

Новая дипольная динамическая модель шаровой молнии

В. Н. Сошников

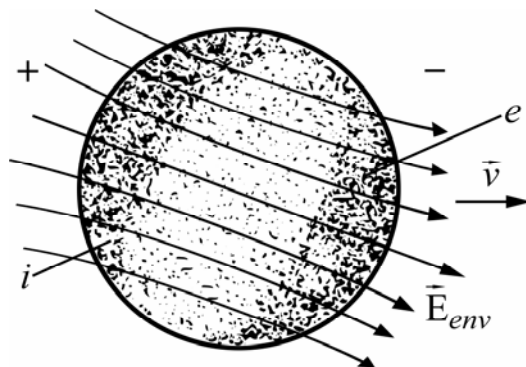
Всероссийский институт научной и технической информации Российской Академии наук,
ул. Усиевича, 20, г. Москва, 125315, Россия, e-mail: vikt3363@yandex.ru

Впервые представлена дипольная динамическая модель (ДДМ) шаровой молнии (ШМ), которая просто, естественно и рационально объясняет большую часть наблюдений последней возможностью больших плотностей энергии, обусловленной дипольным разделением зарядов ШМ с притоком энергии атмосферного электрического поля за счёт поступательного движения ШМ. Теорема вириала, которая могла бы ограничивать энергию шаровой молнии, неприменима, так как ШМ не является замкнутой системой наподобие Солнечной или Галактической, и является сильно зависимой частью протяжённой во времени и пространстве большой системы.

УДК 53.03+537.523.9+537.84:533.98

ВВЕДЕНИЕ

Оценки плотности энергии в наблюдаемых шаровых молниях ведут в зависимости от их размеров – вплоть до (2–3) м и более – к значениям до $\sim 10^{10}$ Дж/м³ и выше [1, 2]. Для объяснения таких огромных энергий и плотностей энергии предложено много изначально экзотических и даже фантастических моделей (см. также подробные обзоры [1] и [3]): может быть, ШМ является чёрной дырой; возможно наличие в ней ядерных реакций; в ШМ присутствует тёмное вещество; она содержит набор ридберговских атомов; является замкнутым круговым резонатором, заполненным световой энергией; обусловлена фазовым переходом к сверххолодной неидеальной плазме [4]; более реалистично – источником ее энергии являются коллективные электронно-ионные колебания [5] (что, вероятно, применимо к статичному плазмиду, но не к движущейся типичной шаровой молнии); крайне усложнённые квантово-механические построения G.C. Dijkhuis'a [1] и многочисленные другие гипотезы и модели этого рода. Ряд моделей связывают энергию ШМ с её заимствованием от линейной молнии [1, 2]: это модели динамических МГД-конденсаторов, электростатических микроконденсаторов, химические модели сгорания разреженных атомных кластеров Si, образовавшихся при ударе линейной молнии в почву. Главной трудностью этих моделей является неспособность объяснить иногда наблюдаемые огромные плотности энергии ШМ.



Газоплазменный диполь

Во всех случаях остаётся вне рассмотрения возможность больших энергий электростатического разделения зарядов с сильной поляризацией в облаке плазмы шаровой молнии атмосферным электрическим полем с образованием газоплазменного диполя (см. рисунок).

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В разреженном газе ШМ (в огненном шаре fireball FB) с температурой молекул и ионов T_{FB} несколько тысяч кельвинов и с электронными температурами до $T_e \sim (8000-12000)$ К и более, типичными для термодинамически неравновесных разрядов низкого давления, возникающее отталки-

вающее действие положительного атмосферного электрического поля E_{env} на ионы в задней части ШМ может быть почти полностью скомпенсировано отдачей ионов от холодного окружающего плотного воздуха, что приведёт к движению ШМ в направлении атмосферного электрического поля, воздействующего и на ионы, и на электроны при наличии силы притяжения между ионами и электронами [6–8].

Простые оценки [7] показывают пренебрежимо малость потока убегающих ионов $E_{env}\mu_i n_i$ в задней части ШМ, где μ_i – подвижность ионов; n_i – их концентрация, то есть наличие результирующей силы, двигающей вперёд молнию как единое целое. При поступательном движении ШМ во внешнем электрическом поле как электроны, так и ионы получают энергии, однако при умеренных скоростях движения ШМ только небольшая часть внутренней энергии идёт на поддержание ее движения. Основная же часть расходуется на нагрев частиц kT_{FB} и kT_e при хаотических столкновениях с молекулами ШМ и друг с другом, принимая затем форму излучения. Благодаря дополнительной энергии внешнего электрического поля образуется энергетическая струя отдачи. В то же время для осуществления процессов ионизации и рекомбинации внутри ШМ необходимо значительное перекрытие ионного и электронного облаков, облегчаемое достаточно высокими температурами T_i и T_e .

Максимальный полный импульс, передаваемый окружающему воздуху позади ШМ за время t электрическим полем внешнего источника E_{env} , равен ft , где $f = |e| E_{env} N_i$; e – заряд электрона, N_i – полное содержание ионов молнии. Внутри нее энергия должна распределяться путём электростатического дипольного взаимодействия между электронами и ионами соответственно энергиям их поступательного движения с одинаковой скоростью. Суммарная энергия, передаваемая струе отдачи и электронам ШМ, в одинаковых долях складывается из энергии, переносимой внешней струей отдачи и электронам молнии внешним источником.

Облако электронов, движущееся во внешнем электрическом поле, играет роль локомотива для движения ШМ с облаком ионов и нейтралов.

Вследствие больших сечений перезарядки при столкновениях ионов и нейтралов внутри ШМ она движется как единое целое с очень малым газодинамическим сопротивлением [8], получая энергию от поступательного движения электронов в атмосферном электрическом поле и теряя её главным образом при излучении, независимо от теоремы вириала. Последняя неприменима к ШМ, так как молния – всего лишь часть большой системы с протяжённым атмосферным электрическим полем, излучением и реактивной струей отдачи холодного воздуха позади нее.

