

雷暴起电过程的电响应考察

薛 松* 庄洪春

(中国科学院空间物理研究所)

提 要

为了研究日地耦合过程中太阳活动与雷暴数的相关,我们通过对一雷暴起电过程的模拟来考察可能的太阳活动引起的大气电参数的变化对雷暴起电过程的影响。结果表明:低层电位梯度的增强将有益于起电的发展,尽管通常测得的一倍以下的变化对起电影响不大,但若局域性的二至三倍以上的增强会显著地加速起电的发展。离子过程在起电中的作用是低一量级的效应,起电初时电荷分离很弱,任何小的扰动都可能抑制电场增长,初始晴天电场的增大将有利于加速起电正向发展,而其它有关雷暴动力学因子的考察与前人工作相一致。

关键词: 雷暴; 太阳活动; 起电过程。

一、引 言

大量观测和统计分析提供了大气电回路中诸多电过程及参数,特别是地表大范围的雷暴过程与太阳活动(耀斑和行星际磁扇区过境)有很好的相关^[1,2],而雷暴活动在整个大气电回路中起着尤为重要的角色,因此寻求雷暴与太阳活动间相关的理论解释是现今日地耦合研究的一个重要课题。由于雷暴直接对太阳活动的动力响应并不清楚,而大气电参数随太阳活动的变化在观测和理论上都可得到较好的解释,所以我们这里试图考察太阳活动引起的大气电参数的改变是否且在何程度上对雷暴起电发生作用。为此,我们综合各种主要的及与电性质有关的起电机制造一起电模式,从雷暴本身出发,根据现有的理论与观测对这一电耦合过程进行尝试性研究。

二、雷暴起电的数学物理模式

1. 电场演化方程及云内物理量

由 Maxwell 方程组可得到云内电平衡方程

$$\frac{dE}{dt} = J / \epsilon_0, \quad (1)$$

其中已取电场 $\vec{E}$ 向下为正,电流 $\vec{J}$ 向上为正, ϵ_0 为大气中的介电常数($\epsilon_0 = 8.859 \times 10^{-12} \text{ F/m}$).

起电决定于云内粒子间的微物理相互作用,我们这里主要考虑降水粒子(雹丸)、云

1988 年 4 月 18 日收到, 1988 年 12 月 8 日收到修改稿。

* 现在中国科学院大气物理研究所。

中水成小粒子(云滴或冰晶)、自由空间离子和大离子(带电气溶胶)四种典型粒子的带电行为及其间相互作用,云中总电流是由多种起电机制下上述不同带电粒子共同作用的结果.

$$J(t) = J_H(t) + J_d(t) + J_c(t) + I_a(t) + i(t), \quad (2)$$

上式右边依次为大粒子沉降电流 $J_H(t)$, 小粒子带电电流 $J_d(t)$, 对流起电电流 $J_c(t)$, 小粒子吸附电荷漂移电流 $I_a(t)$ 和云的泄漏电流 $i(t)$.

在模式中假定云中水成粒子具有定常浓度分布, 大粒子的浓度谱分布可写成^[1]

$$N(R)dR = N_0(\rho_w/\rho)\exp(-XR)dR, \quad (3)$$

其中 $N_0 = 0.16 \times 10^8 \text{ m}^{-4}$, $X = 8200 P_0^{-0.21} \text{ m}^{-1}$ ($P_0(\text{mm/h})$ 为沉降强度), ρ, ρ_w 分别为冰和水的密度 ($\rho = 700 \text{ kg/m}^3, \rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$), 取粒子最大半径 $R_M = 3 \times 10^{-3} \text{ m}$, 临界半径 $R_c = 5 \times 10^{-5} \text{ m}$.

小粒子(云滴)的浓度粒径谱分布为^[4]

$$n(r)dr = (3hkL/4\pi\rho)r^{h-4}\exp(-Kr^*)dr \text{ m}^{-3}, \quad (4)$$

其中 $k = (2 \times 10^6/a)^h$, $a = 27$, $h = 3.29$, $L(\text{kg/m}^3)$ 为云水含量, 其最大半径即临界半径为 $r_c = 5 \times 10^{-5} \text{ m}$, 最小半径 $r_{\min} = 5 \times 10^{-6} \text{ m}$.

