



毫秒脉冲星PSR J0613-0200跃变事件及其对PTA引力波探测的影响

周世奇^{1*}, GÜGERCINOĞLU Erbil², 李琳³, 葛明玉⁴, 蒋青权¹, 罗杨平¹, 叶文韬⁴, 彭寒龙⁵, 叶长青⁶, 唐德林⁷, 王现澳⁸

1. 西华师范大学物理与天文学院, 南充 637002

2. 青岛滨海学院文理基础学院, 青岛 266525

3. 新疆大学物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046

4. 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049

5. 南京师范大学物理科学与技术学院, 南京 210023

6. 四川轻化工大学物理与电子工程学院, 自贡 643000

7. 四川民族学院理工学院, 康定 626001

8. 云南大学物理与天文学院, 昆明 650500

*联系人, E-mail: Pulsar.Sq.Zhou@gmail.com

收稿日期: 2025-08-11; 接受日期: 2025-11-20; 网络出版日期: 2025-12-09

国家重点研发计划(编号: 2022YFC2205202)、国家自然科学基金(编号: 12173028)、中国空间站望远镜项目(编号: CMS-CSST-2021-A10)、四川省科技教育联合基金(编号: 25LHJJ0097)、西华师范大学基本科研业务费(编号: 20B009)、西华师范大学创新团队基金(编号: KCXTD2022-6)和四川轻化工大学项目(编号: 2024RC031)资助

摘要 本文基于德国Effelsberg、英国Lovell、南非MeerKAT、法国Nançay、印度uGMRT、荷兰WSRT与澳大利亚Parkes射电望远镜对PSR J0613-0200近30年的计时观测数据, 采用相位连贯计时、高斯过程回归和隐马尔可夫模型方法系统分析了该毫秒脉冲星的自转特性, 并通过Vela.jl的贝叶斯分析更新了全局计时参数. 更重要的是, 确认了一次目前已知幅度最小的跃变事件, 改善了对跃变参数的测量: 跃变历元 $t_g=50914(2)$, 自转频率及其导数的相对变化幅度 $\Delta\nu_g/\nu=2.888(4)\times 10^{-12}$ 和 $\Delta\dot{\nu}_g/\dot{\nu}=-1.504(2)\times 10^{-3}$. 本工作测得跃变致使脉冲星的自转减慢率 $|\dot{\nu}|$ 出现罕见下降, 且计时噪声亦有减弱. 应用主流跃变模型推断, 该星体内部结构与典型孤立脉冲星相似, 其内部微观状态更趋近于触发跃变的临界条件, 但由于温度和自转减慢率的作用低效, 跃变发生率仍显著低于普通年轻脉冲星. 进一步预估显示, PSR J0613-0200的跃变等待时间约在百年至万年量级. 基于这些观测与理论分析, 推断出在当前脉冲星计时阵(PTA)实验所关注的时间尺度内, 跃变对引力波探测不构成实质性影响.

关键词 毫秒脉冲星, 脉冲计时, 自转跃变, 引力波探测

PACS: 97.60.Gb, 95.75.Wx, 97.60.Jd, 04.80.Nn

引用格式: 周世奇, Gügercinoğlu E, 李琳, 等. 毫秒脉冲星PSR J0613-0200跃变事件及其对PTA引力波探测的影响. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 219516

Zhou S Q, Gügercinoğlu E, Li L, et al. Glitch in the millisecond pulsar PSR J0613-0200 and its implications for PTA-based gravitational wave detection (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 219516, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0359

1 引言

脉冲星具有极高的自转稳定性, 其脉冲信号到达地球的时间(Times of Arrival, TOAs)可被精确预测. 自转周期 $P < 30$ ms 的毫秒脉冲星(Millisecond Pulsars, MSPs)在稳定性上优于普通脉冲星, 被誉为宇宙中最精确的天然时钟. 以MSP PSR J1909-3744为例, 这颗毫秒脉冲星在单次观测中的TOA测量精度可达纳秒量级, 而在数十年的观测中, 这些TOAs与计时模型预测值之间的差异(即计时残差)的均方根值仍保持在亚微秒水平^[1]. 凭借这一特性, MSPs已成为检验广义相对论和开展引力波探测的理想天体^[2].

在实际应用中, 多颗计时稳定的MSPs可组成脉冲星计时阵列(Pulsar Timing Array, PTA), 用于探测纳赫兹频段引力波对TOAs产生的极其微弱扰动, 从而捕捉并研究超大质量黑洞并合等宇宙事件产生的随机引力波背景. 2023年6月, 北美NANOGrav、欧洲EPTA、澳大利亚PPTA和中国CPTA同步公布了引力波背景存在的观测证据^[3-6]. 这类纳赫兹频段信号幅度极小, 因此PTA的计时模型必须精确到纳秒级, 才能在噪声建模中有效区分引力波信号与其他低频成分, 并在多脉冲星之间提取出符合引力波特征的相关性模式. 为此, 需要对多种非引力波效应进行精确建模与校正, 包括: (1) 星际介质沿视线方向电子密度的随机波动所引起的色散量变化, 以及由密度不均匀性导致的多路径散射; (2) 太阳活动引起的等离子体密度变化对信号传播时延的调制; (3) 脉冲星自转过程中的低频红噪声^[7]. 此外, 还存在罕见且不可预测的自转跃变事件, 虽然它不是连续的噪声过程, 但若未被及时识别和建模, 其阶跃或长期恢复信号同样可能在低频段与引力波信号混淆, 从而干扰相关性分析并导致参数估计出现偏差^[8].

观测结果表明, 跃变主要发生在年轻的普通脉冲星和磁星中, 由于MSPs年龄较大且自转高度稳定, 从理论上预期其不应发生自转跃变. 然而, 迄今已在两颗MSPs (PSR B1821-24A^[9]和各PTA成员星PSR J0613-0200^[10])中探测到跃变, 这一发现引发了对PTA中其他MSPs是否也可能会发生跃变的关注. 与年轻脉冲星相比, MSPs的跃变发生率更低、幅度更小, 其稀有性和特殊特征还推动了对MSPs与普通脉冲星内部结构差异的重新审视, 并可能指向完全不同的物理机制. 经典

理论认为, 跃变源于中子星角动量的突然释放, 可能由超流涡旋线的突然解钉或由星震引起的壳层碎裂触发角动量转移至外壳^[11]. 这些机制能够较好地解释普通脉冲星中的跃变, 但是否同样适用于MSPs尚未得到验证.

