



脉冲星计时阵宽带噪声

王振^{1,2,4}, 温志刚^{1,2,4*}, 李琳³, 李喜艳³, 李威^{1,2,4}, 张璇^{1,2,4}

1. 中国科学院新疆天文台, 乌鲁木齐 830011

2. 中国科学院大学, 北京 100049

3. 新疆大学物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046

4. 新疆射电天文物理重点实验室, 乌鲁木齐 830011

*联系人, E-mail: wenzhigang@xao.ac.cn

收稿日期: 2025-07-31; 接受日期: 2025-11-14; 网络出版日期: 2025-12-09

国家重点研发计划(编号: 2022YFC2205203)、新疆维吾尔自治区重大科技专项(编号: 2022A03013-4)和新疆维吾尔自治区天山英才创新团队(编号: 2023TSYCTD0013)资助项目

摘要 脉冲星脉冲轮廓的频率依赖性, 以及湍动星际介质(ISM)导致的脉冲星色散量(DM)时变效应, 显著限制了脉冲星计时阵(PTA)探测纳赫兹引力波的灵敏度. 国际PTA的发展趋势是研制超宽带观测接收机和超宽带数据终端, 并在脉冲星计时分析中采用二维标准轮廓. 本文综述了国际PTA宽带计时观测现状和毫秒脉冲星(MSPs)宽带计时噪声的基本特性. 宽带计时方法在毫秒脉冲星噪声抑制中的关键突破: 基于二维轮廓模板的方法, 创新地实现到达时间(TOA)与DM的同步估计, 有效纠正传统窄带观测的频率相关偏差. 二维模板宽带计时方法应用于PTA实测数据时, 可使TOA数据量减少至约原来的1/30, 从而显著降低计算复杂度; 对于受高DM等环境效应影响较强的脉冲星, 计时精度可提升约10%–15%. PTA宽带观测也验证了此方法在DM测量精度(达 10^{-5} pc cm⁻³量级)和红噪声抑制方面的优势. 宽带计时方法通过精准建模轮廓频率依赖性与ISM噪声特征, 为下一代平方公里阵(SKA)PTA的低频高精度计时奠定了方法论基础, 对探测纳赫兹引力波信号具有重要意义.

关键词 纳赫兹引力波, 毫秒脉冲星, 宽带计时, 计时噪声, 色散量变化

PACS: 04.30.Tv, 97.60.Gb, 95.75.Wx, 05.40.Ca, 98.38.Am

1 引言

大量河外星系的超大质量双黑洞并合辐射的引力波, 其非相干叠加形成随机引力波背景(Stochastic Gravitational Wave Background, SGWB), 特征频率为 10^{-9} – 10^{-6} Hz. 使用高灵敏度的射电望远镜对一组自转非常稳定的毫秒脉冲星(MilliSecond

Pulsars, MSPs)进行计时观测, 即构成脉冲星计时阵(Pulsar Timing Array, PTA), 可作为纳赫兹引力波的探测器. 目前, PTA已成功探测到这类期待已久的纳赫兹引力波信号. 2023年6月, 欧洲脉冲星计时阵(European Pulsar Timing Array, EPTA)、北美纳赫兹引力波天文台(North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves, NANOGrav)、帕克斯脉冲星

引用格式: 王振, 温志刚, 李琳, 等. 脉冲星计时阵宽带噪声. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 219504

Wang Z, Wen Z, Li L, et al. Wide-band timing noise in pulsar timing arrays (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 219504, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0339

计时阵(Parkes Pulsar Timing Array, PPTA)和中国脉冲星计时阵(Chinese Pulsar Timing Array, CPTA)报道了对SGWB存在性的观测证据^[1-4].

大多数脉冲星流量密度(Flux Density, 记为 S)与观测频率 f 呈幂律关系, $S \propto f^\alpha$, 谱指数 α 实测值常介于-1.8—1.5之间. 脉冲星在低于1 GHz的频段通常更明亮(平均谱指数约-1.6)^[5], 因此在带宽、系统温度与散射影响相近的前提下, 低频观测往往获得更高的信噪比(Signal-to-Noise Ratio, S/N), 从而有望降低到达时间(Time of Arrival, TOA)的不确定度, 相对提高计时精度^[6]. 然而, 银河系星际介质(Inter Stellar Medium, ISM)中的电子密度涨落会显著影响低频段的脉冲形状和TOA^[7]. 在柯尔莫哥洛夫(Kolmogorov)湍流模型框架下, ISM导致的色散延迟, 与观测频率 ν 的平方成反比关系, 而多路径散射造成的脉冲展宽遵循 $\nu^{-4.4}$ 的幂律关系(即散射时标 $\propto \nu^{-4.4}$)^[8]. 此外, 色散量(Dispersion Measure, DM)定义为视线方向自由电子柱密度沿视线的积分, 表示为

$$DM = \int_0^d n_e dl, \quad (1)$$

其中, n_e 表示脉冲星视线方向上的平均电子密度, d 表示脉冲星到观测者的距离. ISM的多路径散射会使脉冲轮廓产生展宽与拖尾, 该过程引入频率相关的群时延, 使轮廓峰位后移, 从而导致计时误差, 该误差的量级通常与散射时间相当, 并与有效脉冲宽度近似成正比^[9,10]. 此外, ISM的动态扰动不仅引起散射延迟, 还会导致DM随时间变化, 甚至出现突变^[11]. 这将使脉冲星计时残差中形成非白噪声, 因此DM的精确测量与校准仍是高精度脉冲星计时的主要瓶颈^[12]. DM随时间变化会在纳赫兹引力波分析中引入相关噪声^[13]. SGWB在PTA中表现为低频红噪声, 而ISM噪声(DM变化、散射延迟等)同样是缓变红噪声. 二者在频域上重叠, 容易发生统计混叠. 宽带计时方法通过建模将频率相关噪声分离出来, 降低了ISM噪声对SGWB信号的掩盖, 使得对引力波背景的检出更稳健. 由于低频段DM噪声幅度更大且具有强烈的频率依赖性, 即便低频观测可获得更高的S/N, PTA也更倾向选择较高中心频率, 以抑制DM起伏引入的频率相关时延与红噪声, 从而提升纳赫兹引力波探测灵敏度.

目前PTA面临的主要问题包括: 高精度脉冲星的数量仍然有限, 需要进一步增加计时误差小于100 ns的脉冲星数目; 此外, ISM的噪声仍对计时精度产生显著影响. 当前可通过多种途径改进PTA的观测策略及数据分析方法. 例如, 增加阵列中脉冲星数量、扩大望远镜有效口径等. 最近几年多台新观测设备已经投入PTA研究, 包括中国500 m口径球面射电望远镜(FAST)¹⁾^[4]、加拿大氢强度测绘实验(CHIME)脉冲星项目^[14]. 这些设备将显著提升有效观测时间及观测频次. 另一种改进方向是采用宽带接收机. 望远镜观测灵敏度(最低可观测流量)的理论公式为

$$S_{\min} = \frac{2kT_{\text{sys}}}{A\sqrt{\tau\Delta f}}, \quad (2)$$

其中, k 为玻尔兹曼(Boltzmann)常数, T_{sys} 为系统噪声温度, A 为天线接收面积, τ 为观测时间, Δf 是接收机带宽. 增加带宽能提升观测灵敏度, 还将显著增强研究ISM性质和物理过程的能力, 如闪烁效应与DM变化. PTA早期实验中, 常用相距较远的2个或3个频段进行准同时窄带观测, 采用下式测量DM 真实值为

$$DM = \frac{t_2 - t_1}{4.148803 \times (\nu_2^{-2} - \nu_1^{-2})}, \quad (3)$$

其中, ν 和 t 分别表示观测频率和TOA. 测得的DM值用于校正各频段的TOA^[15].

