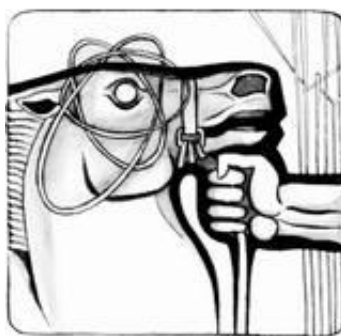


ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ “МИФИ”



**МИФИ**

Реферат  
по космомикрофизике  
"Зеркальный мир с  $m_p = m_n$ "

Выполнил:  
Студент группы Т9-40  
Беляев Н.Л.  
Преподаватель:  
Хлопов М.Ю.

Москва, 2013 г.

# СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Описание модели	4
3. Физическая картина эволюции зеркального мира	5
(a) Информация о первых мгновениях вселенной	5
(b) Адронная эпоха	6
(c) Нуклеосинтез	7
(d) Кинетика нуклеосинтеза	9
4. Заключение	11
5. Ссылки и используемая литература	12

# 1. ВВЕДЕНИЕ

В 50-60-х годах XX века адронная физика и физика элементарных частиц находились в состоянии крайне бурного развития. С каждым годом экспериментаторы открывали всё новые и новые частицы, а теоретики выдвигали всё более смелые предположения об устройстве микромира. Одной из выдающихся теоретических работ, которая впоследствии помогла авторам получить Нобелевскую премию, была работа Ли и Янга[1], опубликованная в 1956 году. В ней рассматривались фундаментальные причины существования зеркальных партнёров обычных частиц. К этой идее физики пришли изучая нарушения Р и СР-чётности в различных процессах. Поскольку в природе Р чётность не сохраняется, возникает асимметрия между левыми и правыми системами координат. Именно для сохранения данной симметрии Ли и Янг выдвинули предположение о существовании зеркальных партнёров для всех известных частиц. Однако существование симметрии лагранжиана относительно группы  $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$  совместно для зеркальных и обычных частиц приводит к резким отличиям теоретических предсказаний от экспериментальной картины мира. Поэтому наиболее простым способом устранить данное противоречие является отказ от калибровочной группы Стандартной Модели в пользу группы  $[U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)] \otimes [U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)]_M$ . В таком случае калибровочный сектор также получает своих зеркальных партнёров, а значит обычные частицы имеют со своими зеркальными партнёрами лишь одно общее взаимодействие - гравитационное. Для стороннего наблюдателя, живущего в нашем мире, скопления зеркальной материи выглядели бы как пустоты в пространстве, но, тем не менее, он мог бы ощущать гравитационное поле, которое создаёт зеркальная материя. В свете достижений современной космологии и космомикрофизики становится понятно, что модель зеркального мира можно попытаться использовать для объяснения природы тёмной материи - одного из самых актуальных вопросов в космологии на сегодняшний день. Также надо заметить, что если сценарий зеркального мира действительно реализуется, то рядом с нами плотность зеркальных частиц крайне мала. Наличие хоть сколько-нибудь значительного количества зеркальных частиц в нашей Солнечной системе не осталось бы незамеченным. Значит, если зеркальные частицы и присутствуют во Вселенной, они находятся в других частях Вселенной. Возможно где-то есть даже целые макрообъекты из зеркальных частиц. Наличие или отсутствие таких объектов определяется параметрами модели зеркального мира.

Целью данного реферата является рассмотрение зеркального мира, в котором массы протона и нейтрона равны. Также будет сделан вывод о том, могут ли при таких параметрах образовываться макрообъекты из зеркальных частиц. В современной космологии много проблем, таких как проблемы инфляции, барионной асимметрии Вселенной и скрытой массы. Рассмотрение зеркального мира позволит выяснить, способна ли подобная модель дать ответы на эти вопросы.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В нашем мире есть большое число физических констант, например, массы протона и нейтрона. Измерения этих масс, проведённые на сегодняшний день, дают для них следующие значения [2].

$$m_p = 938.272046(21) \frac{MeV}{c^2}$$

$$m_n = 939,565378(21) \frac{MeV}{c^2}$$

Тот факт, что массы протона и нейтрона не равны друг-другу имеет далеко идущие физические последствия. В противном случае картина мира была бы совершенно иной. В данной работе как раз и будет рассматриваться модель зеркального мира, в котором  $m_p = m_n$ .

