

ФИЗИКА ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

К.В. ХОДАТАЕВ

ФГУП «Московский Радиотехнический Институт РАН»

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СТАРТОСФЕРЕ И МЕЗОСФЕРЕ ВО ВРЕМЯ ГРОЗЫ

Работа посвящена дальнейшему развитию теории газоразрядных явлений в стратосфере и мезосфере, так называемых эльфов и спрайтов, инициированных тропосферными грозовыми процессами. На количественном уровне исследован процесс перераспределения зарядов в атмосфере на высотах до 150 км в процессе заряда и разряда грозового облака. Учет малой электрической проводимости атмосферы позволил объяснить большую продолжительность высотных процессов, развивающихся в остаточном поле поляризации.

K.V. KHODATAEV

Moscow Radiotechnical Institute RAS, Russia

DISCHARGE PROCESSES IN STRATOSPHERE AND MESOSPHERE DURING A THUNDER-STORM

The work is devoted to the further theory development of the discharge phenomena called elves and sprites in a stratosphere and mesosphere initiated by tropospheric storm processes. At a quantitative level the process of redistribution of charges in an atmosphere at altitudes up to 150 km during charging and discharging of a storm cloud is investigated. An important role of the small electric conductivity of the stratosphere and mesosphere is shown. The account of the small electric conductivity of the atmosphere between the troposphere and the ionosphere has allowed to explain a long duration of discharge processes developing under the ionosphere, basically, in the residual electrostatic polarization field.

Ключевые слова: эльфы, спрайты, высотные разряды, лавинная ионизация, стримеры, молниевый разряд, поляризация.

Key words: elves, sprites, streamer, ionization avalanche, thunderstorm, clouds, lightning

Введение

Визуальные наблюдения высотных газоразрядных явлений с самолетов и орбитальных станций в период 1989–1991 гг. [1, 2] стимулировали систематические научные исследования неизвестного явления, в основном посвященные накоплению экспериментальных данных [3...7]. Поток публикаций по дальнейшему изучению феноменологии, экспериментальному и теоретическому исследованию высотных разрядов, в нарастающем темпе

продолжается по сей день. Обзор работ на эту тему можно найти во многих статьях, в частности в работах [8, 9].

К настоящему времени накоплен большой объем наблюдений газоразрядных процессов в стратосфере и мезосфере, и широким фронтом ведется разработка самосогласованной замкнутой теории этих явлений.

Среди высотных разрядов различают восходящие и нисходящие, получившие название «голубые струи» (bluejets) и «эльфы и спрайты»

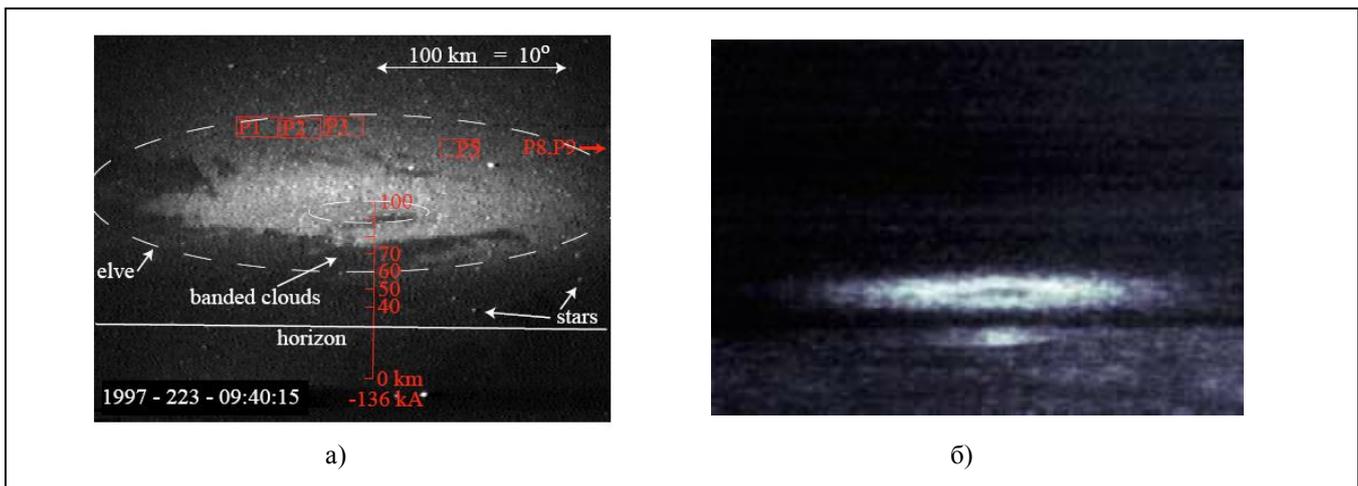


Рис. 1. Фотографии «эльфа»: а) – с поверхности земли в Америке; б) – с шаттла Columbia в январе 2003 г. ($h=88\pm 8$ км)

(elves&sprites), соответственно. Данная статья посвящена построению количественной теории нисходящих разрядов типа эльфов и спрайтов.

Коротко данные наблюдений нисходящих разрядов сводятся к следующему.

На ночной стороне Земли над горизонтом на фоне неба временами наблюдаются вспышки свечения на высоте около 90 км с радиусом светящегося диска ~ 100 км. Длительность вспышки составляет $\sim 0,1 \dots 1$ мс. На рисунке 1 показаны одни из первых фотографий таких вспышек, сделанные с поверхности земли в Америке в 1997 г. [10] и с борта шаттла Columbia 19 января 2003 г. ночью над Тихим океаном [2, 11]. Фотография на рисунке 1, а сделана с расстояния ~ 200 км от центра грозы, фотография с шаттла (рис. 1, б) – с расстояния ~ 1600 км. В обоих случаях, как и во всех остальных, высота светящейся области оценивается в пределах 80...90 км. Вспышки такого рода получили название «эльфы» (elves).

В некоторых случаях, видимо при особо сильной грозе, на нижней поверхности эльфа вырастают крупномасштабные конусообразные выступы с пространственным периодом и амплитудой порядка глубины светящейся области. Фотография таких образований приведена на рисунке 2 [10]. С концов конусов отрастают нисходящие

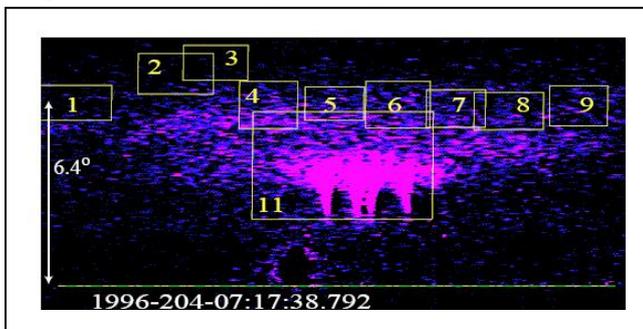


Рис. 2. Быстрый рост крупномасштабных регулярных выступов, на вершинах которых отрастает борода филаментарных образований

филаментированные разрядные структуры, опускающиеся до высоты ~ 40 км. Развитие конусов и филаментарной ветвящейся структуры происходит в течение 10...20 мс при уже погасшем эльфе. Скорость фронта филаментарной структуры составляет $\sim 10^8 \dots 10^9$ см/с. Это явление получило название «спрайт» (sprite).

Динамика последовательного развития эльфа и спрайта видна на рисунке 3, а [12] и на рисунке 3, б [13]. Можно видеть, что нижняя граница эльфа сдвигается вниз на 1...2 км за время $\sim 1,5$ мс, т.е. движется вниз со скоростью $\sim 10^8$ см/с, фронт спрайта, соответственно, на 10...15 км за 1 мс, двигаясь со скоростью $\sim 10^9$ см/с. Фотография одного из мощных спрайтов показана на рисунке 4 [14].

Смена эльфа на спрайт во времени хорошо видна на рисунке 5, где приведена осциллограмма свечения всей разрядной области. Первый пик свечения в течение доли миллисекунды соответствует эльфу, последующее свечение в течение 30 мс – развитию спрайта. Исследование высотных разрядов ведется и со специализированных спутников, например, со спутника DEMETR [15]. Кратковременные (1...100 мс) вспышки в УФ- и ИК-диапазонах были изучены на спутниках МГУ «Университетский-Татьяна» и «Университетский-Татьяна-2». Вспышки происходят преимущественно в экваториальной зоне не только над континентами, где грозовая активность наибольшая, но и над океанами (рис. 6) [16]. Отношение числа фотонов в ИК-диапазоне длин волн к числу фотонов в УФ-диапазоне со средним значением $1,8 \pm 0,1$ указывает на большую высоту (50...70 км), на которой происходит высвечивание [17].

