

1987 年日环食射电多波段联合观测的 资料分析方法要点*

刘 炎 纪 树 臣

(中国科学院紫金山天文台)

(中国科学院云南天文台)

提 要

1987 年 9 月 23 日的日环食时,我们组织了一次多波段的射电联合观测。本文介绍对射电日食观测资料进行分析、归算和研究的方法要点,以及日环食时日面的光学和射电辐射的背景资料。

一、引 言

在发生日食天象的时刻,由于月面的边缘像“刀口”一样逐渐地“切割”过日面的各个部分,就为太阳射电物理的观测研究工作提供了高空间分辨率的观测条件。通常我们用于进行常规巡视观测的小口径单天线射电望远镜,只能接收到全日面的总强度辐射,而在日食时刻进行观测则能得到高达十几角秒至半个角分的高空间分辨率^[2]。由此我们即可以区分出日面亮度分布的细节结构,从而研究宁静太阳背景辐射的亮度分布以及日面活动区的射电缓变源辐射特征。

单天线的日食观测只能得到一个波段上日面辐射的信息,而多天线的联合观测则可以得到多波段、同时性的高空间分辨率的资料。由此可以进一步研究宁静太阳辐射和射电缓变源辐射的频谱特征,并进而研究宁静太阳的大气模型,缓变源的电子密度和温度等物理参数,以及缓变源的辐射机制等太阳物理的基本问题。而这种多波段、同时性、而且各波段具有大致相同的高空间分辨率的观测资料,目前在国内尚无法用其它观测手段取得。

在国外,用于太阳射电观测的高空间分辨率观测设备,虽然也已出现多年,例如美国的 VLA (甚大阵),荷兰的 WSRT 等。但是这些大型的设备数量不多,观测的波段也不广。因此,日食射电观测的这种多波段、同时性的特点,目前甚至在国外也还是很难用那些大型观测设备来代替。

1987 年 9 月 23 日的日环食,其食带横贯我国中部地区^{[3],[23]},我国现有的各架射电望远镜,均能就地投入观测。因此,在中国科学院数理化学局的领导和组织之下,我们对这次日环食进行了射电多波段联合观测,取得了丰富的观测资料。在观测之后,又对所得的

* 本工作是中国科学院数理化学局支持的课题。参加本工作的单位见文[1]中的表 1。

《1987 年 9 月 23 日中国日环食观测/研究文集》,

科学出版社, 1990. pp. 191-204.

资料组织了联合分析研究,得到了9月23日当天日面上太阳射电辐射的各种基本参数。这为太阳物理的研究工作提供了重要的,基础性的实测资料,也为日食效应的日地整体行为研究提供了基础性的资料。

投入1987年日环食射电联合观测的射电望远镜共有十九架,其波段从3 mm到21cm共有十个,此外还有米波段的动态频谱观测。观测时,除了使用1秒时间常数进行常规观测之外,在其中的八架仪器上还用毫秒级时间常数进行快速记录的观测,该项观测的目的在于探索日面上可能出现的、其时间尺度为毫秒级的快速辐射变化过程。

为了配合射电联测(以及地球物理、气象等学科的日环食观测)之后的资料分析处理,国内各天文台站的光学望远镜也大多投入了观测,拍摄了全日面的或局部日面的白光和色球H α 的光学照片,描述了黑子图片,还取得了光球磁场等的资料。

参加观测的单位、使用的波段以及射电望远镜和光学望远镜见本文集附录“日环食观测项目一览表”的天文部分。

各观测点的地理位置和见食情况见文[3]中的表1,观测点的分布见文[23]中的图1(本文集)。

由于参加射电联测的波段甚多,对射电观测资料的分析处理方法又基本相同,因此为了使本文集中各波段观测报告的内容避免重复、节约篇幅,本文将有关资料处理的基本方法和背景资料作一简要的介绍。

二、初始观测资料的归算和处理

日食观测中,当我们将射电望远镜指向太阳圆面中心时,天线所接收到的辐射有三个部分:太阳的、月亮的和背景的(包括天空背景和地面背景)。随着月面逐渐掩食和露放日面,我们在记录仪上就能得到一条记录读数 $R_s(t)$ 随时间而变化的曲线,亦即观测的食变记录曲线。对于调制式接收机有

$$R_s(t) = L(t)\{[T'_{\odot}(t) + T'_M(t) + T'_\varphi(t)] - T'_0(t)\} + b \quad (1)$$

式中的 $T'_{\odot}(t)$ 为与太阳的辐射所相应的有效天线温度, $T'_M(t)$, $T'_\varphi(t)$ 和 $T'_0(t)$ 分别为与月亮的辐射,背景的辐射以及调制参考终端的辐射所相应的有效天线温度, $L(t)$ 为标度常数;所有这些参数都随时间而变化。而 b 为与仪器有关的一个常数。

