

УДК 537.5

## ИНИЦИИРОВАНИЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА С МОДЕЛЬНЫХ ГИДРОМЕТЕОРОВ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© 2024 г. И. М. Куцык<sup>а,\*</sup>, Е. И. Бочков<sup>а,\*\*</sup>

*<sup>а</sup>Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Нижегородской обл., Россия*

*\*e-mail: kimsar@list.ru*

*\*\*e-mail: e\_i\_bochkov@mail.ru*

Поступила в редакцию 12.03.2024 г.

После доработки 06.05.2024 г.

Принята к публикации 20.05.2024 г.

Выполнено численное исследование инициирования положительного коронного разряда вблизи модельного гидрометеора в воздухе. В качестве моделей рассмотрены гидрометеоры в форме эллипсоида вращения и цилиндра с двумя полусферами на концах. Получены пороговые характеристики (напряженность внешнего электрического поля, заряд частицы) для гидрометров различного размера и формы при атмосферном давлении 0.4–1 атм. Анализ результатов многочисленных вариантов расчетов показал, что пороговое значение напряженности поля на вершине гидрометеора определяется радиусом кривизны поверхности в этой точке и давлением воздуха. Получена универсальная зависимость приведенной пороговой напряженности поля от произведения радиуса кривизны поверхности на давление воздуха. Результаты моделирования говорят о возможности инициирования коронного разряда в грозовом облаке с вершины гидрометеора длиной менее сантиметра при подпороговой величине приведенной напряженности поля 10–15 кВ/(см·атм).

*Ключевые слова:* коронный разряд, гидрометеор, затравочный электрон

**DOI:** 10.31857/S0367292124070097, **EDN:** OILYOL

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Коронный разряд (корона), согласно [1], представляет собой предшествующую стримеру форму самостоятельного разряда, поддерживаемого процессами фотоионизации и развивающегося в сильно неоднородном электрическом поле. В работах [2, 3] обоснована важная роль коронных разрядов в грозовом облаке. При возникновении коронного разряда на гидрометеорах (далее – ГМ) в грозовых облаках может возникнуть целый ряд процессов, существенных для его эволюции: значительный рост ионизации воздуха, зарядка облачных частиц, образование и разделение зарядов в грозовых облаках и инициирование стримеров.

Проблема инициирования молнии непосредственно связана с инициированием разряда в грозовых подпороговых (с напряженностью поля ниже обычного пробоя) полях и коллективными стримерными процессами [4]. Инициирование положительных коронных разрядов с гидрометеоров приводит к старту положительных стримеров, а система многочисленных положительных стримеров в компактном внутриоблачном разряде (КВР) [5] создает условия для появления лидера молнии. В работе [6] для объяснения наблюдаемых явлений [5] предложена гипотеза “волны стримеризации” – волнового процесса самосогласованного движения поляризованной волны, обусловленной движением стримеров, рождение которых индуцировано полем на границе фронта.

Предполагается, что под действием поля происходит переход коронного микроразряда в стримерную форму. В работе [7] на основе результатов численного моделирования сделан вывод о важности коронных разрядов на предшествующей стадии разряда для старта стримера.

Поскольку дистанционное исследование газоразрядных процессов в облаке весьма затруднено, теоретическое моделирование и экспериментальное лабораторное исследование разрядов с модельных гидрометеоров приобретает особое значение. Простейший модельный гидрометеор имеет сферическую форму. В работе [8] предложена методика вычисления пороговых параметров положительной короны для сферического и цилиндрического электродов. Эта методика была использована для вычисления порога инициирования короны с заряженных капель во влажном воздухе [9] и с заряженных гидрометеоров, имеющих форму вытянутого эллипсоида [10]. Для рассмотренных в [10] эллипсоидов объемом от 42 до 4.2 мм<sup>3</sup> пороговое значение заряда составляет от 495 до 2430 пКл, что превышает верхнюю границу  $Q_{\max} = 400$  пКл, при этом большинство гидрометеоров имеет заряд от 10 до 200 пКл и лишь малая часть от 200 до 400 пКл [11].

В связи с этим целесообразно рассмотреть возможность иницирования разряда с модельного гидрометеора во внешнем электрическом поле. В работе [12] моделировался старт стримера с заряженного гидрометеора во внешнем поле. Такие расчеты довольно трудоемки, и более простое моделирование старта короны представляется вполне целесообразным. Поскольку распределение поля в разных пространственно-временных масштабах и распределение гидрометеоров по размеру, форме, заряду неизвестны, расчеты могут быть полезны для верификации различных теорий, связанных с начальной стадией иницирования грозового разряда.

В данной работе выполнены расчеты порога иницирования положительной короны с модельных гидрометеоров (ГМ) под действием внешнего поля и собственного заряда. Модельный ГМ имеет вытянутую вдоль оси симметрии форму. Рассматривались два вида моделей: эллипсоид (как в расчетах [10–13] и экспериментах [14, 15]) и цилиндр со скругленными краями в виде двух полусфер на торцах (далее просто “цилиндр”) – расчет [7] и эксперимент [14]. Предполагалось, что внешнее поле  $\vec{E}_a$  направлено вдоль оси ГМ. Степень вы-

тянутости ГМ характеризуется отношением продольного  $L$  и поперечного  $D$  размеров  $\eta = L / D$ . В случае эллипсоида это отношение размеров большой  $a$  и малой  $b$  полуосей  $\eta = a / b$ , а для цилиндра –  $\eta = 2 \cdot R_c / L$  ( $R_c$  – радиус цилиндра). В большинстве расчетов  $p = 0.4$  атм, соответствующему высоте наблюдаемых КВР [5], предполагалась высокая проводимость материала модельных гидрометеоров:

## 2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### 2.1. Описание расчетной модели

Численный расчет порога зажигания коронного разряда вблизи сферических ГМ описан в [8]. Эта же методика использована [9] для исследования влияния паров воды на зажигание разряда. В [10] она применена для моделирования старта короны с заряженных ГМ в форме эллипсоидов. Ионизирующие фотоны в коронном разряде рождаются в газе в области сильного поля вблизи поверхности электрода. В методике [8] для упрощения расчетов объемный источник фотонов заменен поверхностным, расположенным на электроде. В случае сферической симметрии ГМ в расчетах он заменяется точечным источником. В [10] предполагалось расположение точечного источника на вершине эллипсоида, что не вполне корректно. В нашей работе мы не используем это упрощение. Это усложняет запись критерия иницирования в виде одной формулы (см. (5) в [8]), поэтому мы кратко опишем алгоритм расчетов.

Электроны лавин, иницируемые свободными электронами, движутся в электрическом поле  $\vec{E} = \vec{E}_a + \vec{E}_\sigma$ , складывающемся из внешнего электрического поля  $\vec{E}_a$  и поля электрических зарядов на поверхности гидрометеора  $\vec{E}_\sigma = \int_S \frac{\sigma(\vec{r})\vec{r}dS}{4\pi\epsilon_0 r^3}$  (интегрирование по поверхности ГМ,  $\vec{r}$  – радиус-вектор из точки поверхности в точку наблюдения).

