

Ю.В. ШТАНОВ,<sup>1,2</sup> М.В. ПАВЛЮК<sup>3</sup><sup>1</sup> Інститут теоретичної фізики імені М.М. Боголюбова НАН України  
(Вул. Метрологічна, 14-б, Київ 03143; e-mail: shtanov@bitp.kiev.ua)<sup>2</sup> Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка  
(Вул. Обсерваторна, 3, Київ 04053)<sup>3</sup> Фізичний факультет Київського національного університету імені Тараса Шевченка  
(Просп. Академіка Глушкова, 2, Київ 03022; e-mail: pavlyukconnection@gmail.com)**ІНФЛЯЦІЙНИЙ МАГНІТОГЕНЕЗ  
З ГЕЛІКАЛЬНИМ ЗВ'ЯЗКОМ<sup>1</sup>**

УДК 524.83

Описано простий сценарій інфляційного магнітогенезу, оснований на гелікальному зв'язку з електромагнетизмом. Він дозволяє генерувати гелікальні магнітні поля з напруженістю до  $10^{-7}$  Гс у сучасну епоху у вузькій спектральній смузі, центрованої на довільному фізичному хвильовому числі, через налаштування параметрів моделі. Додаткові обмеження на магнітне поле виникають із теорії баріогенезу та, ймовірно, з ефекту Швінгера народження заряджених пар частинок-античастинок.

Ключові слова: первісні магнітні поля, інфляція.

**1. Вступ**

Магнітні поля пронизують наш Всесвіт на різних просторових масштабах [1]. Є чіткі вказівки на наявність магнітних полів у міжгалактичному середовищі, включаючи порожнечі [2–6], з напруженістю  $B \gtrsim 10^{-16}$  Гс  $\times \max\{1, \sqrt{\text{Мпк}/\lambda}\}$ , де  $\lambda$  – довжина когерентності поля. Ці спостереження свідчать про космологічне походження магнітних полів, які потім посилюються в галактиках, ймовірно, за допомогою механізму динамо (див. огляди [7, 8]).

Серед найбільш привабливих можливостей генерації магнітних полів – інфляційний магнітогенез; він природно пояснює їх велику довжину когерентності, яка може бути порівнянна з розмірами великомасштабної структури. Підсилення вакуумного електромагнітного поля під час інфляції вимагає порушення конформної інваріантності рівнянь поля. Проста пропозиція [9, 10] полягає у розгляді модифікованого калібрувально-інваріантного лагранжіана для електромагнітного поля у вигляді<sup>2</sup>

$$\mathcal{L}_{\text{em}} = -\frac{1}{4}I^2 F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}fF_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (1)$$

де  $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}F^{\alpha\beta}$  – дуальне за Ходжем до  $F^{\mu\nu}$ , а  $I$  та  $f$  – нетривіальні функції часу на інфляційній стадії завдяки їх залежності від фонових полів

таких як інфлятон або кривина метрики. Перший доданок у (1) – це так званий кінетичний зв'язок; другий доданок, який порушує просторову парність, – це гелікальний зв'язок. Численні варіанти цієї моделі розглядалися у літературі (див. нещодавні огляди [7, 8]).

Сценарії з кінетичним зв'язком із електромагнетизмом стикаються з проблемами зворотної реакції та сильного калібрувального зв'язку [11–13]. В цілому, якщо функція  $I$  монотонно зменшується з часом, то переважно підсилюється електричне поле, спричиняючи проблему зворотної реакції на інфляцію і перешкоджаючи породженню магнітних полів потрібної напруженості. Якщо ж функція  $I$  монотонно зростає, то переважно підсилюється магнітне поле, але виникає проблема сильного калібрувального зв'язку, що знецінює пертурбативний підхід, оскільки ефективний калібрувальний заряд  $e_{\text{eff}} \propto I^{-1}$  є занадто великим на ранніх стадіях цього процесу [11]. Типові спроби подолати

<sup>1</sup> Ця робота базується на результатах, які доповідалися на міжнародній конференції “XI Bolyai–Gauss–Lobachevsky (BGL-2019): Non-Euclidean, Noncommutative Geometry and Quantum Physics.”