多频段方法的关键步骤是确保不同频率下脉冲基准点(Fiducial Point)的对齐. 然而, 该对齐过程可能引入系统偏差, 不仅会影响DM测量, 还会影响脉冲星计时的其他误差^[16]. 传统上通过模板匹配来测量TOA, 使用的模板是基于频率平均后的脉冲轮廓. 然而, 这种标准轮廓模板在不同频率下可能与实际的脉冲形态存在差异. 更为复杂的是, 观测中还发现了诸如极端散射事件^[17]、DM随时间发生变化、频率依赖的DM^[18](如图1所示), 以及脉冲轮廓随时间的演变^[19](例如J1713+0747), 这些因素均增加了在PTA 数据中搜寻引力波信号的难度.

为探测纳赫兹引力波, PTA需增加观测频次, 并延长数据集时间跨度. 尽管高频观测可以在一定程度上规避ISM噪声, 但为提升引力波探测灵敏度, PTA需进行宽带甚至超宽带观测. 随着MSP数量增加和观测带宽扩展, 长期观测积累大量数据, PTA数据分析量持续

1) <https://www.bao.ac.cn/fast/>.

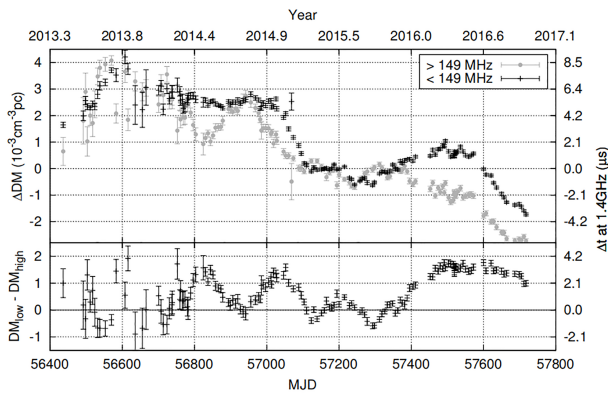


图 1 上图: 脉冲星J2219+4754观测频带上半部分(灰色)与下半部分(黑色)的DM时间序列. 下图: 频带上半部分与下半部分测量所得DM的差值 [18]

Figure 1 Top panel: PSR J2219+4754's DM time series for the upper (gray) and lower (black) parts of the observing band. Bottom panel: Difference between the DMs measured in the upper and lower parts of the band [18].

快速增长, 导致计算负荷显著增加, 需要处理的脉冲TOA数量可能超出服务器运算能力. 在NANOGrav 12.5年数据集中(2021年发布), 单个脉冲星的TOA数量已达到NANOGrav 5年数据集(NG5)的约2.5倍. TOA的数量总量和计时模型参数(包括噪声参数化)的复杂度, 共同决定PTA数据引力波分析的计算负荷 [20]. 因此, 为加速PTA科学成果的产出, 亟须开发高效的大规模TOA数据处理方法 [21].

随着脉冲星计时精度的持续提升, 研究发现MSP的DM普遍随时间发生变化, 其脉冲轮廓还随观测频率呈现本征演化特征, 且在观测频段的高、低两端可能表现出显著的形态差异. 此外, 一方面, 随着观测时间跨度和频率覆盖范围的不断扩展, 数据处理的计算复杂度显著增加, 使PTA长时间跨度数据集的分析面临新的挑战. 另一方面, 观测带宽的增大进一步加剧了星际介质不均匀性引发的次级效应(如色散延迟波动和信号失真). 这些现象共同推动了新型宽带计时方法的发展.

2 PTA宽带计时现状

近年来, PTA观测已全面进入宽带化阶段. 多台主要射电望远镜配备了超宽带接收机, 使得单次观测即可覆盖原有数倍的频率范围, 从而在同一数据

集中同时建模DM、脉冲轮廓频率演化以及TOA偏移量. 以PPTA为例, Parkes/Murriyang自2020年起采用覆盖704 MHz–4.032 GHz的超宽带系统, 显著提升了TOA精度; EPTA的观测频率范围则已扩展至323 MHz–4.8 GHz, 并计划结合LOFAR实现低至100 MHz的覆盖; NANOGrav的数据集拥有当前最宽的持续频率覆盖(237 MHz–3 GHz), 并正逐步整合VLA和CHIME; InPTA利用升级后的巨型米波射电望远镜(uGMRT)在300 MHz–1.46 GHz开展观测, 着重缓解星际介质色散与散射扰动; FAST主导的CPTA则集中在1–1.5 GHz频段, 在短短3.5年时间内已监测超过50颗毫秒脉冲星. 宽带观测不仅能够在单次观测中同时拟合DM与TOA, 还能有效分离本征红噪声与介质效应, 显著降低系统误差. 随着宽带接收机在Parkes, Effelsberg, GBT等望远镜的普及, PTA的整体灵敏度得到显著提升. 类似地, 升级后的uGMRT在300–500 MHz低频段对5颗脉冲星进行了宽带分析研究 [22]. 除验证宽带与窄带结果一致性外, 该研究还表明, 在低频段采用宽带拟合, 可显著增强对DM测量的灵敏度, 所获得的DM精度与高频PTA观测相当, 宽带计时方法仍具有重要价值. 宽带计时技术使用宽带接收机同时采集多个频率通道的数据, 并通过脉冲轮廓的频率演化模型同时拟合TOA和DM, 从而减少系统误差, 其优势是能更好地处理脉冲轮廓频率演化、散射效应和ISM噪声; 而窄带计时技术则是将宽带数据分割成多个窄子带, 在每个子带内独立计算TOA, 需通过迭代方式估计DM后再修正TOA, 流程复杂且易引入误差. 宽带计时技术在DM测量方面展现出显著优势. 此技术能够获得极高精度的DM测量结果. 在TOA测量方面同样表现优异, TOA测量精度达到亚微秒级, 拟合后残差的均方根(RMS)也在亚微秒范围内. 它还显著降低了后续贝叶斯分析的维度, 这对于引力波检测中使用的分析尤其重要. 两种计时技术得到的计时解具有良好的一致性, 但宽带计时提供的不确定度通常更小.

在早期处理宽带效应时, 研究者们主要依赖于传统的方法. 例如, 在使用NANOGrav 5年数据集(NG5)进行研究时, Demorest等人 [23] 引入了频率通道间相位差(即JUMP参数)来校准窄带接收机数据中观测到的频率依赖性轮廓畸变. 随后, 在分析NANOGrav 9年(NG9)和NANOGrav 11年(NG11)数据集时, 方法得到了更新. 采用多项式拟合平均脉

冲TOA对频率的依赖性,从而形成了FD (Frequency-Dependent)参数模型^[24]. 此模型表达式是 $\Delta t_{\text{FD}} = \sum_{i=1}^n c_i (\log f)^i$, 如图2所示蓝色曲线^[25], 其中 Δt_{FD} 是额外时间延迟, 单位是s; f 是观测频率, 单位是GHz; c_i 是FD模型参数. 该模型的改进主要得益于新设备(如PUPPI/GUPPI)所带来的千兆赫兹级别的大带宽接收能力. 然而需要指出的是, 上述提及的JUMP参数和FD参数模型均未直接对脉冲轮廓本身随观测频率的演化过程进行建模.

