

---

Българска Академия на Науките  
Институт по Астрономия  
с Национална Астрономическа Обсерватория

---

Физични процеси, влияещи върху барионното  
вещество във Вселената

Марияна Панайотова Манушева

АВТОРЕФЕРАТ на ДИСЕРТАЦИЯ  
за  
присъждане на образователната и научна степен  
„ДОКТОР“

Научна специалност:  
01.04.02 Астрофизика и звездна астрономия

Научен ръководител:  
доц. д-р Даниела Кирилова  
Научен консултант:  
доц. д-р Георги Петров

София, 2014 г.

Дисертационният труд съдържа 105 страници, включващи 23 фигури, 2 таблици, 2 приложения и 131 цитирани заглавия.

Дисертационният труд е обсъден и насрочен за защита на Научния семинар на Института по астрономия с Национална астрономическа обсерватория, проведен на 10.03.2014 г.

Дисертантът работи като физик в Института по астрономия с Национална астрономическа обсерватория, отдел Галактики и космология.

## Съдържание

<b>ОБОСНОВКА И АКТУАЛНОСТ НА ПРОБЛЕМА</b>	<b>5</b>
<b>ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ НА ДИСЕРТАЦИЯТА</b>	<b>7</b>
<b>СТРУКТУРА НА ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД</b>	<b>7</b>
<b>СЪДЪРЖАНИЕ НА ДИСЕРТАЦИЯТА</b>	<b>8</b>
<b>Увод</b>	<b>8</b>
<b>I Процеси, влияещи върху формирането на химичния състав на Вселената</b>	<b>8</b>
<b>1 Първичен нуклеосинтез - теория и наблюдателни данни</b>	<b>8</b>
1.1 Теоретични пресмятания на обилията на първичните леки елементи . . . . .	8
1.2 Наблюдателни данни за обилията на първичните леки елементи . . . . .	9
<b>2 Неутрино и неутринни осцилации</b>	<b>10</b>
2.1 Детектиране на неутринните осцилации . . . . .	11
2.2 Стерилно неутрино . . . . .	11
2.3 Параметри на неутринните осцилации . . . . .	11
2.4 Характеристики на модела на първичен нуклеосинтез с неутринни осцилации . . . . .	12
2.5 Космологични ефекти на неутринните осцилации . . . . .	12
2.5.1 Влияние на степента на запълване на стерилното неутрино $\delta N_s \neq 0$ върху $Y_p$ за случая на $\delta Y_p/Y_p > 5\%$ . . . . .	13
<b>3 Ограничения от първичния нуклеосинтез върху параметрите на неутринните осцилации</b>	<b>13</b>
3.1 Случай с празно начално състояние на стерилното неутрино, $\delta N_s = 0$ . . . . .	13
3.2 Случай с частично запълнено начално състояние на стерилното неутрино, $\delta N_s \neq 0$ . . . . .	14
3.3 Обсъждане и заключения . . . . .	16
3.4 Перспективи . . . . .	17

<b>II Процеси, влияещи върху генерирането на барионната компонента на Вселената</b>	<b>18</b>
<b>4 Барионна асиметрия на Вселената</b>	<b>18</b>
4.1 Указание от космични и гама лъчи за доминиране на веществото във Вселената . . . . .	18
4.2 Измервания на барионната плътност . . . . .	20
4.3 Бариогенезисни модели . . . . .	20
<b>5 Бариогенезисен сценарий с кондензат на скаларно поле</b>	<b>21</b>
5.1 Описание и характеристики на модела . . . . .	22
5.2 Числена процедура за проследяване на еволюцията на барионния излишък . . . . .	23
<b>6 Резултати от числения анализ на модела</b>	<b>23</b>
6.1 Роля на процесите на раждане на частици от променливото скаларно поле . . . . .	23
6.2 Зависимост от параметрите на модела . . . . .	26
6.2.1 Зависимост от калибровъчната константа $\alpha$ . . . . .	26
6.2.2 Зависимост от константата на Хъбъл по време на инфлационния стадий $H_I$ . . . . .	27
6.2.3 Зависимост от масата $m$ на полето . . . . .	27
6.2.4 Зависимост от константите на самодействие $\lambda_i$ . . . . .	27
6.3 Нехомогенен бариогенезисен модел с кондензат на скаларно поле . . . . .	30
6.4 Обсъждане и заключения . . . . .	32
6.5 Перспективи . . . . .	32
<b>Основни резултати и приноси</b>	<b>33</b>
<b>Списък с включените в дисертационния труд публикации</b>	<b>35</b>
<b>Забелязани цитати</b>	<b>36</b>
<b>Приложения</b>	<b>38</b>
<b>Благодарности</b>	<b>39</b>
<b>АБСТРАКТ/ ABSTRACT</b>	<b>40</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА</b>	<b>41</b>

## ОБОСНОВКА И АКТУАЛНОСТ НА ПРОБЛЕМА

Изучаването на барионната компонента на Вселената има фундаментален характер в съвременната космология и съвременната физика. Съществуват прецизни наблюдателни данни за барионната плътност и барионната асиметрия (БА) на Вселената. Най-точните измервания на барионната плътност са получени от различни наблюдателни данни - от анализа на теоретичните и наблюдателните обилия на леките елементи, произведени по време на нуклеосинтеза [1], от измерването на деутерий към квазари с ниска металичност, комбинирани с данните от нуклеосинтез [2] и от анализа на анизотропията на Космичния микровълнов фон (КМФ) [3]. Ограниченията от космични (КЛ) и гама лъчи (ГЛ) показват, че в близката околност (20 Мpc) Вселената е съставена от бариони, т.е. наблюдава се локална барион-антибарионна асиметрия на Вселената. Освен това, наблюдателните данни за барионната плътност и КЛ и ГЛ могат да се използват за поставяне на ограничения върху конкретния бариогенезисен модел [4].

Съгласно Стандартния космологичен модел (СКМ), барионното вещество и наблюдаваната БА във Вселената се генерират след инфлацията, по време на процесите на бариогенезис. Не е известно, дали БА е локална или глобална характеристика на Вселената. В случай на глобална БА на Вселената, съществуват множество бариогенезисни модели. Необходимо условие да се произведе наблюдавания днес барионен излишък е нарушението на барионния заряд, но няма експериментални доказателства за съществуването на процеси със значимо  $B$  нарушение. Поради това, изучаването на тези проблеми в космологията е интересно и актуално.

Съществуват различни модели на бариогенезис, най-известни сред които са бариогенезис в модели на великото обединение на взаимодействията [5], електрослаб бариогенезис [6], бариогенезис чрез лептогенезис [7] и модел на Афлек и Дайн (АД сценарий) [8].

В поредица от публикации ние разработваме и изследваме модел на бариогенезис с кондензат на скаларно поле, базиран на АД сценария. Този модел е интересен, защото е съвместим с инфлационните представи и решава космологичните проблеми, свързани с монополите и доменните стени. В действителност, за разлика от другите модели, които обикновено имат недопроизводство, нашият модел позволява генериране на по-голяма от наблюдаемата днес БА, която може да бъде редуцирана впоследствие до наблюдаваната днес стойност.

Друга атрактивна характеристика на този тип бариогенезисен сценарий е, че може да бъде обобщен за случай на Вселена, състояща

се от вещество и антивещество, т.е. за създаване на нехомогенен бариогенезисен модел, в който да се генерират домейни от вещество и антивещество, разделени на достатъчно големи разстояния, в съгласие с наблюдателните ограничения от КЛ, ГЛ и КМФ.

Конструирането на работещ бариогенезисен модел е полезно още и за ограничаване на параметрите на други модели и физични теории, т.е. за поставяне на ограничения върху физиката отвъд Стандартния модел (СМ).

Химическият състав на барионното вещество в наблюдаемата Вселена е друг интересен въпрос на съвременната космология и астрофизика. Барионната компонента на нашата Вселена се състои основно от водород и хелий, които са произведени най-вече по време на първичния нуклеосинтез (ПН) в ранните горещи стадии от еволюцията на Вселената. За разлика от бариогенезиса, процесите на формиране на леките елементи по време на нуклеосинтеза са изучени с голяма точност.

ПН се използва като най-точната проверка на физиката отвъд СМ. Едни от най-интересните процеси отвъд СМ са неутринните осцилации (НО). Съществуват много експериментални доказателства за съществуването на НО между активните типове неутрино:  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  от слънчевите, атмосферните и наземните неутринни експерименти.

Съвременните данни от КМФ, крупномасщабна структура и ПН разрешават съществуването на стерилно неутрино (неутрино, което не участва в слабите взаимодействия и съответно, не може да бъде детектирано) с маса в sub-eV скалата, допълнително към добре познатите три типа активно неутрино [9]. Някои от експериментите по НО указват на съществуването на допълнително леко стерилно неутрино [10]. Нещо повече, включването на много леко стерилно неутрино дава подобър фит на данните от слънчевата аномалия [11]. Освен това, стерилно неутрино с маса в KeV диапазон е предпочитаният кандидат в моделите с топло тъмно вещество (WDM) [10].

Ако съществува, стерилното неутрино участва в НО и съответно може да бъде произведено в процеси в ранната Вселена. Следователно, сериозен научен интерес представлява проблемът с изучаването на влиянието на активно-стерилни НО върху производството на леките елементи и поставянето на космологични ограничения (КО) върху параметрите на тези осцилации.

Интересно е как НО повлияват процесите на ПН. Известно е, че флейвърните НО практически не влияят върху нуклеосинтеза. От друга страна НО на активно в стерилно неутрино предизвикват силен ефект върху този процес и най-вече върху производството на първич-

ния  ${}^4\text{He}$  [12]. Изследването на ефектите на НО на активно в стерилно неутрино върху процесите на ПН е важно и за физиката отвъд СМ.

${}^4\text{He}$  е най-обилният елемент във Вселената след водорода и има проста еволюция след ПН, поради което неговото обилие е най-прецизно пресметнатото и измерено сред леките елементи. Ето защо  ${}^4\text{He}$  се използва за тест на физиката отвъд СМ. В настоящата дисертация ние ще използваме  ${}^4\text{He}$  за получаване на КО върху стерилното неутрино  $\nu_s$  и  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  осцилации.

## ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ НА ДИСЕРТАЦИЯТА

Настоящият дисертационен труд е посветен на два атрактивни проблема в съвременната космология - бариогенезиса и химическия състав на барионната компонента в нестандартен ПН с НО.

Едни от основните цели на нашата работа бяха конструиране на модел на ПН с НО на електронно в стерилно неутрино, изследване на ефектите на НО върху процесите на нуклеосинтез и получаване на КО върху параметрите на  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  осцилации. Основна задача бе определянето на производството на  ${}^4\text{He}$ , получаването на изохелиеви контури на 5% препроизводство на  ${}^4\text{He}$  при различни стойности на осцилационните параметри и различна степен на запълване на състоянието на стерилното неутрино, с цел получаване на КО върху  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  осцилационни параметри.

Други основни цели на нашата работа бяха конструиране на успешен бариогенезисен модел и изследване на наблюдателните данни за наличие на антивещество. Основната ни задача се състоеше в събиране на всички наблюдателни данни от КЛ и ГЛ, получени от различни полети с балон във високата атмосфера и космически мисии, както и наблюдателните данни за измерване на барионната плътност на Вселената. Наша задача бе създаването на числен алгоритъм за конкретния модел с кондензат на скаларно поле и изследване на зависимостта на еволюцията на барионния заряд от параметрите на модела.

## СТРУКТУРА НА ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД

Съдържанието на дисертацията е организирано в увод, две части, съдържащи общо шест глави, основни резултати и приноси, списък с включените в дисертационния труд публикации, забелязани цитати, абстракт, две приложения и цитирана литература.

# СЪДЪРЖАНИЕ НА ДИСЕРТАЦИЯТА

## Увод

В уводната част сме обсъдили актуалността на проблемите, които разискваме и значението на изследването им за развитието на съвременната космология. Формулирали сме и основните цели и задачи на дисертацията.

## Част I

### Процеси, влияещи върху формирането на химичния състав на Вселената

В тази част сме разгледали процесите на нестандартен ПН с наличие на НО на електронно в стерилно неутрино.

#### 1 Първичен нуклеосинтез - теория и наблюдателни данни

Първичният нуклеосинтез е процес, който протича в температурния интервал от приблизително 1 MeV до 0.1 MeV, което съответства на време от 1 до 200 сек., или първите три минути от живота на Вселената, когато са генерирани 4 леки елемента - D ( $^2\text{H}$ ),  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  and  $^7\text{Li}$ . В СКМ първичните обилия на леките елементи практически зависят само от един параметър - барион-фотонното отношение или плътността на броя на барионите:

$$\eta = \frac{n_b}{n_\gamma} = \frac{(n_n + n_p)}{n_\gamma}, \quad (1)$$

където  $n_b$  е броят на барионите,  $n_\gamma$  е броят на фотоните,  $n_n$  - броят на неутроните и  $n_p$  - броят на протоните.

Днес  $\eta$  е измерена независимо и с голяма точност по данни от КМФ.

В тази глава подробно сме описали генерирането на леките елементи в процесите на ПН, съгласно СКМ.

##### 1.1 Теоретични пресмятания на обилията на първичните леки елементи

В Табл. 1 сме събрали и представили съвременните точни пресмятания на първичните обилия на леките елементи в Стандартния модел. Както може да се види от таблицата, пресмятанията на различните автори са в добро съответствие с измерените [виж Табл. 2]. Теоретичното



предвиждане на обилието на  ${}^4\text{He}$ ,  $Y_p$  е във впечатляващо съответствие, поради което ние го използваме за поставяне на КО върху осцилационните параметри.

D/H	$Y_p$	${}^3\text{He}/\text{H}$	${}^7\text{Li}/\text{H}$
$(2.49 \pm 0.17) \times 10^{-5}$	$0.2486 \pm 0.0002$	$(1.00 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	$5.24_{-0.67}^{+0.71} \times 10^{-10}$
0.250	$1.79 \times 10^{-5}$	$0.903 \times 10^{-5}$	$7.08 \times 10^{-10}$

Таблица 1: Съвременни теоретични пресмятания на първичните обилия на леките елементи за  $\eta = (6.23 \pm 0.17) \times 10^{-10}$  на първия ред [13] и  $\eta \simeq 6.24 \times 10^{-10}$  на втория ред [14].

## 1.2 Наблюдателни данни за обилията на първичните леки елементи

Наблюдателните данни за първичните обилия на леките елементи се получават от анализ на астрофизични наблюдения на различни обекти в нашата Вселена. В тази подглава, в последващите подраздели, сме представили кратък обзор на начините на измерване на първичните обилия на различните леки елементи. Представили сме най-съвременните наблюдателни данни за тези обилия, а именно в раздел 1.2.1. сме дискутирали деутерий, в 1.2.2. - тритий, в 1.2.3. - литий-7 и в 1.2.4. - хелий-4. Показали сме, че по отношение на изучаването на физиката на ПН и поставянето на ограничения от него върху други процеси и теории във физиката, най-силно значение има първичният  ${}^4\text{He}$ .

До 2010 г. се считаше, че обилието на  ${}^4\text{He}$  е измерено с 3% точност, а теоретичната неопределеност е по-малка от 0.1% за широк интервал от стойности на съотношението на барионите към фотоните. За съжаление, по-късно беше установено, че систематичните грешки са били подценени и в момента е допустимо над 5% отклонение от средната стойност на измерения първичен  ${}^4\text{He}$  и централната стойност е по-голяма от измерената преди.

