

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГОРНОГО ПРОИЗВОДСТВА

УДК 622.235(088.8): 519.21

В.В. Иванов, Д.Ю. Сирота

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ ПЕРЕД КРУПНЫМИ СЕЙСМИЧЕСКИМИ СОБЫТИЯМИ

Поиск электромагнитных предвестников крупных сейсмических событий в земной коре часто порождает противоречивые суждения о возможных механизмах электризации горных пород в очагах разрушения [1].

Впервые значительные изменения атмосферного электричества были зарегистрированы Черняевским (1924 г.) примерно за два часа до Джелалабадского землетрясения [2]. Вместе с тем, последующие исследования показали, что перед землетрясением силой до 4 баллов по шкале Рихтера, значительных изменений атмосферного электричества не наблюдается.

Перед разрушительным Ташкентским землетрясением 1968 года в ночное время наблюдалось свечение атмосферы в виде вспышек и столбов света.

Поскольку все горные породы являются сравнительно хорошо проводящими материалами (время релаксации возникающих в них зарядов колеблется от 10^{-5} до 10^{-16} с.), то для объяснения длительного существования зарядового состояния в горных породах необходимо рассматривать динамический механизм электризации, который способен непрерывно возобновлять быстро релаксирующие заряды. Впервые такой механизм, обусловленный рождением и быстрым распространением микротрещин, рассмотрен в [1]. При этом каждая микротрещина в процессе распространения несет в своей вершине заряд одного знака [1].

Рассмотрим очаговую зону сейсмического события в форме эллипсоида с полуосями $A > B > C$ (рис. 1).

Из геодинамики и сейсмологии известно [3],

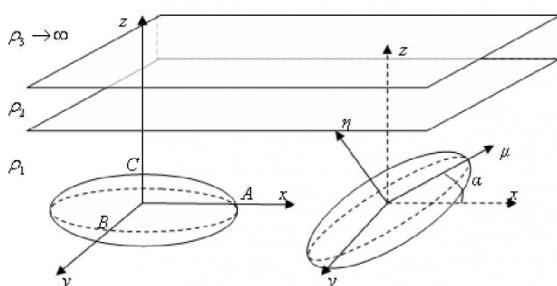


Рис.1. К расчету электромагнитного возмущения в атмосфере

что землетрясения связаны с разломами типа надвига, сброса и сдвига по простирианию. Образование крупных разломов в земной коре обусловлено множественным накоплением микротрещин в очаговой зоне, их объединением и формированием крупных трещин (форшоки), соединение которых происходит путем разрыва перемычек между ними (собственно землетрясение), а также со скачкообразным смещением бортов разрыва, называемым прерывистым скольжением [3].

Наиболее широко распространенным механизмом электризации быстрых трещин в горных породах является пьезоэффект [1,2].

В работе [1] дана теоретическая и экспериментальная оценка величины заряда в вершинах возникающих микротрещин в различных минералах и горных породах литосферы.

Рассмотрим сначала поле точечного источника в трехслойной среде (рис. 1), причем начало системы координат Oxyz совпадает с источником тока, который расположен в первом слое.

Как показано в работе [1], решение этой задачи для потенциала точечного источника в атмосфере (3-й слой) имеет вид:

$$\varphi_3 = \frac{\rho_2 I}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{(1-K_1)e^{-mz} J_0(mr)}{1+K_1 e^{-2mh}} dm, \quad (1)$$

где ρ_2 – удельное электросопротивление второго слоя ($\Omega \cdot \text{м}$); $K_1 = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$ – коэффициент отражения второго слоя; $J_0(mr)$ – функция Бесселя нулевого порядка; I – ток точечного источника; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – полярный радиус; h – толщина второго слоя.