Для объяснения высотных разрядов в целом обычно используется предположение об иницирующей роли мощных грозовых разрядов [19], что нашло убедительное подтверждение по данным [16] (рис. 6). Что касается филаментарных образований на стадии спрайта, то наиболее адекватными

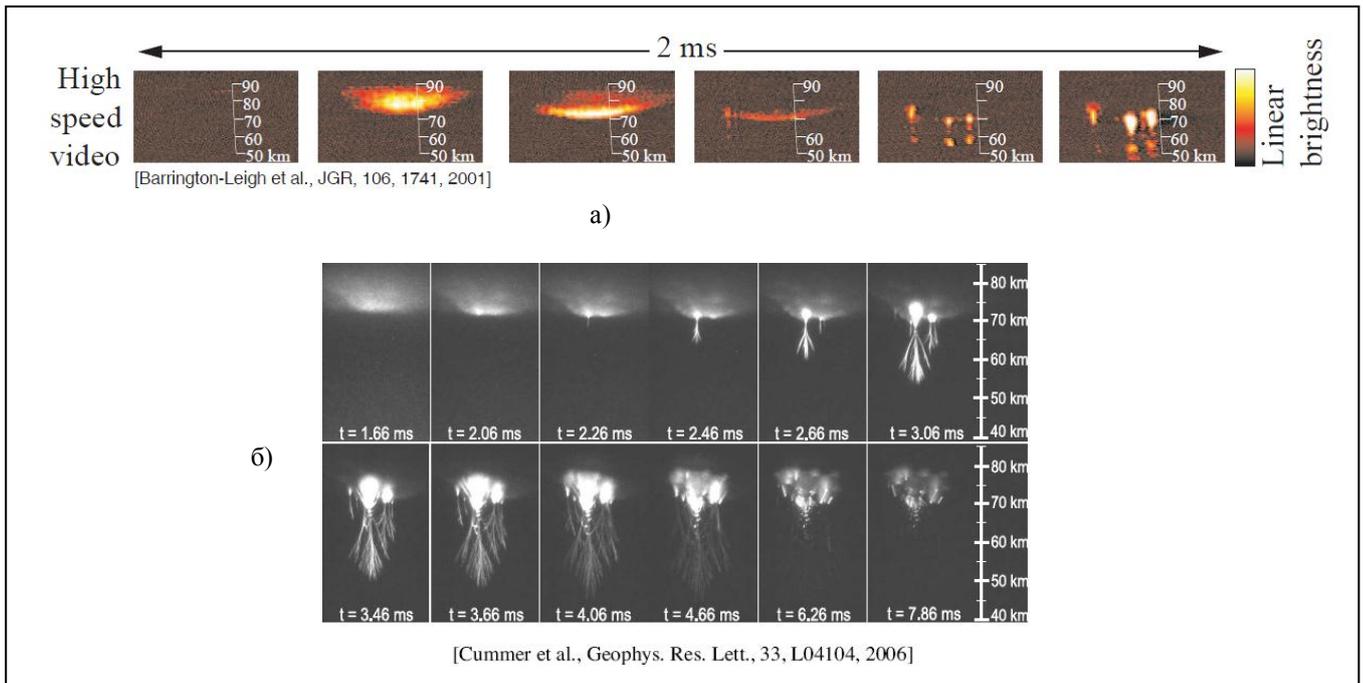


Рис. 3. Динамика перехода от эльфа к спрайту: а) – по данным [12]; б) – по данным [13].

являются представления о стримерном механизме их развития, сформулированные в [9]. Однако в большинстве работ обсуждаются отдельные стороны явления без должного количественного анализа процесса в целом. При этом остаются открытыми многие вопросы, в частности:

- как происходит инициация ионизационных процессов в эльфах;
- почему возникают крупномасштабные образования на их нижней границе;
- каков механизм инициации стримерных разрядов в спрайтах;

- почему процесс развития спрайтов происходит за время, существенно превышающее длительность грозовых разрядов и т.п.

Для ответа на поставленные вопросы необходимо было:

- выяснить всю динамику поведения электрического и электромагнитного полей в процессе грозы;
- опираясь на опыт лабораторных наблюдений разрядов в подобных условиях, провести численный расчет ионизационных процессов в мезосфере;

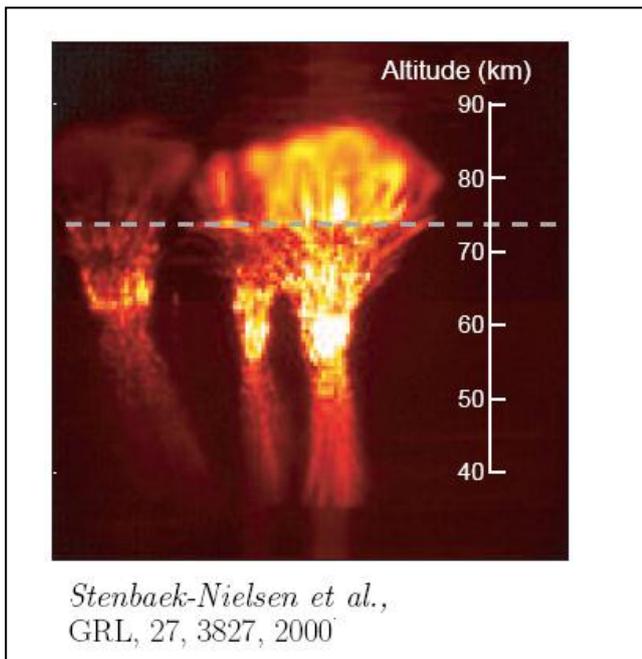


Рис. 4. Фотография спрайтов [14, 18]

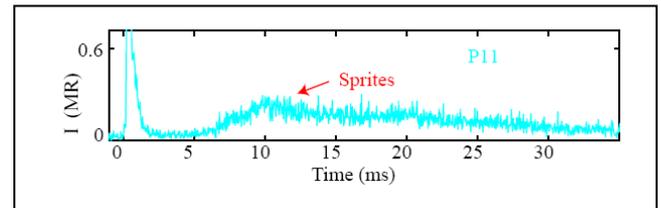


Рис. 5. Осциллограмма свечения всей разрядной области эльфа и спрайтов [10]

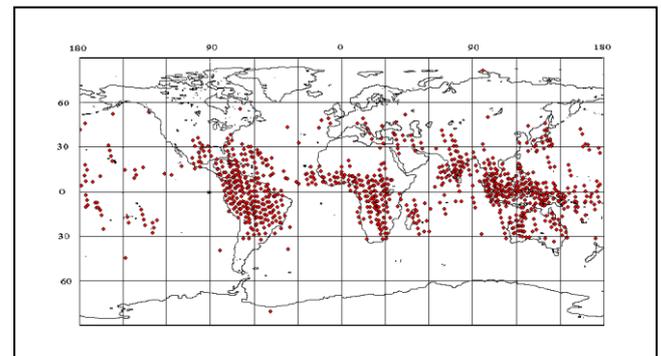


Рис. 6. Распределение вспышек УФ на карте Земли по данным детектора «Татьяна-2»

– опираясь на полученные результаты, представить возможный сценарий развития спрайтов, обоснованный количественными оценками.

Проведенные расчеты и оценки позволили прояснить всю картину явления «эльфы–спрайты» на количественном уровне, построив простейшую модель, пригодную для дальнейших уточнений и усложнений.

Простейшая модель ионизации атмосферы солнечным УФ-излучением (слой E и ниже)

Расчеты, проводимые ранее для определения высот, где генерируемое грозowymi разрядами электрическое поле может превышать критическое значение (значение, превышение которого вызывает лавинную ионизацию), предполагают отсутствие проводимости ниже ионосферы. В то же время известно, что через атмосферу с земной поверхности к ионосфере протекает регулярный ток со средней плотностью $\sim 10^{-16}$ А/см², что предполагает наличие электропроводности. Ее наличие может существенно сказаться на пространственно-временном распределении электрического поля над грозowym облаком.

Для определения распределения проводимости по высоте атмосферы воспользуемся простейшей моделью ионизационного баланса, в котором в качестве источников ионизации присутствуют УФ-излучение Солнца и космические лучи.

Положим, что распределение концентрации молекул воздуха по высоте описывается барометрической формулой (изменением температуры воздуха T с высотой для простоты будем пренебрегать)

$$N(h) = N_0 \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right), \quad h_0 = \frac{k_B T}{M m_n g} \approx 8 \text{ км},$$

где m_n – масса нейтрона; $M=29$ – молекулярный вес воздушной смеси, состав которой почти постоянен вплоть до высот 200 км; g – ускорение силы тяжести, k_B – постоянная Больцмана.

Поглощение излучения Солнца с длиной волны λ в атмосфере за счет фотоионизации описывается уравнением

$$\frac{dJ_\lambda}{dh} = S_{UV}(\lambda) \cdot N(h) \cdot J_\lambda,$$

что после интегрирования дает соотношение

$$J_\lambda(h) = J_{\lambda_0} \exp\left(-S_{UV}(\lambda) \cdot h_0 \cdot N_0 \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right)\right). \quad (1)$$

Соответственно, источник ионизации равен

$$\Psi_{UV_\lambda} = \frac{dJ_\lambda(h)}{dh}.$$

и после подстановки в (1) и дифференцирования получаем

$$\Psi_{UV_\lambda}(h) = J_{\lambda_0} \cdot S_{UV}(\lambda) \cdot N_0 \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right) \times \exp\left(-S_{UV}(\lambda) \cdot N_0 \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right)\right).$$

Эффективное сечение фотоионизации может быть представлено в виде [20]

$$S_{UV}(\lambda) \approx \begin{cases} S_0 \lambda^3, & \lambda < \lambda_m = \begin{cases} 77 \rightarrow O_2 \\ 80 \rightarrow N_2 \end{cases}, \quad i \dot{i} \\ 0, & \lambda \geq \lambda_m \end{cases}$$

$$S_0 = 10^{-24}, \quad \dot{m}^2 / i \dot{i}^3.$$

Спектральная плотность УФ-излучения с длиной волны короче 80 нм, генерируемого, в основном, короной Солнца, представлена на рисунке 7 и может быть аппроксимирована зависимостью для черного тела с соответствующей температурой

$$I_{UV}(\lambda) = \frac{I_0}{\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^4 \left(\exp\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right) - 1\right)}, \quad \frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}}; \quad \lambda_0 = \frac{\hbar 2\pi c}{k_B T_{\text{cor}}} = 100 \text{ нм}$$

$$T_{\text{cor}} \approx 100 \text{ эВ}, \quad I_0 \approx 3 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{нм}}$$

Величина I_0 соответствует среднему между максимумом и минимумом солнечной активности.