Еволюцията на  ${}^4\text{He}$  след нуклеосинтеза е проста, тъй като той се произвежда само в звездната и галактична химическа еволюция.  ${}^4\text{He}$  е най-обилният (след водорода), най-прецизно пресметнатия и наблюдателно оценен елемент. Наблюденията на  ${}^4\text{He}$  се правят, чрез измерване на рекомбинационните линии на H и He в извънгалактични III области с ниска металичност, като компактни сини галактики джуджета. Линейната корелация на  ${}^4\text{He}$ , произведен в звезди ( $Y$ ), и металите  $Z$  (C, N и O) се използва за определяне на първичното обилие  $Y_p$ .

$$Y = Y_p + Z \left( \frac{dY}{dZ} \right), \quad Z \rightarrow 0, \quad Y \rightarrow Y_p \quad (2)$$

В Табл. 2 [15] са събрани и представени най-съвременните наблюдателни данни за обилието на  ${}^4\text{He}$ ,  $Y_p$ , където може да се види впечатляващата точност на получените стойности. Показано е и много доброто

съответствие с теоретично предсказаните стойности на първичното обилие.

Първичният  ${}^4\text{He}$  е предпочитаният лек елемент за получаване на ограничения върху нестандартната физика, поради простата му еволюция и изключителна точност, с която е пресметнат и измерен. Теоретичните стойности на  ${}^4\text{He}$  са пресметнати с впечатляващата точност от над 1%. Обаче, анализът на данните от представената таблица насочва към по-висока централна стойност на наблюдаваното обилие  $Y_p$ , в сравнение с теоретичните предсказания с няколко процента неопределеност. Освен това, наблюдателните данни за обилието на  ${}^4\text{He}$  изискват ефективен брой на неутринните частици  $N_\nu > 3$ , по-висок от предсказания от Стандартния модел на физиката на елементарните частици [16], което дава основание за разглеждането на препроизводство на  ${}^4\text{He}$ :

$$\frac{\delta Y_p}{Y_p} \sim 5\% \quad (3)$$

като следствие от механизми извън стандартната физика. Такива ефективни механизми биха могли да бъдат допълнително леко неутрино  $\nu$ , НО на активно в стерилно неутрино [17–19] и др.

$Y_p(\text{theor})$	References	$Y_p(\text{obs})$	References
$0.2486 \pm 0.0002$	[13]	$0.2565 \pm 0.0010(\text{stat.}) \pm 0.0050(\text{syst.})$	[20]
$0.2482 \pm 0.0007$	[21]	$0.2561 \pm 0.0108(\text{stat.} + \text{syst.})$	[22]
$0.2479 \pm 0.0002$	[23]	$0.2573 \pm 0.0033(\text{stat.} + \text{syst.})$	[24]
		$0.250 \pm 0.003(\text{stat.} + \text{syst.})$	[14]

Таблица 2: Съвременни наблюдателни данни и теоретични пресмятания на обилието на първичния  ${}^4\text{He}$  [15]

## 2 Неутрино и неутринни осцилации

Неутриното играе много важна космологична роля на ранните стадии на еволюция на Вселената и особено в процесите на ПН.

Според съвременната физика съществуват три вида неутрино - електронно  $\nu_e$ , мюонно -  $\nu_\mu$  и тау неутрино -  $\nu_\tau$  и техните античастици  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  and  $\bar{\nu}_\tau$ . Физиката отвъд СМ предсказва също съществуването на допълнително стерилно неутрино. Освен това има експериментални индикации за съществуване на леко  $\nu_s$  в eV диапазон, което участва в НО с активните неутрина.

## 2.1 Детектиране на неутринните осцилации

В следващите подраздели е представен обзор на направените изследвания за детектиране на НО. В раздел 2.1.1. са представени експериментите за детектиране на  $\nu_e$  от Слънцето и така наречената слънчева неутринна аномалия или несъответствието между очаквания и детектирания поток от електронно неутрино от Слънцето. В 2.1.2 е разгледана атмосферната неутринна аномалия или несъответствието между очаквания и детектирания брой от мюонни неутрина, които се раждат при взаимодействията на изотропния поток от космични лъчи в земната атмосфера. Обяснението на двата неутринни проблема става с флейвърни НО. В 2.1.3. са разгледани и по-значимите наземни експерименти за детектиране на неутрино и индикациите, които те дават за наличие на стерилно неутрино и  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  НО.

## 2.2 Стерилно неутрино

В тази глава са представени експерименталните ограничения и указания за съществуване на  $\nu_s$  и  $\nu_a \leftrightarrow \nu_s$  осцилации.

Съвременните експериментални данни за определяне на броя на неутринните типове дават следния резултат [25]:

$$N_\nu = 2.984 \pm 0.008 \quad (4)$$

Извън СМ, обаче, съществува възможност за наличие на леко стерилно неутрино  $\nu_s$ , което не участва в слабите взаимодействия и следователно не може да бъде детектирано в процесите на разпад на Z бозона. Такова стерилно неутрино може да бъде генерирано също в НО между активно и стерилно неутрино. Данните от експериментите по НО LSND, MiniBooNE и експериментите по НО с къса база дават указание за съществуване на 1 или 2 стерилни неутрина с маси около 1 eV, които участват в осцилации с активните неутрина [26, 27].

## 2.3 Параметри на неутринните осцилации

Анализът на експерименталните данни по НО позволява да се определи най-добрият фит ( $\pm 1\sigma$ ) [28]:

$$\delta m_{21}^2 = 7.58_{-0.26}^{+0.22} \times 10^{-5} eV^2, \quad \sin^2 \theta_{12} = 0.306(0.312)_{-0.015}^{+0.018} \quad (5)$$

$$|\delta m_{31}^2| = 2.35_{-0.09}^{+0.12} \times 10^{-3} eV^2, \quad \sin^2 \theta_{23} = 0.42_{-0.03}^{+0.08}$$

Анализът на данните от експериментите T2K, MINOS, Double Chooz, RENO and Daya Bay [29] установи ненулево значение на ъгъла на смесване  $\theta_{13}$ :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.089 \pm 0.010(stat.) \pm 0.005(syst.) \quad (6)$$

Съществуващите данни не позволяват да се определи знакът на масовата разлика  $\delta m_{31(32)}^2$ , както и йерархията на неутринните маси.

#### 2.4 Характеристики на модела на първичен нуклеосинтез с неутринни осцилации

В нашите публикации изследваме модел на неравновесни осцилации между електронните неутрина  $\nu_e$  и стерилните неутрина  $\nu_s$ , в случай, когато  $\nu_s$  не се термализира до  $T = 2 \text{ MeV}$  и осцилациите стават ефективни след излизане от равновесие на  $\nu_e$  [30]. Ние извършваме прецизен числен анализ на еволюцията на неравновесните осцилиращи неутрина в периода от излизането от равновесие на  $\nu_e$  до замръзването на неутрон-протонното съотношение, т.е. в интервала  $T = [2 - 0.3 \text{ MeV}]$ . Скоростите на разширение на Вселената, НО и взаимодействието на неутриното са съизмерими в нашия модел, поради което, ние използваме кинетични уравнения за матрицата на неутринната плътност, които отчитат едновременно участието на неутриното в тези три процеса. В нашия анализ ние разглеждаме резонансния  $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 < 0$  и нерезонансния  $\delta m^2 > 0$  случай на НО. Интервалът на параметрите на осцилации, който изследваме е  $\delta m^2 = \pm [10^{-10} - 10^{-7}] eV^2$  и  $\theta = [0 - \pi/4]$ .

#### 2.5 Космологични ефекти на неутринните осцилации

За разлика от флейвърните НО, които слабо влияят върху процесите на ПН, НО на активно в стерилно неутрино могат да предизвикат силен ефект върху нуклеосинтеза и особено върху производството на  ${}^4\text{He}$ .

Известни са няколко вида космологични ефекти на  $\nu_a \leftrightarrow \nu_s$  осцилации: Динамичен ефект - Тъй като  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  НО могат да запълнят празното или частично запълнено начално състояние на  $\nu_s$ ,  $0 \leq \delta N_s < 1$ , те водят до нарастване на ефективния брой на видовете неутрино  $N_{eff} = 3 + \delta N_s$  и на релативистките степени на свобода по време на ПН  $g_* = 10.75 + 7/4\delta N_s$ . Това ускорява разширението на Вселената,  $H(t) \sim g_*^{1/2}$ , предизвиква по-ранно замръзване на n/p-отношението, по време, когато неутрината са по-обилни и, следователно води до препроизводство на  ${}^4\text{He}$  [17, 31]. Този динамичен ефект дава до 5% препроизводство на  ${}^4\text{He}$ , когато едно допълнително неутрино влиза в равновесие чрез осцилациите.

Кинетичен ефект -  $\nu_e$  участва в кинетиката на п/р-съотношение в периода преди ПН. Неутринните  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  осцилации изменят броя на електронните неутрина  $n_{\nu_e}$  водят до нарушение на равновесния спектър и производство на неутрино-antineутрина асиметрия.

Различно от нула начално запълване на състоянието на стерилното неутрино,  $\delta N_s \neq 0$ , влияе на ПН по следния начин: първо ускорява разширението на Вселената и второ при  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  осцилации, съществуването на  $\nu_s$  в началото на осцилациите влие върху кинетичния ефект на  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$ . По-голямото  $\delta N_s$  води до намаляване на кинетичния ефект, защото началното неравновесие между активното и стерилното състояние е по-слабо изразено [32].

Ефектът на спектрална дисторсия на неутрино е много силен, дори когато състоянието на стерилното неутрино е значително населено преди началото на осцилациите. Кинетичният ефект е най-силен за  $\delta N_s = 0$  и изчезва при  $\delta N_s = 1$ , когато  $\nu_e$  and  $\nu_s$  са в равновесие и тоталния ефект намалява с добавяне на допълнително неутрино. Следователно, КО върху параметрите на НО за  $\delta N_s \neq 0$  се различават от тези за  $\delta N_s = 0$ . Кинетичният ефект води до препроизводство на  ${}^4\text{He}$ .

#### 2.5.1 Влияние на степента на запълване на стерилното неутрино $\delta N_s \neq 0$ върху $Y_p$ за случая на $\delta Y_p/Y_p > 5\%$

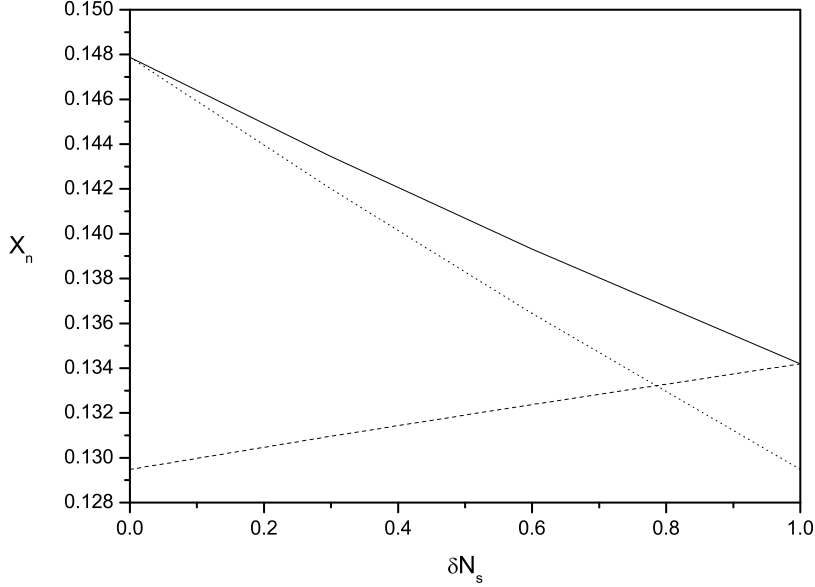
В нашата публикация [33] сме изследвали взаимодействието на космологичните ефекти на НО за случая  $\delta Y_p/Y_p > 5\%$  и  $\delta N_s \neq 0$ . На Фиг. 1 сме показали, че в разглеждания случай, динамичният ефект води до нарастване на  $Y_p$  с нарастване на  $\delta N_s$ , а кинетичният - до намаляване на  $Y_p$  с нарастване на  $\delta N_s$ . Пълният ефект е намаляващ, поради доминиране на кинетичния ефект.

### 3 Ограничения от първичния нуклеосинтез върху параметрите на неутринните осцилации

В поредица наши работи [33–36] ние пресмятаме изохелиевите контури, съответстващи на 5% препроизводство на първичен  ${}^4\text{He}$ , в описания по-горе модел на ПН с НО.

#### 3.1 Случай с празно начално състояние на стерилното неутрино, $\delta N_s = 0$

Провели сме анализ на резултатите от препроизводство на  ${}^4\text{He}$  и сме получили точни ограничения върху осцилационните параметри за  $\delta N_s = 0$ . Резултатите сме представили на Фиг. 2.



Фигура 1: Плътната линия съответства на  $(X_n)_f$  като функция на  $\delta N_s$  при  $\delta m^2 = 10^{-7} eV^2$  и  $\sin^2 2\theta = 0$ . Точковата линия представя кинетичния ефект, а прекъснатата – ефекта на нарастване на плътността на енергията [33].

Пресметнали сме също аналитичния фит на точните ограничения за  $\delta N_s = 0$  и  $\delta Y_p/Y_p = 5\%$  [15]:

$$\begin{aligned} \delta m^2 (\sin^2 2\theta)^7 &\leq 3.1 \times 10^{-9} eV^2 \text{ for } \delta m^2 < 0 \text{ and} \\ |\delta m^2| &< 1.7 \times 10^{-9} \text{ for } \delta m^2 > 0 \text{ and large } \theta \end{aligned} \quad (7)$$

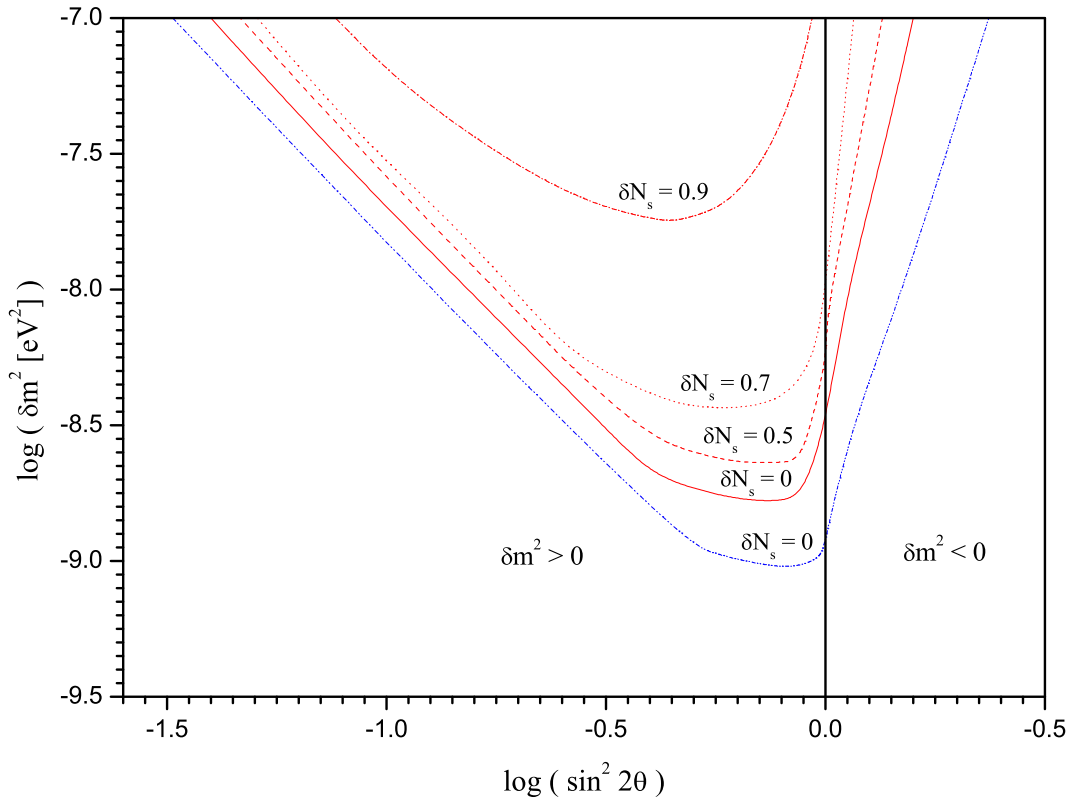
### 3.2 Случай с частично запълнено начално състояние на стерилното неутрино, $\delta N_s \neq 0$

Имайки предвид неопределеността при измерването на първичния  ${}^4\text{He}$  и по-специално големите систематични грешки при различните измервания, в нашата работа [33] ние извършихме подробен числен анализ на препроизводството на  ${}^4\text{He}$   $\delta Y_p/Y_p > 5.2\%$  ( $\delta N_{kin}^{max} > 1$ ) и съответстващите КО при различни начални запълвания на състоянието на стерилното неутрино в интервала  $0 \leq \delta N_s < 1$ . Избрали сме  $\delta Y_p/Y_p = 5.2\%$ , стойност малко по-висока от критичната  $5\%$ , за да покажем възможността за отслабване на КО върху осцилациите за  $\delta N_s \neq 0$ .

