

Границы существования легких гиперядер с протонным избытком

С.В. СИДОРОВ^{1,2}, Д.Е. ЛАНСКОЙ¹, Т.Ю. ТРЕТЬЯКОВА^{1,2}

¹ *Физический факультет, МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия*

² *НИИЯФ им. Скобелева, МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия*

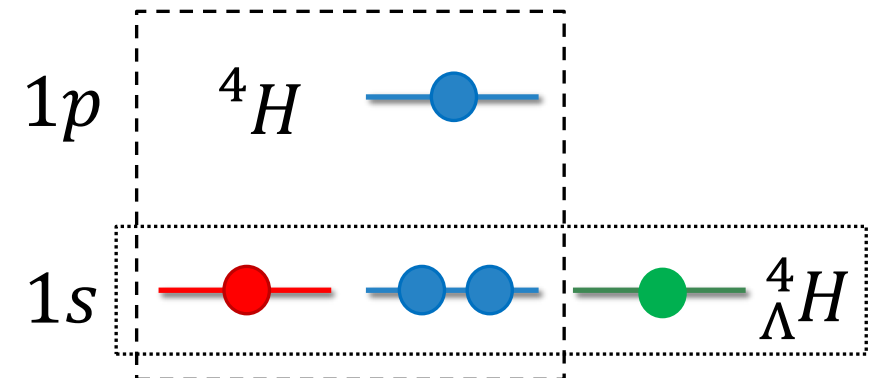
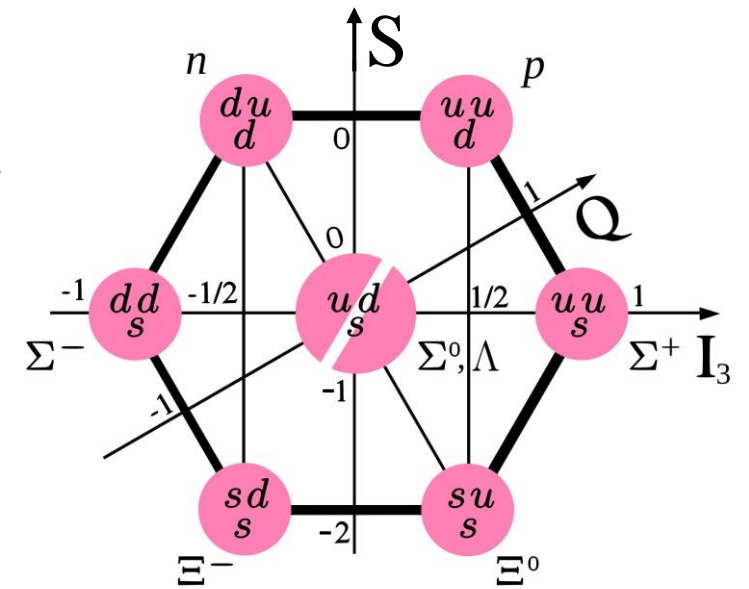
Гиперядра

Гиперядро – система связанных протонов, нейтронов и одного или нескольких гиперонов.

Обозначение:

${}^A_{\Lambda}Z$ – гиперядро, состоящее из N нейтронов, Z протонов и 1 Λ -гиперона; массовое число $A = N + Z + 1$

${}^A_{\Lambda\Lambda}Z$ – гиперядро, состоящее из N нейтронов, Z протонов и 2 Λ -гиперонов; массовое число $A = N + Z + 2$

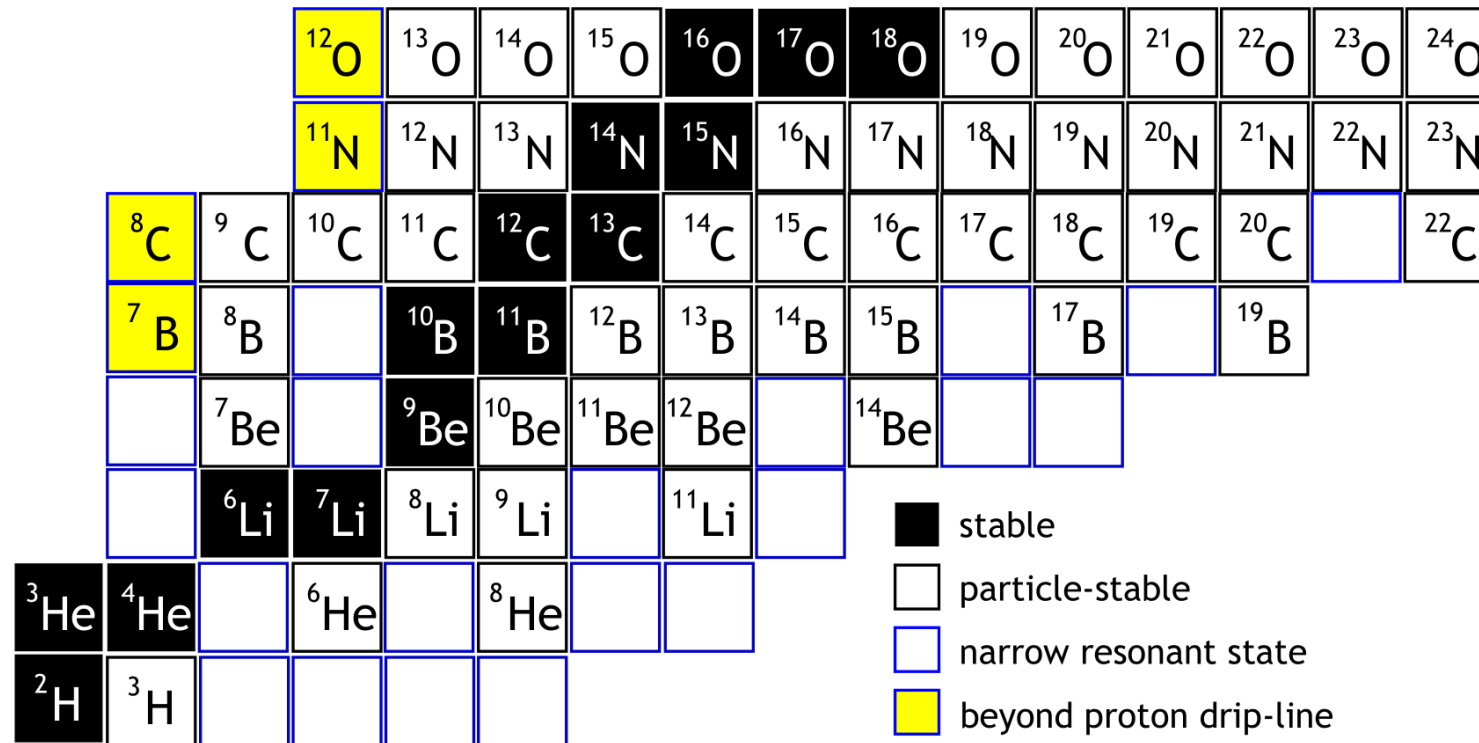


Мотивация:

Новые экспериментальные возможности синтеза экзотических гиперядер в реакциях столкновения тяжелых ионов

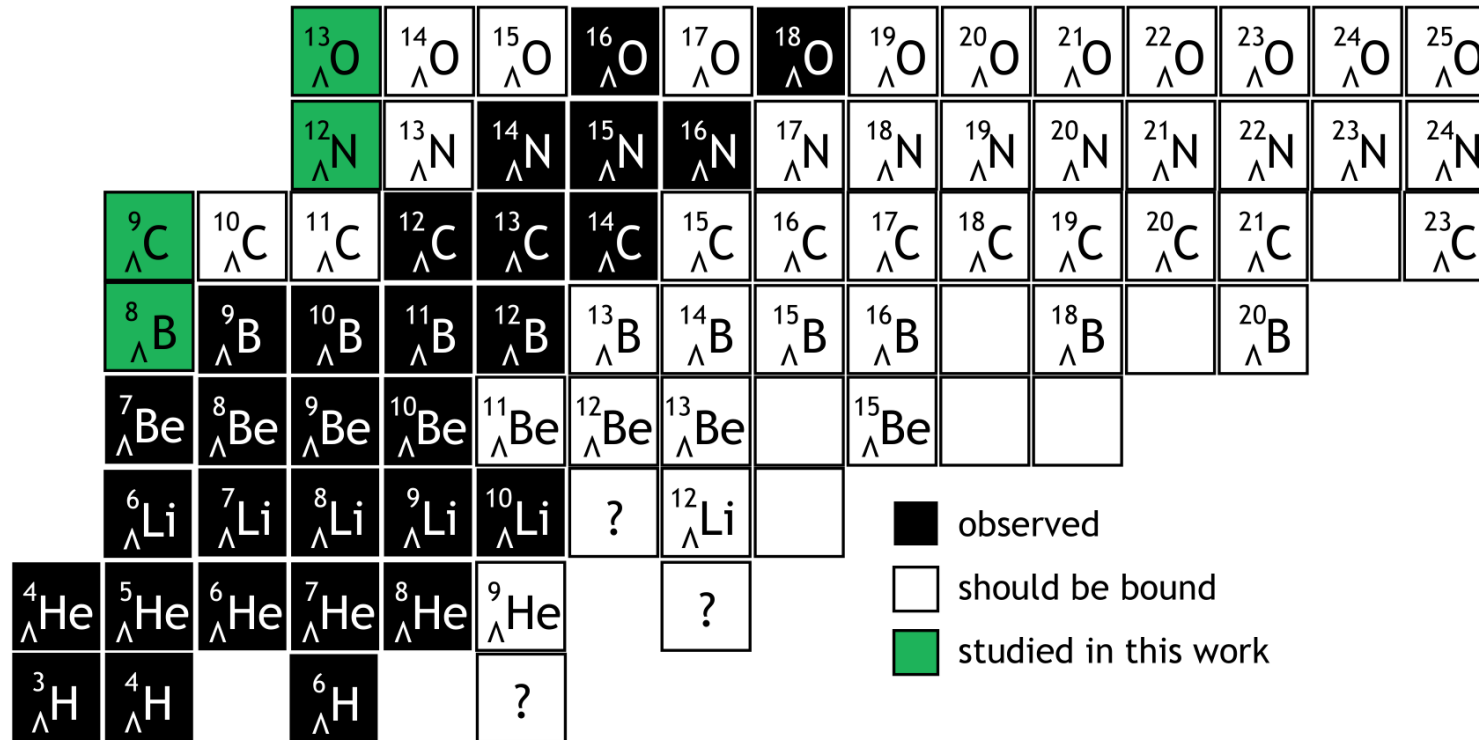
Цели:

