

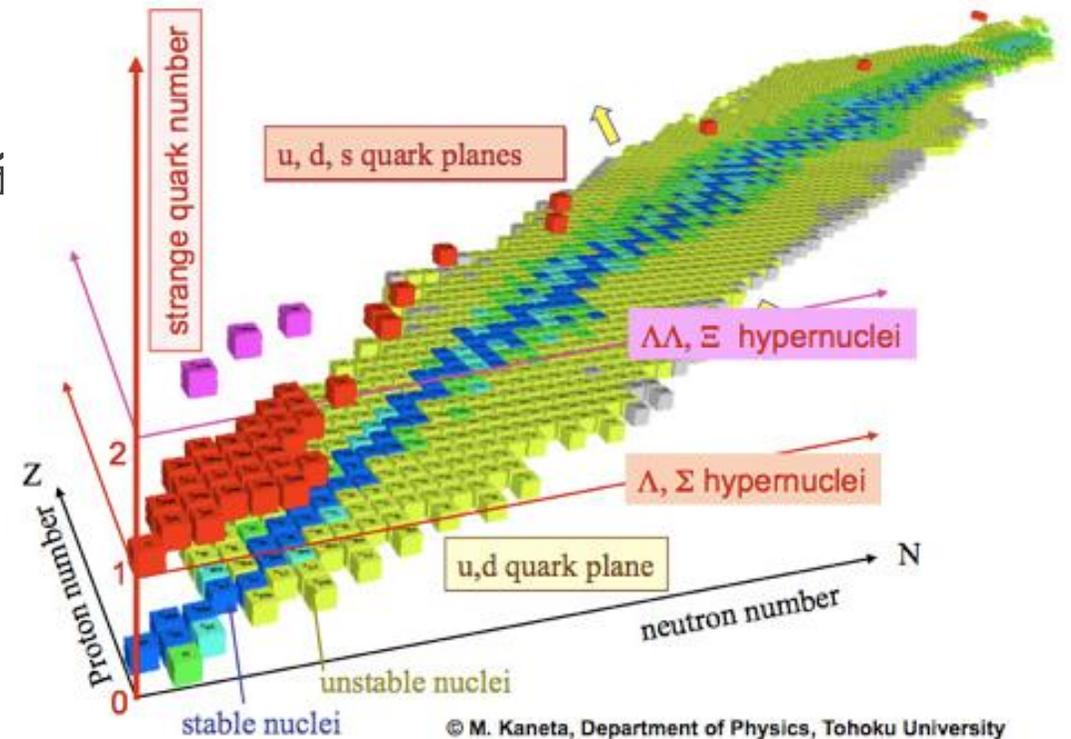
Легкие экзотические Λ -гиперядра

С.В. СИДОРОВ

16 МАРТА 2023

Экзотические Λ -гиперядра

- Интерес в фундаментальной науке: свойства барион-барионных взаимодействий
- Новые эксперименты по столкновению тяжелых ионов: NICA, FAIR
- Приложения в астрофизике: нейтронные звезды



Экзотические Λ -гиперядра

- Первые расчеты в нейтрон-избыточных гиперядрах: Dalitz, Levi (1963)
- Majling (1990s): возможная связанность ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^8_{\Lambda}\text{H}$ (${}^5\text{H}$ и ${}^7\text{H}$ не связаны)
- FINUDA: ${}^6\text{Li} + K^- \rightarrow {}^6_{\Lambda}\text{H} + \pi^+$ (3 события)
 ${}^5\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + 2n, S_{4n}({}^5\text{H}) \approx -2 \text{ МэВ}$
- ${}^8_{\Lambda}\text{H}$ - не наблюдалось
 ${}^7\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + 4n, S_{4n}({}^7\text{H}) \approx -0.8 \div 2 \text{ МэВ}$
- Несколько событий с образованием ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ в эмульсии; КЕК: ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$

${}^7\text{H}$ ground state as a ${}^3\text{H}+4\text{n}$ resonance

Emiko Hiyama^{a,b}, Rimantas Lazauskas^c, Jaime Carbonell^{d,*}



^a Department of Physics, Tohoku University, Sendai, 980-8578, Japan

^b RIKEN Nishina Center, 2-1 Hirosawa, Wako 351-0106, Japan

^c IPHC, CNRS/IN2P3, Université de Strasbourg, 67037 Strasbourg, France

^d Université Paris-Saclay, CNRS/IN2P3, IJCLab, 91405 Orsay, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 27 May 2022

Received in revised form 10 July 2022

Accepted 2 August 2022

Available online 8 August 2022

Editor: J.-P. Blaizot

Keywords:

${}^4\text{H}$, ${}^5\text{H}$, ${}^6\text{H}$ and ${}^7\text{H}$

Gaussian expansion method

Stabilization method

Few-nucleon problem

ab initio calculations

ABSTRACT

We have investigated the possible existence of a ${}^7\text{H}$ resonant state, considered as a five-body system consisting of a ${}^3\text{H}$ core with four valence neutrons. To this aim, an effective n - ${}^3\text{H}$ potential is constructed in order to reproduce the low energy elastic neutron scattering on ${}^3\text{H}$ phase shifts and the ${}^5\text{H}$ resonant ground state in terms of ${}^3\text{H}$ - n - n system. The variational Gaussian Expansion Method is used to solve the 5-body Schrödinger equation, while the resonant state parameters were estimated by means of the stabilization method. We have not found any sign of a narrow low energy resonance in the vicinity of ${}^3\text{H}+4\text{n}$ threshold. However, we have identified a very broad structure at $E_R \approx 9$ MeV above this threshold, which corresponds to the ${}^7\text{H}$ $J^\pi = 1/2^+$ ground state. In the vicinity of this state, we have also identified a broad structure corresponding to the ground state of ${}^6\text{H}$ isotope with quantum numbers $J^\pi = 2^-$.

© 2022 The Author(s). Published by Elsevier B.V. This is an open access article under the CC BY license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>). Funded by SCOAP³.

Подход Хартри-Фока для гиперядер

- Функционал энергетической плотности:

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

- Вариационный принцип:

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

- Уравнения Хартри-Фока:

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

Взаимодействие Скирма в гиперядрах

- Нуклон-нуклонное взаимодействие Скирма:

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

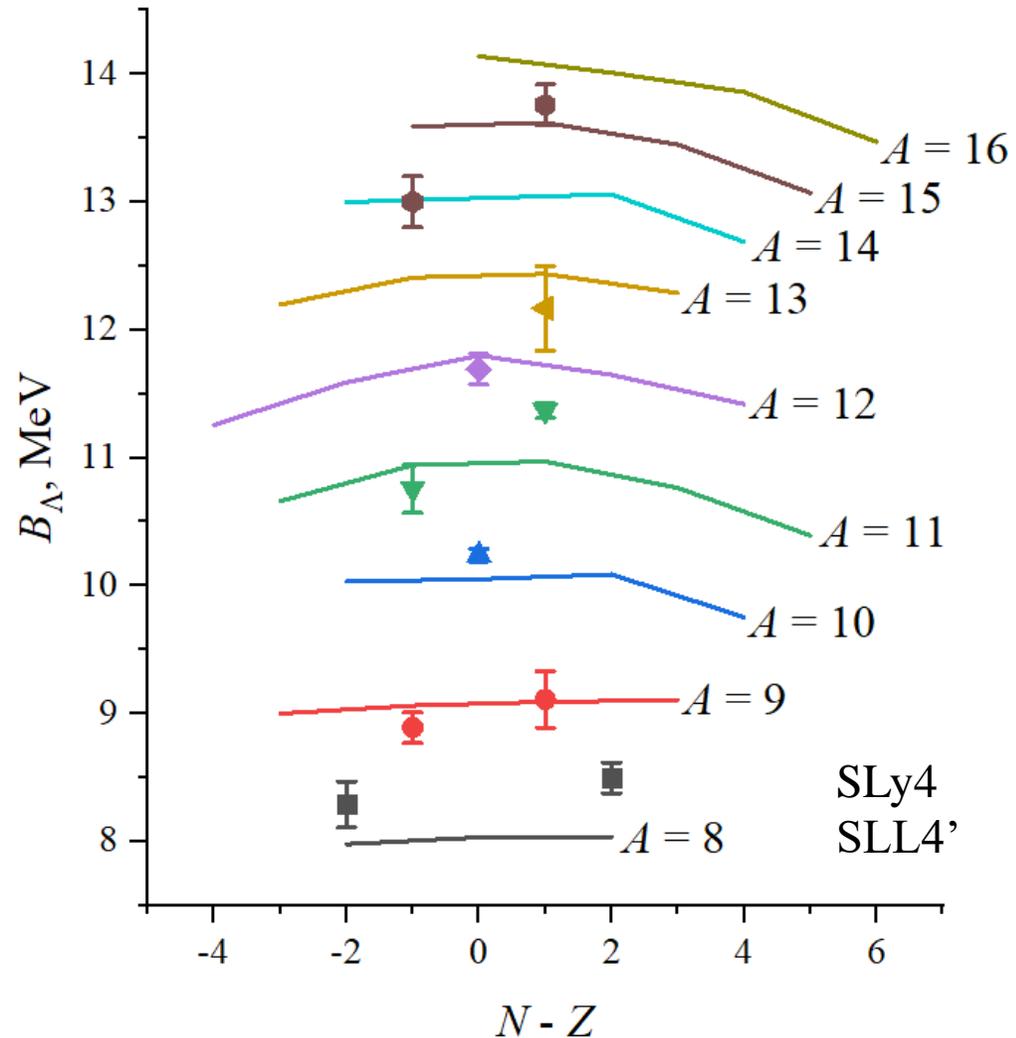
NN: SLy4, SkM*, SkIII

- Гиперон-нуклонное взаимодействие Скирма:

$$V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_q) = u_0(1 + y_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}) + \frac{1}{2} u_1 (\mathbf{k}^2 \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}) + \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}) \mathbf{k}'^2) \\ + u_2 \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}) \mathbf{k} + \frac{3}{8} u_3 \rho^\beta(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q})$$

