

# 重复快速射电暴的偏振研究进展

曹 朔<sup>1,2</sup>, 郝龙飞<sup>1</sup>, 汪 敏<sup>1</sup>, 李志玄<sup>1</sup>

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650216; 2. 中国科学院大学 天文与空间科学学院, 北京 100049)

**摘要:** 为探究重复快速射电暴的偏振特性、辐射机制及起源, 首先概述了斯托克斯参量、法拉第旋转量等偏振相关物理参数的定义, 并介绍了  $Q$ - $U$  拟合法与  $RM$  综合法等观测分析方法。通过分析曲率辐射、逆康普顿散射等辐射机制, 以及回旋吸收、广义法拉第旋转等传播效应, 探讨了它们对偏振的影响。在此基础上, 重点阐释了 FRB 20121102A 等六个典型重复暴的偏振观测特征, 发现重复暴同样存在高圆偏振, 从而打破了以往认为圆偏振仅是非重复暴独有特征的观点。最后, 对磁星等起源模型进行了讨论。研究结果显示, 偏振特性能够为揭示重复快速射电暴的辐射机制和起源提供关键观测约束, 并支持磁星模型具有较高的合理性。

**关键词:** 辐射机制; 快速射电暴; 偏振

**中图分类号:** P141.4 **文献标识码:** A

## 1 引言

快速射电暴 (fast radio burst, FRB) 的爆发持续时间极短, 从几十微秒至几十毫秒<sup>[1]</sup>, 各向同性等效能量约为  $10^{29} \sim 10^{34}$  J。另外, 其巨大的色散量 (dispersion measure, DM) 表明其极有可能起源于银河系之外<sup>[2]</sup>。2007 年, Lorimer 等人<sup>[3]</sup>利用 Parkes 射电望远镜 (Parkes radio telescope, 简称 Parkes) 发现了第一个快速射电暴 FRB 20010724A (又称 “Lorimer 爆发”), 如图 1 所示。该爆发在小麦哲伦云中被观测到, 并展示出大于 30 Jy 的峰值流量密度以及约  $375 \text{ pc}\cdot\text{cm}^{-3}$  的高色散量, 这超出了当时银河系电子密度模型所能提供的色散量 (根据 YMW16 模型<sup>[4]</sup>, 银河系的 DM 贡献约为  $122 \text{ pc}\cdot\text{cm}^{-3}$ )。2016 年, Spitler 等人<sup>[5,6]</sup>发现了第一个重复的快速射电暴 FRB 20121102A, 并对其进行定位<sup>[7,8]</sup>。基于当前观测数据, 快速射电暴可根据现象学分为重复暴和非重复暴两类。这两类快速射电暴在时域和频域特性上表现出显著差异: 重复暴通常具有较宽的爆发宽度和较窄的辐射带宽, 而非重复暴则呈现相反的特征。然而, 关于这两类快速射电暴的确切分类标准及其物理本质的差异, 仍需进一步的观测和理论研究来阐明<sup>[9]</sup>。FRB 20121102A 的发现, 使得重复快速射电暴越来越成为人们关注的焦点。根据 Blinkverse 统计的 CHIME 和 FAST 等望远镜的观测数据<sup>[10-12]</sup>, 迄今

收稿日期: 2025-01-06; 修回日期: 2025-02-08

资助项目: 国家自然科学基金 (12173087)

通讯作者: 郝龙飞, haolongfei@ynao.ac.cn

为止, 已经发现约 889 个快速射电暴, 其中 72 个存在重复爆发, 占已知总数量的 8.1%, 重复暴中约有 38 个报告了偏振特性, 这些丰富的样本为基于爆发形态和光谱特征进行的快速射电暴分类提供了可靠依据。

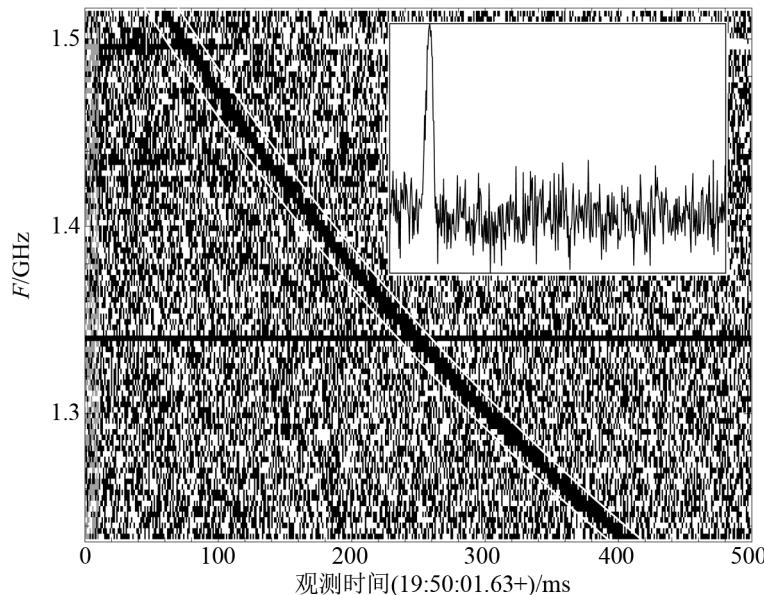
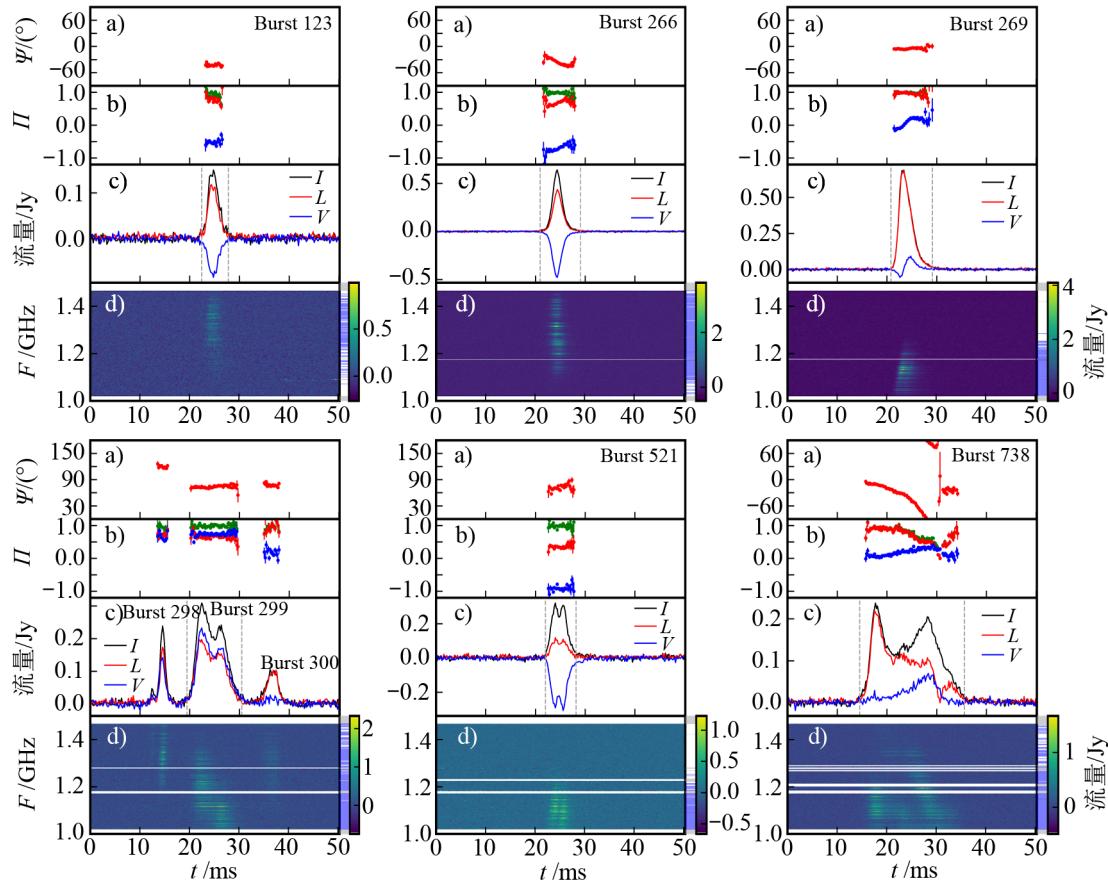


图 1 第一个快速射电暴 FRB 20010724A<sup>[3]</sup>

FRB 20140514A 是首个由 Parkes 望远镜在实时观测中记录到偏振信息的快速射电暴<sup>[13]</sup>, 其平均圆偏振度约为 21%, 未检测到显著线偏振, 同样未检测到明显的法拉第旋转, 表明其传播路径中可能经历了强磁场或高密度介质的消偏振效应。2015 年, Masui 等人<sup>[14]</sup>在非重复快速射电暴 FRB 20110523A 中发现了超过银河系所能提供的大旋转量 (rotation measure, RM) 值 (约  $-186 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-2}$ ), 表明快速射电暴源本身可能处于一个致密的等离子体环境中。2016 年, Ravi 等人<sup>[15]</sup>报告了 Parkes 望远镜对 FRB 20150807A 的观测, 其具有高线偏振度 (大约 80%) 以及精确的  $DM$  值 (约  $266.5 \pm 0.1 \text{ pc}\cdot\text{cm}^{-3}$ ) 和  $RM$  测量 (约  $12 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-2}$ ), 这也可以用来约束其传播路径上的净磁场强度, 并推断其传播路径上的湍流特性, 为研究快速射电暴的起源和传播机制提供了线索。2017 年, Petroff 等人<sup>[16]</sup>利用 Parkes 望远镜首次在低银纬 ( $b=5.28^\circ$ ) 观测到了 FRB 20150215A, 其  $RM$  处于  $9 \sim 12 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-2}$  之间, 与银河系前景的估计一致, 这可能是因为该视线方向处于银河系  $RM$  的“空区”, 由磁场反转或电子密度降低导致。

2018 年, Michilli 等人<sup>[17]</sup>报告了重复快速射电暴 FRB 20121102A 具有更大的  $RM$  (约  $10^5 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-2}$ ), 并且发现了  $RM$  随时间的演化现象, 但是每个爆发的偏振位置角没有发生大的改变。而 FRB 20180301A 则表现出了偏振位置角的剧烈摆动<sup>[18]</sup>。FRB 20201124A 同样表现出了偏振位置角的摆动, 并且首次发现了重复快速射电暴的圆偏振, 见图 2。Jiang 等人<sup>[19]</sup>报告了目前发现的最高圆偏振爆发, 在此之前圆偏振被认为只产生于非重复快速射电暴。