Поскольку модель зеркального мира предполагает существование партнёра для каждой частицы обычного мира, то в нашей модели будут следующие зеркальные частицы:

- 6 лептонов (3 поколения по 2 частицы с зарядами  $-e$  и  $0$  соответственно) и 6 антилептонов
- 6 кварков (3 поколения по 2 частицы с зарядами  $-\frac{1}{3}e$  и  $+\frac{2}{3}e$  соответственно) и 6 антикварков
- 12 калибровочных бозонов (8 глюонов, 3 электрослабых бозона и 1 фотон)
- 1 бозон Хиггса

Заряженные лептоны второго и третьего поколения нестабильны и распадаются на адроны или лептоны младшего поколения плюс нейтрино. Кроме того, частицы второго и третьего поколений начинают рождаться только при высоких энергиях, а материя состоит из частиц первого поколения. Масса нейтрино любого сорта на много порядков меньше массы любого из лептонов или кварков. За наличие масс у частиц отвечает механизм Хиггса. Частицы зеркального мира могут взаимодействовать с частицами обычного мира лишь с помощью гравитационного взаимодействия. Так как разность масс протона и нейтрона в нашей модели равна нулю, то обе эти частицы будут стабильными в свободном состоянии (бета-распад запрещён законом сохранения энергии). Находясь внутри ядер, нейтрон и протон также будут стабильными и не смогут переходить друг в друга.

### 3. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА ЭВОЛЮЦИИ ЗЕРКАЛЬНОГО МИРА

С момента начала своего существования вселенная проходила через много различных этапов эволюции. В данной работе рассмотрение процессов эволюции вселенной начинается с электрослабой эпохи. Природа инфляции и бариогенезиса может быть описана махенизмами, выходящими за рамки данной работы. В то же время, в рамках модели зеркального мира можно сделать предположение о наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной. Если среди частиц обычного мира преобладает материя, то среди частиц зеркального мира может преобладать антиматерия. Таким образом изначальная барионная симметрия Вселенной сохраняется, однако наблюдателям из обычного мира картина кажется несимметричной.

#### ЭЛЕКТРОСЛАБАЯ ЭПОХА ( $10^{-31}$ – $10^{-12}$ сек)

Температура Вселенной на данном этапе очень высока, порядка  $10^{15}$  К. Поэтому электромагнитные взаимодействия и слабые взаимодействия пока представляют собой единое электро-слабое взаимодействие. За счёт очень высоких энергий образуется ряд экзотических частиц, таких как W-бозон, Z-бозон и бозон Хиггса.

#### КВАРКОВАЯ ЭПОХА ( $10^{-12}$ – $10^{-6}$ сек)

На данном интервале времени нарушается электрослабая симметрия, все 4 фундаментальных взаимодействия теперь отделены друг от друга. Вселенная заполнена кварк-глюонной плазмой, лептонами и фотонами. Температура ещё слишком высока для образования адронов.

Физические процессы, проходящие во времена вышеописанных эпох, не рассматриваются в данной работе ввиду того, что подобное рассмотрение большинства из них и сейчас представляет серьёзную трудность для современной космологии. Кроме того, механизм, с помощью которого протон и нейтрон имеют одинаковые массы, не определён однозначно. Поэтому подробное рассмотрение эволюции зеркального мира начинается со следующей эпохи.

#### АДРОННАЯ ЭПОХА ( $10^{-6}$ –1 сек)

Когда температура Вселенной упала ниже 170 МэВ (температура адронизации), то цветные кварки и глюоны не могли больше находиться в свободном состоянии. Начала происходить адронизация - объединение цветных частиц в бесцветные комбинации (адроны). Кроме того, после адронизации начинает происходить аннигиляция барион-антибарионных пар. Благодаря CP-нарушению во Вселенной число барионов немного превышает число антибарионов (барионная асимметрия).

На данном интервале времени происходит закалка нейтрино. До момента заделки нейтрино находились в термодинамическом равновесии с остальным веществом, а после него — свободно распространяются во Вселенной.

Для дальнейших оценок нам потребуется ввести некоторые вспомогательные величины.

