

А. И. ЛЕБЕДИНСКИЙ

## ЛУЧИСТЫЕ И ДУГОВЫЕ ФОРМЫ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 11 VIII 1952)

В конце прошлого века полярные сияния считали явлениями электрического разряда в верхних слоях земной атмосферы. Позднее возникла гипотеза, разработанная Штермером (1) и Харангом (2), о том, что свечение сияний есть результат непосредственного возбуждения молекул в земной атмосфере корпускулами, прилетающими от Солнца. Эта гипотеза не объясняет ни наблюдаемые формы сияний — длинные узкие дуги, простирающиеся вдоль магнитных параллелей, и почти параллельные пучки тонких лучей (драпри), ни локальные магнитные вариации. Гипотеза разряда, наоборот, исходит из объяснения основных форм сияний и связанных с ними электромагнитных явлений.

Источником эдс, обуславливающим электрические токи в верхних слоях атмосферы, является поток корпускулярного излучения Солнца, представляющий собою нейтральный, сильно ионизованный газ, т. е. плазму, движущуюся в магнитном поле Земли. Плазма, обтекающая Землю, из-за своей малой плотности практически неэлектропроводна в направлениях, нормальных к магнитным силовым линиям, но вдоль линий намного электропроводнее земной атмосферы. Поэтому, во-первых, напряжение  $\Phi$ , приложенное к верхним слоям атмосферы, сравнимо с максимальной разностью потенциалов  $\varphi_m$ , возникающей в плазме, и при оценках можно полагать  $\Phi \approx \varphi_m$ , а во-вторых, токи земной атмосферы текут в основном вдоль определенных геомагнитных параллелей.

Если  $r$  — расстояние от центра Земли, а  $r_0$  — средний радиус внешней границы области, в которую не проникают заряженные частицы плазмы, то при  $r \gg r_0$  плазма движется прямолинейно, а при  $r \ll r_0$  траектории заряженных частиц навиваются по спиральям на магнитные силовые линии. Индуцированное в плазме электрическое поле  $E = \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H}$ , где  $\mathbf{V}$  — скорость плазмы,  $c$  — скорость света, а  $\mathbf{H}$  — напряженность магнитного поля. Положим  $H \approx M/r^3$ , где  $M = 8,1 \cdot 10^{25}$  — магнитный момент Земли, и оценим интервал возможных значений  $\varphi_m$ . При  $r \ll r_0$  плазма движется приблизительно вдоль силовых линий, и поэтому  $\mathbf{V} \times \mathbf{H} \ll V H \bar{\xi}$ , где  $\bar{\xi}$  — орт; при  $r \geq r_0$  в экваториальной плоскости  $\mathbf{V} \times \mathbf{H} \approx V H \bar{\xi}$ . В последнем случае максимальная разность потенциалов  $\varphi$  на поверхности сферы  $r = \text{const}$  приблизительно определяется формулой  $\varphi \approx 2Er \approx \frac{2}{c} V H r \approx 2VM/cr^2$ . Нижняя граница  $\varphi_m$  получится при  $r = r_0$ , а верхняя при  $r = R$ , где  $R$  — радиус Земли. Следуя Альфвену (3), положим  $r_0 = R \text{sc}^2 \theta$ , где  $\theta$  — наблюдаемая геомагнитная широта зоны полярных сияний. Тогда при  $V = 10^8$  см/сек.

и  $\theta = 70^\circ$  получим  $r_0 = 8,5 R$  и  $5,6 \cdot 10^8 \text{ в} < \varphi_m < 4 \cdot 10^8 \text{ в}$ . Предположим, что  $\mathbf{V} \times \mathbf{H} / V H \vec{\xi}$  убывает при  $r < r_0$  быстрее, чем  $r^2$ , и примем, что  $\varphi_m \approx 10^7 \text{ в}$ .

Ток в земной атмосфере мы представляем себе в форме перевернутой и очень сильно растянутой буквы П: из верхних слоев атмосферы в слой  $E$  ток течет вдоль магнитных силовых линий, что наблюдается в форме лучей и драпри, а в слое  $E$  горизонтально, приблизительно по магнитной параллели, вдоль дуг сияний. При этом, в отличие от Альфвена (3), мы будем считать  $\Phi \approx 10^7 \text{ в}$ , а не  $10^4 - 10^5 \text{ в}$ , что создает возможность количественного объяснения наблюдаемых явлений.