Както се вижда от Фиг. 2, КО отслабват за  $5.2\%$  препроизводство на  ${}^4\text{He}$ , в сравнение със случая на  $3\%$  препроизводство [15].

Численият анализ, който проведохме, показва, че до  $\delta N_s = 0.5$  КО, съответстващи на  $5.2\%$  препроизводство на  ${}^4\text{He}$  са леко отслабени и остават почти толкова строги, колкото преди. За по-големи  $\delta N_s$  обаче,

ограниченията могат силно да отслабнат. И, както може да се очаква, ограниченията изчезват за  $\delta N_s = 1$ , тъй като в този случай стерилното състояние е пълно и няма кинетичния ефект, дължащ се на спектралната дисторсия на неутрино. На Фиг. 2 ограниченията от космологичния нуклеосинтез за  $\delta Y_p/Y_p = 5.2\%$  са показани за различни стойности на началното запълване на състоянието на стерилното неутрино. Най-долният пунктиран контур съответства на празно начално състояние  $\delta N_s = 0$ , непрекъснатия контур отговаря на  $\delta N_s = 0.5$ , контурът от точки и този от точки и тирета - на  $\delta N_s = 0.7$  и  $\delta N_s = 0.9$ , съответно.



Фигура 2: Космологични ограничения за  $\delta Y_p/Y_p = 5.2\%$  и различни начални стойности на  $\delta N_s$ . Пунктираният контур съответства на ограниченията за  $\delta Y_p/Y_p = 5.2\%$  и  $\delta N_s = 0$ , непрекъснатия контур отговаря на  $\delta N_s = 0.5$ , контурът от точки и този от точки и тирета - на  $\delta N_s = 0.7$  и  $\delta N_s = 0.9$ , съответно. Случаят на  $\delta Y_p/Y_p = 3\%$  и  $\delta N_s = 0$  (най-долната крива) е показан за сравнение. Резонансният случай на осцилации съответства на лявата страна на фигурата, а нерезонансният - на дясната [15, 33].

Трябва да се отбележи, че все още съществуват силни ограничения дори за много големи  $\delta N_s$ . Така че, ограниченията върху параметрите на смесване на НО изчезват само, когато стерилното състояние е в равновесие преди осцилациите, т.е. при  $\delta N_s = 1$ , когато кинетичният ефект, дължащ се на спектралната дисторсия на неутрино е нулев.

Причината за отслабване на ограниченията е подтискането на кинетичния ефект на осцилациите и доминиране на динамичния ефект за дадената неопределеност на хелия.

Всички КО, съответстващи на  $\delta Y_p/Y_p > 5\%$  ще имат същото поведение, т.е. ще са по-слаби в сравнение с ограниченията при  $\delta N_s = 0$ . И обратното, ограниченията, съответстващи на по-малка от 5% неопределеност на  ${}^4\text{He}$  ще са по-силни от тези при празно начално състояние на стерилното неутрино.

В работа [34], ние сме пресметнали КО, съответстващи на начално запълване на стерилното състояние  $\delta N_s = 0.5$  за различни нива на препроизводство на хелия.

Проведеният числен анализ показва, че до  $\delta N_s = 0.5$  КО съответстващи на 3% и 5% препроизводство на He се променят слабо и остават силни, в съгласие с получените преди това резултати в [37]. Следователно, дори за частично запълнено състояние на стерилното неутрино, космологичните съображения предоставят най-силните ограничения върху параметрите на осцилациите.

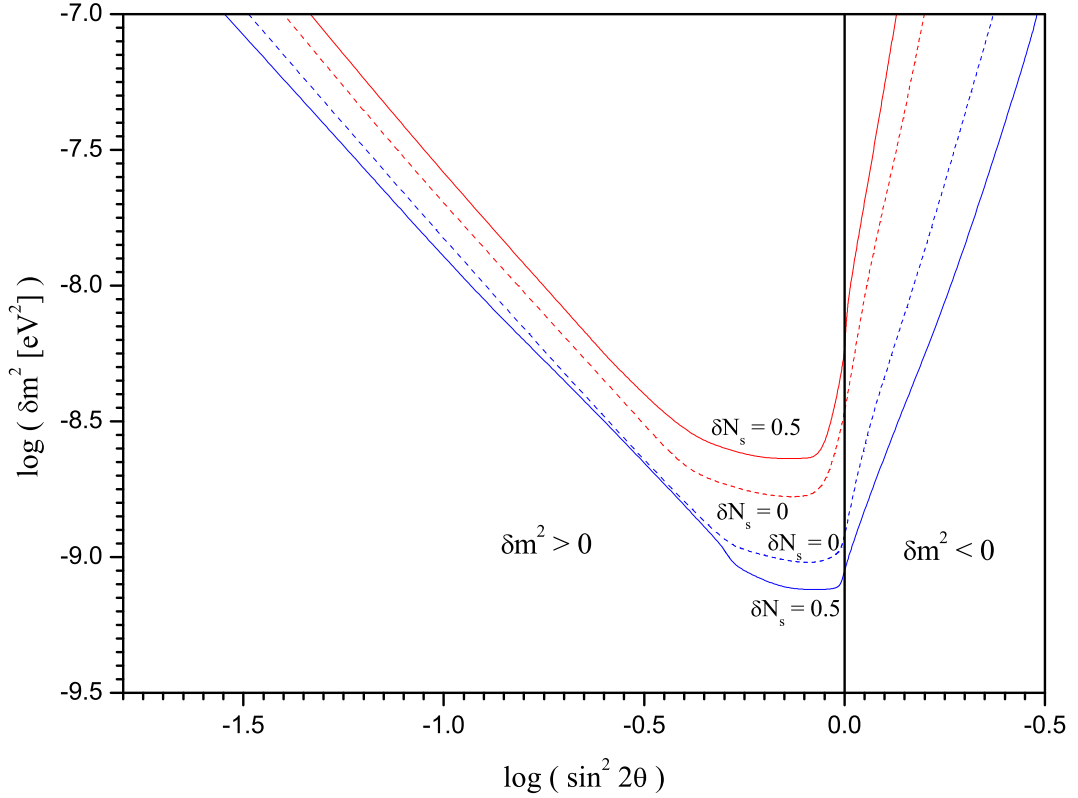
КО в случая на частично запълнено начално състояние на стерилното неутрино изключват почти напълно LOW решението на слънчевия неутринен проблем и LMA решението и стерилното решение на атмосферната неутринна аномалия. Те са в съответствие с анализите на експерименталните данни от слънчевите и наземните експерименти по НО. Освен това, КО са по-силни с няколко порядъка за квадратите на масовите разлики на неутрината, в сравнение със съществуващите ограничения от експериментите по НО.

На Фиг. 3 сме представили контурите за 5.2% препроизводство на  ${}^4\text{He}$  в сравнение с тези за 3% (пресметнати в [38]) за два различни случая - празно начално стерилно състояние  $\delta N_s = 0$  (пунктирания контур) и частично запълнено начално стерилно състояние  $\delta N_s = 0.5$  (непрекъснатия контур). Двете горни криви съответстват на 5.2% препроизводство, а долните две криви - на 3%. Както може да се види, началното запълване на стерилното състояние води до повдигане на 5.2% хелиеви контури, обратно на случая с 3% хелиеви контури, за които наблюдаваме спускане надолу.

### 3.3 Обсъждане и заключения

В тази подглава са систематизирани и подредени получените резултати по изследванията, направени в първата част на дисертацията, които са подробно представени в глава "Основни резултати и приноси".





Фигура 3: Космологични ограничения за  $\delta Y_p/Y_p = 3\%$  и  $\delta Y_p/Y_p = 5.2\%$ . Горните два контура изобразяват случая на  $\delta Y_p/Y_p = 5.2\%$  ограничения, долните два съответстват на  $\delta Y_p/Y_p = 3\%$ . Пунктираните криви отговарят на  $\delta N_s = 0$ , а непрекъснатите криви - на  $\delta N_s = 0.5$ . Резонансният случай е изобразен в лявата страна на фигурата, а нерезонансия - в дясно [34].

### 3.4 Перспективи

Направените от нас разглеждания са в модел на 2-неутрино смесване. В 4-неутрино смесване, очакванията ни са за отслабване на ограниченията, в сравнение с тази на 2-неутрино смесване. Представлява интерес численото пресмятане на ограничения върху параметрите на НО при отчитане и на флейвърните неутрина.

В нашите изследвания ние приемаме лептонната асиметрия  $L$ , да бъде от порядъка на барионната  $B$ , но бъдещите изследвания на реликтовия неутринен фон могат да покажат стойности на  $L$ , много по-големи от тези на  $B$ , така че интерес представлява също получаването на ограничения за  $L > B$ .

Предмет на бъдещо изследване следва да бъде и определянето в разглеждания модел на обилието на първичния деутерий, тъй като вече има точни съвременни наблюдателни данни за него и стана възможно използването на този елемент като космологичен тест.

## Част II

# Процеси, влияещи върху генерирането на барионната компонента на Вселената

Тази част на дисертацията е посветена на изучаването на процесите, свързани с БА на Вселената и бариогенезиса.

## 4 Барионна асиметрия на Вселената

Един от основните въпроси в космологията е изучаването на състава на Вселената. По настоящем най-точните наблюдателни данни са получени от КМФ, от експериментите WMAP [3] и Planck [39]. По техни данни днес Вселената се състои  $\sim 5\%$  от бариони,  $\sim 27\%$  тъмно вещество и  $\sim 68\%$  тъмна енергия. Процесите на генериране на барионния състав на Вселената и наблюдаваната БА са обект на изследването ни в тази част на дисертацията. В 4.1. сме направили обзор на по-известните експерименти за детектиране на античастици от КЛ. В 4.2. се обсъждат данните относно барионната плътност на Вселената, а в 4.3. се дискутират бариогенезисните модели.

### 4.1 Указание от космични и гама лъчи за доминиране на веществото във Вселената

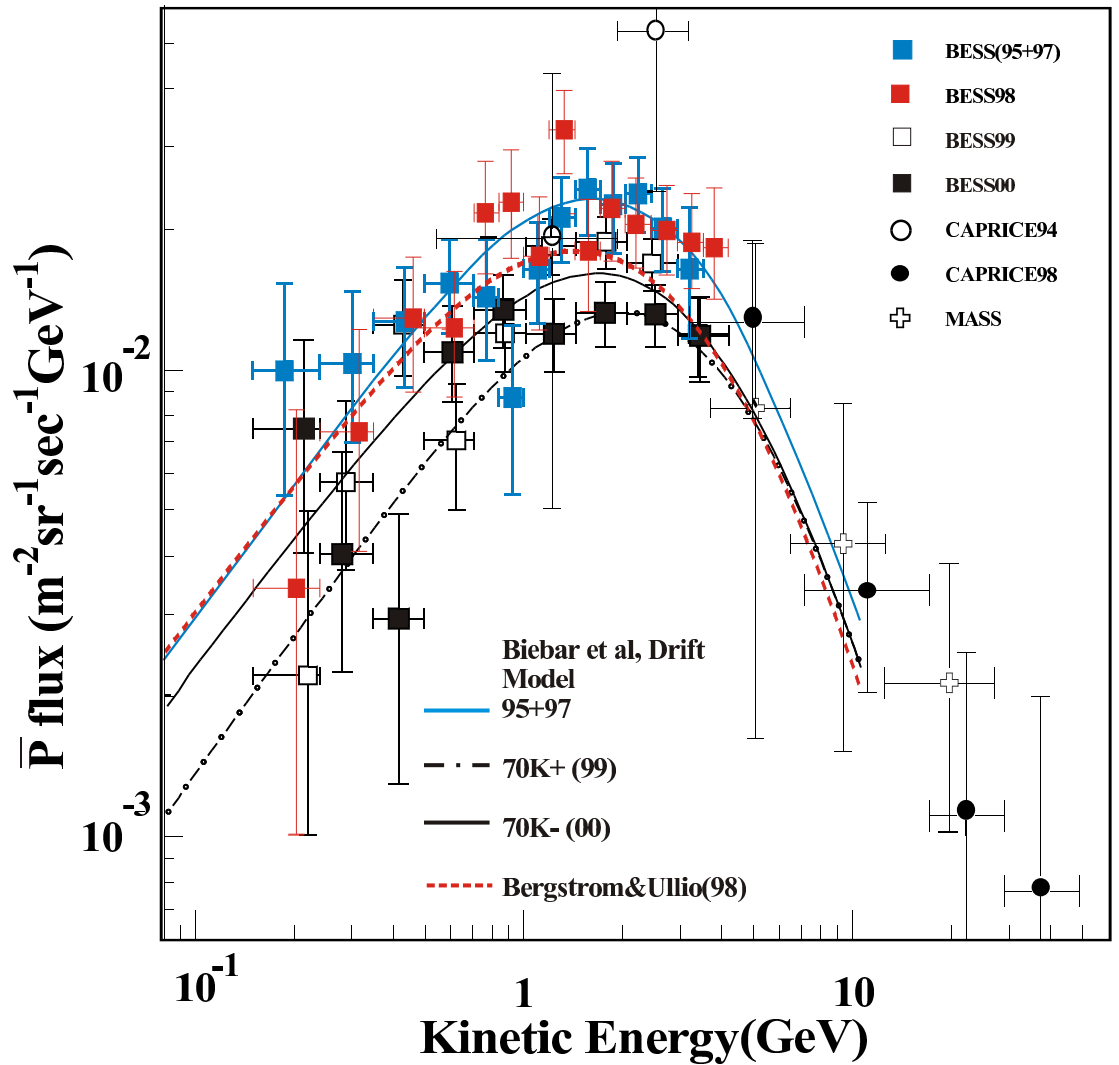
Една от все още неразрешени загадки на нашата Вселена е наблюдаваната БА или фактът, че в наблюдаваната околност веществото преобладава над антивеществото. БА  $\beta$  в близката околност от около 1 Мрс, указана от наблюдения на космични и гама лъчи е:

$$\beta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \sim \frac{n_B}{n_\gamma} = \eta, \quad (8)$$

където  $n_B$  е плътността на броя на барионите,  $n_{\bar{B}}$  - плътността на броя на антибарионите,  $n_\gamma$  - плътността на броя на фотоните и  $\eta$  е барионната плътност.

Търсенето на антивещество в космичните лъчи се прави в редица експерименти с балони на горната граница на атмосферата и с космически апарати. В тази глава сме направили обзор на по-известните експерименти за детектиране на античастици от космични лъчи. Съвременните резултати от измерванията показват, че няма значими количества антивещество в радиус от 1 Мрс. Въпреки това, не е известно, дали това е така на по-големи мащаби.

В нашата работа [40] ние сме събрали и изследвали наличните данни за детектиране на антипротони  $\bar{p}$ . На Фиг. 4 е показано, че наблюденията са в съответствие с моделите за вторичен произход на антипротони.



Фигура 4: Антипротонния спектър на горната граница на атмосферата, детектиран от експеримента BESS 1995-2000 и данните от CAPRICE и MASS. Кривите представляват теоретичните пресмятания на вторичния  $\bar{p}$  поток за съответното ниво на слънчева активност [40].

