

中高层(60—120 km)大气电参数非线性效应对地闪回击电磁场传播的影响^{*1}

张其林¹ 田野¹ 陆高鹏²
ZHANG Qiling¹ TIAN Ye¹ LU Gaopeng²

1. 南京信息工程大学气象灾害预报预警与评估协同创新中心, 中国气象局气溶胶与云降水重点开放实验室, 南京, 210044
2. 中国科学院大气物理研究所, 中层大气与全球环境探测重点实验室, 北京, 100029

1. Collaborative Innovation Center on Forecast and Evaluation of Meteorological Disasters, Key Laboratory for Aerosol-Cloud-Precipitation of China Meteorological Administration, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China

2. Key Laboratory of Middle Atmosphere and Global Environment Observation, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100029, China

2013-07-24 收稿, 2014-03-24 改回.

张其林, 田野, 陆高鹏. 2014. 中高层大气电参数非线性效应对地闪回击电磁场传播的影响. 气象学报, 72(4): 805-814

Zhang Qilin, Tian Ye, Lu Gaopeng. 2014. Effects of the nonlinear atmospheric electric parameters at the high altitudes on the propagation of lightning return stroke electromagnetic field. *Acta Meteorologica Sinica*, 72(4): 805-814

Abstract In order to investigate the effect of the nonlinear atmospheric electric parameters at high altitudes on the propagation of lightning return stroke electromagnetic field, the upper troposphere atmospheric electric-coupling model is performed by using the 2D Finite-Difference Time-Domain method, considering the electronic thermal effect, ionization and absorption effect in the Maxwell's equations. For the lightning return stroke field within the initial microseconds times, our simulated results show that the effect of the nonlinear atmospheric electric parameters below 60 km altitude can be ignored while it has to be considered above 60 km altitude, because the relaxation time below 60 km altitude is about several milliseconds, however, it is less than 1 ms above 60 km altitude. It is found that the nonlinear effect of the atmospheric electric parameters reduces the vertical field peak value more significantly than the horizontal electric field, and the peak value of the vertical electric field can be reduced by 75% or so. Because the vertical electric field lasts hundreds of microseconds while the horizontal electric field is only tens of microseconds, the longer the time of the field pulse continues, the more attenuation of the field peak will be made due to the relaxation time within several microseconds.

Key words Nonlinear effect, Spherics, 2D FDTD, Relaxation time

摘要 基于麦克斯韦方程组,通过综合考虑电子热效应和电离、吸附效应的非线性变化,利用二维时域有限差分算法(2D FDTD),建立了对流层-中高层大气电动力耦合模式,分析了中高层大气电参数的非线性效应对地闪回击电磁场传播的影响。结果表明,对微秒量级的地闪回击辐射场而言,在60 km以下,由于弛豫时间为毫秒量级,不需要考虑电参数的非线性效应。而在60 km以上的空间,由于弛豫时间快速减小至小于微秒量级,必须考虑电参数非线性效应带来的影响。如果考虑中高层大气电参数非线性效应,距地面90 km高度处地闪回击辐射场峰值明显减小,其中,垂直电场受影响最明显,场峰值最大可减小75%左右,而水平电场受影响相对较小。因为垂直电场脉冲持续时间为几百微秒,而水平电场脉冲持续时间仅为几十微

* 资助课题:国家重点基础研究发展计划(2014CB441405)、国家自然科学基金(41275009、41375037)、公益性行业(气象)专项(GYHY201306069)。

作者简介:张其林,主要从事雷电物理、雷电电磁场计算等方面的研究工作。E-mail: qlzhang@nuist.edu.cn

秒,电磁场脉冲持续时间越长,受微秒量级中高层大气电介质弛豫时间的影响越大。

关键词 非线性效应,天电,二维时域有限差分,弛豫时间

中图法分类号 P427.32⁺1

1 引言

中高层大气瞬态发光事件(Transient Luminous Events, TLEs)是对流层闪电(张义军等, 2008;袁铁等, 2010;杨美荣等, 2011;杨静等, 2008, 2012)在 40—90 km 中间层或电离层底部激发的一种瞬态发光现象,其对全球电荷平衡、高层大气光化学效应、对流层-中间层(或电离层底部)电动力耦合效应等许多方面具有重要的学术价值(Williams, 1998;Pasko, et al, 2000; Cummer, 2000; Cummer, et al, 2001;Pasko, 2006; 鄧秀书等, 2009)。因为电离层(包括其底部)属于低温等离子体,地磁场以及外界电波的干扰极易引起电离层的各向异性及其宏观电参数的非线性变化等(Hegerberg, et al, 1980)。如电离层底部电参数的不均匀、不规则可能有助于增强局地环境电场,有利于 TLEs 的产生(Ebert, et al, 2010)。在讨论电离层中的电波传播时,通常假设电波振幅很小,电波穿过介质时,介质的特性不受波的影响。如果波的振幅很大,在许多情况下,则介质的特性将受到极大的影响。介质特性可能变得与波振幅有关,传播问题变成非线性。例如,在小振幅电波入射情况下,等离子体中的电流密度($J = \sigma E$)是与电场成正比的。而在波幅增大时,电导率是电场峰值的函数($\sigma = \sigma(E)$),电流与电场的正比关系不再成立,叠加原理遭到破坏,介质变成非线性的。

光辐射(ELVES, Emissions of Light and VLF perturbation due to EMP Sources, 又称 EMP 源引起的甚低频扰动)是发生在 85—95 km 高度处、持续时间小于 1 ms 的一种瞬态发光现象。85—95 km 高度的空气密度非常小,分子密度约为 $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (电子平均自由程为 1 m),空气被高度电离。由于大量电子的存在,使得这个区域的弛豫时间在几十至上百微秒(甚至更小),这与地闪回击过程产生电磁场的持续时间相当。为了解释光辐射的发生机理,曾经有许多人利用近似公式计算电离层底部电磁场时,忽略了中高层大气电参数的非线性效应。如 Krider(1992, 1994)首先利用传输线回击模式研究了地闪回击辐射场在几十至上百千米范围