随着宽带接收机和宽带终端设备的广泛应用, 宽带计时方法为高精度计时研究创造了新机遇, 对PTA实现高精度测量具有关键意义. 为充分发挥宽带观测的优势, 亟须对传统方法进行革新. 宽带计时不仅能生成高精度的脉冲TOA, 还可同步探测脉冲星DM的变化. Liu等人^[26]提出宽带测时信道化离散傅里叶变换方法(Channelized DFT Method), 该方法能够利用含频率信息的计时数据完成TOA测量, 首次将脉冲轮廓的频率演化、星际介质(ISM)时变效应及TOA数据量优化纳入统一框架. 其核心原理在于: 结合频率依赖的轮廓模型与增强型TOA测量算法, 在轮廓数据任意分辨率下同步计算TOA与DM两个独立物理量.

为缓解脉冲轮廓随观测频率发生变化所带来的问题, 常见做法是将观测频段划分为若干子带, 在每个子带内独立使用标准模板测量所谓的“子带TOA”, 或在

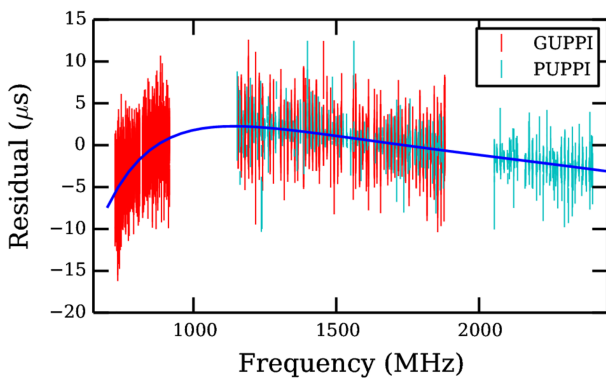


图2 在未采用FD模型进行拟合的情况下(如蓝色曲线所示), PSR J1713+0747的拟合残差随频率呈现出明显变化, 揭示了TOA中由DM引起的频率依赖性^[25]

Figure 2 Without applying the FD model for fitting (as shown by the blue curve), the fitting residuals of PSR J1713+0747 vary significantly with frequency, indicating a DM-induced frequency dependence in the pulse TOAs^[25].

计时模型中引入额外的频率依赖参数. Pennucci等人^[27]提出的宽带计时方法, 通过生成具有频率分辨率的二维轮廓模板(即轮廓随观测频率演化的模型), 并基于参考频率对全频段同时测量TOA和DM, 为这一问题提供了周密且直接的解决方案. 该方法已通过NG9数据集进行了验证^[28], 并在后续基于NANOGrav 12.5年(NG12.5)数据的研究中得到广泛应用, 对47颗脉冲星开展了宽带计时分析. Alam等人^[29]利用宽带计时方法对这些观测数据进行了处理, 建立了包含多个频率子带的二维轮廓模板, 对宽带观测数据同时测量TOA和DM. 宽带DM测量值被用来约束计时模型中的DM项. 结果显示, NANOGrav首个宽带数据集在计时精度上与窄带数据集保持一致, 多数脉冲星的原始TOA测量精度提升了2–3倍或更高(具体提升幅度因源而异). 除327和430 MHz频段外, 所有接收频段的DM测量精度提升至少一个数量级(即10倍以上), 这些改进主要归因于PUPPI/GUPPI系统带宽显著扩展以及数据分析方法的更新. 研究还表明, 在保持计时模型和噪声参数相近精度(至少达到 2σ 置信度)的前提下, 相较于NG12.5的窄带分析, 宽带计时方法使TOA数据量减少至约原来的1/30, 这为PTA数据分析的复杂计算加速奠定了基础. NG12.5研究同时指出, 对于受高DM或强闪烁等环境效应影响的脉冲星(如PSR J1713+0747), 宽带计时方法使计时精度提升了约10%–15%. 二维轮廓模板方法的其他应用有: 对大质量脉冲双星PSR J0740+6620精细参数研究^[30], 以及分析4颗新脉冲星加入PTA的潜在能力^[31].

3 轮廓随观测频率变化

脉冲轮廓最基本的特性之一是其脉冲宽度, 如图3所示^[32]. 此外, 为了实现对脉冲到达时间的精确测量, 轮廓的锐度(有效脉冲宽度)定义为

$$W_s = \frac{\Delta\phi}{\sum_i (I_{i+1} - I_i)^2}, \quad (4)$$

其中, $\Delta\phi$ 表示脉冲轮廓的经度分辨率(以度为单位), 并且脉冲轮廓已归一化, 其最大强度为1. W_s 综合考虑了脉冲形状与信噪比, 是脉冲星测时精度的重要指标之一. 对于正常脉冲星, 脉冲宽度随频率变化的特征已被广泛研究. Chen和Wang^[33]对150颗正常脉冲星的研究表明, 样本中有81颗脉冲星在高频段呈现出显著的轮

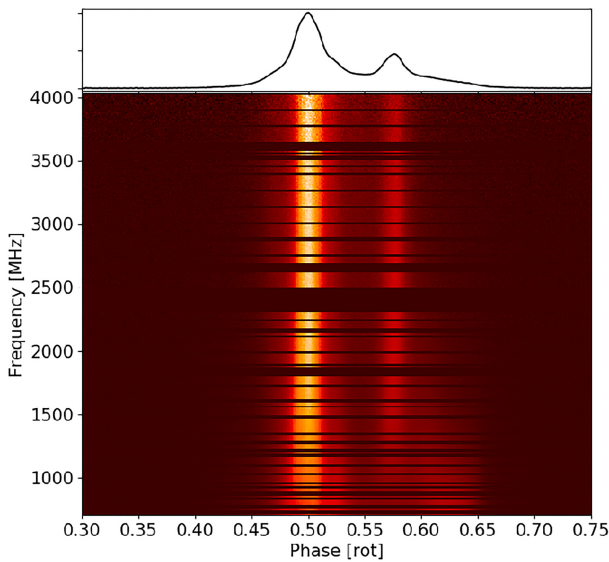


图 3 上图: 脉冲星J0125-2327的平均脉冲轮廓. 下图: 脉冲轮廓随观测频率的变化 [32]

Figure 3 Top panel: The average pulse profile of PSR J0125-2327. Bottom panel: Evolution of the pulse profile with observing frequency [32].

廓窄化现象, 29颗表现出轮廓展宽特征, 其余40颗的脉冲宽度仅存在微弱变化.

