

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Курсовая работа по теме:

«Гиперядра»

Студент 2 курса 208 группы

Алиев Турал Ровшан оглы

Научный руководитель:

Ланской Дмитрий Евгеньевич

Москва , 2020 г.

## Содержание:

Введение.....	1-2
Получение гиперонов в ядре и их распады.....	2-5
Гиперон-нуклонные взаимодействия.....	6-10
Нейтронноизбыточные гиперядра: ядро ${}^6_{\Lambda}H$ .....	10-12
Нарушение зарядовой симметрии в гиперядрах.....	12-13
Нейтронные звезды.....	13-15
Вывод.....	15

## Введение

На настоящий момент человечество достаточно хорошо разбирается в процессах, происходящих внутри ядра. Мы смогли построить непростую на первый взгляд модель взаимодействия кварков, которую в сила понять даже школьник. Стоит отметить, что у нас имеется огромное количество экспериментальных данных о взаимодействии  $u$ (up) и  $d$ (down) кварков при низких энергиях, поскольку ядра, которые мы наблюдаем, состоят из них. Что можно сказать об остальных 4-ех кварках? К сожалению, барионы, которые состоят из более тяжелых кварков, живут очень короткое время, что затрудняет их подробное изучение. Более доступным для изучения является взаимодействие странных барионов (гиперонов) с нуклонами в контексте странных ядер или гиперядер. Изучение взаимодействия свободного нуклона и гиперона является весьма затруднительным в связи с малым временем жизни последнего, и вследствие этого, малым набором статистики. Наилучший вариант - создание гиперона непосредственно в ядре. Подробное изучение таких систем является переходом от частного к общему. В истории физики такое наблюдается не впервые. Так, классическая механика Ньютона является частным случаем релятивистской механики Эйнштейна, и точно также нуклон-нуклонное взаимодействие является частным случаем общего барионного взаимодействия.

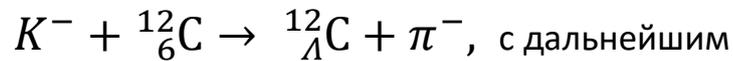
Целью этой работы является небольшой экскурс в мир ядер, где во взаимодействие вступает  $s$ (strange) кварк. Исследование таких систем будет проводиться методами, разработанными для физики ядер, однако они несколько модифицированы с учетом специфики взаимодействия нуклон-гиперон. Наибольший интерес представляют  $\Lambda$ -гиперядра, поэтому в работе они будут занимать центральное место. Для начала введем определение и обозначение:

### Определение.

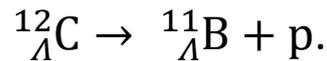
**Ядра, в состав которых, кроме нуклонов, входит гиперон (или гипероны), называются гиперядрами.** Обозначаются гиперядра как :  ${}^A_Y Z$ , где  $Z$ - символ химического элемента,  $A$  – массовое число,  $Y$ - символ гиперона, входящего в ядро.

## Получение гиперонов в ядре и их распады

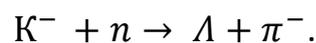
Одной из первых реакций для получения гиперядер послужила реакция на углеродных мишенях типа  $(K_{stop}^-, \pi^-)$ , а именно:



испусканием протона гиперядром:



Данная реакция проводилась в фотоэмульсии, и в эксперименте измерялась энергия протона, испущенного в ходе распада. По энергии испущенного протона определялась структура уровней в ядре. Здесь стоит отметить, что гиперядра рассматривались в контексте оболочечной модели и поскольку гипероны не тождественны нуклонам, гиперон в ядре занимает отдельную оболочку. Распад ядра  ${}^{12}_\Lambda\text{C}$  показал существование по крайней мере 3-ех состояний р-оболочки ядра  ${}^{11}_\Lambda\text{B}$  (1-ое состояние  $0^+$  с шириной 140 КэВ, 2-ое состояние  $2^+$  с шириной 600 КэВ, 3-ье состояние  $2^+$  с шириной в 150 КэВ). Сей факт указывает на еще одно расщепление уровней, что говорит о специфике взаимодействия  $\Lambda N$ , которую мы не наблюдаем в привычном для нас нуклон-нуклонном взаимодействии. В реакции  $(K_{stop}^-, \pi^-)$  гиперон образуется в процессе захвата каона нейтроном:



Испускание пионов является признаком успешной реакции, результатом которой является образование гиперядра на мишени. Для получения характеристик состояний гиперядра требуется вычислить энергию связи гиперона с ядром:

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

где энергию связи гиперядра можно определить:

$$W({}^{A+1}_\Lambda Z) = [M({}^A Z) + M(\Lambda) - M({}^{A+1}_\Lambda Z)] * c^2.$$

