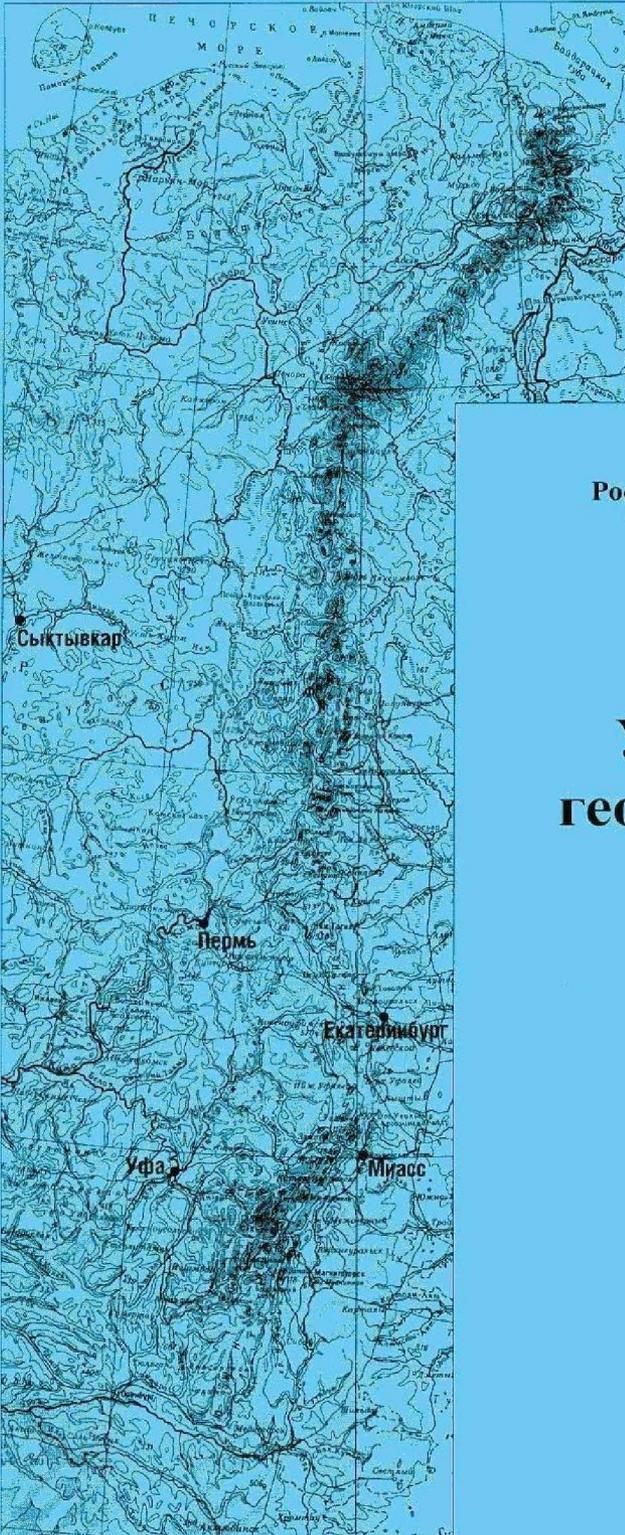


ISSN 1991-0223



Российская академия наук
Уральское отделение

Институт геофизики

**Уральский
геофизический
вестник**

***№ 4
2018***

Екатеринбург
2018

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОФИЗИКИ
им. Ю.П. БУЛАШЕВИЧА

**УРАЛЬСКИЙ
ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ
ВЕСТНИК
№ 4 (34) 2018**

Основан в 2000 г.
Выходит 4 раза в год
ISSN 1991-0223

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор

Мартышко П.С. (mpmdir@mail.ru)

Заместитель главного редактора

Бахтерев В.В. (ugv@bk.ru)

Члены редколлегии:

Беликов В.Т., Бычков С.Г., Глухих И.И.,
Демежко Д.Ю., Дружинин В.С., Иголкина Г.В.,
Начапкин Н.И., Романюк Т.В., Сенин Л.Н.,
Федорова Н.В., Хачай Ю.В., Хуторской М.Д.,
Шаров Н.В., Шестаков А.Ф., Эпов М.И.

Адрес редакции: 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100
Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН
тел. (343) 267-88-68, факс (343)267-88-72
E-mail: mpmdir@mail.ru

Официальный сайт: <http://igfuran.ru>

© Институт геофизики УрО РАН

© Авторы статей

Екатеринбург, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

Арзамасцев Е.В.

Широкодиапазонный индукционный датчик магнитного поля для малоглубинных электроразведочных исследований на переменном токе 4

Астраханцев Ю.Г., Угрюмов И.А.

Цифровой трехкомпонентный магнитометр для беспилотных летательных аппаратов 10

Бахтерев В.В.

Сравнительные исследования электрических параметров образцов гранитов из сейсмоактивных и «слабоактивных» районов 15

Вдовин А.Г.

Лабораторная установка для калибровки и экспериментальных исследований сигналов ЕЭМИ 22

Кусонский О.А., Бебнев А.С.

Сейсмические и гравиметрические данные землетрясений, произошедших в Челябинской области 5 и 29 сентября 2018 года 26

Муравьев Л.А., Бызов Д.Д., Федорова Н.В.

Изучение структурных особенностей магнитного поля земной коры Северного Ледовитого океана в пределах геоструктур Уральского региона 36

Сенин Л.Н., Сенина Т.Е., Воскресенский М.Н., Парыгин Г.И.

Комплексные сейсмические исследования верхней части геологического разреза 41

Федорова О.И.

Исследование частотной дисперсии электросопротивления на золоторудных месторождениях Среднего Урала 50

Шестаков А.Ф.

О методике определения кажущегося сопротивления на переменном токе с применением установки Шлюмберже . 55

Ладовский И.В., Цидаев А.Г., Бызов Д.Д.

О решении задач линейного сопряжения стационарных тепловых полей для моделей слоистых сред с криволинейными границами. Часть II. Геотермические модели слоистых сред 63

Вниманию читателей!

Необходимые номера журнала можно заказать по адресу редакции:
620016, Екатеринбург, ул. Амурдсена, 100. Институт геофизики УрО РАН.
Тел. (343)2678868, факс (343)2678872, E-mail: ugv@bk.ru

CONTENTS

Arzamastsev E.V. Wideband induction magnetic field sensor for shallow alternating current electrical research	4	Senin L.N., Senina T.E., Voskresenskiy M.N., Parygin G.I. Complex seismic investigations by upper part of geological section	41
Astrakhantsev Yu.G., Ugryumov I.A. Digital three-component magnetometer for unmanned flying machines	10	Fedorova O.I. Investigation of the frequency dispersion of electrical resistance at gold ore deposits of the Middle Ural	50
Bakhterev V.V. Comparative study of electrical parameters of granite samples from quiet areas and areas with high seismic activity	15	Shestakov A.F. About the technique of determination of the apparent resistance on alternating current with application of Schlumberger device	55
Vdovin A.G. Laboratory installation for the calibration and experimental studies of nemr signals	22	Ladovskiy I.V., Tsidaev A.G., Byzov D.D. On the solving of linear conjugacy problem for stationary heat fields for model media with curvilinear boundaries. Part II. Geothermal models of layered media	63
Kusonsky O.A., Bebnev A.S. Seismic and gravimetric data of earthquakes, happened in the Chelyabinsk region, 5 and 29 september 2018	26		
Muravyev L.A., Byzov D.D., Fedorova N.V. The structural features of magnetic field of the earth's crust of the Arctic Ocean within Ural region's geostructures	36		

To attention of readers!

Necessary numbers of magazine can be ordered to the address:
620016, Yekaterinburg, Amundsen str., 100. Institute of Geophysics UB of RAS.
Ph. (343) 2678868, a fax (343)2678872, E-mail:ugv@bk.ru

**ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ ИНДУКЦИОННЫЙ ДАТЧИК
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ МАЛОГЛУБИННЫХ
ЭЛЕКТРОРАЗВЕДОЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ**

Арзамасцев Е.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Статья посвящена вопросам конструирования широкополосных индукционных датчиков магнитного поля для электроразведки методами электромагнитного зондирования и профилирования. В статье уделено внимание причинам нестабильности параметров чувствительности датчика, источникам собственных шумов. Приведены зависимости его чувствительности и фазового сдвига выходного сигнала датчика от частоты измеряемого поля.

Электроразведка, индукционные измерения, широкополосный датчик магнитного поля, магнитная проницаемость сердечника, чувствительность датчика магнитного поля, уровень собственных шумов.

**WIDEBAND INDUCTION MAGNETIC FIELD SENSOR
FOR SHALLOW ALTERNATING CURRENT ELECTRICAL RESEARCH**

Arzamastsev E.V. – Institute of Geophysics of UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The article is devoted to the issues of designing broadband induction magnetic field sensors for electrical prospecting by methods of electromagnetic sounding and profiling. The article pays attention to the reasons for the instability of the sensor sensitivity parameters, the sources of intrinsic noise. The dependences of its sensitivity and phase shift of the sensor output signal on the frequency of the measured field are given.

Electrical prospecting, induction measurements, broadband magnetic field sensor, core magnetic permeability, magnetic field sensor sensitivity, level of intrinsic noise.

Введение

Соотношение амплитуд и сдвигов фаз векторов напряженности переменных электрического и магнитного полей находятся в тесной взаимосвязи с электрическими параметрами окружающей среды. Существует ряд методов геофизики, изучающих как верхнюю часть геологического разреза, так и глубинное строение Земли путем интерпретации амплитудно-фазовых измерений компонент электромагнитного поля на поверхности. Измерение электрических компонент, при этом, обычно осуществляется с помощью заземленных линий, а магнитное поле может быть измерено специализированными магнитными датчиками.

Для электроразведочных исследований используются компонентные датчики магнитного поля, измеряющие проекцию полного вектора магнитного поля на выбранную ось. Среди различных типов векторных магнитных датчиков, индукционные датчики наилучшим образом подходят для измерения переменных полей с частотами,

лежащими выше нескольких десятков герц. Это обусловлено их относительной простотой, ростом чувствительности с повышением частоты и стабильностью параметров.

Поскольку малоглубинные электроразведочные исследования требуют достаточно высокой разрешающей способности и хорошего отклика от небольших аномальных объектов, то частота поля, на которой производятся исследования, устанавливается равной десяткам и первым сотням килогерц. Такой частотный диапазон используется многими исследователями и реализован в различных комплексах аппаратуры (Байдиков, Человечков, 2011; Won et al., 2006).

Понижение частоты, наоборот, позволяет снизить влияние поверхностных локальных неоднородностей на результат измерений. Сочетание высокочастотного и низкочастотного диапазонов предоставляет возможность адаптировать методику измерений в зависимости от типа геологи-

ческого разреза и задачи исследований. Поэтому создание аппаратуры, позволяющей охватывать большой частотный диапазон, является актуальной технической задачей.

Целью работы является создание экспериментального широкополосного индукционного датчика магнитного поля с частотным диапазоном от 1 до 200 кГц для проведения исследований методами индукционного зондирования и профилирования.

Преобразователь магнитной индукции

Основным элементом индукционных датчиков является преобразователь индукции магнитного поля в напряжение. От его конструкции зависят чувствительность, частотный диапазон, масса и габариты датчика.

Принцип действия индукционных преобразователей магнитного поля, как и магнитных антенн, основан на законе электромагнитной индукции. Согласно этому закону, для разомкнутого проводящего контура, окружающего заданную площадь и помещенного в гармоническое магнитное поле, можно записать

$$\varepsilon = \omega SB, \quad (1)$$

где ε – ЭДС в контуре, создаваемая магнитным полем; ω – круговая частота магнитного поля; B – амплитуда индукции магнитного поля, пронизывающей контур; S – площадь контура.

Обмотка индукционного преобразователя наматывается из большого числа витков изолированного провода – проводящих контуров, расположенных на одном сердечнике. Для улучшения характеристик чувствительности датчика, сокращения его массы и габаритов, сердечником обычно является стержень из ферромагнитного материала, обладающего высокой магнитной проницаемостью.

Магнитным материалом сердечника индукционного преобразователя выбран термостабильный феррит 2000НМ1. Низкие магнитные потери, низкий температурный коэффициент магнитной проницаемости в слабых переменных полях с частотами до 600 кГц, в сочетании с высокой маг-

нитной проницаемостью, делают этот магнитный материал наиболее подходящим при разработке индукционных датчиков магнитного поля (Справочник ... , 1988, с. 54–55).

Ферритовый сердечник датчика состоит из 24 колец марки 2000НМ1, одетых на керамическую трубку диаметром 5 мм и соединенных клеем БФ-4. Внешний диаметр сердечника равен 12 мм, длина сердечника 134 мм.

Поскольку сердечник собран из отдельных ферритовых колец, в местах склейки колец между собой образуются небольшие размагничивающие зазоры, которые в сочетании с заданными внешними геометрическими параметрами сердечника, определяют его коэффициент размагничивания и магнитную проницаемость.

Оценим эффективную магнитную проницаемость сердечника, определяя отклик напряжения на сигнал магнитного поля известной величины, с учетом площади сечения сердечника и количества витков на нем. Для этого, с помощью тока заданной амплитуды и частоты в одновитковой квадратной рамке, создадим относительно однородный объем магнитного поля. Величина магнитного поля в центре рамки рассчитывается по простой формуле:

$$B = \frac{\mu_0 I 2\sqrt{2}}{\pi a}, \quad (2)$$

где B – модуль вектора магнитной индукции в центре рамки; I – величина тока в контуре; μ_0 – магнитная постоянная; a – длина стороны рамки. Соотношение справедливо в системе СИ.

В нашем случае для определения чувствительности датчика использовалась рамка со стороной 1 м. Воспользуемся измеряемыми значениями амплитуды магнитного поля, чтобы сделать вывод о степени его однородности. Для этого расположим датчик в точке, равноудаленной от сторон рамки, перпендикулярно ее плоскости, так чтобы датчик пересекал плоскость рамки посередине своей длины (рис. 1). При смещении из этой точки на 10 см к одной из сторон рамки, величина напряже-

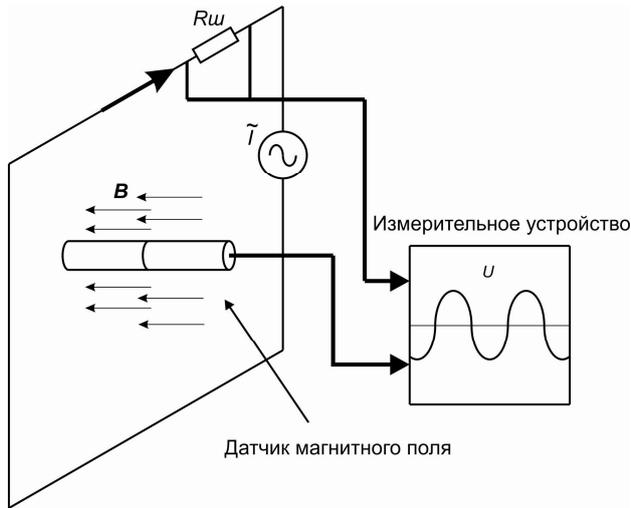


Рис. 1. Расположение рамки с током и магнитного датчика при измерении чувствительности:

I – сила тока в рамке;

B – вектор магнитной индукции в центре рамки.

Направление вектора указано при направлении тока, совпадающем с направлением обхода контура, обозначенном стрелкой.

$R_{ш}$ – измерительный шунт в цепи рамки

ния на выходе датчика становится больше на 2,6%.

При перемещении датчика из центра перпендикулярно плоскости рамки на величину, равную половине длины его сердечника, также получим изменение напряжения на его выходе около 2,6%. Как мы видим, магнитное поле в центре рамки с длиной стороны 1 м обладает достаточно высокой степенью однородности в объеме, занимаемом сердечником датчика.

В результате таких калибровочных измерений магнитного поля на частоте 1 кГц, при амплитуде магнитного поля 33 нТл, получена чувствительность индукционного преобразователя датчика 47 мкВ/нТл. Количество витков обмотки на сердечнике преобразователя – 2000, диаметр сердечника 12 мм, диаметр внутреннего отверстия в кольце сердечника составляет 5 мм. Пренебрегая магнитным потоком вне сердечника, получим величину его магнитной проницаемости, равную 40.

Оценим температурный фактор нестабильности магнитной проницаемости сердечника индукционного преобразователя.

Для этого будем использовать справочные данные, ранее измеренное значение магнитной проницаемости сердечника и формулу:

$$\mu_c = \frac{\mu}{1 + \frac{N\mu}{4\pi}}, \quad (3)$$

где μ_c – эффективная магнитная проницаемость сердечника; μ – магнитная проницаемость материала; N – коэффициент размагничивания сердечника. Соотношение справедливо в системе СГСМ.

Формула (3) отражает связь измеренной эффективной магнитной проницаемости сердечника с коэффициентом размагничивания и магнитной проницаемостью материала, из которого он сделан (Преображенский, 1965, с. 33–34).

Для феррита 2000НМ1 нормируется величина температурных колебаний значения магнитной проницаемости. Относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости составляет $0,8 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ в диапазоне от -10 до $+70 \text{ }^\circ\text{C}$ (Преображенский, 1965, с. 84–87; Справочник ..., 1988, с. 54–55). Изменение магнитной проницаемости при изменении температуры рассчитывается по формуле:

$$\alpha_p = \frac{\mu_{t2} - \mu_{t1}}{\mu_{t1}^2 (t_2 - t_1)}, \quad (4)$$

где α_p – относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости феррита; μ_{t1} и μ_{t2} – значения магнитной проницаемости при температурах t_1 и t_2 соответственно.

Примем рабочий диапазон температур датчика от -10 до $+40 \text{ }^\circ\text{C}$, а значение магнитной проницаемости при $25 \text{ }^\circ\text{C}$ равным 2000. Рассчитывая изменение магнитной проницаемости в зависимости от температуры, получим колебания в пределах от $-5,6$ до $+2,4 \%$. Как мы видим, 2000НМ1 не очень стабильный магнитный материал.

Далее, рассчитывая коэффициент размагничивания сердечника из формулы (3), находим $N = 0,308$. Как было сказано выше, начальная магнитная проницаемость феррита 2000НМ1 изменяется в пределах от $-5,6$ до $2,4\%$ при среднем значении

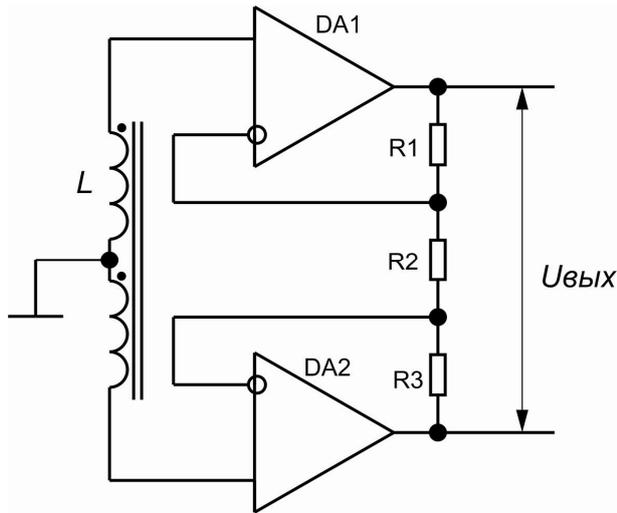


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема предварительного усилителя сигнала: DA1, DA2 – ОРА827; R1, R3 – 3 кОм; R2 – 300 Ом; L – преобразователь магнитной индукции

2000. мс, при этом, будет изменяться в диапазоне от $-0,15$ до $+0,06\%$.

Необходимо отметить, что величина начальной магнитной проницаемости 2000НМ1 может лежать в диапазоне от 1700 до 2500 (Справочник ... , 1988, с. 54–55). Поэтому термостабильность магнитных свойств сердечников, одинаковых по форме и сделанных из одной и той же марки материала, может отличаться, однако отличия не будут превышать сотых долей процента.

Предварительный усилитель выходного сигнала

В состав датчика магнитного поля также входит активный усилитель напряжения (рис. 2) с высоким входным сопротивлением и низким сопротивлением выхода. Использование активного дифференциального усилителя позволяет расширить динамический диапазон выходных напряжений датчика и снизить влияние синфазных помех на результат измерения.

Коэффициент усиления предварительного усилителя равен 21. Такое небольшое значение продиктовано снижением коэффициентов усиления операционных усилителей на высоких частотах. На самой высокой частоте рабочего диапазона датчика

200 кГц коэффициент усиления ОРА827 не превышает 100.

Коэффициент ослабления синфазного сигнала равен коэффициенту усиления схемы (Хоровиц, Хилл, 1993, с. 43). Но, с использованием электрического экрана, такое включение позволяет достичь низкого уровня синфазных помех. Электрический экран сделан в виде разомкнутой цилиндрической поверхности из сплошной алюминиевой фольги.

Операционные усилители ОРА827 были выбраны, исходя из требований высокого входного сопротивления и низкой спектральной плотности среднеквадратической величины шумового тока входа, так как импеданс обмотки индукционного преобразователя в рабочем диапазоне частот достаточно велик и составляет от 2 до 154 кОм.

Частотные характеристики чувствительности и уровня собственных шумов

Поскольку импеданс датчика определяется сочетанием собственной индуктивности и паразитной емкости обмотки преобразователя магнитной индукции, а также влиянием емкости входа активного усилителя, то его частотные характеристики чувствительности и сдвига фазы нелинейны (рис. 3).

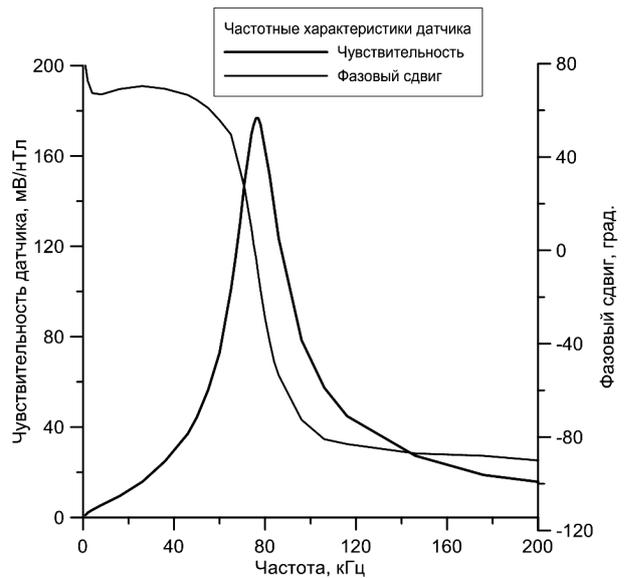


Рис. 3. Форма зависимости чувствительности датчика и фазового сдвига выходного напряжения от частоты магнитного поля

Частота собственного резонанса датчика составляет 76 кГц при добротности колебательного контура 4,4. Высокие потери энергии в колебательном контуре возникают при взаимодействии магнитного поля рассеяния на торцах сердечника со сплошным металлическим экраном.

Минимальный уровень сигнала, точно измеряемый датчиком, ограничен величиной собственных шумов. Соотнося спектральную плотность среднеквадратического шума датчика и ширину полосы пропускания измерительного прибора, можно оценить минимальную величину сигнала, измеряемую с заданной погрешностью.

Собственный шум датчика состоит из шумов входного тока операционных усилителей, тепловых шумов резисторов обратной связи R1, R2, R3 и приведенного к входу усилителя напряжения шумов операционных усилителей (см. рис. 2). Спектральная плотность собственных шумов датчика рассчитывается по формуле:

$$B_{ш} = \frac{\sqrt{2}K}{S} \sqrt{i_{ш}^2 |Z_L + R_{//}}^2 + 4kTR_{//}} + e_{ш}^2, \quad (5)$$

где $R_{//} = \frac{R_1(R_2 + R_3)}{R_1 + R_2 + R_3}$, R1, R2, R3 – согласно

рис. 3; $B_{ш}$ – спектральная плотность шумов магнитной индукции датчика; $i_{ш}$ – спектральная плотность среднеквадратического шумового тока входа операционного усилителя, 2,2 фА/√Гц; Z_L – комплексный импеданс датчика; $e_{ш}$ – спектральная плотность среднеквадратического напряжения шумов, 4 нВ/√Гц; S – чувствительность датчика на данной частоте, В/Тл; K – коэффициент усиления предварительного усилителя, $K = 21$; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура, К.

Во всем частотном диапазоне модуль импеданса датчика не превышает 154 кОм. Тогда квадрат слагаемого входного напряжения шумов, определяемого шумами входного тока, как минимум на два порядка меньше, чем величина слагаемого, определяемого квадратом напряжения шумов входа операционного усилителя и тепловых шумов резисторов. Формула (5) может

быть переписана без учета шумового тока входа операционного усилителя:

$$B_{ш} = \frac{\sqrt{2}K}{S} \sqrt{4kTR_{//}} + e_{ш}^2. \quad (6)$$

В табл. 1 приведены измеренная величина чувствительности и уровень собственных шумов датчика в рабочем частотном диапазоне.

На частоте собственного резонанса достигается максимум чувствительности и минимальный уровень собственных шумов датчика.

Результаты

В ходе проведенной экспериментальной работы по созданию широкодиапазонного датчика для малоглубинных исследований, получены следующие результаты:

Испытан макет индукционного датчика магнитного поля в диапазоне частот от 1 до 200 кГц, получены его амплитудно-частотная и фазочастотная характеристики.

Проведена оценка стабильности свойств используемого магнитного сердечника в заданных условиях работы, рассчитан уровень собственных шумов датчика.

Таблица 1. Чувствительность и спектральная плотность среднеквадратической магнитной индукции шумов датчика

Частота, кГц	Чувствительность датчика S, мВ/нТл	Спектральная плотность среднеквадратической магнитной индукции шумов, нТл/√Гц
1	1,09	1,77E-04
2	2,11	9,11E-05
16	9,48	2,03E-05
36	24,91	7,71E-05
50	44,36	4,33E-05
65	100,97	1,9E-06
76	176,69	1,09E-06
86	123,4	1,56E-06
106	57,49	3,34E-06
146	27,35	7,03E-06
176	18,84	1,02E-05
200	15,8	1,22E-05
250	10,03	1,92E-05

Амплитудно-частотная характеристика датчика имеет резонансный характер и максимум на частоте 76 кГц. При этом резонансная полоса пропускания по уровню $\frac{1}{2}$ мощности сигнала составляет около 17 кГц (см. рис. 3). Добротность колебательного контура равна 4,4. Благодаря невысокой величине добротности, чувствительность датчика в области резонансных частот не будет зависеть от малых изменений индуктивно-емкостных параметров контура и связанного с ними изменения резонансной частоты.

Фазовый сдвиг в частотном диапазоне от 65 до 86 кГц быстро изменяется с ростом частоты, в среднем по пять градусов на килогерц (см. рис. 3). Этот участок может использоваться для измерений фазы магнитного поля, но при условии стабильности положения резонансной частоты.

Диапазон температурных колебаний магнитной проницаемости сердечника, и соответственно, собственной индуктивности обмотки датчика, как было рассчитано ранее, составляет от $-0,15$ до $0,06\%$. Общая емкость экранированной обмотки датчика зависит только от межвитковой емкости и взаимной емкости обмотки и экрана. Емкость обмотки равна приблизительно 30 пФ.

Среднеквадратическая величина шумов датчика на высокочастотной границе рабочего диапазона на порядок меньше, чем в низкочастотной части (см. табл. 1). Поскольку на высоких частотах полоса пропускания измерительной аппаратуры должна быть больше, это дает определенные преимущества для достижения приемлемого уровня шумов во всем рабочем частотном диапазоне.

Предварительный усилитель датчика обладает крайне малым значением шумового входного тока ($3,1 \text{ фА}/\sqrt{\text{Гц}}$), шум которого на высоком импедансе преобразователя магнитной индукции, достигающем 150 кОм, практически не заметен. Значение спектральной плотности среднеквадратического шумового напряжения усилителя, приведенного к его входу, составляет $9,14 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Фундаментальных исследований УРО РАН № 18-5-5-38.

Литература

- Байдиков С.В., Человечков А.И.* Аппаратура для высокочастотных индукционных зондирований МЧЗ-8 // Уральский геофизический вестник. 2011. № 1. С. 4–8.
- Преображенский А.А.* Магнитные материалы. М.: Высшая школа, 1965. 235 с.
- Справочник по электротехническим материалам.* Т. 3. / Под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева. Л.: Энергоатомиздат, 1988. 728 с.
- Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники. Т. 2. Изд. 4-е. М.: Мир, 1993. 378 с.
- Won I.J., Keiswetter D.A., Fields George R.A., Sutton L.S.* GEM-2: A new multifrequency electromagnetic sensor // Journal of Environmental and Engineering Geophysics. 2006. Vol. 1. P. 129–137.

ЦИФРОВОЙ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫЙ МАГНИТОМЕТР ДЛЯ БЕСПИЛОТНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Астраханцев Ю.Г., Узрюмов И.А. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В статье рассмотрены вопросы и методы их решения, возникающие при разработке трехкомпонентного магнитометра для беспилотных летательных аппаратов на основе жесткозакрепленных феррозондов и гравитационных акселерометров (БПЛА). Рассмотрены пути повышения быстродействия магнитометра. Отличительной особенностью данного прибора является применение гироскопических преобразователей, позволяющих повысить точность определения ориентации магнитометра.

Феррозонды, акселерометры, составляющие магнитного поля, гироскопы, время установления магнитометра.

DIGITAL THREE-COMPONENT MAGNETOMETER FOR UNMANNED FLYING MACHINES

Astrakhantsev Yu.G., Ugryumov I.A. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. In article are considered questions and methods of their decision appearing at development of three-component magnetometer for unmanned flying machines on the basis of fluxgate justcocaine and gravitate accelerometers. The determined ways of increasing of the speed magnetometer. The Discriminating particularity given instrument is an using gyroscopic converters, allowing raise accuracy of the determination to orientation magnetometer.

Fluxgate, accelerometers, direction magnetic field, gyroscopes, time of the determination of magnetometer.

Введение

Аэромагнитная съемка используется достаточно давно при геофизических исследованиях земной поверхности. Различают несколько видов аэромагнитной съемки. Это площадная съемка, которая выполняется по системе параллельных маршрутов, двухвысотная съемка с одновременным использованием двух аэромагнитометров, маршрутная съемка, при которой площадь покрывается непараллельными маршрутами (Магниторазведка ... , 1980).

В настоящее время за рубежом на базе использования БПЛА успешно развивается аэромагниторазведочное направление, обеспечивающее:

- сокращение стоимости аэрогеофизических работ;
- их проведение без опасности для летного состава;
- проведение съемки с минимальным уровнем экологического ущерба и другие преимущества (Цирель и др., 1916).

Аппаратура

Для трехкомпонентных измерений магнитного поля с БПЛА целесообразно использовать магнитометр, содержащий три жесткозакрепленных взаимортогональных феррозонда, три жесткозакрепленных акселерометра и три жесткозакрепленных гироскопа. Оси чувствительности феррозондов, акселерометров и гироскопов совпадают по направлениям (Плата ... , 2012).

Для получения значений составляющих вектора геомагнитного поля при движении БПЛА необходимо определение углов азимута α и тангажа φ . Для описания углов азимута и тангажа воспользуемся вектором – нормалью к горизонтальной плоскости (\mathbf{R}) (рис. 1) При инициализации прибора, когда БПЛА стоит на земле, мы явно присваиваем значения проекциям данного вектора R_x , R_y , R_z . Получаем вектор, который направлен вертикально вверх и совпадает по направлению с вектором, получаемым с акселерометров (\mathbf{G}).

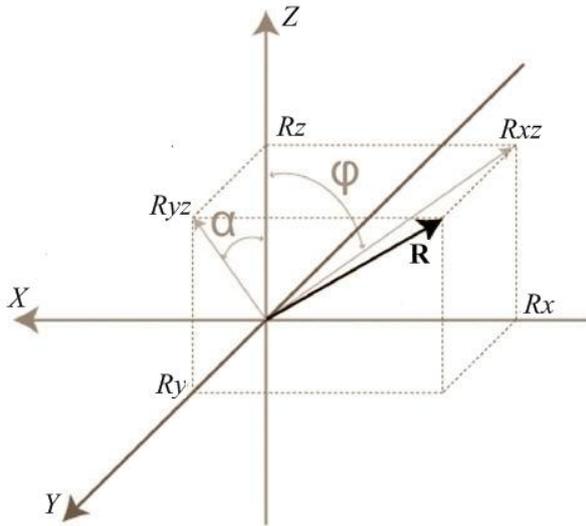


Рис. 1. Описание углов крена и тангажа

Напряжения на выходах акселерометров равны:

$$\begin{aligned} G_z &= K_z \cdot \cos \varphi, \\ G_x &= K_x \cdot \sin \alpha \cdot \sin \varphi, \\ G_y &= K_y \cdot \cos \alpha \cdot \sin \varphi, \end{aligned}$$

где K_z, K_x, K_y – коэффициенты преобразования акселерометров соответственно по осям z, x, y .

Отсюда можно вывести формулы для углов φ и α .

$$\begin{aligned} \alpha &= \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{K_x \cdot G_x}{K_y \cdot G_y} \right); \\ \varphi &= \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\sqrt{(K_x \cdot G_x)^2 + (K_y \cdot G_y)^2}}{K_z \cdot G_z} \right). \end{aligned}$$

Теперь рассмотрим основной цикл определения углов φ и α в полете:

1. Получаем моментальные значения углов с гироскопа, умножаем их на значение времени между опросами (разница между текущим значением времени и временем предыдущего опроса гироскопа – t). Для каждого из углов получаем приращение (значение угловой скорости $\times t$).

2. Используя матрицу поворота, поворачиваем вектор \mathbf{R} на значения углов приращения в противоположную сторону. Полученный вектор \mathbf{R} определит расчетное положение БПЛА относительно горизонта.

3. Получаем моментальное значение проекций вектора \mathbf{G} с акселерометров.

4. Используя проекции вектора \mathbf{R} и вектора \mathbf{G} , корректируем значение вектора \mathbf{R} :

$$\begin{aligned} R_x &= (1 - w) \cdot R_x + w \cdot G_x, \\ R_y &= (1 - w) \cdot R_y + w \cdot G_y, \\ R_z &= (1 - w) \cdot R_z + w \cdot G_z, \end{aligned}$$

где w – весовой коэффициент.

5. Нормализуем вектор \mathbf{R} (приводим значение вектора по модулю к 1).

6. Используем полученное значение вектора \mathbf{R} для определения текущего значения углов φ и α .

Значения составляющих вектора геомагнитного поля в вертикальной системе координат вычисляются по следующим формулам из измеренных значений феррозондов Z_{oc}, X, Y и рассчитанных выше φ и α :

$$\begin{aligned} Z &= -X \cos \alpha \cdot \sin \varphi - Y \sin \alpha \cdot \sin \varphi + Z_{oc} \cos \varphi, \\ H_x &= X \cos \alpha \cdot \cos \varphi + Y \sin \alpha \cdot \cos \varphi + Z_{oc} \sin \varphi, \\ H_y &= -X \sin \alpha + Y \cos \alpha, \end{aligned}$$

где Z – вертикальная составляющая вектора геомагнитного поля; H_x и H_y – горизонтальные составляющие вектора геомагнитного поля.

Модуль горизонтальной составляющей геомагнитного поля равен:

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}.$$

Азимут полета БПЛА определяется по формуле:

$$A = \operatorname{tg}^{-1}(H_y/H_x).$$

Скорость полета БПЛА составляет приблизительно 100–150 км/ч. В секунду это составляет 30–40 м. Для регистрации поля с дискретностью 4–5 м цикл измерения девятью первичными преобразователями не должен превышать $30 \cdot 10^{-3}$ секунды. Время переходного процесса при переключении акселерометров и гироскопов незначительно. В основном надо учитывать время переходного процесса при переключении феррозондов. На рис. 2 изображена функциональная схема магнитного блока.

Измерительная схема магнитометра выполнена по классической схеме магнитометра, работающего на второй гармонике с временным разделением каналов (Астраханцев, Белоглазова, 2003; Астраханцев и др., 2016).

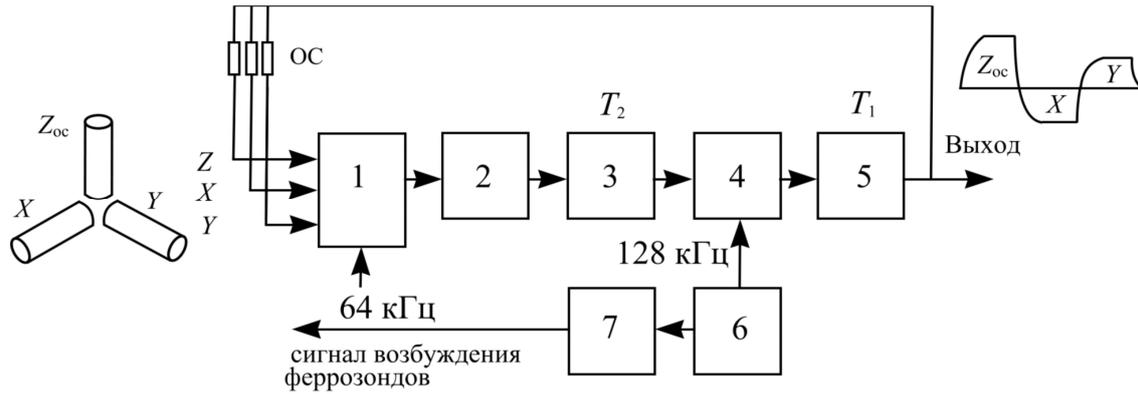


Рис. 2. Функциональная схема магнитного блока:

Z_{oc}, X, Y – феррозонды; 1 – коммутатор феррозондов; 2 – усилитель; 3 – полосовой фильтр; 4 – синхронный детектор; 5 – фильтр нижних частот; 6 – задающий генератор; 7 – выходной каскад

Феррозондовый магнитометр представляет собой прибор типа модулятор-демодулятор, частота изменения геомагнитного поля F намного меньше модулируемой частоты второй гармоники. Кроме того, наличие синхронного детектирования позволяет для анализа динамических процессов измерительной системе магнитометра заменить ее на эквивалентную систему постоянного тока, методы расчета которой хорошо разработаны.

Известно, что передаточная функция магнитометра $\Phi(p)$, работающего на удвоенной частоте и охваченного глубокой обратной связью, для огибающей сигнала определяется (Семенов, Яковлев, 1978) выражением:

$$\Phi(p) = W(p)/(1+W(p)\cdot\beta(p)) = K/((1+pT_1)\cdot(1+pT_2) + \beta K),$$

где передаточная функция прямой цепи магнитометра в операторной форме:

$$W(p) = K/((1+pT_1)\cdot(1+pT_2));$$

$\beta(p)$ – передаточная функция цепи обратной связи.

