

中纬电离层暴负相开始时间与磁暴主相开始时间的对应关系*

王劲松 肖佐

(北京大学地球物理系, 100871)

摘 要

本文假设在磁暴主相期间,由于极光椭圆带处的空气被加热上升,从而使高纬高空出现富含分子的气体。这些气体由于扩散及与中性风的相互作用会向中低纬移动,其所到之处电子消失系数增加,从而导致负相电离层暴的发生。计算给出了全球中纬电离层暴负相的开始时间与磁暴主相开始时间之间的关系,并讨论了负相电离层暴发生的“时间禁区”问题。结果与有关统计结果符合得很好。

关键词 电离层暴负相,磁暴主相,时间禁区

一、引 言

电离层暴期间, F_2 层临界频率 f_oF_2 通常先偏离正常值上升(正相),接着出现下降(负相),在夜间和日出前下降最为显著^[1]。电离层暴通常是与磁暴相伴随的^[2]: 在中纬,若磁暴急始发生在白天,当天午后发生正相扰动,接着是负相扰动;如果磁暴急始发生在夜间,而且磁暴主相很强,主相后接着是负相扰动;如果磁暴主相较弱,第二天午后将有正相扰动。许多作者^[3-7]的统计分析也证明了这一点。

对于负相电离层暴成因已有一些定性的讨论^[6],成功的计算模式却几乎没有。Davies^[7,8]曾提出了一种波动聚焦模式,涂传诒等^[3,9,10]则提出了一种烟囱模式。两者均认为负相电离层暴的产生是由于负相暴发生地上空大气中分子成分所占比例增加,导致 F_2 电子复合系数增大,于是产生负相电离层暴。但两种模式的具体细节有所不同: Davies 认为极光椭圆中午区域沉降的热量在不同时刻产生的向外传播的扰动,由于地球自转而发生聚焦。在聚焦区大气受到扰动,当地大气下层的分子成分上升。而涂传诒等则认为,在磁暴主相阶段,极光椭圆处的大气被加热上升,其中分子成分含量较多。如同烟囱里冒出的烟为风所吹动一样,这些富含分子的气体被中性风从高纬携带至中低纬,从而使所到之地产生负相电离层暴。

Davies 的模式局限于解释在午后发生的较短时间的负相电离层暴,而不能解释前述电离层暴的主要特征。涂传诒等的模式则是十分可取的,但限于当时条件,对物理过程进行了较大的简化,如源的离散化、气体膨胀速度的选取等。本文采用上述涂传诒的烟囱模式,从考虑以中性风为背景的扩散方程出发,通过数值计算得出中纬电离层负相暴的开始

本文于1994年1月13日收到。

* 国家自然科学基金重大项目(49391400)支持。

时间与磁暴发生时间的关系,以便更细致地考察背景风和扩散的作用,并与部分台站的统计资料进行了比较。

二、模式要点

本文假定在磁暴主相阶段,由极尖区沉降的粒子加热极光椭圆白天部分的大气,而夜晚部分的大气则被由磁尾沿磁力线进入大气层的极光粒子和极光电流加热。气体被加热后上升,其中带有的较多氧、氮分子使高空气体中分子成分的数密度与原子成分数密度的比值高于正常值。这些富含分子成分的气体被热层风吹动同时又进行扩散,逐渐移到中低纬地区。由于 F_2 层电子复合系数与分子成分的数密度成正比,因此富含分子的气体所到之处电子复合增强,电子密度会下降,从而导致负相电离层暴的产生。

在磁暴期间高纬出现气体上升、高纬上空气体成分变化及气体向中低纬的输送业已

得到一些计算^[11]和卫星探测的证实^[12]。在本文中不具体考虑气体的上升过程,而是认为在磁暴主相发生后 1 至 2 小时^[13]后极光椭圆区高空就出现富含分子成分的气体源。根据极光椭圆的统计结果^[14],本文采用如图 1 (引自文献[14])所示椭圆为气体源的形状:半长轴 21° (地球大圆弧长),半短轴 16° ,中心沿半短轴偏离偶极地磁极 3° ,半短轴方向沿相对太阳固定的偶极地磁坐标系的 2h 子午线方向,宽度为 5° 。

本文采用的背景风场是根据 Kohl 等^[15]的计算结果以简化而成的:热层风均是平行于上述坐标系中 15h 指向 3h 的方向,大小为 45m/s 。由图 2、