В земной атмосфере, начиная с некоторой высоты, магнитное поле  $H$  превышает критическую величину  $H_0 = \frac{8}{3} mc / e\tau$ ; здесь  $e$ ,  $m$  и  $\tau$  — заряд, масса и время свободного пробега электронов. Поэтому вектор плотности тока  $\mathbf{i}$  в верхних слоях атмосферы не параллелен  $\mathbf{E}$ , а связан с ним уравнением:

$$\mathbf{i} = \sigma_1 \mathbf{E} + \sigma_2 \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}}{H} + \sigma_3 \frac{\mathbf{H}(\mathbf{E}\mathbf{H})}{H^2}. \quad (1)$$

Первый член представляет собой обычный ток электропроводности, второй член — ток Холла, перпендикулярный и к электрическому и к магнитному полю, а третий — фокусирующий ток, направленный вдоль магнитного поля. Коэффициенты электропроводности, согласно (4) и (5), равны:

$$\sigma_0 = \frac{enc}{aH_0}; \quad \sigma_1 = \frac{\sigma_0 H_0^2}{H^2 + H_0^2}; \quad \sigma_2 = \sigma_1 \frac{H}{H_0}; \quad \sigma_3 \approx \sigma_0, \quad (2)$$

где  $n$  — число частиц в единице объема, переносящих заряд, а  $a = 9 \cdot 10^{11}$  — отношение практической единицы электропроводности к единице CGSE.

Эффективное поперечное сечение электронов для столкновений с электронами и ионами определяется формулой (4)

$$s_e = \gamma \left( \frac{e^2}{kT_e} \right)^2, \quad \gamma = -2\pi \ln \left[ \left( \frac{2e^2}{kT_e} \right)^{1/2} \sqrt{8\pi n} \right], \quad (3)$$

где  $T_e$  — электронная температура, а  $k$  — постоянная Больцмана. При  $T_e = 300^\circ \text{ К}$  и  $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$  получается  $s_e = 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$ ; это сечение превышает в  $3 \cdot 10^6$  раз газокинетическое сечение молекул азота и кислорода  $s_a = 7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Поэтому при доле заряженных частиц меньшей, чем  $10^{-7}$ , длина их свободного пробега  $\lambda$  определяется столкновениями с молекулами, а при доле большей, чем  $10^{-6}$ , наоборот, пренебрежимо газокинетическое сечение нейтральных молекул. Первое имеет место на высотах  $h < 130 \text{ км}$ , если число заряженных частиц порядка наблюдаемого числа свободных электронов.

На рис. 1 изображены зависимости  $\sigma_0/n$  и  $\sigma_1/n$  от высоты  $h$ , вычисленные без учета столкновений заряженных частиц для двух случаев:  $a$  — перенос заряда обуславливается электронами;  $b$  — перенос энергии обуславливается ионами с массой  $m_a = 2,5 \cdot 10^{-23} \text{ г}$ . В обоих случаях  $\sigma_0/n$  монотонно возрастает, а  $\sigma_1$  равно  $\sigma_0$  до высоты, на которой  $H_0 = H = 0,5$  эрст., и далее убывает. Электропроводность в направлении, перпендикулярном к  $\mathbf{H}$ , обусловленная электронами, при больших давлениях превышает в отношении  $\sqrt{m_a/m_e}$  ионную электропроводность, а при малых давлениях меньше ее в  $\sqrt{m_a/m_e}$  раз.

Кривые рис. 1 вычислены в предположении, что  $T_e$  равно температуре воздуха, а температура и давление воздуха почерпнуты из данных, полученных при ракетных полетах (6).

В отсутствие магнитного поля напряжение зажигания самостоятельного разряда между плоскими электродами, удаленными на расстояние  $l$ , при давлении  $p$  определяется формулой  $\Phi' = \alpha pl [\beta + \lg(pl)]^{-1}$ . Напряжение зажигания разряда в магнитном поле в направлении, перпендикулярном к  $H$ , больше и равно  $\Phi'' = \Phi' \sigma_0 / \sigma_1$ . Константа  $\alpha$  раз в 10 больше, когда заряд переносится ионами, а не электронами (7). В случае электронного переноса, при  $p$ , выраженном в мм рт. ст.,  $l$  в см и  $\Phi$  в вольтах,  $\alpha = 2,6 \cdot 10^2$  и  $\beta = 0,68$  (7); для ионного переноса прием  $\alpha = 2,6 \cdot 10^3$ .

