

雷暴云准静电场对夜间电离层 D 区的影响

黄文耿 古士芬

中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080

摘 要 利用一个自洽的准静电场(QE)模型,计算了雷暴云电荷突然对地放电后 QE 场大小在 0~90km 高度上的分布.对 200C 的正电荷对地放电后的计算表明,在放电 1ms 后,在 65~78km 的区域内,QE 场大于大气的雪崩电场,而 0.5s 后,该电场迅速衰减到很低的水平.在电离层高度上,由于电子的热化时标和电离时标极短,在 QE 场的作用下,夜间局部低电离层会有比较大的响应.对 Boltzmann 方程数值求解的结果表明,在某些高度上,电子分布函数有明显的高能尾巴;在 63~83km 的高度上,电子平均能量为 $3\text{eV} < \epsilon < 6\text{eV}$;计算的电子数密度的峰值扰动表明,在 65~78km 的高度上,电子的数密度增加,最大的电离峰值约在 74km 处,大约增加了 3 个数量级,比电磁脉冲(EMP)的电离效果大得多.

关键词 QE 场 夜间电离层 D 区 峰值电离

文章编号 0001-5733(2003)02-0162-05 中图分类号 P352 收稿日期 2002-01-28,2002-11-10 收修定稿

THE EFFECT OF THUNDERSTORM CLOUD QUASI-ELECTROSTATIC (QE) FIELD ON THE NIGHTTIME IONOSPHERIC D-REGION

HUANG WENGENG GU SHIFEN

Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

Abstract The quasi-electrostatic (QE) field caused by a sudden discharge of thunderstorm cloud is calculated for the altitude range from 0km to 90km by using a self-consistent model. It is assumed that a positive charge of 200C is displaced to ground within 1ms. The numerical results show that 1ms after the initiation of the discharge the QE field is greater than the breakdown field of neutral atmosphere at height 65~78km above the thunderstorm, and 0.5s later the QE field decreases very quickly. Because the thermal and ionization time scale are very short at the ionospheric height, the local nighttime lower ionosphere should be substantially affected by the large QE field. By numerically solving Boltzmann equation, it is shown that the electron distribution function has a high-energy tail at some altitudes, for example, 73km, and the electron averaged energy is about $3\text{eV} \sim 6\text{eV}$ at heights of 63~78km. The results also show that the electron density increases between 65km and 78km, and the maximum peak becomes three orders larger than the ambient value at about 73km. Such an effect is much larger than that caused by the electromagnetic pulse which is produced by the lightning stroke current.

Key words QE field, Nighttime ionosphere, D region, Peak ionization.

1 引 言

闪电和 中层大气、低电离层的耦合有两种方式:

一是间接耦合,闪电产生的低频哨声波沿着地球磁力线传播,进入磁层,使辐射带中的高能粒子投掷角散射,使之沿着磁力线沉降,增加高纬 D 区的电离,及中层大气分子的光学激发发生.目前哨声波已经

基金项目 中科院创新项目支持.

作者简介 黄文耿,男,生于 1974 年,2000 年毕业于华中师范大学物理系,获硕士学位,现为中国科学院空间科学与应用研究中心博士研究生,主要从事地球空间环境及其扰动研究. E-mail:hwg@earth.sepc.ac.cn

发展成为探测电离层的有效手段之一。另一种是直接耦合,主要是闪电产生的电磁脉冲 (electromagnetic pulse, 简称 EMP) 和准静电场 (quasi-electrostatic, 简称 QE) 直接作用于电离层,对这一方面的研究主要归功于人们对发生在高度 50 ~ 90km 持续时间约为毫秒量级的大气光学现象“sprites”的正确合理的解释^[1]。闪电放电后产生的 EMP 和 QE 在电离层的高度上有很大的电场,特别是 QE 场,在夜间低电离层的一些高度上,甚至会大于该区域的大气击穿电场,引起大气的“雪崩”电离,使这一区域的电子浓度发生很大的变化,影响夜间低电离层一大地“波导”中 VLF 的传播,增加电波的吸收和降低 VLF 的反射高度。这一扰动现象已经在实验中得到了证实^[1-4]。因此如何计算在 QE 场作用下,低电离层电子数密度的变化是有重要意义的工作。

