

高能太阳宇宙线行星际传播的 Green 函数及传播模型^{*}

黄永年 王志丹 王永利

(中国科学院空间科学与应用研究中心, 北京 100080)

摘要 提出了高能太阳宇宙线日地传输过程的物理模型. 求得了在各向异性介质的行星际空间, 高能太阳宇宙线传输方程的 Green 函数. 基于日冕横向传输的观测特征, 给出了太阳宇宙线日冕传输的数学描述, 并以此为粒子源, 得到了在无穷介质中的积分形式的解, 其数值计算结果能和观测资料很好地符合.

关键词 太阳宇宙线 Green 函数 日冕粒子源

60 年代初, 人们用扩散解释太阳宇宙线的行星际传输过程, 但没有考虑行星际大尺度平均螺旋场效应并假定行星际介质是各向同性的, 因此理论预言不符合观测结果. 60 年代中期, Reid 等人^[1]和 Axford^[2]考虑了行星际大尺度螺旋场的影响, 但模型给出的粒子强度随时间的衰减呈幂律指数, 这与观测到的指数衰减不符合. 此外, Axford 的模型预言粒子到达地球的时间与产生粒子的耀斑在太阳上的经度无关, 这与观测结果并不一致. 1967 年, Burlaga^[3]提出了在 2AU 处带有吸收边界的各向异性扩散模型, 并在一定的平行扩散系数和垂直扩散系数假定下(有吸收边界方程才能求解), 模型得出的结果与观测结果能符合, 但太阳宇宙线的行星际传播, 并不存在吸收边界的问题. 还要指出的是, 以上作者提出的各个模型中都把耀斑产生太阳宇宙线的粒子源看作脉冲瞬时点源, 而且在实际模型中都把点源处理成初始条件问题, 这与实际物理问题有较大差距.

直到 70 年代中期, 太阳神飞船的观测资料和有关研究表明: 高能粒子存在日冕传输, 太阳宇宙线粒子有很大的日冕横向分布^[4], 因此太阳宇宙线粒子脉冲点源不能用作初始条件, 而应为与时间有关的粒子日冕横向分布发射源. 图 1 是模型的示意图, 假设在 A 点处有一个耀斑, 耀斑粒子在日冕内部传播, 形成随时间不断扩大的粒子分布区域(图示为 B 至 C 的弧段), 同时该区域粒子不断向行星际空间逃逸, 因此该区域可以作为一个不断产生高能粒子的时空分布源来考虑. 由于太阳的自转, 行星际大尺度磁场的磁力线是 Archimedes 螺旋线, 其中经过耀斑位置的一条称为“最佳磁连接”, 图中 A 至 F 的磁力线即为“最佳磁连接”, F 为观测点. E 点代表地球的位置, D 至 E 为经过地球的磁力线. 由于受到大尺度磁场的束缚, 粒子在行星际空间的横向扩散比沿磁力线方向扩散小得多, 所以耀斑爆发位置离 D 点越近, 它产生的

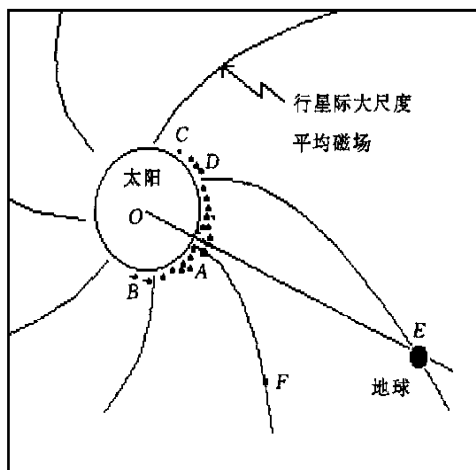


图 1 太阳宇宙线日冕逃逸和行星际磁场

高能粒子在地球附近被观测得到的粒子强度越大, 而 D 点一般位于西经 50° 左右, 由此可以解释太阳宇宙线观测的“东西效应”: 地面粒子事件的耀斑大多发生于西经 $0^\circ \sim 100^\circ$ 之间。

综上所述, 太阳宇宙线的日地传输过程应是首先在日冕中传输并逃逸到行星际介质中, 而后在具有大尺度行星际螺旋场的无穷介质中传播. 本文在总结观测特征基础上提出太阳宇宙线的日冕分布源的表达式, 对行星际空间的有源方程在无穷介质中进行求解, 并分别对脉冲点源和日冕分布源两种情况下的解加以讨论, 给出理论模型与观测数据的拟合结果, 最后对模型作进一步的讨论.

