

PSR J0934-5249辐射特性研究*

陈林飞^{1,2} 许鑫^{1,2} 田杰^{1,2} 支启军^{1,2†}

(1 贵州师范大学物理与电子科学学院 贵阳 550025)

(2 贵州省射电天文数据处理重点实验室 贵阳 550025)

摘要 利用Parkes 64 m射电望远镜1369 MHz的观测数据,对PSR J0934-5249的单脉冲数据进行了详细的观测研究,结果显示该脉冲星同时具有脉冲消零和子脉冲漂移现象.首先研究了该脉冲星脉冲消零现象,成功分离了消零脉冲和爆发脉冲,计算出脉冲消零比(Nulling Fraction, NF)为 $6.3\% \pm 0.4\%$,并得到了消零脉冲和爆发脉冲的持续时间.结果表明,爆发脉冲的最长持续时间超150个脉冲周期,而消零脉冲的持续时间不超过4个脉冲周期.此外,研究发现这颗脉冲星展现出准周期性消零现象,周期值约为33个脉冲周期.然后,利用相位分离涨落谱和二维涨落谱分析发现PSR J0934-5249存在明显的子脉冲漂移现象,计算出漂移带的垂直间隔 $P_3 = 3.85P \pm 0.03P$ (P 为该脉冲星的自转周期),漂移带的水平间隔 $P_2 = 5.2^\circ \pm 1.0^\circ$.最后,给出了PSR J0934-5249在频率为1369 MHz的偏振信息,发现该脉冲星的偏振位置角符合旋转矢量模型,并基于运动学效应,很好地约束了该脉冲星的观测几何.

关键词 脉冲星; 个别: PSR J0934-5249, 无线电波: 恒星, 方法: 数据分析

中图分类号: P145; **文献标识码**: A

1 引言

脉冲星是高速旋转的中子星,它具有超强的磁场和极高的密度,是理想的极端物理实验室.自发现第1颗脉冲星以来^[1],已经有将近4000颗脉冲星相继被发现^[2-3].随着脉冲星的高速且稳定的自转,它会不断辐射出周期性的单脉冲.一些脉冲星的单脉冲表现出许多有趣的现象,例如脉冲消零(Pulse Nulling)^[4-5]、子脉冲漂移(Subpulse Drift)^[6-7]、模式变换^[8-9]、巨脉冲^[10-11]和矮脉冲^[12-13]等.这些有趣的辐射现象反映了脉冲星的辐射过程,研究这些辐射现象对理解脉冲星辐射理论具有重要意义.

脉冲消零是指脉冲星的辐射在几个或数千个脉冲周期内消失或无法被望远镜探测到^[14-15].脉冲消零是脉冲星的一种普遍现象,目前已在数百颗脉冲星中观测到^[16].脉冲消零比(Nulling Fraction, NF)是脉冲消零现象的重要参数,表示消零脉冲在整个观测时间上的占比,表征在脉冲星中脉冲消零的程度.大量研究表明,观测到的消零脉冲星的NF从小于1%到大于95%不等^[5, 17].值得注意的是,一些消零脉冲星的消零态展现出明显的准周期性^[18-20].此外,大量研究指出在年老脉冲星上更容易探测到脉冲消零现象^[4, 21],但其背后的理论机制尚未达成共识.模式变换是脉冲星的辐射信号在两种或多种状态之间切换的现象.一些研究认为,

2024-12-20收到原稿, 2025-04-07收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12273008)、SKA科学技术部基金项目(2022SKA0130100、2022SKA0130104)、贵州省自然科学基金项目([2023]024)资助

†qjzhi@gznu.edu.cn

脉冲消零可能是一种极端形式的模式变换^[22], 两者可能都来自脉冲星磁层的大尺度变化.

脉冲星的单脉冲由一个或多个子脉冲组成, 子脉冲的强度和相位在脉冲窗口内通常是随机变化的. 但是, 有一些脉冲星的子脉冲在脉冲窗口内规律地向前或向后移动, 我们把这种现象称为子脉冲漂移. 该现象由Drake等^[6]于1968年首次发现. 对于子脉冲漂移特性的研究, 通常需要定义以下3个参数: 漂移带在同一脉冲相位的垂直间隔(P_3 , 单位为脉冲星自转周期 P), 子脉冲间隔(P_2 , 单位为 $^\circ$)和漂移率($\Delta\phi = P_2/P_3$)^[23]. Ruderman等^[24]在1975年提出了火花间隙模型来解释子脉冲漂移, 在一些研究中, 利用该模型成功解释了子脉冲漂移现象^[25-26]. 然而, 一些奇特的子脉冲漂移现象对该模型提出了挑战, 例如双漂移^[27]、多漂移模式^[28-29]. 为此人们为了解释更多的复杂现象, 拓展了该模型^[27, 30]. 一些研究表明, 脉冲消零和子脉冲漂移可能存在着密切的联系^[31], 例如, 子脉冲的漂移率会在脉冲消零后加快或减慢^[32-33]. 但是目前仍没有理论模型能很好地解释它们之间的联系.

PSR J0934-5249 (B0932-52)是由Molonglo射电天文台在赤纬 $+20^\circ$ 以南的一次脉冲星搜寻中发现的^[34], 它是一颗自转周期为1.445 s, 色散量为 $100 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的脉冲星. Naidu等^[35]利用GMRT (Giant Meterwave Radio Telescope)在中心频率为325 MHz的观测数据中首次对PSR J0934-5249的脉冲消零和子脉冲漂移现象进行了分析, 计算出它的NF值为 $5\% \pm 3\%$, P_3 为 $4.0P \pm 0.1P$, 子脉冲间距 P_2 为 $7_{-3}^{+2}^\circ$. 此外, Basu等^[36]利用GMRT对PSR J0934-5249进行了约40 min观测, 计算出NF的结果为 $1.9\% \pm 0.1\%$, P_3 为 $3.9P \pm 0.2P$, 并发现该脉冲星存在周期性消零现象, 其调制周期为 $35P \pm 19P$. 值得注意的是, 在之前的研究中并没有详细分析该脉冲星的偏振信息和观测几何, 因此我们在本文中对其进行了详细的研究. 本文利用Parkes 64 m射电望远镜在1369 MHz对PSR J0934-5249的单脉冲观测结果, 对该脉冲星的单脉冲行为进行深入研究, 并首次详细分析了该脉冲星在1369 MHz

下的偏振信息和观测几何. 本文整体结构如下: 第2节中介绍了这颗星的数据处理, 第3节中介绍了数据分析及其结果, 第4节进行了总结与讨论.