При жесткой обратной связи $\beta(p) = \beta$; T_1 – постоянная времени фильтра нижних частот на выходе синхронного детектора; T_2 – постоянная времени эквивалентного полосового фильтра, служащего для выделения сигнала второй гармоники; K – статический коэффициент передачи прямой цепи магнитометра.

Задавшись динамической погрешно-

стью δ , можно определить время установления магнитометра:

$$t = ((T_1 - T_2)/(1 + \beta K)) \cdot \ln(1/\delta),$$

причем для получения аperiodического процесса должно выполняться условие:

$$T_1/T_2 > 4 \cdot (1 + \beta K).$$

Постоянная времени полосового фильтра рассчитывается по формуле:

$$T_2 = 2Q_3/\omega_p,$$

где Q_3 – эквивалентная добротность полосового фильтра; ω_p – его средняя частота.

Значение петлевого усиления βK выбирается из условия получения требуемых метрологических характеристик. Тип фильтра и, следовательно, его эквивалентная добротность определяются из условий подавления первой и третьей гармоник сигнала возбуждения феррозонда и не могут быть произвольно изменены. Единственным параметром, который может меняться в широких пределах, является T_1 .

Эффективным способом снижения постоянной времени фильтра нижних частот T_1 и времени установления магнитометра является повышение частоты возбуждения феррозонда. Так при частоте возбуждения феррозондов 64 кГц время переходного процесса на уровне 3 дБ не превышает $1,5 \cdot 10^{-3}$ с.

На рис. 3 изображена полная функциональная схема магнитометра для БПЛА.

Сигналы с блока гироскопов и акселерометров поступают на микроконтроллер-

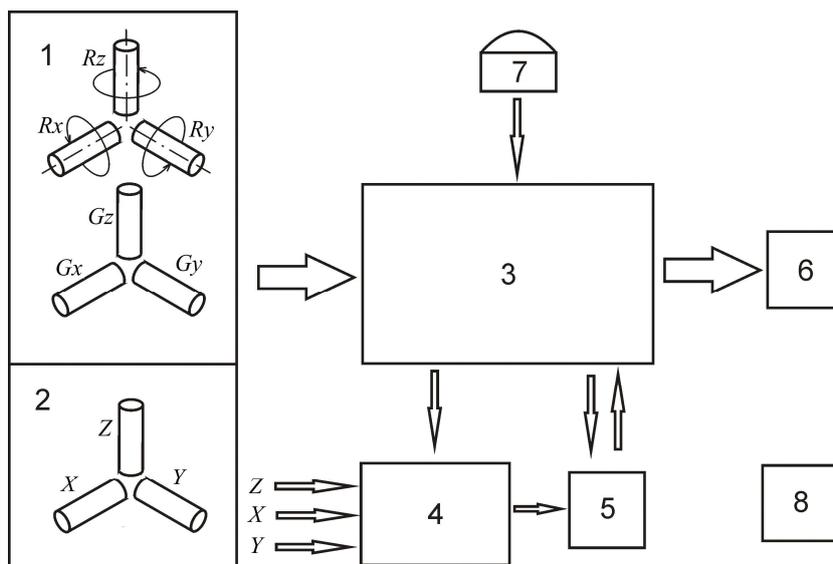


Рис. 3. Функциональная схема магнитометра для БПЛА:

1 – блок гироскопов и акселерометров; 2 – блок феррозондов; 3 – микроконтроллерный блок управления и ориентации; 4 – измерительная схема магнитометра; 5 – АЦП; 6 – блок флеш-памяти; 7 – блок GPS-ГЛОНАСС привязки наблюдений; 8 – блок питания

ный блок управления и ориентации, который по вышеописанному алгоритму вычисляет углы крена α и тангажа φ . Одновременно с блока феррозондов в измерительную схему магнитометра поступают сигналы с феррозондов осей Z , X , Y магнитного поля, где под управлением микроконтроллерного блока управления и ориентации происходит усиление и выделение сигналов для каждой компоненты магнитного поля, которые затем преобразуются в цифровой код АЦП. Микроконтроллерный блок управления и ориентации на основе полученных компонентов поля с феррозондов и вычисленных углов крена α и тангажа φ рассчитывает по приведенным формулам вертикальную Z и горизонтальные H_x и H_y составляющие магнитного поля. Значения магнитного поля дополняются

координатами точки измерения, полученными с блока GPS-ГЛОНАСС привязки наблюдений и записываются в твердотельный блок флеш-памяти. Энергоснабжение схемы магнитометра осуществляет блок питания.

Заключение

Следует сказать, что данный прибор, установленный на БПЛА, за счет измерения трех составляющих геомагнитного поля обладает большими возможностями для поиска полезных ископаемых и других магнитных объектов по сравнению с магнитометрами, измеряющими полный вектор магнитного поля. При этом возможно определить направление на магнитный объект. Применение гироскопов повышает точность определения ориентации и, следовательно, точности измерения состав-

Основные технические характеристики

Диапазон измерения составляющих геомагнитного поля Z , H_x , H_y , нТл	$\pm 80 \cdot 10^3$
Азимут полета, град	0–360
Угол тангажа, град	0–180
Уровень собственных шумов магнитометра, нТл	$\pm 1,5$
Время измерения всех параметров, с	$30 \cdot 10^{-3}$
Габаритные размеры, мм	диаметр 45, длина 530
Вес не более, г	400
Питание от бортовой сети БПЛА, В	12
Потребляемая мощность, ВА	2

ляющих геомагнитного поля. Хотя эти устройства достаточно дорогие, но их применение оправдано. Следует отметить достаточно высокое быстродействие магнитометра, что позволяет повысить детальность измерения составляющих геомагнитного поля и улавливать более мелкие магнитные неоднородности.

Литература

- Астраханцев Ю.Г., Белоглазова Н.А.* Аппаратурно-программный комплекс для непрерывной инклинометрии нефтяных и газовых скважин // Практика приборостроения. 2003. № 1. С. 17–21.
- Астраханцев Ю.Г., Белоглазова Н.А., Миронова Н.К., Голиков Ю.В.* Комплексный прибор рудного каротажа ПРК-4203 // Радиотехника. 2016. № 7. 144–152 с.
- Магниторазведка.* Справочник геофизика / Под ред. В.Е. Никитского, Ю.С. Глебовского. М.: Недра, 1980. 366 с.
- Плата управления квадрокоптером.* Комплементарный фильтр, 2012. [Электронный ресурс]. URL: http://we.easyelectronics.ru/blog/quadro_and_any_copters/1922.html (дата обращения 22.11.2018).
- Семенов Н.М., Яковлев Н.И.* Цифровые феррозондовые магнитометры. Л.: Энергия, 1978. 168 с.
- Цирель В.С., Семенова М.П., Кузнецова А.В.* Беспилотная аэрогеофизика. Состояние в мире. Развитие в России. Заключение научно-методического совета по геолого-геофизическим технологиям поисков и разведки месторождений полезных ископаемых (НМС ГГТ) Минприроды России. СПб.: ФГУНПП, 1916. 25 с.

**СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ ГРАНИТОВ
ИЗ СЕЙСМОАКТИВНЫХ И «СЛАБОАКТИВНЫХ» РАЙОНОВ**

Бахтерев В.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Приведены результаты исследования электрических параметров образцов гранитов из двух районов, отличающихся друг от друга различной сейсмичностью (Шарташский гранитный массив – Средний Урал, Курдайский массив – Тянь-Шань). Получены и сопоставлены температурные (в интервале 20–800 °С) зависимости электрического сопротивления на постоянном токе, активного сопротивления и диэлектрических потерь на переменном токе (частотой 1 кГц) образцов гранитов близкого минерального состава из двух районов, отличающихся друг от друга различной сейсмичностью. Приведены связи между активным сопротивлением и диэлектрическими потерями в частотном диапазоне 0,02–100 кГц при нормальной температуре образцов гранитов двух районов. Установлено, граниты из сейсмоактивного района имеют значительно меньшие значения электрического сопротивления, чем их аналоги из «слабоактивных» областей. Что, вероятно, связано с протекающими в недрах физико-химическими процессами.

Омическое и активное сопротивление, диэлектрические потери, высокая температура, энергия активации, частотная дисперсия, сейсмичность района, гранит.

**COMPARATIVE STUDY OF ELECTRICAL PARAMETERS
OF GRANITE SAMPLES FROM QUIET AREAS
AND AREAS WITH HIGH SEISMIC ACTIVITY**

Bakhterev V.V. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The results of the study of electrical parameters of granite samples from two regions are presented (Shartash granite massif-Middle Urals; Kurdish massif-Tien-Shan). The level of seismicity of the different. Temperature (in the range of 20–800 °C) dependences of electric resistance at a constant current, active resistance and dielectric losses at an alternating current (frequency 1 kHz) of samples of granites of close mineral composition were obtained and compared. The connections between the active resistance and dielectric losses in the frequency range of 0.02–100 kHz at normal temperature of granite samples of two regions are given. It is established that granites from the seismically active area have significantly lower values of electrical resistance than their analogues from the "weakly active" areas. This is probably due to the physical and chemical processes occurring in the bowels of the Earth.

Ohmic and active resistance, dielectric loss, high temperature, activation energy, frequency dispersion, seismicity of the region, granite.

«Для геофизики лабораторный эксперимент имеет принципиальное значение, так как она из спекулятивной отрасли науки становится отраслью физики твердого тела».

М.А. Садовский. Насущные задачи геофизики в комплексе наук о Земле // Вестник Академии наук СССР. 1968. № 1. С. 59–63.

Введение

Последние полвека прошлого столетия характеризуются систематическим изучением электрического сопротивления минералов и горных пород при высоких температурах и давлениях в лабораторных условиях. Исследовали влияние химического и

минерального состава, структуры и текстуры, содержания различных оксидов и аморфной фазы, процессов метаморфизма и других факторов на электропроводность разных типов пород при высоких температурах. Физическим свойствам минералов и горных пород при различных *PT*-условиях

посвящено большое число статей, монографий, справочников (например, Пархоменко, Бондаренко, 1972; Физические ... , 1984). Результаты этих исследований использованы главным образом при выяснении природы областей аномально высокой электропроводности земной коры. До сих пор мало исследованы электрические свойства горных пород близкого минерального состава из различных по степени сейсмоактивных районов при нормальном давлении. Имеются лишь единичные измерения.

В работе (Бакиев и др., 1995) приведены результаты исследования электропроводности горных пород из разных по сейсмичности районов Тянь-Шаня на установке квазигидростатического давления в изобарическом режиме $P = 0,5$ ГПа при температурах от 100 до 500 °С. Сопоставление электросопротивления с породами близкого минерального состава других регионов показало, что породы Тянь-Шаня имеют меньшее сопротивление, чем их аналоги. Сравнивая электросопротивление исследованных габбро Тянь-Шаня, с аналогами из Южного Урала и Кольского полуострова (Пархоменко, Бондаренко, 1972), имеющими близкий минеральный состав, с преобладающими в тех и других плагиоклаза и амфибола, отмечают более низкие значения сопротивления при 500 °С, первых. В цитируемых работах исследовали температурные зависимости электрического сопротивления на постоянном токе в интервале температур 200–500 °С. По величине энергии активации различия между как исследованными породами и представителями других регионов, не отмечено. Температурная область 200–500 °С – область примесной проводимости.

Представляет интерес, какова же энергия активации при собственной проводимости при температурах выше 500 °С. Различаются ли однотипные породы по электропроводности из различных регионов. В связи с этим интересно в лабораторных условиях определить и сопоставить некоторые электрические параметры, как самые чувствительные, образцов гранита близкого минерального состава из различ-

ных по сейсмоактивности районов.

Как отмечено в работе (Кашубин и др., 2001), Урал характеризуется относительно спокойной сейсмической обстановкой. «Низкая сейсмическая активность и относительно невысокий сейсмopotенциал земной коры Среднего Урала, возможно, сопряжены с низкими амплитудами и скоростями деформации земной коры Урала в новейшее время. ... В центральной части Уральского региона амплитуды новейших вертикальных движений (деформаций) земной коры оцениваются в пределах от 225–350 до 400–700 м. На Тянь-Шане, являющемся таким же, как и Урал, новейшим эпиплатформенным эпипалеозойским орогеном ... амплитуды вертикальных новейших деформаций составляют от 25 до 10–14 км. Поэтому Тянь-Шань в отличие от Урала характеризуется высокой сейсмической активностью и высоким сейсмopotенциалом недр» (Гуляев, 2014, с. 258).

Мы выбрали граниты из-за их доступности для исследований, а также, учитывая повышенное внимание геологов к проблеме гранитов. «В геологии ... есть набор неких вечных заморочек – проблем, интерес к которым то затухает, то обостряется, но никогда не исчезает. К ним относится и так называемая проблема гранита, включающая все вопросы, связанные с происхождением и геологическим положением этих пород. Спорам о гранитах более 200 лет, но систематически выявляются новые аспекты, и дискуссия переходит на другой уровень, обретая новую жизнь. ... Проблема гранита выходит по своей значимости далеко за рамки не только петрографии, но и геологии. ... Так, граниты, слагающая около половины объема всех магматических пород, распределены в литосфере крайне неравномерно – они являются определяющим компонентом коры континентальной, тогда как в океанах их нет. ... Далее, в пределах Солнечной системы граниты известны ... только на Земле, тогда как на прочих планетах земного типа, включая Луну, их нет» (Махлаев, 2007, с. 5).

Интерес к гранитам и близким к ним породам, которые носят общее название

гранитоиды, объясняется, прежде всего, их важной геологической ролью, их широким распространением в природе, особенно в складчатых областях (Урал, Тянь-Шань). Нередко гранитные массивы вытягиваются в пояса глобального масштаба (например, Урало-Таньшанский пояс и др.).

Цель работы – исследование и сопоставление электрических параметров образцов гранитов с близким минеральным составом, представляющих различные по сейсмоактивности районы; установление общности и отличия электрических свойств исследованных пород.

Методика исследований

Методика определения электропроводности образцов горных пород и электрических параметров при высоких температурах описана ранее (Бахтерев, 2004). Образцы для исследований вырезали в форме кубика с ребром 0,02 м. Измерения выполнены в открытой системе при атмосферном давлении. Электрическое сопротивление измеряли двухэлектродной установкой через каждые 10 градусов в интервале температур 20–800 °С. Скорость нагревания 0,066 град/с. Температуру в системе определяли платино-платинородиевой термопарой в 0,01 м от образца. Измерения электрического сопротивления осуществляли при постоянном напряжении. Прибор для измерения электрического сопротивления на постоянном токе – тераомметр Е6-13 с динамическим диапазоном от 10 до 10^{14} Ом и пределами допустимой относительной погрешности измерений от $\pm 2,5$ до 4% в конце диапазона. В качестве измерительного прибора для определения электрических параметров на переменном токе использован «Измеритель L, C, R цифровой» Е7-8. Прибор позволяет измерять тангенс угла диэлектрических потерь и активное сопротивление. Рабочая частота прибора 1000 Гц. Частотную дисперсию активного сопротивления и тангенса угла диэлектрических потерь исследовали в интервале 0,01–100 кГц. Методика описана в работе (Бахтерев, 2016) и в руководстве по эксплуатации прибора (Измеритель ... , 2005).

Изучение корреляционных связей между параметрами электропроводности при различных температурах и частоте электрического тока повышает информативность исследований и понимание природы изменения электрических свойств в различных термодинамических условиях. Изменение электрических параметров может быть связано с процессами дегидратации, окисления, выделения газовых компонент из различных энергетических субпозиций кристаллической решетки, при полиморфных и фазовых превращениях в термических условиях.

Описание исследованных образцов

Изучены образцы гранитов из Шарташского (Средний Урал) и Курдайского (Тянь-Шань) массивов. Исследовано шесть образцов: по три образца из каждого массива. В каждой тройке образцов получены аналогичные результаты по всем измеряемым параметрам. Ниже приведена краткая характеристика исследованных гранитов.

Шарташский гранит. Минеральный состав, %: олигоклаз – 52–55; микроклин – 15–16; кварц – 23–24; биотит – 6–7; роговая обманка; магнетит – 0,1; TiO_2 – 0,56; V_2O_3 – 0,23. Гранит серого цвета, среднезернистый. Плотность – 2,61 г/см³. Предел прочности – 600–1200 кг/см². Радиоактивность – 1 класс (<370 Бк/кг). (Шарташский ... , 2016).

Курдайский гранит (Тянь-Шань). Минеральный состав, %: полевой шпат – 33; плагиоклаз – 20; кварц – 37; биотит – 5; магнетит – 2; апатит – 1; серицит; каолин. Гранит имеет розовато-красный цвет, структура мелко-, среднезернистая. Плотность 2,64 г/см³. Предел прочности – 101 кг/см². Радиоактивность – 1 класс. (Месторождение ... , 2018).

Существенным различием гранитов является величина прочности при сжатии.

Результаты и их обсуждение

Для всех исследованных образцов установлены температурные зависимости электрического сопротивления в интервале 20–800 °С. В качестве примера на рис. 1 показаны температурные зависимости

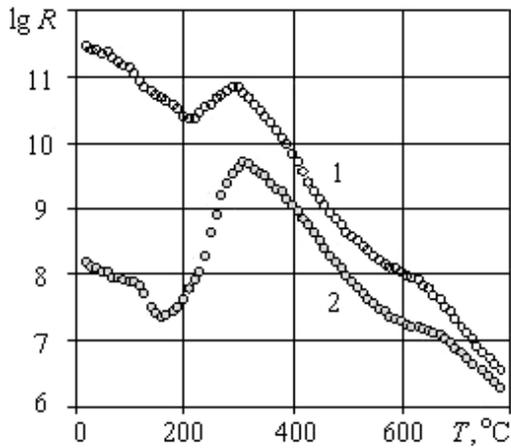


Рис. 1. Температурные зависимости электрического сопротивления образцов шарташского (1) и курдайского (2) гранитов при постоянном напряжении

электрического сопротивления образцов Шарташского (1) и Курдайского (2) гранитных массивов при постоянном напряжении. При нормальной температуре (20 °С) наблюдается большое различие сопротивлений (более четырех порядков) образцов из Шарташского и Курдайского гранитных массивов. Такое различие сохраняется примерно до 200 °С. При дальнейшем нагреве выявлена тенденция к повышению сопротивления (более двух порядков для образцов из сейсмоактивной области против 0,5 порядка для образцов из «слабоактивного» района), достигая максимального значения в области 300 °С. При дальнейшем нагреве до 800 °С уменьшается примерно одинаковым образом.

Для горных пород «характерно, что с повышением температуры до 353–393 К (80–120 °С) удельное электрическое сопротивление падает, затем начинает повышаться, достигая максимума при температуре 453–493 К (180–220 °С) и при дальнейшем нагреве уменьшается по экспонен-

циальному закону вплоть до температуры плавления. Снижение сопротивления пород при их нагреве до 353–393 К (80–120 °С) объясняется, в основном, снижением сопротивления воды (сопротивление воды снижается примерно на 2% при нагреве на 1 К). Аномальное увеличение сопротивления пород в диапазоне температур от 353–393 К (80–120 °С) до 453–493 К (180–220 °С) объясняется удалением влаги (удельное сопротивление воды на несколько порядков меньше, чем у минералов)» (Гончаров, 2002, с. 105).

По измеренным кривым $\lg R = f(1/T)$ определили энергию активации в различных температурных интервалах 300–800 °С и коэффициент электрического сопротивления (табл. 1).

По величине энергии активации в интервале 300–560 °С граниты разных районов не различаются. С увеличением температуры выше 560 °С начинается различие в значениях энергии активации. В интервале 660–800 °С энергия активации шарташского гранита превышает на 40% энергию активации курдайского гранита. В работе (Бакиев и др., 1995) также отмечено, что нет практически различия в энергии активации между исследованными гнейсами из Тянь-Шаня и других регионов. Правда, авторы проводили измерения только до 500 °С. Авторы работы (Пархоменко, Бондаренко, 1972), сравнивая сопротивление габбро Тянь-Шаня с аналогами из Южного Урала и Кольского полуострова, имеющими близкий минеральный состав с преобладающим содержанием в тех и других плагиоклаза и амфибола, отметили более низкие значения сопротивления при 300 °С первых.

Исследован при температурах от 20 до 800 °С на частоте 1 кГц характер корреля-

Таблица 1. Энергия активации (E_0 , эВ) и коэффициент электрического сопротивления ($\lg R_0$) образцов гранита из Шарташского и Курдайского массивов в интервале температур 300–800 °С

Гранитный массив	300–380 °С		380–560 °С		560–660 °С		660–800 °С	
	E_0 , эВ	$\lg R_0$						
Шарташский	0,53	5,45	0,96	1,30	0,60	4,06	1,69	-2,84
Курдайский	0,52	4,91	0,96	0,61	0,54	3,60	1,22	-0,46

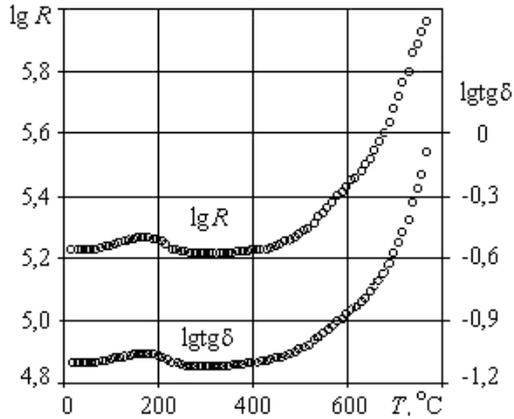


Рис. 2. Температурные зависимости активного сопротивления ($\lg R$) и тангенса угла диэлектрических потерь ($\lg \text{tg} \delta$) образцов шарташского гранита при переменном напряжении частотой 1 кГц ($\lg \text{tg} \delta = 1,24 \lg R - 7,57$; $R_2 = 0,995$)

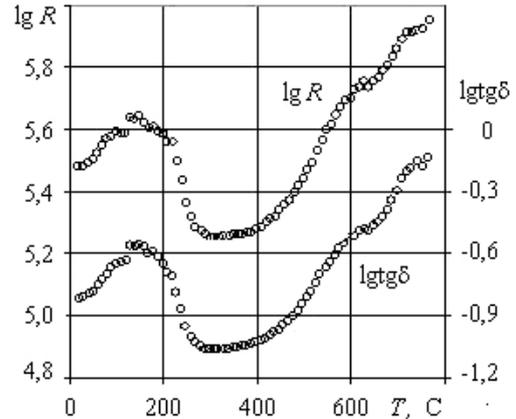


Рис. 3. Температурные зависимости активного сопротивления ($\lg R$) и тангенса угла диэлектрических потерь ($\lg \text{tg} \delta$) образцов курдайского гранита при переменном напряжении частотой 1 кГц ($\lg \text{tg} \delta = 1,28 \lg R - 7,79$; $R^2 = 0,992$)

ционной связи между активным сопротивлением и диэлектрическими потерями. Результаты показаны на рис. 2 и 3. Оба параметра сильно зависят от температуры. Диэлектрические потери – важный электрофизический параметр диэлектрика. В зависимости от концентрации примесей или структурных дефектов величина диэлектрических потерь может изменяться в десятки и сотни раз. Таким образом, диэлектрические потери могут служить чувствительным индикатором изменения структуры диэлектрика. Диэлектрические потери зависят от количества дефектов. В шарташском граните их, вероятно, меньше, так как он прочнее – температурные зависимости активного сопротивления и тангенса угла диэлектрических потерь более «гладкие». Установлено, что взаимосвязь между

этим параметрами для рассмотренных гранитов линейная вида: $\lg \text{tg} \delta = a \lg R - b$, где a и b – коэффициенты, значения которых очень близки для всех исследованных образцов гранитов (см. рис. 2 и 3). Реактивное сопротивление на частоте 1 кГц в интервале температур 20–800 °С не зависит от температуры для всех исследованных образцов. На рис. 4 показана связь между активным сопротивлением и диэлектрическими потерями в частотном диапазоне 0,02–100 кГц образцов шарташского (а) и курдайского (б) гранитов.

Исследования электрических параметров образцов гранитов на переменном токе выполнены впервые. Значения активных сопротивлений и диэлектрических потерь образцов двух районов почти не различаются. Характер температурных зависимо-

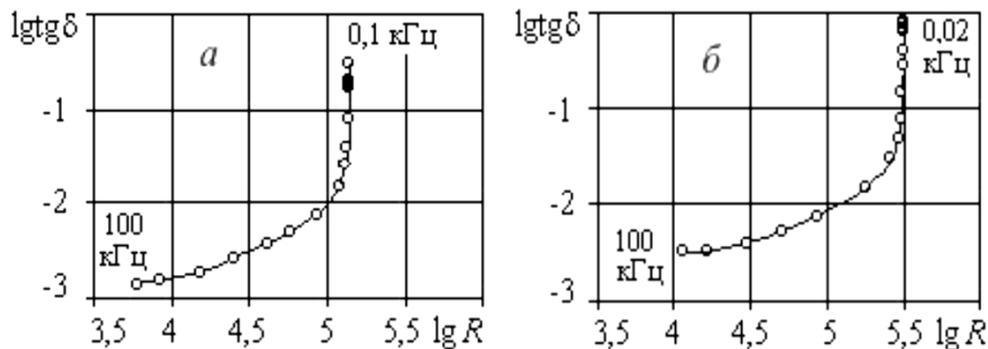


Рис. 4. Связь между активным сопротивлением и диэлектрическими потерями в частотном диапазоне 0,02–100 кГц образцов шарташского (а) и курдайского (б) гранитов

стей существенно различный. Отличаются и связи $\lg R = f(\lg T \delta)$. Таким образом, по всем исследованным параметрам и связям между параметрами при постоянном и переменном напряжении ($\lg R$, $\lg R_0$, $\lg R = f(\lg T \delta)$, $\lg R = f(T)$, $\lg T \delta$) изученные образцы гранитов из сейсмоактивного и «слабоактивного» существенно различаются.

Такое поведение электрических параметров исследованных гранитов, возможно, может найти объяснение в следующем.

В работе (Горшков и др., 2001) приведены результаты исследования электропроводности образцов гранита в интервале давлений 20–60 ГПа. Показано, что уже при давлении в ударной волне 20 ГПа электропроводность изменяется на несколько порядков по сравнению с исходной величиной, при увеличении амплитуды ударной волны с 20 до 60 ГПа возрастает еще на два порядка. «При динамическом (ударно-волновом) нагружении происходит очень быстрое сжатие и повышение температуры образца. Фронт ударной волны является мощным генератором дефектов, что способствует росту концентрации носителей тока и увеличению электропроводности» (Горшков и др., 2001, с. 16). Процессы, которые происходят в образце во время динамического воздействия, можно сравнить с теми процессами, которые испытывают горные породы во время землетрясения. Вероятно, этим можно объяснить повышенную проводимость образцов из сейсмоактивных районов по сравнению с проводимостью образцов из «слабоактивных» районов.

Заключение

При постоянном напряжении электрическое сопротивление образцов шарташского гранита в интервале 20–200 °С выше на 3–4 порядка сопротивления образцов курдайского гранита. В интервале 200–300 °С выявлена тенденция к резкому повышению сопротивления (для всех исследованных образцов). При этом для образцов курдайского гранита сопротивление увеличивается на более двух порядков, против 0,5 порядка для шарташских гранитов. При дальнейшем нагреве электрическое сопротив-

ление уменьшается по экспоненциальному закону вплоть до температуры исследований (800 °С). Энергии активации в области 300–660 °С существенно не различаются для всех исследованных образцов, что согласуется с известными из литературных источников результатами. Различие установлено в интервале 660–800 °С (область собственной проводимости): энергия активации образцов шарташского гранита $E_0 = 1,69$ эВ; курдайского гранита – $E_0 = 1,22$ эВ. Различаются образцы по характеру температурных зависимостей активного сопротивления и диэлектрических потерь; связям между активным сопротивлением и диэлектрическими потерями в частотном диапазоне 0,02–100 кГц. Выскажем смелое предположение: по величине электрических параметров и характеру связей между электрическими параметрами горных пород близкого минерального состава возможно оценить степень сейсмоактивности района.

Литература

- Бакиев Муз. Х., Пархоменко Э.И., Сургутанов С.В., Бакиев Мел. Х. Электрические характеристики докембрийских пород Тянь-Шаня и их термофизико-химическая активность при высоких P - T условиях // Физика Земли. 1995. № 5. С. 30–37.
- Бахтерев В.В. О частотной зависимости активного сопротивления и диэлектрических потерь некоторых минералов и руд в переменном электрическом поле // Фундаментальные и прикладные научные исследования: Материалы международной научно-практической конференции. Самара: Мин. науки РФ, 2016. С. 358–360.
- Бахтерев В.В. Оценка формационной принадлежности гипербазитов Урала по параметрам их высокотемпературной электропроводности // Докл. РАН. 2004. Т. 398. № 3. С. 371–373.
- Гончаров С.А. Термодинамика. Учебник. Изд. 2-е стереотипное. М.: Издательство Московского государственного горного университета, 2002. 440 с.
- Горшков М.М., Заикин В.П., Лобачев С.В. Об электропроводности горных пород при ударном сжатии // Прикладная меха-

ника и техническая физика. 2001. Т. 42. № 2. С. 16–22.

Гуляев А.Н. Детальное сейсмическое районирование центральной части Уральского региона // Архитектон: известия вузов. 2014. № 48. С. 257–270. [Электронный ресурс]. URL: http://archvuz.ru/2014_4/24 (дата обращения 12.11.2018).

Измеритель иммитанса LCR – 816/817/819/821/826/827/829. Руководство по эксплуатации. М. 2005. 26 с.

Каиубин С.Н., Дружинин В.С., Гуляев А.Н., Кусонский О.А., Ломакин В.С., Маловичко А.А., Никитин С.Н., Парыгин Г.И., Рыжий Б.П., Уткин В.И. Сейсмичность и сейсмическое районирование Уральского региона. Екатеринбург: УрО РАН, 2001. 124 с.

Леонов М.Г., Пржиялговский Е.С., Лаврушина Е.В. Граниты. Постмагматическая тектоника и углеводородный потенциал / Отв. ред. член-корр. РАН К.Е. Дегтярев. М.: ГЕОС, 2018. 331 с.

Махлаев Л.В. Граниты и их роль в формировании литосферы // Вестник института геологии Коми научного центра УрО РАН. 2007. № 2(146). С. 5–8.

Месторождение Курдайского красного гранита (Кордай). [Электронный ресурс]. URL: <https://petromgramor.ru/index.php?nav=59/> (дата обращения 22.10.2018).

Пархоменко Э.И., Бондаренко А.Т. Электропроводность горных пород при высоких давлениях и температурах. М.: Недра, 1972. 278 с.

Физические свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика). Справочник геофизика // Под ред. Н.Б. Дортман. М.: Недра, 1984. 455 с.

Шарташский гранитный карьер, 2016. [Электронный ресурс]. URL: <https://studfiles.net/preview/5856086/page:19/> (дата обращения 22.10.2018).

ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ КАЛИБРОВКИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ СИГНАЛОВ ЕЭМИ

Вдовин А.Г. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. С целью стандартизации и метрологического обеспечения единства измерений естественного электромагнитного излучения скважинной аппаратуры МЭШ-42 разработан и применен лабораторно калибровочный стенд. Представлена функциональная схема и описание ее работы. Для снижения уровня техногенных электромагнитных шумов применена экранирующая установка. Приведены примеры измерений выполненных на калибровочном стенде, внутри экрана и без него.

Естественное электромагнитное излучение, скважинная аппаратура.

LABORATORY INSTALLATION FOR THE CALIBRATION AND EXPERIMENTAL STUDIES OF NEMR SIGNALS

Vdovin A.G. – Institute of Geophysics UB of the RAS, Yekaterinburg

Abstract. For the purpose of standardization and metrological assurance of unity of measurements of natural electromagnetic radiation of the well equipment MESH-42 the laboratory calibration stand is developed and applied. The functional scheme and the description of its work are presented. To reduce the level of technogenic electromagnetic noise, a shielding unit was used. Examples of measurements made on the calibration stand, inside the screen and without it are given.

Natural electromagnetic radiation, borehole equipment.

Введение

Исследование механоэлектрических преобразований в горных породах скважинной аппаратурой МЭШ-42 (Астраханцев и др., 2014) показали, что естественная электромагнитная эмиссия (ЕЭМИ) представляет собой многофакторный процесс, зависящий от физических и минералогических свойств горных пород, их генетического типа и структурно-текстурных особенностей, и это неоднократно подтверждалось на различных геологических объектах (Вдовин, 2015а; 2015б; 2016; 2017; Белоглазова и др., 2017; Иванченко и др., 2017). Так по результатам исследования на Северо-Тараташском месторождении железистых кварцитов рудные тела отмечаются пониженными значениями ЕЭМИ на частотах 45 и 80 кГц. По измерениям на месторождениях титаномагнетитовых руд (Копанское, Качканарское, Малый Куйбас) оруденение выделяется по увеличению значений на частоте 45 кГц и, согласно с ним, уменьшению значений на 80 кГц. По данным, полученным на Восточно-Тарутинском скарн-магнетитовом месторождении, увеличение уровня естественного электромагнитного излучения на частоте

45 кГц происходит в соответствии с увеличением содержания магнетита в горной породе. На Ломоносовском месторождении магнетит-метасоматические руды отбиваются по уменьшению сигналов ЕЭМИ на частоте 80 кГц и увеличению на частоте 120 кГц.

В связи с вышеизложенным возникает задача выявления описанных закономерностей в лабораторных условиях. Так как датчики имеют различные свойства и амплитудно-частотные характеристики, то важнейшей задачей при исследовании ЭМИ является стандартизация и метрологическое обеспечение единства измерений на различных частотах.

Установка для создания калибровочного сигнала

Блок измерения электромагнитной эмиссии выполнен по схеме супергетеродинного приемника (Астраханцев и др., 2014). Входной контур образуется из ферритовой антенны и блока конденсаторов, поочередно подключаемых коммутатором к антенне. Принятые сигналы после усилителя поступают на преобразователь частоты, на второй вход которого подается напряжение с управляемого генератора. Час-

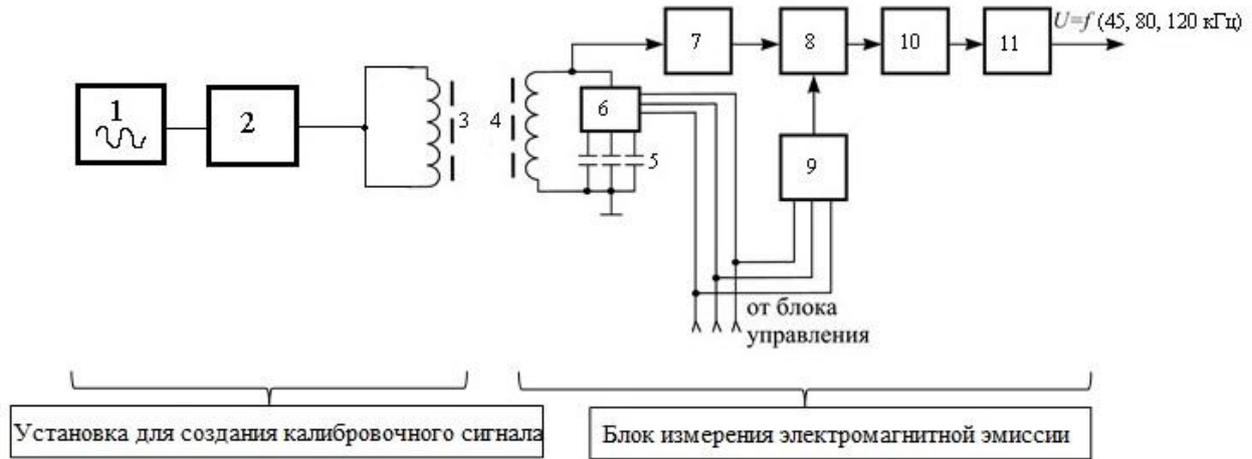


Рис. 1. Блок-схема стенда для калибровки датчиков электромагнитной эмиссии:

1 – генератор сигналов; 2 – усилитель тока; 3 – излучающая антенна; 4 – приемная антенна; 5 – блок конденсаторов; 6 – коммутатор конденсаторов входного контура; 7 – усилитель; 8 – преобразователь частоты; 9 – управляемый генератор; 10 – усилитель промежуточной частоты; 11 – выпрямитель

тота генератора так же равна частоте настройки контура 45, 80, 120 кГц. Полоса пропускания усилителя промежуточной частоты $f_{п}$ равна 0,1–2 кГц.

Полосы частот принимаемых сигналов (f_c):

$$f_{c1} = f_r + f_{п}; \quad f_{c2} = f_r - f_{п},$$

где f_r – частота управляемого генератора.

Добротность входного контура выбирается такой, чтобы полоса пропускания была более 4 кГц. При этом мы регистрируем обе полосы частот f_{c1} , f_{c2} . Это позволяет увеличить вероятность попадания сигнала, обусловленного динамикой среды, в диапазон принимаемых частот. Выходное напряжение усилителя промежуточной частоты выпрямляется амплитудным выпрямителем и подается на АЦП.

Установка для создания калибровочного сигнала (рис. 1) включает в себя задающий генератор, вырабатывающий синусоидальный сигнал, усилитель тока и излучатель электромагнитного поля, представляющий собой многovitковую катушку с сердечником из ферромагнитного материала (ферритовый стержень).

Передающая антенна выполнена по принципу взаимности и имеет те же характеристики (Гончаренко, 2005), что и приемная:

1. Внутреннее сопротивление приемной антенны равно её входному сопротив-

лению в режиме передачи.

2. Диаграммы направленности антенны в режимах передачи и приема совпадают.

3. Действующая длина антенны в режиме приема равна действующей длине этой антенны в режиме передачи.

Для устранения паразитного эффекта питающей линии передающей антенны использовался заземленный и экранированный провод.

На рис. 2 представлены измерения, выполненные с поочередным включением и выключением задающих сигналов на фиксированных частотах 45 ($F1$), 80 ($F2$) и 120 ($F3$) кГц.

Экранирующая установка

В силу того, что в лабораторных условиях на измеряемые параметры влияет большое количество техногенных электромагнитных шумов, избавиться от которых не всегда представляется возможным, возникает задача создания экранирующей установки с целью обеспечения метрологического единства измерений, а также для экспериментальных исследований изменений уровня сигналов при моделировании различных физико-механических условий.