Kramer等人 [34]研究了15颗MSPs的脉冲轮廓宽度、成分间隔、幅度, 以及整体形状随观测频率的演化特征. 数据覆盖的频率范围约100 MHz–4.9 GHz. 脉冲轮廓随观测频率的演化趋势呈现多样性. 部分MSP显示微小变化, 例如PSR J0621+1002; 而另一些MSP则表现出显著变化, 包括轮廓成分幅度反转(如PSR J0751+1807), 或轮廓成分减弱(如PSR J1022+1001). 所有脉冲星的脉冲轮廓在3 GHz以上基本稳定, 在400 MHz以下存在显著演化, 例如PSR J2145-0750. Kolmogorov-Smirnov检验($p = 10^{-8}$)证实MSP和正常脉冲星遵循不同的演化行为. 值得注意的例外是, PSR B1855+09的行为类似正常脉冲星(成分间隔随频率减小). 需要指出的是, 低频(< 400 MHz)下的演化可能受到散射效应影响(如J1643-1224).

对于包含多个成分的脉冲轮廓, 特别是跨越较宽频率带宽的情况下, 研究脉冲宽度 W_{10} (峰值10%宽度)、 W_{50} (半高宽)随观测频率的演化较为困难. 不同成分可能具有不同的谱指数, 或在不同频率下出现或消失. 为了解决这些局限性, Dai等人 [35]提出了“整体脉冲宽度”的概念, 其定义为脉冲强度显著超过基线噪

声($> 3\sigma$)的区域. 对于高信噪比的脉冲星, 与各成分宽度的变化相比, 整体脉冲宽度在不同观测频段间通常更稳定. 由于更高的信噪比可揭示更多微弱辐射, 整体脉冲宽度通常大于先前研究的结果 [36]. 在大多数MSP (24颗中的18颗)中, 整体脉冲宽度覆盖了超过50%的脉冲周期. 尽管脉冲成分发生变化, 但整体宽度的相对稳定性表明辐射束本身的绝对宽度在不同频率下是稳定的. 宽广且与频率无关的脉冲轮廓可以通过外磁层中的焦散效应加以解释. 对于那些在多个频段具有明确轮廓成分的脉冲星, 成分宽度通常随频率增加而减小, 也存在一些例外, 如PSRs J1939+2134和J2241-5236, 这可能与成分内部的子结构有关. 在误差范围内, 大多数脉冲星成分间距未表现出显著的频率演化现象, 这与焦散起源模型一致. PSR J0711-6830是个例外. 成分宽度随频率增加而变窄的趋势与传统半径-频率映射模型(假设随着辐射频率增加, 辐射高度降低)存在冲突, 这表明在观测频带内(至少730–3100 MHz之间), 射电辐射发生在非常狭窄的高度范围内. Wang等人 [37]提出的扇形波束模型则将脉冲宽度的频率演化归因于辐射区域内部频谱的变化.

Wang等人 [38]研究了PSR B1937+21在704–4032 MHz频段内脉冲轮廓形态随频率的显著变化. 如图4所示, 超宽带观测可用于研究脉冲星各成分的间隔、宽度及相对振幅的频谱演变. 这些测量数据为研究脉冲星磁层中射电辐射的几何结构与空间分布提供了重要依据. 通常测量峰值强度10% (W_{10})和50% (W_{50})处的平均脉冲宽度. 主脉冲(MP)的 W_{50} 随频率升高显著变窄, 其原因是高频前导区新分量出现; W_{10} 微增. 中间脉冲(IP)的 W_{10} 和 W_{50} 均随频率升高而减小, 这是由于后随成分在高频时逐渐减弱所致. MP与IP的间隔(W_{sep})随频率升高略有减小, 它们的峰值强度比(MP/IP)随频率增加而增加, 并满足幂律关系, 指数为 0.52 ± 0.02 , 与Zhao等人 [39]的结果一致. IP频谱比MP频谱更陡峭, 而MP截止频率更高, 说明MP区域磁场更强, 与Xu等人 [40]的统计规律一致. W_s 随频率呈幂律变化, 其变化趋势较 W_{10} 和 W_{50} 更为清晰. 与MP相比, IP的 W_s 频谱更陡. W_s 的减小表明高频辐射来自更低的磁层高度, 使脉冲轮廓更加尖锐, 从而提升测时精度. IP的 W_s 频谱暗示其辐射区位或辐射机制可能与MP存在差异. 毫秒脉冲星脉冲宽度分析揭示, 尽管单个成分随频率发生显著变化(通常变窄), 但在高信噪比观测下, 整体辐射束

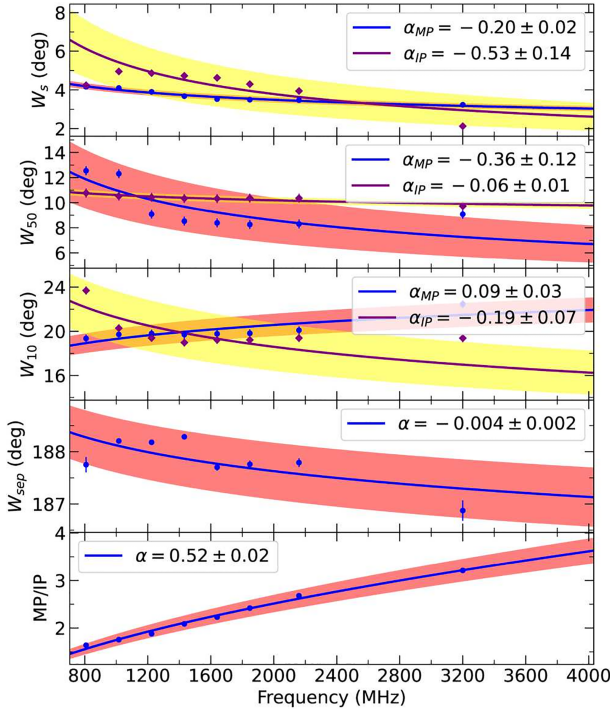


图 4 脉冲宽度(W_s , W_{10} , W_{50})、主脉冲(MP)与中间脉冲(IP)之间的间隔(W_{sep}), 以及主脉冲与中间脉冲之间峰值强度比的频率演化. 实线表示对数据的幂律拟合结果, 阴影区域表示最佳拟合模型的 1σ 不确定性范围 [38]

Figure 4 The frequency evolution of the pulse widths (W_s , W_{10} , W_{50}), the separation between the MP and IP (W_{sep}), and the peak intensity ratio between the MP and IP. The solid lines represent the power-law fits to the data, and the shaded envelopes indicate the 1σ uncertainty of the best-fitting model [38].

宽度(以 3σ 标准测量)和成分间距保持相对稳定. 这些结果与外磁层中由几何效应和相对论传播效应共同引起的焦散现象相一致. 上述发现对部分传统辐射模型提出了新的挑战.