人们对闪电的研究已经有很长的历史,但是直到近 10 年来,一些与闪电有关的大气光学现象才得到了合理的解释。Pasko^[5]等首次提出了一个自洽的 QE 场理论模型,该模型主要用来计算光学发射随高度的分布,与实验观测到的红色的“sprites”现象符合得很好。之后,这一模型得到了广泛的应用,陆续地解释了使人们困惑已久的光学现象,如兰色的“jets”^[6]、地球“射线暴”^[7]等。在这之中,也有计算 QE 场引起的低电离层电子数密度的变化^[5],但是这些计算基本上是根据实验结果拟合而成的经验公式,而没有考虑电子在 QE 场下具体的动力学行为。本文利用自洽的 QE 场模型,计算雷暴云对地突然放电后电场随高度的分布,并在一定合理的假设条件下,考虑电子和中性分子的弹性和各种非弹性碰撞,在 QE 场作用下,对 Boltzmann 方程数值求解,用所得到的电离和附着频率,直接计算夜间低电离层电子数密度的变化。

2 QE 场的理论模型

雷暴云电荷经过一段时间积累后,正负电荷逐渐分离,正电荷一般积累在云的上部,负电荷则在下部,形成一个大的偶极子。由于偶极子形成的时间 τ_f (秒级)较静电场的弛豫时间 τ_s ($\tau_s = \epsilon_0 / \sigma$,几毫秒到几十毫秒, ϵ_0 为真空介电常数, σ 为电导率)大,另外地球上空是导体,而且电导率随高度呈指数增加,因此,在雷暴云的上空,特别是在 70 ~ 90km 比较高的高度上, $\tau_f \gg \tau_s$,则这些区域被静电屏蔽起来。放电之前,在这些高度上的电场应该趋于一个较小

的稳定值。一旦雷暴云对地放电,由于放电的时间极短(约为 1ms),则在屏蔽的区域,静电平衡被打破,剩余电荷及其“象电荷”将产生静电场,它可以一直延伸到电离层高度,且随时间迅速衰减,这个电场就是 QE 电场。Marshall 等^[8]用面电荷模型计算了 QE 场随高度的分布,但只考虑了地面边界条件的影响,而忽略了电离层“象电荷”的作用,结果存在很大的误差,特别是在电离层的高度上,而且该模型只能计算放电后瞬间的电场,但是要估计电离和分子激发,必须知道 QE 场随时间的演化。在下面的计算中,基于一个自洽的模型^[9],既考虑了电离层的边界条件,又计算 QE 场随时间的演化。由于化学反应时标 τ_c ($1/(n_e \nu) \gg \tau_c$,化学反应可以忽略,其中 ν 是复合系数, n_e 是电子数密度。另外,低电离层高的碰撞频率使磁场的影晌很小也被忽略。主要的计算公式为

$$\frac{\partial}{\partial t} - \nabla \cdot [D \nabla] = 0, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \phi = -(\rho + \rho_s) / \epsilon_0, \quad (2)$$

式中 ϕ 是 QE 场电势($E = -\nabla \phi$, E 是电场强度), ρ 是自由空间电荷密度, ρ_s 是雷暴云电荷密度, $\rho_s = \rho_+ + \rho_-$,假设 ρ_{\pm} 在空间上为高斯分布,在放电开始后,以时间指数衰减,即

$$\rho_{\pm} = \rho_{0\pm} \exp(-[(z - z_{\pm})^2 + r^2] / a_0^2) \cdot \exp(-t/t_0).$$

