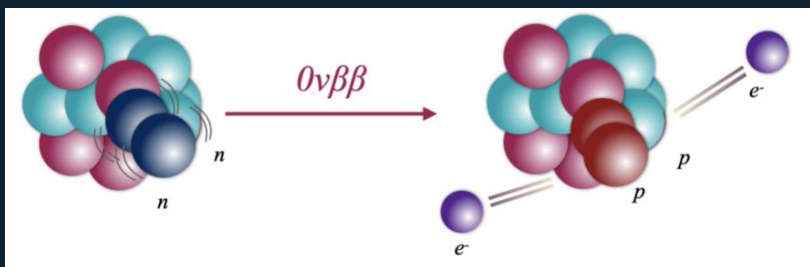




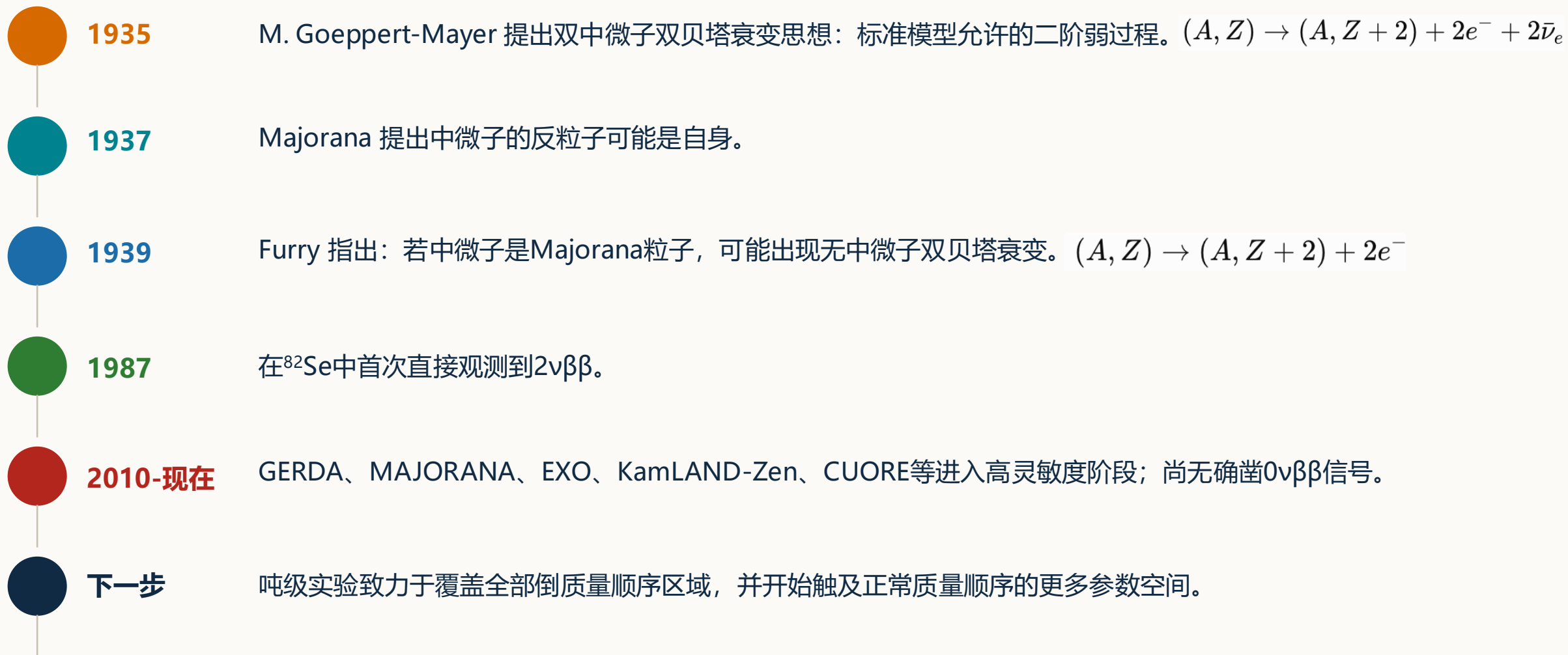
无中微子双贝塔衰变的理论图像 及其新物理启示

朱景宇 | 中国科学院近代物理研究所

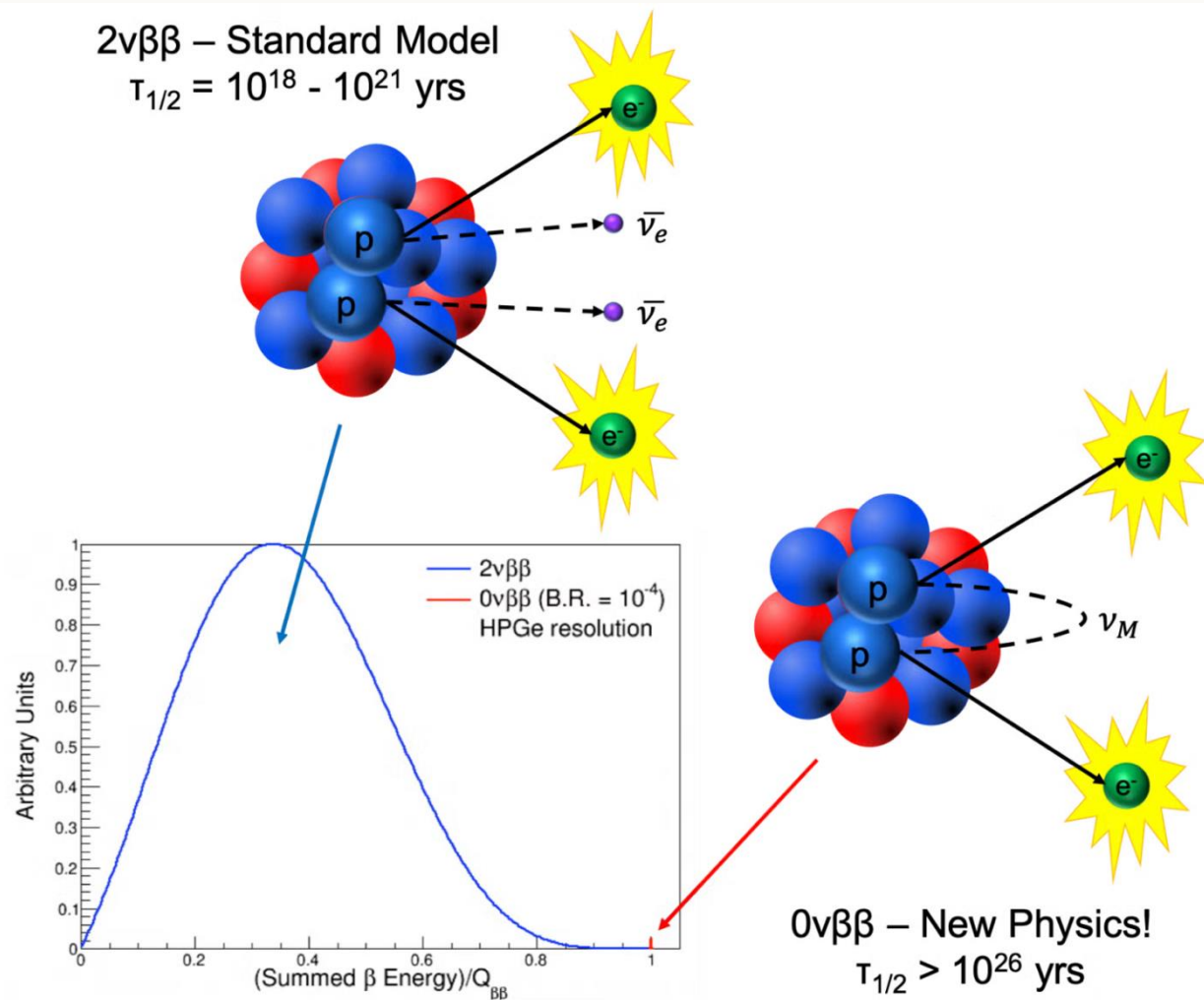
7月15日 · 2026年



从两中微子双贝塔衰变到寻找无中微子双贝塔衰变 ($0\nu\beta\beta$) 信号



探测 $0\nu\beta\beta$ 的物理意义 $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^-$, $\Delta L = 2$



1. 轻子数破坏

这是低能实验中最清楚的 $\Delta L=2$ 信号，是标准模型之外物理。有助于我们理解宇宙的物质-反物质不对称。

2. Majorana本性

中微子是Majorana粒子；但主导机制未必是轻中微子交换。

3. 绝对质量与相位