Наблюдателните данни от изследване на гама лъчи, интерпретирани като резултат от аниhilация, дават наблюдателни ограничения върху частта антивещество в различни структури [41–43]. В гама фона няма доказателства за аниhilация, в следствие на контакт между вещество и антивещество в период  $z < 100$ . Измерванията на гама фона в MeV интервала изключва забележими количества от антивещество до разстояния от порядъка на купове от галактики  $\sim 10 - 20$  Мрс [41]. Следователно е интересно да се изследват бариогенезисни модели, предсказващи по-големи структури от антивещество.

## 4.2 Измервания на барионната плътност

Барионната плътност  $\eta$  се определя по няколко начина, най-точните от които са чрез ПН, чрез измерванията на D и чрез КМФ. Най-точните измервания на  $\eta$  е направено от изследване на анизотропията на КМФ ( $z \sim 1000$ ). Според данните от експеримента Planck [39]:

$$\eta_{Planck} = 6.05 \pm 0.09 \times 10^{-10} \quad \text{at } 68\% \quad CL \quad (9)$$

Данните за барионната плътност и БА, в случай на глобална БА на Вселената, указват необходимост от нарушение на барионното число.

За да се обясни възникването на барионната асиметрия, А. Сахаров посочва три необходими условия: нарушаване на барионното число (BV), C и CP нарушение и нарушение на термодинамичното равновесие [5]. Съществуващите бариогенезисни модели обикновено удовлетворяват тези три условия.

## 4.3 Бариогенезисни модели

В тази част дискутираме накратко някои от най-популярните бариогенезисни модели - Бариогенезис по теорията за великото обединение [5, 44], Електрослаб бариогенезис [6], Бариогенезис чрез лептогенезис [7] и Афлек и Дайн бариогенезис (АД сценарий) [8].

За нас най-голям интерес има последният сценарий, на базата на който е конструиран нашият бариогенезисен модел с кондензат на скаларно поле, дискутиран и изследван в поредица от работи [40, 45–51].

Комплексното скаларно поле  $\varphi$ , според АД сценария, е скаларен суперпартньор на безцветна и електрически неутрална комбинация от кварк-лептонни полета. Барионният заряд B и лептонния заряд L не се запазват при високи стойности на  $\varphi$ ,  $\lambda\varphi^4$  доминира в потенциалната енергия на  $\varphi$ . В резултат на квантови флуктуации на полето  $\varphi$ , по време на инфлационния стадий  $\langle \varphi^2 \rangle = H^3 t / 4\pi^2$  формира кондензат  $\langle \varphi \rangle \neq 0$  [52–55] с крайна стойност  $\langle \varphi^2 \rangle \sim H^2 / \sqrt{\lambda}$ .

Барионният заряд на полето не се запазва за големи амплитуди, поради присъствието на  $V$  нарушаващи членове в потенциала. Поради това, по време на инфлацията, плътността на барионния заряд (съдържащ се в  $\langle \varphi \rangle$ ) достига стойност  $\sim H_I^3$ , където  $H_I$  е константата на Хъбъл по време на инфлационния стадий.

При малки  $\varphi$  барионното нарушение става пренебрежимо малко. По време на епохата на  $V$ -съхранение, когато полето се разпада в кварки и лептони  $\varphi \rightarrow q\bar{q}l\gamma$ , барионния заряд, съдържащ се в него се превърля в кварките и като резултат се появява барионно асиметрична плазма. Скоростта на разпад на  $\varphi$  е  $\Gamma = \alpha m$ . Тази асиметрия, евентуално изменена по време на еволюцията на Вселената до днешна епоха, представлява наблюдаваната БА.

Моделът на АД предсказва прекалено високи стойности на БА  $\beta \sim 1$ . В последващи работи, основани на АД сценария са разработени бариогенезисни модели, позволяващи генериране на наблюдаваната  $\beta$  [46]. Отчетена е ролята на процесите на раждане на частици от променливото скалярно поле  $\varphi(t)$  в епохата на  $V$  нарушение. Установено е, че в случай, че  $\Gamma$  е намаляваща функция на времето, процеса на подтискане може да е достатъчно бавен, така че барионния заряд, съдържащ се в  $\varphi$  да оцелее до епохата на  $V$ -съхранение.

## 5 Бариогенезисен сценарий с кондензат на скалярно поле

В нашите публикации ние изучаваме случай, когато след инфлацията съществуват две скалярни полета - инфлантона  $\psi$  и скалярното поле  $\varphi$  и плътността на инфлатона доминира:  $\rho_\psi > \rho_\varphi$ . Следователно, когато в края на инфлационния стадий  $\psi = m_{PL}(3\pi)^{-1/2} \sin(m_\psi t)$ , Хъбълвият параметър е  $H = 2/(3t)$ .

В разширяващата се Вселена  $\varphi$  удовлетворява уравнението на движение:

$$\ddot{\varphi} - a^{-2}\partial_i^2\varphi + 3H\dot{\varphi} + \frac{1}{4}\Gamma\dot{\varphi} + U'_\varphi = 0, \quad (10)$$

където  $a(t)$  е мащабния фактор и  $H = \dot{a}/a$ ,  $\Gamma$  описва процесите на раждане на частици и  $U(\varphi)$  е потенциала на полето. В нашия модел, ние сме избрали потенциал със следния вид:

$$U(\varphi) = m^2\varphi^2 + \frac{\lambda_1}{2}|\varphi|^4 + \frac{\lambda_2}{4}(\varphi^4 + \varphi^{*4}) + \frac{\lambda_3}{4}|\varphi|^2(\varphi^2 + \varphi^{*2}) \quad (11)$$

Величината на масата на  $\varphi$  са взети малки, в сравнение с константата на Хъбъл по време на инфлация  $m \ll H_I$ . В суперсиметричните

теории константите на самодействие  $\lambda_i$  са от порядъка на калибровъчната константа  $\alpha$ , а естествения интервал за  $m$  е  $10^2 - 10^4$  GeV.

Началните условия за променливите на полето могат да бъдат получени от изискването плътността на енергията на  $\varphi$  по време на инфлационния стадий да бъде от порядъка на  $H_I^4$  и тогава

$$\varphi_o^{max} \sim H_I \lambda^{-1/4} \text{ and } \dot{\varphi}_o = (H_I)^2. \quad (12)$$

След инфлацията  $\varphi$  започва да осцилира около равновесната си точка с намаляваща амплитуда. Намаляването на амплитудата се дължи на разширението на Вселената и на процесите на раждане на частици от променливото скаларно поле.

### 5.1 Описание и характеристики на модела

Анализът, който провеждаме, описва еволюцията на  $\varphi(t)$  и  $V(t)$  след инфлационния стадий до епохата на  $V$  съхранение. Система от обикновени диференциални уравнения, съответстващи на уравнението на движение за реалната и имагинерната части на  $\varphi = x + iy$ :

$$\begin{aligned} \ddot{x} + 3H\dot{x} + \frac{1}{4}\Gamma_x\dot{x} + (\lambda + \lambda_3)x^3 + \lambda'xy^2 &= 0 \\ \ddot{y} + 3H\dot{y} + \frac{1}{4}\Gamma_y\dot{y} + (\lambda - \lambda_3)y^3 + \lambda'yx^2 &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

където  $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$ ,  $\lambda' = \lambda_1 - 3\lambda_2$ .

За удобство при решаването, правим замените  $x = H_I(t_i/t)^{2/3}u(\eta)$ ,  $y = H_I(t_i/t)^{2/3}v(\eta)$ , където  $\eta = 2(t/t_i)^{1/3}$ . И тогава функциите  $u(\eta)$  и  $v(\eta)$  удовлетворяват уравненията:

$$\begin{aligned} u'' + 0.75 \alpha \Omega_u (u' - 2u\eta^{-1}) + u[(\lambda + \lambda_3)u^2 + \lambda'v^2 - 2\eta^{-2} + \frac{m^2}{H} \eta^4] &= 0 \\ v'' + 0.75 \alpha \Omega_v (v' - 2v\eta^{-1}) + v[(\lambda - \lambda_3)v^2 + \lambda'u^2 - 2\eta^{-2} + \frac{m^2}{H} \eta^4] &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

където  $\Omega_u$  и  $\Omega_v$  са реалната и имагинерната част на честотата на осцилации, изразени в новите променливи.

Началните условия, изразени в новите променливи са:

$$\begin{aligned} u_0(\eta) &= \lambda^{-0.25} 2^{0.25} \cos p, \quad v_0(\eta) = \lambda^{-0.25} 2^{0.25} \sin p \quad \text{and} \\ u'_0 &= 3/2^{1.5} + \lambda^{-0.25} 2^{0.25} \cos p, \quad v'_0 = 3/2^{1.5} + \lambda^{-0.25} 2^{0.25} \sin p. \end{aligned} \quad (15)$$

където  $p$  е ъгълът.

Барионният заряд в съпътстващ обем  $V = V_i(t/t_i)^2$  е:

$$B = N_B \cdot V = 2(u'v - v'u). \quad (16)$$

## 5.2 Числена процедура за проследяване на еволюцията на барионния излишък

Ние създадохме компютърна програма на Фортран 77 за решаване на системата от обикновени диференциални уравнения 14, съответстващи на уравнението на движение за реалната и имагинерната части на полето  $\varphi$  и барионния заряд  $B$ , съдържащ се в него 16, като използвахме метода на Рунге-Кутта от четвърти ред. Процедурата за пресмятане по метода на Рунге-Кутта от четвърти ред е взета от [56]. В програмата  $\Omega_u$  и  $\Omega_v$  се изчисляват на всяка стъпка в отделни процедури.

Ние проведохме числено моделиране на еволюцията на  $\varphi(t)$  и  $B(t)$  в периода след инфлация до епохата на  $B$ -съхранение. Интервалът от изследвани енергии е  $10^{12} - 100$  GeV. Анализът е проведен за естествен интервал от параметри на модела:  $\lambda = 10^{-2} - 5 \times 10^{-2}$ ,  $\alpha = 10^{-3} - 5 \times 10^{-2}$ ,  $H = 10^7 - 10^{12}$  GeV,  $m = 100 - 1000$  GeV.

Поради сложността на задачата, тя изисква сериозни изчислителни ресурси. Едно числено пресмятане на еволюцията на полето  $\varphi(t)$  при определен набор параметри отнема между няколко часа и три седмици, а анализът съдържа десетки набори от параметри, за които се провеждат числените пресмятания.

## 6 Резултати от числения анализ на модела

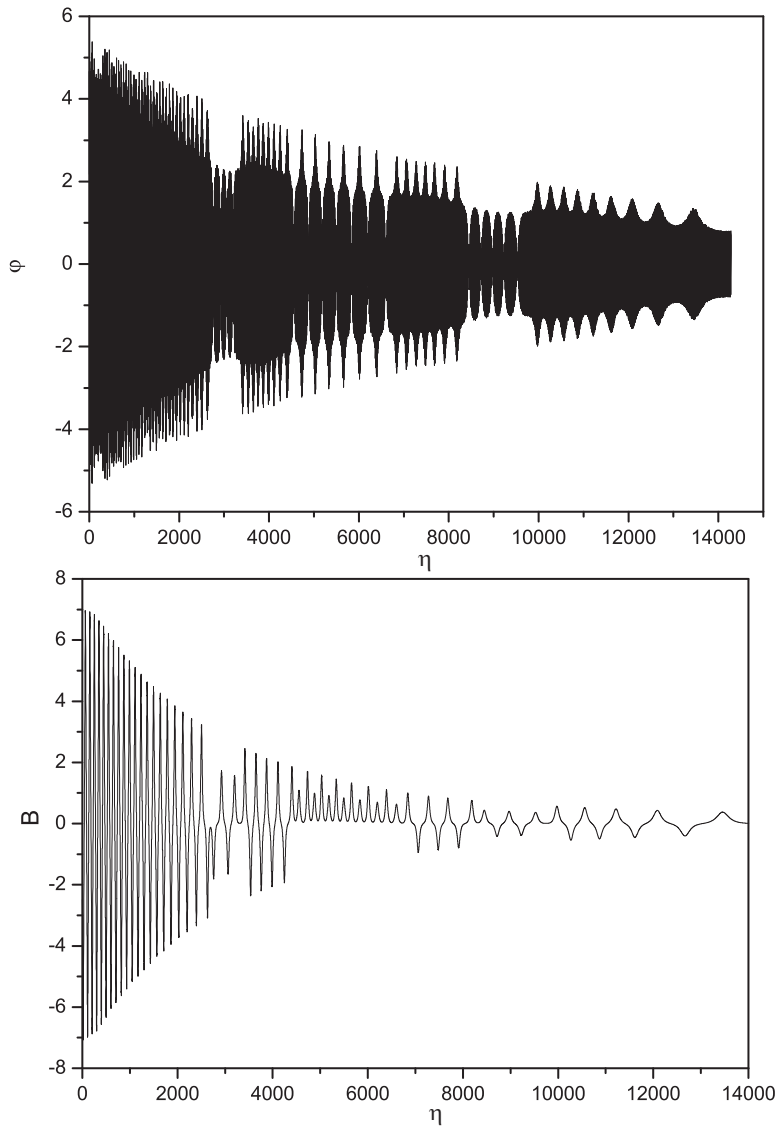
### 6.1 Роля на процесите на раждане на частици от променливото скаларно поле

Процесите на раждане на частици имат съществена роля при определяне на  $\beta$  [45, 46], поради което е от особена важност да се отчетат, колкото се може по-прецизно. В нашите статии [49, 50] бе изследвана ролята на процесите на раждане на частици от  $\varphi(t)$  върху бариогенезисния модел.

Бързите осцилации на  $\varphi$  предизвикват раждане на частици, поради взаимодействието на скаларното поле с фермиони  $g\varphi\bar{f}_1f_2$ , където  $g^2/4\pi = \alpha$  [45, 47] и бозони. Членът  $\Gamma\dot{\varphi}$  в уравнението на движение отговаря за подтискане на полето, като резултат от процесите на раждане на частици, т.е. амплитудата на  $\varphi$  намалява като  $\varphi \rightarrow \varphi \exp(-\Gamma t/4)$ . Следователно, в случай, че  $\Gamma = const$ , барионния заряд в кондензата на  $\varphi$  намалява експоненциално поради раждането на частици на етап с голямо  $B$ -нарушение и не може да оцелее до епохата на  $B$ -съхранение

на полето на кварки и лептони и прехвърлянето на заряда в частиците на вещество на днешната Вселена. Случай с  $\Gamma = \Gamma(t)$  позволява оцеляване на  $B$  до епохата на  $B$ -съхранение [45].

