

太阳质子事件的性质和定量预报

胡福民

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

本文介绍了太阳质子事件的性质、能谱特征以及国外质子事件定量预报的方法,并作了一定的评述。

由于国内外航天事业发展的需要,太阳质子事件的预报在人造卫星上天以后逐渐受到重视。太阳质子事件的研究是太阳物理很重要的一个方面。国内有部分太阳物理工作者正在从事这方面的研究和预报。它也是关心太阳质子事件的其它学科工作者和部门感兴趣的问题。

迄今我国有关太阳质子事件的预报基本上是定性的。按预报时间的不同分为长期(15—30天)、中期(4—15天)、短期(1—3天)和警报(<1 天)。提供安全(无质子事件)和危险(有质子事件)两种预报,同时作出短波通讯骚扰级别的预报。随着航天活动的发展,需要太阳物理工作者提供造成空间飞行器辐射危害的太阳质子事件的定量预报。为此,预报应包括:质子事件发生的时间、级别、质子流大小、在1AU处的辐射剂量。对长寿命飞行器,还需要作出几个月到几年的通量和剂量的预报。显然,定量预报对飞行器防护设计、安全运行等无疑是重要的因素。本文着重介绍太阳质子事件的性质、质子谱特征以及定量预报工作。

一、太阳周质子事件的性质

1. 质子事件的定义

应用单位通常把数量可以测出、能量大于10MeV的太阳质子到达地球的事件,定义为质子事件。而研究单位往往把人卫质子探测器在地球轨道附近所能探测到的质子流的每一次增大,都定义为质子事件。质子事件的发生,可以由卫星对质子流量的直接测量或地球极区的电离层不透明度计(Riometer)吸收测量或高纬地区宇宙线中子堆计数记录得到证认。大剂量高能粒子对载人或不载人宇宙飞行器都是一种重大威胁^[1]。在地球轨道处,能量大于20MeV的质子事件,认为会对飞行器产生有害的影响。一般太阳质子事件均伴有强烈的紫外和X射线辐射,并先于粒子到达地球,引起电离层突然骚扰,造成宇航及地面短波无线电通讯中断。曾见过太阳高能质子事件对北美高纬地带的高压输电线路产生危害的报道。因此,对太阳质子事件提供各种期限的预报具有较大的实用价值。

2. 质子事件的分类和 s—s 分级法

来自太阳的高能粒子流有长久性的粒子辐射和分离的粒子事件。前者同冕洞有关，它与太阳耀斑直接相关，能量大于几个 MeV 的质子可连续存在许多天。在太阳活动极小年份，它约以 27 天的循环形式出现在行星际空间中达好几个太阳自转周，与扇形磁场结构有关。分离的粒子事件，从时间上分有即时的和推迟的两种。即时事件是在太阳粒子发射后几十分钟或若干小时到达地球；推迟事件是可能的耀斑发生后几十小时到达地球附近。有些事件可同时由这两类粒子组成。若按粒子组成分类，它们可以是原子核，主要是质子 (H^+)，也有 α 粒子 (H^{++}) 和少数重核，也可以是电子，故可分为质子事件、纯电子事件和混合事件。即时的质子事件按其大小可分为宇宙线耀斑、质子耀斑事件和卫星灵敏事件。

通常采用的是 s—s 分级法^[2]，以一次事件中地球附近能量大于 10 MeV 的质子流的峰值强度的大小作为定级标准。详见表 1。

表 1 S—S 太阳质子事件分级系统

级别	$>10\text{MeV}$ 质子流(厘米 ² ·秒·球面度) ⁻¹	在 30MHz PCA 吸收	海平面中子监听器增强
-2	$10^{-2} \sim <10^{-1}$	—	—
-1	$10^{-1} \sim <10^0$	—	—
0	$10^0 \sim <10^1$	无增强	无增强
1	$10^1 \sim <10^2$	$<1.5\text{db}$	$<3\%$
2	$10^2 \sim <10^3$	$1.5 \sim <4.6\text{db}$	$3 \sim <10\%$
3	$10^3 \sim <10^4$	$4.6 \sim <15\text{db}$	$10 \sim <100\%$
4	$\geq 10^4$	$\geq 15\text{db}$	$\geq 100\%$

3. 质子事件数据

许多人已把 19、20 太阳周的质子事件汇总^[8-12]。21 周质子事件的资料主要只能从 S. G. D.^[13] 上查找。17、18 周的资料也有汇编^[7]。

4. 质子事件的一般特征

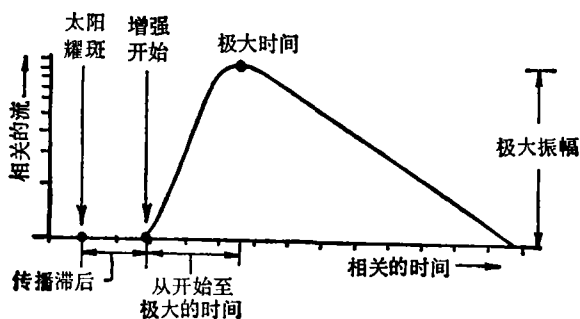


图 1 质子事件的一般特征^{[14]*}

根据 19、20 周在地球处观测到的质子事件，它的一般特征如图 1^[14]，即太阳耀斑后几十分钟或几小时，质子流到达地球(对于相对论太阳粒子，正常的滞后时间约 15 分钟)，其强度迅速上升，达极大后约按指数下降。

i) 粒子增强开始时间 T_B ^[14]

耀斑开始，质子从耀斑区至连接地球的阿基米德螺线在日面的足点的日冕

* 表示该图取自相应文献，下同。

中的扩散时间, 加上沿该线从太阳至地球的行星际传播时间(按最高能质子计算)之和。

$$T_B = 0.25 + 0.1333D/\beta + 4\Phi^2 \quad (1)$$

D 为日地阿氏螺线之长度, β 为对应通道上大多数高能质子的速度(以光速为单位)可表为:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{[(E/mc^2) + 1]^2}} \quad (2)$$

mc^2 为质子的静止质量(938.323MeV)。(1)式中 Φ 为耀斑位置至与地球连接的阿氏螺线足点之日面经度差。

$$\cos\Phi = \cos(\lambda_A - \lambda_f)\cos B_f \quad (3)$$

其中 λ_f 、 B_f 为耀斑的日面经度(中经距)和纬度。 λ_A 为对应地球的阿氏螺线在日面上足点的相应日面经度(按日心坐标系)。对 $v=404\text{km/s}$, 30MeV 质子的开始时间 T_B 与日面经度的关系见图 2。图中 θ 为阿氏螺线方程($\rho=a\theta$)之参量。

