中国科学: 物理学 力学 天文学 2026 年 第 56 卷 第 7 期: 271001
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
评 述 青年科学家专栏

宇宙正反物质不对称的轻子生成机制

赵振华*

辽宁师范大学物理与电子技术学院, 大连 116029
*联系人, E-mail: zhaozhenhua@lnnu.edu.cn

收稿日期: 2026-01-21; 接受日期: 2026-02-26; 网络出版日期: 2026-05-14
国家自然科学基金(编号: 12475112)和辽宁省"兴辽英才计划"(编号: XLYC2403152)资助项目

摘要 宇宙正反物质不对称(又被称为重子不对称)问题是现代粒子物理与宇宙学交叉领域的核心谜题之一, 长期以来备受学界高度关注. 轻子生成机制凭借其将中微子非零质量起源与宇宙正反物质不对称问题相统一的独特优势, 已成为解释该谜题的主流候选方案. 本综述将全面梳理轻子生成机制的研究现状与前沿进展, 为该领域的后续研究提供全面、系统的参考: 首先简要回顾其研究背景; 随后重点阐述基于第一类跷跷板模型的标准轻子生成基本理论及唯象学后果; 继而系统探讨共振轻子生成、Akhmedov-Rubakov-Smirnov轻子生成、希格斯衰变轻子生成、狄拉克轻子生成、轻子味生成、自发轻子生成、洗入轻子生成、Affleck-Dine轻子生成、相变触发轻子生成等非标准实现途径; 再详细分析轻子生成在Inverse与Linear跷跷板、标量单态扩展跷跷板、Scotogenic、第二/三类跷跷板、左右对称、SO(10)大统一、超对称等新物理模型中的具体实现及唯象学特征; 接着深入剖析轻子生成与宇宙学暴胀、引力场、黑洞蒸发、暗物质不对称等现象的内在关联; 最后概述通过直接探测、间接探测、宇宙学观测及反向证伪等方式检验轻子生成机制的可行性.

关键词 宇宙正反物质不对称, 轻子生成机制, 中微子质量与混合, 跷跷板机制, 超出标准模型新物理

PACS: 98.80.Cq, 14.60.Pq, 12.60.-i

1 引言

在粒子物理和宇宙学研究中, 宇宙正反物质不对称(又被称为重子不对称)是一个核心未解之谜: 当前观测表明, 宇宙几乎完全由重子构成, 而相应的反重子却几乎不存在. 值得注意的是, 这种不对称性在早期宇宙中却极为微弱——根据宇宙大爆炸核合成对轻元素原始丰度的理论预言, 并结合宇宙微波背景辐射各向异性的精密测量, 两者高度一致地给出了重子不对称性的量化结果: $\eta=(n_B-n_{\bar{B}})/n_\gamma\approx 6.1\times 10^{-10}$[1], 其中$n_B(n_{\bar{B}})$代表当前宇宙中(反)重子的数密度, n_γ为光子数密度. 该数值表明, 原初宇宙中物质相对于反物质的超出仅约为十亿分之一. 正是这一极其微小的净物质剩余, 在物质与反物质几乎完全湮灭之后残留下来, 最终构成了我们如今所见的宇宙万物. 宇宙重子不对称也常采用另一等效参量表示: $Y_B=(n_B-n_{\bar{B}})/s\approx\eta/7.04$, 其中$s$代表当前宇宙的熵密度.

引用格式: 赵振华. 宇宙正反物质不对称的轻子生成机制. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 271001
Zhao Z H. Leptogenesis mechanism for cosmic matter-antimatter asymmetry (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 271001, doi: 10.1360/SSPMA-2026-0047

© 2026《中国科学》杂志社

那么，这种微弱却至关重要的不对称性究竟源于何处？若将其归因于宇宙诞生之初就存在的原始不对称性, 则至少会面临以下三个主要困难. 首先是精细调节问题: 在极早期宇宙中, 每十亿个反物质粒子必须精准对应十亿零一个物质粒子，如此极端精确的配比缺乏自然的理论支撑，难以令人信服. 其次是暴胀稀释问题: 宇宙暴胀阶段的指数级膨胀，会将任何预先存在的不对称性稀释到可忽略的水平. 最后是抹除问题: 早期宇宙中，处于热平衡状态的重子数破坏过程(如2.3节将介绍的sphaleron过程)会有效抹去任何预先存在的重子不对称.

1.1　宇宙重子不对称动力学产生条件

目前学界普遍认为，宇宙重子不对称性是在早期宇宙中通过特定物理过程动态产生的，这一机制被称为重子生成. 1967年，苏联物理学家萨哈罗夫提出了实现重子生成所必须满足的三个必要条件[2]. 第一, 重子数(B)破坏: 物理过程中必须存在重子数不守恒的机制，否则无法从对称的初始状态产生净重子数. 第二, C与CP对称性破缺: 电荷共轭(C)对称性及电荷-宇称联合(CP)对称性必须被破坏，否则产生物质的过程与产生反物质的共轭过程速率将完全相等，最终无法形成净不对称性. 第三, 偏离热平衡: 相关过程必须发生在非平衡态环境下，否则正向过程与反向过程将会相互平衡, 同样无法产生净不对称性. 需要说明的是, 这些只是经典条件，在一些特殊模型中(如第3章将介绍的狄拉克轻子生成或自发轻子生成), 其中一项或两项条件可通过特殊物理机制规避.

1.2　代表性重子生成机制

一个很自然的问题是，粒子物理标准模型能否满足萨哈罗夫提出的三个条件？有趣的是，标准模型在定性层面确实满足所有条件: 重子数破坏可通过2.3节将介绍的sphaleron过程实现; CP破坏源于Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)夸克混合矩阵中的复相位; 若电弱相变为一级相变, 则可实现偏离热平衡的条件. 然而在定量层面，标准模型远远不足以解释实际观测到的重子不对称: CKM矩阵所贡献的CP破坏强度严重不足，而电弱相变也并非所必需的一级相变[3]. 因此, 要想解释宇宙重子不对称的起源，必须寻求标准模型之外的新物理机制.

大统一理论为解释重子生成提供了理想的框架[4]. 在此类理论中, 夸克与轻子被纳入同一规范多重态, 因而存在某些规范玻色子，可在夸克与轻子之间传递相互作用, 从而破坏重子数(及轻子数). 大统一理论对称性自发破缺到标准模型对称性的过程通常涉及多个希格斯场, 其汤川耦合中的复系数为CP破坏提供了丰富来源. 一旦理论中存在的大质量粒子衰变速率低于宇宙的膨胀速率, 即可满足偏离热平衡的条件. 然而, 该理论所预言的高能标也带来若干挑战: 首先, 为有效产生重子不对称，宇宙暴胀后的再加热温度需接近大统一能标，这在一般暴胀模型中难以自然实现，并在超对称理论框架下可能引发引力微子等危险遗迹粒子过量产生的问题; 其次, 在如此高能标下生成的重子不对称，极易被后续较低能标下发生的重子数破坏过程所抹除.

对于Affleck-Dine重子生成[5]、自发重子生成[6]等其他类型的重子生成机制，其核心原理、实现条件及参数约束的详细讨论可参见文献[7].

1.3　本文章节安排

在现有各类重子生成机制均存在不同程度缺陷的情形下, 本文重点关注替代性的轻子生成机制. 该机制将宇宙正反物质不对称的起源与中微子质量的起源紧密结合起来，不仅为宇宙正反物质不对称这一未解之谜提供了全新的理论视角，更因其内在的自洽性与可验证性，已成为当前学界解释该问题的主流核心机制之一.

本文其余部分安排如下: 第2章重点介绍基于第一类跷跷板模型的标准轻子生成机制, 第3章系统探讨各类非标准轻子生成场景, 第4章详细分析轻子生成在若干典型新物理模型中的具体实现, 第5章深入考察轻子生成与宇宙学的多方面关联, 第6章概述轻子生成潜在的检验途径, 第7章为总结与展望.

2　标准轻子生成机制

本章将重点介绍基于第一类跷跷板模型的标准轻子生成机制: 首先简要介绍第一类跷跷板模型, 然后概述轻子生成机制的基本原理，并详述其核心要素及关键修正效应, 最后探讨该机制的唯象学后果.

2.1　第一类跷跷板模型

众所周知，中微子振荡现象的发现表明中微子具有微小但非零的质量，这意味着标准模型中关于中微子质量为零的预言需要被修正[8]. 目前, 跷跷板机制是解释中微子质量微小性的最自然且广为接受的候选方案. 其中最常见的是第一类跷跷板模型[9–13], 该模型引入了三个右手中微子N_I (其中I=1, 2, 3). 这些右手中微子与左手轻子二重态$\mathbf{L}_\alpha=(\nu_\alpha,\alpha)^{\mathrm{T}}$(其中$\alpha=e,\mu,\tau$)以及希格斯二重态$\mathbf{H}=(H^+,H^0)^{\mathrm{T}}$之间可通过汤川耦合项$(\mathbf{Y}_\nu)_{\alpha I}\overline{\mathbf{L}}_\alpha\overline{\mathbf{H}}N_I$相互作用, 其中$\mathbf{Y}_\nu$为中微子汤川耦合矩阵. 在电弱对称性破缺后(希格斯场获得真空期望值v=174 GeV), 该耦合项诱导出狄拉克型中微子质量项$(\mathbf{M_D})_{\alpha I}=(\mathbf{Y}_\nu)_{\alpha I}v$, 其中$\mathbf{M_D}$为中微子狄拉克质量矩阵.

另一方面，由于右手中微子为标准模型规范群的单态，它们还可以具有与电弱对称性破缺无关的马约拉纳型质量项$(\mathbf{M_N})_{IJ}\overline{N_I^{\mathrm{C}}}N_J$，其中$\mathbf{M_N}$是右手中微子的马约拉纳质量矩阵，其质量标度原则上可以远高于电弱能标. 在$\left(\nu_\alpha^{\mathrm{C}},N_I\right)^{\mathrm{T}}$基矢下, 完整的中微子质量矩阵形如$\begin{pmatrix}\mathbf{0} & \mathbf{M_D}\\ \mathbf{M_D^{\mathrm{T}}} & \mathbf{M_N}\end{pmatrix}$. 当$\mathbf{M_N}\gg\mathbf{M_D}$时，通过积分掉重右手中微子，得到轻中微子(主要为左手中微子)的有效质量矩阵为$\mathbf{M}_\nu\approx\mathbf{M_D}\mathbf{M_N^{-1}}\mathbf{M_D^{\mathrm{T}}}$. 这一关系自然解释了中微子质量的微小性: 因为中微子质量与右手中微子质量成反比，当后者远高于电弱标度时，前者就会被压低到极小的数值[9–13].

2.2　轻子生成机制基本原理

轻子生成机制由日本科学家Fukugita与Yanagida于1986年首次提出, 其核心思想简洁而深刻: 先通过特定过程生成轻子不对称，再借助sphaleron过程将其转化为重子不对称[14]. 上述第一类跷跷板模型为该机制的实现提供了完美的理论框架，重质量右手中微子则是其核心媒介. 具体而言，随着早期宇宙从极高温度逐步膨胀冷却，重质量的马约拉纳型右手中微子得以产生；随后在宇宙温度持续下降的过程中，右手中微子发生衰变，该过程直接破坏轻子数守恒；与此同时，中微子汤川耦合矩阵所蕴含的复相位为CP破坏提供了必要来源；而当右手中微子的衰变速率低于宇宙哈勃膨胀率时，偏离热平衡的关键条件将得以满足. 轻子数破坏、CP破坏、偏离热平衡这三大核心要素的协同作用, 最终促成轻子不对称($L\neq0$)的产生.

