



Генерація магнітних полів у ранньому Всесвіті

Вільчинський С.

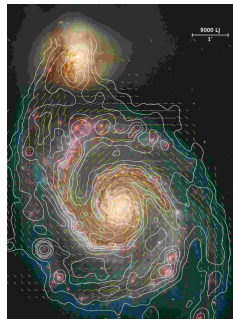
Київський національний університет
імені Тараса Шевченка,
кафедра квантової теорії поля та космомікрофізики

16 квітня 2025 р.

Магнітні поля (МП) у Всесвіті

Магнітні поля існують в усіх астрофізичних об'єктах на всіх масштабах:

- **Нейтронні зорі**: $10^{12} - 10^{15}$ Гс
- **Зорі**: $1 - 10^3$ Гс
- **Планети**: ~ 1 Гс
- **Галактики**: ~ 10 мкГс
- **Кластери галактик**: ~ 1 мкГс

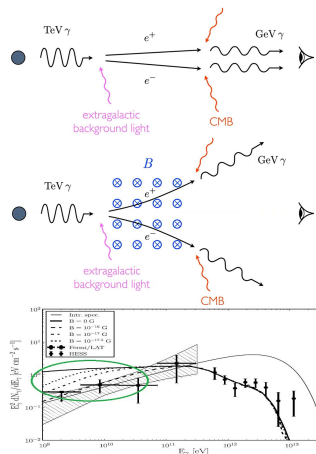


З 2010 р. існують свідчення про детектування МП також і на космологічних масштабах – **у войдах великомасштабної структури Всесвіту**: $10^{-18} \text{ Гс} \lesssim B_0 \lesssim 10^{-10} \text{ Гс}$ (?)
(*R. Durrer and A. Neronov, Astron. Astrophys. Rev 21, 62 (2013)*).

Спостереження МП у войдах

У 2010 році після обробки даних космічного гамма-телескопа *Fermi/LAT* одразу кілька наукових груп заявили про детектування МП на космологічних масштабах (Tavecchio *et al.*, MNRAS **406**; Ando & Kusenko, *Astrophys. J. Lett.* **722**; Neronov & Vovk, *Science* **328**)

- γ -промені TeV діапазону від далеких блазарів взаємодіють з міжгалактичним світлом, народжуючи e^+e^- пари.
- e^+ і e^- зазнають зворотного комптонівського розсіяння на фотонах реліктового випромінювання і народжують фотони GeV діапазону.
- Але цих GeV-фотонів спостерігалось **занадто мало!**
- Можливе пояснення: МП відхиляє e^+ і e^- , тому GeV-фотони вибувають з променя зору.



Існуючі обмеження на великомасштабні магнітні поля

Обмеження знизу з аналізу
 γ -випромінювання блазарів:

$$B \geq 10^{-18} \text{ Гс.}$$

Обмеження згори:

- На масштабах $> \text{Мпк}$ з спектру анізотропії СМВ

$$B \leq 10^{-10} \text{ Гс.}$$

- Обмеження на кореляційну довжину МП (on observations of the neutrino-emitting blazar)

$$1 \text{ Кпк} \leq \lambda_{\text{cor}} \leq 300 \text{ Мпк}$$

Кореляційна довжина

$\lambda_{\text{cor}} = \frac{1}{\rho_B} \int \frac{2\pi}{k} \rho_B(k) dk$ –
характерний масштаб
зміни магнітного поля.

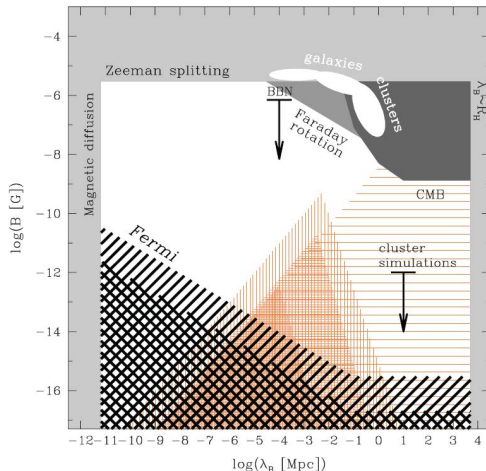
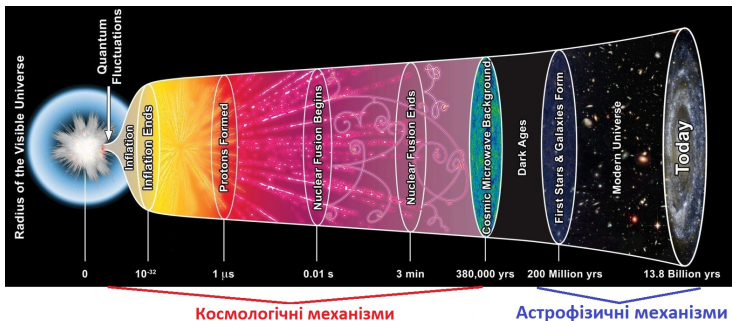


Рис.: Обмеження на значення B і λ_{cor} МП у войдах R.Durrer & A.Neronov (2013).

Коли і як МП могли виникнути у Всесвіті?

Є дві принципово різні гіпотези генерації зародкових МП:

- **Астрофізична** – генерація під час формування структур
- **Космологічна** – генерація в дуже ранньому Всесвіті

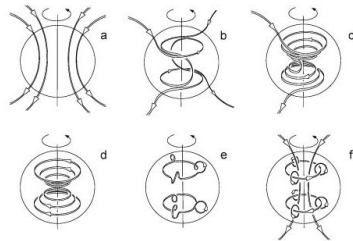


До 2010 р. ці два механізми вважались паритетними.

