

超对称混合暴涨模型在阿塔卡马宇宙望远镜数据发布第六版、普朗克 2018 和 LB-BK18 的视角下

Mansoor Ur Rehman ^{1,*} and Qaisar Shafi²

¹*Department of Physics, Faculty of Science, Islamic University of Madinah, 42351 Madinah, Saudi Arabia*

²*Bartol Research Institute, Department of Physics and Astronomy,
University of Delaware, Newark, DE 19716, USA*

超对称混合暴涨模型（由普朗克合作组称为“自发破缺的超对称”）由于多种原因具有吸引力，其中一个很好的特点是暴胀与早期宇宙中的局部规范对称性破缺相关。基于最小超势和标准凯勒势的模型有一个重要性质，即不存在 eta 问题，并且超引力修正得到了充分抑制。遵循普朗克的符号表示，当暴胀场值为亚普朗克量级时，暴胀势近似由 $V \simeq \Lambda^4 [1 + \alpha_h \log(\phi/M_{Pl})] - m_{3/2} \Lambda^2 \phi + \Lambda^4 O(\phi/M_{Pl})^4$ 给出。这里 $\Lambda = \sqrt{\kappa} M$ 表示通胀的能量尺度， M 是规范对称性破缺的尺度， κ 是一个无量纲参数，用于固定原初场的质量 ($\sqrt{2}\kappa M$)， α_h 根据量子修正由 κ 和潜在的基础规范群确定，并且在通胀期间存在与引力金子质量 $m_{3/2}$ ($\sim 10\text{TeV}$) 成正比并在原初场 ϕ 上线性的软超对称破缺项。 V 中的最后一项表示主导的超引力修正，由于 $\phi \lesssim M_{Pl}$ ，这一项得到了很好的抑制 [请注意最后两项在普朗克分析中未被考虑。] 我们提供了参数 κ (和 α_h) 的估计值，这些参数产生一个标量谱指数 n_s 在 0.96 到 0.98 之间的范围，这完全符合 Atacama 宇宙望远镜最近呈现的 P-ACT-LB 测量结果（以及普朗克之前的测量结果。）规范对称性破缺尺度 M 被确定为大约 10^{15} GeV 左右。我们回忆一下，在没有与 $m_{3/2}$ 成比例的软超对称破坏项的情况下，在 V 中，谱指数为 $n_s \simeq 1 - 1/N = 0.98$ ，其中 $N = 50$ 表示电子折叠数。在这个最小模型中，张量与标量比 r 非常小，但在非最小模型中，它可以达到可观测范围内的值， $r \lesssim 0.01$ 。

I. 介绍

最简单的超对称杂交暴胀 (SHI) 模型（被普朗克称为自发破缺的 SUSY，在此表示为 SBS），基于最小超势和规范 Kähler 势 [1, 2]，预测 [1] 标量谱指数 $n_s = 1 - 1/N = 0.98$ ，其中 N 此处设为 50 表示 e 叠次数的数量。包含在膨胀时期相关的软超对称破缺项 [3]，但在 [1] 中被忽略，导致光谱指数 n_s 在 0.96 到 0.97 的范围内，这一范围为 WMAP [4] 和 Planck [5, 6] 观测所偏好。需要注意的是，在这个最小模型中引入超引力修正不会产生 η 问题。从 0.98 降低到 0.97-0.96 的谱指数也可以通过在 Kähler 势中包含非最小项来实现，这最初是在参考文献 [7] 中指出的（另见 [8]）。这种后一种方法可以用来实现显著更大的标量到张量比 r 值，大约为 10^{-2} 或更大一些 [9–11]，这可以在下一代实验中进行测试。

本文受到阿塔卡马宇宙望远镜 [12] 近期成果的启发，这些成果在其他方面还略微上调了标量谱指数与普朗克结果相比的数值。SHI (SBS) 模型基于标准模

型的良好扩展，并且超对称性 (SUSY) 起着至关重要的作用。膨胀与局部规范对称性的破缺有关，例如 $U(1)_{B-L}$ 、左右对称模型以及超对称大统一理论。最简单的 SHI (SBS) 模型的变体，如偏移混合膨胀，旨在规避诸如原始单极子问题 [13] 等问题。本文中，为了简化起见，我们将注意力限制在局部规范对称性在或接近通胀结束时被破坏的 SHI (SBS) 模型上。

