第6卷 第4期 空间科学学报 Vol. 6, No. 4
1986 年 10 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 1986

旋转调制器分析方法的研究

徐春娴 沈长铨
(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文研究了为探测 150keV 左右的硬X射线源而设计的旋转调制器的数据分析方法。改进 Durouchoux 的方法使之适用于无位置灵敏的镶嵌式旋转调制器系统，并在计算中采用了我们自己导出的响应函数。为验证其正确性，我们做了 Monte Carlo 模拟加以校验。

一、引 言

1965 年 Oda[1] 提出了双栅调制准直器的设想。这种探测系统对于角径远小于 d/D 的天体 (D 为两平行栅间的距离，d 是栅条宽度并等于空档宽)，原则上能保持视场里源记数不变，而任意提高角分辨率。用它对源进行多方向的线性扫描并适当处理，就可以得到源的位置甚至于源的图像[2,3]。但是对于角径大于 d/D 的天体，其调制作用是弱的，这时不能定出源的强度，甚至不能确定源的位置。为解决角分辨和最大可测源角径之间的矛盾，发展了三栅、四栅等多栅调制准直器。

在高能天文观测中，随着光子能量的提高其流强下降很快且更难于被物质吸收，因此探测高能光子必须要有较大的探测面积和较长的观测时间，也需要更有效吸收高能光子的栅物质和探测体。再考虑到这类实验一般是在卫星或气球上实现的，如何减小仪器的自重又成为必须注意的问题。

双栅调制准直器出现不久，人们就认识到，若让它以角速度 ω 旋转将更为有利，从而发展起各种类型的旋转调制器，用这种探测器可定出视场里点源的位置及强度。为在气球上探测 150keV 附近的硬X射线源，我们设计了类双栅型旋转调制器，并着重研究了这种旋转调制器的数据分析和处理方法。

二、设计的旋转调制器结构及其响应函数

所设计的类双栅型旋转调制器相当于两套双栅旋转调制器协同工作，结构见图 1。探测平面是间隔放置的截面为 $0.5 \times 0.5cm^2$ 的 NaI 和 CsI 条，总面积 $S_0 = 20 \times 20cm^2$。在其上 50cm 高处是栅平面，栅是由断面为 $0.5 \times 0.5cm^2$ 的铅条构成，铅条之间距离为0.5cm。利用 NaI 和 CsI 发光衰减时间的差别，可以在探测平面下面只用一只光电倍增管来得到所有 NaI 条的相加讯号及 CsI 条上的相加讯号。侧面是反符合屏蔽以减小本底并限制视

本文于 1985 年 7 月 28 日收到。

场. 若把 NaI 叫计数器 1, CsI 叫计数器 2, 则在图 1 所示的结构下, 各自的理想(纯理论)响应函数为

$$\begin{cases} F_1(\varphi) = 0.5 \times \left[\dfrac{1}{2} + \sum\limits_{n=\text{奇数}} \dfrac{4}{(n\pi)^2}(-1)^{(n-1)/2} \sin(n\pi r \sin\varphi/2d)\right], \\ F_2(\varphi) = 0.5 \times \left[\dfrac{1}{2} - \sum\limits_{n=\text{奇数}} \dfrac{4}{(n\pi)^2}(-1)^{(n-1)/2} \sin(n\pi r \sin\varphi/2d)\right]. \end{cases} \tag{1}$$

取分立的 φ 值, $\varphi_m = \varphi_0 + m\Delta\varphi$. 这里 φ_0 是初始方位角, $\Delta\varphi$ 是方位角变化步长, r 是在上层栅平面所划分的视场中源到转轴中心的径向距离, d 是栅条宽度.

