

М.И. Баранов

## УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МИКРОДИПОЛЬНОЙ МОДЕЛИ ШАРОВОЙ МОЛНИИ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ ЭТОГО ЯВЛЕНИЯ

*Запропонована нова електродинамічна модель кульової блискавки (КБ), що містить внутрішнє високотемпературне тороїдальне енергетичне ядро і зовнішню електронейтральну високополяризовану водяну оболонку. Енергетичне ядро такої КБ утворює електронні і протонні мікротори зі своїми елементарними спіральні-кільцевими струмами, які направлені в протилежні сторони. Спіральні-кільцеві електронні струми провідності ядра КБ створюють навколо нього сильне імпульсне азимутальне магнітне поле і надсильне вихрове радіальне електричне поле.*

*Предложена новая электродинамическая модель шаровой молнии (ШМ), содержащая внутреннее высокотемпературное тороидальное энергетическое ядро и внешнюю электронейтральную высокополяризованную водяную оболочку. Энергетическое ядро такой ШМ образуют электронные и протонные микроторы со своими элементарными спирально-кольцевыми токами, направленными в противоположные стороны. Спирально-кольцевые электронные токи проводимости ядра ШМ создают вокруг него сильное импульсное азимутальное магнитное поле и сверхсильное вихревое радиальное электрическое поле.*

### ВВЕДЕНИЕ

В свое время в [1-3] автором была предложена и в первом приближении математически описана микроди-польная модель шаровой молнии (ШМ), образующейся в воздушной атмосфере и содержащей в своем центре внутреннее сплошное отрицательно заряженное сферо-образное электронное ядро радиусом  $r_0$  и внешнюю по-люю электронейтральную водяную оболочку радиу-сом  $r_0$  с многочисленными сферическими слоями ради-ально ориентированных электрических диполей высо-кополяризованных микрочастиц-сфероидов, состоящих из полярных округлых молекул воды радиусом  $r_m \approx 1,925 \cdot 10^{-10}$  м, имеющих собственный электрический дипольный момент  $p_m \approx 6,2 \cdot 10^{-30}$  Кл·м [4]. Водяная обо-лочка в микродипольной (по сути кластерной) модели ШМ как изолирует ее заряженное высококонцентриро-ванное энергетическое электронное ядро от окружаю-щей среды и тем самым увеличивает время его “жизни”, так и аккумулирует электрическую энергию в вакуум-ных нанозазорах величиной до  $2r_m$  между своими мик-родиполями-сфероидами [1-3]. Одним из основных не-достатков этой модели ШМ явилось то, что в ее основу было положено лишь электростатическое взаимодей-ствие связанных зарядов обеих полярностей с поверх-ностной плотностью  $\sigma_m \approx 5e_0/(\pi r_m^2)$ , где  $e_0 = -1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл – электрический заряд электрона, электрических дипо-лей микрочастиц-сфероидов воды оболочки ШМ друг с другом и с неподвижными свободными нерелятивист-скими электронами сферического ядра рассматриваемо-го природного электрофизического феномена. Учиты-вая, что в соответствии с опытными данными междуна-родных наблюдений природной ШМ [5] предвестником этого атмосферного явления обычно является линейная молния (ЛМ), быстро протекающая в земной атмосфере (при длительности ее длинных сильноточных искровых разрядов в течение порядка одной секунды [6]), то более вероятным процессом образования и существования в воздушной атмосфере ШМ должен служить не электростатический, а электродинамический процесс, сопро-вождающийся ее достаточно быстрым возникновением, относительно медленным протеканием и взрывообраз-ным или бесшумным распадом ее внутреннего энерге-тического ядра и внешней оболочки. В этой связи автору представляется целесообразным усовершенствовать ранее разработанную им микродипольную модель ШМ, внося в нее элементы классической электродинамики, характерные для природной ШМ.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ ШМ

Рассмотрим локальную область воздушной атмо-сферы, в которой может протекать либо природная ЛМ с ее сильноточным грозовым электрическим разрядом, либо происходит дуговой электрический разряд, обу-словленный как случайными аварийными режимами в электрических сетях переменного напряжения с проте-канием тока короткого замыкания (КЗ), так и нормаль-ными режимами работы высоковольтных сильноточных электроустановок различного технологического назна-чения. Пусть атмосферные условия удовлетворяют нор-мальным (температура воздушной среды равна  $T_0 \approx 0$  °С, а ее давление составляет  $p_0 \approx 1,013 \cdot 10^5$  Па [7]) и в этой воздушной области присутствуют многочисленные по-лярные молекулы и микрочастицы воды. Принимаем, что из-за воздействия внешнего электрического поля с напряженностью  $E_B$  (например, от сильноточного канала ЛМ или дугового разряда в цепи электроустановки) наступает дополнительная электронная и ориентацион-ная поляризация полярных микросфер воды и в них воз-никают индуцированные электрические дипольные мо-менты  $p_e$ , а молекулы и микрочастицы воды принимают форму, близкую к вытянутым сфероидом [1,7]. Считаем, что закругленные наименьшим радиусом  $r_m$  торцы этих микрочастиц-сфероидов воды, состоящих из полярных молекул влаги, на своих поверхностях содержат поляри-зационные некомпенсированные связанные электриче-ские заряды противоположной полярности с поверх-ностной плотностью  $\sigma_e$ , примерно равной поверхно-стной плотности  $\sigma_m$  зарядов для полярных молекул воды радиусом  $r_m$ . Допускаем, что молекулы и микрочастицы-сфероиды воды согласно теории ориентационной поля-ризации полярных диэлектриков во внешнем электриче-ском поле с напряженностью  $E_B$  будут всегда направле-ны по этому полю [1, 4, 7]. В этом случае векторы их электрических дипольных моментов  $p_m$ ,  $p_e$  и напряжен-ности  $E_B$  внешнего электрического поля будут совпадать по направлению. Используем известное положение, ле-жащее в основе явления диэлектрфореза в неоднород-ном электрическом поле [8], согласно которому на по-лярную молекулу воды и соответственно на микроча-стицу-сфероид влаги в подобном поле будет действовать электрическая сила, втягивающая такую молекулу и указанную микрочастицу в зону с более сильным полем [4]. С учетом неоднородного характера радиального

© М.И. Баранов

распределения напряженности  $E_B$  электрического поля, вызванной в воздушной атмосфере сильноточным цилиндрическим каналом ЛМ или дугового разряда с током КЗ, принимаем, что в рассматриваемой атмосферной области могут возникнуть физические условия, приводящие к радиальному послойному формированию вокруг вероятного энергетического ядра ШМ, содержащего избыточные электронные токи, ее микродипольной водяной оболочки [1, 8]. Как и в [1-3] полагаем, что расстояние между торцами диполей микрочастиц-сферонидов влаги соседних слоев водяной оболочки, а также между микродиполями этой оболочки и энергетическим ядром ШМ составляет порядка габаритных размеров молекулы воды  $2r_m$ . Для описания в дальнейшем энергетического ядра ШМ воспользуемся известным в физике плазмы понятием плазмоида, представляющего собой сравнительно небольшой объем овальной формы, заполненный высокотемпературной плазмой, удерживаемой собственным магнитным полем [9, 10]. Пусть данное магнитное поле плазмоида, находящегося в воздушной атмосфере с внешним по отношению к нему давлением  $p_0$ , создается электрическим током проводимости, протекающим в его высокоионизированной плазме. Считаем, что в рассматриваемом плазмоеиде – потенциальном энергетическом ядре ШМ из-за сильного внешнего электромагнитного влияния (например, из-за действия сильного азимутального магнитного поля от сильноточного цилиндрического канала ЛМ или дугового разряда с током КЗ) могут создаваться физические условия, обеспечивающие как пространственное разделение его отрицательно и положительно заряженных частиц, так и их практически бесстолкновительный характер направленного в противоположные стороны кругового движения. Требуется с учетом принятых допущений разработать усовершенствованную микродипольную модель ШМ с внешней поляризованной электронейтральной водяной оболочкой, внутреннее высокотемпературное энергетическое ядро (плазмоеид) которой может представлять собой замкнутую систему круговым образом и противоположно движущихся отрицательных и положительных электрических зарядов.

