

太阳宇宙线的传播效应

章公亮

(西安空间物理研究所)

摘 要

应用电子计算机计算了太阳宇宙线在均匀并无限的行星际介质中传播的各向异性扩散对流方程的量纲分析解。本文介绍利用 Jokipii 扩散系数计算的结果,只讨论太阳风对流对太阳宇宙线事件上升至极大时间及峰强度的影响,并且考虑了太阳共旋效应。模型很好地说明事件传播特性随其源耀斑相对于过地球的行星际磁力线的太阳经度的变化,上升时间的理论曲线很符合于自相对论能量至大约 30 MeV 的中能事件的观测结果。

引 言

太阳质子事件对空间飞行体有一定的损伤作用,为保证宇航任务的安全运行,要对太阳质子事件进行预报。在预报工作中有一个值得注意的问题是如何定量预报质子事件强度?要解决这个问题,必须弄清楚影响质子事件强度的各种因素。从空间物理的角度看,尤其是要弄清楚太阳质子在行星际空间的传播效应。因为太阳质子在传播过程中,强度变化最大可达 2—3 个量级,只有从观测资料中消去这种由传播引起的强度变化,推算出太阳上发射的初始强度及能谱,才能更好地与太阳活动因素进行相关统计,从而制定出较为可靠的强度预报方法。我们研究太阳宇宙线(包括质子及其他粒子)的传播效应的目的就是要为质子事件预报研究出一种比较可靠的传播改正方法。这个问题在文献中是没有很好解决的。

太阳宇宙线在行星际空间传播时,一方面由于受到行星际不规则磁场的作用,轨道发生随机变化而形成扩散运动;另一方面携带着磁场的太阳风向外作膨胀运动时又带动太阳宇宙线发生对流运动。这两种物理过程使太阳宇宙线的成份、强度及能谱在传播时都会发生变化。粒子在行星际空间的扩散系数随能量而增大,因而讨论高能粒子传播可只考虑扩散效应,但讨论低能粒子的传播必须考虑太阳风对流效应。行星际空间又存在大尺度的螺旋状磁场,平行及垂直于磁力线的扩散系数是不相同的,因而实际的扩散过程是各向异性的。在行星际空间的条件下要严格解出传播方程是困难的。只能对行星际磁场及扩散系数的空间分布作某些简化,才能求出解析解。在讨论高能粒子的传播模型中,理论与实际符合比较好的一种是均匀有限介质中各向异性扩散传播(称为 ADB 模型)^[1]。我们用

它来进行传播改正并与太阳射电进行相关统计已有初步结果^[2]。因此有必要把这个工作向低能方面扩展,以建立从高能到低能的统一改正方案。低能太阳宇宙线传播模型,较常用的是一种扩散系数随离太阳距离成比例增长的模型^[4,6]。它可以很好地解释衰减期的现象,但原作者认为难以解释上升期的现象,因而不能用来作为统一改正的模型。近来,有人求解了均匀有限介质中各向异性扩散对流方程,它是上述高能粒子传播方程向低能方面的推广,理论与实测符合也比较好^[9]。我们拟采用它来作为统一的传播改正模型。但是原作者引入了库伦波函数,要用边界条件定本征值,上升期级数收敛得很慢,计算起来很不方便,也难以求出上升期的渐近解^[1],需要我们另行设法求解。

我们在实践中找到了用量纲分析法求解太阳宇宙线传播方程的方法,从而解出了在均匀无限介质中各向异性扩散对流方程^[1]。得到的解适用于太阳宇宙线上升期,它的形式类似于扩散方程的解,太阳风对流只是对扩散起修正作用,解的物理概念比较清楚,计算起来也比较方便。这篇报告就是根据我们求出的解,用电子计算机计算的结果,讨论了从相对论能量到几十兆电子伏特的太阳质子在行星际空间的传播特性,其中包括对流对传播的影响,极大延迟时间及强度峰值的日面经度分布等。

一、基本模型及解

由于行星际螺旋场的几何位形比较复杂,只有在个别特例下能求出解析解。我们在这里,和资料 [3][9] 一样,只考虑行星际磁场沿径向矢量 r 方向这种简化模型,在具体计算耀斑相对于过地球行星际磁力线的位置时再考虑螺旋场。基本假定是:

1. 行星际空间磁场及太阳风均是径向场,沿矢量 r 方向。
2. 介质是均匀的。即太阳风速 V , 平行扩散系数 K_{\parallel} 以及垂直于磁场的方位角扩散系数 K_{\perp} 均为常数:

$$\left. \begin{aligned} V, K_{\parallel}, K_{\perp} &= \text{常数}, \\ K_{\perp} &= K_{\theta} r^2. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

在此条件下,传播方程是^[3]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[K_{\perp} \sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[K_{\parallel} r^2 \frac{\partial U}{\partial r} \right] - \frac{\partial U}{\partial t} \\ = V \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{2CV}{r} U, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 r 是观测点离太阳中心的距离, θ 是观测点相对于太阳耀斑的方位角, U 是宇宙线粒子的数密度, C 是与能谱有关的常数:

$$C = \frac{1}{3} (2 + \gamma), \quad (3)$$

γ 是动量谱的幂指数。

为简化起见,取太阳半径为 r_0 , 初始条件为在 $t = 0$ 时,在太阳上 $r = r_0, \theta = 0$ 处有一 δ 函数脉冲发射:

$$U(r, \theta, t = 0) = \frac{\mathcal{N}}{4\pi r^2} \delta(r - r_0) \delta(\theta), \quad (4)$$

\mathcal{N} 是粒子总数, 当观测点远离太阳时, $r_0 \ll r$, 可取 $r_0 \rightarrow 0$ 近似。

另外, 我们只讨论上升期渐近解, 不必考虑边界效应, 也就是求解在无限介质中的传播方程。

(2)式对空间座标分离变量, 令

$$U(r, \theta, t) = \Theta(\theta, t)R(r, t), \quad (5)$$

Θ 和 R 分别满足方程及初始条件:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(K_{\theta} \sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) - \frac{\partial \Theta}{\partial t} &= 0, \\ \Theta(\theta, t=0) &= \delta(\theta), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(K_{\parallel} r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) - \frac{\partial R}{\partial t} &= V \frac{\partial R}{\partial t} + \frac{2cV}{r} R, \\ R(r, t=0) &= \frac{\mathcal{N}}{4\pi r^2} \delta(r). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Θ 的方程不受对流影响, 与 ADB 模型完全相同, 因而上升期渐近解为^[3]:

$$\Theta = \left(\frac{\theta}{\sin \theta} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{4K_{\theta} t} \exp\left(-\frac{\theta^2}{4K_{\theta} t}\right). \quad (8)$$

R 的方程包括扩散及对流两种效应, 在上升期, 扩散效应起主导作用, (7)式的解具有类似于扩散方程解的形式。我们引入无量纲参数:

$$\left. \begin{aligned} Z &= \frac{r^2}{4K_{\parallel} t}, \quad (\text{扩散参数}) \\ X &= (2C-1)V \left(\frac{t}{K_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{对流时间参数}) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

求得方程式(7)的解为^[1]:

$$R = \frac{\mathcal{N}}{(4\pi r^2)^{3/2}} Z^{3/2} \exp\left(-\frac{(r-Vt)^2}{4K_{\parallel} t}\right) \phi(X, Z) \quad (10)$$

我们称 ϕ 为扩散对流函数。当 $V=0$ 时 $\phi=1$ 。因此如不存在对流效应, 无量纲粒子数 $r^3 R$ 就是扩散参数 Z 的单变量函数。当存在对流效应时, 如不考虑 ϕ , 则解就象一个以太阳风速 V 向外运动的扩散源引起的扩散。对流时间参数 X 是一个衡量对流效应与扩散效应谁占优势的物理量, 当太阳风速 V 和时间 t 比较小, 或平行扩散系数 K_{\parallel} 比较大 (相当粒子能量较高) 时, X 的值比较小, 扩散起主导作用。相反, 当太阳风速较大, 时间 t 较长, 或平行扩散系数 K_{\parallel} 比较小 (相当于粒子能量较低) 时, X 的值就变得很大, 这时对流就起主导作用。在前一种情形, 对流只是对扩散过程起些修正影响, 扩散对流函数 ϕ 可按 X 的幂级数展开:

$$\phi(X, Z) = \sum_{l=0}^{\infty} X^l F(l, Z), \quad (11)$$

$F(l, Z)$ 可称为第 l 级对流修正函数。把(10), (11)式代入(7)式就不难求^[1]:

$$F(l, Z) = \sum_{m=0}^l A(n) a(n, m) Z^{\frac{m}{2}}.$$

$$\left[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{n+m}{2}\right)_k}{\left(\frac{m+1}{2}\right)_k \left(\frac{m+2}{2}\right)_k} S(n, m, k) Z^k \right], \quad (12)$$

