

Большинство проблем находится в лептонном секторе и, в частности, в нейтринном секторе. Одним из них является определение абсолютного масштаба массы нейтрино или природы нейтрино, будь то дираковская или майорановская частица. Другими проблемами СМ можно считать эстетические проблемы: «почему Θ_{QCD} так мала?», «почему юкавская связь нейтрино так мала по сравнению с юкавской связью верхнего кварка?» Тем не менее, эти вопросы могут быть связаны с другими проблемами, такими как устранение квадратичных расходимостей, в коррекции природы вакуума, массы бозона Хиггса. В самом деле, расширение модели Хиггса для СМ может уменьшить проблему иерархии и устранить квадратичные расходимости в классе двух дублетных моделей Хиггса.

Список использованных источников

1. de Broglie, El papel de las matemáticas en el desarrollo de la física teórica contemporánea. Antología de Matemáticas 2. UNAM 1971.
2. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 1 (2012)
3. S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 30 (2012)
4. Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962). doi:10.1143/PTP.28.870

УДК 539.172.17

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ ГРАНИЦА НЕЙТРОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ?

Н.М.Кульжанов, Е.К.Сайлаубеков, Н.М.Рысбеков

Kulzhanov.Nurzhan@list.ru

Магистранты специальности «Ядерная физика» ЕНУ им Л.Н.Гумилева

Нур-Султан, Казахстан,

Научные руководители – А.К.Морзабаев, Ф.У.Абуова

В настоящее время одним из основных направлений исследований в ядерной физике является свойства необычных ядерных систем с избытком нейтронов (экзотических ядер). Известно 2000-3000 экспериментально-определенных нуклидов и предполагается порядка 5000-6500 ядерно-стабильные изотопы. Атомные ядра могут существовать только в ограниченной области значений A (массовый номер элемента) и Z (порядковый номер элемента) со временем жизни много больше характерного ядерного времени, равного времени прохождения нуклона через атомное ядро (10^{-22} с.), эти ядра можно рассматривать как стабильные. Соответственно долине стабильности у стабильных ядер отношение числа нейтронов N к числу протонов Z меняется от $N/Z=1,0$ (для ядер $A<40$) до $N/Z=1,6$ (для ядер $A<250$). Чем больше нуклонов добавляется к более массивным ядрам, тем больше становится среднее расстояния между нуклонами. Поэтому дальнедействующее кулоновское отталкивание становится более эффективным, чем близкодействующее ядерное притяжение. В таком случае к массивным ядрам энергетически выгодно добавлять нейтроны, чем протоны. Отдаление от долины стабильности приводит к уменьшению стабильности ядер. Такие менее стабильные массивные ядра переходят в устойчивое состояние путем радиоактивного распада, испуская бета-минус β^- для (нейтроноизбыточных) или бета-плюс β^+ (для протоноизбыточных) частицы. Для более массивных ядер возможен α -распад, и некоторые из них, стремясь к стабильности, самопроизвольно делятся [4; 70].

Ближе всего к границам стабильности удалось подойти в области нейтроноизбыточных легких ядер, и с помощью реакции фрагментации тяжелых ионов были получены ядерно-стабильные изотопы – бор-19 (^{19}B), углерод-22 (^{22}C), азот-23, фосфор-31 (^{31}P), оксид-24 (^{24}O) и т.д [4; 71].

Чтобы достичь границы нейтронной стабильности, необходимо синтезировать огромное число ядер, за исключением области самых легких ядер с $Z<10$, где уже

наблюдались ядра с обогащенными нейтронами. К примеру, исследования свойств тяжелых изотопов гелия (^5He , ^6He , ^7He , ^8He , ^9He , ^{10}He) показали, что по отношению к нуклонному распаду четные по числу нейтронов ядра гелия являются стабильнее, чем нечетные. Также энергия связи нейтрона в ядре гелия-8 (^8He , $N/Z=3$) оказалась почти на 1,5 МэВ выше, чем у ядра гелия-6 (^6He). Такая же ситуация наблюдается при переходе от ядра гелия-5 (^5He) к ядру гелия-7 (^7He) [4; 71].

