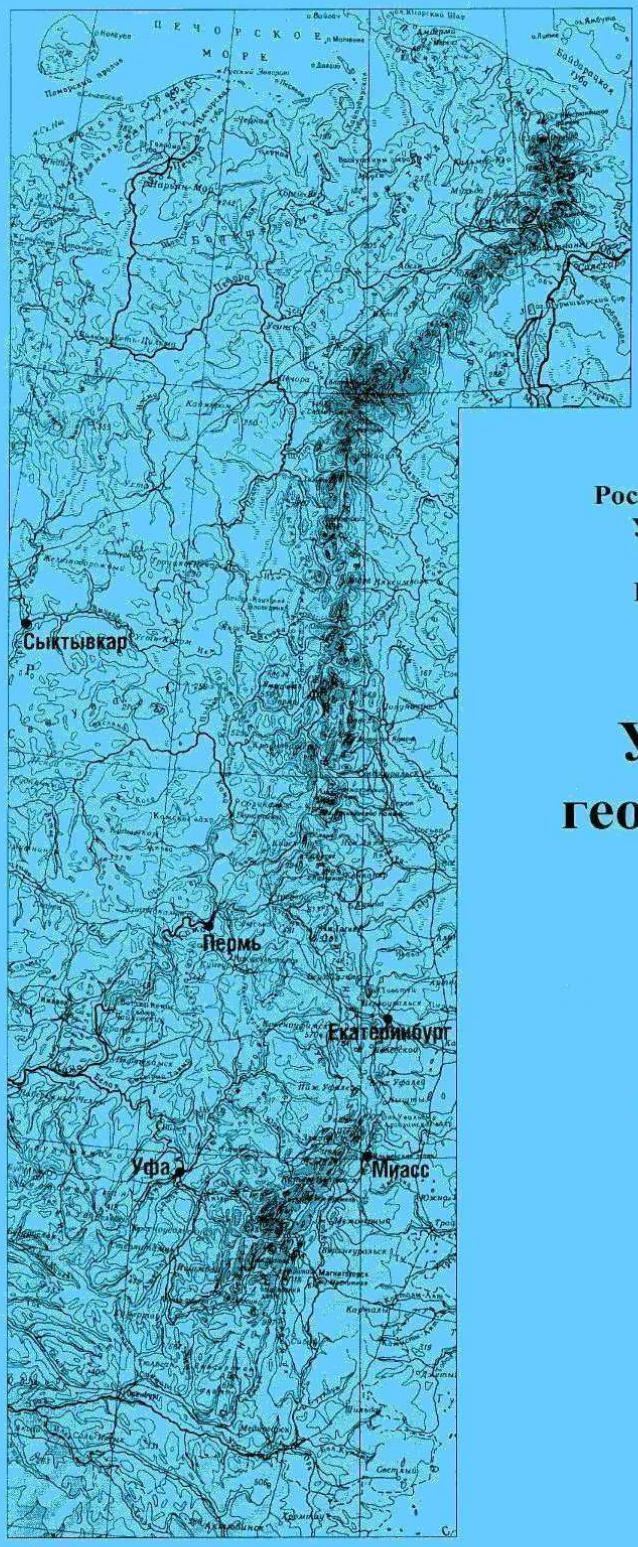
ISSN 1991-0223



Российская академия наук
Уральское отделение

Институт геофизики

Уральский геофизический вестник

№ 1
2014

Екатеринбург
2014

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

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

№ 1 (23)

Основан в 2000 г.
Выходит 2 раза в год
ISSN 1991– 0223

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор
Мартышко П.С. (mpsdir@mail.ru)
Заместитель главного редактора
Бахтерев В.В. (ugv@bk.ru)
Ответственный секретарь
Аревкова Э.О.

Члены редколлегии:

Бычков С.Г., Глухих И.И., Демежко Д.Ю.,
Дружинин В.С., Романюк Т.В., Уткин В.И.,
Хачай Ю.В., Хуторской М.Д., Шаров Н.В.,
Шестаков А.Ф., Эпов М.И.

Институт геофизики УрО РАН
Ул. Амундсена, 100
20016, г. Екатеринбург, Россия
Тел. (343) 267 88 68/267 88 88
Факс. (343)267 88 72
E-mail: mpsdir@mail.ru

Екатеринбург, 2014

СОДЕРЖАНИЕ

Бахтерев В.В.
К вопросу об идентификации гипербазитов Урала по параметрам их высокотемпературной электропроводности….. 4

БеликовВ.Т., Рывкин Д.Г.
Использование данных наблюдений акустической эмиссии для изучения структуры горных пород…… 11

Вишнев В.С.
Информационные параметры в методе электроразведки блуждающими токами тяговой сети железной …… 22

Глухих И.И., Белоглазова Н.А., Корнилов В.С., Лузянин П.В.
К вопросу определения угла наклона границы двух сред по результатам трехкомпонентных измерений магнитного поля в скважинах……..……... 30

Горностаева А.А.
Алгоритм расчета изменений теплового потока через земную поверхность по данным об изменениях температуры поверхности…….. 37

Давыдов В.А.
Эквивалентные схемы и основные характеристики различных датчиков электромагнитных сигналов в широкой полосе частот……. 46

Мартышко П.С., Пьянков В.А., Рублев А.Л.
Анализ различных методов трансформации геофизических полей……... 55

Мартышко П.С., Рублев А.Л., Федорова Н.В.
Метод нахождения поверхностей намагниченных слоев земной коры…… 61

Миндубаев М.Г.
Результаты численного моделирования 2D конвекции в наклонных пористых слоях.. 67

Носкевич В.В., Федорова Н.В., Бебнев А.С., Вдовин А.Г., Мехоношина Т.Л.
Результаты исследования геофизическими методами археологического памятника бронзового века городище Андреевское (Южный Урал)…… 72

Хачай Ю.В., Антипин А.Н., Анфилогов В.Н.
Численное моделирование распределения температуры на стадии аккумуляции Земли в 3D модели и особенности ее первичной минерагении……... 81

==========

Вниманию читателей!

Необходимые номера журнала можно заказать по адресу редакции:
620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100. Институт геофизики УрО РАН.
Тел. (343)2678868/2678889, факс (343)2678872, E-mail: uralgeoph@mail.ru

CONTENTS

Bakhterev V.V.
On the typification giperbasites Urals parameters for their high conductivity… 4

Belikov V.T., Ryvkin D.G.
Using the acoustic emission data for study the structure of rocks…….. 11

Vishnev V.S.
Information parameters of electrical prospecting method by stray currents of the railway traction network…… 22

Gluchich I.I., Beloglazova N.A., Kornilov V.S., Lousianin P.V.
On determination angle boundary between two media results for ternary magnetic field measurements in boreholes…... 30

Gornostaeva A.A.
The calculation algorithm of ground surface heat flux changes from ground surface temperature changes……... 37

..

Davydov V.A.
Equivalent circuits and the basic characteristics of different electromagnetic sensors in the broad frequency band…….. 46

Martyshko P.S., Pyankov V.A., Rublev A.L.
Analysis of different methods of geophysical fields……. 55

Martyshko P.S., Rublev A.L., Fedorova N.V.
The method of earth crust magnetized layers construction……. 61

Mindubaev M.G.
Results of numerical modeling 2D convection in an inclined porous layers…….. 67

Noskevich V.V., Fedorova N.V., Bebnev A.S., Vdovin A.G., Mehonoshina T.L.
Results of the geophysical research of Bronze Age archeological monuments Andreevskoe (Southern Ural mountains)…….. 72

Khachay Yu.V., Antipin A.N., Anfilogov V.N.
Numerical simulation of temperature distribution at the stage of the Earth in 3D model and its early minerageny……. 81

==========

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) 2678868/2678889, a fax (343)2678872, E-mail: uralgeoph@mail.ru

УДК 550.8:553.08:53/54

К ВОПРОСУ ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ ГИПЕРБАЗИТОВ УРАЛА ПО ПАРАМЕТРАМ ИХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

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

Аннотация. Изучены образцы горных пород из различных структурно-вещественных комплексов некоторых гипербазитовых массивов Урала. Получены температурные зависимости электрического сопротивления в интервале температур 20–800 ºС. Определены электрические параметры $\lg R_o$, E_o исследованных образцов. Выявлена обратная линейная зависимость между параметрами. Она выражается формулой $\lg R_o = a - bE_o$. При этом коэффициент a практически одинаков для всех исследованных массивов и участков в них (7,0–7,4). Коэффициент b меняется непрерывно от 5,8 до 13,2; отличается не только для каждого гипербазитового массива, но даже для отдельного участка в пределах одного массива.

Гипербазиты, электрическое сопротивление, энергия активации, высокая температура.

ON THE TYPIFICATION GIPERBASITES URALS PARAMETERS FOR THEIR HIGH CONDUCTIVITY

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

Abstract. Were studied rock samples from different structural-material complexes of some ultramafic massifs of the Urals. The experiments allowed to establish dependence of electrical resistance on temperature in the range of 20–800 °C. Are defined electrical parameters $\lg R_o$, E_o studied samples. There was an inverse linear dependence of between the parameters. It is expressed by the formula $\lg R_o = a - bE_o$. The coefficient a is practically the same for all studied massifs and plots them (7.0–7.4); the coefficient b changes continuously from 5.8 to 13.2; its value differs not only for each ultramafic massif, but even for an individual plot within the same massif.

Hyperbazite, electrical resistance, activation energy, high temperature.

Введение

Земные недра являются очень сложными и разнообразными как по строению, так и по вещественному составу образованиями. Это разнообразие заложено в самом их генезисе. Геологические явления протекают непрерывно, в результате образуются разные горные породы. Но и ряд различных геологических явлений может привести к образованию одной и той же по своим признакам горной породы. В процессе эволюции горные породы претерпевают разнообразные многократные изменения. При этом горные породы из отдельных однородных участков одного и того же геологического тела не всегда обособлены, а границу между ними можно провести в значительной мере условно.

Ультраосновные породы имеют специфический минеральный состав. Они состоят практически лишь из темноцветных минералов: оливина, ромбического и моноклинного пироксенов в различных соотношениях. Известен ряд их классификаций (Малахов, 1983; Золоев, Булыкин, 1983; Заварицкий, 1961).

Классификация гипербазитов на минеральной основе базируется на выделении основных типов пород по соотношению в них этих минералов. Так, И.А. Малахов (Малахов, 1983) для ультраосновных пород Урала выделяет пять основных групп в зависимости от содержания в них оливина, %: дунит – содержание оливина 90–100, оливиновый гарцбургит – 70–90, гарцбургит – 55–70, оливиновый энстатит – 10–35, энстатит – 0–10.

Химическая классификация предусматривает выделение класса ультраосновных пород при $SiO_2 < 45$ %, но содержание SiO_2 зависит от степени метаморфизма пород, поэтому большинство исследователей используют классификацию на количественно-минералогической основе. Классификация пород по содержанию только одного кремнезема является с методологиче-

ской точки зрения недостаточной. Современные классификации учитывают широкий комплекс элементов, входящих в состав горной породы. Наиболее детально такая классификация проведена А.Н. Заварицким (Заварицкий, 1961).

Граничные значения содержаний как минералов, так и SiO_2 традиционны и подтверждены статистически, но при этом условны, так как породы смежных отрядов, как и групп более низких уровней, связаны между собой постепенными переходами, и «естественные» границы между ними, как правило, отсутствуют.

Плодотворной оказалась классификация гипербазитов по формационному признаку, поскольку в этом случае выделяются закономерные ассоциации генетически связанных горных пород, повторяющиеся во времени и пространстве. Вполне естественно, что при этом, помимо геологических особенностей, необходимо учитывать и тектонический фактор. Иными словами, формации ультраосновных пород следует классифицировать как по набору пород, так и по их положению в истории развития геологических структур земной коры.

Петрографический словарь под редакцией В.П. Петрова и О.А. Богатикова (Петрографический…, 1981) определяет формацию, как «…естественное сообщество магматических горных пород, обладающих определенной общностью состава, проявляющееся в определенной геотектонической обстановке. Термин является общим классификационным понятием, в котором обобщены главные петрографические, петрохимические и другие особенности» (там же, 1981, с. 459).

Применительно к гипербазитам нет единого мнения относительно того, что считать формацией. Противоречивость взглядов на формационное расчленение гипербазитов Урала традиционно исходит из различного понимания исследователями роли и масштабов тех или иных геологических процессов. Однако, несмотря на это, среди гипербазитов Урала выделяют палеозойскую офиолитовую (альпинотипную), палеозойскую дунит-клинопироксенитовую формации и протерозойские габброидные гипербазиты (расслоенные интрузии) (Булыкин, Андреев, 1990; Варлаков, 1986; Золоев, Булыкин, 1983; Штейнберг, 1988). Главные формационные типы гипербазитов Урала различны по особенностям вещественного состава и металлогении. Гипербазиты отличаются большим разнообразием процессов серпентинизации, генезисом исходных пород и последующей тектономагматической эволюцией регионов их локализации.

Процессы серпентинизации многообразны по генетической природе. Ход и конечные продукты серпентинизации в значительной мере обусловлены физико-химической обстановкой и соотношениями явлений прогрессивного и регрессивного метаморфизма. При этом известны случаи выделения нескольких ассоциаций гипербазитов в пределах одного массива (Булыкин, 1977; Царицын, 1977; Попова и др., 1994 и др.). Особенности состава и структуры минералов этих пород отражают физико-химические условия обстановки их генезиса и неодинаковым и сложным образом влияют на величину и характер температурной зависимости электрического сопротивления отдельных образцов горных пород.

Результаты предыдущих исследований

Ранее (Бахтерев, 2004; 2008) были изучены образцы гипербазитов главных формационных типов. При исследовании высокотемпературной электропроводности горных пород выявлена обратная линейная зависимость между энергией активации (E_o) и так называемым коэффициентом электрического сопротивления ($\lg R_o$), с одной стороны, и принадлежностью образца к тому или другому формационному типу гипербазитов, с другой. Она выражается формулой $\lg R_o = a - bE_o$, где a и b – коэффициенты. Причем коэффициент a практически одинаков для всех исследованных образцов гипербазитов трех главных формационных типов (7,0–7,4), а коэффициент b отличается для разных типов исследованных гипербазитов (5,8 – Сарановский мас-

сив – расслоенные интрузии; 7,2 – гора Соловьева – Платиноносный пояс Урала; 12,1 – Баженовский массив – альпинотипные гипербазиты). При этом было установлено, что образцы гипербазитов из определенного формационного типа по своим электрическим параметрам укладываются на одну прямую, как бы формируя ее, с параметрами $\lg R_o$ и E_o. Однако значительная часть исследованных образцов (около 10–15 %), несмотря на тщательность привязки их, как считалось, к главным формациям, выпадала из этой зависимости.

Настоящая работа продолжает названные выше исследования. Ее основная задача: набор фактического материала за счет исследования образцов из большего числа генетически различных структурно-вещественных комплексов гипербазитов, на основе чего попытаться установить как меняются параметры образцов из разных массивов, хотя и относимых к «главным» формационным типам.

Методика исследований и образцы

Исследованные нами образцы были отобраны с ограниченной площади и не могут характеризовать весь гипербазитовый массив. Образцы с других участков в силу геологических особенностей массива могут отличаться от образцов, исследованных нами, вполне вероятно, что они будут иметь иные электрические параметры.

Методика исследований описана нами ранее (Бахтерев, 2004). Образцы серпентинитов вырезали в форме кубика с ребром 0,02 м. Электрическое сопротивление образцов измеряли двухэлектродной установкой через каждые 10 градусов в интервале температур 20–800 °С. Скорость нагревания 0,066 град/с. Температуру в системе определяли в 0,01 м от образца платиноплатинородиевой термопарой. Измерения осуществляли на постоянном токе.

Измерительный прибор – тераомметр Е6-13 с динамическим диапазоном от 10 до 10^{14} Ом и относительной ошибкой измерений от ±2,5 до 4 % в конце диапазона. Для определения электрических параметров температурные кривые электрического сопротивления были построены в координатах $\lg R$, $1/T$. Энергия активации E_o определена по величине тангенса угла наклона касательной к кривой $\lg R=f(1/T)$ в некоторой точке прямолинейного участка в температурной области, где кривая $\lg R=f(1/T)$ не искажена аномальными эффектами. Коэффициент электрического сопротивления $\lg R_o$ определен как величина отрезка, отсекаемого касательной к кривой $\lg R=f(1/T)$ на оси ординат.

Результаты и их обсуждение

Данные, приведенные на рис. 1–3 и в табл. 1 и 2, подтверждают и дополняют выполненные ранее исследования.

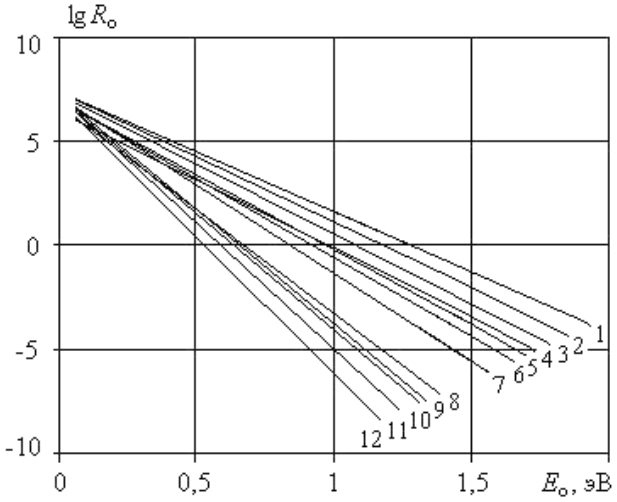


Рис. 1. Зависимости $\lg R_o = f(E_o)$ гипербазитов из некоторых структурно-вещественных комплексов массивов Урала различной формационной принадлежности.
Массивы: 1 – Сарановский; 2 – Тургоякский (серпентиниты апогарцбургитовые лизардитовые с преобладанием лизардита; апогарцбургитовые антигоритовые; аподунитовые антигоритовые); 3 – Уктусский; 4 – Верблюжьегорский; 5 – Соловьева гора; 6 – Кытлымский; 7 – Войкаро-Сыньинский; 8 – Алапаевский; 9 – Ключевской; 10 – Каркодинский; 11 – Баженовский; 12 – Тургоякский (серпентинит апогарцбургитовый лизардитовый с преобладанием антигорита)

Из анализа полученных материалов следует, что коэффициент a в уравнении $\lg R_o = a - b\ E_o$ практически одинаков для всех исследованных объектов; коэффициент b меняется от 5,8 до 13,2 в зависимости от структурно-вещественного комплекса.

На рис. 1 в координатах $\lg R_o$, E_o даны прямые корреляции исследованных образцов, связанных постепенными переходами от гипербазитов перидотитовой формации (прямая 1) через гипербазиты Платиноносного пояса (прямые 3, 5, 6) к офиолитовым гипербазитам (прямые 10–12). Из этой схемы явно выпадают образцы из Тургоякского (прямые 2, 12) и Верблюжьегорского (прямая 4) массивов. Экспериментальные значения ввиду их большого количества (всего отобрано и исследовано около 1300 образцов), чтобы не загромождать рисунок, здесь не показаны.

В качестве примера на рис. 2 и 3 показана связь между $\lg R_o$ и E_o для двух групп образцов, отобранных из двух участков Тургоякского массива и из одного участка Верблюжьегорского массива.

На рисунках показана часть результатов, четко прослеживающих тенденцию изменения параметров в зависимости от состава пород. Одна группа образцов из Тургоякского массива (Серпентиниты апогарцбургитовые лизардитовые с преобладанием антигорита) имеет параметры близкие с образцами дунит-гарцбургитовых массивов (рис. 1, прямая 12; рис. 2, прямая 1).

Таблица 1. Коэффициенты уравнения связи $\lg R_0 = a – bE_0$ исследованных гипербазитов

№№ пп	Гипербазитовый массив	Коэффициенты уравнения	
		a	*b*
1	Сарановский	7,0	5,8
2	Тургоякский	7,4	6,0
3	Уктусский	7,1	6,2
4	Верблюжьегорский	6,4	6,6
5	Соловьева гора	7,0	7,2
6	Кытлымский	7,0	7,6
7	Войкаро-Сыньинский	7,1	8,5
8	Алапаевский	6,7	10,0
9	Ключевской	7,2	11,0
10	Каркодинский	7,2	11,7
11	Баженовский	7,1	12,1
12	Тургоякский	7,0	13,2

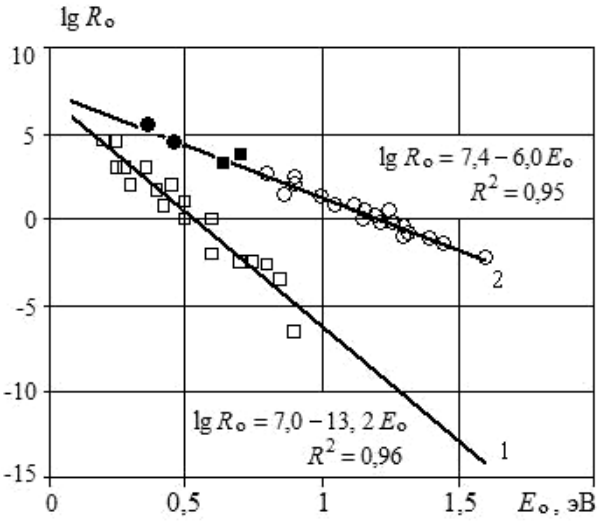


Рис. 2. Связь между E_o и $\lg R_o$ исследованных образцов серпентинитов из Тургоякского гипербазитового массива. Экспериментальные значения $\lg R_o = f(E_o)$: светлые кружки – серпентиниты апогарцбургитовые лизардитовые с преобладанием лизардита; темные квадраты – апогарцбургитовые антигоритовые; темные кружки – аподунитовые антигоритовые; светлые квадраты – серпентинит апогарцбургитовый лизардитовый с преобладанием антигорита. Прямые линии – прямые корреляции $\lg R_o = f(E_o)$

Вторая, вероятно, – как с образцами дунит-клинопироксенитовых массивов Платиноносного пояса, так и расслоенных интрузий (рис. 1, прямая 2; рис. 2, прямая 2).

