

Одночастичная структура ядер в модели среднего поля с дисперсионным оптическим потенциалом

Беспалова О.В.

*По материалам диссертации на
соискание степени*

доктора физико-математических наук

Цели и задачи

- Цель
- Исследовать эволюцию одночастичной структуры ядер при изменении числа нейтронов/протонов вплоть до границ нуклонной стабильности
- Основная задача
- Развить метод конструирования дисперсионного оптического потенциала, пригодный для достижения цели

Дисперсионное соотношение

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

$$P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(E')}{E' - E} dE'.$$

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

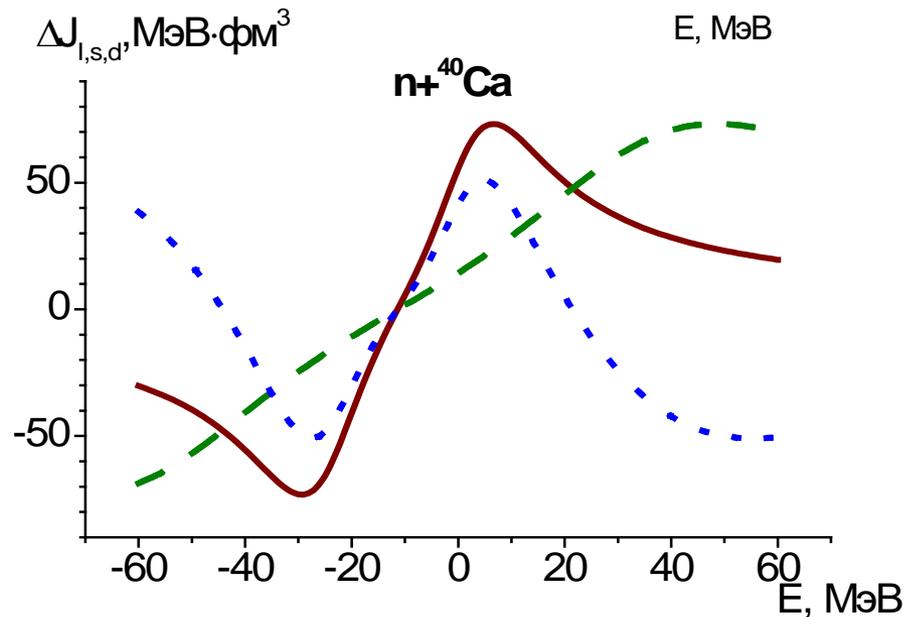
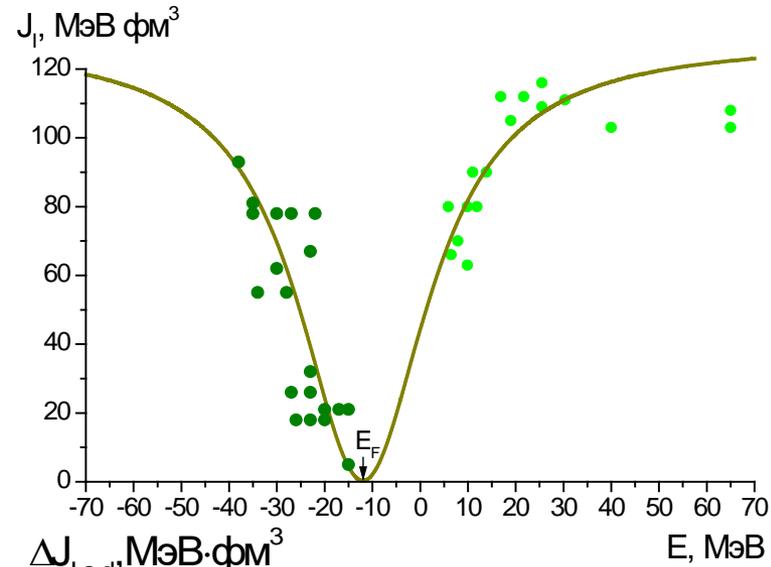
1954 г. – распространение ДС Гольдбергом, Гел-Манном и Тирингом на случай рассеяния потенциальным полем. Принцип причинности.

1958 г. – Фешбах обсуждал дисперсионную составляющую действительной части ОП

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

Основы дисперсионной оптической модели (ДОМ)

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



ОСНОВЫ ДОМ

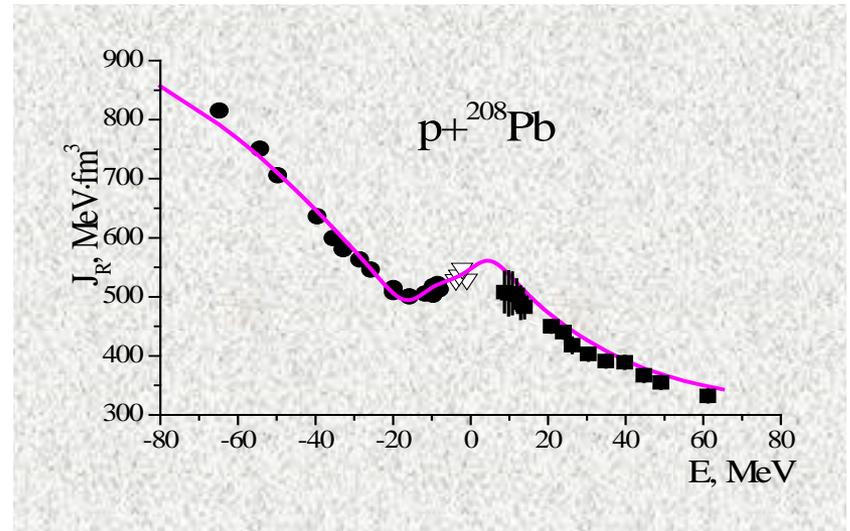
$$U(r, E) = -U_p(r, E) - U_{so}(r, E) + V_C(r)$$

$$U_p(r, E) = V_{HF}(r, E) + \Delta V(r, E) + iW_I(r, E) =$$

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

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

$$U_{so}(r, E) = 2V_{so}(E) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{so}, a_{so}) l s$$

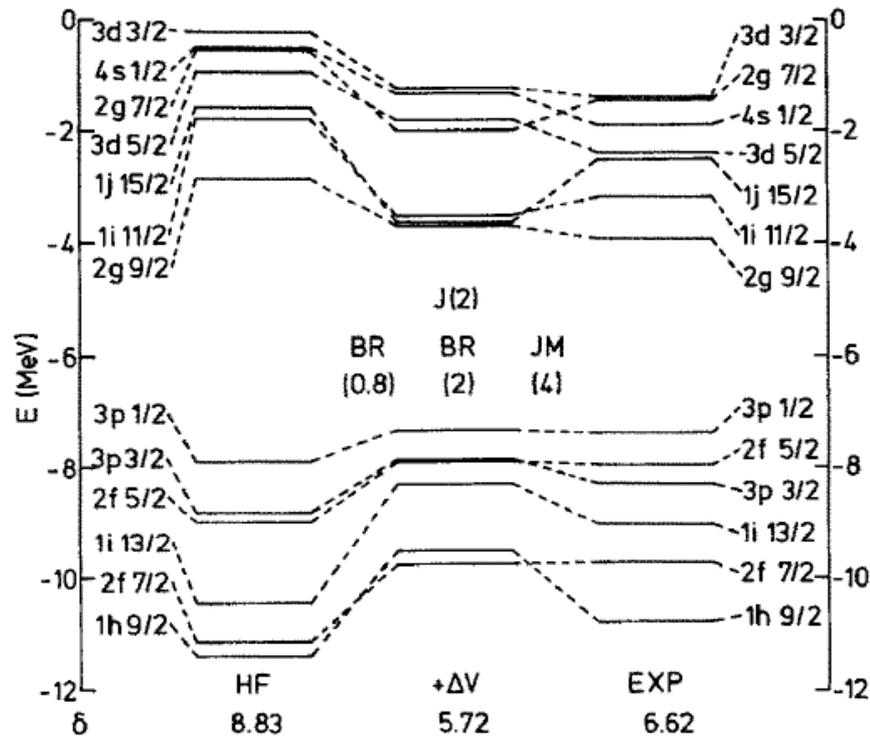


ОСНОВЫ ДОМ

$$\left[\frac{-\nabla^2}{2m} + V(r, E_{nlj}) \right] \Phi_{nlj}(\mathbf{r}) = E_{nlj} \Phi_{nlj}(\mathbf{r})$$

$$V(r, E_{nlj}) = V_{HF}(r, E_{nlj}) + \Delta V_s(r, E_{nlj}) + \Delta V_d(r, E_{nlj}) + U_{so}(r, E_{nlj})$$

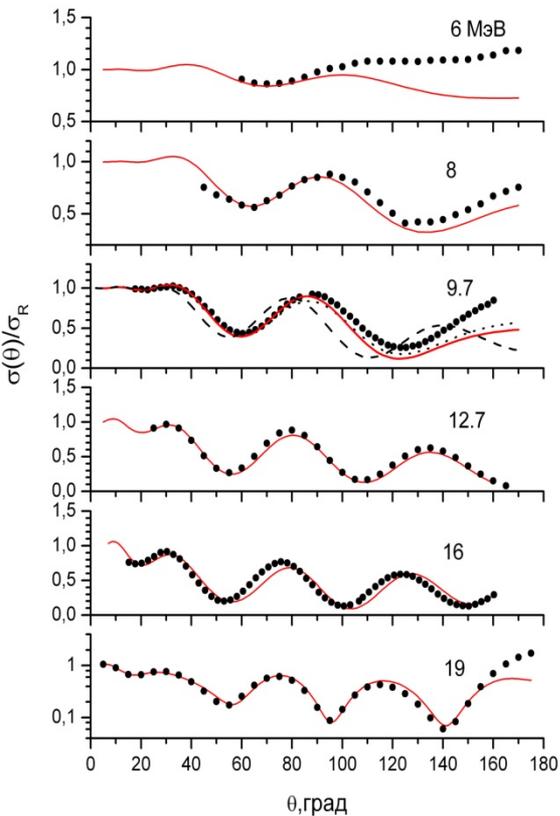
n-²⁰⁸Pb



ДОМ до начала исследований в НИИЯФ

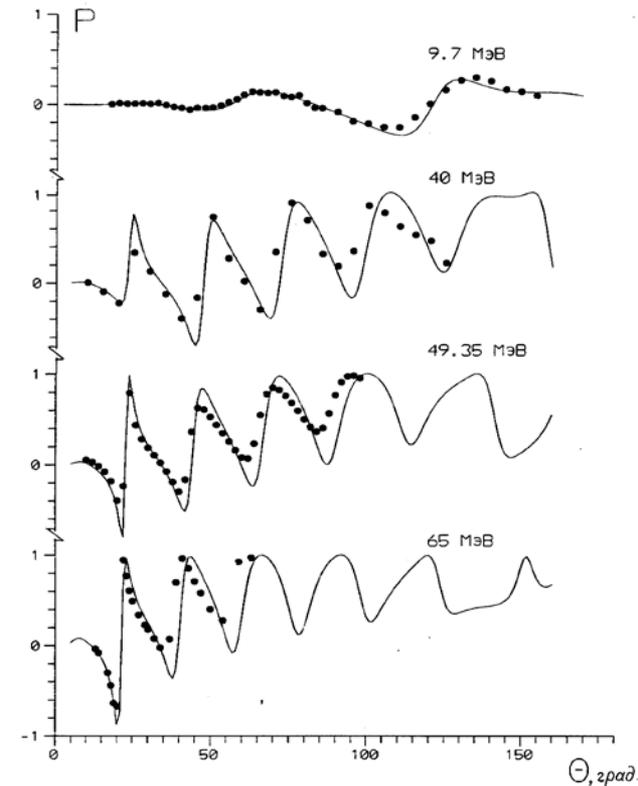
- ДОМ разработана на примере дважды магических ядер ^{40}Ca , ^{208}Pb и магического ядра ^{90}Zr .
- Мнимый потенциал, геометрические параметры х.-ф. составляющей, спин-орбитального и кулоновского взаимодействия определяются при анализе данных по рассеянию нуклона ядром.
- Силовой параметр хартри-фоковской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

Система $p+^{90}\text{Zr}$



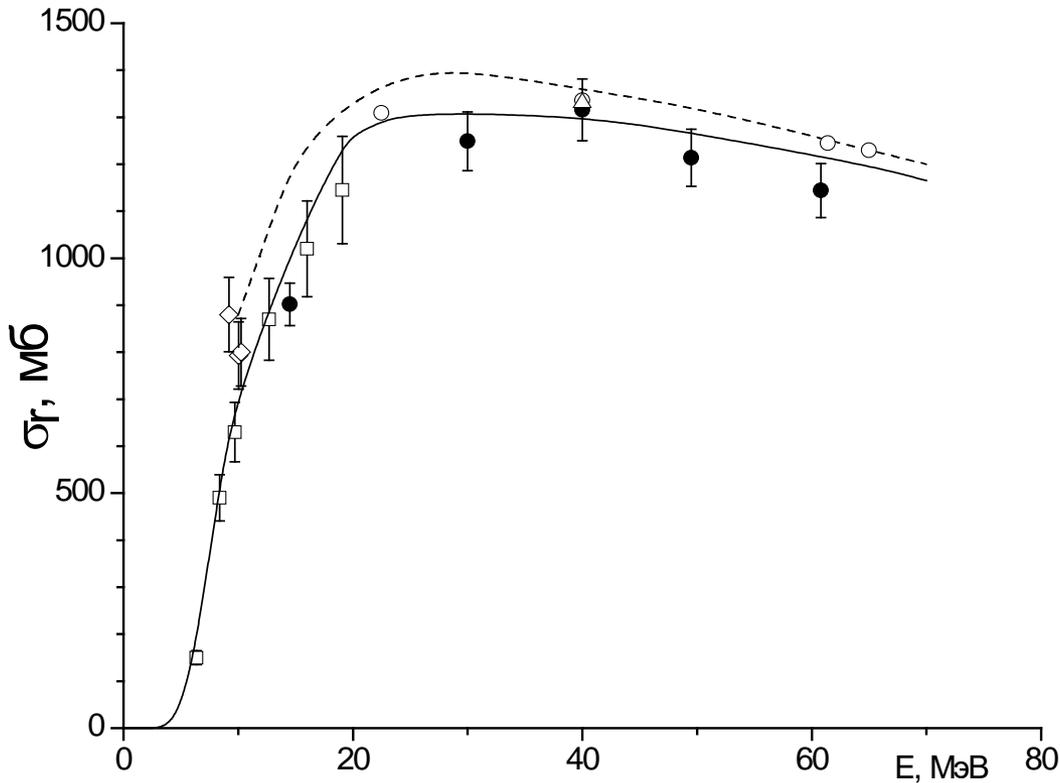
*Дифференциальные сечения упругого рассеяния
протонов ядрами ^{90}Zr .*

*Точки - экспериментальные данные, сплошная линия – расчет НИИЯФ, штриховая -
расчет Wang Y. et al.// Phys. Rev. 1993. V.C47. P.2677*

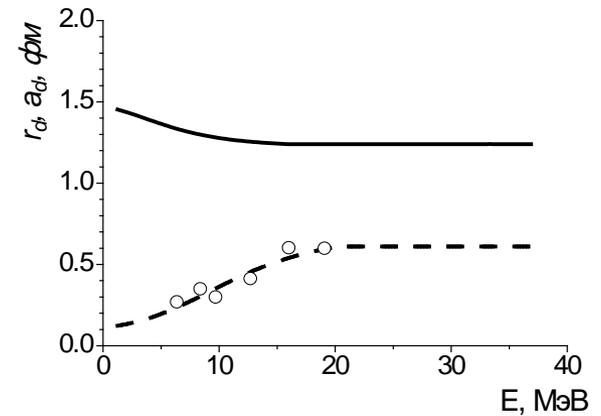


Поляризация.

Система $p+^{90}\text{Zr}$



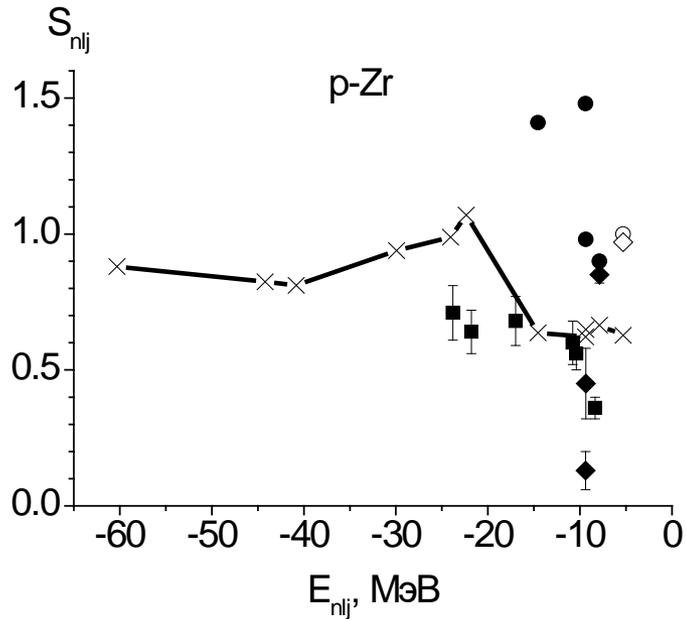
Полное сечение реакций. Темные кружки и ромбы - экспериментальные данные для ^{90}Zr и ^{90m}Zr , светлые значки - оценка. Сплошная линия - наш расчет, штриховая - с параметрами Wang Y. et al.// Phys. Rev. 1993. V.C47. P.2677.



$$r_d(E) = r_1 - \frac{r_2(E - E_F)^4}{(E - E_F)^4 + r_3^4}$$

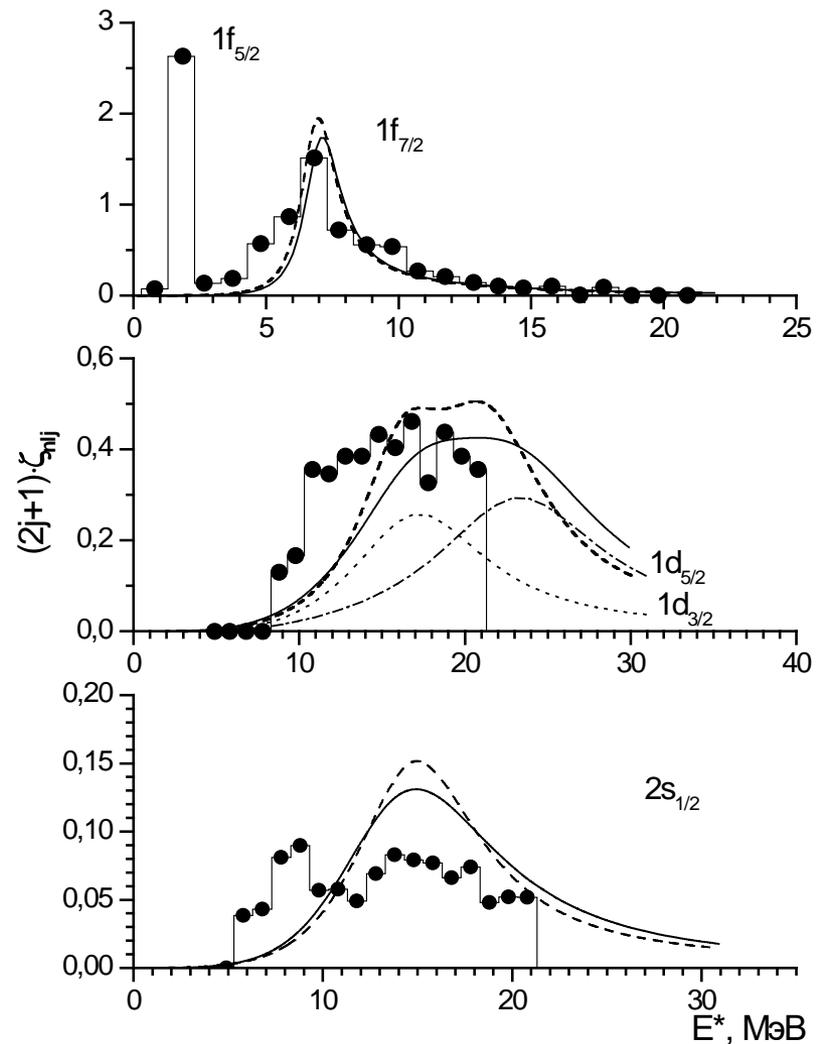
$$a_d(E) = a_1 + \frac{a_2(E - E_F)^4}{(E - E_F)^4 + a_3^4}$$