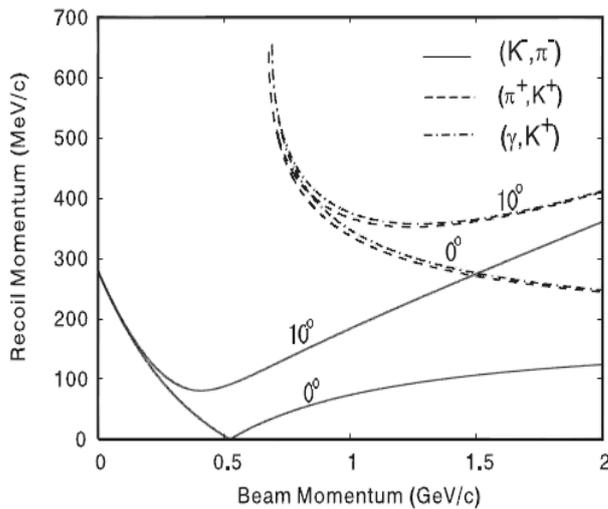
Благодаря спектру испускания пионов возможно определение остальных параметров. Так спектр пионов, полученный в результате эксперимента в ЦЕРНе [Feassler et al.,1973](#), где в качестве мишени был

использован  $^{12}\text{C}$ , представляет собой два широких пика (на самом деле этих пиков несколько, что подтверждает предположение о расщеплении уровней при гиперон-нуклонном взаимодействии), которые соответствуют двум состояниям с энергией отделения гиперона  $B_\Lambda = 11 \pm 1 \text{ MeV}$  и  $B_\Lambda = 0 \pm 1 \text{ MeV}$ . Важнейшей проблемой в проведении эксперимента является минимизация импульса, который получает ядро при захвате каона, поскольку от этого зависит точность измерения массы гиперядра, следовательно, энергии отделения  $B_\Lambda$ . Важно, чтобы на момент испускания пиона система покоилась, поэтому при постановке эксперимента придумывались различные уловки, что бы смягчить удар каоном. Однако это не освобождало от различного рода поправок при определении характеристик состояний гиперядра. Трудности, возникшие при постановке эксперимента, не внесли существенных изменений на результаты, которые прекрасно согласовывались с теорией.

Ratio	H	D	He	C	Ne
$R(\Lambda\pi^0)$	4.9	5.0	6.2	4.4	3.4
$R(\Sigma^+\pi^-)$	14.9	30.0	37.3	37.7	37.7
$R(\Sigma^-\pi^+)$	34.9	22.0	10.9	16.8	20.4
$R(\Sigma^0\pi^0)$	21.4	23.0	21.2	25.7	27.6
$R(\Lambda\pi^-)$	9.7	10.0	12.6	8.7	6.7
$R(\Sigma^0\pi^-)$	7.1	5.0	5.9	3.3	2.1
$R(\Sigma^-\pi^0)$	7.1	5.0	5.9	3.3	2.1
$R_n/R_p$	0.31	0.25	0.32	0.18	0.12
$R_m$		0.01	0.16	0.19	0.23

Экспериментальный факт, что в ходе реакции захвата каона  $\Sigma$ - гиперон образуется приблизительно в 5 раз чаще, чем  $\Lambda$ -гиперон, является удивительным, но имеет вполне рациональное объяснение. В таблице выше представлены данные, полученные в ходе ряда экспериментов, проведенных коллаборацией FINUDA. R-фактор отвечает за частоту происходящих событий,  $R_n/R_p$  – отвечает за отношение этих показателей в случае образования гиперона на соответствующих нуклонах,  $R_m$ -частота захвата каона на кластерах без испускания пиона ([Velde-Wilquet et al., 1977](#)).

Рассмотрим иной тип реакции получения гиперядер ( $K^-, \pi^-$ ) или как говорят на «лету». Впервые эта реакция была использована в ЦЕРНе [Bonazzola et al., 1974](#), преимуществом этой реакции является практически равный нулю передаваемый импульс гиперядру так, что наблюдается обмен



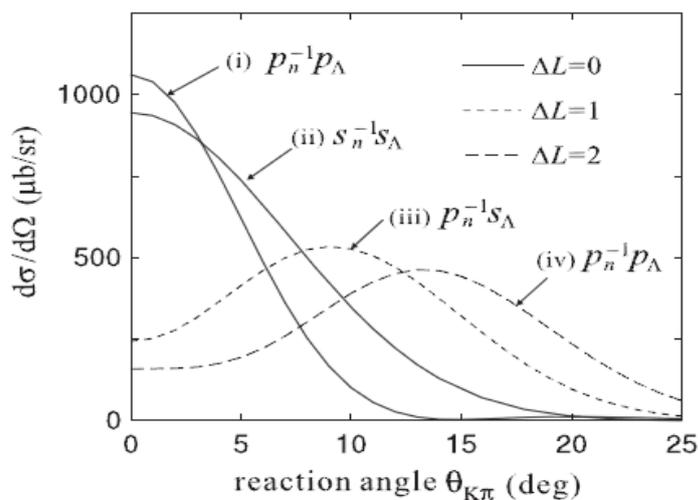
квантовыми числами между гипероном и нейтроном. Гиперон имеет те же квантовые числа, что и нейтрон, который “словил” пролетающий каон (слева зависимость импульса гиперядер от импульса, налетающего каона). На кислородной мишени  $^{16}\text{O}$ , импульс каона был равен  $p_K = 800 \text{ MeV}/c$ . Несмотря на то, что это не соответствует самому минимальному значению передаваемого импульса, это объясняется отличием по

энергии между уровнями с одинаковыми квантовыми числами нейтронной оболочки и оболочки гиперонов. Слева также представлена зависимость дифференциального сечения от прицельного параметра для реакций на кислородной мишени с изменением квантовых чисел (момента импульса) и без. Согласно результатам эксперимента [Ukai et al. 2008](#), наибольшим дифференциальным сечением при нулевом прицельном

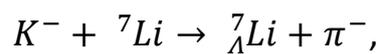
параметре обладает реакция, в которой не происходит изменения квантовых чисел.