## 2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

### ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПЛАЗМОИДА ШМ

Исследуем электродинамические процессы, протекающие в воздушной атмосфере вблизи изгиба сильноточного канала разряда ЛМ [11] или дугового разряда в силовой цепи электроустановки. Изгиб канала данных разрядов для нас интересен тем, что в его зоне в слабоионизированной плазме (при степени ее ионизации  $m \approx 10^{-6}$  и концентрации в ней свободных электронов  $n_e \approx 7 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$  [12]), окружающей сильноточный канал воздушного разряда, может происходить процесс формирования замкнутого кольцевого тока проводимости, способного стать в будущем энергетическим ядром ШМ. Остановимся далее на основных электрофизических особенностях при возможном создании такого электрического тока в слабоионизированной двухкомпонентной плазме, находящейся вблизи изгиба сильноточного канала электрического разряда с продольным током  $i_p$  (рис. 1).

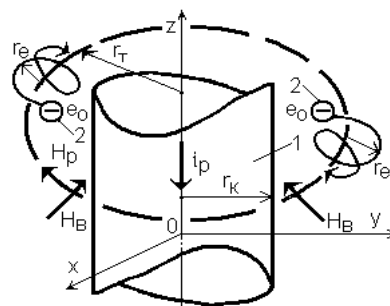


Рис. 1. Схематическое изображение цилиндрического высокоионизированного канала сильноточного разряда в воздушной атмосфере и движущихся по циклоидам вблизи его изгиба вокруг круговых линий магнитной индукции плазменного канала свободных электронов (1 – разрядный канал; 2 – электроны)

### 2.1. Образование электронных и протонных колец вблизи канала разряда.

Следует отметить, что на процесс возможного создания подобных проводящих колец в слабоионизированной плазме вокруг канала разряда ЛМ ранее указывалось в [11] при описании ее автором расчетной модели ШМ, образуемой при развитии в воздушной атмосфере ЛМ и содержащей в центре вакуумную сферическую полость, возникающую при детонации водородно-кислородной смеси и окруженную положительно заряженным энергетическим ядром, состоящим из протонных колец, и внешней поляризованной водяной оболочкой. Учитывая поступающую от рассматриваемого цилиндрического канала электрического разряда в воздушную среду энергию интенсивного излучения (прежде всего, ультрафиолетового [11, 12]) и возникающий в ней (этой газовой среде) резко неоднородный радиальный градиент температуры, появляющиеся в воздухе вблизи канала свободные электроны и положительно заряженные ионы будут характеризоваться наличием у них привуалирующих радиальных скоростей  $v_{er}$  и  $v_{pr}$  соответственно. Движение таких частиц в азимутальном магнитном поле разрядного канала с продольным импульсным током  $i_p$  и круговой напряженностью  $H_p$  (см. рис. 1), на которые воздействуют соответствующие центробежные силы Лоренца  $F_{eL} = e_0 \mu_0 v_{er} H_p$  и  $F_{pL} = q_p \mu_0 v_{pr} H_p$ , где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$  – магнитная постоянная, а  $q_p$  – величина заряда иона, согласно законам классической механики и электродинамики будут описываться следующими уравнениями движения [13]:

- для свободных электронов

$$m_e \frac{dv_{er}}{dt} = e_0 \mu_0 v_{er} H_p; \quad (1)$$

- для ионов

$$m_p \frac{dv_{pr}}{dt} = q_p \mu_0 v_{pr} H_p, \quad (2)$$

где  $m_e \approx 9,108 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$  [7],  $m_p$  – соответственно массы покоя движущихся в магнитном поле электронов и ионов.

Для наглядности и простоты анализа в дальнейшем ограничимся рассмотрением в приканальной зоне наиболее легких однозарядных ионов – протонов ( $q_p = |e_0| = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ;  $m_p \approx 1836 \cdot m_e$  [7]), образующихся вблизи разрядного канала из атомов водорода при их ионизации. В соответствии с (1) и (2) электроны и про-

тоны под действием сил Лоренца  $F_{eL}$  и  $F_{pL}$  перпендикулярных их скоростям  $v_{er}$  и  $v_{pr}$ , будут осуществлять круговое вращение вокруг замкнутых линий напряженности  $H_p$  внешнего азимутального магнитного поля. Причем, это движение рассматриваемых частиц различного заряда по окружностям радиусами  $r_e$  и  $r_p$  будет происходить в противоположных направлениях, а плоскости данных окружностей будут перпендикулярны линиям магнитной индукции внешнего поля, генерируемого током  $i_p$  разрядного канала. Радиусы  $r_e$  и  $r_p$ , обычно называемые ларморовскими радиусами вращения заряженных частиц в магнитном поле (данные радиусы так были названы в честь впервые введших эти понятия в 1895 году известного английского физика-теоретика Джозефа Лармора (1857-1942 гг.)) [12, 13], с учетом (1) и (2) определяются из следующих математических соотношений:

- для свободных электронов

$$\frac{m_e v_{er}^2}{r_e} = e_0 \mu_0 v_{er} H_p; \quad (3)$$

- для протонов

$$\frac{m_p v_{pr}^2}{r_p} = e_0 \mu_0 v_{pr} H_p. \quad (4)$$

Тогда из (3) и (4) для ларморовских радиусов  $r_e$  и  $r_p$  вращения свободных электронов и протонов в азимутальном магнитном поле сильноточного канала грозового (дугового) электрического разряда в воздушной атмосфере получаем:

$$r_e = \frac{m_e v_{er}}{e_0 \mu_0 H_p}; \quad (5)$$

$$r_p = \frac{m_p v_{pr}}{e_0 \mu_0 H_p}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) видно, что для нахождения численных значений радиусов  $r_e$  и  $r_p$  необходимо знать величины скоростей электронов  $v_{er}$  и протонов  $v_{pr}$  в воздушной среде, а также уровень напряженности  $H_p$  магнитного поля вблизи разрядного канала радиусом  $r_k$ . Соотношение между радиусами протонных и электронных колец в приканальной зоне согласно (5) и (6) оказывается равным  $r_p/r_e = (m_p \cdot v_{pr}) / (m_e \cdot v_{er})$ . Считая температуры электронов  $T_e$  и протонов  $T_p$  примерно равными в плазме, прилегающей снаружи к разрядному каналу, осуществим приближенную оценку величин скоростей  $v_{er}$  и  $v_{pr}$ . Для этого вначале по известным амплитудно-временным параметрам (АВП) разрядного тока  $i_p$  в канале найдем максимальную электронную температуру  $T_{me}$  в этом канале и вблизи него. С этой целью используем приближенное расчетное соотношение (6) из [14] для  $T_{me}$ , согласно которому для искомой величины электронной температуры в сильноточном канале воздушного искрового разряда можно записать следующее выражение:

$$T_{me} = 5,83 \cdot 4 \sqrt{\frac{(I_{mp})^{1/3}}{\sigma_c t_{mp}}}, \quad (7)$$

где  $I_{mp}$ ,  $t_{mp}$  – соответственно первая амплитуда разрядного тока в плазменном канале и время ее достижения;  $\sigma_c = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)^{-1}$  – постоянная Стефана-Больцмана [7].

