

УДК 551.51; 551.594.2

## ЭЛЕКТРОДНЫЙ СЛОЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ МОЩНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ ОБЛАЧНОСТИ

*П. М. Нагорский<sup>1</sup>, В. Н. Морозов<sup>2</sup>, С. В. Смирнов<sup>1</sup>, К. Н. Пустовалов<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup> Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск;

<sup>2</sup> Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова, г. С.-Петербург;

<sup>3</sup> Томский госуниверситет, г. Томск, Россия

Исследована динамика распределения концентраций лёгких ионов и плотности объёмного заряда в приземном слое атмосферы во время прохождения мощных конвективных облаков. Анализ экспериментальных данных за 2006–2012 годы показал, что в этом случае наблюдаются согласованные изменения полярных проводимостей, во время которых число лёгких ионов может как возрасти, так и упасть практически до нуля. Для описания свойств нестационарного электродного слоя приземной атмосферы во время грозы предложен подход, в котором электрическое поле являлось вынуждающей внешней силой. Показано, что в грозовой атмосфере перенос аэроионов осуществляется как турбулентными потоками воздуха, так и электрическими силами, причём последние играют основную роль. Выявлена динамика изменения параметров электродного слоя в зависимости от вариаций напряжённости поля.

### ВВЕДЕНИЕ

Атмосферное электричество постоянно воздействует на состояние окружающей среды. Сложная взаимосвязь параметров атмосферного электричества с физическими, химическими и биологическими процессами в нижней атмосфере требует мониторинга различных атмосферных характеристик для получения более достоверных оценок воздействия электричества на окружающую среду. Такой мониторинг также позволяет найти среди атмосферных характеристик наиболее представительные индикаторы изменения окружающей среды.

В настоящее время существует достаточное количество подходов и моделей [1–7], описывающих состояние электродного слоя атмосферы в квазистационарных условиях. Однако менее изученными пока остаются процессы электризации и изменчивости параметров атмосферного электричества в приземном слое при нарушении условий хорошей погоды (при грозах, осадках, туманах, природных и техногенных задымлениях и т. п.). Также недостаточно изучено состояние атмосферы, связанное с изменением характеристик электродного слоя во время значительного (по сравнению с фоновым) изменения напряжённости электрического поля атмосферы. Проведённые в данных направлениях исследования [8–10] выявили некоторые особенности в изменчивости электродного слоя, связанные с изменением состояния атмосферы в предгрозовой и грозовой ситуациях. В данной работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований состояния и изменчивости приземного электродного слоя при интенсивных возмущениях напряжённости электрического поля атмосферы с амплитудой до нескольких единиц киловольт на метр, обусловленных мощной конвективной облачностью.

### 1. ОПИСАНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Измерения параметров атмосферного электричества проводятся в геофизической обсерватории ИМКЭС СО РАН с 2006 года с использованием автоматизированной метеорологической

информационно-измерительной системы (АМИИС) [11]. Данная система позволяет осуществлять мониторинг основных метеорологических и электрических параметров, а также ультрафиолетового излучения и естественной радиоактивности с высоким временным разрешением. Напряжённость электрического поля атмосферы измеряется с помощью стационарного электрического флюксметра «Поле-2», удельная полярная проводимость воздуха — с помощью прибора «Электропроводность-2». Метеорологические измерения проводятся также с помощью АМИИС и ультразвуковой метеостанции АМК-03 [12]. Кроме того, для анализа были использованы данные метеонаблюдений Томского центра по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды [13], расположенного примерно в километре от обсерватории.

Анализ данных мониторинга напряжённости электрического поля  $E$  и полярных проводимостей  $\lambda_1$  (проводимость положительных частиц) и  $\lambda_2$  (проводимость отрицательных частиц) показал, что согласованные вариации этих величин при значительном (более 100 В/м) увеличении (или уменьшении) напряжённости поля являются достаточно распространённым явлением. Примеры согласованного изменения величин  $E$  и  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  в различных метеорологических условиях показаны на рис. 1.

Один из случаев (8 марта 2009 года), когда напряжённость и полярные проводимости изменялись синхронно, показан на рис. 1а. В это время облачный покров был представлен только облаками верхнего яруса (Сi и Сs), облачность нижнего и среднего яруса отсутствовала [14].

Во время метелей и выпадения осадков в виде ливневого снега зарегистрировано как возрастание напряжённости электрического поля, так и его уменьшение. Например, 9 ноября 2008 года (рис. 1б) при увеличении поля  $E$  зафиксировано уменьшение проводимости  $\lambda_2$  при практически постоянном значении  $\lambda_1$ . В это время общая облачность составляла 9÷10 баллов, облачность нижнего яруса была представлена облаками типа Сb и St fr, среднего яруса — облаками типа Ас, верхнего яруса — облаками типа Сс, Сi и Сs.

Во время выпадения ливневых осадков в виде дождя (12 мая 2010 года, рис. 1в) зарегистрированы значительные отрицательные вариации поля  $E$ . Одновременно произошло резкое уменьшение проводимости  $\lambda_1$ , но значение  $\lambda_2$  возросло незначительно. Облачность над пунктом наблюдения соответствовала предыдущему случаю (см. рис. 1б).

В ряде случаев при появлении дымки и тумана напряжённость поля возрастала [15]. Это возрастание сопровождалось изменением проводимости. Например, 11 мая 2012 года (рис. 1г) при возрастании поля  $E$  зафиксировано плавное возрастание проводимости  $\lambda_1$  при слабо изменяющемся значении  $\lambda_2$ .

Данные мониторинга также показали, что наиболее часто согласованные вариации величин  $E$  и  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  наблюдались во время прохождения над пунктом наблюдения мощной конвективной облачности, включая кучево-дождевую облачность. В периоды грозы при резких изменениях напряжённости электрического поля проводимость в электродном слое за счёт изменения числа положительных или отрицательных ионов как резко возрастала, так и падала практически до нуля. Пример таких согласованных изменений величин  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $E$  во время грозовой ситуации приведён на рис. 2.

В поведении проводимостей  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  при прохождении мощных конвективных облаков выделяются четыре основные фазы (показаны справа на рис. 2 соответствующими цифрами):

- 1) невозмущённое распределение аэроионов;
- 2) «выметание» из электродного слоя аэроионов под воздействием электрического поля;
- 3) отсутствие лёгких аэроионов определённой полярности;
- 4) восстановление концентрации аэроионов.

Для моделирования динамики электродного слоя необходимо выявить временные характеристики вариаций электрического поля, в том числе длительность положительных и отрицательных

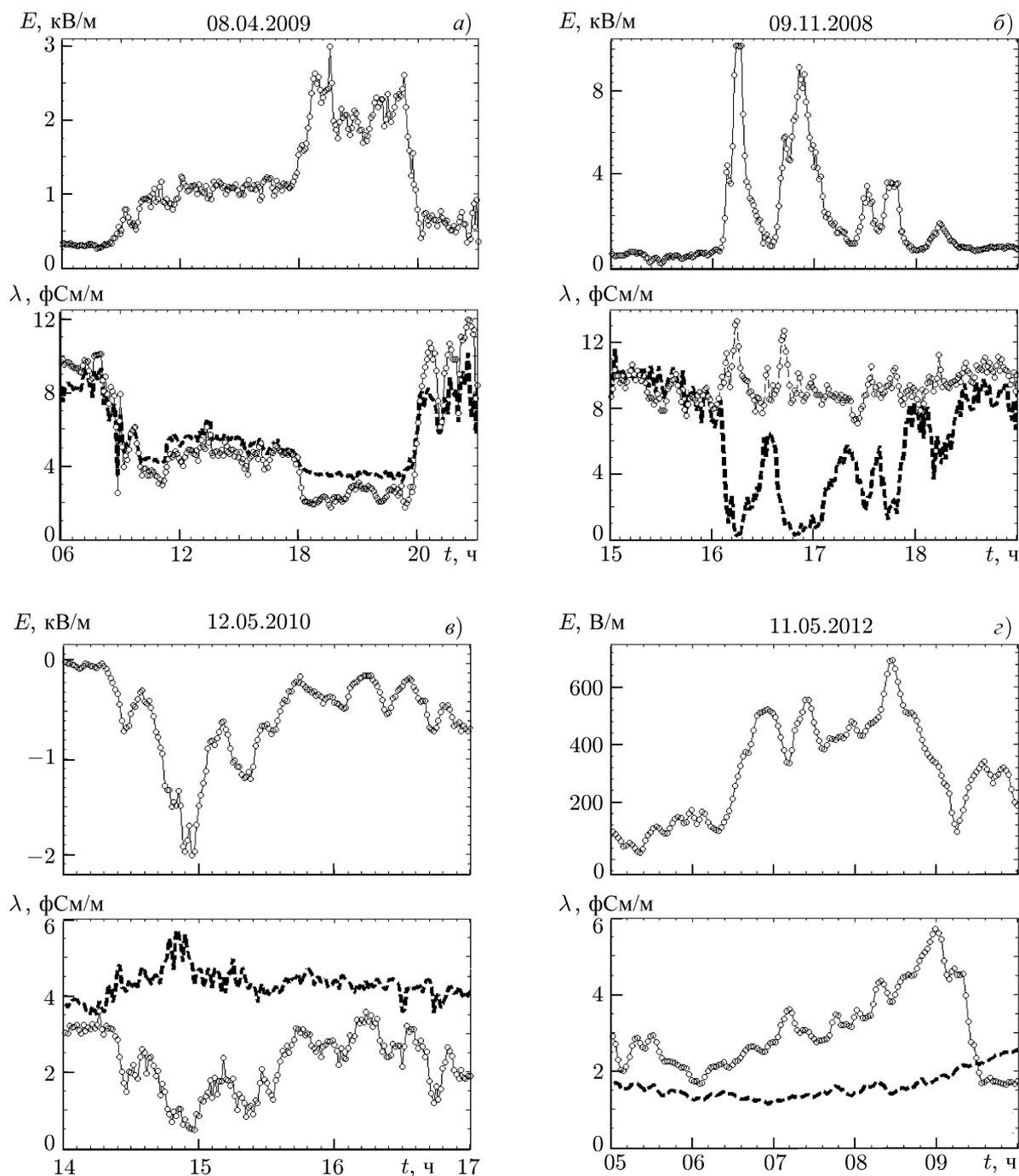


Рис. 1. Согласованные изменения напряжённости электрического поля и полярных проводимостей в различных метеорологических условиях: при наличии облачности верхнего яруса (8 марта 2009 года, *а*), снега и метели (9 ноября 2008 года, *б*), ливневого дождя (12 мая 2009 года, *в*) и дымки и тумана (11 мая 2012 года, *з*). Штриховая линия соответствует проводимости  $\lambda_2$ , линия с кружками — проводимости  $\lambda_1$

возмущений поля, их число во время грозы и т. д. Для этой цели из временного ряда наблюдений в 2006–2012 годах было отобрано 290 случаев прохождения мощной конвективной облачности, включая ситуации с грозами.

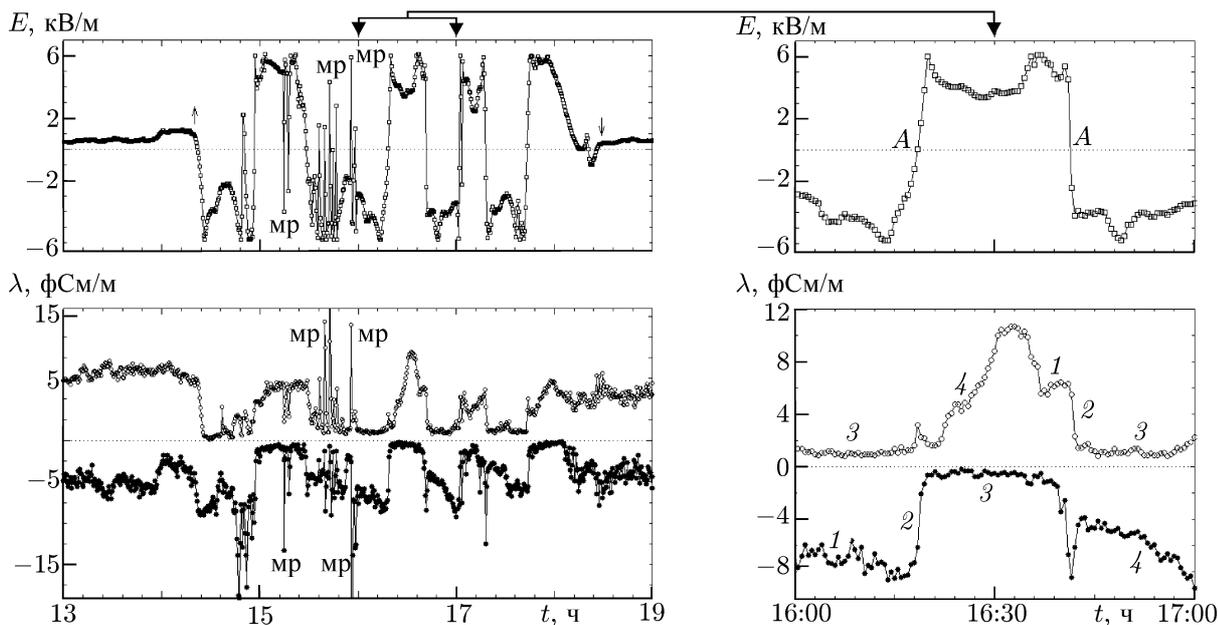


Рис. 2. Динамика напряжённости электрического поля  $E$  и полярных проводимостей во время грозы 24 июня 2009 года. Начало и окончание грозы указано стрелками, мр — молниевый разряд; цифрами 1, 2, 3 и 4 обозначены основные фазы поведения электропроводности, А — моменты смены знака напряжённости поля

Таблица 1. Основные статистические характеристики вариаций напряжённости электрического поля атмосферы при прохождении конвективной облачности

Статистический параметр	Параметры распределения						
	$T_{гр}$ , мин	$N_{E-}$	$N_{E+}$	$N_{\tau}$	$T_{-}$ , мин	$T_{+}$ , мин	$\tau$ , мин
Среднее	81	3,0	2,7	4,0	13,0	10,0	2,6
Медиана	62	2,0	2,0	3,0	9,1	7,1	1,0
Среднеквадратичное отклонение	64	2,3	2,2	3,7	13,0	10,1	2,9

Анализ данных наблюдений позволил определить основные статистические характеристики вариаций напряжённости электрического поля, которые приведены в табл. 1. Здесь  $T_{гр}$  — средняя длительность отдельной грозы,  $T_{+}$  — длительность положительных возмущений поля  $E$ , превосходящих значение  $0,5 \text{ кВ/м}$  ( $E_{+}$ ),  $T_{-}$  — длительность отрицательных возмущений  $E$ , меньших, чем  $-0,5 \text{ кВ/м}$  ( $E_{-}$ ),  $\tau$  — длительность перехода (ширина фронта) от возмущений  $E_{+}$  к  $E_{-}$  и обратно,  $N_{E_{+}}$  и  $N_{E_{-}}$  — количество случаев с положительными и отрицательными возмущениями  $E$  соответственно,  $N_{\tau}$  — число переходов от  $E_{+}$  к  $E_{-}$  и обратно. Распределение длительности положительных и отрицательных возмущений электрического поля показало, что средние и медианные значения длительности возмущений поля  $E$  примерно в 3 раза короче времени существования отдельной грозовой ячейки. Общее количество регистрируемых мощных возмущений поля  $E$ , как положительных, так и отрицательных, составляет в среднем за грозу около  $5,5 \div 6$  раз. Средняя длительность  $T_{+}$  оказалась в 1,3 раза меньше, чем  $T_{-}$ .

## 2. ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В условиях нестационарного электродного эффекта перенос аэроионов в атмосфере осуществляется, наряду с турбулентными потоками воздуха, электрическими силами. Основные уравнения, используемые при моделировании нестационарной задачи, имеют следующий вид [4, 5]:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + b_1 \frac{\partial}{\partial z} [E(t)n_1] - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ [D_T(z) + D_{\text{mol}}] \frac{\partial n_1}{\partial z} \right\} = q(z) - \alpha n_1 n_2,$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} - b_2 \frac{\partial}{\partial z} [E(t)n_2] - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ [D_T(z) + D_{\text{mol}}] \frac{\partial n_2}{\partial z} \right\} = q(z) - \alpha n_1 n_2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi e (n_1 - n_2). \quad (2)$$

Здесь  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации положительных и отрицательных лёгких ионов соответственно,  $b_1 = 1,36 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  — подвижность положительных ионов,  $b_2 = 1,56 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  — подвижность отрицательных ионов,  $q(z) = q_0$  — интенсивность ионообразования,  $q_0 = 7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  — интенсивность ионообразования на верхней границе области расчёта,  $\alpha(z) = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$  — коэффициент рекомбинации лёгких ионов,  $z$  — вертикальная координата,  $D_T$  и  $D_{\text{mol}} = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  — коэффициенты турбулентной и молекулярной диффузии соответственно.

При выполнении условия

$$q_+(z) \gg b_+ \left| \frac{d(n_+ E_z)}{dz} \right|, \quad q_-(z) \gg b_- \left| \frac{d(n_- E_z)}{dz} \right|$$

концентрации положительных и отрицательных ионов записываются как  $n_+(z) = n_-(z) = \sqrt{q(z)/\alpha}$ . Напряжённость электрического поля можно представить в виде  $E(t) = E_0 + E_\nu(t)$ , где  $E_0$  — напряжённость фонового электрического поля,  $E_\nu(t)$  — переменная напряжённость электрического поля, создаваемая конвективным облаком.

Следуя [5] и вводя замену переменных, приведём систему уравнений (1), (2) к безразмерному виду, предполагая, что  $D_T(z) = D_m z^m$ , где показатель степени  $m$  может принимать значения 0, 1, 4/3,

$$t' = t/T, \quad z' = z/l_m, \quad n'_1 = n_1/n_\infty, \quad n'_2 = n_2/n_\infty, \quad E' = E/E_\infty,$$

$$n_\infty = \sqrt{q_\infty/\alpha}, \quad l_m = (D_m \tau)^{1/(2-m)}, \quad \tau = (q_\infty \alpha)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь и далее индекс « $\infty$ » соответствует верхней границе области расчёта. Получим следующую систему уравнений:

$$\frac{\tau}{T} \frac{\partial n'_1}{\partial t'} - \frac{\partial}{\partial z'} \left( z'^m \frac{\partial n'_1}{\partial z'} \right) - \frac{D_{\text{mol}}}{\tau^{m/(2-m)} D_m^{2/(2-m)}} \frac{\partial^2 n'_1}{\partial z'^2} + \xi_1 \frac{\partial(n'_1 E')}{\partial z'} = \frac{q(z')}{q_\infty} - n'_1 n'_2;$$

$$\frac{\tau}{T} \frac{\partial n'_2}{\partial t'} - \frac{\partial}{\partial z'} \left( z'^m \frac{\partial n'_2}{\partial z'} \right) - \frac{D_{\text{mol}}}{\tau^{m/(2-m)} D_m^{2/(2-m)}} \frac{\partial^2 n'_2}{\partial z'^2} - \xi_2 \frac{\partial(n'_2 E')}{\partial z'} = \frac{q(z')}{q_\infty} - n'_1 n'_2, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E'}{\partial z'} = \gamma (n'_1 - n'_2), \quad (5)$$

где  $\xi_1 = b_1 E_\infty \tau / l_m$ ,  $\xi_2 = b_2 E_\infty \tau / l_m$ ,  $\gamma = 4\pi e l_m n_\infty / E_\infty$ ,  $T$  — характерное время изменения напряжённости  $E_\infty$ .

Как следует из анализа системы уравнений (4), (5), свойства её решения определяются параметрами  $\tau/T$ ,  $\xi_1$ ,  $\xi_2$  и  $\gamma$ . Если выполнено соотношение  $\tau/T \ll 1$ , то выполняется квазистационарное приближение. При  $\{\xi_1, \xi_2\} \ll 1$  действует турбулентный электродный эффект, в противном случае реализуется классический электродный эффект. В случае, когда выполнено неравенство  $\gamma < 1$ , собственным объёмным зарядом в электродном слое можно пренебречь, и напряжённость электрического поля в каждый момент времени однородна, т. е. не зависит от вертикальной координаты  $z$ .

Коэффициент турбулентной диффузии определялся согласно [5] как  $D_T(z) = (Kz + \eta)/(z + \beta)$  где  $\eta = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $\beta = 10 \text{ м}$ ,  $K$  — коэффициент обмена. Для  $z \gg \eta/K$  в случае слабой ( $z \gg 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ ) и сильной ( $z \gg 10^{-5} \text{ м}$ ) турбулентности имеем  $D_T(z) = Kz/(z + \beta)$ . При выполнении условия  $z \gg \beta$  величина  $D_T(z) = K$ , а при  $z \ll \beta$  —  $D_T(z) = Kz/\beta = D_1z$ , т. е. реализуются режимы нейтральной и устойчивой стратификаций пограничного слоя атмосферы соответственно.

Приведём оценки безразмерных параметров  $\gamma$ ,  $\xi_1$ ,  $\xi_2$  и  $\tau/T$ , входящих в систему уравнений (4), (5), для численных значений величин, приведённых выше. Величина  $\tau \approx 300 \text{ с}$ , отсюда следует, что для характерных временных интервалов  $T = 10, 20$  и  $30$  мин отношение  $\tau/T = 0,5, 0,25$  и  $0,17$  соответственно, а для  $T \approx 0,5 \div 4$  мин отношение  $\tau/T \approx 10 \div 1,25$ . При  $z \ll 10 \text{ м}$  и  $K/\beta = (0,01 \div 0,5) \text{ м/с}$  длина  $l_1 = 3 \div 150 \text{ м}$ . Для  $n_\infty = \sqrt{q_0/\alpha} = 2,1 \cdot 10^3 \text{ см}^3$  получим безразмерный параметр  $\gamma = 3,81 \cdot 10^{-2} l_1[\text{м}]/E[\text{кВ/м}]$ . В случае  $l_1 = 3 \text{ м}$  и  $E = 1 \text{ кВ/м}$  параметр  $\gamma = 0,11$ , а при  $E = 4 \text{ кВ/м}$  —  $\gamma = 0,028$ , т. е. объёмным зарядом в электродном слое можно пренебречь. При увеличении длины  $l_1$  примерно до  $150 \text{ м}$  значение  $\gamma$  возрастает в  $50$  раз и становится больше единицы, поэтому влияние объёмного заряда необходимо учитывать.

Перейдём к оценке параметров  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . Используя значения величин, приведённых выше, получим  $\xi_1 = 0,136 (\beta/K) E [\text{кВ/м}]$ ,  $\xi_2 = 0,156 (\beta/K) E [\text{кВ/м}]$ . Рассмотрим вначале случай  $K/\beta = 0,01 \text{ м/с}$ . Для  $E = 1 \text{ кВ/м}$  получим  $\xi_1 = 13,6$ ,  $\xi_2 = 15,6$ , а при  $E = 4 \text{ кВ/м}$  —  $\xi_1 = 54,4$ ,  $\xi_2 = 62,4$ . При  $K/\beta = 0,5 \text{ м/с}$  и  $E = 1 \text{ кВ/м}$  получим  $\xi_1 = 0,27$ ,  $\xi_2 = 0,31$ , а при  $E = 4 \text{ кВ/м}$  —  $\xi_1 = 1,08$ ,  $\xi_2 = 1,24$ . Таким образом, в этом случае основную роль в переносе ионов играют электрические силы.

В области значений  $z \gg \beta$ ,  $D_T = K = 0,1 \div 5,0 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $l_0 = \sqrt{D_T \tau} = 5,5 \div 39,0 \text{ м}$ ,  $\gamma = 3,8 \times 10^{-2} l_0[\text{м}]/E[\text{кВ/м}]$ . При  $l_0 = 5,5 \text{ м}$  и  $E = 1 \text{ кВ/м}$  получим  $\gamma = 9,1 \cdot 10^{-2}$ , а при  $E = 4 \text{ кВ/м}$  —  $\gamma = 2,3 \cdot 10^{-2}$ , т. е. в этом случае объёмный заряд, создаваемый ионами, можно не учитывать. При  $l_0 = 39 \text{ м}$  получим  $\gamma = 0,7$  при  $E = 1 \text{ кВ/м}$  и  $\gamma = 0,18$  при  $E = 4 \text{ кВ/м}$ . В то же время при  $l_0 = 5,5 \text{ м}$  для  $E = 1 \text{ кВ/м}$  величины  $\xi_1 = 7,4$  и  $\xi_2 = 8,5$ , а для  $E = 4 \text{ кВ/м}$  —  $\xi_1 = 29,7$  и  $\xi_2 = 34$ . Для  $l_0 = 39 \text{ м}$  величины  $\xi_1 = 1,04$ ,  $\xi_2 = 1,2$  при  $E = 1 \text{ кВ/м}$  и  $\xi_1 = 4,2$ ,  $\xi_2 = 4,8$  при  $E = 4 \text{ кВ/м}$ . Таким образом, приведённые оценки показывают, что необходимо рассматривать нестационарную задачу, т. к. параметр  $\tau/T$  незначительно отличается от единицы за исключением случая  $T \approx 30$  мин. В этом случае временную производную в системе уравнений (1) можно отбросить и рассматривать стационарную задачу.

Оценка параметров  $\xi_1$  и  $\xi_2$  показывает, что при некоторых значениях напряжённости электрического поля реализуются условия, близкие к классическому электродному эффекту, а иногда это просто турбулентный электродный эффект [5]. Параметр  $\gamma$  также имеет широкий интервал значений. Наиболее интересным является случай, когда параметр  $\gamma$  мал, а  $\xi_1$  и  $\xi_2$  велики. В этом случае можно считать, что напряжённость поля  $E$  не зависит от высоты  $z$ , а зависит только от времени.

Начальные условия для концентраций  $n_1$  и  $n_2$  определялись из решения задачи в стационарной постановке, на нижней границе ( $z = 0$ ) предполагалось  $n_1 = n_2 = 0$ , на верхней границе —  $n_1 = n_2 = \sqrt{q_0/\alpha}$  [5]. Изменяющееся во времени электрическое поле  $E$  полагалось вынуждающей

внешней силой.

Для анализа воздействия квазипрямоугольных импульсов электрического поля на концентрацию лёгких ионов была задана последовательность импульсов с нарастающей длительностью (10, 20 и 30 мин) с переменной длительностью переходного фронта между импульсами:

$$E(t, z) = E_0 + \sum_{i=1}^{m_u} (-1)^i E_{iV} \left[ \operatorname{th} \left( \frac{t - t_{iH}}{\Delta_{iH}} \right) - \left( \frac{t - t_{iK}}{\Delta_{iK}} \right) \right]. \quad (6)$$

Здесь  $E_0$  — постоянная составляющая напряжённости электрического поля,  $E_{iV}$  — амплитуда  $i$ -го импульса,  $t_{iH}$  и  $t_{iK}$  — моменты начала и окончания  $i$ -го импульса соответственно,  $\Delta_{iH}$  и  $\Delta_{iK}$  — ширины переднего и заднего фронтов  $i$ -го импульса соответственно,  $m_u$  — количество импульсов. Для расчётов были выбраны следующие значения напряжённостей  $E_0$  и  $E_{iV}$ : для квазиимпульсного случая  $E_0 = -100$  В/м,  $E_{iV} = -4$  кВ/м, для периодического —  $E_0 = -100$  В/м,  $E_{iV} = -1$  кВ/м. Ширина фронта для различных импульсов варьировалась от 0,5 до 4 мин. Коэффициент обмена  $K$  варьировался в пределах от 0,1 до 5 м<sup>2</sup>/с, предельные значения соответствуют случаям слабой и сильной турбулентности соответственно.

Пренебрежение членами  $\partial n_1 / \partial t$ ,  $\partial n_2 / \partial t$  в (1) позволяет перейти к системе уравнений стационарного электродного эффекта, а пренебрежение слагаемым  $D_T$  соответствует случаю отсутствия турбулентности.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения численных экспериментов по определению плотности объёмного заряда в приземной слое использовалась система уравнений (1), в которой в качестве вынуждающей силы было задано изменение напряжённости электрического поля  $E$ , показанное на рис. 3. В первом случае изменение было квазиимпульсным (сплошная линия), во втором — периодическим (штриховая линия). При выборе длительности квазиимпульсных возмущений напряжённости  $E$  учитывались характерные изменения электрического поля во время грозы, включая переходы от возмущений  $E_+$  к  $E_-$  и обратно.

В результате расчёта было получено пространственно-временное распределение плотности объёмного заряда  $\rho(z, t) = n_1(z, t) - n_2(z, t)$ , показанное на рис. 4. Воздействие периодического и квазиимпульсного полей для случая слабой турбулентности показано на рис. 4а и в соответственно, для случая сильной турбулентности — на рис. 4б и г соответственно.

Численный расчёт показал, что увеличение напряжённости поля до единиц киловольт ведёт к увеличению толщины электродного слоя до сотен метров. Время установления стационарного распределения плотности заряда в электродном слое соответствует оценкам [6]. Следует отметить, что в случае слабой турбулентности изменение полярности объёмного заряда происходит

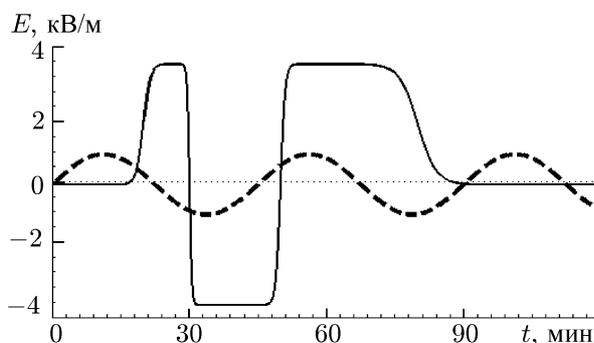


Рис. 3. Модельное изменение напряжённости электрического поля, задаваемого в качестве вынуждающей силы в численном эксперименте

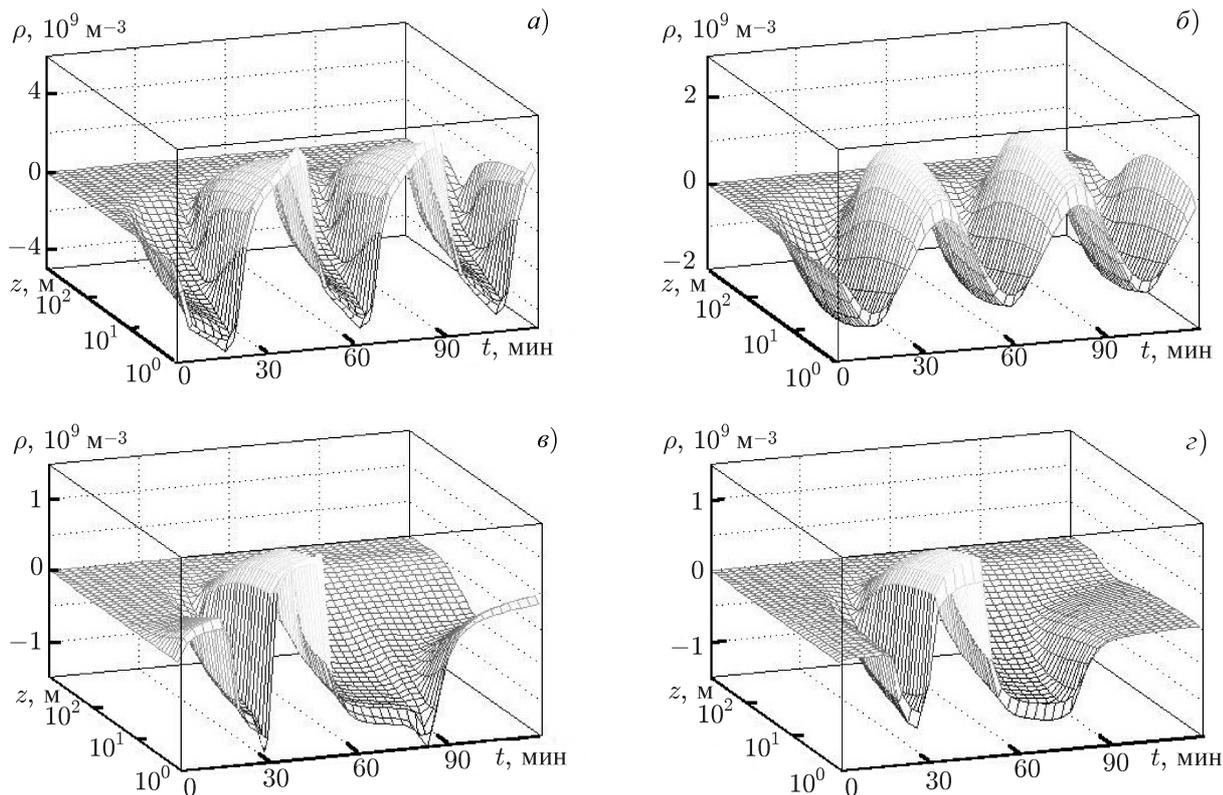


Рис. 4. Пространственно-временное распределение нормированной плотности объёмного заряда  $\rho$  под воздействием периодического (а, б) и квазиимпульсного (в, з) полей для случаев со слабой ( $K = 0,2 \text{ м}^2/\text{с}$ ; а, в) и сильной ( $K = 5 \text{ м}^2/\text{с}$ ; б, з) турбулентной диффузией

практически скачком. В случае же сильной турбулентности плотность объёмного заряда, как показано на рис. 4б и з, изменяется плавно, а её максимальные значения меньше, чем в предыдущем случае.

Расчёт выявил также образование облаков объёмного заряда на высотах от десятков до сотен метров, вызванное воздействием переменного электрического поля. В этих облаках знак объёмного заряда противоположен знаку заряда в электродном слое непосредственно у поверхности земли. После окончания воздействия импульсной составляющей электрического поля плотность заряда в сформировавшемся облаке объёмного заряда может быть в несколько раз больше, чем в электродном слое у земной поверхности (120 мин, см. рис. 4з). Такие облака объёмного заряда существуют десятки минут.

На рис. 5 представлено пространственно-временное распределение концентрации лёгких ионов обеих полярностей, нормированное на концентрацию ионов на верхней границе. Пространственное распределение на серии высот показано на рис. 5а, временное — на рис. 5б. На рис. 5б также приведены концентрации лёгких ионов обеих полярностей, полученные при решении системы уравнений (4), (5). Сравнение данных по структуре электродного слоя, полученных в приближении однородной напряжённости поля в пространстве и в самосогласованном приближении, показывает весьма удовлетворительное качественное и количественное согласие.

Особенностями пространственно-временного распределения ионной концентрации являются затухание колебаний с высотой и временная задержка, увеличивающаяся с высотой. В пространственном распределении наблюдается быстрое «опустошение» электродного слоя под воздействием мощного электрического поля и сравнительно медленное его восстановление.

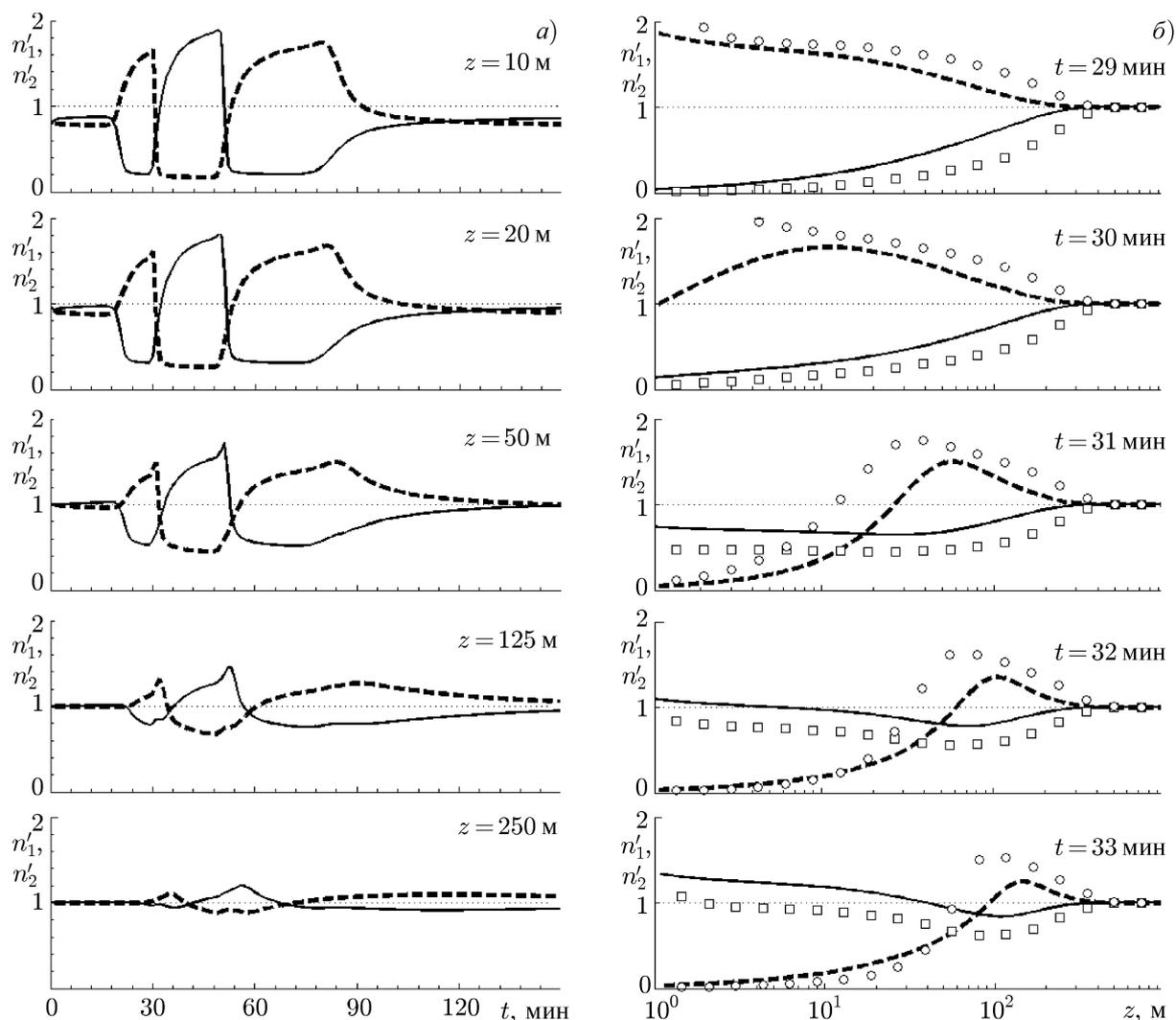


Рис. 5. Колебания нормированного пространственно-временного распределения концентрации лёгких положительных (сплошные кривые, символы  $\square$ ) и отрицательных (штриховые кривые, символы  $\circ$ ) ионов для случая с сильной турбулентностью на серии высот (а) и во время смены знака напряжённости поля (б)

Как наблюдения, так и численный эксперимент показали, что нарастание напряжённости электрического поля приводит к падению электропроводности и, соответственно, уменьшению концентрации лёгких ионов соответствующего знака практически до нуля. Проводимости и концентрации лёгких ионов соответствующего знака связаны между собой соотношением  $\lambda_\chi = e_\chi b_\chi n_\chi$ ,  $\chi = 1, 2$ , где подвижность  $b_\chi$  и заряд  $e_\chi$  являются постоянными величинами. Типичный пример проиллюстрирован фрагментами с цифрами 1 и 2 на рис. 2 (данные наблюдений) и рис. 5 (данные численного эксперимента). Уменьшение электропроводности ионов одного знака, как в результате расчёта, так и в результате наблюдений, сопровождается увеличением электропроводности противоположного знака. Результаты расчёта состояния и изменения электродного слоя для квазипрямоугольных импульсов напряжённости с длительностью более одного часа аналогичны данным для более коротких импульсов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что наиболее часто согласованные вариации напряжённости электрического поля и полярных электропроводностей имеют место во время прохождения над пунктом наблюдения мощной конвективной облачности, в том числе кучево-дождевых облаков. Анализ данных мониторинга позволил установить среднюю длительность возмущений напряжённости поля, превышающих по амплитуде 0,5 кВ/м, среднее количество случаев с возмущениями напряжённости поля определённого знака и среднее время жизни возмущения напряжённости поля.

Для описания свойств нестационарного электродного слоя приземной атмосферы при прохождении мощной конвективной облачности предложен подход, в котором переменное электрическое поле конвективной облачности полагалось вынуждающей внешней силой. Сравнительный анализ данных наблюдений и численного расчёта показал, что предложенный подход учитывает основные физические процессы, происходящие в приземном слое атмосферы при воздействии на него мощных электрических полей, связанных с грозовой активностью, и адекватно отображает их.

Результаты моделирования позволили выявить следующее: а) толщина электродного слоя с положительным (отрицательным) объёмным зарядом может возрасти от единиц до десятков и сотен метров; б) под воздействием мощного электрического поля формируются оторванные от земной поверхности облака объёмного заряда; в) время восстановления электродного слоя после прохождения конвективной облачности увеличивается.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hoppel W. A. // J. Atm. Terr. Phys. 1967. V. 29, No. 6. P. 709.
2. Willet J. C. // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. P. 402.
3. Kupovykh G. V., Morozov V. N. // Proc. IX Int. Conf. Atmos. Electr. 1992. V. 2. P. 615.
4. Атмосфера. Справочник (справочные данные, модели). Л.: Гидрометеиздат, 1991. 509 с.
5. Куповых Г. В., Морозов В. Н., Шварц Я. М. Теория электродного эффекта в атмосфере. Таганрог: Таганрогский радиотехнический ин-т, 1998. 124 с.
6. Morozov V., Kupovykh G., Klovo A. // Proc. XIII Int. Conf. Atmos. Electr. 2007. P. 154.
7. Дмитриев Э. М. // Геофизические исследования. 2011. Т. 12, № 4. С. 52.
8. Nagorskiy P. M., Morozov V. N., Smirnov S. V., Afonyushkin A. V. // Proc. XIV Int. Conf. Atmos. Electr. 2011. P. 262.
9. Ипполитов И. И., Кабанов М. В., Нагорский П. М., Смирнов С. В. // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25, № 2. С. 132.
10. Нагорский П. М., Морозов В. Н., Смирнов С. В. и др. // Труды VII Всерос. конф. по атм. электр. 2012. С. 177.
11. Золотов С. Ю., Кураков С. А., Смирнов С. В. // Труды IX Сиб. совещ. по климато.-экол. мониторингу. 2011. С. 349.
12. Азбукин А. А., Богушевич А. Я., Ильичевский В. С. и др. // Метеорология и гидрология. 2006. № 11. С. 89.
13. <http://www.meteo-tsk.ru/site>.
14. <http://rp5.ru>.
15. Анисимов С. В., Мареев Е. А., Сорокин А. Е. и др. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39, № 1. С. 58.

Поступила в редакцию 10 апреля 2013 г.; принята в печать 27 декабря 2013 г.

**ELECTRODE LAYER IN THE ELECTRIC FIELD OF DEEP  
CONVECTIVE CLOUDINESS**

*P. M. Nagorsky, V. N. Morozov, S. V. Smirnov, and K. N. Pustovalov*

We study variations in the light-ion concentration and space charge density in the atmospheric surface layer during the passage of deep convective clouds. Analysis of the experimental data for 2006–2012 shows matched variations in the polar conductivity and both an increase and a decrease (down to zero) in the light-ion concentration at that time. An approach in which the electric field is the external driving force is proposed to describe the properties of the nonstationary electrode layer of the surface atmosphere during thunderstorms. It is shown that the transport of aeroions in the thunderstorm atmosphere is realized by both turbulent flows of air and electric forces, the latter playing a major role. The dynamics of changes in the electrode layer parameters as a function of the field variations has been identified.