Эффективное число ультрарелятивистских степеней свободы определяется формулой

$$g_{\epsilon} = \sum_{\substack{\text{bosons} \\ \text{with } m \ll T}} g_i + \frac{7}{8} \sum_{\substack{\text{fermions} \\ \text{with } m \ll T}} g_i \quad (3.1)$$

Суммирование в формуле (3.1) производится по бозонам и фермионам, которые при данной температуре являются ультрарелятивистскими частицами, то есть для них справедливо условие  $m \ll T$ .

Далее введём параметр, который представляет собой модифицированную массу Планка

$$M_{pl}^* = \frac{M_{pl}}{1.66\sqrt{g_\varepsilon}} \quad (3.2)$$

Теперь, используя эти величины, можно написать формулу для оценки температуры заковки нейтрино

$$T_\nu \sim \left( \frac{1}{G_F^2 M_{pl}^*} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

Сразу после заковки нейтрино в энтропию электрон-фотонной плазмы будут давать вклад фотоны, позитроны и электроны. Число ультрарелятивистских степеней свободы в данном случае будет равно  $g_\varepsilon = 2 + \frac{7}{8}(2 + 2) = \frac{11}{2}$ .

При  $N_\nu = 3$  получим

$$T_\nu \sim \left( \frac{1}{G_F^2 M_{pl}^*} \right)^{\frac{1}{3}} \sim 2 \div 3 \text{ МэВ}$$

Отсюда можно оценить возраст Вселенной на момент заковки нейтрино.

Опуская вспомогательные вычисления, напишем формулу для времени жизни Вселенной к моменту заковки нейтрино.

$$t_\nu = \frac{1}{2H(T_\nu)} = \frac{M_{pl}^*}{2T_\nu^2} \quad (3.4)$$

Подставляя  $T_\nu = 2.5 \text{ МэВ}$  и  $N_\nu = 3$  получим

$$t_\nu = \frac{M_{pl}^*}{2T_\nu^2} = 0.15 \text{ сек}$$

Таким образом заковка нейтрино происходит именно в Адронную эпоху.

### ЭПОХА НУКЛЕОСИНТЕЗА (1 сек - 3 мин)

Самая ранняя эпоха горячей Вселенной, о которой сегодня имеются надёжные экспериментальные данные - эпоха первичного нуклеосинтеза. Температура в начале этой эпохи составляет порядка 1 МэВ, а в конце порядка 1кэВ.

Первым этапом нуклеосинтеза является заковка нейтронов. Она происходила при температуре порядка 1 МэВ, когда образование лёгких ядер ещё не началось. До момента заковки нейтрино только реакция  $n + \nu_e \leftrightarrow p + e$  обеспечивала термодинамическое равновесие между нуклонами. Заковка нейтронов происходит при температуре

$$T_n = \sqrt[6]{\frac{g_\varepsilon G}{2G_F^4}} \quad (3.5)$$

В момент заковки нейтронов  $g_\varepsilon = 2 + \frac{7}{8}(4 + 2N_\nu) = \frac{43}{4}$ . Первое слагаемое обусловлено фотонами, второе электронами и позитронами, третье - нейтрино. С помощью формулы (3.5) получим для температуры заковки нейтронов

$$T_n = \sqrt[6]{\frac{g_\varepsilon G}{2G_F^4}} = 0.7 \text{ МэВ}$$

Момент времени, в который произошла закалка нейтронов, определяется соотношением

$$t_n = \frac{1}{2H(T_n)} = \frac{M_{pl}^*}{2T_n^2} \quad (3.6)$$

Подставляя  $T_n = 0.7$  МэВ и  $N_\nu = 3$  получим

$$t_n = \frac{M_{pl}^*}{2T_n^2} = 1.5 \text{ сек}$$

Таким образом, первичный нуклеосинтез начинается через полторы секунды после Большого Взрыва.

Нейтрон-протонное отношение на момент заделки определяется из уравнения Саха и имеет следующий вид

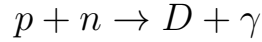
$$\frac{n_n}{n_p} = e^{-\frac{\Delta m}{T_n}} \quad (3.7)$$

Разница масс  $\Delta m = m_n - m_p = 0$  в рассматриваемой нами модели. Поэтому в данном случае получаем

$$\frac{n_n}{n_p} = 1$$

Поскольку ни протон ни нейтрон сами по себе распадаться не могут, то соотношение между числом протонов и нейтронов в дальнейшем изменяться не будет.