近期, Lower等人^[12]利用高斯过程回归方法, 对Parkes望远镜长期监测的238颗普通脉冲星的计时残差进行建模, 揭示了传统相位计时未能识别的长期自转与辐射相关性变化. 若MSPs的自转减慢率变化遵循与年轻脉冲星相同的标度关系, 则即便是高度稳定的MSPs也可能在长时间尺度上呈现此类演化特征, 而这些过程难以用标准幂律红噪声模型刻画. 此类变化可能在PTA引力波探测中引入系统性影响, 因此评估其在MSPs群体中的普遍性, 对于优化计时噪声、提升引力波搜索灵敏度并解释PTA数据中的时间依赖性噪声具有重要意义.

在上述背景下, 本文以迄今已知最年老的跃变脉冲星MSP PSR J0613-0200为研究对象, 结合澳大利亚Parkes射电望远镜的最新观测数据、国际PTA发布的多台望远镜TOAs (包括德国Effelsberg、英国Lovell、南非MeerKAT、法国Nançay、印度uGMRT、荷兰WSRT射电望远镜), 以及英国Lovell射电望远镜在跃变前获取的早期数据, 开展系统分析. 采用传统相位计时、高斯过程回归和隐马尔可夫模型方法, 检验其长期自转是否存在演化特征, 精确约束跃变参数, 并探讨MSPs跃变的物理起源及其对PTA引力波探测的潜在影响.

2 观测数据与数据处理

PSR J0613-0200是计时噪声极低且脉冲轮廓高度稳定的典型毫秒脉冲星, 自1993年起被纳入PTA观测计划, 持续受多台大型射电望远镜长期监测. 它的自转周期约3.06 ms, 属于低质量氢白矮星伴星的双星系统, 轨道周期约1.2 d且轨道偏心率极低, 呈现典型的再循环演化特征. 在国际脉冲星计时阵列(International Pulsar Timing Array, IPTA)近15年的观测中, 其TOAs与计时模型预测值之间的均方根残差仅约 $1.7 \mu\text{s}$ ^[13].

本工作所使用的毫秒脉冲星PSR J0613-0200计时观测数据集覆盖自1993年2月至2024年4月, 来自德国Effelsberg、英国Lovell、南非MeerKAT、法国Na-

nçay、印度uGMRT、荷兰WSRT射电望远镜的现有TOAs^[7,13,14], 以及澳大利亚Parkes射电望远镜在400–4032 MHz频率范围内于2004年2月至2022年3月的计时数据. 对Parkes数据, 在去除射频干扰(RFI)后, 折叠模式数据经过时间和频率上的平均处理, 以生成稳定的脉冲轮廓; 随后通过PSRCHIVE软件包的pat程序, 采用傅里叶域马尔可夫链蒙特卡罗模板匹配方法(FDM)提取TOAs. 有关Parkes数据获取与处理流程, 可参考Johnston等人^[15]工作中的详细描述. 各望远镜的观测中心频率、时间覆盖范围及对应的TOAs数量信息汇总如表1所示.

3 跃变与计时结果

在传统相位连贯计时中, 通过对TOAs拟合相位模型来追踪脉冲星的自转演化过程, 包括由跃变引起的永久性($\Delta v_p, \dot{v}_p$)和暂时性($\Delta v_d, \dot{v}_d$)变化. 该模型具体形式如下^[16]:

$$\begin{cases} \phi_1(t) = \phi_0 + v(t-t_0) + \frac{1}{2}\dot{v}(t-t_0)^2, & t < t_g, \\ \phi_2(t) = \phi_1 + \Delta\phi + \Delta v_p(t-t_g) + \frac{1}{2}\Delta\dot{v}_p(t-t_g)^2 \\ \quad + \Delta v_d\tau_d \left[1 - e^{-(t-t_g)/\tau_d} \right], & t > t_g, \end{cases} \quad (1)$$

其中, $\Delta\phi$ 用于补偿跃变历元 t_g 不确定性所引起的相位偏移, τ_d 为暂态项的指数衰减时标. 该方法在实际处理中采用滑动窗口(跨度几十至几百天)拟合, 以提取局部自转参数^[17]. 然而, 当观测数据分布不均或较为稀疏时, 其效果往往有限. 为克服这一限制, 高斯过程回归(Gaussian Process Regression, GPR)被引入用于建模计时残差, 可对任意历元的自转参数进行贝叶斯估计, 且

相较滑动窗口拟合稳健性更高、不确定度量化更优^[18]. 多项工作已证明, 将一个或两个无限可微的平方指数(径向基)核函数与白噪声项结合, 能够有效地实现计时残差的建模^[18,19]. 平方指数核函数的形式为^[18]

$$k(x_i, x_j) = \sigma_f^2 \exp \left[\frac{-(x_i - x_j)^2}{2\lambda^2} \right], \quad (2)$$

其中, x_i 和 x_j 表示任意两次观测的历元; σ_f^2 为协方差函数的振幅, 控制数据点间的最大相关强度; 长度尺度 λ 决定相关性随时间间隔的衰减速率, λ 越大, 函数越平滑. 当单一核函数难以充分描述残差的复杂结构时, 则需叠加第二个核函数以提升模型的拟合能力.

本工作中, 传统相位连贯计时和高斯过程回归两种方法分别通过Julia语言的Vela.jl^[20]和GaussianProcesses.jl^[21]实现. 为进一步确保计时结果的稳健性, 还采用了隐马尔可夫模型(Hidden Markov Model, HMM)算法进行独立分析. 该算法由Melatos等人^[22]于2020年提出, 为追踪脉冲星自转演化提供了一种替代性建模框架. 在该框架中, 每个时间步的隐藏状态($v, \dot{v}$)被建模为遵循马尔可夫过程, 可通过连续TOAs的局部相位测量实现状态推断^[23].

基于上述三种方法, 我们对毫秒脉冲星PSR J0613-0200长达约30年的TOAs进行了系统分析, 一致揭示了其自转演化特性. 如图1所示, 在MJD 50914附近计时残差呈尖点状向下偏折(见图注对英国Lovell模拟滤波器组后端(AFB, 1400 MHz) TOAs数据可靠性的说明); 且HMM对数贝叶斯因子超过了跃变检测阈值($\ln(K_{th})=1.15$)^[23], 共同确认了跃变的发生. 通过Vela.jl的贝叶斯方法更新了该脉冲星的全局计时解(表2), 相关参数的后验分布如图2所示. 此次跃变导致自转频率及其导数发生的永久性变化分别为 $\Delta v_p=9.43(1) \times 10^{-10}$ Hz和 $\dot{v}_p=1.541(2) \times 10^{-18}$ Hz s⁻¹, 跃变后自转演化未见指数衰减成分. 由此计算可得跃变相对幅度: $\Delta v_g/v = (\Delta v_p + \Delta v_d)/v = 2.888(4) \times 10^{-12}$ 和 $\Delta \dot{v}_g/\dot{v} = (\Delta \dot{v}_p - \Delta v_d/\tau_d)/\dot{v} = -1.504(2) \times 10^{-3}$, 其不确定度由Julia语言的Measurements.jl^[24]基于标准误差传播方法给出. 这些跃变参数与McKee等人^[10]2016年的结果存在约10%–20%的差异.