<sup>2</sup> У рамках стандартної моделі для збереження калібрувальної інваріантності слід розглядати зв'язок із калібрувальним полем слабого гіперзаряду  $B_\mu$ , але ми не будемо вдаватися до цих тонкощів, які не змінюють наших результатів.

ці труднощі [14–16] вимагають достатньо низького енергетичного масштабу інфляції для отримання магнітних полів значної величини.

В цій роботі розглядається модель (1) із стандартним кінетичним членом ( $I \equiv 1$ ), але з нетривіальною функцією  $f$  гелікального зв'язку. На відміну від випадку кінетичного зв'язку, абсолютне значення  $f$  є несуттєвим (оскільки другий доданок у (1) із сталою  $f$  був би топологічним), що значно розширює границі його можливої еволюції – ця модель є вільною від проблеми сильного зв'язку. Типові закони еволюції  $f$  розглядалися у літературі раніше. Еволюція у формі  $f \propto (\log a)^s$  під час інфляції (що виникає у випадку лінійної залежності  $f$  від інфлятонного поля) загалом приводить до максимально гелікальних магнітних полів із блакитним спектром потужності [17–19] та з занадто малою потужністю на супутніх масштабах галактик, скупчень та порожнеч для пояснення магнітних полів у цих об'єктах [7]. Еволюція степеневого виду  $f \propto a^s$  із  $s > 0$  [20] також допускає лише незначне підсилення магнітного поля [21].

У цій роботі ми описуємо інший сценарій, коли  $f$  еволюціонує монотонно протягом певного періоду часу, інтерполюючи між двома сталими асимптотичними значеннями. Регулюючи два вільні параметри цієї моделі (тривалість періоду еволюції та зміну  $\Delta f$  за цей період), можна згенерувати гелікальні магнітні поля з напруженістю до  $10^{-7}$  Гс у поточну епоху у вузькій спектральній смузі, яка може бути центрована на довільному розумному хвильовому числі.

У рамках стандартної моделі електрослабкої взаємодії, магнітогенез перебігає наступним чином. Залежно від того, порушена чи ні електрослабка симетрія під час інфляції, генерується електромагнітне поле або поле слабого гіперзаряду. Після розігрівання Всесвіту, електрослабка симетрія відновлюється, і виживає лише слабкогіперзарядна частина магнітного поля, що робить поле гіпермагнітним. Це поле еволюціонує до моменту електрослабкого переходу за температур близько 160 ГеВ, під час якого воно поступово перетворюється на звичайне магнітне поле, яке зберігається до нашої епохи [22, 23].

Гелікальні гіпермагнітні поля є джерелом баріонного числа у гарячому Всесвіті [24, 25], відкриваючи цікаву можливість баріогенезу [26–31]. Вимога неперевіщення спостережуваної середньої

концентрації баріонів накладає додаткові обмеження на напруженість та довжину когерентності максимально гелікального первісного магнітного поля.

## 2. Сценарій

Ми розглядаємо модель з лагранжіаном (1), у якому  $I \equiv 1$ , а  $f$  є функцією часу через залежність від фонових полів (таких як інфлятон та/або кривина метрики).

Ми працюємо з просторово пласкою метрикою у конформних координатах,  $ds^2 = a^2(\eta)(d\eta^2 - \delta_{ij}dx^i dx^j)$ , і приймаємо продовжну калібрувальну умову  $A_0 = 0$  і  $\partial^i A_i = 0$  для векторного потенціалу. У просторовому представленні Фур'є і у сталому нормованому базисі спіральності  $e_h(\mathbf{k})$ ,  $h = \pm 1$ , для якого  $i\mathbf{k} \times \mathbf{e}_h = hke_h$ , маємо  $\mathbf{A} = \sum_h \mathcal{A}_h \mathbf{e}_h e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$ . Тоді спіральні компоненти задовільняють рівняння

$$\mathcal{A}_h'' + (k^2 + hkf') \mathcal{A}_h = 0, \quad (2)$$

де штрих позначає похідну за конформним часом  $\eta$ .

