

УДК 537.5, 550.3, 551.5

О. В. Шуєнко, Л. В. Козак, В. М. Івченко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

ШВИДКОПЛИННІ ОПТИЧНІ ЯВИЩА ПІД ЧАС ГРОЗ ТА МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛІВ У НИЖНІЙ АТМОСФЕРІ

Зроблено загальний огляд та аналіз умов виникнення швидкоплинних оптичних явищ в атмосфері, а саме: спрайтів, ельфів, блакитних джетів та блискавок вгору. Вказано закономірності їхньої появи та проявів. Чисельно змодельовано квазі-електростатичні поля системи грозових зарядів із використанням моделі Вілсона. Отримано, що в нижній атмосфері відстань затухання електричного поля, створеного грозовою хмарою, близька до 10 км, що збігається із результатами прямих вимірювань. Проведено моделювання часової і просторової динаміки електричного поля при внесенні одиничного заряду в систему Земля — іоносфера і порівняння отриманих результатів із аналітичним розв'язком. Одержані результати моделювання електростатичних полів можуть бути використані для чисельного моделювання спрайтів та джетів.

ВСТУП

Сильні розряди блискавок можуть продукувати швидкоплинні світні явища (TLE — Transient Luminous Events) над грозами, такі як: спрайти, ельфи, джети та ін. Ці короткоживучі оптичні емісії у мезосфері можуть простягатись від верхньої частини грозових хмар аж до іоносфери; вони дають прямий доказ зв'язку нижніх шарів атмосфери з верхніми. Спрайти, безсумнівно, одне з найдраматичніших відкриттів останнього часу в сонячно-земній фізиці. Невдовзі після перших наземних спостережень (перше зображення отримано випадково у 1989 р.) спостереження з борту космічного шатла вказали на глобальний характер явища. За останнє десятиріччя опубліковано сотні наукових статей, які відображають досягнення в цій новій, швидко зростаючій дослідницькій галузі.

Не слід забувати, що є безпосередній зв'язок між атмосферною електрикою та формуванням складу атмосфери та клімату планети. Гіпотеза Ж. фон Лебега про те, що грози відіграють значну роль в глобальному кругообігу азоту, яку він висловив ще у ХІХ ст., підтвердилася у середині

1970-х років після детальних вимірювань вмісту оксидів азоту. Оксиди азоту впливають на концентрацію, розподіл озону і гідроксильних радикалів в атмосфері і тим самим — на баланс сонячної радіації і клімат. Нове і зовсім не вивчене запитання — можливий вплив спрайтів і джетів на склад середньої атмосфери.

Інтерес до даних питань зріс перш за все внаслідок розуміння того, що атмосферна електрика є важливим фактором в системі сонячно-земних зв'язків та кліматичній системі Землі.

Наведемо загальний огляд швидкоплинних процесів, що відбуваються у верхніх шарах атмосфери під час гроз і вкажемо на закономірності їхньої появи та проявів. Висотний розподіл швидкоплинних світних явищ подано на рис. 1.

Червоні спрайти. Це найбільш часто спостережувані TLE-явища. Вони найчастіше виникають на висотах близько 70–75 км, демонструючи дуже структуровані відгалуження, які відходять від верхнього дифузного світіння і поширюються донизу [2, 18]. Відгалуження іноді простягаються вниз на відстані до 40 км, тому вони можуть досягати висот менше 30 км над поверхнею. Нижні частини спрайтів зазвичай мають блакитне забарвлення. Не зовсім зрозуміло, чи всі відгалуження мають фізичний зв'язок із вер-

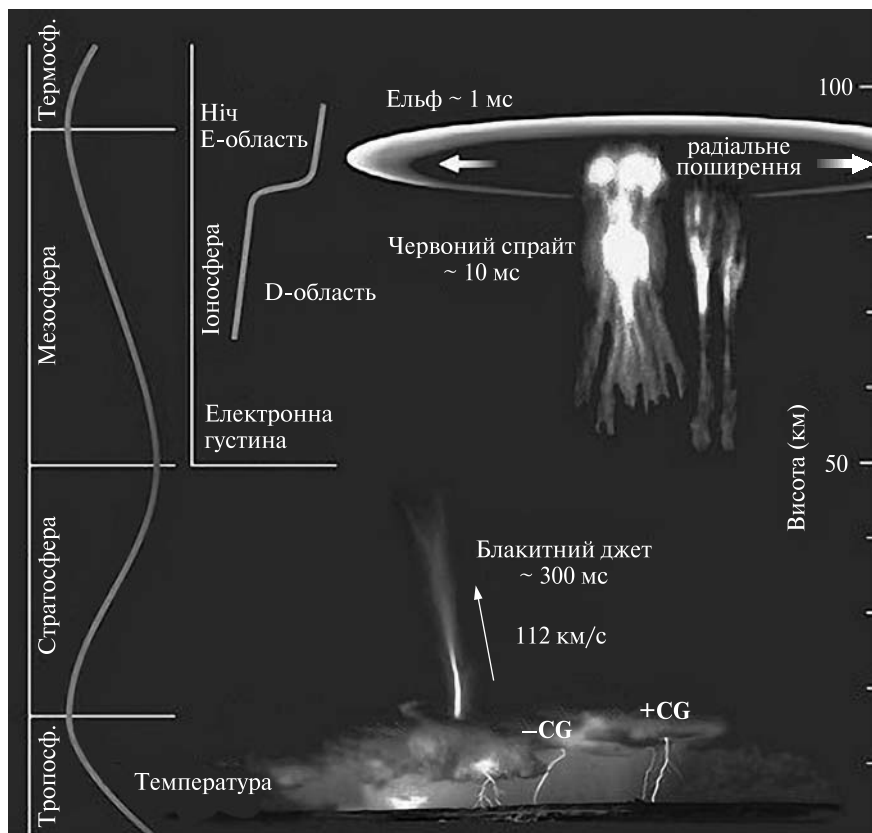


Рис. 1. Схематичне зображення сімейства швидкоплинних оптичних явищ в атмосфері: спрайти, джети, ельфи

хівкою грозової хмари, що їх породжує. Можна виділити кілька морфологічних типів спрайтів.

Стовпові спрайти, або с-спрайти — дуже вузькі (порядку 1 км), квазінеперервні, майже вертикальні колони, часто з витягнутими вгору або вниз відгалуженнями [3]. Вони можуть проявлятися в групах з десяти чи навіть більше окремих структур [23]. Класичні «морквяні» («carrot») спрайти мають групу відгалужень донизу, які сходяться у формі перевернутого конуса. Великі групи спрайтів часто називають «ангелами». Типова гроза може продукувати спрайт кожні кілька хвилин.