Але відкриття великомасштабних МП у войдах свідчить на користь гіпотези про генерацію МП у ранньому Всесвіті.

Астрофізичні механізми і їх недоліки

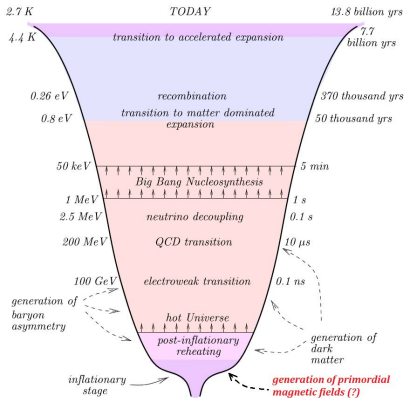
- Батарея Бірмана: $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \sim [\nabla p_e \times \nabla n_e]$.
- Підсилення МП під час адіабатичного стиснення у процесі грав. колапсу.
- Підсилення МП галактичним динамо.
- Викиди МП у міжгалактичне середовище у вигляді галактичного вітру чи релятивістських джетів.



- Потребують існування “зародкового” МП $B \sim 10^{-20}$ Гс,
- В утворених МП мала кореляційна довжина (порядку розміру самих астрофізичних об’єктів).
- Проблематично пояснити МП у войдах.

Космологічні механізми генерації МП

- Генерація під час фазових переходів (електрослабкого, КХД). Але кореляційна довжина таких МП порядку хабблівського горизонту на момент ФП, що є значно меншим за $M_{\text{пк}}$.
- Генерація МП за рахунок кіральної аномалії. Потребує порушення кіральної симетрії у ферміонному секторі Стандартної Моделі.
- Генерація під час інфляції та/або рехітінгу. Потребує порушення конформної інваріантності. Єдиний мабуть спосіб згенерувати МП з кореляційною довжиною порядку парсек і більше.



Чому детектування МП у войдах є надзвичайно важливим відкриттям?

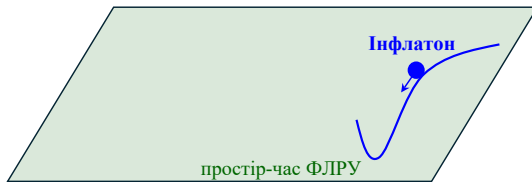
Єдина можливість для розуміння природи зародкових МП є їх пошук у тих областях Всесвіту, де ці поля можуть існувати в їх початковій формі, де вони не "спотворені" внаслідок складної взаємодії з космічною плазмою та магнітогідродинамічною турбулентністю. Єдині місця у Всесвіті, де можуть існувати такі "первинні" МП, - це великомасштабні порожнечі у Всесвіті

Задетектовані властивості МП свідчать про те, що генерація електромагнітних полів відбувалась у дуже ранньому Всесвіті.

Якщо МП були згенеровані під час інфляції або після неї до BBN, то ми отримуємо нове джерело інформації про дуже ранній Всесвіт:

- Розповсюдженість легких елементів у Всесвіті.
- Спектр реліктового випромінювання.
- Великомасштабна структура Всесвіту.
- Первинні гравітаційні хвилі (???)
- **Магнітні поля у войдах – нове джерело інформації !!!**

Загальна картина інфляційного магнітогенезу



[Starobinsky'80]

[Guth'81]

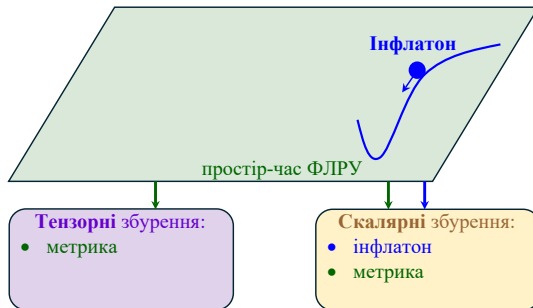
[Linde'82]

[Starobinsky'82]

[Albrecht'82]

[Linde'83]

Загальна картина інфляційного магнітогенезу



[Mukhanov'81]

[Mukhanov'82]

[Guth'82]

[Hawking'82]

[Bardeen'82]

[Grishchuk'74]

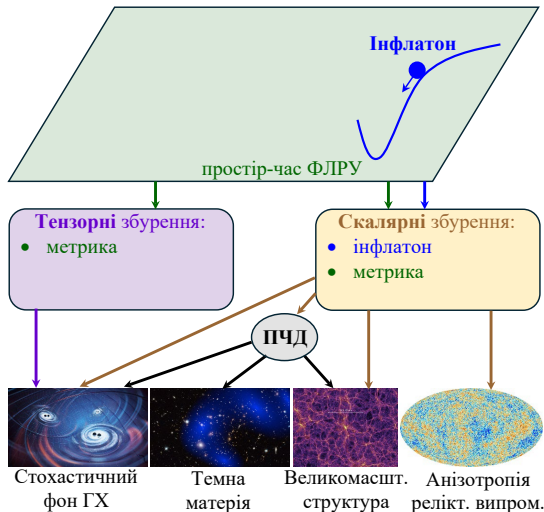
[Starobinsky'79]

[Rubakov'82]

[Fabbri'83]

[Abbott'84]

Загальна картина інфляційного магнітогенезу



[PLANCK'18]

[BICEP/KECK'21]

[Reid'10]

[Cabass'22]

[NANOGrav'23]

[EPTA/INPTA'23]

[Reardon'23]

[Xu'23]

[Hawking'71]