4 计时噪声

计时分析流程首先是通过模板匹配方法测量脉冲在观测站的TOA. 由于地球存在自转和公转运动, 对脉冲星而言并非静止参考系, 需要将观测站的TOA转换到太阳系质心(SSB)参考系下, 并将其与计时模型进行比对. 计时模型能预测脉冲星射电辐射的周期性特征, 拟合计时模型的自转周期及其导数、位置、自行等参数(若为双星系统还需拟合双星轨道参数), 得到它们的实测值. 脉冲TOA的观测值与模型预测值之间

的差异即为计时残差, 可能表现为白噪声(White Noise, WN)或低频的红噪声(Red Noise, RN). WN主要源于辐射计噪声和脉冲相位抖动 [41], TOA的计时残差通常仅覆盖辐射计噪声, 未充分计入脉冲相位抖动, 导致总体白噪声被低估; 为获得与残差幅度相称的不确定度, 需引入修正因子进行校正. RN则可能源自脉冲星自转的内禀非稳定性 [42]、DM变化或引力波信号. 换言之, PTA的灵敏度取决于TOA测量精度(与所用模板密切相关)以及计时残差, 后者要求对噪声来源进行精确表征. 从噪声强弱角度来分类, MSPs分为两类. 一类脉冲星的RN很强, 具体的脉冲星个体的RN不尽相同; 另一类脉冲星的RN较弱, 其计时残差的RN功率谱密度在谱指数 γ_{red} 与振幅 A_{red} 的取值范围上相近, 呈现相似的幂律形态, 如式(5)所示. PSR J1939+2134的RN特征较为特殊, 其自转频率二阶导数的绝对值显著, 其RN功率谱性质介于上述两类之间. 虽然式(5)的幂律PSD (Power Spectral Density)是NANOGrav, EPTA等PTA常用的模型, 但也有非幂律或更灵活的红噪声模型, 用于鲁棒性对比与模型不确定性评估, 包括分段幂律模型、自由谱模型、DMX (Dispersion Measure Variation Extension)模型、高阶色散与散射模型和非平稳红噪声模型.

与观测频率无关的计时低频噪声, 是脉冲星自转的“本征”非稳定性. NANOGrav和EPTA仅使用简单的幂律模型来对RN建模,

$$P(f) = A_{red}^2 \left(\frac{f}{1 \text{ yr}^{-1}} \right)^{\gamma_{red}}, \quad (5)$$

其中, P 是噪声功率谱密度, A_{red} 是在参考频率 1 yr^{-1} 处的噪声振幅, f 是傅里叶频率, γ_{red} 是谱指数. 在NANOGrav 15年数据集(NG15)中, 发现有23颗脉冲星存在显著的RN, 它们的 A_{red} 介于 0.002 – $1.167 \mu\text{s yr}^{-1}$, γ_{red} 介于 -6.9 – -0.1 之间 [43]. 其中, 有10颗脉冲星的测量结果在NG15中新表现出显著RN (即NG12中不显著); 而在NG12中具有显著RN的14颗脉冲星中, 有13颗在NG15的宽带数据分析中仍然倾向于将RN模型纳入其计时模型中. 唯一例外的是脉冲星PSR J2317+1439. 在NG12中, 该脉冲星RN的 A_{red} 值($0.001 \mu\text{s yr}^{-1}$)比振幅较低的脉冲星(PSR J0030+0451, A_{red} 为 $0.001 \mu\text{s yr}^{-1}$)明显低很多, 而其谱指数则陡峭得与PSR J0030+0451相当. 在NG15中, J2317+1439的RN参数被从其计时模型中移除. 对于那些在NG12和NG15中均检测到显著RN

的脉冲星, 它们的 γ_{red} 或 A_{red} 值在两个数据集之间的差异均未超过3倍标准差(3σ). 印度脉冲星计时阵(Indian Pulsar Timing Array, InPTA)目前仅有3.5年数据, 对自转RN不敏感.

有色RN依赖于观测频率, 多频观测或超宽带观测能够探测此类噪声. 超宽带观测系统(比如帕克斯UWL-MEDUSA)或者低频观测(GMRT, OFAR)有助于缓解有色RN的影响. 大多数PTA采用幂律公式对该噪声进行建模. NANOGrav使用DMX模型拟合此噪声, 用以描述DM的时间变化. 每组观测通常在数天内完成, 并包含多个观测频率. 通过密集测量DM, 可对计时观测数据进行修正. 在红噪声建模方面, 不同PTA采用了不同方法. NANOGrav和EPTA多以幂律模型为基础, 对RN进行整体刻画, 以保持模型的简洁性和计算效率. 而PPTA在第三次数据发布中则为每颗MSP构建了包含自转噪声、DM变化、散射强度变化、磁层活动事件、太阳风影响及仪器效应在内的综合模型^[44]. 以PSR J0437-4715为例, 其噪声成分涵盖了从自转不稳定性到偏振定标误差等多个方面, 显示出噪声建模的复杂性. 这些结果表明, 红噪声不仅来源多样, 其频谱形态可能因观测条件和星际介质效应而显著不同. 因此, 未来的PTA数据分析应引入多模型对比与更灵活的噪声表征方法, 以避免将复杂的ISM效应误判为引力波信号.

Nobleson等人^[22]将宽带计时方法应用于脉冲星低频射电观测, 实现了脉冲星TOA与DM的同步测量. 该研究基于InPTA项目, 使用升级版uGMRT对5颗脉冲星进行观测, 频段覆盖300–500 MHz. 研究结果显示, DM测量精度达到 10^{-6} pc cm⁻³量级, TOA测量精度优于亚微秒(sub- μ s), 拟合后TOA残差均方根(RMS)同样处于亚微秒范围. 研究表明, 该宽带计时方法在低频观测数据的应用中, DM与TOA的测量不确定性与传统脉冲星计时方法结果一致, 且与其他PTA项目的高频观测结果具有可比性. 这项工作(利用低频宽带观测)为实现与高频观测同等精度的脉冲星计时、开展引力波探测开辟了新路径. InPTA基于3.5年的uGMRT观测发布了首个公开数据集DR1, 并对其中14颗毫秒脉冲星逐一进行了噪声分析^[45]. 其中, 有8颗毫秒脉冲星显示出明显的有色噪声, 有4颗毫秒脉冲星红噪声观测频率的依赖比单纯由色散引起的 ν^{-2} 更陡峭, 表明了它们

对(与频率相关)传播效应的高灵敏度. 约一半毫秒脉冲星的红噪声水平与其他PTA的结果一致. 此外, InPTA数据并入EPTA后, 进一步提高了有色噪声的探测灵敏度. 而EPTA长时间基线的档案数据则增强了红噪声的灵敏度. EPTA和InPTA联合数据中, 约1/3的毫秒脉冲星需要比单一幂律谱更复杂的噪声模型来描述其计时残差.

为了更准确地识别并量化影响脉冲星计时精度的红噪声成分, 尤其是由ISM电子密度起伏导致的DM时变, 引入结构函数(Structure Function, SF)对DM随时间的变化进行统计分析. SF不仅可以衡量不同时间滞后下的相关性强度, 还可通过其斜率与幅度表征ISM的湍流谱. 该方法已在射电散射、星际闪烁及计时噪声领域得到广泛应用; 在此基础上, PTA的相关研究进一步将其系统化, 用于DM结构函数与Kolmogorov标度的一致性检验^[15, 18, 46, 47]. 利用Parkes射电望远镜超宽带低频(UWL)接收机对B1937+21进行高精度观测的数据, 采用两种方法对DM时间序列进行测量: 一种是基于相干功率最大化的DM_{phase}算法²⁾, 另一种是传统的模板对齐法(Template-Alignment). 为了确定最优的地面测量DM, 采用了一种稳健方法, 即通过最大化观测带宽内的相干功率来实现.

