

# Gravitational Baryogenesis によるバリオン数生成問題への取り組み

福島 光博 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

## Abstract

本講演では H.Davoudiasl et al. によって提案された重力的効果によるバリオン数生成機構のアイデアを紹介し、観測量との比較やグラビティーノ問題からの制限等を通じてこのモデルの可能性について発表する。バリオン数生成問題は初期宇宙の未解決問題の一つであり、様々なモデルの検証が行われている現状である。一般的なバリオン数生成機構は Sakharov が指摘したように熱平衡状態からの離脱を必要とするが、宇宙膨張のダイナミカルな効果による実効的な CPT 対称性の破れを考慮することで熱平衡中でのバリオン数生成の可能性が示されている。この中でも超重力理論を背景とした相互作用 (バリオン数カレント  $J^\mu$  と Ricci スカラー曲率の微分  $\partial_\mu R$  間の相互作用) を考慮したモデルから予想されるバリオン数非対称の大きさを議論する。本モデルでは熱平衡中におけるバリオン数破れの反応を必要とするが、この反応の脱結合時刻における温度  $T$  及び曲率の時間微分  $\dot{R}$  の値によって生成されるバリオン/エントロピー比が決定される。宇宙の支配的物質によって各時期を分類し上記のバリオン数破れの反応の脱結合時刻と比較することで、得られるバリオン非対称性の大きさを議論する。

## 1 Introduction

宇宙線の観測や加速器実験等から反物質という存在が広く認知されることになったが、反物質は特殊な環境下にしか存在できず、宇宙全体でみても物質優勢であることが知られている。ビッグバン宇宙論を基礎にした軽元素合成における原始軽元素量の観測や宇宙マイクロ波背景放射の観測によると、物質量を記述する baryon 数密度とエントロピー密度の比として

$$Y_B \equiv \frac{n_B}{s} = \begin{cases} (7.2-9.2) \times 10^{-11} & (\text{BBN}) \\ (8.36-9.08) \times 10^{-11} & (\text{CMB}) \end{cases}$$

程度の物質-反物質の非対称性があることがわかっている。このような baryon 非対称宇宙の実現のためには初期宇宙のある段階 (一般にインフレーション後からビッグバン軽元素合成の間の時期) において baryon が anti-baryon よりも超過する機構を考えなければならない。その判断基準として以下の 3 つの “Sakharov criteria” がある (A.D.Sakharov. 1967)。

1. Baryon 数の破れの反応
2. C 対称性及び CP 対称性の破れの反応
3. 熱平衡状態からの離脱

一方, Spontaneous Baryogenesis に代表されるように Sakharov の第 3 条件を必要としない baryogenesis モデルも提唱されている (Cohen.and Kaplan. 1988)。このモデルでは宇宙膨張のダイナミクスによる実効的な CPT 対称性の破れを考慮することで熱平衡中での baryon 数生成を可能にしているが、今回紹介する Gravitational Baryogenesis (GBG) も同様に熱平衡中での解析を行っている。

## 2 Gravitational Baryogenesis

このモデルの鍵となる CP 対称性の破れの相互作用 (H.Davoudiasl et al. 2004) である

$$S = \frac{1}{M_*^2} \int d^4x \sqrt{-g} (\partial_\mu R) J^\mu \quad (1)$$

が超重力理論を背景として示唆されている。ここで  $R$  は Ricci スカラー曲率であり  $J^\mu$  は baryon カレント,  $M_*$  はカットオフスケールである。またこの相互作用は宇宙膨張のダイナミクスを考慮することで実効的な CPT 破れの相互作用にもなっており、逆反応の抑制のために必要であった熱平衡中からの離脱という条件は問題ではなくなる。すなわち熱平衡下での baryon 数生成が可能となる。

上記の相互作用において CP 変換の下で奇であるということは、粒子と反粒子を記述する状態の期待値に反対符号のエネルギーシフトが生じることになる。このような状況下においては初期 baryon 数がゼロの状態から発展したとしても、宇宙が熱平衡状態となった際に baryon 数保存を破るような反応が頻繁に生じていれば、baryon 数に付随する化学ポテンシャルがゼロであるにもかかわらず baryon と anti-baryon のエネルギー差から正味の baryon 数生成が行われる。また生成後から現在まで残る baryon 数密度の大きさは、baryon 数保存を破る反応が脱結合する時期に依存することになる。baryon 数保存を破る反応が効率よく起こらなくなれば生成された baryon 数はそのまま生き残り、その後の数密度は単純に  $a^{-3}$  に比例して減少する。

