第1卷 第1期 空间科学学报 Vol. 1, No. 1
1981 年 7 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCES July, 1981

太阳宇宙线的传播效应（II）
——峰值谱的传播改正

章 公 亮
（中国科学院空间物理研究所）

摘 要

根据太阳宇宙线传播方程的量纲分析解，讨论了传播对宇宙线事件峰值谱的影响，着重指出对其进行传播改正的重要性．太阳风对流是低能谱变坦的可能原因之一，在一定条件下，幂律型发射谱可以变成指数型观测谱，动能幂律谱也可以变成刚度幂律谱．能谱的幂指数随源耀斑的磁方位角而增加，分布有明显的东西不对称性．进一步对第 20 周的相对论性太阳质子事件进行传播改正，求出发射谱，其中有些可表达成统一指数的幂律谱，有些仍有低能段趋坦现象．

一、引 言

太阳宇宙线的发射谱是指粒子离开太阳时的能谱．发射谱的研究是十分重要的，因为任何一种加速的理论模型最终必须完善地说明各种电荷成分的发射谱．目前空间科学的发展，已经能在行星际空间精确地测定太阳宇宙线的能谱，并且积累了大量的观测资料．但这并不意味着发射谱也是已知的．因为粒子离开太阳后经过行星际空间传播，能谱会发生变化，必须对观测谱进行传播改正，消除传播引起的能谱变化，才能求出发射谱．可惜现在尚未有一种合理的改正方法，研究加速机制的学者往往直接把观测谱当作发射谱来研究，无疑这是不精确的．因而，完善传播理论，制定出一种合理的改正方法，求出发射谱的具体形式，弄清楚它是动能谱还是刚度谱？是幂律谱还是指数谱？谱指数是常数还是随能量而变化的？这些问题无疑对于研究加速机制，更好地进行太阳质子事件预报都是十分重要的．

前几年，我们在分析当时流行的各种传播模型的基础上，选定行星际各向异性扩散对流作为传播改正的模型，并用量纲分析法求出了在均匀、无限、球对称介质中的解析解[1]，用以说明事件的上升时间的经度分布等特性[2]，得到比较好的初步结果．这篇报告的目的是利用这个解讨论传播引起的能谱变化．

根据文献[2]的讨论，在远离太阳处，太阳宇宙线强度 J 可表达为

本文 1980 年 6 月 3 日收到．1981 年 3 月 13 日收到修改稿．

$$J \equiv \frac{Uv}{4\pi} = \frac{\mathcal{N}v}{4\pi(4\pi r^2)^{3/2}} \frac{K_{//}}{K_\perp} \left(\frac{\theta}{\sin\theta}\right)^{\frac{1}{2}} Z^{\frac{5}{2}} \cdot \exp\left[-Z\left(1+\frac{K_{//}}{K_\perp}\theta^2\right)\right] \cdot \exp\left[H - \frac{H^2}{4Z}\right] \cdot \phi(Y, Z), \tag{1}$$

其中 (r, θ) 为以太阳为中心的黄道极坐标系的日心距离及源耀斑的方位角. 实际计算时取 θ 为源耀斑相对于通过观测点的行星际螺旋磁力线的方位角，该磁力线则称为太阳与观测点的联结磁力线. $K_{//}$ 和 $K_\perp$ 分别为平行和垂直于行星际磁场的扩散系数，计算时取 Jokipii-Coleman 的观测结果[3]. U 和 $\mathcal{N}$ 分别是粒子的数密度和初始发射的粒子总数，均是粒子能量 E、刚度 R 或速度 v 的函数. Z、H，Y 均为无量纲参数，如 V 是太阳风速，则有：

$$\left.\begin{aligned} &\text{扩散参数 } Z = \frac{r^2}{4K_{//}t}, \\ &\text{调制参数 } H = \frac{Vr}{2K_{//}}, \\ &\text{对流空间参数 } Y = (2C-1)H, \\ &\text{对流时间参数 } X = Y(T)^{1/2}, \\ &\text{康普顿-盖丁因子 } C = \frac{1}{3}\left(2 - \frac{\partial \ln j}{\partial \ln R}\right), \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