利用DM_{phase}算法^[48], 对每个历元的平均脉冲轮廓测量DM, 并使MP和IP的子结构对齐. 该算法通过对频率通道上的强度数据进行一维傅里叶变换, 计算一系列DM值下的相干谱; 然后除以幅度以仅保留相位信息, 并在辐射带宽上求和. 相干子结构在某一涨落频率上对齐时, 会表现出相似的相位, 从而得到更相干、幅度更高的叠加信号. 为了进一步增强子结构的锐度, 功率谱通过在涨落频率上加权(权重为频率平方)求和获得. 最终, 通过高阶多项式拟合功率谱峰值的位置, 确定优化后的DM. 图5上图面板中的红点显示了在3年观测中获得的B1937+21的DM值. 这些数据还使用传统方法进行分析, 即采用频率相关的平均轮廓形状^[32]. 在该方法中, 利用频率分辨模板和现有的脉冲星计时技术, 通过多个子频带的脉冲到达时间来测量DM. 图5下图中的绿色点显示了传统方法得到的DM值. 对于B1937+21, 两种方法得到的DM差异微小, 而模板对齐方法的不确定度更大. 基于这两种测量方法分别构建了DM变化的二阶结构函数:

2) https://github.com/danielemichilli/DM_phase/.

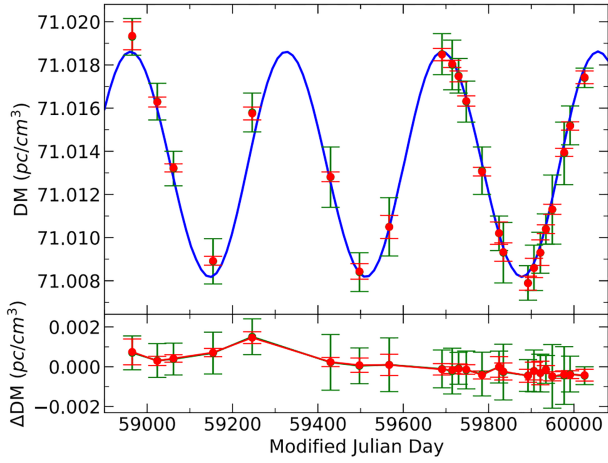


图 5 上图: 通过Parkes UWL观测得到的B1937+21的DM随时间的演化. DM的年度变化与地球绕太阳公转所引起的预期多普勒效应一致. 模型值和测量值分别由蓝色曲线和红色圆点表示. 下图: DM随时间的变化情况. 其中红色和绿色圆点分别代表利用DM_phase方法和模板对齐方法得到的DM测量结果^[38]

Figure 5 Top panel: Temporal evolution of the topocentric DM toward pulsar B1937+21, measured from the Parkes UWL observations. The annual variation of the DM is consistent with the expected Doppler effect caused by the movement of the Earth in its orbit around the Sun. The model and measured values are indicated by the blue curve and red dots, respectively. Bottom panel: DM variation with time. The red and green dots represent the DM measurements obtained using the DM_phase method and template-alignment technique, respectively^[38].

$$D(\Delta t) = \langle [P(t + \Delta t) - P(t)]^2 \rangle, \quad (6)$$

并用幂律形式拟合:

$$D(\Delta t) = A\Delta t^\alpha + 2\sigma^2, \quad (7)$$

其中, A 为振幅系数, α 为谱指数, σ^2 表示测量误差项引入的白噪声底噪. 结果表明, 两种方法获得的DM结构函数在谱指数 α 和振幅 A 上大致一致, 均接近Kolmogorov湍流模型预期的 $\alpha \approx 5/3$, 但DM_phase算法的白噪声底噪明显更低, 约为传统方法的2/3, 显示其具有更高的测量精度和对噪声成分的分辨能力. 结构函数的谱指数也验证了DM变化主要源于观测路径穿越的ISM空间结构, 而非其本身的时间演化. 因此, 结构函数方法不仅为分析PTA计时数据中的DM红噪声成分提供了定量工具, 也为刻画ISM湍流特性和提升计时建模精度提供了新手段, 具有重要的理论与实践价值.

为了进一步比较不同国际PTA在共同红噪声(CRN)探测上的进展, 表1^[49–53]汇总了NANOGrav, PPTA, EPTA和IPTA的CRN振幅结果. 这些数值均在假设谱指数 $\alpha = -2/3$ 的前提下给出, 与超大质量黑洞并合产生的随机引力波背景(GWB)的理论预期一致. 结果表明, 各PTA在独立分析下得到的振幅结果大体集中在相近的范围内, 体现了不同数据集和处理方法下对识别红噪声结果的一致性. 这说明PTA已经从早期仅能给出红噪声上限的阶段, 发展到能够稳定探测并识别跨PTA的共同红噪声阶段.

5 色散量变化

当前毫秒脉冲星高精度计时的主要挑战之一是: 星际介质随时间变化导致DM发生改变, 色散延迟随频率呈 ν^{-2} 依赖, 从而产生与观测频率有关的红噪声. 此外, 还有其他效应同样会影响计时精度. 例如, PSR J1713+0747在2008和2016年出现的“DM下降”计时事件, 可能是由星际介质中的等离子体透镜折射造成的^[11], 而2021年其平均轮廓形状的变化, 更可能源于磁层活动^[19].

与传统窄带方法相比, Curyło等人^[32]基于Parkes UWL 3年观测数据, 对35颗MSP开展了宽带计时研究, 首次在统一的超宽带接收机数据上系统验证了二维宽带计时方法的有效性. 该方法在建模脉冲轮廓随频率的演化特性的同时, 实现了TOA与DM的同步测量, 不仅克服了传统窄带流程在模板对齐与DM拟合上的系统偏差, 也为建立可推广的轮廓演化模型提供了新路径. 进一步地, Alam等人^[29]对NANOGrav 12.5年数据集中的47颗MSP进行宽带重处理, 展示了该方法在更大样本中的普适性: 对于高DM或闪烁显著的脉冲

表 1 不同PTA的共同红噪声振幅汇总(假设谱指数 $\alpha = -2/3$)^{[49]a)}

Table 1 Summary of CRN amplitudes from different PTAs (assuming $\alpha = -2/3$)^{[49]a)}

PTA	$A_{\text{CRN}} (\times 10^{-15})$	参考文献
NANOGrav	$1.92^{+0.75}_{-0.55}$	Arzoumanian等人(2020) ^[50]
PPTA ^{b)}	$2.2^{+0.4}_{-0.3}$	Goncharov等人(2021) ^[51]
EPTA	$2.95^{+0.9}_{-0.7}$	Chen等人(2021) ^[52]
IPTA	$2.8^{+1.2}_{-0.8}$	Antoniadis等人(2022) ^[53]

a) 所有结果均在假设 $\alpha = -2/3$ 前提下得到, 与超大质量黑洞并合产生的GWB理论预期一致. b) PPTA给出的是 1σ 不确定度, 其余结果为95%置信区间

星, 计时精度可提升10%–15%; 而对典型MSP, DM测量精度普遍达到 10^{-1} – 10^{-5} pc cm $^{-3}$, 其中B1937+21的DM精度可达 $\sim 10^{-5}$ pc cm $^{-3}$. 同时, 宽带分析还揭示出传播效应, 在至少4颗MSPs (PSRs J1600-3053, J1643-1224, J1747-4036, J1903+0327)中发现了DM具有频率依赖性, 如图6所示PSR J1747-4036的DM变化和计时残差. 在其他脉冲星中观测到DM测量值发生显著变化, DM随历元减小或者增大. 这些结果表明, 宽带计时不仅提升了单个源的测时质量, 更在整体上降低了PTA模型参数与噪声刻画的不确定性和计算复杂度, 为SKA等下一代PTA在低频段实现与高频观测相当的引力波探测灵敏度奠定了坚实基础.

