

Ядерные реакции и микроскопическое моделирование структуры ядер

Исполнитель темы,
студент группы М23-114

Д. А. Ситьков

Научный руководитель,
д-р физ.-мат. наук, доц.

А. Л. Барабанов

НИЯУ «МИФИ»

26 июня 2025 г.

Ядерные реакции

- Структурные особенности ядер важны при описании ядерных реакций:
 - ▶ для моделирования оптических потенциалов взаимодействия частиц с ядрами;
 - ▶ для моделирования плотности возбуждённых состояний, используемой при описании распадов компаунд-ядер.
- Удобным инструментом моделирования ядерных реакций является программный комплекс TALYS-1.9. Его особенности:
 - ▶ открытый исходный код;
 - ▶ моделирование столкновения ядер с лёгкими частицами с энергиями до 200 МэВ;
 - ▶ возможность включения собственных моделей.

Программный комплекс TALYS-1.9

- В НИЦ «Курчатовский институт» ведутся измерения сечений реакций, важных для прикладных задач [Titarenko Yu. E. et al // Fus. Sci. and Tech. — 2022. — v. 78, iss. 7]. В ходе выполнения данной работы был выполнен анализ следующих реакций с образованием ядер в изомерном состоянии:
 - ▶ $^{91}\text{Zr}(n, p)^{91m}\text{Y}$;
 - ▶ $^{91}\text{Zr}(n, n\alpha)^{87m}\text{Sr}$;
 - ▶ $^{115}\text{In}(n, 2n)^{114m}\text{In}$;
 - ▶ $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$.
- Сечение каждой реакции, зависящее от энергии падающего нейтрона, рассчитано в TALYS-1.9 с использованием трёх модификаций ферми-газовой модели для плотности возбуждённых ядерных состояний:
 - ▶ модель Гильберта-Камерона $\rightarrow S_1(E)$,
 - ▶ модель ферми-газа с обратным смещением $\rightarrow S_2(E)$,
 - ▶ сверхтекучая модель $\rightarrow S_3(E)$.

Вычисления по TALYS-1.9

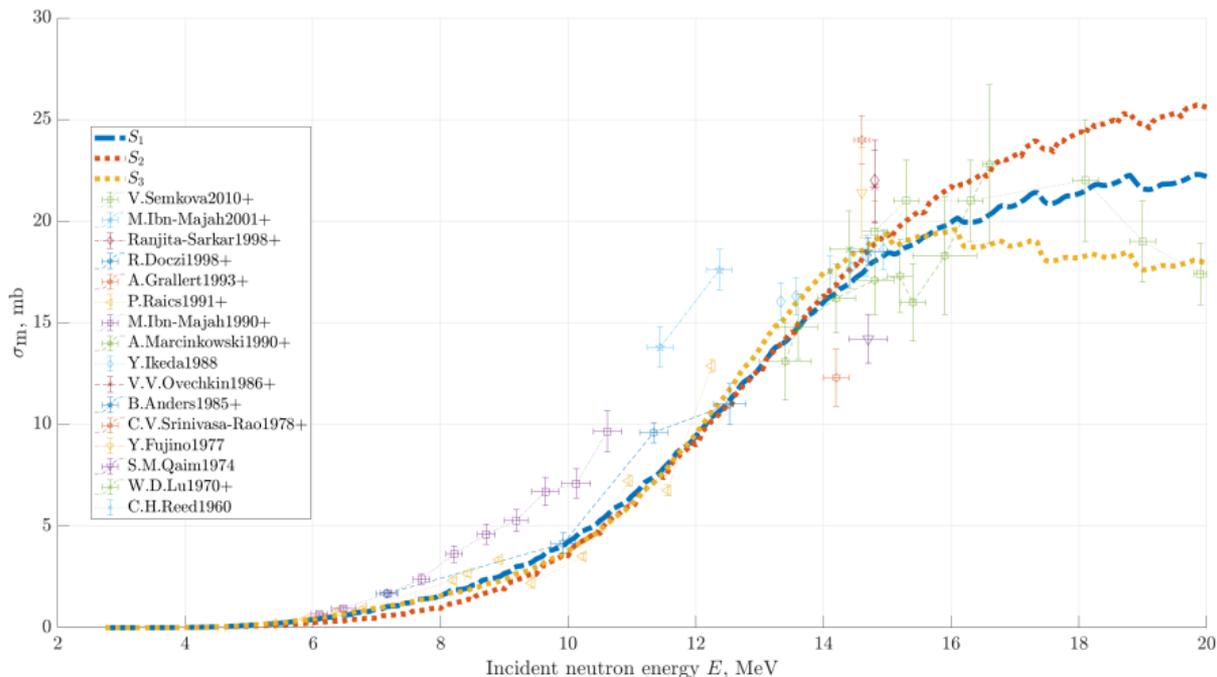


Рисунок 1 — Разброс сечений, вычисленных по TALYS-1.9, для трёх исследованных моделей плотности уровней возбуждённых атомных ядер для реакции $^{91}\text{Zr}(n, p)^{91m}\text{Y}$.

Современные методы микроскопического моделирования: метод Хартри-Фока и парные корреляции

- Метод Хартри-Фока:

- ▶ нуклоны в ядре находятся в самосогласованном потенциале;
- ▶ параметризация эффективных сил.

① *Vautherin D., Brink D. M. // Phys. Rev. C. — 1972. — v. 5, iss. 3. — p. 626–647.*

② *Ring P., Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem. — New York : Springer, 1980.*

Метод Хартри-Фока

Система описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \sum_i^N \hat{t}_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N \hat{v}_{ij}. \quad (1)$$

Многочастичная волновая функция — определитель Слетера:

$$\Psi_N(x_1, \dots, x_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \det\{\psi_i(x_j)\}. \quad (2)$$

В основном состоянии

$$E_N = \langle \Psi_N | \hat{H} | \Psi_N \rangle \rightarrow \min \iff \frac{\delta E_N}{\delta \psi_i} = 0. \quad (3)$$

Метод Хартри-Фока (2)

Система интегро-дифференциальных уравнений Хартри-Фока

$$\begin{aligned} \hat{t}_i \psi_i(x_i) + \sum_{j \neq i} \langle \psi_j | \hat{v}_{ij} | \psi_j \rangle \psi_i(x_i) - \sum_{j \neq i} \langle \psi_j | \hat{v}_{ij} | \psi_i \rangle \psi_j(x_i) = \\ = \varepsilon_i^{\min} \psi_i(x_i) \end{aligned} \quad (4)$$

на волновые функции ψ_i и одночастичные уровни ε_i^{\min} .

