

# 宇宙のバリオン数の起源

佐賀大学理工学部物理科学科  
船久保 公一

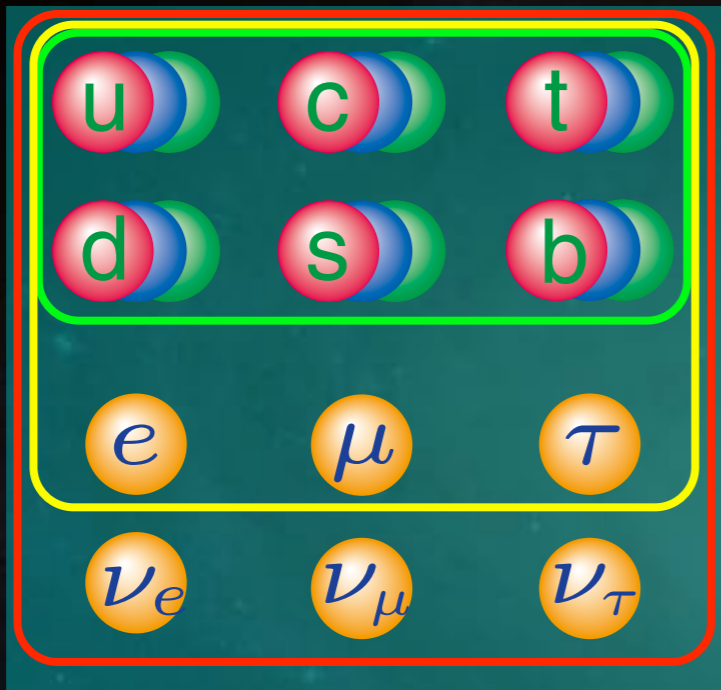


# 素粒子の標準理論

ゲージ対称性

クォーク

レプトン



グルーオン

W, Z粒子

光子

世代構造

$$SU(3)_c$$

$$SU(2)_L \times U(1)_Y$$

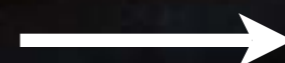
粒子が2個のペア

質量無し



質量有り

ヒッグス粒子



自発的  
対称性の破れ

標準理論で、唯一未発見

$$SU(3)_c \times U(1)_{em}$$

# 素粒子の基本理論

## 相対論的局所場の量子論

全ての粒子には、  
同じ質量、逆符号の電荷をもつ  
反粒子がある

粒子

電子



クォーク



Wマイナス



反粒子

陽電子



反クォーク



Wプラス



粒子=反粒子

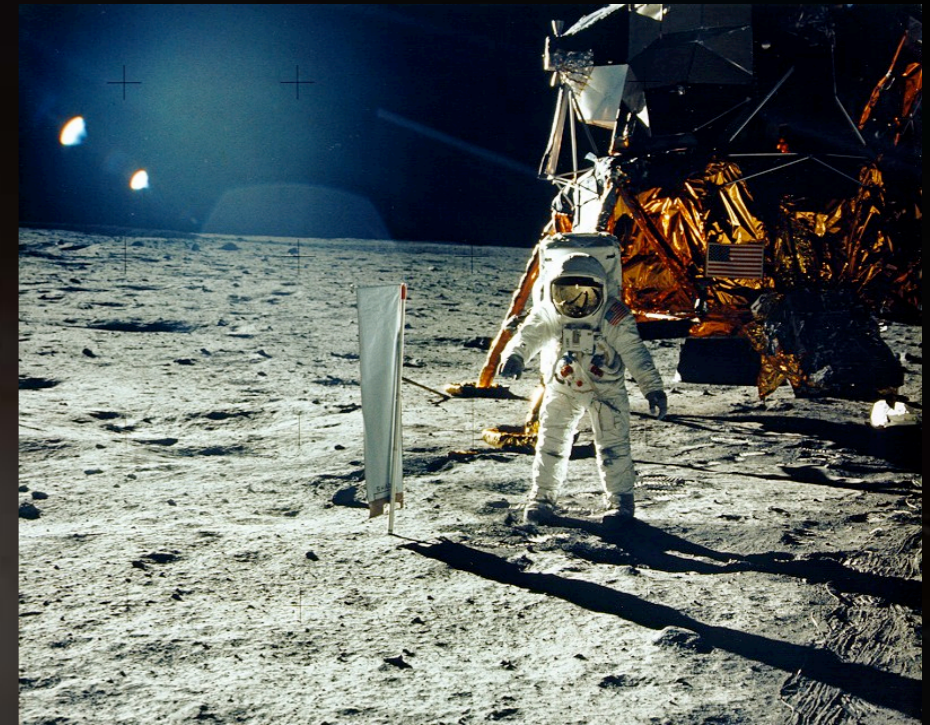
光子、グルーオン、Z

# 現在の宇宙には物質しか無い

残っている方を「粒子」と呼んでいる

★月、太陽系惑星は物質でできている

★私たちの銀河も物質でできている



天の川からの宇宙線

$$\frac{\text{反陽子}}{\text{陽子}} = 10^{-4} \quad \text{2次粒子とconsistent}$$

★銀河や銀河団は、物質または反物質だけでできている

太陽質量の $10^{12}$ 倍

粒子と反粒子がほぼ同数いた宇宙初期に、  
粒子と反粒子を大量に分離するのは不可能。



# 宇宙のバリオン数

強い相互作用をするクォークの複合粒子

フェルミ粒子 → **バリオン**      陽子, 中性子, ...

ボース粒子 → **メソン**       $\pi, \omega, K, \dots$

$$\eta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} = (4.7 - 6.5) \times 10^{-10}$$

$\frac{\text{バリオン数密度}}{\text{光子数密度}}$

宇宙膨張で不変

(95%CL)