- Предсказание существования гиперядер с несвязанным нуклонным кором
- Нахождение границы протон-избыточных гиперядер $5 \leq Z \leq 8$



Гиперядерная NZ-диаграмма

- Связанность нуклонного остова гарантирует существование Λ гиперядра
- Λ -гиперон может досвязывать нуклонный остов
- **Притягивающее ΛN -взаимодействие** может привести к связыванию изотопов за границей протонной стабильности



Подход Скирма-Хартри-Фока

- Нуклон-нуклонный потенциал Скирма (Vautherin and Brink, 1972):

$$V_{NN}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = t_0(1 + x_0 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_{12}) + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1 P_\sigma)(\mathbf{k}'^2\delta(\mathbf{r}_{12}) + \delta(\mathbf{r}_{12})\mathbf{k}^2) \\ + t_2(1 + x_2 P_\sigma)\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_{12})\mathbf{k} + \frac{1}{6}t_3\rho^\alpha(\mathbf{R})(1 + x_3 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_{12}) + iW(\sigma_1 + \sigma_2)[\mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r})\mathbf{k}]$$

NN: SLy4, SkM*, SkIII

- Гиперон-нуклонный потенциал Скирма (Rayet, 1981):

$$V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_q) = t_0^\Lambda(1 + x_0^\Lambda P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}) + \frac{1}{2}t_1^\Lambda(\mathbf{k}^2\delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}) + \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q})\mathbf{k}'^2) \\ + t_2^\Lambda\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_{\Lambda q})\mathbf{k} + \frac{1}{6}t_3^\Lambda\rho^\alpha(\mathbf{R})\delta(\mathbf{r}_{\Lambda q})$$

ΛN : [SLL4](#), [SLL4'](#) (Schulze and Hiyama, 2014), [YBZ5](#) (Yamamoto et al, 1988),
[LY1](#), [LY5](#) (Lanskoj and Yamamoto, 1997), [SkSH1](#) (Fernandez et al, 1989)

Энергия отделения одного или двух протонов

Подход СХФ применительно к легким гиперядрам обладает некоторыми недостатками. Так все четыре ядра ${}^7\text{B}$, ${}^8\text{C}$, ${}^{11}\text{N}$ и ${}^{12}\text{O}$ в данном оказываются связанными, поэтому прямые оценки величин S_p и S_{2p} , вероятно, являются нереалистичными. Вместо в работе использовались соотношения:

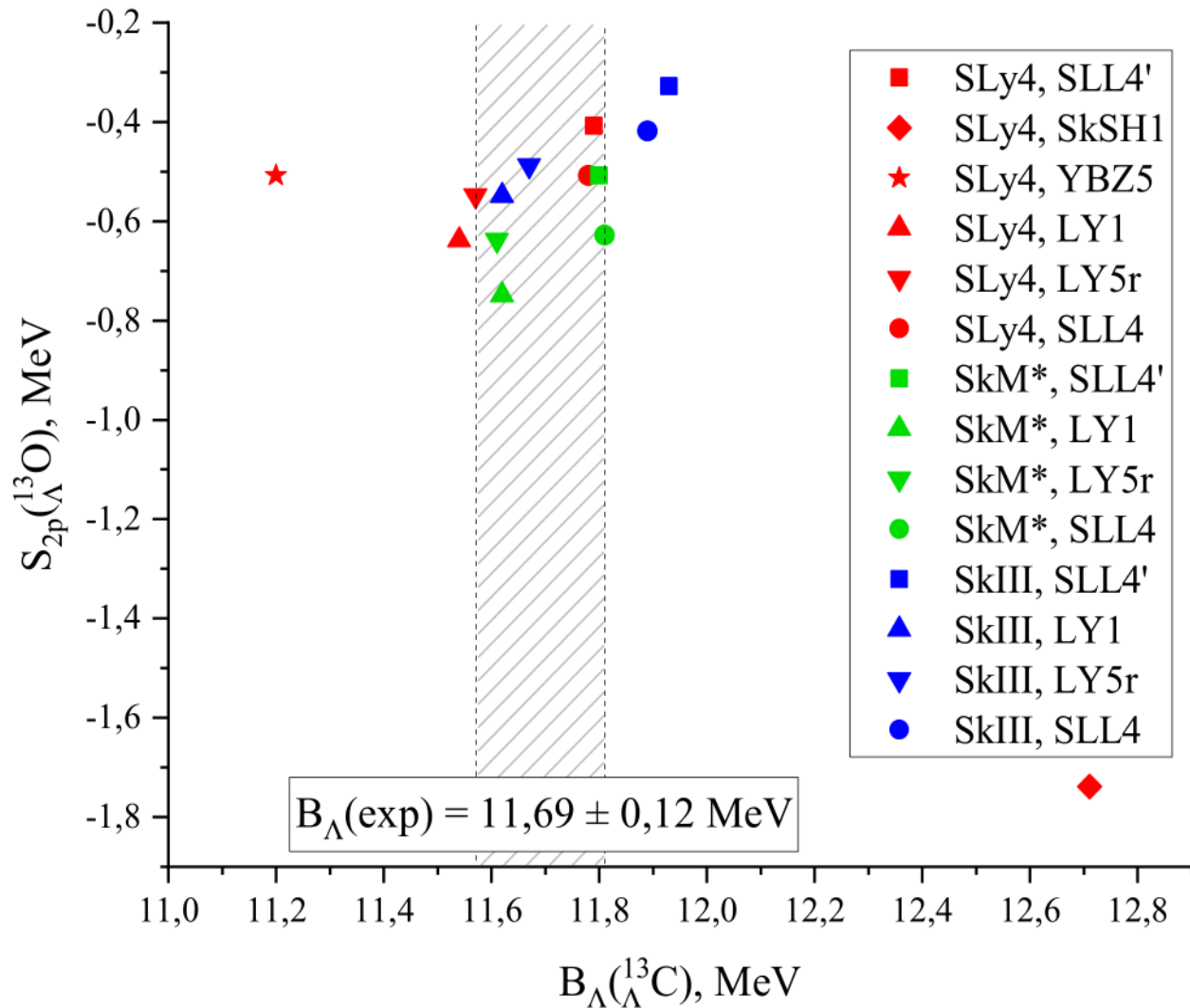
$$\begin{aligned}S_p({}_\Lambda^AZ) &= S_p({}^{A-1}Z) + B_\Lambda({}_\Lambda^AZ) - B_\Lambda({}^{A-1}_\Lambda(Z-1)), \\S_{2p}({}_\Lambda^AZ) &= S_{2p}({}^{A-1}Z) + B_\Lambda({}_\Lambda^AZ) - B_\Lambda({}^{A-2}_\Lambda(Z-2)).\end{aligned}$$

При этом данные по $S_p({}^{A-1}Z)$ или $S_{2p}({}^{A-1}Z)$ всегда брались из эксперимента. Энергия связи гиперона:

$$B_\Lambda({}_\Lambda^AZ) = B.E.({}_\Lambda^AZ) - B.E.({}^{A-1}Z)$$

рассчитывалась в подходе СХФ в тех случаях, когда экспериментальные данные по соответствующим гиперядрам отсутствовали.

Энергия отделения 2p в $^{13}_{\Lambda}\text{O}$



^{12}O распадается с испусканием 2 протонов ($S_{2p}(^{12}\text{O}) = -1,638 \text{ MeV}$), поэтому можно ожидать, что так же распадается $^{13}_{\Lambda}\text{O}$. Слева:

$$S_{2p}(^{13}_{\Lambda}\text{O}) = S_{2p}(^{12}\text{O}) + B_{\Lambda}(^{13}_{\Lambda}\text{O}) - B_{\Lambda}(^{11}_{\Lambda}\text{C})$$