2 观测与数据处理

本文使用的是由Parkes 64 m射电望远镜在2018年12月27日(对应的简化儒略日MJD为58479)对PSR J0934-5249进行2 h的观测数据. 观测中心频率为1369 MHz, 带宽为256 MHz, 频率通道数为512, 数据记录终端为PDFB4 (Pulsar Digital Filter Bank 4), 总的观测时长为2 h, 共获得了4987个单脉冲. 本文使用相关脉冲星数据处理软件对观测数据进行处理与分析. 首先, 我们根据澳大利亚望远镜国家设施(Australia Telescope National Facility, ATNF)脉冲星目录^[21]提供的脉冲星星历表, 使用DSPSR (Digital Signal Processing Software for Pulsar)^[37-38]软件包对数据进行消色散和单脉冲折叠, 把每个单脉冲积分拆分成512个相位箱(bin), 并记录为PSRFITS格式(a standard Flexible Image Transport System-based format for pulsar data files)^[38]. 其次, 利用PSRCHIVE软件包(一套新用于脉冲星天文数据的存档和分析的软件应用程序和库)^[37, 39]的PAZ (Pulsar Archive Zapper)模块的中值滤波技术自动去除每个数据中的射频干扰, 随后用PAZI (Pulsar Archive Zapper Interface)模块手动消除未被自动识别的射频干扰. 偏振校准采用PSRCHIVE软件包的PAC (Pulsar Archive Calibration)模块进行, PAC模块通过利用噪声信号实现偏振校准, 详细信息参照Yan等^[40]校准步骤. 最后, 使用PSRASLA (A Suite of ALgorithms for Statistical Analysis of pulsar data)软件包^[41]对单脉冲进行了分析, 研究了该脉冲星子脉冲漂移现象.

3 结果

脉冲星单脉冲堆叠图能提供直观的单脉冲辐射现象. 图1展示了PSR J0934-5249的250个连续单脉冲堆叠图. 从图1可以看出该脉冲星具有明显

¹参见<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

²参见<https://github.com/weltevrede/psrsalsa>

的脉冲消零和子脉冲漂移现象, 其中我们调整了特定的饱和度(图1颜色棒)使单脉冲现象更加清晰与直观. 在本节中, 我们将对该脉冲星的脉冲消零、子脉冲漂移及其偏振进行详细分析.

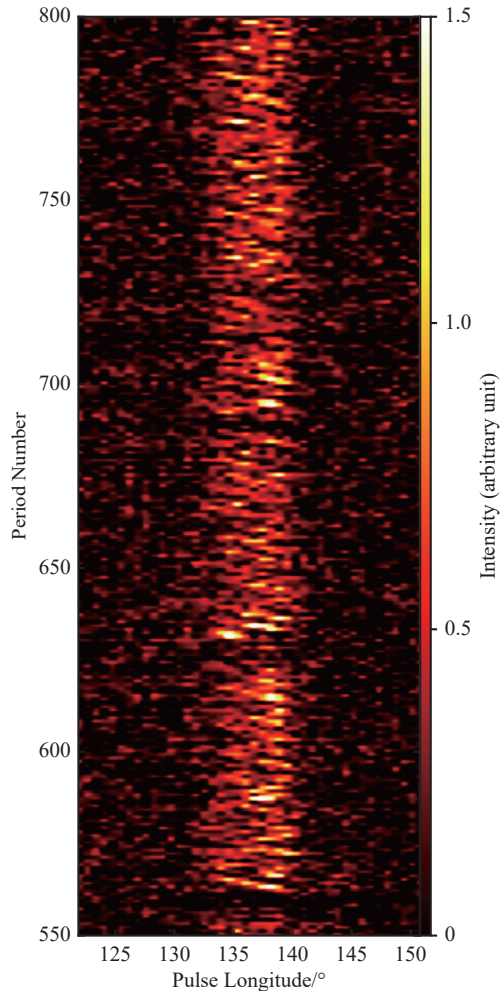


图 1 250个连续单脉冲组成的单脉冲堆叠图, 可见图中具有明显的脉冲消零现象和子脉冲漂移行为. 特定的饱和强度范围来突出单脉冲的消零和漂移现象.

Fig. 1 The single pulse stack of PSR J0934-5249, comprising 250 consecutive single pulses, exhibits obvious pulse nulling phenomena and subpulse drift behavior. A specified saturation intensity range is used to highlight the nulling and drift phenomena of the single pulses.

3.1 脉冲消零

如图1所示, PSR J0934-5249是一颗消零脉冲星. 例如在脉冲数为560处的单脉冲没有明显的辐

射成分. 我们通过对脉冲辐射窗口(on-pulse区域)和非脉冲辐射窗口(off-pulse区域)的强度进行积分, 计算了每一个单脉冲 on-pulse区域和 off-pulse区域的能量, 将所有单脉冲在 on-pulse区域的能量求和然后除以单脉冲数, 得到单脉冲在 on-pulse区域能量平均值, 利用此平均值归一化 on-pulse区域与 off-pulse区域的能量. 结果如图2所示, 蓝色虚线直方图表示 off-pulse区域的相对能量分布, 红色实线直方图表示 on-pulse区域的相对能量分布. 通常, 对于消零脉冲星, on-pulse区域的能量分布呈现双峰结构^[42]. 然而, 图2中 on-pulse区域的能量分布并没有展现出明显的双峰结构, 一方面是因为缺少长时间的高灵敏度观测, 另一方面是由于这是一颗低NF值的脉冲星^[35-36]. 若有更多高灵敏度观测数据, 我们相信其会展现出双峰的能量分布.

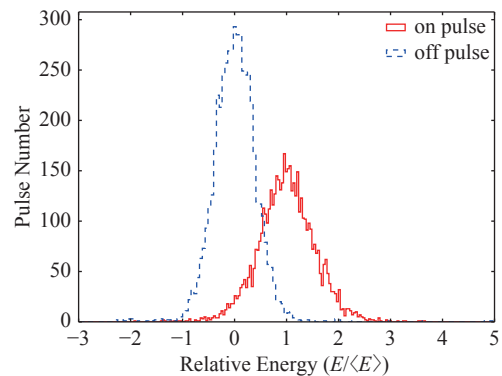


图 2 on-pulse区域(红色实线)与 off-pulse区域(蓝色虚线)的能量分布直方图, 能量由 on-pulse区域平均能量($\langle E \rangle$)归一化.