这里 j 是粒子的微分强度. 函数 ϕ 被称为扩散对流函数. 当对流作用不甚强时，可按 Y 或 X 参数的幂级数展开，其系数为 Z 的广义超比函数所组成的级数，具体表达形式详见文献[1,2]. 在强度极大时，扩散参数满足[2]

$$\frac{2.5}{Z_m} + \left(\frac{H}{2Z_m}\right)^2 + \left(\frac{\partial \ln \phi}{\partial Z}\right)_{Z=Z_m} - \frac{\omega t_m}{2Z_m}\left(\frac{\sin\theta - \theta\cos\theta}{\theta\sin\theta}\right) = 1 + \frac{K_{//}}{K_\perp}[\theta_0^2 - (\omega t_m)^2], \tag{3}$$

$$\theta = \theta_0 + \omega t, \tag{4}$$

其中 θ_0 为源耀斑的初始磁方位角，ω 为太阳自转角速度. 解(3)式，求出 Z_m 代入(1)即得 J_m.

由于不同能量粒子的传播特性有差异，它们的时间变化不尽相同，事件的能谱也是随时间而变化的. 为确定起见这里只讨论强度时间变化的峰值 J_m 作为 E 或 R 的函数，对每个特定的事件来说，它是不变的. 对峰值谱进行传播改正就可得到发射谱 $\mathcal{N}$ 作为 E 或 R 的函数.

二、传播对能谱的影响

现在讨论传播引起的能谱变化. 设太阳上的发射谱是幂律谱，其指数为 γ_0，底数可以是刚度 R 或动能 E，即

$$\left.\begin{aligned} &\mathcal{N}(>R) = \mathcal{N}_0 R^{-(\gamma_R)_0} \\ &\mathcal{N}(>E) = \mathcal{N}_0 E^{-(\gamma_E)_0} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

或

刚度 R 以 GV 为单位，动能 E 以 MeV 为单位. 由于 X 参数增大时，函数 ϕ 可能会不收敛，只计算 $E > 20$ MeV 以上的能谱，并且限定计算的范围为 $X \leqslant 3.00$. $E \geqslant 100$MeV 的谱称为高能谱，$E < 100$MeV 则为低能谱.

总的说来，太阳风对流起着加快粒子传播的作用，使粒子强度降低. 衡量对流效应的无量纲参数是 Y，对一定能量的粒子来说，太阳风速越大，Y 值越大，对流效应越强，粒子强度就越低. 另一方面，在一定太阳风速条件下，粒子能量越低，扩散系数越小，对流作用也越强，强度也会降得更低[2]. 因而由于太阳风对流的作用，粒子的能谱就会变坦，尤其是低能段变坦更为显著. 图 1 画出在不同太阳风速条件下，在不同 θ_0 位置观测到的事件的刚度谱，计算时假设发射谱为幂律刚度谱，$(\gamma_R)_0 = 4.0$. 可以看到由于传播，观测谱不再是统一的幂律谱，尤其是远离日地联结磁力线 ($\theta_0 = 0^0$) 的事件，低能段变坦比靠近联结磁力线的事件更为明显.

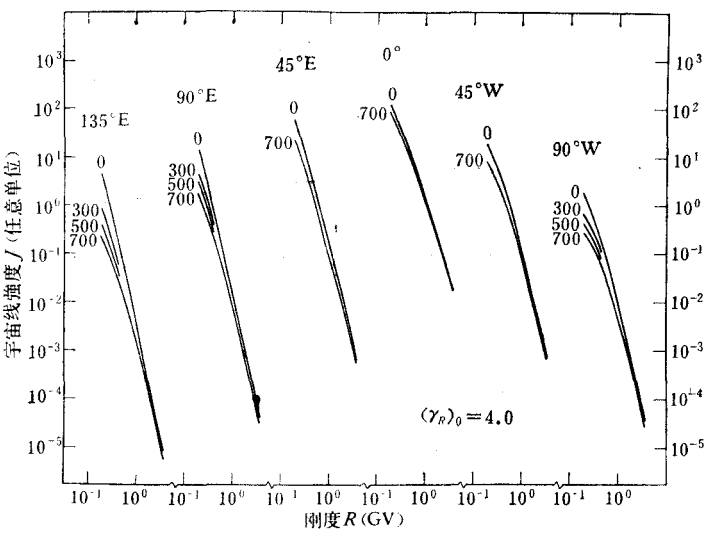


图 1　行星际传播对事件刚度谱的影响

从左到右表示从东到西几个不同位置观测到的事件的刚度谱. 每一位置的不同曲线表示不同太阳风速 (公里/秒)