К какой формации отнести эти образцы сказать затруднительно. По описанию шлифов они четко разделяются на апогарцбургитовые лизардитовые с преобладанием лизардита, апогарцбургитовые антигоритовые и аподунитовые антигоритовые. Отличаются они и по электрическим параметрам, укладываются по этим показателям на одну прямую, как бы формируя ее разные участки (рис. 2, прямая 2; табл. 2).

Полученные результаты не противоречат геологическим данным. На Таловском гипербазитовом массиве, южным продолжением которого является Тургоякский массив, наряду с дунит-гарцбургитами выделены дунит-клинопироксенитовые комплексы пород, сходные по составу и строению с дунит-клинопироксенитовыми массивами Платиноносного пояса (Булыкин, 1977; Степанов и др., 2012). На Хабарнин-

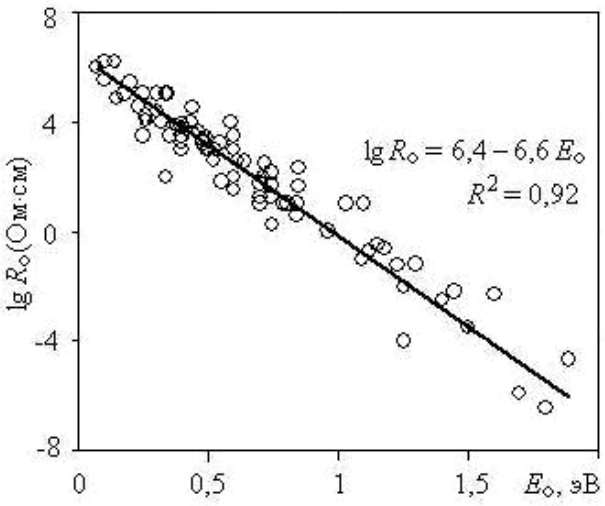


Рис. 3. Связь между E_o и lgR_o исследованных образцов серпентинитов из Верблюжьегорского гипербазитового массива. Кружки – экспериментальные значения lgR_o = $f(E_o)$. Прямая линия – прямая корреляции lgR_o=$f(E_o)$

ском массиве, входящем, как и Тургоякский, в Уфалейско-Кемпирсайский пояс ультраосновных пород, выделены три ассоциации гипербазитов: дунит-гарцбургитовая (альпинотипная), дунит-клинопироксенитовая (аналогичная Платиноносному поясу Урала), дунит-перидотит-габбровая, сопоставимая со стратиформными комплексами типа Сарановского (Царицын, 1977).

Геологическая характеристика Верблюжьегорского гипербазитового массива описана в ряде работ (Кашин, 1937; Реестр…, 2000; Малахов и др., 2003). Массив подвергся интенсивному метаморфизму в коровых условиях. Это выразилось в меланжировании, трансформации первичных структур и серпентинизации. Кроме того, массив претерпел прогрессивный метаморфизм антигоритовой фации в связи с термальным воздействием гранитоидов Джабык-Карагайского массива. Эпимагматические (вторичные) тектонические воздействия оказали сильное динамическое влияние на серпентиниты, в результате чего главная масса их была в той или иной степени рассланцована, смята, местами раздроблена. Пород, не затронутых вторичными изменениями, в массиве не наблюдалось. Все они в разной степени изменены процессами серпентинизации, карбонатизации, отальковання, окремнения.

По текстурным признакам С.А. Кашин (Кашин, 1937) выделил серпентиниты массивные, смятые, сланцеватые, полосчатые, грубобрекчированные. Все литологические разности серпентинитов локализованы в определенных участках массива. Серпентиниты местами претерпели существенное изменение и в минералогическом составе, выразившееся в окварцевании, карбонатизации, отальковании, в сопровождении выделений тремолита, актинолита, иддингсита и других минералов. Первичные минералы в верхней зоне массива отсутствуют. Отдельные зерна оливина встречаются лишь на некоторой глубине, насколько можно судить по данным буровых скважин. Присутствие в породе бастита и структурные особенности серпентинитов позволяют отнести большую часть материнских пород, слагающих Верблюжьегорский массив, к перидотитам типа гарцбургитов.

По данным работы (Реестр…, 2000) природа части серпентинитов гарцбургитовая, части «вероятно, гарцбургитовая», части неясная. Малахов и соавторы (Малахов и др., 2003) считают, что массив сложен антигоритовыми серпентинитами неясной природы (вероятно, гарцбургитовыми). Правда, в другой работе утвержда-

Таблица 2. Параметры электропроводности серпентинитов из Тургояковского массива

Серпентинит	Параметр	
	lgR_o	E_o
Аподунитовый антигоритовый	0,8 – 5,0	0,35 – 1,0
Апогарцбургитовый антигоритовый	(-0,2) – 2,75	0,7 – 1,15
Апогарцбургитовый лизардитовый с преобладанием лизардита	(-2,0) – 1,75	0,88 – 1,5

ется, что «Верблюжьегорский массив представляет собой верхние горизонты ультрамафитового комплекса, сложенные исключительно гарцбургитами. Интенсивные тектонические подвижки привели … к выводу на поверхность некоторых глубинных блоков массива, представленных дунит-гарцбургитовым комплексом» (Алексеев и др., 2003, с. 155).

По электрическим параметрам исследованные образцы из Верблюжьегорского массива занимают промежуточное положение между образцами из Уктусского массива и горы Соловьевой, относимых к массивам Платиноносного пояса. При этом для исследованных образцов из Верблюжьегорского массива выявлен самый большой диапазон вариаций электрических параметров в сравнении с другими массивами. Энергия активации (E_o) здесь изменяется от 0,1 до 2,5 эВ, коэффициент электрического сопротивления ($\lg R_o$) – от (–6) до 6.

Для сравнения приводим данные по другим массивам. Так для исследованных образцов из Алапаевского массива E_o меняется от 0,25 до 1,2 эВ, $\lg R_o$ от (–2) до (–5); Ключевского массива E_o меняется от 0,4 до 1,6 эВ, $\lg R_o$ – от (–3) до 3. Данные по Тургоякскому массиву приведены в табл. 2.

Заключение

Сложный состав и генезис гипербазитов трудно поддается идентификации. Исследованные электрические свойства не всегда позволяют установить естественную классификацию гипербазитов по формационному признаку. Электрические свойства, как и составы, и структуры горных пород, изменяются непрерывно, так что напрашивается вывод о невозможности их естественной классификации с резкими разделительными границами. Тем не менее, электрические свойства горных пород – весьма чувствительные индикаторы их вещественного состава и генетических процессов. Они являются важными источниками информации.

Литература

Алексеев А.В., Малахов И.А., Бурмако П.Л. Метаморфизм хромитовых руд Верблюжьегорского массива (Южный Урал) // Эволюция внутриконтинентальных подвижных поясов (IX чтения А.Н. Заварицкого) Екатеринбург, 2003. С. 153–156.

Бахтерев В.В. Оценка формационной принадлежности гипербазитов Урала по параметрам их высокотемпературной электропроводности // ДАН, 2004. Т. 398, № 3. С. 371–373.

Бахтерев В.В. Высокотемпературные исследования гипербазитов Урала: Екатеринбург: УрО РАН, 2008. 152 с.

Булыкин Л.Д. К минералогии и петрологии дунит-клинопироксенитовых комплексов в альпинотипных гипербазитах Урала (на примере Нуралинского массива) // Минералогия и геохимия гипербазитов Урала: Минералогический сборник. № 13. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1977. С. 58–61.

Булыкин Л.Д., Андреев М.И. Главные генетические типы хромитовых месторождений Урала и закономерности их размещения // Геология и полезные ископаемые Урала. Свердловск: УрО РАН, 1990. С. 65–74.

Варлаков А.С. Петрология процессов серпентинизации гипербазитов складчатых областей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1986. 224 с.

Заварицкий А.Н. Изверженные горные породы / Отв. редактор акад. А.Г. Бетехтин. М.: АН СССР, 1961. 478 с.

Золоев К.К., Булыкин Л.Д. Формационные типы гипербазитов Урала и их металлогения // Вопросы геологической корреляции и металлогения Урала. М.: МГ РСФСР, 1983. С. 72–82.

Кашин С.А. Метаморфизм хромшпинелидов в хромитовых месторождениях Верблюжьих гор (на Южном Урале) // Хромиты СССР. Т. 1 / Под ред. А.Е. Ферсмана и А.Г. Бетехтина. М.: Л.: Изд-во АН СССР, 1937. С. 251–338.

Малахов А.И. Петрохимия главных формационных типов ультрабазитов. М.: Наука, 1983. 223 с.

Малахов И.А., Алексеев А.В., Бурмако П.Л. Многостадийность формирования хромитов в гарцбургитах уральских массивов и влияние на их состав процессов метаморфизма//

Известия УГГГА. Серия: Геология и геофизика. 2003. Вып. 18. С. 78–84.

Петрографический словарь / Под ред. В.П. Петрова, О.А. Богатикова. М.: Недра, 1981. 496 с.

Попова В.И., Попов В.А., Клочков И.К. Хромиты Таловского массива // Уральский минералогический сборник. 1994. № 3. С. 124–130.

Реестр хромитопроявлений в альпинотипных ультрабазитах Урала. Пермь: КамНИИКИГС, 2000. 474 с.

Степанов С.Ю., Пилюгин А.Г., Лазаренков В.Г. О минералах элементов платиновой группы и золота в хромитовых рудах Тургоякского рудопроявления Таловского массива (Южный Урал) // Уральская минералогическая школа-2012. Екатеринбург: ИГГ УрО РАН, 2912. С. 162–166.

Царицин Е.П. Петрохимические особенности гипербазитов и состав акцессорных хромшпинелидов Хабарнинского ультраосновного массива // Минералогия и геохимия гипербазитов Урала: Минералогический сборник № 13. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1977. С. 17–32.

Штейнберг Д.С. Формационное расчленение, генезис и металлогения ультрабазитов // Формационное расчленение, генезис и металлогения ультрабазитов. Свердловск: УрО РАН, 1988. С. 3–11.

УДК 539.2

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРЫ ГОРНЫХ ПОРОД

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Предложена количественная физическая модель для описания процессов акустической эмиссии (АЭ). Разработан алгоритм решения обратной задачи – восстановления структурно-петрофизических характеристик горных пород по амплитудно-частотному спектру АЭ. С использованием предложенного алгоритма реконструирована функция распределения по характерным размерам составляющих трещиновато-пористого пространства, а также построены соответствующие распределения пористости и излучающей удельной внутренней поверхности.

Акустическая эмиссия, горная порода, пористость, удельная внутренняя поверхность.

USING THE ACOUSTIC EMISSION DATA FOR STUDY THE STRUCTURE OF ROCKS

Belikov V.T., Ryvkin D.G – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. A quantitative model to describe the acoustic emission (AE) is proposed. An algorithm for restoring the structural-petrophysical properties of rocks by means of the amplitude-frequency spectrum of AE has been developed. By using the proposed algorithm, the distribution function of the characteristic size of porous space was reconstructed; also corresponding distributions of porosity and radiant specific internal surface were calculated.

Acoustic emission, rock, porosity, specific internal surface.

Введение

Акустическая эмиссия – явление, сопутствующее многим физическим процессам в твердом теле. Среди них следует отметить, прежде всего, пластическую деформацию, образование и развитие трещин, фазовые превращения, и т. д. (Баранов, 1990; Грешников, Дробот, 1976). Особенно часто АЭ возникает при внешнем воздействии на хрупкие материалы гетерогенного строения. Обнаружено появление сигналов АЭ в горных породах, являющихся примером гетерогенного материала природного происхождения. Авторы работы (Рыкунов и др., 1979) отмечают, что возможным механизмом появления высокочастотных сейсмических шумов в геосреде может быть процесс аналогичный АЭ в твердых телах. В середине прошлого века данные по наблюдениям АЭ стали использоваться для изучения конструкционных материалов (Keizer, 1953), а также прогнозирования горных ударов в шахтах (Анцыферов и др., 1971; Виноградов, 1964). После публикации работы (Mc Kinlly et al., 1973), методы, основанные на анализе амплитудно-частотного (АЧ) спектра АЭ стали широко применяться в нефтяной и газовой промышленности. В последнее время, с появлением новых технических средств, были организованы мониторинговые наблюдения АЭ в сейсмоопасных регионах с целью установления ее связи с геодинамическими процессами и катастрофическими событиями (Купцов и др., 2005; Гуфельд и др., 2009; Гордиенко и др., 2006). Подробное исследование процессов АЭ при лабораторном деформировании и разрушении крупных образцов горных пород было проведено в работе (Соболев, Пономарев, 2003). Среди проблем, которые существуют при изучении АЭ, следует отметить, прежде всего, сложности, связанные с ее интерпретацией, которая сейчас носит в основном качественный характер (Купцов и др., 2005; Троянов и др., 2000), что явно недостаточно для всестороннего анализа результатов наблюдений АЭ в горных породах. С этой точки зрения особенно актуальна в настоящее время проблема количественной интерпретации экспериментальных данных по АЭ. Очевидно, что основой для ее решения должна стать соответствующая модель и установленная на ее основе функциональная связь между параметрами АЭ и структурно-петрофизическими характеристиками геосреды. Физико-математическая модель для

количественного описания АЭ была предложена в работе (Алейников и др., 1992; 1993). В статье (Беликов, 2008) рассмотрена прямая задача по изучению зависимости морфологии АЧ спектра АЭ от структурных и физических характеристик разрушающегося твердого тела. В дальнейшем были сформулированы основные физические принципы алгоритма решения обратной задачи – восстановления параметров среды по АЧ спектру АЭ (Беликов, 2010). В силу того, что источники АЭ крайне разнообразны, в данной статье мы ограничимся рассмотрением наиболее важного с точки зрения геофизических приложений случая, когда дискретная АЭ обусловлена колебаниями межфазных поверхностей горной породы, рассматриваемой как гетерогенная среда. Таким образом, целью работы является, во-первых, разработка алгоритма восстановления структурных характеристик горной породы по наблюденному АЧ спектру АЭ, во-вторых, его тестирование на экспериментальном материале, полученном в лабораторных условиях.

Постановка задачи и основные уравнения

В работах (Алейников и др., 1992; 1993) была предложена количественная физическая модель для описания процессов генерации АЭ и получены осредненные уравнения для продольных и поперечных волн в гетерогенной среде. Функция источника A_i в этих соотношениях, характеризующая АЭ, вызванную колебаниями межфазных поверхностей, может быть записана так

$$A_i = \frac{1}{2\rho}\sum_{\substack{\alpha,\beta \\ \alpha\neq\beta}} \Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^{\alpha} \Omega_{\alpha\beta}\,, \qquad (1)$$

где $\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} = \sigma_{ik}^{\alpha} - \sigma_{ik}^{\beta}$ – осредненная разность тензоров упругих напряжений на межфазной поверхности (границе) $S_{\alpha\beta}$ между α-ой и β-ой фазами гетерогенной среды, n_k^{α} – осредненный вектор нормали, внешней по отношению к α-ой фазе, $\Omega_{\alpha\beta}=S_{\alpha\beta}/V$– удельная внутренняя поверхность (УВП), соответствующая межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$, ρ – плотность среды, V – величина объема осреднения. Поверхность $S_{\alpha\beta}$ предполагается гладкой. Требование гладкости межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$ необходимо для того, чтобы нормаль в каждой ее точке была определена однозначно. В выражении (1) и далее по повторяющемуся индексу k подразумевается суммирование. Преобразуем (1) следующим образом:

$$\begin{aligned} A_i &= \frac{1}{2\rho}\sum_{\substack{\alpha,\beta \\ \alpha\neq\beta}} \Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^{\alpha} \Omega_{\alpha\beta} = \\ &= \frac{1}{2\rho}\sum_{\substack{\alpha,\beta \\ \alpha\neq\beta}} \left|\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^{\alpha}\right| e_i^{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta} = \\ &= \frac{1}{2\rho}\sum_{\substack{\alpha,\beta \\ \alpha\neq\beta}} \Delta\sigma_{\alpha\beta}\Omega_{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta} = \frac{1}{2\rho}\sum_{\substack{\alpha,\beta \\ \alpha\neq\beta}} \nu_{\alpha\beta}^2 L_i^{\alpha\beta}, \end{aligned} \qquad (2)$$

где $\left|\Delta\sigma_{ik}^{\alpha} n_k^{\alpha}\right| = \left|\left(\sigma_{ik}^{\alpha} - \sigma_{ik}^{\beta}\right) n_k^{\alpha}\right| = \Delta\sigma_{\alpha\beta}$ – модуль осредненного вектора силы, действующей на единицу площади поверхности $S_{\alpha\beta}$, $e_i^{\alpha\beta}$ – единичный вектор в ее направлении, $L_i^{\alpha\beta} = L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta}$, $L^{\alpha\beta}$ – осредненная амплитуда колебаний межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$.

Величина $\nu_{\alpha\beta}$ – частота АЭ, соответствующая пульсациям межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$, определяемая так

$$\nu_{\alpha\beta} = \sqrt{\frac{\left|\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^{\alpha}\right| \Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{\alpha\beta}\Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}}. \qquad (3)$$

Таким образом, функция источника A_i, представленная в виде (2), описывает весь спектр источников АЭ, связанных с колебаниями различных участков межфазных поверхностей гетерогенной среды. Необходимо отметить, что согласно (3), частота $\nu_{\alpha\beta}$ наряду с зависимостью от УВП $\Omega_{\alpha\beta}$ и плотности среды ρ, определяется также и такими осредненными параметрами, как $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ и $L^{\alpha\beta}$. Поэтому она является характеристикой всего (коллективного) процесса излучения упругих волн межфазными поверхностями и ее не следует, вообще говоря, смешивать с характерной частотой, соответствующей например отдельному включению. Амплитуда $L^{\alpha\beta}$, полученная осреднением по $S_{\alpha\beta}$ (Беликов, 2008), отлич-

на от нуля даже в том случае, когда отдельные участки межфазной поверхности неподвижны. Параметр $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ мы будем в дальнейшем называть осредненной разностью упругих напряжений на межфазной границе $S_{\alpha\beta}$. Минимальное значение $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ принимает при равновесии. Тогда величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ определяется физическими свойствами межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$ и ее кривизной. В случае изотропных фаз, минимальное значение $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ совпадает с поверхностным давлением, определяемым в соответствии с формулой Лапласа (Ландау, Лифшиц, 1986). В общем случае, работа, производимая разностью упругих напряжений на границе фаз $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$, тратится на изменение поверхностной энергии и акустическое излучение (АИ). Таким образом, когда на поверхности $S_{\alpha\beta}$ отсутствует равновесие, величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ превышает ее минимальное значение. Будем предполагать, что в процессе генерации АЭ межфазная поверхность $S_{\alpha\beta}$ слабо отклоняется от положения равновесия, тогда ее изменение (а, следовательно, и изменение поверхностной энергии) мало. В этом приближении работа разности упругих напряжений на границе фаз фактически полностью расходуется на АИ, а величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ практически совпадает с ее равновесным значением.

В работе (Ипатов и др., 2004) были проведены наблюдения АЭ при фильтрации сухого газа и газожидкостной смеси в образцах горных пород. Основной причиной возникновения сигналов АЭ авторы считают колебания поверхностей трещин и пор за счет пульсационного характера течения флюида. Однако, в тех условиях, в которых проводились эксперименты, когда давление в установке достигало величины 60 МПа, возможно развитие процессов разрушения в горной породе. В этом случае АИ, генерируемое межфазной поверхностью, могло быть инициировано нарушением равновесия в окрестности растущих трещин. По результатам экспериментов были построены АЧ спектры АЭ. В настоящей статье эти данные использованы для разработки и тестирования алгоритма решения обратной задачи о восстановлении структурно-петрофизических характеристик среды. Для описания процессов генерации АЭ при фильтрации сухого газа в образце горной породы, последнюю следует рассматривать как двухфазную среду (скелет породы считаем гомогенным), состоящую из твердой – 1 и газообразной – 2 фаз, разделенных межфазной поверхностью S_{12}, которой соответствует УВП Ω_{12}. Тогда функция источника A_i, в соответствии с (2), может быть записана так

$$A_i = \frac{1}{\rho}\left|\Delta\sigma_{ik}^{12} n_k^1\right|\Omega_{12} e_i^{12} = \\ = \frac{1}{\rho}\Delta\sigma_{12}\Omega_{12} e_i^{12} = \nu_{12}^2 L_i^{12}, \quad (4)$$

а (3) примет следующий вид

$$\nu = \nu_{12} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12}\Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma\Omega}{\rho L}}, \quad (5)$$

где $\Delta\sigma_{12} = \left|\Delta\sigma_{ik}^{12} n_k^1\right| = \Delta\sigma$, $L=L^{12}$, $\Omega=\Omega_{12}$. Формула (5) устанавливает связь между параметрами АЧ спектра АЭ (ν и L) и структурно-петрофизическими характеристиками горных пород ($\Delta\sigma$ и Ω).