为定量评估不同参数对跃变建模的表现, 采用计

表 1 PSR J0613-0200计时观测概览

Table 1 Summary of timing observations for PSR J0613-0200

望远镜名称	观测频率范围 (MHz)	观测时长 (yr)	TOAs数目
德国Effelsberg	1360–2639	22.9	597
英国Lovell	400–1520	27.9	1270
南非MeerKAT	856–1712	4.3	3067
法国Nançay	1400–2539	15.7	1406
澳大利亚Parkes	704–4032	18.1	4927
印度uGMRT	300–1460	7.2	5028
荷兰WSRT	328–1380	15.6	406

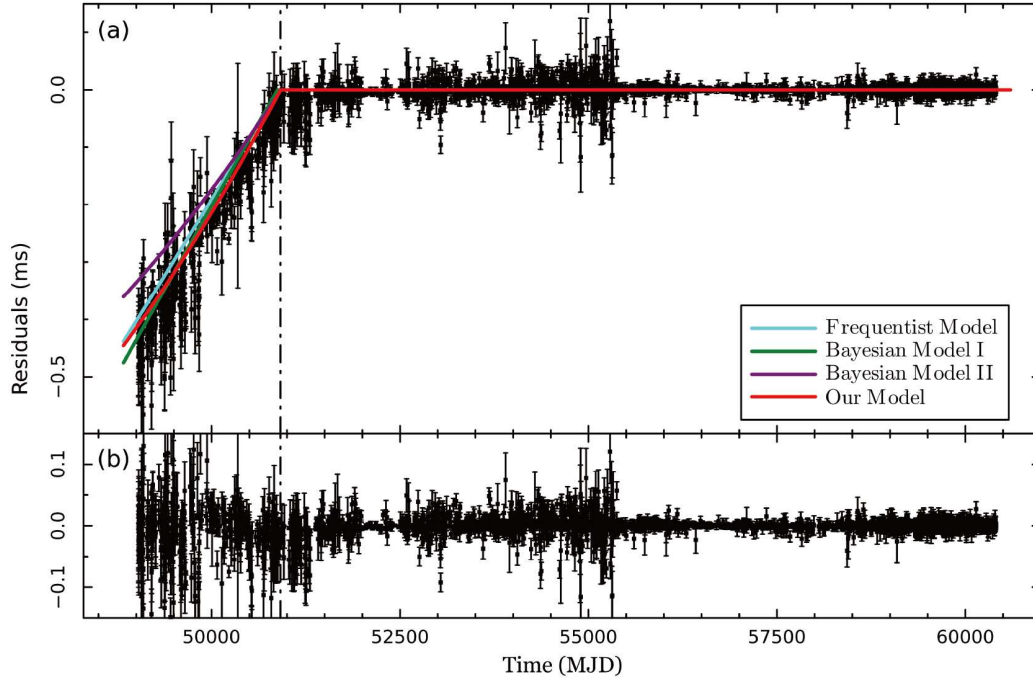


图 1 (a) 相对于跃变后相位模型的计时残差, 多色线条分别对应McKee等人^[10]及本工作所测定跃变参数在相位模型下预测的残差演化趋势. (b) 计时模型引入本工作测定跃变参数后的计时残差. 图中垂直线标记了跃变发生的历元. 注: 在MJD 50914后约500 d内, 部分计时残差明显低于0; McKee等人(2016)的图1和2也可见类似特征. 该时段对应英国Lovell (AFB, 1400 MHz)的TOAs (由McKee等人提供), 无法获取原始观测数据, 其成因尚不明确, 可能由观测系统的差异所致. 本文对该段数据的可靠性持保留态度

Figure 1 (a) Timing residuals relative to the post-glitch phase model, the multicolored lines represent the residual evolution predicted by the phase model using glitch parameters from McKee et al. [10] and this work. (b) Timing residuals after incorporating our glitch parameters into the timing model. The vertical line indicates the glitch epoch. Note: In the ~500 d after MJD 50914, some timing residuals lie significantly below 0, consistent with the feature shown in Figures 1 and 2 of McKee et al. (2016), and are confined to the Lovell (AFB 1400 MHz) TOAs (provided by McKee et al.). As the original data are unavailable, the cause remains unclear and may reflect instrumental systematics. In this study, we hold reservations regarding the reliability of this segment of data.

时残差的均方根(Root Mean Square of Residuals, RMS)作为量化指标, 定义如下:

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (R_i)^2}, \quad (3)$$

其中, R_i 是第*i*次观测的计时残差, N 为观测总数. RMS越小, 表明模型拟合精度越高. 为保证可比性, 评估限定在McKee等人^[10]的数据范围. 经过计算, 我们模型RMS为1.851 μs , 低于McKee等人^[10]频率论模型的1.921 μs 以及贝叶斯模型I和II的1.884和2.218 μs , 表明我们对跃变的测量更为精确. 此外, 图1中4种模型预测的计时残差演化趋势与实际观测的比较显示, 我们的模型与观测数据一致性最佳, 与RMS分析相互印证.

值得注意的是, 我们测量到PSR J0613-0200的自

转减慢率 $|\dot{\nu}|$ 在跃变后减小. 这种行为在跃变中极为罕见, 目前仅在普通脉冲星PSR J1522-5735^[16]的反跃变和高磁场脉冲星PSR J1119-6127^[25]的过恢复跃变中被观测到. 应用滑动窗口拟合和GPR (优化后的协方差参数如表2所示)方法, 得到该脉冲星在整个观测时段内的自转演化(图3). 图中可见, 跃变引起的自转频率及其导数的变化与本工作的测量一致; 同时, 对比跃变前后这些参数的离散程度可见, 跃变后明显更为集中, 表明该毫秒脉冲星的计时噪声跃变后有所减弱. 类似现象在普通年轻脉冲星PSR J0742-2822于2022年发生的伴随辐射变化的大跃变后被观测到, 这提示计时噪声减弱可能与磁层状态转换有关^[26]. 然而, 更常见的情形是跃变后计时噪声的增强, 通常被认为是由后跃变的恢复过程所主导^[27].

