

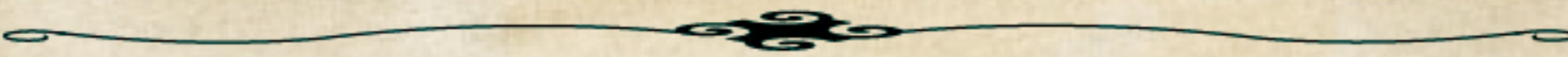
ヘリカル磁場による物質反物質非対称生成

based on: T. Fujita (Kyoto) & KK, PRD93 (2016) 083520 [arXiv:1602.02109 (hep-ph)]
KK & A.J.Long (Michigan), PRD94 (2016) 063501 [arXiv:1606.08891 (astro-ph.CO)]
KK & A.J.Long (Michigan), PRD94 (2016) 123509 [arXiv:1610.03074 (hep-ph)]
D.Jiménez (MPIK), KK, K.Schmitz(Padova), X.Xu (MPIK),
JCAP12 (2017) 011 [arXiv:1707.07943 (hep-ph)]
KK, PRD97 (2018) 103506 [arXiv:1802.03055 (hep-ph)]
KK, Chang Sub Shin (IBS-CTPU), arXiv:1905.06966 [hep-ph]

鎌田 耕平
(東大理)



基研研究会 素粒子物理学の進展 2019
30/07/2019 @ 京都大学基礎物理学研究所

- 
1. Introduction: 背景電磁場とカイラル量子異常
 2. ヘリカルなハイパー磁場からの物質反物質非対称生成
 3. 磁場生成機構
 4. 銀河間磁場への示唆
 5. Summary



Introduction

カイラル量子異常 ('69 Adler; Bell&Jackiw)

$$\partial_{\mu} j_5^{\mu} = -\frac{g^2}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

-> B+L violation in 標準模型 ('76 't Hooft)

$$\partial_{\mu} j_B^{\mu} = \partial_{\mu} j_L^{\mu} = N_g \left(\frac{g^2}{16\pi^2} \text{tr} [W_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu}] - \frac{g'^2}{32\pi^2} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right)$$

カイラル量子異常 ('69 Adler; Bell&Jackiw)

$$\partial_{\mu} j_5^{\mu} = -\frac{g^2}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

-> B+L violation in 標準模型 ('76 't Hooft)

$$\partial_{\mu} j_B^{\mu} = \partial_{\mu} j_L^{\mu} = N_g \left(\frac{g^2}{16\pi^2} \text{tr} [W_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu}] - \frac{g'^2}{32\pi^2} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right)$$

素粒子の研究で耳にする例:

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊

電弱スファレロン \Rightarrow 電弱バリオジェネシス, レプトジェネシス

カイラル量子異常 ('69 Adler; Bell&Jackiw)

$$\partial_\mu j_5^\mu = -\frac{g^2}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

-> B+L violation in 標準模型 ('76 't Hooft)

$$\partial_\mu j_B^\mu = \partial_\mu j_L^\mu = N_g \left(\frac{g^2}{16\pi^2} \text{tr} [W_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu}] - \frac{g'^2}{32\pi^2} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right)$$

素粒子の研究で耳にする例:

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊

電弱スファレロン \Rightarrow 電弱バリオジェネシス, レプトジェネシス

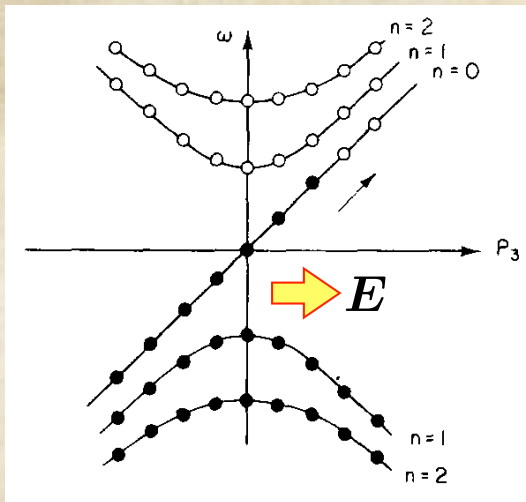
Particleとしてのgauge bosonの効果

カイラル量子異常 ('69 Adler; Bell&Jackiw)

$$\partial_\mu j_5^\mu = -\frac{g^2}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{g^2}{2\pi^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

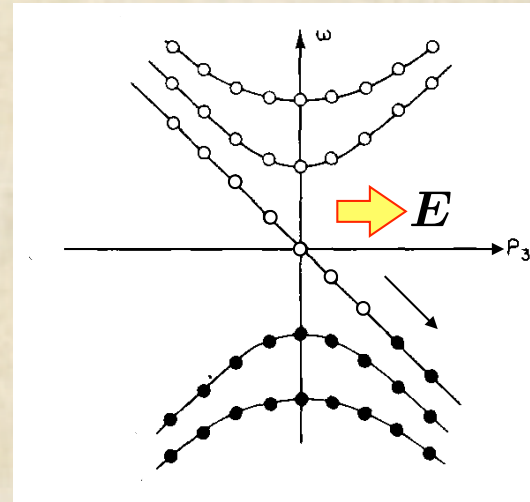
背景にcoherentな平行に走る電場と磁場があれば

$j_5^0 = n_5$ が系にinduceされる。



右巻きフェルミオン

('83 Ninomiya&Nielsen)



左巻きフェルミオン

z 軸方向に磁場をかけると Landau準位が現れる。

さらに z 軸方向に電場をかけると gapless modeに沿って準位が埋められ/削られていく。

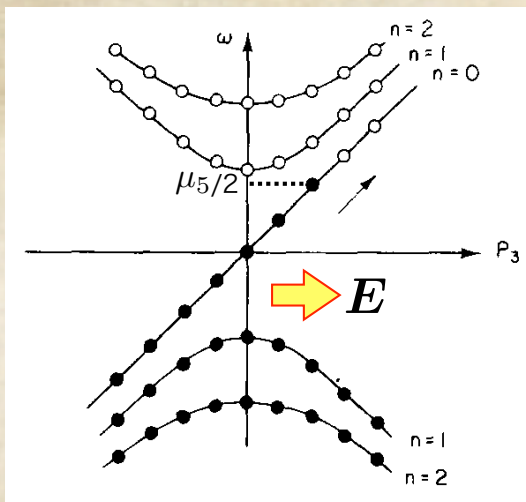
右/左巻きの粒子数に差ができる。

$\Rightarrow j_5^0 = n_5$ ができる。

カイラル磁気効果 ('80 Vilenkin, '08 Fukushima, Kharzéev&Warringa, and more...)

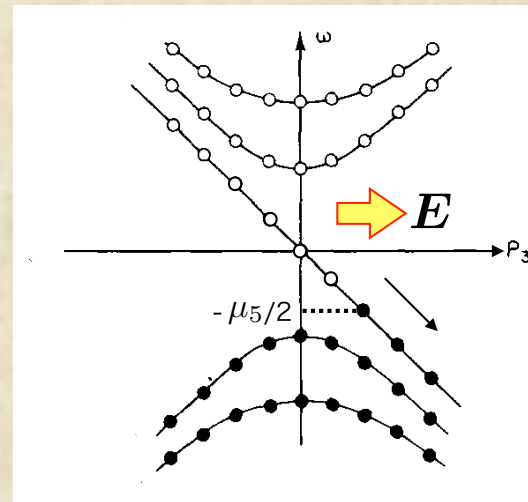
磁場とカイラル非対称 (n_5 or μ_5) がある系において
 カイラル量子異常によって電流がinduceされる。

$$\mathbf{J}_{\text{CME}} = \frac{g'^2}{2\pi^2} \mu_5^Y \mathbf{B}_Y \quad \mu_5^Y = \sum_i y_i^2 \mu_i^{(R)} - \sum_j y_j^2 \mu_j^{(L)}$$



右巻きフェルミオン

('83 Ninomiya&Nielsen)



左巻きフェルミオン


z 軸に電場をかけると z 軸方向
 正のmomentumを持った右/左
 巻きの粒子が増える/減る。
 = 電流がinduceされる。

$E \rightarrow 0$ limitでもこの効果は残る

カイラル磁気効果は背景電磁場の起こすカイラル非対称性生成の backreaction として理解できる。

磁気流体力学の言葉で書くと、

$$\frac{d\mathbf{B}}{d\tau} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J}, \quad \mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{2\alpha}{\pi} \mu_5 \mathbf{B} \quad \leftarrow \text{CME}$$


$$\frac{d\mathbf{B}}{d\tau} = \frac{1}{\sigma} \left(\nabla^2 \mathbf{B} + \frac{2\alpha}{\pi} \mu_5 \nabla \times \mathbf{B} \right) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad \leftarrow \text{CME}$$

カイラル磁気効果は背景電磁場の起こすカイラル非対称性生成の backreaction として理解できる。

磁気流体力学の言葉で書くと、

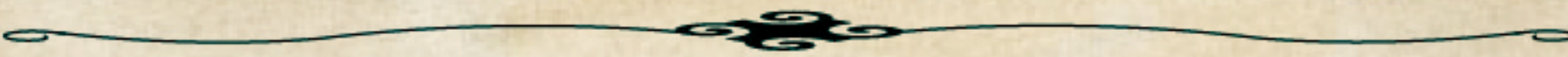
$$\frac{d\mathbf{B}}{d\tau} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J}, \quad \mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{2\alpha}{\pi} \mu_5 \mathbf{B} \quad \leftarrow \text{CME}$$

$$\rightarrow \frac{dB_k^\pm}{d\tau} = \frac{1}{\sigma} \left(-k^2 B_k^\pm \pm \frac{2\alpha}{\pi} \mu_5 k B_k^\pm \right) + (\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}^\pm))_k$$

non-zero の $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = -\frac{1}{2V} \frac{d}{dt} \mathcal{H}$ は系にカイラル非対称を induce する。

non-zero の μ_5 は系に(ヘリカルな) 電磁場の不安定性を起こす。
 <Chiral plasma instability>

$$\rightarrow N_5 + \frac{g^2}{8\pi^2} \mathcal{H} \text{ の保存則が満たされる。}$$



[ここで言いたいこと]

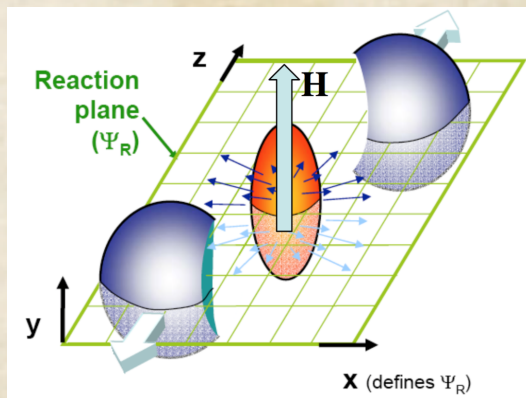
背景に(ヘリカルな)電磁場があって、
カイラリティを持つ物質が系にあると、
カイラル量子異常により、マクロに非自明な現象が起こる。

[ここで言いたいこと]

