УДК 550.83

К ТЕОРИИ СЕЙСМИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МОНИТОРИНГА СОВРЕМЕННЫХ ГЕОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

© 2009 П.Н. Александров

Институт геоэлектромагнитных исследований ИФЗ РАН, Троицк; e-mail: alexandr@igemi.troitsk.ru

Наблюдаемые в полевых геофизических исследованиях шумоподобные сигналы такие как акустическая эмиссия (АЭ) и электромагнитное излучение (ЭМИ) эндогенного происхождения представляют собой установленные физические явления (Соболев, 1993), требующие адекватного теоретического описания. Отсутствие формальной теории сдерживает использование этих явлений в геофизической практике. К настоящему времени отдельные попытки ее построения базируются на некоторых обобщениях хорошо изученных контролируемых источников, что не позволяет не только предсказать свойства поведения наблюдаемых сигналов, но и объяснить в их рамках установленные эффекты. Главный методический недостаток в описании этого явления состоит в не учете перехода количества источников в их новое качество, которое выражается в формировании движущегося источника.

Основной целью настоящей работы является нахождения такого преобразования полей АЭ и ЭМИ, которое позволило бы сформулировать обратную задачу об определении местоположения области генерации этих полей и интенсивности их источников.

Ключевые слова: геодинамические процессы, теория сейсмического и электромагнитного мониторинга.

ВВЕДЕНИЕ

Формальная теория строится на физических представлениях об изучаемом физическом явлении, в рамках которых истолковываются результаты последующих исследований. В настоящей работе предлагается теория акустической эмиссии (АЭ) и электромагнитного излучения (ЭМИ) основанная на представлении о пространственной и временной дискретности их источников и сводится к следующему.

1. Поля АЭ и ЭМИ являются суперпозицией полей элементарных источников.

Последовательное появление в пространстве и во времени источников (источники появляются с временной задержкой в разных точках пространства), непосредственно связано с появлением движущихся источников, скорость перемещения которых (имеется в виду эффективная) может весьма существенно влиять на формирование полей АЭ и ЭМИ.

Движение источника означает зависимость его пространственных координат от времени. В качестве примера, рассмотрим однородное изотропное пространство с постоянными во времени электромагнитными параметрами $-$ μ, σ (соответственно, магнитная проницаемость и удельная электропроводность). В квазистационарном случае компоненты векторов электромагнитного поля, электродинамические потенциалы будут удовлетворять уравнению вида

$$\nabla^2\varphi-\mu\sigma\frac{\partial}{\partial t}\varphi=-F(x-x_0,y-y_0,z-z_0,t), \quad (1)$$

где x, y, z $-$ пространственные координаты точки наблюдения, x_0, y_0, z_0 $-$ пространственные координаты точки источника, t $-$ время.

В случае движущегося источника его местоположение будет функцией времени $z_0=z_0(t)$ (здесь и далее будем рассматривать движение источника только вдоль оси z, если не оговорено иное) и, аналогично потенциалам Льенарда-Вихерта (Бредов и др., 1985), решение уравнения (1) будет

$$\varphi=F*G, \quad (2)$$

где * $-$ оператор свертки по пространственным и временной переменным,

$G=\dfrac{\left(\dfrac{\sigma\mu}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}}}{8\pi t^{\frac{1}{2}}}e^{-\frac{\sigma\mu}{4t}r^2}$ $-$ функция Грина уравнения теплопроводности, $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$.

Пусть источник описывается следующим образом:

$$F = \delta(x)\delta(y)\left\{\delta(z - z_0(t_1))\delta(t - t_1) - \right.$$
$$\left. - \delta(z - z_0(t_2))\delta(t - t_2)\right\},$$

$t_2 > t_1$, δ - дельта-функция Дирака.

Тогда решение (2) примет вид:

$$\varphi = G(x, y, z - z_0(t_1), t - t_1) -$$
$$-G(x, y, z - z_0(t_2), t - t_2),$$

или, при малых $\Delta t = t_2 - t_1$,

$$\varphi = \Delta t \left(\frac{\partial}{\partial t} G + v \frac{\partial}{\partial z} G \right),$$

где $v = \dfrac{z_0(t_2) - z_0(t_1)}{t_2 - t_1} = \dfrac{\Delta z}{\Delta t}$ – скорость перемещения источника.

Иначе говоря, появляется дополнительный источник электромагнитного поля, связанный с его движением. При увеличении числа источников n за постоянный интервал времени $T = n \cdot \Delta t$ последнее выражение сводится к интегральной сумме и в пределе $\Delta t \to 0$ получим

$$\varphi = \lim_{\substack{\Delta t \to 0 \\ n \to \infty}} \Delta t \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial}{\partial t} G_i + v_i \frac{\partial}{\partial z} G_i \right) =$$
$$= \int_0^T \left(\frac{\partial}{\partial t} G + v \frac{\partial}{\partial z} G \right) d\tau = ,$$
$$= \frac{\partial}{\partial t} \int_0^T G d\tau + \int_0^T v \frac{\partial}{\partial z} G d\tau$$

$$t > T,\ G = G(x, y, z - z_0(\tau), t - \tau).$$

Анализ влияния скорости движения на создаваемое им электромагнитное поле показывает, что морфология функции φ резко меняется в зависимости от скорости перемещения источника (Александров, 1996; Alexandrov, 1997). Затухание поля в пространстве слабее, чем для неподвижного (закрепленного) источника.

Отметим, что в случайной последовательности источников в пространстве и времени всегда можно выделить движущийся источник в указанном выше смысле.

2. Элементарный источник АЭ и ЭМИ связан с образующейся при разрушении трещиной, с механическими силами, сопровождающими появление трещин, и с зарядами, появляющимися на устье трещины и в процессе трения стенок трещины друг о друга, с проникновением проводящего флюида в полость трещины (Гершензон, Гохберг, 1994; Механика...,1987; Шамина, Понятовская, 1993).

Процесс трещинообразования является наиболее мощным генератором собственного излучения Земли, поскольку каждая отдельная трещина создает наиболее мощный источник, как акустического, так и электромагнитного поля. Так, например, как следует из работы (Мамбетов, 1973), средняя величина разности электрических потенциалов, возникающая в результате появления электрических зарядов на противоположных сторонах трещины при ее образовании, достигает величин десятков киловольт. Другие процессы, например, флюидодинамические также способны создавать поля, однако эти процессы требуют отдельного изучения и в настоящей работе учитываться не будут.