1 太阳宇宙线的日冕分布源

70 年代, 由于空间和地面观测的发展, 特别是太阳神飞船的观测, 发现太阳耀斑爆发后在 0.3AU 的近太阳区即存在粒子大范围空间分布, 从而提出了太阳宇宙线日冕横向传播问题^[4]. 根据在黄道面对太阳宇宙线的大量观测得出日冕横向传播有以下主要观测特征: (1) 粒子强度关于时间分布的半宽度, 随经度间隔的增大而加宽; (2) 粒子强度的峰值随经度间隔的增大而减小; (3) 对指定空间点, 粒子事件的开始时间 (或称起始时间) 随经度间隔的增大而增加; (4) 粒子事件的上升时间——从事件的开始时间到强度达到峰值的时间间隔——随经度间隔的增大而增加. 此外, 还存在其他一些日冕横向传播特点, 如与粒子能量的关系, 还需进一步的更精密的探测.

上述太阳宇宙线日冕横向传播特征表明: 扩散是太阳宇宙线日冕横向传播的一种重要物理过程. 若假定日冕横向传播是各向同性的, 并考虑横向传播过程同时伴随日冕逃逸, 耀斑产生的粒子区位于离太阳中心距离 r_0 , 以及耀斑所在位置的日冕经度取零, 于是经日冕横向传播后离耀斑位置的经度间隔 ϑ 处的太阳宇宙线粒子密度 $f_0(r, \vartheta, z, t)$ 可以近似写成

$$f_0(r, \vartheta, z, t) = \frac{A}{(4\pi \kappa_0 t)^l} \exp\left[-\frac{\vartheta^2}{\alpha t} - \frac{t}{\tau_e}\right] \frac{\delta(r - r_0)}{r} \delta(z), \quad (1)$$

式中 A 和 l 都是常数, τ_e 是逃逸时间, κ_0 为日冕扩散区的扩散系数, $\alpha = \kappa_0 / r_0^2$, 通常 $\kappa_0 = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, r_0 取太阳半径, 则 $\alpha = 6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 而 z 为垂直黄道面的坐标.

2 行星际传播模型

2.1 基本方程

本文研究太阳宇宙线的高能粒子在行星际空间的传输问题, 因此由太阳风引起的对流和绝热膨胀对高能粒子传输的影响可以忽略^[5~7]. 由于人们较多地关心黄道面内太阳宇宙线的情况, 特别是地球空间的太阳质子事件, 同时我们关心事件离太阳径向和黄道面内不同经度的情况, 因此采用极坐标系, 由于实际传播是三维空间, 考虑垂直黄道面的传播效应, 故采用柱

坐标系. 考虑到行星际大尺度磁场的影响, 观测点的坐标值取为观测点所在的行星际大尺度磁力线在太阳上的足点与耀斑位置之间的经度差值. 如果在三维空间的扩散是均匀各向异性的, 则太阳宇宙线在行星际介质中的传播可以用下列有源方程来近似描述:

$$\frac{\partial U}{\partial t} - \frac{K_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) - \frac{K_\vartheta}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \vartheta^2} - K_z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = U_0(r, \vartheta, z, t), \quad (2)$$

方程(2)中, K_r 是平行扩散系数, K_ϑ 是黄道面内的垂直扩散系数, K_z 是垂直黄道面的扩散系数. 在模型中假定扩散系数与行星际空间位置无关.