以下进一步讨论传播时能谱的形式发生的变化. 宇宙线的谱通常有两种表达形式，即幂律谱或指数谱，谱的参数可以是动能或者刚度. 如果所观测的能量范围并不大，往往可以用几种不同的能谱形式来表达同一组观测数据. 计算表明，如发射谱是幂律谱，当对流作用较弱时(能谱的高能段或太阳风速不大时的低能段)用幂律谱表达观测谱比用指数谱更好. 但有时用指数谱表达比用幂律谱更好些. 图 2 左边的两组曲线举例说明这种情况. 取一比较平坦的发射谱，幂指数为 $(\gamma_R)_0 = 2.5$，发生在 $\theta_0 = 135^0$E 位置. 可以看到当太阳风速增大至 600 公里/秒以上时，低能观测谱用指数谱进行拟合的相关系数 ρ 比幂律谱要大. 在联结磁力线以西的事件也会出现用指数谱表达观测谱更好的情况. 因此在一定条件下，幂律型发射谱可以转化为指数型观测谱.

如果发射谱是指数为常数的动能幂律谱，动能观测谱也有类似于图 1 的曲线，即均有低能段变坦的现象. 但是如果把观测谱表达为刚度谱，由于动能谱换算成刚度谱时指

数变大，谱的低能端可能比高能端更陡，也可能仍比高能端坦．在一定条件下，高、低两能端的指数趋于接近，从而形成指数为常数的统一刚度幂律谱．这取决于粒子的传播条件，即源的位置 θ_0 和太阳风速 V．图 2 右边的三组曲线表示在不同位置的粒子源引起的事件刚度观测谱随太阳风速的变化，计算时取发射谱为动能谱，指数 $(\gamma_E)_0 = 3.0$．可以看到，在联结磁力线（$\theta_0 = 0^0$）附近，不论太阳风速有多大，低能刚度谱总是比高能谱陡．