轻中微子机制下测量 $m_{\beta\beta}$ ，对Majorana相位非常敏感。

为什么 Majorana 中微子在理论上自然?

1. 电中性: 原则上允许

- 中微子不带电, 电荷守恒不禁止 Majorana 质量。
- 若要保持 Dirac, 本质上需要额外守恒量区分 ν 与 $\bar{\nu}$ 。

2. 最小性: 少引入自由度

- SM 只有左手中微子; Dirac质量需要额外 ν_R 。
- 还需极小 Yukawa 耦合或精确轻子数保护。

3. EFT: 最低维新物理算符

- 唯一的 $d=5$ Weinberg 算符: $(LH)(LH)/\Lambda$ 。
- 电弱破缺后给出 $m_\nu \sim v^2/\Lambda$, 并破坏 $\Delta L = 2$ 。

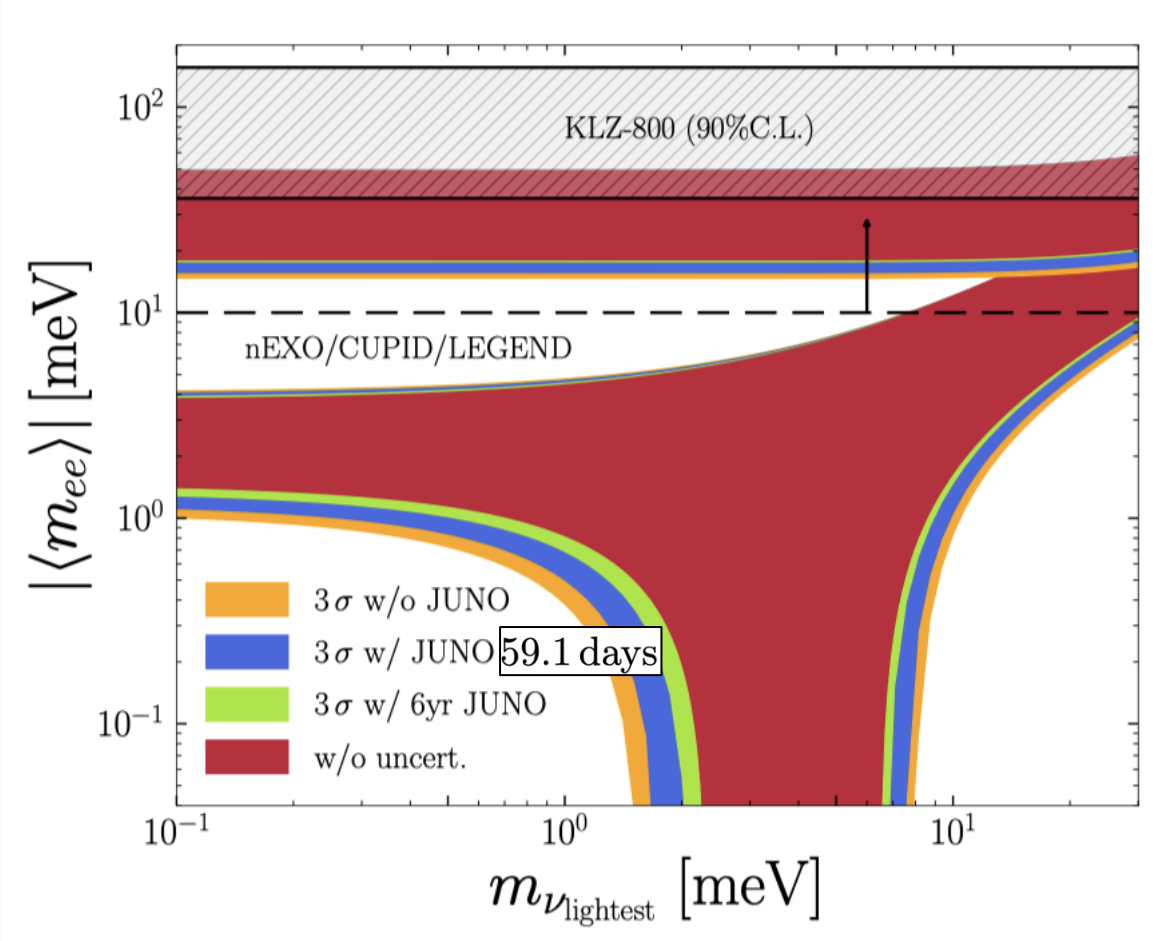
4. Seesaw: 自然解释小质量

- 重 Majorana 中微子可产生 $m_\nu \simeq -m_D M_R^{-1} m_D^T$ 。
- “一石二鸟”地解释宇宙的物质反物质不对称性。