有时, 定义 9000MHz 射电爆的极大时刻(或光学耀斑极大时刻)到质子事件开始的时间为滞后时间。太阳西半球事件的 T_B 大多 ≤ 1 小时, 东半球事件滞后时间达 15 小时(如 1968 年 12 月 3 日, 1969 年 4 月 10 日的东边缘事件)。

质子事件的开始常以 0.5-1.1 MeV 电子事件的开始来识别。

ii) 质子事件上升时间(ΔT_m)

把 20-80MeV 质子的开始时间与粒子强度达极大的时间差作为质子事件的上升时间。西半球事件平均上升时间约为 5-6 小时, 东半球事件上升时间较长。

已调查了 ΔT_m 随日面经度 λ 的分布, 见图 3^[4], 在 $50^\circ \pm 30^\circ \text{W}$ 有极小。

iii) 极大时间 T_m ^[14]

每一通道中的极大时间, 是假定在这一能量范围中粒子的极大数总处在这通道的最低能的粒子有平均整体速度而算出的。

$$T_m = 2.0(0.1333D/\beta) + 8\Phi^2 \quad (4)$$

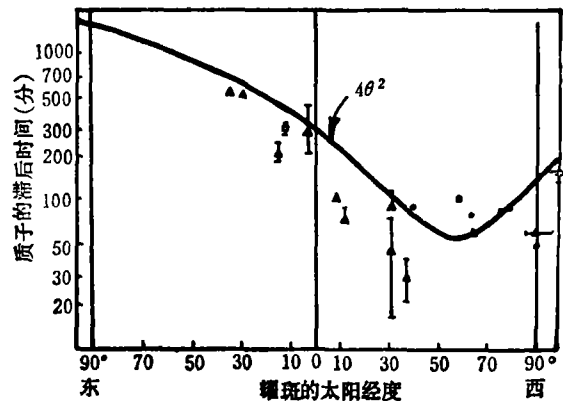


图 2 30MeV 质子开始时间的分布作为太阳经度的函数^[14]。

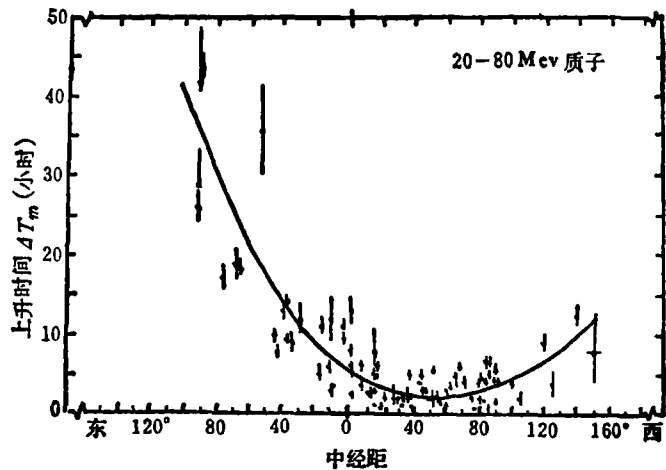


图 3 质子事件上升时间 ΔT_m 随日面经度 λ 的分布^[4]。

T_m 随日面经度的分布见图 4^[14]。

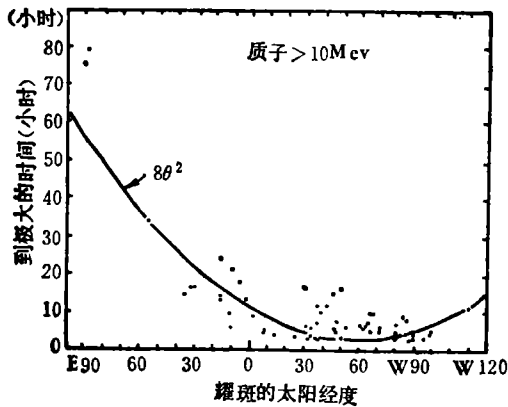


图 4 极大时间 T_m 随日面经度的分布^[14]

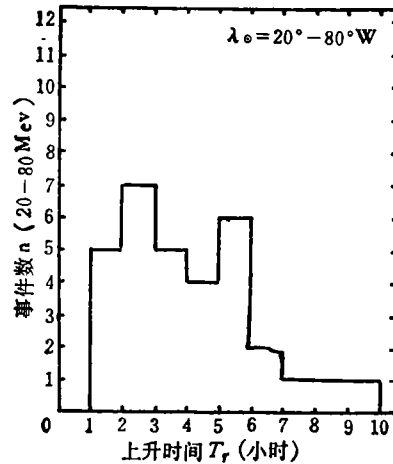


图 5 $T_r \sim n$ 关系^[4]

iv) 粒子加速与 1AU 处粒子强度极大的时间差 T_r 显然有

$$T_r = T_B + \Delta T_m \quad (5)$$

对 λ_{\odot} 为 $20^{\circ}W-80^{\circ}W$ 经度范围中的事件, 在 20-80MeV 范围中事件数与 T_r 的关系见图 5^[4]。

v) 极大强度 I_p ^[14]

质子从爆发源(耀斑区域)通过日冕和行星际场线至地球处的极大强度可表为:

$$I_p = I_f \exp(-g\Phi) \quad (6)$$

I_f 为耀斑处的极大流, g 为日冕梯度, Φ 的定义同(1)式。

vi) 衰减常数 τ ^[14]

质子事件强度极大后, 一般按指数下降, 当强度下降到 $1/e$ 的时间为衰减常数 τ :

$$\tau \approx 3D/[4v(|\gamma| + 1)] \quad (7)$$

这里 γ 为微分谱指数, v 为太阳风速度, D 为沿阿氏螺线的距离。

按照质子流随时间的变化, 通常按上升时间的快慢可分为急始型 ($\Delta T_m < 10^h$) 和缓始型 (ΔT_m 长达 $50-60^h$)。前者如 1967 年 12 月 3 日、1969 年 9 月 25 日、1971 年 1 月 25 日、1971 年 9 月 1 日的事件 (参见文献 [4] 的图 2)。后者如 1963 年 4 月 10 日、1968 年 12 月 3 日、1969 年 4 月 10 日和 1970 年 8 月 13 日的事件 (参见文献 [15])。中间型 (ΔT_m 在 $10-20^h$)，一般太阳西半球事件急始型较多。有时质子事件的时间史表现得十分复杂, 如 1972 年 8 月 2 日—11 日事件 (见文献 [16] 图 2); 1977 年 9 月 14 日—27 日事件 (见文献 [17] 图 1)。

