

Электродинамика и отклик геосреды на воздействие внешних электромагнитных полей

© В. Н. Шуман, 2013

Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

Поступила 26 апреля 2013 г.

Представлено членом редколлегии В. И. Старостенко

Розглянуто особливості електродинамічного опису геосередовища — відкритої дисипативної динамічної системи. Увагу сконцентровано на питаннях, пов'язаних із впливом на матеріальні середовища зовнішніх електромагнітних полів, визначенням щільностей енергії, що дисипує, балансу рівнянь для енергії та імпульсу, електродинаміки нетеплових процесів у середовищі. Аналіз проведено на основі К-форми (форми Казимира) рівнянь Максвелла, яка, можливо, дає найпростіший і послідовний опис загальної картини взаємодії середовища та поля. Підкреслено роль і значення фрактальних моделей, які якісно змінюють підходи та методи електродинамічного опису геосередовища. На основі запропонованої І. Л. Гуфельдом концепції динамічно нестійкого середовища зазначено, що в межах земної кори термічним флуктуаціям і нетепловим параметрам, які впливають на її об'ємно-напружений стан і які зумовлені зовнішньою електромагнітною дією, конкуренцію можуть скласти процеси взаємодії легких газів (водень, гелій) з її твердою фазою і які модулюються цією дією. Важливо, що в такому разі електромагнітна дія може бути не енергетично потужною, а правильно топологічно організованою, узгодженою з поточним станом геосередовища, зокрема, з рівнем шумів у ній. Наведено важливі з точки зору геофізичних застосувань питання електродинаміки діелектричних середовищ, сприйнятливості яких у частотному діапазоні описують дробово-степенною залежністю.

Peculiarities of electrodynamic description of geo-medium — an open dissipative dynamic system with numerous self-organized structures have been considered. Attention is focused on the problems related to influence of external electromagnetic fields on material media, determination of density values of dissipated energy, balance equations for energy and impulse, electrodynamics of non-thermal processes in media. Specific consideration is based on K-form (Kazimir form) of Maxwell equations, which possibly gives the simplest and sequential description of general pattern of medium and field interaction. Role and importance of fractal models, which qualitatively change approaches and methods of electrodynamic description of geomedium are accentuated. It is mentioned on the base of the concept of dynamically unstable geomedium, proposed by I. L. Gufeld that under the Earth's crust conditions both thermal fluctuations and non-thermal parameters, which influence its voluminous-stressed state and produced by external electromagnetic state, may compete with the processes of interaction of light gases (hydrogen, helium) with its solid phase modulated by this interaction. It is important that in this case electromagnetic effect can be not energetically strong but correctly organized topologically, concordant with current state of geomedium, in particular, with noise levels in it. Problems of electrodynamics of dielectric media, which susceptibility in frequency range is described by fractional power dependence, important from geophysical applications viewpoint, have been considered.

Введение. Вопросы электродинамического описания геосреды, его роль и значение для конструирования зондирующих систем и методики их практического применения имеют сравнительно давнюю историю и весьма обширную

литературу [см., например, Светов, 2008; Шуман, 2010, 2012б, в; Шуман, Савин, 2011]. Классический подход (парадигма пассивного континуума): электромагнитные явления обычно выражаются и трактуются на основе "языка" ус-

редненных характеристик сплошной среды (удельная электропроводность, диэлектрическая и магнитная проницаемости) и сплошного усредненного поля. Разумеется, в определенном масштабе геосреда (геоматериал) может и должна рассматриваться конструктивно в рамках модели континуума и концепции эффективной гомогенизации. В рамках такого подхода можно рационально ввести определение ее физических параметров, в том числе и электромагнитных. Однако при исчерпывающем описании реальных объектов в земной коре проблема может оказаться весьма сложной. В частности, сегодня существует достаточно весомых оснований и новых задач, свидетельствующих о том, что среда не может больше рассматриваться в качестве континуума — ей оказалась присуща самоподобная структура. В этом случае континуальные модели должны выступать частным случаем моделей со структурой. Следует также учитывать возможности различного физического содержания электромагнитных процессов на разных уровнях геометрически самоподобной структуры (блоковой системы). В результате не удастся отразить имеющуюся эмпирику на одинаково разделяемой всеми аксиоматике. В итоге явно ощущается недостаточность традиционных геоэлектрических моделей, касающихся геосреды, хотя, как известно, сама по себе теория электромагнитных процессов в ней и ее электродинамическое описание богаты глубокими результатами и развитым теоретическим аппаратом. В частности, стало очевидным, что достаточно подробное описание процессов генерации и распространения электромагнитных возмущений, их взаимодействия со средой, физических основ электромагнитного воздействия на процесс разрушения геоматериалов земной коры невозможно или сильно ограничено формулами, полученными на основе представлений об электромагнитном отклике в пространстве целочисленной меры и гладких функций.

Идеи об активной роли геосреды как открытой нелинейной системы с множеством самоорганизующихся структур позволяют поновому подойти к этим проблемам. Методы и принципы нелинейной динамики являются важным и эффективным направлением ее исследований. Неравновесность, нелинейность, неустойчивость, реальная структура геосреды — вот те основные положения, которые, по нашему мнению, являются ключевыми при рассмотрении упомянутых задач.

Очевидно, новые представления о геосреде требуют пересмотра математических, в том числе электродинамических, моделей ее описания. С этой точки зрения применение в геоэлектрике идей масштабной инвариантности (скейлинга) и разделов математического анализа, связанных с теорией множеств, дробной размерности, теории динамических систем открывает дополнительные возможности и перспективы развития электромагнитных зондирующих систем, а фракталы, быть может, дают самые естественные подходы к описанию ее электродинамических свойств. Ясно также, что электродинамика такой самоподобной самоорганизующейся структуры (геосреды) оказывается тесно связанной с ее механикой, флюидодинамикой и термодинамикой. Однако отказ от усреднения полей и свойств на физически бесконечно малых объемах приводит к существенной и неформальной перестройке всей схемы описания электромагнитных полей в материальной среде, а введение дробной меры и скейлинговых инвариантов вызывает необходимость работы преимущественно со степенными фрактальными распределениями [Зосимов, Лямшев, 1995; Болотов, 2002; Тарасов, 2009; Шуман, 2012б]. Очевидно, весьма сложно и проблематично построить или представить себе модель геосреды, одинаково пригодную для описания всего спектра колебаний, распространяющихся или генерируемых в ней, хотя в разное время и появлялось несколько вселяющих энтузиазм моделей [Лукк и др., 1996; Шуман, 2010, 2012а; Шуман, Савин, 2011]. Нетрудно понять, что степень обобщенности такой точки зрения весьма высока.

Ниже попытаемся дать по возможности краткий обзор результатов, полученных различными авторами в этой области исследований, сформулировать некоторые актуальные проблемы современной геоэлектродинамики и обсудить возможные подходы к их решению. К их числу могут быть отнесены вопросы исследования реакции геосреды на внешние энерговодействия, в частности ее облучение мощными электромагнитными импульсами, определения плотности диссипируемой энергии, балансных уравнений для энергии и импульса, теории электромагнитных полей в диэлектрических средах, диэлектрическая восприимчивость которых подчиняется дробно-степенному закону в широкой области частот, некоторых положений нетеплового действия электромагнитных полей на материальные среды. Разумеется, ввиду многоаспектности отмеченных проблем нас будет

интересовать только их принципиальные, ключевые элементы, которые до настоящего времени все еще продолжают оставаться предметом дискуссий и обсуждений [Давидович, 2010; Сидоренков, 2007]. Очевидно, к их числу могут быть также отнесены электромагнитно-акустические и акустоэлектромагнитные преобразования в скин-слое источника поля [Каганов, Васильев, 1993; Шуман, 2012 г], физические механизмы генерации и распространения электромагнитных сигналов литосферного происхождения [Гульельми, 2007; Шуман, 2012 б, в]. Элементам анализа физической стороны этих вопросов, все еще остающихся уязвимыми для критики со стороны многих профессионалов и зачастую остающихся, так сказать, "за кадром", и посвятим дальнейшее изложение.

Разумеется, трудности понимания и истолкования состоят, прежде всего, в сложности исследуемых систем и в многофакторности действия физических полей на неоднородные и изменчивые среды.

Геосреда: некоторые свойства и модели.

Говоря об электромагнитном отклике геосреды на внешние энергетические воздействия, прежде всего необходимо учитывать ее свойства, имеющие ключевое значение для понимания физических процессов и механизмов, до сих пор остающихся недостаточно осмысленными или известными.

Как результат обобщения многолетних экспериментальных исследований физических свойств горных пород в их исключительно широком петрографическом и фациальном разнообразии, физических характеристик и термодинамических условий в 80-х годах прошлого века произошел перелом в понимании определяющих свойств геосреды как открытой неравновесной диссипативной динамической системы, нелинейной, активной, энергетически насыщенной, с непрерывно изменяющимися параметрами. В ней постоянно идут необратимые диссипативные процессы (диффузия, химические реакции, фазовые переходы), существуют комплексы нелинейных взаимодействий между физическими полями, структурами и подсистемами [Николаев, 2002; Садовский и др., 1987; Садовский, 2004; Гуфельд, 2007, 2013; Геншафт, 2009]. При этом сама геосистема является иерархией подсистем. Протекающие в ней процессы имеют кооперативный (коллективный) характер, а "мотором" всей геодинамики является тепловой поток из земных недр, обусловленный и диффузией легких газов (водород, гелий).

Появление колебательных движений — одна из форм диссипации энергии. Спектр колебаний характеризует меру энергонасыщенности геосистемы.

Как показано во многих работах, диссипативные твердотельные структуры, самоорганизующиеся в открытых системах рассматриваемого типа (пятна самоорганизации), фрактальны. Фрактальная структура и "шум мерцания" являются соответственно "пространственными и временными срезами", "отпечатками" самоорганизованной критичности [Бак, Чен, 1991]. Как известно, один из наиболее содержательных подходов к фрактальному анализу процессов опирается на предположение о том, что процесс порождается динамической системой конечной размерности с хаотическим поведением [Зосимов, Лямшев, 1995]. Понятие фрактала тесно связано с хаосом в динамической системе, причем образ хаоса в фазовом пространстве системы — странный аттрактор — представляет собой фрактал. Фрактальные системы, как правило, обладают более высокими удельными излучательными параметрами, чем континуальные среды, при этом обратные степенные законы в спектре излучений связаны с фрактальными свойствами реальных систем. Ключевая роль здесь принадлежит флуктуационно-диссипативной теореме статфизики, связывающей спонтанные флуктуации параметров системы с ее диссипативными свойствами [Ильинский, Келдыш, 1989; Кадомцев, 1994].

