

文章编号: 1000-8349(2007)04-0323-15

# 脉冲星辐射区结构研究

徐守喜<sup>1</sup> , 王洪光<sup>1</sup> , 陈建玲<sup>1</sup> , 刘 怡<sup>1</sup> ,  
徐仁新<sup>2</sup> , 乔国俊<sup>2</sup>

(1. 广州大学 天体物理中心, 广州 510006 ; 2. 北京大学 天文系, 北京 100871)

**摘要:** 为了研究脉冲星本质与磁层动力学过程, 如何从观测限定脉冲星辐射区域的部位和几何结构是其中一个基本且关键的问题。介绍了目前各种脉冲星辐射区几何限定方法的主要思想和结果, 并对其异同和各自的优势作了比较和评述; 根据已有的限定结果总结了其对辐射束结构、加速区模型和射电辐射机制等理论问题研究的帮助和启示; 从各种方法的发展过程来看, 完善能够限定脉冲星多波段辐射区域三维结构的方法, 并与辐射区和加速区等理论问题的研究更紧密地结合是该领域的重要发展方向。

**关键词:** 脉冲星辐射区结构; 辐射机制; 辐射高度

**中图分类号:** P145.6      **文献标识码:** A

## 1 引 言

脉冲星是一种能发出周期脉冲辐射的具有超强磁场的致密天体。它的辐射频带很宽, 从射电波段一直延伸到伽马射线波段。自从 1967 年发现第一颗脉冲星<sup>[1]</sup>以来, 人们已经发现了近 2 000 颗脉冲星, 其中绝大多数是在射电波段发现的; 目前已观测到有 X 射线辐射的脉冲星不到 100 颗<sup>[2]</sup>, 而确认有伽马射线辐射的只有 7 颗<sup>[3]</sup>。脉冲星的研究一直是天体物理学前沿课题之一, 涉及的问题包括脉冲星的内部结构、脉冲星辐射机制和磁层物理、脉冲星的演化和双星系统中的脉冲星等。脉冲星也被用来作为研究星系磁场和引力波的有效工具。

从观测来限定辐射区域在脉冲星磁层中的部位及其几何结构是脉冲星辐射起源研究中基本且关键的问题。由于非热辐射是由磁层中的相对论性粒子产生的, 而相对论性粒子又是由加速区产生的, 因此该问题的答案不仅在于探索辐射区域和辐射束的结构本身, 也有助于从观测上鉴别不同的加速区理论模型, 有助于细致的磁层动力学研究和对脉冲星本质的探索。

自 1967 年至今, 人们主要集中在对射电辐射区的辐射高度进行限定, 提出了纯几何法、

---

**收稿日期:** 2006-11-10 ; **修回日期:** 2007-08-17

**基金项目:** 国家自然科学基金资助项目 (10403001、10573002)

星际介质散射法和相对论性方法等三大类方法,得到的结论相近,即辐射高度通常小于 10% 光速圆柱半径<sup>[4-8]</sup>。近期有人提出一种相对论性方法用于对射电辐射区另外两个维度作限定<sup>[9,10]</sup>,而最近出现的多波段综合限定法不仅能限定射电辐射区域的三维结构,也试图限定高能波段的辐射区域结构<sup>[11-13]</sup>。可以看出,对脉冲星辐射区几何限定的研究正从单纯的射电辐射区高度限定进入到对多波段辐射区域三维结构限定的阶段。

本文第 2 章拟介绍各种辐射区几何限定方法的主要思想和结果,并对其异同和各自的优劣作了比较和评述;第 3 章介绍已有的限定结果对加速区模型、射电辐射模型和辐射束结构等理论问题研究的帮助和启示;第 4 章对辐射区几何限定方法的发展进行总结和评述,并展望未来的发展方向。

## 2 辐射区几何限定的方法

按照不同的基本思想,限定辐射区部位和几何的工作分为以下几类。

1) 纯几何方法<sup>[7,8,14-16]</sup>:根据辐射束的球面几何和磁偶极场的几何关系,从观测到的射电脉冲宽度来计算辐射高度。

2) 相对论性方法<sup>[6]</sup>:由若干效应所引起的各种脉冲到达时间差或相位差来限定辐射区高度或结构的方法。这些效应包括随磁层共转的粒子流的相对论效应,如光行差效应、不同高度上辐射到达观测者的延迟效应和磁场的拖曳效应等。根据所考虑的不同影响分为 3 种主要的方法。脉冲到达时间法,由不同频率的脉冲到达时间之差来反推辐射高度;偏振法,通过同一频率上线偏振位置角曲线斜率最大点和脉冲轮廓中心点的相位差来计算辐射高度;锥成分相位移法,从同一频率射电轮廓中锥成分中心和核成分中心的相位差来限定辐射区结构。

3) 星际介质闪烁法<sup>[17-23]</sup>:通过星际介质闪烁所引起的脉冲星辐射衍射图案的相位变化或调制指数来推测辐射区域的大小。

4) 多波段综合限定法<sup>[11-13]</sup>:通过射电、光学和高能波段的脉冲宽度、相位差、偏振等观测特征,考虑延迟、光行差和旋转磁偶极场等效应的影响来限定辐射区的三维结构。

### 2.1 纯几何方法

该方法是建立在辐射束球面几何和脉冲星磁偶极场几何基础上的。一方面,脉冲星辐射通常来自一定范围的两极开放磁力线区;另一方面,由于相对论性粒子的辐射可认为近似沿着磁力线切线方向,所以磁层辐射就形成具有一定张角的辐射束。辐射束不同的部位扫过观测者视线,将会观测到不同的脉冲轮廓宽度。将辐射束投影到天球上,根据辐射束的球面几何关系,可以从观测到的脉冲宽度求出辐射束张角。再根据磁偶极场的几何,由辐射束张角求出辐射高度。这样,辐射高度就可以从一些观测量:脉冲轮廓宽度、脉冲周期、磁倾角  $\alpha$ (自转轴和磁轴的交角)和视线方向角  $\zeta$ (自转轴和视线的交角)求出。

这类方法的基本假设为:脉冲星辐射区磁场为静态磁偶极场;辐射区域关于磁轴和自转轴所在的平面对称;辐射方向沿着磁力线切线方向;射电脉冲轮廓边缘的辐射来自最外开放磁力线。

具体来说,该方法用到的几何关系主要有两个:1) 最外开放磁力线上的辐射高度  $r$  的辐射方向和磁轴夹角  $\rho$ (即辐射束张角, opening angle) 的关系近似为  $\rho \approx 3/2(r/R_{LC})^{1/2}$ ,其中光速

圆柱半径  $R_{LC} = Pc/2\pi^{[24]}$ 。由这两个等式, 一些工作中常采用更简化的形式  $r = 6.66\rho^2P^{[14]}$ , 其中  $r$ 、 $\rho$ 、 $P$  分别以公里、角度和秒为单位。2)  $\rho$  和脉冲轮廓宽度  $\Delta\Phi$  的关系<sup>[14,15,27]</sup>,  $\rho = \arccos[\cos\beta - 2\sin\alpha\sin(\alpha + \beta)\sin^2(\Delta\Phi/4)]$ , 其中  $\beta$ (impact angle) 是磁轴和自转轴所在平面内视线方向和磁轴之间的夹角(上面提到的视线方向角与磁倾角和  $\beta$  之间有如下关系:  $\zeta = \alpha + \beta$ )。根据以上两式, 对已知  $\alpha$  和  $\beta$  的脉冲星, 从观测到的脉冲轮廓宽度可以计算出辐射高度  $r$ 。