5. 质子事件随太阳周的变化

i) 在太阳周中质子事件的分布

根据收集到的质子事件的资料^[9-12], 可以统计出各级质子事件在太阳周中的分布, 表 2 给出 19、20 周质子事件的统计结果, 对特大活动水平的 19 周质子事件比中等活动水平的 20 周

表 2 19、20周质子事件统计

太阳周	不同级别质子事件个数								
	PCA 级					S-S 级			
	$\geq 2^+$	2.1^+	≤ 1	(强)	不确定	3	2	1	不确定
19周(1954.4—1964.9)	17	26	55	24	13	13	17	15	90
20周(1964.10—1976.5)	8	6	(1, 1 ⁻ , m) 83		15	9	12	53	38

多, 对大质子事件尤为明显。

ii) 质子年通量随太阳周的变化

早在 1951 年 Barrett 等^[18]和 1959 年 McDonald^[19]给出的黑子极大时 $E > 40\text{MeV}$ 的质子通量为 0.2 质子/厘米²·秒·立体角 ($\sim 8 \times 10^7$ 质子/厘米²·年), 黑子周极小时为 ~ 1 质子/厘米²·秒·立体角 ($\sim 4 \times 10^8$ 质子/厘米²·年)。Svestka 认为太阳宇宙线事件避开峰年^[20]。但根据 20 周资料发现在 1968 年 11 月 18 日、9 月 29 日和 1969 年 2 月 25 日有宇宙线事件, 从而否定了前者的结论^[21]。Zombeck 给出 $E > 30\text{MeV}$ 的年积分通量为^[22]: 靠太阳极大时 $\sim 5 \times 10^5$ 质子/厘米²·年, 靠太阳极小时 $\sim 6 \times 10^8$ 质子/厘米²·年。一个太阳周里年通量有几个量级的差别。

我们易根据文献[3—12]统计出 19、20 周内活动较大的 12 年质子年通量($E > 30\text{MeV}$ 的质子)如下:

1956 年	123.5×10^7 质子/厘米 ² ·年	1967 年	2.97×10^7 质子/厘米 ² ·年
1957	88.35	1968	13.6
1958	134.45	1969	23.5
1959	429.68	1970	1.83
1960	988.67	1971	17.13
1961	36.84	1972	878

19 周的 1960 年的年通量达 9.9×10^9 质子/厘米²·年, 20 周的 1972 年达 8.8×10^9 质子/厘米²·年。而 19 周的峰年 1957 年仅为 8.8×10^8 质子/厘米²·年, 20 周的峰年 1968 年仅为 1.4×10^8 质子/厘米²·年。

根据阿波罗月球土壤取样, 由测量月球上物质的深度作为 Ar^{39} (氩) 的放射线活动函数, 从而推得耀斑中 $> 50\text{MeV}$ 质子流的强度, 得出在过去 1 千年中平均值为 8×10^7 质子/厘米²·年, 它等于 3 个 1971 年 1 月 24 日的质子耀斑具有的质子流强度^[23]。

iii) 辐射剂量

Burrell 收集了 19 周的 1954—1964 年中 24 个主要质子耀斑事件的辐射剂量^[9], 对铝质球壳壁为 5 克/厘米²时, 球壳中心处的辐射剂量达 900 拉德, 其中 1960 年 11 月 12 日—18 日这一星期里两次耀斑提供的剂量达 456 拉德。而银河宇宙线辐射的积分剂量约为 4—10 拉德/年(无防护时)^[21]。故大事件提供的辐射剂量是相当可观的。

6. 与质子事件有关的耀斑数目的分布^[4]

Van Hollebeke 等统计了 125 个与耀斑对应的质子事件 (1967 年 5 月—1972 年 12 月时期) 的资料, 对 20—80MeV 范围, 与质子事件有关的耀斑数目的分布可近似表为:

$$\frac{dN}{dI} \sim I^{-\alpha}, \quad (8)$$

$$\alpha = 1.15 \pm 0.05$$

这里 I 是极大微分强度 $I = dJ/dE$ (粒子数/厘米²·秒·球面度·MeV), dN 是在强度间隔 dI 中的事件数目。图 6 给出了 20—80MeV 范围质子事件数目随相应耀斑的日面经度的分布。显示出在 20°W—60°W 经度范围有一极大, 离开此经区每 60° 约降低 1—2 个量级。他们称这经

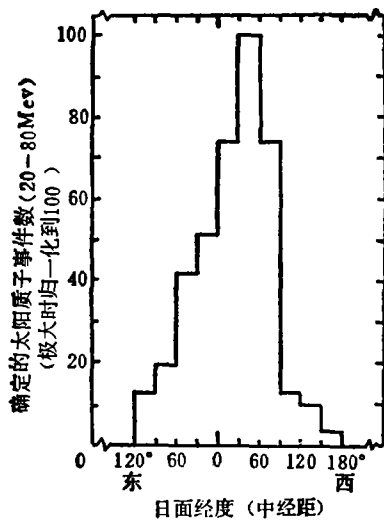


图 6 ~125 个确定的太阳事件与耀斑的日面经度的分布^[4]

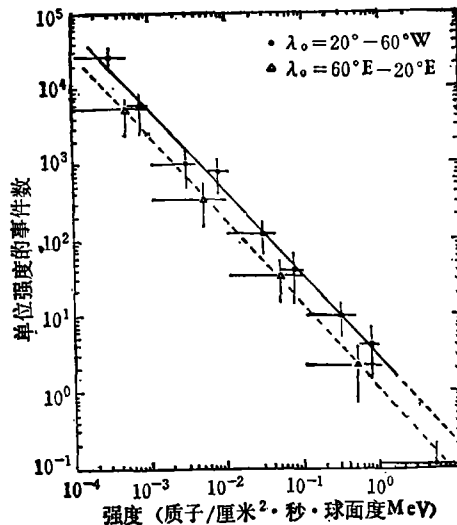


图 7 在二个日心经区, 对 40MeV 的单位强度的事件数作为极大质子强度的一个函数的分布。图中虚、实线有同样斜率 $\alpha \sim 1.10 \pm 0.5$ ^[4]