其中

$$\begin{cases} a(n, m) = \frac{\left(\frac{n}{2}\right)_m}{(m+1)!}, & n \neq 0 \\ a(0, m) = \frac{2(m-1)!}{(m+1)!}, & m \neq 0 \end{cases}$$

$$n = l - m,$$

$$(b)_k = b(b+1) \cdots (b+k-1),$$

$$S(n, m, k) = \sum_{k_1=0}^k \frac{S(n, m-1, k_1)}{\left(\frac{n}{2} + m - 1 + k_1\right) \left(\frac{m}{2} + k_1\right)},$$

$$S(n, 0, k) = S(0, 1, k) = 1.$$

由初始条件可以导出系数 $A(l)$ 的递推公式:

$$A(0) = 1,$$

$$\sum_{m=0}^{l-1} \frac{A(m)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \left(\frac{1}{2}\right)^m S(n, m, \infty) + A(0) \left(\frac{1}{2}\right)^{l-1} S(0, l, \infty) = 0,$$

$\Gamma(x)$ 是伽偶函数, $n = l - m$.

因而方程式(2)的解可以写成:

$$U = \frac{\mathcal{N}}{(4\pi r^2)^{3/2}} \frac{K_{\parallel}}{K_{\perp}} \left(\frac{\theta}{\sin \theta}\right)^{\frac{1}{2}} Z^{5/2}$$

$$\times \exp\left[-z \left(1 + \frac{K_{\parallel}}{K_{\perp}} \theta^2\right)\right] \exp\left[H - \frac{H^2}{4Z}\right] \phi(X, Z), \quad (13)$$

其中 H 是研究宇宙线调制问题时常用的被称为“调制参数”的无量纲参数:

$$H = \frac{Vr}{2K_{\parallel}}.$$

(13)式中最后两项是对流的影响,其余各项与各向异性扩散方程的解完全一样.

二、对流对传播的影响

在这一节里,我们用无量纲参数的形式,扼要地讨论对流对传播的影响.我们要解决的实际问题是对太阳宇宙线强度进行传播改正,关心的是强度峰值. (13)式对时间 t 求微商,可以求出极大时间 t 满足的方程式:

$$2.5T + \frac{1}{4} H^2 T^2 + \frac{\partial \phi(Y, Z)}{\partial Z} = 1 + R_s, \quad (14)$$

其中 T 是无量纲时间,

$$T = Z^{-1}, \quad R_s = \frac{K_{\parallel}}{K_{\perp}} \theta^2.$$

这里我们把 ϕ 的变元 X 换为与时间 t 无关的对流空间参数 Y :

$$Y = (2C - 1)H = XZ^{-\frac{1}{2}}.$$

图 1 是不同能量粒子的 Y 参数随太阳风速而增大的曲线。扩散系数是根据行星际磁场功参谱测定的^[5], 计算时取动量谱指数 $\gamma = 4$ 。

求极大时间的问题, 就是给定 H, Y 及 R_s 值。对方程或 (14) 作为 T 的函数求根的问题。把求出的根 T_m , 代入 (13) 式就得到强度峰值 U_m 。

先讨论耀斑发生在过观测点的行星际磁力线上的情形, 即 $\theta = 0$ 或 $R_s = 0$ 。图 2(a) 是对流对极大时间 T_m 的影响, 可以看到。太阳风对流加快了粒子的传播, Y 参数越大, 极大时间就变小, 也就是强度峰提前出现。图 2(b) 是对流对峰值 U_m 的影响, 画的是 U_m 与扩散方程解出的峰值 U_D 之比, 以比较对流对扩散的影响。可以看到