Система $p+^{90}\text{Zr}$



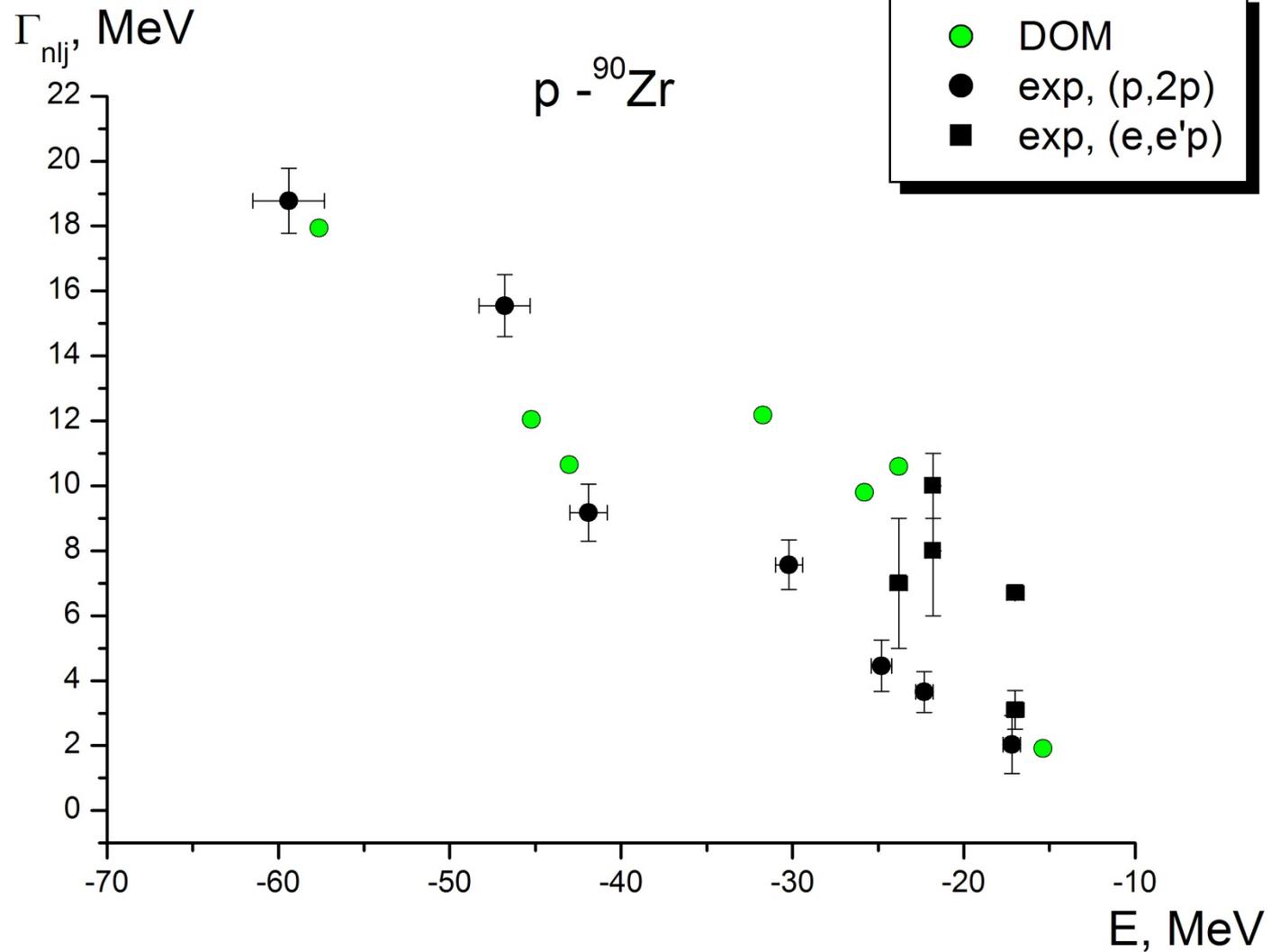
Спектроскопические факторы S_{nlj} протонных состояний ^{90}Zr . Линия с крестами – расчет с ДОП наст. раб., темные квадраты – данные реакции $(e, e'p)$, темные кружки – $(d, ^3\text{He})$, светлые кружки – $(^3\text{He}, d)$, темные ромбы – (n, d) , светлые ромбы – (d, n) .

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

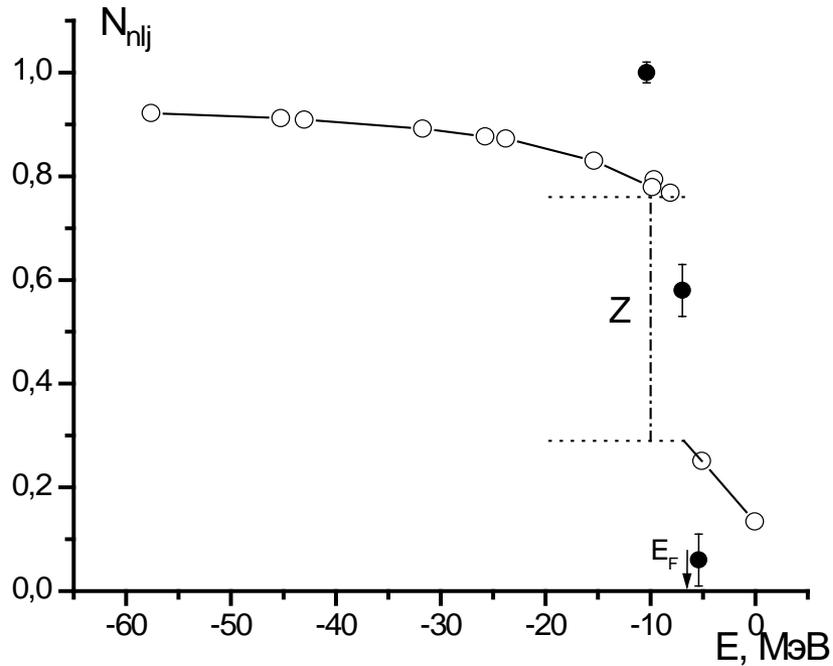


$$\zeta_{nlj}(E) = -\pi^{-1} \frac{S_{nlj} \langle W_{nlj}(E) \rangle / \langle m^*_{nlj} / m \rangle}{(E - E_{nlj})^2 + \left[\langle W_{nlj}(E) \rangle / \langle m^*_{nlj} / m \rangle \right]^{-2}}$$

Система $p+^{90}\text{Zr}$



Система $p+^{90}\text{Zr}$

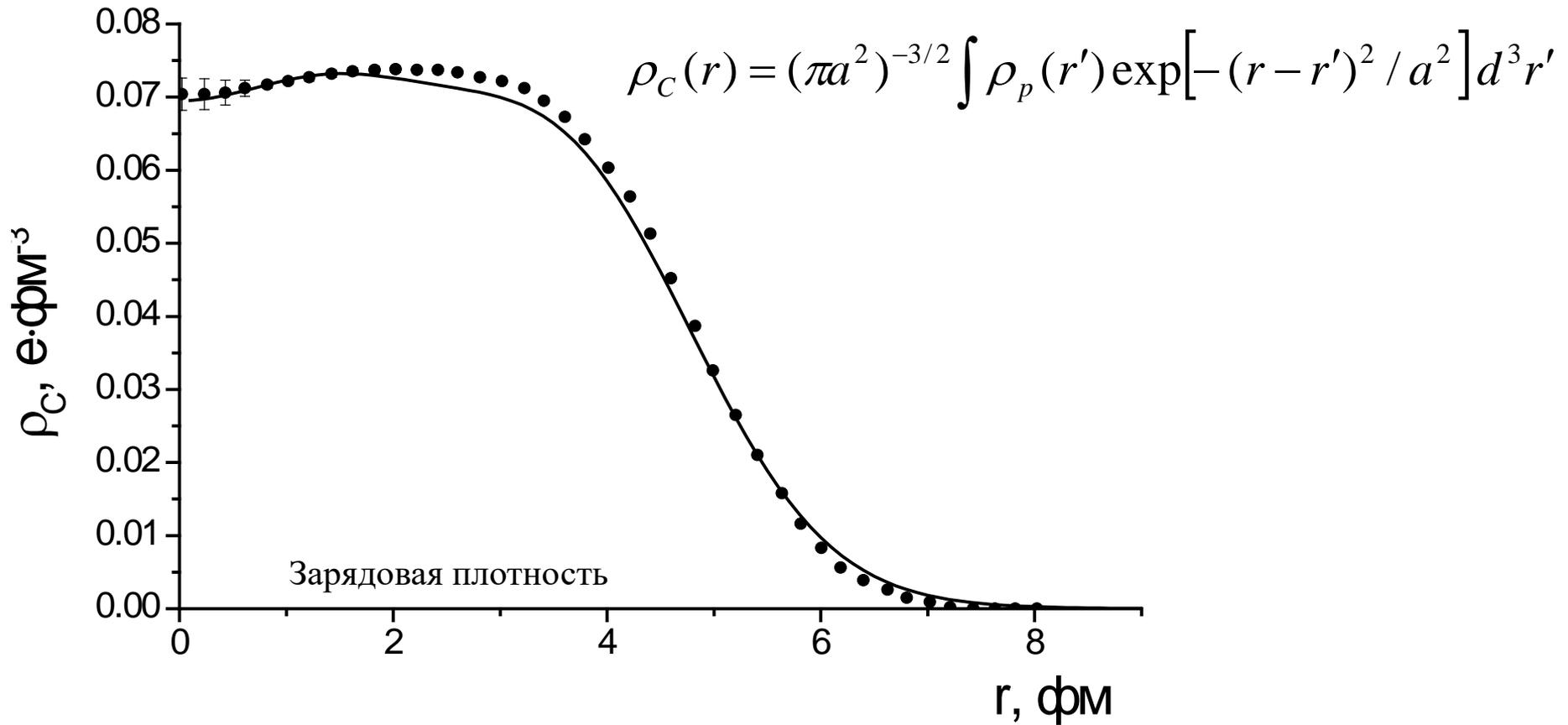


$$N_{nlj}^{<} = 1 - \int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) \left[\left\{ m_{HF}^* / m(r, E_{nlj}) \right\}^{-1} \pi^{-1} \int_{E_F}^{\infty} \frac{W(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr \quad E_{nlj} < E_F$$

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

Система $p+^{90}\text{Zr}$

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



Систематики глобальных параметров нуклонного потенциала традиционной (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

$A = 24—209$ $E = 1\text{keV}—200$ 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

Методика конструирования ДОП (стабильные ядра)

Мнимый потенциал определяется 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 энергиях, определенных методом согласования данных реакций срыва и подхвата нуклона на одном и том же ядре (И.Н. Бобошин);

Хартри-фоковская составляющая при $E > 0$ определяется из согласия с объемным интегралом J_v от действительной части ОП, предсказываемого систематикой глобальных параметров KD.

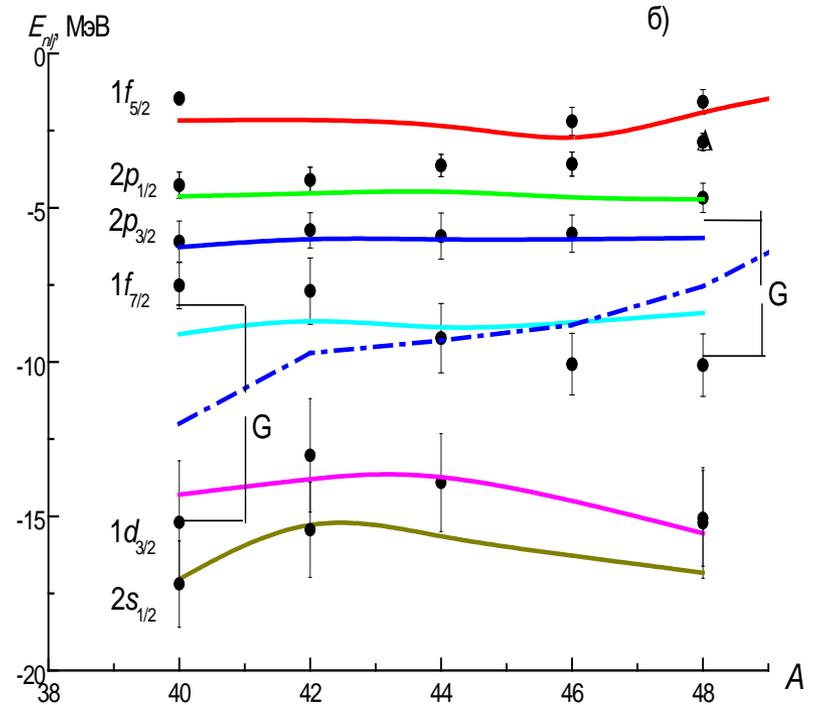
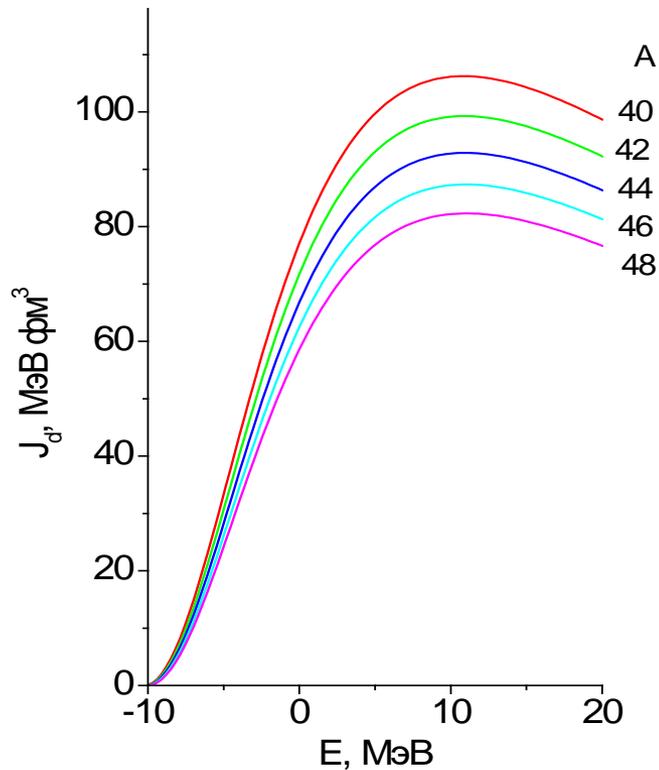
Методика может быть использована для предсказаний одночастичных характеристик стабильных ядер, для которых данные по рассеянию отсутствуют

Некоторые закономерности экспериментальных одночастичных характеристик стабильных ядер вблизи энергии Ферми:

- 1. «Чашеобразная» форма массовой зависимости энергии заполняемого нейтронного состояния $1f_{7/2}$
- 2. Параллельное заполнение нейтронных состояний $2p$, $1f_{5/2}$ в ядрах вблизи Ni
- 3. Новая магическая пара $N = 56$, $Z = 40$ (^{96}Zr)

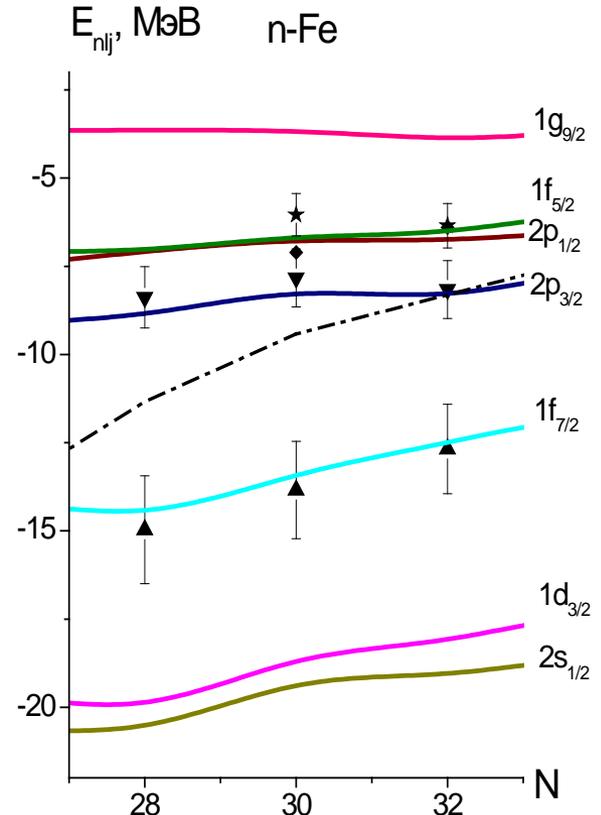
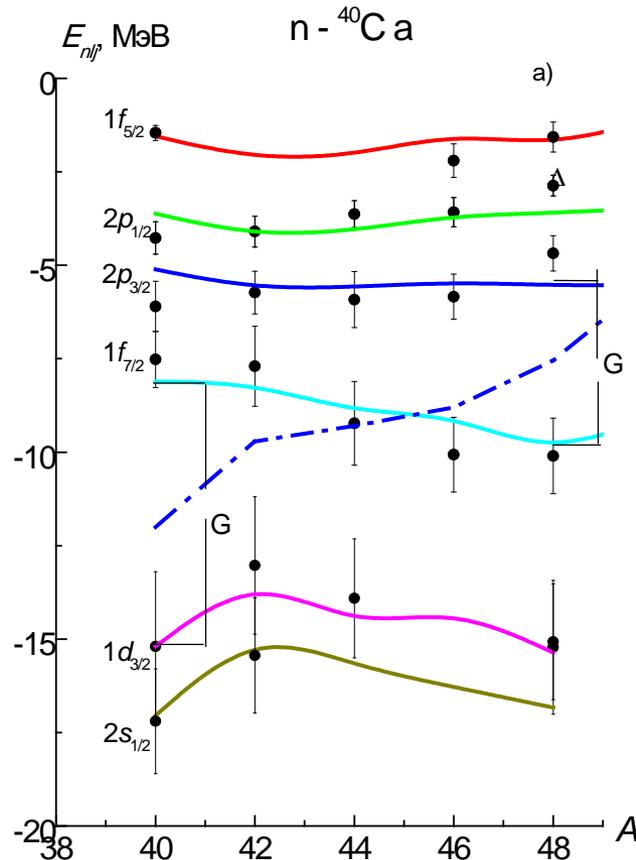
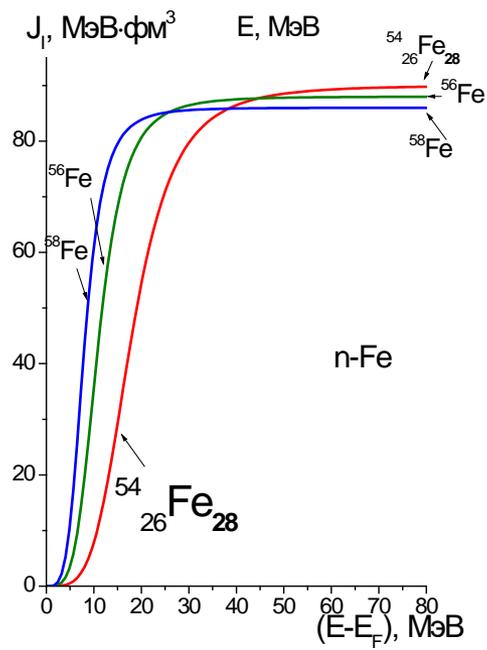
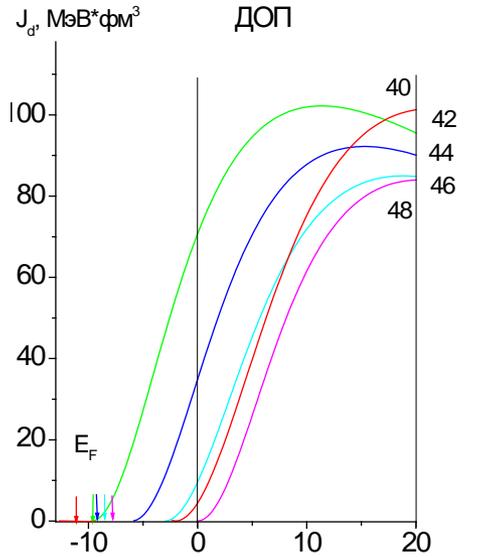
Глобальные параметры мнимой части ДОП

систематики **KD** не позволяют описать «чашеобразную» форму
массовой зависимости энергии заполняемого нейтронного состояния $1f_{7/2}$

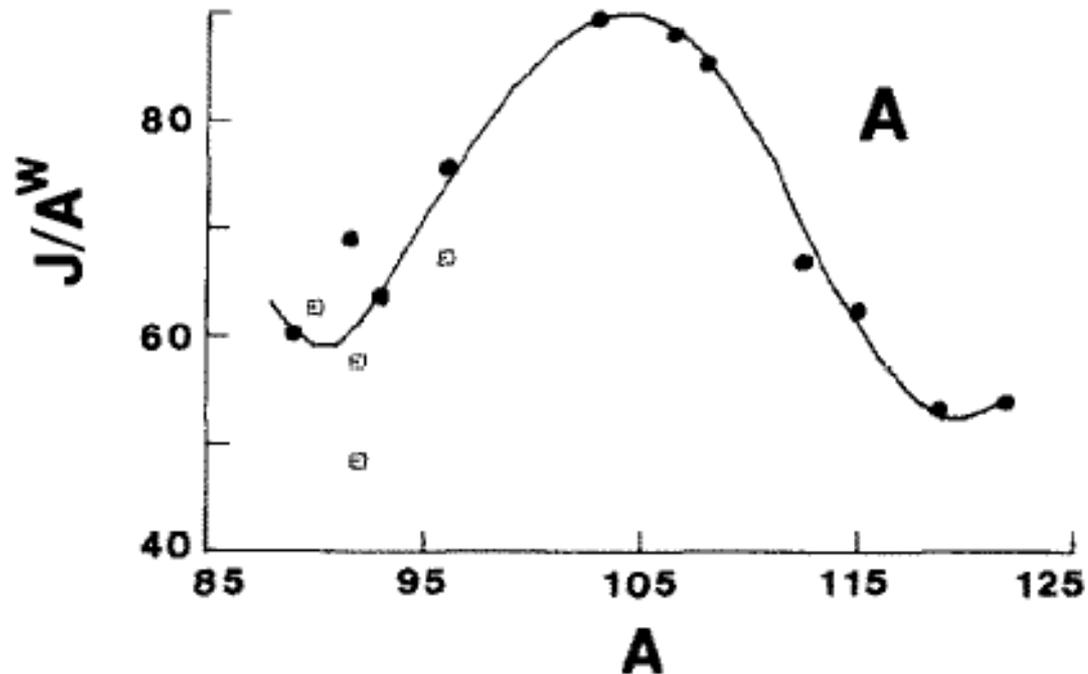


Описание «чашеобразной» формы

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



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.

