

P7-2009-101

Ю. Э. Пенионжкевич\*

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*E-mail: [pyuer@lnr.jinr.ru](mailto:pyuer@lnr.jinr.ru)

Пенионжкевич Ю. Э.  
Ядерная астрофизика

P7-2009-101

2009 год объявлен ООН и ЮНЕСКО годом астрономии. Большой вклад в развитие наших представлений о свойствах Вселенной вносят исследования в области физики элементарных частиц и физики ядра. В работе представлены некоторые проблемы эволюции Вселенной, нуклеосинтеза и космохронологии с точки зрения физики ядра и элементарных частиц. Проводится сравнение процессов, происходящих во Вселенной, с механизмами образования и распада ядер, а также их взаимодействия при высоких энергиях. Даны примеры, показывающие возможности методов ядерной физики в исследовании космических объектов и свойств Вселенной.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Penionzhkevich Yu. E.  
Nuclear Astrophysics

P7-2009-101

2009 has been announced by the United Nations and UNESCO a year of astronomy. A great contribution to our concepts of the Universe comes from research in the fields of elementary particles and nuclear physics. In the present paper some problems of the evolution of the Universe, the nucleosynthesis and cosmochronology are presented from the point of view of nuclear physics and elementary particles. A comparison is made of the processes taking place in the Universe with the mechanism of formation and decay of nuclei, as well as their interaction at high energies. Examples are given which show the opportunities opened by nuclear physics techniques in the investigation of cosmic objects and the properties of the Universe.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

## **ВВЕДЕНИЕ**

Исследования законов микромира, которыми занимается ядерная физика, в последнее время помогли существенно расширить наши представления о явлениях, происходящих в макромире — нашей Вселенной, внесли огромный вклад в разработку астрофизических и космологических теорий. Прежде всего это касается модели расширяющейся Вселенной, эволюции звезд и распространенности элементов, а также свойств различных звезд и космических объектов — «холодных», нейтронных, черных дыр, пульсаров и др. Не претендуя в этой статье на полное изложение всех проблем космологии, остановимся лишь на тех, которые имеют, на наш взгляд, много общего со свойствами ядерной материи и проявляются при ядерных взаимодействиях.

### **1. МОДЕЛЬ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ**

В 1965 г. с помощью радиотелескопа было обнаружено существование изотропного «шума», который был отождествлен с тем, что сейчас называют реликтовым излучением, т. е. излучением, равномерно распределенным по небесной сфере и по интенсивности соответствующим тепловому излучению абсолютно черного тела при температуре  $\sim 30$  К. Это наблюдение имело очень важное значение для космологии, так как ранее Дж. Гамовым было предсказано теоретически существование подобного излучения в рамках модели, опирающейся на закон Хаббла: «Красное смещение излучения, испускаемого галактиками, пропорционально удаленности от этих галактик». Если объяснять такое смещение эффектом Доплера, то это приводит к картине расширяющейся Вселенной, в которой галактики «разлетаются». Если экстраполировать эту ситуацию назад в прошлое, то можно прийти к заключению, что в прошлом скорость расширения была больше, а плотность Вселенной выше, чем сейчас. Насколько же далеко в прошлое мы вправе проводить подобную экстраполяцию? Очевидно, это можно делать до той эпохи, когда вся Вселенная была сжата в точку. Согласно оценкам, это было около 10 млрд лет назад. Полагают, что именно в эту эпоху и возникла наблюдаемая ныне Вселенная, причем возникла в чудовищном взрыве. Большой взрыв, как его называют, положил начало не только Вселенной, но и всем

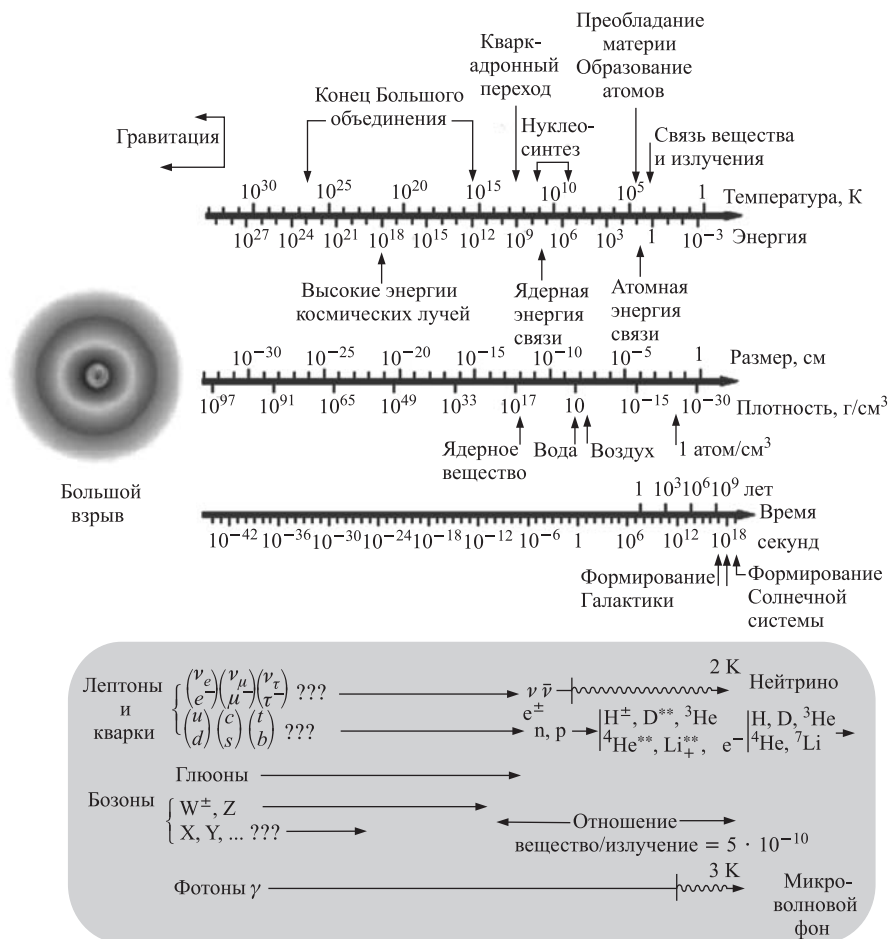


Рис. 1. Связь температуры, энергии, размеров, плотности и времени, существовавшая в ранней Вселенной. Нижняя часть схемы показывает кварковый и лептонный состав материи

известным нам физическим понятиям, включая понятия пространства и времени. Некоторые авторы [1, 2] рассматривают эволюцию Вселенной в виде четырех последовательных эр, в результате смены которых, согласно новейшим моделям, она пришла к своему теперешнему состоянию ( $10\text{--}30 \text{ г/см}^3$ ,  $T = 3 \text{ К}$ ) (рис. 1).