ビッグバン元素合成  
宇宙背景放射の揺らぎ

# ビッグバン宇宙論

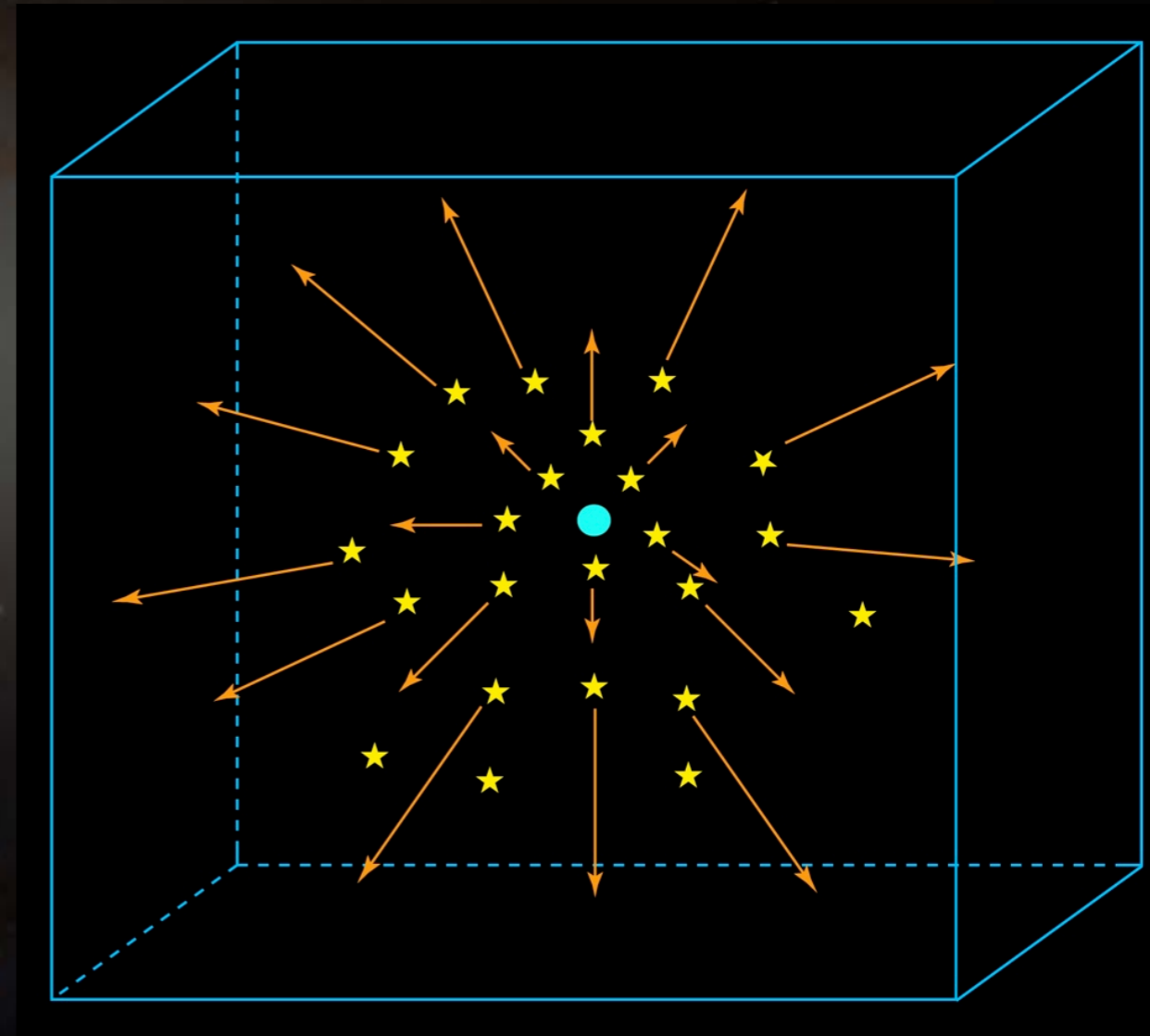
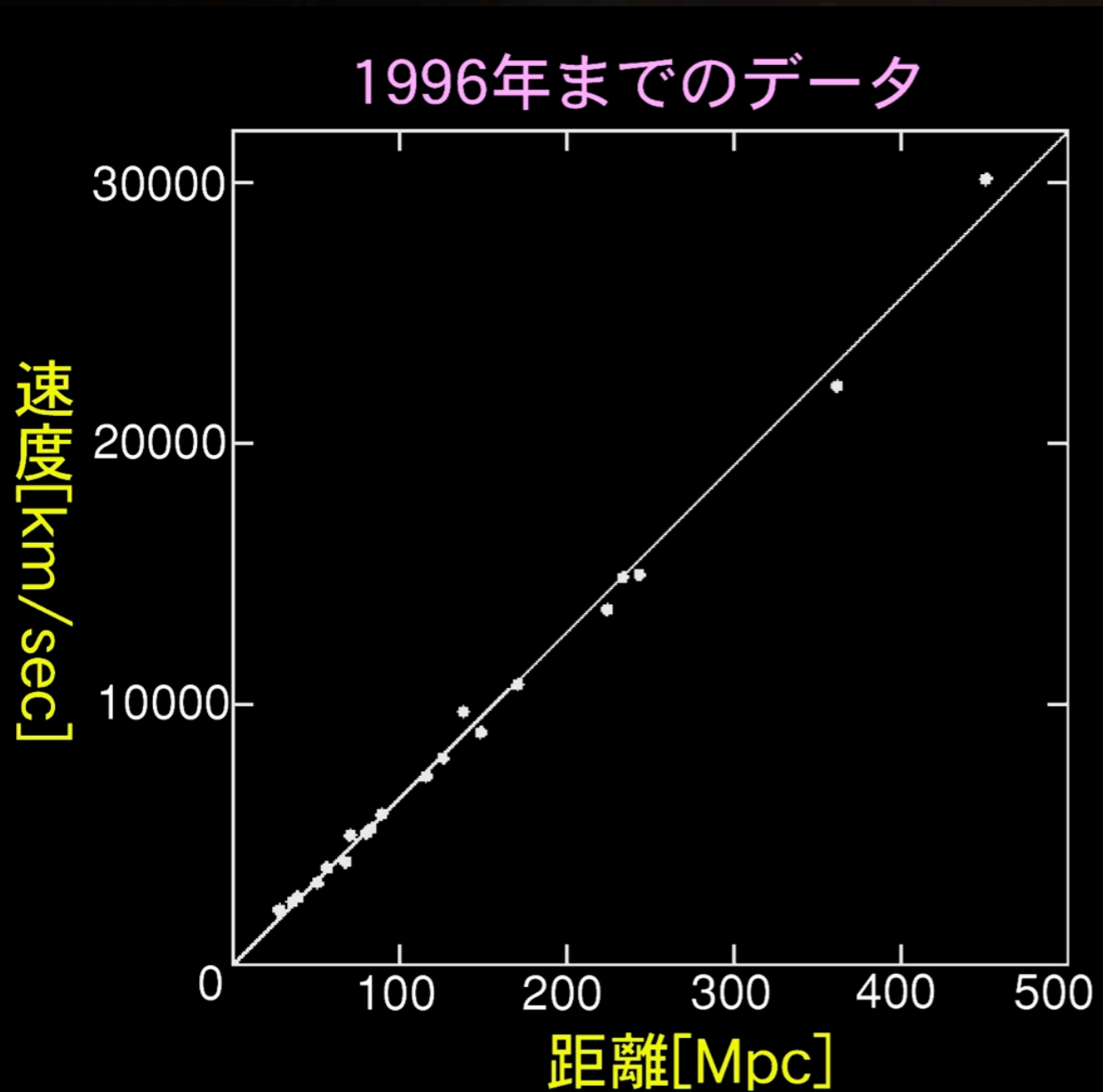
## 3つの柱

- 宇宙空間は膨張している
- 宇宙は昔、熱かった
- 冷えるうちに、軽い元素が、現在の存在比で自然に現れた

# 宇宙空間の膨張

## ハッブルの法則

遠くの天体は地球からの距離に比例した速度で遠ざかっている

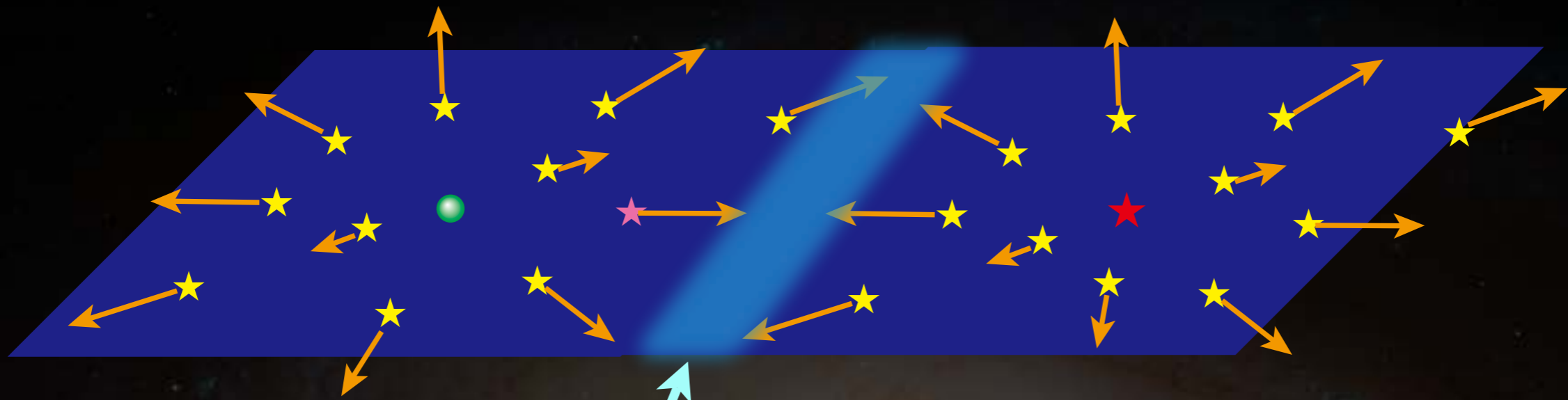


1Mpc (メガパーセク) = 326万光年

地球が宇宙の中心？

2次元面で考えると

他の場所でも成り立つなら



この辺りの星はどう動く？

星が張り付いた面が広がる (拡大コピー)