Предварительно вычислялась плотность заряда на поверхности ГМ. Для заряженного проводящего эллипсоида плотность зарядов в точке с координатами  $(x, y, z)$  рассчитывалась так  $\sigma(x, y, z) = \frac{Q}{4\pi abc} \left( \frac{x^4}{c^4} + \frac{y^2}{b^4} + \frac{z^2}{a^4} \right)^{-1/2}$  [16] (здесь координаты точки поверхности в декартовой системе координат, начало которой в центре эллипсоида, оси  $x, y$  – перпендикулярны оси симмет-

рии  $z$ ;  $a, b, c$  – размеры полуосей эллипсоида). В данной работе рассматриваются ГМ, симметричные относительно оси  $z$ , поэтому  $a > b = c$ . Для проводящего эллипсоида во внешнем поле, направленном вдоль оси симметрии,  $\sigma(x, y, z) = \sigma_0 \cdot n_z(x, y, z)$ , где  $\vec{n}(x, y, z)$  – единичный вектор нормали к поверхности. Плотность заряда на вершине ГМ связана с величиной  $E_0$  напряженности поля в этой точке  $\sigma_0 = E_0 / \epsilon_0$ . Обозначим усиление поля на вершине эллипсоида  $\Theta_{El} = E_0 / E_a$ . Величина усиления в общем случае определяется из  $1 / \Theta_{El} = 0.5abc \int_0^\infty \frac{d\zeta}{(\zeta + a^2) \cdot R_\zeta}$  [16],

где  $R_\zeta = \sqrt{(\zeta + a^2) \cdot (\zeta + b^2) \cdot (\zeta + c^2)}$ . Емкость эллипсоида рассчитывалась из выражения  $1 / C_{El} = 0.5abc \int_0^\infty \frac{d\zeta}{R_\zeta}$  [16].

В случае цилиндрического ГМ распределение  $\sigma$  на поверхности находилось с помощью предварительных численных расчетов. Вычислялась также зависимость  $\Theta_c(\eta)$  и емкость цилиндра  $C_c = 4\pi\epsilon_0 \cdot R_c \cdot F(\eta)$ , где  $F$  функция, близкая к линейной. Также вычислялся коэффициент  $G(\eta)$ , связывающий потенциал  $U$  заряженного цилиндра с напряженностью поля на его вершине  $E_0 = (U / R_c) \cdot G$ . На рис. 1 представлены результаты расчетов важных параметров  $\Theta_c, F, G$ , определяющих усиление поля на вершине, емкость, связь поля на вершине заряженного ГМ с его потенциалом для цилиндрических ГМ различной формы.

Пороговые характеристики инициирования коронного разряда вычислялись следующим образом. Предполагается движение вдоль силовых линий поля электронных лавин, инициируемых

электронами, распределенными с плотностью  $\rho_e(\vec{r})$  в объеме области ионизации. Силовая линия, проходящая через точку  $\vec{r}$ , пересекает поверхность ГМ в точке  $\vec{r}_s = \mathfrak{R}(\vec{r})$ . Коэффициент усиления лавины  $K(\vec{r})$ , равный числу длин усиления вдоль траектории  $\zeta$ , начинающейся в т.  $\vec{r}$  и оканчивающейся на электроде, рассчитывался

$K(\vec{r}) = \int_\zeta \alpha_{ef}(E(\zeta), p) d\zeta$ , где  $\alpha_{ef}$  – эффективный коэффициент Таунсенда [8]. Поверхностная плотность электронов, достигших электрода, определялась путем вычисления интеграла  $w_e(\vec{r}_s) = \int_V \rho_e(\vec{r}) \cdot \exp(K(\vec{r})) \cdot \delta(\mathfrak{R}(\vec{r}) - \vec{r}_s) dV$ , при интегрировании по объему области ионизации. Объемная плотность электронов, рожденных ионизирующими фотонами, вычисляется интегрированием по поверхности электрода

$\rho_e(\vec{r}) = \xi \cdot \beta \cdot \int_S w_e(\vec{r}_s) \cdot g(|\vec{r} - \vec{r}_s|) ds$ . Выход ионизирующих фотонов характеризуется величиной  $\xi\beta$ , приведенной в [8]. Зависимость плотности вероятности рождения фотоэлектронов от расстояния  $r'$  до точечного источника  $g(r')$  взята из [8]. Общее число фотоэлектронов  $N_e = \int_V \rho_e(\vec{r}) dV$ . Расчетная область ограничена поверхностями  $\alpha_{ef} = 0$ , ГМ (электрода) и конуса с углом  $\theta < \pi / 2$  ( $\theta$  – полярный угол относительно центра кривизны вершины ГМ и оси симметрии). При заданной конфигурации электрического поля, определяемой поверхностной плотностью зарядов  $\sigma(\vec{r}_s)$ , с помощью численного моделирования рассчитывались величины  $K(\vec{r})$  и  $G(\vec{r})$ . Задавалась начальная плотность электронов  $\rho_e(\vec{r}) = \rho_0(\vec{r})$  и вычислялась последовательность значений плотности фотоэлектронов  $N_e^{it}$  ( $it$  – номер итерации).

Пороговая напряженность внешнего поля  $E_{th}$  или собственного заряда  $Q_{th}$  соответствует сходящейся к ненулевой величине последовательности  $N_e^{it} = N_e^{it-1}$ .

## 2.2. Результаты расчетов и их обсуждение

Расчеты порога коронирования для заряженных сферических ГМ различного радиуса показали хорошее согласие полученных пороговых значений  $K_{max}$  (вдоль траектории, совпадающей с осью симметрии) с результатами расчетов [8]. Важным пороговым параметром является величина напряженности электрического поля  $E_s$  на поверхности сферы (вершине ГМ). Расчетные

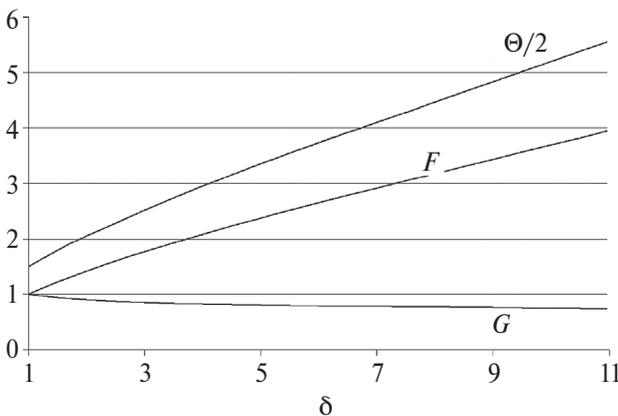


Рис. 1. Зависимость параметров цилиндрического ГМ  $\Theta_c, F, G$  от геометрического параметра  $\eta$ .