表 2 PSR J0613-0200 的全局计时参数及跃变前后计时残差的最优 GPR 模型**Table 2** Global timing parameters of PSR J0613-0200 and optimal GPR models for pre- and post-glitch timing residuals

计时参数	测量值
R.A., α (J2000.0)	06:13:43.975414(2)
Decl., δ (J2000.0)	-02:00:47.20182(8)
Reference epoch, t_0 (MJD)	54714
Spin frequency, ν_0 (Hz)	326.600567160187(1)
Derivative of ν_0 , $\dot{\nu}_0$ (10^{-15} Hz s $^{-1}$)	-1.024542(2)
Dispersion measure, DM (cm $^{-3}$ pc)	38.7770(2)
Proper motion in R.A. (mas yr $^{-1}$)	1.837(2)
Proper motion in Decl. (mas yr $^{-1}$)	-10.332(4)
Parallax, π (mas)	1.07(7)
Binary model	T2
Orbital period, P_b (d)	1.19851255661(1)
Derivative of P_b , $\dot{P}_b$ (10^{-14})	3.9(4)
Projected semi-major axis, x (ls)	1.09144418(3)
Epoch of ascending node, T_{ASC} (MJD)	53113.20362956(2)
EPS1, $e \sin \omega_0$ (10^{-6})	4.03(6)
EPS2, $e \cos \omega_0$ (10^{-6})	3.63(6)
Companion mass, M_c ($M_\odot$)	0.149(3)
Sine of inclination angle, $\sin i$	0.98(7)
Epoch of periastron, T_0 (MJD)	53113.959(3)
Orbital eccentricity, e (10^{-6})	5.54(8)
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	48.9(8)
Glitch epoch, t_g (MJD)	50914(2)
$\Delta \nu_g$ (10^{-10} Hz)	9.43(1)
$\Delta \dot{\nu}_g$ (10^{-18} Hz s $^{-1}$)	1.541(2)
$\Delta \nu_g / \nu$ (10^{-12})	2.888(4)
$\Delta \dot{\nu}_g / \dot{\nu}$ (10^{-3})	-1.504(2)
MJD range	49030–60400
Number of TOAs	16701
Data span (yr)	31
Weighted RMS (μ s)	2.279
GPR 模型	Pre/post-glitch
Signal variance, σ_1^2 (s)	$6.16 \times 10^{-5} / 2.24 \times 10^{-5}$
Length scale, λ_1 (d)	52/74
Signal variance, σ_2^2 (s)	$2.54 \times 10^{-2} / 1.62 \times 10^{-3}$
Length scale, λ_2 (d)	231/332
Noise variance, σ_n^2 (s)	$5.26 \times 10^{-7} / 3.43 \times 10^{-8}$

4 毫秒脉冲星跃变起源

跃变通常被认为起源于中子星结构的变化, 即内

部超流涡旋线的灾难性解钉或壳层星震^[11]. 在涡旋解钉(蠕变)模型中^[11], 中子星内部的超流通过热激活过程, 使钉扎在晶格核上的涡旋线克服势垒并沿径向缓慢漂移, 从而持续跟随因磁制动而减速的壳层旋转. 当大量涡旋线从钉扎点解钉时, 量子化的角动量会被瞬间传递至壳层, 即触发了跃变. 该模型认为, 壳层与超流之间存在一个稳定的角速度差 ω , 其值略低于涡旋线灾难性解钉前的临界值 ω_{cr} , 二者满足关系式^[28]:

$$\frac{\omega}{\omega_{cr}} = 1 - \left(\frac{kT}{E_p} \right) \ln \left(\frac{2\Omega_s \nu_0}{|\dot{\Omega}| r} \right), \quad (4)$$

其中, k 为玻尔兹曼常数, T 表示中子星内部温度, $E_p \approx 1$ MeV 是单根涡旋线的钉扎能, $\Omega_s \approx 2\pi\nu$ 表示壳层超流的角速度, $\nu_0 \approx 10^{5-7}$ cm s $^{-1}$ 为涡旋线在晶格核附近的微观运动速度, $\dot{\Omega} = 2\pi\dot{\nu}$ 表示脉冲星的角减速率, $r \approx R \approx 10^6$ cm 为涡旋线到自转轴的距离, 近似等于中子星半径^[29]. 温度 T 可通过脉冲星年龄 t_{age} 进行估算: $T = 3.3 \times 10^8 (t_{age}/1 \text{ yr})^{-1/6}$ K; 而 Kiziltan 和 Thorsett^[30] 基于 PSR J0613-0200 及其低质量白矮星伴星源自双星演化的模型, 推算出该毫秒脉冲星的 $t_{age} = 4.52$ Gyr. 结合其他参数代入式(4), 可得 $\omega/\omega_{cr} = 0.96$. 这一数值明显高于频繁跃变脉冲星 PSR J0835-4510 (Vela) 的 0.82, 说明经历了双星吸积加速的毫秒脉冲星, 其内部状态更趋近于涡旋线的解钉条件, 从而在微观机制上更易发生跃变. 然而, 由于中子星具有较长的冷却时间和极低的自转减慢率, 统计热涨落或壳层星震等外部驱动因素难以促成壳层与内部超流间的旋转速度差达到涡旋线灾难性解钉的临界水平. 因此, 相较于年轻脉冲星, 毫秒脉冲星的跃变发生率显著更低.