Приравнивая ускорение ионов вместе с нейтралами в дипольной ШМ под действием силы притяжения ионов электронами $|e| N_e N_i / (2r_{FB})^2$ на заднем крае молнии и ускорение ее электронной части силой внешнего электрического поля $|e| E_{env} N_e$, получаем очень простое соотношение, являющееся базовым в дипольной модели ШМ [6–8]:

$$r_{FB} = \frac{3}{\pi} \frac{m_{av}}{m_e |e| x_e^2 n_L \frac{T_{env}}{T_{FB}}} \cdot E_{env}, \quad (1)$$

где значения внешнего электрического поля E_{env} , в котором находится ШМ, могут составлять от сотен В/см до нескольких кВ/см и более при электронных температурах $T_e \sim (8000-12000)$ К и более в зависимости от радиуса молнии r_{FB} ; m_{av} – средняя масса ионов и нейтралов ШМ при температуре T_{FB} ; x_e – молярная доля электронов при температуре электронов T_e и давлении $p_{atm} = 1$ атм; $T_{env} = 293$ К – температура окружающего воздуха; n_L – число Лошмидта при 293 К; m_e , e , n_e – соответственно масса, заряд и концентрация электронов, $n_e \ll n_m$, где n_m – концентрация нейтралов в ШМ; $n_e \sim x_e n_m$. Это уравнение не исключает ускоренного движения молнии как целого.

Согласно уравнению (1) для удельной энергии ШМ получаем $J \sim |e| n_e r_{FB} E_{env} \propto n_e^3 r_{FB}^2$, что придаёт правдоподобие возможности достижения очень больших плотностей энергии молнии (см., оценку предельных плотностей энергии в таблице).

Характерные ограничения на параметры ШМ

$T_m = 1000 \text{ K}, T_e = 10\ 000 \text{ K}, (\gamma E_{env}) = 1 \text{ кВ/см}$				$T_m = 3000 \text{ K}, T_e = 10\ 000 \text{ K}, (\gamma E_{env}) = 1 \text{ кВ/см}$	
$r, \text{ см}$	10	100	1000	10	100
$n_e^{(FB)}, \text{ см}^{-3} \times 10^{-15}$	16,0	5,1	1,6	9,2	2,9
α	10,6	33,7	107	6,2	19,6
$E_{spec}, \text{ Дж/м}^3$	$5,15 \times 10^7$	$1,63 \times 10^8$	$5,12 \times 10^8$	$2,9 \times 10^7$	$9,2 \times 10^7$
ϵ	$6,8 \times 10^{-3}$	$4,0 \times 10^{-2}$	$\sim 2 \times 10^{-1}$	$6,8 \times 10^{-3}$	$4,0 \times 10^{-2}$
$w, \text{ кВт}$	4,3	$2,5 \times 10^2$	$1,2 \times 10^4$	12,5	$7,4 \times 10^2$
$w/S_{FB}, \text{ Вт/см}^2$	3,45	2,0	1,0	10	5,9
Максимальный тротильный эквивалент ШМ	0,052 кг	0,164 Т	0,514 кТ	0,029 кг	0,092 Т
$E_{env} = e [n_e^{(FB)}]^{2/3}, \text{ кВ/см}$	9,1	4,3	2,0	6,3	2,23
γ	<0,11	<0,23	<0,51	<0,16	<0,45

Балансовые уравнения сохранения заряженных частиц (ионов и электронов), энергии ШМ, условие устойчивости термодинамически неравновесной молнии [7] (см. ниже), задание степени неравновесности α в замене $n_e \rightarrow n_e/\alpha$ и уравнение (1) полностью определяют все параметры ШМ [7].

ИЗБЫТОК ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА

Вследствие амбиполярной диффузии шаровая молния обладает большим положительным зарядом [7], что эквивалентно поверхностному натяжению, удерживающему ионы и электроны от разлёта.

Избыток положительного заряда $|e|\Delta N_i$ определяется коэффициентами диффузии электронов и ионов D_e, D_i и их подвижностями μ_e, μ_i [9]:

$$\Delta E \sim \frac{D_e - D_i}{|\mu_e| + |\mu_i|} \frac{1}{r_{FB}} \sim \frac{|e|\Delta N_i}{(2r_{FB})^2},$$

где ΔE – электрическое поле амбиполярной диффузии, так что при произвольных разумных значениях $T_e \sim 10\ 000\text{K}$, $T_i \sim 3000\text{K}$, неравновесном $n_e \sim 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $r_{FB} \sim 5 \text{ см}$, $\sigma_e^{coll} \sim 2 \times 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_i^{coll} \sim 2,5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ получим $D_e, |\mu_e| \gg D_i, |\mu_i|$; $|e|\Delta N_i \sim 4 \times 10^{-2} \text{ Кл}$ при $|e|N_i \sim 0,17 \text{ Кл}$ с необходимостью учесть ΔE в исходных уравнениях [7, 8] (см. уравнения (1) и (5) в [8]).

Отметим в связи с этим кажущееся парадоксальным положение: несмотря на положительный заряд ШМ, она движется в направлении положительного атмосферного электрического поля, притягивающего электронную часть молнии.

Оценки [7] показывают, что потери заряженных частиц при амбиполярной диффузии много меньше, чем их воспроизводство при ионизации в случае $T_e \gtrsim (8000 \div 10\ 000)$ К. Предполагается, что большой положительный заряд, удерживающий электроны, должен приводить к устойчивости ШМ и при более низких температурах ($T_e \lesssim 8000$ К).

УСТОЙЧИВОСТЬ ШМ

Показано [7], что шаровая молния устойчива только в случае сильного термодинамического неравновесия как по температуре $T_e \gg T_i = T_{FB}$, так и при много меньших, чем при равновесии, концентрациях электронов, соответственно существенно меньших светимостях.