Переважна більшість спрайтів продукується +CG-розрядами (cloud-to-ground), які переносять позитивний заряд з верхівки грозової хмари на поверхню Землі [7, 14]. Часто, потужний горизонтальний розряд блискавки, який називають «павуком», може поширюватись крізь хмару більш ніж на 100 км, іноді з кількома +CG-розрядами [15]. Проміжок часу між ударом блискавки

і спалахом спрайту доволі сильно змінюється. Зазвичай він складає близько 1 мс, однак трапляються затримки до 10 мс [4, 20].

Узагальнивши спостережні дані (переважно відеоспостереження), матимемо наступні параметри спрайтів [7]:

- спрайти виникають на висотах близько 70 ± 15 км над сильними грозами, яким притаманний перенос позитивного заряду до землі;
- просторовий масштаб по горизонталі змінюється від 100 м до 30 км;
- розвиток у часі триває від 1 до 100 мс;
- випромінюють до 10^{12} фотонів за секунду з квадратного сантиметра переважно у червоних молекулярних лініях азоту;
- спрайти можуть випромінювати в радіодіапазоні на частотах до 1 кГц;
- спрайти беруть участь у розрядженні глобального атмосферного електричного кола. Два спрайти за хвилину забирають близько 10^{-4} загального запасу заряду в атмосфері.

Ельфи. +CG-розряд генерує сильний електромагнітний імпульс, який розігріває атмосферу на висотах близько 90 км. Розігріті електрони збуджують молекули азоту, які потім випромінюють в червоному світлі. З геометричних міркувань світло поширюється кільцем, яке розширюється в радіальному напрямку із швидкістю світла [5, 16]. Вони відбуваються приблизно через 0.3 мс після початку грозового розряду [6].

Блакитні джети. Найцікавіша риса блакитних джетів — їхня рідкісність. Вони беруть початок із верхівки грозових хмар зі швидкістю порядку 200 км/с і рухаються вниз, сповільнюючи хід, досягають висот 30–40 км. Для них характерна структурованість і майже чистий блакитний колір [24]. Інтегральний блиск наближається до типових параметрів спрайтів. Тому адаптоване до темряви людське око за ідеальних умов здатне зафіксувати це явище. Блакитні джети та їхні більш короткі родичі «блакитні стартери» (blue starter) безпосередньо не пов'язані з CG-чи IC-розрядами (cloud-to-ground та intercloud). Блакитні джети скоріше за все пов'язані з дуже сильними грозами, в яких значна кількість електричного заряду вторгається в стратосферу за рахунок конвективних рухів. Це припущення ще чекає на своє підтвердження [23].

Блискавки вгору із верхівок хмар. Про цей клас швидкоплинних оптичних явищ відомо менше, ніж про будь-який інший. Здійснені на даний момент спостереження поки не дозволяють зв'язати їх з певними характеристиками блискавок [13]. У вертикальному напрямку вони простягаються від сотень метрів до десятків кілометрів. Невідомо, чи вони є певним типом струмів, що течуть вгору, чи проявом процесів, які відбуваються нижче. Можливо, найбільш інтригуючими є «блискавки вгору», які можуть бути проявом особливо інтенсивної і глибокої конвекції. Видні при денному світлі блискавкоподібні колони простягаються вгору від верхівки хмари, не миготять, змінюються в кольорі від жовтого до білого, демонструють невеликі викривлення, і можуть тривати від 1 до 2 с доки вся колона не зникне. Інколи вони можуть досягати 30 км. Блискавки вгору досі не записані на відео, наявні лише фотографії та свідчення очевидців [7].

ГЛОБАЛЬНЕ АТМОСФЕРНЕ ЕЛЕКТРИЧНЕ КОЛО (МОДЕЛЬ ВІЛСОНА)

Глобальне атмосферне електричне коло визначає в атмосфері баланс електричних струмів, умови підтримки електричного поля, а також структуру електричних полів і струмів [19]. Дані багаторічних вимірювань електричних характеристик атмосфери поблизу поверхні Землі вказують на існування електричного поля напруженістю порядку 100 В/м і електричного струму густиною 10^{-12} А/м². Ці параметри визначаються у так званих умовах «хорошої погоди», тобто при відсутності в даному районі Землі хмар, вітрів тощо. Вимірювання електричного поля хорошої погоди поблизу земної поверхні дозволяють оцінити деякий ефективний заряд Землі, який складає 100 000 Кл [1]. Оскільки атмосфера Землі має провідність, то при відсутності джерел електричне поле в атмосфері зникало б приблизно за 10 хв. Згідно із сучасними уявленнями основним джерелом електричного поля у тропосфері і стратосфері є грозові хмари. Грозові хмари діють як струмові генератори. Можливо, що грозові хмари не є єдині генератори, які підтримують електричне поле атмосфери. Не зовсім з'ясовано роль генераторів, що діють у верхніх шарах атмосфери (іоносфери і магнітосфери), хмар шаруватої форми, конвективного струмового генератора тощо. Відмітимо, що в областях існування грозових хмар течуть струми, які заряджають атмосферу, а в областях, вільних від грозових хмар, течуть струми розрядки [21].

В атмосфері електричні і магнітні поля, густина зарядів та повна густина електричного струму описуються за допомогою чотирьох рівнянь Максвелла. Разом із рівняннями неперервності, законами збереження і рівнянням стану $P(N, T)$ може бути отриманий зв'язок між напруженістю електричного поля E та густиною струму J . Для визначення стану атмосфери цього достатньо, але при розв'язуванні рівнянь виникає ряд проблем, оскільки багато фізичних процесів нелінійні. Тому для досягнення поставленої мети робиться ряд припущень та будуються наближені моделі.

Отже, основні рівняння, що описують глобальне атмосферне електричне коло, мають вигляд

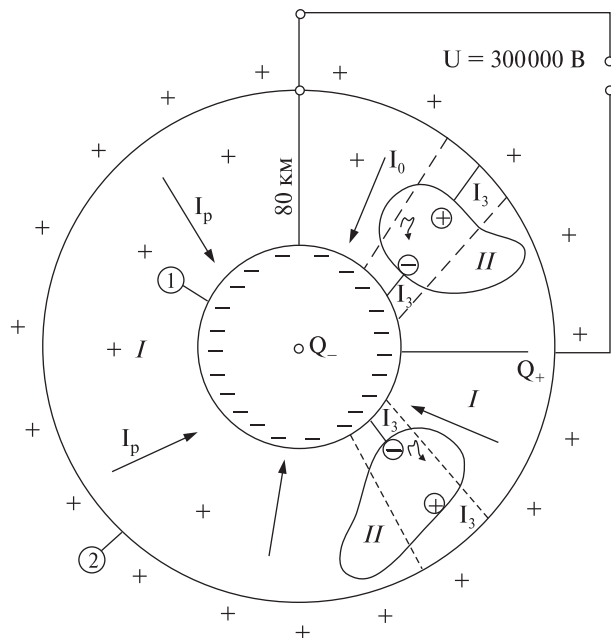


Рис. 2. Модель глобального електричного кола атмосфери Землі у вигляді сферичного конденсатора (модель Вілсона). Обкладки — відносно провідні поверхні Землі та іоносфери, ізолятор — атмосфера планети. Зарядка цього «конденсатора» відбувається в областях грозової активності, розрядка — в так званих областях «хорошої погоди»

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

$$\text{div } \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0, \quad \text{div } \mathbf{H} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j} = 0, \quad (1)$$

де \mathbf{E} — напруженість електричного поля, \mathbf{H} — напруженість магнітного поля, ρ — густина електричного заряду, \mathbf{j} — густина електричного струму.