В этих моделях предполагается, что Вселенная ведет себя как абсолютно черное тело, начальная температура и плотность которого очень высокие (на-

чальная плотность его больше ядерной  $10^{15}$  г/см<sup>3</sup>, а температура выше 1 ГэВ ( $10^{13}$  К)). Излучение этого абсолютно черного тела состоит из известных адронов, лептонов и фотонов и происходит до тех пор, пока температура выше, чем масса самого легкого из адронов, т. е.  $\pi$ -мезона ( $m_{\pi}c^2 \approx 140$  МэВ, температура  $1,6 \cdot 10^{12}$  К). Это соответствует «адронной эре», продолжительность которой составляет примерно  $10^{-4}$  с. К концу ее плотность сравнима с плотностью ядерного вещества. Когда температура становится ниже 100 МэВ ( $10^{12}$  К), адроны еще остаются, но уже не могут рождаться спонтанно в излучении абсолютно черного тела. Теперь излучение состоит главным образом из лептонов и фотонов, и так остается до тех пор, пока температура выше порога рождения пары  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ , т. е. примерно 1 МэВ. Охлаждение от 100 до 1 МэВ занимает около 1 с. Это время соответствует так называемой «лептонной эре», к концу которой плотность становится  $10^4$  г/см<sup>3</sup>. При температуре ниже 1 МэВ лептоны хотя и существуют как частицы, но уже не могут спонтанно рождаться в излучении абсолютно черного тела. Теперь излучение состоит преимущественно из фотонов. Это начало «радиационной эры», конец которой определяется моментом, после которого излучение (фотонное) существует отдельно от вещества (адронов и лептонов). Радиационная эра заканчивается примерно через  $10^6$  лет после Большого взрыва. Плотность вещества становится больше плотности излучения (плотности энергии фотонов) и увеличивается по мере расширения. Это соответствует «звездной эре», которая продолжается до наших дней. В. Л. Гинзбург в своей книге [2] описывает проблемы расширяющейся Вселенной взаимодействием большого числа различных частиц: фотонов, электронов, нейтрино, мюонов,  $\pi$ -мезонов, протонов, нейтронов и др. Хотя, как он сам отмечает, этот подход является достаточно условным, так как мы до сих пор не имеем полного понимания физики элементарных частиц. Основная проблема, с которой сталкиваются физики при попытке объяснить космологические явления, в том числе и расширяющуюся Вселенную, связана с «сильным взаимодействием» элементарных частиц. Сильные взаимодействия — это те силы, которые удерживают вместе нейтроны и протоны в атомном ядре. Радиус действия этих сил чрезвычайно мал:  $\sim 10^{-13}$  см. Даже в молекулах, ядра которых находятся на расстоянии  $10^{-8}$  см друг от друга, сильные взаимодействия между ядрами не дают никакого эффекта. Когда два протона подходят друг к другу достаточно близко, сильные взаимодействия становятся примерно в 100 раз больше, чем электрическое отталкивание, поэтому они удерживают от развала атомные ядра. Именно интенсивность сильных взаимодействий делает их значительно более трудными для математического анализа, чем электромагнитные взаимодействия. Вклады разного типа взаимодействий между нуклонами символически изображаются фейнмановскими диаграммами, с помощью которых физики пытаются учесть все взаимодействия. Эта проблема, заключающаяся в сложности расчета вероятностей процессов, включающих сильные взаимодействия,

была основной причиной, сдерживающей развитие физики элементарных частиц в последнее время. Однако не все процессы включают сильные взаимодействия. Эти взаимодействия испытывает лишь класс частиц, известных как адроны. Сюда входят ядерные частицы и  $\pi$ -мезоны, а также другие нестабильные частицы, такие как  $K$ -мезоны,  $\eta$ -мезоны,  $\lambda$ -гипероны и др. Лептоны (нейтрино, электроны и мюоны) легче адронов и, в отличие от последних, не чувствуют сильных взаимодействий.

При температуре ниже  $10^{12}$  К (лептонная эра) единственными частицами, присутствовавшими в больших количествах, были лептоны и фотоны, взаимодействиями между которыми можно было пренебречь.

Другая ситуация соответствовала более высоким температурам (адронная эра)  $\sim 10^{12}$  К, когда в больших количествах имелись адроны и антиадроны. Здесь, в физике элементарных частиц, существует несколько различных моделей, с помощью которых пытаются объяснить свойства адронов. Одна из них предполагает, что не все частицы одинаковы, некоторые действительно элементарны, а все остальные состоят из простых комбинаций элементарных частиц. Считается, что элементарными частицами являются фотон и все известные лептоны. Однако адроны не являются элементарными частицами. Они состоят из более фундаментальных частиц — кварков. Кварки бывают различных типов или «ароматов», такие как «верхний», «нижний», «странный», «очарованный». Более того, каждый «аромат» кварка бывает трех различных цветов — красного, белого и голубого. Если идея кварков правильна, то в этой концепции можно объяснить физику ранней Вселенной. Экспериментально было показано, что при столкновениях электронов с ядерными частицами сила между кварками чрезвычайно мала, когда кварки находятся близко друг к другу. Таким образом, при некоторой температуре, около нескольких тысяч миллиардов градусов, адроны разбиваются на составляющие их кварки так же, как атомы разбиваются на электроны и ядра при нескольких тысячах градусов, а ядра разбиваются на протоны и нейтроны при нескольких тысячах миллионов градусов. Тогда в ранние времена Вселенную можно рассматривать как состоящую из фотонов, лептонов, антилептонов, кварков и антикварков, причем каждая разновидность частиц представляет собой еще один тип излучения. Между тем, несмотря на успешное описание многих явлений, в том числе и в космологии, кварковая модель однозначно не подтверждена, так как до сих пор невозможно разбить любой адрон на составляющие его кварки, даже с помощью современных ускорителей самых высоких энергий. Все, что было сказано выше, относилось к возможной интерпретации расширения Вселенной на основе сильных взаимодействий элементарных частиц. Между тем одним из наиболее интересных следствий современной теории элементарных частиц является то, что Вселенная могла испытать фазовый переход из одного состояния вещества в другое. И этот фазовый переход связан с другим классом короткодействующих вза-

имодельствий — слабым взаимодействием. Слабые взаимодействия в ядерной физике ответственны за определенные процессы радиоактивного распада (например, распада свободного нейтрона) или за любую реакцию, включающую нейтрино.

Авторы работы [3] показали, что интенсивные потоки нейтрино могут образовываться в результате взрыва Сверхновой, что может быть интерпретировано на основе ротационного механизма. Слабые взаимодействия значительно слабее сильных или электромагнитных взаимодействий. Между тем существует глубокая связь между слабыми и электромагнитными взаимодействиями, которая и легла в основу новой теории поля, объединяющей эти две силы\*. Развитие этой теории позволило также сделать важные выводы по проблемам, относящимся к изучению ранней Вселенной.

## 2. НУКЛЕОСИНТЕЗ

**2.1. Начальный этап нуклеосинтеза.** Как уже отмечалось выше, важную роль в ранней Вселенной играло излучение. Это излучение имеет тепловой спектр, так что его можно характеризовать температурой согласно соотношению  $U = aT^4$ , где  $a$  — постоянная излучения. По мере продвижения к начальному этапу температура излучения растет по закону  $T = T_p(1 + Z)$ , где  $T_p$  — температура излучения сегодня и  $Z$  — величина, соответствующая красному смещению. Для раннего периода, когда излучение доминировало, из уравнений Эйнштейна следует простое соотношение между температурой  $T$  и временем  $t$ , прошедшим с момента Большого взрыва:

$$T = \alpha \frac{10^{10}}{\sqrt{t}} K.$$

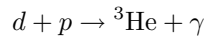
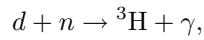
Время  $t$  здесь выражено в секундах, а температура  $T$  — в кельвинах. Постоянная  $\alpha$  имеет величину порядка единицы и зависит от состояния вещества и излучения во Вселенной. Если положить  $\alpha = 1$ , то согласно этому соотношению спустя 1 с после Большого взрыва температура излучения во Вселенной была  $10^{10}$  К. При такой температуре в ранней Вселенной, состоящей из электронов, позитронов, нейтрино, антинейтрино, нейтронов, протонов и фотонов, могли образоваться различные ядра, начиная с дейтронов и кончая гелием. Более тяжелые ядра, такие как ядра углерода, кислорода и т. д., могли синтезироваться лишь в ходе термоядерных реакций в звездах.