许多作者用这类方法计算多频辐射高度。Gil 和 Kijak<sup>[16,7]</sup> 于 1993 年和 1997 年(以下简称 GK93, KG97) 在 430 MHz 和 1.4 GHz 两个射电波段上测量了 20 多颗脉冲星脉冲轮廓的全宽(辐射强度最低处的宽度), 计算得到的辐射高度大多在 200~500 km 之间, 一般都小于光学圆柱半径的 5%<sup>[25]</sup>。Wu 等人(2002)<sup>[8]</sup>(以下简称 Wu02) 对在 610 MHz、1 408 MHz 射电波段的 18 颗脉冲星进行了计算, 得到辐射高度在 100~400 km 范围内。

Rankin<sup>[26]</sup> 基于对脉冲星轮廓的核和锥的分类, 用纯几何法分别对核和锥成分计算了辐射高度。Rankin<sup>[14,15]</sup> 分别计算了 200 多颗各含有五峰、三峰、双峰、单峰脉冲轮廓的脉冲星锥成分的辐射高度, 所用的脉冲宽度是 1 GHz 轮廓的半功率宽度(half-power width), 结果是锥辐射高度大约在 100~300 km 之间。对于单峰、三峰、五峰脉冲轮廓中核成分得到的结果是辐射高度在 10~250 km 之间<sup>[5]</sup>。

## 2.2 相对论性方法

纯几何法中的基本假设是为了计算上的方便, 但脉冲性磁层中有多种效应会导致实际情况偏离这些假设, 主要有以下几种: 1) 开放磁力线区外流的相对论性粒子有随脉冲星共转的速度, 由于相对论性的光行差效应, 导致实验室参照系中的观察者看到的粒子辐射方向不再是磁力线的切线; 2) 由于旋转磁场的推迟效应, 辐射、外流粒子对磁场的反作用等, 使脉冲星磁场偏离静态磁偶极场位形; 3) 不同高度上辐射到达时间的差异, 所谓延迟效应。上述各种效应都会影响不同高度上的辐射到达观测者的时间, 导致额外的相位差, 如不同频率上辐射高度不同所产生的相位差、线偏振位置角曲线的中心和脉冲轮廓中心的相位差、同一轮廓中核成分和锥成分的中心相位差等。原则上, 利用观测到的相位差就可以限定辐射高度或辐射区结构, 也就对应有不同的方法。但这些方法都用到光行差效应, 所以这类方法称为相对论性方法。

### 2.2.1 到达时间法(Timing)

1978 年 Cordes<sup>[4]</sup> 考察了 3 颗射电脉冲星各在两个波段(PSR B 0525+21: 112 MHz, 613 MHz, B 0950+08: 40 MHz, 430 MHz; B 1133+16: 40 MHz, 1 400 MHz) 上的累积脉冲轮廓中心相位的偏差, 利用延迟效应和光行差效应限定了辐射高度的上限。这是首次考虑光行差效应来限定辐射区位置的工作。该工作基于频率-高度关系(Radius frequency mapping, 假设高频辐射的高度比低频辐射的低, 以下简称 RFM), 分为两步考虑: 1) 延迟效应导致的高频  $\nu_1$  和低频  $\nu_2$  脉冲信号到达时间差为  $\Delta t_{\text{ret}}(\nu_1, \nu_2) = t(\nu_1) - t(\nu_2) \approx [r(\nu_2) - r(\nu_1)]/c$ , 2) 由光行差效应导致的时间差为  $\Delta t_{\text{ab}}(\nu_1, \nu_2) \approx \sin\alpha\Delta t_{\text{ret}}(\nu_1, \nu_2)$ 。将观测到的两个频率脉冲轮廓中心相位差归结为此两者之和, 以确定出高频辐射高度的上限。再利用静态磁偶极场几何关系, 从两个频率的脉冲宽度比推知低频辐射的高度上限。得到的结果是低频辐射来自于不超过百分之几光速的圆柱半径处, 高频辐射高度不超过 1% 光速圆柱。

除了延迟效应和光行差效应, Phillips(1992)<sup>[28]</sup>(以下简称 P92) 进一步考虑了磁力线拖曳效应(指由于磁偶极辐射对磁场的力矩导致的磁力线向后弯曲的效应)对两个频率脉冲到达时间差的贡献, 确定了 4 颗脉冲星在 4 800 MHz 波段上的辐射高度低于 100 km, 在 47 MHz 波段上的辐射产生于约 300 km 的高度。Kramer 等人(1997)<sup>[29]</sup>(以下简称 KXJ97) 利用 P92 的方法限定了 8 颗脉冲星在 1.4 GHz 和 32 GHz 上的辐射高度, 结果表明辐射高度范围大约是脉冲星半径的 10~50 倍, 都在百分之几光速圆柱半径范围内。

### 2.2.2 偏振法

Blaskiewicz 等人(1991)<sup>[6]</sup>(以下简称 BCW91) 考虑用相对论性粒子流的共转效应对线偏振位置角和轮廓的影响来限定辐射高度, 提出了偏振的相对论流模型。该工作的基本框架是: 相对论性粒子流的共转速度不仅引起偏振位置角曲线的整体相位移动, 也引起脉冲轮廓相位移动, 但两者的修正量不同, 加上延迟效应的影响, 导致脉冲轮廓中心和线偏振位置角曲线中心有相位差。他们导出相位差对应的时间差  $\Delta t$  和辐射高度  $r$  近似满足  $\Delta t = 4r/c$ , 从而由观测到的相位差来反推辐射高度。偏振的相对论流模型中用到了三个基本假设: 静态磁偶极场; 同频率的辐射来自同一高度; 辐射区域充满整个开放磁力线区并且关于磁轴-自转轴平面对称。

该方法适用于辐射高度不太高的情况下, 原因是其中假设偏振矢量的方向平行于粒子加速度方向, 从而将偏振位置角定义为加速度方向在天球上的投影。加速度的求法是, 先将粒子的运动速度表示为平行于磁场的分量和共转速度分量的矢量和, 再求导得到加速度。显然, 当辐射高度较大时, 共转速度也较大, 粒子的速度方向应该通过洛仑兹变换得到, 矢量合成的方法则会带来较大偏差。

运用该方法需要挑选具有“S”形偏振位置角曲线的脉冲星, BCW91 在 1.4 GHz 和 430 MHz 上分别计算出 18 和 14 颗脉冲星辐射高度为  $(300 \pm 200)$  km 和  $(410 \pm 260)$  km。

Hoensbroech 和 Xilouris(1997)<sup>[30]</sup>(以下简称 HX97) 用同样方法计算了 21 颗脉冲星在 0.43~10.45 GHz 四个波段上所对应的辐射高度, 计算结果是辐射高度落在 1%~2% 的光速圆柱半径范围内。同时他们也比较了由纯几何法和偏振法得到的辐射高度, 其结果基本一致。