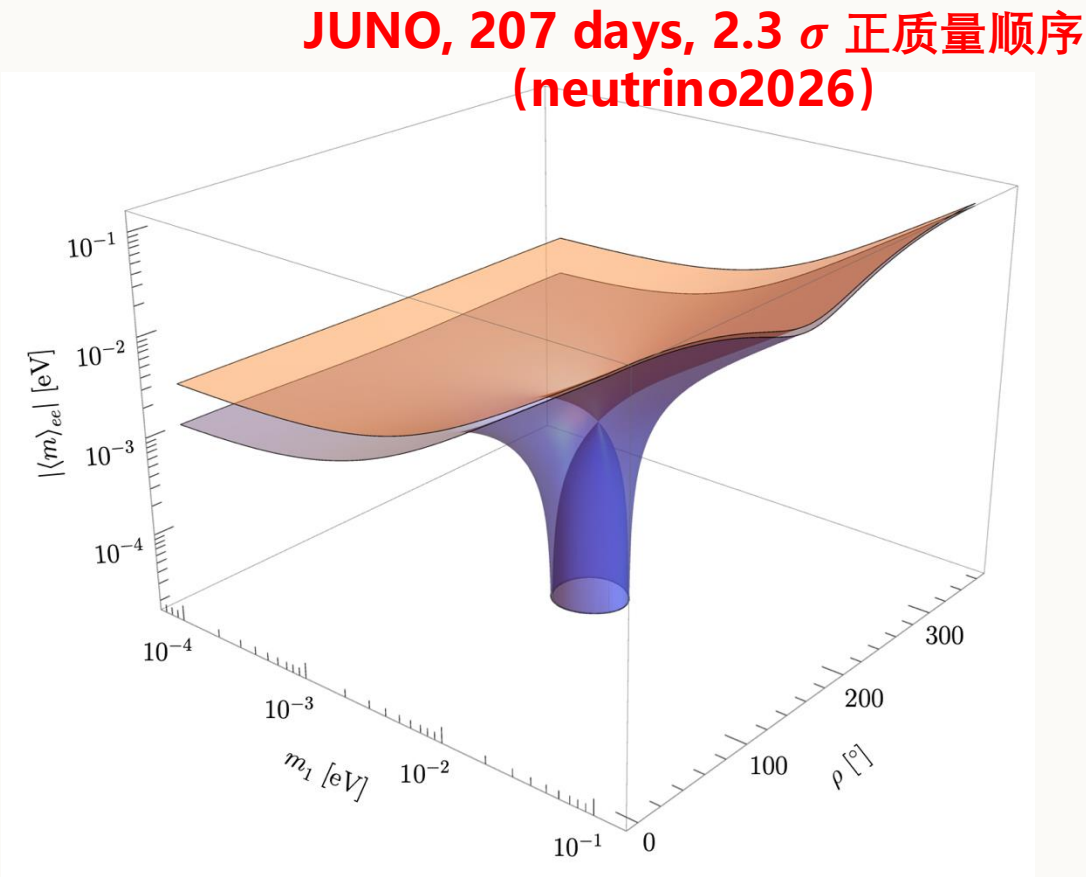
$0\nu\beta\beta$ 是目前最现实的检验途径。

有效中微子质量（轻中微子交换机制）

$$\left[T_{1/2}^{0\nu}\right]^{-1} = G_{0\nu} \left|\mathcal{M}_{\nu}^{0\nu}\right|^2 \left|m_{\beta\beta}\right|^2 \qquad m_{\beta\beta} = \left|m_1 c_{12}^2 c_{13}^2 e^{i\rho} + m_2 s_{12}^2 c_{13}^2 + m_3 s_{13}^2 e^{i\sigma}\right|$$



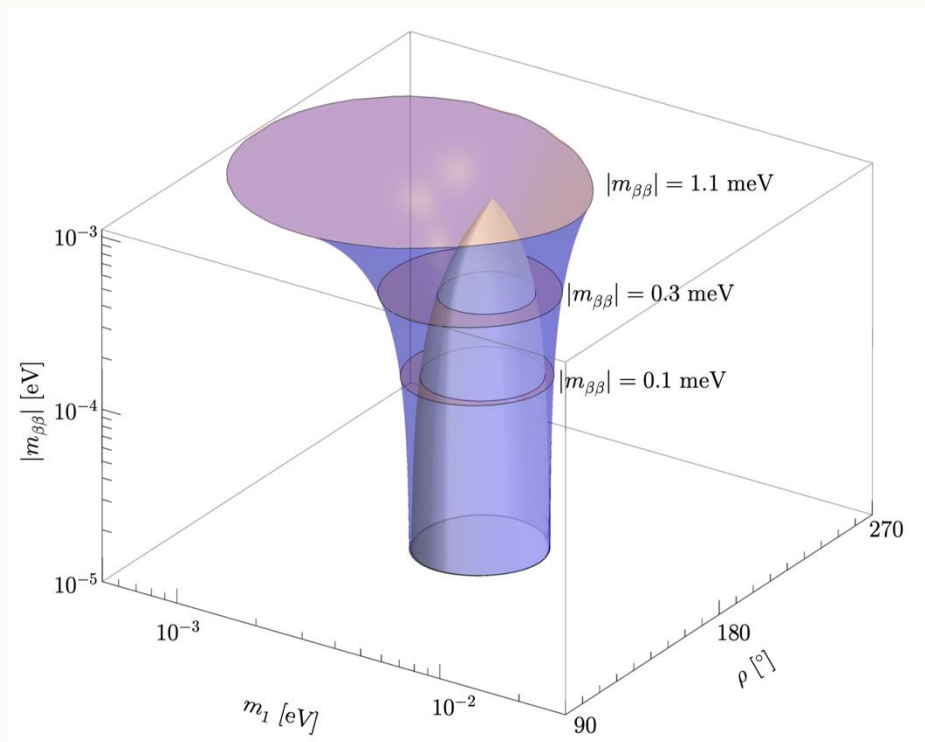
Ge, Kong, Lindner and Pinheiro, JHEP 03 (2026) 105