Спектральні густини квантових флуктуацій магнітного та електричного полів характеризуються, відповідно, звичайними співвідношеннями<sup>3</sup>

$$\mathcal{P}_B = \frac{d\rho_B}{d \ln k} = \frac{k^4}{8\pi^2 a^4} \sum_h |\mathcal{A}_h(\eta, k)|^2, \quad (3)$$

$$\mathcal{P}_E = \frac{d\rho_E}{d \ln k} = \frac{k^4}{8\pi^2 a^4} \sum_h \left| \frac{\mathcal{A}_h'(\eta, k)}{k} \right|^2, \quad (4)$$

у яких амплітуда векторного потенціалу нормована таким чином, щоб  $\mathcal{A}_h(\eta) \sim e^{-ik\eta}$  при  $\eta \rightarrow -\infty$ . Множник перед сумами у (3) та (4) є спектральною густиною вакуумних флуктуацій у пласкому просторі-часі у кожній моді з фізичним хвильовим числом  $k/a$ .

Для достатньо малих значень  $k$ , член  $hkf'$  у дужках рівняння (2) домінує над членом  $k^2$ , і для спіральності, для якої цей член є від'ємним, слід очікувати регулярного зростання у відповідній моді.

Спираючись на це спостереження, ми розглянули у [21] лінійну залежність  $f$  від конформного

<sup>3</sup> Ми використовуємо систему одиниць, у якій  $\hbar = c = 1$ .

часу:  $f'(\eta) = \text{const}$ ,  $\eta_1 \leq \eta \leq \eta_2$ , що з'єднує часові епохи зі сталими значеннями  $f$ . Зростання  $\mathcal{A}_h$  у цьому випадку є експоненціальним для однієї із спіральностей у інтервалі  $\eta_1 < \eta < \eta_2$ . У цій роботі ми розглядаємо якісно подібну, але гладку еволюцію  $f(\eta)$ , для якої задача також точно розв'язна. Зручно вибираючи початок відліку конформного часу  $\eta$ , ми розглядаємо функцію зв'язку

$$f(\eta) = \frac{1}{2} \Delta f \tanh\left(\frac{2\eta}{\Delta\eta}\right), \quad (5)$$

де  $\Delta\eta > 0$  – це її часова ширина. Тоді  $f'_0 \equiv f'(0) = \Delta f / \Delta\eta$ . Ми припускаємо, що еволюція  $f$  у цілому завершується до завершення стадії інфляції.

Вводячи безрозмірний час  $\tau = 2\eta / \Delta\eta$  та хвильове число  $p = k\Delta\eta/2$ , можна записати загальний розв'язок рівняння (2) через функції Феррерса [32, Chapter 14]:

$$\mathcal{A}_h(\tau) = c_+ P_\nu^\mu(\tanh \tau) + c_- P_\nu^{-\mu}(\tanh \tau), \quad (6)$$

із

$$\mu = ip, \quad \nu = q - \frac{1}{2}, \quad q \equiv \frac{1}{2} \sqrt{1 + 2h\Delta f p}. \quad (7)$$

Асимптотика  $\mathcal{A}_h \sim e^{-ik\eta} = e^{-ip\tau}$  при  $\tau \rightarrow -\infty$  визначає константи  $c_+$  та  $c_-$  у (6). Протилежна асимптотика  $\mathcal{A}_h \sim \alpha_k e^{-ip\tau} + \beta_k e^{ip\tau}$  при  $\tau \rightarrow \infty$  у (6) визначає коефіцієнти Боголюбова  $\alpha_k$  і  $\beta_k$ . Пропускаючи простий розрахунок, наведемо результат:

$$\alpha_k = \frac{\Gamma(1 - ip)\Gamma(-ip)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + q - ip\right)\Gamma\left(\frac{1}{2} - q - ip\right)}, \quad (8)$$