Для АВП тока воздушного сильноточного разря-

да, характерного для ЛМ ( $I_{mp} \approx 200 \text{ кА}$ ;  $t_{mp} \approx 10 \text{ мкс}$  [6]), из (7) следует, что в этом случае величина  $T_{me}$  принимает численное значение, равное примерно  $18,6 \cdot 10^3 \text{ К}$  (около 1,6 эВ [13]). Для сравнения полученного по (7) расчетного численного значения для  $T_{me}$  с известными в области техники и электрофизики высоких напряжений результатами отметим, что согласно приведенным в [12] данным температура в сильноточном плазменном канале на стадии обратного искрового разряда ЛМ достигает до  $20 \cdot 10^3 \text{ К}$  при плотности свободных электронов в нем около  $n_e \approx 10^{23} \text{ м}^{-3}$ . Учитывая указанные выше значения для электронной температуры  $T_{me}$  в плазменном канале разряда ЛМ, вблизи подобного токового канала для максимальной электронной температуры в окружающей его слабоионизированной плазме при определении в ней величин скоростей электронов  $v_{er}$  и протонов  $v_{pr}$  можно обоснованно принять, что ее значение составляет примерно 1 эВ (около 11600 К [13]). Тогда при  $T_{me} \approx T_{mp}$  в приближении максвелловского закона распределения скоростей частиц в плазме для численной оценки искомых скоростей теплового движения электронов  $v_{er}$  и протонов  $v_{pr}$  в плазме вокруг сильноточного разрядного канала ЛМ или дугового разряда можно воспользоваться следующими расчетными формулами:

$$v_{er} = \left( \frac{3k_B T_{me}}{m_e} \right)^{1/2}; \quad (8)$$

$$v_{pr} = \left( \frac{3k_B T_{me}}{m_p} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$  – постоянная Больцмана [7].

Из (8) и (9) при  $T_{me} \approx 1 \text{ эВ}$  следует, что для свободных электронов средняя скорость их теплового движения в приканальной зоне может составлять примерно  $v_{er} \approx 7,26 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ , а для протонов – около  $v_{pr} \approx 1,69 \cdot 10^4 \text{ м/с}$ . Что касается уровня напряженности  $H_p$  внешнего магнитного поля в рассматриваемой плазме, то для его оценки сверху в зоне с текущим радиусом  $r_T > r_k$  (см. рис. 1) используем расчетное выражение, вытекающее из закона полного тока:

$$H_p = \frac{I_{mp}}{2\pi r_T}, \quad (10)$$

где  $r_T = r_k + \Delta r$ ;  $\Delta r \geq r_p$  – величина пространственного зазора между наружной поверхностью цилиндрического канала разряда радиусом  $r_k$  и центрами ближайших к каналу окружностей электронных и протонных колец;  $r_k \approx 0,093 \cdot (I_{mp})^{1/3} \cdot (t_{mp})^{1/2}$  – максимальный радиус сильноточного искрового канала воздушного разряда, соответствующий формуле Брагинского [15].

При прежних АВП импульсного тока грозового разряда ( $I_{mp} \approx 200 \text{ кА}$ ;  $t_{mp} \approx 10 \text{ мкс}$ ;  $r_k \approx 17,2 \text{ мм}$ ) и  $\Delta r \approx 3 \text{ мм}$  из (10) находим, что  $H_p \approx 1,57 \cdot 10^6 \text{ А/м}$  (этой напряженности в воздухе соответствует магнитная индукция  $B_p = \mu_0 \cdot H_p$ , примерно равная 1,98 Тл). Видно, что в приканальной зоне сильноточного искрового разряда ЛМ генерируется сильное импульсное азимутальное магнитное поле. В результате из (5) и (6) при  $v_{er} \approx 7,26 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ ,  $v_{pr} \approx 1,69 \cdot 10^4 \text{ м/с}$  и  $H_p \approx 1,57 \cdot 10^6 \text{ А/м}$  получаем, что вблизи разрядного канала ЛМ создаются вращающиеся во взаимно противоположных направлениях электронные и протонные кольца, имеющие соответственно ларморовские радиусы  $r_e \approx 2,1 \text{ мкм}$  и  $r_p \approx 89,8 \text{ мкм}$ . Соотношение  $r_p/r_e$  для грозового разряда

в воздушной атмосфере оказывается численно равным около 42,8. Это означает, что круговые орбиты огромного множества свободных электронов будут проходить внутри круговых протонных орбит, замыкающихся вокруг кольцевых линий напряженности  $H_p$  разрядного канала относительно далеко снаружи от "роя" быстро вращающихся нерелятивистских электронов. При этом рассматриваемые электроны и протоны на окружностях с ларморовскими радиусами  $r_e$  и  $r_p$  будут круговым образом вращаться с циклотронными частотами [12, 13], соответственно равными  $\omega_e$  и  $\omega_p$  и определяемыми с учетом (5) и (6) из следующих аналитических выражений:

$$\omega_e = \frac{v_{er}}{r_e} = \frac{e_o \mu_0 H_p}{m_e}; \quad (11)$$

$$\omega_p = \frac{v_{pr}}{r_p} = \frac{e_o \mu_0 H_p}{m_p}. \quad (12)$$

Из (11) и (12) следует, что для проводящих электронных и протонных колец, формирующихся в слабоионизированной плазме снаружи канала искрового (дугового) воздушного электрического разряда, выполняется соотношение  $\omega_e/\omega_p = m_p/m_e \approx 1836$ . Подставив в (11) и (12) принятое нами значение для напряженности  $H_p \approx 1,57 \cdot 10^6$  А/м, находим, что для вращающихся электронов циклотронная частота составляет около  $\omega_e \approx 3,47 \cdot 10^{11}$  Гц, а для протонов – около  $\omega_p \approx 1,89 \cdot 10^8$  Гц. Интересно отметить, что для случая развития в воздушной атмосфере ЛМ вблизи ее сильнооточного канала разряда только в одном элементарном проводящем торе принятым радиусом  $r_T \approx 20,2$  мм, ограниченном снаружи протонными кольцами радиусом  $r_p \approx 89,4$  мкм, при плотности электронов  $n_e \approx 7 \cdot 10^{16}$  м<sup>-3</sup> в слабоионизированной плазме, окружающей этот канал, может содержаться до  $22,3 \cdot 10^7$  штук электронных колец радиусом  $r_e \approx 2,1$  мкм.

Таким образом, благодаря существенному различию в скоростях  $v_{er}$  и  $v_p$  теплового движения свободных электронов и протонов, их собственных массах покоя  $m_e$  и  $m_p$  и ларморовских радиусах  $r_e$  и  $r_p$  их вращения в сильном импульсном магнитном поле разрядного канала в воздушной атмосфере ЛМ в приканальной зоне происходит пространственное разделение указанных электрических зарядов в образующейся в ней (этой зоне) слабоионизированной плазме. Для многозарядных и соответственно более тяжелых положительно заряженных ионов, которые могут присутствовать в воздухе и соответственно в рассматриваемой плазме, подобное разделение электрических зарядов при прежних токовых и полевых характеристиках для разрядного высокоионизированного канала в воздушной среде будет еще более заметным и выраженным. Такое вызванное внешним азимутальным магнитным полем канала разряда пространственное разделение в исследуемой плазме электронов и, в частности, протонов, встречно вращающихся по своим отдельным кольцам с огромными циклотронными частотами  $\omega_e$  и  $\omega_p$ , создает условие для бесстолкновительного характера движения этих заряженных частиц. Причем, чем выше амплитудные значения разрядного тока  $I_{mp}$  в канале и напряженности  $H_p$  магнитного поля вокруг него, а значит и меньше согласно (5) и (6) значения ларморовских радиусов  $r_e$  и  $r_p$ , тем становится более вероятным наступление подобного режима движения указанных частиц.

