

УДК 537.86

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ВЗРЫВА В ИОНОСФЕРЕ

И.Ю. Сергеев, В.М. Сорокин

ELECTROMAGNETIC FIELD GENERATION BY EXPLOSION IN THE IONOSPHERE

I.Yu. Sergeev, V.M. Sorokin

Рассмотрена полуэмпирическая модель ударной волны (УВ) в разреженном газе. УВ наблюдаются в активных экспериментах взрывного типа, а также при взрывах ракетной техники. Представленная модель позволяет определить геометрические характеристики процесса, пространственно-временные зависимости температуры газа, его скорости, плотности и давления в возмущенной области. В результате анализа наблюдаемого на эксперименте электромагнитного излучения взрыва было предположено, что их источником является вызванный распространяющейся ударной волной ток, который генерируется проводящей плазмой, перемещающейся во внешнем магнитном поле. Рассмотрена генерация и распространение электромагнитного излучения от такого осесимметричного тока в ионосферной плазме с проводимостями Холла и Педерсена. Показано, что излучение представляет собой осциллирующий волновой пакет, распространяющийся вдоль магнитного поля Земли внутри конуса шириной примерно 20° . Изучены волновые характеристики излучения. В работе проведено сравнение полученного результата с экспериментальными данными, наблюдаемыми во время взрывов в ионосфере, показывающее справедливость представленной модели.

A semi-empirical model of shock wave in the rarefied gas is constructed. A shock wave arises in explosion-type active experiments and disasters of space engines. This model enables to determine the geometric characteristics of the process, spatial-temporal dependences of gas temperature, velocity, density and pressure in the disturbed zone. Analyzing the observed electromagnetic radiation from explosions it was assumed that their source is the electric current generated in a propagating shock wave. Electric current occurs due to the conductive plasma motion in external magnetic field. We considered the electromagnetic radiation from such axisymmetric current and the propagation of the radiation in the ionospheric plasma with Hall and Pedersen conductivities. It is shown that the electromagnetic perturbation propagates inside a cone at the angle of about 20° to the magnetic-field direction and it has the form of an oscillation wave packet. Wave characteristics of radiation were investigated in this paper. The comparison of theoretical results with experimental data obtained during explosion in the ionosphere confirms the validity of the presented model.

Электрический ток за фронтом ударной волны

Подрыв взрывчатого вещества сопровождается разлетом продуктов взрыва. Так как их плотность много больше плотности окружающего газа, то поверхность продуктов взрыва является расширяющимся сферическим поршнем. При своем расширении поршень формирует ударную волну (УВ) в результате перемещения сжатых слоев воздуха между его поверхностью и фронтом УВ. Согласно модели ударной волны, возникающей в результате разлета продуктов взрыва, произведенного в момент времени $t = 0$ в начале системы координат, плотность ρ и давление p газа за ее фронтом определяются выражениями [1–5]

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_\phi \left[\frac{\xi - \xi_0(t)}{\xi} \right]^2 / \left[\frac{1 - \xi_0(t)}{\xi} \right]^2, \quad p = 0.81 p_\phi, \\ \rho_\phi &= \rho_1 \left\{ 1 + 2 / \left((1 + \gamma) M^2 \right) \right\} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \\ p_\phi &= \left[2 \rho_1 D^2 / (\gamma + 1) \right] \left[1 - (\gamma - 1) / 2\gamma M^2 \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\xi = r/R$, $\xi_0(t) = R_1/R = 2(1 - 1/M^2) / (\gamma + 1)$, ρ_ϕ и p_ϕ – плотность и давление газа на фронте ударной волны, ρ_1 – плотность газа в невозмущенной области, γ – показатель адиабаты, $M = D/c_{36}$ – число Маха, c_{36} – скорость звука, r – расстояние от точки взрыва. Радиус R и скорость D фронта ударной волны определяются равенствами

$$R = R_n \left\{ 1 + t(1+k) D_n / R_n \right\}^{1/(1+k)},$$

$$D = D_n (R_n / R)^k, \quad k = \frac{3}{4} \left[3 - \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{(3-\gamma)}{(1+\gamma)}} \right],$$

где R_n , D_n – соответственно начальные радиус и скорость фронта ударной волны.

