

耗散靜態重力子模型 (DSGM)： 透過網格熱力學建構重力與宇宙學可觀測量

Lin HsinChuan*
Independent Researcher
(Dated: March 15, 2026)

廣義相對論 (GR) 的連續幾何流形與量子力學 (QM) 的離散機率形式之間存在根本的數學差異，這為建構大一統框架帶來了持續的理論挑戰。同時，標準宇宙學模型 (Λ CDM) 依賴暗物質與暗能量等唯象成分，以解決星系與宇宙尺度的觀測異常。本文探討了一個替代框架——耗散靜態重力子模型 (DSGM)，該模型假設了一個絕對、離散且歐幾里得平坦的普朗克尺度重力子矩陣。透過將質量建模為一種持續消耗網格重力子的耗散量子態，重力在運動學上湧現為局部的拓模吸收梯度。我們使用絕熱 PT 對稱非厄米拉格朗日量建構了微觀基礎，證明了儘管質量隨時間長期演化，局部么正性與沃德-高橋恆等式 (Ward-Takahashi identities) 仍受到嚴格保護。透過張量縮併與有效光學度規，我們推導出了史瓦西動量反轉極限，而無需引入幾何奇異點。藉由將有效場論 (EFT) 擬設應用於量子真空的次臨界黏塑性行為，本模型自然地恢復了平坦的星系自轉曲線。此外，質量耗散必然導致長期的「可變質量時鐘效應」，從而在靜態空間背景中重現了 Ia 型超新星的時間膨脹與托爾曼表面亮度衰減。最後，質量耗散的時間反演指向了一個極冷的狄拉克極限「網格冷凝相變」，為符合普朗克衛星觀測的宇宙微波背景 (CMB) 聲學峰提供了純幾何的推導。

I. 一、引言

現代物理學當前的一個核心理論目標，是調和廣義相對論 (GR) 中偽黎曼流形的連續、決定性曲率，與量子力學 (QM) 中描述的離散、機率性及非局域交互作用。將連續的度規空間直接應用於離散的量子算符，通常會導致數學上的奇異點，特別是在普朗克尺度下。

同時，觀測宇宙學面臨著持續的異常現象。星系量的運動學行為與 Ia 型超新星的加速紅移，迫使標準宇宙學模型必須引入冷暗物質 (CDM) 與暗能量 (Λ)。雖然 Λ CDM 對觀測數據提供了極佳的參數化擬合 [1]，但這些成分的基礎本質仍未被粒子物理標準模型所證實。此外，如「哈伯張力」[2, 3] 等嚴重分歧，暗示了空間膨脹範式在結構上可能存在的侷限性。

為了探索宏觀重力的純量子力學基礎，我們引入了耗散靜態重力子模型 (DSGM) [4]。DSGM 放棄了動態彎曲或膨脹度規的範式。相反地，它假設了一個離散、靜態的普朗克尺度網格。在此框架中，機率質量被視為一種消耗網格重力子的耗散態，從而產生密度梯度。透過將相對論運動學與宇宙學現象視為絕對矩陣上的熱力學投影，DSGM 提供了一個從第一性原理出發的視角，以橋接微觀量子力學與宏觀宇宙學。

II. 二、公理基礎與質量拓模

DSGM 框架在數學上建立在兩個主要的物理公理之上。

A. 公理一：絕對靜態資訊網格

宇宙背景被設定為一個絕對、靜態且歐幾里得平坦的普朗克尺度重力子矩陣。在此網格中，光速 c 作為機率狀態更新的絕對拓模步階速率極限。重力常數 G 代表網

格狀態交互作用的基礎幾何耦合截面積。在此框架中， c 與 G 均被視為嚴格的拓模不變量。

B. 公理二：耗散機率質量

物質在根本上被建模為一個開放的熱力學系統。具有靜止質量 m_0 的粒子必須持續吸收（耗散）來自背景網格的局域重力子，以維持其機率波函數。因此，重力作為一種宏觀運動學作用力湧現——這是一種引導物理實體機率流向網格最大消耗區域的幾何梯度。