2.2 解法

方程(2)的解可以通过求它的 Green 函数得到. 在柱坐标系中, 方程(2)的 Green 函数 $G(r, \vartheta, z, t, r', \vartheta', z', t')$ 满足方程

$$\frac{\partial G}{\partial t} - \frac{K_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial G}{\partial r} \right) - \frac{K_\vartheta}{r^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \vartheta^2} - K_z \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} = \frac{\delta(r-r')}{r} \delta(\vartheta-\vartheta') \delta(z-z') \delta(t-t'), \quad (3)$$

为了解方程(3), 作下列变量代换: $\tau = K_r \circ t$, $\beta = \sqrt{K_\vartheta/K_r}$, $\gamma = \sqrt{K_z/K_r}$, 并对方程作

Fourier 变换 $\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\eta z} dz$, 消去关于 z 的微分式, 得到 Green 函数 G 的象函数 g 满足方程

$$\frac{\partial g}{\partial \tau} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial g}{\partial r} \right) - \frac{\beta^2}{r^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \vartheta^2} + \gamma^2 \eta^2 g = \frac{\delta(r-r')}{r} \delta(\vartheta-\vartheta') \delta(\tau-\tau') \frac{e^{i\eta z'}}{\sqrt{2\pi}}. \quad (4)$$

把象函数 g 作 Fourier 级数展开: $g = \sum_{n=0}^{\infty} g_n (a_n \cos n\vartheta + b_n \sin n\vartheta)$, 式中 $g_n = 1/2$ (当 $n=0$) 和 1 (当 $n=1, 2, 3, \dots$), 并代入方程(4), 得到其系数 a_n 和 b_n 满足方程

$$\frac{\partial a_n}{\partial \tau} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial a_n}{\partial r} \right) + \frac{\beta^2 n^2}{r^2} a_n + \gamma^2 \eta^2 a_n = \frac{\delta(r-r')}{\pi r} \cos(n\vartheta') \delta(\tau-\tau') \frac{e^{i\eta z'}}{\sqrt{2\pi}}, \quad (5a)$$

$$\frac{\partial b_n}{\partial \tau} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial b_n}{\partial r} \right) + \frac{\beta^2 n^2}{r^2} b_n + \gamma^2 \eta^2 b_n = \frac{\delta(r-r')}{\pi r} \sin(n\vartheta') \delta(\tau-\tau') \frac{e^{i\eta z'}}{\sqrt{2\pi}}. \quad (5b)$$

对方程(5a)作 Hankel 变换 $\int_0^\infty J_{n\beta}(kr) \circ r \circ dr$, 则由(5a)式求得 a_n 的象函数 A_n 满足的方程为

$$\frac{\partial A_n}{\partial \tau} + k^2 A_n + \gamma^2 \eta^2 A_n = \frac{1}{\pi} J_{n\beta}(kr') \cos(n\vartheta') \delta(\tau-\tau') \frac{e^{i\eta z'}}{\sqrt{2\pi}}. \quad (6)$$

再对方程(6)作 Laplace 变换 $\int_0^\infty e^{-p\tau} d\tau$, 则得

$$(p + k^2 + \gamma^2 \eta^2) \mathcal{L}[A_n] = \frac{1}{\pi} J_{n\beta}(kr') \cos(n\vartheta') \mathcal{L}[\delta(\tau-\tau')] \frac{e^{i\eta z'}}{\sqrt{2\pi}},$$

即有

$$\mathcal{L}[A_n] = \frac{1}{\pi} J_{n\beta}(kr') \cos(n\vartheta') \mathcal{L}[e^{-(k^2+\gamma^2\eta^2)\tau}] \mathcal{L}[\delta(\tau-\tau')] \frac{e^{i\eta z'}}{\sqrt{2\pi}}.$$

上式中 $J_{n\beta}(kr)$ 为 $n\beta$ 阶的 Bessel 函数. 应用卷积定理, 求得 A_n 为

$$A_n = \frac{1}{\pi} J_{n\beta}(kr') \cos(n\vartheta') \frac{e^{i\eta z'}}{\sqrt{2\pi}} e^{-(k^2+\gamma^2\eta^2)(\tau-\tau')}.$$

对上式再通过 Hankel 反变换求得 a_n 为

$$a_n = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}(\tau - \tau')} \exp(-\gamma^2 \eta^2(\tau - \tau') + i\eta z') \cdot \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2}{4(\tau - \tau')}\right] I_{n\beta}\left(\frac{r \circ r'}{2(\tau - \tau')}\right) \cos(n\vartheta'), \quad (7)$$