穿过磁通管的涡旋蠕变所导致后跃变指数衰减分量的特征时间尺度为^[31]

$$\tau_{tor} = 60 \left(\frac{|\dot{\Omega}|}{10^{-10} \text{ rad s}^{-2}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right) \left(\frac{R_c}{10^6 \text{ cm}} \right)^{-1} x_p^{1/2} \times \left(\frac{m_p^*}{m_p} \right)^{-1/2} \left(\frac{\rho}{10^{14} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{B_\phi}{10^{14} \text{ G}} \right)^{1/2} d, \quad (5)$$

其中, $\dot{\Omega} = 2\pi\dot{\nu}$ 表示脉冲星的角减速率, T 为内部温度, R_c 表示中子星核心的半径, x_p 为质子分数, m_p^* 和 m_p 分别为质子的有效质量和裸质量, ρ 为物质密度, B_ϕ 为中

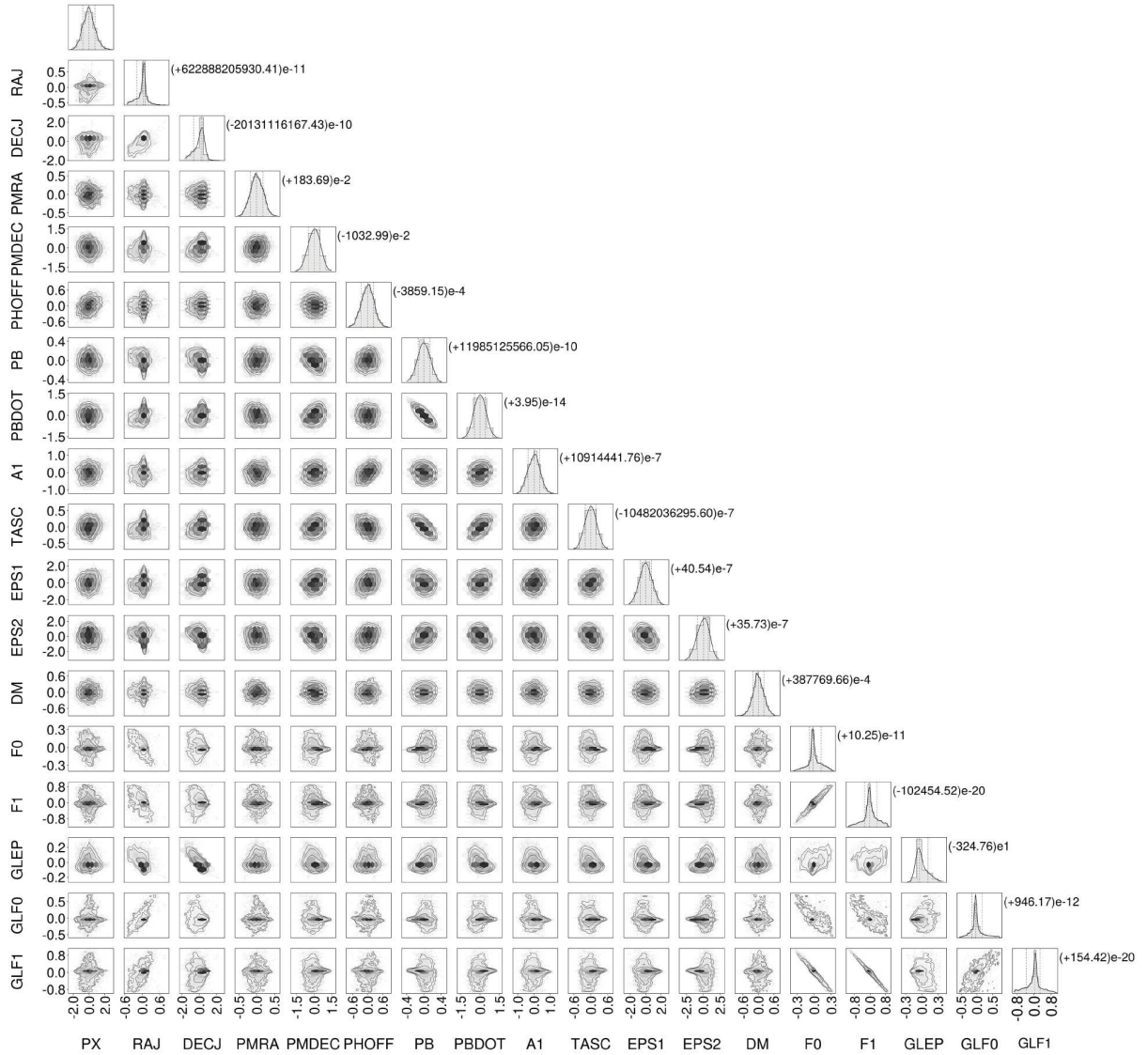


图 2 基于Vela.jl对PSR J0613-0200进行贝叶斯计时分析的结果. 图中展示了各参数的后验分布, 包括周年视差PX (mas)、位置RAJ (hourangle)和DECJ (deg)、自行PMRA和PMDEC (mas yr^{-1})、轨道周期PB (d)及其导数PBDOT (无量纲)、轨道投影半长轴A1 (ls)、升交点历元TASC (d)、Laplace-Lagrange参数EPS1和EPS2 (无量纲)、总相位偏移PHOFF (无量纲)、色散量DM (pc cm^{-3})、自转频率F0 (Hz)及其导数F1 (Hz s^{-1})、跃变历元GLEP (d), 以及跃变引起的频率GLF0 (Hz)及其导数的变化量GLF1 (Hz s^{-1}). 此外, 为了便于参数采样和展示, 自转频率F0和跃变历元GLEP在绘图时均减去了固定偏移量, 图中给出的是F0 ($3.2660056716007665 \times 10^2$ Hz)和GLEP (54160 d)的后验分布

Figure 2 Bayesian timing analysis results for PSR J0613-0200, obtained using Vela.jl. The figure shows the posterior distributions of key parameters, including parallax PX (mas), position RAJ (hourangle) and DECJ (deg), proper motion PMRA and PMDEC (mas yr^{-1}), orbital period PB (d) and its derivative PBDOT (dimensionless), projected semi-major axis A1 (ls), epoch of ascending node TASC (d), Laplace-Lagrange parameters EPS1 and EPS2 (dimensionless), overall phase offset PHOFF (dimensionless), dispersion measure DM (pc cm^{-3}), spin frequency F0 (Hz) and its derivative F1 (Hz s^{-1}), glitch epoch GLEP (d), and the glitch-induced changes in spin frequency GLF0 (Hz) and its derivative GLF1 (Hz s^{-1}). For convenience of sampling and plotting, the spin frequency F0 and glitch epoch GLEP are shown relative to fixed offsets; specifically, the posterior distributions of F0 ($3.2660056716007665 \times 10^2$ Hz) and GLEP (54160 d) are plotted.

子星外核磁场的环向分量. 根据中子星状态方程, 取参考值为 $x_p \approx 0.025$, $\rho \approx 2 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, $m_p^*/m_p \approx 0.75$ ^[31].