**2.2. Образование спирально-кольцевого электронного тока вблизи канала разряда.** Для появления в приканальной зоне замкнутых импульсных токов проводимости, охватывающих высокоионизированный разрядный канал, необходимо возникновение вдоль образующихся в этой зоне проводящих электронных и протонных колец продольного импульсного электрического поля с замкнутыми по кругу линиями его напряженности. Такое вихревое электрическое поле во внутренних электронных и наружных протонных элементарных микроторах с главными радиусами  $r_{TЭ}$ , состоящих из указанных электронных и протонных колец в своих поперечных радиальных сечениях с ларморовскими микрорадиусами  $r_e$  и  $r_p$ , возникает благодаря явлению электромагнитной индукции [13], вызывающему с учетом своего электрофизического микромеханизма действия [16] появление в этих пока неподвижных в плоскостях ХУ (см. рис. 1) с окружностями длиной  $2\pi r_{TЭ}$  проводящих микрообразованиях соответствующих электродвижущих сил (ЭДС)  $U_e$  и  $U_p$ . Для упрощения численных оценок значений возникающих в данном случае ЭДС  $U_e \approx U_p$  воспользуемся некоторым эквивалентным электронным макротором с главным радиусом  $r_T$ , имеющим в своем поперечном радиальном круглом сечении макрорадиус  $r_{eT} \gg r_e$  (рис. 2). Появлению указанной ЭДС  $U_e$  в таком электронном макроторе радиусом  $r_T$ , содержащем множество элементарных электронных микротором с радиусами  $r_{TЭ}$ , как раз и содействует изгиб разрядного канала. В зоне изгиба сильнооточного канала разряда ЛМ или дугового разряда в силовой электрической цепи напряженность  $H_B$  внешнего азимутального магнитного поля разрядного канала в воздушном пространстве (см. рис. 1) приобретает такое направление, при котором образующийся ею (этой напряженностью) изменяющийся во времени магнитный поток  $\Phi_B$  пересекает плоскости электронных и протонных элементарных микротором с окружностями длиной  $2\pi r_{TЭ}$ . В результате воздействия такого магнитного потока  $\Phi_B$  на введенный эквивалентный электронный макротор с главным радиусом  $r_T$  и радиусом  $r_{eT}$  сечения его кольца в нем будет возникать переменная ЭДС  $U_e$ , рассчитываемая по выражению [7]:

$$U_e \approx -\pi \mu_0 (r_T^2 - r_k^2 - 2r_T r_{eT}) \cdot \frac{dH_B}{dt}. \quad (13)$$

Считаем, что скорость изменения во времени  $t$  напряженности  $H_B$  соответствует производной  $dH_p/dt$ , численное значение которой при принятых нами АВП импульсного тока разряда ЛМ ( $I_{mp} \approx 200$  кА;  $t_{mp} \approx 10$  мкс;  $r_k \approx 17,2$  мм;  $H_p \approx 1,57 \cdot 10^6$  А/м) в приканальной зоне для  $r_T \approx 20,2$  мм ( $\Delta r \approx 3$  мм) может составлять примерно  $1,57 \cdot 10^{11}$  А/(м·с). Тогда из (13) при указанных исходных данных и  $r_{eT} \approx 1$  мм находим, что индуцируемая ЭДС в эквивалентном электронном макроторе радиусом  $r_T$  в зоне изгиба разрядного канала составит около  $U_e \approx -44,5$  В. Появление такой ЭДС в электронном макроторе с принятыми радиусом  $r_T$  и поперечным радиальным круглым сечением радиусом  $r_{eT}$  (см. рис. 2) приведет к круговому движению его свободных электронов вдоль окружности длиной  $2\pi r_T$ . Из области физики высоких энергий и ускорительной техники известно, что индуцированное в электронном кольце макрорадиусом  $r_T$  ускоряющее напряжение величиной  $U_e$  вызовет ускорение нерелятивистских электронов указанного макротора, предварительно вращающихся по окружностям с ларморовскими мик-

порядками  $r_e$ , до линейных скоростей  $v_{eT}$ , определяемых из следующего соотношения [13]:

$$v_{eT} = \left( \frac{2e_0 U_e}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Безусловно, что при данном ускорении свободных электронов рассматриваемого макротора должны обеспечиваться условия для их практически бесстолкновительного кругового движения. В связи с описанным выше реальным механизмом пространственного разделения электрических зарядов (на примере электронов и протонов) в слабоионизированной плазме вокруг сильноточного высокоионизированного разрядного канала, на мой взгляд, такие условия в приканальной зоне у изгиба канала могут возникать. Кроме того, этому будет также способствовать то важное обстоятельство, что вращающиеся с циклотронной частотой  $\omega_e$  по окружностям с ларморовскими радиусами  $r_e$  свободные электроны в своих элементарных микроторах с главными радиусами  $r_{T\Omega}$  снаружи от возможного проникновения в область их нахождения других частиц защищены протонными кольцами с вращающимися по их окружностям с ларморовскими радиусами  $r_p \gg r_e$  и с циклотронной частотой  $\omega_p \ll \omega_e$  многочисленными протонами. Кстати, подобное устройство вблизи изгиба канала ЛМ элементарных электронных микроторов с главными радиусами  $r_{T\Omega}$  и с круговым образом вращающимися согласно (14) с линейными скоростями  $v_{eT}$  по окружностям длиной  $2\pi r_{T\Omega}$  электронами, окруженными снаружи сильными азимутальным магнитным полем с напряженностью  $H_p$  разрядного канала и элементарными полыми протонными микроторами с подобными радиусами  $r_{T\Omega}$  и ларморовскими радиусами  $r_p$  их круглых радиальных поперечных сечений (этими полностью ионизированными своеобразными защитными тепловыми скин-слоями электронных микроторов), в соответствии с [10] будет способствовать защите высокотемпературной плазмы потенциально образующихся плазматидов от окружающего ее холодного воздуха. Численная оценка по (14) уровня возможных линейных скоростей  $v_{eT}$  электронов в рассматриваемом макроторе радиусом  $r_T \approx 20,2$  мм, образующемся вблизи изгиба канала воздушного разряда ЛМ, показывает, что при  $|U_e| \approx 44,5$  В они при своем спирально-кольцевом (циклоидальном) движении (см. рис. 1 и 2) принимают значение около  $3,95 \cdot 10^6$  м/с. Данной скорости электронов соответствует их круговая частота вращения  $\omega_{eT} = v_{eT}/r_T$  в указанном электронном торе, равная около  $1,95 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>, и период обращения, составляющий примерно  $T_{eT} = 2\pi/\omega_{eT} \approx 32,22$  нс. Следует отметить, что после индуцирования в элементарных электронных и протонных микроторах ЭДС  $U_e \approx U_p$  из-за кругового движения во взаимно противоположных направлениях вокруг разрядного канала в плоскостях XY электронов и протонов в соответствующих элементарных микроторах с главными радиусами  $r_{T\Omega}$  и ларморовскими радиусами  $r_e$  и  $r_p$  будет происходить обжатие электронных микроторов. По-видимому, это может приводить к повышению плотности электронов  $n_e$  в них. Верхним уровнем для электронной концентрации (плотности) при этом может оказаться величина, характерная для сильноточного искрового (дугового) электрического разряда и равная примерно  $n_e \approx 7 \cdot 10^{21}$  м<sup>-3</sup> [12].

Приближенная оценка отрицательного электрического заряда  $q_{eT}$ , протекающего в принятом нами эквивалентном электронном макроторе с радиусами  $r_T$

и  $r_{eT}$ , может быть осуществлена по формуле:

$$q_{eT} \approx 2\pi^2 e_0 n_e r_T r_{eT}^2. \quad (15)$$

Из (15) при  $n_e \approx 7 \cdot 10^{21}$  м<sup>-3</sup> и выбранных геометрических параметрах электронного тора ( $r_T \approx 20,2$  мм;  $r_{eT} \approx 1$  мм) следует, что величина  $q_{eT}$  окажется равной около  $4,47 \cdot 10^{-4}$  Кл. Расчетное соотношение для приближенного определения максимального значения электронного тока проводимости  $i_{eT}$  в данном высокопроводящем торе-кольце с движущимися по циклоидам электронами примет следующий вид:

$$i_{eT} \approx \frac{q_{eT}}{T_{eT}} \approx \pi n_e r_{eT}^2 \left( \frac{2e_0^3 U_e}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Из (16) при  $r_{eT} \approx 1$  мм и  $|U_e| \approx 44,5$  В получаем, что амплитудное значение тока  $i_{eT}$  в электронном макроторе составит примерно 13,87 кА. Видно, что даже при  $r_{eT} \approx 1$  мм наибольшая величина электрического тока проводимости  $i_{eT}$  в образующемся вокруг сильноточного канала воздушного разряда ЛМ в зоне его изгиба эквивалентном высокопроводящем электронном макроторе достигает значительного уровня.