Обозначая через $\operatorname{div} \vec{j}$ объемную плотность токов в очаге разрушения и интегрируя (1) по объему эллипсоида с полуосями A, B, C [1], получаем выражение для потенциала очаговой зоны в атмосфере:

$$\Phi_3 = \frac{\rho_2 \operatorname{div} \vec{j}}{2\pi} \times \times \iiint_{V_p} \left[\int_0^{\infty} \frac{(1-K_1)e^{-mz} J_0(mr)}{1+K_1 e^{-2mh}} dm \right] dx_p dy_p dz_p, \quad (2)$$

где $z = z_M - z_p$, $r = \sqrt{(x_M - x_p)^2 + (y_M - y_p)^2}$, V_p – эллипсоид с центром в начале координат (рис. 1); x_p, y_p, z_p – координаты точки Р внутри очаговой зоны, по которым в (2) ведется внешнее интегрирование; x_M, y_M, z_M – координаты точки наблюдения в атмосфере.

Приведем в (2) интегралы к безразмерному виду, вводя обозначения типа $s_* / A = \bar{s}^*$ (здесь и далее будем считать величины с чертой приведенными величинами с размерным коэффициентом $1/A$). Тогда

$$dx_p dy_p dz_p = A^3 d\bar{x}_p d\bar{y}_p d\bar{z}_p,$$

а уравнение эллипсоида примет вид:

$$\frac{\bar{x}_p^2}{1} + \frac{\bar{y}_p^2}{\bar{B}^2} + \frac{\bar{z}_p^2}{\bar{C}^2} = 1.$$

Выражение (2) преобразуется к виду:

$$\Phi_3 = \frac{\rho_2 A^3 \operatorname{div} \vec{j}}{2\pi} \times \iiint_{V_p} \left[\int_0^\infty \frac{(1-K_1)e^{-m\bar{A}\bar{z}} J_0(m\bar{A}\bar{r})}{1+K_1 e^{-2mh}} dm \right] d\bar{x}_p d\bar{y}_p d\bar{z}_p \quad (3)$$

где

$$\bar{r} = \sqrt{(\bar{x}_M - \bar{x}_p)^2 + (\bar{y}_M - \bar{y}_p)^2}, \quad \bar{z} = \bar{z}_M - \bar{z}_p.$$

Вводя последовательно замены $h = \bar{h}A$ и $mA = p$, преобразуем (3) к виду:

$$\Phi_3 = \frac{\rho_2 A^2 \operatorname{div} \vec{j}}{2\pi} \times \iiint_{V_p} \left[\int_0^\infty \frac{(1-K_1)e^{-p\bar{z}} J_0(p\bar{r})}{1+K_1 e^{-2p\bar{h}}} dp \right] d\bar{x}_p d\bar{y}_p d\bar{z}_p. \quad (4)$$

Так как $|K_1| < 1$, выражение $\frac{e^{-p(\bar{z}_M - \bar{z}_p)}}{1+K_1 e^{-2p\bar{h}}}$ мож-

но разложить в ряд $\sum_{n=0}^\infty (-K_1)^n e^{-p(2n\bar{h} + \bar{z}_M - \bar{z}_p)}$.

Тогда, используя формулу Вебера

$$\int_0^\infty J_0(mr) e^{-mz} dm = \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}},$$

несобственный интеграл в (4)

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{(1-K_1)e^{-p(\bar{z}_M - \bar{z}_p)} J_0(p\bar{r})}{1+K_1 e^{-2p\bar{h}}} dp &= \\ &= (1-K_1) \sum_{n=0}^\infty \frac{(-K_1)^n}{\sqrt{r^2 + (2n\bar{h} + \bar{z}_M - \bar{z}_p)^2}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4) и меняя порядок суммирования и интегрирования, получим:

$$\begin{aligned} \Phi_3 &= \frac{\rho_2 A^2 \operatorname{div} \vec{j}}{2\pi} (1-K_1) \times \\ &\times \sum_{n=0}^\infty \iiint_{V_p} \frac{(-K_1)^n d\bar{x}_p d\bar{y}_p d\bar{z}_p}{\sqrt{r^2 + (2n\bar{h} + \bar{z}_M - \bar{z}_p)^2}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Используя соотношения из [4], запишем тройной интеграл (6) в виде:

$$\begin{aligned} \iiint_{V_p} \frac{d\bar{x}_p d\bar{y}_p d\bar{z}_p}{\sqrt{r^2 + (2n\bar{h} + \bar{z}_M - \bar{z}_p)^2}} &= \\ &= 2\pi \left[M_{000} - (\bar{x}_M)^2 M_{100} - \right. \\ &\quad \left. - (\bar{y}_M)^2 M_{010} - (2n\bar{h} + \bar{z}_M)^2 M_{001} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $M_{000}, M_{100}, M_{010}, M_{001}$ – эллиптические интегралы

$$\begin{aligned} M_{000} &= \frac{\bar{BC}}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{du}{Q(u)}, \quad M_{100} = \frac{\bar{BC}}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{du}{(1+u)Q(u)}, \\ M_{010} &= \frac{\bar{BC}}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{du}{(\bar{B}+u)Q(u)}, \\ M_{001} &= \frac{\bar{BC}}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{du}{(\bar{C}+u)Q(u)}, \end{aligned}$$

где ξ – наибольший положительный корень уравнения

$$\frac{(\bar{x}_M)^2}{1+\xi} + \frac{(\bar{y}_M)^2}{\bar{B}^2 + \xi} + \frac{(2n\bar{h} + \bar{z}_M)^2}{\bar{C}^2 + \xi} = 1. \quad (8)$$

Окончательно, потенциал поля в атмосфере можно вычислить по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \Phi_3 &= \rho_2 A^2 \operatorname{div} \vec{j} (1-K_1) \times \\ &\times \sum_{n=0}^\infty (-K_1)^n \left[M_{000} - (\bar{x}_M)^2 M_{100} - \right. \\ &\quad \left. - (\bar{y}_M)^2 M_{010} - (2n\bar{h} + \bar{z}_M)^2 M_{001} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

В безразмерном виде:

$$\overline{\Phi}_3 = (1-K_1) \times \sum_{n=0}^\infty (-K_1)^n \left[M_{000} - (\bar{x}_M)^2 M_{100} - \right. \\ \left. - (\bar{y}_M)^2 M_{010} - (2n\bar{h} + \bar{z}_M)^2 M_{001} \right],$$

где $\overline{\Phi}_3 = \Phi_3 / \rho_2 A^2 \operatorname{div} \vec{j}$

Для определения напряженности поля в атмосфере перепишем интеграл (7) в виде [4]:

$$\begin{aligned} I &= \iiint_{V_p} \frac{d\bar{x}_p d\bar{y}_p d\bar{z}_p}{\sqrt{r^2 + (2n\bar{h} + \bar{z}_M - \bar{z}_p)^2}} = \pi \bar{BC} \times \\ &\times \left\{ \int_{\xi}^{\infty} \left[1 - \frac{(\bar{x}_M)^2}{1+u} - \frac{(\bar{y}_M)^2}{\bar{B}^2+u} - \frac{(2n\bar{h} + \bar{z}_M)^2}{\bar{C}^2+u} \right] \frac{du}{\sqrt{f(u)}} \right\}, \end{aligned}$$

где $f(u) = (1+u)(\bar{B}^2 + u)(\bar{C}^2 + u)$.

Продифференцируем функцию I по координате \bar{x}_M , учитывая, что $I = I(\bar{x}_M, \xi)$ и ξ зависит от \bar{x}_M (см. формулу (8)). Согласно правилу дифференцирования сложной функции, имеем

$$\frac{\partial I}{\partial x_M} = \frac{\partial I}{\partial \bar{x}_M} + \frac{\partial I}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x_M}.$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial \xi} &= \\ &= - \left[1 - \frac{\bar{x}_M^2}{1+\xi} - \frac{\bar{y}_M^2}{\bar{B}^2 + \xi} - \frac{(2nh + \bar{z}_M)^2}{\bar{C}^2 + \xi} \right] \frac{1}{\sqrt{f(\xi)}} = 0 \end{aligned}$$

т. к. ξ является корнем уравнения (8).