背景に(ヘリカルな)電磁場があって、
カイラリティを持つ物質が系にあると、
カイラル量子異常により、マクロに非自明な現象が起こる。

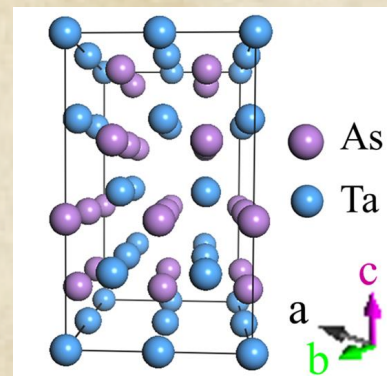
これはエネルギースケールによらない話なので、
近年様々な分野で研究されている。cf. 山本直希さんのトーク@PPP2017

重イオン衝突



('14 Kharzeev)

Weyl半金属



('15 Huang+)

コンパクト星



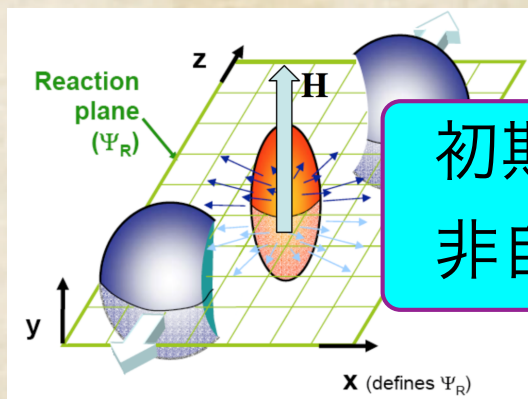
Wikipedia

[ここで言いたいこと]

背景に(ヘリカルな)電磁場があって、
カイラリティを持つ物質が系にあると、
カイラル量子異常により、マクロに非自明な現象が起こる

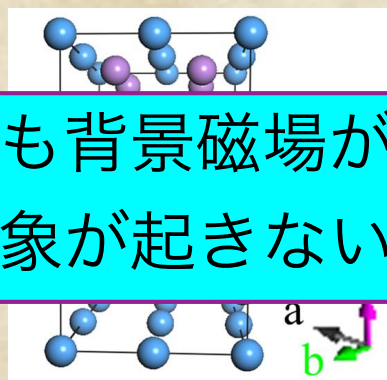
これはエネルギースケールによらない話なので、
近年様々な分野で研究されている cf. 山本直希さんのトーク@PPP2017

重イオン衝突



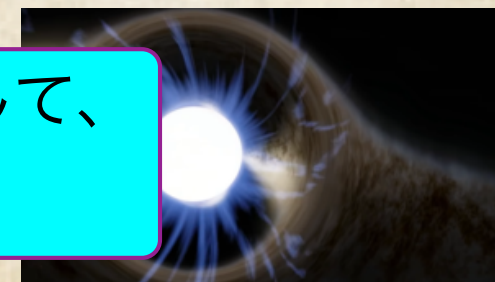
('14 Kharzeev)

Weyl半金属



('15 Huang+)

コンパクト星



Wikipedia

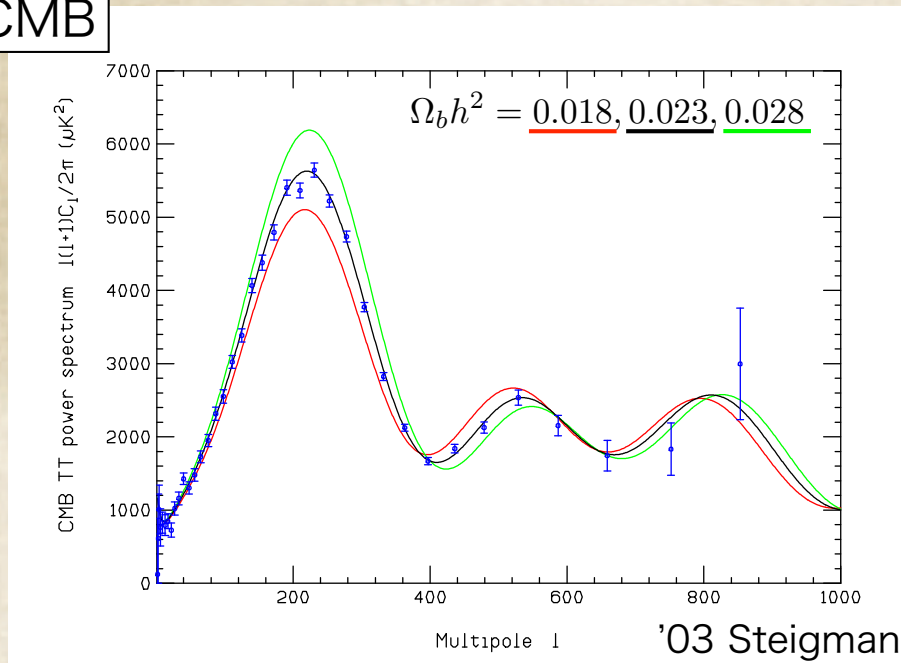
初期宇宙でも背景磁場が存在して、
非自明な現象が起きないか？

ヘリカルなハイパー磁場からの物質反物質非対称生成

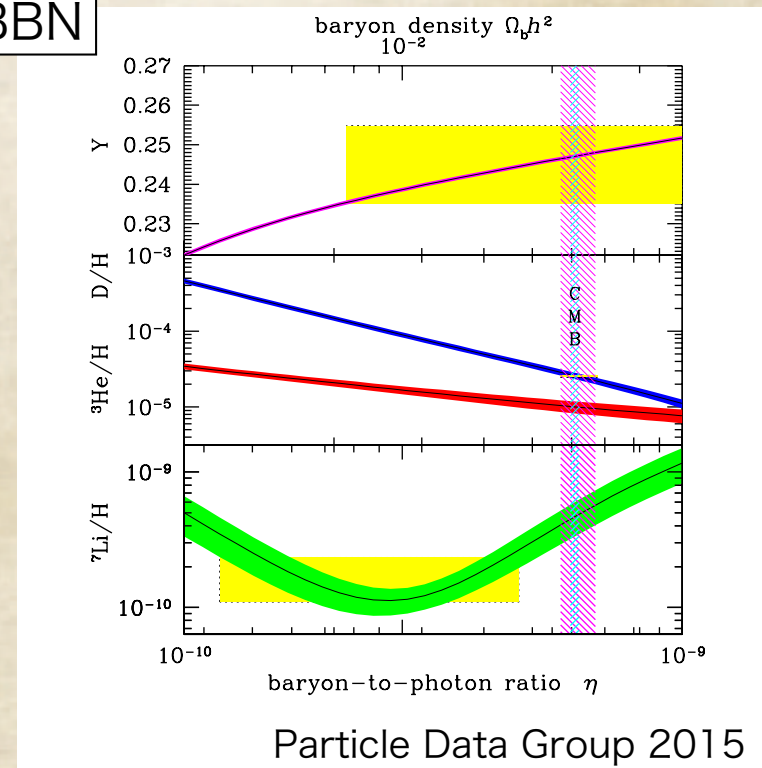
T. Fujita (Kyoto) & KK, PRD93 (2016) 083520 [arXiv:1602.02109 (hep-ph)],
KK & A.J.Long (Chicago), PRD94 (2016) 063501 [arXiv:1606.08891 (astro-ph.CO)],
PRD94 (2016) 123509 [arXiv:1610.03074 (hep-ph)]

- 現在の宇宙は物質の量に比べて反物質の量が圧倒的に少ない。
- ビッグバン元素合成(BBN)と宇宙背景放射(CMB)で定量的にその量が評価されている。

CMB



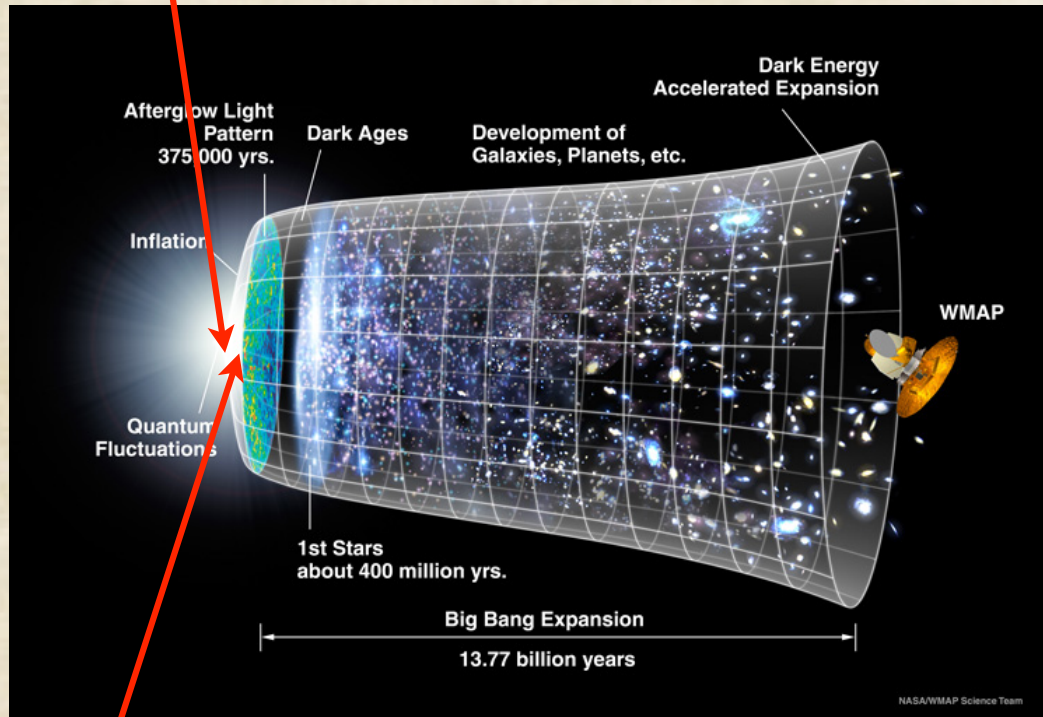
BBN



$$\eta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} = (6.09 \pm 0.06) \times 10^{-10} \quad (\text{Planck 2015})$$

$$\eta = (6.180 \pm 0.195) \times 10^{-10} \quad \text{BBN+D ; '15 Cyburt+}$$

もし宇宙創世時にすでに非対称があってもインフレーションで薄められてしまう。



WMAP team

インフレーション後BBN前に非対称が作られねばならない。

{	物質 :	$\sim 1000000000000+1$	$\xrightarrow[T \sim 100 \text{ MeV}]{\text{対消滅}}$	}	物質 :	~ 1
	反物質 :	~ 1000000000000			反物質 :	~ 0
	光子 :	~ 1000000000000			光子 :	~ 1000000000000

物質反物質非対称性を初期宇宙で作るためには…

サハロフの条件 が満たされねばならないことが知られている。

(‘67 Sakharov)

1. バリオン(B)数の破れ
2. CとCPの破れ
3. 熱平衡からの逸脱

物質反物質非対称性を初期宇宙で作るためには…

サハロフの条件 が満たされねばならないことが知られている。

(’67 Sakharov)

1. バリオン(B)数の破れ
2. CとCPの破れ
3. 熱平衡からの逸脱

これを満たすためには標準模型を超えた物理が必要!?

