

与日冕物质抛射相关的太阳高能粒子事件初始时间的数值模拟研究

秦刚^{1,2}, 祁诗阳^{1,2}

(1.中国科学院 国家空间科学中心,北京 100190;2.中国科学院大学 地球科学学院,北京 100049)

摘要:通过两种不同方法对太阳高能粒子(Solar Energetic Particles, SEP)通量初始时刻进行研究,一种是数值模拟方法,即数值模拟中取第一颗粒子出现的时刻来确定,另一种是观测背景方法,即通过太阳高能粒子通量随时间变化的背景值与上升值的拐点时刻来确定.Kahler(2013)定义的 SEP 时间尺度 TO(the onset time from CME launch to SEP onset,从 CME 爆发时刻到 SEP 初始时刻的时间段)、TR(the rise time from onset to half the peak intensity(0.5Ip),从 SEP 初始时刻的上升时间直到半峰值时刻)、TD(the duration of the SEP intensity above 0.5Ip,SEP 强度高于半峰值的持续时间)都与 SEP 通量初始时刻相关.将 CME 驱动激波作为源,利用粒子输运方程,对 SEP 传播进行数值模拟.然后对描述 SEP 时间尺度的 TR、TO 的数值模拟值与观测进行对比,发现两者吻合很好,即 TR 随 CME 速度和宽度增加而增加.由于 TO 影响的因素较为复杂,并没有很好的规律性.另外,当源位置经度距离观测者较远的时候,影响时间尺度 TR、TO 的因素较多.因此,用不同方法确定的 SEP 通量初始时刻对 TR、TO 的影响不大;当源位置经度距离观测者较近的时候,观测背景方法下的数值模拟与观测更加符合.

关键词:太阳高能粒子;日冕物质抛射;数值模拟;行星际输运

中图分类号:P353

文献标志码:A

由于大多数缓变型太阳高能粒子(Solar Energetic Particles, SEP)事件都与日冕物质抛射(Coronal Mass Ejections, CME)事件相关^[1-3].在研究 SEP 事件时通常会考虑与其相关的 CME 对 SEP 传播中各种效应的影响^[1,4-5].

SEP 的传播过程一般是,从太阳上的源中被释放后,经过行星际磁场中传播,被观测卫星所探测到.由于其对卫星、宇航员等的破坏力极强,对第一个被卫星探测到的粒子的初始时间的研究具有重要意义.

对于第一个到达观测卫星的粒子从源上的释放时间的估计,一些观测研究^[6-8]是运用速度耗散分析(velocity dispersion analysis, VDA)方法,即第一个到达的粒子的释放时间从事件观测到的初始时间速度耗散^[7]中推断.此方法假设第一个到达的粒子是沿行星际磁场线传播的^[9],而且传播的路径长度与粒子的能量无关.所以,当观测卫星与太阳上的源通过磁力线可以很好地连接时,SEP 从源处的释放时间即是 SEP 通量(flux)图谱中的初始时间;当观测卫星所在磁力线距离太阳上的源位置比较远的时候,从 SEP 通量图谱上通常会看到 SEP 的初始时间有延迟^[10-11].文献[12]通过 VDA 方法对 2012 年 3 月 7 日的大型 SEP 事件进行研究,并得出结论观测卫星到发射源的磁场连接良好是获得精准的释放时间的关键.文献[13]通过 VDA 方法对 SEP 初始时间进行数值模拟研究,运用不同的模型计算了 1AU 处太阳耀斑和 CME 驱动激波加速的能量在 10~80MeV 的质子通量,结果表明当观测所在磁力线没有连到源上时,行星际空间中横向扩散作用和粒子在太阳大气中的传播作用对 VDA 结果影响比较明显.

文献[14]对太阳高能粒子时间尺度做了定义并进行了研究,他们命名从 CME 爆发到 SEP 通量观测图谱开始出现的初始时间为 TO;从 SEP 通量初始到半峰值的上升时间为 TR;SEP 强度高于半峰值的持续时间为 TD.从此定义可知,时间尺度 TO、TR 都与 SEP 的初始时间相关.他们通过对观测数据的分析得出结论,

收稿日期:2018-03-22;**修回日期:**2018-11-21.

基金项目:国家自然科学基金(NNSFC 41574172)

作者简介:秦刚(1971-),男,甘肃嘉峪关人,中国科学院国家空间科学中心研究员,中国科学院大学教授,博士生导师,国家杰青,研究方向为空间物理学、空间天气学,E-mail:gangqin@139.com.

通信作者:祁诗阳(1990-),女,河南新乡人,中国科学院大学博士研究生,E-mail:qsyxiaoyi@163.com.

认为 SEP 时间尺度 TR, TD 与相应的 CME 速度和宽度呈正相关的关系, 时间尺度 TO 由于背景因素影响与相应的 CME 速度呈负相关关系. 文献[15]对 SEP 时间尺度与 CME 相关性研究发现, CME 源的经度也是影响 SEP 时间尺度的因素^[14,16].

文献[17]通过将行星际日冕物质抛射驱动的激波作为能量粒子源, 求解 SEP 的传播方程, 对 SEP 传播过程进行数值模拟, 研究了太阳高能粒子时间尺度中强度高于半峰值的持续时间 TD 与 CME 速度、宽度的相关性, 得出的结论与观测相一致, 即时间尺度 TD 随 CME 速度和宽度增加而增加, 并进一步区分出了 CME 速度是主要影响 SEP 时间尺度的因素, 在其他时间尺度方面由于较为复杂没有深入研究. 本文将利用两种方法对比研究 SEP 的其他两种时间尺度 TO, TR 与 CME 速度、宽度的关系.

本文中, 运用两种不同的 SEP 初始时间的确定方法, 通过 SPTC 程序^[18]对文献[14]中分析的数据进行数值模拟, 得到两种方法下的 CME 的初始时间, 以及与之相关的时间尺度 TR, TD, 然后与文献[14]中的结果进行对比. 在第 1 节中讨论了太阳高能粒子的传播模型, 在第 2 节介绍用于数值模拟的数据的分组选取方法, 并详细介绍两种确定 SEP 初始时间的方法以及其方法下对应数值模拟结果与观测的对比分析. 在第 3 节对结果进行讨论.