Не рассматривая конкретный механизм образования трещины, важно отметить, что она является источником и акустического и электромагнитного поля. Отличительной особенностью этого источника является появление трещин в разных точках геологической среды, что и формирует движущийся источник, скорость которого на несколько порядков может превосходить скорость раскрытия одной трещины, которая, как известно, не превышает скорости распространения упругих колебаний в горной породе.

3. Элементарные источники АЭ и ЭМИ – источники импульсного типа, в котором содержится широкий спектр частот.

По данным работы (Разрушение..., 1979), время образования трещины порядка двух миллисекунд ($2 \cdot 10^{-3} c$). За это время происходит разделение электрических зарядов за счет нарушения атомных связей и формирование источника упругого поля.

Вместе с предыдущими положениями данное представление приводит к формальному заданию элементарного источника как локальный и мгновенно действующий источник.

Отметим, что при сохранении в целом (за некоторый интервал времени) электрической нейтральности среды, образование электрических зарядов может приводить к локальному и мгновенному нарушению этого принципа. Действительно, из уравнений Максвелла следует, что в каждой однородной и изотропной области среды объемная плотность заряда q удовлетворяет уравнению (Светов, 1984)

$$\frac{\partial}{\partial t} q - \frac{\sigma}{\varepsilon} q = 0,$$

где ε – диэлектрическая проницаемость, из которого следует вывод о достаточно быстром исчезновении зарядов в проводящих средах в каждой точке пространства. Скорость исчезновения зависит от отношения $\dfrac{\sigma}{\varepsilon}$. Если горная порода в окрестности трещины обладает разными величинами этих отношений в силу микронеоднородности, то и скорость исчезновения будет разной в разных точках околотрещинного пространства. В силу этого может появиться неравновесный баланс электрических зарядов.

4. Элементарные источники АЭ и ЭМИ связаны местоположением и ориентацией в пространстве.

При появлении трещины генерируется как электромагнитный, так и акустический импульс. При этом ориентация электрического источника, как электрического диполя, будет связана с ориентацией упругих сил, появляющихся при раскрытии трещины. Так, например, дисковая модель трещины отрыва приводит к коллинеарности вектора стороннего тока и упругой силы, в частности, ортогонально плоскости диска (Earthquake..., 2001).

Поскольку амплитуда полей наиболее сильно зависит от физических параметров горной породы, окружающей источники АЭ и ЭМИ, то характеристика акустического и электромагнитного импульсов напрямую зависят от структурно-текстурного строения горной породы, в которой развивается процесс трещинообразования, и типом флюида, заполняющего поровое пространство. На качественном уровне, – наличие газа повышает амплитуду (интенсивность) АЭ и ЭМИ, наличие проводящего флюида занижает амплитуду АЭ и ЭМИ. Наличие вязкого непроводящего флюида уменьшает интенсивность АЭ и увеличивает интенсивность ЭМИ.

5. Электромагнитные параметры среды за время одного сеанса наблюдения АЭ и ЭМИ не меняются.

Под одним сеансом наблюдения будем понимать синхронное измерение полей АЭ и ЭМИ в разных точках пространства в течении времени T, ограниченного, с одной стороны, временем взаимодействия соответствующего поля импульсного происхождения с геологической средой (первые секунды), с другой – временем, когда изменениями физических параметров во времени нельзя пренебречь (первые часы).

В силу локальности источников это предположение вполне оправдано, поскольку для того чтобы появилась необходимость учитывать изменения макроскопических физических параметров среды необходимо достаточно долго наблюдать процесс разрушения среды. Кроме того, изменение физических параметров вследствие геодинамических процессов приводит к другой постановке проблемы и как следствие принципиально другой теории (Светов, 1992; Сейсмический..., 1986).

6. Взаимодействие поля ЭМИ со сплошной средой подчиняется уравнениям Максвелла, АЭ – уравнениям теории упругости.

Физические свойства горных пород и малые амплитуды акустического и электромагнитного полей, распространяющихся в геологической среде, приводят к необходимости рассматривать ее как линейную диссипативную систему (Кондратьев, 1986; Светов, 1984).

ПЕРВИЧНОЕ ПОЛЕ ИСТОЧНИКОВ АЭ И ЭМИ

Рассмотрим формирование первичных полей источников АЭ и ЭМИ, появляющихся в разных точках однородного и изотропного пространства, в разные моменты времени. Не уменьшая общности, представим поле φ ЭМИ или АЭ, с использованием преобразования Фурье по пространственным координатам x, y, z и времени t, в виде

$$
\begin{aligned}
&\varphi = \varphi(x,y,z,t) = \\
&= \sum_{j=1}^{n} I_j G(x - x_j, y - y_j, z - z_j, t - t_j) = \\
&= \sum_{j=1}^{n} I_j G(x - (\tilde{x} - \Delta x_j), y - (y - \Delta y_j), \\
&z - (\tilde{z} - \Delta z_j), t - (\tilde{t} - \Delta t_j)) = \\
&= \sum_{j=1}^{n} I_j \int \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \breve{G}(k_x, k_y, k_z, \omega) \times \\
&\times e^{-i(k_x(x-\tilde{x}) + k_y(y-\tilde{y}) + k_z(z-\tilde{z}) + \omega(t-\tilde{t}))} \times \\
&\times e^{i(k_x \Delta x_j + k_y \Delta y_j + k_z \Delta z_j + \omega \Delta t_j)} dk_x dk_y dk_z d\omega = \\
&= \int \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \breve{G}(k_x, k_y, k_z, \omega) \times \\
&\times e^{-i(k_x(x-\tilde{x}) + k_y(y-\tilde{y}) + k_z(z-\tilde{z}) + \omega(t-\tilde{t}))} \times \\
&\times \sum_{j=1}^{n} I_j e^{i(k_x \Delta x_j + k_y \Delta y_j + k_z \Delta z_j + \omega \Delta t_j)} dk_x dk_y dk_z d\omega \quad ,
\end{aligned}
$$

где G - функция Грина соответствующей акустической или электродинамической задачи в пространственно-временной области ($\breve{G}$ – ее образ Фурье); I_j, x_j, y_j, z_j – соответственно, амплитуда и пространственные координаты элементарного источника АЭ или ЭМИ, появившегося в момент времени t_j в интервале времени наблюдения $T = n \cdot \Delta t$, Δt – интервал появления элементарных источников; $\tilde{x}$, $\tilde{y}$, $\tilde{z}$ – средние значения пространственных координат элементарных источников, образующих один источник и появляющийся в некоторый момент времени $\tilde{t} \in [0, T]$, где, как и выше, T – интервал времени измерения полей АЭ и ЭМИ.