- レプトジェネシス (’85 Fukugita&Yanagida) : 右巻きニュートリノ
- アフレック=ダイン (’85 Affleck&Dine, ’95 Dine,Randall&Thomas) : 超対称 + BとCPを破るop.
- 電弱バリオン数生成 (’85 Kuzmin, Rubakov&Shaposhnikov) : 電弱一次相転移 + CPを破るop.

物質反物質非対称性を初期宇宙で作るためには…

サハロフの条件 が満たされねばならないことが知られている。

(’67 Sakharov)

1. バリオン(B)数の破れ

2. CとCPの破れ

3. 熱平衡からの逸脱

本当に標準模型を超えた物理がなければならぬか!?

- レプトジェネシス (’85 Fukugita&Yanagida) : 右巻きニュートリノ
- アフレック=ダイン (’85 Affleck&Dine, ’95 Dine,Randall&Thomas) : 超対称 + BとCPを破るop.
- 電弱バリオン数生成 (’85 Kuzmin, Rubakov&Shaposhnikov) : 電弱一次相転移 + CPを破るop.

物質反物質非対称性を初期宇宙で作るためには…

サハロフの条件 が満たされねばならないことが知られている。

('67 Sakharov)

1. バリオン(B)数の破れ

2. CとCPの破れ

3. 熱平衡からの逸脱

本当に標準模型を超えた物理がなければならぬか!?

- レプトジェネシス ('85 Fukugita&Yanagida) : 右巻きニュートリノ
- アフレック=ダイン ('85 Affleck&Dine, '95 Dine,Randall&Thomas) : 超対称 + BとCPを破るop.
- 電弱バリオン数生成 ('85 Kuzmin, Rubakov&Shaposhnikov) : 電弱一次相転移 + CPを破るop.

ヘリカル背景ハイパー磁場があるとサハロフの条件が満たされる

ヘリカル背景ハイパー磁場があるとサハロフの条件が満たされる。

1. バリオン数の破れ: カイラル量子異常

$$\Delta Q_B = \Delta Q_L = N_g \left(\Delta N_{CS} - \frac{g'^2}{16\pi^2} \Delta \mathcal{H}_Y \right)$$

$$\frac{d}{dt} n_B = \frac{d}{dt} n_L \ni -\frac{g'^2}{16\pi^2} N_g \frac{d}{dt} \left(\frac{H_Y}{V} \right) = \frac{g'^2}{4\pi^2} N_g \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

2. CとCPの破れ

: ヘリシティを持ったハイパー磁場が背景にある。

3. 平衡からの逸脱

背景電磁場のヘリシティが変化すれば、
(原理的には) 物質反物質非対称ができる (!?)

初期宇宙におけるハイパー磁気ヘリシティの減少

1. 有限の電気伝導度によるもの ('98 Giovannini&Shaposhnikov)

$$\frac{1}{V} \partial_t \mathcal{H} = -2 \langle \mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y \rangle = -\frac{2}{\sigma} \langle \mathbf{B}_Y \cdot \nabla \times \mathbf{B}_Y \rangle \simeq -\frac{2}{\sigma} \frac{B_p^2}{\lambda_B}$$

$$\sigma \simeq 100T \quad ('97 Baym+, '00 Arnold+)$$

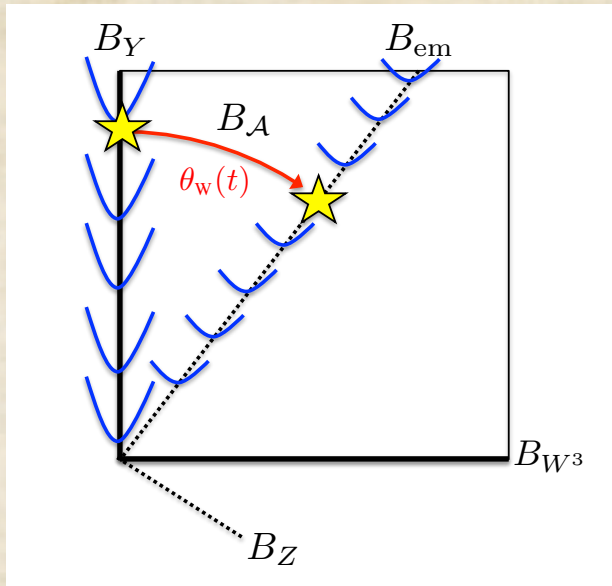
初期宇宙におけるハイパー磁気ヘリシティの減少

1. 有限の電気伝導度によるもの ('98 Giovannini&Shaposhnikov)

$$\frac{1}{V} \partial_t \mathcal{H} = -2 \langle \mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y \rangle = -\frac{2}{\sigma} \langle \mathbf{B}_Y \cdot \nabla \times \mathbf{B}_Y \rangle \simeq -\frac{2}{\sigma} \frac{B_p^2}{\lambda_B}$$

$$\sigma \simeq 100T \quad ('97 Baym+, '00 Arnold+)$$

2. 電弱相転移 ('16 KK&Long)



ゲージ群

$$SU(2)_W \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$$

零質量ゲージ場が変化する

$$B_Y \rightarrow B_{em} = \cos \theta_W B_Y + \sin \theta_W B_{W3}$$

ヘリシティが受け渡される

$$H_Y^{\text{before}} \rightarrow H_{em}^{\text{after}} = H_Y^{\text{before}}$$

$$H_Y^{\text{after}} = \cos^2 \theta_W H_{em}^{\text{after}} = \cos^2 \theta_W H_Y^{\text{before}}$$

$$N_{CS, W3}^{\text{after}} \sim \sin^2 \theta_W H_{em}^{\text{after}} = \sin^2 \theta_W H_Y^{\text{before}}$$

初期宇宙におけるハイパー磁気ヘリシティの減少

1. 有限の電気伝導度によるもの ('98 Giovannini&Shaposhnikov)

$$\frac{1}{V} \partial_t \mathcal{H} = -2 \langle \mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y \rangle = -\frac{2}{\sigma} \langle \mathbf{B}_Y \cdot \nabla \times \mathbf{B}_Y \rangle \simeq -\frac{2}{\sigma} \frac{B_p^2}{\lambda_B}$$

$$\sigma \simeq 100T \quad ('97 Baym+, '00 Arnold+)$$

2. 電弱相転移 ('16 KK&Long)

ゲージ群

バリオン非対称が供給される

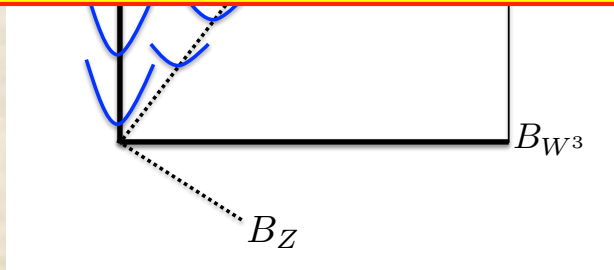
$$\Delta H_Y = -\sin^2 \theta_W H_Y^{\text{before}}$$

$$\Delta N_{CS} \sim \sin^2 \theta_W H_Y^{\text{before}}$$



$$\frac{1}{V} \left(\frac{dN_{CS}}{dt} - \frac{g^2}{8\pi^2} \partial_t \mathcal{H}_Y \right) \ni \# \frac{d\theta_W}{dt} \sin 2\theta_W \mathcal{H}_Y$$

$$\Delta Q_B = \# \Delta N_{CS} - \# \Delta H_Y \sim \sin^2 \theta_W H_Y^{\text{before}}$$



ハiggsファイが再び反転している

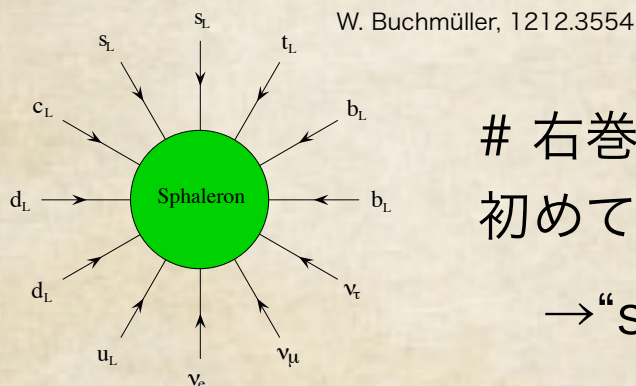
$$H_Y^{\text{before}} \rightarrow H_{\text{em}}^{\text{after}} = H_Y^{\text{before}}$$

$$H_Y^{\text{after}} = \cos^2 \theta_W H_{\text{em}}^{\text{after}} = \cos^2 \theta_W H_Y^{\text{before}}$$

$$N_{CS,W^3}^{\text{after}} \sim \sin^2 \theta_W H_{\text{em}}^{\text{after}} = \sin^2 \theta_W H_Y^{\text{before}}$$

この機構はB-L非対称を作らない -> washoutされない?

電弱スファレロン+chirality flip by 電子Yukawa



右巻き粒子の持つ非対称はYukawaが効いて初めてwashoutされる。

→“sphaleron washout”は $T < 80 \text{ TeV}$ で完成する。
(’92 Campbell+)

カイラル磁気効果 (’80 Vilenkin, ’08 Fukushima, Kharzeev, &Warringa)

アンペールの法則

$$\nabla \times \mathbf{B}_Y = \mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E}_Y + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_Y) + \frac{2\alpha_Y}{\pi} \mu_5 \mathbf{B}_Y$$

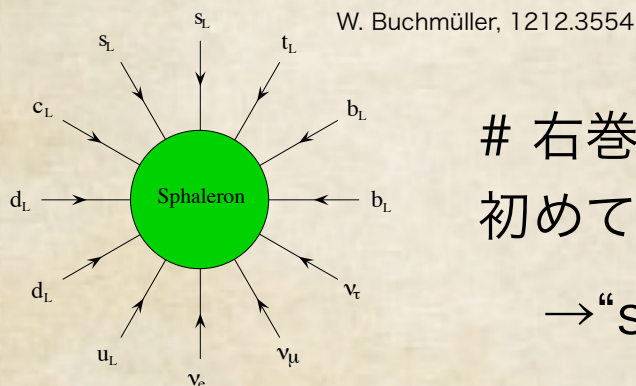
オームカレント

カイラル磁気効果

$$\Rightarrow \mathbf{E}_Y = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}_Y + \frac{1}{\sigma} \left(\nabla \times \mathbf{B}_Y - \frac{2\alpha_Y}{\pi} \mu_5 \mathbf{B}_Y \right)$$

この機構はB-L非対称を作らない -> washoutされない?

