

# Границы существования легких гиперядер с протонным избытком

---

С.В. СИДОРОВ<sup>1,2</sup>, Д.Е. ЛАНСКОЙ<sup>1</sup>, Т.Ю. ТРЕТЬЯКОВА<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Физический факультет, МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup> *НИИЯФ им. Скобелева, МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия*

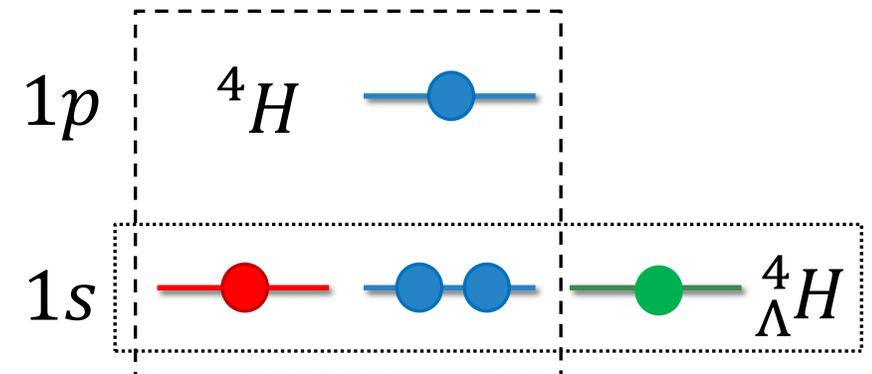
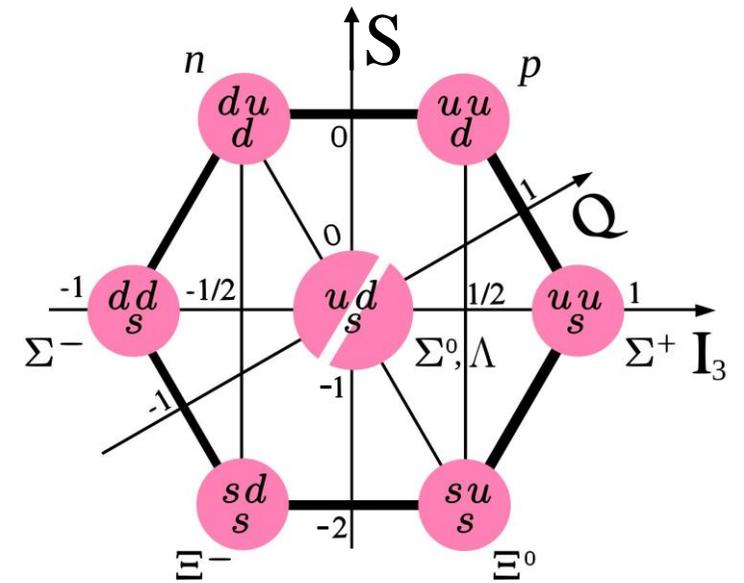
# Гиперядра

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

Обозначение:

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

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

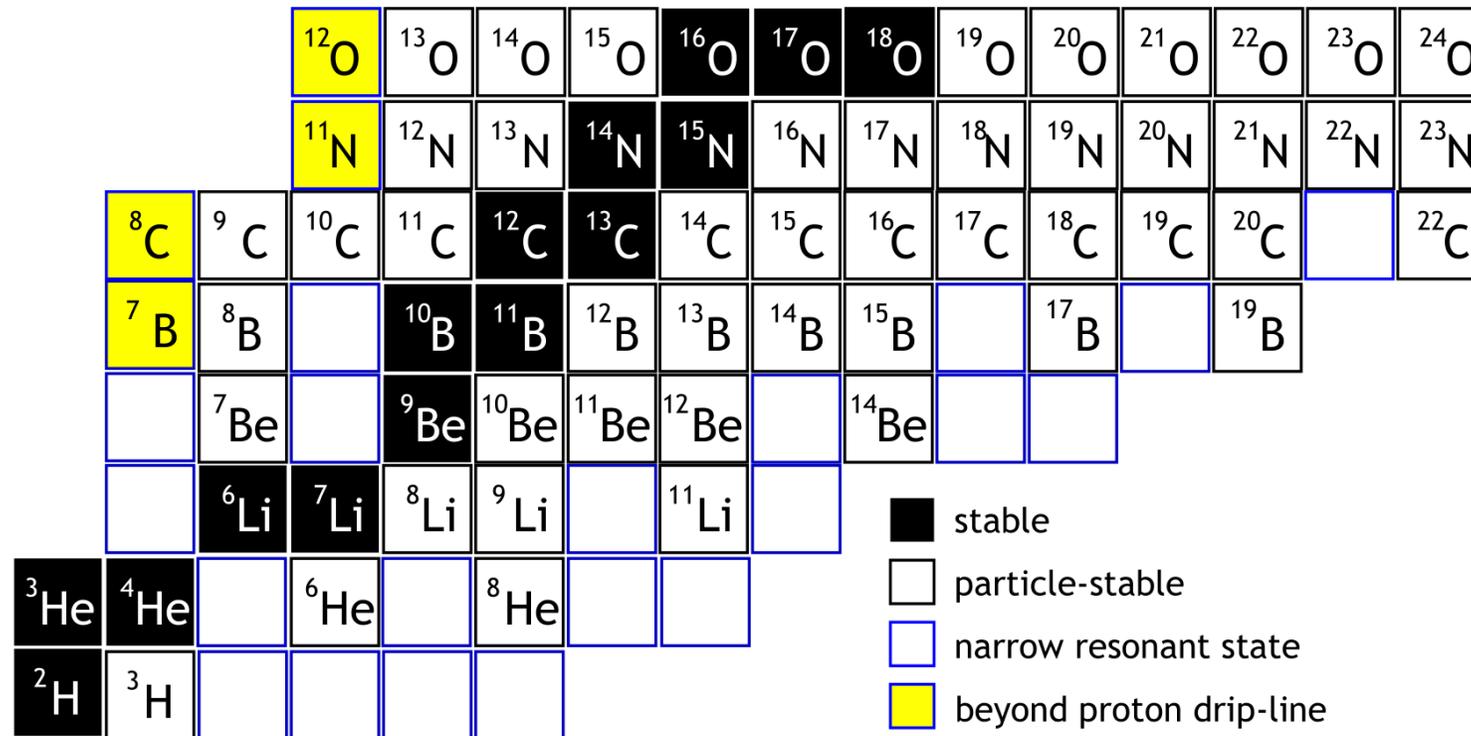


## Мотивация:

Новые экспериментальные возможности синтеза экзотических гиперядер в реакциях столкновения тяжелых ионов

## Цели:

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





# 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):

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

$\Lambda N$ : [SLL4](#), [SLL4'](#) (Schulze and Hiyama, 2014), [YBZ5](#) (Yamamoto et al, 1988),  
[LY1](#), [LY5](#) (Lanskoy 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:

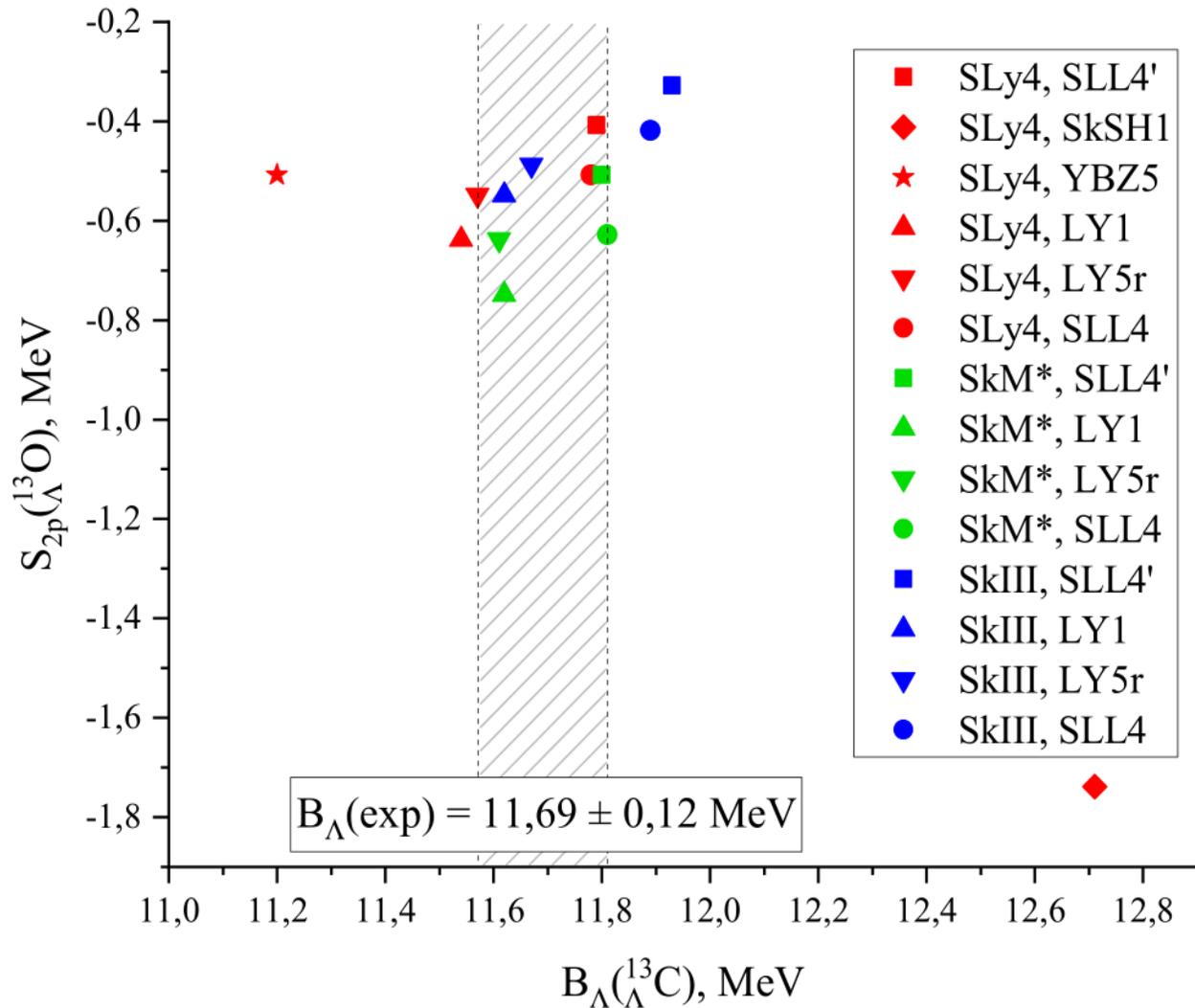
$$\begin{aligned} S_p({}_\Lambda^AZ) &= S_p({}^{A-1}Z) + B_\Lambda({}_\Lambda^AZ) - B_\Lambda({}^{A-1}_\Lambda(Z-1)), \\ S_{2p}({}_\Lambda^AZ) &= S_{2p}({}^{A-1}Z) + B_\Lambda({}_\Lambda^AZ) - B_\Lambda({}^{A-2}_\Lambda(Z-2)). \end{aligned}$$

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 $^{13}_{\Lambda}\text{O}$



$^{12}\text{O}$  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:

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

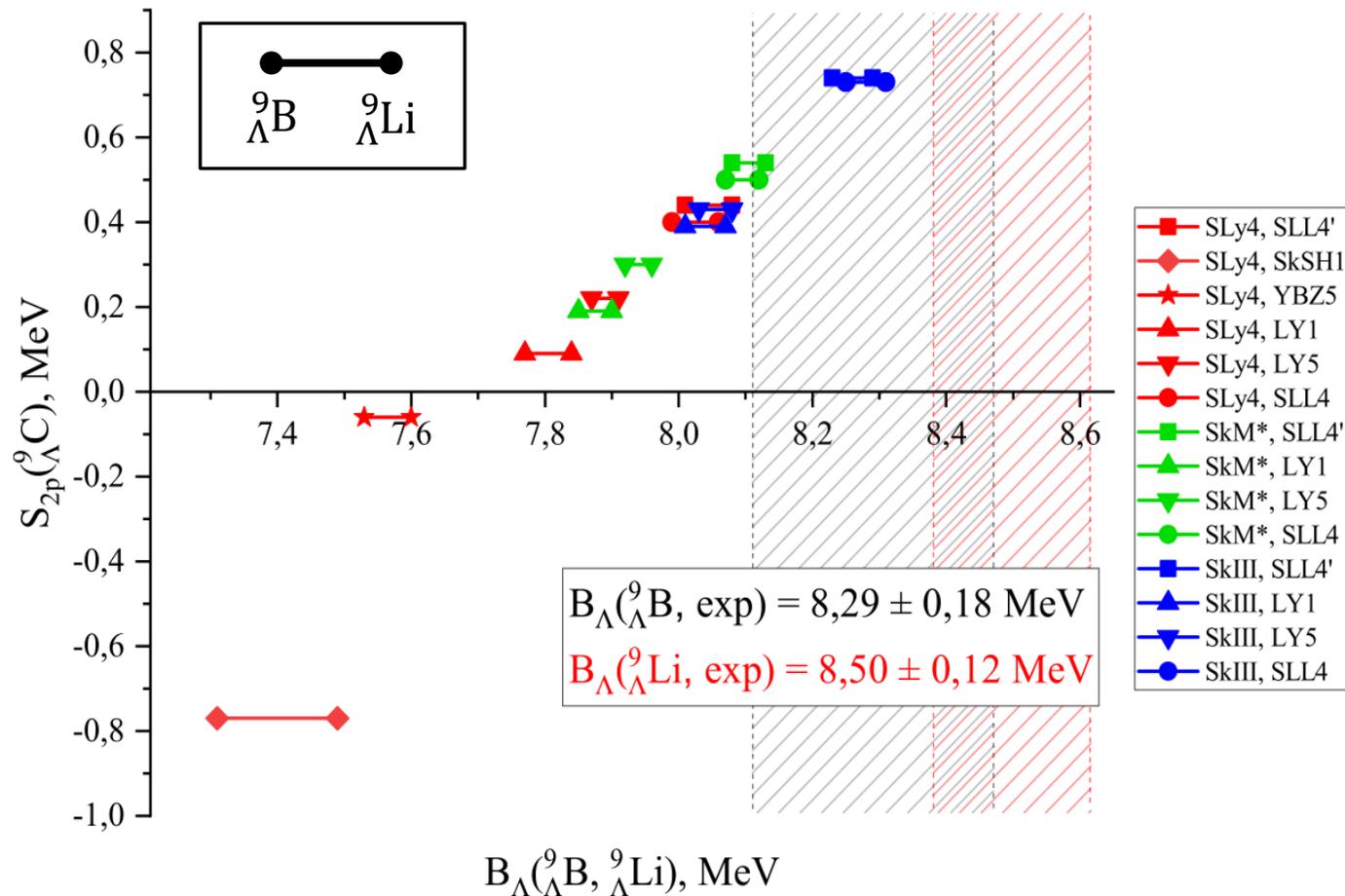
exp  $\rightarrow$   $\uparrow$  calc  $\rightarrow$

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  $B_{\Lambda}$  в  ${}^9_{\Lambda}\text{B}$  и  ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$  для разных NN и  $\Lambda\text{N}$  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  $\Lambda N$ -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)