Метод Хартри-Фока: силы Скирма

Взаимодействие Скирма имеет вид

$$V = \sum_{i < j} v_{ij} + \sum_{i < j < k} v_{ijk}. \quad (5)$$

Для чётно-чётных ядер трёхчастичный точечный потенциал

$$v_{123} = t_3 \delta^{(3)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta^{(3)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \quad (6)$$

равносилен двухчастичному

$$v_{12} \propto \delta^{(3)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \rho((\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2). \quad (7)$$

Параметры взаимодействия

$$v_{ij} = v_{ij}(t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, W_0) \quad (8)$$

подбираются под экспериментальные данные.

Метод Хартри-Фока: силы Скирма (2)

Основное состояние ядра — определитель Слетера

$$\phi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det\{\phi_i(x_j)\}. \quad (9)$$

Условие минимальности энергии $E = \langle \phi | T + V | \phi \rangle$ даёт

$$\left[-\left(\nabla, \frac{\hbar^2}{2m_q^*(\mathbf{r})} \nabla \right) + U_q(\mathbf{r}) + (\mathbf{W}_q(\mathbf{r}), (-i)(\nabla \times \boldsymbol{\sigma})) \right] \phi_i = \epsilon_i \phi_i. \quad (10)$$

Система дифференциальных уравнений с зависимостью от

$$\rho_q = \sum_i \phi_i^\dagger \phi_i; \quad \tau_q = \sum_i (\nabla \phi_i^\dagger, \nabla \phi_i); \quad \mathbf{J}_q = -i \sum_i \phi_i^\dagger (\nabla \times \boldsymbol{\sigma}) \phi_i. \quad (11)$$

Рассматривается приближение сферической симметрии

$$\phi_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, t) = \frac{R_{qn\ell j}(r)}{r} \mathcal{Y}_{\ell j m}(\mathbf{n}, \boldsymbol{\sigma}) \chi_q(t). \quad (12)$$

Парные корреляции

- Ряд свойств, которые не описываются в рамках Хартри-Фока:
 - ▶ **чётно-нечётный эффект**: $M_{A_{\text{неч}}} > (M_{A-1} + M_{A+1})/2$;
 - ▶ **плотности уровней**: для низколежащих уровней возбуждения $\rho_{\text{эксп}} \sim \frac{1}{2} \rho_{\text{теор}}$;
 - ▶ характерная разница в спектрах чётных и нечётных деформированных ядер (рисунок 2) и другие.

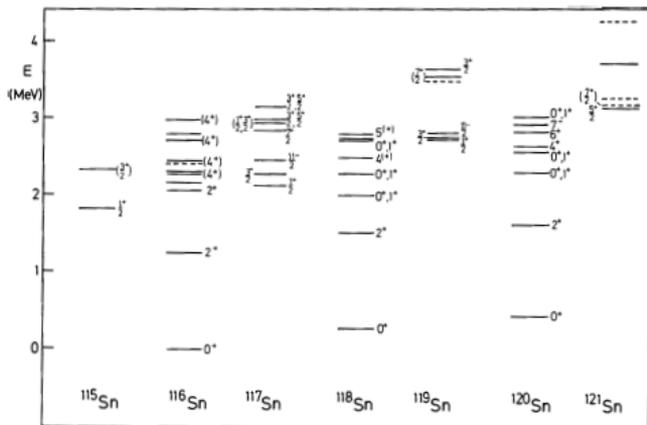


Рисунок 2 — Спектры возбуждения изотопов $_{50}\text{Sn}$ [Ring P., Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem. — 1980].

Парные корреляции (2)

- Метод учёта парных корреляций:

- ▶ *Mayer M. G.* // *Phys. Rev.* — 1950. — v. 78, iss. 1. — p. 22–23;
- ▶ возник интерес к применению методики, аналогичной подходу Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), для учёта парных корреляций в атомных ядрах.

- 1 *Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R.* // *Phys. Rev.* — 1957. — v. 108, iss. 5. — p. 1175–1204;
- 2 *Bohr A., Mottelson B. R., Pines D.* // *Phys. Rev.* — 1958. — v. 110, iss. 4. — p. 936–938.
- 3 *Belyaev S. T.* // *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* — 1959. — v. 31, iss. 11. — p. 1–55;

Схема БКШ

Основное состояние чётно-чётного ядра

$$|\Psi_0\rangle = \prod_{k>0} (u_k + v_k \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_{\bar{k}}^\dagger) |0\rangle, \quad (13)$$

где для сферического базиса

$$|k\rangle = |nljm\rangle, \quad |\bar{k}\rangle = |nlj-m\rangle, \quad m > 0. \quad (14)$$

Величины v_k^2 и u_k^2 являются вероятностями того, что определённое парное состояние (k, \bar{k}) **занято** или **нет**.

Энергии уровней ϵ_k получены из уравнений Хартри-Фока. Функции плотностей обобщаются как

$$\rho_q(\mathbf{r}) = 2 \sum_{k>0} v_k^2 \phi_k^\dagger \phi_k, \quad \tau_q(\mathbf{r}) = 2 \sum_{k>0} v_k^2 (\nabla \phi_k^\dagger, \nabla \phi_k), \quad (15a)$$

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = -2i \sum_{k>0} v_k^2 \phi_k^\dagger (\nabla \times \boldsymbol{\sigma}) \phi_k. \quad (15b)$$

Схема БКШ: короткодействующий потенциал

Гамильтониан системы с короткодействующим потенциалом:

$$H = \sum_{k>0} \epsilon_k (\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \hat{a}_{\bar{k}}^\dagger \hat{a}_{\bar{k}}) - G \sum_{k,k'>0} \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_{\bar{k}}^\dagger \hat{a}_{\bar{k}'} \hat{a}_{k'}. \quad (16)$$

Число частиц в состоянии $|\Psi_0\rangle$ не является фиксированным.

Потребуем для заданного количества N нуклонов

$$\langle \Psi_0 | \hat{N} | \Psi_0 \rangle = N \iff 2 \sum_{k>0} v_k^2 = N. \quad (17)$$

Вариационная задача $\delta \langle \Psi_0 | H | \Psi_0 \rangle = 0$ с условием (17) равносильна безусловной вариационной задаче для

$$H' = H - \lambda \hat{N}. \quad (18)$$

Схема БКШ: короткодействующий потенциал (2)

Прямым вычислением можно установить

$$(u_k \hat{a}_k - v_k \hat{a}_k^\dagger) |\Psi_0\rangle = 0, \quad (u_k \hat{a}_{\bar{k}} + v_k \hat{a}_{\bar{k}}^\dagger) |\Psi_0\rangle = 0. \quad (19)$$

Основное состояние $|\Psi_0\rangle$ — вакуумное состояние по квазичастицам b :

$$b_k = u_k \hat{a}_k - v_k \hat{a}_k^\dagger, \quad b_{\bar{k}} = u_k \hat{a}_{\bar{k}} + v_k \hat{a}_k^\dagger. \quad (20)$$

Гамильтониан H' можно привести к виду

$$H' = H'_0 + \sum_{k>0} E_k (b_k^\dagger b_k + b_{\bar{k}}^\dagger b_{\bar{k}}). \quad (21)$$

Вариационная задача $\delta \langle \Psi_0 | H' | \Psi_0 \rangle = 0$ равносильна этому условию.