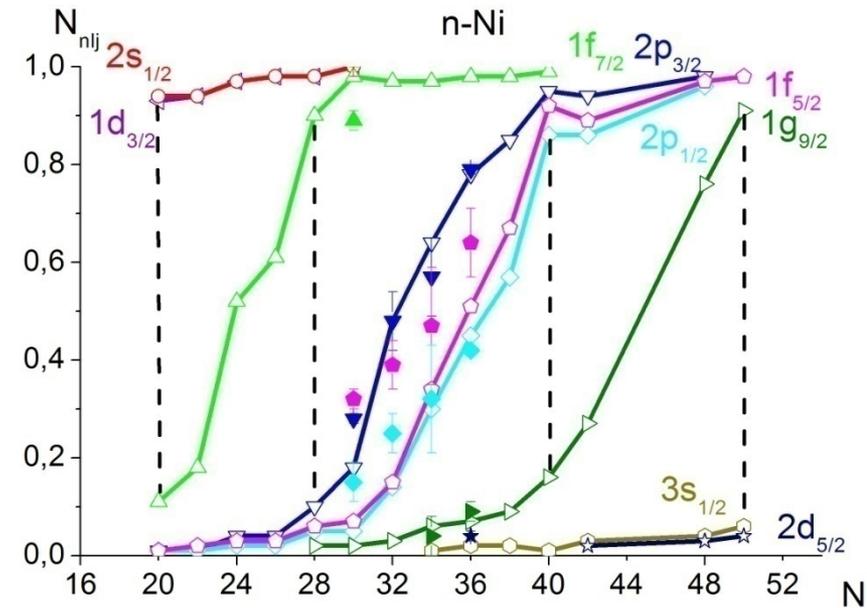
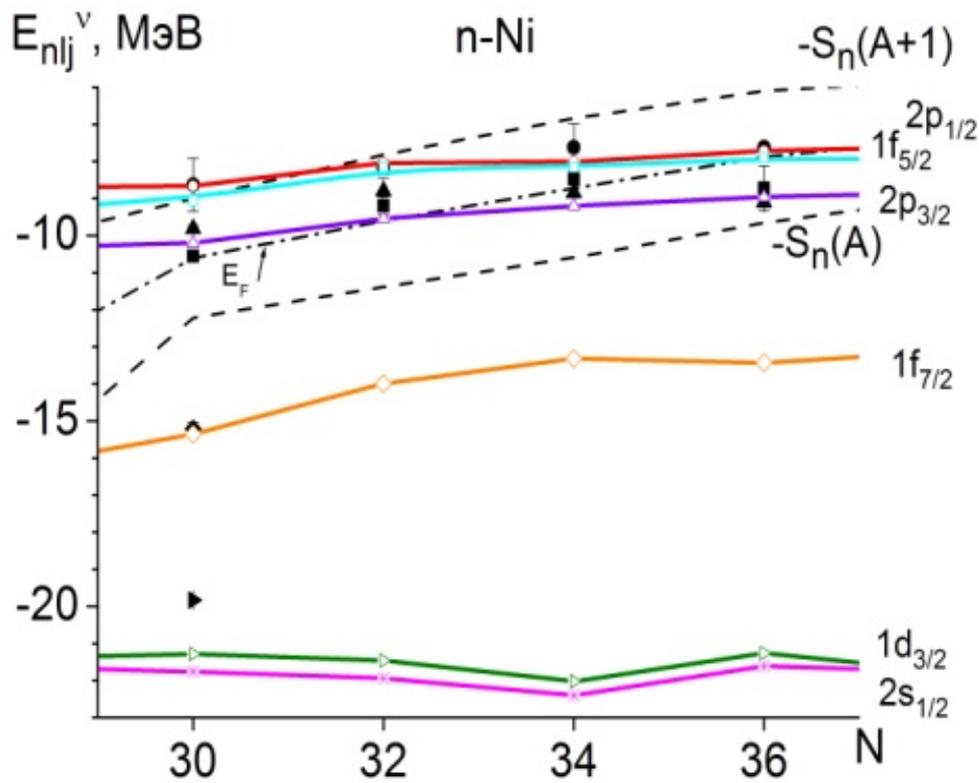
Оболочечный эффект в мнимой части ДОП

Более широкий интервал энергий, при которых мнимая часть ДОП может быть приравнена 0, в магических ядрах по сравнению с немагическими.

Учет оболочечного эффекта позволил добиться хорошего согласия с экспериментальными энергиями $E_{n\ell j}$ ядер как с магическим числом нуклонов, так и с немагическим, в частности, описать чашеобразную форму массовой зависимости энергии заполняемого нейтронного состояния $1f_{7/2}$.

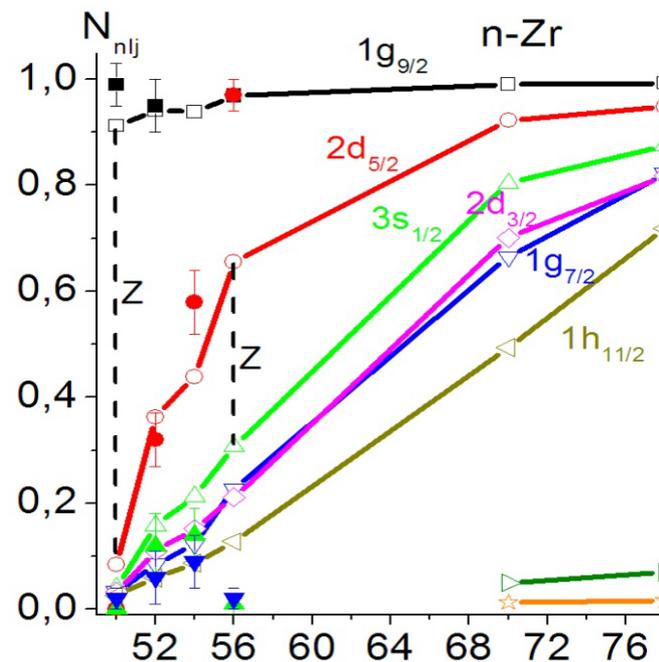
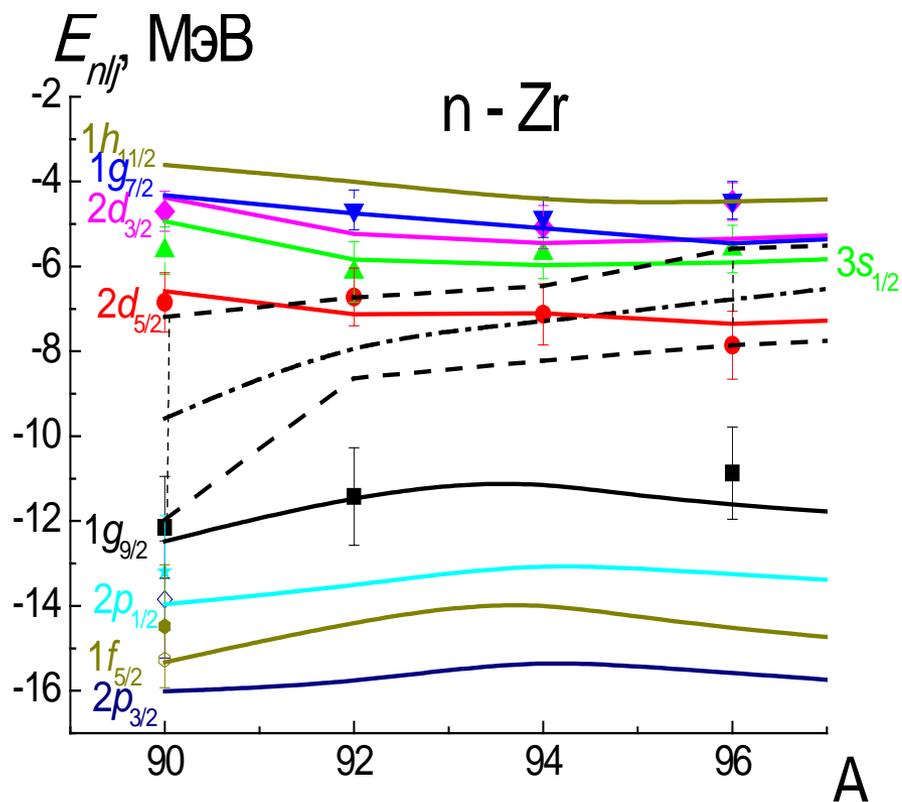
Беспалова О.В., Романовский Е.А., Спасская Т.И. РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ЭНЕРГИЙ ИЗОТОПОВ Zr ВБЛИЗИ N = 50, 70, 82. Известия Российской академии наук. Серия физическая, 2012, том 76, № 4, с. 560

Параллельное заполнение близко расположенных состояний



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

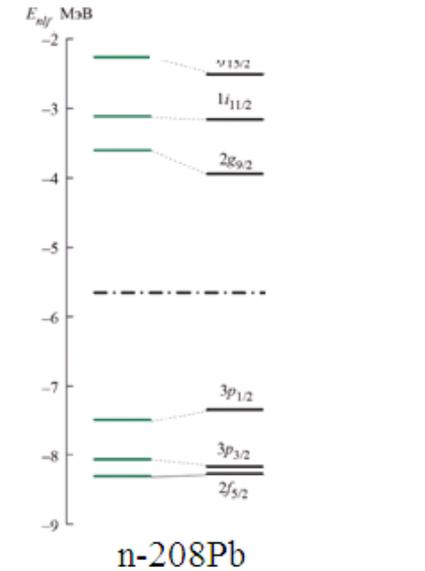
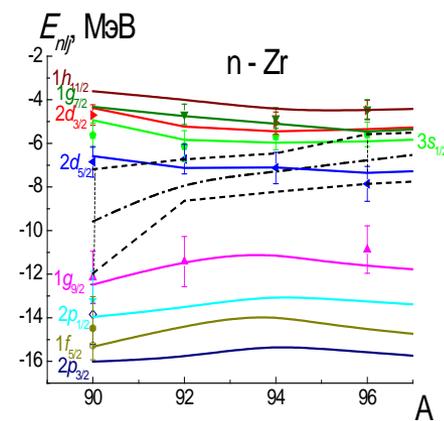
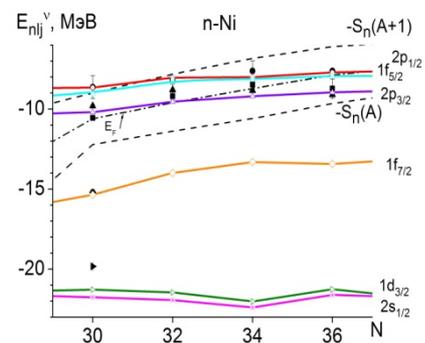
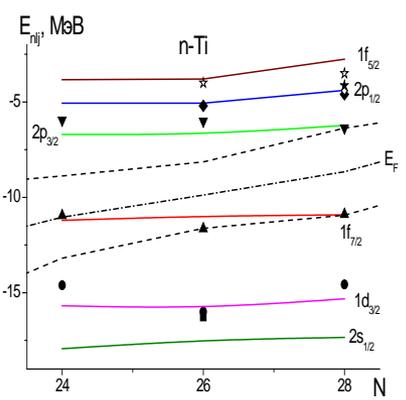
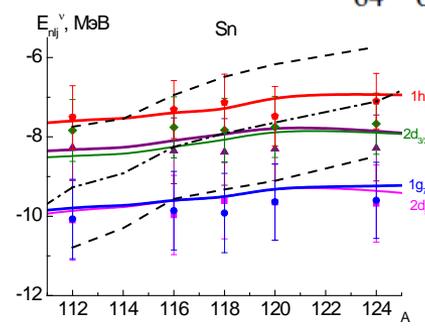
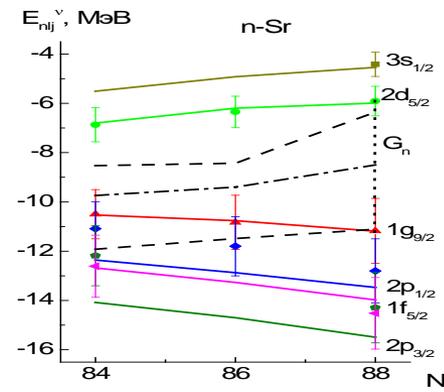
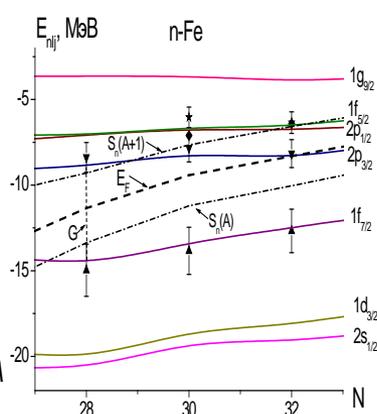
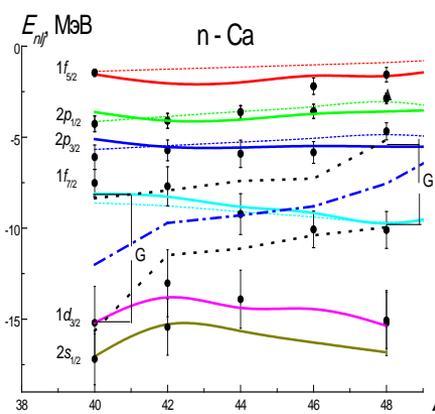
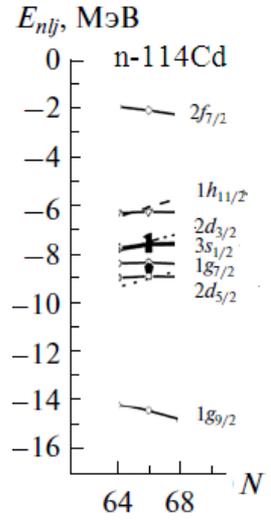
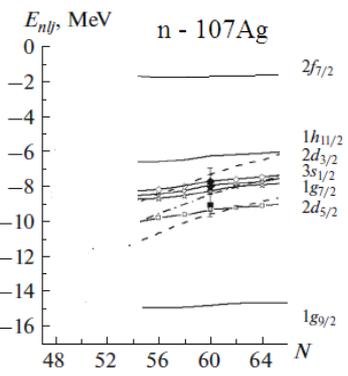
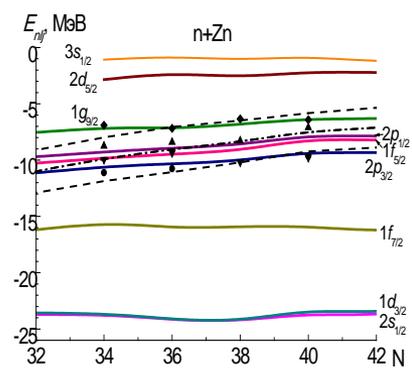
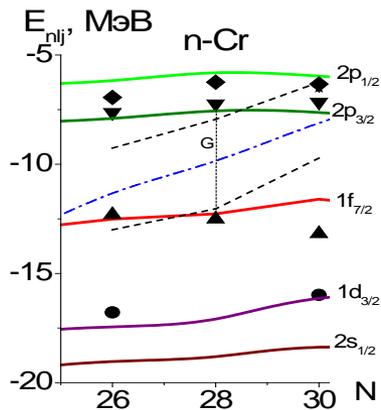
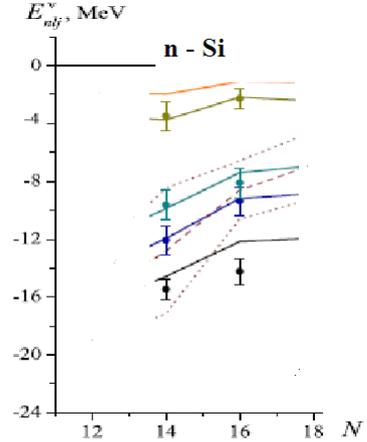
Новая магическая пара $N = 56, Z = 40$

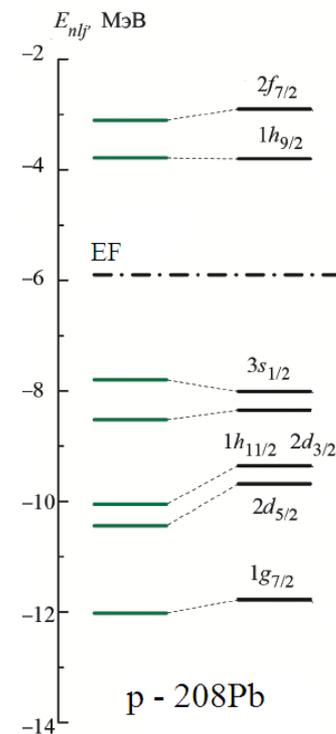
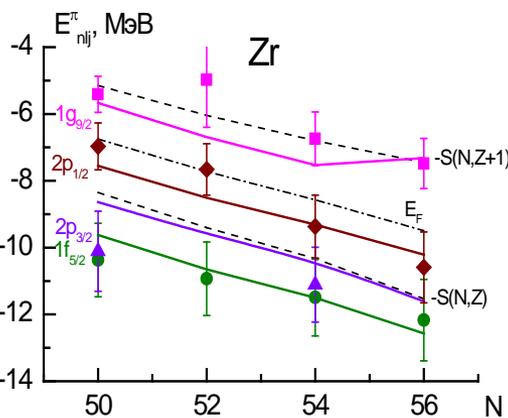
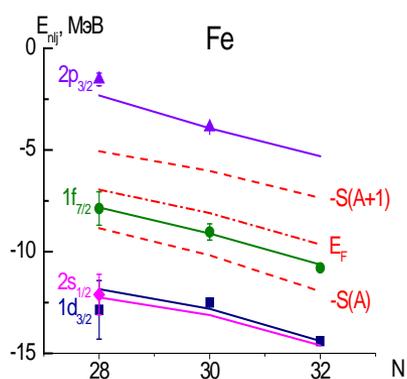
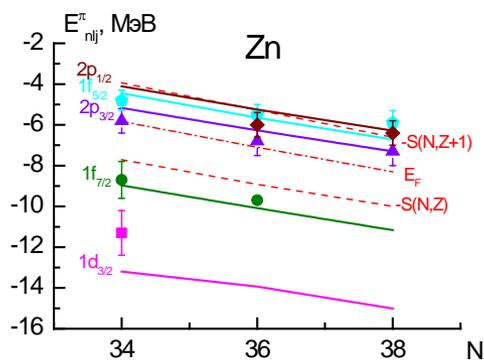
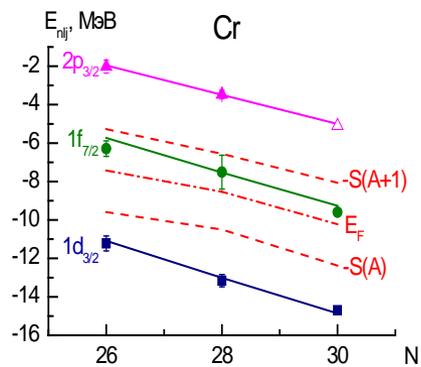
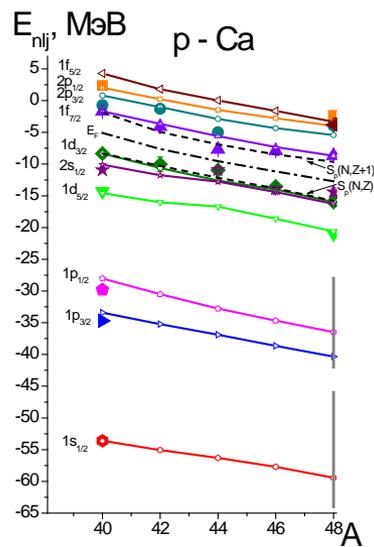
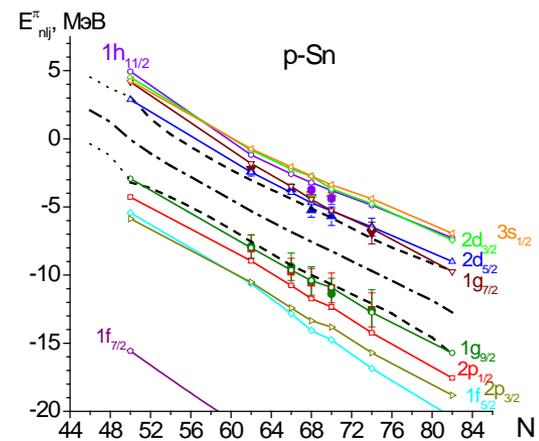
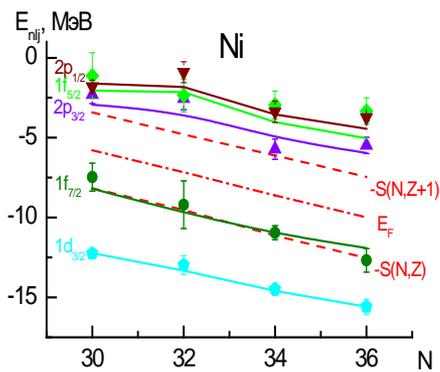
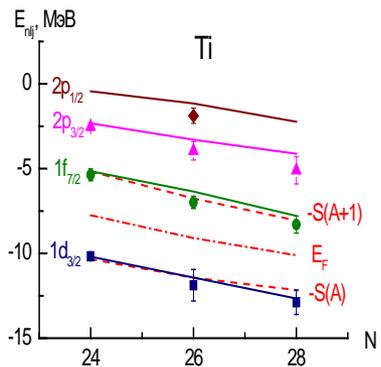
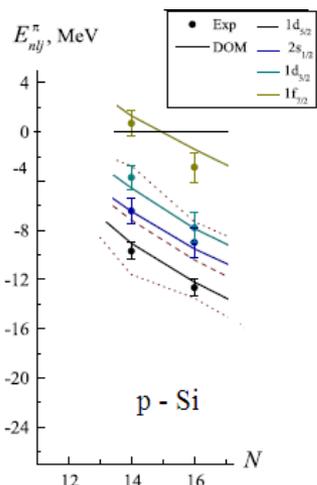