К основным параметрам экрана относится ослабление внешних электрических, магнитных и электромагнитных полей с целью исключения их проникновения и воздействия на элементы и блоки скважин-

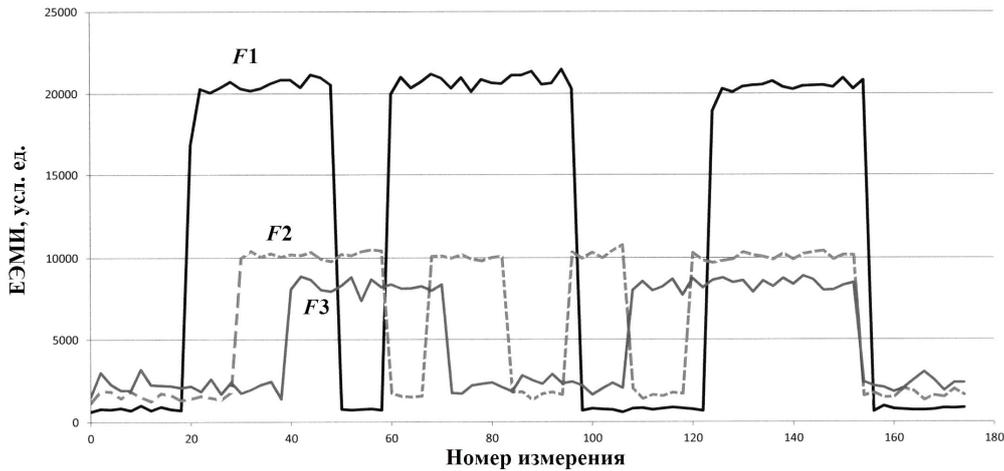


Рис. 2. Пример измерений, выполненных с установкой для создания калибровочного сигнала ЕЭМИ

ного прибора. При этом эффективность экранирования состоит из двух компонент:

$$K_E = 20 \lg \frac{E_0}{E_1} \quad \text{и} \quad K_H = 20 \lg \frac{H_0}{H_1},$$

где K_E – коэффициент ослабления по электрической составляющей; K_H – коэффициент ослабления по магнитной составляющей; E_0 – напряженность электрической составляющей поля в отсутствие экрана; H_0 – напряженность магнитной составляющей поля в отсутствие экрана; E_1 – напряженность электрической составляющей поля при наличии экрана; H_1 – напряженность магнитной составляющей поля при наличии экрана в той же точке пространства.

Главным фактором, определяющим качество экрана, являются радиофизические свойства материала. Исходя из чего, для определения эффективности экранирования может быть использован более простой приближенный анализ:

$$K = K_{\text{погл}} + K_{\text{отр}},$$



Рис. 3. Лабораторная экранирующая установка

где $K_{\text{погл}}$ – эффективность экранирования за счет поглощения экраном электрической энергии; $K_{\text{отр}}$ – эффективность экранирования за счет отражения электромагнитной волны от поверхности экрана.

На низких частотах наибольший вклад в эффективность экранирования вносит отражение от экрана электромагнитной волны, а на высоких – ее поглощение в экране. Следовательно, учитывая описанное, был изготовлен двухслойный экран с медным и стальным слоями (рис. 3). Эффективность применения медного слоя обусловлена отражением волны на границе раздела поверхностей (свободное пространство – экран).

Пример измерений, выполненных внутри экрана и без него, приведен на рис. 4 (измерения выполнялись в течение 11 часов).

Как видно, измерения, выполненные вне экранирующей установки, характеризуются высоким дифференциальным уровнем с наличием спонтанного высокоамплитудного изменения сигналов. Тогда как уровень естественного электромагнитного излучения, по измерениям внутри экрана, обусловлен лишь внутренними шумами прибора.

Заключение

В работе рассмотрено применение экранирующей установки и калибровочного стенда для стандартизации и метрологического обеспечения единства измерений ес-

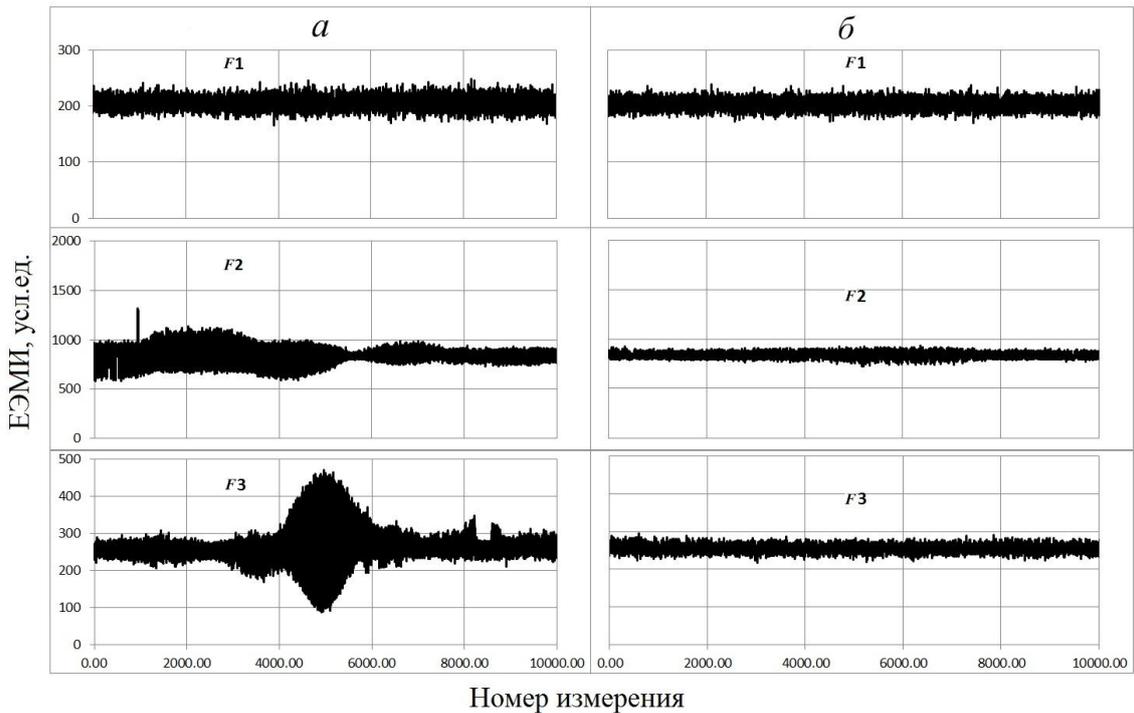


Рис. 4. Измерения ЕЭМИ: а – без экранирующей установки; б – в экране

тестового электромагнитного излучения скважинной аппаратуры МЭШ-42. Откалиброванные и поверенные датчики успешно используются при проведении научно-исследовательских и производственных работ.

Литература

Астраханцев Ю.Г., Белоглазова Н.А., Баженова Е.А., Вдовин А.Г., Троянов А.К. Аппаратурно-программный комплекс для скважинных исследований напряженно-деформированного состояния среды // Каротажник. 2014. № 5 (239). С. 39–51.
 Белоглазова Н.А., Баженова Е.А., Вдовин А.Г. Геодинамическая обстановка Северо-Тараташского участка по геофизическим исследованиям скважин // Уральский геофизический вестник. 2017. № 1 (29). С. 60–65.
 Вдовин А.Г. Выделение титаномагнетитовых и железисто-кварцитовых руд по стволу скважины методом электромагнитного излучения // XVIII Уральская молодежная научная школа по геофизике: Сборник научных материалов. Пермь, 2017. С. 25–28.
 Вдовин А.Г. О регистрации электромагнитного излучения литосферного происхождения на железорудных месторождениях //

Шестнадцатая уральская молодежная научная школа по геофизике: Сборник научных материалов. Пермь, 2015а. С. 65–68.
 Вдовин А.Г. Применение каротажа естественного электромагнитного излучения на Северо-Тараташском железорудном месторождении (Южный Урал) // XVII Уральская молодежная научная школа по геофизике: Сборник научных материалов. Екатеринбург, 2016. С. 34–36.
 Вдовин А.Г. Электромагнитное излучение как индикатор массивного магнетитового оруденения // Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле земли, интерпретация геофизических полей: материалы конференции. Екатеринбург, 2015б. С. 393–396.
 Гончаренко И.В. Антенны КВ и УКВ. Часть II. Основы и практика. М.: ИП РадиоСофт, Журнал «Радио», 2005. 288 с.
 Иванченко В.С., Вдовин А.Г., Баженова Е.А. Применение каротажа электромагнитного излучения на Качканарском титаномагнетитовом месторождении // Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле Земли, интерпретация геофизических полей: Материалы всероссийской конференции с международным участием. Екатеринбург, 2017. С. 184–186.

СЕЙСМИЧЕСКИЕ И ГРАВИМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ, ПРОИЗОШЕДШИХ В ЧЕЛЯБИНСКОЙ ОБЛАСТИ 5 И 29 СЕНТЯБРЯ 2018 ГОДА

Кусонский О.А. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург; Федеральный исследовательский центр «Единая геофизическая служба РАН», Обнинск

Бибнев А.С. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. На Урале в районе г. Катав-Ивановск Челябинской области в сентябре 2018 г. произошло два тектонических землетрясения. Первое зарегистрировано 5 сентября 2018 г. Оно проявилось в виде двух сейсмических толчков в 03 ч 58 мин и в 12 ч 27 мин по местному времени. Второе – 29 сентября 2018 г. в 15 ч 06 мин. Сейсмические станции ARU и ARTI (последняя действует с 9 сентября 2018 г.), находящиеся на наименьшем удалении от эпицентра и оснащенные современными сейсмической и гравиметрической станциями, зарегистрировали детальные сейсмограммы и гравиметрический сигнал, по которым можно судить об особенностях развития сейсмического процесса землетрясений во времени. По их данным магнитуда первого толчка составила $\approx 4,7$ (mb), второго $\approx 3,0$ (mb). Первое землетрясение сопровождалось 37 афтершоками. Последний афтершок произошел 26 сентября 2018 г. в 15 ч 14 мин. Магнитуда афтершоков составляла 1,6–2,7(md). После землетрясения по гравиметрическим данным отмечены возможные постсейсмические деформации на расстоянии около 200 км. Магнитуда второго землетрясения более 3,1(md). Оно сопровождалось форшоками и афтершоками. Эпицентры землетрясений расположены в Западно-Уральской внешней зоне на границе с Предуральским прогибом. Слабые сейсмические события в этой структуре регистрировались в 2004, 2006 гг. и ощутимое землетрясение – в 2015 г.

Землетрясение, сейсмические волны, гравиметрический сигнал, геологическое строение.

SEISMIC AND GRAVIMETRIC DATA OF EARTHQUAKES, HAPPENED IN THE CHELYABINSK REGION, 5 AND 29 SEPTEMBER 2018

Kusonsky O.A. – Institute of Geophysics UB RAS, Yekaterinburg; Federal research centre "Uniform geophysical service of Russian Academy of Sciences", Obninsk

Bebnev A.S. – Institute of Geophysics UB RAS, Yekaterinburg

Abstract. In the Urals near the town of Katav-Ivanovsk, Chelyabinsk region in September 2018, two tectonic earthquakes occurred. The first one was registered on September 5, 2018. It manifested itself in the form of two seismic shocks at 03 o'clock 58 min and at 12 o'clock 27 min by local time. The second – September 29, 2018 at 15 o'clock 06 min. ARU and ARTI seismic stations (the latter is valid from September 9, 2018), located at the smallest distance from the epicenter and equipped with modern seismic and gravimetric stations, recorded detailed seismograms and a gravimetric signal, which can be used to judge the features of seismic earthquake process development over time. According to their data, the magnitude of the first shock was ≈ 4.7 (mb), the second ≈ 3.0 (mb). The first earthquake was accompanied by 37 aftershocks. The last aftershock occurred on September 26, 2018 at 15 o'clock 14 min. The aftershock magnitude was 1.6–2.7 (md). The magnitude of the second earthquake is over 3.1 (md). It was accompanied by forshocks and aftershocks. The epicenters of earthquakes are located in the West-Ural outer zone on the border with the Cis-Ural trough. Weak seismic events in this area were recorded in 2004 and 2006.

Earthquake, seismic waves, gravimetric signal, geological structure.

Введение

Становление Уральского новейшего орогена сопровождается редко происходящими тектоническими землетрясениями с магнитудой от 3 до 6 и силой от 3–4 до 5–6 баллов в эпицентре по шкале MSK-64. Сразу два таких землетрясения произошли

5 сентября (по Гринвичскому времени – 4 сентября) и 29 сентября 2018 г. с эпицентрами, находящимися в районе г. Катав-Ивановска Челябинской области. За последние годы аналогичные ощутимые землетрясения были зарегистрированы на Урале в январе и октябре 2015 г. В районе

г. Катав-Ивановска ранее также происходили тектонические сейсмические события, но меньшей силы. Так, 7 июля 2004 г. здесь были зарегистрированы два сейсмических толчка в 06 ч 31 мин и 06 ч 46 мин по местному времени с магнитудой 2,1 и 2,8 соответственно, 2 октября 2006 г. – два сейсмических события в 05 ч 38 мин и 05 ч 45 мин, сопровождающиеся афтершоками. Их магнитуда около 1,9. Положение эпицентров последних землетрясений близко к эпицентру событий прошлых лет. Расстояние между ними составляет не более 50 км. Обычно тектонические сейсмические события на Урале происходят в виде одиночных толчков и не сопровождаются афтершоками. События в Челябинской области, как теперь можно судить по результатам сейсмологических наблюдений, отличаются от других, регистрируемых на Урале, тем, что они характеризуются наличием форшоков и афтершоков разной магнитуды. Это может быть обусловлено особенностями геологического строения района. По сейсмограммам станций ARU и ARTI, гравиметрическим мониторинговым данным, полученным в обсерватории «Арти», можно судить о деталях развития сейсмического процесса землетрясений во времени.

Исходные данные, аппаратура и методика

Исходными данными являются сейсмические и гравиметрические записи сигналов землетрясений, произошедших в районе г. Катав-Ивановска Челябинской области. Они были зарегистрированы в обсерватории «Арти» сейсмической станцией ARU (станция закрыта 6 сентября 2018 г.), сейсмической станцией ARTI ФИЦ «Единая геофизическая служба РАН» (станция начала работу 9 сентября 2018 г.) и гравиметрическим мониторинговым гравиметром gPhone.

Сейсмостанции оснащены сейсмометрами STS-1, GS-13, STS-2, регистрирующими скорость смещения по трем компонентам в диапазоне частот от 40 до 10^{-3} Гц. Сейсмометры размещены в специальном подземном приборном помещении на глу-

бине около 6 м. Они установлены на бетонном постаменте, сооруженном из высокопрочного бетона на скальных породах. Это обеспечивает высокое качество приема сейсмических волн. Обработка сейсмограмм и определение параметров сейсмических событий проводилась в соответствии с регламентом и методикой, рекомендованной ФИЦ «Единая геофизическая служба РАН» и инструкцией (Инструкция ... , 1981). Координаты сейсмостанции ARU $56,429^\circ$ с.ш. $58,562^\circ$ в.д., ARTI – $56,3878^\circ$ с.ш., $58,3849^\circ$ в.д.

Гравиметрическая станция gPhone регистрировала относительное изменение ускорения силы тяжести в диапазоне частот от 0 до 1 Гц с разрешающей способностью 0,1 мкГал. Гравиметрическая станция размещена на государственном абсолютном гравиметрическом пункте, организованном в обсерватории «Арти» в 2012 г. Координаты места наблюдений $56,4298^\circ$ с.ш., $58,5602^\circ$ в.д. Гравиметрический пункт сооружен на бетонном постаменте, находящемся в техническом здании обсерватории. Условия регистрации гравиметрического сигнала отличаются высоким качеством. Непрерывные гравиметрические наблюдения выполняются с 2014 г.

Для регистрации сейсмограмм сейсмических событий, произошедших в том же районе в 2004 и 2006 гг., в обсерватории «Арти» применялся этот же комплект сейсмометров. Гравиметрический сигнал в то время не регистрировался.

Результаты исследования

Сейсмический процесс первого землетрясения включал сильный толчок, произошедший 4 сентября 2018 г. в 22:58:15 (здесь и далее время GMT) с магнитудой 4,7(mb) и серию из 16 менее сильных афтершоков, в основном регистрируемых до 6 сентября. Наиболее сильный из них зарегистрирован 5 сентября в 07:27:15 с магнитудой 3,0(mb). Последний афтершок был отмечен 26 сентября в 10:14:31. Глубина до гипоцентра землетрясения составила 10 км, среднее расстояние в угловых градусах от точки регистрации до эпицентра $1,915^\circ$ (табл. 1). В таблице это номера собы-

Таблица 1. Некоторые результаты обработки сейсмограмм землетрясений, произошедших 5 и 29 сентября 2018 г. в Челябинской области в районе г. Катав-Ивановск

Номер события п/п	Дата. Время GMT в очаге, ч:мин:с	Время GMT вступления объемных волн, ч:мин:с		Расстояние до эпицентра, градус	Географические координаты эпицентра, градус		Магнитуда
		P-волна	S-волна		северная широта	восточная долгота	
2	4.09.2018 23:14:18,0	23:14:50,7	23:15:15,6	1,919	54,5242	58,1557	2,0 md
3	4.09.2018 23:19:16	23:19:48,7	23:20:13,7	1,917	54,5372	58,0107	2,2 md
4	4.09.2018 23:37:43,3	23:38:15,8	23:38:40,7	1,906	54,5375	58,1542	2,7 md
5	4.09.2018 23:53:52,8	23:54:25,4	23:54:50,4	1,918	54,5452	57,9341	2,3 md
6	5.09.2018 00:17:29,8	00:18:02,4	00:18:27,4	1,915	54,5341	58,0805	1,6 md
7	5.09.2018 00:18:25,3	00:18:57,8	00:19:22,6	1,904	54,5719	57,8243	2,2 md
8	5.09.2018 00:47:49,1	00:48:21,6	00:48:46,6	1,914	54,5432	58,0022	2,5 md
9	5.09.2018 01:49:00,8	01:49:33,3	01:49:58,2	1,905	54,5380	58,1461	1,6 md
10	5.09.2018 01:52:46,7	01:53:19,3	01:53:44,3	1,918	54,5497	57,8900	2,3 md
11	5.09.2018 02:07:08,9	02:07:41,4	02:08:06,3	1,906	54,5406	58,1059	1,6 md
12	5.09.2018 02:11:02,4	02:11:35,1	02:12:00,0	1,917	54,5302	58,1144	1,6 md
13	5.09.2018 03:47:06,6	03:47:39,5	03:48:04,6	1,929	54,5067	58,2879	<1,6 md
14	5.09.2018 05:35:47,6	05:36:20,2	05:36:45,1	1,909	54,5210	58,4446	2,7 md
15	5.09.2018 07:27:15,5	07:27:48,3	07:28:13,5	1,931	54,5132	58,1101	3,0 mb; 2,9 md
16	5.09.2018 14:45:22,6	14:45:55,2	14:28:13,5	1,931	54,5132	58,1101	1,8 md
17	6.09.2018 01:14:35,5	01:15:08,2	01:15:33,2	1,919	54,5134	58,3502	1,8 md
18	9.09.2018 22:04:33,0	22:05:01,6	22:05:23,2	1,630	54,7688	58,0341	1,8 md
19	18.09.2018 17:55:27,9	17:55:56,4	17:56:17,9	1,624	54,8024	57,7614	1,7 md
20	26.09.2018 10:14:31,3	10:15:04,9	10:15:30,7	1,987	54,4164	57,9511	1,8 md
21	29.09.2018 09:06:49,4	09:07:18,5	09:07:40,4	1,659	54,7429	57,9932	>3,1 md
22	29.09.2018 11:02:12,2	11:02:41,6	11:03:03,8	1,683	54,7160	58,0348	2,0 md

Примечание: mb – магнитуда по объемной волне; md – магнитуда по длительности записи. Значения географических координат эпицентра определены по данным одной сейсмостанции с погрешностью $\pm 0,5^\circ$. Расстояние до эпицентра – с погрешностью $\pm 0,002^\circ$.

тий 1–17, 20. В 04:57 6 сентября сейсмо- станция ARU была остановлена. Присту- пившая к работе 9 сентября 2018 г. сейсмо- станция ARTI зарегистрировала в период по 26 сентября еще 15 сейсмических собы- тий, но с эпицентрами, расположенными в 30–40 км к северу от эпицентра основного землетрясения на среднем расстоянии $1,647^\circ$. Их магнитуда $1,7–2,0(\text{md})$. Эти со- бытия можно рассматривать как форшоки второго землетрясения (номера 18, 19, табл. 1). Второе землетрясение произошло

29 сентября 2018 г. в 09:06:49 с магниту- дой $>3,1(\text{md})$. Оно сопровождалось 14 аф- тершоками, зарегистрированными в пери- од до 2 октября. Их магнитуда составляла $1,7–1,8(\text{md})$. В таблице это номер 21 и од- ного первого афтершока – 22. Эпицентры события и афтершоков расположены на среднем расстоянии $1,644^\circ$, т. е. там, где регистрировались события-форшоки.

На рис. 1 приведены сейсмограммы первого основного толчка землетрясения (номер 1, в табл. 1), двух афтершоков, по-

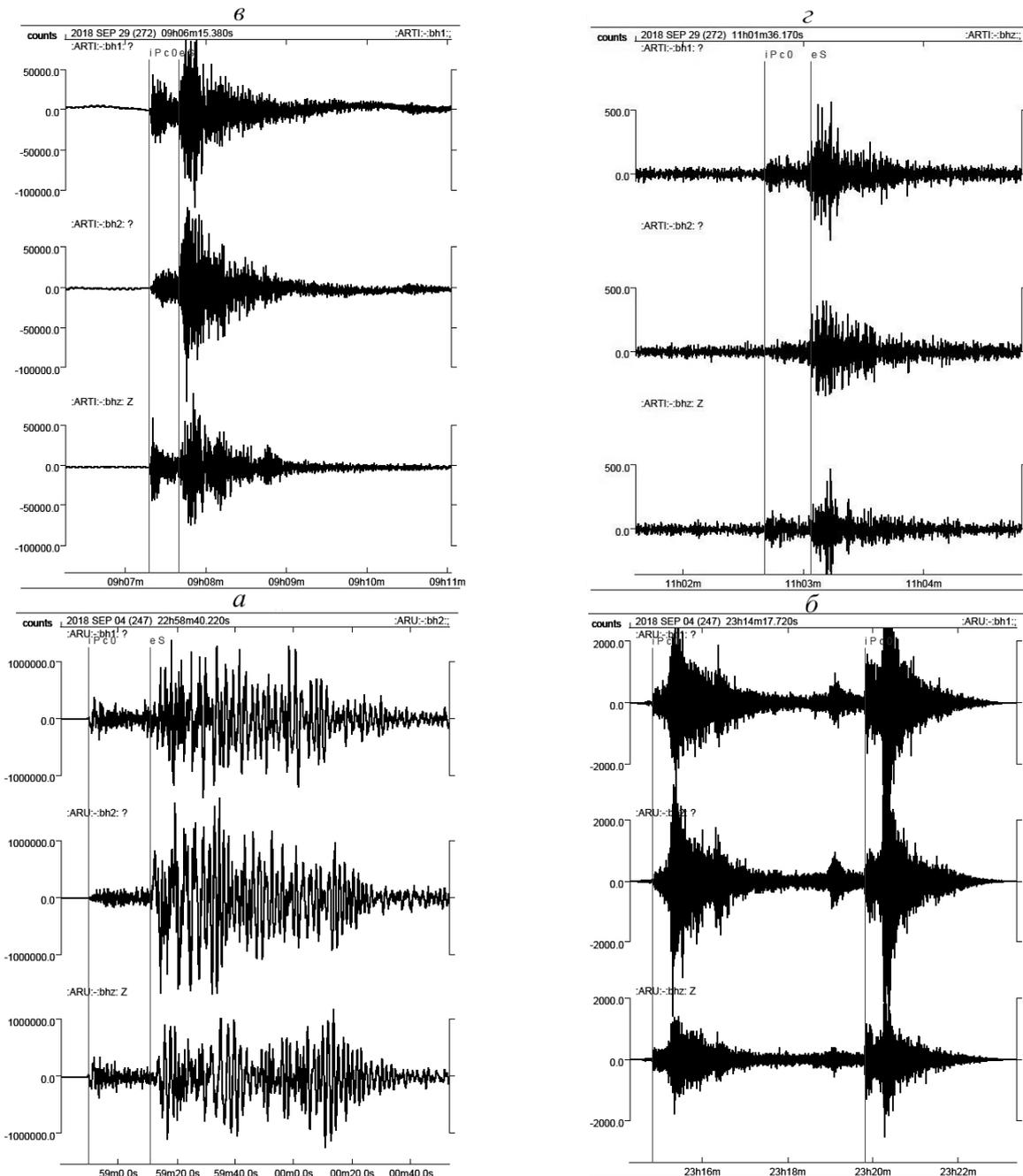


Рис. 1. Сейсмограммы землетрясений: *a* – 4 сентября 2018 г., *б* – двух последующих за ним афтершоков; *в* – 29 сентября 2018 г., *з* – одного последующего за ним афтершока

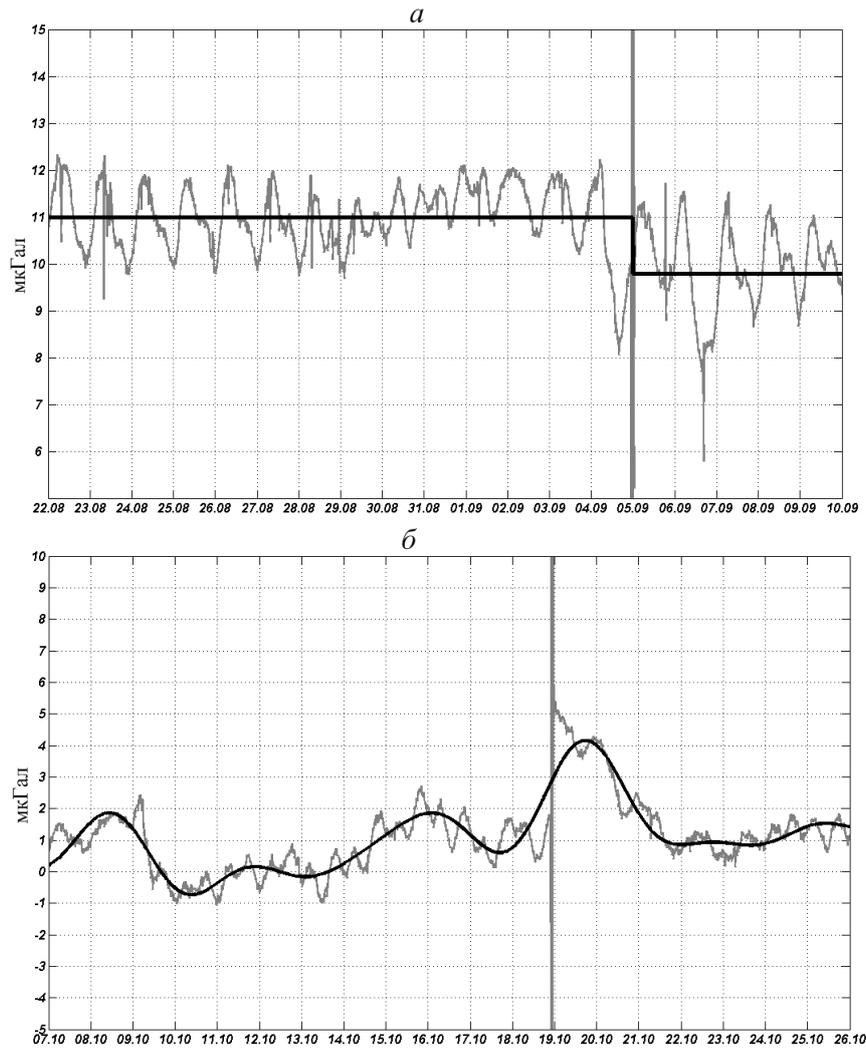


Рис. 2. Графики относительного изменения ускорения силы тяжести на обсерватории «Арти» по результатам регистрации гравиметра gPhoneX: *а* – в период 22.08.2018–10.09.2018; *б* – в период 07.10.2015 – 26.10.2015. Горизонтальная ось – дата (число, месяц); вертикальная ось – относительное изменение ускорения силы тяжести в мкГал

следующих сразу после основного события (номера 2 и 3, табл. 1), сейсмического события 29 сентября и его афтершока. Расстояние от сейсмостанции до эпицентра землетрясений составляет около 200 км, поэтому землетрясения относятся к категории местных (локальных) неглубокофокусных и характеризуются малой общей длительностью записи и высокочастотным составом колебаний (Инструкция ... , 1981). На сейсмограммах выделяются вступление головных продольных и поперечных волн P_n и S_n , распространяющихся по границе Мохоровичича. Выделяются также вступления продольных и поперечных волн P_g и S_g . Самые большие амплитуды в записях

близких землетрясений имеют коровые каналовые волны L_g . Момент вступления всех волн сопровождается заметными изменениями азимута плоскости колебания частиц. Гипоцентры землетрясений находятся на глубине 10 км в породах древнего кристаллического фундамента.

На рис. 2 приведены графики относительного изменения ускорения силы тяжести на обсерватории «Арти» для периодов времени 22.08.2018–10.09.2018 (*а*) и 07.10.2015–26.10.2015 (*б*). Кривые представляют собой средние 5-минутные значения. Приливные вариации, дрейф, влияние атмосферных масс, искажения вследствие смещения вертикальной оси грави-

метра (наклоны) удалены.

Время вступления сейсмических волн от землетрясений на 5-минутных графиках отображаются в виде импульсов большой амплитуды. Однако гравитационный эффект геодинамических процессов, приводящих в итоге к землетрясению, должен проявляться не в момент прохождения сейсмических волн (в данном случае эти импульсы можно рассматривать как помехи на записи), а до и после самого события.

Для события, произошедшего 4 сентября 2018 года, характерно скачкообразное уменьшение среднего значения ускорения силы тяжести на $\Delta g = -1,2$ мкГал (черная кривая, рис. 2, а). Это может свидетельствовать об увеличении высоты точки наблюдения после сейсмического события на 4 мм (если воспользоваться величиной редукции за высоту с нормальным градиентом, равной 308,6 мкГал/м). Аналогичный эффект наблюдался и в результате землетрясения 18 октября 2015 г. Также характерно скачкообразное изменение ускорения силы тяжести, однако в данном случае произошло его увеличение на $\Delta g = 3-4$ мкГал. Это может свидетельствовать об уменьшении высоты точки наблюдения на 10–12 мм. Также следует отметить более сложный характер изменения ускорения силы тяжести для данного события (черная кривая, рис. 2, б). После скачкообразного увеличения в момент землетрясения величины ускорения силы тяжести, в течение последующих трех суток наблюдается постепенное её снижение. Также обращают на себя внимание плавные изменения амплитуды до 2 мкГал непосредственно перед событием. Их можно интерпретировать как флуктуации высоты точки регистрации перед землетрясением. Наблюдение вариаций абсолютных суточных значений координат геодезического репера Artu GPS (сеть NEDA), имеющегося в обсерватории «Арти», зарегистрировали изменения его положения в геоцентрической системе координат ПЗ-90, которые качественно и количественно соответствуют гравиметрическим данным.

Обсуждение результатов

Эпицентры землетрясений 4 и 29 сентября 2018 г. на карте укрупненного тектонического районирования докембрия и палеозоя Урала расположены в Западно-Уральской внешней зоне складчатости в Ашинско-Алимбетовской структуре (Геологическая карта..., 1985), непосредственно на границе с Предуральским прогибом (Бельская мегавпадина) (рис. 3, события 13–15). Здесь внешняя зона складчатости в меридианальном направлении имеет ширину около 10–15 км. В 50 км севернее их прорывает с востока Башкирский антиклинорий Центрально-Уральского поднятия. В этом месте он разделяет на две части: северную и южную Западно-Уральскую внешнюю зону и Предуральский прогиб. Эпицентры обоих землетрясений находятся с южной стороны Башкирского антиклинория. Расстояние между ними составляет 30–40 км, и расположены они вдоль границы с Предуральским прогибом. В 2004 г. здесь также были зарегистрированы два слабых сейсмических события, в 2006 г. – два события, каждый из которых сопровождался афтершоком в течение нескольких секунд после основного толчка (Кусонский, 2012). По схеме сейсмичности в этом районе можно ожидать землетрясения до 5 баллов (Гуляев, 2016).

Сейсмический процесс, связанный с землетрясением 4 сентября 2018 г., длился до 26 сентября, возможно, и дольше. В этот период сейсмостанциями ARU и ARTI было зарегистрировано 16 афтершоков (см. табл. 1). По гравиметрическим данным, подтвержденным геодезическими наблюдениями суточных значений координат репера Artu GPS, после первого толчка отмечено увеличение высоты точки наблюдения, расположенной на расстоянии около 200 км от эпицентра в северном направлении, примерно на 4 мм. Это может свидетельствовать о вздымании участка земной поверхности, прилегающего к эпицентру. Вблизи эпицентра эта величина может быть значительно больше. Это явление наблюдалось в течение всего периода сейсмического процесса. Релаксация поверхности

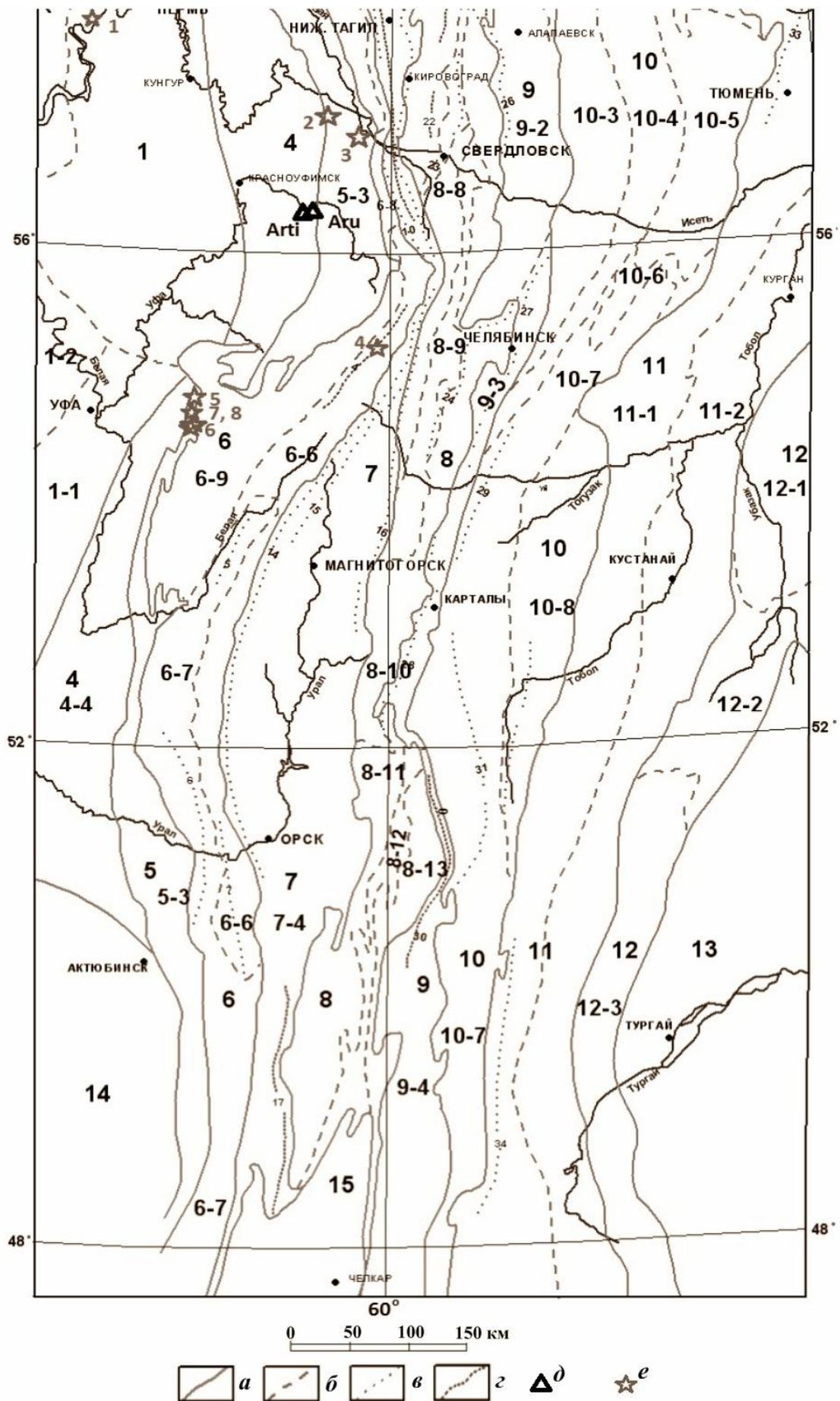


Рис. 3. Эпицентры землетрясений и тектонических сейсмических событий на схеме укрупнённого тектонического районирования (докембрий и палеозой) южной части Урала (схема по: Геологическая карта ... , 1985):

Границы структур: а – 1 порядка; б – II порядка.

Глубинные разломы с приуроченными к ним интрузиями: в – ультраосновной магмы; г – основной магмы. д – сейсмостанции Agu и Arti.

е – эпицентры землетрясений и наиболее сильных сейсмических событий с условными номерами:

1 – дата 16.12.2008 г., магнитуда 3,2 (mb), г. Нытва, Пермский край;

2 – 26.12.2008 г., 1,8 (mb), г. Оса, Пермский край;

3 – 27.04.2007 г., 3,6 (mb), Н. Тагил, Свердловская обл.;

4 – 21.09.2005 г., 3,1 (mb), В. Тагил, Свердловская обл.;

5 – 19.10.2015 г., 4,1 (mb), Екатеринбург;

6 – 17.08.1914 г., магнитуда 5,1, п. Билимбай, Свердловская обл.;

7 – 18.08.2002 г., 3,1 (mb), г. Златоуст, Челябинская обл.;

8 – 15.10.2003 г., 2,7 (mb), г. Златоуст, Челябинская обл.;

9-10 – 07.07.2004 г., 2,8 и 2,4 (mb);

11-12 – 02.10.2006 г., 2,0 и 2,0 (mb);

13-14 – 05.09.2018, 4,7 (md), 4,4 (mb) и 3,0 (md), 2,9 (mb);

15 – 29.09.2018 г., >3,1 (md), г. Катав-Ивановск, Челябинская обл.