式中 $I_{n\beta}\left(\frac{r \circ r'}{2(\tau - \tau')}\right)$ 为 $n\beta$ 阶的虚宗量 Bessel 函数. 利用同样的方法, 可以对方程(5.2)求出 b_n 为

$$b_n = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}(\tau - \tau')} \exp(-\gamma^2 \eta^2(\tau - \tau') + i\eta z') \cdot \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2}{4(\tau - \tau')}\right] I_{n\beta}\left(\frac{r \circ r'}{2(\tau - \tau')}\right) \sin(n\vartheta'). \quad (8)$$

根据(7), (8)式, 得 g 为

$$g = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}(\tau - \tau')} \exp(-\gamma^2 \eta^2(\tau - \tau') + i\eta z') \cdot \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2}{4(\tau - \tau')}\right] \sum_{n=0}^{\infty} g_n I_{n\beta}\left(\frac{r \circ r'}{2(\tau - \tau')}\right) \cos n(\vartheta - \vartheta'). \quad (9)$$

由(9)式表示的 g 函数, 通过 Fourier 变换的反变换求出原函数 G , 最后求得 Green 函数 G 的表达式如下:

$$G = \frac{1}{4\gamma[\pi K_r(t - t')]^{3/2}} \exp\left[-\frac{(z - z')^2}{4K_z(t - t')}\right] \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2}{4K_r(t - t')}\right] \cdot \sum_{n=0}^{\infty} g_n I_{n\beta}\left(\frac{r \circ r'}{2K_r(t - t')}\right) \cos n(\vartheta - \vartheta'). \quad (10)$$

Green 函数(10)式的物理意义是: 代表在我们的模型条件下, 空间任意观测点的粒子强度及其时间变化与日冕粒子源的强度的相关函数, 是极为重要的函数. 下面我们利用(10)式讨论行星际传播问题.

2.2.1 瞬时脉冲点源 设太阳耀斑产生的宇宙线粒子源是位于离太阳的中心距离为 r_0 , 经度为 ϑ_0 , 轴方向为 z_0 和时间在 t_0 的瞬时脉冲点源, 若源的强度为 A , 则瞬时脉冲点源可表示为

$$U_0(r', \vartheta', z', t') = A \delta(r' - r_0) \delta(\vartheta' - \vartheta_0) \delta(z' - z_0) \delta(t' - t_0). \quad (11)$$

在这种粒子源的情况下, 方程(2)表示的太阳高能粒子的行星际传输解可写成

$$U(r, \vartheta, z, t) = \iiint r' dr' d\vartheta' dz' dt' G(r, \vartheta, z, t, r', \vartheta', z', t') U_0(r', \vartheta', z', t').$$

将(10)和(11)式代入上式, 求得

$$U(r, \vartheta, z, t) = \frac{A}{4r[\pi K_r(t - t_0)]^{3/2}} \exp\left[-\frac{(z - z_0)^2}{4K_z(t - t_0)}\right] \exp\left[-\frac{r^2 + r_0^2}{4K_r(t - t_0)}\right] \cdot \sum_{n=0}^{\infty} g_n I_{n\beta}\left(\frac{r \circ r_0}{2K_r(t - t_0)}\right) \cos n(\vartheta - \vartheta_0). \quad (12)$$

(12)式描述高能太阳宇宙线在脉冲瞬时点源条件下和无穷介质中传播的解析解. 下面进一步讨论(12)式, 由于有等式

$$I n^{\beta} \left[\frac{r \circ r_0}{2K_r(t-t_0)} \right] = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{\Gamma(n\beta+k+1)} \left[\frac{r \circ r_0}{4K_r(t-t_0)} \right]^{n^{\beta}+k}, \quad (13)$$

考虑太阳高能宇宙线到达地球轨道的时间通常为几个小时, 为保险起见, 取 $t-t_0 > 30 \text{ min}$.