$\Phi''$ , вычисленное в предположении, что ток обуславливается перемещением свободных электронов, минимально на высоте 75 км, где соответствующее значение  $\sigma_1/n$  максимально (рис. 1). В этом слое  $p = 7 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. и при  $l = 3 \cdot 10^8$  см  $\Phi'' = 7 \cdot 10^8$  в. Для ионного разряда минимум напряжения находится на высоте 110 км, где  $p = 10^{-4}$  мм рт. ст. и  $\Phi'' = 1,5 \cdot 10^7$  в. Ясно, что в действительности горизонтальный разряд в близполюсных широтах происходит на высоте 110 км, что практически точно соответствует наблюдаемой высоте дуг полярных сияний.

Пренебрегая изменением температуры с высотой, можно положить  $p\sigma_0/\sigma_1 \sim n/\sigma_1$ . При удалении от максимума  $\sigma_1/n$  убывает в обе стороны экспоненциально; область значений  $\sigma_1/n$ , близких к максимальному, как видно из рис. 1, имеет толщину 15–20 км; такова же толщина дуг сияний по вертикали. Ширина дуг обычно сравнима с их толщиной, причем часто наблюдается несколько параллельных дуг, расположенных на расстоянии сотни километров одна от другой. В рассматриваемом приближении несколько параллельных дуг с примерно круговыми сечениями имеют такое же сопротивление, как и одна широкая лента и, следовательно, эквивалентны ей; поэтому нужен более точный расчет, чтобы установить форму оптимального сечения дуги сияния.

Совпадение высоты и толщины слоя  $E$  и области горизонтальных разрядов наводит на мысль, что не только в зоне сияний, но и в средних широтах электрические токи являются одной из существенных причин ионизации воздуха в слое  $E$ . Разность потенциалов между северной и южной зонами сияний  $\Delta\varphi_m \approx \varphi_m \sin^2 23^\circ,5 \approx 0,2 \varphi_m$ , где  $23^\circ,5$  — наклон эклиптики к экватору. Сопротивление верхних слоев атмосферы между зонами не больше, чем вдоль зоны, так как на экваторе горизонтальный ток течет вдоль силовых линий, а в средних широтах — под острым углом к ним. Разрядами в слое  $E$  в средних широтах можно объяснить связь локальных магнитных вариаций с солнечной активностью, а также изменения яркости и флуктуации яркости ночного неба.

В применении к лучу полярного сияния в формулу, определяющую

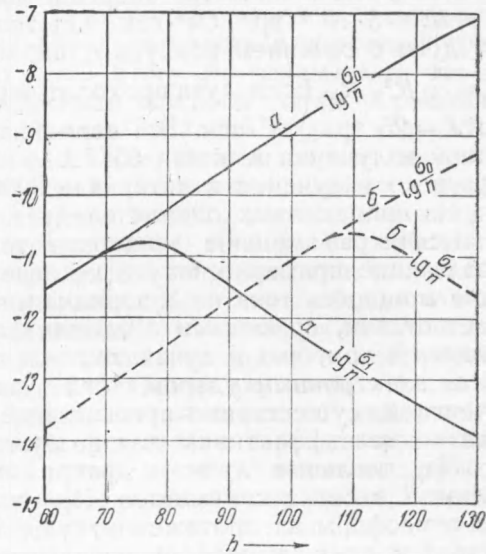


Рис. 1.

напряжение разряда, вместо  $pl$  нужно подставить  $\int p dl = p_0 h_0$ , где  $p_0$  — давление у основания луча, а  $h_0$  — высота однородной атмосферы. Полагая  $p_0 = 10^{-4}$  мм рт. ст. и  $h_0 = 10^6$  см, получим  $\Phi' = 10^4$  в и, следовательно, падение напряжений в лучах порядка  $10^{-3}$  падения напряжения в дугах. Суммарная сила тока во всех параллельных лучах и во всех дугах должна быть одинаковой как в последовательно соединенных проводниках, а поэтому мощность тока в лучах в 1000 раз меньше, чем в дугах.