Главнейшие глубинные разломы: 1 – Бардымский, 2 – Неройкский, 3 – Вишерско-Сарановский, 4 – Кузинско-Зюраткульский, 5 – Кракинский, 6 – Сакмаро-Кос-Истекский, 7 – Керпинсайский, 8 – Войкаро-Сыньинский, 9 – Азаховгортский, 10 – Салатимский, 11 – Платиноносный, 12 – Серовско-Маукский, 13 – Мугортский, 14 – Таловско-Халиловский, 15 – Узынкырско-Крыктинский, 16 – Сугомакско-Кацбахский, 17 – Сандыктауско-Шартайский, 18 – Сартыннинский, 19 – Массавинско-Усть-Салдинский, 20 – Пийско-Петрокаменский, 21 – Александровский, 22 – Балтымский, 23 – Первомайско-Кургановский, 24 – Косаргинско-Казбаевский, 25 – Усть-Лозьвинский, 26 – Сусанско-Асбестовский, 27 – Муслумовско-Красногорский, 28 – Успеновско-Павловский, 29 – Турутинско-Наследницкий, 30 – Сарьобинский, 31 – Джетыгаринско-Буруктальский, 32 – Максимовский, 33 – Западно-Тюменский, 34 – Изгирский.

Тектонические структуры. 1 – Камско-Башкирский мегасвод: 1-1 – Юго-Восточный склон Волго-Уральской антиклизы; 1-2 – Верхнекамская мегавпадина. 4 – *Предуральский прогиб:* 4-1 – Коротаихинско-Воркутинская мегавпадина; 4-2 – Большесынинско-Верхнепечорская мегавпадина; 4-3 – Уфимско-Соликамская мегавпадина; 4-4 – Бельская мегавпадина. 5 – *Западно-Уральская внешняя зона складчатости:* 5-1 – Вайгачско-Пайховский мегаантиклинорий; 5-2 – Едунейско-Саледская структура; 5-3 – Щугоро-Вишерская; 5-4 – Кизеловско-Дружининская структура. 6 – *Центрально-Уральское поднятие:* 6-1 – Полярно-Уральский м-а; 6-2 – Приполярно-Уральский м-а; 6-3 – Ляпинско-Кутимский м-а; 6-4 – Улсовско-Висимский м-с; 6-5 – Кваркушско-Каменногорский м-а; 6-6 – Уфалейско-Уральский м-а; 6-7 – Зилаирско-Эмбенский м-с; 6-8 – Билимбайско-Аутский с-м-с; 6-9 – Башкирский м-а. 7 – *Тагильско-Магнитогорский прогиб:* 7-1 – Щучьинский м-с; 7-2 – Войкарский м-с; 7-3 – Тагильский м-с; 7-4 – Магнитогорский м-с. 8 – *Восточно-Уральское поднятие:* 8-1 – Ангальско-Березовский м-а; 8-2 – Тутлеимско-Анеевский с-м-с; 8-3 – Ялбыньинско-Пониловский м-а; 8-4 – Тальминский с-м-с; 8-5 – Сосвинско-Коневский м-а; 8-6 – Медведевско-Свердловский м-а; 8-7 – Верхотурско-Верхисетский м-а; 8-8 – Сысертско-Ильиногорский м-а; 8-9 – Арамилско-Сухтелинский м-а; 8-10 – Челябинско-Сундукский м-а; 8-11 – Адамовско-Мугоджарский м-а; 8-12 – Еленовско-Карабутацкий м-с; 8-13 – Текельдытауский м-а. 9 – *Восточно-Уральский прогиб:* 9-1 – Пельимский м-с; 9-2 – Алапаевско-Теченский м-с; 9-3 – Копейско-Бреденский м-с; 9-4 – Прииргизский м-с. 10 – *Зауральское поднятие:* 10-1 – Шаимско-Кузнецовский м-а; 10-2 – Добринский с-м-с; 10-3 – Камышловский м-а; 10-4 – Талицкий м-с; 10-5 – Ницинско-Шадринский м-а; 10-6 – Батурицкий с-м-с; 10-7 – Троицко-Карашатауский м-а; 10-8 – Александровско-Денисовская структурная зона. 11 – *Тюменско-Кустанайский прогиб:* 11-1 – Леушинский м-с; 11-2 – Валерьяновский м-с; 11-3 – Боровской м-а. 12 – *Тобольско-Убаганское поднятие:* 12-1 – Демьяновский м-а; 12-2 – Семиозерный м-с; 12-3 – Тирсекский м-а. 13 – *Аксуатский прогиб.* 14 – *Прикаспийская синеклиза.* 15 – *Берчегурско-Челкарский периклинальный прогиб.*

Принятые сокращения: м-а – мегантиклинорий, м-с – мегасинклинорий, с-м-с – седловинный мегасинклинорий

к прежнему уровню наступила после его завершения. Существование таких явлений, которые определены как постсейсмические деформации, происходящие в областях, значительно превосходящих по размеру очаговую зону сильных землетрясений, выявлено по спутниковым гравиметрическим наблюдениям (Михайлов и др., 2016). По мониторинговым наземным измерениям для землетрясений небольшой силы такие эффекты наблюдаются нами впервые. Для интерпретации скачка Δg предложен вариант проявления постсейсмической деформации горных пород на расстояниях свыше 200 км от эпицентра и на глубину более 10 км.

Сейсмический процесс, связанный с землетрясением 29 сентября 2018 г., начался примерно с 9 сентября и продолжался до 2 октября. Перед землетрясением было зарегистрировано 15 форшоков, а после основного толчка – 14 афтершоков (см. табл. 1). На записи гравиметра эффект не обнаружен.

Отметим, что эпицентр ощутимого землетрясения (Кусонский и др., 2017), которое произошло 18 октября 2015 г., также находится в Западно-Уральской внешней зоне в Кизиловско-Дружининской структуре и приурочен к границе Предуральского прогиба (Уфимско-Соликамская мегавпадина) (см. рис. 3, событие 5). Сейсмический процесс длился тогда до 22 октября – было зарегистрировано несколько очень слабых афтершоков. По гравиметрическим наблюдениям обсерватории «Арти» перед землетрясением отмечены флуктуации высоты точки регистрации, расположенной на расстоянии около 80 км от эпицентра, и последующее её уменьшение на 10–12 мм после землетрясения с релаксацией к прежнему уровню при завершении сейсмического процесса. Данные подтверждаются геодезическими наблюдениями суточных абсолютных значений координат пункта Artu GPS. В качестве варианта, это может свидетельствовать о предшествующих землетрясению вариациях величины деформации горных пород на расстояниях свыше 80 км и на глубину более 10 км и постсейс-

мической деформации – временном проседании участка земной поверхности, последовавшем в результате землетрясения.

Заключение

На Урале 4 и 29 сентября 2018 г. были зарегистрированы ощутимые землетрясения, эпицентры которых расположены в районе г. Катав-Ивановск Челябинской области. По данным наблюдений сейсмостанций обсерватории «Арти» ИГФ УрО РАН и ФИЦ ЕГС РАН были определены параметры землетрясений и установлено по наличию афтершоков, что сейсмический процесс первого из них продолжался до 26 сентября, второго – по наличию форшоков и афтершоков с 9 сентября до 2 октября 2018 г. (возможно, и дольше). Положения эпицентров землетрясений не совпадают. Они находятся на расстоянии 30–40 км друг от друга. Эпицентры землетрясений, как и землетрясения 9 октября 2015 г., расположены в Западно-Уральской внешней зоне складчатости на границе с Предуральским прогибом. В момент землетрясения 4 сентября наблюдалось скачкообразное уменьшение величины гравитационного поля, что предложено интерпретировать как увеличение высоты места регистрации, расположенного от эпицентров на расстоянии около 200 км. Аналогичный эффект был отмечен и после землетрясения 9 октября 2015 г. Предложен вариант интерпретации скачка Δg как результат постсейсмической деформации области горных пород, значительно превышающих по размеру очаговую зону землетрясений. В данном случае на расстояниях свыше 200 км от эпицентра и на глубину свыше 10 км.

Зарегистрированные ощутимые землетрясения 2015, 2018 гг., могут свидетельствовать о значительной по уральским меркам сейсмической активности, наблюдаемой в настоящее время в приграничных участках Западно-Уральской внешней зоны складчатости и Предуральского прогиба. Это позволяет по-новому взглянуть на сейсмичность Урала в целом.

Работа выполнена в рамках темы НИР ИГФ УрО РАН №0394-2018-0001.

Литература

Геологическая карта Урала масштаба 1:500000. Объяснительная записка к геологической карте Урала масштаба 1:500000 / И.Д. Соболев, С.В. Автонец, И.А. Автонец и др. Свердловск: ПГО «Уралгеология» Мингео РСФСР, 1985. 103 с.

Гуляев А.Н. Сейсмичность и сейсмическое районирование Урала // Известия вузов. Горный журнал. 2016. № 6. С. 116–124.

Инструкция о порядке производства и обработки наблюдений на сейсмических станциях Единой системы сейсмических наблюдений СССР. М.: Наука, 1981. 272 с.

Кусонский О.А. Геофизические обсерваторские исследования на Урале. Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2012. 280 с.

Кусонский О.А., Бородин П.Б., Бебнев А.С., Григорьева С.А., Русинова В.В. Уральские землетрясения 4 января, 19 октября 2015 г.

и сопутствующие им возмущения геофизических полей по данным обсерватории «Арти» // Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле Земли, интерпретация геофизических полей: Девятые научные чтения памяти Ю.П. Булашевича. Материалы конференции. Екатеринбург: ИГФ УрО РАН, 2017. С. 235–239.

Михайлов В.О., Диаман М., Любшин А.А., Тимошкина Е.П., Хайретдинов С.А. Крупномасштабный асейсмический крип в областях сильных землетрясений по данным спутников ГРЕЙС о временных вариациях гравитационного поля // Физика Земли. 2016. № 5. С. 70–81.

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ СЕВЕРНОГО ЛЕДОВИТОГО ОКЕАНА В ПРЕДЕЛАХ ГЕОСТРУКТУР УРАЛЬСКОГО РЕГИОНА

Муравьев Л.А., Бызов Д.Д., Федорова Н.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Проведены исследования структурных особенностей магнитного поля земной коры Северного Ледовитого океана в пределах геоструктур Уральского региона. С помощью аппроксимационного метода выделена вертикальная составляющая аномального магнитного поля. Выделены аномалии от различных слоев земной коры. Построена карта регионального магнитного поля.

Региональное магнитное поле, магнитная аномалия, сингулярные источники, аппроксимация, Арктика, Урал.

THE STRUCTURAL FEATURES OF MAGNETIC FIELD OF THE EARTH'S CRUST OF THE ARCTIC OCEAN WITHIN URAL REGION'S GEOSTRUCTURES

Muravyev L.A., Byzov D.D., Fedorova N.V. – Institute of Geophysics UB RAS, Yekaterinburg

Abstract. We studied the structural features of the magnetic field of the Arctic Ocean Earth's crust within the geostuctures of the Ural region. We calculated the vertical component of the anomalous magnetic field, using the approximation methods. Anomalies from different layers of the crust are identified. The regional magnetic field's map are procuded.

Regional magnetic field, magnetic anomaly, singular sources, approximation, Arctic, Ural.

Введение

Изучение глубинного строения Арктики является одной из приоритетных задач современной науки. Интерес к арктическим акваториям определяется в первую

очередь поисками и разведкой минеральных ресурсов, включая значительный углеводородный потенциал и промышленные запасы россыпных полезных ископаемых. В рамках выполнения проекта «Изучение глубинного строения литосферы зоны сочленения Евразийского континента с Северным Ледовитым океаном в пределах геоструктур Уральского региона на основе трехмерных геофизических моделей» в данной работе приведены результаты исследования структурных особенностей магнитного поля земной коры в пределах трапеции с координатами 66–72° с.ш. и 48–74° в.д. (рис. 1). Территория охватывает на континенте: северо-восточную часть Европы, северо-западную часть Азии (куда входят: Полярный Урал и полуостров Ямал), а на акватории Северного Ледовитого океана: восточную часть Баренцева моря и юго-западную часть Карского моря. Также в исследуемую область попадает остров Колгуев и южная часть островов Новой Земли. С тектонических позиций это зона сочленения Западно-Арктической метаплатформы и Урало-Монгольского складчатого пояса (Тектоническая ... , 2006).

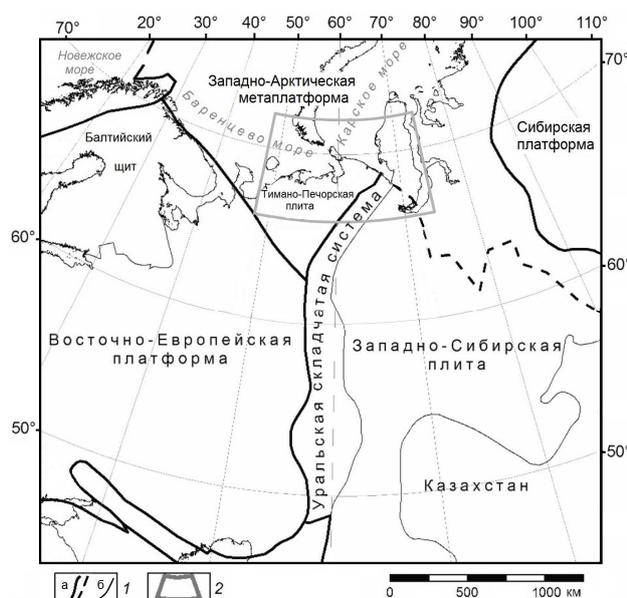


Рис. 1. Тектоническая карта Северной Евразии (Тектоническая ... , 2006):

1 – границы основных тектонических структур:
а – первого порядка, б – второго порядка;
2 – контур участка исследований

Исходные данные

В настоящее время наиболее полным источником данных о распределении аномалий магнитного поля Земли является модель World Digital Magnetic Anomaly Map (WDMAM). Этот международный проект (World ... , 2017) создан с целью интегрировать все доступные данные о наземных и спутниковых съемках аномального магнитного поля Земли. Работа над этой задачей инициирована международной ассоциацией по геомагнетизму и аэрономии (IAGA) и Комиссией по геологической карте мира (CWGM), пригласившими несколько исследовательских групп для создания магнитных карт – кандидатов с использованием общего пула наборов данных. После анализа подготовленных данных, в качестве основы для проекта WDMAM была выбрана сетка, представленная Национальным центром геофизических данных США (NGDC). Этот набор данных используется сейчас как глобальная сетка аномалии модуля индукции геомагнитного поля EMAG3 – с разрешением в 3 угловые минуты на высоте 5 км над уровнем моря. Она была составлена на основе спутниковых, морских, аэромагнитных и наземных магнитных съемок. Список источников данных приведен в (Список ... , 2017), в частности, для территории России использованы данные министерства геологии СССР и Тихоокеанского океанологического института Дальневосточного отделения РАН.

Версия EMAG2 является значительным обновлением базы EMAG3. Как отражено в названии, пространственное разрешение было улучшено до 2 угловых минут, а высота уменьшена до 4 км над геоидом. Интерполяция в областях недостаточного количества данных в океанах была улучшена путем методов направленного построения сеток (gridding) и экстраполяции, основанной на модели океанической коры. Самые длинные пространственные длины волн (более 330 км) были заменены последней моделью литосферного поля CHAMP MF6. Последнее обновление EMAG2 – версия v3 включает в себя более

11,5 млн точек новых данных магнитных съемок на акваториях и аэромагнитных съемок, а также несколько новых или обновленных предварительно скомпилированных сеток. Если предыдущая версия EMAG2 исходит из известных или идеализированных локальных геологических данных для интерполяции аномалий в области отсутствия данных, то EMAG2 версии v3 – исключительно из имеющихся данных. Кроме высоты в 4 км (которая представлена как аналитическое продолжение вверх), версия v3 этой базы данных существует в виде сетки аномалии на уровне моря. Именно на основе этой сетки (Meyer et al., 2017) мы подготовили набор исходных данных с пространственным шагом 2,5 км в пределах исследуемого участка, переведя его в условную систему координат в проекции Гаусса-Крюгера (рис. 2, а, цветная вкладка).

Метод аппроксимации

Как известно, поле аномальной составляющей модуля геомагнитного поля ΔT_a не является гармоническим, поскольку не удовлетворяет уравнению Лапласа. Для корректного применения методов количественной интерпретации при изучении структуры аномального поля, выделения аномалий от различных слоев земной коры и решения обратных задач магнитометрии требуется провести преобразование и определить Z – вертикальную составляющую магнитного поля.

Для этой цели мы применили метод аппроксимации аномалий модуля магнитной индукции полями сингулярных источников (Бызов, Муравьев, 2015; Бызов и др., 2017). Имеющийся массив значений аномалий модуля магнитного поля мы аппроксимировали полем набора стержней, однородно намагниченных вдоль своей оси. Использовано программное обеспечение PodborSterj2015 (Подбор ... , 2016), которое было запущено на высокопроизводительном вычислительном кластере на базе графических ускорителей (GPU) NVidia, опираясь на библиотеку CUDA и ее расширение cuBLAS.

Компоненты нормального геомагнит-

Таблица 1 Характеристики интенсивности магнитных аномалий

Поле (нТл)	Минимальное	Максимальное	Среднее	СКО
Исходное ΔT_a	-525,20	4312,06	-5,56	144,48
Вычисленное ΔT_a	-529,09	4308,97	-5,29	144,15
Разность	-113,77	91,06	0,26	5,47
X – северная	-1827,12	2272,47	0,98	92,84
Y – восточная	-2032,34	2660,40	0,24	105,96
Z – вертикальная	-570,11	4294,58	-5,67	144,61

ного поля, вычисленные по модели IGRF (Thébault et al., 2015), были также пересчитаны в проекции Гаусса-Крюгера (Муравьев, Бызов, 2015) и использованы в вычислениях.

Размерность сетки исходных данных составила 295×471 , аномальное магнитное поле было подобрано системой, состоящей из 1561 стержня (10927 оптимизируемых параметров – координаты концов стержней и их намагниченности). Среднее квадратическое отклонение (СКО) остаточного поля составило 5,4 нТл при максимальной величине аномалий свыше 4300 нТл.

Параметры сеток исходных данных ΔT_a и вычисленных в результате аппроксимации аномалий магнитной индукции, а также прямоугольных компонент $\Delta T_a(X, Y, Z)$, приведены в табл. 1.

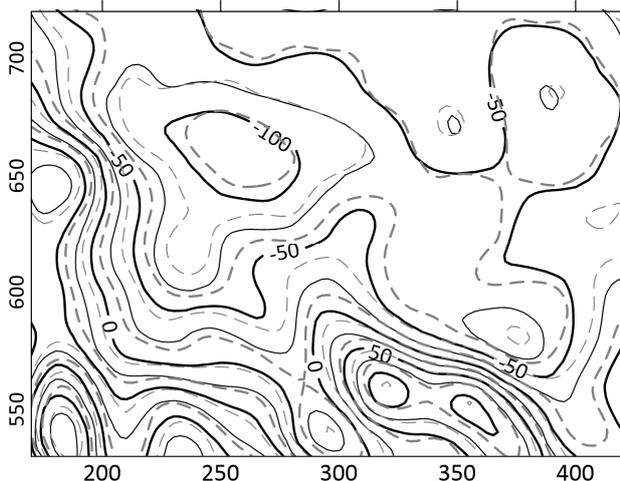


Рис. 3. Результат вычисления аномалий Z для части исследуемого участка. Изолинии ΔT_a – сплошные линии; Z – пунктирные. Система координат – условная, совпадает с системой координат рис. 2 и 4

На рис. 3 приведено сопоставление изолиний аномалий модуля магнитного поля и вычисленной вертикальной компоненты для фрагмента исследуемого участка. Несмотря на то, что исследования проводятся для полярного региона, где направление геомагнитного поля близко к вертикальному (наклонение $77-84^\circ$), расхождения между аномалиями ΔT_a и Z значительные. Эпицентры аномалий Z смещены к северо-северо-востоку относительно эпицентров аномалий ΔT_a , причем величина смещения достигает 10–15 км.

Выделение аномалий от слоев земной коры

Для выделения аномалий от источников в различных слоях земной коры была использована методика, основанная на повысотных пересчетах (Мартышко и др., 2016). Задача решалась в несколько этапов. На первом этапе данные Z_a с помощью численного метода пересчитывалось вверх на высоту H . Для того чтобы окончательно избавиться от влияния источников в верхнем слое, пересчитанное вверх поле аналитически продолжалось вниз на глубину H . Поскольку задача пересчета поля вниз относится к классу некорректно поставленных задач, то при вычислениях использовался метод с применением регуляризации. Выбор параметра регуляризации описан в работе (Fedorova et al., 2015).

На следующем этапе поле пересчитывалось вновь вверх на уровень дневной поверхности $h = 0$. Полученное трансформированное поле можно рассматривать как поле от источников, расположенных ниже границы H . После вычисления разности

наблюденного и трансформированного полей, получаем аномалии от локальных источников, расположенных в верхнем слое. С помощью вычислений для разных значений высоты H можно получить аномалии от источников, расположенных в различных горизонтальных слоях. Методика успешно применена для изучения структурных особенностей магнитного поля Среднего, Приполярного и Полярного Урала (Мартышко и др., 2014; Федорова и др., 2017).

Вычисления выполнены с применением программного комплекса GridCalc (Расчеты ... , 2016) на вычислительном кластере на базе графических ускорителей NVidia.

Для исследуемой территории вычислены аномалии от источников в различных слоях земной коры. Распределение аномалий позволяет проследить связь приповерхностных массивов с глубинными структурами. Карта регионального магнитного поля приведена на рис. 2, б (цветная вкладка). Результат разделения магнитного поля на составляющие от отдельных слоев земной коры приведен на рис. 4 (цветная вкладка).

Отметим, что для приповерхностного слоя локальные магнитные аномалии наблюдаются только на Полярном Урале и соответствуют выходам на поверхность ультрабазитовых массивов (рис. 4, а, цветная вкладка). Аномалии от корневых блоков этих массивов отчетливо проявляются на картах (рис. 4, б и 4, в, цветная вкладка). В Пайхойско-Новоземельской зоне отсутствуют локальные аномалии характерные для Уральской складчатой системы.

Заключение

Проведены исследования структурных особенностей магнитного поля земной коры Северного Ледовитого океана в пределах геоструктур Уральского региона. С помощью аппроксимационного метода определена вертикальная составляющая аномального магнитного поля. Проведены трансформации данных и выделены аномалии от различных слоев земной коры. Построена карта регионального магнитного поля. Полученные данные позволят в даль-

нейшем применять вычислительные методы для гармонических функций и определять границы источников аномалий.

Исследования проведены за счет проекта УрО РАН 18-5-5-23 «Изучение глубинного строения литосферы зоны сочленения Евразийского континента с Северным Ледовитым океаном в пределах геоструктур Уральского региона на основе трехмерных геофизических моделей».

Литература

Бызов Д.Д., Муравьев Л.А. Вычисление вертикальной компоненты геомагнитного поля с помощью аппроксимации его модуля системой намагниченных отрезков // Уральский геофизический вестник. 2015. № 2(26). С. 24–28.

Бызов Д.Д., Муравьев Л.А., Федорова Н.В. Аппроксимационный метод приведения магнитных данных к полюсу // Вопросы теории и практики геологической интерпретации геофизических полей: Материалы 44-й сессии Международного семинара им. Д.Г. Успенского. Москва, 2017. С. 363–367.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Федорова Н.В., Цидаев А.Г., Бызов Д.Д. Теория и методы комплексной интерпретации геофизических данных. Екатеринбург: ИГФ УрО РАН, 2016. 94 с.

Мартышко П.С., Федорова Н.В., Акимова Е.Н., Гемайдинов Д.В. Изучение структурных особенностей гравитационного и магнитного полей литосферы с использованием параллельных алгоритмов // Физика Земли. 2014. № 4. С. 50–55.

Муравьев Л.А., Бызов Д.Д. Вычисление нормального магнитного поля в системе координат, связанной с проекцией Гаусса-Крюгера // 14th EAGE International Conference on Geoinformatics – Theoretical and Applied Aspects. Kyev 2015. [Access mode: <http://www.earthdoc.org/publication/publicationdetails/?publication=80232>].

Подбор магнитного поля набором стержней PodborSterj2015. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016619506 от 22.08.2016. (Бызов Д.Д., Мартышко П.С., Муравьев Л.А., Федорова Н.В.).

Расчеты аналитического продолжения потенциальных полей GRIDCALC. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016619520 от 22.08. 2016. (Бызов Д.Д., Мартышко П.С., Муравьев Л.А., Федорова Н.В.).

Список источников данных модели WDMAM [Электронный ресурс] Geomagnetism, 2017. URL: <http://geomag.org/models/WDMAM/acknowledge.html> (дата обращения: 21.11.2018).

Тектоническая карта: Тектоническая карта России, сопредельных территорий и акваторий, масштаб: 1:4000000 / Под ред. Е.Е. Милановского. М.: МГУ, 2006.

Федорова Н.В., Рублев А.Л., Муравьев Л.А., Колмогорова В.В. Магнитные аномалии и модель распределения намагниченности в земной коре приполярного и полярного секторов Уральского региона // Геофизический журнал. 2017. Т. 29. № 1. С. 111–122.

Fedorova N. V., Martyshko P.S., Gemaidinov D.V., Rublev A.L. Computer technology for highlighting the magnetic anomalies from the deep layers of the Earth's crust // 14th EAGE International Conference on Geoinformatics – Theoretical and Applied Aspects, Geoinformatics, 2015. DOI: 10.3997/2214-4609.201412426.

Meyer B., Saltus R., Chulliat A.: EMAG2: Earth Magnetic Anomaly Grid (2-arc-minute resolution) Version 3. National Centers for Environmental Information, NOAA. Model. 2017. [Электронный ресурс] DOI:10.7289/V5H70CVX (Дата обращения: 20.02.2018).

Thébault E., Finlay C., Beggan C. et al. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation // Earth Planets and Space. 2015. P. 67–79.

World Digital Magnetic Anomaly Map. [Электронный ресурс] Geomagnetism, 2017. URL: <http://geomag.org/models/wdmam.html> (дата обращения: 21.11.2018).

КОМПЛЕКСНЫЕ СЕЙСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕРХНЕЙ ЧАСТИ ГЕОЛОГИЧЕСКОГО РАЗРЕЗА

Сенин Л.Н., Сенина Т.Е., Воскресенский М.Н., Парыгин Г.И. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Настоящая статья предлагает познакомиться с некоторыми элементами геофизических проявлений в поле упругих колебаний, данные о которых получены в результате комплексных сейсмических исследований в зоне тектонического контакта гранитов Верх-исетского массива и габбро в районе лесного парка юго-западной части г. Екатеринбурга. Исследования включали в себя малоглубинную сейсморазведку методом преломленных волн (МПВ), пассивные наблюдения микросейсмических колебаний, построение 2D и 3D скоростных и глубинных разрезов, анализ спектральных характеристик регистрируемых сейсмических сигналов. Значительные морфоструктурные неоднородности, полученные на 2D и 3D разрезах участка исследований скорее всего указывают на наличие переходной зоны вблизи тектонического контакта, а рассчитанные значения индекса уязвимости по спектральным соотношениям HVSR характеризуют юго-восточную часть грунтов участка, как максимально восприимчивую к поперечным колебаниям.

Комплексные сейсмические исследования; скоростной разрез; метод спектральных отношений; спектральный анализ; индекс уязвимости.

COMPLEX SEISMIC INVESTIGATIONS BY UPPER PART OF GEOLOGICAL SECTION

Senin L.N., Senina T.E., Voskresenskiy M.N., Parygin G.I. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. This article acquaint with the some characters of geophysical demonstrations in the field by elastic variation. Information about this characters acquired as a result of complex seismic investigations in zone tectonic contact by granites and gabbro in south-west Yekaterinburg city. Investigations includes seismic exploring by method refracted wave, registration by microseismic vibration, calculation 2D and 3D sections of velocity, seismic signals spectrum analysis. The gray area close by tectonic contact be developed on the great heterogeneity morphology and structure on the 2D and 3D sections of velocity. And vulnerability index by spectral function HVSR determine south-west part by area of exploration who open to injury for transverse vibrations.

Complex seismic investigations; sections of velocity; method attitude of spectrum; spectrum analysis; vulnerability index.

Введение

В последнее время уделяется большое внимание при изучении верхней части геологического разреза (ВЧР) сейсмическим методам, косвенно или напрямую связанным с резонансными явлениями (Nakamura, 1989; Nikulins, 2017; Nakamura, 2008). Вместе с тем, классические методы в сейсмике, такие как метод преломленных волн (МПВ), метод отраженных волн (МОВ) и сегодня являются наиболее информативными. Было бы неверно, опираясь на данные, полученные с помощью какой-то одной методики, делать полномасштабные выводы о строении или даже составе изучаемого геологического объекта. Поэтому

наибольший эффект при сейсмических исследованиях чрезвычайно сложной верхней части геологического разреза можно получить при комплексировании классических методов и современных разработок, в основе которых лежат спектральные способы изучения верхней толщи геологического разреза.

Настоящая статья предлагает познакомиться с некоторыми элементами геофизических проявлений в сейсмических полях, полученных в результате комплексных сейсмических исследований в зоне тектонического контакта гранитов Верх-исетского массива и габбро в районе лесного парка юго-западной части г. Екате-



Рис. 1. Фрагмент схемы геологического строения территории Екатеринбурга (юго-западный район города)

ринбурга. Собственно контакт и его переходная зона перекрыты слоем элювиально-делювиальных суглинков мощностью до 10 метров. В морфологии рыхлых отложений зона контакта не имеет видимых проявлений. Вблизи контакта, по большей части в комплексе гранитов, находится Свердловское месторождение россыпного золо-

та, приуроченное к кварцевым жилам (Сазонов и др., 1997). Месторождение практически полностью выбрано в предвоенные годы, главным образом шурфовым способом. Оно относится к металлогенической зоне гранитоидной Верхотурско-Верхисетской формации (Pz₃) (Геология СССР, 1973). Граница контакта гранитоидов и габбро простирается в направлении юго-восток – северо-запад.

Основная цель работы – изучение проявлений переходной зоны отмеченного контакта в сейсмических волновых полях разной природы, вызванных упругими воздействиями естественного и искусственного происхождения.

Объект исследований

На рис. 1 показан фрагмент схемы геологического строения территории Екатеринбурга, составленной с использованием данных Б.И. Кузнецова (1964), Г.Н. Кузовкова, Д.А. Двоглазова, Д.С. Вагшалья (1987) (Тагильцев и др., 2009, рис. 2). Белым прямоугольником на рисунке выделен участок проведения исследований. Граница контакта между массивами гранитов и габбро, пересекающая участок, параллельна объездной автодороге ЕКАД и находится приблизительно в 120 м от нее в юго-западном направлении.

Более детально участок исследований демонстрируется на рис. 2. Здесь на изображении спутникового фото с учетом мас-

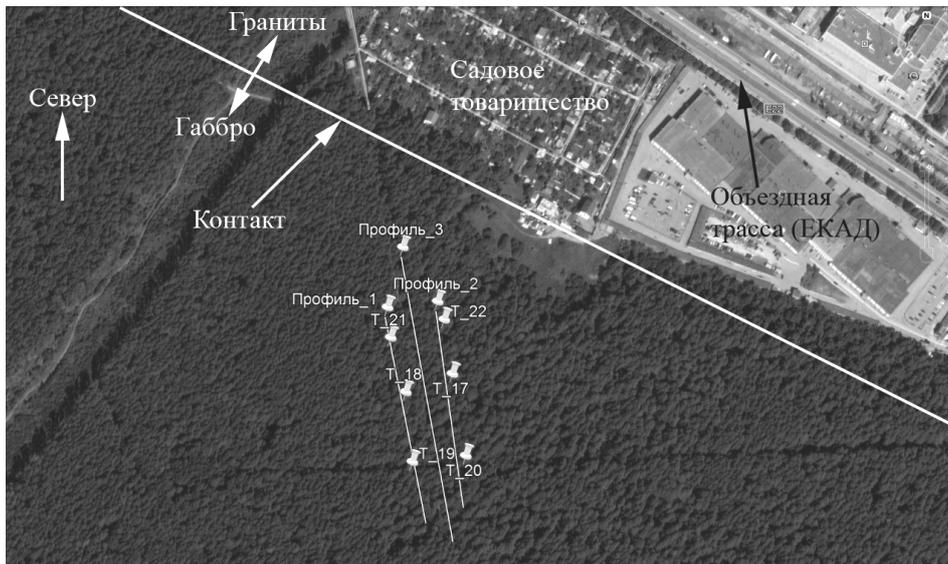


Рис. 2. Участок сейсмических исследований в формате Google Earth

штаба геологической схемы (см. рис. 1) вынесена зона контакта гранитоиды–габбро, а также профильные линии МПВ (Профиль_1–Профиль_3) и точки пассивных сейсмических наблюдений (Т_17–Т_22). Также на рисунке показано садовое товарищество, расположенное вблизи участка исследований, и фрагмент екатеринбургской автодороги ЕКАД.

Профили МПВ и точки пассивных наблюдений смещены на юг по отношению к зоне контакта. Это вызвано, прежде всего, близостью городской автомобильной трассы ЕКАД, создающей интенсивные микросейсмические шумы антропогенной природы, а также близостью садового товарищества, являющегося источником аналогичных помех при любых сейсмических исследованиях.

Несмотря на то, что профили и точки наблюдения не пересекают линию контакта, авторы исследований исходили из следующего положения. Зона контакта массивов гранитов и габбро не может представлять из себя некую тонкую линию, строго разделяющую породы с разными физическими свойствами. Скорее всего, контакт представлен переходной зоной, отражающейся в физических полях разной природы, в том числе и в поле упругих колебаний. Собственно изучение изменений в сейсмических полях разной природы при переходе профильных линий МПВ и точек наблюдения из массива габбро в переходную зону контакта и есть предмет настоящих исследований.

Аппаратура и методика исследований сейсморазведкой МПВ

Полевые работы выполнялись по методике невзрывной малоглубинной сейсморазведки МПВ с использованием системы прямых, встречных и нагоняющих годографов (Палагин и др., 1989). Были обработаны три профиля общей длиной 192 м. Регистрировались сейсмические волны различных типов, но, в соответствии с методикой МПВ (Шерифф, Гелдарт, 1987), в процессе обработки и интерпретации сейсмических данных использовались только волны P типа. Шаг между пунктами приема

составлял 2 м, между пунктами возбуждения – 12 м. Система наблюдений 5-ти шоттовая. Применялся механический источник импульсного типа (кувалда массой 8 кг). Основанием служила металлическая подложка. Число ударов (синхронных накоплений) на одном пункте возбуждения 2–10, в зависимости от зашумленности точки наблюдения.

Запись сейсмических колебаний при всех видах наблюдений осуществлялась с помощью 24-канальной цифровой сейсморазведочной станции «Синус» (Сенин, Сенина, 2005), разработанной и изготовленной в лаборатории сейсмометрии ИГФ УрО РАН. Шаг дискретизации при измерениях составлял 0,5 мс, длина записи 512 дискрет/канал, частота среза фильтра низкой частоты (ФНЧ) 500 Гц, фильтра высокой частоты (ФВЧ) 1 Гц, поканальное усиление изменялось от 0 до 48 дБ с шагом 12 дБ, в зависимости от условий приема.

Аппаратура и методика микросейсмических исследований

Экспериментальные исследования микросейсмических шумов имеют почти вековую историю (Голицын, 2001). Изучаемыми параметрами этих волновых процессов, главным образом, являются амплитудно-частотные характеристики, соотношение амплитуд на различных частотах, а также изменения этих параметров во времени. При этом решаются два класса задач: связь параметров микросейсмического излучения с параметрами возможных первичных источников излучения упругой энергии и связь параметров сейсмических шумов со структурой, литологией и свойствами геологической среды (Надежка и др., 2003).

По первому классу задач следует отметить, что источники микросейсмического излучения делятся на эндогенные (глубинные) и экзогенные (поверхностные). Вторые, в свою очередь, подразделяются на природные и антропогенные. Каждый тип источников порождает свой тип микросейсм, существенно отличающихся по амплитудно-частотным характеристикам.

Ко второму классу относятся задачи определения по параметрам микросейсмического излучения мощности и свойств осадочного чехла, литологического расчленения верхней части разреза земной коры, выделения аномальных зон и связь этих зон с тектоническим строением.

При выполнении работ по изучению микросейсмических шумов на участке исследований применялся 3-канальный регистратор сейсмических сигналов «Регистр» (Сенин и др., 2017), так же как и аппаратура «Синус», разработанный и изготовленный в лаборатории сейсмометрии института геофизики УрО РАН. Совместно с регистратором использовался 3-компонентный велосиметр электродинамического типа СК-1П (Сейсмоприемник низкочастотный ... , 1977). Методически работы выполнялись следующим образом. Регистратор с подключенным к нему велосиметром устанавливался в точке наблюдения, после чего аппаратура включалась. Регистрация трех компонент (X , Y и Z) сейсмического сигнала продолжалась в течение 15–20 минут со следующими параметрами записи: полоса регистрируемых частот 1–64 Гц, усиление 32. По окончании записи сейсмоприемник и регистратор перемещались на новые пункты наблюдения, в соответствии со схемой, показанной на рис. 2. Осуществлялась запись новой информации и так далее. Все данные сохранялись на встроенном флэш-диске регистратора. По окончании полевых работ информация считывалась с диска с целью дальнейшей камеральной обработки.

Обработка сейсмических материалов. Результаты и обсуждение

Сейсморазведка МПВ

Реализованная при полевых работах система наблюдений МПВ позволила осуществить обработку и интерпретацию особенностей распространения преломленных волн по прямым, нагоняющим и встречным годографам (Шерифф, Гелдарт, 1987).

При обработке и интерпретации сейсмограмм применялись пакеты программ: «Sin24M» разработки лаборатории сейсмометрии ИГф УрО РАН (Сенина, Воскре-

сенский, 2016) и «WinSism 9.0» (Seismic Refraction ... , 2003) шведской компании «GeoSoft». Первичная обработка, в том числе масштабирование, фильтрация, инверсия, снятие годографов, проводилась в пакете «Sin24M». В качестве входной информации для «WinSism» использовались прослеженные годографы первых вступлений. На выходе получали скоростную и глубинную модель. В пакете «WinSism» имеется возможность выбора алгоритма решения обратной кинематической задачи из следующих способов: «Intercept Time Method», «Critical Distance Method», «Delay Method». Основываясь на опыте работ с данным пакетом при малоглубинных сейсморазведочных исследованиях, был выбран последний из предлагаемых алгоритмов.

На рис. 3 представлены полученные после обработки головных преломленных волн P типа скоростные разрезы вдоль профильных линий 1, 3 и 2.

На представленных разрезах хорошо прослеживаются морфоструктурные неоднородности в поле скоростей P волн. Очевидно, что изолинии скоростей 2000 и более метров в секунду, соответствующие глубине погружения 10 м и глубже, характеризуют кровлю коренных пород, в нашем случае массив габбро, скорее всего в трещиноватом, сильно выветрелом состоянии. Более наглядно неоднородности в морфологии скоростной границы 2000 м/с представлены на рис. 4, демонстрирующем 3D модель участка исследований, построенную на основе скоростных разрезов вдоль профилей 1, 3 и 2.

