

ЛЕПТОГЕНЕЗИС В СИММЕТРИЧНОЙ ФАЗЕ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ: БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ И ЭВОЛЮЦИЯ ГИПЕРМАГНИТНОЙ СПИРАЛЬНОСТИ

В. Б. Семикоз^{a,}, А. Ю. Смирнов^{a,b}*

^a *Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
Российской академии наук (ИЗМИРАН) им. Н. В. Пушкова
142190, Троицк, Москва, Россия*

^b *Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 июля 2014 г.

Исследуется эволюция барионной асимметрии Вселенной (БАВ) в симметричной фазе до электрослабого фазового перехода (ЭФП), индуцированная лептогенезисом в гипермагнитном поле произвольной структуры и с максимальной плотностью гипермагнитной спиральности. Новизна работы заключается в том, что вычислена БАВ для непрерывного спектра гипермагнитной спиральности. Наблюдаемое значение БАВ $V_{obs} = 10^{-10}$, которое может получаться в крупномасштабных гипермагнитных полях, удовлетворяющих неравенству волновых чисел $k \leq k_{max}$, растет с увеличением k_{max} . Мы покажем также, что используемый в нашей модели лептогенезиса свободный параметр начального значения асимметрии правых электронов $\xi_{eR}(\eta_0)$ не может принимать слишком больших значений $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-4}$, поскольку это приводит к отрицательной БАВ к моменту ЭФП. Напротив, достаточно малое начальное значение асимметрии правых электронов на уровне $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$ обеспечивает ее дальнейший рост, и соответствующий рост БАВ от нуля до некоторой положительной величины, включая наблюдаемое $V_{obs} = 10^{-10}$.

DOI: 10.7868/S0044451015020066

1. ВВЕДЕНИЕ

Астрофизические магнитные поля влияют на распространение космических лучей, на звездную (солнечную) активность и т. д., в то время как их происхождение до сих пор представляет открытую проблему в астрофизике и космологии [1–3]. Уравнения Максвелла линейны относительно полей \mathbf{E} , \mathbf{B} , поэтому должно быть некоторое затравочное (магнитное) поле, необходимое для включения динамо, ведущего к усилению напряженностей до величин наблюдаемых галактических магнитных полей, $B_{gal} \sim 10^{-6}$ Гс. Есть две возможности поиска такой затравки в галактике: а) астрофизическая, например, в сценариях, учитывающих взрывы сверхновых с выбросом в межгалактическое пространство магнитогидродинамической (МГД) плазмы с вморо-

женным магнитным полем, б) космологический сценарий, предусматривающий наличие затравочных полей (и рассматривающий их эволюцию) на протяжении радиационно-доминированной и пылевидной стадий ранней Вселенной. Мы опираемся в настоящей работе на второй сценарий (б). Верхний предел на космологическое магнитное поле (КМГ), $B < 10^{-10} - 10^{-9}$ Гс, известен давно, например, из наблюдений фарадеевской меры вращения плоскости поляризации излучения в радиодиапазоне [4]. Первые признаки присутствия КМГ в межгалактической среде, которые могут выжить вплоть до нынешней эпохи, связаны с предсказанием нижнего предела амплитуд КМГ, $B_{CMF} > 10^{-16} - 10^{-14}$ Гс, следующего из спутниковых наблюдений фотонов высоких энергий (из эксперимента Ферми, в частности) [5, 6], что является новым подтверждением концепции КМГ, используемой здесь.

В данной работе нас будет интересовать фундаментальная проблема генерации барионной асим-

*E-mail: semikoz@yandex.ru

метрии в первичном КМГ, существующем до электрослабого фазового перехода (ЭФП) в ранней Вселенной. Для выяснения природы этого поля заметим, что максвелловское поле A_μ — это след абелева $U(1)_Y$ гиперзарядового поля Y_μ . Последнее существует в исходной плазме до ЭФП в качестве единственного безмассового (дальнодействующего) калибровочного поля, в отличие от неабелевых составляющих W_μ^3 , обладающих «магнитной» массовой щелью в плазме порядка $g^2 T$, т. е. исчезающих на больших масштабах. Оба поля входят в каноническое соотношение $A_\mu = \cos \theta_W Y_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3$, где $\sin^2 \theta_W \approx 0.23$ — параметр Вайнберга в стандартной модели (СМ). Это различие в пространственных масштабах объясняет, почему для безмассового фотона следует использовать граничное условие $A_\mu = \cos \theta_W Y_\mu$ в момент ЭФП $t = t_{EW}$ у границы пузыря новой фазы¹⁾.

Таким образом, гипермагнитное поле (ГМП) $\mathbf{B}_Y = \nabla \times \mathbf{Y}$, сформировавшееся до ЭФП и его плотность спиральности $h_Y = \mathbf{Y} \cdot \mathbf{B}_Y$ оказываются важными источниками для таких характеристик максвелловского поля, как его начальное значение B , начальная длина корреляции Λ , начальная плотность магнитной спиральности $h = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$. Есть другие важные проблемы, связанные с изменением плотности спиральности гипермагнитного поля $dh_Y/dt = -2\mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y$. На однопетлевом уровне dh_Y/dt пропорциональна нарушению фермионного числа $\partial_\mu j^\mu \sim \mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y \neq 0$, благодаря абелевой аномалии, или же фермионное число «сидит» в ГМП [7].

Проблема эволюции лептонной асимметрии через абелеву аномалию в спиральном гипермагнитном поле напрямую связана с ростом барионной асимметрии Вселенной (БАВ). Заметим, что сам процесс лептогенезиса в гипермагнитном поле уже исследовался в нашей недавней работе [8], и это исследование было сделано для произвольной конфигурации ГМП с максимальной плотностью спиральности. В предыдущих работах [9, 10] авторы также рассматривали эволюцию БАВ, опираясь на конкретные одномерные конфигурации гипермагнитного поля — черн-саймоновскую волну $Y_0 = 0$, $\mathbf{Y} = Y(t)(\sin k_0 z, \cos k_0 z, 0)$ с фиксированным волновым числом $k_0 = \text{const}$ и максимальной плотностью спиральности. Таким образом, был проигнорирован обратный каскад, который необходим в случае более реалистичного непрерывного спектра спиральности в случае произвольной 3D-конфигурации ГМП.

¹⁾ Мы предполагаем здесь ЭФП первого рода, поддерживаемый сильным гипермагнитным полем.

Основной целью настоящей работы является полное описание роста БАВ в спиральном гипермагнитном поле для произвольной трехмерной конфигурации ГМП вплоть до момента ЭФП. В нашей модели при учете асимметрии левых лептонов в равновесной плазме мы вынуждены учитывать сфалеронные переходы вакуум–вакуум, что понижает число образующихся левых лептонов и соответственно БАВ благодаря закону сохранения глобального заряда $B/3 - L_e = \text{const}$, во внешнем гипермагнитном поле.