Данную реакцию в более ранних работах использовали, что бы показать, как слабо зависит гиперон-нуклонное взаимодействие от спин-орбитального. К этому мы вернемся чуть позже, когда начнем рассматривать причины расщепления уровней в гиперядрах и другие интересные особенности.

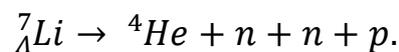
Распады гиперядер могут происходить как по каналам сильного взаимодействия (возбужденные гиперядра), так по каналам слабого



взаимодействия, с сохранением и не сохранением странности соответственно. Распад гиперона в ядре порой сильно подавлен из-за принципа Паули так, как энергия получающегося нуклона, к примеру, за счет слабого взаимодействия, не превышает 5 МэВ, а низколежащие уровни могут быть заняты. Может показаться, что запрет Паули на такую моду распада должен увеличить время жизни гиперядра, однако при таком ядерном окружении становится возможным слабый распад по типу  $\Lambda + N \rightarrow N + N$  в результате обмена мезонами. Это является интересным случаем (не единственным), и это требует нашего внимания, поскольку нам придется пересмотреть некоторые устоявшиеся взгляды по поводу слабого взаимодействия. Так, коллаборация FINUDA продемонстрировала результаты эксперимента, в ходе которого литиевая мишень  ${}^7\text{Li}$  облучалась пучками каонов:

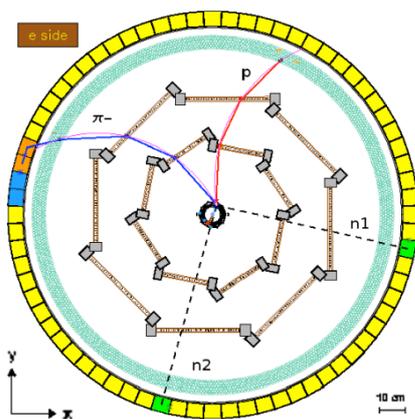


в результате слабого взаимодействия наблюдался распад:



Слабый распад, о котором мы уже говорили ранее, разрешен, поскольку продукты распада обладают достаточной энергией, чтобы занять более высокие уровни, не нарушая при этом принципа Паули.

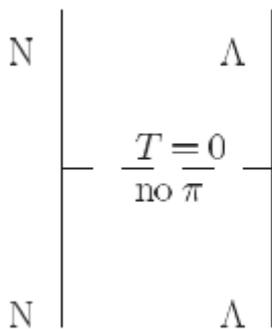
В другой не менее важной реакции ( $K^-_{stop}, \pi^+$ ) на мишенях  ${}^6\text{Li}$ , можно было наблюдать нейтроноизбыточное ядро  ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ , которое также в результате слабого взаимодействия распадалось:  ${}^6_{\Lambda}\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^6\text{He}$ . Способность гиперонов в ядре связывать нуклоны в такие системы в дальнейшем привлечет к себе внимание ученых, но к этому мы вернемся чуть позже.



Слабый распад  ${}^7_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + n + n + p$

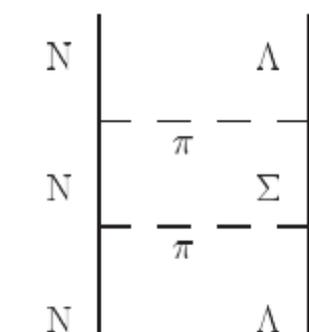
## Гиперон-нуклонные взаимодействия

Точно так же, как и в случае нуклон-нуклонных сил, гиперонные взаимодействия можно описать на языке обмена мезонами. При  $\Lambda N$  взаимодействии в качестве переносчика не подойдут мезоны с ненулевым значением изоспина, поскольку  $\Lambda$ -гиперон имеет изоспин равный нулю, что приводило бы нарушению закона сохранения. Поэтому привычный для нас обмен пионами, как в случае нуклон-нуклонных взаимодействий, между гипероном и нуклоном не возможен, взаимодействие можно описать обменом мезонами (без обмена пространственными координатами):  $\phi$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\omega$ . Стоит отметить, что время жизни данных мезонов несколько меньше, чем у пиона, поэтому радиус взаимодействия  $\Lambda N$  будет меньше в сравнении с нуклон-нуклонным ( $R_{вз.} = 0.27 - 0.50$  Фм).