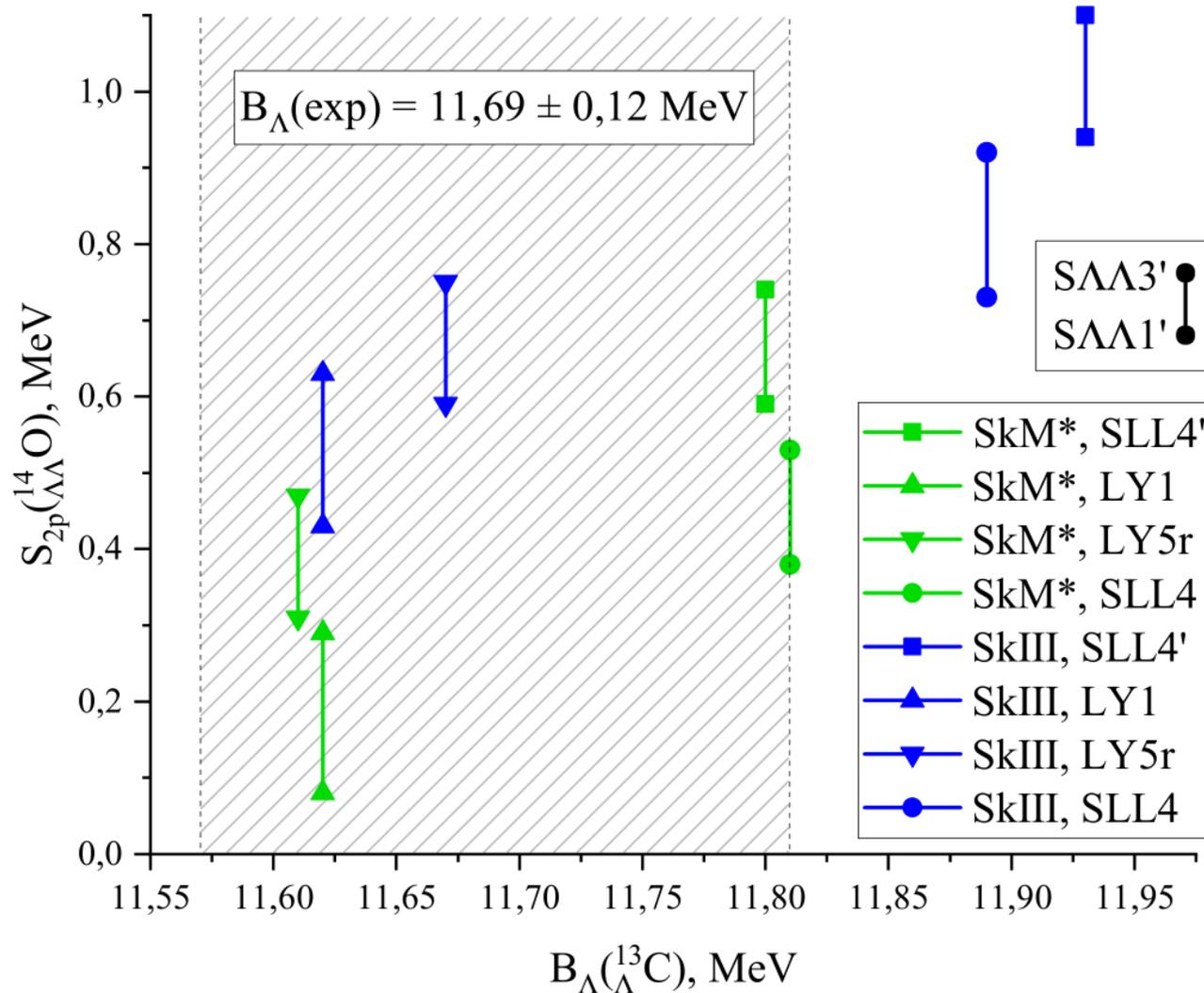
Энергию отделения одного или двух протонов можно найти как:

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

Энергия связи двух гиперонов:

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

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



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

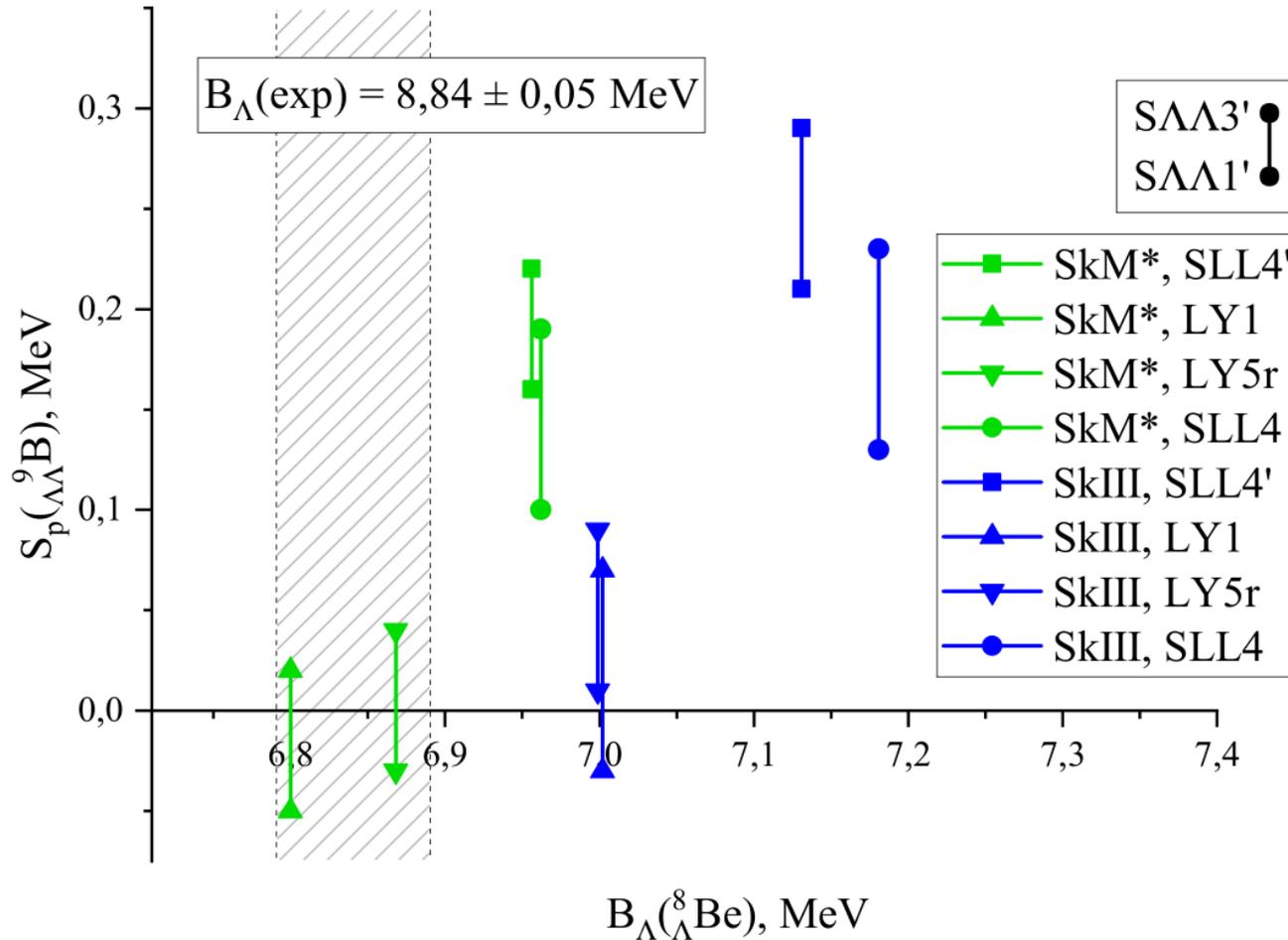
exp

calc

как функция  $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}C)$  для разных NN и  $\Lambda N$  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) (pointing to  $S_p({}^7\text{B})$ )

calc (under the difference term)

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

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

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

# Заключение

В подходе Хартри-Фока со взаимодействием Скирма была рассчитана структура легких протон-избыточных  $\Lambda$ -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.