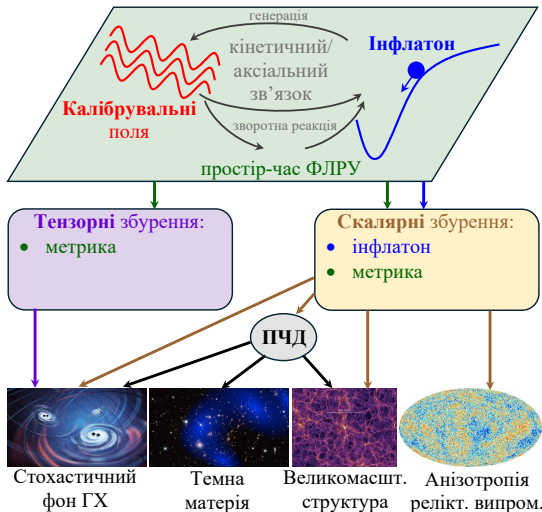
[Carr'74]

[Carr'16]

[Carr'22]

Credit: O. Shmalo, D. Harvey, R. Massey, H. Ebeling, J.-P. Kneib, Millennium Simulation Project, NASA, ESA, Planck Collaboration

Загальна картина інфляційного магнітогенезу



[Turner'88]

[Ratra'91]

[Garretson'92]

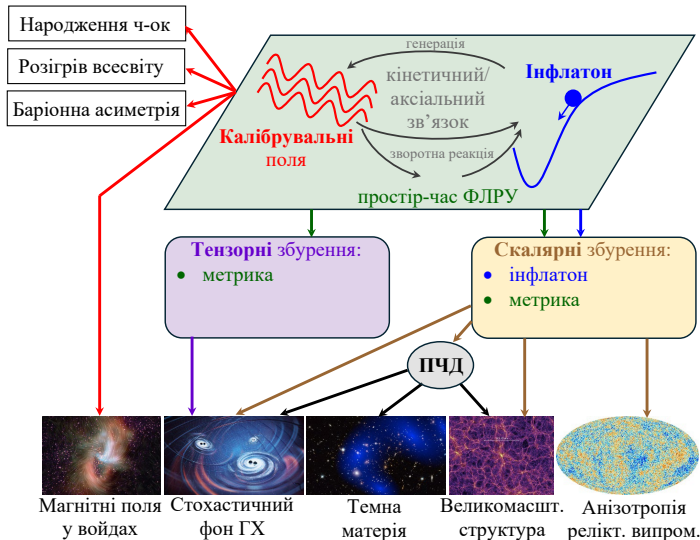
[Anber'06]

[Martin'08]

[Durrer'13]

Credit: O. Shmalo, D. Harvey, R. Massey, H. Ebeling, J.-P. Kneib, Millennium Simulation Project, NASA, ESA, Planck Collaboration

Загальна картина інфляційного магнітогенезу



[Neronov'10]

[Taylor'11]

[Anber'15]

[Adshead'16]

[Domcke'19]

[Domcke'23]

[Cuissa'19]

[Adshead'20]

[Figueroa'23]

[Kobayashi'14]

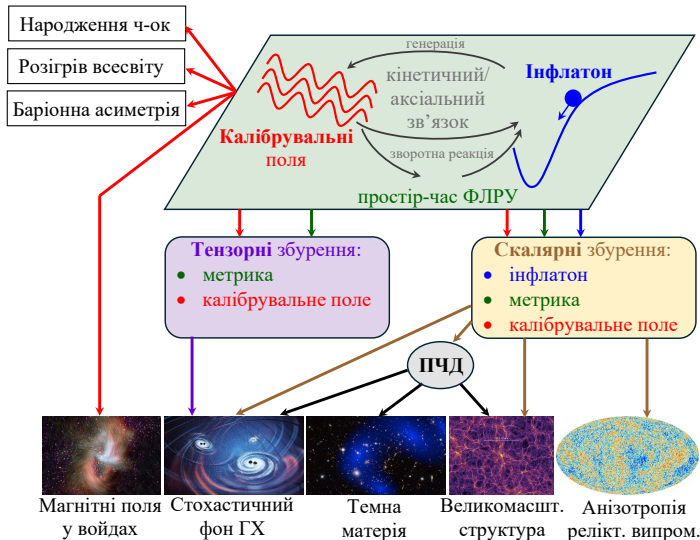
[Hayashinaka'16]

[Domcke'18]

[Sobol'20]

Credit: O. Shnukh, D. Harvey, R. Massey, H. Ebeling, J.-P. Kneib, Millennium Simulation Project, NASA, ESA, Planck Collaboration

Загальна картина інфляційного магнітогенезу



[Seery'09]
 [Barnaby'11]
 [Bonvin'12]
 [Bartolo'13]
 [Jain'13]
 [Ferreira'14]
 [Barnaby'12]
 [Namba'16]
 [Domcke'16]
 [García-Bellido'24]
 [Linde'13]
 [García-Bellido'16]
 [Özsoy'23]

Credit: O. Shmalo, D. Harvey, R. Massey, H. Ebeling, J.-P. Kneib, Millennium Simulation Project, NASA, ESA, Planck Collaboration

Як ЕМ поле може виникнути на інфляційній стадії еволюції Всесвіту?