图 1 磁偶极坐标中的极光椭圆
Fig. 1 The auroral oval in the dipole-time coordinates

图 3 (引自文献[15])的对比可看出,这种简化与原结果符合得很好,只是在赤道附近二者有极大差别。但考虑到垂直向下的回流,富含分子成分的气体将消失于纬度低于 25° 的低层大气中^[11,13],因此本文简化风场在赤道附近的偏差实际上对本文计算不产生影响。

根据扩散定律,单位时间里通过单位横截面积的粒子数(扩散流强度 q)正比于粒子密度梯度 n ,表述为:

$$q = -D\nabla n, \quad (1)$$

式中 D 为扩散系数。在本文中上述粒子则指中性大气中的分子,取 $D = 10^8\text{m}^2/\text{s}$ ^[14]。

在有风场存在的情况下,可以类似定义等效扩散流强度 Q ,

$$Q = q + nv, \quad (2)$$

因此扩散方程为:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \Delta \cdot Q = 0.$$

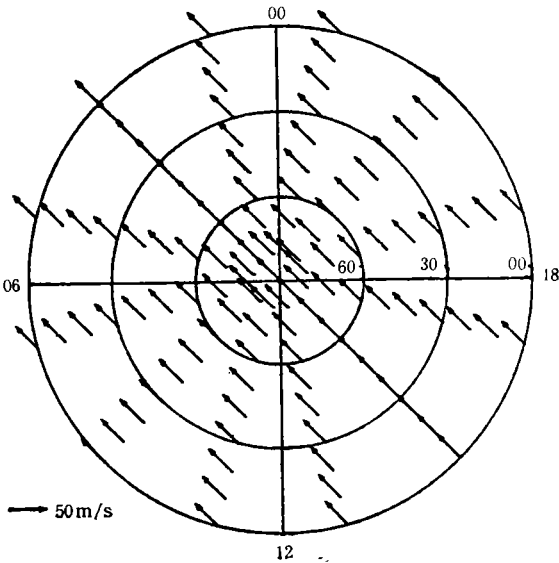
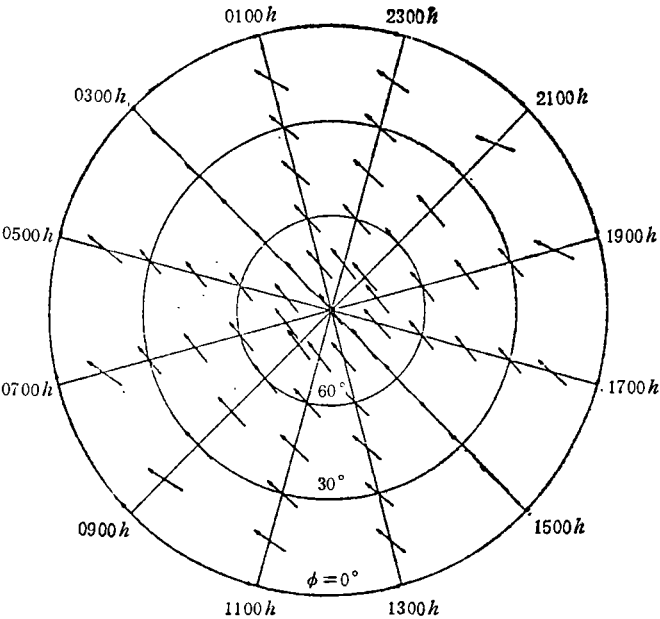


图 2 本文中的风系
Fig. 2 The wind system in this paper



$h = 300\text{km}$ $H = 80\text{km}$ $N_m = 10^6\text{cm}^{-3}$
图 3 计算所得 300km 高度北半球的大气风系

Fig. 3 The atmospheric wind system in the northern hemisphere calculated for an altitude of 300km

即:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D \nabla^2 n + \nabla \cdot (nv) = 0. \tag{3}$$

定解条件为:

$$\begin{cases} n(t, 25^\circ, \lambda) = n(0, 25^\circ, \lambda), \\ n(0, \varphi, \lambda)|_{\text{极光椭圆}} = n_0(0, \varphi, \lambda) + \Delta n, \\ n(t, \varphi, \lambda) = n(t, \varphi, \lambda + 2\pi). \end{cases} \quad (4)$$

其中 $n_0(0, \varphi, \lambda)$ 为背景风场中不存在源时的全球大气分布, φ 为地磁纬度, λ 为地磁经度.