在這種拓模等價性下，慣性質量對應於幾何吸收截面積的宏觀期望值。因此，核結合能 (E_B) 可以直接解釋為重疊機率波函數的幾何陰影效應。幾何陰影效應 ($\Delta\Sigma$) 由雙體重疊積分 $\int \psi_i^*(\mathbf{r})\psi_j(\mathbf{r})V_{ij}(\mathbf{r})d^3r$ 決定。對球面對稱拓模評估此積分，自然地重現了 Bethe-Weizsäcker 半經驗質量公式 (SEMF) 的結構項 [5, 6]，從而將唯象的質量虧損奠基於拓模量子重疊之上。

III. 三、微觀公式與么正性

A. 絕熱 PT 對稱性與量子場論傳播子

為了在不違反局部機率守恆的情況下形式化連續的能量池，DSGM 在 Bender 與 Boettcher 的基礎工作上 [7, 8]，採用了宇稱-時間 (PT) 對稱非厄米量子場論。基礎費米子 ψ 與純量網格場 $\phi_g(x)$ 交互作用的有效拉格朗日密度構造為：

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\hbar c\gamma^\mu\partial_\mu)\psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_g\partial^\mu\phi_g - m_g^2\phi_g^2) + \Gamma(\bar{\psi}\psi)\phi_g \quad (1)$$

複數耦合 $\Gamma = -i\kappa_{abs} + i\gamma_{rad}(t)$ 確保了全球的詳細平衡。非厄米消耗項 ($-i\kappa_{abs}$) 驅動網格的消耗，而輻射項 $+i\gamma_{rad}(t)$ 則將張力重新分配給背景。

一個關鍵的理論要求是量子場傳播子在含時質量期望值 $m(t)$ 下的穩定性。含時的費米子傳播子 $S_F(p) =$

* tico0321@gmail.com

$i(\gamma^\mu p_\mu - m(t)c)^{-1}$ 理論上可能引入反常的頂點修正 (vertex corrections)。然而， $m(t)$ 的時間相依性嚴格由全球耗散率 $H_0 \approx 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ 控制。

對於在典型時間尺度 $\Delta t \sim 10^{-20} \text{ s}$ 內發生的任何局部散射過程，相對質量插入偏移量為 $\Delta m/m \sim H_0 \Delta t \sim 10^{-38}$ 。對於具有康普頓頻率 $\omega_c = mc^2/\hbar$ 的粒子，其絕熱條件矩陣元素為：

$$\left| \frac{\langle \psi_m | \dot{H} | \psi_n \rangle}{(E_m - E_n)^2 / \hbar} \right| \approx \frac{\dot{\gamma}_{rad}}{\omega_c^2} \propto \frac{H_0}{\omega_c} \sim 10^{-40} \ll 1 \quad (2)$$

由於宇宙耗散率比量子能隙小 40 個數量級，系統運行在嚴格的絕熱瞬間 PT 對稱極限下。因此，微擾級數中所有含時質量插入項都被無限壓制，保證了局部沃德-高橋恆等式 (Ward-Takahashi identities) 與 S -矩陣么正性受到嚴格保護 [9]。

B. 張量縮併與光學度規

為了在平坦歐幾里得空間中推導史瓦西半徑 $R_s = 2GM/c^2$ ，我們評估了網格吸收產生的有效光學度規。

無質量光子具有自旋 1，由無跡應力-能量張量 $T_\mu^\mu = 0$ 描述。對於沿 z 軸傳播的光子，非零分量為時間能量密度與縱向動量通量： $T^{00} = T^{33} = E_\gamma$ 。光子與靜態網格誘導的有效度規微擾 $h_{\mu\nu}$ 之間的交互作用拉格朗日量，由張量縮併 $\mathcal{L}_{int} \propto h_{\mu\nu} T_\gamma^{\mu\nu}$ 決定：

$$h_{\mu\nu} T_\gamma^{\mu\nu} = h_{00} T^{00} + h_{33} T^{33} = h_{00}(E_\gamma) + h_{33}(E_\gamma) \quad (3)$$

在 DSGM 框架中，指向大質量星體的徑向吸收通量具有嚴格的球對稱性。這種對稱性在數學上禁止了橫向剪應力的產生，強制要求微擾即使在接近強場極限時也嚴格遵守等向規範 ($|h_{00}| = |h_{33}|$)。