зависимости приведенной пороговой напряженности  $E_s / p$  от величины  $R_{cur} \cdot p$  для сферических ГМ при давлениях  $p = 0.4$  атм и  $p = 1$  атм приведены на рис. 2. На этом же рисунке представлены данные расчетов [8, 9] порога инициирования для сферы. Поскольку в [8] приведены только пороговые значения  $K_{max}$ , величина поля на поверхности сферы восстанавливалась, исходя из величины  $K_{max}$  с использованием зависимости  $\alpha_{ef}(E, p)$ , приведенной в этой работе. Согласие полученных величин  $E_s$  [8] с нашими данными хорошее. Результаты [9] отличаются на 10–15% от полученных нами, что объясняется, скорее всего, различием использованных в расчетах величин  $\alpha_{ef}(E, p)$ . Такое расхождение не принципиально для наших целей.

Для выявления области, наиболее важной для воспроизводства электронов и поддержания разряда, мы варьировали размер расчетной области по радиусу и полярному углу (относительно центра кривизны вершины ГМ). Границу значимой с точки зрения формирования обратной связи области можно грубо определить по резкому уменьшению отношения  $N_e^{it} / N_e^{it-1}$  при изменении границ расчетной области при неизменной плотности поверхностного заряда границы ГМ. Варьирование границы по радиусу показало, что

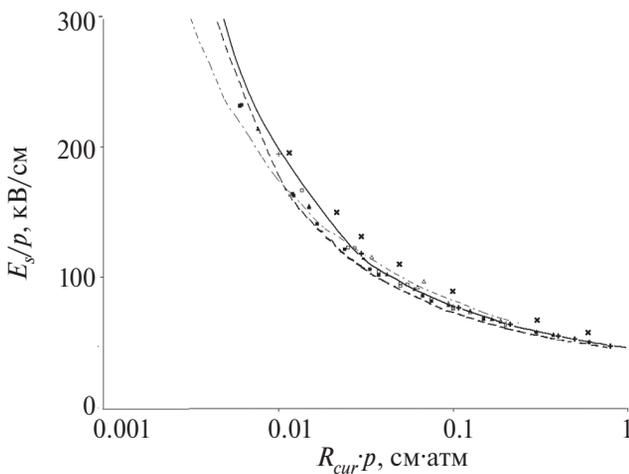
наибольший вклад в формирование обратной связи (зажигание короны) вносит участок начального усиления лавины (первые одна–две длины усиления, считая от верхней границы зоны ионизации). Варьирование угла, ограничивающего расчетную область, показало значимость области полярного угла  $\theta < 0.2$ .

Возможен и несколько другой подход к определению значимой области разряда с точки зрения вероятности инициирования короны затравочными электронами: старт затравочных электронов в этой области обеспечивает наибольшее число вторичных электронов и воспроизведение лавины. В этом варианте расчетов начальное распределение электронов сводилось к заполнению одной ячейки. Величина поля соответствовала предварительно найденному пороговому значению. При таком инициировании последовательность  $N_e^{it}$  выходит на стационарное значение  $P$ , пропорциональное вероятности инициирования разряда единичным электроном. Ячейки с наибольшими значениями  $P$  расположены вблизи оси разряда на первых 1–2 длинах усиления. Для радиального распределения вероятности эффективный радиус инициирования  $r_{ini}(z)$  в плоскости, перпендикулярной оси  $z$ , можно определить из соотношения  $\pi R_{ini}^2 \cdot P(r = 0, z) = \int P(r, z) 2\pi r dr$ .

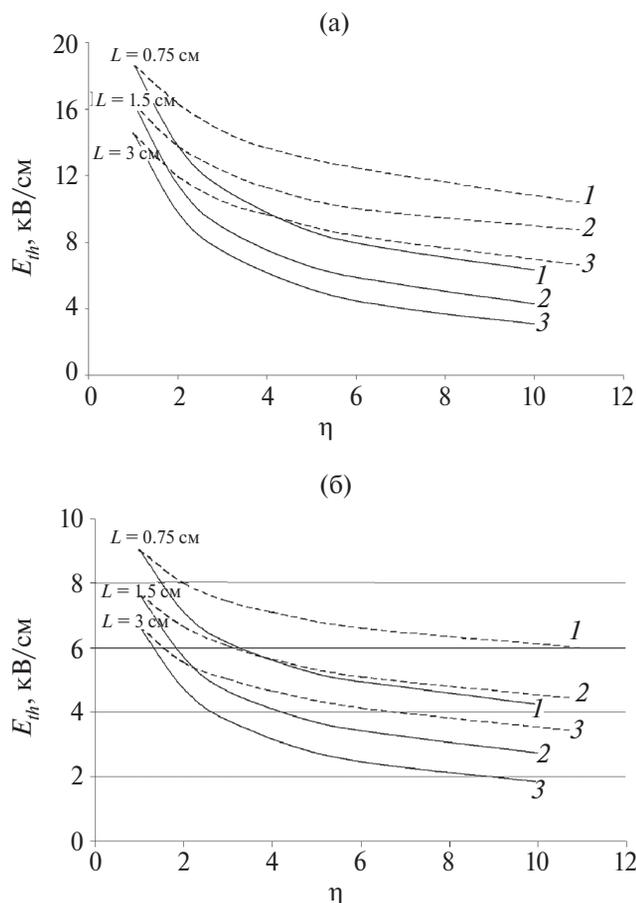
В расчетах для сферических ГМ во внешнем поле при  $R_{sph} \in [0.05, 1]$  см радиальный размер области инициирования составляет  $r_{ini} / R_{sph} \approx 0.45–0.29$  для  $p = 0.4$  атм, и  $r_{ini} / R_{sph} \approx 0.4–0.22$  для  $p = 1$  атм. Близкие результаты получены для эллипсоидов. Для простоты будем полагать  $r_{ini} = 0.33 R_{cur}$ , где  $R_{cur}$  – радиус кривизны поверхности вблизи вершины ГМ.

Выполнена серия расчетов величины порогового значения внешнего поля  $E_{th}$  для эллипсоидов с различными размерами большой и малой полуосей. На рис. 3 а,б представлены результаты расчетов величины  $E_{th}$  порогового значения внешнего поля при давлениях  $p = 0.4$  и 1 атм для различных значений параметра  $\eta$ . На этих же рисунках приведены результаты аналогичных расчетов для цилиндров. На рис. 2 приведены пороговые значения приведенной напряженности поля на вершине эллипсоидов и цилиндров в зависимости от параметра  $R_{cur} p$ .