電弱スファレロン+chirality flip by 電子Yukawa



右巻き粒子の持つ非対称はYukawaが効いて初めてwashoutされる。

→“sphaleron washout”は $T < 80 \text{ TeV}$ で完成する。
(’92 Campbell+)

カイラル磁気効果 (’80 Vilenkin, ’08 Fukushima, Kharzeev, & Warringa)

$$\frac{d}{dt} n_f \ni \# \langle Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \rangle (= -4 \langle \mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y \rangle)$$

$$= \# \frac{1}{\sigma} \left(\langle \mathbf{B}_Y \cdot (\nabla \times \mathbf{B}_Y) \rangle - \frac{2\alpha}{\pi} \mu_5 \langle |\mathbf{B}_Y|^2 \rangle \right)$$

$$\mu_5 = \sum_{f'} (-)^{q_{R/L}} 6y_{f'}^2 n_{f'} / T^2$$

$$= \# \frac{1}{\sigma} \left(\frac{B_p^2}{\lambda_B} - \frac{2\alpha}{\pi} \mu_5 B_p^2 \right)$$

=> washoutを起こす。

バリオン非対称はハイパー磁場がある限り供給されているので供給項とwashout項を取り入れたkinetic equationを解いてやれば良い。

schematicには、

$$\frac{dn_B}{dt} = \left(\# \frac{B^2}{\sigma \lambda} + \# \dot{\theta}_W \lambda B^2 \right) - \Gamma_{w.o.} n_B$$

供給項

washout項

MHD decay

EWSB

EW sphaleron

chirality-flip

CME

バリオン非対称はハイパー磁場がある限り供給されているので供給項とwashout項を取り入れたkinetic equationを解いてやれば良い。

schematicには、

$$\frac{dn_B}{dt} = \left(\# \frac{B^2}{\sigma\lambda} + \# \dot{\theta}_W \lambda B^2 \right) - \Gamma_{\text{w.o.}} n_B$$

供給項 washout項

↑ ↑ ↑ ↑ ↑

MHD decay EWSB EW sphaleron chirality-flip CME

終端”非対称”に達する。

$$n_B \simeq \frac{\# B^2 / \sigma\lambda + \# \dot{\theta}_W \lambda B^2}{\Gamma_{\text{w.o.}}}$$

実際にはフェルミオンとヒッグス、ウィークゲージボソン
すべてのkinetic equationを数值的に解いた。

$$\frac{d\eta_{u_L}^i}{dx} = -\mathcal{S}_{UDW}^i - \sum_{j=1}^{N_g} (\mathcal{S}_{Uhu}^{ij} + \mathcal{S}_{Uu}^{ij} + \mathcal{S}_{Uhd}^{ij}) - \mathcal{S}_{s,\text{sph}} - \frac{N_c}{2} \mathcal{S}_{w,\text{sph}} \\ + \left(N_c y_{QL}^2 \mathcal{S}_y^{\text{bkg}} + \frac{N_c}{2} \mathcal{S}_w^{\text{bkg}} + N_c \frac{y_{QL}}{2} \mathcal{S}_{yw}^{\text{bkg}} \right)$$

$$\frac{d\eta_{d_L}^i}{dx} = \mathcal{S}_{UDW}^i - \sum_{j=1}^{N_g} (\mathcal{S}_{Dhd}^{ij} + \mathcal{S}_{Dd}^{ij} + \mathcal{S}_{Dhu}^{ij}) - \mathcal{S}_{s,\text{sph}} - \frac{N_c}{2} \mathcal{S}_{w,\text{sph}} \\ + \left(N_c y_{QL}^2 \mathcal{S}_y^{\text{bkg}} + \frac{N_c}{2} \mathcal{S}_w^{\text{bkg}} - N_c \frac{y_{QL}}{2} \mathcal{S}_{yw}^{\text{bkg}} \right)$$

$$\frac{d\eta_{\nu_L}^i}{dx} = -\mathcal{S}_{\nu EW}^i - \sum_{j=1}^{N_g} \mathcal{S}_{\nu he}^{ij} - \frac{1}{2} \mathcal{S}_{w,\text{sph}} + \left(y_{LL}^2 \mathcal{S}_y^{\text{bkg}} + \frac{1}{2} \mathcal{S}_w^{\text{bkg}} + \frac{y_{LL}}{2} \mathcal{S}_{yw}^{\text{bkg}} \right)$$

$$\frac{d\eta_{e_L}^i}{dx} = \mathcal{S}_{\nu EW}^i - \sum_{j=1}^{N_g} (\mathcal{S}_{Ehe}^{ij} + \mathcal{S}_{Ee}^{ij}) - \frac{1}{2} \mathcal{S}_{w,\text{sph}} + \left(y_{LL}^2 \mathcal{S}_y^{\text{bkg}} + \frac{1}{2} \mathcal{S}_w^{\text{bkg}} - \frac{y_{LL}}{2} \mathcal{S}_{yw}^{\text{bkg}} \right)$$

$$\frac{d\eta_{u_R}^i}{dx} = \sum_{j=1}^{N_g} (\mathcal{S}_{Uhu}^{ji} + \mathcal{S}_{Uu}^{ji} + \mathcal{S}_{Dhu}^{ji}) + \mathcal{S}_{s,\text{sph}} - N_c y_{uR}^2 \mathcal{S}_y^{\text{bkg}}$$

$$\frac{d\eta_{d_R}^i}{dx} = \sum_{j=1}^{N_g} (\mathcal{S}_{Dhd}^{ji} + \mathcal{S}_{Dd}^{ji} + \mathcal{S}_{Uhd}^{ji}) + \mathcal{S}_{s,\text{sph}} - N_c y_{dR}^2 \mathcal{S}_y^{\text{bkg}}$$

$$\frac{d\eta_{e_R}^i}{dx} = \sum_{j=1}^{N_g} (\mathcal{S}_{Ehe}^{ji} + \mathcal{S}_{Ee}^{ji} + \mathcal{S}_{\nu he}^{ji}) - y_{eR}^2 \mathcal{S}_y^{\text{bkg}}$$

$$\frac{d\eta_{\phi^+}}{dx} = -(\mathcal{S}_{hhw} + \mathcal{S}_{hw}) + \sum_{i,j=1}^{N_g} (-\mathcal{S}_{Dhu}^{ij} + \mathcal{S}_{Uhd}^{ij} + \mathcal{S}_{\nu he}^{ij})$$

$$\frac{d\eta_{\phi^0}}{dx} = \mathcal{S}_{hhw} - \mathcal{S}_h + \sum_{i,j=1}^{N_g} (-\mathcal{S}_{Uhu}^{ij} + \mathcal{S}_{Dhd}^{ij} + \mathcal{S}_{Ehe}^{ij})$$

$$\frac{d\eta_{W^+}}{dx} = (\mathcal{S}_{hhw} + \mathcal{S}_{hw}) + \sum_{i=1}^{N_g} (\mathcal{S}_{UDW}^i + \mathcal{S}_{\nu EW}^i)$$

$$\mathcal{S}_{Dhu}^{ij} \equiv \frac{\gamma_{Dhu}^{ij}}{2} \left(\frac{\eta_{d_L}^i}{k_{d_L}^i} + \frac{\eta_{\phi^+}}{k_{\phi^+}} - \frac{\eta_{u_R}^j}{k_{u_R}^j} \right), \quad \mathcal{S}_{Uhu}^{ij} \equiv \frac{\gamma_{Uhu}^{ij}}{2} \left(\frac{\eta_{u_L}^i}{k_{u_L}^i} + \frac{\eta_{\phi^0}}{k_{\phi^0}} - \frac{\eta_{u_R}^j}{k_{u_R}^j} \right), \\ \mathcal{S}_{Uhd}^{ij} \equiv \frac{\gamma_{Uhd}^{ij}}{2} \left(\frac{\eta_{u_L}^i}{k_{u_L}^i} - \frac{\eta_{\phi^+}}{k_{\phi^+}} - \frac{\eta_{d_R}^j}{k_{d_R}^j} \right), \quad \mathcal{S}_{Dhd}^{ij} \equiv \frac{\gamma_{Dhd}^{ij}}{2} \left(\frac{\eta_{d_L}^i}{k_{d_L}^i} - \frac{\eta_{\phi^0}}{k_{\phi^0}} - \frac{\eta_{d_R}^j}{k_{d_R}^j} \right), \\ \mathcal{S}_{\nu he}^{ij} \equiv \frac{\gamma_{\nu he}^{ij}}{2} \left(\frac{\eta_{\nu_L}^i}{k_{\nu_L}^i} - \frac{\eta_{\phi^+}}{k_{\phi^+}} - \frac{\eta_{e_R}^j}{k_{e_R}^j} \right), \quad \mathcal{S}_{Ehe}^{ij} \equiv \frac{\gamma_{Ehe}^{ij}}{2} \left(\frac{\eta_{e_L}^i}{k_{e_L}^i} - \frac{\eta_{\phi^0}}{k_{\phi^0}} - \frac{\eta_{e_R}^j}{k_{e_R}^j} \right),$$

$$\mathcal{S}_{UDW}^i \equiv \gamma_{UDW}^i \left(\frac{\eta_{u_L}^i}{k_{u_L}^i} - \frac{\eta_{d_L}^i}{k_{d_L}^i} - \frac{\eta_{W^+}}{k_{W^+}} \right)$$

$$\mathcal{S}_{\nu EW}^i \equiv \gamma_{\nu EW}^i \left(\frac{\eta_{\nu_L}^i}{k_{\nu_L}^i} - \frac{\eta_{e_L}^i}{k_{e_L}^i} - \frac{\eta_{W^+}}{k_{W^+}} \right)$$

$$\mathcal{S}_{hhw} \equiv \gamma_{hhw} \left(\frac{\eta_{\phi^+}}{k_{\phi^+}} - \frac{\eta_{\phi^0}}{k_{\phi^0}} - \frac{\eta_{W^+}}{k_{W^+}} \right)$$

$$\mathcal{S}_{s,\text{sph}} \equiv \gamma_{s,\text{sph}} \sum_{i=1}^{N_g} \left(\frac{\eta_{u_L}^i}{k_{u_L}^i} + \frac{\eta_{d_L}^i}{k_{d_L}^i} - \frac{\eta_{u_R}^i}{k_{u_R}^i} - \frac{\eta_{d_R}^i}{k_{d_R}^i} \right),$$

$$\mathcal{S}_{w,\text{sph}} \equiv \gamma_{w,\text{sph}} \sum_{i=1}^{N_g} \left(\frac{N_c}{2} \frac{\eta_{u_L}^i}{k_{u_L}^i} + \frac{N_c}{2} \frac{\eta_{d_L}^i}{k_{d_L}^i} + \frac{1}{2} \frac{\eta_{\nu_L}^i}{k_{\nu_L}^i} + \frac{1}{2} \frac{\eta_{e_L}^i}{k_{e_L}^i} \right)$$

$$\eta = n/s$$

$$x = T/H \sim M_{\text{pl}}/T$$

$k = \# \text{ degree of freedom}$

$$\mathcal{S}_y^{\text{bkg}} = \frac{1}{sT} \frac{\alpha_y}{4\pi} \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \langle Y_{\mu\nu} \rangle \langle Y_{\rho\sigma} \rangle$$