このことを踏まえ、baryon 数密度の熱平衡分布の表式を用いて計算すると

$$n_B \simeq -\frac{g_b \dot{R}(t)}{6M_*^2} T^2(t) \Big|_{t=t_D} \quad (2)$$

が得られる。ただし  $t_D$  は上で述べたように baryon 数破れの反応が脱結合する時刻であり、この値によって生成される正味の baryon 量が決まる。観測との比較のためエントロピー密度との比を記述しておく

$$Y_B \simeq -\frac{15g_b}{4\pi^2 g_*} \frac{\dot{R}}{M_*^2 T} \Big|_{t=t_D} \quad (3)$$

となる。

一方  $Y_B$  を評価するに当たり脱結合時刻での  $\dot{R}$  を考えなければならないが、この値はその時刻の宇宙における支配的物質に依存している。すなわち状態方程式  $p = w\rho$  における圧力とエネルギー密度との比  $w$  の値によって場合分けすることができる。具体的には Friedman 方程式等を用いることにより

$$\dot{R} = \sqrt{3}(1+w)(1-3w) \frac{\rho^{3/2}}{M_p^3} \quad (4)$$

となるのがすぐにわかる。ただし  $M_p = (8\pi G)^{1/2}$  は換算 Planck 質量である。

以下では  $w$  の値として 3 種類の物質を取り上げて、その時期に baryon 数破れの反応が脱結合したと考え生成される baryon 数を評価する。

## 2.1 Radiation-dominated ( $w \approx 1/3$ )

インフレーション後の宇宙は inflaton の崩壊によって生じた大量の軽い粒子によって支配される輻射優勢宇宙である。 $w$  が正確に  $1/3$  である場合は上式から  $\dot{R} = 0$  となってしまい、baryon 数生成に影響を与えないことが予想される。しかし trace anomaly を考慮することにより、典型的な gauge 群および物質を用いた場合、高エネルギー領域で  $1 - 3w \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  を期待することができる。

輻射のエネルギー密度は勿論  $\rho_R \sim T^4$  と記述されるので、この場合に得られる生成 baryon 量は

$$Y_B \approx (1 - 3w) \frac{T_D^5}{M_*^2 M_p^3} \quad (5)$$

と評価される。

## 2.2 Reheating phase ( $w = 0$ )

典型的なインフレーションモデルの場合、inflaton 場の振動すなわち宇宙の再加熱状態は物質優勢期として振る舞うことがわかっている。この時期に baryon 数破れの反応の脱結合が生じた場合を考える。inflaton 場のエネルギー密度は  $\rho_I \propto a^{-3}$  と変化し、物質優勢期であることから  $a \propto t^{2/3}$  となることは自明である。ここで再加熱期において inflaton のエネルギーは崩壊によって徐々に輻射へと変化することを考慮すると、この時期の輻射のエネルギー密度は  $\rho_R \propto a^{-3/2}$  と進化することがわかる。輻射優勢期へと移り変わる時期の温度を  $T_{RD}$  と表すと<sup>1</sup>、inflaton 及び輻射のエネルギー密度はそれぞれ

$$\rho_I \simeq T_{RD}^4 \left(\frac{a_{RD}}{a}\right)^3 \quad (6)$$

$$\rho_R \simeq T_{RD}^4 \left(\frac{a_{RD}}{a}\right)^{3/2} \quad (7)$$

と記述される。ここで輻射のエネルギー密度が  $\rho_R \sim T^4$  と記述されることを思い出すと、温度は

$$T \simeq T_{RD} \left(\frac{a_{RD}}{a}\right)^{3/8} \quad (8)$$

と表せる。したがってこの温度を用いると、再加熱中における inflaton 場のエネルギー密度は

$$\rho_I \sim \left(\frac{T^2}{T_{RD}}\right)^8 \quad (9)$$

<sup>1</sup>再加熱が十分早く起こる場合、これは再加熱温度に対応する。

と与えられる。以上より生成される baryon 量は

$$Y_B \approx \frac{T_D^{11}}{M_*^2 M_p^3 T_{RD}^6} \quad (10)$$

と評価される。一方 inflaton の崩壊は baryon 数破れの反応の脱結合後も継続して起こるため、エントロピー生成も継続して生じ  $Y_B$  の dilution が発生する。この dilution factor は  $(T_{RD}/T_D)^5$  で与えられる (H.Davoudiasl et al. 2004) ため、dilution の効果も含めた正味の  $Y_B$  は