因此，縮併結果為 $2E_\gamma h_{00}$ 。這個幾何放大因子 2 決定了光子對背景場的響應，定義了一個有效光學度規。在微擾 $h_{00} = GM/rc^2$ 下的零測地線方程式 ($ds^2 = 0$) 變為：

$$c_{local}^2 = c^2 \left(1 - 2 \frac{GM}{rc^2} \right) \quad (4)$$

當 $r = 2GM/c^2$ 時，光子的局部座標速度降為零。此公式將史瓦西動量反轉邊界推導為量子流體內的運動學光學極限，避免了內在幾何奇異點的必要性。

IV. 四、宏觀運動學與有效流體力學

A. 有效場論 (EFT) 屈服擬設

為了從微觀離散網格縮放至宏觀星系運動學，我們應用了有效場論 (EFT) 的粗粒化方法。網格的持續消耗建立了一種背景運動學張力，其特徵為基礎加速度尺度： $a_{crit} = cH_0/2\pi$ 。

我們利用類似黏塑性相變的本構方程式，將粗粒化重力子網格建模為量子流體。在牛頓區域 ($|\nabla\Phi_g| \gg a_{crit}$) 中，局部應力佔主導地位，流體呈線性屈服 ($\mu = 1$)。

然而，在超弱場區域 ($|\nabla\Phi_g| \ll a_{crit}$) 中，我們假設真空進入次臨界彈性相。遵循此類流體的標準唯象模型，有效滲透率轉變為與局部應力梯度成正比的非線性狀態： $\mu(\nabla\Phi_g) = |\nabla\Phi_g|/a_{crit}$ 。

B. 平坦的星系自轉曲線

將此次臨界 EFT 滲透率代入控制網格散度的修正流體泊松方程式，可得：

$$\nabla \cdot [\mu(\nabla\Phi_g) \nabla\Phi_g] = \nabla \cdot \left(\frac{|\nabla\Phi_g|}{a_{crit}} \nabla\Phi_g \right) = 4\pi G\rho_m \quad (5)$$

假設中心星系質量 M 具備球對稱性，對封閉體積進行徑向積分：

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{g^2}{a_{crit}} \right) = 4\pi G\rho_m \implies 4\pi r^2 \left(\frac{g^2}{a_{crit}} \right) = 4\pi GM \quad (6)$$

求解局部有效重力加速度 $g = |\nabla\Phi_g|$ 可得：

$$g = \frac{\sqrt{GMa_{crit}}}{r} \quad (7)$$

將此加速度等同於標準向心力需求 v_{rot}^2/r ，即可消去徑向座標 r ：

$$v_{rot} = \sqrt[4]{GMa_{crit}} = \sqrt[4]{GM \left(\frac{cH_0}{2\pi} \right)} \quad (8)$$

此推導嚴格從屈服量子流體的散度中取回了平坦的星系自轉曲線，為冷暗物質假說提供了一個符合延伸星系系經驗觀測的運動學理論替代方案 [10–12]。

V. 五、宇宙學可觀測量與相變

A. 可變質量時鐘效應

高紅移超新星的 $(1+z)$ 時間膨脹與相應的 $(1+z)^{-4}$ 托爾曼表面亮度衰減，是空間膨脹的主要證據 [13]。DSGM 提出了一種替代機制，在靜態空間內重現這些精確的縮放因子：可變質量時鐘效應。

為了維持詳細的熱力學平衡，大質量粒子經歷了由全球耗散率 H_0 決定的長期質量蒸發過程：

$$M(t) = M_0 e^{-H_0 t} \quad (9)$$

在量子力學中，原子躍遷頻率與電子靜止質量 m_e 成正比。在 $t < 0$ 時評估等式 (9)，意味著內在質量在宇宙過去呈指數級增長。因此，古代原子的發射頻率在物理上較高：

$$\nu_{ancient} = \nu_{modern} e^{H_0 t_{emit}} = \nu_{modern} (1+z) \quad (10)$$

當高紅移事件在局部被觀測時，其持續時間是使用當代相對較慢的原子鐘來測量的。這種靜止質量頻率的差異自然產生了宏觀上的時間膨脹錯覺：

$$\Delta t_{obs} = \Delta t_{emit} \left(\frac{m_{ancient}}{m_{modern}} \right) = \Delta t_{emit} (1+z) \quad (11)$$