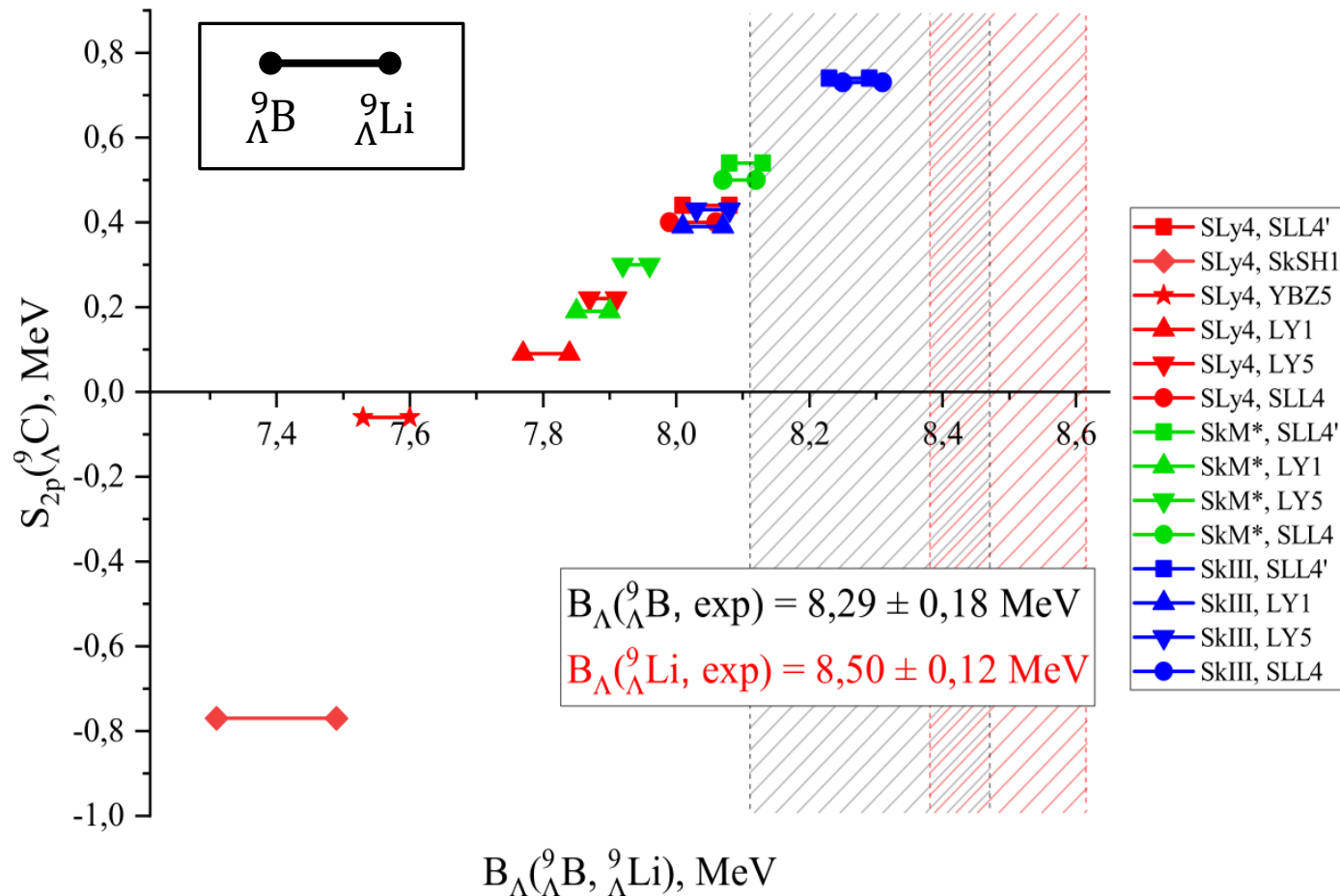
exp \rightarrow \uparrow calc \rightarrow

как функция $B_{\Lambda}(^{13}_{\Lambda}\text{C})$ с. Большая часть результатов согласуется с экспериментальной энергией связи гиперона в $^{13}_{\Lambda}\text{C}$.

$^{13}_{\Lambda}\text{O}$ не связано

$^{8}_{\Lambda}\text{B}$, $^{12}_{\Lambda}\text{N}$ также не связаны

Энергия отделения 2p в ${}^9_{\Lambda}\text{C}$



В то время как ${}^8\text{C}$ распадается с испусканием 4 протонов, для ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ критическим является канал распада с испусканием 2p и образованием ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$. Слева представлена величина

$$S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) = S_{2p}({}^8\text{C}) + B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C}) - B_{\Lambda}({}^7_{\Lambda}\text{Be})$$

calc \rightarrow
 exp: -2,14 МэВ \uparrow \leftarrow exp: 5,16 МэВ \uparrow

как функция B_{Λ} в ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ для разных NN и LN взаимодействий Скирма. Чем лучше описываются $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{B})$ и $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{Li})$, тем больше энергия отделения 2p в ${}^9_{\Lambda}\text{C}$. Таким образом $S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) > 0$.

${}^9_{\Lambda}\text{C}$ связано!

$\Lambda\Lambda$ -взаимодействие Скирма для $\Lambda\Lambda$ -гиперядер

В связи с притягивающим характером ΛN -взаимодействия, имеется возможность связывания ${}^8_{\Lambda}B$, ${}^{12}_{\Lambda}N$ и ${}^{13}_{\Lambda}O$ при добавлении второго гиперона. Для описания данных гиперядер необходимо учесть $\Lambda\Lambda$ -компоненту взаимодействия.

- Гиперон-гиперонный потенциал Скирма:

$$V_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \lambda_0 \delta(\mathbf{r}_{12}) + \frac{1}{2} \lambda_1 (\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_{12}) + \delta(\mathbf{r}_{12}) \mathbf{k}^2) + \lambda_2 \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_{12}) \mathbf{k}$$

$\Lambda\Lambda$: S $\Lambda\Lambda$ 1', S $\Lambda\Lambda$ 3' (Lansky, 1998, Minato and Nagino, 2011)

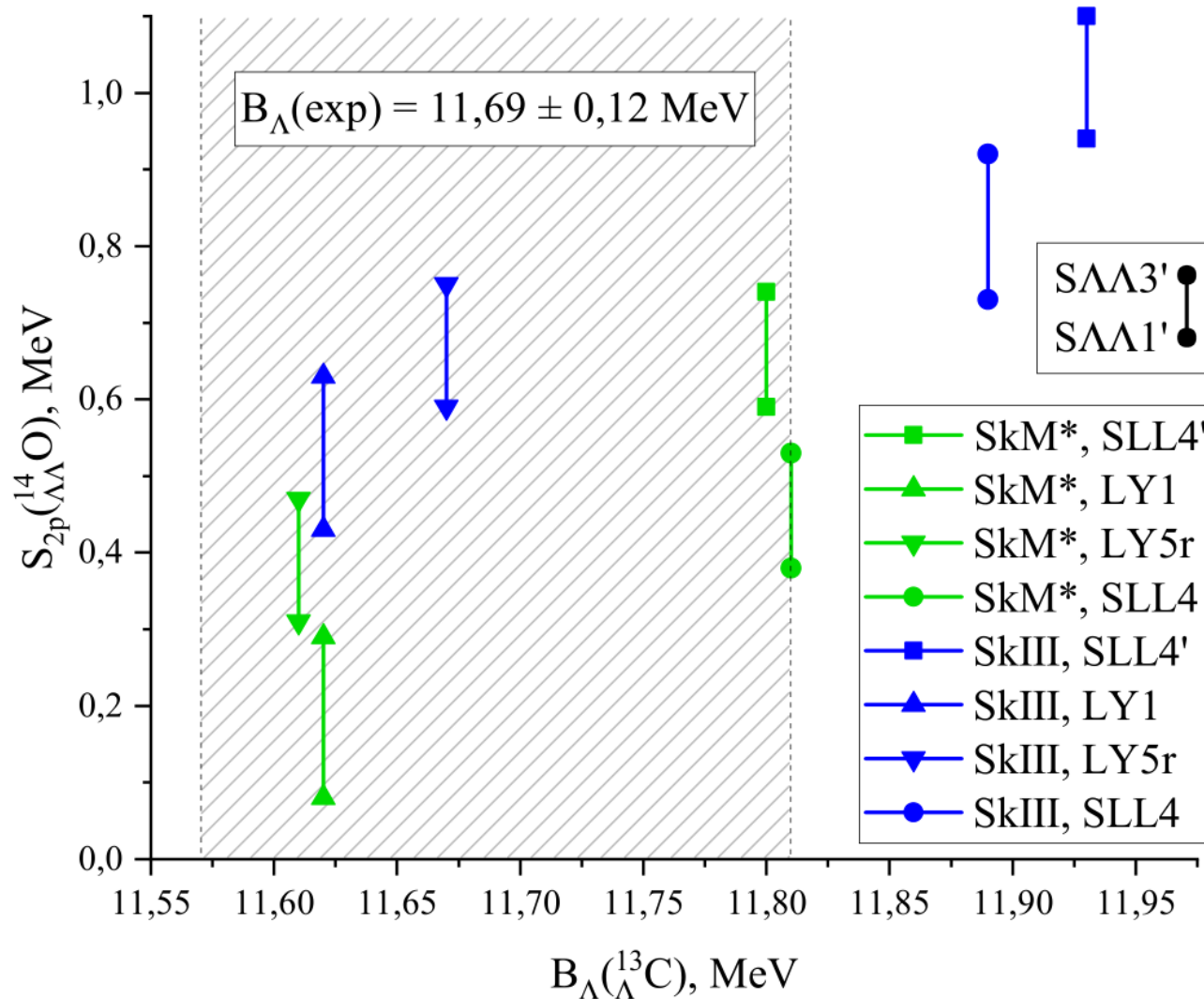
Энергию отделения одного или двух протонов можно найти как:

$$S_p({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) = S_p({}^{A-2}Z) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A-1}(Z-1)),$$
$$S_{2p}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) = S_{2p}({}^{A-2}Z) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A-2}(Z-2));$$

Энергия связи двух гиперонов:

$$B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) = B.E.({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B.E.({}^{A-2}Z)$$

Энергия отделения $2p$ в ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}O$



