

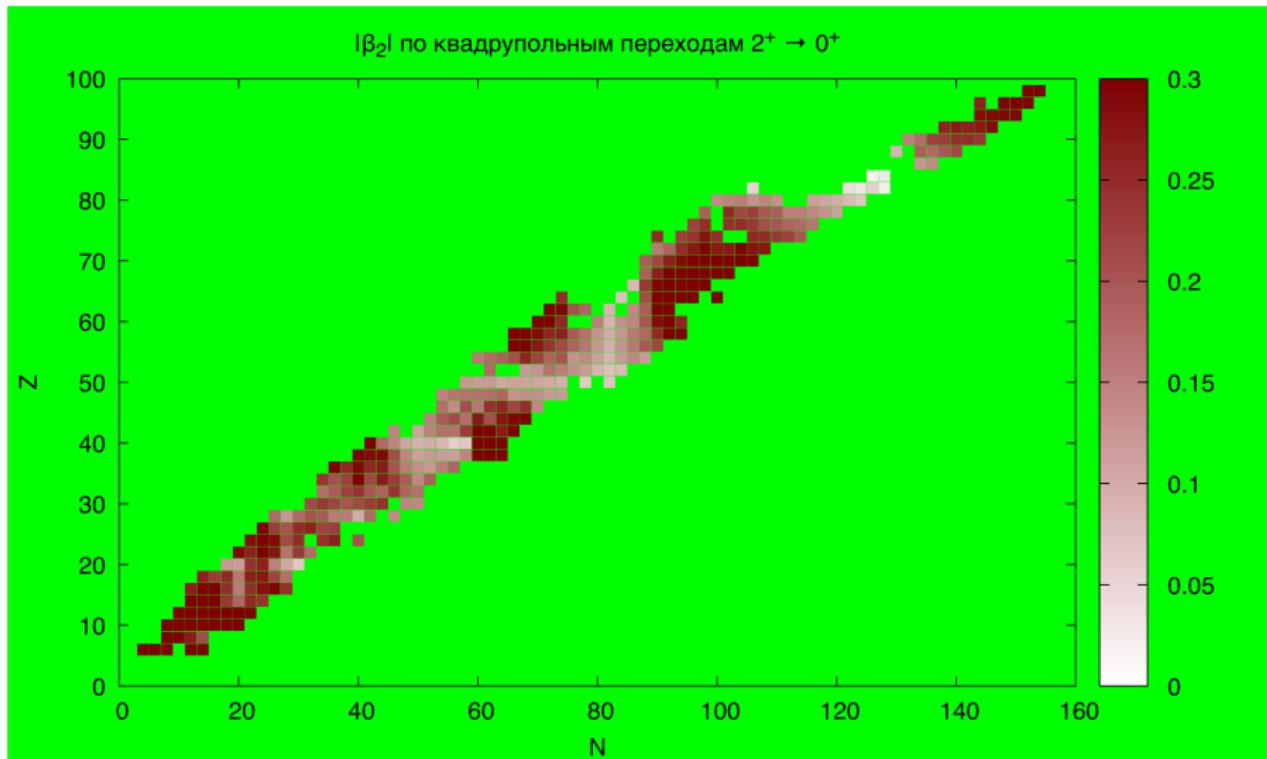
Описание формы средних и тяжелых ядер на основе деформированного одночастичного потенциала с вариацией диффузности

Г. И. Быхало, В. Н. Орлин, К. А. Стопани

Семинар отдела ОЭПВАЯ
29/IV/2021

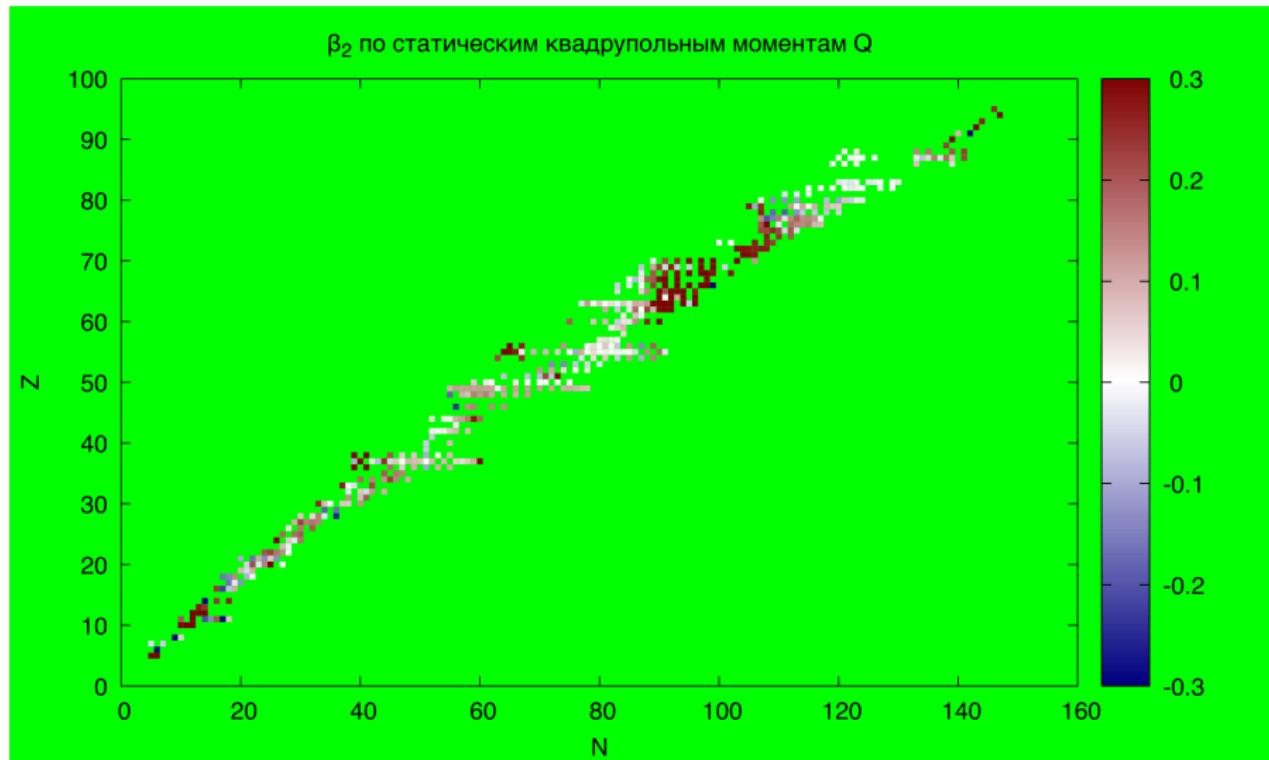
Имеющиеся данные по деформациям

Только четно-четные изотопы



Имеющиеся данные по деформациям

Все изотопы



Деформированная оболочечная модель Нильссона

- Одночастичный гамильтониан сферической МО с потенциалом гармонического осциллятора, предложенный Гепперт-Майер и Йенсеном в 1949:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V_{ls}\frac{\partial V(r)}{\partial r}(\hat{l} \cdot \hat{s}) + D\hat{l}^2 + \frac{m}{2}\omega^2r^2.$$

- Аксиально-деформированный гамильтониан модели Нильссона (1955):

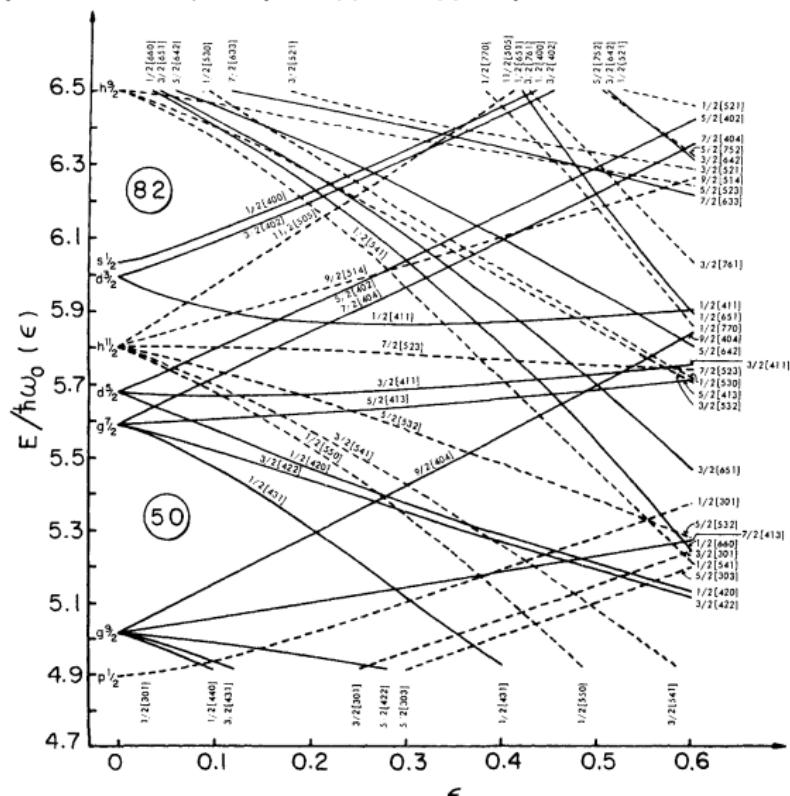
$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + C(\hat{l} \cdot \hat{s}) + D\hat{l}^2 + \frac{m}{2}(\omega_x^2x^2 + \omega_y^2y^2 + \omega_z^2z^2),$$

где $\omega_x = \omega_y = \omega_{\perp} = \omega_0 \left(1 + \frac{\beta_2}{3}\right)$, а $\omega_z = \omega_{\parallel} = \omega_0 \left(1 - \frac{2\beta_2}{3}\right)$.

- Сохранение объема при деформации: $\omega_x\omega_y\omega_z = \text{const}$. Тогда $\omega_0 = \dot{\omega}_0 \left(1 - \frac{\beta_2^2}{3} - \frac{2\beta_2^3}{27}\right)^{-\frac{1}{6}}$, где $\dot{\omega}_0 \approx 41A^{-\frac{1}{3}}$ по среднеквадратичным радиусам магических ядер.