Что касается линейных скоростей  $v_{pT}$  протонов, ускоряемых индуцируемой ЭДС  $U_p \approx U_e$  в указанных элементарных протонных микроторах с главным радиусом  $r_{T\Omega}$  и ларморовскими радиусами  $r_p$  вращения этих частиц, то их значения аналогично (14) определяются по следующей формуле:

$$v_{pT} = \left( \frac{2e_0 U_e}{m_p} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Из (17) при  $|U_p| \approx |U_e| \approx 44,5$  В находим, что величины скоростей  $v_{pT}$  протонов вдоль соответствующих элементарных микроторов могут достигать максимальных значений, равных примерно  $9,23 \cdot 10^4$  м/с. Становится ясным, что для линейных скоростей протонов, ускоряемых по большому кругу тора радиусом  $r_T \approx 20,2$  мм в зоне изгиба сильноточного разрядного канала ЛМ, выполняется соотношение  $v_{eT}/v_{pT} \approx 42,8$ . Как оказывается, эта величина полностью соответствует численному значению соотношения ларморовских радиусов для протонов и электронов в сильном магнитном поле грозового разряда, приближенно равному, как было показано нами ранее, также  $r_p/r_e \approx 42,8$ . Движущимся вдоль своих полых микроторов по циклоидам протонам будет соответствовать круговая частота вращения  $\omega_{pT} = v_{pT}/r_T$ , численно составляющая около  $4,57 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>, и их период обращения, примерно равный  $T_{pT} = 2\pi/\omega_{pT} \approx 1,37$  мкс. В приближении равенства в исследуемой плазме ядра ШМ (в рассматриваемом плазматиде) по модулю протекающих вдоль всех указанных элементарных микроторов в противоположных круговых направлениях электронного  $q_{eT} \approx 4,47 \cdot 10^{-4}$  Кл и протонного  $q_{pT}$  электрических зарядов максимальная величина тока протонов  $i_{pT} \approx q_{pT}/T_{pT}$  может составлять лишь около 0,325 кА. Видно, что для соотношения суммарных электронного и протонного спирально-кольцевых импульсных токов в зоне изгиба канала разряда ЛМ выполняется равенство  $i_{eT}/i_{pT} \approx 42,7$ . Полученное соотношение между указанными круговыми токами, охватываемыми в зоне изгиба канала разряда высокоионизированный столб плазмы ЛМ, позволяет нам сделать важный для дальнейшего понимания механизма образования природной ШМ за счет атмосферного электри-

чества вывод о том, что преобладающим влиянием на протекающие электрофизические процессы в рассматриваемой локальной воздушной зоне вблизи канала разряда ЛМ будет обладать кольцевой импульсный электронный ток  $i_{eT}$ . Практически влиянием кольцевого импульсного протонного тока  $i_{pT}$  на процесс формирования в этой особой зоне (в зоне зарождения плазмоид-ядра ШМ) внешнего вихревого радиального электрического поля и в последующем высокополяризованной водяной оболочки ШМ и соответственно внешних электрофизических атрибутов ШМ (свечения, потрескивания, шипения и др.) можно пренебрегать. Главное предназначение протонных колец с ларморовскими радиусами  $r_p$  и их элементарного спирально-кольцевого тока  $i_{pT}$  заключается в электродинамическом удержании и тепловой защите от холодного воздуха высокотемпературных электронных колец с ларморовскими радиусами  $r_e$  и их элементарного спирально-кольцевого тока проводимости  $i_{eT}$ . Именно такой научной позиции автора соответствует приведенная на рис. 2 упрощенная структура предлагаемой электродинамической модели ШМ, содержащей внутри центральное высокотемпературное энергетическое ядро в виде эквивалентного высокопроводного макротора радиусом  $r_T$  со спирально-кольцевым электронным током проводимости  $i_{eT}$ , протекающим по данному тору-кольцу с круглым поперечным сечением радиусом  $r_{eT}$ , и внешнюю округлую высокополяризованную многослойную водяную оболочку наружным радиусом  $r_0 > (r_T + r_{eT})$  с множеством сферообразных слоев микродиполей-сфероидов влаги.

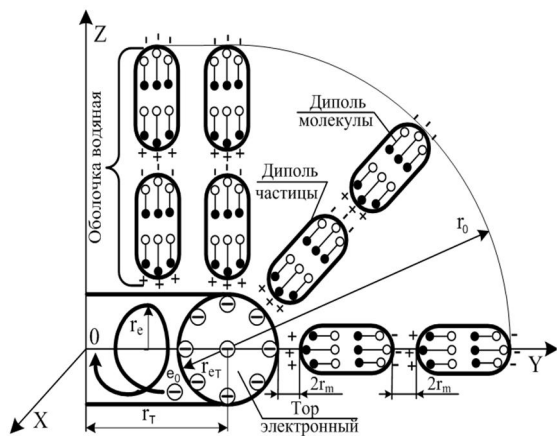


Рис. 2. Упрощенная структура предложенной электродинамической модели ШМ с центральным тором спирально-кольцевого электронного тока  $i_{eT}$  и внешней поляризованной электронейтральной водяной оболочкой, состоящей из множества сферообразных слоев микродиполей-сфероидов воды (на данном рисунке показан радиальный срез лишь одной четвертой части поперечного сечения ШМ)

Численная оценка уровня напряженности  $H_{eT}$  собственного азимутального импульсного магнитного поля от сформировавшегося вблизи изгиба разрядного канала ЛМ электронного тора со спирально-кольцевым током проводимости  $i_{eT}$  по приближенному соотношению  $H_{eT} \approx i_{eT} / (2r_T)$  показывает, что при  $i_{eT} \approx 13,87$  кА и  $r_T \approx 20,2$  мм данная напряженность составляет около  $0,34 \cdot 10^6$  А/м (этой напряженности в воздухе соответствует магнитная индукция  $B_{eT} \approx \mu_0 \cdot H_{eT}$ , равная примерно 0,43 Тл). Вблизи самого электронного тора с указанным главным радиу-

сом  $r_T$  значения напряженности  $H_{eT} \approx i_{eT} / (2\pi r_{eT})$  при  $r_{eT} \approx 1$  мм достигают уровня около  $2,2 \cdot 10^6$  А/м, которым соответствуют значения магнитной индукции  $B_{eT} \approx 2,8$  Тл. Эти расчетные данные дают основание заключить, что при ЛМ в зоне образования центрального энергетического ядра ШМ, содержащего электронный тор радиусом  $r_T \approx 20,2$  мм со спирально-кольцевым током проводимости  $i_{eT} \approx 13,87$  кА, генерируется *сильное импульсное азимутальное магнитное поле*, вызывающее появление в воздушной среде вокруг указанного высокотемпературного тора внешнего вихревого радиального электрического поля ШМ с напряженностью  $E_{eT}$ . Возможный амплитудный уровень величины  $E_{eT}$  в воздушной зоне вокруг энергетического ядра и потенциальной оболочки ШМ (при  $r_0 \approx 2r_T \approx 40,4$  мм [1,11]) может быть оценен по приближенному расчетному волновому соотношению  $E_{eT} \approx (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2} \cdot H_{eT}$ , где  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная [7]. Поэтому при  $H_{eT} \approx 0,34 \cdot 10^6$  А/м численное значение напряженности  $E_{eT}$  вихревого радиального электрического поля в зоне ядра и оболочки ШМ окажется примерно равным  $1,28 \cdot 10^8$  В/м. При учете влияния микродиполей воды, присутствующих в огромном количестве в высокополяризованной водяной оболочке ШМ, амплитудный уровень напряженности  $E_{eT} \approx (\mu_0 / \epsilon_0 \epsilon_r)^{1/2} \cdot H_{eT}$ , где  $\epsilon_r \approx 81$  – относительная диэлектрическая проницаемость воды [7], может снизиться до численных значений, равных около  $1,42 \cdot 10^7$  В/м. Отсюда следует важный вывод о том, что в зоне, прилегающей к энергетическому ядру ШМ, в качестве которого выступает высокопроводный тор радиусом  $r_T$  со спирально-кольцевым электронным током  $i_{eT}$ , формируемый в воздушной атмосфере сильноточным разрядным каналом ЛМ в области его изгиба, генерируется *сверхсильное вихревое радиальное электрическое поле* [17]. Именно данное неоднородное по радиусу электрическое поле и будет согласно расчетным данным из [1,4,11] стягивать (транспортировать) из окружающей воздушной атмосферы в область энергетического ядра ШМ (в нашем случае электронного тора) дополнительно поляризованные им (этим полем) полярные молекулы и микросфероиды воды и тем самым автоматически участвовать в активном и быстром (за десятки микросекунд [11]) формировании высокополяризованной водяной оболочки ШМ. Здесь необходимо отметить то, что процесс формирования высокополяризованной водяной оболочки ШМ был достаточно подробно рассмотрен ранее в [1-3,11].