在(12)式中, r 取一个天文单位, 即 $r=1\text{AU}=1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$; 太阳半径 $r_0=6.960 \times 10^{10} \text{ cm}$; 行星际平均扩散系数取 $K_r=10^{21} \text{ cm}^2/\text{s}$. 在这些条件下, 成立

$$\frac{r \circ r_0}{4K_r(t-t_0)} \approx 0.1.$$

通过实际数值计算, 可以知道在(13)式右边求和中, $k=0$ 的一次项要比 $k \geq 1$ 的各项之和大得多. 同时因为取 $\beta=0.2$ (即 $K_{\vartheta}/K_r=0.04$), 于是当 $0 \leq n\beta \leq 2$ 时, 即相当于 $n=0 \sim 10$ 之间, 有近似式

$$\frac{1}{\Gamma(n\beta+1)} \approx c \circ \lambda^{n^{\beta}}, \quad (14)$$

式中 $c=1.24$, $\lambda=0.73$. 若认为 $\frac{r \circ r_0}{4K_r(t-t_0)}$ 的二次以上高阶小量可忽略, 则有近似式

$$\sum_{n=0}^{\infty} g_n I n^{\beta} \left[\frac{r \circ r_0}{2K_r(t-t_0)} \right] \cos n(\vartheta - \vartheta_0) \approx \frac{c}{2} \frac{\text{sh} \left[-\beta \ln \frac{\lambda r \circ r_0}{4K_r(t-t_0)} \right]}{\text{ch} \left[-\beta \ln \frac{\lambda r \circ r_0}{4K_r(t-t_0)} \right] - \cos(\vartheta - \vartheta_0)}. \quad (15)$$

设瞬时脉冲点源位于 $\vartheta_0=0$, $z_0=0$, r_0 为太阳半径处, 初始时刻 $t_0=0$, 则由(12)和(15)式可得太阳高能宇宙线的行星际传输近似解, 若考虑黄道面内的传播, 取 $z=0$, 即得

$$U(r, \vartheta, 0, t) \cong \frac{C}{8\gamma[\pi K_r t]^{3/2}} \exp \left[-\frac{r^2 + r_0^2}{4K_r t} \right] \frac{\text{sh} \left[-\beta \ln \frac{\lambda r \circ r_0}{4K_r t} \right]}{\text{ch} \left[-\beta \ln \frac{\lambda r \circ r_0}{4K_r t} \right] - \cos \vartheta}. \quad (16)$$

2.2.2 日冕分布源 下面讨论粒子源是(1)式给出的日冕横向分布源的情况. 利用求得的 Green 函数(10)式, 可以得到粒子在行星际空间分布函数 $U(r, \vartheta, z, t)$ 的积分表达式

$$U(r, \vartheta, z, t) = \iiint r' dr' d\vartheta' dz' dt' G(r, \vartheta, z, t, r', \vartheta', z', t') f_0(r', \vartheta', z', t').$$

把(1)式和(10)式代入上式, 对 r' 和 z' 的积分可以做完, 因为通常我们只考虑黄道面内的情况, 故取 $z=0$, 记 $I(r, \vartheta, t) = U(r, \vartheta, 0, t)$, 即得

$$I(r, \vartheta, t) = \int_{-\pi}^{\pi} d\vartheta' \int_0^t dt' \frac{1}{4\gamma[\pi K_r(t-t')]^{3/2}} \exp \left[-\frac{r^2 + r_0^2}{4K_r(t-t')} \right] \cdot \sum_{n=0}^{\infty} g_n I n^{\beta} \left[\frac{r \circ r_0}{2K_r(t-t')} \right] \cos n(\vartheta - \vartheta') \frac{A}{(4\pi \kappa_0 t')^i} \exp \left[-\frac{\vartheta'^2}{at'} - \frac{t'}{\tau_e} \right], \quad (17)$$

(17)式即黄道面内($z=0$ 时)分布函数 $U(r, \vartheta, z, t)$ 的积分表达式, 它给出耀斑高能粒子在黄道面内的观测点(r, ϑ)在 t 时刻的粒子密度 $U(r, \vartheta, 0, t)$.

