

Б. Н. КОЗЛОВ

## ПРИНЦИПЫ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ТЕОРИИ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

(Представлено академиком Ю. В. Харитоном 26 IX 1974)

Релаксационная теория шаровой молнии базируется на физической картине, описывающей шаровую и линейную молнию как проявления одного и того же существенно неравновесного электрического процесса, состоящего в низкочастотных релаксационных пульсациях, генерируемых зарядовой трассой — электризованным атмосферным каналом, выходящим из облака, но не достигающим земли. Амплитуда напряженности электрического поля максимальна в голове трассы, в связи с чем голова излучает наиболее ярко. В слабом варианте процесса видна лишь наиболее яркая часть трассы — ее голова, воспринимаемая как шаровая молния.

Физический механизм релаксационных пульсаций в трассе состоит в регулярном прохождении вдоль трассы от головы к облаку особого вида неколебательных (ступенчатообразных), распространяющихся с почти световой скоростью, электромагнитных «трассовых» волн, характеризующихся способностью создавать в трассах необходимую для своего распространения высокую электропроводность понижующим воздействием поля волны на воздух. Начальная «затравочная» электропроводность обусловлена остаточной ионизацией, созданной прохождением предыдущих трассовых волн (например, ранее прошедшей линейной молнией) либо (особенно при прохождении первичной волны) ионизацией, создаваемой ультрафиолетовым излучением фронта распространяющейся волны.

Трассовая волна является волной искрового пробоя в газе и может распространяться до момента, пока напряженность поля на фронте волны больше критической величины  $E^* = E_0^* \delta$ ,  $E_0^* = 3 \cdot 10^6$  в/м, где  $\delta$  — плотность воздуха в трассе в единицах нормальной плотности воздуха. В момент, когда напряженность поля на фронте волны падает ниже критической величины  $E^*$ , происходит остановка волны. С этим связан опытный факт, состоящий в том, что линейные молнии обычно заканчиваются в атмосфере, не достигая земли<sup>(1)</sup>. Для объяснения шаровой молнии этот опытный факт можно рассматривать как исходный. Тогда остановка очередных слабых трассовых волн связана с отсутствием затравочной ионизации и с увеличением плотности воздуха на продолжении трассы, вследствие чего критическая напряженность поля  $E^*$  за пределами трассы, в частности, на продолжении трассы, выше, чем в трассе, и за пределы трассы трассовая волна выйти не может. В этих условиях трассовая волна отражается от головы трассы и затем после нескольких движений вдоль трассы туда и обратно волна затухает, оставляя трассу заряженной до потенциала облака. Этим оканчивается период электромагнитной активности трассы и наступает более длительный период «электромагнитного штиля», во время которого происходит сравнительно медленное падение потенциала трассы вследствие поперечного растекания ее зарядов. В момент, когда падение потенциала трассы приводит к возникновению на границе облака и трассы напряженности выше критической величины  $E^*$ , возникает очередная трассовая волна, т. е. новая вспышка электромагнитной активности трассы. Расчетный диапазон частот предельно слабых пульсаций (частот повторения слабых вспышек электромагнитной активности) — от 3 до

30 гц, что согласуется как с частотой повторения частичных разрядов (ударов) линейной молнии по одному и тому же каналу (30 гц<sup>(2)</sup>), так и с частотой пульсаций шаровых молний (от 3–5 до 10–20 гц<sup>(3)</sup>).

Приближенные расчеты нелинейного процесса распространения транссовых волн и релаксационного падения потенциала трассы выполнялись с помощью уравнений Максвелла и дополнительных упрощающих предположений. Для заряда  $Q$  единицы длины трассы и тока  $I$  в трассе из уравнений Максвелла следуют уравнения типа основных уравнений волноводных линий

$$\begin{aligned} K \frac{\partial Q}{\partial x} + L \frac{\partial I}{\partial t} + RI &= 0, \\ \frac{\partial I}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial t} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$V = KQ, \quad Q(0, t) = \frac{1}{K} V_0, \quad Q(x_1, t) = 0, \quad I(x_1, t) = 0,$$

где  $V$  — потенциал,  $K$  имеет смысл обратной емкости единицы длины трассы,  $L$  — индуктивности единицы длины трассы,  $x_1$  — координата фронта волны, причем

$$K = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \Lambda, \quad L = \frac{\mu_0}{2\pi} \Lambda, \quad Z = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \Lambda, \quad \Lambda = \ln \frac{2a}{b} \simeq 6-8, \quad (2)$$

где  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  — электромагнитные параметры вакуума (система СИ),  $Z$  — волновое сопротивление трассы,  $a$  — длина трассы,  $b$  — радиус ее максимального поперечного сечения.

Плотность  $j$  тока в трассе как функция абсолютной величины  $E$  напряженности электрического поля была получена из рассмотрения кинетики электронов в воздухе при наличии поля в виде

$$j = \theta(E - E^*)^2, \quad \theta = \frac{\theta_0}{\delta},$$

$\theta_0 = 2,4 \cdot 10^{-5}$  а/в<sup>2</sup> при  $E \geq E^*$  и  $j = 0$  при  $E < E^*$ .