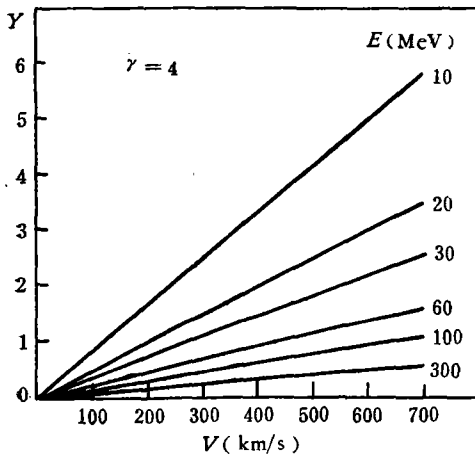


图 1 Y 参数随太阳风速 V 的变化

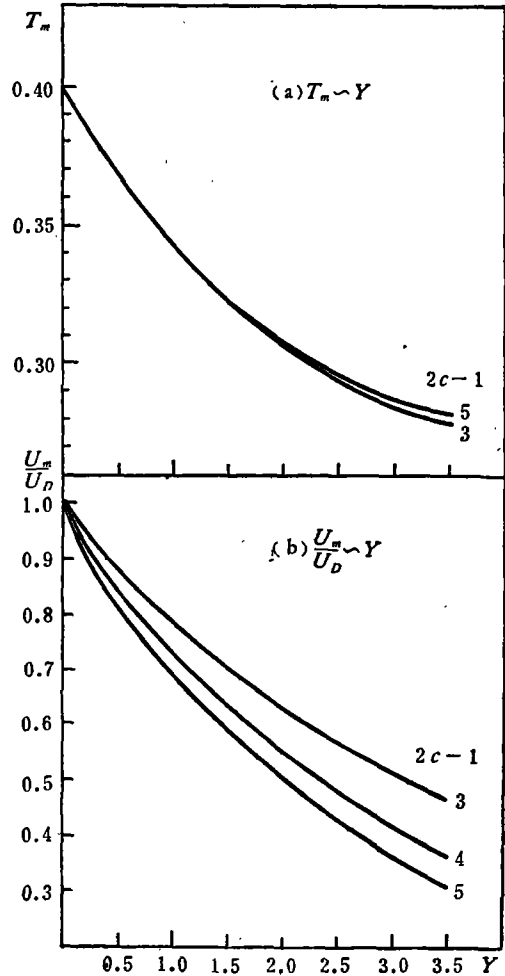


图 2 太阳风对流对上升时间及强度峰值的影响

对流的影响是使粒子强度峰值降低, 这是因为太阳风带走了一部分粒子, 因而粒子强度要比纯扩散传播时低。从图还可以看出, 能谱指数对极大时间的影响并不大, 但是能谱越陡, 对流对峰值影响就要大些, 这是因为方程式 (2) 中包括太阳风绝热膨胀引起的粒子减速, 能谱越陡, 密度也就变得更小, 因而使峰值降得更低。

图 3 是 $\theta \neq 0$ 即 $R_s \neq 0$ 的情形。可以看出, 不存在对流时 ($Y = 0$), 上升时间 T_m 随 R_s 即随 θ^2 而线性增大。对流效应增强时, $T_m \sim R_s$ 曲线就越偏离扩散方程的解, 因而一般说来, 低能粒子的极大时间并不与 θ^2 成线性关系。从图还可以看到, 随着 Y 参数的

增大,曲线变得越来越平坦,也就是说由于太阳风对流的影响,使低能粒子传播的经度各向异性变得越来越小.图上只画出 $2C-1=5$ 的情形,改变 H 值.很容易得到 $(2C-1)$ 等于其他值的情形.另外 $U_m \sim R_s$ 曲线也很容易求出,为简便起见,不再进一步讨论了.