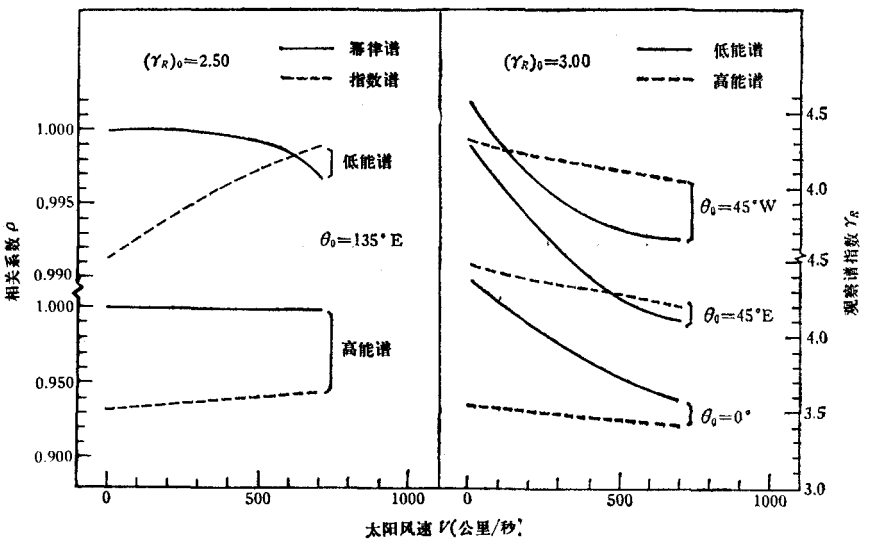


图 2 太阳宇宙线事件谱型的转化

左图：当观测谱表达为幂律或指数谱时，他们的相关系数 ρ 随太阳风速 V 的变化

右图：幂律观测谱指数 γ_R 随太阳风速 V 的变化

当太阳风速不甚大时，东边（45°E）耀斑引起的事件，也有类似的特性．但当太阳风速增大至 500 公里/秒左右时，高、低两能段的谱指数就趋于接近，随着就会出现低能趋坦现象．如果粒子源在联结磁力线以西区域(如 45°W)，情况就不相同．一般说来，除非在太阳风速极低时（实际上不会出现这种情况），低能谱往往比高能谱平坦．这种复杂的情况说明观测谱随源耀斑相对于联结磁力线的位置分布是东西不对称的．下面还要联系实际观测数据进一步讨论这个问题．

从这一节的讨论，可以清楚地看到太阳宇宙线事件的能谱随传播而发生变化．在一定条件下，幂律型发射谱可以转化为指数型观测谱；全能段统一的幂律动能发射谱也可能转化为统一的幂律刚度观测谱．

三、能谱的经度分布特性

现在讨论观测谱随源相对于联结磁力线的方位角（或称为磁经度）的变化．从公式(1)可以看出，强度随磁经度分布的宽度取决于平行与垂直扩散系数的比值．由于这个比值随能量而增大，能量越高，峰值的经度分布就显得窄些；相反，低能粒子的分布就要显得

宽些[2]，可以预料，事件的能谱将随磁经度增大而变陡，因为高能粒子强度随经度的衰减比低能粒子相对地快. 图 3 中的曲线是事件积分强度动能幂律谱指数的理论计算值，为了能与观测资料相比较，只画出低能部分的指数. 发射谱采用动能幂律谱的形式，谱指数为 $(\gamma_E)_0 = 3.5$ 和 2.0. 虚线和实线分别表示太阳风速 $V = 0$ (即扩散模型) 及 500 公里/秒两种情形. 观测谱的数据取自 Van Hollebeke 等的论文[4]，并用文献[2]中使用过的方法，对每个事件从地磁 K_p 指数推算太阳风速 V，从而求出 θ_0. 可以看到在联结磁力线以东 60° 范围内，谱指数随磁经度 θ_0 而增大，理论曲线与观测资料大体符合.

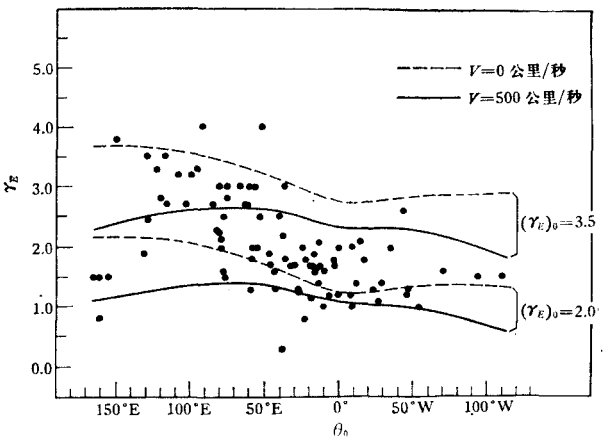


图 3　太阳宇宙线事件动能观测谱幂指数 γ_E 随源耀斑磁经度 θ_0 的变化

上下两组曲线分别表示发射谱指数 $(\gamma_E)_0$ 为 3.5 和 2.0. 虚线和实线分别表示太阳风速为 0 和 500 公里/秒. 实心圆点为观测数据

值得注意的是谱指数相对于联结磁力线的分布有明显的东西不对称性. 这可能是太阳共旋效应引起的. 当粒子离开太阳时，带着太阳自转速度而共旋. 因而东边的事件在传播过程中粒子群逐渐靠近联结磁力线，观测强度相应地增大；相反西边事件则远离联结磁力线，从而使观测强度降低. 粒子能量越低，传播时间越长，共旋效应也就越大. 因而西边事件的能谱就会比同样磁经度的东边事件来得平坦些，尤其是考虑太阳风对流效应后，更加强了这种不对称性，甚至西边事件的能谱指数有随其偏离联结磁力线而逐渐下降的趋势. 图 3 的观测资料证实了这一点. 要说明的是 Van Hollebeke 等[4]原来并未注意到这种不对称性，因为作者们用的是耀斑的日面经度. 这里按事件逐个化为磁经度后，这种东西不对称性就显示出来了. 从 Conlon 等[5]最近发表的多卫星观测资料看，也能看出有这种东西不对称性存在.