ΛN : SLL4, SLL4', YBZ5, LY1, LY5, SkSH1

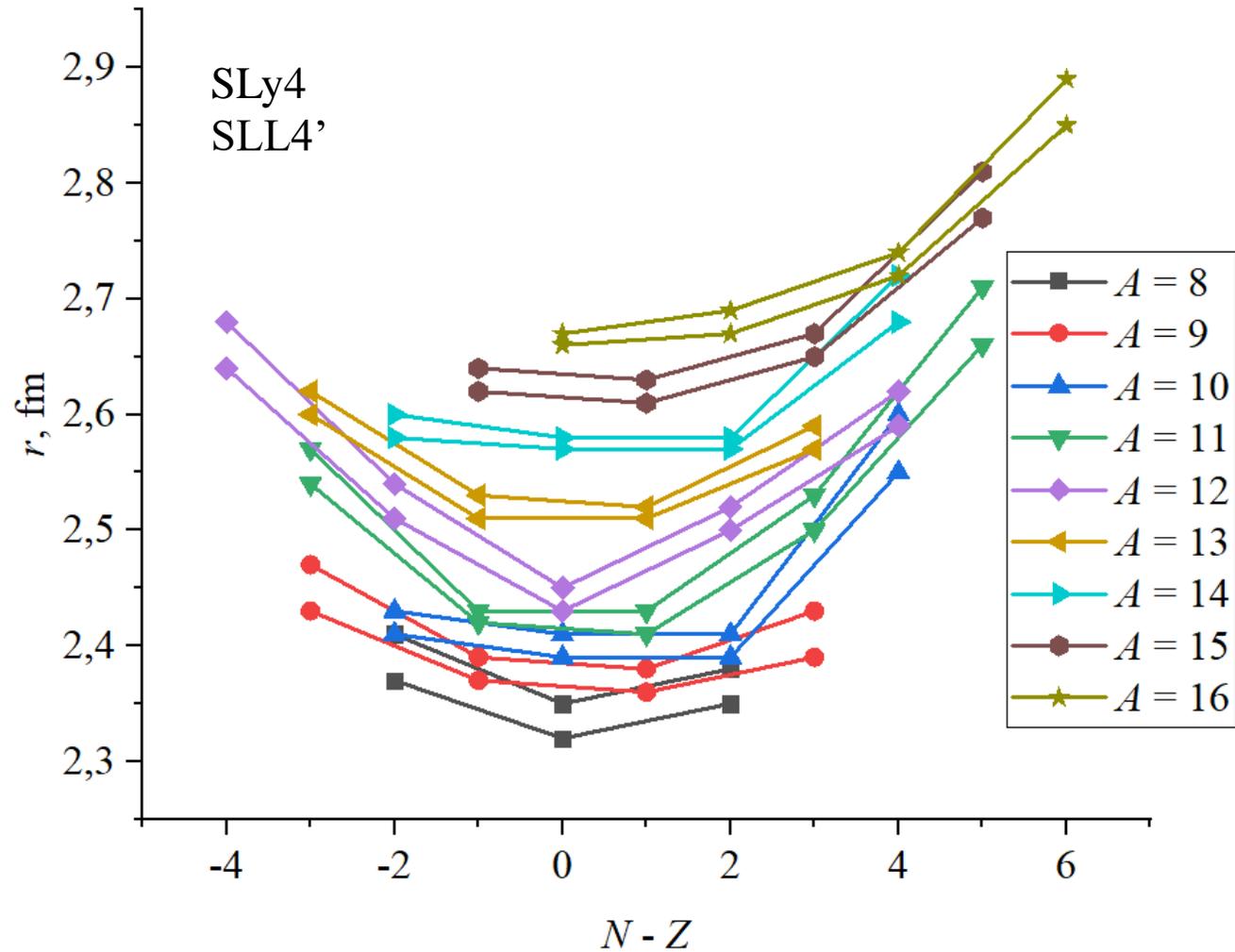
Энергия связи гиперона в $A+1_{\Lambda}Z$



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

- B_{Λ} увеличивается на ~ 1 MeV с ростом A в легких гиперядрах, медленнее в тяжелых гиперядрах
- Симметричное поведение B_{Λ} в зависимости от $N - Z$

Нуклонный радиус легких ядер ${}^A Z$ и гиперядер ${}^{A+1} Z$



Гиперядра вблизи линии протонной стабильности

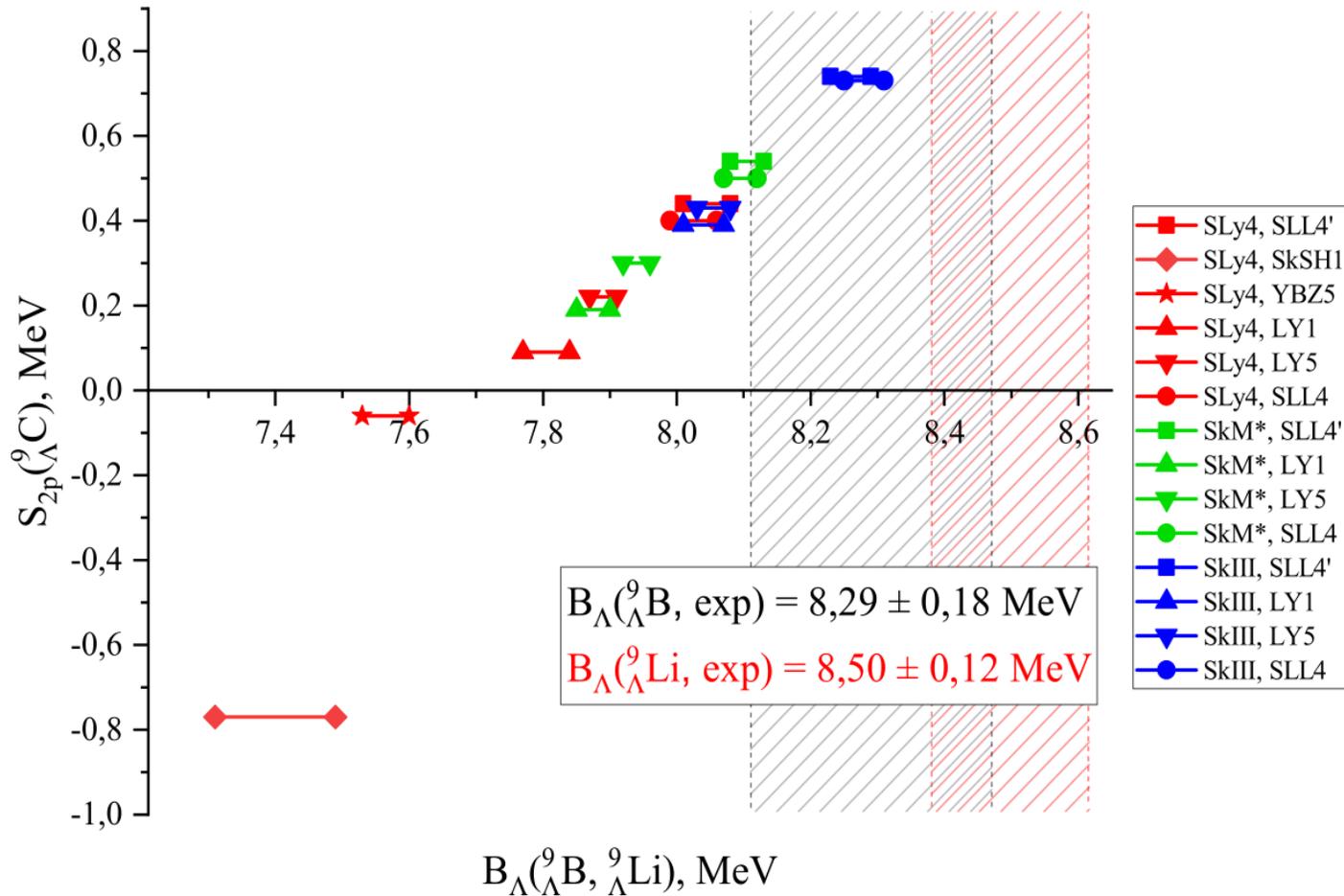
В подходе Хартри-Фока со взаимодействием Скирма не воспроизводится энергия отделения нуклонов в легких ядрах, однако реалистично описываются энергии связи гиперонов в гиперядрах. В связи с этим обстоятельством, для расчета энергий отделения протона(ов) S_p (S_{2p}) использовались соотношения:

$$S_p({}^A_{\Lambda}Z) = S_p({}^{A-1}Z) + \underbrace{B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) - B_{\Lambda}({}^{A-1}_{\Lambda}(Z-1))}_{\delta B_{\Lambda}^p}$$
$$S_{2p}({}^A_{\Lambda}Z) = S_{2p}({}^{A-1}Z) + \underbrace{B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) - B_{\Lambda}({}^{A-2}_{\Lambda}(Z-2))}_{\delta B_{\Lambda}^{2p}}$$

Glue-like
role of Λ

Здесь B_{Λ} в различных гиперядрах рассчитывались в подходе ХФ, когда отсутствовали экспериментальные данные, в то время как $S_p({}^{A-1}Z)$ и $S_{2p}({}^{A-1}Z)$ всегда брались из эксперимента. Сопоставление рассчитанных и экспериментальных B_{Λ} в соседних гиперядрах может служить критерием точности найденных S_p (or S_{2p}) в протон-избыточных гиперядрах.

Энергия отделения двух протонов в ${}^9_{\Lambda}\text{C}$



В то время как ${}^8\text{C}$ распадается с испусканием 4 протонов, для ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ критический канал с испусканием 2 протонов и образованием связанного ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$. Слева показана величина:

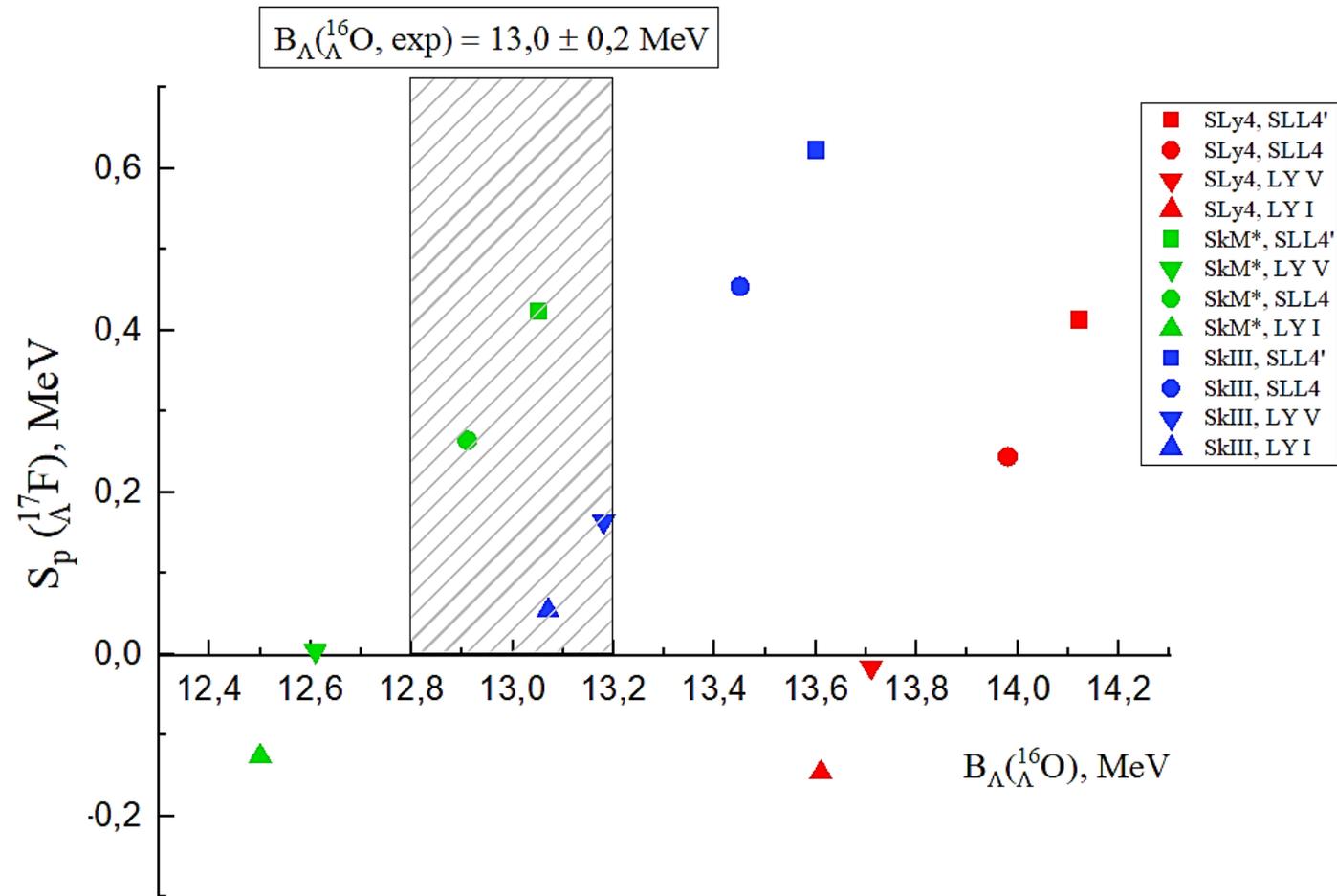
$$S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) = S_{2p}({}^8\text{C}) + B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C}) - B_{\Lambda}({}^7_{\Lambda}\text{Be})$$

exp $\xrightarrow{\text{calc}}$

как функция B_{Λ} в ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ для различных NN- и ΛN -взаимодействий Скирма. В каждой паре, левым и правым точкам соответствуют расчеты для ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ соответственно. Монотонное поведение зависимости указывает на то, что $S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) > 0$

${}^9_{\Lambda}\text{C}$ связано!

Энергия отделения протона в $^{17}_{\Lambda}\text{F}$



Ядро ^{16}F нестабильно по отношению к испусканию протона ($S_p(^{16}\text{F}) = -0,531 \text{ МэВ}$), поэтому для $^{17}_{\Lambda}\text{F}$ аналогичный канал распада является критическим. Слева показана величина

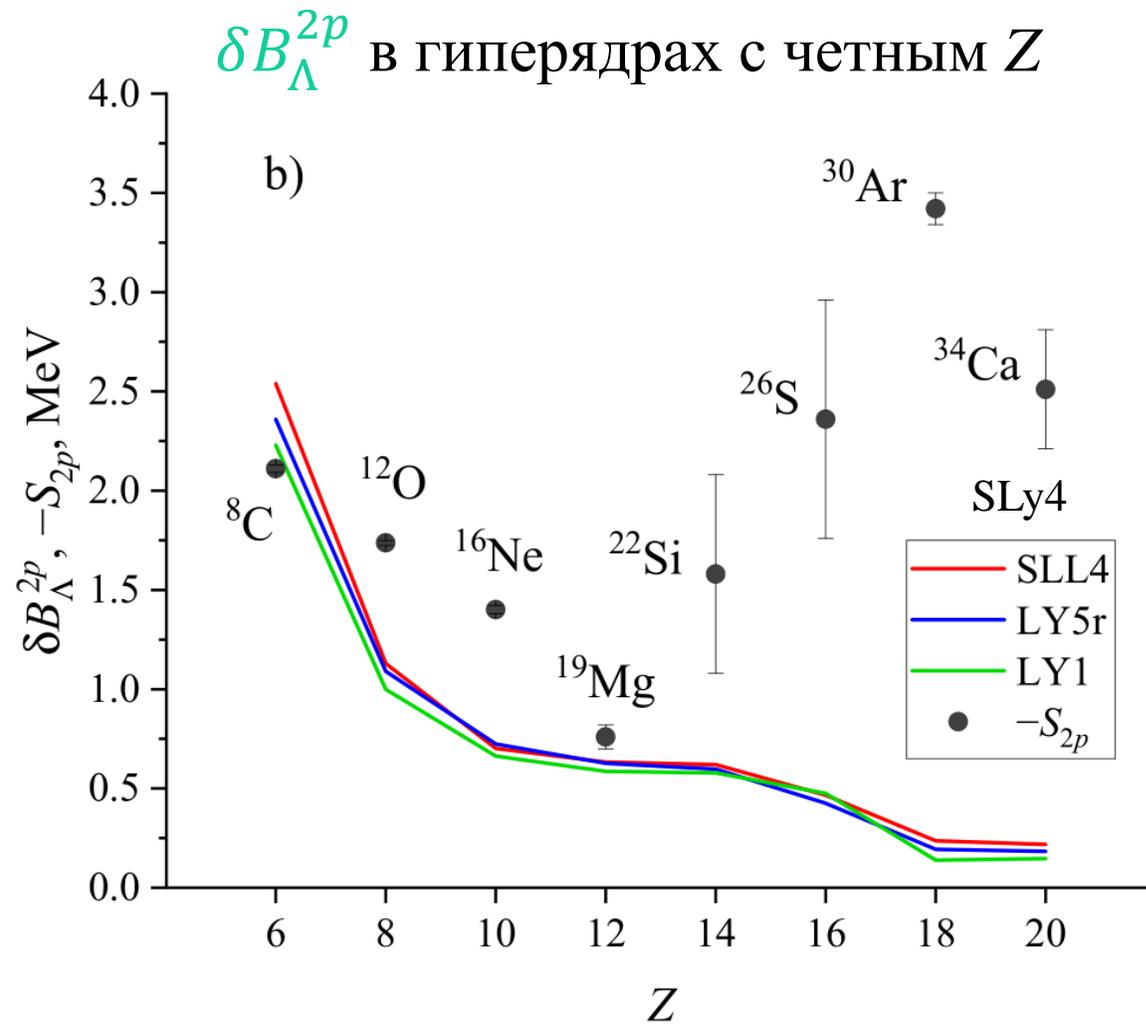
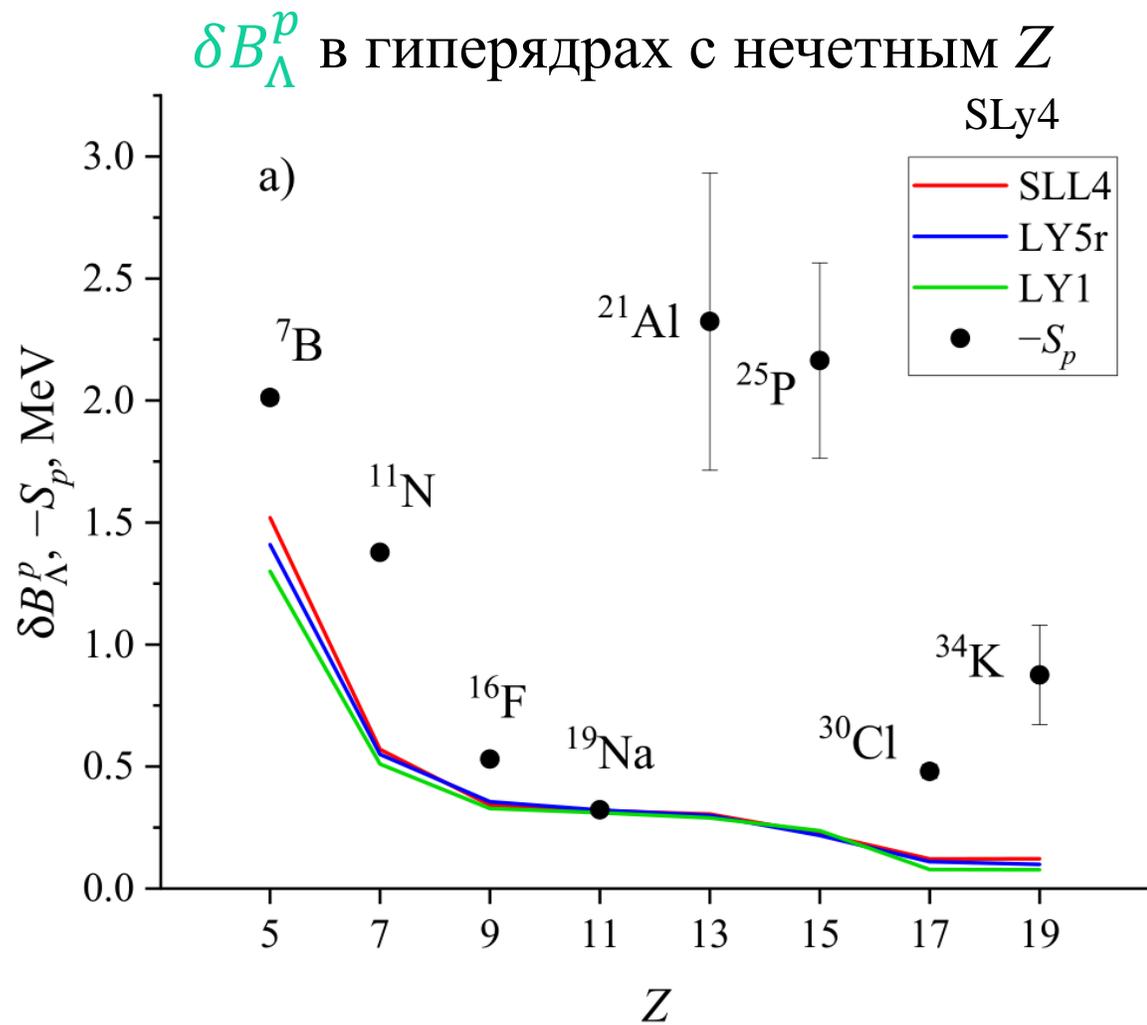
$$S_p(^{17}_{\Lambda}\text{F}) = S_p(^{16}\text{F}) + B_{\Lambda}(^{17}_{\Lambda}\text{F}) - B_{\Lambda}(^{16}_{\Lambda}\text{O})$$