1 太阳高能粒子传播模型

在 SEP 传输机制的研究^[19-21]基础上, 三维聚焦传输方程可以写作^[20-23]如下,

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + (v_{\mu}\hat{b} + \mathbf{V}_{sw}) \cdot \nabla f - \nabla \cdot (\kappa_{\perp} \cdot \nabla f) - \frac{\partial}{\partial \mu} (D_{\mu\mu} \frac{\partial}{\partial \mu}) - \\ p \left[\frac{1-\mu^2}{2} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{sw} - \hat{b}\hat{b} : \nabla \mathbf{V}_{sw}) + \mu^2 \hat{b}\hat{b} : \nabla \mathbf{V}_{sw} \right] \frac{\partial f}{\partial p} + \\ \frac{1-\mu^2}{2} \left[-\frac{v}{L} + \mu (\nabla \cdot \mathbf{V}_{sw} - \nabla \mathbf{V}_{sw}) \right] \frac{\partial f}{\partial \mu} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $f(x, \mu, p, t)$ 是回旋平均分布函数, 随时间 t 变化, x, μ, p 是非旋转的日面坐标系下的粒子位置、投掷角余弦、动量和速度. $L = -B(s)/(\partial B/\partial s)$ 是磁聚焦长度, 较低能量的 SEP 在内日球层传输时, 漂移影响是可以忽略的. 方程(1) 包括了几个重要的粒子传输效应, 等式左边第 2 项代表粒子沿磁力线的运动与随太阳风的对流运动, \mathbf{V}_{sw} 是太阳风速度; 第 3 项代表横跨磁场空间扩散, κ_{\perp} 为横向扩散系数; 第 4 项是投掷角的扩散, $D_{\mu\mu}$ 是投掷角扩散系数, 影响平行扩散; 二阶项代表磁场扰动效应; 第 5 项代表膨胀太阳风中的绝热冷却效应的动量改变; 第 6 项表示各向异性的绝热冷却造成的投掷角改变以及粒子在发散的行星际磁场 (Interplanetary Magnetic Field, IMF) 中的磁汇聚效应. 由第二绝热不变量可知, 由太阳出发沿磁力线发散, 磁场越来越弱, 投掷角变小, 类似于磁镜, 即聚焦. 行星际磁场由 Parker 场模型给出. $D_{\mu\mu}$ 是粒子投掷角扩散系数^[24-26],

$$D_{\mu\mu}(\mu) = \left(\frac{\delta B_{slab}}{B_0} \right)^2 \frac{\pi(g-1)}{4g} k_{min} v R^{g-2} (\mu^{g-1} + h)(1-\mu^2), \quad (2)$$

当 SEP 被加速进入 IMF 后, 磁湍流效应是对其产生的一个重要作用. 物理上可以理解为由磁场湍流对 SEP 产生扩散效应. 其中 δB_{slab} 是磁场湍流的 slab 成分的大小, 假设 δB_{slab} 与背景磁场大小 B_0 成比例, $(\delta B_{slab})^2/(B_0)^2$ 即为控制 $D_{\mu\mu}$ 的一个可调参数. $(\delta B_{slab})^2/(B_0)^2$ 越大, 代表磁湍流强度越强. g 是惯性范围的能谱指数, 根据湍流磁场功率谱的 Kolmogorov 指数给定值 $g = 5/3$. h 反映了湍动磁场对粒子投掷角散射在 $\mu = 0$ 时的非线性效应, 从而使投掷角的扩散不会在平行或反平行于磁场方向时终止, 设为 $h = 0.01$ ^[27]. $R = pc/(|q|B_0)$ 是粒子 Larmor 半径, q 是粒子电荷. l_{slab} 是 slab 湍流的相关长度, k_{min} 是 slab 湍流能谱中惯性范围的波数的较低极限, 设 $k_{min} = 1/l_{slab} = 33\text{AU}^{-1}$. 湍流相关长度 l 越小 (波数 k 越大), 直到粒子自身回旋尺度后, 就会耗散, 能量传递给粒子.

粒子投掷角扩散系数 $D_{\mu\mu}$ 与粒子平行平均自由程 λ_{\parallel} 之间的关系^[24,28-29]是

$$\lambda_{\parallel} = \frac{3}{8} v \int_{-1}^1 \frac{(1-\mu^2)^2}{D_{\mu\mu}} d\mu. \quad (3)$$

一般 λ_{\parallel} 量级是 0.1–1AU,所以 SEP 从太阳传播到地球过程中各向异性.平行扩散系数 κ_{\parallel} 可以写作 $\kappa_{\parallel} = \nu \lambda_{\parallel} / 3$.一般地,对离源经度比较近的位置, κ_{\parallel} 影响粒子连上磁力线. κ_{\parallel} 越大,沿磁力线方向传播效果越强,SEP 通量谱峰值越尖锐,反之传播效果越弱,峰值越平缓.

根据文献[26],垂直扩散系数 κ_{\perp} 由非线性引导中心理论^[30](nonlinear guiding center theory,NLGC)给出,并在文献[31–32]的基础上近似于分析的形式,

$$\kappa_{\parallel} = \frac{1}{3} \nu \left[\left(\frac{\delta B_{2D}}{B_0} \right)^2 \sqrt{3\pi} \frac{g-1}{2g} \frac{\Gamma(\frac{g}{2}+1)}{\Gamma(\frac{g}{2}+\frac{1}{2})} l_{2D} \right]^{2/3} \times \lambda_{\parallel}^{1/3} (\mathbf{I} - \hat{b}\hat{b}), \quad (4)$$