(4) 式中 Δn 为极光椭圆处的热层气体密度相对 $n_0(0, \varphi, \lambda)$ 的偏离, 取 $\Delta n = 100\% n_0^{[11]}$.

三、计算结果与讨论

图 4 给出了本文计算出的经度为零、地理纬度为 45° (不分南北) 台站处的负相开始

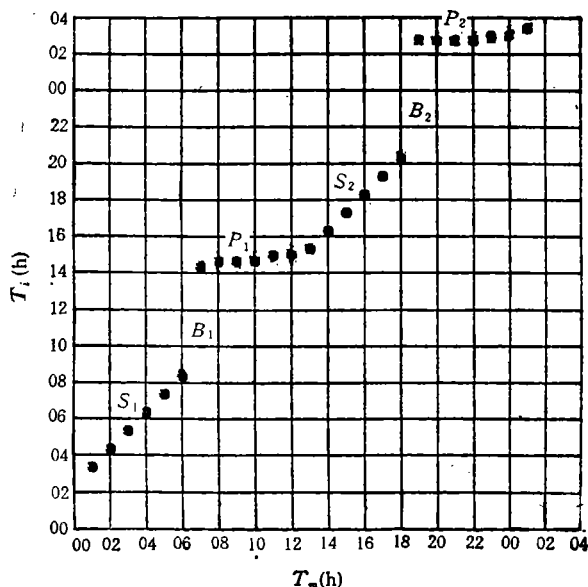


图 4 磁暴主相开始时间与电离层暴负相开始时间的关系

Fig. 4 The relation between the onset times of the main phase of magnetic storms T_m and the negative phase of ionospheric storms $T_i(0^\circ E, 45^\circ)$

时间 T_i 与磁暴主相开始时间 T_m 的对应关系。计算结果表明, 在中纬地区, 纬度效应并不太明显, 因此图 4 中仅给出具有代表性的 45° 处的数据。

图 4 的数据点明显地分为六段: 两段斜线段 (S_1 和 S_2)、两段空白段 (B_1 和 B_2) 以及两段“平台”段 (P_1 和 P_2)。

斜线段 S_1 和 S_2 的频率均近似为 1, 在纵轴上截距约为 2 小时, 这意味着在文设台站 ($0^\circ E, 45^\circ$) 的地方时 (亦即世界时) 凌晨 (S_1 段) 和下午 (S_2 段) 若有磁暴主相发生, 则随后有负相电离层暴的发生, 这一结果与文前所叙统计结果完全符合。

空白段 B_1 和 B_2 分别表示在午时和子夜文设台站处没有负

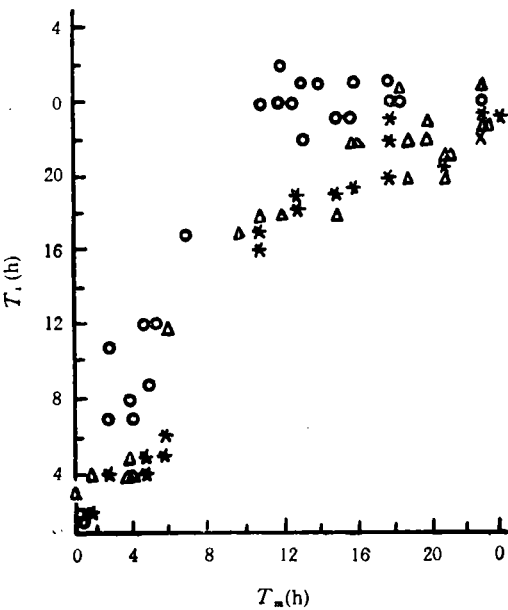
相暴发生。

平台段 P_1 和 P_2 分别表示在上午及上半夜所发生的磁暴主相所对应的负相电离层暴将分别集中于午后及子夜发生。

在进一步分析上述结果并与有关资料进行比较之前有几点必须特别注意:

1. 由于地磁极与地理极不重合, 而极光椭圆是近似以地磁极为中心的, 因此当地球自转时, 极光椭圆实际上也绕地理轴旋转, 而其在相对太阳固定的坐标系中形态却不变。所以这种效应的直接结果便是导致一些相关的物理过程有明显的经度效应;