как функция $B_{\Lambda}(^{16}_{\Lambda}\text{O})$. Расчеты со взаимодействиями, воспроизводящими экспериментальные значения $B_{\Lambda}(^{16}_{\Lambda}\text{O})$, показали, что

$^{17}_{\Lambda}\text{F}$ связано

Линия протонной стабильности для гиперядер $5 \leq Z \leq 20$



$\Lambda\Lambda$ -взаимодействие в гиперядрах

В силу связывающей способности (glue-like role) Λ -гиперона, есть вероятность связать гиперядро посредством добавления второго Λ -гиперона. В таком случае, надо учесть $\Lambda\Lambda$ -взаимодействие:

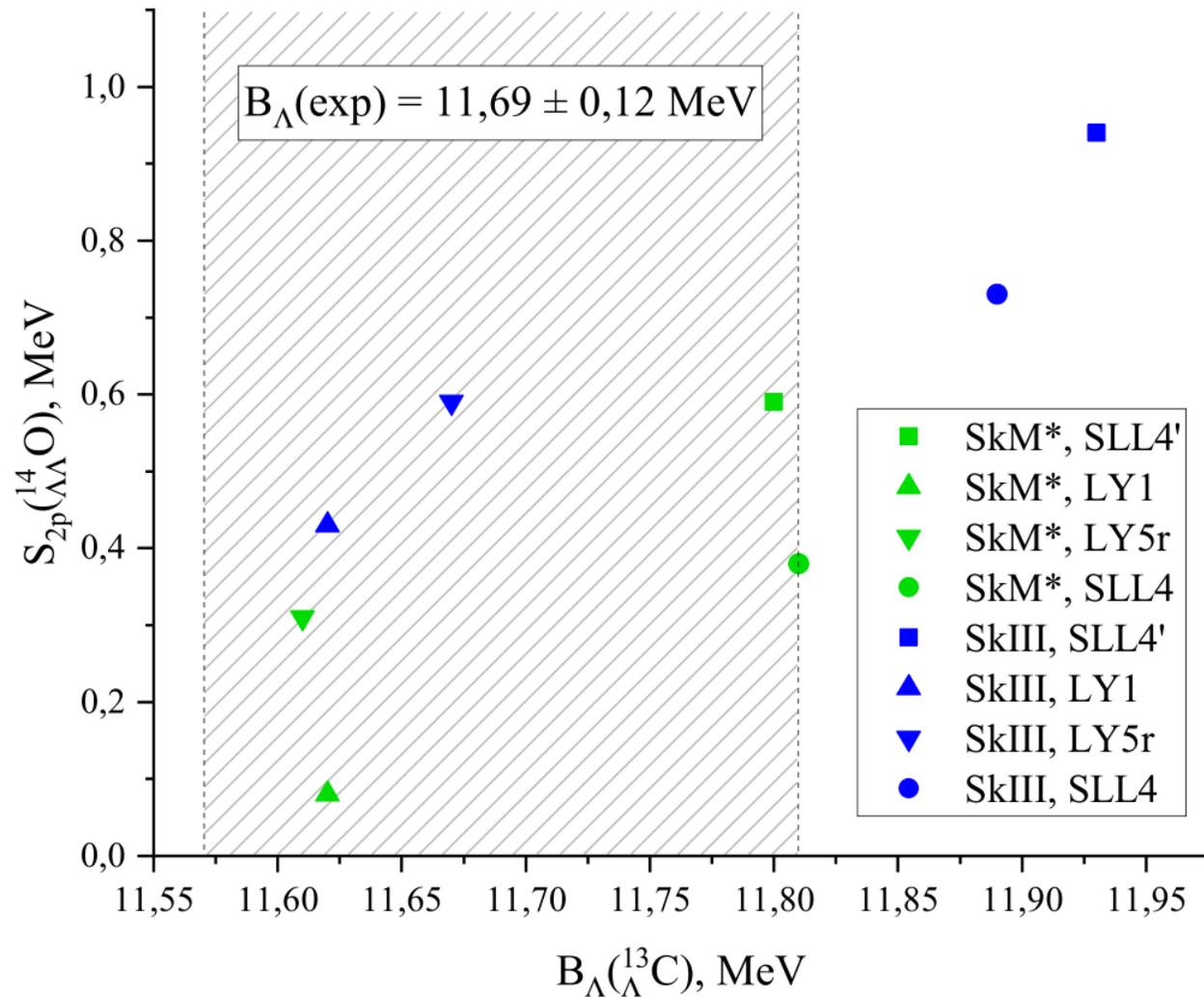
$$V_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \lambda_0 \delta(\mathbf{r}_{12}) + \frac{1}{2} \lambda_1 (\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_{12}) + \delta(\mathbf{r}_{12}) \mathbf{k}^2) + \lambda_2 \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_{12}) \mathbf{k}$$

$\Lambda\Lambda$: $S_{\Lambda\Lambda 1}'$, $S_{\Lambda\Lambda 3}'$ (Lanskoj 1998, Minato 2011)

По аналогии с соотношениями выше, S_p (S_{2p}) могут быть найдены как:

$$S_p({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) = S_p({}^{A-2}Z) + \underbrace{B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A-1}(Z-1))}_{\text{Glue-like role of } \Lambda},$$
$$S_{2p}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) = S_{2p}({}^{A-2}Z) + \underbrace{B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A-2}(Z-2))}_{\text{Glue-like role of } \Lambda}.$$

Энергия отделения двух протонов в ${}_{\Lambda\Lambda}^{14}\text{O}$



${}^{12}\text{O}$ распадается с испусканием 2 протонов ($S_{2p}({}^{12}\text{O}) = -1,638 \text{ МэВ}$), и было найдено, что ${}_{\Lambda}^{13}\text{O}$ распадается по такому же каналу. Слева показана величина

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

как функция $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{C})$ для различных NN- и ΛN - взаимодействий. Добавление второго гиперона к приводит связыванию ядра

${}_{\Lambda\Lambda}^{14}\text{O}$ связано!

Нарушение зарядовой симметрии в гиперядрах

Под нарушением зарядовой симметрии (charge symmetry breaking, CSB) в Λ -гиперядрах понимается как отличие между pp - и nn - взаимодействием, так и отличие между Λp - и Λn -взаимодействием.

Имеются основания полагать, что второй эффект в легких гиперядрах сильнее первого. Так

$$B(^3\text{He}) - B(^3\text{H}) = 764 \text{ кэВ},$$

из которых ~ 70 кэВ приписывается CSB. В то же время, для соответствующих гиперядер

$$B_{\Lambda}(^4_{\Lambda}\text{He}) - B_{\Lambda}(^4_{\Lambda}\text{H}) = 0.35 \pm 0.06 \text{ МэВ}$$

Данный эффект, по-видимому, необходимо учитывать для корректного описания энергий связи гиперона в легких Λ -гиперядрах с сильным протонным или нейтронным избытком, в которых этот и другие тонкие эффекты могут оказывать влияние на связанность гиперядра.

Нарушение зарядовой симметрии (CSB)

При сохранении зарядовой симметрии плотность энергии:

$$\mathcal{E}_{N\Lambda} = a_0 \rho_\Lambda \rho_N + \frac{1}{4} (a_1 + a_2) (\tau_\Lambda \rho_N + \rho_\Lambda \tau_N) + \frac{3}{8} a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1},$$

где $a_i = u_i (1 + \frac{y_i}{2})$.

При нарушении зарядовой симметрии для центрального члена:

$$a_0 \rho_\Lambda \rho_N \rightarrow a_0^p \rho_\Lambda \rho_p + a_0^n \rho_\Lambda \rho_n = a_0 \rho_\Lambda \rho_N + a_0^{CSB} \rho_\Lambda \rho_-,$$

где $a_0 = \frac{1}{2} (a_0^p + a_0^n)$, $a_0^{CSB} = \frac{1}{2} (a_0^p - a_0^n)$, $\rho_- = \rho_p - \rho_n$.

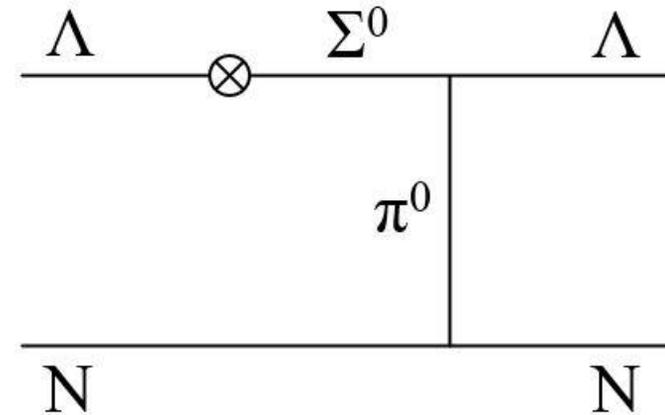
Для всего выражения плотности энергии:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{N\Lambda} = & a_0 \rho_\Lambda \rho_N + a_0^{CSB} \rho_\Lambda \rho_- + \frac{3}{8} a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1} \\ & + \frac{1}{4} (a_1 + a_2) (\tau_\Lambda \rho_N + \rho_\Lambda \tau_N) + \frac{1}{4} (a_1^{CSB} + a_2^{CSB}) (\tau_\Lambda \rho_- + \rho_\Lambda \tau_-) \end{aligned}$$

Параметры CSB

Будем рассматривать механизм CSB, представленный на диаграмме справа. Потенциал CSB связан с $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$ соотношением:

$$V_{CSB} = -0,0297\tau_{Nz} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}}V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$$



Чаще всего в физике гиперядер применяются Неймегенские потенциалы мезонного обмена. Изначально их получают для случая взаимодействия свободных барионов; для гиперядер, на основе этих потенциалов с помощью метода теории Бракнера получают эффективный потенциал мезонного обмена в ядерной материи, обычно параметризующийся в виде суммы нескольких гауссоид:

$$V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N) = \sum_i v_i(k_F) \exp(-(r/\beta_i)^2)$$

Параметры CSB

С помощью метода Лапласа можно перейти от сил в гауссовой форме к силам нулевого радиуса; при этом между параметрами взаимодействий будет связь

$$u_0^{s/t} = \pi^{3/2} \sum v_i^{s/t} \beta_i^3, \quad u_1^{s/t} = -\frac{1}{2} \pi^{3/2} \sum v_i^{s/t} \beta_i^5.$$