---

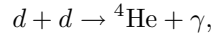
\*За создание этой теории С. Вайнберг, А. Салам, Ш. Глэшоу были удостоены в 1979 г. Нобелевской премии по физике.

Причина этого заключается в том, что есть некоторый интервал неустойчивости легких ядер, расположенных около ядра лития, и этот интервал не удается преодолеть в ходе первичного нуклеосинтеза. Поэтому синтез в раннюю эпоху останавливается на стадии образования гелия.

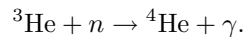
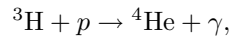
Полагают, что одной из первых реакций, приводящих к образованию тяжелых ядер, является реакция  $n + p \rightarrow \alpha + \gamma$ . Как показали расчеты, эта реакция идет при температуре  $T = 9 \cdot 10^9$  К, что соответствует соотношению нейтронов и протонов во Вселенной  $N_n/N_p = 0,2$  и времени  $\sim 3$  с. При этих условиях дейтерия образуется в достаточном количестве для производства ядер с массой 3 в следующих реакциях:



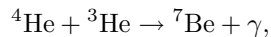
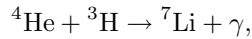
или



и окончательно  ${}^4\text{He}$  может быть образован в результате реакций



Энергия связи продуктов этих реакций больше, чем дейтерия (2,225 МэВ), тогда если фотон может образовать дейтерий, то он может реализовать и другие реакции. Так как не существует стабильной массы 5, то  ${}^4\text{He}$  является последним ядром на начальном этапе нуклеосинтеза. В принципе, он мог бы образовать более тяжелые ядра ( $A = 7$ ) в результате реакций



но кулоновский барьер для этих реакций около 1 МэВ, тогда как ядра при температуре  $T = 9 \cdot 10^8$  К имеют кинетическую энергию только 0,1 МэВ.

В работе [4] приводятся в хронологическом порядке события, которые происходили во Вселенной, начиная с момента  $10^{-2}$  с после ее рождения (см. таблицу).

Из таблицы видно, что процессы образования ядер прекращаются при  $t = 35$  мин, когда температура Вселенной падает до  $3 \cdot 10^8$  К. Это означает, что протоны и нейтроны уже не сливаются, образуя более тяжелые ядра. Следующий этап осуществляется, когда возраст Вселенной достигает  $7 \cdot 10^5$  лет и температура падает до 3000 К. При такой температуре химическая энергия связи атомных ядер и электронов достаточно высока, чтобы удержать их вместе в виде нейтральных атомов. В эту эпоху происходит образование водорода и гелия. На этом завершается этап первичного нуклеосинтеза. Более тяжелые ядра образуются уже в результате процессов, связанных с эволюцией звезд.



### Первичный нуклеосинтез

Возраст Вселенной	Температура, К	Состояние и состав вещества
$10^{-2}$ с	$10^{11}$	$n, p, e^-, e^+, \nu, \bar{\nu}$ в тепловом равновесии; $n$ и $p$ в одинаковом количестве
$10^{-2}$ с	$3 \cdot 10^{10}$	Те же частицы, что и выше, но отношение числа нейтронов к числу протонов $n : p \cong 3 : 5$
1 с	$10^{10}$	$\nu, \bar{\nu}$ , отделяются от остальных частиц; $e^-, e^+$ начинают аннигилировать; $n : p \cong 1 : 3$
13,8 с	$3 \cdot 10^9$	Начинается образование $d$ и ${}^4\text{He}$ ; исчезают $e^-, e^+$ ; есть также свободные $n$ и $p$
35 мин	$3 \cdot 10^8$	Фиксируется количество $d$ и ${}^4\text{He}$ по отношению к числу протонов и электронов; ${}^4\text{He}/\text{H} \sim 22\text{--}28\%$ (по массе)
$7 \cdot 10^5$ лет	$3 \cdot 10^3$	Химическая энергия связи становится достаточной, чтобы образовались устойчивые нейтральные атомы. Теперь Вселенная прозрачна для излучения. Вещество начинает доминировать над излучением

**2.2. Звездный нуклеосинтез.** В процессе эволюции Вселенная постоянно обогащается все более тяжелыми химическими элементами. Распространенность химических элементов во Вселенной определяют разными способами: по спектру излучения звезд, путем элементного анализа земных и космических образцов (метеоритов, лунных образцов). Полученная таким образом кривая распространенности элементов показана на рис. 2. Кривая имеет максимумы для группы железа, после чего кривая распространенности распадается на две ветви: одна включает нейтронообогащенные изотопы и характеризуется тремя двойными пиками вблизи магических чисел  $N = 50, 82$  и  $126$ , а вторая включает менее распространенные протонообогащенные изотопы.

Одной из ступеней нуклеосинтеза являлось образование  ${}^{12}\text{C}$ . Как было показано, углерод может быть образован в результате реакции  ${}^4\text{He} + {}^8\text{Be} \rightarrow$

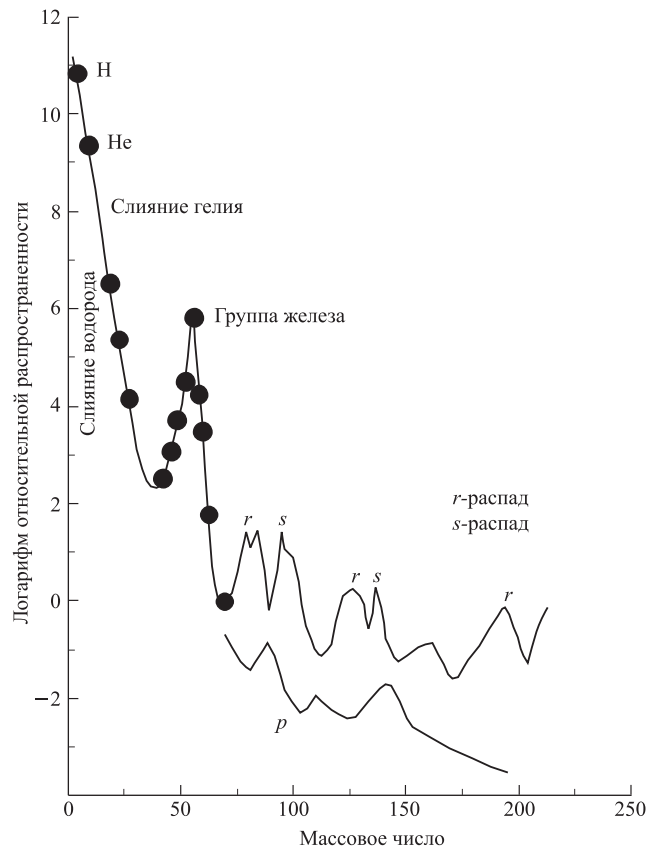


Рис. 2. Кривая распространенности элементов. Верхняя кривая с двойными (*r* и *s*) пиками соответствует нейтроноизбыточным изотопам, нижняя (*p*) — протонообогатенным изотопам

$^{12}\text{C} + \gamma$ . Однако ядро  $^8\text{Be}$  является нестабильным по отношению к распаду на две  $\alpha$ -частицы и живет  $10^{-16}$  с. Между тем при температуре, близкой к  $10^8$  К, и плотности порядка  $10^5$  г/см<sup>2</sup> три ядра  $^4\text{He}$  могут образовать ядро  $^{12}\text{C}$  в результате двухступенчатой реакции  $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ , вторая часть которой носит резонансный характер. Эта реакция позволяет объяснить существование углерода, а с ним и других наблюдаемых изотопов. На каждой стадии слияния ядер, инициируемой взрывами внешней оболочки звезд, образуются все более тяжелые ядра:  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{S}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ . При этом процессы образования сопровождаются и процессами распада этих ядер. В этом случае в наиболее благоприятных условиях находятся изотопы, имеющие наибольшую стабильность (энергия связи на нуклон максимальна). К таким

относятся ядра в области  $A \approx 60$ . Это объясняет повышение содержания ядер группы железа [5].