$$\mathcal{S}_w^{\text{bkg}} = \frac{1}{sT} \frac{1}{2} \frac{\alpha_w}{4\pi} \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \langle W_{\mu\nu}^a \rangle \langle W_{\rho\sigma}^a \rangle$$

$$\mathcal{S}_{yw}^{\text{bkg}} = \frac{1}{sT} \frac{gg'}{4\pi} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \langle Y_{\mu\nu} \rangle \langle W_{\rho\sigma}^3 \rangle$$

$$\mathcal{S}_{Uu}^{ij} \equiv \gamma_{Uu}^{ij} \left(\frac{\eta_{u_L}^i}{k_{u_L}^i} - \frac{\eta_{u_R}^j}{k_{u_R}^j} \right),$$

$$\mathcal{S}_{Dd}^{ij} \equiv \gamma_{Dd}^{ij} \left(\frac{\eta_{d_L}^i}{k_{d_L}^i} - \frac{\eta_{d_R}^j}{k_{d_R}^j} \right),$$

$$\mathcal{S}_{Ee}^{ij} \equiv \gamma_{Ee}^{ij} \left(\frac{\eta_{e_L}^i}{k_{e_L}^i} - \frac{\eta_{e_R}^j}{k_{e_R}^j} \right),$$

$$\mathcal{S}_{hw} \equiv \gamma_{hw} \left(\frac{\eta_{\phi^+}}{k_{\phi^+}} - \frac{\eta_{W^+}}{k_{W^+}} \right)$$

$$\mathcal{S}_h \equiv \gamma_h \frac{\eta_{\phi^0}}{k_{\phi^0}}$$

Related work: Giovannini & Shaposhnikov;
Fujita & Kamada; AL, Sabancilar, & Vachaspati;
Semikoz, Dvornikov, Smirnov, Sokoloff, Valle

Courtesy: A. J. Long

最終的にバリオン非対称はどれだけ残る？

電弱相転移が完了すると ($\theta_W(t) = \theta_W^0$) バリオン数の供給は止まる。

スファレロンのfreezeoutが電弱相転移の完了より遅ければ、
=> スファレロンwashoutによりバリオン非対称は小さくなる。

('98 Giovannini&Shaposhnikov, but '16 KK&Long)

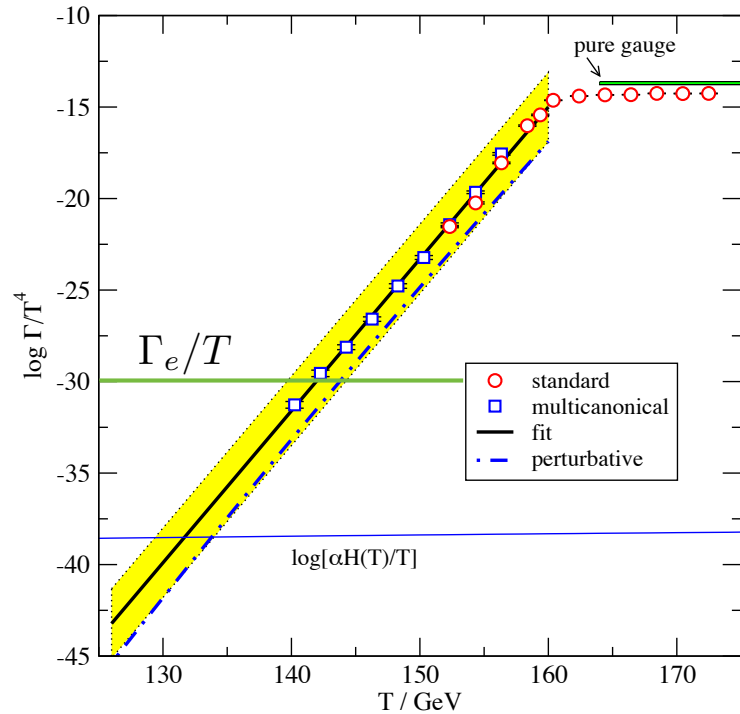
スファレロンのfreezeoutが電弱相転移の完了より早ければ、
=> スファレロンwashoutに打ち勝ってバリオン非対称が多く残る。

(終端“非対称”が良い近似) ('16 KK&Long)

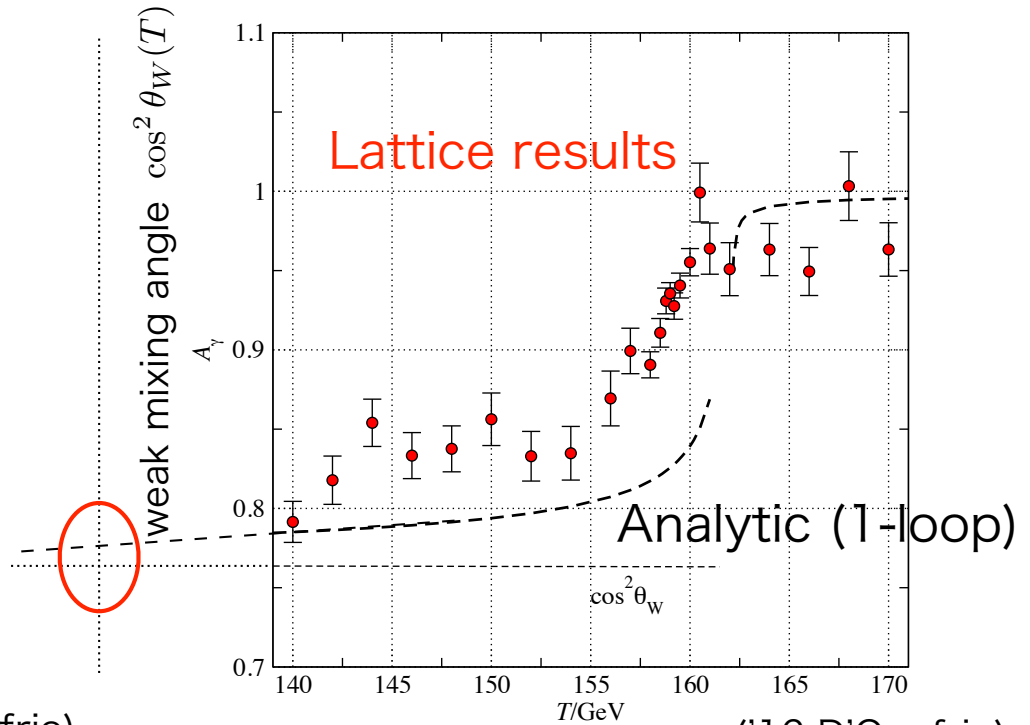
最終的にバリオン非対称はどれだけ残る？

スファレロンのfreezeout vs 電弱相転移の完了

$$\Gamma_W \simeq \exp[-145 + 0.8(T/\text{GeV})]T$$



(’14 D’Onofrio)



(’16 D’Onofrio)

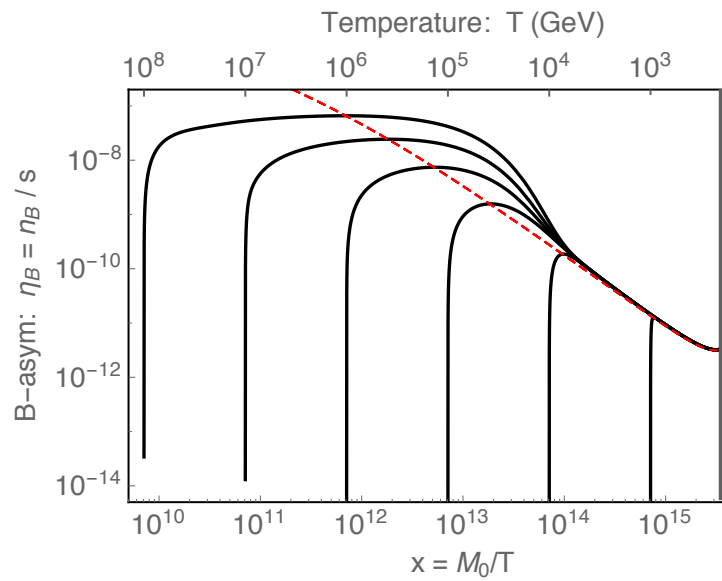
125 GeV Higgsを用いた電弱crossoverのLattice simulation