Источник ионизации УФ-излучением определяется интегралом

$$J_{UV}(h) = \int_0^{\lambda_m} I_{UV}(\lambda) S_{UV}(\lambda) N(h) \times \exp(-S_{UV}(\lambda) N(h) h_0) d\lambda, \quad \frac{1}{\dot{m}^3 \dot{n}} \quad (2)$$

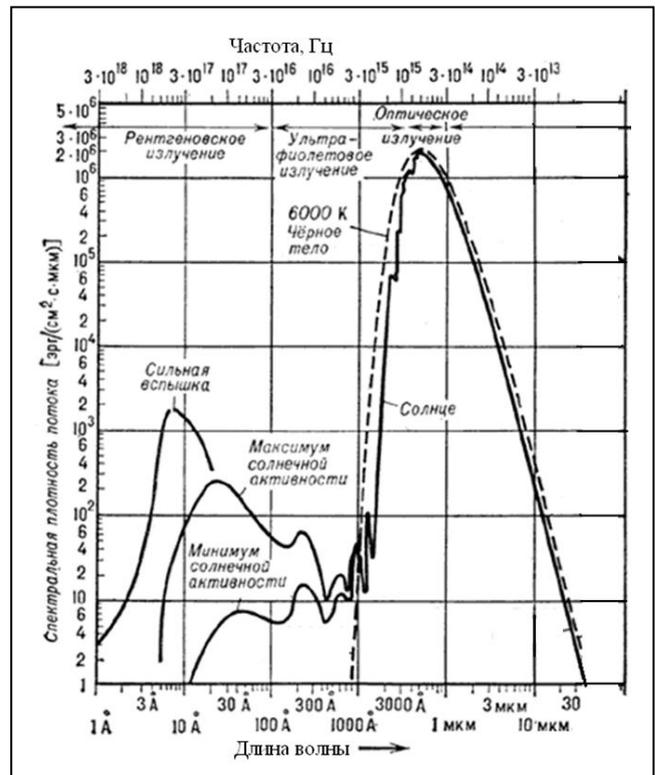


Рис. 7. Спектральная плотность излучения Солнца

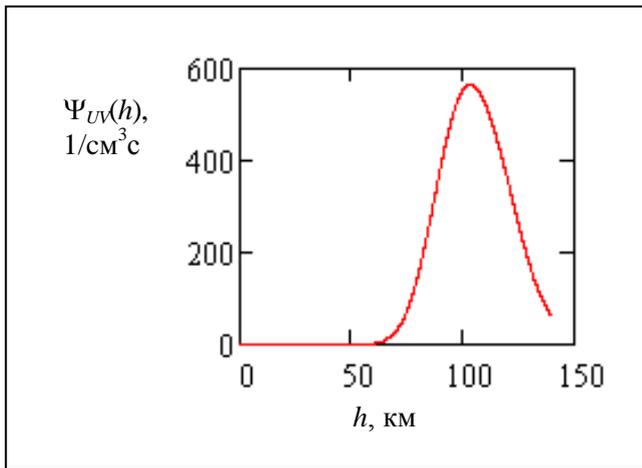


Рис. 8. Зависимость источника ионизации УФ-излучением от высоты (2)

Зависимость источника ионизации УФ-излучением от высоты (2) показана на рисунке 8. Как видно, радиационное излучение Солнца определяет ионизацию воздуха на высотах, больших 60 км.

На меньших высотах за ионизацию ответственны галактические космические лучи, генерирующие широкие атмосферные ливни, обладающие высокой проникающей способностью, и радиоактивные газы, поступающие из недр. В среднем у поверхности земли эти факторы обеспечивают скорость ионизации около $2 \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$. Для простоты источник ионизации атмосферы упомянутыми факторами аппроксимируем соотношением

$$J_{\text{rays}}(h) = C_{\text{rays}} \frac{N(h)}{N(0)}, \quad C_{\text{rays}} \approx 2, \quad \frac{1}{\tilde{m}^3 \tilde{n}}$$

Эти факторы (УФ-излучение короны и космические лучи) достаточны для поддержания E-слоя и ионизации мезосферы и стратосферы. На больших высотах и в полярных областях

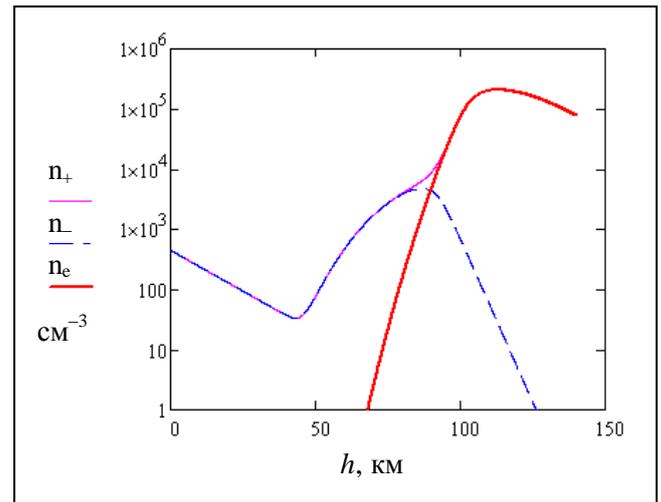


Рис. 9. Дневное распределение концентрации ионов и электронов по высоте

процессы образования ионосферы определяются событиями в магнитосфере и для описания нуждаются в более сложных моделях.

Ионизационный баланс в стратосфере, мезосфере и ионосфере определяется тремя уравнениями: баланс положительных ионов, баланс отрицательных ионов и условие зарядовой квазинейтральности

$$J_{UV}(h) + J_{\text{rays}}(h) - \beta_i \cdot n_+ \cdot n_- - \beta_e \cdot n_+ \cdot n_e = 0$$

$$(K_a(T_e) + K_3(T_e) \cdot N(h)) \cdot N(h) \cdot n_e - \beta_i \cdot n_+ \cdot n_- = 0 \quad (3)$$

$$n_e + n_- - n_+ = 0$$

где $\beta_{e,i}$ – коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации; K_a и K_3 – константы реакций диссоциативного и трехтельного прилипания, зависящие от электронной температуры, определяемой отношением электрического поля к концентрации газа E/N . Результат решения системы (3) показан на рисунке 9.

Ночью E-слой рекомбинирует

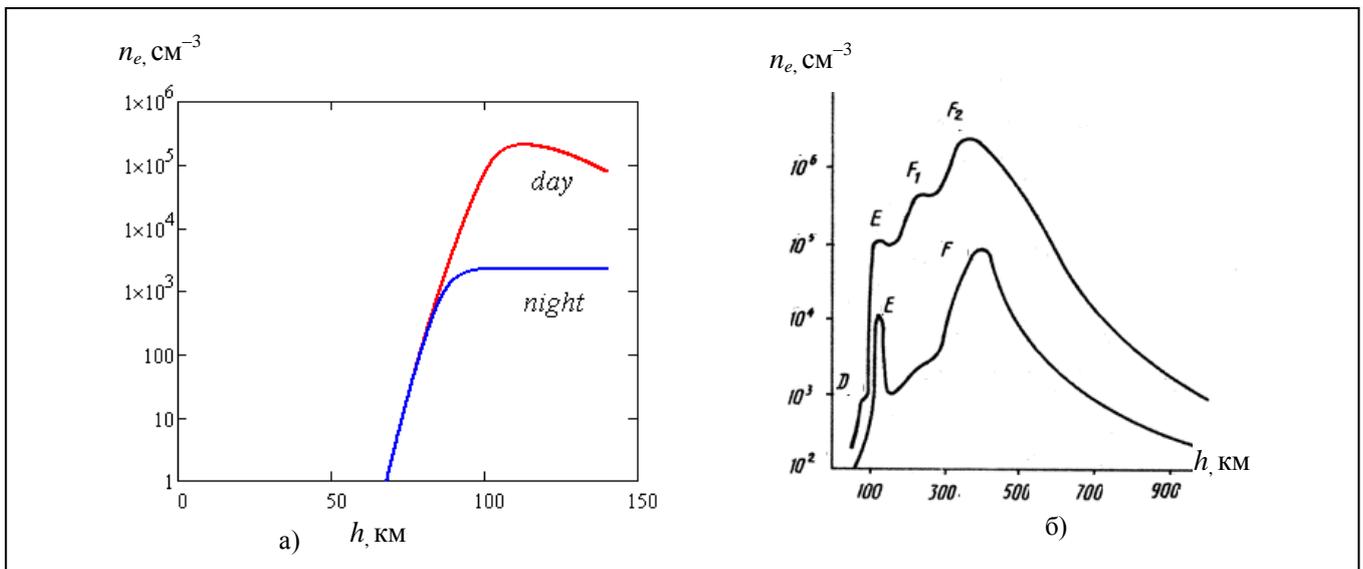


Рис. 10. Распределение электронной концентрации днем и ночью: а) – расчет; б) – данные измерений.

$$n_{e_{\text{night}}}(t) = \frac{n_{e_{\text{day}}}}{1 + n_{e_{\text{day}}} \beta_e t}$$

На рисунке 10 рассчитанные распределения электронной концентрации для дневного и ночного времени сопоставляются с известными результатами наблюдений. Удовлетворительное согласие для высот до высоты 150 км (слой E и ниже) указывает на применимость используемой простейшей модели для дальнейшего анализа.