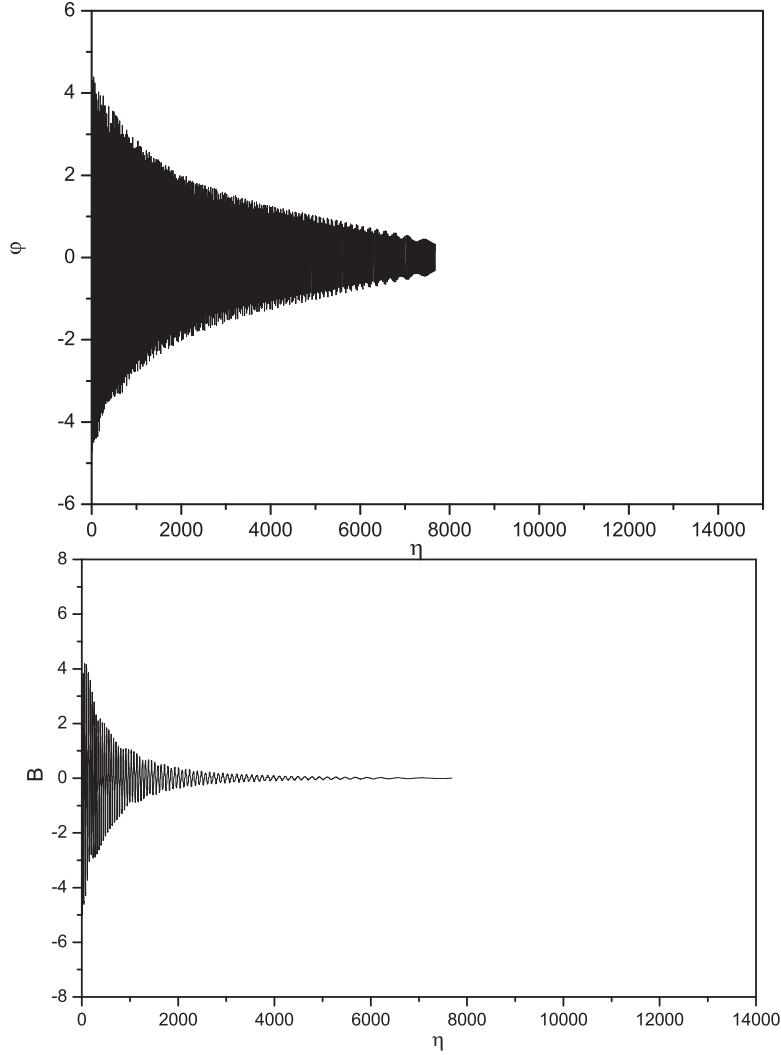
В нашата работа [50] ние отчитаме процесите на раждане на частици по два различни начина - аналитично, използвайки аналитичния вид на  $\Gamma = \alpha\Omega$ , където  $\Omega \sim \lambda^{1/2}\varphi$ ,  $g^2/4\pi = \alpha$  и числено, пресмятайки числено  $\Omega$  на всяка стъпка. Анализът на двата случая показва, че резултатите за еволюцията на  $\varphi$  и  $B$  и техните крайни стойности в епохата на  $B$ -съхранение се различават значително при двата подхода на отчитане на раждането на частици [49, 50], т.е. за определяне на БА на Вселената е необходим точен числен анализ.



Фигура 5: Еволюция на полето  $\varphi(\eta)$  и барионния заряд  $B(\eta)$  с аналитично отчитане на раждането на частици за  $\lambda_1 = 5 \times 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 5 \times 10^{-4}$ ,  $\alpha = 10^{-3}$ ,  $H = 10^{11}$  GeV,  $m=350$  GeV,  $\varphi_o = 2^{-1/4}H\lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H^2$  [50].

На Фиг. 5 и Фиг. 6 показваме еволюцията на полето и  $B(\eta)$  за определени параметри на модела  $\lambda_1 = 5 \times 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 5 \times 10^{-4}$ ,  $\alpha = 10^{-3}$ ,





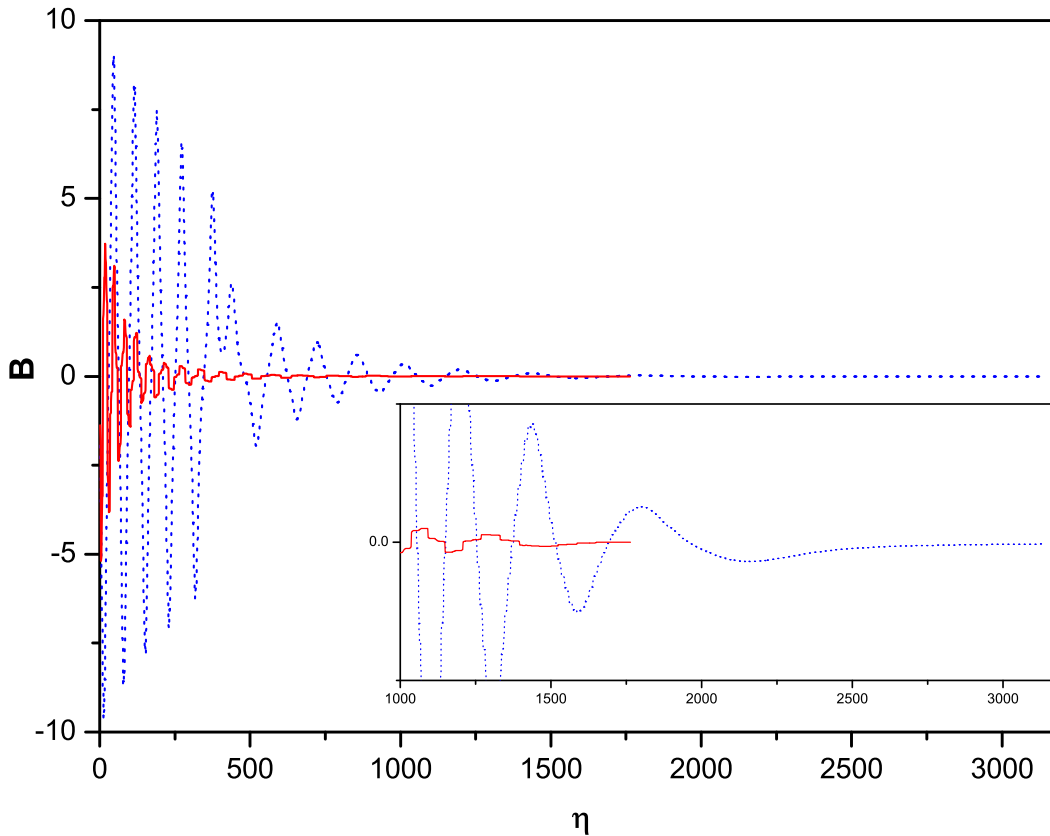
Фигура 6: Еволюция на полето  $\varphi(\eta)$  и барионния заряд  $B(\eta)$  с числено отчитане на раждането на частици за  $\lambda_1 = 5 \times 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 5 \times 10^{-4}$ ,  $\alpha = 10^{-3}$ ,  $H = 10^{11}$  GeV,  $m=350$  GeV,  $\varphi_o = 2^{-1/4}H\lambda^{-1/4}$ , and  $\dot{\varphi}_o = H^2$  [50].

$H = 10^{11} \text{ GeV}$ ,  $m = 350 \text{ GeV}$ ,  $\varphi_o = 2^{-1/4}H\lambda^{-1/4}$ , and  $\dot{\varphi}_o = H^2$ , в двата различни случая - с аналитично и с числено отчитане на процесите на раждане на частици [50].

Установихме, че амплитудата на  $B_{num}$  (с числено отчитане на процесите на раждане на частици) намалява по-рязко от тази на  $B_{anal}$  (с аналитично отчитане на процесите на раждане на частици) и в епохата на В-съхранението и  $B_{num} = -2.2 \times 10^{-3}$  и  $B_{anal} = -1.7 \times 10^{-2}$ . Разликата е в порядък, следователно точният числен метод за отчитане на раждането на частици е необходим за конструирането на реалистичен бариогенезисен модел.

Анализът бе проведен за различни набори параметри, например за друг набор от параметри,  $\lambda_1 = 5 \times 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 10^{-3}$ ,  $\alpha = 10^{-2}$ ,  $H = 10^{10}$  GeV,  $m = 350$  GeV [51]. Точният числен подход за отчитане на раждането на частици показва по-силно и по-ранно редуциране на

барионния излишък (виж Фиг. 7). Разликата във финалната стойност на  $B$ , получена в двата случая може да се различава с до два порядъка.



Фигура 7: Еволюция на барионния заряд  $B(\eta)$  за  $\lambda_1 = 5 \times 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 10^{-3}$ ,  $\alpha = 10^{-2}$ ,  $H = 10^{10}$  GeV,  $m=350$  GeV,  $\varphi_o = H_I \lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H_I^2$ . Случаят с аналитично отчитане на раждането на частици е показан с контура от точки, а този с числено отчитане - с непрекъснатия контур [51].

## 6.2 Зависимост от параметрите на модела

В нашата работа сме пресметнали  $\beta$  за различни набори от параметри на модела - калибровъчна константа  $\alpha$ , константа на Хъбъл по време на инфлация  $H_I$ , маса на кондензата  $m$  и константи на самодействие  $\lambda_i$ .

### 6.2.1 Зависимост от калибровъчната константа $\alpha$

Използвайки числения подход за отчитане на  $\Gamma$  сме пресметнали  $B(t)$  за  $\alpha$  в интервала  $10^{-3} - 5 \times 10^{-2}$  и фиксирани други параметри на модела [49, 50]. Зависимостта на  $B$  от  $\alpha$  е много силна, както може да се очаква, поради това, че раждането на частици играе основна

роля за еволюцията на полето и барионния заряд, който се съдържа в него, както и като се вземе предвид, че  $\Gamma = \alpha\Omega$ . С нарастване на  $\alpha$ , еволюцията на  $B$  и неговата крайна стойност намаляват. Илюстрация на това поведение сме дали на Фиг. 8.

### 6.2.2 Зависимост от константата на Хъбъл по време на инфлационния стадий $H_I$

Проследили сме еволюцията  $B(t)$  варирайки  $H_I$  в интервала  $5 \times 10^5 - 10^{12}$  GeV за фиксирани стойности на другите параметри на модела [50]. Нашият анализ показва, че еволюцията на  $B$  става по-дълга и крайната стойност  $B$  намалява с увеличаване на  $H_I$ . Резултатите са представени на Фиг. 9.

На следващата Фиг. 10 сме представили зависимостта на  $B$  от стойностите на  $H_I$  за друг набор фиксирани параметри. Численият анализ отново показва, че произведения барионен заряд намалява, когато  $H_I$  расте. Качествено този резултат е очакван, защото началната стойност на  $\varphi$  е пропорционална на  $H_I$  и от друга страна раждането на частици е пропорционално на  $\varphi$ ,  $\Gamma \sim \Omega \sim \varphi$ .

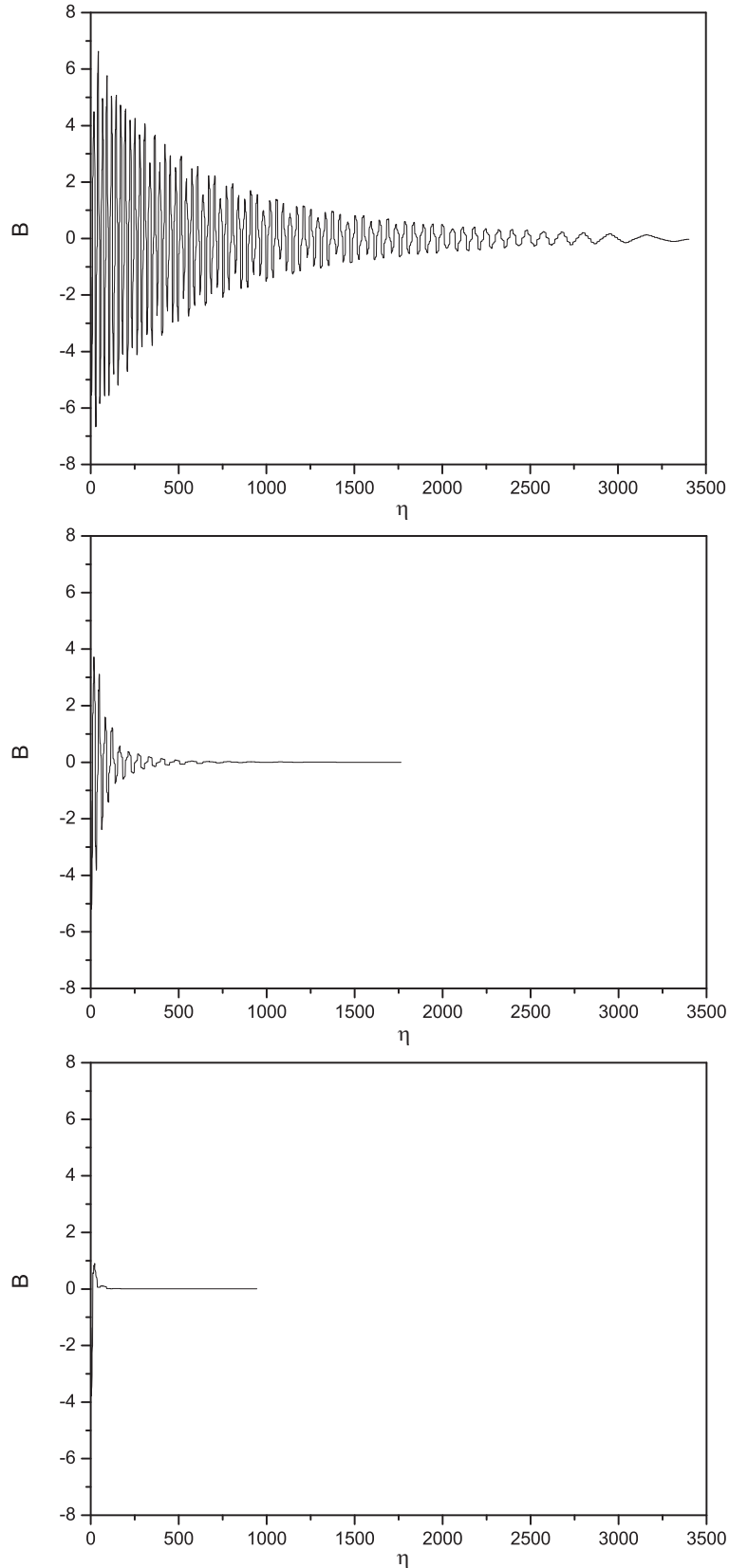
### 6.2.3 Зависимост от масата $m$ на полето

Изчислили сме  $B(t)$ , като сме варирали  $m$  в интервала 100 - 1000 GeV за фиксирани  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \alpha$  и  $H_I$  [50]. Анализът на получените резултати показва, че за по-малки стойности на  $m$ , еволюцията на  $B$  е по-дълга и крайната стойност на  $B$  е по-висока. Това поведение на  $\eta$  е очаквано, тъй като  $m$  определя началото на епохата на  $B$ -съхранение:  $t_{stop} \sim 1/\alpha m$ . Зависимостта е показана на Фиг. 11.

Следващата Фиг. 12 показва зависимостта на барионния заряд от масата на кондензата за друг набор параметри на модела. Численият анализ показва, че поведението на  $m$  не съответства на очакваното или е по-сложно и невъзможно да се оцени аналитично.

