

Б. А. ТРУБНИКОВ

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 10 IX 1971)

1. В работе ⁽¹⁾ предложена гипотетическая модель шаровой молнии в виде полости, окруженной плазменной оболочкой, в которой возбуждены собственные электромагнитные колебания, давление которых $p = E^2/(8\pi)$ уравнивает наружное давление атмосферы. В указанной работе считалось, что длина волны колебаний соизмерима с диаметром сферы ($\lambda = 1,14D$), и возникал вопрос, откуда в грозовых разрядах может появиться мощное радиоизлучение с длинами волн порядка 10—20 см.

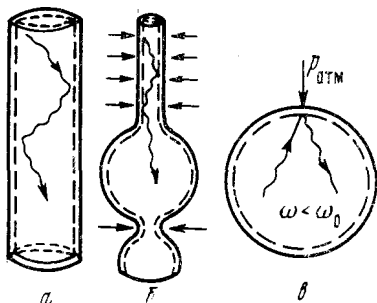


Рис. 1

Ниже предлагается ряд модификаций, которые, по нашему мнению, способны сделать модель Даусона — Джонса ⁽¹⁾ более реалистичной.

2. Покажем, во-первых, что снижение характерных длин волн до миллиметрового или субмиллиметрового диапазона позволяет предложить гипотетический механизм образования полости, заполненной таким излучением, на канале обычной молнии.

В линейных молниях часто наблюдаются многократные (до 10) разряды по одному и тому же каналу. В этих условиях естественно ожидать, что при повторных пробоях (а возможно, и при первом) ток в основном будет сосредоточен в скинновой оболочке, плотность плазмы в которой нарастает по мере стягивания канала. В нормальных условиях плотность молекул воздуха равна $2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (число Люшмидта). Если считать его однократно ионизованным, то плазменная частота будет $\omega_0 = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m} = 3 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, что в вакууме соответствовало бы субмиллиметровым длинам волн $\lambda = 10^{-3} \text{ см}$. В плазме же закон дисперсии поперечных волн имеет вид $\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 + c^2 k^2}$, и, в частности, все волны с частотами $\omega < \omega_0$ не могут проникать в плазму и будут отражаться ею. Этот «эффект ионосферы» может привести к постепенному накоплению внутри скинновой оболочки интенсивных радиоволн с частотами $\omega < \omega_0$, которые как по светопроводу будут распространяться вдоль всего канала молнии, следуя за его изгибами. Трудно оценить количественно плотность энергии этих волн, однако заметим, что близкими частотами обладает циклотронная гармоника, которая при наличии среды излучается на частоте ⁽²⁾ $\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_B^2}$, где $\omega_B = eB/(mc)$, $B = 2I/(cr)$ — магнитное поле основного тока в молнии. Последующее увеличение плотности электронов в скинновой оболочке непрерывно выводит эту гармонику из резонанса и ведет к захвату циклотронного излучения внутри оболочки.

3. С другой стороны, хорошо известно, что простой цилиндрический разряд, стягиваемый собственным полем («z-пинч») неустойчив, и на нем легко развиваются возмущения типа перетяжек ⁽³⁾. В этих условиях раз-

витие некоторой (самой большой) перетяжки (рис. 1а) приводит к повышению плотности n_e в узком месте, что эквивалентно образованию «световой пробки». Продолжающееся сжатие верхнего слабозамущенного канала должно привести к «выдавливанию» запертого в нем излучения (по-видимому, со всей длины молнии или, по крайней мере, со значительного ее участка) в грушевидное утолщение над перетяжкой. В исключительных случаях (на тысячу линейных молний по статистике приходится примерно лишь одна — две шаровых) давление «нагнетаемого» сверху излучения, по-видимому, может привести к вспучиванию грушевидного утолщения вместе со скиповой оболочкой (рис. 1б), которая теперь уже может поддерживаться не основным током молнии, а за счет интенсивных колебаний в самой полости. Такое образование в дальнейшем после прекращения основного разряда может продолжить самостоятельное существование, постепенно расходуя запасенную энергию (рис. 1в).

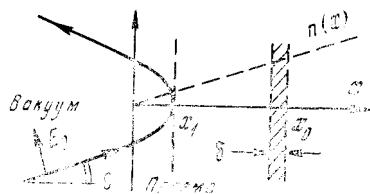


Рис. 2

4. Второе наше замечание относится к вопросу о равновесии и движении шаровой молнии. Чтобы уравновесить выталкивающую силу Архимеда, Даусон и Джонс считают, что полость обладает избыточным электрическим зарядом (?) и притягивается к земле силами изображения. Эта проблема, по-видимому, допускает более простое объяснение, если проследить за процессом нагревания шаровой молнией окружающего воздуха.

