

УДК 550.37.382

ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В ОЧАГОВОЙ ЗОНЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2003 г. Академик А. С. Алексеев, В. В. Аксенов

Поступило 23.10.2002 г.

Прогноз землетрясений является одной из наиболее актуальных проблем геофизики. Работа Р. Геллера и соавторов [1] указывает на ряд принципиальных трудностей прогноза, среди которых можно выделить главные.

Предвестники землетрясений не имеют явной связи между собой и каждый раз их совокупность внешне уникальна. Не ясна их связь с процессами в очаге. Из-за отсутствия контроля за напряжениями в очаговой зоне не поддается мониторингу и прогнозированию характер и время развития образования разрыва. Каждое землетрясение в отношении формирования разрыва и времени его реализации уникально, развивается по своему индивидуальному сценарию и не может быть описано какой-либо универсальной априорной моделью. Большое значение имеет случайный фактор.

Ряд авторов, признавая серьезность аргументов работы [1], приводят свои соображения и факты в пользу принципиальной возможности прогноза землетрясений (особенно среднесрочного) [2–4]. В Китае, кстати сказать, прогноз землетрясений является производственной задачей ряда государственных учреждений.

Авторы работы [3] предлагают использовать пространственно-временные свойства дилатансии (разуплотнения в зонах очаговой и поверхностной концентрации касательных напряжений) для среднесрочного прогноза землетрясений во времени. Зону развивающейся дилатансии и генерируемых ею аномалий ряда геофизических полей предлагается использовать для установки плотной системы мониторинга с целью уточнения краткосрочного прогноза. По-видимому, не следует ограничиваться возможностями только сейсмического метода, так как проблема прогноза землетрясений многодисциплинарна. Развитые сейчас методы можно дополнить исследованием электромагнитных и тепловых полей как предве-

стников землетрясений в среднесрочных и краткосрочных прогнозах. М.Б. Гохберг в работе [4] приводит примеры возникновения резких скачков в магнитном поле Земли и аномалий в ионосфере в момент наступления события. Это интересно, но не применимо для целей прогноза.

Попытки моделирования электромагнитных и тепловых проявлений в очаговых зонах землетрясений делались неоднократно [5–7]. В этих работах и в некоторых других приводятся примеры успешной фиксации аномалий в названных полях в натуральных экспериментах и численных расчетах.

Здесь предлагается исследовать предвестники в области среднесрочного прогнозирования с помощью уравнений электромагнитоупругости с добавлением в тензор напряжений Гука–Дюамеля–Неймана слагаемого, отвечающего за трещиноватость пород в области очага.

В соответствии с этими замечаниями и согласно работам [5, 6, 8, 9] основная система уравнений для моделирования предвестников в названных полях имеет вид:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} &= \operatorname{div} \sigma_{ij} - (3\lambda + 2\mu)\alpha \operatorname{grad} T + \\ &+ [\sigma \mathbf{E} \times \mu_e \mathbf{H}] + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}, \\ \sigma \mu_e \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= \Delta \mathbf{H} + \sigma \mu_e (\mathbf{H} \operatorname{grad}) \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} - \\ &- \sigma \mu_e \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \operatorname{grad} \right) \mathbf{H} - \sigma \mu_e \mathbf{H} \operatorname{div} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}, \quad (1) \\ C_v \rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \chi \Delta T - (3\lambda + 2\mu)\alpha T_0 \operatorname{div} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho Q, \\ \sigma_{ij} &= \left(2\mu - \frac{\nu I_1}{\sqrt{I_2}} \right) U_{ij} + \\ &+ \delta_{ij} (\lambda U_{kk} - \nu \sqrt{I_2} + (3\lambda + 2\mu)\alpha (T - T_0)). \end{aligned}$$

Здесь \mathbf{U} – вектор смещений (перемещений), \mathbf{H} – напряженность магнитного поля, \mathbf{E} – напряженность электрического поля, T – температура, \mathbf{g} – вектор ускорения, σ – проводимость среды в очаге, μ_e –

Институт вычислительной математики
и математической геофизики
Сибирского отделения Российской Академии наук,
Новосибирск

магнитная проницаемость в очаге, λ, μ – коэффициенты Ламе, ν – модуль трещиноватости, ρ – плотность среды, σ_{ij} – тензор напряжений, $\frac{3\lambda + 2\mu}{3}$ – модуль всестороннего сжатия, 3α – коэффициент объемного расширения, χ – коэффициент теплопроводности, C_v – теплоемкость при постоянном объеме, T_0 – начальная температура, \mathbf{F} – дополнительные объемные силы (в частности, приливные силы и силы, возникающие в связи с фазовыми превращениями в горных породах в очаге), Q – дополнительное тепло, U_{ij} – тензор деформаций, $I_1 = U_{ii} = \frac{\partial U_i}{\partial i}$ – первый инвариант тензора деформаций, $I_2 = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial j} + \frac{\partial U_j}{\partial i} \right) \right]^2$ – второй инвариант тензора деформаций, δ_{ij} – единичный тензор.