Деформированная оболочечная модель Нильссона

Решение уравнение Шредингера путем диагонализации гамильтонина в базисе аксиально-деформированного гармонического осциллятора $\langle r | N/\Lambda \Sigma \rangle$ при различных β_2 приводит к диаграммам Нильссона $\epsilon_i(\beta_2)$:



Деформированная оболочечная модель Нильссона

Определение равновесной деформации

Полная энергия ядра в основном состоянии определяется как $E(\beta_2) = \sum \epsilon_i(\beta_2)$. Эта функция достигает минимума в точке равновесной деформации.

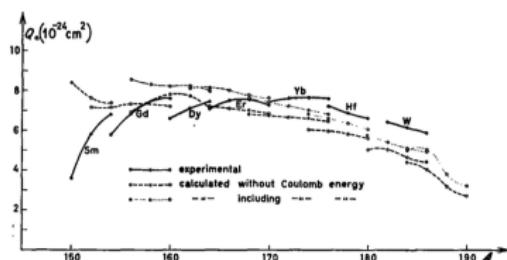


Fig. 3. The electric quadrupole moments for the shifts I+IV. The experimental values are taken from ref.¹⁴). The Coulomb effects are included in the dotted curve, but not in the dashed curve.

[D. R. Bès, Z. Szymański, Nucl. Phys. **28**, 42 (1961)]

Хорошее согласие с данными в области сильно деформированных ядер редкоземельных элементов и актинидов. (Здесь также включена поправка энергии спаривания по БКШ.)

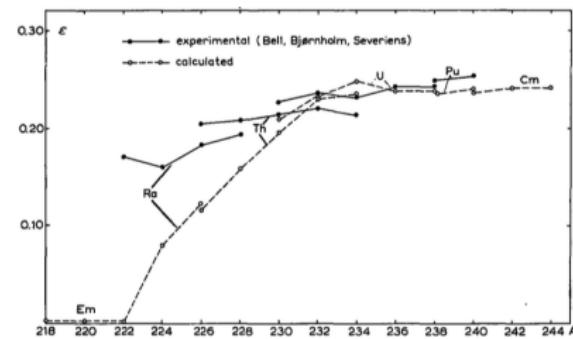


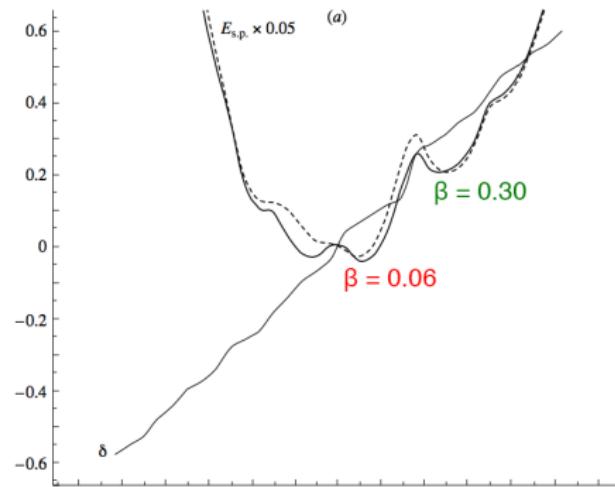
Fig. 4. Equilibrium deformations versus A . The solid line refers to the values of the density deformation parameter \bar{e} computed from the experimental quadrupole moments¹⁾ by means of eq. (11). They are to be compared with the calculated potential deformation e (dashed line). The level scheme corresponds to the variant 2 of table 1.

[Z. Szymański, Nucl. Phys. **28**, 63 (1961)]

Деформированная оболочечная модель Нильссона

Определение равновесной деформации

В других областях NZ -диаграммы согласие хуже. Минимум на кривой потенциальной энергии может присутствовать, но его глубина недостаточна. Пример: ^{77}Kr .



[Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **68**, 1407 (2005)]

(Здесь вместо потенциала Нильссона использован аксиально деформированный потенциал Вудса–Саксона.)

Деформированная оболочечная модель Нильссона

Причины неудачи

- ▶ Неточное среднее поле, отсутствие учета взаимодействия между частицами и т. д.
- ▶ Одна из главных причин — сумма одиночественных энергий не является корректным представлением полной энергии ядра, т. к. энергия взаимодействия учитывается дважды. На самом деле должно быть $E = \sum_i \epsilon_i - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \langle i, j | \hat{V} | i, j \rangle$.
- ▶ Данный подход практически не использовался после того, как был предложен метод оболочечных поправок Струтинского.

Метод оболочечных поправок Струтинского

Энергетическая теорема Струтинского: полную энергию системы нуклонов E можно приближенно представить в виде суммы усредненной части \tilde{E} , гладкой относительно числа частиц и деформации, и осциллирующей части $\delta E = \sum \hat{\epsilon}_i - \sum \hat{\epsilon}_i \tilde{n}_i$, где $\hat{\epsilon}_i$ и \tilde{n}_i обозначают собственные состояния и числа заполнения усредненной части самосогласованного потенциала.

На практике $\delta E \approx \sum_i \left(\epsilon_i - \int_{-\infty}^{\epsilon_i} \tilde{g}(E) dE \right)$.

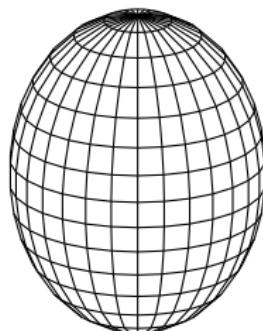


Параметризация формы ядра

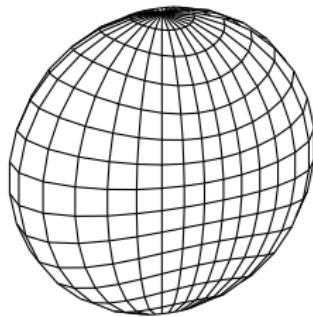
Неаксиальный эллипсоид



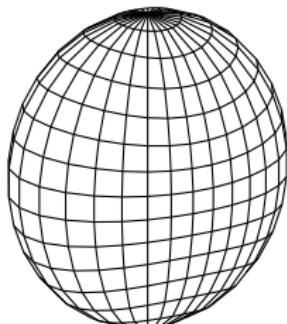
$$\beta = 0; \gamma = 0$$



$$\beta = 0,4; \gamma = 0$$



$$\beta = 0,4; \gamma = 60$$



$$\beta = 0,4; \gamma = 30$$

Аксиальная
деформация $\beta \geq 0$

Неаксиальность

$$0 \leq \gamma \leq \frac{\pi}{3}$$

Оси эллипсоида

$$a_0 = \beta \cos \gamma$$

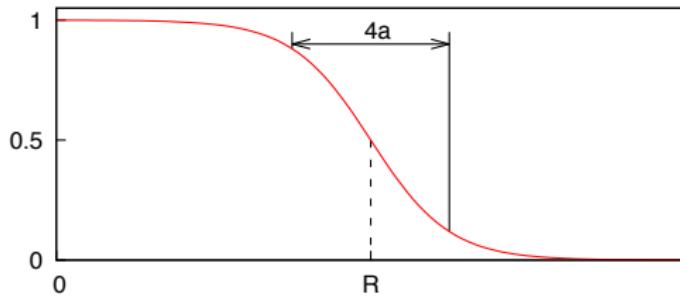
$$a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$$

$$a^2 = 1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} a_0 + \sqrt{\frac{15}{2\pi}} a_2$$

$$b^2 = 1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} a_0 - \sqrt{\frac{15}{2\pi}} a_2$$

$$c^2 = 1 + \sqrt{\frac{5}{\pi}} a_0$$

Деформированный вудс-саксоновский форм-фактор



Одночастичные потенциалы определены с помощью форм-фактора

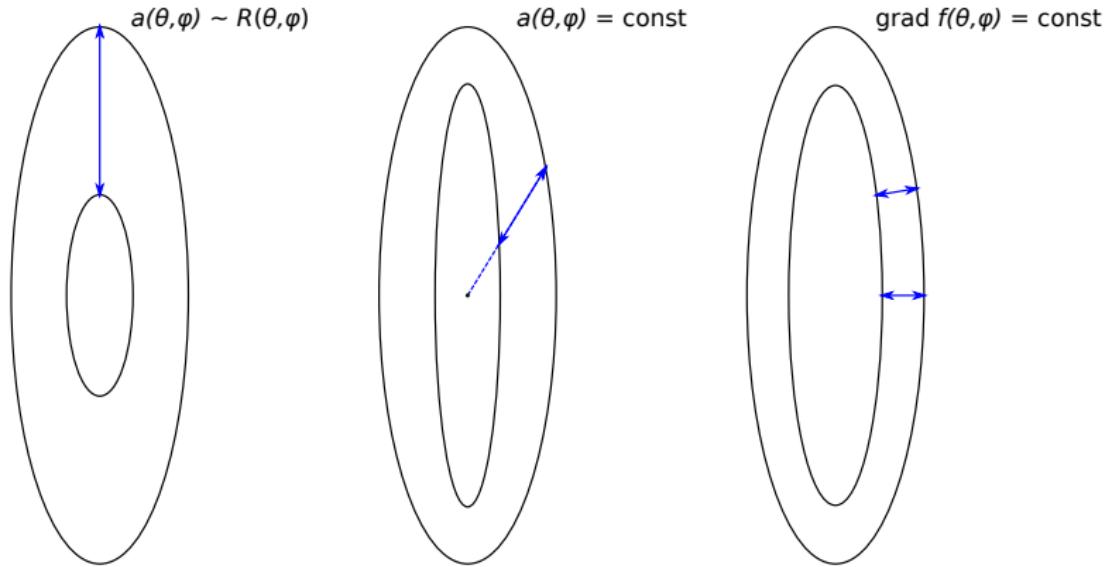
$$f(\theta, \phi) = \frac{1}{1 + e^{\frac{r - R(\theta, \phi)}{a(\theta, \phi)}}},$$

где $R(\theta, \phi)$ — радиус (с доп. усл. сохранения объема $abc = \text{const}$)

$$R = R_0 \left(\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{a^2} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \phi}{b^2} + \frac{\cos^2 \theta}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}};$$

$a(\theta, \phi)$ — параметр диффузности («толщина поверхности»)

Выбор закона изменения диффузности при деформации



$r_{\text{ядерн}} \approx 1 \text{ Фм} \implies$ толщина поверхностной пленки в разных точках поверхности является постоянной:

$$\left(\text{grad } f(r, \theta, \phi) \Big|_{r=R(\theta, \phi)} \right)^2 = \frac{1}{16a^2(\theta=0, \phi=0)} = \text{const.}$$

Одночастичный оболочечный потенциал

Параметры потенциала

- ▶ Использована реальная часть глобального сферического оптического потенциала из [A. Koning, J. Delaroche, Nucl. Phys. **A 713**, 231 (2003)]

$$U(r, E) = -V_V(r, E) - iW_V(r, E) - iW_D(r, E) + \\ + V_{SO}(r, E)(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) + iW_{SO}(r, E)(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) + V_C(r),$$

где каждое слагаемое $V(r, E) \equiv V(E)f(a, R, r)$.