После перехода к форме записи взаимодействия через оператор обмена спином P_σ :

$$u_i^{CSB} = -\frac{0,0297}{\sqrt{3}} \cdot \frac{u_i^t + u_i^s}{2},$$

$$y_i^{CSB} = \frac{u_i^t - u_i^s}{u_i^t + u_i^s},$$

$$a_i^{CSB} = u_i^{CSB} \left(1 + \frac{y_i^{CSB}}{2} \right).$$

CSB в гиперизотопах углерода

| Model | a_0^{CSB} , MeV·fm ³ | a_1^{CSB} , MeV·fm ⁵ | $B_{\Lambda}(^9_{\Lambda}\text{C})$, MeV | $B_{\Lambda}(^{13}_{\Lambda}\text{C})$, MeV | $B_{\Lambda}(^{23}_{\Lambda}\text{C})$, MeV |
|------------------------------------|---|---|--|---|---|
| Without CSB | 0 | 0 | 7,74 | 11,79 | 15,86 |
| ESC08a | 2,2660 | -0,0092 | 7,68 | 11,80 | 15,92 |
| ESC08b | 3,7649 | 0,0776 | 7,64 | 11,80 | 16,00 |
| D2 | -5,6105 | 3,6480 | 7,83 | 11,79 | 15,73 |
| NSC89 | -6,5946 | 1,4628 | 7,89 | 11,79 | 15,64 |
| D | -6,8277 | 8,1513 | 7,80 | 11,79 | 15,77 |
| ESC16 $k_F=0,8 \text{ fm}^{-1}$ | 1,4423 | -0,2061 | 7,70 | 11,79 | 15,91 |
| ESC16 $k_F=1,3 \text{ fm}^{-1}$ | 0,5204 | 0,1242 | 7,73 | 11,79 | 15,87 |

Трехчастичные силы и CSB

Для количественного описания одночастичных состояний в гиперядрах важен учет многочастичных эффектов с помощью включения сил, зависящих от плотности, либо с помощью трехчастичных сил.

В случае сил, зависящих от плотности:

$$\mathcal{E}_{N\Lambda}^3 = \frac{3}{8} a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1}.$$

В случае трехчастичных сил:

$$\mathcal{E}_{N\Lambda}^3 = \frac{1}{2} a_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 + 2\rho_p \rho_n) = \frac{1}{4} a_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 - \rho_-^2).$$

В случае трехчастичных сил возникает квадратичный эффект CSB по проекции изоспина системы.

Трехчастичные силы и CSB

| Многочастичные эффекты | CSB | $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C}),$ МэВ | $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C}),$ МэВ | $B_{\Lambda}({}^{23}_{\Lambda}\text{C}),$ МэВ |
|------------------------------|---------|---|--|--|
| Силы, зависящие от плотности | нет CSB | 7,58 | 11,79 | 15,54 |
| Трехчастичные силы | нет CSB | 7,74 | 11,79 | 15,86 |
| Силы, зависящие от плотности | NSC89 | 7,72 | 11,79 | 15,34 |
| Трехчастичные силы | NSC89 | 7,89 | 11,79 | 15,64 |

Заключение

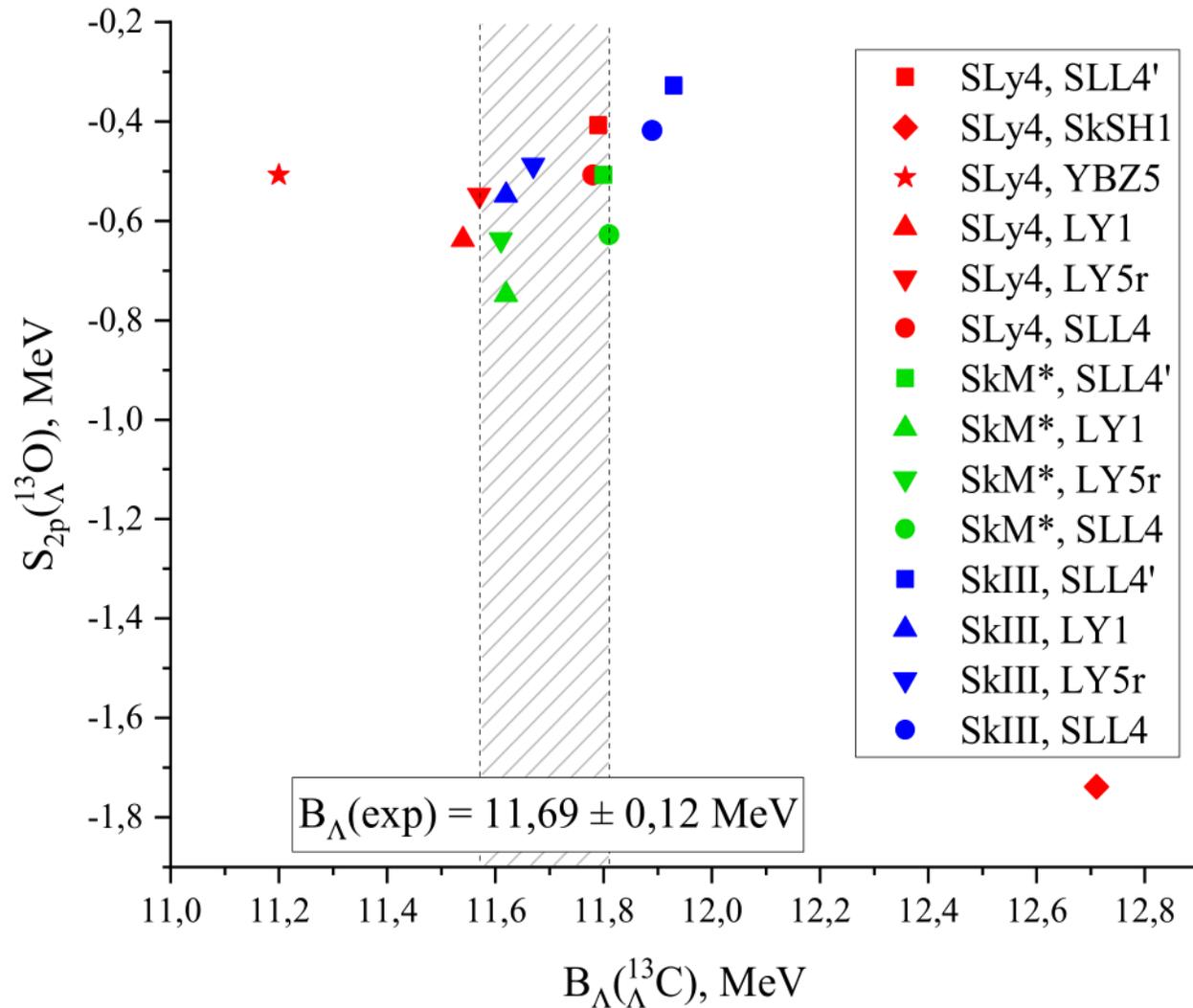
- Λ -гиперядро ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ является новым примером гиперядра, для которого нуклонный остов не связан. ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ - ядерная система с рекордным соотношением протонов и нейтронов $Z:N=3:1$;
- Наиболее вероятные кандидаты для связывания Λ -гипероном: ${}^{16}\text{F}$, ${}^{19}\text{Na}$ и ${}^{19}\text{Mg}$;
- Представляется маловероятным связать более тяжелые ядра ($Z > 20$) вследствие уменьшающейся “glue-like role” Λ -гиперона при больших A ;
- Добавление второго Λ -гиперон может привести к дополнительному связыванию ядерной системы, как показано на примере ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$ (показано, что гиперядро ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ с одним Λ не связано);
- CSB (Вклад в энергию связи ~ 100 кэВ в легких экзотических Λ -гиперядрах) может существенно влиять на свойства гиперядер с большим протонным или нейтронным избытком

Спасибо за внимание

Back-up slides



2p separation energy in $^{13}_{\Lambda}\text{O}$



^{12}O is unstable with respect to 2 proton decay ($S_{2p}(\text{}^{12}\text{O}) = -1,638 \text{ MeV}$), and $^{13}_{\Lambda}\text{O}$ is expected to decay similarly. On the left hand side we show

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

exp ↗
↖ theor

as a function of $B_{\Lambda}(\Lambda^{13}\text{C})$ for different NN- and ΛN - Skyrme interactions. Most results are in good agreement with experimental hyperon binding energy in $^{13}_{\Lambda}\text{C}$.

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

Similar results for $^8_{\Lambda}\text{B}$, $^{12}_{\Lambda}\text{N}$.

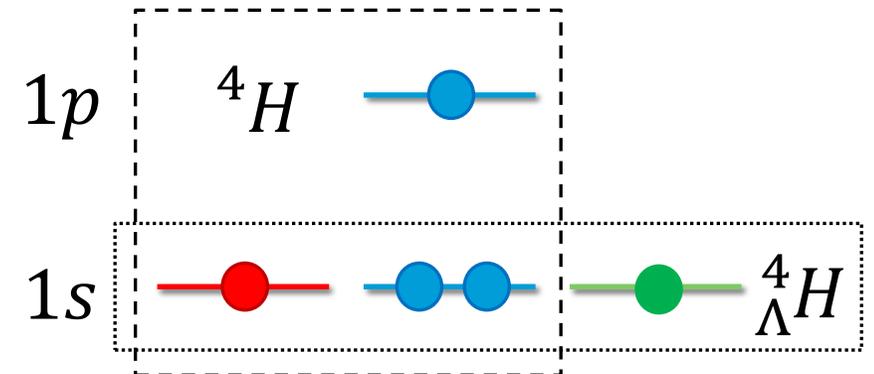
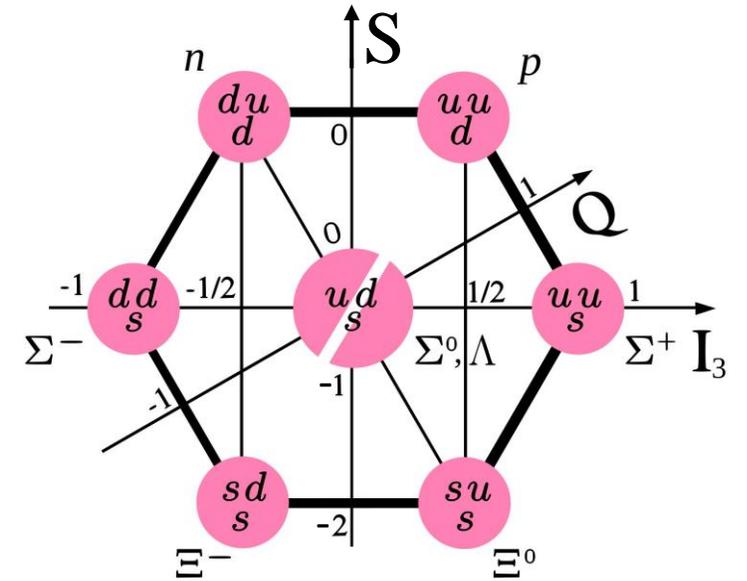
Hypernuclei

Visible baryonic matter as we know it is primarily made of neutrons and protons, made in turn from u- and d- quarks. To study baryonic interaction properties for heavier quarks (such as s-quarks), one may consider synthesizing hypernuclei, a.k.a. nuclei with protons, neutrons and hyperons.