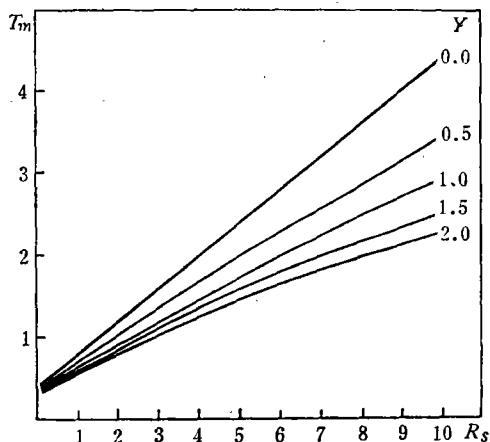


图3 太阳风对流对上升时间的影响

三、磁经度分布

现在我们联系实际观测资料讨论太阳宇宙线极大时间及强度峰值随磁经度的分布.

在解方程时,为了能求出解析解,我们采用了径向场的简化模型.但行星际空间的磁场实际上是接近于螺旋线状的(图4).为了使计算能接近实际情况,我们和资料[3],[9]中常用的方法一样,把方位角 θ 计算为耀斑相对于过观测点的螺旋磁力线在太阳表面交点的夹角.现在把坐标转到观测系统,并称过耀斑位置的磁力线为源磁力线,并约定过观测点的磁力线为零磁力线,它与太阳表面交点作为计算磁经度的起点,太阳上任一点与零磁力线的夹角称为该点的磁经度,向东为正.根据资料[3]的讨论,太阳—观测点联线的磁经度 θ_m 是:

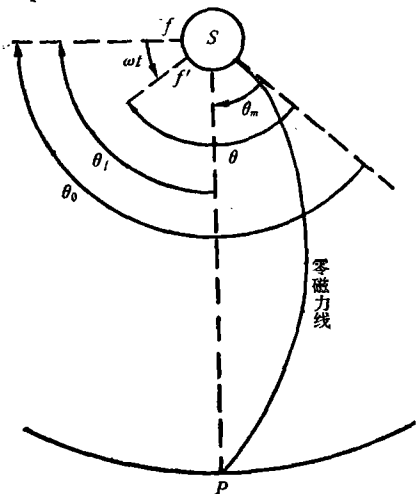


图4 耀斑位置示意图

$$\theta_m = \frac{32900}{V} r(^{\circ}), \quad (15)$$

其中 r 是观测点离太阳距离(天文单位), V 是太阳风速,可用观测点的直接测量值,或根据地磁

K_p 指数的统计关系推算出来:

$$V = (330 \pm 17) + (8.44 \pm 0.74) K_p \text{ km/s}. \quad (16)$$

设在 $t = 0$ 时,太阳上 f 处发生一质子耀斑,其日面位置是 θ_f , 则源的磁经度 θ 是

$$\theta = \theta_0 = \theta_f + \theta_m. \tag{17}$$

研究相对论粒子的传播,用上式计算 θ 就足够了^[3]. 但讨论低能粒子传播,我们认为必须考虑太阳旋转效应,因为在观测系统内源的磁经度是随太阳旋转而变化的. 如 ω 是太阳自转角速度,则在时间 t , 源的位置转到 f' , 相应的磁经度是

$$\theta = \theta_0 - \omega t. \tag{18}$$

应用公式(13)计算粒子强度变化时,应该用公式(18)中的值. 与此相应,求极大值的方程(14)变为:

$$\begin{aligned} 2.5T + \left(\frac{HT}{2}\right)^2 + \frac{\partial \ln \phi}{\partial Z} + \frac{\omega t T}{2} \left(\frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{\theta \sin \theta}\right) \\ = 1 + \frac{K_{\parallel}}{K_{\perp}} (\theta_0^2 - (\omega t)^2), \end{aligned} \tag{19}$$

式中 θ_0 及 θ 分别是 $t = 0$ 及 $t = t$ 时源的磁经度.

我们用公式(19)计算了在不同的 γ 及 V 值时极大时间 t_m 随源初始磁经度的变化. 扩散系数仍根据资料[5]中的公式. 图 5—9 画出的是 $\gamma = 4, V = 400\text{km/s}$ 的情形(实线).