- ▶ Параметризация $V(E) = V(E, A, Z)$, $R = R(A, Z)$, $a = a(A, Z)$ для p и n по экспериментальным сечениям рассеяния на сферических ядрах $24 \leq A \leq 209$.
- ▶ Параметры, вычисленные при $E = \epsilon_F$, примерно соответствуют среднему потенциальному нуклонов у поверхности, оказывающих наибольшее влияние на деформацию.

Одночастичный оболочечный потенциал

Слагаемые потенциала

$$V(r, \theta, \phi) = V_{\text{nucl}}(r, \theta, \phi) + V_{\text{ls}}(r, \theta, \phi) + V_{\text{Coul}}(r, \theta, \phi)$$

- ▶ Ядерная часть потенциала

$$V_{\text{nucl}}(r, \theta, \phi) = -U_{\text{nucl}} f_{\text{nucl}}(r, \theta, \phi).$$

- ▶ Спин-орбитальное взаимодействие

$$V_{\text{ls}}(r, \theta, \phi) = \lambda_{\pi}^2 U_{\text{ls}} (\hat{F} + \hat{F}^{+}),$$

где $\hat{F} = ([\nabla f_{\text{ls}}(r, \theta, \phi) \times \hat{\mathbf{p}}] \cdot \hat{\mathbf{s}})$.

- ▶ Кулоновский потенциал

$$V_{\text{Coul}}(r, \theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \frac{qZ e^2}{R_{\text{Coul}}^3} \times$$

$$\int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^\pi \sin \theta' d\theta' \int_0^{R(\theta' \phi')} \frac{(r')^2 dr'}{\sqrt{r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos \beta}}.$$

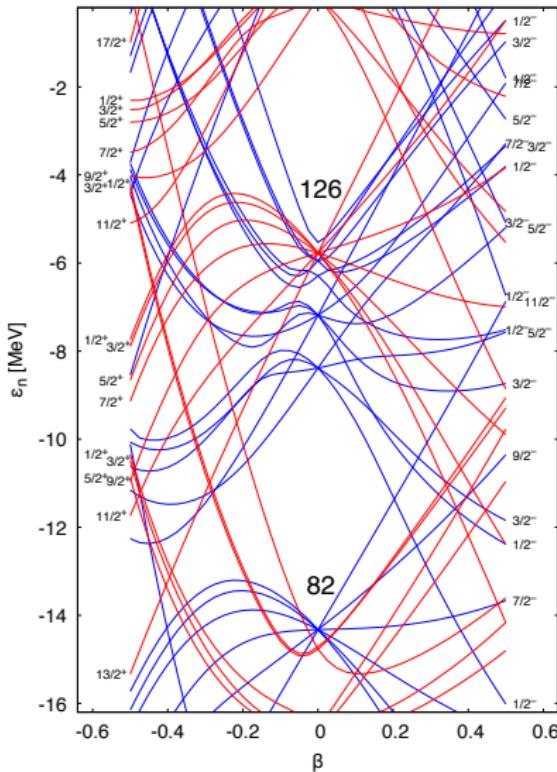
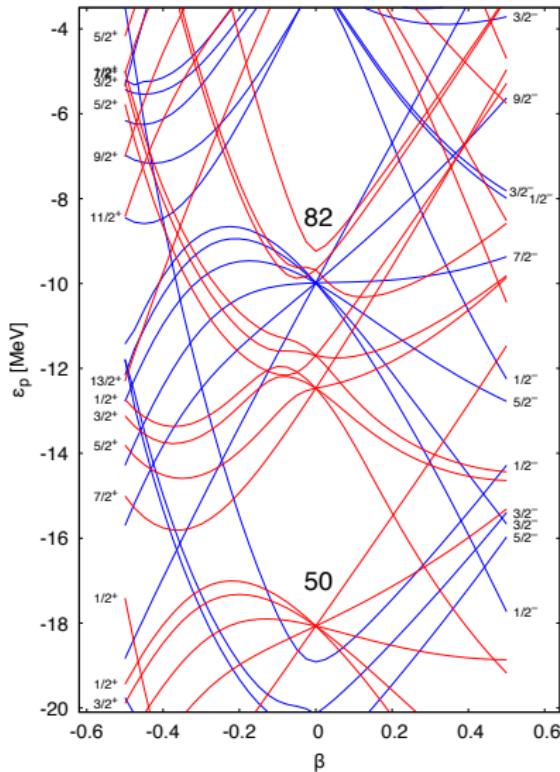
Расчет одночастичных состояний

- ▶ Решение уравнения Шредингера производится путем диагонализации гамильтониана $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$.
- ▶ Матричные элементы $\langle N'l'm's' | \hat{H} | Nlms \rangle$ вычисляются в базисе изотропного гармонического осциллятора

$$\langle r\sigma | Nlms \rangle = U_{Nl}(r) Y_{lm}(\theta, \phi) \langle \sigma | s \rangle.$$

- ▶ $N_{\max} = 11$.
- ▶ Интегрирование по объему сводится к вычислению разложений на сферические гармоники $\alpha(r)$ функций от f , $\frac{\partial f}{\partial \theta}$, $\frac{\partial f}{\partial \phi}$, K_λ и последующее интегрирование по r .
- ▶ Полное время вычисления собственных значений p и n при фикс. деформации 5–10 с.

Одночастичные уровни ^{150}Sm



(Отрицательные значения β берутся вдоль линии $\gamma = 60^\circ$.)

Парные корреляции

Уровни одночастичного спектра дважды вырождены (вырождение Крамерса). Эффект спаривания учтен по методу БКШ:

$$\Delta E = \sum_{k=N_1}^{N_2} (2v_k^2 - n_k)e_k - \frac{\Delta^2}{G} - G \sum_{k=N_1}^{N_2} v_k^4 + \frac{1}{2}G \sum_{k=N_1}^{N_2} n_k,$$

где величина энергетической щели Δ оценивается по разностям масс 4 соседних ядер, а константа взаимодействия G , числа заполнения v_k и энергии квазичастичных состояний e_k определяются путем решения уравнений метода БКШ.

N_1 и N_2 определяют диапазон взаимодействующих уровней.