Таким образом,

$$\frac{\partial I}{\partial x_M} = \pi \bar{B} \bar{C} \int_{\xi}^{\infty} \frac{-2\bar{x}_M du}{(1+u)f(u)} = -4\bar{x}_M \pi M_{100} \quad (10)$$

в силу обозначений в формуле (7).

Аналогичным образом вычисляются производные по \bar{y}_M, \bar{z}_M .

Дифференцируя (9) по x_M, y_M, z_M , и учитывая (10), получим компоненты напряженности поля в атмосфере:

$$\begin{aligned} E_{x_M} &= -\frac{\partial \Phi_3}{\partial x_M} = -\frac{\partial \Phi_3}{\partial \bar{x}_M} \frac{\partial \bar{x}_M}{\partial x_M} = -\frac{1}{A} \frac{\partial \Phi_3}{\partial x_M} = \\ &= 2\bar{x}_M \rho_2 A \operatorname{div} \vec{j} (1-K_1) \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n M_{100}, \\ E_{y_M} &= 2\bar{y}_M \rho_2 A \operatorname{div} \vec{j} (1-K_1) \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n M_{010}, \\ E_{z_M} &= 2\bar{z}_M \rho_2 A \operatorname{div} \vec{j} (1-K_1) \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n M_{001}. \end{aligned} \quad (11)$$

Коэффициенты ослабления поля в атмосфере за счет высокопроводящего слоя 2 осадочных пород могут быть найдены из выражения:

$$K_{ocl} = \frac{|E|}{|E|_{h=0}}. \quad (12)$$

Поскольку надвиги в земной коре, как правило, образуются под углами к земной поверхности $23^\circ < \alpha < 45^\circ$, а сбросы – $45^\circ < \alpha < 65^\circ$ соответственно [3], будем считать, что очаговая зона представляет собой эллипсоид, который повернут относительно оси Оу на угол α (рис. 1).

Введем новую систему координат (μ, y, η) (рис.1), тогда формулы прямого и обратного преобразования координат в матричной форме можно будет записать следующим образом:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mu \\ y \\ \eta \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$\begin{pmatrix} \mu \\ y \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Потенциал точечного источника (1) в атмосфере после разложения подынтегрального выражения в ряд по степеням K_1 в старых координатах x, y, z запишется как

$$\begin{aligned} \varphi_3 &= \frac{\rho_2 I}{2\pi} (1-K_1) \times \\ &\quad \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n \int_0^{\infty} e^{-m(2nh+z)} J_0(mr) dm. \end{aligned} \quad (15)$$

После вычисления несобственного интеграла имеем:

$$\varphi_3 = \frac{\rho_2 I}{2\pi} (1-K_1) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-K_1)^n}{\sqrt{x^2 + y^2 + (2nh+z)^2}} \quad (16)$$

В новой системе координат данное выражение примет следующий вид:

$$\varphi_3 = \frac{\rho_2 I}{2\pi} (1-K_1) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-K_1)^n}{\sqrt{(\mu \cos \alpha - \eta \sin \alpha)^2 + y^2 + (2nh + \mu \sin \alpha + \eta \cos \alpha)^2}} \quad (17)$$

Интегрируя по объему эллипсоида, получим потенциал атмосферного электрического поля в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_3 &= \frac{\rho_2 \operatorname{div} \vec{j}}{2\pi} (1-K_1) \times \\ &\quad \times \sum_{n=0}^{\infty} \iiint_{V_p} \frac{(-K_1)^n d\mu_p dy_p d\eta_p}{\sqrt{(\mu \cos \alpha - \eta \sin \alpha)^2 + y^2 + (2nh + \mu \sin \alpha + \eta \cos \alpha)^2}} \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь и далее

$$\mu = \mu_M - \mu_p, y = y_M - y_p, \eta = \eta_M - \eta_p.$$

Преобразуя подкоренное выражение, получим:

$$\begin{aligned} \Phi_3 &= \frac{\rho_2 \operatorname{div} \vec{j}}{2\pi} (1-K_1) \times \\ &\quad \times \sum_{n=0}^{\infty} \iiint_{V_p} \frac{(-K_1)^n d\mu_p dy_p d\eta_p}{\sqrt{(\mu + 2nh \sin \alpha)^2 + y^2 + (\eta + 2nh \cos \alpha)^2}}. \end{aligned}$$