在 60°E 以外，尤其是 100°E 以外，观测资料相当分散. 从理论曲线看太阳风速的影响是相当大的. 资料的分散度在太阳风速变化范围之内. 如取发射谱指数为 1.75 至 3.25 之间则可能把绝大多数观测数据包括在内. 要说明的是有的作者认为从观测数据看能谱的磁经度变化并不大[6]. 因此图 3 中表现出来的边缘事件理论曲线与实际观测的差异，究竟是观测事件的选取问题，还是模型上的缺陷，这个问题有待于进一步研究.

表 1　第 20 太阳活动周相对论性太阳质子事件

事件 年 月 日	θ_0 (度)	V (公里/秒)	能段	观测谱	发射谱	
				积分强度 $J(>R)$ (厘米^2·秒·立弧)$^{-1}$	积分粒子数 $\mathcal{N}(>R)$ 或 $\mathcal{N}(>E)$	
					扩散模型	扩散对流模型
1957 1 28	−83	490	高能	$1.60\ R^{-4.0}$	$5.63\ 10^{40}\ E^{-2.63}$	$3.12\ 10^{41}\ E^{-2.82}$
			低能	$0.943\ R^{-3.5}$	$6.44\ 10^{39}\ E^{-2.42}$	$3.03\ 10^{41}\ E^{-3.06}$
1968 11 18	−28	538	高能	$1.25\ R^{-4.0}$	$8.24\ 10^{39}\ E^{-2.92}$	$1.67\ 10^{40}\ E^{-3.00}$
			低能	$1.35\ R^{-4.0}$	$3.24\ 10^{39}\ E^{-2.76}$	$2.91\ 10^{40}\ E^{-3.16}$
1969 2 25	38	440	高能	$1.00\ R^{-3.5}$	$2.71\ 10^{32}\ R^{-3.42}$	$3.26\ 10^{32}\ R^{-3.51}$
			低能	$4.87\ R^{-1.5}$	$8.95\ 10^{32}\ R^{-2.22}$	$8.65\ 10^{32}\ R^{-2.40}$
1969 3 30	−46	516	高能	$0.260\ R^{-3.0}$	$1.65\ 10^{32}\ R^{-2.96}$	$2.08\ 10^{32}\ R^{-3.07}$
			低能	$2.91\ R^{-1.1}$	$8.20\ 10^{32}\ R^{-2.37}$	$7.79\ 10^{32}\ R^{-2.65}$
1969 11 02	−24	499	高能	$0.121\ R^{-7.5}$	$1.65\ 10^{31}\ R^{-7.79}$	$2.34\ 10^{31}\ R^{-7.97}$
			低能	$3.78\ R^{-3.7}$	$2.69\ 10^{32}\ R^{-5.12}$	$2.15\ 10^{32}\ R^{-5.74}$
1971 1 24	21	490	高能	$1.33\ R^{-4.0}$	$6.33\ 10^{39}\ E^{-2.98}$	$1.07\ 10^{40}\ E^{-3.04}$
			低能	$0.884\ R^{-4.3}$	$1.56\ 10^{39}\ E^{-2.77}$	$9.48\ 10^{39}\ E^{-3.10}$
1971 9 01	−53	490	高能	$1.11\ R^{-4.5}$	$1.12\ 10^{33}\ R^{-4.40}$	$1.63\ 10^{33}\ R^{-4.58}$
			低能	$4.40\ R^{-2.5}$	$1.91\ 10^{33}\ R^{-3.75}$	$1.58\ 10^{33}\ R^{-4.44}$
1972 8 04	52	752	高能	$0.929\ R^{-7.0}$	$5.89\ 10^{32}\ R^{-6.73}$	$1.32\ 10^{33}\ R^{-7.12}$
			低能	$6.56\ 10^{4}$ $\exp(-R/0.16)$	$4.45\ 10^{37}$ $\exp(-R/0.167)$	$3.36\ 10^{37}$ $\exp(-R/0.211)$

注：高能段：$E \geqslant 100$ MeV. 低能段：$100 > E \geqslant 20$ MeV.