Как известно [Кадомцев, 1994; Фрадков, 2005], у открытых систем с диссипацией фазовое пространство можно упрощенно представить разделенным на области притяжения к различным аттракторам. Далее, что существенно, в сложных открытых физических системах могут проявляться тенденции к их дифференциации, расчленения на информационные и динамические подсистемы, причем информационные аспекты их поведения и развития выходят на первый план, в то время как динамика создает лишь основу для информационного развития [Кадомцев, 1994, с. 524]. В частности, те структурные элементы, которые могут сильно влиять на динамику и поведение системы относительно малыми возмущениями (сигналами), предпочтительно выделить в структуру управления. Такие системы принято называть системами с информационным поведением [Кадомцев, 1994]. Очевидно, это является как раз тем принципиальным моментом, которым следует дополнить имеющиеся модельные представления о геосре-

де как активной нелинейной динамической системе. В этом случае, как известно, для информационного поведения систем такого рода наиболее важной является структурная сложность и структурная иерархия, чем иерархия элементарных уровней. При этом благодаря бифуркации динамических переменных вблизи точек ветвления в геосреде появляется возможность ее свободного развития, реализующего в структурном усложнении и развитии ее составных элементов и структур. В конечном итоге динамическое поведение геосреды и ее развитие в существенной степени начинают определяться ее информационной, управляющей компонентой, включая и информационное отношение к внешнему миру.

Новые постановки задач потребовали введения новых понятий (индекс возбудимости и др.) и привели к описанию новых эффектов (резонанс с обратной связью, возникающий при подаче внешнего возмущения, меняющего свой характер в течение процесса). Кроме того, идеи о самоорганизации и образовании диссипативных структур в открытых системах оказались очень плодотворными с точки зрения того, чтобы перебросить мост между физикой, геофизикой и геологией [Климонтович, 1999]. Такой подход, в частности, дает ключ к объединению таких эффектов, как виброиндуцированный резонанс, стохастический резонанс, шумоиндуцированные переходы, синхронизация под действием внешних сил (авторезонанс) [Фрадков, 2005, с. 118]. На смену однозначности приходит множество путей развития системы, поведения ее объектов, а ограниченная точность в описании системы имеет принципиальное значение.

Примечательно, что с физической точки зрения важны, в первую очередь, грубые, существенные свойства системы, сохраняющиеся при малых возмущениях и, следовательно, являющихся наблюдаемыми [Лоскутов, 2010]. Слабый хаос стабилизирует колебательные процессы. Отклик нелинейной системы на слабое внешнее воздействие усиливается с ростом интенсивности шума в ней. Слабый шум не оказывает ощутимого влияния на поведение системы, пока параметры далеки от точки бифуркации.

Заметим далее, что методы анализа поведения сложных динамических систем, к числу которых относится и геосреда, разработанные в последнее годы в области нелинейной динамики, позволяют, в частности, различать систе-

мы с разным типом устойчивости и в общих чертах прогнозировать ее состояние при внешних воздействиях [Кляцкин, 2009; Турунтаев и др., 2012]. Другой аспект проблемы — нарастание мягких (низкочастотных) мод (пульсаций) в условиях близости параметров системы к точке бифуркации стационарного режима — является универсальным [Руманов, 2013]. Иначе говоря, судить о приближении к бифуркации рассматриваемой системы можно заранее по нарастанию низкочастотных колебаний в спектре ее шумов (сейсмоакустических, электромагнитных и др.).

Из изложенного ясно, что весьма трудно построить физико-математическую модель геосреды и происходящих в ней процессов, которая была бы одновременно и реалистичной, и поддающейся теоретическому анализу. Очевидно также, что понимание упомянутых проблем и процессов, а также реализация понимания требует времени и усилий.

О моделировании взаимодействия электромагнитного поля с материальной средой.

Начнем с описания электромагнитных явлений, которые могут быть выражены на основе усредненных характеристик сплошной среды и сплошного усредненного поля. Как известно [Ландау, Лифшиц, 1959; Бредов и др., 1985; Ильинский, Келдыш, 1989], при описании процесса взаимодействия электромагнитного поля с материальной средой исходной является система уравнений Максвелла, которая может быть получена непосредственно после усреднения по статистическому ансамблю микроскопических уравнений Максвелла, справедливых всегда, когда справедлива сама классическая теория поля. Заметим в этой связи, что любая осмысленная физическая теория может и должна оперировать лишь с усредненными по флуктуациям значениями полей и их корреляций в различных пространственно-временных точках или же с распределением вероятностей для их различных конфигураций.

Известно, что макроскопические уравнения Максвелла в среде могут быть записаны в разных формах. В первую очередь это обусловлено способом определения индуцированных в среде токов. В частности, если ввести в рассмотрение полную электрическую индукцию

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + 4\pi \mathbf{P}(\mathbf{r}, t),$$

которая учитывает все эффекты движения зарядов и токи намагничивания, а поляризация

$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) dt$ включает в себя весь индуцированный ток без разделения на отдельные компоненты, приходим к системе уравнений Максвелла в среде, записанной в форме Ландау — Лифшица (ЛЛ-форма), связывающих между собой три поля \mathbf{D} , \mathbf{E} и \mathbf{B} :

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 4\pi \rho_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t).$$

Здесь введены сторонние токи $\mathbf{j}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ и заряды $\rho_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$, связанные уравнением непрерывности. Система (1) неполная и для ее замыкания необходимо ввести материальные уравнения, связывающие \mathbf{P} или \mathbf{D} с \mathbf{E} . В общем случае эти связи носят нелокальный характер.

Для гармонического во времени поля (зависящего от времени как $e^{-i\omega t}$) общая форма линейного материального уравнения, как известно, имеет вид:

$$D_i^{\Lambda\Lambda}(\omega, \mathbf{r}) = \int \varepsilon_{ij}^{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) E_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) dv'.$$

В случае трансляционно-инвариантной бесконечной среды вводится тензор диэлектрической проницаемости, зависящий от частоты ω и волнового вектора \mathbf{k} :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij}^{\Lambda\Lambda}(\mathbf{k}, \omega) &= \int_0^\infty dr \int d(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \times \\ &\times \left\{ \varepsilon_{ij}^{\Lambda\Lambda} \left(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \tau e^{-i\omega\tau - i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \right) \right\}. \end{aligned}$$

Зависимость $\varepsilon_{ij}^{\Lambda\Lambda}$ от \mathbf{k} и дала эффектам, связанным с нелокальностью материальных уравнений, название пространственной дисперсии.

Существенный аспект проблемы — форма записи уравнений Максвелла, предложенная Ландау — Лифшицем для описания сред с пространственной дисперсией в случае наличия границы раздела — требует введения дополнительного материального уравнения для поверх-

ностного тока, причем это уравнение не является дополнительным граничным условием, а выступает в качестве замены обычных максвелловских условий непрерывности тангенциальных составляющих полей [Агранович, Гинзбург, 1979; Виноградов, 2002]. В итоге обнаруживается два различных физических явления: появление тока поляризации \mathbf{j} и связанного заряда ρ в однородной толще материальной среды и поверхностного тока поляризации \mathbf{i} и поверхностной плотности связанных зарядов $\sigma_{\text{пов}}$, возникающих вблизи границы раздела сред. Это указывает на необходимость введения двух материальных уравнений: одного для обобщенной индукции \mathbf{D} в толще среды, а другого для поверхностного тока поляризации [Агранович, Гинзбург, 1979].

В рамках принятого феноменологического подхода описания эти дополнительные условия должны линейным образом связывать между собой векторы \mathbf{E}_τ и $\mathbf{D}_\tau^{\Lambda\Lambda}$ на границе раздела, т. е. можно записать

$$D_i^{\Lambda\Lambda}(0) + f_{ij} E_j(0) = 0,$$

где f_{ij} — некоторый тензор. Аргумент у $D_i^{\Lambda\Lambda}(0)$ и $E_j(0)$ указывает на то, что значения полей берутся на границе раздела.

Согласно [Агранович, Гинзбург, 1979], установление связи между материальными тензорами, характеризующими индукцию $D^{\Lambda\Lambda}$ в толще среды и приповерхностную неоднородность диэлектрической проницаемости, является одной из важнейших задач электродинамики материальных сред.

Обратим внимание на важное обстоятельство — максвелловские граничные условия не являются следствием интегральной формы уравнений Максвелла. В то же время использование каких-либо граничных условий означает, что тем самым определяется метод измерения полей внутри среды, а заодно, и физический смысл полей \mathbf{E} и \mathbf{B} [Виноградов, 2002].

Если же удобнее и целесообразнее разделить наведенные токи на ток свободных носителей, ток поляризации связанных зарядов и вихревой ток намагничения, то обычно вводятся другие по смыслу векторы электрической индукции $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + 4\pi \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ и напряженности магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - 4\pi \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. При этом в поляризации среды $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ можно учесть вклад токов свободных и связанных носителей заряда. Тогда вектор намагниченности среды $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$

будет определять вихревые токи. В итоге система уравнений Максвелла в среде будет выглядеть следующим образом (форма Казимира или К-форма):

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 4\pi \rho_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t), \quad \operatorname{div} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0.$$

В отличие от системы (1), эта система содержит четыре вектора: \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{H} и \mathbf{B} . В итоге она также оказывается незамкнутой и ее необходимо дополнить уравнениями, устанавливающими дополнительные связи между векторами. В общем случае материальные уравнения представляют собой интегральные операторы по пространству и времени (в фурье-компонентах — функции круговой частоты и волнового вектора \mathbf{k} ; в этом случае это комплексные феноменологические параметры). Для стандартной модели сплошной среды они однозначно определяются для физически бесконечно малых объемов и не зависят от рассматриваемого объема.

Приведенные соотношения и являются фундаментом классической электродинамики материальных сред, которая, в свою очередь, составляет теоретическую основу большинства методов геоэлектрики.

Разумеется, обе формулы, (1) и (2), должны давать эквивалентное описание электромагнитных явлений. При этом граничные условия и материальные уравнения должны быть сформулированы в соответствии с конкретными особенностями задачи и моделью среды [Бредов и др., 1985; Виноградов, 2002]. Однако ряд авторов рассматривают К-форму (2) как наиболее общую, обосновывая такую точку зрения тем обстоятельством, что К-форма записи уравнений Максвелла инвариантна относительно преобразования Сердюкова — Федорова [Виноградов, 2002]. ЛЛ-форма не обладает таким свойством.