Схема БКШ: короткодействующий потенциал (3)

Коэффициенты u_k и v_k имеют вид

$$u_k^2 \approx \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tilde{\epsilon}_k}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta_0^2}} \right), \quad v_k^2 \approx \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}_k}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta_0^2}} \right), \quad (22)$$

где $\tilde{\epsilon}_k = \epsilon_k - \lambda$, $\Delta_0 \equiv G \sum_{k>0} u_k v_k$.

Гамильтониан H' приобретёт вид

$$H' \approx \underbrace{\sum_{k>0} 2\tilde{\epsilon}_k v_k^2 - \frac{\Delta_0^2}{G}}_{H'_0} + \sum_{k>0} \underbrace{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta_0^2}}_{E_k} (b_k^\dagger b_k + b_{\bar{k}}^\dagger b_{\bar{k}}). \quad (23)$$

E_k — энергия квазичастиц b

Возбуждённое состояние ядра $|\Psi\rangle = \hat{a}_{k'}^\dagger \hat{a}_k |\Psi_0\rangle$ — элементарное нуклон-дырочное возбуждение. При возбуждении ядра его энергия изменится на

$$E_\Psi - E_{\Psi_0} \approx E_{k'} + E_k. \quad (24)$$

Схема БКШ: короткодействующий потенциал (4)

Система уравнений

$$2 \sum_{k>0} v_k^2(\epsilon_j, \lambda, \Delta_0) = N, \quad (25a)$$

$$G \sum_{k>0} u_k(\epsilon_j, \lambda, \Delta_0) v_k(\epsilon_j, \lambda, \Delta_0) = \Delta_0 \quad (25b)$$

при заданной силе G парных корреляций и одночастичных уровнях ϵ_j определяет химический потенциал λ и энергетическую щель БКШ Δ_0 .

Численные расчёты

- Численное решение уравнений Хартри-Фока с последующим наложением схемы БКШ было осуществлено при помощи программного комплекса научной группы Д. Е. Ланского и Т. Ю. Третьяковой (НИИЯФ МГУ):

Sidorov S. V., Kornilova A. S., Tretyakova T. Yu. Tensor force impact on shell evolution in neutron-rich Si and Ni isotopes // Chin. Phys. C. — 2024. — v. 48, iss. 4.

Численные расчёты (2)

- Одночастичные уровни ϵ_j определяются задачей Хартри-Фока о нахождении нуклонов в самосогласованном потенциале.
- Два набора значений параметров скирмовских сил: SG II и SLY4:

- 1 *Van Giai N., Sagawa H. // Phys. Lett. B. — 1981. — v. 106, iss. 5. — p. 379–382;*
- 2 *Chabanat E., Bonche P., Haensel P., Meyer J., Schaeffer R. // Nucl. Phys. A. — 1998. — v. 635, iss. 1/2. — p. 231–256.*

- Независимое рассмотрение нейтронов и протонов:

$$|\Psi_0\rangle = \prod_{k_1, k_2 > 0} \left(u_{k_1}^{(p)} + v_{k_1}^{(p)} a_{k_1}^{(p)\dagger} a_{\bar{k}_1}^{(p)\dagger} \right) \left(u_{k_2}^{(n)} + v_{k_2}^{(n)} a_{k_2}^{(n)\dagger} a_{\bar{k}_2}^{(n)\dagger} \right) |0\rangle. \quad (26)$$

- Величина парных сил G_q подобрана так, чтобы энергетическая щель была равна

$$\Delta_q = -\frac{1}{4} (S_q(A - 1_q) + S_q(A + 1_q) - 2S_q(A)). \quad (27)$$

Удельные энергии связи изотопов кислорода

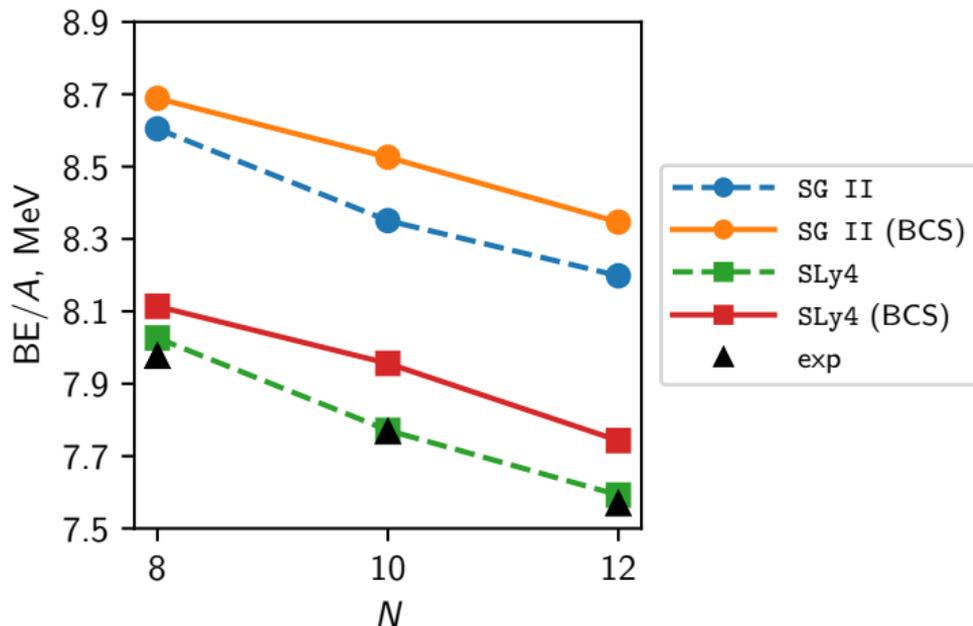


Рисунок 3 — Удельные энергии связи изотопов кислорода ^{16}O , ^{18}O , ^{20}O в зависимости от числа нейтронов N в ядре. Экспериментальные данные — [Wang M., Huang W., Kondev F., Audi G., Naimi S. // Chin. Phys. C. — 2021. — v. 45, iss. 3].