进一步考虑到斜入射有效面积的减小以及探测面积的有限大小, 得到响应函数的新的表达形式

$$\begin{cases} F_1(\varphi) = 0.5 \times \left[\dfrac{1}{2} + \sum\limits_{n=\text{奇数}} \dfrac{4}{(n\pi)^2}(-1)^{(n-1)/2} \sin(n\pi r \sin\varphi/2d)\right] \times \cos^2\theta \\ \qquad \times \left(1 - \dfrac{D}{L}\tan\theta \times |\sin\varphi|\right) \times \left(1 - \dfrac{D}{L}\tan\theta \times |\cos\varphi|\right), \\ F_2(\varphi) = 0.5 \times \left[\dfrac{1}{2} - \sum\limits_{n=\text{奇数}} \dfrac{4}{(n\pi)^2}(-1)^{(n-1)/2} \sin(n\pi r \sin\varphi/2d)\right] \times \cos^2\theta \\ \qquad \times \left(1 - \dfrac{D}{L}\tan\theta \times |\sin\varphi|\right) \times \left(1 - \dfrac{D}{L}\tan\theta \times |\cos\varphi|\right). \end{cases} \tag{2}$$

这里 D 为栅平面到探测平面的距离, L 为正方形探测平面的边长, 余者与 (1) 式相同. 图

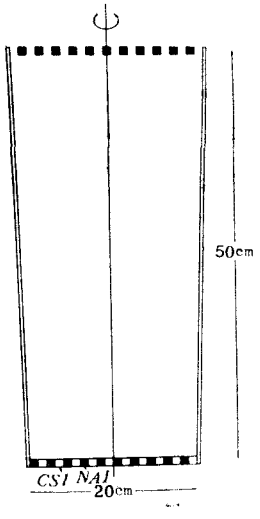
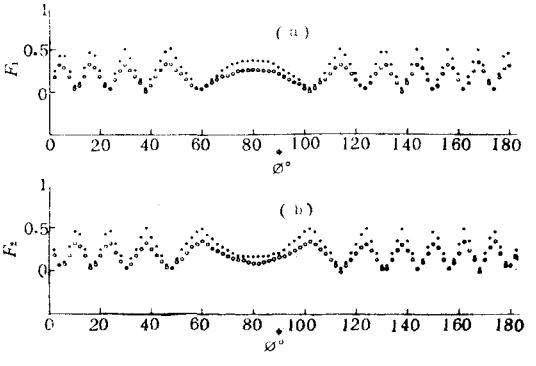


图 1 设计的旋转调制器的断面图

Fig. 1 The cross-section scheme of the designed rotation modulator



点 (·) 代表由 (1) 式给出的理论值,
圈 (○) 表示由 (2) 式给出的值.

图 2 对于离轴 5.7° 的一个给定源以旋转角 φ 为变量的响应函数

Fig. 2 The response function as a function of angle φ for a given source 5.7° off the rotation axis. The dot represents the ideal values given by Eq. (1). The circle represents the corrected one given by Eq. (2).

(a) For Detector 1 (NaI), (b) For Detector 2 (CsI)

2 给出用 (1) 式和 (2) 式算得的响应函数的比较，可以看到存在相当大的差别。

三、分 析 方 法

实际上，总可以把长时间的观测折迭到一个旋转周期内的观测。所以数据分析可以在一个旋转周期内来讨论。可以把一个周期分成M个转动状态，每个状态的间隔为 360°/M。把视场也分成 J 个均匀的小天区，设在第 j 个小天区内有一通量为 f_S 的点源。在无调制栅时，探测器的总计数 $F_0 = f_S S_0 T$。在无本底讯号的情况下，转角状态为 m 时，在第 i 种探测器上应测到记数 F_{im}^i。$\{F_{im}^i\}$ 则是一组响应函数，除以 F_0 后就得到归一化的响应函数，我们称它为天空矢量。

$\{Q_{im}\}$ 是一组观测矢量，表示在转角状态为 m 时，第 i 个计数器上的记数，而 $T_m = \frac{T}{M}$ 是处在该转角状态的时间。