Напомним, что использование К-формы материальных уравнений возможно, если в элементарном объеме усреднения индуцированный в нем ток можно разделить на средний, вихревой и седловинный. Тогда с учетом того факта, что любое векторное поле J_i может быть представлено в форме [Виноградов, 2002]

$$J_i = c e_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2c} e_{klm} x_l J_m \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{1}{2} (x_i J_k + x_k J_i) - x_i \frac{\partial}{\partial x_k} J_k \right],$$

индуцированный макроскопический ток \mathbf{J} запишется в виде

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} - \left[\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} \right] + c [\nabla \times \mathbf{M}], \quad (3)$$

где \mathbf{P} , \mathbf{Q} — макроскопические плотности электрического и электрического квадрупольного моментов, \mathbf{M} — макроскопическая плотность магнитного дипольного момента. При этом ток поляризации $\partial \mathbf{P} / \partial t$ равен среднему от индуцированного в элементе объема тока, ток намагничения $c (\nabla \times \mathbf{M})$ включает в себя все микроскопические токи, замыкающиеся в объеме усреднения, а квадрупольная часть тока

$\left[\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} \right]$ включает оставшуюся часть инду-

цированных токов. Эти величины (\mathbf{P} , \mathbf{Q} и \mathbf{M}) определяются по стандартным формулам для электрического дипольного, электрического квадрупольного и магнитного дипольного моментов относительно центра объема на каждом масштабе усреднения [Джексон, 1965; Виноградов, 2002]. Способ определения полей при этом связан с определением граничных условий: предположив, что максвелловские граничные условия выполняются, мы имеем метод измерения всех полей. Справедливость самих максвелловских граничных условий может быть доказана только экспериментально или микроскопической теорией, описывающей структуру переходного (граничного) слоя. Обратная процедура — постулирование физического смысла полей, входящих в уравнения, а затем вывод граничных условий — весьма проблематична [Виноградов, 2002].

Далее, вводя магнитное поле \mathbf{H} и магнитную проницаемость μ

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{M}, \quad B = \mu \mathbf{H},$$

а также электрическое смещение

$$\mathbf{D}^k = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P} - 4\pi [\nabla \mathbf{Q}], \quad (4)$$

в конечном счете и получаем уравнения Максвелла в форме Казимира [Джексон, 1965; Виноградов, 2002].

Заметим, что в рамках формы Казимира соотношение между макроскопическими плотностями моментов и макроскопическими полями также в общем случае может быть нелокальным.

Таким образом, как следует из (4), при достаточно сложной молекулярной структуре вещества его свойства не всегда можно достаточно полно описать, рассматривая лишь распределения зарядов, токов, а также электрические и магнитные дипольные моменты. В некоторых случаях, вообще говоря, необходимо также рассматривать распределение квадруполь, состоящих, как известно, из двух близкорасположенных и антипараллельных электрических или магнитных дипольных моментов. Но, к счастью, для подавляющего большинства задач радиофизики и геоэлектрики, связанных с размещением антенн в поглощающей среде или над нею, учет лишь дипольных моментов дает хорошее приближение [Кинг, Смит, 1984]. В итоге математическая модель среды, представляющая только суперпозицию положительных и отрицательных зарядов электрических и магнитных дипольных моментов, оказывается весьма эффективной.

Приведенные соотношения дают достаточно общую картину процессов взаимодействия среды и поля. Однако в последние годы возрастает интерес к некоторым частным его проявлениям и вопросам, нуждающимся в более углубленном и детальном рассмотрении или конкретизации. В частности, применительно к геосреде имеются весомые предпосылки рассматривать ее в виде некоторого фонового скелета, обладающего диэлектрическими и проводящими свойствами и плазмopodobного включения, состоящего из многочастичной электронно-ионной фракции (или жидкости), находящейся в подмагничивающем поле H_0 земного ядра. В ней одновременно присутствуют и свободно движущиеся заряды, и связанные заряды, совершающие колебательные и вращательные движения [Шуман, Савин, 2011].

Как известно, наиболее общим при изучении процесса взаимодействия электромагнитного излучения и плазмopodobных образований, включая и среды с плазменным компонентом, является метод кинетического уравнения, использующий функцию пространственно-временного распределения частиц [Бредов и др., 1985]. В этом случае явление скин-эффекта, составляющее физическую основу электромагнитных зондирующих систем, может быть сформулировано (по крайней мере,

в некотором диапазоне частот) как отклик электронно-ионного газа в фоновой среде на внешнее переменное электромагнитное поле. Заметим также, что в последнее время распространение электромагнитных волн в плазме и средах с плазменным компонентом обычно изучается с помощью другого подхода, основанного на использовании комплексной диэлектрической проницаемости. Однако в этом случае для получения явного выражения для тензора диэлектрической проницаемости необходимо определить движение электронов, ионов и нейтральных молекул плазмы в переменном электрическом и подмагничивающем H_0 полях. Исходными уравнениями, как и в упомянутом случае, являются уравнения Максвелла и кинетические уравнения для электронов, ионов и молекул [Бредов и др., 1985]. К сожалению, однако, проблема интегрирования уравнений движения при этом может быть решена явно лишь в некоторых частных, исключительных, случаях.

Кратко коснемся теперь вопросов электродинамики фрактальных сред. Как известно, в ее основе лежит фундаментальное понятие фрактала или мультифрактала. К фрактальным структурам, как уже упоминалось, обычно относятся фрактальные кластеры поверхности, перколяционные кластеры и другие образования, наблюдаемые в эксперименте [Болотов, 2002]. Предложено несколько подходов к построению ее математического аппарата. В частности, в одном из них вводится в рассмотрение дробное интегродифференцирование [Нигматуллин, 1992; Потапов, 2009]. Другой опирается на структуру множества Кантора и пространства с дробной размерностью Хаусдорфа — Бизиковича и используется аппарат обобщенных функций [Болотов, 2002].

Трудности электродинамического описания фрактальных сред обусловлены, прежде всего, зависимостью их макроскопических параметров от рассматриваемого объема усреднения, что делает невозможным применение стандартных методик и моделей. Кроме того, собственно определение хаусдорфовой размерности, требующее предельного перехода к бесконечно малым объемам, невозможно использовать в физических измерениях [Зосимов, Лямшев, 1995]. Поэтому содержательное с точки зрения физики определение фрактала включает свойство самоподобия (скейлинга). Проблема описания таких сред решается тогда введением макроскопических величин, зависящих от масштаба усреднения [Зосимов, Лямшев, 1995]. Однако в связи с необ-

ходимостью усреднения по "физически бесконечно малым" фрактальным элементам объема последовательное определение диэлектрической и магнитной проницаемостей подразумевает однозначное разбиение индуцированного в среде тока на части, одна из которых ответственна за электрическую, а другая — за магнитную [Бредов и др., 1985; Виноградов, 2002]. Но здесь можно столкнуться с ситуацией, когда ток в некоторой точке среды может давать вклад в электрическую поляризацию на одном масштабе усреднения и в намагничивание в другом [Виноградов, 2002]. Измерения ϵ , μ и σ , проводимые с фрагментами фрактальной структуры разного размера, дадут разные результаты. В этом смысле вопрос о многообразии материальных уравнений для сред с фрактальной структурой в значительной степени остается открытым. Тем не менее, к настоящему времени в рамках электродинамики фрактальных сред получен ряд фундаментальных результатов. Решение уравнений электродинамики таких сред, как оказалось, отличаются исключительным разнообразием, множеством форм и особенностей [Болотов, 2002; Боголюбов и др., 2009; Потапов, 2009; Тарасов, 2011]. В частности, получен новый тип уравнений, описывающих поведение электромагнитных полей во фрактальных средах, получивших название диффузионно-волновых с изменяющимся типом. В качестве другого примера можно указать на анализ переходного рассеяния диссипативного всплеска диэлектрической проницаемости при его падении на покоящиеся заряды, сгустки зарядов или диполей, важного с точки зрения геофизических приложений [Шуман, 2012а].

В заключение заметим, что дробное интегродифференциальное исчисление позволяет учесть эффекты пространственной и временной нелокальности процесса в качестве единого математического формализма.

О воздействии на геосреду электромагнитных полей. Коснемся теперь другой стороны проблемы геоэлектродинамики, интерес к которой в последние годы заметно возрос в связи с изучением влияния мощных электромагнитных полей (МГД-генераторы, магнитные бури) на деформационные процессы в земной коре с целью плавного снятия или перераспределения тектонических напряжений в ней (см., например, [Тарасов и др., 1995; Тарасов, 1997; Авагимов и др., 2005; Гуфельд, 2007; Богомол, 2012 и цитируемую там литературу]). При этом отклик геосреды на действие этих источ-

ников связывают обычно с активизацией режима слабой сейсмичности.

Широкий спектр электромагнитных эффектов, сопровождающих деформации и разрушение твердых тел, приведен в монографии [Сурков, 2000]. Отмечается, что на фронте ударной взрывной волны, распространяющейся в твердом диэлектрике, возникает скачок электрического потенциала, который ассоциируется с эффектом ударной поляризации. Предполагается, что разделение зарядов на фронте ударной волны обусловлено различной подвижностью дефектов структуры. При этом электрические поля возникают вблизи пор и трещин, где деформации среды велики. Процесс закрытия (схлопывания) пор в ударной волне сопровождается увеличением плотности заряда, накапливающегося на поверхностях пор, или трещин, что, в свою очередь, ведет к локальному пробое диэлектрика.

Для выяснения механизмов упомянутых электромагнитных эффектов и выяснения их физической природы выполнен большой объем лабораторных исследований поведения образцов горных пород кристаллической и аморфной структуры, находящихся под давлением и вибровоздействием (ИФЗ РАН, ОИВТ РАН, Научная станция РАН (Бишкек) и др.). При экспериментальных исследованиях на образцах горных пород основной упор был сделан на обнаружении откликов в акустической эмиссии, связанной с трещинообразованием, на тестовые воздействия вибраций и электромагнитных импульсных воздействий, их влияния на процесс разрушения нагруженных образцов [Богомол, 2012].

В Институте кристаллографии РАН обнаружен эффект возрастания микропластичности при деформировании ионных кристаллов в скрещенных электрическом и магнитном полях, установлено их влияние на ориентацию плоскости макротрещин в образцах из ионных кристаллов [Гохберг и др., 1988].

Удивительно, но упомянутый эффект возрастания микропластичности имеет исключительное простое физическое толкование: если иметь дело с наложением электрического и магнитного статических полей, векторы которых взаимно перпендикулярны, то такое поле является носителем момента количества движения [Скобельцын, 1973].