- Метрика Фрідмана-Леметра-Робертсона-Вокера (FLRW) в конформному часі $\eta(t) = \int^t \frac{dt}{a(t)}$ є **конформно плоскою**:

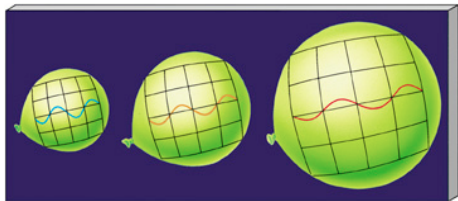
$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)dx^2 = a^2(\eta) (d\eta^2 - dx^2) \Rightarrow g_{\mu\nu} = a^2(\eta)\eta_{\mu\nu}$$

- Дія електромагнітного поля є **конформно інваріантною**:

$$S_{EM} = -\frac{1}{4} \int d^4x \sqrt{-g} g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} = \left| \begin{array}{l} \sqrt{-g} = a^4, \\ g^{\mu\nu} = a^{-2} \eta^{\mu\nu} \end{array} \right| =$$
$$= -\frac{1}{4} \int d^4x \eta^{\mu\alpha} \eta^{\nu\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} \quad \text{— така ж як у просторі Мінковського.}$$

- Розв'язки рівнянь руху – електромагнітні хвилі, частота яких зазнає червоного зміщення.

- Генерація ЕМ поля у ранньому Всесвіті потребує порушення конформної інваріантності дії!!!**



Як можна порушити конформну інваріантність?

[R. Durrer, O. Sobol, S. Vilchinskii, Phys. Rev. D **98**, 043540 (2023).]

- Конформним перетворенням метрики в теоріях з немінімальним каплінгом між кривизною П-Ч і калібрувальним полем:

$$S[\tilde{g}_{\mu\nu}] = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \left[-\frac{M_{\text{P}}^2}{2} \tilde{R} + \frac{\xi_s}{4\Delta(F_{\mu\nu})} \tilde{R}^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right] = \boxed{\tilde{g}^{\mu\nu} \rightarrow g}$$

переходимо до дії Ейнштейна $S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{M_{\text{P}}^2}{2} R \right] +$

$$+ \int d^4x \sqrt{-g} \left[\underbrace{\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi)}_{\text{inflaton}} - \underbrace{\frac{1}{4} I_1(\phi) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\substack{\text{kinetic coupling} \\ \text{GF to inflaton}}} - \underbrace{\frac{1}{4} I_2(\phi) F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}}_{\substack{\text{axial coupling} \\ \text{of GF to inflaton}}} \right]$$

де $V(\phi)$ - потенціал, I_j -функції кінетичного і аксіального зв'язку

$$V(\phi) = \frac{M_{\text{P}}^4}{4\xi_s} \left(1 - e^{-\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\phi}{M_{\text{P}}}} \right)^2 \quad (1)$$

$$I_j = \delta_{j1} + \frac{\kappa_j}{\xi_s} \left[\exp \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\phi}{M_{\text{P}}} \right) - 1 \right]^2. \quad (2)$$

- В калібровці Кулона $A^0(\mathbf{r}, \eta) = 0, \nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, \eta) = 0$ оператор вектор-потенціалу

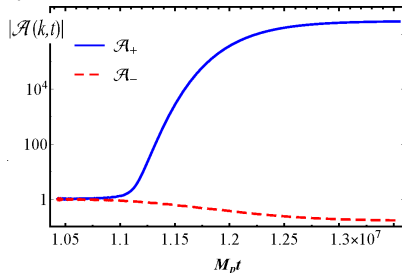
$$\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \eta) = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{h}} \sum_{\lambda=\pm} \left\{ e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \epsilon_{\lambda,\mathbf{k}} \hat{b}_{\lambda,\mathbf{k}} A_{\lambda}(k, \eta) + \text{h.c.} \right\}.$$

зворотня реакція відсутня, $A_{\lambda}(z, k)$ еволюціонують незалежно

Рівняння для модових функцій з поляризацією $\lambda = \pm 1$

$$\frac{d^2 A_{\lambda}}{dz^2} + \left[1 + \frac{2\lambda\xi(z, l_2)}{z} - \frac{s(z, l_1)}{z^2} \right] A_{\lambda} = 0,$$

Одна з двох можливих поляризованих мод підсилюється. і згенероване поле є **гелікальним**!



$$\mathcal{H} \sim \int k^3 (|A_+|^2 - |A_-|^2) dk \neq 0.$$

$$\rho_B = \sum \int_0^{k_h} \frac{dk}{k} \frac{k^5}{4\pi^2 a^4} |A_{\lambda}(t, k)|^2, \quad \rho_E = \sum \int_0^{k_h} \frac{dk}{k} \frac{k^3}{4\pi^2 a^2} |\dot{A}_{\lambda}(t, k)|^2.$$

"Gradient-expansion" формалізм

[E.Gorbar, O.Sobol, S.Vilchinskii, Phys.Rev. D **104** (2021); Phys.Rev. D **105** (2022)]

- ЕМП існує під час інфляції у вигляді вакуумних флуктуацій.
- Кінетичний $I_1(\phi)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ і аксіальний $I_2(\phi)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$ зв'язки з полем інфлатону порушують конформну інваріантність дії ЕМП і уможливають посилення його мод Фур'є, коли вони перетинають горизонт, подібно до генерації первісних скалярних збурень.
- Моди з довжинами хвиль, що значно перевищують радіус спостережуваної області, поведуться як класичні середні поля, однак їхнє квантове походження означає, що вони є стохастичними величинами; тобто вони хаотично орієнтовані в різних областях Всесвіту $\rightarrow$ векторні величини $\mathbf{E}$ і $\mathbf{B}$ усереднюються до нуля!!!
- Використовуємо набір скалярних величин, які є вакуумними середніми різних скалярних добутків $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ та їх просторові похідні

$$\mathcal{E}^{(n)} = \frac{I_1}{a^n} \langle \mathbf{E} \cdot \text{rot}^n \mathbf{E} \rangle, \quad \mathcal{G}^{(n)} = -\frac{I_2}{a^n} \langle \mathbf{E} \cdot \text{rot}^n \mathbf{B} \rangle,$$

$$\mathcal{B}^{(n)} = \frac{I_2}{a^n} \langle \mathbf{B} \cdot \text{rot}^n \mathbf{B} \rangle.$$

Повна система рівнянь

[R. Durrer, O. Sobol, S. Vilchinskii, Phys. Rev. D **98**, 043540 (2023)].