若在一次观测中，只有第 j 天区有一通量为 f_S 的点源，同时还存在着本底光子，这时观测矢量 Q_{im} 可以写为

$$Q_{im} = (b_{im}/2 + f_S F_{im}^i) T_m S_0 = B_{im} + F_0 F_{im}^i. \tag{3}$$

这里 b_{im} 是第 i 个探测器单位面积上，单位时间内的本底记数，而 B_{im} 和 F_{im}^i 则分别是在观测时间 T_m 内的本底记数和源记数。引入标积

$$y = \sum_{i,m} Q_{im}(F_{im}^i - \bar{F}^i), \quad \bar{F}^i = \sum_{i,m} F_{im}^i / I \cdot M. \tag{4}$$

这里 I 为计数器总数目。对于我们的装置 $I = 2$。把 (3) 代入 (4) 中，并考虑到本底不受调制，因而 B_{im} 可写作 B，其平均值为 $\bar{B}$。这样我们便得到

$$\sum_{i,m} Q_{im}(F_{im}^i - \bar{F}^i) = F_0 \sum_{i,m} F_{im}^i (F_{im}^i - \bar{F}^i),$$

$$F_0 = \sum_{i,m} Q_{im}(F_{im}^i - \bar{F}^i) \Big/ \sum_{i,m} F_{im}^i (F_{im}^i - \bar{F}^i). \tag{5}$$

这里 F_{im}^i 相当于经过调制后的探测效率(这里先假设探测体的探测效率为 1，这不影响以下推导)。若 B 和 F_0 都服从泊松分布，则源光子计数 $F_0 F_{im}^i$ 服从平均值为 $\bar{F}_0 F_{im}^i$ 的复合泊松分布，因此直接观测量 Q_{im} 服从平均值为 $(\bar{B} + \bar{F}_0 F_{im}^i)$ 的泊松分布，则

$$\Delta F_0 = \left[\sum_{i,m} Q_{im}(F_{im}^i - \bar{F}_{im}^i)^2\right]^{1/2} \Big/ \sum_{i,m} F_{im}^i (F_{im}^i - \bar{F}^i). \tag{6}$$

当 $b \gg f_s$ 时，(6) 式简化为

$$\Delta F_0 = \sqrt{\bar{B}} \left[\sum_{i,m} F_{im}^i (F_{im}^i - \bar{F}^i)\right]^{-1/2}. \tag{6'}$$

测得源强的显著性为

$$SG = \frac{f_S}{\Delta f_S} = \frac{F_0}{\Delta F_0} = \sum_{i,m} Q_{im}(F_{im}^i - \bar{F}^i) \Big/ \left[\sum_{i,m} Q_{im}(F_{im}^i - \bar{F}^i)^2\right]^{1/2}. \tag{7}$$

当 $b \gg f_s$ 时，(7) 式简化为

$$SG = \frac{F_0}{\sqrt{\bar{B}}}\left[\sum_{i,m} F_{im}^{i}(F_{im}^{i} - \bar{F}^{i})\right]^{1/2} = f_s\sqrt{\frac{2S_0TI}{\bar{b}}}\,[\overline{(F^i)^2} - (\bar{F}^i)^2]^{1/2}. \qquad (7')$$

由 (7')式可见，显著性与源通量成正比，与本底涨落成反比．适当设计仪器能使 SG 取有利的值，而当仪器选定后，增长观测时间 T 可使 SG 随 $\sqrt{T}$ 上升．

探测器的信噪比 η 定义为：记录到的信号光子与本底光子数目之比．在只有一个点源存在的情况下，

$$\eta = F_0 \sum_{i,m} F_{im}^{i} \Big/ \sum_{i,m} B_{im} = 2f_s\bar{F}^i/\bar{b}. \qquad (8)$$