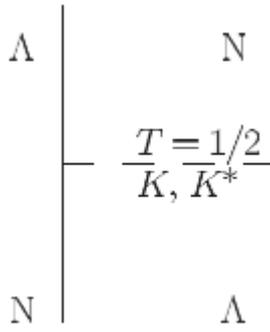


Учитывая то, что изоспин странных мезонов равен  $1/2$ , взаимодействие происходит с обменом пространственных координат частиц. Ситуация с  $\Sigma$ -гипероном несколько иная. Изоспин  $\Sigma$ -гиперона равен единице, поэтому существует возможность взаимодействия  $\Lambda$ -гиперона с нуклоном через двухпионный обмен с рождением виртуального  $\Sigma$ -гиперона (диаграмма В). Все диаграммы представлены на рисунках.

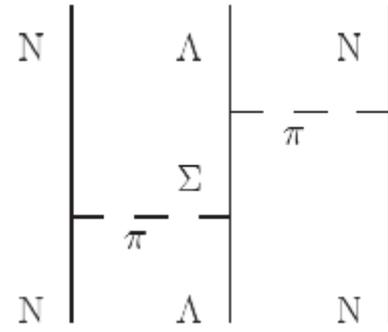
Таким образом, возможно построение самых различных схем взаимодействия. Последняя диаграмма в физике гиперядер играет важную роль, которую мы отметим ниже.



А

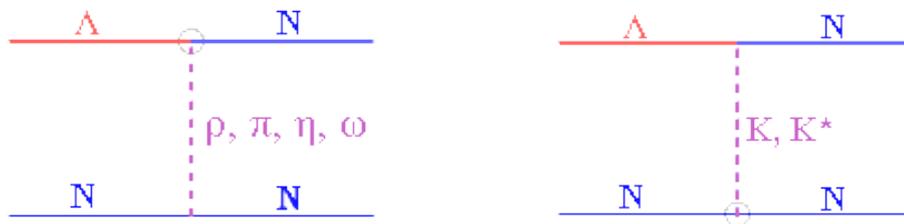


Б



В

Слабый распад без испускания мезонов, о котором мы говорили ранее, при помощи диаграмм Фейнмана можно представить как:



Такое положение, когда переносчиками слабого взаимодействия являются мезоны, ставит в тупик и заставляет смотреть на теорию слабых взаимодействий несколько по-иному.

Из курса общей ядерной физики известно, что нуклон-нуклонное взаимодействие характеризуется потенциалом  $V_{NN}$ , который имеет вид:

$$V_{NN} = V(r) + V_{SS} + V_T + V_{Sl} + \dots$$

Каким образом изменяется вид потенциала после введения в ядро гиперона? Ясно, что в первую очередь стоит обратить внимание на спин-спиновую и спин-орбитальную компоненту потенциала, т.к. взаимодействие будет зависеть от направлений спинов нуклона и гиперона и от скалярного произведения орбитального момента гиперона на его спин. При этом мы отметили, что гипероны в ядре обмениваются более тяжелыми мезонами, поэтому это должно привести к изменению формы центральной составляющей потенциала  $V(r)$ . Согласно экспериментальным данным, всевозможные схемы взаимодействия, которые можно построить в случае  $\Lambda N$  взаимодействия, вполне прекрасно описываются потенциалом  $VC$  с глубиной  $V_0 \approx 30 \text{ MeV}$  (т.к. энергия отделения  $\Lambda$ -гиперона при  $A \rightarrow \infty$ ,  $B_\Lambda \rightarrow 30 \text{ MeV}$ ), что меньше чем глубина при нуклон-нуклонном взаимодействии, поэтому можно сказать, что  $\Lambda N$  взаимодействие немного слабее, чем  $NN$  ([D. J. Millener, C. B. Dover, and A. Gal Phys. Rev. C 38, 2700](#)). Здесь я бы хотел напомнить некоторые сведения из общего курса квантовой механики, чтобы показать целесообразность применения модели оболочек для гиперонов. Из общей теории известно, что волновое уравнение Шредингера имеет вид:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0.$$

Заметим, что в одномерном случае, с учетом граничных условий на волновую функцию, уравнение Шредингера сводится к одной из краевых задач – к задаче Штурма-Лиувилля:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U(x)) \psi = 0.$$

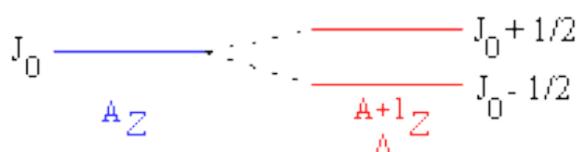
Заметим, что данный дифференциальный оператор является линейным и самосопряженным, а его спектр собственных значений может быть как дискретным, так и непрерывным (собственные значения – действительные числа). Сам вид основного уравнения квантовой механики определяет природу описываемых им величин. Так, любая динамическая величина описывается самосопряженным оператором, поскольку измеряемые величины обладают вероятностным характером и являются собственными значениями оператора.

В нашем случае потенциал является сферически симметричным, поэтому оператор Лапласа нужно преобразовать для сферических координат:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \hat{A}(\varphi, \theta),$$

и волновую функцию представить в виде произведения ее радиальной части и сферической (все это можно рассмотреть более подробно в курсе ММФ).