Fig. 2 Pulse energy histograms are presented for the on-pulse region (solid red line) and off-pulse (dashed blue line) region. The energies are normalized by the mean on-pulse energy ($\langle E \rangle$).

为了分离这颗脉冲星的消零脉冲和爆发脉冲, 本文采用了Bhattacharyya等^[43]提出的方法, 使用 σ 的倍数作为阈值来分离这两种状态. 这里 $\sigma = \sqrt{n_{\text{on}}}\sigma_{\text{off}}$, 其中 n_{on} 表示每一个单脉冲在 on-pulse区域的bin数, σ_{off} 表示每一个单脉冲在 off-pulse区域的rms (root mean square). 如果单脉冲在 on-pulse区域的能量大于这个阈值则标记为爆发态单脉冲, 否则为消零态单脉冲. 在此之前该方法已经

被一些研究用于区分消零脉冲和爆发脉冲的单脉冲^[8-28]. 值得注意的是 σ 的倍数并非定值, 根据消零脉冲的平均轮廓有无明显辐射成分而定. 基于此, 我们首先选择 5σ 作为阈值来区分这两种状态的单脉冲, 结果显示消零态单脉冲的平均轮廓存在微弱的辐射成分, 然后分别选择 4σ 、 3σ 和 2σ 作为阈值进行区分. 我们发现选择 3σ 作为阈值时消零态单脉冲的平均轮廓没有展现出明显的辐射成分, 而选择 2σ 作为阈值时, 有部分消零脉冲被错误标识为爆发脉冲. 因此, 本文选取 3σ 作为区分消零脉冲和爆发脉冲的阈值. 最后, 通过目视对分离的结果进行检查. 根据上述方法, 我们分离了这两种状态, 图3展示了爆发脉冲(上图)和消零脉冲(下图)的平均脉冲轮廓. 可以看出消零脉冲的平均脉冲轮廓没有明显的辐射成分, 表明大部分的弱脉冲没有被区分到消零态. 我们估计了该脉冲星NF, NF不确定度由 $\sqrt{n_p}/N$ 计算所得^[5], 其中 n_p 是消零脉冲总数, N 是总脉冲数. 我们利用1369 MHz的观测数据计算的NF为 $6.3\% \pm 0.4\%$, 其结果与Naidu等^[35]在325 MHz估计的NF= $5\% \pm 3\%$ 在误差范围内一致, 但不同于Basu等^[36]在325 MHz计算的NF= $1.9\% \pm 0.1\%$.

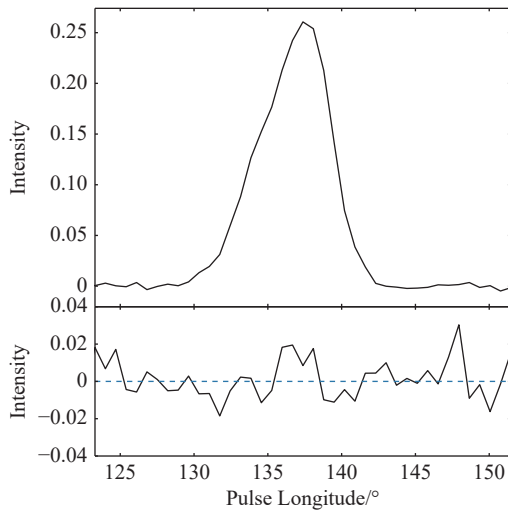


图3 爆发脉冲(上)和消零脉冲(下)的平均脉冲轮廓, 可见消零脉冲的平均脉冲轮廓在on-pulse区域没有明显的辐射成分.

Fig. 3 Mean pulse profiles of burst pulses (top) and null pulses (bottom), the mean pulse profile of null pulses shows no obvious radiative component in the on-pulse region.

如图4所示, 我们给出了消零脉冲和爆发脉冲持续时间分布. 可以看出, 消零脉冲的持续时间为一个脉冲周期出现的频率最高, 其余分布在2-4个脉冲周期. 对于爆发脉冲, 脉冲持续时间大多低于30个脉冲周期, 其最长持续时间可以达到150多个脉冲周期. 可见单脉冲序列经过极其短暂的消零脉冲后又转变为爆发脉冲, 爆发脉冲占据了PSR J0934-5249绝大部分的脉冲辐射时间.

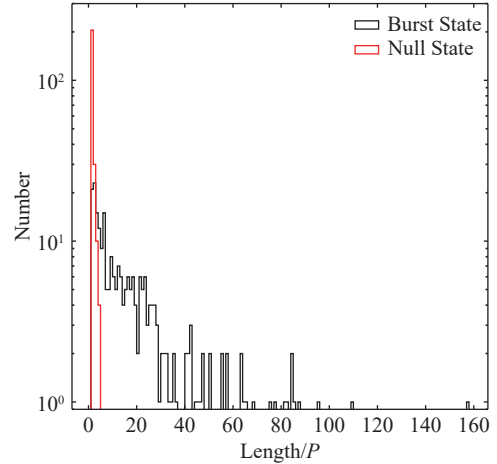


图4 消零脉冲(红色实线)和爆发脉冲(黑色实线)持续时间序列分布直方图

Fig. 4 Histogram of the distribution of duration of null pulses (solid red line) and burst pulses (solid black line)

Basu等^[36]利用GMRT对PSR J0934-5249进行了中心频率为325 MHz的观测, 共得到1614个单脉冲, 发现该脉冲星的脉冲消零现象具有 $35P \pm 19P$ 调制周期. 为了检测PSR J0934-5249在频率为1369 MHz是否也存在同样的现象, 我们采用了Basu等^[19]的方法. 首先, 将消零脉冲和爆发脉冲分别标识为“0”和“1”的时间序列数据, 以此确保获得的调制周期来自于消零脉冲和爆发脉冲之间的切换. 然后对获得的时间序列进行一维离散傅里叶变换(Discrete Fourier Transform, DFT), 我们使用200个连续的点进行DFT. 当峰值频率接近频谱边缘时, 我们通过增加DFT的点数以确保对周期性检测的高分辨率. 我们从起始位置逐步增加10个单脉冲, 以覆盖整个脉冲序列, 从而检验周期性在整个脉冲序列中的稳定性. 如图5所示, 我们的结果表明, 在大约0.03附近有一个功率峰值,

这表明PSR J0934-5249的脉冲消零现象存在周期性, 其周期约为 $33P$. 该结果与Basu等^[36]的研究结果一致.

