

研究论文

极隙区极光粒子沉降对电离层影响的模拟研究

陈卓天 张北辰 杨惠根 刘瑞源

(中国极地研究中心,上海 200136)

提要 利用一维自洽的时变极区电离层模型,研究极隙区极光粒子沉降对极区电离层 F 层电子密度影响的时变过程。假设一维时变电离层模型描述的磁流管中 F 层等离子体在对流作用下经过极隙区,随对流路径的不同,磁流管在极隙区经历的时间不同,以此考察极光粒子沉降作用下电离层随时间的演化过程。数值计算结果表明,当磁流管在极隙区停留的时间足够长,F 层电子密度能显著增大。然而在磁流管经历极隙区实际时间较短的情况下,极隙区极光粒子沉降对 F 层电子密度的影响并不大。本文还给出了统计对流模型作用下磁流管在经历极隙区时,有沉降粒子作用和没有沉降粒子作用两种情况下,F 层等离子体的时间变化过程的差异。

关键词 极隙区 粒子沉降 电离层 数值模拟 等离子体对流

1 前言

极区电离层通过对流电场、沉降粒子、场向电流和磁层紧密耦合在一起,在太阳风磁层电离层的耦合过程中起重要作用。通常将地球电离层划分为三个区域,最低的称为 D 层,依次是 E 层和 F 层。一般来说,F 层是整个电离层中电子数密度最大的一个区域。从 D 层到 F 层顶部,电子密度的变化超过四个量级。控制电离层电子密度的过程主要是“光化学过程”和“输运过程”。在高纬电离层,粒子沉降成为太阳辐射之外电离层重要的附加电离源,对电离层的密度分布产生较大影响。而且,不同能量的电子沉降至上层大气引起的电离率随高度的变化而不同。平均能量低的软电子束 ($< 500\text{eV}$) 能够形成明显的电离层 F 层,平均能量较高的电子束能使得最大电离的高度下移,形成明显的 E 层,甚至其电子浓度高于 F 层 (Rees, 1963)。

[收稿日期] 2006 年 4 月收到来稿,2006 年 7 月收到修改稿。

[基金项目] 国家自然科学基金 (40236058, 40474056, 40390154) 和国家海洋局青年海洋科学基金 (2004202) 资助。

[作者简介] 陈卓天,女,1977 年生。硕士,实习研究员,主要从事极区高空大气物理研究。

[联系作者] 陈卓天, E-mail: chenzuotian@pric.gov.cn

极隙区是地球闭合磁力线和开放磁力线交界的日侧漏斗状区域,处于高纬向日面,是太阳风动量、能量和质量可以直接进入地球磁层并到达近地空间的区域。一般认为极隙区的沉降电子直接来源于磁鞘等离子体,其平均能量不大于 500eV。投影到极区电离层高度,极隙区通常以磁中午为中心,在经度方向扩展 2.5h,在纬度方向为 1 或更小的区域。由于地磁活动性的影响,极隙区出现的位置在纬度上有 4° — 5° 的变化 (Newell and Meng, 1992)。

极隙区软电子能电离 F 层高度中性大气,造成 F 层电子密度的增大。然而在极区等离子体对流的作用下,其对电离层的影响变得较为复杂。对软电子实际影响电离层的程度的认识仍然存在一定的争议。Rodger *et al* (1994)指出,极隙区高密度等离子体在同时存在行星际磁场 B_y 变化和 FCEs(Flow Channel Events)的情形下,能有效地形成极盖等离子体云块。他们假设极隙区高密度等离子体可能由极隙区软电子引起,也可能是其它的电离层源的作用。随后 Walker *et al* (1999)观测到极隙区电子密度的增大,认为是由软电子沉降所引起,并有可能形成极盖等离子体云块。同时我们注意到,观测显示在有太阳电离等离子体的情形下,极隙区软电子对 F 层电离层的贡献是次要的 (Sims *et al*, 2005)。早期工作表明,极隙区电子沉降的效应可能被测高仪观测到,但常规电离层参量的月中值日变化可能受其它因素的影响 (Whitaker, 1976)。

本文主要研究较低纬度等离子体经过极隙区时受软电子沉降影响后的演化过程。本文基于一维时变的极区电离层模式,构造了 F 层高度极区磁流管通过极隙区的动力学模型。本文结果可望为解释位于极隙区纬度的中山站上空电离层的日变化提供参考。