此后，sphaleron过程进一步将部分轻子不对称转化为重子不对称($B\neq0$)，从而为宇宙正反物质不对称的起源提供了合理解释. 该机制的显著优势在于，能在理论上统一宇宙正反物质不对称的来源与实验已证实的中微子非零质量问题，因而具备极强的理论吸引力与研究价值. 截至目前，轻子生成机制的原始论文引用量已超过4700次. 这一机制不仅开创了轻子生成这一持续活跃的研究领域(如图1所示)，更长期推动着粒子物理与宇宙学两大学科的交叉融合与前沿进展.

2.3　sphaleron过程

鉴于sphaleron(源自希腊语, 意为“ready to fall”)过程在轻子生成机制中的关键作用，有必要简要介绍其核心性质. 该过程的存在源于非阿贝尔规范场真空态的非平庸特性(如图2所示): $SU(2)_L$规范场存在无穷多简并真空态，这些真空态具有不同的Chern-Simons数N_{CS}，彼此间被约10 TeV的能垒分隔; sphaleron过程本质上是这些真空态之间的热跃迁过程[15]. 由于手征反常效应[16,17]，这类过程会以同等程度破坏重子数与轻子数($\Delta B=\Delta L=3\Delta N_{\mathrm{CS}}$)，因此会打破重子数与轻子数之和$B+L$的守恒性，同时保持重子数与轻子数之差$B-L$守恒[18].

正是基于这一特性，如图3所示，sphaleron过程可驱动体系从$L\neq0$的状态出发，在L-B平面内沿平行于$B-L=0$直线的方向演化，最终抵达$2B+L\approx0$的平衡直线

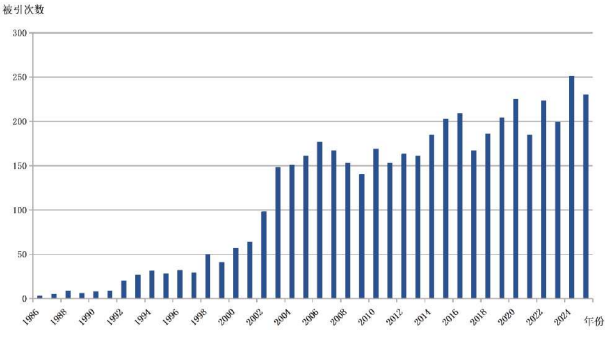

图 1　(网络版彩图)轻子生成机制的原始论文[14]发表至今每年被引次数

Figure 1　(Color online) The annual citation times of the original paper on the leptogenesis mechanism [14] since its publication.

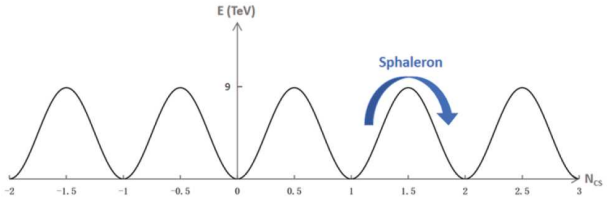

图 2　(网络版彩图) $SU(2)_L$规范场真空态与sphaleron过程示意图

Figure 2　(Color online) $SU(2)_L$ gauge field vacuum states and sphaleron process.

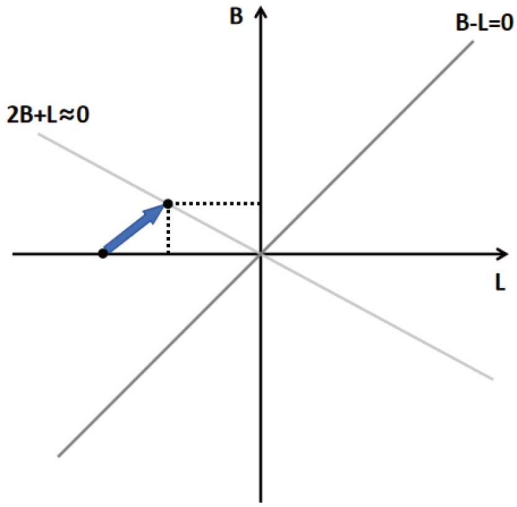

图 3　(网络版彩图)轻子不对称到重子不对称转化示意图

Figure 3　(Color online) Conversion of lepton asymmetry to baryon asymmetry.

——这一关系可结合2.4节转换系数$c\approx1/3$的取值直观理解(由$B\approx1/3(B-L)$推导可得), 从而诱导出$B\neq0$. 此外, 深入研究表明, 在132至~10^{12} GeV的温度区间内, sphaleron过程处于热平衡状态[19]; 这意味着, 轻子生成过程必须在132 GeV温度之上(即sphaleron过程退耦之前)完成.

2.4　轻子生成机制核心要素

一般而言, 若右手中微子质量存在显著等级结构($M_1 \ll M_{2,3}$), 通常仅需考虑最轻右手中微子N_1对轻子生成的贡献——这是因为N_2和N_3衰变产生的轻子不对称会被后续处于热平衡的N_1相关相互作用抹除. N_1最终诱导产生的重子不对称可表示为多个因子乘积的形式: $Y_B = cY_{B-L} \approx -c\times\varepsilon_1\times\kappa_1/g^*$, 其中各参数的具体含义如下[20]:

(1) 转换系数c: 量化了sphaleron过程将轻子不对称转化为重子不对称的效率, 其数值约为1/3. 需要特别指出的是, 重子数与轻子数之差$B-L$在各类相互作用中均保持守恒, 因此轻子生成机制中转换系数的推导实际上是建立重子数B与$B-L$的定量关系. 具体推导步骤如下[21]: 首先, 基于sphaleron过程退耦时处于热平衡的相互作用(如夸克、轻子的汤川耦合、电弱及量子色动力学sphaleron作用等), 构建关于各粒子化学势的约束方程组; 其次, 利用粒子数密度与化学势的统计关系——在化学势远小于温度的情况下粒子与反粒子的数密度之差正比于其化学势, 将重子数密度差$n_B-n_{\bar{B}}$和轻子数密度差$n_L-n_{\bar{L}}$表达为相应化学势的线性函数; 最后, 通过求解上述化学势方程组, 最终得到B与$B-L$的比例关系, 即转换系数.

(2) CP不对称参数ε_1: 作为马约拉纳型粒子, N_1可同时衰变为轻子-希格斯粒子对$L_\alpha H$与反轻子-反希格斯粒子对$\overline{L}_\alpha\overline{H}$(其中$\alpha=e,\mu,\tau$). 参数$\varepsilon_1$定义为各轻子味贡献的不对称分量之和(即$\varepsilon_1=\sum_\alpha\varepsilon_{1\alpha}$), 用于刻画这两类衰变道的衰变率差异, 其分量$\varepsilon_{1\alpha}$定义式为:

$$\varepsilon_{1\alpha}=\frac{\Gamma(N_1\to L_\alpha H)-\Gamma\left(N_1\to\overline{L}_\alpha\overline{H}\right)}{\sum_\alpha\left[\Gamma(N_1\to L_\alpha H)+\Gamma\left(N_1\to\overline{L}_\alpha\overline{H}\right)\right]}.$$

该CP不对称性的物理起源为N_1衰变过程中树图振幅与单圈图振幅(包括顶点修正与自能修正)的干涉效应(如图4所示)[22].

(3) 效率因子κ_1: 量化了在非平衡状态下衰变的N_1所占比例, 这是因为并非所有N_1粒子都在非平衡条件下完成衰变, 且"洗出"过程(主要是逆衰变过程)会抵消衰变过程中产生的轻子不对称. 为实现对κ_1的定量计算, 需通过求解玻尔兹曼方程组, 以此追踪膨胀宇宙背景下N_1粒子数密度与轻子不对称的动力学演化过程, 具体参见文献[23].

(4) 相对论性自由度数目g^*: 表征热浴中相对论性粒子的总有效自由度, 在标准模型框架下其数值为106.75. 该参数会直接调控早期宇宙演化阶段重子不对称被稀释的程度.

在第一类跷跷板模型的理论框架下, 结合中微子振荡实验的观测结果, κ_1的数值通常处于10^{-2}量级. 基于上述参数间的定量关系式, 要复现宇宙学观测所确

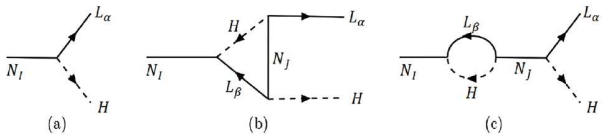

图 4　右手中微子衰变的树图(a)、顶点修正图(b)、自能图(c)

Figure 4　The tree-level diagram (a), vertex correction diagram (b), and self-energy diagram (c) for right-handed neutrino decay.

定的、量级为10^{-10}的Y_B，ε_1的取值一般需要达到10^{-6}量级.

2.5　轻子生成计算的修正效应

2.4节系统阐述了轻子生成机制的核心要素，但该部分分析仅纳入了最轻右手中微子N_1对轻子生成的贡献，且仅考虑了N_1的衰变及其逆衰变过程，同时未涉及N_1衰变CP不对称的味道成分所带来的影响. 事实上，对于上述轻子生成的基础物理图像而言，还存在若干关键的修正效应，具体包括：N_1衰变CP不对称的味道成分引发的味道效应、较重右手中微子N_2和N_3对轻子生成的贡献、轻子数改变散射过程及旁观者过程的作用, 以及热效应与非平衡效应的影响.

(1) 味道效应[24,25]的核心源于不同轻子味对应的洗出效应可能存在差异: 当$M_1>10^{12}$ GeV时, 带电轻子汤川相互作用尚未进入热平衡，轻子量子态在参与逆衰变(洗出过程)前保持相干演化, 属于单味道情形, 此时味道组成对最终轻子不对称无影响; 当$M_1<10^{12}$ GeV时，τ轻子的汤川相互作用率先进入热平衡，轻子态被分解为τ分量与e，μ相干叠加态($e\mu$态)，即两味道情形，两类分量的不对称将受到不同程度的洗出，最终轻子不对称正比于$\left(\varepsilon_{1e}+\varepsilon_{1\mu}\right)\kappa_{1e\mu}+\varepsilon_{1\tau}\kappa_{1\tau}$ (其中$\kappa_{1e\mu}$为$e\mu$叠加态的效率因子，$\kappa_{1\tau}$为τ分量的效率因子)；当$M_1<10^9$ GeV时，μ轻子的汤川相互作用也进入热平衡，轻子态进一步分解为e，μ，τ三个独立分量，形成三味道情形，各分量的不对称将受到不同程度的洗出，最终轻子不对称正比于$\varepsilon_{1e}\kappa_{1e}+\varepsilon_{1\mu}\kappa_{1\mu}+\varepsilon_{1\tau}\kappa_{1\tau}$ ($\kappa_{1\alpha}$为各味道分量对应的效率因子). 需要注意的是，在不同味道区间的分界区域，量子相干效应不可忽略，需采用密度矩阵理论[26,27]对轻子生成过程进行精准描述，以准确捕捉味道分量演化的量子特性.