Трещиновато-пористое пространство (ТПП) двухфазной горной породы, с точки зрения его внутренней структуры можно рассматривать как совокупность (нередко сообщающихся между собой) трещин и пор с присущим им набором параметров, таких, например, как характерный размер, объем, морфология и площадь межфазной поверхности. Для детального изучения процессов генерации АЭ, позволяющего учесть вклад в АЧ спектр составляющих ТПП, отличающихся по значениям указанных параметров, следует ввести для них соответствующую функцию распределения (ФР). Однако, имея лишь результаты акустических измерений, в отсутствии дополнительной информации, восстановить в результате решения обратной задачи ФР, зависящую от всего вышеперечисленного набора характеристик практически невозможно. Поэтому в качестве основной величины, описывающей структуру ТПП, целесообразно выбрать характерный размер и

ограничиться рассмотрением ФР лишь только по этому параметру, считая, что ТПП представляет собой совокупность (ансамбль) несоприкасающихся сфер, радиусы которых изменяются в определенном промежутке. Границы этого промежутка определяются структурой среды. Тогда радиус каждой сферы можно трактовать, как характерный (эффективный) размер соответствующей составляющей ТПП. При этом необходимо потребовать, чтобы суммарный объем и общая поверхность указанной совокупности сфер сколь угодно мало отличались от значений этих характеристик ТПП реальной горной породы. Кроме того, мы будем предполагать, что энергия, излучаемая данным ансамблем сфер в единицу времени практически совпадает с мощностью АИ генерируемого средой. Каждую из сфер мы будем рассматривать как монополь (Исакович, 1973), имеющий радиус, малый по сравнению с длиной излучаемой им волны. Использование понятия о точечном монополе в данном случае нецелесообразно, так как мы потеряем информацию о структурных характеристиках ТПП (пористости и УВП). Ранее уже предлагалось моделировать некоторые из процессов, вызывающих АЭ, излучающими сферическими полостями (Баранов, 1990; Грешников, Дробот, 1976). В работах (Беликов, 2008; 2010) изолированные поры и трещины, генерирующие АЭ в твердом теле, были заменены совокупностью сферических излучателей. В данной статье предложено использовать ансамбль сфер для изучения процессов АЭ при любой геометрии поверхности, ограничивающей трещинную фазу. Вообще говоря, мы можем ввести понятие ФР по размерам (радиусам), по отношению к произвольному ТПП, существующему в реальной горной породе, в известной степени, условно. Тем не менее, это понятие (как мы увидим ниже) позволяет более детально изучать структуру ТПП, восстанавливая по ФР излучающих сфер и соответствующие распределения по размерам таких характеристик горной породы, как пористость и УВП. Более того, ФР сфер по их радиусу будет нести в себе информацию и о морфологии внутренней поверхности ТПП. В самом деле, величина этой поверхности будет больше, когда ее кривизна достаточно быстро меняется от точки к точке («гофрированная» поверхность) и меньше, когда такое изменение мало. Тогда, если сравнить два образца горной породы с одинаковой пористостью и разными Ω, то у образца, УВП которого больше, межфазная поверхность скелет-поры будет более гофрированной, чем у образца с меньшей УВП. Эта особенность найдет свое отражение и в характере изменения ФР, а именно, в первом случае она в области малых радиусов будет иметь большие значения, чем во втором. Подобная замена ТПП ансамблем сфер (при оговоренных выше предположениях) может быть использована при изучении процессов АЭ для любой фазы гетерогенной среды. Для трещинной фазы горной породы ФР сфер по размерам $f(r)$ (мы будем называть ее далее нормированной ФР) определим как относительное их количество в единице объема, приходящееся на единичный интервал радиусов, с условием нормировки $\int_0^\infty f(r)dr = 1$ (Беликов, 2008; 2010). Сферы с радиусами от r до $r+dr$ будут соответствовать составляющим ТПП горной породы, эффективный размер которых изменяется в этих же пределах. Для данного набора сфер, рассматриваемых как отдельная фаза (в рамках всего ТПП) можно, согласно (5), ввести характерную частоту. В этом случае $\Delta\sigma$, L и Ω будут соответственно осредненной разностью упругих напряжений на границе излучающих сфер, осредненной амплитудой колебаний их поверхности и УВП в данном интервале изменения радиусов. Структурные характеристики горной породы, такие как пористость φ и УВП Ω определяются с помощью ФР следующим образом (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2010)

$$\varphi = \frac{4}{3}\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 \tilde{f}(r)dr; \quad \Omega = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 \tilde{f}(r)dr. \qquad (6)$$

Причем в (6) использована ФР $\tilde{f}(r)$ (мы будем называть ее ненормированной), свя-

занная с $f(r)$ соотношением $\tilde{f}(r) = Nf(r)$, где N – общее количество сфер в единице объема с радиусами от $R_{\min}$ до $R_{\max}$ (минимальный и максимальный размеры, соответственно). Зная $\tilde{f}(r)$, в соответствии с (6) можно определять пористость φ и УВП Ω, а также изучать их распределение в зависимости от радиуса r (характерного размера ТПП), производя интегрирование в соответствующем интервале его изменения.

Алгоритм решения задачи о восстановлении структурно-петрофизических характеристик горных пород по данным наблюдений АЭ можно подразделить на три основных этапа (Беликов, 2010). На первом должна быть проведена идентификация источников АЭ и установлена их физическая природа. На втором этапе следует определить интервал характерных размеров составляющих ТПП, которые в процессе излучения формируют наблюденный спектр АЭ. На третьем этапе необходимо задать распределение $\Delta\sigma(r)$. Допустим, как мы сказали выше, что межфазная поверхность S_{12} слабо отклоняется от ее равновесного положения, в этом случае незначительно будет меняться и ее кривизна. Применительно к набору сфер, совершающих сферически-симметричные колебания, это допущение эквивалентно предположению о том, что в процессе излучения мало меняется их радиус. В этом случае $\Delta\sigma$ для каждого r можно принять равным его минимальному значению. Тогда, считая твердую фазу изотропной, в соответствии с формулой Лапласа, выражение для $\Delta\sigma(r)$ можно записать так

$$\Delta\sigma(r) = \frac{K}{r}, \qquad (7)$$

где $K=2\gamma_{12}$, γ_{12} – коэффициент поверхностного натяжения (Ландау, Лифшиц, 1964). Однако, учитывая, что зависимость между $\Delta\sigma$ и r, описываемая (7), вообще говоря, приближенная, величину K мы рассматривали как коэффициент пропорциональности (напрямую не связанный с коэффициентом поверхностного натяжения) и рассчитывали ее значение в процессе интерпретации.

Запишем основные соотношения для описания процессов АЭ при фильтрации газожидкостной смеси в образце горной породы. Когда ТПП заполнено двухфазным газожидкостным флюидом, необходимо рассмотреть три фазы: твердую – 1, жидкую – 2 и газообразную – 3, разделенные межфазными поверхностями S_{12}, S_{13} и S_{23}, которым соответствуют УВП Ω_{12}, Ω_{13} и Ω_{23}. Будем считать дисперсность жидких капель, взвешенных в газе такой, что можно пренебречь поверхностью соприкосновения жидкость-твердое тело по сравнению с поверхностями жидкость-газ и газ-твердое тело. С учетом этого предположения, в соответствии с (2), будем иметь

$$\begin{aligned} A_i &= \frac{1}{\rho}(\Delta\sigma_{13}\Omega_{13}e_i^{13} + \Delta\sigma_{23}\Omega_{23}e_i^{23}) = \\ &= \frac{1}{\rho}\left|\Delta\sigma_{13}\Omega_{13}e_i^{13} + \Delta\sigma_{23}\Omega_{23}e_i^{23}\right|e_i^{ef} = \\ &= \frac{1}{\rho}\Delta\sigma_{ef}\Omega_{ef}e_i^{ef} = \nu_{ef}^2 L_i^{ef}, \end{aligned} \qquad (8)$$

где $\Omega_{ef}=S_{ef}/V = \Omega_{13}+\Omega_{23}$, $S_{ef}=S_{13}+S_{23}$ – общая (эффективная) излучающая межфазная поверхность, $\Delta\sigma_{ef}$ – средневзвешенный по S_{13} и S_{23} модуль осредненного вектора силы, действующей на единицу площади поверхности S_{ef}, e_i^{ef} – единичный вектор в ее направлении, $L_i^{ef} = L^{ef}e_i^{ef}$, L^{ef}– осредненная (по межфазной поверхности S_{ef}) амплитуда колебаний, ν_{ef} – частота, имеющая вид

$$\nu_{ef} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{ef}\Omega_{ef}}{\rho L^{ef}}}. \qquad (9)$$

Введем два ансамбля излучающих сфер, соответствующих газовой и жидкой фазам. Причем, в соответствии с (8–9), объединим их в один и будем описывать его эффективными характеристиками $\Delta\sigma_{ef}$, L^{ef} и Ω_{ef}. В этом случае $\Delta\sigma_{ef}$, L^{ef} и Ω_{ef} будут характеризовать, соответственно, осредненную разницу упругих напряжений на границе излучающих сфер, амплитуду колебаний их поверхности и УВП в данном интервале радиусов объединенного ансамбля. Параметры L^{ef} и ν_{ef} соответствуют данным по АЧ спектру АЭ, полученным в эксперименте. С учетом (6), можно записать

$$\Omega_{23} = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 \tilde{f}_2(r) dr = \Omega_{ef} - \Omega_{13} = \Omega_{ef} - \Omega, \quad (10)$$

$$\varphi_2 = \frac{4}{3}\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 \tilde{f}_2(r) dr, \quad (11)$$

где $\tilde{f}_2(r)$ – ненормированная ФР жидкой фазы, φ_2 – доля объема, занимаемая этой фазой. В выражении (10), в соответствии со сделанным выше предположением о пренебрежении поверхностью соприкосновения жидкость–твердое тело, мы опустили слагаемое Ω_{12}, а также учли, что в данном приближении $\Omega_{13} = \Omega$ – УВП скелета горной породы. Последнее утверждение учитывает также и то, что для изучения процессов АЭ при фильтрации газожидкостной смеси, использовался тот же образец, через который фильтровался сухой газ (Ипатов и др., 2004). Предполагая, что межфазная поверхность S_{ef} слабо отклоняется от ее равновесного положения и, допуская, что $\Delta\sigma_{ef}$ можно принять равным его минимальному значению, аналогично (7), зависимость $\Delta\sigma_{ef}(r)$ выберем так

$$\Delta\sigma_{ef}(r) = \frac{K_{ef}}{r}, \quad (12)$$

где K_{ef} – коэффициент, подлежащий определению.

Численные расчеты и обсуждение результатов

Проведем вначале количественную интерпретацию результатов наблюдений АЭ при фильтрации сухого газа в образце горной породы. В соответствии с данными о границах интервала изменения характерных размеров ТПП (Ипатов и др, 2004), будем предполагать, что излучает весь набор сфер, радиусы которых, находятся в пределах от 1 до 100 мкм. Разобьем шкалу размеров излучающих сфер, а также шкалу частот в АЧ спектре АЭ на промежутки. В силу того, что эти шкалы разнонаправлены, минимальному размеру $R_{\min}$ поставим в соответствие максимальную частоту в АЧ спектре, а максимальному $R_{\max}$, – минимальную. Тогда, аппроксимируя интегралы суммами, с использованием (5–7) получим

$$K = \frac{\rho}{3\varphi} \sum_{j=1}^{n} r_j^2 \nu_j^2 L_j, \quad (13)$$

$$\tilde{f}(r_j) = \frac{\rho \nu_j^2 L_j}{4\pi K r_j \Delta r_j}; \; \Omega_j = 4\pi r_j^2 \tilde{f}(r_j) \Delta r_j; \quad (14)$$

$$\varphi_j = \frac{4}{3}\pi r_j^3 \tilde{f}(r_j) \Delta r_j.$$

Обозначения в (13–14), следующие: n – число интервалов разбиения, одинаковое для шкалы размеров и шкалы частот, r_j – значение радиуса излучающей сферы, отнесенное к левому концу j-го интервала Δr_j шкалы размеров, ν_j и L_j – значения частоты и амплитуды, отнесенные к правому концу соответствующего интервала разбиения шкалы частот, φ – пористость образца горной породы, $\tilde{f}(r_j)$, Ω_j и φ_j – значения ненормированной ФР, УВП и пористости, соответственно, в данном интервале изменения радиусов сфер, отнесенные к его левому концу. Значение пористости, принятое нами φ=0,15, соответствовало средней ее величине для использованной в работе (Ипатов и др., 2004) коллекции образцов. В первом приближении коэффициент K считался постоянным во всем промежутке изменения размеров излучающих сфер и определялся в соответствии с (13). Затем по формулам (14) вычислялись поинтервальные значения ненормированной ФР $\tilde{f}(r_j)$, УВП Ω_j и пористости φ_j. Далее, рассчитывались соответствующие значения нормированной ФР $f(r_j)$. Во втором приближении мы считали, что коэффициент K может принимать различные значения в каждом из интервалов изменения радиусов излучающих сфер. Это предположение моделирует ситуацию, при которой колеблющиеся участки межфазной поверхности ТПП горной породы находится во включениях с различными физическими (в том числе и упругими) характеристиками. Для определения поинтервальных значений коэффициента K была использована процедура, сводящаяся к поиску экстремума функцио-

нала, характеризующего полную (в том числе и поверхностную) свободную энергию среды (Беликов, Рывкин, 2010).

Известно, что при процессах, происходящих при постоянных температуре и объеме, свободная энергия тела стремится к минимуму (Ландау, Лифшиц, 1964). Для двухфазной горной породы ее свободная энергия F может быть представлена так $F= F_1+F_2+F_{12}$, где F_1, F_2, и F_{12} – свободная энергия твердой и газообразной фазы, а также поверхностная свободная энергия, рассчитанные на единицу объема, соответственно. Если считать твердую фазу изотропной, величина F_{12} может быть записана так $F_{12}=\gamma_{12}\Omega$ (Беликов, Шестаков, 2008). Будем предполагать, что процесс генерации АЭ происходит в условиях, когда горная порода находится в состоянии близком к термодинамическому равновесию, при котором ее свободная энергия F имеет минимум. При постоянных объеме и температуре это условие, в соответствии с приведенными выше равенствами, эквивалентно требованию минимума поверхностной свободной энергии F_{12}. Это, в свою очередь, означает, что (при постоянстве коэффициента поверхностного натяжения γ_{12}) к минимуму стремится УВП Ω при неизменном объеме фаз. Последнее условие подразумевает постоянство пористости. Таким образом, во втором приближении расчеты выполнялись в следующей последовательности. В каждом интервале шкалы размеров происходило варьирование коэффициента пропорциональности K, принятого в первом приближении. Затем, в соответствии с (14), вычислялись значения УВП и пористости в каждом промежутке изменения радиуса и пересчитывались значения ФР $\tilde{f}(r_j)$.

Далее, по формулам $\Omega = \Sigma\Omega_j, \varphi = \Sigma\tilde{\varphi}_j$, вычислялись общая УВП Ω и общая пористость $\tilde{\varphi}$. В качестве истинного выбирался вариант, при котором УВП Ω была минимальной, а $\tilde{\varphi}$ отличалась от φ не более чем на пятнадцать процентов. Распределение амплитуд L в зависимости от радиуса, построенное с использованием АЧ спектра, полученного по результатам наблюдений АЭ при фильтрации сухого газа (Ипатов и др., 2004), приведено на рис. 1.

Восстановленные для этого случая нормированные ФР $f(r)$ излучающих сфер по размерам, соответствующие первому и второму (исправленная) приближениям, представлены на рис. 2.

Анализ графиков на рис. 1 и 2 показывает, что область максимальных значений амплитуд хорошо коррелирует с областью максимальных значений исправленной ФР $f(r)$.

Сравнивая нормированные ФР, полученные в первом и втором приближениях, можно отметить, что вторая имеет в области малых радиусов существенно меньшие значения, чем ФР, полученная в первом приближении. При этом характер ее изменения в этой области размеров в большей степени соответствует распределению амплитуд АЭ в зависимости от радиуса излучающих сфер.

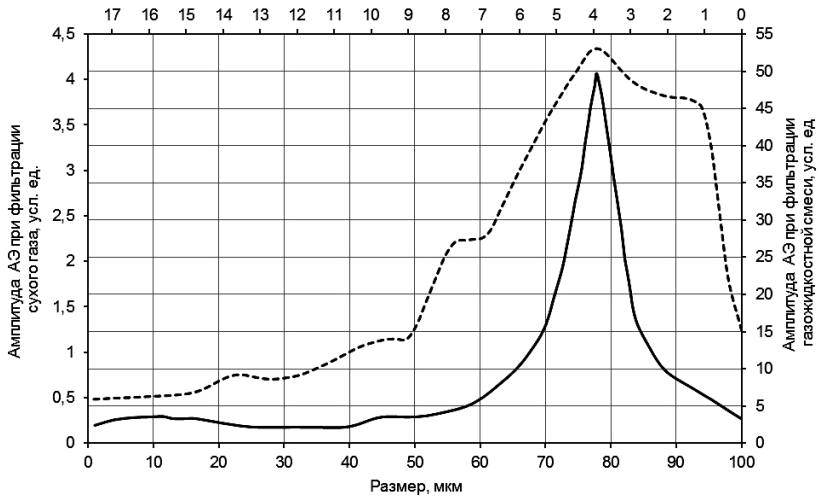


Рис. 1. Распределения амплитуд АЭ при фильтрации сухого газа (сплошная линия) и газожидкостной смеси (пунктир). Верхняя шкала – соответствующая частота (кГц)

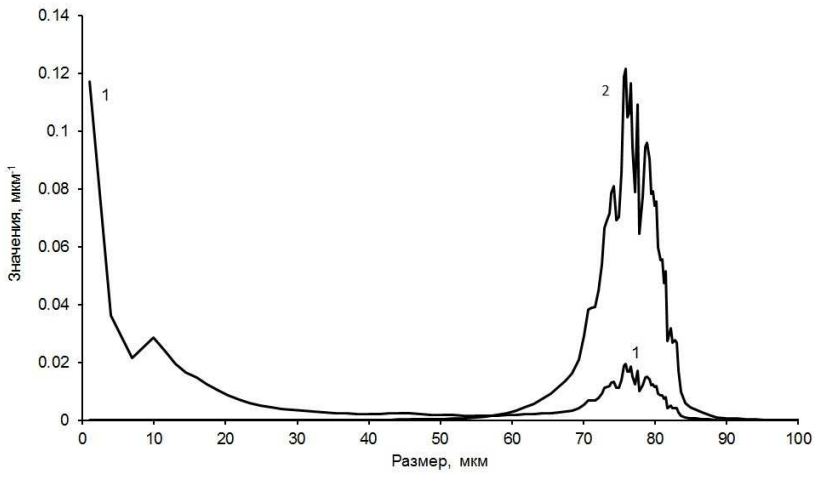


Рис. 2. Нормированная функция распределения $f(r)$; 1 – первое приближение; 2 – второе приближение

Следует отметить, что у ФР, второго приближения существенно меняется морфология по сравнению с ФР первого приближения. В тоже время, соответствующее изменение общей УВП не столь значительно (порядка 20 %).

Таким образом в результате варьирования коэффициента K фактически происходит перераспределение значений ФР первого приближения, между областями больших и малых размеров. Так как второе приближение соответствует минимуму УВП, то представленные на рис. 2 результаты являются иллюстрацией сделанного выше замечания о том, что ФР по характерному размеру составляющих ТПП, несет в себе информацию о величине и морфологии межфазной поверхности.

На рис. 3 и 4 приведены распределения относительных (по отношению к φ и Ω) значений пористости и УВП в зависимости от характерного размера ТПП, соответствующие второму приближению.

Анализируя графики на рис. 1, 3 и 4, также можно отметить взаимосвязь областей максимальных значений в распределениях пористости и УВП с областью максимальных значений амплитуд АЭ при фильтрации сухого газа. Это свидетельствует о том, что участки межфазной поверхности именно из этого интервала характерных размеров (60–90 мкм) дают основной вклад в регистрируемое излучение. Выше, мы уже отмечали, что АЭ обусловлена колебаниями поверхностей трещин и пор, выведенных из равновесия фильтрующимся флюидом. Отсюда следует, что фильтрация газа осуществляется, в основном, по составляющим ТПП, характерные размеры которых лежат в указанном интервале 60–90 мкм.