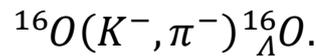
Отличия уравнений Шредингера для нуклона и гиперона состоит лишь в глубине потенциальной ямы ВС, поэтому общий вид аналитического решения не изменяется. Форма решения остается той же, частицы не тождественны, поэтому гиперон в ядре можно описать в рамках оболочечной модели. Как обстоит дело с другими компонентами потенциала? Немаловажную роль играет гиперон-нуклон спин-спиновое взаимодействие. В рамках ОМ наличие этой компоненты объясняет



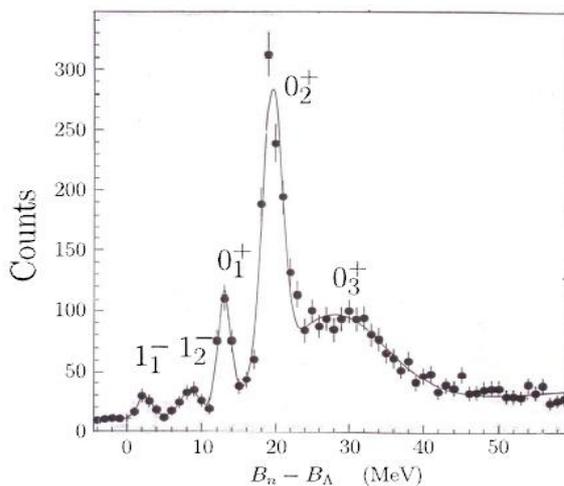
расщепление основного уровня  $1s_{1/2}$ . Напомню, из общего курса ядерной физики известно, что при нуклон-нуклонном взаимодействии расщепление уровней происходит

из-за спин-орбитального взаимодействия, в гиперон-нуклонном расщепление уровней происходит за счет спин-спинового. Этим

подчеркивается существенное различие. А что насчет спин-орбитального взаимодействия? Тут мы возвращаемся к ранее описанной реакции ( $K^- , \pi^-$ ), которая была использована для ответа на этот вопрос. В эксперименте [Bruckner, W. et al., 1978](#) кислородная мишень обстреливалась пучками каонов так, что наблюдалась реакция «на лету»:

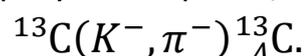


Как мы уже знаем, в данной реакции возможна замена нейтрона гипероном без изменения квантовых чисел. Получая спектр пионов реакции, можно определить характеристики уровней. Основная идея состоит в том, чтобы показать разницу в ширине энергии уровней, у которых есть отличие в орбитальном моменте. На графике по горизонтальной оси показана разность



энергий отделения нейтрона и гиперона на соответствующих уровнях, по вертикальной оси отсчет зарегистрированных пионов. Как и следовало ожидать, чаще всего регистрируются уровни, в которых не изменяются квантовые числа. Состояния  $1^-$  относятся к  $s_{\Lambda}$  оболочке, состояния  $0^+$  относятся к оболочке  $p_{\Lambda}$ . Наличие такого расщепления

удивляться не стоит, спин-спиновая компонента потенциала  $V_{ss}$  также остается. Согласно результатам эксперимента, разница в энергии состояний в при захвате нейтроном  $p_{1/2}$  или  $p_{3/2}$  каона идентична расщеплению дырочных состояний  $^{15}\text{O}$ . Это говорит о малости спин-орбитального расщепления при  $\Lambda N$  взаимодействии ([Povh, 1980](#)). Имеется также другое свидетельство выше сказанному. В эксперименте [May, M. et al., 1981](#) наблюдался спектр пионов в результате реакции:



Состояние  $p_{1/2\Lambda}$  получается в результате реакции без изменения квантовых чисел ( $\Delta L = 0$ ), состояние  $p_{3/2\Lambda}$  получается в результате реакции с  $\Delta L = 2$ .

В результате было получено, что разница между уровнями составляет  $0.36 \pm 0.3 \text{ MeV}$ , что снова указывает на малую компоненту спин-

орбитального взаимодействия. Несмотря на малость спин-орбитального взаимодействия, не учитывать его не стоит. Так возвращаясь к эксперименту с регистрацией конверсионного протона в реакции:  ${}^{12}_\Lambda\text{C} \rightarrow {}^{11}_\Lambda\text{B} + p$ , в ней мы обнаружили сразу три состояния  $p$ -оболочки, что объясняется наличием спин-спинового взаимодействия, но стоит отметить, что их на самом деле 4. Такое расщепление объяснимо наличием, как компонент спин-спинового взаимодействия, так и спин-орбитального.

## Нейтронноизбыточные гиперядра: ядро ${}^6_\Lambda\text{H}$

Более 50-ти лет тому назад, в одной из работ ([R.H. Dalitz, R. Levi Setti, Nuovo Cimento 30 \(1963\) 489](#)) обсуждалась возможность стабилизации нейтронноизбыточных ядер  $\Lambda$ -гипероном. Этому свидетельствует серия реакций проводимых коллаборацией FINUDA, в результате которых впервые было идентифицировано нейтронноизбыточное гиперядро  ${}^6_\Lambda\text{H}$  (смотри выше [M. Agnello, et al. \(FINUDA Collaboration and A. Gal\), Phys. Rev. Lett. 108\(2012\)042501](#)). В чем причина такой стабильности? Было множество попыток объяснить существование такого ядра в рамках модели оболочек, производилось множество модификаций МО. Основной идеей в исследованиях является создание некоторой модели, которая сможет оценить соответствующие энергии отделения гиперона, нейтронов из  $p$ -оболочки и показать усиление связи в нейтронноизбыточном остове и, разумеется, все эти результаты должны будут сравнены с экспериментальными данными.