(2) 在标准轻子生成的简化假设中，N_2和N_3的贡献常被忽略, 但实际情况下其作用不可忽视, 部分场景下甚至能占据主导地位[28,29]. 例如, 当N_1的汤川耦合极弱时，其自身产生的轻子不对称较小，且洗出作用微弱，N_2衰变产生的轻子不对称得以有效留存；即便N_1处于较强耦合状态，在味道空间中，N_2对应的轻子不对称其与N_1正交的分量也能避免被洗出.

(3) 轻子数改变散射过程直接参与轻子不对称的调控，典型过程包括右手中微子传递的$\Delta L=2$过程$\overline{L}\,\overline{H}\to LH$、希格斯粒子传递的$\Delta L=1$过程(如$N\overline{L}\to U\overline{Q}$，其中$U$为上型夸克、$Q$为夸克二重态). 研究表明，这类散射过程对轻子不对称最终结果的修正效应较小[30].

(4) 还有一类过程被称为旁观者过程, 其虽不直接破坏轻子数守恒，但可通过调控轻子二重态与希格斯粒子的数密度分布，间接改变洗出作用的强弱程度, 进而影响最终的轻子不对称. 研究表明，这类过程对轻子不对称最终结果的最大修正幅度仅为百分之几十[31].

(5) 热效应源于早期宇宙的高温环境, 轻子与希格斯场通过规范相互作用与热浴达到平衡，进而对耦合常数、粒子传播子及CP不对称产生显著修正[32]. 3.3节将聚焦这一效应引发的独特现象，呈现其在特定参数空间下的特殊表现.

(6) 非平衡效应是轻子生成的必要前提, 符合萨哈罗夫三条件中偏离热平衡的核心要求. 严格意义上的轻子生成需基于非平衡有限温量子场论(如闭合时间路径方法[33])描述, 这类理论能捕捉经典玻尔兹曼方程未涵盖的量子效应. 研究表明, 传统玻尔兹曼方程的理论误差约为50%，而非平衡有限温量子场论方法可更精准地刻画轻子不对称的产生与演化机制[34].

2.6　唯象学方面的关键结论

尽管轻子生成理论具有优美的物理图像，但在唯象学层面存在两个关键不足. 首先，轻子生成与中微子振荡实验可测量的低能CP相位并无直接关联[35]，这一点可通过中微子汤川耦合矩阵的Casas-Ibarra参数化$\mathbf{Y}_\nu=\mathbf{U}\sqrt{\mathbf{D}_\nu}\,\mathbf{O}\sqrt{\mathbf{D}_\mathbf{N}}\,/v$[36]得以清晰阐释：式中$\mathbf{U}$为常规中微子混合矩阵, $\mathbf{O}$为复正交矩阵, 后者会引入额外的CP相位，而轻子生成所需的CP破坏完全可由矩阵$\mathbf{O}$

单独提供. 针对这一问题, 文献中存在两类广泛研究的场景, 可建立轻子生成与低能CP相位的直接关联: (1) 轻子生成所需的CP破坏完全源于**U**中的低能CP相位[37], 此时**O**取实数(该情形可通过特定味道对称性实现[38]). 但在此场景下, 所有味道的CP不对称之和为零(即$\varepsilon_{1e}+\varepsilon_{1\mu}+\varepsilon_{1\tau}=0$). 所幸的是, 2.5节介绍的味道效应可有效解决这一问题——其产生的味道依赖型效率因子, 能使总轻子不对称满足$Y_L\propto\varepsilon_{1e}\kappa_{1e}+\varepsilon_{1\mu}\kappa_{1\mu}+\varepsilon_{1\tau}\kappa_{1\tau}\neq 0$, 最终仍能诱导出符合观测的重子不对称. (2) 通过假设中微子汤川耦合矩阵具有特殊结构或零矩阵元, 减少其自由参数, 进而建立轻子生成与低能CP相位的直接关联. 例如Frampton-Glashow-Yanagida模型[39], 该模型假设仅存在两个右手中微子, 且中微子汤川耦合矩阵包含两个零矩阵元, 使其仅保留一个CP相位, 该相位同时负责轻子生成所需的CP破坏与低能CP破坏效应.

更关键的是, 标准轻子生成场景面临一项核心约束——Davidson-Ibarra下限[40]. 该下限明确指出, 要复现观测到的重子不对称, 最轻右手中微子的质量需满足$M_1\gtrsim 10^9$ GeV. 这一结论的核心依据是CP不对称参数ε_1与M_1呈正比关系, 而ε_1需达到10^{-6}量级才能匹配观测到的重子不对称(参见2.4节), 这直接导致标准轻子生成的能标远超当前及可预见未来对撞机的直接探测范围, 极大限制了其实验检验的可行性. 为突破Davidson-Ibarra下限的制约, 后续诸多轻子生成研究聚焦于能标降低策略, 通过引入非标准物理机制, 旨在将新物理能标压低至TeV甚至GeV量级, 使相关粒子与相互作用进入当前或未来对撞机的探测窗口. 下文将系统介绍这些以解决探测难题为核心目标的非标准轻子生成场景.

3　非标准轻子生成场景

本章将系统探讨各类非标准轻子生成场景. 这些场景通过突破标准轻子生成的简化假设或引入新物理机制, 有效降低了轻子生成能标或拓展了其物理内涵, 主要涵盖以下典型类型: 共振轻子生成、Akhmedov-Rubakov-Smirnov轻子生成、希格斯衰变轻子生成、狄拉克轻子生成、轻子味生成、自发轻子生成、洗入轻子生成、Affleck-Dine轻子生成、相变触发的轻子生成.

3.1　共振轻子生成

共振轻子生成[41]是当前最受关注的低能标轻子生成场景之一, 其核心优势在于通过共振效应大幅提升右手中微子衰变过程的CP不对称, 从而将理论能标压低至实验可及范围. 该机制的关键前提是右手中微子质量近乎简并——当质量差ΔM与其衰变宽度Γ相当时, 对CP破坏起关键作用的自能图(图4)会获得显著共振增强, 使CP不对称参数ε可达到1的数量级. 这一增强效应意义重大: 即便右手中微子质量低至TeV能标甚至更低, 仍能成功产生符合观测的重子不对称, 让轻子生成相关的新粒子与相互作用得以进入当前及未来对撞机的探测窗口, 为理论的实验检验提供了可行路径.

对于TeV能标的共振轻子生成, 理论上要求右手中微子的质量简并度达到$\Delta M/M\sim 10^{-7}$量级, 因此如何自然地实现这种极端接近的质量简并性, 成为该场景的核心问题. 目前学界主要提出两类主流解决方案: (1) 引入近似轻子数对称性. 例如, 为N_1分配轻子数+1、N_2分配轻子数−1, 在对称性严格成立时, 二者质量完全简并; 当该对称性被轻微破坏后, 它们之间自然会产生微小的质量差, 具体参见4.1节将介绍的Inverse与Linear跷跷板模型. (2) 以完全简并的右手中微子为初始条件(可自然源自某些味道对称性), 通过辐射修正效应产生质量分裂[42,43]. 具体而言, 对于初始质量完全相同的右手中微子, 在重正化群跑动过程中, 其不同的汤川耦合会打破质量简并.

3.2　ARS轻子生成

Akhmedov-Rubakov-Smirnov (ARS)轻子生成(又称为“通过中微子振荡的轻子生成”)是低能标轻子生成领域的核心场景之一, 其核心优势在于适配质量$\lesssim$100 GeV的右手中微子[44]. 该机制的核心前提是sphaleron过程在温度约132 GeV时退耦——对于质量轻于该能量的右手中微子, 重子不对称的产生源于其生成阶段而非衰变过程. 具体而言, 右手中微子首先以味道本征态形式产生, 随后通过CP破坏的振荡效应, 在不同味道的右手中微子中形成大小相等、符号相反的不对称. 由于中微子汤川耦合具有味道依赖性, 耦合较强的右手中微子味道态对应的不对称会被高效传递至左手中微子部分, 而反向不对称性则被束缚在

右手中微子部分. 关键在于, sphaleron过程仅作用于左手费米子, 因此左手中微子的不对称最终会被转化为符合观测的重子不对称. 对于该机制, 2个右手中微子场景需满足10%的质量简并度, 才能通过振荡效应实现CP不对称的共振增强; 而3个右手中微子场景中, 得益于热效应与味道效应的协同作用, 无需额外引入质量近简并条件, 即可高效产生满足观测要求的不对称[45].

一个极具代表性的此类模型是中微子最小标准模型(νMSM)[46], 该模型仅在标准模型基础上添加三个右手中微子, 结构简洁且物理内涵丰富: 其中N_2, N_3的质量处于GeV能标且近乎简并, 一方面通过跷跷板机制解释中微子的微小质量, 另一方面借助ARS机制高效产生重子不对称; 而N_1的质量约为1 keV, 恰好是温暗物质的理想候选者.

值得注意的是, 最新研究揭示共振轻子生成与ARS轻子生成并非相互独立的机制, 二者存在深刻的内在统一性, 可通过同一组动力学方程进行完整描述[47], 这一统一框架打破了两类低能标场景的传统界限. 进一步研究证实, 轻子生成的成功实现并不局限于特定能标范围——对于质量从0.1 GeV (该下限源自宇宙大爆炸核合成的限制, 参见6.2节)到大统一理论能标的右手中微子, 均可产生符合观测的重子不对称, 这一发现极大拓展了轻子生成的参数空间, 为不同能标下的新物理探测提供了更广阔的理论基础.

3.3　希格斯衰变轻子生成

对于低质量的右手中微子, 热效应会引发一种特殊物理情景: 常规衰变道$N \to HL$因运动学约束被禁止, 而希格斯衰变$H \to NL$成为可行通道[48]. 该机制的CP不对称性源于右手中微子自能图的热截断效应. 其偏离热平衡的条件并非来自衰变粒子希格斯粒子, 而是衰变产物右手中微子的非热特性(未热化或热化不完全). 在相似参数条件下, 该机制产生的轻子不对称约为ARS机制的10倍, 效率优势显著. 值得注意的是, 尽管低能标轻子生成依赖于右手中微子质量的近简并条件, 但相关研究[49]表明, 若考虑轻子自能图的热截断效应, 无需右手中微子质量近简并即可实现有效轻子生成, 通过热重正化的轻子共振可使不对称增强7个数量级, 进一步拓宽了低能标轻子生成的参数空间.

3.4　狄拉克轻子生成

倘若中微子并非马约拉纳型粒子, 而是狄拉克型粒子, 则轻子数将严格守恒, 这似乎从根本上排除了轻子生成机制的实现可能性. 不过, 狄拉克轻子生成机制为此提供了一种巧妙的解决方案[50]. 在该机制的框架下, 特定重粒子X (如重标量二重态)的衰变过程会在左手与右手中微子部分, 分别产生大小相等、符号相反的轻子不对称. 关键在于, 该框架下中微子的汤川耦合强度极其微弱, 可确保两部分的不对称无法相互抵消. 在此基础上, sphaleron过程会进一步将左手中微子的不对称转化为观测到的重子不对称. 已有相关研究[51]系统完成了对重粒子X所有潜在候选者的分类工作.