我们日食观测的目的乃在于求出相应于纯太阳辐射部分的贡献,即 $T'_{\odot}(t)$;然后再由 $T'_{\odot}(t)$ 去推求出日面亮度分布的特征,即宁静太阳背景辐射的亮度分布和射电局部源的增强辐射特征。由(1)式可知,为了求出 $T'_{\odot}(t)$,我们必须得同时知道 $L(t)$, $T'_M(t)$, $T'_\varphi(t)$,和 $T'_0(t)$ 的值随时间 t 而变化的过程,而仪器常数 b 可由数据处理时消去。

$T'_0(t)$ 可由在日食观测过程中,直接读取微波箱中的温度得到。但 $L(t)$, $T'_M(t)$ 和 $T'_\varphi(t)$ 却不能在日食观测过程中同时测定。因为在日食观测时天线必须始终对准太阳作跟踪观测。为此, $L(t)$ 和 $T'_\varphi(t)$ 可以通过在日食之前和之后分别进行定标测量和天空背景辐射测量(测量不同时角方向上的天空背景辐射,然后再将时角换算到日食过程中太阳经过这一方向的相应时刻),再作内插处理得到。而月亮辐射 $T'_M(t)$ 则可以根据由天线扫描月亮所得方向图的形状,加以归算得到;在归算时,还须对月相变化的影响加以改正。

在对记录食变曲线的数据进行归算处理时,(1)式中的 $R_s(t)$ 总是相对于某一起始点

进行读数的。在日食观测之前 t_1 时刻(或之后 t_2 时刻), 当我们用一个其输出噪声温度为 $T'_{\text{标}}$ 的某一标准辐射源(例如置于液氮中的低温黑体的辐射, 或常温黑体辐射等)进行定标测试时, 其相应的记录读数为

$$R_{\text{标}} = L(t_1)[T'_{\text{标}} - T'_0(t_1)] + b \quad (2)$$

如果记录的读数以 $R_{\text{标}}$ 为起算点, 则由(1)式和(2)式可得

$$T'_{a\odot}(t) = \frac{L(t_1)}{L(t)} \left[\frac{\Delta R(t)}{L(t_1)} + T'_{\text{标}} - T'_0(t_1) \right] + [T'_0(t) - T'_M(t) - T'_\varphi(t)] \quad (3)$$

其中

$$\Delta R(t) = R_s(t) - R_{\text{标}} \quad (4)$$

如果把调制参考终端的温度 $T'_0(t_1)$ 作为 $T'_{\text{标}}$, 那就得到

$$T'_{a\odot}(t) = \frac{\Delta R(t)}{L(t)} + [T'_0(t) - T'_M(t) - T'_\varphi(t)] \quad (5)$$

(3)式或(5)式就是通常用于计算太阳天线温度的归算公式。

整个日食过程持续三个小时左右, 由于太阳的周日运动, 在不同时刻太阳的地平高度不同, 所受到的大气吸收效应的影响也不一样。为此, 还须对大气的吸收效应进行改正:

$$T_{a\odot}^*(t) = T'_{a\odot}(t)e^{\Gamma_0 \sec z(t)} \quad (6)$$

式中 $T_{a\odot}^*(t)$ 为相应于大气外的太阳天线温度, Γ_0 为天顶方向的大气吸收因子, 可由实测或者根据气象参数计算得到, z 为观测时刻太阳的天顶距。

对于不同射电镜, 不同波段的观测, 太阳的天线温度都是不一样的, 为了便于归算和比对, 还须将 $T_{a\odot}^*(t)$ 作归一化处理:

$$T_{a\odot}(t) = \frac{T_{a\odot}^*(t)}{\overline{T_{a\odot}^*}(t_0)} \quad (7)$$

式中 $\overline{T_{a\odot}^*}(t_0)$ 为日食前或日食后某一时段中 $T_{a\odot}^*(t)$ 的平均值。

在我们的观测中, 记录仪的走纸速度一般用 $V = 20\text{mm/min}$, 或 30mm/min 。对于 $R_s(t)$ 的读数, 取点密度为每分钟 3 个读数点。

(3)式或(5)式、(6)式和(7)式即为我们对初始观测资料进行归算处理的基本公式。由此即可把观测记录的食变曲线归算为归一化天线温度的食变曲线 $T_{a\odot}(t)-t$ 了。

三、食变斜率曲线

由(7)式得到的归一化天线温度食变曲线 $T_{a\odot}(t)-t$ 中, 实际上还包括了三部分辐射的贡献, 即

$$T_{a\odot}(t) = T_{ab}(t) + T_{al}(t) + T_{aN}(t) \quad (8)$$

其中 $T_{ab}(t)$ 为宁静太阳的背景辐射, $T_{al}(t)$ 为日面活动区的增强辐射, 即射电局部源的辐射; 而 $T_{aN}(t)$ 则为仪器的噪声起伏和各种无线电干扰的部分。