的辐射角分布,发现地闪回击辐射场峰值与回击电流峰值、回击传播速度以及天顶角相关,回击辐射场存在明显的角分布($E_{\theta}(t) = Z_0 I_0 / (2\pi R) [\beta \sin\theta / (1 - \beta^2 \cos^2\theta)]$),其中 $Z_0 = 120\pi$ 是自由空间的特征阻抗, θ 是天顶角, R 是闪电通道底部到观察点的径向距离, β 是回击速度与光速之比, I_0 为回击电流峰值)。在天顶角为 0 时,辐射场为 0,而随着回击速度的增大,辐射场明显增大。Rowland(1998)也发现,地闪回击辐射场在中高层大气中存在角分布,电场峰值的方位为 $\theta_{\max} = 0.5 \cos^{-1}(\beta^2 / (2 - \beta^2))$ (其中, θ_{\max} 为电场最大值所在天顶角, β 是回击速度与光速之比)。Shao 等(2005)通过理论分析也发现,根据传输线模式得到的地闪回击辐射场角分布满足 $\sin\theta(1 - v\cos\theta/c)^{-1}$,并将 $(1 - v\cos\theta/c)^{-1}$ 称为 F 因子。Thottappillil 等(2007)进一步研究了 3 种传输线模式(TL、MTLL 和 MTLE)的远距离辐射角分布,同样表明地闪回击辐射场存在明显的角分布。Rakov 等(2003)结合 Krider(1992)与 Wait(1998)近似方程,解释了持续时间小于 1 ms 的光辐射现象。他们进一步指出,由于地闪回击过程在正上方中高层大气中产生的辐射场为 0,即稀薄大气无法被电离,这可以很好地解释圆环状的光辐射现象,即中心不亮,而周围发亮,且亮带成对称的环状。Rakov 等(2003)进一步指出,如果假定 95 km 处稀薄大气的最小电场击穿阈值为 15 V/m、电场持续时间为 $100 \mu\text{s}$ (Fernsler, et al, 1996),当回击速度大于 $2.5 \times 10^8 \text{ m/s}$ 时,30 kA 的回击电流可以触发光辐射现象的发生。Lu(2006)研究表明,尽管地闪回击正上方的辐射场为 0,但感应场分量足以使得中高层大气被电离,在 90 km 高度,感应场存在的水平距离范围约为 11 km(这个范围与回击速度有关,速度越大,范围越大),这样可以解释饼状的光辐射现象(中心区域也发亮)。

不过,值得注意的是,尽管上述近似解析算法可以在一定程度上模拟解释光辐射的一些观测现象,但他们都忽略了中高层大气电参数的非线性效应,尤其是没有考虑 60 km 以上中高层大气空间电子密度带来的影响,而简单地假定整个上半空间是真

空,这明显是存在缺陷的。如 Lu(2006)的近似算法假定电离层为良导体、地球—电离层空腔为真空,没有考虑中高层大气的耗散效应,这与实际情况是明显不符的。

因此,本研究将基于麦克斯韦方程组,通过综合考虑电子热效应和电离效应的非线性变化,利用二维时域有限差分算法(2D FDTD),建立对流层—中高层大气电动力耦合模式,分析中高层大气电参数的非线性效应对地闪回击电磁场传播的影响,并对 Lu(2006)提出的近似估算方法进行评估和检验。

2 对流层与中高层大气电动力耦合模型的建立

2.1 主要方程组

100 km 以下的电离层属于非均匀的低温等离子体。由于整个电离层处于地磁场中,它是弱电离化的磁等离子体,其特性由诸如等离子体频率、回旋频率、碰撞频率、德拜长度和拉莫半径等参数描述(由于我们关注的是电离层的局域性,与后面两个参数无关)。雷电电磁场影响了电离层中各种带电粒子(电子、正离子和负离子),反过来,带电粒子也影响了电离层中的电磁场。因此,综合考虑雷电电磁场和各种带电粒子间相互耦合效应的低温等离子体内的麦克斯韦方程组为

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (1) \\ \nabla \times B = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \mu_0 J \quad (2) \\ J = \sigma E + J_r \quad (3) \end{array} \right.$$

式中, J 为总电流密度, J_r 为回击电流密度, σ 为电导率, E 、 B 分别是电场强度和磁感应强度, ϵ_0 、 μ_0 分别是真空中的介电常数和磁导率。在式(3)中,除闪电通道以外的模拟区域内, $J = \sigma E$ 。

将式(3)代入式(2),在柱坐标系条件下,式(1)、(2)变为

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = c^2 \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} - \frac{J_r}{\epsilon_0} - \frac{\sigma E_z}{\epsilon_0} \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} = -c^2 \frac{\partial B_\phi}{\partial z} - \frac{\sigma E_r}{\epsilon_0} \quad (5)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \quad (6)$$

式中, E_r 、 E_z 分别是水平径向和垂直方向电场的分量, B_ϕ 为磁感应强度的环向分量, c 为真空中的光速。

使用蛙跳格式(吴明亮,2006)来离散式(4)—(6)得

$$\begin{aligned} & \frac{(E_z)_{i,j+1/2}^{n+1} - (E_z)_{i,j+1/2}^n}{\Delta t} = \\ & c^2 \frac{(rB_\phi)_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - (rB_\phi)_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2}}{r_i \Delta t} - \\ & \frac{(\sigma E_z)_{i,j+1/2}^{n+1/2}}{\epsilon_0} - \frac{J_{ri,j+1/2}^{n+1/2}}{\epsilon_0} \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{(E_r)_{i+1/2,j}^{n+1} - (E_r)_{i+1/2,j}^n}{\Delta t} = \\ & -c^2 \frac{(B_\phi)_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - (B_\phi)_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} - \\ & \frac{(\sigma E_r)_{i+1/2,j}^{n+1/2}}{\epsilon_0} \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{(B_\phi)_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - (B_\phi)_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2}}{\Delta t} = \\ & -\frac{(E_r)_{i+1/2,j+1}^n - (E_r)_{i+1/2,j}^n}{\Delta z} + \\ & \frac{(E_z)_{i+1,j+1/2}^n - (E_z)_{i,j+1/2}^n}{\Delta r} \quad (9) \end{aligned}$$

式中,下标 i 、 j 分别表示柱坐标系中径向与垂直方向上的格点坐标,上标 n 表示迭代的时间步数, r 为径向距离, Δt 是时间步长, Δr 、 Δz 分别为径向与垂直方向的步长。