Последний интеграл аналогичен интегралу в формуле (6). Введя безразмерные координаты по аналогии с (7), имеем:

$$\Phi_3 = \frac{\rho_2 A^2 \operatorname{div} \vec{j}}{2\pi} (1 - K_1) \times \sum_{n=0}^{\infty} \int_V \frac{(-K_1)^n d\bar{\mu}_p d\bar{y}_p d\bar{\eta}_p}{\sqrt{(\bar{\mu} + 2n\bar{h} \sin \alpha)^2 + \bar{y}^2 + (\bar{\eta} + 2n\bar{h} \cos \alpha)^2}}. \quad (19)$$

По аналогии с (9) представим последнюю формулу в виде:

$$\Phi_3 = \rho_2 A^2 \operatorname{div} \vec{j} (1 - K_1) \times \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n \begin{bmatrix} M_{000} - \\ -(\bar{\mu}_M + 2n\bar{h} \sin \alpha)^2 M_{100} - \\ -(\bar{y}_M)^2 M_{010} - \\ -(\bar{\eta}_M + 2n\bar{h} \cos \alpha)^2 M_{001} \end{bmatrix},$$

где в эллиптических интегралах параметр ξ – наибольший положительный корень уравнения

$$\frac{(\bar{\mu}_M + 2n\bar{h} \sin \alpha)^2}{1 + \xi} + \frac{\bar{y}_M^2}{\bar{B}^2 + \xi} + \frac{(\bar{\eta}_M + 2n\bar{h} \cos \alpha)^2}{\bar{C}^2 + \xi} = 1.$$

Для нахождения возмущений атмосферного электрического поля вернемся в выражении (19) к старым координатам x, y, z :

$$\Phi_3 = \rho_2 A^2 \operatorname{div} \vec{j} (1 - K_1) \times \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n \begin{bmatrix} M_{000} - (A_M)^2 M_{100} - \\ -(\bar{y}_M)^2 M_{010} - (B_M)^2 M_{001} \end{bmatrix}, \quad (20)$$

где

$$A_M = \bar{x}_M \cos \alpha + \bar{z}_M \sin \alpha + 2n\bar{h} \sin \alpha, \\ B_M = -\bar{x}_M \sin \alpha + \bar{z}_M \cos \alpha + 2n\bar{h} \cos \alpha$$

Напряженность поля в атмосфере по аналогии с (11) запишется:

$$E_{xM} = 2\rho_2 A \operatorname{div} \vec{j} (1 - K_1) \times \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n (A_M \cos \alpha M_{100} - B_M \sin \alpha M_{001}), \\ E_{yM} = 2\bar{y}_M \rho_2 A \operatorname{div} \vec{j} (1 - K_1) \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n M_{010}, \\ E_{zM} = 2\rho_2 A \operatorname{div} \vec{j} (1 - K_1) \times \sum_{n=0}^{\infty} (-K_1)^n (A_M \sin \alpha M_{100} + B_M \cos \alpha M_{001}). \quad (21)$$

Коэффициенты ослабления поля в атмосфере найдутся по аналогии с (12).

Численный эксперимент проводился для безразмерных параметров:

$$\bar{E}_{xM, yM, zM} = \frac{E_{xM, yM, zM}}{\rho_2 A \operatorname{div} \vec{j}}, \\ K_{osc} = \frac{E_{xM, yM, zM}}{(E_{xM, yM, zM})_{h=0}}.$$

Объемная плотность токов в очаговой зоне может быть найдена в соответствии с [1] по формуле:

$$\operatorname{div} \vec{j} = \frac{2\pi\lambda_1}{\epsilon_0 \epsilon_1} L Q c' \tau_p, \quad (22)$$

где L – линейный размер образующихся микротрещин, (м); c' – скорость микротрешинообразования, ($\text{м}^3 \text{s}^{-1}$); τ_p – время релаксации зарядов в вершине трещины, (с.); Q – линейная плотность заряда на единицу длины фронта трещины, (Кл/м); $\epsilon_0 \epsilon_1$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость горных пород в слое 1, ($\Phi/\text{м}$); λ_1 – удельная электрическая проводимость пород 1 слоя ($\Omega^{-1} \text{м}^{-1}$).