这里取柱坐标 (r, z, ϕ) 形式, $\rho_{0\pm}$ 是积分常数,由全部雷暴云电荷多少确定, z 为垂直高度, z_{\pm} 为 ρ_{\pm} 的中心高度, a_0 是一常数, t 为雷暴云开始放电后的时间, t_0 是放电时标,对 ρ_{\pm} 作体积(V)积分得到全部雷暴云电荷

$$\pm Q = \int \rho_{\pm} dV.$$

对方程(1)和(2)的解法和边界条件均与文献[9]相同,其中一些常数的取值为 $z_+ = 10\text{km}$, $z_- = 5\text{km}$, $a_0 = 3\text{km}$, $t_0 = 1\text{ms}$ 。 $\nu = 6 \times 10^{-13} \exp(z/11) \text{S/m}$ 取自文献[10], z 为高度,以 km 为单位。“sprites”与正电荷对地放电(positive cloud-ground discharge, +CG)有关^[11],这里考虑的是 +CG 的情况,假设一次放电过程中有 $+Q = 200\text{C}$ 的正电荷被转移。当 $t = 1\text{ms}$ 和 0.5s 时, QE 场的绝对值($|E|$)随高度 z 的变化如图 1 所示,其中,大气的击穿电场 $E_k = 3.2 \times 10^6 \text{N}/N_0$,常数 $N_0 = 2.688 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, N 为中性大气所有成分的总的数密度,由 MSIS90 模式^[12]计算。

从图 1 可以明显地看出,放电后的 1ms,在低电

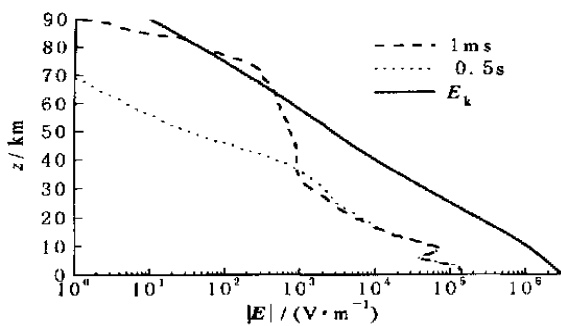


图1 不同时刻 QE 场随高度分布剖面
Fig. 1 The height profile of the magnitude of QE field at different time

电离层的高度上,在雷暴云的正上方($r=0$),QE 场数值可以达到很大,且在 65~78km 区域大于击穿电场,另外, QE 场随时间迅速地衰减,且高度越高,衰减越快。当 $t=0.5$ s 时, $|E|$ 已衰减到很低的水平。

3 Boltzmann 方程的数值求解

低电离层的电离度是很低的,特别是在夜间,可以用 Boltzmann 来描述电子的动力学行为^[13]。方程可以写为以下形式^[14]

$$\frac{\partial f(r, v, t)}{\partial t} + a \cdot v \cdot f(r, v, t) + v \cdot r \cdot f(r, v, t) = J[f(r, v, t)], \quad (3)$$

$$a = \frac{q(E + v \times B)}{m},$$

$$n_e = \int f(r, v, t) dv,$$

式中 $f(r, v, t)$ 为电子的分布函数, r 为位置矢量, v 为速度, B 是地磁场, a 为加速度, $J[f(r, v, t)]$ 为碰撞项, m 是电子质量, $v \cdot$ 、 $r \cdot$ 分别表示对 v 和 r 求增量。

一般地, Boltzmann 方程没有解析解,数值求解也是很复杂的过程,只能在一定的假设条件下才能进行。Taranenko 等^[15]用球函数微扰展开的方法,在 VLF 波电场的作用下,对 Boltzmann 方程数值求解,用于计算电离层 D 区电子的二次电离和附着频率以及稳态时电子的平均能量。Pidchford^[14]专门研究了 Boltzmann 方程的解法,并用于等离子体参数的计算,最近该方法被用来研究弱电离度中气体的放电^[16]。本文参考这种解法,主要思路为:分布函数用 Legendre 多项式展开,计算中保留前两项;有限差分法对方程离散化;时间上以“蛙跳”形式向前;初始电子为 0.5eV 的 Maxwell 分布;考虑弹性和多种非弹性