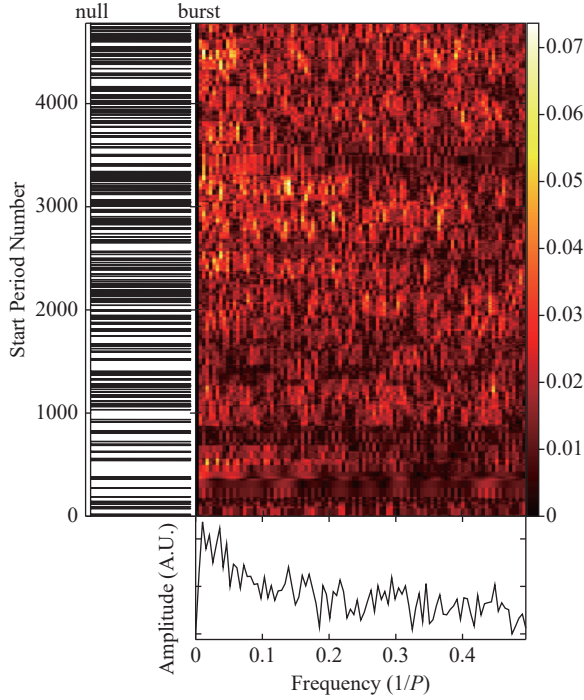


图 5 左图: 分别标识为“0”和“1”的消零态脉冲和爆发态脉冲的时间序列数据. 上图: DFT的时间变化, 下图: 整个观测的平均DFT.

Fig. 5 Left panel: time series data for null pulses (“0”) and burst pulses (“1”). Top panel: the time evolution of the DFT. Bottom panel: the average DFT for the entire observation.

3.2 子脉冲漂移

如图1所示, 我们可以看到PSR J0934-5249表现出明显的子脉冲漂移现象. 为了研究该脉冲星的子脉冲漂移特征, 我们使用PSRSALSA软件包对该脉冲星的整个单脉冲序列进行了详细分析, 结果如图6所示. 上图和下图分别为相位分离涨落谱(Longitude Resolved Fluctuation Spectrum, LRFS)^[44]和二维涨落谱(Two Dimensional Fluctuation Spectrum, 2DFS)^[45]. LRFS主要分析脉冲序列在时间方向上的调制特性, 对数据的每一列进行一维DFT, 因此它主要提供关于 P_3 的信息, 却无法确定子脉冲是否在某个经度范围内漂移. 与

LRFS相比, 2DFS能够提供更全面的调制特性分析, 它是对单脉冲序列进行二维傅里叶变换得到的, 不仅能够识别脉冲序列在时间方向上的调制, 还能提供脉冲序列相位方向上的调制, 所以能够检测子脉冲在脉冲经度上变化情况, 从而提供关于 P_2 的信息. 在LRFS的上子图显示了经度分辨调制指数(带误差条的蓝色点)和平均脉冲轮廓(黑色实线), 经度分辨调制指数是描述脉冲间强度调制的因子, 它通过等式 $m_i = \frac{\sigma_i}{\mu_i}$ 计算, 其中 i 是经度相位仓的序号, σ_i 和 μ_i 分别表示指定经度上强度的rms和均值^[46]. 可以看出, 在on-pulse窗口内, 随着脉冲经度的增大, 调制指数大致呈上升趋势.

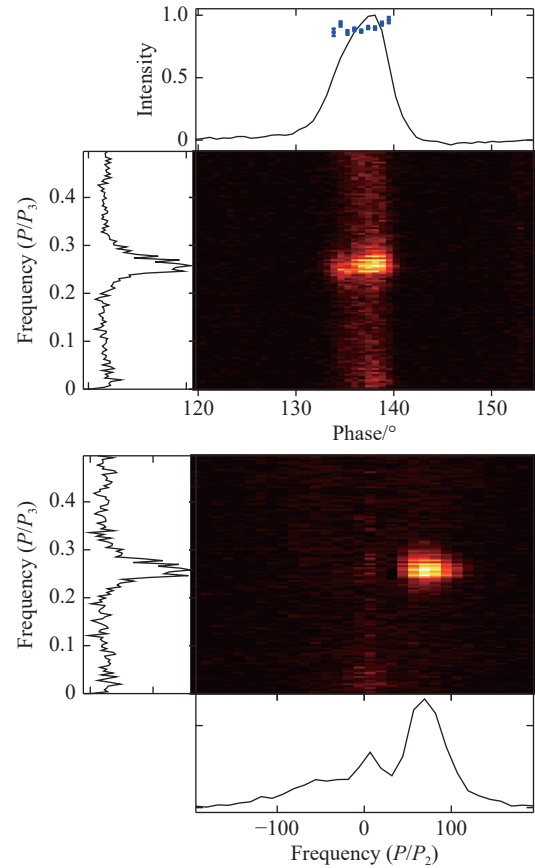


图 6 利用PSRSALSA对PSR J0934-5249的波动谱分析结果. 上图分别为经度分辨调制指数和LRFS, 下图为2DFS.

Fig. 6 The results of the fluctuation spectrum analysis of PSR J0934-5249 using PSRSALSA. The upper panels show the longitude-resolved modulation index and the LRFS, respectively, while the lower panels depict the 2DFS.

在上图的中间子图, 我们绘制了LRFS, 侧子图为在整个辐射窗口水平积分的功率谱, 用 P/P_3 表示. 我们可以看到, 在功率谱中有一个明显的调制频率, 它对应着子脉冲漂移重复的周期. 我们利用高斯函数拟合了调制频率的峰值, 获得了该脉冲星的漂移参数 $P_3 = 3.85P \pm 0.03P$, 误差由高斯函数的 1σ 计算所得. 我们在下图绘制了2DFS, 侧子图为2DFS沿水平方向积分的功率谱, 其显示出与LRFS相同的调制频率. 底子图为2DFS沿垂直方向积分的功率谱, 表示沿脉冲经度方向的重复频率, 用 P/P_2 表示. 可以看出大部分功率集中在功率谱的右半边, 这表明当子脉冲从一个脉冲到另一个脉冲时会向更晚的脉冲经度方向移动. 为了获得 P_2 , 我们利用高斯函数拟合底子图功率谱的峰值, 计算出对应的 $P_2 = 5.2^\circ \pm 1.0^\circ$, 误差由高斯函数的 1σ 计算所得. 这意味着图1中的漂移带具有一个漂移率, 即脉冲堆叠图中的斜率, $\Delta\phi = P_2/P_3 = (1.35^\circ \pm 0.26^\circ)/P$. 我们计算的结果与Naidu等^[35]和Basu等^[36]的结果基本吻合.