Микросейсмические колебания

В области изучения микросейсм одним из наиболее перспективных, по нашему мнению, сегодня является метод горизонтального и вертикального спектральных отношений (HVSР – Horizontal to Vertical Spectral Ratio) как аналог квазипереходной функции. Метод был предложен Ногоши и Игараши в 1971 г. (Nogoshi, Igarashi, 1971) и значительно усовершенствован благодаря исследованиям Я. Накамуры (Nakamura, 1989). В основе метода лежат представления о том, что влияние «тонкого слоя»,

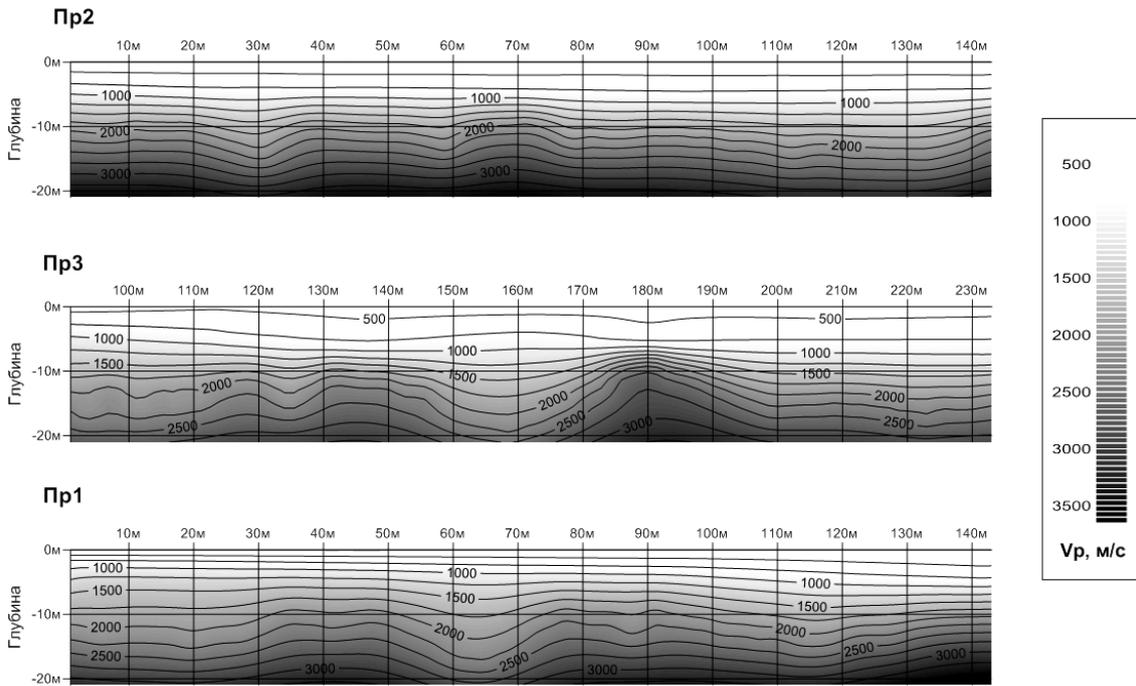


Рис. 3. Скоростные разрезы вдоль профилей 1, 3 и 2

расположенного непосредственно под сейсмическим датчиком на изучаемом объекте, в большей степени способствует усилению поперечной волны (S) и практически не изменяет продольную волну (P). Исходя из этого положения, отношение спектральных характеристик горизонтальных компонент (X и Y) к спектру вертикальной компоненты (Z) будет характеризовать так называемую передаточную

функцию, зависящую от «тонкого слоя» изучаемого объекта. Горизонтальная компонента H при этом определяется как среднее квадратичное спектров компонент X и Y , а вертикальная V соответствует спектру компоненты Z .

$$H(f) = \frac{\sqrt{X(f)^2 + Y(f)^2}}{2}, \quad (1)$$

тогда

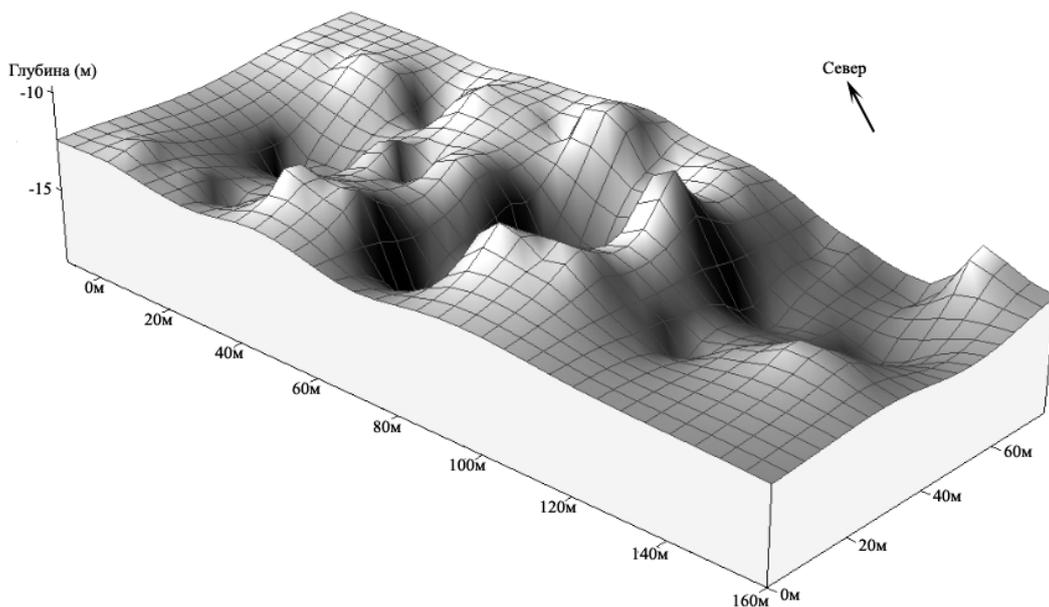


Рис. 4. Скоростная граница 2000 м/с участка исследований

$$\frac{H}{V} = \frac{H(f)}{V(f)}. \quad (2)$$

Метод может быть применен для решения задач инженерной сейсмологии, например, для оценки динамических свойств грунтов (Nakamura, 1997). Кроме того, его можно использовать в сейсмическом микрорайонировании для определения преобладающих частот грунтов (Zaharia et al., 2008). Преимуществами метода HVSR являются его эффективность, экономическая целесообразность и, главное, возможность применения как в сейсмичных, так и в асейсмичных регионах (Nakamura, 2008). В качестве исходных данных могут использоваться не только землетрясения, но и окружающий сейсмический шум, который состоит из микросейсмических шумов естественного и антропогенного происхождения.

Известно, что микросейсмические колебания представляют собой «случайный процесс, стационарный во времени и пространстве» (Сейсмическое микрорайонирование, 1977). Тогда можно утверждать, что

каждая сейсмограмма достаточно большой продолжительности может быть заменена множеством коротких фрагментов такой же суммарной продолжительности. Практическая реализация отмеченного положения заключалась в установке стандартной длительности каждого фрагмента 1024 выборки, что составило порядка 8 секунд на сейсмограмме. Каждый фрагмент был проанализирован на интенсивность шумов, после чего были выбраны фрагменты с наименьшим уровнем шумов близких к импульсным помехам. Таким образом минимизировался непродуктивный импульсный шум. Для каждого «чистого» фрагмента рассчитывались спектральные отношения HVSR, после чего определялись средние значения спектральной функции всех фрагментов для каждой сейсмограммы. На рис. 5 показаны графики функций HVSR для каждой точки наблюдения T₁₇–T₂₂ площадки исследований (см. рис. 2).

Полученные в результате полевых наблюдений экспериментальные данные анализировались с использованием известных методик (Peterson, 1993), которые позволя-

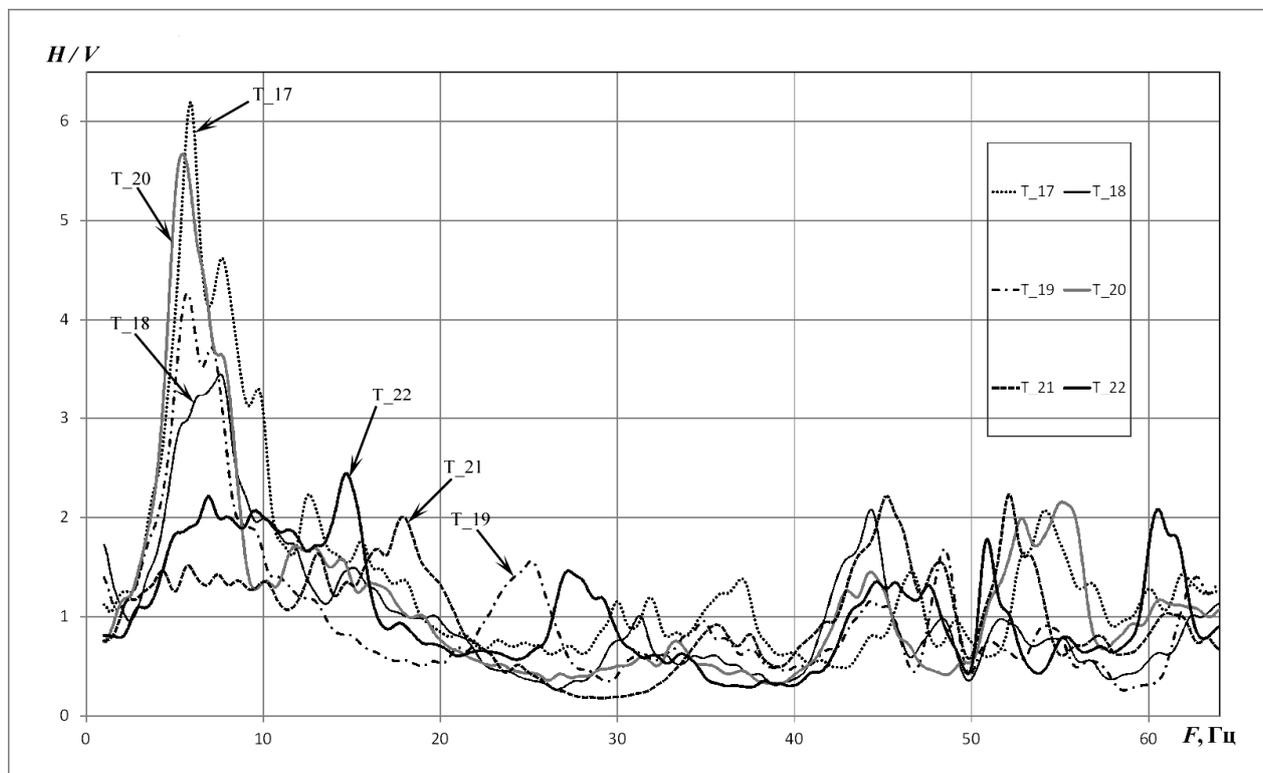


Рис. 5. Спектральные отношения HVSR для каждой точки наблюдения площадки исследований во всем диапазоне частот регистрации микросейсмических сигналов

ют охарактеризовать микросейсмические колебания как природного, так и антропогенного характера. Несмотря на то, что в процессе обработки первичных сейсмограмм выбирались фрагменты с минимумом интенсивных шумов, частично антропогенная составляющая все же присутствует в спектрах HVSR, поскольку на полученных спектральных кривых установлены максимумы колебаний в полосе частот 4–20 Гц, которые, скорее всего, связаны с источниками регионального характера (карьерные взрывы, движение тяжелых железнодорожных составов, наиболее интенсивные городские шумы).

В 1997 г. Накамура ввел понятие индекса (коэффициента) уязвимости K_y (Nakamura, 1997). Этот параметр характеризует самые слабые участки исследуемых грунтов. Имеющиеся спектральные графики усиления сотрясений на доминирующих частотах позволили вычислить значения коэффициентов уязвимости, приведенные в таблице для каждой точки измерения по формуле:

$$K_y = \frac{a^2}{F}, \quad (3)$$

где a – максимальное значение коэффициента усиления в соответствии со спектральной кривой HVSR; F – соответствующая этому значению частота.

Данные, сведенные в таблицу, позволили построить схематическую карту индексов уязвимости грунтов на исследуемой площади (рис. 6).

Заключение

Анализируя спектральные графики HVSR, приведенные на рис. 6, можно сделать некоторые выводы. Точки T_17, T_19, T_20 имеют острые пики резонансных частот, близких друг к другу 5,5–5,9 Гц, что вероятно связано с антропогенным микро-

сейсмическим шумом. Максимальные горизонтальные смещения грунтов в точке T_18 также происходят на частоте 5,7 Гц, что лежит в отмеченном диапазоне частот. Однако полагая вершина этой спектральной кривой с неявным экстремумом, скорее всего, связана с микросейсмическими колебаниями природного характера. Пиковые значения усиления HVSR в точках T_21 и T_22, близкие к величине 2, смещены в более высокочастотную область 14–18 Гц. Таким образом, на исследуемой площадке максимумы поперечных смещений грунтов с усилениями от 2 до 6,4 размещаются в частотном диапазоне 4–20 Гц. При этом, наиболее уязвимыми к горизонтальным упругим воздействиям относятся грунты, расположенные в юго-восточной части участка, что подтверждается расчетами индексов уязвимости, представленных на схематической карте (см. рис. 6).

Возвращаясь к рис. 5, на котором изображена скоростная граница 2000 м/с, расположенная в диапазоне глубин залегания 10–15 м, можно полагать, что она определяет выветрелую кровлю массива коренных пород габбро. При этом наблюдаются отдельные морфоструктурные неоднородности с амплитудой до 5 м. Скорее всего, это связано с двумя основными факторами. Во-первых, кровля коренных пород как правило подвержена наиболее сильному воздействию физико-химических факторов, характеризующих интенсивное выветривание, во-вторых, участок исследований расположен вблизи тектонического контакта, а именно в переходной зоне, что подтверждается исследованиями, представленными в работе (Давыдов и др., 2018).

Работа выполнена при частичной поддержке проекта фундаментальных исслед-

Таблица 1. Коэффициенты уязвимости в точках наблюдения

	Номер точки					
	T_17	T_18	T_19	T_20	T_21	T_22
F (Гц)	5,9	5,7	5,7	5,5	17,9	14,7
K_y	6,5	1,6	3,2	5,8	0,2	0,4

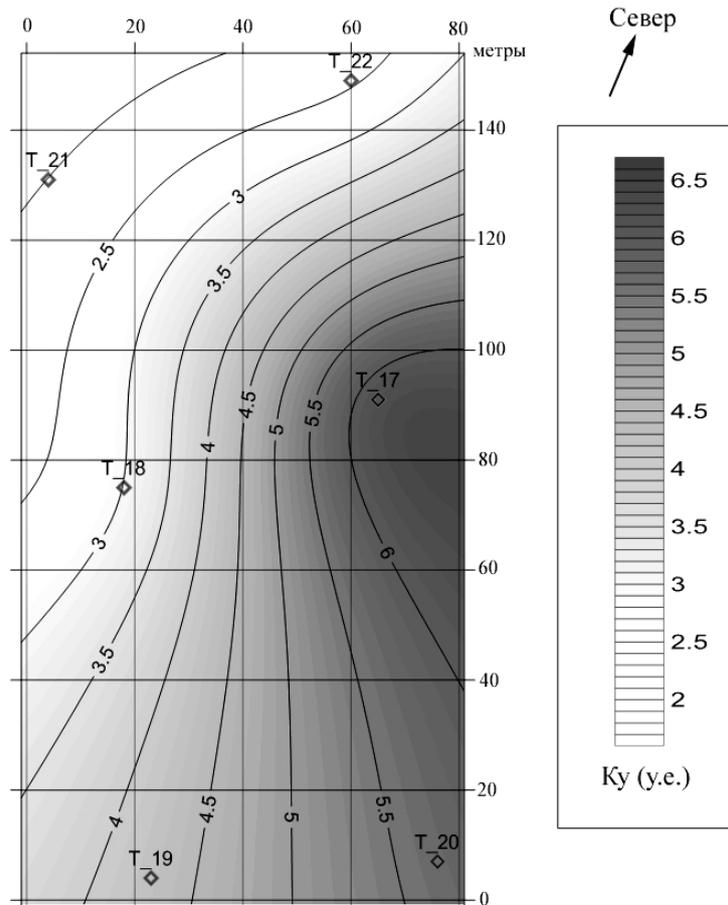


Рис. 6. Схематическая карта индексов уязвимости грунтов площадки исследований

дований № 18-5-5-38 комплексной программы УрО РАН.

Литература

Геология СССР. Том XII. Пермская, Свердловская, Челябинская и Курганская области. Полезные ископаемые / Под ред. К.К. Золоева. М.: Недра, 1973. 632 с.
 Голицын Борис Борисович, 2001. [Электронный ресурс]. URL: http://www.hrono.ru/biograf/bio_g/golicyn_bb.html (дата обращения 05.12.2018).
 Давыдов В.А., Байдинов С.В., Горшков В.Ю., Маликов А.В., Федорова О.И., Астафьев П.Ф. Результаты комплексных геофизических исследований на полигоне месторождения «Свердловское» // Известия вузов. Горный журнал. 2018. № 4. С. 112–118.
 Надежка Л.И., Орлов Р.А., Пивоваров С.П., Сафронич И.Н., Ефременко М.А. О связи параметров сейсмического шума с геоло-

гическими и геодинамическими особенностями Воронежского кристаллического массива// Вестник Воронежского ун-та. Геология. 2003. № 2. С. 179–185.
 Палагин В.В., Попов А.Я., Дик П.И. Сейсморазведка малых глубин. М.: Наука, 1989. 210 с.
 Сазонов В.Н., Огородников В.Н., Поленов Ю.А., Сустанов С.Г., Григорьев В.В. Золотооруденение Екатеринбургского геологического полигона. Екатеринбург: УГГА, 1997. 225 с.
 Сейсмическое микрорайонирование / Под ред. д.т.н. С.В. Медведева. М.: Наука, 1977. 248 с.
 Сейсмоприемник низкочастотный трехкомпонентный СК-1П. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Алма-Ата: НПО Геофизика. Завод Казгеофизприбор, 1977. 12 с.

Сенин Л.Н., Сенина Т.Е. Накопительная сейсмическая станция с цифровой коррекцией смещения нуля. Патент RU 2248592 С1. Опубл. Бюл. №8, 20.05.2005 г.

Сенин Л.Н., Сенина Т.Е., Воскресенский М.Н. Аппаратно-программный комплекс «Регистр-SD» для изучения сейсродинамических характеристик объектов, находящихся под воздействием упругих колебаний // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 4. С. 157–158.

Сенина Т.Е., Воскресенский М.Н. Программа обработки сейсмической информации Reg3MSD // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016618341 от 27 июля 2016 г.

Тагильцев С.Н., Осипова А.Ю., Лукьянов А.Е. Анализ ориентировки осей главных напряжений в геологической среде г. Екатеринбурга, 2009. [Электронный ресурс]. URL: http://www.geomaster.ucoz.ru/index/karta_kuznesova/0-39 (дата обращения 05.12.2018).

Шерифф Р., Гелдарт Л. Сейсморазведка. Том 2. Обработка и интерпретация данных / Под ред. д.ф.-м.н., проф. А.В. Калинина. М.: Мир, 1987. 400 с.

Nakamura Y. A Method for dynamic characteristic estimation of subsurface using microtremor on the ground surface // Quarterly report of Railway Technical Research Institute. 1989. V. 30. № 1. P. 25–33.

Nakamura Y. On the H/V Spectrum // The 14-th World Conference on Earthquake Engineering. Beijing, China, 2008. P. 1–10.

Nakamura Y. Seismic Vulnerability indices for ground and structures using microtremor // World Congress on Railway Research. Florence, 1997. P. 1–7.

Nikulins Valerijs. Seismic properties of soil in the Eastern Baltic Sea Region based on the horizontal to vertical spectral ratio method // Estonian Journal of Earth Sciences. 2017. V. 66. № 2. P. 109–117.

Nogoshi M. & Igarashi T. On the amplitude characteristics of microtremor // Journal of the Seismological Society of Japan. 1971. Part 2. № 24. P. 26–40 (in Japanese with English abstract).

Peterson J. Observation and Modelling of seismic background noise. USGS. Open-File Report 93-322. Albuquerque, New Mexico, 1993. 95 p.

Seismic Refraction Processing Software for Windows. Instruction manual. W_GeoSoft, Geological and Geophysical Software, 06.2003.

Zaharia B., Radulian M., Popa M., Grecu B., Bala A., Tataru D. Estimation of the local response using the Nakamura method for the Bucharest area // Romanian Report in Physics. 2008. Vol. 60. P. 131–144.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ НА ЗОЛОТОРУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЯХ СРЕДНЕГО УРАЛА

Федорова О.И. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Рассмотрены результаты исследований частотной дисперсии электрического сопротивления горных пород на золотоносных рудных месторождениях кварцево-жильного и медно-скарнового типа. Выявлены значения коэффициентов частотной дисперсии и частотного эффекта для вмещающих пород и пород, содержащих рудную минерализацию.

Электрические зондирования, частотная дисперсия электрического сопротивления, частотный эффект, коэффициент частотной дисперсии.

INVESTIGATION OF THE FREQUENCY DISPERSION OF ELECTRICAL RESISTANCE AT GOLD ORE DEPOSITS OF THE MIDDLE URAL

Fedorova O.I. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The results of studies of the frequency dispersion of the electrical resistance of rocks in the gold-bearing ore deposits of quartz-vein and copper-skarne type are considered. The values of the frequency dispersion coefficient and the frequency effect for host rocks and rocks containing ore mineralization have been revealed.

Electrical soundings, frequency dispersion of electrical resistance, frequency effect, frequency dispersion coefficient.

Введение

В низкочастотном электромагнитном поле электрические свойства горных пород могут изменяться. С середины прошлого столетия многие ученые изучали явление частотной дисперсии электропроводности среды. (Marshall, Madden, 1959; Астраханцев, Улитин, 1968; Улитин, Человечков, 1970; Жаворонкова, Кормильцев, 1974). Установлено, что в большей степени зависимость сопротивления от частоты проявляется в породах, содержащих рудные тела или рудную вкрапленность. Дисперсия электрических свойств вкрапленных руд на звуковых частотах связана с процессом перезарядки емкостного двойного электрического слоя, существующего на поверхности рудных включений (Schrage, 1956; Wait, 1959; Улитин и др., 1974). Удельное электрическое сопротивление пород является комплексным и уменьшается с частотой тем значительнее, чем выше содержание электропроводящих включений. Частотную дисперсию сопротивления характеризует коэффициент частотной дисперсии k . Измерениями на образцах и в полевых условиях наблюдается приближен-

ное равенство поляризуемости η и k для пород, содержащих вкрапление руды. Это говорит об одной природе наблюдаемых явлений, на основании чего был предложен метод частотной дисперсии (МЧД). При изучении дисперсии электропроводности горных пород методом ЧД на уральских рудных месторождениях установлено, что по геологической эффективности МЧД сходен с методом вызванной поляризации (ВП).

Метод частотной дисперсии отрабатывался и внедрялся в практику геофизических работ при поиске рудных месторождений на Урале (Дедышева и др., 1965; Кормильцев, Улитин, 1964, 1965; Улитин, Башмаков, 1965; Улитин, Астраханцев, 1968; Улитин и др., 1966). Работы выполнялись с установкой срединного градиента с питающей линией АВ = 300–700 м и приемной линией MN = 25–50 м. В основном дисперсию сопротивления горных пород изучали на медноколчеданных месторождениях. Для такого типа месторождений в среднем значения коэффициента частотной дисперсии k составляют: вмещающие породы – 0,01–0,02; рудные тела – 0,15–0,25;

сульфидная минерализация – 0,6–0,9. Так, например, на Слоновском медноколчеданном месторождении сплошное оруденение фиксируется значением $k = 0,15$ на фоне 0,02–0,03, в пределах восточного контакта руды выделяется зона сульфидной минерализации с $k = 0,07–0,09$. На Ащевутакском полиметаллическом месторождении рудовмещающая толща имеет $k = 0,01–0,02$, рудоносная зона выделяется $k = 0,16$, а полоса распространения вкрапленности сульфидов $k = 0,06–0,07$. Шайтанское медноколчеданное месторождение отмечается повышенными значениями коэффициента частотной дисперсии до 0,25 при фоновом значении эффузивного комплекса $k = 0,01–0,02$ и $k = 0,04–0,07$ над метаморфическими сланцами с сульфидной минерализацией лежачего бока месторождения.

Золотооруденение на Урале встречается нескольких типов: колчеданное, скарновое, традиционное для региона кварцевожильное и нетрадиционное прожилково-вкрапленное. Практически все медноколчеданные месторождения являются золотоносными. Метод частотной дисперсии применялся именно на этих месторождениях в связи с поставленной на тот момент задачей поиска месторождений меди. Как уже говорилось, такого типа месторождения уверенно выделяются изменением сопротивления пород, вмещающих рудные тела, в методе частотной дисперсии. В статье рассмотрены результаты работ, выполненных методом МЧД на золотосодержащих месторождениях другого типа медно-скарновом и кварцево-жильном.

Методика и результаты исследований

Для измерения частотной дисперсии электросопротивления применяли четырехэлектродную установку Шлюмберже AMNB. На точке наблюдений выполняли вертикальные электрические зондирования с разносами приемной линии АВ: 1,5; 2; 2,8; 3,8; 5; 7; 10; 15; 20; 28; 38; 50; 70; 100 м. На каждом разносе возбуждали электромагнитное поле и измеряли разность потенциалов в приемном диполе MN на частотах: 1,22; 19,56; 625 Гц. Работы проводили с аппаратурой ЭРА-МАХ. По изме-

ренным данным вычисляли кажущиеся сопротивления (ρ_k). Коэффициент частотной дисперсии рассчитывали на частотах 1,22 и 19,56 по формуле (Кононенко и др., 1973):

$$k = (\rho_k(f_1) - \rho_k(f_2)) / \rho_k(f_1) \lg(f_2/f_1),$$

где $\rho_k(f_1)$ – сопротивление на низкой частоте f_1 ; $\rho_k(f_2)$ – сопротивление на высокой частоте f_2 .

Коэффициент частотной дисперсии k является аналогом поляризуемости η , над рудными объектами он напрямую связан с количеством рудной минерализации.

Качественную оценку МЧД можно провести по параметру частотного эффекта f_e , предложенным Халлофом (Halloy, 1964):

$$f_e = (\rho_{\omega_0} - \rho_{\omega_{\infty}}) / \rho_{\omega_{\infty}},$$

где ρ_{ω_0} – сопротивление на низкой частоте; $\rho_{\omega_{\infty}}$ – сопротивление на высокой частоте.

В расчетах $\omega_0 = f_1 = 1,22$ Гц, $\rho_{\omega_{\infty}}$ выбирали на частоте, где наблюдалось минимальное кажущееся сопротивление. Визуализацию результатов представляли в виде разрезов частотного эффекта и коэффициента частотной дисперсии, построенных от эффективной глубины $h_{эф} = AB/4$.

Рассмотрим результаты работ, проведенных на Свердловском золоторудном месторождении кварцево-жильного типа. Месторождение расположено в Верхисетском массиве гранитоидов на территории г. Екатеринбурга (Сазонов и др., 1997). Основными породами являются габбро. В районе месторождения прослеживается разлом, фиксирующий контакт габбро с гранитами. Жилы имеют северо-западное и северо-восточное простирание и приурочены к трещинам, оперяющим разлом. Мощность жил составляет 0,5–1 м, и они выклиниваются на глубине 30–50 м. Месторождение в геологическом плане изучено слабо. Из рудной минеральной ассоциации установлен лишь полуокисленный пирит в обломках кварцевых жил. На территории сохранились заваленные шурфы.

В последние годы на Свердловском месторождении проводились комплексные геофизические работы. Основной профиль исследований проходил через массив габб-

ро и пересекал разлом (Давыдов и др., 2018). Точки наблюдений располагались через 50 м. На разрезе кажущегося сопротивления кора выветривания в габбро выделяется пониженными значениями ρ_k и имеет разную мощность, наибольшая отмечается на ПК 35–50, на ПК 70–72 также наблюдается понижение сопротивления, здесь проходит разлом на контакте габбро с гранитами (рис. 1, а, цветная вкладка). На ПК 30 ρ_k имеет повышенные значения, здесь в точке измерений находилась высыпка кварца, а в нескольких метрах – старые шурфы. Фоновые значения коэффициента частотной дисперсии по профилю составили $k = 0,01–0,02$. Максимальные значения $k = 0,055$ наблюдались на ПК 55 в районе контакта коренных пород и разрушенных пород коры выветривания, а также на ПК 72 в районе разлома. Также на ПК 30, 40, 55, 65 есть локальные повышения частотной дисперсии $k = 0,035–0,04$. Разрез частотного эффекта схож по структуре с разрезом k . Фоновые значения составляют $f_e = 0,01–0,02$. Но аномальные значения на ПК 30 и 55 значительно повысились $f_e = 0,08–0,10$.

Оценка частотной дисперсии электропроводности горных пород на Свердловском кварцево-жильном месторождении показала, что вмещающие породы имеют слабую рудную минерализацию с фоном $k = 0,01–0,02$. Локальные аномалии $k = 0,055$ и $f_e = 0,08–0,10$ выявлены на трех точках наблюдений в районе кварцевой высыпки, в зоне контакта коренных пород с измененными породами коры выветривания и на разломе, фиксирующем контакт габбро и гранитов. Судя по невысоким значениям коэффициента частотной дисперсии в аномальных локальных зонах, вкрапленная сопутствующая золоту рудная минерализация не значительно развита на данном месторождении.

Изучение частотной дисперсии сопротивления горных пород провели на Шилловском медно-скарновом золотосодержащем месторождении, расположенном в 25 км к западу от г. Екатеринбург (Сазонов и др., 1997). Месторождение локализу-

ется в экзоконтакте Верхисетского массива гранитоидов. На контакте интрузии более основного состава (от диоритов до габбро) с известняками сформировались гранатовые, гранат-пироксеновые скарны, скарны с магнетитом и наложенной медно-сульфидной минерализацией Шиловского месторождения. Медно-магнетитовые руды практически отработаны. Медно-сульфидная минерализация фиксируется в тектонических нарушениях, локализуясь как в скарнах, так и в габбро, а также в диоритах в зонах развития кварц-серицитовых метасоматитов. Сульфидная вкрапленность развита и в известняках. Рудная минеральная ассоциация представлена халькопиритом, пиритом, борнитом, магнетитом и др. Самородное золото ассоциирует с борнитом, встречается в халькопирите. Для месторождения характерна повышенная золотоносность руд.

Частотную дисперсию изучали по профилю, проходящему по гранодиоритам и пересекающему контакт гранат-пироксеновых скарнов с магнетитовой и сульфидной минерализацией с гранодиоритами (ПК 10) (рис. 2, цветная вкладка). Точки зондирования располагались через 20 м. Породы на исследуемом участке имеют высокое электросопротивление $\rho_k = 800–1200$ Ом·м. На пикетах 10–16 в верхней части разреза породы раздроблены, сопротивление их понижается до 400–600 Ом·м, а на ПК 14 зона пониженных сопротивлений увеличивается (рис. 2, а, цветная вкладка). Коэффициент частотной дисперсии в среднем выше, чем на Свердловском месторождении, фоновые значения составляют $k = 0,02–0,03$, что указывает на повышенную минерализацию околорудных пород (рис. 2, б, цветная вкладка). На контакте скарнов с гранодиоритами (ПК 10) на глубине 1–2 м наблюдается максимальный частотный эффект $k = 0,08$, на глубине 20–25 м он составляет 0,045–0,055. На ПК 12–16 в гранодиоритах по частотной дисперсии четко отслеживается зона повышенной минерализации с $k = 0,035–0,43$, максимум $k = 0,043$ находится на глубине 8–15 м. На ПК 18 на глубине 2–3 м частотная диспер-

сия повышена $k = 0,053$. Разрез частотного эффекта структурно согласуется с разрезом коэффициента частотной дисперсии. Количественно все значения f_e выше значений k (рис. 2, в, цветная вкладка). Фоновые значения $f_e = 0,03-0,035$, максимальные $f_e = 0,077-0,13$ (ПК 10). Четко прослеживается зона повышенной минерализации на ПК 12–14 от дневной поверхности до глубины 15–17 м. На ПК 10 на глубине 15–25 м наблюдается зона повышенного частотного эффекта, которая прослеживается из скарнов в гранодиориты (ПК 12–14).

Таким образом, на обследованном участке медно-скарного месторождения вмещающие породы имеют повышенные фоновые значения коэффициента частотной дисперсии и частотного эффекта $k = 0,02-0,03$ и $f_e = 0,03-0,035$. Непосредственно вблизи скарнов в гранодиоритах эти значения увеличиваются $k = 0,035-0,43$, что может быть связано с рудной минерализацией за счет развития кварц-серицитового метасоматизма. На контакте скарнов и гранодиоритов на глубине 15–25 м фиксируется $k = 0,045-0,055$ и $f_e = 0,55-0,077$, зона повышенной частотной дисперсии внедряется из скарнов во вмещающие породы примерно на 40–50 м. Эту выявленную зону повышенной минерализации можно рассматривать на предмет содержания золота в борнит-халькопиритовой ассоциации.

Заключение

Проведены экспериментальные исследования по изучению частотной дисперсии электрического сопротивления горных пород на золотосодержащих рудных месторождениях Среднего Урала: Свердловском кварцево-жильном и Шиловском медно-скарновом. Метод частотной дисперсии выполняли четырехэлектродной симметричной установкой в варианте зондирования, что позволило выявить изменения сопротивления среды от частоты возбуждаемого электромагнитного поля на разных глубинах. Дисперсию сопротивления пород оценивали по коэффициенту частотной дисперсии k и частотному эффекту f_e , которые напрямую зависят от содержания руд-

ной минерализации в среде.

Свердловское кварцево-жильное золоторудное месторождение оценивается низким содержанием рудной минерализации во вмещающих породах основного состава ($k = f_e = 0,01-0,02$). В трех точках наблюдений выявлены локальные аномалии, где $k = 0,055$ и $f_e = 0,08-0,10$. Возможно в аномальных зонах повышенной минерализации присутствие золота, ассоциированного, по всей вероятности, с пиритом. Поскольку рудная минерализация на месторождениях данного типа развита в маломощных жилах (0,5–1 м), методы электроразведки необходимо проводить с большой детальностью.

Шиловское медно-скарновое золотосодержащее месторождение характеризуется повышенными значениями частотной дисперсии электросопротивления вмещающей среды $k = 0,02-0,03$ и $f_e = 0,03-0,035$. Вблизи рудосодержащих скарнов показатели дисперсии увеличиваются $k = 0,035-0,43$ за счет метасоматических изменений в горных породах и присутствия сульфидной минерализации. На контакте скарнов и гранодиоритов прослеживается зона, где на глубине 15–25 м фиксируется $k = 0,045-0,055$ и $f_e = 0,055-0,077$. Эта зона на изучаемом участке является наиболее перспективной на содержание рудной минерализации.

Автор выражает благодарность сотрудникам лаборатории экологической геофизики Института геофизики УрО РАН В.Ю. Горшкову, А.В. Маликову и Ю.Б. Петуховой, принимавших участие в полевых работах.

Литература

Астраханцев Г.В., Улитин Р.В. Комплексная электропроводность горных пород на звуковых частотах и способы ее изучения в полевых условиях // Электрометрия при поисках сульфидных месторождений: Сборник. Свердловск, 1968. С. 41–47. (Тр. Ин-та геофизики УФАН СССР. № 8).
Давыдов В.А., Байдинов С.В., Горшков В.Ю., Маликов А.В., Федорова О.И., Астафьев П.Ф. Результаты комплексных геофизических исследований на полигоне месторождения

«Свердловское» // Известия вузов. Горный журнал. 2018. № 4. С. 112–118.

Дедышева Т.В., Таскаев В.Я., Улитин Р.В. Отчет о результатах геофизических работ, выполненных опытно-поисковой партией в 1964–1965 гг. Свердловск, 1965. (Фонды УГУ).

Жаворонкова В.В., Кормильцев В.В. Псевдоемкость адсорбции и вызванная поляризация на переменном токе // Методы изучения поляризации горных пород переменным током. Свердловск, 1974. С. 17–25.

Конonenко И.И., Родионов П.Ф., Улитин Р.В., Человечков А.И. Методика и техника полевых работ и камеральной обработки в методе ВП на переменном токе // Фазовые и амплитудные измерения вызванной поляризации на рудных месторождениях Свердловск: УНЦ, 1973. С. 71–85.

Кормильцев В.В., Улитин В.Р. Отчет о результатах работ по длительному возбуждению вызванной поляризации и использованию переменного тока в методе ВП. Свердловск, 1965. (Фонды ИГ УФАН СССР).

Кормильцев В.В., Улитин Р.В. Информационный отчет о результатах полевых работ по длительному возбуждению вызванной поляризации и использованию переменного тока в методе ВП. Свердловск, 1964. (Фонды ИГ УФАН СССР).

Сазонов В.Н., Огородников В.Н., Поленов Ю.А., Суставов С.Г., Григорьев В.В. Золотооруденение Екатеринбургского геологического полигона. Екатеринбург: Изд. УГГГА, 1997. 226 с.

Улитин Р.В., Астраханцев Г.В. О частотной дисперсии электрического сопротивления и поляризуемости горных пород // Электрметрия при поисках сульфидных месторождений. Свердловск, 1968. С. 49–54. (Труды ИГ УФАН СССР).

Улитин Р.В., Астраханцев Г.В., Федоров И.М. Поляризация касситерита и касситеритовых руд под действием тока // Методы изучения поляризации горных пород переменным током. Свердловск, 1974.

Улитин Р.В., Баймаков А.А. Применение метода частотной дисперсии при поисках колчеданных месторождений на Урале. Свердловск, 1965. (Фонды ИГ УФАН СССР).

Улитин Р.В., Баймаков А.А., Скурихина В.М., Титлинов В.С. Методика поисков сульфидных месторождений методом частотной дисперсии. (На примере колчеданных месторождений Урала): Сборник. Свердловск, 1966. (Тр. Ин-та геофизики УФАН СССР. № 5).

Улитин Р.В., Человечков А.И. Применение метода частотной дисперсии при поисках полиметаллических и оловянных месторождений // Произв. тех. бюл. «Колыма». 1970. № 2.

Hallof P.G. A comparison of the various parameters employed in the variable-frequency induce-polarization method // Geophysics. 1964. V. 29. № 3. P. 425–433.

Marshall D.I., Madden T.R. Induced polarisation, a study of its causes // Geophysics. 1959. V. 24. № 4. P. 790–816.