四、第 20 周质子事件的发射谱

现在试从观测谱推求事件的发射谱，即从已知的观测能谱 J 反推发射谱 $\mathcal{N}$ 作为 R 或 E 的函数. Lockwood 等[7]已求出第 20 周记录到的 8 个相对论质子事件峰值的刚度谱. 其中 1967 年 1 月 28 日，1969 年 3 月 30 日和 1971 年 9 月 1 日三个西边背面事件未观测到光学耀斑，但从相对论事件 (GLE 事件) 的传播特性，可以估计出质子耀斑的位置[8—10]. 有关的数据均列于表 1.

对表 1 中的事件进行传播改正，即可求出发射谱. 这里考虑两种形式，其一是发射粒子数作为动能或刚度的函数，

$$\mathcal{N}(>R \text{ 或 } E) \approx f(R \text{ 或 } E). \tag{6}$$

另一种是求粒子数与速度的乘积谱，即"速度相关谱"

$$\mathcal{N}_v(>R \text{ 或 } E) \approx f(R \text{ 或 } E). \tag{7}$$

在方程式(2)中的常数 C 中包括微分刚度谱的指数，它是作为常数来处理的，但实际上在传播过程中是变化的. 由于在事件的上升期太阳风对流只对传播起修正影响，C 中谱指数的取值对传播改正影响并不大. 在具体计算过程中，C 值是逐步修正的. 开始取观测值，求出发射谱的第一级近似，然后与观测值取平均，再代入 C 求出发射谱的第二级近似. 如此反复多次至发射谱指数的相对修正量小于 0.001 为止. 一般经过三至四次修正就可达到这个要求. 表 2 列出 1967 年 1 月 28 日事件计算的结果作为例子. 以上几节的计算也是这样进行的.

表 2　常数 C 中谱指数取值对计算发射谱的影响

逼近次数	高能谱指数		低能谱指数	
	取用值	发射谱	取用值	发射谱
1	4.000	3.814	3.500	4.884
2	3.907	3.810	4.192	5.064
3	3.905	3.810	4.283	5.058
4	3.905	3.810	4.279	5.058

计算的部分结果已扼要地发表于文献[1]中(该文计算 C 值时能谱指数用了积分谱指数，这里已改正为微分谱指数，但对结果影响是不大的). 图 4 画出全部计算的结果. 其中除去 1972 年 8 月 4 日这个著名事件的低能发射谱更接近于指数谱外，这个事件受磁爆冲击波的影响很大，并非本文讨论的范围. 其他事件的高、低能谱均接近于幂律谱. 从图 4 选出一些高、低能发射谱参数比较接近的谱列于表 1 之中，为了便于比较太阳风对流的影响，表中也列出用扩散模型，即在(1)式中令 $V = 0$ 进行传播改正所得的结果. 可以看到：一般说来，用扩散对流模型得到的发射谱比扩散模型好，高低两能段的谱参数比较接近，尤其是 1967 年 1 月 28 日和 1971 年 9 月 1 日这两个太阳背面的事件传播改正的效果特别明显.