暴, 而重复快速射电暴只表现出线偏振<sup>[20, 21]</sup>。Xu 等人<sup>[21]</sup>还报告在 FRB 20201124A 的爆发中发现了线偏振和圆偏振的振荡特性, 以及  $RM$  从“天”到“月”时标范围内的演化, 这种演化在 FRB 20190520B 中体现得更为剧烈, 并存在变号现象<sup>[22]</sup>; 同样被观测到  $RM$  变号的还有 FRB 20200929C 和 FRB 20190303A<sup>[23]</sup>。继 FRB 20201124A 之后, FRB 20121102A<sup>[24]</sup>、FRB 20190520B<sup>[22]</sup>、FRB 20220912A<sup>[25, 26]</sup>等重复暴中也检测到了圆偏振。关于重复暴与非重复暴偏振特性的两分法, Pandhi 等人<sup>[27]</sup>和 Ng 等人<sup>[23]</sup>利用 CHIME/FRB 观测到的 41 个重复暴和 89 个非重复暴进行研究, 减小了由于不同望远镜的仪器特性不同所导致的对统计结果的影响。结果表明, 重复暴与非重复暴的线偏振分布并没有明显的差别; 然而重复暴可以具有更高的  $RM$ , 而非重复暴往往缺乏高  $RM$  观测, 暗示着非重复暴可能并不像重复暴一样通常处于高磁化区域。



注: a) 偏振位置角; b) 线偏振度 (红色)、圆偏振度 (蓝色) 和总偏振度 (绿色) 作为时间的函数; c) 总强度 (黑色)、线偏振 (红色) 和圆偏振 (蓝色) 的爆发轮廓; d) 爆发的动态谱, 即强度作为时间和频率的函数, 灰色阴影表示受射频干扰和 20 MHz 频带边缘影响的被移除的频率信道, 蓝色阴影表示爆发信号出现的频率信道。

图 2 FAST 观测 FRB 20201124A 数据中具有高圆偏振度或偏振位置角突变的爆发样本的偏振测量结果<sup>[19]</sup>

根据目前对快速射电暴的研究, Petroff 等人<sup>[28, 29]</sup>、Xiao 等人<sup>[30]</sup>、Zhang<sup>[31]</sup>分别对快速射电暴的基本观测、分布情况、辐射机制、传播效应、起源模型、宇宙学应用等方面进行了综述。本文主要介绍重复快速射电暴的偏振研究方面的进展, 文章结构如下: 第 2 章对偏振相关的物理参数和实测方法进行概述; 第 3 章对快速射电暴可能涉及的辐射机制和传播效应进行介绍; 第 4 章介绍重复快速射电暴的观测数据和偏振特征, 着重介绍 FRB 20121102A、FRB 20180301A、FRB 20190520B、FRB20201124A、FRB20220912A、FRB 20240114A 共 6 个源的结果; 第 5 章对快速射电暴的起源模型进行概述; 第 6 章对快速射电暴的未来研究进行展望。

## 2 偏振相关物理参数与测量方法概述

### 2.1 斯托克斯参量

对快速射电暴偏振度的描述通常采用 PSR/IEEE 约定的斯托克斯参量<sup>[32]</sup>, 即总强度为  $I$ , 线性分量为  $Q$ 、 $U$ , 圆形分量为  $V$ , 表示为:

$$Q = P \cos 2\chi \cos 2\Psi , \quad (1)$$

$$U = P \cos 2\chi \sin 2\Psi , \quad (2)$$

$$V = P \sin 2\chi , \quad (3)$$

其中, 总偏振强度为  $P = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ , 并定义线偏振强度  $L = \sqrt{Q^2 + U^2}$ ,  $\Psi$  为偏振位置角 (polarization position angle, PA), 是  $L$  的相位,  $\chi$  为椭率角。偏振度  $\Pi_L$ 、圆偏振度  $\Pi_V$  和总偏振度  $\Pi_P$  分别被定义为

$$\Pi_L = \frac{L}{I} , \quad (4)$$

$$\Pi_V = \frac{V}{I} , \quad (5)$$

$$\Pi_P = \frac{P}{I} . \quad (6)$$

以 CHIME 望远镜为例<sup>[33]</sup>, 在实测中斯托克斯参量的测量依赖于基带数据的处理, 首先对双偏振通道的电压数据  $(X, Y)$  进行相干消色散以消除星际介质引起的时延, 再应用射频干扰掩模剔除受污染的频段, 而斯托克斯参量则由  $X$  和  $Y$  的互相关计算得到, 表示为:

$$I = \langle |X^2| + |Y^2| \rangle , \quad (7)$$

$$Q = \langle |X^2| - |Y^2| \rangle , \quad (8)$$

$$U = \langle 2\text{Re}(XY^*) \rangle , \quad (9)$$

$$V = \langle -2\text{Im}(XY^*) \rangle , \quad (10)$$

其中,  $Y^*$  表示  $Y$  的共轭。在实测中, 由于两偏振通道的路径长度差异会导致  $U$  和  $V$  之间的泄漏(电缆延迟  $\tau$ ), 两偏振通道的灵敏度差异会导致  $Q$  和  $I$  之间的泄漏(差分增益  $\eta$ ), 因此需通过波束模型或参数化拟合进行修正。然而, 在实际应用中, 使用斯托克斯参量计算线偏振和总偏振时会存在一定的统计偏差, 可以利用广义 Weisberg 修正<sup>[34]</sup>优化  $L$  和  $P$  的代数运算, 以确保计算出来的线偏振强度和总偏振强度更加准确可靠:

$$L_{\text{wei}} = \sqrt{Q^2 + U^2 - \varepsilon_L} \quad , \quad (11)$$

$$P_{\text{wei}} = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2 - \varepsilon_P} \quad , \quad (12)$$

其中,  $\varepsilon_L$  和  $\varepsilon_P$  均为修正量, 该修正量与总强度基线的标准差  $\sigma_I$  相关<sup>[35]</sup>。

## 2.2 法拉第旋转量

线偏振的电磁波在磁化等离子体中传播时发生的偏振面旋转被称作法拉第旋转, 其旋转角为:

$$\Delta\theta = \frac{2\pi e^3}{m^2 c^2 \omega^2} \int_0^d n_e B_{||} dl = RM \lambda^2 \quad , \quad (13)$$

其中,  $B_{||}$  是磁场在电磁波传播方向的分量,  $n_e$  是等离子体电子密度。通过定义旋转量  $RM$  来量化法拉第旋转, 同时考虑红移对  $RM$  的影响, 则  $RM$  表示为:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m^2 c^2 \omega^2} \int_0^d \frac{[n_e(l)][B_{||}(l)]}{[1 + z(l)]^2} dl \quad , \quad (14)$$

其中,  $l$  常以 pc 为单位,  $n_e$  以  $\text{cm}^{-3}$  为单位,  $B_{||}$  以  $\mu\text{G}$  为单位。对于同一个观测方向, 因为偏振旋转角与电磁波的频率有关, 所以可以通过测量不同频率的偏振旋转角的差或者微分, 确定式(14)中的积分项, 从而通过电子密度和距离等信息推断星际介质的磁场性质。法拉第旋转量是揭示快速射电暴传播路径磁化等离子体特性的关键参数。在进行  $RM$  测量时, 通常使用的是  $Q$ - $U$  拟合法<sup>[36]</sup>和  $RM$  综合法<sup>[37-39]</sup>。

### 2.2.1 $Q$ - $U$ 拟合法

$Q$ - $U$  拟合法是一种参数化方法, 通过直接拟合观测到的线偏振信号  $Q(\nu)$  和  $U(\nu)$  的频率依赖关系, 来测量法拉第旋转量和其他偏振参数。其核心思想是利用法拉第旋转的严格  $\lambda^2$  标度关系, 构建模型并与观测数据进行比较。在“法拉第薄”条件下(即所有偏振信号由单一  $RM$  旋转), 斯托克斯参数  $Q$  和  $U$  的模型为<sup>[33]</sup>:

$$Q_{\text{mod}} = \Pi_L I_{\text{mod}} \cos 2(RM \lambda^2 + \Psi_0) \quad , \quad (15)$$

$$U_{\text{mod}} = \Pi_L I_{\text{mod}} \sin 2(RM \lambda^2 + \Psi_0) \quad , \quad (16)$$

式中,  $\Pi_L$  为线偏振度,  $I_{\text{mod}}$  为模型总强度,  $\Psi_0$  为源处偏振位置角,  $\lambda$  为观测波长。该方法可通过贝叶斯抽样的方法优化参数, 例如多重嵌套采样法(MultiNest), 精度高但依赖先验假设。最大化似然函数  $P_L(d|RM, \Psi_0)$  为<sup>[33]</sup>:

$$P_L(d|RM, \Psi_0) = \prod_{i=1}^N P_i(d_i|RM, \Psi_0) \quad , \quad (17)$$

其中,  $P_i$  是单通道的似然函数, 假设噪声为高斯分布。

$Q$ - $U$  拟合法的优势包括: 通过直接拟合  $Q$  和  $U$  的频率依赖关系, 该方法能够获得更精确的  $RM$ ; 可以通过扩展模型来拟合更加复杂的偏振信号; 能够显式拟合仪器效应。然而其也具有一定的局限性:  $Q$ - $U$  拟合法需要合理的初始参数值, 否则可能会陷入局部最优解; 相比于  $RM$  综合法, 需要的计算量较大; 在低信噪比的情况下, 结果可能不稳定<sup>[33]</sup>。

### 2.2.2 $RM$ 综合法

$RM$  综合法是一种非参数化方法, 其核心思想是通过傅里叶变换将频率域的线偏振信号 ( $Q + iU$ ) 转换到法拉第深度 ( $\Phi$ ) 空间, 构建法拉第色散函数 (Faraday dispersion function, FDF):

$$F(\Phi) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\Phi\lambda^2} d\lambda^2 , \quad (18)$$

其中,  $P(\lambda^2) = Q(\lambda^2) + iU(\lambda^2)$  为观测到的线偏振信号,  $\Phi$  为法拉第深度,  $F(\Phi)$  是法拉第色散函数。利用抛物线拟合 FDF 的峰值来确定  $RM$ <sup>[39]</sup>, 而其测量误差则由 FDF 峰值的信噪比和半高全宽进行估算:

$$\delta_{RM} = \frac{W_{FWHM}}{2S/N} . \quad (19)$$

因为  $RM$  综合法是一种非参数化方法, 无需对  $RM$  进行初始猜测, 所以该方法适用于低信噪比数据;  $RM$  综合法还是一种直观的诊断工具, 利用 FDF 的形状可以区分天体物理信号与仪器的系统误差; 该方法还能够处理多分量法拉第旋转 (如延展源) 的情况。但是,  $RM$  综合法也有其局限性: 首先, 有限的观测带宽会导致 FDF 出现旁瓣 (被称为旋转量传递函数, 需去除); 其次, 该方法对仪器的系统误差敏感, 仪器效应会引入虚假的信号, 导致  $RM$  符号模糊或 FDF 的失真; 最后, 当  $RM$  过高时, 单个频率通道内的偏振位置角变化会导致带宽消偏振, 降低探测灵敏度<sup>[33]</sup>。

完成  $RM$  测量后, 一般还需要计算电离层修正以消除地球大气和电离层对射电信号传播造成的影响, 以确保数据的准确性。总体而言, 以  $Q$ - $U$  拟合法、 $RM$  综合法作为主要方法进行法拉第旋转的测量是比较有效的选择, 这些方法不仅能够提供可靠精度, 同时也能够相互补充。

## 3 辐射机制与传播效应

重复快速射电暴大多表现出大于 50% 的高线偏振<sup>[28]</sup>, 只有一小部分表现出显著的圆偏振<sup>[20-22, 24, 26, 35]</sup>, 除此之外还有偏振位置角的跳变<sup>[18]</sup>和法拉第旋转量的演化<sup>[21, 22]</sup>等现象, 种种观测事实说明, 快速射电暴表现出的偏振可能有多种来源: 既可以通过源的固有辐射机制产生, 也可以通过传播效应产生。

