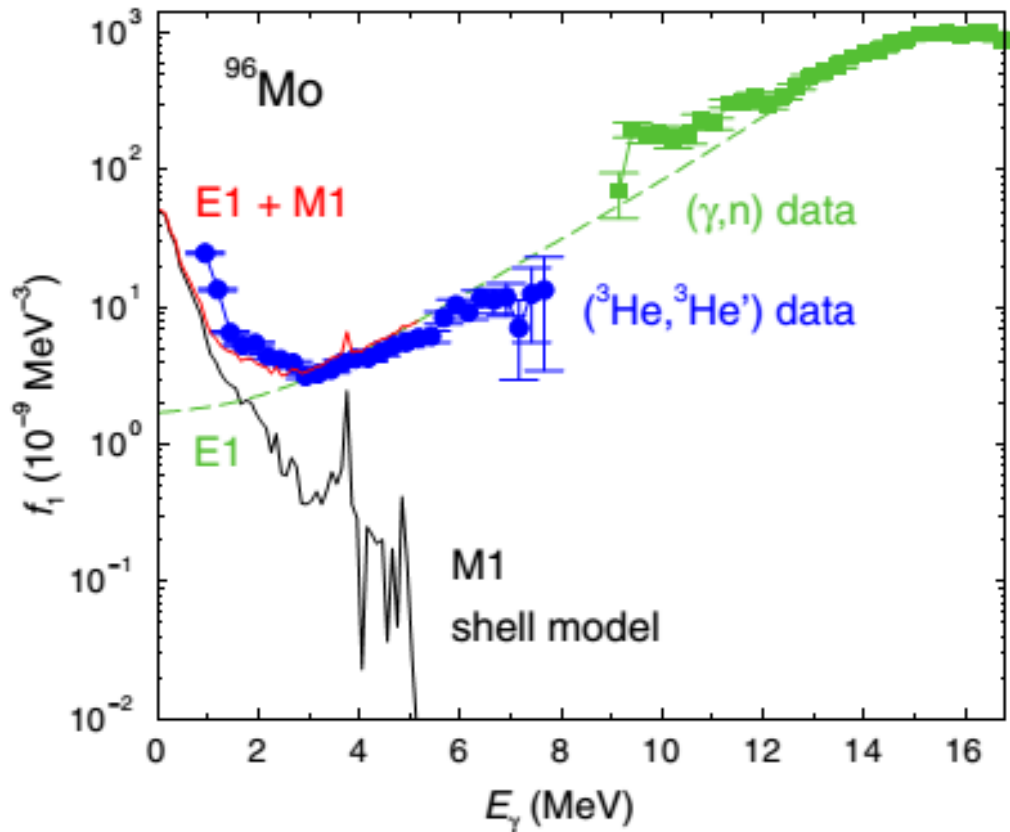
$$\mathcal{F}_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{\tau \tau'} = \frac{C_0}{12\pi} g^{\tau \tau'} \Lambda_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{\tau \tau'} \left[\langle \nu_1 || T_{01}^1 || \nu_2 \rangle^\tau \langle \nu_4 || T_{01}^1 || \nu_3 \rangle^{\tau'} + 5 \langle \nu_1 || T_{21}^1 || \nu_2 \rangle^\tau \langle \nu_4 || T_{21}^1 || \nu_3 \rangle^{\tau'} \right]$$

$$\Lambda_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{\tau \tau'} = \int R_{\nu_1}^\tau R_{\nu_2}^\tau R_{\nu_3}^{\tau'} R_{\nu_4}^{\tau'} r^2 dr \quad I_{\nu_1 \nu_2}^\tau = \int R_{\nu_1}^\tau R_{\nu_2}^\tau r^2 dr$$