其中, Γ 是 gamma 函数, \mathbf{I} 是单位张量, ν 是粒子速度.为了简便,设 κ_{\perp} 独立于 μ ,因为粒子投掷角扩散通常比垂直扩散快得多,在垂直扩散产生影响前,粒子已经经历了投掷角的整个范围.垂直平均自由程可以定义为 $\lambda_{\perp} = 3\kappa_{\perp} / \nu$. δB_{2D} 是磁场湍流的 2D 成分的大小,相关长度 l_{2D} 设为 $l_{2D} = 3 \times 10^{-3}$ AU.与 slab 部分类似,假设 δB_{2D} 与 B_0 成比例,参数 $(\delta B_{2D})^2 / (B_0)^2$ 的大小可以调节 κ_{\perp} 的大小.那么磁湍流强度 $\delta B / B_0 = \sqrt{(\delta B_{\text{slab}})^2 / (B_0)^2 + (\delta B_{2D})^2 / (B_0)^2}$ 可以衡量平行扩散和垂直扩散.作为磁场湍流强度 $\delta B / B_0$ 的先决条件, $(\delta B_{\text{slab}})^2 / (B_{2D})^2$ 是一个常数,通常设 $(\delta B_{\text{slab}})^2 / (B_{2D})^2 = 1/4$.平行平均自由程 λ_{\parallel} 和横向平均自由程 λ_{\perp} 在数值模拟中可由 $\delta B / B_0$ 调节,而 λ_{\perp} 和 λ_{\parallel} 又可以很直观的衡量扩散程度.对离源经度比较远的位置, κ_{\perp} 影响粒子连上磁力线. κ_{\perp} 越大,垂直磁力线方向扩散效果越强,远经度位置对粒子的加速效率越高,反之横向扩散效果越弱,加速效率越低.

本文的模型通过边界条件将激波作为加速高能粒子的源^[33],

$$f_b = a \delta(r - v_{st}) \left(\frac{r}{r_c} \right)^{\alpha} \exp \left[- \frac{|\phi(\theta, \varphi)|}{\phi_c(p)} \right] p^{\gamma} \xi(\theta, \phi), \quad (5)$$

其中,等号右边第一项 $a \delta(r - v_{st})$ 表示激波是移动的 SEP 源;第 2 项 $\left(\frac{r}{r_c} \right)^{\alpha}$ 表示源随太阳距离幂次衰减,激波加速强度参数 α 衡量径向距离的衰减率;第 3 项 $\exp \left[- \frac{|\phi(\theta, \varphi)|}{\phi_c(p)} \right]$ 表示源随角方向指数衰减, $\phi(\theta, \varphi)$ 是激波面上任意粒子注入的位置到激波中心的夹角,激波加速强度参数 ϕ_c 控制注入效率从激波中心到侧翼的衰减速度, ϕ_c 越小,激波加速 SEP 的效率降的越快;第 4 项 p^{γ} 表示粒子源能谱, γ 是激波的幂律谱指数. $\xi(\theta, \phi)$ 是用来修正激波面的空间范围^[18].

$$\xi(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1, & \text{若 } |\phi(\theta, \varphi)| \leq \phi_s, \\ 0, & \text{否则,} \end{cases} \quad (6)$$

其中, ϕ_s 是激波角宽度的一半,还有一个边界条件在外边界,选择径向距离为 $R_0 > 10$ AU 处.

将传播方程(1)写成一组随机微分方程的形式,运用时间向后的马尔科夫随机过程求解,此模型被文献[18]应用在一套蒙特卡洛数值模拟(Zhang 1999)程序中,称这组程序为激波粒子传播程序(Shock Particle Transport Code, SPTC),以下提到该程序皆用简称.

根据建立的模型,将输入激波速度、激波宽度、太阳风速度、源位置等物理量,输出 SEP 通量以及各向异性等.

2 数据处理方法

与文献[17]的研究数据相同,对 1996–2008 年中参数信息完整可用的 204 个 20 MeV 的 SEP 事件进行研究,对于每一事件,CME 在太阳上的源位置由耀斑位置决定,CME 的速度和宽度从文献[14]中获取.

分组选取数据上,沿用文献[17]的方法,将 204 个事件按照经度范围划分为 5 组,平均每组 41 个事件.再将每一经度组内分别按照 CME 的速度和宽度大小排序并细分成几小组.将经度、CME 速度、宽度分组的中值作为特征值.选取 3 个经度范围进行研究, W33–W60, W62–W90 和 W100–bWL,对应的中值分别是 W48, W77 和 W115.其中 bWL 为包括西边界之后的源.在特征值为 W48 的经度分组中,CME 速度(km/s)

分 4 组特征值分别为 450、800、1 175、1 600, CME 宽度($^{\circ}$)分为 3 组特征值分别为 167、298、360. 在特征值为 W77 的经度分组中, CME 速度(km/s)分 4 组特征值分别为 650、1 150、1 450、2 100, CME 宽度($^{\circ}$)分为 3 组特征值分别为 223、261、360. 在特征值为 W115 的经度分组中, CME 速度(km/s)分 4 组特征值分别为 620、900、1 325、1 750, CME 宽度($^{\circ}$)分为 3 组特征值分别为 190、268、360. 将每一经度分组下的 CME 速度和宽度一一组合, 运用的模型进行数值模拟, 可以得到 SEP 的通量强度-时间图, 并进一步得到 SEP 的初始时间以及时间尺度.

2.1 数值模拟方法确定 SEP 初始时间

通过通量时间图谱来确定 SEP 初始时间. 如图 1 所示, 是通过三维聚焦传播模型以及 SPTC 程序^[18]数值模拟得到的 20MeV 太阳高能粒子通量随时间变化图, 其中红色点线是峰值 I_p , 紫色点虚线是峰值的一半 $0.5I_p$, 将数值模拟中第一颗粒子出现的时间 T_1 确定为 SEP 的初始时刻, 即 $0.0 - T_1$ 时间段为 TO ; $T_1 - T_2$ 时间段为 TR ; $0.0 - T_2$ 时间段为 $TO + TR$; $T_2 - T_3$ 时间段为 TD .