В итоге к настоящему времени имеется обширный набор моделей, описывающих, по крайней мере качественно, влияние электромагнит-

ных полей как на одиночные трещины, так и на поведение их ансамбля. Однако не создано общей модели возбуждения отклика акустической эмиссии на электромагнитное воздействие, объединяющей теоретические подходы и лабораторный эксперимент. Остается также открытым вопрос о возможности переноса экспериментальных, лабораторных данных на реальную геосреду, в частности для описания воздействия электромагнитного поля на напряженно-деформированное состояние земной коры. Следует также признать: несмотря на предпринятые усилия по изучению реакции геосреды на энерговоздействия, в частности ее облучения мощными электромагнитными импульсами, оно сдерживается концептуально, поскольку общей теории такого воздействия пока нет, а имеющиеся подходы и дискуссии по этому вопросу, скрывающиеся зачастую под размытым, неопределенным, но популярным термином "триггерное воздействие электромагнитного излучения" [Соболев и др., 2011; Богомолов, 2012], носят ограниченный и фрагментарный характер. (На проблематичность буквального переноса смысла этого термина на реальные объекты, в частности геосреду, указывал И. Л. Гуфельд [Гуфельд, 2007], однако это замечание осталось, по существу, незамеченным.)

Попытки определенной конкретизации физики процесса за счет выделяемого в среде в результате такого воздействия тепла [Файнберг и др., 2004] или предположения о пондемоторном (механическом) воздействии возбуждаемых токов на геосреду (земную кору) [Авагимов и др., 2005] также нуждаются в обосновании и детализации.

Очевидно, в этой связи имеет смысл остановиться более подробно на некоторых старых вопросах электродинамики материальных сред, связанных с определением плотностей диссипируемой в них энергии электромагнитного поля, балансных уравнений для энергии и импульса, физических основ нетеплового действия электромагнитных полей на материальные среды.

Разумеется, как уже отмечалось, нас будет интересовать лишь принципиальная сторона этих вопросов, которые все еще продолжают оставаться предметом дискуссий [Гинзбург, 1973; Давидович, 2010]. Кажется очевидным, что необходимая физическая общность рассмотрения может быть достигнута в классическом смысле на основе К-формы уравнений Максвелла (2) в материальной среде.

Балансные уравнения для энергии и импульса. Умножая скалярно каждое из уравнений системы (2) на вектор другого поля, сложив результаты и используя векторное тождество

$$\mathbf{a} (\nabla \times \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \times \mathbf{a}) = -\nabla (\mathbf{a} \times \mathbf{b}),$$

традиционным путем получим

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = \\ = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (5)$$

где ∇ — оператор Гамильтона, $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ — вектор Пойнтинга. Правая часть равенства (5) — это плотность мощности, затрачиваемая внешними источниками на создание поля.

Далее, следуя [Давидович, 2010], запишем равенство (5) в форме, характерной для уравнения баланса:

$$\begin{aligned} \nabla \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial W(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \\ = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{J}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (6)$$

Первое слагаемое справа в уравнении (6) — это плотность вытекающего потока мощности поля, а второе — плотность накапливаемой мощности поля и вещества. Для подсчета затраченной работы эту величину необходимо проинтегрировать:

$$\begin{aligned} W(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \int_0^t \left[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t')}{\partial t} + \right. \\ \left. + \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t')}{\partial t} \right] dt. \end{aligned} \quad (7)$$

Согласно работе [Давидович, 2010], именно эту величину, а не $\frac{1}{c} \left[\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right]$, как это обычно принято считать, следует отождествлять с $W(\mathbf{r}, t)$.

Важно подчеркнуть, что определяемая согласно (7) энергия, затраченная на создание поля и изменение импульса вещества, зависит от предыстории процесса. При этом диссипация энергии связана не только с проводи-

мостью среды, но и с запаздыванием ее поляризации.

Остановимся далее на рассмотрении уравнения баланса импульса, вывод которого менее известен [Гинзбург, 1973]. Умножая первое уравнение системы (2) слева векторно на $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$, а второе — на $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ и складывая результат, запишем

$$\begin{aligned} & \mathbf{V}(\mathbf{r}, t) \times \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) \times \\ & \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{V}(\mathbf{r}, t)] = (8) \\ & = \frac{4\pi}{c} [\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{J}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)] = \mathbf{F}_{\text{Лор}}(\mathbf{r}, t), \end{aligned}$$

где $\mathbf{F}_{\text{Лор}}(\mathbf{r}, t)$ — сила Лоренца, действующая на сторонние токи, т. е. сила, затрачиваемая сторонними источниками на создание импульса поля и вещества; второе слагаемое в левой части (8) — производная плотности импульса системы поле—вещество по времени.

Ясно, что передача импульса веществу производится посредством токов поляризации.

Обратим еще раз внимание на нестационарный характер балансных уравнений (6), (8), в то время как современная электродинамика все еще основывается преимущественно на теоретических методах и подходах, разработанных для анализа квазигармоничных электромагнитных полей. Далее, в электродинамической теории существуют два подхода или формализма — полевой и потенциальный. Последний подразделяется на трехмерный и четырехмерный (четырёхвекторный) [Бредов и др., 1985; Грицунов, 2008]. Сегодня чаще всего используется полевой формализм, в котором напряженность электрического и индукция магнитного поля являются силовыми характеристиками взаимодействия зарядов. Потенциальный четырехмерный, будучи энергетической характеристикой электромагнитных взаимодействий, применяется в более ограниченном масштабе. Любопытно, что ни полевой, ни четырехмерный потенциальный формализмы, вообще говоря, не являются вполне самодостаточными: с одной стороны, вклад в объемную плотность четырехвектора энергии импульса вносят электрическое и магнитное поля, а с другой, — в функции Лагранжа для системы заряженных частиц изначально представлены потенциалы [Грицунов, 2008].

Об электродинамике нетепловых процессов в материальных средах. Начнем с изложения и анализа основ электродинамики не-

тепловых процессов в средах, предложенной в работе [Сидоренков, 2007], последовательно, по его мнению, описывающей электрическую и магнитную поляризацию среды, передачу ей момента электромагнитного импульса, влияния электромагнитных полей на ее физико-механические свойства.

Отличительная особенность предлагаемого подхода, ограниченного классом сред с локальной электронейтральностью и с простейшими материальными уравнениями $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{V} = \mu \mathbf{H}$, $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, состоит в нетрадиционной трактовке векторных потенциалов электрического и магнитного типа и рассмотрении, наряду с электромагнитным полем с компонентами \mathbf{E} и \mathbf{H} , электрического поля с компонентами \mathbf{E} и \mathbf{A}^e , магнитного с компонентами \mathbf{H} и \mathbf{A}^m , поля электромагнитного векторного потенциала с компонентами \mathbf{A}^e и \mathbf{A}^m , где \mathbf{A}^e и \mathbf{A}^m — электрический и магнитный векторные потенциалы:

$$\begin{aligned} & \mathbf{V} = \text{rot } \mathbf{A}^m, \quad \mathbf{D} = \text{rot } \mathbf{A}^e, \quad \text{div}(\epsilon \mathbf{A}^m) = 0, \\ & \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}^{m'}}{\partial t}, \quad \mathbf{H} = \frac{\sigma}{\epsilon} \mathbf{A}^e + \frac{\partial \mathbf{A}^e}{\partial t}, \quad (9) \\ & \text{div}(\mu \mathbf{A}^e) = 0. \end{aligned}$$

По мнению автора [Сидоренков, 2007], соотношения (9) фундаментальны и перспективны с точки зрения физической интерпретации поля электромагнитного векторного потенциала. Система (9) описывает вихревое векторное поле в виде совокупности функционально связанных между собой четырех вихрево-полевых компонент \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{A}^m , \mathbf{A}^e , которые автором названы реальным электромагнитным полем [Сидоренков, 2011]. Однако, соглашаясь с оригинальностью такого подхода, он вызывает определенные сомнения и опасения. В частности, автор совершенно не касается физического смысла полей в конденсированной среде, фигурирующих в (9), а мнение автора о безуспешности описания с помощью уравнений Максвелла переноса в пространстве момента электромагнитного импульса не соответствует действительности [Давидович, 2010]. К примеру, показано, что так называемая К-форма уровней Максвелла в принципе позволяет решить любую электромагнитную задачу [Виноградов, 2002]. Можно привести и более частные замечания.

Как следует из стандартных определений, одним и тем же напряженностям электромаг-

нитного поля \mathbf{E} и \mathbf{B} соответствует широкий класс потенциалов. Действительно, векторный потенциал $\mathbf{A}'_m = \mathbf{A}^m - \text{grad } \chi$, где χ — произвольная скалярная функция, не изменяющая значение вектора $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}'_m = \text{rot } \mathbf{A}^m$. Чтобы при таком преобразовании не претерпел изменений и вектор \mathbf{E} , необходимо положить

$$\phi' = \phi + \frac{1}{c} \frac{\partial \chi}{\partial t}.$$

Иначе говоря, векторный потенциал определен с точностью до градиента, а скалярный — с точностью до производной по времени от произвольной непрерывной функции координат и времени χ . Этим произволом можно воспользоваться для упрощения уравнений, которым должны удовлетворять векторный и скалярный потенциалы, связав их дополнительным соотношением (калибровки Кулона и Лоренца).

При задании калибровки потенциалов условием $\phi = 0$ уравнения Максвелла могут быть представлены в форме

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \frac{\mathbf{D}}{\epsilon}, \\ \text{div} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = -\frac{4\pi\rho c}{\epsilon}, \\ \text{rot rot } \mathbf{A} + \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{4\pi\mu}{c} \mathbf{J}, \end{aligned} \quad (10)$$

где ρ — плотность свободных зарядов, ϵ и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости.

Согласно работе [Morse, Feshbach, 1953], такая калибровка предпочтительна и удобна при отсутствии свободных зарядов. В частности, она приводит к "правильному" виду плотности энергии и плотности потока энергии.

Заметим, что последнее уравнение в (10) — это уравнение Лагранжа — Эйлера. При этом интенсивность поля

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}],$$

а его импульс

$$\mathbf{P} = -\frac{\epsilon}{4\pi} \nabla \cdot \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}.$$

Однако такое рассмотрение не является исчерпывающим. Так, при решении краевых задач электродинамики анизотропных сред появляется необходимость введения "потенци-

алов нулевого поля", не устранимых калибровочными преобразованиями и необходимых для удовлетворения граничных условий [Тихонов, 1959; Четаев, 1962].