$T_{ab}(t)$ 和 $T_{al}(t)$ 是有用信息, 为了把它们分离出来, 必须去除噪声 $T_{aN}(t)$ 的成份。当然, 在实际分析处理和归算时, 不可能把 $T_{aN}(t)$ 完全去除掉, 但我们可以采用滤波的方法

把 $T_{aN}(t)$ 的影响降低到足够小的程度。

由频谱分析我们知道, $T_{ab}(t)$ 的变化平缓, 只有低频成份, 而 $T_{aN}(t)$ 主要是高频成份。 $T_{al}(t)$ 则介于二者之间, 因此我们可以对 $T_{ao}(t)$ 作低通滤波处理, 滤去高频 $T_{aN}(t)$ 的主要成分。

此外, 为了提高分辨率, 把 $T_{ab}(t)$ 和 $T_{al}(t)$ 的变化更明显地显示出来, 一般还把食变曲线作微分处理:

$$\dot{T}_{ao} = \frac{\Delta T_{ao}(t)}{\Delta t} \quad (9)$$

对于食变曲线作滤波和微分处理的方法可见[2],[4],[5],[6]等文, 我们在 1968 年和 1980 年的射电日食观测资料处理时, 都使用了七点滤波公式^[4]:

$$\begin{aligned} \ddot{T}_{ao}(t_i) = & \frac{1}{2\Delta t} [a[T_{ao}(t_{i+1}) - T_{ao}(t_{i-1})] \\ & + b[T_{ao}(t_{i+2}) - T_{ao}(t_{i-2})] \\ & + c[T_{ao}(t_{i+3}) - T_{ao}(t_{i-3})]] \end{aligned} \quad (10)$$

式中 Δt 为步长, 而 a, b, c 为三个系数, 可根据观测资料的噪声特性确定, 在我们的资料归算中,

当 $\Delta t = 20$ 秒时, 取 $a = 0.3352, b = 0.5318, c = 0.1329$;

当 $\Delta t = 30$ 秒时, 取 $a = 0.38235, b = 0.46324, c = 0.15441$ (11)

(以上系数由紫金山天文台的徐培源和杨建同志推导)。

通过滤波处理后, 滤去了实测曲线中 $T_{aN}(t)$ 的主要成份, 即由(8)式得到食变曲线:

$$\tilde{T}_{ao}(t) \approx \tilde{T}_{ab}(t) + \tilde{T}_{al}(t) \quad (12)$$

或食变斜率曲线:

$$\ddot{\tilde{T}}_{ao}(t) \approx \ddot{\tilde{T}}_{ab}(t) + \ddot{\tilde{T}}_{al}(t) \quad (12')$$

此时, 食变斜率曲线 $\ddot{\tilde{T}}_{ao}(t)-t$ 中主要是包含了相应于宁静太阳辐射和局部源辐射的日食效应的变化过程。

四、宁静太阳背景辐射资料的分析处理

对实测的观测资料进行上述初始归算处理之后, 即能得到归一化的食变曲线和食变斜率曲线。而由这两条曲线即能得到太阳的射电半径、食甚时剩余流量等基本参数, 以及宁静太阳辐射的亮度分布等重要结果。

1. 太阳的射电半径

在射电日食开始的时候, 食变曲线的记录即开始下降。因此由食变曲线或反应更加灵敏的食变斜率曲线, 我们可以定出记录读数开始下降时的时刻。根据这一时刻所相应的日面中心和月面中心之间的距离以及月面的半径, 即可定出太阳的射电半径, 这称为“掩食半径”。但是作为太阳射电有效辐射的边界则应是“等效射电半径”。根据 P. N. Swanson^[7] 提出的定义, 我们又可以利用食变曲线定出这一“等效射电半径”的值, 其物理

意义是,在该处射电辐射的强度降至日面中心的一半。等效半径值小于掩食半径,由等效半径还可以算出相应的射电辐射有效高度。而在射电复圆时,类似地可以得到日面另一边的太阳射电半径值。

2. 射电食甚

由射电食变曲线的极小值点(即射电食甚)可以定出该值所相应的流量值,此值相应于日面未被掩食部分的射电辐射,称为剩余流量,由剩余流量和射电有效半径的值可以算出未被掩食部分(主要是日面边缘)的平均亮温度。

射电食甚时的时刻同光学食甚时刻往往不一致,这是由于日面上存在射电局部源的增强辐射,而使射电中心与光学中心偏离所致。我们可以由食变曲线的食甚时刻估计射电局部源辐射对日面总辐射量的影响。

3. 宁静太阳辐射的日面亮度分布

由(12)式我们已知道,通过滤波处理后食变斜率曲线的变化还包含两种成分 $\tilde{T}_{ab}(t)$ 和 $\tilde{T}_{al}(t)$ 。如对这滤波后的曲线再一次进行大跨度的滤波平滑(并乘以适当的系数),则可以把反映宁静太阳背景辐射的变化部分 $\tilde{T}_{ab}(t)$ 与反映局部源变化的部分 $\tilde{T}_{al}(t)$ 分离开来(图1中曲线a和b)。