运用上面介绍的方法, 进行数值模拟得到 TR 以及 TO 与 CME 速度、宽度相关性的数值模拟与观测对比图, 如图 2, 横坐标是 CME 速度, 纵坐标是时间尺度 TR , 上中下 3 个小图分别对应不同的源经度范围, 代表源位置特征值是 N10W48、N10W77、N10W115 所在范围. 黑色方块是 Kahler(2013)中分析的观测数据, 红色的三角形表示数值模拟结果的加权平均值, 黑色虚线表示观测数据的线性拟合. 红色虚线表示对数值模拟结果加权平均值的线性拟合. 从图 2 中可以看出, 观测值很好的显示出了时间尺度 TR 与 CME 速度的正相关性. 数值模拟结果除了源位置在特征值 N10W48 所在范围显示出了较弱的单调性之外; 而在其他两个源位置范围内, 时间尺度 TR 几乎不随 CME 速度增加而增大.

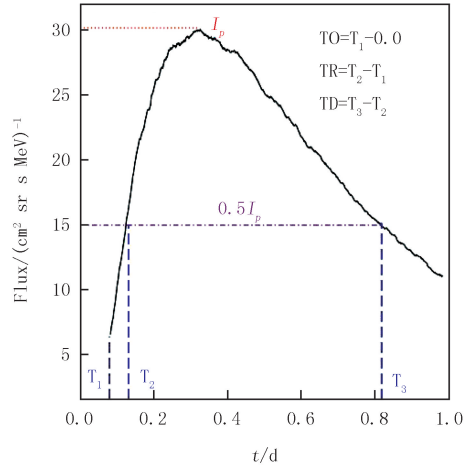


图 1 太阳高能粒子通量随时间变化图

Fig. 1 Solar energetic particle flux with time

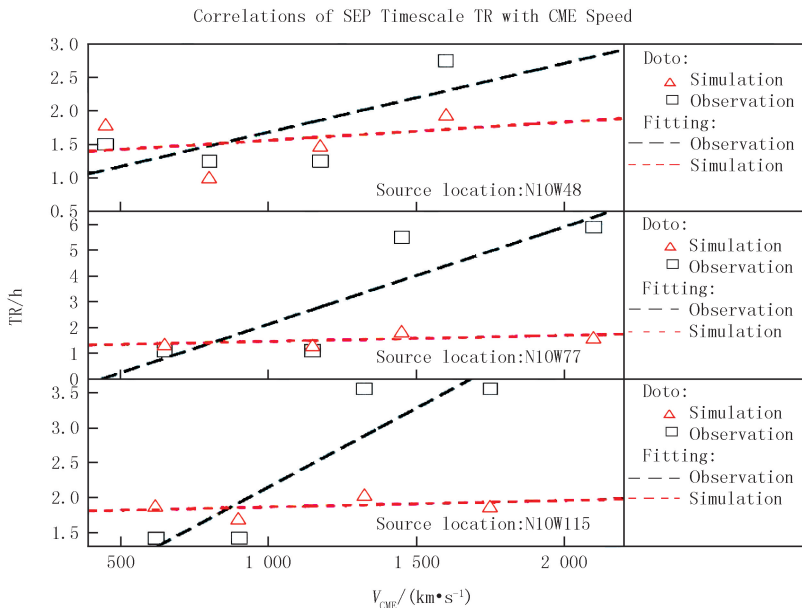


图 2 数值模拟方法下 SEP 时间尺度 TR 与 CME 速度关系数值模拟与观测对比图

Fig. 2 Comparison of SEP timescale TR and CME velocities with simulation and observation under numerical simulation method

图 3 是时间尺度 TR 与 CME 宽度的相关性对比图,与图 2 类似,红色虚线所代表的数值模拟的拟合值并没有与观测结果相一致,当然,在源位置是 N10W48 的范围内,观测也没有呈现出 TR 随 CME 宽度的增加而单调增加的趋势,而数值模拟方面,只有源位置在 N10W48 范围内的拟合直线呈现出较弱的正相关。

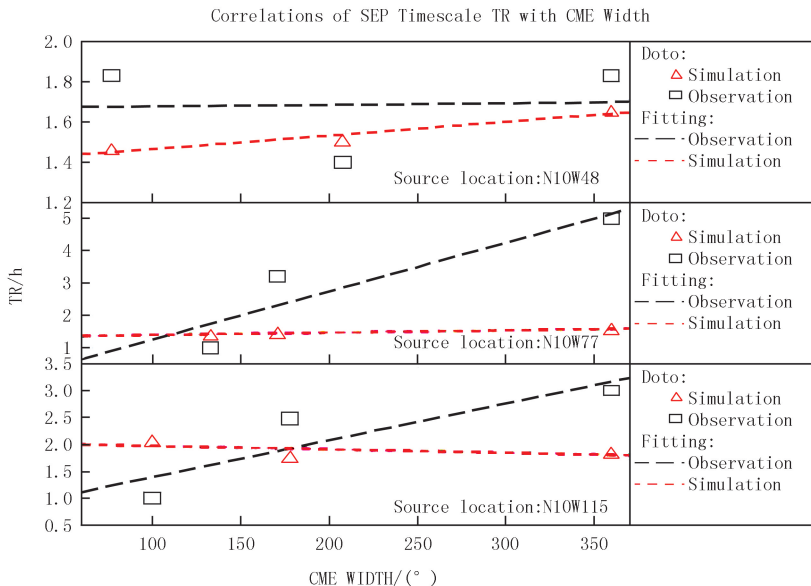


图 3 数值模拟方法下 SEP 时间尺度 TR 与 CME 宽度关系数值模拟与观测对比图

Fig.3 Comparison of SEP timescale TR and CME widths with simulation and observation under numerical simulation method

从图 4 中可以看到,时间尺度 TO 与 CME 速度的数值模拟观测对比关系,观测显示在源位置为 N10W48 和 N10W77 的范围中,时间尺度 TO 与 CME 速度是负相关的,而源位置在 N10W115 范围中,呈微弱的正相关.数值模拟结果显示在 3 个不同位置几乎都呈现出微弱的负相关状态。

