

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына



Одночастичная структура ядер в модели среднего поля с дисперсионным оптическим потенциалом

Беспалова О.В.

*Материалы диссертации на соискание степени
доктора физико-математических наук*

2020

Почему дисперсионная оптическая модель?

- Эффективно учитывает корреляции: распределенные по объему и сконцентрированные на поверхности

«The dispersive optical (model) provides a **natural framework for data-driven extrapolations to the drip lines.**» «...extrapolating the present DOM framework to more exotic nuclei will **provide a benchmark for gauging** the magnitude of any additional physics.»

R. J. Charity et al. PRC C 76, 044314 (2007), C 83, 064605 (2011)

- Нетребовательна к мощности вычислительной техники

*«Дисперсионный подход представляет собой **мощное средство** для определения ядерного среднего поля, единого для положительных и отрицательных энергий, которое позволяет восполнять с помощью теоретически обоснованной феноменологии недостаток той информации, которую пока не удается надежно рассчитать микроскопически.»* (J.W. Negele, E.W.Vogt, предисловие к обзору Mahaux C., Sartor R. “Single-Particle Motion in Nuclei”// Advances in Nuclear Physics. 1991. V.20. P.1-224)



Цель

Исследовать эволюцию одночастичной структуры средних и средне-тяжелых ядер при изменении числа нейтронов/протонов вплоть до границ нуклонной стабильности

Основная задача

Развить метод конструирования дисперсионного оптического потенциала, пригодный для достижения цели

Комплексное среднее поле

$E > 0$ Комплексный оптический потенциал. Мнимая часть описывает выбывание налетающей частицы из упругого канала. Связано с существованием длины свободного пробега частицы в ядре-мишени.

$E < 0$ Мнимая часть связана с существованием длины свободного пробега нуклона ядра в связанном одночастичном состоянии. Определяет время жизни нуклона в связанном состоянии и фрагментационную ширину этого состояния

$$\tau \approx \hbar / \Gamma^\downarrow$$

$$\Gamma^\downarrow = 2\langle W \rangle$$

C. Mahaux et al. Dynamics of the shell model. Physics Reports. 120, (1985), 1—274

Дисперсионное соотношение

ДС – следствие формула Коши для аналитической функции $f(E) = \text{Re } f(E) + i \text{Im } f(E)$:

$$\int_L \frac{f(E')}{E' - E} dE' = \frac{1}{2\pi i} f(E).$$

1926-1927 гг. Крамерс и Крониг ввели ДС в физику (для явления дисперсии света)

1954 г. – распространение ДС Гольдбергом, Гел-Манном и Тирингом на случай рассеяния потенциальным полем. Принцип причинности.

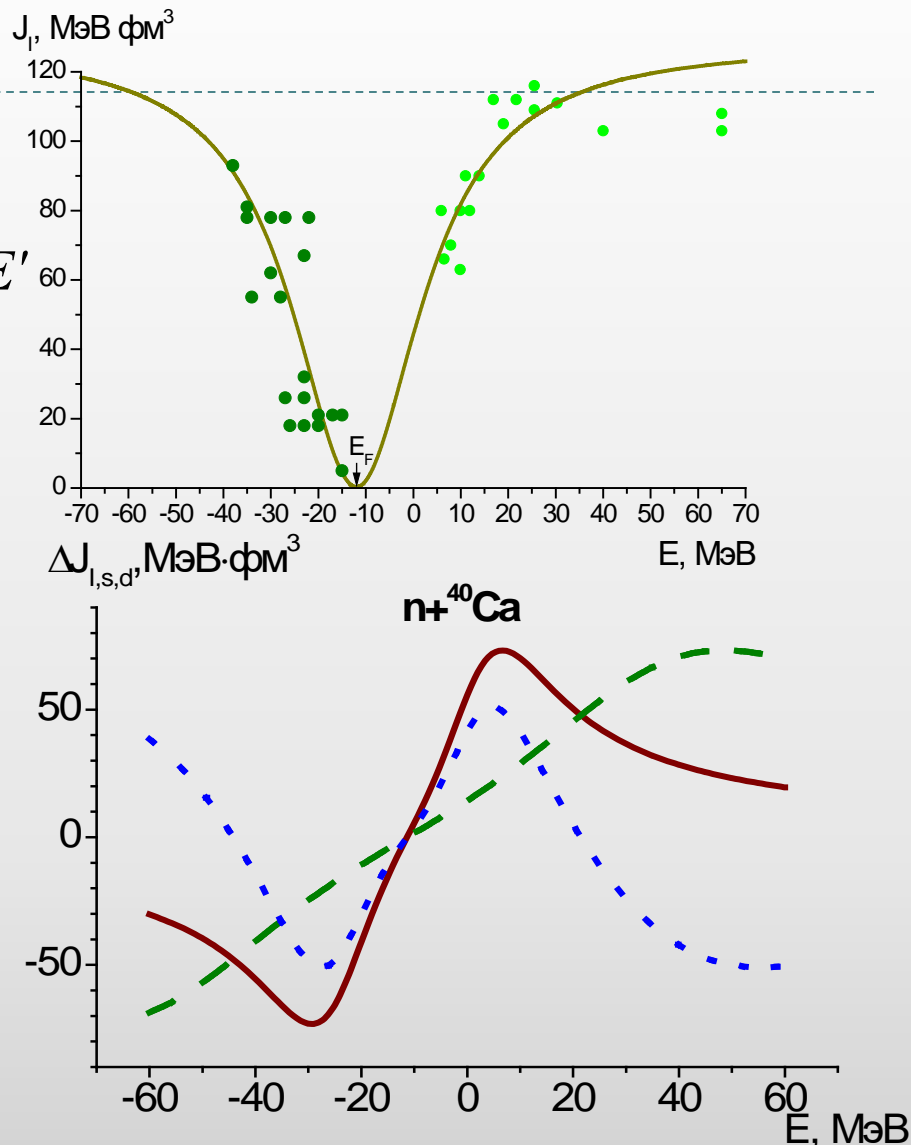
1958 г. – Фешбах обсуждал дисперсионную составляющую действительной части ОП

Основы дисперсионной оптической модели (ДОМ)

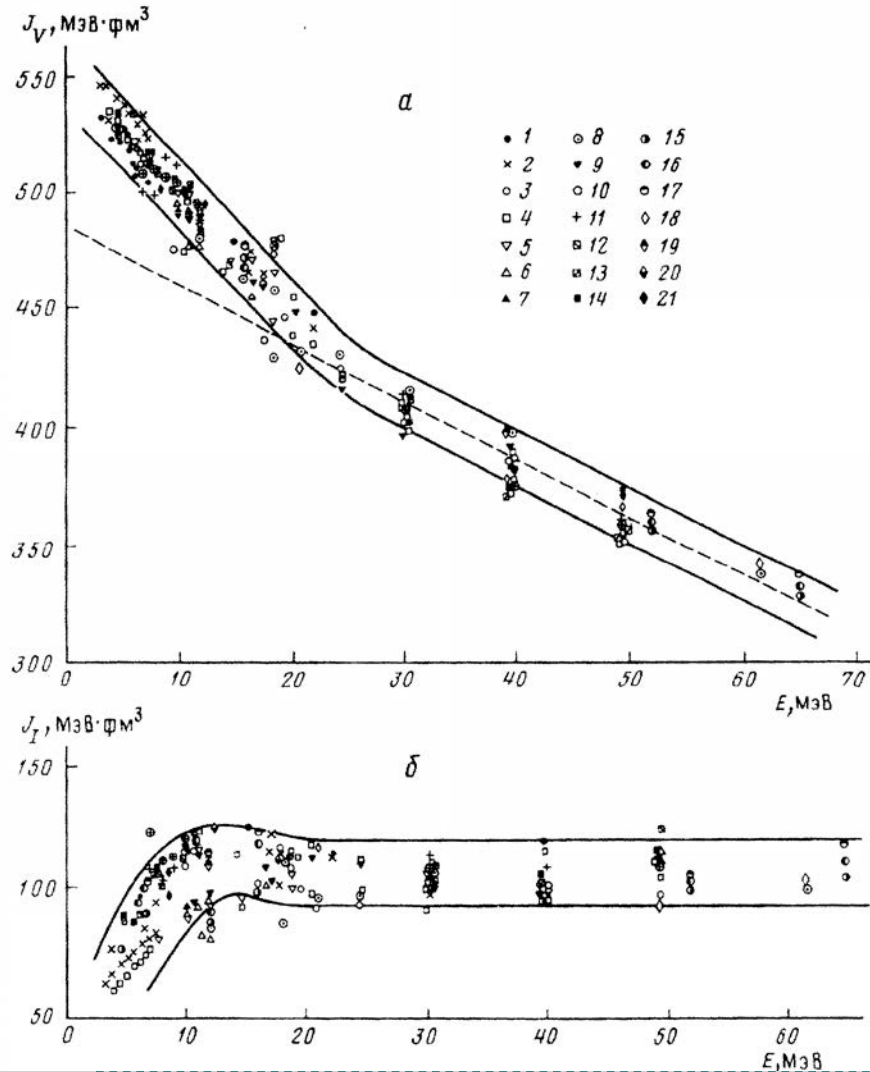
$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + P/\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{W(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E')}{E' - E} dE'$$

$$E_F = -\frac{[S_{n,p}(A) + S_{n,p}(A+1)]}{2}$$

Mahaux C., Sartor R. "Single-Particle Motion in Nuclei"// Advances in Nuclear Physics. 1991. V.20. P.1-224.



ОСНОВЫ ДОМ

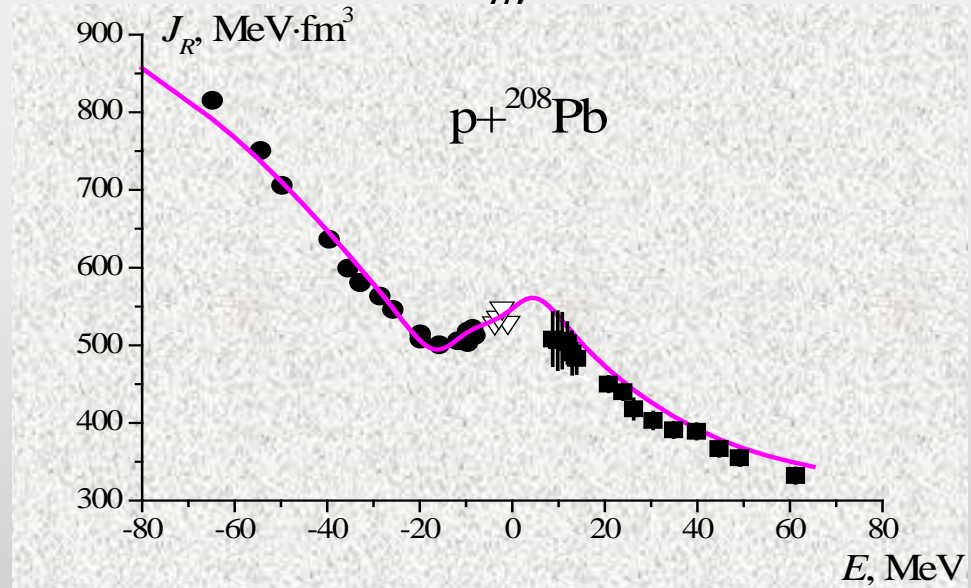


$$\hat{U}(r, E) = -U_p(r, E) - \hat{U}_{so}(r, E) + V_C(r),$$

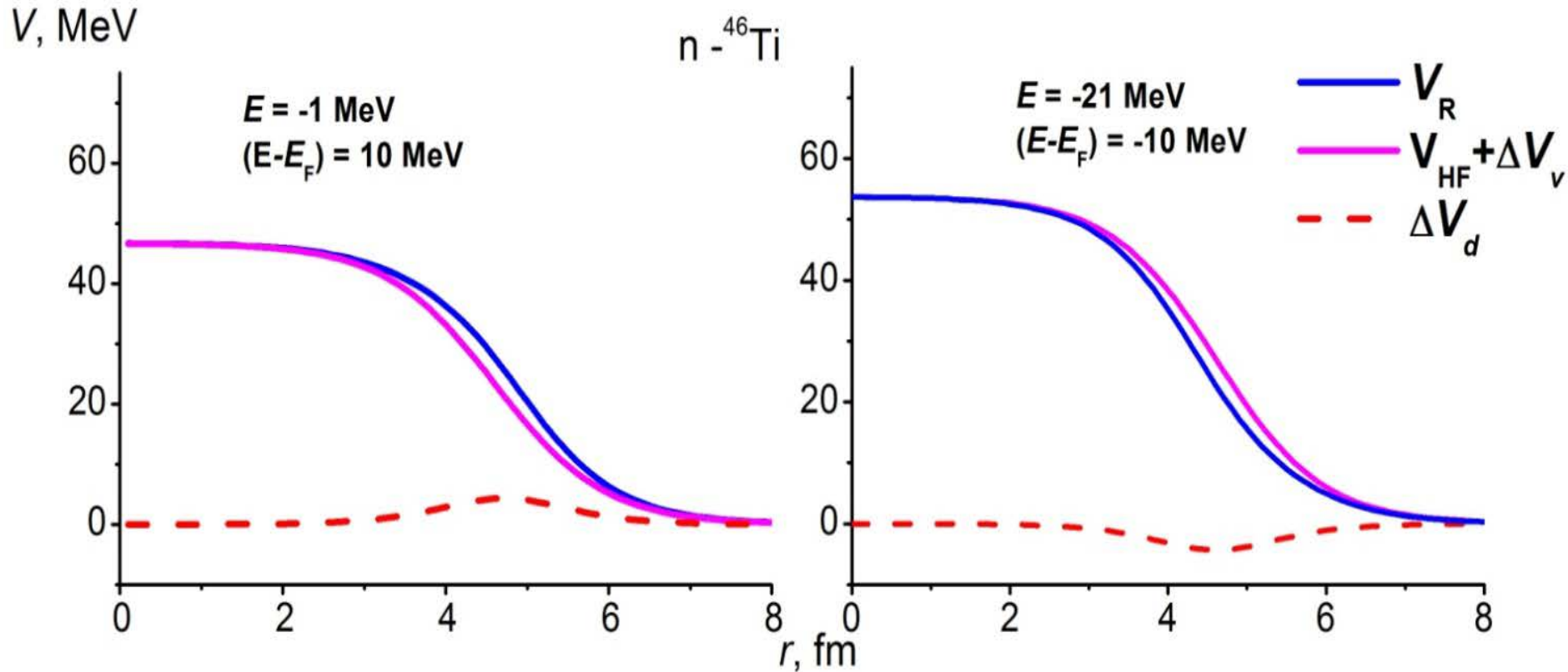
$$U_p(r, E) = V_{HF}(E) f(r, r_{HF}, a_{HF}) +$$

$$+ \Delta V_s(E) f(r, r_s, a_s) - 4a_d \Delta V_d(E) \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d) +$$

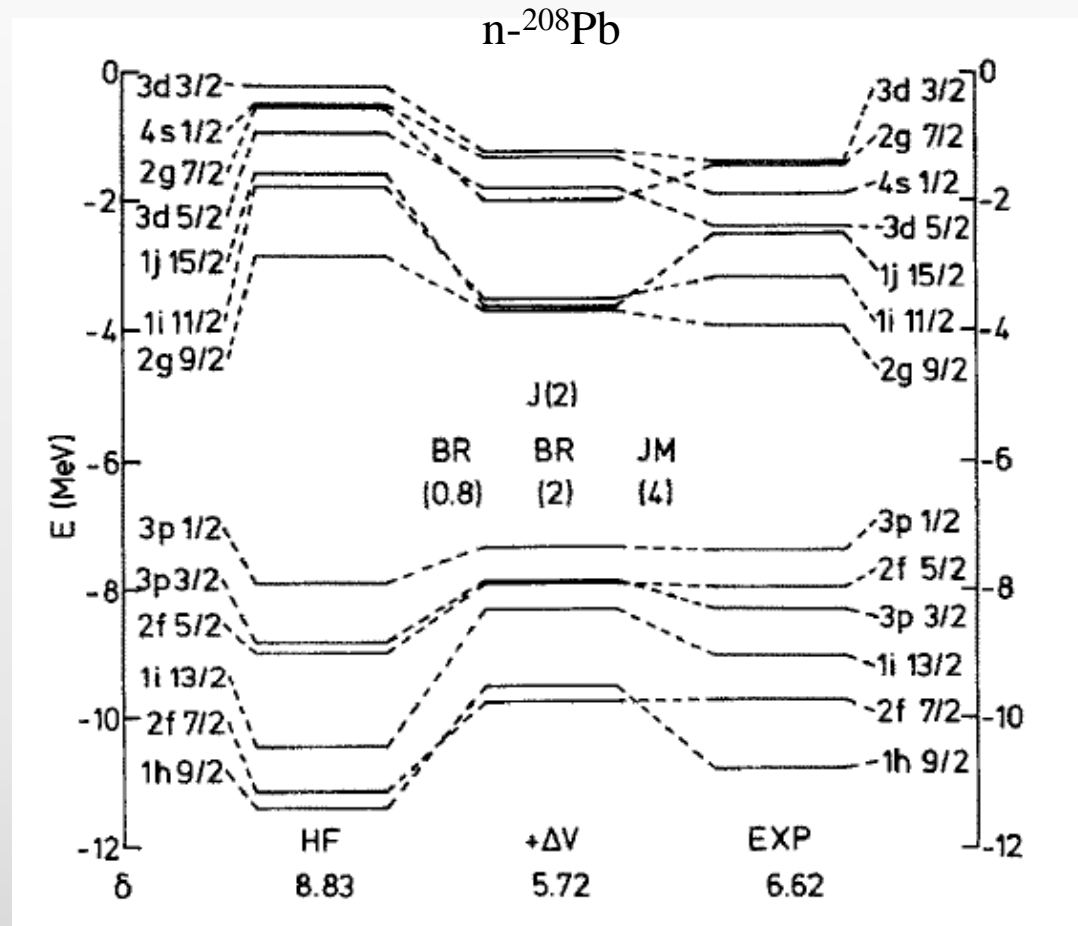
$$+ iW_s f(r, r_s, a_s) - i4a_d W_d \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d)$$



Радиальная зависимость компонент действительного центрального потенциала



Влияние дисперсионной составляющей на одночастичный спектр



взято из С. МАНАУХ and R. SARTOR. Nuclear Physics A468 (1987) 193

ДОМ до начала исследований в НИИЯФ

- ▶ ДОМ разработана на примере дважды магических ядер ^{40}Ca , ^{208}Pb и магического ядра ^{90}Zr .
- ▶ Мнимый потенциал, геометрические параметры хартри-фоковской составляющей, спин-орбитального и кулоновского взаимодействия определяются при анализе данных по рассеянию нуклона ядром.
- ▶ Силовой параметр хартри-фоковской составляющей находится при $E < 0$ по данным о E_{nlj} (немногочисленным и неточным)

Систематики глобальных параметров недисперсионной оптической модели

CH89

A = 40—209 E = 10—65 MeV

R.L. VARNER, W.J. THOMPSON, T.L. McABEE, E.J. LUDWIG and T.B. CLEGG. A GLOBAL NUCLEON OPTICAL MODEL POTENTIAL. PHYSICS REPORTS 201, No. 2 (1991) 57—119.