区为“占优势的有关经区 (PCR)”。并且, 对 60°E—20°E、20°W—60°W 两个经区, 分布形式相同(对 ~40MeV 情形), 参见图 7^[4]。此时

$$\frac{dN}{dI} = A(\lambda) I^{-\alpha} \quad (8)'$$

$$\alpha = 1.10 \pm 0.05$$

其中

$$A(\lambda) = \begin{cases} A_{\lambda_0} = 2.7 & 20^\circ\text{W} - 60^\circ\text{W} \\ A_{\lambda_1} = 1.1 \pm 0.05 & 60^\circ\text{E} - 20^\circ\text{E} \\ A_\lambda \text{ 在上述二个分布之间} & 20^\circ\text{E} - 20^\circ\text{W} \end{cases}$$

对经度为 λ , 强度为 J , 观测到的事件数

$$N = \frac{A(\lambda)}{0.10} I^{-0.10 \pm 0.05} \quad (9)$$

$$A(\lambda) = A(\lambda_0) [C(\lambda) E^{-\gamma_{ps}} \{(\lambda - \lambda_0)/2\}]^{-0.10 \pm 0.05} \quad (10)$$

这里衰减因子 $C(\lambda) \leq 1$ 是经度的函数, 依赖于在日冕中传播的条件, $\gamma_p \sim 2.7$ 是特征谱指数, 经度 λ 以弧度为单位。

统计还发现, 在所有测出的事件中能证认与耀斑有关的事件的概率, 对甚低强度和中等强度事件是差不多相同的。

存在“PCR”区的事实, 其区域在 $20^\circ\text{W} - 80^\circ\text{W}$, 这个宽度不仅是由于太阳风速度的变化, 而且也许是由于日冕中快扩散区的存在造成的, 在这个区中, 事件的源谱相对来说变化较小, 即不同事件有大致相同的加速条件。但在低能时情况就不一样, 此时也许更复杂。

二、质子事件的能谱

在 1AU 处观测到的太阳质子事件的能谱受日冕扩散、行星际扩散和速度场弥散的影响, 故观测到的事件的性质, 不仅与爆发源的磁场轮廓有关, 而且与日冕和行星际介质的状态有关, 所以不同质子事件能谱差别很大。

在事件初相, 粒子是各向异性的, 各向异性随时间常数而减小, 正比于 $1/vt$, v 为粒子速度, t 为粒子在行星际介质中的时间^[2,1]。由于高能粒子先达地球, 故事件开始时谱较硬, 衰减相时谱变软。图 8 给出了一次典型大事件时太阳宇宙线积分能谱出现的理想的时间史^[15]。

1. 微分能谱

质子的微分能谱可用幂律或指数硬度律表示出^[25-27]。

i) 幂律谱

$$\frac{dN}{dE} = cE^{-\gamma} \quad (11)$$

这里 γ 为谱指数。其积分形式为:

$$N(>E) = kE^{-\gamma+1} \quad (12)$$

ii) 指数硬度谱

$$\frac{dN}{dR} = ke^{-R/R_0} \quad (13)$$

R_0 是质子的特征硬度, k 、 R_0 是时间的函数。硬度 $R = pc/Ze$, p 为质子动量, Ze 为它的电荷, 对质子而言 $R = pc$ (以 eV 为单位)。由于

$$R = \sqrt{E^2 - (mc^2)^2} \quad (14)$$

故硬度谱可用能量表示

$$N(E) = k \frac{E}{\sqrt{E^2 - (mc^2)^2}} e^{-\sqrt{E^2 - (mc^2)^2} / R_0} \quad (15)$$

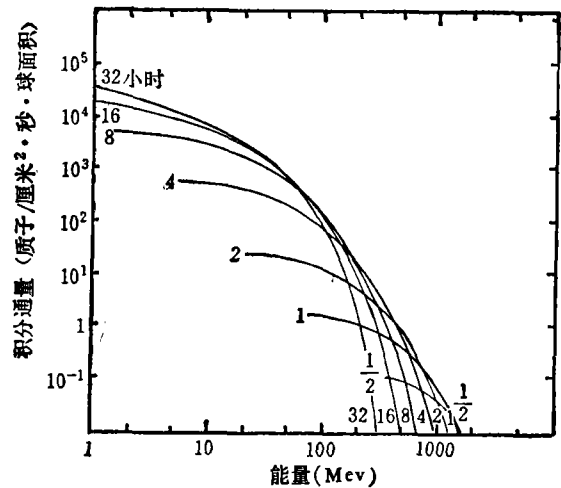


图8 一次典型大事件时太阳宇宙线积分能谱出现的理想时间史图^[15]

在较高能，它导得能量的指数律形式。

不同耀斑 R_0 值变化很大，对耀斑能量为 1MeV—2GeV 的太阳质子，其 R_0 值从 50—300 MV^[25]。

2. 能谱随时间的变化

一般均显示由硬变软，以 1977 年 9 月质子事件为例。在 9 月 19 日 1200~1300UT 时， $J_0=6$ ， $\gamma=0.7$ ；在 1900—2000UT 时， $J_0=1500$ ， $\gamma=1.6$ ^[28]。

3. 谱的上截止

观测表明质子谱存在上截止，即高能端的截止^[29]。对 1971 年 9 月 1—2 日质子事件，能量 E 或硬度 R 由一幂律谱表示时(其幂指数分别为 γ 和 μ)，定得上截止为^[30]：

$$E_m = (2.3 \pm 0.5) \text{GeV}, \gamma = 2.7 \pm 0.3$$

$$R_m = (3.1 \pm 0.6) \text{GV}, \mu = 3.5 \pm 0.4$$

但对同一事件从卫星直接测得的略有不同^[31]：

$$E_m = (1.8 \pm 0.5) \text{GeV}, \gamma = 2.0 \pm 0.3$$

$$R_m = (2.6 \pm 0.6) \text{GV}, \mu = 2.6 \pm 0.4$$

超过此值时，强度降为零。从而可得出该事件的积分谱(见图 9)。

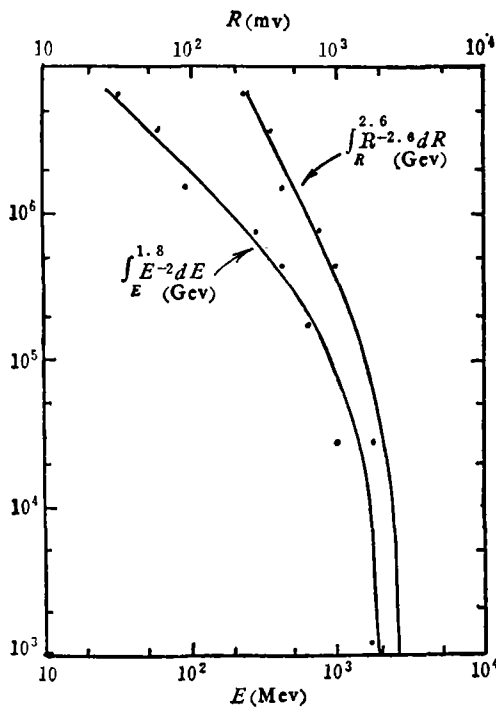


图 9 1971 年 9 月 1—2 日质子事件的积分谱^[32]