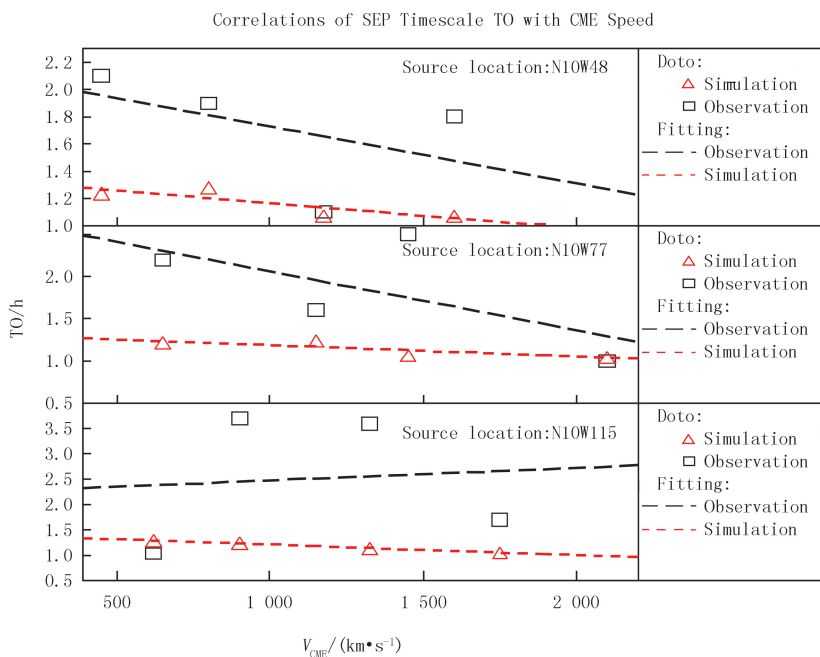


图 4 数值模拟方法下 SEP 时间尺度 TO 与 CME 速度关系数值模拟与观测对比图

Fig.4 Comparison of SEP timescale TO and CME velocities with simulation and observation under numerical simulation method

图 5 是时间尺度 TO 与 CME 宽度的关系图,观测显示除了源位置在 N10W48 范围中的时间尺度 TO 与 CME 宽度呈现微弱的负相关外,其他两个源位置范围皆呈正相关,而数值模拟结果显示时间尺度 TO 几乎不随 CME 宽度增加而增加,甚至在源位置是 N10W77 和 N10W115 范围中还呈现出较弱的负相关。

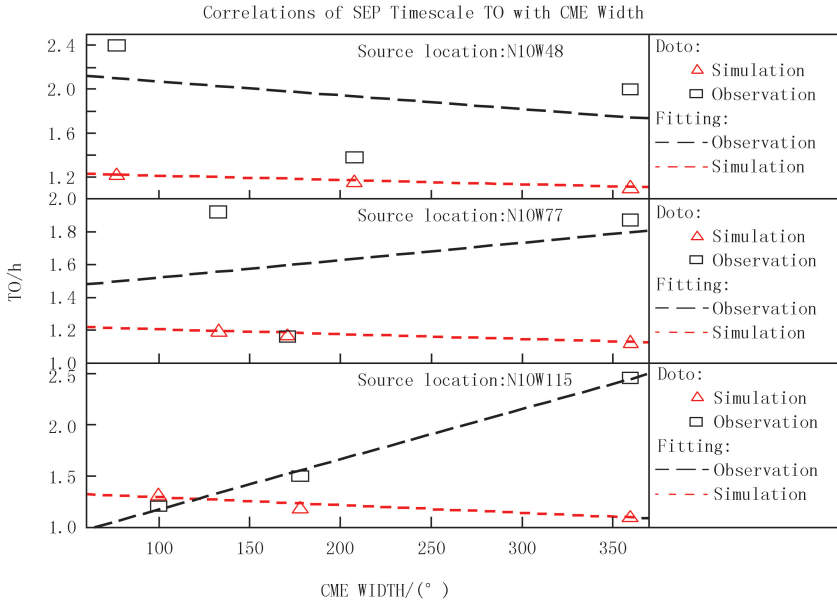


图 5 数值模拟方法下 SEP 时间尺度 TO 与 CME 宽度关系数值模拟与观测对比图

Fig.5 Comparison of SEP timescale TO and CME widths with simulation and observation under numerical simulation method

对以上观测与数值模拟结果不一致,且没有呈现出 SEP 时间尺度与 CME 速度、宽度正相关性的情况,分析可能原因如下,对于时间尺度 TR,其初始时刻 T1 在观测和模拟上得到的方法是不同的,观测是由背景值与上升值之间的拐点取得,而模拟是取第一颗粒子出现的时间(详细讨论见下一节).此差异可能引起 T1 的取值不同,进而影响 TR.对于时间尺度 TO,除了上面分析 TR 的原因(T1 是时间尺度 TO 的终止时刻),还与第 1 节中分析的粒子在源上复杂的释放时间有关,因此现实情况较复杂,观测没有呈现出很好的正相关性,而数值模拟是建立在观测数据的基础上进行的,因此也没有呈现出正相关性。

2.2 观测背景方法确定 SEP 初始时间

如图 6 是观测图示 SEP 通量随时间变化,其中红色点线是峰值强度 I_p ,粉色点虚线是强度背景值 I_b ,从观测可知,由于 SEP 通量有背景值,所以对于 SEP 的初始时间,无法通过找到第一颗粒子出现的时刻来确定,只能从通量轮廓背景值到上升值之间的拐点来入手.通过上节的分析,数值模拟方法确定 SEP 初始时间 T1 造成的误差太大,本节尝试使用观测的方法,来确定 SEP 的初始时刻 T1,进而考察时间尺度 TO、TR 与 CME 速度、宽度的相关性。

2.2.1 确定背景值与峰值的比

设 SEP 通量的背景值与峰值的比为 I_b-I_p ,将 204 个观测事件的 I_b-I_p 值与对应的 CME 速度进行研究,发现其有一定的相关性,如图 7,横坐标是 CME 速度,纵坐标是 SEP 通量的背景值与峰值的比 I_b-I_p 的 lg 值,黑色三角是源位置在特征值 N10W48 范围的事件,蓝色三角是源位置在特征值 N10W77 范围的事件,红色三角是源位置在特征值 N10W115 范围的事件,虚线是所有点的拟合直线,拟合方程为 $y = -0.63 - 0.00057x$.于是可得 SEP 通量的 I_b-I_p 值与对应的 CME 速度的关系模型 $I_b-I_p = 10^{-0.63-0.00057V_{CME}}$ 。