При добавление одного нейтрона к нестабильному (несвязанному) ядру с нечетным числом нейтронов приводит к значительному увеличению стабильности ядра. Пример таких ядер приведены в таблице 1 [2; 13].

Приведенные в таблице 1 квазистационарные состояния ядер – ядерные состояния, энергетически неустойчивые к нуклонному распаду и живущие достаточно долгое в ядерных масштабах $10^{-22} \leq \tau \leq 10^{-12}$ с. К таким ядрам относятся гелий-7, 9, 10 (^7He , ^9He , ^{10}He), литий-10 (^{10}Li), бериллий-13 (^{13}Be) и др. Они проявляются в виде резонансов в сечениях различных процессов и не успевают зарегистрироваться в детекторах.

Ширина резонанса Γ и время жизни τ нестабильного ядра связаны соотношением (1) [2; 8].

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (1)$$

где: τ – время жизни атомного ядра;

\hbar – постоянная Планка ($\hbar \approx 6,6 \cdot 10^{-22}$ МэВ · с);

Γ – ширина резонанса (МэВ).

Таблица 1. Характеристика нуклонно-нестабильных ядер

Ядро	$\eta = (N - Z)/A$	Вид распада	Энергия распада, МэВ	Ширина Γ , МэВ
^4H	0,50	$^3\text{H}+n$	3,19	5,42*
^5H	0,60	$^3\text{H}+2n$	1,8(1)	<0,5
^6H	0,67	$^3\text{H}+3n$	2,6(5)	1,3(5)
^7H	1	$^3\text{H}+4n$	+0,42	+0,94
^5He	0,20	$^4\text{He}+n$	0,89(5)	0,60(2)
^7He	0,42	$^6\text{He}+n$	0,44	0,15(2)
^9He	0,56	$^8\text{He}+n$	1,27(8)	0,30(7)*
^{10}He	0,60	$^8\text{He}+2n$	1,07(7)	0,3(2)
^{10}Li	0,40	$^9\text{Li}+n$	0,24(4)	0,10(7)*
^{13}Be	0,39	$^{12}\text{Be}+n$	0,80(9)	~1,0*
^{16}B	0,38	$^{15}\text{B}+n$	0,04(6)	<0,10

Исходя из предельного времени существования такого ядра 10^{-22} с., можно получить величину ширину резонанса равной $\Gamma=6,6$ МэВ. Из этого следует, что если ширина резонанса превышает величину 6,6 МэВ, то ядро считается не стабильным и можно считать, что как такового не существует, так как чем меньше ширина резонанса, тем больше время жизни ядра.

О существование состоянии ядерной системы можно говорить лишь в том случае, когда $\Gamma < 1$ МэВ. Энергия резонанса как правило отстоит от порога развала этой системы, сопровождающегося эмиссией одного или более нуклонов, на величину, равную энергии распада. Таким образом граница нейтронной стабильности представляет собой на диаграмме не линию, а полосу большой или меньшей ширины [2].

Существует два метода исследования структур нейтроноизбыточных ядер: Бинарные реакции - метод недостающих масс; Метод инвариантной массы. Рассмотрим только первый метод, метод, так как далее приведенные результаты исследования проводились этим методом.

Краткий пример метода недостающих масс. Возьмем реакцию передачи нуклонов $A(a,b)B$. Измерение энергетического спектра нуклонно-стабильного продукта b , вылетевшего под определенным углом к пучку налетающих ядер a , позволяет извлечь информацию о характеристиках ядра отдачи B — массе и возбужденных состояниях — даже в том случае, когда ядро B нестабильно по отношению к испусканию нуклонов. Пример такого спектра схематически показан на рисунке 1 [2; 80].

