

学位論文要旨

古典的スケール不変な素粒子拡張模型に基づく
宇宙のインフレーション

Cosmic inflation based on a classically scale invariant
extended standard model

富田 克樹

金沢大学大学院 自然科学研究科 数物科学専攻

概要

We extend a classically scale invariant model where the electroweak symmetry breaking is triggered by the dynamical chiral symmetry breaking in a hidden QCD sector, and a real singlet scalar S mediates these two sectors. Our model can explain cosmic inflation without unitarity violation in addition. Slow-roll inflation occurs along a valley in scalar potential. In the original model, the coupling $-\lambda_{HS}$ between the Higgs field H and S is always negative and therefore the potential has its valleys in H - S mixed directions. For large value of the top Yukawa coupling y_t , the potential along the valley becomes negative since the Higgs quartic coupling λ_H becomes negative at inflationary scale. Then slow-roll inflation cannot occur. For inflation to definitely occur, we render the coupling $-\lambda_{HS}$ positive at inflationary scale and consider the S -inflation case. This is achieved by introducing a new singlet scalar η with the large coupling $\lambda_{H\eta}$ to H . By this extension, λ_H can also always be positive, and we consider this case as the simplest case. We consider inflation with the non-minimal coupling ξ_S between S and gravity. Although ξ_S is large such as $\xi_S \simeq \mathcal{O}(10^3)$, unitarity is not violated since couplings between S and other fields are sufficiently small. η is odd under a new symmetry Z_2 not to mix with H regardless of largeness of $\lambda_{H\eta}$. Because of this symmetry, η may have its relic abundance $\Omega_\eta \hat{h}^2$ comparable with the observational value $\Omega^{\text{obs}} \hat{h}^2 \simeq 0.12$ of the dark matter relic abundance. However the spin-independent elastic cross section σ_{SI}^η of η exceeds the observational bound $\sigma_{\text{SI}}^{\text{obs}} \sim \mathcal{O}(10^{-47})\text{cm}^2$. Hence we impose the resonance condition $m_\eta \simeq m_S/2$ and reduce $\Omega_\eta \hat{h}^2$ to much smaller than $\Omega^{\text{obs}} \hat{h}^2$. Constraints from the electroweak scale physics and inflationary scale physics are much strong, and the allowed parameter space is very narrow.

素粒子論における重要なスケールとして電弱スケール $\Lambda_{EW} \sim \mathcal{O}(10^2)\text{GeV}$ とプランクスケール $m_P \sim \mathcal{O}(10^{19})\text{GeV}$ があり、これら二つのスケールになぜこれ程までの大きな開きがあるのかという問いは階層性問題と呼ばれている。階層性問題を解決するには、電弱スケールがどのように生成されるかという起源を説明できれば良い。ここでは、プランクスケールの存在は素なラグランジアンレベルで仮定している。スケールの起源を説明するには、一旦、素なラグランジアンレベルでスケールを全て禁止し、ダイナミクスによってスケールを生成すれば良い。標準模型 (standard model, SM) においては、ゲージ対称性によってフェルミオン場とゲージ場の質量項が禁止されているが、ヒッグス場の質量項は禁止されておらず、ヒッグス質量パラメータが SM ラグランジアン中の唯一のスケールであり、これがまさに電弱スケールになる。古典的スケール不変性を課すことで、ヒッグス場の質量項を禁止し、電弱スケールも素なラグランジアンレベルで禁止できる。ただし、プランクスケールの存在は認めるという立場を取るため、この古典的スケール不変性はプランクスケール以下で近似的に成り立つ対称性として要求するわけである。スケールをダイナミクスによって生成する方法として、本論では QCD におけるカイラル対称性の力学的破れ (dynamical chiral symmetry breaking, $D\chi SB$) と同様の機構を用いる。先行研究では、基本的に TeV スケールの物理を議論しているが、プランクスケール以下の古典的スケール不変性を要求する以上、プランクスケール以下のスケールを新たにラグランジアンに導入すること無しで、高エネルギー物理を全て説明できなくてはならない。プランクスケール以下の物理で最も高いエネルギー現象の一つが宇宙のインフレーションであり、本論では先行研究で提案されたモデルを、インフレーションを TeV スケールの物理と同時に説明できるように拡張した。以下に概要を記す。

1 古典的スケール不変な素粒子拡張模型

基本的な構造は先行研究の模型と同様で、まず標準模型に古典的スケール不変性を課すことで、ヒッグス場の質量項を禁止し、QCD に似た構造を持つ Hidden QCD (HQCD) セクターを導入してスケールを生成させ、その隠れたセクターと標準模型をつなぐ実スカラー場を導入することで生成されたスケールを電弱スケールに移す。先行研究と比べて新たな点は、 Z_2 -奇のシングレット実スカラー場 η を導入する点である。具体的には、SM に加えて、表 1 ような場を導入する。 G_{SM} は SM のゲージ対称性を表し、 $SU(3)_H$ は隠れたセクターのゲージ対称性を表す。 q_i は HQCD セクターの hidden クォークで、ベクターライクフェルミオンである。添え字の i はフレーバーを表し、フレーバー数は 3 とする。 S が Z_2 -偶なシングレット実スカラー場、 η が Z_2 -奇なシングレット実スカラー場である。 Z_2 対称性はヒッグス粒子の混合を小さくするために重要である。ここで、本論での解析は全て、グルーオン場が陽に現れない南部-ヨナ-ラシニオ (NJL) の方法で取り扱うので、hidden-グルーオン場は省略した。hidden セクターのラグランジアンは