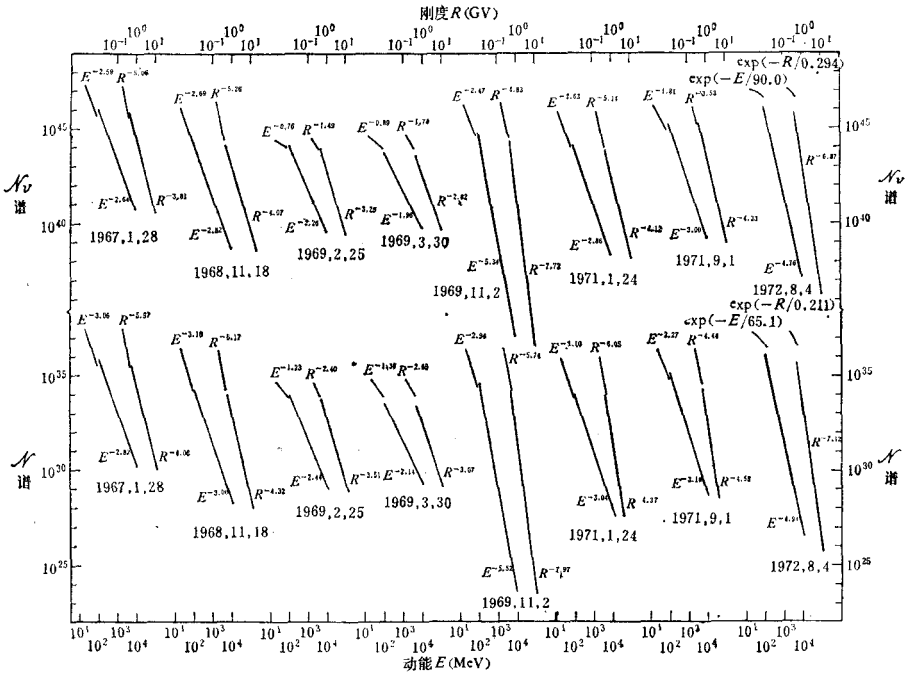


图 4 第 20 个太阳活动周相对论质子事件的发射谱

上半部为速度相关粒子数（$\mathcal{N}v$）谱 下半部为粒子数（$\mathcal{N}$）谱

图 4 和表 1 的结果表明，有几个事件的发射谱非常相似：全能段都可用统一的动能幂律谱来表示，无论是粒子数 $\mathcal{N}$ 谱还是速度相关谱 $\mathcal{N}v$，它们的高低两能段的幂指数都相当接近. 其中 1968 年 11 月 18 日和 1971 年 1 月 24 日这两个事件的源耀斑比较靠近日地联结磁力线，传播条件相差不多. 它们的相对论能量的粒子的传播特性非常相似[11,12]，观测谱很接近，发射谱也很接近，因此可能是在性质相近的活动区中被加速出来的. 要注意的是尽管观测谱接近于或等于全能段指数统一的刚度幂律谱，但发射谱则接近于统一的动能幂律谱. 1967 年 1 月 28 日事件发生在太阳西边缘背后区域，观测谱有明显低能变坦现象. 用扩散模型改正，谱指数是接近了，但强度参数（$\mathcal{N}_0$）相差一个量级. 而用扩散对流模型改正，$\mathcal{N}_0$ 和 γ_E 都非常接近. 它与上述两个事件可能同属于一种类型，即发射谱是统一的动能谱. 而它们的观测谱不完全相同，这正是第二节中讨论过的谱型转化所造成的. 有趣的是这几个事件的发射谱，不仅每个事件高低能段的谱非常接近，而且它们之间谱指数也非常接近. 谱指数的平均值是

观测谱：$\gamma_R = 3.97 \pm 0.24$.

发射谱：扩散模型 $(\gamma_E)_0 = 2.75 \pm 0.19$，

扩散对流模型 $(\gamma_E)_0 = 3.03 \pm 0.11$.

这些事件很可能是同一种加速机制产生的.

但是并非所有的事件都能用上述统一的动能幂律谱来表达它们的发射谱. 除上述三个事件外，其他的事件经过传播改正后的发射谱都仍有低能趋坦现象，无论是动能谱还是刚度谱都是这样. 但是可以看到，改正后两个能段的指数都比改正前接近，并且刚度谱的

差别比动能谱小，粒子数 $\mathcal{N}$ 谱比速度相关 $\mathcal{N}v$ 谱的差别小．这些事件中，发生在太阳背面的 1971 年 9 月 1 日事件又是一个典型的例子．高低能段观测谱指数分别为 4.5 和 2.5，经传播改正后的发射谱指数分别为 4.58 和 4.44，象是统一的刚度幂律谱．另外，1969 年 2 月 25 月和 3 月 30 日这一对事件，其传播条件、谱型及强度都非常相像，可能也是相似的加速机制所引起的．至于它们以及其余事件中的发射谱中的低能变坦现象可能是别的行星际结构(如扇形边界、冲击波等)影响传播所引起的，自然也并不排斥太阳本身的因素在内．这些都有待于进一步研究．