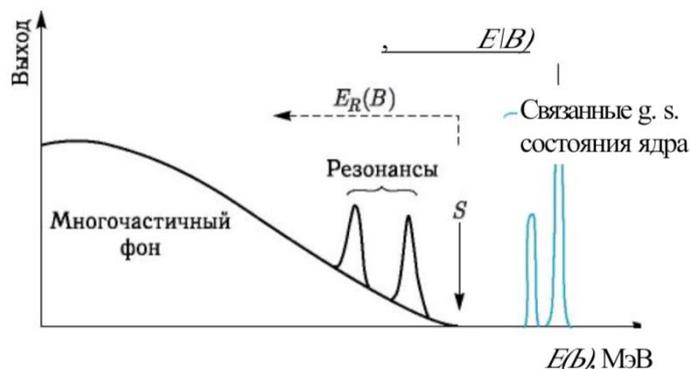


Рис. 1. Представление энергетических спектров, получаемых в двухчастичных реакциях

На рисунке 2 буквой S обозначен порог, при котором начинается испускание одного или более нуклонов или кластеров из ядра B . Могут иметь различные варианты протекания реакции [2].

1. Если ядро B нуклонно-стабильное. Все пики, наблюдаемые справа от S , соответствуют состояниям, стабильным относительно испускания нейтронов. Пики слева соответствуют нуклонно-нестабильным состояниям. В шкале энергии возбуждения $E^*(B)$ порог соответствует энергии отдаления из ядра одного или двух нейтронов (1),(3) [2; 80]:

$$S_n = -M(A, Z) + M(A - 1, Z) + M_n; S_{2n} = -M(A, Z) + M(A - 2, Z) + 2M_n \quad (2)$$

где: M — масса ядер с соответствующими A и Z ;

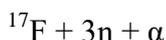
M_n — масса нейтрона.

2. Если ядро B нестабильно в основном состоянии. В таком случае пики с энергией справа от S вообще не наблюдаются. Самый низколежащий резонанс считается соответствующим основному состоянию ядра B , а его ширина Γ подтверждает о времени жизни системы. Энергии таких состояний относительно порога распада будем обозначать E_r , то есть порог является нулевой отметкой в интервале E_r . Основное состояние несвязанного ядра находится слева от S . И это состояние имеет величину равную энергии распада, с испусканием соответствующего числа нуклонов. Возбужденное состояние над порогом испускания нейтрона (S_n) имеет резонансную энергию E_r , которая связана с его энергией возбуждения E^* выражением $E_r = E^* - S_n$.

3. Если ядро B не существует как связанная система: измеряемый спектр b не содержит пиков - он гладкий [2].

Изотоп ${}^7\text{He}$ исследовался в трех экспериментах при различных энергиях пучка бомбардирующих ионов с использованием реакции подхвата двух протонов с ядра мишени ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$. На рисунке 2 показаны спектры энергии возбуждения ${}^7\text{He}$ при энергиях ионов ${}^{15}\text{N}$ 240 и 318.5 МэВ [1]. Видно на рисунке 3, резонанс ${}^7\text{He}$ с большой интенсивностью заселяется, что согласуется с известными литературными данными [1].

Показаны фоновые спектры от распада высоковозбужденного ядра ${}^{18}\text{F}^*$ и от канала реакции