スファレロンfreezeoutは電弱相転移の完了より前。

=>バリオン非対称はwashoutに打ち勝って残る。

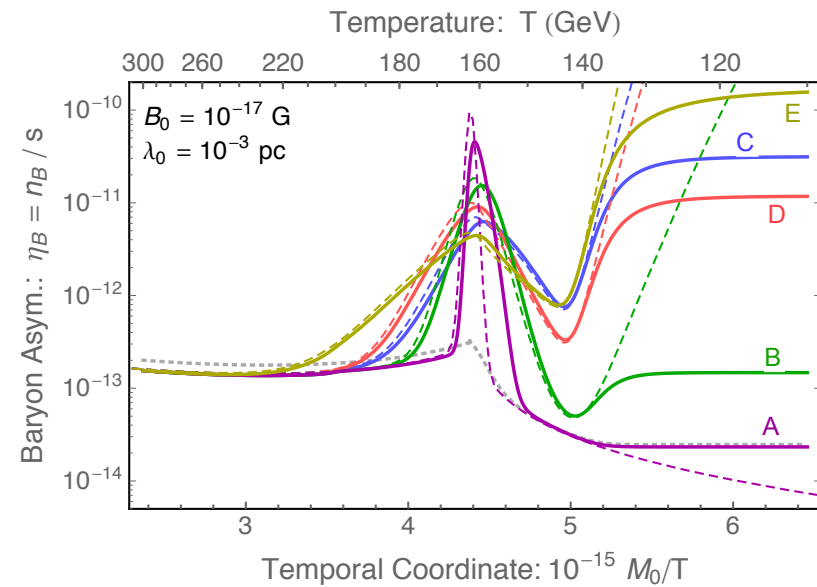
バリオン非対称の時間変化

$$T \gg T_{\text{EWSB}}$$



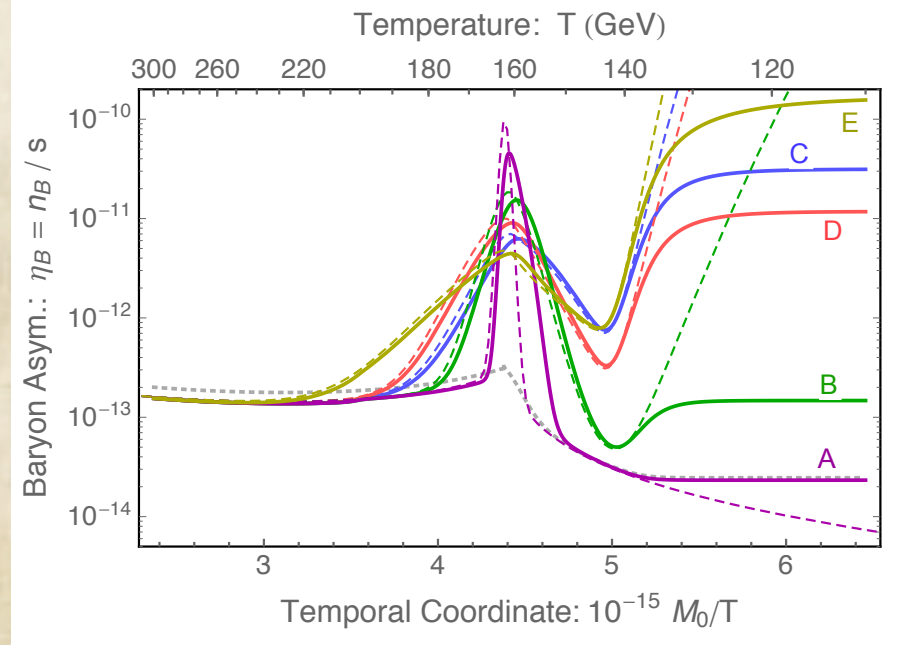
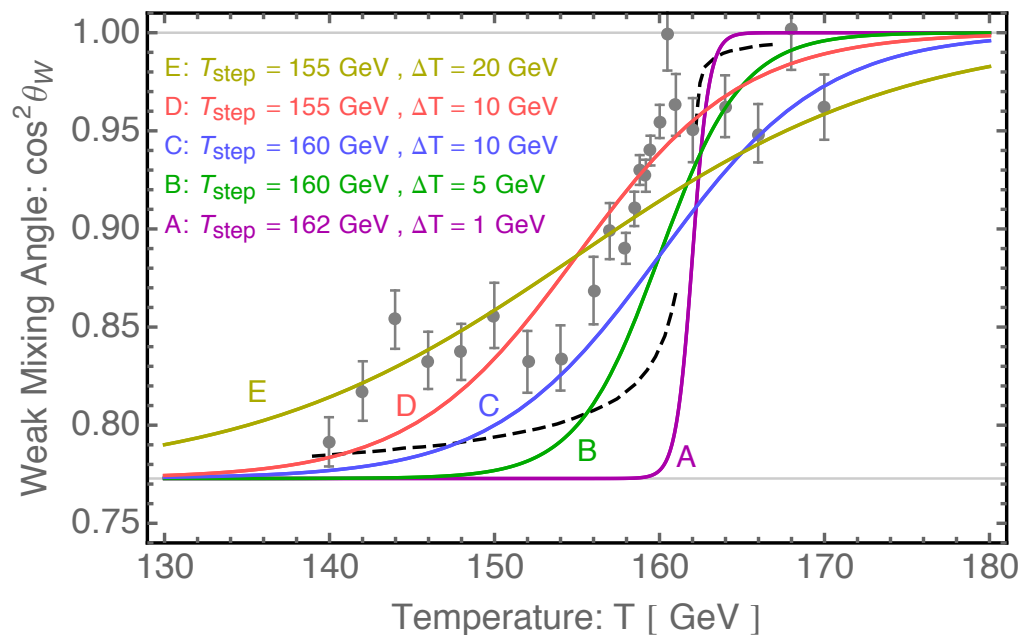
(^{'16} KK&Long)

$$T \sim T_{\text{EWSB}}$$



(^{'16} KK&Long)

Weak mixing angleの時間変化は、Lattice simulationの結果と one-loopの解析計算の結果が比較的違い、それが最終的なバリオン非対称の最大の不確実性を与えている。



Weak mixing angleの時間変化のFitting curve

バリオン非対称の時間変化

Fitting curve B から Eで, $O(10^3)$ の不確実性

(’16 KK&Long)

最終的にバリオン非対称はどれだけ残る？

$$\eta_B \simeq 10^{-10} f(\theta_W, T \sim 135\text{GeV}) \left(\frac{\lambda_{\text{EW}}}{10^6 \text{GeV}^{-1}} \right) \left(\frac{B_{\text{EW}}}{10^{-3} \text{GeV}^2} \right)^2$$

$$f(\theta_W, T) \equiv -\sin(2\theta_W) T \frac{d\theta_W}{dT} \quad (\lesssim 1 \quad @T \sim 135\text{GeV})$$

結論: 125GeV Higgsに基づいた電弱相転移に基づくと、ヘリカルなハイパー磁場が電弱相転移前に存在したならばバリオン非対称が生成され、電弱相転移後もwashoutされずに残り、現在まで存在する。現在の宇宙のバリオン非対称が標準模型を超えた相互作用や物質なしに説明できるかもしれない。

磁場生成機構

e.g. D. Jiménez (MPIK), KK, K. Schmitz(Padova) & X.J. Xu (MPIK),
JCAP12 (2017) 011 [arXiv:1707.07943[hep-ph]]
KK, PRD97 (2018) 103506 [arXiv:1802.03055 (hep-ph)]
KK, Chang Sub Shin (IBS-CTPU), arXiv:1905.06966 [hep-ph]

既知の磁場生成機構

… ただし後で述べるvoid磁場を説明するのは難しい。

1) (擬)スカラー場のダイナミクス (axion inflationを含む)

e.g., Tuner&Widrow ('88), Ratra('92), Garretson+('92), Anber&Sorbo ('06), Fujita&Namba ('16), …

$$f(\phi)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad g(\phi)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$$

2) 一次相転移

e.g., Quashnock+('89), Vachaspati ('91), Baym+ ('96), Grasso&Riotto('98), …

3) Chiral plasma instability

e.g., Joyce&Shaposhnikov ('97), KK ('18),

物質反物質非対称を作るにはヘリカルな磁場が必要

既知の磁場生成機構

… ただし後で述べるvoid磁場を説明するのは難しい。

1) (擬)スカラー場のダイナミクス (axion inflationを含む)

e.g., Tuner&Widrow ('88), Ratra('92), Garretson+('92), Anber&Sorbo ('06), Fujita&Namba ('16), …

$$f(\phi)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad g(\phi)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$$

2) 一次相転移

e.g., Quashnock+('89), Vachaspati ('91), Baym+ ('96), Grasso&Riotto('98), …

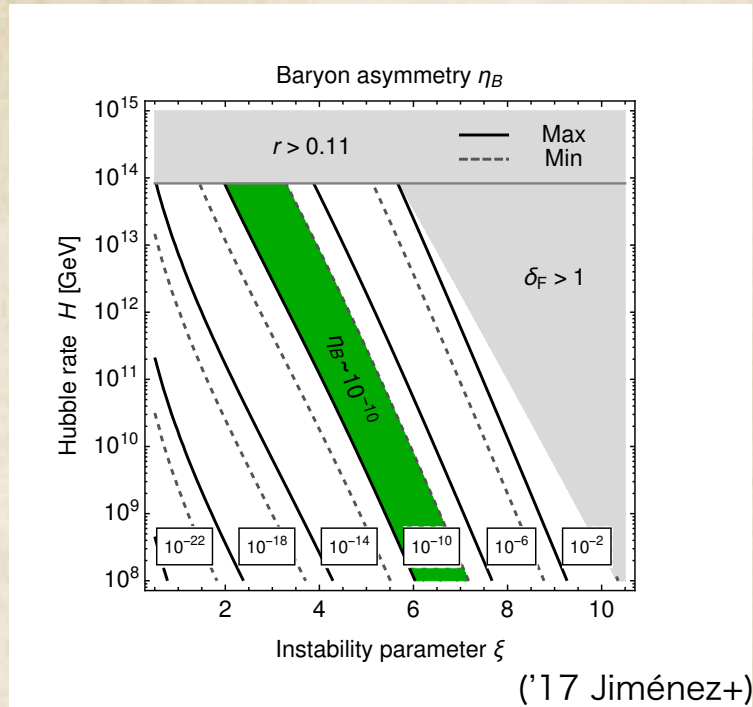
3) Chiral plasma instability

e.g., Joyce&Shaposhnikov ('97), KK ('18)

1. 擬スカラー inflation ('06 Anber+, 他多数 '17 Jimenez, KK, Schmitz, Xu を含む)

$$\frac{\phi}{f} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \longrightarrow \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + k^2 \left(1 \pm \frac{4\dot{\phi}/(Hf)}{k\tau} \right) \right] Y_{\pm} = 0.$$

1つの電磁場のヘリシティモードが不安定性を受ける => ヘリカルな磁場ができる

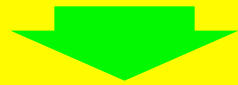


1. 擬スカラー inflation ('06 Anber+, 他多数 '17 Jimenez, KK, Schmitz, Xu を含む)

$$\frac{\phi}{f} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \longrightarrow \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + k^2 \left(1 \pm \frac{4\dot{\phi}/(Hf)}{k\tau} \right) \right] Y_{\pm} = 0.$$

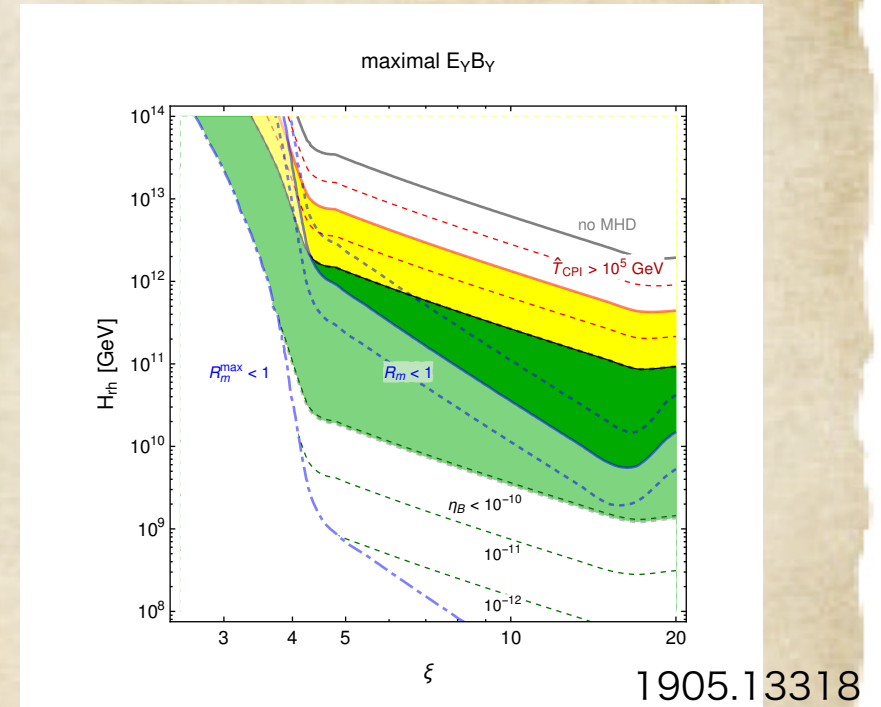
1つの電磁場のヘリシティモードが不安定性を受ける => ヘリカルな磁場ができる

このモデルでは $N_5 + \frac{g^2}{8\pi^2} \mathcal{H}$ は0のまま。



電弱相転移前にカイラリティ-ヘリシティ
対消滅が起こらないようにしてやらなければならぬ。

Instability parameter ξ
('17 Jimenez+)