KD

A = 24—209 E = 1keV—200 MeV

A.J. Koning, J.P. Delaroche. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. Nuclear Physics A 713 (2003) 231—310

зависят от (N-Z)/A

V_R, W_d

не зависят от (N-Z)/A

$r_{V, d}, a_{V, d}$

Методика конструирования ДОП (стабильные ядра)

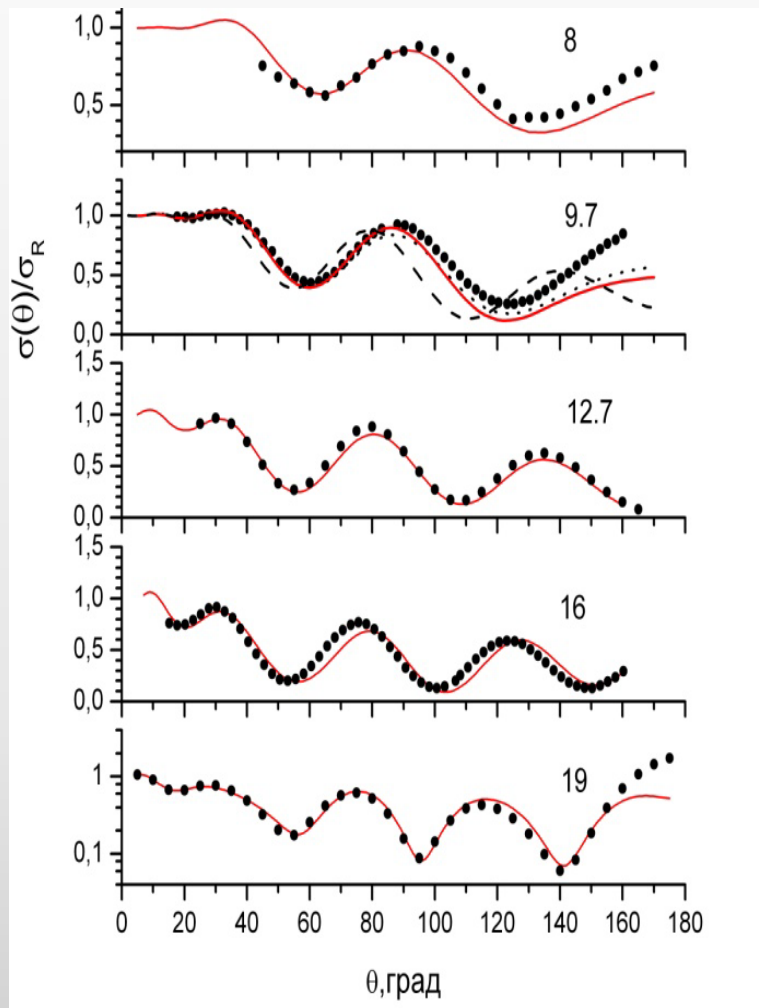
Мнимый потенциал и хартри-фоковская составляющая при $E > 0$ определяются с использованием современных систематик глобальных параметров.

Хартри-фоковская составляющая при $E < 0$ определяется из условия согласия с экспериментальными наиболее точными и надежными данными об одночастичных характеристиках, определенных методом согласования данных реакций срыва и подхвата нуклона на одном и том же ядре.

I.N. Boboshin, V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov. Nucl. Phys. A 496, **93** (1989).

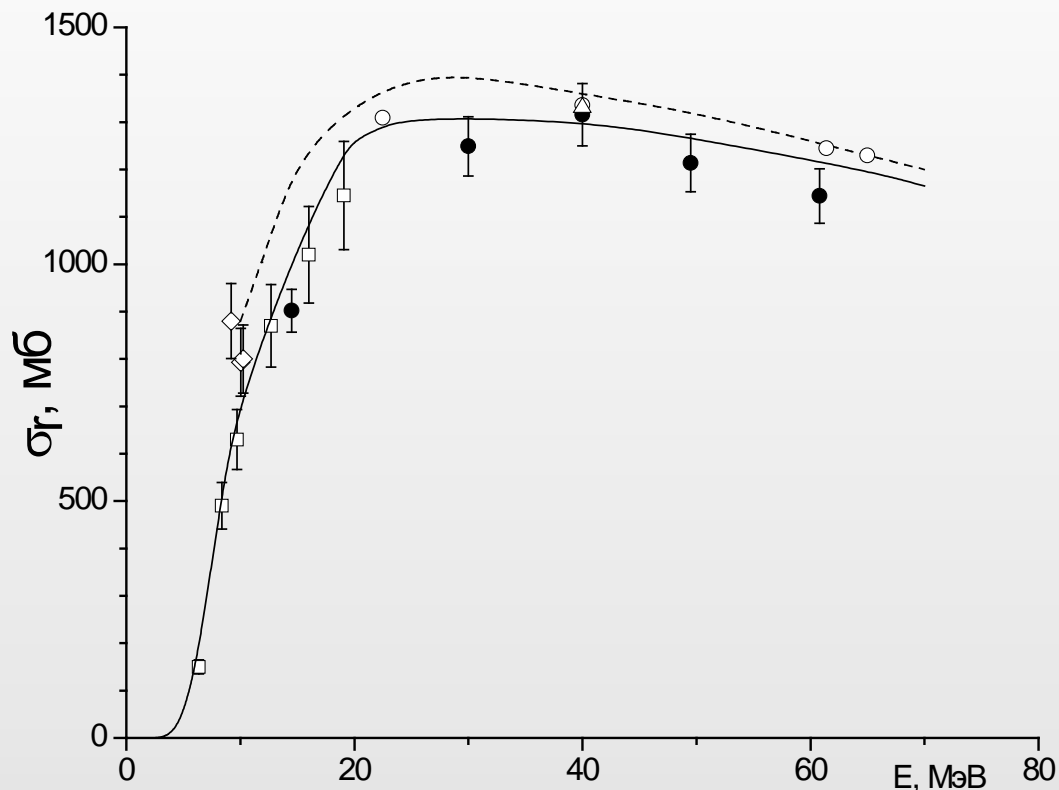
Система $p+^{90}\text{Zr}$

Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов ядрами ^{90}Zr

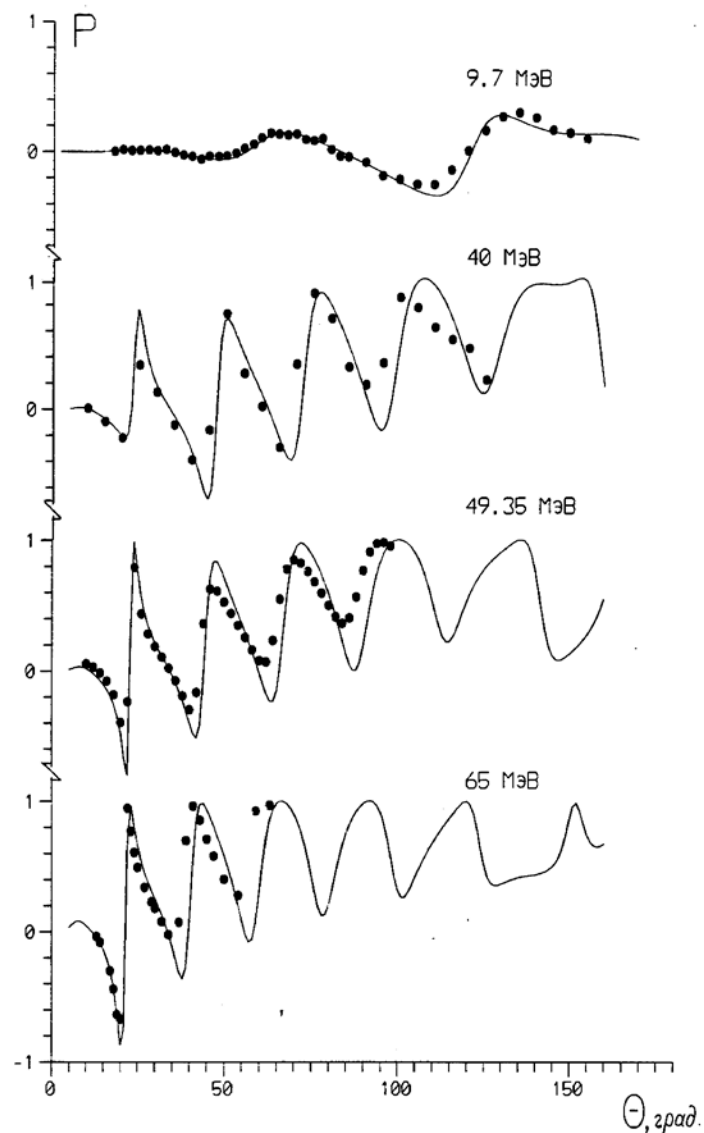


Система $p+^{90}\text{Zr}$

Полное сечение реакций и поляризация



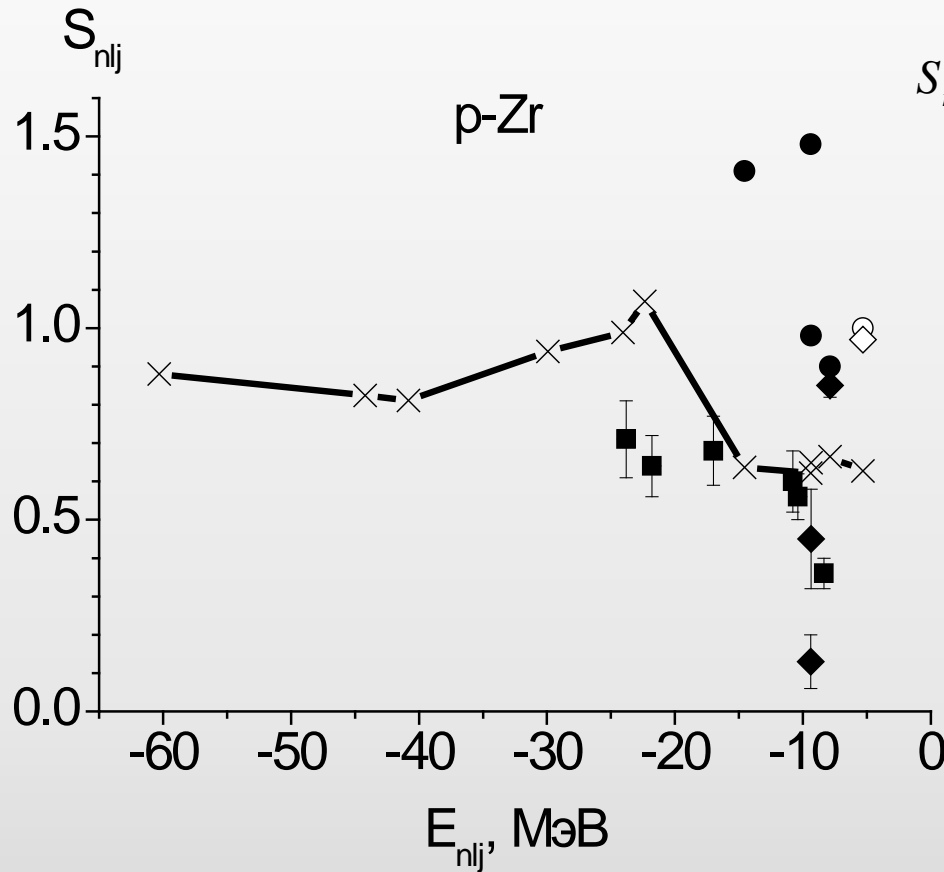
Полное сечение реакций. Темные кружки и ромбы - экспериментальные данные для ^{90}Zr и ^{90m}Zr , светлые значки - оценка. Сплошная линия - наш расчет, штриховая - с параметрами Wang Y. et al. // Phys. Rev. 1993. V.C47. P.2677



Поляризация.

Система $p+^{90}\text{Zr}$

Спектроскопические факторы S_{nlj}



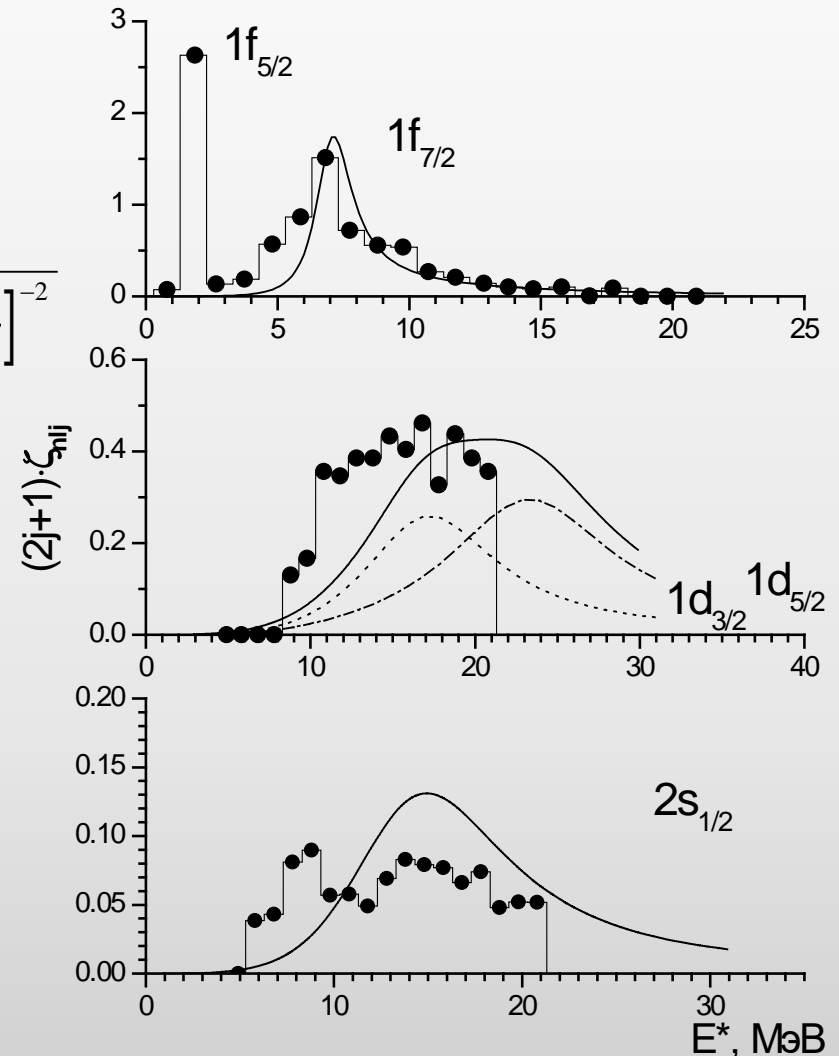
$$S_{nlj} = \int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) \left[m / \bar{m}(r, E_{nlj}) \right] dr$$

$$\bar{m}(r, E) / m = m^*(r, E) / m^*_{\text{HF}}(r, E) = 1 - \left[m / m^*_{\text{HF}}(r, E) \right] \frac{d}{dE} V(r, E)$$

Система $p+^{90}\text{Zr}$

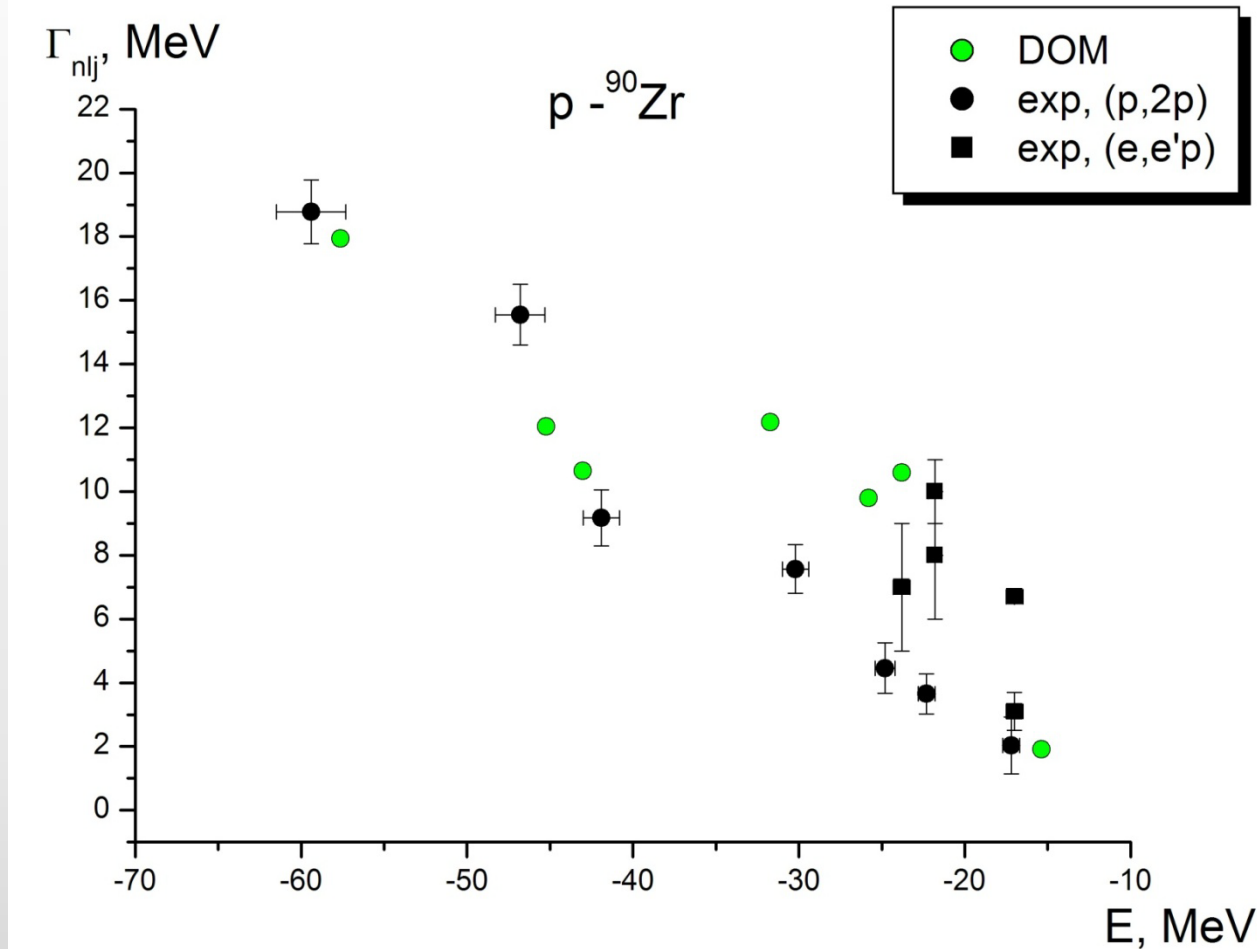
Спектральные функции $\zeta_{nlj}(E)$

$$\zeta_{nlj}(E) = -\pi^{-1} \frac{S_{nlj} \langle W_{nlj}(E) \rangle / \langle m_{nlj}^* / m \rangle}{(E - E_{nlj})^2 + [\langle W_{nlj}(E) \rangle / \langle m_{nlj}^* / m \rangle]^{-2}}$$