Рассмотрим вопрос об интерпретации экспериментальных данных по АЧ спек-

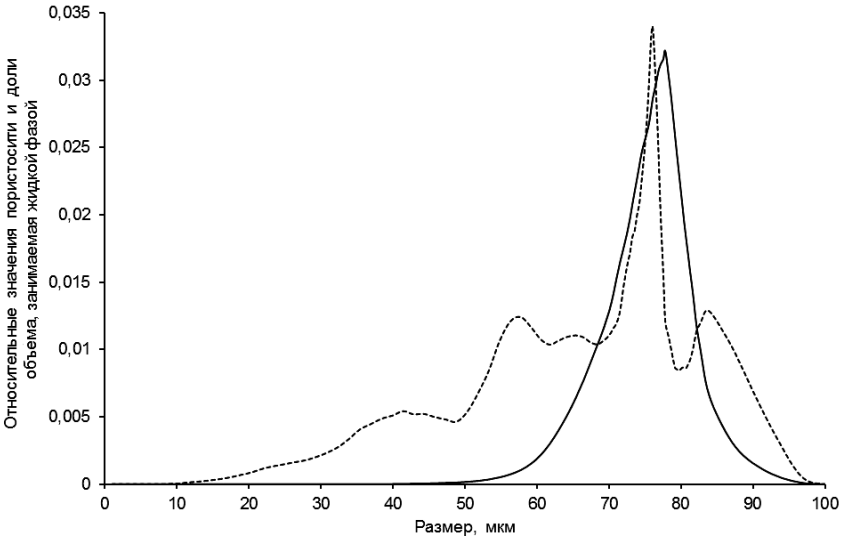


Рис. 3. Распределения относительных значений пористости $\varphi(r)$ (сплошная линия) и доли объема, занимаемого жидкой фазой $\varphi_2(r)$ (пунктир), соответствующие второму приближению

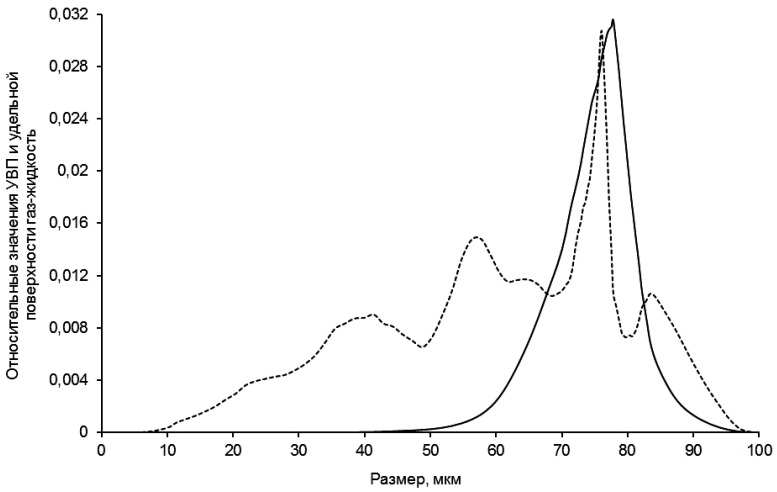


Рис. 4. Распределения относительных значений УВП Ω (r) (сплошная линия) и $\Omega_{23}(r)$ (пунктир), соответствующие второму приближению

тру, полученному в результате регистрации АЭ при фильтрации газожидкостной смеси в образце горной породы. Основой для количественных расчетов будут являться соотношения (8–12). Интервал изменения размеров объединенного ансамбля излучающих сфер, точки разбиения, а также соответствующая область частот в АЧ спектре АЭ и ее точки разбиения были взяты такими же, как и для рассмотренного выше случая двухфазной среды. Осуществляя разбиение интервала частот и размеров на промежутки и, заменяя интегралы суммами, с использованием (9–12), получим

$$K_{ef} = \frac{\rho}{3(\varphi_2 + \varphi)} \sum_{j=1}^{n} r_j^2 \nu_{efj}^2 L_j^{ef};$$
$$\tilde{f}_2(r_j) = \frac{\rho \nu_{efj}^2 L_j^{ef} r_j - K_{ef} \Omega_j}{4\pi K_{ef} r_j^2 \Delta r_j}, \quad (15)$$

$$\varphi_{2j} = \frac{4}{3}\pi r_j^3 \tilde{f}_2(r_j)\Delta r_j;\ \Omega_{23j} = 4\pi r_j^2 \tilde{f}_2(r_j)\Delta r_j. \quad (16)$$

При проведении расчетов, в первом приближении коэффициент K_{ef} предполагался одинаковым во всем интервале характерных размеров и рассчитывался по первой формуле (15). По второму соотношению (15) вычислялись поинтервальные значения ФР $\tilde{f}_2(r)$, а затем согласно (16), величины φ_{2j} и Ω_{23j}. Далее, рассчитывались значения нормированной ФР $f_2(r)$. Во втором приближении в каждом интервале шкалы размеров происходило варьирование коэффициента пропорциональности K_{ef}, полученного в первом приближении. Затем, по формулам (15) и (16) осуществлялся пересчет значений $\tilde{f}_2(r_j)$, φ_{2j} и Ω_{23j}, а также вычислялись Ω_{23} и φ_2.

Так как поверхностная свободная энергия равна в данном случае $F_s=F_{13}+F_{23}=\gamma_{13}\Omega_{13}+\gamma_{23}\Omega_{23}=\gamma_{13}\Omega+\gamma_{23}\Omega_{23}$, то при постоянстве γ_{13} и γ_{23}, а также известной (и фиксированной) Ω условие минимума F_s равносильно требованию минимума величины Ω_{23}. Поэтому в качестве истинного, выбирался вариант, при котором УВП Ω_{23} была минимальной, а вычисленное значение φ_2 отличалось от заданного не более чем на пятнадцать процентов. Согласно (15–16), для определения поинтервальных значений $\tilde{f}_2(r_j)$, φ_{2j} и Ω_{23j} необходимо знать величину доли объема, занимаемого жидкой фазой φ_2. При этом не при всех ее значениях, в рамках рассматриваемой модели, можно получить физически допустимые результаты. Причина этого заключается в том, что взаимосвязь между φ_2 и Ω_{23} нам неизвестна. Поэтому когда мы независимо задаем величину φ_2, может оказаться, что при ее относительно небольших значениях, в некоторых интервалах $\Omega_{ef\,j} = \nu_{efj}^2 L_j^{ef} \rho r_j / K_{ef} \le \Omega_j$, в то время как неравенство $\Omega_{ef} > \Omega$ выполняется. Тогда, в соответствии со второй формулой (15) в этих же интервалах ФР $\tilde{f}_2(r_j)$ будет отрицательной При принятом нами φ=0,15 пограничное значение φ_2, ниже которого возникает такая ситуация, составляет φ_2=0,136. Эту величину мы использовали в расчетах.

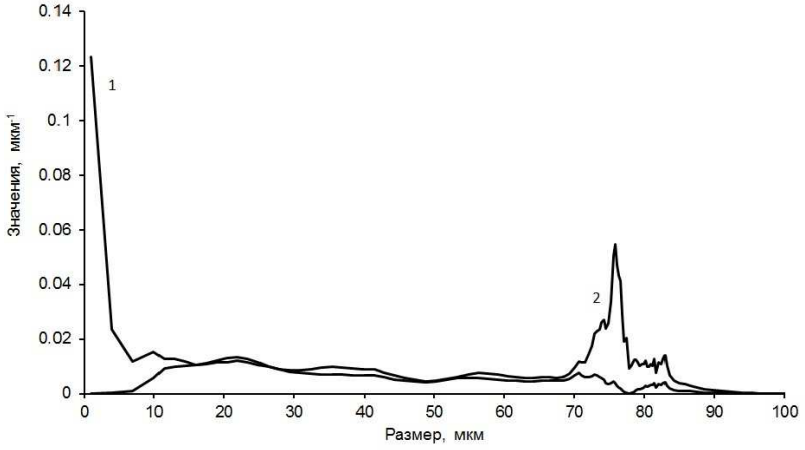


Рис. 5. Нормированная функция распределения $f_2(r)$; 1 – первое приближение; 2 – второе приближение

Распределение амплитуд АЭ, зарегистрированных при фильтрации газоводяной смеси, в зависимости от радиуса излучающих сфер, построенное на основании АЧ спектра, полученного в работе (Ипатов и др., 2004), приведено на рис. 1.

Из сравнения графиков на рис. 1, следует, что наблюдаемая амплитуда АЭ при фильтрации газожидкостной смеси, существенно превышает соответствующие значения амплитуд при фильтрации сухого газа. Связано это, по-видимому, с тем, что в данном случае увеличивается вклад в L^{ef} относительно высоких (по сравнению с L) значений амплитуд колебаний пузырьков жидкости. На рис. 5 представлены нормированные ФР $f_2(r)$, полученные в первом и втором (исправленная) приближениях.

Как видно из графиков на рис. 1, 2 и 5, область максимальных значений амплитуд АЭ, хорошо коррелирует с областями максимальных значений исправленных ФР $f(r)$ и $f_2(r)$. Если же сравнивать нормированные ФР $f_2(r)$, полученные в первом и втором приближениях, то необходимо отметить их существенное отличие в области малых размеров, аналогичное тому, которое наблюдалось для ФР $f(r)$ (см. рис. 2). Кроме того, как следует из графиков на рис. 2 и 5, максимальные значения исправленной ФР $f_2(r)$ находятся приблизительно в той же области радиусов, что и максимальные значения ФР $f(r)$ второго приближения. Это свидетельствует о том, что фильтрация газоводяной смеси и сухого газа в основном происходит по составляющим ТПП, характерные размеры которых лежат приблизительно в одном и том же интервале. На рис. 3 и 4 приведены распределения относительных (по отношению к φ_2 и Ω_{23}) значений $\varphi_2(r)$ и $\Omega_{23}(r)$, соответствующие ФР $f_2(r)$ второго приближения. Анализируя графики на рис. 1, 3 и 4, можно отметить, что область размеров, где регистрируются максимальные значения амплитуд АЭ при фильтрации газожидкостной смеси, соответствует областям максимальных значений в распределениях $\varphi_2(r)$ и $\Omega_{23}(r)$. Кроме того, морфология этих распределений позволяет сделать вывод о том, что уширение в этой области размеров (и частот) АЧ спектра АЭ при фильтрации двухфазного флюида, по сравнению со спектром для сухого газа (см. рис. 1), обусловлено появлением дополнительных излучателей, в данном случае пузырьков жидкости.

Заключение

Предложенная методика количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ, базируется на соотношениях, описывающих взаимосвязь между параметрами АИ и структурно-петрофизическими характеристиками горной породы. Она позволяет учитывать относительный вклад источников, отличающихся по своим характерным размерам, в различные участки АЧ спектра АЭ. При интерпретации сигналов АЭ, зарегистрированных при фильтрации сухого газа в образце горной породы удалось построить нормированную ФР излучающих сфер по их радиусам, моделирующую распределение по характерным размерам составляющих ТПП. С ее использованием, были восстановлены соот-

ветствующие распределения пористости и УВП. При интерпретации результатов наблюдений АЭ при фильтрации газожидкостной смеси была построена ФР по размерам жидкой фазы. При этом было показано, что уширение АЧ спектра АЭ в области максимальных значений амплитуд, наблюдающееся при фильтрации газожидкостной смеси, связано с появлением в этом интервале размеров дополнительных излучателей, каковыми являются взвешенные в газе капельки жидкости. Предложенная методика корректировки ФР, основанная на процедуре минимизации свободной поверхностной энергии и сводящаяся к поиску минимума излучающей УВП при постоянном объеме, занимаемом фазами (в случае двухфазной среды при постоянной пористости φ), позволила получить результаты, лучше согласующиеся с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН, проекты № 12-Т-5-1004, № 12-П-5-1018.

Литература

Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И., Троянов А.К. Интерпретация наблюдений сигналов акустической эмиссии на Уральской сверхглубокой скважине // Геология и геофизика. 1992. № 6. С. 118–126.

Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И. Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // Дефектоскопия. 1993. № 3. С. 31–36.

Анцыферов И. И., Анцыферова Н. Г., Каган Я. Я. Сейсмоакустические исследования и проблема прогноза динамических явлений. М.: Наука, 1971. 136 с.

Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.

Беликов В.Т. Моделирование процессов акустической эмиссии в твердом теле // Дефектоскопия. 2008. № 6. С. 77–84.

Беликов В.Т., Шестаков А.Ф. Изучение временных изменений напряженного состояния геосреды в процессе разрушения // Геология и геофизика. 2008. № 5. С. 461–470.

Беликов В.Т. Восстановление структурных характеристик разрушающегося твердого тела по амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии // Дефектоскопия. 2010. № 1. С. 56–63.

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии для восстановления функции распределения трещин по размерам // Дефектоскопия. 2010. № 10. С. 26–33.

Виноградов С.Д. Акустические наблюдения процессов разрушения горных пород. М.: Наука, 1964. 84 с.

Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Купцов А.В., Ларионов И.А., Марапулец Ю.В., Рутенко А.Н., Шевцов Б.М. Геоакустическая локация областей подготовки землетрясений // ДАН. 2006. Т. 407. № 5. С. 669–672.

Грешников В. А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. М.: Издательство стандартов, 1976. 272 с.

Гуфельд И.А., Корольков А.В., Новоселов О.Н. Отражение геодинамических процессов в локальной геоакустической эмиссии // Вулканология и сейсмология. 2009. № 6. С. 62–73.

Ипатов А.И., Городнов А.В., Ипатов С.И., Марьенко Н.Н., Петров Л.П., Скопинцев С.П. Исследование амплитудно-частотных спектров сигналов акустического и электромагнитного шума при фильтрации флюидов в породах // Геофизика. 2004. № 2. С. 25–30.

Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.

Купцов А.В., Ларионов И.А., Шевцов Б.М. Особенности геоакустической эмиссии при подготовке землетрясений // Вулканология и сейсмология. 2005. № 5. С. 45–59.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 568 с.

Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В. Временные вариации высокочастотных сейсмических шумов // Физика Земли. 1979. № 11. С. 72–77.

Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука, 2003. 270 с.

Троянов А.К., Астраханцев Ю.Г., Дьяконов Б.П. Трехкомпонентный геоакустический каротаж–методическое и аппаратурно–программное обеспечение // Каротажник. 2000. Вып. 68. С. 17–33.

Keizer J. Erkenntnisse und Folgerungen aus der Messung von Gerauschen bei Zugbeanspruchung von metallischen Werkstoffen // Archiv fur das Eisenhuttenwesen. 1953, H. 1/2. S. 43-45.

Mc Kinlly R.M., Bower E.M., Rumble R.C. The structure and interpretation of noise from flow behind cemented casing // JPT, 1973, SPE N3999, №3, P. 329–338.

УДК 550.837

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ В МЕТОДЕ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ БЛУЖДАЮЩИМИ ТОКАМИ ТЯГОВОЙ СЕТИ ЖЕЛЕЗНОЙ ДОРОГИ

Вишнев В.С. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Выполнены расчеты профильных распределений основных и дополнительных информационных величин метода электроразведки блуждающими токами электрической железной дороги. Рассмотрены преимущества их совместного анализа.

Железная дорога, импульсы, полезный сигнал, модель, параметры, поле, кривые кажущегося сопротивления.

INFORMATION PARAMETERS OF ELECTRICAL PROSPECTING METHOD BY STRAY CURRENTS OF THE RAILWAY TRACTION NETWORK

Vishnev V. S. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Calculations of profile distributions of the basic and additional information parameters of electrical prospecting method by stray currents of the railway are executed. Advantages of their joint analysis are considered.

The railway, pulses, friendly signal, model, parameters, field, the apparent resistance curves.

Введение

В стандартном варианте метода блуждающих токов (МБТ), применяемом на территориях или вблизи шахт и рудников, имеющих откаточные средства на электрической тяге, для геологического картирования и разведки электронопроводящих залежей полезных ископаемых, результаты обработки экспериментальных материалов представляют, как правило, в виде графиков величины

$$\psi = \Delta E(\Delta t)_{\text{р}} / \Delta E(\Delta t)_{\text{д}},$$

где $\Delta E(\Delta t)_{\text{р}}$ и $\Delta E(\Delta t)_{\text{д}}$ – изменения напряженности поля за время Δt, соответственно, в подвижной (рядовой) и неподвижной (базисной или долговременной) приемной линии (Инструкция…, 1984). Однако профильные и площадные распределения ψ во многих случаях не отвечают требованиям практики геофизических работ, так как непригодны для количественного истолкования. Чтобы выявить более подходящие интерпретационные параметры метода, которые бы подошли и при использовании в геологии апериодического импульсного поля магистральных (междугородних) электрических железнодорожных веток, и – поля электрических железнодорожных веток горнодобывающих предприятий, нами были осуществлены соответствующие теоретические и экспериментальные изыскания (Вишнев, 1989; Вишнев, и др., 1990; Вишнев и др., 1995). Полученные результаты (кратко) сводятся к следующему:

1. Из совокупности измерений апериодических импульсных помех, наводимых электрической железной дорогой (ЭЖД) в моменты изменения режимов энергопотребления электровозов, можно выделять однотипные по морфологии пространственного распределения (полезные) сигналы.

2. Источник полезных сигналов достаточно простой и, если использовать только квазиустановившуюся часть их амплитуд, легко поддается математическому описанию.

3. Электрические составляющие импульсного поля ЭЖД в квазиустановившемся режиме зависят от физических свойств (подстилающего рельсовые пути) геологического разреза, а магнитные – (особенно в близко расположенных к железнодорожному полотну пунктах местности) практически от них не зависят.

На основании этих исследований был создан новый электроразведочный метод (Вишнев, 1989; 2012), условно обозначенный аббревиатурой МЭПЖД – метод элек-

троразведки полем железной дороги. В нем измеряют (на рядовых и базисном пунктах наблюдения) кроме электрических (как в МБТ) еще и магнитные составляющие помех, выделяют однотипные по структуре источника сигналы и преобразуют их в величины кажущегося сопротивления ($\rho_к$), профильные распределения которых (кривые $\rho_к$) можно интерпретировать количественно. В процессе разработки теоретических основ метода выявилось некоторое количество отличных от ψ информационных параметров, в том числе:

$$\rho_{к,x} = \frac{G_{y\text{р}}}{P_{x\text{р}}}\frac{\Delta E_{x\text{р}}}{\Delta H_{y\text{р}}}, \quad \rho_{к,y} = \frac{G_{x\text{р}}}{P_{y\text{р}}}\frac{\Delta E_{y\text{р}}}{\Delta H_{x\text{р}}},$$

$$\rho'_{к,y} = \frac{G_{x\text{д}}}{P_{y\text{р}}}\frac{\Delta E_{y\text{р}}}{\Delta H_{x\text{д}}}, \quad \rho'_{к,x} = \frac{G_{y\text{д}}}{P_{x\text{р}}}\frac{\Delta E_{x\text{р}}}{\Delta H_{y\text{д}}},$$

$$F'_i = P_{i\text{д}}\frac{\Delta E_{i\text{р}}}{\Delta E_{i\text{д}}}, \quad q_i = G_{j\text{р}}\frac{\Delta E_{i\text{р}}}{\Delta H_{j\text{р}}}, \quad q'_i = G_{j\text{д}}\frac{\Delta E_{i\text{р}}}{\Delta H_{j\text{д}}},$$

а также $\gamma_i = \Delta E_{i\text{р}}/\Delta H_{j\text{р}}$, $\gamma'_i = E_{i\text{р}}/\Delta H_{j\text{д}}$. Где для случая, например, двухстороннего питания электровозов и прямолинейного участка ЭЖД имеем

$$P_{x\text{м}} = \frac{k}{4\text{р}}\left[\int_0^{l_0} Q_1\frac{x_\text{м}}{R^3} + \int_{l_0}^{L} Q_2\frac{x_\text{м}}{R^3} + \int_{-\infty}^{0} Q_3\frac{x_\text{м}}{R^3} + \int_{L}^{\infty} Q_4\frac{x_\text{м}}{R^3}\right]dl,$$

$$P_{y\text{м}} = \frac{k}{4\pi}\left[\int_0^{l_0} Q_1\frac{(y_\text{м}-l)}{R^3} + \int_{l_0}^{L} Q_2\frac{(y_\text{м}-l)}{R^3} + \right.$$

$$\left. + \int_{-\infty}^{0} Q_3\frac{(y_\text{м}-l)}{R^3} + \int_{L}^{\infty} Q_4\frac{(y_\text{м}-l)}{R^3}\right]dl,$$

$$G_{y\text{м}} = \frac{k}{8\text{р}}\left[\int_0^{l_0} Q_1\frac{x_\text{м}}{r^2} + \int_{l_0}^{L} Q_2\frac{x_\text{м}}{r^2} + \int_{-\infty}^{0} Q_3\frac{x_\text{м}}{r^2} + \int_{L}^{\infty} Q_4\frac{x_\text{м}}{r^2}\right]dl,$$

$$G_{x\text{м}} = \frac{-k}{8\pi}\left[\int_0^{l_0} Q_1\frac{y_\text{м}-l}{r^2} + \int_{l_0}^{L} Q_2\frac{y_\text{м}-l}{r^2} + \right.$$

$$\left. + \int_{-\infty}^{0} Q_3\frac{y_\text{м}-l}{r^2} + \int_{L}^{\infty} Q_4\frac{y_\text{м}-l}{r^2}\right]dl + J_x,$$

$$J_x = \frac{h}{4\pi(x_\text{м}^2+h^2)}\left\{\frac{y_\text{м}(1-l_0/L)}{(x_\text{м}^2+y_\text{м}^2+h^2)^{1/2}} - \right.$$

$$-\frac{(y_\text{м}-l_0)(1-l_0/L)}{[x_\text{м}^2+(y_\text{м}-l_0)^2+h^2]^{1/2}} -$$

$$-\frac{(y_\text{м}-l_0)(l_0/L)}{[x_\text{м}^2+(y_\text{м}-l_0)^2+h^2]^{1/2}} +$$

$$\left. + \frac{(y_\text{м}-L)(l_0/L)}{[x_\text{м}^2+(y_\text{м}-L)^2+h^2]^{1/2}}\right\},$$

$$Q_1 = (\frac{l_0}{L}-1)e^{-kl} + e^{+kl_1} - \frac{l_0}{L}e^{+kl_2},$$

$$Q_2 = (\frac{l_0}{L}-1)e^{-kl} + e^{-kl_1} - \frac{l_0}{L}e^{+kl_2},$$

$$Q_3 = (\frac{l_0}{L}-1)e^{+kl} + e^{+kl_1} - \frac{l_0}{L}e^{+kl_2},$$

$$Q_4 = (\frac{l_0}{L}-1)e^{-kl} + e^{-kl_1} - \frac{l_0}{L}e^{-kl_2},$$

$$l_1 = l - l_0, \quad l_2 = l - L,$$

$$r = \left[x_\text{м}^2 + (y_\text{м}-l)^2\right]^{\frac{1}{2}},$$

$$R = \left[x_\text{м}^2 + (y_\text{м}-l)^2 + z_\text{м}^2\right]^{\frac{1}{2}}, \; k = (r_\text{р}/r_\text{п})^{1/2}.$$

Здесь $j=x, y, z$; $i=y, x$; $x_\text{м}$, $y_\text{м}$, $z_\text{м}$ – прямоугольные декартовы координаты пикетов измерительной сети с началом в точке подсоединения к рельсам одной из питающих электровоз (Э) тяговых подстанций, в частности А, осью y, направленной от А к Э, осью z – по вертикали вниз; h – высота подвеса контактного провода; l – текущая координата железнодорожного полотна (при $x = 0$, $l = y$, при $z_\text{м} = 0$, $R = r$); Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 – доли токов утечки различных участков рельсового пути; $P_{i\text{м}}$ и $G_{j\text{м}}$ – величины, характеризующие геометрию электрической и магнитной компоненты поля ЭЖД; J_x – часть $G_{x\text{м}}$, обусловленная токами секции контактного провода: $\rho_{к,x}$ – кажущееся удельное сопротивление геоэлектрического разреза по измерениям линией *MN* перпендикулярной, $\rho_{к,y}$ – кажущееся удельное сопротивление по измерениям линией *MN* параллельной преимущественному направлению дороги; L – длина секции контактного провода; l_0 – координата места изменения тяговой нагрузки электровозов; $r_\text{р}$ и $r_\text{п}$ – погонные сопротивления рельсов и перехода рельс – земля (грунт); $\Delta E_{i\text{р}}$, $\Delta H_{j\text{д}}$, $\Delta H_{j\text{р}}$ – составляющие векторов напряженности электрического и магнитного поля в прямоугольной системе координат, связанной с моделью ЭЖД; М – точка земной по-

верхности; р – символ рядового, д – базисного (долговременного) пункта наблюдения (м = р или м = д).