Число накопленных к моменту землетрясения микротрещин в единице объема может быть определено из концентрационного критерия разрушения [1] $(C^*)^{-1/3}/L \approx 3$, откуда

$$C^* \approx 0.037 L^3. \quad (23)$$

Средняя скорость микротрешинообразования на первой наиболее длительной стадии подготовки землетрясения может быть определена по формуле:

$$c' = C^* / \tau,$$

где τ – время формирования очага разрушения в секундах (время между двумя последовательными событиями одного энергетического класса), которое определяется из сейсмологического закона повторяемости М.А. Садовского – К. Цубои [5]:

$$\lg \frac{1}{\tau} = \frac{1}{3} \lg W - 3.5, \quad (24)$$

где τ – время формирования очага разрушения в годах, W – выделяющаяся сейсмическая энергия, (Дж).

Энергия W связана с магнитудой M сейсмического события по эмпирической формуле [3]:

$$\lg W = 1.44M + 5.24. \quad (25)$$

Таким образом, для средней скорости микротрешинообразования получаем оценку:

$$c' \approx 3.7 \cdot 10^{-6} W^{-1/3} L^{-3}. \quad (26)$$

Согласно эмпирическим закономерностям сейсмологии размер очага землетрясения связан с выделяющейся энергией следующим образом [5]:

$$A \approx 0.134 W^{1/3}. \quad (27)$$

Согласно [1], время релаксации зарядов на берегах микротрещин

Таблица 1. Значения размерного коэффициента k для разных горных пород на I стадии подготовки землетрясения.

Порода	Q , Кл/м	L , м	ϵ_1	ρ_2 , Ом·м	K , В/м
Гранодиорит	$6.6 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-4}$	6	100	$5.4 \cdot 10^{-6}$
Порфирит	$7 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-4}$	5	100	$3 \cdot 10^{-6}$
Кварцевый диорит	$5 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-4}$	6	100	$4 \cdot 10^{-6}$

Таблица 2. Значения K для разных горных пород на конечной стадии подготовки крупного сейсмического события [1]

Порода	$v_0, 10^{-19}$ Дж	$\gamma, 10^{-27}$ м ³	$Q, \text{Кл/м}$	$\sigma_p, \text{МПа} [3]$	$L, \text{м}$	$K, \text{В/м}$
Гранодиорит	1,64	1,6	$6,6 \cdot 10^{-11}$	45	$2 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^6$
Порфирит	1,52	1,23	$7 \cdot 10^{-11}$	49	$3 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^6$
Кварцевый диорит	1,53	1,32	$5 \cdot 10^{-11}$	46	$2 \cdot 10^{-4}$	$1,27 \cdot 10^6$

$$\tau_p \approx \frac{\varepsilon_0}{\lambda_1} \sqrt{\frac{\pi a_0}{0.8 a_p}}, \quad (28)$$

где $a_0 \approx 10^{-7}$ – стартовый размер образующихся микротрещин, (м); a_p – постоянная кристаллической решетки материала, (м); ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, (Ф/м).

Используя (22) –(28), запишем размерный коэффициент в (21):

$$K = \rho_2 A d i v \vec{j} = \frac{1.97 \cdot 10^{-4} \rho_2 Q}{\varepsilon_1 L^2}, \quad (29)$$

где ε_1 – относительная диэлектрическая проницаемость пород.

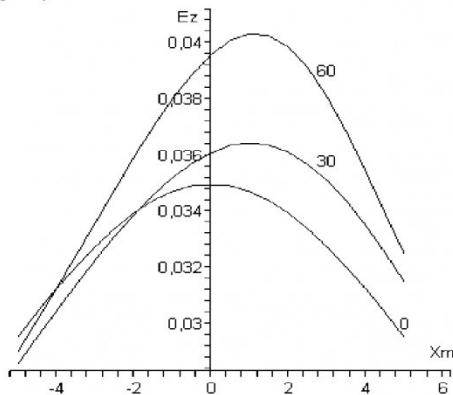
Вертикальная компонента безразмерной напряженности поля в атмосфере вычислялась по формуле, вытекающей из (21), в зависимости от

координат x, y и при разных значениях угла α (см. рис.1). При расчетах полагали, что $h = 0.1$, км; $\rho_1 = 10^6$, Ом·м; $\rho_2 = 100$, Ом·м; $M=6$; $z_M=z_1+h$; $z_1=7$, км – расстояние от начала координат до границы между 1 и 2 слоями. Результаты расчетов \bar{E}_{z_M} представлены на рис. 2 (а. – е.).

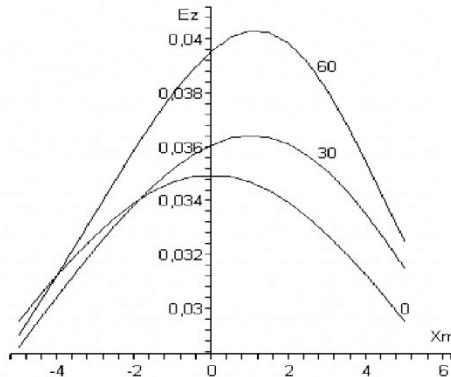
Как видно из полученных результатов, на первой наиболее длительной стадии подготовки крупного землетрясения с магнитудой $M = 6$, заметных возмущений атмосферного электромагнитного поля не наблюдается.

Наиболее резкий лавинно–неустойчивый рост числа микротрещин и образование крупных трещин наблюдается на последней, завершающей стадии подготовки землетрясения непосредственно перед формированием крупного разрыва типа

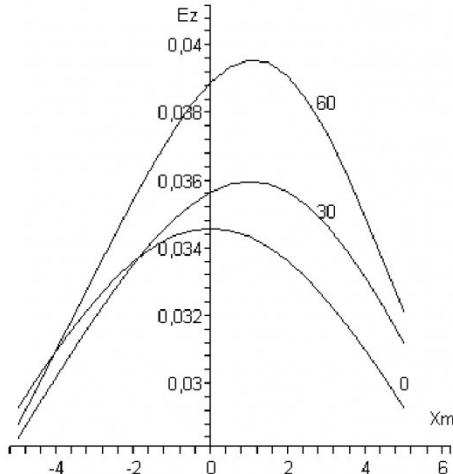
а. $y_M = 0$, км



б. $y_M = 0.02$ км



в. $y_M = 1$ км



г. $x_M = 0$ км

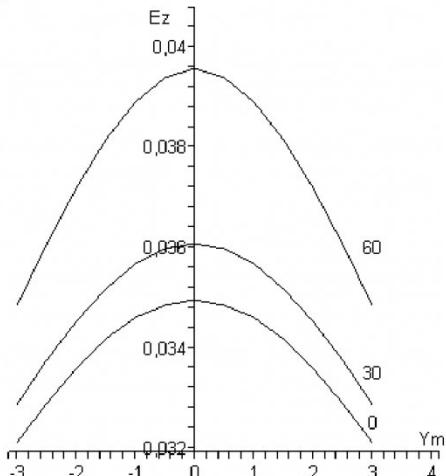


Рис. 2. Графики зависимости значений компоненты \bar{E}_{z_M} от координат точки наблюдения и угла наклона эллипсоида $\alpha=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$.

надвига или сброса [6].