Получено хорошее согласие
одночастичных энергий E_{nlj} и N_{nlj} с
экспериментальными данными для
изотопических цепочек
стабильных ядер

(метод совместной оценки данных реакций срыва и подхвата на
одном и том же ядре)

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





Глобальные параметры ДОП

Bespalova O.V., Romanovsky E.A.,
Spasskaya T.I. Journal of Physics.
2003. V. G 29. N 6. P.1193 (**B03**)

Беспалова О.В., Романовский Е.А.,
Спаская Т.И. Изв. РАН. Сер. физ.
2004. Т. 68, № 8. С.1214. (**B04**)

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.
(**B07**)

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 Б03

В анализ включены нейтронные и протонные энергии $E_{nlj}^{\text{эксп}}$ и $N_{nlj}^{\text{эксп}}$ вблизи E_F для ядер ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb

Вудс-Саксоновская форма

$$V_R = V_0 + 0.299E_C \pm V_t \frac{N-Z}{A} + V_e \exp[-aE] \quad (+ \text{ для } p, - \text{ для } n).$$

$$E_C = \frac{1.73 \cdot Z_T}{(1.238 \cdot A_T^{1/3} + 0.116)} \quad (\text{CH89})$$

$$V_0 = 25.5 \text{ МэВ}, \quad V_e = 27.6 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad a = 0.0105 \text{ МэВ}^{-1} \quad (E \text{ в МэВ}).$$

Зависящий от энергии параметр радиуса

$$r_V(E) = r_V(E_F) + r_V^{(1)} \left\{ \frac{\beta_I (E - E_F) [(E - E_F)^2 + \beta_I^2]}{(E - E_F)^4 + \beta_I^4} - \frac{\beta_s (E - E_F) [(E - E_F)^2 + \beta_s^2]}{(E - E_F)^4 + \beta_s^4} \right\} - r_V^{(2)} (E - E_F)^2.$$

$$r_V(E_F) = 1.21 \text{ фм}, \quad r_V^{(1)} = 0.015 + 0.00047\alpha \text{ (фм)}, \quad r_V^{(2)} = 3.76 \cdot 10^{-6} \text{ (фм/МэВ}^2\text{)},$$

Глобальные параметры Б07

Беспалова О.В. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 3. С.438

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

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

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

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

$$\begin{cases} \kappa = 0.00808 - 0.00427(N-Z)/A & \text{для } p \\ \kappa = 0.00773 + 0.00382(N-Z)/A & \text{для } n \end{cases}$$

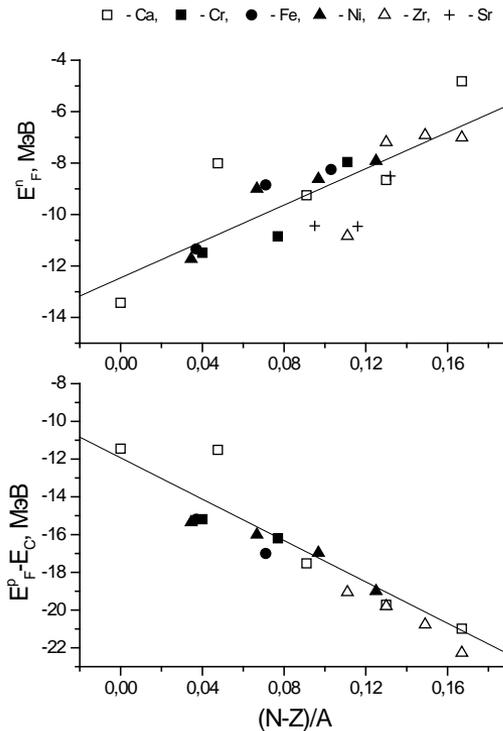
$$E_F^n = -12.46 + 35.36(N-Z)/A \text{ (МэВ)},$$

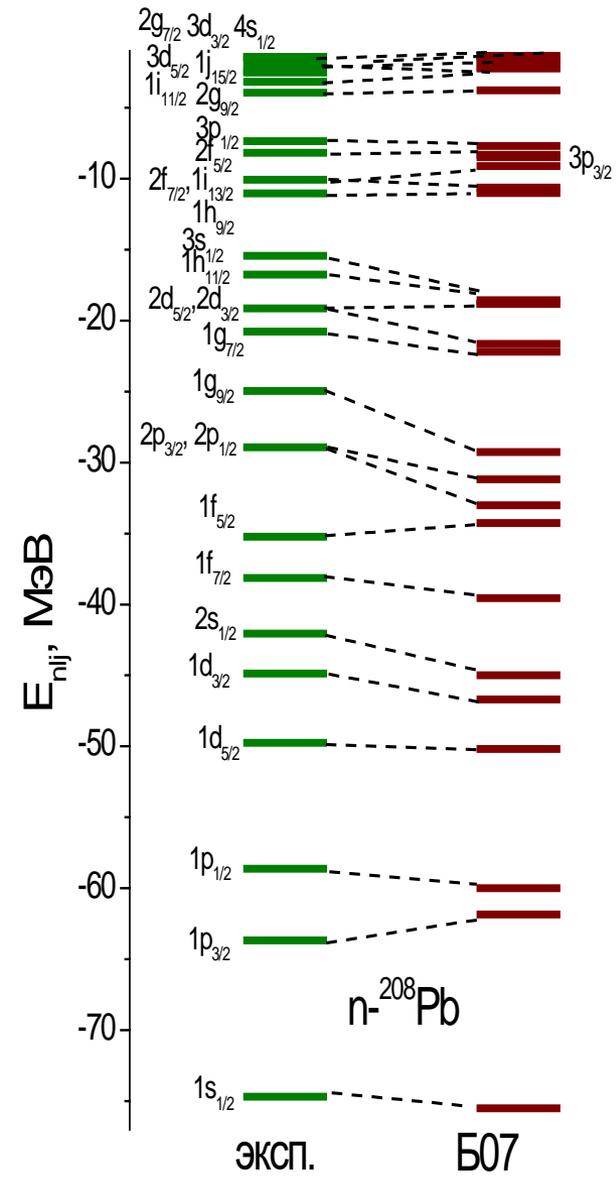
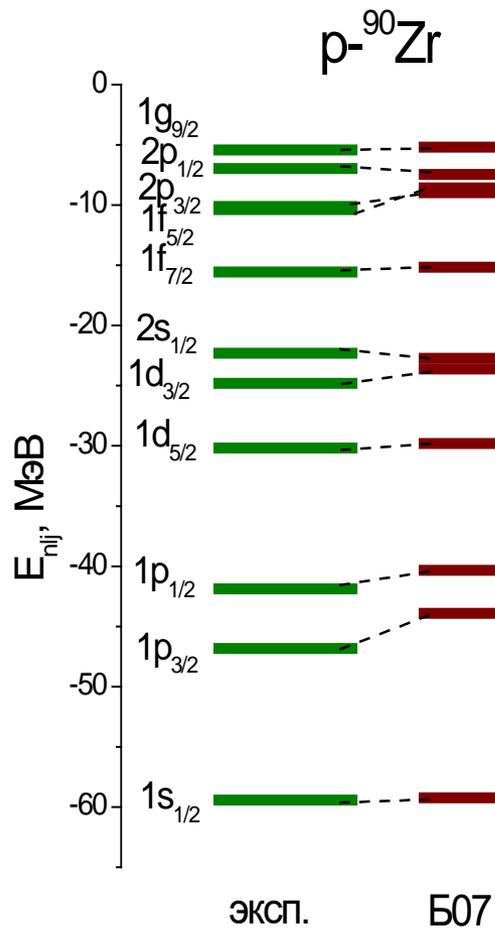
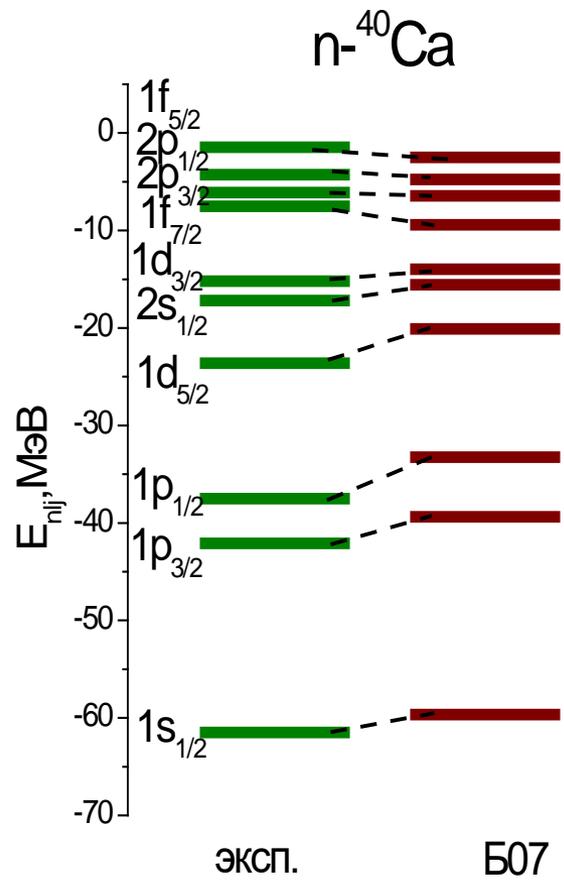
$$E_F^p = -11.93 - 54.82(N-Z)/A + E_C \text{ (МэВ)}.$$

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

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

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

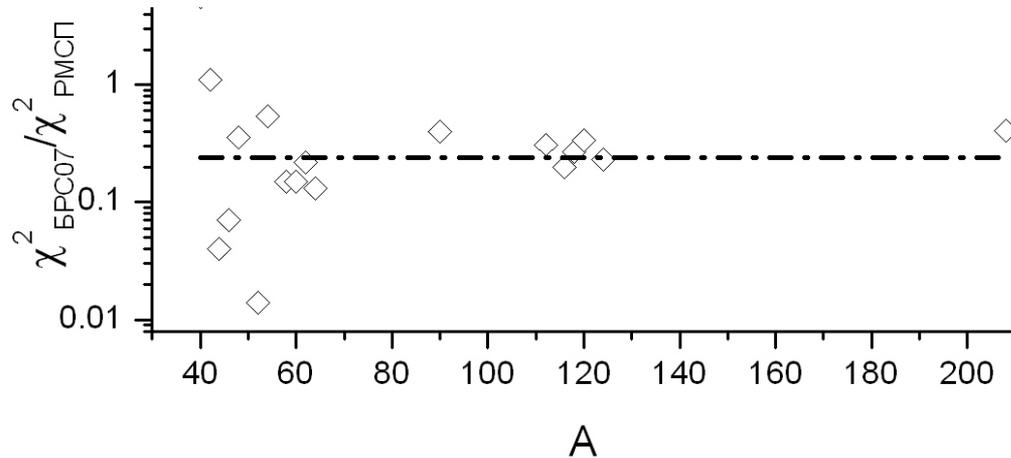
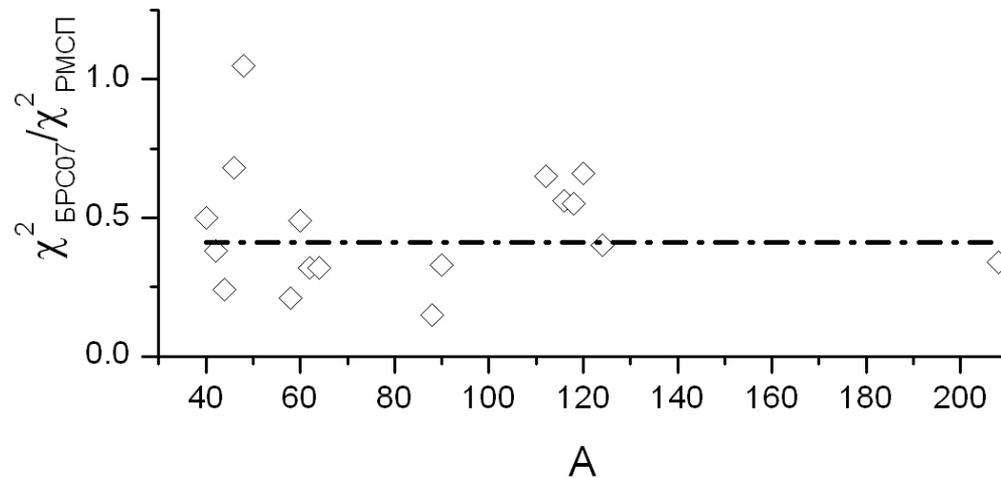




Сравнение предсказаний E_{nlj} : Б07 и РМСП

Typel S., Wolter H. H.
Relativistic mean field calculations
with density – dependent meson-
nucleon coupling.

Nucl. Phys. A. 1999. V. 656. P. 331



Сравнение с глобальными параметрами MR

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

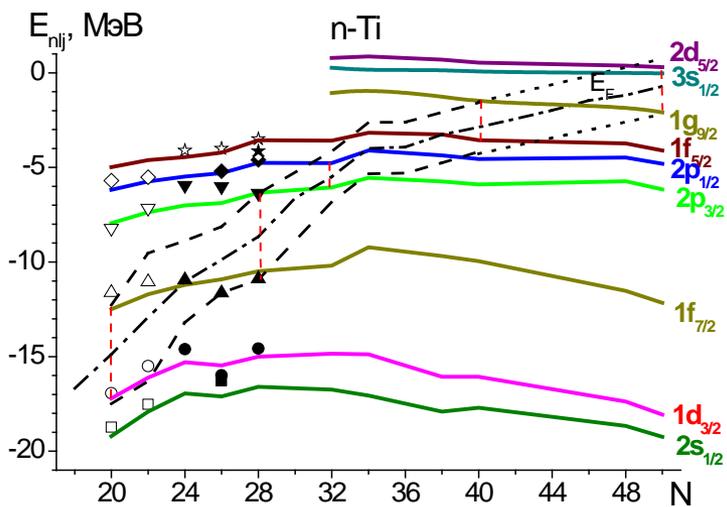
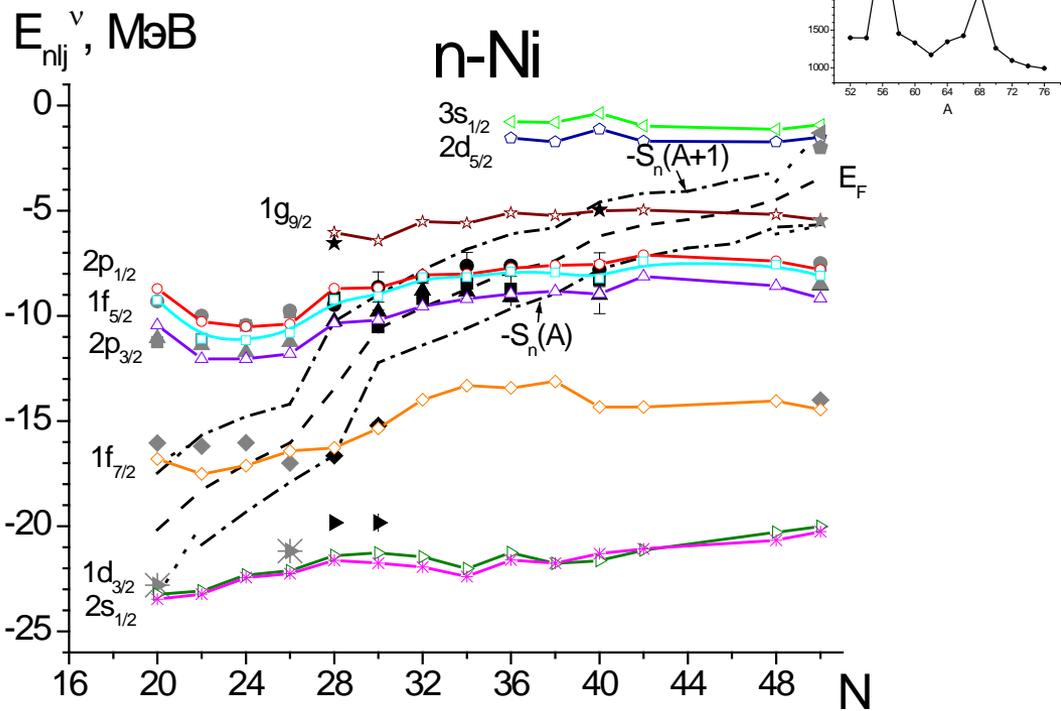
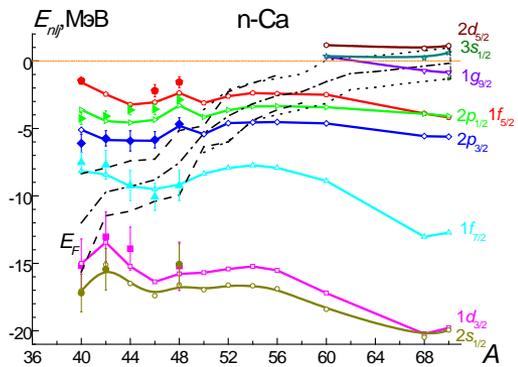
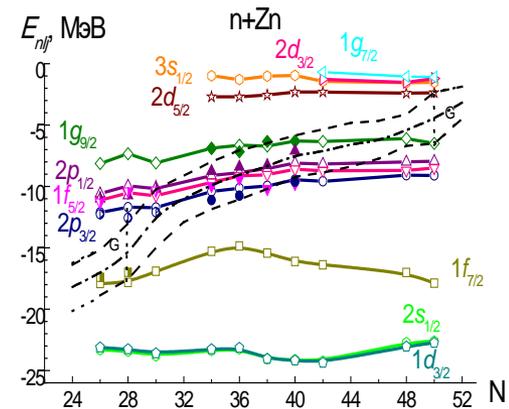
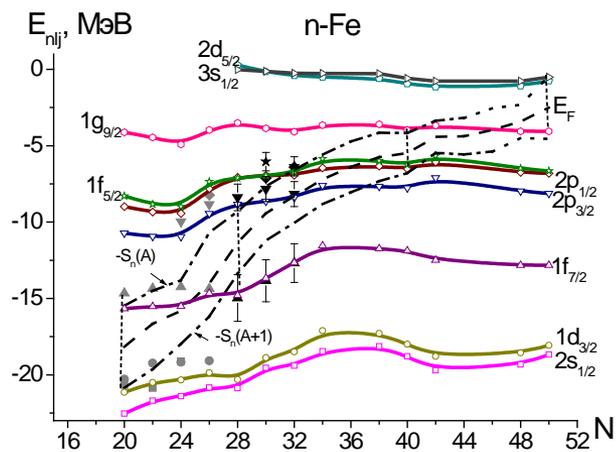
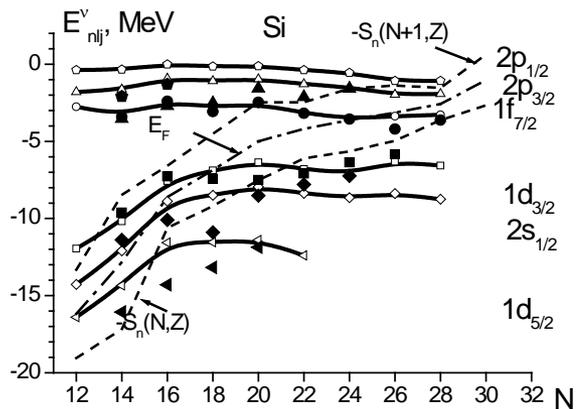
Ядро	Нуклон	$\chi_{БРС07}^2 / \chi_{MR04,06}^2$	$\chi_{БРС07}^2 / \chi_{MR07}^2$
^{40}Ca	n	0.2	0.3
	p		0.12
^{90}Zr	n	0.36	0.53
	p	0.20	
^{208}Pb	n	0.48*	0.47*
	p	0.31	