Отметим, что ω - частота, связанная с шагом дискретизации записи (который должен быть достаточно малым, чтобы восстановить форму отдельного импульса) и длительностью записи, а Δt – интервал следования импульсов в источнике. Поэтому условия $\omega\Delta t_j << 1$ всегда можно добиться, увеличивая время регистрации полей АЭ и ЭМИ.

Учитывая, что при разложении по плоским волнам область пространственных частот ограничена $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \to 0$ (при измерениях вдали от источника), и полагая $\sum_{j=1}^{n} I_j = 0$, получим

$$
\begin{aligned}
&\varphi(x,y,z,t) \approx \\
&\approx \int\int_{-\infty}^{\infty}\int\int \breve{G}(k_x,k_y,k_z,\omega)\times \\
&\times e^{-i(k_x(x-\tilde{x})+k_y(y-\tilde{y})+k_z(z-\tilde{z})+\omega(t-\tilde{t}))}\times \\
&\times i\left\{k_x\sum_{j=1}^{n} I_j\Delta x_j + k_y\sum_{j=1}^{n} I_j\Delta y_j + \right. \\
&\left. +k_z\sum_{j=1}^{n} I_j\Delta z_j + \omega\sum_{j=1}^{n} I_j\Delta t_j\right\} dk_x dk_y dk_z d\omega = \\
&= \frac{\partial G'}{\partial x}\sum_{j=1}^{n} I_j\Delta x_j + \frac{\partial G'}{\partial y}\sum_{j=1}^{n} I_j\Delta y_j + \\
&+ \frac{\partial G'}{\partial z}\sum_{j=1}^{n} I_j\Delta z_j + \frac{\partial G'}{\partial t}\sum_{j=1}^{n} I_j\Delta t_j = \\
&= \Delta t\frac{\partial G'}{\partial x}\sum_{j=1}^{n} I_j\frac{\Delta x_j}{\Delta t} + \Delta t\frac{\partial G'}{\partial y}\sum_{j=1}^{n} I_j\frac{\Delta y_j}{\Delta t} + \\
&+ \Delta t\frac{\partial G'}{\partial z}\sum_{j=1}^{n} I_j\frac{\Delta z_j}{\Delta t} + \Delta t\frac{\partial G'}{\partial t}\sum_{j=1}^{n} I_j j = \\
&= \Delta t\frac{\partial G'}{\partial x}\sum_{j=1}^{n} I_j v_x^j + \Delta t\frac{\partial G'}{\partial y}\sum_{j=1}^{n} I_j v_y^j + \\
&+ \Delta t\frac{\partial G'}{\partial z}\sum_{j=1}^{n} I_j v_z^j + \Delta t\frac{\partial G'}{\partial t}\sum_{j=1}^{n} I_j j \qquad , (3)
\end{aligned}
$$

где положили

$\Delta t_j = j\Delta t$; $G' = G(x-\tilde{x}, y-\tilde{y}, z-\tilde{z}, t-\tilde{t})$

и ограничились первыми двумя членами разложения экспоненты в ряд Тейлора.

Если источники АЭ и ЭМИ сосредоточены в одной пространственной точке, то $\Delta x_j = \Delta y_j = \Delta z_j = 0$. Положим амплитуды сосредоточенных источников случайными величинами, распределенными по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием. Тогда дисперсия последнего слагаемого $\Delta t\sum_{j=1}^{n} I_j j = T\left(\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} I_j j\right)$ в последнем уравнении (3) будет равна (Интегралы..., 1981).

$$
D\left(\sum_{j=1}^{n} I_j j\right) = \frac{d}{n^2}\sum_{j=1}^{n} j^2 = \frac{d}{n^2}\frac{1}{6}n(n+1)(2n+1) \cong \frac{1}{2}dn,
$$

где d - дисперсия последовательности случайных чисел I_j.

В общем случае, первые три слагаемые в (3) являются интегральными суммами и сходятся при $\Delta t \to 0$ и $n \to \infty$ к интегралам вида

$$
\lim_{\substack{\Delta t\to 0\\ n\to\infty}} \Delta t\sum_{j=1}^{n} I_j \nu_x^j = \int_0^T I(\tau)\nu_x(\tau)d\tau,
$$

$$
\lim_{\substack{\Delta t\to 0\\ n\to\infty}} \Delta t\sum_{j=1}^{n} I_j \nu_y^j = \int_0^T I(\tau)\nu_y(\tau)d\tau,
$$

$$
\lim_{\substack{\Delta t\to 0\\ n\to\infty}} \Delta t\sum_{j=1}^{n} I_j \nu_z^j = \int_0^T I(\tau)\nu_z(\tau)d\tau,
$$

где ν_x, ν_y, ν_z – скорости перемещения элементарного источника, соответственно, вдоль координатных осей x, y, z относительно центральной точки с координатами $\tilde{x}$, $\tilde{y}$, $\tilde{z}$.

Таким образом, в пространственной области для не сосредоточенных источников АЭ и ЭМИ суммарный сигнал на низких частотах будет пропорционален сумме пространственных и временной производных передаточной функции среды.

В качестве примера рассмотрим результаты вычисления поля ЭМИ (рис. 1). Элементарный источник - электрический диполь, направленный вдоль оси x. Координаты источников и их амплитуда распределены по нормальному закону со средним, равным нулю, и дисперсией, равной: для пространственных координат x, y, z - 200 м, для момента тока в электрическом диполе – 1 А/м. На графиках представлены результаты расчета x-вой компоненты напряженности электрического поля вдоль профиля, проходящего над центром области генерации источников ЭМИ. Поле рассчитывалось для частот от 0.5 до 5 Гц с шагом 0.5 Гц (шифр кривых - частота, причем практически в этом диапазоне частот они сливаются, вследствие чего кривые не подписаны). Приведены графики: для одного источника (N=1) в секунду, находящегося в центре области генерации поля ЭМИ (рис. 1*а*), для 10 источников (N=10) в секунду (рис. 1*б*), для 100 источников (N=100) в секунду (рис. 1*в*). Эти рисунки показывают, что с увеличением количества источников наблюдается изменение характера поведения кривых модуля $|E_x|$, причем вдоль профиля эти кривые ведут себя закономерным (детерминированным) образом. Асимметрия кривых объясняется появлением пространственных производных в случае движущегося источника (уравнение (3)). Фазовые кривые для различных частот подобны и отличаются постоянной