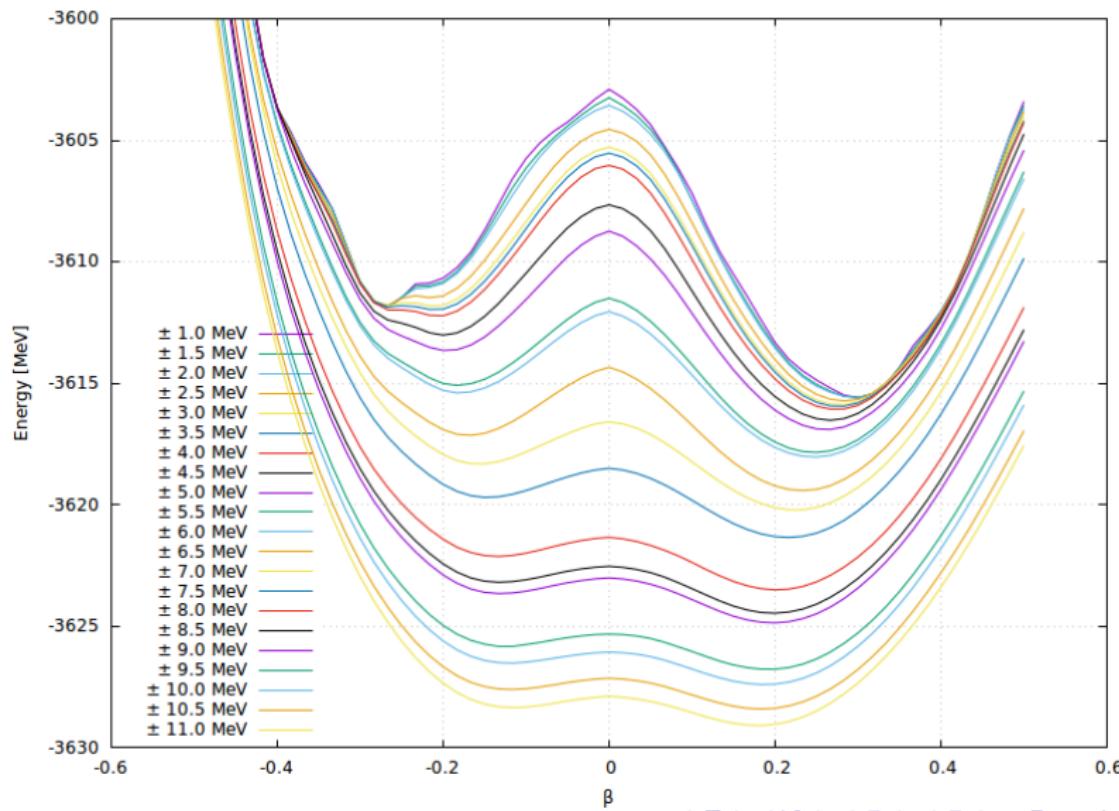
$$N_1 = 1,$$

$$N_2 = 2N_F.$$

Парные корреляции

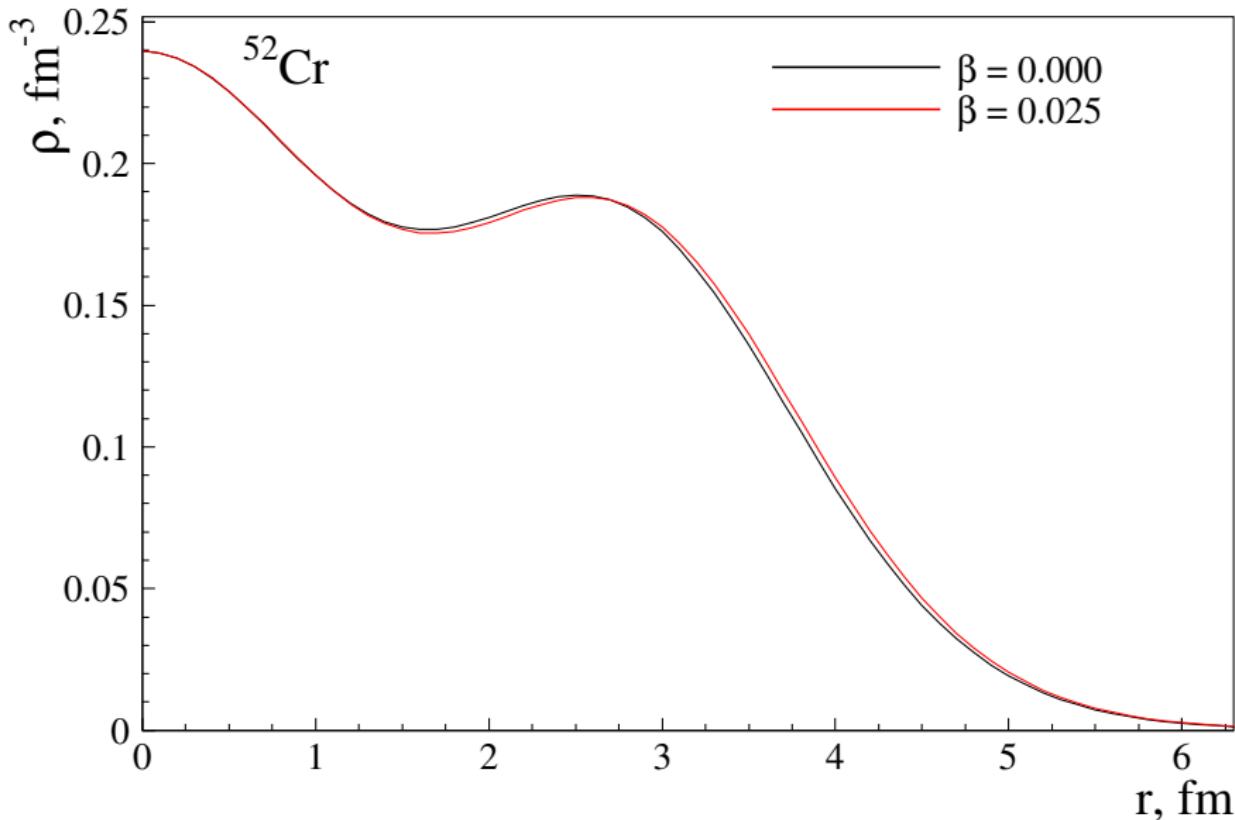
Пример ^{154}Sm

N1 и N2 имеют фиксированные значения, симметричные отн. уровня Ферми



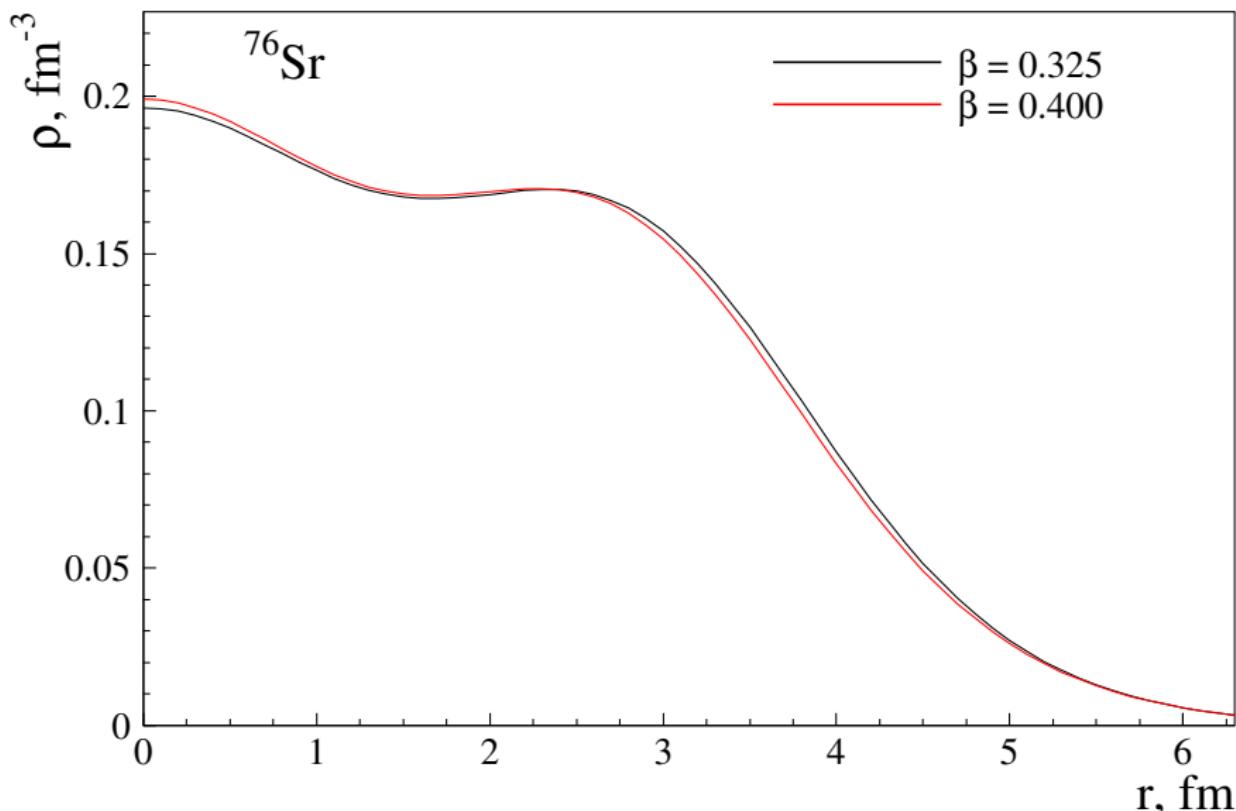
Диффузность как функция деформации

Сферическое ядро $^{52}_{24}Cr_{28}$



Диффузность как функция деформации

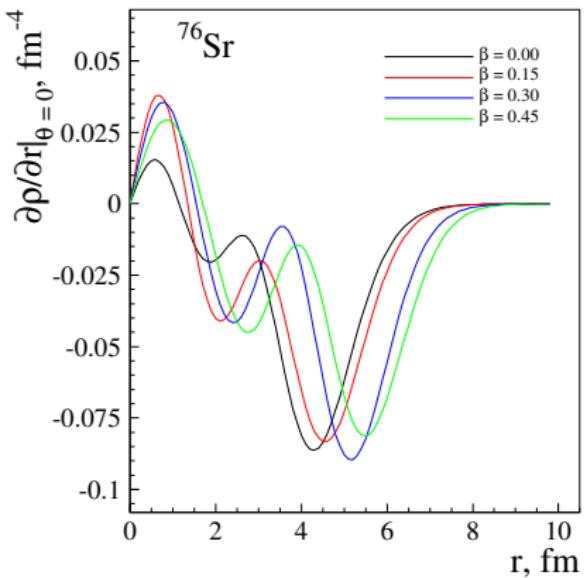
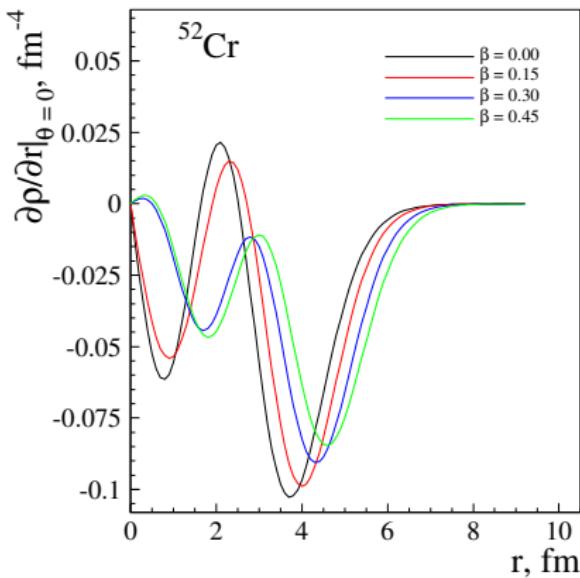
Деформированное ядро $^{76}_{38}Sr_{38}$



Диффузность как функция деформации

- ▶ Деформация \iff повышенная плотность одночастичных уровней у поверхности Ферми.
- ▶ Диффузность \iff поверхностная энергия (т. е. энергия нуклонов в поверхностном слое).
- ▶ Связь между величиной деформации и параметром диффузности a , который был измерен только для сферических ядер. Его величина должна иметь минимальное значение в области равновесной деформации.

Диффузность как функция деформации

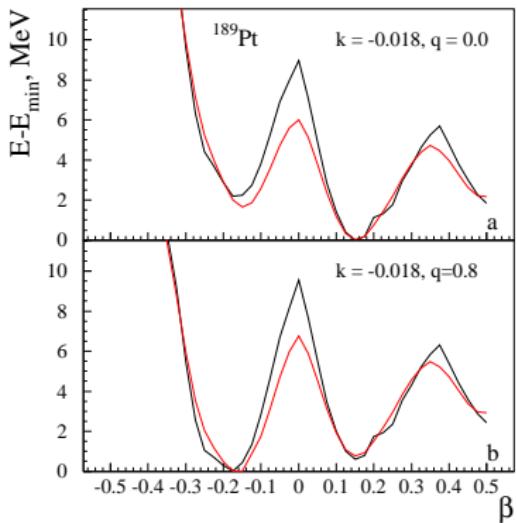
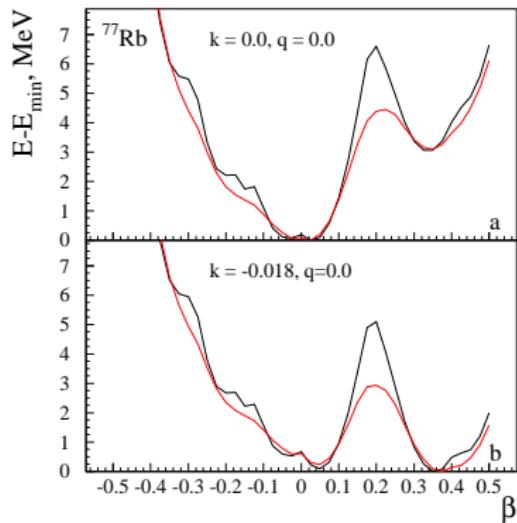


Выберем $a(\beta, \gamma) = a_0 \left(1 + k\beta\psi\left(\frac{3\gamma}{\pi}\right)\right)$, где

$\psi(x) = 1 + p_1x + p_2x^2 + p_3x^3$. Производная ψ' должна быть отрицательной при $\gamma = 0^\circ$ и положительной при $\gamma = 60^\circ$ с одинаковой абсолютной величиной.