2.2 方程中参数的选取

电离层中不同带电粒子对电磁场的影响不同。在距地面 60 km 以下,正离子密度远大于电子密度,电导率主要由正离子产生,在此范围内,电导率随高度指数增大(Holzworth, et al, 1985)。

$$\sigma_i = 6 \times 10^{-13} e^{z/11} \quad (10)$$

式中, z 为距地面的高度(单位:km)。

距地面 60 km 以上时,电子密度急剧增大,电离层的电导率主要由电子承担,电离层底部电子的平均自由程很大,在外界电场的激发下,极易被加热,被加热后的电子迁移率(或碰撞频率)发生了改变。Hegerberg 等(1980)通过复杂的数学处理,发现

$$\sigma_e = q_e N_e \mu_e \quad (11)$$

式中, q_e 为电子电荷量, μ_e 是电子迁移率, N_e 为电子数密度, σ_e 为电子电导率。

电子迁移率受电场的影响,呈非线性变化(Hegerberg, et al, 1980)

$$\begin{cases} \lg(\mu_e N) = \sum_{i=0}^2 a_i x^i & EN_0/N \geq 1.62 \times 10^3 \text{ V/m} \\ \mu_e N = 1.36 N_0 & EN_0/N < 1.62 \times 10^3 \text{ V/m} \end{cases} \quad (12)$$

式中, $x = \lg(E/N)$, $a_0 = 50.97$, $a_1 = 3.026$, $a_2 = 8.4733 \times 10^{-2}$ 。

电子数密度的连续性方程为

$$\frac{dN_e}{dt} = (v_i - v_a)N_e \quad (13)$$

式中, v_i 、 v_a 分别是电离系数和吸附系数, 均为电场的非线性函数。

v_i 的表达式(Barrington-Leigh, 2000)为

$$\begin{cases} v_i = 0 & EN_0/N < 1.122 \times 10^6 \text{ V/m} \\ v_i = \left(\frac{N}{N_0}\right) 10 \sum_0^3 b_i y^i & EN_0/N \geq 1.122 \times 10^6 \text{ V/m} \end{cases} \quad (14)$$

式中, $b_0 = -624.68$, $b_1 = 249.60$, $b_2 = -32.878$, $b_3 = 1.4546$, $y = \lg\left(\frac{EN_0}{N}\right)$, N_0 和 N 分别是海平面和实际高度处的大气数密度。 $N_0 = 2.688 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, N 的取值利用美国大气经验模式 MSIS-E-90 (Hedin, 1991) 得到。

v_a 的表达式(Barrington-Leigh, 2000)为

$$\begin{cases} v_a = \left(\frac{N}{N_0}\right) 10 \sum_0^4 c_i z^i & \frac{EN_0}{N} \geq 3.162 \times 10^5 \text{ V/m} \\ v_a = 0 & \frac{EN_0}{N} < 3.162 \times 10^5 \text{ V/m} \end{cases} \quad (15)$$

式中, $c_0 = -3567.0$, $c_1 = 1992.68$, $c_2 = -416.601$, $c_3 = 38.729$, $c_4 = -1.35113$; $z = \lg\left(\frac{EN_0}{N}\right)$ 。

电子数密度初值 (Barrington-Leigh, et al, 1999) 为

$$N_e(z) = 1.43 \times 10^{13} e^{(-0.15z')} e^{[(\beta-0.15)(z-z')]} \quad (16)$$

式中, z 为海拔高度, 单位为 km, $\beta = 0.5 \text{ km}^{-1}$, z' 为参照高度, 通常取值为 85 km。

2.3 模型精度检验

在数值模拟中, 电磁场的初值假定为 0, 模拟域: 垂直 $z = 120 \text{ km}$, 径向 $r = 300 \text{ km}$, 网格 $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ 。上边界与右边界均为 Cho 等(1998)所使用的吸收边界, 地面采用理想反射地面。假定为正地闪, 闪电通道与地面垂直, 高度为 10 km。通道底部电流波形采用 Heidler 等(1999)指数函数形式

$$I = \frac{I_0}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^2}{1 + (t/\tau_1)^2} e^{-(t/\tau_2)} \quad (17)$$

$$\eta = e^{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \left(2 \times \frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{1/2}} \quad (18)$$

式中, I_0 为回击电流的峰值, τ_1 和 τ_2 分别决定波形的上升时间和下降时间, η 为电流峰值的修正因子。为了检验本算法的精度, 图 1 给出了本研究的模拟结果与 Barrington-Leigh(2000) 模拟结果的对比, 其中, 图 1a 为 Barrington-Leigh(2000) 的模拟结果, 图 1b 为本研究的模拟结果, 电流源采用吴明亮等(2006)所使用的表达式。具体参数: 电流峰值 $I_0 = 120 \text{ kA}$, 电流快速直线上升 $\tau_r = 30 \mu\text{s}$, 然后缓慢下降 $\tau_f = 60 \mu\text{s}$ 。从对比结果看出, 二者是比较一致的, 说明本研究建立的模式是可靠的。

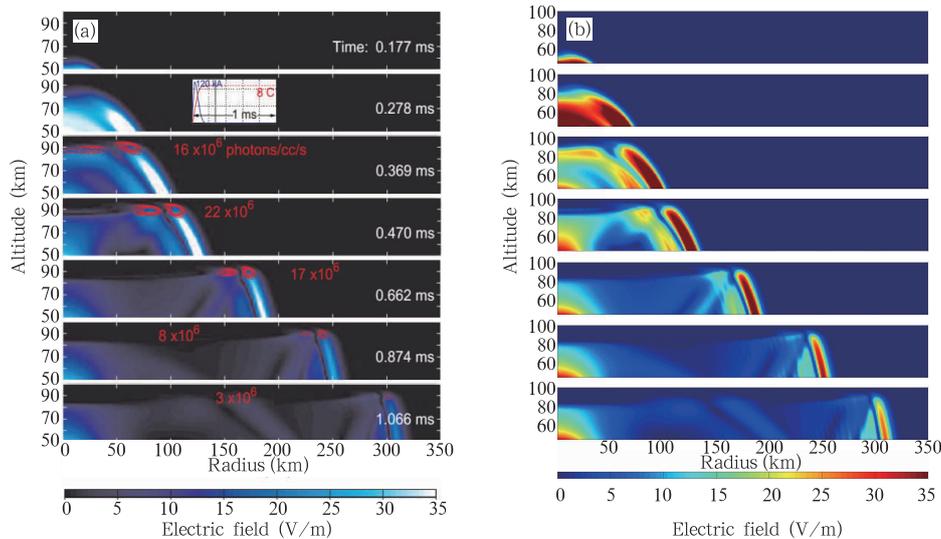


图 1 模拟结果(b)与 Barrington-Leigh(2000)结果(a)的对比

Fig. 1 Comparison between the simulated results (b) and the results from Barrington-Leigh (2000)(a)