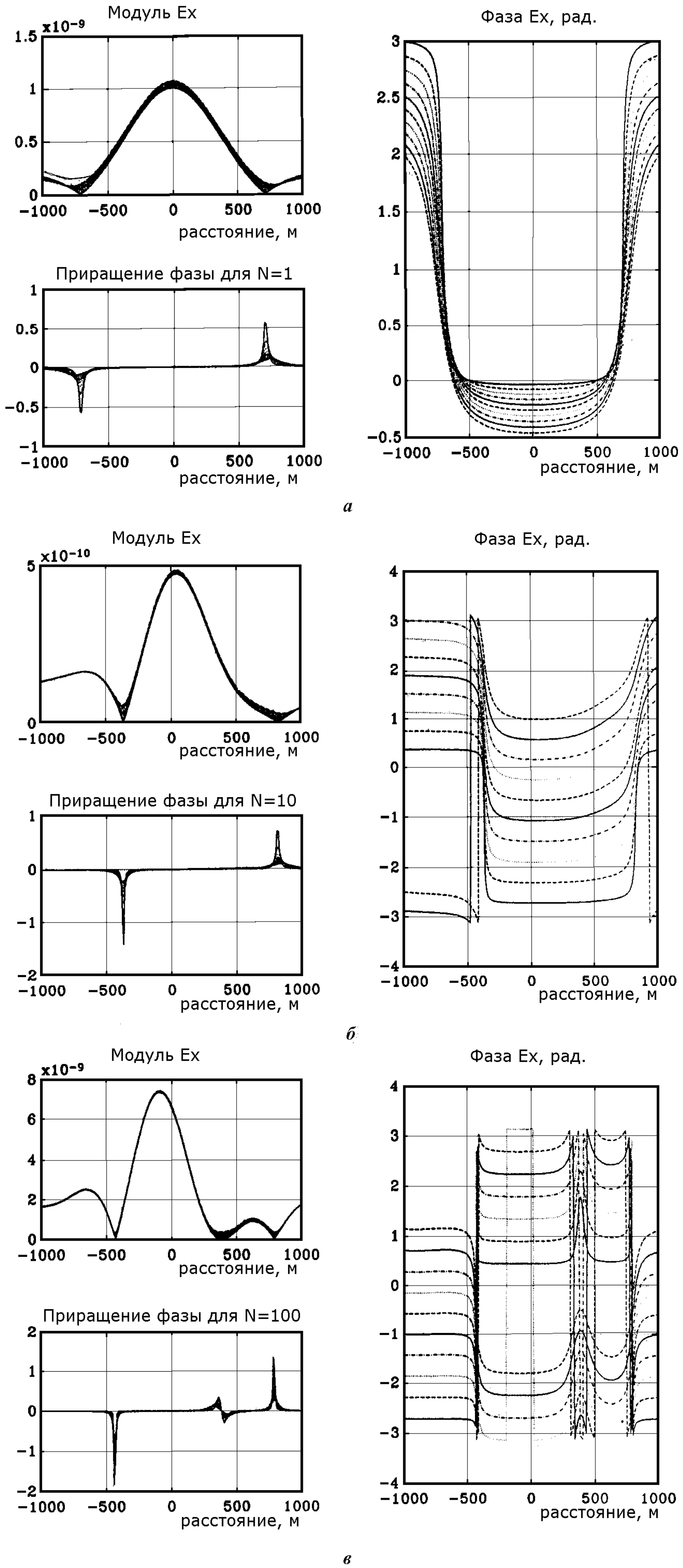

Рис. 1. Результаты численного моделирования горизонтальной составляющей электрического поля E_x на границе проводящего (электропроводность 0.1 См/м) и непроводящего (изолятор) полупространств для разного количества источников, появляющихся в единице времени (N=1, 10, 100), источников и распределенных в проводящем полупространстве с центром, находящимся на глубине 1000 м. Объяснение в тексте.

случайной составляющей. Кривые приращения фазы ведут себя детерминированным образом вдоль профиля наблюдения. При увеличении количества импульсов центральная часть графиков сужается, а максимальная амплитуда увеличивается пропорционально $\sqrt{n}$. Следует отметить убывание амплитуды вне центральной части графиков, например, на расстоянии 500м. Это связано с обострением диаграммы направленности совокупности всех излучателей расположенных в объеме разрушения и является следствием эффекта движущегося источника. Неоднократные повторения вычислительных экспериментов с изменением ориентации источников, глубины их расположения и изменении области разрушения, выполненные автором, показывают аналогичное поведение кривых и для других компонент электромагнитного поля.

Рассмотренная модель локального лавинообразного процесса трещинообразования соответствует лавинно-неустойчивой модели подготовки землетрясения (Соболев, 1993).

Таким образом, случайный сигнал собственного излучения Земли, составленный из причинных сигналов (в результате чего имеется сдвиг фаз $\omega\Delta t_j$), приводит к обогащению низкочастотной части спектра сигнала АЭ и ЭМИ. Следовательно, источники АЭ и ЭМИ могут сформировать низкочастотный сигнал даже при большом количестве самих элементарных излучателей, появляющихся в единицу времени.

Поскольку амплитуда спектра АЭ и ЭМИ непосредственно связана с энергией излучения и, следовательно, является детерминированной функцией, то для восстановления детерминированного сигнала АЭ и ЭМИ необходимо определить детерминированную фазу.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ ФАЗЫ

Во временной области сигнал источника связан с регистрируемым сигналом φ через свертку (например, в однородной и изотропной области геологической среды) передаточной функции G (функции Грина) и функции источника f в виде $\varphi = G * f$ (* – операция свертки по пространственным и временной переменным) или в частотной области

$$\breve{\varphi} = \breve{G} * \breve{f},$$

где * – здесь означает операцию свертки по пространственным координатам.

Далее, для простоты, предположим, что источник сосредоточен в одной точке, и расстояние между ним и приемником намного больше пространственных размеров источника. Тогда предыдущее уравнение в спектральной области можно записать в виде $\breve{\varphi} = \breve{G}\breve{f}$.

Функция автокорреляции сигнала в частотной области будет определять детерминированную характеристику источников АЭ и ЭМИ

$$\breve{\varphi}\breve{\varphi}^* = \breve{G}\breve{G}^*\breve{f}\breve{f}^*,$$

где $\breve{f}\breve{f}^*$ – детерминированная функция источника, имеющая смысл мощности излучения, $\breve{f}^*$ – комплексно-сопряженная функция $\breve{f}$. Для модели «белого шума» $\breve{f}\breve{f}^* = const(\omega)$ (Анго, 1965).