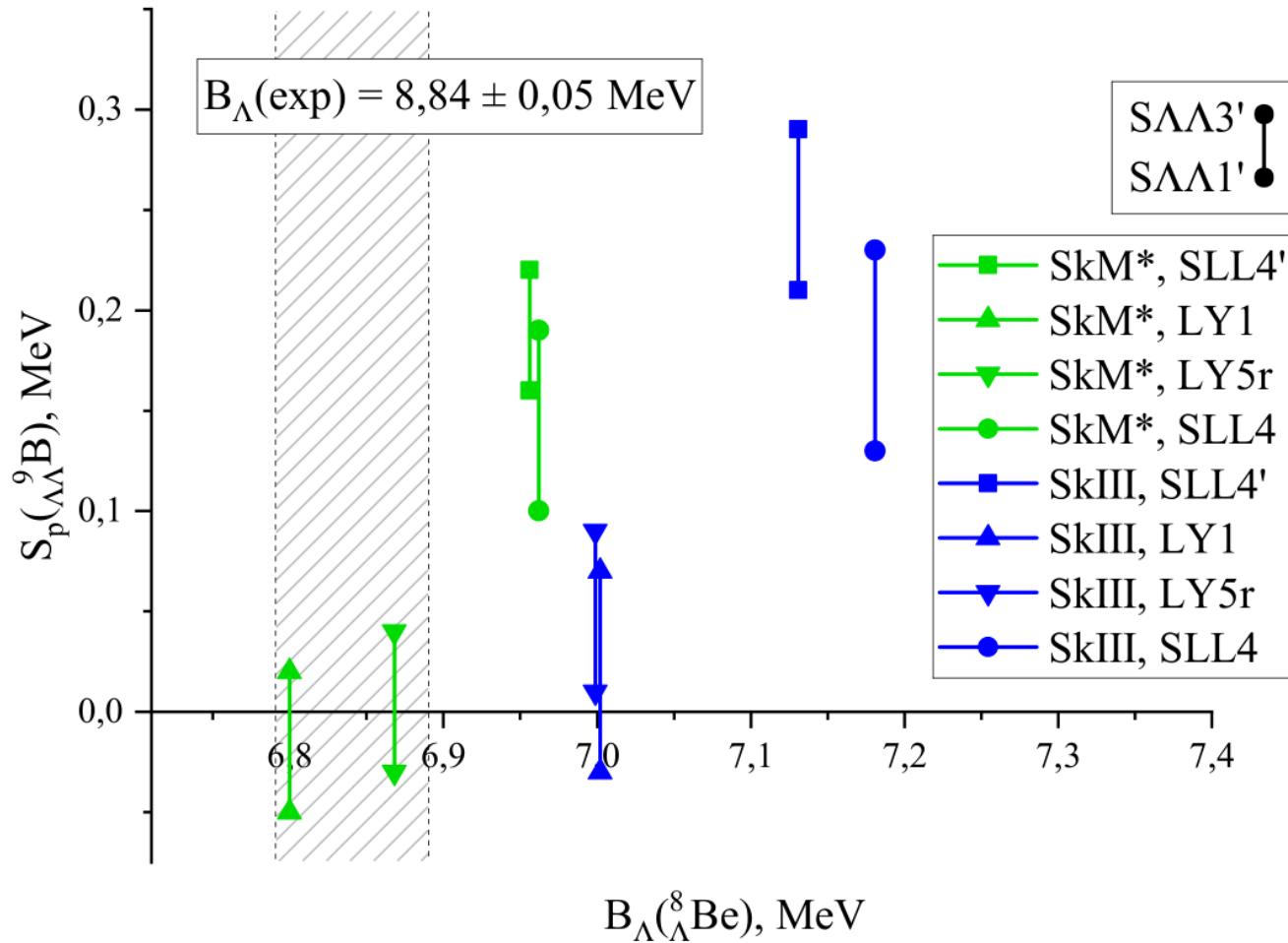
$$S_{2p}({}^{14}_{\Lambda\Lambda}O) = S_{2p}({}^{12}O) + B_{\Lambda\Lambda}({}^{14}_{\Lambda\Lambda}O) - B_{\Lambda\Lambda}({}^{12}_{\Lambda\Lambda}C)$$

exp
calc

как функция $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}C)$ для разных NN и ΛN взаимодействий Скирма. Ранее мы пришли к выводу, что ${}^{13}_{\Lambda}O$ не связан; добавление второго гиперона досвязывает гиперядро.

${}^{14}_{\Lambda\Lambda}O$ связано!

Энергия отделения p в ${}_{\Lambda\Lambda}{}^9\text{B}$



$$S_p({}_{\Lambda\Lambda}{}^9\text{B}) = S_p({}^7\text{B}) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}{}^9\text{B}) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}{}^8\text{Be})$$

exp (-2,01 MeV)

calc

как функция $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}{}^8\text{Be})$ для разных NN и ΛN взаимодействий Скирма. В то время как ${}_{\Lambda}{}^8\text{B}$ оказалось не связанным,

${}_{\Lambda\Lambda}{}^9\text{B}$ возможно связано.

Было найдено, что ${}_{\Lambda\Lambda}{}^{13}\text{N}$ не связано.

Заключение

В подходе Хартри-Фока со взаимодействием Скирма была рассчитана структура легких протон-избыточных Λ -гиперядер $5 \leq Z \leq 8$.

Согласно полученным оценкам величины энергии отделения одного или двух протонов в рассмотренных гиперядрах:

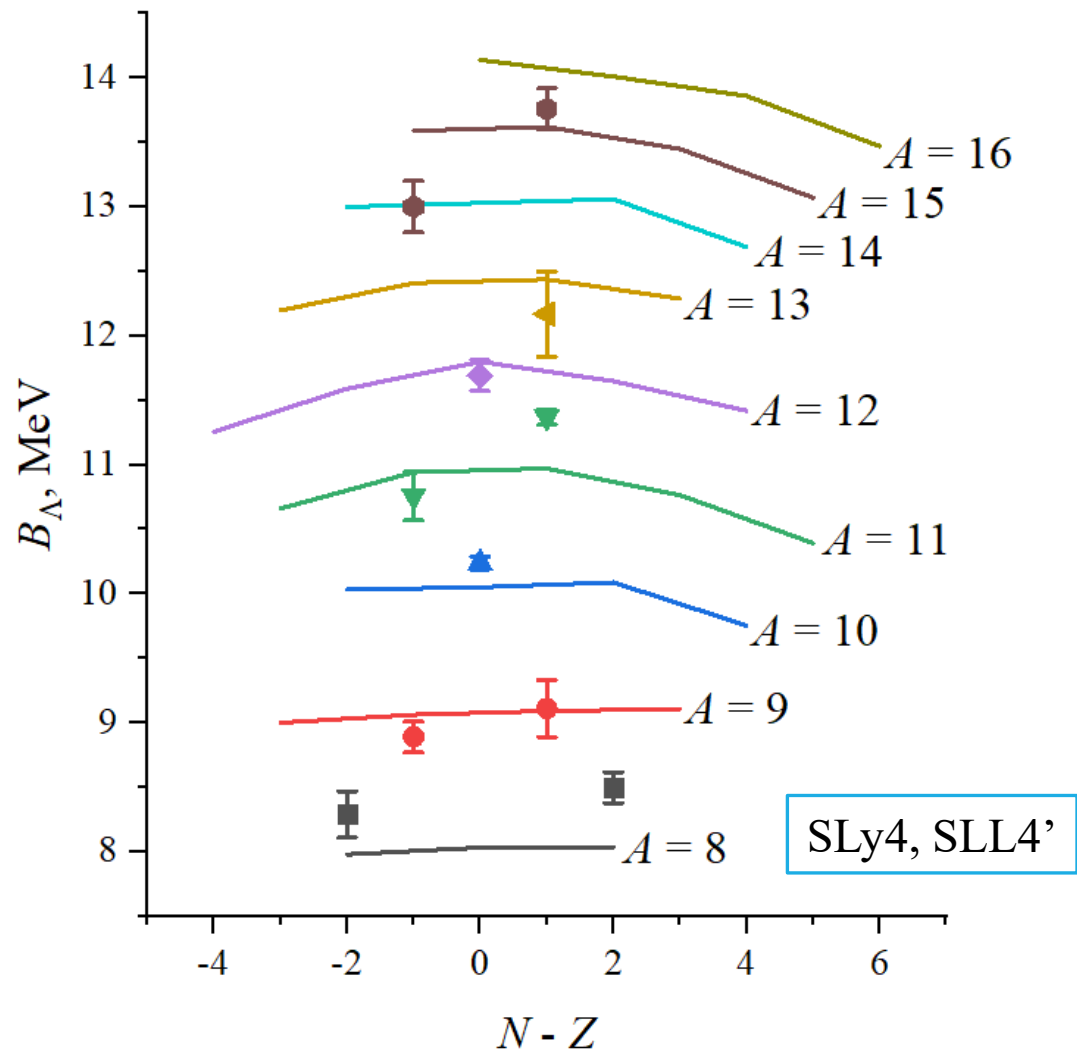
- $Z = 5$: ${}^8_{\Lambda}\text{B}$ не связано, ${}^9_{\Lambda\Lambda}\text{B}$ возможно связано,
- $Z = 6$: ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ связано, поэтому ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{C}$ тоже связано,
- $Z = 7$: ${}^{12}_{\Lambda}\text{N}$ и ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{N}$ не связаны,
- $Z = 8$: ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ не связано, в то время как ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$ связано.

Спасибо за внимание!