Notation:

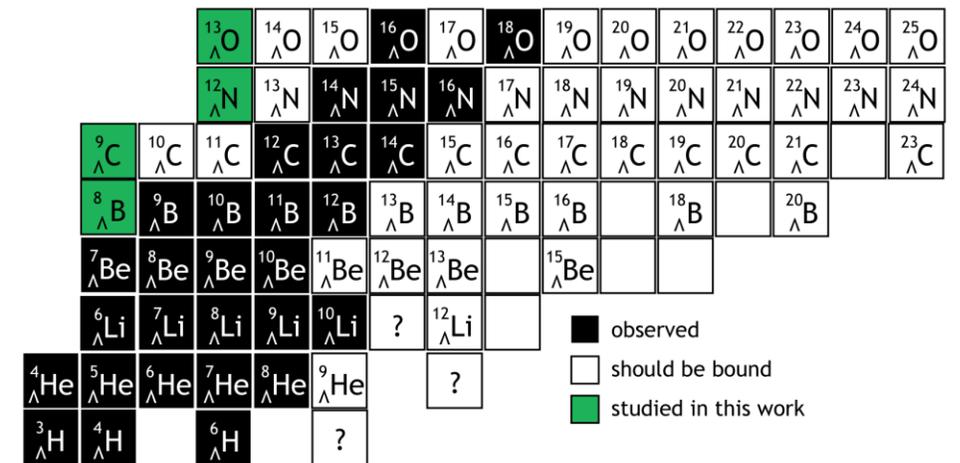
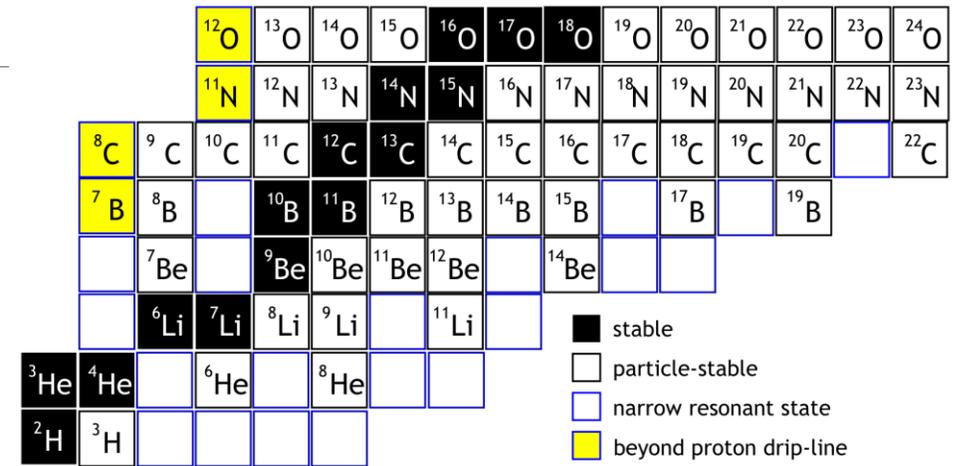
${}^A_{\Lambda}Z$ is a hypernucleus made of N neutrons, Z protons and 1 Λ -hyperon; mass number $A = N + Z + 1$

${}^A_{\Lambda\Lambda}Z$ is a hypernucleus made of N neutrons, Z protons and 2 Λ -hyperons; mass number $A = N + Z + 2$



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 $5 \leq Z \leq 8$



$\Lambda\Lambda$ -interaction for hypernuclei

Due to glue-like role of Λ -hyperon, there is a chance to stabilize the hypernuclei ${}^8_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{12}_{\Lambda}\text{N}$ and ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ by adding yet another Λ -hyperon. $\Lambda\Lambda$ -interaction then needs to be taken into account

- Hyperon-hyperon Skyrme potential:

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

$\Lambda\Lambda$: $S_{\Lambda\Lambda}1'$, $S_{\Lambda\Lambda}3'$ (Lanskoy 1998, Minato 2011)

Similarly to how it was done earlier, proton (two proton) separation energy S_p (S_{2p}) can then be found using the relation:

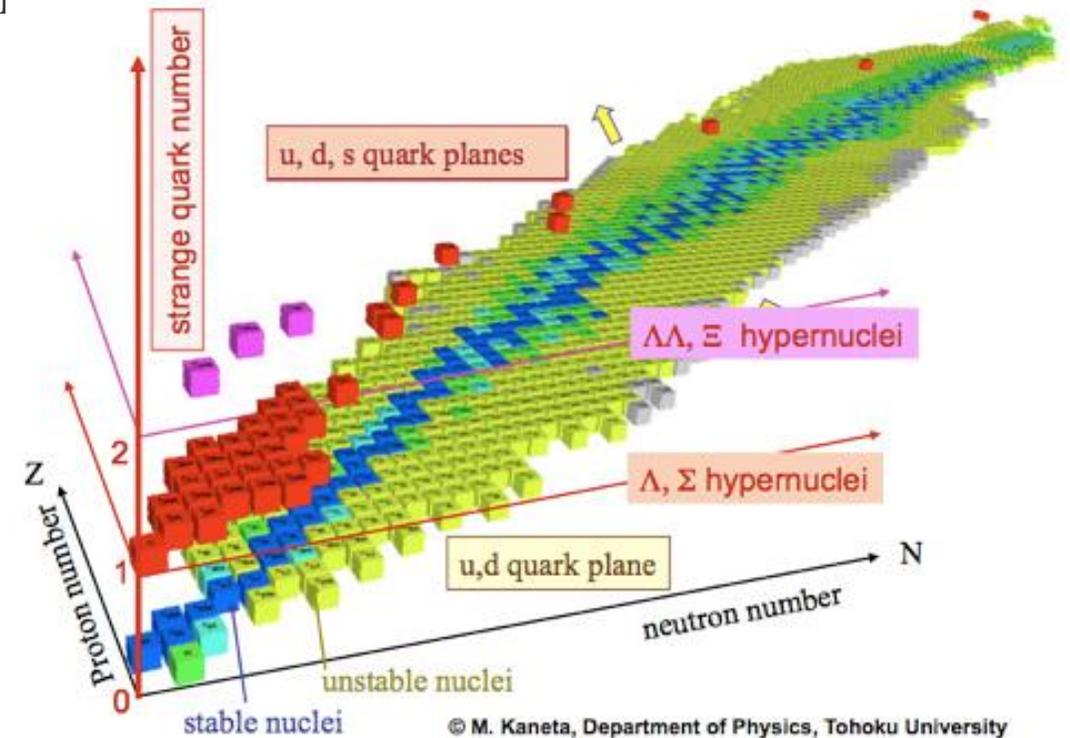
$$\begin{aligned} S_p({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) &= S_p({}^{A-2}Z) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A-1}(Z-1)). \\ S_{2p}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) &= S_{2p}({}^{A-2}Z) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A-2}(Z-2)).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