Статья посвящена выяснению информационных возможностей их профильных распределений.

1. *Кривые* $\rho_{к,x}$, $\rho_{к,y}$ ***и*** $\rho'_{к,x}$, $\rho'_{к,y}$ (1)

Значения параметров (1), как было предложено в работе (Вишнев, 1989), находятся путем умножения полезных сигналов $\Delta E_i/\Delta H_j$, выделяемых из совокупности измерений импульсных помех от тяговой сети железной дороги, на величины G_j / P_i, играющие роль коэффициентов электроразведочной установки.

При точном задании модели источника кривые (1) рис. 1 а, б и 2 а, б, шифр 2 отражают только особенности геоэлектрического разреза, при неточном задании (шифр 1, 3) – еще и модельные несоответствия, влияние которых распределяется вдоль профиля наблюдения неравномерно, и области искажений легко принять за локальные аномалии. Чтобы выяснить, возможно ли их отличать от реальных аномалий посмотрим как ведут себя другие информационные параметры.

2. *Профильные распределения* $q'_x(x)$, $q'_y(x)$, $F'_x(x)$, $F'_y(x)$, $q_x(x)$, $q_y(x)$

Кривые $F_i'(x)$ и $q_i'(x)$ для трехслойных геоэлектрических разрезов типа «*К*» и «*Н*» приведены на рис. 3 и 4.

На рис. 5 (шифр 2) даны истинные очертания профильных распределений $\Delta E_{x\text{р}}(x)$, $\Delta E_{y\text{р}}(x)$, содержащих сведения о тех же разрезах при возбуждении тяговым током ($I_\text{т}$), равным одному амперу. (Действительно, при точных значениях параметров модели источника и токе $I_\text{т}$= =1 А в математическом выражении $q_i = G_{j\text{р}} \cdot \Delta E_{i\text{р}} / \Delta H_{jp}$, где $\Delta H_{jp} = I_\text{т} \cdot G_{j\text{р}}$ величина ΔH_{jp} численно равна $G_{j\text{р}}$, значит (без учета единиц измерения) $\Delta E_{i\text{р}} = q_i$).

Рисунки показывают, что форма графиков $F_i'(x)$ и $q_i'(x)$ абсолютно идентична форме $\Delta E_{i\text{р}}(x)$ даже, если параметры модели источника (L, l_0 и k) исследуемого поля заданы с ошибками, так как в формулах расчета кривых $F_i'(x)$ и $q_i'(x)$ сигналы $\Delta E_{i\text{р}}(x)/\Delta E_{i\text{д}}$ ($\Delta E_{i\text{р}}(x)/\Delta H_{j\text{д}}$) на всех пунктах сети наблюдений поля ЭЖД умножаются на одни и те же константы. То есть, ошибки задания (определения) величин L, l_0 и k влияют (при изображении в логарифмическом масштабе) только на уровень параллельного смещения $F_i'(x)$ и $q_i'(x)$ по оси ординат.

Кривые $q_i(x)$ (рис. 5, шифр 1, 3), как и $\rho_{к,i}$ и $\rho'_{к,i}$, искажаются и по уровню и по форме.

Следовательно, сравнивая $\rho_{к,i}$, $\rho'_{к,i}$, q_i и F_i', q_i', можно увидеть, какие части распределений $\rho_{к,i}$, $\rho'_{к,i}$, q_i отражают модельные несоответствия, а какие геоэлектрические аномалии.

3. *Некоторые особенности кривых* $\rho_{к,i}$ ***и*** $\rho'_{к,i}$, q_i ***и*** q_i'

Анализируя выше приведенные формулы, замечаем, что если базисный пункт метода ЭПЖД находится на профиле наблюдений, то кривые $\rho_{к,i}$ и $\rho'_{к,i}$, q_i и q_i' при любых модельных ошибках должны в нем иметь (попарно) одинаковые значения. Если модельные погрешности сведены к нулю, то такое совпадение должно соблюдаться и в остальных пунктах.

Значит, для уменьшения модельных искажений профильных распределений $\rho_{к,i}$ и $\rho'_{к,i}$, q_i и q_i' нужно, приближая параметры модели источника полезного сигнала МЭПЖД к оптимальным значениям, пытаться достичь наиболее полного попарного совпадения этих распределений.

Рассмотрим как осуществляется данная процедура на теоретическом материале.

4. *Пример корректировки кривых* $\rho_{к,i}$ ***и*** $\rho'_{к,i}$, q_i ***и*** q_i'

Устранение искажений кривых $\rho_{к,i}$ и $\rho'_{к,i}$, q_i и q_i', возникших за счет ошибок задания модельных параметров целесообразно, вероятно, вести, руководствуясь таблицей рис. 6. В ней показаны, где за счет погрешности того или иного параметра могут происходить максимальные искажения той или иной кривой.

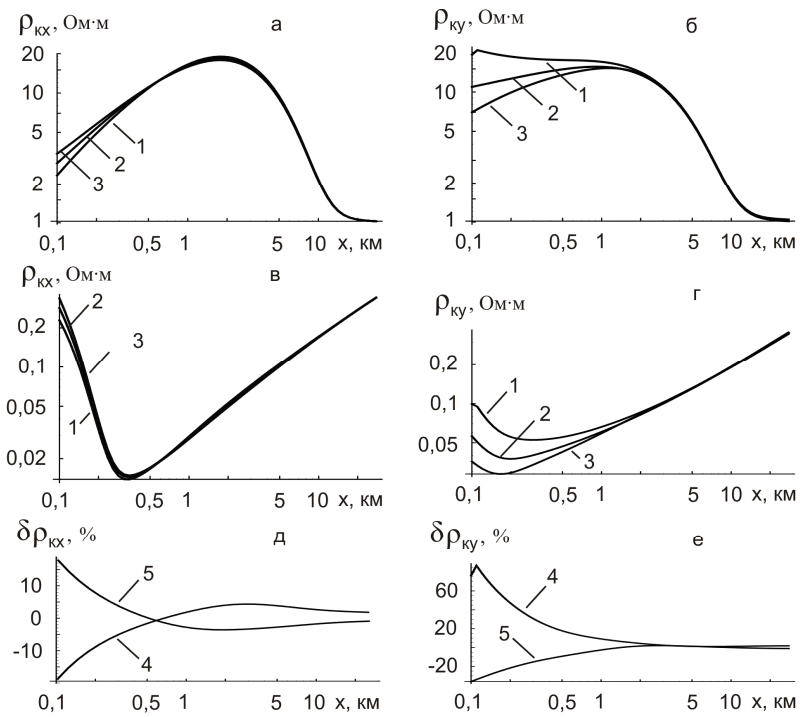


Рис. 1. Особенности хода «поперечных» $\rho_{к,x}(x)$ и «продольных» $\rho_{к,y}(x)$ кривых кажущегося сопротивления и графиков их погрешностей при ошибках задания длины секции контактного провода ($L\pm\Delta L$), координаты места изменении режимов энергопотребления электровозов ($l_0\pm\Delta l$), корня квадратного из отношения погонного сопротивления рельсов к погонному сопротивлению перехода рельс–земля ($k\pm\Delta k$) и координат пунктов наблюдения ($x_м\pm\Delta x$, $y_м\pm\Delta y$). а, б – трехслойный геоэлектрический разрез типа «*К*» (ρ_1=1 Ом·м, d_1=0,05 км, ρ_2=100 Ом·м, d_2=0,5 км, ρ_3=1 Ом·м, d_3= ∞ км); в, г – трехслойный геоэлектрический разрез типа «*Н*» (ρ_1=1 Ом·м, d_1=0,05 км, ρ_2=0,01 Ом·м, d_2=0,5 км, ρ_3=1 Ом·м, d_3= ∞ км); 1–при ΔL= –1 км, Δl_0=+1 км, Δk= = –0,028 км$^{-1}$, Δx= –0,02 км, Δy= –0,2 км; 2–при ΔL=0 км, Δl_0=0 м, Δk=0 км$^{-1}$, Δx=0 км, Δy=0 км; 3–при ΔL=1 км, Δl_0= –1 км, Δk=0,028 км$^{-1}$, Δx=0,02 км, Δy=0,2 км; д, е – графики относительных погрешностей значений $\rho_{кi}(x)$: 4–при ΔL= –1 км, Δl_0=1 км, Δk= – 0,028 км$^{-1}$, Δx= –0,02 км, Δy= –0,2 км; 5–при ΔL=1 км, Δl_0= = –1 км, Δk=0,028 км$^{-1}$, Δx=0,02 км, Δy=0,2 км. Параметры модели источника БТ и координаты точек расчета: $l_0\pm\Delta l_0$=7,0±Δl_0 км, $k\pm\Delta k$=0,14±Δk км$^{-1}$, $L\pm\Delta L$=20,0±ΔL км, x=(0,1–27,7)±Δx км, y=5,0±Δy км

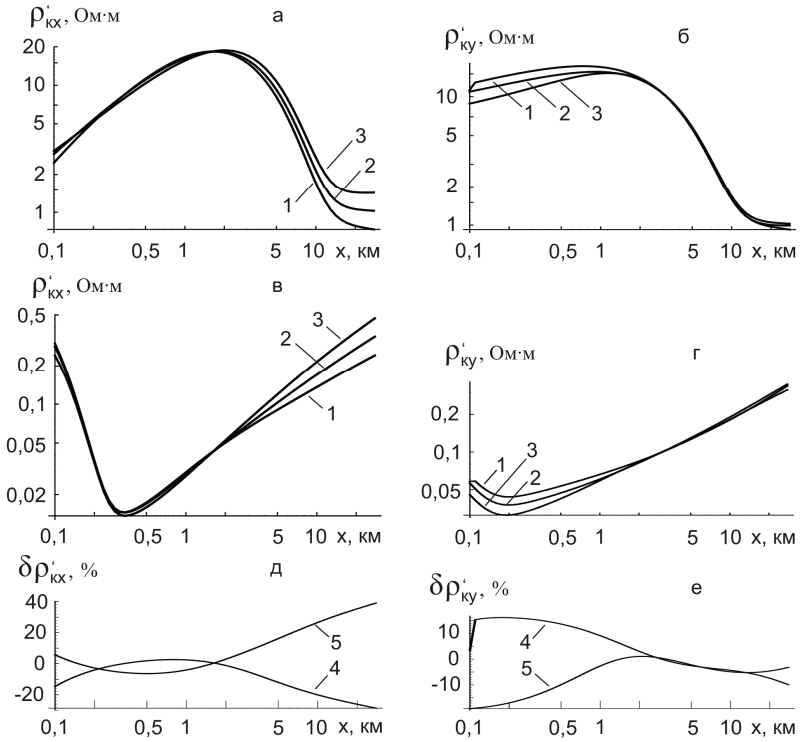


Рис. 2. Особенности хода «поперечных» и «продольных» кривых параметра $\rho'_{к,i}$ и графиков их погрешностей при тех же условиях расчета и той же последовательности обозначений, что на рис. 1

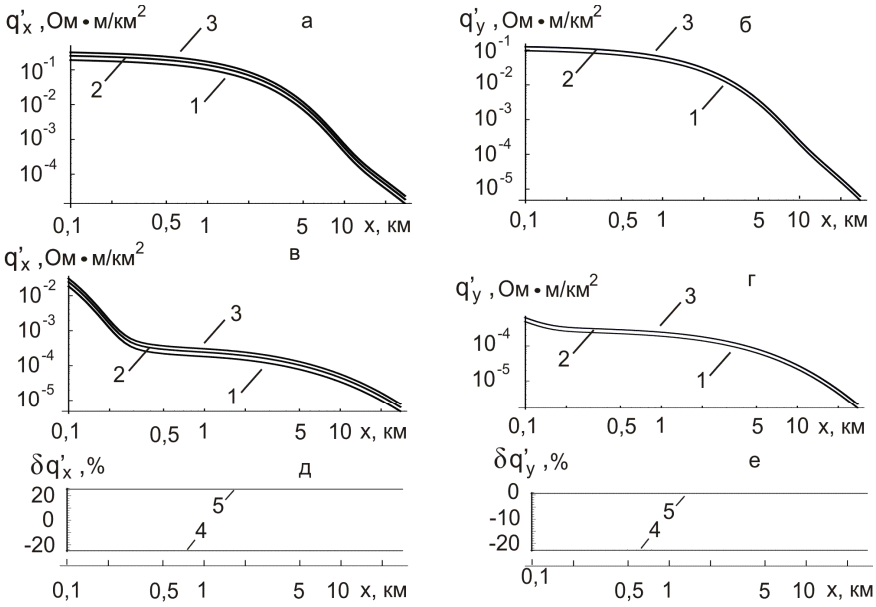


Рис. 3. Особенности хода «поперечных» и «продольных» кривых параметра $q_i^{'}$ и графиков их погрешностей при тех же условиях расчета и той же последовательности обозначений, что на рис. 1

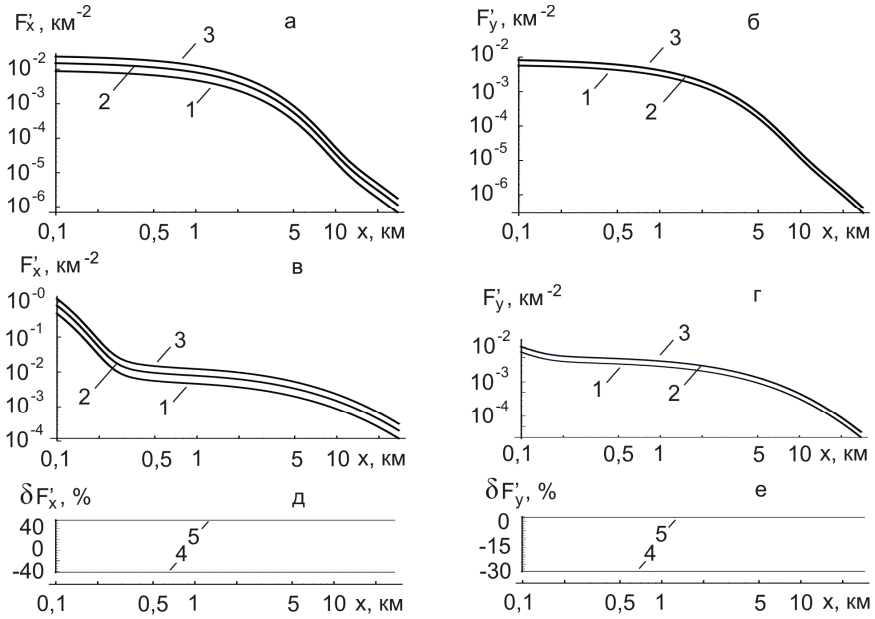


Рис. 4. Особенности хода «поперечных» и «продольных» кривых параметра $F_i^{'}$ и графиков их погрешностей при тех же условиях расчета и той же последовательности обозначений, что на рис. 1

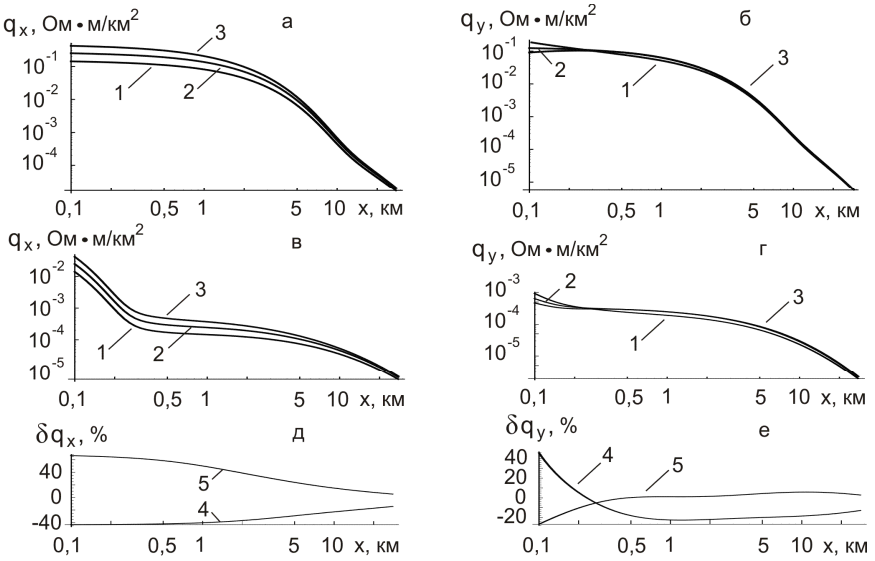


Рис. 5. Особенности хода «поперечных» и «продольных» кривых параметра q_i и графиков их погрешностей при тех же условиях расчета и той же последовательности обозначений, что на рис. 1

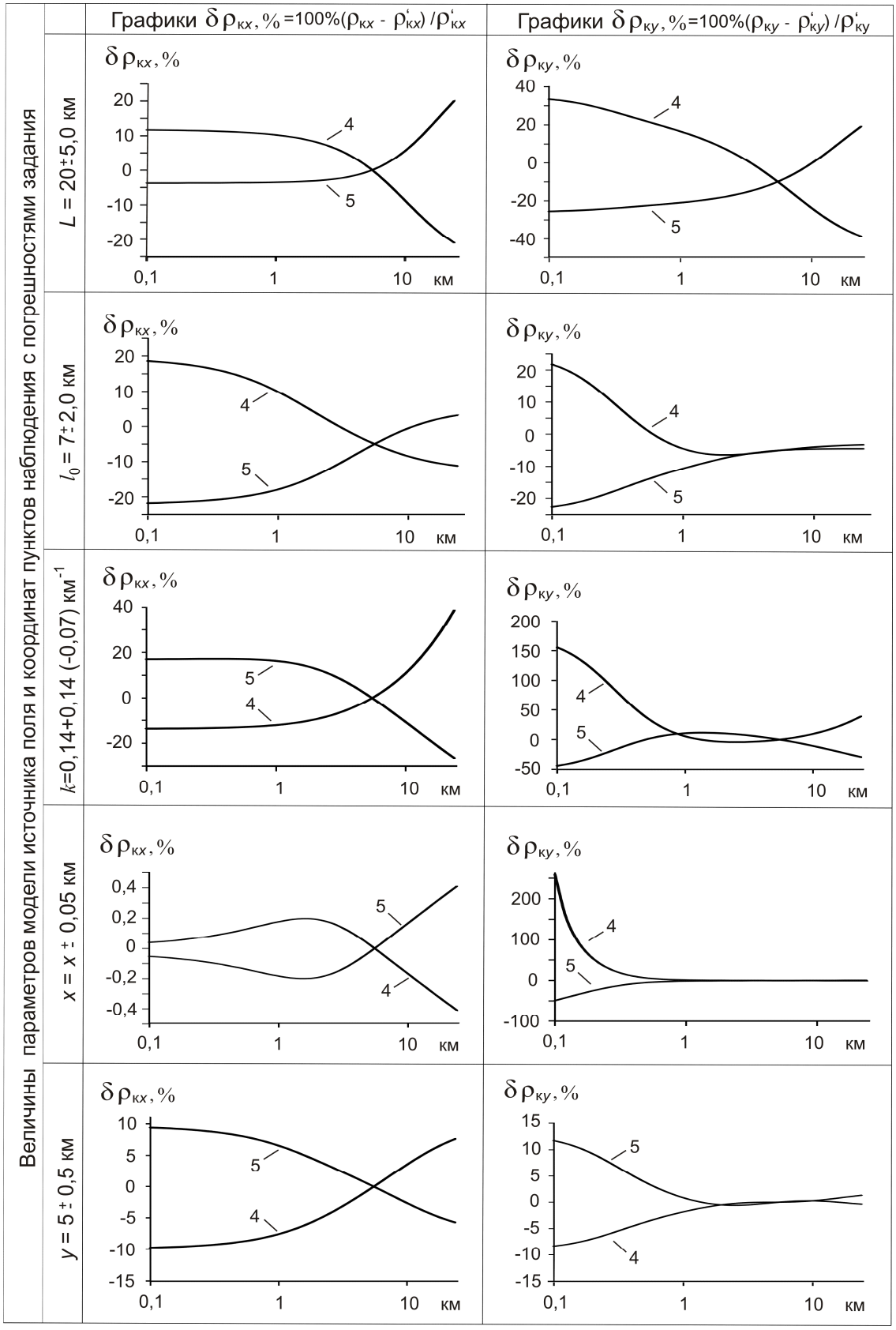


Рис. 6. Таблица графиков относительных отклонений величин $\rho_{к,x}$, $\rho_{к,y}$ от величин $\rho'_{к,x}$, $\rho'_{к,y}$ при введении отрицательных (4) и положительных (5) ошибок в один из параметров L, l_0, k и в одну из координат (x, y) пунктов наблюдения