在中子星演化过程中, 超流涡旋线与磁通管会相互钉扎, 随着涡旋线向外移动时, 磁通量也随之迁出, 以使

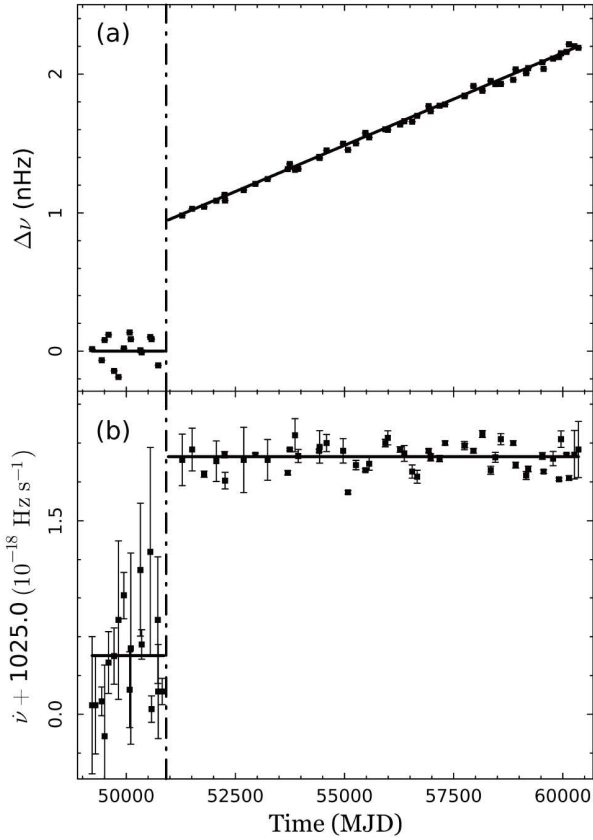


图 3 (a)减去跃变前计时模型的自转频率残差 $\Delta\nu$ 和(b)自转频率一阶导数 $\dot{\nu}$ 随时间的变化. 图中黑色实线代表基于跃变模型的自转演化趋势, 而垂直虚线则标记了跃变发生的历元
Figure 3 (a) Spin frequency residuals $\Delta\nu$ relative to the pre-glitch timing model and (b) variations in spin frequency first derivative $\dot{\nu}$. The black solid lines represent rotational evolution based on a glitch phase model phase model, while the dashed vertical line indicates the glitch epoch.

核心超流能够跟上壳层自转的减慢^[31,32], 这一过程可产生一个残余核心磁场 $B_{\text{res,core}} \approx 5.7 \times 10^{13} [B_s(0)/10^{12}]^{-2}$ G, 其中 $B_s(0)$ 为初始表面磁场强度. 将这些数值代入式(5)得到PSR J0613-0200的 $\tau_{\text{tor}} = 20.2$ yr. 而此次跃变无指数衰减过程, 这正与理论预期一致: 对于自转减慢率极低的毫秒脉冲星, 涡旋线与通量管相互作用会使后跃变指数恢复过程在较长时间尺度上进行, 从而在有限的观测时段内难以被探测到.

涡旋蠕变模型还预测了跃变等待时间与跃变幅度的关系^[33]:

$$t_{\text{ig}} = 2 \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right) \left(\frac{I_p}{I} \right)^{-1} t_{\text{sd}}, \quad (6)$$

其中, $\Delta\Omega/\Omega$ 为跃变幅度, I_p/I 为中子星内壳中钉扎超流的转动惯量分数, $t_{\text{sd}} = \Omega / (2|\dot{\Omega}|)$ 为脉冲星自转减慢时间尺度. Cheng等人^[34]估计 I_p/I 的理论下限约为 10^{-4} . 对于毫秒脉冲星PSR J0613-0200, 当跃变幅度为 $\Delta\Omega/\Omega = 2.888(4) \times 10^{-12}$ 时, 式(6)计算得到跃变等待时间 $t_{\text{ig}} \lesssim 339$ yr, 即上限估计. 据此上限作保守判断, 诱发本次事件的超流区域在相当时间尺度内再次触发跃变的概率较低. 不过需要指出, 仍需注意壳层其他区域的钉扎超流仍可能会独立诱发跃变.

早在首次跃变被观测到之前, Ruderman^[35]就提出, 中子星在壳层形成初期因快速自转而具有较高的扁率. 随着自转的逐渐减慢, 壳层会累积形变应力; 当应力达到阈值时, 壳层发生断裂并释放部分应力, 触发一次星震. 这会导致星体转动惯量减小 ΔI 并引起自转频率增加 $\Delta\Omega$, 两者关系是 $\Delta\Omega/\Omega = -\Delta I/I$. 在该模型中, 两次星震间隔时间可表示为

$$t_{\text{quake}} = \frac{2}{\Omega} \frac{A^2}{|\dot{\Omega}| B I_0} \left| \frac{\Delta I}{I} \right|, \quad (7)$$

其中, $\Omega = 2\pi\nu$ 与 $\dot{\Omega} = 2\pi\dot{\nu}$ 分别表示角速度及其变化率, $I_0 \approx 10^{45}$ g cm²为中子星典型转动惯量, $A \approx 5 \times 10^{53}$ erg s和 $B/A \approx 1.3 \times 10^{-4}$ 为结构常数^[36]. 由此预测, PSR J0613-0200两次星震间隔 $t_{\text{quake}} = 5 \times 10^4$ yr. 这一长时间尺度反映出毫秒脉冲星低自转减慢率对星震活动的显著抑制.

另外, 在壳层星震-涡旋蠕变联合模型中, 跃变造成的壳层碎块大小 D 与跃变幅度的关系为^[37]

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \geq \frac{\Delta I}{I} = \frac{2f\rho D^4 R}{I_0}, \quad (8)$$

其中, $f \approx 10^{-2}$ 为几何因子, 反映自转轴与磁轴之间的偏差; ρ 和 R 分别为中子星的密度与半径. 由式(8)估算, PSR J0613-0200跃变发生时的壳层碎块尺寸为 $D \leq 20$ m, 与脉冲星PSRs B0531+21 (Crab)^[38]和J0537-6910^[37]最小跃变的推断值相当, 表明尽管毫秒脉冲星经历长期吸积并发生形变, 但其结构仍与典型孤立脉冲星相似.

5 跃变对PTA引力波探测的影响

PTA探测随机引力波背景的能力高度依赖于阵列

中毫秒脉冲星计时的稳定性. 尽管已在PTA最稳定成员星之一的PSR J0613-0200中观测到自转跃变, 但根据现有观测, 这一事件并未影响PTA的高精度计时能力. 且跃变事件在长基线跟踪观测中很容易被检测到, 因此这并不会实质影响MSPs在PTA中的有效性. 然而, 需要注意的是, 若未来PTA成员星发生跃变, 在后跃变的演化阶段中, 其计时噪声水平可能会显著变化^[31]. 因此, 在积累足够长的后跃变观测数据, 精确测定跃变后的自转参数, 或辨识出磁层变化导致的脉冲轮廓改变之前, 仅有跃变前的数据才具备高度可靠性与可用性.