Несколько иной механизм образования ядер тяжелее железа. Этот механизм объясняется последовательными реакциями радиоактивного захвата нейтронов элементами группы железа. Наличие двойных пиков в кривой распространенности элементов (рис. 2) свидетельствует о наличии двух различных процессов захвата нейтронов, так называемых  $r$ - и  $s$ -процессов. Эти два процесса соответствуют различным нейтронным плотностям. В случае малых плотностей нейтронов ( $s$ (slow)-процесс) при радиационном захвате  $(A, Z) + n \rightarrow (A + 1, Z) + \gamma$  образуется изотоп с массой на единицу больше, чем масса ядра мишени. Если конечное ядро  $(A + 1, Z)$  стабильно, то на нем также может произойти радиационный захват с образованием нового изотопа  $(A + 2, Z)$ . При малых потоках ядро  $(A + x, Z)$  распадается раньше, чем поглотит нейтрон. В основном оно распадается путем  $\beta$ -распада, в результате которого образуется новое ядро  $(A + x, Z + 1)$  или же целая цепочка распадов, заканчивающаяся на ядре, время жизни которого будет достаточно большим для того, чтобы произошел новый радиационный захват. Этот процесс повторяется многократно и приводит к образованию нейтрондефицитных ядер с массой до 200. После этого ядра с большой вероятностью делятся, что прерывает  $s$ -процесс. При больших плотностях нейтронов ( $r$ (rapid)-процесс) ядро  $(A + x, Z)$  поглотит нейтроны раньше, чем распадется, и происходят новые радиационные захваты. Это происходит до тех пор, пока цепочка захватов не дойдет до изотопа с очень малым периодом полураспада, и мы придем к предыдущему случаю.

На рис. 3 показаны цепочки  $r$ - и  $s$ -процессов образования изотопов из ядра  $^{56}\text{Fe}$ . Подтверждением существования  $r$ - и  $s$ -процессов является повышенное содержание изотопов при  $N = 50, 82$  и  $126$ . Экспериментально показано, что распространенность элементов обратно пропорциональна полным

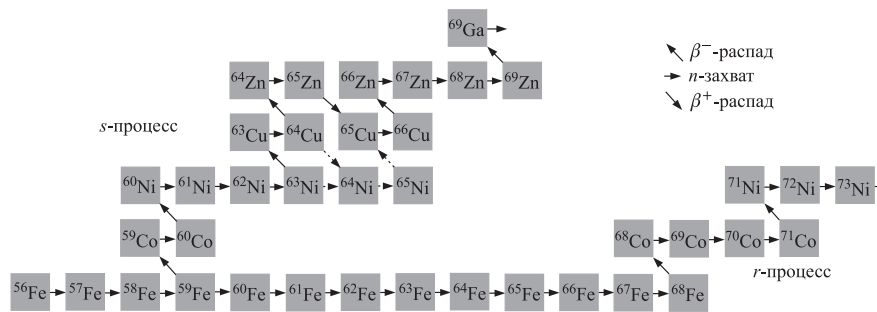


Рис. 3. Цепочки быстрого и медленного захвата нейтронов ( $r$ - и  $s$ -процессы) для ядра  $^{56}\text{Fe}$ . Пунктирными линиями представлены альтернативные каналы образования  $^{65}\text{Cu}$

сечениям захвата нейтронов. Для ядер с магическими числами это сечение на несколько порядков ниже, чем для других соседних ядер. С точки зрения ядерной физики этот результат является проявлением магических чисел. Для астрофизики — это доказательство существования  $s$ -процесса.

Было предсказано также существование оболочки с  $Z = 114$  и, соответственно, повышение стабильности сверхтяжелых ядер вблизи дважды магического ядра  $^{298}114$  (114 протонов и 184 нейтрона). Расчеты, проведенные по оболочечной модели, показали возможность существования такого сверхтяжелого ядра с периодом полураспада до  $\sim 10^8$  лет [6]. Несмотря на то, что точность таких расчетов невелика и они, скорее, носят качественный характер, последние опыты по синтезу тяжелых изотопов 112–118-го элементов показали, что наблюдается повышение стабильности сверхтяжелых ядер по отношению к  $\alpha$ -распаду [7], что является дополнительным подтверждением повышения стабильности сверхтяжелых ядер вблизи оболочек (рис. 4).

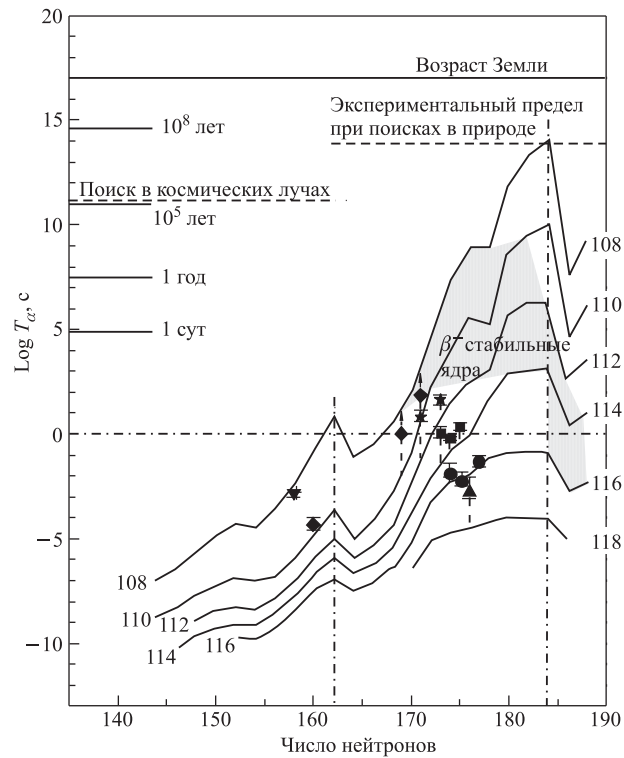


Рис. 4. Зависимость времени жизни сверхтяжелых элементов относительно их  $\alpha$ -распада от числа нейтронов

Если предположить, что наиболее долгоживущие сверхтяжелые ядра имеют период полураспада  $10^5$ – $10^6$  лет, что не сильно расходится с предсказаниями теории, которая свои оценки делает также с определенной точностью, то не исключено, что они могут быть обнаружены в космических лучах — свидетелях образования элементов на других, более молодых планетах Вселенной. Если предположить также, что период полураспада «долгожителей» может составлять десятки миллионов лет или более, то они могли бы присутствовать в Земле, сохранившись в очень малых количествах с момента образования элементов в Солнечной системе до наших дней. Среди возможных кандидатов наиболее реальными являются изотопы 108-го элемента (Hs), ядра которых содержат около 180 нейтронов. Химические опыты, проведенные с короткоживущим изотопом  $^{269}\text{Hs}$  ( $T_{1/2} \sim 9$  с), показали, что 108-й элемент, как и ожидалось, согласно Периодическому закону, является химическим гомологом 76-го элемента — осмия (Os) [8].