现在我们先来讨论 $\tilde{T}_{ab}(t)$ 。 $\tilde{T}_{ab}(t)$ 的变化实际上又反映了日食过程中由射电镜的天线所接收到的,来自日面露出部分辐射流量的变化。如果日面的亮度分布为 $B(r, \theta)$, 则有

$$\tilde{T}_{ab}(t) = \iint_{\Omega_{\odot}(t)} B(r, \theta) P(r, \theta) d\Omega(r, \theta, t) \quad (13)$$

$$\tilde{T}_{al}(t) = \iint_{\Omega_{\odot}(t)} B(r, \theta) P(r, \theta) d\hat{\Omega}(r, \theta, t) \quad (14)$$

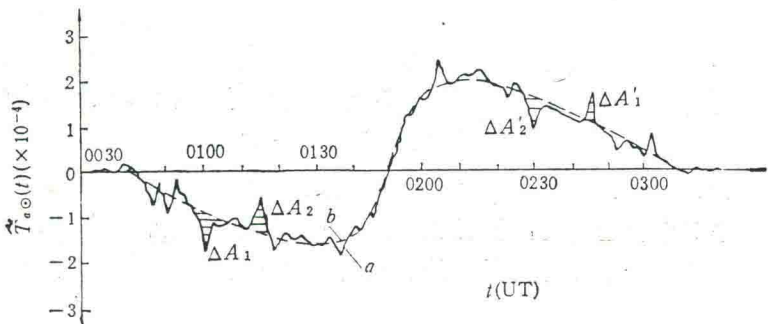


图1 食变斜率曲线和射电局部源。

- (1) 实线a是经七点滤波处理后的食变斜率曲线 $\tilde{T}_{a\odot}(t)$, 虚线b是再作大跨度滤波后的宁静太阳背景 $\tilde{T}_{b\odot}(t)$;
- (2) 图左 $\tilde{T}_{a\odot}(t) < 0$ 的部分是掩食时段, 图右则是露放时段;
- (3) 曲线a和b之间的差值即反映了射电局部源辐射的掩食变化 $\tilde{T}_{al}(t)$, 其间所包围的面积 ΔA (有阴影区) 表示射电流量值;
- (4) ΔA_1 和 $\Delta A'_1$ 区域表示射电源, 而 ΔA_2 和 $\Delta A'_2$ 则表示吸收效应, 或“负源”。

其中 $d\Omega$ 为日面立体角元, $\dot{Q}(t) = \frac{dQ}{dt}$ 为日面未被掩食部分的立体角变化率; $P(r, \theta)$ 为仪器响应函数, 即天线方向图, 而 (r, θ) 为以日面中心起算的极坐标系统. 积分是对日面未被掩食的部分 $Q_o(t)$ 进行的.

利用由观测曲线所得的 $\tilde{T}_{ab}(t)$ 和 $\dot{\tilde{T}}_{ab}(t)$, 我们就可以通过解积分方程(13)和(14)式来解出日面的亮度分布函数 $B(r, \theta)$. 但是日食过程只有一维的变化, 因此不可能通过食变曲线得到唯一的二维分布解 $B(r, \theta)$.

由多年以来的日食观测以及太阳射电辐射理论研究, 我们已知道在毫米波段至短厘米波段上射电太阳的日面形状可以认为是圆形的, 而且日面的亮度仅是由中心向着边缘, 即随着向径 r 而变化的, 因此实际上还是可以把日面亮度认为是一维分布的, 即 $B_o = B(r)$. 如果日面上的亮度随着 r 增加, 即在边缘处比中心处的亮度大, 就称为临边增亮; 反之, 则称为临边昏暗. 由此, (13)和(14)式又分别可化为

$$\tilde{T}_{ab}(t) = \iint_{Q_o(t)} B(r)P(r)dQ(r, t) \quad (15)$$

$$\dot{\tilde{T}}_{ab}(t) = \iint_{Q_o(t)} B(r)P(r)d\dot{Q}(r, t) \quad (16)$$

由(15)和(16)式就可以求出日面的亮度分布函数 $B(r)$ 了.

在具体计算时, 在数学处理上又可以采用两种方法:

(1) 求解法

根据实测资料得到的食变曲线 $\tilde{T}_{ab}(t)$ 或斜率曲线 $\dot{\tilde{T}}_{ab}(t)$, 用(15)或(16)式可直接解算出 $B(r)$, 其中方向图函数 $P(r)$ 可由实测得到, 计算面元 $dQ(t)$ 或 $d\dot{Q}(t)$ 时, 可以把日面分成一系列同心的圆环. 对于每一个圆环, 可认为在其中的亮度分布是均匀的. 根据每一时刻日、月心的相对位置, 即可用几何的方法简单地算出未被掩食部分的日面立体角及其随时间的变化率. 在日食资料处理中, 常用的典型方法是用(16)式, 见 [8], [9] 等. 1980 年我们在处理 8 mm 波段的日食观测资料时, 即采用了这种方法^[10].