从跃变理论的角度分析, 尽管MSPs内部涡旋线的钉扎状态已接近灾难性解钉的临界条件, 但驱动跃变的两个关键驱动因素——温度和自转减慢率——在MSPs中通常作用极为低效, 因此难以有效触发跃变. 另外, 即使考虑双星系统中MSPs自转加速时, 新生成的涡旋线可能向核心径向迁移, 并对锚定于壳层底部的磁通管产生拖拽作用^[32], 进而造成壳层碎裂^[39], 最终导致涡旋线在不平衡的马格努斯力作用下大规模解钉, 也会触发跃变的情况. 年老MSPs内部磁应力的积累需要漫长的演化, 因此这种由磁通管与涡旋线耦合所诱发的跃变仍然极为罕见.

以MSP PSR J0613-0200为例, 基于涡旋蠕变框架并结合现有参数约束, 跃变等待时间的上限为339 yr; 而在星震框架下, 等待时间由壳层应力积累速率与破裂应变阈值共同决定, 按当前参数估计则为 5×10^4 yr.

两者差异主要源于模型假设和关键参数取值不同, 且等待时间对这些参数具有强非线性敏感性. 尽管模型预测差异显著, 但仍可据此推断, 毫秒脉冲星的跃变等待时间约处于百年至万年量级. 又或即便跃变发生, MSPs核心对跃变的响应所表现出的后跃变衰减时间尺度 τ_{tor} 也将近20 yr; 而跃变发生时, 脉冲星内部超流与磁层扭矩的耦合关系也会发生改变^[31], 意味着MSPs自转减慢率的变化预计要在约 $3\tau_{\text{tor}}$ 后才会显现.

综上, 考虑到PTA探测随机引力波背景所需的计时基线通常为数十年, 而上述时间尺度显著更长, 且MSPs跃变发生概率极低, 因此现阶段可合理忽略跃变对PTA引力波探测的影响.

6 总结

本文基于全球多台射电望远镜近30年的计时观测数据, 系统研究了毫秒脉冲星PSR J0613-0200的自转特性, 确认了迄今探测到的最小跃变事件. 利用Vela.jl进行贝叶斯分析, 不仅精确约束了跃变参数, 还更新了全局计时解. 理论分析表明, 尽管毫秒脉冲星经历过双星吸积演化, 其内部结构依然与普通孤立脉冲星相似, 具备触发跃变的条件, 但实际发生率极低. 正因如此, 在PTA实验所关注的数十年时间尺度内, 跃变对纳赫兹引力波探测的影响可忽略不计. 即便可能偶有发生, 只要后续观测充分, 其对TOAs的扰动亦可被有效建模与校正, 从而保障PTA的长期稳定运行.

致谢 衷心感谢澳大利亚Parkes射电望远镜团队在数据获取与共享方面的贡献

参考文献

- 1 Liu K, Guillemot L, Istrate A G, et al. A revisit of PSR J1909-3744 with 15-yr high-precision timing. *Mon Not R Astron Soc*, 2020, 499: 2276–2291
- 2 Yunes N, Siemens X, Yagi K. Gravitational-wave tests of general relativity with ground-based detectors and pulsar-timing arrays. *Living Rev Relativ*, 2025, 28: 3
- 3 Agazie G, Anumalapudi A, Archibald A M, et al. The NANOGrav 15 yr data set: Evidence for a gravitational-wave background. *Astrophys J Lett*, 2023, 951: L8
- 4 Antoniadis J, Arumugam P, Arumugam S, et al. The second data release from the European Pulsar Timing Array. *Astron Astrophys*, 2023, 678: A50
- 5 Reardon D J, Zic A, Shannon R M, et al. Search for an isotropic gravitational-wave background with the Parkes Pulsar Timing Array. *Astrophys J Lett*, 2023, 951: L6
- 6 Xu H, Chen S, Guo Y, et al. Searching for the nano-Hertz stochastic gravitational wave background with the Chinese Pulsar Timing Array data