Удельные энергии связи изотопов никеля

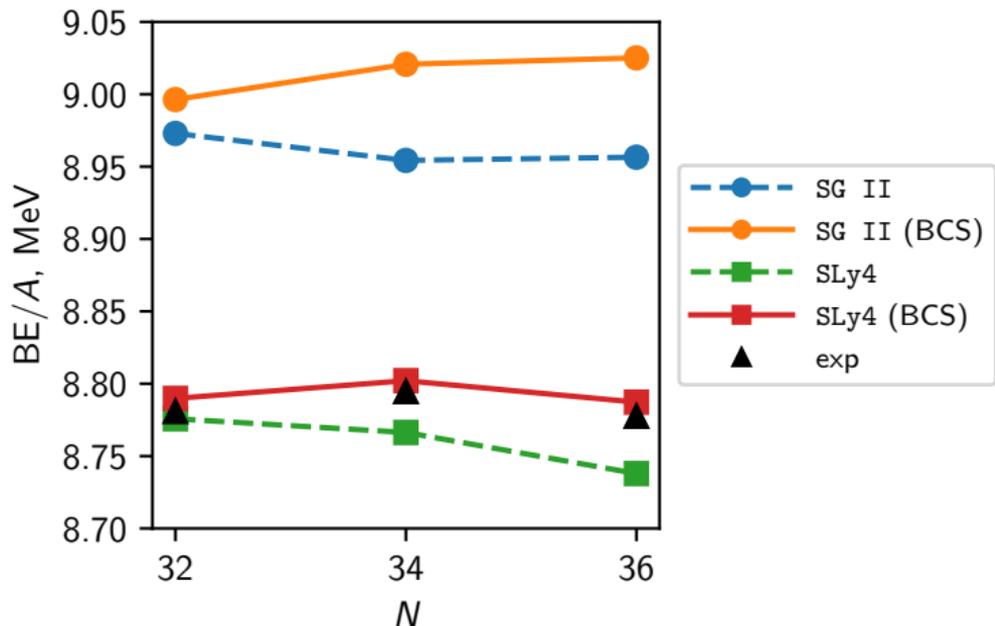


Рисунок 4 — Удельные энергии связи изотопов никеля ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{64}Ni в зависимости от числа нейтронов N в ядре. Экспериментальные данные — [Wang M., Huang W., Kondev F., Audi G., Naimi S. // Chin. Phys. C. — 2021. — v. 45, iss. 3].

Удельные энергии связи изотопов железа

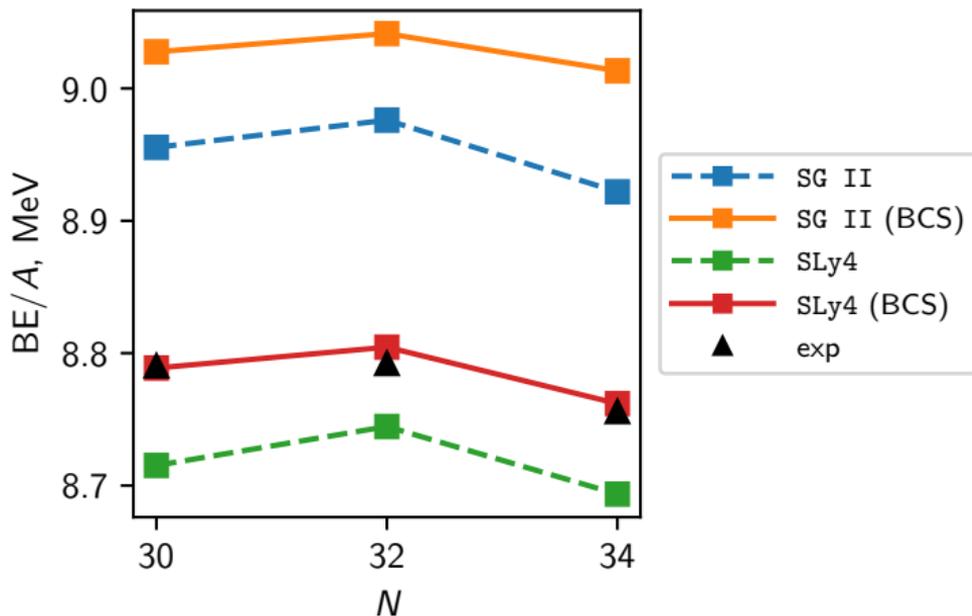
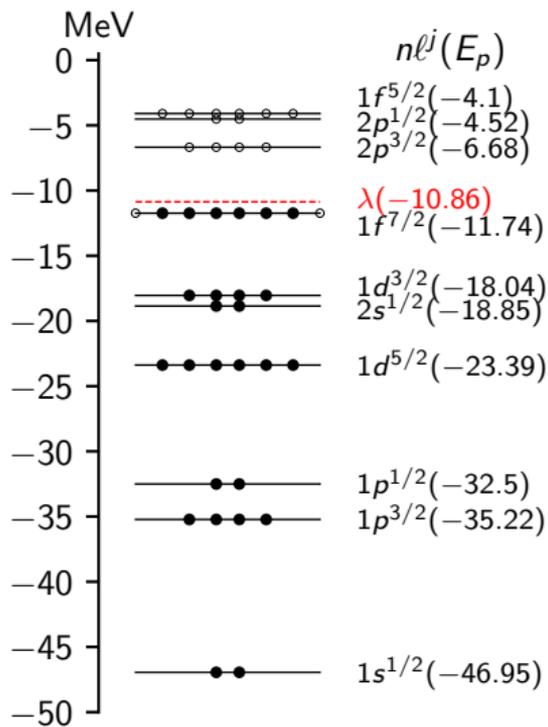
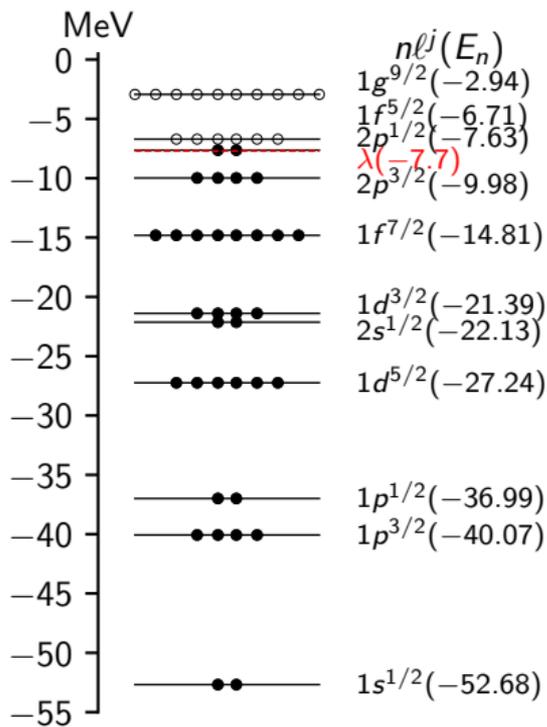


Рисунок 5 — Удельные энергии связи изотопов железа ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe в зависимости от числа нейтронов N в ядре. Экспериментальные данные — [Wang M., Huang W., Kondev F., Audi G., Naimi S. // Chin. Phys. C. — 2021. — v. 45, iss. 3].