用可以忽略，各向异性作用并不重要。20—80MeV 粒子强度极大时有唯一的谱。

ii) 在 20—80MeV 能量范围内质子数密度的谱能表示为动能的幂律形式：

$$N(E) \propto E^{-\delta} \tag{16}$$

并且发现 90% 的事件属于 $2.5 \lesssim \delta \lesssim 3.7$ ，其微分能谱为

$$E(\text{MeV}) = \int_E^{1.8} E^{-2} dE \quad (\text{GeV})$$

$$R(\text{MV}) = \int_R^{2.6} E^{-2.6} dR \quad (\text{GV})$$

4. 质子事件谱的一些统计特征^[4]

Van Hollebeke 等根据 1967 年 5 月——1972 年 12 月约 52 个月的 IMP4 和 5 飞船上观测到的 185 个质子事件(其中 125 个与耀斑对应)的资料进行分析,发现质子事件的谱具有如下的统计特征:

i) 当以中等能量(20—80MeV)粒子强度达极大作为研究的基础时,这相当于较低能质子达峰值时间,而较高能粒子强度尚未出现明显下降的时刻。在相应于日冕 20°W—80°W 经度范围内的粒子强度极大时间确定的谱作为这粒子源的谱。研究表明,此时日冕扩散作用最小,因此在上升至极大强度期间行星际扩散作

$$\frac{dJ}{dE} \sim E^{-\gamma_p} \tag{17}$$

J 为峰值强度, E 为相应粒子能量, $\delta = \gamma_p + 0.5$ 。

对于低于 10MeV 的谱, 一般比更高能的更平坦^[33]。不同能量范围的谱指数也不同。如 1971 年 4 月 20 日的质子事件, 观测到质子谱在 15MeV 处有一个转折点。这可能与质子谱中不同能量的逃逸率有关, 也可能与不同能量有不同的传输条件有关。大于 100MeV 时, 观测到的谱变陡。所以, 一般不能把 20—80MeV 能量范围观测到的谱指数延伸至低能、更高能端。

iii) 谱指数 γ_p 与相应耀斑中经距的关系

对 20—80MeV 范围, 在 20°W — 80°W 区域, γ_p 为 2.0—3.2 (见图 10)。对其它经度为 λ_\odot 处

$$\gamma_p(\lambda_\odot) = 2.7(1 + \Delta\lambda/2) \tag{18}$$

$\Delta\lambda$ 为与 50°W 的角距 (以弧度为单位)。而 4—20MeV 能量范围的粒子无此变化。

在 20—80MeV 质子事件数目随谱指数的分布可见图 11。

这种观测到的谱随距耀斑的方位距离增加而变陡, 可用日冕中逃逸率与能量有关来解释。这种损失并不明显影响观测到开始和极大的时间, 但略影响强度^[34]。估计 80 MeV 质子逃逸率比 20MeV 质子要大 35—45%, 这种依赖性也可能造成了强度随经度的变化, 并且影响了事件数随经度的分布。

5. 强度随时间的变化^[35]

根据太阳粒子在行星际空间中传播的各向异性扩散模型 (ADB 模型)^[36], 在增长相, 强度的增加可表为:

$$F(t) = k_1[\exp(-S_r/t)]e^{-5/2} \tag{19}$$

F 为强度的增加, k_1 为常数, $S_r =$

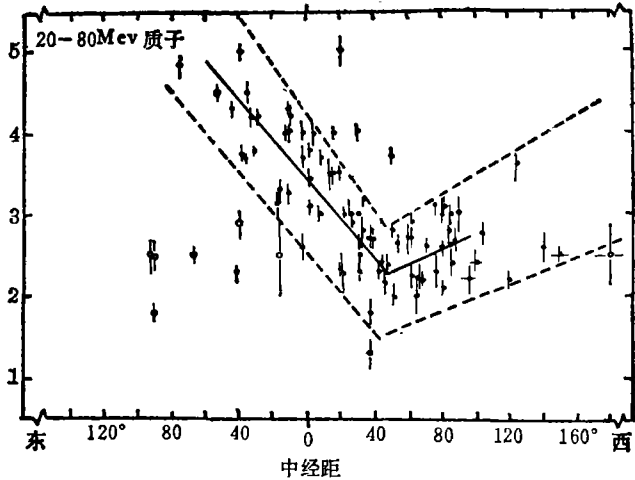


图 10 谱指数 γ_p 与中经距 λ_\odot 关系图^[4]

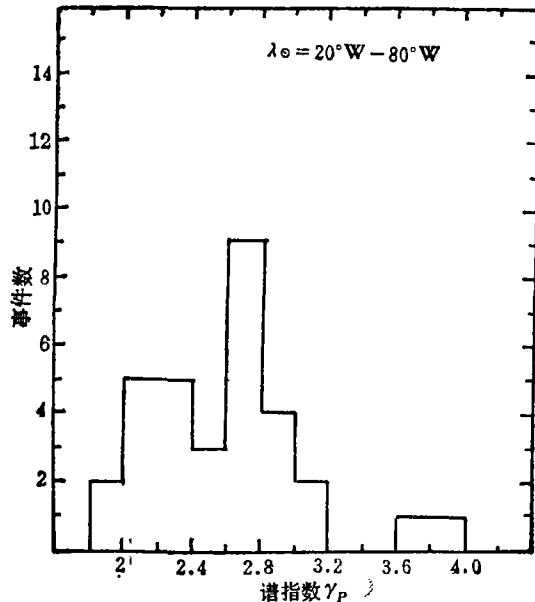


图 11 在 20—80MeV 和 $\lambda_\odot = 20^\circ\text{W}$ — 80°W 范围内事件数随谱指数 γ_p 的变化^[4]