### 3.1 辐射机制

因为快速射电暴具有极高的亮温度 (通常高于  $10^{35}$  K<sup>[3, 31, 40, 41]</sup>), 所以其本征辐射机制一定是相干的, 根据辐射的位置可以大致分为两类模型<sup>[42]</sup>: 调用磁层内辐射过程的类脉冲星

模型<sup>[43-47]</sup>和在远离磁层的相对论激波中进行辐射过程的类伽马射线暴模型<sup>[48, 49]</sup>，见图 3。

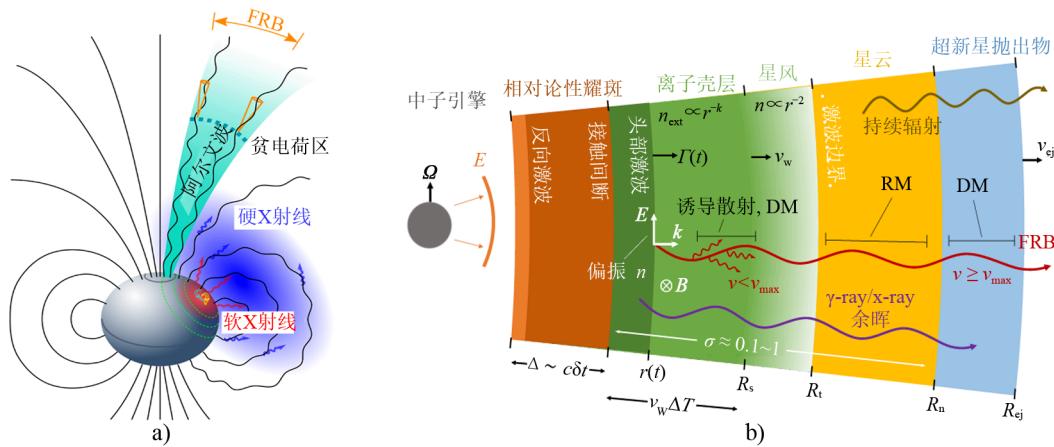


图 3 a) 快速射电暴的类脉冲星模型<sup>[44]</sup>；b) 快速射电暴的类伽马射线暴模型<sup>[49]</sup>

### 3.1.1 曲率辐射

在磁层内部，辐射束的相干曲率辐射是一种重要的辐射机制。如果视线对着辐射束轴向进行观测，即  $\theta < 1/\gamma$  ( $\theta$  为视线方向与辐射束轴向之间的夹角， $1/\gamma$  为辐射束角， $\gamma$  是辐射束的洛伦兹因子) 时，则可以观测到 100% 的线偏振；如果观测角度偏离轴向，即  $\theta > 1/\gamma$  时，则可以观测到圆偏振。数值模拟显示，当偏离角超过辐射束的  $1/\gamma$  张角时，圆偏振度显著增加，但此时辐射流量大幅衰减，难以被观测到<sup>[50-52]</sup>。为解释多数快速射电暴缺乏圆偏振的现象，需假设粒子束具有较大的横向尺寸，使得在宽发射角内仍以线偏振为主。此外，维持高亮度辐射需要平行电场持续加速粒子束以克服辐射阻尼效应。曲率辐射的偏振特性为解析快速射电暴的磁层物理环境提供了关键线索。

### 3.1.2 逆康普顿散射

另一种重要的辐射机制是辐射束的相干逆康普顿散射 (inverse Compton scattering, ICS)，Qiao 和 Lin<sup>[53]</sup> 以及 Xu 等人<sup>[54]</sup> 在射电脉冲星的背景下，讨论了带电辐射束的低频电磁波的相干 ICS 过程以及相应的偏振特性。对于磁星模型，地壳破裂时辐射阿尔文波到磁层，同样的振荡也会发出低频电磁波。因此，贫电荷区域中的聚束电荷也可以通过低频波的 ICS 辐射产生快速射电暴信号<sup>[42, 47]</sup>。

对于点状辐射束的 ICS 来说，因为散射波的电场由入射低频波的电场决定，所以线偏振度总是 100%；当辐射束具有非轴对称的几何结构时，由于系统的不对称性则可以引入圆偏振，如果视线方向不与辐射束轴向对齐，辐射束的入射波和散射波之间会有相位差；对于涉及弯曲场线的辐射束，不同位置的粒子沿略微不同的场线运动，导致辐射时具有不同的偏振位置角。在非轴对称系统中，即使视线在  $1/\gamma$  锥内 (类似于曲率辐射情况)，也可以产生圆偏振。然而根据观测数据中线偏振和圆偏振的比例情况，ICS 的辐射束需要有很大的截面，而且 ICS 效率受光子场密度限制，难以解释极高亮度快速射电暴<sup>[55]</sup>。

### 3.1.3 同步脉泽辐射

同步脉泽辐射模型假设快速射电暴是由相对论性激波或等离子体不稳定性产生的相干辐射, 通常发生在磁星磁层外部的相对论性激波中, 激波中的带电粒子在强磁场中做回旋运动, 产生相干辐射<sup>[48, 49, 56, 57]</sup>。同步脉泽辐射通常产生高度线偏振的辐射, 尤其是在视线与激波平面平行的情况下。当视线偏离激波平面时, 可能会产生圆偏振, 但辐射流量会显著降低, 因此在宇宙学距离上很难观测到此类情形<sup>[55, 58]</sup>。所以同步脉泽辐射模型适用于解释快速射电暴的高度线偏振特性, 但在解释高圆偏振快速射电暴时存在困难。此外, 该模型要求磁场高度有序, 且粒子能量分布较为集中, 这些条件在实际天体环境中可能难以满足<sup>[55, 58]</sup>。

## 3.2 传播效应

### 3.2.1 回旋吸收

除了固有辐射机制外, 传播效应也可能对观测到的偏振特性产生影响。回旋吸收 (cyclotron resonance absorption) 是电磁波在磁化等离子体中传播时的一个重要现象, 特别是在中子星磁层中, 回旋吸收对电磁波的偏振特性有显著影响<sup>[59-61]</sup>。当电磁波的频率接近等离子体的回旋频率 ( $\omega_B = eB/m_e c$ ) 时, 电磁波会被强烈吸收, 尤其是右旋偏振光子。在低高度的磁层区域, 右旋偏振光子会被吸收, 而左旋偏振光子则可以继续传播<sup>[62]</sup>。这种吸收效应在快速旋转的中子星中尤为显著, 因为其磁层中的磁场强度较高, 回旋频率也相应增大。对于快速射电暴而言, 如果辐射区域位于磁层的低高度区域, 右旋偏振光子会被吸收, 导致观测到的辐射主要表现为左旋偏振<sup>[62]</sup>。此外, 回旋吸收的光学深度可以通过积分磁层中的吸收系数来计算, 光学深度大于 1 时, 辐射会被显著吸收<sup>[62]</sup>。因此, 快速射电暴的辐射如果表现出高度的线偏振, 可能意味着其辐射区域位于磁层的高处区域, 避免了回旋吸收的影响。

### 3.2.2 广义法拉第旋转

广义法拉第旋转 (generalized Faraday rotation, GFR), 又被称为法拉第转换 (Faraday conversion), 是电磁波在通过具有线性或椭圆偏振自然波形的介质时, 线偏振和圆偏振之间发生频率依赖性转换的现象, 可以在快速射电暴的传播过程中导致偏振状态的改变<sup>[24, 55]</sup>。当线偏振波通过远离快速射电暴源的等离子体时, 偏振位置角会随着频率旋转, 从而部分地产生圆偏振。

广义法拉第旋转的物理机制与标准法拉第旋转有所不同。标准法拉第旋转发生在电磁波通过具有圆偏振自然波形的介质时, 导致线性偏振波的偏振面绕 V 轴旋转; 而广义法拉第旋转则发生在介质的自然波形为线性或椭圆偏振时, 导致偏振向量在庞加莱球 (Poincaré sphere) 上绕任意点旋转。广义法拉第旋转的数学模型可以通过将偏振向量投影到庞加莱球上来描述。偏振向量  $\mathbf{P}$  可以表示为<sup>[63]</sup>:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{P} \begin{bmatrix} Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos 2\chi \cos 2\Psi \\ \cos 2\chi \sin 2\Psi \\ \sin 2\chi \end{bmatrix}, \quad (20)$$

其中,  $Q$ 、 $U$ 、 $V$ 、 $\chi$ 、 $\Psi$  的定义与第 2.1 节中相同。为了测量广义法拉第旋转对偏振光谱的影响, 可以使用基于庞加莱球投影的唯象模型。该模型通过引入旋转矩阵来模拟偏振向量在

庞加莱球上的旋转，并通过贝叶斯推断来估计模型参数。模型参数包括广义旋转量 (general rotation measure, GRM)、波长依赖指数  $\alpha$ 、旋转角度  $\vartheta$  和  $\varphi$  等<sup>[64, 65]</sup>。通过拟合观测数据，可以推断出广义法拉第旋转的参数，并进一步研究传播介质的物理性质。例如，GRM 和  $\alpha$  的测量可以用于约束传播介质的类型，而旋转角度  $\vartheta$  和  $\varphi$  可以用于推断介质的自然波形的椭圆性<sup>[64, 66]</sup>。

广义法拉第旋转通常需要反转的磁场，Qu 和 Zhang<sup>[55, 58]</sup>讨论了三种可能引起磁场反转的场景，按可能性递减排序为：(1) 快速射电暴源处于超新星遗迹中；(2) 快速射电暴源处于伴星的星风中；(3) 快速射电暴源在黑洞吸积的风中。

综上所述，快速射电暴的辐射机制是一个复杂而多元的问题，虽然我们已经对一些可能的机制有了一定的了解，但仍有许多未解之谜等待揭示。未来，随着观测技术的进步和理论研究的深入，人们有望对快速射电暴的辐射机制有更全面和深入的认识，这将有助于更好地理解这一神秘的宇宙现象，并推动天体物理学的发展。