Наш сценарий заключается в следующем. Мы рассматриваем плазму горячей Вселенной до ЭФП на этапе $T_{RL} > T > T_{EW}$, когда левые лептоны $L = (\nu_{eL} e_L)^T$ вступают в равновесие с исходными правыми электронами e_R за счет обратного хиггсовского распада $e_R \bar{e}_L \rightarrow \varphi^{(0)}$, $e_R \bar{\nu}_{eL} \rightarrow \varphi^{(-)}$ ²⁾. Это происходит в процессе охлаждения Вселенной до температуры $T_{RL} \sim 10$ ТэВ, когда скорость хиггсовских распадов $\Gamma_{RL} \sim T$ становится больше, чем скорость хаббловского расширения Вселенной $H \sim T^2$, $\Gamma_{RL} \geq H$.

В работе [12] было показано, что затравочное гипермагнитное поле приводит к появлению черн-саймоновского вклада в эффективный лагранжиан СМ поля Y_μ за счет эффекта поляризации, который связан с ненулевым средним (макроскопическим) псевдовекторным лептонным током $j_{i5} = \langle \bar{\psi} \gamma_i \gamma_5 \psi \rangle \sim B_i^Y \neq 0$. Появление левых фермионов приводит к дополнительному поляризационному эффекту из-за макроскопических токов левых лептонов в затравочном гипермагнитном поле \mathbf{B}_Y ,

$$J_{i5}^{(e)} = \langle \bar{\psi}_{eL} \gamma_i \gamma_5 \psi_{eL} \rangle \sim \mu_{eL} B_i^Y,$$

$$J_{i5}^{(\nu)} = \langle \bar{\nu}_{eL} \gamma_i \gamma_5 \nu_{eL} \rangle \sim \mu_{eL} B_i^Y,$$

где для дублета $L = (\nu_{eL} e_L)^T$ химический потенциал левых лептонов μ_{eL} совпадает с химическим потенциалом левого нейтрино, $\mu_{eL} = \mu_{\nu_{eL}}$.

Учитывая эволюцию асимметрии левых лептонов $(n_{eL} - n_{\bar{e}L}) \sim \mu_{eL}(t)$ благодаря абелевой аномалии при температурах $T_{EW} < T < T_{RL}$, а также с учетом взаимодействия левых фермионов со сфалеронами, мы расширяем также сценарий

²⁾ Следует заметить, что процесс распадов (обратных распадов) бозонов Хиггса не единственный канал реакций, приводящий к изменению киральности лептонов. Таковыми могут быть, например, процессы рассеяния, в частности, e_R на бозоне Хиггса $e_R H \leftrightarrow L_e A$, где $A = Y$ или W — калибровочные поля [11]. Для нас важна оценка роли левых лептонов (электронов) в процессе бариогенезиса хотя бы на примере одного из каналов реакций. Один из авторов (В. С.) благодарит Киммо Кайнулайнена за комментарий на эту тему при обсуждении цикла предшествующих работ нашей группы.

[7, 13], основанный на лептогенезисе вследствие эволюции асимметрии одних правых электронов ($n_{eR} - n_{\bar{e}R} \sim \mu_{eR}(t) \neq 0$ в тех же гипермагнитных полях $\mathbf{B}_Y \neq 0$).

Ниже в разд. 2 мы получаем кинетическое уравнение для плотности спектра гипермагнитного поля в фурье-представлении с использованием конформных переменных. Такой спектр зависит от лептонных асимметрий, которые развиваются в самосогласованном гипермагнитном поле, как описано в разд. 2.2. Затем в главном разд. 3 мы вычисляем БАВ, используя закон сохранения (Хуфта) $B/3 - L_e = \text{const}$ и численно решая самосогласованные нелинейные кинетические уравнения для лептонного числа L_e и непрерывного спектра плотности спиральности \dot{h}_Y . В разд. 4 мы обсуждаем наши результаты, сравнивая их с некоторыми предыдущими расчетами БАВ (для монохроматического спектра плотности спиральности) в том же сценарии лептогенезиса.

2. ЛЕПТОГЕНЕЗИС В ГИПЕРМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В стандартной модели $U(1)_Y$ — абелевы аномалии, возникающие в гиперзарядовом поле Y_μ :

$$\frac{\partial j_{R,L}^\mu}{\partial x^\mu} = \pm \frac{g'^2 Y_{R,L}^2}{64\pi^2} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu}, \quad (1)$$

нарушают закон сохранения соответствующих лептонных чисел.

Здесь $Y_R = -2$, $Y_L = -1$ — это гиперзаряды соответственно правых и левых лептонов, $Y_{\mu\nu}$ и дуальная $\tilde{Y}^{\mu\nu}$ — напряженности гиперзарядового поля, $g' = e/\cos\theta_W$ — калибровочная константа связи в СМ. Верхний (нижний) знак в правой части (1) соответствует правым (левым) токам, $j_R^\mu = \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \Psi_R$ и $j_L^\mu = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \Psi_L$, где $\Psi_R = (1 + \gamma_5)\Psi/2$ и $\Psi_L = (1 - \gamma_5)\Psi/2$ — соответственно правое и левое биспинорные поля.

2.1. Гипермагнитная спиральность перед ЭФП

Если среда покоится как целое, то уравнение Фарадея, описывающее гипермагнитное поле $\mathbf{B}_Y = \nabla \times \mathbf{Y}$, имеет вид³⁾

³⁾ Всюду в тексте мы пренебрегли изменением макроскопической скорости в плазме, описываемым уравнением Навье–Стокса, поскольку характерный масштаб изменения скорости λ_v намного меньше, чем длина корреляции ги-

$$\frac{\partial \mathbf{B}_Y}{\partial t} = \nabla \times \alpha_Y \mathbf{B}_Y + \eta_Y \nabla^2 \mathbf{B}_Y, \quad (2)$$

где при температуре $T_{RL} > T > T_{EW}$ коэффициент гипермагнитной спиральности α_Y вычисляется из химических потенциалов левых и правых электронов μ_{eR}, μ_{eL} [9, 10]:

$$\alpha_Y(T) = \frac{g'^2(\mu_{eR} + \mu_{eL}/2)}{4\pi^2 \sigma_{cond}}, \quad (3)$$