Электрический ток \vec{j} за фронтом ударной волны возникает в результате движения проводящего возмущенного газа в магнитном поле Земли \vec{B} . Учитывая осевую симметрию задачи, произведем расчет генерируемого таким образом тока. В итоге получаем для его компонент в цилиндрической системе координат (ρ, ϕ, z) с осью Z , направленной вдоль магнитного поля, следующие выражения [1, 2]:

$$\begin{aligned} j_\rho(\xi, \theta, t) &= e N_1 c_{36} M \left(1 - \xi_0(t) / \xi \right)^2 a(t) \times \\ &\times \left\{ \frac{b_e^2(t)}{\left(1 - \xi_0(t) / \xi \right)^2 + b_e^2(t)} - \frac{b_i^2(t)}{\left(1 - \xi_0(t) / \xi \right)^2 + b_i^2(t)} \right\} \times \\ &\times \sin \theta, \\ j_\theta(\xi, \theta, t) &= e N_1 c_{36} M \left(1 - \xi_0(t) / \xi \right)^3 a(t) \times \\ &\times \left\{ \frac{b_e(t)}{\left(1 - \xi_0(t) / \xi \right)^2 + b_e^2(t)} + \frac{b_i(t)}{\left(1 - \xi_0(t) / \xi \right)^2 + b_i^2(t)} \right\} \times \\ &\times \sin \theta \\ j_z &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $M = M_n \left[\frac{M_n}{R_n} (k+1) c_{36} t + 1 \right]^{\frac{k}{k+1}}$,

$M_H = D_H/c_{36}$ – начальное число Маха; $a(t)$, $b_e(t)$, $b_i(t)$ – безразмерные коэффициенты, зависящие от времени:

$$a(t) = 2 \frac{1 - M^{-2}}{\gamma - 1} \frac{[1 + 2M^{-2}/(\gamma + 1)]}{[1 - 2(1 - M^{-2})/(\gamma + 1)]^2},$$

$$b_e^2(t) = \frac{\omega_H^2}{v_{e1}^2} \frac{1}{0.81c_{36}^2} \frac{\gamma}{\rho_1} p_1 \times \frac{(1 - \xi_0)^2 (\gamma^2 - 1)}{(1 - \gamma + 2\gamma - M^2)(1 + \gamma + 2M^{-2})},$$

$$b_i^2(t) = \frac{\Omega_H^2}{v_{in1}^2} \frac{1}{0.81c_{36}^2} \frac{\gamma}{\rho_1} p_1 \times \frac{(1 - \xi_0)^2 (\gamma^2 - 1)}{(1 - \gamma + 2\gamma - M^2)(1 + \gamma + 2M^{-2})},$$

где θ – угол между направлением магнитного поля Земли и направлением радиус-вектора, e – заряд электрона, N_l – концентрация электронов в невозмущенной области, p_l – давление в невозмущенной области, ω_H – ларморовская частота электронов, Ω_H – усредненная ларморовская частота ионов, v_{e1} – эффективная частота соударений электронов с ионами и молекулами в невозмущенной области, v_{in1} – частота соударений ионов с молекулами в невозмущенной области.

Выражение (2) показывает, что ток сосредоточен в достаточно узком слое вблизи фронта УВ. Это позволяет заменить распределение тока по радиусу бесконечно тонким слоем, расположенным на фронте, определяя поверхностную плотность тока \vec{j} равенством

$$\vec{j}(r, \theta, t) \approx \delta(r - R(t)) \times \int_{R_1}^R \vec{j}(r, \theta, t) dr \equiv \delta(r - R(t)) \vec{j}'(\theta, t).$$

На рис. 1 представлены зависимости j'_ρ и j'_ϕ от безразмерного времени $\tau = t/(R_H/D_H)$ для различных высот. При построении графиков были выбраны следующие значения: $D_H = 10c_{36150}$, $\theta = \pi/2$; c_{36150} и N_{150} обозначают соответственно скорость звука и концентрацию электронов в невозмущенной области на высоте 150 км.

Электромагнитный импульс ударной волны взрыва в нижней ионосфере

Для расчета возмущения магнитного поля \vec{B} и электрического поля \vec{E} , генерируемого в ионосферной плазме электрическим током \vec{j} , сформированным за фронтом УВ, воспользуемся квазистационарными уравнениями Максвелла:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{4\pi}{c} (\sigma \vec{E} + \vec{j}), \quad (3)$$

$$\text{div } \vec{E} = 4\pi \rho_e,$$

где $\hat{\sigma}$ – тензор проводимости ионосферной плазмы, ρ_e – плотность электрического заряда, c – скорость света. Элементами тензора являются $\sigma_{||}$, σ_P и σ_H – продольная проводимость, проводимости Педерсена и Холла соответственно. В ионосфере выполняется неравенство $\sigma_{||} \gg \sigma_P, \sigma_H$, используя которое, будем полагать равными нулю продольное электрическое поле и плотность заряда во всем пространстве. При решении учтем, что задача имеет осевую симметрию. Введем векторный потенциал по формулам:

$$\vec{E} = -1/c \times \partial \vec{A} / \partial t, \quad \vec{B} = \text{rot } \vec{A}.$$