Опираясь на полученные распределения ионных и электронной концентраций, нетрудно рассчитать соответствующие проводимости с учетом замагниченности

$$\sigma_{\alpha}(z) = \frac{n_{\alpha}(z) e^2}{m_{\alpha} v_{r_{\alpha}}(z) \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_{H_{\alpha}}}{v_{r_{\alpha}}(z)} \right)^2}}, \quad (4)$$

$$v_{r_{\alpha}}(z) = K_{tr} \left(\frac{E}{N(z)} \right) N(z)$$

и их сумму

$$\sigma_{\text{tot}}(z) = \sum_{\alpha} \sigma_{\alpha}(z). \quad (5)$$

Распределение суммарной проводимости и отдельных компонент показано на рисунке 11.

Сквозь все высоты протекает регулярный ток [21]

$$I_{\text{reg}} = 2 \cdot 10^{-16}, \quad \text{A} / \hat{\text{m}}^2 \quad (6)$$

Протекание регулярного тока (6) по среде с рассчитанной суммарной проводимостью создает регулярное электрическое поле в атмосфере, распределение которого показано на рисунке 12. Полученное значение регулярного электрического поля у поверхности земли 0,6 В/см практически совпадает с известными измеренными значениями, что указывает на разумность сделанных предположений.

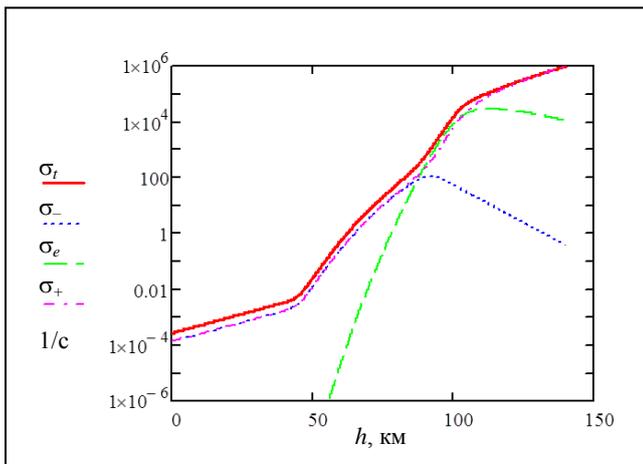


Рис. 11. Распределение электропроводности по высоте: пунктир – электронная проводимость; точки – проводимость положительных ионов; штрих-пунктир – проводимость отрицательных ионов; сплошная линия – суммарная проводимость.

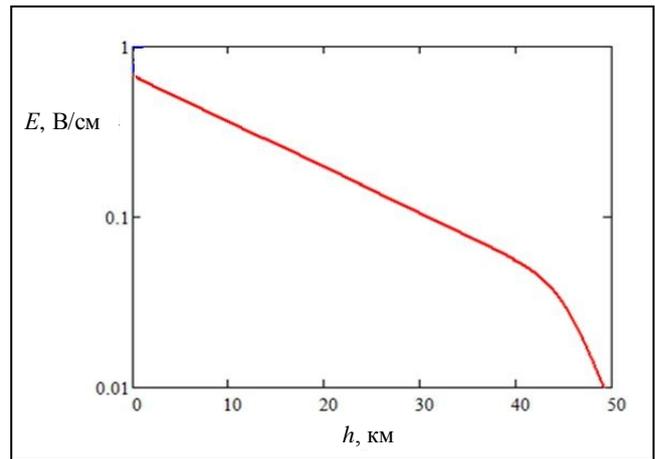


Рис. 12. Распределение регулярного электрического поля в атмосфере

Соответствующее суммарной проводимости время релаксации заряда

$$\tau_q = \frac{1}{4\pi\sigma_{\text{tot}}}$$

в зависимости от высоты меняется на много порядков (рис. 13).

Если в тропосфере и нижней стратосфере это время составляет минуты, в мезосфере – десятки миллисекунд, то в ионосфере – микросекунды. Поскольку заряд облака за счет конвективных процессов в тропосфере происходит за время, исчисляемое минутами, а разряд происходит за доли миллисекунды, то динамика электрического поля над облаком требует расчета с учетом распределения проводимости по высоте.

Динамика электрического поля над грозовым облаком

Медленное нарастание заряда облака вызывает поляризацию в стратосфере, мезосфере и ионосфере. Облако представим в виде заряжаемого диска с радиусом L_c , расположенного над поверхностью земли на высоте h_0 , молниевый разряд

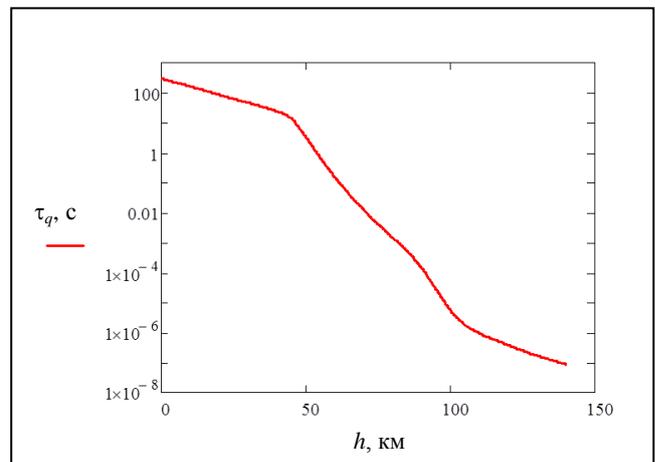


Рис. 13. Распределение времени релаксации заряда по высоте

происходит по оси облачного диска (рис. 14). Поле облака определяется суммой заряда облака и его отражения в земной поверхности. Облако и землю считаем хорошо проводящими.

Потенциал заряженного диска в пустоте определяется выражением

$$\phi(r, z) = \frac{q}{R_c} \times \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{2R_c^2}}{\sqrt{r^2 - R_c^2 + z^2} + \sqrt{(r^2 - R_c^2 + z^2)^2 + 4R_c^2 z^2}} \right).$$

Потенциал заряженного диска, расположенного над проводящей плоскостью на высоте h_0 , равен

$$\psi(r, z) = \phi(r, z - h_0) - \phi(r, z + h_0).$$

Модуль электрического поля равен

$$E_{\text{cloud}}(r, z) = E_0 \frac{\sqrt{\left(\frac{\partial \psi(r, z)}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi(r, z)}{\partial r}\right)^2}}{\sqrt{\left(\frac{\partial \psi(0, 0)}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi(0, 0)}{\partial r}\right)^2}}, \quad (7)$$

где E_0 – поле под облаком.

Распределение (7) при $r=0$ с хорошей точностью аппроксимируется выражением:

$$E_{\text{cloud}}^0(z) \approx E_0 \left(\frac{h_0^2 + L_c^2}{(z + h_0)^2 + L_c^2} - \frac{h_0^2 + L_c^2}{(z - h_0)^2 + L_c^2} \right). \quad (8)$$

Нарастание поля облака по экспоненциальному закону

$$E_0 \sim \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{ch}}}\right) \right), \quad (9)$$

где τ_{ch} – характерное время заряда, в проводящей среде вызывает появление поля поляризации:

$$E_{\text{polarization}} = E_{\text{cloud}}^0(z) \left(\frac{\sigma_{\text{tot}} \tau_q \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{ch}}}\right) - \exp(-\sigma_{\text{tot}} t)}{\sigma_{\text{tot}} \tau_q - 1} - 1 \right).$$

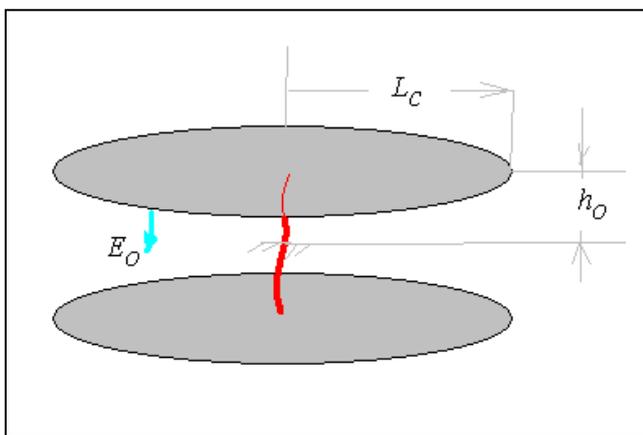


Рис. 14. Облако и его «отражение»

Результирующее поле облака перед молниевым разрядом определяется суммой

$$E_{\text{before}} = E_{\text{cloud}} + E_{\text{polarization}}.$$

На рисунке 15 показано электрическое поле в атмосфере до молниевых разрядов в зависимости от высоты ($r=0$, $E_0=500$ В/см, $\tau_{\text{cloud}}=3000$ С). На всех высотах поле много меньше критического значения, которое для простоты аппроксимируем зависимостью

$$E_{\text{cr}} = 25 \cdot \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right), \text{ кВ/см.}$$

После молниевых разрядов заряд облака становится малым и в атмосфере остается лишь поле поляризации, медленно деградирующее в соответствии с локальным значением времени релаксации. Это поле сохраняется в стратосфере и мезосфере десятки и сотни миллисекунд.