Тогда образец металлического осмия может содержать в очень малых количествах 108-й элемент Ека(Os). Присутствие Ека(Os) в осмии можно определить по его радиоактивному распаду. Возможно, сверхтяжелый элемент бу-

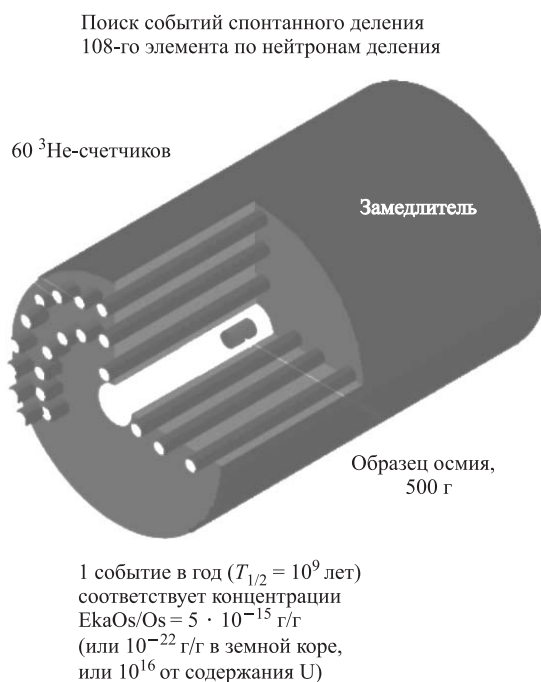


Рис. 5. Установка для регистрации вспышки нейтронов от спонтанного деления ядер при распаде 108-го элемента (подземная лаборатория в г. Модан, Франция)

дет испытывать спонтанное деление, либо спонтанное деление наступит после предшествующих  $\alpha$ - или  $\beta$ -распадов (вид радиоактивного превращения, при котором один из нейтронов ядра превращается в протон) более легкого и более короткоживущего дочернего или внучатого ядра. Тогда распад сверхтяжелого ядра будет регистрироваться по нейтронной вспышке, сопровождающей спонтанное деление. Такая установка, включающая в себя  $4\pi$ -нейтронный детектор, была создана в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ и расположена для уменьшения космического фона нейтронов в подземной лаборатории, находящейся под Альпами в середине тоннеля, соединяющего Францию с Италией, на глубине, соответствующей 4000-метровому слою водного эквивалента (рис. 5). Если в течение года измерений будет наблюдено хотя бы одно событие спонтанного деления сверхтяжелого ядра, то это будет соответствовать концентрации 108-го элемента в Os-образце около  $5 \cdot 10^{-15}$  г/г в предположении, что его период полураспада равен  $10^9$  лет. Столь малая вели-

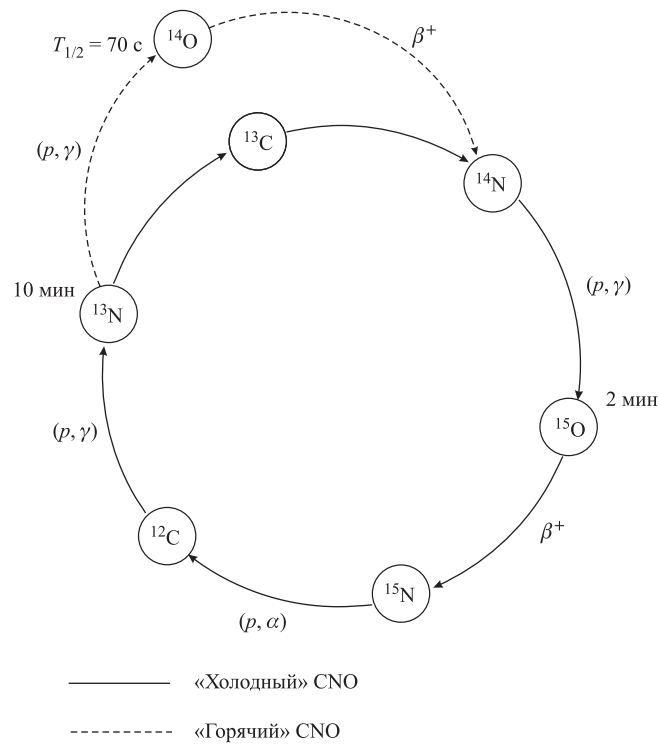


Рис. 6. «Холодный» и «горячий» CNO-цикл. Указаны периоды полураспада ( $T_{1/2}$ ) для изотопов  $^{13}\text{N}$ ,  $^{14,15}\text{O}$

чина составляет всего  $10^{-16}$  от концентрации урана в земной коре. Несмотря на сверхвысокую чувствительность эксперимента, шансы обнаружить реликтовые, сверхтяжелые нуклиды малы. Отсутствие эффекта даст лишь верхнюю границу периода полураспада долгожителя на уровне  $T_{1/2} \leq 3 \cdot 10^7$  лет [9].

Таким образом, активные поиски в природных объектах (космических лучах, материалах, лунных образцах, концентратах тяжелых химических элементов земных образцов) пока не дали положительного результата. В настоящее время проводятся эксперименты на ускорителях в Дубне и Дармштадте (Германия), направленные на искусственный синтез сверхтяжелых элементов в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, но, естественно, при меньших временах жизни. Таким образом, в ближайшее время, очевидно, будет дан ответ на вопрос существования сверхтяжелых элементов.

Говоря о проблеме звездного нуклеосинтеза, нельзя также не упомянуть о некоторых процессах, происходящих в них, и в первую очередь на Солнце, которые существенно меняют начальную распространенность элементов. Главным образом это относится к так называемому CNO-циклу, в котором углерод, азот и кислород играют роль катализатора в образовании  $4p \rightarrow {}^4\text{He}$  (рис. 6).

### 3. ЯДЕРНАЯ КОСМОХРОНОЛОГИЯ

Космохронология определяет время происшедших во Вселенной событий путем изучения изменения относительной распространенности изотопов с большими периодами полураспада. С этой целью исследуется содержание родительских и дочерних ядер с периодом полураспада, лежащим в интервале  $10^6$ – $10^{10}$  лет.

Наиболее удобным для этого являются цепочки [ ${}^{40}\text{K}(1,3 \cdot 10^9 \text{ лет}) \rightarrow {}^{40}\text{Ar}$ ;  ${}^{87}\text{Rb}(4,8 \cdot 10^{10} \text{ лет}) \rightarrow {}^{87}\text{Sr}$ ;  ${}^{232}\text{Th}(1,4 \cdot 10^{10} \text{ лет}) \rightarrow {}^{208}\text{Pb}$ ;  ${}^{238}\text{U}(4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}) \rightarrow {}^{206}\text{Pb}$ ]. Все эти изотопы образовались в результате *r*-процесса. Старейшие образцы земного и лунного происхождения, а также метеоритов имеют возраст до 4,55 гигалет ( $4,55 \cdot 10^9$  лет). Исследования в них дочерних активностей показали, что возраст Солнечной системы составляет 4,6–4,8 гигалет и последовательность ее эволюции следующая:

- 1) Большой взрыв, приведший к образованию нейтральных атомов ( $\sim 10^6$  лет);
- 2) уплотнение галактик и образование звезд (временной интервал  $\delta \sim 1$ –2 гигалет);
- 3) нуклеосинтез в звездах, ведущий к образованию существующих химических элементов (временной интервал  $\Delta$ );
- 4) образование Солнечной системы из остатков ранних звезд (временной интервал  $T_c = 4,6$  гигалет).