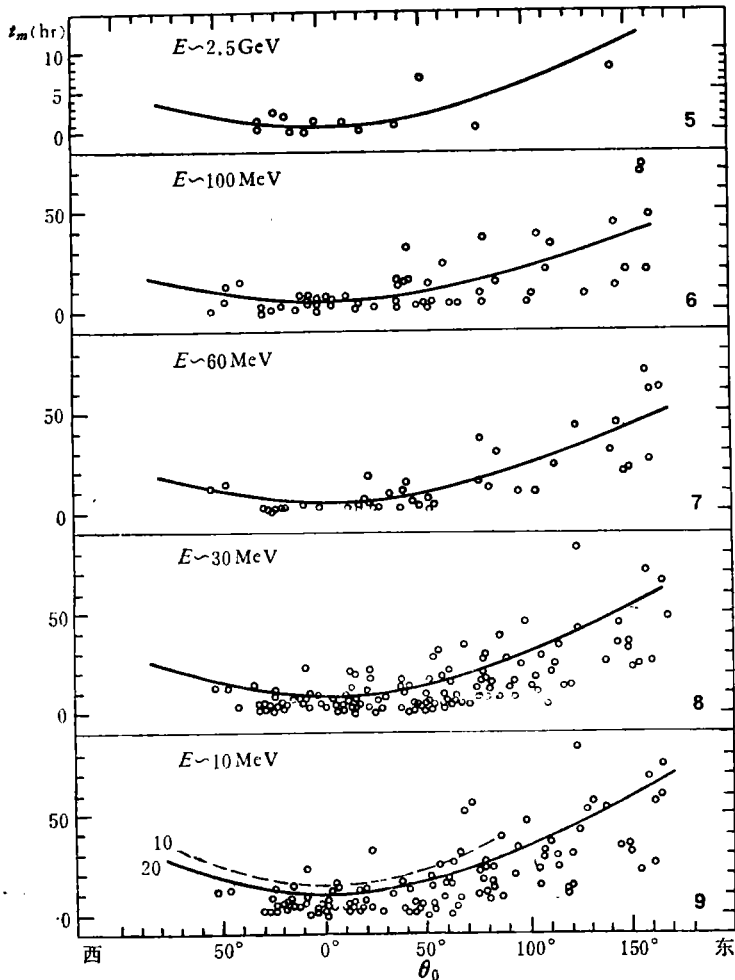


图 5—9 极大时间 t_m 随磁经度的分布

点是实测资料,共分五个能档;相对论事件 ($E \geq 2.5 \text{ GeV}$), 亚相对论事件 ($E \geq 100 \text{ MeV}$), 中低能事件 ($E \geq 60, 30, 10 \text{ MeV}$). 资料来源是: 太阳粒子事件目录^[10], 太阳地球物理资料^[11], 以及有关资料 [3,7]. θ_0 按公式 (15) — (17) 计算.

从图可以看到,除了低能事件外,理论曲线与实测资料的符合是相当好的,在磁经度较大时,极大时间似乎并不随 θ^2 而变,而随 θ 增大. 30 MeV 以下低能事件理论曲线偏高,这可能是因为粒子受到绝热膨胀减速作用,实际能量高于观测点测量值. 10 MeV 粒子因 θ_0 , 即 t_m 增大时,解可能不收敛,只计算一小段.

图 10 及 11 是强度峰相对值随源的初始磁经度 θ_0 的分布. 如果观测者随太阳而旋转,则观测到的强度峰值极大位置在零磁力线,并且分布是东西对称的. 但在静止的观测者看来,在零磁力线上的质子耀斑引起的质子事件并不是最强的,而是位置稍为偏东,而在强度达到峰值时,源位置恰好转到零磁力线上的那些耀斑才引起最强的质子事件 [严格说来要由 (19) 式来决定]. 因此可以观测到强度峰值分布极大位置向东移动. 另外,东边的耀斑随太阳旋转而靠近零磁力线,因而使强度峰值随源初始磁经度的分布变坦,而西边耀斑随太阳旋转而偏离零磁力线,因而使强度分布变陡,这就出现了磁经度分布的东西不对称现象. 最后,还可以看到,由于 K_{\parallel}/K_{\perp} 比值随能量而减小,粒子能量越低,横向扩散越趋重要,强度分布也就变宽,这就是为什么低能粒子的强度日面位置分布不对称性不如高能粒子那么显著的原因.