### 2.2.3 锥成分相位移动法

Gangadhara 和 Gupta(2001)<sup>[9]</sup>(以下简称 GG01) 则考虑了另一种效应。若脉冲轮廓中锥比核成分辐射高度高, 延迟效应和光行差效应使得锥成分的前导(leading)与后随(trailing)部分相对于核成分的相位发生移动, 不再对称。在辐射高度不太高的情况下导出辐射高度和相位移动之间的近似关系  $r^i = \frac{R_{LC}\eta^i}{(1 + \sin \zeta)}$ , 其中  $r^i$  代表第  $i$  个锥成分的辐射高度,  $\eta^i$  是光行差效应和延迟效应导致的总相位移动。从观测到的前导和后随部分的相位很容易得到它们相对核成分中心的相位移动  $\eta^i = (\phi_1^i + \phi_t^i)/2$ , 其中  $\phi_1^i$ 、 $\phi_t^i$  分别为第  $i$  个锥成分的前导与后随成分相对核成分中心的相位。由上面两式计算出高度后, 再根据静态磁偶极场的几何关系计算辐射来自哪一层磁力线。GG01 对 B 0329+54 轮廓中的四个锥成分作了计算, 得到: 1) 在 325 MHz 和 606 MHz 波段上的辐射高度在 160~1 150 km(0.5%~3% 的光速圆柱半径) 范围内, 低频辐射高度比高频的更高; 2) 所有四个成分的辐射来自于极冠区中央位置的一薄层磁流管:  $S_i/S_L = 0.5 \sim 0.6$ 。  $S_L$  为磁轴到最外开放磁力线脚点的距离(脚点是指任一开放磁

力线与极冠区表面上的交点),  $S_i$  为磁轴到第  $i$  个锥成分脚点的距离,  $S_i/S_L$  描述了锥成分在极冠区上的分布。

Gupta 和 Gangadhara(2003) [10] (以下简称 GG03) 利用同样的方法确定了另外 6 颗脉冲星在 325 MHz 上锥成分的辐射几何, 其辐射高度范围为 200~2 000 km (0.5%~4% 的光速圆柱半径), 来自于  $S_i/S_L = 0.2 \sim 0.7$  范围内的若干层磁流管, 每层的径向宽度大约几十米, 层间间隔大约 10~20 m。在限定的辐射高度范围内, 相比延迟和光行差效应由于磁力线拖曳效应是高阶效应, 因此可以忽略。

Dyks 等人 [31] 在 Gupta 和 Gangadhara 所采用方法的基础上作了进一步的改进, 试图建立一个不依赖于视线几何信息的方法。其主要的改进是修正了 GG01 方法中光行差效应导致的相位移动公式, 得到和视线方向角  $\zeta$  无关的高度表达式  $r \approx -\frac{\Delta\phi_{\text{obs}}^i}{2} R_{\text{LC}}$ , 其中  $\Delta\phi_{\text{obs}}^i$  即 GG01 定义的  $\eta^i$ 。这样导出的辐射高度就不再依赖于  $\zeta$ , 不必先从偏振位置角的拟合确定  $\alpha$  和  $\beta$  值再来计算  $\zeta$ , 为计算辐射高度提供了方便。

### 2.3 星际闪烁方法

由于星际介质等离子体密度的不均匀性和涨落, 使脉冲星发出的射电波在经过星际介质后波阵面相位产生了随机扰动, 表现出散射的现象, 称为星际闪烁 [32]。星际闪烁可以通过脉冲星的动态谱来研究。脉冲强度在时间和观测频率的二维图上的变化情况即为其动态谱。根据脉冲强度涨落的强弱, 星际闪烁分为弱闪烁和强闪烁。强闪烁又分为衍射闪烁和折射闪烁, 相对而言, 折射闪烁强度较弱, 对应的星际介质散射屏的尺度更大。可以用强闪烁来限定脉冲星辐射区域的尺度, 主要方法有以下三种 [33]。

#### 2.3.1 折射闪烁动态谱

有时在动态谱中, 脉冲强度在频率轴上会出现间隔不等的平行条纹, 这可能是脉冲星辐射经过两条或多条不同路径折射后发生干涉引起的。这种情况下星际介质相当于空间干涉仪。如果累积轮廓中不同相位的辐射来自磁层中不同的横向 (垂直视线方向) 区域, 就可以通过测量不同相位段上动态谱中干涉图样的相位差来确定辐射区横向宽度。Wolszczan 和 Cordes [17] 及 Gupta 等人 [18] 分别观测到 B 1237+25 和 B 1133+16 的折射相干条纹, 限定出两者辐射区横向尺度上限分别为 1 100 km 和 300 km。假设辐射来自磁偶极场中的同一高度, 由横向宽度计算出辐射高度都远小于光速圆柱半径。

#### 2.3.2 衍射闪烁动态谱

尽管衍射闪烁的动态谱图样通常是随机的, 仍然可以利用其频域信息来估算辐射区的横向尺度。如果两个点源的角距超过了星际色散在观测者处造成的衍射斑的大小, 则它们的动态谱就会有差别, 反过来, 从它们动态谱的交叉相关函数和各成分子相关函数, 得到相关系数和退相关带宽 (decorrelation bandwidth), 可以确定辐射区的横向跨度或其上限。上述原理应用于脉冲星, 就是要观测脉冲轮廓中不同相位段成分的动态谱, 确定它们所对应的子辐射区的横向间隔; 至于辐射区的高度, 通常根据磁偶极场位形来推断。Cordes 等人 [19] 选取了两颗双峰脉冲星, B 0525+21 和 B 1133+16, 在 430 MHz 上观测了各自双峰成分的动态谱, 没有发现它们的谱有频域的差别, 限定出两颗星辐射区域横向尺度上限分别为 850 km 和 1 100 km。根据偶极场几何, 推断其辐射高度分别不超过光速圆柱半径的

6% 和 53%。类似地, Simirnova 等人<sup>[20]</sup>在 103 MHz 上观测了 4 颗脉冲星的动态谱, 限定其辐射区高度达到  $10^3 \sim 10^4$  km。

### 2.3.3 强闪烁的调制指数和强度分布

调制指数 (modulation index) 是用来描述信号强度起伏相对强弱的参数, 定义为辐射流量的标准偏差与流量平均值之比。观测者接收到的电场是源的辐射经过介质后从许多路径上而来的电场矢量的叠加, 强闪烁情况下不同路径上电场相位变化较大 (大于 1 弧度), 并且是随机的。对于点源, 合成电场服从高斯分布, 辐射流量服从指数分布, 所对应的调制指数为 1。对于延展源, 不同区域发出的辐射非相干叠加, 使得调制指数小于 1, 强度分布有别于指数形式, 并且随源的尺度而变化。通过测量调制指数和拟合闪烁引起的强度分布可以推测脉冲星辐射源的尺度。一些工作得到的 Vela 等 9 颗脉冲星的辐射尺度, 大约在  $10^2 \sim 10^4$  km 范围内<sup>[21-23]</sup>。

总的来说, 脉冲星闪烁方法定出的辐射区尺度弥散较大, 主要的不确定性在于较难确定星际散射体的距离, 并且现有的望远镜灵敏度还不够高, 不足以得到更多的脉冲星高信噪比的星际闪烁观测数据。

## 2.4 多波段综合法

上述各种方法都是根据射电波段的观测轮廓、偏振或星际闪烁等观测特征来限定射电辐射区域。对于高能辐射, 偏振和星际闪烁的方法不再适用。由于伽马射线辐射高度可能远高于射电辐射区域<sup>[34-36]</sup>, 高阶的光行差效应 (正比于  $(r/R_{LC})^2$ ) 和磁力线拖曳效应 (正比于  $(r/R_{LC})^3$ )<sup>[37]</sup> 就变得显著, 需要方法上的改进。为了能同时限定射电和高能波段的辐射区域, Wang 等人<sup>[11-13]</sup>提出了多波段综合限定法, 考虑不同能段辐射高度差别所带来的相对论性和非相对论性效应, 利用射电和高能波段的观测特征综合限定多波段的辐射区部位和结构。

