

УДК 550.385.37

## ГЕНЕРАЦИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА

Л. П. Горбачев, Ю. Б. Котов\*, Т. А. Семенова

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва

\* Институт прикладной математики РАН, 125047 Москва

Исследуется генерация геомагнитных возмущений (ГМВ) на поздней стадии подземного ядерного взрыва, когда вытесненное первоначально земное магнитное поле вновь проникает внутрь полости взрыва. Рассчитана напряженность электрического поля ГМВ, связанного с колебаниями магнитного момента. Разработан метод анализа записей ГМВ, позволяющий учесть характер квазипериодических колебаний в составе сигнала. Расчеты сопоставлены с результатами экспериментов, проводившихся в штате Невада (США) в 1958 г.

Во всех работах по исследованию геомагнитных возмущений от подземных ядерных взрывов (см., например, [1–4]) основное внимание уделяется главной части сигнала, представляющей собой двухполярный импульс с довольно короткой положительной фазой и длинной отрицательной фазой, асимптотически стремящейся к нулю. Отношение длительностей этих фаз составляет примерно 1 : 10. Изучение экспериментальных кривых из работ [1, 5] приводит к заключению, что многие ГМВ завершаются квазипериодическим процессом. Амплитуда этих колебаний значительно меньше амплитуды начальной фазы сигнала, однако на многих экспериментальных записях колебания можно уверенно выделить на уровне шума. В данной статье рассматриваются процессы, происходящие в полости взрыва на поздних стадиях его развития, и устанавливается зависимость периода колебаний ГМВ на «хвосте» сигнала от характеристик источника (взрыва).

В практике взрывов обычно встречается два случая, рассмотренных, например, в [6, 7].

1. Заряд до взрыва плотно окружен породой [6]. При взрыве происходит испарение породы, ударная волна распространяется и затухает в грунте, а вокруг заряда образуется полость, стенки которой движутся, создавая волну разрежения.

2. Для уменьшения сейсмического эффекта взрыв производится в заранее подготовленной камере больших размеров (декаплинге) [7]. Ударная волна заперта в полости и испытывает многократные отражения от практически неподвижных стенок камеры.

Ниже рассматривается первый случай взрыва в сплошной среде.

Физическая концепция генерации ГМВ от подземных ядерных взрывов до сих пор не разработана. В [1] обсуждаются различные модели возбуждения ГМВ и показано, что основным механизмом образования низкочастотных сигналов являются вытеснение магнитного поля Земли из горячего расширяющегося плазменного шара и возникновение магнитного дипольного момента шара. Несмотря на большое количество работ в данной области, строгое решение задачи о возбуждении электромагнитных полей при расширении плазменного образования, имеющего высокую электропроводность, в проводящей замагниченной неоднородной среде (в грунте) при наличии границы земля — воздух отсутствует. В работах, авторы которых пытались решить подобную задачу при различных серьезных

упрощениях, отсутствуют окончательно установленные связи между временными характеристиками возмущения и параметрами источника. Поэтому мы выбрали иной подход к разработке физической концепции явления.

В основе нашей концепции лежит представление о переменном во времени магнитном дипольном моменте  $M(t)$  плазмы, образовавшейся при взрыве. Предположим, что в момент взрыва произошло испарение породы, окружающей ядерный заряд. Горячий, полностью ионизированный газ расширяется, раздвигая стенки камеры. На начальной стадии расширения, когда очень высока температура и электропроводность плазмы, происходит вытеснение магнитного поля из области взрыва. Кольцевые токи, возникающие на поверхности огненного шара, создают магнитный момент, который быстро увеличивается по мере расширения. Внутрь плазмы от раздвигающихся стенок камеры бежит волна разрежения. Волна кумулируется вблизи центра сферической полости, отражается от него и вновь бежит к стенкам. Этот процесс происходит многократно, скорость волны зависит от давления и плотности газа. На ранних этапах радиальные движения плазмы в волне происходят в области, свободной от магнитного поля, и не приводят к модуляции магнитного момента плазменного шара. На поздних стадиях, когда расширение замедлилось, происходит остывание шара и начинается обратная диффузия магнитного поля Земли внутрь шара (либо из-за плазменных неустойчивостей происходит распад плазменного образования). Эти процессы приводят к постепенному уменьшению магнитного момента, причем скорость его убывания зависит от механизмов проникновения геомагнитного поля внутрь полости. К этому времени скорость расширения полости оказывается много меньше скорости звука, процесс расширения можно считать квазистатическим. В сферической полости устанавливается стоячая звуковая волна. Частицы газа в волне периодически меняют направление скорости, что приводит к появлению знакопеременных осциллирующих токов в объеме плазмы и осцилляциям магнитного момента.

Таким образом, выделяется два механизма генерации ГМВ, работающих на разных стадиях развития взрыва. Вначале возникает резкий всплеск излучения, обусловленный быстрым вытеснением магнитного поля из области взрыва, затем всплеск релаксирует за счет остывания плазмы. Вслед за всплеском возникают более или менее регулярные колебания магнитного момента плазмы при ее радиальных движениях, вызванных стоячей волной. Начальная стадия взрыва рассмотрена в [1–4]. В данной работе изучается только поздняя стадия взрыва.

Рассмотрим для простоты вертикальное геомагнитное поле. Введем сферическую систему координат, где ось  $Z$  направлена вдоль магнитного поля Земли, начало координат помещено в центр взрыва.

Рассчитаем магнитный момент плазмы в полости взрыва на поздней стадии. Пусть стенки полости на поздней стадии взрыва расширяются по закону

$$u(t) = \frac{dR}{dt} = V_1 \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau}\right), \quad (1)$$

где  $\tau$  — характерное время расширения полости;  $V_1$  — скорость расширения в момент времени  $t = t_1$ , с которого аппроксимация (1) считается справедливой;  $R$  — радиус полости. Отсчет времени начнем с  $t = t_1$ , приняв  $t_1 = 0$ .

Поскольку скорость звука  $a$  в газе много больше скорости стенки полости, в полости установится стоячая волна, прежде чем полость существенно изменит свои размеры ( $a \gg dR/dt$ ). Волновое уравнение для потенциала скорости  $V = \nabla\varphi$  имеет вид  $\partial^2\varphi/\partial t^2 = a^2\Delta\varphi$ . Ищем его решение в виде монохроматической волны:

$$\varphi = \frac{A}{r} \sin(kr) \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

где  $k = \omega/a$ . Дифференцируя (2) по  $r$ , находим скорость газа в волне, распространяющейся в полости

$$V = A \exp(-i\omega t) \left[ \frac{k \cos(kr)}{r} - \frac{\sin(kr)}{r^2} \right]. \quad (3)$$

Скорость газа на стенке полости равна скорости стенки (1). Представим ее в виде интеграла Фурье

$$\frac{dR}{dt} = u(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_{\omega} \exp(-i\omega t) d\omega,$$

в котором

$$u_{\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \exp(i\omega t) dt = \int_0^{\infty} V_1 \exp(i\omega t - t/\tau) dt = \frac{-V_1}{i\omega - 1/\tau}.$$

Постоянную  $A$  определим из условия, согласно которому для каждой монохроматической компоненты скорость газа (3) при  $r = R(t) \approx R_0$  равна  $u_{\omega} \exp(-i\omega t)$ . Тогда

$$A \left[ \frac{k \cos(kR_0)}{R_0} - \frac{\sin(kR_0)}{R_0^2} \right] = -\frac{V_1}{-1/\tau + i\omega},$$

откуда

$$A = -\frac{V_1}{-1/\tau + i\omega} \frac{R_0^2}{kR_0 \cos(kR_0) - \sin(kR_0)}, \quad (4)$$

где  $R_0$  — максимальный радиус полости.

Используя (3) и (4), обратным преобразованием Фурье находим скорость газа в полости, связанную с движением стенки на завершающем этапе расширения:

$$V(t, r) = -V_1 \frac{R_0^2}{r^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i\omega t) [kr \cos(kr) - \sin(kr)]}{(i\omega - 1/\tau) [kR_0 \cos(kR_0) - \sin(kR_0)]} \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (5)$$

Вычислим интеграл (5), используя теорию вычетов. Знаменатель подынтегрального выражения (5) обращается в нуль при  $\omega = 1/(i\tau)$  и  $\operatorname{tg}(kR_0) = kR_0$ . Минимальный корень последнего уравнения  $k_0 R_0 \approx 4,5$ . Следовательно, одно значение частоты  $\omega_1 = 4,5a/R_0 = \omega_0$ , а другое (отрицательное)  $\omega_2 = -4,5a/R_0 = -\omega_0$ . Влиянием обертонов пренебрегаем. В этом случае из (5) при условии  $\omega_0 \tau = 4,5a\tau/R_0 \gg 1$  получаем

$$V(t, r) = -V_1 \frac{R_0^2}{r^2} \frac{r/(a\tau) \operatorname{ch}(r/(a\tau)) - \operatorname{sh}(r/(a\tau))}{R_0/(a\tau) \operatorname{ch}(R_0/(a\tau)) - \operatorname{sh}(R_0/(a\tau))} \exp(-t/\tau) + 2V_1 \frac{k_0 r \cos(k_0 r) - \sin(k_0 r)}{k_0^2 r^2 \sin(k_0 R_0)} \cos(\omega_0 t). \quad (6)$$

При  $t > \tau$  в выражении (6) останется лишь второй член, который описывает стоячую волну с частотой основного тона. Вследствие диссипативных процессов стоячая волна со временем будет затухать. Учтем затухание введением коэффициента  $\beta$ , удовлетворяющего неравенству  $\beta \ll 1/\tau$ , так чтобы по истечении времени  $t = \tau$  продолжались колебания газа в стоячей волне. Выберем момент  $t_2 > \tau$  и будем в дальнейшем отсчитывать от него время. Тогда

$$V(t, r) = 2V_1 \frac{k_0 r \cos(k_0 r) - \sin(k_0 r)}{k_0^2 r^2 \sin(k_0 R_0)} \exp(-\beta t) \sin(\omega_0 t). \quad (7)$$

Найдем магнитный момент, связанный с движением плазмы под действием стоячей волны. Пусть проводимость плазмы равна  $\sigma_p$ . Газ находится в магнитном поле  $B$ . Тогда кольцевые электрические токи имеют вид  $j_\varphi = \sigma_p B V(r, t) \sin \theta$ , а магнитный момент

$$M(t) = 2\pi \int_0^{\pi/2} \int_0^{R_0} j_\varphi r^3 \sin^2 \theta dr d\theta = \\ = 4\pi B V_1 \frac{\exp(-\beta t)}{\sin(k_0 R_0)} \sin(\omega_0 t) \int_0^{\pi/2} \sin^3 \theta d\theta \int_0^{R_0} \frac{\sigma_p r^3}{k_0^2 r^2} [k_0 r \cos(k_0 r) - \sin(k_0 r)] dr.$$

Предположим, что  $\sigma_p$  зависит только от времени. Тогда, вычисляя интегралы и учитывая, что  $k_0 R_0 = 4,5$  и  $\operatorname{tg}(k_0 R_0) = k_0 R_0$ , находим

$$M(t) = 0,38 \sigma_p B V_1 R_0^4 \exp(-\beta t) \sin(\omega_0 t). \quad (8)$$

Выражение (8) справедливо только для таких времен, при которых магнитное поле  $B$  проникло в полость. Положим, что в момент  $t = t_2$  магнитное поле Земли проникло в полость, и с этого момента проводимость  $\sigma_p$  считается постоянной. Запишем магнитный момент в виде

$$M(t) = \begin{cases} M_0 \exp(-\beta t) \sin(\omega_0 t) & \text{при } t \geq 0, \\ 0 & \text{при } t < 0, \end{cases}$$

где  $M_0 = 0,38 \sigma_p B V_1 R_0^4$ . Момент  $t_2$  ранее был принят за нулевой.

Магнитный момент  $M(t)$  зависит от скорости  $V_1$  движения сферической стенки полости. Если движение отсутствует, то отсутствует и магнитный момент, так как в рассматриваемом механизме только движение стенок полости является источником акустической стоячей волны. Представим  $M(t)$  в виде интеграла Фурье

$$M(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} M_\omega \exp(-i\omega t) d\omega,$$

где

$$M_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} M(t) \exp(i\omega t) dt = M_0 \int_0^{\infty} \exp(-\beta t + i\omega t) \sin(\omega_0 t) dt.$$

Интегрируя и полагая  $\beta \ll \omega_0$ , находим  $M_\omega = M_0 \omega_0 / (\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\beta\omega)$ . Перейдем к расчету напряженности электрического поля ГМВ. Из-за высокой проводимости грунта и низкой частоты (порядка герц и долей герц) рассматриваемых возмущений пренебрежем токами смещения. В случае вертикального магнитного поля Земли токи проводимости имеют кольцевую форму (линия магнитного поля Земли, проходящая через точку взрыва, является осью симметрии), расположены в плоскостях, компланарных плоской поверхности раздела земля — воздух, и существуют только в проводящей среде. Из уравнений Максвелла  $[\nabla \mathbf{H}] = \mathbf{j}$ ,  $[\nabla \mathbf{E}] = -\partial \mathbf{B} / \partial t = -\mu_0 \mathbf{H} / \partial t$  получаем  $[\nabla[\nabla \mathbf{E}]] = -\mu_0 \partial \mathbf{j} / \partial t$ ,  $\nabla(\nabla \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} = -\mu_0 \partial \mathbf{j} / \partial t$ .

Дополняем уравнения Максвелла законом Ома  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ , где  $\sigma$  — проводимость грунта. Учитывая, что токи замкнуты и разделение электрических зарядов отсутствует, т. е.  $\nabla \mathbf{j} = 0$ , получаем уравнение для плотности токов

$$\Delta \mathbf{j} = \mu_0 \sigma \partial \mathbf{j} / \partial t. \quad (9)$$

Уравнение (9) является уравнением диффузии, поэтому можно говорить о диффузии электрических токов в проводящей среде.

В случае вертикального поля Земли имеется лишь одна азимутальная компонента плотности тока  $j_\varphi$ , для которой уравнение в сферической системе координат имеет вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial j_\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial j_\varphi}{\partial \theta} - \frac{j_\varphi}{r^2 \sin^2 \theta} = i\mu_0 \sigma \frac{\partial j_\varphi}{\partial t}. \quad (10)$$

В работе [8] показано, что при определенных условиях, которые будут сформулированы ниже, поля, генерируемые в воздухе погруженным в землю магнитным диполем, слабо влияют на электрические токи в грунте. Это позволяет решать задачу о диффузии токов в проводящей среде без учета диэлектрических свойств воздуха. В соответствии со сказанным ищем решение в виде

$$j_\varphi = \sin \theta \exp(-i\omega t) f(r). \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10) и решая уравнение (10), находим

$$f(x) = \frac{C}{x} \left(1 + \frac{i^{1/2} x}{x}\right) \exp\left(-\frac{x}{i^{1/2}}\right), \quad x = (\mu_0 \sigma \omega)^{1/2} r, \quad C = \text{const}. \quad (12)$$

Приведенные в [8] расчеты показывают, что при  $h/r \approx 0,1$  ( $h$  — глубина взрыва) и  $x \leq 1$  присутствие диэлектрического полупространства может изменить величину поля, полученную на основе формулы (12), не более чем на 10%. При  $x = 1$  экспонента в (12) уменьшается в  $e$  раз по сравнению с единицей. Влияние диэлектрического полупространства на поля в земле увеличивается с ростом  $x$ . Однако, поскольку сама функция  $f(x)$  быстро убывает, решение (12) можно распространить на всю область переменной  $x$ .

Постоянная  $C$  связана с магнитным моментом соотношением

$$M_\omega = \pi \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty j_\varphi r^3 \sin^2 \theta dr d\theta = \pi \int_0^\infty j(r, \omega) r^3 dr \int_0^{\pi/2} \sin^3 \theta d\theta = \frac{2\pi}{3} \int_0^\infty j(r, \omega) r^3 dr, \quad (13)$$

где  $j(r, \omega) = f(x)$ , а интегрирование проводится по объему, в котором существуют токи. Используя (12) и (13), определим плотность тока:

$$j(r, t) = \frac{M_0 \omega_0}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \frac{(\mu_0 \sigma \omega)^2 \exp(-i\omega t) i^{1/2}}{\omega^2 - \omega_0^2 + 2i\beta\omega} \frac{i^{1/2}}{x} \left(1 + \frac{i^{1/2} x}{x}\right) \exp(-x/i^{1/2}) d\omega. \quad (14)$$

Подынтегральная функция в выражении (14) имеет два полюса первого порядка. Для вычисления интеграла воспользуемся теорией вычетов, введем параметр  $x_0 = (\mu_0 \sigma \omega_0 r^2)^{1/2}$  и упростим полученное выражение, считая  $\beta \ll \omega_0$ . Тогда напряженность электрического поля ГМВ

$$E(r, t) = \frac{j(r, t)}{\sigma} = \frac{\sqrt{2} M_0 x_0^3}{4\pi r^4 \sigma} \exp\left(-\beta t - \frac{x_0}{\sqrt{2}}\right) \left[ \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2} x_0}\right) \cos\left(\omega_0 t - \frac{x_0}{\sqrt{2}}\right) - \sin\left(\omega_0 t - \frac{x_0}{\sqrt{2}}\right) \right]. \quad (15)$$

Напряженность электрического поля (15) имеет только азимутальную компоненту и максимальна согласно (11) при угле  $\theta = \pi/2$ . Если глубина взрыва мала по сравнению с расстоянием, на котором регистрируются возмущения электромагнитного поля от взрыва, максимальные возмущения должны наблюдаться вблизи поверхности земли. Согласно (15) амплитуда колебаний зависит от расстояния между местом взрыва и пунктом наблюдения по закону  $j \sim (x_0^3/r^4) \exp(-x_0/\sqrt{2}) \sim r^{-1} \exp[-r(\mu_0 \sigma \omega_0)^{1/2}/\sqrt{2}]$  и экспоненциально убывает с расстоянием.

Оценим расстояние, на котором амплитуда колебаний убывает в  $\epsilon$  раз (т. е. при  $x_0 = 2^{1/2}$  или при  $\mu_0 \sigma \omega_0 r^2 = 2$ ), для взрыва «Гном», произведенного в пластах соли. Положим проводимость грунта равной  $\sigma \approx 1,7 \cdot 10^{-2}$  См/м [1]. Циклическую частоту колебаний  $\omega_0 = 2\pi/T_0$  найдем из работы [9]. Вычислим скорость волны  $a = (\gamma p/\rho)^{1/2} = (\gamma R_g T/M)^{1/2}$  ( $R_g$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — температура газа;  $M$  — его молярная масса) на последней стадии расширения. Примем температуру в полости на конечной стадии близкой к температуре плавления соли:  $T \approx 1200$  К. К концу расширения полости эффективный показатель адиабаты  $\gamma \approx 1,1$ . При молярной массе NaCl  $M = 58,5$  кг/кмоль получаем  $a \approx 440$  м/с. Максимальный радиус  $R_0$  полости, оцененный в результате сравнения горного давления с давлением газа в полости [9], равен 20 м. В итоге находим  $r \approx 1$  км.

Для сравнения теоретических результатов с экспериментальными необходим независимый тщательный анализ экспериментальных записей ГМВ, позволяющий установить корреляции между параметрами сигнала и известными характеристиками источника. Используемые нами методы исследования магнитограмм радикально отличаются от общепринятых фурье-методов анализа кривых и позволяют заметно снизить влияние высокочастотных шумов на погрешность определения необходимых параметров. Материал, накопленный в банке данных ПЭВМ с помощью этих методик измерения, подвергается математической обработке с помощью пакета прикладных программ [10–12]. Этот пакет основан на методах непараметрической статистики и может работать даже с малыми выборками. Ниже описан один из методов обработки магнитограмм, с помощью которого исследуется фаза квазипериодического сигнала.

На большинстве экспериментальных записей наблюдаются колебательные процессы, сопровождающие первый всплеск сигнала. Колебания не являются строго периодическими, но малые отрезки процесса можно аппроксимировать синусоидой без большой погрешности. Для исследования таких сигналов удобна аппроксимационная модель вида

$$F(t) = \cos(f(t)) + s(t),$$

где  $F(t)$  — изучаемый сигнал;  $f(t)$  — монотонная функция времени;  $s(t)$  — шумовая составляющая сигнала. Предложенная аппроксимация позволяет свести изучение регулярной составляющей сигнала к анализу функции  $f(t)$ , которую назовем условной фазой сигнала. При наличии шума достаточно большой амплитуды поточечное восстановление функции  $f(t)$  затруднительно. Однако даже при интенсивном шуме можно относительно надежно находить окрестности нулей и экстремумов сигнала. Если окрестностям нулей и экстремумов приписать соответствующие условные значения фазы синусоиды ( $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, \dots$ ), построить график зависимости этой фазы от времени, аппроксимировать его плавной кривой, то можно построить модель регулярной части сигнала в виде  $\cos(f(t))$ . Сравнение модельной кривой с исходным сигналом позволяет оценить качество аппроксимации и найти необходимые систематические поправки. Эта процедура была проделана с записями электрической компоненты ГМВ из [1].

В качестве примера приведем кривые условной фазы для взрыва «Билби» (рис. 1). Запись «Билби» содержит азимутальную  $E_\varphi$  (рис. 1, а) и радиальную  $E_r$  (рис. 1, б) компоненты, отличающиеся числом колебаний за полное время записи сигнала (около 1 с). Первое отклонение азимутального сигнала положительно, а радиального отрицательно. Графики зависимости условной фазы  $\Phi$  от времени для этих двух записей приведены на рис. 1, в. Квадратами изображены значения фазы  $\Phi = \pi, 3\pi/2, \dots$  для записи  $E_r$  (линия 1), кружками — значения  $\Phi = 0, \pi/2, \pi, \dots$  для  $E_\varphi$  (линия 2). Все экстремумы и нули азимутальной записи ложатся на прямую, что соответствует колебаниям с постоянной частотой. Скорость роста условной фазы на участке от первого минимума записи  $E_r$  до ближайшего нуля совпадает со скоростью нарастания фазы на самых поздних стадиях сигнала (линия

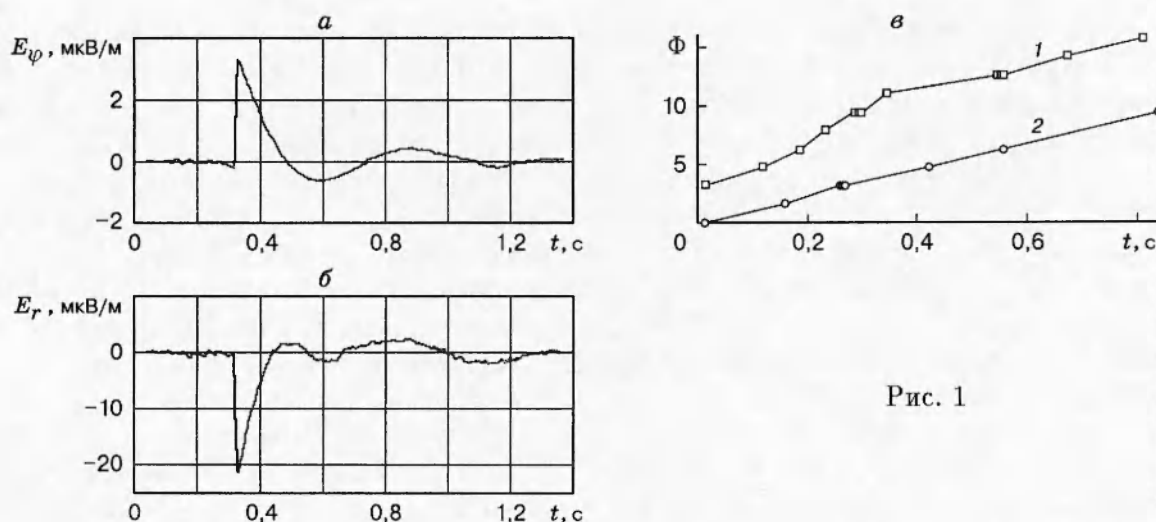


Рис. 1

1 на рис. 1, в). Более того, эта скорость равна скорости изменения фазы азимутального сигнала  $E_\varphi$  (линия 2 на рис. 1, в), поскольку линии 1 и 2 на рис. 1, в практически параллельны. Максимумы и минимумы на «хвостах» обеих записей (рис. 1, а, б) синхронны. Если предположить, что механизмы развития начальной и последующей стадий сигнала различны, то смена одного механизма другим на рис. 1 происходит вблизи момента 300 мс. С помощью описанной процедуры подбора функции, аппроксимирующей реальный сигнал, определялись «периоды» колебаний в различных записях на поздней стадии ГМВ. Эти измерения были использованы для установления связи между «периодом», энергией взрыва и глубиной заложения заряда.

Исследуем зависимость периода колебаний от энергии взрыва и глубины заложения заряда. Согласно (8) период колебаний  $T_0$  зависит от скорости акустических волн  $a$  и максимального радиуса полости  $R_c$ . Радиус  $R_c$  зависит от энергии взрыва, свойств породы и глубины заложения заряда. Скорость волны определяется давлением и плотностью испаренного вещества в полости и, следовательно, зависит от свойств породы и глубины взрыва. Воспользуемся расчетами работы [9], в которой исследуется состояние нагретого газа внутри полости на различных стадиях ее расширения. Расчеты в [9] выполнены для различных природных материалов, характерных для штата Невада (США), где проводились подземные ядерные взрывы. Записи ГМВ этих взрывов мы используем.

В [9] показано, что давление  $p_c$  внутри полости к моменту завершения ее формирования прямо пропорционально горному давлению на глубине взрыва  $p_c = \alpha \rho g h$ , где  $h$  — глубина погружения заряда;  $\rho$  — плотность пород, усредненная по высоте  $h$  над зарядом;  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от типа породы (для соли  $\alpha = 2,0$ , для водонасыщенного туфа  $\alpha = 1,4$ ). Далее полагаем, что средняя плотность горных пород примерно одинакова. Конечное давление в полости превышает горное давление  $\rho g h$ , так как эффективная прочность на сдвиг среды вызывает противодействие росту полости. Для объемной плотности испаренного вещества при остановке стенок полости можно принять  $\rho_c = \rho_0 (R_v/R_c)^3$ , где  $\rho_0$  — плотность испаренного вещества в момент взрыва;  $R_v$  — радиус камеры, образовавшейся при испарении породы, но еще до начала ее расширения. В [9] приведены значения  $R_v^{1kt}$ , рассчитанные на 1 кт для разных природных материалов, в частности: для гранита  $R_v^{1kt} = 1,83$  м, для водонасыщенного туфа  $R_v^{1kt} = 2,06$  м, для соли  $R_v^{1kt} = 2,25$  м. Конечный радиус полости  $R_c = R_c^{1kt} q^{1/3}$ , где  $q$  — тротильный эквивалент взрыва, кт;  $R_c^{1kt}$  — конечный радиус полости на 1 кт. Связь между  $R_c^{1kt}$  и конечным



Рис. 2

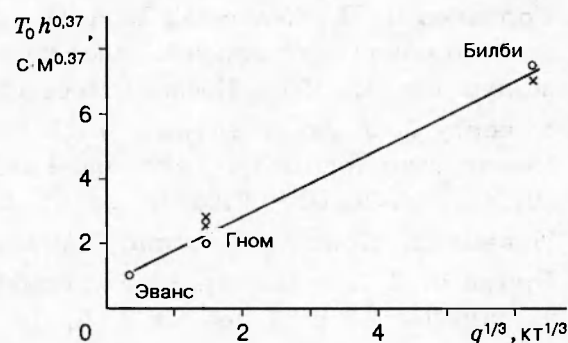


Рис. 3

давлением  $p_c$  в полости получена аппроксимацией графиков для  $p_c(R_c^{1kt})$  из работы [9] и имеет вид:

- для соли  $R_c^{1kt} = 1,80p_c^{-0,235}$ ;
- для водонасыщенного туфа  $R_c^{1kt} = 1,51p_c^{-0,255}$ .

Подставляя в эти выражения  $p_c = \alpha \rho g h$ , находим конечный радиус полости и соответствующий период колебаний:

- для соли  $T_0 = A_1 q^{1/3} h^{-0,38}$ ;
  - для туфа  $T_0 = A_2 q^{1/3} h^{-0,37}$
- (16)

(числовые коэффициенты здесь не выписываем).

Для проверки полученных зависимостей (16) проведен анализ записей ГМВ из работ [1, 5], для которых известны и глубина и мощность взрывов. На рис. 2 приведена зависимость периода колебаний, отнесенного к корню кубическому из тротилового эквивалента взрыва, от глубины взрыва в степени  $-0,37$ . Результаты измерений приведены для трех экспериментов: «Эванс», «Гном» и «Билби», тротильный эквивалент которых составлял 0,055; 3,1 и 235 кг, а глубина 256; 361 и 714 м соответственно. Точки на графике соответствуют значениям периода, полученным по записям азимутальной компоненты возмущения, а крестики — по записям радиальной компоненты. На рис. 3 изображена зависимость величины  $T_0 h^{0,37}$  от корня кубического из тротилового эквивалента взрыва для тех же экспериментов. Рис. 2 и 3 демонстрируют прямо пропорциональную зависимость между соответствующими параметрами, что хорошо согласуется с формулой (16).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Zablocki C. J. Electrical transients observed during underground nuclear explosions // J. Geophys. Res. 1966. V. 71, N 14. P. 3523–3542.
2. Горбачев Л. П., Биттер В. В. Возмущения магнитного поля, вызываемые диффузией токов в проводящей среде // Прием и анализ сверхнизкочастотных колебаний естественного происхождения: Тез. докл. науч.-практ. конф., Улан-Удэ, 8–10 сент. 1993 г. Улан-Удэ: Бурят. ин-т естеств. наук, 1993. С. 19.
3. Биттер В. В. Геомагнитные возмущения от подземного источника (землетрясение, подземный взрыв) // Студенческая научная осень-94: Материалы Моск. конф. М., 1994. Ч. 2. С. 14–17.



4. **Горбачев Л. П., Семенова Т. А.** О моделировании источника электрических токов, образующихся при камуфлетном взрыве в проводящей среде, и их роли в генерации геомагнитного возмущения. М., 1995. (Препр. / Моск. инж.-физ. ин-т; № 020-95).
5. **Sweeney J. J.** An investigation of the usefulness of extremely low-frequency electromagnetic measurements for treaty verification. Livermore: Univ. Calif., Lawrence Radiation Lab., 1989 (UCRL — 53899 DE89 010560).
6. **Чедвик П., Кокс А., Гопкинс Г.** Механика глубинных подземных взрывов. М.: Мир, 1966.
7. **Броуд Г. Л.** Ядерные взрывы в подземных полостях // Расчеты взрывов на ЭВМ. Подземные взрывы: Сб. ст. / Под ред. Г. Броуда. М.: Мир, 1975. С. 31–67.
8. **Ханахбей Е. Б.** Поле магнитного диполя в проводящем полупространстве // Дифракция и распространение волн: Сб. ст. / Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1966. Вып. 5. С. 180–192.
9. **Butkovich T. R.** The gas equation of state for natural materials. Livermore: Univ. Calif., Lawrence Radiation Lab., 1967 (UCRL-14729).
10. **Котов Ю. Б.** Программа получения скользящих нормативов по набору реализаций процесса. М., 1993. (Препр. / РАН. Ин-т прикл. математики; № 27).
11. **Котов Ю. Б.** Программа наглядного анализа числовых таблиц. М., 1988. (Препр. / АН СССР. Ин-т прикл. математики; № 123).
12. **Котов Ю. Б.** Программа симптомного анализа. М., 1990. (Препр. / АН СССР. Ин-т прикл. математики; № 58).

*Поступила в редакцию 9/VII 1996 г.,  
в окончательном варианте — 21/VII 1997 г.*

---