Из уравнения движения кванта

$$\dot{\mathbf{p}} = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \hbar \sqrt{\omega_0^2(\mathbf{r}) + c^2 k^2} = -\frac{\alpha}{\omega_k} \nabla n_e(\mathbf{r}), \quad \alpha = 2\pi \hbar \frac{e^2}{m},$$

где $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ — импульс кванта, видно, что он отталкивается от мест с повышенной концентрацией электронов. В горизонтальном полете шаровая молния наталкивается впереди на холодный воздух, а сзади оставляет нагретый шлейф с повышенной концентрацией свободных электронов. Преимущественное отталкивание от шлейфа поддерживает ее реактивное движение вперед. По-видимому, этот эффект может уравновесить и выталкивающую силу Архимеда, поскольку над шаровой молнией воздух более горячий, чем под ней.

Заметим, что по многим наблюдениям ⁽⁴⁾ типичная скорость горизонтальных перемещений шаровой молнии составляет около 2 м/сек, что примерно соответствует скорости подъема в воздухе детского шара, наполненного водородом.

5. Необходимость непрерывного расталкивания воздуха с более холодной стороны показывает, что давление излучения в сфере должно превышать атмосферное давление, что может привести к увеличению оценки общего запаса энергии в модели Даусона — Джонса. Аналогичные последствия может иметь и непрерывное дрожание оболочки, сопровождающееся излучением звука (или ультразвука) и уносом импульса. Ту же роль играет эффект отбрасывания оболочкой падающих на нее холодных молекул с превращением их в более горячие.

6. Последнее наше замечание относится к проблеме, наиболее важной для рассматриваемой модели, а именно, к возможной структуре оболочки. Простейшая оценка $\tau = (n\sigma v)^{-1} \approx 10^{-9}$ сек (при $n \approx 10^{17}$ см⁻³, $\sigma \approx 10^{-16}$ см², $v \approx 10^8$ см/сек) затухания волн из-за столкновений электронов с нейтралами показывает невозможность длительного существования подобного образования.

По мнению автора, ситуация могла бы быть улучшена лишь путем привлечения дополнительной гипотезы об особой структуре оболочки.

Из теории отражения волн от плоского слоя неоднородной плазмы известно ⁽³⁾, что при наклонном падении под углом θ волна с вектором E_0 , лежащим в плоскости падения (рис. 2), проникает в плазму до точки отражения x_1 , где $\varepsilon = 1 - (\omega_0(x_1)/\omega)^2 = \sin^2 \theta$; однако в более далекой точке x_0 , где $\text{Re } \varepsilon(x_0) = 0$, образуется тонкий слой толщиной $\delta \approx l/(\omega\tau)$ с полем E_x , превышающим амплитуду в падающей волне,

$$\left| \frac{E_x}{E_0} \right| \approx \frac{\omega\tau}{2\pi} \sqrt{\frac{\lambda_0}{l}}, \quad \lambda_0 = 2\pi \frac{c}{\omega}, \quad l = \frac{n(x)}{\partial n/\partial x} \Big|_{x_0}.$$

Например, при $\lambda_0 = 10^{-3}$ см, $l = 1$ см, $\omega \approx 3 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹; $\tau = 10^{-9}$ сек. имеем $\delta \approx 3 \cdot 10^{-6}$ см, $|E_x/E_0| \approx 2 \cdot 10^3$. Если E_0 определяется соотношением $\overline{E_0^2}/(8\pi) = p_{\text{атм}}$ и $E_0 = 1,5 \cdot 10^6$ в/см, то $E_x \approx 5 \cdot 10^9$ в/см. Поле с такой амплитудой, сосредоточенное в весьма узкой щели, по-видимому, способно создать своеобразный «занавес», защищающий внутренность шаровой молнии от потока нейтрального газа снаружи. Скорости электронов $v_x = eE_x/(m\omega)$, участвующих в этих колебаниях, сравнимы со скоростью света, и такие электроны способны стимулировать горение (окисление) азота в воздухе ⁽⁴⁾. Заметим также, что ионизация нейтральных молекул, добравшихся до указанной щели через внешнюю прогретую зону, и последующее выбрасывание их из щели электродинамической силой, по-видимому, может приводить, как и эффекты, отмеченные в п. 5, к увеличению внешнего эффективного давления и тем самым энергосодержания полости.

Автор выражает признательность Г. С. Телетову, стимулировавшему интерес в данной проблеме, и Т. Ф. Волкову за обсуждение ряда вопросов.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило
23 VI 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. Dawson, R. Jones, Pure and Appl. Geophys., **75**, 247 (1969). ² В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, **1**, 59 (1958). ³ Б. А. Трубников, Сборн. Физика плазмы и проблема УТР, **1**, Изд. АН СССР, 1958, стр. 289; M. Kruskal, M. Schwarzschild, Proc. Roy. Soc. A, **223**, 348 (1954). ⁴ М. Т. Дмитриев, Природа, № 6, 50 (1971). ⁵ Н. Г. Денисов, ЖЭТФ, **31**, 609 (1956).