Рівняння Фрідмана, Клейна-Гордона і Максвелла:

$$H^2 = \frac{1}{3M_{\text{P}}^2} \left[\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) + \frac{1}{2} \left(\mathcal{E}^{(0)} + \mathcal{B}^{(0)} \right) \right], \quad (3)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = \frac{1}{2l_1} \frac{dl_1}{d\phi} \left(\mathcal{E}^{(0)} - \mathcal{B}^{(0)} \right) - \frac{1}{l_1} \frac{dl_2}{d\phi} \mathcal{G}^{(0)}. \quad (4)$$

$$\dot{\mathcal{E}}^{(n)} + (n+4)H\mathcal{E}^{(n)} + \frac{\dot{l}_1}{l_1} \mathcal{E}^{(n)} - 2\frac{\dot{l}_2}{l_1} \mathcal{G}^{(n)} + 2\mathcal{G}^{(n+1)} = [\dot{\mathcal{E}}^{(n)}]_{\text{b}}, \quad (5)$$

$$\dot{\mathcal{G}}^{(n)} + (n+4)H\mathcal{G}^{(n)} - \frac{\dot{l}_2}{l_1} \mathcal{B}^{(n)} + \mathcal{B}^{(n+1)} - \mathcal{E}^{(n+1)} = [\dot{\mathcal{G}}^{(n)}]_{\text{b}}. \quad (6)$$

$$\dot{\mathcal{B}}^{(n)} + (n+4)H\mathcal{B}^{(n)} - \frac{\dot{l}_1}{l_1} \mathcal{B}^{(n)} - 2\mathcal{G}^{(n+1)} = [\dot{\mathcal{B}}^{(n)}]_{\text{b}}. \quad (7)$$

До яких наслідків приводить генерація магнітних полів?

- 1 **Зворотної реакції**: завжди виникає внаслідок ненульової правої частини у рівнянні $\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = \frac{1}{2} \frac{dl_1}{d\phi} \langle \mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2 \rangle + \frac{dl_2}{d\phi} \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \rangle$
густина енергії згенерованих ЕМП може впливати на темп інфляції
- 2 **Народження частинок СМ сильним електричним полем**:



- 3 **Вплив на спектр первинних скалярних і тензорних збурень**: згенеровані ЕМП призводять до появи скалярних, векторних та тензорних збурень, які впливають на спектр СМВ.
- 4 **під час етапу рехітингу Всесвіту провідність у Всесвіті значно зростає** $\sigma \sim \frac{T}{\alpha \log(\alpha^{-1})}$, **що призводить до зникнення електричної компоненти, а магнітне поле залишається “вмороженим” у плазму. Воно має “вижити” до**

Зміни в спектрі первинних скалярних збурень

[R. Durrer, R. von Eckardstein, O. Sobol, S. Vilchinskii. **Phys. Rev. D**, **110**, 043533 (2024)]

- Метрика: $ds^2 = a^2(\eta) \left\{ [1 + 2\Psi(\eta, \mathbf{x})] d\eta^2 - [1 - 2\Phi(\eta, \mathbf{x})] d\mathbf{x}^2 \right\}$
- Інфлатон: $\phi = \phi_c(\eta) + \delta\phi(\eta, \mathbf{x})$
- КП: $E_i E_j = \frac{1}{3} \delta_{ij} \langle \mathbf{E}^2 \rangle + \delta_{E_i E_j}(\eta, \mathbf{x})$, $E_i B_j = \frac{1}{3} \delta_{ij} \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \rangle + \delta_{E_i B_j}(\eta, \mathbf{x})$, ...

З рівнянь Айнштайна, Кляйна–Гордона та Максвелла слідує рівняння руху для цих величин.

Зручно ввести калібрувальну інваріантну змінну *Муханова-Сазакі*¹

$$\zeta \equiv \Phi - \frac{a'}{a} v = \Phi + \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}^2 - \mathcal{H}'} \left[\frac{\phi'_c}{2M_{\text{P}}^2} \delta\phi - \frac{a^2 I_1(\phi_c)}{2M_{\text{P}}^2} \frac{\partial_i}{\Delta} \epsilon^{ijk} \delta_{E_j B_k} \right]$$

що параметризує адіабатні збурення і є сталою за горизонтом в однопольовій інфляції без калібрувальних полів.

¹На РД стадії $\zeta = -\frac{3}{4} \frac{\delta \rho_{\text{rad}}}{\rho_{\text{rad}}}$, тому вона визначає збурення густини енергії.

Спектр та біспектр без врахування ЕМП

- Без врахування впливу ЕМП динаміка ζ визначається рівнянням

$$\zeta'' - \frac{z''}{z}\zeta - k^2\zeta = 0, \quad z = \frac{a^2\phi'_c}{a'}$$

- Розв'язок дає спектр первинних скалярних збурень

$$\langle \zeta_{\mathbf{k}}(\eta)\zeta_{\mathbf{k}'}(\eta) \rangle = \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \frac{2\pi^2}{k^3} P_\zeta(k), \quad P_\zeta(k) = \left(\frac{H_k^2}{2\pi\dot{\phi}_c} \right)^2$$

і амплітуду цих збурень (спостережувана величина)

$$\Delta_R(k) = \sqrt{P_{-\zeta}(k)} = \left(\frac{H_k^2}{2\pi\dot{\phi}_c} \right) = 5 \cdot 10^{-5}$$

- Скалярний біспектр $\langle \zeta_{\mathbf{k}_1}(\eta)\zeta_{\mathbf{k}_2}(\eta)\zeta_{\mathbf{k}_3}(\eta) \rangle = 0$
- Дані спостережень свідчать що спектр первинних скалярних збурень є близьким до гаусового і узгоджуються із передбаченням простих інфляційних моделей про те, що первинні скалярні збурення є гаусовими та знаходяться в адіабатичному режимі.