该方法首先应用于伽马射线脉冲星 B 1055-52<sup>[11]</sup>(这个工作以下简称 W06a)。该星射电波段有主脉冲和中间脉冲, 伽马射线波段脉冲轮廓较宽, 且和射电主脉冲之间有相位差, 磁倾角约为  $73^\circ$ <sup>[38]</sup>。根据射电波段线偏振位置角曲线和射电-伽马射线脉冲相位差, W06a 推断射电主脉冲和伽马射线脉冲来自同一极, 而射电中间脉冲来自另外一极。从而将射电主脉冲和中间脉冲之间、射电脉冲和伽马射线脉冲之间的相位差能由光行差、延迟和磁力线拖曳三种效应产生, 并由此计算出射电和伽马射线脉冲的辐射部位。结果显示, 主脉冲、中间脉冲和伽马射线脉冲的辐射高度依次递增, 且三者来源于不同层的磁流管: 产生伽马射线的磁力线比产生主脉冲的磁力线更靠近磁轴, 而中间脉冲则来自更加靠近磁轴的磁流管。

为便于计算, 上述工作假设了静态磁偶极场和辐射区域关于磁轴-自转轴对称, 是一种有局限性的简化方法。为克服这种局限性, Wang 等人<sup>[12,13]</sup>用数值的综合限定法限定辐射区的三维结构。

数值综合限定法假设磁场为真空旋转磁偶极场。其基本思路如下: 1) 首先在设定的磁倾角下, 将开放磁力线区的磁力线离散化, 由磁轴到最外将开放磁力线分成若干层 (圈), 每一层具有间隔足够小的若干磁力线; 2) 在局部共转参照系中计算每一根磁力线上不同高度的辐射方向, 通过洛伦兹变化得到实验室系中的辐射方向 (包含了光行差效应), 再考虑不同高度的延迟效应, 计算得到磁力线上各点的辐射方向和辐射到达观测者的相位; 3) 在设定的观测视向角下找出辐射方向沿着视线的所有点, 得到它们的相位, 再依据观测到的多波段脉冲的相位宽度、相位差限定辐射点的范围; 4) 磁倾角和视向角是该方法中的两个重要的几何参数,

两者可以通过对线偏振位置角曲线的拟合得到<sup>[38]</sup>。对有些脉冲星, 如 Crab 和 Vela 脉冲星, 其周围星云中光学和 X 射线波段的弓状或环状结构可以较确切地推算出视向角, 可以和偏振位置角拟合结合使用。

与其他方法相比, 数值综合限定法有一些显著的特点, 详见下一节。目前该方法仍处于逐步完善的过程中, 需要解决的问题包括如何自洽地拟合线偏振位置角曲线求解磁倾角和视向角, 如何利用线偏振度进一步限定辐射区域等。

## 2.5 各种方法的比较

表 1 按照基本假设、目标、适用条件、研究的对象和结果对上述各种方法作了对比。它们的主要异同概括如下。

1) 数学手段: 纯几何方法、相对论性方法和星际闪烁方法是基于解析的方法, 综合限定法是基于数值计算的方法;

2) 得到的信息: 纯几何方法、到达时间法、偏振法和星际闪烁方法得到的主要是辐射高度或横向尺度, 是一维的信息, 而多成分相位移和多波段综合法得到的是辐射区三维信息;

3) 适用波段: 前面各种方法得到的射电辐射区尺度或结构, 而多波段综合法可以扩展到限定高能波段辐射区域结构;

4) 基本假设: 纯几何方法、相对论性方法通常采用静态磁偶极场假设, 并假设辐射区关于磁轴对称, 多波段综合法则放宽了这些假设, 具有更广的适用性;

5) 扩展性: 相比解析的方法, 数值多波段综合方法具有更强的扩展性。一些复杂的效应(如广义相对论效应对磁力线位形的影响<sup>[39]</sup>、粒子流对磁力线位形的影响<sup>[40]</sup>等)可以加入到这个平台中去。

表 1 辐射区部位和几何结构限定方法的比较

| 方法  | 基本假设 <sup>1)</sup> |   |   | 目标       | 适用条件   | 研究脉冲星数   | 主要思路  | 主要结果  |
|---|--------------------|---|---|----------|--|--|---|---|
|   | 1                  | 2 | 3 |          |  |  |   |   |
| 纯几何方法<br>(R90) <sup>2</sup> ,<br>R93 ab,<br>KG97 等) | SD                 | 是 | 是 | 辐射<br>高度 | (1) 射电脉<br>冲轮廓的宽<br>度数据<br>(2) 磁倾角和<br>视向角已知 | R90: 110 颗;<br>R93 a, b:<br>200 多颗;<br>KG97: 20 多<br>颗 | 磁偶极场几何关<br>系和辐射束球面<br>几何关系, 由脉<br>冲宽度计算高度                       | 核成分高度为<br>10~250 km;<br>锥成分高度为<br>100~500 km;<br>在小于 $0.1R_{LC}$<br>范围内 |
| 相对论方法<br>- 到达时间<br>法 (C78) <sup>2</sup> ,<br>K97 等) | SD                 | 是 | 是 | 辐射<br>高度 | 需要多射电<br>频率的观测<br>数据                         | C78: 3 颗;<br>K97: 8 颗                                  | 不同波段上的累<br>积脉冲轮廓中心<br>相位之间有偏差,<br>根据延迟效应和<br>光行差效应限定<br>辐射高度的上限 | 低频辐射高度高<br>于高频辐射的高<br>度; 高度都小于<br>$0.1 R_{LC}$                          |

(续表 1)

| 方 法  | 基本假设 <sup>1)</sup> |   |   | 目标   | 适用条件   | 研究脉冲星数                                 | 主要思路  | 主要结果   |
|--|--------------------|---|---|--|--|--|---|--|
|  | 1                  | 2 | 3 |  |  |  |   |  |
| 相对论方法<br>— 偏振法<br>(BCW91)                  | SD                 | 是 | 是 | 辐射<br>高度   | 射电波段有<br>S 形线偏振<br>位置角曲线                     | 1418 MHz:<br>18 颗;<br>430 MHz:<br>14 颗 | 脉冲轮廓中心和<br>线偏振位置角曲<br>线中心产生相位<br>差, 这个相位差<br>和高度有确定的<br>关系, 进而可从<br>观测到的相位差<br>反推辐射高度 | 1418 MHz 上 18<br>颗星最外锥成分高<br>度为(300±200) km;<br>430 MHz 上 14 颗<br>星最外锥成分为<br>(410±260) km, 都<br>在小于 0.1 $R_{LC}$ 范<br>围内 |
| 相对论方法<br>— 锥成分相<br>位移动法<br>GG 01,<br>GG 03 | SD                 | 是 | 否 | 二维:<br>(1)辐<br>射高<br>度,<br>(2)磁<br>流管<br>范围                            | 射电轮廓<br>中具有多<br>个锥成分                         | 7 颗                                    | 锥成分的前导与<br>后随部分相对于<br>核成分的相位发<br>生移动, 该相位<br>差和高度有确定<br>关系, 进而可从<br>观测到的相位差<br>反推辐射高度 | 锥成分辐射高度<br>0.3%~4.3% $R_{LC}$<br>范围内, 但要比<br>几何方法得到<br>的高度高。并且给<br>出锥成分的相对<br>位置 $S_i/S_L$ 在<br>0.2~0.7 开放磁<br>力线范围内     |
| 脉冲星星际<br>闪烁方法                              | SD                 | 是 | 是 | 辐射<br>区横<br>向尺<br>度  | 有高质量<br>的星际闪<br>烁观测数<br>据                    | 不到 20 颗                                | 利用折射闪烁<br>或衍射闪烁动<br>态谱, 或强闪<br>烁的强度分布<br>来限定辐射区<br>横向尺度                               | 辐射高度在<br>$10^2 \sim 10^4$ km<br>范围内  |
| 数值综合<br>限定法                                | RD                 | 否 | 否 | 三维:<br>(1)高<br>度,<br>(2)磁<br>流管<br>经度<br>范围,<br>(3)磁<br>流管<br>径向<br>尺度 | 从射电到高能<br>波段内的辐射<br>区几何, 辐射<br>范围可接近光<br>速圆柱 | B1055-52                               | 利用数值解法,<br>考虑旋转磁偶<br>极场下的光行<br>差和延迟效应,<br>从射电和高能<br>轮廓、偏振等<br>观测特征限定<br>辐射区域          | 射电辐射来自最<br>外开放磁力线和<br>$S_i/S_L \approx 0.3$ 的<br>两层磁力线, 伽<br>马射线辐射来自<br>零电荷面以外,<br>来自 $S_i/S_L \approx 0.8$<br>开放磁力线附近   |