3.5　轻子味生成

在领头阶近似下,sphaleron过程对轻子数到重子数B的转化效率具有味普适性: $B\sim -1/3(L_e+L_\mu+\mathrm{L}_\tau)$($L_\alpha$代表各轻子味对应的轻子数). 然而, 由轻子质量诱发的高阶修正会破坏这一普适性, 使得不同味道的轻子数向重子数转化效率呈现出轻微的味非普适性: $B\sim -\frac{1}{3}(L_e+L_\mu+\mathrm{L}_\tau)-\frac{3.9}{13\pi^2}(y_e^2L_e+y_\mu^2L_\mu+y_\tau^2L_\tau)$ (其中y_α为三种带电轻子对应的汤川耦合常数). 对于总轻子数为零(即$L_e+L_\mu+\mathrm{L}_\tau=0$)但单独味道轻子数非零的物理场景, 恰好可以利用这一效应实现轻子生成[52]. 需要指出的是, 该转化过程受到y_α^2的抑制, 因此要实现成功的轻子生成, 需引入较大的轻子味不对称度, 例如τ轻子味不对称度需达到$Y_{L_\tau}\sim 10^{-5}$的量级.

目前存在多种可自然实现上述场景的理论途径[52,53], 其中μ-τ反射对称性便是颇具潜力的方案之一[54]. 这一对称性不仅能自然预言中微子混合角满足$\theta_{23}=\pi/4$、狄拉克CP相位满足$\delta=-\pi/2$的实验偏好值[55], 在轻子生成的物理框架下, 还可自然导致$L_e=0$, $L_\mu=-L_\tau$的特殊关系, 为总轻子数为零的轻子味不对称性起源提供了自洽的理论解释.

3.6　自发轻子生成

自发轻子生成是一类无需显式CP破坏的轻子生成模型, 其核心机制依托特定标量场与轻子流的耦合及弛豫过程实现不对称产生[6]. 该模型的关键设定是

标量场a与轻子流存在耦合项$J_L^\mu\partial_\mu a$: 若标量场具有平坦势能, 在暴胀期间可获得较大真空期望值; 暴胀结束后, 标量场将向势能最小值弛豫, 此过程中产生非零时间导数$\dot{a}\neq 0$, 其等效于轻子数的有效化学势. 在右手中微子衰变等轻子数破坏过程中, 这一有效化学势会导致轻子与反轻子的产生出现偏向, 进而形成净轻子不对称. 该机制的核心优势显著: 无需引入显式CP破坏(非零$\dot{a}$实际诱导了CPT破坏), 且轻子数破坏过程处于平衡态时, 反而更有利于轻子不对称的高效生成.

在相关文献中,希格斯场[56]、轴子[57]和Majoron[58]被提议作为这种标量场的理想候选者: 希格斯场的势能在大尺度上变化缓慢, 并可通过高维算符与轻子流耦合; 轴子作为近似U(1)对称性的赝Goldstone玻色子, 势能平坦且与电弱规范场存在耦合, 进而通过电弱反常与轻子流发生耦合; Majoron则是轻子数对称性自发破缺的Goldstone玻色子, 其与轻子流的耦合及轻子数破坏过程均为对称性破缺的自然结果.

3.7　洗入轻子生成

洗入轻子生成的核心机制是利用早期宇宙不同温度区间的守恒荷, 实现初始不对称性向轻子部分的高效转移. 例如, 当宇宙温度高于10^5 GeV时, 电子的汤川相互作用尚未进入热平衡, 右手电子荷成为守恒荷; 当温度高于更高特定值时, 还会出现额外守恒荷[59]. 若轴子暴胀、大统一理论、原初黑洞蒸发等高能标物理过程使某类守恒荷获得非零初始值, 随着宇宙冷却, 右手中微子传递的轻子数破坏相互作用会进入平衡状态, 进而将初始不对称性从守恒荷洗入轻子部分. 这一转移过程具有显著特殊性: 无需CP破坏或非平衡状态, 反而要求轻子数破坏相互作用处于平衡态, 才能保证不对称性的高效转移.

需注意的是, 原始洗入轻子生成仅适用于质量高于10^5 GeV的右手中微子——低于该能标时, 电子的汤川相互作用会进入热平衡, 此时标准模型所有相互作用均达到平衡, 不再存在特定守恒荷. 不过最新研究[60]提出, 对于质量低于10^5 GeV的右手中微子, 可借助其产生过程(而非衰变过程)的轻子数破坏相互作用, 仍能实现洗入轻子生成, 进一步拓宽了该机制的适用范围.

3.8　Affleck-Dine轻子生成

在超对称理论中, Affleck-Dine机制可实现粒子不对称性的显著产生[5]. 其核心逻辑依托超对称模型中标量场的特殊势能结构: 特定标量场组合可形成平坦方向, 沿这些方向势能变化极为平缓, 使该方向在早期宇宙能获得较大初始值; 当超对称破缺为这些标量场赋予微小软质量后, 随着宇宙膨胀, 哈勃参数逐渐降至这些质量以下, 标量场将围绕势能极小值开始相干振荡, 若该平坦方向携带轻子数, 振荡过程中会通过相位演化自然引入CP破坏, 进而高效产生可观的轻子不对称. 一个经典实现是希格斯场与轻子超对称伴子的组合, 且该机制可与跷跷板模型自然融合[61].

3.9　相变触发的轻子生成

相变能够自然地为轻子生成创造非平衡条件, 进而触发轻子生成过程[62], 其中一级相变场景的物理机制尤为明确: 若右手中微子的质量一开始被特定对称性(如$U(1)_{B-L}$)禁戒, 后续起源于负责自发破缺该对称性的标量场真空期望值, 且该标量场的相变为一级相变, 轻子生成将按如下路径实现[63,64]: 相变过程中, 真实真空(标量场真空期望值非零)的气泡会成核并不断膨胀. 气泡外部仍处于虚假真空, 标量场真空期望值为零, 右手中微子保持无质量; 当右手中微子进入气泡内部后, 标量场会赋予其质量. 若该质量远大于气泡内等离子体的温度, 右手中微子会迅速衰变产生轻子不对称, 而此时较低的温度会使逆衰变等洗出过程受到玻尔兹曼抑制, 几乎无法抵消已产生的不对称.

此外, 相变过程中还可能形成宇宙弦等拓扑缺陷. 例如, 负责$U(1)_{B-L}$对称性破缺的希格斯场会形成宇宙弦, 弦核内束缚的右手中微子零模会随弦环收缩非平衡释放. 被释放的右手中微子获得质量后将立即衰变产生轻子不对称, 且该过程的洗出效应可忽略[65].

4　轻子生成在典型新物理模型中的实现

本章将详细分析轻子生成在若干典型新物理模型中的具体实现及其唯象学特征, 涵盖Inverse与Linear跷跷板模型、标量单态扩展的跷跷板模型、Scotogenic模型、第二类与第三类跷跷板模型、左右对称模型、SO(10)大统一模型、超对称模型.

4.1　Inverse与Linear跷跷板模型

Inverse与Linear跷跷板模型是TeV能标下生成中微子质量的主流模型，其显著优势在于可保持相对较大的中微子汤川耦合，大幅提升了模型的实验可检验性. 除右手中微子N_I外，两类模型均引入单态费米子S_I(其中$I=1,2,3$)，并将轻子数视为近似对称性；其中左手中微子、右手中微子及S_I的轻子数均为+1. 在$\left(\nu_\alpha^{\mathrm{C}}, N_I, S_I^{\mathrm{C}}\right)^{\mathrm{T}}$基矢下, 完整质量矩阵可表示为

$$\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{M_D} & \mathbf{M_L} \\ \mathbf{M_D^T} & \mathbf{0} & \mathbf{M_{NS}} \\ \mathbf{M_L^T} & \mathbf{M_{NS}^T} & \boldsymbol{\mu} \end{pmatrix},$$

式中, $\boldsymbol{\mu}$和$\mathbf{M_L}$为轻子数的显式破坏项. 正因其破坏轻子数对称性的属性, 二者的取值可自然压低至极小水平; 而中微子质量的微小性，也直接源于这两类轻子数破坏参数的压低效应(详见下文).

对于$\mathbf{M_L}=\mathbf{0}$而$\boldsymbol{\mu}\neq\mathbf{0}$的Inverse跷跷板模型[66]，通过积分掉重粒子N_I与S_I的贡献，得到轻中微子的有效质量矩阵为$\mathbf{M_\nu}\approx\mathbf{M_D}\left(\mathbf{M_{NS}^T}\right)^{-1}\boldsymbol{\mu}\mathbf{M_{NS}^{-1}}\mathbf{M_D^T}$. 显然，轻中微子质量的微小性不仅来自重标度$\mathbf{M_{NS}}$的二次方压低效应，还可直接归因于轻子数破坏参数$\boldsymbol{\mu}$的极小取值. 不过, 此类模型的轻子生成实现非常具有挑战性. 其核心难点在于, 参数$\boldsymbol{\mu}$同时调控着共振轻子生成所需的重粒子态间质量差, 以及受$\mathbf{M_D}$控制的洗出效应强度——这两个物理过程对参数的要求相互制约，难以同时实现足够的共振增强效应与可接受的洗出效率[67]. 针对这一难题，文献[68]借助ARS机制成功实现了该模型下的轻子生成；最新研究[69]表明，通过引入中微子模型构建中常用的非阿贝尔味对称性，并借此在重粒子态间构建代际共振模式，也可为这一难题提供有效的解决方案.

对于$\boldsymbol{\mu}=\mathbf{0}$而$\mathbf{M_L}\neq\mathbf{0}$的Linear跷跷板模型[70]，通过积分掉重粒子N_I与S_I的贡献，得到轻中微子的有效质量矩阵为$\mathbf{M_\nu}\approx\mathbf{M_D}\left(\mathbf{M_L}\mathbf{M_{NS}^{-1}}\right)^{\mathrm{T}}+\left(\mathbf{M_L}\mathbf{M_{NS}^{-1}}\right)\mathbf{M_D^T}$. 显然，轻中微子质量的微小性不仅来自重标度$\mathbf{M_{NS}}$的压低效应，还可直接归因于轻子数破坏参数$\mathbf{M_L}$的极小取值. 不过，此类模型曾被认为难以实现轻子生成. 核心原因在于$\mathbf{M_D}$与$\mathbf{M_L}$对应的质量项仅在电弱相变完成后才会生效; 而在电弱相变之前, 相关相互作用仅以汤川耦合项的形式存在，此时同代重粒子N_I与S_I质量完全简并，这种简并性从根本上阻断了轻子不对称的产生. 最新研究[71]指出电弱相变发生后，希格斯场真空期望值的形成会将上述汤川耦合项转化为质量项，进而诱导同代N_I与S_I产生质量分裂. 而在电弱相变(对应159 GeV的温度)和sphaleron退耦(对应132 GeV的温度)之间的短暂窗口内, 轻子生成可以实现.

4.2　标量单态扩展的跷跷板模型

在各类新物理模型的构建中,引入标量单态Φ具有充分的理论合理性——该标量既可作为暗物质的候选粒子, 也能充当暴胀子以解释宇宙早期的暴胀演化. 此类粒子可通过汤川耦合项$y_{IJ}\,\Phi\overline{N_I^C}N_J$与右手中微子实现自然耦合，而这一耦合作用能够开启全新的衰变道(如$N_2\to N_1\Phi$). 这类衰变过程提供了额外的CP破坏来源. 值得注意的是, 对于低质量的N_2, 其衰变产生的CP不对称ε_2与其自身质量M_2呈反比关系. 这一关键特性的核心价值在于，即便右手中微子间不存在质量近简并, 对于质量较低的N_2 (下限约为500 GeV), 也可成功实现轻子生成[72].