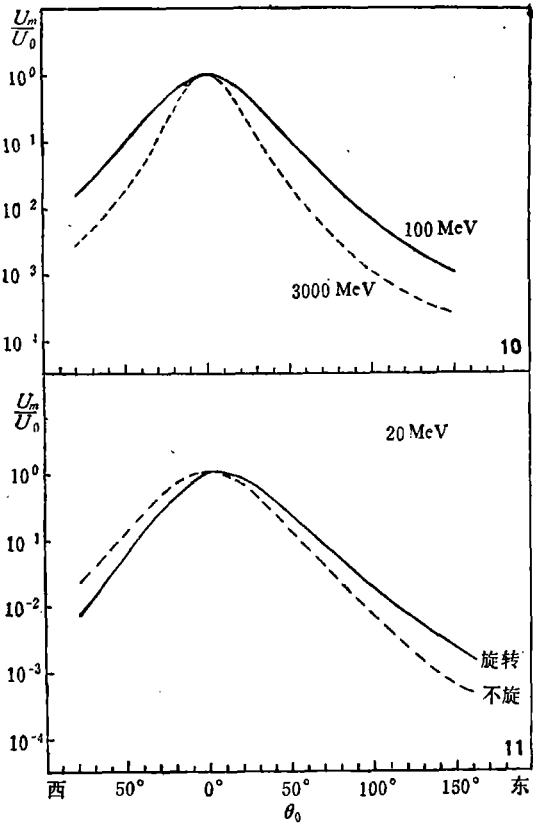


图 10、11 强度峰相对值随磁经度分布

四、结 束 语

我们用电子计算机计算的结果,讨论了太阳宇宙线在行星际空间传播的某些特性,并与实际观测资料进行比较. 结果表明,理论曲线与实际观测一般符合得比较好. 这说明,我们采用的简化模型,基本上可以概括太阳宇宙线上升期的主要传播特性. 为了要求出传播改正用的强度—经度改正曲线,还必须根据传播模型,用最小二乘法,从极大时间~源磁经度的资料中,求出最合理的扩散系数,从而求出强度峰值~经度分布曲线. 另外解也有待于扩展到 10 MeV 的粒子. 这有待于我们进一步进行工作.

本工作的计算是在××计算站常德庸等同志的帮助下完成的,特此表示感谢。

参 考 资 料

- [1] 章公亮, 高能物理与核物理, 2 (1978), 200.
- [2] 章公亮, 太阳质子事件的传播改正, (未发表).
- [3] L. F. Burlaga, *Journ. Geophys. Res.*, 72(1967), 4449.
- [4] M. A. Forman, *Journ. Geophys. Res.*, 76(1971), 759.
- [5] J. R. Jokipii, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 9(1971), 27.
- [6] S. M. Krimigis, *Journ. Geophys. Res.*, 70 (1965), 2943.
- [7] J. A. Lockwood, *Journ. Geophys. Res.*, 73(1968), 4247.
- [8] J. A. Lockwood, *Journ. Geophys. Res.*, 79(1974), 4149.
- [9] J. E. Lupton and E. C. Stone, *Journ. Geophys. Res.*, 78(1973), 1007.
- [10] Z. Svestka and P. Simon, "Catlog of Solar Particle Events 1955—1969", (D. Reidel Pub. Co. Dordrecht-Holland, 1975).
- [11] "Solar Geophysical Data 1965—1972", (U. S. Depart. of Commerce, Boulder Colorado USA, 1965—1972).

PROPAGATION EFFECTS OF SOLAR COSMIC RAYS

CHANG KONG-LIANG

(*Institute of Space Physics, Sian*)

ABSTRACT

Computer calculations have been made on the dimensional solution to the anisotropic diffusion convection equation for solar cosmic rays propagating in an uniform and unbounded interplanetary medium. This paper presents the results calculated by means of Jokipii's diffusion coefficients. Discussion is restricted to the influences of solar wind convection on the rise to maximum times and on the peak intensities of solar cosmic ray events with solar corotation effect taken into consideration. The model well explains the asymmetrical variations of the propagation characteristics of the events with solar longitudes of their parents flares relative to the interplanetary magnetic field lines passing through the earth, and the theoretical curves of the rise times fit satisfactorily the observations of solar events ranging from relativistic to about 30 MeV medium energies.