注: 1) 基本假设中的 1、2、3 分别代表磁场位形、辐射区关于  $\Omega - \mu$  平面对称、射电脉冲轮廓边缘的辐射来自最外开放磁力线; SD 为静态磁偶极场, RD 为旋转磁偶极场。

2) R90, Rankin 1990<sup>[5]</sup>; R93a、b, Rankin 1993a<sup>[14]</sup>、b<sup>[15]</sup>; C78, Cordes 1978<sup>[4]</sup>; K97, Kramer et al. 1997<sup>[29]</sup>



### 3 对某些理论问题的启示

#### 3.1 对加速区模型的检验

脉冲星磁层中的加速区对产生辐射是必不可少的。由于磁场几何和脉冲星表面电荷束缚能等原因, 加速区中的电荷密度偏离 GJ 电荷密度<sup>[41]</sup>, 导致平行于磁场的加速电场。带电粒子在其中被加速到极端相对论性, 称为初级粒子, 产生高能辐射, 后续的电子对级联过程产生大量较低能的次级相对论性正负电子对。这些初级和次级粒子是脉冲星多波段辐射的源头。但是现有的几种加速区模型, 包括真空内间隙模型 (Inner vacuum gap model)<sup>[24]</sup>、狭长间隙模型 (Slot gap model)<sup>[35,42]</sup>、外间隙模型 (Outer gap model)<sup>[43-46]</sup> 和环加速区模型 (Annular gap model)<sup>[36]</sup>, 在加速区形成机制和加速区在磁层中的位置等方面还存在着很大争议。理论上的不确定性主要是如何选取加速区的边界条件, 这涉及到一系列尚未解决的基本问题, 如: 脉冲星的本质是中子星还是奇异星? 磁层中能形成怎样的电流回路? 光速圆柱附近的电荷损失是否影响磁层中加速区的形成和如何影响等。因此, 从观测上鉴别加速区模型对上述相关问题的研究有重要的意义。

为了对该问题有较全面的理解, 有必要先简单介绍上述几种加速区模型, 尤其是它们在加速区和辐射区部位上的差别。

##### 3.1.1 真空内间隙模型

如果脉冲星表面带电粒子束缚能足够大, 粒子将不能被拉出表面来弥补从光速圆柱流走的粒子, 在脉冲星极冠区表面就会形成真空加速区<sup>[24]</sup>。这种加速区能够在低温、强磁场的中子星<sup>[47]</sup>或裸奇异星极冠区表面形成<sup>[48]</sup>。近年来 Gil 等人<sup>[49]</sup>发展了真空内间隙的火花放电模, 认为在内间隙加速区内, 磁轴处是中心放电区域, 围绕磁轴会形成若干间隔的环状火花放电区域, 通常不超过 3 个环。真空内间隙加速区典型的高度约为百米的量级。由于脉冲星表面附近磁场很强, 初级粒子产生的伽马射线光子通过磁场或双光子湮灭过程被转化为正负电子对, 无法传出去; 而在加速区以上的磁层中, 次级电子产生射电辐射, 可以被观测到, 所以这种模型主要用来解释射电辐射。火花放电模型在解释脉冲漂移方面较为成功; 基于真空内间隙加速区提出的射电辐射模型, 如曲率辐射模型<sup>[24,50]</sup>、逆康普顿散射模型<sup>[51-53]</sup>等, 在解释脉冲轮廓的类型和随频率的演化方面较为成功。

##### 3.1.2 狭长间隙模型

该模型假设电荷可以自由地从极冠区表面流出, 随着电荷流动, 电流的连续性要求电荷密度大致按高度平方反比衰减, 而 GJ 电荷密度按高度立方反比衰减, 两者之差导致很强的平行电场<sup>[42]</sup>。目前的狭长间隙模型考虑了广义相对论效应对电荷密度的影响, 得到的图像是: 加速区从极冠区表面开始, 沿最外开放磁力线附近的薄层延伸到接近光速圆柱<sup>[35]</sup>。该模型主要用于解释高能辐射。由于高能射线主要是由初级粒子产生的, 因此高能辐射区域和加速区域大致相同。

##### 3.1.3 外间隙模型 (Outer gap model)

早期的外间隙模型基于空间限制性电荷流动的假设和零电荷面两侧 GJ 电荷反号的情况, 模型中的加速区沿着最外开放磁力线从零电荷面延伸到光速圆柱附近。由于最外开放磁力线的几何位形, 从内层开放磁力线上产生的伽马光子无法达到最外开放磁力线进而补充电子对,

所以外加速区是接近真空的加速区<sup>[43,44]</sup>。三维外间隙模型<sup>[34]</sup>给出了加速区在外磁层(指磁力线穿过零电荷面的区域)中的部位:其宽度在磁轴-自转轴平面两侧一定的经度范围内,而不是所有的最外开放磁力线;长度从零电荷面延伸到接近光速圆柱,并从最外开放磁力线向磁轴方向有一定的厚度,厚度由加速区中双光子湮灭所导致的电子对产生过程决定。

最近 Hirovani 等人细致地考虑了外加速区中的辐射、电子对产生和粒子加速过程,在不同的边界条件下解出加速区中的电场分布和加速区的几何位置<sup>[45,46]</sup>。与传统的外间隙模型不同,他们发现加速区位于零电荷面以内或以外主要取决于从加速区内外边界流进加速区中的电流的大小,同时加速区的长度(内外边界的高度差)也会有所改变。外间隙模型主要用于解释高能辐射。

### 3.1.4 环加速区模型 (Annular gap model)

该模型将极冠区分为核区(Core cap)和外围的环区(Annular cap),分界线是所谓的临界磁力线。核区和环区的差别是:核区的开放磁力线都不跨越零电荷面,而环区则都跨越零电荷面。核区可以形成真空内间隙加速区,而环加速区可能从极冠区表面延伸到零电荷面附近或超过零电荷面,环加速区中也可能形成火花放电。利用核区和环区放电点漂移方向相反的图像,该模型能够解释 B 0815+09 子脉冲反向漂移的现象<sup>[42,54]</sup>。从几何上讲,该模型给出的射电辐射区涵盖了核区和环区,而高能辐射部位仅位于环加速区。在此框架下,伽马射线脉冲星(如 Crab、Vela 和 Geminga)的射电和伽马射线脉冲轮廓都可以得到解释<sup>[36]</sup>。