Сила тока в дугах сияний непосредственно оценивается по создаваемым ими магнитным возмущениям  $\delta H$ . Если дуга проходит вблизи зенита на высоте  $h = 100$  км, то, полагая  $\delta H = 3 \cdot 10^{-4}$  эрст., получим силу тока в дуге  $I = \frac{1}{2\pi} h \delta H = 5 \cdot 10^3$  а. Если поперечное сечение дуги  $5 \cdot 10^{12}$  см, то плотность тока в дуге  $i = 10^{-9}$  а/см<sup>2</sup>. При  $E = 0,05$  в/см количество энергии, выделяющейся в единице объема,  $j = iE = 5 \cdot 10^{-4}$  эрг/см<sup>3</sup>·сек. Плотность потока энергии, падающего от дуги с сечением радиуса  $r$  на землю на расстоянии  $R_0$  от дуги,  $J = \frac{1}{2} jr^2 / R_0$ . Если дуга проходит через зенит и  $r = 10$  км, а  $R_0 = 100$  км, то  $J = 25$  эрг/см<sup>2</sup>·сек. Эта величина примерно в  $10^4$  раз превышает поток излучения в линии 5577 Å и в сотни раз больше потока инфракрасного излучения в интервале 9000—10800 Å (8).

Из приведенных оценок следует, что в дугах видимое излучение в тысячи раз меньше мощности тока, тогда как лучистые формы, создающие примерно такую же освещенность, как и дуги, но имеющие мощность тока на 3 порядка меньшую, обладают коэффициентом светоотдачи, сравнимым с единицей. Причину такого различия можно видеть в том, что в лучах ток электронный, и молекулы возбуждаются электронным ударом, тогда как в дугах только ионы обладают энергией, существенно превышающей тепловую, а удары массивных частиц малоэффективны для возбуждения видимого спектра.

Параллельные лучи в драпри имеют радиус  $r$  меньше 1 км при длине  $l$  в сотни километров. Пространственный заряд в верхних слоях атмосферы на протяжении существенной части длины луча подтекает к лучу, пересекая магнитные силовые линии, а дальше движется вдоль луча, параллельно  $H$ . Суммарное сопротивление системы параллельных лучей минимально, если сопротивление току вдоль луча  $l / \pi r^2 \tau_0$  порядка сопротивления для подтекания тока к лучу  $[\pi l \sigma_1]^{-1}$ .

Приравнивая эти сопротивления, получим  $\frac{l}{r} = \sqrt{\frac{\sigma_0}{\sigma_1}} = \frac{H}{H_0} = \frac{3}{8} \frac{e\tau H}{mc} = 3 \cdot 10^5 \tau$ . В слое  $F$  время между столкновениями электронов  $\tau \approx 10^{-3}$  сек. (9) и, следовательно,  $l \approx 300 r$ , что приблизительно согласуется с наблюдаемым соотношением.

Ленинградский государственный педагогический институт  
им. А. И. Герцена

Поступило  
9 VIII 1952

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> К. Штермер, Проблема полярных сияний, М., 1933. <sup>2</sup> L. Harang, Terrestrial Magnet. and Atmosph. Electr., 51, No. 3 (1946). <sup>3</sup> H. Alfvén, Cosmical Electrodynamics, Oxford, 1950, стр. 182—184 и 204. <sup>4</sup> Л. Э. Гуревич, А. И. Лебединский, ЖЭТФ, 16, № 9 (1946). <sup>5</sup> Б. И. Давыдов, ЖЭТФ, в. 9—10 (1937). <sup>6</sup> Д. П. Койпер (редактор сборника), Атмосферы Земли и планет, М., 1951, стр. 158—160. <sup>7</sup> А. Энгель, М. Штенбек, Физика и техника электрического разряда в газах, 1, М., 1936, стр. 106; 2, стр. 59—61. <sup>8</sup> С. Ф. Родионов, Л. М. Фишкова, ДАН, 70, № 6 (1950). <sup>9</sup> Я. Л. Альперт, Распространение радиоволн в ионосфере, М., 1946, стр. 208.