3 模拟结果分析

图2首先给出了地闪回击过程中,不同时刻的空间电场分布。其中,回击放电参数的选取参考文献(Veronis, et al, 1999):回击为传输线(TL)模式,回击传播速度为 1.5×10^8 m/s,通道底部电流参数为 $I_0 = 150$ kA, $\tau_1 = 10$ μ s, $\tau_2 = 100$ μ s,假定回击电流的方向向下(代表一次正地闪)。可以看出,随着时间的延长,地闪回击电场辐射区域逐渐增大。如从图2c看出,闪电放电后0.6 ms时的电场主要分布在两个区域,中间电场值较大部分(红色部分)为准静电场,其大小与一次放电过程产生的电荷矩大小有关。远处为辐射场,其大小与电流变化率相关。准静电场主要分布在 50 km \times 50 km 范围,随着传播距离的增大,准静电场分量明显减小,在远距离基

本为横向的辐射场分量。沿 z 轴垂直向上,由于电离层的存在,地闪回击辐射电场主要集中在 100 km 以下,而沿水平方向,回击辐射场可以传播到几百千米。在准静电场和辐射场之间的空间区域(通常也称为感应区),可以看到出现了左右对称的两条弧形强电场区域(标记1),这是因为电离层底部的电子数密度和电导率较大,对高频辐射电场有较强的反射作用造成的。此外,还可以看到左右对称的两条由地面反射形成的向上的弧形强电场区域(标记2)。

3.1 中高层大气中地闪回击水平电场的时空演变特征

为了研究中高层大气电参数的非线性效应对地闪回击电磁场传播的影响,与 Lu(2006)提出的近似估算方法做对比。因此,为了便于理解,下面首先对

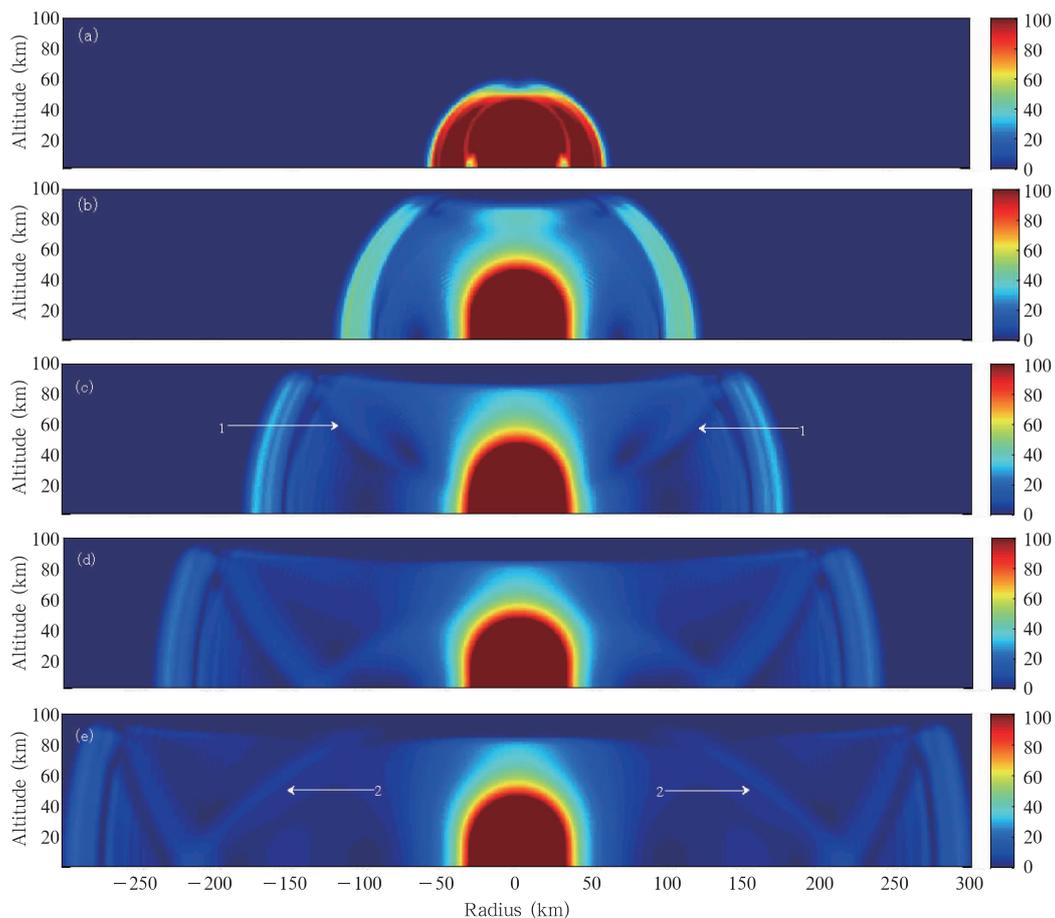


图2 回击后不同时刻的空间电场分布 (a. 0.2 ms, b. 0.4 ms, c. 0.6 ms, d. 0.8 ms, e. 1.0 ms)

Fig. 2 Spatial distribution of the electric field at the different times after the return stroke

(a. 0.2 ms, b. 0.4 ms, c. 0.6 ms, d. 0.8 ms, e. 1.0 ms)