Уравнение (1) может быть переписано в виде [7]

$$r_{FB} = \frac{3 m_{av} E_{env} n_m}{\pi m_e |e| n_e^2} \alpha^2 \equiv A \frac{W}{n_e^2}, \quad A \equiv \frac{3 m_{av} E_{env} n_m}{\pi m_e |e| w}, \quad (2)$$

где n_m – концентрация нейтральных атомов и молекул в ШМ; w – наблюдаемая термодинамически неравновесная мощность излучения молнии, принятая в опциях w равной (100–200)Вт [7, 8]; m_e , m_{av} – соответственно масса электрона и средняя масса нейтрала в ШМ,

$$W = 4\pi r_{FB}^2 \varepsilon \sigma T_e^4, \quad \varepsilon \sim \varepsilon(T_e, 10 \text{ см}) \sqrt{\frac{r_{FB}}{10 \text{ см}}}, \quad (3)$$

σ – постоянная Стефана-Больцмана, ε является здесь степенью черноты полусферического объёма [10], $\alpha^2 \equiv W/w = (n_e/n_e^{(FB)})^2$, W – мощность равновесного излучения ШМ, $n_e \equiv x_e(T_e) n_m$ – концентрация электронов при температурах T_m, T_e [11], $n_e^{(FB)}$ – действительная неравновесная концентрация электронов ШМ.

Предполагается, что баланс концентраций заряженных частиц $b_r n_e^2 = b_i n_e n_m$, где b_r – коэффициент рекомбинации; b_i – коэффициент ионизации; n_m – концентрация нейтралей, то есть $n_e = n_m b_i/b_r$, ведёт к резкому уменьшению n_e вследствие преобладающего по сравнению с $b_r \sim \text{const}$ резкого уменьшения b_i с уменьшением температуры $T_{FB} < T_e$.

Отметим, что при выводе уравнения (2) пренебрегалось очень малым газодинамическим сопротивлением среды [8], которое воздействует на ШМ как целое.

В качестве примера рассмотрим опцию молнии для расчёта со следующими параметрами [7]:

$$T_e = 10\ 000 \text{ К}; \quad T_i = T_m = 1000 \text{ К}; \quad r_{FB} = 10 \text{ см}; \quad \varepsilon = 6,8 \times 10^{-3}; \quad \alpha = 49,3; \quad E_{env} = 46,6 \text{ В/см}; \quad (4a)$$

$$v_{FB} = 1,85 \times 10^{-2} \text{ м/с}; \quad n_e^{(FB)} = n_e/\alpha = 3,47 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}; \quad w = 200 \text{ Вт}. \quad (4b)$$

При фиксированном E_{env} , заменяя обозначение $n_e^{(FB)}$ на n_e , получаем обычное необходимое условие устойчивости ШМ на производную (при замене обозначения $n_e^{(FB)} = x_e n_m/\alpha$ на $x_e n_m/\alpha \rightarrow n_e$ с неравновесным n_e):

$$\Theta \equiv \frac{dr_{FB}}{dT_e} = \frac{AW}{n_e^2} \frac{[\partial(\ln \varepsilon T_e^4)/\partial T_e - 2\partial(\ln n_e)/\partial T_e]}{1 - A \frac{W}{n_e^2} \frac{\partial(\ln \varepsilon r_{FB}^2)}{\partial r_{FB}}} = 0, \quad (5)$$

и при полученной согласно (5) температуре $T_e \approx 12\ 500$ К [7]:

$$1 - A \frac{W}{n_e^2} \frac{\partial(\ln \varepsilon r_{FB}^2)}{\partial r_{FB}} < 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\ln \varepsilon r_{FB}^2)}{\partial r_{FB}} = \frac{\partial}{\partial r_{FB}} [\ln(r_{FB}^{5/2})] = \frac{5}{2r_{FB}} \quad (7)$$

для случая больших оптических толщин с $\varepsilon(T_e, r_{FB}) \propto r_{FB}^{1/2}$. Таким образом, уравнение (7) сводится к уравнению

$$\partial(\ln \varepsilon T_e^4)/\partial T_e - 2\partial(\ln n_e)/\partial T_e = 0 \quad (8)$$

с $r_{FB} = \text{const}$. Условие устойчивости $dr_{FB}/dT_e \rightarrow 0$ эквивалентно условию минимума потенциальной энергии ШМ [7].

Этот результат можно интерпретировать как двухпараметрическое пространство (T_e, α) или (T_e, w) непрерывной последовательности устойчивых шаровых молний, в котором T_e и w соотносятся параметрической траектории условия устойчивости (5).

Подобную процедуру можно применить при определении устойчивости ШМ в случае термодинамически равновесной плазмы, для которой

$$n_m \simeq n_L \frac{T_{env}}{T_e}, \quad n_e \ll n_m, \quad (9)$$

то есть

$$r_{FB} = B \frac{T_e}{x_e^2}, \quad B \equiv \frac{3 m_{av} E_{env}}{\pi m_e |e| n_L T_{env}}, \quad (10)$$

где $x_e \equiv x_e(T_e)$ – молярная доля электронов [11], $n_L = 2,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В этом случае, по крайней мере при $T_e \lesssim 12000 \text{ К}$,

$$\frac{dr_{FB}}{dT_e} = \frac{B}{x_e^2} \left(1 - 2T_e \frac{d \ln x_e}{dT_e} \right) \ll 0. \quad (11)$$

Таким образом, в ранее рассмотренном случае термодинамически равновесной плазмы [8], в дополнение к нереалистично высокой мощности излучения, ШМ абсолютно неустойчива.

В этих предположениях кажется возможным [7], что в зависимости от размеров шаровой молнии и концентрации электронов при её значениях в разумном интервале от $n_e/\alpha \sim (10^{15} - 10^{16}) \text{ см}^{-3}$, удельная энергия ШМ может достигать значений до $\sim 10^{12} \text{ Дж/м}^3$, и она может также сопровождаться присоединяющимся локальным разрядом линейной молнии.