表 1 PSR J0934-5249的参数统计
Table 1 Parameter statistics of PSR J0934-5249

Name	$\langle L \rangle / I (\%)$	$\langle V \rangle / I (\%)$	$\psi_0 / ^\circ$	$\phi_0 / ^\circ$	$W_{10} / ^\circ$	$W_{50} / ^\circ$
PSR J0934-5249	16.69 ± 2.51	-10.78 ± 2.13	78.91 ± 26.2	141.14 ± 0.84	11.98 ± 0.7	7.05 ± 0.7

从图7下图可以看出, 该脉冲星在频率为1369 MHz的平均脉冲轮廓表现为单峰结构, 但在325 MHz并不表现为单峰结构^[35], 且平均脉冲轮廓的宽度也发生了变化. 这一差异我们会在第4节中进行讨论. PSR J0934-5249有较低的线偏振, 在其轮廓边缘表现出消偏振现象, 且它的线偏振轮廓呈现出双峰结构. 在图7上图中, 我们可以看出该脉冲星的PA表现出近 90° 跳变, 这一现象在许多脉冲星中被检测到^[48-49], 称之为正交模式. 通常, 正交模式伴随着线偏振强度的变化^[50]. PA轨迹呈S型曲线, 这种S型曲线可以用旋转矢量模型(Rotating Vector Model, RVM)很好地解释^[51]. 根据RVM, 可以得到PA (ψ)与脉冲经度(ϕ)的函数关系:

$$\tan \Delta\psi = \frac{\sin \alpha \sin \Delta\phi}{\sin \theta \cos \alpha - \cos \theta \sin \alpha \cos \Delta\phi}, \quad (1)$$

3.3 偏振特性

偏振观测对研究脉冲星的辐射几何和磁场结构具有重要意义. 在本文中, 我们给出了PSR J0934-5249在频率为1369 MHz的偏振信息. 结果如图7所示, 上图显示了脉冲辐射区域内的线偏振位置角(Position Angle, PA, 带红色的误差条), PA由 $\psi = \frac{1}{2} \tan^{-1}(U/Q)$ (U 和 Q 是两个Stokes参数)计算所得. 下图展示了总强度(Stokes I , 黑色实线)、线偏振(Stokes $L = \sqrt{Q^2 + U^2}$, 红色虚线)和圆偏振(Stokes V , 蓝色虚线). 偏振参数如表1所示, 第2列和第3列分别给出了线偏振度 $\frac{\langle L \rangle}{I}$ 和圆偏振度 $\frac{\langle V \rangle}{I}$, 其中 $\langle \rangle$ 表示跨越平均脉冲轮廓的平均. 表1的最后两列分别给出了10%(W_{10})和50%(W_{50})峰值强度处的脉冲宽度. W_{10} 和 W_{50} 的不确定度由公式 $\sigma = \text{res} \sqrt{1 + (\text{rms}/I)^2}$ 计算^[47], 其中res为时间分辨率, rms为off-pulse区域的标准差.

其中, α 表示磁轴与旋转轴的夹角(磁倾角); θ 由 $\alpha + \beta$ 所得, 表示视线与自转轴的夹角, β 表示视线到磁轴的最短角距离(撞击角); $\Delta\psi$ 由 $\psi - \psi_0$ 所得, ψ_0 表示PA曲线最陡时的PA; $\Delta\phi$ 由 $\phi - \phi_0$ 所得, ϕ_0 表示PA曲线最陡时的脉冲相位^[52]. 上图的蓝色曲线为RVM拟合的最佳结果, 对应的 ψ_0 和 ϕ_0 的值分别见表1的第3列和第4列. 我们的结果表明, PA曲线在拐点的位置可以被很好地约束. 然而, 由于 α 和 β 是协变的, 并且辐射窗口在脉冲周期中的比例有限, 因此这种方法得到的 α 和 β 值具有很大的不确定性^[53], 我们将在下一节进一步分析 α 和 β .

3.4 观测几何

在脉冲星观测中, 脉冲星的几何形状可以用

磁倾角 α 与撞击角 β 来描述,但是精确测量脉冲星的 α 与 β 是非常困难的.通常,我们只能限制脉冲星的 α 与 β .为了从PA曲线的形状推断观测几何形状,我们计算了每个 α 和 β 组合拟合RVM曲线的简化卡方(χ^2),结果如图8所示.红色轮廓对应于 1σ 、 2σ 和 3σ 置信区间(分别用实线,虚线,实线表示).结果表明,撞击角约为 $-3.7^\circ < \beta < 0$,而 α 并没有受到约束.

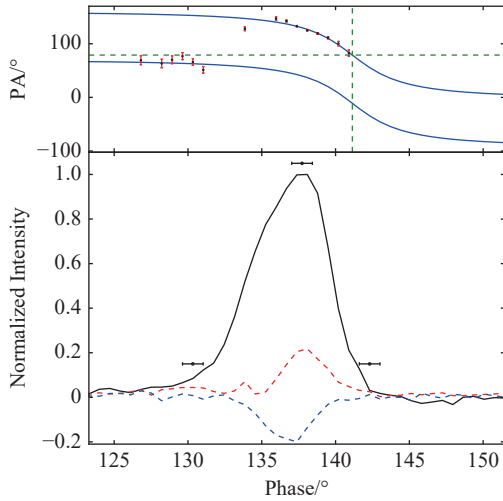


图 7 PSR J0934-5249在频率为1369 MHz的平均偏振曲线. 上图显示了PA (带红色的误差条)和RVM拟合PA的最佳曲线(蓝色曲线). 下图展示了平均脉冲轮廓(黑色实线)、线偏振(红色虚线)和圆偏振(蓝色虚线).

Fig. 7 The average polarization curve of PSR J0934-5249 is presented as follows. The upper panel displays the PA (red error bars) and the best curve using RVM to fit PA (solid blue curve). The lower panel shows the total intensity (solid black line), linear polarization (dashed red line), and circular polarization (dashed blue line).