Lu(2006)近似算法进行介绍。如图3所示, Lu(2006)假定地面电导率和电离层电导率无限大, 一次正地闪回击过程形成了如图3所示的两对电流源。整个空间的电磁场由这两对电流源产生, 其中, 静电场分量、感应场和辐射场分量分别如图3所示。值得注意的是, 静电场、感应场和辐射场分量的大小是随时间而变的, 初始阶段, 辐射场分量占优势, 而在后期, 则静电场分量占优势。具体计算公式如式(19)和(20)

$$dE_r(r, \varphi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t I(z', \tau - R/c) d\tau + \frac{3r(z-z')}{cR^4} I(z', t - R/c) + \frac{r(z-z')}{c^2R^3} \frac{\partial I(z', t - R/c)}{\partial t} \right] \quad (19)$$

$$dE_z(r, \varphi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t I(z', \tau - R/c) d\tau + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} I(z', t - R/c) - \frac{r^2}{c^2R^3} \frac{\partial I(z', t - R/c)}{\partial t} \right] \quad (20)$$

上述公式是回击点在原点且回击通道竖直时柱坐标下的电场时域表达式, 空间某一点处电场的位置由柱坐标系下 (r, φ, z) 决定, z' 为回击电流在 $t - R/c$ 时刻传播的高度, R 为回击所在高度与观测点间的距离。

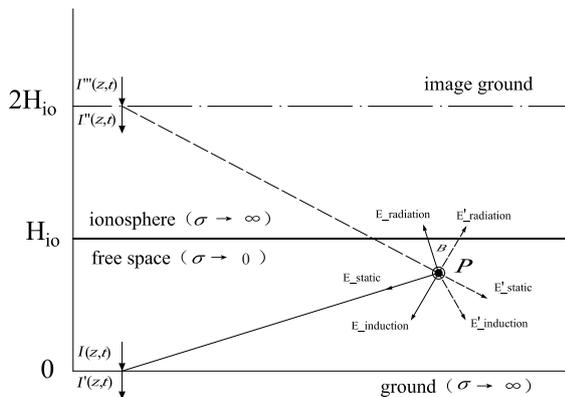


图3 自由空间电偶极辐射示意图
Fig.3 Schematic illustration of the electric dipole in free space

观测点 P 处的电场由入射波和经过电离层反射的波合成, 由于入射波和反射波传播的方向和距离不同, 因此, 相对观测点 P 的静电场、感应场和辐

射场分量的方向和大小也不相同。通过简单计算发现, 在距地面 $z = 90$ km 的不同位置处, 地闪回击产生的水平场几乎全部是 TEM 波辐射场分量。

图4进一步给出了在 $z = 90$ km, 水平距离分别为 $r = 1, 20, 50$ 和 200 km 位置处的水平电场(定义水平电场向右为正)。其中, 实线为本模拟结果, 虚线为 Lu(2006)算法的结果。从图4a—d 可以看出, 不同距离处的水平电场均呈现双极性。这是因为(图3)磁场垂直向外, 按照自由空间 TEM 电磁波的传播特征, 可知在观测点 P 处, 两对电流源产生的水平场分量方向相反, 且时间不同步, 使得水平场波形呈双极性。

对比发现, 本研究模拟的结果和 Lu(2006)算法的区别主要表现在三个方面: (1) 本研究模拟的结果偏小, 因为考虑中高层大气电参数的非线性影响时, 介质变为耗散, 一部分电磁能通过碰撞电离和热电离而耗散掉。而如果假定整个空间为无耗散时, 则场呈线性叠加。(2) 本研究模拟的水平场波形初始上升沿时间相对比较平缓, 这与电场弛豫时间(或特征时间)随高度的非线性变化有关。如图5所示, 距地面 60 km 以上, 由于电导率呈非线性变化, 导致弛豫时间 $(\tau = \epsilon_0 / \sigma, \tau$ 为弛豫时间, ϵ_0 为真空介电常数, σ 为电导率) 也呈非线性变化, 在 65 km 左右出现拐点。在 70 km 以下弛豫时间为几十至上百毫秒; 在 $70-90$ km 为几十至几百微秒; 在约 90 km 以上小于 $1 \mu\text{s}$ 。弛豫时间的长短决定了电磁波的衰减程度, 弛豫时间越长, 则意味着衰减越缓慢, 反之, 越快。因此, 与自由空间场(虚线)相比, 本研究的模拟结果相对平缓。(3) 在 $z = 90$ km 高度, 随着水平距离 r 的增大, 水平电场逐渐增大, 随后又减小, 意味着地闪回击辐射场存在角分布特征。如当 $r = 1$ km 时, 水平场初始峰值仅为 0.9 V/m; 而当 $r = 50$ km 时, 水平场初始峰值接近 22 V/m。随后, 当水平距离增加时水平场减小。从本研究的数值结果进一步可看出, 地闪回击点正上方 $(r = 0)$ 的辐射场分量为 0 。这是因为自由空间辐射场是横向的 TEM 波 $(S = E \times H)$, 而由电磁学的基础知识可知, 有限长、通电的直导线两端延长线上任一点处的磁场为 0 , 因此, 地闪回击通道正上方的辐射场分量为 0 。