В [7, см. табл. 4] кратко обсуждается также пример учёта реабсорбции излучения с переходом изменения черноты излучения ε от зависимости квадратного корня к линейной зависимости от оптической толщины.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ДДМ И В НАБЛЮДЕНИЯХ ШМ

Дипольная динамическая модель (ДДМ) согласуется с большей частью наблюдений [1, 2].

1. Движение шаровой молнии (ШМ) обычно прямолинейно, иногда с изломами, в широком интервале скоростей для различных ШМ и, по-видимому, определяется не скоростью ветра, а направлением и силой окружающего атмосферного электрического поля.

2. В ДДМ шаровая молния может двигаться только в положительном направлении напряжённости атмосферного электрического поля (электронным краем вперёд).

3. ШМ относительно “холодная” с температурой $T_{FB} \sim (1000 - 5000) \text{ К}$, но достаточной при радиусе $r_{FB} \sim (5 - 10) \text{ см}$ для наблюдаемого прожигания дыр в оконных стёклах, с относительно слабым свечением мощностью $\sim (100 - 200) \text{ Вт}$, что свидетельствует о термодинамической неравновесности с электронной температурой $T_e \gg T_{FB}$.

4. Наблюдаемое прохождение ШМ сквозь неповреждённые оконные стёкла можно объяснить ее сильной дипольной поляризацией ШМ.

5. ШМ может появляться вне связи с линейной молнией.

6. Очень сильное атмосферное электрическое поле, необходимое для поддержания ШМ ДДМ, может приводить к смертельному поражению людей и животных электрическим током.

7. Позади ШМ ДДМ можно наблюдать поток холодного или слегка нагретого атмосферного воздуха реактивной струи отдачи, обусловленной силой $f \lesssim eE_{env} N_i$.

8. Время жизни ШМ ДДМ определяется главным образом внешними факторами, изменением атмосферного электрического поля во времени и пространстве. Существуют и внутренние факторы в виде возможности возникновения неустойчивостей при ускоренном движении ШМ.

9. Разнообразие ШМ может объясняться наличием двух свободных параметров ДДМ, например радиуса и светимости.

10. Существует характерное расчётное расплывание порядка нескольких миллиметров как на переднем, так и на заднем крае ШМ.

11. Возникновение ШМ ДДМ обусловлено двумя простыми принципами самоорганизации:

1) наличие затравочного разряда с высокой степенью термодинамической неравновесности $T_e \gg T_{FB}$. Наиболее подходит для этого, возможно, микроволновой сфокусированный СВЧ-неравновесный разряд; 2) сильное протяжённое электрическое поле, выводящее затравочный разряд в состояние устойчивого поступательного движения. Не исключается возможность самопроизвольного возникновения затравочного разряда при локальном электрическом пробое в местах резко неоднородного атмосферного электрического поля.

12. Быстрое движение крупной ШМ (возможно, с ускорением?) может сопровождаться свистящим звуком, похожим на шум реактивного самолёта [2], вероятно, обусловленным реактивной струей отдачи позади ШМ.

13. ШМ в области сильного атмосферного электрического поля может являться спусковым механизмом для сопутствующего локального атмосферного разряда, в большой степени усиливающего разрушительную мощь ее разряда.

14. Следует отметить, что, строго говоря, ШМ должна быть вытянута в направлении внешнего поля и иметь овальную форму, характерную для диполя, с неоднородной внутренней структурой, и рисунок является идеализацией первого приближения. Избыточный положительный заряд ШМ, удерживающий электроны, допускает значительную наблюдаемую изменчивость формы молнии при направленном движении с сохранением её устойчивости.

15. Из табл. 4 [7] следует, что при фиксированном r_{FB} имеется тенденция к значительному уменьшению скорости ШМ с увеличением её температуры и энергосодержания.

16. Разрушительная сила взрыва в ДДМ определяется не только энергосодержанием ШМ, но и в не меньшей степени скоростью внезапного падения атмосферного электрического поля и ее энергоснабжения с результирующим схлопыванием диполя и последующим взрывным разлётом квазинейтральной плазмы.

Для экспериментального получения ШМ необходимо создать сильное направленное постоянное электрическое поле, воздействующее на сильно неравновесный затравочный разряд.

Импульс ШМ $M_{BL} v_{BL}$ очень мал; разрушительная сила молнии обусловлена взрывом с высвобождением очень большой энергии электростатического разделения зарядов.

НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Оценки параметров дипольной динамической модели ШМ наряду с оценками [7, 8] показывают их качественное соответствие многочисленным и различным феноменологическим наблюдениям ШМ.

Шаровая молния рассматривается как особый вид движущегося электрического диполя с балансом ионизации в средней его части; ионы и электроны на концах диполя играют роль силовых оболочек огненного шара вместе с поступательным движением, удерживающим ШМ от рассеяния и схлопывания.

Тайна ШМ состоит в её уникальности, не имеющей аналогов среди плазменных объектов, с движением в атмосфере, сильной поляризацией, она является сильно неравновесным воздушным плазменным кластером и пополняет внутреннюю энергию за счёт очень протяжённого внешнего электрического поля. ШМ не имеет тесной аналогии со статическим неподвижным тлеющим разрядом в атмосферном электрическом поле [15, 16].

Несомненно, имеют право на существование также МГД- и кластерные (с присутствием реакционноспособных атомов Si, Fe и тому подобных) варианты моделей как не характерные короткоживущие низкоэнергетические плазменные объекты, тесно связанные с линейной молнией и заимствующие её энергию.

Имеется также играющий важную роль эффект притяжения избыточным положительным зарядом, эквивалентный поверхностному натяжению, с удержанием убегающих электронов.

Существование такого типа плазменных образований, не замкнутых в конечном пространстве, обусловлено их поступательным движением, обуславливающим приток энергии от внешнего электрического поля. Это делает неприменимой теорему вириала.