RVM认为PA曲线的拐点(ϕ_0 对应的点)与视线穿过“基准面”(包含自转轴和磁轴的平面)的时刻相吻合.但在实际观测中,拐点相对于基准面的位置会有延迟, $\Delta\phi = \phi_0 - \phi_{\text{fid}}$, 其中 ϕ_{fid} 表示有脉冲轮廓推断的基准面,由脉冲轮廓的形态决定.脉冲星自转会引发这种延迟,这种延迟是由像差和延迟(Aberration and Retardation, A/R)的相对论效应所预言的^[54-55].对于PSR J0934-5249,我们根据该脉冲星平均脉冲轮廓的形态获取的 $\phi_{\text{fid}} = 137.73^\circ \pm 0.7^\circ$,并用图7下图中平均脉冲轮廓最上

方的水平条显示了 ϕ_{fid} 的值和具体范围.根据Blaskiewicz等^[56]的研究,利用延迟 $\Delta\phi$,脉冲星的辐射高度(h_{em})可通过等式

$$h_{\text{em}} = \frac{Pc\Delta\phi}{8\pi} \quad (2)$$

计算,其中 c 为光速.根据上述方法,我们获取了PSR J0934-5249的辐射高度, $h_{\text{em}} = (1025.28 \pm 329.84)$ km.

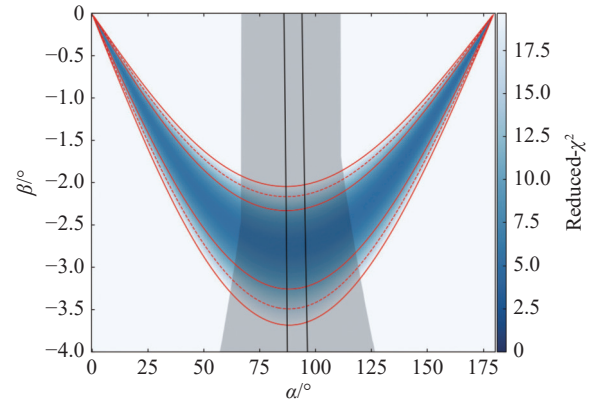


图 8 对平均轮廓的每个 (α, β) 组合拟合RVM曲线的结果. 拟合的 χ^2 显示为蓝色区域,红色轮廓对应于 1σ 、 2σ 、 3σ 置信边界.灰色区域显示了观测到的脉冲宽度所允许的观测几何形状.两条黑线之间的区域表示可以观测到中间脉冲的观测几何形状.

Fig. 8 The results of fitting the RVM curve to each (α, β) , χ^2 is displayed as a blue region. The red contour lines signify 1σ , 2σ , 3σ confidence boundaries. The gray region indicates the constrained viewing geometry allowed by the observed pulse width. The area between the two black lines represents the viewing geometry in which an interpulse can be observed.

在以下两个假设下: (1)脉冲星磁场是偶极场, (2)射电辐射束定义为在辐射高度处与最后开放场线相切的圆锥体,可以计算出脉冲星射电辐射束的辐射锥角 ρ ^[55]:

$$\rho = \theta_{\text{PC}} + \arctan\left(\frac{1}{2} \tan \theta_{\text{PC}}\right), \quad (3)$$

式中 θ_{PC} 表示为开放磁力线区域的角半径,由下式定义:

$$\theta_{\text{PC}} = \arcsin\left(\sqrt{\frac{2\pi h_{\text{em}}}{Pc}}\right), \quad (4)$$

对于该脉冲星,我们计算出 $\rho = 10.52^\circ \pm 1.7^\circ$,

$\theta_{PC}=7.0^\circ \pm 1.13^\circ$. 以磁轴为中心的锥形辐射束的辐射锥角与 W_{open} 有关(视线在开场线区域取样的旋转相位范围)^[57], 我们可以通过以下方程约束 α 和 β :

$$\cos \rho = \cos \alpha \cos \theta + \sin \alpha \sin \theta \cos \frac{W_{open}}{2}, \quad (5)$$

式中 $\theta=\alpha+\beta$. 在计算中, W_{open} 的值取为 ϕ_{fid} 到轮廓最远边缘距离的两倍, 轮廓最远边缘取为轮廓峰值强度的10%处的点^[55]. 在图7中, 轮廓边缘最可能的位置和考虑的范围由轮廓上方的左、右水平条表示. 由此, 我们获取的该脉冲星的 $W_{open}=14.79^\circ \pm 1.41^\circ$. 如图8所示, 我们展示了轮廓宽度以及PA曲线相对于基准面的延迟相符合的可能辐射几何(灰色区域). 由于PSR J0934-5249在频率为1369 MHz下没有观察到中间脉冲, 我们可以对其观测几何形状进一步的约束. 假设脉冲星的两个磁极都有辐射锥角为 ρ 的辐射束, 则探测到的中间脉冲的条件为 $-\rho < \beta < \rho$ 和 $-2\alpha + 180^\circ - \rho < \beta < -2\alpha + 180^\circ + \rho$ ^[55]. 当后一个条件不满足时, 不能检测到中间脉冲. 图8中两条黑线之间的区域表示观测到中间脉冲的几何形状. 综上所述, 该脉冲星的磁倾角大致限制为 $65^\circ < \alpha < 87^\circ$ 或 $95^\circ < \alpha < 120^\circ$, 撞击角大致限制为 $-3.70^\circ < \beta < -1.85^\circ$.

4 总结与讨论

本文利用Parkes 64 m射电望远镜1369 MHz的观测数据, 对PSR J0934-5249的单脉冲数据进行了详细的观测研究, 分析了该脉冲星的脉冲消零、子脉冲漂移现象、偏振信息和观测几何. 首先, 我们分析了PSR J0934-5249的脉冲消零现象, 我们利用Bhattacharyya等^[43]的方法成功分离了爆发脉冲和消零脉冲, 计算出该脉冲星的NF=6.3%±0.4%, 其结果与Naidu等^[35]的结果在误差范围内一致, 大于Basu等^[36]计算的结果, 同时给出了爆发脉冲和消零脉冲的持续时间分布. 我们对消零脉冲进行了周期性分析, 发现其存在准周期脉冲消零现象, 周期性约为33P. 我们的结果与Basu等^[36]的结果(35P±19P)一致. 随后, 我们分析了PSR J0934-5249子脉冲漂移现象, 其中 $P_3 = 3.85P \pm 0.03P$, $P_2 = 5.2^\circ \pm 1.0^\circ$. 漂移率 $\Delta\phi=$

$P_2/P_3=(1.35^\circ \pm 0.26^\circ)/P$. P_3 的值与Naidu等^[35]、Basu等^[36]基本一致. 最后, 报道了该脉冲星在观测频率1369 MHz的偏振信息和观测几何. 我们的结果表明, RVM模型可以很好地解释PA的变化. 利用运动学效应对观测几何的参数 α 和 β 进行了很好的限制. 磁倾角大致限制为 $65^\circ < \alpha < 87^\circ$ 或 $95^\circ < \alpha < 120^\circ$, 撞击角大致限制为 $-3.70^\circ < \beta < -1.85^\circ$.