Окончательно $p_2 = -3(1 - q) - p_1$, $p_3 = 2(1 - q)$.

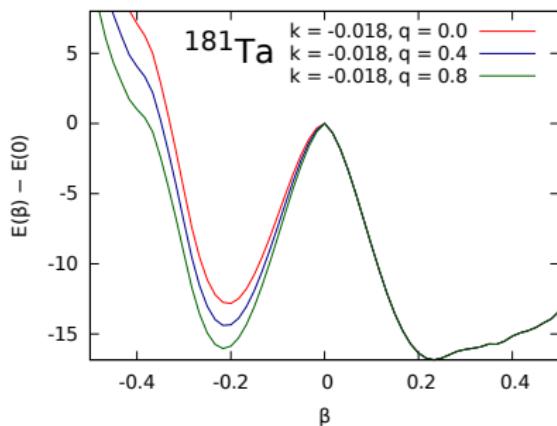
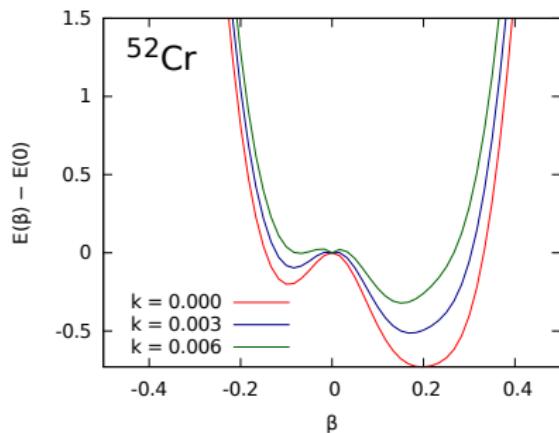
Диффузность как функция деформации



На основе опорных ядер ^{52}Cr (сферическое), ^{77}Rb (вытянутое), ^{189}Pt (сплюснутое) и ^{181}Ta (вытянутое) выбрано две стратегии вариации диффузности.

- Магические ядра: $k = +0.006$.
- Все остальные: $k = -0.018, q = 0.8, p_1 = -0.4$.

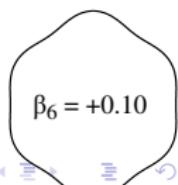
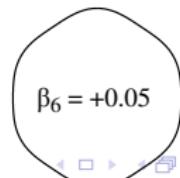
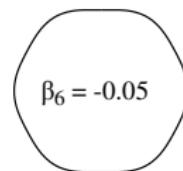
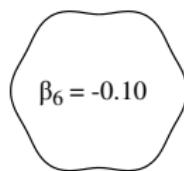
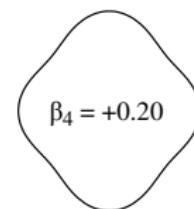
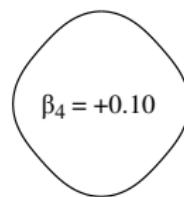
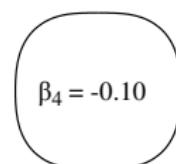
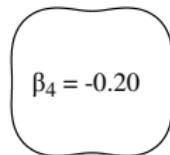
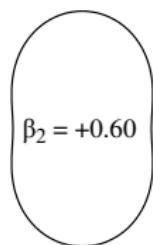
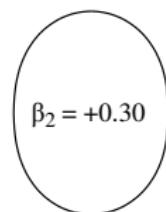
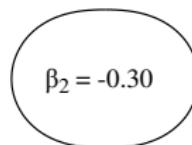
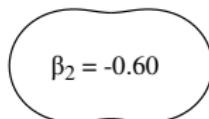
Диффузность как функция деформации



Параметризация формы ядра

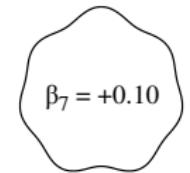
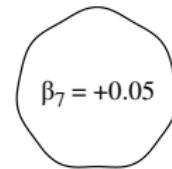
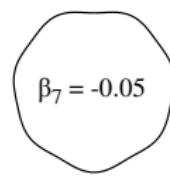
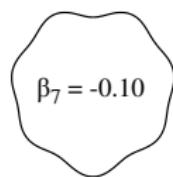
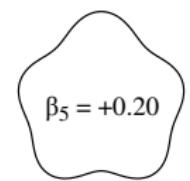
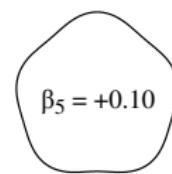
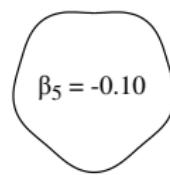
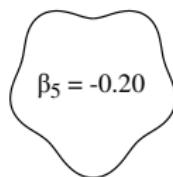
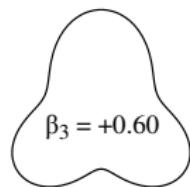
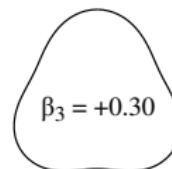
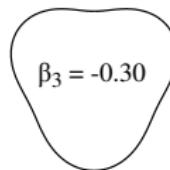
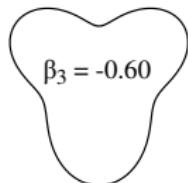
Мультипольные коэффициенты деформации. Четные λ

$$R(\theta) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda}^0(\cos \theta) \right)$$



Параметризация формы ядра

Мультипольные коэффициенты деформации. Нечетные λ



Параметризация формы ядра

Преобразование к параметрам β_λ

Мультипольные параметры деформации вычисляются из значений моментов

$$\langle M(\lambda\mu) \rangle = 2 \sum_{k=1}^{N_1-1} \langle k | r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta\phi) | k \rangle + 2 \sum_{k=N_1}^{N_2} v_k^2 \langle k | r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta\phi) | k \rangle$$

как

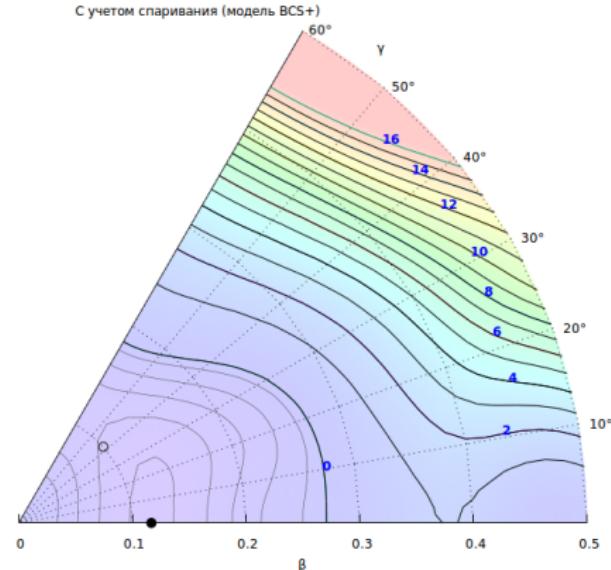
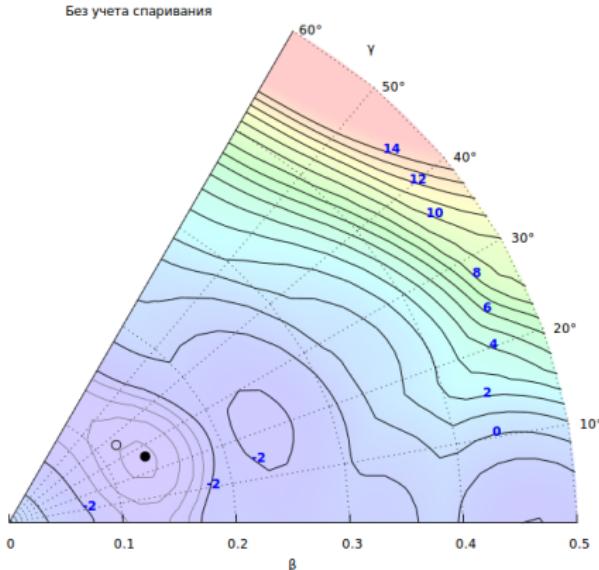
$$\alpha_{\lambda\mu} = \frac{4\pi}{3} M(\lambda\mu) / (AR_0^\lambda)$$

и

$$\beta_\lambda = \alpha'_{\lambda 0} = \sum_\mu D_{\mu 0}^{\lambda*} \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}, 0 \right) \alpha_{\lambda\mu}.$$