## 4 数据处理结果与讨论

根据 Blinkverse 的统计，在已确认为重复暴的 67 个快速射电暴中，有 38 个快速射电暴报告了偏振特性，如表 1 所示。

### 4.1 FRB 20121102A

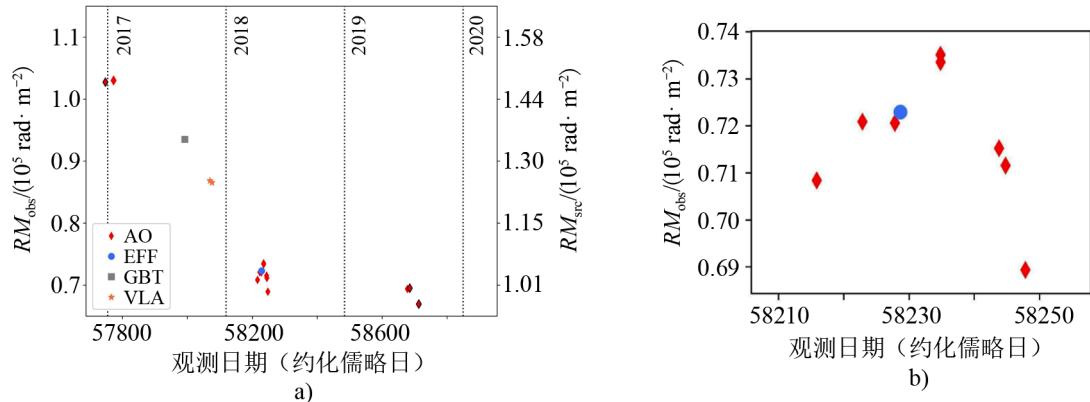
FRB 20121102A 是研究历史最为悠久的快速射电暴之一，也是第一个被观测到具有重复爆发特征的案例<sup>[6]</sup>。该快速射电暴首次由 Arecibo 射电望远镜观测到<sup>[5]</sup>，欧洲甚长基线干涉测量网络 (European VLBI Network, EVN) 和 Arecibo 射电望远镜对其进行了长基线的射电干涉测量，并引导了光学波段的观测，将其位置精度限制在毫角秒量级，确认其来自红移为 0.193 的矮星系中<sup>[7, 8]</sup>。为了进一步确定其是否属于一次性事件，研究者进行了更多观测。直至 2015 年 5 月，Arecibo 射电望远镜再次捕获到 FRB 20121102A 的第二次爆发。这些后续观测采用了 7 波束阿尔法接收机，并对原始位置周围大片区域进行网格化处理。令人惊奇的是，在此轮观测中共记录下 10 个爆发信号，其中 6 个是在 10 min 内连续出现，并且有些比第一次观测时的亮度更高<sup>[6]</sup>。随后的数据表明：最初 FRB 20121102A 爆发位于望远镜波束旁瓣中；每个新爆发都具备不同频谱特征，并因峰值不同而难以使用幂数模型拟合，说明奇异频谱特征源自信号本身而非仪器伪影。

FRB 20121102A 的  $DM$  值呈现出缓慢上升的趋势<sup>[5, 82, 83]</sup>；与此同时，其  $RM$  则显示出长期下降的趋势 (每年约 15%，并伴随着短期变化)<sup>[68]</sup>。需要注意的是，相较于其他快速射电暴，FRB 20121102A 具有更高的  $RM$ ，在已观测到的快速射电暴中是最大值，然而目前尚未观测到其发生正负号的改变。在 2017—2019 年的观测中，FRB 20121102A 的平均  $RM$  特征值约为  $10^5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ ，并且缓慢降低：从 2017 年 1 月约  $1.46 \times 10^5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  降低至 2019 年 8 月约  $9.7 \times 10^4 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ 。其中，在 MJD 58215 至 MJD 58247 期间还观测到了每周约  $10^3 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  的短期  $RM$  变化<sup>[80]</sup>，见图 4。 $DM$  的增加意味着在视线方向上电子密度的增加；而  $RM$  的降

表 1 38 个报告了偏振信息的重复快速射电暴

源名称	赤经	赤纬	参考文献
FRB 20121102A	05:31:58.0	+33:08:04.0	[17, 24, 67, 68]
FRB 20171019A	22:17:30.0	-08:39:32.0	[23]
FRB 20180301A	06:12:43.4	+04:33:45.4	[18, 69–71]
FRB 20180814A	04:22:09.6	+73:37:47.9	[72]
FRB 20180910A	23:31:04.8	+88:12:36.0	[23]
FRB 20180916B	01:58:00.8	+65:43:00.3	[23, 73–77]
FRB 20181030A	10:33:24.0	+73:47:24.0	[72]
FRB 20181119A	12:42:07.2	+65:07:48.0	[23]
FRB 20190110C	16:27:55.2	+41:25:12.0	[23]
FRB 20190117A	22:06:50.4	+17:22:12.0	[23]
FRB 20190208A	18:54:04.8	+46:57:36.0	[23]
FRB 20190212A	18:24:33.6	+81:25:48.0	[72]
FRB 20190222A	20:52:14.4	+69:49:48.0	[72]
FRB 20190303A	13:52:07.2	+48:14:24.0	[23]
FRB 20190417A	19:39:24.0	+59:24:00	[72]
FRB 20190430C	18:28:52.8	+24:55:12.0	[23]
FRB 20190520B	16:02:04.3	-11:17:17.3	[22, 24]
FRB 20190604A	14:35:07.2	+53:16:48.0	[23]
FRB 20190609C	04:52:40.8	+24:03:36.0	[23]
FRB 20190711A	21:57:40.1	-80:21:28.9	[78]
FRB 20190804E	17:25:21.6	+55:04:08.4	[23]
FRB 20190915D	00:47:07.2	+46:51:35.9	[23]
FRB 20191013D	02:41:40.8	+13:37:48.0	[23]
FRB 20191106C	13:18:19.2	+43:00:07.2	[23]
FRB 20200118D	07:07:38.4	+42:50:13.2	[23]
FRB 20200120E	09:57:56.7	+68:49:32.0	[23, 79]
FRB 20200127B	07:56:48.0	+86:36:32.4	[23]
FRB 20200202A	01:43:43.2	+44:17:24.0	[23]
FRB 20200223B	00:33:03.6	+28:49:51.6	[23]
FRB 20200619A	18:10:24.0	+55:33:36.0	[23]
FRB 20200809E	01:20:04.3	+82:53:24.0	[23]
FRB 20200926A	18:53:07.2	+53:57:01.0	[23]
FRB 20200929C	01:08:09.6	+18:28:12.0	[23]
FRB 20201124A	05:08:03.5	+26:03:38.5	[19–21, 23, 35, 80]
FRB 20201130A	04:17:33.6	+00:31:24.0	[23]
FRB 20201221B	08:16:48.0	+48:46:48.0	[23]
FRB 20220912A	23:09:09.6	+48:42:01.0	[25, 26]
FRB 20240114A	21:27:39.9	+04:21:00.4	[81, 104]

低意味着在视线方向上的电子密度的降低, 或磁场方向发生了变化。所以,  $DM$  与  $RM$  相反的演化趋势可能说明两者的变化源于不同的介质, 抑或是相同的介质, 但是其磁场强度正在发生演化。由此可见,  $DM$  和  $RM$  的演化并不一定是耦合的<sup>[68]</sup>。



注: a) 左侧 y 轴为  $RM$  的观测值, 右侧 y 轴为该源区域的  $RM$ ; b) 为 a) 的局部放大图。各种图形分别代表 Arecibo 射电望远镜 (AO)、Effelsberg 射电望远镜 (Eff)、Green Bank 射电望远镜 (GBT) 以及甚大阵射电望远镜 (VLA) 观测的 FRB 20121102A。

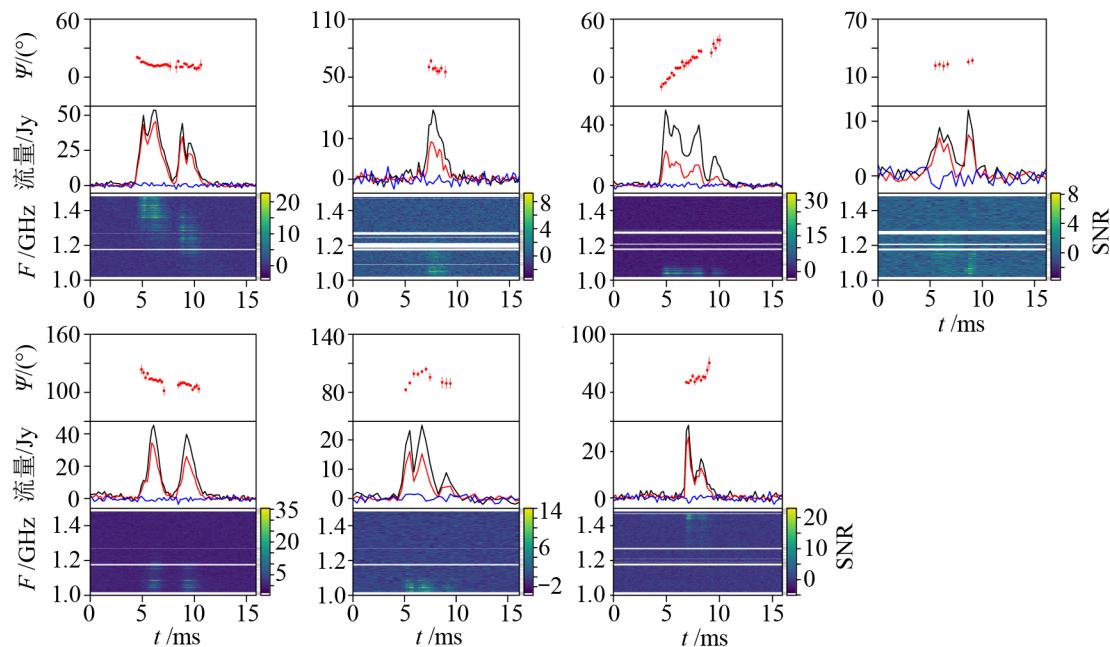
图 4 20 个 FRB 20121102A 的  $RM$  与时间的函数<sup>[68]</sup>

在脉冲星的研究中, 通常认为其辐射来源于磁层中的不同高度, 因此线偏振具有一定随频率演化的趋势, 一般是随频率的升高而降低<sup>[84, 85]</sup>。然而这与 FRB 20121102A 的观测结果截然相反: 在 C 波段的观测中, 其爆发表现出约 100% 线偏振<sup>[17, 86]</sup>, 而在 FAST 的 L 波段的观测中, 几乎没有表现出线偏振, 因此也没有可测量的  $RM$ <sup>[24, 67, 87]</sup>, 所以并不能将快速射电暴的起源模型与脉冲星进行简单的类比<sup>[67]</sup>。然而, 利用多路径传播效应导致的  $RM$  散射似乎可以解释这一现象, 并且根据其他重复快速射电暴的数据来看, 这很有可能是该类源的普遍特征<sup>[67, 88]</sup>。

在 FRB 20201124A 之前, 基本上仅在非重复的快速射电暴数据中观测到了圆偏振的存在, FAST 对 FRB 20121102A 也进行了圆偏振的观测, 并在少数爆发中观测到了圆偏振<sup>[24]</sup>。圆偏振的产生可能有两种来源: 一是辐射的传播过程, 二是辐射源固有的辐射机制。在传播过程中的多路径传播和广义法拉第旋转会产生圆偏振。当电磁辐射在非均匀等离子体环境中传播时, 会发生多路径传播; 而广义法拉第旋转是一种相对较弱的效应, 只有在通过具有磁场反转的极端磁化区域, 或通过由相对论性电子组成的强磁化等离子体时才能产生可观察到的圆偏振。FRB 20121102A 具有很大的  $RM$  散射<sup>[67]</sup>, 代表其周围的电子密度很大且复杂, 有可能会产生上述的效应。但是经过 Feng 等人<sup>[24]</sup>的论证, FRB 20121102A 的圆偏振不太可能是由多路径传播引起, 更可能是因为广义法拉第旋转或该源本身固有的辐射机制产生的, 而根据目前最流行的快速射电暴的磁星起源猜想, 该源产生的圆偏振辐射很有可能是来自于磁星的磁层, 但是根据目前具有圆偏振的爆发数据来看, 该过程发生的概率也是比较低的。