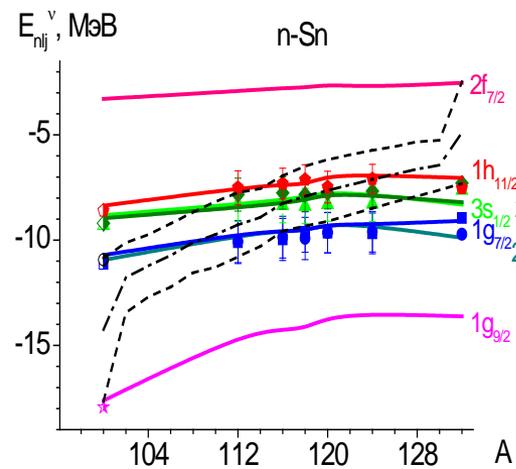
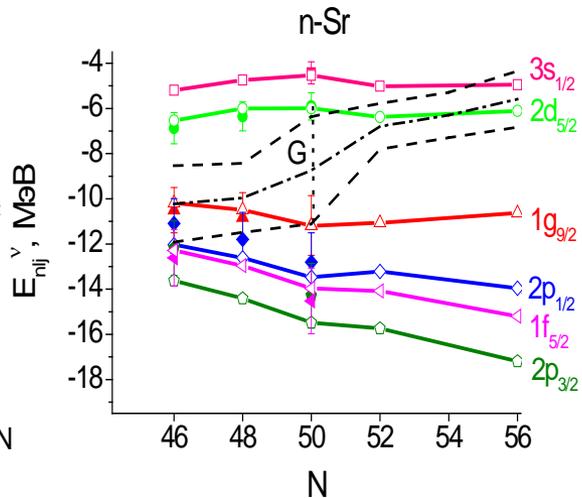
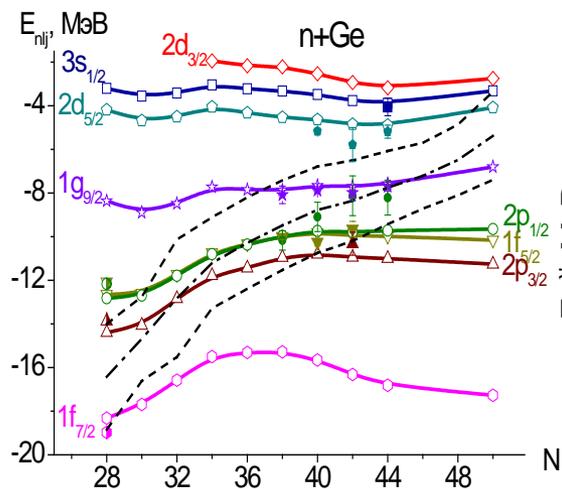
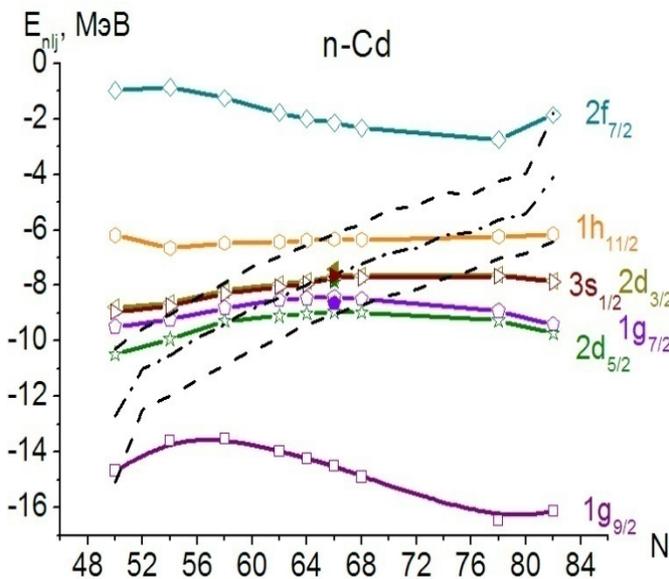
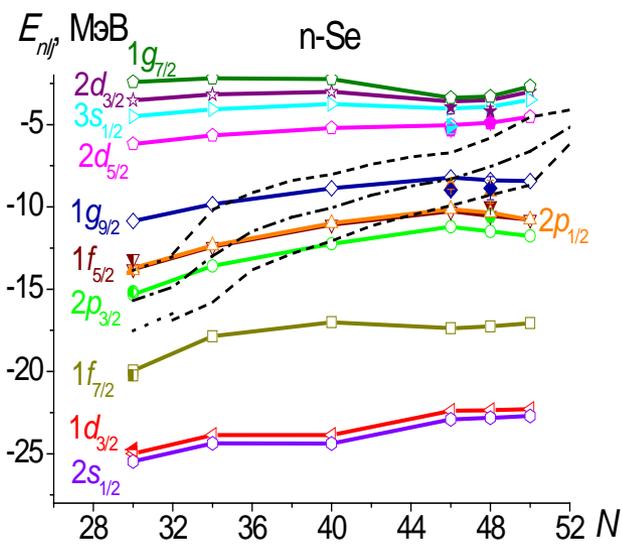
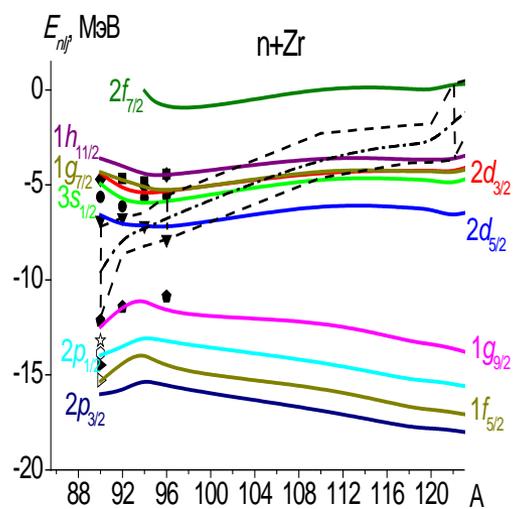
*Значения $E_{n,1s_{1/2}}^{MR}$ не вычислены из-за проблемы сходимости процесса итераций при нахождении V_{HF}^{MR}

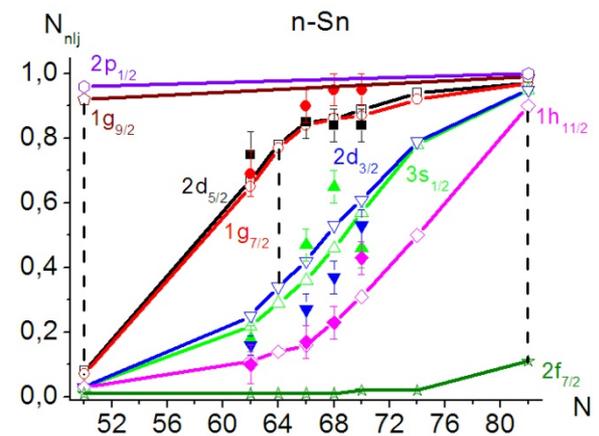
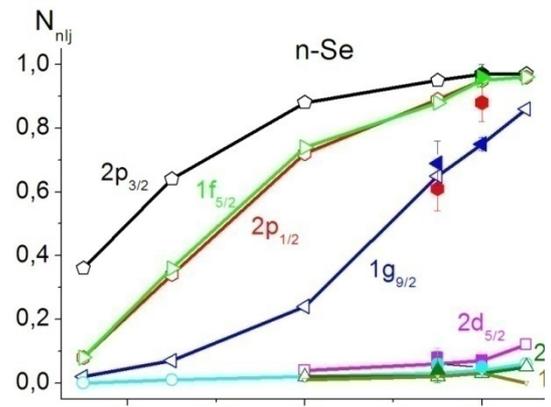
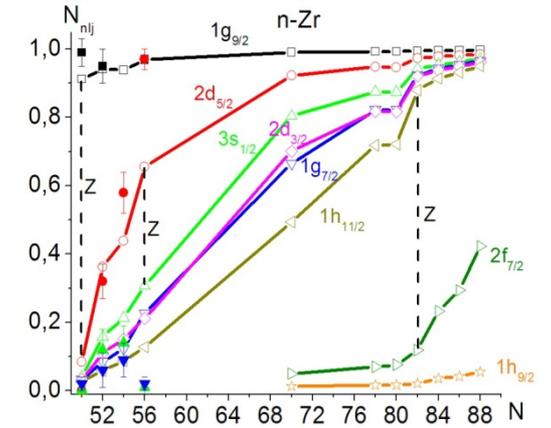
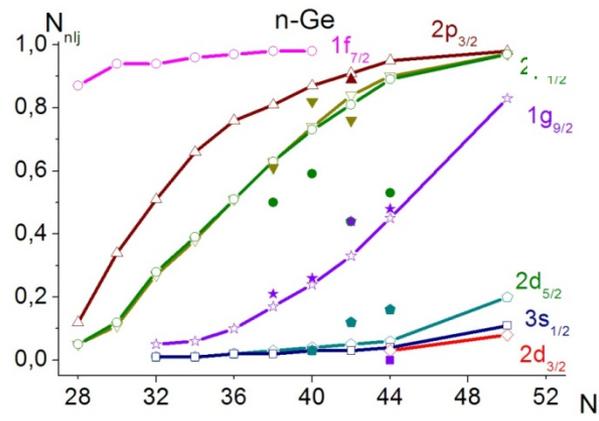
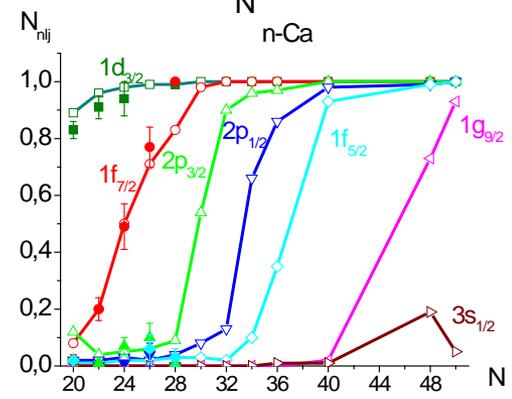
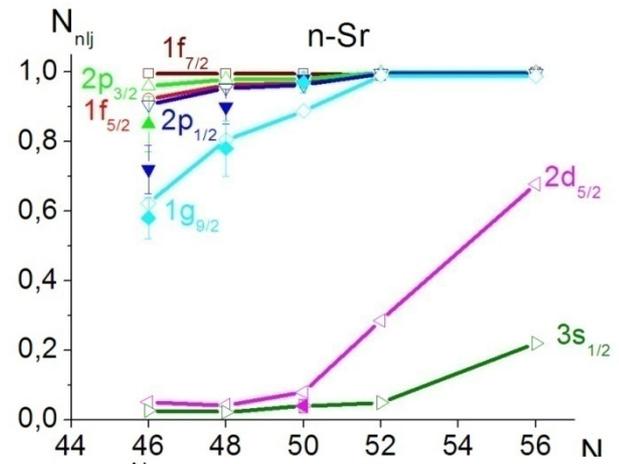
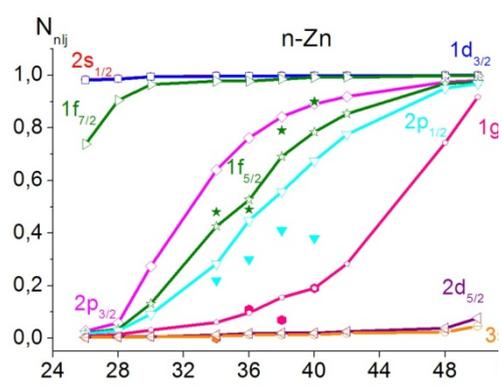
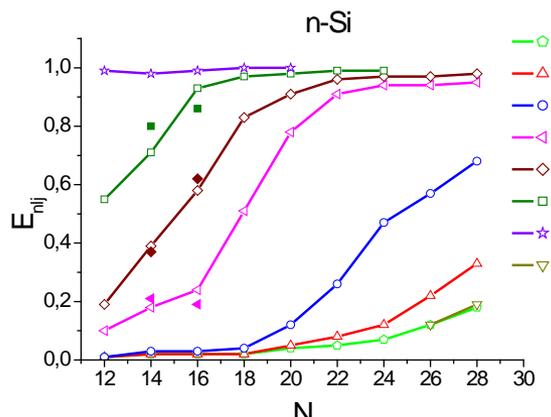
Методика конструирования ДОП (нестабильные ядра)

- Результаты НИИЯФ:
- 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 $N_{n(p)} = \sum (2j + 1)N_{nlj}$ с числом $N(Z)$ ядра
- Хартри-фоковская составляющая при $E > 0$ определяется из согласия с объемным интегралом J_v от действительной части ОП, предсказываемого систематикой глобальных параметров KD.

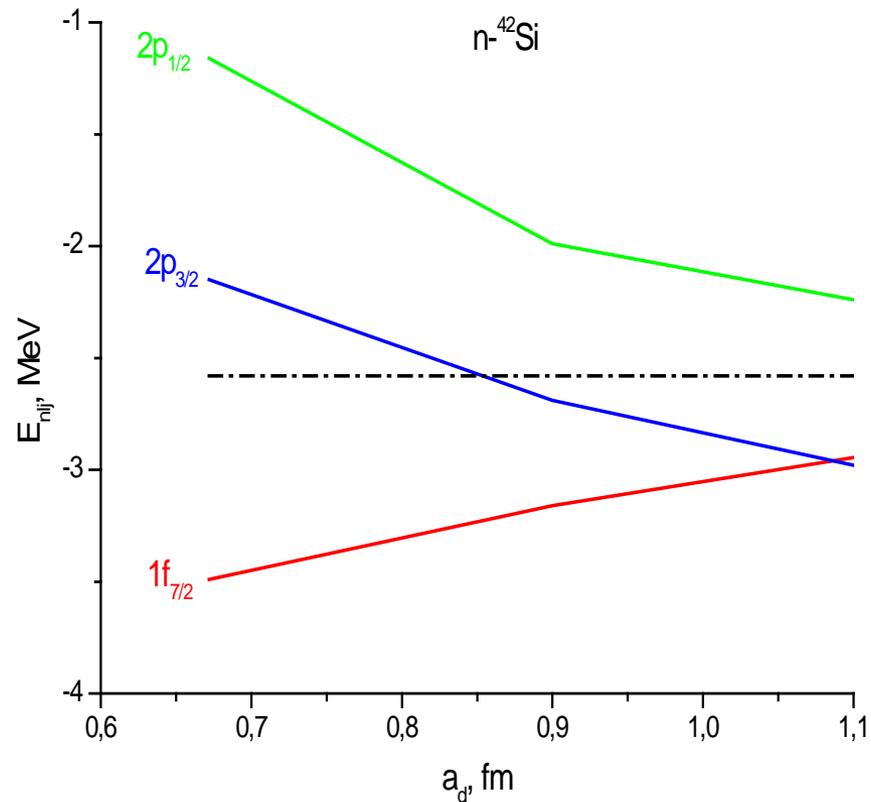
Методика может быть использована для предсказаний одночастичных характеристик нестабильных ядер, для которых данные по одночастичным энергиям и рассеянию отсутствуют







Ослабление эффекта замыкания оболочки $N = 28$ с увеличением протяженности поверхностного слоя ядра



Зависимость поверхностного поглощения от нейтронного избытка

Глобальные параметры

$$W = W_0 \pm W_1(N - Z)/A,$$

+ для p , - для n

$N > Z$

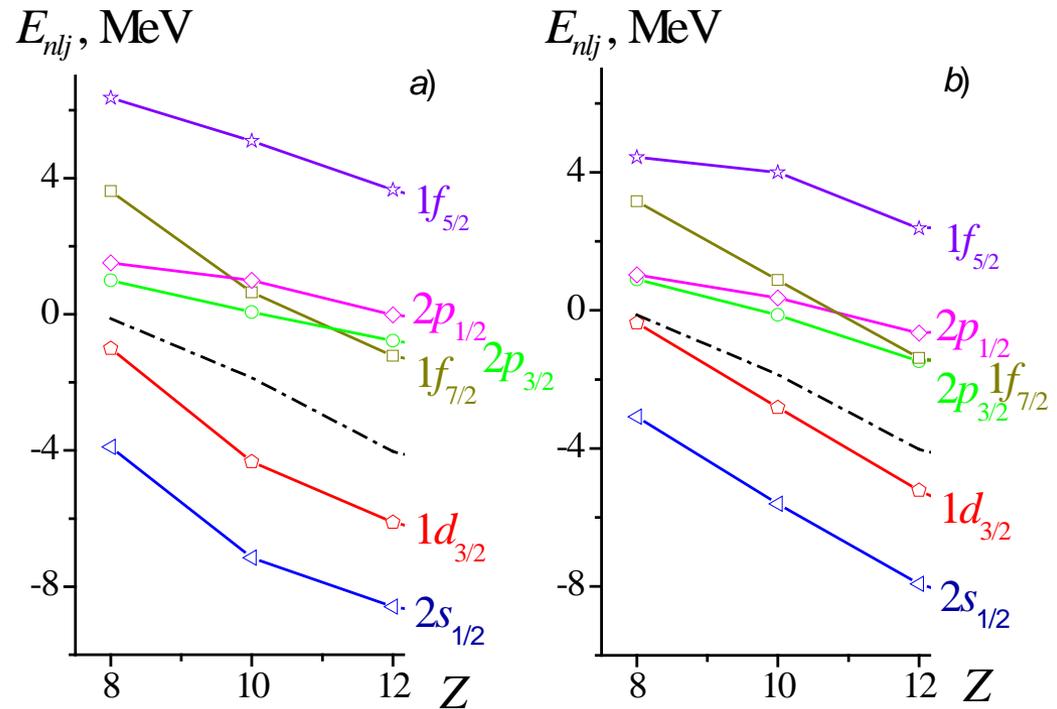
$$W_d = W_{d0} + W_{d1}(N - Z)/A, \quad p$$

$$W_d = W_{d0} \quad n$$

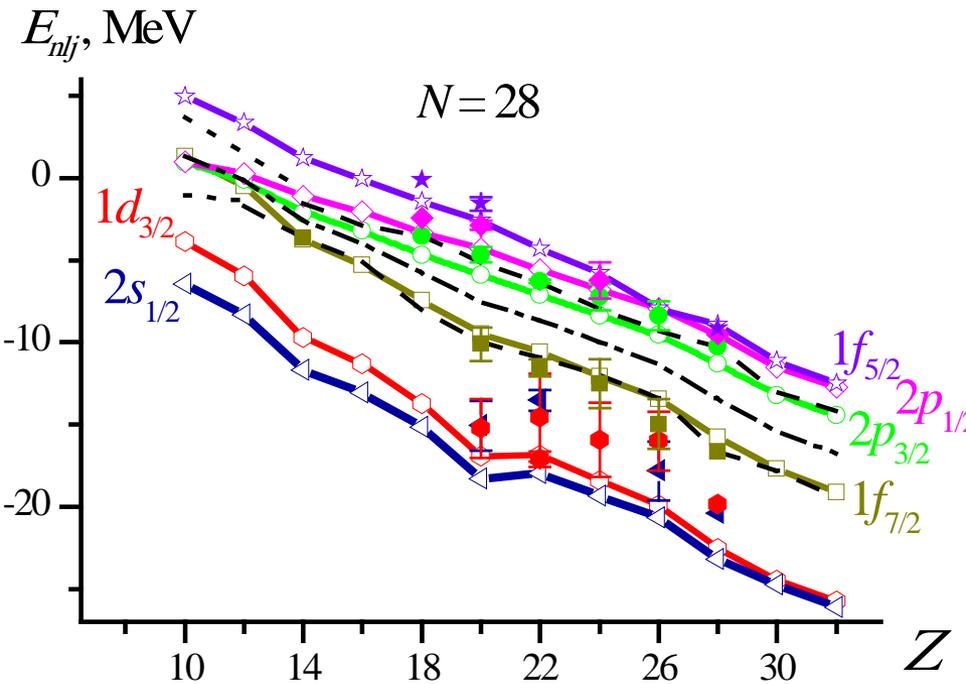
J. M. Mueller, R. J. Charity, R. Shane et al.,
Phys. Rev. C 83: 064605 (2011)