碰撞,以及电子的附着损失和高能电子的二次电离过程,并假设高能电子和中性分子碰撞后与产生的次级电子二者平分剩余能量,具体的细节请见参考文献[14]和[16]。这里外电场为本文计算的随高度变化的 QE 场,由于在电离层的高度上热化和电离时标是极短的^[15](如 90km 的高度上,电离时标为 10 μ s),在每个高度上,将 QE 场按该高度上的电离时标分割,假设在此时间段内 QE 场是一常数,并以 $|E|/N$ 的形式输入,反复迭代,直到分布函数达到稳态(非平衡态)为止。计算中忽略地磁场和因 QE 电场的变化而产生的感应磁场的影响,在所考虑的短时间内,忽略输运过程以及化学反应。大气成分为 O_2 和 N_2 。电子的平均能量、电子的数密度 n_e 扰动分别由下式计算

$$= \frac{1}{n_e} \int \frac{1}{2} mv^2 f(r, v, t) dv \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (i - a) n_e \quad (5)$$

式中 i 和 a 分别是电离频率和附着频率。

4 计算结果

用一个自洽模型计算了雷暴云放电后形成的 QE 场随高度的分布,并将它化为 $|E|/N$ 的形式,对方程(3)数值求解,计算 50~90km 的高度上电子的分布函数以及电离频率和附着频率,并由方程(4)和(5)分别计算电子的平均能量和电子数密度的变化,其中夜间低电离层未扰电子浓度剖面取自文献[17]

$$n_e(z) = 1.43 \times 10^7 \exp(-0.15z) \times \exp[(- 0.15)(z - z_0)] \text{cm}^{-3},$$

上式中, z 为高度, $z_0 = 85$ km, $\lambda = 0.5$ km⁻¹。

图 2 是在 QE 场作用下,稳态时在几个不同高度上,电子的分布函数 $f(r, v, t)$ 随能量变化情况。可以看出在 73km 的高度上,在高能尾巴上有可观的电子数分布,这些相对高能电子将和中性大气分子碰撞,产生次级电子,增加电离,而在 90km 的高度上,电子主要集中在低能段。图 3 是电子平均能量剖面图,在 65~78km 的高度上,平均电子能量为 3eV < $\bar{\epsilon}$ < 6eV,峰值高度为 73km 左右,大约为 6eV。图 4 是在 QE 场作用下,电子数密度 n_e 变化剖面图。这里需要注意的是,本文计算的是数密度的峰值变化,而不是某一时刻的变化,这是因为不同高度上, QE 场的衰减时间不同,即电场作用时间的长短不同。另外,数密度的峰值变化是一种累加效果,也就是说前一次的计算结果为后一次的初始条

件.

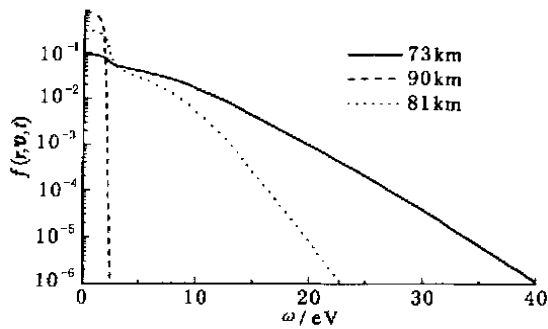


图2 稳态时三个不同高度上的分布函数随能量分布剖面

Fig. 2 The profile of electron distribution function versus energy at three different height, when it has reached equilibrium state