## 4.2 FRB 20180301A

FRB 20180301A 是 Price 等人<sup>[71]</sup>利用 Parkes 射电望远镜发现的一个重复快速射电暴, 其同样具有复杂的偏振特性。在 1.1 ~ 1.6 GHz 频段的观测中, FRB 20180301A 的爆发展现出了高线偏振和有显著频率依赖性的圆偏振, 其旋转测量值  $RM$  高达  $-3\,163 \pm 20 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ , 但是由于当时没有对其进行精确的定位, 所以不能确定该快速射电暴表现出的偏振特性是否纯粹来自于天体物理, 尤其是其圆偏振的表现可能来自于仪器旁瓣泄漏或者广义法拉第旋转等传播效应<sup>[71]</sup>。



注: 各小图的上图为偏振位置角的变化, 误差棒表示 68% 置信度; 中图为偏振轮廓, 黑色、红色和蓝色曲线分别表示总强度、线偏振和圆偏振, 流量值为归一化后的结果; 下图为作为频率和时间函数的总强度的动态谱, 右侧彩色条表示信噪比。

图 5 FAST 观测 FRB 20180301A 数据中最亮的 7 个爆发的  $PA$  值、偏振轮廓和动态谱图<sup>[18]</sup>

随后 Luo 等人<sup>[18]</sup>利用 FAST 望远镜对 FRB 20180301A 进行了后续观测, 在 1 ~ 1.5 GHz 频段的四次观测中检测到 15 个重复爆发信号, 并在其中发现了七次偏振位置角的显著变化(上升、下降或摆动), 见图 5, 偏振位置角的多样性支持了快速射电暴辐射机制源自中子星磁层的观点, 而非相对论性激波的同步辐射机制。其线偏振度在 36% ~ 80% 之间, 没有发现显著的圆偏振(<3%);  $RM$  在  $521.5 \sim 564.4 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  之间, 并以每天  $21 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  的速率线性变化, 与 Price 等人最初报告的  $-3\,163 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  存在显著差异, 这可能是由于早期观测带宽较窄而导致偏差。

Kumar 等人<sup>[70]</sup>在 2023 年报告了 Parkes 对 FRB 20180301A 的两年半的观测数据, 在 0.7 ~ 1.8 GHz 频段检测到 46 个重复爆发信号, 其中超过 2/3 的爆发未显示偏振信号, 尤其

是在低信噪比爆发中。其中 13 个偏振爆发显示出显著的  $RM$  变化，包括符号反转，表明其源所处环境的磁场强度和拓扑结构发生了显著变化。此外，未检测到显著的圆偏振信号，表明圆偏振可能并非 FRB 20180301A 的普遍特征。

Uttarkar 等人<sup>[69]</sup>2024 年的研究重新分析了 Price 等人<sup>[71]</sup>的原始数据，结合 Bhandari 等人的定位 (Bhandari 等人在 1 ~ 2 GHz 频段利用 VLA 望远镜将 FRB 20180301A 定位在一个  $z = 0.3304$  的恒星形成星系中)<sup>[89]</sup>，确认爆发是在主瓣内检测到的，排除了来自仪器泄漏的可能性。Uttarkar 等人使用广义法拉第旋转模型，得出的  $RM$  约为  $27.7 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ ，远低于之前的值，并指出圆偏振可能是由相对论性等离子体中的传播效应引起的<sup>[69]</sup>。

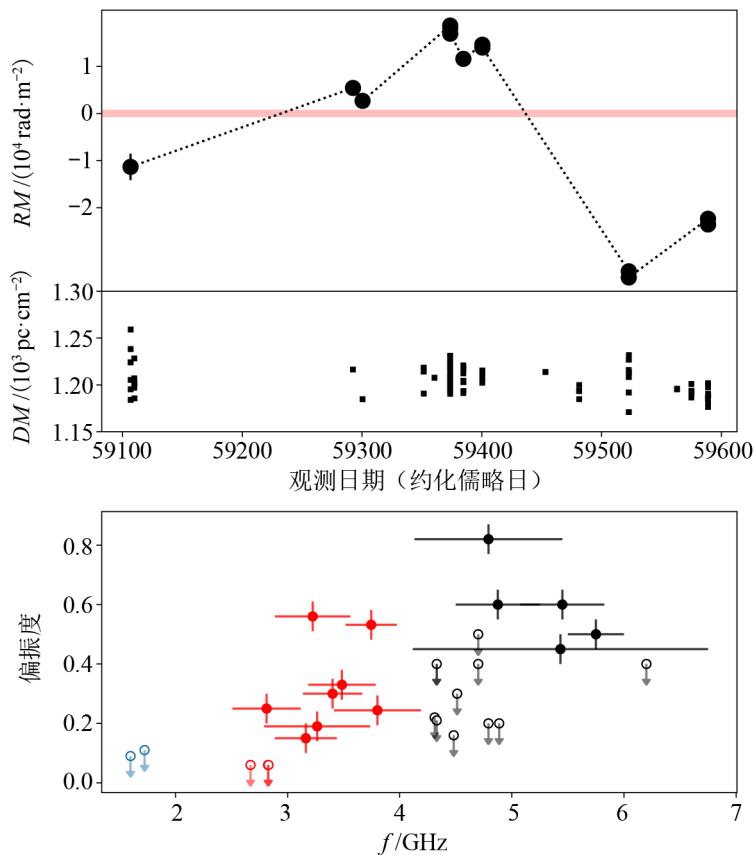


图 6 FRB 20190520B 的  $RM$ 、 $DM$  与时间的关系以及偏振度与频率的关系图<sup>[22]</sup>

### 4.3 FRB 20190520B

FRB 20190520B 是由 FAST 发现的一个重复快速射电暴，该源位于一个红移约为 0.241 的矮星系中，其平均  $DM$  值约为  $1204.7 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ <sup>[90]</sup>。除 FAST 外，美国绿岸望远镜 (Green Bank Telescope, GBT) 和 Parkes 射电望远镜也对其进行观测，并发现 FRB 20190520B 的偏振特性表现出显著的时间、频率依赖性以及复杂的  $RM$  变化。

FRB 20190520B 的线偏振度表现出明显的频率依赖性。在低频段 (1 ~ 3 GHz)，其线偏

振度较低, 甚至在某些频段完全消偏振; 而在高频段 (4~8 GHz), 线偏振度接近 100%<sup>[24, 67]</sup>。这种频率依赖的偏振特性可以通过多路径传播效应或广义法拉第旋转效应来解释。多路径传播效应在湍流等离子体中尤为显著, 会导致信号消偏振<sup>[67]</sup>。此外, FRB 20190520B 的偏振特性还表现出与频率相关的散射效应, 进一步支持了其传播路径上存在复杂等离子体环境的假设<sup>[67]</sup>。在 FRB 20190520B 的爆发中还检测到了圆偏振信号。圆偏振的存在进一步支持了 FRB 20190520B 的辐射机制可能与磁星磁层中的相干曲率辐射有关<sup>[67]</sup>。圆偏振的出现表明, FRB 20190520B 的辐射可能经历了复杂的传播过程, 如广义法拉第旋转或多路径传播效应<sup>[67]</sup>。

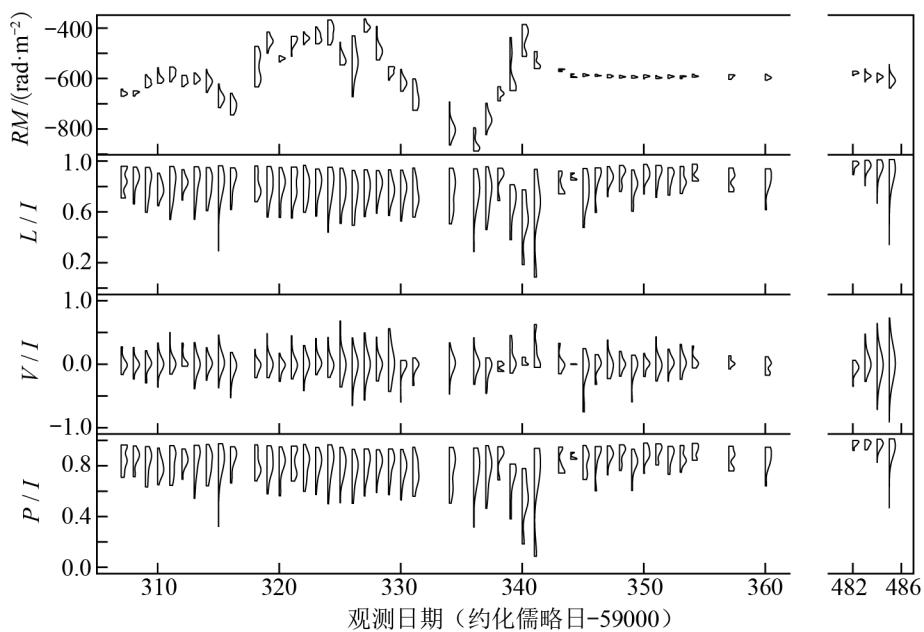
FRB 20190520B 的  $RM$  表现出极大的变异性, 甚至在观测期间发生了符号反转, 见图 6, GBT 和 Parkes 射电望远镜测量到的  $RM$  的范围从  $-2.4 \times 10^4 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  到  $+1.3 \times 10^4 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ , 在其中一周的观测时间内表现出了每天约  $+300 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  的变化幅度<sup>[22, 24]</sup>。这种  $RM$  的剧烈变化表明, FRB 20190520B 的传播路径上存在一个高度湍流且磁化的等离子体屏。这种屏可能是由快速射电暴源附近的恒星风或双星系统中的伴星风引起的<sup>[22]</sup>。此外, FRB 20190520B 的  $RM$  变化幅度显著高于其他快速射电暴, 如 FRB 20121102A, 表明其局部磁场环境极为复杂, 可能与双星系统的轨道运动有关<sup>[22, 24]</sup>。

#### 4.4 FRB 20201124A

FRB 20201124A 是由 CHIME 望远镜首先发现的<sup>[91]</sup>, 在 2021 年 3—5 月<sup>[21]</sup>、2021 年 9 月<sup>[35, 92–94]</sup>以及 2022 年 2—3 月处于高度活跃期, 其中 FAST 共获得了近 5000 个爆发样本。EVN 在 1'' 精度范围内确定了该源的位置<sup>[95, 96]</sup>, 并且确定了其位于一个红移约为 0.0979 的大质量恒星形成星系内<sup>[21, 97–99]</sup>。

在 2021 年 3—6 月的观测期间, FAST 观测到 FRB 20201124A 的  $RM$  在  $-300 \sim -900 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  区间内发生了强烈的振荡, 但是随后又趋于单调<sup>[21]</sup>, 见图 7; 同样是 FAST 在 2021 年 9 月 25—28 日的观测显示,  $RM$  从约  $-579 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$  单调下降至约  $-605 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ <sup>[35]</sup>, 这一范围与 Xu 等人<sup>[21]</sup>报告的值相一致。 $RM$  在观测期间表现出一定的单调性, 但具体变化速率较低, 且发生在相对较短的时间窗口内, 由此推得, 磁场的几何结构或电子密度分布可能发生了细微但持续的变化。尽管  $RM$  有所变化, 但其总体范围与先前报告的值保持一致, 这可能意味着 FRB 20201124A 的源区或传播路径中的介质环境在较长时间尺度上具有一定的稳定性。这些性质可能为理解快速射电暴的辐射机制和传播路径中的介质性质提供重要线索。