Потенциальная энергия шаровой молнии $U \leq |e|E_{env}N_e s$ в атмосферном электрическом поле, где N_e – содержание электронов в ШМ, s – произвольный пробег ШМ в электрическом поле, преобразуется в энергию излучения. Таким образом, в зависимости от s величина потенциальной энергии может становиться произвольно большой с отношением внутренней потенциальной энергии к внутренней кинетической энергии ШМ, никак не связанным с теоремой вириала. Отношение внутренних потенциальной и кинетической энергий ШМ определяется не теоремой вириала, а скоростью потерь энергии молнии, включая потери на излучение. Теорема вириала неприменима к ШМ, так как молния является только составной частью большой системы с протяжённым электрическим полем, излучением и реактивной струёй позади нее.

Ионизация ускоренными электронами происходит преимущественно в передней части шаровой молнии, рекомбинация преобладает в ее задней части, где скапливаются ионы. Могут возникать микропотоки, существенно искажающие Максвелловское распределение.

ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСЫ

ШМ получает энергию вследствие ускорения электронов в атмосферном электрическом поле. Электроны очень быстро хаотизируются при столкновениях с нейтралами и друг с другом с увеличением температуры T_e , что приводит к росту скорости рекомбинации и радиационных потерь. В то же время ШМ ведёт себя как единое целое, а действующая на ионы сила внешнего электрического поля компенсируется реактивной струёй позади ШМ. Это указывает на то, что на формирование реактивной струи должна расходоваться энергия внешнего источника с мощностью $|e|E_{env}N_e v_{FB}$. Таким образом, атмосферное электрическое поле обеспечивает суммарное поступление энергии в ШМ с мощностью $|e|E_{env}N_e v_{FB}$, включая потери на излучение, и такую же мощность поступления энергии на создание реактивной струи. Нагрев электронного облака до некоторой температуры T_e останавливает скорость поступления энергии на некотором уровне, определяемом условием устойчивости ШМ.

Если m – масса всех электронов ШМ, а M – вся ее масса, то по закону сохранения полного импульса, то есть при равенстве импульса, получаемого электронами от внешнего поля (при их скорости v_1) до хаотизации, и импульса ШМ после хаотизации (со скоростью ШМ v_2), $mv_1 = Mv_2$ для энергии поступательного движения ШМ после хаотизации электронов получим

$$Mv_2^2/2 = \frac{m}{M}(mv_1^2/2) \ll mv_1^2/2.$$

Таким образом, практически вся начальная энергия электронов $|e|E_{env}N_e s$, полученная на расстоянии s передвижения шаровой молнии, переходит в тепловую энергию нагрева электронного облака с температурой T_e .

Атмосферное электрическое поле в конечном счёте сообщает реактивной струе тот же импульс $|e|E_{env}N_e t$ за то же время, что и импульс всей ШМ в прямом направлении, и, таким образом, суммарный импульс, затрачиваемый внешним источником, равен нулю.

Механизм прекращения увеличения импульса ШМ можно объяснить передачей получаемого электронным облаком импульса образующимся при рекомбинации нейтралам, приобретающим импульс, направленный вперёд. Остаётся предположить, что эти нейтралы передают импульс молекулам холодного воздуха на переднем крае ШМ, образуя направленную вперёд струю отдачи, то есть создаётся дополнительное сопротивление движению молнии (помимо ранее отмечавшегося малого газодинамического тормозного сопротивления движению твёрдого тела) с парадоксальной направленной вперёд струёй отдачи холодного воздуха. При установившемся движении ШМ с постоянной скоростью атмосферное электрическое поле “тянет” электроны, связанные с ионами в одно целое в виде ШМ, с силой, равной силе сопротивления, зависящей от скорости молнии. Таким образом, энергия внешнего источника затрачивается приблизительно в равных долях на поддержание задней струи и на излучение с затратами энергии на поддержание передней струи. Однако при этом возможна пред-

положительная неполная (само)компенсация импульса, сообщаемого электронам ШМ внешним полем, и импульса торможения движению ШМ. Дисбаланс столкновительных процессов может приводить в той или иной степени к небольшому ускорению/замедлению ШМ с естественно конкурирующим укорочением времени жизни ШМ вследствие возникающей неустойчивости.

Отметим, что импульс, непосредственно передаваемый электронами молекулам окружающей среды при движении ШМ как целого с удержанием электронов положительным зарядом, очень мал вследствие малых сечений упругого рассеяния, малого отношения масс m_e/m_{mol} и исчезающе малого газодинамического сопротивления. Таким образом, если перенос импульса тяжёлым нейтралям происходит только при их упругих столкновениях с электронами, то ШМ будет ускоряться силой $f \sim |e|E_{env}N_e$ вплоть до почти неограниченной скорости (вплоть до разрушения ШМ) без образования передней струи, но с большим усилением задней струи. Разрушение шаровой молнии может происходить из-за возникающей неустойчивости при ускорении/замедлении движения ШМ.

ЗАДНЯЯ РЕАКТИВНАЯ СТРУЯ

Задняя реактивная струя отдачи может содержать незначительную примесь горячих молекул и убегающих ионов, несколько уменьшая скорость движения ШМ. Кроме того, можно предположить, что при больших значениях напряжённости атмосферного электрического поля (но ниже порога стримерного пробоя $\sim (1\div 3)$ кВ/см) возможно возникновение нестримерной атипичной линейной молнии в виде ШМ со следом позади неё, образующим расширяющийся канал линейной молнии.

Позади ШМ должен возникать реактивный кильватерный след окружающего воздуха, обусловленный импульсом отдачи молнии. Однако в ряде случаев импульс отдачи может быть сильно переоценен, что требует дальнейшего объяснения и что может быть обусловлено неполным поляризационным воздействием атмосферного электрического поля на ионы с соответствующим уменьшением эффективной силы воздействия на электроны и ионы. Это приведёт к необходимости введения поляризационных поправок, увеличивающих электрическое поле, необходимое для поддержания ШМ, с соответствующим уточнением уравнения (2) и других соотношений, содержащих E_{env} .