Результаты расчёта магнитных моментов полумагических протонных нечётных ядер



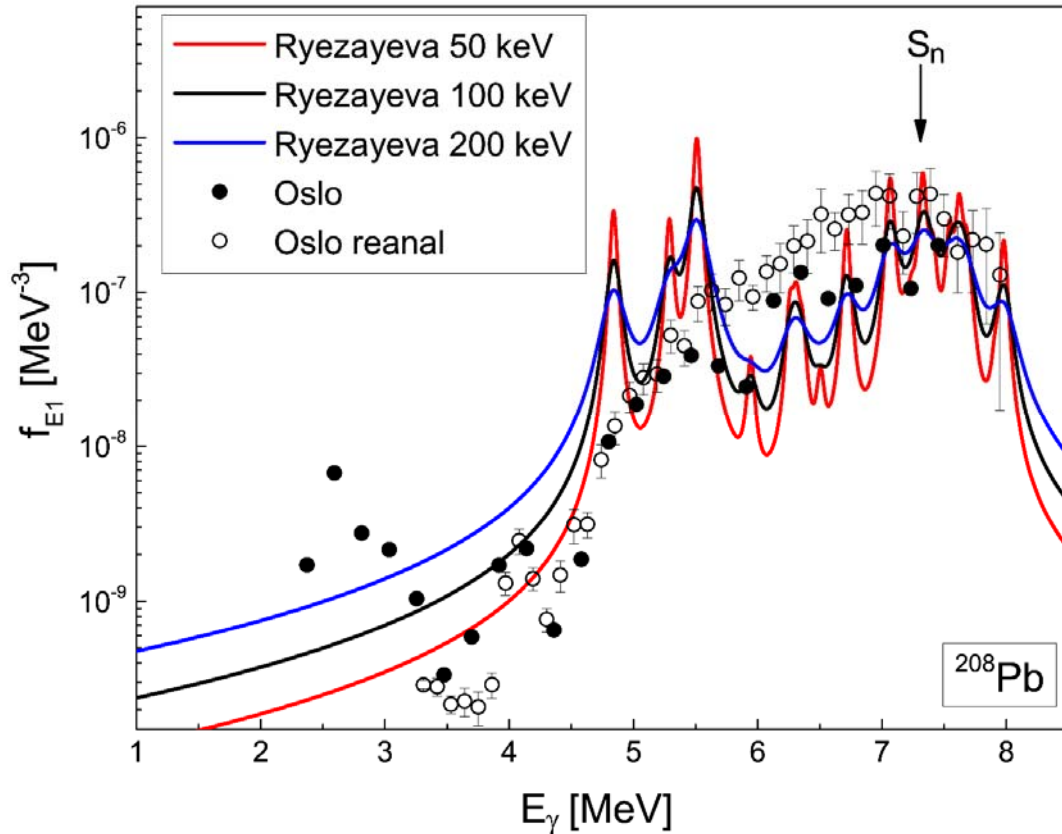
Low-energy enhancement (at $E < 3$ MeV): Is it M1-transitions between highly excited states or violation of Axel-Brink hypotheses ?



Интегральные характеристик ГДР изотопов никеля

	Средняя энергия, МэВ			Дисперсия, МэВ			Инт. сечение, мбн		
	КМХФ	КПБВ	Эксп.	КМХФ	КПБВ	Эксп.	КМХФ	КПБВ	Эксп.
^{58}Ni	17,64	17,41	17,94	1,603	1,833	1,75	826	652	411
^{60}Ni	17,42	17,19	17,67 17,45	1,422	1,676	1,8 1,777	849	697	534 373
^{62}Ni	17,52	17,02		1,623	1,663		892	629	
^{68}Ni	16,81	16,33		1,713	1,652		923	706	
^{70}Ni	16,71	17,04		2,017	2,027		998	776	
^{72}Ni	17,17	17,52		1,684	1,846		1089	684	

РСФ для ^{208}Pb : сравнение наборов экспериментальных данных



Структуры в РСФ при $E < 4.84$ MeV могут быть вызваны только ($M1$?) переходами между возбужденными состояниями.
Некоторые дополнительные переходы между возбужденными состояниями при $E > 5$ MeV ?

(γ, γ') - N. Ryezayeva, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 89, 272502 (2002)
($^3\text{He}, ^3\text{He}' \gamma$) - N.U.H. Syed *et al.*, PRC **79**, 024316 (2009), private communication (reanalyzed data)