2. 本文认为凡是当某地上空电子密度增加 30% (即对应于该地 f_oF_2 下降 15%)^[5] 时便是当地发生负相电离层暴的开始; 而实际的统计中, 只有当这种大于 15% 的下降持续



* Billerica (Maynard) (43°N, 71.5°W) Δ Freiburg (48°N, 07°E)
○ 满洲里 (49.5°N, 117.5°E)

图 5 三个台站的统计结果

Fig. 5 Statistic results of three stations

6 小时以上才能称之为一次负相暴，否则仅被认作是电离层的瞬时振荡。因此本文计算出的数据点有少部分是在统计资料中找不到对应点的，因为这些点只是发生负相电离层暴的必要条件而非充分条件；

3. 从理论上讲，有部分地区在某些特定的时间区域中根本不会受到高纬传来的富含分子气团的影响，就好比烟囱中飘出的烟不一定会波及所有地区、而且当波及某地时其浓度也不一定足够高一样。故此在计算中会出现一些“时间禁区”：在这一段时间内，某地几乎不会出现负相电离层暴；在不同的地方“时间禁区”各不相同。

由于背景风系相对太阳位形不变，不随地球自转，而台站则是要随地球自转而运动的，因此当急始磁暴发生后，等高纬富含分子的气体传到台站原所在地时，台站已东去多时。如果台站在东行的过程中有时未与高纬来的气体相遇，则此时此台站处绝无负相电离层暴发生，即图 4 中空白段 B1 与 B2 存在的原因，同时也是“时间禁区”的成因之一，本文称之为“绝对原因”。

前文所叙某地虽有高纬气流引起的负相扰动，但这种扰动并不能持续 6 小时以上，则在统计上而言依旧没有负相暴发生，此为“时间禁区”的另一成因，本文称之为“相对原因”。

由于各向异性的存在，高纬气体向中低纬的运动在某些方向（尽管在不同纬度时有所不同）占优势，因此就出现如下情形：高纬富含分子的气体在某一方向运动得较快而很快到达某处，从而使得台站在以某些地方时为起点（即磁暴主相发生时间）时，都会在同一地方时与富含分子的气流相遇。故某些时刻发生的磁暴主相都会对应于相同（或相近）地方时所开始的负相电离层暴，在图 4 中则表现为 P1 和 P2 这样的“平台”。

作为与实测结果的对照,图 5 给出了三个中纬处不同经度测站的统计结果^[3]。由于经度效应的存在,三个测站在图 4 中应对应三个新的坐标原点: Freiburg ($-0.5h$, $-0.5h$), 满洲里 ($-8h$, $-8h$) 和 Billerica ($4.8h$, $4.8h$)。

Freiburg 站,图中的 S1、B1、P2 段对应得很好,另外三段则有两种可能:一是由于统计的不完备性,使得图 5 中数据不足;二是可由“时间禁区”的相对原因来解释:尽管 P1 段和 S2 段出现负相波动,但其未能持续足够长的时间。至于这两种原因的取舍,则可由新的此站数据和已有另两站数据来判定。

满洲里站, B1、P1、S2 和 B2 段对应得较好, P2、S1 段在图 5 中找不到对应,可由“时间禁区”的“相对原因”解释。

Billerica 站, S1、B1、S2、B2 和 P2 均有较好的对应。P1 段在图 5 中找不到对应,而且 B1 在图 5 中相对于图 4 中要长一些。综合 Freiburg 与满洲里两站的情形,几乎可以肯定:三站的 P1 段不符合应归因于“时间禁区”的“相对原因”。

由上面的对比分析可知,本文的计算结果与实测统计符合程度是相当好的,不仅解释了已有的统计结果,而且在一定程度上定量解释了负相电离层暴发生的“时间禁区”问题。

在图 4 与图 5 间存在着一些差距:

1. 很明显,统计表明在磁暴主相发生时间相同的情况下,负相电离层暴的实际发生时间比本文计算的要稍晚一些;

2. 图 5 已显示出一些纬度效应的特征,特别是地磁纬度差异引起的效应,而本文计算则未出现明显的纬度效应;

3. 由于统计和计算两方面的原因,“时间禁区”的识别还不够清晰。

对于这些差距,存在着两方面的因素:

一是本文对地球磁场的位形未加考虑。由于离子曳力的存在,中性气体倾向于大致顺磁力线方向运动,又加上磁倾角的存在,因而中性气体在地面的投影向中低纬移动相同的距离时,其到达地点磁纬越低则所需时间最长。因此图 5 中的三个站的数据点偏离对角线的程度由大到小为:满洲里、Freiburg、Billerica,这是按照磁纬由低到高的顺序。

二是图 5 统计中的误差^[10]。由于对磁暴主相的判断和负相电离层暴的认定均带有较多的人为因素,因而会使其发生时间出现 1 至 2 小时误差。

另外暴时风场和电离层扰动是相互作用的,对这一点本文也欠考虑。但可以认为上述相互作用不会改变风的主要方向及风速的量级,因此也不会改变本文计算的根本特性。

显然,本文仍然是一种初步结果,还需在热层风与电离层的相互作用、地磁效应、高纬气体受热后上升和运输的具体过程和 f_0F_2 的具体变化等方面开展进一步的研究。

四、总 结

本文在假定磁暴主相发生后,极光椭圆区的气体会上升的条件下,采用了所谓的烟卤模式,从背景风场中的扩散方程出发,计算了全球中纬地区磁暴主相发生时间与负相电离层暴发生时间的对应关系。尽管本文工作有待进一步发展,但仍旧取得了一些有用的结果:

1. 解释了中纬电离层暴发生时间的统计结果, 并与有关台站数据符合很好;
2. 从定性和定量两方面初步解释了负相电离层暴发生的“时间禁区”, 并归纳出所谓的“绝对原因”与“相对原因”。本文中对“时间禁区”的认定还不够清晰, 但对这一问题的初步解释应当可作为今后进一步研究的依据, 因而是有意义的。

参 考 文 献

- [1] Matuura, N., *Space Sci. Rev.*, Vol.13, p. 124, 1972.
- [2] Mendillo, M., *Planet. Space Sci.*, Vol.21, p. 349, 1973.
- [3] 涂传治和贾志华, 北京大学学报(自然科学版), 第2期, 第10页, 1977.
- [4] 黄天锡, 空间科学学报, 第5卷, 第108页, 1985.
- [5] 黄庆铭, 空间科学学报, 第5卷, 第303页, 1985.
- [6] Rishbeth, H., *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol.37, p. 1055, 1975.
- [7] Davies, K., *J. Geophys. Res.*, Vol.79, p. 605, 1974.
- [8] Davies, K., *Planet. Space Sci.*, Vol. 22, p.237, 1974.
- [9] 涂传治和贾志华, 中国科学 A 辑, 第12期, 第1146页, 1982.
- [10] 涂传治, 空间科学学报, 第3卷, 第36页, 1983.
- [11] Chang, C.A., J. P. St Maurice, *Can. J. Phys.*, Vol. 69, p. 1007, 1991.
- [12] Taeusch, P.R. and G. R. Carignan, *J. Geophys. Res.*, Vol. 76, p. 8318, 1971.
- [13] 涂传治等, 日地空间物理学(下册), 科学出版社, 第324页, 1988.
- [14] Akasofu, S.-I. and S. Cchapman, *Solar-Terrestrial Physics*, Oxford at the Clarendon Press, 1972.
- [15] Kohl, H. and J. W. King, *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 29, p. 1045, 1967.

THE RELATION BETWEEN THE ONSET TIMES OF THE NEGATIVE PHASE OF IONOSPHERIC STORMS AND THE MAIN PHASE OF MAGNETIC STORMS AT MIDDLE LATITUDES

Wang Jing-song Xiao Zuo

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

In this paper, it is assumed that at high latitudes when the air of the auroral oval is heated and then the molecule enriched air rises during the magnetic storm main phase. This kind of molecule enriched air moves toward middle and low latitudes due to diffusion and interaction with the background neutral wind. Where it arrives, the electron loss coefficient increases and therefore the negative ionospheric storm occurs. Based on this, a simulation is conducted and the relation between the onset times of the negative phase of ionospheric storms and the main phase of magnetic storms is given. The problem about the “time forbidden zone” of the occurrences of the ionospheric storm negative phase is also discussed. The results of calculation agree rather well with those of statistics.

Key words Negative phase of ionospheric storm, Main phase of magnetic storm, Time forbidden zone