Система $p+^{90}\text{Zr}$

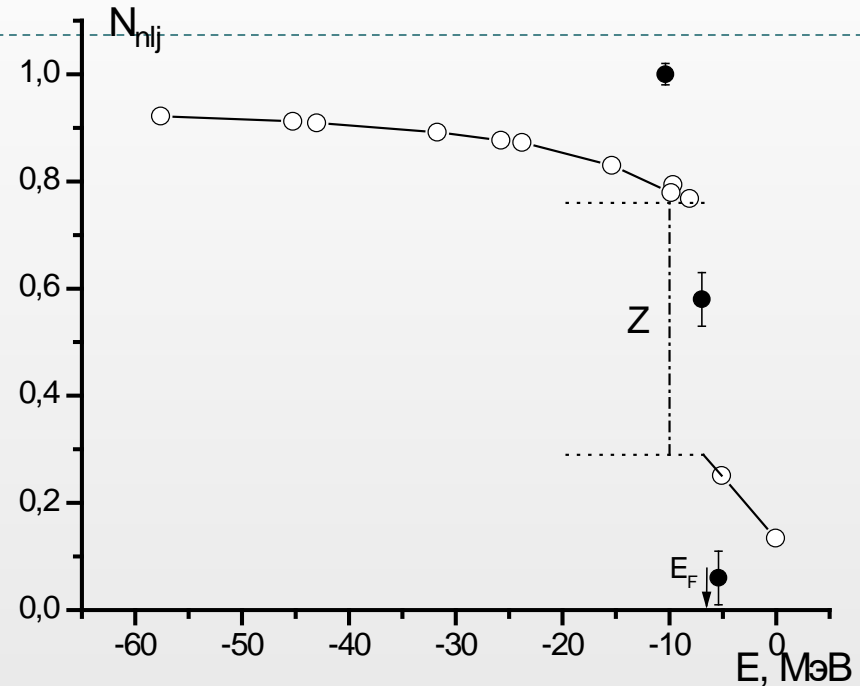
Фрагментационная ширина



$$\Gamma_{nlj} = 2 \langle W_{nlj}(E_{nlj}) \rangle / \langle m_{nlj}^* / m \rangle$$

Система $p+^{90}\text{Zr}$

Вероятности заполнения одночастичных орбит

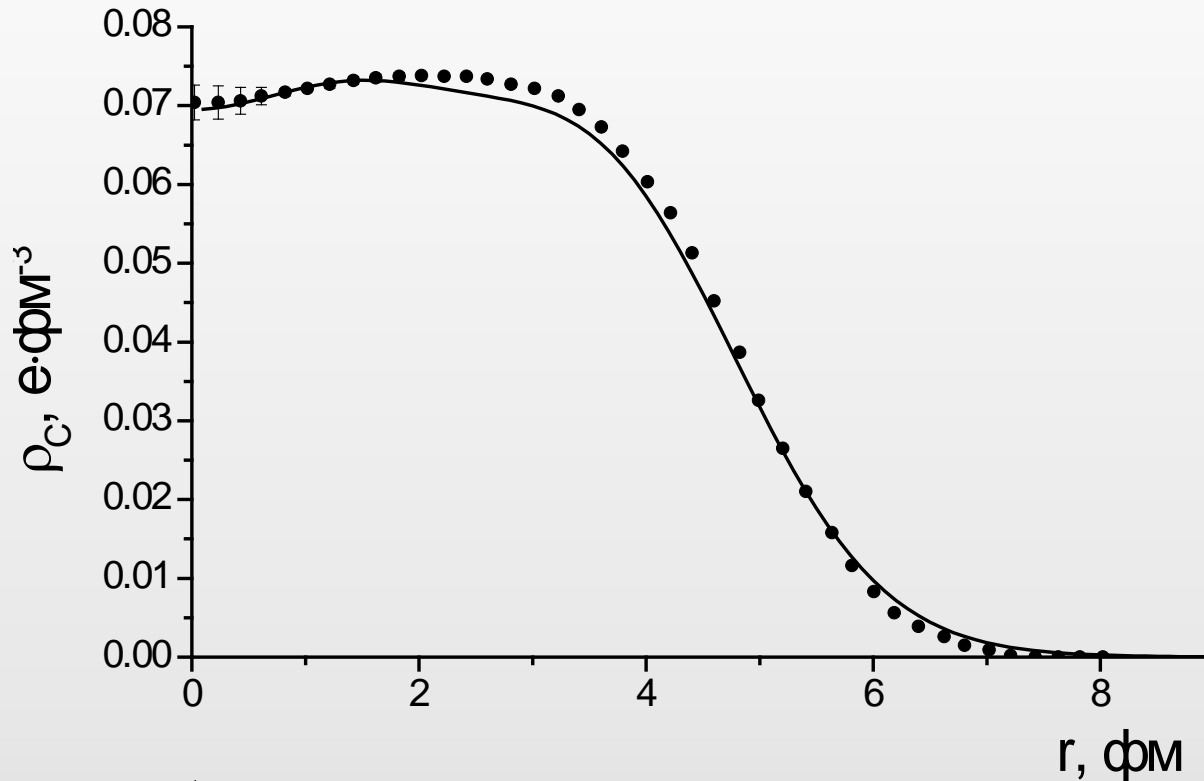


$$N_{nlj}^{<} = 1 - \int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) \left[\left\{ m_{HF}^* / m(r, E_{nlj}) \right\}^{-1} \pi^{-1} \int_{E_F}^{\infty} \frac{W(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr \quad E_{nlj} < E_F$$

$$N_{nlj}^{>} = \int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) \left[\left\{ m_{HF}^* / m(r, E_{nlj}) \right\}^{-1} \pi^{-1} \int_{-\infty}^{E_F} \frac{W(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr \quad E_{nlj} > E_F$$

Система $p+^{90}\text{Zr}$

Зарядовая плотность



$$\rho_{p(n)}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{nlj} (2j+1) N_{nlj} \bar{u}_{nlj}^2(r)$$

$$\rho_C(r) = (\pi a^2)^{-3/2} \int \rho_p(r') \exp[-(r-r')^2 / a^2] d^3 r'$$

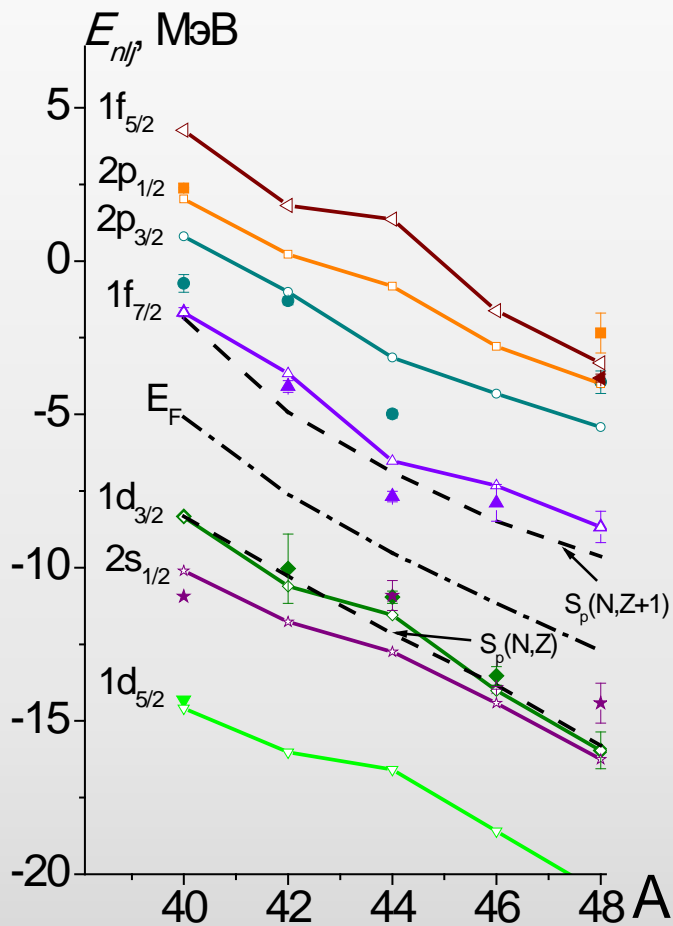
Некоторые закономерности

*экспериментальных одночастичных характеристик
стабильных ядер вблизи энергии Ферми:*

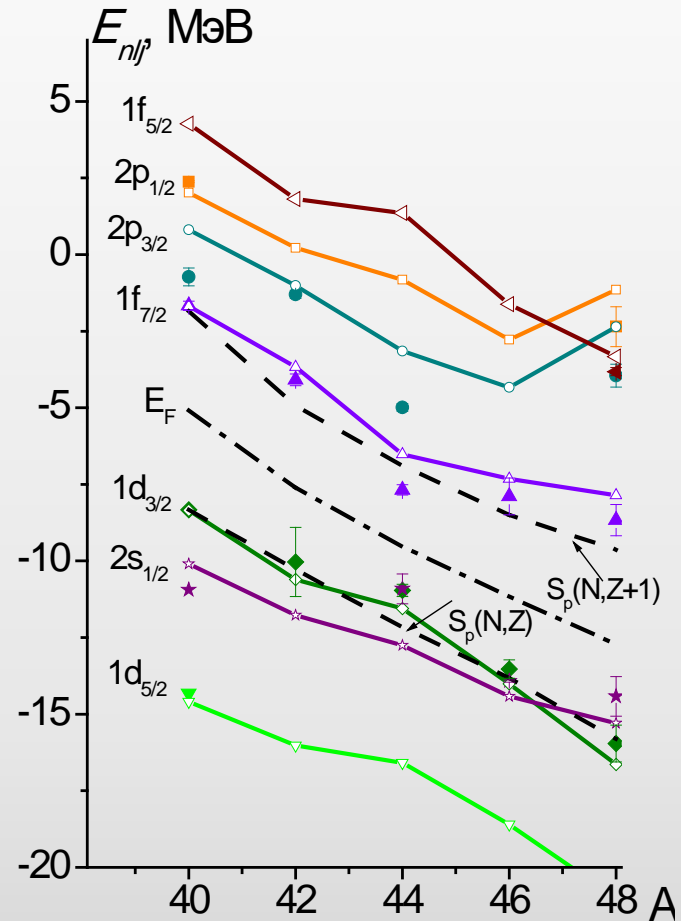
- ▶ 1. Смена последовательности протонных уровней $2s_{1/2}-1d_{3/2}$ в изотопах Ca; $2d_{5/2}-1g_{7/2}$ в изотопах Sn; динамика уровней $1f_{5/2}-2p$ в ядрах Ca, Ti, Cr, Fe, Ni;
- ▶ 2. Параллельное заполнение состояний, в частности $2p, 1f_{5/2}$ в ядрах вблизи Ni.
Зависимость геометрических параметров ДОП от $(N-Z)/A$
- ▶ 3. «Чашеобразная» форма массовой зависимости энергии нейтронного состояния $1f_{7/2}$ в ядрах Ca, Ti, Cr, Fe
Оболочечный эффект в мнимой части ДОП

n,p - Si, Ca, Ti, Cr, Fe, Ni, Zn, Ge, Se, Sr, Zr, Ag, Sn, ^{208}Pb

Смена последовательности протонных уровней: $2s_{1/2}-1d_{3/2}$ в изотопах Ca



^{48}Ca : $a_{\text{HF}} = a_{\text{V}}^{\text{KD}} = 0.659$ фм

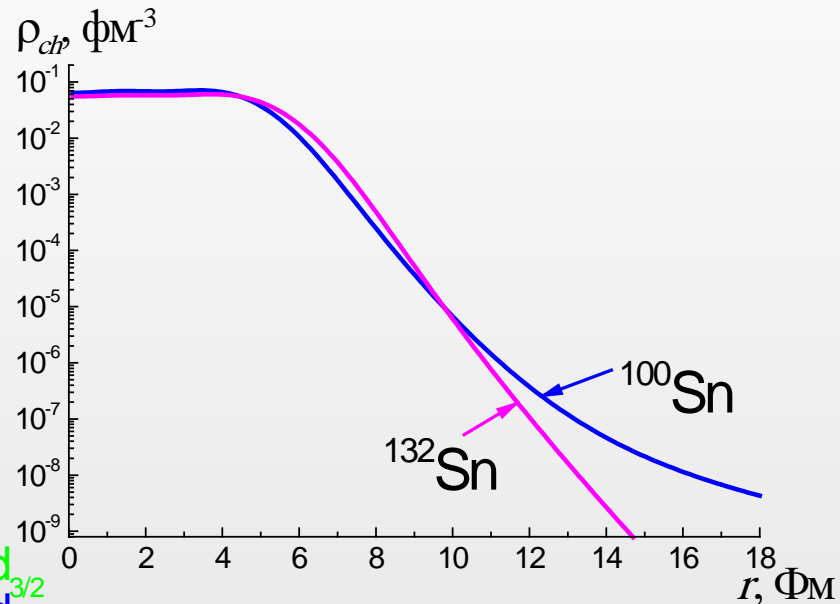
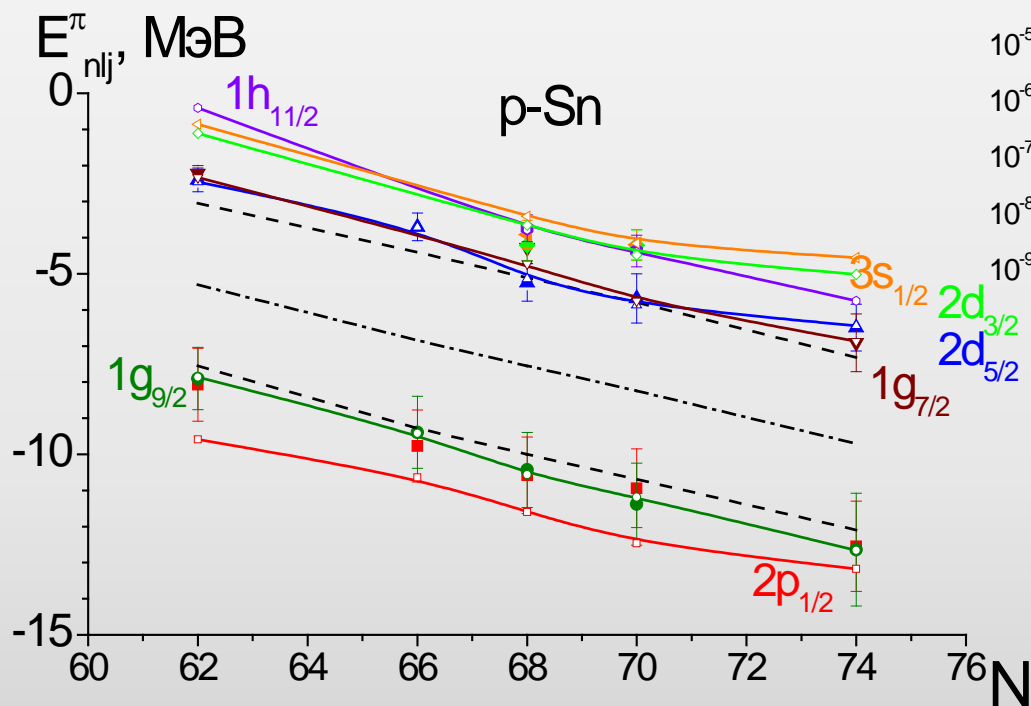