但是用上述方法解算(16)式时, 其中的实测值 $\dot{\tilde{T}}_{ab}(t)$ 已经过滤波处理. 由数理统计的理论我们知道, 实测资料必然是带有某种误差的, 而用经过滤波处理后的实测值去解算积分方程所得出的解, 不一定是更接近于真值的解. 因此更加客观的方法应该是使用未经滤波的第一手资料 $T_{ao}(t)$, 直接去解算出 $B(r)$. 根据这一想法, 紫金山天文台的曹立宏等人提出了一种新的解算亮度分布函数 $B(r)$ 的数学方法. 具体的解算须得通过推导核函数、设定不定乘子, 以及进行积分函数变换的过程来处理. 在本次联测资料处理中, 我们首先用该方法对紫金山天文台和南京大学 3.2cm 波段的资料作了归算处理, 求出了日面的亮度分布函数^{[11], [12]}. 对于这种方法我们将有另文讨论, 在此不作详述.

(2) 拟合法

从另一角度来分析, 在(15)式和(16)式中, 我们又可以设定若干个日面亮度分布的函数 $B(r)$, 再通过积分(或求和)运算求出理论的食变曲线和斜率曲线, 然后再与实测曲线相比较. 对于与实测曲线符合得最好的理论曲线所相应的亮度分布, 即可认为是待求的

亮度分布函数。

在本次联测资料处理中,不同的波段采用了若干种不同的拟合法。具体可见本文集中的各篇报告,在此也不作详述了。

对于长厘米波段(大致是大于 $\lambda 6\text{cm}$ 的),日面的形状不再能被认为圆形,而应是椭圆形的^[13],因此,应把日面分为一系列同心的椭圆形环带,并且在日面上赤道方向的东西两侧,还有明显的增亮区域。此时亮度的分布就较为复杂,这又是一种二维分布的了。对此,我们只能使用拟合法来解算。具体解算时,椭圆形状分布的模型,在数学处理上要困难得多。在1968年和1980年的日食观测资料处理中,都曾用过此种模型拟合法^{[13],[14]}。

得到了各个波段上的太阳射电半径,日面亮度分布等资料后,即可进一步研究太阳大气的模型和辐射机制等理论问题了。

五、射电局部源参数的分析处理

由上节我们已知道,将食变斜率曲线作大跨度的滤波平滑之后,即可把射电局部源的贡献 $\hat{T}_{sl}(t)$ 与宁静太阳背景辐射的贡献 $\hat{T}_{as}(t)$ 区分开来。在图1中画有斜线阴影的部位即代表射电局部源的贡献。对射电局部源的资料处理,包括局部源的证认,角径大小、高度、流量和亮温度等量的归算。

1. 局部源(local source)的证认

所谓射电局部源,是指日面上辐射增强的部分,它与日面活动区有关,因其辐射特性会发生缓变(其时间尺度为几天—几十天量级),因此也被称为缓变源(SVC)。一般来说,对于每一个缓变源都有相应的光学活动客体,例如黑子、谱斑、日珥等相对应。

在图1中,食变曲线 a 上绝对值明显高出宁静背景曲线 b 的部分—— ΔA_1 和 $\Delta A'_1$ 等,就相应于射电局部源辐射的贡献。对于每一个有射电源的食变斜率曲线时段来说,我们都可以定出一个斜率变化的极大时刻 t_l ,这 t_l 也就是月面缘掩食某射电源中心的时刻。因此,结合日面的 $H\alpha$ 色球照片等光学资料,由 t_l 时刻月边缘的位置即可证认出与该射电源相应的光学活动客体。此外,由掩食时刻 t_l (掩)和露放时刻 t_l (露)的月面边缘在日面上交点的位置,再用不同观测点的观测资料互相比对,还可以进一步验证并精确定出该射电源在日面上的位置,以及与该射电源所相应的究竟是哪一个日面客体。

2. 局部源的角径大小

在斜率曲线上(图1)由相应于局部源区域 ΔA_l (即 ΔA_1 和 $\Delta A'_1$ 等)的半功率宽度可定出月面掩食该源的时间间隔。由此,可进而定出在这时段中月面边缘所扫过的角距离,这也正是该源的视角径 φ_l 的大小。假定射电局部源的视面是圆形的,则由

$$\Delta Q_{l\lambda} = \frac{\pi}{4} \varphi_l^2 \quad (17)$$

又可算出射电源的视立体角 $\Delta Q_{l\lambda}$ 的大小。

3. 射电源的高度

根据光学图的掩食资料,可以得到每一个局部源所相应的光学客体掩食或露放时刻

t_l (光), 而由食变斜率曲线则可以得到掩食或露放射电源的时刻 t_l (射)。二个时刻的差值 $\Delta t_l = |t_l(\text{射}) - t_l(\text{光})|$ 即反映了活动客体的光学位置(在光球层上)与射电位置的偏离。一般来说, 射电源的位置应位于光学客体之上的色球层或过渡层(短厘米波段), 甚至日冕层(长厘米波段以上)中, 因此经过简单的几何换算即能算出射电源在光球层之上的高度。