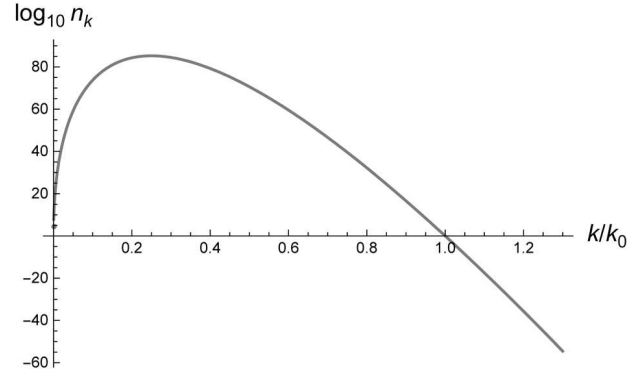
$$\beta_k = -i \frac{\cos(\pi q)}{\sinh(\pi p)}, \quad (9)$$

із необхідною умовою  $|\alpha_k|^2 - |\beta_k|^2 = 1$ . Після еволюції зв'язку середнє число квантів у заданій моді становить

$$n_k = |\beta_k|^2 = \frac{\cos^2(\pi q)}{\sinh^2(\pi p)}. \quad (10)$$

Для спіральності з  $h\Delta f < 0$  визначена у (7) величина  $q$  є чисто уявною при  $p > 1/2|\Delta f|$ . У наближенні  $p \gg \max\{1/2|\Delta f|, 1/\pi\}$  отримуємо

$$n_k \approx e^{2\pi(\sqrt{|\Delta f|p/2} - p)} = e^{\pi|\Delta f|(\sqrt{k/k_0} - k/k_0)}, \quad (11)$$



Спектр (10) у логарифмічному масштабі для спіральності з  $h\Delta f < 0$  і для  $|\Delta f| = 250$

де  $k_0 = |f'_0|$  – хвильове число, за якого спектр (11) досягає одиниці на ділянці експоненціального спадання. Показник експоненти у цьому виразі досягає максимуму при  $k_m = k_0/4$ , з максимальним середнім числом заповнення  $n_m = e^{\pi|\Delta f|/4}$ , що є експоненціально великим при  $|\Delta f| \gg 1$ . Спектр (10) зображено на рисунку для типового значення  $|\Delta f| = 250$  (див. нижче). Середніми числами заповнення для протилежної спіральності можна знехтувати.

Спектральні густини (3) і (4) мають порівнянну величину і, оскільки одна спіральність домінує у  $n_k$ , маємо, використовуючи (11),

$$\mathcal{P}_B \approx \mathcal{P}_E \approx \frac{k^4}{4\pi^2 a^4} \left[ 1 + e^{\pi|\Delta f|(\sqrt{k/k_0} - k/k_0)} \right]. \quad (12)$$

Бачимо, що спектральні густини досягають піка за центрального значення  $k = k_m$  з шириною  $\Delta k \simeq k_m / \sqrt{|\Delta f|} \ll k_m$  при  $|\Delta f| \gg 1$ . Отже електричне та магнітне поле генеруються за цим сценарієм із однаковими спектрами у спектральній області підсилення.

Використовуючи наближення Гауса для (12), можна оцінити загальне перевищення (над вакуумом) електромагнітної густини енергії і магнітного поля:

$$\rho_{\text{em}} \simeq \frac{2k_m^4}{\pi^2 a^4} \frac{1}{|\Delta f|^{1/2}} e^{\pi|\Delta f|/4}, \quad (13)$$

$$B \simeq \sqrt{\rho_m} \simeq \frac{\sqrt{2}k_m^2}{\pi a^2} \frac{1}{|\Delta f|^{1/4}} e^{\pi|\Delta f|/8}. \quad (14)$$

Вирази (12)–(14) містять два вільні параметри теорії,  $\Delta f$  і  $k_m = k_0/4 = |\Delta f|/4\Delta\eta$ , які можна регулювати для отримання магнітних полів бажаної