Выразим векторный потенциал через матричную функцию Грина:

$$A_i(\rho, z, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int_0^\infty d\rho' \int_{-\infty}^\infty dz' G_{ij}(\rho, \rho', z - z', t - t') j_j(\rho', z', t'),$$

индексы i, j пробегают значения ρ, ϕ .

Решая систему (3), получим для компонент функции Грина следующие выражения [1, 2]:

$$G_{ij}(\rho, \rho', z, t) = \frac{\sqrt{2\pi v}}{c(1 + g^2)} \rho' \frac{\eta(t)}{(\sqrt{\lambda} t)^3} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{z}{\sqrt{\lambda} t} \right)^{2n} \frac{1}{(2n)!} L_{ij}^n \frac{1}{\sqrt{g^2 + x^2 - x + y}} I_1 \left(\frac{(\rho/\sqrt{\lambda t})(\rho'/\sqrt{\lambda t})}{\sqrt{g^2 + x^2 - x + y}} \right) \times \exp \left(\frac{(\rho/\sqrt{\lambda t})^2 + (\rho'/\sqrt{\lambda t})^2}{2} / \sqrt{g^2 + x^2 - x + y} \right), \quad (4)$$

где

$$\lambda = c^2 / (4\pi) \times \sigma_P / (\sigma_P^2 + \sigma_H^2),$$

$$v = c^2 / (4\pi \sigma_P), \quad g = \sigma_H / \sigma_P,$$

$\eta(t)$ – функция «ступеньки», I_1 – модифицированная функция Бесселя первого порядка, L_{ij}^n – линейный оператор, действующий на функцию следующим образом:

$$L_{ij}^n f(g, x, y) = A_{ij} \left(\frac{\partial^n}{\partial x^n} \psi_+(g, x) f(g, x, 1) \right) \Big|_{x=1} + B_{ij} \left(\frac{\partial^n}{\partial x^n} \psi_-(g, x) f(g, x, 1) \right) \Big|_{x=1} - C_{ij} \left(\frac{\partial^n}{\partial x^{n-1} \partial y} \psi_-(g, x) f(g, x, y) \right) \Big|_{x=y=1} \quad \text{при } n \geq 1,$$

$$L_{ij}^0 f(g, x, y) = A_{ij} \psi_+(g, 1) f(g, 1, 1) + B_{ij} \psi_-(g, 1) f(g, 1, 1) + C_{ij} \int_0^g \psi_-(g', 1) \left(\frac{\partial}{\partial y} f(g', 1, y) \right) \Big|_{y=1} dg',$$

$$\psi_{\pm}(g, x) = \sqrt{\sqrt{g^2 + x^2} \pm x} / \sqrt{g^2 + x^2},$$

$$A_{\rho\rho} = 1, A_{\phi\phi} = 1, A_{\rho\phi} = -A_{\phi\rho} = -g,$$

$$B_{\phi\phi} = g, B_{\rho\rho} = g, B_{\rho\phi} = -B_{\phi\rho} = 1,$$

$$C_{\rho\rho} = -(1+2g^2)/g, C_{\phi\phi} = 1/g,$$

$$C_{\rho\phi} = -C_{\phi\rho} = -1.$$

На рис. 2 приведено пространственное распределение поля, рассчитанное по формуле (4). Видно, что сферически-симметричная ударная волна генерирует в ионосферной плазме электромагнитные возмущения, характер распространения которых существенно меняется в зависимости от угла между направлением распространения и магнитным полем. В интервале углов $0 < \theta \leq 30^\circ$ поле переносится волновым пакетом, имеющим резко выраженный осциллирующий характер. С увеличением угла количество осциллирующих в волновом пакете убывает, а на экваторе при $\theta = 90^\circ$ поле представляет собой одиночный импульс, который расплывается согласно закону диффузии. Численные расчеты показали, что частота в электромагнитном возмущении растет с уменьшением угла между r и осью Z , а степень затухания падает. Также расчеты по формуле (4) показали, что с уменьшением угла возрастает фазовая скорость волны. Все это позволяет говорить о каналировании импульса в окрестности магнитной силовой линии, пересекающей точку подрыва.