Термоядерные реакции в зеркальном мире начинаются с образования дейтерия в реакции



Образование дейтерия будет проходить только при достаточно низких температурах, так как если температура будет выше определённого предела, то образование дейтерия станет энергетически невыгодным. Образование дейтерия начинается тогда, когда равновесная концентрация дейтерия сравнивается с концентрациями протонов и нейтронов.

Кроме того, поскольку космологическое расширение вселенной происходило довольно быстро, то не все нуклоны успели объединиться в дейтерий, некоторое количество протонов и нейтронов так и осталось в свободном состоянии.

Воспользуемся уравнением Саха для анализа процесса нуклеосинтеза более тяжёлых элементов. Для этого анализа будем использовать уравнение Саха в следующем виде

$$X_A = X_p^Z X_n^{A-Z} n_B^{A-1} 2^{-A} g_A A^{\frac{5}{2}} \left( \frac{2\pi}{m_p T} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} e^{\frac{\Delta A}{T}} \quad (3.8)$$

В уравнении (3.8)  $X_A = \frac{An_A}{n_B}$  - безразмерное отношение числа нуклонов, находящихся в ядрах (A, Z) к полному числу нуклонов,  $n_B$  - плотность числа барионов,  $g_A$  - число спиновых состояний ядра,  $\Delta A = Zm_p + (A-Z)m_n - m_A = Am_p - m_A$  - энергия связи ядра.

Плотность числа барионов даётся выражением

$$n_B = \eta_B n_\gamma = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3 = 0.24 \eta_B T^3, \quad (3.9)$$

где  $\eta_B$  - предэкспоненциальный фактор.

В итоге получим

$$X_A = X_p^Z X_n^{A-Z} \eta_B^{A-1} 2^{-A} g_A A^{\frac{5}{2}} \left( \frac{2.5T}{m_p} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} e^{\frac{\Delta A}{T}} \quad (3.10)$$

Из формулы (3.9) видно, что равновесная концентрация ядер перестаёт быть малой лишь при условии  $T \ll \Delta A$ .

Нуклеосинтез начинает происходить тогда, когда образование дейтерия становится энергитически выгодным. При этом равновесные концентрации дейтерия и нуклонов становятся одинаковыми. Поэтому, пренебрегая факторами порядка единицы в (3.9), получим для дейтерия

$$X_D(T_{NS}) \sim \eta_B \left( \frac{2.5T_{NS}}{m_p} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\Delta D}{T_{NS}}} \sim 1 \quad (3.11)$$

Энергию связи дейтерия можно оценить из следующих соображений. В среднем, на каждый нуклон в атоме приходится энергия связи порядка 0.8 МэВ. Поэтому в данном случае, когда  $m_p - m_n = 0$ , получим  $\Delta D \simeq 2.4$  МэВ. Подставляя также значение  $\eta_B = 6.1 \cdot 10^{-10}$  и решая уравнение (3.11) численно, получим

$$T_{NS} \approx 70 \text{ кэВ}$$

Однако в действительности наиболее энергитически выгодным является образование  ${}^4\text{He}$ . Процесс синтеза  ${}^4\text{He}$  происходит путём различных ядерных реакций, которые будут рассмотрены ниже.

Определим возраст Вселенной в эпоху нуклеосинтеза. По аналогии с формулами (3.4) и (3.6) получим

$$t_{NS} = \frac{1}{2H(T_{NS})} = \frac{M_{pl}^*}{2T_{NS}^2} \quad (3.12)$$

При температуре  $T_{NS} \approx 70$  кэВ в число ультрарелятивистских степеней свободы вносят вклад только фотоны и нейтрино. Но нейтрино уже не взаимодействуют с плазмой, поэтому их вклад будет подавлен. Выражение (3.12) включает в себя  $g_\epsilon = 2 + 2N_\nu \frac{7}{8} \left( \frac{11}{4} \right)^{\frac{4}{3}}$ ,  $N_\nu = 3$ . И возраст Вселенной на момент нуклеосинтеза составляет

$$t_{NS} = \frac{M_{pl}^*}{2T_{NS}^2} = 105 \text{ сек}$$

Массовая доля  ${}^4\text{He}$  среди барионов определяется формулой

$$X_{{}^4\text{He}} = \frac{m_{{}^4\text{He}} n_{{}^4\text{He}}(T_{NS})}{m_p(n_p(T_{NS}) + n_n(T_{NS}))} = \frac{2}{\frac{n_p(T_{NS})}{n_n(T_{NS})} + 1} = 100\%$$