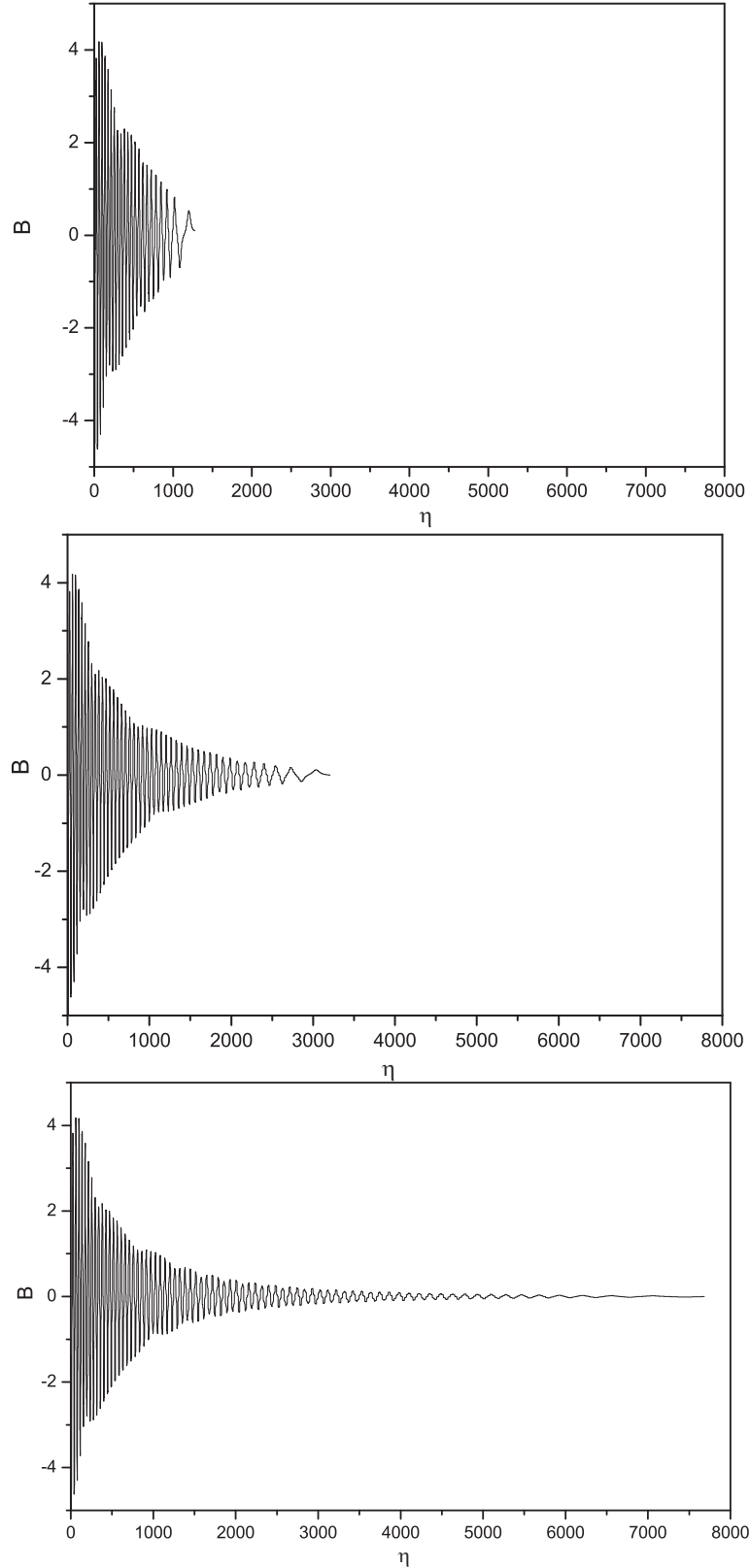
### 6.2.4 Зависимост от константите на самодействие $\lambda_i$

По нататък сме направили числено изследване на еволюцията на  $B$  и  $\varphi$  от константите на взаимно свързване  $\lambda_i$  [51]. Тъй като  $\lambda_i$  са неизвестни е интересно да се открие интервала от тези параметри, съответстващ на успешно генериране на БА. Анализирани са следните параметри на модела:  $\alpha = 10^{-3}$ ,  $H = 10^{12}$  GeV,  $m = 350$  GeV, като  $\lambda_i$  е варирана в интервал:  $\lambda_1 = 10^{-3} - 7 \times 10^{-2}$  and  $\lambda_{2,3} = 10^{-4} - 10^{-2}$ . Показано е, че ефектът от вариране на  $\lambda_i$  в посочения интервал е достатъчен за да се произведе разлика в крайната стойност на  $B$  от един порядък. На Фиг. 13 сме представили зависимостта на  $B$  от  $\lambda_1$ . Анализът



Фигура 8: Еволюция на барионния заряд  $B(\eta)$  за  $\lambda_1 = 5 \times 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 10^{-3}$ ,  $H = 10^{10}$  GeV,  $m = 350$  GeV,  $\varphi_o = H_I \lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H_I^2$ . Горният контур е за  $\alpha = 10^{-3}$ , средният - за  $\alpha = 10^{-2}$  и долният -  $\alpha = 5 \times 10^{-2}$ . Процесите на раждане на частици са отчетени числено [50].

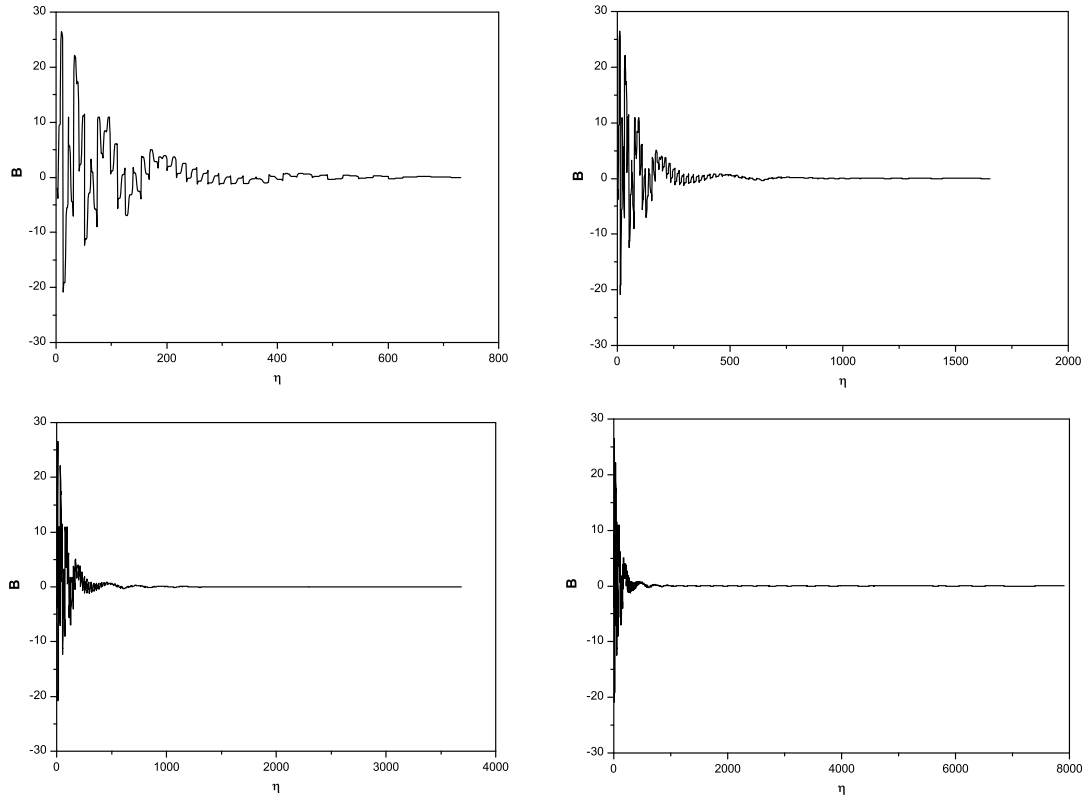
показва, че с нарастване на  $\lambda_1$  еволюцията на  $B$  става по-кратка.  $B$  изследвания интервал не е възможно да се направи категоричен извод



Фигура 9: Еволюция на барионния заряд  $B(\eta)$  за  $\lambda_1 = 5 \times 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 5 \times 10^{-4}$ ,  $\alpha = 10^{-3}$ ,  $m = 350$  GeV,  $\varphi_o = H_I \lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H_I^2$ . Горният контур е за  $H = 10^9$  GeV, средният - за  $H = 10^{10}$  GeV и долният -  $H = 10^{11}$  GeV. Процесите на раждане на частици са отчетени числено [50].

за зависимостта на крайната стойност на  $B$  от  $\lambda_1$ .

На Фиг. 14 са представени резултатите за изследването на зависи-



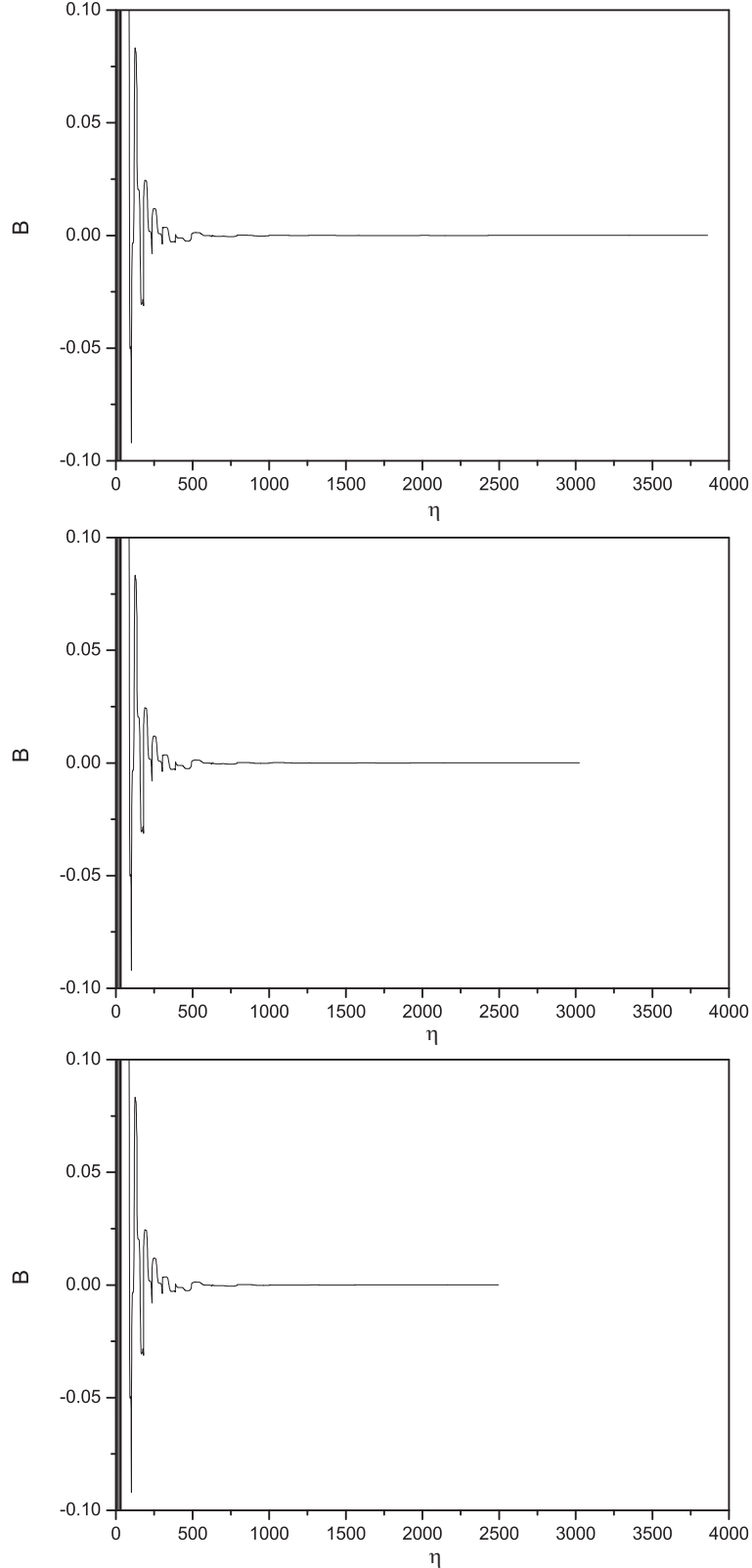
Фигура 10: Еволюция на барионния заряд  $B(\eta)$  за  $\lambda_1 = 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 10^{-3}$ ,  $\alpha = 10^{-2}$ ,  $m=500$  GeV,  $\varphi_o = H_I \lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H_I^2$ . Горният ляв контур е за  $H = 10^9$  GeV, горният десен - за  $H = 10^{10}$  GeV, долният ляв - за  $H = 10^{11}$  GeV и долният десен -  $H = 10^{12}$  GeV. Процесите на раждане на частици са отчетени числено [51].

мостта на  $B$  от  $\lambda_{2,3}$ . В този случай еволюцията на  $B$  изглежда, че става по-дълга с нарастване на  $\lambda_{2,3}$  и крайната стойност на  $B$  намалява. Ефектът не е много силно изразен, но може да допринесе за разлика в крайната стойност на  $B$  в рамките на един порядък.

### 6.3 Нехомогенен бариогенезисен модел с кондензат на скаларно поле

Една от интересните характеристики на нашия модел е, че неговото обобщение за нехомогенния случай може да предсказва големи области от антивещество, безопасно отделени от области от вещество [40, 51]. Необходимите условия за генериране на големи области от вещество и антивещество в този сценарий са: начално пространствено разпределение  $\varphi(r, t_0)$ , нехармоничен потенциал и експоненциално разширение.

Ние изучихме еволюцията на пространственото разпределение на барионите, допускайки монотонно начално разпределение на плът-



Фигура 11: Еволюция на барионния заряд  $B(\eta)$  за  $\lambda_1 = 5 \times 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 10^{-2}$ ,  $\alpha = 5 \times 10^{-2}$ ,  $H = 10^{11}$  GeV,  $\varphi_o = H_I \lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H_I^2$ . Горният контур е за  $m = 100$  GeV, средният - за  $m = 200$  GeV и долният -  $m = 350$  GeV. Процесите на раждане на частици са отчетени числено [50].

ността на барионите в домейн с определен знак на барионния заряд  $\varphi(r, t_0)$ . За различни набори от стойности на параметрите на модела  $\lambda_i, \alpha m/H_I$  ние проследихме числено еволюцията  $B(t, r)$  за всички

начални стойности на полето  $\varphi^i_0 = \varphi(r_i, t_0)$  до  $t_B$ . В случая на нехармоничен потенциал на полето, начално монотонното пространствено поведение бързо се заменя от пространствени осцилации на  $\varphi$ , поради зависимостта на периода от амплитудата [58]. Резултатите от изследването са в процес на подготовка за публикация.

В нашия модел зависимостта е  $\omega \sim \lambda^{1/2}\varphi_i(r)$ . Като резултат, в различни точки се наблюдават различни периоди и пространственото поведение на  $\varphi$  става квазипериодично. Пространственото разпределение на барионите  $B(t_B, r)$  в момента на бариогенезис, съответно също е квазипериодично. Областта  $r_0$ , която в началото се характеризира с определен барионен излишък, се разделя на области с барионен излишък и такива с барионен недостатък [47]. Поради плавно намаляващата барионна плътност към краищата на областите с бариони и антибариони, предсказани в рамките на модела, аниhilацията е пренебрежима при  $t_B$ . След това, барионните и антибарионните области се свиват под действие на гравитацията към техните центрове с по-голяма плътност. Следователно, домейните с вещество и антивещество се разделят от големи празни от бариони области, може би запълнени с тъмно вещество. По този начин се избягват най-силните ограничения върху домейните с антивещество, следващи от КЛ, ГЛ и КМФ [59].

#### 6.4 Обсъждане и заключения

В този раздел са систематизирани и класифицирани получените резултати от изследванията, направени във втората част на дисертацията.

#### 6.5 Перспективи

Като следваща стъпка в нашите разглеждания предвиждаме да изследваме хомогенния и нехомогенния бариогенезисен модел с кондензат на скаларно поле и възможността за генериране на Вселена, съдържаща и домейни с антивещество и да анализираме ограниченията от наблюдателните данни за различните случаи на домейни от вещество и антивещество, разделени на разстояния, непротиворечащи на наблюдателните ограничения.

Бъдещите експерименти за детектиране на античастици в горния слой на атмосферата на Земята с балони и космически апарати, като AMS-02 и Pamela, могат да открият данни за наличие на антисветове в околност до 150 Мрс, което може да ограничи съществуващите бариогенезисни модели и да фиксира интервала от параметри на разглеждания от нас модел.



## Основни резултати и приноси

В настоящата работа ние разгледахме физични процеси, които влияят върху генерирането на веществото във Вселената. В част I изследвахме процесите, влияещи върху химичния състав на барионната компонента на Вселената и по-точно за първичния нуклеосинтез (ПН), при който са формирани леките елементи. Изследвахме ролята на  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  неутринни осцилации (НО) върху производството на  ${}^4\text{He}$  и получихме КО върху осцилационните параметри. Получени са важни резултати за изучаване на свойствата на неутрино и определяне на космологичната роля на стерилното неутрино, както и за поставяне на ограничения върху различните физични и космологични модели, предсказващи наличието на стерилни неутрина.

В част II разгледахме процесите, които влияят върху генериране на барионната компонента на Вселената и анализирахме бариогенезисен модел, на базата на сценария на Афлек и Дайн. Проведохме числен анализ, отчитайки процесите на раждане на частици от разпада на полето и проследихме зависимостта на еволюцията на полето и барионния излишък и техните крайни стойности от параметрите на модела.