R. J. Charity, J. M. Mueller, L. G. Sobotka
et al. Phys. Rev. C 76, 044314 (2007)

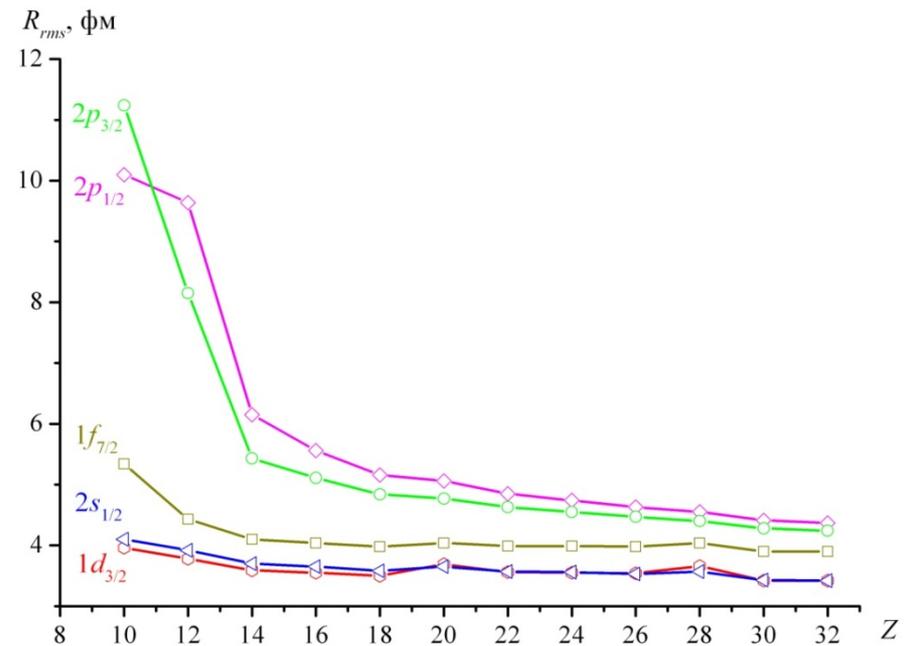
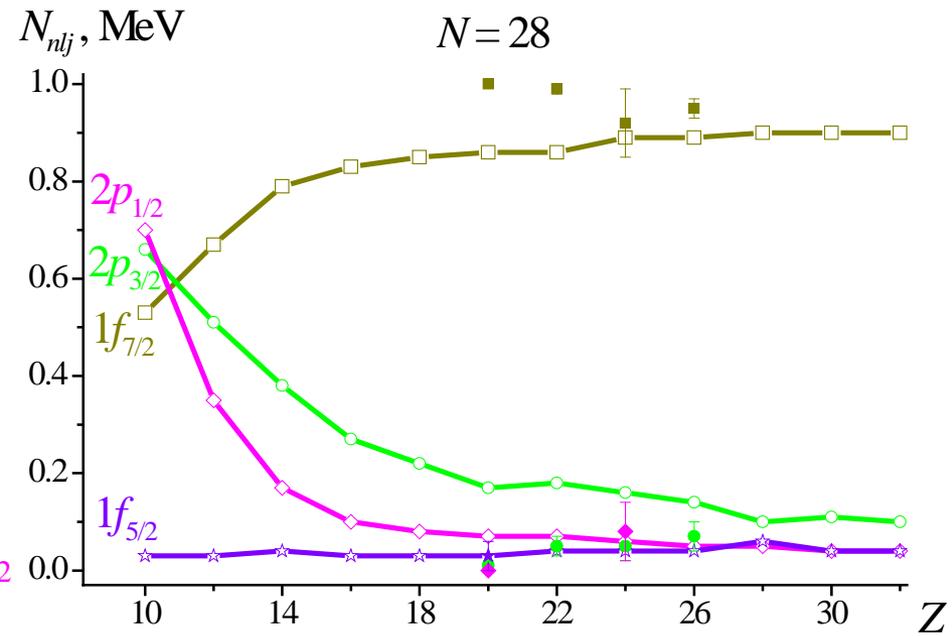
Нейтронные одночастичные энергии E_{nlj} изотонов с $N = 20$ вблизи нейтронной границы стабильности. Линии – расчет с глобальными параметрами КД для мнимой части W_d ДОП (a) и с W_d , независимым от $(N - Z)/A$ (b).



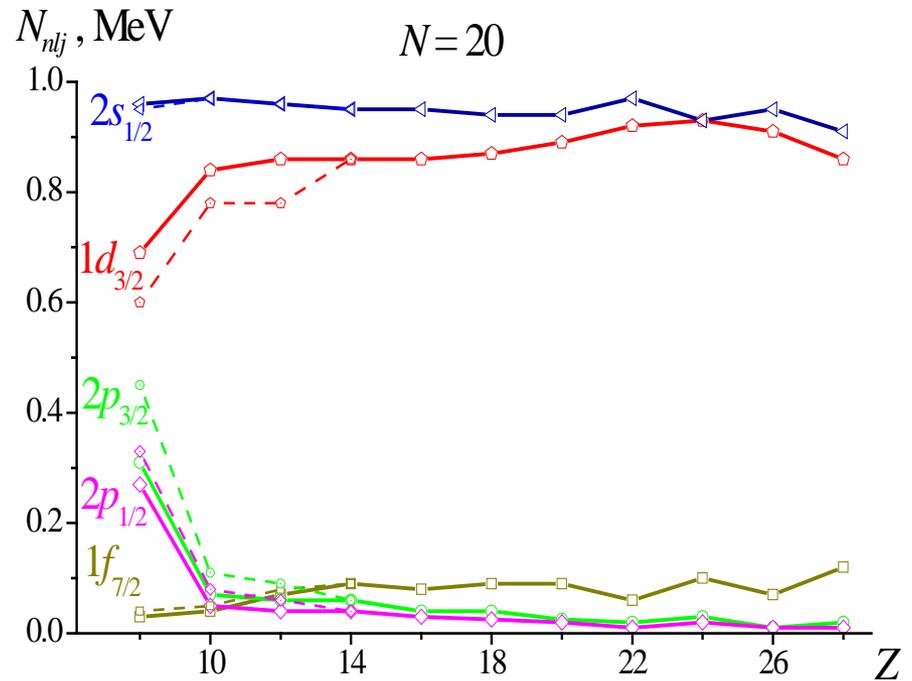
N = 28



Уменьшение частично-дырочной щели $N = 28$ при приближении к границе нейтронной стабильности с последующей сменой чередования уровней $2p_{3/2}$ и $1f_{7/2}$
 Нейтронно-избыточные ядра – важный объект исследований в связи с астрофизическим r -процессом



N = 20



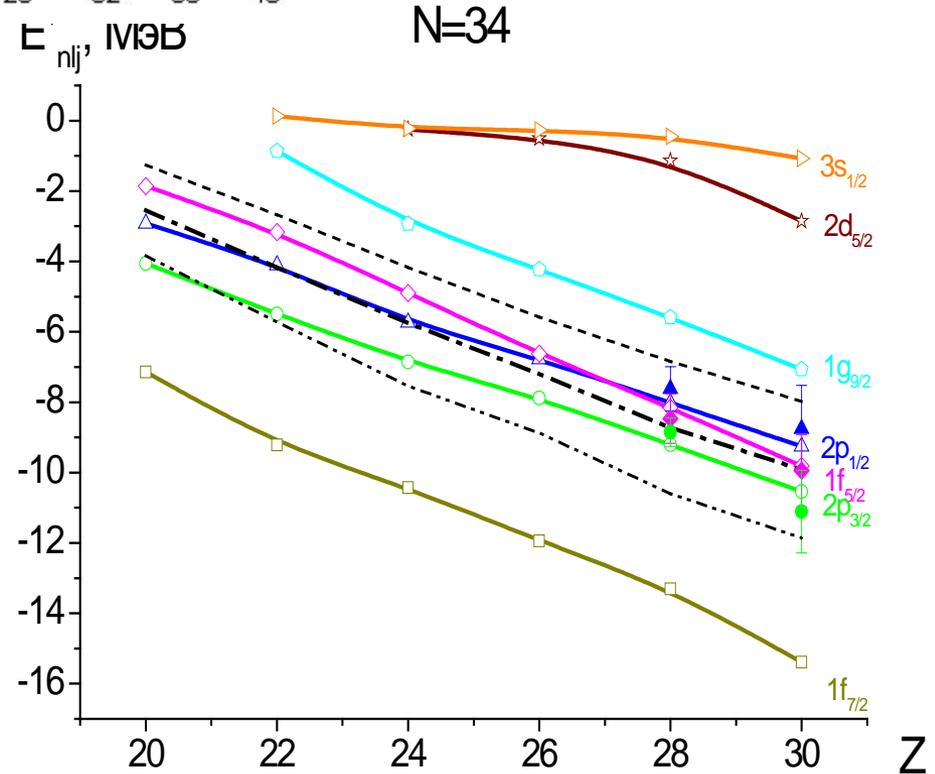
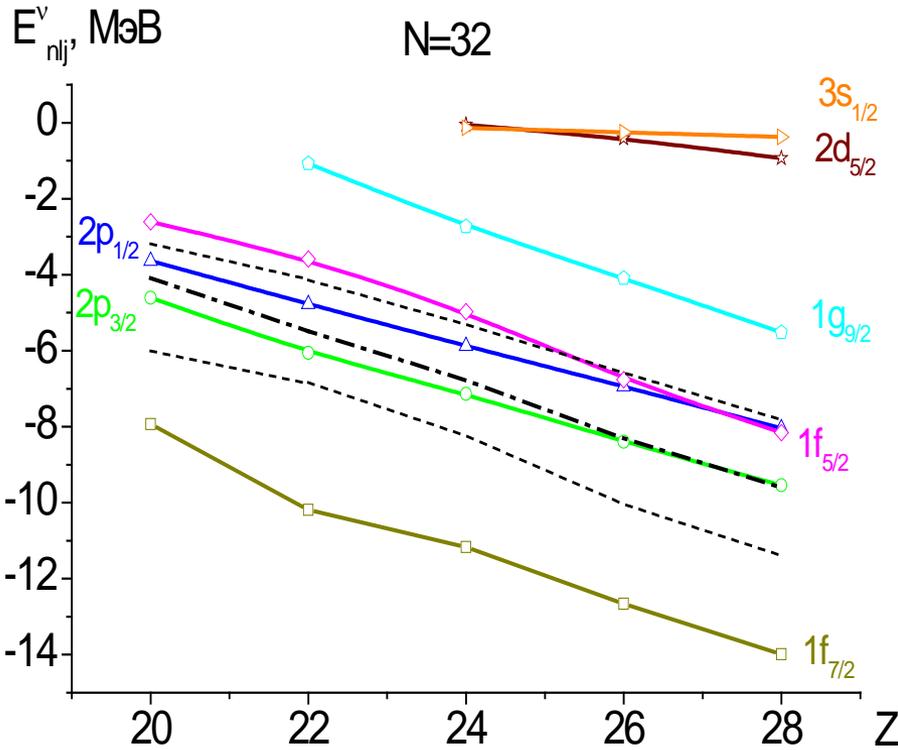
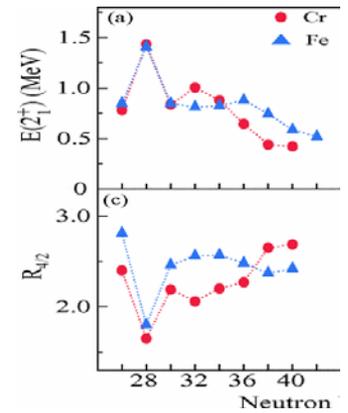
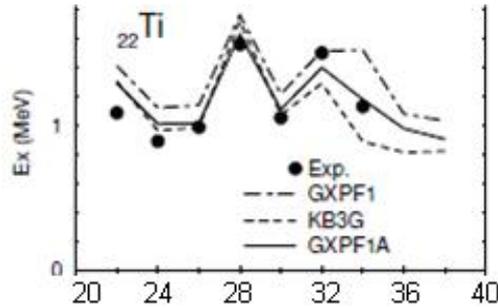
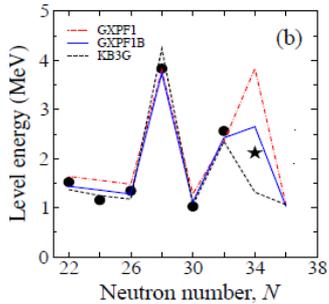
Остров инверсии при $Z < 14$ и $N = 20$

Возрастание вклада возбуждений $4p4h$ в основное состояние ^{32}Mg

A.O. Macchiavelli et al., Phys. Rev. C **94**: 051303 (2016)

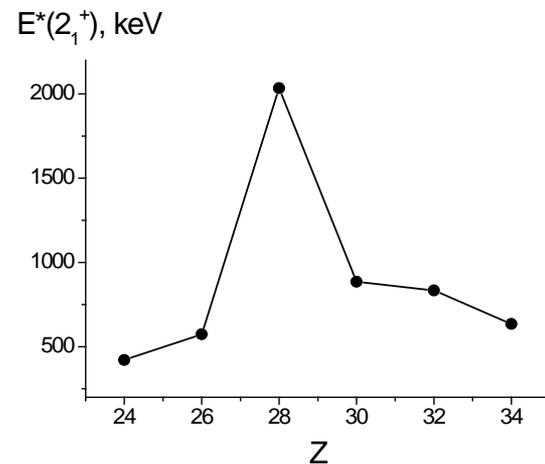
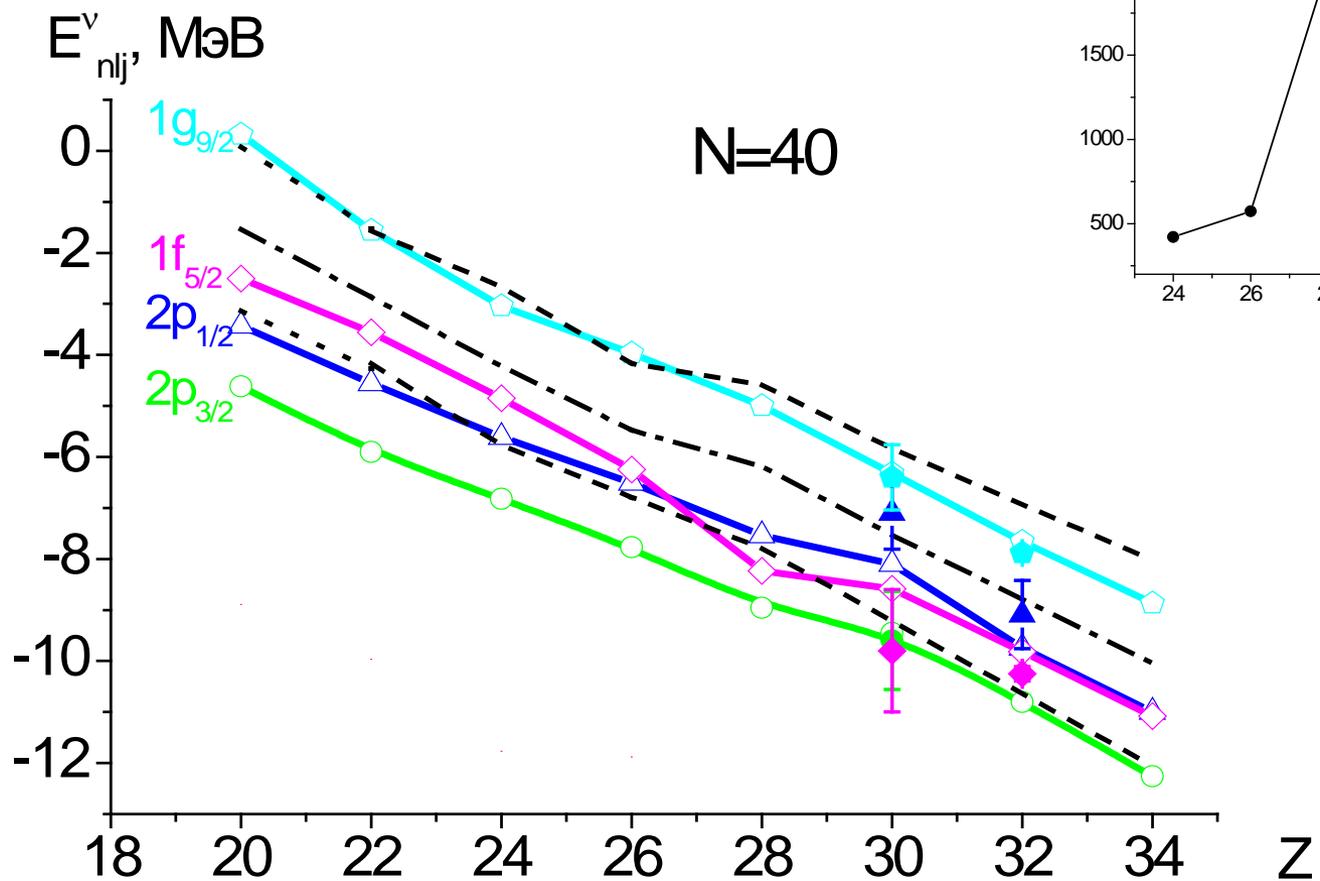
N. Tsunoda, T. Otsuka, N. Shimizu et. al., Phys. Rev. C **95**: 021304(R) (2017)

N = 32, 34

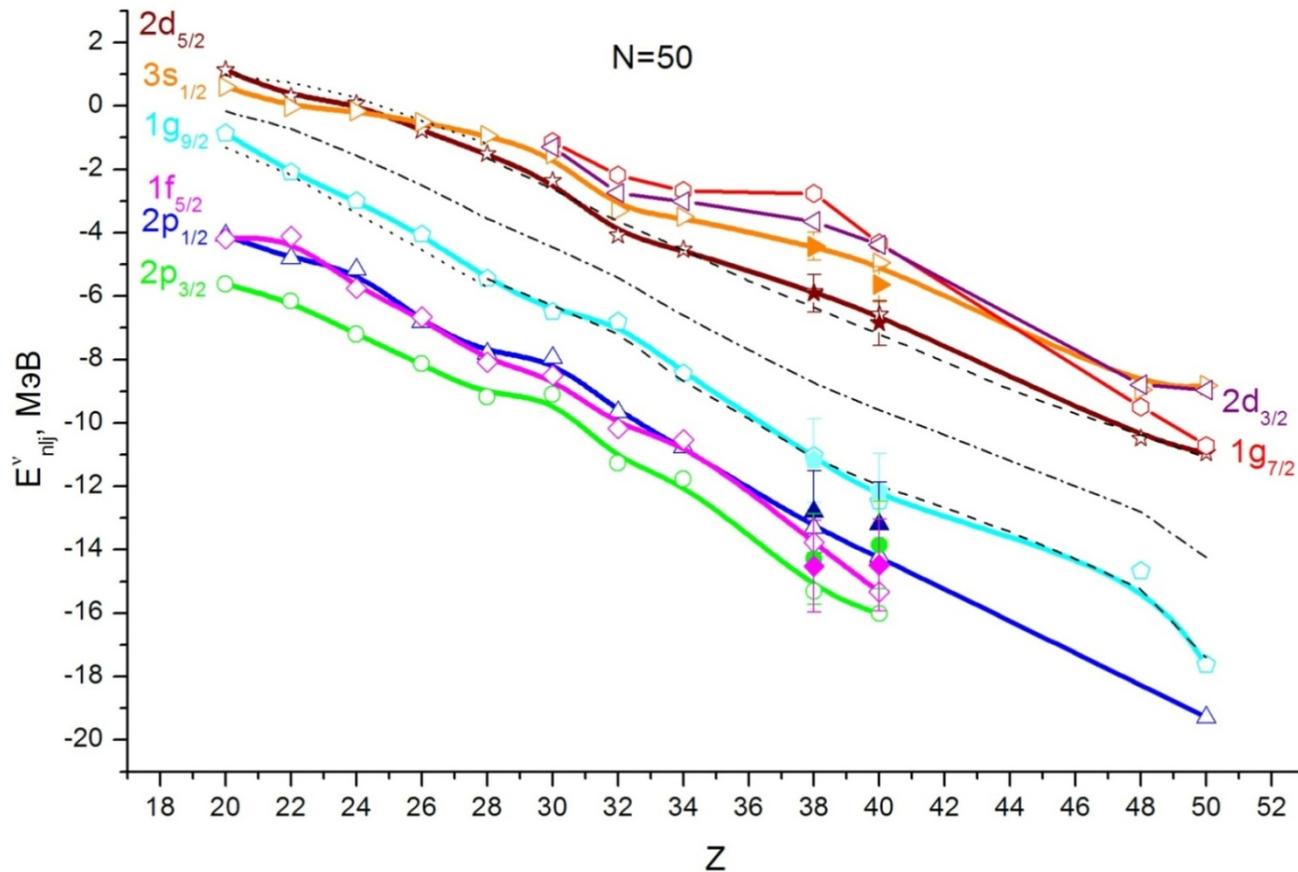


Предпосылки для постепенного ослабления магичности числа $N = 32$ при изменении Z от 20 до 24 и для магичности $N = 34$ лишь для $Z = 20$