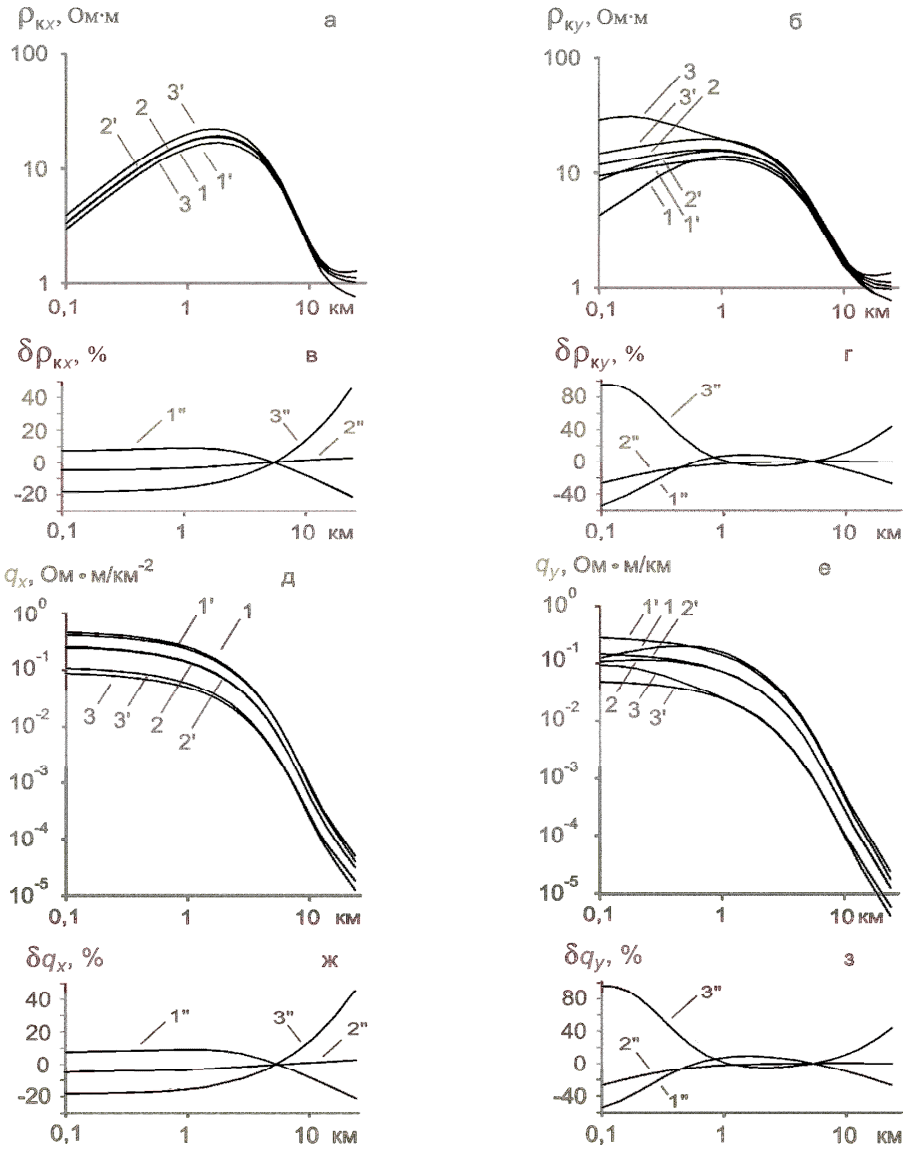


Рис. 7. Пример корректировки профильного хода величин $\rho_{к,i}q_i$, осложненных большой ошибкой задания параметра *k*. а, б – $\rho_{к,x}$, $\rho'_{к,x}$, $\rho_{к,y}$, $\rho'_{к,y}$; д, е – q_x, q_x', q_y, q_y' (1, 1' – исходные; 2, 2' – уточненные; 3, 3' – контрольные кривые); в, г, ж, з – графики относительных отклонений этих величин (1", 2", 3" – для Δ*k*, равного 0,14, 0,01, –0,07 км$^{-1}$); Δ*L*=+0,5 км, Δl_0=+0,1 км, Δ*x*=+0,01 км, Δ*y*= –0,2 км. Геоэлектрический разрез (тип «*K*») и модель источника БТ те же, что в описании рис. 1. Шифр со штрихом у профильных распределений $\rho'_{к,x}$ и q_x'

Допустим, что кривые под шифром 1 и 1' рис. 7 являются исходными. Сравнивая их, мы видим: кривые $\rho_{к,y}$ и $\rho'_{к,y}$ сильно расходятся на ближних к ЭЖД пунктах измерения, а кривые $\rho_{к,x}$ и $\rho'_{к,x}$ – на дальних. Обращаясь к рис. 6, замечаем, что такие расхождения могут быть вызваны неточностью задания параметра *k*. Варьируя его значением, добиваемся наилучшего совпадения кривых $\rho_{к,i}$ и $\rho'_{к,i}$, q_i и q_i' (шифр 2, 2').

Сближение кривых $\rho_{к,i}$ с $\rho'_{к,i}$, q_i с q_i', а также спрямление графиков их взаимных отклонений (шифр 1", 2"), сигнализируют, что новая величина параметра *k* более подходящая, чем предыдущая. При этом кривые $\rho_{к,i}$, $\rho'_{к,i}$ и q_i изменяются и по уровню и по форме, а q_i' только по уровню.

Следовательно, применяя упомянутую процедуру поочередно к каждому модельному параметру (*L*, l_0, *k*), можно повысить качество материалов, предназначенных для интерпретации данных измерения метода ЭПЖД.

Заключение

Рассматривая рисунки 1–5 (шифр 1, 2, 3), видим, что особенности геоэлектрического разреза в той или иной степени отражаются на каждом из них.

Однако лучше всего они заметны на кривых $\rho_{к,i}$ и $\rho'_{к,i}$. Действительно, по особенностям распределений $\rho_{к,i}$ и $\rho'_{к,i}$ можно в благоприятных случаях легко определить тип геоэлектрического разреза, а по их асимптотам и некоторые его численные характеристики, например суммарную продольную проводимость осадоч-

ного чехла.

Значит, главная польза параметров q_i, $F_i^{'}$, $q_i^{'}$ состоит в том, что они помогают оценить и устранить модельные искажения кривых $\rho_{к,i}$ и $\rho^{'}_{к,i}$, хотя q_i и $q_i^{'}$ пригодны и к количественному истолкованию.

Работа выполнена (частично) при финансовой поддержке УрО РАН конкурсной программы фундаментальных исследований № 12-Т-5-1020.

Литература

Вишнев В.С. Об использовании поля тяговой сети электрической железной дороги для электрозондирования // Электрометрические исследования на Урале. Сборник Ин-та геофизики Уро РАН. Свердловск. 1989. С. 2–27. – Рукопись деп. в ВИНИТИ № 4380–В89.

Вишнев В.С., Дьяконова А.Г., Журавлева Р.Б. Способ геоэлектроразведки. А.С. 1582160, Б.И. № 28. 1990.

Вишнев В.С., Дьяконова А.Г., Хачай О. А. Опыт электрозондирования верхней части земной коры Урала полем тяговой сети электрифицированной железной дороги // Геология и геофизика. 1995. Т. 36. № 12. С. 122–127.

Вишнев В.С. Приемы полевых и камеральных работ в методе электроразведки блуждающими токами тяговой сети железной дороги // Уральский геофизический вестник. 2012. № 2(20). С. 14–30.

Инструкция по электроразведке. Л.: Недра, 1984. 352 с.

УДК 550.838

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛА НАКЛОНА ГРАНИЦЫ ДВУХ СРЕД ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СКВАЖИНАХ

Глухих И.И., Белоглазова Н.А. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург
Корнилков В.С – Институт горного дела УрО РАН, Екатеринбург
Лузянин П.В. – ООО «Ванадий» Качканарский ГОК, Качканар

Аннотация. Предложена методика определения угла наклона границы двух сред по данным трехкомпонентного скважинного магнитометра типа МИ-3803М без построения аномальных векторов геомагнитного поля. Приведены результаты опробования предложенной методики при проведении измерений в разведочных и буровзрывных скважинах.

Определение элементов залегания пластов, аномальные вектора геомагнитного поля, скважинный магнитометр.

ON DETERMINATION ANGLE BOUNDARY BETWEEN TWO MEDIA RESULTS FOR TERNARY MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS IN BOREHOLES

Gluchich I.I., Beloglazova N.A. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg
Kornilkov V.S. – Institute of Mining UB of RAS, Yekaterinburg
Lousianin P.V. – LLC «Vanadium» KGOK, Kachkanar

Abstract. The method for determining the angle of the boundary between two media according to the three-component borehole magnetometer type MI-3803M without constructing the anomalous geomagnetic field vectors was proposed. The results of testing the proposed technique for measurements in a exploratory and shot holes is presented.

Identify elements of occurrence of layers, anomalous geomagnetic field vector, downhole magnetometer.

Введение

Определение элементов залегания границы двух сред имеет принципиальное значение при проведении магнитометрических исследований в одиночных скважинах таких, как сверхглубокие, опорные, параметрические, морского бурения, когда основой для построения геологического разреза являются результаты изучения кернового материала и общие региональные геологические представления.

В настоящее время определение элементов залегания пластообразных тел по измерениям внутреннего и внешнего магнитных полей проводится по методикам, предложенным В.Н. Пономаревым и А.Н. Бахваловым (Пономарев, Бахвалов, 1964; 1969; Магниторазведка, 1990). Методики основаны на известном положении о непрерывности магнитной индукции (**B**) при переходе из среды с одной магнитной проницаемостью в среду с другой магнитной проницаемостью (Говорков, 1968; Смайт, 1954) и вычислении аномальных значений векторов напряженности магнитного поля во взаимно ортогональных плоскостях. На практике достаточно нередки ситуации, когда результаты расчетов по скважинным магнитометрическим измерениям не совпадают с геологическими данными. Эти расхождения могут быть связаны с погрешностями измерений, построения векторов аномального магнитного поля и погрешностью выбора точек расчета при больших градиентах измеряемого магнитного поля, но могут иметь и объективное обоснование.

Методика расчета

Вследствие непрерывности линий магнитной индукции нормальные к граничной поверхности составляющие вектора **B** в соседних точках, лежащих соответственно по одну и другую сторону границы, должны быть равны ($B_{n1} = B_{n2}$). А касательная составляющая вектора **H** на границе двух сред должна быть непрерывна в случае от-

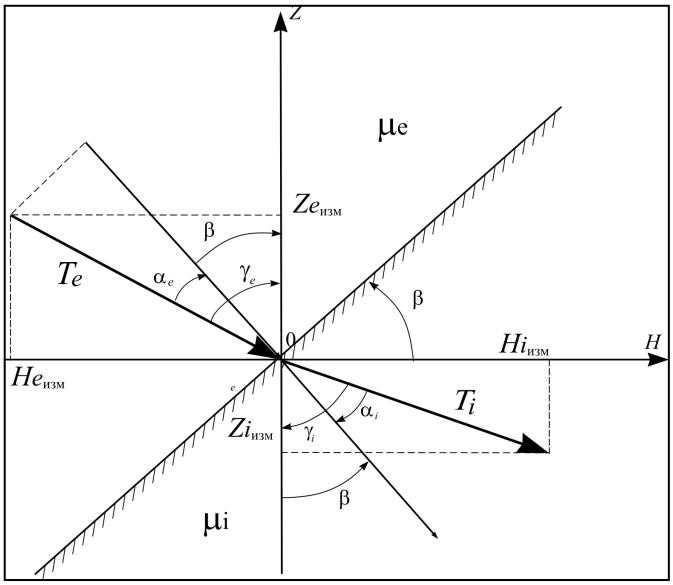


Рис. 1. Магнитное поле на границе двух сред: β – угол наклона границы, отсчитывается от горизонтали против часовой стрелки; γ – угол между вертикальной осью системы координат и вектором магнитного поля $T_{изм}$ (отсчитывается от вертикали против часовой стрелки); α – угол между перпендикуляром к поверхности границы и вектором магнитного поля $T_{изм}$ (отсчитывается по часовой стрелке)

сутствия тока ($H_{t1} = H_{t2}$) (Говорков, 1968).

Основываясь на этих положениях, можно по результатам измерений в скважине трех компонент магнитного поля определить угол наклона границы двух сред без построения аномальных векторов напряженности магнитного поля.

Рассмотрим ситуацию, соответствующую контакту вмещающей среды с магнитной проницаемостью μ_e и рудного тела с магнитной проницаемостью $\mu_i > \mu_e$ (рис. 1).

Исходя из условия о непрерывности линий магнитной индукции ($B_{ne} = B_{ni}$) и учитывая, что $\alpha_e = \beta - \gamma_e$, а $\alpha_i = \beta - \gamma_i$, имеем

$$\mu_e \cdot T_e \cdot \cos(\beta - \gamma_e) = \mu_i \cdot T_i \cos(\beta - \gamma_i).$$

После небольших преобразований угол наклона границы двух сред определяется:

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{\mu_i Z_{i\text{изм}} - \mu_e Z_{e\text{изм}}}{\mu_e H_{e\text{изм}} - \mu_i H_{i\text{изм}}}. \quad (1)$$

При выходе силовых линий из рудного тела (μ_i) во вмещающую среду ($\mu_e < \mu_i$), угол наклона границы определяется по формуле:

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{\mu_e Z_{e\text{изм}} - \mu_i Z_{i\text{изм}}}{\mu_i H_{i\text{изм}} - \mu_e H_{e\text{изм}}}. \quad (2)$$

Как и следует из физических представлений, формулы 1 и 2 полностью идентичны. Приведенные формулы справедливы для случая, когда все вектора и составляющие находятся в плоскости вектора $T_{изм}$. При проведении работ с комплексным скважинным магнитометром-инклинометром МИ-3803М измеряются вертикальная составляющая (Z), модуль горизонтальной составляющей (H) вектора геомагнитного поля (T), магнитный азимут (A) и величина магнитной восприимчивости (æ) горных пород, слагающих стенки скважины (Астраханцев, Белоглазова, 2012).

Магнитный азимут модуля горизонтальной составляющей вычисляется по измерениям горизонтальных составляющих вектора магнитного поля в плоскости наклона скважины (H_x) и в плоскости, ортогональной ей (H_y). Магнитный азимут скважины в аномальных зонах (рудных телах) будет достаточно сильно отличаться от магнитного азимута скважины в нормальном магнитном поле. Наиболее часто все расчеты проводят в плоскости угла наклона скважины, поскольку именно эта плоскость совпадает с плоскостью геологического разреза, в которой увязываются зоны рудных пересечений. Но, в общем случае, расчет β-угла наклона и A_β-азимута границы раздела двух сред в пространстве проводят по углам наклона границы в меридиональной (β_0) и широтной (β_{90}) плоскостях (Магниторазведка, 1990) по формулам:

$$\beta_0 = \mathrm{arctg}\,\frac{\mu_e Z_{e\text{изм}} - \mu_i Z_{i\text{изм}}}{\mu_i H_{i\text{изм}} \cos A_{i\text{изм}} - \mu_e H_{e\text{изм}} \cos A_{e\text{изм}}}. \quad (3)$$

$$\beta_{90} = \mathrm{arctg}\,\frac{\mu_i Z_{i\text{изм}} - \mu_e Z_{e\text{изм}}}{\mu_i H_{i\text{изм}} \sin A_{i\text{изм}} - \mu_e H_{e\text{изм}} \sin A_{e\text{изм}}}. \quad (4)$$

$$\beta = \arccos\,\frac{1}{\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\,\beta_0 + \mathrm{tg}^2\,\beta_{90}}}. \quad (5)$$

$$A_\beta = \arcsin\,\frac{\mathrm{tg}\,\beta_{90}}{\sqrt{\mathrm{tg}^2\,\beta_0 + \mathrm{tg}^2\,\beta_{90}}}. \quad (6)$$

Суммарное влияние систематических и случайных погрешностей измерений составляющих геомагнитного поля, магнитной восприимчивости и вычисления магнитного азимута на величину ошибки определения угла наклона границы может быть оценено по формуле (Кемниц, 1967):

$$\delta\beta = f(\beta)'_\mu\, d\mu + f(\beta)'_Z\, dZ + f(\beta)'_H\, dH + f(\beta)'_A\, dA. \quad (7)$$

Для конкретной точки вычисления угла наклона границы эта формула имеет следующее выражение (7а):

$$\begin{aligned} d\beta_{\mu,Z,H,A} = {} & \frac{\mu_i H_i \cos A_i - \mu_e H_e \cos A_e}{(\mu_i H_i \cos A_i - \mu_e H_e \cos A_e)^2 + (\mu_e Z_e - \mu_i Z_i)^2} \times \\ & \times \frac{(Z_e - Z_i) - (\mu_e Z_e - \mu_i Z_i)(H_i \cos A_i + H_e \cos A_e)}{(\mu_i H_i \cos A_i - \mu_e H_e \cos A_e)^2 + (\mu_e Z_e - \mu_i Z_i)^2} d\mu + \\ & + \frac{(\mu_i - \mu_e)(\mu_i H_i \cos A_i - \mu_e H_e \cos A_e)}{(\mu_i H_i \cos A_i - \mu_e H_e \cos A_e)^2 + (\mu_e Z_e - \mu_i Z_i)^2} dZ + \\ & + \frac{(\mu_e - \mu_i)(\mu_i Z_i - \mu_e Z_e)}{(\mu_i H_i \cos A_i - \mu_e H_e \cos A_e)^2 + (\mu_e Z_e - \mu_i Z_i)^2} dH + \\ & + \frac{(\mu_e Z_e - \mu_i Z_i)[\mu_i H_i \sin A_i - \mu_e H_e \sin A_e]}{(\mu_i H_i \cos A_i - \mu_e H_e \cos A_e)^2 + (\mu_e Z_e - \mu_i Z_i)^2} dA. \end{aligned}$$

Проверка формул (1) и (2) на теоретических моделях показывает, что погрешность определения угла наклона границы не превышает ±1°.

Известно, что даже непрерывная регистрация измеряемых параметров реализуется путем дискретных последовательных измерений тремя блоками, расположенными на некотором расстоянии друг от друга вдоль оси скважинного прибора. Для решения задач интерпретации относительно малый разнос точек измерения вертикальной и горизонтальной составляющих геомагнитного поля не имеет принципиального значения. При расчете же угла наклона границы эта разница должна быть учтена.

Обсуждение результатов

Проверка предложенной методики расчета угла наклона границы на практическом примере проведена по результатам измерений в скважинах, вскрывших одно рудное тело. В теоретической формуле заложено условие того, что измерение внешнего и внутреннего магнитных полей произведено в одной точке. Естественно, что в реальных условиях это требование выполнено быть не может. Одна точка измерений считается внешней, следующая – внутренней. Граница между средами с различной магнитной проницаемостью μ, как правило, проводится по данным измерения величины магнитной восприимчивости (μ = 1+æ). Для контрастных сред она соответствует половине аномального значения величины магнитной восприимчивости. Для слабоконтрастных сред граница определяется конкретно в каждом случае.