2 模型介绍

本文用中国极地研究中心建立的一维极区电离层模型来描述磁流管中等离子体的物理过程。张北辰等 (2001)用该模型研究了准稳态情况下极区电子沉降对电离层的影响。Zhang *et al* (2004)进一步综合求解描述极区电离层的连续性方程、动量方程和能量方程,构造了自洽的一维极区电离层模型,并用来研究强电场驱动的极区电急流区电导率的变化。本文主要采用文献 (张北辰等, 2001)的模型,考虑极隙区软电子影响电离层的动态过程。

本文的模型中考虑粒子的基本物理和化学过程,其中离子包括 O^+ , O_2^+ , NO^+ 和 N_2^+ , 中性粒子包括 O , O_2 , NO 和 N_2 。中性大气模式由 MSIS-86 给出 (Hedin, 1987)。方程中离子的产生考虑了光致电离、光化反应和电子沉降的影响,损失则由化学反应引起。光致电离考虑了太阳 EUV 10 个主要波段的作用 (Taieb *et al*, 1978)。电离率的计算中,对 Chapman 函数的求解则利用 Smith and Smith (1972)的方法。电子和离子温度取自 R 190 模型 (Bilitza, 1990)。化学反应考虑在计算域内重要的 11 个方程 (Schunk and Walker, 1973)。计算域从 110—610km,空间步长为 10km,时间步长为 20s。下边界 110km 处为光化平衡,上边界条件主要从物理上加以考虑,即对次要的离子成分 O_2^+ 和 NO^+ 用双极扩散平衡来描述。主要的成分 O^+ 涉及到与磁层的通量交换,用固定边界条件,这里假设 O^+ 的上行速度固定为 20m/s。

在本文的计算中中性大气模型所必须的参数选择为:相应的太阳电波辐射流量 $F_{10.7}$ 选为 $100 \times 10^{-22} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, 地磁活动 A_p 指数选为 10。这对应于比较宁静的空间环境状态。

本文的一维电离层模型粒子密度的计算步骤为:

1. 初始时刻磁流管位置在 MLT 不变磁纬坐标系中固定不变。由动量方程和粒子连续性方程的耦合及光化反应的重要方程 (Schunk and Walker, 1973) 求得光化平衡态。

2. 以此作初始试探解, 考虑沿磁力线方向的输运过程, 对各离子密度 n_i 进行求解, 反复迭代, 直至所得解达到一定精度, 以此得到初始时刻准稳态电离层解。这里要求 $|n_e^{i+1} - n_e^i|/n_e^i < 10^{-7}$, 其中 n_e 为电子密度, i 为第 i 次迭代步。

3. 从初始时刻出发, 模拟磁流管沿不同路径经过极隙区的电离层响应。

3 模拟结果

在 MLT 不变磁纬的坐标系中, 模型从初始时刻的固定位置经历 24h 后形成一条对流路径。图 1 为本文假设的经过极隙区的两条典型路径。随对流路径的不同, 磁流管经过极隙区的时间也不相同。

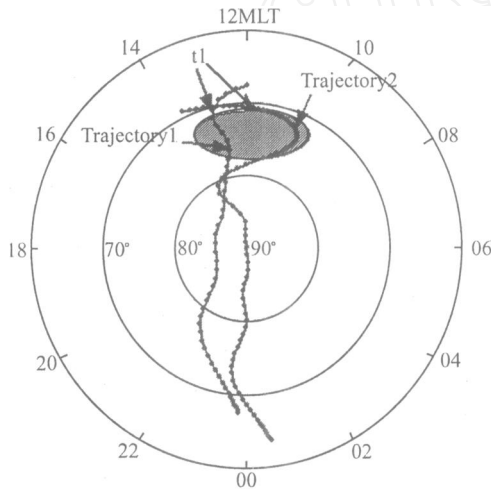


图 1 不同对流路径经过极隙区的示意图。路径 1 经过极隙区的时间短; 路径 2 经过极隙区的时间长。阴影区域代表极隙区。t1 时刻代表磁流管进入极隙区的时刻

Fig 1. The different trajectories convect through cusp region

如图 1 所示, 路径 1 较快穿越极隙区, 路径 2 则迂回经过极隙区。图中阴影区域代表软粒子沉降区, 即极隙区。假设路径 1 经过极隙区的时间为 15min, 路径 2 经过极隙区的时间为 2h (实际时间远小于 2h)。t1 是对流路径进入极隙区的时刻。