Back-up slides



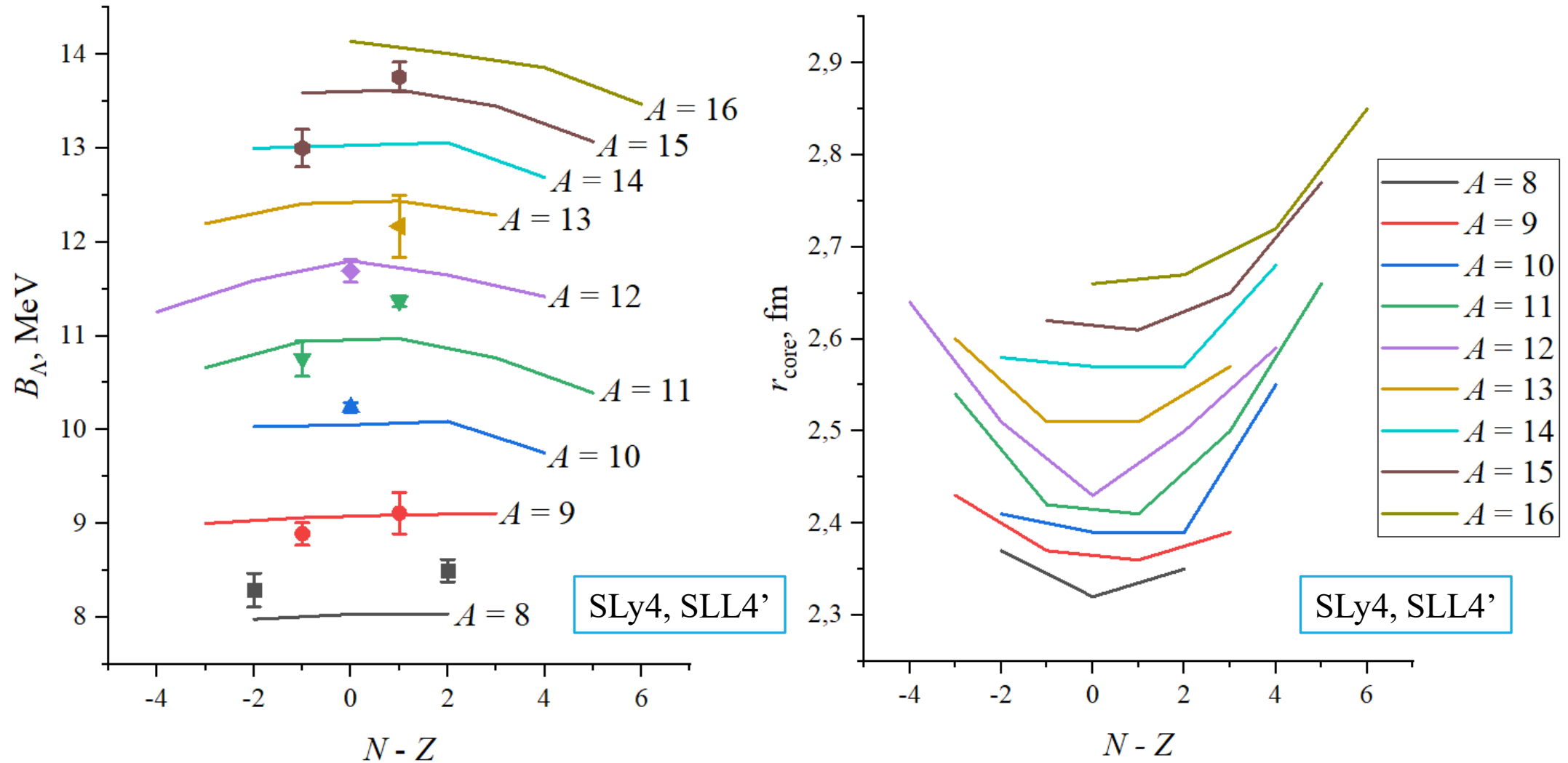
Hyperon binding energies in $A+1_{\Lambda}Z$ hypernuclei



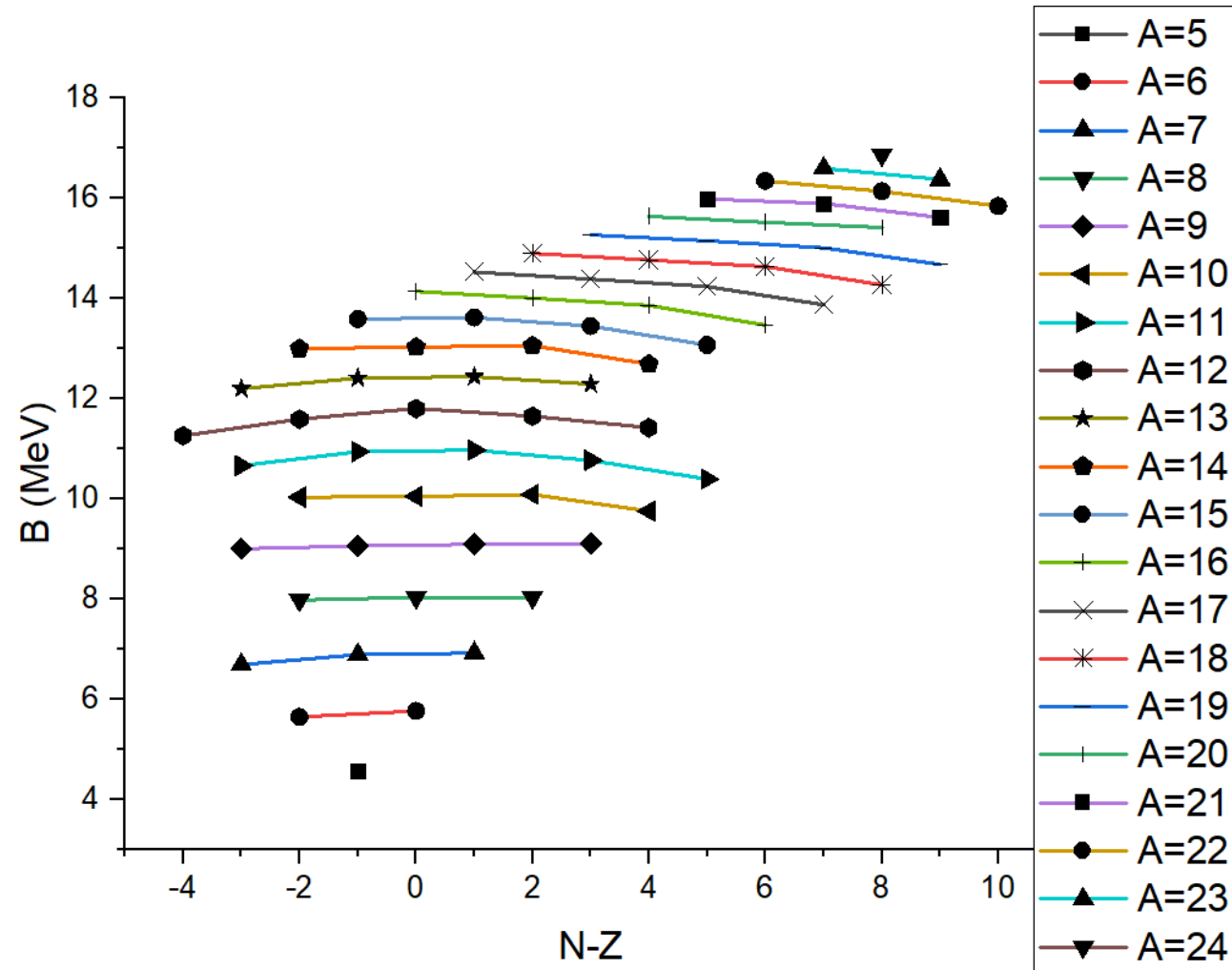
$$B_{\Lambda}(^{A+1}_{\Lambda}Z) = B_{tot}(^{A+1}_{\Lambda}Z) - B_{tot}(^AZ)$$

- The difference in neighboring isobar chains is around 1 MeV for lighter hypernuclei, smaller as A increases
- Symmetric character of B_{Λ} with respect to isospin $N - Z$

Hyperon binding energies and radii of nuclear cores in $^{A+1}_{\Lambda}Z$ hypernuclei