напруженості із спектральною густиною, зосередженою на хвильовому числі  $k_m$ . Наприклад, щоб отримати  $B_0 \simeq 3 \times 10^{-16}$  Гс у нашу епоху зі спектром з максимумом на супутньому просторовому масштабі  $k_m/a_0 \simeq \text{Мпк}^{-1}$ , потрібно  $|\Delta f| \approx 250$ . Залежність  $|\Delta f|$  від величини  $B_0$  вкрай слабка (логарифмічна); так, для  $B_0$  у проміжку  $10^{-30}$ – $10^{-7}$  Гс на тому ж просторовому масштабі потрібно  $|\Delta f| \simeq \simeq 165$ – $300$ .

### 3. Зворотна реакція на інфляцію та баріогенез

Зворотна реакція на інфляцію та динаміку інфляційного поля в розглянутому сценарії оцінювалася в [21] з верхнім обмеженням

$$B_0 \ll 3 \cdot 10^{-7} g_r^{-1/6} \text{ Г} \quad (15)$$

на магнітне поле, екстрапольоване на сучасну епоху, за припущення, що його генерація завершилася саме перед кінцем інфляції. Тут  $g_r$  – кількість релятивістських ступенів вільності у Всесвіті після розігрівання.

Одним з найцікавіших ефектів змінних у часі гелікальних гіпермагнітних полів є генерація баріонного числа у ранньому гарячому Всесвіті [24, 25]. Це відкриває інтригуючу можливість пояснення спостережуваної баріонної асиметрії ( $\eta_b = n_b/s \sim \sim 10^{-10}$ , де  $n_b$  – густина баріонного числа, а  $s$  – густина ентропії у пізньому Всесвіті) [26–31]. Згідно з нещодавніми оцінками [30], кінцева баріонна асиметрія, виражена через сучасну напруженість  $B_0$  та довжину когерентності  $\lambda_0$  (початково максимального гелікального) магнітного поля, виявляється рівною (з деякою теоретичною невизначеністю в експоненті)

$$\eta_b \sim 10^{-(9-12)} \frac{\lambda_0}{\text{Мпс}} \left( \frac{B_0}{10^{-21} \text{ Г}} \right)^2. \quad (16)$$

Видно, що дана модель магнітогенезу також може бути основою для баріогенезу. З іншого боку, як впливає з (16), щоб уникнути перевиробництва баріонного числа, модель магнітогенезу повинна задовольняти обмеженню на сучасне значення напруженості та довжини когерентності магнітного поля, за умови, що воно спочатку було максимально гелікальним і існувало до електрослабкого переходу:

$$B_0 \lesssim 10^{-21} \left( \frac{\text{Мпс}}{\lambda_0} \right)^{1/2} \text{ Г}. \quad (17)$$

Оскільки  $\lambda_0 \sim a_0/k_m$ , ця нерівність обмежує можливі значення  $B_0$  та  $k_m$  у даному сценарії.

### 4. Висновки

Ми запропонували просту модель інфляційного магнітогенезу, засновану на гелікальному зв'язку в лагранжіані (1). У нашому випадку зв'язок  $f$  монотонно еволюціонує протягом обмеженого часового інтервалу, інтерполюючи між двома сталими значеннями у минулому та майбутньому. Тривалість переходу  $\Delta\eta$  та відповідна зміна  $\Delta f$  – це два параметри моделі, які можна регулювати для отримання магнітного поля довільної напруженості у вузькій спектральній смузі, центрованої на довільному розумному супутньому хвильовому числі  $k_m = |\Delta f|/4\Delta\eta$ . Для простої інфляції, оснований на масивному скалярному полі, цей сценарій дозволяє отримати магнітні поля з екстрапольованими сучасними значеннями до  $B_0 \sim 10^{-7}$  Гс.