驱动模型, 让磁流管运动到 t1 时刻所对应的地理位置, 即磁流管开始进入极隙区的位置。假设极隙区软电子沉降的能量为 500eV, 总的沉降电子能通量为 $0.5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。图 2 给出了磁流管沿两条不同路径经过极隙区后, 在 t2 时刻的电子密度的高度剖面。t2 代表在极隙区中受沉降电子影响的时间, 对于路径 1 是 15min, 对于路径 2 是 2h。作为比

较,图 2 中同时给出了没有电子沉降作用的情况。

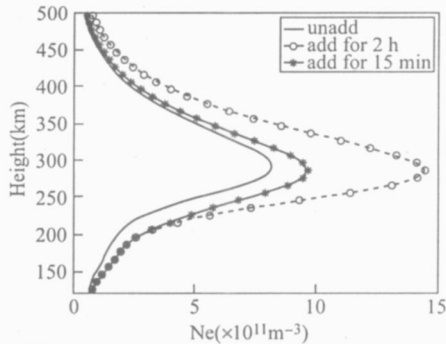


图 2 磁流管在进入极隙区的位置处,电离层各高度同电子密度关系的示意图。实线代表极隙区中没有软电子沉降的情况下得到的高度同电子密度的关系;星号线代表沉降电子作用磁流管 15min 后,在相同位置处高度同电子密度的关系;圆圈曲线代表沉降电子作用磁流管 2h 后,在同一位置处高度同电子密度的关系。

Fig 2 The electron density profiles of ionosphere altitude at the position of the plasma flux tube entering cusp region

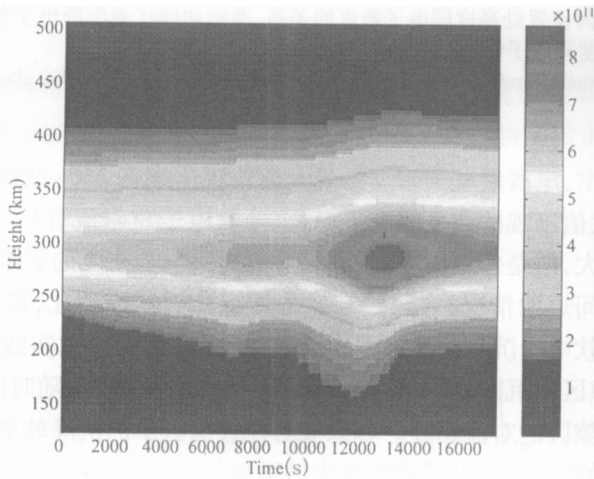
由图 2 可以看出,电离层电子密度的最大值位置出现在 250—300km 之间,随着软电子沉降的加入,最大值出现的高度略有下降;沉降软电子对磁流管作用,都会使电离层电子密度的最大值变大,但是作用的时间不同,对电离层电子密度的影响也不同。星号线是软电子沉降作用时间短的情况,它与没有软电子沉降的实线相比,最大值的增加大约是 25%。圆圈曲线是软电子沉降作用时间长的情况,它的最大值比实线的最大值增加了近 100%。这说明极隙区中沉降软电子对电离层电子密度的影响是随时间积累的,积累时间取决于磁流管在极隙区的对流路径。如果有可能极隙区中的沉降软电子对电离层作用足够长的时间,则将导致电离层电子密度有大的增加。

上述结果是在理想情形下考察软电子作用时间不同时的电离层响应。考虑实际路径上电子密度的演化,在 Heppner and Magnard (1987) 对流模型中,选取对流路径,使其经过极隙区。在没有软电子沉降的作用下,沿路径电子密度变化主要是由流管所处位置不同受到太阳辐射电离不同所致。流管在路径上运行的时间为 24h。此路径作为考虑极隙区软电子沉降影响的背景态,其选取具有一定的随意性,但不影响本文对软电子作用于电离层的响应结果。现在考虑经过极隙区时有软电子沉降,在模型的计算中加入沉降软电子的信息,计算得整条路径上不同时刻电离层各高度的电子密度,同样,特别关注极隙区前后各高度电子密度的变化。对比两种情况,看软电子沉降会对极区电离层电子密度产生多大的影响。计算中,沉降软电子的平均能量定为 500eV,总的沉降电子能通量为 $0.5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。选取经过极隙区需要 15min 的对流路径,这是经过极隙区的典型情况中时间较长的情况。这样计算得到了图 3。