半径为 R 的沉降粒子 t 时刻下落速度为

$$V_R(t) = U - [4\pi R^3 \rho g / 3 + Q_R(t)E(t)] / [6\pi\mu R(C_D R_c / 24)_R], \quad (5)$$

式中 Q_R 为其荷电, μ 为大气粘性系数 ($1.77 \times 10^{-4} P_a$) ($C_D R_c / 24)_R$ 是一参数因子, 其近似表式由 Rogers 给出^[5].

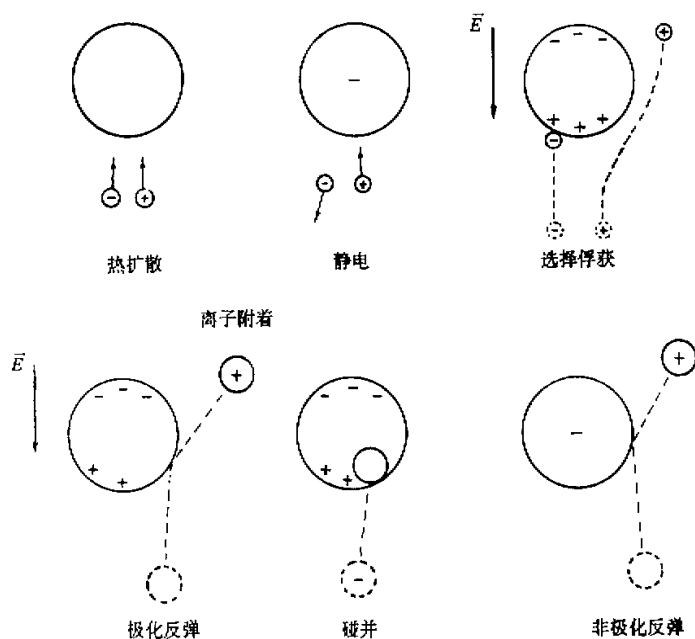


图1 云内粒子荷电过程

小粒子速度因子 $(C_D R_v / 24) \approx 1$, 故其速度为

$$v_r(t) = U - (4\pi r^3 \rho g / 3 + q(t)E(t)) / (6\pi\mu r). \quad (6)$$

2. 云中离子及其过程

我们考虑自由离子主要经历辐射电离生成, 向大、小粒子上作热扩散和静电吸附, Wilson 选择俘获、异性离子碰并湮灭以及作用于大离子等五种过程, 其浓度演化方程为

$$\frac{dn_1}{dt} = G - \alpha n_1 n_2 - SI_1(t) - BI_1(t) - \eta_{12} n_1 N_2 - \eta_{10} n_1 N_0, \quad (7)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = G - \alpha n_1 n_2 - SI_2(t) - BI_2(t) - \eta_{21} n_2 N_1 - \eta_{20} n_2 N_0, \quad (8)$$

式中 n_1, n_2 为正、负离子的浓度, G 和 α 为离子对产生率和碰并湮灭率, N_1, N_2 和 N_0 分别为带正、负和中性电的气溶胶滴浓度, η_{10}, η_{20} 为结合系数, η_{21} 和 η_{12} 为复合系数, 四个耗散项 $BI_{1,2}(t)$ 和 $SI_{1,2}(t)$ 分别为正负离子向沉降大粒子和小粒子上的附着量, 它们与云内粒子荷电有关, 故在后面给出.

A. 离子向云滴上的附着

热扩散吸附为 $(I_{1,2})_D = 4\pi r D_{1,2} n_{1,2}$. (9)

云滴的电吸附效应与其原荷电有关^[6]:

(1) 当 $q_m \geq q \geq -q_m$

$$(I_{1,2})_E = n_{1,2} \mu_{1,2} |E| \{3\pi r^2 [1 \mp (q/q_m)]^2\}, \quad (10)$$

其中

$$q_m = 12\pi\epsilon_0 |E| r^2. \quad (11)$$

(2) 当 $q > q_m$ $(I_1)_E = 0$

$$(I_2)_E = n_2 \mu_2 (q / \epsilon_0). \quad (12)$$

(3) 当 $q < -q_m$ $(I_1)_E = -n_1 \mu_1 (q / \epsilon_0)$ $(I_2)_E = 0$.

$$(13)$$

式中 D_1, D_2 正负离子扩散系数, μ_1, μ_2 正负离子迁移率.