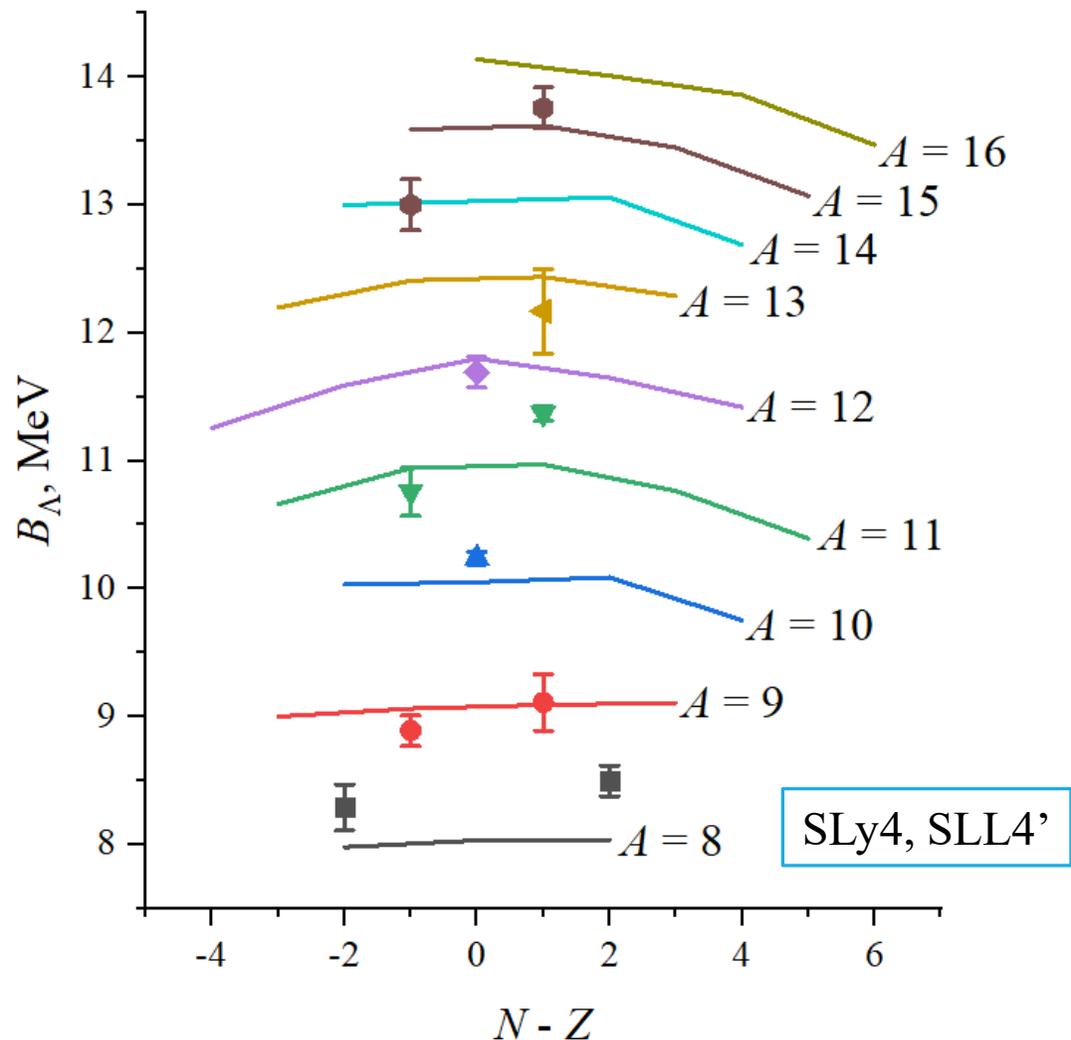
Спасибо за внимание!

---

Back-up slides



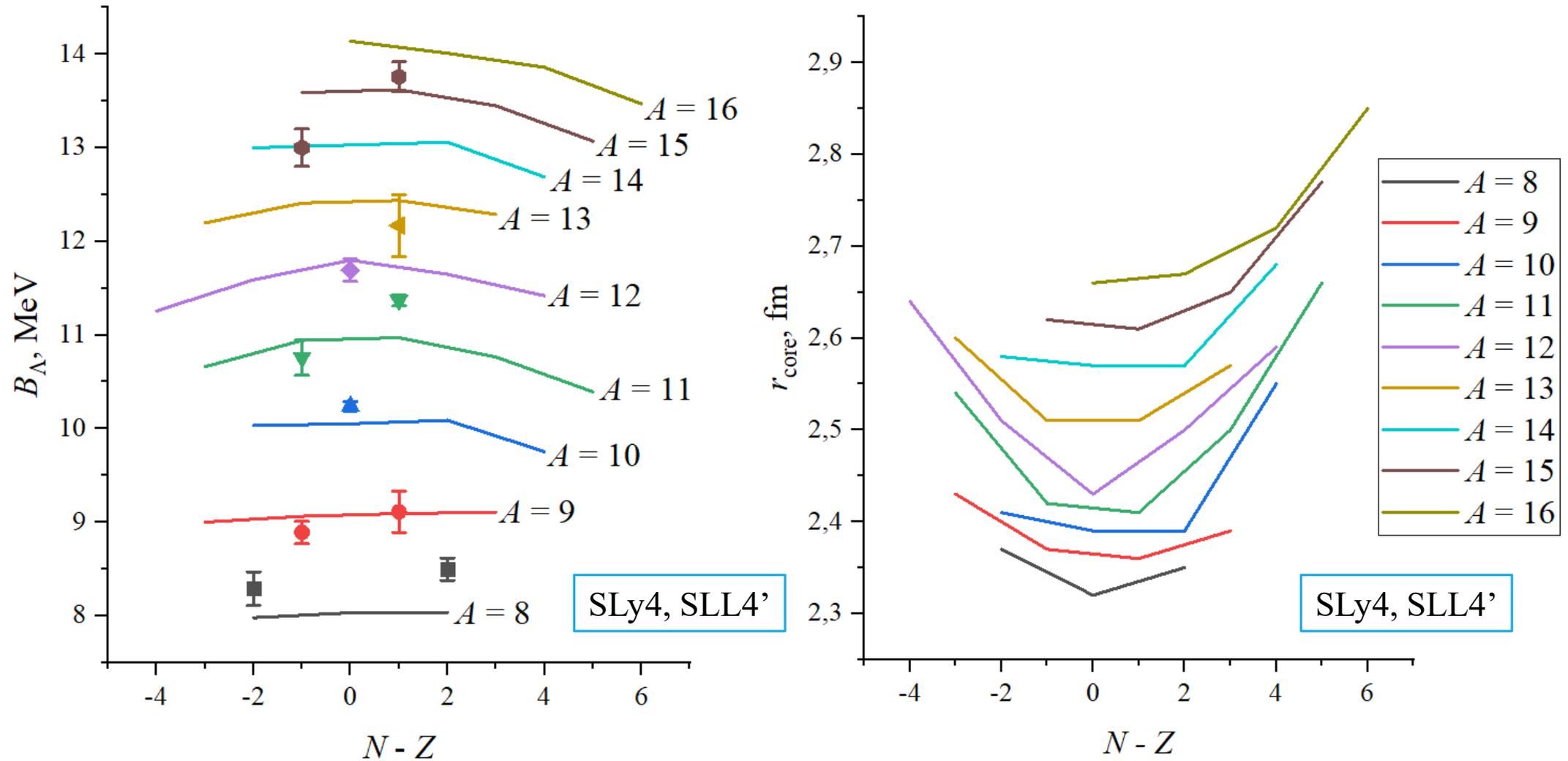
# Hyperon binding energies in $A+1_{\Lambda}Z$ hypernuclei