Таким образом, возраст Вселенной определяется как  $T_u = \delta + \Delta + T_c$ .

Для нахождения этих времен обычно сравнивают наблюдаемое содержание тех или иных изотопов и их соотношение с вычислениями по какой-либо модели. Эти расчеты для ядер с массой легче 200 обычно усложняются из-за необходимости учитывать вклад в их образование  $r$ - и  $s$ -процессов. Для более тяжелых ядер можно рассматривать вклад только  $r$ -процесса. Так, соотношение  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  меняется со временем из-за разного периода полураспада. В настоящее время их соотношение (0,00720) сильно отличается от их содержания в момент образования Солнечной системы (0,29). В процесс образования  $^{238}\text{U}$  вносят вклад после  $\beta$ -распада изотопы с массой 238, образующиеся в результате  $r$ -процесса и  $\alpha$ -распада ядер с массой 242, 246 и 250. Ядра с массой выше 250 имеют короткий период полураспада по отношению к спонтанному делению и поэтому не вносят существенный вклад в образование  $^{238}\text{U}$ . С учетом этого можно оценить соотношение  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ , образующихся в  $r$ -процессе. На рис. 7 показаны результаты оценки соотношения  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  в

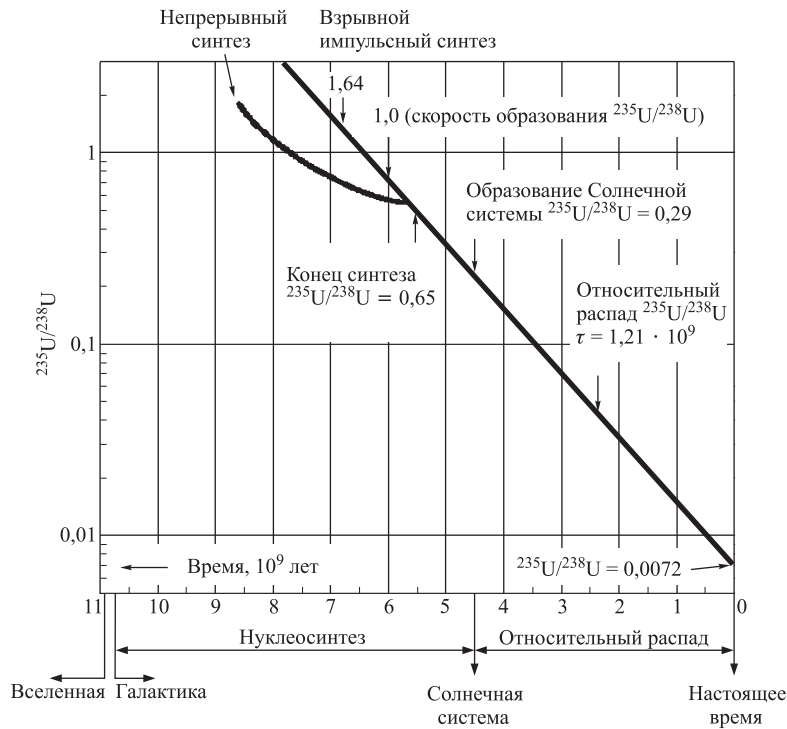


Рис. 7. Содержание  $^{235}\text{U}$  по отношению к  $^{238}\text{U}$  в зависимости от времени с момента образования Вселенной до нашего времени, когда это соотношение составляет 0,0072



зависимости от времени. Такие же расчеты проводят для более легких ядер. В этом случае приходится учитывать вклад  $s$ -процесса, а также структуру самих ядер, т. е. схему ядерных уравнений, которые заселяются с разной вероятностью. Эту информацию о структуре ядерных уровней получают из экспериментов, проводимых на ускорителях в лабораторных условиях.

#### 4. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И АСТРОФИЗИКА

Как следует из вышесказанного, наиболее фундаментальные проблемы астрофизики — процессы выделения энергии при образовании и взрыве звезд, а также нуклеосинтез — самым непосредственным образом связаны с физикой элементарных частиц и с исследованиями методами ядерной физики эффективных сечений реакций, масс и времен жизни ядер по отношению к различному виду распадов ядер.

Важную роль в процессах нуклеосинтеза играют ядерные реакции, идущие с захватом протонов, нейтронов или  $\alpha$ -частиц различными ядрами, в том числе и нестабильными. Определение скорости протекания этих реакций является сложной экспериментальной задачей. Сечение таких процессов также сильно зависит от температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды ее температура относительно низкая и эффективное сечение реакций составляет от пикобарн до нанобарн ( $10^{-36}$ – $10^{-33}$  см<sup>2</sup>). При взрыве звезд температура очень высокая ( $\sim 10^9$  К) и эффективное сечение составляет миллибарны ( $10^{-27}$  см<sup>2</sup>). Для моделирования этих процессов в лабораторных условиях необходимо иметь широкий диапазон радиоактивных ядер, которые играют основную роль при взрыве звезд. Такая возможность в последнее время появилась с созданием ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер. С помощью таких пучков исследуют характеристики реакций, используя при этом мишени из водорода и гелия. Приведем несколько примеров таких реакций. В настоящее время астрофизиками активно обсуждается существование неоднородностей в распределении адронной материи после перехода кварк-адронной фазы. При этом содержание элементов с  $A \approx 7$  может быть гораздо выше того, что предсказывается стандартной моделью. Для нуклеосинтеза в таком неоднородном («big band») процессе принципиальными являются реакции типа  ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ ;  ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$ . При моделировании горячего протон-протонного канала, который может иметь место при взрыве сверхновых звезд, интерес представляют измерения скорости протекания таких реакций, как  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ ;  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{C}$ ;  ${}^8\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{C}$ ;  ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ .

Классический CNO-цикл в звездах протекает тогда, когда реакция  ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$  более вероятна, чем  $\beta$ -распад ядра  ${}^{13}\text{N}$ . Эти процессы играют важную роль в образовании суперновых и супермассивных объектов. Для ис-

следования CNO-цикла можно использовать такие реакции с радиоактивными ядрами, как  $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$ ;  $^{14}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ ;  $^{15}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{Ne}$ .

Другой непрямой способ определения скорости реакций, а также исследования нуклеосинтеза состоит в получении методами ядерной физики спектроскопических данных о ядрах, удаленных от линии стабильности. Эти данные непосредственно используются для описания  $s$ - и  $r$ -процессов. Особенно важно знать с высокой точностью характеристики распада ядер в так называемых поворотных точках  $r$ -процесса. В работе [10] на основе данных совместного эксперимента Дубна (Россия) – GANIL (Франция) – Майнц (Германия) на пучках ускорителя тяжелых ионов была получена схема быстрого нейтронного захвата в области ядер S, Cl и Ag. В этих экспериментах были с высокой точностью измерены периоды полураспада ( $T_{1/2}$ ) и вероятности нейтронного распада ( $P_n$ ) нейтроноизбыточных изотопов ядер S, Cl и Ag. В соответствии с этой схемой было рассчитано максимальное время облучения нейтронами, нейтронный поток и соответствующая ему температура звезды, испускающей нейтроны во временной шкале.