五、结　　语

本文据根太阳宇宙线在均匀、无限介质中各向异性扩散对流方程的量纲分析解，利用 Jokipii-Coleman 定出的扩散系数，讨论了行星际传播对事件能谱的影响，并且试求了几个相对论事件的发射谱．可以看到传播对能谱是有相当影响的．研究加速机制时必须对观测谱进行传播改正，消除传播引起的能谱变化．如果简单地把观测谱当作发射谱来研究，则有可能在理论上作出不确当的结论．

作者感谢中国空间技术研究院计算站的同志们在数值计算方面的帮助．

后记：本文初稿完成后，得知 Forman 等[13]重新估算的 $K_\perp$ 值比 Jokipii-Coleman[3] 的系数约小 5 倍．但是 Hedgecock[14] 的结果则表明，行星际磁场零频率的功率谱，因而 $K_\perp$ 值比 Forman 等的值大一个量级以上．由此看来行星际横向扩散仍是不可忽略的，Jokipii-Coleman 原来估算的值似仍是合理的中间值[15]．另外本文并未考虑日冕传播效应，但就强度变化而言，行星际横向扩散与日冕传播是可以等效的[16]．因此用本文的方法求出发射谱仍是合理的．

参　考　文　献

[1] 章公亮，中国科学，**8**，818，1979.
[2] 章公亮，高能物理与核物理，**2**，386，1978.
[3] Jokipii, J. R. and Coleman, P. J., Jr., *J. Geophys. Res.*, **73**, 5494, 1968.
[4] Van Hollebeke, M. A. I., Ma Sung, L. S. and McDonald, F. B., *Solar Phys.*, **41**, 189, 1975.
[5] Conlon, T. F., McDonald, F. B., Van Hollebeke, M. A. I. and Trainor, J. H., *Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Confer.*, **5**, 152, 1979.
[6] Perron, C., Domingo, V., Reinhard, R. and Wenzel, K. P., *J. Geophys. Res.* **83**, 2017, 1978.
[7] Lockwood, J. A., Webber, W. R. and Hsieh, L., *J. Geophys. Res.*, **79**, 4149, 1974.
[8] Lockwood, J. A., *J. Geophys. Res.* **73**, 4247, 1968.
[9] Bukata, R. P. et al., *Solar Phys.*, **14**, 419, 1970.
[10] Duggal, S. P. and Pomerantz, M. A., UAG Report, **24**, 389, 1972.
[11] Duggal, S. P. and Pomerantz, M. A., *Solar Phys.*, **19**, 234, 1971.
[12] Pomerantz, M. A. and Duggal, S. P., UAG Report, **24**, 171, 1972.
[13] Forman, M. A., Jokipii, J. R. and Owens, A. J., *Astrophys. J.*, **192**, 535, 1974.
[14] Hedgecock, P. C., *Solar Phys.*, **42**, 497, 1975.
[15] 章公亮，科学通报，**13**，598，1980.
[16] Wibberenz, G., Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf. **14**, 234, 1979.

PROPAGATION EFFECTS OF SOLAR COSMIC RAYS (II) ——PROPAGATION CORRECTION OF PEAK SPECTRUM

Zhang Gong-liang

(Institute of Space Physics, Academia Sinica)

Abstract

The influence of interplaneatry propagation upon the peak spectrum of the solar cosmic say events are discussed in terms of the dimensional solution for the propagation equation with emphasis on the importance of the propagation correction of spectrum. Solar wind convection is one of the probable causes of flattening in low energy spectrum. Under certain conditions, an injected power-law spectrum may change into an observed exponential one, and a kinetic energy spectrum into a rigidity one. The power index of spectrum increases with the magnetic azimuth of source flares, the distribution of which shows a marked east-west asymmetry. Furthermore, the injection spectrum of the relativistic events observed during the 20th solar cycle are evaluated through a correction for the propagation effect, some of the deduced injection spectra may be expressed as a power law with a unitary index, while others are still flattened in the low energy range.