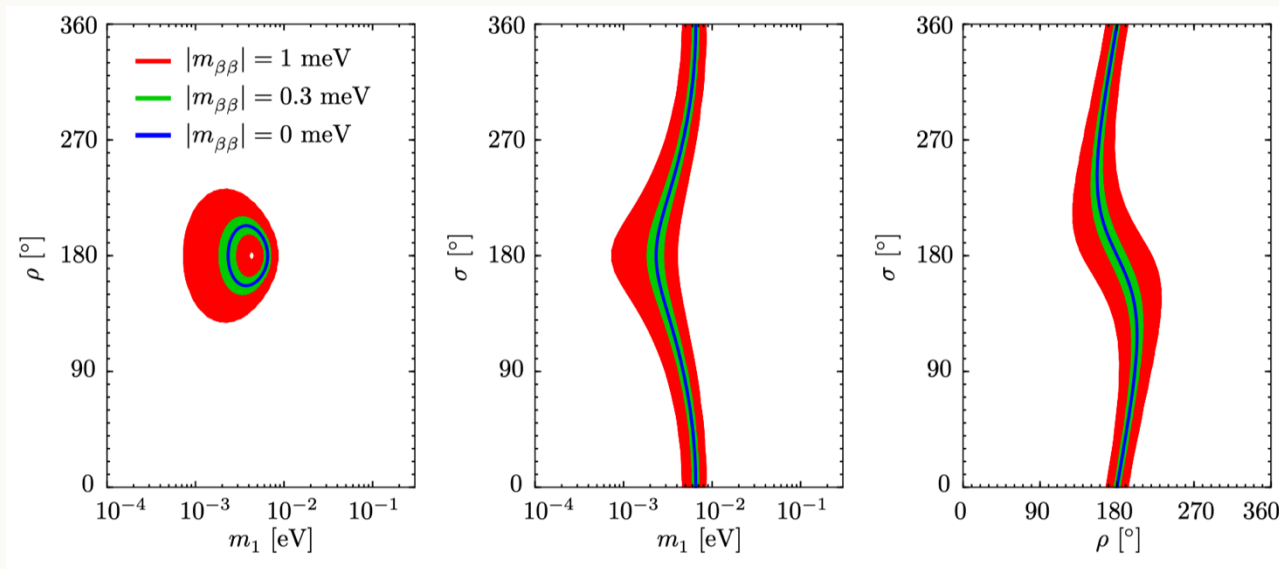
Xing and Zhao, Eur.Phys.J.C 77 (2017) 3, 192

有效中微子质量（轻中微子交换机制）

$$m_{\beta\beta} = |m_1 c_{12}^2 c_{13}^2 e^{i\rho} + m_2 s_{12}^2 c_{13}^2 + m_3 s_{13}^2 e^{i\sigma}|$$



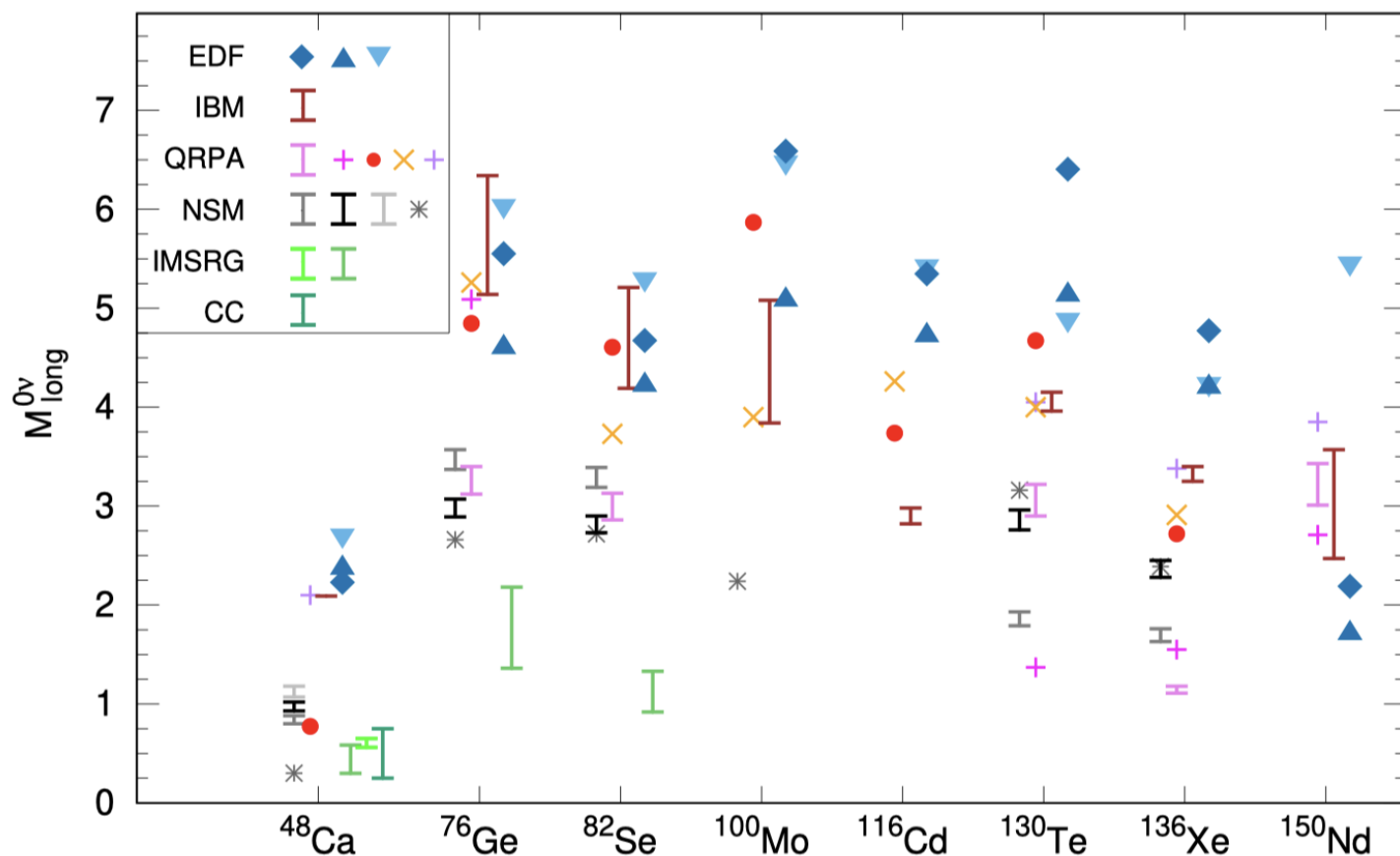
**JUNO, 207 days, 2.3 σ 正质量顺序
(neutrino2026)**