PSR J0934-5249是一颗年老的消零脉冲星, 它位于Zhang等^[58]定义的脉冲星周期和周期导数分布的死亡谷区域内. 此外, 消零脉冲不同的持续时间的背后, 可能存在着不同的物理起源^[59]. 对于持续时间较长的消零脉冲, 它们是由视线穿过部分缺失的旋转子波束系统^[60]或磁层的大规模变化引起的. 而短持续时间的消零脉冲与辐射过程中磁层的随机性变化有关, 或者是因为视线扫过两个相邻火花点之间而导致的短持续时间的消零脉冲. 然而, 后者要求消零脉冲具有明显的周期性, 例如PSR J1857-1027^[36]和PSR J1649+2533^[61]. 对于PSR J0934-5249, 图4和图5的结果表明, 该脉冲星的消零脉冲持续时间主要分布在1-2个脉冲周期, 且存在准周期性. 所以我们认为这颗脉冲星的脉冲消零现象可能是视线扫过两个相邻火花点之间导致的.

自发现子脉冲漂移以来, 子脉冲漂移的产生机制一直是脉冲星天文学研究的热点. Basu等^[62]发现子脉冲漂移现象与自转减速能量损失率 \dot{E} 之间存在一定的关系, 子脉冲漂移仅在 $\dot{E} < 2 \times 10^{32} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的脉冲星中存在, 且漂移周期与 \dot{E} 呈反相关. PSR J0934-5249的 $\dot{E} = 6.1 \times 10^{31} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 符合Basu等^[62]对脉冲星具有子脉冲漂移现象的判定. Basu等^[62]将PSR J0934-5249归为相干相位调制漂移类子脉冲漂移脉冲星, 这类脉冲星最突出的特征是在单脉冲序列中可以看出清晰可见的漂移带, 而且相位分离涨落谱显示出尖锐明显的峰值频率特征, 例如PSR J0814+7429、PSR J0820-1350和PSR J0946+0951. 对于具有子脉冲漂移的脉冲星, 观测到的漂移行为是当视线扫过这些旋转的火花放电局部区域时产生的, 漂移带特征是由火花的旋转速率, P_4 和火花的数量决定的^[63]. 在传统的火花间隙模型中, 假设极帽上

方的在磁方位角上是等距的,当视线穿过旋转的火花时,会观察到子脉冲漂移现象.火花间隙模型^[24]推测的 P_4 的理论值为:

$$P_4 = 5.7 \times (P/\text{s})^{-3/2} (\dot{P}/10^{-15})^{1/2}, \quad (6)$$

其中 \dot{P} 表示自转周期的变化率,我们计算出该脉冲星的 P_4 为7.尽管提出了许多模型来解释各种观测到的子脉冲漂移现象,但关于子脉冲漂移的产生机制,特别是那些表现出独特现象的子脉冲漂移,人们仍难以达成共识.

脉冲星平均脉冲轮廓是射电辐射在脉冲窗口的具体表现,不同的脉冲星拥有独属于自己的平均脉冲轮廓.由数千个乃至数万个单脉冲构成的平均脉冲轮廓是极其稳定的,然而,同一脉冲星的平均脉冲轮廓形状和宽度会随着观测频率的变化而变化.一些研究表明,平均脉冲轮廓宽度随频率的增加逐渐变窄^[64-65],但也有脉冲星表现出相反的频率依赖性^[66-67].该脉冲星在1369 MHz的平均脉冲轮廓表现为单锥结构,但是在325 MHz频率表现为不可分双峰结构^[35],展现出与PSR B0809+74相同的演化情况,说明该脉冲星平均脉冲轮廓形状随频率的变化符合锥单峰类脉冲星^[68].随着观测频率的增加,PSR J0934-5249的平均脉冲轮廓的宽度减小,且轮廓的形状由双峰向单峰转化,这可能是由于射电辐射信号在不同的观测频率下来自不同的辐射高度导致的.当然,对该脉冲星在325 MHz和1369 MHz两个频率段分析的结果可能存在偶然性,需要对PSR J0934-5249进行多频率观测来证实这一观点.此外, Parkes的超宽带接收机能够获得脉冲星从704 MHz到4032 MHz的超宽带辐射现象,对脉冲星长时间的超宽带观测,能够提供不同频率和不同时间的功率谱,进而明确周期性消零现象的特性和频率依赖性以及这些辐射现象在长时标尺度上的变化.我们期待未来对该脉冲星进行超宽带研究,揭示该脉冲星子脉冲漂移以及消零现象的超宽带辐射特性.

参考文献

- [1] Hewish A, Bell S J, Pilkington J D H, et al. *Nature*, 1968, 217: 709
- [2] Manchester R N, Hobbs G B, Teoh A, et al. *AJ*, 2005, 129: 1993
- [3] Han J L, Zhou D J, Wang C, et al. *RAA*, 2025, 25: 014001
- [4] Backer D C. *Nature*, 1970, 228: 42
- [5] Wang N, Manchester R N, Johnston S. *MNRAS*, 2007, 377: 1383
- [6] Drake F D, Craft H D. *Nature*, 1968, 220: 231
- [7] Wen Z G, Wang N, Yuan J P, et al. *A&A*, 2016, 592: A127
- [8] Zhang B, Qiao C J, Lin W P, et al. *ASPC*, 1996, 105: 225
- [9] Kou F F, Yuan J P, Wang N, et al. *MNRAS*, 2018, 478: L24
- [10] Romani R W, Johnston S. *ApJ*, 2001, 557: L93
- [11] Sun S N, Yan W M, Wang N. *MNRAS*, 2021, 501: 3900
- [12] Chen X, Yan Y, Han J L, et al. *NatAs*, 2023, 7: 1235
- [13] Tian J, Xu X, Bai J T, et al. *Ap&SS*, 2024, 369: 21
- [14] Burke-Spolaor S, Johnston S, Bailes M, et al. *MNRAS*, 2012, 423: 1351
- [15] Gajjar V, Joshi B C, Kramer M. *MNRAS*, 2012, 424: 1197
- [16] Wang P F, Han J L, Han L, et al. *A&A*, 2020, 644: A73
- [17] Gajjar V, Joshi B C, Wright G. *MNRAS*, 2014, 439: 221
- [18] Herfindal J L, Rankin J M. *MNRAS*, 2007, 380: 430
- [19] Basu R, Mitra D, Melikidze G I. *ApJ*, 2017, 846: 109
- [20] Zhi Q J, Bai J T, Shang L H, et al. *ApJ*, 2023, 954: 24
- [21] Ritchings R T. *MNRAS*, 1976, 176: 249
- [22] Wang H, Wen Z G, Duan X F, et al. *ApJ*, 2023, 950: 166
- [23] Smits J M, Mitra D, Kuijpers J. *A&A*, 2005, 440: 683
- [24] Ruderman M A, Sutherland P G. *ApJ*, 1975, 196: 51
- [25] Bhattacharyya B, Gupta Y, Gil J, et al. *MNRAS*, 2007, 377: L10
- [26] Bilous A V. *A&A*, 2018, 616: A119
- [27] Qiao G J, Lee K J, Zhang B, et al. *ApJ*, 2004, 616: L127
- [28] Rejep R, Wang N, Yan W M, et al. *MNRAS*, 2022, 509: 2507
- [29] Xu X, Shang L H, Zhi Q J, et al. *MNRAS*, 2024, 527: 3761
- [30] Gil J, Melikidze G I, Geppert U. *A&A*, 2003, 407: 315
- [31] van Leeuwen A G J, Stappers B W, Ramachandran R, et al. *A&A*, 2003, 399: 223
- [32] Gajjar V, Yuan J P, Yuen R, et al. *ApJ*, 2017, 850: 173
- [33] Janssen G H, van Leeuwen J. *A&A*, 2004, 425: 255
- [34] Manchester R N, Lyne A G, Taylor J H, et al. *MNRAS*, 1978, 185: 409
- [35] Naidu A, Joshi B C, Manoharan P K, et al. *A&A*, 2017, 604: A45