В мезосфере на высотах 70...90 км электрическое поле превышает критическое значение в течение десятка миллисекунд. На рисунке 16 показано отношение поля поляризации к критическому значению на разные моменты времени после молниевых разрядов.

После молниевых разрядов грозового облака на нижней границе E -слоя возникает зона надкритического поля. Ее радиус может превышать сотню километров. На рисунке 17 показано распределение зоны надкритического поля, рассчитанное с использованием формулы (7), для времени 0,5 мс после молниевых разрядов. Размер области надкритичности вполне согласуется с наблюдениями (рис. 1, а). Надкритичность сохраняется в течение нескольких миллисекунд в соответствии с локальным значением электрической проводимости. На всех высотах ниже области надкритичности электрическое поле в несколько раз ниже критического значения.

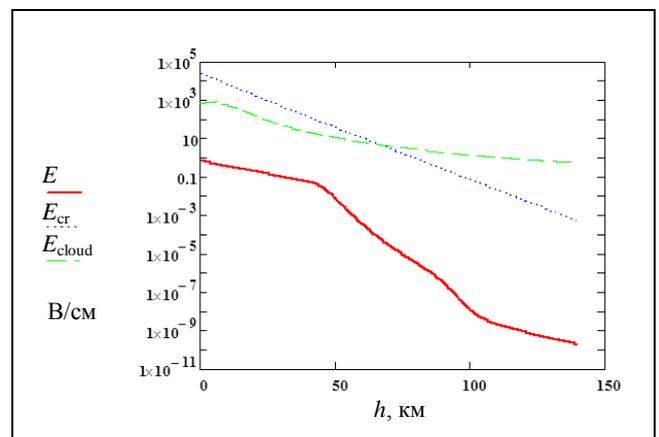


Рис. 15. Распределения: сплошная линия – поля облака перед молниевым разрядом, пунктирная линия – поля облака без учета проводимости среды; точечная линия – критическое поле.

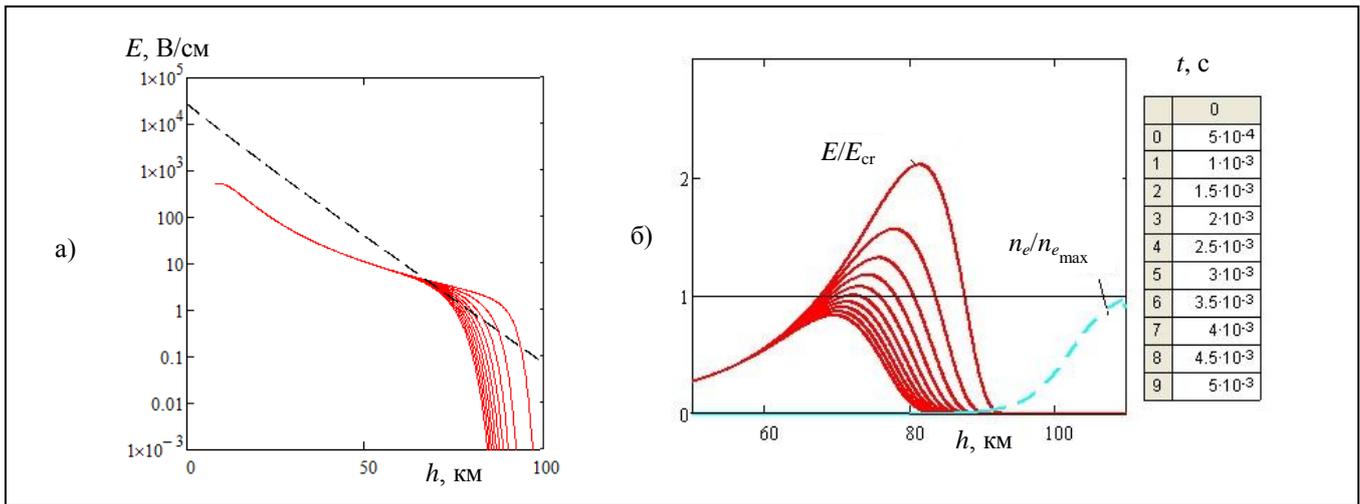


Рис. 16. а) – поле поляризации; б) – его отношение к критическому значению. Моменты времени после молниевое разряда указаны в таблице.

Поскольку время пролета электромагнитной волны от разряда до ионосферы (~3 мс) сопоставимо с длительностью молниевое разряда (<1 мс), то качественные выводы расчета, проведенного в электростатическом приближении, о роли поля поляризации в процессе нуждаются в проверке в рамках электродинамики.

Численное моделирование генерации электромагнитного поля в процессе заряда облака и молниевое разряда

Динамика электромагнитного поля в окрестности грозового облака в процессе медленной зарядки облака, во время и после молниевое разряда исследовалась численно. В отличие от предыдущих исследований (например, [22, 10]) модель учитывала малую, но конечную, проводимость стратосферы и мезосферы и стадию медленной зарядки облака.

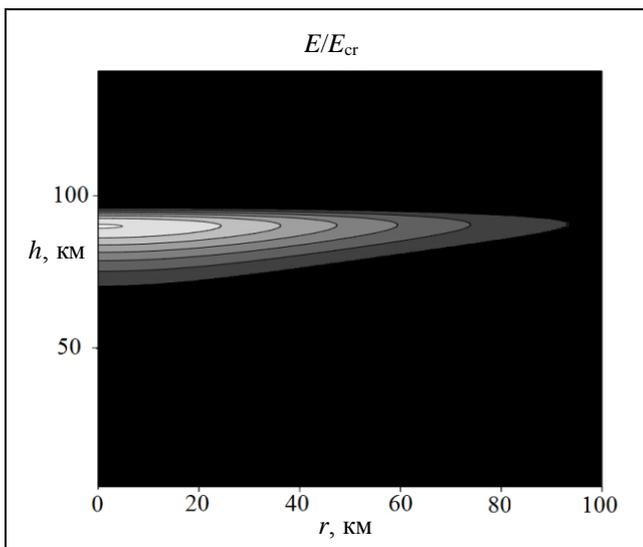


Рис. 17. Область надкритичности электрического поля после молниевое разряда грозового облака

Постановка задачи показана на рисунке 18. Между ионосферой и поверхностью Земли, проводимость которых считаем высокой, на высоте 8 км располагается дискообразное проводящее «облако». Выше 20 км располагается область с конечной проводимостью. Медленный заряд «облака» по линейному закону за время порядка нескольких секунд прерывается коротким замыканием через молниевый канал с известной проводимостью, соединяющий «облако» с землей. 3D-расчет электромагнитного поля осуществляется с помощью стандартного кода.

На рисунке 19 показана зависимость магнитного поля разрядного тока от времени в точке, расположенной на высоте 1 км на расстоянии 1 км от молниевое канала. Максимум магнитного поля соответствует току в молниевом канале 13 кА. Разрядный ток в молниевом канале имеет продолжительность порядка 0,5 мс.

На рисунке 20 представлена зависимость электрического поля от времени над молниевым разрядом для разных значений высоты.

Хотя молниевый разряд завершился за время, меньшее 1 мс, и генерация электромагнитного дипольного излучения завершилась, электрическое поле над облаком под ионосферой на всех высотах

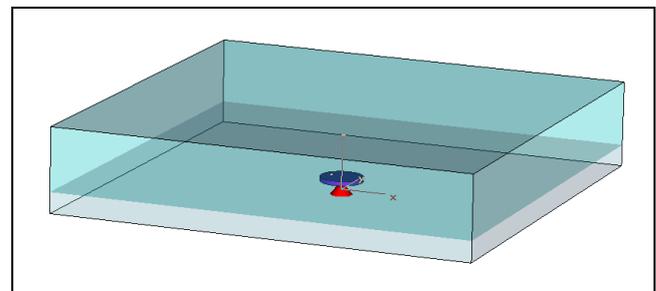


Рис. 18. Геометрия постановки задачи моделирования динамики электромагнитного поля в окрестности грозового облака в процессе медленной зарядки облака, во время и после молниевое разряда

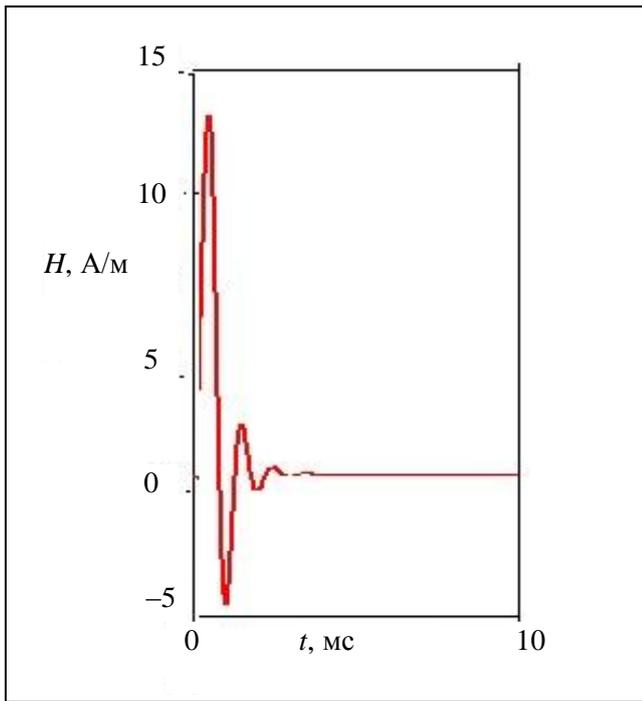


Рис. 19. Поле H на высоте 1 км на расстоянии 1 км от молниевых канала

продолжает существовать в течение десятков миллисекунд. Это поле поляризации, обусловленное разделением зарядов во время медленной зарядки облака. Электромагнитная волна, внесшая свой вклад в максимум поля над облаком, разошлась в волноводном канале земля-ионосфера, покинув зону с радиусом 100 км за время порядка 1 мс. На рисунке 21 показаны пространственные распределения электрического поля на нижней границе ионосферы.