2.2.2 确定 SEP 的初始时间

由于 SEP 通量背景值是峰值的 I_b-I_p 倍,则通量初始时间 T1 即为峰值的 I_b-I_p 倍所对应的时刻.相应的,可得 TR 值,如图 8,横坐标是 CME 速度,纵坐标是 TR,上中下 3 个图分别对应不同的源经度范围.黑方块是 Kahler(2013)中分析的观测数据.红色的三角形表示数值模拟结果的加权平均值,黑色长虚线代表对观测数据的直线拟合,红色短虚线代表对数值模拟结果加权平均值的线性拟合.图中 3 个源位置范围下的数值

模拟拟合值都呈现出正相关趋势,对比图 2,可以看到源位置在 N10W48 的范围中的数值模拟拟合趋势与观测趋势明显更为符合;而源位置偏西的范围(W77、W115)下,改变确定 SEP 初始时间 T1 的方法对 TR 与 CME 速度相关性数值模拟结果影响不大.

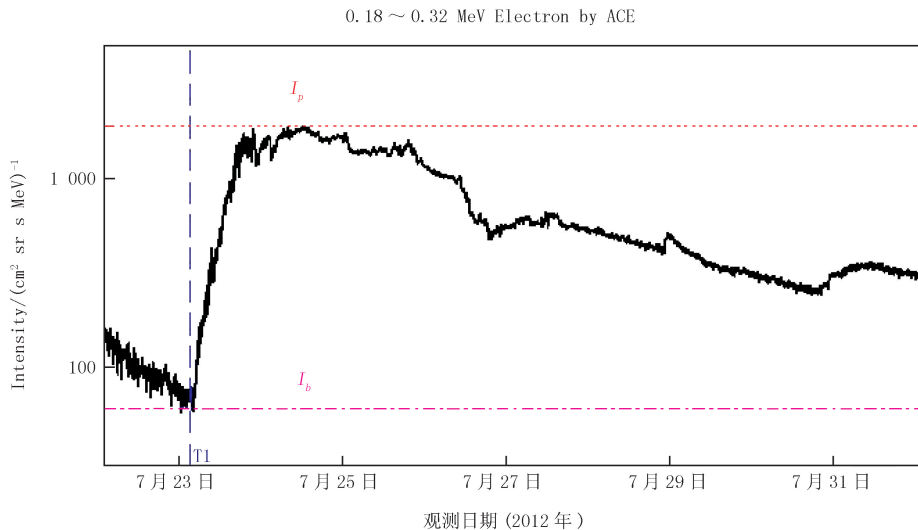


图 6 由 ACE 卫星观测的能量在 0.18 ~ 0.32 MeV 电子的强度随时间变化图

Fig.6 The intensity of energetic electrons observed by ACE satellite in 0.18-0.32 MeV varies with time

图 9 是 TR 与 CME 宽度的相关性观测模拟对比关系图,源位置在 N10W48 范围时数值模拟结果显示 TR 与 CME 宽度呈现良好的正相关,源位置在 N10W77 范围时数值模拟显示 TR 与 CME 宽度具有微弱的正相关.源位置在 N10W115 范围时数值模拟显示出 TR 与 CME 宽度具有微弱的负相关.对比图 3,改变确定 SEP 初始时间 T1 的方法对 TR 与 CME 宽度相关性数值模拟结果影响不大.

由上面分析可知,TO 值不仅与 SEP 初始时间相关,还与从源上的释放时间有关,与不同经度位置关系也很大,其影响因素太复杂,观测分析没有得出很好的相关性,因此在观测数据基础上得到的数值模拟所得到的规律性也不强,在此就不赘述.

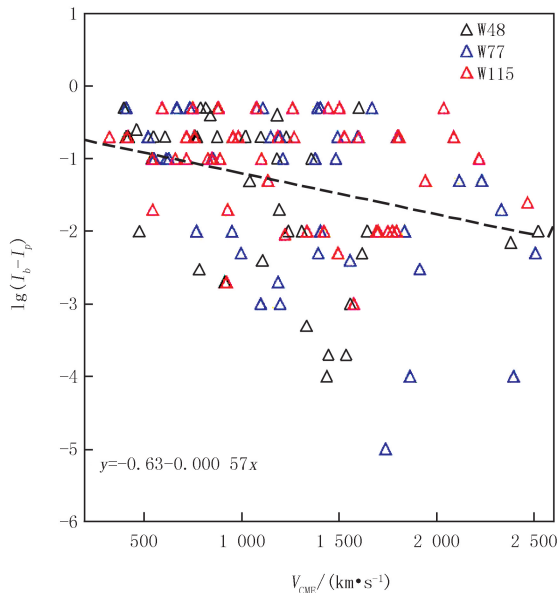


图 7 SEP 通量背景值与峰值的比与对应 CME 速度的相关性

Fig.7 Correlation between ratio of background value to peak value of SEP flux and corresponding CME velocity

3 讨 论

本文运用两种不同方法,即 SEP 通量第一颗粒子出现的时刻和背景值与上升值的拐点时刻来确定 SEP 初始时刻,通过数值模拟与观测做对比,从而得到的相应的 SEP 的时间尺度(TO 和 TR)与 CME 的速度和

宽度之间的关系.从对比结果发现,影响 SEP 的时间尺度 TO 的现实因素较复杂,观测分析并不能得到很好的相关性,因此数值模拟在观测数据基础上研究也没有得到规律性结果.对于 SEP 的时间尺度 TR,两种方法均可得到它与 CME 的速度和宽度是正相关的,在观测位置与 CME 爆发源位置经度距离较远时区别并不大,在距离较近时,观测背景方法下的数值模拟结果与观测分析更为符合.另外,由于经度越偏西(离观测者越远),影响因素越多且更复杂,所以 SEP 的时间尺度(TO 和 TR)与 CME 速度、宽度的关系由单一变量所控制的考察结果越不理想.