а $\eta_Y = (\sigma_{cond})^{-1}$ — коэффициент гипермагнитной диффузии, $\sigma_{cond}(T) \approx 100T$ — электропроводность горячей плазмы. Подчеркнем, что α_Y -эффект в уравнении Фарадея (2) возникает из-за добавления слагаемого Черн–Саймонса $L_{CS} \sim \mathbf{Y} \cdot \mathbf{B}_Y$ в эффективный лагранжиан гиперзарядового поля, взаимодействующего с частицами в СМ-плазме, и обязанного поляризованному эффекту, индуцированному гипермагнитным полем [12]. Умножая уравнение (2) на соответствующий векторный потенциал и добавляя аналогичную конструкцию, полученную путем умножения эволюционного уравнения для векторного потенциала на поле, после интегрирования по пространству мы получим уравнение эволюции для гипермагнитной спиральности $H_Y = \int d^3x \mathbf{Y} \cdot \mathbf{B}_Y$:

$$\begin{aligned} \frac{dH_Y}{dt} = & -2 \int_V (\mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y) d^3x - \\ & - \oint [Y_0 \mathbf{B}_Y + \mathbf{E}_Y \times \mathbf{Y}] d^2S = -2\eta_Y(t) \times \\ & \times \int d^3x (\nabla \times \mathbf{B}_Y) \cdot \mathbf{B}_Y + 2\alpha_Y(t) \int d^3x B_Y^2(t). \quad (4) \end{aligned}$$

Для одной симметричной фазы до ЭФП мы опустили в последней строке (4) поверхностный интеграл $\oint(\dots)$, так как гиперзарядовые поля обращаются в нуль в бесконечности. Однако такой поверхностный интеграл может быть важен на границе раздела различных фаз в процессе ЭФП, $T \sim T_{EW}$. В работе [14] авторы исследуют, как поток гипермагнитной спиральности проникает сквозь поверхность, разделяющую симметричную фазу и фазу с нарушенной симметрией, и как плотность гипермагнитной спиральности $h_Y = \mathbf{B}_Y \cdot \mathbf{Y}$ преобразуется в плотность магнитной спиральности $h = \mathbf{B} \cdot \mathbf{A}$ в момент ЭФП первого рода.

пермагнитного поля $\lambda_v \ll k^{-1}$, другими словами, инфракрасные моды гипермагнитного поля практически не зависят от скорости плазмы. Кроме того, потоковая скорость \mathbf{v} не дает вклада в эволюцию спиральности $dh_Y/dt \sim (\mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y)$, когда используется обобщенный закон Ома, $\mathbf{E}_Y = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}_Y + \eta_Y \nabla \times \mathbf{B}_Y - \alpha_Y \mathbf{B}_Y$.

Перейдем от физических переменных к конформным, используя конформное время $\eta = M_0/T$, $M_0 = M_{Pl}/1.66\sqrt{g^*}$, где $M_{Pl} = 1.2 \cdot 10^{19}$ — планковская масса, $g^* = 106.75$ — это эффективное число релятивистских степеней свободы.

В FRW-метрике $ds^2 = a^2(\eta)(d\eta^2 - d\tilde{\mathbf{x}}^2)$ использовано определение $a = T^{-1}$, $a_0 = 1$ при температуре T_{now} , $d\eta = dt/a(t)$ и мы введем следующие обозначения: $\tilde{k} = ka = \text{const}$ — конформный импульс (дающий красное смещение $k \sim T = T_{now}(1+z)$); $\xi_a(\eta) = a\mu_a = \mu_a/T$ — безразмерная фермионная асимметрия, которая меняется с течением времени; $\tilde{\mathbf{B}}_Y = a^2\mathbf{B}_Y$, $\tilde{\mathbf{Y}} = a\mathbf{Y}$ — конформные безразмерные аналоги соответственно гипермагнитного поля и гипермагнитного потенциала.

Здесь удобно переписать (4), используя конформные координаты $\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{x}/a$ для фурье-компонент плотности спиральности,

$$\tilde{h}_Y(\eta) \equiv \int \tilde{\mathbf{Y}} \cdot \tilde{\mathbf{B}}_Y \frac{d^3x}{V} = \int d\tilde{k} \tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta),$$

и плотности энергии гипермагнитного поля

$$\tilde{\rho}_{B_Y}(\eta) = \tilde{B}_Y^2(\eta)/2 = \int d\tilde{k} \tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta),$$

определенные через их спектры

$$\begin{aligned} \tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta) &= \frac{\tilde{k}^2 a^3}{2\pi^2 V} \tilde{\mathbf{Y}}(\tilde{k}, \eta) \cdot \tilde{\mathbf{B}}_Y^*(\tilde{k}, \eta), \\ \tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta) &= \frac{\tilde{k}^2 a^3}{4\pi^2} \tilde{\mathbf{B}}(\tilde{k}, \eta) \cdot \tilde{\mathbf{B}}_Y^*(\tilde{k}, \eta). \end{aligned} \quad (5)$$

Это позволяет нам вычислить интегралы $\int d^3x(\dots)/V$ в (4) так же, как в уравнении Фарадея (2), умножая его на \mathbf{B}_Y^* и складывая с его комплексно-сопряженным $\mathbf{B}_Y \partial_t \mathbf{B}_Y^* = \dots$, и получить эволюционное уравнение для спектра плотности спиральности и спектра гипермагнитной плотности энергии.

Общая система эволюционных уравнений для спектров плотности спиральности $\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)$ и плотности энергии $\tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta)$, удовлетворяющих неравенству $\tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta) \geq \tilde{k} \tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)/2$ [15], имеет следующий вид в конформных переменных:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)}{d\eta} &= -\frac{2\tilde{k}^2}{\sigma_c} \tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta) + \\ &+ \left(\frac{4\alpha'(\xi_{eR} + \xi_{eL}/2)}{\pi\sigma_c} \right) \tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta), \\ \frac{d\tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta)}{d\eta} &= -\frac{2\tilde{k}^2}{\sigma_c} \tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta) + \\ &+ \left(\frac{\alpha'(\xi_{eR} + \xi_{eL}/2)}{\pi\sigma_c} \right) \tilde{k}^2 \tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta), \end{aligned} \quad (6)$$

где константа $\alpha' = g'^2/4\pi$ определяется калибровочной СМ-константой связи $g' = e/\cos\theta_W$, $\sigma_c = \sigma_{cond}/T \approx 100$ это безразмерная электропроводность плазмы, $\xi_{eR}(\eta) = \mu_{eR}(T)/T$ и $\xi_{eL}(\eta) = \mu_{eL}(T)/T$ являются асимметриями соответственно правых и левых электронов.

Эта система дополняется кинетическими уравнениями для самих асимметрий $\xi_{eR}(\eta)$, $\xi_{eL}(\eta)$, приведенными ниже в уравнениях (13), (14). Было бы интересно в будущем пронаблюдать из уравнений (6), как начальное поле без спиральности, $\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta_0) = 0$, эволюционирует в присутствии ненулевой начальной энергии (спектра начальной плотности энергии ГМП), для которых производная плотности спиральности все же отлична от нуля,

$$[d\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)/d\eta]_{\eta=\eta_0} = (4\alpha'\xi_{eR}(\eta_0)/\pi\sigma_c) \tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta_0) \neq 0.$$

Спектры начальной плотности энергии ГМП, $\rho_{B_Y}(k, t_0) = Ak^{n+2}$, зависят от показателя n , в частности, для колмогоровского спектра подставляется $n = -5/3$. Этот случай является предметом отдельного рассмотрения.