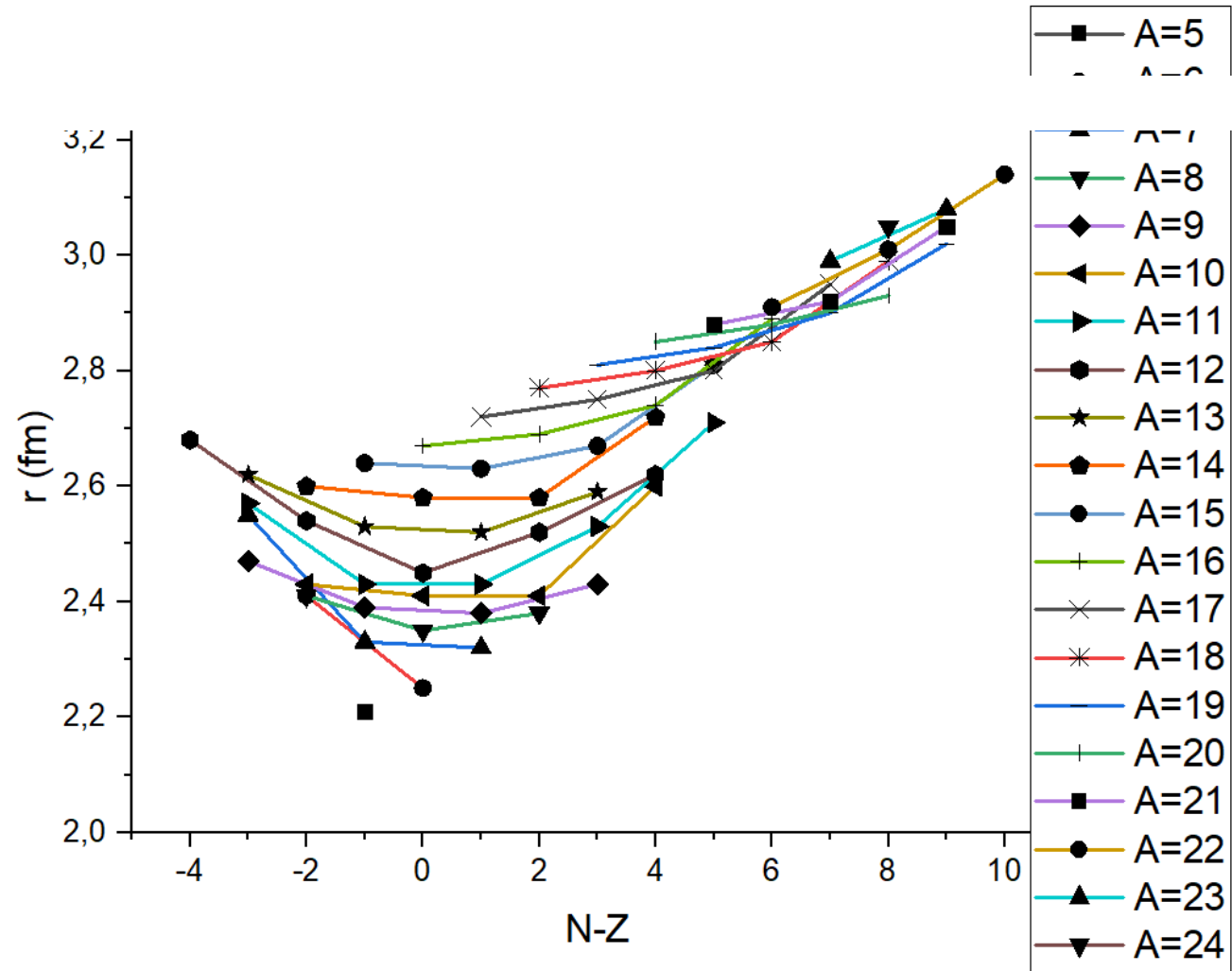
Hyperon binding energy



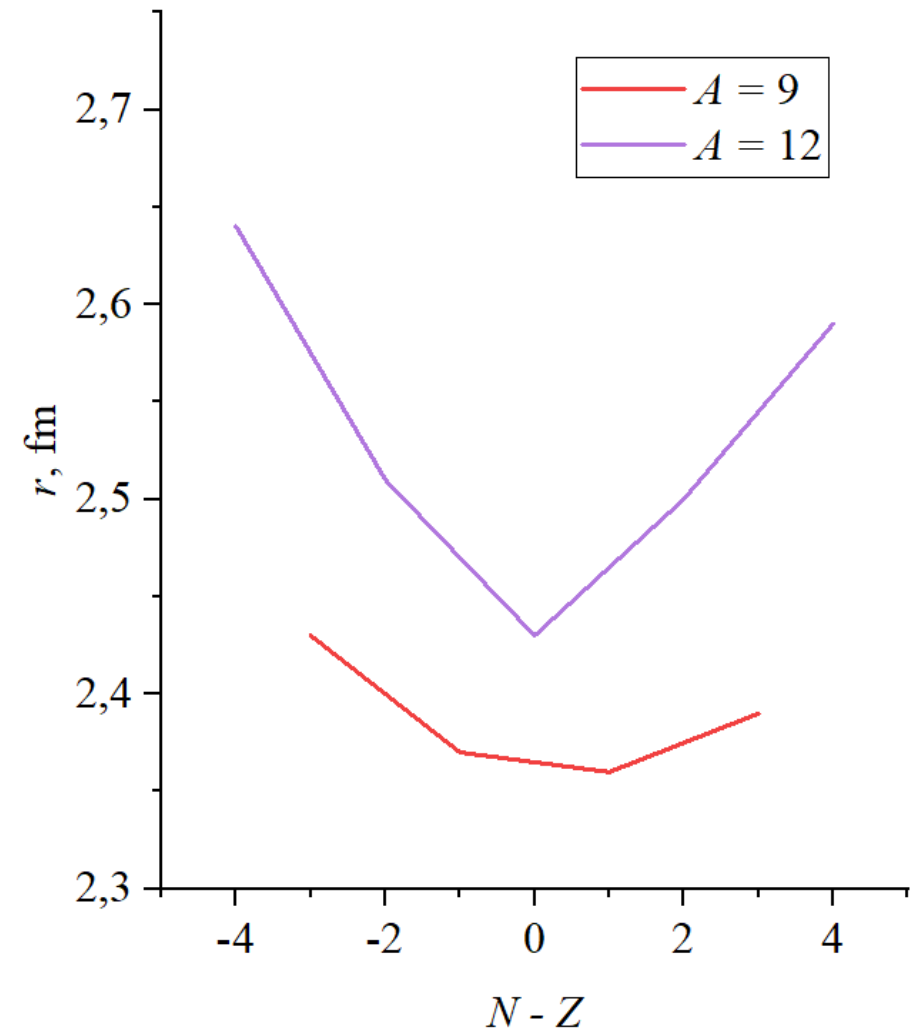
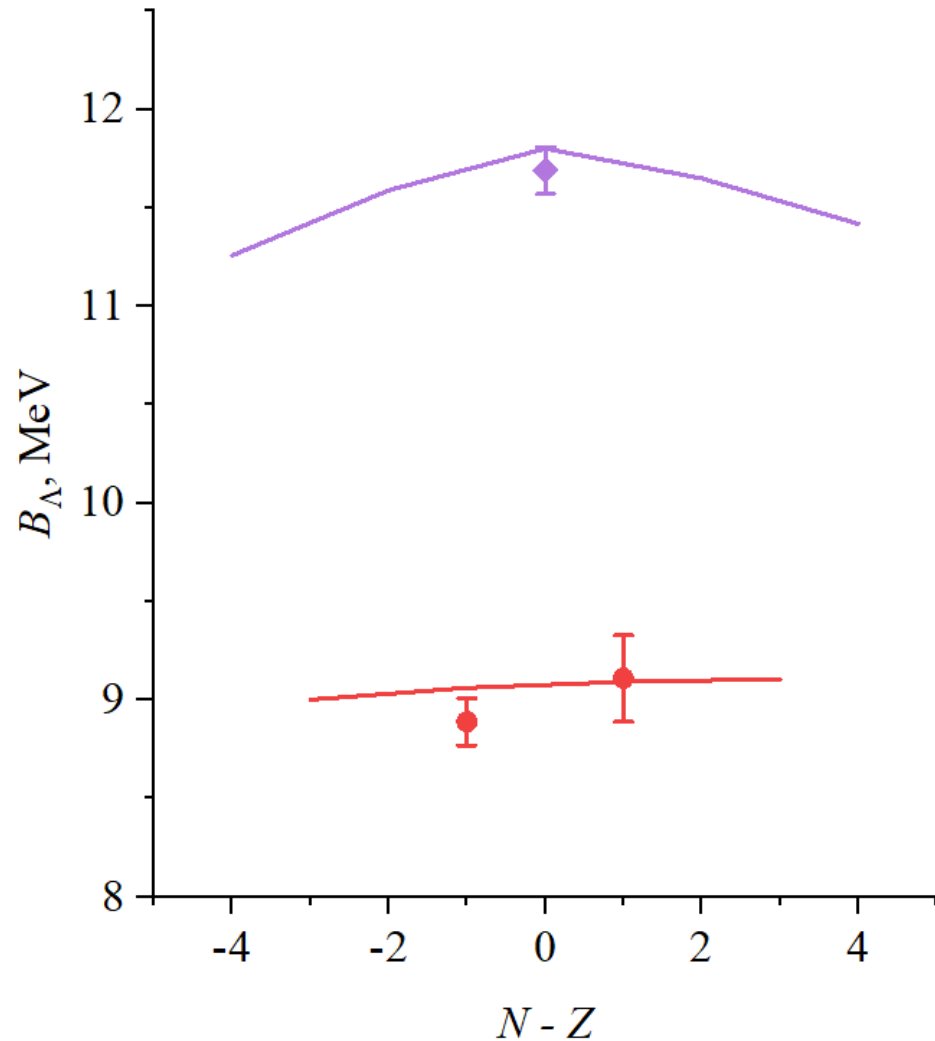
$$B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^AZ) = B_{tot}({}_{\Lambda}^AZ) - B_{tot}({}^{A-1}Z)$$

- The difference in neighboring isobar chains is around 1 MeV for lighter hypernuclei, smaller as A increases
- Symmetric character of B_{Λ} with respect to isospin $N - Z$
- B_{Λ} is almost constant for nuclei in the same isobar chain

Hypernuclear radii



Hyperon binding energies and radii of nuclear cores in $A+1_{\Lambda}Z$



Hartree-Fock approach for hypernuclei

- Energy density functional:

$$E = \langle g.s. | T + V_{12} | g.s. \rangle = \int H(\rho, \tau, J) dr, \quad |g.s.\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det|\phi_i(\mathbf{r}_j)|$$