В умовах $T \gg L\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$, $T \gg 2\pi\mu_0\lambda L^2$ (T, L — характерні часовий та просторовий масштаби задачі, λ — провідність атмосфери) система рівнянь (1) зводиться до системи

$$\text{rot } \mathbf{E} = 0, \quad \text{div } \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j} = 0. \quad (2)$$

Відмітимо, що остання система описує всі електричні процеси в нижніх шарах атмосфери, виключаючи, можливо, лише швидкозмінні явища, які відбуваються при грозових розрядах. Останнє рівняння для густини електричного за-

ряду є наслідком рівняння для $\text{rot } \mathbf{H}$, якщо до нього застосувати оператор дивергенції. Вираз для густини електричного струму записується у вигляді

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E} + \rho \mathbf{v} + D_\tau \nabla \rho + \sum_s \mathbf{j}_s, \quad (3)$$

де \mathbf{v} — гідродинамічна швидкість руху середовища, D_τ — коефіцієнт турбулентної дифузії, \mathbf{j}_s — густина електричного струму, що створюється кожним джерелом.

Останній член, що входить у вираз (3), описує джерела струму в атмосфері, якими, зокрема, є грози. Другий і третій доданки суттєві у граничному шарі атмосфери.

Важливу роль в дослідженні електричних процесів у атмосфері відіграють її провідні властивості. Іонний склад атмосфери в нижньому шарі досить складний. Існує цілий спектр іонів, які є комплексами молекул, що переносять заряд, рівний елементарному. Електропровідність атмосфери λ при відомому іонному складі може бути визначена [1].

Згідно із сучасними уявленнями основний вклад в електропровідність нижніх шарів атмосфери вносять легкі іони. Електропровідність в цій частині земної атмосфери, формується під впливом радіоактивного випромінювання поверхні Землі, радіоактивних домішок, що містяться в повітрі, космічного випромінювання. Із віддаленням від земної поверхні вона зростає по закону

$$\lambda = \lambda_0 e^{\alpha(r-r_0)}, \quad (4)$$

де r_0 — радіус Землі, $1/\alpha = 6.4$ км.

В ряді випадків до висоти приблизно 40 км електропровідність може бути подано у вигляді

$$\lambda = \begin{cases} \lambda_0 \exp\left(\frac{r-r_0}{0.82}\right), & 0 < r-r_0 < 3.6 \\ \lambda_1 \exp\left(\frac{r-r_0}{4.1}\right), & 3.6 < r-r_0 < 17.7 \\ \lambda_2 \exp\left(\frac{r-r_0}{7.0}\right), & 17.7 < r-r_0 < 40.0 \end{cases}$$

де $\lambda_1 = \lambda(3.6)$, $\lambda_2 = \lambda(17.7)$.

Розглянемо моделі глобального електричного кола. Однією з перших моделей, яка не втрати-

ла значимість до сьогодні, є модель сферичного конденсатора, вперше запропонована Вілсоном (рис. 2). В цій моделі електричне поле в нижніх шарах атмосфери існує завдяки тому, що на Землі і у високих шарах атмосфери, які мають високу провідність, зосереджені відповідно негативний (Q-) і позитивний (Q+) заряди, які створюють деяку різницю потенціалів $\Delta\varphi$, в результаті чого в атмосфері спостерігається електричне поле E . Завдяки електропровідності шарів атмосфери, що знаходяться між обкладинками сферичного конденсатора, одна з яких — земна поверхня, інша — іоносфера, в атмосфері тече електричний струм I_p , який розряджає конденсатор. Щоб підтримувати заряд на обкладинках такого конденсатора, необхідні джерела струму, які компенсують струм розрядки. У моделі Вілсона передбачається, що струм зарядки I_3 виникає в усіх областях атмосфери, які зайняті грозовими хмарами, і в яких електричне поле має напрям, зворотний до напрямку, спостережуваному в областях хорошої погоди.

Згідно із сучасними оцінками $I_p = 1000$ А, $R = 230$ Ом [1]. Середнє вимірне значення $\Delta\varphi = 278$ кВ. Оскільки в моделі Вілсона струм розрядки дорівнює струму зарядки, для оцінки ролі гроз в якості генераторів необхідно знати струм, який вони створюють, і кількість гроз, які діють одночасно. Дані вимірювань показують, що струм, який створює одна гроза, складає 0.1–6 А, середній струм, що припадає на одну грозову комірку, дорівнює 0.5–1 А [1].

ТЕОРЕТИЧНІ ЗАСАДИ МОДЕЛЮВАННЯ АТМОСФЕРНОЇ ЕЛЕКТРИКИ

Розгляд квазістатичних полів в нижній атмосфері Землі. Вище було розглянуто загальні положення і властивості квазіелектростатичного поля в моделі глобального електричного кола. Застосуємо її для моделювання поля в нижніх шарах атмосфери. Розглянемо конфігурацію та величину поля.