底部空间很小，对 ρ 敏感，对 σ 不敏感

Cao, Huang, Li, Wang Wen, Chin.Phys.C 44 (2020) 3, 031001

核矩阵元 (NME) 带来的不确定性



- 实验直接测的是半衰期，而不是 $m_{\beta\beta}$ 或新物理耦合。
- NME 把核衰变率与粒子物理参数连接起来。
- 不同多体方法、gA、两体流和短程关联会带来系统差异。

NME 相差n倍， $m_{\beta\beta}$ 限制也会相差约n倍。
NME 相差n倍，半衰期限制也会相差约 n^2 倍。

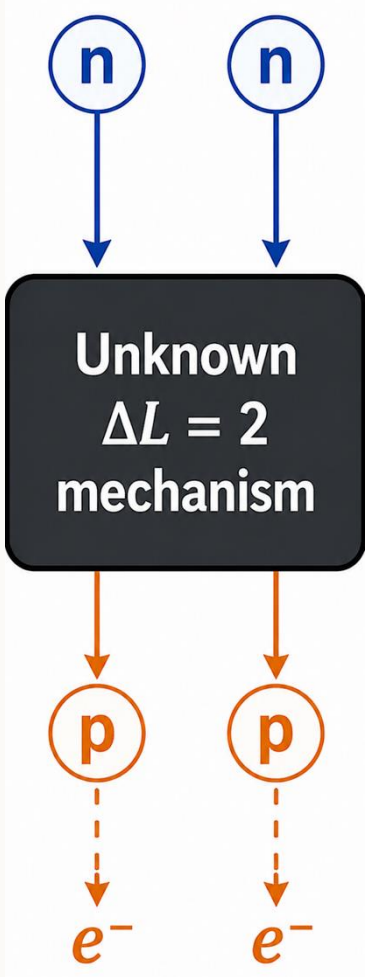
难点：如何量化**NME**的不确定性。

Agostini, Benato, Detwiler, Menendez, Vissani, Rev.Mod.Phys. 95 (2023) 2, 025002

不同的粒子物理机制

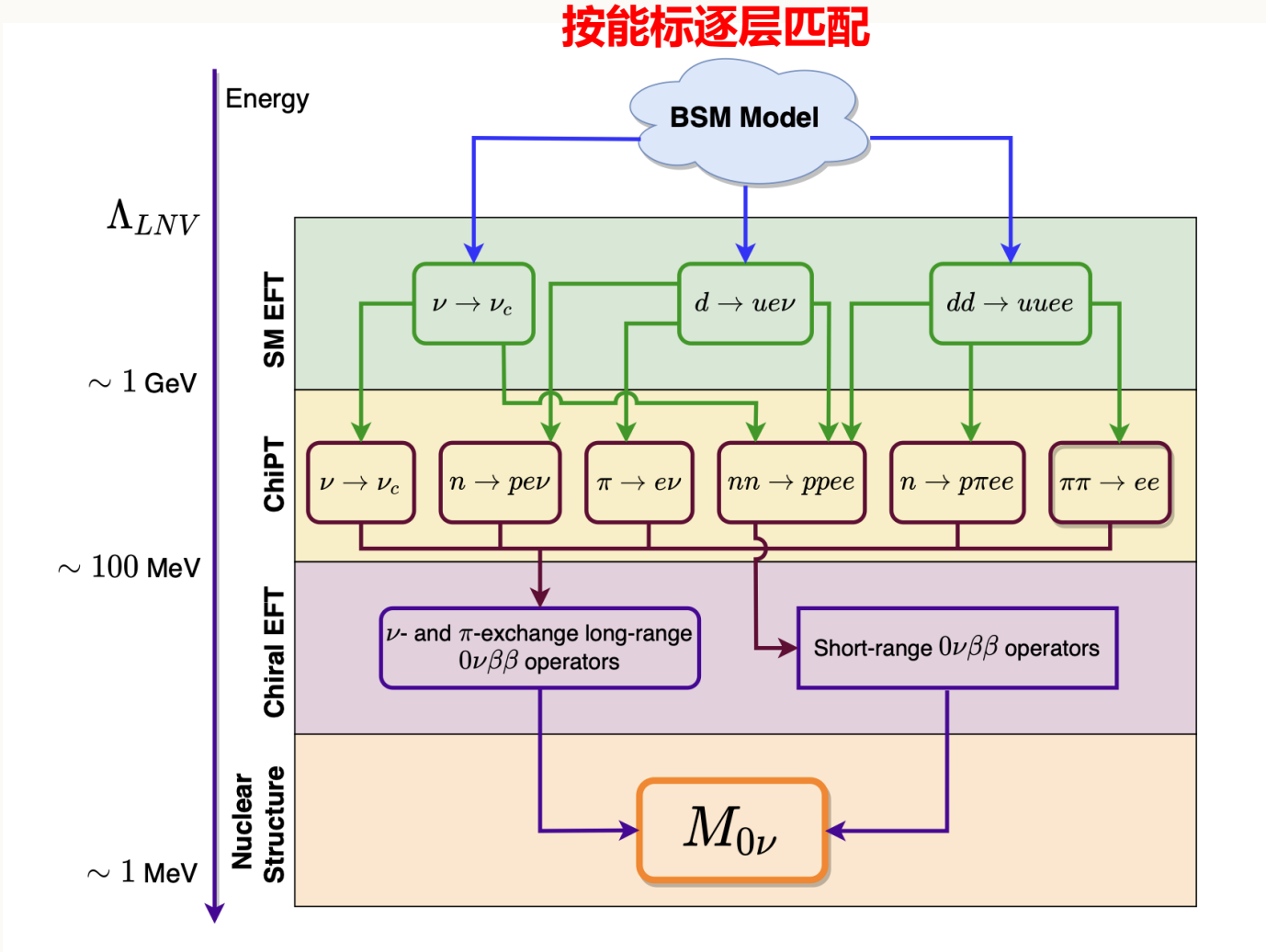
$$\left[T_{1/2}^{0\nu}\right]^{-1} = G^{0\nu} g_A^4 \left|\sum_X \mathcal{M}_X^{0\nu} \eta_X\right|^2$$