Анализ результатов, представленных на рис. 3 и 4, позволяет сделать следующие выводы. Увеличение размера  $L$  при сохранении формы ГМ приводит к уменьшению порога  $E_{th}$ . При фикс-



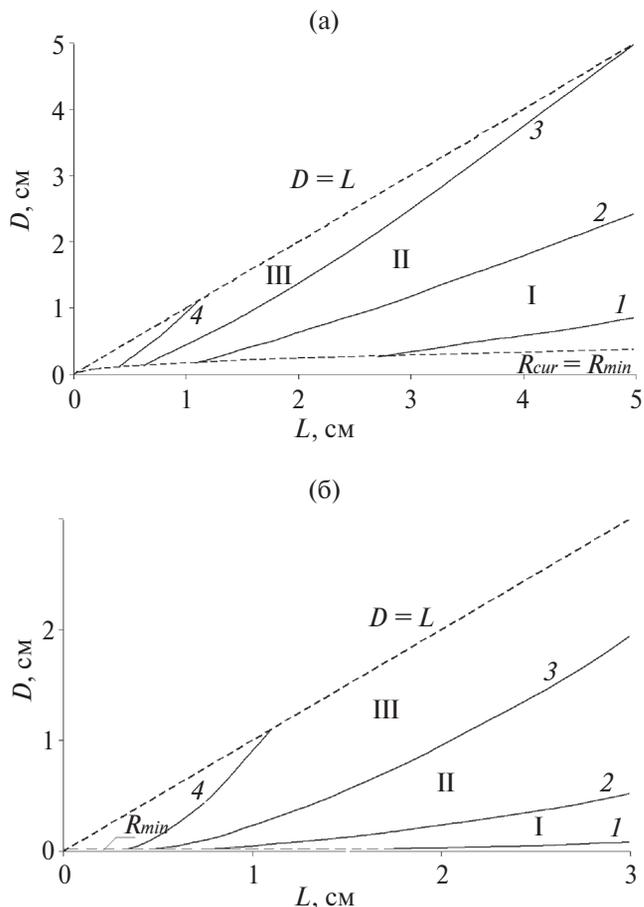
**Рис. 2.** Зависимости пороговой приведенной напряженности поля на поверхности ГМ от произведения радиуса ее кривизны на давление. Сплошная и прерывистая кривые соответствуют сферическому ГМ при  $p = 1$  атм и  $p = 0.4$  атм, штрихпунктирная – заряженным эллипсоидам (расчет [10]). Маркерами + и × отмечены результаты расчетов [8] и [9] для сферических ГМ при  $p = 1$  атм. Черные маркеры соответствуют расчетам для эллипсоидов, а белые – для цилиндров; квадраты –  $p = 0.4$  атм и треугольники –  $p = 1$  атм.



**Рис. 3.** Зависимость порогового поля  $E_{th}$  от параметра  $\eta$  (отношение продольного и поперечного размеров ГМ) для следующих условий: а) давление  $p = 1$  атм, фиксированная длина ГМ; б) давление  $p = 0.4$  атм, фиксированная длина ГМ. Сплошные кривые – расчеты для цилиндров, прерывистые – для эллипсоидов. Цифры 1, 2, 3 возле кривых соответствуют  $L = 0.75, 1.5, 3$  см.

сированном  $L$  уменьшение поперечного размера также приводит к уменьшению  $E_{th}$ .

Определим минимальный продольный размер ГМ, необходимый для инициирования разряда в заданном поле. На рис. 4а,б представлены кривые  $i = 1, 2, 3, 4$ , их точки – продольный и поперечный размеры ГМ, для которых при  $p = 0.4$  атм  $E_{th}^i = 2, 4, 6, 8$  кВ/см (соответственно  $E_{th}^i / p = 5, 10, 15, 20$  кВ/(см·атм)). Эти кривые делят плоскость рисунка на области I–III с различными значениями пороговой напряженности поля. Для точек, принадлежащих области I, пороговая напряженность поля  $2 \text{ кВ/см} < E_{th} < 4 \text{ кВ/см}$ ; для области II –  $4 \text{ кВ/см} < E_{th} < 6 \text{ кВ/см}$  и для III –  $6 \text{ кВ/см} < E_{th} < 8 \text{ кВ/см}$ . При напряженности внешнего поля, соответствующей области I,



**Рис. 4.** Размеры ГМ (а – для эллипсоидов и б – для цилиндров), отвечающие заданному пороговому значению  $E_{th}$ . Давление  $p = 0.4$  атм. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям напряженности поля  $E_{th} = 2, 4, 6, 8$  кВ/см. Прерывистыми линиями изображены кривые  $D = L$  и  $R_{cur} = R_{min}$ .

иницирование возможно лишь для очень крупных ГМ длиной  $L > 1$  см. Для области III минимальная длина  $L \sim 0.5 - 1$  см и для III минимальная  $L \sim 0.35 - 0.5$  см. Величина  $E_{th} = 2$  кВ/см близка к максимальным наблюдаемым значениям в грозовом облаке [4], а другие величины  $E_{th}^i$  соответствуют предполагаемым значениям поля в областях локального усиления.

В расчетах, результаты которых представлены на рис. 3, пороговый коэффициент усиления лавины  $K_{max}$  для эллипсоидов лежит в интервале от 9.29 до 10.2 при  $p = 0.4$  атм и от 9.8 до 12.15 при  $p = 1$  атм; для цилиндров от 8.429 до 9.0 при  $p = 0.4$  атм и от 9.5 до 10.6 при  $p = 1$  атм. В работе [13] на основании численного моделирования инициирования стримера вблизи диэлектрика при многоэлектронном иницировании утверждается, что в этом случае пороговая величина

$K \approx 10$ , т. е. вдвое меньше критерия Мика [1]. Сравнивая полученные в наших расчетах пороговые значения усиления лавины с этой величиной, можно предположить переход коронного разряда в стримерную форму сразу после инициирования.

В работе [10], посвященной вычислению порога инициирования положительной короны вблизи заряженного эллипсоида, предложен следующий способ вычисления порогового внешнего поля инициирования короны с проводящего эллипсоида. Поле  $E_{th}$  вычислялось из предположения, что инициирование короны происходит, когда напряженность поля  $E_0$  на вершине ГМ достигает порогового значения, не зависимо от способа создания поля (поляризация во внешнем поле или собственный заряд). Это предположение, естественно, требует проверки. Нетривиальность близости пороговых величин поля  $E_0$  при различном способе инициирования короны очевидна при сравнении заряженной сферы и той же сферы без заряда, но во внешнем поле. Даже при одинаковом максимальном значении поля на поверхности ГМ конфигурации поля отличаются, т. к. отличаются радиальная зависимость поля на оси симметрии и угловое распределение  $\sigma(\theta)$ .

Были выполнены расчеты  $E_{th}$  по нашей программе для нескольких вариантов эллипсоидов в диапазоне  $1 \leq \delta < 10$  из числа приведенных на рис. 8 в [10]. Отличие результатов наших расчетов и данных [10] около 1%, за исключением краев интервала  $\eta$ , где разность составила 5% и 7%, соответственно. На рис. 7а, в [10] приведены результаты расчета  $E_{th}$  для заряженных эллипсоидов. Мы сравнили эти данные с результатами нашими расчетами тех же вариантов размеров ГМ, но во внешнем поле и с нулевым зарядом. Для рассмотренных в [10] ГМ объемом  $V = 0.01 \text{ см}^3$ ,  $0.05 \text{ см}^3$ ,  $0.1 \text{ см}^3$  при давлении  $p = 0.5 \text{ атм}$  и  $p = 1 \text{ атм}$ . и величине  $2 < \eta < 10$  различия  $E_{th}$  менее 10% для  $V = 0.01 \text{ см}^3$  и менее 5% для  $V = 0.05 \text{ см}^3$  и  $0.1 \text{ см}^3$ . На рис. 2 приведена зависимость  $E_s / p$  от  $(R_{cur} \cdot p)$  для заряженных эллипсоидов [10]. Представленные результаты находятся в хорошем согласии с результатами наших расчетов.