4.3　Scotogenic模型

Scotogenic模型[73,74]是融合中微子质量生成与暗物质的统一理论框架，其核心构造围绕Z_2对称性展开: 在标准模型基础上引入惰性希格斯二重态和右手中微子, 并规定这两类新粒子为Z_2奇态, 而标准模型粒子均为Z_2偶态. 该Z_2对称性具备双重关键作用: (1) 最轻的Z_2奇态粒子因稳定性天然成为暗物质候选者；(2) 它能阻止惰性希格斯二重态获得非零真空期望值，使得中微子质量无法通过树图过程生成，只能借助圈图效应产生，从而自然解释了中微子质量的微小性. 该模型的显著优势在于新粒子可处于较低能标，具有较强的实验可检验性，因此能否在其框架内实现低能标轻子生成，成为衡量其与宇宙重子不对称起源相容的关键问题.

除常规通过右手中微子质量近简并实现低能标轻子生成的路径外，相关研究[75]表明，仅需通过抑制首

个右手中微子的汤川耦合强度(对应最轻中微子质量m_1~10^{-12} eV), 可将右手中微子的质量下限压低至10 TeV量级. 这一方案无需依赖右手中微子间的质量近简并条件, 进一步提升了模型的理论吸引力与实验可及性.

4.4　第二类与第三类跷跷板模型

第二类跷跷板模型引入标量三重态T替代右手中微子的核心作用, 其关键耦合项为$\overline{T}LL$和THH(其中L和H分别为轻子、希格斯二重态)[76–80]. 仅引入单个标量三重态即可通过相关相互作用产生全部中微子质量, 但要使其衰变过程产生CP不对称, 还需要第二个标量三重态或右手中微子对中微子质量也有贡献[81]. 尽管规范相互作用会推动T趋向热平衡, 进而抑制轻子不对称的生成, 但如果满足以下两个条件, 仍可实现有效的轻子生成: (1) T的两种衰变模式($T\to LL$与$T\to \overline{H}\,\overline{H}$)中, 其一需快于$T\overline{T}$湮灭过程——这一条件能确保规范散射无法主导系统演化, 使T得以在发生湮灭前完成衰变, 为轻子不对称的产生保留足够的粒子源; (2) 另一衰变模式需慢于宇宙膨胀速率——可防止洗出作用过强, 这是因为轻子数破坏的实现依赖两种衰变模式同时起作用[82].

第三类跷跷板模型[83]的轻子生成机制与第一类跷跷板模型类似, 核心差异在于其引入的新粒子为费米子三重态(Σ), 并且会直接参与规范相互作用[84].

由于规范相互作用会导致显著的洗出效应, 第二类与第三类跷跷板模型的轻子生成, 对新粒子质量的下限要求高于第一类跷跷板模型: 在新粒子质量存在显著等级的情形下, 结果为M_T>10^9 GeV和M_Σ>3×10^{10} GeV; 而在新粒子质量近简并的情形下(此时共振增强效应可大幅提升CP不对称), 结果为M_T~M_Σ>1.6 TeV[85].

4.5　左右对称模型

左右对称模型[86]通过引入与左手规范结构对称的右手规范群, 即G_{LR} = $SU(3)_C\times SU(2)_L\times SU(2)_R\times U(1)_{B\text{-}L}$, 将标准模型的手征不对称性转化为破缺的对称性. 其核心构造自然包含右手中微子和标量三重态, 因此该模型中中微子质量的产生同时涵盖第一类与第二类跷跷板机制两种来源, 有效质量矩阵可表示为: $\mathbf{M}_\nu\approx r\mathbf{M}_\mathbf{N}-\mathbf{M}_\mathbf{D}\mathbf{M}_\mathbf{N}^{-1}\mathbf{M}_\mathbf{D}^\mathrm{T}$, 其中第一项为第二类跷跷板机制的贡献, 第二项为第一类跷跷板机制的贡献. 值得注意的是, 得益于左右对称性, 第二类跷跷板机制的贡献正比于右手中微子的马约拉纳质量矩阵(式中r为相应比例系数)[80].

轻子生成的实现路径取决于右手中微子与标量三重态的质量相对大小, 主要存在两种情形[87]: (1) 以右手中微子为衰变粒子, 通过其衰变产生轻子不对称, 而标量三重态会通过圈图修正等方式对CP不对称的强度产生额外贡献, 丰富了不对称性的来源; (2) 以标量三重态为衰变粒子, 但CP不对称的有效生成需要右手中微子作为中间态参与(如4.4节所述).

4.6　SO(10)大统一模型

在SO(10)大统一模型[88]中, 右手中微子被自然嵌入16维表示, 其质量谱与耦合结构受统一规范对称性的严格约束, 这使得轻子生成过程具备更强的理论预言性. 在典型的SO(10)模型框架下, 一个朴素的猜想是中微子狄拉克质量矩阵与上型夸克质量矩阵存在近似对应关系: $\mathbf{M}_\mathbf{D}$ ~diag(m_u, m_c, m_t)(其中diag表示对角矩阵, m_u, m_c, m_t分别为上夸克、粲夸克、顶夸克的质量). 结合中微子振荡实验数据, 利用第一类跷跷板机制的有效质量公式$\mathbf{M}_\nu\approx\mathbf{M}_\mathbf{D}\mathbf{M}_\mathbf{N}^{-1}\mathbf{M}_\mathbf{D}^\mathrm{T}$可反推得到右手中微子的质量谱与耦合结构. 理论分析表明[89], 最轻右手中微子N_1的质量被预言低于Davidson-Ibarra下限, 这一能标下, N_1衰变主导的标准轻子生成过程因效率不足难以解释观测到的重子不对称.

所幸的是, 次最轻右手中微子N_2衰变主导的轻子生成可成功规避这一困境, 其核心机制源于味道效应的调控: 若N_1引发的洗出效应主要作用于特定味道方向, 而N_2衰变产生轻子不对称的味道方向存在与该方向正交的分量, 则N_2生成的轻子不对称可部分逃脱N_1的洗出作用, 实现有效留存(参见2.5节). 有趣的是, 这一N_2主导的轻子生成场景对中微子质量排序具有明确偏好——理论上更倾向于中微子质量的正序排列, 而非倒序排列, 为通过轻子生成约束中微子质量排序提供了重要线索[89].

另一解决方案基于左右对称跷跷板机制: 在一大类SO(10)大统一模型中, 中微子质量可同时接收第一类与第二类跷跷板机制的贡献, 无需依赖单一机制的

主导作用. 该方案通过两种跷跷板机制的协同作用, 为SO(10)模型与轻子生成的兼容提供了新路径[90].

值得注意的是, 真实的大统一模型通常存在多种汤川耦合模型, 其具体形式依赖于模型所引入的希格斯场构成及对称性假设, 而绝大多数模型并不满足$\mathbf{M_D}$~diag(m_u,m_c,m_t)猜想的前提条件. 在文献[91]中, 作者归纳了三类常见的汤川耦合模型, 其中与文献[89]讨论内容最为接近的是M2模型, 而对于另外两类模型(M1与M3), 其预言的最轻右手中微子质量则倾向于更大的数值, 最早探讨这两类模型轻子生成机制的研究可分别参见文献[92,93].

4.7　超对称模型

在超对称理论中,轻子生成产生的不对称与标准模型情形相比, 通常仅相差一个量级为1的因子, 这是多重物理因素共同作用的结果[94,95]. 值得注意的是, 超对称标准模型中引入了两个希格斯二重态($\mathbf{H_u}$和$\mathbf{H_d}$), 由于带电轻子的汤川耦合强度取决于H_d的真空期望值, 轻子生成中味道效应的分界温度(参见2.5节)较标准模型发生显著修正, 具体变为$(1+\tan^2\beta)\times10^{12}$和$(1+\tan^2\beta)\times10^{9}$ GeV (其中tanβ为$\mathbf{H_u}$和$\mathbf{H_d}$真空期望值的比值), 分界温度的提升直接影响了味道效应的作用区间与强度.

超对称理论还提供了一种独特的替代机制——软轻子生成[96,97], 其核心特点在于CP破坏来源于软超对称破缺项, 而非标准的汤川耦合. 借助这一机制, 即使仅引入一个右手中微子, 且在低能标下, 也能成功实现满足观测要求的轻子生成.

然而, 超对称框架也带来了新的理论挑战——引力微子问题[98,99]. 轻子生成过程所需的较高再加热温度, 会导致引力微子过量产生; 这些粒子的晚期衰变会显著改变早期宇宙的元素合成条件, 进而破坏宇宙大爆炸核合成的成功预言.

5　轻子生成与宇宙学的多方面关联

本章将深入考察轻子生成与宇宙学的多方面关联, 涵盖轻子生成与暴胀的协同机制、引力场对轻子不对称的诱导作用、原初黑洞蒸发过程中的轻子生成效应、轻子不对称与暗物质不对称的共生生成关系, 并探讨可能存在的宇宙大轻子不对称.

5.1　暴胀与轻子生成

暴胀与轻子生成存在天然的关联: 若暴胀子场与右手中微子存在耦合, 可在暴胀后的再加热阶段直接衰变为右手中微子. 当再加热温度低于最轻右手中微子质量时, 轻子生成所需的偏离热平衡条件将自动满足. 该机制的显著优势在于轻子生成无需依赖较高再加热温度, 从而有效规避了超对称理论中引力微子过量产生的问题[100].

超对称理论中右手中微子的超对称伴子sneutrino是一类合适的暴胀子候选者[101], 其具备二次势能且可直接衰变为右手中微子, 但原始sneutrino暴胀模型因预言了较高的张量-标量比已被实验排除. 另一类极具前景的候选者是第二类跷跷板模型中的标量三重态. 已有研究[102]提出, 单个标量三重态可同时解决暴胀、中微子质量与重子不对称三大核心问题: 其自身携带轻子数, 复相位的动力学演化能通过Affleck-Dine机制产生轻子不对称.

5.2　引力轻子生成

引力轻子生成指背景引力场本身可以直接影响轻子生成, 具体可通过以下典型途径实现: (1) 与自发轻子生成类似, 随时间演化的里奇曲率会与轻子流发生耦合, 进而引发轻子与反轻子的能级分裂, 为轻子不对称的产生奠定基础[103]; (2) 原初引力波可通过自旋联络场与中微子自旋相互作用, 引发左、右螺旋态之间的能级分裂, 同样为不对称产生创造条件[104]; (3) 标准模型中的轻子流存在引力反常, 这一特性为时空动力学与轻子数之间建立了必要关联, 成为轻子数破坏的潜在渠道[105]; (4) 宇宙膨胀导致背景引力场随时间演化, 这种演化可直接从真空中通过引力相互作用产生粒子, 为轻子生成提供额外的粒子来源与非平衡条件[106].

5.3　黑洞蒸发与轻子生成

原初黑洞[107]由早期宇宙的密度涨落形成, 为轻子生成提供了独特的宇宙学场景. 根据霍金辐射理论[108], 原初黑洞会通过蒸发过程辐射包括右手中微子在内的所有粒子种类. 当右手中微子质量高于原初黑洞的蒸发温度时, 轻子生成所需的偏离热平衡条件

将自动满足, 同时洗出效应被显著抑制, 进而有效提升轻子不对称的产生效率[109].