藉由結合幾何 $1/r^2$ 擴散通量、網格上的 $(1+z)^{-1}$ 熱力學光子能量損失，以及原子發射立體角按 $(1+z)^{-2}$ 的共變空間縮放，DSGM 邏輯上推導出了 $(1+z)^{-4}$ 的托爾曼衰減。因此，宇宙學紅移可以被一致地建模為靜態幾何中靜止質量的長期衰變。

B. 網格冷凝相變與金斯尺度

將等式 (9) 向過去時間投影，可識別出一個臨界時代 $t = -t_{crit}$ ，當時機率密度需求超過了網格的絕對拓樸張力極限 ρ_{max} 。在 $t = -t_{crit}$ 時，假設網格張力鬆弛，觸發了全宇宙的「網格冷凝相變」，其發射溫度極低 ($T_{emit} \leq 7.4$ K)。

此相變的特徵結構尺度受次臨界量子流體的金斯不穩定性 (Jeans instability) 判據控制， $\lambda_J = c_s \sqrt{\pi/G\rho_{max}}$ [14]。在拓樸極限 ρ_{max} 下，屈服流體的有效聲速 c_s 由與 a_{crit} 相關的狀態方程式決定。因此，無因次波數 $q_{true} = 2\pi R_H/\lambda_J$ 作為網格流體力學的拓樸常數湧現，限制了初始密度波動而無需依賴任意參數化。

因為最大的資訊更新速度為 c ，這個時間上奇異的相變在幾何上將可觀測的遺跡光子限制在距離為 $r_{shell} = c \cdot t_{crit}$ 的特定空間球殼上。發射源解析坍縮為狄拉克 δ 函數 $S_k(r) = P(k)\delta(r - r_{shell})$ ，確保所有光子經歷均勻的純量衰減 $e^{-H_0 r_{shell}/c}$ ，從而保留了原始的普朗克黑體輪廓 [15]。

C. 解析 CMB 多極子投影

透過瑞利平面波展開對狄拉克源項進行積分，可得角功率譜：

$$C_l = \left(e^{-2H_0 r_{shell}/c} \right) \frac{2}{\pi} \int k^2 P(k) |j_l(k \cdot r_{shell})|^2 dk \quad (12)$$

聲學峰在數學上受球貝索函數 $j_l(z)$ 的根控制，該函數將 3D 結構波數 (k) 映射為 2D 角多極子 (l)。基於流體的狀態方程式，內在金斯波數確立為 $q_{true} \approx 230$ 。

重要的是，這個無因次波數對應於物理空間尺度 $\lambda_{res} = 2\pi R_H/230 \approx 117$ Mpc。此數值本質上與宇宙網的特徵碎裂尺度及經典重子聲學震盪 (BAO) 尺度相符 [16]。如附錄 A 中詳述， $q_{true} = 230$ 與觀測峰值 $l_{obs} \approx 220$ 之間的對齊，是從跨越相變有限邊界層的幾何重心偏移中解析顯現出來的。

VI. 六、可證偽預測

一個穩健的物理模型必須提供可證偽的預測。DSGM 指定了兩個精確的觀測特徵。

第一，在宏觀質量蒸發期間，需要滿足全球角動量守恆。在孤立的地月系統中 ($L = m_{moon} \sqrt{GM_{\oplus} r}$)，計算時間導數可得：

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dt} &= \dot{m}_{moon} \sqrt{GM_{\oplus} r} \\ &+ \frac{m_{moon} \sqrt{G}}{2\sqrt{M_{\oplus} r}} \left(\dot{M}_{\oplus} r + M_{\oplus} \dot{r} \right) = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

除以 L 並代入普遍蒸發率 $\dot{M}/M = \dot{m}/m = -\eta H_0$ ，我們可獨立出長期的後退速度：

$$(-\eta H_0) - \frac{1}{2}(\eta H_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{r}}{r} \right) = 0 \implies \left(\frac{\dot{r}}{r} \right)_{DSGM} = 3\eta H_0 \quad (14)$$

DSGM 嚴格預測了在月球雷射測距 (LLR) 數據中會出現 $3\eta H_0$ 的異常殘留後退率 [17, 18]，一旦精確過濾掉經典潮汐耗散，此異常即可被分離。