Сигнал в частотной области можно представить в амплитудно-фазовом виде $\breve{\varphi} = |\breve{\varphi}|e^{i\psi}$, ψ – действительная функция. Найдем фазу из функции автокорреляции сигналов в соседних точках наблюдения x_1 и x_2

$$\breve{\varphi}(x_1)\breve{\varphi}^*(x_2) = |\breve{\varphi}(x_1)||\breve{\varphi}(x_2)|e^{i(\psi_1-\psi_2)} \cong$$
$$\cong |\breve{\varphi}(x_1)||\breve{\varphi}(x_2)|(1+i(\psi_1-\psi_2)) .$$

Отсюда при $\Delta x = x_2 - x_1 \to 0$

$$(\psi_1-\psi_2) = -\operatorname{Re}\left\{ i\frac{\breve{\varphi}(x_1)\breve{\varphi}^*(x_2) - |\breve{\varphi}(x_1)||\breve{\varphi}(x_2)|}{|\breve{\varphi}(x_1)||\breve{\varphi}(x_2)|} \right\}$$

или

$$\frac{\partial\psi}{\partial x} = -\operatorname{Re}\left\{ i\lim_{\Delta x\to 0}\frac{\breve{\varphi}(x_1)\breve{\varphi}^*(x_2) - |\breve{\varphi}(x_1)||\breve{\varphi}(x_2)|}{\Delta x|\breve{\varphi}(x_1)||\breve{\varphi}(x_2)|} \right\} =$$
$$= -\operatorname{Im}\left\{ \lim_{\Delta x\to 0}\frac{\breve{\varphi}(x_1)\breve{\varphi}^*(x_2) - |\breve{\varphi}(x_1)||\breve{\varphi}(x_2)|}{\Delta x|\breve{\varphi}(x_1)||\breve{\varphi}(x_2)|} \right\} = \Phi. \quad (4)$$

Из последнего выражения следует, что приращение фазы является детерминированной функцией, поскольку может быть выражена через энергетические характеристики сигнала.

Действительно, пусть в точках x_1 и x_2 измерено поле от одного источника

$$\breve{\varphi}(x_1) = G(x_1 - x_0)f = G_1 f =$$
$$= |G_1|e^{ip_1}|f|e^{is} = |G_1||f|e^{i(p_1+s)}$$
$$\breve{\varphi}(x_2) = G(x_2 - x_0)f = G_2 f =$$
$$= |G_2|e^{ip_2}|f|e^{is} = |G_2||f|e^{i(p_2+s)} ,$$

где p_1, p_2 – детерминированные фазы, зависящие от расстояния между точкой приема и точкой источника; s – случайная фаза источника не зависящая от точки приема, поскольку f, учитывая сделанные предположения, не является функцией координат точки наблюдения.

Тогда

$$\breve{\varphi}(x_1)\breve{\varphi}^*(x_2) = |G(x_1)||f|e^{i(p_1+s)}|G(x_2)||f|e^{i(p_1-s)} =$$
$$= |G(x_1)||G(x_2)||f|^2 e^{i(p_1-p_2)} ,$$

откуда следует независимость от случайной фазы s функции автокорреляции в случае одного источника.

Для двух источников имеем

$$\breve{\varphi}(x) = G(x - x_0^1)f_1 + G(x - x_0^2)f_2 .$$

Тогда

$$\breve{\varphi}(x_1)\breve{\varphi}^*(x_2) = \Big(\left|G(x_1 - x_0^1)\right|\left|f_1\right| e^{i(p_1^1 + s_1)} +$$
$$+\left|G(x_1 - x_0^2)\right|\left|f_2\right| e^{i(p_2^1 - s_2)}\Big)\times$$
$$\times\Big(\left|G(x_2 - x_0^1)\right|\left|f_1\right| e^{-i(p_1^2 + s_1)} +$$
$$+\left|G(x_2 - x_0^2)\right|\left|f_2\right| e^{-i(p_2^2 - s_2)}\Big) =$$
$$= \left|G(x_1 - x_0^1)\right|\left|G(x_2 - x_0^1)\right|\left|f_1\right|^2 e^{i(p_1^1 - p_1^2)} +$$
$$+\left|G(x_1 - x_0^2)\right|\left|G(x_2 - x_0^2)\right|\left|f_2\right|^2 e^{i(p_2^1 - p_2^2)} + \qquad (5)$$
$$+\left|G(x_1 - x_0^1)\right|\left|G(x_2 - x_0^2)\right|\left|f_1\right|\left|f_2\right| e^{i(s_1 - s_2 + p_1^1 - p_2^2)} +$$
$$+\left|G(x_1 - x_0^2)\right|\left|G(x_2 - x_0^1)\right|\left|f_1\right|\left|f_2\right| e^{-i(s_1 - s_2 + p_1^2 - p_2^1)},$$

где p_1^1, p_1^2, p_2^1, p_2^2 - детерминированные фазы; s_1, s_2 - случайные фазы источников АЭ и ЭМИ.

При $x_2 \to x_1$ получаем

$$p_1^1 - p_2^2 \to p_1^2 - p_2^1$$
$$\left|G(x_1 - x_0^1)\right|\left|G(x_2 - x_0^2)\right| \to \left|G(x_1 - x_0^2)\right|\left|G(x_2 - x_0^1\right|,$$

из чего заключаем

$$\mathrm{Im}\left(e^{i(s_1 - s_2 + p_1^1 - p_2^2)} + e^{-i(s_1 - s_2 + p_1^2 - p_2^1)}\right) \to 0.$$

Следовательно, мнимая часть суммы последних двух слагаемых в выражении (5) будет стремится к нулю, в то время как мнимая часть первых двух слагаемых будет связана с разностью детерминированных фаз. Тогда пространственная производная фазы $\dfrac{\partial \psi}{\partial x}$ будет являться детерминированной функцией и в случае двух (и, следовательно, произвольного количества) источников, поскольку определяется через детерминированные функции и не зависит от случайных фаз s_1, s_2. Это отражает то обстоятельство, что в близко расположенных приемниках сигналы АЭ и ЭМИ не изменяются случайным образом, поскольку взаимодействие электромагнитного и упругого поля и сплошной среды закономерно.