$$\mathcal{L}_H = \bar{q}_i(i\cancel{\partial} - yS)q_i,$$

と表され、スカラーポテンシャルは

$$V = \lambda_H(H^\dagger H)^2 - \frac{1}{2}\lambda_{HS}S^2H^\dagger H + \frac{1}{4}\lambda_S S^4 + \frac{1}{2}\lambda_{H\eta}\eta^2H^\dagger H + \frac{1}{4}\lambda_{S\eta}S^2\eta^2 + \frac{1}{4}\lambda_\eta\eta^4. \quad (1.1)$$

	q_i	S	η
G_{SM}	1	1	1
$SU(3)_H$	3	1	1
Z_2	even	even	odd

表 1: 新たに導入される場と対称性。 G_{SM} は SM のゲージ対称性を表し、 $SU(3)_H$ は隠れたセクターのゲージ対称性を表す。 隠れたセクターのクォーク場 q_i とシングレットスカラー場 S は先行研究のモデルで既に導入されているものであるが、 Z_2 -奇のシングレットスカラー場 η は導入されていなかった。 この新しいスカラー場 η がインフレーションにおいて重要な役割を果たす。

である。 簡単のために hidden クォーク q_i と S の湯川結合定数 y は全てのフレーバーに対して同一とした。 この場合、 $D\chi\text{SB}$ 後に残るフレーバー対称性は $SU(3)_V$ となる。 $D\chi\text{SB}$ やそれにより引き起こされる EWSB、 ダークマターの物理などの詳細は 6 節で議論する。

2 インフレーション

宇宙の初期に標準宇宙論では物質と放射のみが存在すると仮定したため、 1). 地平線問題、 2). 平坦性、 3). 大規模構造の起源、 という初期値問題が発生するが、 これらの問題は宇宙初期に宇宙項として振る舞うものが存在していれば解決される。 最も簡単な例の一つはスローロールインフレーションであるが、 単純なカオティックインフレーションは PLANCK 観測から既に棄却されている。 しかし、 インフラトンと重力との非最小結合を持つインフレーションモデルは観測と矛盾しない CMB ゆらぎを生成する。 本論では S が重力との非最小結合 ξ_S を持ち、 インフラトンとして振る舞うというシナリオを考える。

S がインフラトンとして振る舞えるかどうかは、 まずポテンシャルの形で決まる。 スローロールインフレーションでは宇宙の量子力学的状態での場の期待値たる古典場の値がフィールドスペース上をゆっくりと転がることにより起こる。 そして古典的に考える限り、 谷ではなく尾根の上を転がることもできる。 しかし、 実際には量子ゆらぎが存在しているため、 ナイブに考えると尾根を転がり続けることはできず、 谷に落ち込むため、 谷を転がるのがより自然である。 $-\lambda_{HS}$ は電弱スケールを説明するために電弱スケール付近で負 (つまり λ_{HS} は正) である必要があるが、 先行研究のモデルにおいてはヒッグス場とトップクォークとの湯川結合定数 y_t が他の結合定数より非常に大きいことにより $-\lambda_{HS}$ が高エネルギー領域でも負となるため、 S 軸上に谷は出来ず、 S はインフラトンとしては振る舞えなかった。 しかし、 本論のモデルでは、 新たなスカラー場 η との相互作用によって高エネルギーで符号が変わり得る。 $\lambda_{H\eta}\lambda_{S\eta}$ が十分大きければ、 符号が変わる。 以下で触れるように、 $\lambda_{S\eta}$ は再加熱中のユニタリティからの制限によって大きな値は取れないが、 $\lambda_{H\eta} \sim \mathcal{O}(10^{0\sim-1})$ とすることにより、 図 1 のように λ_{HS} はインフレーションのスケールで正となることができ、 S がインフラトンとして振る舞える。 どのスケールで符号が変わるかは主に λ_{HS} の初期値 (電弱スケールでの値) で決まり、 $(10^{-4}, 7 \times 10^{-4})$ の範囲では、 そのスケールは $\mathcal{O}(10^{5\sim 15})\text{GeV}$ となる。 電弱スケールでの λ_{HS} の値が大きければ大きい

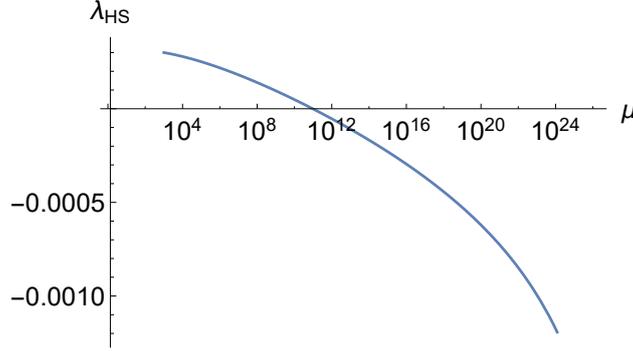


図 1: λ_{HS} のくりこみ群フロー。

ほど、符号の変わるスケールは高くなる。

インフレーションから来るパラメータに対するもう一つの制限として、CMBからの制限がある。非最小結合があるとき、e-folding 数が $N_* = 60$ であれば、スペクトル指数は $n_{s*} \simeq 0.965$ 、テンソル-スカラー比は $r_* \simeq 0.03$ となり、観測とよく合う。非最小結合定数への制限はスカラー揺らぎの観測結果 $A_{s*} \approx 2.5 \times 10^{-9}$ から来ており、一般に、CMBの観測結果を正しく再現するには(単一)インフラトン場と重力との非最小結合 ξ_I とインフラトンの自己4点結合定数 λ_I の間に

$$\xi_I \simeq 4.7 \times 10^4 \sqrt{\lambda_I} \quad \text{at inflationary scale.} \quad (2.1)$$