Одночастичные уровни ^{60}Fe



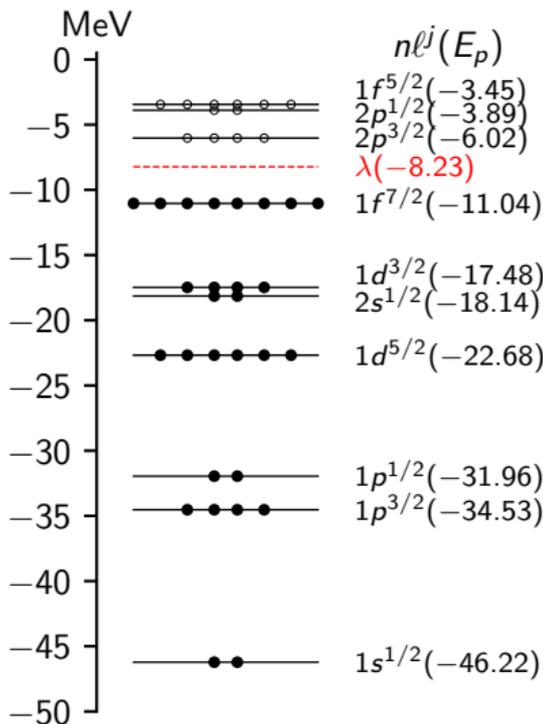
(а) Протонные уровни.



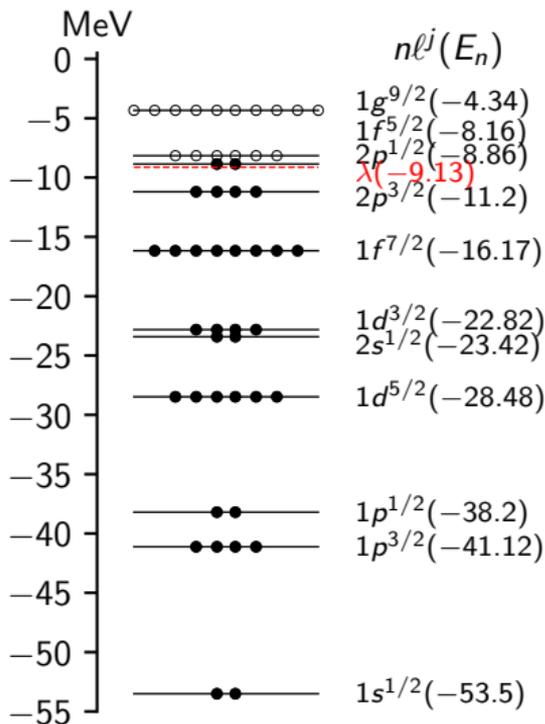
(б) Нейтронные уровни.

Рисунок 6 — Уровни основного состояния ядра ^{60}Fe с учётом парных корреляций.

Одночастичные уровни ^{62}Ni



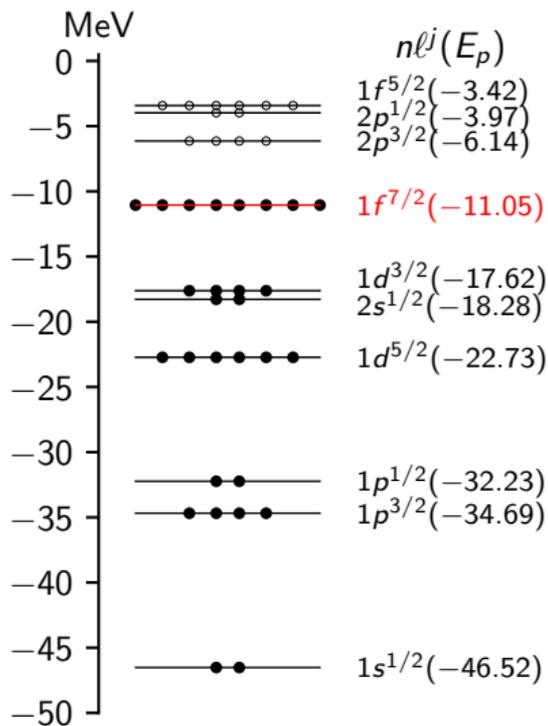
(а) Протонные уровни.



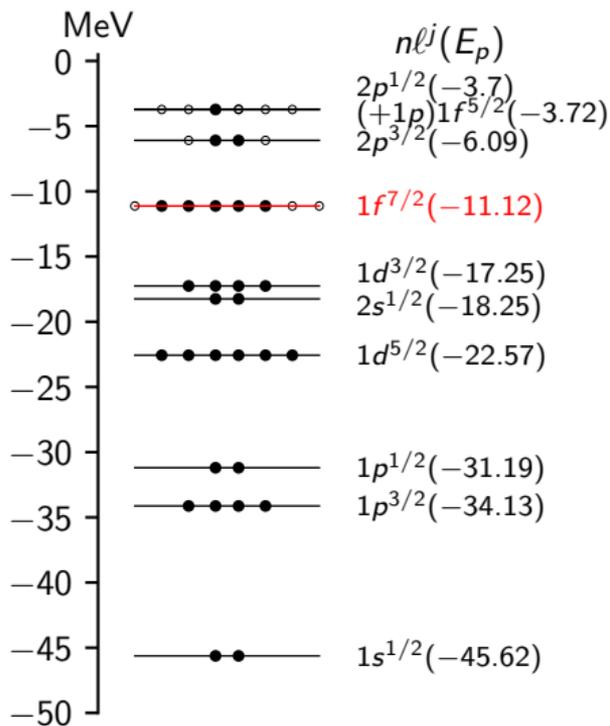
(б) Нейтронные уровни.

Рисунок 7 — Уровни основного состояния ядра ^{62}Ni с учётом парных корреляций.

Одночастичные протонные уровни ^{62}Ni



(а) Основное состояние.



(б) Возбуждённое состояние.

Рисунок 8 — Протонные уровни ядра ^{62}Ni без учёта парных корреляций.