- [36] Basu R, Mitra D, Melikidze G I. *ApJ*, 2020, 889: 133
- [37] Hotan A W, van Straten W, Manchester R N. *PASA*, 2004, 21: 302
- [38] van Straten W, Bailes M. *PASA*, 2011, 28: 1
- [39] van Leeuwen J, Timokhin A N. *ApJ*, 2012, 752: 155
- [40] Yan W M, Manchester R N, van Straten W, et al. *MNRAS*, 2011, 414: 2087
- [41] Weltevrede P. *A&A*, 2016, 590: A109
- [42] Basu R, Mitra D, Melikidze G I, et al. *ApJ*, 2016, 833: 29
- [43] Bhattacharyya B, Gupta Y, Gil J. *MNRAS*, 2010, 408: 407
- [44] Backer D C. *Nature*, 1970, 228: 1297
- [45] Edwards R T, Stappers B. *A&A*, 2002, 393: 733
- [46] Weltevrede P, Edwards R T, Stappers B W. *A&A*, 2006, 445: 243
- [47] Olszanski T E E, Mitra D, Rankin J M. *MNRAS*, 2019, 489: 1543
- [48] Stinebring D R, Cordes J M, Rankin J M, et al. *ApJS*, 1984, 55: 247
- [49] McKinnon M M, Stinebring D R. *ApJ*, 2000, 529: 435
- [50] Wang P F, Han J L, Xu J, et al. *RAA*, 2023, 23: 104002
- [51] Radhakrishnan V, Cooke D J. *ApL*, 1969, 3: 225
- [52] Komesaroff M M. *Nature*, 1970, 225: 612
- [53] Mitra D, Li X H. *A&A*, 2004, 421: 215
- [54] Dyks J, Rudak B, Harding A K. *ApJ*, 2004, 607: 939
- [55] Rookyard S C, Weltevrede P, Johnston S. *MNRAS*, 2015, 446: 3356
- [56] Blaskiewicz M, Cordes J M, Wasserman I. *ApJ*, 1991, 370: 643
- [57] Gil J, Gronkowski P, Rudnicki W. *A&A*, 1984, 132: 312
- [58] Zhang B, Harding A K, Muslimov A G. *ApJ*, 2000, 531: L135
- [59] Cordes J M. *ApJ*, 2013, 775: 47
- [60] Rankin J M, Wright G A E. *MNRAS*, 2008, 385: 1923
- [61] Shang L H, Xu X, Liu Y, et al. *ApJ*, 2024, 963: 77
- [62] Basu R, Mitra D, Melikidze G I, et al. *MNRAS*, 2019, 482: 3757
- [63] McSweeney S J, Bhat N D R, Wright G, et al. *ApJ*, 2019, 883: 28
- [64] Rankin J M. *ApJ*, 1983, 274: 359
- [65] Phillips J A, Wolszczan A. *ApJ*, 1992, 385: 273
- [66] Qiao G J, Lin W P. *A&A*, 1998, 333: 172
- [67] Qiao G J, Liu J F, Zhang B, et al. *A&A*, 2001, 377: 964
- [68] Rankin J M. *ApJ*, 1983, 274: 333

The Radiative Properties of PSR J0934-5249

CHEN Lin-fei^{1,2} XU Xin^{1,2} TIAN Jie^{1,2} ZHI Qi-jun^{1,2}

(1 School of Physics and Electronic Science, Guizhou Normal University, Guiyang 550025)

(2 Guizhou Provincial Key Laboratory Astronomy and Data Processing, Guiyang 550025)

ABSTRACT Using observational data from the Parkes 64 m radio telescope at 1369 MHz, the single pulse data of the PSR J0934-5249 has been conducted in detail. The observational results show that this pulsar has both Pulse nulling and subpulse Drifting phenomena. Initially, the pulsar's pulse nulling phenomenon is investigated, successfully separating null pulses and burst pulses, and the NF (Nulling Fraction) is calculated to be $6.3\% \pm 0.4\%$, and the durations of both null and burst pulses are obtained. The results show that the longest duration of burst pulses is more than 150 pulse periods, while the duration of null pulses is no more than 4 pulse periods. In addition, this pulsar shows a quasi-periodic nulling phenomenon with a periodic value of approximately 33 pulse periods. Furthermore, analysis using longitude-resolved fluctuation spectra and two-dimensional fluctuation spectra reveals the presence of a clear subpulse drifting phenomenon in PSR J0934-5249. The vertical separation of the drift bands is calculated as $P_3 = 3.85P \pm 0.03P$ (P is the rotation period of this pulsar). The horizontal separation of the drift bands is $P_2 = 5.2^\circ \pm 1.0^\circ$. Finally, polarization information for PSR J0934-5249 at a frequency of 1369 MHz is given. It is found that the pulsar's polarization position angle is consistent with the rotating vector model, and the observational geometry of the pulsar is well constrained based on kinematic effects.

Key words pulsars: individual: PSR J0934-5249, radio lines: stars, methods: data analysis