Schrage I. Experimentelle untersuchungen zur induzierten galvanischen polarisation an sulfiderzen und graphitfuhrenden gesteinen. Freib. Forschung. 1956. С. 28.

Wait J.R. The variable frequency method // Overvoltage research and geophysical application. L.; N.Y.; Paris; Los Angeles: Pergamon Press, 1959. P. 29–49.

О МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАЖУЩЕГОСЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ УСТАНОВКИ ШЛЮМБЕРЖЕ

Шестаков А.Ф. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Получено выражение, определяющее напряженность переменного электрического поля для симметричной четырехполюсной установки Шлюмберже, расположенной на однородном проводящем полупространстве. Применительно к модульным измерениям напряженности электрического поля проведен анализ и построены графики отклонений реального значения удельного электрического сопротивления от приближенного, вычисляемого по формулам для постоянного тока, при различных параметрах установки, проводимости полупространства и частоты поля. Предложена альтернативная методика построения и использования соответствующих номограмм для корректировки приближенных значений кажущегося электросопротивления, вычисленных по формулам для стационарного электрического поля.

Электроразведка, метод сопротивлений, переменный ток, гармоническая зависимость, четырехполюсная установка Шлюмберже, кажущееся электросопротивление.

ABOUT THE TECHNIQUE OF DETERMINATION OF THE APPARENT RESISTANCE ON ALTERNATING CURRENT WITH APPLICATION OF SCHLUMBERGER DEVICE

Shestakov A.F. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The expression defining the tension of an alternating electric field for a four-pole Schlumberger device, situated on a uniform conducting half-space, is obtained. In relation to modular measurements of electric field strength the analysis is carried out and schedules of deviations of real value of specific electric resistance from the confidant found on formulas for a direct current at various parameters of the device, conductivity of a half-space and frequency of the field are constructed. The alternative technique of construction and use of the corresponding nomograms for correction of the approximate values of the seeming resistance calculated on formulas for stationary electric field is offered.

Electrical survey, resistivity method, alternating current, harmonic dependence, four-pole Schlumberger device, apparent resistance.

Введение

Хорошо известно, что классический метод сопротивлений на постоянном токе является одним из основных электроразведочных методов и широко используется в геоэлектрических исследованиях.

Несмотря на большие возможности метода при изучении геоэлектрического разреза среды, а также решении инженерно-геологических и геоэкологических задач, использование его модификации на переменном токе с гармонической зависимостью от времени открывает новые возможности по выявлению дополнительных параметров, отражающих электрофизические и петрофизические свойства среды.

К их числу относится прежде всего определение поляризуемости, ранее определяемой в методах вызванной поляриза-

ции (ВП), модификации ВЭЗ-ВП (см., например, Заборовский, 1963; Комаров, 1980) на постоянном токе, а также оценке поляризационных свойств среды в частотной области (в частности, дисперсии электросопротивления), характеризующих петрофизические особенности структуры среды, лежащих в основе разработки метода частотной дисперсии (Улитин, 1964; Улитин, Астраханцев, 1968; Гуревич и др., 1973; Астраханцев, Улитин, 1973; Кононенко и др., 1973).

Развитию метода сопротивлений на переменном токе способствовало совершенствование генераторной и измерительной электроразведочной аппаратуры на современной элементной базе с генерацией стабилизированного тока и помехозащищенной цифровой регистрацией полезного

сигнала в широком диапазоне частот.

Так, например, в применяемой ранее низкочастотной электроразведочной аппаратуре для кондуктивных методов АНЧ-3 (Вешев, 1980) использовалась только одна частота 4,88 Гц, которая позволяла успешно проводить измерения классическими методами зондирования и профилирования (Заборовский, 1963).

Разработанная позже в серийном исполнении аппаратура «ЭРА», «ЭРА-В-Знак» (производство НПО «Геологоразведка», С.-Петербург) и «ЭРП-1» (производство группы компаний «Логис-Геотех», Москва), кроме постоянного тока обеспечивала возможность использования режимов на низких 1,22; 2,44; 4,88 Гц и высокой 625 Гц (для серии «ЭРА») частот.

В современной серийной электроразведочной аппаратуре для методов сопротивлений, например, «ЭРА-МАКС» (Производство НПП «ЭРА», г. С.-Петербург), используется целый ряд частот от 1,22 до 2500 Гц с шагом удвоения частоты в низкочастотном и высокочастотном диапазонах (Аппаратура электроразведочная ..., 2008). Если диапазон низких частот расширяет возможности применения традиционных кондуктивных электроразведочных методов с гальваническими заземлениями, то использование повышенных частот позволяет развивать новые технологии проведения измерений полезного сигнала. В частности, использование высоких частот от 625 Гц стало успешно применяться в электроразведке методом бесконтактного электрического поля (БИЭП), разработанного Б.Г. Сапожниковым еще в прошлом веке (Сапожников, 1978; Электропрофилирование ..., 1985), но не нашедшего широкого применения из-за недостатка в те годы требуемой аппаратуры в серийном исполнении.

Расширенный частотный ряд позволяет более избирательно проводить электромагнитные (ЭМ) зондирования на заданных частотах в зависимости от характера решаемой задачи и эффективной глубины проникновения поля в землю. Так, например, в методе частотной дисперсии для надежного определения коэффициента поля-

ризуемости рекомендуется использовать частоты, отличающиеся одна от другой не менее чем в восемь раз (Кононенко и др., 1973). Менее жесткие требования возникают при оценке частотного эффекта или частотного процентного фактора PFF (Hallos, 1964; Комаров, 1980), который в принципе может быть рассчитан для разных пар частот, но его информативность оказывается более выраженной, когда используется их 10-кратное отличие, а измерения на высокой частоте еще не вызывают индукционных искажений полезного сигнала (Астраханцев и др., 1977; Гуревич и др., 1973).

Следует отметить, что использование метода сопротивлений на переменном токе требует специальной обработки данных, измеренных на высоких частотах, при определении кажущегося электросопротивления ρ_k , либо последующей корректировки его значений, вычисленных по формулам для стационарного возбуждения поля.

Один из способов такой корректировки был предложен А.В. Вешевым в конце прошлого века (Вешев, 1980), и он позволил учесть помехообразующее влияние индукции питающей линии в зависимости от параметров установки и частоты возбуждения ЭМ поля. Сравнительно недавно эта методика нашла применение в площадных геоэлектрических исследованиях методом срединного градиента (Ткачев, Хасанов, 2014).

В отдельных случаях и при определенных ограничениях можно обойтись без применения достаточно трудоемкой методики А.В. Вешева для корректировки значений ρ_k , вычисленных по формулам для постоянного тока.

Так, например, ранее было показано, что для трехполюсной установки Шлюмберже, расположенной на однородном проводящем полупространстве, структура выражения для электрической составляющей напряженности переменного ЭМ поля позволяет напрямую его использовать для определения кажущегося сопротивления на переменном токе (Шестаков, 2018). Достаточно простой аналитический вид

его аппроксимации для малого параметра позволил получить формулу вычисления ρ_k на переменном токе по модульным измерениям напряженности поля, которая учитывает помехообразующее влияние вклада в измеряемом сигнале, обусловленное частотной зависимостью мнимой компоненты.

В настоящей работе описанный выше подход распространен на случай применения четырехполюсной установки Шлюмберже (Заборовский, 1963), широко используемой в практике геоэлектрических исследований как при одиночных или профильных зондированиях, так и в площадном варианте метода срединного градиента. Кроме того, предложена альтернативная методика построения и использования соответствующих номограмм для корректировки приближенных значений кажущегося сопротивления, вычисленных по формулам для стационарного электрического поля. В отличие от (Шестаков, 2018) эта методика более унифицирована и не ограничивается случаем малого волнового параметра.

Постановка задачи и исходные данные

Рассмотрим прямолинейную симметричную четырехполюсную установку Шлюмберже с питающими электродами в точках A (+) и B (-), измерительными электродами в точках M и N . Начало координат отнесем к центру установки в точке O (рис. 1).

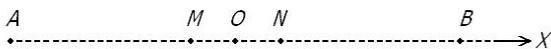


Рис. 1. Схема четырехполюсной установки

Тогда известная формула для вычисления кажущегося сопротивления при постоянном токе в кабеле (см., например, Заборовский, 1963) имеет вид:

$$\rho_k = \pi \frac{r_{AM} \cdot r_{AN}}{r_{MN}} \frac{\Delta U_{MN}}{I} \quad (1)$$

или

$$\rho_k = K \frac{\Delta U_{MN}}{I}, \quad (2)$$

где r_{AM} , r_{AN} — расстояния от точки питающего заземления A до точек измерения M и

N , равные соответствующим расстояниям r_{BN} , r_{BM} от точки питающего заземления B до точек измерения N и M , которые определяют коэффициент установки K ; r_{MN} — расстояние между приемными заземлениями M и N ; ΔU_{MN} — измеренная в MN разность потенциалов; I — сила тока в источнике.

Эта установка называется «предельной» установкой (Жданов, 1986) при достаточно малом расстоянии между приемными заземлениями, так что

$$\frac{\Delta U_{MN}}{r_{MN}} \approx E_{MN}, \quad (3)$$

где E_{MN} — составляющая напряженности электрического поля вдоль линии MN .

Тогда ρ_k может быть непосредственно выражено через напряженность электрического поля в центре установки (точке O), равноудаленной на расстояние r от источников A и B :

$$\rho_k = \pi r^2 \frac{E(r)}{I}. \quad (4)$$

Хорошо известно, что вычисленное по этой формуле значение ρ_k характеризует истинное удельное сопротивление зондируемой среды только для однородного полупространства, а в других случаях, в частности для слоистой или горизонтально неоднородной сред, ρ_k есть некоторая фиктивная величина, зависящая от геометрических размеров установки заземлений, структуры и электрофизических свойств среды (Заборовский, 1963).

В случае возбуждения среды переменным током с гармонической зависимостью от времени вида $\exp(\pm i\omega t)$, где ω — круговая частота, исходными данными являются измеренная напряженность переменного электрического поля E_ω или ее модуль $|E_\omega|$ в приемной линии MN , амплитудное значение силы тока I в питающем кабеле, а также коэффициент установки K , зависящий от местоположения питающих и приемных электродов.

По этим данным сначала определяется параметр ρ_ω по формуле, характерной для установок зондирования на постоянном токе:

$$\rho_{\omega} = K \frac{E_{\omega}}{I} \quad (5)$$

который лишь условно принимается за «кажущееся сопротивление» на переменном токе. При этом ρ_{ω} вовсе не характеризует истинное удельное сопротивление среды ρ в однородном полупространстве, в отличие от метода сопротивлений на постоянном токе.

Таким образом, возникает задача корректировки вычисленных значений ρ_{ω} по той или иной методике, чтобы оценить «эффективное» кажущееся сопротивление $\tilde{\rho}_k$ на переменном токе, вычисление которого представляет реальный практический интерес, поскольку оно характеризует удельное электросопротивление среды в однородном полупространстве (Вешев, 1980).

Расчеты и обсуждение результатов

Остановимся подробнее на выражении (4). Очевидно, что фиктивный характер величины ρ_{ω} , вычисленной по формуле для постоянного тока, обусловлен тем, что она выведена для четырехполюсной установки измерения стационарного электрического поля.

С другой стороны, математический формализм позволяет ее преобразовать к виду

$$E(r) = \rho \frac{I}{\pi r^2} = \frac{1}{\sigma} \frac{I}{\pi r^2} \quad (6)$$

и трактовать как электрическое поле двух разнополярных точечных источников в однородном проводящем полупространстве с электропроводностью σ .

Поэтому, если иметь выражение, аналогичное (6), но для переменного электрического поля, то входящий в его параметр (ρ или $1/\sigma$) позволял бы определять в результате формулы обращения именно кажущееся сопротивление неоднородной среды $\tilde{\rho}_k$, реально совпадающее с удельным сопротивлением однородного полупространства.

Такое выражение можно получить исходя из результатов работы (Шестаков, 2016), в которой выведены формулы для

составляющих переменного ЭМ поля, возбуждаемого электрическим зарядом в однородном проводящем полупространстве с гармонической зависимостью от времени вида $\exp(-i\omega t)$.

Приведем выражение лишь для комплексной амплитуды \tilde{E}_x составляющей поля, пренебрегая токами смещения и полагая, что линия четырехполюсной установки Шлюмберже (см. рис. 1) ориентирована вдоль оси X декартовой системы координат $\{X, Y, Z\}$. Полагая, что заряды (точечные заземления питающих электродов) расположены на поверхности проводящего полупространства в точках $A(x_A, 0, 0)$ и $B(x_B, 0, 0)$, а расчет поля проводится в точке $O(x_O, 0, 0)$, совпадающей с началом координат, это выражение значительно упрощается:

для заряда в точке A :

$$\tilde{E}_x|_A = \frac{I}{4\pi\sigma} \left[-2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(ikr)}{r} \right) - \frac{ikx_A}{R_A^2} + \frac{ikx_A}{R_A^2} \exp(ikR_A) \right], \quad (7)$$

для заряда в точке B :

$$\tilde{E}_x|_B = \frac{I}{4\pi\sigma} \left[-2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(ikr)}{r} \right) - \frac{ikx_B}{R_B^2} + \frac{ikx_B}{R_B^2} \exp(ikR_B) \right],$$

где $R_A = \sqrt{(x_A - x_O)^2} = R_B = \sqrt{(x_B - x_O)^2} = r$, $k = \sqrt{i\omega\sigma\mu}$ – волновое число в квазистационарном приближении; μ – магнитная проницаемость среды; I – амплитудное значение силы тока в источнике; остальные величины сохраняют прежние значения.

В результате принципа суперпозиции поля от двух источников, с учетом того что $x_A = -r$, $x_B = r$, находим окончательное выражение для комплексной амплитуды E_x -составляющей электрического поля, возбуждаемого в гармоническом режиме с круговой частотой ω точечны-

ми питающими заземлениями в четырехполюсной симметричной установке Шлюмберже:

$$\tilde{E}_{x\omega}(r) = \frac{I}{\pi\sigma} \frac{1}{r^2} \exp(ikr). \quad (8)$$

При $\omega \rightarrow 0$ из (8) следует известная формула для вычисления напряженности стационарного поля, возбуждаемого той же установкой в однородном проводящем полупространстве (см., например, Жданов, 1986).

Существенным отличием этого выражения от (5) является то, что входящая в него величина электропроводности (а следовательно и обратная к ней величина электросопротивления) характеризуют материальные электрофизические параметры модели среды, что при практической обработке данных зондирования неоднородной среды с применением (8) позволит определить искомую величину кажущегося сопротивления на переменном токе $\tilde{\rho}_k$.

Из (7) также видно, что напряженность электрического поля зависит не только напрямую от электрофизических свойств среды, но также и косвенно – от безразмерного волнового параметра $\xi = |kr|$, что является характерной особенностью электромагнитных зондирований на переменном токе (Вешев, 1980).

Учитывая, что современная серийная электроразведочная аппаратура для кондуктивных методов не позволяет в большинстве случаев осуществлять производство фазовых измерений, из выражения (8) можно получить его соответствующий аналог для модульной составляющей поля:

$$|\tilde{E}_{x\omega}(r)| = \frac{I\tilde{\rho}}{\pi} \frac{1}{r^2} \exp\left(\sqrt{\sigma\omega\mu} \cdot r \cdot \cos\frac{3\pi}{4}\right). \quad (9)$$

Обозначим ρ_ω – электрическое сопротивление среды, вычисленное по формуле для постоянного тока для измеренной составляющей $|\tilde{E}_{x\omega}(r)|$ на переменном токе, т. е.

$$\rho_\omega = \frac{\pi r^2}{I} |\tilde{E}_{x\omega}(r)|. \quad (10)$$

Тогда из (9) следует выражение, определяющее удельное электрическое сопротивление

однородного проводящего полупространства ρ или кажущееся сопротивление неоднородной среды $\tilde{\rho}_k$, определяемое при зондировании на переменном токе с использованием четырехэлектродной симметричной установки Шлюмберже:

$$\tilde{\rho} = \rho_\omega \exp\left(\sqrt{\sigma\omega\mu} \cdot r \cdot \cos\frac{\pi}{4}\right), \quad (11)$$

Таким образом, отличие точного от приближенного вычисления электросопротивления характеризуется экспоненциальной монотонной зависимостью как непосредственно от частоты поля, полуразноса установки, так и параметрически от безразмерного волнового параметра $\xi = |kr| = r\sqrt{\sigma\omega\mu}$.

Анализируя (9)–(11) можно отметить, что вычисленное значение кажущегося сопротивления по формуле для постоянного тока определяется с большей погрешностью для зондируемых областей повышенной электропроводности среды при прочих равных условиях (фиксированная частота тока и размеры установки). В качестве примера на рис. 2 (цветная вкладка) приведены графики относительных значений $\rho_{\text{отн}} = \rho/\rho_\omega$ при увеличении полуразноса установки r от 10 до 100 м при различном отношении f/ρ , принятом в качестве шифра кривых, где $f = \omega/2\pi$ – циклическая частота переменного поля.

В работе (Вешев, 1980) приведен анализ выражений для элементов ЭМ поля заземленного электрического диполя и кабеля конечной длины, где показано, что «по значению ξ возможно определять только отношение ρ_ω/ρ для однородной или ρ_ω/ρ_{\sim} для неоднородной среды, а по ним, зная ρ_ω/ρ , значения ρ или ρ_{\sim} ». Такая последовательность предусматривает предварительное построение соответствующих номограмм, определяющих искомые величины по измеряемым составляющим электрического поля при кондуктивных электроразведках.

О методике построения номограмм

В настоящей работе рассмотрен альтернативный порядок построения номограммы применительно к данным электри-

ческих зондирований на переменном токе с использованием четырехэлектродной симметричной установки Шлюмберже.

Сначала по заданным значениям $\xi = r\sqrt{\sigma\omega\mu}$ вычисляется выражение

$$\frac{\rho}{\rho_\omega} = \exp\left(\sqrt{\sigma\omega\mu} \cdot r \cdot \cos\frac{\pi}{4}\right) \quad (12)$$

и отношение

$$\frac{r^2 f}{\rho} = r^2 \frac{\omega}{2\pi} \sigma = \frac{|kr|^2}{2\pi\mu} \quad (13)$$

Затем $r^2 \cdot f/\rho$ умножается на соответствующее значение ρ/ρ_ω , в результате чего возникает функциональная зависимость

$F = |k_\omega r|^2 / 2\pi\mu$, где $|k_\omega| = \sqrt{\omega\mu\sigma_\omega}$ – приближенное значение волнового числа, определяемое по вычисленному значению электропроводности среды $\sigma_\omega = 1/\rho_\omega$ по формуле для постоянного тока (10).

С другой стороны, само численное значение F определяется выражением

$$F = \frac{r^2 f}{\rho} \frac{\rho}{\rho_\omega} = \frac{r^2 f}{\rho} \exp\left(\sqrt{\sigma\omega\mu} \cdot r \cdot \cos\frac{\pi}{4}\right) = \frac{|kr|^2}{2\pi\mu} \exp\left(|kr| \cdot \cos\frac{\pi}{4}\right), \quad (14)$$

где k – реальное значение волнового числа, зависящее от материальных параметров среды. В результате устанавливается прямое соответствие между приближенным и точными значениями волнового параметра

$$|k_\omega r| = |kr| \cdot \sqrt{\exp\left(|kr| \cdot \cos\frac{\pi}{4}\right)}, \quad (15)$$

которое участвует в дальнейшем построении номограммы.

Заметим, что описанный порядок построения номограммы, использующий отношение (13), которое связано с численными значениями оси абсцисс, позволяет проследить изменение функции от очень малых значений волнового параметра $\xi = |kr| = r\sqrt{\sigma\omega\mu}$, или от возрастания полуразноса установки (при фиксированной частоте), что является более удобным, чем в методике построения Вешева (использующей обратное отношение $\rho/r^2 f$).

В качестве примера приведем номограмму (рис. 3, цветная вкладка), рассчитанную по описанной выше методике, для корректировки модуля электрического числа $|e_x| = \rho_\omega/\rho$, по величине которого с учетом полученного из (10) приближенного значения ρ_ω можно определить искомую величину кажущегося электросопротивления.

Приведенные кривые рассчитаны для типичных значений отношения f/ρ и полуразноса установки r , наиболее характерных для малоглубинных геоэлектрических исследований.

Порядок использования номограмм состоит в следующем. В каждом пункте зондирования, по заданным значениям r, f и вычисленной из (10) величине ρ_ω сначала находится точка на соответствующей ориентировочной кривой, с которой соотносится точное значение $|k_\omega r|$, а значит и $|k_\omega|$. Затем с учетом (13) находится отношение

$$\frac{f}{\rho_\omega} = \frac{|k_\omega r|^2}{2\pi\mu} \frac{1}{r^2} = \frac{|k_\omega|^2}{2\pi\mu}, \quad (16)$$

позволяющее установить выбор ближайшей кривой согласно полученному значению, а по заданной величине r конкретизируется местоположение точки на этой кривой, определяющей значение ρ_ω/ρ на оси ординат, из которого далее находится точная величина кажущегося электросопротивления.

Из рис. 2 (цветная вкладка) видно, что погрешность использования приближенной формулы (5) для расчета электрического сопротивления увеличивается с ростом отношения f/ρ и на практике может достигать очень значительных величин. Это влечет за собой появление в разрезе ρ_ω ложных аномалий и как следствие может привести к неверному геологическому истолкованию результатов интерпретации даже на одной частоте.

В тех методах, где используются многочастотные измерения, например, методе частотной дисперсии (Кононенко и др., 1973), погрешность в вычислении кажущегося ρ_ω по формуле для постоянного тока также приведет к ошибочному определению

нию коэффициента частотной дисперсии, либо частотного эффекта (процентного частотного фактора) и неадекватной оценке поляризационных свойств зондируемой области геосреды.

Выводы и заключение

1. Из полученного ранее решения задачи об электрическом заряде в однородном проводящем полупространстве с гармонической зависимостью от времени выведено аналитическое выражение для электрической составляющей напряженности переменного ЭМ поля, возбуждаемого точечными заземлениями в симметричной четырехэлектродной установке Шлюмберже, применяемой в электроразведочных методах исследования.

2. Применительно к модульным измерениям напряженности электрического поля проведен анализ и построены графики отклонений реального значения удельного электрического сопротивления от приближенного, вычисляемого по формулам для постоянного тока, при различных параметрах установки, проводимости полупространства и частоты поля.

3. Предложена альтернативная методика построения и использования соответствующих номограмм для корректировки приближенных значений кажущегося электросопротивления, вычисленных по формулам для стационарного электрического поля.

Полученные результаты и альтернативная методика могут найти применение при обработке данных кондуктивных электроразведочных зондирований на переменном токе, для корректного истолкования частотного эффекта и оценке поляризационных свойств среды, в частности при проведении исследований методом частотной дисперсии

Литература

Аппаратура электроразведочная для методов сопротивлений и естественного поля «ERA-MAX». С-Пб., 2008. 27 с.

Астраханцев Г.В., Улитин Р.В. Феноменологические соотношения при вызванной поляризации электропроводящих минералов // Фазовые и амплитудные измерения

вызванной поляризации на рудных месторождениях. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1973. С. 18–22.

Астраханцев Г.В., Улитин Р.В., Гаверилова И.Э., Далатказин Ш.А. Методика и результаты изучения частотных характеристик кажущегося электрического сопротивления горных пород. Феноменологические соотношения при вызванной поляризации электропроводящих минералов // Электрометрические исследования при поисках и разведке рудных месторождений. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1977. С. 78–83.

Вешев А.В. Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. Л.: Недра, 1980. 391 с.

Гуревич Ю.М., Кормильцев В.В., Улитин Р.В. Физико-теоретические основы метода вызванной поляризации на переменном токе // Фазовые и амплитудные измерения вызванной поляризации на рудных месторождениях. Сб. статей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1973. С. 35–55.

Жданов М.С. Электроразведка: Учебник для вузов. М.: Недра, 1986. 316 с.

Заборовский А.И. Электроразведка. М.: Гостоптехиздат, 1963. 424 с.

Кононенко И.И., Родионов П.Ф., Улитин Р.В., Человечков А.И. Методика и техника полевых работ и камеральной обработки в методе ВП на переменном токе // Фазовые и амплитудные измерения вызванной поляризации на рудных месторождениях. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1973. С. 71–85.

Комаров В.А. Электроразведка методом вызванной поляризации. Изд. 2-е, перераб. и доп. Л.: Недра, 1980. 391 с.

Сапожников Б.Г. Опыт наблюдения составляющих электрического поля в воздухе при электропрофилировании на переменном токе. Л.: НПО «Геофизика», 1978. 24 с.

Ткачев А.В., Хасанов И.М. Учет влияния электромагнитной индукции питающей линии на результаты измерений методом частотной дисперсии с установкой среднего градиента // Геофизика. 2014. № 4. С. 74–79.

Улитин Р.В. О поляризуемости пород с вкрапленностью электронно-проводящих

минералов на переменном токе // Применение метода вызванной поляризации при поисках рудных месторождений. М.: Недра, 1964. С. 141–145.

Улитин Р.В., Астраханцев Р.В. О частотной дисперсии электрического сопротивления и поляризуемости горных пород // Электрометрия при поисках сульфидных месторождений. Труды Института геофизики УФАН СССР. Свердловск, 1968. С. 49–54.

Шестаков А.Ф. Задача об электрическом заряде в однородном проводящем полупространстве с гармонической зависимостью от времени // Уральский геофизический вестник. 2016. № 1(27). С. 58–69.

Шестаков А.Ф. К вопросу об использовании метода сопротивлений на переменном токе // Уральский геофизический вестник 2018. № 1(31). С. 42–48.

Электропрофилирование с незаземленными рабочими линиями / Составители: А.С. Нахабцев, Б.Г. Сапожников, А.И. Яблучанский. Л.: Недра, 1985. 96 с.

Hallof P.G. A comparison of the various parameters employed in the variable-frequency induce-polarization method // Geophysics. 1964. V. 29. N 3. P. 425–433.

О РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ЛИНЕЙНОГО СОПРЯЖЕНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ СЛОИСТЫХ СРЕД С КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ГРАНИЦАМИ.

ЧАСТЬ II. ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СЛОИСТЫХ СРЕД

Ладовский И.В., Цидаев А.Г., Бызов Д.Д. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В рамках континуального подхода для многослойных, контрастных по теплопроводности сред сформулирована постановка граничных условий внутренней задачи Дирихле и Неймана по температуре и тепловому потоку, как предельных по теплопроводности $\lambda \rightarrow \infty$, $\lambda \rightarrow 0$ условий теплового сопряжения. Получено решение геотермической задачи для слоистого пласта конечной мощности, с условием постоянства температуры в плоскости «нейтрального слоя» на его верхней границе (задача Дирихле) и заданными значениями восходящего теплового потока на нижней границе (задача Неймана). Получена единая интегральная формула решения прямой задачи геотермии для слабоконтрастных по теплопроводности слоистых сред и определены условия ее практического применения.

Стационарное поле тепловых потоков, слоистая кусочно-однородная по теплопроводности среда, условия теплового сопряжения, задача Дирихле-Неймана для слоя, метод изображений, формула Грина, мантийный тепловой поток.

ON THE SOLVING OF LINEAR CONJUGACY PROBLEM FOR STATIONARY HEAT FIELDS FOR MODEL MEDIA WITH CURVILINEAR BOUNDARIES. PART II. GEOTHERMAL MODELS OF LAYERED MEDIA

Ladovskiy I.V., Tsidaev A.G., Byzov D.D. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. In the frames of continual approach for multilayered thermally contrast media a formulation of boundary conditions for inner Dirichlet and Neumann problems for temperature and heat flux as thermal conductivity limits $\lambda \rightarrow \infty$, $\lambda \rightarrow 0$, of thermal coupling conditions. Solution for geothermal problem for a layer” of finite thickness was obtained under condition of constant temperature in the plane of “neutral layer on its upper boundary (Dirichlet problem) and given values of uprising heat flux on lower boundary (Neumann problem). Single integral formula for forward geothermal problem solution was obtained for layered media with low contrast thermal conductivity. Conditions of its practical use were estimated.

Stationary field of heat flux, layered piecewise-homogeneous by thermal conductivity medium, condition of thermal coupling, Dirichlet-Neumann problem, method of images, Green's formula, mantle heat flux.

Введение

Граничные задачи стационарной теплопроводности для моделей кусочно-однородных сред описываются дифференциальными уравнениями 2-го порядка с сильным разрывом, когда в пространстве допустимых решений не выполняются необходимые условия непрерывности их первых производных (Кошляков и др., 1970). Границы контакта сопредельных сред – это поверхности разрыва коэффициентов теплопроводности и, соответственно, градиентов температуры. На этих поверхностях (границах тепловых контактов) требуется «сшивание» отдельных ветвей кусочно-

гладких решений для функции температуры и ее градиентов. Подобные задачи относятся к классу задач линейного сопряжения с неявно заданными граничными условиями, которые по смыслу эквивалентны условиям непрерывности температуры и теплового потока в двусторонней окрестности идеального теплового контакта.

В пространстве обобщенных функций, т. е. в линейном пространстве непрерывных функционалов (интегральных трансформант), можно избежать процедуры построения частных решений для каждой однородной подобласти и последующего их сшивания на границах сопредельных сред.

Основанный на этой концепции континуальный подход для кусочно-однородной модели безграничной среды предполагает получение единого обобщенно непрерывного оператора решения прямой задачи для искомой температуры в произвольной точке пространства как в точках непрерывности, так и в точках разрыва материальных параметров среды.

В работе (Ладовский, 2018) приведена интегральная формула решения прямой задачи сопряжения стационарных тепловых полей для одной контактной поверхности, имитирующей модельный фрагмент строения слоистой по теплопроводности среды. Показано, что граничные условия сопряжения трансформируются в интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода относительно плотности простого слоя со слабой особенностью на поверхности контакта. Сохраняя преемственность обозначений предыдущей работы, мы обобщили уже найденное решение для одной границы раздела на семейство границ многослойных сред. Обобщенно непрерывный дифференциальный оператор задачи сопряжения в многосвязной области преобразуется в систему интегральных уравнений Фредгольма относительно плотностей простых слоев. Построение интегральных форм над пространством обобщенных функций реализовано при помощи второй обобщенной формулы Грина, применение которой эквивалентно преобразованию свертки с сингулярным ядром (Владимиров, Жаринов, 2000).

Система уравнений Фредгольма – это система интегральных уравнений задачи сопряжения с неявно заданным оператором: приграничные плотности простых слоев являются неизвестными функциями и их следует найти. Перекрестная зависимость искомым плотностей отражает факт взаимного влияния друг на друга подобластей с различной теплопроводностью. Подобное обстоятельство делает невозможным применение аддитивных методов количественной интерпретации. Безусловно, при удачной параметризации границ многосвязной области в единой системе коор-

динат, возможно получить замкнутое аналитическое решение и такой задачи (Ладовский, 1990). В противном случае всегда можно построить ряд Неймана последовательных приближений к решению задачи для слоистой среды и адекватно оценить степень взаимовлияния различных по морфологии и физическим свойствам модельных объектов. По этой причине любое аналитическое решение для простых форм границ раздела будет необходимым при тестировании алгоритмов численных расчетов и в более сложной конфигурации.

В теории потенциальных краевых задач, наряду с точной формулировкой граничных условий линейного сопряжения, допускается упрощенный вариант постановки, так называемая «Постановка II» (Мартышко, 1996). Упрощенная постановка допускается для моделей слабоконтрастных сред. Например, в тепловых задачах перепад теплопроводностей в сопредельных областях не должен быть более двух. В этом случае система интегральных уравнений Фредгольма заменяется набором (списком) интегральных формул с явно заданным оператором (плотностями простых слоев), для которых полностью исключен эффект взаимного влияния разнотеплопроводных сред. Задача в приближенной постановке становится линейной, и для ее решения применим принцип суперпозиции источников поля как изначально заданных источников объемной теплогенерации, так и индуцированных источников простого слоя на разграничительных поверхностях теплового контакта.

В геотермических моделях слоистых сред, помимо двусторонних граничных условий на внутренних поверхностях разрыва коэффициентов теплопроводности, следует предусмотреть постановку односторонних (краевых) условий на внешних границах области. Для пласта конечной мощности предпочтение отдается двум смешанным и разнесенным по глубине неоднородным крайевым условиям: верхнее – по температуре (внутренняя задача Дирихле) и нижнее – по глубинному тепловому потоку (внутренняя задача Неймана). Усло-

вие Дирихле соответствует геотермическому режиму в плоскости «нейтрального слоя» – некоторой условной поверхности практически постоянных значений среднегодовых колебаний температуры (Булашевич, 1983; Булашевич, Ладовский, 1986). Условие Неймана учитывает тепловое взаимодействие на границе «кора–мантия» по восходящему (мантийному) тепловому потоку (Хачай, Дружинин, 1996; 1998). Если температура в плоскости «нейтрального слоя» равна нулю, а поток тепла через нижнюю границу модельной области отсутствует, то смешанные краевые условия внутренней задачи Дирихле-Неймана становятся однородными. Однородные условия по температуре или тепловому потоку можно рассматривать как предельную реализацию контактных условий теплового сопряжения при бесконечно больших или малых значениях коэффициентов теплопроводности в сопредельных областях,

внешних по отношению к обрамляющим границам модельного пласта.

Геотермическая модель слоисто неоднородного пласта

Рассмотрим постановку задачи теплового сопряжения для модели многослойных сред. Неоднородная сплошная среда заполняет верхнее R^- и нижнее R^+ полупространство, граница раздела которых условно принята за уровень поверхности «нейтрального слоя». Верхнее полупространство занимает однородная полубесконечная толща (атмосфера или гидросфера), нижнее полупространство разделено поверхностями $S_k (k = 1, \dots, M)$ на « $M+1$ » криволинейных слоев. Выше каждой из границ S_k теплопроводность слоя постоянна и равна λ_k ; объемная плотность сторонних источников теплогенерации переменна и равна Q_k (рис. 1). Требуется найти решение для температуры T (аналога потенциала) и тепловых пото-

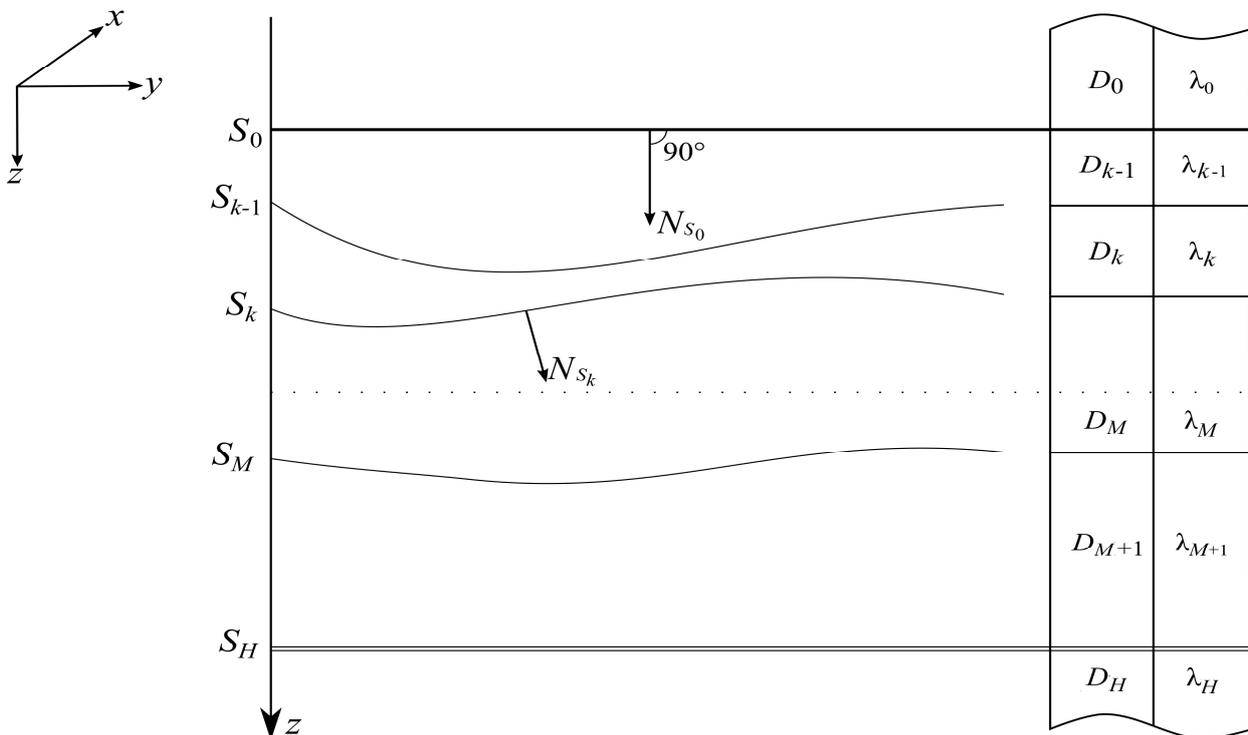


Рис. 1. Геометрия модели слоистого пласта в нижнем полупространстве. Сплошная жирная линия по кровле пласта в верхней части рисунка принимается за границу раздела «в нейтральном слое» S_0 (границу полупространств). Двойная сплошная линия в нижней части рисунка отбивает подошву пласта S_H конечной мощности. Поле нормалей сориентировано по глубине пласта. Теплопроводности λ_0 и λ_H являются виртуальными параметрами модели, которые обеспечивают выполнение однородных краевых условий Дирихле-Неймана на внешних границах обрамления S_0 и S_H слоисто неоднородной среды

ков q для модели слоисто неоднородного пласта в нижнем полупространстве с кусочно-однородным распределением теплопроводности и непрерывным (или, по крайней мере, интегрируемым) распределением источников теплогенерации.

Исходя из результатов работы по аналогичной тематике (Ладовский, 2018), мы сохраним принятую ранее систему обозначений и методику всех последующих преобразований. Начнем с уравнения. В среде с переменной теплопроводностью стационарная температура T удовлетворяет линейному уравнению с переменными коэффициентами – аналогу уравнения Пуассона:

$$\operatorname{div}(\lambda \nabla T) + Q = 0.$$

Редукция условий теплового сопряжения с разрывом 1-го рода для коэффициентов теплопроводности на контактных поверхностях S_k ($k = 1, \dots, M$) приводит к стандартной форме записи обобщенно непрерывного оператора для уравнения Пуассона с сингулярной плотностью источников « M » простых слоев:

$$\nabla^2 T - \sum_{k=1}^M v_k(S_k) \delta(S_k) + \frac{Q(\tau)}{\lambda(\tau)} = 0, \quad (1)$$

где $v_k(S_k)$ – плотность источников простого слоя на поверхностях S_k ($k = 1, \dots, M$); $\delta(S_k)$ – сингулярная дельта-функция с носителем на этих поверхностях; τ – переменная точка пространственного объема неоднородной области D ; $Q(\tau)$ – мощность сторонних тепловых источников (источников радиогенной теплогенерации в земной коре), распределенных в верхней части геотермического разреза до границы S_M :

$$D(\tau) = \bigcup_{k=1}^{M+1} D_k; \quad Q(\tau) = \bigcup_{k=1}^M Q_k.$$

Поскольку условия теплового сопряжения на « M » внутренних границах области D уже включены в дифференциальный оператор уравнения (1), то его решение должно удовлетворять граничным условиям только на внешних границах области. Сохраняя мнемоническую запись нумерации границ (см. рис. 1), припишем индекс «0» верхней границе пласта S_0 и индекс

« H » – его нижней, « $M+1$ » границе $S_{M+1} = S_H$. Внешние верхняя и нижняя границы обрамления слоев соприкасаются в бесконечно удаленной точке, образуя замыкание области $\bar{D} = D \cup S_0 \cup S_H$.