Якщо в рівнянні (3) записати $E = -\nabla\varphi$, де φ — потенціал електростатичного поля, то вираз для густини електричного струму можна подати в наступному вигляді:

$$\mathbf{j} = -\lambda\nabla\varphi - \varepsilon_0\nabla\Delta\varphi - \varepsilon_0 D_\tau\nabla\Delta\varphi + \sum_i \mathbf{j}_i.$$

Підставляючи цей вираз в рівняння для густини заряду в системі рівнянь (2), матимемо рівняння

$$\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \Delta\varphi + \nabla(\lambda\nabla\varphi) + \varepsilon_0 \nabla(\nabla\Delta\varphi) + \varepsilon_0 \nabla(D_\tau\nabla\Delta\varphi) = \sum_i \operatorname{div} \mathbf{j}_i. \quad (5)$$

За допомогою останнього виразу можна отримати основні математичні співвідношення, що зв'язують електричні параметри у моделі Вілсона. У квазістаціонарному випадку, при відсутності грозових джерел у товщі атмосфери $\Delta H \ll r_0$ (r_0 — радіус Землі) з рівності (5) випливає співвідношення

$$j_0 = \lambda E_r,$$

де j_0 — густина електричного струму, E_r — радіальна складова напруженості електричного поля. Підставляючи E_r з останньої рівності у вираз для електричного потенціалу $\varphi = -\int_{r_0}^r E_r dr$, матимемо

$$\varphi = -j_0 R_e, \quad R_e = \int_{r_0}^r \frac{dr}{\lambda},$$

де R_e — опір стовпа атмосфери одиничного перерізу. Загальний опір атмосфери і повний глобальний струм даються співвідношеннями [7]

$$R = \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{4\pi r^2 \lambda(r)}, \quad I = 4\pi r_0^2 \lambda(r_0) E_r^0, \quad R_{\infty} = \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{\lambda}.$$

Для атмосфери з експоненційною електропровідністю $\lambda = \lambda_0 \exp[\alpha(r - r_0)]$ маємо співвідношення

$$R_e = \frac{1}{\lambda_0 \alpha} [1 - \exp(-\alpha(r - r_0))],$$

$$R = \frac{1}{\lambda_0 \alpha \cdot 4\pi r_0^2},$$

$$\varphi(r) = -\frac{j_0}{\lambda_0 \alpha} [1 - \exp(-\alpha(r - r_0))],$$

$$E_r = \frac{j_0}{\lambda_0} \exp(-\alpha(r - r_0)).$$

Потенціал іоносфери φ_∞ можна пов'язати з кількістю грозових струмових генераторів, що діють в даний момент по всій земній кулі. Цей зв'язок має вигляд

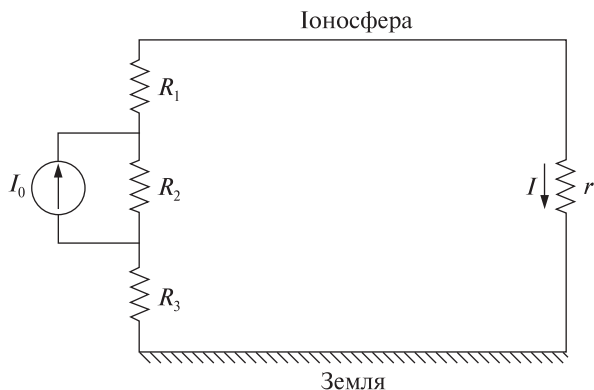


Рис. 3. Еквівалентна схема грозового генератора. I — струм розрядки (тече в областях «хорошої погоди»), I_0 — сумарний струм, створений областями грозової активності

$$\varphi_\infty = R \sum_i \frac{R_{li}}{R_{ci}} I_i = RI,$$

де R_{li} — внутрішній опір грозового генератора; R_{ci} — опір атмосфери під грозовим генератором і над ним, включно із внутрішнім опором і опором самого генератора; I — сумарний струм, що дають грозові хмари в іоносферу (як було зазначено вище, складає порядку 1000 А).

Еквівалентна електрична схема дії грозового генератора (рис. 3) дає наступний вираз для потенціалу іоносфери [7]

$$\varphi_\infty = \frac{1}{4\pi r_0^2} \sum_i I_i \left(\frac{1}{\lambda_i^-} - \frac{1}{\lambda_i^+} \right), \quad (6)$$

де λ_i^- , λ_i^+ — електропровідності в околі негативного (q_i^-) і позитивного (q_i^+) зарядів грозової хмари.

Врахування впливу грозових хмар не тільки в глобальному, а й в локальному масштабі можна проводити на основі розв'язку рівняння

$$\text{div}(\lambda \text{grad } \varphi) = -4\pi\lambda \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \quad (7)$$

де q_i , \mathbf{r}_i — заряд і радіус-вектор i -го грозового джерела, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ — функція Дірака.

В такому представленні заряди грозового джерела вважаються точковими, що справедливо для відстаней, які значно перевищують характерний розмір області розподілу зарядів грозової хмари. В стаціонарному випадку, що і передбачає мо-

дель Вілсона, позитивний і негативний заряди i -го джерела зв'язані співвідношенням

$$I_i = 4\pi\lambda_i^+ q_i^+ = -4\pi\lambda_i^- q_i^-. \quad (8)$$

Для атмосфери з експоненційною провідністю $\lambda = \lambda_0 \exp(\alpha z)$ q_i^+ і q_i^- пов'язані між собою співвідношенням

$$q_i^+ = -q_i^- \exp\left[\alpha(z_i^- - z_i^+)\right]. \quad (9)$$

В моделі «класичного конденсатора» граничні умови для розв'язку рівняння (7) мають вигляд

$$\varphi(r=r_0) = 0,$$

$$\frac{1}{4\pi} \oint_{S_2} \varphi d\Omega = \varphi_\infty, \quad (10)$$

S_2 — поверхня, що лежить у високопровідних шарах атмосфери. Другу умову можна замінити умовою

$$\varphi(r \rightarrow \infty) = \varphi_\infty \text{ або } \varphi(r=R) = \varphi_\infty, \quad (11)$$

де R — радіус нижньої границі іоносфери.

Розв'язок рівняння (7) при вказаних вище граничних умовах можна записати у вигляді

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_i q_i G_i + \varphi_\infty [1 - \exp(-\alpha(r - r_0))],$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(r - r_i)\right) \times \left[\frac{\exp\left(-\frac{\alpha}{2}\rho_i\right)}{\rho_i} - \frac{\exp\left(-\frac{\alpha}{2}\rho'_i\right)}{\rho'_i} \right], \quad (12)$$

де G_i — функція Гріна, $\rho_i = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|$, ρ'_i — відстань від точки спостереження до заряду зображення.

Таким чином, задавши певний просторовий розподіл зарядів (вектори \mathbf{r}_i), ми можемо побудувати значення електростатичного потенціалу в кожній точці простору у межах модельного об'єму.

Одновимірні релаксації квазіелектростатичних полів. Одновимірне рівняння, що описує динаміку електричних полів, може бути отримане з рівняння провідності (2) та записане у формі [17]

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\lambda}{\epsilon_0} E_z = f(t), \quad (13)$$

де $f(t)$ — функція, що не залежить від z , ϵ_0 — електрична стала. Важливо відмітити, що у ви-

падку коли значення електричного поля зберігається (за рахунок якихось зовнішніх струмів) на постійному рівні E_0 на визначеній границі, наприклад на $z=0$ тоді $f(t)$ також є константою і не залежить від часу.