Система (1) описывает связанные эффекты в электро- и теплопроводных деформируемых телах (в нашем случае это объемы в очаговой зоне землетрясений), в которых токи смещения малы, объемный заряд незначителен, джоулевы тепловыделения малы. Система составлена на основе фундаментальных законов сохранения и термодинамических неравенств.

Тензор напряжений для четырех уравнений составлен на основе тензора Гука–Дюамеля–Неймана с учетом возможного проявления трещиноватости по методике, опубликованной в работах [11, 15]. Под воздействием возрастающих напряжений в очаге землетрясения появляются микротрещины, которые естественным образом изменяют электрическое поле за счет перераспределения электрических зарядов. Эти изменения в электрическом поле и составляют предмет поиска и оценки.

Граничные условия на свободной дневной поверхности для системы (1) имеют традиционный вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_1 &= \mathbf{H}_2|_s; \quad \sigma_{ij}|_s = 0; \quad \mathbf{E}_s^1 = \mathbf{E}_s^2; \\ E_n^1 &= \frac{\sigma_3}{\sigma_0} E_n^2|_s; \quad \mathbf{U}_1 = \mathbf{U}_2|_s; \quad T_1 = T_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь среда 1 – воздух, 2 – земля, n – нормаль к поверхности земли, s – поверхность земли, σ_0 – проводимость воздуха, σ_3 – проводимость земли.

Начальные данные будем предполагать заданными следующим образом: поля $T, \mathbf{H}, \mathbf{E}$ в некоторый момент времени t (принимаемом за $t = 0$) известны во всем пространстве и равны $T_0, \mathbf{H}_0, \mathbf{E}_0$.

Землетрясения происходят, когда накапливающиеся напряжения в одном из районов земной коры превосходят пороговое значение Y , за кото-

рым наступает разрушение скелета межзерновых и межпоровых пространств в горных породах. Возникают трещины, которые затем концентрируются в глобальный разрыв. Сценарий подготовки землетрясения и его развитие может быть связан и с подвижками одного блока земной коры относительно другого.

Согласно граничному условию (2), дневная поверхность из-за огромной разницы в проводимости воздуха и верхнего слоя земли ведет себя как мощный усилитель вертикально направленного электрического поля, поступающего из напряженного очага с коэффициентом усиления, равным отношению $\frac{\sigma_3}{\sigma_0}$. Поэтому поиск и оценка в первую очередь должны касаться этой компоненты поля.

Система дифференциальных уравнений (1) весьма сложна для анализа. В галеркинском приближении на основе энергетических соотношений доказательство существования ее решения получено в работе [6].

Для наших целей, а именно, для получения оценок и выявления прямых зависимостей названных полей от напряжений в очаге есть возможность существенно упростить систему (1). Это упрощение коснется только дифференциальных операторов, в которых в производных по времени будет использована выше оговоренная периодичность, а в пространственных производных будет использован характерный размер очага L , на который будет нормирован порядок всех величин, входящих в дифференциальные операторы по пространственным координатам. Итак, опуская промежуточные выкладки, систему (1) представим в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{4\pi^2\rho}{t^2}\mathbf{U} &= \frac{\mathbf{e}}{L}|\sigma_{ij}| - \frac{(3\lambda + 2\mu)\alpha T}{L}\mathbf{e} + \\ &+ [\sigma\mathbf{E} \times \mu_e\mathbf{H}] + \rho\mathbf{g} + \mathbf{F}, \quad (3) \\ \frac{2\pi\sigma\mu_e}{t}\mathbf{H} &= \frac{\mathbf{H}}{L^2} + \frac{2\pi\sigma\mu_e|\mathbf{H}|}{Lt}\mathbf{U} - \frac{2\pi\sigma\mu_e|\mathbf{U}|}{Lt}\mathbf{H} + \\ &+ \frac{\sigma\mu_e(2\pi L^2\rho TC_v - \chi tT - \rho tL^2Q)}{(3\lambda + 2\mu)\alpha T_0 L^2 t}\mathbf{H}, \\ \frac{C_v 2\pi\rho}{t}T &= \frac{\chi}{L^2}T - \frac{2\pi(3\lambda + 2\mu)\alpha T_0|\mathbf{U}|}{Lt} + \rho Q, \quad (4) \\ \sigma_{ij} &= \left(2\mu - \frac{\nu I_1}{\sqrt{I_2}} \right) U_{ij} + \\ &+ \delta_{ij}(\lambda U_{kk} - \nu\sqrt{I_2} + (3\lambda + 2\mu)\alpha(T - T_0)). \end{aligned}$$