Запишем краевые условия Дирихле-Неймана смешанной краевой задачи для редуцированного уравнения (1). Пусть $\theta(S_0)$ кусочно-непрерывное значение функции температуры (плотности двойного слоя), заданной на верхней граничной поверхности S_0 ; $\mu(S_H)$ – нормальная составляющая температурного градиента (плотность простого слоя), заданная на нижней поверхности S_H :

$$\begin{cases} T(\tau) \Big|_{\tau \in S_0} = \theta(S_0); \\ (\mathbf{N}_{S_H} \cdot \nabla T) \Big|_{\tau \in S_H} = \mu(S_H). \end{cases} \quad (2)$$

Решение внутренней второй краевой задачи (задачи Неймана) существует с точностью до некоторой постоянной (Тихонов, Самарский, 1972; Боголюбов и др., 2012). Смешанная внутренняя краевая задача Дирихле-Неймана всегда имеет единственное решение, поскольку потенциал Робена (постоянная задачи Неймана) на замкнутой граничной поверхности $S_0 \cup S_H$ однозначно определяется из условий Дирихле для одной из ее частей. При этом, всегда будет выполняться необходимое условие разрешимости смешанной краевой задачи (1–2): поток, заданный на нижней границе пласта S_H , и его расчетное значение на верхней границе S_0 в совокупности обеспечат баланс тепла внутренних источников $Q(\tau)$ в замкнутой области $\bar{D} = D \cup S_0 \cup S_H$.

Формула Грина для смешанной краевой задачи Дирихле-Неймана

Для решения краевой задачи (1–2) применим аппарат функции Грина для оператора Лапласа (Франк, Мизес, 1937; Кошляков и др. 1970). Функция T удовлетворяет уравнению Пуассона с сингулярными коэффициентами, но не имеет достаточного порядка гладкости (непрерывности первых и вторых производных), требуемого

для применения второй или третьей классических формул Грина. Однако обобщенные производные функции T как непрерывные линейные функционалы существуют до любого порядка включительно. На множестве основных непрерывных функций производная обобщенной функции порядка « n » $T^{(n)}(\tau)$ определяется сингулярностью « $n - 1$ » порядка (Гельфанд, Шиллов, 1959):

$$T^{(n)}(\tau) \sim \delta^{(n-1)}(\tau); \delta^{(0)}(\tau) = \delta(\tau).$$

Доказано, что обобщенные производные двух функций $T(\tau)$ и $G(\tau)$ в замкнутой области D удовлетворяют формулам Грина при условии, что ограничивающая область поверхность S является поверхностью Ляпунова (Владимиров, Жаринов, 2000).

Пусть $A(\tau)$ – параметрическая точка вычисления поля (фиксированная точка наблюдения) и $C(\tau)$ – текущая (переменная) точка интегрирования в области D ; $P(S_k)$ – точка, лежащая на поверхности S_k . Под расстоянием между двумя точками A и C будем понимать длину вектора, направленного от точки $A(\tau_A)$ к точке $C(\tau_C)$: $r_{AC} = |\mathbf{r}_C - \mathbf{r}_A|$. Функция Грина $G(A, C)$, как функция двух переменных внутри области D , удовлетворяет уравнению Пуассона со специальной сингулярной правой частью и смешанным однородным граничным условиям на внешней поверхности $S = S_0 \cup S_H$:

$$\Delta G(A, C) = -\delta(|\mathbf{r}_C - \mathbf{r}_A|), \quad A, C \in D,$$

$$\begin{cases} G(A, C) \Big|_{A \rightarrow P_0} = 0; & P_0 \in S_0 \\ \frac{\partial G}{\partial N_A} \Big|_{A \rightarrow P_H} = 0; & P_H \in S_H. \end{cases} \quad (3)$$

Запишем вторую формулу Грина для функций $T(A)$ и $G(A, C)$:

$$\begin{aligned} & \iiint_D (T(C)\Delta_C G(A, C) - G(A, C)\Delta_C T(C)) d\tau_C = \\ & = \iint_{S_0 \cup S_H} \left(T(P) \frac{\partial G(A, P)}{\partial N_P} - G(A, P) \frac{\partial T(P)}{\partial N_P} \right) dS_P. \end{aligned}$$

Главная (сингулярная) часть функции

Грина $G(A, C)$ соответствует фундаментальному решению уравнения Лапласа в области D ; другая гармоническая (регулярная) часть этой функции обеспечивает выполнение однородных условий на внешней границе замкнутой области D . Причем особенность функции Грина совпадает с особенностью функции обратных расстояний $(r_{AC})^{-1}$ между точками A и C .

Третья формула Грина вытекает из постановки граничных задач (1–2) и (3):

$$\begin{aligned} & -4\pi T(A) + \iiint_D \left[\frac{Q(C)}{\lambda(C)} - \sum_{k=1}^M v_k(S_k) \delta(S_k) \right] G(A, C) d\tau_C = \\ & = \iint_{S_0} T(P_0) \frac{\partial G(A, P)}{\partial N_P} dS_{P_0} - \iint_{S_H} G(A, P) \frac{\partial T(P)}{\partial N_P} dS_{P_H}. \quad (4) \end{aligned}$$

В силу условий, накладываемых на функцию G и ее нормальную производную $\partial G/\partial N_P$, только два из четырех интегралов по обособленным поверхностям S_0 и S_H остаются в правой части третьей формулы Грина (4). Таким образом, решение смешанной краевой задачи Дирихле-Неймана (1–2) с явно заданной нормальной производной на границе S_H и значением самой функции на границе S_0 определяется интегральной формулой, обобщающей элементы решения как первой, так и второй краевых задач. С учетом направления поля нормалей (см. рис. 1), имеем

$$\begin{aligned} T(A) = & \frac{1}{4\pi} \iiint_D \frac{Q(C)}{\lambda(C)} G(A, C) d\tau_C - \\ & - \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^M \iint_{S_k} v_k(S_k) G(A, P_k) dS_{P_k} + \\ & + \frac{1}{4\pi} \left(\iint_{S_0} \theta(P_0) \frac{\partial G(A, P_0)}{\partial N_{P_0}} dS_{P_0} + \right. \\ & \left. + \iint_{S_H} \mu(P_H) G(A, P_H) dS_{P_H} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Единственность решения внутренней краевой задачи для неограниченного (по простиранию) слоистого пласта связано именно с тем обстоятельством, что помимо неоднородных условий Неймана, заданных на глубинной граничной поверхности S_H ,

на верхней границе S_0 задано неоднородное условие граничной задачи Дирихле. Это позволяет не нарушать баланс тепла для внутренних тепловых источников:

$$\iint_{S_0 \cup S_H} \lambda(P) \frac{\partial T}{\partial N_P} dS_P + \iiint_D Q(C) d\tau_C = 0.$$

Закон сохранения количества тепла, или интегральная формула Гаусса-Остроградского, является необходимым условием разрешимости внутренней граничной задачи с неоднородными условиями Неймана (Тихонов, Самарский, 1972; Боголюбов и др., 2012). И если функция Грина вспомогательной задачи с однородными краевыми условиями уже известна, то при помощи аппарата формул Грина всегда можно получить искомое решение неоднородной краевой задачи в виде интегральной формулы (5).

Задача теплового сопряжения в пространстве многослойных сред

В интегральную формулу (5) решения граничной задачи для слоистого по теплопроводности пласта входят « M » неизвестных функций – плотностей простых слоев v_k , распределенных по граничным поверхностям S_k идеального теплового контакта. Эти плотности следует найти. В предыдущей работе изложен алгоритм вычисления плотности простого слоя для одной контактной поверхности (Ладовский, 2018). Здесь же приводится естественное обобщение задачи для нескольких слоев.

Однородное граничное условие по температуре на поверхности S_0 эквивалентно условиям теплового контакта с покрывающей идеально проводящей толщиной верхнего полупространства. Это верхний изотермический контакт с нулевой температурой. Аналогично, однородное условие по глубинному тепловому потоку на поверхности S_H означает бесконечно малую теплопроводность подстилающей толщи в нижнем полупространстве. Это нижний, идеально теплоизолированный адиабатический контакт. Сообразно сделанным замечаниям, объединим все неоднородные фрагменты нашей задачи в единую мо-

дельную конструкцию для безграничной среды:

$$R^3 = R^+ \cup R^- = R^+ \cup D \cup R^- \setminus \bar{D}.$$

И чтобы алгоритм решения задачи сопряжения в последующем стал универсальным, добавим внешние границы S_0 и S_H к списку внутренних контактных границ S_k , разделяющих слои с различной теплопроводностью. Индекс нумерации контактных границ возрастет [S_k ($k = 0, \dots, M + 1$)], а число объединенных слоев для модели безграничной среды увеличится до « $M + 3$ ». Теплопроводность толщи выше границы S_0 примем за постоянную величину λ_0 ; теплопроводность ниже границы $S_H = S_{M+1}$ – за другую постоянную $\lambda_H = \lambda_{M+2}$ (см. рис. 1).

В расширенном пространстве изменения переменных уравнение (1), за исключением индекса числа границ, фактически не изменяется:

$$\nabla^2 T - \sum_{k=0}^{M+1} v_k(S_k) \delta(S_k) + \frac{Q(\tau)}{\lambda(\tau)} = 0. \quad (6)$$

Введем пространственную систему прямоугольных координат $(X) = (x, y, z)$ с вертикальной осью Oz , направленной вниз по глубине пласта, и плоскостью xOy , совпадающей с границей полупространства $z = 0$. Если уравнения границ раздела слоев в полупространстве $z \geq 0$ заданы в явном виде $z = z_k(x, y)$, то неявная форма уравнения границ имеет вид:

$$S_k := \{ \Phi_k(x, y, z) = z - z_k(x, y) = 0 \}; \quad (7)$$

$$k = 0, \dots, M + 1.$$

Нумерация слоев D_k возрастает по направлению оси глубин. Это означает, что в некоторой окрестности $z > z_k(x, y)$ функция $\Phi_k(x, y, z) > 0$. Справедливо и обратное неравенство. Положительное направление поля нормалей к поверхности S_k вычисляется по градиентам функции Φ_k и сориентировано вдоль оси глубин (см. рис. 1):

$$\mathbf{N}_k(x, y, z) = \nabla \Phi_k = -\mathbf{i} \frac{\partial z_k}{\partial x} - \mathbf{j} \frac{\partial z_k}{\partial y} + \mathbf{k}.$$

При помощи ступенчатой функции Хевисайда, заданной на множестве точек расширенного пространства R^3 , определим

аргументы Φ_k символических функций области для каждого из слоев $D = \cup D_k$ через уравнения (7) обрамляющих их граничных поверхностей:

$$H(\Phi_k) = H(z - z_k(x, y)) = \begin{cases} 1, & z - z_k(x, y) > 0 \\ \frac{1}{2}, & z - z_k(x, y) = 0 \\ 0, & z - z_k(x, y) < 0. \end{cases} \quad (8)$$

Пусть $\lambda(X)$, $(X \in R^3)$ – переменный коэффициент теплопроводности среды в расширенном пространстве многослойных сред. Для модели разнотеплопроводных слоев $\lambda(X)$ – это кусочно-непрерывная функция, с разрывом 1-го рода на сопредельных границах тепловых контактов $S_k(X)$, $X \in S_k$. Функциональную зависимость разрывной теплопроводности среды от пространственных координат можно выразить через линейную комбинацию символических функций области $H(\Phi_k)$, как эвристический закон линейного изменения обратной теплопроводности (Ладовский, Шестаков, 2009):

$$\frac{1}{\lambda(X)} = \sum_{k=0}^{M+1} \left[\frac{1}{\lambda_k} + \left(\frac{1}{\lambda_{k+1}} - \frac{1}{\lambda_k} \right) H(z - z_k(x, y)) \right]. \quad (9)$$

Градиент функции области порождает сингулярную поверхностную плотность источников простого слоя, сосредоточенных по границам раздела сред:

$$\nabla H(\Phi_k) = \nabla H(z - z_k) = \mathbf{N}_{S_k} \otimes \delta(z - z_k).$$

Следовательно:

$$\begin{aligned} \nabla \left(\frac{1}{\lambda(X)} \right) &= \sum_{k=0}^{M+1} \left(\frac{1}{\lambda_{k+1}} - \frac{1}{\lambda_k} \right) (\nabla \Phi_k \otimes \delta(z - z_k)) = \\ &= \left(\frac{\lambda_k - \lambda_{k+1}}{\lambda_{k+1} \cdot \lambda_k} \right) (\mathbf{N}_{S_k} \otimes \delta(z - z_k)). \end{aligned}$$

Плотность простого слоя теплового контакта из уравнения (6) пропорциональна градиенту функции обратной теплопроводности (Ладовский, 2018):

$$v(S_k) = 2\varepsilon_k (\mathbf{N}_{S_k} \cdot \nabla T)_{|S_k}; \quad k = \overline{0, \dots, M+1}. \quad (10)$$

Здесь коэффициент $\varepsilon_k = (\lambda_k - \lambda_{k+1}) / (\lambda_k + \lambda_{k+1})$ обозначает параметр теплопроводной

контрастности « k » и « $k+1$ » сопредельных слоев.

Обозначим через $A(X_A) = (x_A, y_A, z_A)$ и $P(X_P) = (x_P, y_P, z_P)$ символическую запись тройки координат соответствующих точек, а под расстоянием r_{APk} – будем понимать модуль направленного вектора от точки $A(X_A)$ к точке $P(X_P)$ (рис. 2):

$$\begin{aligned} r_{AP} &= |\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_A| = \\ &= \sqrt{(x_P - x_A)^2 + (y_P - y_A)^2 + (z_P - z_A)^2}. \end{aligned}$$

Функция обратных расстояний $(r_{AP})^{-1}$ является фундаментальным решением уравнения Лапласа в безграничной среде и определяет сингулярный функционал главной части $\{VP\}$ функции Грина в интегральной формуле (5):

$$\mathcal{E}(A, P) = VP\{G(A, P)\} = \frac{1}{r_{AP}} = \frac{1}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_A|}.$$

Свертка обобщенно непрерывного оператора (6) с функцией обратных расстояний в пространстве R^3 дает решение задачи сопряжения для расширенной модели в безграничной среде, включающее в себя вполне непрерывный объемный потенциал источников первичного поля и

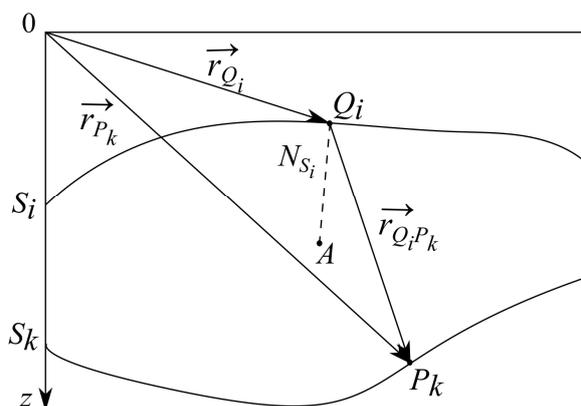


Рис. 2. Проективное соответствие пространственной точки A и поверхностной точки Q_i на выделенной границе простого слоя S_i . Здесь же показано положение переменной точки P_k на одной из поверхностей интегрирования S_k в системе уравнений Фредгольма. Обозначение расстояний между точками Q_i и P_k указано с учетом направления разности соответствующих координатных векторов

« $M+2$ » поверхностных потенциалов простого слоя источников с неизвестной плотностью:

$$T(A) = W(A) - \frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{M+1} \iint_{S_k} \frac{v_k(S_{Pk})}{r_{APk}} dS_{Pk}. \quad (11)$$

Плотность источников простого слоя удовлетворяет системе уравнений (10). Вычисляя градиент температуры (11) и проектируя точку наблюдения A (см. рис. 2) поочередно на все граничные поверхности A ($X_A \rightarrow Q_i(X_{Si})$), приходим к компактной записи системы интегральных уравнений Фредгольма 2-го рода относительно искомым плотности простого слоя:

$$\frac{v_i(S_{Qi})}{2\varepsilon_i} = \Gamma_i(Q_i) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{N}_{Qi} \cdot \nabla_{Qi}) \times \sum_{k=0}^{M+1} \iint_{S_k} \frac{v_k(S_{Pk})}{|\mathbf{r}_{Pk} - \mathbf{r}_{Qi}|} dS_{Pk}; \quad i = 0, \dots, M+1, \quad (12)$$

где $\Gamma_i(Q_i) = (\mathbf{N}_{Qi} \cdot \nabla_{Qi} W(r_{Qi}))$ – нормальная составляющая градиента непрерывного потенциала объемного распределения источников теплогенерации, а под символом градиента $\nabla_{Qi}(\cdot)$ в формулах (12) и далее понимается градиент $\nabla_A(\cdot)$ функции по внешней параметрической точке A при $A \rightarrow Q_i \in S_i$ (см. рис. 2).

Для многослойной среды мы получили перекрестную зависимость плотностей простого слоя $v_i, v_k; i, k = (0, \dots, M+1)$, что отражает факт взаимного влияния друг на друга контрастных по теплопроводности подобластей D_i . При удачной параметризации границ многосвязной области можно построить ряд Неймана последовательности приближенных решений, и адекватно оценить степень взаимовлияния различных по форме и физическим свойствам аномальных модельных объектов.

Функция Грина для контактирующих полупространств

Рассмотрим важный в методическом отношении случай, когда граница раздела двух полупространств $S_0: z = z_0(x, y) = 0$ является изотермической плоскостью с температурой равной нулю. Это соответствует постановке граничных условий в плоско-

сти «нейтрального слоя» – некоторой условной плоскости практически постоянных значений среднегодовых колебаний температуры (Булашевич, 1983; Булашевич, Ладовский 1986).

Для плоских границ раздела структура интегральных уравнений (12) существенно упрощается. Так, если какая-либо из границ S_i представляет собою плоскость, то на ней главная часть оператора Фредгольма обращается в ноль, поскольку градиент обратных расстояний в плоскости будет ортогонален направлению нормали. Поэтому вместо одного из интегральных уравнений системы (12) будем иметь соответствующую алгебраическую формулу для неизвестной плотности $v_i(S_i)$.

Возьмем из системы (12) первое уравнение с индексом $k = 0$ и, сохраняя мнемонику принятых обозначений в уравнениях простого слоя, запишем алгебраическую формулу для $v_0(S_0)$. Граница S_0 – есть плоская граница раздела в «нейтральной слое» с вертикальной нормалью N_{S_0} , параллельной оси глубин. Следовательно:

$$\frac{v_0(S_{Q_0})}{2\varepsilon_0} = \Gamma_0(Q_0) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{N}_{S_0} \cdot \nabla_{Q_0}) \sum_{k=1}^{M+1} \iint_{S_k} \frac{v_k(S_{Pk})}{|\mathbf{r}_{Pk} - \mathbf{r}_{Q_0}|} dS_{Pk}. \quad (13)$$

Остальные уравнения системы (12) с индексами $i = 1, \dots, M+1$ остаются без изменений:

$$\frac{v_i(S_{Qi})}{2\varepsilon_i} = \Gamma_i(Q_i) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{N}_{Si} \cdot \nabla_{Qi}) \times \left[\iint_{S_0} \frac{v_0(S_{P_0})}{|\mathbf{r}_{P_0} - \mathbf{r}_{Qi}|} dS_{P_0} + \sum_{k=1}^{M+1} \iint_{S_k} \frac{v_k(S_{Pk})}{|\mathbf{r}_{Pk} - \mathbf{r}_{Qi}|} dS_{Pk} \right]. \quad (14)$$

Подставляя явное значение $v_0(S_{P_0})$ из интегральной формулы (13) в каждое из уравнений системы (14), получаем последовательность повторных интегралов по границам S_k и S_0 . Меняя порядок интегрирования поверхностных интегралов и объединяя однотипные слагаемые первичного поля источников $\Gamma_i(Q_i)$ и вторичных потенциалов суммы простых слев $v_i(S_{Pi})$, вновь

приходим к стандартной форме записи системы уравнений Фредгольма, но для полупространства и с меньшим на единицу числом контактных поверхностей:

$$\frac{v_i^{(0)}(S_{Q_i})}{2\varepsilon_i} = \Gamma_i^{(0)}(Q_i) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{N}_{S_i} \cdot \nabla_{Q_i}) \times \sum_{k=1}^M \iint_{S_k} v_k^{(0)}(S_{P_k}) \mathcal{E}^{(0)}(Q_i, P_k) dS_{P_k}; \quad i = \overline{1, \dots, M+1}. \quad (15)$$

Здесь $\Gamma_i^{(0)}(Q_i)$, $v_i^{(0)}(S_{Q_i})$ – нормальная составляющая градиента температуры первичного поля и плотность простого слоя на контактных поверхностях S_i ; $i = \overline{1, \dots, M}$ в нижнем полупространстве. Верхние индексы у скомпонованных переменных означает их принадлежность полуограниченной среде нижнего полупространства. Функция $\mathcal{E}^{(0)}(Q_i, P_k)$ выражается через интегральную свертку по плоскости S_0 и в явном виде учитывает влияние границы раздела двух полупространств:

$$\mathcal{E}^{(0)}(Q_i, P_k) = \frac{1}{|\mathbf{r}_{P_k} - \mathbf{r}_{Q_i}|} - \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \iint_{S_0} \frac{dS_{P_0}}{|\mathbf{r}_{P_0} - \mathbf{r}_{Q_i}|} \cdot (\mathbf{N}_{S_0} \cdot \nabla_{P_0}) \left(\frac{1}{|\mathbf{r}_{P_0} - \mathbf{r}_{P_k}|} \right). \quad (16)$$

Несложно преобразовать и общее решение задачи для температуры из модели неограниченной среды в формат модели полупространства. Выделим из решения (11) потенциал простого слоя с индексом $i = 0$ на плоскости $S_0: z_0 = 0$ и, заменяя $v_0(S_0)$ его развернутым значением (13), после интегрирования получаем:

$$T^{(0)}(A) = W^{(0)}(A) - \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^{M+1} \iint_{S_k} v_k^{(0)}(S_{P_k}) \mathcal{E}^{(0)}(A, P_k) dS_{P_k}, \quad (17)$$

где $v_k^{(0)}(S_{P_k})$ находится из решения системы (15), а функция $\mathcal{E}^{(0)}(A, P_k)$ вычисляется через тот же самый интеграл-свертку (16), но, разумеется, с другими аргументами. Интеграл (16) по плоскости берется аналитически (Ладовский, Шестаков, 2009):

$$\mathcal{E}^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_P - z_A)^2}} - \frac{\varepsilon_0 \operatorname{sign} z_P}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_P + z_A)^2}}, \quad (18)$$

где R_{AP} – расстояние между точками A и P в горизонтальной плоскости $z_0 = 0$, т. е.

$$R_{AP}^2 = \sqrt{(x_P - x_A)^2 + (y_P - y_A)^2}$$

и $r_{AP} = |\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_A| = \sqrt{R_{AP}^2 + (z_P - z_A)^2}$;

$\varepsilon_0 = (\lambda_0 - \lambda_1)/(\lambda_0 + \lambda_1)$ – параметр теплопроводной контрастности верхнего полупространства D_0 относительно нижележащего приграничного слоя D_1 .

По существу, полученное выражение (18) является компактной формой записи функции Грина для модели двух контактирующих полупространств. Заменяя фундаментальное решение уравнения Лапласа (функцию обратных расстояний) $\mathcal{E}(A, P) = (r_{AP})^{-1}$ на функцию Грина $\mathcal{E}^{(0)}(A, P)$, мы автоматически обеспечиваем выполнение граничных условий в плоскости $z_0 = 0$. Проницаемость этой плоскости зависит от контраста теплопроводности сопредельных сред λ_0 и λ_1 . Для идеально проводящей среды верхнего полупространства ($\lambda_0 \rightarrow \infty$) предельные значения параметра теплопроводной контрастности $\varepsilon_0 \rightarrow +1$, а функция Грина (18) преобразуется к хорошо известной формуле (Франк, Мизес, 1937):

$$\mathcal{E}^{(0)} \Big|_{\varepsilon_0 \rightarrow 1} = \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_P - z_A)^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_P + z_A)^2}}. \quad (19)$$

Полученное выражение интерпретируется с позиций метода зеркальных изображений и соответствует постановке однородных граничных условий задачи Дирихле в плоскости $z = 0$. Фиктивный сток выше граничной плоскости расположен симметрично реальному источнику, что и обеспечивает в плоскости симметрии нулевое значение функции (19).

В геотермических моделях условие идеально проводящей покровной толщи формально соответствует изотермическому контакту в плоскости «нейтрального слоя». И поскольку при $z_A = 0$; $z_A \rightarrow Q_0 \in S_0$ функция Грина (19) $\mathcal{E}^{(0)}(Q_0, P)$ обращается в ноль, также и температура (17) равняется нулю. Для изотермического контакта с постоянной температурой формализм общего решения задачи не претерпевает существенных изменений. И только если температура в плоскости нейтрального слоя переменна, в общем решении (5) необходимо будет учесть поверхностный потенциал двойного слоя с плотностью $\theta(S_0)$.

Условие Неймана на теплоизолированном контакте

В энергетику земной коры преимущественный вклад вносят внутренние источники тепла радиогенной природы (Тихонов, 1937; Булашевич и др., 1990). Их интегральная мощность определяется из условия стационарного равновесия между приповерхностным (наблюденным) и мантийным тепловыми потоками.

Изотермическая граничная поверхность в «нейтральном слое» является своеобразным стоком, на который замыкаются все силовые линии теплового поля. По этой причине происходит удвоение вертикального геотермического градиента, вычисленного в плоскости раздела, сравнительно с моделью безграничной среды. Тепловое взаимодействие на границе «корамантия» учитывается посредством граничного условия по восходящему тепловому потоку, что еще больше увеличивает температурный градиент. Варьируя значения мантийного потока, мы меняем теплоотвод с нижних горизонтов и, следовательно, меняем расчетные тепловые параметры в верхней части геотермического разреза. Нулевой поток из мантии дает оценку минимальной основности земной коры по параметру эффективной теплогенерации (Булашевич, Шапов, 1983).

Одностороннее граничное условие по тепловому потоку (однородное условие задачи Неймана) зададим на нижней горизон-

тальной плоскости $S_{M+1}: z = z_{M+1}(x, y) = H$. Горизонтальная нижняя плоскость выбрана не случайно. Для плоских границ внешнего обрамления решение краевой задачи Дирихле-Неймана может быть найдено по упрощенному алгоритму в замкнутом аналитическом виде. Это не окажет существенного влияния на результаты интерпретации теплового поля в верхней части геотермического разреза в силу значительной удаленности нижней границы.

Горизонтальная плоскость $z_{M+1}(x, y) = H$, отделяет слой конечной мощности с теплопроводностью λ_{M+1} от нижележащей полубесконечной толщи с теплопроводностью $\lambda_{M+2} = \lambda_H$. На границе контакта формируется простой слой, плотность которого $v_{M+1}(H)$ находится из условий теплового сопряжения:

$$v_{M+1}(H) = \left(\frac{\partial T_H}{\partial N} - \frac{\partial T_{M+1}}{\partial N} \right) = \varepsilon_H \cdot \left(\frac{\partial T_H}{\partial N} + \frac{\partial T_{M+1}}{\partial N} \right) \Big|_{z=H}. \quad (20)$$

Здесь $\varepsilon_H = (\lambda_{M+1} - \lambda_H) / (\lambda_{M+1} + \lambda_H)$ – добавочный параметр теплопроводной контрастности на нижней вспомогательной границе $z = H$, отделяющей приграничного слоя D_{M+1} от нижележащей толщи $D_{M+2} = D_H$. При нулевой теплопроводности подстилающей толщи $\lambda_H = 0$; $\varepsilon_H = 1$ приграничный вертикальный градиент температуры в слое $\partial T_{M+1} / \partial N_{S_H}$ и восходящий тепловой поток ($|\lambda_{M+1}| < \infty$) обращаются в ноль. Это следует из условия теплового сопряжения (20), предельная реализация которого соответствует адиабатическому контакту на идеально теплоизолированной границе.

Переформатирует решение для температуры (17) в полупространстве и соответствующую ему систему интегральных уравнений (15) простых слоев в аналогичные формулы для пласта конечной мощности. Выделим из системы (15) последнее уравнение с индексом $i = M + 1$ для нижней границы и запишем интегральную формулу для $v_{M+1}^{(0)}(S_H)$. Граница S_H плоская с вертикальной нормалью N_{S_H} , параллельной оси глубин. Следовательно:

$$\frac{v_{M+1}^{(0)}(S_{Q_H})}{2\varepsilon_H} = \Gamma_{M+1}^{(0)}(Q_H) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{N}_{S_H} \cdot \nabla_{Q_H}) \sum_{k=1}^M \iint_{S_k} v_k^{(0)}(S_{P_k}) \mathcal{E}^{(0)}(Q_H, P_k) dS_{P_k}. \quad (21)$$

Остальные «М» уравнений системы (15) ($i = 1, \dots, M$) не меняются:

$$\frac{v_i^{(0)}(S_{Q_i})}{2\varepsilon_i} = \Gamma_i^{(0)}(Q_i) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{N}_{S_i} \cdot \nabla_{Q_i}) \times \left[\sum_{k=1}^M \iint_{S_k} v_k^{(0)}(S_{P_k}) \mathcal{E}^{(0)}(Q_i, P_k) dS_{P_k} + \iint_{S_H} v_{M+1}^{(0)}(S_{P_H}) \mathcal{E}^{(0)}(Q_i, P_H) dS_{P_H} \right]. \quad (22)$$

Подставляя (21) в (22), получаем, как и в предыдущем разделе, последовательность повторных интегралов по границам S_k и S_H . Меняя порядок интегрирования поверхностных интегралов и объединяя однотипные слагаемые первичного поля источников $\Gamma_i^{(0)}(Q_i)$ и вторичных потенциалов суммы простых слоев $v_k^{(0)}(S_{P_k})$, вновь приходим к стандартной форме записи системы уравнений Фредгольма, но с другим ядром (функцией Грина) и с меньшим на единицу числом границ S_k ; $k = 1, \dots, M$:

$$\frac{v_i^{(H)}(S_{Q_i})}{2\varepsilon_i} = \Gamma_i^{(H)}(Q_i) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{N}_{S_i} \cdot \nabla_{Q_i}) \times \sum_{k=1}^M \iint_{S_k} v_k^{(H)}(S_{P_k}) \mathcal{E}^{(H)}(Q_i, P_k) dS_{P_k}. \quad (23)$$

Для пласта конечной мощности H (соответствующим функциям приписан индекс « $\langle H \rangle$ ») следующее приближение функции Грина вычисляется через свертку интегралов по граничной плоскости S_H от функции Грина предыдущего приближения (функции для полупространства):

$$\mathcal{E}^{(H)}(Q_i, P_k) = \mathcal{E}^{(0)}(Q_i, P_k) - \frac{\varepsilon_H}{2\pi} \iint_{S_H} \mathcal{E}^{(0)}(Q_i, P_H) (\mathbf{N}_{S_H} \cdot \nabla_{P_H}) \mathcal{E}^{(0)}(P_k, P_H) dS_{P_H}. \quad (24)$$

Точно так же, исключая из полученного для полупространства решения (17)

источники простого слоя $v_{M+1}^{(0)}(S_H)$ на границе $S_{M+1} = S_H$ и сгруппировав однотипные слагаемые, приходим к стандартной форме записи следующего приближения задачи (о чем будет сказано ниже) для температуры пласта, но уже с учетом влияния его нижней границы:

$$T^{(H)}(A) = W^{(H)}(A) - \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^M \iint_{S_k} v_k^{(H)}(S_{P_k}) \mathcal{E}^{(H)}(A, P_k) dS_{P_k}, \quad (25)$$

где $W^{(H)}(A)$ – Ньютоновский потенциал объемных источников теплогенерации «нормального» поля:

$$W^{(H)}(A) = \frac{1}{4\pi} \iiint_D \frac{Q(\tau_C)}{\lambda(\tau_C)} \mathcal{E}^{(H)}(A, C) d\tau_C. \quad (26)$$

Для плоской границы S_H интеграл (24), как и интеграл (16) по границе полупространства S_0 , вычисляется в явном виде:

$$\mathcal{E}^{(H)}(A, P) = \mathcal{E}^{(0)} - \frac{\varepsilon_H \operatorname{sign}(z_P - H)}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2H - z_P))^2}} - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_H \operatorname{sign}(z_P + H)}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2H + z_P))^2}}.$$

Для адиабатического контакта $\lambda_H \rightarrow 0$; $\varepsilon_H = (\lambda_{M+1} - \lambda_H) / (\lambda_{M+1} + \lambda_H) \rightarrow 1$, и поскольку $z_P < H$, получаем классический вариант формулы Грина смешанной задачи Дирихле-Неймана для источников нечетно-четного продолжения относительно двух горизонтальных плоскостей (Франк, Мизес, 1937; Тихонов, Самарский, 1972):

$$\mathcal{E}^{(H)}(A, P) = \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_P - z_A)^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_P + z_A)^2}} + \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2H - z_P))^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2H + z_P))^2}}.$$

Метод последовательных зеркальных изображений

Введем мнемоническую систему условных обозначений при построении ряда последовательных приближений для функ-

ции Грина в плоском слое со смешенными граничными условиями Дирихле-Неймана.

Пусть \mathcal{E} – фундаментальное решение уравнения Лапласа (функция Грина в безграничной среде), посредством которого задана структура ядра интегрального оператора (11) задачи теплового сопряжения:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{r_{AP}} = \frac{1}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_A|} = \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - z_P)^2}}. \quad (27)$$

Решение для нижнего полупространства учитывает условие Дирихле на изотермической граничной плоскости $z = 0$. В этом приближении структура ядра интегрального оператора (17) (функция Грина $\mathcal{E}_0^{(0)}$) задана условиями теплового сопряжения на границе с идеально-проводящей толщиной верхнего полупространства. Контактное условие теплового сопряжения реализуется через поверхностный интеграл (16) для функции Грина по границе раздела двух полупространств. Полученное выражение интерпретируется с позиций метода зеркальных изображений. Фиктивный сток выше граничной плоскости расположен симметрично реальному источнику, что и поддерживает нулевую температуру в плоскости симметрии, совпадающей с границей полупространства $z = 0$:

$$\mathcal{E}_0^{(0)}(A, P) = \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - z_P)^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A + z_P)^2}}. \quad (28)$$

Зеркально-симметричная пара противоположных по знаку источника и стока соответствует нечетному продолжению функции температуры через изотермическую граничную плоскость.

Следующее приближение решения $\mathcal{E}_1^{(H)}$ учитывает условие Неймана на нижней теплоизолированной границе плоского слоя. Как и в предыдущем случае, однородное условие Неймана включено в функцию Грина через поверхностный интеграл (24) по контактной граничной плоскости $z = H$, ниже которой теплопроводность $\lambda_H = 0$. Нулевой поток через эту границу обусловлен компенсацией поля двумя нижележа-

щими источниками, отраженными от нижней граничной плоскости $z = H$:

$$\mathcal{E}_1^{(H)}(A, P) = \mathcal{E}^{(0)} + \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2H - z_P))^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2H + z_P))^2}}.$$

Зеркальная симметрия одинаковых по знаку добавочных изображений и их образов соответствует четному продолжению поля температурных градиентов через теплоизолированную граничную плоскость.

Обеспечив тепловую непроницаемость нижней границы слоя двумя фиктивными источниками «четного продолжения», мы нарушаем, хотя и не столь существенно, условие по температуре на его верхней границе. Последовательная корректировка однородных условий Дирихле-Неймана нечетно-четной симметрии на каждой из границ слоя $z = 0, H$ предполагает повторное вычисление поверхностных интегралов (16) и (24) от вновь образованной не скомпенсированной пары источников (рис. 3) с применением рекурсивных формул.