^{48}Ca : $a_{\text{HF}} = 0.48$ фм

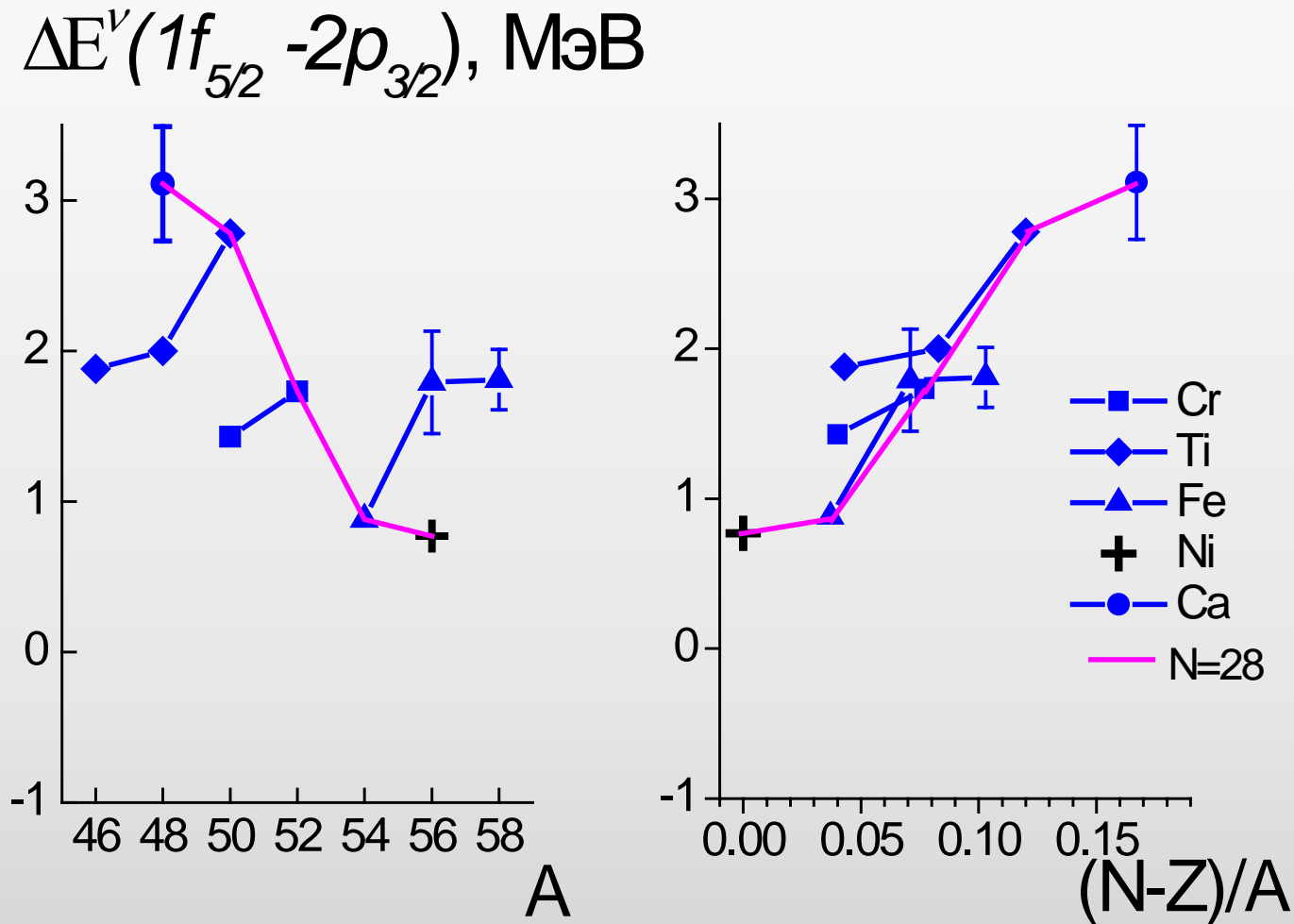
Смена последовательности протонных уровней: $2d_{5/2}-1g_{7/2}$ в изотопах Sn

^{124}Sn : $r_{\text{HF}} = 1.263$ фм, $a_{\text{HF}} = 0.583$ фм

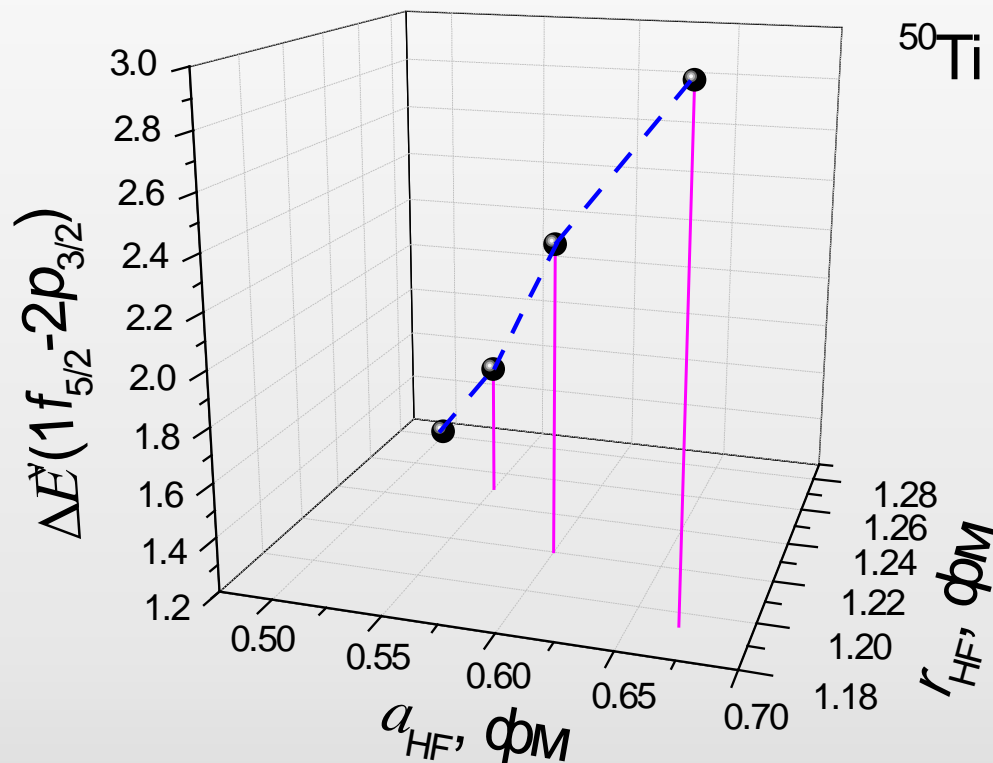
($r_{\text{V}}^{\text{KD}} = 1.223$ фм, $a_{\text{V}}^{\text{KD}} = 0.659$ фм)



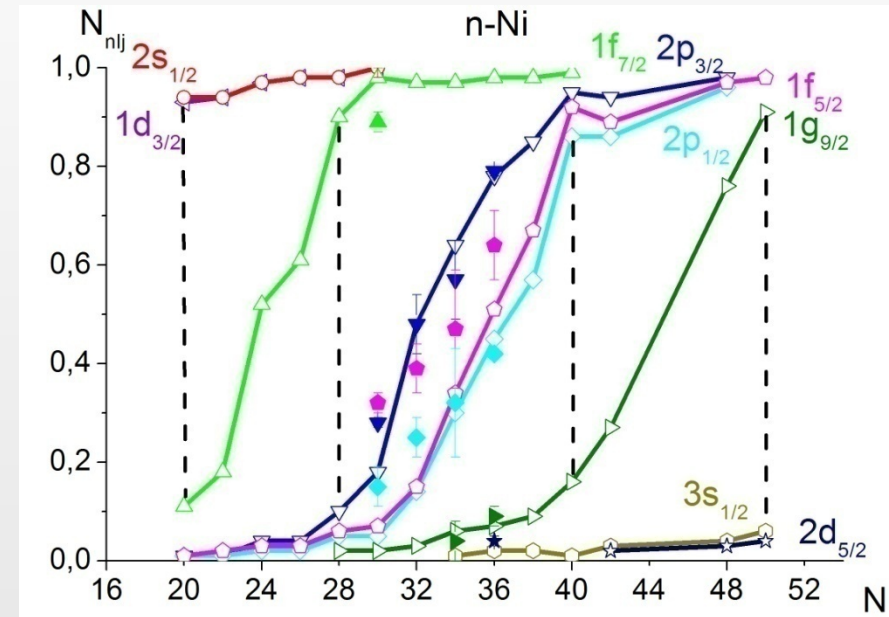
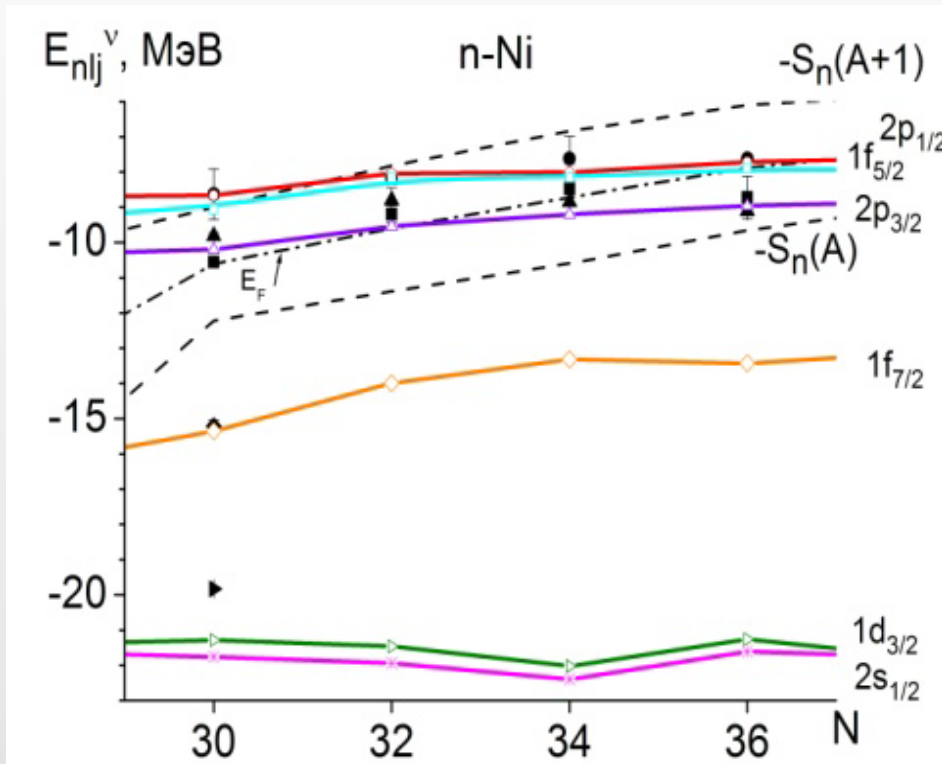
Зависимость нейтронных уровней $1f_{5/2} - 2p$ от избытка нейтронов



Зависимость нейтронных уровней $1f_{5/2} - 2p$ от избытка нейтронов



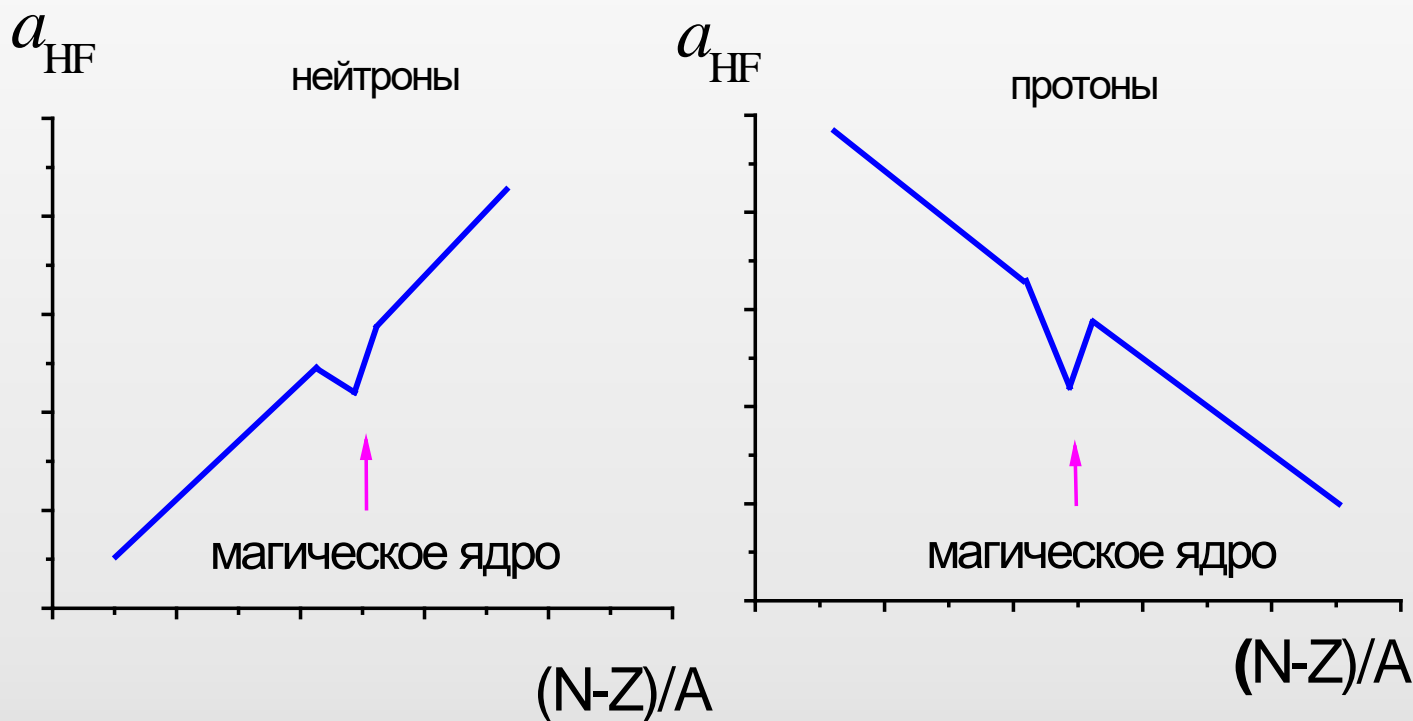
Параллельное заполнение состояний



$$N_{nlj} = 1/2 \cdot \left(1 - \frac{(E_{nlj}^{ДОП} - E_F)}{\sqrt{(E_{nlj}^{ДОП} - E_F)^2 + (\Delta)^2}} \right)$$

- формула теории БКШ

Зависимость диффузности a_{HF} от относительного нейтронного избытка

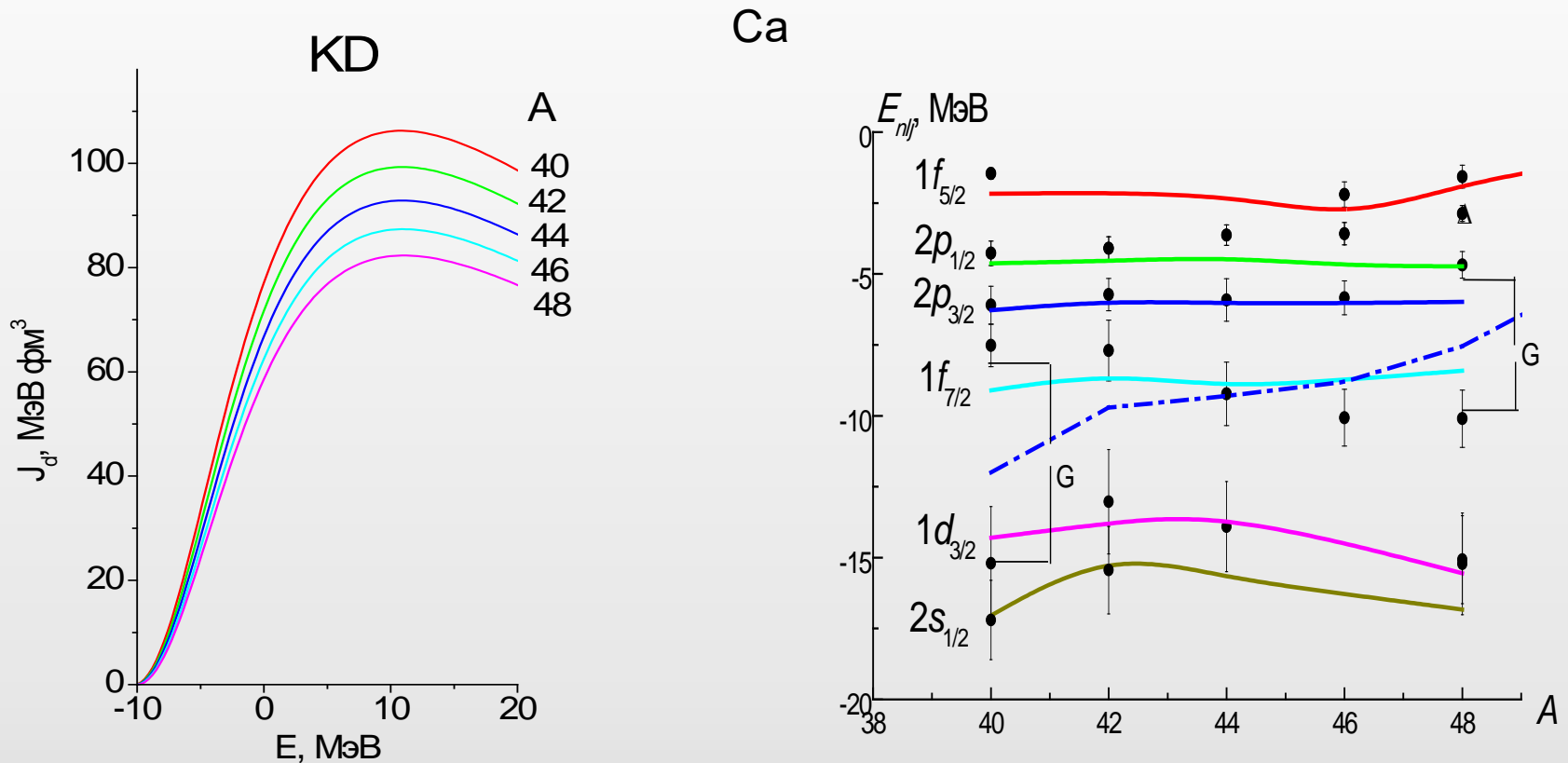


$$a_{HF} = a_{HF}^0 + a_{HF}^1 \cdot A \pm a_{HF}^2 \cdot \frac{(N-Z)}{A} \quad + \text{ для н, } - \text{ для р.}$$

$$a_{\nu} = 0.6778 - 1.487 \times 10^{-4} A \quad - \text{ KD}$$

«Чашеобразная» форма

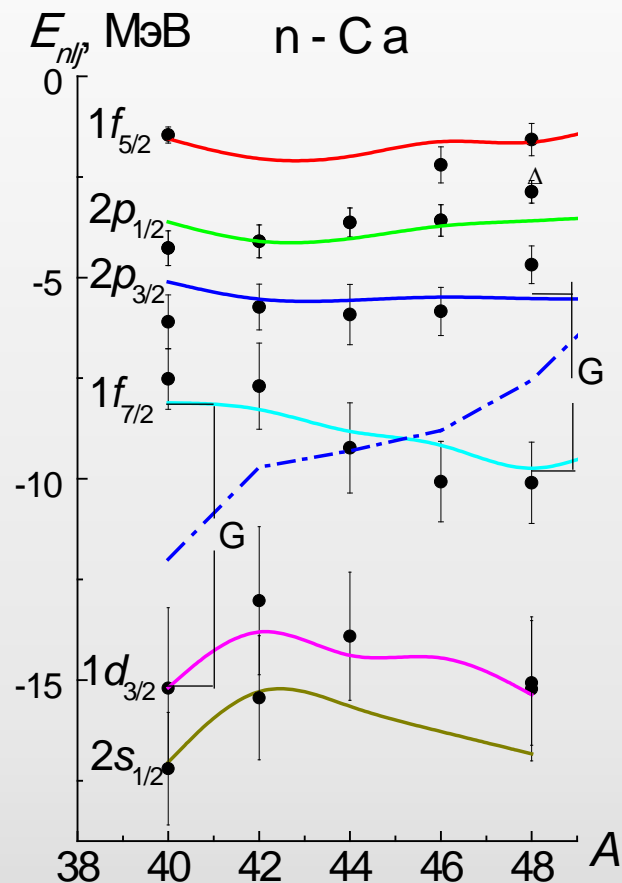
массовой зависимости энергии нейтронного состояния $1f_{7/2}$