Здесь e – единичный вектор, t – время нарастания параметров от E_0 , H_0 , T_0 .

Упрощенная система (4) позволяет сразу записать зависимости тепловых и магнитных полей от модулей перемещений. Из уравнения равновесия можно записать равенство для вектора перемещений в упругом случае

$$\mathbf{U} = -\left(\frac{L^2}{\mu} \rho \mathbf{g} + \frac{\lambda + \mu}{\mu} |\mathbf{U}| \mathbf{e}\right). \quad (5)$$

Здесь e – единичный вектор. Из уравнения для температуры есть возможность найти зависимость теплового поля от дополнительного тепла и модуля вектора перемещений в неупругом варианте:

$$T = \frac{L^2 \rho t Q - 2\pi(3\lambda + 2\mu)\alpha T_0 L |\mathbf{U}|}{C_v \cdot 2\pi \rho L^2 - \chi t}. \quad (6)$$

Анализируя выражение (6), в рамках нашего приближения можно сделать следующие важные выводы. Во-первых, температурное поле не зависит от напряжений. Поэтому при отсутствии пе-

ремещений ($|\mathbf{U}| = 0$) и дополнительного тепла Q оно не будет отличаться от первоначальной температуры T_0 . Следовательно, заметить дополнительную температуру можно только при наличии перемещений \mathbf{U} , которых до момента события обычно не бывает. Более того, перед событием часто наступает “затишье” в микросейсмах. Влияние слабых форшоков перед землетрясением, в результате которых могут появиться слабые изменения в перемещениях \mathbf{U} , нуждаются в тщательном дополнительном исследовании. Во-вторых, и это самое главное, температурные предвестники в связи с изложенным маловероятны, так как температурное поле T не зависит от напряжений σ_{ij} .

Из уравнения индукции можно получить зависимость магнитного поля \mathbf{H} от модуля перемещений в неупругом случае. Опуская промежуточные выкладки, запишем

$$\mathbf{H} = \beta \left(\frac{L^2}{\mu} \rho \mathbf{g} + \frac{\lambda + \mu}{\mu} |\mathbf{U}| \mathbf{e}\right). \quad (7)$$

Здесь коэффициент β имеет следующую структуру:

$$\beta = -\frac{\frac{2\pi|\mathbf{H}|}{Lt}}{\frac{2\pi}{t} - \frac{1}{\sigma\mu_e L^2} + \frac{2\pi}{Lt} |\mathbf{U}| - \frac{C_v \cdot 2\pi \rho T/t - \chi T/L^2 - \rho Q}{(3\lambda + 2\mu)\alpha T_0}}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) указывают на факт слабой зависимости магнитного поля от тензора напряжений. Это делает магнитное поле менее интересным с точки зрения поиска предвестников, так как оно не реагирует на тензор напряжений и может появиться только при наличии перемещений $|\mathbf{U}| \neq 0$ и дополнительных неравновесных сил $\rho \mathbf{g} \neq 0$, которые возникают обычно в момент события. Подобный скачок в магнитном поле в момент землетрясения был зафиксирован и описан в работах [4, 7], в которых, правда, ему не нашлось теоретического объяснения. Здесь же формулы (7) и (8) точно указывают на появление изменений в магнитном поле \mathbf{H} в момент изменения $|\mathbf{U}|$. Если $|\mathbf{U}| = 0$, то

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \beta_1 \frac{L^2}{\mu} \rho \mathbf{g}, \\ \beta_1 &= -\frac{2\pi\sigma\mu_e |\mathbf{H}|}{2\pi L \sigma\mu_e - \frac{t}{L}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Магнитное поле в этом случае находится на некотором уровне напряженности, который задается лишь модулем некоторой напряженности $|\mathbf{H}|$, равновесными силами $\rho \mathbf{g}$ и параметрами среды.