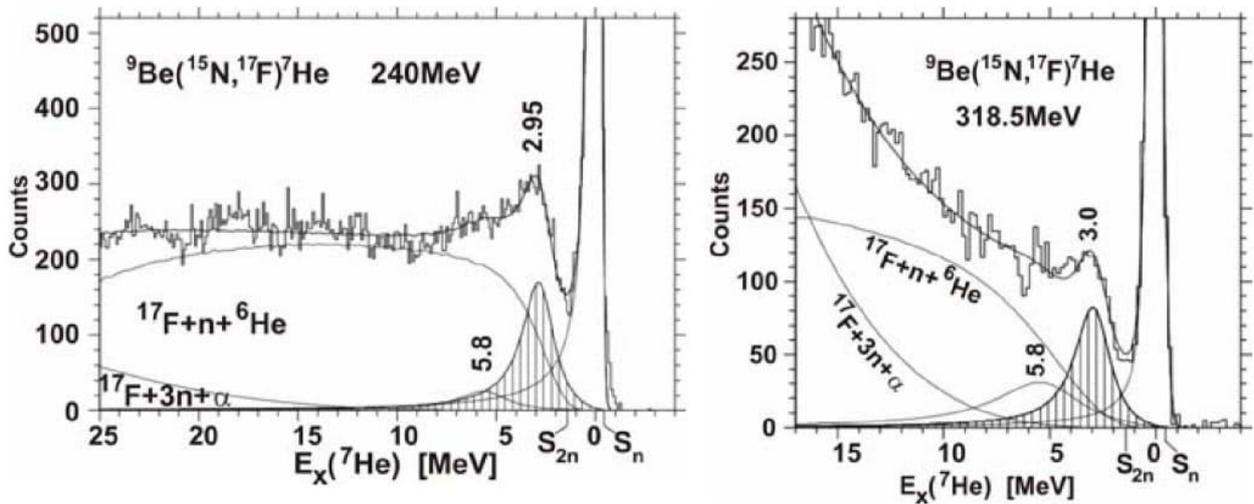


Рис. 2. Спектры ^{17}F из реакции $(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})$ с резонансами в сопряженном ядре ^7He .

В области энергии возбуждения $E^* \approx 3.0$ МэВ был обнаружен пик, который объясняется как состояние в ядре отдачи ^7He . Если ввести в рассмотрение еще один уровень при $E^* \approx 5.8$ МэВ то достигнем лучшее описание всего спектра ядер ^{17}F . Интенсивность пиков соответствующих возбужденных состояниях ^7He невелика, так как в используемой реакции они могут заселяться лишь во вторичных процессах. Полученные данные убедительно свидетельствуют о наличии первого возбужденного состояния ^7He при $E^* \approx 3.0$ МэВ. Этот результат и состояние при $E^* \approx 5.8$ МэВ, были позже подтверждены другими экспериментальными работами [1].

На рисунках 3 представлен вклад от реакций на примесях ^{16}O (1) и ^{12}C (2). Заштрихованные пики соответствуют уровням ^8He : их энергии указаны на шкале E^* [1; 8]. Сплошная кривая – сумма пиков, (1) и (2). Представлены данные, полученные для возбужденных уровней ^8He в реакции захвата двух протонов при энергии 357 МэВ $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{14}\text{O})^8\text{He}$.

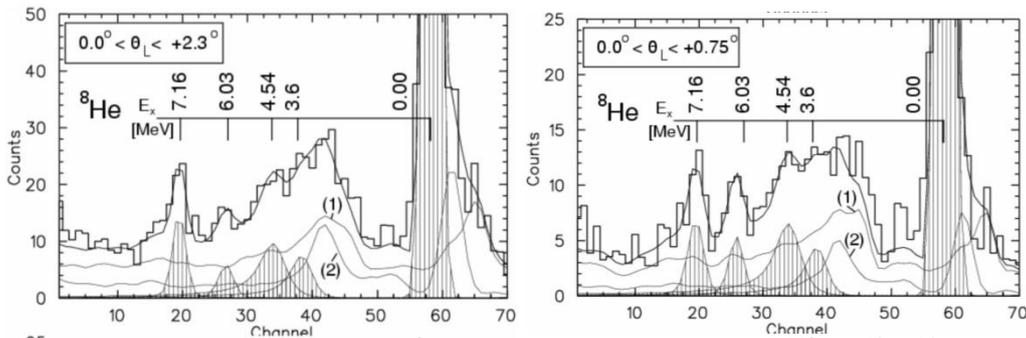


Рис. 3. Энергетические спектры ядра ^8He , полученные в реакции $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{14}\text{O})$ при энергии 357 МэВ в интервалах углов: (а) $0^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 2.3^\circ$; (б) $0^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 0.75^\circ$