N = 40

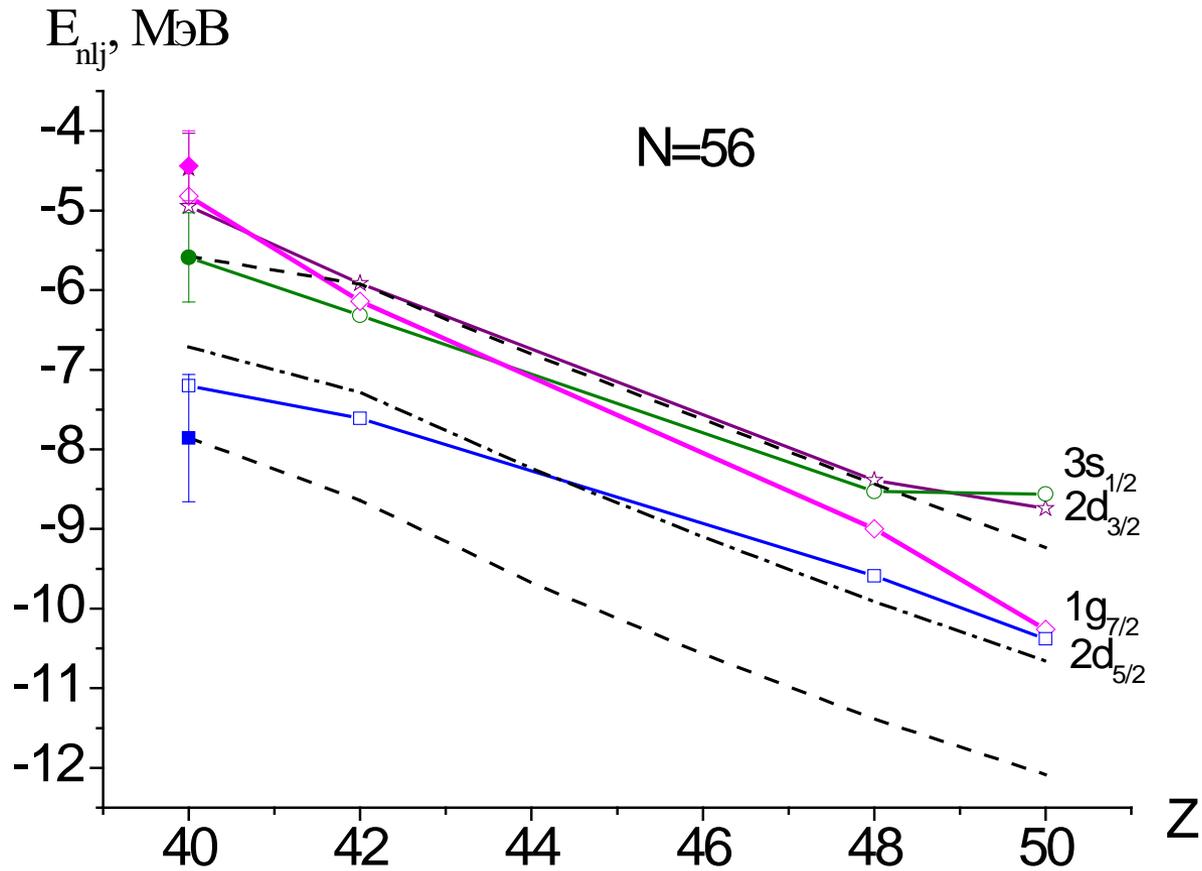


Согласие с данными в пользу дважды магичности ^{78}Ni и возможно ^{60}Ca

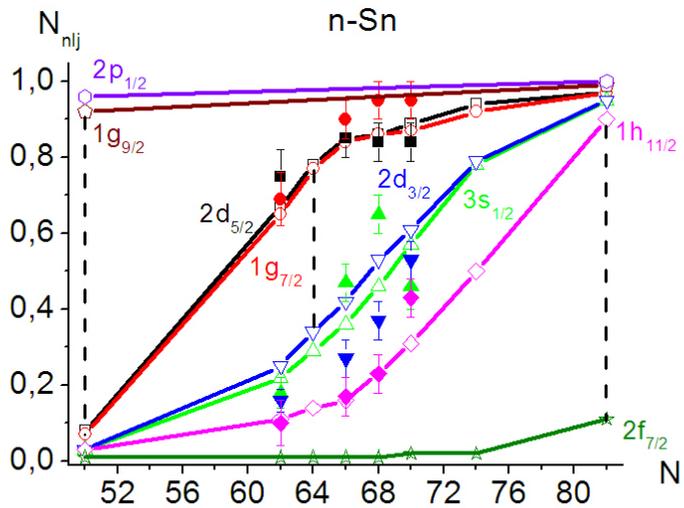
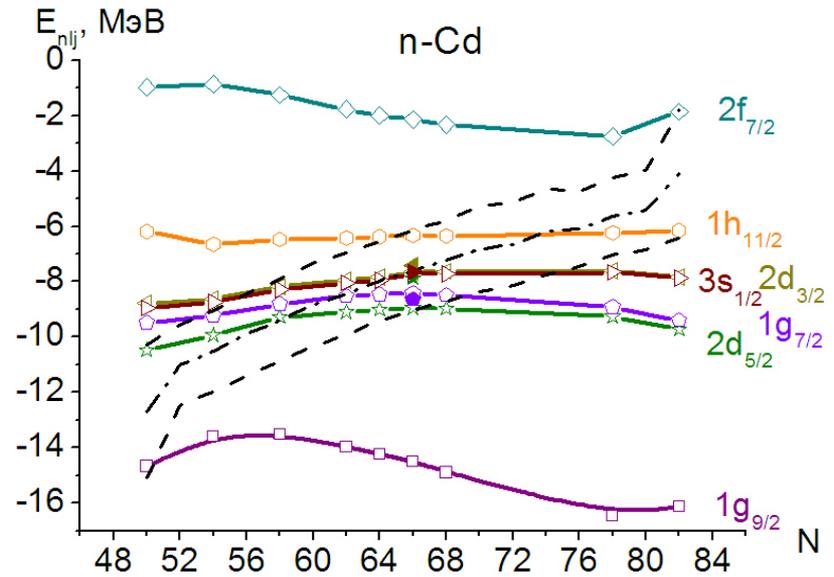
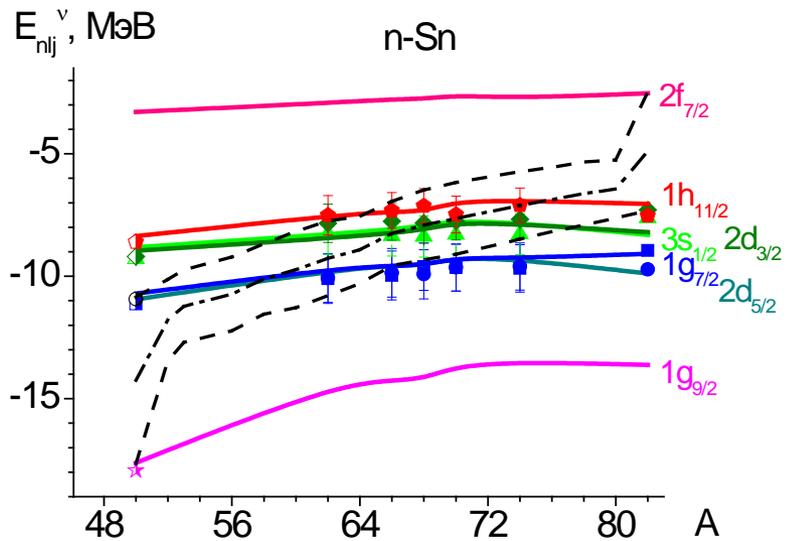


Сужение энергетической частично-дырочной щели $N = 50$ при приближении к границе нейтронной стабильности. Смена чередования частичных уровней, условия для формирования структуры гало в ^{70}Ca . (J. Meng, H. Toki, J. Y. Zeng et al., *Phys. Rev. C* **65**, 041302 (2002)).

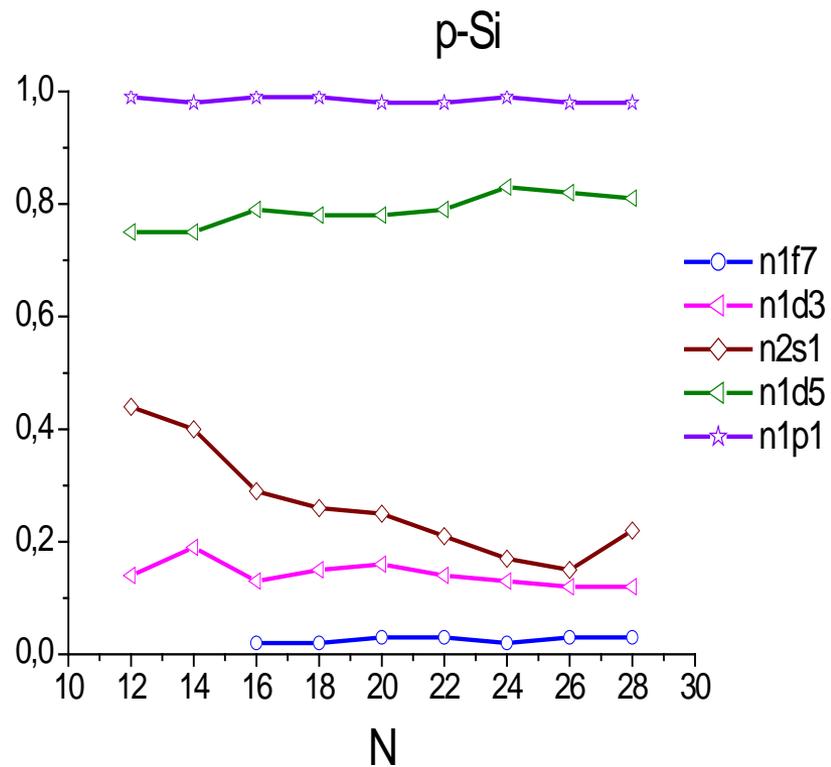
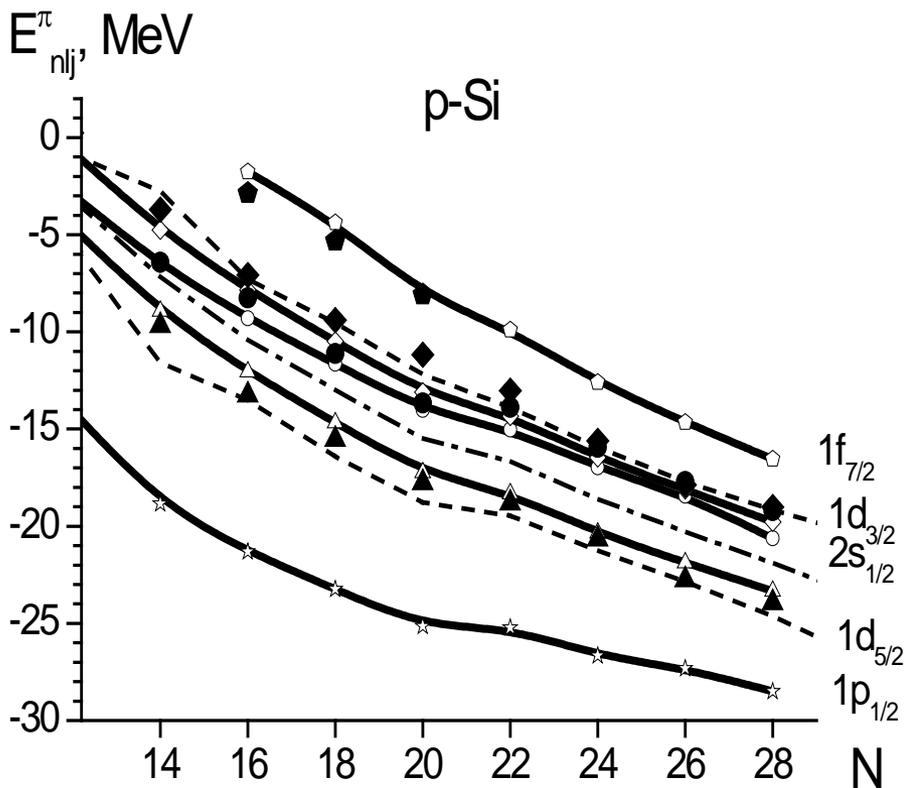
N = 56



N = 64

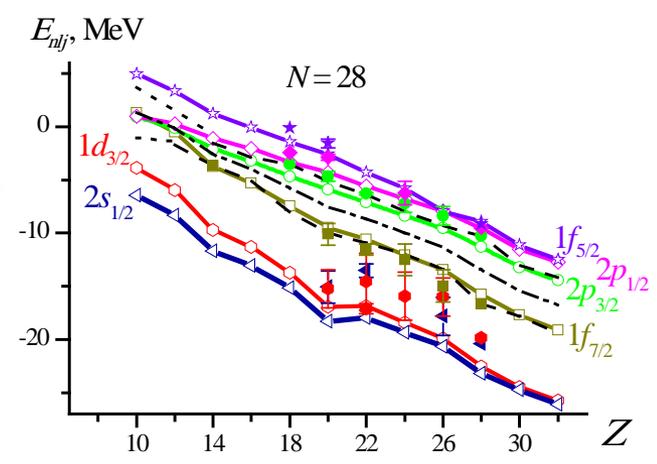
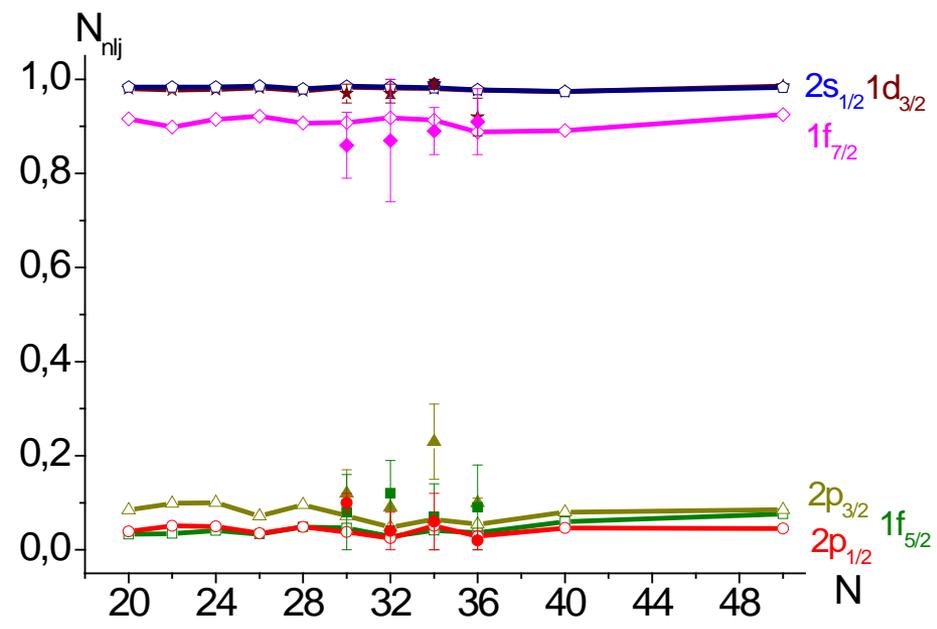
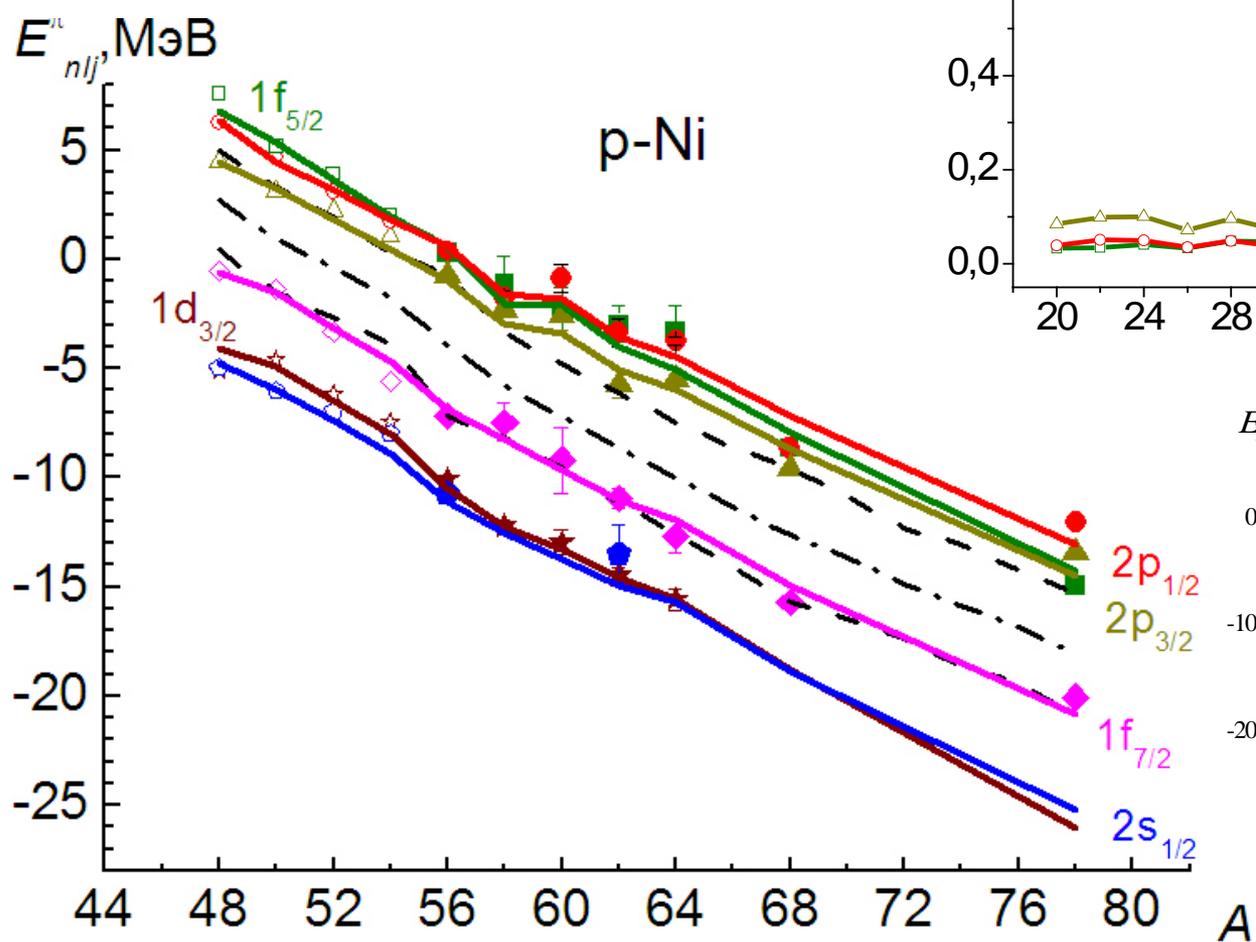


Z = 14



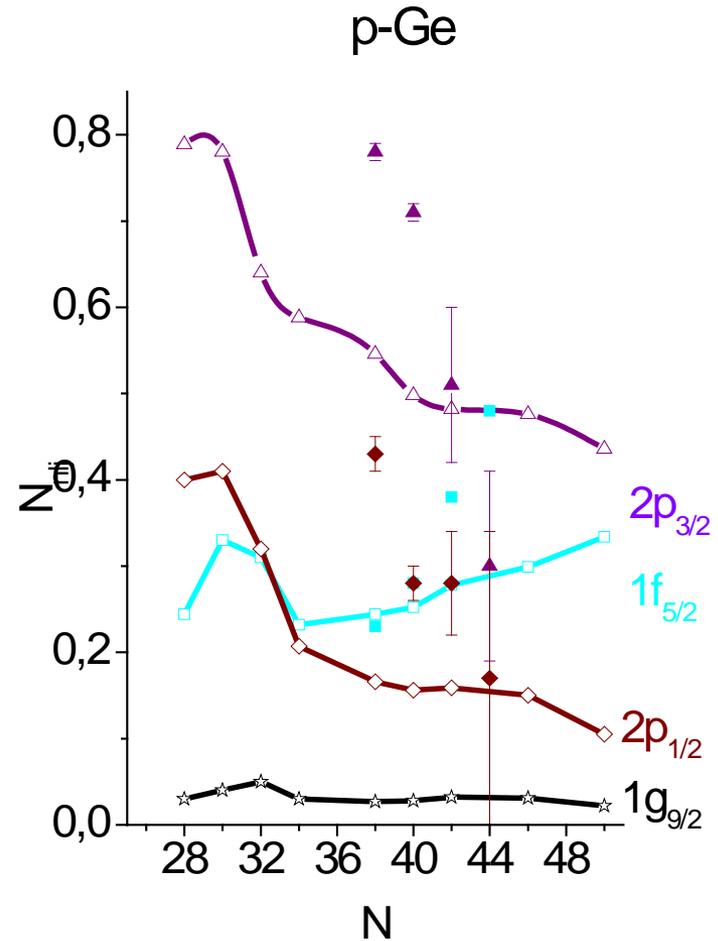
Возникновение протонной магичности Z = 14 с ростом числа N