$$Y_B \approx \frac{T_D^6}{M_*^2 M_p^3 T_{RD}} \quad (11)$$

となる。ここで式 (2) を求める際に、生成される baryon 数は大きすぎないという仮定の下に線形近似を用いたことに注意する。したがって、初期の dilution 前の生成 baryon 数を与える式 (10) は  $O(1)$  以下でなければならない。よって  $T_{RD} \gtrsim 10^{-2} T_D$  程度の条件が課されることが自然であり、この下では生成 baryon 数に上限を与えることになり式 (12) から

$$Y_B \gtrsim 10^2 \frac{T_D^5}{M_*^2 M_p^3} \quad (12)$$

が得られる。これは式 (5) で評価された輻射優勢の場合よりも 3-4 のオーダーだけ大きいことがわかる。

### 2.3 Non-thermal component ( $w > 1/3$ )

最後の例は  $w > 1/3$  となる物質である。これは宇宙の進化で輻射よりも早く減少するため、上記の再加熱の場合のような dilution の効果は考慮しなくてよい。このような場の例としてはインフレーション終了期での運動項優勢の inflaton 等が挙げられる (P.J.E.Peebles.and A.Vilenkin. 1999)。ここでは  $w > 1/3$  となるような場を  $\phi$  と表して一般的に議論を進める。

$\phi$  優勢宇宙は  $a \propto t^{2/[3(1+w)]}$  と進化し、また  $\phi$  及び輻射のエネルギー密度は  $\rho_\phi \propto a^{-3(1+w)}$ ,  $\rho_R \propto a^{-4}$  となる。よって物質優勢期と同様の議論を行うと

$$\rho_\phi \simeq T_{RD}^4 \left( \frac{a_{RD}}{a} \right)^{3(1+w)} \quad (13)$$

$$\rho_R \simeq T_{RD}^4 \left( \frac{a_{RD}}{a} \right)^4 \quad (14)$$

と表せ、温度も同様に

$$T(t) \simeq T_{RD} \frac{a_{RD}}{a(t)} = T_{RD} \left( \frac{t_{RD}}{t} \right)^{2/[3(1+w)]} \quad (15)$$

とわかる。したがって  $\phi$  のエネルギー密度は

$$\rho_\phi \simeq T_{RD}^4 \left( \frac{T}{T_{RD}} \right)^{3(1+w)} \quad (16)$$

が得られ、生成 baryon 量は

$$Y_B \approx \frac{T_D^8}{M_*^2 M_p^3 T_{RD}^3} \left( \frac{T_{RD}}{T_D} \right)^{9(1-w)/2} \quad (17)$$

と評価される。このモデルでは  $T_D \gg T_{RD}$  の状況を考えており更に  $w > 1/3$  であることに注意すると、式 (17) の結果は式 (5) の輻射優勢の場合に比べて  $(T_D/T_{RD})^{3(3w-1)/2}$  だけ増大していることがわかる。

## 3 Discussion

上記の 3 つのうちの  $w > 1/3$  の場合について、観測量との比較を考える。今までの議論では baryon 数破れの反応について具体的な形式を与えていなかったが、ここでその相互作用演算子  $\mathcal{O}_B$  が質量次元  $D = 4 + n$  を持つ場合を考える。この相互作用の反応率は  $\Gamma_B = T^{2n+1}/M_B^{2n}$  と書き下すことができる。ただし  $M_B$  は baryon 数破れの演算子  $\mathcal{O}_B$  の具体形に依存した質量次元の変数である。baryon 数破れの反応が脱結合するとは、温度  $T \sim T_D$  においてこの反応率  $\Gamma_B$  が Hubble パラメータ  $H(t)$  を下回ることを指している。Friedman 方程式を書き下すと

$$H \sim \frac{T^2}{M_p} \quad (18)$$

となり、更に  $H \propto t^{-1}$  に注意して式 (15) を用いると

$$H(T) \sim \frac{T_{RD}^2}{M_p} \left( \frac{T}{T_{RD}} \right)^{3(1+w)/2} \quad (19)$$

と表せることに注意すると、脱結合温度は

$$T_D \sim T_{RD} \left( \frac{M_B^{2n}}{M_p T_{RD}^{2n-1}} \right)^{2/(4n-3w-1)} \quad (20)$$

と求められる。以上に注意すると、生成される baryon 量は

$$Y_B \sim \frac{T_{RD}^5}{M_*^2 M_p^3} \left( \frac{M_B^{2n}}{M_p T_{RD}^{2n-1}} \right)^{(9w+7)/(4n-3w-1)} \quad (21)$$

と評価される。

観測からは  $Y_B \sim 10^{-10}$  が得られており、この値を得られるようなパラメータ領域を図示すると図 1 のようになる。ただし baryon 数破れの反応として  $n = 1$  の dim-5 演算子を考えており、また  $M_* \simeq M_p$  を仮定して描いてある。各  $w$  の値についての  $(M_B, T_{RD})$  関係が示されている。