6 总结

随着脉冲星观测灵敏度的提高, 脉冲星DM随时间频率变化和轮廓随频率变化的现象越来越普遍. 传统方法在整个带宽内对脉冲轮廓进行频率平均, 已难以进一步提升计时精度. 进入宽带观测的新阶段后, 传统的一维模板计时方法还面临TOA数据量急剧增加的问题. 二维模板宽带计时方法通过建立脉冲轮廓随观测频率变化的标准模板, 不仅能够获得高精度的TOA, 同时还能同步探测脉冲星DM的变化. 目前, 该方法已成功应用于PTA数据分析中. 噪声模型的选择, 影响PTA脉冲星之间共同信号的搜寻或者谱性质揭示. 对于纳赫兹引力波探测而言, 这突显了进行精确、系统的噪声建模与模拟的重要性. 尽管DM的频率依赖性和时间变化对低频观测构成挑战, 但在300–800 MHz频段内应用二维模板宽带计时方法, 理论上能够

更有效地校正这些效应, 并提供更高精度的TOA, 从而有望使SKA PTA的低频观测在引力波探测中的效用与高频观测相当.

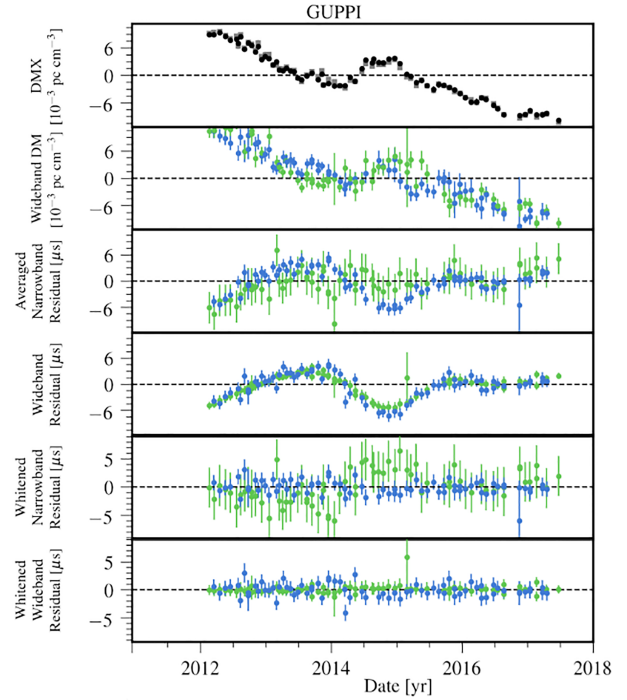


图 6 脉冲星J1747-4036的DM变化和计时残差. 上图: 宽带(黑色圆点)和窄带数据(灰色方块)得到的DMX模型参数. 下图: 对应的脉冲计时残差, 其中不同颜色表示不同的接收机频率, 820 MHz (绿色)和1.4 GHz (蓝色) [29]

Figure 6 DM variations and timing residuals of PSR J1747-4036. Top panel: the DMX model parameters obtained from wideband (black circles) and narrowband (gray squares) data. Bottom panel: the corresponding timing residuals, with colors indicating the receiver frequencies, 820 MHz (green) and 1.4 GHz (blue) [29].

参考文献

- 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
- Antoniadis J, Arumugam P, Arumugam S, et al. The second data release from the European Pulsar Timing Array. III. Search for gravitational wave signals. *Astron Astrophys*, 2023, 678: A50
- 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
- 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
- Jankowski F, van Straten W, Keane E F, et al. Spectral properties of 441 radio pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 473: 4436–4458
- Lommen A N, Demorest P. Pulsar timing techniques. *Class Quantum Grav*, 2013, 30: 224001
- Cordes J M, Shannon R M, Stinebring D R. Frequency-dependent dispersion measures and implications for pulsar timing. *Astrophys J*, 2016, 817: 16