**2.3. Расчетная оценка времени "жизни" спирально-кольцевого электронного тока в ядре ШМ.** Сформировавшийся вокруг разрядного канала ЛМ высокопроводный электронный тор со спирально-кольцевым током проводимости  $i_{eT}$  должен обладать таким собственным временем "жизни"  $\tau_T$ , которое превышает время развития и протекания в воздушной атмосфере ЛМ. В предложенной электродинамической модели ШМ именно время "жизни"  $\tau_T$  электронного тора с кольцевым током  $i_{eT}$  – этого своеобразного энергетического ядра ШМ после исчезновения канала разряда ЛМ и будет определять время "жизни"  $\tau_L$  ШМ в целом. В этой связи важным моментом в процессе формирования природной или искусственной ШМ является возможный электрофизический механизм отделения (отрыва) образовавшегося электронного тора со спирально-кольцевым током проводимости  $i_{eT}$  от породившего его сильноточного канала воздушного электрического разряда. Здесь, по-моему мнению,

возможны два варианта наступления подобного события. Первый – "пассивный", сводящийся к самопрекращению протекания в канале разрядного тока  $i_p$  и последующему автономному существованию в воздушной атмосфере образовавшегося электронного тора с кольцевым током  $i_{eT}$ . Второй – "активный", базирующийся на известном в плазменной технике физическом принципе ускорения высокоионизированных плазменных образований-перемычек между двумя массивными токопроводами с противоположно направленными электрическими токами [9, 13]. Этот принцип сейчас широко используется в рельсотронах – высоковольтных электрофизических установках для ускорения низкотемпературной плазмы [18]. На мой взгляд, второй вариант обретения потенциального ядра ШМ – электронным кольцом с током проводимости  $i_{eT}$  своей автономности является более реалистичным. Ведь электродинамическое усилие  $F_{ep}$ , воздействующее, например, на изогнутую часть сильно точного плазменного канала разряда ЛМ длиной порядка  $2\pi r_k$  (в нашем случае это будет участок канала длиной до 108 мм) и отбрасывающее ее совместно со связанным с нею высокопроводным электронным тором радиусом  $r_T$  в радиальном направлении от продольной оси разрядного канала, может при используемых нами АВП тока  $i_p$  грозового разряда ( $I_{mp} \approx 200$  кА;  $t_{mp} \approx 10$  мкс;  $r_k \approx 17,2$  мм;  $H_p \approx 1,57 \cdot 10^6$  А/м) численно составлять до  $F_{ep} \approx 2\pi\mu_0 H_p I_{mp} r_k \approx 4,26 \cdot 10^4$  Н (около  $4,35 \cdot 10^3$  кГ) [7]. Таких усилий согласно [19] достаточно для ликвидации случайно образовавшегося в воздушной атмосфере изгиба плазменного канала разряда ЛМ (например, из-за резкой неоднородности входящих в нее непроводящих частиц-ингредиентов или образования вакуумных полостей на пути развития газового разряда) и самоотрыва в этой зоне будущего энергетического ядра ШМ от приканальной области и его дальнейшего самостоятельного пребывания в насыщенной водяными парами воздушной атмосфере.

Численную оценку значения времени "жизни"  $\tau_T$  в воздушной атмосфере рассматриваемого высокотемпературного электронного макротора радиусом  $r_T$  с током проводимости  $i_{eT}$ , являющегося энергетическим ядром ШМ, осуществим по следующему приближенному соотношению:

$$\tau_T \approx \frac{3L_T}{R_T}, \quad (18)$$

где  $L_T = \mu_0 r_T [\ln(4\pi r_T / r_{eT}) - 2,45]$  [17],  $R_T = 2r_T / (\gamma_T r_{eT}^2)$  – соответственно индуктивность и активное сопротивление электронного макротора с радиусами образующей  $r_T$ , круглого поперечного сечения  $r_{eT}$  и удельной электропроводностью  $\gamma_T$  его высокоионизированного материала.

Такой чисто электротехнический подход к определению величины времени "жизни"  $\tau_T$  приводит нас при используемых параметрах макротора к тому, что для обеспечения его значений по (18) до нескольких секунд величина удельной электропроводности  $\gamma_T$  материала этого электронного тора-кольца должна быть равной около  $5,8 \cdot 10^{11}$  (Ом·м)<sup>-1</sup>, то есть практически на четыре порядка превышать удельную электропроводность меди  $\gamma_{Cu}$  при нормальных атмосферных условиях. Возможно ли такое вообще? Прежде чем ответить на этот непростой вопрос, во-первых, укажем то, что согласно [12] для полностью ионизированной плазмы ее удельная электропроводность не

зависит от концентрации электронов  $n_e$  в ней и определяется только электронной температурой  $T_e$ . Выбранная нами в проведенных расчетных оценках плотность электронов  $n_e \approx 7 \cdot 10^{21}$  м<sup>-3</sup> для высокоионизированной плазмы тора-кольца является характерной величиной для сильноточных электрических разрядов в газовых средах и поэтому по величине  $n_e$  вопросов возникать не должно. Что же касается электронной температуры  $T_e$  в этой плазме, то уже только один полученный нами классическим расчетным путем уровень индуцированного напряжения  $U_e \approx 44,5$  В от внешнего магнитного потока  $\Phi_B$  канала разряда ЛМ в зоне его изгиба в электронном торе радиусом  $r_T \approx 20,2$  мм указывает на то, что величина температуры  $T_e$  в нем может достигать огромных значений. Ведь указанное значение  $U_e$  для ускоряемых в макроторе нерелятивистских электронов соответствует максимальной электронной температуре  $T_{em}$ , равной примерно 44,5 эВ или  $0,516 \cdot 10^6$  К [13]. Во-вторых, здесь следует принять во внимание высказанную нами чуть выше мысль о возможности практически бесстолкновительного характера ускорения рассматриваемых электронов с ларморовскими радиусами  $r_e$  внутри элементарных полых протонных торов с главными радиусами  $r_{T\Omega}$  и ларморовскими радиусами  $r_p \gg r_e$ . Так как на пути ускорения индуцируемым напряжением  $U_e$  этих электронов, обжатых снаружи протонными микрокольцами радиусом  $r_p$ , из-за наступившего в слабоионизированной плазме вокруг разрядного канала пространственного разделения электрических зарядов практически нет иных частиц, выполняющих роль центров их рассеяния, то образуемые подобными электронами высокопроводные элементарные торы-кольца с электронными токами  $i_{eT\Omega}$  и главными радиусами  $r_{T\Omega}$  могут иметь значения своей удельной электропроводности  $\gamma_T \gg \gamma_{Cu}$ .

Подставив в (18) соответствующие геометрические и электрофизические параметры ( $r_T \approx 20,2$  мм;  $r_{eT} \approx 1$  мм;  $\gamma_T \approx 5,8 \cdot 10^{11}$  (Ом·м)<sup>-1</sup>), получаем, что величина времени "жизни"  $\tau_T$  эквивалентного макророльца из спирально-кольцевого электронного тока  $i_{eT}$ , защищенного от окружающего холодного воздуха элементарными тепловыми экранами из полых протонных микроторв с ларморовскими радиусами  $r_p$ , в предлагаемом энергетическом ядре ШМ может составлять около 3,4 с. Приблизительно описав основные этапы процесса возможного создания в зоне изгиба сильно точного разрядного канала ЛМ или дугового разряда высокопроводного тора радиусом  $r_T$  со спирально-кольцевым электронным током  $i_{eT}$  и его последующего электродинамического отрыва от канала разряда и автономного существования в воздушной атмосфере, автор на этом завершает рассмотрение процесса формирования энергетического ядра ШМ и переходит к не менее важной задаче для этого вида молнии, связанной с приближенной расчетной оценкой значений тока смещения в водяной оболочке ШМ.