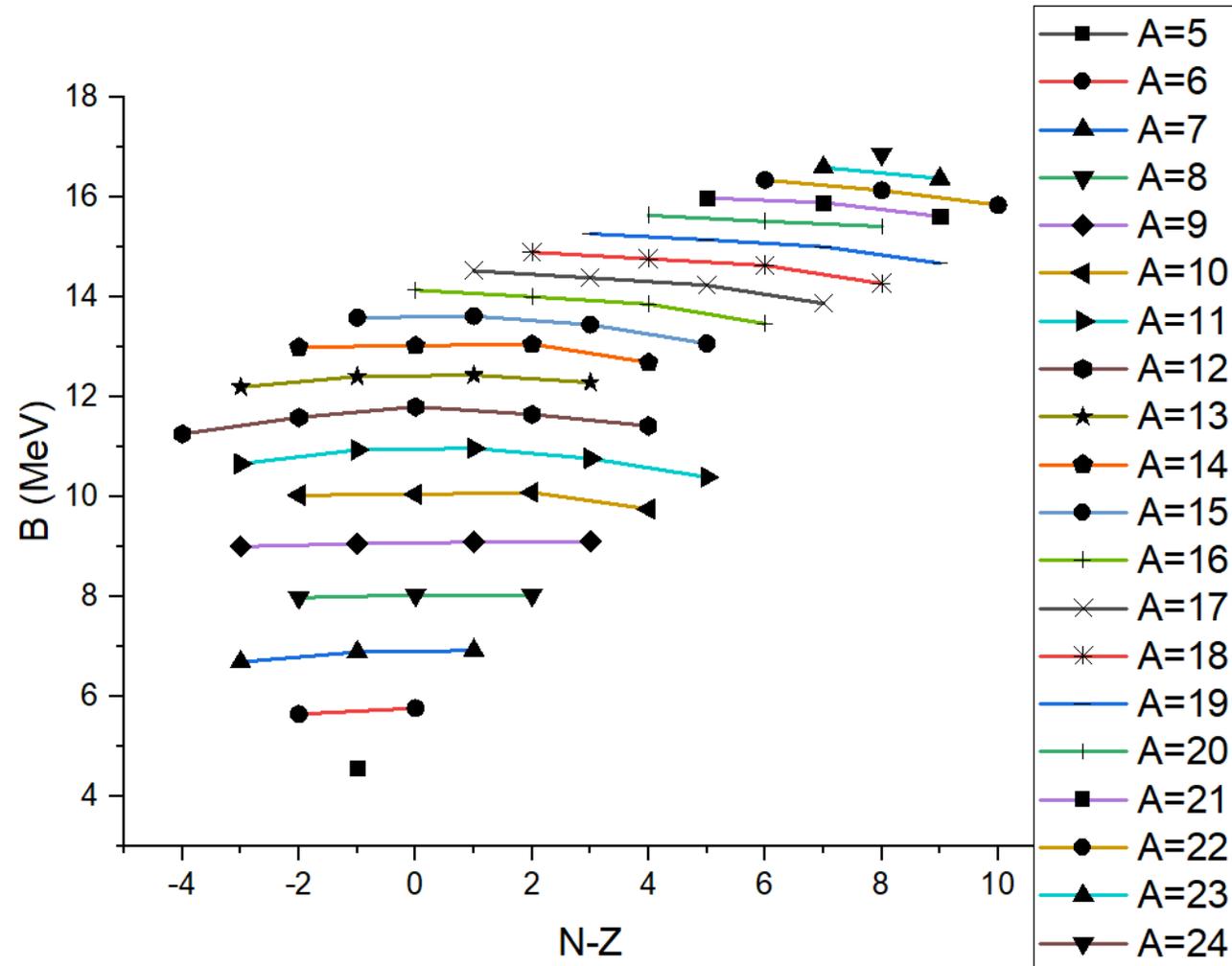
$$B_{\Lambda}(^{A+1}_{\Lambda}Z) = B_{tot}(^{A+1}_{\Lambda}Z) - B_{tot}(^AZ)$$