Основните приноси, представени за защита са:

1. Проведен е подробен числен анализ на космологичното производство на  ${}^4\text{He}$ ,  $Y_p$ , при наличие на  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  НО, ефективни след излизане на електронното неутрино от равновесие, с отчитане на всички известни космологични ефекти на НО при следните параметри на модела  $\delta m^2 = [10^{-7} - 10^{-9}]$  и за всички  $\theta$ .
2. Изследвана е ролята на ненулево състояние на  $\nu_s$ ,  $\delta N_s \neq 0$ , за целта е определено числено производството на  ${}^4\text{He}$  в рамките на модела на ПН с  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  НО за  $\delta N_s = 0; 0.5; 0.7; 0.9$ .
3. Определени са изохелиевите контури за  $\delta Y_p/Y_p = 5.2\%$  и  $\delta N_s = 0; 0.5; 0.7; 0.9$ , за резонансния и нерезонансния случай.
4. На базата на съвременните наблюдателни данни за  $Y_p$  са получени КО върху параметрите на НО за  $\delta Y_p/Y_p = 5\%$ , в случай на  $\delta N_s = 0$  и в случай на  $\delta N_s = 0.5; 0.7; 0.9$ . Пресметнат е и аналитичния фит на точните ограничения за  $\delta N_s = 0$  и  $\delta Y_p/Y_p = 5\%$ .
5. Установено е поведението на КО върху параметрите на осцилациите, съответстващи на  $\delta Y_p/Y_p \geq 5\%$  с  $\delta N_s$ : те ослабват с нарастването на  $\delta N_s$  до достигане на  $\delta N_s = 1$ , когато изчезват.
6. Построен е бариогенезисен модел с кондензат на скаларно поле,

базиран на Афлек-Дайн сценария, който е в съгласие с ниските енергии в след инфлационния период.

7. Разработена е числена процедура, позволяваща да се изследват процесите на раждане на частици от разпада на  $\varphi(t)$  и да се проследи еволюцията на  $\varphi(t)$  и  $V(t)$  в рамките на модела.
8. Анализирана е ролята на процесите на раждане на частици от  $\varphi(t)$  върху еволюцията на  $\varphi(t)$  и  $V(t)$  в модела. Установена е необходимостта от числен анализ на скоростта на раждане на частици  $\Gamma$ , тъй като аналитичната ѝ оценка води до значителна грешка - до 2 порядъка.
9. Числено е изследвана зависимостта на еволюцията на  $\varphi(t)$  и  $V(t)$  и техните крайни стойности от параметрите на модела  $\alpha$ ,  $H_I$ ,  $m$ ,  $\lambda_i$ . Резултатите могат да бъдат използвани за конструиране на успешни бариогенезисни модели, базирани на АД сценария.
10. Събрани и анализирани са наличните данни за  $\bar{p}$ ,  $\bar{D}$  и  ${}^4\bar{He}$  от КЛ от експериментите BESS, CAPRICE, MASS, PAMELA, AMS-01, AMS-02 за изследване на вероятността за съществуване на астрономически значими области от антивещество във Вселената.

## Списък с публикациите, на които се базира дисертационния труд

### Публикации в рецензируеми журнали

1. Kirilova D., **Panayotova M.**, Relaxed big bang nucleosynthesis constraints on neutrino oscillation parameters, JCAP12 (2006) 014
2. Kirilova D., **Panayotova M.**, The Role of Particle Creation Processes in the Scalar Condensate Baryogenesis Model, Bulg. J. Phys., 34 s2 (2007), 330-335
3. **Panayotova M.**, General BBN bounds on electron-sterile neutrino oscillations, Bulg. J. Phys. 38 (2011) 341-345
4. **Panayotova M.**, Kirilova D., The dependence of the baryon asymmetry generation on the self coupling of the baryon charge carrying scalar field, Bulg. A. J. 20 (2014) 45-50

### Публикации в други рецензируеми издания (Abdus Salam ICTP)

5. Kirilova D., **Panayotova M.**, More General BBN Constraints on Neutrino Oscillations, 2004 ICTP report IC/IR/2004/13, p. 1-6
6. D. Kirilova, **M. Panayotova**, The Role of Particle Creation Processes in the Scalar Condensate Baryogenesis Model, ICTP Internal Report, IC/IR/2006/009, Trieste, Italy.

### Публикации в трудове на конференции

7. Kirilova D., **Panayotova M.**, Valchanov T., Vast antimatter regions and SUSY-condensate baryogenesis, 2002, Chatteau de Blois, France, ed. L. Inconomidou-Fayard and J. Tran Thanh Van, THE GIOI publishers, astro-ph/0209605 (extended version). Proc. XIVth Rencontres de Blois "Matter-Antimatter Asymmetry" 16th-22nd June, 2003, p. 439-442
8. Kirilova D., **Panayotova M.**, Cosmological constraints on neutrino oscillations for initially non-zero sterile state, 2004, Proc. 4th Serbian-Bulgarian Astronomical Conference (IV SBGAC), Belgrade, Serbia 21-24 April, eds. M. Dimitrievich, V. Golev, L. Popovic and M. Tsvetkov, Publ. Astron. Soc., Rudjer Boskovic, 5, 2005, p. 201-207
9. Kirilova D., **Panayotova M.**, Inhomogeneous baryogenesis model and antimatter in the Universe, Proc. 8th Serbian-Bulgarian Astronomical Conference (VIII SBGAC), Leskovac, Serbia 8-12 May, v.12, 249-256, 2013

### Абстракти

10. Kirilova D., **Panayotova M.**, Cosmological Constraints on Neutrino Oscillations for Initially Non-Zero Sterile State, Non-accelerator astroparticle physics, eds. A. Carrigan, G. Giacomelli, N. Paver, World Scientific, 2005, p. 301
11. Kirilova D., **Panayotova M.**, Inhomogeneous Baryogenesis model and antimatter in the Universe, Book of Abstracts, VIII Serbian-Bulgarian Astronomical Conference, Belgrade, 2012, eds. M. Dmitrijevic, M. Tsvetkov, p. 47-48

### Забелязани цитати

**Kirilova D., Panayotova M., Relaxed big bang nucleosynthesis constraints on neutrino oscillation parameters, JCAP12 (2006) 014**

Цитати:

1. Lesgourgues J., Pastor S., Neutrino mass from Cosmology, Adv. High Energy Phys. (2012) 608515
2. Mangano G., et. al., Updated BBN bounds on the cosmological lepton asymmetry for non-zero  $\theta_{13}$ , Phys.Lett. B708 (2012) 1-5
3. Iocco F., et. al., Primordial Nucleosynthesis: from precision cosmology to fundamental physics, Phys. Rept. 472 (2009) 1-76
4. Harries N. P., The Effect of primordial fluctuations on neutrino oscillations, OUTF-08-03-P, CERN-PH-TH-2008-015 (2008), arXiv:0801.3742
5. Chu Y., Cirelli M., Sterile neutrinos, lepton asymmetries, primordial elements: How much of each?, Phys.Rev. D74 (2006) 085015

АВТОЦИТАТИ:

1. Kirilova D., Lepton Asymmetry and Neutrino Oscillations Interplay, Hyperfine Interact. 215 (2013) 1-3, 111-118
2. Kirilova D., Chizhov M., BBN constraints on neutrino and CNB, Prog. Part. Nucl. Phys. 64 (2010) 375-377
3. Kirilova D., From Mateev's baryogenesis ideas to contemporary cosmological constraints, Bulg.J.Phys. 38 (2011) 242-25
4. Kirilova D., BBN with Late Electron-Sterile Neutrino Oscillations: The Finest Leptometer, JCAP 1206 (2012) 007

5. Kirilova D., Non-equilibrium Neutrino In The Early Universe Plasma, Conf. Proc., 1121, School and Workshop on Space Plasma Physics, 31.08- 07.09, Sozopol, Bulgaria, ed. I. Zhelyazkov, 2009, 83-89. ISSN 0094-243X
6. Kirilova D., On Lepton Asymmetry and BBN, Progress in Particle and Nuclear Physics, Physics 66 (2011) 260-265
7. Kirilova D., Frere J. M., Neutrino in the Early Universe, ULB-TH/12-03, New Astronomy Reviews v.56, issue 6 (2012) 169-180
8. Kirilova D., Neutrino in the Universe, Bulg. Astr. J. 10 (2008) 1-9
9. Kirilova D., More General BBN Constraints on Neutrino Oscillations Parameters – Relaxed or Strengthened, IJMPD 16 (2007) 7, 1-14

**Kirilova D., Panayotova M., Valchanov T., Vast antimatter regions and SUSY-condensate baryogenesis, 2002, Chatteau de Blois, France, astro-ph/0209605 (extended version). Proc. XIVth Rencontres de Blois "Matter-Antimatter Asymmetry" 16th-22nd June, 2003, 439-442**

Цитати:

1. Alpat B., Astroparticle Physics with AMS02, arXiv:0707.3605 (2007)
2. Dolgov A. D., Cosmological matter antimatter asymmetry and antimatter in the universe, to appear in the proceedings of Conference: C02-06-16 (2002), hep-ph/0211260

**Panayotova M., General BBN bounds on electron-sterile neutrino oscillations, Bulg. J. Phys. 38 (2011) 341-345**

Цитати:

1. Kirilova D., Lepton Asymmetry and Neutrino Oscillations Interplay, Hyperfine Interact. 215 (2013) 1-3, 111-118
2. Kirilova D., From Mateev's baryogenesis ideas to contemporary cosmological constraints, Bulg. J. Phys. 38 (2011) 242-25
3. Kirilova D., Frere J. M., Neutrino in the Early Universe, ULB-TH/12-03, New Astronomy Reviews v.56, issue 6 (2012) 169-180
4. Kirilova D., BBN with Late Electron-Sterile Neutrino Oscillations: The Finest Leptometer, JCAP 1206 (2012) 007

**Kirilova D., Panayotova M., The Role of Particle Creation Processes in the Scalar Condensate Baryogenesis Model, Bulg. J. Phys., 34 s2 (2007), 330-335**

АВТОЦИТАТИ:

1. Kirilova D., From Mateev's baryogenesis ideas to contemporary cosmological constraints, *Bulg. J. Phys.* 38 (2011) 242-25
2. Kirilova D., Panayotova M., Inhomogeneous baryogenesis model and antimatter in the Universe, Proc. 8th Serbian-Bulgarian Astronomical Conference (VIII SBGAC), Leskovac, Serbia 8-12 May, Publ. Astron. Soc. «Rudjer Boskovic» N11 (2012) 259-264

**Kirilova D., Panayotova M., More General BBN Constraints on Neutrino Oscillations, 2004 ICTP report IC/IR/2004/13, 1-6**

АВТОЦИТАТИ:

1. D. Kirilova, More General BBN Constraints on Neutrino Oscillations Parameters – Relaxed or Strengthened, *IJMPD* 16 (2007) 7, 1-14
2. Kirilova D., Cosmological Constraints on Neutrino Oscillations - Relaxed or Strengthened, Proc. 6th Intern. Symposium on Frontiers of Fundamental and Computational Physics, 26-29 September, Udine, Italy, Frontiers of Fundamental Physics, eds. B. Sidharth, F. Honsell, A. De Angelis, Kluwer Academic Publishers (2006) 55-59, ICTP report IC/2005/113, 1-5

## Приложения

В Приложение 1 е описана програмата на Фортран 77, която числено проследява еволюцията на полето и барионния заряд.

В Приложение 2 сме представили резултатите от изследването на зависимостта от параметрите на модела: калибровъчна константа  $\alpha$ , параметър на Хъбъл по време на инфлация  $H_I$ , маса на полето  $m$  и константи на самодействие  $\lambda_i$ .

## Благодарности

Изказвам огромна благодарност на доц. д-р Даниела Кирилова за нейната извънредна подкрепа. Тя не само беше мой научен ръководител, но също беше и приятел, с когото споделях и човекът, който ме вдъхновяваше и мотивираше от студентските ми години до днес. Благодаря на доц. д-р Г. Петров, който беше мой научен ръководител през първата година на докторантурата ми, а после научен консултант. Благодаря също на колегите от ИА на БАН, които ми помагаха и ме насърчаваха, и по-специално на Тони Вълчанов и Валентин Копчев. Благодаря и на ръководството на ИА, благодарение на което имах възможност да участвам в международни конференции и да представя резултатите от научните ни изследвания. Специално искам да отбележа и Международния център по теоретична физика - Abdus Salam ICTP в Триест, Италия, където в рамките на двумесечна позиция като Млад сътрудник, се възползвах от големите изчислителни мощности на института и успях да проведа основната част от числения анализ, описан във втора част на дисертацията.

## АБСТРАКТ/ ABSTRACT

In this thesis we have discussed physical processes effecting the generation of the matter content of the Universe.

First, we have studied the processes effecting Big Bang Nucleosynthesis during which the chemical content of the baryonic component of the Universe was produced. We have provided detail numerical analysis of the BBN production of  ${}^4\text{He}$ ,  $Y_p$ , in the presence of  $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$  neutrino oscillations, effective after electron neutrino decoupling. We have accounted for all known oscillations effects of neutrino oscillations on cosmological nucleosynthesis. We have calculated iso-helium contours and have obtained cosmological bounds corresponding to  $\delta Y_p/Y_p = 5.2\%$  in correspondance with the recently found higher uncertainty in  ${}^4\text{He}$ . In the framework of our analysis, iso-helium contours for  $\delta Y_p/Y_p > 5\%$  and different initial population of the sterile neutrino have been calculated, namely  $\delta N_s = 0; 0.5; 0.7; 0.9$ , both for resonant and non-resonant oscillations. The change of cosmological constraints in case of non-zero  $\delta N_s$  was determined. The results are important both for cosmology and for neutrino physics.

Further we have studied the processes effecting the formation of the baryon content of the Universe. We have constructed Scalar Field Condensate baryogenesis model based on Affleck and Dine baryogenesis scenario, which is consistent with the low energy required by inflation and can naturally produce the observed baryon asymmetry of the Universe. We have provided precise numerical analysis of the SFC baryogenesis model numerically accounting for the particle creation processes by the time varying scalar field. We have shown that there is a considerable difference in the obtained results compared to the analytical approach for the rate of particle creation  $\Gamma$  calculation. We have numerically obtained the dependence of the field and baryon charge evolution and their final values on the model's parameters gauge coupling constant  $\alpha$ , Hubble constant during inflation  $H_I$ , mass of the field  $m$  and self coupling constants  $\lambda_i$ . We have found the range of model parameters for which baryon asymmetry value close to the observed one can be generated. It has been shown that for a natural range of the model's parameters the inhomogenous SCB model is able to predict astronomically interesting vast antimatter domains, separated from the matter ones by baryonically empty voids.