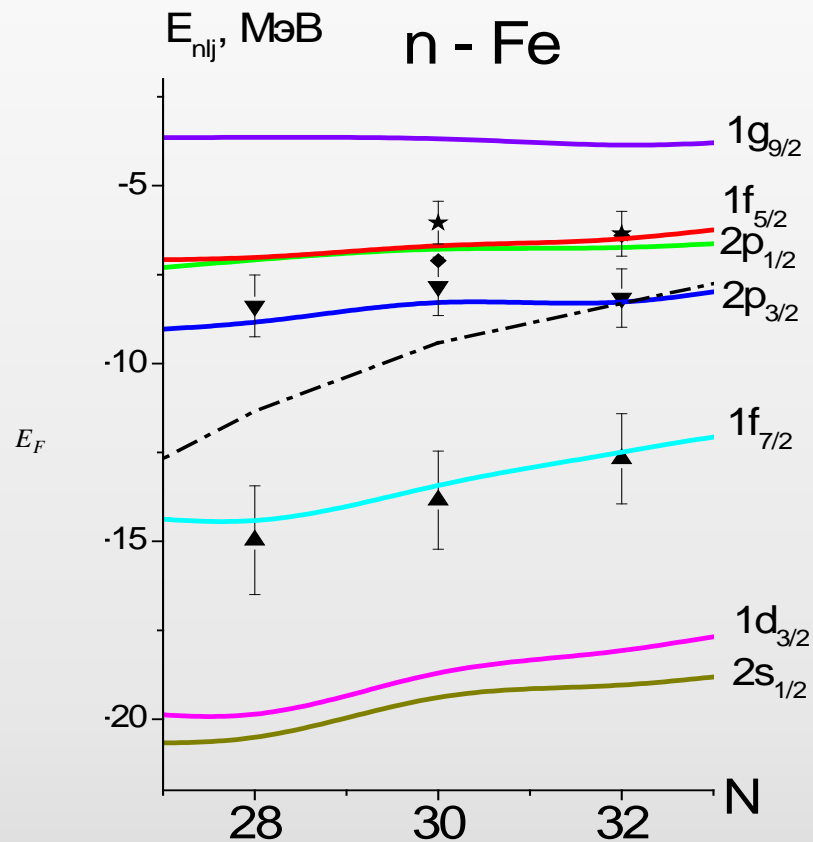
- ▶ Глобальные параметры мнимой части ДОП систематики KD не позволяют описать форму массовой зависимости энергии заполняемого нейтронного состояния $1f_{7/2}$

«Чашеобразная» форма

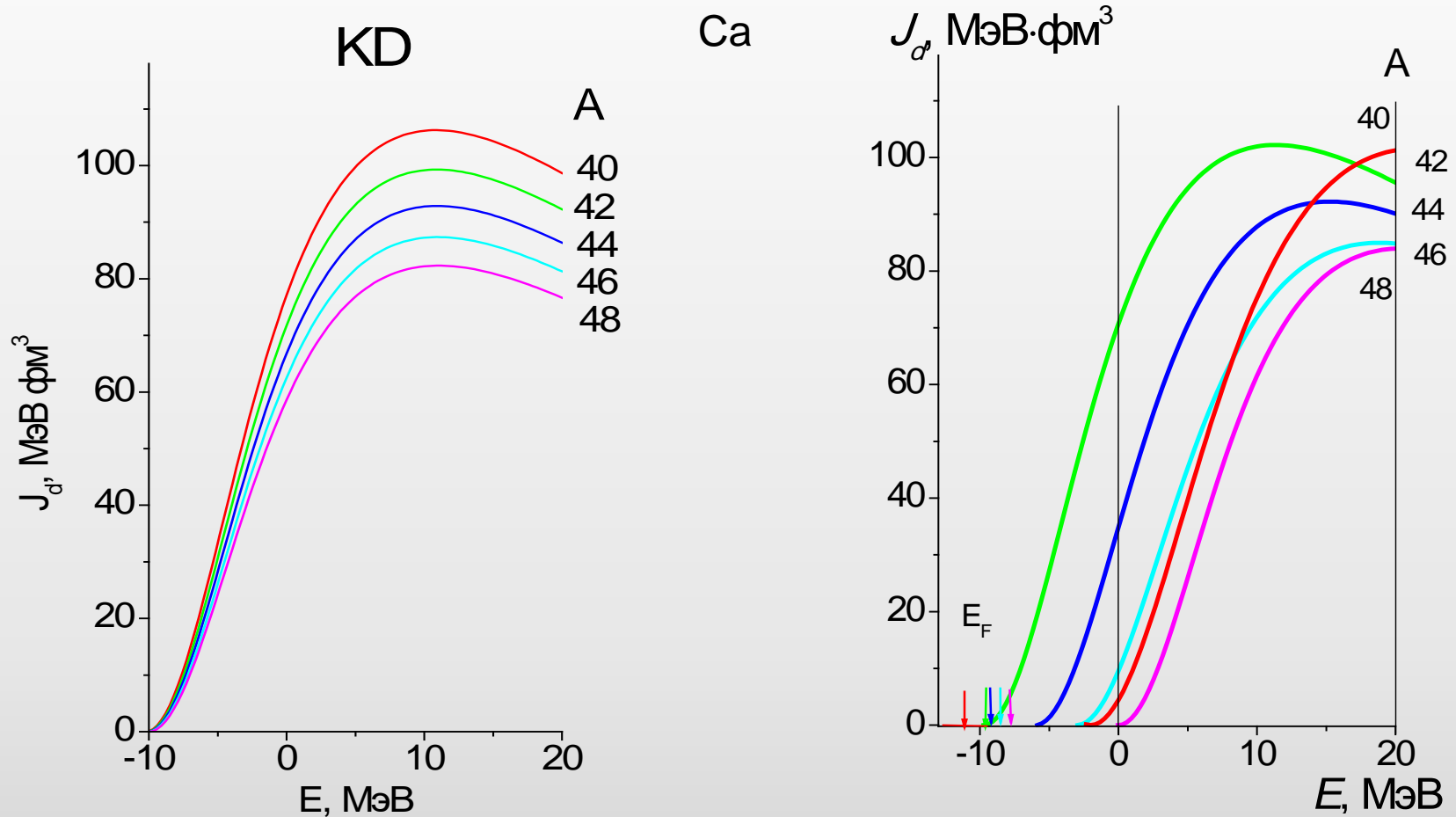
массовой зависимости энергии нейтронного состояния $1f_{7/2}$



В магических ядрах E_F
располагается посередине
между E_- и E_+



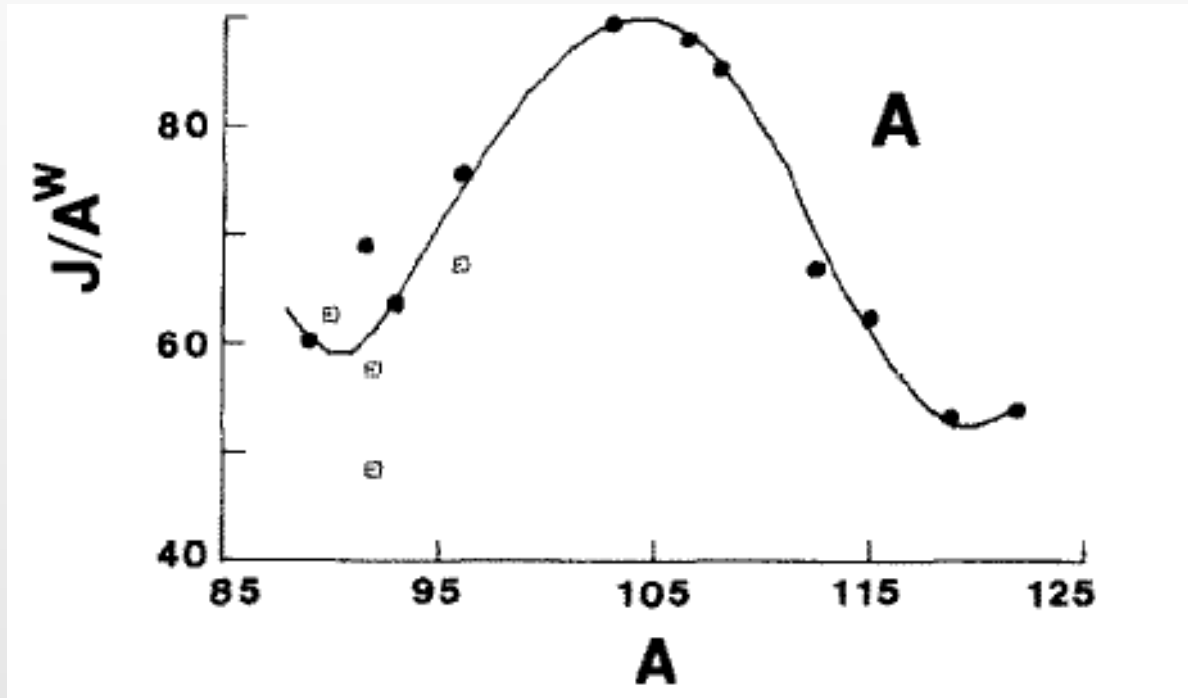
Оболочечный эффект в мнимой части ДОП при $E < 0$



В магических ядрах интервал энергий, при которых мнимая часть ДОП может быть приравнена 0, шире по сравнению с немагическими.

Оболочечный эффект

в мнимой части ОП при $E > 0$



$$J_1^{KD}(E_k = 6 \text{ МэВ}) - 78 \div 83 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$$

Smith A.B., Guenter P.T., Whalen J.F. THE OPTICAL MODEL OF FEW-MeV NEUTRON ELASTIC SCATTERING FROM $Z = 39$ TO 51 TARGETS// Nucl. Phys. 1984. V.A415.P.1.

Глобальные параметры ДОП

Bespalova O.V., Romanovsky E.A., Spasskaya T.I. Journal of Physics. 2003. V. G 29. N 6. P.1193 (**Б03**)

Беспалова О.В., Романовский Е.А., Спасская Т.И. Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68, № 8. С.1214. (**Б04**)

Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 5. С. 680; Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 3. С.438-442. (**Б07**)

Morillon B., Romain P. Phys. Rev. 2004. V. C70. P. 014601 (**MR04**)

Morillon B., Romain P. Phys. Rev. 2006. V. C74. P. 014601-1 – 014601-6. (**MR06**)

Morillon B., Romain P. Phys. Rev. 2007. V. C76. P. 044601 (**MR07**)

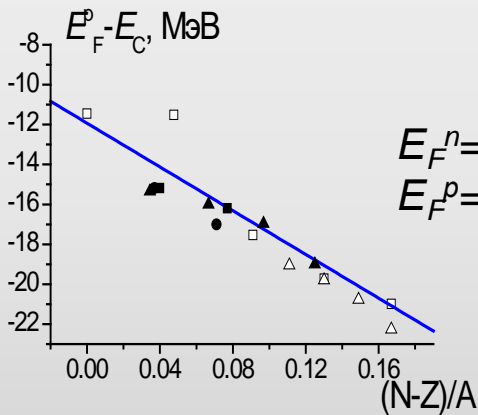
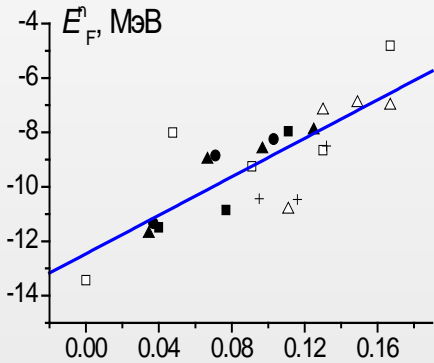


Глобальные параметры Б07

Свидетельство о регистрации прав на ПО GLOB № 2017662532 от 10 ноября 2017 г.

В анализ включены нейтронные и протонные энергии $E_{nlj}^{эксп}$ и $N_{nlj}^{эксп}$ вблизи E_F для ядер ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{52}Cr , ^{54}Fe , ^{56}Ni , ^{90}Zr , ^{208}Pb

□ - Ca, ■ - Cr, ● - Fe, ▲ - Ni, △ - Zr, + - Sr



$$E_F^n = -12.46 + 35.4(N-Z)/A \text{ (МэВ)},$$

$$E_F^p = -11.93 - 54.8(N-Z)/A + E_C \text{ (МэВ)}.$$

$$V_{HF}(E) = \left(V_0 \pm V_t \frac{N-Z}{A} + E_C V_C \right) \exp[-\kappa E]$$

$$V_0 = 51.04 \text{ МэВ}, \quad V_t = 22 \text{ МэВ} \quad \text{для } n$$

$$V_0 = 51.92 \text{ МэВ}, \quad V_t = 12.5 \text{ МэВ}, \quad V_C = 0.32, \quad \text{для } p$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \kappa = 0.00808 - 0.00427(N-Z)/A \quad \text{для } p \\ \kappa = 0.00773 + 0.00382(N-Z)/A \quad \text{для } n \end{array} \right.$$

$$N_{nlj} = 1/2 \cdot \left(1 - \frac{(E_{nlj}^{ДОП} - E_F)}{\sqrt{(E_{nlj}^{ДОП} - E_F)^2 + (\Delta)^2}} \right)$$

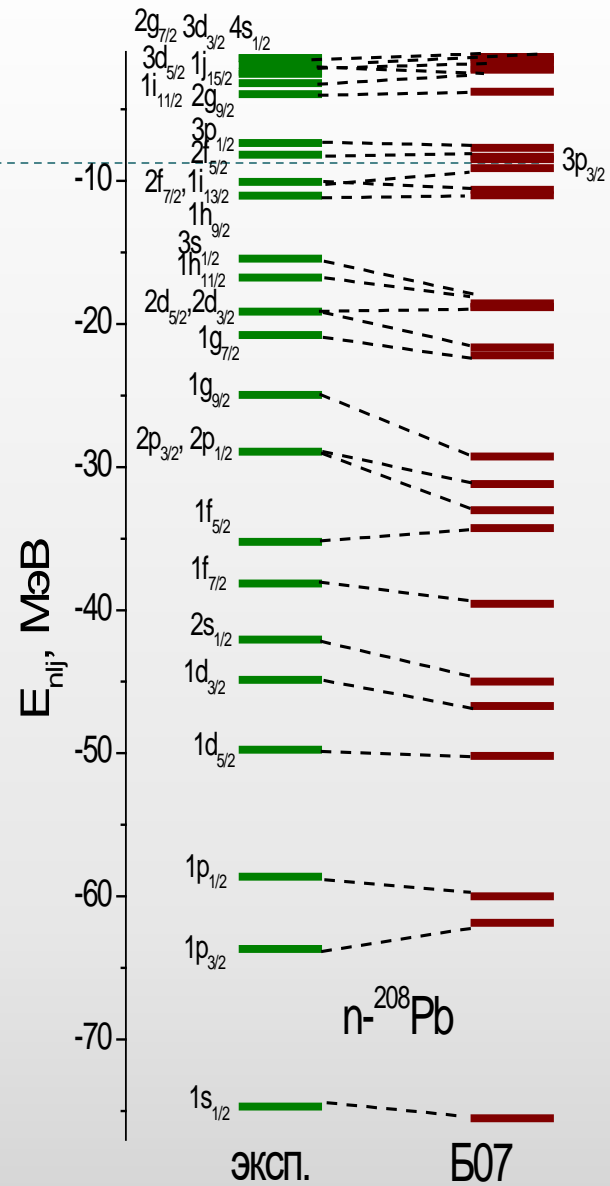
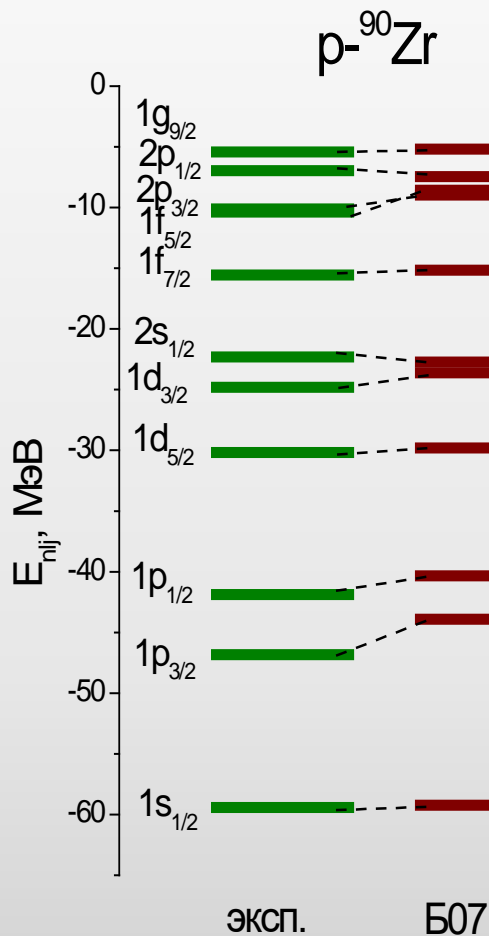
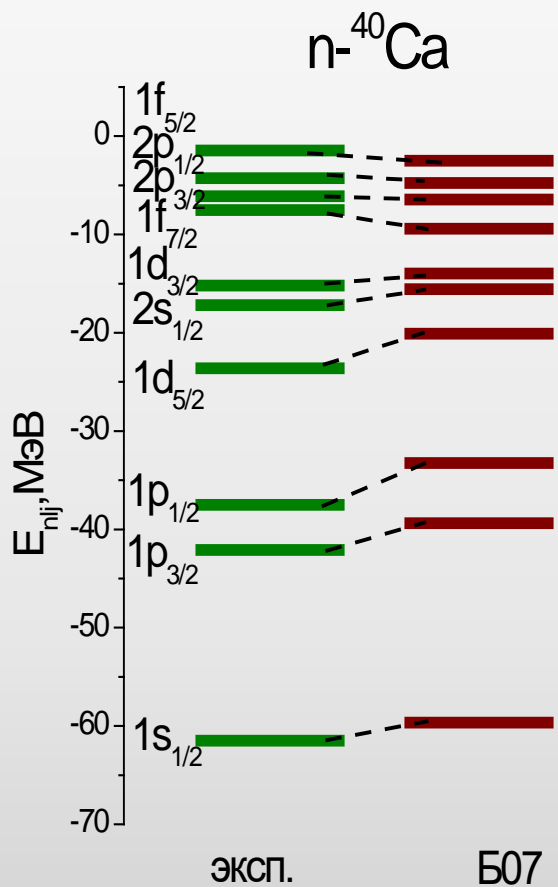
Jeukenne J.-P., Mahaux C., Sartor R.
Phys. Rev. C. 1991. V. 43. P. 2211.