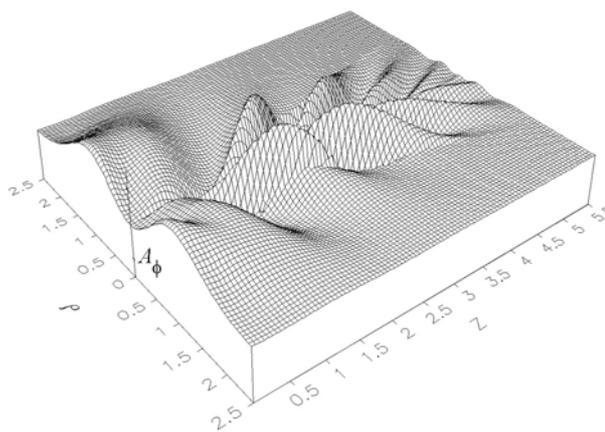


Рис. 2. Пространственное распределение электромагнитного возмущения ударной волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сергеев И.Ю., Сорокин В.М., Яценко А.К. Расчет электрических токов и полей сферически-симметричной ударной волны в ионосферной плазме // Электронный журнал «Исследовано в России». 2002. № 46. С. 504–512. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/046.pdf>.
2. Сергеев И.Ю., Сорокин В.М., Яценко А.К. Электромагнитное поле сферически-симметричной ударной волны взрыва в ионосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. 2003. Т. 43, № 6. С. 788–798.
3. Sorokin V., Sergeev I., Yaschenko A. Electromagnetic Pulse Generation by the Shock Wave of Explosion in the Ionosphere // 35th COSPAR Scientific Assembly, Paris, France, July 18–25. 2004. P. A0.2-0015-04.
4. Holmgren G., Bostrom R., Kelley M.C., et al. Trigger, an Active Release Experiment that Stimulated Auroral Particle Precipitation and Wave Emission // J. Geophys. Res. 1980. V. 85, N 10A. P. 5043.
5. Kelley M.C., Fahleson U.V., Holmgren G., et al. Generation and Propagation of an Electromagnetic Pulse in the Trigger Experiment and its Possible Role in Electron Acceleration // Ibid. 1980. V. 85, N 10A. P. 5055.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, fje@mail.ru

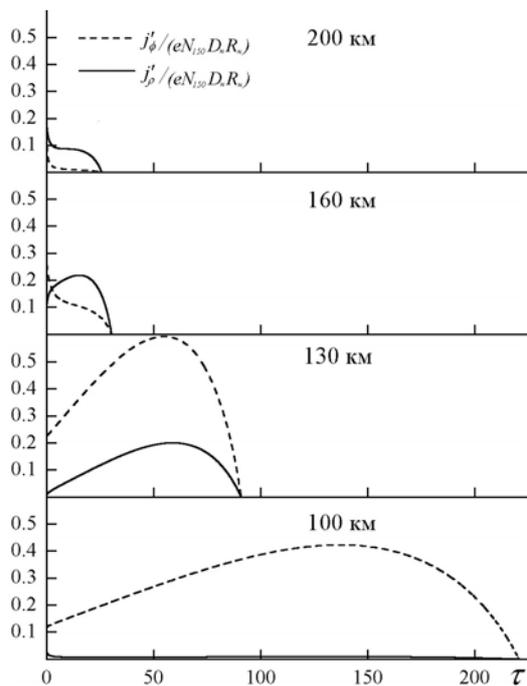


Рис. 1. Зависимость тока ударной волны, проинтегрированного по толщине слоя, от безразмерного времени на различных высотах подрыва: 100 км, когда в невозмущенной области максимально отношение σ_{H0}/σ_{P0} ($\sigma_{P0}=5.1 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$, $\sigma_{H0}=2.3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$); 130 км, когда в невозмущенной области $\sigma_{H0} \approx \sigma_{P0}$ ($\sigma_{P0}=2.2 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, $\sigma_{H0}=2.3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$); 160 км, когда в возмущенной области $\sigma_H \approx \sigma_P$ (в невозмущенной области $\sigma_{P0}=1.0 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, $\sigma_{H0}=1.8 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$); 200 км, когда в невозмущенной области $\sigma_{H0} \ll \sigma_{P0}$ ($\sigma_{P0}=3.6 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$, $\sigma_{H0}=1.6 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$). σ_{H0} и σ_{P0} – соответственно холловская и педерсеновская проводимости в невозмущенной области.