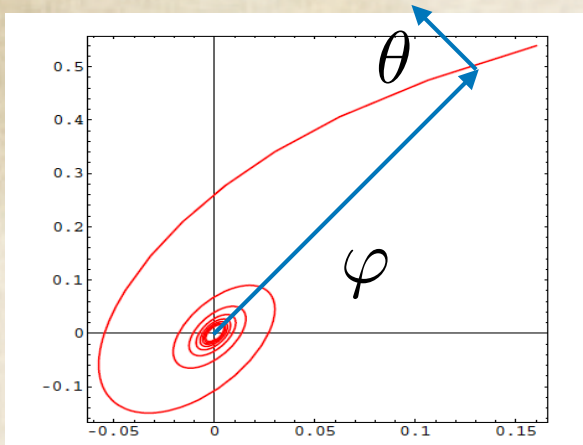
1905.13318
(Domcke, Harling, Morgante, & Mukaida)

対消滅が起こらないパラメータはありそう。

1. 擬スカラー inflation ('06 Anber+, 他多数 '17 Jimenez, KK, Schmitz, Xu を含む)

$$\frac{c\alpha}{\pi} \theta F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \quad \longrightarrow \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + k^2 \left(1 \mp \frac{c\alpha}{\pi k} \theta' \right) \right] A_k^\pm = 0$$

1つの電磁場のヘリシティモードが不安定性を受ける => ヘリカルな磁場ができる

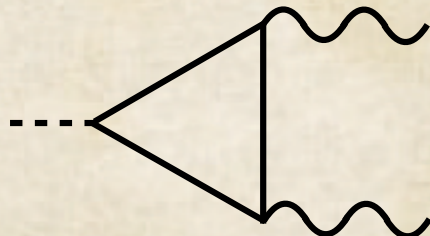


Affleck-Dine機構においても、unbroken U(1) gauge場があれば、AD場のphaseはanomalous couplingをもつ。

('19 KK & Shin)

$$\frac{c\alpha}{\pi} \theta F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

e.g. HuHd or LHu flat direction.

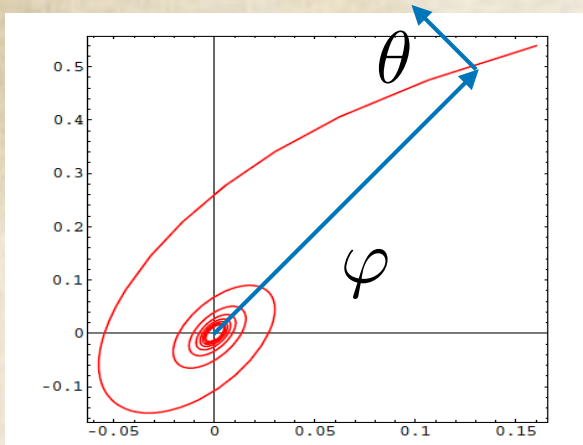


HuHd flat directionのphaseがPQWW axionに他ならないことを思い出せば、anomalous couplingがあるのは当然。

1. 擬スカラー inflation ('06 Anber+, 他多数 '17 Jimenez, KK, Schmitz, Xu を含む)

$$\frac{c\alpha}{\pi} \theta F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \quad \longrightarrow \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + k^2 \left(1 \mp \frac{c\alpha}{\pi k} \theta' \right) \right] A_k^\pm = 0$$

1つの電磁場のヘリシティモードが不安定性を受ける => ヘリカルな磁場ができる

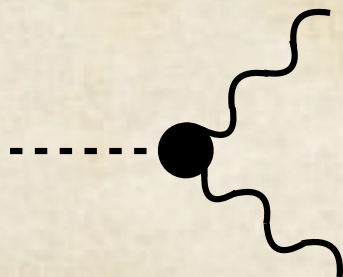


Affleck-Dine機構においても、unbroken U(1) gauge場があれば、AD場のphaseはanomalous couplingをもつ。

('19 KK & Shin)

$$\frac{c\alpha}{\pi} \theta F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

e.g. HuHd or LHu flat direction.



HuHd flat directionのphaseがPQWW axionに他ならないことを思い出せば、anomalous couplingがあるのは当然。

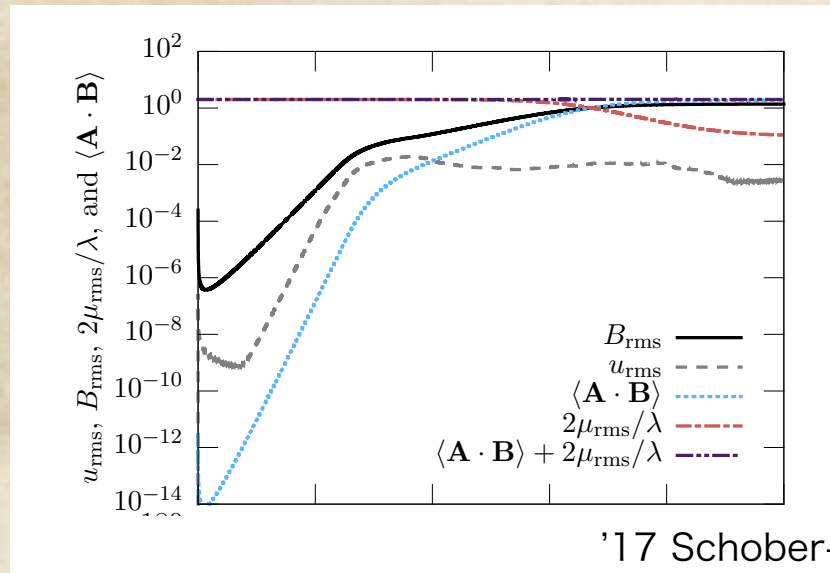
2. Chiral plasma instability (CPI) ('97 Joyce&Schaposhnikov, '17 Schober+, '18 KK)

流体速度場の影響が無視できないため、CPIでどれだけの磁場が最終的にできるかはMHDを数値的に解かないとわからない。

最新の数値MHDの結果は、初期条件として nonzero のカイラル非対称を入れた場合、それがすべてヘリシティに移されることを示唆。

$$\frac{d}{dt} \left[n_5 + \frac{c\alpha}{2\pi} \mathcal{H} \right] = 0 \quad \longrightarrow \quad \mathcal{H} = \frac{2\pi}{c\alpha} n_5^{\text{ini}}$$

初期カイラル非対称はSU(5) GUT baryogenesis のような機構で与えられる。 ('18 KK)



2. Chiral plasma instability (CPI) ('97 Joyce&Schaposhnikov, '17 Schober+, '18 KK)

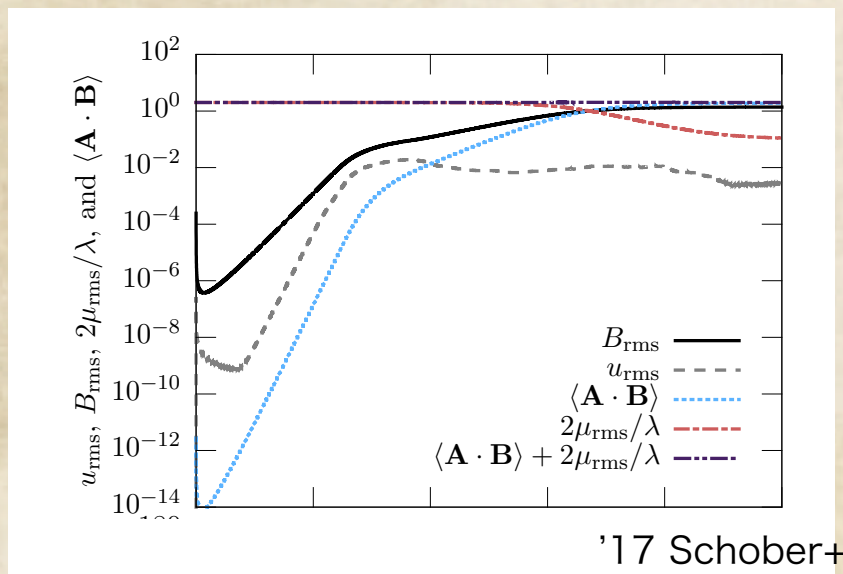
流体速度場の影響が無視できないため、CPIでどれだけの磁場が最終的にできるかはMHDを数値的に解かないとわからない。

最新の数値MHDの結果は、初期条件として nonzero のカイラル非対称を入れた場合、それがすべてヘリシティに移されることを示唆。

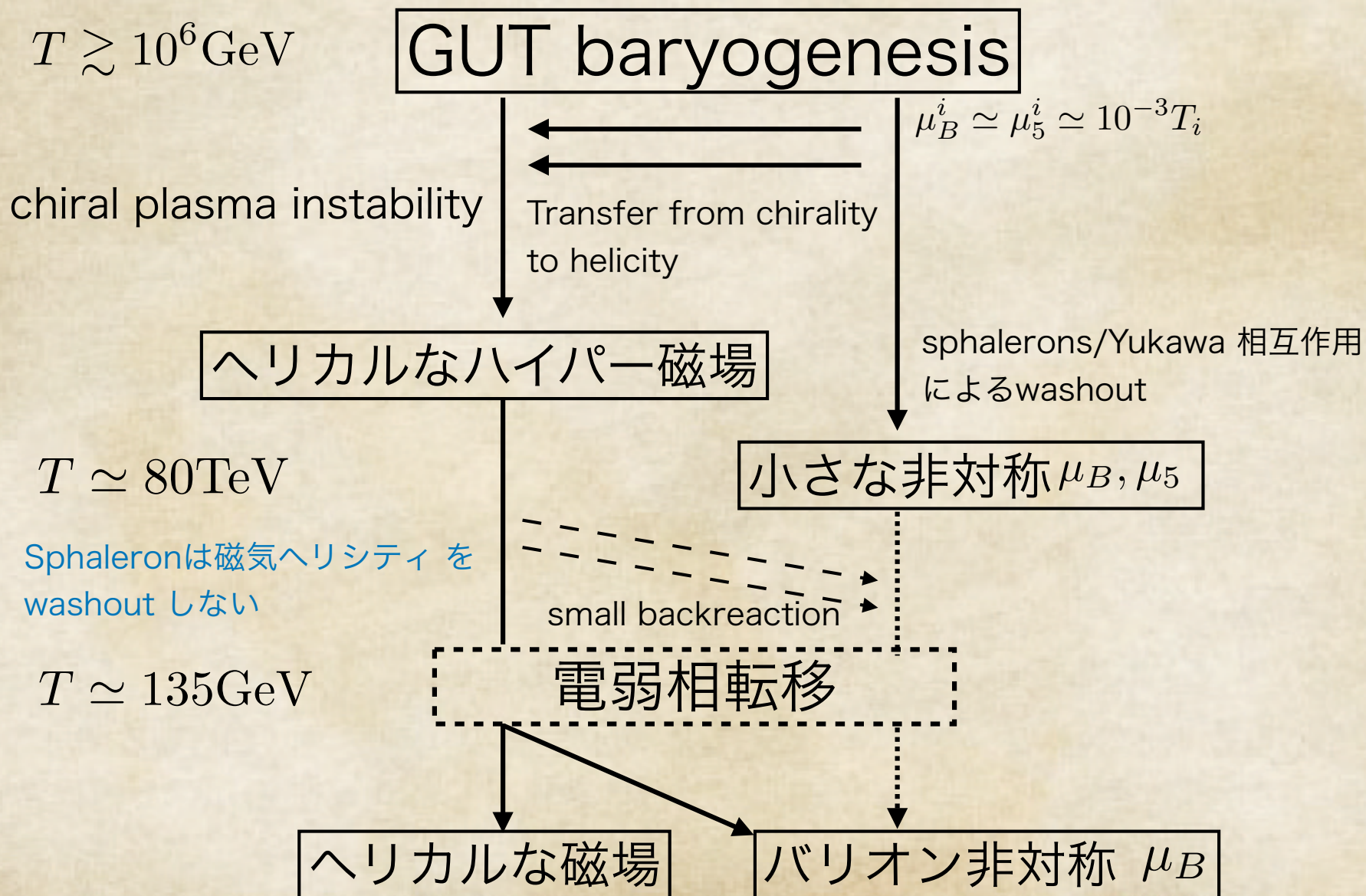
$$\frac{d}{dt} \left[n_5 + \frac{c\alpha}{2\pi} \mathcal{H} \right] = 0 \quad \longrightarrow \quad \mathcal{H} = \frac{2\pi}{c\alpha} n_5^{\text{ini}}$$