Первинні гелікальні гіпермагнітні поля можуть бути відповідальними за генерування баріонної асиметрії Всесвіту [26–31]. Це накладає пост-інфляційне обмеження (17) на допустимі значення  $B_0$  та  $k_m$  у нашому простому сценарії монотонної еволюції  $f$ . Інші обмеження у моделях цього типу можуть виникати з міркувань утворюваних неоднорідностей баріонного числа [24, 25], які можуть впливати на космічний мікрохвильовий фон та первинний нуклеосинтез. Ця проблема, характерна для обговорюваного сценарію баріогенезу, потребує спеціального дослідження. Інше важливе питання, яке очікує на майбутній аналіз у цьому сценарії, – ефект Швінгера від народження заряджених пар частинок-античастинок під час магнітогенезу [15, 33–35].

*Ця робота підтримана Національною академією наук України (тема 0116U003191) та науковою програмою “Астрономія та фізика космосу” (тема 19БФ023-01) Київського національного університету імені Тараса Шевченка.*

1. U. Klein, A. Fletcher. *Galactic and Intergalactic Magnetic Fields* (Springer, 2015) [ISBN: 978-3-319-08941-6].
2. F. Tavecchio, G. Ghisellini, L. Foschini *et al.* The intergalactic magnetic field constrained by Fermi/Large Area Telescope observations of the TeV blazar 1ES 0229+200. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **406**, L70 (2010).