どの点の周りでもハッブルの法則が成り立つ



# ハッブルの法則

+

# 空間の一様性

どの場所から見ても、  
ハッブルの法則が成り立つ

## 空間そのものが膨張する

時間をさかのぼると、宇宙の様子は？

宇宙の「中味」で決まる。

# 宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background)

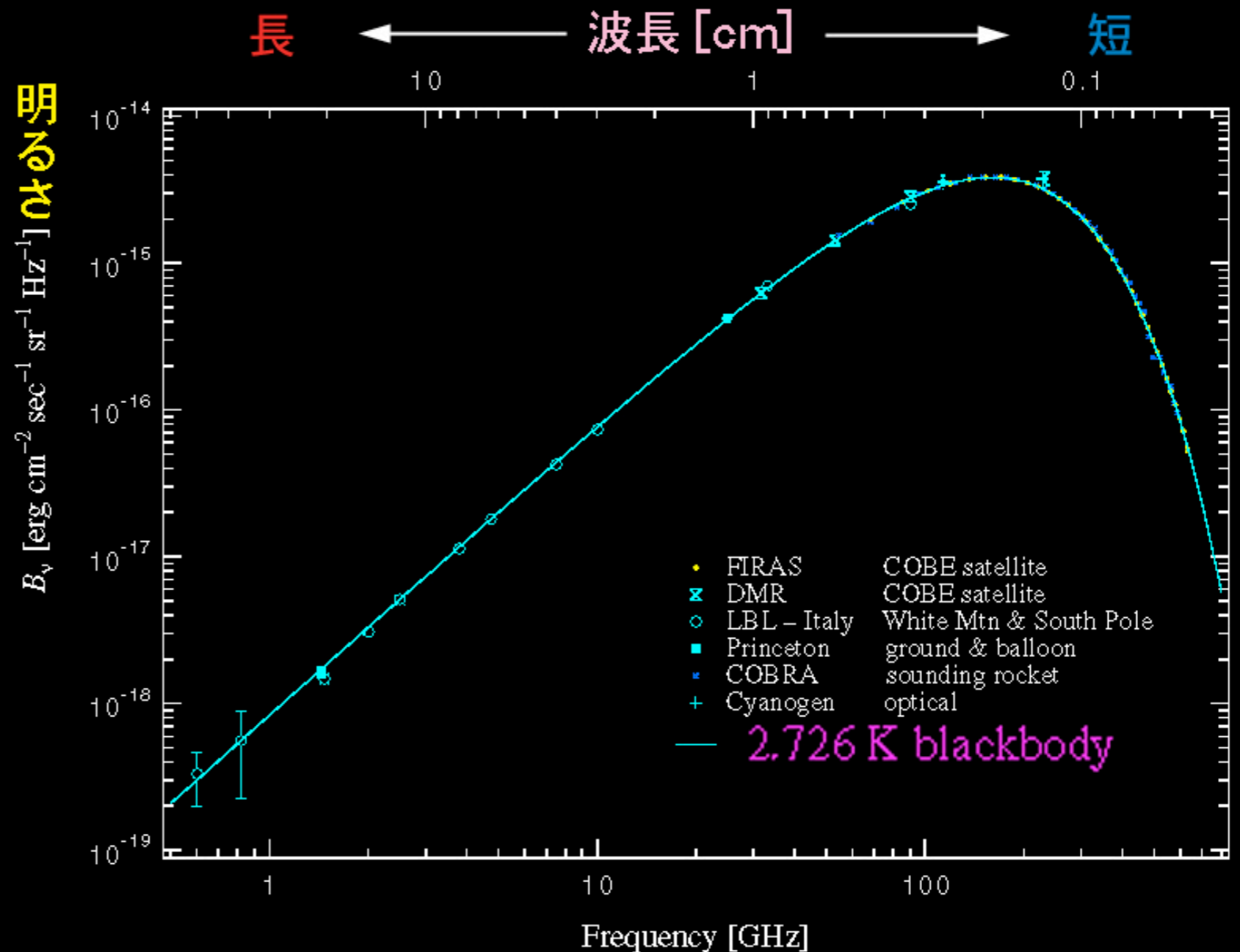
あらゆる方向から一定のスペクトルの電磁波

波長と強度の関係



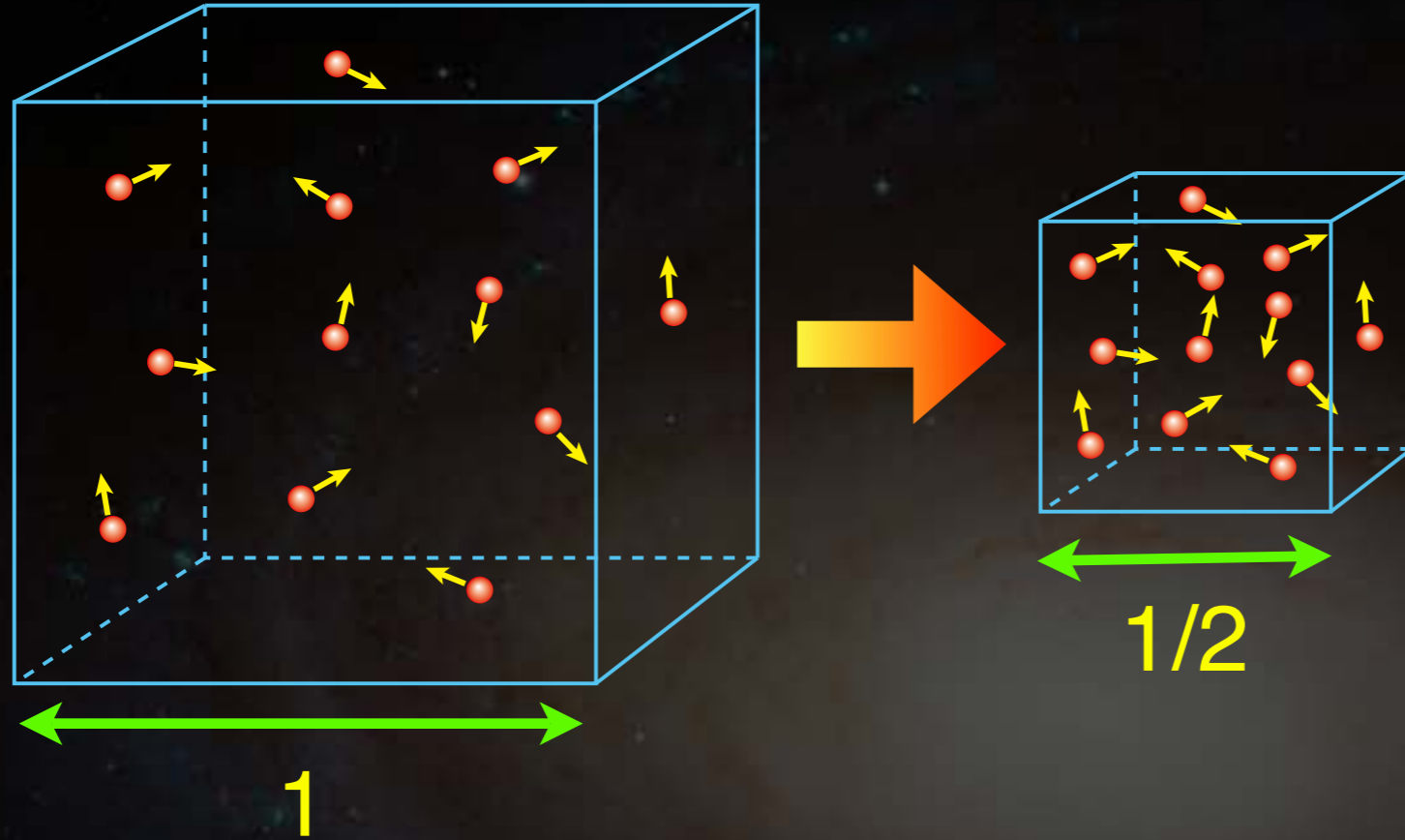
絶対2.7度の  
プランク分布

光子の熱平衡  
の名残



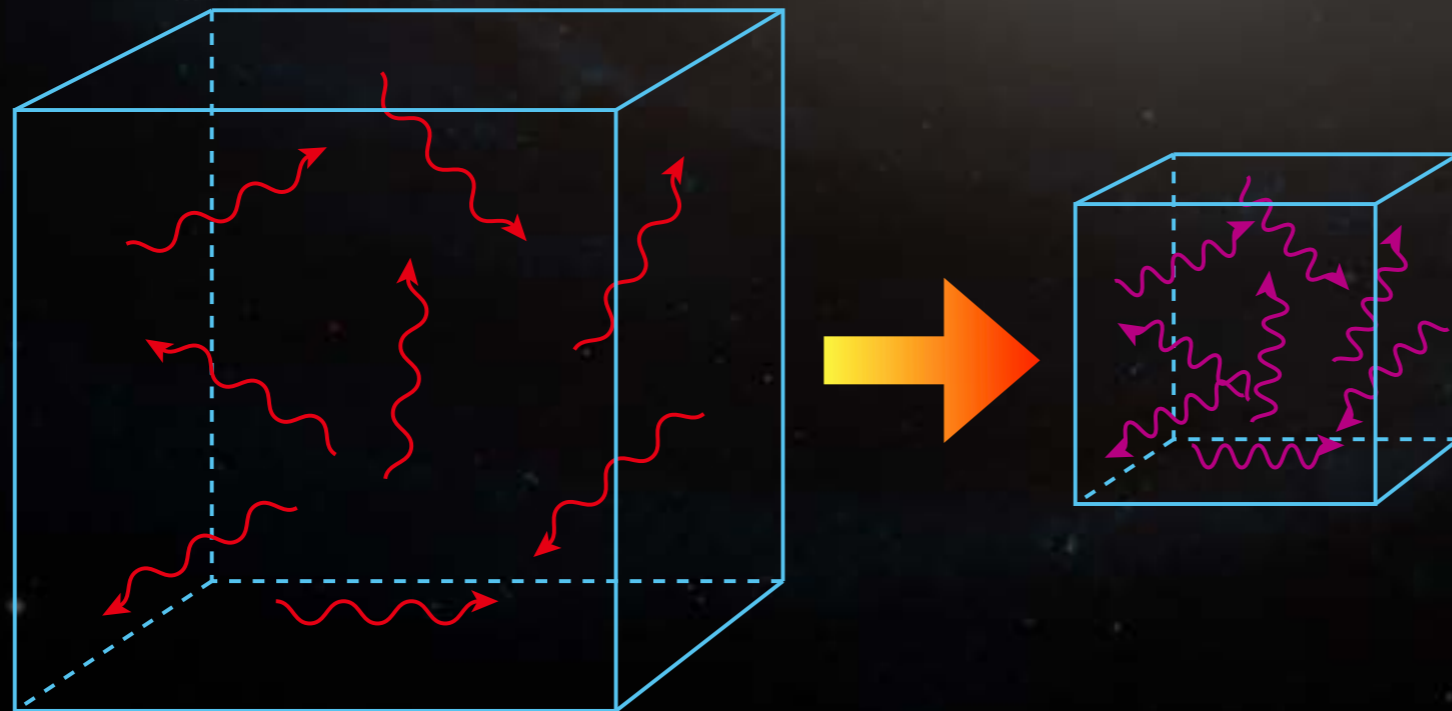
# 宇宙のスケールが半分になると

物質



体積は8分の1  
エネルギー密度は8倍

放射



体積は8分の1  
波長も2分の1  
エネルギー密度は16倍

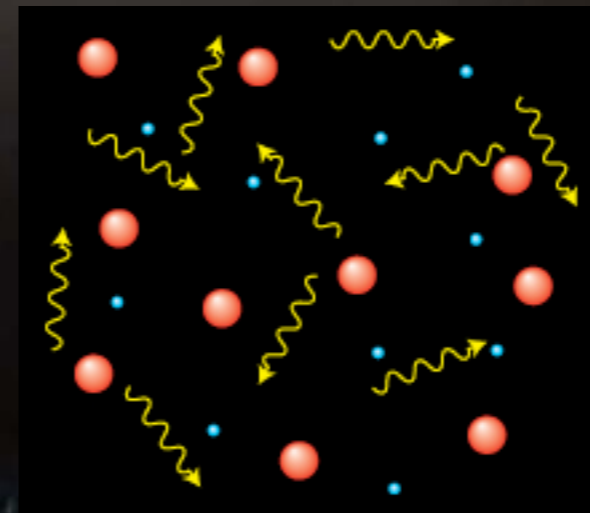
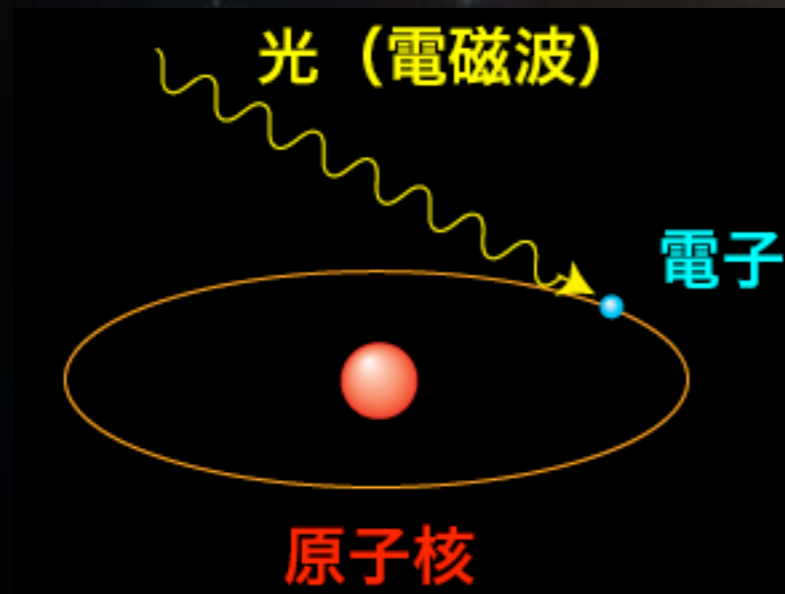


# 時間をさかのぼると

温度が約6万度（宇宙が始まって2,000年）で  
**光子が優勢**



## 高温・高密度の宇宙



光子は  
**平衡状態**

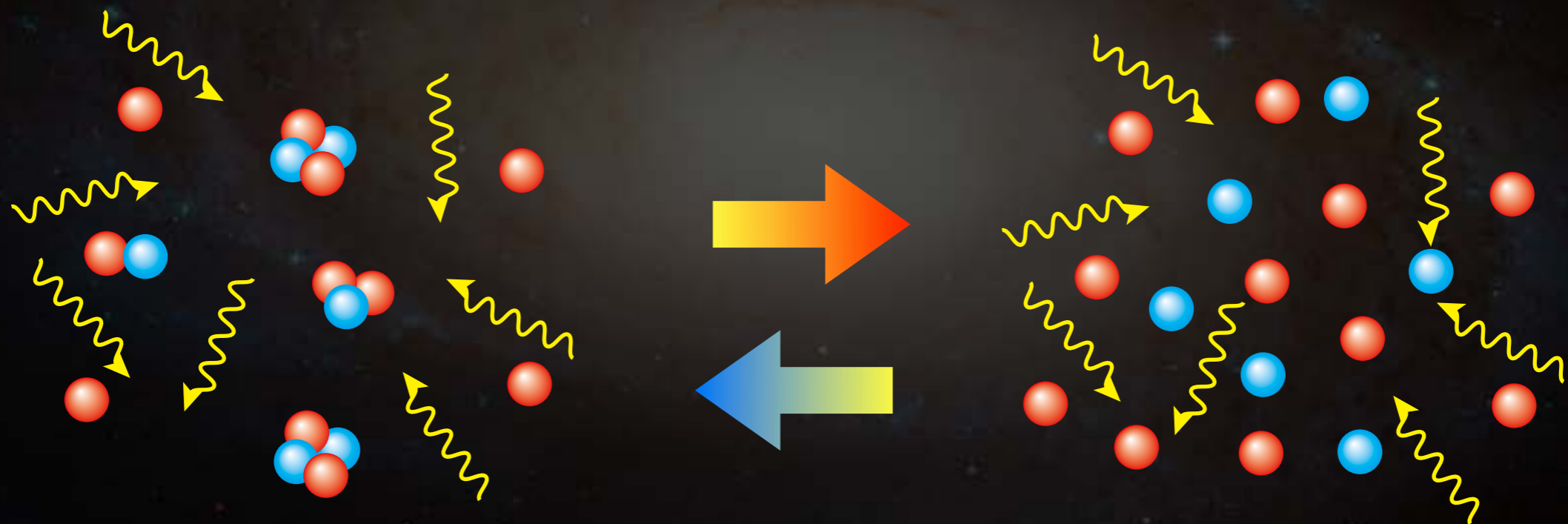
プラズマ

さらに時間をさかのぼると

**100億度 (E=1MeV)**

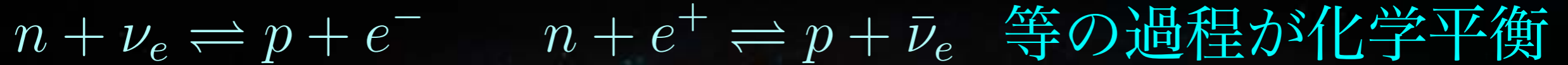
光子のエネルギー > 原子核の結合エネルギー

原子核がバラバラに