四、Monte Carlo 模拟

为检验上述方法的正确性和可行性，必须用已知源强和方位的“实验数据”做分析．而“实验数据”和仪器响应函数均可从 Monte Carlo 模拟中得到，具体做法如下：

1. 天空矢量

利用对称性，我们可以只考虑视场中一个象限里的点源，且只考虑 0—180° 的转角区间．设在第 j 个小天区内存在一个通量为 f_s 的点源，则在起始状态下，上层栅平面会接收到一极角为 θ_j，方位角为 φ_j 的光子束，随着探测器的旋转，方位角状态为 $\varphi_m = \varphi_j + m \cdot \Delta\varphi$．光子在栅平面上的落点是随机的，若落在栅条上，它将按一定的几率被吸收，这将依赖它穿过的栅物质的厚度．由于 Compton 散射的角分布较宽，所以一经散射的光子就可以当作本底来处理．因此模拟中我们用的是总吸收系数，也就是认为经过任何一种过程(光电、Compton 和对产生过程) 都使源光子“消失”．我们只跟踪未经作用的光子，看它最后落在第几号计数器上．用这种方法得到天空矢量 $\{F_{im}^{i}\}$．但是天空分的越细、转动间隔越小，计算 $\{F_{im}^{i}\}$ 所耗费的计算机时间越多．为此我们采用了自己导出的解析响应函数式 (2)．为了弄清楚这样做带来的影响，在个别天区把用这两种方法得到的 $\{F_{im}^{i}\}$ 做全面比较，包括直接比较它们的值以及它们最终对 f_s 所引起的差别．图 3 是 (2) 式给出的与 Monte Corlo 模拟的响应函数的比较．当我们把第一象限天区划分为 25 个小天区时(每个小天区大小为 2.3° × 2.3°)，在离轴 5.7° 的第 3 天区有一通量 $F_0 = 20$ 的

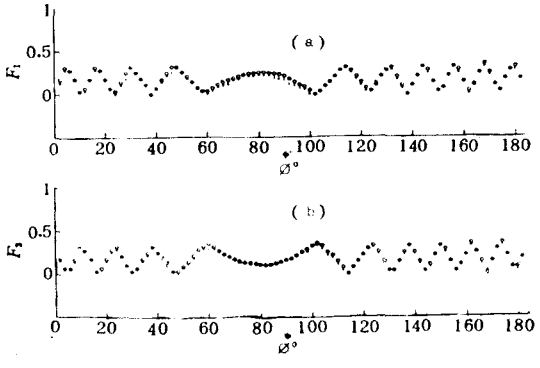


图 3 与 Monte Carol 模拟的响应函数之比较

Fig. 3 Compared with the monte Carol Simulation results

源，而背景平均值 $\bar{B} = 34$ 时，用这两种响应函数分析出的结果，可以看到在定位方面两者无明显差别，只是算出的 F_0 有百分之几的差别．因此在以下分析中我们采用 (2) 式给出的响应函数．

2. 本底记数

由于背景光子具有旋转对称性，而且探测器 1 和 2 是对称的，所以无论是从视场内外进入的背景光子，还是诱发产生的次级本底光子在探测器 1、2 上的记数均服从同一泊松分布．用平均值为 $\bar{B}$ 的泊松数来产生 B_{im}．