4. 射电源的流量值

在图 1 中, 食变斜率曲线 a 与坐标系横轴(时间轴 t) 所包围的面积 A_l 应该是与全日面辐射的总流量值 S_l 成比例的量, 宁静背景平滑曲线 b 与时间轴所包围的面积 A_{0l} 应是与宁静太阳辐射的流量值 S_{0l} 成正比的量, 而相应局部源区域的面积 $\Delta A_{l\lambda}$ (即 $\Delta A_1, \Delta A'_1$ 等) 则与局部源的流量值 $\Delta S_{l\lambda}$ 成比例。因此, 如果已经知道日食时某一波段上日面的总流量值为 S_l , 则就可以由简单的比例关系得到各局部源的流量值:

$$\Delta S_{l\lambda} = \frac{\Delta A_{l\lambda}}{A_l} S_l \cdot P(r) \quad (18)$$

式中 $P(r)$ 为射电镜的天线方向图改正因子。

顺便补充一句, 如果在日食过程中太阳的辐射流量不变, 由于从初亏到食甚时, 太阳流量降到最低, 而从食甚到复圆时又恢复原值。因此在图 1 的食变曲线中, 掩食时段所包围的面积与露放时段所包围的面积应该相同, 这是在对斜率曲线(图 1 中 a) 再作大跨度滤波平滑处理时, 检验曲线 b 是否合理的一个重要判据。

5. 局部源的射电亮度

由射电源的流量值 $\Delta S_{l\lambda}$ 和其视立体角 $\Delta \Omega_{l\lambda}$ 的值, 即可由下式计算出该源相应的等效亮温度:

$$T'_{b\lambda} = \frac{\lambda^2}{2k} \frac{\Delta S_{l\lambda}}{\Delta \Omega_{l\lambda}} \quad (19)$$

式中 k 为玻尔兹曼常数。

6. 射电吸收

上面已经提到, 图 1 中的 ΔA_1 和 $\Delta A'_1$ 区域是斜率曲线 a 的绝对值大于斜率曲线 b 的部分, 表示该区域相应于射电辐射强于宁静太阳背景的局部源。而在 ΔA_2 和 $\Delta A'_2$ 区域, 则是相反, 表示日面的射电辐射弱于宁静太阳背景的。从物理原因来说, 辐射减弱是由于在日面活动区的上空存在着温度较低的等离子体气体“云”, 它吸收了来自其下面的低层大气的射电辐射。相对于辐射增强的局部源来说, 这似乎是一种“负源”, 有人也称之为“冷源”。

在本次日食观测中, 我们也发现日面上的少数区域存在着这种射电吸收效应。当然由于日食观测时的无线电干扰、地球大气中云层的吸收效应、以及仪器不稳定起伏等因素的影响, 也可能产生类似于“冷源”的假象(在作滤波处理又不可能将它们去除), 这是在作局部源分析证认时所必须注意的。

以上所述的这些参数, 都是射电源的基本参数, 也是通过高分辨率观测才能得到的太

阳射电辐射特征的基本资料。

每一波段的日食观测,都能得到各射电源的相应参数,而由多波段的观测资料,又能得到各局部源的频谱资料。由此则更可进一步研究局部源中电子温度,密度和磁场等重要参数,以及有关辐射机制等的理论问题了。

六、与射电资料分析研究有关的其它资料

从以上的讨论我们可以知道,对于射电日食观测资料的分析研究,除了射电观测资料本身之外,还必须要有其它有关的资料相配合。这些资料主要有

1. 各观测点的日食见食情况和日食过程中各个时刻的掩食参数

主要是各不同时刻的日、月心的距离,月心相应于日面坐标的方位角,月亮的视半径等掩食资料。这些参数在归算太阳射电半径,日面亮度分布以及证认局部源的过程中都是必不可少的。

所有各观测点的这些见食情况和掩食参数的资料都由紫金山天文台历算室的何玉因同志作了详细的计算,对后者计算时每20秒钟取一个点,见文[3]中的表1和表5。

2. 日食时日面光学客体的位置图

这也是在证认与局部源所相应的光学客体时必不可少的。把紫金山天文台所计算的各个时刻的掩食参数同日面的光学图结合起来,就可以得出各光学客体被掩食和露放的时刻^{[15], [16]}。