宇宙が冷える時、この温度で元素合成

$$T \gg 1\text{MeV} \quad (k_B = 1)$$



$$\text{中性子数/陽子数} \quad \frac{n_n}{n_p} \simeq e^{-Q/T} \simeq 1$$

$$Q \equiv m_n - m_p = 1.29\text{MeV}$$

$$T \simeq 1\text{MeV}$$

$$\text{反応率} \quad \Gamma_{n \leftrightarrow p} \simeq H(T) \quad \text{空間の膨張率}$$

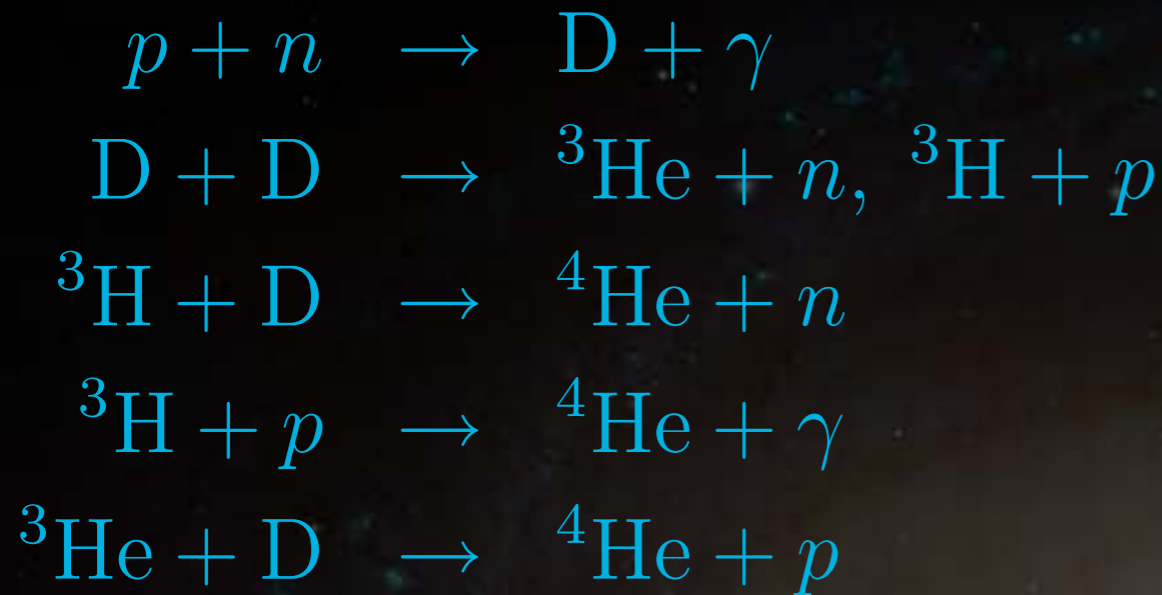
$$\text{反応が凍結} \quad \left( \frac{n_n}{n_p} \right)_{\text{freeze-out}} \simeq 0.167$$

この後、 $\beta$ 崩壊で中性子は少しずつ減少





# $T \simeq 0.1\text{MeV}$ 軽元素合成が進む



核子結合エネルギー		
	$E_B$ (MeV)	$E_B/A$ (MeV)
D	2.22	1.11
${}^3\text{H}$	6.92	2.31
${}^3\text{He}$	7.72	2.57
${}^4\text{He}$	28.3	7.08



残っている中性子は、ほとんど全て ${}^4\text{He}$ に取り込まれる。

最終的な ${}^4\text{He}$ の量は、合成時の中性子の数で決まる。

$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma}$  が大きい  $\rightarrow$  中性子が多い状態で元素合成