の関係が必要となる。

3 真空の安定性

この節では、真空の安定性の観点から、スカラー場の結合定数への条件を議論する。

SMではヒッグス場の4点結合定数 λ_H に対するくりこみ群方程式は1ループのレベルで

$$(4\pi)^2 \mu \frac{d\lambda_H}{d\mu} = \lambda_H(-9g_2^2 - 3g_1^2 + 12y_t^2) + 24\lambda_H^2 + \frac{3}{4}g_2^4 + \frac{3}{8}(g_1^2 + g_2^2)^2 - 6y_t^4 \quad (3.1)$$

とかける。ここで、 y_t はトップクォークとの湯川結合定数であるが、これが大きいために λ_H は図2の左のように $\mathcal{O}(10^9)$ GeV 辺りで負になる。 λ_H が負になることによって必ず引き起こされるわけではないが、真空の不安定性を導く可能性がある。先行研究で用いられたモデルではヒッグス場にスカラー場 S が λ_{HS} で結合しており、 λ_H に対する正の寄与を与えるが、 λ_{HS} の値が小さいために、この状況は大きくは改善されていない。一方、本論で考えるモデルでは新たにスカラー場 η が導入されていることで、くりこみ群方程式は

$$(4\pi)^2 \mu \frac{d\lambda_H}{d\mu} = \lambda_H(-9g_2^2 - 3g_1^2 + 12y_t^2) + 24\lambda_H^2 + \frac{3}{4}g_2^4 + \frac{3}{8}(g_1^2 + g_2^2)^2 - 6y_t^4 + \frac{1}{2}(\lambda_{HS}^2 + \lambda_{H\eta}^2). \quad (3.2)$$

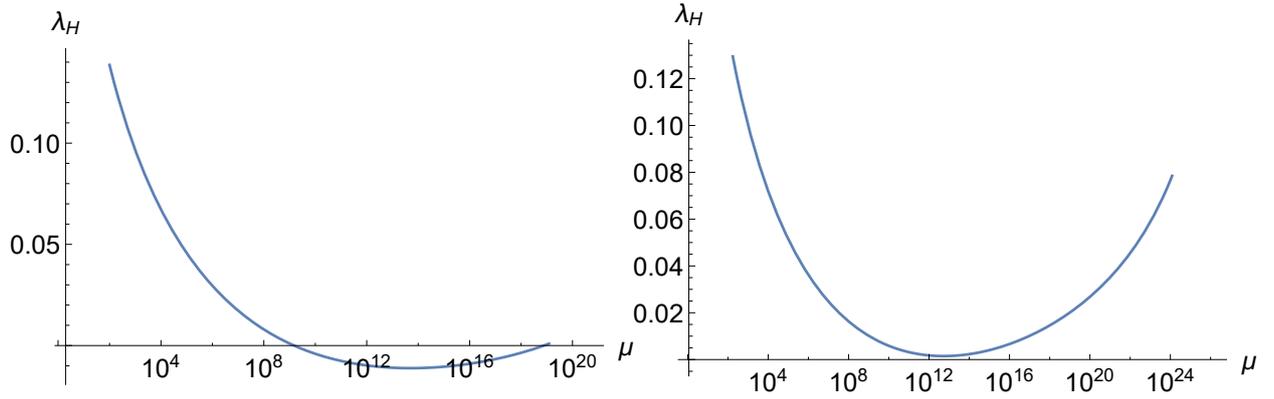


図 2: λ_H の SM 中 (左) と本論の模型中の **BP3** (ベンチマークポイント 3)(右) でのくりこみ群フロー。

と改善され、この η とヒッグス場との結合定数 $\lambda_{H\eta}$ が (0.38, 0.55) 程度の大きな値を取ることで、 λ_H は図 2 の右のように常に正の値を取れる。常に正にしておくことで必ず安定にできる。0.38 よりも小さい $\lambda_{H\eta}$ に対しては、 λ_H は符号を変えてしまい、一方で、0.55 より大きい $\lambda_{H\eta}$ に対しては、プランクスケール以下のエネルギースケールで $\lambda_{H\eta}$ はランダムポールを持ち (発散し)、摂動計算の信頼性が失われる。

4 プレヒーティング中のユニタリティ

重力との非最小結合を含むインフレーション模型は CMB の観測結果を再現するが、その一方で高次演算子が現れ、くりこみ不可能な理論となる。したがって、非最小結合を含む模型は何らかのカットオフスケールを持つ有効理論だと解釈されなければならない。プレヒーティング中にはインフラトンの激しい振動によって高エネルギーの励起が生成されるが、もしそのエネルギーが理論のカットオフスケールを超えるとユニタリティが破れることになる。