Расчеты для заряженного цилиндра и цилиндра во внешнем поле также показали, что в обоих случаях пороговые значения  $E_s / p$  близки к соответствующим значениям для эллипсоидов при одинаковых значениях  $R_{cur} p$ .

Результаты численного моделирования позволяют сделать следующий вывод. В традиционном для газоразрядных процессов представлении зависимости приведенного порогового поля  $E_s / p$  от  $R_{cur} p$ , полученные для сферических заряженных ГМ при  $p = 0.4$  и  $1 \text{ атм}$  довольно близки между собой (см. рис. 2). Точки, соответствующие полученным нами результатам для различных по форме и размеру гидрометеоров в разных условиях зажигания короны, расположены вблизи этих кривых. Следовательно, зависимость  $E_s / p$  от  $R_{cur} \cdot p$  при  $p = 1 \text{ атм}$  можно использовать в качестве универсального критерия инициирования короны.

Выявленная закономерность позволяет, зная  $E_{th}$ , вычислить пороговое  $Q_{th}$  для того же ГМ при том же давлении в отсутствие внешнего электрического поля. Величина иницирующего поля на вершине для эллипсоида и цилиндра соответственно  $E_0 = E_{th} \cdot \Theta_{El,C}$ . Пороговое значение  $Q_{th}$  заряда ГМ соответствует  $\sigma_{th}$ . Пороговая плотность заряда на вершине  $\sigma_{th} = E_{th} \Theta_{El,C} \epsilon_0$ .

Для эллипсоида  $\sigma_0 = \frac{Q}{4\pi b^2}$ ; получаем  $Q_{th} = \sigma_{th} 4\pi b^2 = 4\pi \epsilon_0 b^2 \Theta_{El} E_{th}$ .

Результаты расчета  $Q_{th}$  для тех же вариантов, что и на рис. 3б, представлены на рис. 5. На этом же рисунке приведено значение заряда  $Q_{max} = 400 \text{ пКл}$ , соответствующее верхнему пределу наблюдений [11]. При фиксированной длине ГМ при уменьшении поперечного размера уменьшается величина  $Q_{th}$ . Эта закономерность более выражена у эллипсоидов. Для всех расчетных вариантов цилиндров, относящихся к рис. 5, пороговое  $Q_{th} > Q_{max}$ . Для эллипсоидов  $Q_{th} < Q_{max}$  лишь для максимально вытянутых ГМ большого размера (порядка 3 см).

При фиксированном поперечном размере ГМ для всех эллипсоидов заряд  $Q_{th}$  минимален в случае  $a = b$ , так как плотность заряда  $\sigma_0$  не зависит от  $a$ , радиус  $R_{cur}$  в этом случае максимален, следовательно, минимально значение  $\sigma_0$ . Для заряженной сферы расчеты показали, что  $Q_{th}(R_{cur})$  растет с ростом радиуса. При  $p = 0.4 \text{ атм}$ .  $Q_{th} = Q_{max}$  при  $R_{sph} \approx 0.1 \text{ см}$ .

В рамках гипотезы инициирования микроразряда с гидрометеора (ГМ) во внешнем поле представляет интерес возможность существенного уменьшения порогового поля за счет собственного заряда ГМ. В случае заряженного ГМ во внешнем поле  $E_{th}$  порог определяется условием

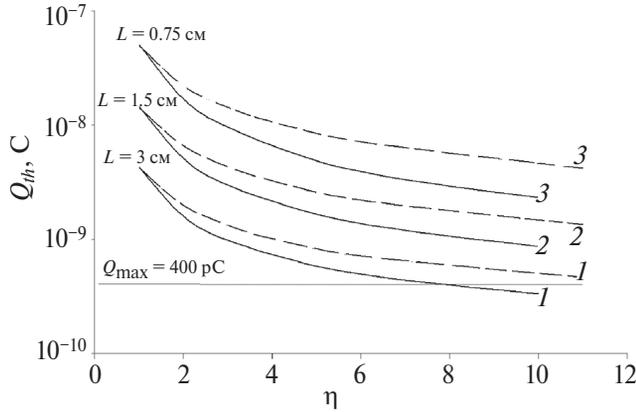


Рис. 5. Зависимость порогового значения заряда  $Q_{th}$  от геометрического параметра  $\eta$  при  $p = 0.4$  (те же обозначения кривых, что на рис. 4).

$E_s(R_{cur}) = E_{th} = E_1 + E_2$ , где вклад внешнего поля  $E_1 = \Theta E_{th}$  и вклад собственного заряда  $E_2(Q)$ . Для существенного снижения величина компонента  $E_2$  должна составлять заметную долю от  $E_1$ . Величина заряда  $Q$  должна быть сравнима с  $Q_{th}$ , но почти всегда  $Q_{th} \gg Q_{max}$ . Следовательно, невозможно существенное снижение порогового поля при условии  $Q < Q_{max}$ .

### 2.3. Затравочные электроны

Для инициирования разряда с гидрометеора недостаточно достижения порогового значения напряженности поля. Необходимо наличие затравочных электронов в области ионизации, дающих старт первичной лавине. С их отсутствием может быть связана задержка старта. Этот фактор особенно важен в случае волновых процессов в грозовом облаке, связанных с распространением волны инициирования коронных [4] и стримерных [6] микроразрядов. Очевидно, время задержки инициирования должно быть значительно меньше характерного времени процесса ( $10^{-3}$  с для волны коронных разрядов [4] и  $10^{-5}$  с для КВР [5]). В данной работе наше внимание направлено на процессы в КВР. В простейшем качественном рассмотрении “волну стримеризации” [6] можно представить как движение области поля  $E_{max} > E_{th}$ . Длительность импульса напряженности поля  $\tau_E \sim 10^{-6}$ . Для синхронизации зажигания разрядов с ГМ при прохождении волны стримеризации необходимо выполнение условий:  $\Theta E_{max} \geq E_s(R_{cur}, p)$  (рассмотрено в предыдущем разделе) и  $t_{delay} < \tau_E$ .

Фоновая концентрация свободных электронов в атмосфере очень мала вследствие быстрого прилипания свободных электронов к молекулам воздуха. В опубликованных работах по тематике КВР (например, [10, 13] и приведенные в них ссылки) рассматриваются два механизма, обеспечивающие появление затравочных электронов в области ионизации ГМ: космические лучи (в частности, ШАЛ – широкие атмосферные ливни) и отрыв электронов от отрицательных ионов.