Нечетное отражение источников выше границы слоя $z = 0$ (локализация в верхнем полупространстве):

$$\mathcal{E}_n^{(0)} = \mathcal{E}_n^{(H)} + (-1)^n \left[\frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A + (2nH - z_P))^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A + (2nH + z_P))^2}} \right].$$

Четное отражение источников ниже границы слоя $z = H$ (локализация в нижнем полупространстве):

$$\mathcal{E}_n^{(H)} = \mathcal{E}_{n-1}^{(0)} - (-1)^n \left[\frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2nH - z_P))^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2nH + z_P))^2}} \right].$$

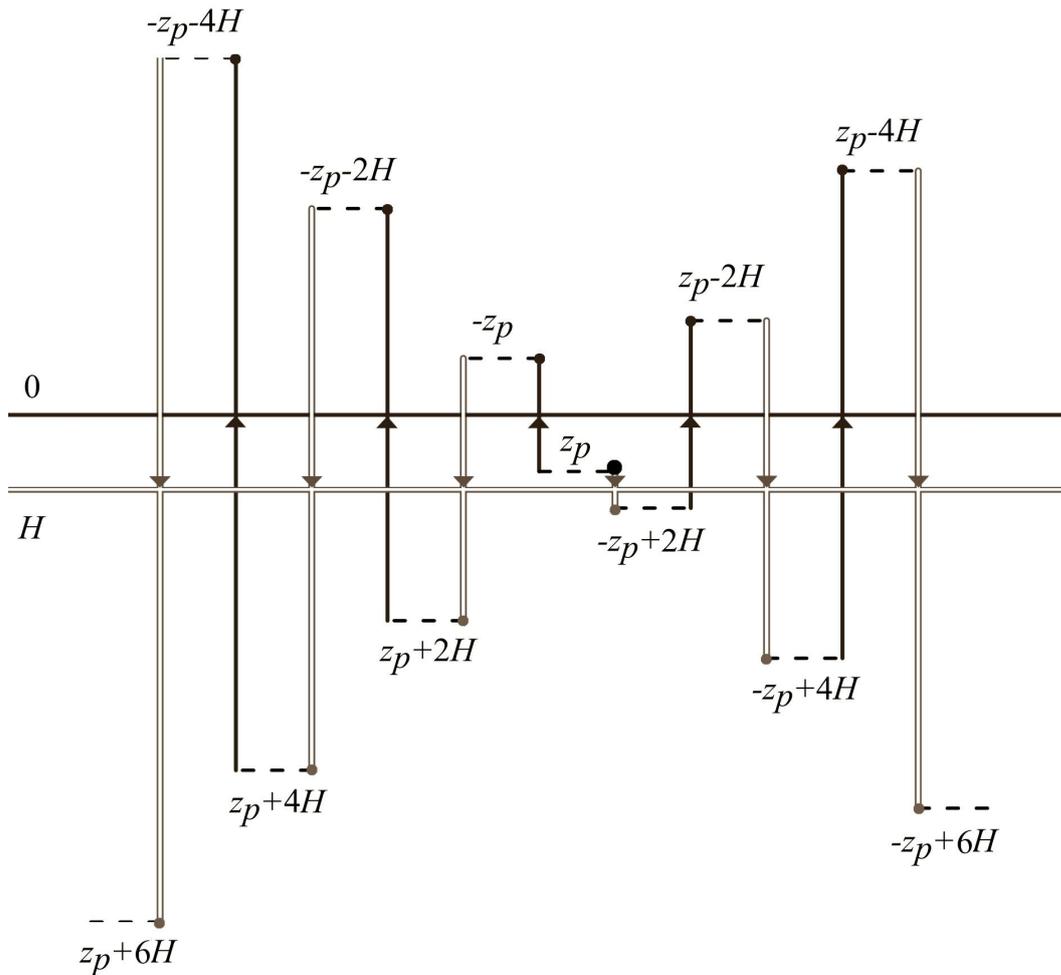


Рис. 3. Схематическое положение источников-изображений относительно границ плоского слоя для смешанной граничной задачи Дирихле-Неймана. Одинарные линии трассируют отражения от верхней границы $z = 0$; двойные линии – от нижней границы $z = H$

Здесь нижний символ $n = 1, 2, \dots, \infty$ – номер последовательного отражения каждой зеркальной пары; верхний символ $\langle 0 \rangle$ или $\langle H \rangle$ – маркер отражающей границы. Раскрывая рекурсивные соотношения, получаем бесконечный знакопеременный ряд для потенциалов точечных источников нечетного и четного продолжения, который удобно разделить на две группы по их пространственной локализации (см. рис. 3): 1) группа $G^{(0)}$ – источники-изображения расположены выше границы $z = 0$

$$G^{(0)}(A, P) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A + (2nH - z_p))^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A + (2nH + z_p))^2}} \right]; \quad (29)$$

2) группа $G^{(H)}$ – источники-изображения расположены ниже границы $z = H$

$$G^{(H)}(A, P) = - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2nH - z_p))^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2nH + z_p))^2}} \right]. \quad (30)$$

Заметим, что если в формуле (29) заменить знак индекса « n » ($n = -n$), то ее написание будет неотличимо от формулы (30), а поле (28) первой зеркально-симметричной пары (поле от реального источника внутри слоя и его зеркального образа в верхнем полупространстве) будет соответствовать общему члену знакопеременного ряда с мнемоническим индексом $n = 0$.

Объединяя все однотипные суммы (28), (29) и (30), получаем универсальную формулу для бесконечного ряда источников-изображений:

$$G^{(0-H)}(A, P) = G^{(0)}(A, P) + G^{(H)}(A, P) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2nH + z_P))^2}} - \frac{1}{\sqrt{R_{AP}^2 + (z_A - (2nH - z_P))^2}} \right]. \quad (31)$$

Это функция Грина смешанной однородной краевой задачи Дирихле-Неймана для плоского слоя. Легко видеть, что в силу нечетной симметрии источников относительно границы полупространства, функция Грина равна нулю при $z_A = 0$. Также выполняется и другое однородное граничное условие для вертикальной составляющей градиента функции Грина при $z_A = H$:

$$G^{(0-H)}(A, P) \Big|_{z_A=0} = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial z} G^{(0-H)}(A, P) \Big|_{z_A=H} = 0.$$

В таком унифицированном виде формула (31) интерпретируется по методу зеркальных отражений и используется в практике решения геотермических задач (Боголюбов и др., 2012).

Формула удвоения

На распределение температур в верхней части геотермического разреза наибольшее влияние оказывает граничное условие постоянства температуры в плоскости «нейтрального слоя». И как следует из модельных расчетов, на изотермической плоскости происходит удвоение вертикальной составляющей градиента температуры, найденного для модели безграничной среды (Лыков, 1967). Тот же результат, но с некоторыми ограничениями, можно получить из анализа формулы (31) для функции Грина.

Сопоставим два последовательных приближения ряда (31) с нулевым индексом «n»:

приближение (27) для модели безграничной среды \mathcal{E} и (28) для модели полупространства $\mathcal{E}_0^{(0)}$ с изотермической границей.

Вертикальные составляющие градиентов этих функций равны:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = \frac{z_P - z_A}{\left[R_{AP}^2 + (z_A - z_P)^2 \right]^{3/2}}$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_0^{(0)}}{\partial z} = \frac{z_P - z_A}{\left[R_{AP}^2 + (z_A - z_P)^2 \right]^{3/2}} + \frac{z_P + z_A}{\left[R_{AP}^2 + (z_A + z_P)^2 \right]^{3/2}}.$$

Полагая $z_A = 0$; $A(x, y, 0) = A^*(x, y)$, получаем формулу «удвоения» для вертикального градиента $g_0(A^*)$ на границе полупространства с «нулевой температурой»:

$$g_0(A^*) = \frac{\partial \mathcal{E}_0^{(0)}}{\partial z} \Big|_{z_A=0} = 2 \frac{z_P}{\left[R_{AP}^2 + (z_P)^2 \right]^{3/2}} = 2 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} \Big|_{z_A=0}. \quad (32)$$

На нижней границе модельного пласта $z = H$ задано условие непроницаемости теплового контакта, что дополнительно увеличивает вертикальный градиент в вышележащей области. Влияние нижней теплоизолированной границы можно оценить, вычислив на верхней границе градиент температуры $g(A^*)$ для полной системы источников-изображений (31) и сопоставить это значение с градиентом (32) для «формулы удвоения» $g_0(A^*)$:

$$g^{(0-H)} = \frac{\partial}{\partial z} G^{(0-H)}(A, P) \Big|_{z_A=0} = g_0 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{2nH - z_P}{\left[R_{AP}^2 + (2nH - z_P)^2 \right]^{3/2}} - \frac{2nH + z_P}{\left[R_{AP}^2 + (2nH + z_P)^2 \right]^{3/2}} \right]. \quad (33)$$

Как и следовало ожидать, добавочный вклад в приповерхностный градиент $g^{(0-H)}$ от всей системы изображений зависит от локализации источников поля z_P . Чем на большей глубине расположены источники,

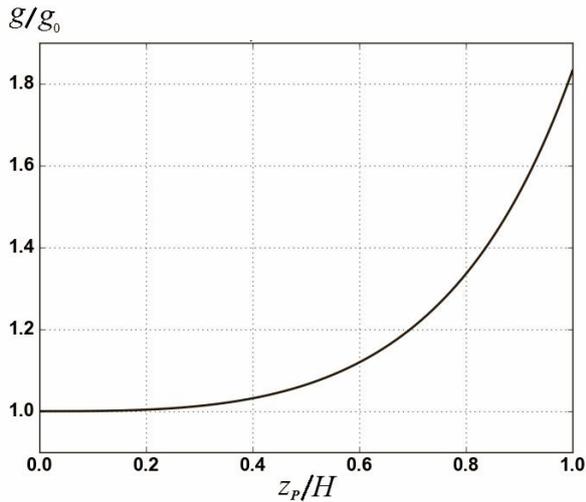


Рис. 4. График относительных изменений вертикального градиента функции Грина в эпицентре источника. Переменный параметр суммы ряда – относительная глубина залегания источника z_p/H . Число членов суммы знакопеременного ряда, принятого для вычислений $N=1000$

тем сильнее сказывается влияние нижней границы.

На рис. 4 приведен расчётный график эпицентральных ($R_{AP} = 0$) значений вертикального градиента g/g_0 в относительных единицах, как функции глубины z_p/H .

Как видим из рис. 4, сравнительно с градиентом «формулы удвоения» наибольший эффект (увеличение почти в два раза) наблюдается для источников, соприкасающихся с нижней границей слоя $z_p = H$. С уменьшением глубины источника эффект нижней границы значительно ослабевает и, например при $z_p = H/2$, не будет превышать 10%.

В практике геотермических исследований измеряемый по скважинам вертикальный геотермический градиент используется для определения интегральной величины глубинного теплового потока. Точность определения последнего не менее 15% (Булашевич, Щапов, 1983). Поэтому в схемах количественной интерпретации приповерхностного теплового потока вполне допустимо использование приближенной «формулы удвоения» (32) при условии, что восходящий (мантийный) тепловой поток задан на глубине, превышающей двукратную мощность слоя источников радиогенной теплогенерации в земной коре.

Приближение малой контрастности

Общее решение задачи теплового сопряжения сводится к системе интегральных уравнений с неявно заданным оператором, когда искомая температура в неоднородной по теплопроводности среде выражается через значения своей нормальной производной на граничных поверхностях контактирующих сред. При постоянной теплопроводности, решение трансформируется к интегральной формуле задачи гравиметрии, согласно которой температура (потенциал W (26) первичного поля) просто равняется ньютоновскому потенциалу тепловых источников с приведенной «массовой» плотностью Q/λ . Основная сущность (и, соответственно, трудность) задачи сопряжения связана с вычислением вклада от потенциалов простого слоя с подлежащей определению поверхностной плотности (23) источников $v(S_i)$.

В теории стационарных электрических и магнитных полей рассматривается приближенная постановка задачи сопряжения (так называемая «Постановка II»), когда взаимовлиянием тел с различной электропроводностью (или магнитной восприимчивостью) можно пренебречь (Цирульский, Мартышко, 1979). Это допустимо лишь при незначительной разнице электрических (или магнитных) свойств аномалиеобразующих объектов (Мартышко, 1996). В задачах стационарной теплопроводности параметр теплопроводной контрастности ε сопредельных сред вполне идентичен коэффициенту магнитной восприимчивости χ .

Обратимся вновь к решению задачи (25) для модели слоистого пласта с горизонтальными границами внешнего обрамления. Предельный (бесконечный) контраст теплопроводностей в окрестности этих границ служит неким эквивалентом постановки однородных граничных условий по температуре и тепловому потоку. Функция Грина (31) смешанной задачи Дирихле-Неймана обеспечивает выполнение однородных условий на внешних границах области. Тем самым исключается влияние внешних границ на контактные условия

сопряжения внутри области. На внутренних граничных поверхностях слоистого пласта контраст теплопроводностей сопредельных сред не слишком велик. Так для образцов мономинерального типа это значение варьируется в пределах двух. Для горных пород в условиях естественного залегания контраст теплопроводностей литологических разностей гораздо ниже и находится в окрестности (1,1–1,5) отн. ед. Это подтверждается результатами выборки из коллекции образцов горных пород различного возраста и вещественного состава для территории Урало-Сибирского региона (Голованова, 2005).

При отношении теплопроводностей для соседних слоев $\lambda_i / \lambda_{i+1} = 2$ параметр теплопроводной контрастности $\varepsilon_i = 0,33$, а при отношении $\lambda_i / \lambda_{i+1} = 1,1$ этот параметр практически не значим $\varepsilon_i = 0,05$. Следовательно, линейные по произведениям $(\varepsilon_i \varepsilon_k)$ и квадратичные по $(\varepsilon_i)^2$ сомножители имеют более высокий порядок малости и в разложении (23) ими можно пренебречь. При этом принципиально (и в лучшую сторону) меняется структура решения задачи теплового сопряжения.

В приближенной «Постановке II» приграничный разрыв нормальных производных температуры записывается в линейном приближении по параметру ε_i :

$$\left(\frac{\partial T_{i+1}}{\partial N_{S_i}} - \frac{\partial T_i}{\partial N_{S_i}} \right) = 2\varepsilon_i \frac{\partial W}{\partial N_{S_i}};$$

$$\varepsilon_i = \left(\frac{\lambda_i - \lambda_{i+1}}{\lambda_i + \lambda_{i+1}} \right), \quad i = \overline{1 \dots M}.$$

Это будет соответствовать первому, линейному по ε_i члену разложения главной части интегрального оператора в системе уравнений (23). Плотности простых слоев $v_i(S_i)$, вместо системы перекрестных интегральных уравнений, будут вычисляться по линейным формулам, как градиенты первичного потенциала объемных тепловых источников:

$$v_i(S_i) = 2\varepsilon_i \Gamma_i(S_i) =$$

$$= 2\varepsilon_i (\mathbf{N}_{S_i} \cdot \nabla_A) W(A) \Big|_{A \rightarrow Q_i \in S_i}. \quad (34)$$

где

$$\Gamma_i(S_{Q_i}) =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \iiint_D \frac{Q(\tau_C)}{\lambda(\tau_C)} (\mathbf{N}_{S_i} \cdot \nabla_{Q_i}) G(Q_i, C) d\tau_C. \quad (35)$$

Заметим, что здесь и в дальнейших выкладках верхний индекс « $\langle 0 - H \rangle$ » в формулах для модели пласта конечной мощности H мы опускаем как символ, утративший смысловую нагрузку.

Неявно заданный оператор интегральной формулы (25) для температуры становится определенным:

$$T(A) = \frac{1}{4\pi} \iiint_D \frac{Q(\tau_C)}{\lambda(\tau_C)} G(A, C) d\tau_C -$$

$$- \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^M \varepsilon_k \iint_{S_k} \Gamma_k(P_k) G(A, P_k) dS_{P_k}. \quad (36)$$

Полученное решение задачи сопряжения (36) следует интерпретировать как температуру тепловых источников Q в слоисто-неоднородной по теплопроводности среде, включающую « M » внутренних границ тепловых контактов и дополнительные две внешние ограничительные плоскости (верхняя и нижняя) с нулевой температурой и нулевым тепловым потоком. Отличительная особенность данного решения состоит в том, что для температуры и нормальных составляющих ее градиентов (35) выполняется принцип суперпозиции относительно источников поля. Для объемных источников теплогенерации Q это очевидно; для взаимно независимых источников простого слоя (34) это установлено. Таким образом, вклад в сумму источников v_i от всех внутренних границ S_i сопредельных слоев является аддитивным. И если источникам Q придать смысл плотности источников радиогенной теплогенерации, то мы получим распределение температуры в слоях земной коры. Однородное граничное условие по глубинному тепловому потоку исключает тепловое взаимодействие в модели на границе «кора-мантия».

Вычислим вклад в тепловой поток от источников теплогенерации, распределен-

ных в земной коре. На границе полупространства $z = 0$ восходящая составляющая теплового потока пропорциональна правостороннему значению вертикального градиента температуры, взятого со знаком «←»:

$$q(x, y) \Big|_{z=0} = -\lambda_1 \cdot \nabla T \Big|_{z=0} + 0.$$

Градиент температуры пропорционален градиенту функции Грина по точке A . Согласно (33) на границе полупространства $z_A = 0$ имеем:

$$g(A^*, P) = \frac{2z_P}{[R_{AP}^2 + (z_P)^2]^{3/2}} - 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{2nH - z_P}{[R_{AP}^2 + (2nH - z_P)^2]^{3/2}} - \frac{2nH + z_P}{[R_{AP}^2 + (2nH + z_P)^2]^{3/2}} \right].$$

Тепловой поток вычисляется через интеграл-свертку от градиента функции Грина и суммы источников простого слоя по всем границам тепловых контактов:

$$q(A) \Big|_{z=0} = q(A^*) = -\lambda_1 \nabla W + \frac{\lambda_1}{2\pi} \sum_{k=1}^M \varepsilon_k \iint_{S_k} \Gamma_k(P_k) g(A^*, P_k) dS_{P_k}. \quad (37)$$

В зависимости от требуемой точности практических вычислений можно использовать «формулу удвоения» (32) для вертикального градиента функции Грина. Заменяя в (37) g на g_0 , получим удобную формулу для вычисления вклада коровых источников тепла в тепловой поток с поверхности Земли, точнее – с поверхности «нейтрального слоя».

$$q(x_A, y_A, 0) = q(A^*) = \frac{\lambda_1}{2\pi} \left[\iiint_{V_C} \frac{Q(r_C)}{\lambda(r_C)} g_0(A^*, C) d\tau_C + \sum_{k=1}^M \varepsilon_k \iint_{S_k} \Gamma_k(P_k) g_0(A^*, P_k) dS_{P_k} \right]. \quad (38)$$

где

$$g_0(A^*, P_k) = \frac{2z_P}{[(x_A - x_P)^2 + (y_A - y_P)^2 + (z_P)^2]^{3/2}}.$$

Формула (38) служит основой вычисления стационарных тепловых полей для сеточной модели распределения теплофизических параметров, построенной на базе данных трехмерной плотностной модели (Мартышко и др., 2016) и экспериментальных данных статистической зависимости «плотность – теплогенерация» и «плотность – теплопроводность» (Голованова, 2005). Следует особо подчеркнуть, что все расчетные элементы формулы (38) соответствуют решению классических задачи грави- и магнитометрии. Первое слагаемое в квадратных скобках, с точностью до множителя эквивалентно гравитационному полю тепловых источников с приведенной «массовой» плотностью Q/λ . Второе слагаемое в квадратных скобках структурировано наподобие вертикальной компоненты магнитного поля от источников векторной намагниченности, условно соответствующей градиенту ∇W Ньютоновского потенциала теплового поля.

Вернемся к началу настоящей работы и обратимся к третьей формуле Грина (5). Сравнивая (5) и (36) видим, что вклад в распределение температур от глубинного теплового потока выражается через поверхностный интеграл по нижней горизонтальной плоскости S_H

$$T(A) = T_Q(A) - \frac{1}{4\pi} \iint_{S_H} G(A, P_H) \mu(P_H) dS_H = T_Q(A) + T_M(A), \quad (39)$$

где под $T_Q(A)$ понимается формула (36) для температуры тепловых источников в земной коре. Аналогично под $T_M(A)$ будем понимать мантийную составляющую температуры.

$$T_M(A) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_H} G(A, P_H) \mu(P_H) dS_H. \quad (40)$$

В неоднородных условиях Неймана

задачи (1–2) плотность простого слоя $\mu(S_H)$ на нижней граничной плоскости задана по направлению нормали \mathbf{N}_{S_H} , параллельной оси глубин. В терминах восходящего потока условие на этой границе преобразуется к виду:

$$\left. (\mathbf{N}_{S_H} \cdot \nabla T) \right|_{\tau \in S_H} = \mu(S_H) = -\frac{q(S_H)}{\lambda_{M+1}},$$

где $q(S_H) = q(x_H, y_H, H)$ – восходящая составляющая заданного глубинного теплового потока.

Вклад глубинной составляющей в приповерхностный тепловой поток вычисляется при $z_A = 0$ по вертикальному градиенту температуры (40):

$$q_M(x_A, y_A, 0) = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_{M+1}} \right) \times \quad (41)$$

$$\times \frac{1}{2\pi} \iint_{S_H} \frac{H}{\left[(x_A - x_P)^2 + (y_A - y_P)^2 + H^2 \right]^{3/2}} \times$$

$$\times q(x_H, y_H, H) dS_H.$$

Отметим, что здесь, как и в формуле (38) для коровой составляющей потока, использовано приближение «формулы удвоения» (32) для вертикального градиента функции Грина.

Формула (41) тождественна формуле Пуассона для задачи аналитического продолжения функции $q(S_H)$ с глубины $z = H$ на уровень земной поверхности $z = 0$. Этот последний вывод, сформулированный для мантийной составляющей стационарного теплового потока, полностью соответствует ранее известным результатам задачи аналитического продолжения потенциальных (гравитационных) полей с горизонтальной плоскости «вверх-вниз» на некоторый уровень (Мартышко, Пруткин, 2003; Ладовский, Гемайдинов, 2018).

Заключение

Развитие методов количественной интерпретации потенциальных гравитационных и магнитных полей с построением трехмерных сеточных моделей распределения плотности и намагниченности предопределило возможность верификации искомых параметров в полях принципиально

иной эндогенной природы – полях стационарных температур и тепловых потоков. Сохранение преемственности алгоритма численных расчетов потребовало решения прямой задачи геотермии для сложнопостроенной модели геологической среды.

Для модели в виде слоисто-неоднородного пласта конечной мощности выписано решение смешанной граничной задачи Дирихле-Неймана с однородными граничными условиями на внешних границах обрамления. Смешанная краевая задача рассматривается как частный случай более общей задачи теплового сопряжения для предельных значений коэффициентов теплопроводности (ноль или бесконечность) сопредельных толщ, внешних относительно пласта. При помощи второй формулы Грина построено решение задачи Дирихле-Неймана с неоднородными граничными условиями по температуре и тепловому потоку. Для модели слабоконтрастных по теплопроводности слоистых сред получена явная аналитическая формула решения задачи линейного сопряжения в «Постановке II», реализующая аддитивный алгоритм количественных вычислений в классе криволинейных границ раздела. Все формулы из решения задачи теплового сопряжения для слабоконтрастных сред соответствуют классическим решениям для задач грави- и магнитометрии и задач аналитического продолжения гармонических функций при их пересчете на высоту или в направлении источников.

Таким образом, правильно выбранная стратегия континуального подхода к решению граничных задач сопряжения для моделей кусочно-однородных сред (граничных задач с условиями IV рода) позволяет получить замкнутую аналитическую формулу для достаточно сложной геометрии среды, а также выделить в явном виде и устранить особенности полученных решений. При выполнении условий аддитивности полей от «индуцированных» источников, лежащих на невзаимодействующих граничных поверхностях тепловых контактов, допустимо применение унифицированных сеточных алгоритмов для вычисле-

ния стационарных температур и тепловых потоков в неоднородных средах (с последующей практической возможностью количественной интерпретации стационарного теплового режима земной коры).

Литература

Боголюбов А.Н., Левашова Н.Т., Могилевский И.Е., Мухартова Ю.В., Шапкина Н.Е. Функция Грина оператора Лапласа. М.: МГУ, 2012. 130 с.

Булашевич Ю.П. Информативность геотермии при изучении земной коры Уральской эвгеосинклинали // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1983. № 8. С. 76–83.

Булашевич Ю.П., Бурдин Ю.Б., Больщиков В.А., Юрков А.К. Аргон – гелиевое соотношение в подземных водах и его связь с распределением радиоактивных элементов в горных породах // Ядерно – геофизические исследования. Свердловск: УрО РАН, 1990 68 с.

Булашевич Ю.П., Ладовский И.В. Геотермические аномалии от природных объектов с контрастной теплопроводностью // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1986. № 3. С. 71–76.

Булашевич Ю.П., Щатов В.А. Геотермическая характеристика Урала // Применение геотермии в региональных и поисково – разведочных исследованиях. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. С. 3–17.

Владимиров В.С., Жаринов В.В. Уравнения математической физики. М.: Физматлит, 2000. 400 с.

Гельфанд И.М., Шилов Г.Е. Обобщенные функции и действия над ними. М.: Физматгиз, 1959. 979 с.

Голованова И.В. Тепловое поле Южного Урала. М.: Наука, 2005. 190 с.

Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая школа, 1970. 712 с.

Ладовский И.В. О решении задач линейного сопряжения стационарных тепловых полей для моделей слоистых сред с криволинейными границами. Часть I. Обобщенно-непрерывный оператор задачи сопряжения // Уральский геофизический вестник. 2018. № 2. С. 40–51. DOI: 10.25698/UGV.2018.2.5.40.

Ладовский И.В. Об аналитическом реше-

нии потенциальных краевых задач в кусочно-однородных средах // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. № 5. С. 35–46.

Ладовский И.В., Гемайдинов Д.В. О методе регуляризации для расчета параметров сглаживающего фильтра при аналитическом продолжении потенциальных полей // Уральский геофизический вестник, 2018. № 3. С. 30–37.

Ладовский И.В., Шестаков А.Ф. О решении задач линейного сопряжения для стационарных геофизических полей в кусочно-однородных средах // Уральский геофизический вестник. 2009. № 2(15). С. 46–56.

Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.

Мартышко П.С. Обратные задачи электромагнитных геофизических полей. Екатеринбург: УрО РАН, 1996. 143 с.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Федорова Н.В., Бызов Д.Д., Цидаев А.Г. Теория и методы комплексной интерпретации геофизических данных. Екатеринбург: УрО РАН. 2016. 94 с. ISBN 978-5-7691-2463-1.

Мартышко П.С., Пруткин И.Л. Технология разделения источников гравитационного поля по глубине // Геофизический журнал. 2003. Т. 25. № 3. С. 159–168.

Тихонов А.Н. О влиянии радиоактивного распада на температуру земной коры. // Изв. АН. СССР, сер. геогр. и геофиз. 1937. № 3. С. 431–459.

Тихонов А.Н., Самарский. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 736 с.

Франк Ф., Мизес Р. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М.;Л.: ОНТИ, 1937. 998 с.

Хачай Ю.В., Дружинин В.С. Возможности применения геотермии для восстановления динамики переходной зоны мантии Урала // Глубинное строение и развитие Урала. Екатеринбург: Наука. 1996. С. 298–306.

Хачай Ю.В., Дружинин В.С. Геотермический разрез литосферы Урала вдоль широтных профилей ГСЗ // Физика Земли. 1998. № 1. С. 67–70.

Цирульский А.В., Мартышко П.С. Об учете размагничивающего эффекта в задачах магниторазведки // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. № 3. С. 49–56.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

В журнале «Уральский геофизический вестник» публикуются результаты оригинальных георетических и экспериментальных исследований в областях физики земных недр и прикладной геофизики. Журнал публикует статьи, написанные исследователями, работающими в Российской Федерации, представляемые на русском языке. Статьи зарубежных авторов (или авторского коллектива, в который входят зарубежные исследователи) могут быть представлены на английском языке. Статьи, соответствующие профилю журнала, принимаются к опубликованию после *рецензирования экспертами*. Редакция журнала оставляет за собой право отклонять материалы, не соответствующие тематике журнала, и просит авторов журнала следовать изложенным ниже правилам.

Статьи должны быть оформлены в редакторе Microsoft Word 2007 и старше.

1. Объем статьи не должен превышать 15 страниц, включая иллюстрации, таблицы и список литературы (шрифт Times New Roman, размер 12 пт, один межстрочный интервал, поля со всех сторон – 2 см, отступ абзаца – 0,75 см).

2. Рукописи представляются в окончательно проверенном и подписанном автором (авторами) виде в двух отпечатанных экземплярах с обязательным приложением электронного варианта.

Зарубежные авторы **представляют электронные варианты и скан страницы с подписью**.

Рисунки прилагаются к рукописи (каждый на отдельном листе) и могут включаться в рукопись для удобства чтения.

Используемые рисунки должны быть представлены в виде **отдельных графических файлов**.

Бумажная и электронная версии рукописи должны быть идентичны.

3. К рукописи прилагаются:

1) направление в журнал от организации, в которой данное исследование выполнено (печать обязательна);

2) заключение о возможности открытого опубликования (для российских авторов). С зарубежными авторами подписываются авторские соглашения;

3) сведения об авторах, включающие полные имена и отчества всех авторов, их номера телефонов и адреса;

4) контактный телефон и электронный адрес автора (авторов) для решения вопросов, связанных с прохождением статьи.

4. Рукопись должна быть скомпонована в следующем порядке:

1) индекс статьи по универсальной десятичной классификации (УДК), выровненный по правому краю;

2) название статьи (должно быть кратким, конкретным и отражать содержание работы), набирается с выравниванием по центру прописными буквами (полужирный шрифт);

3) фамилии и инициалы авторов (без отступа), а после тире – организация и город. Если авторы из разных организаций, фамилия (фамилии) авторов из каждой организации начинаются с новой строки. Указание организации следует за последним автором;

4) аннотация, которая начинается со слова «**Аннотация**» (полужирный курсив), без отступа на первой строке, размер шрифта 11 пт;

5) ключевые слова (курсив, отступ 0,75 см, размер шрифта 12 пт);

6) авторский перевод названия статьи, фамилий и инициалов авторов, организаций, аннотации и ключевых слов на английский язык;

7) текст статьи;

8) список литературы.

Например:

УДК 550.832.9

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПОРОД И ИЗУМРУДОСНЫХ СЛЮДИТОВ НА МАРИИНСКОМ ИЗУМРУДНО-БЕРИЛЛИЕВОМ МЕСТОРОЖДЕНИИ (СРЕДНИЙ УРАЛ)

Иванченко В.С., Баженова Е.А. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Попов М.П. – Институт геологии и геохимии УрО РАН, Екатеринбург

Пелешко О.П. – АО «Мариинский рудник», Асбест

Аннотация. Рассмотрены вопросы изучения магнитной восприимчивости основных пород и руд-

ного комплекса (изумрудноносных слюдитов и кварц-плагиоклазовых жил с бериллом) на самом известном уральском изумрудно-бериллиевом месторождении – Мариинском. Сделана попытка создания новой экспресс-методики изучения магнитной восприимчивости пород непосредственно в подземном руднике. Измерения были проведены на типовых породах и рудах по обнажениям в очистных (слоевые орта, заходки) и геологоразведочных выработках (рудные штреки) на горизонтах +15; –30; –120 м.

Урал, магнитная восприимчивость, слюдиты, кварц-плагиоклазовые жилы, изумрудно-бериллиевое сырьё.

THE STUDY OF MAGNETIC SUSCEPTIBILITY
OF ROCKS AND IZUMRUDNYJ SLUDIO IN
THE MARIINSKY EMERALD-BERYLLIUM DEPOSIT (MIDDLE URALS)

Ivanchenko V.S., Bazhenova E.A. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Popov M.P. – Institute of Geology and Geochemistry UB of RAS, Yekaterinburg

Peleshko O.P. – Joint-stock company of the Mariinsky mine, Asbestos

Abstract. The questions of studying the magnetic susceptibility of the main rocks and ore complex (emerald mica and quartz-plagioclase veins with beryl) at the most famous Ural emerald-beryllium Deposit – Mariinsky are considered. An attempt is made to create a new Express method of studying the magnetic susceptibility of rocks directly in an underground mine. The measurements were performed on the model rocks and ores exploration production (ORT layer, zagadki) and exploration workings (ore drifts) on the horizon +15; –30; –120 m.

Ural, magnetic susceptibility, mica, quartz-plagioclase veins, emerald-beryllium raw materials.

Статья должна быть разбита на разделы, отражающие ее содержание. Рекомендуются следующие стандартные рубрики статьи: «**Введение**», «**Исходные данные**», «**Аппаратура и методика**», «**Результаты исследования**», «**Обсуждение результатов**», «**Выводы**»; иногда более целесообразен объединенный раздел «**Результаты и их обсуждение**». Также могут быть использованы необходимые автору рубрики.

При использовании в тексте статьи сокращений (кроме стандартных) следует давать им расшифровку при первом упоминании.

Во всех материалах статьи должны использоваться физические единицы, принятые в Международной системе единиц СИ.

Точка не ставится после: рубрики, заглавия статьи, ключевых слов, заголовков I и II уровней, названий таблиц, размерностей (м – метр, г – грамм, т – тонна, с – секунда, мин – минута, сут – сутки, град – градус, атм – атмосфера, млн – миллион, млрд – миллиард, трл – триллион).

Точка ставится после: аннотации, сокращений (мес. – месяц, г. – год, тыс. – тысяча, р. – река, оз. – озеро, д. – деревня, пос. – поселок, г. – город).

Тире с пробелами используется для обозначения текстового тире.

Тире без пробелов обозначает систему, границу, зависимость, интервал «от–до». Например, температура 150–170 °С. Если числа отрицательные, вместо тире ставится многоточие: –5...–7 °С.

Дефис без пробелов: ИК-спектроскопия, U-Pb возраст.

Формулы и символы в строке текста набираются с помощью клавиатуры либо – вкладки Символ меню Вставка.

Формулы должны быть пронумерованы, если в тексте имеются ссылки на них. При наборе формул и текста *латинские буквы выделяют курсивом*, а *русские, греческие и цифры – прямым шрифтом*. Кегль шрифта в формулах должен совпадать с кеглем шрифта основного текста. Тригонометрические знаки (sin, cos, tg, arcsin и т. д.), знаки гиперболических функций (sh, ch, th, ctg и т. д.), обозначения химических элементов (Al, Cu, Na и т. д.), некоторые математические термины (lim, In, arg, grad, const и т. д.), числа или критерии (Re – Рейнольдса и т. д.), названия температурных шкал (°С – градусы Цельсия и т. д.) *набираются прямым шрифтом*.

Номера формул заключаются в круглые скобки, пишутся справа от формулы. В тексте номера формул упоминают в отдельных круглых скобках, например: формулы (1)–(3).

Размерности величин отделяются от цифры пробелом. При перечислении или в числовых интервалах размерность приводится лишь для последнего числа (18–20 см; 2, 8, 12 м). Размерности переменных пишутся через запятую (L, m) по всему тексту, включая подписи к рисункам и обозначения осей на рисунках.

Формулы и символы пишутся единообразно во всех материалах статьи.

Таблицы располагаются в тексте статьи, размер шрифта 11 пт, выравнивание по левому краю. Заглавия столбцов пишут с большой буквы. Таблицы, сканированные как изображения, не принимаются.

Например:

Таблица 1. Минеральный состав исследованных образцов

Минеральный состав бруситовой породы	Содержание, %	
	образец Б1	образец Б2

Продолжение и окончание таблицы на следующей странице должно иметь заголовок: Табл. 1. Продолжение или Табл. 1. Окончание.

Таблицы нумеруются арабскими цифрами в порядке их упоминания в тексте. Пример ссылки на таблицу: (табл. 1). При повторной ссылке на таблицу: (см. табл. 1).

Для карт следует указать в тексте или в подрисуночной подписи масштаб, направление север-юг должно обозначаться стандартной стрелкой.

Рисунки и фотографии в электронном виде представляются в форматах: *.tif, *.gif, *.jpg, *.bmp (черно-белые или цветные) в виде отдельных графических файлов. Они должны быть контрастными и четкими. На рисунке должно быть минимум букв и цифровых обозначений, обязательно объясненных в статье или в подрисуночных подписях. Конечные размеры должны быть 5x23 см для размещения в одной колонке и 17x23 см – в двух колонках (при разрешении 300 dpi). Количество рисунков не должно превышать шести на авторский лист.

Рисунки с нечитаемыми или плохо читаемыми надписями, с подписями «от руки», слишком тонкими линиями не принимаются.

Ссылка на все рисунки в тексте обязательна (по мере их упоминания). Пример ссылки: 1) на рис. 1; 2) см. рис 1 (при повторе).

Ссылки на литературные источники в тексте приводятся в круглых скобках с указанием только фамилии автора и года. При формальном совпадении ссылок после года ставится буква, например (Петров, 2016а). Если авторов статьи два, то приводят обе фамилии: (Петров, Иванов, 2015), если их три и более, то делается ссылка на первого автора статьи, например (Петров и др., 2011). Не допускаются ссылки на неопубликованные материалы. При необходимости такие материалы могут быть оформлены как частное сообщение в виде подстрочных примечаний (сносок).

В списке литературы по алфавиту сначала перечисляются русские, потом иностранные издания без нумерации.

Примеры оформления списка литературы

Монографии, брошюры

Логачев А.А., Захаров В. Магниторазведка. Изд. 5-е, перераб. и доп. Л.: Недра, 1979. 351 с.

Осадочные породы докембрия / Под ред. М.А. Гладкова. М.; Л.: Наука, 1935. 240 с.

Ссылка в тексте (Осадочные ... , 1935).

Статьи в периодических изданиях

Абатурова И.В., Грязнов О.Н. Инженерно-геологические условия месторождений Урала в скальных массивах // Изв. вузов. Горный журнал. 2014. № 6. С. 160–168.

Авторефераты, диссертации

Андреев Н.И. Тектоника Тараташского моноклинория структуры рудного поля и околорудные ореолы Саткинских месторождений кристаллического магнетита (Южный Урал): Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. МГУ. М., 1995.

Сушко А.Е. Разработка специального математического и программного обеспечения для автоматизированной диагностики сложных систем: Дис. ... канд. техн. наук. МИФИ. М., 2007.

Депонированные материалы

Рыжий Б.П., Беллавин О.В., Начапкин Н.И., Колтышева Е.С. Палеогеодинамические исследования на основе седиментологического анализа с использованием геотензометров. Ин-т геофизики УрО РАН. Екатеринбург, 1998. 19 с. – Рукопись деп. в ВИНТИ. № 1482-1398.

Сетевые источники

Бадюков Д.Д. Метеоритные кратеры на территории России, 2002. [Электронный ресурс]. URL: http://www.meteorites.ru/menu/encyclopaedia/ruscraters_full.html (дата обращения 25.07.2017).

При наличии нескольких авторов необходимо указывать все фамилии.

Рукописи, оформленные без соблюдения настоящих правил, возвращаются авторам без рассмотрения.

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК № 4 (34) 2018

ISSN 1991-0223

Учредитель

Уральское отделение Российской академии наук

Соучредитель

Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН

Ответственный за выпуск

С т р о к и н а Л. Г.

Подписано в печать 17.12.2018.
Формат 60x84 1/8. Усл. печ. л. 9,7
Уч.-изд. л. 9,8. Тираж 100
Заказ № 116

620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 100
Институт геофизики УрО РАН

Размножено с готового оригинал-макета в типографии
ООО «ИРА УТК», 620089, г. Екатеринбург, ул. Луганская, д. 59/4

Внимание читателей!

В ИНСТИТУТЕ ГЕОФИЗИКИ УРО РАН
С 2000 ГОДА ИЗДАЕТСЯ

«УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК»

На страницах журнала публикуются оригинальные теоретические, экспериментальные и методические статьи по геофизике и связанной с ней тематике с учетом специфики геологии Урала и прилежащих территорий. Публикуются также результаты измерения закономерностей пространственного и временного распределения геофизических полей, методические и аппаратные разработки, сообщения и другая информация.

- Рассчитан на широкий круг читателей: геофизиков и геологов, научных работников, инженеров, преподавателей, аспирантов и студентов.
- Периодичность – 4 номера в год.
- Индекс 15608.
- Свидетельство о регистрации: ISSN 1991-0223 от 26.07.2006 г.
- Своевременное оформление подписки через агентство «АРСМИ» или заказы в редакции Института геофизики УрО РАН гарантируют Вам получение журнала. Возможно приобретение номеров журнала за прошлые годы.

**Подписывайтесь, заказывайте и читайте
«Уральский геофизический вестник»**