为了实验合作的便利，我们按照 WMAP 和 Planck 的记号来参数化 SHI (SBS) 模型中的膨胀势。特别地，我们包括了在 SHI 模型中存在但在 Planck 实验论文中被忽略的关键项（表示为省略号）。

如前所述，我们使用一个最小的超势，这足以打破底层局部规范对称性，并且自然地也包含了一个作为规范单态的 inflaton 场。在一个最小的 Kähler 势下，标量谱指数与实验观测完全一致。在这个最小模型中，张量到标量的比例 r 是微不足道的小 ($r \simeq 10^{-11} - 10^{-12}$)。

* mansoor@qau.edu.pk

II. SHI (SBS) 模型

最小超对称混合暴胀模型 (SHI), 被称为 Planck 合作组中的自发破缺超对称模型 (SBS), 基于以下的可重整化超势 W , 它是规范不变且尊重一个 $U(1)_R$ -对称性:

$$W = \kappa S(\chi\bar{\chi} - M^2). \quad (1)$$

超场 χ 的标量分量及其共轭超场 $\bar{\chi}$ 获得真空期望值 (VEVs), 这打破了某些规范对称性 G 到 H , 而超对称保持未被破坏。规范单态超场 S 需要通过超对称来实现树级的规范对称性破缺。其标量分量, 在标准分析中充当 inflaton 的角色, 在超对称极限下具有零真空期望值。结果表明, 规范对称性破缺尺度 M 由暴胀场景决定。大致而言, 最小模型中的温度各向异性 $(\delta T/T)$ 与 $(M/M_{Pl})^2$ 成正比, 这对应于一个 $\times 10^{15}$ GeV 的对称性破缺尺度 $M \sim$ 。无量纲参数 κ 决定了 inflaton 的质量。

为了明确起见, 我们将注意力集中在 G 的最简单示例上, 例如 $U(1)_{B-L}$ 。当然, $U(1)$ 规范对称性的破缺会产生拓扑稳定的宇宙弦, 并且如果必要的话, 可以在不显著影响我们主要结论的情况下通过膨胀将其消除。

为了完成最小模型的定义, 我们引入了一个由

$$K = |S|^2 + |\chi|^2 + |\bar{\chi}|^2. \quad (2)$$

给出的标准凯勒势函数。在最初讨论该模型 [1] 时, 通胀势能采用了全局超对称, 并忽略了在通胀过程中出现的软超对称破缺项。

规范对称性 G 在膨胀期间未被破缺 ($\chi = 0 = \bar{\chi}$), 在这个近似下的膨胀势由

$$V = \Lambda^4 [1 + \alpha_h F(x)], \quad (3)$$

给出, 其中 $\Lambda = \sqrt{\kappa}M$, $x \equiv s/M$, 场 s 是超场 S 的标量分量 (见下文)。参数 α_h 由

$$\alpha_h = \frac{\kappa^2 \mathcal{N}}{8\pi^2}, \quad (4)$$

给出, 其中 $\mathcal{N}$ 表示超场 χ 和 $\bar{\chi}$ 的表示维度。例如, $\mathcal{N} = 1, 10, 16$ 对于超对称标准模型的 $U(1)_{B-L}$ 扩展, 翻转 $SU(5)$ 和 $SO(10)$ 。

通过 $\mathcal{N} \lesssim O(10)$ 和 $\kappa \lesssim O(10)$, 我们期望在典型的现实模型中出现 $\alpha_h \lesssim O(10)$ 。一循环修正编码在函

数 $F(x)$ 中, 由

$$F(x) = \frac{1}{4} \left((x^4 + 1) \ln \frac{x^4 - 1}{x^4} + 2x^2 \ln \frac{x^2 + 1}{x^2 - 1} + 2 \ln \frac{\kappa^2 M^2 x^2}{Q^2} - 3 \right), \quad (5)$$

给出, 其中 Q 是重正化尺度。在大场域范围内, $s \gg M$, 势能简化为对数形式:

$$V = \Lambda^4 [1 + \alpha_h \log(\phi/M_{Pl})], \quad (6)$$

假设 $Q = \kappa M_{Pl}/\sqrt{2}$ 。此势能被称为 SBS 模型, 在普朗克合作的膨胀分析中使用。普朗克合作使用的场 $\phi \equiv \sqrt{2}s$ 是规范归一化的实标量场。直接使用慢滚近似进行计算预测得到谱指数 $n_s \simeq 1 - 1/N = 0.98$, 对于 $N = 50$ 这个 e-折数。