При анализе полученных спектров использовались известные параметры первого 2+ возбужденного состояния при 3.6 МэВ. Несмотря на трудности экспериментального спектра, анализ данных, проведенный в разных угловых диапазонах, позволил выявить три новых возбужденных уровня в ^8He при $E^* = 4.54, 6.03$ и 7.16 МэВ. Сравнение полученных данных с теоретическими расчетами и с результатами других экспериментов дает основания полагать, что уровень при $E^* \approx 3.6$ МэВ является самым низким. Это состояние может распадаться испусканием двух нейтронов ($^6\text{He} + 2n$). Для уровней, лежащих выше порога развала $^8\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 4n$, наиболее вероятен канал с вылетом кластера, состоящего из четырех нейтронов (тетранейтрона). Однако, пока нет ни теоретических, ни экспериментальных данных,

свидетельствующих в пользу образования 4n-кластера; определенно, этот экзотический вид распада требует дальнейшего изучения.

Реакция при энергии пучка ионов ^{14}C 337 МэВ $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$ результат представлен на рисунке 4. Определенная нами масса ^9He оказалась равной М.Е. = 40.94(10) МэВ, а энергия отделения последнего нейтрона в ^9He $S_n = -1.27(10)$ МэВ. В области континуума, связанного с распадом высоковозбужденного ядра $^{16}\text{O}^*$, которое образуется на первом этапе реакции, наблюдалось еще как минимум четыре пика при энергиях возбуждения 1.15, 3.03, 3.98 МэВ и ~ 7.9 МэВ.

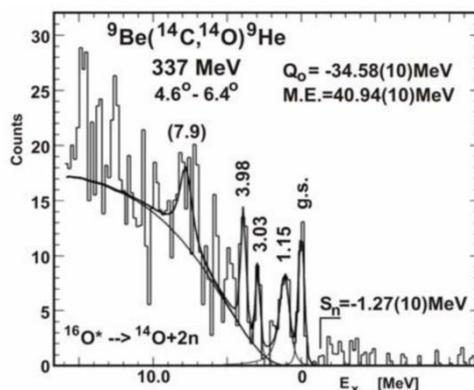


Рис. 4. Спектр энергии возбуждения ядра ^9He , полученный в реакции $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$ при энергии пучка 337 МэВ. Указан основное состояние g.s. и энергии возбуждения, а также порог испускания одного нейтрона S_n и фон от распада $^{16}\text{O}^*$

Таблица 2

Реакция	E	E^*	E_R	Γ	J^π		
$^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})^7\text{He}$	240	0,00 2,95(10) 5,8(3)	0,44 3,39(10) 6,2(3)	0,14(2) 1,9(2) 3-5	$3/2^-$ $(1/2^-,$ $5/2^-)$		
	318,5	2,9-3,0 5,8(3)	3,34-3,44 6,2(3)	1,8(3) 3-5	$(1/2^-,$ $5/2^-)$		
$^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{14}\text{O})^8\text{He}$	357	0 3,6 4,54(15) 6,03(10) 7,16(4)		0,5 0,70(25) 0,15(15) 0,10(10)	2^+ (2^-) (3^-)		
		$^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$	337	0,00 1,15(10) 3,03(10) 3,98(12) 7,9	1,27(10) 3,42 4,30 5,25 9,17	0,10(6) 0,7(2) 0,6(3)	$1/2^-$ $(3/2^-)$ $(5/2^+)$ $(5/2^+)$

Результаты измерений уровней изотопов гелия, полученных в указанных реакциях при различных энергиях пучка бомбардирующих ионов E. Столбцы: E^* – энергия возбуждения (МэВ), E_R – резонансная энергия (МэВ), Γ – ширина резонансов (МэВ), J^π – возможные значения спина и четности уровней P

Список использованных источников

1. Р.Г. Калпакчиева, Ю.Э. Пенионжкевич. Сильно нейтроноизбыточные изотопы элементов с $6 \leq Z \leq 10$ // ЭЧАЯ. 2002, №6, С. 1247-1307.
2. Ю.Э. Пенионжкевич, Р.Г. Калпакчиева. Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. – Дубна: ОИЯИ, 2016, 383 С.