与 FRB 20121102A 和 FRB 20190520B 相似, FRB 20201124A 也观测到了随着频率降低, 线偏振度也随之降低的消偏振现象, 且在某些爆发中发现了线偏振和圆偏振随着波长平方的振荡<sup>[21]</sup>, 见图 8。同时 FRB 20201124A 表现出了前所未有的圆偏振行为<sup>[80, 100]</sup>。Jiang 等人<sup>[19]</sup>在 FRB 20201124A 中首次观测到圆偏振度高达  $(90.9 \pm 1.1)\%$  的极端偏振脉冲 (文献 [19] 中的 Burst 521), 刷新了快速射电暴的圆偏振观测记录。在 536 个高信噪比 ( $S/N > 50$ ) 的爆发中, 15 个爆发的平均圆偏振度  $\Pi_V > 50\%$ , 106 个爆发  $\Pi_V > 20\%$ , 展现了该源偏振特性的显著多样性: 高圆偏振既存在于双峰结构爆发 (如文献 [19] 中的 Burst 299 和 521), 也出现在单峰爆发 (如文献 [19] 中的 Burst 123), 部分爆发 (如文献 [19] 中的 Burst 269) 甚至呈现偏振符号 (左旋/右旋) 的时变反转。值得注意的是, 圆偏振度在 1.0~1.4 GHz 频段内保



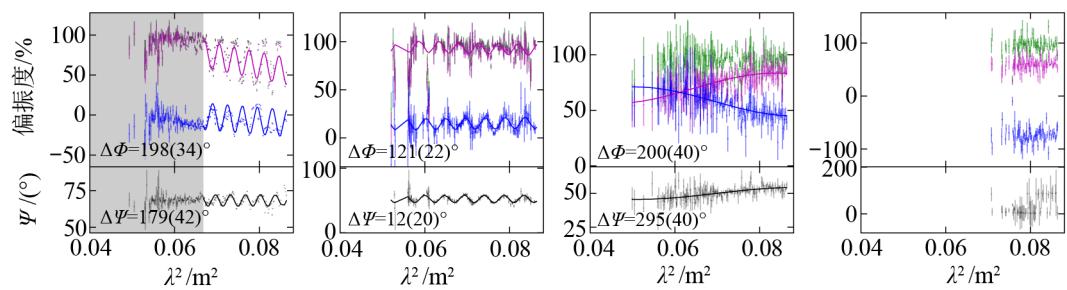
注: 2021年4月1日—6月11日以及2021年9月25—28日区间内FAST的观测, 横轴空白部分为未观测到爆发的时间段。

图7 FRB 20201124A 的 RM、线偏振度、圆偏振度、总偏振度分布小提琴图<sup>[35]</sup>

持恒定, 未表现出频率依赖性。此外, PA 的快速正交跳变 (如文献 [19] 中的 Burst 738 在 30 ms 内发生 90° 的突变) 和相邻爆发 (文献 [19] 中的 Burst 298、299、300) 在极短时间尺度 (<30 ms) 内的偏振参数剧烈变化, 排除了外部激波模型 (如同步脉泽辐射或等离子体传播效应) 的主导作用。研究表明, 磁星磁层内的曲率辐射或逆康普顿散射机制更符合观测特征, 即当视线偏离辐射束中心时, 相对论性电子束的相干运动可产生高圆偏振, 而磁层双折射效应或能解释 PA 跳变与圆偏振峰值的关联。尽管其圆偏振强度与太阳射电暴、木星射电活动相当, 但 FRB 20201124A 的亮温度 ( $T_b \approx 10^{36}$  K) 表明其辐射源自极端相对论性过程。尤为关键的是, 圆偏振度与爆发流量无显著相关性, 挑战了传统理论中“高偏振爆发应更暗”的预期, 为揭示快速射电暴的相干辐射机制提供了全新观测约束。

#### 4.5 FRB 20220912A

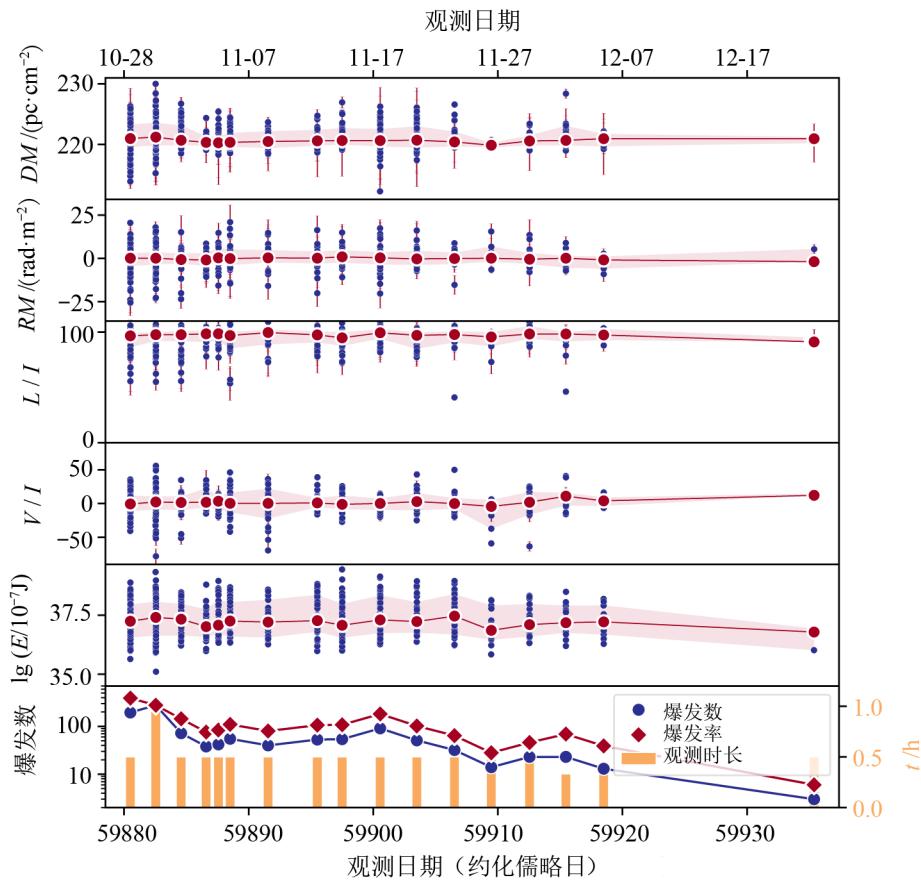
FRB 20220912A 是由 CHIME 发现的, Mckinven 等人<sup>[101]</sup>在 2022 年 10 月报告的一个新的快速射电暴, 是继 FRB 20121102A、FRB 20190520B、FRB 20201124A 之后的又一个十分活跃的快速射电暴。DSA-110 将该源定位在一个红移为 0.077 的星系中, 并且其宿主星系对  $DM$  值的贡献量最高约为  $50 \text{ pc}\cdot\text{cm}^{-3}$ <sup>[102, 103]</sup>。FRB 20220912A 的  $DM$  特征值为  $219.46 \text{ pc}\cdot\text{cm}^{-3}$ ,  $RM$  为  $0.6 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-2}$ 。许多望远镜都对该源进行了观测, 其中 Feng 等人<sup>[25]</sup>在 2022 年 10 月 24 日利用 GBT 在 L 波段的 1.4 h 内观测到了 128 次爆发, 并分析了其能量和  $RM$  的变化, 以及其具有大量圆偏振爆发的特征; 以此推测 FRB 20220912A 可能位于相对干净的等离子体



注: 绿色、品红色和蓝色的点及其误差棒分别代表总偏振、线性偏振和圆偏振, 黑色代表  $PA$  值。

图 8 FRB 20201124A 首次发现偏振度作为波长平方的函数<sup>[21]</sup>

环境中, 圆偏振可能是由该源内部的物理机制所造成的。与此同时, FAST 望远镜也对其进行了观测, 并得到了类似的结论<sup>[26]</sup>, 见图 9。



注: 2022 年 10 月 28 日—12 月 22 日 FAST 的观测。

图 9 FRB 20220912A 的  $DM$ 、 $RM$ 、线偏振度、圆偏振度、能量、爆发率分布<sup>[26]</sup>

#### 4.6 FRB 20240114A

FRB 20240114A 是一个高度活跃的重复暴，其偏振特性表现出高度的线偏振和一定程度的圆偏振。根据 Tian 等人<sup>[104]</sup>的研究，使用 MeerKAT 望远镜在 544 ~ 1 088 MHz 和 856 ~ 1 712 MHz 观测到的 62 个爆发中，大多数爆发的线偏振度接近 100%，圆偏振度最高可达 20%。这表明 FRB 20240114A 的辐射在传播过程中几乎没有受到多路径传播的消偏振效应影响。此外，研究还发现，爆发的偏振位置角表现出多样性，有些爆发呈现平坦的 PA，而有些则呈现上升或下降的趋势，这与 FRB 20180301A 的观测结果相似。

Xie 等人<sup>[81]</sup>使用 GBT 望远镜在 720 ~ 920 MHz 频段对 FRB 20240114A 进行了观测，共检测到 429 个爆发信号，其中 297 个爆发的 RM 被成功测量。这些爆发的平均 RM 为  $354.8 \pm 0.7 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ ，且 72% 的爆发线偏振度超过 90%<sup>[81]</sup>；14% 的爆发表现出显著的圆偏振，最高圆偏振度达到  $(65.2 \pm 3.7)\%$ 。研究还通过分析线偏振度的分布，发现 FRB 20240114A 与其他重复暴（如 FRB 20201124A 和 FRB 20220912A）具有相似的线偏振特性，但与 CHIME 观测到的非重复暴相比，重复暴的线偏振度显著更高<sup>[81]</sup>。

综合来看，FRB 20240114A 的线偏振度极高，大多数爆发接近 100%，表明其辐射机制可能源于高度有序的磁场环境，如磁星磁层内的相干曲率辐射<sup>[81, 104]</sup>。其次，部分爆发表现出显著的圆偏振，这可能与辐射源的几何结构或传播路径中的法拉第旋转效应有关<sup>[81]</sup>。

### 5 快速射电暴的起源

快速射电暴一般被认为源自宇宙中极端条件下的天体活动。20 世纪 70 年代，星系中膨胀的超新星壳层<sup>[105]</sup>以及小黑洞的湮灭<sup>[106]</sup>都被推测可能产生相干的、持续时间短的射电脉冲。1979 年，Phinney 和 Taylor<sup>[107]</sup>尝试在 Arecibo 射电望远镜的数据中搜索持续时间短于 16 ms 的脉冲以检验 Rees<sup>[106]</sup>预言的黑洞蒸发产生的射电辐射，但是，因为带宽和时间分辨率有限，所以并未实现。此外还有理论认为快速射电暴与外星智慧生命相关，但缺乏证据支持。目前为止，关于快速射电暴起源模型的讨论有百种之多，2019 年 Platts 等人<sup>[108]</sup>对目前的模型进行了综述。因为快速射电暴经常会表现出类似于射电脉冲星的辐射特征，所以目前大多数关于快速射电暴起源的理论都涉及致密天体的磁层（可能是中子星、黑洞或致密双星等），其可能具有强磁场、巨大的转动能量以及湍流环境。