2.5 t_m , t_m 为极大强度时间, t 从出发时间 t_0 算起。由 $\ln[F(t) \cdot t^{5/2}]$ 与 t^{-1} 关系选取最吻合的参量 t_0 , 吻合最好的直线的斜率即为 S_r 。

在下降相, 强度的下降可表为:

$$F(t) = k_2 \exp(-t/t_D) \quad (20)$$

这里 $F(t)$ 为强度的下降, k_2 为常数, t_D 为衰减时间, 对下降相早期从 $\ln F(t) - t$ 关系图上的斜率得出 t_D 。

三、质子耀斑活动区的性质

对产生质子事件的主要爆发源即太阳耀斑活动区, 以及相应的日地空间传输条件的研究, 是解决质子事件物理模型和预报的基础。前者是太阳物理工作者全力研究的基本课题之一。太阳活动区物理本身的研究, 为质子事件预报不断提供新的思路和方法。预报的水平就反映了活动区物理研究的水平。关于活动区和耀斑物理, 目前已有许多专著, 如 Orrall 的“太阳活动区”^[37]; Sturrock 的“耀斑”^[38]; 以及其它专集^[39, 40]。介绍这方面的成果将大大超出本文的范围。

四、质子事件的定量预报

预报应包括作出不同时段: 天、星期、月和年的质子事件数、级别、时间、质子流大小、辐射剂量的定量估计, 以及一次事件的谱特征的定量预报。目前国内的预报主要是定性的^[41-43]。国际的现状可从 1979 年在美国布尔登召开的日地物理预报会的文集上看出^[44], 郭权世对该会议情况已有介绍^[45]。

1. 太阳周质子事件的模式^[9]

根据 19 周太阳质子耀斑资料的组合, 提出了各种厚度的飞行器球壳的中心处来自初始和二次粒子以拉德为单位的总剂量。

$$\begin{aligned} \text{MSC 模式}^{[46]}: J(>P) &= 5.28 \times 10^{11} e^{-P/78} \quad (30 \leq E \leq 115 \text{ MeV}) \\ \text{MSFC 模式}^{[47]}: J(>P) &= 1.14 \times 10^{11} e^{-P/100} \quad (E > 115 \text{ MeV}) \end{aligned} \quad (21)$$

这里 P 是以 MeV 为单位的硬度, $J(>P)$ 是能量大于 P 的积分谱(质子/厘米²), 对于质子 $P = \sqrt{E^2 + 1876E}$, E 为能量(MeV)。

2. 随机事件的普阿松分布^[9, 48]

把质子事件当成在确定时间点列上发生的随机事件, 在任意长度为 t 的时间内, 质子事件发生的次数可表示为以 λt 为参数的普阿松随机变量:

$$P\{X=N\} = e^{-\lambda t} \frac{(\lambda t)^N}{N!} \quad N=0, 1, 2, \dots \quad (22)$$

这里 λ 可理解为单位时间内质子事件发生数。若已知 λ , 则:

i) 在时间 T_0 中观测到 n_0 个事件, 则在 $t=QT_0$ 的时间测到 $\leq n$ 个事件的概率可由条件概率的贝叶斯公式得:

$$P_r(x \leq n | n_0, Q) = \sum_{x=0}^n \frac{(x+n_0)!}{x! n_0!} \frac{Q^x}{(1+Q)^{x+n_0+1}} \quad (23)$$

ii) 在时间 T_0 中观测到 n_0 个事件, 在任一观测时间 t 内观测到 X 个事件的概率:

$$P_r(x, t | n_0, T_0) = \frac{T_0^{n_0+1} x^x}{n_0! x!} \left[\frac{(n_0+x)!}{(T_0+t)^{x+n_0+1}} \right] \quad (24)$$

iii) 从现在起到下次质子事件发生所需时间的概率为:

$$P\{z > t\} = P\{N(t) = 0\} = e^{-\lambda t} \quad (25)$$

这里 z 表示直到下次质子事件发生所需的时间, 随机变量 z 的概率分布函数 $F(t)$ 为:

$$F(t) = P\{z \leq t\} = 1 - P\{z > t\} = 1 - e^{-\lambda t} \quad (26)$$

若以 α 的概率为起报点, 则

$$\alpha = 1 - e^{-\lambda t} \quad (27)$$

从而可解出 t , 即最后一次质子事件经 t 时刻应报有质子事件发生。

问题的关键是参量 λ 的选取, 亦即在一个太阳周中不同级别质子事件数的估计, 它们随太阳周的变化而变化。此外, 质子事件在太阳周中的分布是否满足普阿松分布? 根据现有资料统计表明 19 周质子事件满足普阿松分布, 但 20 周质子事件不满足。故该法用于质子事件的预报尚需继续研究。

此外, 我们还可以参考统计理论中极值理论或点过程理论来研究质子事件^[49]。近来发展较迅速的模糊数学理论引进到质子事件定量预报中来^[50], 也许会有所改进。

3. 质子流的预报

i) 用射电爆发资料作质子事件的定量预报

实际上, 可分为两类。一类是利用单频观测资料对 a) 爆发的强度特性: 如峰值流量密度、平均流量密度、能量密度; b) 爆发的时间特性: 总持续期、上升时间、衰减时间、有效持续期; c) 爆发的偏振特性; 三个 Stokes 分量等这些表征射电爆发的特性进行研究, 寻找与质子事件的关系来进行定量预报。另一类是利用多频观测资料, 对爆发频谱中的极大峰值流量密度及其对应频率, 极大平均流量密度及其对应频率, 极大能量密度及其对应频率, 频谱形状, 总流量密度和总能量密度这些特性进行分析, 寻求与质子事件有关特性的关系进行预报。赵仁扬作过简单的综述, 也列出了有关工作的文献^[51], 他给出质子峰值强度 I_p 与有效持续期 T_M 的一个经验关系:

$$I_p = 2.89 T_M^{1.30} \quad (28)$$

这里 $T_M = \frac{1}{S_m} \int_0^T S(t) dt$ 以分为单位, S_m 为 t 时刻爆发的流量密度 ($10^{-22} \text{w/m}^2 \cdot \text{Hz}$), T 为爆