詳細は、Boltzmann方程式を解いて

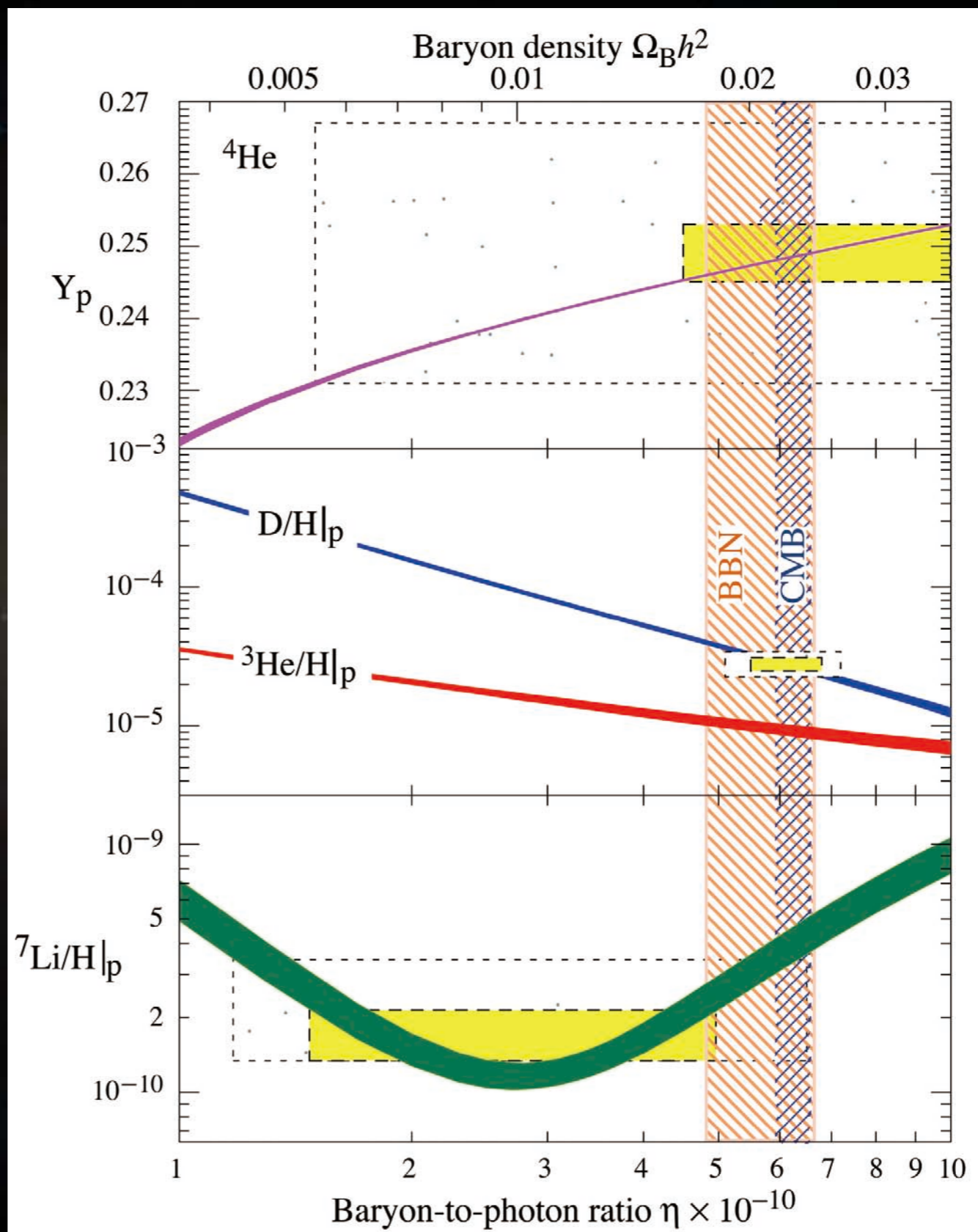
# ヘリウム4の質量比

$$Y = \frac{(2m_p + 2m_n)n_n/2}{m_p n_p + m_n n_n}$$

$$= \frac{2n_n/n_p}{1 + n_n/n_p}$$

$$n_n/n_p = 0.13 \Rightarrow Y = 0.23$$

# $\eta$ と軽元素の存在比

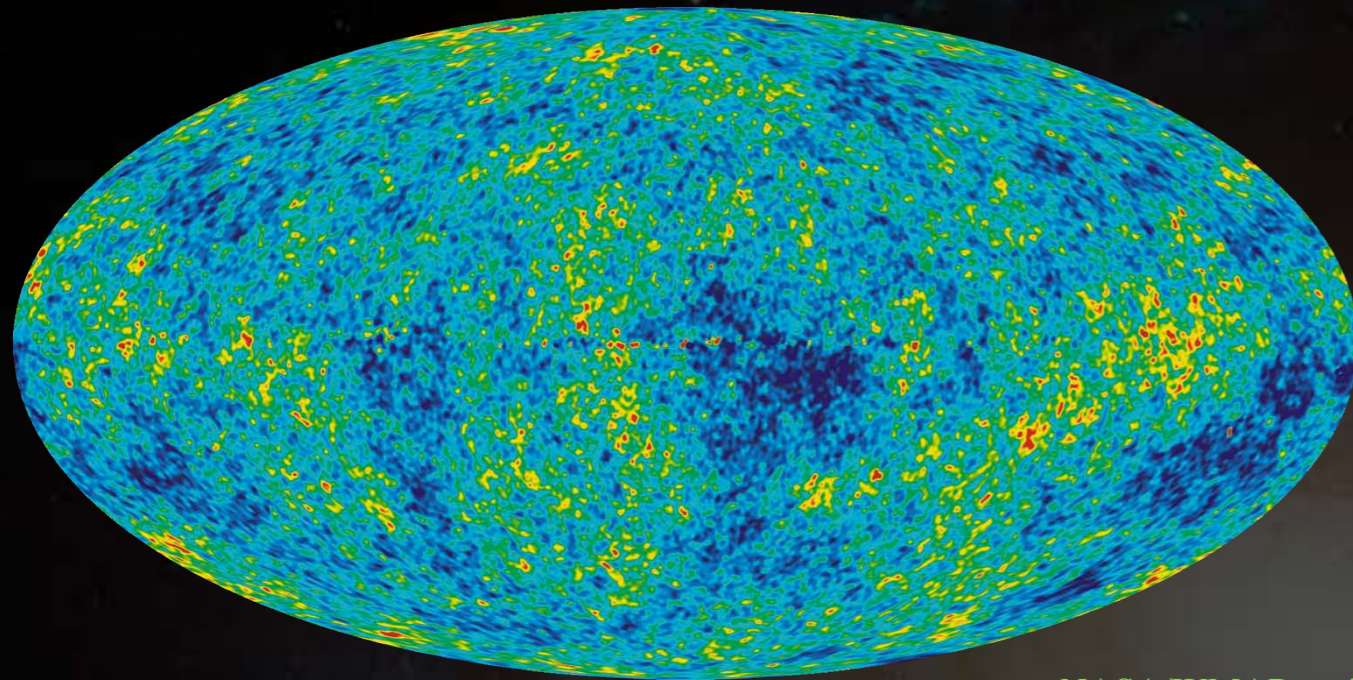


↕ 観測値 (95%CL)