Очевидно, имеются весоые основания рассматривать векторный потенциал в качестве физической переменной, имеющей фундаментальный характер [Арнольд, 2004]. Однако и здесь следует согласиться с автором [Сидоренков, 2007, 2011], электромагнитное воздействие на твердые тела не сводится только к их нагреву: дефекты их структуры, определяющие механические свойства материалов, обладают электрическими зарядами и реагируют на приложенное к ним электромагнитное поле или протекание тока.

Как известно, феномен нетеплового действия электромагнитных полей на свойства материальных сред нашел широкое применение в технологиях обработки металлов [Спицын, Троицкий, 1985]. Это — электропластический и магнитоластический эффекты [Зуев, 1998].

В соответствии с реакцией твердых тел на электрические поля существует две разновидности электропластического эффекта, характерные для диэлектриков и проводников. В частности, кристаллы диэлектриков содержат различные заряженные точечные и линейные дефекты (дислокации), что делает их чувствительными к электрическому полю. Оно может действовать на них силой Кулона, пропорциональной величине электрического заряда. Очевидно, эта сила невелика, но иногда ее бывает достаточно, чтобы вызвать движение дислокаций и соответственно пластическую деформацию.

Что касается металлов, то там механизм воздействия мощных электрических импульсов иной: движущиеся при протекании тока электроны рассеиваются на дислокациях и передают им свой импульс. Такое явление получило название "электронного ветра". Однако для того, чтобы существенно повлиять на динамику пластической деформации металла, необходимо пропускание чрезвычайно мощных импульсов электрического тока плотностью порядка 10^9 А/м², что весьма проблематично: такую плотность тока, вообще говоря, можно создать только в достаточно тонких проводниках с поперечным сечением в несколько квадратных миллиметров [Зуев, 1998].

Заметим, что современное понимание пластической деформации основано на синергетических представлениях о физике явления, когда деформируемое тело рассматривается в качестве сильнонеравновесной самоорганизую-

щейся многоуровневой системы с эволюцией потери сдвиговой устойчивости кристаллической решетки на разных масштабных уровнях [Дидык, Кузнецов, 2008].

Что же дают изложенные механизмы и представления о тепловом и нетепловом воздействии электромагнитных импульсов на физико-механические свойства материалов применительно к геосреде? Как уже отмечалось, в этом случае мы имеем дело со средой, динамическое поведение которой нельзя описать в рамках только представлений механики разрушения [Гуфельд, Матвеева, 2011]. Далее, воздействия на геосреду различными физическими полями совершенно неадекватно воздействию тех же полей на лабораторный образец, даже нагруженный [Гуфельд, 2007]. Ясно, что в случае геосреды ситуация существенно иная. В частности, согласно расчетам, выполненным для типичных МГД-импульсов, даже вблизи генератора плотность тока в геосреде достигает лишь величин порядка $8 \cdot 10^{-3} \text{ А/м}^2$, а с удалением от источника быстро убывает и уже на расстояниях 10—15 км не превышает 10 % от максимальных значений [Авагимов и др., 2005]. Значения плотностей напряжений, вызванных пондеромоторным воздействием возбуждаемых в среде токов на горные породы, также невелики (величина $d\mathbf{f}$ пондеромоторного воздействия на элемент $d\mathbf{J}$ возбуждаемого в Земле МГД-генератором тока оценивалась как $d\mathbf{f} = [d\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0]$, где \mathbf{B}_0 — постоянное магнитное поле Земли в пределах исследуемой площади). В итоге авторы приходят к важному выводу: "... пондеромоторные силы, токи и порождаемое ими тепло если и являются инициаторами выделения упругой энергии, то должны существовать еще какие-то промежуточные механизмы, преобразующие и перераспределяющие рассмотренные выше поля в упругие напряжения и проявляющиеся на больших территориях" [Авагимов и др., 2005, с. 64].

Следуя И. Л. Гуфельду [Гуфельд, 2007], можно предположить, что в реальных условиях земной коры конкуренцию к термическим флуктуациям и нетепловым параметрам, влияющим на объемно-напряженное состояние геосреды и вызываемым внешним электромагнитным воздействием, вполне могут составить процессы взаимодействия легких газов с твердой фазой литосферы. Как известно, и гелий, и водород могут аккумулировать значительную энергию путем вхождения в жидкие и твердые растворы, кластерные структуры и создание хими-

ческих соединений. Воздействуя на динамику и кинетику восходящих потоков легких газов весьма слабыми источниками вибраций или электромагнитных полей, можно оказывать влияние на параметры объемно-напряженного состояния геосреды. Важно, что в этом случае управляющее воздействие может быть не энергетически мощным, а правильно организованным — топологически и технически [Гуфельд, 2007; Гуфельд и др., 2011; Шуман, 2011, 2013]. При этом структурные изменения за счет диффузии легких газов в геосреде не требуют критических значений PT -параметров (в отличие от фазовых переходов) и могут протекать в широком диапазоне температур. Но, как известно, геосреда в подавляющем большинстве случаев реактивна по отношению к электромагнитным полям. Однако переменные токи и электромагнитные поля способны возбуждать в любой конденсированной среде механические колебания — акустические волны. Эти волны, генерируемые в скин-слое источника электромагнитного поля совокупным явлением, известным как электромагнитно-акустическое преобразование, способны проникать в те области геосреды за пределами скин-слоя, которые, вообще говоря, являются непрозрачными для электромагнитных, и выполнять функцию эффективного регулятивного фактора, влияющего на динамику восходящего потока легких газов. При этом нас не должна смущать кажущаяся проблема несоответствия энергетических масштабов процессов в геосреде и мощности регулятивного импульса: важен поиск частотного оптимума влияния, его согласование с уровнем и характеристиками шумов в системе [Шуман, 2013]. В этом контексте предельно ясны роль и значение комплексного мониторинга, совершенствования сбора и анализа необходимой информации [Шуман, 2011]. Таким образом, неравновесность, нелинейность, неустойчивость, фрактальность структуры геосреды — вот те основные принципы, на которых, по нашему мнению, должна строиться теория электромагнитного воздействия на геосреду с целью снижения избыточных напряжений в ней и, возможно, управления сейсмическим процессом.

Электромагнитные релаксационные процессы в природных средах. Как известно, большинство горных пород и минералов, слагающих земную кору, можно отнести к несовершенным диэлектрикам — средам с низкими потерями. При наличии электромагнитного поля в таких средах возникает как направленное дви-

жение свободных зарядов (токи проводимости), так и колебательное движение связанных зарядов (поляризация). При этом сквозная электропроводность среды в общих чертах определяется наличием и плотностью свободных носителей зарядов, их подвижностью и величиной энергии активации, в то время как ее поляризация обусловлена спецификой взаимодействия зарядов и протекания тока.

Природа и механизмы поляризации довольно различны — дипольная, электронная, ионная. Преобладание того или иного механизма поляризации определяется составом и строением вещества, его структурой и состоянием, а также характером воздействующего поля [Киселев и др., 1987].

Одна из актуальных задач современной геофизики — описание процессов и явлений, имеющих место в системах со степенной нелокальностью, памятью и фрактальностью. Зарождаются физические концепции и создается математический аппарат нового направления исследований — дробная динамика (fractional dynamics). Свойства и явления, рассматриваемые дробной динамикой, во многом расширяющие существующие представления, — эрдинарность (свойство системы или процесса сохранять память о своем прошлом), немарковская динамика, пространственная нелокальность и нелокальное взаимодействие, фрактальность структуры [Тарасов, 2011]. Заметим, что марковость и немарковость — свойство описания, а не самого процесса.

Как уже отмечалось, обычная электродинамика линейна и соответствующую теорию взаимодействия среды и электромагнитного поля можно строить по "металлическому" типу, используя материальное уравнение $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, где \mathbf{j} — плотность наведенного тока, либо по "диэлектрическому", используя связь поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ с полем \mathbf{E} :

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \chi \mathbf{E}. \quad (11)$$

Здесь χ — диэлектрическая восприимчивость [Ильинский, Келдыш, 1989]. В наиболее общей форме линейная связь векторов \mathbf{j} и \mathbf{E} или \mathbf{P} и \mathbf{E} , зависящих от координат и времени, может быть записана равенствами

$$J_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = \int \sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') E_{\beta}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r} dt', \quad (12)$$

$$P_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = \int \chi_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') E_{\beta}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r} dt'.$$

Для стационарных и пространственно однородных сред материальные уравнения (11), (12), имеющие интегральный характер, могут быть приведены к алгебраическому виду с помощью преобразования Фурье.

Часто в рассмотрение вводится проницаемость ϵ :

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + 4\pi\chi_{\alpha\beta}, \quad (13)$$

связывающая индукцию \mathbf{D} с электрическим полем \mathbf{E} при использовании уравнений Максвелла (2) (К-формы). В этом случае система (2) записывается для гармонических полей, а параметры σ и χ представляются комплексными частотно-зависимыми функциями. Требование к этим функциям состоит в том, чтобы их реальная часть была положительной, а сами функции — аналитическими [Светов, 1992].

В связи с актуальностью вопроса и значительным расширением временного и частотного диапазонов измерений к настоящему времени накоплено большое количество экспериментальных данных, указывающих на существование процессов неэкспоненциальной релаксации, и предложено несколько эмпирических выражений, аппроксимирующих полученные частотные и фазовые характеристики (см., например, [Jonscher, 1983; Светов, 1992; Нигматуллин, Рябов, 1997; Эпов, Антонов, 2000; Филатов, 2002; Тарасов, 2009; Kamenetsky et al., 2010]).

Для комплексной восприимчивости $\chi(i\omega)$ — это классическое выражение Дебая:

$$\chi(i\omega) = \frac{1}{1 + i\omega / \omega_p}, \quad (14)$$

выражение Коула — Коула:

$$\chi(i\omega) = \frac{\chi_0}{1 + (i\omega / \omega_p)^\alpha}, \quad (15)$$

Коула — Девидсона:

$$\chi(i\omega) = \frac{\chi_0}{(1 + (i\omega / \omega_p)^\beta)^\beta}, \quad 0 < \beta \leq 1, \quad (16)$$

Гаврильяка — Негами:

$$\chi(i\omega) = \frac{\chi_0}{(1 + (i\omega / \omega_p)^\gamma)^\delta}, \quad 0 < \gamma \leq 1, \quad 0 < \delta \leq 1, \quad (17)$$

где χ_0 — статическая поляризация; ω — круговая частота; ω_p — частота пика диэлектри-

ческих потерь; α и β , γ и δ — некоторые параметры.

Заметим, что формула Гаврильяка — Негами носит обобщающий характер, так как при условии $\gamma = \delta = 1$ получаем идеальный дебаевский отклик, при $\delta = 1$, $\gamma = \alpha$ имеет место формула Коула — Коула, а при $\gamma = 1$, $\delta = \beta$ — Коула — Девидсона.