**2.4. Расчетная оценка радиальных токов смещения в поляризованной водяной оболочке ШМ.** При распространении в ядре ШМ вдоль электронного макротора с радиусом  $r_T$  кольцевого импульсного тока электронной проводимости  $i_{eT}$  возникающая в окружающей его диэлектрической среде поперечная электромагнитная волна будет приводить к возникновению в плоскостях, перпендикулярных к направлению

протекания кольцевого тока проводимости  $i_{eT}$ , соответствующих замкнутых токов смещения  $i_c$ . Направления протекания данных токов смещения  $i_c$  при этом будут совпадать с направлениями векторов напряженности  $E_{eT}$  сверхсильного вихревого радиального электрического поля, генерируемого кольцевым током проводимости  $i_{eT}$ . Для тока электрического смещения  $i_c$ , протекающего в высокополяризованной водяной оболочке ШМ, будет справедливо следующее приближенное расчетное соотношение:

$$i_c \approx \delta_c \cdot S_c, \quad (19)$$

где  $\delta_c$  – плотность тока смещения;  $S_c = 4\pi r_0^2$  – площадь наружной поверхности водяной оболочки ШМ (в принятом согласно [1, 11] приближении  $r_0 \approx 2r_T$ ).

В соответствии с известными положениями классической электродинамики выражение для плотности тока электрического смещения  $\delta_c$  в высокополяризованной водяной оболочке ШМ имеет следующий вид [7, 13]:

$$\delta_c = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \frac{\partial E_{eT}}{\partial t}. \quad (20)$$

Для оценки скорости изменения во времени  $t$  напряженности  $E_{eT}$  сверхсильного вихревого радиального электрического поля в области водяной оболочки ШМ воспользуемся соотношением вида:

$$\frac{\partial E_{eT}}{\partial t} \approx \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} \cdot \frac{\partial H_{eT}}{\partial t}. \quad (21)$$

В свою очередь, для временной производной  $\partial H_{eT} / \partial t \approx dH_{eT} / dt$  запишем следующее выражение:

$$\frac{dH_{eT}}{dt} \approx (2r_T)^{-1} \cdot \frac{di_{eT}}{dt}. \quad (22)$$

Что касается временной производной тока  $di_{eT} / dt$  для макротора с радиусом  $r_T$ , то ее значение будем определять из уравнения цепи для этого 'электронного тора с током проводимости  $i_{eT}$  вида:

$$U_e \approx L_T \cdot \frac{di_{eT}}{dt} + R_T \cdot i_{eT}. \quad (23)$$

Из (23) для принятых геометрических параметров тора ( $r_T \approx 20,2$  мм;  $r_{eT} \approx 1$  мм) при  $|U_e| \approx 44,5$  В,  $L_T \approx 7,83 \cdot 10^{-8}$  Гн,  $R_T \approx 6,96 \cdot 10^{-8}$  Ом и  $i_{eT} \approx 13,87$  кА следует, что максимальное значение для токовой производной  $di_{eT} / dt$  оказывается примерно равным  $5,68 \cdot 10^8$  А/с. Видно, что падением электрического напряжения на активном сопротивлении  $R_T$  образовавшегося снаружи разрядного канала ЛМ в зоне его изгиба электронного тора с током проводимости  $i_{eT}$  согласно (23) можно пренебрегать. Тогда с учетом (21) и (22) для временной производной  $\partial E_{eT} / \partial t$  в поляризованной водяной оболочке ШМ находим, что ее наибольшее значение может быть численно равным около  $0,59 \cdot 10^{12}$  В/(м·с). Согласно (20) такое значение производной  $\partial E_{eT} / \partial t$  вызывает появление в водяной оболочке ШМ плотности тока смещения, приближенно равного  $\delta_c \approx 423,1$  А/м<sup>2</sup>. В результате из (19) при  $r_0 \approx 40,4$  мм и найденном численном значении величины  $\delta_c$  получаем, что в предложенной электродинамической модели ШМ применительно к вызывающему ее в воздушной атмосфере сверхсильному разряду ЛМ ( $I_{mp} \approx 200$  кА;  $t_{mp} \approx 10$  мкс;  $r_k \approx 17,2$  мм) ток смещения  $i_c$  в ее высокополяризованной водяной оболочке достигает уровня примерно в 8,7 А. Необходимо отметить, что такая сравнительно большая величина тока электрического смещения  $i_c$  в соответствии с теорией электромагнитного поля

Максвелла не будет выделять джоулева тепла в указанной водяной оболочке ШМ и окружающем его холодном воздухе. По-видимому, данный ток смещения  $i_c$  будет приводить к энергетическому возбуждению валентных электронов атомов газообразных химических элементов, захваченных полярными молекулами воды из атмосферного воздуха по пути своего радиального движения к энергетическому ядру ШМ (к тору с кольцевым током проводимости  $i_{eT}$ ) и присутствующих в водяной оболочке ШМ. Поэтому такой ток электрического смещения  $i_c$  будет в состоянии создавать в электронной высокополяризованной оболочке ШМ электролюминесценцию [7, 13], обычно наблюдаемую (в том числе и очевидцами наблюдений природной ШМ [5, 10]) в виде холодного свечения атомов газов, присутствующих в атмосферном воздухе. Отсюда теперь нам становятся физически более понятными те опытные факты из описательных наблюдений очевидцев природной ШМ, которые касаются практического отсутствия поступления от этого вида молнии в окружающий атмосферный воздух теплового излучения.

## ВЫВОДЫ

1. На основе известных положений классической электродинамики показана возможность пространственного разделения свободных электронов и наиболее легких однозарядных ионов (на примере протонов) в слабоионизированной плазме, окружающей в воздушной атмосфере сильноточный высокоионизированный канал разряда ЛМ или дугового разряда с током КЗ. Образующиеся при этом элементарные электронные диаметром  $2r_e$  и протонные диаметром  $2r_p$  кольца-торы с вращающимися с огромными циклотронными частотами  $\omega_e$  и  $\omega_p$  по ларморовским  $r_e$  и  $r_p$  микрорадиусам электронами и протонами охватывают круговые линии магнитной индукции вблизи сильноточного разрядного канала. Диаметр  $2r_p$  протонных колец в десятки раз (в нашем случае примерно в 42,8 раз) превышает диаметр  $2r_e$  электронных колец, расположенных в огромном количестве внутри первых.

2. Установлено, что в зоне изгиба канала разряда ЛМ или дугового разряда с током КЗ из-за возникновения возможности индукционного наведения в проводящих электронных и протонных микрокольцах продольных ЭДС происходит образование элементарных электронных и протонных микроторов со спирально-кольцевыми импульсными токами проводимости, направленными в противоположные стороны. Циклоидальные импульсные электронные токи проводимости в данных торах в десятки раз (в нашем случае примерно в 42,7 раз) превышают циклоидальные импульсные протонные токи проводимости, протекающие в соответствующих торах с диаметром  $2r_p \gg 2r_e$ , и выполняют основную электрофизическую роль в формировании высокотемпературного тороидального энергетического ядра ШМ.

3. Расчетным путем показано, что суммарный спирально-кольцевой импульсный электронный ток проводимости  $i_{eT}$  высокотемпературного тороидального энергетического ядра ШМ генерирует вокруг ядра ШМ сильное импульсное азимутальное магнитное поле, которое, в свою очередь, вызывает появление вокруг сформированного ядра-тора ШМ сверхсильного вихревого радиального электрического поля. Данное сверхсильное вихревое радиальное элек-



трическое поле из полярных молекул и микросфероидов воды воздушной атмосферы формирует вокруг высокотемпературного тороидального энергетического ядра ШМ сферическую многослойную высокополяризованную водяную оболочку.