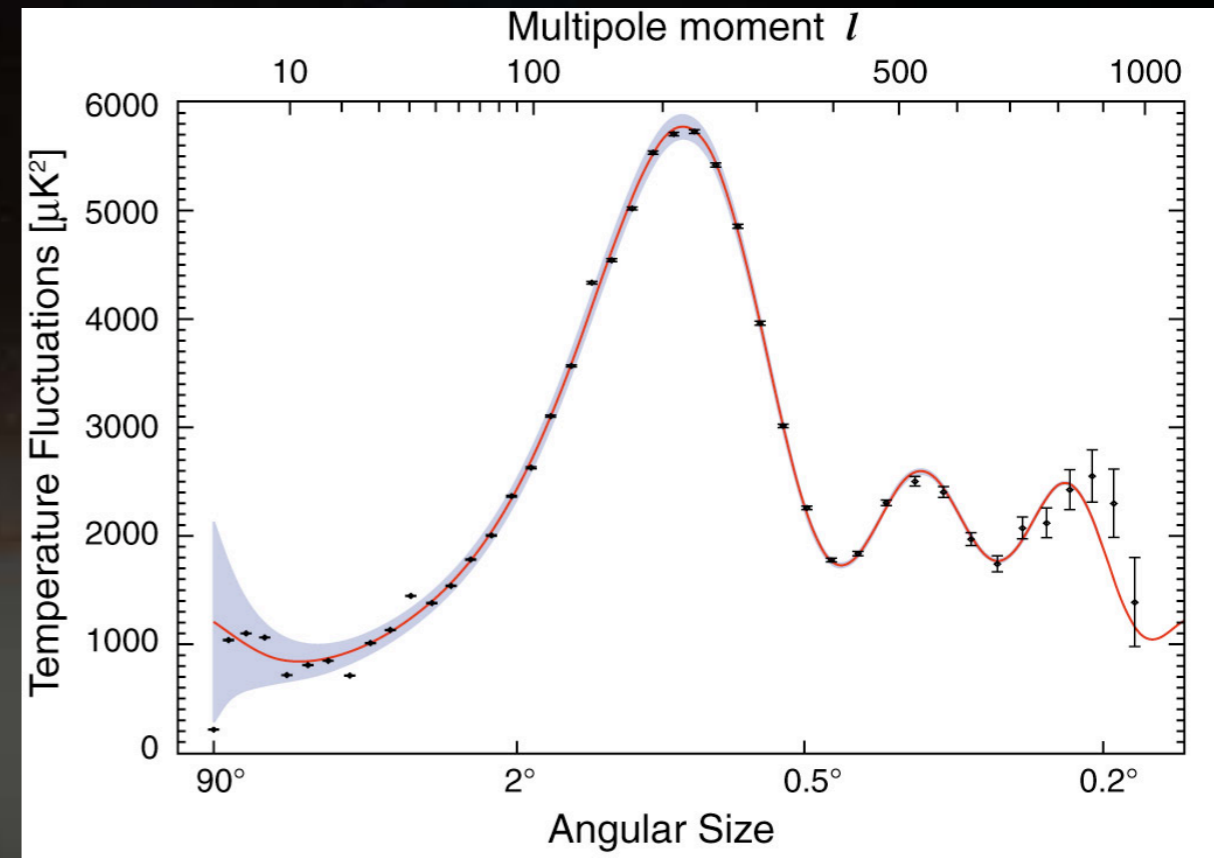


# 宇宙背景放射(CMB)の揺らぎ

$$\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$$



NASA/WMAP project



光子脱結合前後の、一様分布関数からの揺らぎの発展

[Dodelson, "Modern Cosmology"]

$h, \Omega_m h^2, \Omega_B h^2, \Omega_\Lambda, \dots$  をパラメータとして、 $H_0 = 100 h \text{ km/s Mpc}^{-1}$

光子の温度揺らぎの相関  $\xrightarrow{\text{Fourier trf.}}$   $C_l \rightarrow l$  vs  $\sqrt{\frac{l(l+1)C_l}{2\pi}}$  にフィット



元素合成期( $T=1\text{ MeV}$ )までに

$$\eta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} = (4.7 - 6.5) \times 10^{-10} \quad \text{が必要}$$

## バリオン数非対称性の起源

★宇宙の初期条件 人間原理？

★バリオン数生成

宇宙は $n_B=0$ から始まって、元素合成までに生成された



素粒子論に基づいて定量的に説明する

# バリオン数生成のための条件

[Sakharov, JETP Lett. 5 (1967) 24]

- (1) バリオン数非保存過程
- (2)  $C$ と $CP$  対称性の破れ
- (3) 平衡からのズレ

(1)は自明

(1)があったとしても、

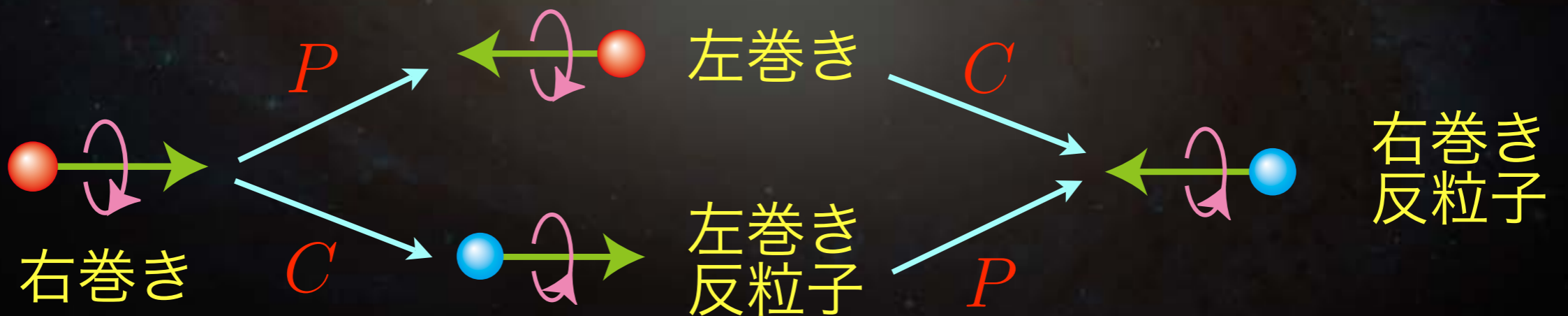
(3)が無いと、バリオンを作る過程と逆過程が平衡

- (2)  $C$ : 荷電共役変換(charge conjugation)  
 $P$ : 空間反転(parity変換)

**フェルミオン**

スピンの大きさ =  $1/2$

運動量と  
 平行 右巻き  
 反平行 左巻き  
 カイラリティ  
 chirality



弱い相互作用は、カイラリティを区別する  
 $P$  不変性を破る



条件(2)が成り立たないとする

バリオン対称な宇宙にバリオン数は生じない

宇宙の状態を表す密度演算子

期待値

$$\rho(t) = \sum_n p_n |\psi_n(t)\rangle \langle \psi_n(t)|$$

$$\langle \mathcal{O} \rangle(t) = \text{Tr} [\rho(t) \mathcal{O}]$$

時間発展

Liouville方程式: 
$$i\hbar \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} + [\rho(t), H] = 0$$

初期条件

$\rho_0$ : バリオン対称宇宙 
$$\langle n_B \rangle_0 = \text{Tr} [\rho_0 n_B] = 0$$

解は形式的に  $\rho_0$  と  $H$  で書かれる。

●  $H$ が $C$ または $CP$ 対称  $[\rho(t), C] = 0$  or  $[\rho(t), CP] = 0$

● バリオン数は $C$ 及び $CP$ で奇

$$CBC^{-1} = -B, \quad CPB(CP)^{-1} = -B$$

バリオン対称な宇宙  $\rho_0$  からスタートして、  
 $H$ が $C$ または $CP$ 対称ならば

$$\langle n_B \rangle = \text{Tr}[\rho n_B] = \text{Tr}[\rho C n_B C^{-1}] = -\text{Tr}[\rho n_B] = 0$$

$$\langle n_B \rangle = \text{Tr}[\rho n_B] = \text{Tr}[\rho CP n_B (CP)^{-1}] = -\text{Tr}[\rho n_B] = 0$$

$\langle n_B \rangle \neq 0$  となるには、 $C$ と $CP$ の両方が  
破れなければならない。

# バリオン数生成の可能性

素粒子模型の初めの具体例

[Yoshimura, Phys. Rev. Lett. 41(1978)]

## 大統一理論 (Grand Unified Theories)

標準理論  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \subset G_{\text{GUT}}$

クォークとレプトンが同じ多重項  $B, L$  非保存

process	Branch. Ratio	$\Delta B$
$X \longrightarrow qq$	$r$	$2/3$
$X \longrightarrow \bar{q}l$	$1 - r$	$-1/3$
$\bar{X} \longrightarrow \bar{q}\bar{q}$	$\bar{r}$	$-2/3$
$\bar{X} \longrightarrow ql$	$1 - \bar{r}$	$1/3$

熱浴で生成された  
 $X \bar{X}$  対の崩壊

$$\langle \Delta B \rangle = \frac{2}{3}r - \frac{1}{3}(1 - r) - \frac{2}{3}\bar{r} + \frac{1}{3}(1 - \bar{r}) = r - \bar{r}$$

CまたはCP保存  $\longrightarrow r = \bar{r} \quad \langle \Delta B \rangle = 0$



$X$ 粒子が崩壊を始める温度

$$T \simeq m_X \simeq 10^{16} \text{ GeV}$$

崩壊率

$$\Gamma_D \simeq \alpha m_X \quad (\alpha \sim 1/40)$$

空間の膨張率

$$H(T \simeq m_X)$$

$$H(T) \simeq 1.66 \sqrt{g_*} \frac{T^2}{m_{\text{P}}}$$

$X$ 粒子の対生成・対消滅は抑制され(非平衡)、  
 $X$ 粒子の崩壊により  $B$  が生成される。

バリオン数保存をあらわに破る理論

**陽子崩壊**  $p \rightarrow e^+ \pi^0, \nu_e \pi^+, \dots$

$$\tau_p > 10^{31-33} \text{ y}$$

**Kamiokande**

nucleon decay exper.

neutrino detection exper.