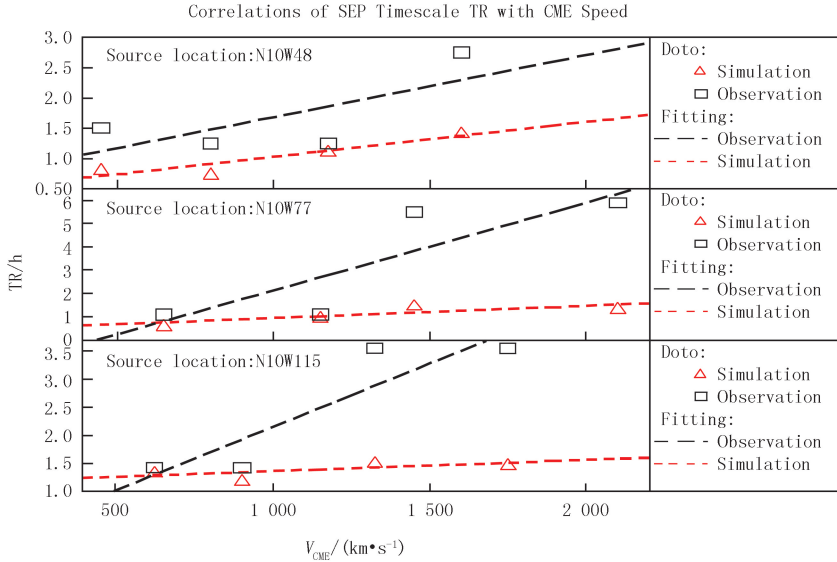


图 8 观测背景方法下时间尺度 TR 与对应 CME 速度的相关性

Fig. 8 Comparison of SEP timescale TR and CME velocities with simulation and observation under observation background method

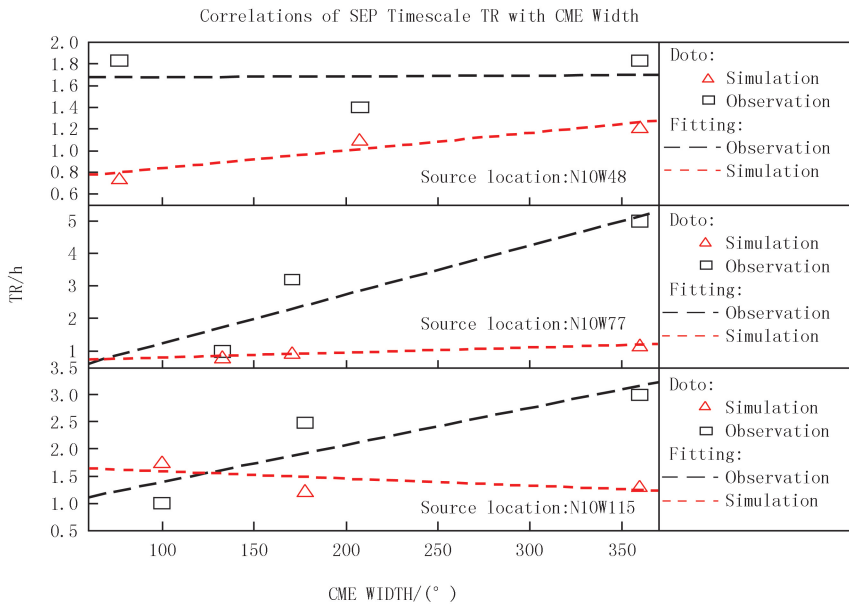


图 9 观测背景方法下时间尺度 TR 与对应 CME 宽度的相关性

Fig. 9 Comparison of SEP timescale TR and CME widths with simulation and observation under observation background method

今后将做进一步研究,投入更多 SEP 事件,以增大统计性.增加特征值分组,以减小误差.将时间尺度的影响因素细分,多因素考察其相关性.

致谢:基金支持:国家自然科学基金(41574172).数据来自 NASACDAW 网站(cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov).CME 数据来自美国宇航局和美国天主教大学与海军研究实验室合作的 CDAW 数据中心生成和维持的 CDAWLASCO 目录.SOHO 是欧空局和美国国家航空航天局国际合作的一个项目.对 EPACT 质子数据的使用要感谢 Reames D.这项工作是在天津国家超级计算机中心进行的,计算均在天河一号(A)上进行.