Среди последних успехов ядерной физики — обнаружение и исследование новых видов радиоактивного распада:  $\beta$ -запаздывающего деления, протонного распада, изомерии формы. Учет этих видов распада существенно влияет на цепочки образования нуклидов и является важной проблемой, связывающей ядерную физику и астрофизику.

Особый интерес для астрофизики представляют реакции со слабосвязанными ядрами, протекающими при энергиях, близких к кулоновскому барьеру. Эти реакции имеют много особенностей, которые были обнаружены в последнее время с помощью пучков радиоактивных ядер. Одной из таких особенностей является усиление сечений взаимодействия в подбарьерной области энергий. Особенно сильно этот эффект проявляется для кластерных ядер ( $^{6,9}\text{Li}$ ) [11], а также ядер с нейтронным гало ( $^6\text{He}$ ) [12, 13]. Основными каналами взаимодействия таких ядер являются реакции передачи, реакции развала и реакции полного слияния. Процесс развала с последующим слиянием ядра-остатка является предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. В соответствии с классическими представлениями слияние между взаимодействующими ядрами происходит после преодоления ими барьера, который определяется дальнедействующими кулоновскими силами и составляющей короткодействующего ядерного потенциала. Однако в случае взаимодействия слабосвязанных ядер процесс слияния имеет более сложный характер в связи с большой вероятностью развала этих ядер с последующим захватом ядра-остатка (неполное слияние). Это существенно усложняет описание взаимодействия таких систем и приводит к новым неожиданным эффектам при энергиях вблизи кулоновского барьера — глубокоподбарьерному слиянию и реакциям передачи кластеров из слабосвязанных ядер, имеющих, как правило, кластерную структуру. Так, для реакции

передачи нейтронов в случае взаимодействия  ${}^6\text{He}$  сечение достигает величины несколько барн и имеет максимум при энергии вблизи кулоновского барьера. Большое сечение передачи одного нейтрона и его плавное спадание в область низких энергий (до 5 МэВ) может свидетельствовать о механизме взаимодействия квазисвободного нейтрона ядра  ${}^6\text{He}$  с ядром мишени.

Аналогичный пример хорошо известен для  $dp$ -реакций, где в глубоководбарьерной области энергии наблюдается существенное увеличение сечения (так называемый резонанс Оппенгеймера–Филипса), связанное с поляризацией слабосвязанного дейтрона. В нашем случае этот эффект может быть выражен сильнее из-за меньшей энергии связи ядра  ${}^6\text{He}$  по сравнению с дейтроном и больших кулоновских сил столкновения  $\alpha$ -частицы в  ${}^6\text{He}$  по сравнению с протоном в дейтроне.

В настоящее время имеется несколько теоретических подходов, в которых делается попытка описания процессов взаимодействия слабосвязанных ядер [14, 15]. Трудности в описании обусловлены необходимостью использования теорий, учитывающих взаимодействие нескольких ядер-фрагментов. Понимание таких реакций является важной задачей, особенно с учетом астрофизических аспектов подобных процессов, происходящих с легкими ядрами при низких энергиях.

Интересный результат был получен недавно из анализа функций возбуждения для реакций передачи на ядрах  ${}^6\text{Li}$  [16], который показал, что основным механизмом этой реакции является захват ядром мишени дейтрона из  ${}^6\text{Li}$ . Таким образом, в результате возбуждения ядра-снаряда в поле ядра-мишени и его поляризации упрощается механизм захвата дейтрона, для которого барьер понижен по сравнению с  $\alpha$ -частицей. Такой механизм характерен для большинства кластерных слабосвязанных ядер.

Полученные результаты являются чрезвычайно важными для решения астрофизических проблем, в частности, понимания механизма образования легких элементов во Вселенной. При нуклеосинтезе большое сечение взаимодействия кластерных слабосвязанных ядер ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  и др.) может изменить цепочки  $\beta$ -распадов, приводящих к образованию различных элементов [17, 18], а следовательно, и весь сценарий нуклеосинтеза (рис. 8). В связи с этим могут оказаться наиболее вероятными для синтеза легких стабильных ядер следующие каналы реакций:  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, n){}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, 2n){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^1\text{H}({}^9\text{Li}, n){}^9\text{Be}$ ,  ${}^3\text{He}({}^9\text{Li}, 2n){}^{10}\text{B}$  и др.

Нельзя не отметить еще один важный аспект ядерной астрофизики — это физика нейтрино. «Нигде так ясно не проявляется связь между микромиром и космосом, как в физике нейтрино», — писал академик Б. М. Понтекорво.

Одна из интересных проблем, связанных с образованием солнечных нейтрино, — определение астрофизического фактора реакции с образованием ядра  ${}^8\text{B}$ . Это ядро является источником нейтрино высоких энергий, образующихся в солнечных процессах (рис. 9). До сих пор расчеты солнечных

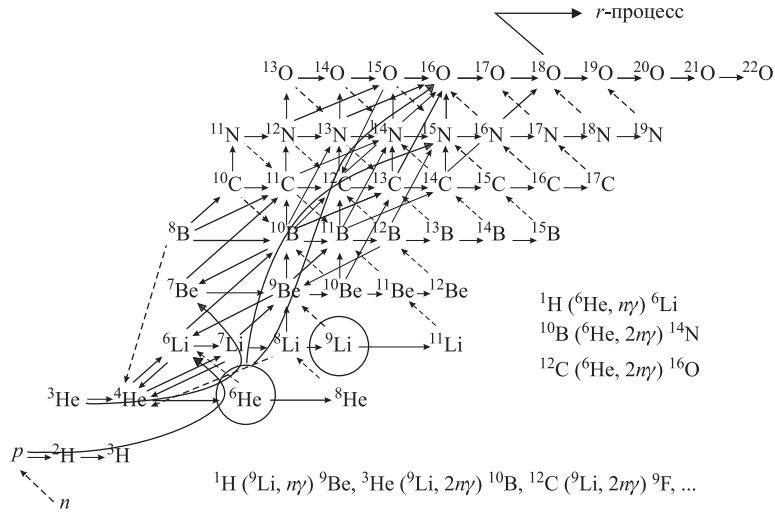


Рис. 8. Новый сценарий развития процесса слияния легких нейтроноизбыточных ядер для синтеза легких ядер во Вселенной с участием ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$

нейтрино высоких энергий существенно занижали потоки таких нейтрино по сравнению с экспериментально наблюдаемыми. Структура  ${}^8\text{B}$  является необычной с точки зрения распределения протонной и нейтронной плотностей. Это ядро является ядром с протонным гало, т. е., как убедительно показано в работе [19], среднеквадратичный радиус распределения протонов в этом экзотическом ядре больше, чем среднеквадратичный радиус нейтронов ( $r_p^2 - r_n^2 = 0,49$  фм). А сечение взаимодействия с другими ядрами существенно отличается от того, что ожидается для взаимодействия обычных ядер. Таким образом, астрофизический фактор, который определяется как  $S_{17} \sim 2,99 \cdot 10^6 \rho(10 \text{ фм})S$  ( $\rho$  — распределение плотности и  $S$  — спектроскопический фактор) для реакции  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ , определенный из экспериментов по взаимодействию ядра  ${}^8\text{B}$ , оказался на 25% выше предсказанного ранее. Здесь необходимо отметить, что в экспериментах использовался пучок ускоренных ядер  ${}^8\text{B}$ . Поэтому ускорительные фабрики радиоактивных пучков нового поколения также играют важную роль в развитии исследований в области астрофизики.