В более общем случае детерминированную фазу можно определить из градиента фазы $grad\psi = \mathbf{S}$ на основе решения уравнения эйконала для измеренных значений дискретных производных $\mathbf{S}$: $(grad\psi)^2 = \left|\mathbf{S}\right|^2$. Тогда

$$\psi = \left|\mathbf{S}\right|\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} + \psi_0, \qquad (6)$$

где ψ_0 - некоторая начальная фаза, которая может быть определена по известному источнику, который находится на известном расстоянии x_0 от приемника, или вычислена по предполагаемому местоположению источника АЭ и ЭМИ (учитывая, что передаточная функция среды должна быть известна).

Таким образом, возможно осуществить переход от случайных полей АЭ и ЭМИ к детерминированным полям на основе интегральных преобразований энергетического типа. В результате такого преобразования получим

$$\breve{\varphi} = \sqrt{\left|\breve{\varphi}\right|^2}\, e^{i(\psi_0 + \int_{x_0}^{x} \Phi dx)}. \qquad (7)$$

Обратное преобразование Фурье этого выражения приведет к детерминированному сигналу во временной области.

Учитывая, что переход к детерминированному сигналу АЭ и ЭМИ включает нелинейные операции, необходимо выяснить, будет ли подчиняться преобразованный сигнал АЭ и ЭМИ исходным линейным дифференциальным уравнениям.

ПЕРЕХОД К УРАВНЕНИЮ ОТНОСИТЕЛЬНО ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО ПОЛЯ

Сначала получим уравнение относительно амплитуды спектра автокорреляционной функции. В амплитудно-фазовом представлении (частотная область) уравнение для любой компоненты электромагнитного или акустического поля в однородной и изотропной среде может быть сведено к виду:

$$\nabla^2\left|\varphi\right| e^{-i\psi} - k^2\left|\varphi\right| e^{-i\psi} = -F, \qquad (8)$$

где $\left|\varphi\right|$ - амплитуда спектра сигнала АЭ или ЭМИ, ψ - фаза, k - волновое число среды; F - источники поля АЭ или ЭМИ.

Уравнение (8) после дифференцирования примет вид

$$e^{-i\psi}\nabla^2\left|\varphi\right| + \left|\varphi\right|\nabla^2 e^{-i\psi} - k^2\left|\varphi\right| e^{-i\psi} +$$
$$+2grad\left|\varphi\right| grade^{-i\psi} = -F.$$

Умножим последнее уравнение на e^{iy}

$$\nabla^2\left|\varphi\right| + \left|\varphi\right| e^{i\psi}\nabla^2 e^{-i\psi} - k^2\left|\varphi\right| +$$
$$+e^{i\psi} grad\left|\varphi\right| grade^{-i\psi} = -Fe^{i\psi}.$$

Второе слагаемое в левой части можно представить в виде

$$\left|\varphi\right| e^{i\psi}\nabla^2 e^{-i\psi} = -i\left|\varphi\right|\left(e^{i\psi} dive^{-i\psi} grad\psi\right) =$$
$$= -i\left|\varphi\right|\left(e^{i\psi}(-i(grad\psi)^2 + e^{-i\psi}\nabla^2\psi\right) =$$
$$= -\left|\varphi\right|(grad\psi)^2 - i\left|\varphi\right|\nabla^2\psi.$$

Отсюда

$$\nabla^2\left|\varphi\right| - i\left|\varphi\right|\nabla^2\psi - \left|\varphi\right|(grad\psi)^2 - k^2\left|\varphi\right| -$$
$$-2igrad\left|\varphi\right| grade\psi = -Fe^{i\psi}.$$

Правая часть для локальных источников может быть представлена в виде $F = |F|e^{-is}$, где s – фаза источника. Тогда, выделяя действительную и мнимую части, получим

$$\nabla^2 |\varphi| - |\varphi|(grad\psi)^2 - \mathrm{Re}(k^2)|\varphi| = -|F|$$
$$|\varphi|\nabla^2\psi - \mathrm{Im}(k^2)|\varphi| - 2grad|\varphi|grade\psi = 0. \quad (9)$$

Правая часть во втором уравнении равна нулю, поскольку в области источника фаза сигнала АЭ и ЭМИ совпадает с фазой источника: $s = \psi$.

Теперь положим $|\varphi| = |\varphi|e^{-i\psi'}e^{i\psi'} = \varphi' e^{i\psi'}$, где ' – означает детерминированный сигнал АЭ или ЭМИ и детерминированную фазу, вычисленную через приращение фазы сигнала АЭ или ЭМИ или по формуле (6). Подставим это выражение в уравнения (9)

$$\nabla^2\varphi' e^{i\psi'} - \varphi' e^{i\psi'}(grad\psi)^2 - \mathrm{Re}(k^2)\varphi' e^{i\psi'} = -|F|$$

и, умножая на $e^{-i\psi'}$, получим

$$\begin{aligned}&\nabla^2\varphi' - \mathrm{Re}(k^2)\varphi' + 2igrad\varphi' grad\psi' - \\ &-\varphi'(grad\psi')^2 - \\ &-\varphi'(grad\psi)^2 + i\varphi'\nabla^2\psi' = -|F|e^{-i\psi'}\end{aligned} . \quad (10)$$

Аналогично, подставляя во второе уравнение (9) выражение $|\varphi| = \varphi' e^{i\psi'}$, получим

$$\begin{aligned}&\varphi' e^{i\psi'}\nabla^2\psi - \mathrm{Im}(k^2)\varphi' e^{i\psi'} - \\ &-2grad\varphi' e^{i\psi'} grade\psi = 0\end{aligned}$$

и, умножая на $e^{i\psi'}$,

$$\begin{aligned}&\varphi'\nabla^2\psi - \mathrm{Im}(k^2)\varphi' - 2grad\varphi' grade\psi - \\ &-\varphi'(grad\psi)^2 = 0\end{aligned} . \quad (11)$$

Вычитая из (10) уравнение (11), умноженное на i, получим

$$\begin{aligned}&\nabla^2\varphi' - \mathrm{Re}(k^2)\varphi' + 2igrad\varphi' grad(\psi' - \psi) + \\ &+\varphi'(grad\psi)^2 - \varphi'(grad\psi')^2 + \\ &+i\varphi'\nabla^2(\psi' - \psi) = -|F|e^{-i\psi'}.\end{aligned}$$

Следовательно, детерминированный сигнал АЭ и ЭМИ будет подчиняться исходному уравнению

$$\nabla^2\varphi' - k^2\varphi' = -|F|e^{-i\psi'},$$

в случае $grad\psi' = grad\psi$ или $grad(\psi' - \psi) = 0$.