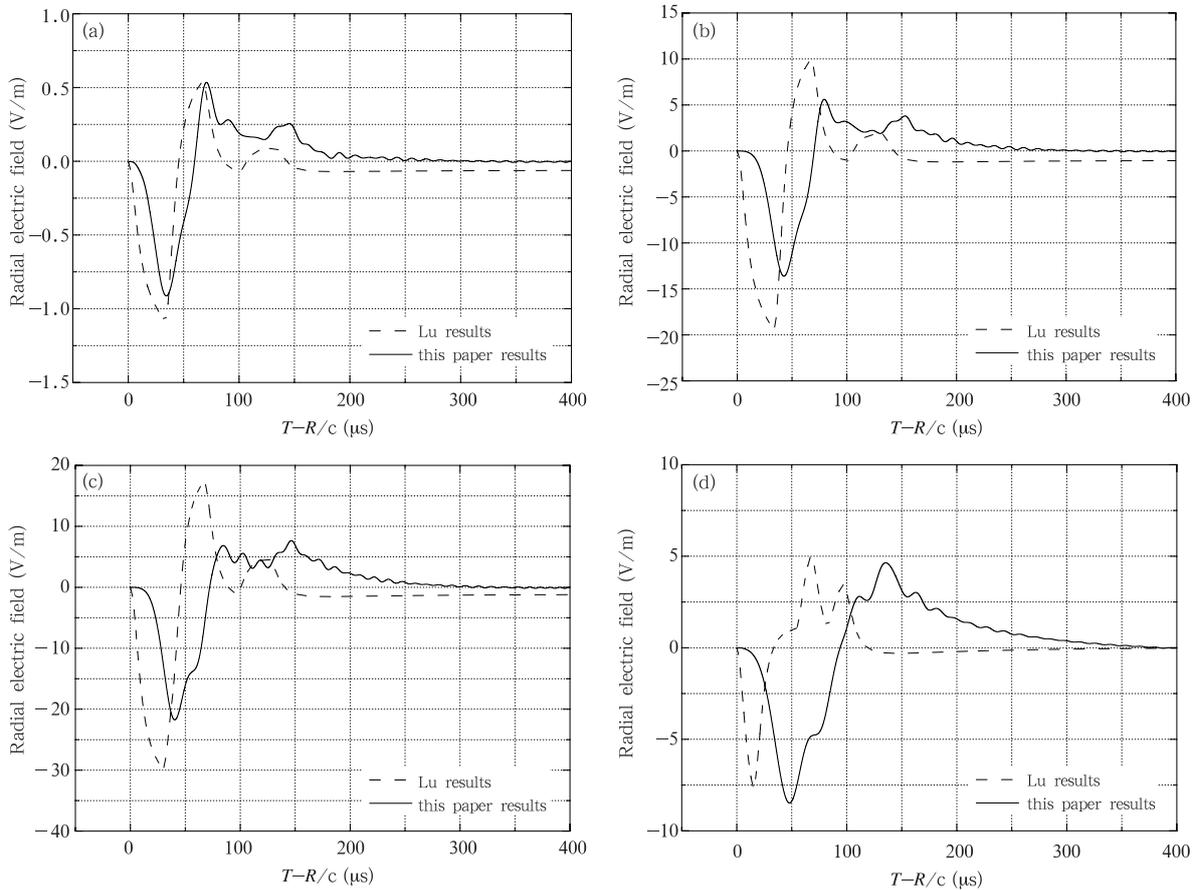


图4 在地闪回击正上方 $z = 90$ km 高度、不同水平距离处的水平电场波形

(a. $r = 1$ km, b. $r = 20$ km, c. $r = 50$ km, d. $r = 200$ km; 图中时间起点为电磁波到达 P 点的时刻)

4 Radial electric field waveform at the 90 km altitude, with the different radial distances to the lightning channel axis

(a. $r = 1$ km, b. $r = 20$ km, c. $r = 50$ km, d. $r = 200$ km;

the time when electromagnetic wave arrives at point P is the beginning time)

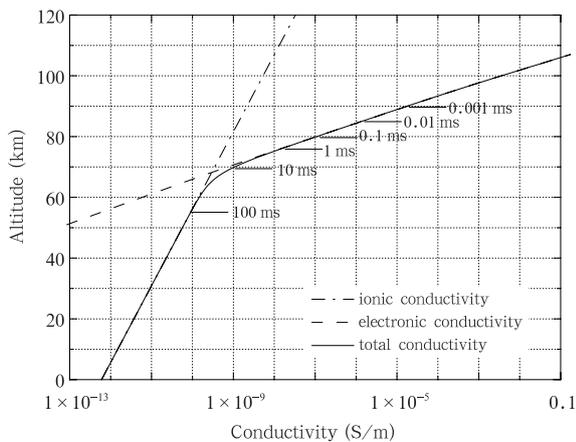


图5 电离层底部空间电导率和弛豫时间的非线性变化

Fig. 5 Nonlinear variation of spatial conductivity and relaxation time at the bottom of ionosphere

3.2 中高层大气中地闪回击垂直电场的时空演变特征

图6为在地闪回击通道正上方的垂直电场(定义垂直电场向上为正),其中 $z = 90$ km,水平距离分别为 $r = 1, 20, 50$ 和 200 km。图中的实线为本研究的模拟结果,虚线为 Lu (2006) 算法结果。对比发现,本研究的模拟结果显著偏小,减小程度可达 $\frac{3}{4}$ 。随着水平距离的增加,垂直电场的极性由单极性变为双极性,分别对应从地面直接入射电波和经过电离层反射电波的叠加。与水平场相比,垂直电场的持续时间明显增大,这是由于准静电场和感应场分量的贡献。