Поскольку по мере распространения транссовой волны происходит поперечное растекание зарядов трассы тем более значительное, чем больше времени прошло в каждом данном участке трассы после прохождения фронта волны по нему, участок трассы, занятый объемным зарядом, имеет форму канала, расширяющегося по мере приближения к облаку. В связи с этим зарядовый объем трассы аппроксимировался полуэллипсоидом вращения с поперечным сечением

$$S = \pi v^2 x_1^2 (1 - \xi^2), \quad v = \frac{b}{a}, \quad \xi = \frac{x}{x_1},$$

$x_1 = x_1(t)$  — расстояние от облака до фронта волны.

Для простоты принято, что внешнее поле  $E_0$  равно  $E^*$ , и тогда поле волны равно

$$E = E_1 - E_0 = E_1 - E^*.$$

В этой упрощенной математической модели процесс распространения транссовой волны описывается следующим автомодельным решением системы (1):

$$\begin{aligned} Q &= \frac{V_0}{K} f(\xi), \quad I = \frac{1}{\beta} \frac{V_0}{Z} g(\xi), \\ f(\xi) &= 1 - \frac{1}{\alpha \sqrt{1 - \gamma^2}} \int_0^\xi \frac{\operatorname{arctg}[\gamma(1 - z^2)^{1/2} / (1 - \gamma^2)^{1/2}]}{(1 - \gamma^2 z^2)(1 - z^2)^{1/2}} dz, \end{aligned} \quad (3)$$

$$g(\xi) = \frac{r \operatorname{arctg}[\gamma(1-\xi^2)^{1/2}/(1-\gamma^2)^{1/2}]}{\operatorname{arctg}[\gamma/(1-\gamma^2)^{1/2}]} \Big\}^2, \quad \alpha = \frac{\theta_0 \Delta v^2 |V|}{\varepsilon_0 c_0},$$

$$\beta = \frac{2\alpha(1-\gamma^2)}{[\operatorname{arctg}\gamma/(1-\gamma^2)^{1/2}]^2}, \quad f(1)=0,$$

где  $V_0$  — потенциал облака,  $c_0$  — скорость света,  $\alpha$  — параметр задачи, определяемый свойствами облака и геометрической формой трассы,  $\beta$  — входное сопротивление трассы в единицах ее волнового сопротивления,  $\gamma$  — скорость фронта волны в единицах скорости света.

Напряженность  $E$  электрического поля в волне дается выражением

$$E = \frac{V}{x_1(t)} e(\xi), \quad x_1(t) = ct = \gamma c_0 t,$$

$$e(\xi) = \frac{1}{\alpha} \frac{1}{(1-\gamma^2)^{1/2}} \frac{\operatorname{arctg}[\gamma(1-\xi^2)^{1/2}/(1-\gamma^2)^{1/2}]}{(1-\xi^2)^{1/2}}. \quad (4)$$

При потенциалах облаков  $10^8$  и  $10^9$  в скорость фронта трассовой волны равна соответственно 0,907 и 0,997 от скорости света.

Вычисленные на основе релаксационной теории значения радиуса шаровой молнии (радиус светимости головы трассы) находятся в диапазоне от 6 см до 3 м, по данным наблюдений — от 5 см до 5 м (<sup>4</sup>, <sup>5</sup>).

Расчетные значения продолжительности жизни шаровой молнии (зависящей от экспериментально наблюдаемой величины заряда облака) — от 0,5 сек. до 9 мин., по данным наблюдений — от долей секунды до нескольких минут (<sup>4</sup>, <sup>5</sup>).

Температура шаровой молнии по расчетам на основе релаксационной теории находится в диапазоне от 300 до 500° К. Наблюдаемые величины температуры, судя по прозрачности шаровой молнии, не превышают 2000° К.

Энерговыведение шаровой молнии при свободном парении в атмосфере характеризуется расчетной величиной мощности порядка 50 квт, из которых небольшая доля идет в неравновесное излучение, остальная — диссипируется в тепло; теоретическая величина энерговыведения шаровой молнии в воде (в условиях известного факта с бочонком дождевой воды) порядка 10 Мдж, опытная величина — 8,4 Мдж (<sup>5</sup>).

Из опубликованных ранее работ по теоретическому объяснению шаровой молнии отметим вызвавшую наибольший всеобщий интерес работу акад. П. Л. Капицы (<sup>6</sup>).

Поступило  
26 IX 1974

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Дж. Мик, Дж. Крэсс, Электрический пробой в газах, ИЛ, 1960. <sup>2</sup> В. Шонланд, Полет молнии, М., 1970. <sup>3</sup> М. Т. Дмитриев, Природа, № 6, 50 (1974). <sup>4</sup> С. Сингер, Природа шаровой молнии, М., 1973. <sup>5</sup> Дж. Д. Барри, Природа, № 5, 54 (1969). <sup>6</sup> П. Л. Капица, ДАН, т. 101, 245 (1955).