4. Выполненные оценочные расчеты показывают, что в предложенной модели ШМ при принятом значении  $\gamma_T$  время "жизни"  $\tau_T$  спирально-кольцевого электронного тока проводимости  $i_{eT}$  высокотемпературного тороидального энергетического ядра ШМ и ШМ в целом может составлять до нескольких секунд. При больших значениях удельной электропроводности  $\gamma_T$  высокоионизированного материала эквивалентного кольца данного тока проводимости  $i_{eT}$  в ядре ШМ время его "жизни"  $\tau_T$  и соответственно время "жизни"  $\tau_L$  ШМ в целом будет возрастать прямо пропорционально этому увеличению величины  $\gamma_T$ .

5. Расчетная оценка тока электрического смещения  $i_c$  в высокополяризованной водяной оболочке ШМ, создаваемой в зоне изгиба сильноточного разрядного канала ЛМ, свидетельствует о том, что в соответствии с предложенной электродинамической моделью ШМ и принятыми для нее исходными АВП разрядного тока ЛМ он может в указанной водяной оболочке составлять до 9 А и вызывать электролюминесценцию (холодное свечение) в атомах газообразных элементов, входящих в состав атмосферного воздуха и присутствующих в водяной оболочке ШМ.

6. Несомненный интерес представляет экспериментальная проверка принципиальной возможности создания в лаборатории искусственных низкоэнергетических плазматических ШМ, подобных описанному выше. Некоторые результаты такой проверки автор представит в следующем номере данного журнала.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов М.И. Электрофизическая природа шаровой молнии // *Электричество*. – 2009. – № 9. – С. 15-25.
2. Баранов М.И. Электрическая корона в микродипольной модели шаровой молнии // *Электричество*. – 2010. – № 1. – С. 23-28.
3. Баранов М.И. Расчетная оценка температуры в микродипольной модели шаровой молнии // *Электричество*. – 2010. – № 6. – С. 15-20.
4. Щерба А.А., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н., Золотарев В.М. Электрический транспорт полярных молекул воды в неоднородном электрическом поле полимерной изоляции высоковольтных кабелей // *Технічна електродинаміка (Київ)*. – 2010. – № 5. – С. 3-9.
5. Смирнов Б.М. Физика шаровой молнии // *Успехи физических наук*. – 1990. – Том 160. – Вып. 4. – С. 1-45.
6. Кужекин И.П., Ларионов В.П., Прохоров Е.Н. Молния и молниезащита. – М.: Знак, 2003. – 330 с.
7. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с.
8. Духин С.С., Дерягин Б.В. Электрофорез. – М.: Наука, 1976. – 550 с.
9. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
10. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. – М.: Научный мир, 1996. – 264 с.
11. Никитин А.И. Образование шаровой молнии при развитии линейной молнии // *Электричество*. – 2000. – № 3. – С. 1-6-23.
12. Бортник И.М., Белогловский А.А., Верещагин И.П. и др. Электрофизические основы техники высоких напряжений / Под общ. ред. И.П. Верещагина. – М.: Издательский дом МЭИ, 2010. – 704 с.
13. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред.

В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.

14. Баранов М.И. Приближенный расчет максимальной температуры плазмы в сильноточном канале искрового разряда высоковольтного воздушного коммутатора атмосферного давления // *Технічна електродинаміка (Київ)*. – 2010. – № 5. – С. 18-21.
15. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975. – 272 с.
16. Баранов М.И. Электрофизический микромеханизм явления электромагнитной индукции в неподвижном металлическом проводнике // *Электричество*. – 2012. – № 1. – С. 36-42.
17. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972. – 391 с.
18. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука, 2004. – 704 с.
19. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Baranov M.I. `Elektrofizicheskaya priroda sharovoy molnii // `Elektrichestvo. – 2009. – № 9. – S. 15-25. 2. Baranov M.I. `Elektricheskaya korona v mikrodipol'noy modeli sharovoy molnii // `Elektrichestvo. – 2010. – № 1. – S. 23-28. 3. Baranov M.I. Raschetnaya ocenka temperatury v mikrodipol'noy modeli sharovoy molnii // `Elektrichestvo. – 2010. – № 6. – S. 15-20. 4. Scherba A.A., Podol'cev A.D., Kucheryavaya I.N., Zolotarev V.M. `Elektricheskij transport polyarnyh molekul vody v neodnorodnom `elektricheskom pole polimernoy izolyacii vysokovol'tnyh kabelej // Tehnichna elektrodinamika (Kiev). – 2010. – № 5. – S. 3-9. 5. Smirnov B.M. Fizika sharovoy molnii // Uspehi fizicheskikh nauk. – 1990. – Tom 160. – Vyp. 4. – S. 1-45. 6. Kuzhekin I.P., Lariонов V.P., Prohorov E.N. Molniya i molniezaschita. – M.: Znak, 2003. – 330 s. 7. Yavorskiy B.M., Detlaf A.A. Spravochnik po fizike. – M.: Nauka, 1990. – 624 s. 8. Duhin S.S., Deryagin B.V. `Elektroforez. – M.: Nauka, 1976. – 550 s. 9. Golant V.E., Zhilinskiy A.P., Saharov I.E. Osnovy fiziki plazmy. – M.: Atomizdat, 1977. – 384 s. 10. Stahanov I.P. O fizicheskoy prirode sharovoy molnii. – M.: Nauchnyy mir, 1996. – 264 s. 11. Nikitin A.I. Obrazovanie sharovoy molnii pri razvitii lineynoy molnii // `Elektrichestvo. – 2000. – № 3. – S.1 6-23. 12. Bortnik I.M., Beloglovskiy A.A., Vereschagin I.P. i dr. `Elektrofizicheskie osnovy tehniki vysokikh napryazheniy / Pod obsch. red. I.P. Vereschagina. – M.: Izdatel'skiy dom M'EI, 2010. – 704 s. 13. Kuz'michev V.E. Zakony i formuly fiziki / Otv. red. V.K. Tartakovskiy. – Kiev: Naukova dumka, 1989. – 864 s. 14. Baranov M.I. Priblizhennyj raschet maksimal'noy temperatury plazmy v sil'notochnom kanale iskrovogo razryada vysokovol'tnogo vozdušnogo kommutatora atmosferego davleniya // Tehnichna elektrodinamika (Kiev). – 2010. – № 5. – S. 18-21. 15. Lozanskiy `E.D., Firsov O.B. Teoriya iskry. – M.: Atomizdat, 1975. – 272 s. 16. Baranov M.I. `Elektrofizicheskij mikhromehaniizm yavleniya `elektromagnitnoj indukcii v nepodvizhnom metallicheskom provodnike // `Elektrichestvo. – 2012. – № 1. – S. 36-42. 17. Knopfel' G. Sverhsil'nye impul'snye magnitnye polya. – M.: Mir, 1972. – 391 s. 18. Mesyac G.A. Impul'snaya `energetika i `elektronika. – M.: Nauka, 2004. – 704 s. 19. Rajzer Yu.P. Fizika gazovogo razryada. – M.: Nauka, 1987. – 592 s.

Поступила 11.01.2013

Баранов Михаил Иванович, д.т.н., с.н.с.

НИПКИ "Молния"

Национального технического университета

"Харьковский политехнический институт"

61013, Харьков, ул. Шевченко, 47

тел. (057) 7076841, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

M.I. Baranov

**Improvement of microdipole model of ball lightning and electrodynamic development of theory of this phenomenon.**

The new electrodynamic model of ball lightning (BL), containing an internal high temperature as a torus power kernel and external electro-neutral high-polarized aquatic shell, is offered. The power kernel of such BL is formed by electronic and proton microtorus with the elementary spiral-circular currents, directed in opposite sides. The spiral-circular electronic currents of conductivity of kernel of BL create the strong impulsive azimuthal magnetic field and superstrong vortical radial electric field round him.

**Key words – ball lightning, kernel and shell, theory.**