参 考 文 献

- [1] Kahler S W, Hildner E, Van Hollebeke M A I. Prompt solar proton events and coronal mass ejections [J]. *Solar Physics*, 1978, 57: 429-443.
- [2] Kahler S W, Sheeley N R Jr, Howard R A, et al. Associations between coronal mass ejections and solar energetic proton events [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1984, 89: 9683-9693.
- [3] Kahler S W, Cliver E W, Cane H V, et al. Solar Energetic Proton Events and Coronal Mass Ejections Near Solar Minimum [J]. *International Cosmic Ray Conference*, 1987, 3: 121.
- [4] Ding L G, Li G, Jiang Y, et al. Interaction between Two Coronal Mass Ejections in the 2013 May 22 Large Solar Energetic Particle Event [J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2014, 793: L35.
- [5] Li G, Zank G P, Rice W K M. Energetic particle acceleration and transport at coronal mass ejection-driven shocks [J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2003, 108: 1082.
- [6] Agueda N, Klein K-L, Vilmer N, et al. Release timescales of solar energetic particles in the low corona [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2014, 570: A5.
- [7] Krucker S, Larson D E, Lin R P, et al. On the Origin of Impulsive Electron Events Observed at 1 AU [J]. *The Astrophysical Journal*, 1999, 519: 864-875.
- [8] Malandraki O E, Agueda N, Papaioannou A, et al. Scientific Analysis within SEP Server - New Perspectives in Solar Energetic Particle Research: The Case Study of the 13 July 2005 Event [J]. *Solar Physics*, 2012, 281: 333-352.
- [9] Haggerty D K, Roelof E C. Impulsive Near-relativistic Solar Electron Events: Delayed Injection with Respect to Solar Electromagnetic Emission [J]. *The Astrophysical Journal*, 2002, 579: 841-853.
- [10] Van Hollebeke M A I, Ma Sung L S, McDonald F B. The variation of solar proton energy spectra and size distribution with heliolongitude [J]. *Solar Physics*, 1975, 41: 189-223.
- [11] Ma Sung L S, Earl J A. Interplanetary propagation of flare associated energetic particles [J]. *Astrophysical Journal*, 1978, 222: 1080-1096.
- [12] Ding L G, Cao X X, Wang Z W, et al. Large solar energetic particle event that occurred on 2012 March 7 and its VDA analysis [J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2016, 16: 122.
- [13] Wang Y, Qin G. Simulations of the Spatial and Temporal Invariance in the Spectra of Gradual Solar Energetic Particle Events [J]. *The Astrophysical Journal*, 2015, 806: 252.
- [14] Kahler S W. A Comparison of Solar Energetic Particle Event Timescales with Properties of Associated Coronal Mass Ejections [J]. *The Astrophysical Journal*, 2013, 769: 110.
- [15] Kahler S W, Vourlidas A. A Comparison of the Intensities and Energies of Gradual Solar Energetic Particle Events with the Dynamical Properties of Associated Coronal Mass Ejections [J]. *The Astrophysical Journal*, 2013, 769: 143.
- [16] Balch C C. SEC proton prediction model: verification and analysis [J]. *Radiation Measurements*, 1999, 30: 231-250.
- [17] Qi S Y, Qin G, Wang Y. Numerical simulations of solar energetic particle event timescales associated with ICMEs [J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2017, 17: 033.
- [18] Wang Y, Qin G, Zhang M. Effects of Perpendicular Diffusion on Energetic Particles Accelerated by the Interplanetary Coronal Mass Ejection shock [J]. *The Astrophysical Journal*, 2012, 752: 37.
- [19] Jokipii J R, Higdon J C. Acceleration and transport of galactic cosmic rays [J]. *Astrophysical Journal*, 1979, 228: 293-296.
- [20] Qin G, Zhang M, Dwyer J R. Effect of adiabatic cooling on the fitted parallel mean free path of solar energetic particles [J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2006, 111: 8101.
- [21] Zhang M, Qin G, Rassoul H. Propagation of Solar Energetic Particles in Three-Dimensional Interplanetary Magnetic Fields [J]. *The Astrophysical Journal*, 2009, 692: 109-132.
- [22] Skilling J. Cosmic Rays in the Galaxy: Convection or Diffusion? [J]. *The Astrophysical Journal*, 1971, 170: 265.
- [23] Schlickeiser R. *Cosmic Ray Astrophysics* [M]. Springer Science & Business Media, 2002.
- [24] Jokipii J R. Cosmic-Ray Propagation. I. Charged Particles in a Random Magnetic Field [J]. *The Astrophysical Journal*, 1966, 146: 480.
- [25] Teufel A, Schlickeiser R. Analytic calculation of the parallel mean free path of heliospheric cosmic rays. II. Dynamical magnetic slab turbulence and random sweeping slab turbulence with finite wave power at small wavenumbers [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2003, 397: 15.
- [26] Burger R A, Krüger T P J, Hitge M, et al. A Fisk-Parker Hybrid Heliospheric Magnetic Field with a Solar-Cycle Dependence [J]. *The As-*

trophysical Journal, 2008, 674: 511-519.

- [27] Qin G, Shalchi A. Pitch-Angle Diffusion Coefficients of Charged Particles from Computer Simulations [J]. The Astrophysical Journal, 2009, 707: 61-66.
- [28] Hasselmann K, Wibberenz G. Scattering of charged particles by random electromagnetic field [J]. Z Geophys, 1968, 34: 353-388.
- [29] Earl J A. The diffusive idealization of charged-particle transport in random magnetic fields [J]. The Astrophysical Journal, 1974, 193: 231-242.
- [30] Matthaeus W H, Qin G, Bieber J W, et al. Nonlinear Collisionless Perpendicular Diffusion of Charged Particles [J]. The Astrophysical Journal Letters, 2003, 590: L53-L56.
- [31] Shalchi A, Bieber J W, Matthaeus W H, et al. Nonlinear Parallel and Perpendicular Diffusion of Charged Cosmic Rays in Weak Turbulence [J]. The Astrophysical Journal, 2004, 616: 617-629.
- [32] Shalchi A, Li G, Zank G P. Analytic forms of the perpendicular cosmic ray diffusion coefficient for an arbitrary turbulence spectrum and applications on transport of Galactic protons and acceleration at interplanetary shocks [J]. Astrophysics and Space Science, 2010, 325: 99-111.
- [33] Kallenrode M-B, Wibberenz G. Propagation of particles injected from interplanetary shocks: A black box model and its consequences for acceleration theory and data interpretation [J]. Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978-2012), 1997, 102: 22311-22334.

Simulation of solar energetic particle event onset time associated with coronal mass ejections

Qin Gang^{1,2}, Qi Shiyang^{1,2}

(1. National Space Science Center, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China;

2. College of Earth Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: We study the onset time of SEP flux with two different methods. The one is a simulation method, which suggested the onset time is when a first particle is detected by the observer. The other one is the observation background method, which proposed the onset time is determined by the inflection point between the background and the rise on the SEP flux time profile. The SEP timescales TO and TR defined by S. W. Kahler shown in the last paragraph are associated with the SEP onset time. In this work, we solve the transport equation for SEPs considering ICME shocks as energetic particle sources. We obtain the SEP timescales TR, TO with the two method by simulating the SEP transport. The simulation results which are consistent with the observation, suggested that TR increase with the increasing CME speed and width, and TO is not presented a good regularity with complexed factors. Moreover, when the source location longitude is far away from the observer, as so many factors affecting timescales TR and TO, the different SEP onset time method has little effect on the results. When the source location is close to the observer, the simulation results with the observation background method is more consistent with the observation conclusion.

Keywords: solar energetic particle; coronal mass ejections; numerical simulation; interplanetary transport

[责任编辑 陈留院]