Спектр та біспектр з врахуванням збурень ЕМП

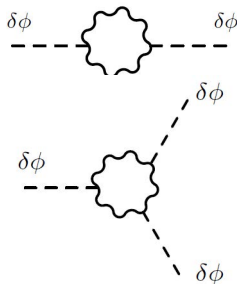
Рівняння на ζ $\boxed{\zeta_k'' + p(\eta)\zeta_k' + q(\eta)\zeta_k = \mathcal{S}_k(\eta)}$, де коефіцієнти p та q залежать тільки від фонових величин, а джерело $\mathcal{S}$ містить лише збурення ЕМП. Розв'язок у термінах функції Гріна:

$$\zeta_k(\eta) = \underbrace{\zeta_k^{(0)}(\eta)}_{\text{вакуумні флуктуації}} + \underbrace{\int_{-\infty}^{\eta} d\eta' G_k(\eta, \eta') \mathcal{S}_k(\eta')}_{\text{індукований внесок}}$$

- **Спектр:** $\langle \zeta_k(\eta) \zeta_{k'}(\eta) \rangle = \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \frac{2\pi^2}{k^3} P_\zeta(k)$

$$P_\zeta(k) = \left(\frac{H_k^2}{2\pi\phi_c} \right)^2 + \underbrace{P_\zeta^{(\text{inv.dec.})}(k)}_{\text{індукований калібрув. полем}}$$

- **Скалярний біспектр:** $\langle \zeta_{k_1}(\eta) \zeta_{k_2}(\eta) \zeta_{k_3}(\eta) \rangle = \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) B_\zeta(k_1, k_2, k_3)$



Чисельні результати

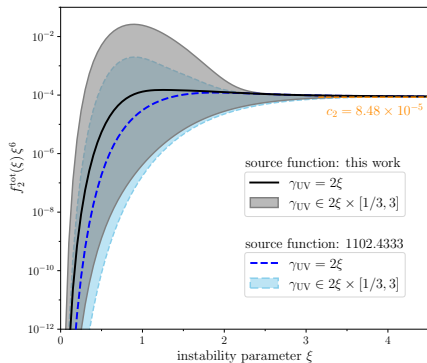


Рис.: Індукований внесок до скалярного спектру: синя штриховка-без врахування збурень метрики, чорна суцільна лінія - враховано всі збурення.

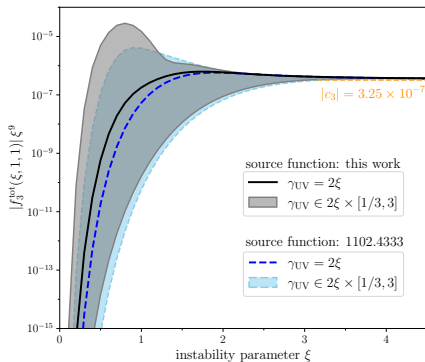


Рис.: Нормований рівносторонній біспектр: синя штриховка – без врахування збурень метрики, чорна суцільна лінія - враховано всі збурення..

Вплив ефекту Швінгера під час інфляції

[E. Gorbar, O. Sobol, S. Vilchinskii, Phys. Rev. D **100**, 123502 (2019)]



- Єдина система, в якій можна **аналітично** знайти вираз для швінгерівського струму народжених частинок – це **постійне електричне поле у просторі-часі де Сіттера** ($E = \text{const}$, $H = \text{const}$) [Kobayashi & Afshordi (2014); Hayashinaka et al. (2016)]:

$$j = \frac{g}{12\pi^3} \frac{e^3 E^2}{H} \exp\left(-\frac{\pi m^2}{|eE|}\right), \quad |eE| \gg H^2, m^2,$$

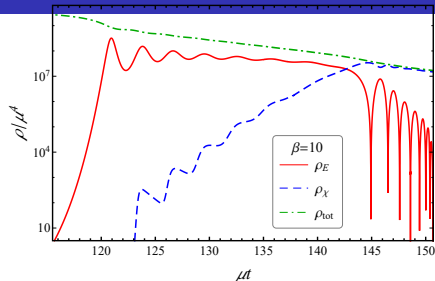
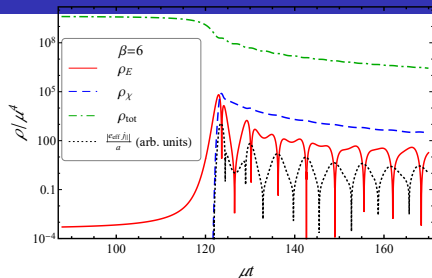
де e – заряд, а m – маса народжених частинок.