Рассмотрим вопрос усиления связи в нейтронноизбыточном ядре с точки зрения МО. Гипероны в ядре, как ранее мы уже отмечали, занимают отдельную оболочку, не нарушая принципа Паули. В наше ядро, которое перегружено нейтронами и вот-вот распадется, добавляют гиперон, который в целом усиливает связь и не создает дополнительных факторов для распада, поскольку занимает отдельную оболочку. Согласно оценкам МО энергия отделения гиперона будет:

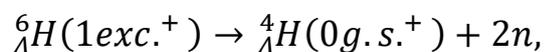
$B_\Lambda({}^6_\Lambda\text{H}) = B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{H}) + [B_\Lambda({}^7_\Lambda\text{He}) - B_\Lambda({}^5_\Lambda\text{He})]$ , здесь мы взяли разницу энергий отделения от двух гиперядер, у одного из которых нейтронная  $p$ -оболочка пуста, а у другой имеется два нейтрона, как и в ядре  ${}^6_\Lambda\text{H}$ .

Взяв разность, мы учли ту энергию отделения, которую вносят эти два нейтрона и сложили ее с энергией отделения ядра  ${}^4_{\Lambda}H$ . Все значения присутствующие в формуле, известны по экспериментальным измерениям. Следуя аналогичным рассуждениям, можно оценить энергию отделения двух нейтронов из р-оболочки:

$$B_{2n}({}^6_{\Lambda}H) = B_{2n}({}^5H) + [B_{\Lambda}({}^6_{\Lambda}H) - B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}H)],$$

где  $B_{2n}({}^5H) = (-1.7 \pm 0.3) MeV$  (т.е. ядро при распаде выделяет энергию),  $B_{\Lambda}({}^6_{\Lambda}H) - B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}H) = 2.24 \pm 0.09 MeV$ . Так в результате получим, что  $B_{2n}({}^6_{\Lambda}H) = (0.5 \pm 0.3) MeV$ . Мы видим, что энергия отделения меняет свой знак. В этом проявляется усиление связи за счет добавленного  $\Lambda$ -гиперона. Когда мы говорили об гиперон-нуклонных взаимодействиях и в частности рассматривали зависимость потенциала от различных факторов, то я не упомянул о том, что, к примеру, в  $\Sigma$ -гиперядрах потенциал зависит от скалярного произведения изоспинов ядра и  $\Sigma$ -гиперона. Казалось бы причем тут это, если речь идет о ядре  ${}^6_{\Lambda}H$ ? Каналы взаимодействия  $\Lambda$ -гиперона с нуклоном предполагают также взаимодействие через виртуальный  $\Sigma$ -гиперон (смотрите выше), а это говорит о проявлении еще одного члена в потенциале  $\Lambda N$  взаимодействия. Так, между гиперядрами с разными значениями изоспинов остовов ядра, могут проявляться отличия в уровнях.

Это имеет большое значение, поскольку в используемых расчетах для энергии отделения нейтронов и гиперона, мы используем данные о ядрах с различными значениями изоспина. Так, модуль вектора изоспина для  ${}^4_{\Lambda}H$  составляет  $1/2$ , а для  ${}^6_{\Lambda}H$   $3/2$ . Это отличие должно приводить к разнице между двумя состояниями s-оболочки для гиперона  $\Delta E(0g.s^+ - 1exc.^+)$ , для ядер  ${}^4_{\Lambda}H$  и  ${}^6_{\Lambda}H$ . Согласно оценкам, ширина между уровнями  ${}^4_{\Lambda}H$  и  ${}^6_{\Lambda}H$  отличается всего на 0.1 МэВ. С учетом изоспинового фактора многие оценки величин изменяются. Так, к примеру с учетом изоспинового фактора отличие между энергиями отделения гиперона составляет около 0.2 МэВ, а энергия отделения кластера по новым оценкам  $B_{2n}({}^6_{\Lambda}H) \approx (0.1 \pm 0.4) MeV$ . Такой небольшой порог вполне объясняет наличие сильного распада за счет туннельного эффекта из возбужденного состояния s-оболочки  $\Lambda$ -гиперона:



с получением медленных нейтронов.