然而, 该机制也面临显著挑战: 原初黑洞蒸发过程中会同步释放大量光子及其他轻粒子, 这些粒子将极大稀释已生成的轻子不对称. 研究表明, 对于质量处于10^6–10^9 GeV区间的右手中微子, 这种稀释效应会导致最终的轻子不对称无法满足观测要求, 从而限制了该轻子生成场景的适用范围[110].

5.4　轻子生成与暗物质不对称

暗物质-重子巧合, 即暗物质与重子的能量密度彼此接近: $\rho_{DM}/\rho_B \approx 5$, 是粒子物理与宇宙学交叉领域的经典未解难题. 这一现象启发了一个合理猜想: 暗物质或许具备与重子相似的粒子-反粒子不对称性, 且两类不对称性的起源存在深层关联[111].

协同生成机制是建立上述关联的核心理论框架, 其核心思想为暗物质与重子的不对称性在早期宇宙中同步产生, 可通过三类途径实现: (1) 重粒子(如右手中微子)衰变[112]——这类粒子同时携带可见区的重子数B (或轻子数L)与暗区量子数D, 其衰变过程通过CP破坏和偏离热平衡, 可同步诱导可见区与暗区的不对称性生成; (2) Affleck-Dine机制[113]——当标量场的平坦方向同时携带B (或L)与D量子数时, 其相干振荡可同步产生可见区与暗区的不对称性; (3) 电弱协同生成[114]——若D量子数在$SU(2)_L$下具有手征反常, 则sphaleron过程在破坏B+L的同时, 会同步破坏D量子数守恒, 从而实现两类不对称性的协同演化.

此外, 暗重子生成是另一重要途径, 即不对称性首先在暗区生成, 再通过特定动力学过程传递至可见区: (1) sphaleron过程引发的B+L与D量子数的混合破坏, 可为不对称性跨区传递提供动力学通道[115]; (2) 由高维有效算符描述的可见区-暗区直接相互作用, 可构建不对称性在两区域间传递的有效路径[116].

5.5　可能的大轻子不对称

常规轻子生成机制所产生的轻子不对称, 其量级与重子不对称基本相当(详见2.4节). 然而, 鉴于宇宙背景中微子尚未被直接探测, 其内部可能蕴含着远高于重子不对称的轻子不对称. 近期针对极贫金属星系开展的EMPRESS观测[117]结果显示, 原初氦-4丰度在2σ–3σ置信水平下低于标准模型的理论预言值, 这一偏差暗示宇宙中或存在量级约为$Y_L \sim 5\times10^{-3}$的大轻子不对称[118].

要生成此类大轻子不对称, 同时避免通过sphaleron过程诱导出超出观测上限的重子不对称, 相关生成过程必须发生在sphaleron过程退耦之后(对应温度约132 GeV). 目前已有多种理论模型被提出以实现这一场景: (1) 在Affleck-Dine轻子生成中, 轻子数可以被限制在轻子球内, 避免其在sphaleron过程活跃期发生转化; 待sphaleron过程退耦之后, 轻子球通过晚期衰变释放轻子数[119]. (2) Linear跷跷板模型的轻子生成过程存在天然的温度阈值约束(参见4.1节), 仅能发生在电弱相变之后(对应温度约159 GeV), 该温度与sphaleron过程退耦温度高度接近, 因此所产生的轻子不对称大概率不会被sphaleron过程转化为重子不对称[71]. (3) 具有温度依赖右手中微子质量的模型, 创新性地允许不对称性分两阶段生成: 第一阶段发生于sphaleron过程退耦之前, 生成与观测一致的重子不对称; 第二阶段则在sphaleron过程退耦之后启动, 额外产生大轻子不对称, 兼顾两类不对称性的观测约束与理论自洽性[120].

6　轻子生成的检验途径

本章将概述轻子生成潜在的检验途径[121], 涵盖右手中微子的直接探测与间接探测, 高能标轻子生成的宇宙学探测及反向证伪方案.

6.1　右手中微子的直接探测

对轻子生成最直接的检验是发现右手中微子N_I本身. 此类粒子的核心特征体现为与活性中微子ν_α (其中$\alpha = e,\mu,\tau$)的混合效应, 混合强度由混合角$\mathbf{U}_{\alpha I}$决定, 这种混合使得它们能够参与弱相互作用. 相关探测策略的选取高度依赖于右手中微子的质量标度: (1) 对于质量高于5 GeV的右手中微子, 探测工作主要依托大型强子对撞机(LHC)等高能对撞机, 利用Drell-Yan过程等反应道开展; (2) 对于质量低于5 GeV的右手中微子, 其可通过介子衰变等过程产生, 因此探测实验多在固定靶实验(如SHiP)中实施. 对于质量处于1 GeV量级的右手中微子, 现有实验已将其与活性中微子的混合角限制至$|\mathbf{U}_{\alpha I}|^2 \lesssim 10^{-8}$的水平[122].

6.2　右手中微子的间接探测

即便右手中微子因质量过高或耦合强度过弱，无法在现有高能物理实验中被直接产生，其存在仍会在特定精密测量与稀有过程中留下独特印记：(1) 无中微子双贝塔衰变：右手中微子对该过程存在贡献，未来相关实验有望将质量处于0.01–1 GeV区间的右手中微子与电子中微子的混合强度限制至$|\mathbf{U}_{eI}|^2 \lesssim 10^{-10}$的水平[122]；(2) 带电轻子味破坏过程(如$\mu \to e\gamma$)：右手中微子可通过圈图效应对这类过程产生贡献，且低能标轻子生成机制所允许的$\mathbf{U}_{\alpha I}$混合角通常具备足够大的数值，有望被未来实验所探测[123]；(3) 宇宙大爆炸核合成：右手中微子的晚期衰变需满足不破坏宇宙大爆炸核合成的成功预言这一约束条件，由此可推导出其质量下限约为100 MeV[124].

6.3　宇宙学探测

6.1与6.2节所阐述的探测过程, 仅对低能标轻子生成机制具有敏感性，而对高能标轻子生成的物理图景则难以触及. 所幸的是, 早期宇宙的若干演化过程, 为高能标轻子生成的探测开辟了独特路径. 引力波因对高能标物理过程具备天然的敏感性，已然成为窥探早期宇宙演化奥秘的关键探针[125]. 具体而言，高能标轻子生成模型有可能通过以下三类机制产生可观测的引力波信号: (1) 右手中微子的直接衰变过程可通过韧致辐射发射引力子，进而形成具有特征频率谱的随机引力波背景[126]；(2) 原初等离子体中的热涨落本身能够产生引力波, 而右手中微子引发的物质主导阶段, 会对该引力波的频谱特征施加进一步调制[126]；(3) 若右手中微子的质量起源于$\mathrm{U(1)_{B\text{-}L}}$等对称性的自发破缺，该破缺过程可能催生宇宙弦等拓扑缺陷，此类宇宙弦网络的后续演化与衰变过程，有可能会辐射出可被探测的随机引力波背景[127].

此外，已有研究提出将整个宇宙视作一台天然对撞机，用以探索轻子生成的相关物理. 这一创新性思路与暴胀时期希格斯场涨落诱导大尺度宇宙不均匀性的物理图景密切相关. 由于右手中微子可通过汤川相互作用与希格斯场耦合，其存在会在这类原初密度扰动中留下独特的物理印记[128].

6.4　高能标轻子生成的证伪

最后，我们探讨高能标轻子生成的实验证伪途径. 其核心判据在于：观测到非标准ΔL=2过程意味着早期宇宙中存在显著的轻子数洗出效应，而这一条件通常会直接排除高能标轻子生成的可能性. 基于该核心判据，主要可通过以下三类实验检验实现高能标轻子生成的证伪：(1) 若观测到无中微子双贝塔衰变存在非标准贡献，则基于电子味的高能标轻子生成将受到严格挑战[129]；(2) 若在缪子与陶子反应道中观测到带电轻子味破坏信号，且同时探测到非标准无中微子双贝塔衰变过程，即可排除基于缪子和陶子味的高能标轻子生成[129]；(3) 若在LHC上观测到ΔL=2过程，亦能独立证伪高能标轻子生成[130].

7　总结与展望

轻子生成机制作为连接粒子物理与宇宙学的核心理论，凭借其将宇宙正反物质不对称起源与中微子非零质量问题相统一的独特优势，已成为解释宇宙重子不对称的主流候选方案. 经过数十年发展，该领域已构建起以第一类跷跷板模型为基础的标准轻子生成框架，明确了轻子数破坏、CP破坏、偏离热平衡三大核心条件的实现路径，以及轻子不对称向重子不对称的转化机制，同时通过味道效应、衰变之外的相关过程、热效应、非平衡效应等关键修正，进一步提升了理论计算的精准性. 但该框架也存在显著局限：受Davidson-Ibarra下限约束，最轻右手中微子质量需$\gtrsim 10^9$ GeV, 远超当前及可预见未来实验的直接探测范围, 极大限制了理论的实验可检验性.

非标准轻子生成场景的探索极大拓展了理论的适用范围与实验可及性. 共振轻子生成借助右手中微子质量近简并的共振效应，将新物理能标压低至TeV量级；ARS轻子生成利用右手中微子的振荡效应，适配质量$\lesssim$100 GeV的右手中微子. 这些方案共同突破Davidson-Ibarra下限，将轻子生成能标降至GeV–TeV区间, 为实验探测奠定基础. 此外, 希格斯衰变轻子生成通过热效应开启独特衰变通道，狄拉克轻子生成突破中微子马约拉纳性假设，轻子味生成利用sphaleron过程的味非普适性，自发轻子生成无需显式CP破坏，洗入轻子生成依托早期宇宙守恒荷转移，Affleck-Dine轻

子生成通过标量场相干振荡产生轻子不对称，相变触发轻子生成则借助一级相变或拓扑缺陷演化创造非平衡条件, 进一步丰富了轻子生成的物理图景.

轻子生成在各类典型新物理模型中展现出极强的适配性与拓展性. Inverse与Linear跷跷板模型在TeV能标下引入单态费米子与近似轻子数对称性，实现了中微子质量生成与轻子生成的自然融合；标量单态扩展的跷跷板模型通过引入标量单态与右手中微子的耦合，开启了全新衰变通道并提供额外CP破坏来源; Scotogenic模型将轻子生成与暗物质候选者、中微子圈图质量起源相统一；第二类跷跷板模型以标量三重态为核心媒介，第三类跷跷板模型引入费米子三重态, 进一步丰富了可负责轻子生成的粒子种类；左右对称模型同时涵盖第一类与第二类跷跷板机制的贡献，拓宽了轻子不对称的产生途径；SO(10)大统一模型与超对称模型则进一步将轻子生成纳入更宏大的理论框架，分别实现了与大统一动力学、超对称破缺等新物理效应的协同求解，充分彰显了轻子生成机制强大的理论兼容性与交叉融合能力.

轻子生成与宇宙学的深度融合开辟了多维度的研究视角. 暴胀与轻子生成的协同机制规避了对较高再加热温度的需求，引力轻子生成与黑洞蒸发场景为不对称性起源提供了全新路径，轻子不对称与暗物质不对称的共生生成关系则为解决暗物质-重子巧合问题提供了关键线索. 此外, 极贫金属星系观测暗示宇宙可能存在大轻子不对称，为轻子生成研究开辟了潜在新方向. 这些交叉方向不仅丰富了轻子生成的物理图景, 更推动了粒子物理与宇宙学的协同发展.