一个更完整的通胀势考虑了软超对称破缺项 [3, 14–16] 以及超引力的贡献 [17]。在这种情况下, 势能由以下给出

$$V(x) = \Lambda^4 \left[1 + \alpha_h F(x) + \frac{a}{\Lambda^2} m_{3/2} \phi + \frac{1}{2} \left(\frac{m_{3/2} \phi}{\Lambda^2} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\phi}{M_{Pl}} \right)^4 \right], \quad (7)$$

其中

$$a = 2\sqrt{2} |2 - A| \cos[\arg s + \arg(2 - A)]. \quad (8)$$

在合适的初始条件下, 相位 $\arg s$ 可以在可观测通胀 [15, 16] 之前稳定下来。在以下分析中, 我们将 a 视为单位阶的常数 ($a = -1$)。为了进行比较, 我们称方程 (7) 中描述的模型为 SHI(SBS), 该模型基于局部超对称性, 并包括一环修正和在膨胀期间存在的超对称性破缺软项。我们将方程 (3) 中的模型称为 Dvali – Shafi – Schaefer(DSS) 模型, 该模型基于全局超对称性并仅包含一环辐射修正。

在 Fig. 1 中, 我们展示了两个基于方程 (7) 的膨胀势的 n_s 对 r 的图, 与 ACT、Planck、BK18 (加上 LB) 进行了比较。这些图形显示了对于 $0.96 - 0.98$ 范围内的 n_s 值与所有现有数据的极好吻合, 并且伴随着一个微小的张量-标量比 r 的值。然而, 在基于现实模型的非极小扩展中, 张量到标量的比例可以达到值 $r \lesssim 0.01$, 可能在即将到来的观测范围内 [9–11]。在 Fig. 2 中我们展示了一个 n_s 与 α_h 的关系图, 这再次表明了膨胀势中包含软超对称破缺项和超引力校正的重要性。请

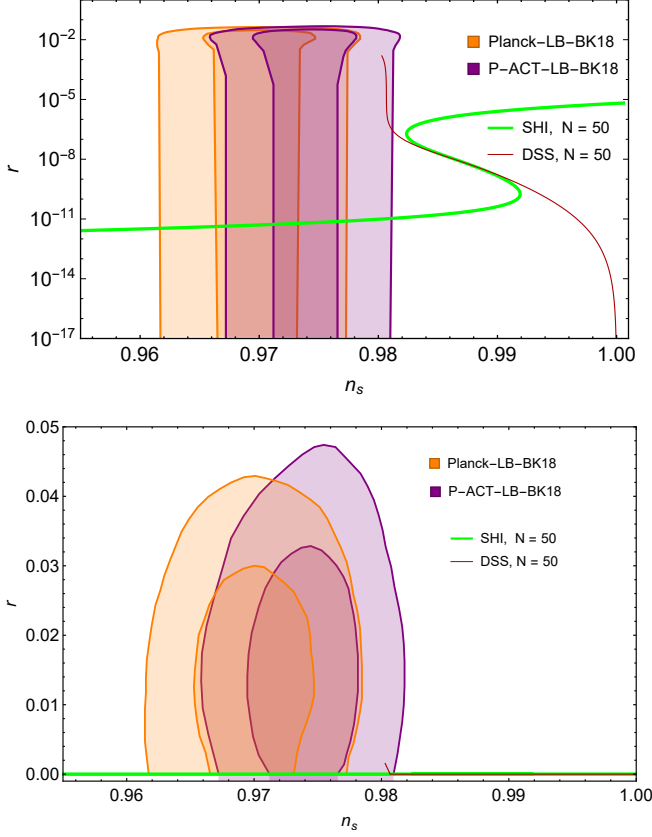


图 1. n_s 与基于 V 在 Eq. (7) (包含软项和超引力修正以及一圈修正) 的 SHI (粗绿色曲线) 的 r 预测相对比, 与来自 ACT、Planck、BK18 [包括 LB] 的数据进行比较。与之相反, 如 DSS 场景 (细红色曲线) 所示, 忽略软项和超引力修正会产生 $n_s \simeq 0.98 - 1$ 。在我们的分析中, 我们将电子倍增数设置为 $N = 50$ 。