图 1 给出了各种加速区的图像,从中可以清楚地看到它们在磁层中部位的差别。

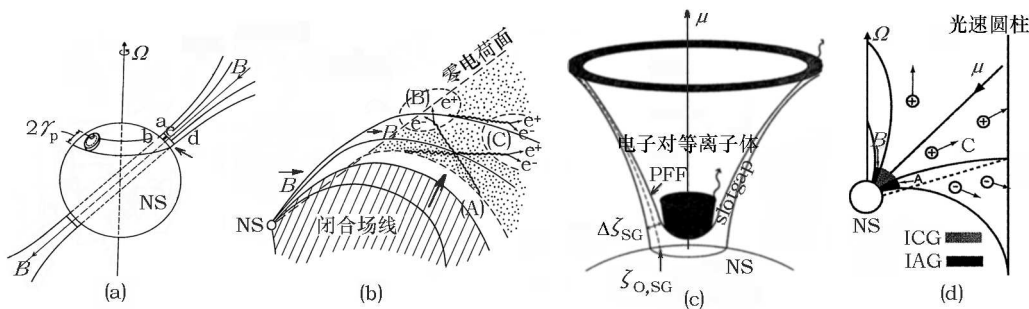


图 1 各种加速区的图像

(a) 真空内间隙加速区<sup>[24]</sup>、(b) 外间隙加速区<sup>[43]</sup>、(c) 狭长外间隙加速区<sup>[35]</sup>、(d) 环加速区<sup>[36]</sup>在脉冲星磁层中的部位,其中箭头所指为加速区,(d)中黑色和灰色阴影分别表示环加速区和核加速区,NS表示中子星

尽管观测所限定的是辐射区而非加速区,但是从前者的结构来反推后者的类型甚至结构是可行的。高能光子是由初级粒子产生的,因此高能辐射区包括加速区所在的磁流管中从加速区到加速区以上的区域。由于次级粒子主要是在加速区顶部和加速区外产生的,因此射电辐射的区域较弥散,不过加速区的结构(如磁流管的分层等)会反映在辐射区结构中。目前这方面的限定工作还很缺乏,下面仅举两例说明。

GG01 和 GG03 对 7 颗脉冲星限定出的二维辐射区结构表明,脉冲轮廓中不同的锥成分是来自离磁轴远近不同的多层磁流管中。这些磁流管在极冠区表面的脚点分布在离极冠区中心(磁轴)远近不同的环内,其间隔约 10~20 m。这些结果和真空内间隙加速区的放电模型<sup>[49]</sup>

基本吻合。另一个方面, 按照辐射束的“核 + 锥”模型, 这些脉冲星的辐射束中包含核成分和数目不等的锥成分。因而对这些脉冲星而言, 辐射束中多个锥的结构很可能起源于放电区多个放电环带的结构。

多波段综合限定法给出的 B 1055-52 的限定结果显示辐射束可能对于磁轴不对称<sup>[11]</sup>, 如图 2 所示。射电辐射束包含两个锥(对应主脉冲和中间脉冲的成分), 其中主脉冲对应的“锥”不完整, 在磁轴上(靠近自转轴)下(靠近赤道)两边显示出不对称; 伽马射线辐射束也有类似的情况。根据限定结果, 中间脉冲对应的锥成分很可能起源于临界磁力线以内的区域(核区), 而主脉冲和伽马射线起源于临界磁力线以外的区域(环区)。环加速区模型认为核加速区可以产生射电辐射, 环加速区可以产生高能伽马射线辐射, 因此, 该星的限定结果支持环加速区模型。

需要指出的是, 尽管上述工作能够对个别脉冲星的辐射束结构或其磁层中是哪一种加速区给出一些初步的判别, 但是还需要分析更多的样本才能从观测上更全面地理解如下问题: 1) 对外加速区、狭长间隙加速区、环加速区是否都能找到存在的证据? 形成不同加速区的脉冲星有何差异? 2) 射电辐射所起源的磁流管是否普遍是分层的? 是否有起源于单层磁流管的情况? 两类情况脉冲星的特征有何差别?

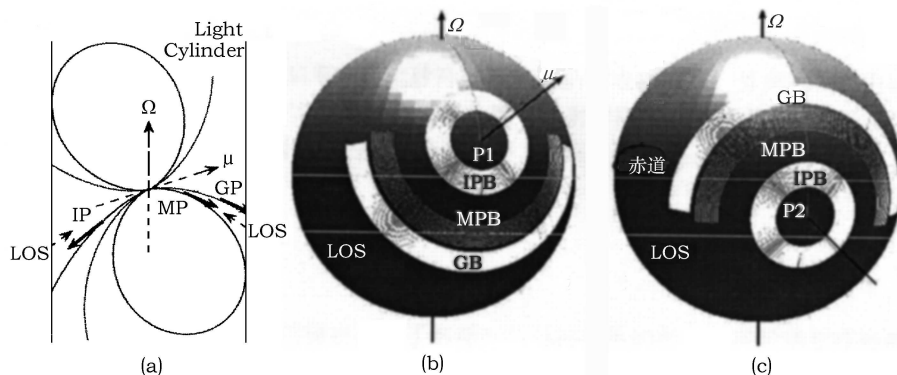


图 2 PSR B 1055-52 辐射区结构剖面图和辐射束结构示意图<sup>[11]</sup>

(a) 主脉冲(MP)、中间脉冲(IP)和伽马射线脉冲(GP)的中心位置在  $\Omega - \mu$  平面内的示意图; 其中 LOS 代表视线, 标志 NCS 的虚直线表示零电荷面, 标志 1、2、3、4 的曲线表示临界磁力线; MPB、IPB、GB 分别代表主脉冲、中间脉冲、伽马射线脉冲辐射束,  $P_1$  和  $P_2$  分别代表两个极轴。(b) 与 (c) 是分别来自两极的射电和伽马射线辐射束在天球上投影的示意图

### 3.2 射电辐射模型的检验

目前解释脉冲星射电辐射机制有不同的理论模型来解释, 曲率辐射模型认为射电辐射是沿着弯曲磁力线运动的次级相对论性电子的曲率辐射产生的<sup>[24,50]</sup>, 而逆康普顿散射(ICS)模型<sup>[51-53]</sup>的图像是: 次级电子和真空内加速区放电产生的低频光子(频率约 1 MHz)发生逆康普顿散射, 将能量转给低频光子, 产生高频射电辐射。两种模型中高度-频率关系有所不同。前者基于辐射频率等于等离子体振荡频率的假设, 考虑到磁层中电子密度随着高度增加而减少, 导致等离子体振荡频率降低, 所以辐射频率也相应降低, 得到的是 RFM 的图像(锥和核

成分没有差别)。后者则给出核、内锥和外锥辐射区域不同的形式。根据 ICS 过程出射光子和

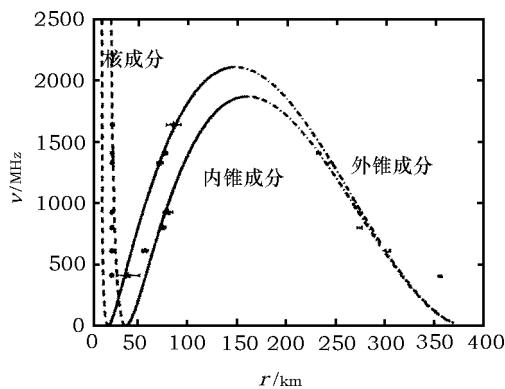


图 3 逆康普顿模型(曲线)给出的 PSR B 2111+46 的频率 - 辐射高度图和由观测得到的多频辐射高度<sup>[55]</sup>

入射光子频率关系  $\nu = \gamma^2 \nu_0 (1 - \beta \cos \theta_i)$  (其中  $\beta = V/c$ ,  $V$  和  $c$  分别为电子速度和光速), 随着高度的增加, 洛伦兹因子  $\gamma$  衰减, 光子和电子运动方向夹角  $\theta_i$  先减少后增加, 可以给出如图 3 所示的频率高度关系。