Результаты расчетов

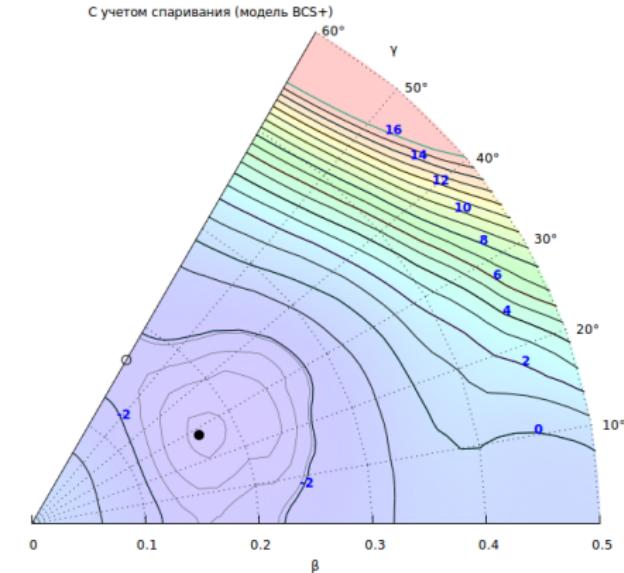
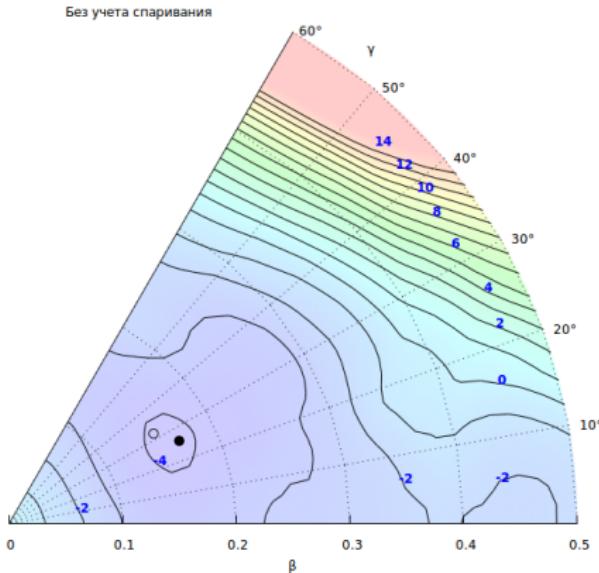
^{68}Zn



This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.12	0	0.110	0.012	-0.136	60	-0.027	-0.22	0.04	0.140	60.	0.064 ± 0.015	

Результаты расчетов

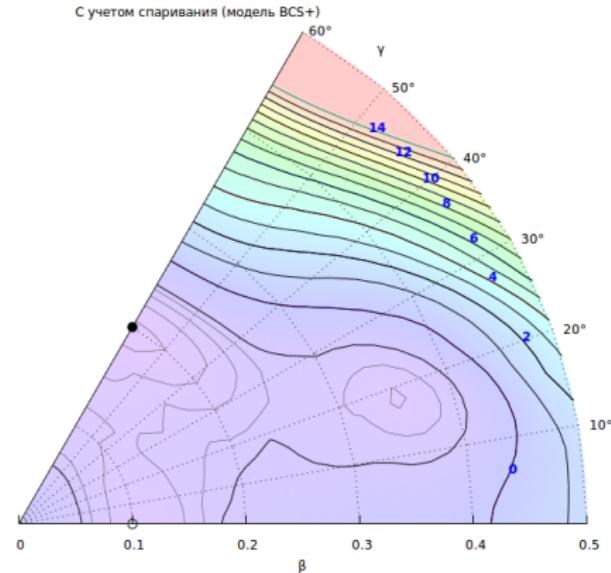
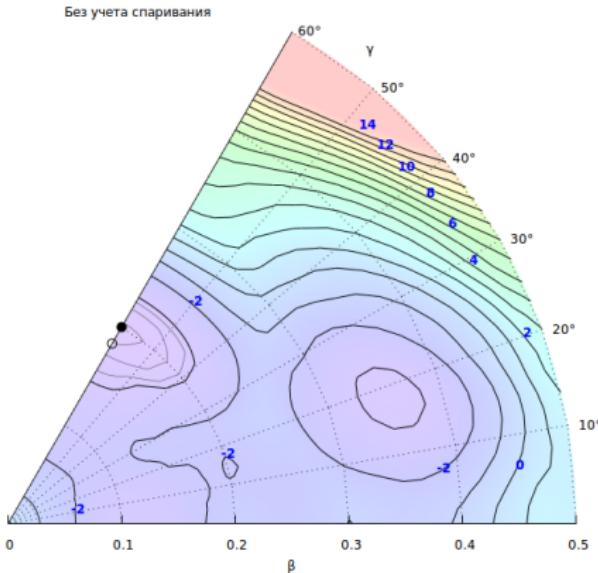
^{68}Ga



This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.17	34	0.165	0.027	-0.207	45	-0.006	-0.23	0.04	-0.20		0.022 ± 0.002	

Результаты расчетов

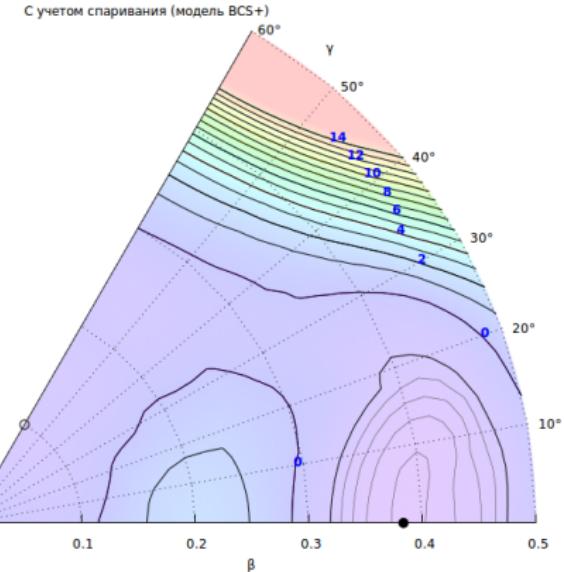
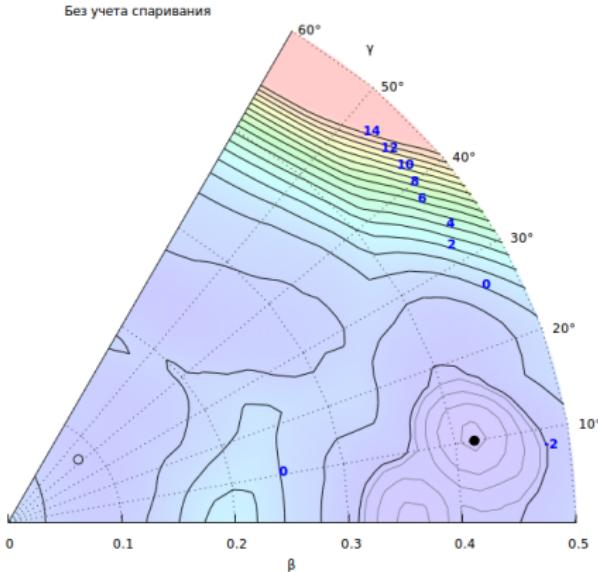
^{75}Se



This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2
0.20	60	-0.195	0.036	-0.238	60	-0.023	-0.25	0.04	-0.05		0.428 ± 0.099

Результаты расчетов

^{75}Kr

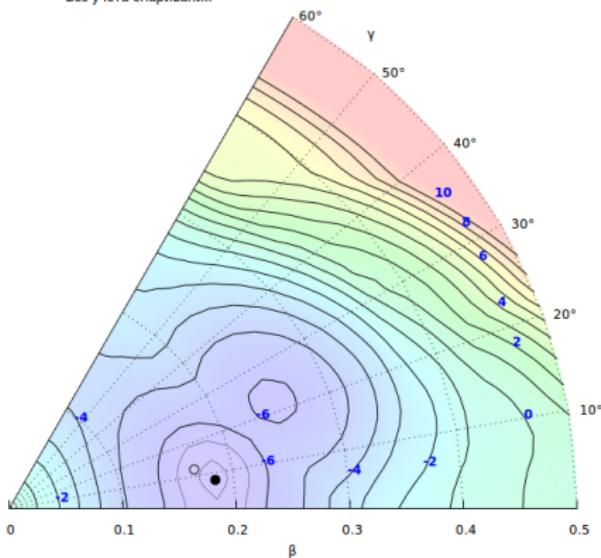


This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.38	0	0.406	0.168	0.402	0	-0.010	-0.20	0.01	-0.15		0.412 ± 0.065	

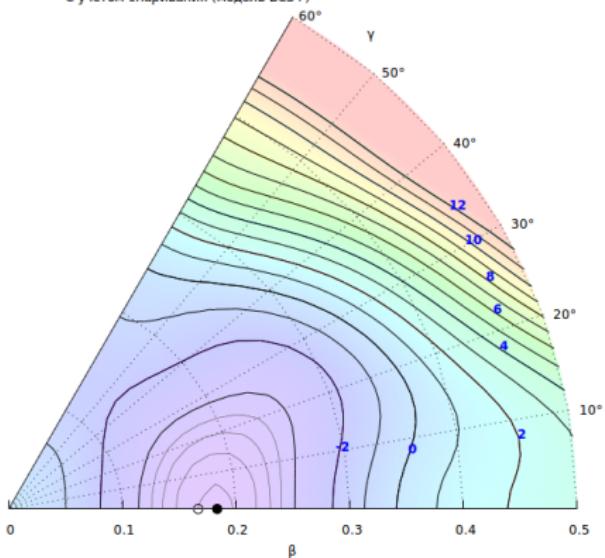
Результаты расчетов

^{76}Ge

Без учета спаривания



С учетом спаривания (модель BCS+)

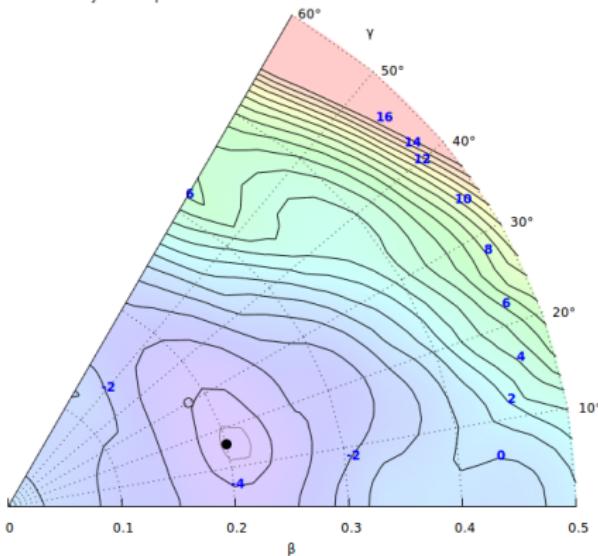


This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.18	0	0.179	0.038	0.161	0	0.022	0.21	0.03	0.147	0.	$+0.098 \pm 0.036$	