3.3 地闪放电参数对中高层大气地闪回击辐射场的影响

图7给出了不同地闪回击放电参数对 $z = 90$ km

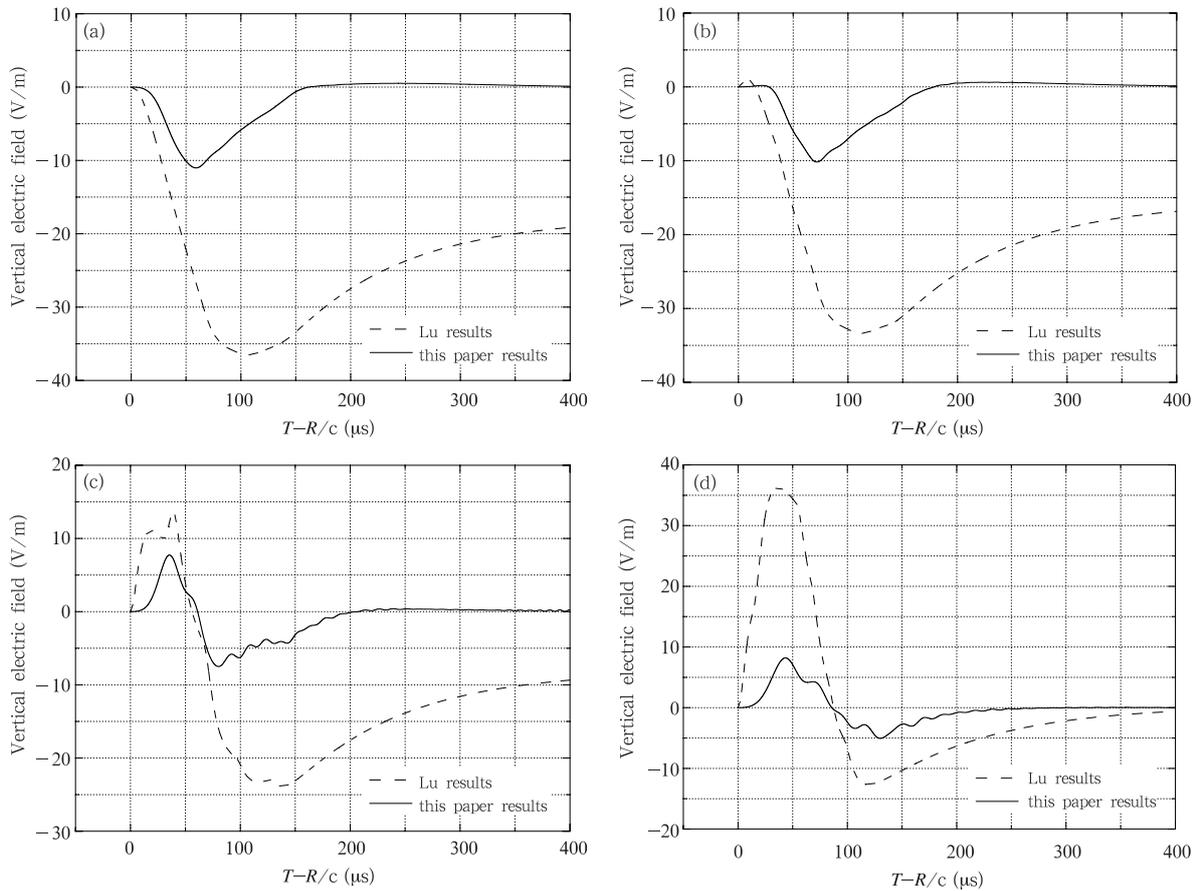


图6 在地闪回击正上方 $z=90$ km 高度、不同水平距离处的垂直电场

(a. $r=1$ km, b. $r=20$ km, c. $r=50$ km, d. $r=200$ km; 时间起点为电磁波到达 P 点的时刻)

Fig. 6 Vertical electric field waveform at the 90 km altitude, with the different radial distances to the lightning channel axis (a. $r=1$ km, b. $r=20$ km, c. $r=50$ km, d. $r=200$ km; the time when electromagnetic wave arrives at point P is the beginning time)

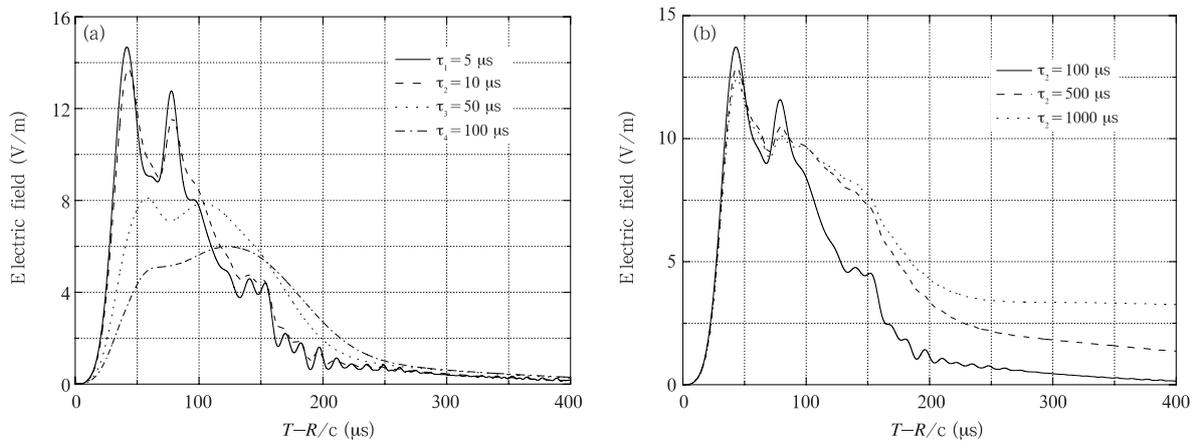


图7 不同地闪回击放电参数对 $z=90$ km、 $r=20$ km 处的总电场波形的影响

(a. 回击电流上升沿时间, b. 回击电流下降沿时间, c. 回击速度)

Fig. 7 Effects of the different lightning parameters on electric field waveform at the 90 km altitude, $r=20$ km (a. return stroke rise time, b. return stroke falling time, c. return stroke speed)

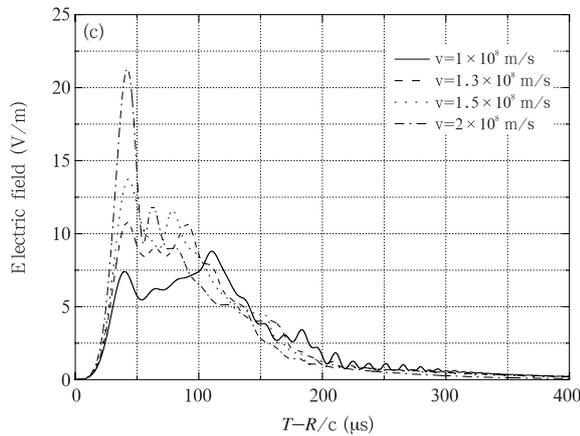


图 7 续

Fig. 7 (Continued)

高度、 $r=20$ km 处的总电场变化波形的影响。其中,图 7a 为不同回击电流波形上升沿对总电场的影响,可以看出,随着回击电流波形上升沿时间的增大,总电场初始峰值明显减小,而在后期波形逐渐趋于一致,这是由于上升沿时间主要影响的是初始阶段微秒级辐射场分量,后期主要决定于整个回击过程积累的电荷矩。图 7b 为不同回击电流波形下降沿时间对总电场的影响。回击电流的下降沿时间仅仅影响了回击电场波形的持续时间,持续时间越长,回击过程释放的电荷量越大,相应的准静电场越大,越易于触发圆饼状光辐射。图 7c 为回击速度对总电场的影响,回击速度越大,初始辐射场峰值越大。