Observed $\Lambda\Lambda$ hypernuclei

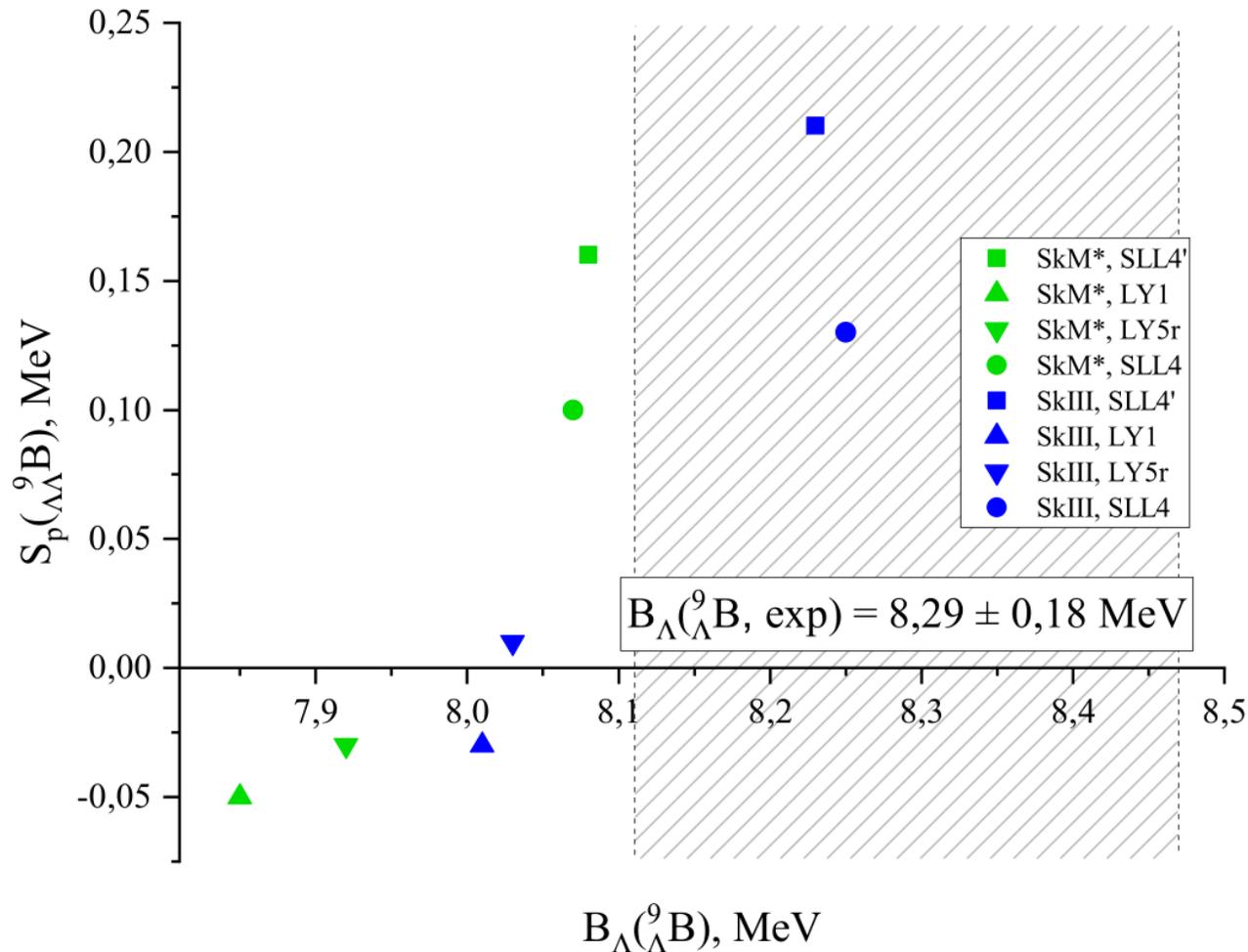
| Event | ${}^A_{\Lambda\Lambda}Z$ | Ξ^- hyperon captured by | $B_{\Lambda\Lambda}$ (MeV) | $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ (MeV) | Comments |
|---------------------|---------------------------------------|--------------------------------|----------------------------|-----------------------------------|---|
| Nagara (33) | ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ | $\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (3D) | 6.91 ± 0.16 | 0.67 ± 0.17 | $B_{\Lambda\Lambda} = 6.79 + 0.91B_{\Xi^-} (\pm 0.16)$ $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 0.55 + 0.91B_{\Xi^-} (\pm 0.17)$ |
| Danysz et al. (45) | ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ | $\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (-) | 14.7 ± 0.4 | 1.3 ± 0.4 | ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Be}^* + p + \pi^-$ |
| E176 | ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ | $\Xi^- + {}^{14}\text{N}$ (3D) | 23.3 ± 0.7 | 0.6 ± 0.8 | ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B} \rightarrow {}^{13}_{\Lambda}\text{C}^* + \pi^-$ |
| Demachi–Yanagi (33) | ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}^*$ | $\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (3D) | 11.90 ± 0.13 | -1.52 ± 0.15 | By Danysz et al. $E_x \sim 2.8$ MeV |
| Hida (33) | ${}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ | $\Xi^- + {}^{14}\text{N}$ (3D) | 22.48 ± 1.21 | | |
| | ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ | $\Xi^- + {}^{16}\text{O}$ (3D) | 20.83 ± 1.27 | 2.61 ± 1.34 | |
| Mikage (33) | ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ | $\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (3D) | 10.01 ± 1.71 | 3.77 ± 1.71 | ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^3_{\Lambda}\text{H} + p + 2n$ |
| | ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ | $\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (3D) | 22.15 ± 2.94 | 3.95 ± 3.00 | ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Li} + p + n$ |
| | ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ | $\Xi^- + {}^{14}\text{N}$ (3D) | 23.05 ± 2.59 | 4.85 ± 2.63 | ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Li} + p + n$ |

Экзотические Λ -гиперядра

- Интерес в фундаментальной науке: свойства барион-барионных взаимодействий
- Новые эксперименты по столкновению тяжелых ионов: NICA, FAIR
- Приложения в астрофизике: нейтронные звезды
- Предсказания для гиперядер с несвязанным нуклонным остовом
- Локализация протонной линии стабильности на гиперядерной карте для $5 \leq Z \leq 20$
- Λ -гиперядра описываются в гиперядерном подходе Хартри-Фока со взаимодействием Сфирма



Proton separation energy in $\Lambda\Lambda^9\text{B}$

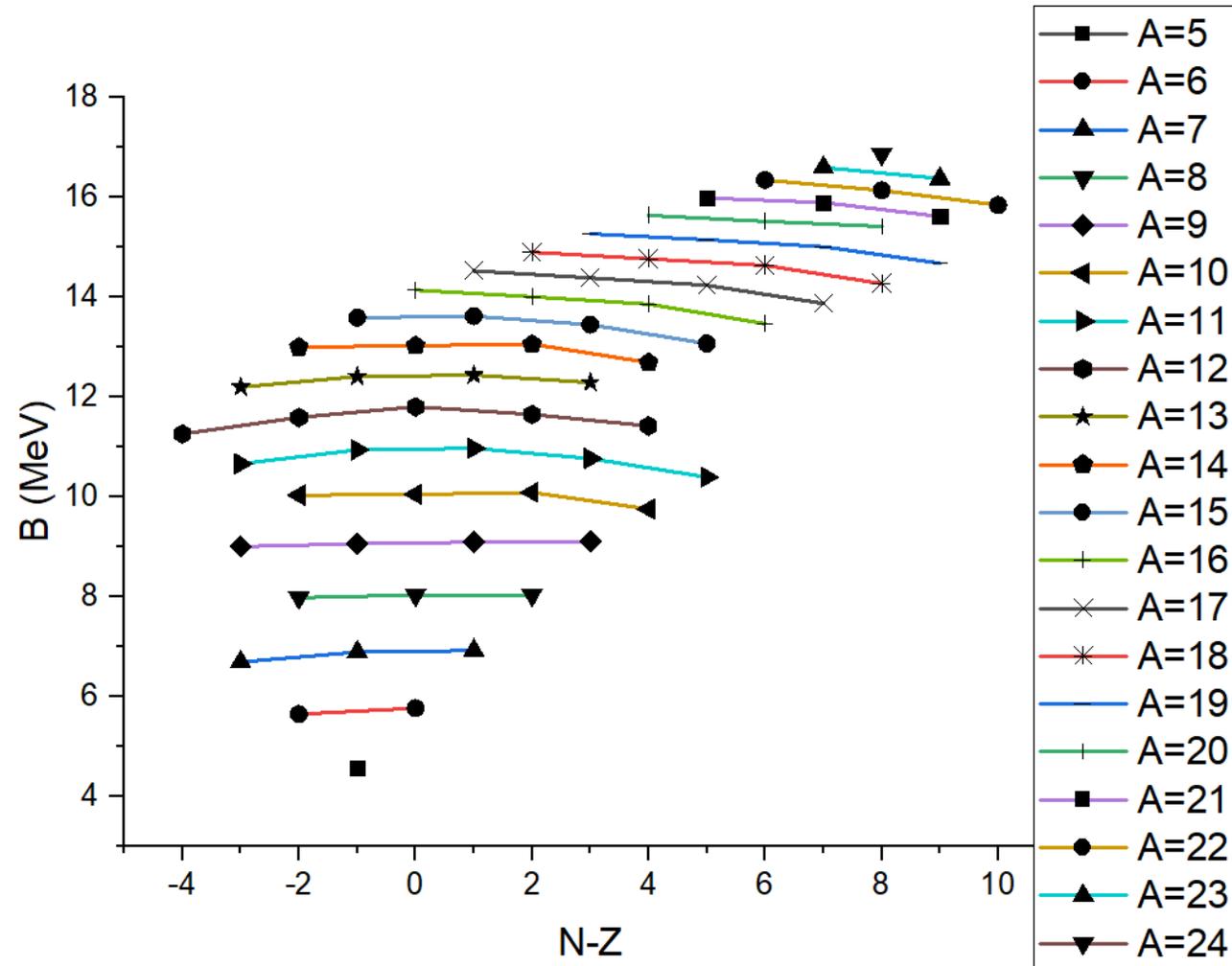


$$S_p(\Lambda\Lambda^9\text{B}) = S_p(^7\text{B}) + B_{\Lambda\Lambda}(\Lambda\Lambda^9\text{B}) - B_{\Lambda\Lambda}(\Lambda\Lambda^8\text{Be})$$

as a function of $B_\Lambda(\Lambda^9\text{B})$ for different NN- and ΛN - Skyrme interactions. While we concluded ${}^8_\Lambda\text{B}$ is unbound, it is unclear whether adding another hyperon binds $\Lambda\Lambda^9\text{B}$.

Hypernucleus ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{N}$, on the hand, was found to be unbound.