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ И РЕКОМБИНАЦИОННАЯ ПОПРАВКИ

Можно предположить, что в вышеуказанных случаях следует ввести корректирующий фактор γ в напряжённость электрического поля E_{env} в уравнениях (1), (2) и всех других: $E_{env} \rightarrow \gamma E_{env}$.

Ключевым параметром в величине γ является отношение $|e|E_{env} \equiv a_1$ к силе кулоновского взаимодействия заряженных частиц на среднем расстоянии между ними (или на длине свободного пробега) a_2 (см. [8, табл. 7]). Если $a_1/a_2 \sim E_{env}/|e|n_e^{(FB)} \lesssim 1$, то $\gamma \sim a_1/a_2$, и если $a_2/a_1 \lesssim 1$, то $\gamma \sim 1$. Из табл. 7 [8] следует, что γ^{-1} может достигать значений $\gamma^{-1} > 10$. В случае больших диаметров, при возрастающих неравновесных n_e в интервале $n_e \sim (10^{15} - 10^{16})\text{см}^{-3}$, возможно значительное увеличение E_{env} до сотен и тысяч В/см с увеличением плотности энергии ШМ до $J \gtrsim 10^8$ Дж/м³.

Согласно уравнению (1) электрическое поле E_{env} , в котором находится ШМ, пропорционально радиусу r_{FB} при данной концентрации электронов n_e . Из этого следует, что, если типичная концентрация (согласно примерам в [7, 8] при радиусе ШМ $r_{FB} \sim 5$ см) составляет $n_e \sim (10^{15} \div 10^{16})\text{см}^{-3}$, удельная энергия в ШМ с объёмом V_{FM} (при полной электростатической энергии E_{elst})

$$E_{spec} \equiv E_{elst}/V_{FB} \sim |e|n_e E_{env} r_{FB} \propto n_e^3 r_{FB}^2,$$

то есть при увеличении диаметра ШМ до 1,5 м и соответствующем значительном увеличении мощности излучения w предполагаемая удельная только электростатическая энергия разделения зарядов сама по себе может составить $E_{spec} \gtrsim 10^{10}$ Дж/м³ (что можно сопоставить с примером в [8] $E_{spec} > 10^8$ Дж/м³). Это не противоречит наблюдениям $E_{spec} \sim 3,4 \times 10^{10}$ Дж/м³ [12, 13] и $E_{spec} \sim 3 \times 10^{12}$ Дж/м³ [14], что представляется, однако, крайне завышенным*.

С учетом не столь огромного повышения реально наблюдаемой светимости w при больших размерах ШМ, следует предположить, что при сохранении электронных плотностей в интервале

*Сравнение: например, удельная теплота сгорания бензина составляет $\sim 3,1 \times 10^{10}$ Дж/м³.

$n_e^{(FB)} \sim (10^{15} - 10^{16}) \text{ см}^3$ должна существенно уменьшиться температура ($T_e \gtrsim 8000 \text{ К}$ и ниже) с сильным уменьшением мощности излучения $\sim \varepsilon T_e^4 r_{FB}^2$ и соответствующего ей параметра неравновесности $\alpha \gg 1$, $n_e^{(FB)} = n_e / \alpha$. Следует также учесть очень сильную реабсорбцию излучения при размерах ШМ $\sim 100 \text{ см}$ и более. Если W_0 – равновесная мощность излучения, соответствующая температуре T_e в отсутствие реабсорбции, и W_r – мощность излучения при наличии реабсорбции, то при замене $n_e(T_e)$ на $n(T_e)/\alpha$ можно получить соотношение, учитывающее реабсорбцию, в виде

$$w = \frac{W_0}{\alpha^2} \left(\frac{W_r}{W_0} \right) = \frac{W_r}{\alpha^2}.$$

Значения W_0 определяются линейной экстраполяцией имеющихся расчётных данных “кривой роста” от очень малых толщин на большие оптические толщины.

Гипотетически нельзя исключать, однако, наличия двух ветвей ШМ: низкотемпературной с малыми $\alpha > 1$ и высокотемпературной ветви с большими $\alpha \gg 1$. Открытие двух ветвей ШМ могло бы стать интригующим результатом, характеризующим многообразие форм молнии.

Отметим, что согласно (1) большим размерам ШМ соответствуют очень большие напряжённости поля E_{env} , обуславливающие воздействие на одиночные заряды молнии, преобладающее над кулоновским взаимодействием соседних зарядов.

Эти соображения прокладывают путь к расчёту опций, характеризующих шаровую молнию больших размеров, включая трудоёмкие расчёты условий устойчивости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная ДДМ [6–8], по-видимому, является первой моделью этого рода и имеет эвристический характер. Отмечается принципиальная возможность расчёта основных параметров шаровой молнии, но полные расчёты в настоящее время вряд ли возможны из-за в высшей степени комплексного характера проблемы: необходимости знания параметров основных процессов, крайне кропотливых отсутствующих вычислений параметров неравновесной плазмы с необходимостью знания многих сечений соотносящихся друг с другом столкновительных процессов и коллективного установления степени черноты плазменного объёма. Эмпирически могут быть рассмотрены различные опции, не противоречащие субъективным оценкам наблюдаемых температур T_m , T_e и светимостей молнии w . Самое главное: с этими версиями температур и светимостей ШМ может быть устойчивой только в случае термодинамически сильно неравновесной плазмы и, по крайней мере, при температурах T_m несколько тысяч кельвинов и $T_e \gtrsim (6 - 12) \times 10^3 \text{ К}$. В дополнение в литературе приводятся наблюдения ШМ с очень большими энергиями и плотностями энергии до $\gg 10^{10} \text{ Дж/м}^3$. В то же время расчёты в рамках оценок предложенной приближённой теории по порядку величины по вышеуказанным формулам:

$$\begin{aligned} \gamma E_{env} &= \frac{\pi}{3} \frac{m_e}{m_{av}} |e| r_{FB} \frac{n_e^2}{\alpha^2 n_m}; \\ \gamma E_{env} &= 1 \text{ кВ/см} \\ \alpha^2 &= W/w; \\ E_{spec} &= |e| \gamma E_{env} \cdot 2r_{FB} \cdot n_e / \alpha \end{aligned}$$