В случае, когда затравочные электроны создаются космическим излучением, частота инициирования потоком  $\Phi_{cr}$  высокоэнергетичных частиц (электронов или позитронов), создаваемых первичным космическим излучением  $f_{cr} = \pi r_{ini}^2 \cdot \Phi_{cr}$ . Так как  $r_{ini} = 0.33 R_{cur}$ , то вероятность инициирования возрастает по квадратичному закону с ростом радиуса кривизны вблизи вершины. Из условия синхронизации  $t_{delay} = 1 / f_{cr} = (\pi r_{ini}^2 \cdot \Phi_{cr})^{-1} < \tau_E$  следует, что необходимая величина потока электронов  $\Phi_{cr} > (\pi r_{ini}^2 \cdot \tau_E)^{-1}$ .

Рассмотрим вариант, при котором затравочные электроны возникают в результате отрыва электронов от отрицательных ионов в области ионизации вблизи вершины ГМ.

Согласно [17], для анализа процессов отрыва электрона от иона наиболее важны 3 сорта ионов  $O^-, O_2^-, O_3^-$ . Первые два образуются в результате процессов прилипания электронов:  $O^-$  в результате 2-частичного диссоциативного прилипания и  $O_2^-$  в 3-частичных соударениях. В результате конверсии иона  $O^-$  образуются ионы  $O_2^-$  и  $O_3^-$ .

В [13] предполагалось, что для инициирования разряда необходимо наличие одного затравочного электрона в цилиндре объемом  $10 \text{ мм}^3$  вблизи вершины крупного ГМ. Эта оценка нуждается в существенном уточнении. Достоинством используемой методики моделирования [8] является простота, но она не позволяет адекватно описывать процессы с участием дискретных электронов и фотонов. Для этого необходимо моделирование переноса фотонов и отрыва электронов в соударении ионов с молекулами в рамках статистического моделирования методом Монте Карло, что выходит за рамки данной работы; поэтому мы ограничимся простыми предварительными оценками. Вблизи порога инициирование одним электроном, даже если он появился в точке, соответствующей максимуму усиления  $K_{max}$ , не гаранти-

ровано в силу флуктуаций числа электронов и фотонов. По мере роста напряженности поля вероятность инициирования  $P_{ini}$  быстро достигает значения  $P_{ini} \approx 1$  в точке максимального усиления при величине внешнего поля  $E_{min}$ . Так как число электронов в лавине  $\sim \exp(K_{max}(E_a))$  и  $K_{max}(E_a) \sim (E_a)^2$  [6], будем полагать  $(E_{min} - E_{th}) \ll E_{th}$ .

Рассмотрим ГМ в поле  $E_a > E_{th}$ . Для оценки  $t_{delay}$  введем понятие эффективной частоты отрыва электронов, приводящей к инициированию коронного разряда  $f_i$  ( $i$  – сорт ионов). Очевидно, эта величина зависит как от параметров самого ГМ (прежде всего от  $R_{cur}$ ), так и от  $E$ :  $f_i = f_i(E_a, R_{cur})$ . Для  $E_a > E_{min} \approx E_{th}$  величина  $f_i \geq f_i^{min} = f_i(E_{min}, R_{cur})$ . В предыдущем разделе описаны результаты расчетов, позволившие оценить размер области, появление в которой затравочных электронов приводит к наиболее эффективному инициированию. Попытаемся хотя бы грубо оценить величину  $f_i^{min}$ , полагая, что при рождении затравочного электрона в точке, соответствующей максимуму усиления  $K_{max}$ , вероятность инициирования  $P_{ini} \approx 1$ , а вероятность инициирования разряда электроном, рожденным в т.  $\vec{r}$ , пропорциональна усилению лавины, стартующей из этой точки  $P_{ini}(\vec{r}) = \exp(-(K_{max} - K(\vec{r})))$ . Это предположение представляется пригодным для предварительных оценок  $f_i^{min}$ , хотя оно, по-видимому, занижает вероятность при  $K(\vec{r}) \approx K_{max}$ . В этом приближении эффективную частоту для  $i = 1, 2$  определим:

$$f_1^{min} \approx \int \chi_1(E(\vec{r}, E_{min})) \cdot \exp(-(K_{max}(E_{min}) - K(\vec{r}, E_{min}))) dV \cdot [O^-] \cdot [N_2] \approx \int \chi_1(E(\vec{r}, E_{th})) \cdot \exp(-(K_{max}(E_{th}) - K(\vec{r}, E_{th}))) dV \cdot [O^-] \cdot [N_2].$$

Аналогично

$$f_2^{min} \approx \int \chi_1(E(\vec{r}, E_{th})) \cdot \exp(-(K_{max}(E_{th}) - K(\vec{r}, E_{th}))) dV \cdot [O_2^-] \cdot [N_2 + O_2].$$

Привязка к уже вычисленным величинам порогового поля  $E_{th}$  удобна; она оправдана близостью распределений  $P_{ini}(\vec{r}, E_{min})$  и  $P_{ini}(\vec{r}, E_{th})$  при  $E_{min} \approx E_{th}$ . Скорости реакций  $\chi_{1,2,3}$  взяты из [17]. Поскольку скорость реакции отрыва  $\chi_3$  для  $O_3^-$  не зависит от напряженности поля, то  $f_3^{min} = \chi_3 \cdot [O_3^-] \cdot [O] \cdot V_{ef}$ , где эффективный объем инициирования

$$V_{ef} = \int \exp(-(K_{max}(E_{th}) - K(\vec{r}, E_{th}))) dV.$$

При вычислении частот интегрирование производится по всему объему расчетной области. Время задержки при отрыве от  $i$ -го иона  $t_{delay} = 1 / f_i$ . Распространения волны стримеризации возможно при выполнении условия  $\sum_{i=1}^3 f_i > \sum_{i=1}^3 f_i^{min} > \tau_E^{-1}$ .

На рис. 6 приведены результаты расчетов зависимости приведенных частот  $f_{1,2}^{min} / N_{1,2}$  ( $N_1 = [O^-]$ ,  $N_2 = [O_2^-]$ ) от радиуса кривизны при  $p = 0.4$  атм. и  $p = 1$  атм для ГМ различной формы и размера при пороговой величине внешнего поля. Частоты, соответствующие одинаковым вариантам моделирования, близки друг к другу  $f_1^{min} / N_1 \approx f_2^{min} / N_2$ . Величины  $f_{1,2}^{min} / N_{1,2}$  соответствующие разным давлениям  $p = 0.4$  атм и  $p = 1$  атм при одинаковых прочих условиях также достаточно близки, поэтому все приведенные значения аппроксимировали одной степенной функцией с показателем степени  $k \approx 1.76$ , пригодной для проведения оценок времени задержки зажигания разряда. Мы не рассматривали реакцию отрыва  $O_3^- + O \rightarrow e + 2O_2$ , т. к. концентрации озона и атомарного кислорода нам не известны; кроме того, необходимая энергия в 4 раза больше, чем для отрыва электрона от  $O_2^-$  [18]. На рис. 7 представлены результаты расчетов эффективного объема области инициирования в зависимости от радиуса кривизны для  $p = 0.4$  атм и  $p = 1$  атм. Результаты для различных давлений немного отли-