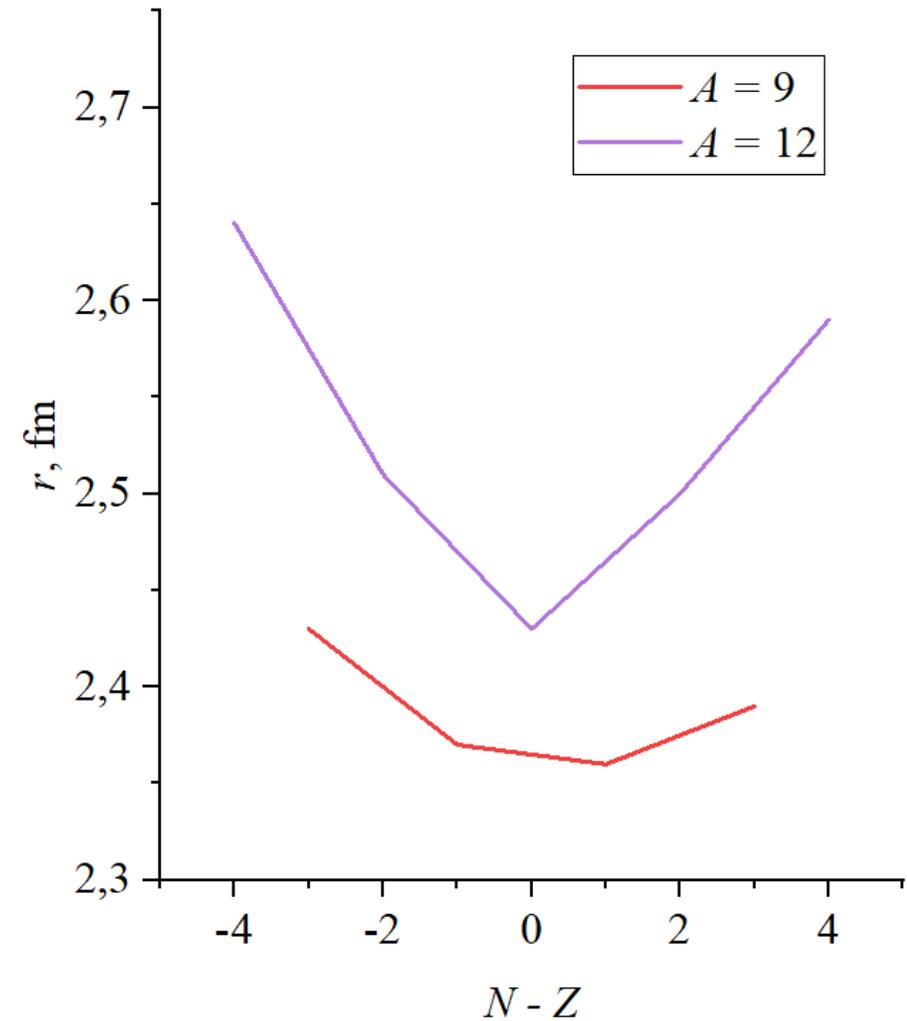
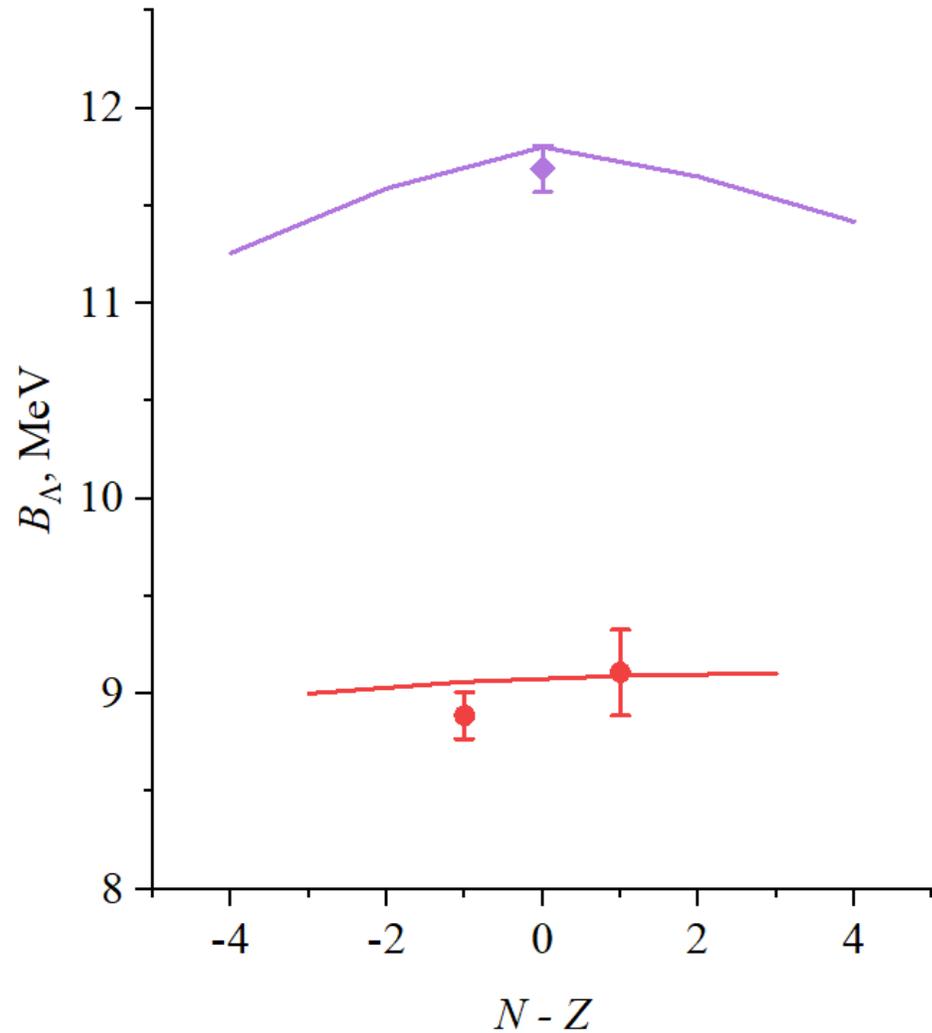
Hyperon binding energy



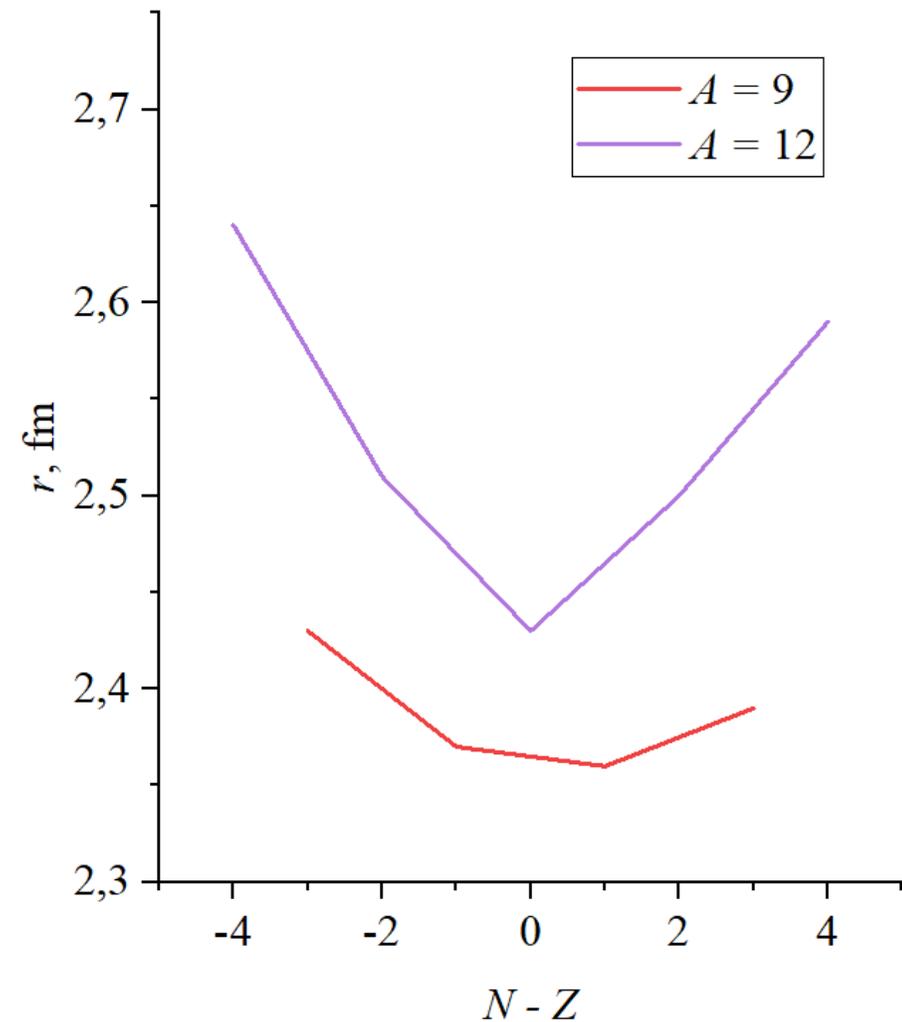
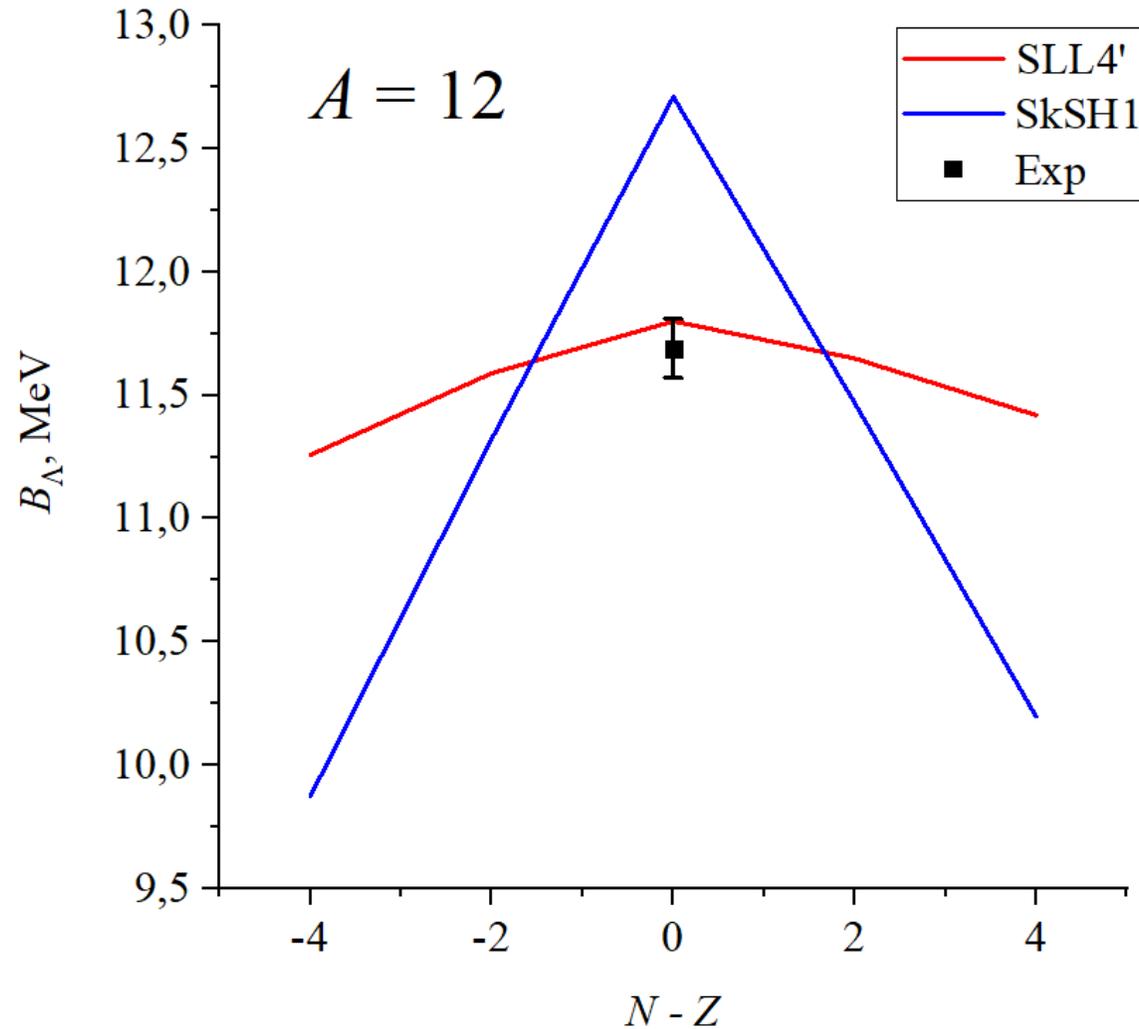
$$B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) = B_{tot}({}^A_{\Lambda}Z) - B_{tot}({}^{A-1}Z)$$

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

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



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



Nuclear core distortion (polarization) by hyperon