B. 离子向大粒子上的附着

大粒子的热扩散吸附为

$$(\tilde{I}_{1,2})_D = 4\pi R D_{1,2} n_{1,2} [1 - (RV_R / 2\pi D_{1,2})^{1/2}], \quad (14)$$

考虑了 Wilson 选择俘获的大粒子电吸附^[7]:

(1) 当 $Q_M \geq Q_R \geq -Q_M$ $Q_M = 12\pi\epsilon_0 |E| R^2$, (15)

$$(\tilde{I}_1)_E = 0 \quad \text{若 } Q_M \geq Q_R > 0 \text{ 且 } |V_R| > \mu_1 |E|, \quad (16a)$$

$$(\tilde{I}_1)_E = -n_1 \mu_1 (Q_R / \epsilon_0) \text{ 若 } 0 \geq Q_R \geq -Q_M \text{ 且 } |V_R| > \mu_1 |E|, \quad (16b)$$

$$(\tilde{I}_1)_E = n_1 \mu_1 |E| (3\pi R^2) [1 - Q_R / Q_M]^2$$

若 $0 > Q_R \geq -Q_M$ 且 $|V_R| < \mu_1 |E|$, (16c)

$$(\tilde{I}_2)_E = n_2 \mu_2 |E| (3\pi R^2) [1 + (Q_R / Q_M)]^2. \quad (17)$$

(2) 当 $Q_R > Q_M$ $(\tilde{I}_1)_E = 0$ $(\tilde{I}_2)_E = n_2 \mu_2 (Q_R / \epsilon_0)$. (18)

(3) 当 $Q_R < -Q_M$ $(\tilde{I}_1)_E = -n_1 \mu_1 (Q_R / \epsilon_0)$ $(\tilde{I}_2)_E = 0$. (19)

3. 极化与非极化电荷转移

碰撞电荷分离是支持雷暴的主要起电机理, 它可分为极化与非极化两种. 极化机制是考察不同落速的粒子沿垂直方向碰撞, 在外电场极化作用下产生极化面电荷转移荷

电^[8]. 非极化(边缘)起电是由实验室研究发现的, 在适当的云水含量和低于 $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 下沉降粒子有负的起电^[9], 云的起电区恰与此情况相一致.

在极化反弹下的电转移可写成^[10]

$$\Delta q_p = 4\pi\epsilon_0\gamma_1|E|\cos(E, r)r^2 + AQ_R - Bq, \quad (20)$$

系数 $A = \frac{\gamma_2(r/R)^2}{1 + \gamma_2(r/R)^2}$, $B = \frac{1}{1 + \gamma_2(r/R)^2}$, 其中 $\gamma_1 = \frac{\pi^2}{2}$, $\gamma_2 = \frac{\pi^2}{6}$ 均为无量纲量.

非极化转移电量为 $\bar{A}$, 则非极化电转移为

$$\Delta q_p = \bar{A} + AQ_R - Bq. \quad (21)$$

4. 对流作用电流

对流起电是考虑云中某种初始正电积累而由其静电效应在云周引起负电积累, 在云内对流抬升云外冷却下沉的对流循环作用下使云体上正下负电偶分布呈正反馈增长的起电过程^[11], 依前人理论^[12], 对流机制下起电电流为

$$I_c(t) = \frac{1.218f_1f_2\epsilon_0E(t)L}{\langle r \rangle n_c} \left[U - \frac{4.87f_1f_2\epsilon_0\langle r \rangle}{18\mu\langle C_D R_c / 24 \rangle} E^2(t) \right], \quad (22)$$

其中 L 为云水含量, n_c 为云粒子浓度, $E(t)$ 云内电场, f_1f_2 为两比例系数之积.

除了对流起电电流, 在对流场和电场作用下自由离子的运动所形成的传输电流为

$$(I_i)_{\text{con}} = e(n_1 - n_2)U - e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)|E(t)|, \quad (23)$$

$$J_c(t) = I_c(t) + (I_i)_{\text{con}}. \quad (24)$$

其中: e 为电子电量($1.6 \times 10^{-19}\text{ C}$)

5. 沉降电流

沉降电流由云中荷电沉降粒子运动所形成.

$$J_H(t) = \int_{R_c}^{R_{\text{MAX}}} N(R)Q_R(t)V_R(t)dR. \quad (25)$$

我们的模拟是从追踪逐个粒子的电行为出发, 把粒子带电过程的统计行为和个体行为相结合, 为避免多次碰撞在数学处理上的困难, 我们假设云内小粒子在模式演化中至多只参与一次碰撞交换.

大粒子在某时刻同时参与极化、非极化、碰并未反弹和离子吸附四种荷电过程, 因此, 半径为 R 的大粒子荷电的演化方程为

$$\frac{dQ_R}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}(Q_R)_c + \frac{\partial}{\partial t}(Q_R)_i + \frac{\partial}{\partial t}(Q_R)_{\text{coll}}. \quad (26)$$

大粒子与小粒子碰撞反弹电改变为

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_R}{\partial t} = & \int_{r_{\min}}^{r_c} \pi R^2 |V_R(t) - v_r(t)| n(r) E_f(R, r) \langle p \rangle \{P_1 \\ & \cdot [-4\pi\epsilon_0\gamma_1|E(t)|r^2\langle\cos\theta\rangle - AQ_R + Bq_0(r, t)] - P_2|\bar{A}|\} dr. \end{aligned} \quad (27)$$

其中 $E_f(R, r)$ 为大、小粒子的碰撞率, $\langle p \rangle$ 为小粒子碰撞反弹率, $\langle\cos\theta\rangle$ 为碰撞极角的平均值, $q_0(r, t)$ 为碰撞前小粒子荷电, 系数 $P_1, P_2 (< 1)$ 分别表示极化起电和

非极化起电的作用程度.

碰撞未反弹效应所致电改变

$$\frac{\partial}{\partial t} (Q_R)_{\text{coll}} = \int_{r_{\min}}^{r_c} E_f(R, r) |V_R(t) - v_r(t)| n(r) \pi R^2 (1 - \langle P \rangle) q_0(r, t) dr. \quad (28)$$

离子吸附荷电可统一写成

$$\frac{\partial}{\partial t} (Q_R)_i = [(\tilde{I}_1)_D - (\tilde{I}_2)_D + (\tilde{I}_1)_E - (\tilde{I}_2)_E] e. \quad (29)$$

式中 $(\tilde{I}_{1,2})_D$ 和 $(\tilde{I}_{1,2})_E$ 是 Q_R 和 t 的函数由 (14) — (19) 确定.

把方程 (27) — (29) 代入方程 (26) 构成大粒子荷电演化方程, 求解得 $Q_R(R, t)$, 代入 (25) 和 $V_R(t)$ 可求得 t 时刻总沉降电流.

6. 小粒子电流

起电过程中, 小粒子初时由离子吸附荷电, 某时刻与一大粒子碰撞反弹, 有瞬间电转移, 之后它又在新的带电条件下作离子吸附, 对小粒子荷电, 因其碰撞对象大粒子不构成统计效应, 求解较难. 我们由一次碰撞性假设, 从粒子荷电过程来分类反过来应用小粒子的统计性, 可得到小粒子碰撞荷电电流

$$I_d(t) = \int_0^t \int_{R_c}^{R_{\text{MAX}}} \int_{r_{\min}}^{r_c} N_c'(R, r, t_0) q(R, r, t_0, t) v_r(R, r, t_0, t) dr dR dt. \quad (30)$$

其中 $q(R, r, t_0, t)$ 为半径为 r 的小粒子在 t_0 时刻与半径为 R 的大粒子碰撞后在 t 时刻的荷电, N_c' 为 t_0 时刻小粒子碰撞数, 记 $|V_{R,r}| = |V_R(t_0) - V_r(t_0)|$, 则

$$N_c' = n(r) E_f(R, r) |V_{R,r}| \pi R^2 N(R) \langle P \rangle. \quad (31)$$

小粒子碰撞前荷电由方程

$$\frac{dq}{dt} = [(\tilde{I}_1)_D - (\tilde{I}_2)_D + (\tilde{I}_1)_E - (\tilde{I}_2)_E] e. \quad (32)$$

在初条件 $q|_{t=0} = 0$ 下求解到 t_0 得 $q_0(r, t_0)$, 与半径为 R 的大粒子碰撞反弹后, 其荷电在极化下

$$q_{p_1}(r, t_0) = q_0(r, t_0) (1 - B) + 4\pi\epsilon_0\gamma_1 |E(t_0)| \langle \cos\theta \rangle r^2 + A Q_R(t_0),$$

在非极化下 $q_{p_2}(r, t_0) = q_0(r, t_0) + |\bar{A}|$.

这样, 该小粒子在 t 时刻的荷电 $q(R, r, t_0, t)$ 是由方程 (32) 在新荷电条件 $q|_{t=t_0} = q_{p_{1,2}}(r, t)$ 下求解至 t 时刻所得.

7. 泄漏电流与小粒子漂移电流

云内泄漏电流可写成^[13]

$$i(t) = 10^8 [\exp 16.7 \times 10^{-6} E(t) - 1] / 3, \quad (33)$$

仅由吸附带电的小粒子运动电流为

$$I_a(t) = \int_{r_{\min}}^{r_c} n(r) q_0(r, t) v_1(r, t) dr, \quad (34)$$

式中 $q_0(r, t)$ 为未碰撞小粒子荷电.

8. 离子浓度消耗项 $SI_{1,2}(t)$, $BI_{1,2}(t)$

因大粒子荷电过程连续性

$$BI_{1,2}(t) = \int_{R_c}^{R_{MAX}} [(\tilde{I}_{1,2})_D + (\tilde{I}_{1,2})_E] N(R) dR, \quad (35)$$

这里 $(\tilde{I}_{1,2})_D$ 和 $(\tilde{I}_{1,2})_E$ 由(14)—(19)给出, 其中电荷 $Q_R(t)$ 和电场都是 t 时刻对应 R 的量.

小粒子整个吸附耗散可统一写成

$$\begin{aligned} SI_{1,2}(t) = & \int_{r_{min}}^{r_c} [I_{1,2}^D(r, t) + I_{1,2}^E(r, q_0(r, t), t)] n(r) dr \\ & + \int_0^t \int_{R_c}^{R_{MAX}} \int_{r_{min}}^{r_c} [I_{1,2}^D(r, t) + I_{1,2}^E(R, r, q(R, r, t_0, t), t)] \\ & \times n(r) E_f(R, r) |V_{R,r}| \pi R^2 N(R) \langle P \rangle dr dR dt_0, \end{aligned} \quad (36)$$

式中右端分别为未碰撞的和碰撞的小粒子的离子吸附, 这里相应于不同的 $t_0, t, q_0(r, t)$ 和 $q(R, r, t_0, t)$ 来按(9)—(13)求解 $(I_{1,2}^D), (I_{1,2}^E)$.

三、模式方程的参数选择与求解

模式中我们主要选择初始外电场 E_0 , 离子产生率 G , 大、小粒子碰撞反弹率 $\langle P \rangle$, 沉降强度 P_0 、比例系数 P_1, P_2 以及对流速度作为可调参数, 其它为定常参数. 在模式计算中我们选取的定常参数值如下表所示.

计 算 参 数 表

参量	内 容	物 理 含 义	参 量 量 值	备 注
$\langle r \rangle$	平均云滴半径		$5 \times 10^{-6} \text{ m}$	
$\langle \cos \theta \rangle$	平均碰撞反弹角		2/3	
$\bar{A}$	平均单次非极化碰撞荷电率		$3 \times 10^{-15} \text{ C}$	
μ_1, μ_2	正、负离子迁移率		$\mu_1 = 1.4 \times 10^{-4} \times e^{1.4 \times 10^{-4} \times Z} \text{ ; } \mu_2 = 1.9 \times 10^{-4} \times e^{1.4 \times 10^{-4} \times Z}$	$Z = 3 \text{ km}$
D_1, D_2	正、负离子扩散系数		$D_1 = 3.6 \times 10^{-6} \times e^{9.16 \times 10^{-5} \times Z} \text{ m}^2/\text{s}; D_2 = 4.8 \times 10^{-6} \times e^{9.14 \times 10^{-5} \times Z}$	$Z = 3 \text{ km}$
α	小离子碰并湮灭系数		$1.6 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{s}$	
η_{10}, η_{20}	正、负小离子吸附于中性气溶胶滴上的结合系数		$\eta_{10} = 1.7 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}; \eta_{20} = 2.335 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$	
η_{21}, η_{12}	负、正小离子与带正、负电气溶胶滴作用的复合系数		$\eta_{21} = 5.225 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}; \eta_{12} = 4.47 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$	
N_1, N_2	带正、负电大离子浓度		$N_1 = 200 \text{ 个}/\text{cm}^3; N_2 = 200 \text{ 个}/\text{cm}^3$	
N_0	中性气溶胶滴浓度		600 个 $/\text{cm}^3$	

对粒子谱分布,我们把大粒子粒径分为28个谱段,把小粒子分为19个谱段.碰撞效率按Mason^[14]给出的分布进行内差和外延.

起电过程由微分方程(1), (7), (8), (26)—(29)和(32)联立求解,时间步长 $\Delta t = 10s$,其中的非线性常微分方程均用四阶Runge-Kutta方法求解.

四、计算结果与分析

首先取基本参数 $n_1|_{t=0} = n_2|_{t=0} = 0.2 \times 10^8$ 个/cm³, $E_0 = 100v/m$, $U = 2m/s$, $P_1 = 1$, $P_2 = 0.001$, $\langle P \rangle = 0.005$, $L = 2.365 \times 10^{-3}kg/m^3$, $P_0 = 50mm/h$, $G = 10$ 对/s cm³, $f_1 f_2 = 0.01$. 改变初始外电场 E_0 的值,用以考察低层电位梯度的变化对起电过程的影响,考虑到太阳活动期间60—70%的变化,取 $E_0 = 100v/m$, $200v/m$ 和 $500v/m$. 其电增长过程(见图2)表明,起电对初始电场一倍以下的改变的响应是不显著的. 在 $E_0 = 100v/m$ 和 $E_0 = 200v/m$ 两线间的初始差距随电场的指数率增长迅速减小. 相比 $E_0 = 500v/m$ 的情况具有更强的初始起电条件,特别是有利于极化机制电流迅速发展为起电的主导电流,使电场较快进入指数型增长. 同时我们看到,当电场高达一定值时,其指数增长的演化规律是相同的,只是它们达到这一出发基点的时刻不同,一旦开始指数型增长其演化过程完全一致, $E = 200v/m$ 和 $500v/m$ 二种情况分别在350s和300s达到电场极大值. 三种情况的极大皆相同近似为 $0.466 \times 10^6v/m$,这表明在起电可顺利发展时,初始电场的改变对起电不产生根本性影响,但可使电场增长过程相对加快. 这是由于初始场的增加使极化电流迅速成为起电主导电流这一过程的缩短而引起的. 初始场量值的变化对起电终态极大电场没有影响.

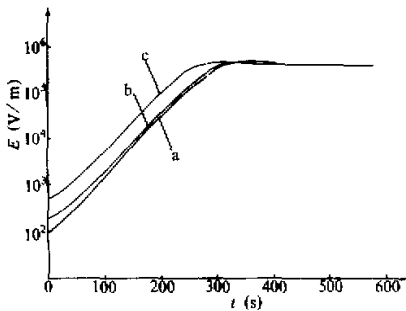


图2 各种初始电场下的起电演化过程

(a) $E_0 = 100v/m$, (b) $E_0 = 200v/m$,
(c) $E_0 = 500v/m$

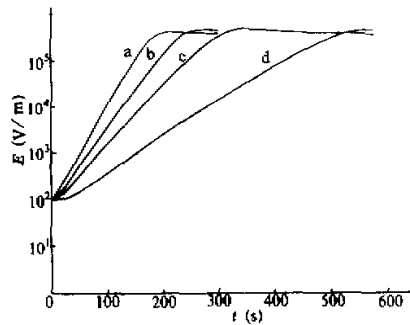


图3 各种反弹率下的起电过程

(a) $\langle P \rangle = 0.02$, (b) $\langle P \rangle = 0.01$,
(c) $\langle P \rangle = 0.005$, (d) $\langle P \rangle = 0.001$

动力学参数相比电参数对起电有着更强的作用,我们考察反弹率在0.02, 0.01, 0.005和0.001诸情况下的起电,如图3,其中 $\langle P \rangle = 0.02$ 的电场增长最快,其电场发展在220s时就达到其电场极大值 $0.434 \times 10^6v/m$;而 $\langle P \rangle = 0.01$ 的过程在270s达到电场高峰. 相应 $\langle P \rangle = 0.005$ 的过程要用360s, $\langle P \rangle = 0.001$ 的情况则需要590s

才能达到其电场峰值。计算结果表明:反弹率的增大将使起电以更高的指数形式增长,同时缩短初始起电的缓变区,反弹率对起电终态没有作用。

降水含量对沉降及起电程度起着决定性作用,我们取降水强度分别为 $P_0 = 50 \text{ mm/n}$, 30 mm/n 和 10 mm/n , 如图 4 所示, 对 $P_0 = 50 \text{ mm/n}$ 的电场在 360s 时达到其极大, 对 $P_0 = 30 \text{ mm/n}$, 其电场增长比前者慢许多, 在 410s 时仅达 $0.124 \times 10^6 \text{ v/m}$, 而 $P_0 = 10 \text{ mm/n}$ 的雷暴在 590s 后刚达到 $0.4 \times 10^4 \text{ v/m}$, 依此速率该电场增至极大至少要 2000s 以上, 这对一雷暴单体其生命期已近结束, 所以在小雨等低沉降条件下常不易产生起电。

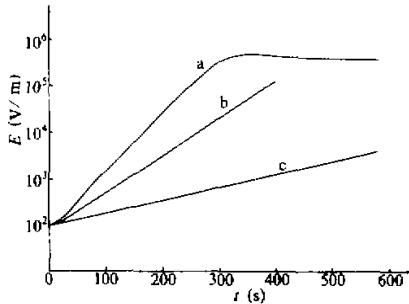


图 4 各种降水强度下的起电过程

(a) $P_0 = 50 \text{ mm/h}$, (b) $P_0 = 30 \text{ mm/h}$,
(c) $P_0 = 10 \text{ mm/n}$

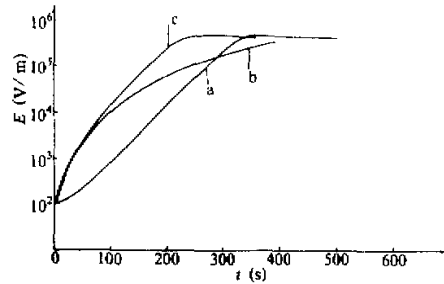


图 5 (a)极化起电演化过程, (b)非极化起电演化过程,

(c)极化与非极化两机制共同作用下的起电演化

离子产生率(云内离子浓度)对起电的影响在模式计算中是不显著的, 我们取 $G = 10$ 对/ s cm^3 , 5 对/ s cm^3 和 1 对/ s cm^3 , 三种演化过程几乎完全一致, 这说明在电场增长过程中离子浓度对起电影响是很弱的, 其原因在于: 离子吸附荷电量一般都比碰撞电转移电量低一个量级, 所以除非云内某机制会使离子产生率有数倍增高, 离子附着荷电对电场增长的效应才会有显著作用。

为考察极化与非极化两机制在起电中的作用, 我们在极化下取 $\langle P \rangle = 0.005$, $P_1 = 1$, $P_2 = 0$, 在非极化下取 $\langle P \rangle = 0.1$, $P_1 = 0$, $P_2 = 0.001$, 如图 5 所示, 在初始时刻非极化机制的作用强烈, 其电增长速度也较快, 随时间演化极化起电渐强, 在 300s 时两种机制作用达到同一水平, 之后, 极化起电电流以更高的指数率超过非极化电场值, 并在 380s 时达到其极大 $0.466 \times 10^6 \text{ v/m}$, 而非极化机制支持下的电场却以近等差型增长, 致使在 400s 时仅发展到 $0.347 \times 10^6 \text{ v/m}$, 对极化与非极化共同支持的起电的考察也有同样结果, 我们对极化下云滴和非极化下冰晶分别取 $\langle P \rangle = 0.005$, $P_1 = 1$ 和 $\langle P \rangle = 0.1$, $P_2 = 0.001$, 由图 5 可见, 在起电前期, 共同作用的电演化与非极化情况非常接近, 在起电后期, 其电增长形式与极化下电增长很相近, 这反映了起电初期主要是非极化电流所支持, 它起着决定起电方向控制起电发展的作用, 而在后期, 极化电流是加强电场达到极大的主导电流, 极化与非极化两机制的耦合将带来迅速强起电, 但对起电终态极大值没有影响。

对流运动是雷暴产生的必要条件,分别取 $U=4\text{m/s}$ 和 2m/s ,如图6,前者在初始时便比后者有一倍以上的起电电流的增加,电场增长速率随之大大加快,在300s时电场增至其极大值 $0.532 \times 10^6 \text{V/m}$,这相应 $U=2\text{m/s}$ 下在360s时所达极大值 $0.466 \times 10^6 \text{V/m}$ 有显著提高,因此对流运动的加强不仅会影响起电发展速度,还会使之达到更高的终态电场。

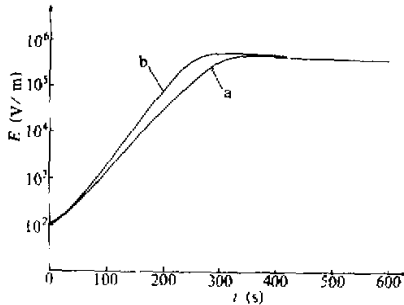


图6 不同对流速度下的起电
(a) $U=2\text{m/s}$, (b) $U=4\text{m/s}$

初始时各种机制和电流的作用都很微弱,故任一扰动都可使其电状态偏离其近平衡状态向某一方向发展,如当初始电场较低或电场反转时都可能由极化机制弱的或反向极化对云的正向起电产生削弱和抑制,因此,起电前云内电场能否取向有利于正起电发展,在一定程度上依赖于初始云外电场,这有待更进一步的实际观测和理论研究,总之,初始电场等电参数的增加对雷暴云激发起电,促使电转移的加强,使电场得以发展起着积极的作用。

五、结 论

我们用一简单的雷暴起电模式来考察大气电的和动力学的参数对起电的影响,借以探索可能的日-地耦合途径,模式中综合考虑了极化感应、Workman-Reynolds 效应、离子热、电吸附、Wilson 选择俘获以及对流起电等多种机制和过程,模式在一定假设下具体跟踪云内逐个不同粒径的粒子的行为和状态,较为详细地考察了在现有理论机制下雷暴起电的演化过程,综合我们的数值研究可得如下结论:

1. 有关初始电场的研究表明:在现有的雷暴起电机制下,太阳活动所引起的地表电位梯度60%—70%的变化对起电的影响是不显著的,若局域性电位梯度会产生二倍及其以上的增加,则会带来强起电的迅速发展。
2. 离子浓度(离子产生率)的变化对起电的影响很小,离子过程在起电中是一次级效应,如期望离子作用有较大影响,有赖于对湍流扩散对离子附着作用的考察和离子产生率在起电后期的观测。
3. 起电初期云内各种电流都很小,特别是在初始弱沉降下,初时任何小的扰动都有可能抑制起电发展,电参数特别是初始电场的增大将促使起电向其正方向发展。
4. 碰撞反弹率、降水强度、对流速度等动力学参数是起电过程的敏感参数,它们对加速起电以及电场极大值有着显著作用。
5. 极化感应机制和非极化边缘机制是支持云内电场建立的主要机制,起电初期,非极化机制起主导作用,它决定着初期雷暴电增长的方向和速度,在起电后期,极化机制起主导作用,它决定着云内电场所能达到的强度,并使云内击穿电场迅速建立,实际强雷暴起电是这两过程共同作用的结果。

我们这一工作,意在从雷暴起电本身出发对太阳活动与全球雷暴间可能存在的电耦

合过程进行尝试性探索, 并希望为今后的研究提供有益的经验。

参 考 文 献

- [1] Reiter, R., 1969. Solar flares and their impact on potential gradient and air-earth current Characteristics at high mountain stations. *Pure Appl. Geophys.* **72**, 259—267.
- [2] Markson, R., 1971. Considerations regarding solar and lunar modulation of geophysical parameters, atmospheric electricity, and thunderstorms. *Pure. Appl. Geophys.* **84**, 161—200.
- [3] Marshall, J. S., and W. M. Palmer 1948. The distribution of rain drops with size. *J. Atmos. Sci.*, **5**, 165—166.
- [4] Best, A. C., 1951. Drop-size distribution in cloud and fog. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **77**, 418—425.
- [5] Roger, R. R., 1976. Initiation of rain in non freezing clouds. In: A short course in cloud physics, edn. 1., 86—92, Oxford: Pergamon Press.
- [6] Gunn, R., 1956. The hyper-electrification of raindrops by atmospheric electric fields. *J. Meteor.*, **13**, 283—288.
- [7] Whipple, F. J. W. and J. A. Chalmers, 1944. On Wilson's theory of the collection of charge by falling drops. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **70**, 103—120.
- [8] Elster, J. and H. Geitel, 1913. Zur influenztheorie der Niederschlags elektrisitat. *Phys. Z.*, **14**, 1287—1292.
- [9] Takahashi, T., 1978. Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1538—1548.
- [10] Latham, J. and B. J. Mason 1962. Electrical charging of hailpellets in a polarizing electrical field. *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, **266**, 387—401.
- [11] Vonnegut, B., 1953. Possible mechanism for the formation of thunderstorm electricity. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **34**, 378.
- [12] Kamra, A. K., 1979. Effect of electrical force on charge separation caused by the combined effect of precipitative and convective mechanisms in thunderclouds. *J. Geophys. Res.*, **84**, 5039—5048.
- [13] Mason, B. J., 1972. The Bakerian Lecture 1971, The physics of the thunderstorm. *Proc. Roy. Soc. Lond., A*, **327**, 433—466.
- [14] Mason, B. J., 云物理学, 科学出版社, 596 页.