3 数值结果

在下面, 我们考察模型与观测数据的符合情况. 为此, 我们将(17)式中的虚宗量 Bessel 函

数 $L_\beta(x)$ 表示成积分形式:

$$L_\beta(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{x \cos \lambda} \cos(n\beta \lambda) d\lambda - \int_0^\infty \frac{\sin(n\beta u)}{\pi} e^{-x \operatorname{ch} u - n\beta u} du, \quad (18)$$

将(18)式代入(17)式, 并把对 n 的求和做完, 最终可得表达式

$$I(r, \vartheta, t) = A \int_{-\pi}^\pi d\vartheta' \int_0^t dt' \frac{1}{4\gamma[\pi K_r(t-t')]^{3/2}} \exp\left[-\frac{r^2 + r_0^2}{4K_r(t-t')}\right] \cdot S\left[\frac{r^2 + r_0^2}{2K_r(t-t')}, \vartheta - \vartheta'\right] \frac{1}{(4\pi \kappa_0 t')^l} \exp\left[-\frac{\vartheta'^2}{4t'} - \frac{t'}{\tau_e}\right], \quad (19)$$

其中函数 S 定义如下:

$$S(x, y) \equiv S_1(x, y) - S_2(x, y),$$

$$S_1(x, y) = e^{x \cos \frac{y}{\beta}} (|y| \leq \beta\pi), \text{ 或 } S_1(x, y) = 0 (|y| > \beta\pi),$$

$$S_2(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{-x \operatorname{ch} \xi} \left[\frac{\sin(\beta\pi + y)}{\operatorname{ch} \xi - \cos(\beta\pi + y)} + \frac{\sin(\beta\pi - y)}{\operatorname{ch} \xi - \cos(\beta\pi - y)} \right] d\xi.$$

对于一定的空间点 (r, ϑ, t) , 可以在计算机上作数值积分求出(19)式给出的 $I(r, \vartheta, t)$ 值, 因此我们用切比雪夫求积公式来计算(19)式, 以给出 $r=1\text{AU}$, $\vartheta=0$ 处的强度-时间关系, 从而与观测资料进行比较. 以下是理论的数值结果同一些观测事例的符合情况.

3.1 1956 年 2 月 23 日事件

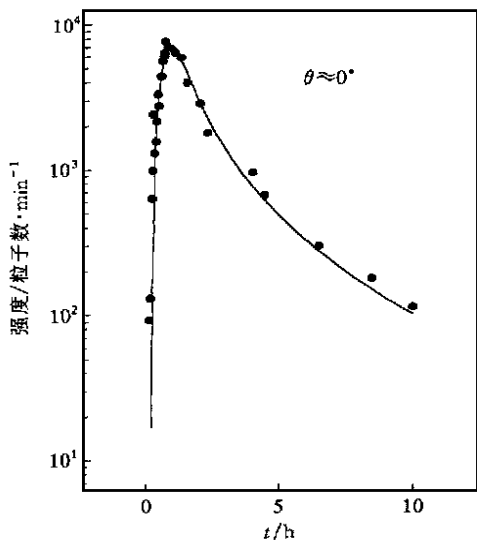


图2 理论和 1956 年 2 月 23 日芝加哥中子堆资料的符合

Meyer 等人^[8]曾对 1956 年 2 月 23 日耀斑粒子事件作了讨论, 图 2 给出了由芝加哥中子探测器记录的数据以及我们的理论计算曲线的拟合情况. 此耀斑发生于标准时间 0334UT, 位置在最佳磁连接起始点附近, 因此 $\vartheta \approx 0^\circ$. 我们取行星际空间的径向扩散系数 $K_r = 9.0 \times 10^{21} \text{cm}^2/\text{s}$, 横向扩散系数 $K_\vartheta = 3.6 \times 10^{20} \text{cm}^2/\text{s}$, 即 $\beta = \sqrt{K_\vartheta/K_r} = 0.2$. 对日冕扩散分布源的参量, 我们取日冕区扩散系数 $\kappa_0 = 3 \times 10^{16} \text{cm}^2/\text{s}$, 即 $\alpha = \kappa_0/r_0^2 = 6.1 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$. 逃逸时间 $\tau_e = 400 \text{s}$. 取(19)式中右边式中的幂次为 $l = 2.5$. 因为我们只对观测数据得到的相对强度进行拟合, 因此对于描述粒子绝对强度的参量 A , 我们先取为 1.0×10^{33} , 在得到理论曲线之后, 参照数据点的强度乘上一个相应的数值因子, 该数值因子的值

应该保证理论曲线最大值与观测数据最大值一致.