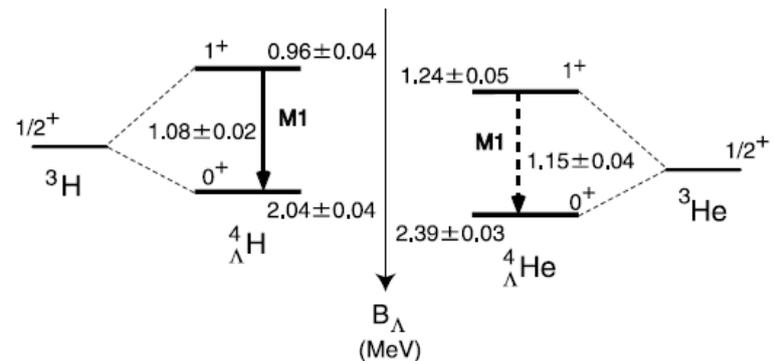
Нейтронноизбыточные гиперядра являются интересными объектами для изучения, поскольку нам предоставляется возможность непосредственно наблюдать такие редкие системы, которые уж очень далеко уходят от «долины стабильности», и мы можем рассмотреть даже самые незначительные эффекты, возникающие при гиперон-нуклонном взаимодействии, что полезно для более глубокого понимания общего барионного взаимодействия.

## Нарушение зарядовой симметрии в гиперядрах

Нарушение зарядовой симметрии в гиперядрах впервые стало рассматриваться для двух зеркальных гиперядер  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  и  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ . Характеристикой этого нарушения служит разница между энергиями отделения гиперона из основного состояния:

$$\Delta B_{\Lambda}^4(0g.s.^+) = B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He}) - B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}),$$

равная  $0.35 \pm 0.06$  МэВ.



Справа вы можете увидеть

схему уровней этих зеркальных ядер, расщепленную s-оболочку гиперона, с указанными электромагнитными переходами и шириной энергии. Как вы могли уже догадаться, нарушение зарядовой симметрии в случае гиперядер, скорее всего, связано с ранее нами знакомой зависимостью от изоспинового фактора, проявляющейся в результате взаимодействия типа  $\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N$ .

Можно поставить вопрос о постоянстве разницы между энергиями отделения для случая зеркальных гиперядер с  $A=4$ . Действительно, разница между зеркальными гиперядрами в изоспиновом пространстве состоит лишь в направлении проекции, следовательно, разница между энергиями отделения или же характеристика нарушения зарядовой симметрии должна оставаться постоянной. Углубиться в расчеты матричных элементов взаимодействия  $\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N$  нам, к сожалению, не позволит временная скудность моих знаний в математике, поэтому подробные расчеты придется опустить. Результатом работы ([Charge symmetry breaking in hypernuclei revisited, Avraham Gal](#))

в этом вопросе является приблизительная оценка этого значения  $\sim 0.25 \text{ MeV}$ .

Теоретическая оценка этой величины близка к полученной в эксперименте, однако все же отличается. Проявление изоспинового фактора, как и в случае с нейтроноизбыточными гиперядрами, так и с нарушением зарядовой симметрии, может привести к интересному выводу. Случай гиперон-нуклонного взаимодействия всегда подразумевает наличие компоненты в потенциале, зависящей от скалярного произведения изоспина остова ядра и гиперона.  $\Lambda$ -гиперон хоть и не имеет изоспина, но способен создавать схемы взаимодействия, которые позволяют внести такие изменения в потенциал. Таким образом, вы не можете с твердостью утверждать, что ширина энергии между двумя состояниями, к примеру,  $s$ -оболочки всегда будут постоянны для любого гиперядра. Из-за изменения изоспина остова, будет изменяться ширина всех уровней.

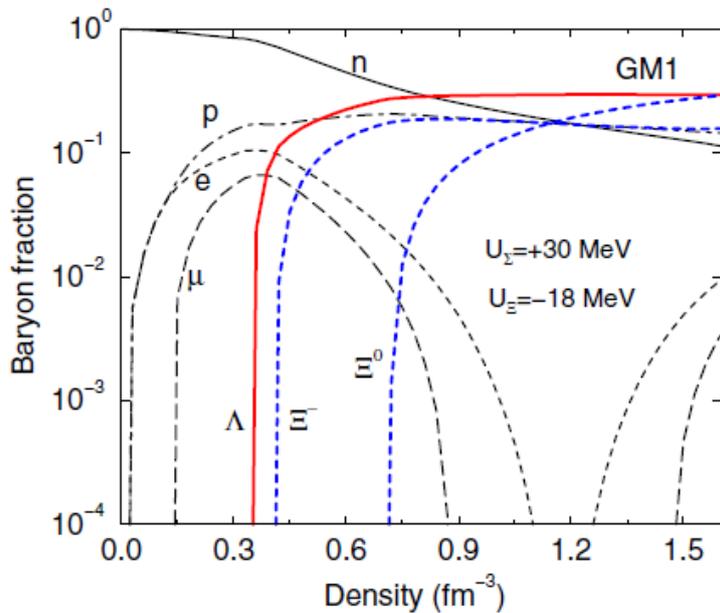
## Нейтронные звезды

Нейтронные звезды являются мощными гравитационными объектами высокой плотности, их радиусы колеблются в районе нескольких десятков километров, а массы составляют 1-2.5 солнечных. Нейтронные звезды представляют особый интерес для физики гиперядер, поскольку они являются естественной «средой обитания» для них. Дело в том, что из-за высокой плотности, энергия нейтронов возрастает из-за давления Паули. Нейтроны не могут находиться в одном и том же состоянии, поэтому возникает сильное отталкивание, что увеличивает их энергию настолько, что они могут преодолеть порог и превратиться в гиперон. Гипероны и нуклоны, как мы знаем не тождественные частицы, поэтому нейтрону энергетически было бы выгодно превратиться в гиперон. Превращение нейтронов в гипероны происходит при плотности звездного вещества, составляющей 2-3 плотности ядерной материи. Превращения происходят за счет слабого взаимодействия, к примеру:  $n + n \rightarrow \Sigma^- + p$  или  $n + n \rightarrow \Lambda + n$ .