На этой стадии скорость микротрецинообразования может быть определена из кинетического уравнения [1]:

$$c' = \frac{c^*}{\tau_0} \exp \left[\frac{\gamma \sigma_p - v_0}{kT} \right], \quad (30)$$

где τ_0 - период тепловых атомных колебаний, с; γ – активационный объем, м³; v_0 – энергия активационного разрушения, Дж; k – постоянная Больцмана, Дж/град; T – абсолютная температура пород, К⁰; σ_p – напряжение, снимаемое при землетрясениях, Па.

Поэтому на данной стадии размерный коэффициент вычисляется следующим образом:

$$K = \rho_2 A d i \vec{y} = \\ = \frac{1.97 \cdot 10^{15} W^{1/3} Q}{\varepsilon_1 L^2} \exp \left[\frac{\gamma \sigma_p - v_0}{kT} \right]. \quad (31)$$

Значения K на последней стадии процесса подготовки землетрясения для некоторых горных пород приведены в табл. 2.

Таким образом, на последней стадии подготовки крупного землетрясения напряженность электрического поля может достигать 10⁴ В/м, что превышает пробойные для атмосферы значения напряженности поля. При определенной влажности атмосферы за несколько часов до землетрясения это может приводить к ее свечению, в особенности в горной местности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов, В.В. Физические основы электромагнитных процессов при формировании очага разрушения в массиве горных пород. [Текст]: дис... докт. техн. наук: 05.15.11: защищена 28.06.94: утв. 15.09.94 / Иванов Вадим Васильевич. – Кемерово, 1994. –366 с. –Библиогр.: с.296 -320.
2. Пархоменко, Э.И. Явления электризации в горных породах [Текст] / Элеонора Пархоменко. – М.: Наука, 1968. –180 с.
3. Теркот, Д. Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред [Текст]: в 2 т./ Дональд Теркот, Геральд Шуберт. –М.: Мир, 1985, т2. –730 с.
4. Муратов, Р. З. Потенциалы эллипсоида [Текст] / Р.З. Муратов. – М.: Атомиздат, 1976. –143 с.
5. Григорян, С.С. О механизме возникновения землетрясений и содержании эмпирических закономерностей сейсмологии / С. С. Григорян. – Доклады Академии Наук СССР [Текст]. – М.: 1988, т.299, в.5. –с. 1083 – 1087.
6. Мячкин, В.И. Процессы подготовки землетрясений [Текст]/ В. И. Мячкин. –М.: Наука, 1978. –231 с.

□ Авторы статьи.

Иванов
Вадим Васильевич
– докт. техн. наук, проф. каф.
теоретической и геотехнической механики

Сирота
Дмитрий Юрьевич
– ст. преподаватель каф.
прикладной математики

УДК 622.4

Т.А. Киряева, А.А. Рябцев

ЗАВИСИМОСТЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УГЛЕМЕТАНОВЫХ ПЛАСТОВ ОТ ИХ ГАЗОКИНЕТИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ

Росту газодинамической активности пластов сопутствует повышение скорости газовыделения из насыщенного метаном угля. В начале второй половины прошлого века И.Л. Эттингером был разработан и широко применялся в горной практике способ прогноза выбросоопасности, основанный на измерении скорости десорбции метана. Но его низкая оперативность на фоне значительной изменчивости свойств выбросоопасных пластов потребовала разработки более совершенных методов.

В 80-90-х годах российскими учеными получены новые знания об особенностях углеметановых пластов [1], заключающиеся в установлении трехфазного состояния углеметанового вещества: твердый углегазовый раствор (ТУГР), свободный метан, сорбированный метан. При снижении горного давления происходит распад ТУГР с выделением свободного газа. В замкнутом объеме пор растет давление свободного газа, существенная часть которого сорбируется поверхностью угля.

Поскольку распад твердых растворов сопровождается выделением энергии, то одним из его следствий является образование новой поверхности, развитие микротрешин. Перспективность подхода демонстрирует (рис. 1) зависимость предельных значений энергии релаксации изменений метаносности от выхода летучих веществ. В этом случае изменение метастабильного состояния среды предусматривает переход от природного состояния к полной разгрузке (отбитый уголь).