# 標準理論でバリオン数生成は可能か？

## (1) バリオン数非保存

バリオン数とレプトン数は、それぞれ保存 (古典論)

$U(1)_B$  and  $U(1)_L$  invariance of  $\mathcal{L}$

量子異常(anomaly)により  $U(1)_{B+L}$  は破れる

$$\partial_\mu j_{B+L}^\mu = \frac{N_f}{16\pi^2} \left[ g_2^2 \text{Tr}(F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}) - g_1^2 B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} \right]$$
$$\partial_\mu j_{B-L}^\mu = 0$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - g[A_\mu, A_\nu]$$

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma}$$

$$N_f = \text{世代数}$$

$$\begin{aligned}
B(t_f) - B(t_i) &= \frac{N_f}{32\pi^2} \int_{t_i}^{t_f} d^4x \left[ g_2^2 \text{Tr}(F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}) - g_1^2 B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} \right] \\
&= N_f [N_{CS}(t_f) - N_{CS}(t_i)]
\end{aligned}$$

Chern-Simons数  $A_0 = 0$

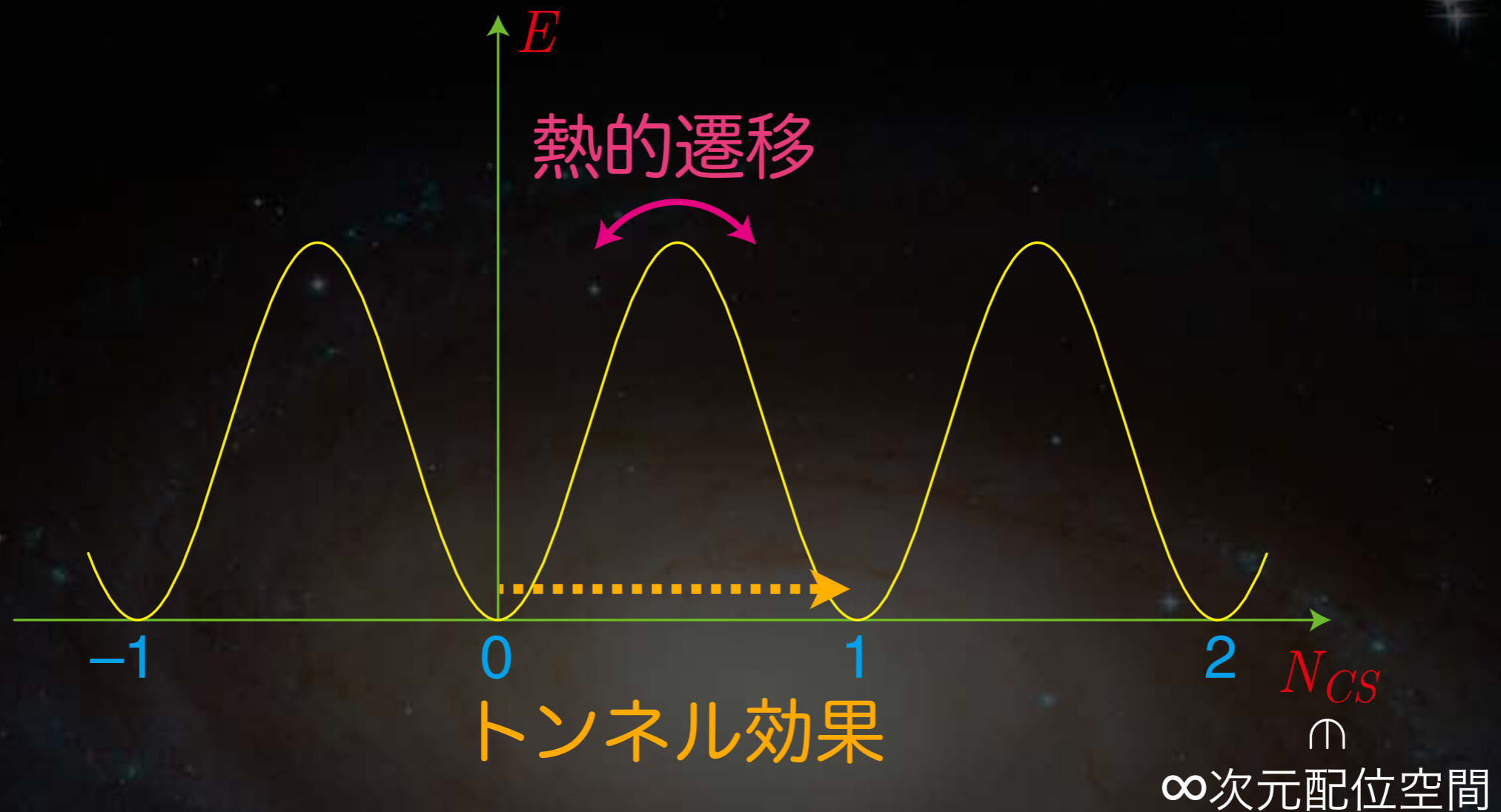
$$N_{CS}(t) = \frac{1}{32\pi^2} \int d^3\mathbf{x} \epsilon_{ijk} \left[ g_2^2 \text{Tr} \left( F_{ij} A_k - \frac{2}{3} g_2 A_i A_j A_k \right) - g_1^2 B_{ij} B_k \right]$$

ゲージ場の古典的真空  $\mathcal{E} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) = 0$

$$\begin{aligned}
F_{ij} = B_{ij} = 0 &\iff A_i = iU^{-1}(\mathbf{x})\partial_i U(\mathbf{x}), \quad B_i = \partial_i v(\mathbf{x}) \\
&U(\mathbf{x}) : S^3 \rightarrow SU(2) \simeq S^3
\end{aligned}$$

$\pi_3(S^3) \simeq \mathbf{Z} \longrightarrow U(\mathbf{x})$  は整数  $N_{CS}$  で分類される





## バリオン数変化率

$$T = 0 \quad \text{トンネル確率} \sim e^{-2S_{\text{instanton}}} = e^{-8\pi^2/g_2^2} \simeq e^{-164} \simeq 0$$

$$T \neq 0 \quad \text{熱的遷移確率} \sim e^{-F(T)/T} \quad F(T) \propto v(T)$$

Higgs場の期待値

陽子崩壊の問題無し

## (2) CとCP対称性の破れ

- C対称性 (P対称性) ←—— カイラル・ゲージ相互作用

$$\mathcal{L} \sim g \left( \bar{\psi}_L \gamma^\mu T_L^a \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu T_R^a \psi_R \right) A_\mu^a$$

において  $T_L^a \neq T_R^a$      $T_L^a = \frac{\tau^a}{2}, T_R^a = 0$  for  $SU(2)_L$      $Y_L \neq Y_R$  for  $U(1)_Y$

- CP対称性

荷電カレント相互作用

エルミート共役

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g_2}{\sqrt{2}} \left[ \bar{u}_{iL} \gamma^\mu V_{ij} d_{jL} W_\mu^+ + \bar{d}_{jL} \gamma^\mu V_{ji}^\dagger u_{iL} W_\mu^- \right]$$

$V$  世代数次のユニタリ行列

小林・益川行列

$$\bar{u}_{iL} \gamma^\mu d_{jL} W_\mu^+ \xrightleftharpoons{\text{CP変換}} \bar{d}_{jL} \gamma^\mu u_{iL} W_\mu^-$$

# 小林・益川は何を示したのか？

652

Progress of Theoretical Physics, Vol. 49, No. 2, February 1973

## ***CP*-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction**

Makoto KOBAYASHI and Toshihide MASKAWA

*Department of Physics, Kyoto University, Kyoto*

(Received September 1, 1972)

In a framework of the renormalizable theory of weak interaction, problems of *CP*-violation are studied. It is concluded that no realistic models of *CP*-violation exist in the quartet scheme without introducing any other new fields. Some possible models of *CP*-violation are also discussed.

When we apply the renormalizable theory of weak interaction<sup>1)</sup> to the hadron system, we have some limitations on the hadron model. It is well known that there exists, in the case of the triplet model, a difficulty of the strangeness changing neutral current and that the quartet model is free from this difficulty. Furthermore, Maki and one of the present authors (T.M.) have shown<sup>2)</sup> that, in the latter case, the strong interaction must be chiral  $SU(4) \times SU(4)$  invariant as precisely as the conservation of the third component of the iso-spin  $I_3$ . In addition to these arguments, for the theory to be realistic, *CP*-violating interactions should be incorporated in a gauge invariant way. This requirement will impose further limitations on the hadron model and the *CP*-violating interaction itself.



ある成分が  $\text{Im } V_{ij} \neq 0 \longrightarrow$  CP対称性の破れ

全ての位相が物理的ではない！

クォーク場の位相の自由度 = 非物理的

$$(u_1 \ u_2 \ \cdots \ u_{N_f}) \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & \cdots & V_{1N_f} \\ V_{21} & V_{22} & \cdots & V_{2N_f} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ V_{N_f 1} & V_{N_f 2} & \cdots & V_{N_f N_f} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ \vdots \\ d_{N_f} \end{pmatrix}$$

$N_f$ 次ユニタリ行列  $N_f^2 = \frac{1}{2}N_f(N_f - 1) + \frac{1}{2}N_f(N_f + 1)$

$2N_f$ 個のクォーク場  $2N_f - 1$

独立な位相は  $\frac{1}{2}N_f(N_f + 1) - (2N_f - 1) = \frac{1}{2}(N_f - 1)(N_f - 2)$

$N_f \geq 3$  が必要

### (3) 非平衡状態

$T < 1\text{TeV}$  標準理論が有効

時間スケール at  $T = 100\text{GeV}$

宇宙膨張

電弱相互作用

$$H(T)^{-1} = 10^{14}\text{GeV}^{-1} \gg \bar{t}_{EW} \simeq \frac{1}{\alpha_2 T} \simeq 10\text{GeV}^{-1}$$