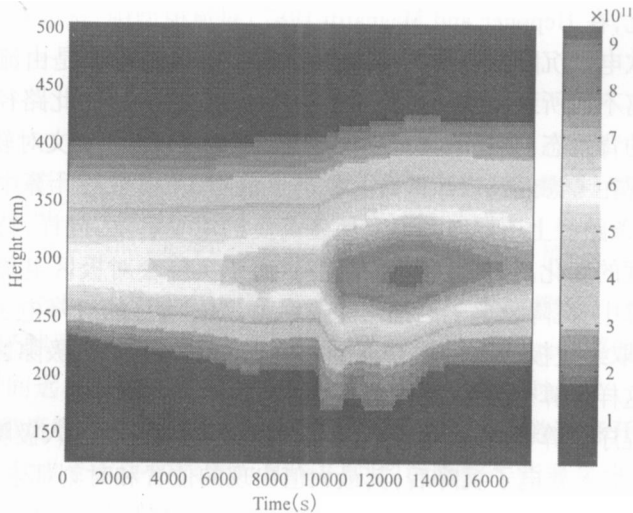
由图 3 并经程序计算,全路径中,电子密度的最大值出现在进入极隙区后 1h 的时刻,高度在 276km 处;加入软电子沉降后,其最大值出现的位置和时刻都未发生变化,仅是在全路径上 F 层电子密度有所增加;极隙区中,加入软电子沉降与不加入软电子沉降,全路径上电子密度的差异最大值出现在进入极隙区后 15min 的时候,如前所述,图 3 的计算按

照经过极隙区需要 15min 考虑,即沉降粒子对电离层的作用时间为 15min。图 3(c)的结果显示,沉降粒子对电离层的影响不是即时的,有一定的延迟时间,图 3(c)的结果显示这个延迟时间为 15min,即在沉降粒子对电离层作用 15min 后,沉降粒子能够增加电离层电子密度的效果达到最大;两者差异的最大值为 $6 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$,相对增加值为 8%。这个模拟结果基本符合观测事实 (Sandholt and Egeand, 1989),也基本符合物理规律,因为沉降粒子和电离层电子作用后,电子密度需要几分钟的时间重建,这导致电子密度的升高效应滞后于反应时间,在本文的模拟结果中就出现了差异最大值出现在沉降粒子对电离层作用 15min 的时间。

本文中模拟的是分季的情况,如果这种增加发生在夏季,因为背景电子浓度强,其相对增加值将会更小;如果发生在冬季,背景电子浓度小,其相对增加值会变大,即软电子沉降的影响会比以上计算的表现显著。



(a)



(b)

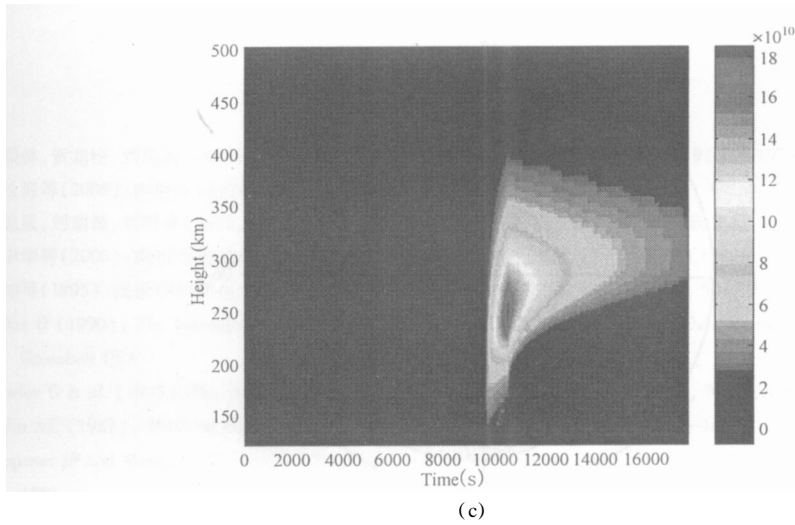


图 3 (a)和 (b)表示沿对流全路径各高度电离层密度随时间的变化。(a)是经过极隙区没有软电子沉降的情况,(b)是经过极隙区有软电子沉降的情况,(c)是(a)和(b)电子密度差异的绝对值结果。
 Fig 3. The two panels on the top show time transformation of ionospheric electron density in the whole of plasma drifting trajectory. (a) is the situation that have no soft precipitating electron, (b) is the situation that have soft precipitating electron, (c) shows the difference of electron density of ionosphere altitude in the two situations