从图 2 可以看出粒子强度到达极大值的时间约为 $t_m = 0.8 \text{h}$, 理论曲线与观测数据符合得较好.

3.2 1960 年 5 月 4 日事件

图 3 给出了从俄罗斯 Murmansk 发出的探空气球记录的 1960 年 5 月 4 日事件的数据以

及我们的理论计算曲线. 其中星号“*”代表 Charakhchyan 等^[9]得到的数据, 三角“△”是 Dorman^[10]列出的 Charakhchyan 等的的数据结果. 该耀斑发生于标准时间 1015UT, 位置 $\vartheta=10^\circ$, 我们取 $K_r=5\times 10^{21}\text{cm}^2/\text{s}$, $K_\vartheta=2\times 10^{20}\text{cm}^2/\text{s}$, 即 $\beta=\sqrt{K_\vartheta/K_r}=0.2$, 逃逸时间 $\tau_e=600\text{ s}$, 取 $l=1.5$, 其他参数 r_1, r_0, K_0, A 的值均与上一事件取相同值. 从图中可以看到, 理论得到事件的强度极大时间 $t_m=2.4\text{ h}$, 理论曲线与观测数据非常符合.

3.3 1961 年 7 月 20 日事件

该耀斑发生于标准时间 1545UT, 位置 $\vartheta=28^\circ$. Hofmann 和 Winckler^[11]发表了从加拿大 Fort Churchill 发出的探空气球得到的观测数据, 图 4 是我们的理论曲线同数据的符合情况.

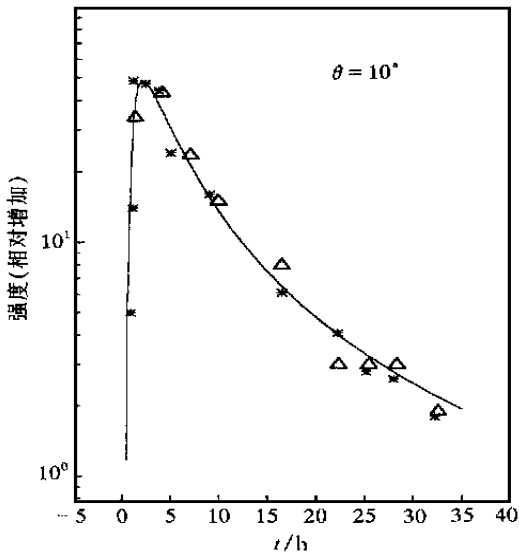


图 3 理论和 1960 年 5 月 4 日气球资料的符合

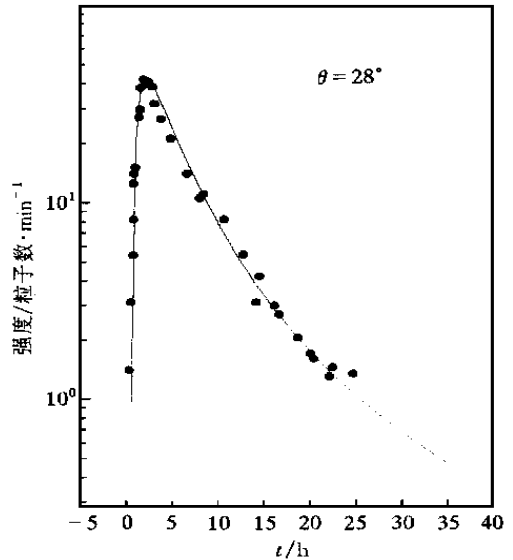


图 4 理论和 1961 年 7 月 20 日气球资料的分析

这里我们取 $K_r=2.5\times 10^{21}\text{cm}^2/\text{s}$, $K_\vartheta=1.0\times 10^{20}\text{cm}^2/\text{s}$, 即 $\beta=\sqrt{K_\vartheta/K_r}=0.2$, 逃逸时间 $\tau_e=7\,000\text{ s}$, 取 $l=2.5$, 其他参数 r_1, r_0, K_0, A 的值均与上一事件取相同值. 从图中可以看到, 理论得到事件的强度极大时间 $t_m=2.4\text{ h}$, 理论曲线与观测数据符合得很好.