以下で、複数のスカラー場 ϕ_j が存在し、一つの間 ϕ_I のみがインフラトンとして振る舞い、かつ、インフラトン場 ϕ_I が重力と非最小結合しているような模型のカットオフスケールを一般的な形で与える。ここで、添字 j は j 番目のスカラー場に関する量、 I をインフラトン場に関する量とする。また、アインシュタインフレームで考えるため、 ϕ_I はカノニカルに規格化されておらず、された場を χ_I とする。カットオフスケール $\Lambda_E(\chi_I)$ は

$$\Lambda_E(\chi_I) \simeq \begin{cases} M_P/\xi_I & \chi_I \ll M_P/\xi_I & (\phi_I \ll M_P/\xi_I) \\ \chi_I & M_P/\xi_I \ll \chi_I \ll M_P & (M_P/\xi_I \ll \phi_I \ll M_P/\sqrt{\xi_I}) \\ M_P & M_P \ll \chi_I & (M_P/\sqrt{\xi_I} \ll \phi_I) \end{cases}$$

となる。ここで、 M_P は

$$M_P = \frac{m_P}{\sqrt{8\pi}} \simeq 2.44 \times 10^{18} \text{ GeV}$$

で定義される。散乱現象のスケールにおいて、インフレーション中は宇宙の状態が真空状態ではなく、背景場としてインフラトン場が存在している状態となっているため、カットオフスケールもインフラトン場 χ_I の値に (そしてしたがって、 ϕ_i にも) 依存している。

プレヒーティング中に生成される j 番目の場の励起のアインシュタインフレームでの典型的な運動量は

$$k_{j,\text{typ}} \sim \begin{cases} q_j^{1/3} m_{I,\text{eff}} & (j \neq I) \\ \sqrt{\lambda_I} \chi_I & (j = I) \end{cases}$$

と表される。ここで、レゾナンスパラメータ q_j とアインシュタインフレームでの正準規格化されたインフラトン場 χ_I の有効質量 $m_{I,\text{eff}}$ は

$$q_j \sim \frac{M_{\text{P}}^2}{m_{I,\text{eff}}^2} \frac{\lambda_{Ij}}{\xi_I}, \quad m_{I,\text{eff}}^2 = \frac{\lambda_I M_{\text{P}}^2}{3\xi_I^2}$$

で定義される。

ユニタリティの破れが起こらないためには、この典型的な運動量 $k_{j,\text{typ}}$ がカットオフ $\Lambda_{\text{E}}(\chi_I)$ を超えてはいけない。したがって、

$$k_{j,\text{typ}} \lesssim \Lambda(\chi_I).$$

の制限を得る。インフラトン場の4点結合定数 λ_I がインフレーションのスケールにおいてほとんど定数であれば、上の典型的運動量 $k_{j,\text{typ}}$ に対する制限は結合定数 λ_I 、 λ_{Ij} に対する制限

$$\begin{aligned} \lambda_I \lambda_{Ij} &\lesssim 3.7 \times 10^{-5} & \text{at } \chi_I \sim M_{\text{P}}/\xi_I & \quad (\mu = \phi_I \sim M_{\text{P}}/\xi_I), \\ \lambda_I &\lesssim 1 & \text{at } M_{\text{P}}/\xi_I \lesssim \chi_I \lesssim M_{\text{P}} & \quad (M_{\text{P}}/\xi_I \lesssim \mu = \phi_I \lesssim M_{\text{P}}/\sqrt{\xi_I}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

を与える。ここで、走る結合定数のエネルギースケール μ としてはアインシュタインフレームでの正準規格化されたインフラトン場 χ_I ではなく、ジョルダンフレームでのインフラトン場 ϕ_I を用いた。くりこみ群方程式を求める際には重力との非最小結合はくりこみ不可能になることから無視しており、この時にはアインシュタインフレームへの変換自体が行えないため、ジョルダンフレームで計算していると解釈しているわけである。ただし、フレームによる場の値の差はプレヒーティングのユニタリティを議論する際には、ほとんど影響はない。

本論のモデルでの S がインフラトンとして振る舞う S -インフレーションの場合において (4.1) を適用すると

$$\begin{aligned} \lambda_S \lambda_{HS} &\lesssim 3.7 \times 10^{-5} & \text{at } \mu \sim M_{\text{P}}/\xi_S \\ \lambda_S \lambda_{S\eta} &\lesssim 3.7 \times 10^{-5} & \text{at } \mu \sim M_{\text{P}}/\xi_S \\ \lambda_S &\simeq \text{const.} \lesssim 1 & \text{at } M_{\text{P}}/\xi_I \lesssim \mu \lesssim M_{\text{P}}/\sqrt{\xi_I} \end{aligned} \quad (4.2)$$

を得る。ただし、インフラトン場の自己結合定数がインフレーションスケールでほぼ一定であるという条件も入れ込んだ。

ベンチマークポイントは表2の通りである。ただし、全てのベンチマークポイントに対

	λ_{HS}	λ_S	$\lambda_{H\eta}$	$\lambda_{S\eta}$	y
BP1	$= 7 \times 10^{-4}$	$= 5 \times 10^{-3}$	$= 0.55$	$\simeq 6.01 \times 10^{-3}$	$\simeq 7.63 \times 10^{-5}$
BP2	$= 5 \times 10^{-4}$	$= 5 \times 10^{-3}$	$= 0.38$	$\simeq 6.77 \times 10^{-3}$	$\simeq 7.63 \times 10^{-5}$
BP3	$= 3 \times 10^{-4}$	$= 4 \times 10^{-3}$	$= 0.38$	$\simeq 5.57 \times 10^{-3}$	$\simeq 6.11 \times 10^{-5}$
BP4	$= 5 \times 10^{-4}$	$= 4 \times 10^{-3}$	$= 0.38$	$\simeq 5.27 \times 10^{-3}$	$\simeq 6.11 \times 10^{-5}$