- Проблема:** в реальній ситуації електричне поле не є постійним, а навпаки, дуже швидко наростає. Тому **потрібен альтернативний опис ефекту Швінгера.**

Фізичні прояви ефекту Швінгера

[K.Schmitz, O. Sobol, S. Vilchinskii. **Phys. Rev. D**, **104**, 123405 (2022)

K.Schmitz, O. Sobol, S. Vilchinskii. **Phys. Rev. D**, **105**, 043504 (2023)]



- У змінному ЕП струм є **нелокальним у часі** і **нелінійним** за ЕП $j(t) = \int_{t_0}^t J(t, t', E(t')) dt'$, не описується законом Ома.
- Якісно новий ефект – струм **запізнюється** відносно електричного поля і це призводить до **коливальної поведінки** обох величин (чорна і червона криві на рис. зліва).
- Густина енергії народжених заряджених частинок може становити значну частку повної густини енергії – **швінгерівський рехітинг** (синя крива на рис. справа)

Вплив сильної зворотної реакції

[R. Durrer, O. Sobol, S. Vilchinskii. **Phys. Rev. D**, **106**, 123530 (2022)

R. Durrer, O. Sobol, S. Vilchinskii. **Phys. Rev. D**, **108**, 043540 (2023)]

- Зворотна реакція завжди виникає внаслідок ненульової правої частини у рівнянні $\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = \frac{1}{2} \frac{dl_1}{d\phi} \langle \mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2 \rangle + \frac{dl_2}{d\phi} \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \rangle$
- ЗР стає суттєвою як тільки $\rho_{EMF} \sim \epsilon \rho_{inf}$, $\epsilon \simeq 0.1$ але це слабо впливає на темп розширення Всесвіту, оскільки густина енергії створеного ЕМП залишається на порядок меншою порівняно з густиною енергії інфлатонного поля майже до кінця інфляції.
- Однак чисельний аналіз показав що зворотна реакція суттєво впливає на динаміку інфляційного і ЕМ полів.
- Якісні наслідки впливу зворотної реакції:
 - 1 Інфляційна фаза стає довшою у часі
 - 2 Перехід від режиму повільного скочування до режиму швидких осциляцій сповільнюється
 - 3 Осциляції згенерованого магнітного поля
виникають через затримку між змінами в полі інфлатону та відповідним відгуком у магнітному полі

$$\delta_{acc} = \left| \frac{\ddot{\phi}}{V'(\phi)} \right|, \quad \delta_{SR} = \left| \frac{3H\dot{\phi}}{V'(\phi)} \right|, \quad \delta_{BR} = \left| \frac{I'_1(\phi)(E^{(0)} - B^{(0)}) - 2I'_2(\phi)G^{(0)}}{2I_1(\phi)V'(\phi)} \right|$$

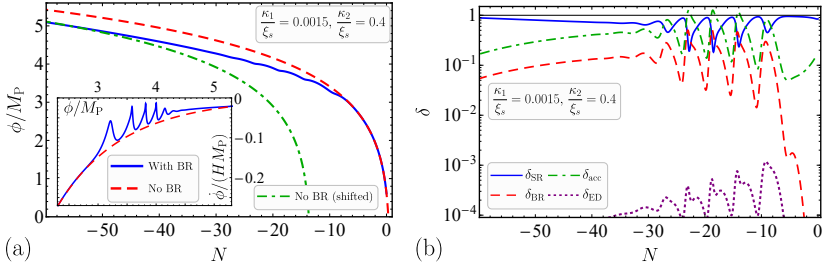


Рис.: (a) The dependence of the inflaton field ϕ on the number of e-foldings counted from the end of inflation in the absence of gauge fields (red dashed line) and for the case $\kappa_1/\xi_s = 10^{-5}$, $\kappa_2/\xi_s = 0.15$ where the backreaction occurs (blue solid line). The inset shows a part of the phase portrait of the inflaton field in dimensionless coordinates $(\phi/M_P, \dot{\phi}/(HM_P))$. (b) The δ -parameters as functions of the number of e-foldings: the slow-roll parameter δ_{SR} is shown by the blue solid line, the backreaction parameter δ_{BR} — by the red dashed line, the inflaton acceleration parameter δ_{acc} — by the green dashed-dotted line, and the energy-density parameter δ_{ED} — by the purple dotted line.

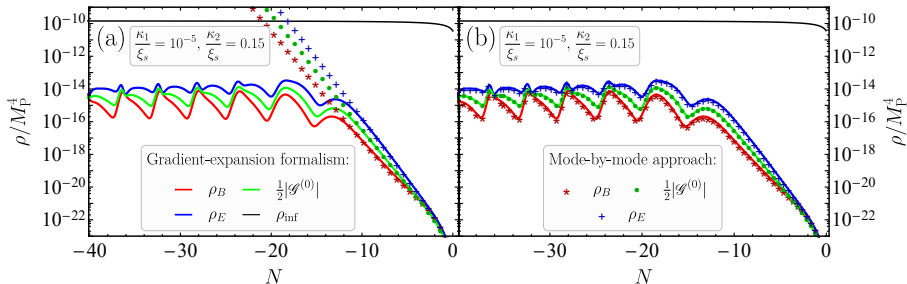


Рис.: The dependence of the energy densities on the number of e-foldings counted from the end of inflation in the case $\kappa_1/\xi_s = 10^{-5}$, $\kappa_2/\xi_s = 0.15$: magnetic energy density (red line), electric energy density (blue line), Chern-Pontryagin density $G^{(0)}$ (green line), and the energy density of the inflaton (black line). Dots marked by symbols show the corresponding quantities computed in the mode-by-mode approach: (a) when the backreaction is not taken into account, (b) when the backreaction modifies the inflaton evolution (based on the inflaton time dependence taken from the result of the gradient-expansion formalism).