$$E_F^n = -12.52 + 31.3(N-Z)/A \text{ (МэВ)},$$

$$E_F^p = -11.88 - 57.5(N-Z)/A + E_C \text{ (МэВ)}.$$

$$E_F = -\frac{[S_{n,p}(A) + S_{n,p}(A+1)]}{2}$$

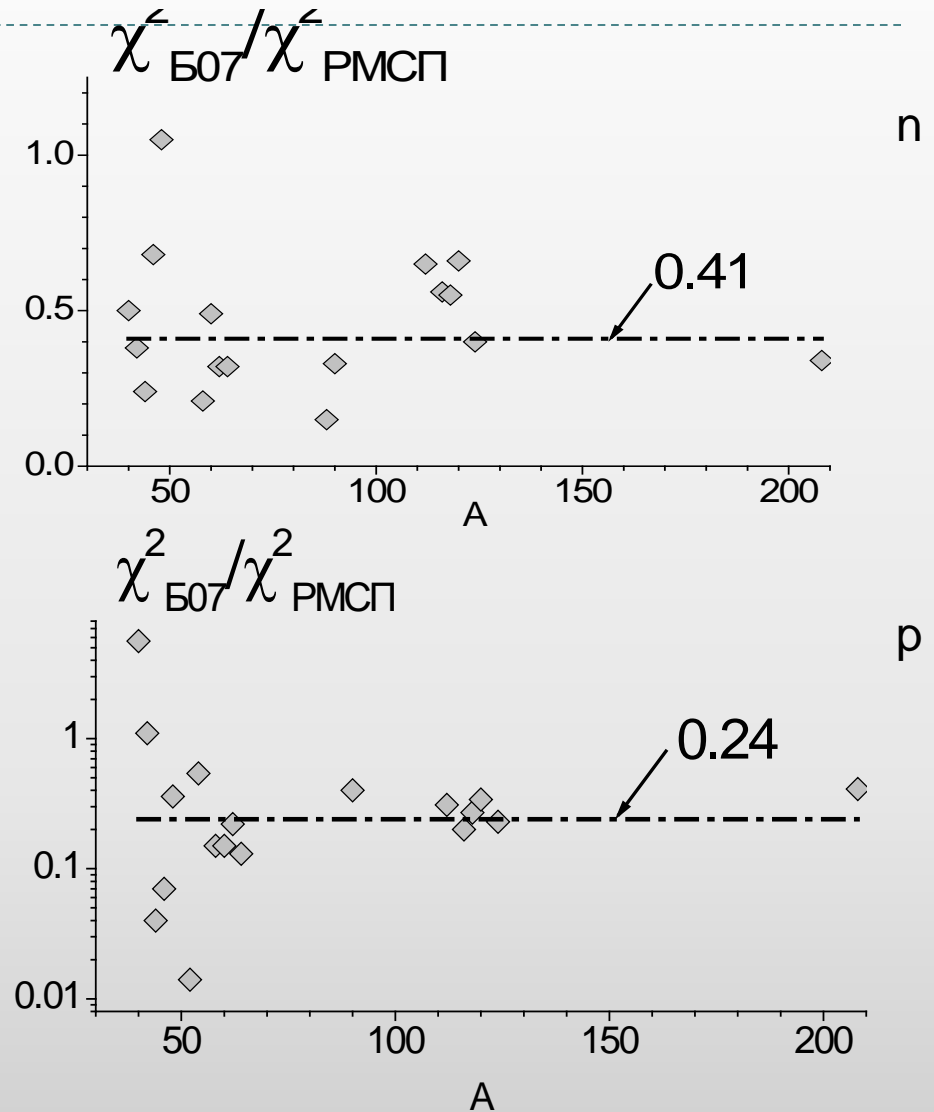
Глобальные параметры Б07



Предсказания E_{nlj} : Б07 и РМСП

Typel S., Wolter H. H.
 Relativistic mean field calculations
 with density – dependent meson-
 nucleon coupling.
 Nucl. Phys. A. 1999. V. 656. P. 331

$$\chi_i^2 = \frac{1}{N} \sum_{nlj} \frac{(E_{nlj}^{(i)} - E_{nlj}^{\text{ЭКСП}})^2}{(\Delta_{nlj}^{\text{ЭКСП}})^2}$$



Предсказания E_{nlj} : B07 и MR

Ядро	n,p	$\chi_{B07}^2 / \chi_{MR04,06}^2$	$\chi_{B07}^2 / \chi_{MR07}^2$
^{40}Ca	n	0.2	0.3
	p		0.12
^{90}Zr	n	0.36	0.53
	p		0.20
^{208}Pb	n	0.48*	0.47*
	p		0.31

*без значения $E_{n,1s_{1/2}}^{MR}$, которые не могут быть вычислены из-за отсутствия сходимости процесса итераций при нахождении V_{HF}^{MR} .

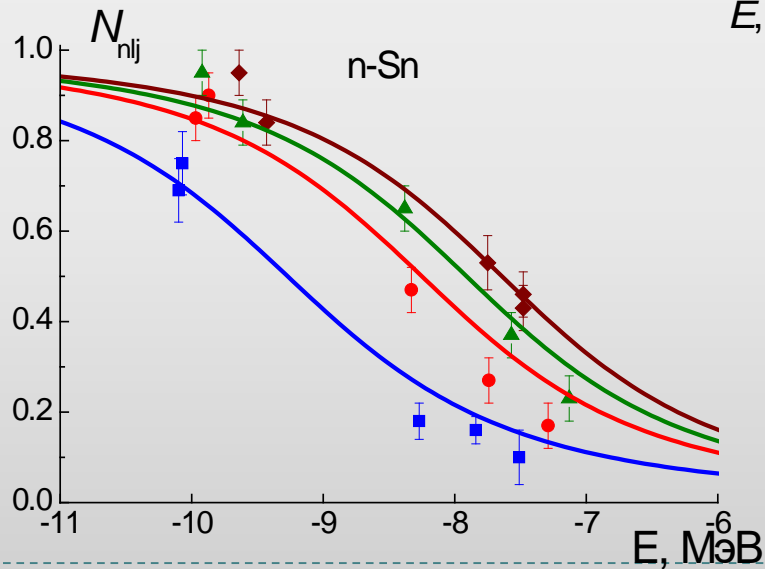
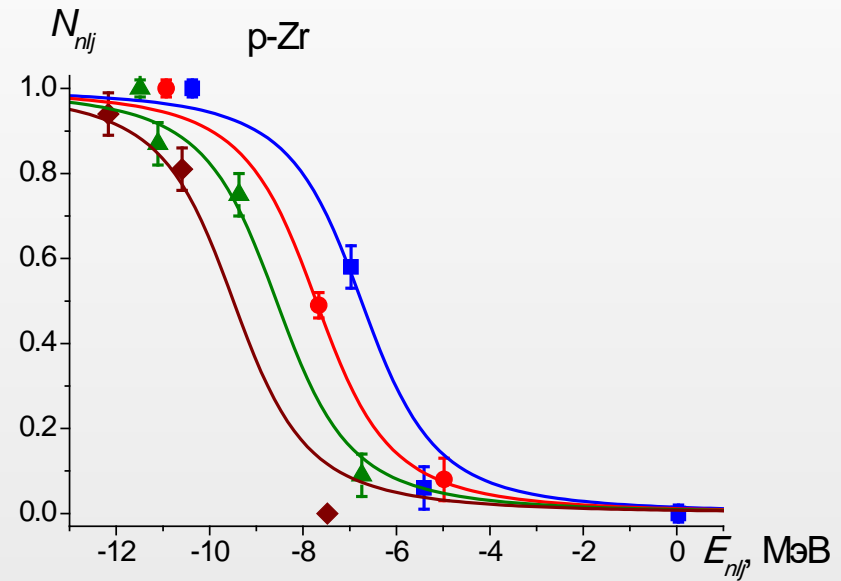
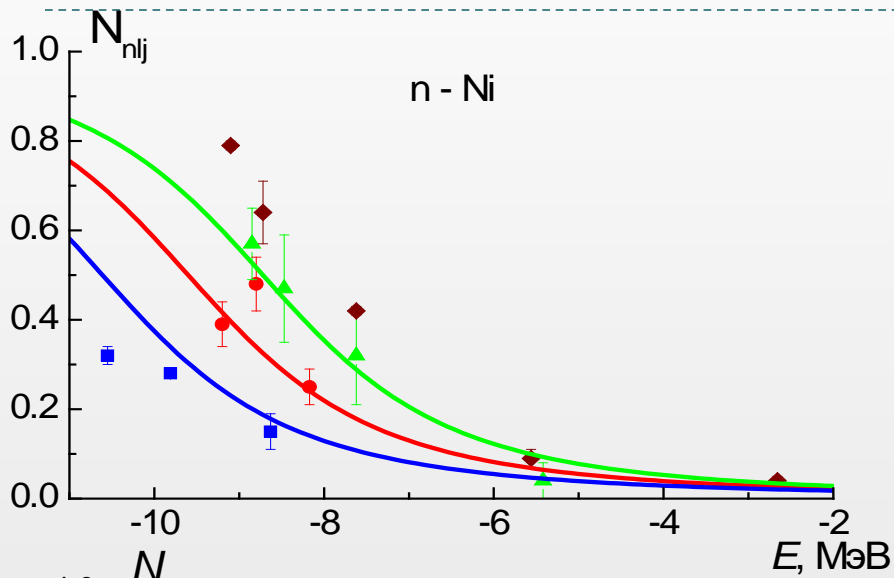
Одно из положений, выносимых на защиту

- ▶ Разработанная систематика глобальных параметров хартри-фоковской составляющей нейтронного и протонного ДОП позволяет описывать и предсказывать одночастичные характеристики близких к сферическим ядер как стабильных, так и вблизи границы β -стабильности с A от 40 до 208 и в интервале энергии от -70 до +70 МэВ.

Цель

- ▶ Исследовать эволюцию одночастичной структуры ядер при изменении числа нейтронов/протонов вплоть до границ нуклонной стабильности

Суммарное число нуклонов $N_{n(p)}$ в ядре



$$N_{nlj}^{BKШ}(E_{nlj}^{ДОП}) = 1/2 \cdot \left(1 - \frac{(E_{nlj}^{ДОП} - E_F)}{\sqrt{(E_{nlj}^{ДОП} - E_F)^2 + (\Delta)^2}} \right)$$

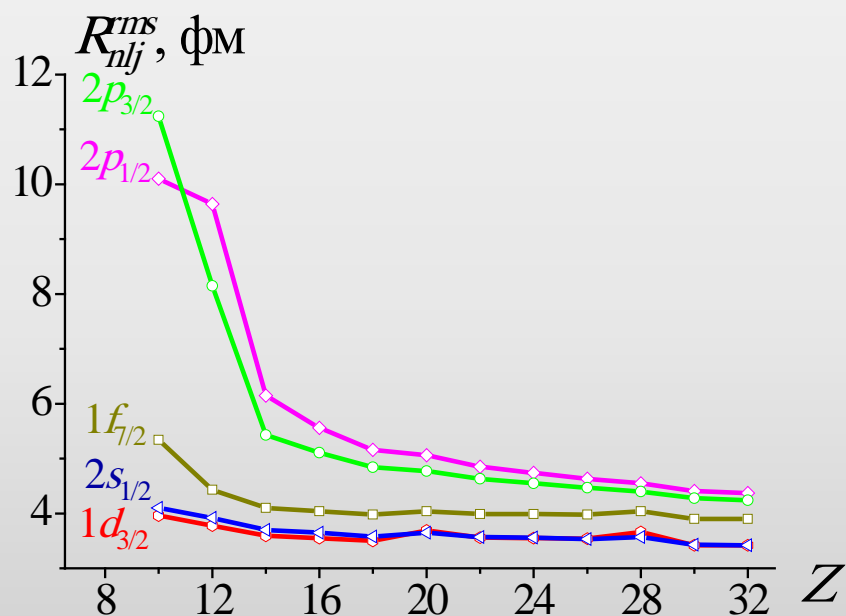
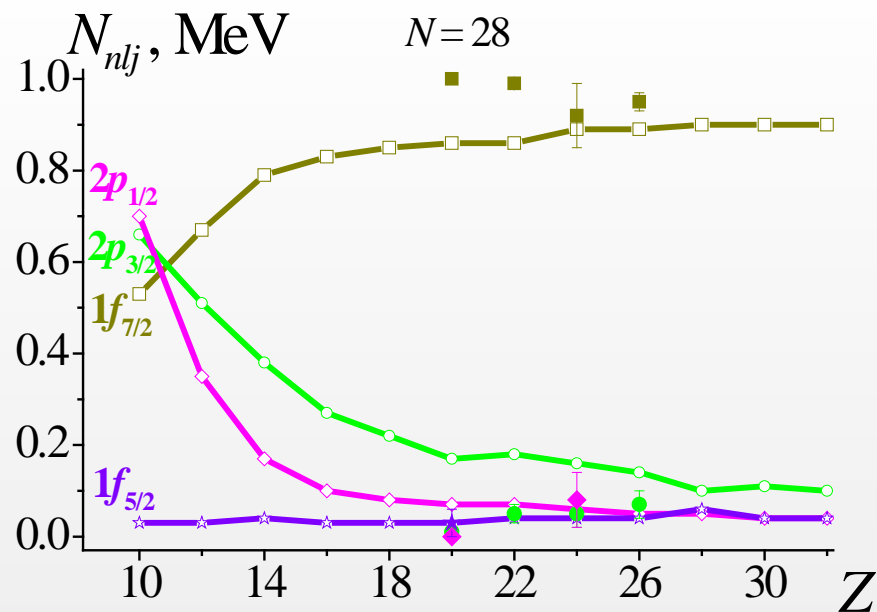
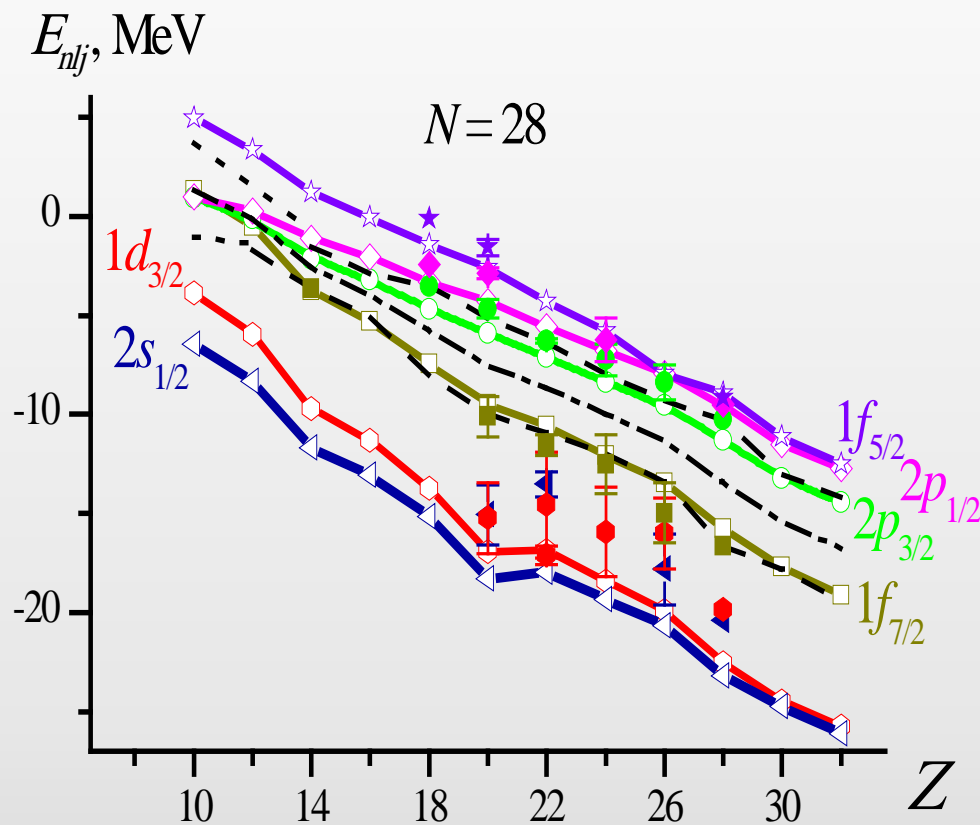
$$N_{n(p)} = \sum_{nlj} (2j+1) N_{nlj}^{BKШ}(E_{nlj}^{ДОП})$$

Методика конструирования ДОП (нестабильные ядра)