Для частного случая максимальной спиральности

$$\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta) = 2\tilde{\rho}_{B_Y}(\tilde{k}, \eta)/\tilde{k} \quad (7)$$

система (6) сводится к одному уравнению:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)}{d\eta} &= -\frac{2\tilde{k}^2 \tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)}{\sigma_c} + \\ &+ \left(\frac{2\alpha'[\xi_{eR}(\eta) + \xi_{eL}(\eta)/2]\tilde{k}}{\pi\sigma_c} \right) \tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta). \end{aligned} \quad (8)$$

Примером такого поля («полностью спирального»), которое здесь не рассматривается, удовлетворяющего калибровке $\nabla \cdot \mathbf{Y} = 0$, $Y_0 = 0$, является волна Черн–Саймонса

$$\mathbf{Y} = Y(t)(\sin k_0 z, \cos k_0 z, 0),$$

для которой гипермагнитное поле $\mathbf{B}_Y = \nabla \times \mathbf{Y} = k_0 \mathbf{Y}$ имеет нетривиальную топологию, являясь полем с максимальной спиральностью. Действительно, его плотность спиральности $h_Y = \mathbf{Y} \mathbf{B}_Y = k_0 Y^2(t)$ связана с плотностью энергии $\rho_{B_Y} = \mathbf{B}_Y^2/2 = k_0^2 Y^2(t)/2$ в точности через соотношение $k_0 h_Y = 2\rho_{B_Y}$.

Решение уравнения (8) имеет вид (см. также уравнение (8) в работе [16]):

$$\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta) = \tilde{h}_Y^{(0)}(\tilde{k}, \eta_0) \exp \left(\frac{2\tilde{k}}{\sigma_c} \times \left[\frac{\alpha'}{\pi} \int_{\eta_0}^{\eta} \left(\xi_{eR}(\eta') + \frac{\xi_{eL}(\eta')}{2} \right) d\eta' - \tilde{k}(\eta - \eta_0) \right] \right). \quad (9)$$

Спектр безразмерной плотности спиральности $\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta) = a^3 h_Y(\tilde{k}, \eta)$ можно переписать в компактном виде как

$$\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta) \equiv \frac{h_Y(\tilde{k}, \eta)}{T^3} = \tilde{h}_Y^{(0)}(\tilde{k}, \eta_0) \exp \left[A(\eta)\tilde{k} - B(\eta)\tilde{k}^2 \right], \quad (10)$$

где начальный спектр $\tilde{h}_Y^{(0)}(\tilde{k}, \eta_0) = h_Y(\tilde{k}, \eta_0)/T_0^3$ соответствует в нашем случае моменту появления левой асимметрии $T_0 = T_{RL}$. Здесь мы использовали обозначения, взятые из (9):

$$A(\eta) = \frac{2\alpha'}{\pi\sigma_c} \int_{\eta_0}^{\eta} \left(\xi_{eR}(\eta') + \frac{\xi_{eL}(\eta')}{2} \right) d\eta', \quad (11)$$

$$B(\eta) = \frac{2}{\sigma_c}(\eta - \eta_0).$$

Пренебрегая квантовыми эффектами абелевых аномалий (в случае $\alpha' = 0$) и в отсутствие гипермагнитной диффузии (когда динамические эффекты исчезают в пределе идеальной плазмы, $\sigma_c \rightarrow \infty$), мы получим из (10) закон сохранения плотности спиральности $d\tilde{h}_Y/d\eta = 0$, $\tilde{h}_Y = \text{const}$, с учетом конформного масштабирования $h_Y(\eta) = (\eta_0/\eta)^3 h_Y(\eta_0)$.

Чтобы вычислить спектр плотности спиральности (10), мы будем искать самосогласованные функции лептонной асимметрии $\xi_{eR}(\eta)$, $\xi_{eL}(\eta)$.

2.2. Эволюция лептонной асимметрии

Для простоты мы рассмотрим только обратный распад бозона Хиггса, т. е. пренебрежем асимметрией бозона Хиггса, $\mu_0 = 0$. Система кинетических уравнений для лептонов, учитывающая абелевы аномалии как правых электронов, так и левых электронов (нейтрино), обратный распад бозона Хиггса и сфалеронные переходы, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dL_{eR}}{dt} &= \frac{g'^2}{4\pi^2 s} (\mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y) + 2\Gamma_{RL} \{L_{eL} - L_{eR}\}, \\ \frac{dL_{eL}}{dt} &= -\frac{g'^2}{16\pi^2 s} (\mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y) + \\ &+ \Gamma_{RL} \{L_{eR} - L_{eL}\} - \left(\frac{\Gamma_{sph} T}{2} \right) L_{eL}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $L_b = (n_b - n_{\bar{b}})/s \approx T^3 \xi_b / 6s$ — лептонное число, $b = e_R, e_L, \nu_e^L$, $s = 2\pi^2 g^* T^3 / 45$ — плотность энтропии, $g^* = 106.75$ — число релятивистских степеней свободы. Коэффициент «два» в первой строке учитывает эквивалентность каналов реакций $e_R \bar{e}_L \rightarrow \tilde{\varphi}^{(0)}$ и $e_R \bar{\nu}_{eL} \rightarrow \varphi^{(-)}$; Γ_{RL} — скорость (ширина) распада бозонов Хиггса с изменением киральности лептонов. Конечно, для левого дублета $L_e^T = (\nu_e^L, e_L)$ кинетическое уравнение для числа нейтрино избыточно, потому что $L_{eL} = L_{\nu_{eL}}$. Далее, $\Gamma_{sph} = C\alpha_W^5 = C(3.2 \cdot 10^{-8})$ — безразмерная вероятность сфалеронных переходов, которые уменьшают число левых лептонов, приводя к вымыванию барионной асимметрии Вселенной. Такая вероятность задана $SU(2)_W$ константой связи $\alpha_W = g^2/4\pi = 1/137 \sin^2 \theta_W = 3.17 \cdot 10^{-2}$, где $g = e/\sin \theta_W$ — калибровочная константа в СМ, а константа $C \approx 25$ оценивается через численные расчеты на решетке (см., например, гл. 11 в книге [17]).