表 2: ベンチマークポイント。

	$\lambda_S \lambda_{HS}$	$\lambda_S \lambda_{S\eta}$	λ_S
BP1	$\simeq 2.0 \times 10^{-6}$	$\simeq 3.7 \times 10^{-5}$	$\simeq 5.1 \times 10^{-3}$
BP2	$\simeq 8.3 \times 10^{-7}$	$\simeq 3.7 \times 10^{-5}$	$\simeq 5.1 \times 10^{-3}$
BP3	$\simeq 1.1 \times 10^{-6}$	$\simeq 2.5 \times 10^{-5}$	$\simeq 4.1 \times 10^{-3}$
BP4	$\simeq 2.2 \times 10^{-9}$	$\simeq 2.3 \times 10^{-5}$	$\simeq 4.1 \times 10^{-3}$

表 3: ベンチマークポイントでのエネルギースケール $\mu \simeq 10^{15} \text{GeV}$ での結合定数やその積の値

して、

$$\lambda_H \simeq 0.129, \lambda_\eta = 10^{-2} \quad (4.3)$$

とした。これらのベンチマークポイントにおいて、ユニタリティの条件 (4.2) は満たされていることが以下の表 3 からわかる。 $\lambda_S \lambda_{HS}$ の値はユニタリティの条件 (4.2) の上限に近くなっているが、超えてはいない。許されるパラメータスペースはベンチマークポイントと非常に近く、また非常に狭い。もし λ_S がベンチマークポイントでの値より大きいと摂動的ユニタリティが破れる。一方で、 λ_S がベンチマークポイントでの値より小さいと S の粒子がヒッグス粒子と大きく混合してしまったり、hidden パイオンの残存量がダークマターの残存量の観測値 $\Omega_{\text{DM}} \hat{h} \simeq 0.12$ より大きくなってしまう。また、もう一つ重要な点として、 $\lambda_H \lambda_{H\eta}$ 、 $\lambda_\eta \lambda_{H\eta}$ 、 $\lambda_\eta \lambda_{S\eta}$ に対してはユニタリティからの制限 (4.1) を満たせないため、ヒッグス場と η はインフラトンとしては振る舞えないということがわかる。

5 再加熱

インフレーション以前に宇宙に存在していた粒子はインフレーションによって希釈される。従って、インフレーション後には宇宙の量子状態は粒子が飛び回る熱平衡状態というよりもむしろ粒子が存在しない真空状態に近くなる。しかし、現在の宇宙を説明するためにはインフレーション後には高温・高密度の時代が必要である。非最小結合の有無を問わず、カオティックインフレーションではインフラトン場はインフレーション後も大きな場の値を持ち、従って大きなエネルギー密度を持つ。このインフラトン場のエネルギーが放射に転化されることで、インフレーションにより真空状態に近くなった宇宙を熱平衡状態

に戻すことができる。これを再加熱という。この節では再加熱後の温度 (再加熱温度) T_R を求める。

本論の模型では EWSB は HQCD セクターでの $D\chi$ SB によって引き起こされる。この $D\chi$ SB の起こるスケール (HQCD スケール) を Λ_{HQCD} と書こう。この HQCD スケールは以下の二式

$$\begin{aligned} 246\text{GeV} &= v_h = f \times v_h^{\text{QCD}}, \\ \Lambda^{\text{HQCD}} &= f \times \Lambda^{\text{QCD}} \end{aligned}$$

によって決定される。ここで、 f は現実の QCD での量から HQCD での量へのスケールアップ因子である。第一式は電弱スケールの物理から来るもので、第二式は現実の QCD の物理から来るものである。QCD スケール $\Lambda_{\text{QCD}} \sim \mathcal{O}(1)\text{GeV}$ は現実の中間子の物理を記述できるように決定される。 v_h^{QCD} は全てを現実の QCD でのパラメータで計算した場合のヒッグス場の真空期待値である。つまり、計算の流れとしては、まず現実の中間子の物理を最も精度よく記述できるように、パラメータを調整し、その後、そのパラメータの下での $D\chi$ SB を解析し、ヒッグス場の真空期待値 v_h^{QCD} を求める、そして最後にどれだけスケールアップするとヒッグス場の真空期待値が 246GeV になるかを求め、全ての QCD パラメータを一斉にスケールアップするのである。表 2 と (4.3) でのベンチマークポイントにおいては、 $f \sim \mathcal{O}(10^5)$ となるので、HQCD セクターでの $D\chi$ SB は

$$\Lambda^{\text{HQCD}} \sim \mathcal{O}(10^5)\text{GeV}$$

で起こる。2 節で言及したように電弱スケールで $\lambda_{HS} \in (10^{-4}, 7 \times 10^{-4})$ であれば、 λ_{HS} の符号は $\mathcal{O}(10^{5\sim 15})\text{GeV}$ 程度で変わる。ベンチマークポイントでは $\mathcal{O}(10^{9\sim 15})\text{GeV}$ 程度になる。従って、 $D\chi$ SB が起こる時には既に $-\lambda_{HS}$ は負となり、さらに、電弱スケールでの値と近い値を取れるので、以下ではインフラトン場 S は電弱スケールでの値と同様の真空期待値 v_S と質量 m_S を持つとして再加熱の議論を行う。