- ▶ Мнимый потенциал определяется с использованием современных систематик глобальных параметров и с учетом оболочечного эффекта
- ▶ Хартри-фоковская составляющая при E_F определяется из условия согласия суммарного числа нуклонов с числом $N(Z)$ ядра $N_{n(p)} = \sum (2j + 1)N_{nlj}$

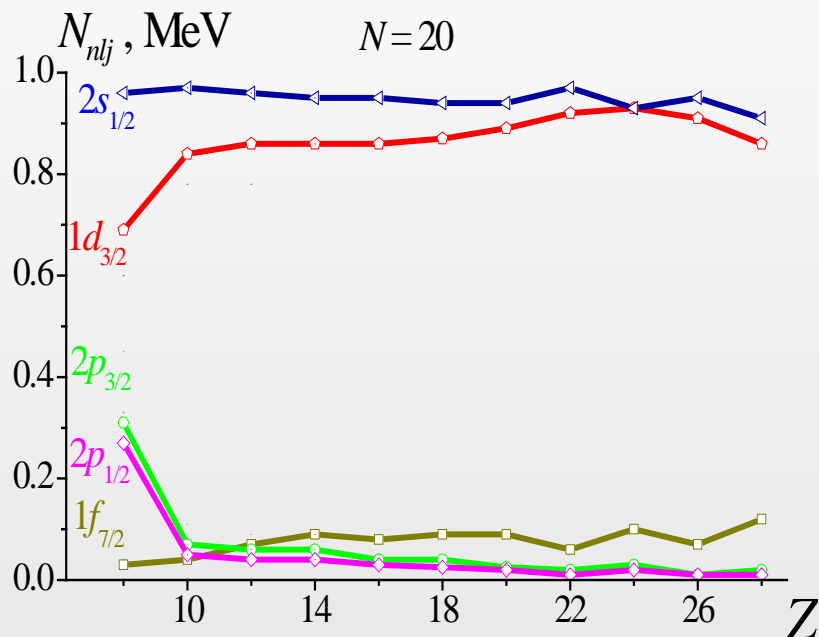
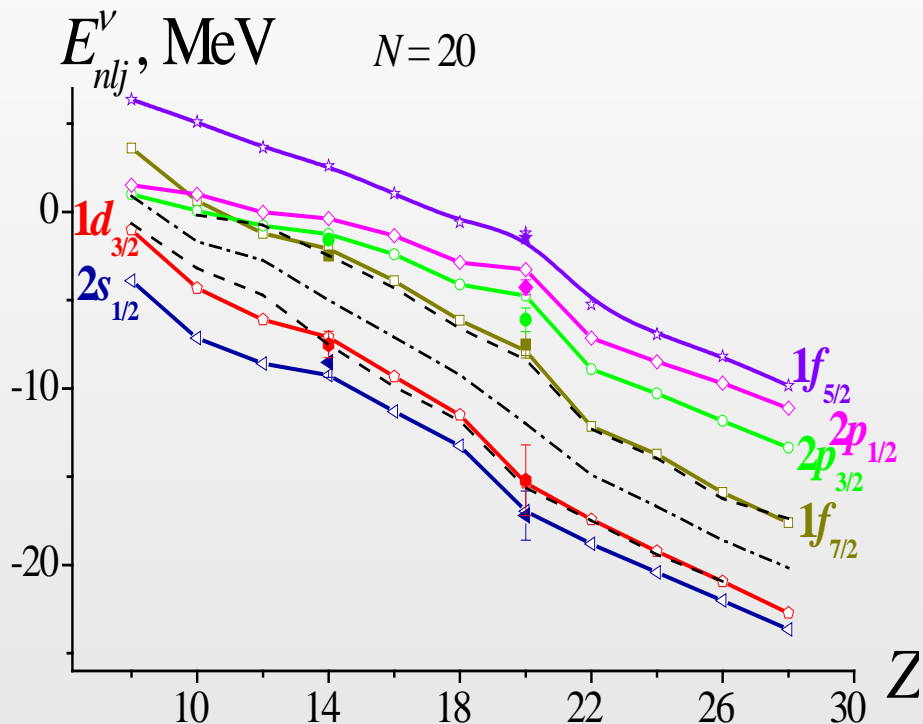
N = 28

нейтронные одночастичные
характеристики



N = 20

нейтронные одночастичные характеристики



«Остров инверсии» при $Z < 14$ и $N = 20$ $N = 16$ – новое магическое число

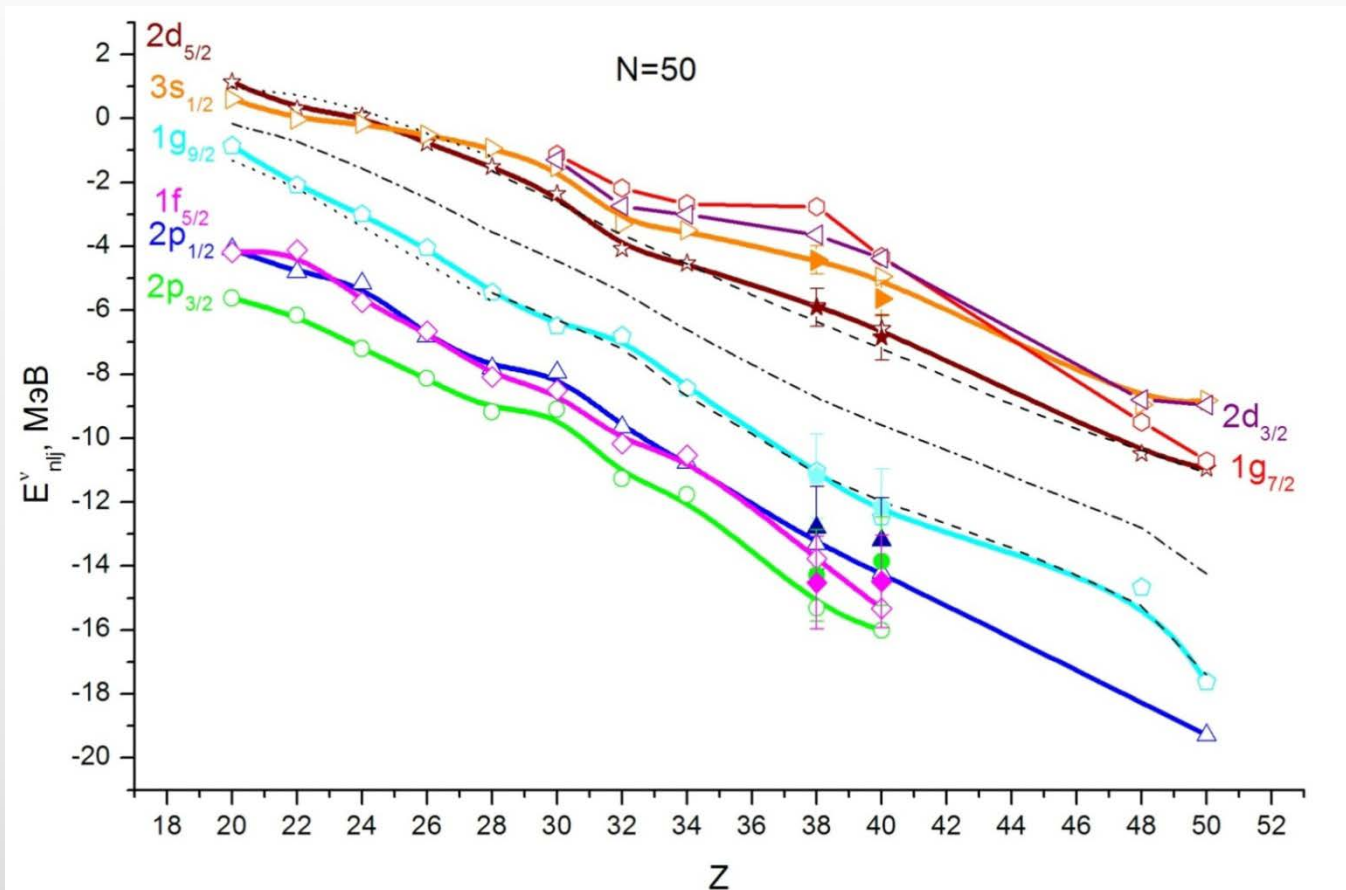
Возрастание вклада возбуждений $4p4h$ в основное состояние ^{32}Mg ($Z = 12$)

A.O. Macchiavelli et al., Phys. Rev. C **94**: 051303 (2016) (three state ($0p0h$, $2p2h$, and $4p4h$) mixing model);

N. Tsunoda, T. Otsuka, N. Shimizu et. al., Phys. Rev. C. **95**: 021304(R) (2017) ((sd and pf model space))

N = 50

нейтронные одночастичные характеристики



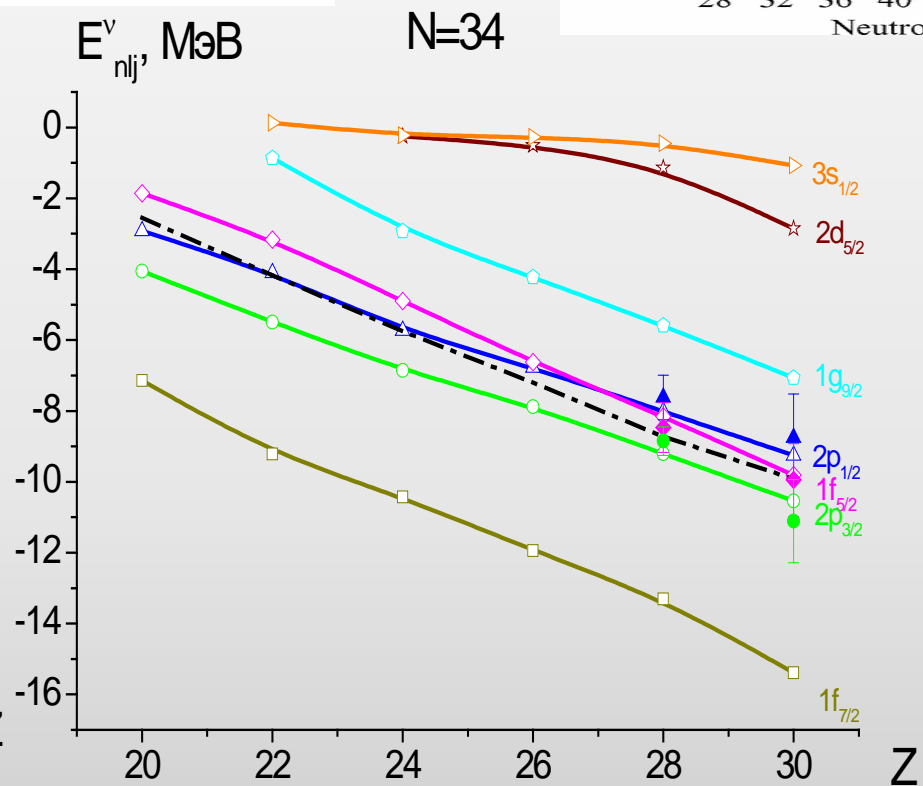
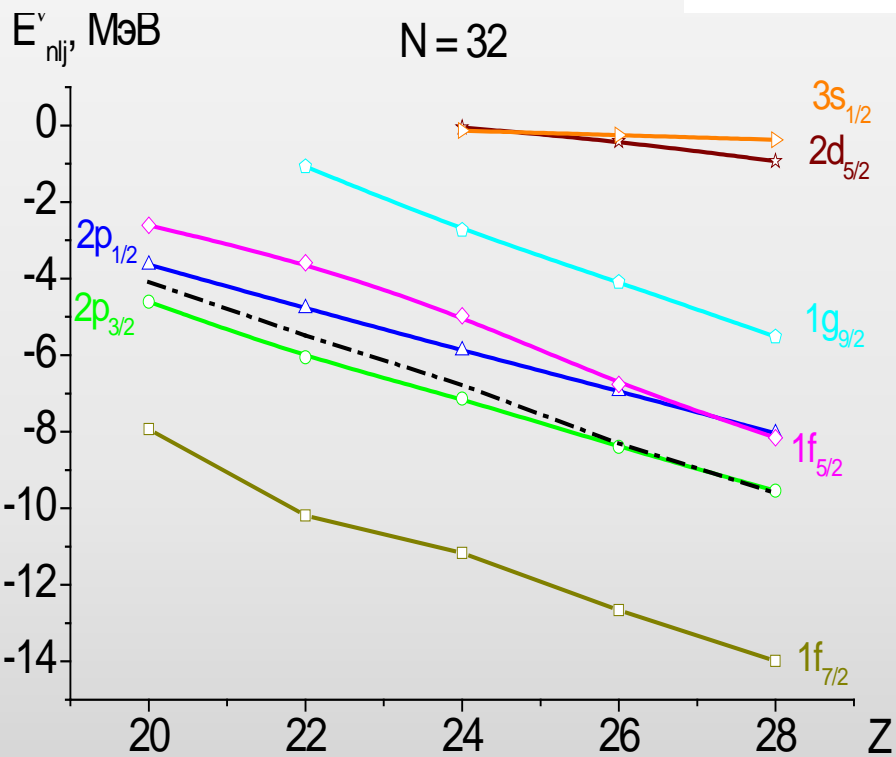
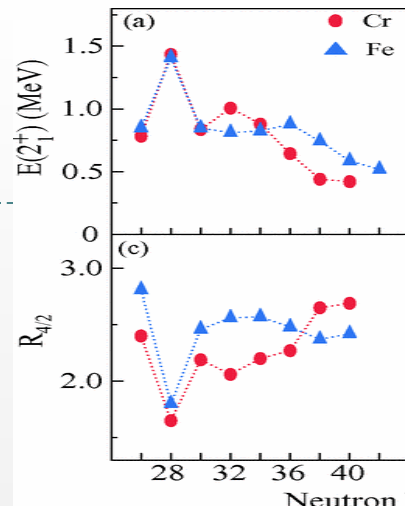
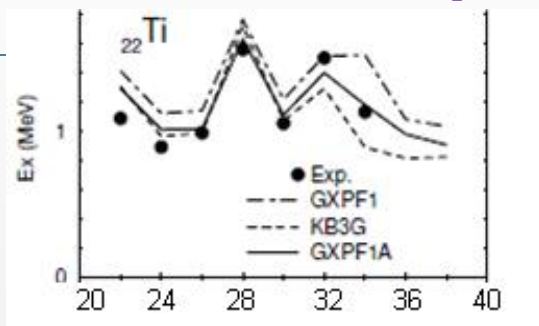
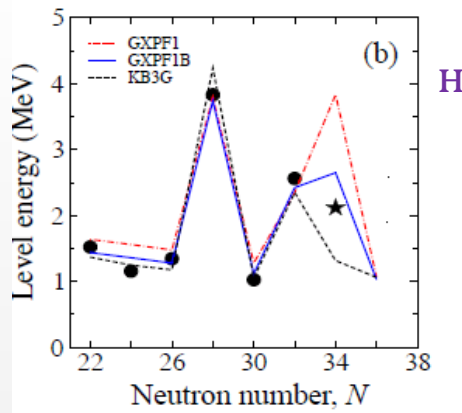
Гало в ^{70}Ca ?