В конформных переменных после интегрирования системы (12) по объему $\int d^3x(\dots)/V$, переходя к фурье-переменным для гиперзарядовых полей, кинетические уравнения (12) получаем в виде

$$\frac{d\xi_{eR}(\eta)}{d\eta} = -\frac{3\alpha'}{\pi} \int d\tilde{k} \frac{d\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)}{d\eta} - \Gamma \left[\xi_{eR}(\eta) - \xi_{eL}(\eta) \right], \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\xi_{eL}(\eta)}{d\eta} &= +\frac{3\alpha'}{4\pi} \int d\tilde{k} \frac{d\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)}{d\eta} - \\ &- \frac{\Gamma(\eta)}{2} \left[\xi_{eL}(\eta) - \xi_{eR}(\eta) \right] - \frac{\Gamma_{sph}}{2} \xi_{eL}(\eta), \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\Gamma(\eta) = \left(\frac{242}{\eta_{EW}} \right) \left[1 - \left(\frac{\eta}{\eta_{EW}} \right)^2 \right], \quad (15)$$

$$\eta_{RL} < \eta < \eta_{EW}$$

— безразмерная скорость изменения киральности $\Gamma = 2a\Gamma_{RL}$ [9, 18], $\eta_{EW} = M_0/T_{EW} = 7 \cdot 10^{15}$ — момент времени ЭФП при температуре $T_{EW} = 100$ ГэВ.

Производная в подынтегральных выражениях первых членов в (13), (14), $d\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)/d\eta$, дается уравнением (8), где в правой части мы должны подставить $\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)$ из уравнения (10).

Мы выберем следующие начальные условия в момент $\eta_0 = \eta_{RL} = 7 \cdot 10^{13}$, что соответствует температуре $T_{RL} = 10$ ТэВ:

$$\xi_{eL}(\eta_0) = 0, \quad \xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}. \quad (16)$$

В разд. 3.1 обсуждается также случай большой начальной лептонной асимметрии, $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-4}$, поскольку это — свободный параметр в нашей задаче.

Решение системы (13) и (14) позволяет рассчитать эволюцию гипермагнитной плотности спиральности (10) для двух случаев:

а) монохроматический спектр плотности спиральности

$$\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta) = \tilde{h}_Y(\eta)\delta(\tilde{k} - \tilde{k}_0), \quad (17)$$

б) непрерывный начальный спектр $\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta_0) \sim \tilde{k}^{n_s}$, $n_s \geq 3$.

Здесь начальная плотность спиральности для монохроматического спектра (17) $\tilde{h}_Y(\eta_0) = (\tilde{B}_0^Y)^2/\tilde{k}_0$ дается затравочным полем \tilde{B}_0^Y . Задача имеет два свободных параметра: а) значение затравочного поля \tilde{B}_0^Y при начальной температуре $T_0 = T_{RL} = 10$ ТэВ и б) значение начальной правой электронной асимметрии $\xi_{eR}(\eta_0) \neq 0$ в выбранном сценарии [9, 10]. Всюду будем считать начальную гипермагнитную плотность энергии $\tilde{\rho}_{B_Y}^{(0)} = 10^{-8}$, что соответствует сильному затравочному полю $B_0^Y = 10^{-4}\sqrt{2}T_0^2 \sim 10^{24}$ Г. Заметим, что такое поле не влияет на фридмановский закон расширения Вселенной, $\rho_{B_Y} \ll \rho_\gamma \sim T^4$.

3. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ И БАВ В ГИПЕРМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Как следует из кинетических уравнений (12), в отсутствие гиперзарядового поля полное лептонное число не сохраняется из-за сфалеронных переходов, уничтожающих левые лептоны, $dL_e/dt = \dot{L}_{eR} + \dot{L}_{eL} + \dot{L}_{\nu_{eL}} = -\Gamma_{sph}L_{eL}$. Бариогенезис осуществляется через лептогенезис вследствие закона сохранения $B/3 - L_e = \text{const}$, где $B = (n_B - n_{\bar{B}})/s$. С учетом абелевых аномалий в системе (12) такой бариогенезис возможен, $\dot{B} \neq 0$, когда гипермагнитное поле увеличивает число лептонов и БАВ, $dL_e/dt|_{B_Y \neq 0} > 0$, $dB/dt|_{B_Y \neq 0} > 0$. Этот процесс конкурирует с влиянием сфалеронов, вымывающих L_{eL} и B (для сравнения см. [9], где авторы пренебрегали сфалеронными переходами).

Сохраняются три глобальных заряда ($\delta_i = \text{const}$):

$$\frac{B}{3} - L_e = \delta_1, \quad \frac{B}{3} - L_\mu = \delta_2, \quad \frac{B}{3} - L_\tau = \delta_3, \quad (18)$$

а также $L_{eR} = \delta_R$, пока $T \gg T_{RL}$. Если начальная БАВ отличается от нуля, $B(t_0) \neq 0$, и если предпо-

ложить отсутствие лептонной асимметрии для частиц второго и третьего поколения, вплоть до T_{EW} , $L_\mu = L_\tau = 0$, то находим, что отношение $\delta_2 = \delta_3 = B(x_0)/3$ верно лишь только в начальный момент. Из первого закона сохранения в уравнении (18) находим изменение БАВ, $B(t)$, при температуре $T < T_{RL}$. Это изменение подчиняется соотношению

$$\frac{B(t)}{3} - L_e(t) = \frac{B(t_0)}{3} - L_{eR}(t_0) = \delta_{2,3} - \delta_R = \delta_1.$$

Если для простоты мы будем считать нулевой начальную БАВ, $B(t_0) = 0$, или $\delta_{2,3} = 0$, то в итоге мы получим закон сохранения $B(t)/3 - L_e(t) = -L_{eR}(t_0)$.

Таким образом, в данном случае, БАВ «сидит» в гиперзарядовом поле и снижается из-за сфалеронных процессов, как следует из кинетических уравнений (12):

$$\begin{aligned} B(t) &= 3 \int_{t_0}^t \left[\frac{dL_{eR}(t')}{dt'} + \frac{dL_{eL}(t')}{dt'} + \frac{dL_{\nu_e^L}(t')}{dt'} \right] dt' = \\ &= \frac{3g'^2}{8\pi^2} \int_{t_0}^t (\mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{V}_Y) \frac{dt'}{s} - 3 \int_{t_0}^t \Gamma_{sph} T L_{eL} dt'. \quad (19) \end{aligned}$$

Используя первое уравнение системы (12), где гипермагнитное слагаемое происходит из абелевой аномалии $\sim (\mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{V}_Y)$, получаем из уравнения (19) барионную асимметрию в следующем виде:

$$\begin{aligned} B(\eta) &= 5.3 \cdot 10^{-3} \int_{\eta_0}^{\eta} d\eta' \left\{ \frac{d\xi_{eR}(\eta')}{d\eta} + \Gamma(\eta) \times \right. \\ &\times \left. [\xi_{eR}(\eta') - \xi_{eL}(\eta')] \right\} - \frac{6 \cdot 10^7}{\eta_{EW}} \int_{\eta_0}^{\eta} \xi_{eL}(\eta') d\eta'. \quad (20) \end{aligned}$$

3.1. Эволюция БАВ для непрерывного спектра плотности спиральности

Эволюция барионной асимметрии в гипермагнитных полях с максимальной спиральностью $\tilde{k}\tilde{h}_Y(\eta, \tilde{k}) = 2\tilde{\rho}_{B_Y}(\eta, \tilde{k})$ описывается уравнением (20) и показана на рис. 1.