在1987年9月23日时,日面上有三个活动区,根据SGD^[17]的资料,这些活动区的编号是4855, 4857和4858。图2是由SGD所给出的9月22日—24日的日面光学图,其中包括黑子的位置,日冕的形态和日面的磁场分布等。从光学资料看来,日面的活动处于相当低的水平,9月23日的黑子数仅只有26,而且在23日—24日期间,仅只在9月23日15^h17^m—15^h27^m(UT)时,在4858号活动区中出现一个SF小耀斑。

北京天文台的磁场望远镜也投入了观测,由于日食当天观测地点(北京怀柔)天阴,因此就利用9月22日和24日的资料作内插,得到了9月23日的日面光球磁场精细结构分布图^[18]。

3. 日面的射电辐射

为了计算全日面的平均亮温度,分析宁静太阳背景以及射电局部源辐射的流量值,我们还必须知道日食期间各个波段上太阳流量值。为此,现将国外所发布的有关数据资料^{[17], [19], [20]}列于表1中。

为了分析日面射电辐射的各种参数,我们还必须估算日食时日面上宁静太阳辐射和缓变辐射的大小以及比例。或者说,把缓变分量和宁静分量分离开来。

估算缓变分量的方法有好多种^[2],我们则用了二种方法进行分析:

(a) 把1980—1985年期间 S_{λ} 的月均值与黑子数 R 的月均值作相关统计,并作外推。当 $R = 0$ 时所得的相应值 $S_{0\lambda}$ 即可认为是宁静太阳辐射的流量值。



表 1 各波段的射电流量值

序号	频率 f (MHz)	资料来源	1987年9月23日流量			宁静分量	
			S_{λ}	ΔS_{λ_2}	$\Delta S_{\lambda_2}/S_{\lambda_1}\%$	$S_{0\lambda_1}$	$S_{0\lambda_2}$
1	9400	[19]	264	16	6.1	246	248
2	3750	[19]	85	13	15.3	68	72
3	2800	[20]	72.4	12.2	17.4	53	60.2
4	2000	[19]	63	13	20.6	47	50
5	1000	[19]	53	9	17.0	42	42
6	15400	[17]	492				
7	8800	[17]	238				
8	4995	[17]	122				
9	2695	[17]	79				
01	1415	[17]	59				
11	610	[17]	39				
12	410	[17]	22.5				
13	245	[17]	10				

说明:

(1) $\Delta S_{\lambda_2} = S_{\lambda} - S_{0\lambda_2}$

(2) 表中各流量值均已作过日地距离改正, 单位为 s.f.u. ($10^{-22} \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{Hz})$).

(b) 取太阳活动宁静年中 S_{λ} 的最低值 $S_{0\lambda_2}$ 作为宁静太阳的辐射。

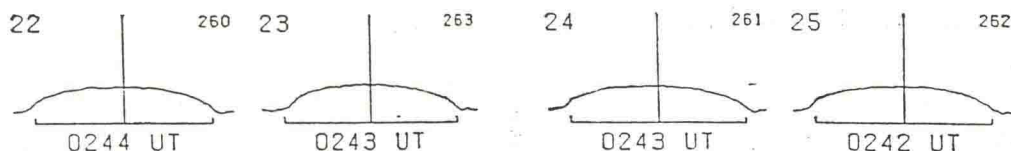
所算出的 $S_{0\lambda_1}$ 和 $S_{0\lambda_2}$ 都列在表 1 中, 可以发现 $S_{0\lambda_1} < S_{0\lambda_2}$, 我们认为取 $S_{0\lambda_2}$ 的值较为

EAST-WEST SOLAR SCANS

SEPTEMBER 1987

TOYOKAWA, JAPAN

3 CM
FAN BEAM WITH 1.1 MINUTES OF ARC



EAST - WEST SOLAR SCANS

SEPTEMBER 1987

ALGONQUIN RADIO OBSERVATORY
CANADA

10.7 cm
Fan Beam with 1.5 minutes of arc
E - W Resolution

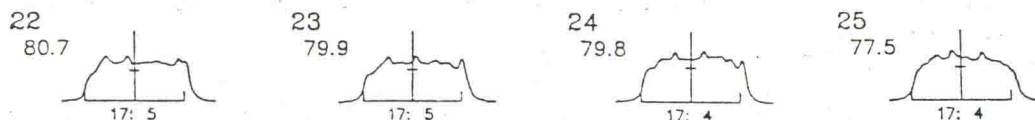


图 3 日面射电扫描图。

1987年9月22日—24日的扫描图。上图是日本 TYKW $\lambda 3.2\text{cm}$ 的, 下图是加拿大 ALGO $\lambda 10.7\text{cm}$ 的。
每幅图的右上角 ($\lambda 3.2\text{cm}$) 或左上角 ($\lambda 10.7\text{cm}$) 的数字是当天日面总流量值。

合理。这是因为：(1) $S_{0.1}$ 仅反映了太阳活动第 21 周的特征，而由(b)法所得的 $S_{0.1}$ 则反映了第 21 周和 22 周的某种共同特征；(2) 从 1987 年 9 月 23 日当天日面活动区的情况来分析，该天缓变分量的成分也应是较小的；(3) 1987 年 9 月正处于极小年之后刚开始上升的时期，因此宁静分量值也以取较接近的 1986 年的资料为宜。