一旦 S が質量を持てば、 S の崩壊が可能になり、その崩壊幅は

$$\begin{aligned} \Gamma_S &= \Gamma_{S \rightarrow hh} + \Gamma_{S \rightarrow \eta\eta} + \Gamma_{S \rightarrow \phi\phi} \\ &= \frac{(\lambda_{HS}v_S)^2}{32\pi m_S^2} \sqrt{m_S^2 - (2m_h)^2} + \frac{(\lambda_{S\eta}v_S)^2}{32\pi m_S^2} \sqrt{m_S^2 - (2m_\eta)^2} + \frac{(Z_\phi\kappa_s)^2}{32\pi m_S^2} \sqrt{m_S^2 - (2m_\phi)^2} \\ &\simeq \Gamma_{S \rightarrow hh} = \frac{(\lambda_{HS}v_S)^2}{32\pi m_S^2} \sqrt{m_S^2 - (2m_h)^2} \sim \mathcal{O}(10^{-4})\text{GeV} \end{aligned} \quad (5.1)$$

である。ここで、6 節で言及するように、hidden パイオン ϕ と η に対してレゾナンス条件 $m_\phi \simeq m_\eta \simeq m_S/2$ を課すので、部分幅 $\Gamma_{S \rightarrow \phi\phi}$ と $\Gamma_{S \rightarrow \eta\eta}$ は $\sqrt{m_S^2 - (2m_i)^2}$ ($i = \phi, \eta$) の因子で抑制される。さらに、hidden パイオンの波動関数くりこみ定数 Z_ϕ と hidden パイオンと S の 3 点結合定数 κ_s の積 $Z_\phi\kappa_s$ は $\lambda_{HS}v_S$ と比べて小さくなる。このような事情から、(5.1) では最後の表式で $\Gamma_{S \rightarrow \phi\phi}$ と $\Gamma_{S \rightarrow \eta\eta}$ の寄与は無視し、全崩壊幅 Γ_S を単に $\Gamma_{S \rightarrow hh}$ のみで評価した。

$D\chi$ SB が起こるまでは S のコヒーレント振動が宇宙の中で支配的であり、宇宙の全エネルギー密度はこの S のコヒーレント振動のエネルギー密度とほぼ等しくなる。したがっ

て、 $D\chi SB$ が起こる時のハッブルパラメータは

$$H = \sqrt{\frac{\rho_{\text{total}}}{3M_{\text{P}}^2}} \simeq \sqrt{\frac{\rho_S}{3M_{\text{P}}^2}} \simeq \sqrt{\frac{\lambda_S}{3} \frac{S^2}{M_{\text{P}}}} \simeq 10^{-10} \text{GeV} \quad (5.2)$$

と求まる。 S の崩壊幅 (5.1) とハッブルパラメータ (5.2) を比較すると $\Gamma_S \gg H$ となるが、これは $D\chi SB$ 後には S のコヒーレント振動から放射への崩壊が瞬時に起こることを意味する。このような状況下では、 S の振動のエネルギー ρ_S はほぼ全て放射へと転化されると考えて良い。従って、再加熱直後の放射のエネルギー密度 ρ_r は

$$\rho_r = \frac{\pi^2}{30} g_* T^4 \simeq \rho_S \simeq \lambda_S S^4 \quad (5.3)$$

と求まる。(5.3) に $g_* \sim \mathcal{O}(10^2)$ 、 $\lambda_S \sim \mathcal{O}(10^{-3})$ を代入することで、再加熱温度

$$T_R \sim 10^{-1} \times S \sim 10^4 \text{GeV} \quad (5.4)$$

を得る。6節で見えるように、ダークマターとして振る舞う hidden パイオンの質量 m_ϕ は (5.4) 以下である。従って、hidden パイオンは熱平衡に達しており、通常の freeze-out のシナリオで残存量が求まる。同様に、 η も熱平衡に達するため、残存量の計算は freeze-out のシナリオで行えて、ダークマターの割合としては十分少なくなり得ることをチェックすることができる。

6 TeV スケールの物理

ここまでは、インフレーションに関する物理、すなわちプランクスケール付近の高エネルギーの物理と再加熱を主に扱ってきたが、この節では TeV スケールの物理を議論する。具体的には、HQCD における $D\chi SB$ とそれにより引き起こされる EWSB、そしてダークマターの物理である。

1節で述べたように、HQCD セクターでの $D\chi SB$ や hidden パイオンの物理は NJL の方法で扱う。つまり、hidden グルーオン場や hidden カラー自由度を陽に扱うのではなく、低エネルギーの有効理論としての NJL 模型

$$\mathcal{L}_{\text{NJL}} = \bar{q}^T (i\cancel{\partial} - yS)q + 2G(\Phi^\dagger\Phi) + G_D(\det\Phi + \det\Phi^\dagger) \quad (6.1)$$

から議論を出発する。HQCD の hidden クォーク場 q とその複合場 Φ は

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}, \quad \bar{q} = \begin{pmatrix} \bar{q}_1 \\ \bar{q}_2 \\ \bar{q}_3 \end{pmatrix}, \quad \Phi = \bar{q}(1 - \gamma^5)q^T = \bar{q}^T \lambda_a^T (1 - \gamma^5)q \cdot \frac{\lambda^a}{2}$$