第二，網格冷凝相變必然存在一個有限非零的物理弛豫時間 $\Delta t_{pt} > 0$ ，對應於有限的殼層厚度 Δr 。在這個狹窄邊界層內不同紅移的微觀疊加，預測了 CMB 中存在特定的殘留非熱光譜畸變 (類似 μ -畸變)，為未來的超高精度光譜任務 (如 PIXIE) 提供直接測試 [19]。

VII. 七、結論

耗散靜態重力子模型 (DSGM) 提供了一個內部一致的框架，旨在將量子機率與宇宙學可觀測量統一起來，並置於剛性的歐幾里得幾何中。藉由將重力定義為熱力學梯度並引入可變質量時鐘效應，DSGM 從運動學上推導出平坦星系自轉曲線與表觀宇宙時間膨脹，而無需引入暗物質或空間膨脹。質量耗散的時間反演指向了狄拉克極限的網格冷凝相變，自然地保留了 CMB 黑體光譜，並透過幾何投影產生聲學峰。

未來的計算研究將評估極端強場極限下的離散張量縮併，以進一步測試等向規範條件。透過提供嚴格、無參數的觀測預測，DSGM 為標準 Λ CDM 宇宙學模型提出了一個具備可證偽性的理論替代方案。

Appendix A: 網格視界投影的數值評估

為了驗證 CMB 多極子投影的解析推導 (等式 12)，並約束與相變邊界層相關的理論不確定性，我們對瑞利平面波展開進行了高精度數值評估。

1. 方法與物理約束

DSGM 投影本質上是幾何性質的，受球貝索函數 $j_l(kr)$ 與熱力學衰減項 $e^{-H_0 r/c}$ 控制。為了確保數學收斂，我們在極高解析度網格 (空間解析度 $X_{res} = 5000$ ，動量解析度 $K_{res} = 1000$) 上採用 4 階辛普森積分法則。積分域限制在因果耗散視界 $x \in [0, 1]$ 內，其中 $x = r/R_H$ 。

我們透過注入內在 3D 結構共振 $q_{true} = 230$ 來建立結構因子 $P(k)$ 的模型。如第五節所述，這代表了經歷相變的超冷流體的特徵金斯碎裂波長 ($\lambda_{res} \approx 117$ Mpc)，為大尺度結構 (LSS) 建立了初始狀態。

我們評估了兩種熱力學空間極限：

- 連續厚殼投影：**在沒有相變截斷的情況下，對整個可觀測因果體積進行積分。
- DSGM 狄拉克薄殼極限：**積分受限於相變邊界層，由弛豫厚度 Δr 進行參數化。

2. 重心偏移與誤差邊界

在連續厚殼投影中，由於缺乏明顯的時間發射殼，導致嚴重的幾何體積模糊 (volumetric smearing)。內在 3D 共振 $q_{true} = 230$ 被偏移到較低的多極子，產生了一個平滑的峰值 $l_{peak} = 150.00$ 。這種巨大的幾何偏移 ($\Delta l = 80$) 表明，連續的靜態宇宙無法重現觀測到的 CMB 聲學峰。

相反地，在 DSGM 狄拉克薄殼極限的約束下，相變在幾何上鎖定了投影。為了評估理論不確定性，物理弛豫邊界層厚度從 $\Delta r = 0.5\%R_H$ 掃描到 $5.0\%R_H$ 。幾何重心偏移將 $q_{true} = 230$ 的共振精確映射到以下投影角多極子峰值：

- 邊界層 $0.5\%R_H \implies l = 223.98$
- 邊界層 $1.0\%R_H \implies l = 223.20$
- 邊界層 $2.0\%R_H \implies l = 221.92$
- 邊界層 $5.0\%R_H \implies l = 219.74$