Таким образом, численное моделирование подтвердило, что при учете конечной проводимости пространства между ионосферой и облаком в зоне с радиусом порядка 100 км электрическое поле после молниевых разряда сохраняется десятки миллисекунд.

Возникновение плазменного слоя на нижней границе ионосферы

Превышение электрического поля над критическим значением на высотах 70...90 км в

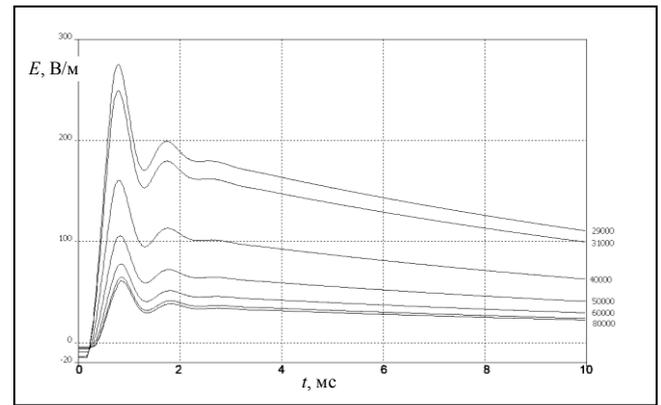


Рис. 20. Зависимость электрического поля от времени над молниевым разрядом для разных значений высоты. Цифры у кривых – высота в метрах.

несколько раз, возникающее после молниевых разряда, вызывает бурную ионизацию в этой зоне. Исследование этого процесса проведем путем численного моделирования в 1D-постановке с использованием полученных ранее данных об электропроводности атмосферы и выражения (8) для модельного описания распределения по высоте исходного поля грозового облака, схема которого представлена на рисунке 14.

Динамика процесса описывается системой уравнений (10).

$$\begin{cases} \frac{\partial n_-}{\partial t} = K_a \left(\frac{E}{N(z)} \right) N(z) n_e - \beta_i n_- n_+ \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} = K_i \left(\frac{E}{N(z)} \right) N(z) n_e - \beta_e n_e n_+ + \Psi(z), \\ n_e = n_+ - n_- \\ \frac{\partial E}{\partial t} = -4\pi\sigma_{\text{tot}}(z)E + \frac{\partial E_{\text{cloud}}(z,t)}{\partial t} \end{cases}, \quad (10)$$

Константы реакций диссоциативного прилипания $K_a(K/N)$, ионизации электронным ударом $K_i(E/N)$, коэффициенты ион-ионной β_i и ион-электронной β_e рекомбинации взяты для воздушной смеси. Зависимость $\sigma_{\text{tot}}(z)$ определяется выражениями (4) и (5). Собственное поле облака E_{cloud} сначала нарастает во время заряда облака по заданному закону (9) до момента

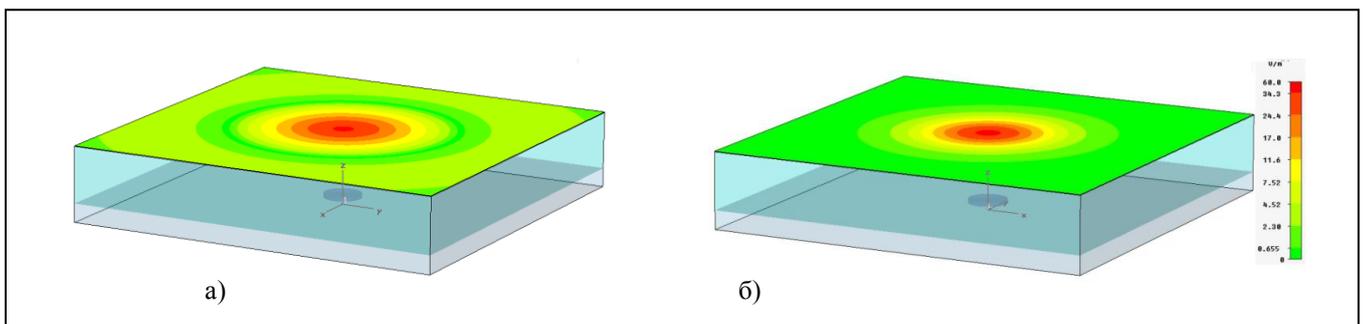


Рис. 21. Пространственные распределения электрического поля на нижней границе ионосферы через: а) – 1 мс; б) – через 1 мс с момента начала молниевых разряда.

времени t_0 , после которого начинается молниевый разряд

$$E_{\text{cloud}}(z, t) = E_{\text{cloud}}^0(z) \begin{cases} 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{ch}}}}, & \text{if } t < t_0 \\ \cos(\Omega(t - \tau_{\text{ch}})) e^{-\delta\Omega(t - \tau_{\text{ch}})}, & \text{if } t > t_0 \end{cases}$$

Молниевый разряд моделируется затухающими колебаниями контура, образованного емкостью облака на землю и индуктивностью с сопротивлением молниевое канала. Собственная частота контура определяется геометрическими параметрами модели (рис. 14).

$$\Omega \approx \frac{c}{L_c \sqrt{\pi \cdot \ln\left(\frac{2h_0}{a_d}\right)}}$$

Затухание колебаний δ выбрано равным 0,4. На рисунке 22 показаны зависимости собственного электрического поля облака и тока в молниевом канале, нормированные на максимальные значения при $t > t_0$.

Результаты моделирования представлены на рисунке 23.

Как видно, за время молниевое разряда у нижней границы ионосферы возникает слой ионизации, который сохраняется длительное время. Электрическое поле внутри возникшего слоя мало, так что диссоциативное прилипание перестает играть заметную роль. Трехтельное прилипание также несущественно, поскольку концентрация молекул мала на высотах генерации слоя ионизации. Время жизни слоя определяется рекомбинацией и измеряется часами. Возникновение слоя ионизации носит характер лавины ионизации, которая распространяется вниз со скоростью порядка 10^8 см/с, пока не достигнет границы надкритичности электрического поля. Возникший слой ионизации заполняет всю зону надкритичности электрического поля (рис. 17).

Свечение области ионизации, обусловленное возбуждением молекул горячими электронами, имеет место, если электрическое поле сопоставимо с критическим. В этом случае температура электронов, зависящая от параметра E/N , достаточна для возбуждения молекул. Естественно предположить, что мощность излучения слоя пропорциональна мощности его омического нагрева. Интегрирование по глубине слоя дает зависимость, из которой следует, что свечение продолжается лишь в течение развития лавины и прекращается при ее останове на границе области надкритичности. Это время составляет величину порядка 1 мс. Свечение области ионизации, возникающей во время грозы на высоте

70...90 км при длительности порядка одной миллисекунды, ассоциируется с наблюдением «эльфов».

Хотя возникший слой ионизации прекращает светиться, его продолжительное существование оказывает влияние на распределение электрического поля и дальнейшие события.

Механизм возникновения «спрайтов»

Фронт лавинной ионизации неустойчив по отношению к крупномасштабным возмущениям его поверхности [23]. Любой выступ на плоской поверхности обкладки конденсатора приводит к возрастанию напряженности электрического поля на выступе. Скорость фронта лавины ионизации определяется выражением

$$V_{fr} = 2\sqrt{D_e(v_i - v_a)} \quad (11)$$

где D_e – коэффициент свободной электронной диффузии [24],

$$v_a = K_a \left(\frac{E}{N(z)} \right) N(z)$$

– частота диссоциативного прилипания и

$$v_i = K_i \left(\frac{E}{N(z)} \right) N(z)$$

– частота ионизации электронным ударом.

Величина выступа растет тем быстрее, чем больше выступ. Поскольку частота ионизации возрастающая функция электрического поля, то скорость выступающей части фронта превышает скорость невозмущенного фронта.