注意, 当引力微子质量 $m_{3/2} \sim 10$ 为 TeV 时, 通常的软超对称破缺标量质量项在我们的分析中不起作用。

为了完整性, 在 Fig. 3 和 Fig. 4 中, 我们分别绘制了 n_s 与 inflaton 场值和规范对称性破缺尺度 M 的关系图。显然, 场值是次普朗克量级的, 这是这个极小模型的一个特别吸引人的特征。此外, 规范对称性破缺尺度被预测接近于 GUT 规模, 这在 Ref. [1] 中首次展示。

III. 结论

超对称混合膨胀模型, 被普朗克合作组织称为自发破缺的超对称模型, 基于标准模型的良好动机扩展。在最小模型中, 由可重正化超势和规范凯勒势定义, 与

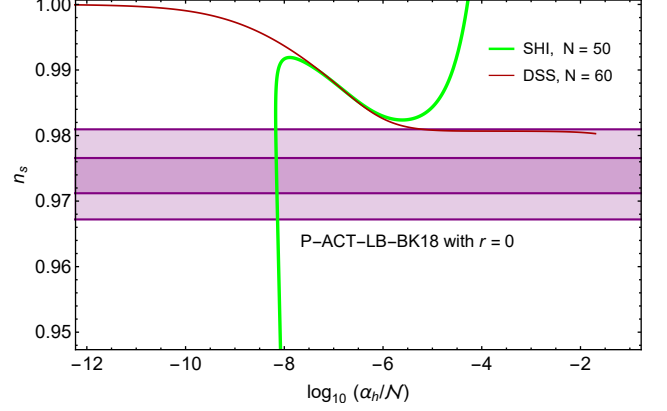


图 2. n_s 与 $\log(\alpha_h/N) = \log(\kappa^2/8\pi^2)$ 相比, SHI (该模型包含软 SUSY 破坏项、引力子修正和一圈效应), 以及仅含有一圈修正的 DSS, 对比 ACT、Planck、BK18[加上 LB]。

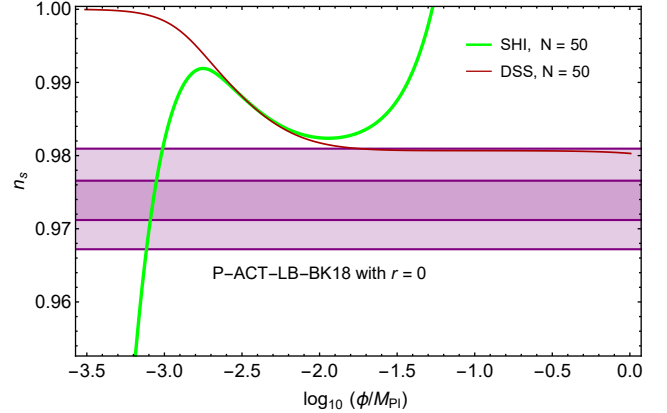


图 3. n_s 与 $\log(\phi/M_{Pl})$ 对比 SHI (该模型包含软超对称破缺项、引力修正和一圈效应), 以及仅含有一圈修正的 DSS, 与 ACT、Planck、BK18 [加上 LB] 进行比较。

膨胀相关的规范对称性破缺估计位于 GUT 尺度附近。标量谱指数 n_s , 基于包含所有相关项的膨胀势, 结果证明完全符合普朗克测量以及更近期阿塔卡马宇宙学望远镜观测的结果。我们遵循了这些模型中普朗克对于膨胀势的记号, 以便于将讨论与未来的所有观察进行比较更加透明。特别是, 我们在最小超对称模型中的膨胀势中包含了两个额外的贡献, 在对该模型的普朗克分析中可能无意间被忽略了。我们看到张量到标量比率 r 在最小模型中远低于可观测范围。然而, 在基于现实模型的非最小扩展中, 这很容易得到解决, 其中 $r \lesssim 0.01$ 应当在未来不久可被观测到 [9–11]。