4 结论与讨论

本文从两种角度探讨极隙区软电子沉降对电离层电子密度的影响。利用一维极区电离层模型,首先研究进入极隙区时刻的定点条件下,软电子沉降对电离层各高度电子密度的影响。然后由一维定点情况扩展到全路径,分析极隙区软电子沉降对全路径 F层电子密度的影响。结果表明在考虑等离子体水平漂移的条件下,如等离子体经历极隙区时间较短,软电子沉降对电离层 F层电子密度的影响并不显著。本文的工作主要是想和南极中山站电离层特性的研究相结合,希望为南极中山站电离层的研究提供一些证据。

南极中山站的地理位置是 (76. 22 E, 69. 22 S),修正地磁经纬坐标是 (96. 0 E, 74. 5 ° S)。在地磁宁静期间,每天中午中山站上空处于极隙区内,夜间基本上位于极盖区,一天中有两次穿经极光区 (04: 00UT—08: 00UT和 12: 00UT—15: 00UT) (沈长寿等, 2005)。这些特殊条件构成了在南极中山站研究电离层特征,特别是白天侧极隙区电离层特征有利因素。图 4给出了中山站在 MLT不变磁纬坐标系中,进出极隙区、极光卵和极洞的示意图。

从图 4中可以看出,中山站在磁中午时进入极隙区。当中山站进入极隙区时,结合本文的工作,驱动模型所载的磁流管在此刻进入极隙区,考虑中山站的地理因素及季节变化,用模型模拟中山站上空电离层的情况,可以得到中山站在进入极隙区时刻上空电离层的特征分布,这将在以后进一步的工作中实现。在本文的模拟结果中显示,考虑实际软电子沉降作用的情况下(短时间),软电子沉降导致的 F层电子密度的增加,其差异的绝对

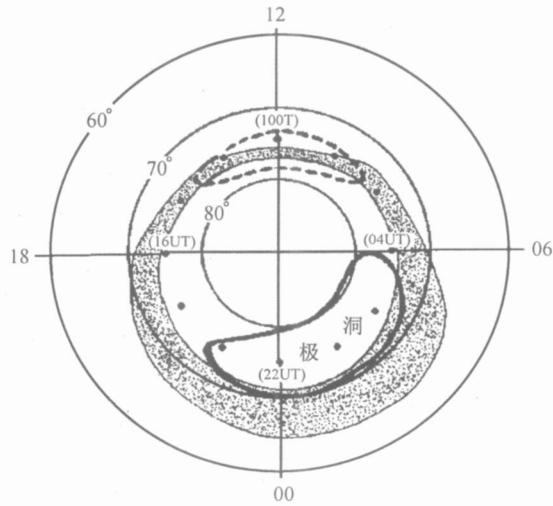


图 4 在 MLT 不变磁纬坐标系中,中山站进出极光卵、极洞 (Crowley *et al* , 1993)示意图,虚线部分代表软电子沉降区 (极隙区) (刘顺林等, 1997)

Fig 4. Approximate locations of Zhongshan Station relative to the auroral oval and ionospheric polar hole (Crowley *et al* , 1993). The coordinate system is CGLT (Corrected Geomagnetic Latitude and magnetic local Time). A region of intense low-energy electron precipitation centred on magnetic noon is outlined by a dashed line, and that is cusp region

值有 $6 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 本文的计算是在分季情况下完成的;如果在夏季,因为电离层背景电子浓度本身就很强,所以这个差异值相对不算强,因此可以认为沉降电子对极隙区的影响并不显著;如果在冬季,电离层背景电子浓度小,这样的增加还是比较显著的。本研究的进一步工作将结合空间环境状态,细分沉降电子能量级别,更加细致地研究沉降电子能通量对电离层的影响。目前,中山站电离层观测数据的统计研究,发现了中山站上空冬季电离层 F 层电子密度日变化中的峰值现象,但是峰值出现的时刻既不在磁中午也不在地方时中午;另有资料显示,中山站电离图所显示的高纬现象中,在南北极区的磁中午扇区, F2 区磁中午很少在当地磁中午的 $\pm 2\text{h}$ 以外发生,特别以两分点月份最为明显 (曹冲等, 1995;刘顺林, 2005);徐中华等 (2006)认为,南极中山站 F 层日中峰值的出现时间在一年当中是随季节变化的;对 F 层的磁中午现象的产生原因,很难单独由磁中午极隙区软电子沉降或光致电离来解释。本文单独考察极隙区软电子沉降的影响,期望能为解释极隙区 F 层电离层磁中午现象中极隙区软电子沉降的影响作量的说明。