Заключение (1/3)

- 1 Проанализированы четыре ядерные реакции: $^{91}\text{Zr}(n, p)^{91m}\text{Y}$; $^{91}\text{Zr}(n, n\alpha)^{87m}\text{Sr}$; $^{115}\text{In}(n, 2n)^{114m}\text{In}$; $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$. С помощью TALYS-1.9 вычислены сечения с энергиями налетающих нейтронов до 20 МэВ.
- 2 Показано, что экспериментальные данные по сечениям выхода ядер-изомеров и сечения, рассчитанные по программе TALYS-1.9, хотя и согласуются, но во многом за счёт разброса расчётных кривых, соответствующих разным модификациям ферми-газовой модели плотности уровней. Поэтому интересен альтернативный, комбинаторный, метод расчёта плотности возбуждённых состояний. Часть результатов, полученных в ходе данного анализа, была опубликована в нашей статье:
Sitkov D. A., Trofimov L. E., Filonchik P. G., Titarenko Yu. E., Barabanov A. L.
Analysis of the Cross Sections of the Formation of Nuclei in Isomeric States in (n, p) Reactions // Phys. of Part. and Nucl. Lett. — 2024. — v. 21, iss. 4. — p. 567–570.

Заключение (2/3)

- 1 Представлен метод микроскопического описания нуклонов в ядре, позволяющий описать учёт парных корреляций нуклонов: метод Хартри-Фока с точечными силами Скирма с последующим наложением схемы БКШ.
- 2 С использованием программы Ланского-Третьяковой-Сидорова (ЛТС) вычислены удельные энергии связи для цепочки изотопов кислорода, никеля и железа. Целью вычислений была проверка выбора скирмовских параметров. Показано, что независимое рассмотрение протонов и нейтронов обосновано для тяжёлых ($A \gtrsim 56$) ядер, а для лёгких приводит к завышению оценок энергий связи.
- 3 Получены схемы одночастичных уровней изотопов кислорода, железа и никеля, в том числе, уровней возбуждённых состояний ядер, которые нужны для комбинаторных расчётов плотности уровней для моделирования ядерных реакций \rightarrow TALYS-1.9.

Заключение (3/3)

Планируется расширение возможностей компьютерной программы ЛТС на:

- 1 включение в рассмотрение нечётных ядер → расчёты возбуждённых состояний с учётом парных корреляций;
- 2 рассмотрение деформированных ядер → описание процессов деления.

Дополнительные слайды

Уравнение (10) имеет вид локального уравнения Шрёдингера с эффективной массой $m_q^*(\mathbf{r})$, которая зависит от нуклонной плотности:

$$\frac{\hbar^2}{2m_q^*(\mathbf{r})} = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{4}(t_1 + t_2)\rho + \frac{1}{8}(t_2 - t_1)\rho_q. \quad (28)$$

Потенциал $U_q(\mathbf{r})$ также зависит от плотности кинетической энергии:

$$\begin{aligned} U_q(\mathbf{r}) = & t_0 \left[(1 + x_0/2)\rho - (x_0 + 1/2)\rho_q \right] + \frac{1}{4}t_3(\rho^2 - \rho_q^2) - \\ & - \frac{1}{8}(3t_1 - t_2)\nabla^2\rho + \frac{1}{16}(3t_1 + t_2)\nabla^2\rho_q + \frac{1}{4}(t_1 + t_2)\tau + \\ & + \frac{1}{8}(t_2 - t_1)\tau_q - \frac{1}{2}W_0(\nabla \cdot \mathbf{J} + \nabla \cdot \mathbf{J}_q) + \delta_{q,+1/2}V_C(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (29)$$

где $V_C(\mathbf{r}) = \int \rho_p(\mathbf{r}') \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3r'$.

Дополнительные слайды (2)

Форм-фактор $W_q(\mathbf{r})$ спин-орбитального потенциала даётся выражением

$$W_q(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} W_0(\nabla\rho + \nabla\rho_q) + \frac{1}{8}(t_1 - t_2)\mathbf{J}_q(\mathbf{r}). \quad (30)$$

Соответствующие плотности:

$$\rho_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,\sigma} |\phi_i(\mathbf{r}, \sigma, q)|^2, \quad (31)$$

$$\tau_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,\sigma} |\nabla\phi_i(\mathbf{r}, \sigma, q)|^2, \quad (32)$$

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = (-i) \sum_{i,\sigma,\sigma'} \phi_i^*(\mathbf{r}, \sigma, q) (\nabla\phi_i(\mathbf{r}, \sigma', q) \times \langle \sigma | \sigma | \sigma' \rangle). \quad (33)$$

Дополнительные слайды (3): схема БКШ

Искомый вид:

$$H' = H'_0 + \sum_{k>0} E_k (b_k^\dagger b_k + b_{\bar{k}}^\dagger b_{\bar{k}}). \quad (34)$$

Выражая H' через операторы b , получим

$$\begin{aligned} H' \approx & \sum_{k>0} 2\tilde{\epsilon}_k v_k^2 - \frac{\Delta^2}{G} + \sum_{k>0} \tilde{\epsilon}_k (u_k^2 - v_k^2) (\hat{n}_k^b + \hat{n}_{\bar{k}}^b) + \\ & + \sum_{k>0} (\tilde{\epsilon}_k \cdot 2u_k v_k - \Delta(u_k^2 - v_k^2)) (b_k^\dagger b_{\bar{k}}^\dagger + b_{\bar{k}} b_k), \end{aligned} \quad (35)$$

где $\tilde{\epsilon}_k = \epsilon_k - \lambda$ и $\Delta = G \sum_{k>0} u_k v_k (1 - n_k^b - n_{\bar{k}}^b)$.

Дополнительное условие на неизвестные коэффициенты u_k, v_k :

$$\tilde{\epsilon}_k (2u_k v_k) - \Delta (u_k^2 - v_k^2) \equiv 0. \quad (36)$$

Дополнительные слайды (4): схема БКШ

Решение на коэффициенты u_k и v_k имеет вид

$$u_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tilde{\epsilon}_k}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta^2}} \right), \quad v_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}_k}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta^2}} \right). \quad (37)$$

Представим Δ в виде

$$\Delta = \Delta_0 + \tilde{\Delta}, \quad \Delta_0 \equiv \langle \Psi_0 | \hat{\Delta} | \Psi_0 \rangle. \quad (38)$$

Так,

$$\Delta^2 \approx \Delta_0^2 + 2\Delta_0\tilde{\Delta}, \quad (39)$$

пренебрегая слагаемыми порядка $(\tilde{\Delta}/\Delta_0)^2$.