При плотностях звездного вещества около 5-6 плотности ядерной материи, согласно работе [Schaffner et al., 2002](#), гипероны становятся стабильны даже по отношению к слабому распаду. Это объясняется тем, что распад на нуклоны подавлен, поскольку при таких плотностях расстояние между

нуклонами было бы намного меньше, чем это дозволено согласно принципу Паули. Этот принцип применим и к гиперонам, для которых при такой сверхвысокой плотности было бы выгодно превратиться в барионы с более тяжелыми кварками. Так, за счет слабого взаимодействия, гипероны стали бы превращаться в более тяжелые системы. По теоретическим догадкам в

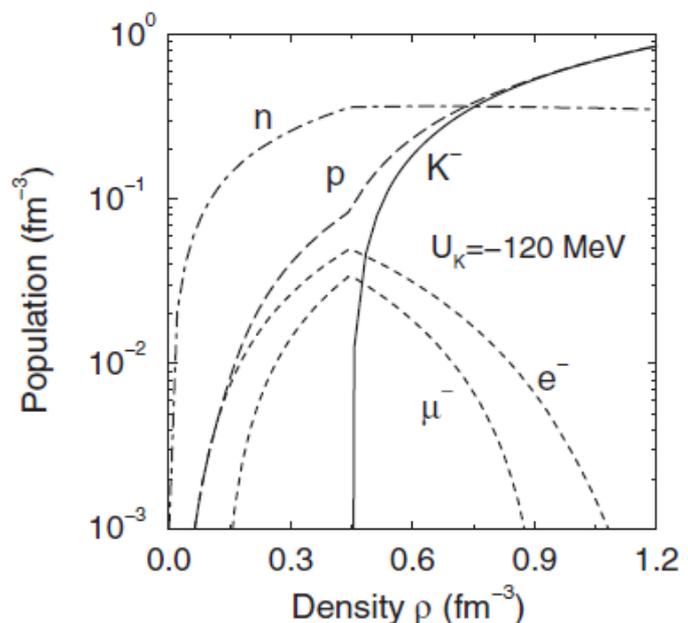
глубине нейтронных звезд может наблюдаться явление деконфаймента легких кварков  $u, d, s$  ([Baym and Chin, 1976](#)). Интересно, что потенциал взаимодействия различных гиперонов играет роль регулятора состава нейтронной звезды, что могло бы наблюдаться при погружении. В работе [Schaffner-Bielich, 2008](#) была получена зависимость, представленная слева. Здесь построена зависимость доли барионов и лептонов в нейтронной звезде от плотности вещества. Согласно зависимости, первым гипероном,



образующимся в звезде, является  $\Lambda$ -гиперон. Это возможно при прямом преобразовании протонов и электронов сразу в лямбда-гиперон, минуя при этом нейтрон. Почему мы не наблюдаем сигма-гипероны? В этом и заключается роль потенциала, как регулятора. Потенциал взаимодействия кси-гиперона является более

выгодным, поскольку он смягчает действие квантового давления, поэтому каналы с образованием сигма-гиперонов подавлен (на графике отмечены соответствующие потенциалы). Образование кси-гиперонов не является единственным способом уменьшить кол-во лептонов в звезде.

Существует возможность слабого превращения, в результате которого



отрицательно заряженный лептон «конденсируется» в странный мезон:

$$l^- \rightarrow K^- + \nu_l.$$

Справа показана зависимость аналогичная предыдущей ([Glendenning and Schaffner-Bielich, 1999](#)), но уже для каонов.

## Вывод

Гиперядра являются мостками, которые связывают общее барионное взаимодействие с его частным случаем – нуклон-нуклонным. Нам пришлось рассматривать некоторые уже устоявшиеся аспекты ядерной физики с другой точки зрения и изучать нам ранее недоступные области, но при этом мы все так же опирались на старые модели и методы изучения, что подтверждает их пригодность для дальнейших исследований. Картина взаимодействия адронов еще не является полной, физика гиперядер лишь небольшой кусок в этом мире, который все еще оставляет множество вопросов.

---

## Список литературы

---

[1] [REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 88, JULY–SEPTEMBER 2016. Strangeness in nuclear physics, A. Gal, E. V. Hungerford, D. J. Millener.](#)

[2] [Physics Letters B 725\(2013\)445–450, Neutron-rich hypernuclei : \${}^6\_\Lambda H\$  and beyond, A.Gal, D.J.Millener.](#)

[3] [Physics Letters B 744 \(2015\) 352–357, Charge symmetry breaking in  \$\Lambda\$  hypernuclei revisited, Avraham Gal](#)

[4] Теоретическая физика. Том 4. Нерелятивистская квантовая теория, Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц