

О РАДИАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ГЕОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ ОТ ПОДЗЕМНЫХ И КОНТАКТНЫХ ВЗРЫВОВ

Л. П. Горбачев, А. Ю. Матрончик

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва

Предложен механизм генерации геомагнитных возмущений атмосферным электрическим диполем, образованным гамма-излучением контактных и подземных взрывов, сопровождающихся образованием грунтового купола и выходом продуктов взрыва в атмосферу. Определяющую роль в генерации геомагнитных пульсаций на больших эпицентральных расстояниях играет гиротропный E -слой ионосферы. Оцениваются амплитудно-частотные параметры геомагнитного сигнала на расстоянии 1000 км от контактного взрыва с энергией 150 кт. Показывается возможность регистрации таких геомагнитных сигналов от взрывов с выходом гамма-излучения в атмосферу.

Экспериментально установлено, что подземные и контактные взрывы сопровождаются генерацией геомагнитных и геоэлектрических возмущений в диапазоне частот от 10^{-3} до 10 Гц [1–3]. Различные механизмы генерации возмущений с подробным расчетом их параметров рассматривались в [1–6]. В работах [1–4] рассчитывались компоненты электромагнитного поля на поверхности Земли, создаваемые при глубоком подземном взрыве эквивалентными электрическим и магнитным диполями. Для контактных и подземных взрывов, сопровождающихся образованием грунтового купола и радиоактивными выбросами в атмосферу, в результате процессов разделения и релаксации электрических зарядов происходит генерация низкочастотного электрического поля в приземной атмосфере [2, 3]. Взаимодействие ионизированных продуктов подземного взрыва с геомагнитным полем приводит к генерации магнитных возмущений [5]. Ударные и сейсмические волны, образованные подземным взрывом, вызывают генерацию токов, которые искажают геомагнитное поле [6]. Общей чертой этих работ является то, что параметры геомагнитных и геоэлектрических сигналов рассчитывались в ближней зоне взрыва на эпицентральных расстояниях, не превышающих несколько километров. Между тем в настоящее время практический интерес представляет обнаружение подземных и контактных взрывов на эпицентральных расстояниях больше 100 км [7]. Актуальной также является проблема распознавания подземных взрывов в заполненных воздухом полостях (испытания с декаплингом) [8, 9]. Регистрация создаваемых подобными взрывами сейсмических волн на фоне большого количества сейсмических событий вызывает значительные затруднения, которые можно преодолеть применением современных методов обнаружения и идентификации подземных и контактных взрывов, в частности метода регистрации геомагнитных и геоэлектрических возмущений. Цель данной работы — оценить параметры геомагнитных возмущений от подземных и контактных взрывов на больших эпицентральных расстояниях.

Определяющую роль в формировании геомагнитных возмущений от подземных и контактных взрывов на эпицентральных расстояниях, превышающих 100 км, играет E -слой ионосферы. В последние годы широко обсуждается другой механизм генерации геомагнитных возмущений (см., например, [10]): при подземных взрывах образуются атмосферные

волны, они распространяются вертикально вверх и, достигнув нижней границы ионосферы, образуют токи в E -слое. Создаваемые ими геомагнитные возмущения распространяются на большие расстояния вдоль слоя. Эти возмущения регистрируются на поверхности Земли.

Недавно был разработан новый механизм генерации геомагнитных пульсаций атмосферным электрическим диполем [11, 12]. Суть его в следующем. В результате различных атмосферных процессов (молниевых разрядов, поглощения гамма-квантов солнечных вспышек и гамма-всплесков) происходит пространственное разделение зарядов с образованием электрического диполя конечных размеров. Характерное время существования диполя составляет от 0,1 до 1000 с. Электрическое поле, создаваемое диполем, возбуждает в гиротропном слое ионосферы систему кольцевых токов. Эти токи вследствие диффузии распространяются вдоль слоя и генерируют квазистационарные магнитные поля на поверхности Земли.

Данный механизм генерации геомагнитных возмущений применим к подземным и контактным взрывам. Рассмотрим контактный взрыв (на поверхности Земли) с тротиловым эквивалентом W [кт] [13]. При ядерном взрыве образуется большое количество гамма-квантов, половина которых распространяется в верхнем полупространстве в воздухе преимущественно по радиусу от центра взрыва на расстоянии порядка 1 км. В результате неупругого рассеяния гамма-квантов на молекулах азота и кислорода образуются комптоновские электроны, которые вылетают в основном прямо вперед и имеют длину пробега λ около 4 м [14]. Комптоновские электроны производят дополнительную ионизацию воздуха, теряют энергию и практически мгновенно прилипают к нейтральным молекулам. Таким образом организуется радиальное разделение внутри полусферы: ближе к центру взрыва располагаются положительные ионы, образовавшиеся в результате эффекта Комптона, дальше от него — отрицательные ионы, появившиеся в результате прилипания комптоновских электронов к нейтральным молекулам. Расстояние между парой противоположно заряженных ионов равно длине пробега комптоновского электрона.

Спустя некоторое время после ядерного взрыва ($t > 10$ с) концентрации N [м⁻³] положительных и отрицательных ионов, образованных гамма-квантами, почти равны (концентрация электронов пренебрежимо мала) [13]:

$$N = 1,3 \cdot 10^{12} \frac{(\xi(W)W)^{0,5}}{(t + 2,66)^{0,6}}, \quad (1)$$

причем это выражение справедливо вблизи поверхности Земли на расстоянии $R = 1$ км от центра взрыва. Выражение (1) получено с учетом того, что один комптоновский электрон с энергией 1 МэВ образует $3 \cdot 10^4$ вторичных электронов (потенциал ионизации ≈ 30 эВ), не участвующих в образовании электрического диполя. Также в выражении (1) используется ион-ионная рекомбинация. Коэффициент $\xi(\dot{W})$, принимающий значения от 0 до 1, определяет долю гамма-квантов, участвующих в формировании атмосферного электрического дипольного момента. Дело в том, что образованный через десятки секунд тепловой термик, поднимаясь вверх, уносит с собой часть продуктов взрыва и радиоактивную пыль [15]. Таким образом число источников гамма-квантов уменьшается. Из-за сложной картины газодинамических течений при ядерном взрыве точно рассчитать коэффициент $\xi(\dot{W})$ не представляется возможным. Для его оценки используем то обстоятельство, что в стратосферу на высоту более 12 км выносится от 10 до 50 % пыли, поднятой приземным взрывом с тротиловым эквивалентом $W = 10^3$ кт [15]. Это происходит за время порядка 10^2 – 10^3 с. При этом часть пыли осаждается обратно на поверхность Земли в радиусе нескольких километров от центра взрыва [16]. Следовательно, размеры области формирования атмосферного электрического диполя меньше 10 км. Поэтому на расстояниях свыше 100 км от

центра взрыва диполь можно считать точечным и коэффициент $\xi(\vec{W})$, по крайней мере, большим 0,1.

Проекция дипольного момента на ось z , направленная из центра взрыва вертикально вверх, примерно равна $d = -(\pi/3)R^3 e \lambda N$, где e — заряд электрона.

Для $t \gg 10$ с временную зависимость дипольного момента можно аппроксимировать с учетом (1) дельта-функцией:

$$d = -d_0 \Delta t \delta(t), \quad (2)$$

где $\Delta t = 10$ с, $d_0 = 1,9 \cdot 10^2 \sqrt{\xi(W)W}$ Кл·м.

Вектор индукции магнитного поля Земли \mathbf{B}_0 составляет угол α с осью z . Ось y прямоугольной декартовой системы координат направим вдоль поверхности Земли к северному магнитному полюсу. Введем также сферическую систему координат, причем угол θ отсчитывается от оси z , а угол φ лежит в горизонтальной плоскости и отсчитывается от оси x . Дипольный момент d наводит в слое ионосферы на высоте $z_0 = 130$ км электрическое поле \mathbf{E} с компонентами

$$E_z = \frac{d}{4\pi\epsilon_0} \frac{(3 \cos^2 \theta - 1) \cos^3 \theta}{z_0^3}, \quad E_y = \frac{d}{4\pi\epsilon_0} \frac{3 \sin \theta \cos^4 \theta}{z_0^3} \sin \varphi, \quad (3)$$

$$E_x = \frac{d}{4\pi\epsilon_0} \frac{3 \sin \theta \cos^4 \theta}{z_0^3} \cos \varphi$$

(ϵ_0 — электрическая постоянная).

Электрическое поле возбуждает электрические токи проводимости \mathbf{j} , удовлетворяющие уравнениям Максвелла в квазистационарном приближении:

$$\text{rot rot } \sigma^{-1} \mathbf{j} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_{\text{ср}}}{\partial t}, \quad \text{div } \mathbf{j} = 0 \quad (4)$$

(μ_0 — магнитная постоянная, σ — тензор проводимости ионосферы, $\mathbf{j}_{\text{ср}} = \sigma \mathbf{E}$ — сторонний электрический ток).

С учетом того, что в рассматриваемом слое ионосферы $\sigma_0 \gg \sigma_2 \approx \sigma_1$ тензор проводимости в декартовой системе координат имеет вид

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 \cos \alpha & -\sigma_2 \sin \alpha \\ -\sigma_2 \cos \alpha & \sigma_0 \sin^2 \alpha & \sigma_0 \sin \alpha \cos \alpha \\ \sigma_2 \sin \alpha & \sigma_0 \sin \alpha \cos \alpha & \sigma_0 \cos^2 \alpha \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь σ_0 — проводимость вдоль геомагнитного поля, σ_1 — проводимость Педерсена, σ_2 — проводимость Холла.

В приближении тонкого слоя (толщиной $h = 40$ км, что много меньше горизонтальных размеров) введем интегральные компоненты тока:

$$J_{x,y,z} = \int_{z_0-h/2}^{z_0+h/2} j_{x,y,z} dz. \quad (6)$$

После простых преобразований из (4) с учетом (5) в приближении $(\sigma_2/\sigma_1) \sin \alpha > 1$ получим

$$\cos^2 \alpha \frac{\partial^2 J_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 J_y}{\partial y^2} = \mu_0 \sigma_2 \left(\frac{\partial J_x}{\partial t} + \frac{\partial J_{x \text{ ср}}}{\partial t} \right),$$

$$\cos^2 \alpha \frac{\partial^2 J_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 J_y}{\partial y^2} = \mu_0 \sigma_3 \left(\frac{\partial J_y}{\partial t} + \frac{\partial J_{y \text{ ст}}}{\partial t} \right), \quad (7)$$

$$\mu_0 \sigma_3 \frac{\partial J_z}{\partial t} = -\sin \alpha \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} J_x + \cos \alpha J_y \right),$$

где $\sigma_3 = \sigma_2^2 / \sigma_1 + \sigma_1$; $J_{x \text{ ст}}$ и $J_{y \text{ ст}}$ вводятся аналогично (6). При $x = y = 0$ и на бесконечности компоненты тока должны обращаться в нуль.

В предельном случае, когда силовые линии геомагнитного поля вертикальны (угол $\alpha = 0$ или $\alpha = \pi$), система уравнений (7) переходит в известное уравнение [12]

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r J(r, t)) \right) = \mu_0 \sigma_3 \left(\frac{\partial J(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial J_{\text{ст}}}{\partial t} \right), \quad (8)$$

записанное для кольцевого тока $J(r, t)$ ($J_x = -J \sin \varphi$, $J_y = J \cos \varphi$) в полярной системе координат $r^2 = x^2 + y^2$.

В общем случае с помощью аффинного преобразования $x' = x / \cos \alpha$, $y' = y$, $J'_x = J_x$, $J'_y = J_y \cos \alpha$ первые два уравнения системы (7) сводятся к уравнению (8) для кольцевого тока $J'(r', t) = [(J'_x)^2 + (J'_y)^2]^{1/2}$:

$$\frac{\partial}{\partial r'} \left(\frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (r' J'(r', t)) \right) = \mu_0 \sigma_3 \frac{\partial J'(r', t)}{\partial t}, \quad (9)$$

причем $(r')^2 = (x')^2 + (y')^2 = x^2 / \cos^2 \alpha + y^2$.

Уравнение (9) с граничными условиями допускает сохранение магнитного дипольного момента токов

$$M' = \int_0^{\infty} J'(r', t) \pi (r')^2 dr' = M'_{\text{ст}}, \quad (10)$$

где момент сторонних токов $M'_{\text{ст}} = M_{\text{ст}} / \cos \alpha$ рассчитывается с помощью (3)

$$M_{\text{ст}} = \frac{\hbar}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x j_{y \text{ ст}} - y j_{x \text{ ст}}) dx dy = -\frac{\hbar \sigma_2 \dot{a}(t) \cos \alpha}{2 \varepsilon_0}.$$

Отметим, что в предельном случае магнитный момент токов совпадает с установленным ранее выражением для момента в вертикальном геомагнитном поле [11].

Линии тока в системе координат x' , y' представляют собой окружности $(x')^2 + (y')^2 = r_0^2$, где r_0 — произвольный радиус, а в системе координат x , y — эллипсы с большой и малой полуосью $b = r_0$, $a = r_0 \cos \alpha$. Таким образом, в случае произвольного угла наклона α вектора \mathbf{B}_0 электрические токи распространяются в тонком слое ионосферы вдоль эллипсов, вытянутых с севера на юг. Так как угол α является дополнительным к углу магнитного наклона i , то для большинства испытательных полигонов ($i > 60^\circ$) $\cos \alpha > 0,8$ и эллипсоидальные линии тока с хорошей точностью можно заменить окружностями.

Тогда для расчета параметров геомагнитного сигнала на поверхности Земли воспользуемся результатами работы [11], в которой использовалась временная зависимость дипольного момента $d(t)$, аналогичная (2). Токи, найденные из уравнения (9) с учетом условия (10), формируют на поверхности Земли вертикальную и горизонтальную компоненту квазистационарного магнитного поля. На расстоянии $\rho \gg z_0$ от центра контактного взрыва амплитуду горизонтальной компоненты оценим по формуле

$$B_\rho = \frac{5}{\pi^2} \frac{\hbar \sigma_2 d_0 \Delta t \cos \alpha}{\varepsilon_0 \sigma_3 \rho^3},$$

причем характерная частота сигнала примерно равна $f = 4/(\mu_0 \sigma_3 \rho^2)$.

Для взрыва с энергией $W = 150$ кт, $\zeta(\vec{W}) = 0,1$ и $\cos \alpha = 0,85$ численные значения указанных величин составляют: $B_p = 0,006$ нТл, $f = 3,2 \cdot 10^{-3}$ Гц в условиях, когда $\sigma_2 = 4 \cdot 10^{-4}$ См/м, $\sigma_3 = 10^{-3}$ См/м, $\rho = 10^6$ м. Отметим, что на меньших эпицентральных расстояниях и для взрывов с большим выделением энергии амплитуда геомагнитного сигнала может превышать 1 нТл. Геомагнитный сигнал с такими параметрами имеет два квазиполупериода [11].

Рассматриваемый в работе механизм генерации геомагнитных возмущений электрическим диполем позволяет уточнить процесс их формирования на больших эпицентральных расстояниях от контактного взрыва. Приведенные выше оценки справедливы для контактного взрыва или подземного с радиоактивными выбросами в атмосферу. Для глубоких подземных взрывов амплитуда таких геомагнитных возмущений значительно меньше, так как сильное поглощение гамма-квантов в грунте снижает величину дипольного момента d_0 . В случае испытаний с декаплингом амплитуда может быть уменьшена в V/R^3 раз, где V — объем воздушной полости, в которой распространяются гамма-кванты подземного взрыва.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zablocki C. J. Electrical transients observed during underground nuclear explosions // J. Geoph. Res. 1966. V. 71, N 14. P. 3523–3542.
2. Адушкин В. В., Соловьев С. П. Возмущения электрического поля атмосферы в ближней зоне подземного взрыва // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1989. № 3. С. 51–59.
3. Адушкин В. В., Соловьев С. П., Сурков В. В. Электрическое поле, возникающее при взрыве на выброс // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 4. С. 117–121.
4. Ханахбей Е. Б. Поле магнитного диполя в проводящем полупространстве / Дифракция и распространение волн. Л.: ЛГУ, 1966. Вып. 5. С. 180–192.
5. Аблязов М. К., Сурков В. В., Чернов А. С. Искажение внешнего магнитного поля расширяющимся плазменным шаром, находящимся в слабопроводящем полупространстве // ПМТФ. 1988. № 6. С. 22–29.
6. Сурков В. В. Геомагнитные возмущения в слоистой среде, обусловленные распространением продольной сферической волны // ПМТФ. 1989. № 5. С. 20–30.
7. Адушкин В. В., Китов И. О., Кузнецов О. П., Султанов Д. Д. Результаты экспериментальных исследований эффективности излучения сейсмических волн в подземной полости // Докл. РАН. 1992. Т. 324, № 2. С. 287–291.
8. Адушкин В. В., Китов И. О. О различии подземных и контактных взрывов // Докл. РАН. 1992. Т. 324, № 5. С. 968–970.
9. Адушкин В. В., Китов И. О., Кузнецов О. П., Султанов Д. Д. Частичный декаплинг в соли // Докл. РАН. 1992. Т. 326, № 6. С. 972–975.
10. Сурков В. В. Электромагнитные эффекты ударного воздействия на неоднородные твердые среды. М., 1990 (Препр. / МИФИ; № 018-90).
11. Горбачев Л. П., Семенова Т. А., Федоров В. Ф. О геомагнитных возмущениях, возбуждаемых воздействием электрического диполя на ионосферу // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33, № 3. С. 378–381.
12. Горбачев Л. П., Матрончик А. Ю. Короткопериодные геомагнитные пульсации от всплесков космического гамма-излучения // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33, № 6. С. 75–82.
13. Jauho P., Vuori S. Ionization of the atmosphere and attenuation of radar waves after a nuclear explosion // Acta Polytechnica Scand. 1972. N 92. P. 7–27.

14. **Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В.** Физика радиационного возбуждения электромагнитных волн. М.: Атомиздат, 1980.
15. **Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И.** Вынос аэрозольных частиц в стратосферу горячим термиком // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1987. № 6. С. 146–152.
16. **Махвиладзе Г. М., Якуш С. Е.** О влиянии дисперсной примеси на подъем запыленного теплового термика // ПМТФ. 1990. № 5. С. 69–77.

*Поступила в редакцию 31/IX 1994 г.,
в окончательном варианте — 30/I 1997 г.*