Спектр плотности спиральности гипермагнитного поля $\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta)$ играет решающую роль для эволюции БАВ, как это следует из кинетических уравнений (13), (14) выше. Для непрерывного начального спектра

$$\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta_0) = C_1 \tilde{k}^{n_s} \quad (21)$$

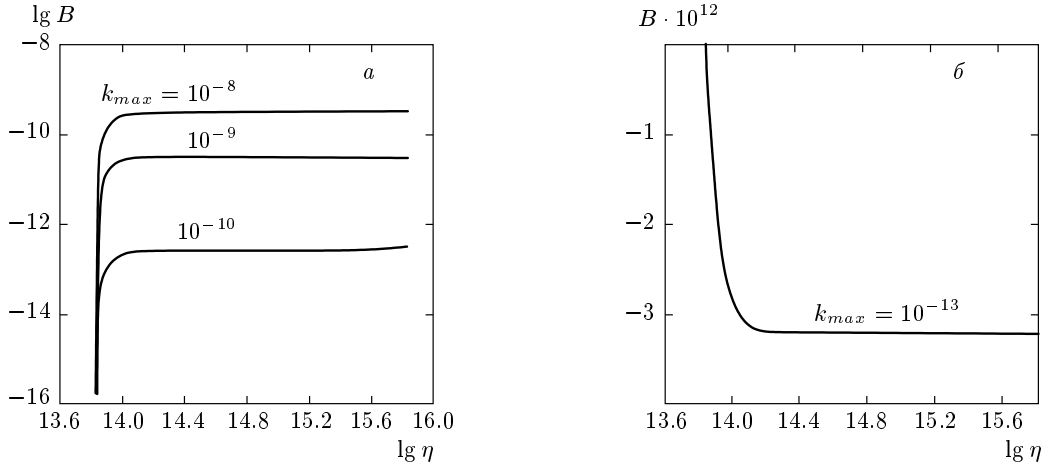


Рис. 1. а) Эволюция БАВ $B(\eta)$ в логарифмическом масштабе для непрерывного начального спектра плотности спиральности $\tilde{h}_Y(\eta_0, \tilde{k}) = C\tilde{k}^{n_s}$, $n_s = 3$, и начальной правой асимметрии $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$. б) Отрицательная БАВ $B(\eta) < 0$, эволюционирующая для такого же спектра и начальной асимметрии $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$ в случае минимально возможного волнового числа $\tilde{k}_{max} = 10^{-13}$. В обоих случаях начальная левая асимметрия отсутствует: $\xi_{eL}(\eta_0) = 0$

мы определяем плотность спиральности как

$$\tilde{h}_Y(\eta) = C_1 \int_0^{\tilde{k}_{max}} \tilde{k}^{n_s} \exp[A(\eta)\tilde{k} - B(\eta)\tilde{k}^2] d\tilde{k} = C_1 I_{n_s}(\eta). \quad (22)$$

Здесь функции $A(\eta)$, $B(\eta)$ заданы уравнением (11). Постоянную C_1 можно оценить с помощью соотношения для полностью спирального поля

$$\tilde{h}_Y(\tilde{k}, \eta_0) = C_1 \tilde{k}^{n_s} = 2\tilde{\rho}_{BY}(\tilde{k}, \eta_0)/\tilde{k}.$$

Используя определение начальной гипермагнитной энергии

$$\int d\tilde{k} \tilde{\rho}_{BY}(\tilde{k}, \eta_0) = (\tilde{B}_0^Y)^2/2,$$

получим соотношение

$$C_1 \int_0^{\tilde{k}_{max}} \tilde{k}^{n_s+1} d\tilde{k} = (\tilde{B}_0^Y)^2 = 2\tilde{\rho}_Y^{(0)} = 2 \cdot 10^{-8}$$

для выбранного выше значения затравочного поля. Далее варьируем максимальное значение \tilde{k}_{max} , пропорциональное эффективности гипермагнитной диффузии: чем короче длина волны, тем сильнее диффузия гипермагнитного поля. Таким образом, мы определяем константу $C_1 = (n_s + 2)(\tilde{B}_0^Y)^2/(\tilde{k}_{max})^{n_s+2}$.

В случае непрерывного начального спектра (21) можно переписать кинетические уравнения для лептонной асимметрии (13), (14), управляющие изменениям БАВ:

$$\frac{d\xi_{eR}}{d\eta} = \frac{6\alpha' C_1}{\pi\sigma_c} \times \left[I_{n_s+2}(\eta) - \frac{\alpha'}{\pi} \left(\xi_{eR} + \frac{\xi_{eL}}{2} \right) I_{n_s+1}(\eta) \right] - \Gamma(\eta)(\xi_{eR} - \xi_{eL}), \quad (23)$$

$$\frac{d\xi_{eL}}{d\eta} = -\frac{3\alpha' C_1}{2\pi\sigma_c} \times \left[I_{n_s+2}(\eta) - \frac{\alpha'}{\pi} \left(\xi_{eR} + \frac{\xi_{eL}}{2} \right) I_{n_s+1}(\eta) \right] - \Gamma(\eta)(\xi_{eL} - \xi_{eR}) - \frac{\Gamma_{sph}}{2} \xi_{eL}(\eta). \quad (24)$$

Интегралы $I_{(n_s+2), (n_s+1)}(\eta)$ являются функциями лептонной асимметрии ξ_{eR} , ξ_{eL} через $A(\eta)$ в уравнении (22), таким образом, эти дифференциальные уравнения сильно нелинейны и могут быть решены только численно.