参考文献

- 刘顺林,贺龙松,刘瑞源(1997): 南极中山站冬季电离层的平均特性, *极地研究*, 19(3), 192—197。
- 沈长寿等(2005): 南极中山站电离层的极区特征, *地球物理学报*, 48(1), 1—6。
- 张北辰,刘瑞源,刘顺林(2001): 极区电子沉降对电离层影响的模拟研究, *地球物理学报*, 44(3), 311—319。
- 徐中华等(2006): 南极中山站电离层 F2层临界频率变化特征, *地球物理学报*, 49(1), 1—8。
- 曹冲等(1995): 南极中山站电离层图所显示的高纬现象, *南极研究(中文版)*, 7(1), 50—58。
- Bilitza D (1990): The International Reference Ionosphere, NSSDC 90 - 2, World Data Center A, Rockets and Satellites, Greenbelt USA.
- Crowley G *et al* (1993): The dynamic ionospheric polar hole, *Radio Science*, Vol 28, No 3, 401—413.
- Hedin AE (1987): MSIS-86 the atmospheric model, *J. Geophys Res*, 92(A5), 4649—4662.
- Heppener JP and Maynard NC (1987): Empirical high-latitude electric field models, *J. Geophys Res*, 92(A5), 4467—4489.
- Newell PT and Meng CI (1992): Mapping the dayside ionosphere to the magnetosphere according to particle precipitation characteristics, *Geophys Res Lett*, 19(6), 609—612.
- Rees MH (1963): Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons, *Planet Space Sci*, 11, 1209—1218.
- Rodger AS *et al* (1994): A new mechanism for polar patch formation, *J. Geophys Res*, 99(A4), 6425—6436.
- Sandholt PE and Egeand A (1989): Electromagnetic Coupling in the Polar Clefts and Caps, Kluwer Academic Publishers, 285—298.
- Schunk RW and Walker JGC (1973): Theoretical ion density in the lower ionosphere, *Planet Space Sci*, 21(11), 1875—1896.
- Sims RW, Pryse SE and Denig WF (2005): Spatial structure of summertime ionospheric plasma near magnetic noon, *Ann Geophys*, 23, 25—37.
- Smith FL and Smith C (1972): Numerical evaluation of Chapman's grazing incidence integral $Ch(X, \theta)$, *J. Geophys Res*, 77(19), 3592—3597.
- Taieb C, Scialom G and Kockarts G (1978): A dynamical effect in the ionospheric F1 layer, *Planet Space Sci*, 26(11), 1007—1016.
- Walker IK *et al* (1999): On the possible role of cusp/cleft precipitation in the formation of polar-cap patches, *Ann Geophys*, 17, 1298—1305.
- Whitaker JH (1976): The magnetospheric cleft-ionospheric effects, *J. Geophys Res*, 81(7), 1279—1288.
- Zhang Beichen, Kamide Y and Liu Ruiyuan (2004): A modeling study of ionospheric conductivities in the high-latitude electrojet regions, *J. Geophys Res*, 109, A04310, doi: 10.1029/2003JA010181.

A SIMULATION STUDY ON IONOSPHERE AFFECTED BY AURORAL PARTICLE PRECIPITATION IN CUSP REGION

Chen Zhuotian, Zhang Beichen, Yang Huigen and Liu Ruiyuan

(Polar Research Institute of China, Shanghai 200136, China)

Abstract

A simulation study on the effects of particle precipitation on the polar ionosphere was carried out in this paper. It was studied with the aid of a one-dimensional time-dependent ionospheric model self-consistently in the continuity, momentum and energy equations. With the model, flux tubes of plasma were followed in response to convection electric fields. The trajectories, which had been adopted to follow convecting plasma flux tubes was different from each other. When they convected through cusp region, the time that precipitating particle acting on the plasma flux tube was different. The result of simulation draw a conclusion that when the plasma flux tube stayed long enough in cusp region the electron density of ionospheric F layer would remarkably increase, while when the plasma flux tube stayed short in cusp region the electron density of ionospheric F layer would not remarkably increase. The other result was given by this paper from the other view. The assumption was that the precipitating electrons would act on a plasma flux tube, which convect through cusp region, or not. In the two situations the difference would come into being due to time transformation of electron density in the ionospheric F layer.

Key words cusp region, particle precipitation, ionosphere, numerical simulation, plasma convection