发的总的持续期(分)。并认为用 (28) 式来预报, 效果可能比用爆发峰值十分之一的持续期 $T_{1/10}$ 与质子强度关系或射电爆发的能量密度 E 与质子强度的关系来作预报要好^[51]。

也有以 9100MHz 资料作 $E_p > 10 \text{MeV}$ 极大质子流的下限的预报^[52]。苏联的 Акиньян 和他的同事们利用 3GHz 和 9GHz 等资料(主要是极大强度)进行质子峰值强度预报的一些结果见文献[53—57, 16]。他们导得:

$$\lg I_p = a(\lg S - b)^d + c \quad (29)$$

其中 S 为相应 3GHz 或 9GHz 射电爆极大强度, 对不同能量范围, 得出了相应的 a 、 b 、 d 和 c 的值。他们还研究了耀斑日面经度对质子流的影响, 引进了一个衰减因子 $k_p(\phi) = 10^{0.02(160^\circ - \phi)}$, 它包含在 b 中, 这里 ϕ 是产生质子耀斑的日面经度。

利用 8800MHz 积分射电流与大于 10MeV 的峰值质子流的关系^[14],

$$I_p(>10\text{MeV}) = 3.4 \times 10^{24} F_{II}^{1.43} \quad (30)$$

作预报。 F_{II} 是对事件积分射电资料(焦耳·米⁻²·赫⁻¹)。

Gonzalez 等给出下述关系:

$$\log J(>30) = 2.98 + 2.08 \log E_R \quad (31)$$

E_R 是 3000MHz 射电爆发的能量 (10^{-18} 焦耳/米²·赫), J (质子/厘米²) 是质子事件的积分通量^[58]。

也有人根据射电爆具有 U 型谱的质子事件谱与射电爆谱的一些特征的关系来预报质子谱^[51]。

但是, 这些统计都是利用已知质子事件与相应射电爆资料进行统计分析的, 显然存在严重的虚报问题。而且, 由于行星际传播的影响, 资料弥散较大, 用于质子峰值强度的预报将有量级的变化。

ii) 利用极区 Riometer 的吸收与太阳质子流的关系进行预报

质子流 F 与吸收 A (dB 为单位) 有关系^[59,60]:

$$F = (2 \times 10^5) A^{2.0} \quad (32)$$

积分流 J 与吸收 A (27.6MHz 处) 有关系^[61]:

$$A(J > E_s, \gamma) = 0.13 (J > E_s)^{0.5} E_s^{0.5\gamma} e^{-0.76\gamma} \quad (33)$$

E_s 等于几个 MeV。

iii) 利用 X 射线资料进行预报

积分 X 射线流与峰值质子流有如下关系^[14]:

$$I_p(>10) = \begin{cases} 2.222 \times 10^3 F_x^2 & (1-8\text{\AA} \text{时}) \\ 5.555 \times 10^4 F_x^2 & (0.5-4\text{\AA} \text{时}) \end{cases} \quad (34)$$

F_x 的单位是 $\text{wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$

有了峰值质子流强度 I_p , 统计显示出不同能量范围的积分通量 J 与 I_p 存在线性关系, 如对 1967 年 5 月—1971 年 6 月期间 $E_p > 30\text{MeV}$ 的质子事件有^[12]:

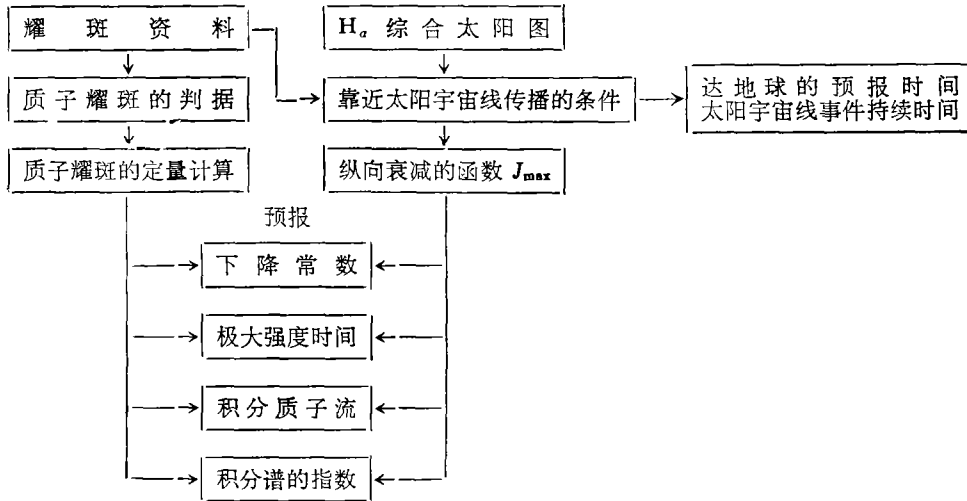
$$\log J = 5.49 + 1.01 \log I_p \quad (35)$$

对 $E_p > 10$ 或 60MeV 时, 有类似关系。

4. 定量预报程序的建立

利用现有的各种光学、射电和从空间获得的资料, 已建立了一些定量预报的程序^[52,14,62], 如苏联应用地球物理研究所预报中心的关于太阳高能辐射的预报程序框架见表 3^[52], 美国的 PPS76 太阳质子事件预报的计算模式^[14] 和美国空间环境研究中心的定量预报方法^[62]。这些预报方法, 均要使用多种手段获得的资料, 包括空间观测资料, 并利用快速电子计算机。如何利用我国现有的地面观测手段, 建立我国的定量预报模式, 乃是我国预报工作者面临的艰巨任务。