Таким образом, фаза детерминированного сигнала отличается от сигнала АЭ и ЭМИ постоянной случайной составляющей, не зависящей от координаты точки наблюдения. Преобразование сигналов АЭ и ЭМИ на основе их энергетических характеристик приводит к детерминированному сигналу, который будет подчиняться исходному линейному дифференциальному уравнению.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Полученные уравнения необходимо дополнить граничными условиями для детерминированного сигнала АЭ и ЭМИ. Будем использовать исходные граничные условия в виде (здесь и далее под φ будем понимать соответствующие компоненты электромагнитного и акустического полей, удовлетворяющих указанным ниже граничным условиям):

1) $\varphi_1 = \varphi_2$ – непрерывность поля φ на границе раздела сред с номерами 1 и 2;

2) $a_1\dfrac{\partial\psi_1}{\partial n} = a_2\dfrac{\partial\psi_2}{\partial n}$ – непрерывность нормальной производной на границе раздела сред с разными параметрами a_1 и a_2.

Задача заключается в нахождении граничных условий для φ' и $\dfrac{\partial\varphi'}{\partial n}$. Для поля φ' имеем:

$$|\varphi_1|e^{-i\psi_1} = |\varphi_2|e^{-i\psi_2}$$

или

$$|\varphi_1| = |\varphi_2|e^{-i(\psi_2 - \psi_1)}.$$

Пусть $\psi_1 = \psi_1' + s_1$, $\psi_2 = \psi_2' + s_2$, где ψ_1', ψ_2' – детерминированные фазы; s_1, s_2 – случайные фазы. Из условий $|\varphi_1| = |\varphi_2|$ и $\psi_1 = \psi_2$ следует, что в этом случае случайные фазы должны быть равны, поскольку, если $|\varphi_1|$, $|\varphi_2|$ - детерминированные функции, то и разность фаз будет детерминированной функцией $\psi_2 - \psi_1 = \psi_2' - \psi' = 0$. Отсюда следует, что $\varphi_1' = \varphi_2' e^{i(\psi_2' - \psi_1')}$ или $\varphi_1' = \varphi_2'$.

Для нормальной производной имеем:

$$a_1\frac{\partial\psi_1}{\partial n} = a_1\left(\frac{\partial|\varphi_1|}{\partial n}e^{-i\psi_1} + |\varphi_1|\frac{\partial e^{-i\psi_1}}{\partial n}\right) =$$
$$a_2\left(\frac{\partial|\varphi_2|}{\partial n}e^{-i\psi_2} + |\varphi_2|\frac{\partial e^{-i\psi_2}}{\partial n}\right) = a_2\frac{\partial\psi_2}{\partial n}.$$

Умножим это уравнение на $e^{i\psi_1} = e^{i\psi_2}$. Тогда

$$\begin{aligned}&a_1\left(\frac{\partial|\varphi_1|}{\partial n} + |\varphi_1|\frac{\partial\psi_1}{\partial n}\right) = \\ &= a_2\left(\frac{\partial|\varphi_2|}{\partial n} + |\varphi_2|\frac{\partial\psi_2}{\partial n}\right)\end{aligned}.$$

Полагая $|\varphi_1| = \varphi_1' e^{i\psi_1'}$ и $|\varphi_2| = \varphi_2' e^{i\psi_2'}$, получим

$$\frac{\partial|\varphi_1|}{\partial n} = e^{i\psi_1'}\frac{\partial\varphi_1'}{\partial n} + i|\varphi_1|\frac{\partial\psi_1'}{\partial n} \text{ и}$$
$$\frac{\partial|\varphi_2|}{\partial n} = e^{i\psi_2'}\frac{\partial\varphi_2'}{\partial n} + i|\varphi_2|\frac{\partial\psi_2'}{\partial n}.$$

Отсюда

$$a_1 e^{i\psi_1'} \frac{\partial \varphi_1'}{\partial n} + i a_1 |\varphi_1| \frac{\partial \psi_1'}{\partial n} - i |\varphi_1| a_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial n} =$$

$$= a_2 e^{i\psi_2'} \frac{\partial \varphi_2'}{\partial n} + i a_2 |\varphi_2| \frac{\partial \psi_2'}{\partial n} - i |\varphi_2| a_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial n}.$$

Следовательно, при выполнении условий

$$\frac{\partial \psi_1'}{\partial n} = \frac{\partial \psi_1}{\partial n} \text{ и } \frac{\partial \psi_1'}{\partial n} = \frac{\partial \psi_1}{\partial n}$$

нормальная производная от детерминированного поля АЭ и ЭМИ будет удовлетворять исходному граничному условию

$$a_1 \frac{\partial \psi_1'}{\partial n} = a_2 \frac{\partial \psi_2'}{\partial n}.$$

Таким образом, в неоднородных средах вид граничных условий для преобразованных полей АЭ и ЭМИ не изменится.

Аналогичные преобразования справедливы и для анизотропных сред при переходе от случайных полей к детерминированным.

На основе изложенного подхода проведено математическое моделирование случайных акустических полей, результаты которого приведены на рис. 2. Форма импульса отдельного источника представлена на рис. 2*а*. Если в каждой области излучения в момент времени t=0 появится источник единичной амплитуды, то на дневной поверхности вдоль профиля наблюдения с координатами от 0 до 500 м была бы получена сейсмограмма (рис. 2*б*). Для случайных источников с амплитудами, распределенными по нормальному закону и появляющихся с момента времени t = -1с, были бы зарегистрированы сигналы в диапазоне времен t = [0, 1] секунды (рис. 2*в*). В результате обработки этих данных по изложенному выше алгоритму получена сейсмограмма (рис. 2*г*), на которой отчетливо проявляется годограф акустической волны, но без временной задержки, поскольку в данном случае начальная фаза принималась равной нулю.

ВЫВОДЫ

1. Источники АЭ и ЭМИ, их положение и амплитуда, являются случайными, однако создаваемые ими поля взаимодействуют со средой детерминированным образом, подчиняясь соответствующим уравнениям электродинамики и теории упругости. Амплитуда спектров сигналов АЭ и ЭМИ непосредственно связана с энергией излучения и в силу этого является детерминированной величиной. Отсюда следует, что случайной величиной является фаза сигнала. Показано что градиент фазы также является детерминированной величиной в силу независимости фазы источника от местоположения точки приема.