Для оценки аппроксимируем форму выступа эллипсоидом вращения с осью, направленной нормально к поверхности слоя ионизации, и наполовину погруженного в него (рис. 24, а). Проводимость слоя, как показывают расчеты, изложенные ранее, достаточно высока для полной

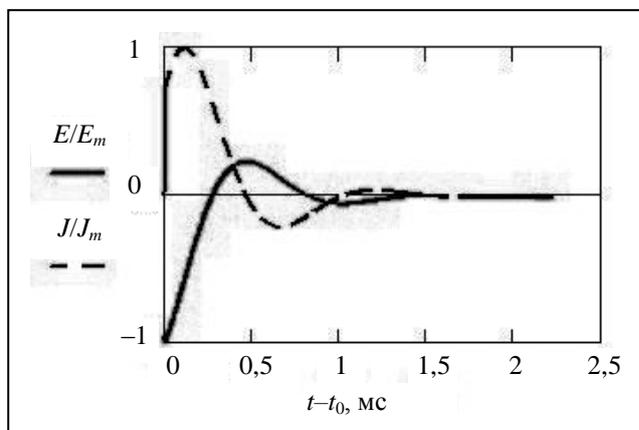


Рис. 22. Зависимости собственного электрического поля облака и тока в молниевом канале, нормированные на максимальные значения, при $t > t_0$

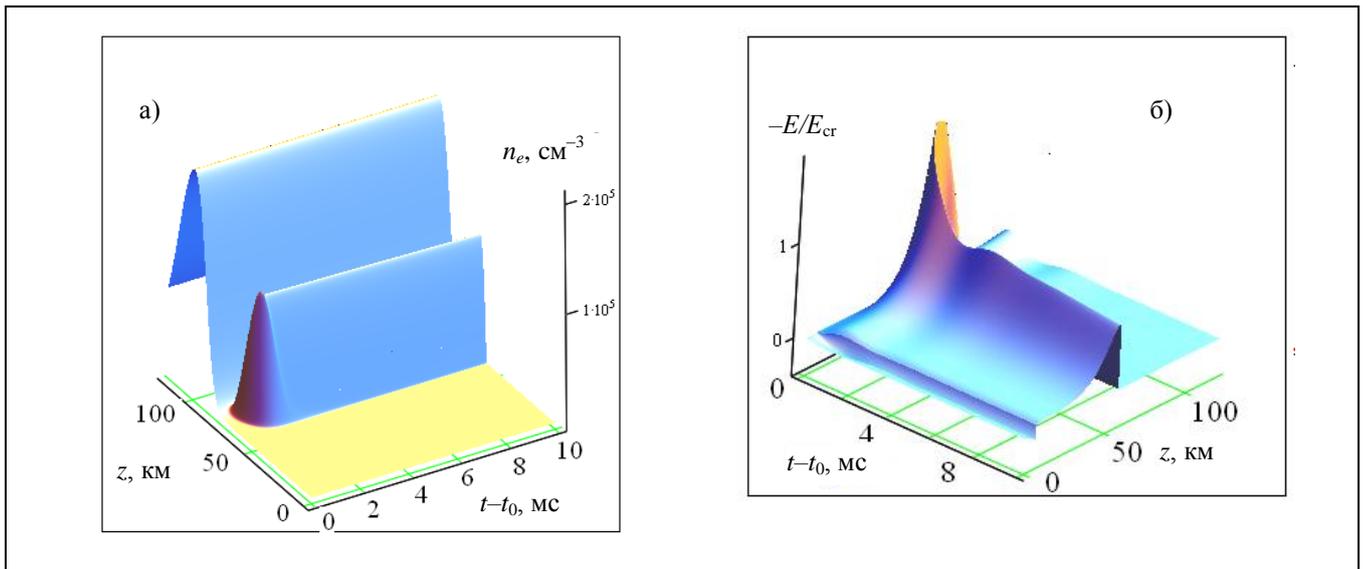


Рис. 23. Ионизация в зоне надкритичности электрического поля: а) – электронная концентрация; б) – электрическое поле.

экранировки электрического поля за время порядка микросекунды. Поэтому для оценки увеличения поля на вершине выступа можно слой и выступ считать идеально проводящими и применить известную формулу для идеально проводящего эллипсоида во внешнем поле

$$Q(a,b) \equiv \frac{E_m}{E_0} = \begin{cases} \frac{2e_{\text{long}}^3}{1-e_{\text{long}}^2} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{1+e_{\text{long}}}{1-e_{\text{long}}}\right) - 2e_{\text{long}}}, & a > b \\ e_{\text{long}} = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}, & a > b \\ \frac{e_{\text{flat}}^3}{1+e_{\text{flat}}^2} \cdot \frac{1}{e_{\text{flat}} - \text{arctg}(e_{\text{flat}})}, & a < b \\ e_{\text{flat}} = \sqrt{\left(\frac{b}{a}\right)^2 - 1}, & a < b \end{cases} \quad (12)$$

где b – радиус основания эллипсоидального выступа; a – его высота.

Зависимость (12) показана на рисунке 24, б.

Применив для простоты известную аппроксимацию суммы частот ионизации и прилипания [25]

$$v_i - v_a = v_a \left(\left(\frac{E}{E_{cr}} \right)^\beta - 1 \right), \quad \beta \approx 5,34$$

и используя формулу (11), оценим скорость развития выступов в координатах фронта

$$\frac{da}{dt} = V_{fr} \left(\frac{\sqrt{\left(\frac{E}{E_{cr}} Q(a,b) \right)^\beta - 1}}{\sqrt{\left(\frac{E}{E_{cr}} \right)^\beta - 1}} - 1 \right). \quad (13)$$

Для малых значений a справедливо приближение

$$Q(a,b) \approx 1 + \frac{\pi a}{2b}, \quad a \ll b. \quad (14)$$

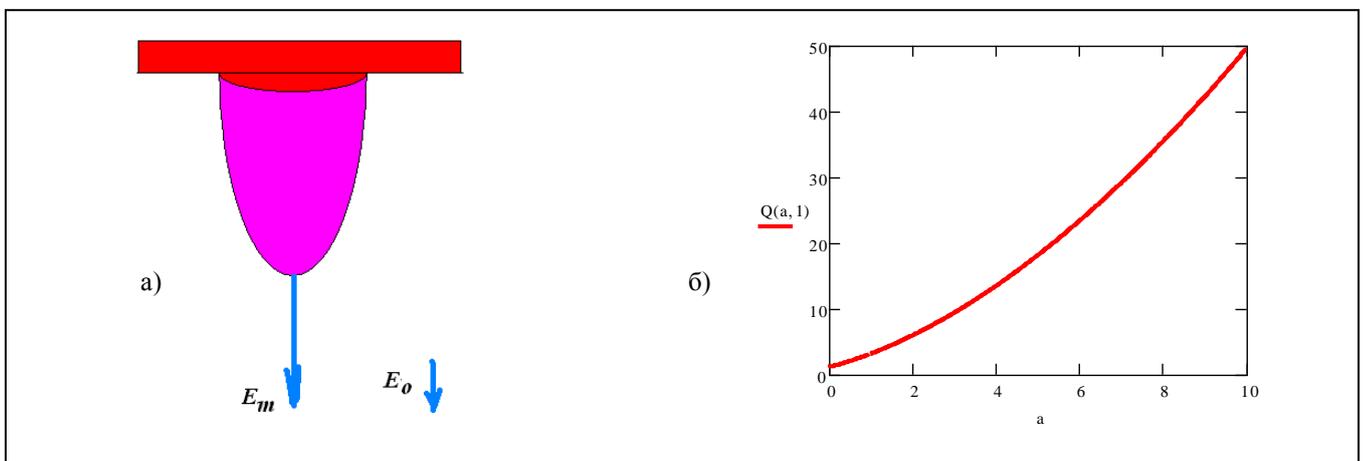


Рис. 24. а) – аппроксимация формы выступа; б) – зависимость при $b=1$.

С учетом (14) нетрудно получить инкремент развития выступов

$$\gamma_{\max} \approx \frac{V_{fr}}{b} \frac{\beta}{4} (E/E_{cr})^\beta.$$

Мелкомасштабные неоднородности электронной концентрации в нижней ионосфере с горизонтальными размерами от нескольких сотен метров до десятков километров образуются в результате турбулентности, возбуждаемой многочисленными причинами (ветры, электрические магнитосферные токи, гравитационно-акустические волны и пр.) [26]. Наивероятный пространственный масштаб неоднородностей электронной концентрации на высотах 80...400 км составляет величину в несколько километров, а относительная интенсивность флуктуаций порядка 10^{-2} . Положив $V_{fr} = 10^8$, $\hat{\epsilon} = 1$

$$b = 3, \hat{\epsilon} = 1 \quad (15)$$

$$E/E_{cr} = 1,5$$

$$a(t=0) = 0,03, \hat{\epsilon} = 1$$

получим оценочное значение инкремента $\gamma \approx 10^4 \text{ c}^{-1}$. Однако с ростом выступа растет и надкритичность E/E_{cr} на его вершине. Соответственно, растет и инкремент. В нелинейном случае развитие определяется уравнением (13). Его решение, для рассматриваемого случая (14), приведенное на рисунке 25, носит взрывной характер. Спустя время порядка 100 мс медленный рост сменяется стремительным развитием, и за десяток микросекунд выступ вырастает до 30 км.