Zhang 等人<sup>[55]</sup>对 B 2111+46 7 个频率的射电脉冲轮廓做高斯成分分离, 分离出核、内锥和外锥三组成分。根据各成分的脉冲宽度用纯几何法计算了辐射高度, 可得到频率 - 辐射高度图, 显示 ICS 模型的图像和从观测定出的点符合得较好, 如图 3 所示。所以对这颗星的分析结果为 ICS 模型提供了支持。

### 3.3 频率 - 高度关系的检验

频率 - 高度关系 (RFM) 最初的提出是为了解释一些脉冲星的射电脉冲轮廓宽度随频率升高而减小的现象<sup>[4,56]</sup>, 假设低频的辐射来自较高处而高频辐射来自较低处, 使低频辐射束的张角比高频的大, 从而引起脉冲轮廓宽度随频率的变化。RFM 可表示为  $r \propto \nu^{-b}$ 。不同的理论模型中 RFM 的形式是不同的, 如真空内间隙加速区模型<sup>[24]</sup>给出的解释是某一高度上的辐射频率和等离子振荡频率相关, 指数  $b = 1/3$ ; Barnard 和 Arons<sup>[57]</sup>提出的折射传播效应模型则认为  $b = 0$ , 即各频率的辐射来自同一高度。利用从观测定出的不同频率上的辐射高度拟合 RFM 指数, 就可以检验不同的模型。表 2 列出了本文介绍的主要工作所得到的 RFM 指数, 从中可以看出通过纯几何方法、偏振法和到达时间法定出的 RFM 指数平均值都在 0.2~0.3 范围内, 和真空内间隙加速区模型的预言更接近。

表 2 由不同方法得到的 RFM 指数

| 观测        | KXJ+97 <sup>[29]</sup> | KG97 <sup>[7]</sup> | BCW91 <sup>[6]</sup> | P92 <sup>[28]</sup> | HX97 <sup>[30]</sup> | Wu02 <sup>[8]</sup> |
|-----------|------------------------|---------------------|----------------------|---------------------|----------------------|---------------------|
| 频率范围 /GHz | 1.4~32                 | 0.43、1.41、1.42      | 0.43、1.418           | 0.047、4.8           | 0.43~10.45           | 0.61、1.408          |
| 样本数       | 8                      | 10                  | 18、14                | 4                   | 21                   | 18                  |
| b 平均      | 0.29±0.15              | 0.21±0.07           | 0.20±0.10            | 0.12±0.10           | 0.3±0.1              | 0.27±0.12           |
| 方法        | 到达时间法                  | 纯几何方法               | 偏振法                  | 到达时间法               | 偏振法                  | K 参数法 <sup>1)</sup> |

1) 本质上是一种纯几何方法

需要指出的是, 上述倾向于真空内间隙模型的结论仅仅是在 RFM 指数平均意义上而言的, 关于高度 - 频率的关系仍然有值得深入探讨的问题。1) 核和锥成分的高度和频率关系是否有根本的差别? 表 2 中的工作所选样本大多既包含有锥成分的轮廓, 也包含只有核成分的轮廓, 未做区分, 并且对于单个脉冲星, RFM 指数也各不相同。而 Zhang 等人<sup>[55]</sup>基于高斯成分分离得到的 B 2114+46 高度 - 频率关系表明, 核和锥成分有根本的差别。2) 脉冲轮廓宽度随频率减小的脉冲星得到了广泛的关注, 但是也有相当一部分脉冲星的轮廓宽度随频率基本不变甚至增加 (包括有

锥成分和仅有核成分的脉冲星)<sup>[58]</sup>, 背离真空内间隙模型和折射传播模型给出的 RFM 指数, 对此又如何解释? ICS 模型可以解释一部分脉冲星锥成分的宽度随频率升高的情况(需要假设电子洛伦兹因子随高度缓慢下降)<sup>[52,53]</sup>, 也许从不同相位上谱差异的角度能给出更全面的解释<sup>[59]</sup>。

## 4 总结与展望

从 1967 年至今, 人们陆续提出和发展了纯几何方法、相对论性方法、星际闪烁法、多波段综合限定法等来限定脉冲星的辐射区部位和几何结构, 从中可以总结出如下发展趋势:

1) 从理想化的静态磁偶极场和简单的辐射束球面几何关系到考虑各种效应的影响, 包括非相对论性效应(延迟效应、磁力线拖曳)和相对论性效应(光行差、旋转磁偶极场)等。

2) 从只确定辐射高度(纯几何方法、到达时间方法、偏振法)到确定辐射区二维信息(高度和极角)范围, 再到确定辐射区的三维结构。

3) 从只限定射电辐射区几何到同时限定射电和伽马射线辐射区几何。

通过各种方法对正常周期脉冲星(normal pulsar)的辐射区几何限定的结果有许多共同之处: (1) 其射电辐射高度通常不超过 10% 光速圆柱半径; (2) 高频的辐射高度通常比低频的辐射高度要低, RFM 关系的指数平均接近于 0.3; (3) 多成分相位移动方法和多波段综合限定法得到的结果表明射电辐射可能来自于开放磁力线区不同层的磁流管。

尽管已经有许多工作来限定辐射区部位和几何, 但是和理论研究的结合还很不够, 主要原因是大多数工作都集中在讨论射电辐射高度, 仅此一维信息所能够联系的理论问题较少。因此发展脉冲星多波段辐射区三维结构的限定方法的工作就显得非常有意义。应用三维结构限定所能进行的工作至少包括以下几个方面: (1) 结合射电、X 射线和伽马射线波段相位分离谱来研究磁层中不同区域辐射的差别, 进而诊断辐射机制和粒子能量分布等的差别; (2) 磁层中射电、X 射线、伽马射线辐射区结构的差别及其原因; (3) 通过辐射区结构鉴别不同的辐射或加速区模型; (4) 研究辐射区结构是否具有不对称性, 其原因是什么?

综上所述, 完善能够限定脉冲星多波段辐射区域三维结构的方法, 将其与辐射区和加速区等理论问题的研究紧密结合是重要的发展趋势。要建立起较完整的脉冲星辐射几何模型, 不但需要获得新的观测数据, 更需要在理论和方法上有所突破。无论如何, 随着辐射几何模型的向前发展推进, 都会加深人们对脉冲星辐射区结构的认识, 同时为相关理论研究提供重要的依据。

### 参考文献:

- [1] Hewish A, Bell S J, Pilkington J D H, et al. *Nature*, 1968, 217: 709
- [2] Becker W, Aschenbach B. *Proceedings of the 270. WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*. MPE Report 278. Garching bei München: Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 2002: 64
- [3] Thompson D J, *American Institute of Physics (AIP) Proceedings*, 2001, 558, 103
- [4] Cordes J M. *ApJ*, 1978, 222: 1006
- [5] Rankin J M. *ApJ*, 1990, 352: 247
- [6] Blaskiewicz M, Cordes J M, Wasserman I. *ApJ*, 1991, 370: 643
- [7] Kijak J, Gil J. *MNRAS*, 1997, 288: 631
- [8] Wu X J, Huang Z K, Xu X B. *ChJAA*, 2002, 5: 454
- [9] Gangadhara R T, Gupta Y. *ApJ*, 2001, 555: 31
- [10] Gupta Y, Gangadhara R T. *ApJ*, 2003, 584: 418