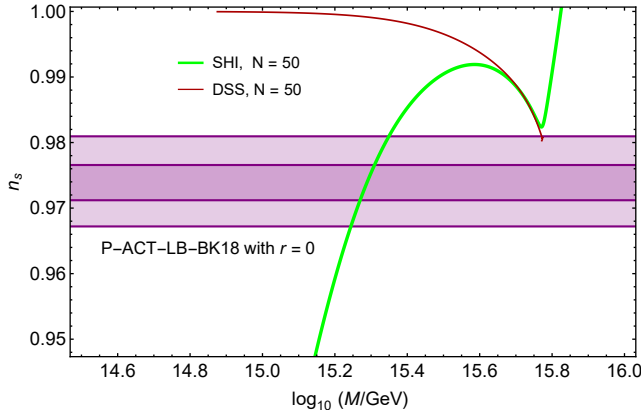


图 4. n_s 与 SHI (包含软超对称破缺项、引力子修正和一环效应) 以及仅含有一环修正的 DSS 相比, $(\log(M/\text{GeV}))$ 与 ACT、Planck、BK18 [Plus LB] 的对比。

IV. 致谢

我们感谢 Muhammad Nadeem Ahmed 和 Muhammad Ibrahim 在制作图表方面提供的帮助。

-
- [1] G. R. Dvali, Q. Shafi, and R. K. Schaefer, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1886 (1994), [arXiv:hep-ph/9406319](#).
 - [2] E. J. Copeland, A. R. Liddle, D. H. Lyth, E. D. Stewart, and D. Wands, *Phys. Rev. D* **49**, 6410 (1994), [arXiv:astro-ph/9401011](#).
 - [3] M. U. Rehman, Q. Shafi, and J. R. Wickman, *Phys. Lett. B* **683**, 191 (2010), [arXiv:0908.3896 \[hep-ph\]](#).
 - [4] G. Hinshaw, D. Larson, E. Komatsu, D. N. Spergel, C. L. Bennett, J. Dunkley, M. R. Nolta, M. Halpern, R. S. Hill, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, J. L. Weiland, B. Gold, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, G. S. Tucker, E. Wollack, and E. L. Wright, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **208**, 19 (2013).
 - [5] N. Aghanim *et al.* (Planck), *Astronomy and Astrophysics* **641**, A6 (2020).
 - [6] Y. Akrami *et al.* (Planck), *Astron. Astrophys.* **641**, A10 (2020), [arXiv:1807.06211 \[astro-ph.CO\]](#).
 - [7] M. Bastero-Gil, S. F. King, and Q. Shafi, *Phys. Lett. B* **651**, 345 (2007), [arXiv:hep-ph/0604198](#).
 - [8] M. ur Rehman, V. N. Senoguz, and Q. Shafi, *Phys. Rev. D* **75**, 043522 (2007), [arXiv:hep-ph/0612023](#).
 - [9] Q. Shafi and J. R. Wickman, *Phys. Lett. B* **696**, 438 (2011), [arXiv:1009.5340 \[hep-ph\]](#).
 - [10] M. U. Rehman, Q. Shafi, and J. R. Wickman, *Phys. Rev. D* **83**, 067304 (2011), [arXiv:1012.0309 \[astro-ph.CO\]](#).
 - [11] M. Civiiletti, C. Pallis, and Q. Shafi, *Phys. Lett. B* **733**, 276 (2014), [arXiv:1402.6254 \[hep-ph\]](#).
 - [12] E. Calabrese *et al.* (ACT), (2025), [arXiv:2503.14454 \[astro-ph.CO\]](#).
 - [13] R. Jeannerot, S. Khalil, G. Lazarides, and Q. Shafi, *JHEP* **10**, 012 (2000), [arXiv:hep-ph/0002151](#).
 - [14] W. Buchmuller, L. Covi, and D. Delepine, *Phys. Lett. B* **491**, 183 (2000), [arXiv:hep-ph/0006168](#).
 - [15] V. N. Senoguz and Q. Shafi, *Phys. Rev. D* **71**, 043514 (2005), [arXiv:hep-ph/0412102](#).
 - [16] W. Buchmüller, V. Domcke, K. Kamada, and K. Schmitz, *JCAP* **07**, 054 (2014), [arXiv:1404.1832 \[hep-ph\]](#).
 - [17] A. D. Linde and A. Riotto, *Phys. Rev. D* **56**, R1841 (1997), [arXiv:hep-ph/9703209](#).