В реальных условиях фронт ионизации еще перемещается в пределах зоны надкритического поля, в то время как вершина выступа находится уже далеко в подкритическом поле. Таких выступов может быть несколько. Рассмотренные выступления, результат неустойчивости фронта ионизации, и

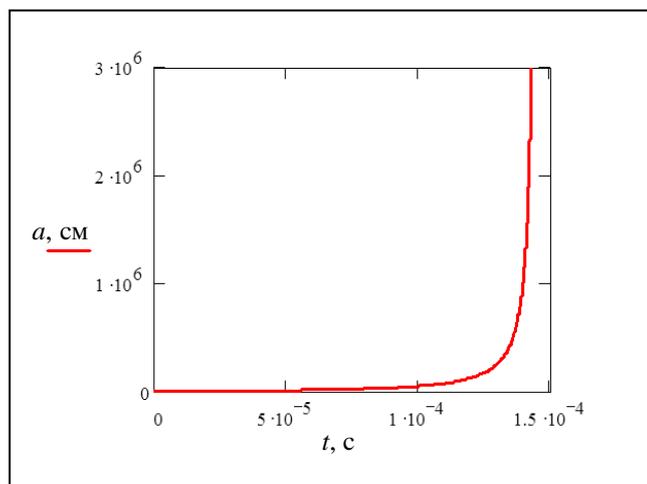


Рис. 25. Решение уравнения (13) для условий (15), описывающего динамику развития «спрайта»

есть наблюдаемые явления типа «спрайтов» (рис. 2, 3).

Отметим, что «эльф» уже погас, поскольку его нижний фронт достиг границы надкритичности, и электрическое поле в нем уже релаксировало. А «спрайты» ярко светятся, поскольку их рост сопровождается протеканием тока, выносящего заряд на вершины выступов.

Поле на вершине единичного выступа, достигшей высоты h , остается на всех высотах больше критического (кривая (c) на рисунке 26). Однако в системе выступов поле на их вершинах растет с их длиной до величины, сопоставимой с расстоянием между ними. Для системы выступов поле на их вершинах превышает критическое до высот h , не ниже некоторого значения (кривая (b) на рисунке 26).

По мере развития острые пики выступов иницируют сети тонких стримерных каналов (рис. 27 [7]), выполняя роль инициатора, без которого стримерный разряд не может возникнуть в подкритическом поле. Хотя молниевый разряд и связанное с ним электромагнитное поле закончились, разрядные процессы продолжают в поле поляризации, черпая от него энергию, необходимую для ионизации и нагрева каналов.

На стримерную природу филаментарных структур, являющихся продолжением крупномасштабных выступов, было указано еще в работе [27]. Однако, вопрос об инициации стримерного разряда в подкритическом поле оставался открытым. В качестве инициаторов привлекались треки космических частиц высоких энергий, метеорные следы, и даже «убегающие электроны» [28].

Наличие крупномасштабных выступов, надежно обеспечивающих инициацию стримерных каналов, делает другие факторы необязательными.

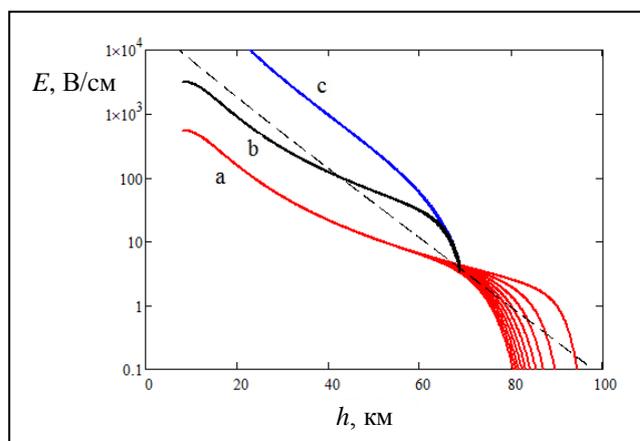


Рис. 26. Зависимость электрического поля от высоты: a – поле под слоем ионизации в отсутствие выступов (то же, что на рис. 15); b – поле на вершинах системы выступов; c – поле на вершине единичного выступа; пунктир – критическое поле.

Описанные газоразрядные процессы, определяемые в литературе как «эльфы» и «спрайты», сопровождаются УФ- и ИК-излучениями, которые и могут быть источниками сигналов, регистрируемых на спутниках «Татьяна» и других.

Автор благодарит Бориса Хренова, привлекая его внимание к интереснейшей проблеме высотных разрядов, и участников семинара теоретического отдела ИОФАН н/р А.А. Рухадзе за конструктивное обсуждение.

Контактная информация:

E-mail: k.v.k@home.ptt.ru.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Boeck W.L., Vaughan O.H., Blakeslee R.J.** et al. Observations of lightning in the stratosphere // *J. Geophys. Res.* 1994. 100. D1.
2. **Boeck W.L., Vaughan O.H., Blakeslee R.J.** et al. The role of the space shuttle videotapes in the discovery of sprites, jets and elves // *Jour. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 1998. 60.
3. **Franz R.C., Nemzek R.J., Winckler J.R.** Television image of a large upward electric discharge above a thunderstorm system. *Science*, 249, 48–51, doi:10.1126/science.249.4964.48.(1990).
4. **Sentman D.D., Wescott E.M.** Observations of upper atmospheric optical flashes recorded from an aircraft. *Geophys. Res. Lett.*, 20, 2857–2860, doi:10.1029/93GL02998 (1993).
5. **Lyons W.A.** Characteristics of luminous structures in the stratosphere above thunderstorms as imaged by low-light video. *Geophys. Res. Lett.*, 21, 875–878, doi:10.1029/94GL00560 (1994).
6. **Sentman D.D., Wescott E.M., Osborn D.L.** et al. Preliminary results from the Sprites94 aircraft campaign. 1. Red sprites, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1205–1208, doi:10.1029/95GL00583. 1995.
7. **Cummer S.A.** Dissertation on Ph.D., Stanford Un. 1997.
8. **Pasko V.P.** Red sprite discharges in the atmosphere at high altitude: The molecular physics and the similarity with laboratory discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2007. 16. doi:10.1088/0963-0252/16/1/S02.
9. **Raizer Y.P., Milikh M., Shneider M.N.** Streamer-and leader-like processes in the upper atmosphere: models of red sprites and blue jets // *Journal of Geophysical Research.* 2010. Vol. 115. a00e42, doi:10.1029/2009ja014645.
10. **Barrington-Leigh Chr.P.** Dissertation on Ph.D. Stanford Un. 2000.
11. **Yair Y., Price C., Levin Z.** et al. Sprite observations from the space shuttle during the Mediterranean Israeli Dust Experiment (MEIDEX) // *Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2003.
12. **Barlington** et al. *JGR.* 2001. 106. 1741.
13. **Cummer S.A., Jaugey N., Li J.** et al. Submillisecond imaging of sprite development and structure. *Geophys. Res. Lett.* 2006. 33. L04104.
14. **Stenbaek-Nielsen H.C., Moudry D.R., Wescott E.M.** et al. Sprites and possible mesospheric effects. *Geophys. Res. Lett.* 2000. 27. 3829–3832, doi:10.1029/2000GL003827.
15. **Blecki J., Parrot M., Wronowski R.** ELF and VLF signatures of sprites registered onboard the low altitude satellite DEMETER. *Ann. Geophys.* 2009. 27, 2599–2605.
16. **Садовничий В.А., Панасюк М.И., Яшин И.В.** и др. Исследования космической среды на микроспутниках «Университетский-Татьяна» и «Университетский-Татьяна-2» // *Астрономический вестник.* 2011. Т. 45. № 1.
17. **Веденькин Н.Н., Гарипов Г.К., Климов П.А.** и др. Атмосферные вспышки в ультрафиолетовом и красном-инфракрасном диапазонах по данным спутника «Университетский-Татьяна-2» // *ЖЭТФ.* 2011. Т. 140. Вып. 3(9).
18. **Pasko V.P., Stenbaek-Nielsen H.C.** *Geophys. Res. Lett.* 2002. Vol. 29 (A10); doi: 10.1029/2001GL014241.
19. **Marshall R.A., Inan U.S.** Possible direct cloud-to-ionosphere current evidenced by sprite-initiated secondary TLEs. *Geophysical Research Letters.* 2007. Vol. 34. L05806, Doi:10.1029/2006gl028511.
20. **Kramers H.A.** The law of dispersion of X-ray absorption and of continuous X-ray spectrum. *Phil. Mag.* 1923. 46. 836.
21. **Имянитов И.М., Чубарина Е.В.** Электричество свободной атмосферы. Л., 1965.
22. **Veronis, G., Pasko V., Inan U.** Characteristics of mesospheric optical emissions produced by lightning discharges // *Journal of Geophysical Research.* 1999. 104. 12. 645 (56).
23. **Ходатаев К.В.** Фронт лавинной ионизации электроотрицательного газа в постоянном электрическом поле // *Физика Плазмы.* 1995. Т. 21. № 7.
24. **Ходатаев К.В., Горелик Б.Р.** Диффузионный и дрейфовый режимы распространения плоской волны ионизации в СВЧ-поле // *Физика Плазмы.* 1997. Т. 23. № 3.
25. **Mayhan J.T.** Comparison of various microwave breakdown prediction models // *J. Appl. Physics.* 1971. Vol. 42.
26. **Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я.** Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984.
27. **Raizer Yu.P., Milikh G.M., Shneider M.N., Novakovski S.V.** Long streamers in the upper atmosphere above thundercloud // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1998. 31. 3255–3264. Printed in the UK PII: S0022-3727(98)94154-7.
28. **Гуревич А.В., Зыбин К.П.** Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // *УФН.* 2001. Т. 171. № 11.

Статья поступила в редакцию 26.12.2011 г.