Z = 28



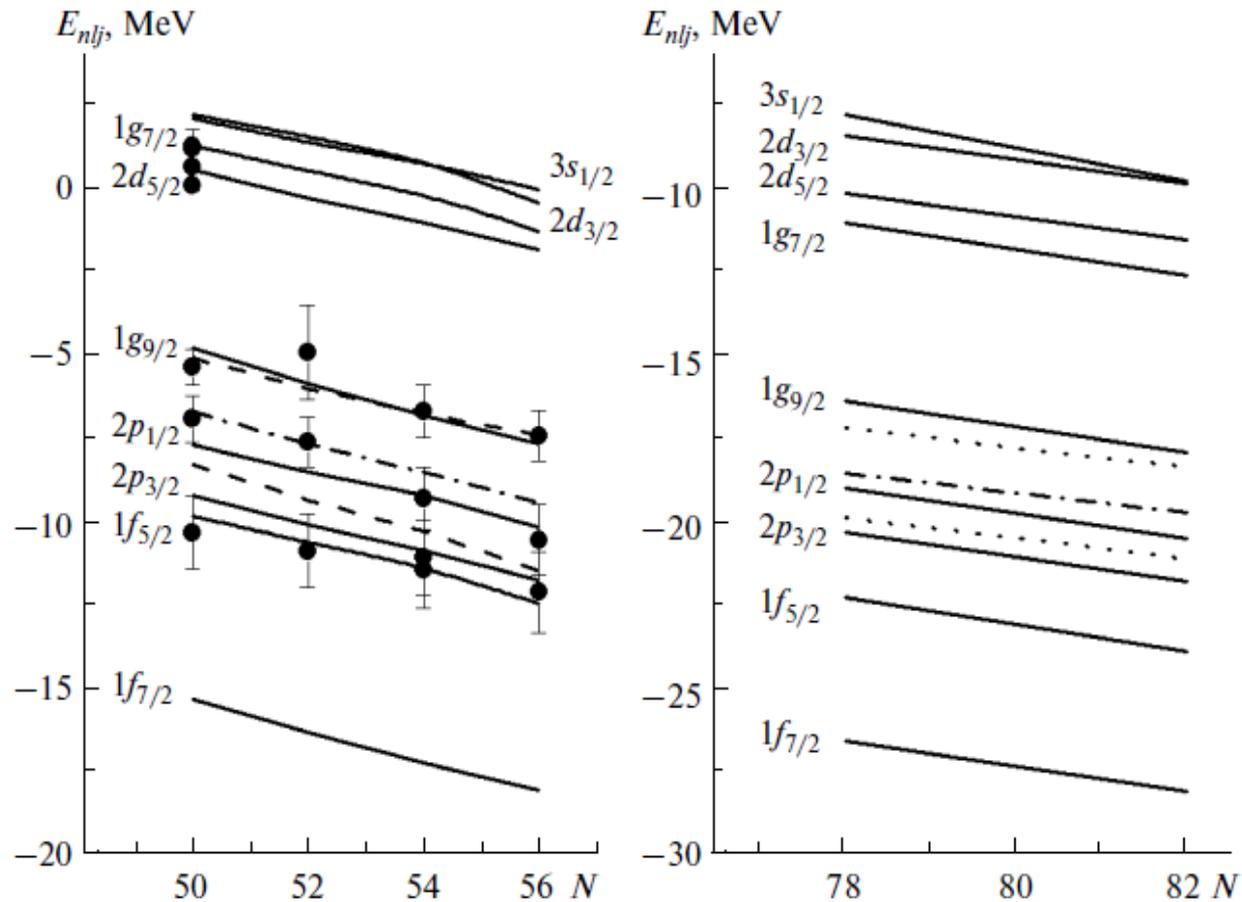
Сохранение магических свойств числа Z = 28 при N от 20 до 50

Z = 32



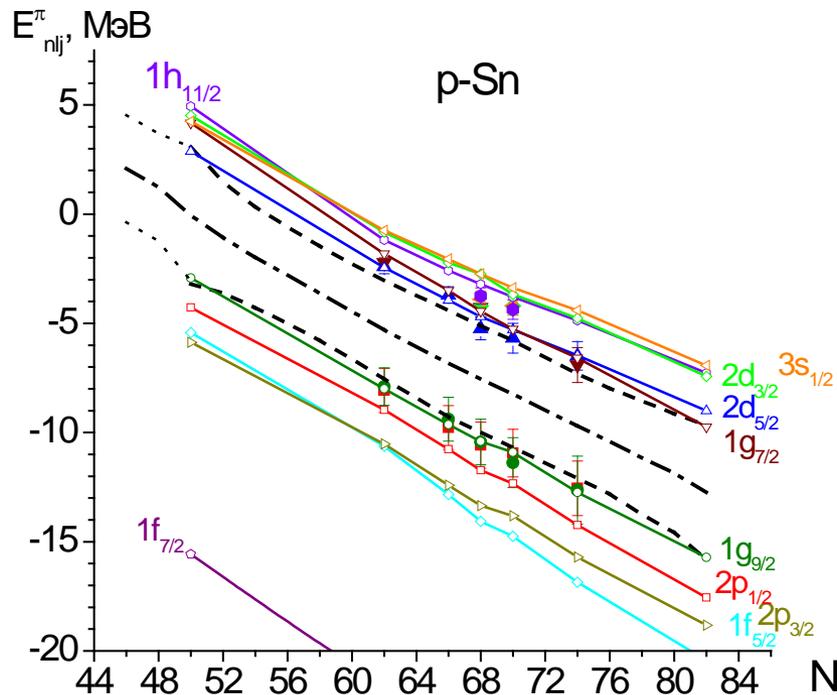
Возникновение предпосылок для слабой магичности числа $Z = 32$ при $N = 32$
Протонное гало при $N < 32$?

Z = 40



Сохранение слабой магичности Z = 40 с увеличением N

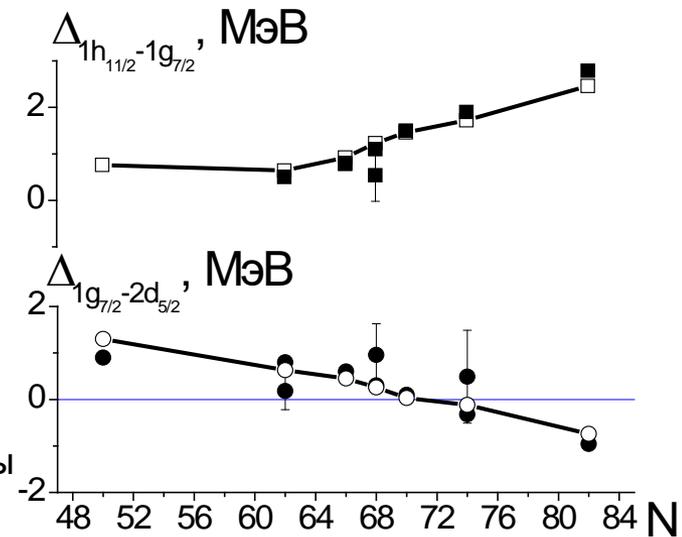
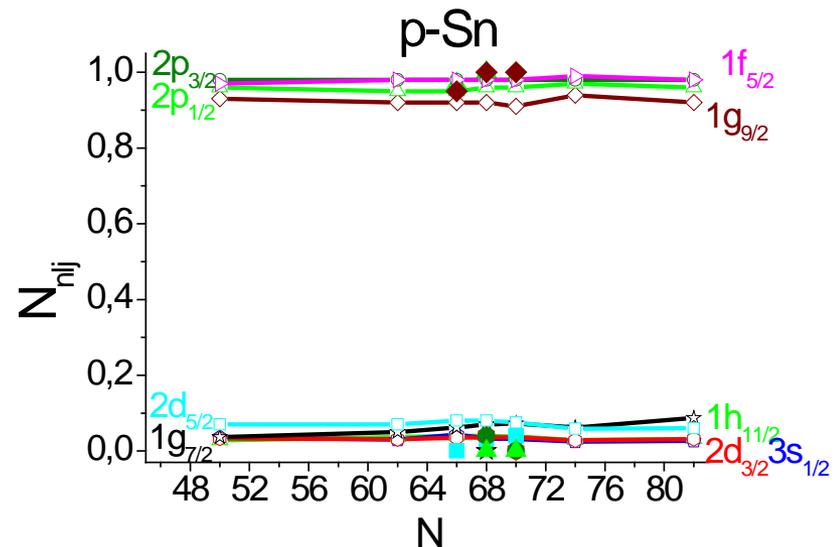
Z = 50



$$r_{so} = 1.046 + 0.0014(A-100)$$

Эксперимент: спин-четность основного состояния изотопов сурьмы с $Z = 51$ меняется с $5/2^+$ в ^{121}Sb на $7/2^+$ в ^{123}Sb

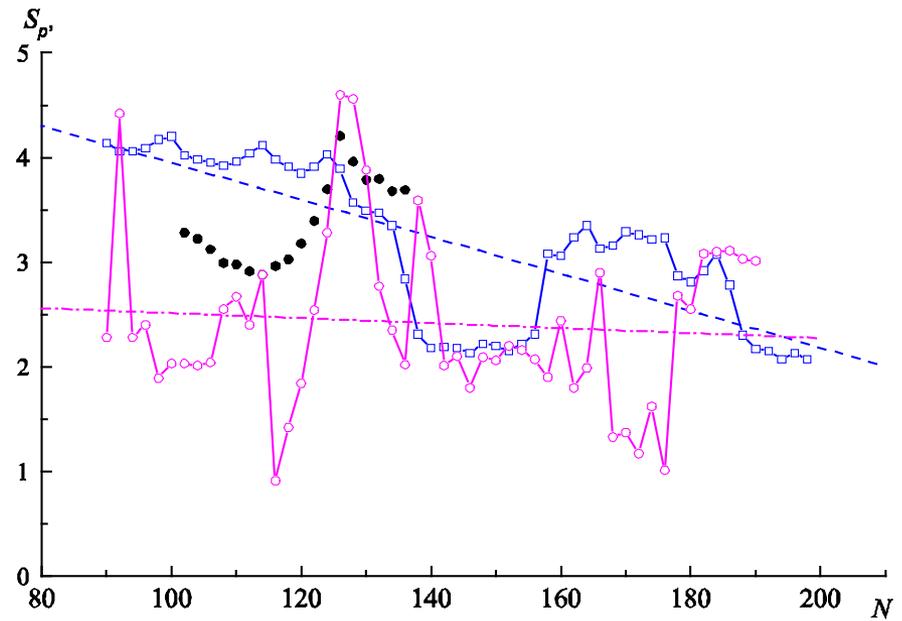
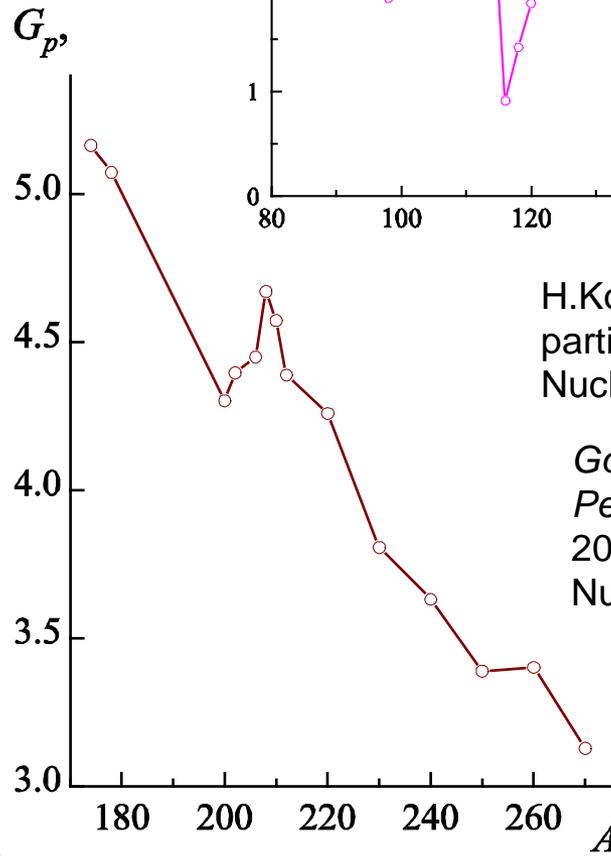
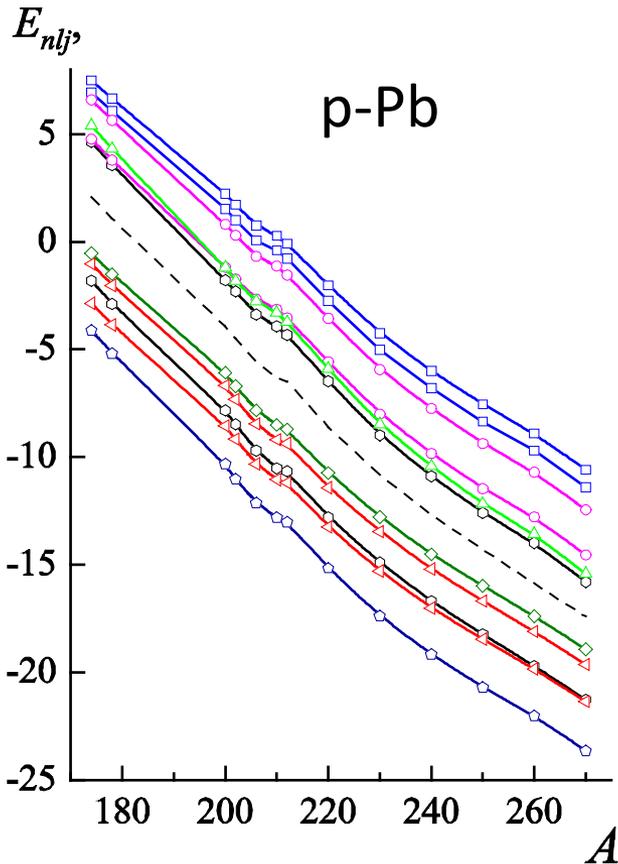
M. Anguiano et al. Phys. Rev. C 83, 064306 (2011) – тензорное взаимодействие заглобляет состояние $1g_{7/2}$ (результат для $N=66$)



G. Colo et al. Phys. Lett., B 646, 227 (2007) – тензорное взаимодействие позволяет описать щель $\Delta_{1h_{11/2}-1g_{7/2}}$

Z = 82

W_I зависит от $(N-Z)/A$ для протонно-избыточных ядер слабее, чем для стабильных?



H.Koura and M.Yamada. Single-particle potentials for spherical nuclei. Nucl. Phys. A 671, 96 (2000).

Goriely S., Chamel N., and Pearson J.M. // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. 035804. Goriely S.// Nuclear Physics A933 (2015) 68

Основные положения, выносимые на защиту

1. Оболочечный эффект в мнимой части дисперсионного оптического потенциала (ДОП) при отрицательных энергиях, заключающийся в увеличении интервала энергий вблизи энергии Ферми, в котором мнимая часть близка к нулю, в ядрах с магическим числом N, Z по сравнению с немагическими ядрами. Оболочечный эффект приводит к расширению частично-дырочной щели в магических ядрах.
2. Одна из первых систематик глобальных параметров хартри-фоковской составляющей нейтронного и протонного ДОП близких к сферическим ядер с A от 40 до 208 в интервале энергии от -70 до +70 МэВ. Эта систематика приводит к меньшим значениям отклонения χ^2 расчетных одночастичных энергий от экспериментальных данных, а также характеризуется большим интервалом энергий, в которой она применима, по сравнению с систематикой, предложенной в это же время французской научной группой.

Основные положения, выносимые на защиту

3. Метод конструирования ДОП нестабильных ядер, не требующий наличия экспериментальных данных по рассеянию на них нуклонов и одночастичным энергиям. Метод основан на использовании современных глобальных параметров мнимой части традиционного (недисперсионного) оптического потенциала, учете оболочечного эффекта в мнимой части ДОП при отрицательных энергиях и согласия расчетного суммарного числа нейтронов/протонов с числом N , Z ядра.
4. Вычисленные одночастичные характеристики: энергии и вероятности заполнения одночастичных состояний изотопических цепочек четно-четных ядер Si с $14 \leq N \leq 28$; Ca, Ti, Cr, Fe, Ni с $20 \leq N \leq 50$; Zn с $26 \leq N \leq 50$, Ge с $28 \leq N \leq 50$, Se с $30 \leq N \leq 50$; Sr с $46 \leq N \leq 56$; Zr с $N = 70$ и $78 \leq N \leq 88$; Ag с $48 \leq N \leq 82$; Cd с $50 \leq N \leq 82$ и $N = 126$; Sn с $50 \leq N \leq 82$.

Основные положения, выносимые на защиту

5. Особенности расчетной эволюции нейтронных одночастичных характеристик ядер при приближении к границе нейтронной стабильности и среди них :

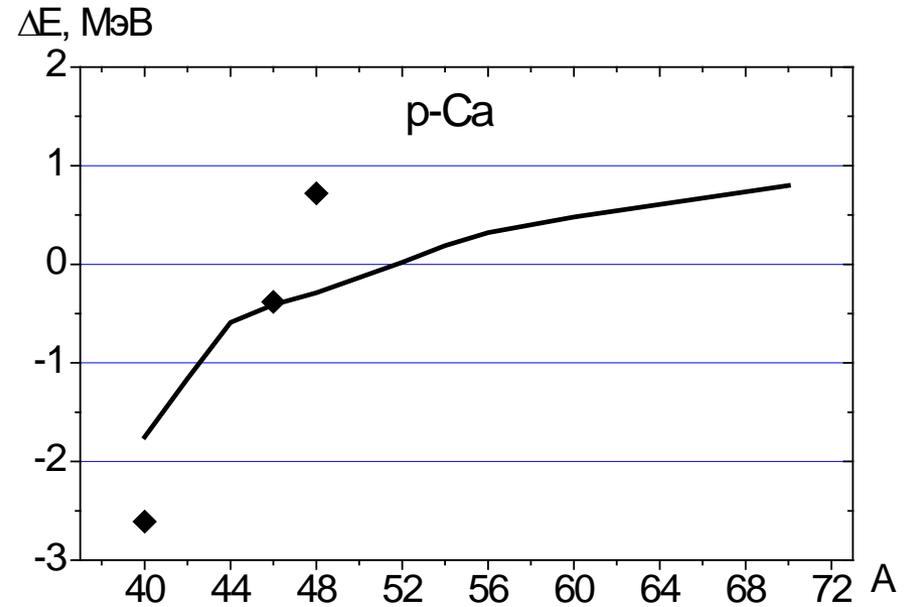
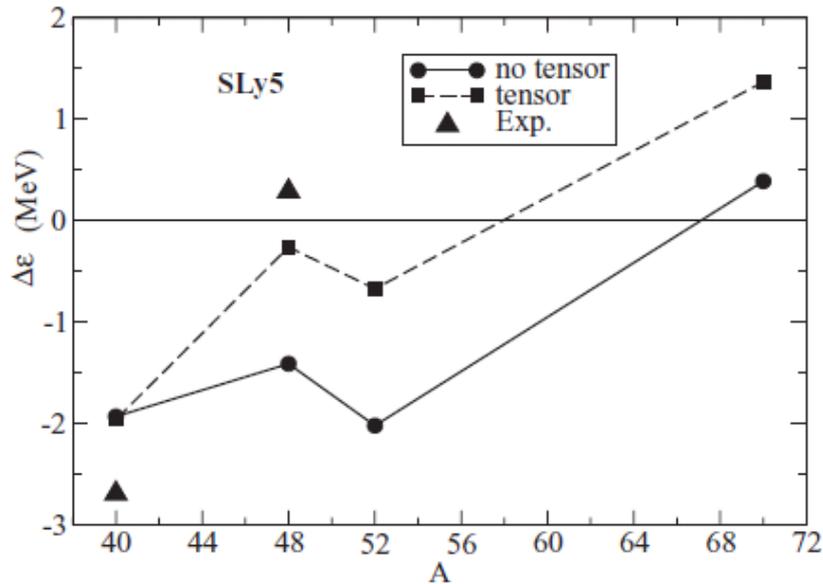
- 1) смена последовательности уровней $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$, что приводит к возникновению острова инверсии в изотонах с $N = 20$, при этом расширяется щель $N = 16$;
- 2) ослабление магического числа $N = 28$ вплоть до его исчезновения;
- 3) возникновение слабого магического числа $N = 32$ вблизи $Z = 20$;
- 4) возникновение слабого магического числа $N = 34$ при $Z = 20$;
- 5) смена последовательности уровней $2d_{5/2}$ и $3s_{1/2}$ в изотонах с $N = 50$, что создает условия для формирования нейтронного гало в ^{70}Ca .

Особенности расчетной эволюции протонных одночастичных характеристик:

- 1) изотопов с $Z = 14$ при приближении к нейтронной границе стабильности;
 - 2) сохранение магических свойств ядер с числами $Z = 28, 50, 82$ при приближении к границе протонной стабильности.
6. Влияние роста протяженности нейтронного слоя и зависимости поверхностного поглощения от нейтрон-протонной асимметрии на нейтронные одночастичные энергии ядер с $N = 28$ и 20 соответственно.

Спасибо за внимание

Усиление s - d инверсии за счет тензорного взаимодействия



Эволюция разности энергий протонных состояний $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$ в изотопах Ca, вычисленная в [M. Grasso et al., Phys. Rev. C. 76. 2007. 044319] с и без тензорного члена (а) и с ДОП (б). Линии – расчет, точки – экспериментальные данные.