此外，为了估计日面射电局部源的大小和位置，我们还可以参考国外的日面扫描图。图 3 中给出了日本 TYKW 在 3.2cm，加拿大在 10.7cm 波段上的扇束扫描图^[17]。由图中看出，在 3.2cm 波长上扫描图甚为平滑，几乎看不出局部源；而在 10.7cm 波长上，有三处微小的突起，对照日面的光学图可知这正分别相应于日面上的 4758、4755 和 4757 号活动区。

由以上射电资料可知，日食期间日面的射电辐射水平甚低，局部源辐射也甚小，当时日面的活动水平处于相当宁静的时期（与光学资料情况一致）。因此这次日食观测的资料主要可以进行宁静太阳日面亮度分布的研究工作。而对于射电局部源来说，由于日食射电观测的空间分辨率要比上述扇束扫描的角分辨高 2—5 倍，因此还是有可能检测出其中较强一些的局部源辐射的。

我们对观测资料归算处理和分析的结果情况也正表明是这样。

关于对观测资料分析研究所得的结果，我们将在下面一篇文章^[1]中讨论。

七、结 束 语

以上讨论了日食射电观测中使用 1 秒时间常数的常规观测的处理方法，有关这些方法还可参阅文献[2]—[10]。

在本次日环食射电联测中除了 1 秒时间常数的观测以外，还有米波段的动态频谱观测和毫秒时间常数的快速记录观测，其资料分析归算的方法与常规的不一样，可分别见于文[21]，[22]，在此不再讨论。

参 考 文 献

- [1] 刘炎、纪树臣，1987 年日环食射电多波段联合观测的主要结果，本文集。
- [2] 傅其骏、纪树臣等，日食射电的多波段观测，1980 年 2 月 16 日中国云南日全食观测文集，科学出版社，(1983)，p. 64。
- [3] 何玉因，1987 年 9 月 23 日日环食见食情况，本文集。
- [4] Straka, R. M., *Solar Physics*, **21**, p. 469(1971)。
- [5] 紫金山天文台日食观测小组，天文学报，第 15 卷，第 2 期，p. 113(1974)。
- [6] 傅其骏，日食的射电观测，射电天文方法讲义，北京大学地球物理系天文专业（内部资料，1979）。
- [7] Swanson, P. N., *Solar Physics*, **32**, p. 77(1973)。
- [8] Hagen, J. P. and Swanson, P. N., *Ap. J.*, **198**, p. 219(1975)。
- [9] Hagen, J. P. et al., *Solar Physics*, **21**, p. 286(1971)。
- [10] 紫金山天文台日食工作小组，8.6mm 波段日全食观测，1980 年 2 月 16 日中国云南日全食观测文集，科学出版社(1983)，p. 94。
- [11] 周树荣等，紫金山天文台 3.2cm 波长的射电日食观测，本文集。
- [12] 秦志海等，南京大学 3.2cm 波长的日食观测，本文集。
- [13] Fürst, E., in *Radio Physics of the Sun*, IAU Symp. 86, D. Reidel Publishing Company (1980), p. 25。
- [14] 纪树臣、杨荣邦、刘兰仙，天体物理学报，第 4 卷，第 3 期 p. 214(1984)。
- [15] 李琼英等，昆明日偏食的光学观测，本文集。
- [16] 赵爱娣、樊忠玉，紫金山天文台的日偏食光学观测，本文集。

- [17] *Solar-Geophysical Data*, No. 518, Part I(1987).
- [18] 罗先汉等,日食前后太阳黑子磁场的观测及其应用,本文集.
- [19] Monthly Report of Solar Radio Emission, Toyokawa Observatory Nagoya University, Sept., 1987.
- [20] Daily Values of Solar Flux at 2800MHz, OTTAWA-ARO, Sept., 1987.
- [21] 夏志国等,用米波动态频谱仪对一个日冕凝聚区掩食过程的观测,本文集.
- [22] 高正民等,日食的射电快速过程观测,本文集.
- [23] 王涌泉等,日环食观测研究成果综述,本文集.

THE MAIN POINTS OF DATA ANALYSIS FOR THE MULTI-FREQUENCY JOINT RADIO OBSERVATIONS OF THE ANNULAR SOLAR ECLIPSE IN 1987

Liu Yan

(*Purple Mountain Observatory, Academia Sinica*)

Ji Shuchen

(*Yunnan Observatory, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Multi-frequency joint radio observations of the annular solar eclipse were made on September 23, 1987 in China. There were nineteen sets of radio telescopes at the observations with ten bands of frequency from millimetric to decimetric wavelengths. This paper presents the main points of data analysis, calculation and research method, and the background data of optic and radio emission from the solar disk during the annular eclipse.