#### 5.1 磁星模型

目前最主流的快速射电暴起源模型是磁星模型。磁星指的是表面偶极磁场超过  $10^{14} \text{ G}$  的中子星<sup>[109, 110]</sup>。在观测上，磁星通常呈现为软伽马射线重复暴和反常 X 射线脉冲星，此外，毫秒磁星的假设也被用来解释伽马射线暴<sup>[111, 112]</sup>和超亮超新星<sup>[113]</sup>。最早利用磁星来解释快速射电暴的是 Popov 和 Postnov<sup>[114]</sup>，他们将 FRB 20010724A 解释为软伽马射线暴的超级耀斑。Kulkarni 等人<sup>[115]</sup>进一步讨论了快速射电暴对应类软伽马射线暴模型。Yang 和 Zhang<sup>[43]</sup>认为，快速射电暴辐射可能来源于中子星磁层活动，并推断能够产生快速射电暴的孤立中子星可能就是磁星。

Bochenek 等人<sup>[116]</sup>和 CHIME/FRB<sup>[117]</sup>从银河系中的磁星 SGR J1935+2154 中观测到了一个明亮的快速射电暴爆发 (FRB 20200428A), 并可以与一个硬 X 射线暴相关联, 证明至少一部分快速射电暴是由常规磁星产生的, 不一定需要极端宇宙学爆炸; 快速射电暴与硬 X 射线暴相关联表明快速射电暴的能量来源很可能是磁能而非自旋能<sup>[123]</sup>。X 射线暴的能量大概比快速射电暴的能量高四个数量级, 而 X 射线脉冲的持续时间也比快速射电暴的脉冲持续时间要长得多<sup>[118-120]</sup>。根据 Thompson 和 Duncan<sup>[121]</sup>的研究, 磁星的磁层可以产生 X 射线, 或者由磁层和激波辐射的叠加产生。因此, 以磁层辐射为主要猜想的快速射电暴的类脉冲星模型和类伽马射线暴模型都被认为是最有可能的起源模型, 而现实中快速射电暴的相干辐射很有可能是两者或者更多种机制同时作用的结果。

## 5.2 孤立中子星模型

除了磁星模型, 许多理论认为快速射电暴可以由其他孤立的中子星产生<sup>[108]</sup>: 要么是通过超大质量中子星在其自身引力坍缩期间通过其磁层的射电辐射而产生, 要么是通过周围介质中的相对论激波产生。如前文所述, 我们观测到的快速射电暴信号可能是来自其他星系的脉冲星辐射的巨脉冲<sup>[122]</sup>。与磁星不同, 脉冲星辐射的巨脉冲可能来源于中子星自旋能而非磁能。然而, 目前观测到的河外脉冲星巨脉冲仍无法解释快速射电暴超乎常理的色散量, 因此需要更多观测数据来完善该理论。

与孤立中子星相关的灾难性模型还包括“闪电”模型, 其中超大质量中子星在超新星爆炸后几十年或几个世纪内塌缩形成黑洞, 从而产生快速射电暴。Zhang<sup>[123]</sup>提出了一种类似的坍缩机制, 但坍缩发生在超大质量中子星或磁星在双中子星并合后的几秒或几分钟内, 这与短时伽马射线暴相吻合。

## 5.3 相互作用中子星模型

利用各种各样的外部因素与中子星进行相互作用, 也可以部分解释快速射电暴的观测现象<sup>[108]</sup>, 在这些模型中, 快速射电暴的能量来源可能是引力势能、流体动能、自旋能或磁能。如小行星模型认为, 彗星或者小行星靠近中子星表面并与之撞击可以消耗大量的质量或引力能而产生巨型脉冲<sup>[124-126]</sup>, 但这种模型需要的小行星质量很大, 可能需要地球质量的量级; 另一种说法认为, 小行星靠近中子星表面会和中子星的星风发生相互作用, 产生的电流可以影响中子星附近的等离子体流, 从而产生相干辐射的快速射电暴<sup>[127]</sup>, 这种模型的能量来源为中子星的自旋能, 对小行星的质量要求不高。

另一种可能性是磁层相互作用模型<sup>[108]</sup>: 两颗中子星在合并前的磁层直接相互作用可能会有类似快速射电暴的现象发生。Zhang<sup>[123]</sup>认为, 双中子星之间的强磁层相互作用在合并前几十年就已经发生了, 这样的系统可能是通过磁重联产生重复快速射电暴的理想模型, 这一过程消耗的是两颗中子星的自旋能和磁能。

## 6 总结与展望

自 2007 年 Lorimer 等人首次发现快速射电暴以来, 已累计发现 889 个样本。其辐射具有诸多特征, 如能量、亮温度、持续时间、光谱、偏振等, 其中偏振特性因其能够揭示辐射机制和周边环境信息, 对理解快速射电暴起源具有关键作用。在已报道的 38 个具有偏振特征的重复暴中, FRB 20121102A、FRB 20180301A、FRB 20190520B、FRB 20201124A、FRB 20220912A 和 FRB 20240114A 这 6 个源表现出显著圆偏振特征, 这一发现打破了“圆偏振是非重复暴独有特征”的传统认知<sup>[130]</sup>, 暗示重复暴与非重复暴可能具有相似的物理起源。此外, 偏振位置角跳变和旋转量演化等现象的发现, 进一步增加了快速射电暴辐射机制的复杂性, 使得其成因至今仍无定论。

基于偏振观测特征, 快速射电暴的相干射电辐射模型主要可分为两大类: 类脉冲星模型和类伽马射线暴模型。这些模型通过不同的物理机制解释了快速射电暴的亮度高、持续时间短和偏振多样性特征。类脉冲星模型认为快速射电暴的辐射机制与脉冲星类似, 主要涉及相干曲率辐射和同步脉泽辐射。在强磁场环境中, 高能电子沿磁场线运动时产生相干曲率辐射, 这种机制能够解释快速射电暴的高亮度和窄带宽特征。此外, 同步脉泽辐射在等离子体不稳定性条件下也可能产生相干射电辐射, 尤其是在磁星磁层等极端环境中。这些内禀辐射机制通常伴随着显著的线偏振和偏振位置角的演化。类伽马射线暴模型则借鉴了伽马射线暴的物理框架, 主要考虑相干逆康普顿散射等机制。在这一模型中, 高能电子与低能光子相互作用, 通过逆康普顿散射产生相干射电辐射。这种机制可能发生在致密天体合并或磁星耀发等极端事件中, 能够解释快速射电暴的高能量和非热辐射特征。

除了内禀辐射机制, 传播效应在快速射电暴偏振特征的形成中也起到关键作用。信号在传播过程中可能经历回旋吸收和广义法拉第旋转等效应, 这些效应会改变辐射的偏振状态, 导致观测到的圆偏振、线偏振以及偏振位置角的复杂演化。例如, 广义法拉第旋转在强磁场和致密等离子体环境中尤为显著, 能够解释快速射电暴偏振度随频率变化的特征。

快速射电暴的相干射电辐射模型通过结合内禀辐射机制和传播效应, 为理解其偏振观测特征提供了理论框架。然而, 为了甄别偏振特征的起源, 需要结合频率依赖性、时间演化、*DM-RM* 关系以及偏振位置角和圆偏振的特征等多方面信息。值得注意的是, FRB 20240114A 的发现为重复暴研究提供了宝贵样本——FAST 望远镜已在该源探测到上万个爆发事件, 且该源仍在持续活跃。对这一活跃重复源的长期监测不仅有助于推进快速射电暴的统计学研究, 揭示重复暴的共性与差异, 还能通过与其他源的对比深化对其物理起源的理解, 特别是为当前主流的磁星模型提供关键检验。

未来中国将建设的几台百米级全可动射电望远镜, 如云南天文台的景东 120 m 射电望远镜 (Jingdong Radio Telescope, JRT)<sup>[128]</sup>、新疆天文台的奇台 110 m 射电望远镜 (Qitai Telescope, QTT)<sup>[129]</sup> 以及桦甸 120 m 射电望远镜等, 将在更宽的频率范围内对快速射电暴进行深入细致的观测, 或许可以揭示产生这种强爆发现象的真正原因。除了建造更大的单天线射电望远镜之外, 即将建造的 FAST 核心阵列、平方公里阵列射电望远镜 (SKA) 等大型阵列式射电望远镜群也将对快速射电暴的发现、追踪、定位等方面起到关键作用, 这对研究其分类

和多信使合作观测有重要意义。

### 参考文献:

- [1] Gupta O, Beniamini P, Kumar P, et al. <http://arxiv.org/abs/2501.09810>, 2025
- [2] Thornton D, Stappers B, Bailes M, et al. *Science*, 2013, 341: 53
- [3] Lorimer D R, Bailes M, McLaughlin M A, et al. *Science*, 2007, 318: 777
- [4] Yao J M, Manchester R N, Wang N. *ApJ*, 2017, 835: 29
- [5] Spitler L G, Cordes J M, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2014, 790: 101
- [6] Spitler L G, Scholz P, Hessels J W T, et al. *Nature*, 2016, 531: 202
- [7] Chatterjee S, Law C J, Wharton R S, et al. *Nature*, 2017, 541: 58
- [8] Tendulkar S P, Bassa C G, Cordes J M, et al. *ApJ*, 2017, 834: L7
- [9] Pleunis Z, Good D C, Kaspi V M, et al. *ApJ*, 2021, 923: 1
- [10] Xu J Y, Feng Y, Li D, et al. *Universe*, 2023, 9: 330
- [11] CHIME/FRB Collaboration, Andersen B C, Bandura K, et al. *ApJ*, 2019, 885: L24
- [12] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Andersen B C, et al. *ApJS*, 2021, 257: 59
- [13] Petroff E, Bailes M, Barr E D, et al. *MNRAS*, 2015, 447: 246
- [14] Masui K, Lin H H, Sievers J, et al. *Nature*, 2015, 528: 523
- [15] Ravi V, Shannon R M, Bailes M, et al. *Science*, 2016, 354: 1249
- [16] Petroff E, Burke-Spolaor S, Keane E F, et al. *MNRAS*, 2017, 469: 4465
- [17] Michilli D, Seymour A, Hessels J W T, et al. *Nature*, 2018, 553: 182
- [18] Luo R, Wang B J, Men Y P, et al. *Nature*, 2020, 586: 693
- [19] Jiang J C, Xu J W, Niu J R, et al. <http://arxiv.org/abs/2408.03313>, 2024
- [20] Kumar P, Shannon R M, Lower M E, et al. *MNRAS*, 2022, 512: 3400
- [21] Xu H, Niu J R, Chen P, et al. *Nature*, 2022, 609: 685
- [22] Anna-Thomas R, Connor L, Dai S, et al. *Science*, 2023, 380: 599
- [23] Ng C, Pandhi A, Mckinven R, et al. <http://arxiv.org/abs/2411.09045>, 2024
- [24] Feng Y, Zhang Y K, Li D, et al. *Science Bulletin*, 2022, 67: 2398
- [25] Feng Y, Li D, Zhang Y-K, et al. *ApJ*, 2024, 974: 296
- [26] Zhang Y-K, Li D, Zhang B, et al. *ApJ*, 2023, 955: 142
- [27] Pandhi A, Pleunis Z, Mckinven R, et al. *ApJ*, 2024, 968: 50
- [28] Petroff E, Hessels J W T, Lorimer D R. *A&A*, 2019, 27: 4
- [29] Petroff E, Hessels J W T, Lorimer D R. *A&AR*, 2022, 30: 2
- [30] Xiao D, Wang F, Dai Z. T. *SCPMA*, 2021, 64: 249501
- [31] Zhang B. *REV MOD PHYS*, 2023, 95: 035005
- [32] Straten W V, Manchester R N, Johnston S, et al. *PASA*, 2010, 27: 104
- [33] Mckinven R, Michilli D, Masui K, et al. *ApJ*, 2021, 920: 138
- [34] Everett J E, Weisberg J M. *ApJ*, 2001, 553: 341
- [35] Jiang J C, Wang W Y, Xu H, et al. *RAA*, 2022, 22: 124003
- [36] Desvignes G, Kramer M, Lee K J, et al. *Science*, 2019, 365: 1013
- [37] Burn B J. *MNRAS*, 1966, 133: 67
- [38] Brentjens M A, Bruyn A G D. *A&A*, 2005, 441: 1217
- [39] Schnitzeler D H F M, Lee K J. *MNRAS*, 2015, 447: L26
- [40] Petroff E, Barr E D, Jameson A, et al. *PASA*, 2016, 33: e045
- [41] Lu W, Kumar P. *MNRAS*, 2019, 483: L93
- [42] Zhang B. *Nature*, 2020, 587: 45
- [43] Yang Y P, Zhang B. *ApJ*, 2018, 868: 31
- [44] Lu W, Kumar P, Zhang B. *MNRAS*, 2020, 498: 1397