Выше приведено лишь несколько примеров связи физики атомного ядра с макроскопической физикой. Несмотря на малое число частиц, участвующих в формировании атомного ядра (не более 300), они представляют собой уникальную систему для моделирования проблем макромира. В лабораторных условиях с помощью ядро-ядерных столкновений, реализуемых на современных ускорителях тяжелых ионов при энергиях несколько сотен МэВ

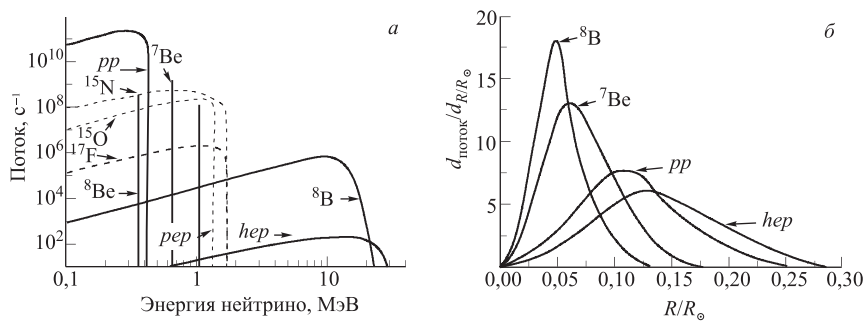


Рис. 9. Энергетический спектр солнечных нейтрино (рис.9, а) и доля нейтрино, генерируемых на разном расстоянии от центра Солнца (рис.9, б) ( $R$  — расстояние от центра,  $R_{\odot}$  — радиус Солнца)

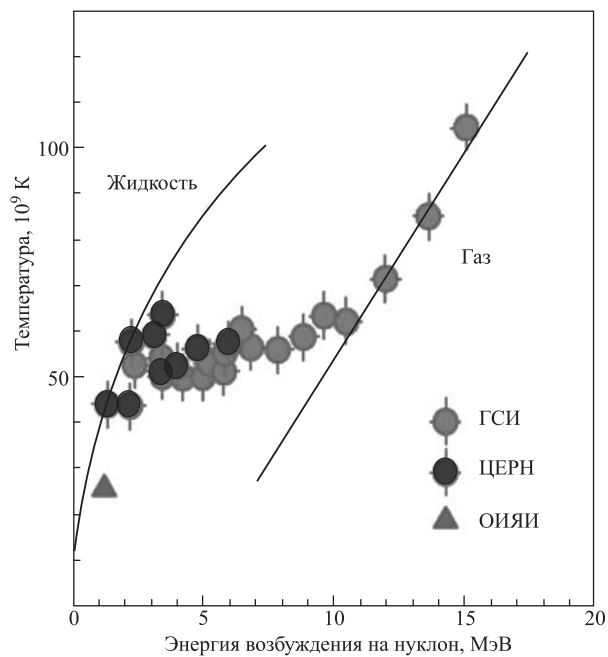


Рис. 10. Экспериментальная зависимость температуры ядра от его энергии возбуждения. Данные получены в ОИЯИ (Дубна), ГСИ (Германия) и ЦЕРН (Швейцария). Перегибы в кривых, проведенных через экспериментальные точки, соответствуют фазовому переходу «жидкость–газ»

на нуклон, можно получать ядра с необычными свойствами, так называемые экзотические ядра (с высокой температурой, с высоким угловым моментом, состоящие практически из одних нейтронов, супердеформированные) [20], которые, в принципе, реализуются в космических процессах. На рис. 10 представлена зависимость температуры ядра от его энергии возбуждения, пропорциональной энергии бомбардирующей частицы. Эти данные получены в трех экспериментах: при низких энергиях в Дубне, при энергии возбуждения 2–8 МэВ в ЦЕРН (Швейцария) и 8–15 МэВ в Дармштадте (Германия). Видно, что с ростом энергии возбуждения в диапазоне 2–8 МэВ температура ядра не увеличивается, тогда как при низких энергиях происходит резкое увеличение температуры так же, как и при очень высоких энергиях. Этот сенсационный результат демонстрирует, во-первых, возможность достижения в ядерных реакциях температур, которые существуют только в момент образования звезд, во-вторых, подтверждают существование фазовых переходов в горячих объектах, что предполагалось при рассмотрении расширяющейся Вселенной и взрыве звезд.

Другим примером является моделирование процессов, идущих с образованием нейтронных звезд. Здесь экспериментаторы пытаются продвинуться как можно дальше к границам нейтронной стабильности и даже исследовать свойства ядер, расположенных за этой границей (так называемые квазистационарные состояния супернейтроноизбыточных ядер). Уже много лет делаются попытки обнаружения систем, состоящих из одних нейтронов (тетранейтрон), из одного протона и нескольких нейтронов — водород-6 и 7 и т. д. [21]. В программе научных центров, где создаются ускорительные комплексы нового поколения, в том числе и ускорители интенсивных пучков радиоактивных ядер, тематика получения новых экзотических ядер и исследование их свойств с точки зрения моделирования процессов, происходящих во Вселенной, является одной из основных задач.

Формирование наших представлений об образовании Вселенной, нуклеосинтезе, свойствах новых звездных образований продолжается, и они неразрывно связаны с накоплением новых данных в ядерной физике и физике элементарных частиц. Поэтому получение информации о механизмах образования Вселенной и нуклеосинтезе, основанное на современных представлениях ядерной астрофизики, является основной задачей построения единой космологической модели.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 07-02-00251-а, № 09-02-91056 НЦНИ-а.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Волантэн Л.* Субатомная физика ядра и частицы. М.: Мир, 1986. Т. 1.
2. *Гинзбург В. Л.* О физике и астрофизике. М.: Наука, 1974.

3. Гапонов Ю. В. и др. // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 11.
4. Нарликар Дж. Нейстовая Вселенная. М.: Мир, 1985.
5. Баранов Д. Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 6.
6. Оганесян Ю. Ц. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 961.
7. Oganessian Yu. // Int. J. Mod. Phys. E. 2007. V. 16. P. 949.
8. Stoyer N. J. et al. // Nucl. Phys. A. 2007. V. 787. P. 388.
9. Oganessian Yu. // J. Phys. G. 2007. V. 34. R165.
10. Sorlin O. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2991.
11. Dasgupta M. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 024606.
12. Penionzhkevich Yu. E. et al. // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 31. P. 185.
13. Lukyanov S., Penionzhkevich Yu. E. et al. // Phys. Lett. B. 2009. V. 670. P. 321.
14. Zagrebaev V. I. // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 061601(R).
15. Beck Ch. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 054605.
16. Penionzhkevich Yu. E. et al. // J. Phys. G. 2009. V. 36. P. 025104.
17. Terasawa M. et al. // The Astrophys. J. 2001. V. 562. P. 470.
18. Bartlet A. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 015802.
19. Negoita F. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1787.
20. Пенионжкевич Ю. Э. Физика экзотических ядер // Современное естествознание: Энцикл. М.: Магистр-пресс, 2000. Т. 4. С. 43.
21. Ogloblin A. A., Penionzhkevich Yu. E. // Proc. of Intern. Conf. Treatise on Heavy Ion Science / Ed. by D. Allan Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1989. P. 260.

Получено 3 июля 2009 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 18.09.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 1,83. Тираж 290 экз. Заказ № 56714.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)