На рис. 2 приведены данные измерения магнитной восприимчивости и состав-

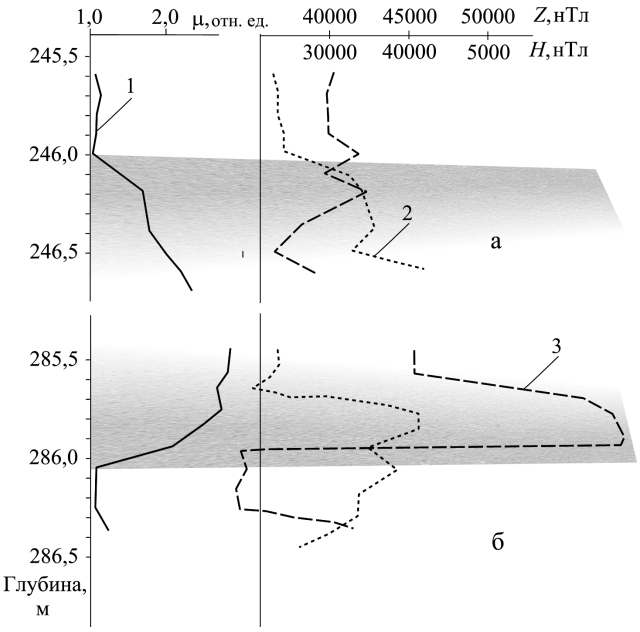


Рис. 2. Аномалия пересечения по скв. 732 на месторождении Сутарском: а – в кровле; б – подошве рудного пласта (по данным ФГУП «Дальгеофизика»); 1 – магнитная проницаемость, μ; 2 – горизонтальная составляющая, *H*; 3 – вертикальная составляющая, *Z*

Таблица. Углы наклона и азимуты простирания границ раздела, рассчитанные по результатам скважинной магнитометрии

№ скважины	Глубина, м	Угол наклона, град	Азимут простирания, град
733	139,5	67,7	44,7
	180,5	73,8	81,2
732	246,0	61,9	74,1
	286,2	73,1	75,2

ляющих напряженности геомагнитного поля в кровле (а) и подошве (б) рудного пласта по скв. 732. За границу двух сред принимаются точки на глубинах 246,0 и 286,2 м. Для расчетов углов наклона границ используются результаты измерений в точках на глубинах 246,1 и 286,1 м (среда с повышенной магнитной восприимчивостью) и в точках – 245,9 и 286,3 м (немагнитная среда).

По аналогичной методике выполнены расчеты углов наклона границ в скв. 733 на глубинах 139,5 и 180,5 м.

Результаты расчетов приведены в таблице.

На рис. 3 приведены результаты расчетов элементов залегания рудных тел.

Оценка погрешности расчета угла наклона границы выполнена для точки 180,5 м по формуле (7а) при погрешности измерений величины магнитной восприимчивости ±5 %, составляющих геомагнитного поля ±500 нТл и магнитного азимута ±5°. Полученная погрешность расчета составила ±2,3°.

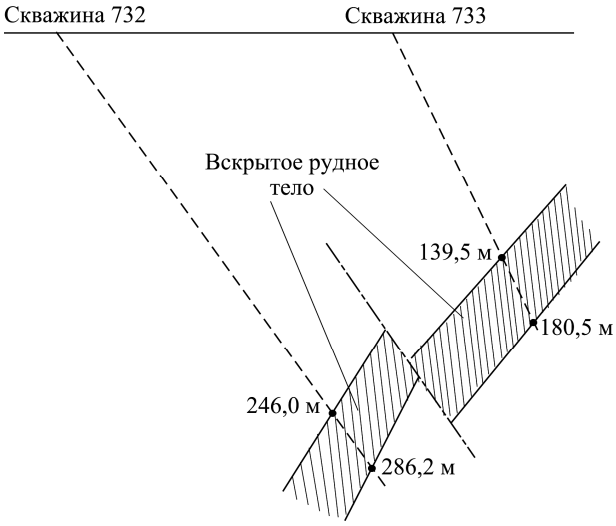


Рис. 3. Результаты расчетов элементов залегания рудных тел: пунктиром обозначена проекция скважины; штрихпунктиром – предполагаемое тектоническое нарушение

При построении модели рудного тела полученная информация позволяет предположить наличие между скважинами тектонического нарушения или плойчатой структуры рудного тела. Критерием объективности рассчитанных углов наклона границ может служить совпадение параметров аномалии наземной магнитной съемки с предполагаемым выходом рудного тела на земную поверхность.

Возможности вычисления элементов залегания границ двух сред по данным скважинной магнитометрии при изучении вкрапленных руд исследованы на примере буровзрывных скважин Качканарского ГОКа.

На рис. 4 приведен пример регистрации информации с комплексным прибором МИ-3803.

Измерения были выполнены в 11-и скважинах на одном из отрабатываемых блоков. Учитывая, что глубина скважин не более 17 м и они практически вертикальны, азимут модуля горизонтальной составляющей определяется без жесткой привязки к магнитному меридиану. При расчетах угла наклона границы использовалась условная привязка к меридиональной плоскости.

По вычисленным данным построены параметры границ раздела в плане на глубинах 5, 10 и 15 м (рис. 5), откуда видно, что явной пространственной связи азимутов простирания углов падения с распределением магнитного поля (вертикальной и горизонтальной составляющих) не устанавливается.

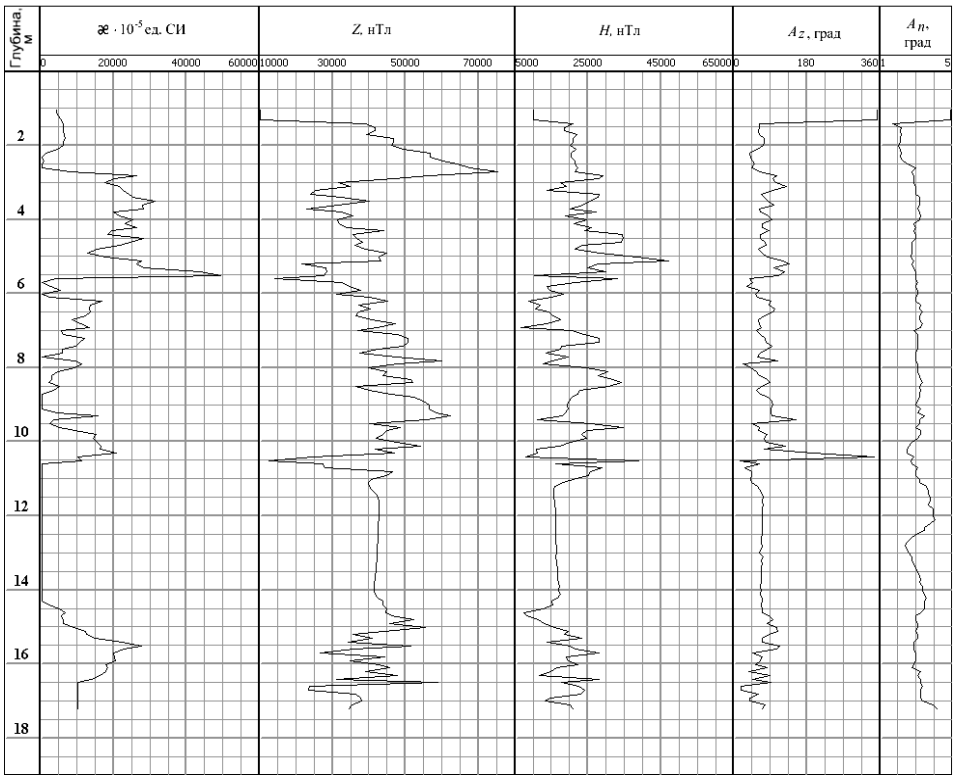


Рис. 4. Результаты скважинной магнитометрии в буровзрывной скважине КГОКа

На рис. 6 и 7 приведены гистограммы распределения углов падения и азимутов углов падения выделенных границ. Наиболее часто встречаются субвертикальное

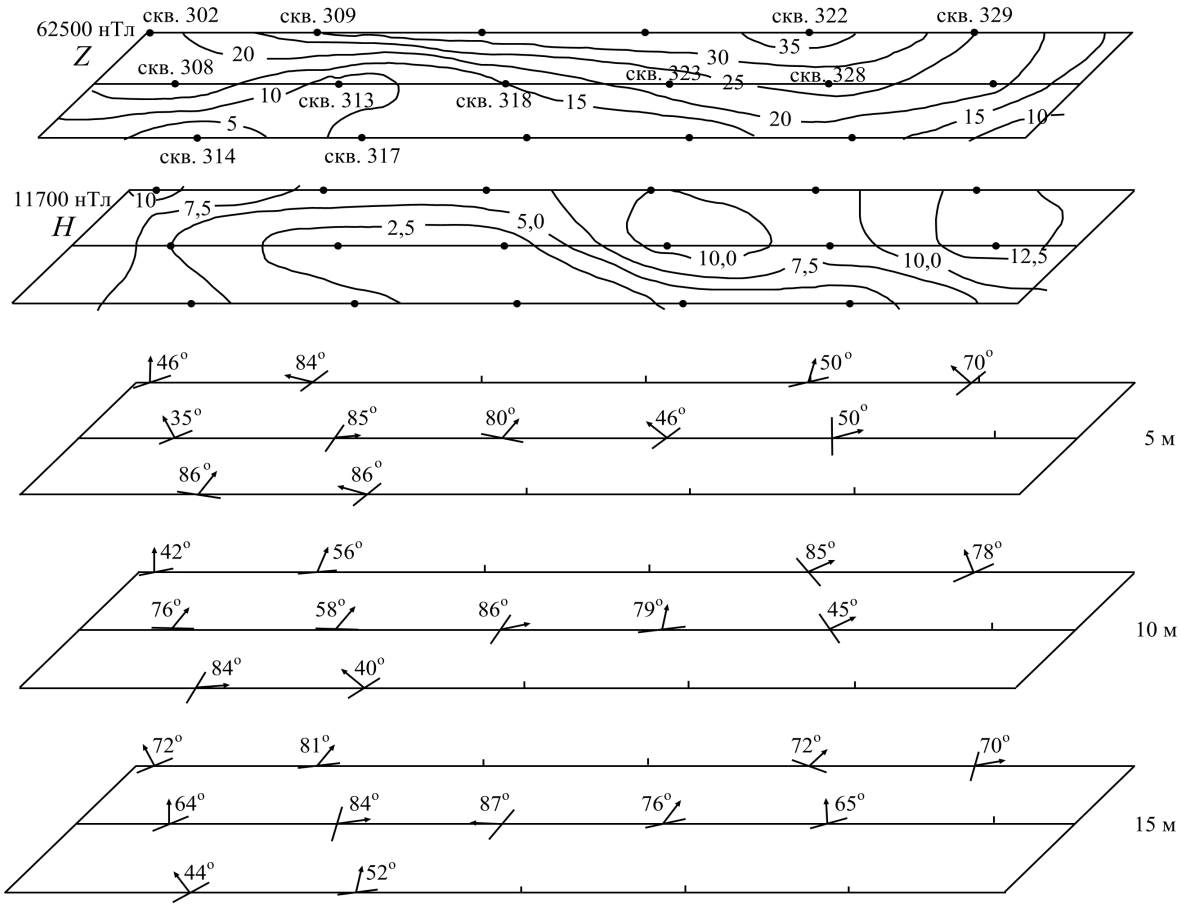


Рис. 5. Наземная трехкомпонентная магнитная съемка (выполнена А.Г. Вдовиным) и глубинное распределение вычисленных параметров границ разделов

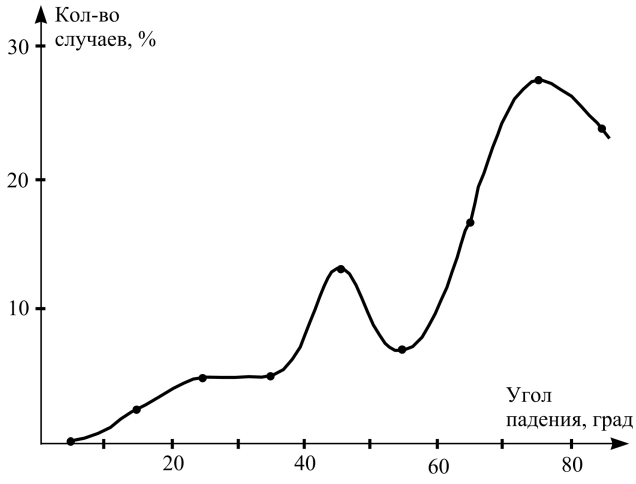


Рис. 6. Распределение углов падения

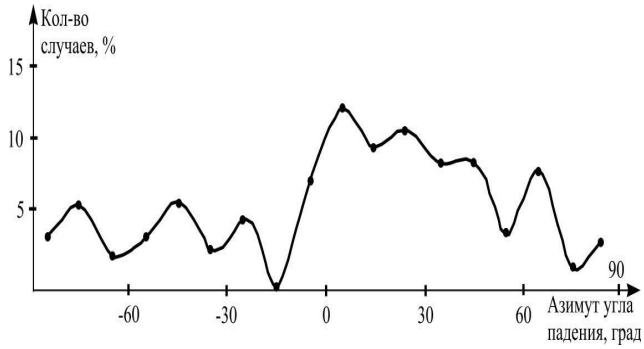


Рис. 7. Распределение азимутов углов падения

падение пластов (70–83°) и азимуты границ северо-западного направления (0–60°).

По одному из профилей построен вертикальный разрез, на котором приведены результаты увязки измеренной величины магнитной восприимчивости, пропорциональной содержанию магнетитового железа, между скважинами с учетом инфор-

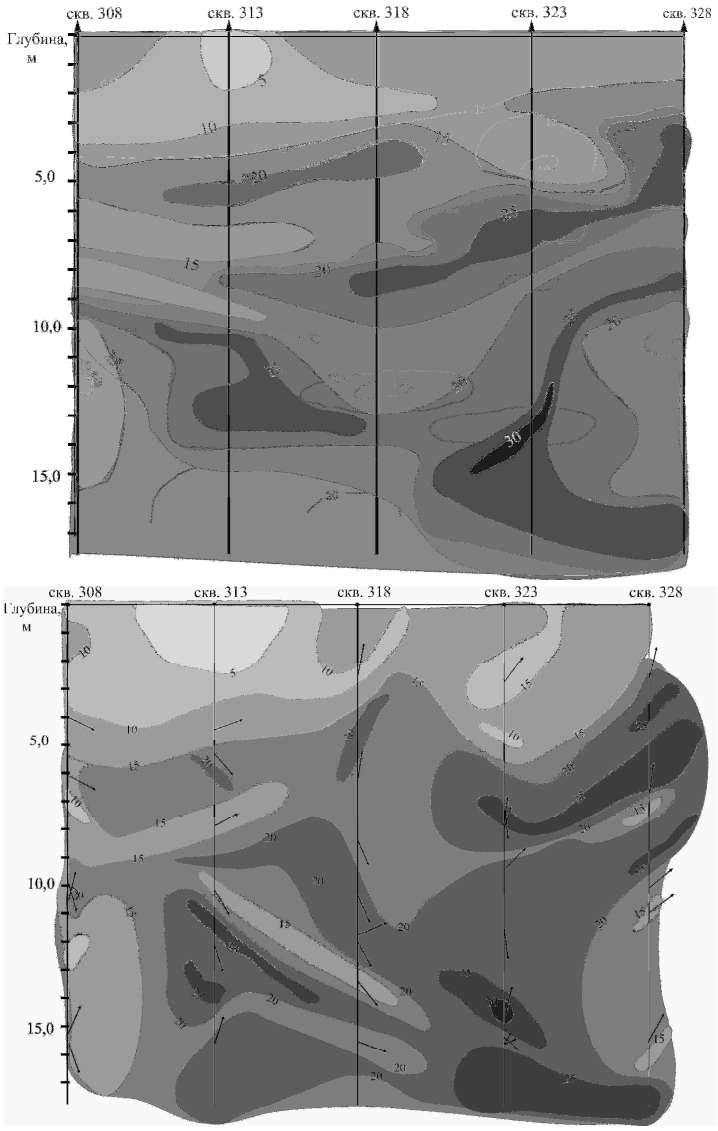


Рис. 8. Распределение содержания магнетитового железа по профилю: вверху – без учета углов наклона; внизу – с учетом углов наклона границ; цифрами обозначено содержание магнетитового железа, %

мации об углах наклона границ и без неё (рис. 8).

При детальной селективной добыче полезного компонента, если его распределение контролируется магнитной минерализацией, эта информация может быть использованной.

Заключение

Таким образом, по результатам измерения в скважине трех компонент геомагнитного поля и величины магнитной восприимчивости возможно определение элементов залегания границы раздела магнитных сред без привлечения информации о нормальном магнитном поле. Погрешность этого определения зависит от погрешностей измерения используемого скважинного трехкомпонентного магнитометра.

В случае контрастных и протяженных рудных тел полученная информация может оказать существенную помощь при построении моделей рудных полей и рудных узлов. При добыче вкрапленных руд, когда отсутствует явно выраженный переход «вмещающая порода–руда», такая информации может быть использована при селективной отгрузке отбитой рудной массы, что может значительно снизить экономические затраты при дальнейшей переработке.

Работа выполнена при поддержке междисциплинарного проекта 12-М-23457-2041 по УрО РАН.

Литература

Астраханцев Ю.Г., Белоглазова Н.А. Комплексная магнитометрическая аппаратура для исследования сверхглубоких и разведочных скважин. Екатеринбург: УрО РАН, 2012. 120 с.

Говорков В.А. Электрические и магнитные поля. М.: Энергия, 1968. 488 с.

Кемниц Ю.В. Теория ошибок измерений. М.: Недра, 1967. 175 с.

Магниторазведка. Справочник геофизика / Под ред. В.Е. Никитского, В.С. Глебовского. М.: Недра, 1990. 470 с.

Пономарев В.Н., Бахвалов А.Н. Использование измерений внутреннего магнитного поля для определения элементов залегания пластообразных тел // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1964. № 3. С. 360–369.

Пономарев В.Н., Бахвалов А.Н. Интерпретация скачка магнитного поля, наблюдаемого в скважине при переходе через границу намагниченного тела // Прикладная геофизика. М., 1969. Вып. 54. С. 111–119.

Смайт В. Электростатика и электродинамика / Пер. с анг. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. 604 с.

УДК 550.361:551.583

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ИЗМЕНЕНИЙ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ЧЕРЕЗ ЗЕМНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ПО ДАННЫМ ОБ ИЗМЕНЕНИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ

Горностаева А.А. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Разработан алгоритм и выведены расчетные формулы для оценки изменений теплового потока через земную поверхность по известной истории изменения температуры поверхности, основанные на различных моделях аппроксимации температурной истории. Исследованы погрешности реконструкции потока при использовании различных моделей аппроксимации. Приведен пример реконструкции тепловой истории на Урале.

Температура земной поверхности, тепловой поток через земную поверхность, геотермия.

THE CALCULATION ALGORITHM OF GROUND SURFACE HEAT FLUX CHANGES FROM GROUND SURFACE TEMPERATURE CHANGES

Gornostaeva A.A. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The paper presents the calculation algorithm and formulas for the evaluation of ground heat flux changes from the known ground surface temperature (GST) history based on different approximation models of GST history. The uncertainties of heat flux reconstruction with different approximation models have been analyzed. The example of heat flux history reconstruction in the Urals is displayed.

Ground surface temperature, ground heat flux, geothermy.

Введение

В последние годы при исследовании теплового баланса земной поверхности все большую популярность приобретает методика расчета изменений теплового потока через земную поверхность по температурным данным (Wang and Bras, 1999; Wang and Bras, 1998; Mayocchi and Bristow, 1995). Такие расчеты бывают полезны, когда исследуются процессы теплопереноса через земную поверхность на различных временных шкалах. В почвоведении при изучении изменений теплового баланса суточных и годовых циклов этот метод удобен тем, что температура поверхности измеряется легче и точнее, чем тепловой поток.

Данная методика может применяться и в палеоклиматических исследованиях. Если имеется температурная история земной поверхности, которая может быть получена инструментальными методами либо реконструирована по геотермическим или косвенным данным, методика позволяет оценить долговременные (сотни, тысячи лет) изменения теплового потока через земную поверхность, которые отражают энергетику климатических изменений, произошедших в прошлом (Beltrami et al., 2000; 2002; Huang, 2006; Demezhko et al., 2013; Volobuev, 2013).

В (Wang and Bras, 1999) приведено интегральное соотношение между изменениями температуры земной поверхности и тепловым потоком, а в (Beltrami et al., 2002) – один из вариантов конечно-разностной аппроксимации этого соотношения.

В настоящей работе предложен алгоритм и расчетные формулы нахождения изменений теплового потока по ряду значений температуры поверхности, основанные на различных моделях аппроксимации температурной истории земной поверхности. Исследованы погрешности реконструкции потока при использовании различных моделей аппроксимации.

Алгоритм реконструкции теплового потока

В однородной полубесконечной среде в отсутствии на интервале наблюдений источников тепла и вертикальных течений изменение температуры с глубиной, обусловленное влиянием температурных изменений на по-

верхности, может быть описано одномерным нестационарным уравнением теплопроводности (Карслоу, Егер, 1964):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \qquad (1)$$

где t – время, a – коэффициент температуропроводности пород.