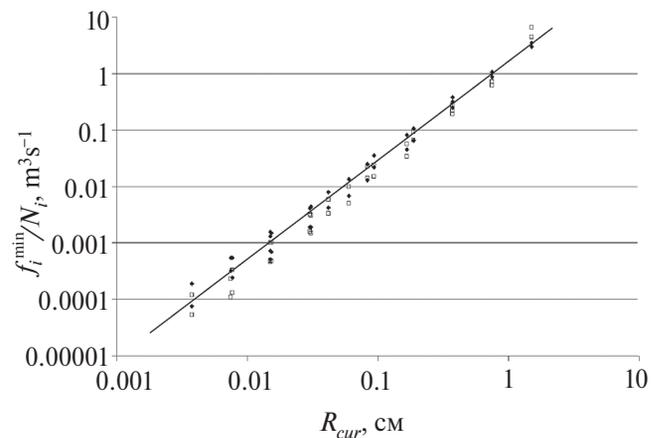
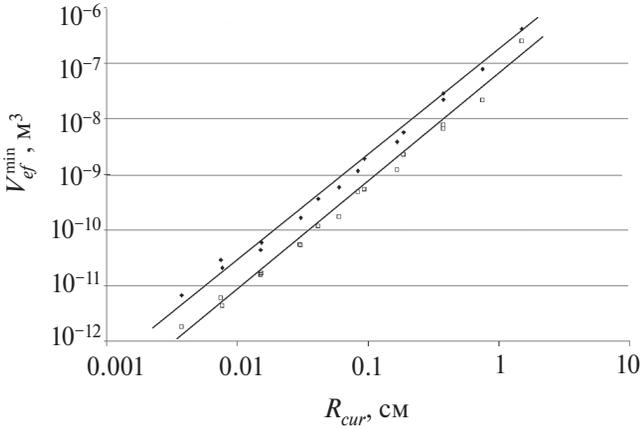


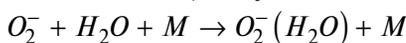
Рис. 6. Зависимость приведенных частот отрыва электрона  $f_{1,2}^{min} / N_{1,2}$  от радиуса кривизны поверхности вблизи вершины ГМ. Черные маркеры соответствуют  $p = 0.4$  атм, а маркеры с белым фоном  $p = 1$  атм. Прямая – аппроксимация результатов степенной функцией с показателем  $k \approx 1.76$ .



**Рис. 7.** Зависимости эффективного объема области инициирования в зависимости от радиуса кривизны для давлений  $p = 0.4$  атм и  $p = 1$  атм. Черные маркеры соответствуют  $p = 0.4$  атм, а маркеры с белым фоном –  $p = 1$  атм. Прямые – степенные функции с показателем  $k \approx 1.92$  для аппроксимации полученных результатов.

чаются, поэтому для аппроксимации результатов полученных при разных давлениях, оказалось удобней использовать две степенные функции с одинаковым показателем степени  $k \approx 1.92$ , отличающиеся множителем около 3. Их можно использовать при оценке частоты отрыва для различных процессов, в которых скорость реакции слабо зависит от напряженности поля.

Поскольку неизвестен ионный состав атмосферы вблизи гидрометеора в облаке, мы вынуждены ограничиться простейшими оценками. Суммарную концентрацию отрицательных ионов, создаваемых космическим излучением, можно оценить  $N_i^- = \sqrt{S/b_{ii}} \approx 10^9 - 10^{10} \text{ м}^{-3}$  ( $S \sim 10^7 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  [2]) и ион-ионная рекомбинация в диапазоне давлений 0.4–1 атм порядка  $b_{ii} \sim 10^{-12} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  [1]. Для реализации волновой модели КВР время отлипания должно быть на порядок меньше длительности импульса КВР  $\sim 10$  мкс, следовательно, частота  $f_{1,2}^{\text{min}} \geq 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Полагая  $N_{1,2} \sim 10^9 \text{ м}^{-3}$ , получаем диапазон возможных значений  $R_{\text{cur}} \geq R_{\text{cur}}^{\text{min}} = 0.015 \text{ см}$ , при котором справедливо это условие. Приведенные выше оценки справедливы для сухого воздуха. Ситуация кардинально меняется при наличии в атмосфере паров воды. Отрыв электрона от гидратированного иона  $O_2^-(H_2O)_n$  затруднен при  $n = 1$  и невозможен при  $n \geq 2$  [19]. Используя приведенные в этой работе скорости реакций гидратации  $k_{H_2O} = 2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$  и обратной реакции  $k_{-H_2O} = 2 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , получаем для



при  $[M] = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $[H_2O] = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (относительная концентрация 0.1%) время гидратации  $t_{H_2O} = (k_{H_2O} \cdot [M] \cdot [H_2O])^{-1} = 0.05 \text{ мкс}$  и характерное время обратного процесса

$$t_{-H_2O} = (k_{-H_2O} \cdot [M])^{-1} = 500 \text{ с}.$$

В недавно опубликованной работе [20] показана возможность последовательной дегидратации отрицательных ионов в умеренном электрическом поле  $E/N \sim 65 \text{ Тд}$ . Представленные в [20] результаты можно использовать для обоснования возможности появления затравочного электрона вблизи вершины ГМ во влажном воздухе. Отрицательные гидратированные ионы, движущиеся в электрическом поле по направлению к области ионизации, могут последовательно терять молекулы воды. Предполагаем, что вдали от области ионизации практически все отрицательные ионы представлены компонентой  $O_2^-(H_2O)_5$ . На границе области ионизации концентрация ионов  $[O_2^-] = \Delta_{dh} \cdot [O_2^-(H_2O)_5]$ . В предположении преобладания процессов отрыва молекул воды над процессами гидратации в области сильного поля степень дегидратации ионов можно оценить  $\Delta_{dh} \approx t_{dh} \cdot v_{dh5}$ , где время дегидратации равно времени движения иона через область сильного поля  $t_{dh} \sim R_{\text{cur}}/v_i$ , а итоговая частота отрыва молекул воды от исходного иона определяется частотой  $v_{dh5}$  самого медленного этапа – отрыва молекулы воды от  $O_2^-(H_2O)_5$ . По результатам расчетов, представленных в [20], можно оценить  $v_{dh5} \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$  при давлении воздуха, соответствующем высоте 6 км, и  $E/N \sim 65 - 85 \text{ Тд}$ . Скорость ионов полагаем  $v_i = \mu_i \cdot N_0 \cdot (E/N) \approx 500 \text{ м/с}$  ( $\mu_i = 2.5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  [20]). Величина  $\Delta_{dh} = \frac{R_{\text{cur}} \cdot v_{dh5}}{v_i} \geq 1$  при  $R_{\text{cur}} \geq v_i/v_{dh5} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ . Этот критерий выполняется для большинства крупных ГМ, способных инициировать разряды в грозовом облаке.