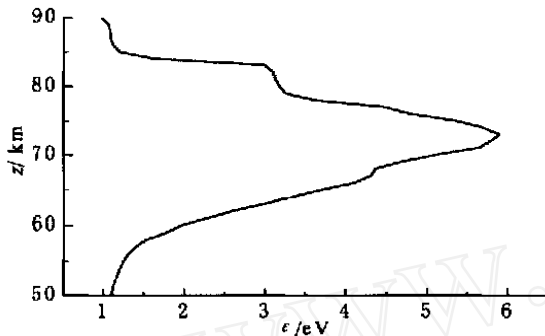


图3 电子平均能量剖面图

Fig. 3 Electron averaged energy profile

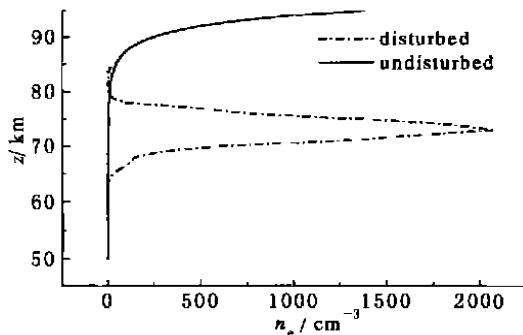


图4 电子密度峰值扰动剖面

Fig. 4 Maximum electron density disturbed profile

从图4中可以看出,当 $z < 65\text{km}$ 时,电子的数密度是减少的,这是因为电子的平均能量较低,电子的离解附着占优。但是,在夜间 65km 以下高度上,背景电子数密度是很小的,因此这种数密度的绝对变化不明显,对VLF波的传播几乎没有影响;在 $65\text{km} < z < 78\text{km}$ 之间的高度上,电子的平均能量增加,碰撞电离占优势,峰值变化发生在 74km 左右,电子浓

度增加了近3个数量级,将降低VLF波的反射高度,增加电波的吸收,对电波的传播产生很大的影响;在 $78\text{km} < z < 85\text{km}$ 之间,电子的数密度也有减少,但是在 $z > 85\text{km}$ 以上高度上,几乎没有变化。从整体上来看图1、图3和图4,它们之间有很好的对应,而且也与“sprites”的中心高度^[18]相一致,说明了模型和计算的合理性。

5 结论和讨论

本文用一个自洽的理论模型计算了雷暴云正电荷对地迅速放电后形成的强的QE场随高度的分布,并对Boltzmann方程进行数值求解,计算电子稳态时的分布函数、平均能量以及电子数密度的变化,得到以下结论。

5.1 假设对地放电的正电荷在 10km 的高度上,放电总量为 200C ,放电时标为 1ms 。计算表明,在放电 1ms 后,在雷暴云的正上方(即 $r = 0$),QE场在低电离层高度上有很大的数值,在 $65 \sim 78\text{km}$ 区域内,大于中性大气的击穿电场;随后QE场迅速衰减,当 $t = 0.5\text{s}$ 时,在大于 40km 的高度上,已衰减到很低水平,高度越高,衰减越快。

5.2 在此QE场的作用下,对Boltzmann方程的数值求解表明,在某些高度上(如 73km),稳态时电子的分布函数存在明显的高能尾巴,这给二次电离提供了足够的快电子数,进而增加该高度上的电子数密度。

5.3 计算得到的电子平均能量表明(图3),在 $63 \sim 83\text{km}$ 的高度范围内,电子的平均能量在 $3\text{eV} < \epsilon < 6\text{eV}$ 之间,最大的平均能量在 73km 处,约为 6eV 。一般地,当电子的平均能量大于 5eV 时,能显著地改变快电子的电离和电子的附着频率^[15]。可以看出,这一区域在 $70 \sim 76\text{km}$ 之间,与计算的峰值电子密度变化一致。

5.4 在 $65\text{km} < z < 78\text{km}$ 范围内,电子数增加,最大变化在 74km 处,电子数密度增加了3个数量级,在 $z < 65\text{km}$ 和 $78\text{km} < z < 85\text{km}$ 高度上,电子的附着占优,数密度是减少的,但是绝对数值不大,对夜间VLF波的传播几乎没有影响。

5.5 闪电回击电流产生的电磁脉冲(EMP)对低电离层的电离峰值高度约在 89km 处,电子浓度增加约 27% ,多个脉冲作用最大可增加 $3 \sim 4$ 倍左右^[15]。比较可知,QE场对电离层的影响比EMP的大得多,而且特征高度也与“sprites”更加一致。