- [45] Yang Y P, Zhang B. *ApJ*, 2021, 919: 89
- [46] Zhang B. *ApJ*, 2022, 925: 53
- [47] Qu Y, Zhang B, Kumar P. *MNRAS*, 2023, 518: 66
- [48] Lyubarsky Y. *MNRAS*, 2014, 442: L9
- [49] Metzger B D, Margalit B, Sironi L. *MNRAS*, 2019, 485: 4091
- [50] Tong H, Wang H G. *RAA*, 2022, 22: 075013
- [51] Wang W Y, Jiang J C, Lee K J, et al. *MNRAS*, 2022, 517: 5080
- [52] Wang W Y, Jiang J C, Lu J, et al. *SCPMA*, 2022, 65: 289511
- [53] Qiao G J, Lin W P. *A&A*, 1998, 333: 172
- [54] Xu R X, Liu J F, Han J L, et al. *ApJ*, 2000, 535: 354
- [55] Qu Y, Zhang B. *MNRAS*, 2023, 522: 2448
- [56] Plotnikov I, Sironi L. *MNRAS*, 2019, 485: 3816
- [57] Beloborodov A M. *ApJ*, 2020, 896: 142
- [58] Qu Y, Zhang B. *ApJ*, 2024, 972: 124
- [59] Luo Q, Melrose D B. *MNRAS*, 2001, 325: 187
- [60] Petrova S A. *MNRAS*, 2006, 366: 1539
- [61] Wang C, Lai D, Han J. *MNRAS*, 2010, 403: 569
- [62] Wang W Y, Yang Y P, Niu C H, et al. *ApJ*, 2022, 927: 105
- [63] Lower M E. <http://arxiv.org/abs/2108.09429>, 2021
- [64] Lower M E, Johnston S, Lyutikov M, et al. *Nature Astronomy*, 2024, 8: 606
- [65] Gruzinov A, Levin Y. *ApJ*, 2019, 876: 74
- [66] Melrose D B. *ApJ*, 2010, 725: 160
- [67] Feng Y, Li D, Yang Y P, et al. *Science*, 2022, 375: 1266
- [68] Hilmarsson G H, Michilli D, Spitler L G, et al. *ApJ*, 2021, 908: L10
- [69] Uttarkar P A, Shannon R M, Lower M E, et al. *MNRAS*, 2024, 534: 2485
- [70] Kumar P, Luo R, Price D C, et al. *MNRAS*, 2023, 526: 3652
- [71] Price D C, Foster G, Geyer M, et al. *MNRAS*, 2019, 486: 3636
- [72] McKinven R, Gaensler B M, Michilli D, et al. *ApJ*, 2023, 951: 82
- [73] Bethapudi S, Spitler L G, Main R A, et al. *MNRAS*, 2023, 524: 3303
- [74] McKinven R, Gaensler B M, Michilli D, et al. *ApJ*, 2023, 950: 12
- [75] Kirsten F, Snelders M P, Jenkins M, et al. *Nature Astronomy*, 2021, 5: 414
- [76] Pleunis Z, Michilli D, Bassa C G, et al. *ApJ*, 2021, 911: L3
- [77] Chawla P, Andersen B C, Bhardwaj M, et al. *ApJ*, 2020, 896: L41
- [78] Macquart J-P, Prochaska J X, McQuinn M, et al. *Nature*, 2020, 581: 391
- [79] Nimmo K, Hessels J W T, Kirsten F, et al. *Nature Astronomy*, 2022, 6: 393
- [80] Hilmarsson G H, Spitler L G, Main R A, et al. *MNRAS*, 2021, 508: 5354
- [81] Xie J-T, Feng Y, Li D, et al. <http://arxiv.org/abs/2410.10172>, 2024
- [82] Hessels J W T, Spitler L G, Seymour A D, et al. *ApJ*, 2019, 876: L23
- [83] Josephy A, Chawla P, Fonseca E, et al. *ApJ*, 2019, 882: L18
- [84] Petrova S A. *A&A*, 2001, 378: 883
- [85] Johnston S, Kerr M. *MNRAS*, 2018, 474: 4629
- [86] Gajjar V, Siemion A P V, Price D C, et al. *ApJ*, 2018, 863: 2
- [87] Li D, Wang P, Zhu W W, et al. *Nature*, 2021, 598: 267
- [88] Yang Y P, Lu W, Feng Y, et al. *ApJ*, 2022, 928: L16
- [89] Bhandari S, Heintz K E, Aggarwal K, et al. *AJ*, 2022, 163: 69
- [90] Niu C H, Aggarwal K, Li D, et al. *Nature*, 2022, 606: 873
- [91] CHIME/FRB Collaboration. *ATel*, 2021, 14497: 1
- [92] Zhou D J, Han J L, Zhang B, et al. *RAA*, 2022, 22: 124001
- [93] Zhang Y K, Wang P, Feng Y, et al. *RAA*, 2022, 22: 124002

- [94] Niu J R, Zhu W W, Zhang B, et al. *RAA*, 2022, 22: 124004
- [95] Wharton R, Bethapudi S, Marthi V, et al. *ATel*, 2021, 14538: 1
- [96] Nimmo K, Hewitt D M, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2022, 927: L3
- [97] Fong W F, Dong Y, Leja J, et al. *ApJ*, 2021, 919: L23
- [98] Piro L, Bruni G, Troja E, et al. *A&A*, 2021, 656: L15
- [99] Ravi V, Law C J, Li D, et al. *MNRAS*, 2022, 513: 982
- [100] Kumar P, Shannon R M, Lower M E, et al. *PRD*, 2023, 108: 043009
- [101] Mckinven R, CHIME/FRB Collaboration. *ATel*, 2022, 15679: 1
- [102] Ravi V. *ATel*, 2022, 15693: 1
- [103] Ravi V, Catha M, Chen G, et al. *ApJ*, 2023, 949: L3
- [104] Tian J, Rajwade K M, Pastor-Marazuela I, et al. *MNRAS*, 2024, 533: 3174
- [105] Stirling A C A, Peter D N. *ApJ*, 1971, 165: 509
- [106] Rees M J. *Nature*, 1977, 266: 333
- [107] Phinney S, Taylor J H. *Nature*, 1979, 277: 117
- [108] Platts E, Weltman A, Walters A, et al. *Physics Reports*, 2019, 821: 1
- [109] Duncan R C, Thompson C. *ApJ*, 1992, 392: L9
- [110] Katz J I. *ApJ*, 1982, 260: 371
- [111] Uso V V. *Nature*, 1992, 357: 472
- [112] Metzger B D, Giannios D, Thompson T A, et al. *MNRAS*, 2011, 413: 2031
- [113] Kasen D, Bildsten L. *ApJ*, 2010, 717: 245
- [114] Popov S B, Postnov K A. <http://arxiv.org/abs/0710.2006>, 2007
- [115] Kulkarni S R, Ofek E O, Neill J D, et al. *ApJ*, 2014, 797: 70
- [116] Bochenek C D, Ravi V, Belov K V, et al. *Nature*, 2020, 587: 59
- [117] CHIME/FRB Collaboration, Andersen B C, Bandura K M, et al. *Nature*, 2020, 587: 54
- [118] Mereghetti S, Savchenko V, Ferrigno C, et al. *ApJ*, 2020, 898: L29
- [119] Ridnaia A, Svinkin D, Frederiks D, et al. *Nature Astronomy*, 2021, 5: 372
- [120] Li C K, Lin L, Xiong S L, et al. *Nature Astronomy*, 2021, 5: 378
- [121] Thompson C, Duncan R C. *MNRAS*, 1995, 275: 255
- [122] Connor L, Sievers J, Pen U L. *MNRAS*, 2016, 458: L19
- [123] Zhang B. *ApJ*, 2020, 890: L24
- [124] Dai Z G, Wang J S, Wu X F, et al. *ApJ*, 2016, 829: 27
- [125] Bagchi M. *ApJ*, 2017, 838: L16
- [126] Smallwood J L, Martin R G, Zhang B. *MNRAS*, 2019, 485: 1367
- [127] Mottez F, Zarka P. *A&A*, 2014, 569: A86
- [128] Wang M, Xu Y H, Wang J C, et al. *SCPMA*, 2022, 52: 119501
- [129] Wang N. *SCPMA*, 2014, 44: 783
- [130] Dai S, Lu J, Wang C, et al. *ApJ*, 2021, 920: 46

## Research Progress on Polarization of Repeating Fast Radio Bursts

CAO Shuo<sup>1,2</sup>, HAO Longfei<sup>1</sup>, Wang Min<sup>1</sup>, Li Zhixuan<sup>1</sup>

(1. Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China; 2. School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract:** To investigate the polarization properties, radiation mechanisms, and origins of repeating fast radio bursts, definitions of polarization-related physical parameters such as Stokes parameters and Faraday rotation measure are first outlined, along with observational analysis methods including Q-U fitting and RM synthesis. By analyzing radiation mechanisms like curvature radiation and inverse Compton scattering, as well as propagation effects such as cyclotron absorption and generalized Faraday rotation, their influences on polarization signals are examined. On this basis, the polarization observational characteristics of six typical repeating FRBs including FRB 20121102A are highlighted, revealing that repeating FRBs also exhibit high circular polarization, thereby challenging the previous view that circular polarization is unique to non-repeating FRBs. Finally, origin models such as the magnetar model are discussed. The results show that polarization properties can provide key observational constraints for understanding the radiation mechanisms and origins of repeating FRBs, and support the magnetar model as being reasonably plausible.

**Key words:** radiation mechanism; fast radio burst; polarization