3. S.i. Ando, A. Kusenko. Evidence for gamma-ray halos around active galactic nuclei and the first measurement of intergalactic magnetic fields. *Astrophys. J.* **722**, L39 (2010).
4. A. Neronov, I. Vovk. Evidence for strong extragalactic magnetic fields from Fermi observations of TeV blazars. *Science* **328**, 73 (2010).
5. K. Dolag, M. Kachelriess, S. Ostapchenko, R. Tomàs. Lower limit on the strength and filling factor of extragalactic magnetic fields. *Astrophys. J. Lett.* **727**, L4 (2011).
6. A.M. Taylor, I. Vovk, A. Neronov. Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV–TeV observations of blazars. *Astron. Astrophys.* **529**, A144 (2011).
7. R. Durrer, A. Neronov. Cosmological magnetic fields: Their generation, evolution and observation. *Astron. Astrophys. Rev.* **21**, 62 (2013).
8. K. Subramanian. The origin, evolution and signatures of primordial magnetic fields. *Rept. Prog. Phys.* **79**, 076901 (2016).
9. M.S. Turner, L.M. Widrow. Inflation-produced, large-scale magnetic fields. *Phys. Rev. D* **37**, 2743 (1988).
10. B. Ratra. Cosmological “seed” magnetic field from inflation. *Astrophys. J.* **391**, L1 (1992).
11. V. Demozzi, V. Mukhanov, H. Rubinstein. Magnetic fields from inflation? *JCAP* **08**, 025 (2009).
12. F.R. Urban. On inflating magnetic fields, and the backreactions thereof. *JCAP* **12**, 012 (2011).
13. H. Bazrafshan Moghaddam, E. McDonough, R. Namba, R.H. Brandenberger. Inflationary magneto-(non)genesis, increasing kinetic couplings, and the strong coupling problem. *Class. Quant. Grav.* **35**, 105015 (2018).
14. C. Caprini, L. Sorbo. Adding helicity to inflationary magnetogenesis. *JCAP* **10**, 056 (2014).
15. R. Sharma, S. Jagannathan, T.R. Seshadri, K. Subramanian. Challenges in inflationary magnetogenesis: Constraints from strong coupling, backreaction, and the Schwinger effect. *Phys. Rev. D* **96**, 083511 (2017).
16. R. Sharma, K. Subramanian, T.R. Seshadri. Generation of helical magnetic field in a viable scenario of inflationary magnetogenesis. *Phys. Rev. D* **97**, 083503 (2018).
17. R. Durrer, L. Hollenstein, R.K. Jain. Can slow roll inflation induce relevant helical magnetic fields? *JCAP* **03**, 037 (2011).
18. R.K. Jain, R. Durrer, L. Hollenstein. Generation of helical magnetic fields from inflation. *J. Phys. Conf. Ser.* **484**, 012062 (2014).
19. T. Fujita, R. Namba, Y. Tada *et al.* Consistent generation of magnetic fields in axion inflation models. *JCAP* **1505**, 054 (2015).
20. L. Campanelli. Helical magnetic fields from inflation. *Int. J. Mod. Phys. D* **18**, 1395 (2009).
21. Y. Shtanov. Viable inflationary magnetogenesis with helical coupling. *JCAP* **10**, 008 (2019).
22. K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen, M.E. Shaposhnikov. A non-perturbative analysis of the finite- $T$  phase transition in  $SU(2)\times U(1)$  electroweak theory. *Nucl. Phys. B* **493**, 413 (1997).
23. M. D’Onofrio, K. Rummukainen. Standard model crossover on the lattice. *Phys. Rev. D* **93**, 025003 (2016).
24. M. Giovannini, M.E. Shaposhnikov. Primordial magnetic fields, anomalous matter-antimatter fluctuations and big bang nucleosynthesis. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 22 (1998).
25. M. Giovannini, M.E. Shaposhnikov. Primordial hypermagnetic fields and triangle anomaly. *Phys. Rev. D* **57**, 2186 (1998).
26. K. Bamba. Baryon asymmetry from hypermagnetic helicity in dilaton hypercharge electromagnetism. *Phys. Rev. D* **74**, 123504 (2006).
27. M.M. Anber, E. Sabancilar. Hypermagnetic fields and baryon asymmetry from pseudoscalar inflation. *Phys. Rev. D* **92**, 101501(R) (2015).
28. T. Fujita, K. Kamada. Large-scale magnetic fields can explain the baryon asymmetry of the Universe. *Phys. Rev. D* **93**, 083520 (2016).
29. K. Kamada, A.J. Long. Baryogenesis from decaying magnetic helicity. *Phys. Rev. D* **94**, 063501 (2016).
30. K. Kamada, A.J. Long. Evolution of the baryon asymmetry through the electroweak crossover in the presence of a helical magnetic field. *Phys. Rev. D* **94**, 123509 (2016).
31. D. Jiménez, K. Kamada, K. Schmitz, X.-J. Xu. Baryon asymmetry and gravitational waves from pseudoscalar inflation. *JCAP* **12**, 011 (2017).
32. *NIST Handbook of Mathematical Functions* F.W.J. Olver, D.W. Lozier, R.F. Boisvert, C.W. Clark (eds.) (NIST & Cambridge University Press, 2010) [ISBN: 978-0-521-19225-5].
33. T. Kobayashi, N. Afshordi. Schwinger effect in 4D de Sitter space and constraints on magnetogenesis in the early universe. *JHEP* **1410**, 166 (2014).
34. O.O. Sobol, E.V. Gorbar, M.Kamarpour, S.I. Vilchinskii. Influence of backreaction of electric fields and Schwinger effect on inflationary magnetogenesis. *Phys. Rev. D* **98**, 063534 (2018).
35. O.O. Sobol, E.V. Gorbar, S.I. Vilchinskii. Backreaction of electromagnetic fields and the Schwinger effect in pseudoscalar inflation magnetogenesis. *Phys. Rev. D* **100**, 063523 (2019).

Одержано 29.08.19

*Yu. V. Shtanov, M. V. Pavliuk*

INFLATIONARY MAGNETOGENESIS  
WITH HELICAL COUPLING

Р е з ю м е

We describe a simple scenario of inflationary magnetogenesis based on a helical coupling to electromagnetism. It allows the generation of helical magnetic fields with strength of order up to  $10^{-7}$  Gs, when extrapolated to the current epoch, in a narrow spectral band centered at any physical wavenumber after the adjustment of model parameters. The additional constraints on magnetic fields arise from the considerations of baryogenesis and, possibly, from the Schwinger effect of the creation of charged particle-antiparticle pairs.