- 8 Cordes J M, Pidwerbetsky A, Lovelace R V E. Refractive and diffractive scattering in the interstellar medium. *Astrophys J*, 1986, 310: 737
- 9 Geyer M, Karastergiou A. The frequency dependence of scattering imprints on pulsar observations. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 462: 2587–2602
- 10 Levin L, McLaughlin M A, Jones G, et al. The NANOGrav nine-year data set: Monitoring interstellar scattering delays. *Astrophys J*, 2016, 818: 166
- 11 Lam M T, Ellis J A, Grillo G, et al. A second chromatic timing event of interstellar origin toward PSR J1713+0747. *Astrophys J*, 2018, 861: 132
- 12 Lentati L, Alexander P, Hobson M P. How to take the interstellar weather with you in pulsar timing analysis. arXiv: 1312.2403
- 13 Shannon R M, Cordes J M. Modelling and mitigating refractive propagation effects in precision pulsar timing observations. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 464: 2075–2089
- 14 Amiri M, Bandura K M, Boyle P J, et al. The CHIME Pulsar Project: System overview. *Astrophys J Suppl Ser*, 2021, 255: 5
- 15 Keith M J, Coles W, Shannon R M, et al. Measurement and correction of variations in interstellar dispersion in high-precision pulsar timing. *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 429: 2161–2174
- 16 Lentati L, Kerr M, Dai S, et al. Wide-band profile domain pulsar timing analysis. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 466: 3706–3727
- 17 Kerr M, Coles W A, Ward C A, et al. Extreme scattering events towards two young pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 474: 4637–4647
- 18 Donner J Y, Verbiest J P W, Tiburzi C, et al. First detection of frequency-dependent, time-variable dispersion measures. *Astron Astrophys*, 2019, 624: A22
- 19 Singha J, Surnis M P, Joshi B C, et al. Evidence for profile changes in PSR J1713+0747 using the uGMRT. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2021, 507: L57–L61
- 20 van Haasteren R, Vallisneri M. New advances in the Gaussian-process approach to pulsar-timing data analysis. *Phys Rev D*, 2014, 90: 104012
- 21 Taylor S, Burke-Spolaor S, Baker P T, et al. Supermassive black-hole demographics & environments with pulsar timing arrays. *Bull Am Astron Soc*, 2019, 51: 336
- 22 Nobleson K, Agarwal N, Girgaonkar R, et al. Low-frequency wideband timing of InPTA pulsars observed with the uGMRT. *Mon Not R Astron Soc*, 2022, 512: 1234–1243
- 23 Demorest P B, Ferdman R D, Gonzalez M E, et al. Limits on the stochastic gravitational wave background from the North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves. *Astrophys J*, 2013, 762: 94
- 24 Arzoumanian Z, Brazier A, Burke-Spolaor S, et al. The NANOGrav nine-year data set: Observations, arrival time measurements, and analysis of 37 millisecond pulsars. *Astrophys J*, 2015, 813: 65
- 25 Zhu X J, Wen L, Xiong J, et al. Detection and localization of continuous gravitational waves with pulsar timing arrays: The role of pulsar terms. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 461: 1317–1327
- 26 Liu K, Desvignes G, Cognard I, et al. Measuring pulse times of arrival from broad-band pulsar observations. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 443: 3752–3760
- 27 Pennucci T T, Demorest P B, Ransom S M. Elementary wideband timing of radio pulsars. *Astrophys J*, 2014, 790: 93
- 28 Pennucci T T. Wideband Observations of Radio Pulsars. Dissertation for Doctoral Degree. Charlottesville: University of Virginia, 2015
- 29 Alam M F, Arzoumanian Z, Baker P T, et al. The NANOGrav 12.5 yr data set: Wideband timing of 47 millisecond pulsars. *Astrophys J Suppl Ser*, 2021, 252: 5
- 30 Fonseca E, Cromartie H T, Pennucci T T, et al. Refined mass and geometric measurements of the high-mass PSR J0740+6620. *Astrophys J Lett*, 2021, 915: L12
- 31 Sharma S S, Roy J, Bhattacharyya B, et al. Wide-band timing of GMRT-discovered millisecond pulsars. *Astrophys J*, 2022, 936: 86
- 32 Curyło M, Pennucci T T, Bailes M, et al. Wide-band timing of the Parkes Pulsar Timing Array UWL data. *Astrophys J*, 2023, 944: 128
- 33 Chen J L, Wang H G. Frequency dependence of pulse width for 150 radio normal pulsars. *Astrophys J Suppl Ser*, 2014, 215: 11
- 34 Kramer M, Lange C, Lorimer D R, et al. The characteristics of millisecond pulsar emission. III. From low to high frequencies. *Astrophys J*, 1999, 526: 957–975
- 35 Dai S, Hobbs G, Manchester R N, et al. A study of multifrequency polarization pulse profiles of millisecond pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 449: 3223–3262
- 36 Yan W M, Manchester R N, van Straten W, et al. Polarization observations of 20 millisecond pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 414: 2087–2100
- 37 Wang H G, Pi F P, Zheng X P, et al. A fan beam model for radio pulsars. I. Observational evidence. *Astrophys J*, 2014, 789: 73
- 38 Wang Z, Wen Z G, Yuan J P, et al. Frequency-dependent emission of the millisecond pulsar B1937+21 with the Parkes ultrawideband receiver. *Astrophys J*, 2025, 987: 43
- 39 Zhao R S, Yan Z, Wu X J, et al. 5.0 GHz TMRT observations of 71 pulsars. *Astrophys J*, 2019, 874: 64
- 40 Xu H W, Zhao R S, Gugercinoglu E, et al. Statistical analysis of pulsar flux density distribution. *Astrophys J*, 2024, 970: 148
- 41 Shannon R M, Osłowski S, Dai S, et al. Limitations in timing precision due to single-pulse shape variability in millisecond pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 443: 1463–1481
- 42 Shannon R M, Cordes J M. Assessing the role of spin noise in the precision timing of millisecond pulsars. *Astrophys J*, 2010, 725: 1607–1619
- 43 Agazie G, Alam M F, Anumalapudi A, et al. The NANOGrav 15 yr data set: Observations and timing of 68 millisecond pulsars. *Astrophys J Lett*, 2023, 951: L9
- 44 Reardon D J, Zic A, Shannon R M, et al. The gravitational-wave background null hypothesis: Characterizing noise in millisecond pulsar arrival times with the Parkes Pulsar Timing Array. *Astrophys J Lett*, 2023, 951: L7
- 45 Srivastava A, Desai S, Kolhe N, et al. Noise analysis of the Indian Pulsar Timing Array data release I. *Phys Rev D*, 2023, 108: 023008
- 46 You X P, Hobbs G, Coles W A, et al. Dispersion measure variations and their effect on precision pulsar timing. *Mon Not R Astron Soc*, 2007,

- 378: 493–506
- 47 Lam M T, Cordes J M, Chatterjee S, et al. Systematic and stochastic variations in pulsar dispersion measures. *Astrophys J*, 2016, 821: 66
- 48 Seymour A, Michilli D, Pleunis Z, et al. DM-phase: Algorithm for correcting dispersion of radio signals. *Astrophysics Source Code Library*, 2019. ascl:1910.004
- 49 Verbiest J P W, Vigeland S J, Porayko N K, et al. Status report on global pulsar-timing-array efforts to detect gravitational waves. *Results Phys*, 2024, 61: 107719
- 50 Arzoumanian Z, Baker P T, Blumer H, et al. The NANOGrav 12.5 yr data set: Search for an isotropic stochastic gravitational-wave background. *Astrophys J Lett*, 2020, 905: L34
- 51 Goncharov B, Shannon R M, Reardon D J, et al. On the evidence for a common-spectrum process in the search for the nanohertz gravitational-wave background with the Parkes Pulsar Timing Array. *Astrophys J Lett*, 2021, 917: L19
- 52 Chen S, Caballero R N, Guo Y J, et al. Common-red-signal analysis with 24-yr high-precision timing of the European Pulsar Timing Array: Inferences in the stochastic gravitational-wave background search. *Mon Not R Astron Soc*, 2021, 508: 4970–4993
- 53 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

Wide-band timing noise in pulsar timing arrays

WANG Zhen^{1,2,4}, WEN Zhigang^{1,2,4*}, LI Lin³, LI Xiyan³, LI Wei^{1,2,4} & ZHANG Xuan^{1,2,4}

¹Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011, China

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

³School of Physical Science and Technology, Xinjiang University, Urumqi 830046, China

⁴Xinjiang Key Laboratory of Radio Astrophysics, Urumqi 830011, China

*Corresponding author (email: wenzhigang@xao.ac.cn)

The evolution of pulsar pulse profiles with observing frequency and the time-variable dispersion measure (DM) induced by turbulent interstellar-medium (ISM) fluctuations limit the sensitivity of pulsar timing arrays (PTAs) to nanohertz gravitational waves. A global trend in PTA development is the deployment of ultra-wideband (UWB) receivers and backends, together with two-dimensional (2D) template profiles in pulsar timing analysis. This study reviews the current status of broadband PTA observations worldwide and the fundamental characteristics of broadband timing noise in millisecond pulsars (MSPs). A major breakthrough in broadband timing lies in the use of 2D profile templates, which enables the simultaneous measurement of time of arrival (TOA) and DM, effectively addressing the frequency-dependent biases inherent in traditional narrowband timing. Applying the 2D-template method to real PTA data reduces the number of TOAs to about 1/30 of the original, significantly lowering computational complexity; for pulsars with high DM and other environmental effects, the timing precision improves by 10%–15%. PTA broadband observations also demonstrate advantages in DM precision (down to $\sim 10^{-5}$ pc cm⁻³) and red-noise mitigation. By accurately modeling the frequency evolution of pulse profiles and ISM-induced noise, broadband timing provides a methodological foundation for low-frequency, high-precision timing with next-generation PTA facilities such as the Square Kilometre Array (SKA), playing a critical role in the detection of nanohertz gravitational-wave signals.

nanohertz gravitational waves, millisecond pulsars, broadband timing, timing noise, dispersion measure variations

PACS: 04.30.Tv, 97.60.Gb, 95.75.Wx, 05.40.Ca, 98.38.Am

doi: [10.1360/SSPMA-2025-0339](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0339)