3. 观测数据

用类似于求天空矢量的方法，能得到点源的"实验观测"数据，再加上背景 B_{im} 就得到了观测矢量 $\{Q_{im}\}$．

五、结 果 分 析

为了尽可能地节省计算时间，而又不因过粗的天空划分损失仪器的角分辨，我们采用

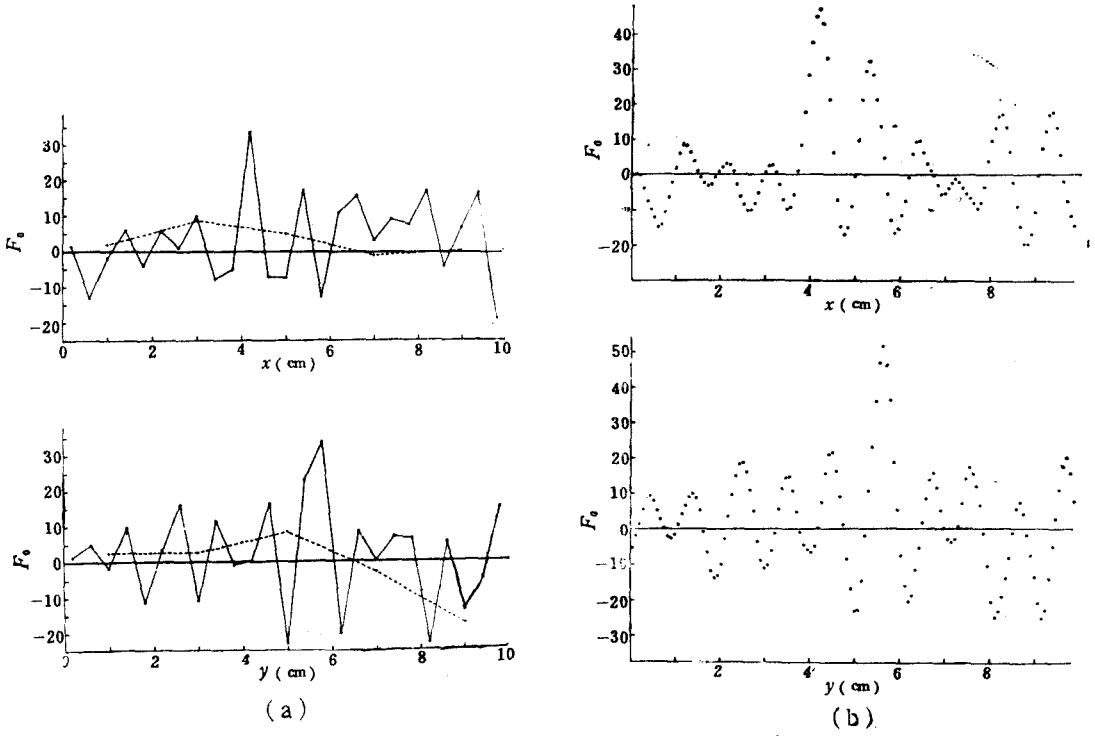


图 4　对于一给定源 $[\bar{F}_0 = 50, (x, y) = (4.225, 5.698), \bar{B} = 30]$ 和背景，用逐次细分视场的做法计算源计数 F_0 在视场中沿 x，y 方向的分布．(a) 破折线代表每小格为 $2.3° \times 2.3°$ 的结果．实线为每小格为 $0.46° \times 0.46°$ 的结果．(b) 每小格为 $0.09° \times 0.09°$ 的计算结果．

Fig. 4　The distribution of the Source counting F_0 along two cross directions (x, y) for a given Source $[\bar{F}_0 = 50, (x, y) = (4.225, 5.698), \bar{B} = 30]$ by using gradual tenuous pixel in the field of view. (a) The broken line represents the results with each pixel of $2.3° \times 2.3°$. The solid line represents the results with each pixel of $0.46° \times 0.46°$. (b) For each pixel of $0.09° \times 0.09°$.

递次细分法. 首先把整个视场 (~22° × 22°) 的 1/4 分成 25 个小天区 (每个为 2.3° × 2.3°), 利用 (5) 式和 (7) 式算出每个小天区的 F_0 和 SG, 能发现一个可能的源的范围. 再在这个范围内细分天区, 使每个小天区大小为 0.46° × 0.46°, 就得到一个更接近"真实"的通量和较高的显著性及一个更小的源范围. 再在这小范围内细划分, 每个小天区为 0.09° × 0.09°, 一般就能较好地定出源的位置和通量了.