Якщо електричне поле при $t=0$ представити як внесення еквівалентного поверхневого заряду при $z=0$, то поле буде стаціонарно релаксувати, згідно із стаціонарним розв'язком (13):

$$E_z = E_0 \frac{\lambda_0}{\lambda(z)}$$

на певній висоті як

$$E_z = E_0 \left[\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) e^{-\frac{\lambda_0}{\varepsilon_0} t} + \frac{\lambda_0}{\lambda} \right], \quad (14)$$

де λ — провідність атмосфери змінюється експоненційно:

$$\lambda(z) = \lambda_0 e^{\alpha z}, \quad (15)$$

як і у попередньому стаціонарному випадку. Якщо ми тепер внесемо на поверхню $z=0$ заряд протилежного знаку $\rho_s = -\varepsilon_0 E_0$, що ефективно відтворює розрядку, то електричне поле на певній висоті знову буде релаксувати як

$$E_z = E_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 \right) e^{-\frac{\lambda_0}{\varepsilon_0} t}.$$

Таким чином, використовуючи формули (14) і (15), ми можемо визначити, як напруженість електричного поля розподілена по висоті для будь-якого моменту часу. Схожі результати отримуються при застосуванні так званої моделі «рухомого конденсатора» [8]. Ця модель передбачає дві області 1 і 2 (рис. 4), розділені границею h_i . Границя з часом рухається вниз із високих шарів в іоносфері після введення різниці потенціалів V_0 (що дуже схоже до процесів, які відбуваються після удару блискавки у моделі Вілсона). Відомий вираз для «висоти іоносфери» [9]:

$$h_i = h \ln \left(\frac{\varepsilon_0}{\lambda_0 t} \right).$$

В області 1 струм зміщення домінує, і електричне поле можна знайти з виразу

$$E_1(t) = \frac{V_0 - V'(t)}{h_i(t)}, \quad (16)$$

де V' — значення потенціалу на рівні h_i .

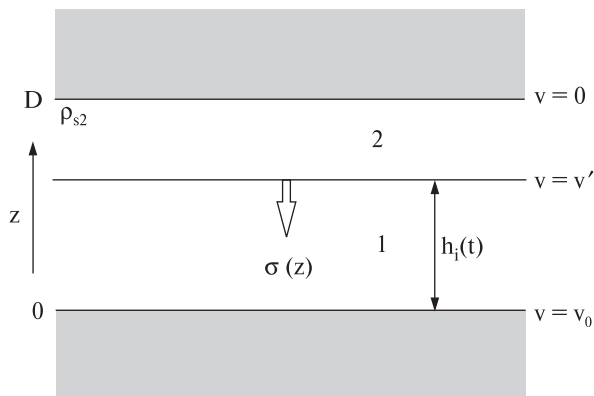


Рис. 4. Модель «рухомого конденсатора». Між двома зовнішніми обкладинками (Земля – іоносфера) маємо ще одну рухому, яка розділяє область простору між ними на дві частини

В області 2 домінує струм провідності, і електричне поле можна подати як «стаціонарний розв'язок» типу

$$E_2(z, t) = \frac{\lambda(h_i)}{\lambda(z)} E_1(t).$$

Після інтегрування $E_2(z, t)$ із граничною умовою $V_2(D) = 0$ матимемо вираз для потенціалу в області 2:

$$V_2 = h E_1 \left[\frac{\lambda(h_i)}{\lambda(z)} - \frac{\lambda(h_i)}{\lambda(D)} \right]. \quad (17)$$

Вирази (16) і (17) при $z = h_i$ матимуть вигляд

$$V' = \frac{V_0 \frac{h}{h_i} \left[1 - \frac{\lambda(h_i)}{\lambda(D)} \right]}{1 + \frac{h}{h_i} \left[1 - \frac{\lambda(h_i)}{\lambda(D)} \right]}.$$

Останній вираз також повністю описує динаміку електричного поля [12].

РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ

Квазіелектростатичне поле, створене групою грозових джерел. Змоделюємо просторовий розподіл електростатичного поля, яке створюється групою з кількох грозових хмар, враховуючи експоненційну зміну провідності з висотою. Для цього використаємо модель Вілсона, яка була детально

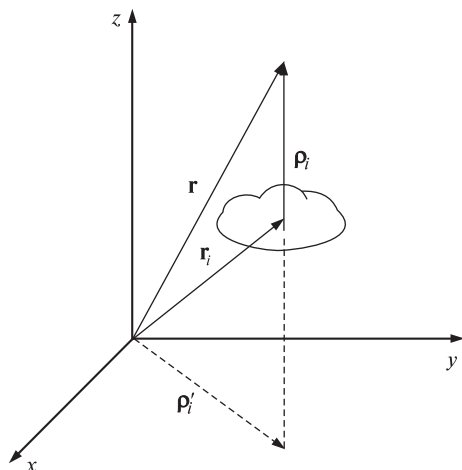


Рис. 5. Геометрична модель області розрахунку електростатичного поля. Грозова хмара має просторову координату \mathbf{r}_i , поле обчислюється в точці \mathbf{r} . Вектор ρ_i' – відповідає відображенню заряду хмари відносно поверхні Землі

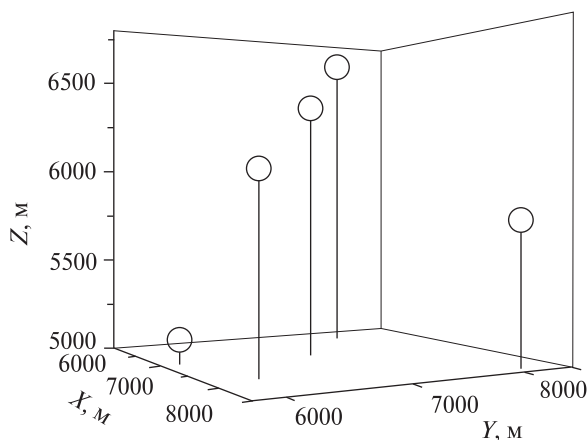


Рис. 6. Просторовий розподіл системи грозових зарядів, вибраний для моделювання електростатичного поля. Розташування хмар цілком випадкове в межах модельного простору. Спостерігач перебуває у початку координат

описана вище. На рис. 5 зображено геометричну модель. Тут спостерігач перебуває у початку координат (вибрано для зручності обчислень і не є принциповим), центр однієї з грозових хмар знаходиться у точці C і відповідає вектору \mathbf{r}_i , решта позначень збігається із використаними у виразі (12). За формулами (6), (8)–(12) ми визначаємо потенціал, створений сумарною дією всіх грозових зарядів у певній області простору.