J. Meng, H. Toki, J. Y. Zeng *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 041302 (2002). (ХФ+континуум)

J. Terasaki, S. Q. Zhang, S. G. Zhou *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 054318 (2006). (ХФБ)

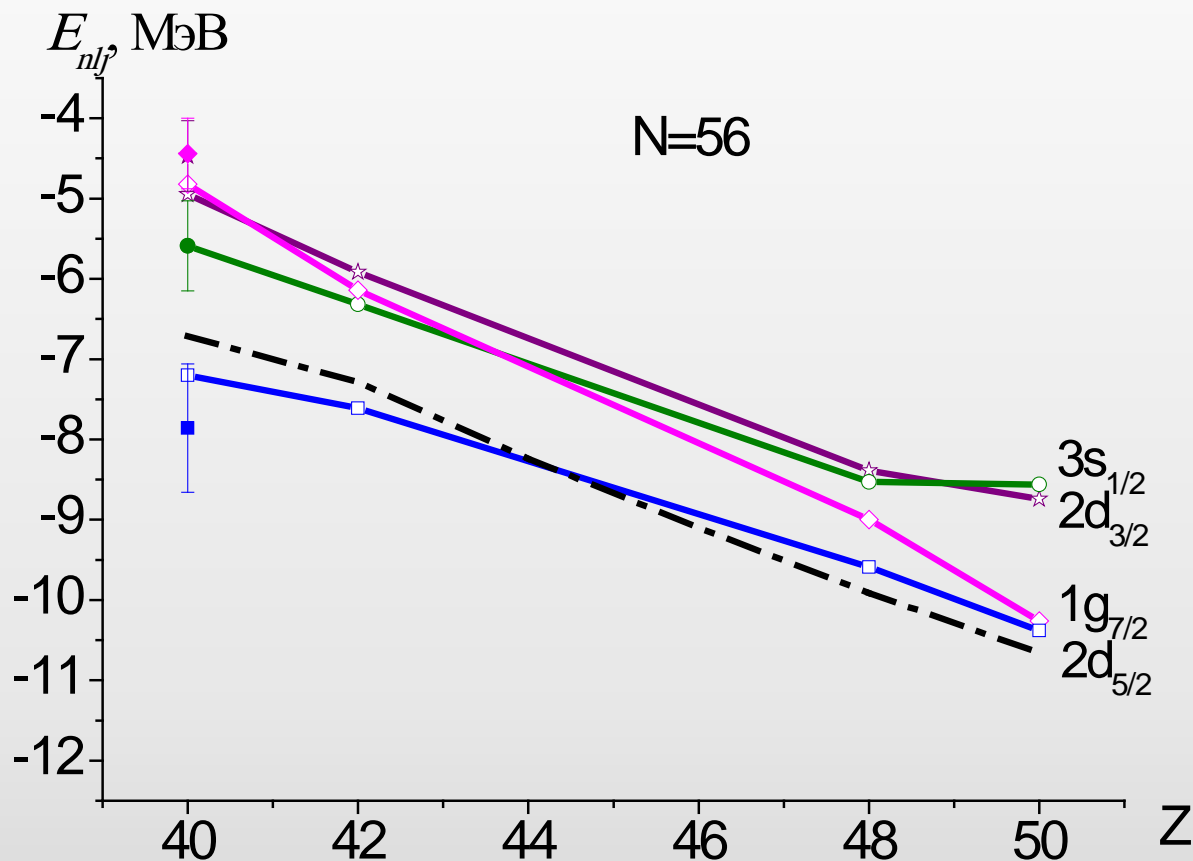
N = 32, 34

нейтронные одночастичные характеристики



N = 56

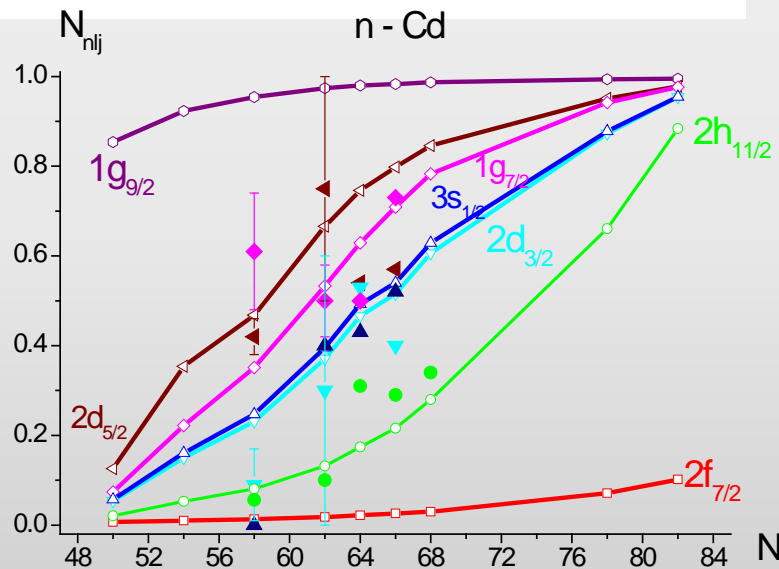
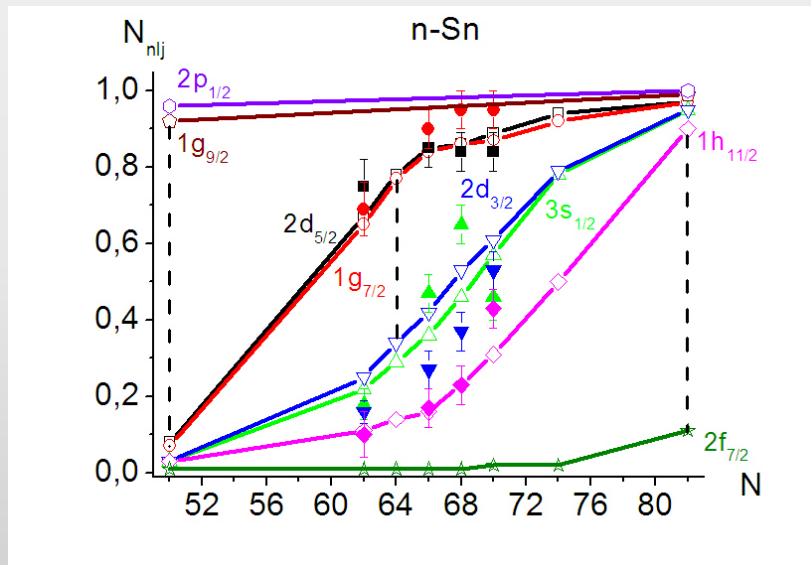
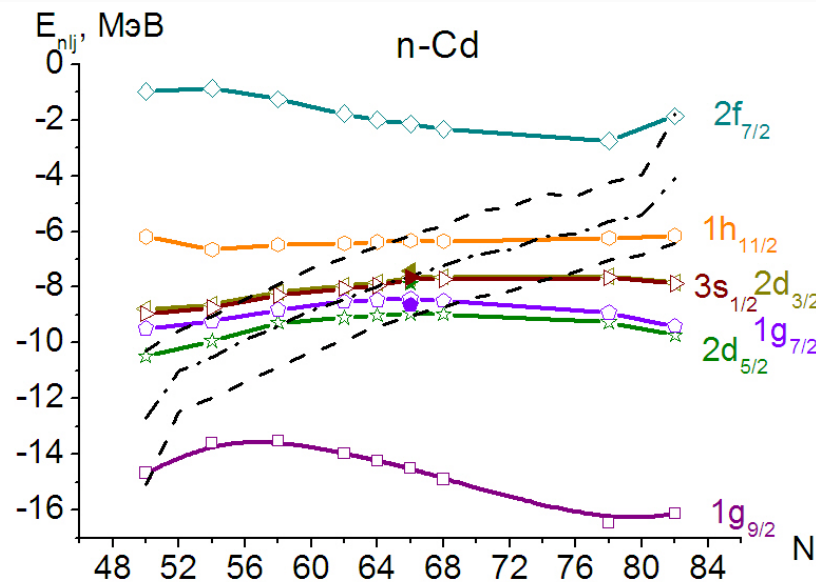
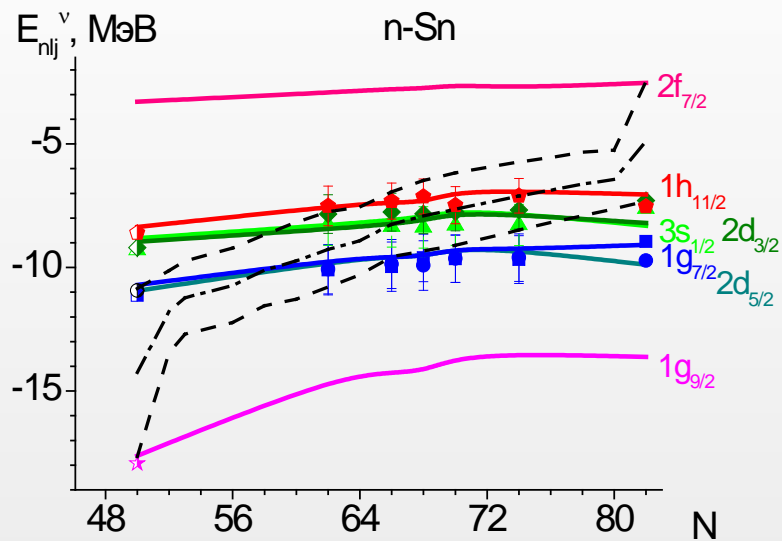
нейтронные одночастичные характеристики



^{96}Zr – уединенное магическое число, $N = 56$, $Z = 40$ – магическая пара

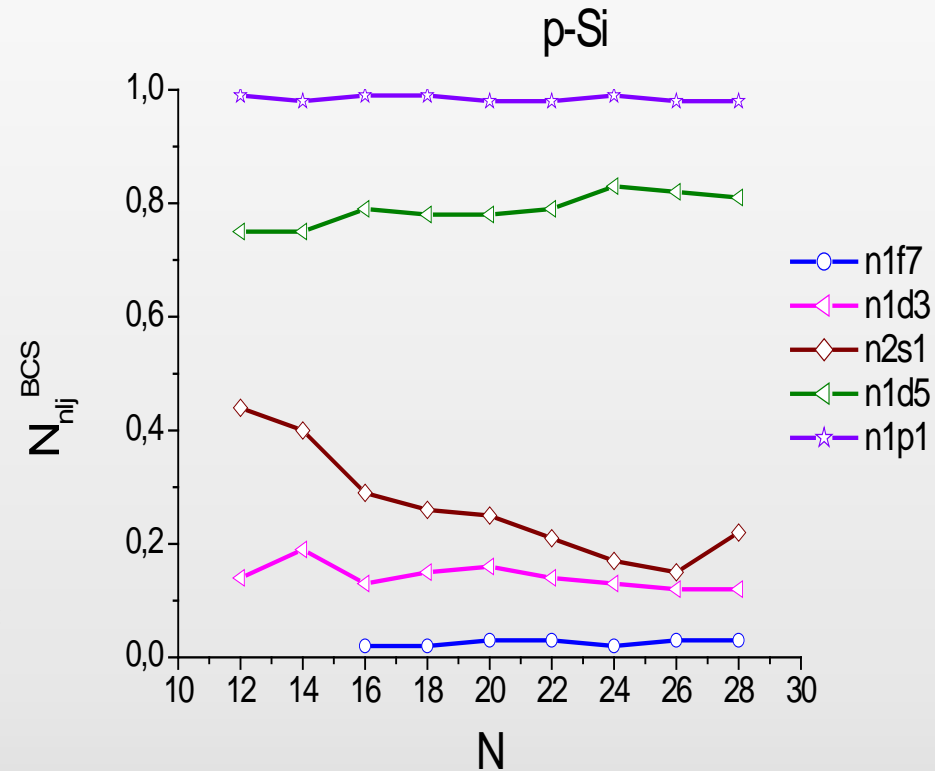
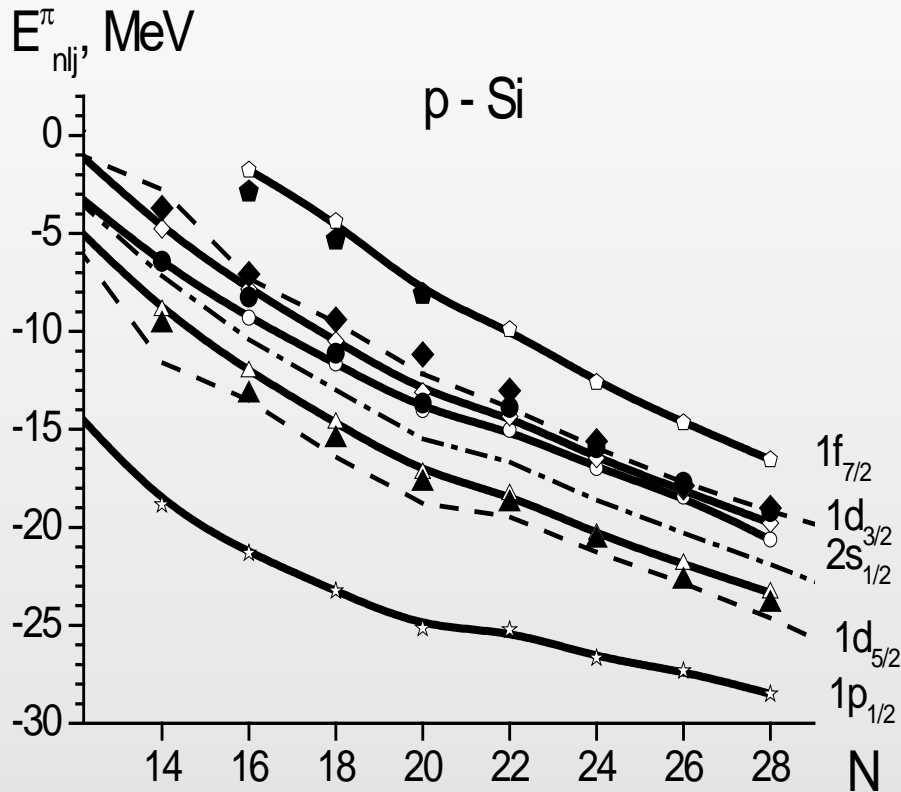
Бобошин И.Н., Комаров С.Ю. // Изв. РАН, сер. физ. – 2009. – Т. 73. – № 11. – С. 1541.

N = 64 нейтронные одночастичные характеристики



Z = 14

протонные одночастичные характеристики



Возникновение протонной магичности Z = 14 с ростом числа N

Z = 32 (Ge)

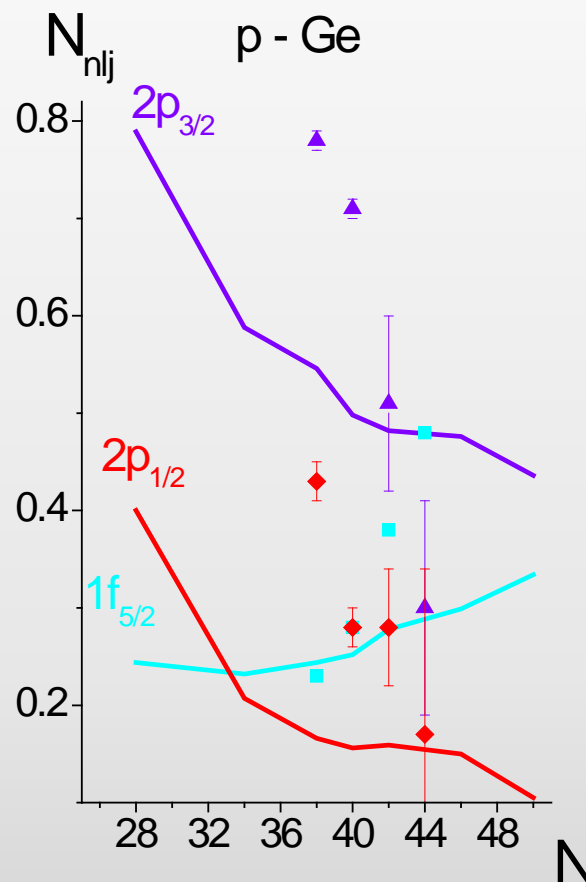
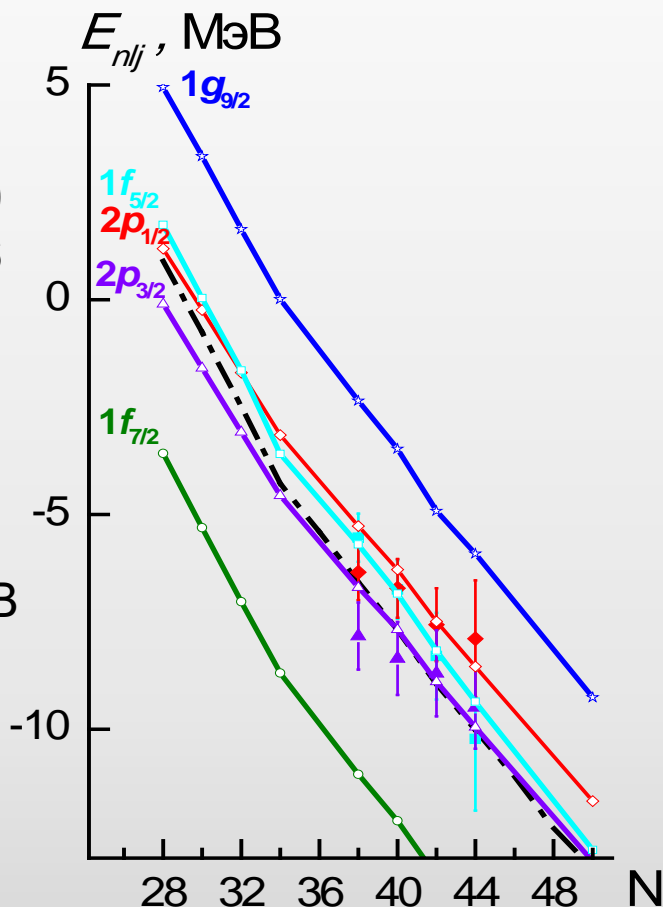
протонные одночастичные характеристики

$$\beta_2(B(E2)\uparrow):$$

^{76}Ge	0.2623 ± 0.0039
^{70}Ge	0.2245 ± 0.0026
^{66}Ge	0.172 ± 0.016

$$E^*(2_1^+):$$

$42 \leq N \leq 48$	≈ 600 кэВ
$32 \leq N \leq 38$	900-1000 кэВ



Слабая магичность числа Z = 32 вблизи N = 32

-
- ▶ Дисперсионная оптическая модель в сочетании с разработанным методом конструирования ее потенциала обладает высокой предсказательной силой!

Основные положения, выносимые на защиту

- ▶ **1.** В мнимой части ДОП при отрицательных энергиях проявляется оболочечный эффект, приводящий к расширению энергетической щели G в магических ядрах.
- ▶ **2.** Параметр диффузности хартри-фоковской составляющей нейтронного и протонного ДОП зависит от относительного нейтронного избытка и влияет на особенности эволюции одночастичных уровней.
- ▶ **3.** Разработанная систематика глобальных параметров хартри-фоковской составляющей нейтронного и протонного ДОП позволяет описывать и предсказывать одночастичные характеристики близких к сферическим ядер как стабильных, так и вблизи границы β -стабильности с A от 40 до 208 и в интервале энергии от -70 до +70 МэВ.

Основные положения, выносимые на защиту

- ▶ **4.** Разработанный метод конструирования ДОП позволяет предсказывать одночастичные характеристики нестабильных ядер вплоть до границ нуклонной стабильности.
- ▶ **5.** При приближении к границе нейтронной стабильности увеличивается концентрация расчетных нейтронных уровней вблизи энергии Ферми и уменьшается энергетическая щель G , ослабляются традиционные ($N = 20, 28, 50$) и возникают нетрадиционные магические числа ($N = 16, 32, 34, 56, 64$), происходит смена последовательности ряда уровней вблизи энергии Ферми.
- ▶ **6.** При приближении к границе протонной стабильности магические свойства ядер с числами $Z = 28, 50, 82$ сохраняются, при N вблизи 32 возникает нетрадиционное слабое магическое число $Z = 32$, а при приближении к границе нейтронной стабильности возникает нетрадиционное магическое число $Z = 14$.

Научная новизна

1. Разработана новая систематика глобальных параметров ДОП, применимая для сферических и близких к ним ядер с A от 40 до 208 внутри и вблизи границы β -стабильности в диапазоне энергии $-70 \leq E \leq +70$ МэВ.
2. Разработан новый метод конструирования дисперсионного оптического потенциала для ядер среднего и тяжелого атомного веса для близких к сферическим ядер за пределами долины β -стабильности.
3. Впервые выполнены предсказания эволюции нейтронных и протонных характеристик широкого круга ядер от Si до Pb в направлении границы нейтронной стабильности по дисперсионной оптической модели.



Достоверность и апробация

Достигнуто хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными о параметрах оболочечной структуры исследованных стабильных ядер и с рядом предсказаний в рамках других теоретических подходов для нестабильных ядер.

Материалы диссертации неоднократно докладывались и обсуждались на научных семинарах НИИЯФ МГУ и международных конференциях «Ядро» по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра в 2000, 2001, 2002, 2003, 2006, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014, 2015, 2016, 2017, 2018, 2019 гг.

Спасибо за Ваше внимание!