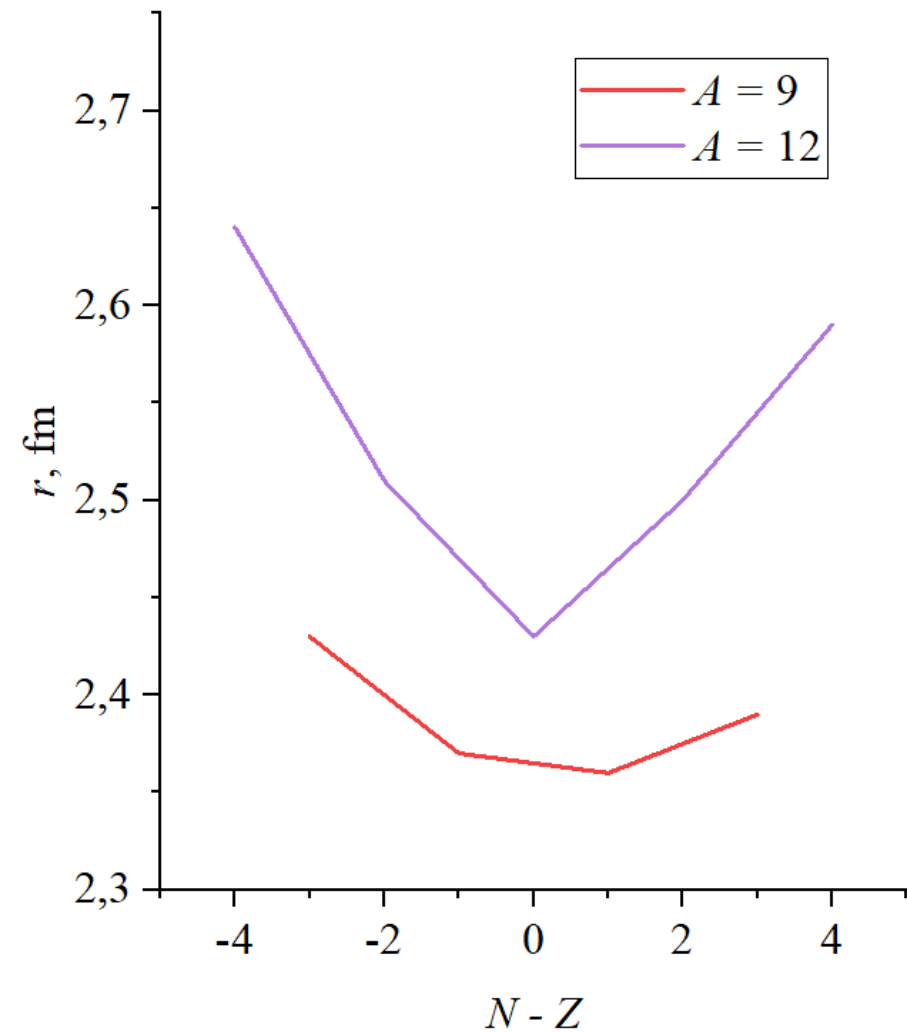
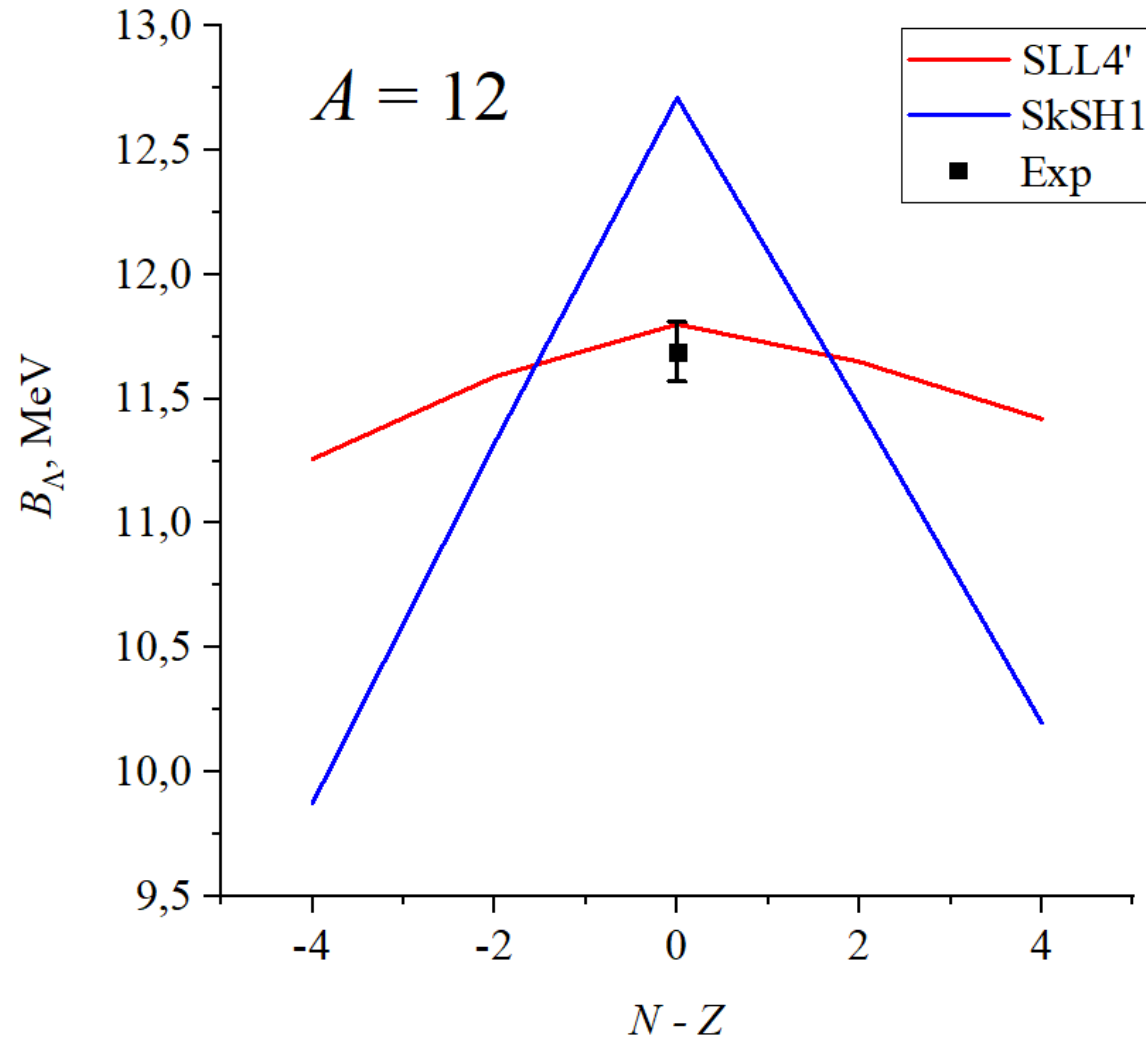
- Hartree-Fock single particle states:

$$\frac{\delta}{\delta\phi_i} (E - \sum_i e_i \int |\phi_i(\mathbf{r})|^2 dr) = 0$$

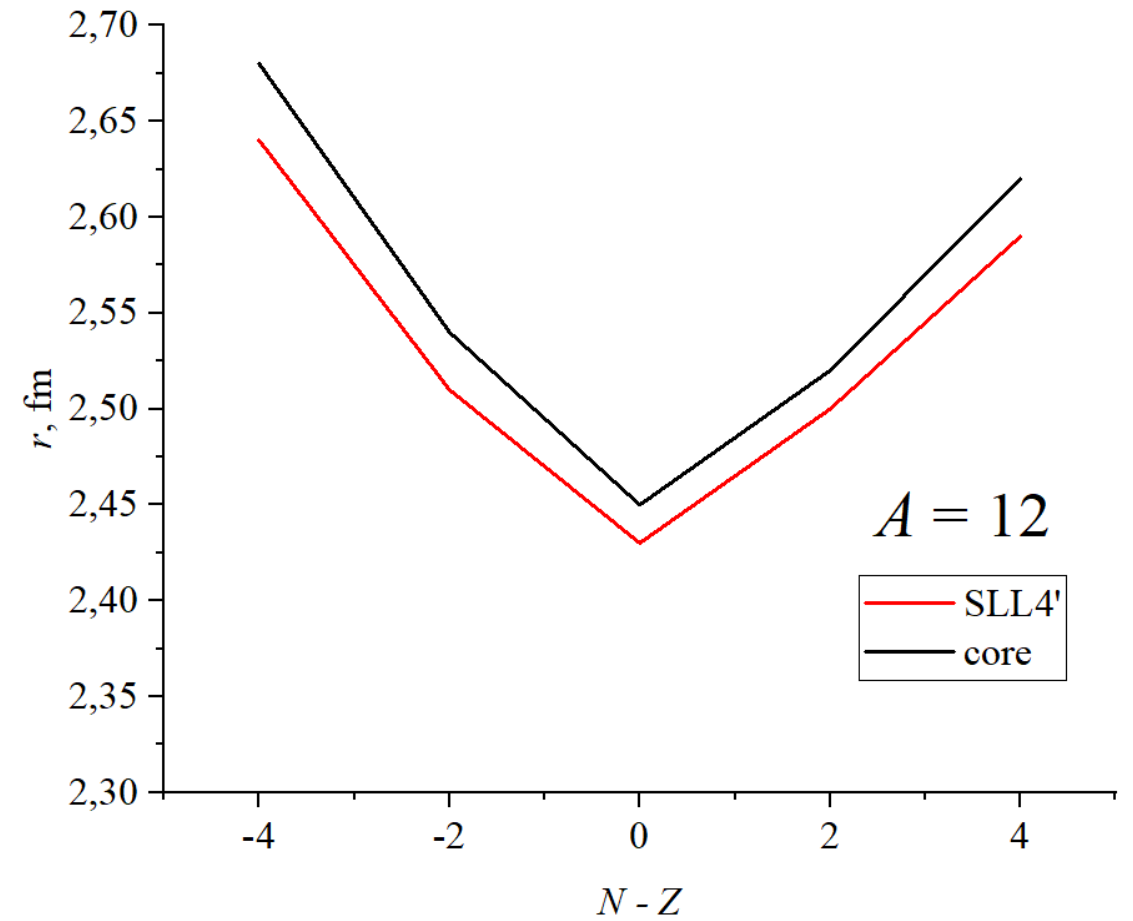
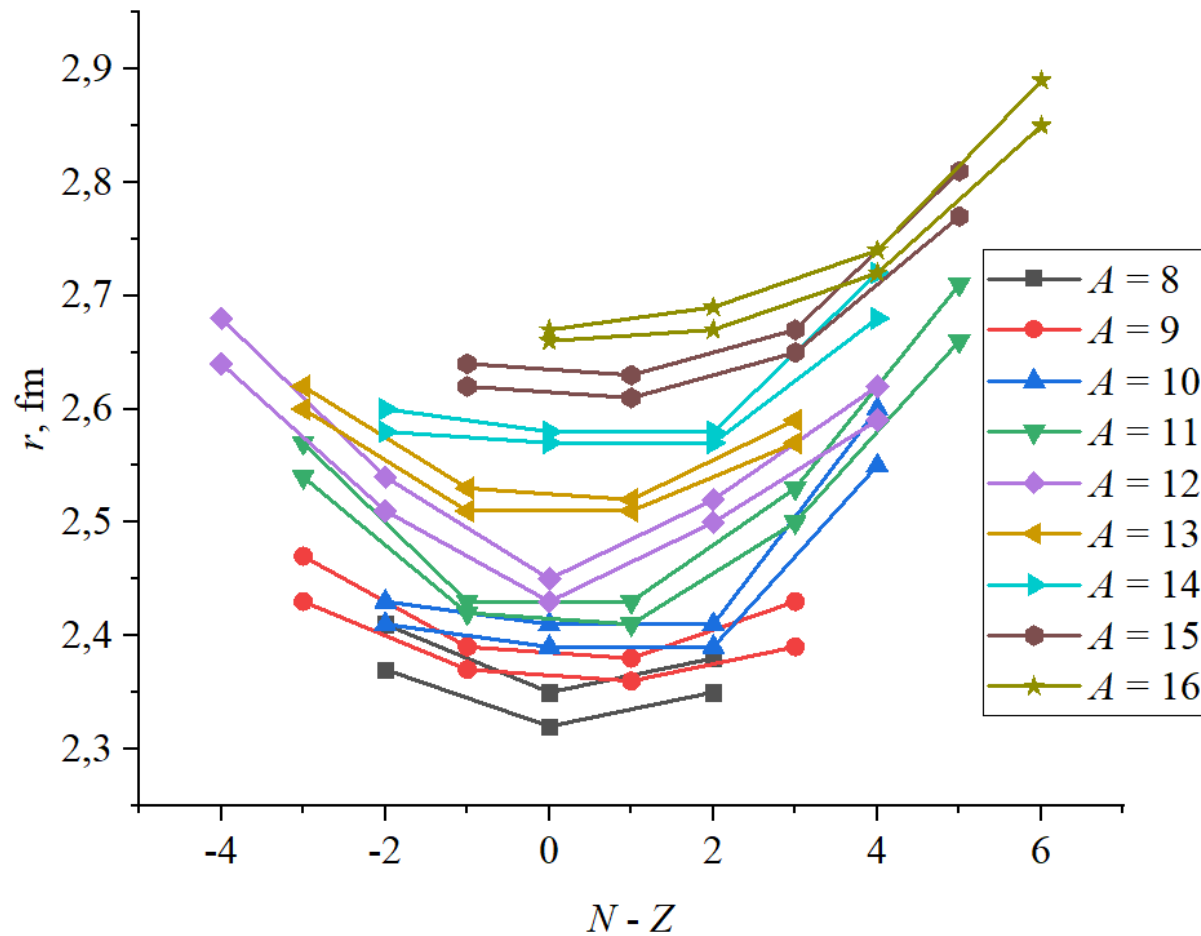
- Hartree-Fock equations:

$$\frac{\hbar^2}{2m_{q,\Lambda}^*(r)} \left[-R_\alpha''(r) + \frac{l_\alpha(l_\alpha + 1)}{r^2} R_\alpha(r) \right] - \left(\frac{\hbar^2}{2m_{q,\Lambda}^*(r)} \right)' R_\alpha'(r) + U_{q,\Lambda}(r) R_\alpha(r) = e_\alpha R_\alpha(r)$$

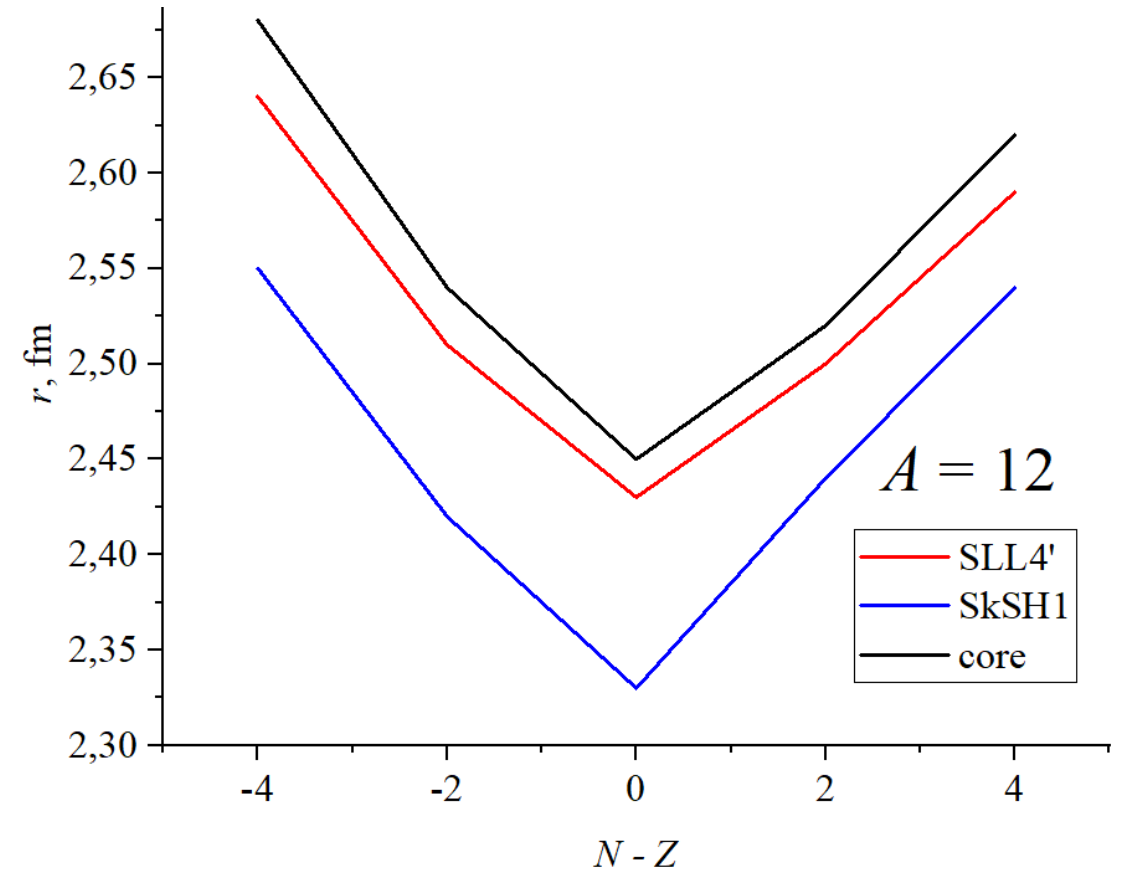
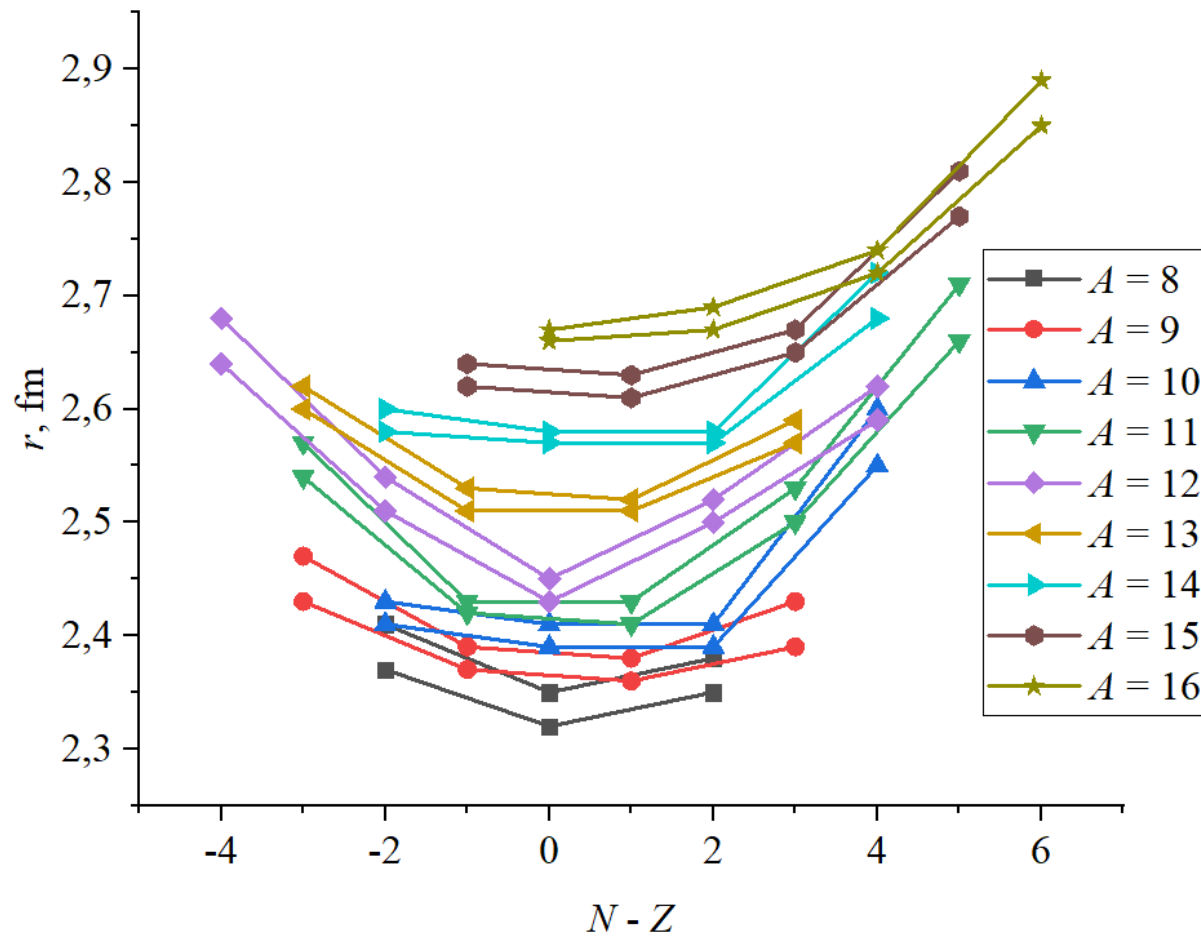
Hyperon binding energies and radii of nuclear cores in $A+1_{\Lambda}Z$



Nuclear core distortion (polarization) by hyperon



Nuclear core distortion (polarization) by hyperon



Motivation

- Growing experimental capabilities for production of exotic hypernuclei
- Predictions for hypernuclei with an unbound nucleon core
- Location of nucleon dripline on the hypernuclear chart for $5 \leq Z \leq 8$