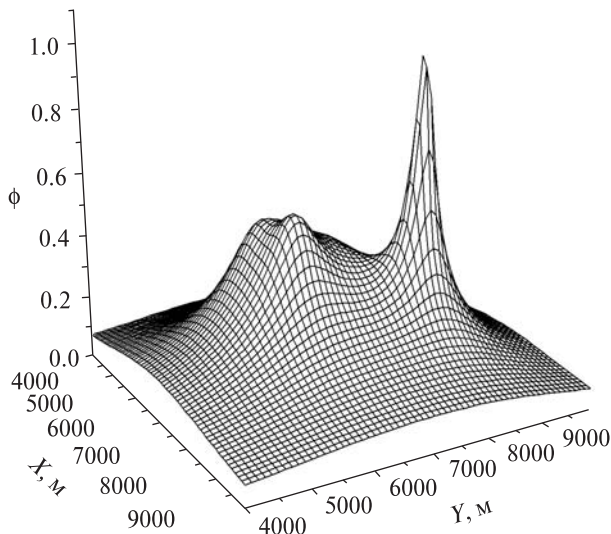


Рис. 7. Сумарне поле конфігурації з п'яти зарядів, розраховане для висоти 5600 м над поверхнею Землі. По вертикальній осі відкладено нормовану напруженість сумарного електричного поля

Модельна область в даній роботі містить п'ять грозових хмар, розташованих хаотично у кубічній області простору з ребром $L = 14\,000$ м (рис. 6).

При моделюванні були використані такі параметри [7]:

- масштабний множник в моделі Вілсона, що показує характерну відстань спадання напруженості електричного поля в атмосфері $\alpha = 1/6400$ м;
- величина позитивного і негативного зарядів грозової хмари $q = \pm 20$ Кл;
- відстань між позитивним і негативним зарядом всередині хмари $\Delta z = 2000$ м;
- провідність атмосфери на рівні Землі $\lambda_0 = 1.1 \cdot 10^{-13}$ См/м;
- висота рівня іоносфери $h = 60\,000$ м;
- крок обчислення по трьох координатах – 100 м.

Отриманий просторовий розподіл для висоти 5600 м показано на рис. 7. По вертикальній осі відкладено значення електростатичного потенціалу у відносних одиницях (нормованих на максимальне значення). Розподіл чітко показує внесок кожного грозового заряду. Можемо бачити три піки, які відповідають трьом грозовим зарядам, розташованим найближче до даного рівня. Решта (2 заряди) розташовані занадто далеко

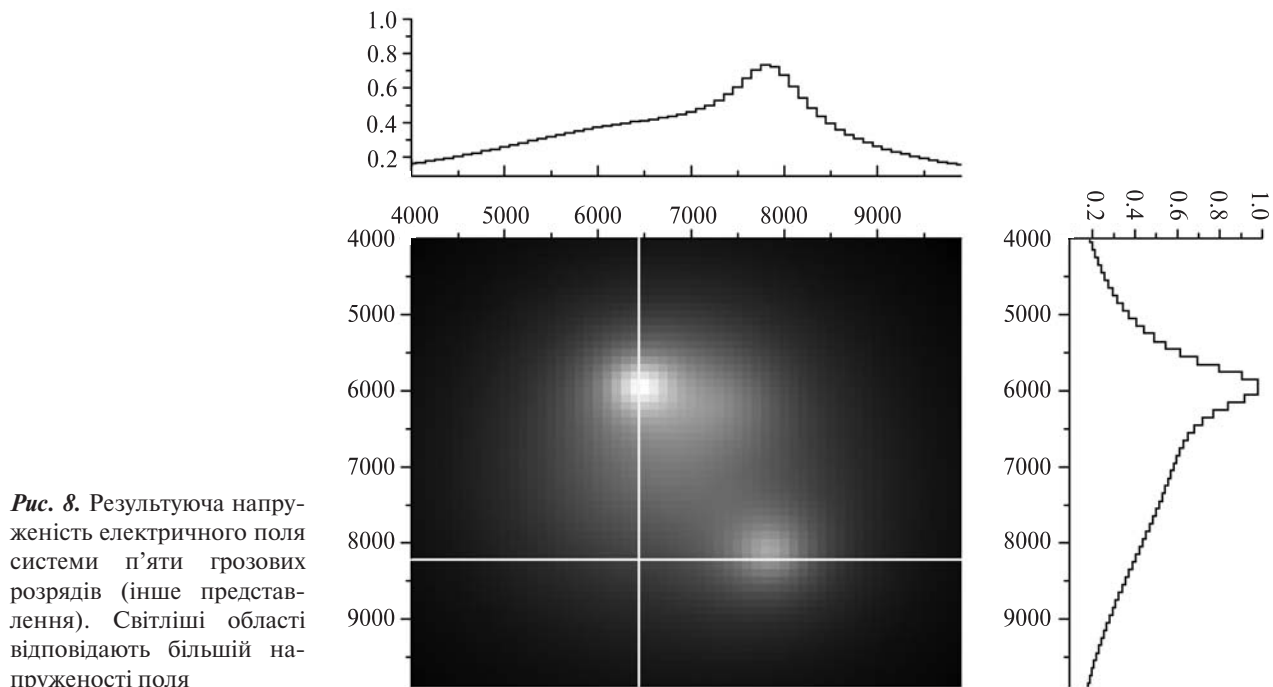


Рис. 8. Результуюча напруженість електричного поля системи п'яти грозових розрядів (інше представлення). Світліші області відповідають більшій напруженості поля

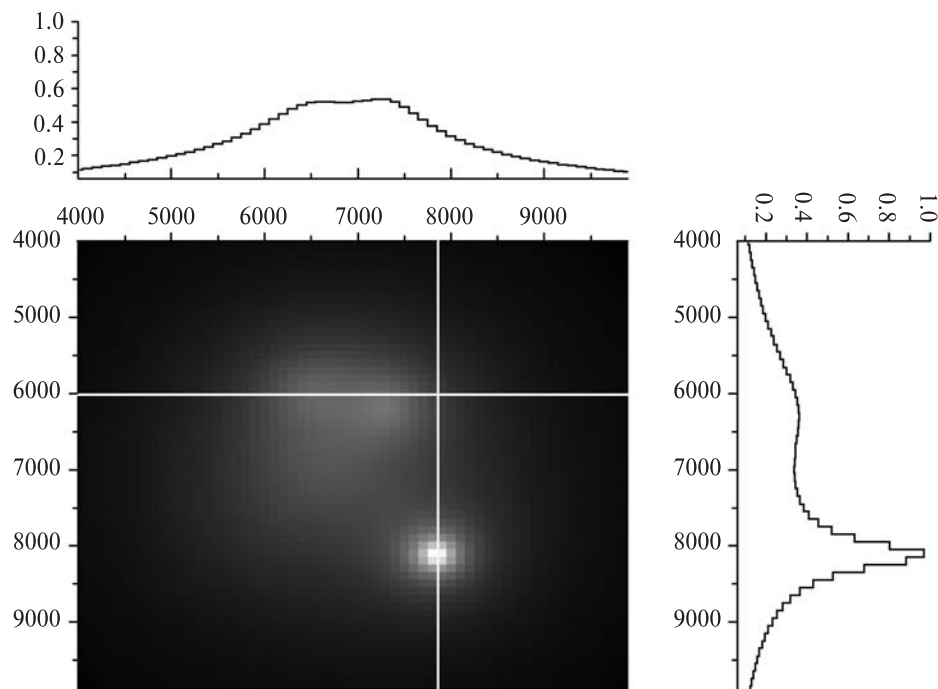


Рис. 9. Те ж саме, що і на рис. 8, але для висоти 5400 м

і дають значно менший вклад у сумарне електростатичне поле на даному рівні.