一方、超重力理論を考えるに当たり gravitino 問題に注意しなければならない。一般に知られているように初期宇宙において gravitino が過剰に作られてしまうと (i) ビッグバン軽元素合成に影響を及ぼしたり (ii) gravitino 崩壊によって作られる LSP のエネルギー密度が臨界密度を超えてしまったりという問題が生じる。このため gravitino 生成量には強い制限が課せられ、すなわち再加熱温度への上限を与えることになる。

生成される gravitino 量は Boltzmann 方程式

$$\frac{dn_{3/2}}{dt} + 3Hn_{3/2} = \sigma_{\text{eff}} n_R^2 \sim \frac{T^6}{M_p^2} \quad (22)$$

を解くことによって

$$Y_{3/2} \equiv \frac{n_{3/2}}{s} \sim 10^{-4} \frac{T_{RD}}{M_p} \left( \frac{T_{\text{max}}}{T_{RD}} \right)^{3(1-w)/2} \quad (23)$$

と評価される。ここで超対称性の破れが anomaly によって伝えられるようなモデルに代表されるよ

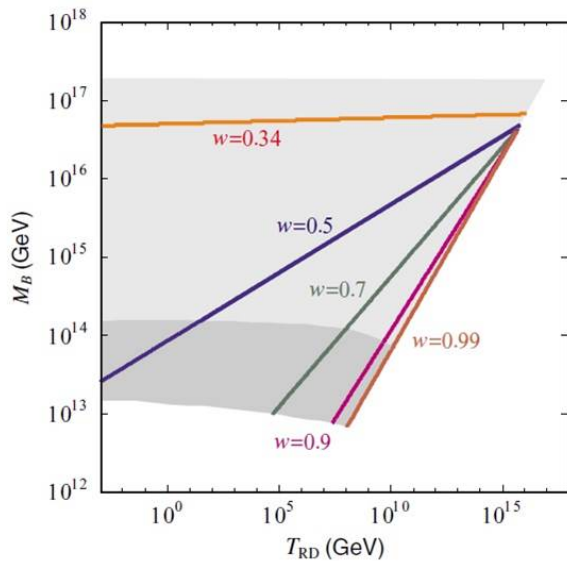


図 1:  $(M_B, T_{RD})$  図 (H.Davoudiasl et al. 2004)

うに  $m_{3/2} \gtrsim 100$  TeV の gravitino を考える場合は、BBN よりも十分早く崩壊するため前述の (ii) の問題のみ考慮すればよい。したがって  $Y_{3/2} < 4 \times 10^{-12} (100 \text{ GeV} / m_{\text{LSP}})$  という上限値が課されることになる。この範囲内に入り gravitino 問題を回避するパラメータ領域は図 1 の濃いグレーの部分に対応する。したがって今の状況下の場合、baryon 数破れの典型的なスケールとして  $M_B \sim 10^{14} \text{ GeV}$  が予想される。これは同じく baryon 数破れと関係のある <sup>2</sup>Majorana ニュートリノの seesaw 機構のエネルギースケールと一致している。

## 4 Conclusion

Gravitational Baryogenesis は Ricci スカラー曲率の微分項と baryon カレントとの相互作用を考慮し重力的に baryogenesis を起こす機構である。Sakharov の条件の一つである熱平衡からの離脱を用いず、熱平衡下での議論が行える点が大きな特徴の一つとなっている。最終的に残る baryon 量は baryon 数破れの反応の脱結合温度に依存する形となるが、各時期における宇宙の主要な成分によって場合分けを行ってその違いを議論した。 $w > 1/3$  の非熱的物質を主に取り扱って議論したが、超対称性が現れる宇宙モデルの主要な問題の一つである gravitino 問題を回避しつつ観測で知られている baryon 量を実現できるようなパラメータ領域が存在することが確認された。

## Reference

- H.Davoudiasl. and R.Ki t ano. and G.D.Kribs. and H.Murayama. and P.J.Steinhardt. 2004. Phys. Rev. Lett. **93**, 201301
- A.D.Sakharov. 1967. JETP Lett. **5** 24
- A.G.Cohen. and D.B.Kaplan. 1988. Nucl. Phys. **B 308** 913
- P.J.E.Peebles.and A.Vilenkin. 1999. Phys. Rev. **D 59** 063505

<sup>2</sup>Leptogenesis は Majorana ニュートリノの崩壊で初期 lepton 数を作り、その後 electroweak anomaly 効果である sphaleron 過程を通して baryon 数に遷移する。