4 结论与讨论

基于麦克斯韦方程组,通过综合考虑电子热效应和电离效应的非线性变化,利用二维时域有限差分算法(2D FDTD),首先建立了对流层-中高层大气电动力耦合模式,然后模拟分析了中高层大气电参数的非线性效应对地闪回击电磁场传播的影响。通过对比发现,由于地闪回击电场对中高层稀薄大气的碰撞电离和热电离效应,部分能量被耗散,本研究的模拟结果明显小于 Lu(2006)提出的自由空间近似解析算法。因此,根据 Lu(2006)(包括 Rakov 等(2003))提供的近似方法,估算的能够触发光辐射的地闪回击电流峰值可能偏小。不过,由于地闪通常闪击在某些高层或高大建筑物上,导致回击电流峰值和持续时间可能变大,这可能增加了触发光辐射等暂态发光现象的可能性。另外,地闪回击电流

沿通道向上传播时,电流峰值减小而上升沿时间增大,因此本研究采取的 TL 模式可能使得计算结果偏大。将来有望进一步采取变网格技术,详细讨论地闪连接过程和回击模式等电流源参数对光辐射触发概率的影响。

参考文献

- 郗秀书, 吕达仁, 卞建春等. 2009. 中高层大气瞬态发光事件 (TLEs) 及可能的影响. 地球科学进展, 24(3): 286-296
- 吴明亮. 2006. 中层大气闪电现象的模拟研究[D]. 北京: 中国科学院空间科学与应用研究中心, 50pp
- 吴明亮, 徐寄遥, 马瑞平. 2006. 闪电引起的天电和红闪现象的模拟研究. 物理学报, 55(10): 5007-5013
- 杨静, 郗秀书, 张广树等. 2008. 发生于山东沿海雷暴云上方的红色精灵. 科学通报, 53(4): 482-488
- 杨静, 冯桂力. 2012. 中国大陆地区雷暴上方的巨大喷流. 科学通报, 57(34): 3301-3311
- 杨美荣, 袁铁, 郗秀书等. 2011. 西北太平洋热带气旋的闪电活动、雷达反射率和冰散射信号特征分析. 气象学报, 69(2): 370-380
- 袁铁, 郗秀书. 2010. 中国东部及邻近海域暖季降水系统的闪电、雷达反射率和微波特征. 气象学报, 68(5): 652-665
- 张义军, 马明, 吕伟涛等. 2008. 闪电活动的气候学特征研究进展. 气象学报, 66(6): 906-915
- Barrington-Leigh C P, Inan U S. 1999. Elves triggered by positive and negative lightning discharges. Geophys Res Lett, 26: 683-686
- Barrington-Leigh C P. 2000. Fast Photometric Imaging of High Altitude Optical Flashes above Thunderstorms[D]. Stanford: Stanford University
- Cho M, Rycroft M J. 1998. Computer simulation of the electric field structure and optical emission from cloud-top to the ionosphere. J Atmos Solar-Terr Phys, 60(7-9): 871-888
- Cummer S A. 2000. Modeling electromagnetic propagation in the earth-ionosphere waveguide. IEEE Trans Antennas Propag, 48(9): 1420-1429
- Cummer S A, Inan U S. 2001. Modelling ELF radio atmospheric propagation and extracting lightning currents from ELF observations. Radio Sci, 35(2): 385-394
- Ebert U, Luque A. 2010. Sprites in varying air density: Charge conservation, glowing negative trails and changing velocity. Geophys Res Lett, 37(L06806), doi: 10.1029/2009GL041982
- Fernsler R F, Rowland H L. 1996. Models of lightning-produced sprites and elves. J Geophys Res, 101(29): 653-662
- Hedin A E. 1991. Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere. J Geophys Res, 96(A2): 1159-1172
- Hegerberg R, Reid I D. 1980. Electron drift velocities in air. Aust J

- Phys, 33(2): 227
- Heidler F, Cvetić J M, Stanić B V. 1999. Calculation of lightning current parameters. *IEEE Trans Power Delivery*, 14(2): 399-404
- Holzworth R H, Kelley M C, Siefring C L, et al. 1985. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm; 2, Direct current electric fields and conductivity. *J Geophys Res*, 90: 9824
- Krider E P. 1992. On the electromagnetic fields, Poynting vector, and peak power radiated by lightning return strokes. *J Geophys Res*, 97(15): 913-917
- Krider E P. 1994. On the peak electromagnetic fields radiated by lightning return strokes toward the middle-atmosphere. *J Atmos Electr*, 14: 17-24
- Lu G P. 2006. Transient electric field at high altitudes due to lightning; Possible role of induction field in the formation of elves. *J Geophys Res*, 111(D02103), doi:10.1029/2005JD005781
- Pasko V P, Inan U S, Bell T F. 2000. Fractal structure of sprites. *Geophys Res Lett*, 27(4): 497-500
- Pasko V P. 2006. Theoretical modeling of sprites and jets, in sprites, elves and intense lightning discharges// Füllekrug M, Mareev E A, Rycroft M J. NATO Sci Ser, II, vol 225. Netherlands: Springer, 253-311
- Rakov V A, Tuni W G. 2003. Lightning electric field intensity at high altitudes: Inferences for production of elves. *J Geophys Res*, 108(D20): 4639, doi:10.1029/2003JD003618
- Rowland H L. 1998. Theories and simulations of elves, sprites, and blue jets. *J Atmos Solar-Terr Phys*, 60(7-9): 831-844
- Shao X M, Jacobson A R, Fitzgerald T J. 2005. Radio frequency radiation beam pattern of lightning return strokes: Inferred from FORTE satellite observations. *J Geophys Res*, 110(D24102), doi:10.1029/2005JD006010
- Thottappillil R, Rakov V A, Theethayi N. 2007. Expressions for far electric fields produced at an arbitrary altitude by lightning return strokes. *J Geophys Res*, 112(D16102), doi:10.1029/2007JD008559
- Veronis G, Pasko V P, Inan U S. 1999. Characteristics of mesospheric optical emissions produced by lightning discharges. *J Geophys Res*, 104(A6): 12645-12656
- Wait J R. 1998. Note on the fields of an upward-traveling current wave pulse. *IEEE Trans Electromagn Comp*, 40(2): 180-181
- Williams E R. 1998. The positive charge reservoir for sprite-producing lightning. *J Atmos Solar-Terr Phys*, 60(7-9): 689-692