На рис. 2 показана эволюция правой лептонной асимметрии $\xi_{eR}(\eta)$, найденная в результате решения системы самосогласованных уравнений (23), (24). Это может помочь нам интерпретировать эволюцию БАВ на рис. 1 и 3. Заметим, что асимметрия левых лептонов ξ_{eL} имеет гораздо меньшее значение, $\xi_{eL} \ll \xi_{eR}$, во-первых, из-за сфалеронных переходов, уменьшающих L_{eL} , во-вторых, из-за начальных условий $\xi_{eL}(\eta_0) = 0$, $\xi_{eR}(\eta_0) \neq 0$, при которых ξ_{eL} не успевает вырасти к моменту ЭФП η_{EW} . Действительно, предполагая, что на уровне насыщения $\partial_t \xi_{eR} = \partial_t \xi_{eL} \approx 0$, умножая (14) на 4 и добавляя (13), получаем

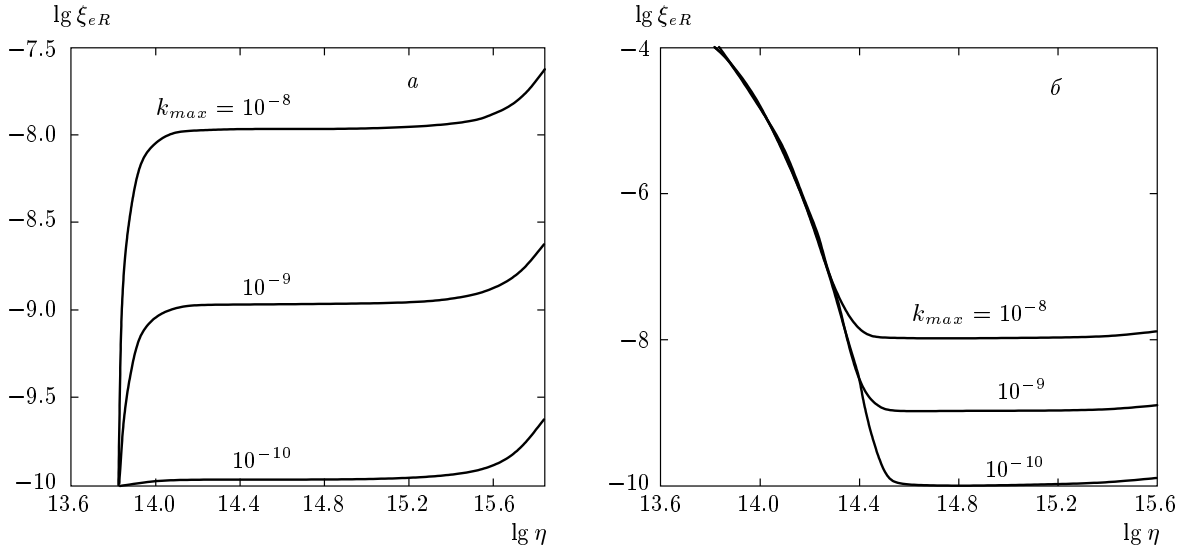


Рис. 2. Лептогенезис $\xi_{eR}(\eta)$ в логарифмическом масштабе для непрерывного начального спектра плотности спиральности $\tilde{h}_Y(\eta_0, \tilde{k}) = C\tilde{k}^{n_s}$, $n_s = 3$, $0 \leq \tilde{k} \leq \tilde{k}_{max}$: *a* — три кривые для различных значений волновых чисел $\tilde{k}_{max} = 10^{-8}, 10^{-9}, 10^{-10}$ стартуют от начального значения $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$; *б* — для тех же значений \tilde{k}_{max} , кривые $\xi_{eR}(\eta)$ стартуют от $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-4}$. Начальная левая лептонная асимметрия равна нулю в обоих случаях $\xi_{eL}(\eta_0) = 0$

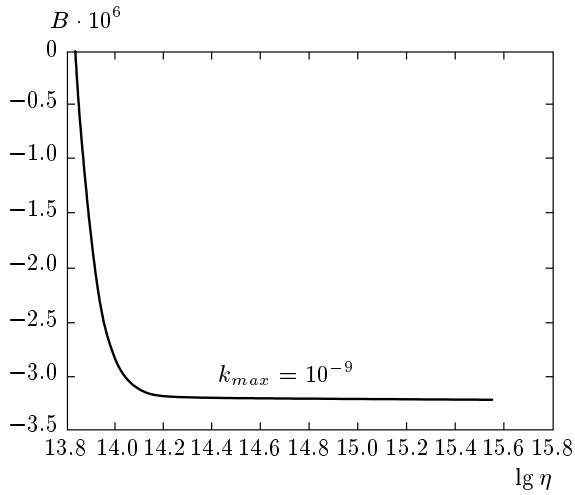


Рис. 3. Отрицательная барионная асимметрия для непрерывного начального спектра плотности спиральности $\tilde{h}_Y(\eta_0, \tilde{k}) = C\tilde{k}^{n_s}$, $n_s = 3$. Линия БАВ отвечает $\tilde{k}_{max} = 10^{-9}$, где правая асимметрия $\xi_{eR}(\eta)$ стартует с большого начального значения $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-4}$. Начальная левая асимметрия равна нулю $\xi_{eL}(\eta_0) = 0$

$$\xi_{eL} = \frac{\Gamma \xi_{eR}}{\Gamma + 2\Gamma_{sph}} \ll \xi_{eR}, \quad (25)$$

где $\Gamma_{sph} \gg \Gamma$. Объяснение того, почему $\xi_{eR}(\eta)$ растет из-за абелевой аномалии (1), стремясь асимптотически к уровню насыщения, $\xi_{eR}(\eta) \approx \text{const}$, дано в работе [8], где в случае монохроматического спектра плотности спиральности показана независимость такого уровня насыщения от выбранного начального условия $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$ или $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-4}$. Подобным образом отсутствие зависимости величины насыщения $\xi_{eR} \approx \text{const}$ становится очевидным и здесь для непрерывного спектра плотности спиральности при сравнении рис. 2*a* и рис. 2*б* для одинаковых \tilde{k}_{max} . Затем дополнительный рост правой лептонной асимметрии к концу интервала на рис. 2 объясняется исчезновением обратного распада Хиггса (15) и ведет к дополнительному (второму) росту БАВ на рис. 1 при $\eta \rightarrow \eta_{EW}$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы рассмотрели лептогенезис и соответствующий бариогенезис в присутствии гипермагнитных полей до момента ЭФП, $T > T_{EW} \approx 100$ ГэВ, когда абелева аномалия для e_R и левого дублета $L = (\nu_e^L e_L)^T$ обеспечивают эволюцию их асимметрий. Учтены хиггсовский обратный распад и сфалеронные переходы в широкой области температур $T_{RL} \geq T \geq T_{EW}$, $T_{RL} \approx 10$ ТэВ. Сомнения в том, возмож-

но ли обеспечить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной в симметричной фазе, временно «запасая» БАВ в асимметрии e_R , развеваны в случае сильных гипермагнитных полей. Вымывание БАВ из-за сфалеронных переходов вследствие вовлечения левых частиц при $T < T_{RL}$ через обратный распад Хиггса не критично в широком диапазоне значений гипермагнитного поля. Сильное затравочное гипермагнитное поле $B_Y^{(0)}$ гарантирует нужный рост БАВ.