轻子生成的检验已构建起“直接探测+间接探测+宇宙学探测+反向证伪”的多元体系. LHC和SHiP等固定靶实验有望直接捕获右手中微子的存在信号；无中微子双贝塔衰变、带电轻子味破坏过程等精密测量可捕捉其间接物理印记；引力波探测器则为高能标轻子生成提供了独特的宇宙学探针，而$\Delta L=2$过程的观测可实现对高能标轻子生成模型的反向证伪.

当前研究仍面临多重挑战：标准轻子生成能标远超实验可及范围，导致直接检验受阻；部分非标准场景依赖精细参数调节，缺乏自然性；轻子生成与低能观测之间的直接关联尚未完全明确. 未来，随着更高能量对撞机、更灵敏的探测器，以及新一代引力波观测装置的建成运行，有望捕获右手中微子的直接信号，精准测量轻子味破坏等稀有过程的强度，为理论模型提供严格约束. 理论层面，需进一步发展更自然、预言性更强的模型，深入挖掘轻子生成与新物理效应、宇宙学核心现象的内在关联，推动理论与实验的深度契合.

展望未来，轻子生成机制的研究将持续成为粒子物理与宇宙学交叉领域的核心前沿之一. 通过理论与实验的深度融合、协同发展，有望在揭示宇宙正反物质不对称起源的同时，解锁中微子质量生成、暗物质本质等一系列基础物理核心谜题，推动人类对宇宙基本规律的认知实现新的跨越.

参考文献

1 Aghanim N, Akrami Y, Ashdown M, et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. Astron Astrophys, 2020, 641: A6
2 Sakharov A. Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. Pisma Zh Eksp Teor Fiz, 1967, 5: 32–35
3 Morrissey D E, Ramsey-Musolf M J. Electroweak baryogenesis. New J Phys, 2012, 14: 125003
4 Yoshimura M. Unified gauge theories and the baryon number of the Universe. Phys Rev Lett, 1978, 41: 281–284
5 Affleck I, Dine M. A new mechanism for baryogenesis. Nucl Phys B, 1985, 249: 361–380
6 Cohen A G, Kaplan D B. Thermodynamic generation of the baryon asymmetry. Phys Lett B, 1987, 199: 251–258
7 Dolgov A D. Non-GUT baryogenesis. Phys Rep, 1992, 222: 309–386
8 Xing Z Z. Flavor structures of charged fermions and massive neutrinos. Phys Rep, 2020, 854: 1–147
9 Minkowski P. μ→eγ at a rate of one out of 109 muon decays? Phys Lett B, 1977, 67: 421–428
10 Yanagida T. Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos. Conf Proc C, 1979, 7902131: 95–99
11 Gell-Mann M, Ramond P, Slansky R. Complex spinors and unified theories. Conf Proc C, 1979, 790927: 315–321
12 Glashow S L. The future of elementary particle physics. NATO Sci Ser B, 1980, 61: 687
13 Mohapatra R N, Senjanović G. Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation. Phys Rev Lett, 1980, 44: 912–915

14 Fukugita M, Yanagida T. Barygenesis without grand unification. Phys Lett B, 1986, 174: 45–47
15 Klinkhamer F R, Manton N S. A saddle-point solution in the Weinberg-Salam theory. Phys Rev D, 1984, 30: 2212–2220
16 Adler S L. Axial-vector vertex in spinor electrodynamics. Phys Rev, 1969, 177: 2426–2438
17 Bell J S, Jackiw R. A PCAC puzzle: $\pi^0\to\gamma\gamma$ in the σ-model. Nuov Cim A, 1969, 60: 47–61
18 Kuzmin V A, Rubakov V A, Shaposhnikov M E. On anomalous electroweak baryon-number non-conservation in the early universe. Phys Lett B, 1985, 155: 36–42
19 D'Onofrio M, Rummukainen K, Tranberg A. Sphaleron rate in the minimal Standard Model. Phys Rev Lett, 2014, 113: 141602
20 Davidson S, Nardi E, Nir Y. Leptogenesis. Phys Rep, 2008, 466: 105–177
21 Harvey J A, Turner M S. Cosmological baryon and lepton number in the presence of electroweak fermion-number violation. Phys Rev D, 1990, 42: 3344–3349
22 Covi L, Roulet E, Vissani F. CP violating decays in leptogenesis scenarios. Phys Lett B, 1996, 384: 169–174
23 Buchmüller W, Di Bari P, Plümacher M. Leptogenesis for pedestrians. Ann Phys, 2005, 315: 305–351
24 Abada A, Davidson S, Josse-Michaux F X, et al. Flavour issues in leptogenesis. J Cosmol Astropart Phys, 2006, 2006: 004
25 Nardi E, Nir Y, Roulet E, et al. The importance of flavor in leptogenesis. J High Energy Phys, 2006, 2006: 164
26 Blanchet S, Bari P D, Raffelt G G. Quantum Zeno effect and the impact of flavour in leptogenesis. J Cosmol Astropart Phys, 2007, 2007: 012
27 Simone A D, Riotto A. On the impact of flavour oscillations in leptogenesis. J Cosmol Astropart Phys, 2007, 2007: 005
28 Di Bari P. See-saw geometry and leptogenesis. Nucl Phys B, 2005, 727: 318–354
29 Engelhard G, Grossman Y, Nardi E, et al. The importance of N2 leptogenesis. Phys Rev Lett, 2007, 99: 081802
30 Nardi E, Racker J, Roulet E. CP violation in scatterings, three body processes and the Boltzmann equations for leptogenesis. J High Energy Phys, 2007, 2007: 090
31 Buchmüller W, Plümacher M. Spectator processes and baryogenesis. Phys Lett B, 2001, 511: 74–76
32 Giudice G F, Notari A, Raidal M, et al. Towards a complete theory of thermal leptogenesis in the SM and MSSM. Nucl Phys B, 2004, 685: 89–149
33 Chou K, Su Z, Hao B, et al. Equilibrium and nonequilibrium formalisms made unified. Phys Rep, 1985, 118: 1–131
34 Buchmüller W, Fredenhagen S. Quantum mechanics of baryogenesis. Phys Lett B, 2000, 483: 217–224
35 Rebelo M N. Leptogenesis without CP violation at low energies. Phys Rev D, 2003, 67: 013008
36 Casas J A, Ibarra A. Oscillating neutrinos and μ→e,γ. Nucl Phys B, 2001, 618: 171–204
37 Pascoli S, Petcov S T, Riotto A. Leptogenesis and low energy CP-violation in neutrino physics. Nucl Phys B, 2007, 774: 1–52
38 Chen P, Ding G J, King S F. Leptogenesis and residual CP symmetry. J High Energ Phys, 2016, 2016: 206
39 Frampton P H, Glashow S L, Yanagida T. Cosmological sign of neutrino CP violation. Phys Lett B, 2002, 548: 119–121
40 Davidson S, Ibarra A. A lower bound on the right-handed neutrino mass from leptogenesis. Phys Lett B, 2002, 535: 25–32
41 Pilaftsis A, Underwood T E J. Resonant leptogenesis. Nucl Phys B, 2004, 692: 303–345
42 Felipe R G, Joaquim F R, Nobre B M. Radiatively induced leptogenesis in a minimal seesaw model. Phys Rev D, 2004, 70: 085009
43 Liu Z C, Zhao Z. Renormalization group running triggered tri-resonant leptogenesis within neutrino flavor-symmetry models. Eur Phys J C, 2025, 85: 1387
44 Akhmedov E K, Rubakov V A, Smirnov A Y. Baryogenesis via neutrino oscillations. Phys Rev Lett, 1998, 81: 1359–1362
45 Drewes M, Garbrecht B. Leptogenesis from a GeV seesaw without mass degeneracy. J High Energ Phys, 2013, 2013: 096
46 Asaka T, Shaposhnikov M. The νMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe. Phys Lett B, 2005, 620: 17–26
47 Klarić J, Shaposhnikov M, Timiryasov I. Uniting low-scale leptogenesis mechanisms. Phys Rev Lett, 2021, 127: 111802
48 Hambye T, Teresi D. Higgs doublet decay as the origin of the baryon asymmetry. Phys Rev Lett, 2016, 117: 091801
49 Kanemura S, Li S P. Resonant forbidden CP asymmetry from soft leptons. Phys Rev Lett, 2025, 134: 211802
50 Dick K, Lindner M, Ratz M, et al. Leptogenesis with Dirac neutrinos. Phys Rev Lett, 2000, 84: 4039–4042
51 Heeck J, Heisig J, Thapa A. Testing Dirac leptogenesis with the cosmic microwave background and proton decay. Phys Rev D, 2023, 108: 035014
52 Mukaida K, Schmitz K, Yamada M. Baryon asymmetry of the universe from lepton flavor violation. Phys Rev Lett, 2022, 129: 011803
53 Zhao Z, Zhang J, Wu X Y. Purely flavored leptogenesis from a sudden mass gain of right-handed neutrinos. J High Energ Phys, 2024, 2024: 094

54 Shao Y, Zhao Z. Low scale leptogenesis under neutrino μ-τ reflection symmetry. Phys Rev D, 2025, 111: 035011

55 Xing Z Z, Zhao Z H. A review of μ-τ flavor symmetry in neutrino physics. Rep Prog Phys, 2016, 79: 076201

56 Kusenko A, Pearce L, Yang L. Postinflationary Higgs relaxation and the origin of matter-antimatter asymmetry. Phys Rev Lett, 2015, 114: 061302

57 Kusenko A, Schmitz K, Yanagida T T. Leptogenesis via axion oscillations after inflation. Phys Rev Lett, 2015, 115: 011302

58 Ibe M, Kaneta K. Spontaneous thermal leptogenesis via Majoron oscillation. Phys Rev D, 2015, 92: 035019

59 Domcke V, Kamada K, Mukaida K, et al. Wash-in leptogenesis. Phys Rev Lett, 2021, 126: 201802

60 Mojahed M A, Weber S. Freeze-in leptogenesis without the need for right-handed neutrino oscillations. arXiv: 2601.00063

61 Murayama H, Yanagida T. Leptogenesis in supersymmetric Standard Model with right-handed neutrino. Phys Lett B, 1994, 322: 349–354

62 Pascoli S, Turner J, Zhou Y L. Baryogenesis via leptonic CP-violating phase transition. Phys Lett B, 2018, 780: 313–318

63 Long A J, Tesi A, Wang L T. Baryogenesis at a lepton-number-breaking phase transition. J High Energ Phys, 2017, 2017: 095

64 Huang P, Xie K P. Leptogenesis triggered by a first-order phase transition. J High Energ Phys, 2022, 2022: 052

65 Jeannerot R. New mechanism for leptogenesis. Phys Rev Lett, 1996, 77: 3292–3295

66 Wyler D, Wolfenstein L. Massless neutrinos in left-hand symmetric models. Nucl Phys B, 1983, 218: 205–214

67 Dolan M J, Dutka T P, Volkas R R. Dirac-phase thermal leptogenesis in the extended type-I seesaw model. J Cosmol Astropart Phys, 2018, 2018: 012

68 Abada A, Arcadi G, Domcke V, et al. Neutrino masses, leptogenesis and dark matter from small lepton number violation? J Cosmol Astropart Phys, 2017, 2017: 024

69 Shao Y, Zhao Z. Rescuing leptogenesis in inverse seesaw models with the help of non-Abelian flavor symmetries. Phys Rev D, 2026, 113: 015001