В то же время экспериментально установлено, что для большинства материалов диэлектрическая восприимчивость в широкой области частот удовлетворяет дробно-степенному закону, называемому универсальным откликом Джоншера [Солодуха, Григорян, 2007; Тарасов, 2009; Tarasov, 2008], т. е. частотная зависимость диэлектрической восприимчивости $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$ может быть описана соотношениями

$$\begin{aligned} \chi'(\omega) &\sim \omega^{n-1}, \quad \chi''(\omega) \sim \omega^{n-1}, \quad \omega \gg \omega_p, \\ \chi'(0) - \chi'(\omega) &\sim \omega^m, \quad \chi''(\omega) \sim \omega^m, \\ \omega &\ll \omega_p, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\chi'(0)$ — статическая поляризация, $0 < n, m < 1$, ω_p — частота пика потерь.

В итоге для области частот $\omega \gg \omega_p$ дробно-степенной закон (18) может быть представлен в виде

$$\chi(\omega) = \chi_\alpha (i\omega)^\alpha, \quad 0 < \alpha < 1, \quad (19)$$

с некоторыми положительными константами χ_α и $\alpha = 1 - n$, а для области частот ниже пика максимальных потерь $\omega \ll \omega_p$

$$(\chi)\omega = \chi(0) - \chi_\beta (i\omega)^\beta, \quad 0 < \beta < 1, \quad (20)$$

с положительными константами $\chi(0)$, χ_β , $\beta = m$, подлежащими экспериментальному определению. При этом $\chi(0)$ соответствует недиссипативной части полной восприимчивости $\chi(\omega)$, а $\chi_\beta (i\omega)^\beta$ — диссипативной.

В литературе предпринимались многочисленные попытки понять эти эмпирические зависимости, опираясь на концепцию распределения релаксации, когда макроскопическая функция релаксации $f(t)$ представляется в виде суммы экспоненциальных функций с подходящими амплитудами и временами релаксации [Нигматуллин, Рябов, 1997]. Однако концепция распределения релаксации не позволяет дать физическую трактовку параметров, входящих в выражения (14)—(17), что, по мнению [Ниг-

матуллин, Рябов, 1997], свидетельствует о ее незавершенности. В качестве альтернативы распределенной релаксации ими предложена концепция самоподобного процесса релаксации. Основное ее отличие состоит в предположении, что взаимодействие с внешним полем, вызывающим релаксацию, носит прерывистый характер. При этом моменты времени, когда это взаимодействие происходит, распределены по некоторому самоподобному (фрактальному) множеству. Тогда параметр β , содержащийся в выражении Коула — Девидсона (16), имеет смысл фрактальной размерности множества, на котором статистически распределены моменты времени, когда это взаимодействие существует.

Таким образом, весьма сложно построить модель, которая была бы одновременно и реалистичной, и поддающейся теоретическому анализу. Видны и трудности физического характера — поляризация среды, в том числе и геосреды, многоаспектный и многофакторный процесс: она возникает на различных структурных уровнях, начиная с дефектов кристаллической решетки и заканчивая границами зерен, трещинами, порами и другими микроскопическими неоднородностями. И все же выражения (14)—(17) представляют необходимую минимальную основу для истолкования экспериментальных данных в едином систематическом виде. Разумеется, при этом следует учитывать ряд деталей, отличающих поведение горных пород в их естественном залегании от лабораторных исследований их образцов.

Остановимся далее на частном примере, относящемся к динамике электромагнитного поля в диэлектрической среде с потерями. Воспользовавшись дробно-степенным законом (19), для плотности поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ в области высоких частот $\omega \gg \omega_p$ можно записать [Tarasov, 2008; Тарасов, 2009]

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \chi_\alpha \left(\mathbf{I}_+^\alpha \mathbf{E} \right) (\mathbf{r}, t), \quad 0 < \alpha < 1, \quad (21)$$

$$\text{где } \left(\mathbf{I}_+^\alpha f \right) (t) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_{-\infty}^t \frac{f(t') dt'}{(t-t')^{1-\alpha}} \text{ —}$$

дробный интеграл Лиувилля.

Соответственно, исходя из универсального дробно-степенного закона (20), для области низких частот $\omega \ll \omega_p$ запишем

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) &= \chi(0) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \chi_\beta \left(D_t^\beta \mathbf{E} \right) (t, \mathbf{r}), \\ 0 &< \beta < 1, \end{aligned} \quad (22)$$

где $(D_t^\beta f)(t) = \frac{1}{\Gamma(k-\beta)} \frac{\partial^k}{\partial t^k} \int_{-\infty}^t \frac{f(t') dt'}{(t-t')^{\beta-k+1}}$ — дробная производная Лиувилля, $\Gamma(\alpha)$ — гамма-функция.

Таким образом, плотность поляризации $\mathbf{P}(t, \mathbf{r})$ для области высоких частот пропорциональна дробному интегралу Лиувилля от электрического поля $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$, а в области низких — дробной производной Лиувилля от электрического поля $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$.

Соотношения (21), (22), содержащие интегрирования и дифференцирования нецелых порядков, позволяют выписать уравнения Максвелла для рассматриваемого типа диэлектрических сред и позволяют получить соответствующие волновые уравнения для электрического и магнитного полей в них. С учетом (21), (22) система уравнений Максвелла (К-форма (2)) примет следующий вид:

$$\text{rot } \mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}(t, \mathbf{r})}{\partial t},$$

$$\text{rot } \mathbf{H}(t, \mathbf{r}) =$$

$$= \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}(t, \mathbf{r})}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \chi_\alpha \left(D_t^{1-\alpha} \mathbf{E} \right) (t, \mathbf{r}) + \\ + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{ext}}(t, \mathbf{r}) \text{ при } \omega \gg \omega_p, \\ \\ \frac{1}{c} [1 + 4\pi\chi(0)] \frac{\partial \mathbf{E}(t, \mathbf{r})}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \chi_\beta \left(D_t^{1+\beta} \mathbf{E} \right) \times \\ \times (t, \mathbf{r}) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{ext}}(t, \mathbf{r}) \text{ при } \omega \ll \omega_p, \end{array} \right.$$

$$\text{div } \mathbf{D}(t, \mathbf{r}) = 4\pi \rho_{\text{ext}}; \quad \text{div } \mathbf{B}(t, \mathbf{r}) = 0; \quad (23)$$

$$\alpha = 1 - n; \quad \beta = m; \quad 0 < \alpha < 1; \quad 0 < \beta < 1.$$

Заметим, что $\text{div } \mathbf{E} \neq 0$ для $\rho_{\text{ext}}(t, \mathbf{r}) = 0$. При этом система (23) содержит дробные производные Лиувилля от электрического поля $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$ порядка $1 - \alpha$ и $1 + \beta$.

На основании системы (23) можно получить дробные дифференциальные уравнения для напряженности электрического поля в области высоких частот $\omega \gg \omega_p$:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} + \frac{\chi_\alpha}{c^2} \left(D_+^{2-\alpha} \mathbf{E} \right) (\mathbf{r}, t) +$$

$$+ \frac{1}{\mu} \text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{J}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t},$$

где $0 < \alpha < 1$, и низких частот $\omega \ll \omega_p$:

$$\frac{1}{V_\beta^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} - \frac{a\beta}{V_\beta^2} \left(D_t^{2+\beta} \mathbf{E} \right) (\mathbf{r}, t) +$$

$$+ \frac{1}{\mu} \text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{J}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t},$$

где $0 < \beta < 1$, $V_\beta^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu [1 + \chi(0)]}$, $a\beta = \frac{\chi\beta}{1 + \chi(0)}$,

и соответственно уравнения для индукции магнитного поля при $\omega \gg \omega_p$ и $\omega \ll \omega_p$.

Полагая, что поле $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ в эксперименте реализуется как $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0$ для $t \leq 0$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \neq 0$ для $t > 0$ [Тарасов, 2009], имеем

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} + \frac{4\pi\chi_\alpha}{c^2} \left({}_0D^{2-\alpha} \mathbf{B} \right) (\mathbf{r}, t) -$$

$$- \frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{c} \text{rot } \mathbf{I}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t),$$

$$\omega \gg \omega_p, \quad \alpha = 1 - n,$$

и

$$\frac{[1 + 4\pi\chi(0)] \partial^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{c^2} - \frac{4\pi\chi_\beta}{c^2} \left({}_0D_+^{2+\beta} \mathbf{B} \right) (\mathbf{r}, t) -$$

$$- \frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{c} \text{rot } \mathbf{I}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t),$$

$$\omega \ll \omega_p, \quad \beta = m,$$

где ${}_0D_+^{2-\alpha}$ и ${}_0D_+^{2+\beta}$ — дробные производные Римана — Лиувилля на полуоси $[0, \infty]$:

$$\left({}_0D_+^{2-\alpha} f \right) (t) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t \frac{f(t') dt'}{(t-t')^{1-\alpha}}.$$

Следовательно, электромагнитное поле в рассматриваемом классе диэлектрических сред с потерями, восприимчивость которых в широ-

ком диапазоне частот удовлетворяет дробно-степенной зависимости, описывается дифференциальными уравнениями с производными нецелого порядка по времени, порядок которых равен $2 - \alpha$ и $2 + \beta$, где $0 < \alpha = (1 - n) < 1$; $0 < \beta = m < 1$, и явно выражается через экспериментально измеримые показатели степенной зависимости универсального отклика.

Заметим, что аналогичный результат может быть получен непосредственно на основе аппроксимации Гаврильяка — Негами, которая для дисперсии диэлектрической проницаемости имеет вид [Sibatov, Uchaikin, 2013]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty}{\left[1 + (i\omega/\omega_p)^\alpha\right]^\beta},$$

где ε_∞ — диэлектрическая проницаемость при $\omega \rightarrow \infty$, ε_{st} — статическая диэлектрическая проницаемость. В этом случае на основании специальной формы дробного оператора

$$\left[1 + \omega_p^{-1} D_+^\alpha\right]^\beta f(t)$$

авторы приходят к материальному уравнению

$$\mathbf{D}(r, t) = \varepsilon_\infty \mathbf{E}(r, t) + (\varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty) \left[1 + \omega_p^{-1} D_+^\alpha\right]^{-\beta} \mathbf{E}(r, t),$$

что в сочетании с уравнениями Максвелла позволяет получить волновое уравнение:

$$\frac{\varepsilon_\infty}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{\varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty}{c^2} \left[1 + \omega_p^{-1} D_+^\alpha\right]^{-\beta} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\mu} \text{rot rot } \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}.$$

На больших временах $t \gg 1/\omega_p$ это уравнение преобразуется к виду [Sibatov, Uchaikin, 2013]

$$\frac{\varepsilon_s}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{\varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty}{c^2} \beta \omega_p^{-\alpha} D_+^{2+\alpha} \mathbf{E} + \frac{1}{\mu} \text{rot rot } \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t},$$

что согласуется с результатом, полученным В. Е. Тарасовым на основе универсального отклика Джоншера.