- release I. *Res Astron Astrophys*, 2023, 23: 075024
- 7 Miles M T, Shannon R M, Reardon D J, et al. The MeerKAT Pulsar Timing Array: The 4.5-yr data release and the noise and stochastic signals of the millisecond pulsar population. *Mon Not R Astron Soc*, 2025, 536: 1467–1488
- 8 Agazie G, Anumalapudi A, Archibald A M, et al. The NANOGrav 15 yr data set: Detector characterization and noise budget. *Astrophys J Lett*, 2023, 951: L10
- 9 Cognard I, Backer D C. A microglitch in the millisecond pulsar PSR B1821-24 in M28. *Astrophys J*, 2004, 612: L125–L127
- 10 McKee J W, Janssen G H, Stappers B W, et al. A glitch in the millisecond pulsar J0613-0200. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 461: 2809–2817
- 11 Zhou S, Gügercinoğlu E, Yuan J, et al. Pulsar glitches: A review. *Universe*, 2022, 8: 641
- 12 Lower M E, Karastergiou A, Johnston S, et al. The ubiquity of variable radio emission and spin-down rates in pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2025, 538: 3104–3129
- 13 Antoniadis J, Arzoumanian Z, Babak S, et al. The International Pulsar Timing Array second data release: Search for an isotropic gravitational wave background. *Mon Not R Astron Soc*, 2022, 510: 4873–4887
- 14 Rana P, Tarafdar P, Nobleson K, et al. The Indian Pulsar Timing Array data release 2: I. Dataset and timing analysis. *Publ Astron Soc Aust*, 2025, 42: e108
- 15 Johnston S, Sobey C, Dai S, et al. Two years of pulsar observations with the ultra-wide-band receiver on the Parkes radio telescope. *Mon Not R Astron Soc*, 2021, 502: 1253–1262
- 16 Zhou S Q, Ye W T, Ge M Y, et al. A series of (net) spin-down glitches in PSR J1522-5735: Insights from the vortex creep and vortex bending models. *Astrophys J*, 2024, 977: 243
- 17 Zubieta E, García F, del Palacio S, et al. Timing irregularities and glitches from the pulsar monitoring campaign at IAR. *Astron Astrophys*, 2024, 689: A191
- 18 Brook P R, Karastergiou A, Johnston S, et al. Emission-rotation correlation in pulsars: New discoveries with optimal techniques. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 456: 1374–1393
- 19 Sathyaprakash R, Rea N, Coti Zelati F, et al. Long-term study of the 2020 magnetar-like outburst of the young pulsar PSR J1846-0258 in Kes 75. *Astrophys J*, 2024, 976: 56
- 20 Susobhanan A. Bayesian pulsar timing and noise analysis with Vela.jl: An overview. *Astrophys J*, 2025, 980: 165
- 21 Fairbrother J, Nemeth C, Rischard M, et al. GaussianProcesses.jl: A nonparametric bayes package for the Julia language. *J Stat Soft*, 2022, 102: 1–36
- 22 Melatos A, Dunn L M, Suvorova S, et al. Pulsar glitch detection with a hidden Markov model. *Astrophys J*, 2020, 896: 78
- 23 Dunn L, Melatos A, Espinoza C M, et al. A new small glitch in Vela discovered with a hidden Markov model. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 522: 5469–5478
- 24 Giordano M. Uncertainty propagation with functionally correlated quantities. arXiv: [1610.08716](https://arxiv.org/abs/1610.08716)
- 25 Antonopoulou D, Weltevrede P, Espinoza C M, et al. The unusual glitch recoveries of the high-magnetic-field pulsar J1119-6127. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 447: 3924–3935
- 26 Zubieta E, García F, del Palacio S, et al. Glitch-induced pulse profile change of PSR J0742-2822 observed from the IAR. *Astron Astrophys*, 2025, 694: A124
- 27 Hobbs G, Lyne A G, Kramer M. An analysis of the timing irregularities for 366 pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 402: 1027–1048
- 28 Alpar M A, Pines D, Anderson P W, et al. Vortex creep and the internal temperature of neutron stars. I—General theory. *Astrophys J*, 1984, 276: 325–334
- 29 Gügercinoğlu E, Alpar M A. Microscopic vortex velocity in the inner crust and outer core of neutron stars. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 462: 1453–1460
- 30 Kiziltan B, Thorsett S E. Millisecond pulsar ages: Implications of binary evolution and a maximum spin limit. *Astrophys J*, 2010, 715: 335–341
- 31 Gügercinoğlu E. Post-glitch exponential relaxation of radio pulsars and magnetars in terms of vortex creep across flux tubes. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 469: 2313–2322
- 32 Ding K Y, Cheng K S, Chau H F. Magnetic field decay from the core of neutron stars: Effects of interpinning of 3P2 neutron superfluid and 1S0 proton superconducting fluid. *Astrophys J*, 1993, 408: 167
- 33 Gügercinoğlu E, Alpar M A. The 2016 Vela glitch: A key to neutron star internal structure and dynamics. *Mon Not R Astron Soc*, 2020, 496:

2506–2515

- 34 Cheng K S, Pines D, Alpar M A, et al. Spontaneous superfluid unpinning and the inhomogeneous distribution of vortex lines in neutron stars. *Astrophys J*, 1988, 330: 835
- 35 Ruderman M. Neutron starquakes and pulsar periods. *Nature*, 1969, 223: 597–598
- 36 Rencoret J A, Aguilera-Gómez C, Reisenegger A. Revisiting neutron starquakes caused by spin-down. *Astron Astrophys*, 2021, 654: A47
- 37 Gügercinoğlu E, Akbal O, Alpar M A, et al. Braking index of the frequently glitching PSR J0537-6910. arXiv: 2506.22936
- 38 Akbal O, Alpar M A. Minimum glitch of the Crab pulsar and the crustquake as a trigger mechanism. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 473: 621–624
- 39 Ruderman M, Zhu T, Chen K. Neutron star magnetic field evolution, crust movement, and glitches. *Astrophys J*, 1998, 492: 267–280

Glitch in the millisecond pulsar PSR J0613-0200 and its implications for PTA-based gravitational wave detection

ZHOU ShiQi^{1*}, GÜGERCINOĞLU Erbil², LI Lin³, GE MingYu⁴, JIANG QingQuan¹,
LUO YangPing¹, YE WenTao⁴, PENG HanLong⁵, YE ChangQing⁶,
TANG DeLin⁷ & WANG XianAo⁸

¹ School of Physics and Astronomy, China West Normal University, Nanchong 637002, China

² School of Arts and Sciences, Qingdao Binhai University, Qingdao 266525, China

³ School of Physics and Technology, Xinjiang University, Urumqi 830046, China

⁴ Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

⁵ School of Physics Science and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China

⁶ School of Physics and Electronic Engineering, Sichuan University of Science & Engineering, Zigong 643000, China

⁷ School of Science and Engineering, Sichuan Minzu College, Kangding 626001, China

⁸ School of Physics and Astronomy, Yunnan University, Kunming 650500, China

*Corresponding author (email: Pulsar.Sq.Zhou@gmail.com)

Nearly 30 years of high-precision timing data on PSR J0613-0200 from the Effelsberg (Germany), Lovell (UK), MeerKAT (South Africa), Nançay (France), uGMRT (India), WSRT (Netherlands), and Parkes (Australia) radio telescopes were analyzed using phase-coherent timing, Gaussian process regression, and a hidden Markov model to characterize its rotational behavior. The global timing solution was updated via Bayesian inference with Vela.jl. Notably, the smallest known glitch was confirmed in our analysis, and its parameters were measured with improved precision: the glitch epoch was determined as $t_g=50914(2)$, fractional changes in spin frequency and its derivative are $\Delta\nu_g/\nu=2.888(4)\times 10^{-12}$ and $\Delta\dot{\nu}_g/\dot{\nu}=-1.504(2)\times 10^{-3}$, respectively. This analysis reveals a rare decrease in the spin-down rate ($|\dot{\nu}|$) following the glitch, accompanied by reduced timing noise. Within the framework of standard glitch models, these results suggest that the internal structure of PSR J0613-0200 resembles that of canonical isolated pulsars, with its microphysical state approaching the threshold for glitch triggering. However, because the main driving factors, namely internal temperature and spin-down rate, are inefficient, the glitch rate in millisecond pulsars remains significantly lower than in ordinary young pulsars. The glitch waiting time of PSR J0613-0200 is estimated to be on the order of $10^2\text{--}10^4$ yr. Taken together, these observational and theoretical results suggest that glitches in millisecond pulsars have no impact on gravitational wave detection within the timescales relevant to current PTA experiments.

millisecond pulsars, pulsar timing, glitches, gravitational wave detection

PACS: 97.60.Gb, 95.75.Wx, 97.60.Jd, 04.80.Nn

doi: [10.1360/SSPMA-2025-0359](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0359)