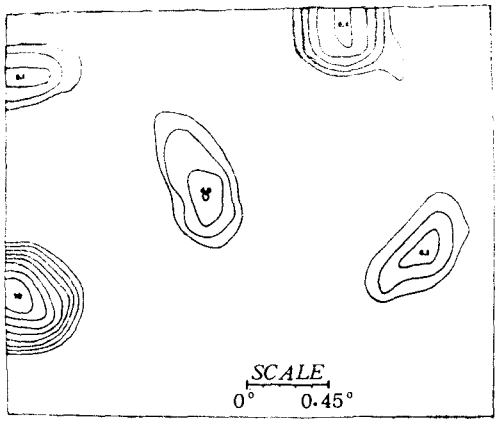


图 5 对于给定的三个源, 算得的源计数 F_0 的两维分布及其最大值的显著水平 SG. 图上只给出视场中的一个局部分布图像, 出现了两个膺源. 视场的每小格取为 0.09° × 0.09°.

Fig. 5. A two-demension Configuration of Source's Counting F_0 with maximum SG value in the partial field of view for three given sources. Two pseudo Sources appear. Each pixel is 0.09° × 0.09°.

图 4 给出在同一组"观测"数据下, 三级划分天区所得到的结果. 可以看到分的越细定出的源通量的显著性越高; 但表观角分辨似乎限制了细分天区对角分辨提高的上限. 第三次细分天区的好处已不明显.

图 5 是一个二维的源通量分布图. 在这里天空中有三个等强度的点源, 但是分析结果还出现了两个膺源, 只是显著性较低可以排除.

六、讨 论

与一般同类的探测器数据处理不同, 我们不是直接用理想响应函数求点源在某处的概率, 而是用接近真实的响应函数直接求某天区内"源"的通量. 本底平均记数的影响是通过取响应函数的适当组合形式求标积来消除的. 这样就避免了用另外观测直接求本底平均所引入的系统偏差, 也使对源的有效观测时间延长了.

本文所用的方法与文献 [4] 的类似, 不同的是我们把原来只用于具有位置灵敏探测阵列的方法, 推广应用到无位置灵敏的镶嵌式闪烁探测条构成的旋转调制器系统. 此外为节省机时、简化手续并同时保证足够精度, 我们采用了自己导出的解析响应函数来代替通常人们所用的理想的响应函数或完全靠模拟计算得到的响应函数. 另外本文对 Q_{im} 的泊松分布给予证明而不是直接假设 [4], 而且对信噪比给出表达式.

若这类探测器做成具有较高的能量分辨, 则它同时能确定谱线的强度和源的空间方位, 这适合测定爆发事件的谱线.

用上述方法得到的天空图像, 若用一些专门的方法[5,6]处理, 将能得到优于表观角分辨的天图, 这将是进一步的工作.

最后对胡文君同志为本文做两维通量分布及显著性图表示感谢.

参　考　文　献

[1] Oda, M., *Applied Optics*, Vol. **4**, p. 143, 1965.
[2] Oda, M. et al., *Space Science Instrumentation*, Vol **2**, p. 141, 1976.
[3] Makishima, K. et al., New Instrumentation for Space Astronomy (Ed. by K. A, Van der Hucht and G. Vaiana), Pergamon Press, p. 277, 1978.
[4] Durouchoux, P. et al., *Astronomy and Astrophysics*, Vol. **120** p. 150, 1983.
[5] Gull, S. F. and G. K. Daniell, *Nature, Vol.* **272**, p. 686, 1978.
[6] Daniell, G. K., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Vol. **221**, p. 67, 1984.

A Study on the Analysis Method of a Rotating Modulator

Xu Chun-Åian　Shen Chang-quan
(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

Abstract

A rotating modulator designed for detecting point sources with energy range of near 150 keV is described. An analysis method for data of the rotating modulator is studied, which improves Durouchoux's methods to suit a rotating modulator with a simple mosaic scintillator viewed by one photomultiplier instead of a positionsensitive detector array and uses a new response function derived. Then it is tested by Monte Carlo simulation.