Примечательное свойство процессов релаксации, описываемых дробными дифференциальными уравнениями — существование дробно-степенных асимптотик, т. е. их дробно-степенное затухание.

Полученные уравнения существенно расширяют классические представления о взаимодействии среды с электромагнитным полем и его динамике. В частности, меняется общая картина процесса взаимодействия, могут быть получены его новые динамические свойства [Тарасов, 2011]. При этом существование степенных законов подтверждает самоподобный характер процессов и указывает на необходимость применения фрактальных моделей и понятий. Эти уравнения являются общими для широкого класса сред вне зависимости от их структуры, состава и природы поляризации — дипольной, электронной или ионной.

Полученные результаты указывают на необходимость детализации балансных уравнений для энергии и импульса (6), (8) с учетом соотношений для плотности поляризации $\mathbf{P}(r, t)$ (21), (22), из которых следует, что передача импульса веществу производится посредством токов поляризации — дипольной, электронной, ионной. Примечательно, что достоверность полученных таким образом результатов вполне подлежит экспериментальной проверке. Очевидно, возникают и новые проблемы. Весьма вероятно, что здесь мы сталкиваемся с довольно нестандартной ситуацией, когда необходимый математический аппарат создан или очерчен, но по ряду причин, в частности трудностей получения аналитических решений, математического моделирования, все еще трудно представить, как им в должной мере воспользоваться. В этом контексте четко спланированный, организованный и целенаправленный эксперимент, и полевой, и лабораторный, приобретает, быть может, определяющее значение.

Геосреда и энерговоздействия. Общие замечания. Коснемся теперь некоторых общих вопросов физики процесса формирования отклика геосреды на внешнее энерговоздействие [Тарасов и др., 1955; Тарасов, 1997; Богомолов, 2012; Мирзоев и др., 2009; Авгимов и др., 2005].

Как уже отмечалось, геосреда эволюционирует в пространстве и времени в соответствии с законами, общими для открытых, энергонасыщенных диссипативных систем. В зависимости от своего текущего состояния в развитии геодинамических процессов в ней наблюдается смена периодов самоорганизации и хаотизации, смена медленных режимов развития

быстрыми или даже катастрофическими. При этом в зависимости от своего состояния эта самоорганизованная система обладает повышенной или пониженной чувствительностью к внешним энерговоздействиям. В итоге они могут давать самые разные результаты и прикладные попытки, их реализации могут быть самыми неожиданными, не всегда однозначными. Причиной этого, очевидно, является тот факт, что даже слабые изменения характера воздействия могут вызвать значительные отклонения от стационарного режима в условиях близости параметров системы к точке бифуркации. Нелинейность среды обуславливает взаимодействие физических полей как непосредственно, так и опосредствованно. Стохастический резонанс как фундаментальный пороговый эффект, реализующийся в нелинейных системах, — характерный пример индуцированных шумом переходов. Структура воздействующего сигнала, статистика шума и свойства конкретной системы определяют в конечном счете результат внешнего энерговоздействия.

Важно, что внешнее воздействие может быть не энергетически мощным, а соответственно топологически организованным, согласованным с текущим состоянием системы и уровнем шумов в ней. Разумеется, мощное силовое воздействие также дает некоторый эффект, но разрушает при этом внутреннюю согласованность и способность системы к самоорганизации, а зачастую, и саму эту систему в целом, что делает проблематичным его использование (подземные ядерные взрывы, например).

Как известно, судить о приближении бифуркации стационарного режима системы можно по нарастанию "мягких" (низкочастотных) мод в спектре ее шумов. Важно, что эта закономерность роста интенсивности "мягких" мод в окрестности точки бифуркации стационарного режима является универсальной [Руманов, 2013]. Однако трудности такой диагностики системы усугубляются сложностью, а зачастую, и практической невозможностью текущего слежения и влияния: существующие в настоящее время системы контроля и мониторинга геобъектов не обеспечивают оперативной обработки и получения необходимой информации о геодинамических изменениях в процессе воздействия, в режиме реального времени.

На какие же процессы в геосреде и каким образом влияют на них источники относительно слабых электромагнитных полей естественного и искусственного происхождения? Исходя из предложенной И. Л. Гуфельдом концеп-

ции динамически неустойчивой геосреды [Гуфельд, 2007], можно предположить, что в условиях земной коры конкуренцию и термическим, и нетепловым параметрам могут составить эффекты, вызванные внешними энерговоздействиями на параметры восходящих потоков легких газов (водород, гелий), которые, собственно говоря, и вызывают быстрые и разномасштабные вариации ее объемно-напряженного состояния.

Новый взгляд на процессы взаимодействия среды и поля дает дробная динамика (fractional dynamics). Основой их описания в этом случае являются методы интегродифференцирования дробного порядка и дробного математического анализа. Они могут быть эффективно использованы в качестве математического аппарата описания промежуточных состояний в электродинамике сред, в частности получить новые решения уравнений Максвелла (дробные или промежуточные решения) [Тарасов, 2011].

Таким образом, решения уравнений электродинамики в средах отличаются исключительным разнообразием, что связано с разнообразием самих сред, находящихся в необычных, нестандартных условиях. И, наконец, нельзя не сказать об эстетической привлекательности полученных результатов, их прикладном значении и роли в электродинамике геосреды.

Заключение. Как следует из приведенного изложения, геоэлектродинамика — развивающаяся отрасль современной геофизической науки, тесно связанная с быстро эволюционирующими представлениями о геосреде. Это относится и к фундаментальным ее аспектам, и, быть может, в еще большей степени к ее прикладным, в частности описанию отклика геосреды на внешнее энергетическое воздействие. Существенно, что геосреда приспособляется в процессе энергообмена к внешнему силовому воздействию, самостоятельно изменяя свою структуру, в результате чего составные ее элементы могут консолидироваться в единое целое или даже разрушаться. При этом в зависимости от своего текущего состояния геосреда обладает повышенной или пониженной чувствительностью к возбуждающим факторам. Очевидно, адекватное описание такой сложной эволюционирующей в пространстве и времени системы, которая в зависимости от уровня иерархии своей организации проявляет свойства детерминированных, стохастических и сложных систем, является весьма непростой, если вообще разрешимой задачей.

Тем не мене, сама по себе геоэлектродинамика обладает глубокими результатами и достаточной развитой аналитической базой. Однако основные из них существенно опираются на модели сплошных сред и использование математического аппарата, оперирующего главным образом с гладкими функциями пространства и времени. Иначе говоря, непрерывный континуум — это та реальность, которая обычно принимается большинством исследователей. Но эта реальность, возможно, также плод нашего вымысла. В итоге классические аналитические средства моделирования взаимодействия электромагнитных полей контролируемого и естественного происхождения с геосредой оказались малоприспособленными и неадекватными. И здесь мы сталкиваемся с необходимостью получения соотношений, которые дают более общую картину взаимодействия геосреды и по-

ля. Особую актуальность приобретает электродинамика фрактальных сред. Фрактальные модели качественно меняют существо дела, в частности в описании волновых явлений, свойственных геосреде. Отчетливо проявляется необходимость смены "классической" электродинамической парадигмы на парадигму фрактальной электродинамики неустойчивой геосреды, тесно связанной с ее механикой, флюидодинамической и термодинамикой. Как известно, решения уравнений электродинамики в таких средах отличаются исключительным разнообразием и богатством форм, что связано с разнообразием самих сред, а электромагнитный отклик служит концентрированным источником информации об их структуре и свойствах. С этой точки зрения перспективы таких исследований представляются весьма важными и актуальными.

Список литературы

- Авагимов А.А., Зейгарник В.А., Файнберг Э.Б. О пространственно-временной структуре сейсмичности, вызванной электромагнитным воздействием // Физика Земли. — 2005. — № 6. — С. 55—65.
- Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. — Москва: Наука, 1979. — 432 с.
- Арнольд В.И. Что такое математическая физика? // Успехи физ. наук. — 2004. — 174, № 2. — С. 1381—1382.
- Бак П., Чен К. Самоорганизованная критичность // В мире науки. — 1991. — № 3. — С. 16—24.
- Боголюбов А.Н., Потапов А.А., Рехвиашвили С.М. Способ введения дробного интегродифференцирования в классической электродинамике // Вестник Моск. ун-та, сер. 3. Физика и астрономия. — 2009. — № 4. — С. 9—15.
- Богомолов Л.М. Отклик эмиссионных сигналов геосреды на воздействия электромагнитных полей и вибраций: Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. — Москва. Институт динамики геосфер РАН. — 2012. — 44 с.
- Болотов В.Н. Обобщенная функция Кантора и переходное фрактальное рассеяние // Журн. технической физики. — 2002. — 72, вып. 2. — С. 8—15.
- Бредов М.М., Румянцев В.В., Топтыгин И.Н. Классическая электродинамика. — Москва: Наука, 1985. — 399 с.
- Виноградов А.П. К вопросу о форме материальных уравнений в электродинамике // Успехи физ. наук. — 2002. — 172, № 3. — С. 363—370.
- Геншафт Ю.С. Земля — открытая система: геологические и геофизические следствия // Физика Земли. — 2009. — № 8. — С. 4—12.
- Гинзбург В.Л. О законах сохранения энергии и импульса при излучении электромагнитных волн (фотонов) в среде и тензоре энергии-импульса в микросейсмической электродинамике поля // Успехи физ. наук. — 1973. — 10, вып. 2. — С. 308—319.
- Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмoeлектромагнитные явления. — Москва: Наука, 1988. — 174 с.
- Грицунов А.В. К расчету энергии и импульса распределенной электромагнитной колебательной системы // Радиотехника. — 2008. — Вып. 155. — С. 288—298.
- Гульельми А.В. Ультранизкочастотные волны в коре и в магнитосфере Земли // Успехи физ. наук. — 2007. — 177, № 12. — С. 1257—1276.
- Гуфельд И.Л. О глубинной дегазации и струк-