で定義される。平均場近似を行い、平均場 $\langle\Phi\rangle$ を中間子場

$$\varphi = \sigma \mathbf{1}_3 + i\phi_a \lambda^a$$

	$m_{\tilde{S}}$	$m_{\tilde{\eta}}$	$m_{\tilde{\sigma}}$
BP1	$\simeq 580\text{GeV}$	$\simeq 290\text{GeV}$	$\simeq 15.1\text{TeV}$
BP2	$\simeq 686\text{GeV}$	$\simeq 343\text{GeV}$	$\simeq 17.9\text{TeV}$
BP3	$\simeq 792\text{GeV}$	$\simeq 396\text{GeV}$	$\simeq 23.1\text{TeV}$
BP4	$\simeq 614\text{GeV}$	$\simeq 307\text{GeV}$	$\simeq 17.9\text{TeV}$

表 4: ベンチマークポイントでのスカラー場の質量

で置き換えたあと、hidden クォーク場 q で積分することで、中間子場 φ に関する有効作用 S_{meson} が得られる。 $\mathbf{1}_3$ はフレーバー空間の単位行列、 λ^a はゲルマン行列である。ここで、hidden パイオン場 ϕ_a はカイラル対称性の破れに伴う南部–ゴールドストーンボソン (NG boson) 場と解釈されるが、湯川相互作用 $\bar{q}^T y S q$ によってカイラル対称性が明示的に僅かに破れているため、hidden パイオン場 ϕ_a は質量を持つことができ、また、破れずに残るフレーバー対称性 $SU(3)_V$ によって安定となるので、ダークマターとして振る舞う。さて、hidden 中間子場に関する有効作用 S_{meson} に、位置依存性のない定数場を代入することで、hidden 中間子場に関する有効ポテンシャル V_{meson} が得られる。これとスカラー場のポテンシャル V を加えて、本論で扱うモデルの全有効ポテンシャルは

$$V_{\text{eff}}(\bar{\sigma}, \bar{S}, \bar{H}, \bar{\eta}) = V(\bar{H}, \bar{S}, \bar{\eta}) + V_{\text{meson}}(\bar{\sigma}, \bar{S}) \quad (6.2)$$

とかける。この (6.2) の最低点を求めれば真空期待値が求まるが、 η の真空期待値 v_η は Z_2 対称性により HQCD セクターとの結合がなく、また、 $\lambda_{H\eta}$ 、 $\lambda_{H\eta}$ 、 $\lambda_{S\eta}$ が全て、表 2 と (4.3) で表されるベンチマークポイントで正であることから、0 となる。

粒子の物理的質量は逆プロパゲータを 0 にする運動量の二乗 p^2 で定義される。逆プロパゲータは 2 点頂点関数であるが、任意の n 点関数は有効作用を場で汎関数微分することで求まる。本論のモデルではスカラー場は混合しているため対角化が必要である。ベンチマークポイントでのヒッグス粒子以外のスカラー粒子の質量は表 4 のようになる。ヒッグス粒子の質量は全てのベンチマークポイントで

$$m_h \simeq 125\text{GeV}$$

となる。hidden パイオン ϕ の質量も同様に求められる。後に詳しく述べるように、ダークマターの残存量と直接観測結果に矛盾しないためには、 ϕ と η にレゾナンス条件

$$m_\phi \simeq m_{\tilde{\eta}} \simeq m_{\tilde{S}}/2 \quad (6.3)$$

を課す必要がある。

hidden パイオンの残存量と直接観測における散乱断面積を求めるには、3 点頂点関数を求める必要がある。HQCD セクターはスカラー場 S を通してのみ標準模型セクターと相互作用できる。表 2 と (4.3) で表されるベンチマークポイント付近では hidden クォーク場の湯川結合定数は $y \sim \mathcal{O}(10^{-4})$ というように小さくなるため、hidden パイオンの残存量と直接観測における散乱断面積の計算には ϕ - ϕ - S 相互作用頂点のみを考えれば良い。hidden パイオン ϕ の対消滅過程への主な寄与は ϕ - ϕ - S 結合を一つ含む s-チャンネルの過程であ

る。また、hidden パイオンの平均的な速度は質量 m_ϕ と比べて非常に小さく、s 波の寄与のみを考慮すれば十分である。そしてこの s 波の寄与はレゾナンス条件 (6.3) によって増幅する。ここで、 η の導入により hidden パイオン ϕ は η への新たな対消滅過程を得るが、この過程の寄与を考慮してもレゾナンス条件 (6.3) を外すことはできない。 η も離散対称性 Z_2 によって安定であるので、 η 粒子の残存量 $\Omega_\eta \hat{h}^2$ が観測値 $\Omega_{\text{DM}}^{\text{obs}} \hat{h}^2 \simeq 0.12$ を超えうる。数値計算を行うと、 $\Omega_\eta \hat{h}^2 \leq \Omega_{\text{DM}}^{\text{obs}} \hat{h}^2 \simeq 0.12$ を満たすパラメータスペースはすぐに見つかるが、直接探索における散乱断面積 σ_{SI}^η が観測値 $\sigma_{\text{SI}}^{\text{obs}} \sim \mathcal{O}(10^{-47}) \text{cm}^2$ を超えてしまう。直接探索の結果と矛盾しないためには、 η がダークマターの主成分ではなく、僅かな成分だとする他にない。これを実現するためには、 η に対してもやはりレゾナンス条件 (6.3) が必要となる。対消滅過程として $ii \rightarrow jj$ ($i = \phi, \eta, j = W, Z, t, h$) のみを考慮した。残存量は公式