В то же время доля водорода определяется формулой

$$X_{H_2} = \frac{1 - \frac{n_p(T_{NS})}{n_n(T_{NS})}}{1 + \frac{n_p(T_{NS})}{n_n(T_{NS})}} = 0\%$$

Таким образом первичный гелий в зеркальном мире будет составлять 100% от всего вещества.



## КИНЕТИКА НУКЛЕОСИНТЕЗА

Теперь рассмотрим подробнее типы процессов, которые приводят к синтезу гелия-4 из первичных протонов и нейтронов.

Основные реакции первичного нуклеосинтеза можно распределить по следующим этапам

- $p + n \rightarrow D + \gamma$  - начало нуклеосинтеза, образование дейтерия.
- $p + D \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ ,  $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$ ,  $D + D \rightarrow T + p$  - промежуточные реакции, обеспечивающие в дальнейшем синтез  ${}^4\text{He}$ .
- $T + D \rightarrow n + {}^4\text{He}$ ,  $n + {}^3\text{He} \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$ ,  $D + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^4\text{He}$  - образование  ${}^4\text{He}$ .

Рассмотрим процесс горения нейтронов ( $p+n \rightarrow D+\gamma$ ). Как было установлено выше, дейтерию энергитически выгодно образовываться при температуре  $T_{NS} \approx 70$  кэВ. Важно выяснить насколько быстро горят нейтроны, ведь Вселенная на этом этапе очень быстро расширяется и нейтроны могут не успеть сгореть полностью.

Для этого грубо оценим сечение образование дейтерия

$$\langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \sim \frac{\alpha}{m_\pi^2} \simeq \frac{1}{137} \frac{1}{(200 \text{ МэВ})^2} = 2 \cdot 10^{-18} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$$

Также, поскольку ядро дейтерия является слабосвязанным, имеется дополнительный фактор подавления.

Окончательно, получим

$$\langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \approx 5 \cdot 10^{-20} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$$

Скорость горения нейтронов определяется как частота столкновений протонов с нейтронами, в результате которых образовался дейтерий. Тогда для скорости реакции при  $T = T_{NS} = 70$  кэВ и  $\eta_B = 6.1 \cdot 10^{-10}$  получим

$$\Gamma_{p(n,\gamma)D} = n_p \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} = 0.39 \text{ с}^{-1}$$

Полученное значение скорости горения нейтронов значительно превосходит темп расширения вселенной  $\Gamma_{p(n,\gamma)D} \gg H(T_{NS}) = 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , поэтому процесс горения нейтронов протекает очень активно и все нейтроны стремятся перейти в дейтерий.

Концентрация протонов на момент нуклеосинтеза определяется выражением (3.9) и составляет

$$n_P = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T_{NS}^3 = 0.24 \eta_B T_{NS}^3 = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$$

Концентрация же свободных протонов может быть найдена из следующего дифференциального уравнения.

$$\begin{cases} \frac{dn_p}{dt} = -n_p n_n \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \\ n_p(0) = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \end{cases} \quad (3.13)$$

Решая уравнение (3.13) получим для концентрации протонов выражение

$$n_p(t) = n_p(0) e^{-n_n \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} t} \quad (3.14)$$

Отсюда закалённая концентрация

$$n_p(t_{NS}) = 75 \text{ см}^{-3}$$

Теперь рассмотрим процесс горения дейтерия ( $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$  и  $D + D \rightarrow T + p$ ). Сечения данных реакций тоже можно оценить как геометрические, однако при этом необходимо учесть кулоновский барьер, так как оба сталкивающихся ядра имеют положительный электрический заряд. Чтобы произошло образование нового ядра, сталкивающиеся ядра должны преодолеть кулоновский барьер. Достигается это в результате туннельного перехода. Проведя некоторые вычисления, получим для сечения горения дейтерия следующую формулу

$$\sigma v = \sigma_0 \cdot \frac{2\pi\alpha Z_1 Z_2}{v} \cdot e^{-\frac{2\pi\alpha Z_1 Z_2}{v}},$$

где  $\sigma_0$  - геометрическое сечение реакции.