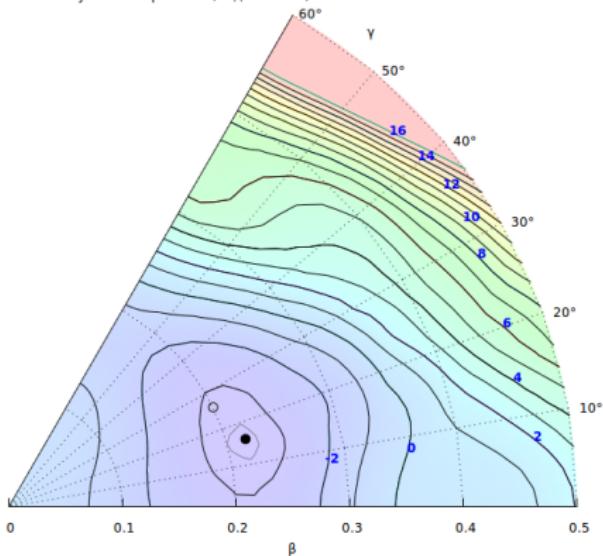
Результаты расчетов

^{97}Mo

Без учета спаривания



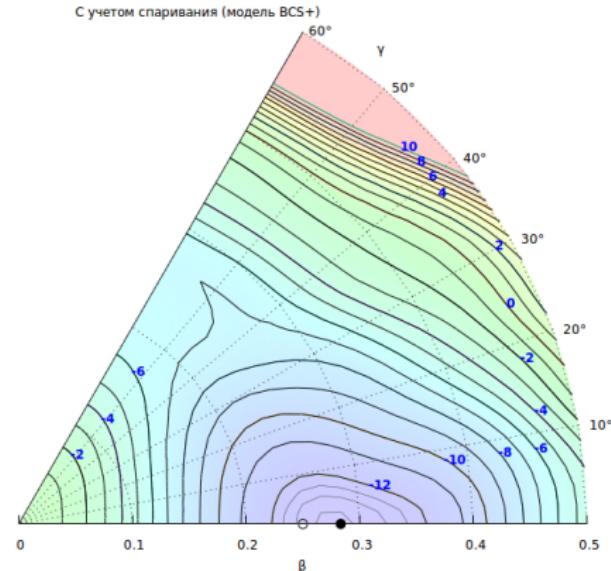
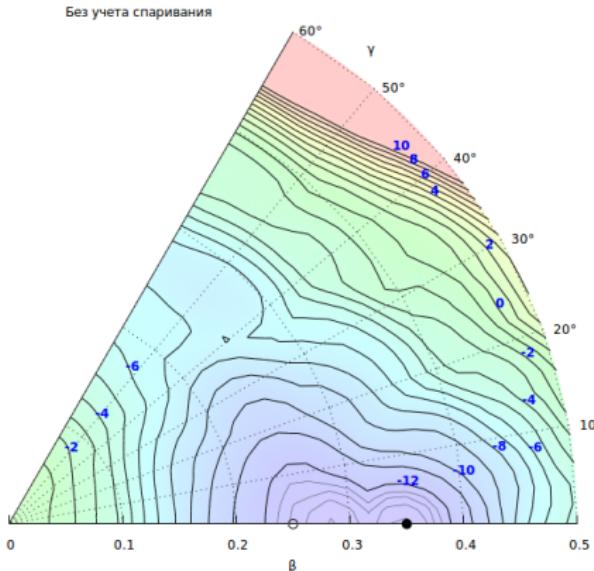
С учетом спаривания (модель BCS+)



This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.22	12	0.213	0.057	0.172	32	0.036	-0.17	0.03	0.05		0.074 ± 0.031	

Результаты расчетов

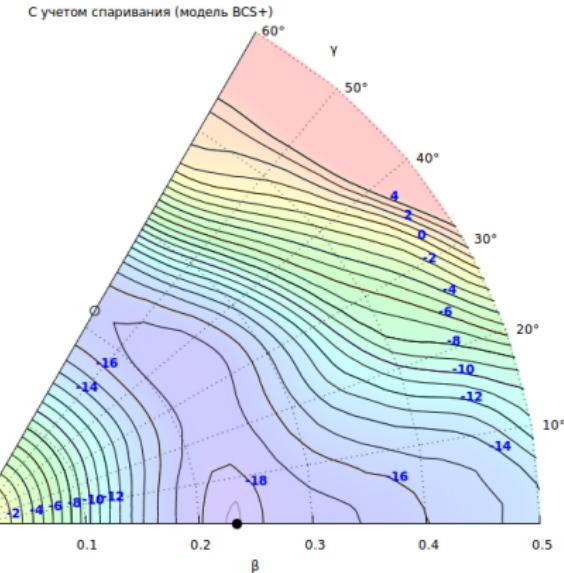
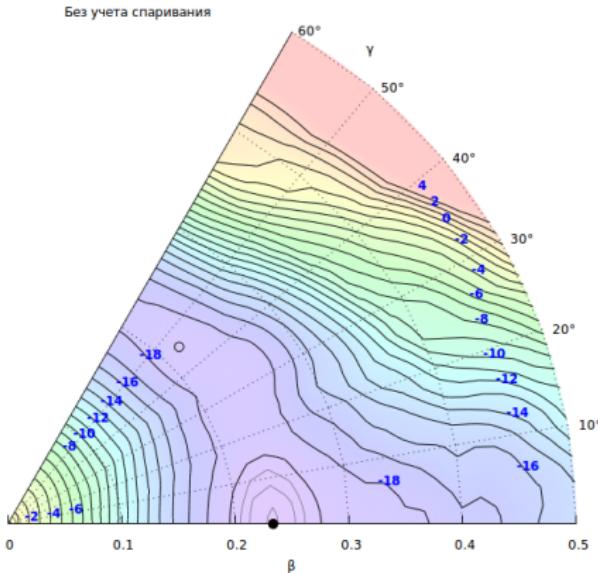
^{152}Sm



This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.28	0	0.291	0.105	0.237	0	0.097	0.28	0.13	0.273	0.	$+0.293 \pm 0.018$	

Результаты расчетов

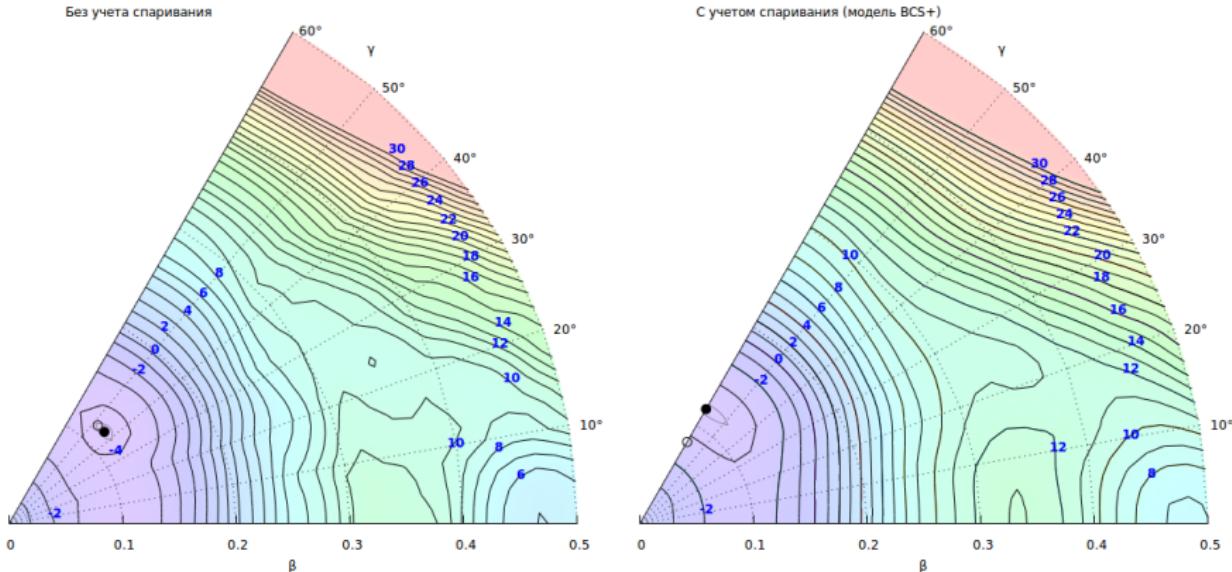
181Ta



This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.23	0	0.245	0.043	0.255	0	-0.076	0.28	-0.04	0.30		0.253 ± 0.015	

Результаты расчетов

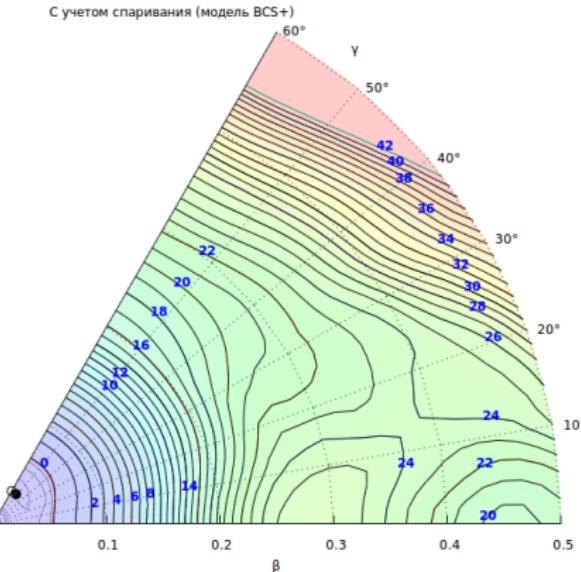
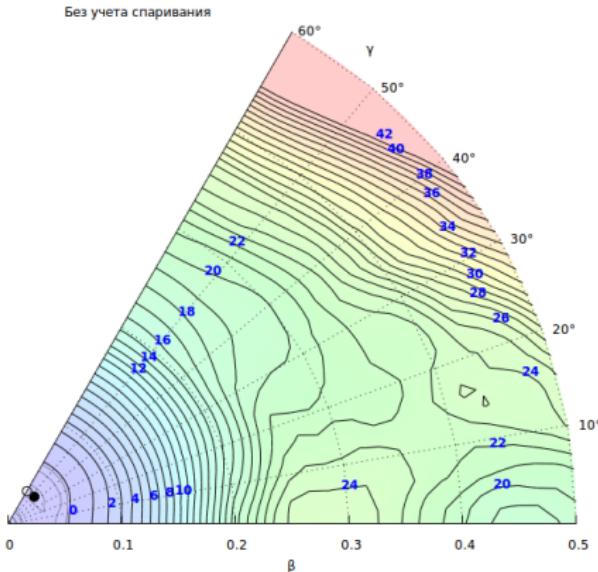
^{197}Au