mechanism	amplitude and particle physics parameter	current limit	test
light neutrino exchange	$\frac{G_F^2}{q^2} U_{ei}^2 m_i $	0.5 eV	oscillations, cosmology, neutrino mass
heavy neutrino exchange	$G_F^2 \frac{S_{ei}^2}{M_i^2}$	$2 \times 10^{-8} \text{ GeV}^{-1}$	LFV, collider
heavy neutrino and RHC	$G_F^2 m_W^4 \frac{V_{ei}^2}{M_i M_{WR}^4}$	$4 \times 10^{-16} \text{ GeV}^{-5}$	flavor, collider
Higgs triplet and RHC	$G_F^2 m_W^4 \left \frac{(M_R)_{ee}}{m_{\Delta_R}^2 M_{WR}^4} \right $	$10^{-15} \text{ GeV}^{-1}$	flavor, collider e^- distribution
λ -mechanism with RHC	$G_F^2 \frac{m_W^2}{q} \left \frac{U_{ei} \tilde{S}_{ei}}{M_{WR}^2} \right $	$1.4 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-2}$	flavor, collider, e^- distribution
η -mechanism with RHC	$G_F^2 \frac{1}{q} \tan \zeta U_{ei} \tilde{S}_{ei} $	6×10^{-9}	flavor, collider, e^- distribution
short-range $\tilde{R}$	$\frac{ \lambda_{111}^{\prime 2} }{\Lambda_{\text{SUSY}}^5} \Lambda_{\text{SUSY}} = f(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{u}_L}, m_{\tilde{d}_R}, m_{\chi_i})$	$7 \times 10^{-18} \text{ GeV}^{-5}$	collider, flavor
long-range $\tilde{R}$	$\frac{G_F}{q} \left \sin 2\theta^b \lambda'_{131} \lambda'_{113} \left(\frac{1}{m_{b_1}^2} - \frac{1}{m_{b_2}^2} \right) \right $	$2 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-2}$	flavor, collider
	$\sim \frac{G_F}{q} m_b \frac{ \lambda'_{131} \lambda'_{113} }{\Lambda_{\text{SUSY}}^3}$	$1 \times 10^{-14} \text{ GeV}^{-3}$	
Majorons	$\propto \langle g_X \rangle \text{ or } \langle g_X \rangle ^2$	$10^{-4} \dots 1$	spectrum, cosmology



其它可观测量：电子角分布/等
其它类型实验：宇宙学，对撞机等

EFT Approach



Cirigliano, Dekens, Vries, Graesser and Merehetti, JHEP 12, 097 (2018)

- 系统列出 $\Delta L=2$ 算符，统一长程、短程与干涉项。
- 把具体模型转换为低能 Wilson 系数。

从具体模型出发：seesaw / 左右对称模型

优点：参数有物理含义，可与对撞机、CLFV、介子 LNV、非么正性等联合。

局限：依赖模型假设，可能出现相位相消或遗漏同阶机制。

从 EFT 出发：系统列出 $\Delta L=2$ 算符

优点：给定阶数下更完备，可统一长程/短程机制和干涉。

局限：Wilson系数本身不告诉我们UV来源，仍需低能常数和NME。

把seesaw/LRSM匹配到EFT结果，再加入其他实验约束

Zhang, Zhou, JHEP 09 (2021) 163

最小type-I 型 seesaw 框架下的 $0\nu\beta\beta$

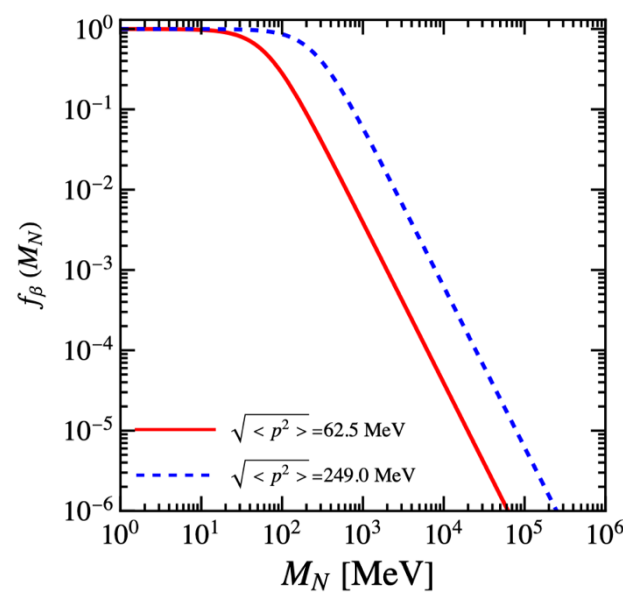
$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\frac{1}{2} \overline{(\nu_L, N_R^c)} \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ N_R \end{pmatrix} + \text{h.c.}$$