На рис. 8 і 9 зображені зрізи на рівнях 5600 і 5400 метрів відповідно. Світліші області відпові-

дають більшому значенню потенціалу. Бачимо, що конфігурація сумарного поля дещо змінюється із висотою. Це пояснюється наближенням до одних і віддаленням від інших грозових зарядів.

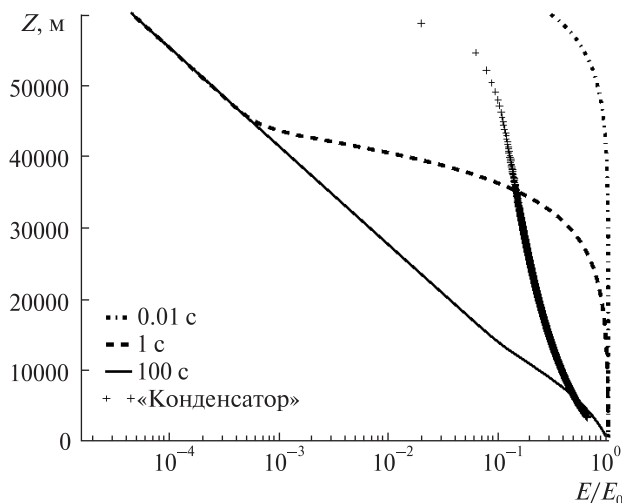


Рис. 10. Висотний профіль потенціалу, розрахований для трьох моментів часу: 0.01 с, 1 с, 100 с після внесення заряду в об'єм між іоносферою та поверхнею Землі (розряд блискавки)

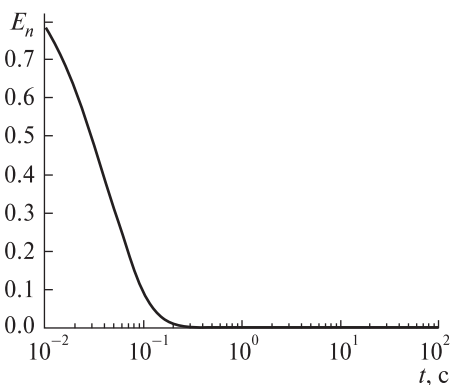


Рис. 11. Динаміка електричного поля на висоті 50 км

До того ж на вказаних графіках можемо бачити профілі потенціалу лише по одній координаті (суцільні горизонтальна і вертикальна лінії).

Отримана із моделювання характерна відстань спадання поля порядку 10 км добре узгоджується із аналогічними параметрами у моделі Вілсона [7].

Моделювання часової і просторової динаміки електричного поля. Після того як було отримано стаціонарний розподіл електростатичного поля, можемо перейти до розгляду часової динаміки. Для зручності і простоти обчислень розглядатимемо одновимірний випадок — зміна електрич-

ного поля лише із висотою та зміну в часі на певній фіксованій висоті.

Для моделювання використаємо теоретичні обґрунтування, викладені вище. Розглядаємо схожу до попереднього випадку модель атмосфери, яка передбачає дві провідні пластини (поверхня Землі та іоносфера). В одновимірному випадку можемо замінити сферичний конденсатор плоским. На одну з поверхонь вносимо у момент часу $t = 0$ певний одиничний заряд, який створить напруженість поля E_0 . Далі, використовуючи отримані нами формули (14), (15), які описують висотну і часову зміну квазіелектростатичного поля, отримаємо залежність висотного профілю напруженості поля від часу (рис. 10). Маємо по осі абсцис нормовану на E_0 напруженість поля E , а по осі ординат відкладено висоту над рівнем моря в метрах. Верхня межа збігається із рівнем іоносфери. Приймались значення $\lambda_0 = 1.1 \cdot 10^{-13}$ См/м, $\alpha = 1/6000$ м.

Було отримано три криві для трьох моментів часу: 0.01, 1 і 100 с після внесення заряду. На даному графіку можна простежити, що електростатичне поле сильніше біля поверхні і слабше на більших висотах. Це пов'язано із внесеним поверхневим зарядом. Із плином часу електричне поле все більше наближається до стаціонарного («хорошої погоди») експоненційного розподілу.

Аналогічним чином з формул (14), (15) можна отримати часову динаміку напруженості електричного поля на певній висоті, фіксуючи значення h і варіюючи час. На рис. 11 по осі абсцис відкладено в логарифмічній шкалі час після внесення заряду, а по осі ординат — нормоване на E_0 значення напруженості поля. Залежність відображає зміну поля на висоті 50 км. Бачимо, що за проміжок часу порядку 200 мс напруженість поля спадає майже до нуля, що добре корелює з результатами спостережень. Отримані розрахунки є результатом аналітичної моделі.

Тепер звернемось до чисельної моделі, яка дається моделлю рухомого конденсатора. Було змодельовано ті ж самі залежності, що і у попередньому випадку з тими ж параметрами (рис. 10). У розрахунках висота іоносфери $D = 60$ км. Виділено дві області — вище і нижче ру-

хомої пластинки конденсатора та знайдено висотний профіль для моменту часу $t = 0.01$ с після внесення заряду. Як бачимо, отриманий профіль дуже близький до отриманого раніше для часу $t = 0.01$ с. Як «Конденсатор» позначено профіль, отриманий чисельно в моделі рухомого конденсатора.

Порівняння отриманих результатів показує добру загальну узгодженість результатів чисельного моделювання з використанням моделі рухомого конденсатора і аналітичного розв'язку. Різниця між отриманими результатами спричинена явним грубим наближенням чисельної моделі, яке полягає у тому, що модель розглядає перехід між областями висхідного і низхідного струмів як різку межу.