This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.12	60	-0.119	0.010	-0.125	60	-0.017	-0.15	-0.02	-0.60		0.096 ± 0.006	

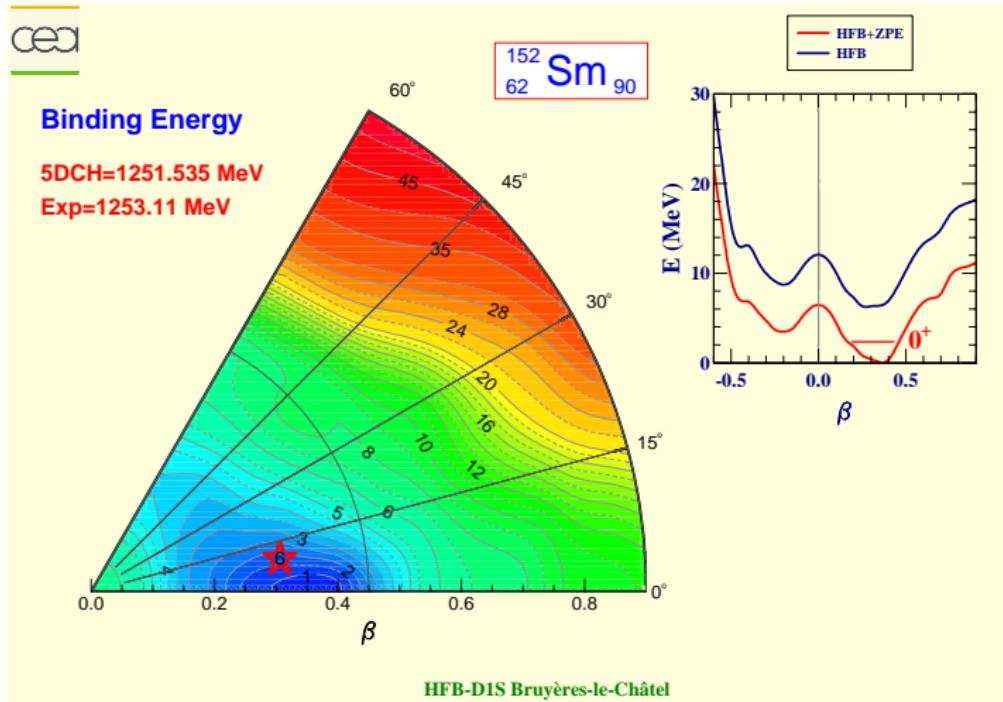
Результаты расчетов

^{207}Bi



This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	
0.02	60	-0.014	0.000	-0.021	60	0.000	-0.03	0.00	0.00		-0.042 \pm 0.001	

Сравнение с расчетом HFB



Расчет по методу HFB на основе эффективного взаимодействия
Гоньи D1S [S. Hilaire and M. Girod, Eur. Phys. J. A 33, 237 (2007)].

Расчет ППЭ в методе Хартри–Фока

- В методе Хартри–Фока решение системы инт.-дифф. уравнений

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \int \langle \xi' | \rho | \xi' \rangle v_{NN}(\xi, \xi') d\xi' \right) \phi_i(\xi) - \\ - \int \langle \xi | \rho | \xi' \rangle v_{NN}(\xi, \xi') \phi_i(\xi') d\xi' = \epsilon_i \phi_i(\xi),$$

где $v_{NN}(\xi, \xi')$ — тот или иной потенциал NN -взаимодействия, а $\langle \xi | \rho | \xi' \rangle = \sum_i \phi_i^*(\xi) \phi_i(\xi')$ — матр. элементы оператора плотности частиц, позволяет получить набор состояний $\phi_i(\xi)$ в самосогласованном поле при данном выборе потенциала.

- Предсказанная форма ядра $\rho(x) = \langle x | \rho | x \rangle$ определяется однозначно.
- Как же тогда получить зависимость $E(\beta, \gamma)$?

Расчет ППЭ в методе Хартри–Фока

- ▶ Уравнения ХФ выводятся из вариационного принципа $\delta\langle\psi|\hat{H}\psi\rangle = 0$, где ψ — антисимметр. произведение одночастичных ϕ_i .
- ▶ Ограничение на деформацию можно включить в вариацию:

$$\delta \left(\langle\psi|\hat{H}\psi\rangle + C_1(\beta[\psi] - \beta_0)^2 + C_2(\gamma[\psi] - \gamma_0)^2 \right) = 0,$$

где $C_{1,2}$ — произвольные коэффициенты.

- ▶ В зависимости от величины $C_{1,2}$ будут найдены ϕ_i со значением деформации, более или менее приближенным к β_0 и γ_0 .

Спасибо за внимание!

	This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
	β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	β_2
⁵⁰ Cr	0.28	0	0.282	0.091	0.194	0	0.038	0.24	0.08	0.240	0.	+0.307	± 0.075
⁵² Cr	0.15	0	0.155	0.030	0.000	0	0.000	0.19	0.06	0.000	0.	+0.067	± 0.02
⁵⁵ Mn	0.23	0	0.231	0.065	0.172	0	0.037	-0.18	0.05	0.25		+0.206	± 0.017
⁶⁴ Ni	0.08	60	-0.085	0.005	-0.094	60	-0.008	-0.19	0.04	0.090	60.	-0.257	± 0.141
⁶⁸ Zn	0.12	0	0.110	0.012	-0.136	60	-0.027	-0.22	0.04	0.140	60.	0.064	± 0.015
⁶⁸ Ga	0.17	34	0.165	0.027	-0.207	45	-0.006	-0.23	0.04	-0.20		0.022	± 0.002
⁷⁶ Ge	0.18	0	0.179	0.038	0.161	0	0.022	0.21	0.03	0.147	0.	+0.098	± 0.036
⁷⁵ Se	0.20	60	-0.195	0.036	-0.238	60	-0.023	-0.25	0.04	-0.05		0.428	± 0.099
⁷⁵ Kr	0.38	0	0.406	0.168	0.402	0	-0.010	-0.20	0.01	-0.15		0.412	± 0.065
⁸⁷ Kr	0.07	60	-0.062	0.004	-0.073	60	-0.010	-0.13	0.02	-0.05		-0.102	± 0.015
⁷⁶ Rb	0.38	0	0.390	0.157	0.403	0	-0.024	-0.20	0.01	0.50		0.482	± 0.214
⁷⁷ Rb	0.37	0	0.371	0.144	0.403	0	-0.022	-0.23	0.03	0.00		0.441	± 0.047
⁷⁷ Sr	0.40	0	0.424	0.179	0.403	0	-0.022	-0.19	0.00	0.50		0.481	± 0.062
⁹⁷ Mo	0.22	12	0.213	0.057	0.172	32	0.036	-0.17	0.03	0.05		0.074	± 0.031
⁹⁸ Mo	0.22	0	0.219	0.051	0.206	28	0.017	0.19	0.04	0.000	0.	+0.089	± 0.035
¹⁰⁶ Cd	0.17	0	0.168	0.026	0.151	0	-0.015	0.19	0.02	0.145	0.	+0.079	± 0.027
¹¹⁰ In	0.10	6	0.113	0.006	0.097	0	-0.021	0.18	0.02	0.15		+0.095	± 0.01
¹²¹ Sn	0.02	60	-0.012	0.002	-0.094	60	-0.008	0.07	-0.02	0.00		-0.05	± 0.013

	This work				FRDM			BRUSLIB		AMEDEE		CDFE	
	β	γ	β_2	β_4	β_2	γ	β_4	β_2	β_4	β_2	γ	β_2	β_2
^{147}Sm	0.20	0	0.192	0.051	0.140	0	0.043	0.14	0.03	0.10		-0.028 ± 0.005	
^{148}Sm	0.20	0	0.201	0.054	0.172	0	0.060	0.16	0.03	0.167	0.	$+0.175 \pm 0.061$	
^{149}Sm	0.22	0	0.213	0.062	0.183	0	0.062	0.20	0.09	0.15		$+0.007 \pm 0.003$	
^{150}Sm	0.23	0	0.236	0.071	0.205	0	0.066	0.22	0.09	0.204	0.	$+0.226 \pm 0.046$	
^{151}Sm	0.25	0	0.248	0.075	0.227	0	0.082	0.27	0.12	0.25		$+0.093 \pm 0.014$	
^{152}Sm	0.28	0	0.291	0.105	0.237	0	0.097	0.28	0.13	0.273	0.	$+0.293 \pm 0.018$	
^{153}Sm	0.30	0	0.301	0.112	0.259	0	0.102	0.33	0.17	0.30		$+0.308 \pm 0.047$	
^{154}Sm	0.30	0	0.311	0.121	0.270	0	0.105	0.32	0.15	0.347	0.	$+0.319 \pm 0.023$	
^{160}Ho	0.28	0	0.290	0.104	0.261	0	0.051	0.31	0.09	0.35		$+0.305 \pm 0.03$	
^{171}Lu	0.32	0	0.325	0.101	0.287	0	-0.030	0.31	0.05	0.35		0.287 ± 0.018	
^{181}Ta	0.23	0	0.245	0.043	0.255	0	-0.076	0.28	-0.04	0.30		0.253 ± 0.015	
^{189}Pt	0.17	60	-0.171	0.029	0.175	17	-0.062	0.21	-0.05	-0.15		-0.186 ± 0.043	
^{193}Hg	0.13	60	-0.137	0.017	-0.125	60	-0.029	-0.16	0.00	-0.15		-0.114 ± 0.071	
^{197}Au	0.12	60	-0.119	0.010	-0.125	60	-0.017	-0.15	-0.02	-0.60		0.096 ± 0.006	
^{207}Bi	0.02	60	-0.014	0.000	-0.021	60	0.000	-0.03	0.00	0.00		-0.042 ± 0.001	
^{229}Th	0.32	12	0.331	0.130	0.184	0	0.113	0.21	0.13	0.25		$+0.31 \pm 0.08$	
^{241}Pu	0.28	0	0.293	0.107	0.237	0	0.086	0.29	0.13	0.30		0.401 ± 0.152	
^{241}Am	0.28	0	0.296	0.106	0.237	0	0.086	0.29	0.14	0.30		$+0.207 \pm 0.014$	