$$\Omega_i \hat{h}^2 = n_i \frac{Y_{i,\infty} s_0 m_i}{\rho / \hat{h}^2}$$

で近似的に求まる。ただし、

$$n_i = \begin{cases} 1 & (i = \eta) \\ 8 & (i = \phi) \end{cases}, \quad Y_{i,\infty}^{-1} = \frac{0.264 g_*^{1/2} M_p m_i \langle v \sigma_i \rangle}{x_i^f}, \quad x_i^f = \log \frac{0.0764 M_p \langle v \sigma_i \rangle (5/4) m_i}{(g_* x_i^f)^{1/2}}$$

である。 g_* は freeze-out 時の相対論的に振る舞っている粒子の自由度の実効的な数である。

次に、直接探索における ϕ 、 η 、それぞれと核子とのスピン非依存の弾性散乱断面積を σ_{SI}^η 、 σ_{SI}^ϕ とすると、ダークマターの全散乱断面積は近似的に

$$\sigma_{\text{SI}} \simeq \frac{\Omega_\eta}{\Omega_{\text{DM}}} \sigma_{\text{SI}}^\eta + \frac{\Omega_\phi}{\Omega_{\text{DM}}} \sigma_{\text{SI}}^\phi. \quad (6.4)$$

とかける。ベンチマークポイント付近においては、 ϕ の散乱断面積 σ_{SI}^ϕ は非常に小さく、

$$\sigma_{\text{SI}} \simeq \frac{\Omega_\eta}{\Omega_{\text{DM}}} \sigma_{\text{SI}}^\eta.$$

となる。この近似の下で、ベンチマークポイントでは $\sigma_{\text{SI}} \sim \mathcal{O}(10^{-48 \sim -47}) \text{cm}^2$ となるが、この値は観測値 $\sigma_{\text{SI}}^{\text{obs}} \sim \mathcal{O}(10^{-47}) \text{cm}^2$ を超えず、近い値となっている。本論のモデルでは、残存量は hidden パイオン ϕ が支配的で、直接観測の散乱断面積は η が支配的になっている。ただし、近似式 (6.4) は複数のダークマターの残存量の差が今回のように大きい場合には正しくない可能性がある。しかしながら、散乱断面積の大きな成分があっても、その粒子の残存量が十分に小さければ、全散乱断面積 σ_{SI} は小さくなるというのは定性的には正しいと言える。

本論の解析ではレゾナンス条件 (6.3) を課したが、モデルの更なる拡張を行えば、この条件は排除されうる。すでに提案されているように、hidden クォークに $U(1)_Y$ のチャージを持たせることで、新たな対消滅過程ができ、 $m_\phi \simeq m_S/2$ を課する必要はなくなる。また、 Z_2 対称性破れば、 η は崩壊ができるようになるため、 $m_\eta \simeq m_S/2$ を課する必要はなくなる。ただしこの場合、 η とヒッグス粒子の間の混合が大きな結合定数 $\lambda_{H\eta}$ によって大きくなり、加速器実験の観測と合わなくなり、また、 η はダークマターとしては振る舞えなくなる。

学位論文審査報告書（甲）

1. 学位論文題目（外国語の場合は和訳を付けること。）

古典的スケール不変な素粒子拡張模型に基づく宇宙のインフレーション.....

2. 論文提出者 (1) 所 属 数物科学 専攻(2) 氏 名 トミタ カツキ 富田 克樹

3. 審査結果の要旨（600～650字）

素粒子標準模型は大きな成功を収めた模型ではあるがいくつかの未解決問題を残しており、その解明は現在の素粒子物理における最大の課題となっている。本論文ではその中でも特に弱いスケールの起源、宇宙のインフレーション、暗黒物質の問題に注目しそれらの説明を可能とする拡張標準模型を提案している。先行研究として弱いスケールの起源について模型に古典的スケール不変性を課し、弱い相互作用スケールを力学的に生み出すとともに暗黒物質をもたらす模型が提案されていた。

申請者はこの模型に既に導入されていた実スカラー場を、インフレーションを引き起こす場（インフラトン）として用いることにより、上述の3つの問題を説明する可能性を提案している。そのなかで、先行研究では実現できていなかった高エネルギー領域での真空の安定性を回復し、望ましいインフラトンの軌跡を実現するためには、新たな実スカラー場の導入により模型を拡張することが必要であることを指摘し、これらが正しく実現されるパラメータ領域が存在することを見出している。さらに、新たな実スカラー場による模型の拡張が暗黒物質の物理に及ぼす影響について、暗黒物質の残存量と直接検出実験に関する検討を行い、現時点での実験結果と矛盾することはないとの結論を導いている。

本論文は標準模型の3つの問題点を解決する拡張標準模型の提案として評価することができ、またレビュー部分も適切に記述されており、博士論文に値する内容であると判定した。

4. 審査結果 (1) 判 定 (いずれかに○印) 合格 ・ 不合格(2) 授与学位 博士(理学)