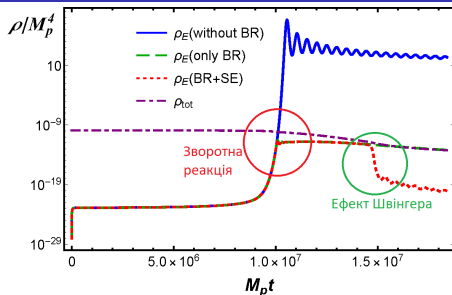
Вплив сильної зворотної реакції

Зворотна реакція суттєво впливає на спектральний індекс

згенерованого магнітного поля $n_B = \frac{d \ln P_B}{d \ln k} = 4 - \frac{32\pi}{9} \frac{\kappa_2}{\xi_s}$

- У випадку слабого впливу зворотної реакції $1/\xi_s \sim 0.1$ вибравши досить велике значення параметра κ_2 , можна досягти масштабно-інваріантного ($n_B = 0$) або червоно-нахиленого ($n_B < 0$) спектру потужності магнітного поля і отримати велике значення кореляційної довжини λ_B для згенерованого магнітного поля.
- Сильна зворотна реакція, $\frac{\kappa_2}{\xi_s} \ll 0.1$, кардинально змінює цю поведінку. Для мод магнітного поля, які перетинають горизонт у режимі зворотної реакції, спектр виявляє коливальну поведінку, а середній спектральний індекс є близьким до $n_B = 4$, тому результуюча кореляційна довжина λ_B когерентності згенерованих магнітних полів може бути щонайбільше на 2–3 порядки більшою за розмір горизонту в кінці інфляції

Вплив ЗР і ЕШ на еволюцію густини енергії згенерованого МП



Часова залежність густини енергії електричного поля: без врахування (синій) та з урахуванням (червоний) ЗР та ЕШ.

- **Зворотна реакція** стає важливою, коли $\rho_E \simeq \epsilon \rho_{inf}$ $\epsilon \sim 0.1$
- **ЗР припиняє генерацію ЕМ поля і сповільнює інфляцію.**
- Спостерігаються осциляції згенерованого калібрувального поля, які виникають через затримку між змінами в полі інфлатону та відповідним відгуком у калібрувальному полі.
- **Ефект Швінгера** різко зменшує електричне поле.

- 4 Після завершення інфляції протягом рехітінгу у Всесвіті народжуються усеможливі частинки СМ і Темної Матерії, а тому провідність Всесвіту стає високою. ЕП швидко зникає, а МП "вморожується" в плазму.
- 5 **Магнітна дифузія** $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma} \Delta \mathbf{B}$ прагне знищити короткохвильові моди.
- 3 МП є **гелікальним**, його **спіральність зберігається** у середовищі з високою провідністю:

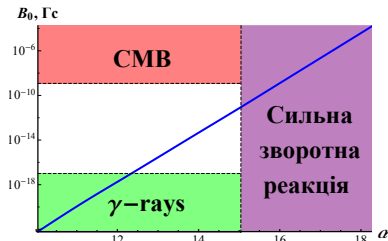
$$\mathcal{H} = \langle \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \rangle = \int dk \frac{k^3}{2\pi^2} \{ |A_+|^2 - |A_-|^2 \} \simeq \frac{\lambda_B B^2}{2\pi} = \text{const}$$

Це спричиняє перекачування енергії від короткохвильових до довгохвильових мод (т.зв. інверсний каскад),

- 4 Неоднорідності в плазмі раннього Всесвіту послаблюють інверсний каскад, але дифузійні явища компенсують вплив неоднорідностей. Тому інверсний каскад відбувається і відіграє ключову роль в еволюції первинних гелікальних МП.
- 5 **Інверсний каскад приводить до значного збільшення кореляційної довжини МП (до $\sim 3.1 \cdot 10^{18} \text{ см}$) і дозволяє МП "дожити" до теперішнього часу - (можуть сягати $10^{-15} - 10^{-14} \text{ Гс}$):** сучасні значення індукції і кореляційної довжини МП

$$B_0 = \frac{a_{\text{inf}}^2}{a_0^2} \sqrt{2 \int_0^{k_{\text{diff}}} \frac{dk}{k} \left. \frac{d\rho_B}{d \ln k} \right|_{\text{inf}}} \cdot i \lambda_B = \frac{1}{\rho_B} \int_0^{k_{\text{diff}}} \frac{2\pi}{k} \rho_B(k) dk \quad (\text{МП перемасштабоване до}$$

теперішнього часу: $B \sim a^{-2}$. де відношення масштабних факторів $\frac{a_0}{a_e} \sim \frac{T_{\text{max}}}{T_0}$. для $T_{\text{max}} \sim 10^{15} \text{ GeV}$ і $T_0 = 2.3 \cdot 10^{-13} \text{ GeV} \Rightarrow \frac{a_0}{a_e} \sim 10^{28}$.)



Наслідки генерації МП у ранньому Всесвіті

- 1 Генерація електромагнітних полів у ранньому Всесвіті призводить до появи скалярних, векторних та тензорних збурень.
- 2 У плазмі під дією МП виникають магнітозвукові та альфвенівські хвилі, які призводять до зсуву акустичних піків у спектрі СМВ, а також до виникнення додаткових векторних збурень.
- 3 Фарадеївське обертання призводить до часткового переходу E -поляризації в B -поляризацію
- 4 У випадку спіральних МП (що порушують просторову парність) виникають кореляції між E та B -модами.
- 5 Нетермічна дисипація енергії МП в енергію електрон-позитронних пар під час епохи рекомбінації призводить до спотворення спектру чорнотільного випромінювання СМВ

Основні зміни у спектрі СМВ, згенеровані магнітним полем:

- Збурення спектру анізотропії температури та поляризації E -мод
- Генерація B -мод і/або $B - E$ кореляцій
- Виникнення негаусових кореляцій у спектрі