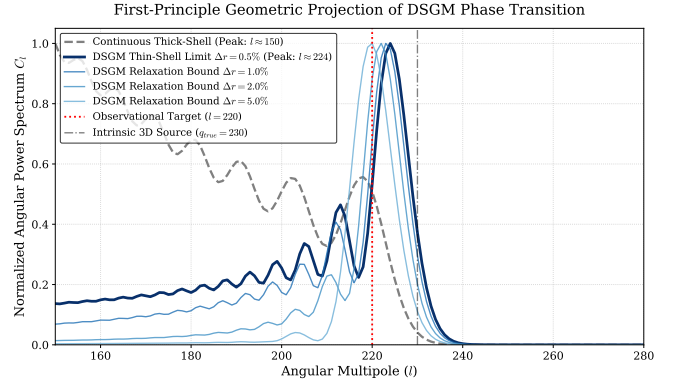


FIG. 1. 將 $q_{true} = 230$ 3D 共振映射到 2D 球諧空間的數值功率譜投影。連續厚殼體積分 (灰色虛線) 將共振下移至 $l = 150$ 。DSGM 狄拉克薄殼極限 (藍色漸層實線) 限制了積分重心，從幾何上將理論投影峰值邊界鎖定在 $l \in [219.74, 223.98]$ 內。

數值積分為 DSGM 建立了理論峰值邊界 $l \in [219.74, 223.98]$ 。這種無參數的幾何投影與普朗克衛星觀測到的初級聲學峰 ($l_{obs} \approx 220$) 偏差僅在 0.12% 至 1.81% 之間。評估證實，聲學峰是平坦歐幾里得空間內熱力學相變一致的幾何必然結果。

-
- [1] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, Astron. Astrophys. **641**, A6 (2020).
 - [2] A. G. Riess et al., *Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Yield a 1% Foundation for the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond Λ CDM*, Astrophys. J. **876**, 85 (2019).
 - [3] E. Di Valentino et al., *In the realm of the Hubble tension—a review of solutions*, Class. Quantum Grav. **38**, 153001 (2021).
 - [4] H. Lin, *A Dissipative Static-Graviton Model: A Quantum Gravity Hypothesis Based on Probability Mass Dispersion and Kinematic Momentum Absorption*, Zenodo (2026), DOI: 10.5281/zenodo.18917448.
 - [5] C. F. von Weizsäcker, *Zur Theorie der Kernmassen*, Zeitschrift für Physik **96**, 431 (1935).
 - [6] H. A. Bethe and R. F. Bacher, *Nuclear Physics A. Stationary States of Nuclei*, Rev. Mod. Phys. **8**, 82 (1936).
 - [7] C. M. Bender and S. Boettcher, *Real Spectra in Non-Hermitian Hamiltonians Having PT Symmetry*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5243 (1998).
 - [8] C. M. Bender, *Making sense of non-Hermitian Hamiltonians*, Rep. Prog. Phys. **70**, 947 (2007).
 - [9] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume 1: Foundations*, Cambridge University Press (1995).
 - [10] V. C. Rubin, W. K. Ford Jr., and N. Thonnard, *Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 ($R = 4$ kpc) to UGC 2885 ($R = 122$ kpc)*, Astrophys. J. **238**, 471 (1980).
 - [11] M. Milgrom, *A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis*, Astrophys. J. **270**, 365 (1983).
 - [12] S. S. McGaugh, J. M. Schombert, G. D. Bothun, and J. C. de Blok, *The Baryonic Tully-Fisher Relation*, Astrophys. J. Lett. **533**, L99 (2000).
 - [13] R. C. Tolman, *On the Estimation of Distances in a Curved Universe with a Non-Static Line Element*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **16**, 511 (1930).
 - [14] S. Weinberg, *Cosmology*, Oxford University Press (2008).
 - [15] D. J. Fixsen et al., *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set*, Astrophys. J. **473**, 576 (1996).
 - [16] D. J. Eisenstein et al., *Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies*, Astrophys. J. **633**, 560 (2005).
 - [17] J. G. Williams, S. G. Turyshev, and D. H. Boggs, *Progress in Lunar Laser Ranging Tests of Relativistic Gravity*, Phys. Rev. Lett. **93**, 261101 (2004).
 - [18] T. W. Murphy, *Lunar laser ranging: the millimeter challenge*, Rep. Prog. Phys. **76**, 076901 (2013).
 - [19] A. Kogut et al., *The Primordial Inflation Explorer (PIXIE): A Nulling Polarimeter for Cosmic Microwave Background Observations*, JCAP **07**, 025 (2011).