Дополнительные слайды (5): схема БКШ

Результирующий гамильтониан H' имеет вид

$$H' \approx \underbrace{\sum_{k>0} 2\tilde{\epsilon}_k v_k^2 - \frac{\Delta_0^2}{G}}_{H'_0} + \sum_{k>0} \underbrace{(\tilde{\epsilon}_k(u_k^2 - v_k^2) + \Delta_0(2u_k v_k))}_{E_k} (\hat{n}_k^b + \hat{n}_{\bar{k}}^b). \quad (40)$$

Энергия квазичастиц b даётся выражением

$$E_k = \tilde{\epsilon}_k(u_k^2 - v_k^2) + \Delta_0(2u_k v_k) \approx \sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta_0^2}. \quad (41)$$

Дополнительные слайды (6): модели плотности уровней

Комплекс TALYS-1.9 включает в себя 6 моделей плотности уровней:

- модель Гильберта-Камерона $\rightarrow S_1(E)$,
- модель ферми-газа с обратным смещением $\rightarrow S_2(E)$,
- сверхтекучую модель $\rightarrow S_3(E)$,
- 3 комбинаторно-расчётные модели.

Дополнительные слайды (7): надёжность вычислений

Неопределённость теоретического предсказания истинного сечения:

$$\Delta S(E) = \max \{ |S_1(E) - S_2(E)|, |S_1(E) - S_3(E)|, |S_2(E) - S_3(E)| \}. \quad (42)$$

Среднее значение

$$S_{\text{avg}}(E) = \frac{S_1(E) + S_2(E) + S_3(E)}{3} \quad (43)$$

можно взять в качестве наиболее вероятного прогноза.

Имеем коридор $S_{\text{avg}}(\text{max}) = S_{\text{avg}} + \Delta S$, $S_{\text{avg}}(\text{min}) = S_{\text{avg}} - \Delta S$ для истинного значения сечения.

Дополнительные слайды (8): образование ^{87m}Sr

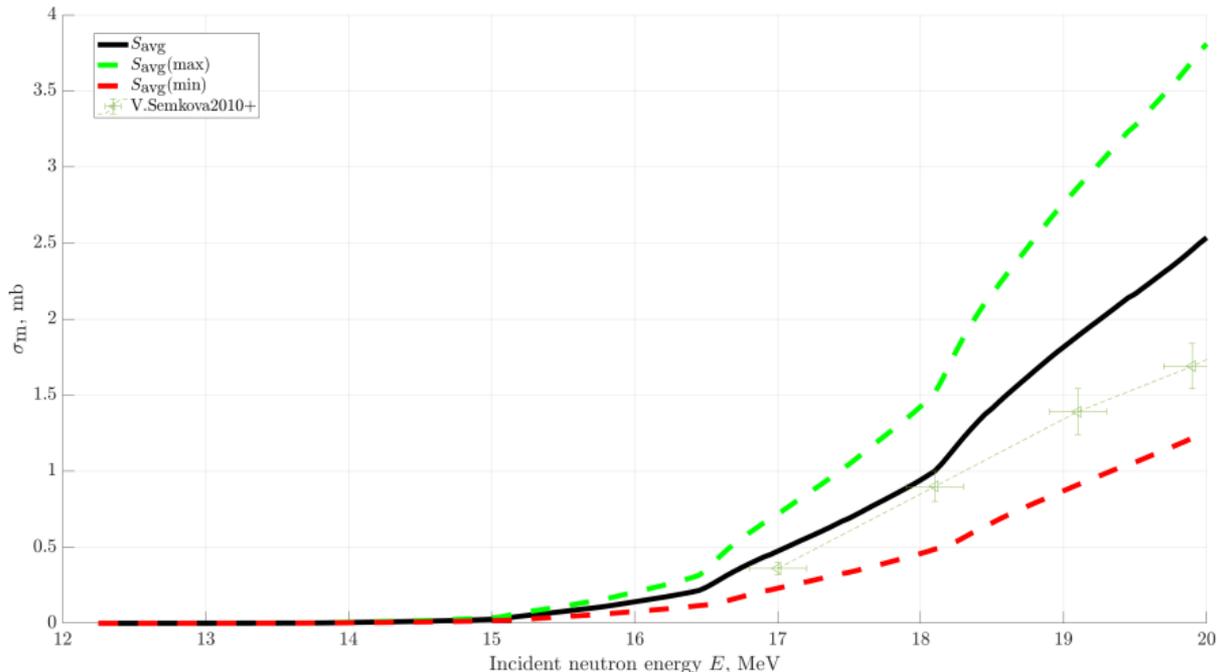
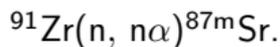


Рисунок 9 — Усреднение сечений, вычисленных по TALYS-1.9, для реакции



Дополнительные слайды (9): образование ^{91m}Y

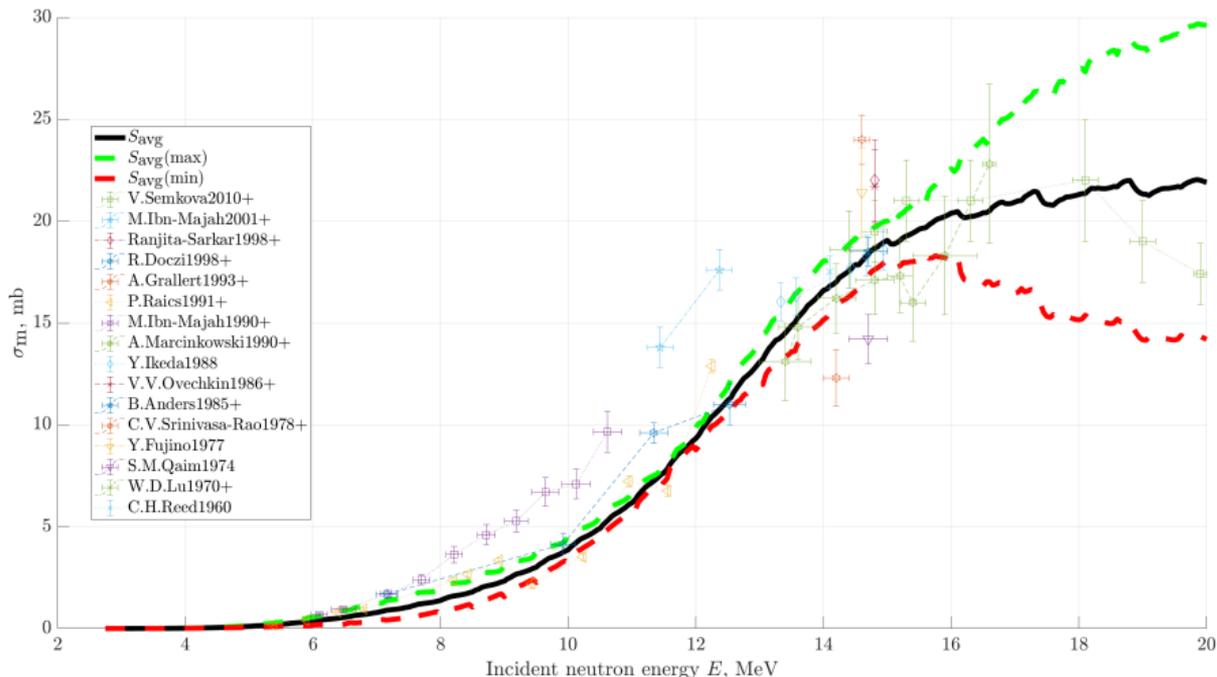


Рисунок 10 — Усреднение сечений, вычисленных по TALYS-1.9, для реакции $^{91}\text{Zr}(n, p)^{91m}\text{Y}$.