$$1/T_{1/2}^{0\nu} = G |M_{0\nu}(0) \cdot m_{\text{eff}}|^2$$

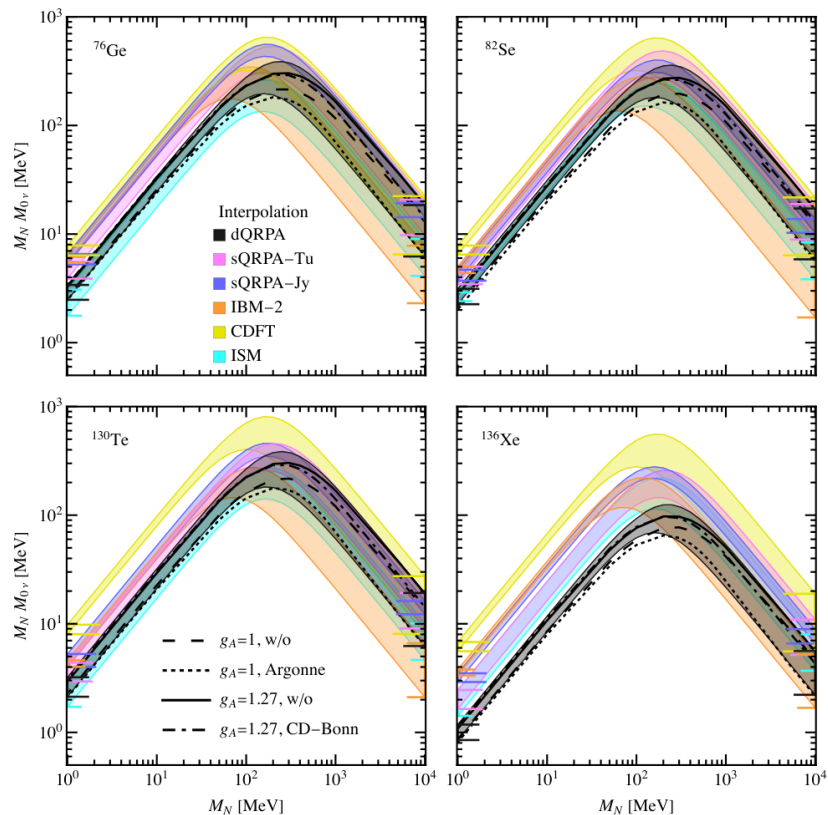
$$|m_{\text{eff}}| = \left| |m_{\text{eff}}^\nu| - |m_{\text{eff}}^\nu| f_\beta(M_2) + |R_{e1}^2| e^{2i\delta_{14}} M_1 [f_\beta(M_1) - f_\beta(M_2)] \right|$$

$$f_\beta(M_N) = M_{0\nu}(M_N)/M_{0\nu}(0)$$

若惰性中微子很重，轻中微子交换主导



最小type-I 型 seesaw 中的质量依赖 NME



Fang, Li, Zhang and Zhu, JHEP 08 (2024) 217

质量依赖：过渡区最敏感

图中横轴为重中微子质量 M_N 。轻端与重端分别回到通常的轻/重极限；当 M_N 接近核内动量 $q \approx 100\text{--}200\text{ MeV}$ 时，NME 的质量依赖最明显。