Теперь необходимо взять среднее от этого сечения, которое учитывает разброс по скоростям в первичной плазме. Окончательно, получим

$$\langle \sigma v \rangle = 9.3\sigma_0 \cdot (Z_1 Z_2)^{\frac{4}{3}} \bar{A}^{\frac{2}{3}} T_9^{-\frac{2}{3}} e^{-4.26(Z_1 Z_2)^{\frac{2}{3}} \bar{A}^{\frac{1}{3}} T_9^{-\frac{1}{3}}},$$

где  $T_9 = \frac{T}{10^9 \text{ К}}$  и  $\bar{A} = \frac{M}{m_p}$

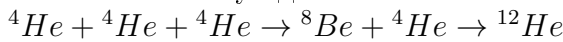
Тогда для скорости горения дейтерия можно написать

$$\Gamma_{DD} = n_D(T_{NS}) \langle \sigma v \rangle_{DD}(T_{NS}) = 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$$

Данное значение скорости реакции говорит также о том, что дейтерий может гореть не только согласно реакции, рассмотренной выше, но и по другим каналам, которые в сумме переводят дейтерий по цепочке реакций в гелий-4.

Горение гелия-4 в звёздах происходит по следующей схеме.

Когда температура в центральной части звезды, содержащей гелий, достигает 108 К, включается новая ядерная реакция - горение гелия. В это время плотность центрального ядра составляет  $(10^4 - 10^5) \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ . Особенность реакций горения гелия заключается в том, что основная реакция  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$  приводит к образованию неустойчивого ядра  ${}^8\text{Be}$ , время жизни которого  $10^{-16}$  с. Другие же реакции с участием двух ядер гелия происходят с поглощением энергии. Однако из-за высокой плотности ядер  ${}^4\text{He}$  оказывается, что прежде чем ядро  ${}^8\text{Be}$  снова распадется на две  $\alpha$ -частицы, оно успевает провзаимодействовать с еще одним ядром  ${}^4\text{He}$  (так называемый “тройной”  $\alpha$ -процесс) с образованием изотопа  ${}^{12}\text{C}$  в возбужденном состоянии:



На скорость реакции  ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He}$  существенное влияние оказывает то, что энергия  $Q$  реакции  ${}^8\text{Be}({}^4\text{He}, \gamma){}^{12}\text{C}$ , равная 7.37 МэВ, располагается вблизи второго возбужденного состояния ядра  ${}^{12}\text{C}$  с энергией 7.65 МэВ ( $J_p = 0^+$ ). То есть реакция имеет резонансный характер, что существенно увеличивает её скорость.

В заключении рассмотрим подробнее позитронный распад ядер в зеркальном мире. Для этого рассмотрим приближённую формулу Вайцеккера-Уилльямса для энергии связи нуклона на атоме

$$E_{B_N} = \alpha - \beta \frac{1}{A^{\frac{1}{3}}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{4}{3}}} - \varepsilon \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A^2} + \delta, \text{ где}$$

$$\delta = \begin{cases} +\chi A^{-\frac{7}{4}} & , \text{ для чётно-чётных ядер} \\ 0 & , \text{ для чётно-нечётных ядер} \\ -\chi A^{-\frac{7}{4}} & , \text{ для нечётно-нечётных ядер} \end{cases}$$

Коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\varepsilon$ ,  $\chi$  получают при статистической обработке результатов экспериментов. Используя данную формулу можно получить приближённое выражение для равновесного количества протонов в ядре, определяемое максимумом энергии связи.

$$Z_{\text{равн}} = \frac{2\varepsilon A}{\gamma A^{\frac{2}{3}} + 4\varepsilon} \quad (3.15)$$

Ядро будет чувствительно к позитронному распаду и электронному захвату при

$$Z > Z_{\text{равн}} \quad (3.16)$$

Для позитронного распада разница масс конечного и начального ядер должна быть выше двух масс электрона, что составляет 1022 кэВ.