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

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



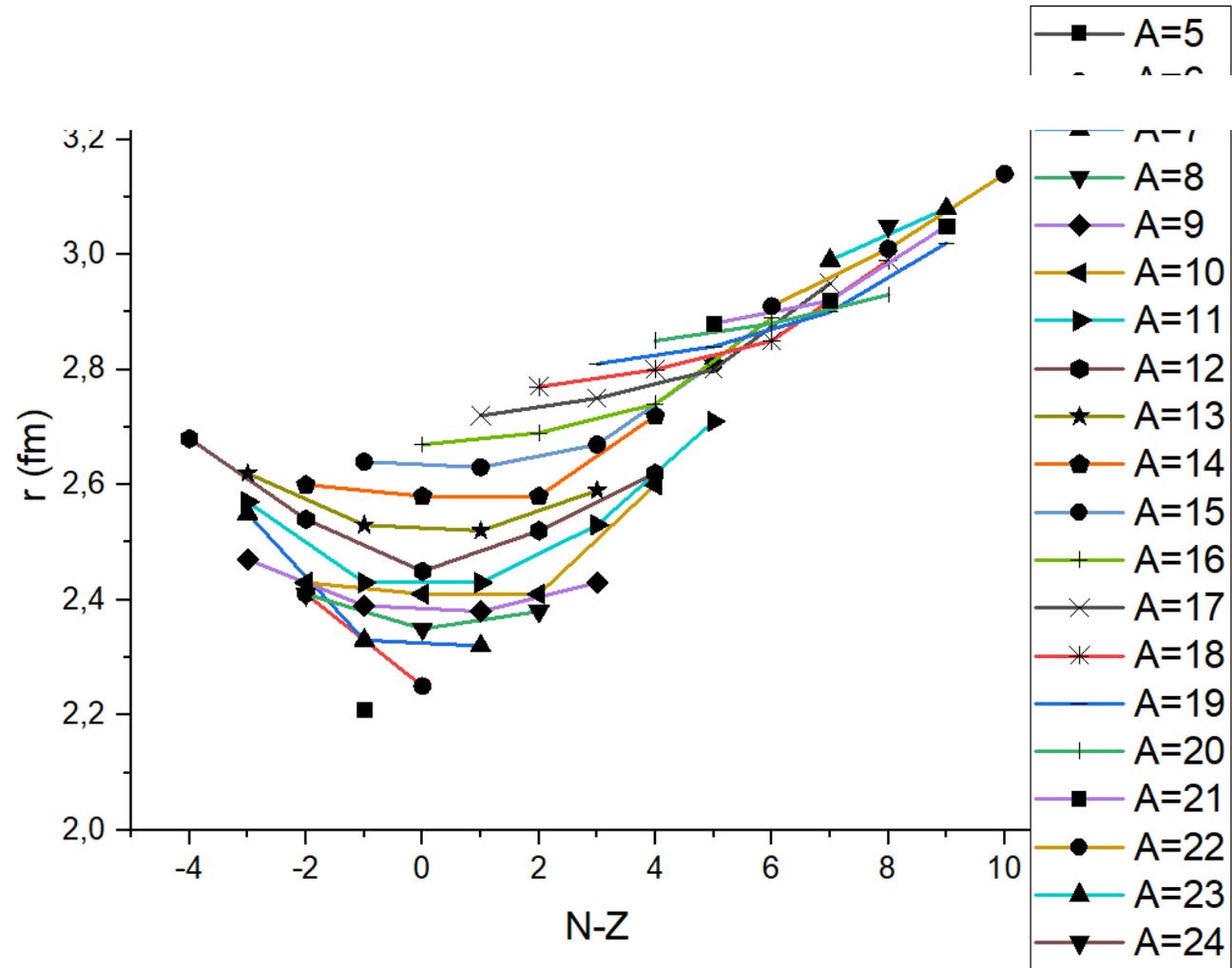
# Hyperon binding energy



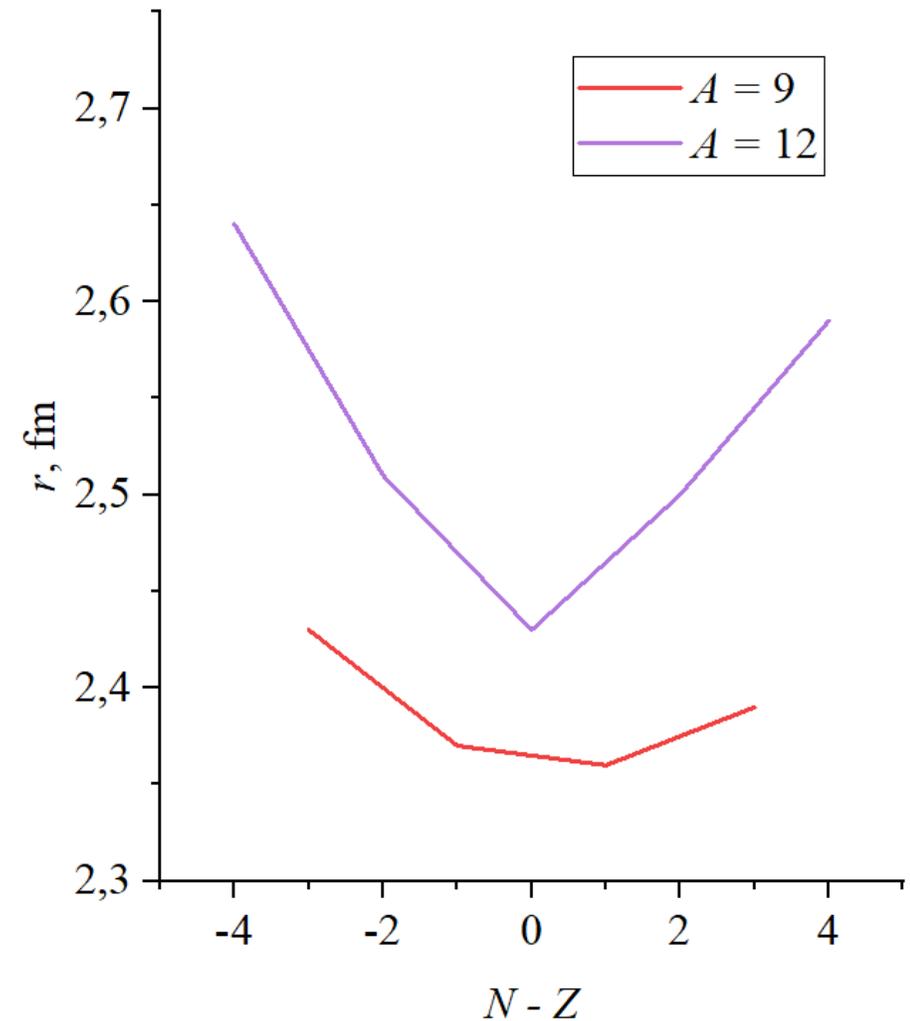
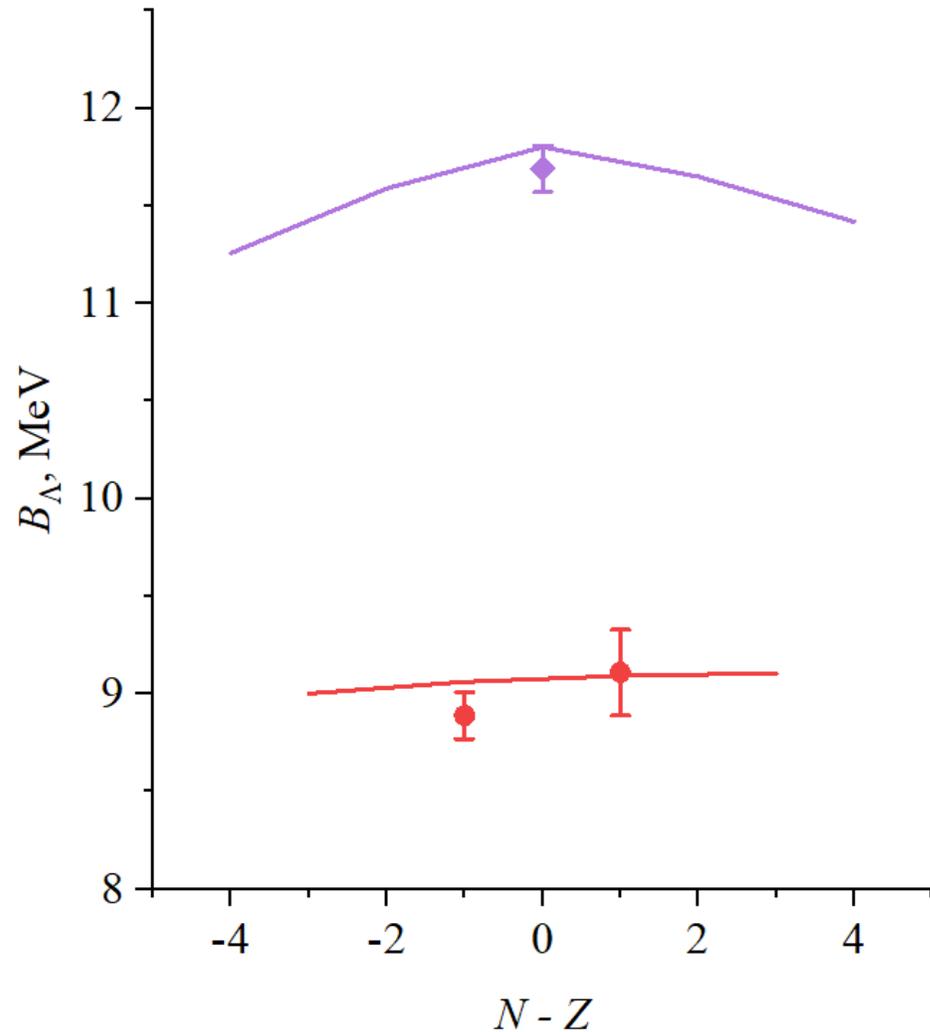
$$B_{\Lambda}(^A_{\Lambda}Z) = B_{tot}(^A_{\Lambda}Z) - B_{tot}(^{A-1}Z)$$

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

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

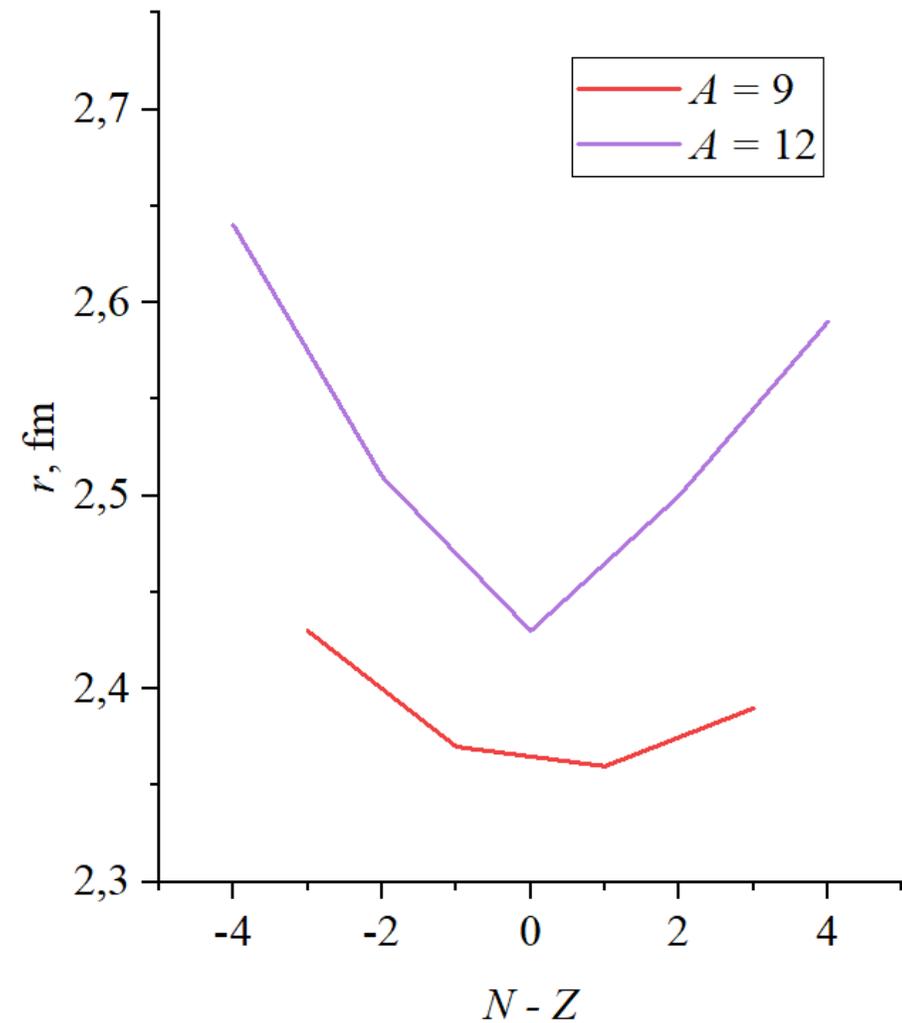
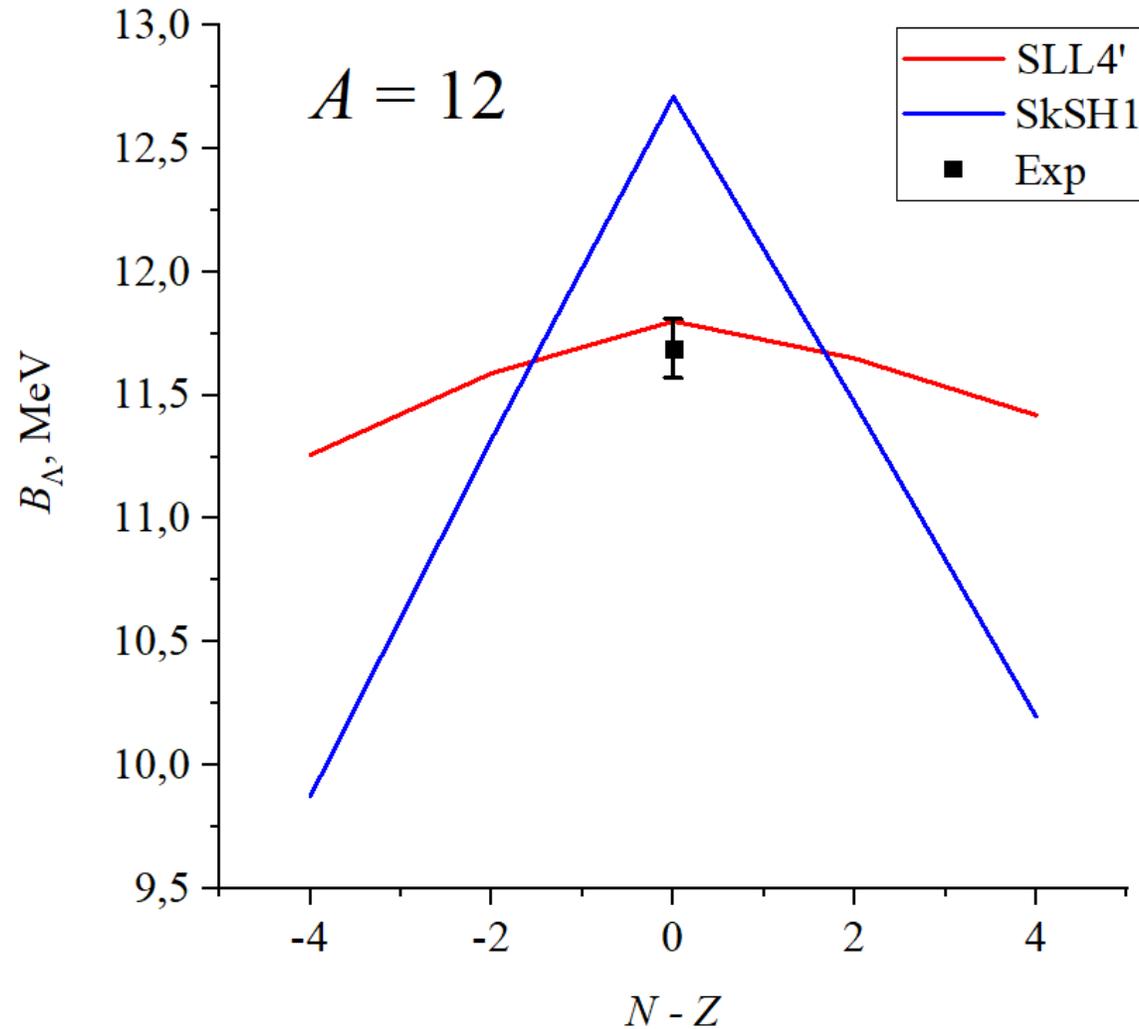
- Hartree-Fock single particle states:

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

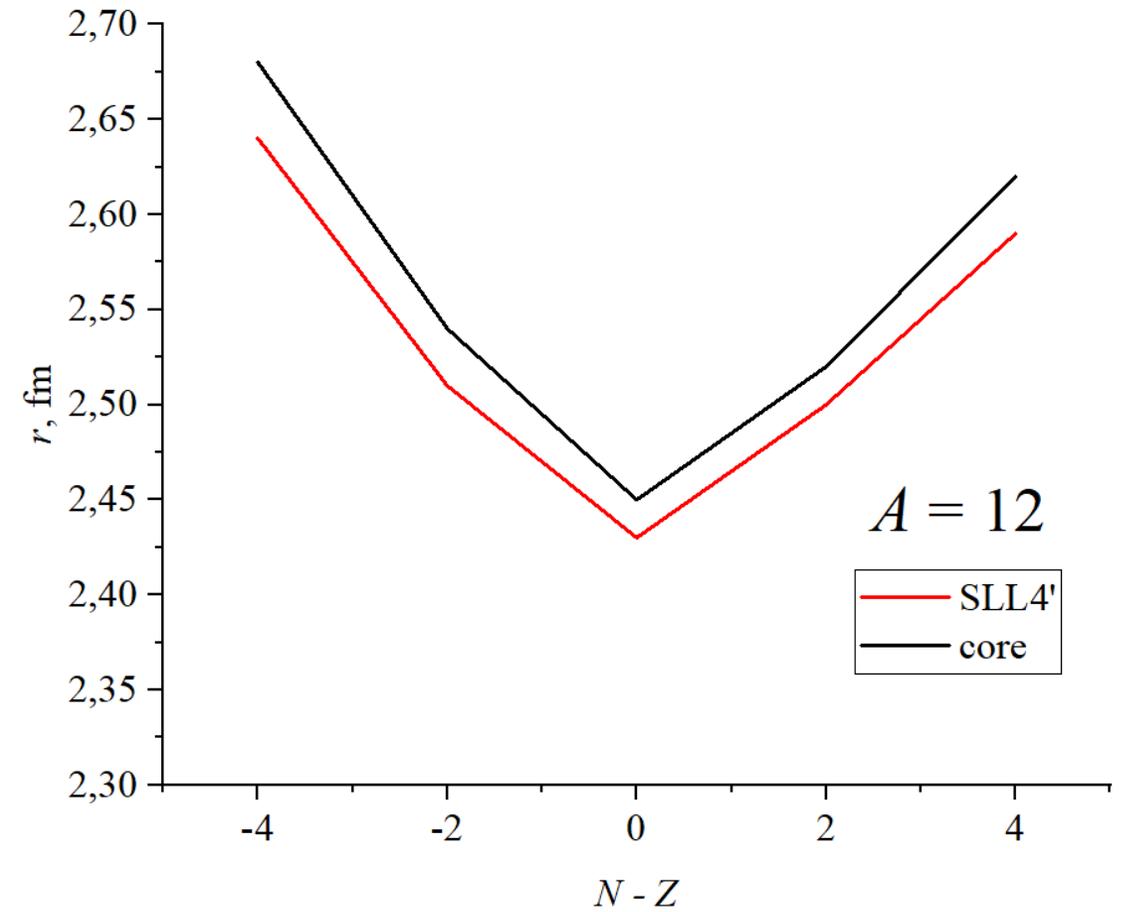
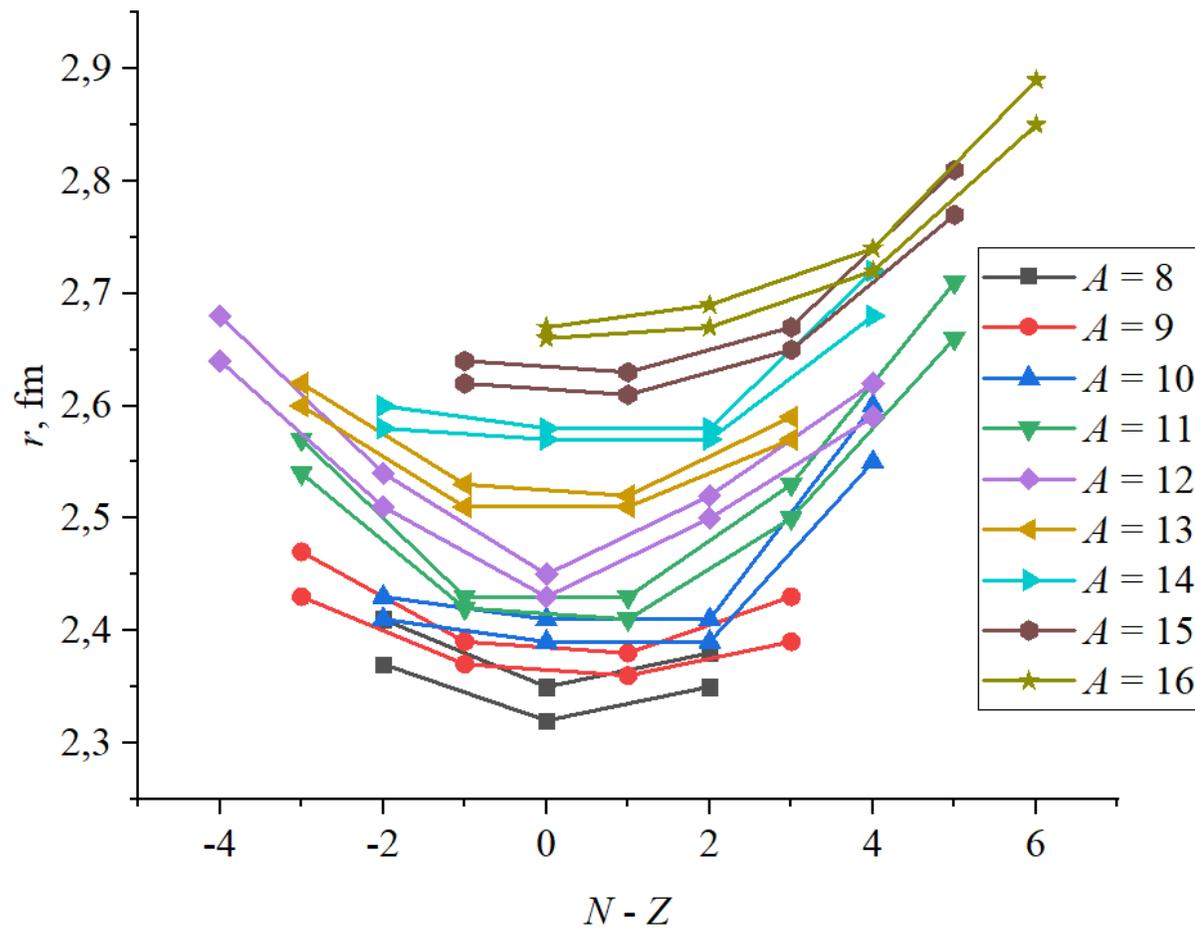
- Hartree-Fock equations:

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

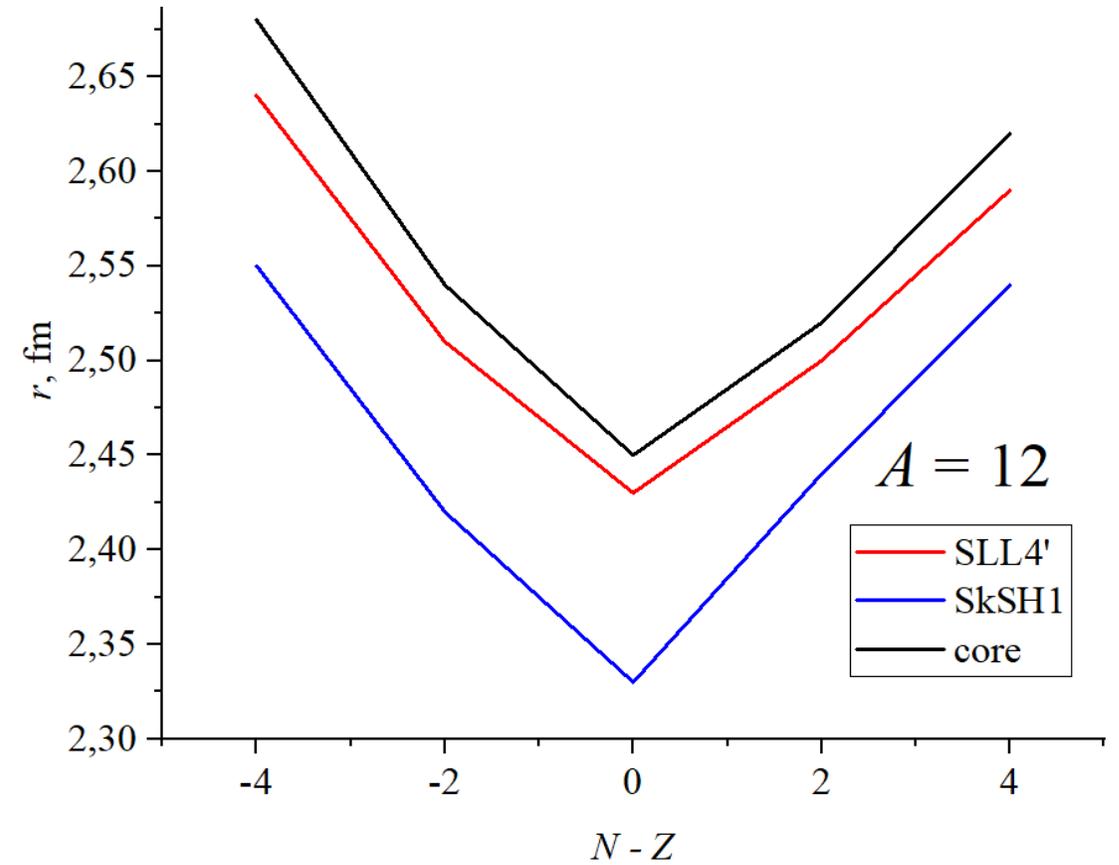
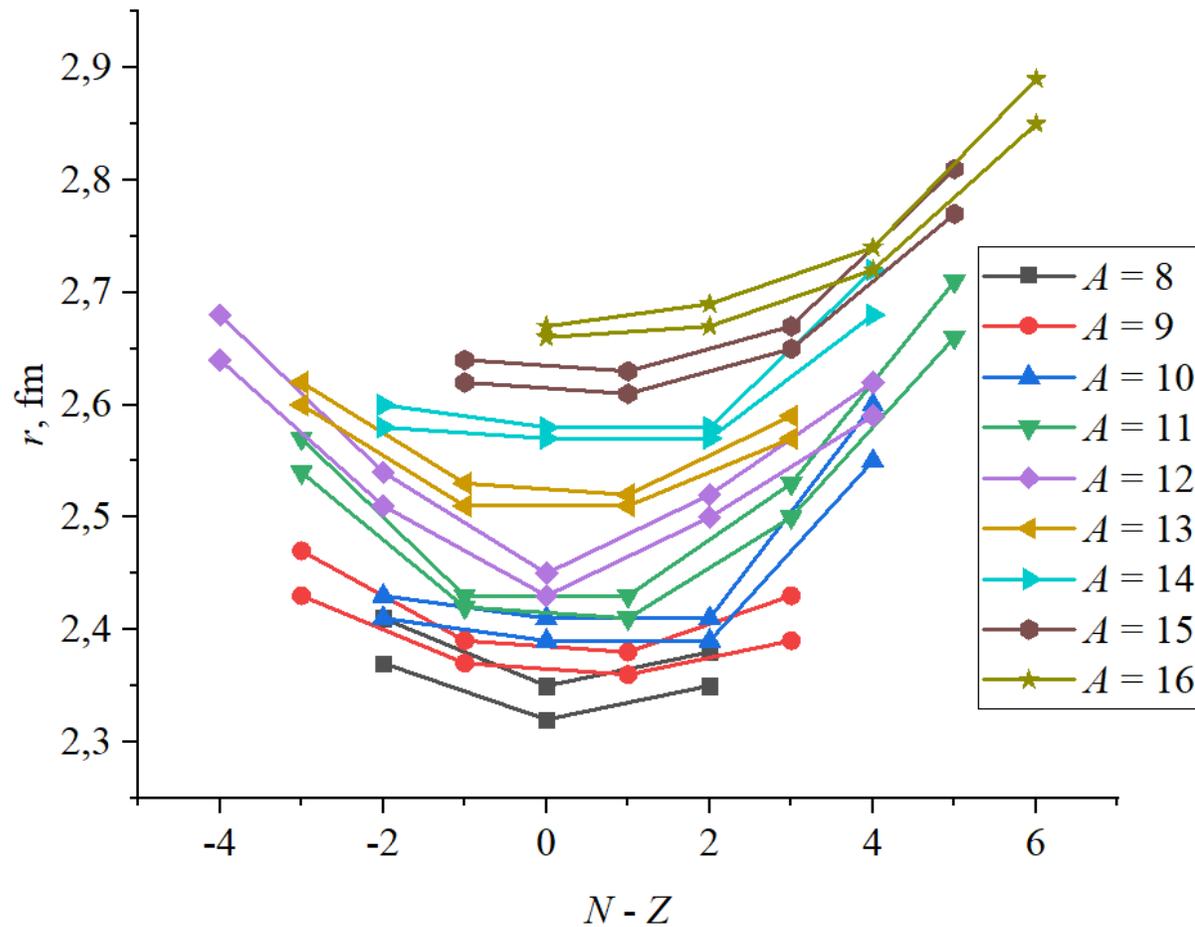
# Hyperon binding energies and radii of nuclear cores in $A+1_{\Lambda}Z$



# 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  $5 \leq Z \leq 8$