在本文的计算中,忽略了磁场、化学反应和输运过程,在所考虑的高度和时间内这是合理的假设,有些方面值得讨论:(1)为了计算方便,电导率假设为一常数,由于存在电子温度和数密度的变化,电导率应该随时间变化,在大于60km的高度上,电子电导率占优,而且随高度增加逐渐为各向异性,但是QE场作用时间很短,对结果影响不大,与文献[5]的比较,发现它们之间区别很小;(2)电离频率、附着频率和电子的平均能量都是 $|E|/N$ 的函数,由于大气密度在同一高度上随时间、季节、经纬度有不同的分布,而且还受“重力波”和太阳活动的影响,另外夜间低电离层的微粒电离和水合离子的影响也被忽略,因此所计算的结果将有一定的波动;(3)虽然QE场对夜间低电离层产生很大的密度扰动,但是这种波动时间很短,电子浓度在较短的时间内(10~100s)就恢复到正常值,这给实验上造成很大的困难,特别是雷暴云放电后在极短的时间内对各个高度上全方位的测量,我们期待着实验上进一步的提高。

参考文献

- [1] Inan U S, Bell T F, Pasko V P, et al. VLF signature of ionospheric disturbances associated with sprites. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:3461~3464
- [2] Inan U S, Shafer D C, Yip W Y, et al. Subionospheric VLF signatures of nighttime D-region perturbations in the vicinity of lightning discharges. *J. Geophys. Res.*, 1988, **93**:11455~11472
- [3] Johnson M P, Inan U S, Lev-Tov S J, et al. Scattering pattern of lightning-induced ionospheric disturbances associated with early/fast VLF events. *Geophys. Res. Lett.*, 1999, **26**:2363~2366
- [4] Johnson M P, Inan U S. Sferic clusters associated with early/fast VLF events. *Geophys. Res. Lett.*, 2000, **27**:1391~1394
- [5] Pasko V P, Inan U S, Taranenko Y N, et al. Heating, ionization and upward discharges in the thundercloud fields. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:365~368
- [6] Wescott E M, Sentman D, Osborne D, et al. Preliminary results from the Sprites 94 aircraft campaign, 2, blue jets. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:1209~1212
- [7] Inan U S, Reising S C, Fishman G J, et al. On the association of terrestrial gamma-ray bursts with lightning discharges and sprites. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, **23**:1017~1020
- [8] Marshall T C. Electric field measurements above mesoscale convective systems. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:6979~6996
- [9] Pasko V P, Inan U S, Bell T F. Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**:4529~4561
- [10] Holzworth R H, Kelley M C, Siefring C L, et al. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm, 2, direct current electric fields and conductivity. *J. Geophys. Res.*, 1985, **90**:9824~9830
- [11] Boccippio D J, Williams E R, Heckman S J, et al. Sprites, ELF transients, and positive ground strokes. *Science*, 1995, **169**:1088~1091
- [12] Hedin A E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**:1159~1172
- [13] Gurevich A V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere. Berlin:Springer-Verlag, 1978
- [14] Pitchford L C, Oneil S V, Rumble J R. Extended Boltzmann analysis of electron swarm experiments. *Physical review (A)*, 1981, **23**:294~304
- [15] Taranenko Y N, Inan U S, Bell T F. Interaction with the lower ionosphere of electronmagnetic pulse from lightning: heating, attachment and ionization. *Geophys. Res. Lett.*, 1993, **20**:1539~1542
- [16] Pitchford L C, Boeuf J P, Morgan W L. In Proceedings of the IEEE International Conference on Plasma Science, Boston, MA, USA, 1996
- [17] Cummer S A, Inan U S, Bell T F. Ionospheric D region remote sensing using VLF radio atmospherics. *Radio Science*, 1998, **33**:1781~1792
- [18] Sentman D D, Wescott E M, Osborne D L, et al. Preliminary results from the Sprite 94 campaign: red sprites. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:1205~1208