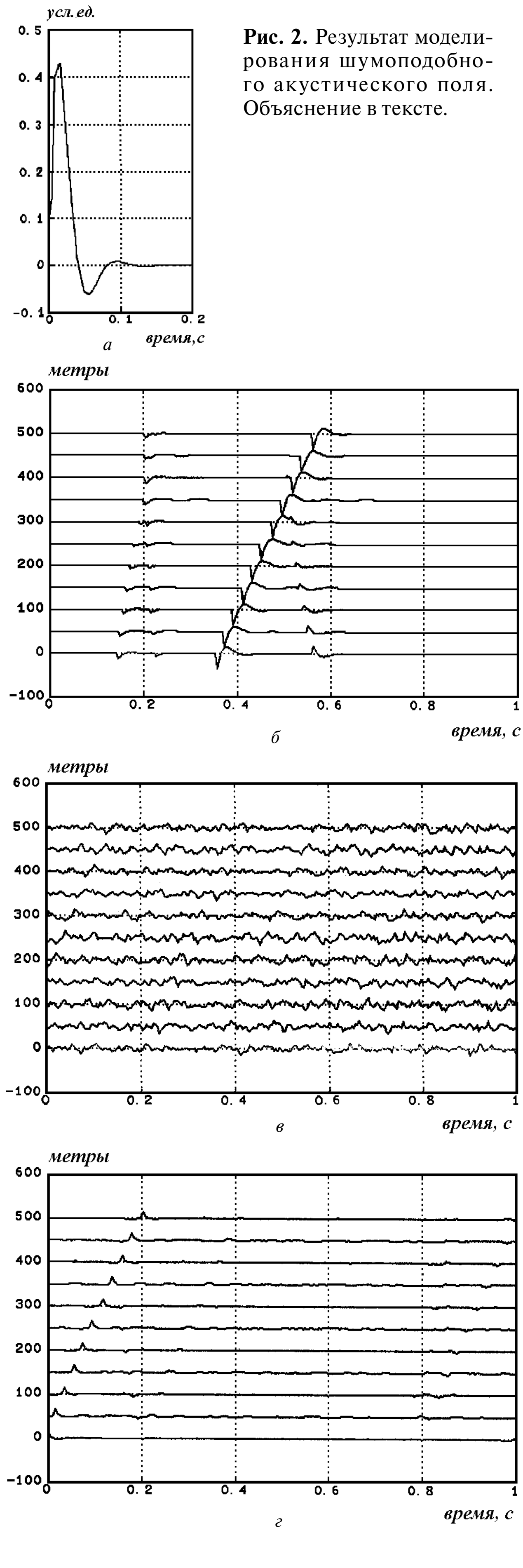

Рис. 2. Результат моделирования шумоподобного акустического поля. Объяснение в тексте.

2. Восстановленный по градиенту фазы сигналы АЭ или ЭМИ удовлетворяют исходным уравнениям и граничным условиям. Переход к детерминированным полям позволяет сформулировать обратную задачу об определении местоположения и интенсивности собственного излучения земли по известной модели строения геологической среды. Детерминированное поле удовлетворяет соответствующим уравнениям (уравнениям Максвелла и теории упругости), но с детерминированной функцией источника, которая будет характеризовать суммарную мощность излучения источников эмиссии за время наблюдения. Для решения обратной задачи необходимо использовать систему наблюдения, которая позволяет вычислить или измерить градиент фазы АЭ и ЭМИ.

3. С увеличением количества источников в единицу времени появляется эффект кажущегося уменьшения глубины области генерации источников собственного электромагнитного излучения Земли.

Список литературы

Александров П.Н. Движущийся контролиру-емый источник электромагнитного поля в проводящей среде // Теория и практика интерпретации данных электромагнитных и геофизических полей, 16-19 сентября 1996 г., г. Екатеринбург. Тез. докл. Екатеринбург, 1996. С. 50.

Анго Андре. Математика для электро- и радиоинженеров. М.: Наука, 1965. 779с.

Бредов М.М., Румянцев В.В., Топтыгин И.Н. Классическая электродинамика. М.: Наука, 1985. 400 с.

Гершензон Н.И., Гохберг М.Б. О происхождении аномальных ультранизкочастотных возмущений геомагнитного поля перед землетрясением в Лома Приета (Калифорния). // Изв. РАН. Физика Земли. 1994. № 2. С. 19-24.

Интегралы и ряды / Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1981. 800 с.

Кондратьев О.К. Сейсмические волны в поглощающих средах. М.: Недра, 1986. 176 с.

Мамбетов Д.М. Электрические явления при адгезионном и когезионном разрушении твердых тел. Фрунзе: МЕКТВП, 1973. 136 с.

Механика разрушения горных пород / Отв. ред. Шемякин Е.И. М.: ИФЗ РАН, 1987. 217 с.

Разрушение горных пород при бурении скважин / В.В. Симонов, Ю.А. Палащенко, Е.К. Юнин. М.: Недра, 1979. 115 с.

Светов Б.С. Электродинамические основы квазистационарной геоэлектрики. М.: ИЗМИРАН, 1984. 183 с.

Светов Б.С. Электромагнитный мониторинг сейсмотектонических процессов // Изв. вузов. Геология и разведка. 1992. № 2. С. 99-116.

Сейсмический мониторинг земной коры / Отв. ред. А.В. Николаев. АН СССР, М.: ИФЗ, 1986. 289 с.

Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. М.: Наука, 1993. 313 с.

Шамина О.Г., Понятовская В.И. Модельные исследования неоднородных и трещиноватых сред. М.: ИФЗ РАН, 1993. 179 с.

Alexandrov P.N. Matimathical model of electromagnetic field emission taking into account motion of the source // J. of earthquake prediction research, 1997. V. 6. № 4. P. 560-571.

Earthquake remote sensing frontierresearch seismo-electromagnetic phenomena in th lithosphere, atmosphere and ionosphere // Final report. March. 2001. Tokyo, Japan. 229 p.

TO THEORY OF SEISMIC AND ELECTROMAGNETIC MONITORING OF THE MODERN GEODYNAMIC PROCESSES

P.N. Aleksandrov

GEMRC IPE RAS

The spread-spectrum signals of endogenous nature observed during the field geophysical research are certain physical phenomena (Sobolev, 1993) that require appropriate theoretical description. The usage of these phenomena in a geophysical research is complicated by a lack of a phenomenological theory. At present certain approaches in creating of the theory are based on certain summaries of the well studied controlled sources. This makes it impossible either to predict properties of the observed signals or to explain them. The main task is to find the very transformation of the acoustic and electromagnetic emissions that would allow enunciating an inverse problem on the detection of the location of the field generation and activity of their sources.

Keywords: geodynamical processes, the theory of passive seismic and electromagnetic monitoring.