показывают, что, например, при ограничении E_{env} напряжением стримерного пробоя ($1 \lesssim E_{env} < 10$) кВ/см и $T_m \sim 1000 \text{ К}$, $T_e \sim 10\,000 \text{ К}$, $r_{FB} = 100 \text{ см}$ получаем в ДДМ при $\gamma E_{env} = 1 \text{ кВ/см}$

$$\left(\frac{n_e}{\alpha} \right) \lesssim 1,9 \times 10^7 \sqrt{n_m / r_{FB}} = 5,1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}; \quad E_{spec} \lesssim 6,0 \times 10^{-2} \sqrt{n_m r_{FB}} \sim 1,6 \times 10^9 \text{ Дж/м}^3.$$

Величины $n_e^{(FB)} = n_e / \alpha \sim x_e [11] \cdot n_m / \alpha$, $\alpha^2 = W/w$ и E_{spec} ограничиваются как максимально допустимой напряжённостью атмосферного электрического поля, так и приемлемыми из наблюдений значениями мощности излучения шаровой молнии w и условиями устойчивости. Результаты оценок, представленные в таблице, показывают ориентировочную максимальную плотность энергии ШМ при боль-

ших размерах порядка $E_{spec} \lesssim 10^9$ Дж/м³. При этом скорость движения молнии определяется отношением $v_{FB} = w/f$, $f = |e|\gamma E_{env} N_e$ и может быть крайне малой, менее (1–10) см/с. Примеры быстро переменяющихся ШМ малых размеров с малым энерго содержанием, соответствующие малым γ , температурам $T_e \lesssim 10\,000$ К, приведены в табл. 5 и 6 работы [8] и в [7], а также в нижеприведённых результатах расчёта параметров типичной низкоэнергетической малой ШМ ($n_e^{(FB)} = n_e/\alpha$):

$r_{FB} = 5$ см	$\varepsilon \sim 3,0 \times 10^{-3}$	$\alpha = 18,7$	$ e \gamma E_{env} = 1,09 \times 10^{-11}$ дн	$v_{FB} = 1,62$ м/с
$T_m = 3000$ К	$x_e = 8,3 \times 10^{-3}$	$n_e/\alpha = 1,09 \times 10^{15}$ см ⁻³	$e^2 (n_e/\alpha)^{2/3} = 2,43 \times 10^{-9}$ дн	$w/S_{FB} = 0,32$ Вт/см ²
$T_e = 9000$ К	$n_m = 2,44 \times 10^{18}$ см ⁻³	$\gamma E_{env} = 6,8$ В/см	$1/\gamma \gtrsim 2,2 \times 10^2$	$E_{spec} = 1,2 \times 10^4$ Дж/м ³
$w = 100$ Вт	$n_e = 2,0 \times 10^{16}$ см ⁻³	$F_{FB} = 6,2$ кГс	$E_{env} \gtrsim 1,5$ кВ/см	$E_{full} = 5,6$ Дж

Для скорости v_{FB} существует простое соотношение (без учёта потерь энергии на создание передней струи отдачи):

$$v_{FB} = \frac{3}{\pi} \cdot \frac{\varepsilon \sigma T_e^4}{\alpha^2 e^2 r_{FB}^2} \cdot \frac{m_{av}}{m_e} \cdot \frac{n_m}{[n_e^{(FB)}]^3}.$$

Кажущийся парадокс малых скоростей может разрешаться тем, что в случае небольших ШМ с наблюдаемой кажущейся постоянной скоростью движения можно было пренебречь силами инерции.

Крупные ШМ могут двигаться с ускорением в соответствии с выражением баланса энергии dE/dt

$$\frac{d}{dt}(FS) = Fv_{FB} + s \frac{dF}{dt} = w(t) + W_{gd}(t) + M_{FB} v_{FB} a_{acc} + \frac{v_{FB}^2}{2} \frac{dM_{FB}}{dt}; \quad (12)$$

$$v_{FB} = \int_0^t a_{acc}(t) dt; \quad F = |e|\gamma E_{env} N_e; \quad N_e = n_e^{(FB)} V_{FB}, \quad s = \int_0^t v_{FB} dt, \quad (13)$$

где M_{FB} – масса ШМ; a_{acc} – ускорение; s – проходное ШМ расстояние; $W_{gd}(t)$ – мощность, затрачиваемая на газодинамическое сопротивление ШМ, включая мощность передней струи. Так что можно получить некоторое ускорение при замене в уравнениях (12) или (13) $w(t) + W_{gd}(t) - Fv_{FB}$, например на $\pm \xi Fv_{FB}$, $\xi \ll 1$. При этом трудно представить существование предельных режимов ШМ, аналогичных представленным в таблице, из-за кажущихся нереальными больших значений силы F электростатического разделения зарядов и существенно возрастающей роли сил инерции, что означает необходимость учёта ранее введённой поляризационной поправки $0,01 \lesssim \gamma \lesssim 1$, приводящей к уменьшению силы $F \rightarrow F = \gamma |e| E_{env} N_e$, а также необходимость дальнейшего снижения предельных плотностей энергии ШМ при крайней предполагаемой неустойчивости таких режимов.