Рост БАВ возможен только при растущей правой электронной асимметрии, $d\xi_{eR}(\eta)/d\eta > 0$, стартующей с малого начального значения $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$ (см. рис. 2а). Однако, даже для положительных $d\xi_{eR}(\eta)/d\eta > 0$ такой рост возможен не для всех масштабов гипермагнитного поля $\Lambda = \tilde{k}^{-1}$ в области волновых чисел $0 < \tilde{k} \leq \tilde{k}_{max}$. Чем меньше k_{max} , тем меньше оказывается рост БАВ за счет уменьшения плотности спиральности $h_Y \approx YB \sim kY^2$ как источника лептогенезиса через абелеву аномалию. В результате, для малых значений k_{max} рост БАВ прекращается, и вместо него мы видим уменьшение БАВ вплоть до отрицательных величин $B < 0$. Отметим, что аналогичная зависимость была обнаружена для монохроматической черн-саймоновской волны (см. правую панель рис. 1 в работе [10]). В настоящей работе на рис. 1б показано падение БАВ, которая становится отрицательной, $B < 0$, почти сразу для малых $\tilde{k}_{max} = 10^{-13}$.

С другой стороны, такой свободный параметр, как большие начальные значения лептонной асимметрии ($\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-4}$) не позволяет получить положительную БАВ, $B > 0$. Действительно, несмотря на одинаковый уровень насыщения для ξ_{eR} для обоих начальных условий, малых $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$ и больших $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-4}$ (см. рис. 2), отрицательный знак производной $d\xi_{eR}/d\eta < 0$ во втором случае, (см. также уравнение (20)), приводит к отрицательным значениям БАВ, $B < 0$. Этот случай показан на рис. 3 для большого значения начальной асимметрии $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-4}$ и интервала волновых чисел $0 \leq \tilde{k} \leq \tilde{k}_{max} = 10^{-9}$, для которого, наоборот, наблюдался рост БАВ в случае малой начальной асимметрии $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$ (для сравнения — рис. 1а).

Подчеркнем разницу между монохроматическим и более реалистичным непрерывным спектром плотности спиральности в их влиянии на рост БАВ. Случай монохроматического и непрерывного спектра плотности магнитной спиральности был недавно рассмотрен в работе [8] без расчета соответствующей БАВ. Тем не менее, такая эволюция БАВ по-

казана на рис. 1, в работе [10], где рассмотрена черн-саймоновская волна гиперзарядового поля Y_μ с некоторыми фиксированными волновыми числами \tilde{k}_0 . Заметим, что черн-саймоновская волна имеет максимальную плотность спиральности (см. комментарии выше к уравнению (9)), что делает сравнение со случаем непрерывного спектра разумным. На рис. 1 в работе [10] сплошная линия достигает $B_{obs} \sim 10^{-10}$ для $\tilde{k}_0 \sim 10^{-10}$, с использованием параметра $B_0 = 2.1 \cdot 10^{-2}$ в уравнении (3.8). В то время как в настоящей работе случай $\tilde{k}_{max} \sim 10^{-10}$ приводит к небольшой БАВ, $B \ll B_{obs}$, и только большая величина $\tilde{k}_{max} \sim 10^{-8}-10^{-9}$ позволяет получить $B = B_{obs} \sim 10^{-10}$ (см. рис. 1а). Такая контрастная разница объясняется учетом обратного каскада, который уменьшает волновые числа $\tilde{k} < \tilde{k}_{max}$, $\tilde{k} \rightarrow 0$, и сами крупномасштабные ГМП $B_Y \sim kY$, которые имеют все меньшие и меньшие амплитуды в последовательных шагах обратного каскада, а также тем, что плотность спиральности $h_Y \sim YB_Y \sim kY^2$ падает, переставая поддерживать рост лептонного числа и рост БАВ.

Можно заключить, что наблюдаемая барионная асимметрия $B_{obs} \sim 10^{-10}$ может быть обеспечена путем лептогенезиса в сильном гипермагнитном поле для широкой области масштабов ГМП $\Lambda = k^{-1}$, заданных волновыми числами $0 < \tilde{k} \leq \tilde{k}_{max}$ в непрерывном спектре. Для малой начальной лептонной асимметрии $\xi_{eR}(\eta_0) = 10^{-10}$ значение $B_{obs} \sim 10^{-10}$ можно получить асимптотически для спектра, ограниченного интервалом $\tilde{k}_{max} \sim 10^{-8}-10^{-9}$. Для той же начальной асимметрии более узкий обратный каскад в области волновых чисел $0 < \tilde{k} < \tilde{k}_{max} < 10^{-10}$ приводит к меньшему БАВ, $B \ll B_{obs}$ (см. рис. 1а). Это происходит из-за пониженной плотности спиральности в качестве источника БАВ при интегрировании в более узком интервале непрерывного спектра.

Мы благодарим Д. Д. Соколова за обсуждение и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Brandenburg, D. Sokoloff, and K. Subramanian, Sp. Sci. Rev. **169**, 123 (2012).
2. D. Grasso and H. R. Rubinstein, Phys. Rep. **348**, 163 (2001).
3. F. Krause and R. Beck, Astron. Astrophys. **335**, 789 (1998).

4. Ya. B. Zeldovich, A. A. Ruzmaikin, and D. D. Sokoloff, *Magnetic Fields in Astrophysics*, Gordon and Breach Science Publishers, New York (1983).
5. A. Neronov and D. V. Semikoz, *Phys. Rev. D* **80**, 123012 (2009).
6. A. Neronov and I. Vovk, *Science* **328**, 73 (2010).
7. M. Giovannini and M. E. Shaposhnikov, *Phys. Rev. D* **57**, 2186 (1998).
8. V. B. Semikoz, A. Yu. Smirnov, and D. D. Sokoloff, *J. Cosm. Astropart. Phys.* **10**, 014 (2013).
9. M. Dvornikov and V. B. Semikoz, *J. Cosm. Astropart. Phys.* **02**, 040 (2012); *Erratum*: *J. Cosm. Astropart. Phys.* **08**, E01 (2012).
10. M. Dvornikov and V. B. Semikoz, *Phys. Rev. D* **87**, 025023 (2013).
11. J. M. Cline, K. Kainulainen, and K. A. Olive, *Phys. Rev. D* **49**, 6394 (1994).
12. V. B. Semikoz and J. W. F. Valle, *J. Cosm. Astropart. Phys.* **11**, 048 (2011).
13. V. B. Semikoz, D. Sokoloff, and J. W. F. Valle, *J. Cosm. Astropart. Phys.* **06**, 008 (2012).
14. P. M. Akhmet'ev, V. B. Semikoz, and D. D. Sokoloff, *JETP Lett.* **91**, 215 (2010).
15. D. Biskamp, *Magnetohydrodynamic Turbulence*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2003).
16. A. Boyarsky, J. Fröhlich, and O. Ruchayskiy, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 031301 (2012).
17. D. S. Gorbunov and V. A. Rubakov, *Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory*, World Scientific Publishing Company, Singapore (2011), p. 251.
18. B. A. Campbell, S. Davidson, J. Ellis, and K. A. Olive, *Phys. Lett. B* **297**, 118 (1992).