70 Akhmedov E, Lindner M, Schnapka E, et al. Left-right symmetry breaking in NJL approach. Phys Lett B, 1996, 368: 270–280

71 Shao Y, Zhao Z. Linear seesaw leptogenesis before and after electroweak symmetry breaking. Phys Rev D, 2025, 112: 115033

72 Alanne T, Hugle T, Platscher M, et al. Low-scale leptogenesis assisted by a real scalar singlet. J Cosmol Astropart Phys, 2019, 2019: 037

73 Tao Z. Radiative seesaw mechanism at the weak scale. Phys Rev D, 1996, 54: 5693–5697

74 Ma E. Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter. Phys Rev D, 2006, 73: 077301

75 Hugle T, Platscher M, Schmitz K. Low-scale leptogenesis in the scotogenic neutrino mass model. Phys Rev D, 2018, 98: 023020

76 Magg M, Wetterich C. Neutrino mass problem and gauge hierarchy. Phys Lett B, 1980, 94: 61–64

77 Schechter J, Valle J W F. Neutrino masses in SU(2) × U(1) theories. Phys Rev D, 1980, 22: 2227–2235

78 Cheng T P, Li L F. Neutrino masses, mixings, and oscillations in SU(2)×U(1) models of electroweak interactions. Phys Rev D, 1980, 22: 2860–2868

79 Lazarides G, Shafi Q, Wetterich C. Proton lifetime and fermion masses in an SO(10) model. Nucl Phys B, 1981, 181: 287–300

80 Mohapatra R N, Senjanović G. Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation. Phys Rev D, 1981, 23: 165–180

81 Ma E, Sarkar U. Neutrino masses and leptogenesis with heavy Higgs triplets. Phys Rev Lett, 1998, 80: 5716–5719

82 Hambye T, Raidal M, Strumia A. Efficiency and maximal CP-asymmetry of scalar triplet leptogenesis. Phys Lett B, 2006, 632: 667–674

83 Foot R, Lew H, He X G, et al. See-saw neutrino masses induced by a triplet of leptons. Z Phys C-Particles Fields, 1989, 44: 441–444

84 Hambye T, Lin Y, Notari A, et al. Constraints on neutrino masses from leptogenesis models. Nucl Phys B, 2004, 695: 169–191

85 Hambye T. Leptogenesis: Beyond the minimal type I seesaw scenario. New J Phys, 2012, 14: 125014

86 Pati J C, Salam A. Lepton number as the fourth “color”. Phys Rev D, 1974, 10: 275–289

87 Hambye T, Senjanović G. Consequences of triplet seesaw for leptogenesis. Phys Lett B, 2004, 582: 73–81

88 Fritzsch H, Minkowski P. Unified interactions of leptons and hadrons. Ann Phys, 1975, 93: 193–266

89 Di Bari P, Riotto A. Successful type I leptogenesis with SO(10)-inspired mass relations. Phys Lett B, 2009, 671: 462–469

90 Hosteins P, Lavignac S, Savoy C A. Quark-lepton unification and eight-fold ambiguity in the left-right symmetric seesaw mechanism. Nucl Phys B, 2006, 755: 137–163

91 Chen Z Q, Fang G X, Zhou Y L. Probing quark-lepton correlation in GUTs with high-precision neutrino measurements. arXiv: 2511.16196

92 Mummidi V S, Patel K M. Leptogenesis and fermion mass fit in a renormalizable SO(10) model. J High Energ Phys, 2021, 2021: 042

93 Fu B, King S F, Marsili L, et al. A predictive and testable unified theory of fermion masses, mixing and leptogenesis. J High Energ Phys, 2022, 2022: 072

94 Campbell B A, Davidson S, Olive K A. Inflation, neutrino baryogenesis, and (s)neutrino-induced baryogenesis. Nucl Phys B, 1993, 399: 111–136

95 Plümacher M. Baryon asymmetry, neutrino mixing and supersymmetric SO(10) unification. Nucl Phys B, 1998, 530: 207–246

96 Grossman Y, Kashti T, Nir Y, et al. Leptogenesis from supersymmetry breaking. Phys Rev Lett, 2003, 91: 251801

97 D'Ambrosio G, Giudice G F, Raidal M. Soft leptogenesis. Phys Lett B, 2003, 575: 75–84

98 Khlopov M Y, Linde A D. Is it easy to save the gravitino? Phys Lett B, 1984, 138: 265–268

99 Ellis J, Kim J E, Nanopoulos D V. Cosmological gravitino regeneration and decay. Phys Lett B, 1984, 145: 181–186

100 Lazarides G, Shafi Q. Origin of matter in the inflationary cosmology. Phys Lett B, 1991, 258: 305–309

101 Murayama H, Suzuki H, Yanagida T, et al. Chaotic inflation and baryogenesis by right-handed sneutrinos. Phys Rev Lett, 1993, 70: 1912–1915

102 Barrie N D, Han C, Murayama H. Affleck-Dine leptogenesis from Higgs inflation. Phys Rev Lett, 2022, 128: 141801

103 Li H, Li M, Zhang X. Gravitational leptogenesis and neutrino mass limit. Phys Rev D, 2004, 70: 047302

104 Mohanty S, Prasanna A R, Lambiase G. Leptogenesis from spin-gravity coupling following inflation. Phys Rev Lett, 2006, 96: 071302

105 Alexander S H S, Peskin M E, Sheikh-Jabbari M M. Leptogenesis from gravity waves in models of inflation. Phys Rev Lett, 2006, 96: 081301

106 Kolb E W, Long A J. Cosmological gravitational particle production and its implications for cosmological relics. Rev Mod Phys, 2024, 96: 045005

107 Khlopov M Y. Primordial black holes. Res Astron Astrophys, 2010, 10: 495–528

108 Hawking S W. Black hole explosions? Nature, 1974, 248: 30–31

109 Baumann D, Steinhardt P J, Turok N. Primordial black hole baryogenesis. arXiv: hep-th/0703250

110 Perez-Gonzalez Y F, Turner J. Assessing the tension between a black hole dominated early universe and leptogenesis. Phys Rev D, 2021, 104: 103021

111 Zurek K M. Asymmetric dark matter: Theories, signatures, and constraints. Phys Rep, 2014, 537: 91–121

112 Falkowski A, Ruderman J T, Volansky T. Asymmetric dark matter from leptogenesis. J High Energ Phys, 2011, 2011: 106

113 Cheung C, Zurek K M. Affleck-Dine cogenesis. Phys Rev D, 2011, 84: 035007

114 Cheung C, Zhang Y. Electroweak cogenesis. J High Energ Phys, 2013, 2013: 002

115 Barr S M, Sekhar Chivukula R, Farhi E. Electroweak fermion number violation and the production of stable particles in the early universe. Phys Lett B, 1990, 241: 387–391

116 Kaplan D E, Luty M A, Zurek K M. Asymmetric dark matter. Phys Rev D, 2009, 79: 115016

117 Matsumoto A, Ouchi M, Nakajima K, et al. EMPRESS. VIII. A new determination of primordial He abundance with extremely metal-poor galaxies: A suggestion of the lepton asymmetry and implications for the Hubble tension. Astrophys J, 2022, 941: 167

118 Burns A K, Tait T M P, Valli M. Indications for a nonzero lepton asymmetry from extremely metal-poor galaxies. Phys Rev Lett, 2023, 130: 131001

119 Kawasaki M, Murai K. Lepton asymmetric universe. J Cosmol Astropart Phys, 2022, 2022: 041

120 ChoeJo Y L, Enomoto K, Kim Y, et al. Second leptogenesis: Unraveling the baryon-lepton asymmetry discrepancy. J High Energ Phys, 2024, 2024: 003

121 Chun E J, Cvetič G, Dev P S B, et al. Probing leptogenesis. Int J Mod Phys A, 2018, 33: 1842005

122 Abdullahi A M, Barham Alzás P, Batell B, et al. The present and future status of heavy neutral leptons. J Phys G-Nucl Part Phys, 2023, 50: 020501

123 Granelli A, Klarić J, Petcov S T. Tests of low-scale leptogenesis in charged lepton flavour violation experiments. Phys Lett B, 2023, 837: 137643

124 Dolgov A D, Hansen S H, Raffelt G, et al. Heavy sterile neutrinos: Bounds from big-bang nucleosynthesis and SN 1987A. Nucl Phys B, 2000, 590: 562–574

125 Bian L, Cai R G, Dong Y Q, et al. Gravitational wave cosmology. Sci China-Phys Mech Astron, 2026, 69: 210401

126 Murayama H, Noether B, Schütte-Engel J. Observing leptogenesis in action with gravitational waves. J Cosmol Astropart Phys, 2025, 2025: 027

127 Dror J A, Hiramatsu T, Kohri K, et al. Testing the seesaw mechanism and leptogenesis with gravitational waves. Phys Rev Lett, 2020, 124:

041804

128 Cui Y, Xianyu Z Z. Probing leptogenesis with the cosmological collider. Phys Rev Lett, 2022, 129: 111301

129 Deppisch F F, Harz J, Huang W C, et al. Falsifying high-scale baryogenesis with neutrinoless double beta decay and lepton flavor violation. Phys Rev D, 2015, 92: 036005

130 Deppisch F F, Harz J, Hirsch M. Falsifying high-scale leptogenesis at the LHC. Phys Rev Lett, 2014, 112: 221601

Leptogenesis mechanism for cosmic matter-antimatter asymmetry

ZHAO ZhenHua*

School of Physics and Electronic Technology, Liaoning Normal University, Dalian 116029, China
**Corresponding author (email: zhaozhenhua@lnnu.edu.cn)*

The cosmic matter-antimatter asymmetry is one of the core puzzles in the interdisciplinary field of modern particle physics and cosmology, attracting intense attention from the academic community for a long time. The leptogenesis mechanism has emerged as a mainstream candidate for explaining this puzzle, owing to its unique advantage of unifying the origin of non-zero neutrino masses with the cosmic matter-antimatter asymmetry. This review comprehensively summarizes the current status and frontier progress of the leptogenesis mechanism: it first briefly reviews the research background, then focuses on elaborating the basic theory and phenomenological consequences of standard leptogenesis based on the Type-I seesaw model. Subsequently, it systematically discusses various non-standard implementation pathways, including resonant leptogenesis, ARS leptogenesis, Higgs decay leptogenesis, Dirac leptogenesis, leptoflavorgenesis, spontaneous leptogenesis, wash-in leptogenesis, Affleck-Dine leptogenesis, and phase transition-triggered leptogenesis. Furthermore, it details the specific implementations and phenomenological characteristics of leptogenesis in various new physics models, such as Inverse and Linear seesaw models, scalar singlet-extended seesaw models, Scotogenic models, Type-II/III seesaw models, left-right symmetric models, SO(10) grand unified theories, and supersymmetric models. It also deeply analyzes the intrinsic connections between leptogenesis and cosmological phenomena such as inflation, gravitational fields, black hole evaporation, and dark matter asymmetry. Finally, it outlines the feasibility of testing the leptogenesis mechanism through direct detection, indirect detection, cosmological observations, and reverse falsification, providing a comprehensive and systematic reference for future research in this field.

cosmic matter-antimatter asymmetry, leptogenesis mechanism, neutrino mass and mixing, seesaw mechanism, new physics beyond Standard Model

PACS: 98.80.Cq, 14.60.Pq, 12.60.-i

doi: 10.1360/SSPMA-2026-0047