Увеличение скорости шаровой молнии необходимо для компенсации дополнительных потерь энергии на ускорение ШМ. Это означает, что существует необходимость дополнительных неизвестных выражений для временных взаимосвязанных зависимостей $n_e^{(FB)}(t)$, $r_{FB}(t)$, $w(t)$, $F(t)$, которые могут быть получены из базового уравнения (1–2) и условий устойчивости в параметрическом пространстве. Это означает также, что все ШМ могут двигаться с ускорением, по крайней мере на начальном участке, наличие которого определяет возникновение неустойчивостей. Ускорение может быть признаком неустойчивости и являться возможной внутренней причиной, помимо атмосферного окружения и изменений E_{env} , определяющей время жизни ШМ.

Большие удельные электростатические энергии возможны при разумном увеличении яркости ШМ до одного и более Вт/см². При наличии огромных молний (как с малыми, так и с большими удельными энергиями) время жизни очень больших ШМ с большой мощностью излучения может быть ограничено быстрым исчерпанием запасов окружающего атмосферного электричества.

Отметим, что энергия ШМ определяется балансом энергии, поступающей за счёт ее движения в атмосферном электрическом поле, и потерь энергии главным образом на излучение.

Типичная ШМ экспериментально не получена. Это привело к огромному количеству зачастую крайне экзотических моделей этой молнии с более или менее правдоподобными, но чаще весьма сомнительными допущениями. Поэтому единственным критерием истинности модели ШМ, который можно было бы до сих пор использовать, является естественность этих допущений (например, нерав-

новесные температуры $T_i \ll T_e$ обычного электрического разряда в разреженном газе и наблюдения “холодных” ШМ) и качественное соответствие модели многочисленным разрозненным наблюдениям.

Шаровая молния не может быть создана экспериментально – как неподвижное (статичное) плазменное образование.

Можно было бы сначала создать сильно неравновесный сфокусированный СВЧ-разряд и протяжённое очень сильное постоянное электрическое поле, “вытягивающее” нарождающуюся самоорганизующуюся ШМ, что является само по себе сложной инженерной задачей. При экспериментальной реконструкции молнии основные усилия должны быть направлены на создание крупномасштабной системы направляющих электродов, воспроизводящих очень сильное атмосферное электрическое поле, способное привести в движение и обеспечить энергией объёмный затравочный разряд.

Признательность. Выражаю искреннюю признательность В.Л. Бычкову, руководителю Отделения физической электроники Московского государственного университета, за ряд критических замечаний и рекомендованную литературу. Особую признательность и благодарность выражаю профессору Ярославского государственного университета А.И. Григорьеву за действенную поддержку и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bychkov V.L., Nikitin A.I., Dijkhuis G.C. Ball Lightning Investigations. *Physics of Earth and Space Environment*. Springer-Verlag, 2010. 373 pp.
2. Никитин А.И. Высокоэнергетичные шаровые молнии – путь к решению проблемы. *Труды IX Международной конференции “Волновая электрогидродинамика проводящей жидкости. “Долгоживущие плазменные образования и малоизученные формы естественных электрических разрядов в атмосфере”*, 30.06–04.07 2011, Ярославль, Россия. С. 138–154.
3. Никитин А.И. Удастся ли решить проблему шаровой молнии в 21-м веке? *Химическая физика*. 2006, **25**(3), 18–37.
4. Норман Г.Э. Шаровая молния как переохлаждённая неидеальная плазма. Плазма XX век. *Тезисы конференции ФНТП-98*. Петрозаводский государственный университет, Россия, 1998.
5. Dvornikov M. Formation of Bound States of Electrons in Spherically Symmetric Oscillations of Plasma. *Phys. Scr.* 2010, **81**, 055502.
6. Soshnikov V.N. Dipole Dynamical Model of Ball Lightning. *Proceed. IX International Conference “Wave Electrohydrodynamics of Conducting Fluid. Long-lived Plasma Formations and Little-studied Natural Forms of Electrical Discharges in the Atmosphere”*. 30.06-04.07 2011, Yaroslavl, Russia, pp. 203–205.
7. Soshnikov V.N. Comments to Support of the Dipole Model of Ball Lightning. *Preprint ArXiv.org/physics.gen-ph/arXiv:1007.4377* (2010).
8. Soshnikov V.N. Purely Electrical Nature of Ball Lightning (BL), its Elementary Equations, Calculated Parameters and Conditions of Possible BL Experimental Generation. *Preprint ArXiv.org/physics/plasma physics/arXiv:0903.4977* (2009).
9. Франк-Каменецкий Д.А. *Лекции по физике плазмы*. М.: Атомиздат, 1964. С. 199–204.
10. Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьёв В.С. и др. *Оптические свойства горячего воздуха*. М.: Наука, 1970. 320 с.
11. Предводителев А.С. и др. *Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 6000 К до 12 000 К) и давлений от 0,001 до 1000 атм*. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
12. Egely G. Analysis of Hungarian Ball Lightning Observations. in: Keul A.G (ed.) *Progress in Ball Lightning Research: Proc. of the VIZOTUM*. Salzburg, Austria, 1993, p.22.
13. Григорьев А.И. Шаровая молния. Ярославль: ЯрГУ, 2006. 200 с.
14. Bychkov V.L. On Observational Properties of Ball Lightning. *Proc. of the 9th ISBL 06*. Eindhoven. Netherlands, 2006, pp. 18–25.
15. Finkelstein D., Rubinstein J. Ball Lightning. *Phys. Rev.* 1964, **135**, A390–A396.
16. Powell J.R., Finkelstein D. Ball Lightning. *American Scientist*. 1970, **58**(8), 262–280.

Поступила 23.03.12

Summary

We present the first dipole dynamic model (DDM) of ball lightning (BL), which explains in a simple, natural and rational manner most of the observations of BL, with the possibility of very high energy densities provided by dipole charge separation in BL and with the inflow of energy of atmospheric electricity at BL translational movement. The virial theorem that can limit BL energy does not apply to BL, which is not a closed system like the Sun and Galaxy systems and is a part of a large system extended in time and space strongly dependent on it.