表3 质子事件预报的框架图



参 考 文 献

- [1] Molton, P. M., *Space Flight*, 13 (1971), No. 6.
- [2] Smart, D. F. and Shea, M. A., *Solar Physics*, 16 (1971), 484.
- [3] Švestka, Z. and Simon, P., *Catalog of Solar Particle Events 1955-1969*, (1975).
- [4] Van Hollebeke, M. A. I., Masung, L. S. and McDonald, F. B., *Solar Physics*, 41 (1975), 189.
- [5] Bakshi, P. and Barron, W., *J. G. R.*, 84 (1979), 131.
- [6] Ramaty, R. et al., in *Solar Flares*, ed. by Sturrock, P. A., 117, (1980).
- [7] 北京天文台, 质子事件表, (1971. 4).
- [8] 北京大学地球物理系天文教研室, “20周质子事件汇编”, (1972).
- [9] Burrell, M. O., NASA TN D-6379, 66, (1971).
- [10] Bailey, D. K., *Planet Space. Sci.*, 12 (1964), 495.
- [11] Hultqvist, B., in *Solar Flare and Space Research*, ed. by De Jager., 215, (1969).
- [12] 钱善瑞, 北京天文台台刊, 1 (1972), 3.
- [13] *Solar-Geophysical Data*.
- [14] Smart, D. F. and Shea M. A., in *Solar-Terrestrial Prediction Proceedings Vol. 1. Prediction Group Reports*, ed. by Donnelly, R. F., 404, (1979).
- [15] Bailey, D. K., *J. G. R.*, 67 (1962), 391.
- [16] Kohl, J. W. and Bostrom, C. O., Report UAG-28, Part I, (1973), 330.
- [17] Avdyushin, S. I. et al., Report UAG-83, Part 1, 209, (1982).
- [18] Barrett, P. H. et al., *Rev. Modern Phys*, 24 (1951), 133.
- [19] McDonald, F. B., *Phys. Rev.*, 114 (1959), 462.
- [20] Švestka, Z., in *Space Research X: Solar Particle Events*, eds. by Donahue, T. M., Smith, P. A. and Thomas, L., 797, (1970).
- [21] Dondson, H. W. and Hedeman, E. R., *Solar Physics*, 9 (1969), 278.
- [22] Zombeck, M. V., *Handbook of Space Astronomy and Astrophysics*, 155, (1982).
- [23] Fireman, E. L., in *Solar Activity and Related Interplanetary and Terrestrial Phenomena*, ed. by Xanthakis, J., 12, (1973).
- [24] Fisk, L. A. and Axford, W. I., *Solar Physics*, 7 (1969), 486.
- [25] Freier, P. S. and Webber, W. R., *J. G. R.*, 68 (1963), 1605.
- [26] Fichted, L. E. and McDonald, F. B., *Ann. Rev. Astron. Astrophys*, 5 (1967), 351.

- [27] Krinigis, S. M., *J. G. R.*, 70 (1965), 2943.
- [28] Kohno, T., Report UAG-83, Part I, 118, (1982).
- [29] Heristchi, D. J. and Trotter, G., *Phys. Rev. Lettes*, 26 (1971), 197.
- [30] Heristchi, D. J. et al., Report UAG-24, Part I, 182, (1972).
- [31] Vernov, S. N. et al., Proc. of 13th Int. Conf. on Cosmic Rays, Denver, Colorado, 2, (1973), 1404.
- [32] Heristchi, D. J. and Trotter, G., *Solar Physics*, 41 (1975), 459.
- [33] Mckibben, R. B., *J. G. R.*, 77 (1972), 3957.
- [34] Reid, G. C., *J. G. R.*, 69 (1964), 2659.
- [35] Artens, M. et al., Report UAG-24, Part I, 191, (1972).
- [36] Burlaga, L. F., *J. G. R.*, 72 (1967), 4449.
- [37] Orrall, F. Q., Solar Active Regions, A Monograph From Skylab Solar Workshop I, Colorado Associated University Press, Boulder, Colorado 80309, (1981).
- [38] Sturrock, P. A., Solar Flares, A Monograph From Skylab Solar Workshop I, Colorado Associated University Press Boulder, Colorado 80309, (1980).
- [39] Dryer, M. and Tandberg-Hanssen, E., Solar and Interplanetary Dynamics, IAU Symposium 91, Reidel Dordrecht, Holland (1980).
- [40] Švestka, Z., Solar Flare, Reidel, Dordrecht, Holland (1976).
- [41] 北京天文台太阳预报组, 北京天文台台刊, 1 (1979), 1.
- [42] 张柏荣, 云南天文台台刊, 2 (1979), 21.
- [43] 胡福民, 紫金山天文台台刊, 1 (1980), 31.
- [44] Donnelly, R. F., Solar-Terrestrial Predictions Proceedings Vol. 1, Prediction Group Reports, (1979); Vol. 2, Working Group Reports and Reviews, (1979); Vol. 4, Prediction of Terrestrial Effects of Solar Activity, (1980), Space Environment Laboratory, Boulder, Colorado 801303 U. S. A.
- [45] 郭权世, 紫金山天文台台刊, 4 (1979), 62.
- [46] White, T. T., Robbins, D. E. and Hardy, A. C., Manned Spacecraft Center Document No. MSC-00183, (1969).
- [47] Webber, W. R., The Boeing Co., D2-90469, (1963).
- [48] William, F., An Introduction to Probability Theory and Its Application, Vol. 1, (1957).
- [49] 殷涌泉(编译), 地震随机点过程的统计模型, 地震出版社, (1982).
- [50] 汪培庄, 数学的实践与认识, 2 (1980), 45; 3 (1980), 52.
- [51] 赵仁扬, 北京天文台台刊, 1 (1972), 15.
- [52] Avdynshie, S. I. et al., in Solar-Terrestrial Predictions Proceedings, Vol. 1, ed. by Donnelly, R. F. 89, (1979).
- [53] Акиньян, С. Т., Фоминов, В. В., Черток, И. М., *Геомагнетизм и Аэронавтика*, 17 (1977), 10.
- [54] 同上 17 (1977), 177.
- [55] Акиньян, С. Т., Черток, И. М., 同上, 17 (1977), 596.
- [56] Акиньян, С. Т., Амибегов, М. М., Козмовский, В. Д., Черток, И. М., 同上, 18 (1978) 410.
- [57] Акиньян, С. Т., Фоминов В. В., Черток, И. М., 同上, 18 (1978) 577.
- [58] Gonzalez, C. C. et al., N69-11372.
- [59] Bailey, D. V., *Proc. Inst. Radio Engrs.*, 17 (1959), 20.
- [60] Chivers, H. J. A. and Burrows, J. R., *Planet Space Sci.*, 14 (1964), 131.
- [61] Parthasaraty, R. and Venkatesan, D., *J. G. R.*, 69 (1964), 549.
- [62] Heckmon, G. R., in Solar-Terrestrial Predictions Proceedings, Vol. 1, ed. by Donnelly, R. F. 322, (1979).

The Statistical Property and Quantitative Forecast of the Solar Proton Events

Hu Fu-min

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

Abstract

The statistical property of the solar proton events, the characteristics of energy spectrum and the methods abroad in the quantitative forecast of the solar proton events are reviewed.