- [11] Wang H G, Qiao G J, Xu R X, et al. MNRAS, 2006, 366: 945
- [12] Wang H G, Zhang H, Cui X H, et al. in Proceedings of the 363. WE-Heraeus Seminar on: Neutron Stars and Pulsars, Physikzentrum Bad Honnef, Germany, MPE Report 291, 2006: 134
- [13] Wang H G, Qiao G J, Xu R X, et al. ChJAA supplement, 2006, 6: 133
- [14] Rankin J M. ApJ, 1993, 405: 285
- [15] Rankin J M. ApJS, 1993, 85:145
- [16] Gil J A, Kijak J. A&A, 1993, 273: 563
- [17] Wolszczan A, Cordes J M. ApJ, 1987, 320: 35
- [18] Gupta Y, Bhat N D R, Rao A P. ApJ, 1999, 520: 173
- [19] Cordes J M, Weisberg J M, Boriakoff V. ApJ, 1983, 268: 370
- [20] Smirnova T V, Shishov V I, Malofeev V M. ApJ, 1996, 462: 289
- [21] Roberts J A, Ables J G. MNRAS, 1982, 201: 1119
- [22] Gwinn C R, Britton M C, Reynolds J E, et al. ApJ, 2000, 531: 902
- [23] Macquart J P, Johnston S, Walker M, et al. Pulsar Astronomy-2000 and Beyond, ASP Conference Series, Vol. 202; Proceedings of the 177th Colloquium of the IAU held in Bonn, 2000: 215
- [24] Ruderman M A, Sutherland P G. ApJ, 1975, 196: 51
- [25] Kijak J, Gil J. MNRAS, 1998, 299: 855
- [26] Rankin J M. ApJ, 1983, 274: 333
- [27] Gil J, Gronkowski P, Rudnicki W. A&A, 1984, 132: 312
- [28] Phillips J A. ApJ, 1992, 385: 282
- [29] Kramer M, Xilouris K M, Jessner A, et al. A&A, 1997, 322: 846
- [30] Hoensbroech A V, Xilouris K M. A&A, 1997, 324: 981
- [31] Dyks J, Rudak B, Harding A K. ApJ, 2004, 607: 931
- [32] 艾力·伊沙木丁, 吴鑫基. 天文学进展, 2002, 20(3): 234
- [33] Gwinn C R. Ap&SS, 2001, 278: 65
- [34] Cheng K S, Ruderman M A, Zhang L. ApJ, 2000, 537: 964
- [35] Muslimov A G, Harding A K. ApJ, 2003, 588: 430
- [36] Qiao G J, Lee K J, Wang H G, et al. ApJL, 2004, 606: L49
- [37] Shitov Y P. Astronomicheskii Zhurnal, 1983, 60: 541
- [38] Lyne A G, Manchester R N. MNRAS, 1988, 234: 477
- [39] Zanutti O, Rezzolla L. MNRAS, 2002, 331: 376
- [40] Muslimov A G, Harding A K. ApJ, 2005, 630: 454
- [41] Goldreich P, Julian W H. ApJ, 1969, 157: 869
- [42] Arons J. ApJ, 1983, 266: 215
- [43] Cheng K S, Ho C, Ruderman M A. ApJ, 1986, 300: 500
- [44] Cheng K S, Ho C, Ruderman M A. ApJ, 1986, 300: 522
- [45] Hirotani K, Shibata S. MNRAS, 1999, 308: 67
- [46] Takata J, Shibata S, Hirotani K, et al. MNRAS, 2006, 366: 1310
- [47] Gil J, Melikidze G I. ApJ, 2002, 577: 909
- [48] Xu R X, Zhang B, Qiao G J. Astrophart. Phys., 2001, 15: 101
- [49] Gil J A, Sendyk M. ApJ, 2000, 541: 351
- [50] Gil J A, Snakowski J K. A&A, 1990, 234: 237
- [51] Qiao G J. Vistas in Astronomy, 1988, 31: 393
- [52] Qiao G J, Lin W P. A&A, 1998, 333: 172
- [53] Qiao G J, Liu J F, Zhang B, et al. A&A, 2001, 377: 964
- [54] Qiao G J, Lee K J, Zhang B, et al. ApJL, 2004, 616: L127
- [55] Zhang H, Qiao G J, Lee K J, et al. A&A, 2006, 465: 525
- [56] Sieber W. A&A, 1973, 28: 237
- [57] Barnard J J, Arons J. ApJ, 1986, 302: 138
- [58] Chen J L, Wang H G, Chen W H, et al. 2007, ChJAA, in press
- [59] Wang H G, Qiao G J, Xu R X. Acta Astronomica Sinica suppl., 2003, 44: 235

## Study on the Structure of Emission Regions of Pulsars

XU Shou-xi<sup>1</sup>, WANG Hong-guang<sup>1</sup>, CHEN Jian-ling<sup>1</sup>, LIU Yi<sup>1</sup>,

XU Ren-xin<sup>2</sup>, QIAO Guo-jun<sup>2</sup>

(1. Center for Astrophysics, Guangzhou University, Guangzhou 510006, China; 2. Department of Astronomy, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract:** Pulsars are neutron stars or strange stars that can generate multiwavelength radiation. What the structure of emission regions in pulsar magnetosphere might be is tightly related to some fundamental properties in pulsar research, e.g. the nature of pulsar (neutron star or strange star) and dynamical process in magnetosphere. Extensive studies have been focused on the radio emission height and some consensus have been reached, that is the radio emission heights of normal pulsars are usually less than a few percent of light cylinder radius, but the transverse structures, in both magnetic azimuth and colatitude dimensions, have not been well identified from observations for a large sample of pulsars. Although some constraints could be obtained from detailed observations, the structure of high energy emission regions still remains as a matter of debate in theoretical models of magnetospheric accelerators. Recently, there is progress in the methodology of constraining the structure, which is promising to push forward the research in this field.

In this paper various methods to constrain the emission regions are reviewed. They are: the pure geometric methods, the relativistic methods, the interstellar scintillation methods and the multiwavelength synthetic method. The pure geometric methods, based on simple assumptions for beam geometry and dipolar magnetic field, are widely used, but are only capable of deriving the emission altitude. Relativistic methods are more advanced than pure geometric methods, because more effects that happen in pulsar magnetosphere, e.g. retardation, aberration and magnetic field line sweep-back effects, are involved. In the latest version of relativistic method, three-dimensional parameters of emission region could be constrained. The interstellar scintillation methods provide an independent way to constrain the transverse size of emission region. The above three kinds of methods have been used to constrain only the radio emission region. Recently, a synthetic method was proposed to constrain three-dimensional structure of multiwavelength (e.g. radio and gamma-ray) emission regions by using multiwavelength observational properties of pulsars. In this paper, the main ideas, the results, and comparison with the advantages of these methods are presented in details. Implications of the constrained results to theoretical problems, e.g. testing accelerator models and radio emission mechanisms are discussed. From the evolution trend of these methods, it is suggested that the future efforts should be tried to develop various methods that can be used to determine three-dimensional structures of multiwavelength emission regions and to apply it for a large sample of pulsars, combining with studies on related theoretical issues.

**Key words:** structure of emission regions; emission mechanism; emission altitude