初期カイラル非対称はSU(5) GUT baryogenesis のような機構で与えられる。 ('18 KK)

$\frac{n_5}{s} \simeq \frac{n_B}{s} \simeq 10^{-5}$ 程度のB+L非対称を充分早い時期に作れば、それをスファレロン washout前にハイパー磁気ヘリシティに移し、現在のバリオン非対称を説明しうる。

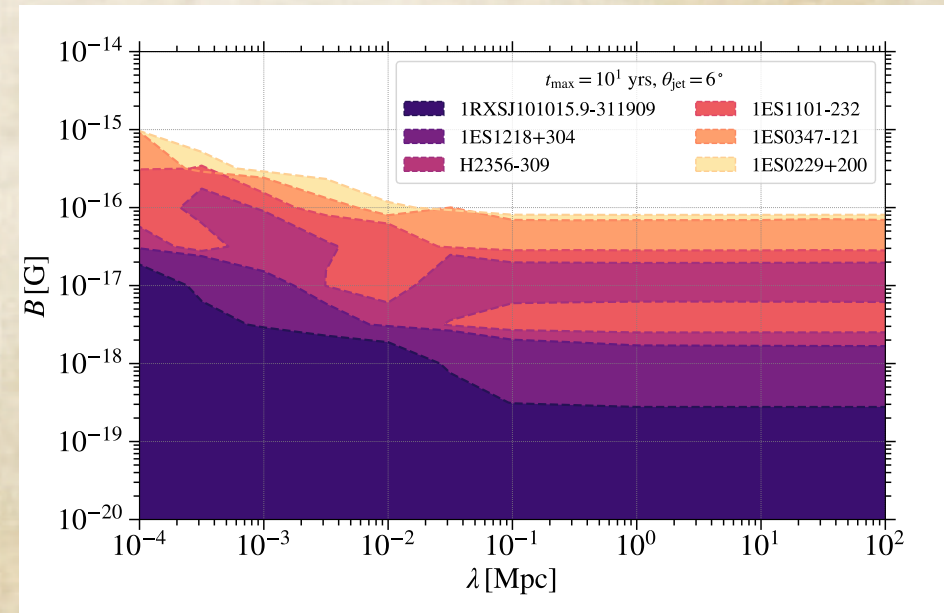
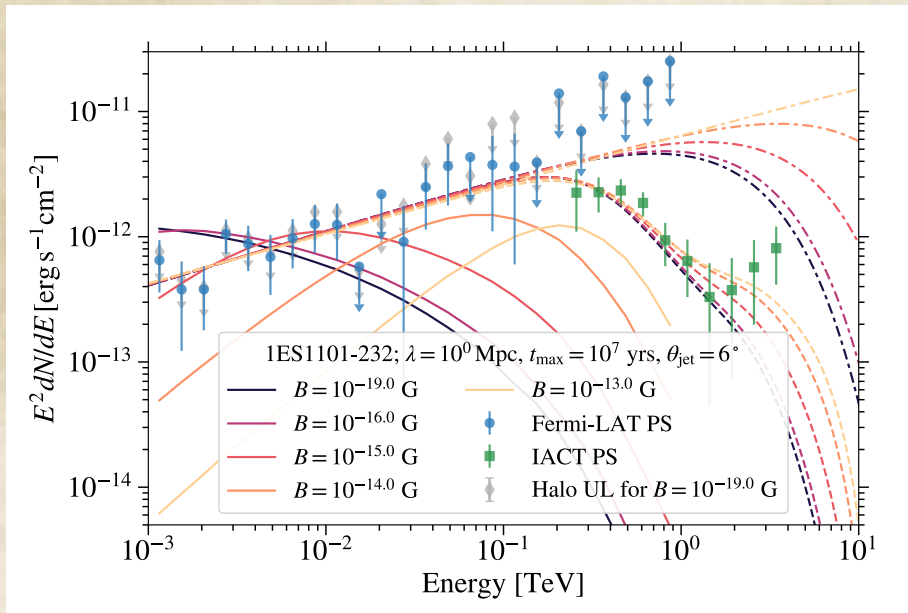


SU(5) GUT baryogenesisの帰還



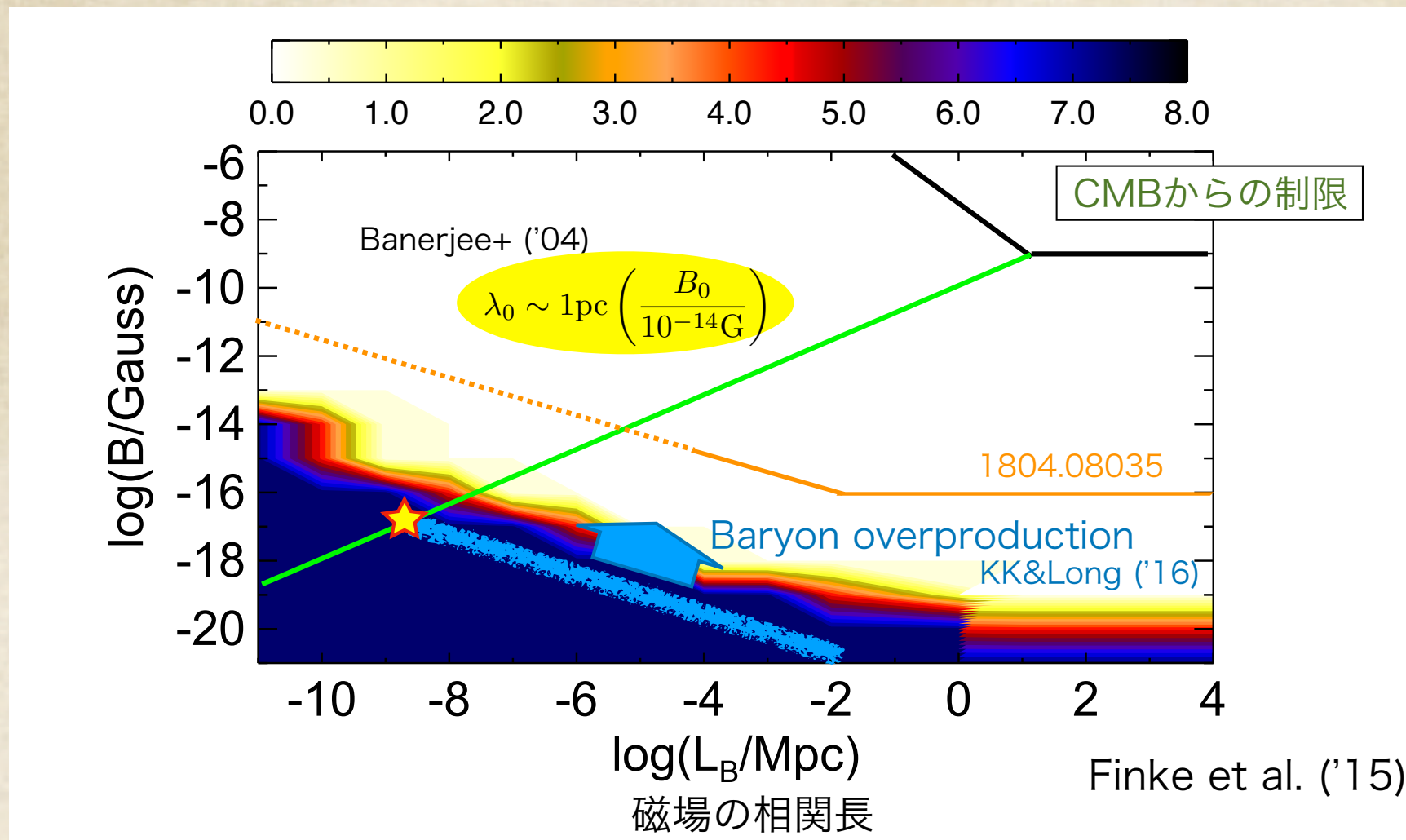
銀河間磁場への示唆

さらに近年示唆されている銀河間void磁場を同時に説明できると良かったのだが。。。

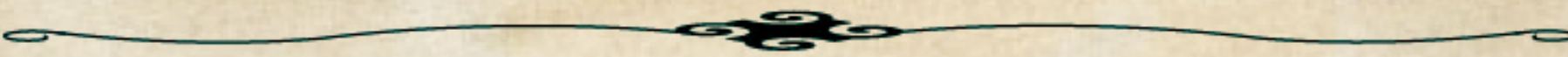


1804.08035 (Fermi-LAT collaboration)

B_0 - λ_0 プロットで見るとむしろバリオンを作りすぎる

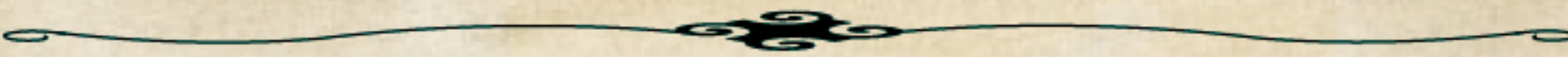


もし磁場がmaximalにヘリカルならば。

- 
1. 初期宇宙の磁場生成機構 (の一部) はバリオン数生成として有用。
(だがvoid磁場の説明には使えない)
 2. もし今後void磁場のヘリシティが見つければ、
その生成時期が電弱相転移以降であると結論づけられる。



Summary

- 
1. カイラル量子異常は背景電磁場がある系で非自明な現象を引き起こす。素粒子/宇宙論でも面白い現象が起こりうる。
 2. 物質反物質非対称生成がその1つの例。B+L非対称しか作らないので Sphaleron washoutが気がかりだが、125 GeV Higgsに基づく電弱crossoverでは非対称は残ることが示された。
 3. 背景磁場を作る方法としてaxion dynamicsやchiral plasma instabilityがありうる。
 4. 近年示唆されている銀河間void磁場とは関係付けづらいがその起源に制限をつけうる。