3. Ю.Э. Пенионжкевич. Пучки радиоактивных ядер//Соросовский образовательный журнал 1998 , №12, С. 79-86.
4. Ю.Э. Пенионжкевич. Ядерные реакции с тяжелыми ионами и синтез новых ядер//Соросовский образовательный журнал 2001, №3, С. 67-74.

ӘОЖ 539.217

ҚАТТЫ ОКСИДТІ ОТЫН ЭЛЕМЕНТТЕРІ ҮШІН ЖҰҚА ПЛЕНКАЛЫ ЭЛЕКТРОЛИТ МАТЕРИАЛДАРЫ

Опахай Серікжан

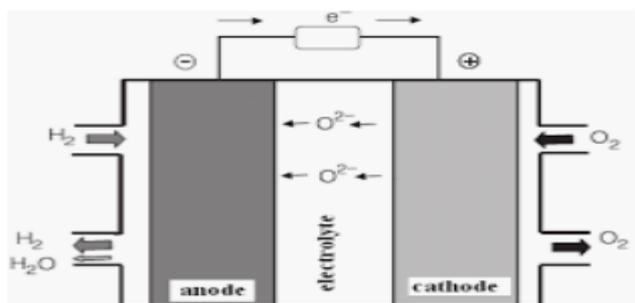
serikjan_0707@mail.ru

Л.Н Гумилев атындағы ЕҰУ 2-курс докторанты, Нұр-Сұлтан, Қазақстан
Ғылыми жетекшісі – Күтербеков К.А.

1. Кіріспе.

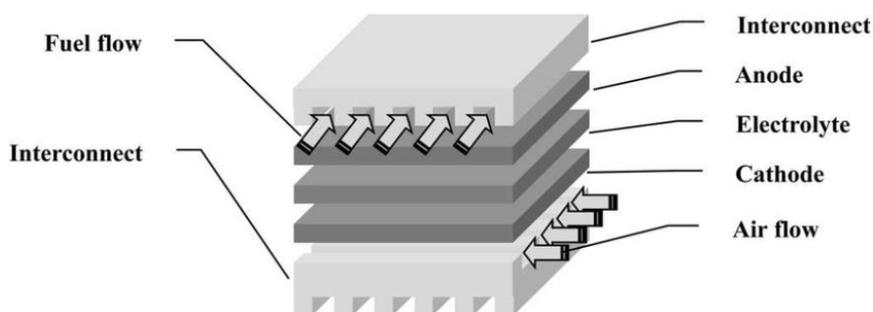
ҚООЭ технологиясының ерекшелігі қоршаған ортаға зиянын тигізетін лаस्ताушы заттардың аз мөлшерде шығарылуына негізделген. Өртүрлі отын элементтерінің ішінен ҚООЭ төмендегідей негізгі аспектілерімен ерекшеленеді, мұнда энергияны түрлендірудің жоғары тиімділігі, жылудың сапалы шығарылуы, құрылымының біртұтас қаттылығы, тығыздығының жоғарылығы және ауаға парниктік газдардың аз мөлшерде шығарылуы [1-2].

ҚООЭ электродтардан (катод, анод) және электролиттен тұрады. Анод отынды қабылдайды, катод – тотықтырғыш, ал электролит өзінен оттегі иондарын немесе протондарды өткізеді [3]. 1 суретте сутегі отыны негізінде жұмыс жасайтын ҚООЭ жалпы сипаттамалары көрсетілген.



Сур.1- Қатты оксидті отын элементінің жұмыс істеу принципі

Қазіргі уақытта ҚООЭ клеткалық құрылым тұрғысынан екі негізгі түрі қарастырылады: жазық және түтік түрі [4]. Жазық ҚООЭ үшін әрбір ұяшық жалпақ диск, шаршы немесе тік бұрышты пластина түрінде жасалған. Ұяшықтардың тізбектеліп орналасатыны және байланыстырғыш пластиналармен жалғанатындығы 2 суретте сұлба түрінде келтірілген.



2-сурет. ҚООЭ жазық құрылымының сұлбасы