ВИСНОВКИ

В даній роботі проаналізовано класифікацію та умови виникнення швидкоплинних оптичних явищ в атмосфері, а саме: спрайтів, ельфів, блакитних джетів та блискавок вгору. Знайдено, що необхідною умовою виникнення спрайтів є позитивний грозовий розряд з позитивно зарядженої верхівки хмари до поверхні Землі (+CG-розряд). Але ця умова не є достатньою. У певній частині випадків спрайти не спостерігаються над такими розрядами. Достатні умови є досі не з'ясованими і потребують подальших спостережень, як наземних, так і космічних. Сказане в однаковій мірі стосується і інших явищ, оскільки всі вони є ще мало вивченими.

Крім того, в рамках роботи виконано моделювання просторового розподілу квазіелектростатичних полів системи грозових зарядів із використанням моделі Вілсона. Отриманий розподіл досить добре описує реальну ситуацію в нижній атмосфері [11].

Отримано висотні профілі напруженості електричного поля в різні моменти часу. Із порівняння результатів добре видно, що чисельна модель рухомого конденсатора є явно більш грубою, хоч і добре узгоджується із результатами, отриманими з аналітичної моделі. Обмеження моделі рухомого конденсатора зумовлене тим, що межа розподілу між висхідними і низхідними струмами вважається різкою площиною.

Одержані результати моделювання електростатичних полів можуть бути використані для чисельного моделювання власне спрайтів та джетів, оскільки знайдені конфігурації електростатичного поля є середовищем, в якому зароджуються і розвиваються ці процеси.

1. *Атмосфера*: справочник. — Л.: Гидрометеоздат, 1991. — 509 с.
2. *Barrington-Leigh C. P., Inan U. S., Stanley M., et al.* Sprites directly triggered by negative lightning discharges // *Geophys. Res. Lett.* — 1999. — **26**. — P. 3605–3608
3. *Blanc E., Farges T., Roche R., et al.* Nadir observations of sprites from the International Space Station // *J. Geophys. Res.* — 2004. — **109A**, N 2. — doi:10.1029/2003JA009972.
4. *Boccippio D. J., Williams E. R., Heckman W. A., et al.* Sprites, ELF transients, and positive ground strokes // *Science.* — 1995. — **269**. — P. 1088.
5. *Cho M., Rycroft M. J.* Computer simulation of the electric field structure and optical emission from cloud-top to the ionosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* — 1998. — **60**. — P. 871–888.
6. *Fukunishi H., Takahashi Y., Kubota M., et al.* Elves, lightning-induced transient luminous events in the lower ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* — 1996. — **23**. — P. 2157–2160.
7. *Füllekrug M., Mareev E. A., Rycroft M. J.* Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges // *Phys. and Chemistry, II Mathematics*, 2006, 5-42
8. *Greifinger C., Greifinger P.* Transient ULF electric and magnetic fields following a lightning discharge // *J. Geophys. Res.* — 1976. — **81**. — P. 2237.
9. *Hale L. C., Baginski M. E.* Current to the ionosphere following a lightning stroke // *Nature.* — 1987. — **329**. — P. 814.
10. *Harrison R. G., Carslaw K. S.* Ion-aerosol-cloud processes in the lower atmosphere // *Rev. Geophys.* — 2003. — **41**. — P. 227.
11. *Illingworth A. J.* Electric field recovery after lightning as the response of the conducting atmosphere to a field change // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* — 1972. — **98**. — P. 604.
12. *Inan U. S., Sampson W. A., Taranenko Y. N.* Space-time structure of lower ionospheric optical flashes and ionization changes produced by lightning EMP // *Geophys. Res. Lett.* — 1996. — **23**. — P. 1017.
13. *Lyons W. A., Nelson T. E., Armstrong R. A., et al.* Upward electrical discharges from the tops of thunderstorms // *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* — 2003. — **84**. — P. 445–454.
14. *Lyons W. A., Nelson T., Williams E. R., et al.* Characteristics of sprite-producing positive cloud-to-ground lightning during the 19 July STEPS mesoscale convec-

- tive systems // *Mon. Weather. Rev.* — 2003. — **131**. — P. 2417—2427.
15. *Mazur V., Shao X.-M., Krehbeil P. R.* «Spider» lightning in intracloud and positive cloud-to-ground flashes // *J. Geophys. Res.* — 1998. — **103**. — P. 19811—19822.
16. *Nagano I., Yagitani S., Miyamura K., et al.* Full-wave analysis of elves created by lightning-generated electromagnetic pulses // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* — 2003. — **65**. — P. 1024—1082.
17. *Pasko V. P., Inan U. S., Bell T. F., Taranenko Y. N.* Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower atmosphere // *J. Geophys. Res.* — 1997. — **102**. — P. 4529.
18. *Pasko V. P., Stanley M. A., Mathews J. D., et al.* Electrical discharge from a thunderstorm top to the lower ionosphere // *Nature*. — 2002. — **416**. — P. 152—154.
19. *Rycroft M. J., Israelsson S., Price C.* The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* — 2000. — **62**. — P. 1563—1576.
20. *Sentman D. D., Wescott E. M.* Red sprites and blue jets: Thunderstorm-excited optical emissions in the stratosphere, mesosphere, and ionosphere // *Phys. Plasmas*. — 1995. — **2**. — P. 2514.
21. *Uman M. A.* The Earth and its atmosphere as a leaky spherical capacitor // *Amer. J. Phys.* — 1974. — **42**. — P. 1033.
22. *Wescott E. M., Sentman D. D., Heavner M. J., et al.* Blue starters, brief upward discharges from an intense Arkansas thunderstorm // *Geophys. Res. Lett.* — 1996. — **23**. — P. 2153.
23. *Wescott E. M., Sentman D. D., Heavner M. J., et al.* Observations of «columniform» sprites // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* — 1998. — **60**. — P. 733—740.
24. *Wescott E. M., Sentman D. D., Stenbaek-Nielsen H. C., et al.* New evidence for the brightness and ionisation of blue starters and blue jets // *J. Geophys. Res.* — 2001. — **106**. — P. 21549—21554.

Надійшла до редакції 01.10.09

O. V. Shuyenko, L. V. Kozak, V. M. Ivchenko

TRANSIENT LUMINOUS EVENTS DURING THUNDERSTORMS AND THE SIMULATION OF ELECTRIC FIELDS IN THE LOWER ATMOSPHERE

We give a general overview and analysis of conditions for the occurrence of transient luminous events in the atmosphere, namely, termed sprites, elves, jets, and lightnings up. The main features of their appearance and manifestations were obtained. Quasielectrostatic fields of the system of thundercloud charges with the use of the Wilson model were simulated. It is found that in the lower atmosphere the decreasing length for the electrostatic field created by a thundercloud is about 10 km. This result is in good agreement with direct measurements. The spatial and temporal dynamics of an electric field in the Earth-ionosphere system was simulated. The derived results were compared with the analytic solution. Our electric field consideration can be used for further simulation of sprites and jets.