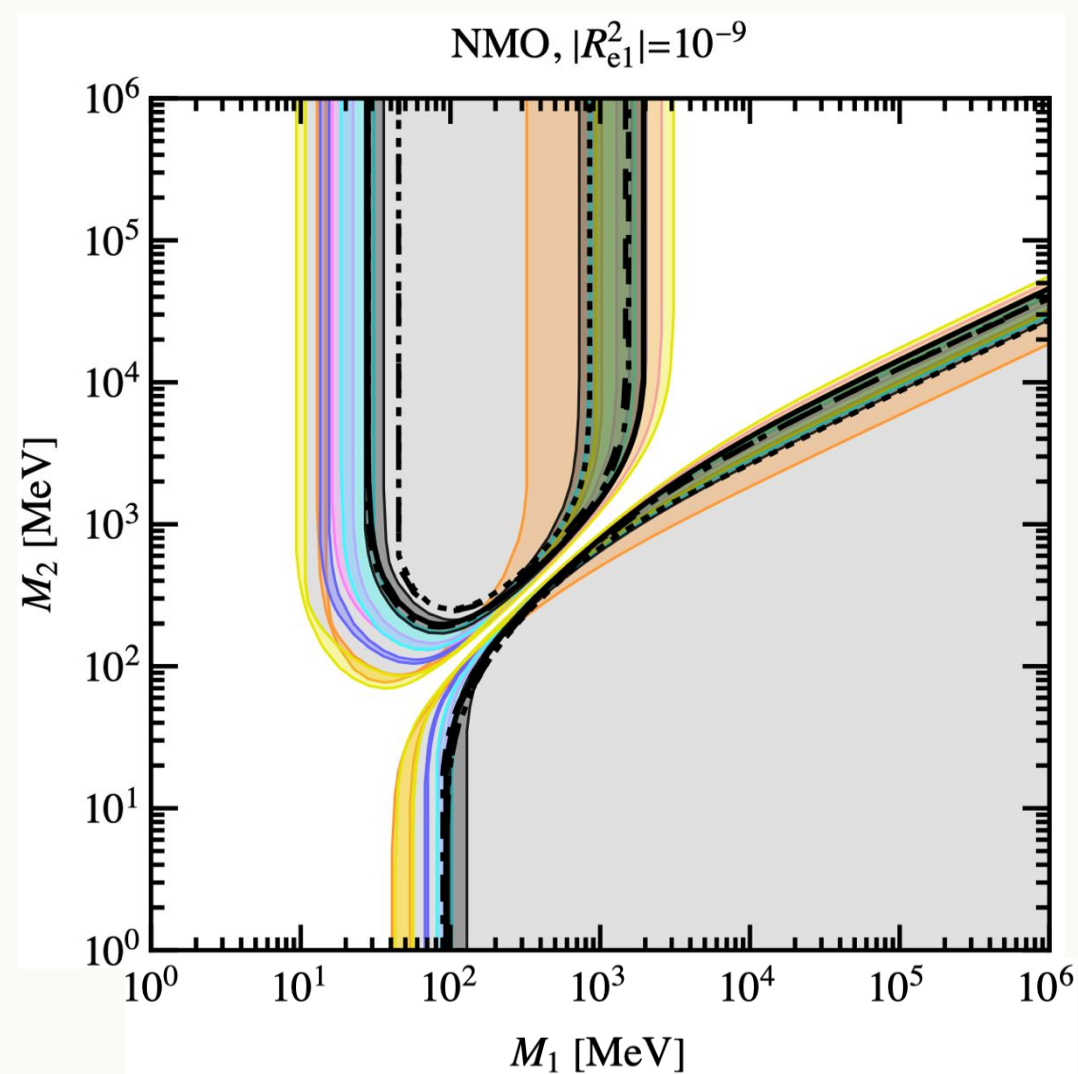
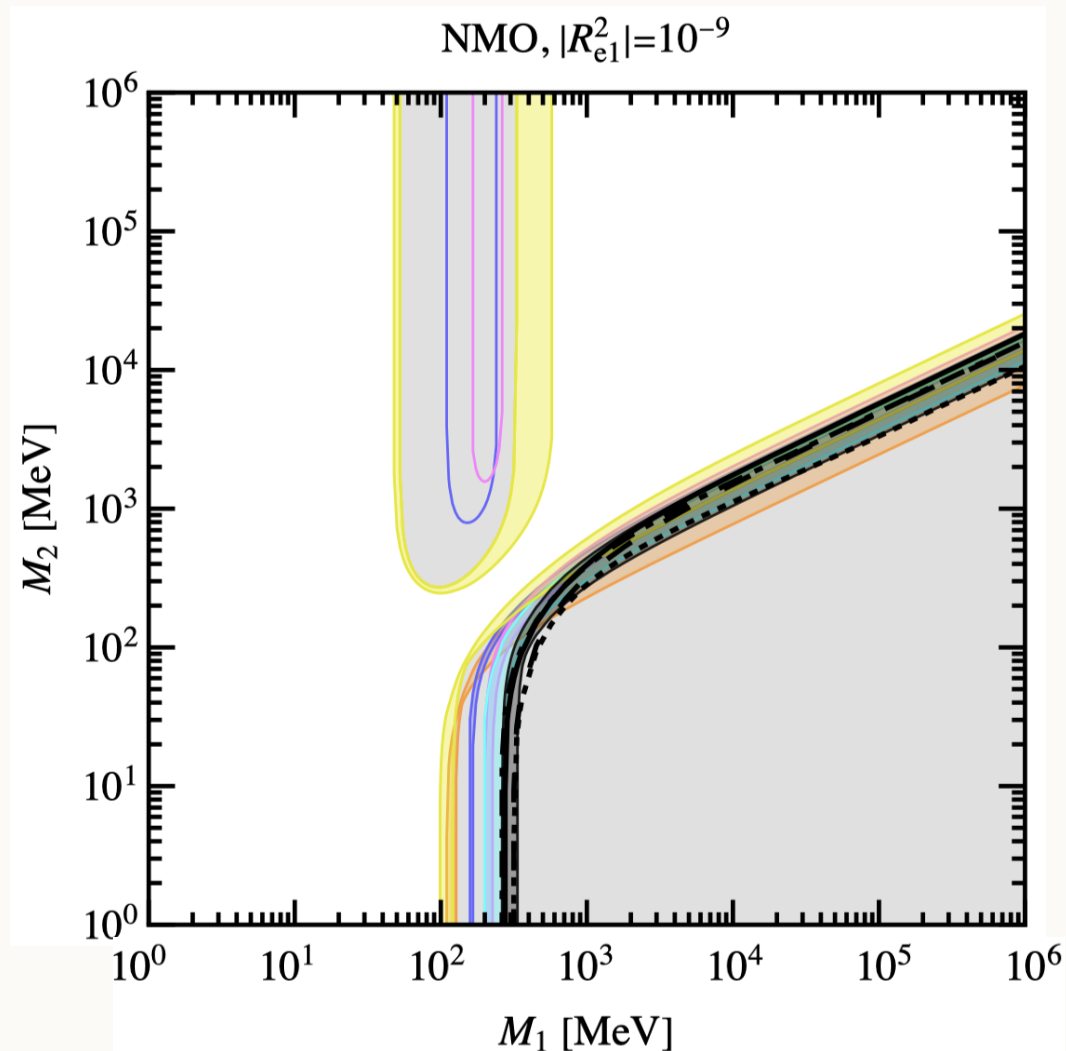
显式计算 vs. 插值公式

彩色带表示由轻、重极限插值得到的结果，黑线为 dQRPA 显式计算。两端基本重合，但在 $M_N \sim m_\pi$ 的过渡区出现系统偏差。

物理意义：影响 seesaw 限制

不同核素和多体模型给出不同 NME- M_N 依赖关系。过渡区的 NME 不确定性会直接改变最小 type-I seesaw 参数空间的限制。

从半衰期限制到 seesaw 参数空间



左：当前多实验限制；右：未来实验灵敏度。相同实验数据在不同NME模型下会给出不同的参数空间排除。

总结

- 若中微子质量为**倒质量顺序**，下一代实验有望覆盖其典型参数空间， $0\nu\beta\beta$ 信号可能已接近可探测范围。
- 若为**正质量顺序**，Majorana相位可能导致 $m_{\beta\beta}$ 显著相消，使半衰期非常长；但强相消只出现在有限的参数区域。
- 即使观测到 $0\nu\beta\beta$ ，仅凭一个核素的半衰期也难以确定其主导机制，不能直接确定轻中微子交换主导。
- 提取中微子参数或新物理参数，需要结合多核素实验、其他互补观测，以及**更精确的核矩阵元计算**。
- 无中微子双贝塔衰变是探索新物理的重要窗口，可对多种轻子数破坏机制及相关新物理参数给出有竞争力的限制。

总结

- 若中微子质量为**倒质量顺序**，下一代实验有望覆盖其典型参数空间， $0\nu\beta\beta$ 信号可能已接近可探测范围。
- 若为**正质量顺序**，Majorana相位可能导致 $m_{\beta\beta}$ 显著相消，使半衰期非常长；但强相消只出现在有限的参数区域。
- 即使观测到 $0\nu\beta\beta$ ，仅凭一个核素的半衰期也难以确定其主导机制，不能直接确定轻中微子交换主导。
- 提取中微子参数或新物理参数，需要结合多核素实验、其他互补观测，以及**更精确的核矩阵元计算**。
- 无中微子双贝塔衰变是探索新物理的重要窗口，可对多种轻子数破坏机制及相关新物理参数给出有竞争力的限制。

谢谢