- туре литосферы и верхней мантии // Электронный журнал "Глубинная нефть". — 2013. — 1, № 2. — С. 172—188. — <http://journal.deerpoil.ru/>.
- Гуфельд И.Л. Сейсмический процесс. Физико-химические аспекты. — Королев: ЦНИИМам, 2007. — 160 с.
- Гуфельд И.Л., Матвеева М.И. Барьерный эффект дегазации и деструкция Земной коры // Докл. РАН. — 2011. — 438, № 2. — С. 253—257.
- Гуфельд И.Л., Матвеева М.И., Новоселов О.Н. Почему мы не можем осуществить прогноз сильных коровых землетрясений // Geodynamics. Tectonophysics. — 2011. — 2, № 4. — P. 378—415.
- Давигович М.В. О законах сохранения энергии и импульса электромагнитного поля в среде и при дифракции на проводящей пластине // Успехи физ. наук. — 2010. — 80, № 6. — С. 623—638.
- Дигдык Р.П., Кузнецов Е.В. Анализ влияния на деформационное поведение металлов и их сплавов в пластической области // ДАН Украины. — 2008. — № 1. — С. 49—55.
- Джексон Дж. Классическая электродинамика — Москва: Мир, 1965. — 420 с.
- Зосимов В.В., Лямшев А.М. Фракталы в волновых процессах // Успехи физ. наук. — 1995. — 165, № 4. — С. 362—402.
- Зуев Л.Б. Электрические поля и пластичность кристаллов // Статьи Соросовского образовательного журнала в текстовом формате. Физика. — 1998. — 4 с.
- Ильинский Ю.А., Келдыш Л.В. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. — Москва: Изд-во Моск. ун-та, 1989. — 304 с.
- Каганов М.И., Васильев А.Н. Электромагнитно-акустическое преобразование — результат действия поверхностной силы // Успехи физ. наук. — 1993. — 163, № 10. — С. 67—80.
- Кагомцев Б.Б. Динамика и информация // Успехи физ. наук. — 1994. — 164, № 5. — С. 449—530.
- Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах: В 2-х кн. — Москва: Мир, 1984. — 822 с.
- Киселев Е.С., Ларионов Е.И., Сафонов А.С. Электрические свойства нефтегазоносных разрезов. Поисквые признаки залежей углеводородов в методах высокоразрешающей электроразведки. — Москва: Научный мир, 2007. — 172 с.
- Климонтович Ю.Л. Что такое стохастическая фильтрация и стохастический резонанс // Успехи физ. наук. — 1999. — 169, № 1. — С. 39—47.
- Кляцкин В.И. Современные методы статистического описания динамических стохастических систем // Успехи физ. наук — 2009. — 179, № 5. — С. 547—553.
- Лангау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. — Москва: Наука, 1959. — 532 с.
- Лоскутов А.Ю. Очарование хаоса // Успехи физ. наук. — 2010 — 180, № 2. — С. 1305—1329.
- Лукк А.А., Дещерский А.В., Сигорин А.Я., Сигорин И.А. Вариации геофизических полей как проявление детерминированного хаоса во фрактальной среде. — Москва: ОИФЗ РАН, 1996. — 210 с.
- Мирзоев К.М., Николаев А.В., Лукк А.А., Юнга С.Л. Наведенная сейсмичность и возможности регулируемой разрядки накопленных тектонических напряжений в земной коре // Физика Земли. — 2009. — № 10. — С. 49—68.
- Нигматуллин Р.Р. Дробный интеграл и его физическая интерпретация // Теорет. и матем. физика — 1992. — 90, № 3. — С. 354—368.
- Нигматуллин Р.Р., Рябов Я.Е. Диэлектрическая релаксация типа Коула — Девидсона и самоподобный процесс релаксации // Физика твердого тела. — 1997. — 39, № 1. — С. 101—105.
- Николаев А.В. Развитие методов нелинейной геофизики // Электронный научно-информационный журнал "Вестник ОГГН РАН". — 2002. — № 20.
- Потапов А.А. Современное состояние радиофизических применений фракталов, дробных операторов и скейлинга // III Всерос. конф. "Радиолокация и радиосвязь" — ИРЭ РАН (26—30 окт., 2009). — Москва: ИРЭ РАН, 2009. — С. 842—876.
- Руманов Э.Н. Критические явления вдали от равновесия // Успехи физ. наук. — 2013. — 183, № 1. — С. 103—112.
- Саговский М.А. Геофизика и физика взрыва. Избр. тр. / Отв. ред. В.В. Адушкин. — Москва: Наука, 2004. — 440 с.
- Саговский М.А., Болховитинов Л.Г., Писарен-

- ко В. Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. — Москва: Наука, 1987. — 100 с.
- Светов Б. С. Основы геоэлектрики. — Москва: Изд-во ЛКИ, 2008. — 656 с.
- Светов Б. С. О частотной дисперсии электрических свойств среды // Изв. РАН. Физика Земли. — 1992. — № 4. — С. 62—70.
- Сигоренков В. В. Уравнения и характеристики распределения волн реального электромагнитного поля // Реферат: <http://www.refsr.u.com/2011>.
- Сигоренков В. В. Фундаментальные основы электродинамической теории нетеплового действия электромагнитного поля на материальные среды // Вестн. Воронеж. техн. ун-та. — 2007. — 3, № 11. — С. 75—82.
- Скобельцын Д. В. О тензоре энергии-импульса электромагнитного поля // Успехи физ. наук. — 1973. — 10, вып. 2. — С. 253—293.
- Соболев Г. А., Тарасов Н. Т., Тарасова Н. В., Захаржевская Н. А., Гитис В. Г., Деренгеев А. Б. О взаимосвязи полей деформаций, сейсмичности и электромагнитных воздействий // Динамика физических полей Земли. — Москва: Светоч Плюс, 2011. — 312 с.
- Солодуха А. М., Григорян Г. С. Степенные показатели релаксационных процессов в неоднородных диэлектриках // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2007. — 9, № 3. — С. 263—265.
- Спицын В. И., Троицкий О. А. Электропластическая деформация металлов. — Москва: Наука, 1985. — 160 с.
- Сурков В. В. Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах. — Москва: Изд-во Моск. инж.-физ. ин-та, 2000. — 238 с.
- Тарасов В. Е. Дробные интегро-дифференциальные уравнения для электромагнитных волн в диэлектрических средах // Теорет. и матем. физика. — 2009. — 158, № 3. — С. 419—424.
- Тарасов В. Е. Модели теоретической физики с интегродифференцированием дробного порядка: Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. — Москва: МГУ, Ин-т. ядерной физики, 2011. — 31 с.
- Тарасов Н. Т., Тарасова Н. В., Авагимов А. А., Зейгарник В. А. Воздействие мощных электромагнитных импульсов на сейсмичность Средней Азии и Казахстана // Вулканология и сейсмология. — 1995. — № 4-5. — С. 152—160.
- Тарасов Н. Т. Изменение сейсмической коры при электрическом воздействии // Докл. РАН. — 1997. — 353, № 4. — С. 542—545.
- Тихонов А. Н. О распространении переменного электромагнитного поля в слоистой анизотропной среде // Докл. АН СССР. — 1959. — 126, № 5. — С. 967—969.
- Турунтаев С. Б., Ворохобина С. В., Мельчаева О. Ю. Выявление техногенных изменений сейсмического режима при помощи методов нелинейной динамики // Физика Земли. — 2012. — № 3. — С. 52—65.
- Файнберг Э. Б., Авагимов А. А., Зейгарник В. А., Васильева Г. А. Генерация тепловых потоков в недрах Земли мировыми геомагнитными бурями // Физика Земли. — 2004. — № 4. — С. 54—62.
- Филатов В. В. Электродинамика гетерогенных сред в обратных задачах импульсной электроразведки (фрактальный подход и линеаризация): Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. — Новосибирск. — 2002. — 36 с.
- Фрагков А. Л. О применении кибернетических методов в физике // Успехи физ. наук. — 2005. — 175, № 2. — С. 113—138.
- Четаев Д. Н. О поле низкочастотного электрического диполя, лежащего на поверхности однородного анизотропного полупространства // Журн. техн. физики. — 1962. — 32, № 11. — С. 1342—1348.
- Шуман В. Н. Геосреда и сейсмический процесс: проблемы управления // Геофиз. журн. — 2011. — 33, № 2. — С. 16—27.
- Шуман В. Н. О проблеме фоновой электромагнитно-акустической регуляции сейсмичности: геоинженерный аспект // Геофиз. журн. — 2013. — 35, № 1. — С. 46—60.
- Шуман В. Н. Современные электромагнитные зондирующие системы: состояние, тенденции развития, новые идеи и задачи // Геофиз. журн. — 2012 а. — 34, № 4. — С. 282—294.
- Шуман В. Н. Электродинамика геосреды и методы геоэлектрики // Геофиз. журн. — 2010. — 32, № 2. — С. 28—42.
- Шуман В. Н. Электродинамика фрактальных сред, переходное фрактальное рассеяние и элект-

- ромагнитный шум литосферы // Геофиз. журн. — 2012б. — **34**, № 1. — С. 3—13.
- Шуман В.Н. Электромагнитная эмиссия литосферы: всегда ли мы адекватно трактуем то, о чем как будто знаем? // Геофиз. журн. — 2012в. — **34**, № 2. — С. 4—19.
- Шуман В.Н. Электромагнитно-акустическое преобразование и высокоразрешающие зондирующие системы: новые возможности и новые формулировки старых вопросов // Геофиз. журн. — 2012г. — **34**, № 3. — С. 32—39.
- Шуман В.Н., Савин М.Г. Математические модели геоэлектрики. — Киев: Наук. думка, 2011. — 239 с.
- Эпов М.И., Антонов Е.Ю. Исследование влияния параметров вызванной поляризации при нестационарных электромагнитных зондированиях сложно построенных геологических сред // Геология и геофизика. — 2000. — **41**, № 6. — С. 920—929.
- Jonscher A. K. Dielectric Relaxation in Solids. — London: Chelsea Dielectric Press, 1983. — 380 p.
- Kamenetsky F. M., Stettler E. H., Trigubovich G. M. Transient Geo-electro-magnetics. — Ludwig-Maximilian University of Munich, Germany, 2010. — 304 p.
- Morse P. M., Feshbach H. Methods of Theoretical Physics. Pt. I, II. — New York: McGraw-Hill, 1953. — 1810 p.
- Sibatov T., Uchaikin D. V. Fractional relaxation and wave equations for dielectrics characterized by the Havriliak — Negami response function. Версия от 31.03.2013. — <http://nsc10/cankaya.edu.tr/proceedings/>.
- Tarasov V. E. Fractional vector calculus and fractional Maxwell's equations // Ann. Physics. — 2008. — **323**. — P. 2756—2778.