バリオン数変化

$$\bar{t}_{\Delta(B+L)} \simeq \frac{1}{T} e^{Av(T)/T}$$

ヒッグス場の期待値

$$v(T=0) = v_0 = 246\text{GeV} \longleftarrow v(T \gg 100\text{GeV}) = 0$$

電弱ゲージ対称性の自発的破れ

対称性の回復

電弱相転移

$$T_C \simeq 100\text{GeV}$$

電弱相転移で  $v(T > T_C) = 0 \longrightarrow v(T_{C-}) > 100\text{GeV}$

と時間とともに大きく変化すれば、非平衡状態が実現

## 一次相転移

ヒッグス粒子の質量が  $72\text{GeV}$  以上では、クロスオーバー

LEP2実験  $m_h > 114\text{GeV}$

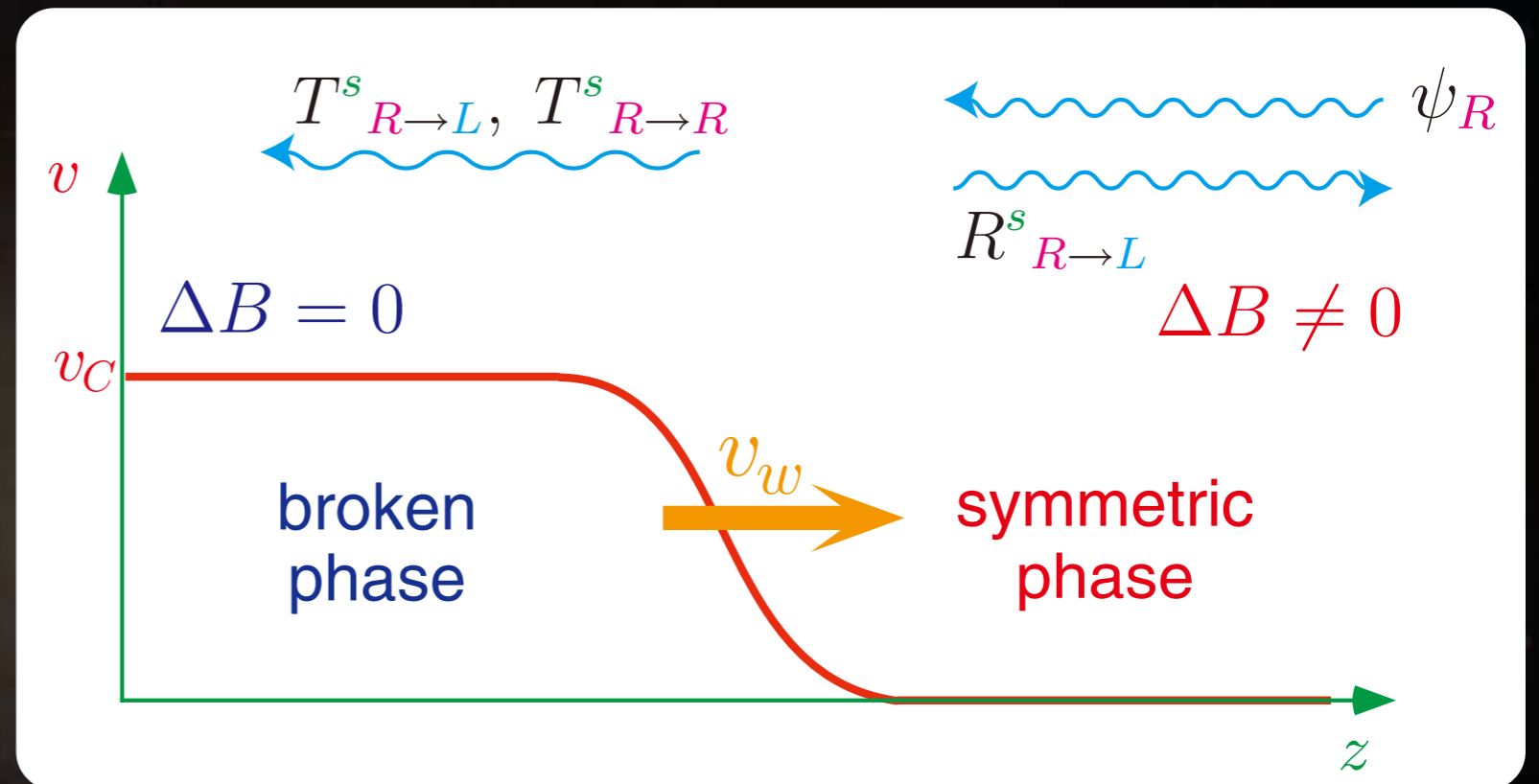
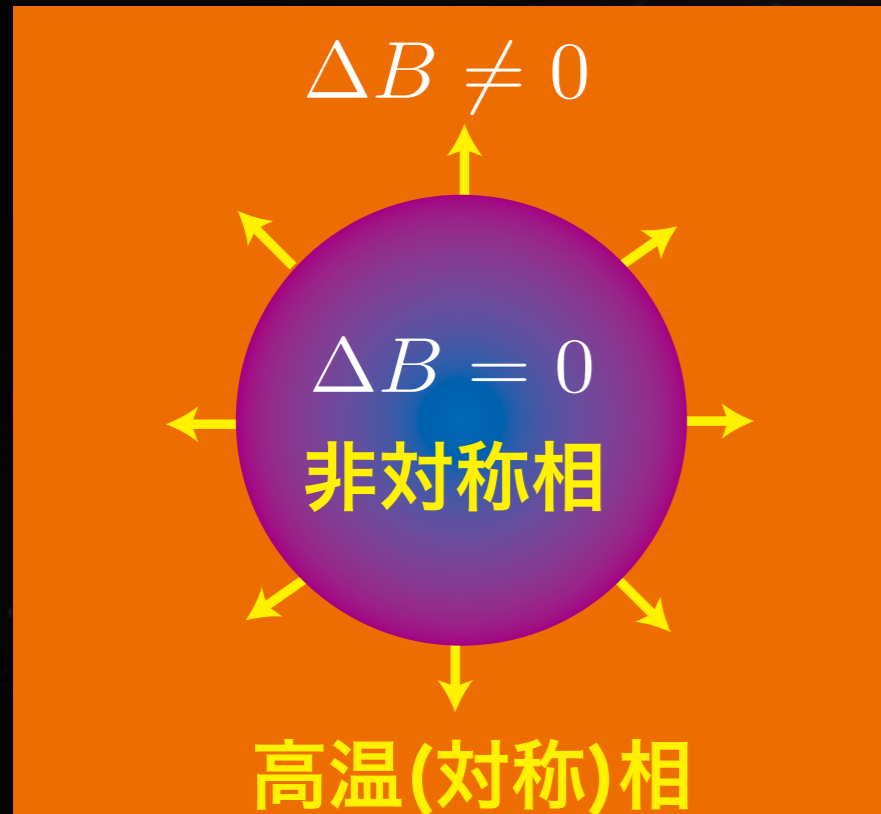


**標準理論だけでは、バリオン数生成不可能**

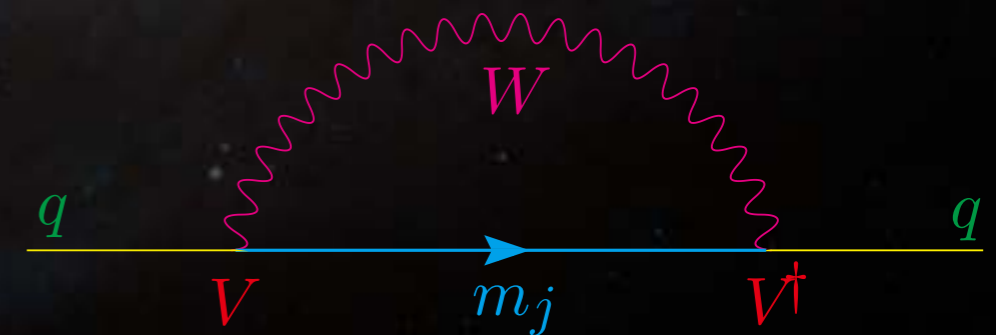
現象論的に成功しているクォーク・レプトンセクターを変えずに、一次転移を実現するように理論を拡張することは可能。

ヒッグス・セクター

電弱相転移が一次転移でも、小林・益川位相だけでは  
**バリオン数非対称性を説明するには不十分。**



- クォークの伝播に効くのは、  
 弱い相互作用の**2次の摂動**



- QCD補正(short wave length)がcoherenceを壊す



- 標準理論を拡張して、バリオン数非対称性を説明できるモデルを作ることが可能。

ヒッグス粒子の質量  
CP対称性の破れ



実験からの制限

- $B-L$ 非保存過程で $B-L$ を作れば $B$ を残せる。

バリオン数生成シナリオのバラエティ

Leptogenesis

シーソー機構の重いMajorana  $\nu$

Affleck-Dine mechanism

実験による直接検証は難しい

# おわりに

**CP対称性の破れ**は、  
宇宙のバリオン数生成には不可欠

小林・益川は、**標準理論**の枠組みで  
CP対称性の破れを説明した

K, B中間子の実験で、確実に

しかし、宇宙のバリオン数の起源は、  
**標準理論だけでは説明不可能**

小林・益川理論は、  
**New Physics**を探するときの**starting point**

# 標準理論で未解決の問題

★ ヒッグス粒子

★ ニュートリノ質量

★ ダークマター

★ 宇宙のバリオン数

★ CMB揺らぎの起源

★ ダークエネルギー

★ 大統一理論 (電荷の量子化)

★ 世代数

★ 重力まで含む統一理論

★ 時空次元

★ .....

← 実験・観測で存在は明らか

幾つかの問題は

1つの理論で解決するかも

実験・観測から新事実

**将来のノーベル賞**

ご清聴、ありがとうございました