Дополнительные слайды (10): образование ^{114m}In

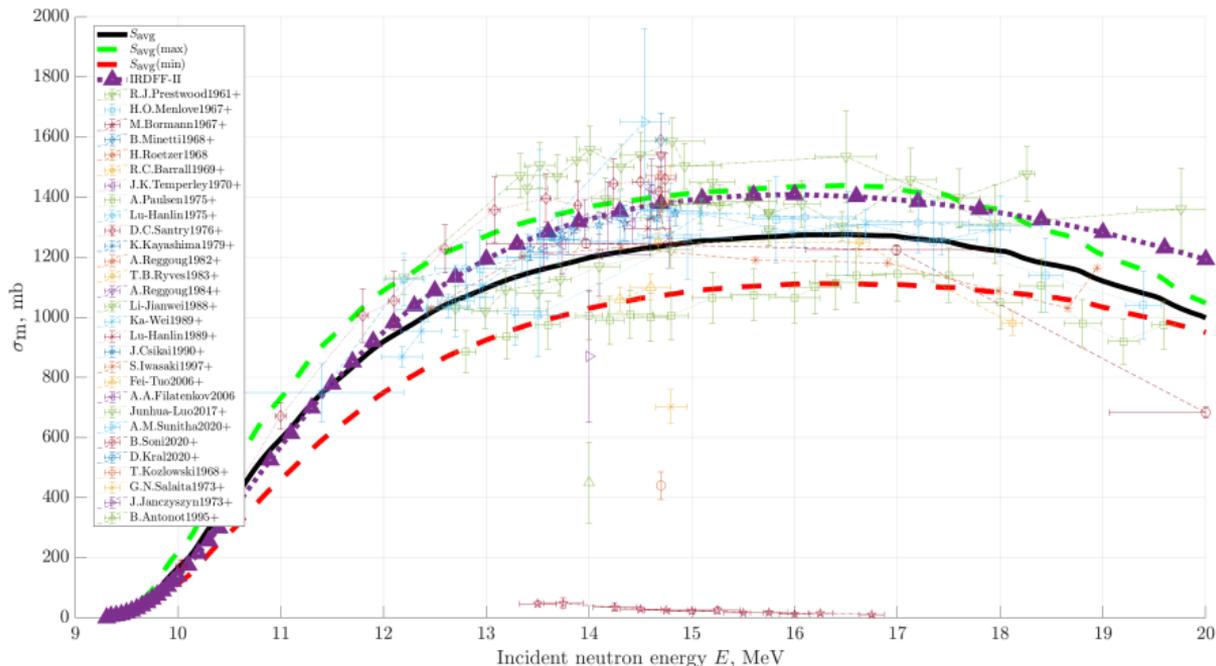


Рисунок 11 — Усреднение сечений, вычисленных по TALYS-1.9, для реакции $^{115}\text{In}(n, 2n)^{114m}\text{In}$.

Дополнительные слайды (11): образование ^{115m}In

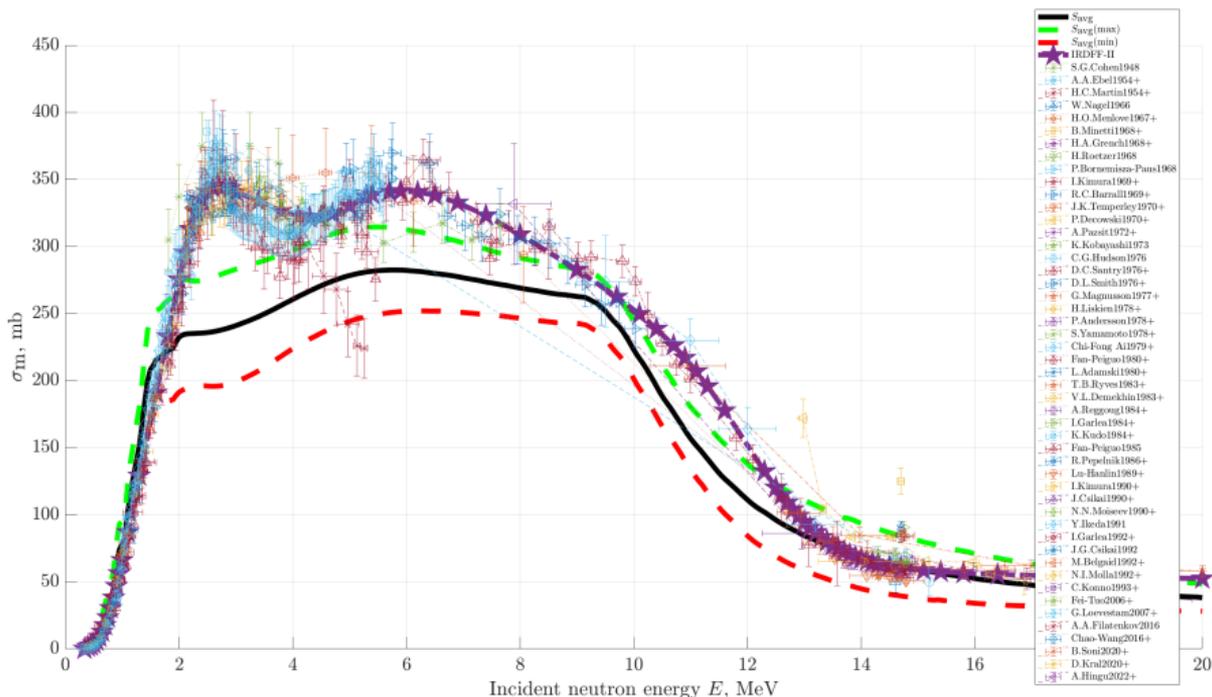


Рисунок 12 — Усреднение сечений, вычисленных по TALYS-1.9, для реакции $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$.