Что же касается электрического поля, то его можно найти в неупругом варианте из первого уравнения системы (4). Оно явно будет зависеть от тензора напряжений. Чтобы упростить выкладки и сделать зависимости наиболее прозрачными, будем считать, что перемещения до наступления события равны нулю $|\mathbf{U}| = 0$, нет дополнительных сил $\mathbf{F} = 0$ и дополнительного тепла $Q = 0$. Для нас в связи с граничным условием (2) наиболее интересной является нормальная к поверхности земли компонента электрического поля E_z , которая резко усиливается в воздухе за счет большой разницы проводимостей земли σ_3 и воздуха σ_0 . Опуская промежуточные выкладки, выпишем зависимость E_z от параметров земли и тензора напряжений в очаге:

$$\begin{aligned} E_z &= \gamma \frac{1}{\rho g_z} |\sigma_{xy}| + \delta, \\ \gamma &= -\frac{\mu \left(2\pi L - \frac{t}{L\sigma\mu_e}\right)}{2\pi\sigma\mu_e L^3 |\mathbf{H}| \sin \bar{\xi}}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\delta = \frac{\mu \left(2\pi L - \frac{t}{L\sigma\mu_e} \right)}{2\pi\sigma\mu_e L^2 |\mathbf{H}| \sin \bar{\xi}}.$$

Здесь $\bar{\xi}$ – угол между векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} . Размерность E_z в (10) В/м.

Если считать, что горные породы в районе очага пористы и заполнены проводящим флюидом, то проводимость в них может быть в первом приближении оценена законом Арчи: $\sigma = a\sigma_1 d_0^{-m}$, где a – постоянная, σ_1 – проводимость флюида, d – пористость, m – индекс консолидации (для горных пород он оценивается значениями $m \approx 1.3; 3$). В этом случае коэффициенты γ и δ могут быть приближенно записаны непосредственно через пористость пород в районе очага. Таким образом, для пористых пород можно записать:

$$\begin{aligned} \gamma &\approx -\frac{\mu t d_0^{2m}}{a^2 \sigma_1^2 \cdot 2\pi L^4 \mu_e^2 |\mathbf{H}| \sin \bar{\xi}}, \\ \delta &\approx -\frac{\mu t d_0^{2m}}{2\pi a^2 \sigma_1^2 \mu_e^2 L^3 |\mathbf{H}| \sin \bar{\xi}}. \end{aligned} \quad (10')$$

Эта зависимость – степенная с достаточно высокой степенью влияния пористости, которую также можно изучать, опираясь на измерения электрического поля в районе очага.

Анализ формул (10) показывает, что вертикальная компонента электрического поля явно и линейно зависит от модуля тензора напряжений $|\sigma_{xy}|$ и, естественно, с ростом модуля напряжений будет расти и усиливаться в воздухе на порядки,

задаваемые коэффициентом усиления $\frac{\sigma_3}{\sigma_0}$. Здесь

следует оговориться: рост E_z становится предвестником будущего события, однако из упрощенной системы, к сожалению, нельзя найти те пороговые значения E_z , при которых наступает разгрузка, т.е. само землетрясение. Тем не менее изучая формулу (10) в совокупности с формулой для модуля напряжений σ_{ij} из (1), можно этот порог найти, оценив, при каком энерговыделении происходит разгрузка. Более того, по измеренным в заданном районе электрическим компонентам E_z , E_x и E_y можно оценить тензор напряжений, используя его прямую связь с этими компонентами. Это дает надежду на решение задачи об оценке напряжений в земле по измеренному на ее поверхности физическому электрическому полю. До сих пор эта задача считалась неразрешимой [10]. Спад электрического поля в момент события позволит оценить предельно допустимые напряжения для заданного сейсмоопасного района.

Две другие компоненты электрического поля при отсутствующих перемещениях $|\mathbf{U}| = 0$, дополнительного тепла $Q = 0$, температуры $T = 0$ и дополнительных сил $\mathbf{F} = 0$ можно найти аналогично (10):

$$\begin{aligned} E_x &= \gamma \frac{1}{\rho g_x} |\sigma_{xy}| + \delta, \\ E_y &= \gamma \frac{1}{\rho g_y} |\sigma_{xy}| + \delta. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь γ и δ из (10) или (10').

Согласно граничным условиям (2), касательные электрические компоненты непрерывны, поэтому в воздухе их напряженность не будет отличаться от напряженности этих компонент в земле, пришедших от очага и претерпевших на пути, кроме геометрического затухания, еще и влияние различных помех. Поэтому проблема измерения электрических полей и их селекции весьма сложна. Здесь следует заметить, что, согласно работе [12], вертикальная компонента E_z может быть только потенциальной, так как ее индукционная часть компенсируется зарядами на поверхности земли. Поэтому ее измерение возможно полярометром (вертушкой) [13]. Горизонтальные компоненты E_x и E_y имеют как потенциальную, так и индукционную (теллурическую) часть, соотношение между которыми и способы измерения еще необходимо исследовать. Тем не менее их зависимость от тензора напряжений и его изменений во времени делает задачу измерения электрического поля на поверхности земли и выделения в нем части, зависящей только от напряжений в очаге, крайне заманчивой и сулящей решение крупнейшей проблемы современной геофизики, связанной с краткосрочным предсказанием наступления землетрясения. Электрическое поле, в особенности его вертикальная компонента, точнее резкие изменения в ней, могут служить краткосрочным предвестником, заметить который из-за усиления его дневной поверхностью земли вполне возможно.

Более того, известный эффект Шумана [14], состоящий в практически беззатухающем распространении вдоль поверхности земли грозových электрических сигналов, имеющих E_z -компоненту, поможет зафиксировать E_z на значительных расстояниях от очага.

Если считать, что компоненты электрического поля от очага до поверхности земли убывают с расстоянием как h_3 , а коэффициент усиления для E_z -компоненты за счет разницы в проводимости

воздуха и земли $\frac{\sigma_3}{\sigma_0} \approx 10^5$, то на поверхности земли

можно зафиксировать сигнал от очага в электрическом поле в следующих величинах:

$$|\Delta E_z| \approx 10^3 \text{ В/м}, \quad |\Delta E_x, \Delta E_y| \approx 10^{-2} \text{ В/м}. \quad (12)$$

Величины прироста напряженности электрических компонент за счет нарастающего напряжения в очаге непосредственно над ним вполне измеряемы, хотя надо признать, что селекция этих сигналов на фоне влияния атмосферного электричества от дальних и ближних гроз, от источников вариаций естественного электромагнитного поля в земле и ионосфере весьма проблематична. Однако приведенный здесь результат позволяет утверждать, что выделение электрических сигналов, реагирующих на напряжения в очаге возможно. Это дает количественную информацию о напряженном состоянии в очаге.

Таким образом, среди электромагнитных и тепловых полей в сейсмической зоне присутствует физически хорошо изученное и измеряемое электрическое поле, непосредственно зависящее от тензора напряжений в очаге. Научившись измерять и выделять электрические сигналы непосредственно от очага, можно изучать поведение напряжений в очаге, что считалось ранее в принципе недостижимым. Получив информацию о напряжениях в очаге, можно изучать трещиноватость пород в нем, воспользовавшись зависимостью тензора напряжений от трещиноватости из (1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Geller R.J., Jackson D.D., Kagan Y.Y., Milargia F. // Science. 1997. № 275. P. 1616–1617.
2. Wyss M. // Science. 1997. № 275. P. 487.
3. Алексеев А.С., Белоносов А.С., Петренко В.Е. Труды ИВМиМГ СО РАН. Сер. Математическое моделирование в геофизике. Новосибирск, 1998. В. 7. С. 3–50.
4. Гохберг М.Б. Геофизика на рубеже веков. М.: ОИФЗ РАН, 1999. С. 163–169.
5. Новик О.Б. // ДАН. 1994. Т. 338. № 2. С. 238–241.
6. Новик О.Б. // ДАН. 1994. Т. 334. № 1. С. 100–102
7. Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмо-электромагнитные явления. М.: Наука, 1988. 170 с.
8. Можен Ж. Механика электромагнитных сплошных сред. М.: Мир, 1991. С. 560.
9. Партон В.З., Кудрявцев Б.А. Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных тел. М.: Наука, 1988. 470 с.
10. Соболев Г.А. Геофизика на рубеже веков. М.: ОИФЗ РАН, 1999. С. 70–79.
11. Мясников В.П., Ляховский В.А. // ДАН. 1990. Т. 314. № 6. С. 1366–1369.
12. Аксенов В.В. Тороидальное поле в атмосфере Земли. Новосибирск: Изд-во ИВМиМГ СО РАН, 1997. 133 с.
13. Четаев Д.Н. Дирекционный анализ магнитотеллурических наблюдений. М.: ИФЗ АН СССР, 1985. 256 с.
14. Schumann W.O. // Z. Naturforsch. 1952. S. 149–154.
15. Работнов Ю.Н., Ломакин Е.В. // Изв. АН СССР. МТТ. 1978. № 6. С. 29–34.