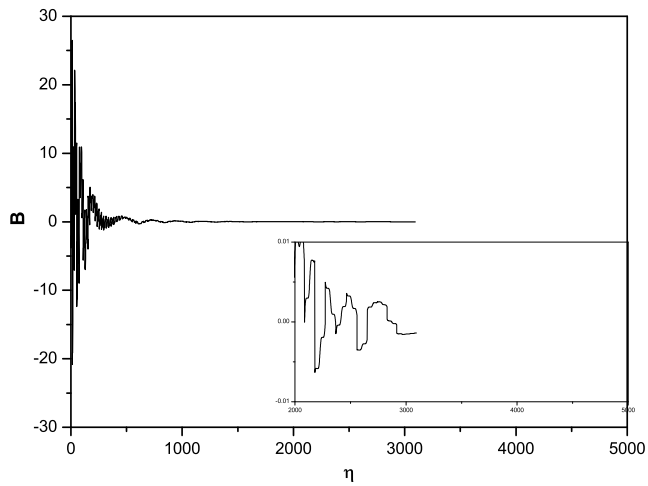
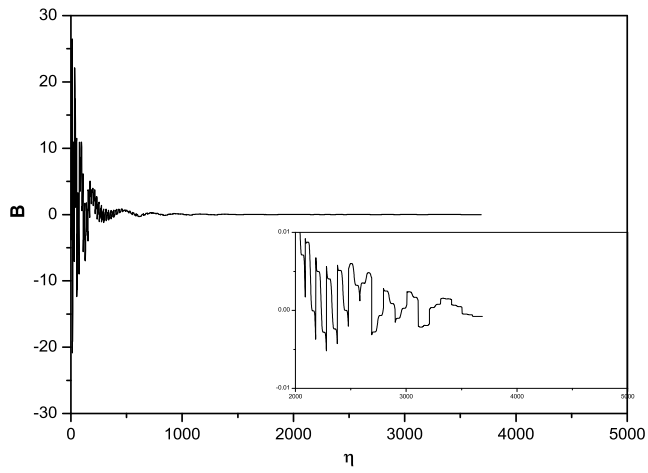
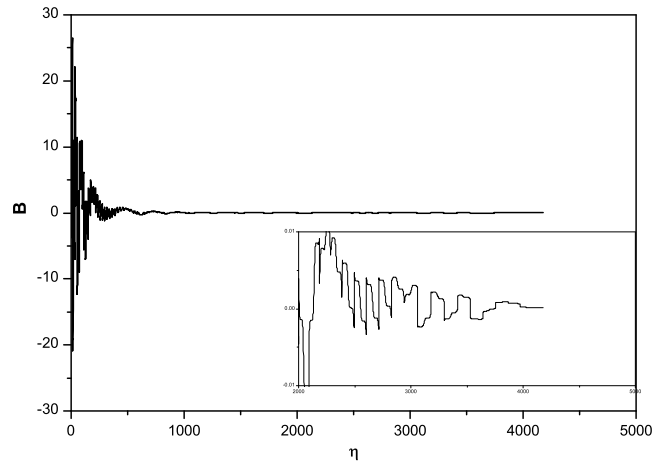


## Литература

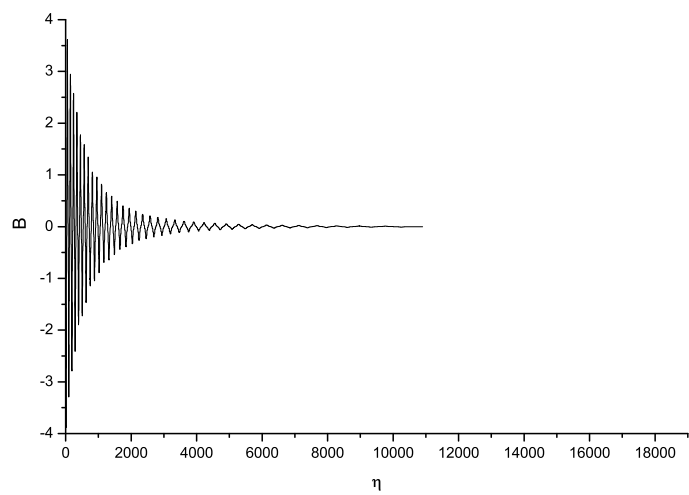
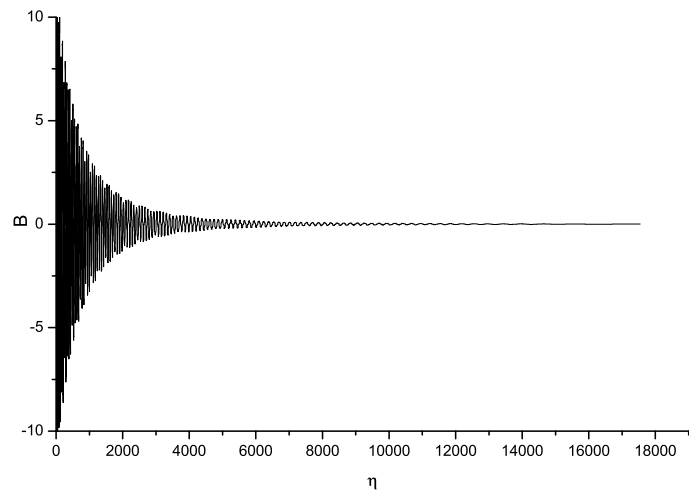
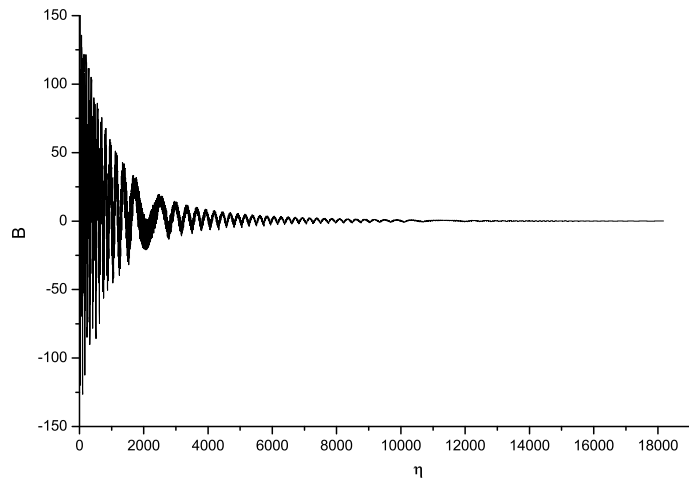
- [1] Beringer J.; et. al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, (2012), 010001
- [2] Pettini M.; Cooce R., arXiv:1205.3785 [astro-ph.CO], (2012)
- [3] Bennett C. L.; et. al., arXiv:1212.5225v2, (2012)
- [4] Dolgov A. D., arXiv:1002.2940, (2010)
- [5] Sakharov A., JETP 5, (1967), 32
- [6] Kuzmin V. A.; Rubakov V. A.; Shaposhnikov M. E., Phys. Rev. Lett. 84, (1985), 3756
- [7] Fukugita M.; Yanagida T., Phys. Lett. B174, (1986), 45
- [8] Affleck I.; Dine M., Nucl. Phys., B249, (1985), 361
- [9] Hamann J.; et. al., arXiv:1108.4136, (2011)
- [10] Abazadjian K.; et. al., arXiv: 1204.5379,2012
- [11] Holanda P. C.; Smirnov A. Yu., Phys. Rev. D83, (2011), 113011
- [12] Dolgov A. D., Sov. J. Nucl. Phys. 33, (1981), 700
- [13] Cyburt R. H.; Fields B. D.; Olive K. A., JCAP 0811, (2008), 012
- [14] Iocco F.; et. al., Phys. Rept. 472, (2009), 1
- [15] Panayotova M., Bulg. J. Phys. 38, (2011), 341
- [16] Mangano G.; et. al., Nucl. Phys. B 729, (2005), 221
- [17] Dolgov A. D., Sov. J. Nucl. Phys. B506, (1981), 7
- [18] Kirilova D., JINR E2-88-301, (1988)
- [19] Barbieri R.; Dolgov A. D., Phys. Lett. B237, (1990), 440
- [20] Izotov Y. I.; Thuan T. X., Astrophys. J. Lett. 710, (2010), L67
- [21] Steigman G., JCAP 04, (2010), 029
- [22] Aver E.; Olive K. A.; Skillman E. D., JCAP 05, (2010), 003
- [23] Iocco F.; et. al. PArthENoPE, website: <http://parthenope.na.infn.it>, (2008)
- [24] Aver E.; Olive K. A.; Skillman E. D., [arXiv:1012.2385v1], (2010)
- [25] ALEPH Collab.; et. al., Phys. Rept. 427, (2006), 257

- [26] Hamann J.; et. al., Phys. Rev. Lett. 105, (2010), 181301
- [27] Kopp J.; Maltoni M.; Schwetz T., Phys. Rev. Lett. 107, (2011), 091801
- [28] Fogli G. L.; et. al., Phys. Rev. D84, (2011), 053007
- [29] An F. P.; et. al. (Daya Bay Coll.), Chin. Phys C37, (2013), 011001
- [30] Kirilova D.; Chizhov M., Phys. Lett. B393, (1997), 375
- [31] Dolgov A. D., Phys. Rep. 370, (2002), 333
- [32] Kirilova D., Cen. Europ. J. of Phys. 2:3, (2004), 467
- [33] Kirilova D.; Panayotova M., JCAP 12, (2006), 014
- [34] Kirilova D.; Panayotova M., Proc. 4th Serbian-Bulgarian Astronomical Conference (IV SBGAC), Belgrade, Serbia 21-24 April, 201, (2004)
- [35] Kirilova D.; Panayotova M., IC/IR/2004/13, 1, (2004)
- [36] Kirilova D.; Panayotova M., Proc. VIIth school Non-acelerator astroparticle phisics, Trieste, 301, (2004)
- [37] Kirilova D., Int. J. Mod. Phys. D13, (2004), 831
- [38] Kirilova D., Int. J. Mod. Phys. D163, (2007), 1
- [39] Age P. A. R.; et. al. (Planck Collab.), arXiv:1303.5077 [astro-ph.CO], (2013)
- [40] Kirilova D.; Panayotova M.; Valchanov T., Proc. XIVth Rencontres de Blois "Matter-Antimatter Asymmetry"16th-22nd June, 2003, p.439; IC/2002/133, (2002)
- [41] Stecker F.; et. al., Phys. Rev. Lett. 27, (1971), 1469; hep-ph/020732
- [42] Steigman G., Ann. Rev. Astr. Astrop. 14, (1976), 339
- [43] Dudarevich A.; Wolfendale A., MNRAS 268, (1994), 609
- [44] Dolgov A. D.; Zeljdovich Ya., Rev. Mod. Phys. 53, (1981), 1
- [45] Dolgov A. D.; Kirilova D., Yad. Phys. 51 273, 335; Sov. J. Nucl. Phys. 51, (1990), 172
- [46] Dolgov A. D.; Kirilova D., J. Moscow Phys. Soc. 1, (1991), 217
- [47] Chizhov M.; Kirilova D., AATr, 10, (1996), 69
- [48] Kirilova D.; Chizhov M., MNRAS, 314, (2000), 256
- [49] Kirilova D.; Panayotova M., ICTP report IC/IR/2006/009, 1, (2006)

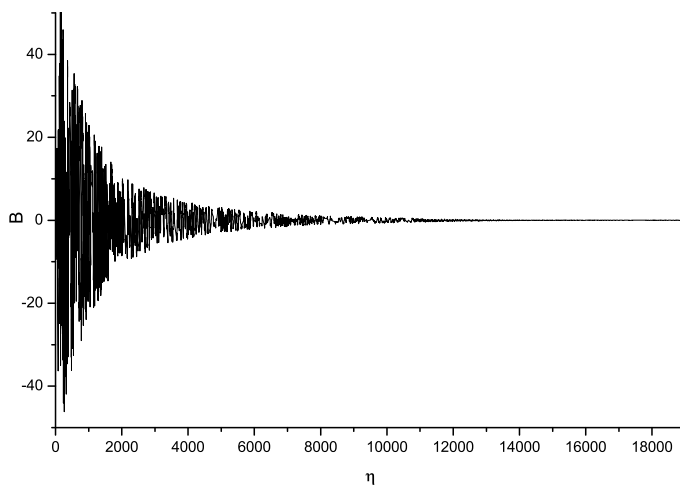
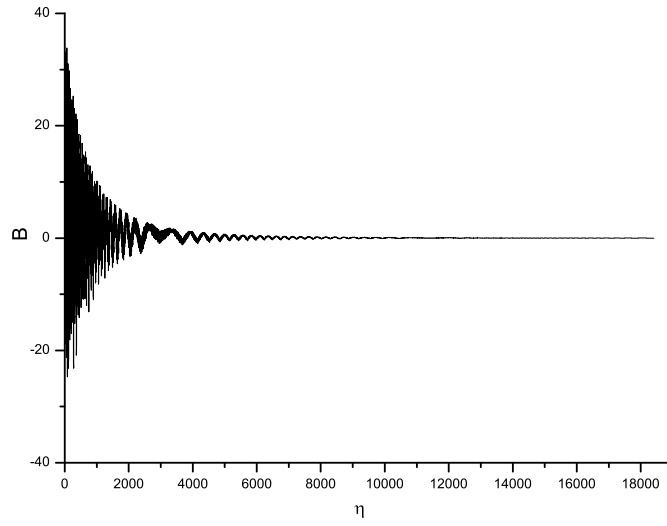
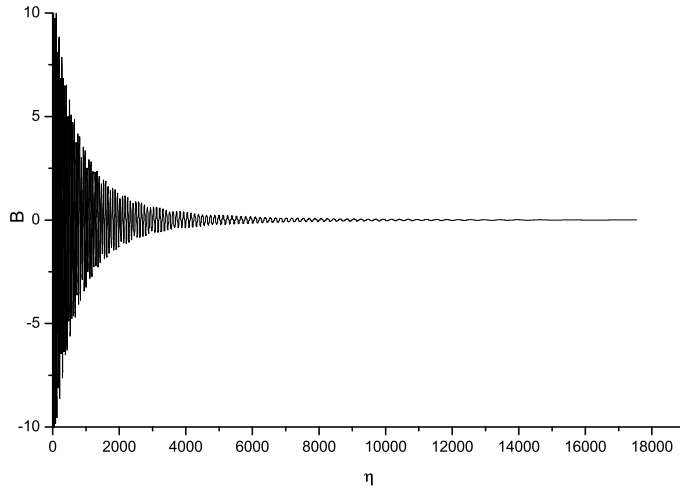
- [50] Kirilova D.; Panayotova M., *Bulg. J. Phys.* 34 s2, (2007), 330
- [51] Kirilova D.; Panayotova M., *Proc. 8th Serbian-Bulgarian Astronomical Conference (VIII SBGAC)*, Leskovac, Serbia 8-12 May, 2012
- [52] Vilenkin A.; Ford L., *Phys. Rev. D* 26, (1982), 1231
- [53] Linde A. D., *Phys. Lett. B* 116, (1982), 335
- [54] Bunch T. S.; Davies P. C. W., *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 360, (1978), 117
- [55] Starobinsky A. A., *Phys. Lett. B* 117 (3-4), (1982), 175
- [56] Press W.; et. al., *Numerical Recipes in Fortran 77*, Second edition, Cambridge Univ. Press, (2001)
- [57] Kirilova D.; Panayotova M., *Bulg. J. Phys.* 20, (2013), 45
- [58] Chizhov M.; Dolgov A., *Nucl. Phys. B*372, (1992), 521
- [59] Cohen A.; et. al., *Ap. J.* 495, (1998), 539



Фигура 12: Еволюция на барионния заряд  $B(\eta)$  за  $\lambda_1 = 10^{-2}$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = 10^{-3}$ ,  $\alpha = 10^{-2}$ ,  $H = 10^{11}$  GeV,  $\varphi_o = H_I \lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H_I^2$ . Горният контур е за  $m=350$  GeV, средният - за  $m=500$  GeV и долният -  $m=800$  GeV. Процесите на раждане на частици са отчетени числено [51].



Фигура 13: Еволюция на барионния заряд  $B(\eta)$  за  $\alpha = 10^{-3}$ ,  $m=350$  GeV,  $H = 10^{12}$  GeV,  $\lambda_{2,3} = 10^{-4}$ ,  $\varphi_o = H_I \lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H_I^2$ . Горният контур е за  $\lambda_1 = 10^{-3}$ , средният - за  $\lambda_1 = 10^{-2}$  и долният -  $\lambda_1 = 3 \times 10^{-2}$ . Процесите на раждане на частици са отчетени числено [57].



Фигура 14: Еволюция на барионния заряд  $B(\eta)$  за  $\alpha = 10^{-3}$ ,  $m=350$  GeV,  $H = 10^{12}$  GeV,  $\lambda_1 = 10^{-2}$ ,  $\varphi_o = H_I \lambda^{-1/4}$  and  $\dot{\varphi}_o = H_I^2$ . Горният контур е за  $\lambda_{2,3} = 10^{-4}$ , средният - за  $\lambda_{2,3} = 10^{-3}$  и долният -  $\lambda_{2,3} = 5 \times 10^{-3}$ . Процесите на раждане на частици са отчетени числено [57].