Сравнивая два источника затравочных электронов в облаке, можно сделать следующие выводы. Электроны, создаваемые ШАЛ, обеспечивают инициирование разрядов с ГМ как в сухом, так и во влажном воздухе. Однако высокая концентрация электронов, обеспечивающая высокую вероятность инициирования, реализуется в ограниченном пространственном объеме вблизи оси ШАЛ в редких событиях при прохождении космической частицы с большой энергией [13]. Преимущество второго способа инициирования в том,

что необходимые отрицательные ионы в достаточном количестве всегда присутствуют в атмосфере. В сухом воздухе для значений  $R_{cur} \geq R_{cur}^{min} = 0.015$  см время задержки появления затравочного электрона  $< 10^{-6}$  с, что обеспечивает участие ГМ в волновых процессах в КВР [6]. Проблема возникает при рассмотрении влажного воздуха, в котором невозможен отрыв электрона от гидратированных ионов. Предварительные оценки показывают возможность дегидратации ионов в локальном поле ГМ при “подлете” иона к области ионизации. Необходимы дальнейшие исследования в этом направлении.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе с помощью численного моделирования исследовалось инициирование положительной короны вблизи ГМ в воздухе. Коронный разряд развивается вблизи вершины в области сильного поля, обусловленного собственным зарядом либо поляризацией ГМ во внешнем поле. Рассматривались ГМ различного продольного и поперечного размера двух видов: эллипсоид вращения и цилиндр с двумя полусферами на торцах, что обеспечило достаточное разнообразие форм ГМ. Получены пороговые величины внешнего поля  $E_{th}$ , поля на вершине  $E_s$  и собственного заряда  $Q_{th}$ , необходимые для старта положительной короны с ГМ различного размера, формы при давлениях  $p = 0.4$  атм и  $p = 1$  атм. Показано, что зависимость  $E_s / p$  от  $R_{cur} p$  для сферических ГМ при  $p = 1$  атм можно использовать в качестве универсальной зависимости пороговой напряженности поля на вершине независимо от формы, размера, способа создания поля в исследованном диапазоне давлений  $p = 0.4 - 1$  атм.

Согласно расчетам, вариант инициирования разряда во внешнем поле более реалистичен, чем инициирование собственным зарядом. Полученные результаты говорят о возможности старта короны с ГМ длиной менее сантиметра при подпороговой величине приведенного электрического поля в грозовом облаке  $E_a / P = 10 - 15$  кВ/(см·атм.).

Получены оценки радиуса инициирования ГМ – размера “мишени” на вершине, в которую должна попасть рожденная космическим излучением высокоэнергетичная частица для инициирования коронного разряда. Рассчитаны зависимости от радиуса кривизны поверхности приведенной частоты отрыва электронов от ионов

и объема области инициирования короны. Эти результаты могут быть использованы для оценки времени задержки старта короны.

Результаты представленных результатов расчетов могут быть использованы для вычисления пороговых величин  $E_{th}$  и  $Q_{th}$  инициирования положительной короны и времени задержки разряда для аксиально-симметричных проводников во внешнем поле и под действием собственного заряда.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Наука. М.: Физматлит, 1992.
2. Мучник В.М. Физика грозы. Л.: Гидрометиздат, 1974.
3. Синькевич А.Ф., Довгалюк Ю.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 11–12. С. 908.
4. Иудин Д.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 11. С. 867
5. Rison W., Krehbiel P. R., Stock M. G., Edens H.E., Shao X., Stanley M., Zhang Y. // Nat. Commun. 2016. V. 7. Art. No. 10721. doi:10.1038/ncomms10721.
6. Куцук И.М., Бочков Е.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66. № 4. С. 239.
7. Sadighi S, Liu N. Dwyer J., Rassoul H. // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2015. V. 120. P. 3660. doi:10.1002/2014JD022724.
8. Naidis G.V. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 2211. doi 10.1088/0022-3727/38/13/020.
9. Liu N., Dwyer J., Rassoul H. // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2012. V.8 0. P. 179. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.01.012.
10. Peeters S. A., Mirpour S., Köhn C., Nijdam S // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2022. V. 127. https://doi.org/10.1029/2021JD035505 2022.
11. Marshall T. C., Winn W. P. // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1982. V. 87(C9). P. 7141. https://doi.org/10.1029/jc087ic09p07141.
12. Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M., Neubert T. // JETP Letters. 2016. V. 103. № 7. P. 449. doi: 10.1134/S0021364016070031
13. Dubinova A., Rutjes C., Ebert U., Buitink S., Scholten O., Trinh G. // Physical Review Letters. 2015. V. 115. https://doi.org/10.1103/physrevlett.115.015002.
14. Богатов Н.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 56. № 11–12. С. 920.
15. Mirpour S., Nijdam S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 105009. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac95be.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2003.

17. *Iudin D. I., Rakov V. A., Syssoev A.A., Bulatov A.A., Hayakawa M.* //Climate and Atmospheric Science. 2019. V. 2. No. 1. <https://doi.org/10.1038/s41612-019-0102-8>.
18. *Popov N. A.* //Plasma Physics Reports. 2010. V. 36. № 9. P. 812. doi:10.1134/S1063780X10090084.
19. *Gallimberty I.* //Journal De Physique. 1979. V. 40. № 7. P. 7. doi:10.1051/JPHYSCOL:19797440.
20. *Александров Н.Л., Пономарев А.А., Сысоев А.А., Иудин Д.И.* // Физика плазмы. Т. 49. № 11. С. 1186. doi: 10.31857/S0367292123601054.

## INITIATION OF A CORONA DISCHARGE FROM MODEL HYDROMETEORS IN AN EXTERNAL ELECTRIC FIELD

I. M. Kutsyk<sup>a, \*</sup> and E. I. Bochkov<sup>a, \*\*</sup>

<sup>a</sup>*Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Nizhny Novgorod oblast, Russia*

*\*e-mail: kimsar@list.ru*

*\*\*e-mail: e\_i\_bochkov@mail.ru*

The initiation of a positive corona discharge near a model hydrometeor in air is studied numerically. Hydrometeors in the form of an ellipsoid of revolution and a cylinder with two hemispheres at the ends are considered as models. Threshold characteristics (external electric field strength, particle charge) are obtained for hydrometers of various sizes and shapes at an atmospheric pressure of 0.4–1 atm. Analysis of the results of numerous calculation options shows that the threshold field strength at the top of the hydrometeor is determined by the curvature radius of the surface at this point and air pressure. A universal dependence of the reduced threshold field strength on the product of the curvature radius of the surface and air pressure is obtained. The simulation results indicate the possibility of initiating a corona discharge in a thundercloud from the top of a hydrometeor less than a centimeter long at a subthreshold reduced field strength of 10–15 kV (cm atm).

*Keywords:* corona discharge, hydrometeor, seed electron