4 结论和讨论

(1)几十年的空间探测得出, 行星际空间是各向异性的无穷介质和扰动场, 这就决定了太阳宇宙线的传播特性. 本文研究了高能太阳宇宙线在这种行星际场中的传播, 首次在宇宙线领域提出了 Green 函数的精确解析式, 它是太阳上高能粒子源和行星际空间一点的粒子扰动场之间的相关影响函数, 在宇宙线物理中有重要的意义. 通过上述 Green 函数, 本文首次得到无穷介质中高能太阳宇宙线在点源条件下的精确解析解. 利用 Green 函数, 可以给出各种粒子源在行星际空间产生的扰动场——视源的数学表达式——解析解或积分形式的解. 所以本文的研究使太阳宇宙线的行星际传播问题有了新的突破, 解决了过去行星际传播理论中存在的一些重要问题.

(2)本文提出了太阳宇宙线日冕粒子分布源, 其(1)式是利用近日太阳宇宙线观测资料具

有的日冕横向分布特征而提出的一个统计描述. 要给出更精确的日冕分布源, 则是太阳宇宙线日冕过程研究当前重要的另一个课题.

(3)由本文的结果可以看出, 理论模型能够合理解释“东西效应”, 对耀斑粒子事件的强度-时间特性也能较好地符合. 为了使强度-时间特性与观测资料符合达到更高的精度, 改进模型的方法之一是有待于日冕粒子分布源的进一步改进.

(4)在图 2 到图 4 中表示的质子事件中, 事件的观测点和耀斑所在的位置之间的日冕经度不同, 由于太阳宇宙线日冕横向传播的存在, 以及高能太阳宇宙线在各向异性行星际空间的传播基本上是沿着行星际大尺度磁场进行的, 而横向扩散是很小的, 因此在这三个事件中, 粒子源的逃逸时间 τ_e 随着经度的增加而增大, 这是与观测结果一致的.

参 考 文 献

- 1 Reid G C. A diffusive model for the initial phase of a solar proton event. *J Geophys Res*, 1964, 69: 2 659~2 667
- 2 Axford W I. Anisotropic diffusion of solar cosmic rays. *Planetary Space Sci*, 1965, 13: 1 301~1 309
- 3 Burlaga L F. Anisotropic diffusion of solar cosmic rays. *J Geophys Res*, 1967, 72(17): 4 449~4 466
- 4 Reinhard R, Wibberenz G. Propagation of flare protons in the solar atmosphere. *Solar Physics*, 1974, 36: 473~494
- 5 Gombosi T, Kecskemety K, Merenyi M, et al. 16th Inter Cosmic Ray Conf, 1979, V 5, 163~167
- 6 Schulze B M, Richter A K, Wibberenz G. Influence of finite injections and of interplanetary propagation on time-intensity and time-anisotropy profiles of solar cosmic rays. *Solar Phys*, 1977, 54: 207~228
- 7 Wibberenz G, Kecskemety K, Kunow H, et al. Coronal and transport of solar energetic protons and electrons. *Solar Phys*, 1989, 124: 353~392
- 8 Meyer P, Parker E N, Simpson J A. Solar cosmic rays of February 1956 and their propagation through interplanetary space. *Phys Rev*, 1956, 104: 768~783
- 9 Charakhchyan A N, Tul'nov V E, Charakhchyan T N. The energy spectrum and time dependence of the intensity of solar ray protons in flares. *J Phys Soc Japan*, 1962, 17 (Suppl A-2): 365~372
- 10 Dorman L I. In: Wilson J G, Wouthuysen S A, eds. *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*. New York: Interscience Publishers, 1962, 264
- 11 Hofmann D J, Winckler J R. Simultaneous balloon observations at Fort Churchill and Minneapolis during the solar cosmic ray events of July 1961. *J Geophys Res*, 1963, 68: 2 067~2 098