Из условия (3.16) можно видеть, что доминирующей в зеркальном мире  ${}^4\text{He}$  является  $\beta^+$ -стабильным. Позитронный распад будет наблюдаться у ядер с достаточно большим числом нуклонов в ядре.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была рассмотрена эволюция зеркального мира, в котором  $m_p = m_n$ . В ходе рассмотрения данного сценария было установлено следующее.

- Во Вселенной будет доминировать  ${}^4\text{He}$ .
- Поскольку первичный водород практически отсутствует, будут отсутствовать и звёзды, в которых происходит процесс горения водорода. Единственными ядерными реакциями в зеркальных звёздах будут реакции горения  ${}^4\text{He}$  с образованием  ${}^{12}\text{C}$  и некоторых других элементов.
- Из-за специфики звёздных процессов в зеркальном мире химический состав мира будет далёк от нашего. Тяжёлых элементов будет намного меньше чем у нас и синтезироваться они будут по другим каналам.
- Процесс горения звёзд будет проходить более интенсивно в связи с тем, что процессы горения  ${}^4\text{He}$  носят резонансный характер.
- На роль тёмной материи претендуют доминирующий  ${}^4\text{He}$  и нуклоны.
- Позитронный распад ядер будет происходить более активно, так как возможна замена протонов нейтронами в ядрах, что увеличит энергию связи из-за отсутствия дополнительного кулоновского барьера. Станет возможным образование новых типов барионов.
- Отсутствие дополнительного кулоновского барьера, связанного с заменой протонов нейтронами открывает новые каналы реакций и сдвигает энергетические ограничения на взаимные превращения ядер.

## 5. ССЫЛКИ И ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ли и Янг, “Вопрос о сохранении равенства в слабых взаимодействиях”, Phys. Rev., 1956
- [2] J. Beringer et al., Particle Data Group, Phys. Rev. D86 (2012).
- [3] М.Ю. Хлопов, “Основы космомикрoфизики”, УРСС, 2004
- [4] К.А. Бронников, С.Г. Рубин, “Лекции по гравитации и космологии”, МИФИ, 2008
- [5] Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков, “Введение в теорию ранней вселенной”, 2006
- [6] L. D. Landau, “On the angular momentum of a two-photon system”, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. 60, 1948.
- [7] Н.Н. Боголюбов и Д.В. Ширков, “Введение в теорию квантованных полей”, 1984.
- [8] А.И. Ахизер и В.Б. Берестецкий, “Квантовая электродинамика”, 1981.
- [9] В.И. Гольданский, Ю.П. Никитин, И.Л. Розенталь, “Кинематические методы в физике высоких энергий”, 1987.
- [10] В.М. Емельянов, “Стандартная модель и ее расширения”, 2007.
- [11] Я.Б. Зельдович, А.Д. Долгов, М.В. Сажин, “Космология ранней Вселенной”, Изд-во МГУ, 1988.
- [12] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, “Строение и эволюция Вселенной”, Наука, 1975.
- [13] А.В. Захаров, “Макроскопическая гравитация”, Янус-К, 2000.
- [14] В. Рубаков, “Введение в космологию”, PoS RTN2005, 2005.
- [15] В.М. Емельянов, К.М. Белоцкий, “Лекции по основам электрослабой модели в новой физике”, МИФИ, 2007
- [16] Л.Б. Окунь, “Зеркальные частицы и зеркальная материя: 50 лет гипотез и поисков”, УФН, 2007.
- [17] И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук, “О возможности экспериментального обнаружения зеркальных частиц”, 1966.
- [18] Dan Maoz, “Astrophysics in a nutshell”, Princeton University Press, 2007
- [19] А.Д. Долгов, “Нейтрино в космологии”, Phys. Rept., 2002.
- [20] В.А. Рубаков, М.Е. Шапошников, “Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц высоких энергий”, УФН, 1996
- [21] А.Д. Долгов, “Бариогенезис, 30 лет спустя”, 2003
- [22] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, “Теоретическая физика V: Статистическая физика”, 2001.
- [23] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, “Теоретическая физика IV: Квантовая электродинамика”, 2001.