Тепловой поток связан с изменением температуры законом Фурье

$$q(0,t) = -\lambda \left.\frac{\partial T(z,t)}{\partial z}\right|_{z=0}. \qquad (2)$$

Если температура поверхности представлена в виде трехпараметрического закона

$$T(0,t') = D\left(t'\right)^{n/2}, \qquad (3)$$

где D – константа, n – положительное целое число (или 0),

$t' = \dfrac{t-t_0}{t_n - t_0}$, t_0 – момент начала температурных изменений, t_n – настоящее время, то выражение для температурной аномалии с глубиной будет иметь вид (Lachenbruch et al., 1982):

$$T_{an}(z,t') = 2^n \Gamma\left(\frac{1}{2}n+1\right) \mathrm{i}^n \mathrm{erfc}\frac{z}{\sqrt{4at'}} T(0,t');$$

$$T_{an}(z,t') = \begin{cases} \mathrm{erfc}\dfrac{z}{\sqrt{4at'}}, & n=0; \\ \sqrt{\pi}\,\mathrm{i}\ \mathrm{erfc}\dfrac{z}{\sqrt{4at'}}, & n=1; \\ 4\cdot \mathrm{i}^2 \mathrm{erfc}\dfrac{z}{\sqrt{4at'}}, & n=2; \\ 6\sqrt{\pi}\,\mathrm{i}^3 \mathrm{erfc}\dfrac{z}{\sqrt{4at'}}, & n=3, \end{cases} \qquad (4)$$

где $a = \dfrac{\lambda}{\rho c}$ – коэффициент температуропроводности, $\mathrm{i}^n\,\mathrm{erfc}(\beta)$ – кратный интеграл вероятностей и $\Gamma(\beta)$ – гамма-функция аргумента β. Дифференцирование уравнений (4) дает значение теплового потока через поверхность в виде функции

$$q(0,t') = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}n+1\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}n+\frac{1}{2}\right)} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{at'}} \cdot T(0,t'); \qquad (5)$$

$$q(0,t') = \begin{cases} \dfrac{E}{\sqrt{\pi t'}} T(0,t'), & n=0; \\ \dfrac{\sqrt{\pi}}{2}\dfrac{E}{\sqrt{t'}} T(0,t'), & n=1; \\ \dfrac{2E}{\sqrt{\pi t'}} T(0,t'), & n=2; \\ \dfrac{3}{4}\sqrt{\dfrac{\pi}{t'}} E T(0,t'), & n=3. \end{cases}$$

Здесь E – коэффициент тепловой активности (тепловой инерции) пород, характеризующий интенсивность теплообмена на земной поверхности.

Он связан с другими теплофизическими параметрами – теплопроводностью λ, температуропроводностью a и объемной теплоемкостью ρC – соотношениями $E = \sqrt{\lambda\rho C} = \lambda/\sqrt{a} = \rho C\sqrt{a}$.

Пусть некоторое произвольное изменение температуры земной поверхности оцифровано через равные промежутки времени Δt: $T_i = T(0, i)$, $t = i\cdot\Delta t$. Представим температурный ряд T_i в виде суммы элементарных изменений, соответствующих (3):

$$T_i = T_0 + \sum_{j=1}^{i} D_j \left(i-j+1\right)^{\frac{n}{2}}. \qquad (6)$$

Параметр n определяет модель аппроксимации температурной кривой. Если в соответствии с выбранным значением параметра n мы сможем рассчитать значения D_i по температурной кривой, тогда с помощью (3), (5) несложно рассчитать и приращения теплового потока на каждом интервале $\{i-1; i\}$.

Рассмотрим, как связаны между собой изменения температуры и теплового потока на i-м временном интервале при различных n. При этом важно учитывать, что значение температуры и теплового потока на конце временного интервала отражает изменения этих величин на всех предыдущих временных интервалах.

В случае скачкообразного изменения температуры поверхности ($n = 0$)

$$T_i = D_i;$$
$$q_i = \frac{E}{\sqrt{\pi\Delta t}}\frac{D_i}{\sqrt{i}} = k_0\frac{D_i}{\sqrt{i}}. \qquad (7)$$

Найдем элементарное изменение температуры (без учета предыдущей температурной истории) D_i и значение теплового потока q_i на конце i-го временного интервала (рис. 1).

Элементарное изменение температуры D_i на i-м интервале равно разности температур на концах интервала ΔT (рис. 1а):

$$\begin{aligned} D_1 &= \Delta T_1 \\ D_2 &= \Delta T_2 \quad \Rightarrow \quad D_i = \Delta T_i. \\ D_3 &= \Delta T_3 \end{aligned} \qquad (8)$$

Тепловой поток на i-м временном интервале учитывает все предыдущие изменения потока (рис. 1б):

$$\begin{aligned} q_1 &= k_0 \cdot \frac{D_1}{\sqrt{1}}; \\ q_2 &= k_0 \cdot \left(\frac{D_2}{\sqrt{1}} + \frac{D_1}{\sqrt{2}}\right); \\ q_3 &= k_0 \cdot \left(\frac{D_3}{\sqrt{1}} + \frac{D_2}{\sqrt{2}} + \frac{D_1}{\sqrt{3}}\right); \\ \Rightarrow q_i &= k_0 \cdot \sum_{j=1}^{i} \frac{D_j}{\sqrt{i-j+1}}. \end{aligned} \qquad (9)$$

При n = 1 температура меняется пропорционально $\sqrt{t}$:

$$\begin{aligned} T_i &= D_i \cdot \sqrt{i}; \\ q_i &= \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{E}{\sqrt{\Delta t}} D_i = k_1 D_i. \end{aligned} \qquad (10)$$

Элементарное изменение температуры на i-м интервале равно (рис. 2а):

$$\begin{aligned} D_1 &= \Delta T_1; \\ D_2 &= \Delta T_1 + \Delta T_2 - D_1\sqrt{2}; \\ D_3 &= \Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 - D_1\sqrt{3} - D_2\sqrt{2}; \\ \Rightarrow D_i &= \sum_{j=1}^{i}\Delta T_i - \sum_{j=1}^{i-1} D_j\sqrt{i-j+1} = \\ &= (T_i - T_0) - \sum_{j=1}^{i-1} D_j\sqrt{i-j+1}. \end{aligned} \qquad (11)$$

Суммарный тепловой поток на i-м интервале равен (рис. 2б):

$$\begin{aligned} q_1 &= k_1 D_1 \\ q_2 &= k_1(D_1 + D_2) \qquad \Rightarrow \quad q_i = k_1 \sum_{j=1}^{i} D_j. \\ q_3 &= k_1(D_1 + D_2 + D_3) \end{aligned} \qquad (12)$$

При n = 2 температура на отрезке меняется линейно:

$$\begin{aligned} T_i &= D_i \cdot i; \\ q_i &= \frac{2E}{\sqrt{\pi\Delta t}} D_i\sqrt{i} = k_2 D_i\sqrt{i}. \end{aligned} \qquad (13)$$

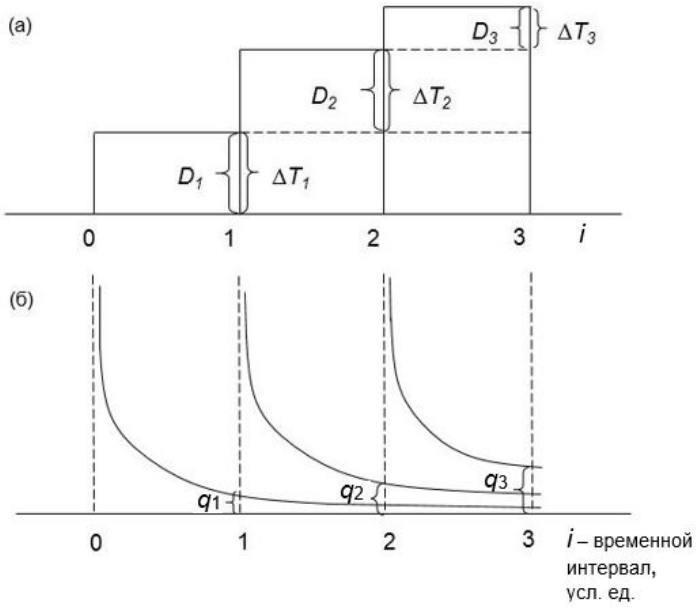


Рис. 1. Модель изменения температуры поверхности (а) и теплового потока (б) на равных временных интервалах при n = 0

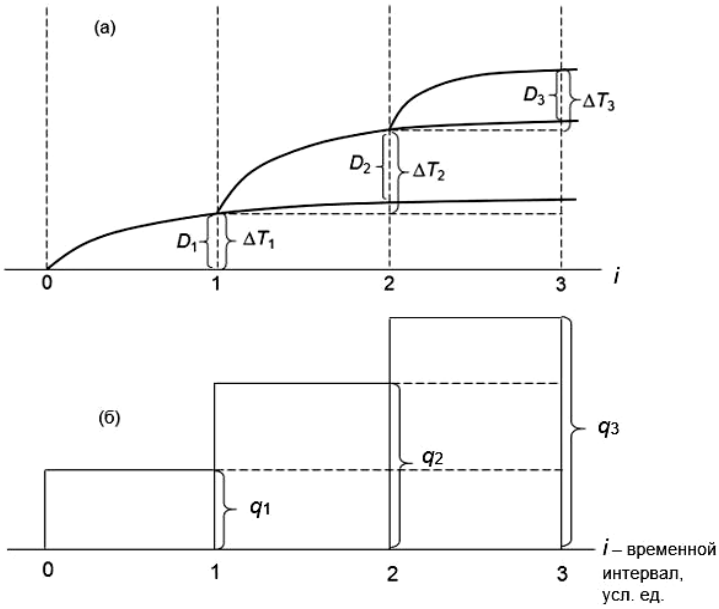


Рис. 2. Модель изменения температуры поверхности (а) и теплового потока (б) на равных временных интервалах при $n = 1$

Элементарное изменение температуры на i-м интервале равно (рис. 3а):

$$\begin{aligned} &D_1 = \Delta T_1; \\ &D_2 = \Delta T_2 - D_1; \\ &D_3 = \Delta T_3 - (D_1 + D_2); \\ &\Rightarrow D_i = \Delta T_i - \sum_{j=1}^{i-1} D_j. \end{aligned} \tag{14}$$

Суммарный тепловой поток равен (рис. 3б):

$$\begin{aligned} &q_1 = k_2 D_1 \sqrt{1}; \\ &q_2 = k_2 (D_1\sqrt{2} + D_2\sqrt{1}); \\ &q_3 = k_2 (D_1\sqrt{3} + D_2\sqrt{2} + D_3); \\ &\Rightarrow q_i = k_2 \sum_{j=1}^{i} D_j \sqrt{i-j+1}. \end{aligned} \tag{15}$$

При $n = 3$ температура поверхности меняется пропорционально $t^{3/2}$, а тепловой поток линейно:

$$\begin{aligned} &T_i = D_i \cdot i^{3/2}; \\ &q_i = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{E}{\sqrt{\Delta t}} D_i i = k_3 D_i i. \end{aligned} \tag{16}$$

Элементарное изменение температуры на i-м интервале равно (рис. 4а):

$$\begin{aligned} &D_1 = \Delta T_1; \\ &D_2 = \Delta T_1 + \Delta T_2 - D_1 \cdot 2^{3/2}; \\ &D_3 = \Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 - D_1 \cdot 3^{3/2} - D_2 \cdot 2^{3/2}; \\ &\Rightarrow D_i = \sum_{j=1}^{i} \Delta T_i - \sum_{j=1}^{i-1} D_j (i-j+1)^{3/2} = \\ &= (T_i - T_0) - \sum_{j=1}^{i-1} D_j (i-j+1)^{3/2}. \end{aligned} \tag{17}$$

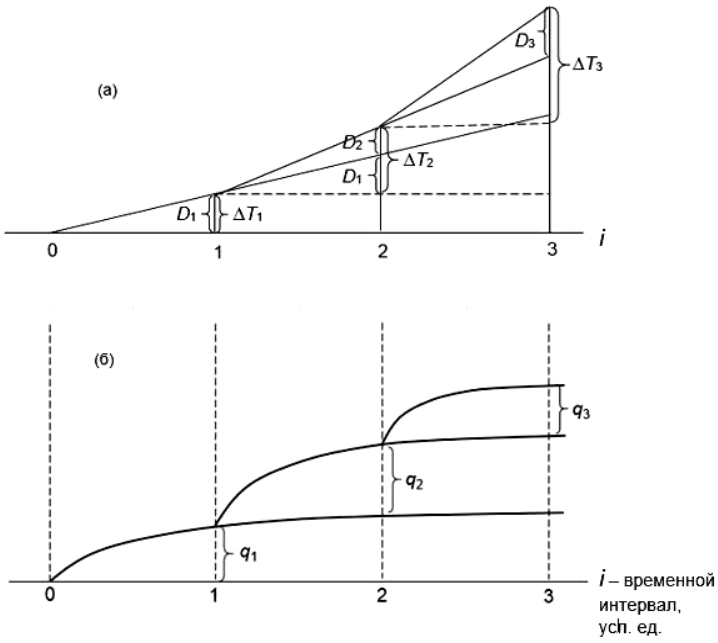


Рис. 3. Модель изменения температуры поверхности (а) и теплового потока (б) на равных временных интервалах при $n = 2$

Суммарный тепловой поток на i-м интервале равен (рис. 4б):

$$\begin{aligned} &q_1 = k_3 D_1 \cdot 1; \\ &q_2 = k_3 (D_1 \cdot 2 + D_2 \cdot 1); \\ &q_3 = k_3 (D_1 \cdot 3 + D_2 \cdot 2 + D_3 \cdot 1); \\ &\Rightarrow q_i = k_3 \sum_{j=1}^{i} D_j (i - j + 1). \end{aligned} \tag{18}$$

Приведенные формулы позволяют определить историю изменения теплового потока через земную поверхность непосредственно из имеющейся температурной истории земной поверхности.

Покажем, что соотношения (14–15) при n = 2 можно свести к выражению, предложенному в работах (Beltrami et al., 2002; Huang, 2006) для модели линейного роста температуры внутри i-го временного интервала:

$$q(0, t_i) = \frac{2\lambda}{\sqrt{\pi a \Delta t}} \text{ x } \sum_{j=1}^{i} \left[T_j - T_{j-1}\right] \cdot \left[\sqrt{i - (j-1)} - \sqrt{i - j}\right] \tag{19}$$

Из (14):

$$\begin{aligned} &D_1 = \Delta T_1; \\ &D_2 = \Delta T_2 - D_1; \\ &D_3 = \Delta T_3 - (D_1 + D_2); \\ &\Downarrow \\ &D_1 = \Delta T_1; \\ &D_2 = \Delta T_2 - \Delta T_1; \\ &D_3 = \Delta T_3 - (\Delta T_1 + \Delta T_2 - \Delta T_1) = \Delta T_3 - \Delta T_2; \end{aligned} \tag{20}$$

$$\Rightarrow \quad D_i = \Delta T_i - \Delta T_{i-1}. \tag{21}$$

Подставим выражение (21) в (15). Получим:

$$\begin{aligned} q_i &= k_2 \sum_{j=1}^{i} (\Delta T_j - \Delta T_{j-1}) \sqrt{i - j + 1} = \\ &= k_2 \left(\sum_{j=1}^{i} \Delta T_j \sqrt{i - j + 1} - \sum_{j=1}^{i} \Delta T_{j-1} \sqrt{i - j + 1} \right). \end{aligned} \tag{22}$$

Рассмотрим вторую сумму выражения (22):

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^{i} \Delta T_{j-1} \sqrt{i - j + 1} &= \sum_{j=0}^{i-1} \Delta T_j \sqrt{i - j} = \\ &= \Delta T_0 \sqrt{i} + \sum_{j=1}^{i-1} \Delta T_j \sqrt{i - j} + \Delta T_{j=i} \sqrt{0} = \\ &= \sum_{j=1}^{i} \Delta T_j \sqrt{i - j}. \end{aligned} \tag{23}$$

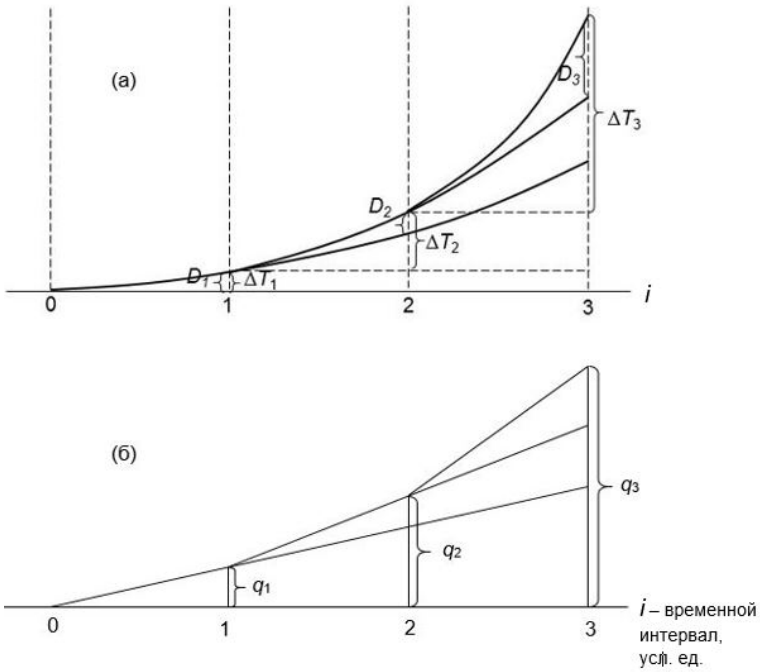


Рис. 4. Модель изменения температуры поверхности (а) и теплового потока (б) на равных временных интервалах при n = 3

Первое слагаемое, содержащее ΔT_0, равно 0 по определению. Третье слагаемое появилось путем добавления следующего, заведомо нулевого члена суммы. Внесение этого члена под знак суммы дало конечное выражение (23) для рассматриваемой суммы.

Подставим получившееся выражение (23) в (22):

$$q_i = k_2\left(\sum_{j=1}^{i}\Delta T_j\sqrt{i-j+1} - \sum_{j=1}^{i}\Delta T_{j-1}\sqrt{i-j+1}\right) = \\ = k_2\left(\sum_{j=1}^{i}\Delta T_j\sqrt{i-j+1} - \sum_{j=1}^{i}\Delta T_j\sqrt{i-j}\right); \\ q_i = k_2\sum_{j=1}^{i}\Delta T_j\left(\sqrt{i-j+1}-\sqrt{i-j}\right) = \\ = \frac{2E}{\sqrt{\pi\Delta t}}\sum_{j=1}^{i}\Delta T_j\left(\sqrt{i-j+1}-\sqrt{i-j}\right). \quad (24)$$

Таким образом, выражение (24) полностью соответствует (19).

Приведем общую формулу нахождения значения теплового потока q_i по температуре земной поверхности $T(0, t)$, заданной в виде ряда значений, на концах равных временных интервалов Δt:

$$q_i = k(n)\sum_{j=1}^{i} D_j\left(i-j+1\right)^{\frac{n-1}{2}}. \quad (25)$$

Перечисленные формулы, включая предложенную в (Beltrami et al., 2002; Huang, 2006), дают мгновенное значение теплового потока на конце i-го временного интервала. Характер изменения теплового потока на интервале зависит от модели аппроксимации. Поэтому целесообразно рассчитывать не значение теплового потока на конце временного интервала Δt, а среднее значение потока на i-м интервале, приписывая это значение середине интервала. Среднее приращение потока на интервале можно получить, проинтегрировав (5) на интервале Δt:

$$\bar{q} = \frac{2}{n+1}q. \quad (26)$$

Среднее значение теплового потока на интервале $\{i-1; i\}$ равно:

$$\langle q_i \rangle = q_{i-1} + \frac{2}{n+1}(q_i - q_{i-1}). \quad (27)$$

Значения, приведенные к середине интервала, более точно аппроксимируют реальные изменения теплового потока.

Обобщим полученные формулы для разных n в таблице.

Алгоритм реконструкции изменений теплового потока через земную поверхность по данным об изменениях температуры поверхности включает в себя:

– оцифровку температурной истории

Таблица. Алгоритм нахождения значения теплового потока по температурной истории земной поверхности, оцифрованной через равные промежутки времени Δt

Параметры	$n = 0$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$
$k(n)$	$\frac{E}{\sqrt{\pi\Delta t}}$	$\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{E}{\sqrt{\Delta t}}$	$\frac{2E}{\sqrt{\pi\Delta t}}$	$\frac{3\sqrt{\pi}}{4}\frac{E}{\sqrt{\Delta t}}$
D_i	ΔT_i	$(T_i - T_0) - \sum_{j=1}^{i-1} D_j \times \times\sqrt{i-j+1}$	$\Delta T_i - \sum_{j=1}^{i-1} D_j$	$(T_i - T_0) - \sum_{j=1}^{i-1} D_j \times \times(i-j+1)^{3/2}$
q_i	$k(n)\sum_{j=1}^{i}\frac{D_j}{\sqrt{i-j+1}}$	$k(n)\sum_{j=1}^{i} D_j$	$k(n)\sum_{j=1}^{i} D_j\sqrt{i-j+1}$	$k(n)\sum_{j=1}^{i} D_j(i-j+1)$
$\langle q_i \rangle$	$q_{i-1} + 2\cdot(q_i - q_{i-1})$	q_i	$q_{i-1} + \frac{2}{3}(q_i - q_{i-1})$	$q_{i-1} + \frac{1}{2}(q_i - q_{i-1})$

через равные промежутки времени Δt;

– вычисление с помощью рекуррентных соотношений (таблица, строка D_i) ряда элементарных изменений температуры D_i для выбранного значения n;

– вычисление с помощью (25) и выражений, представленных в таблице, строка q_i, ряда мгновенных значений теплового потока на концах интервалов;

– вычисление средних значений теплового потока на интервалах – (27) и таблица, строка) $\langle q_i \rangle$.

Анализ погрешностей реконструкции теплового потока при использовании различных моделей аппроксимации

Для обоснования выбора оптимальных значений параметра n аппроксимирующих моделей, рассмотрим работу алгоритма на примере гармонических колебаний температуры поверхности:

$$T(0,t) = T_0 + A\sin(\frac{2\pi}{\tau}t + \varphi), \qquad (28)$$

где A – амплитуда, τ – период и φ – фаза колебаний. Распространение этих колебаний на глубину будет описываться соотношением:

$$T(z,t) = T_0 + Ae^{-pz}\sin(\frac{2\pi}{\tau}t - pz - \varphi),$$
$$p = \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}/2a}, \qquad (29)$$

а изменения потока q через земную поверхность:

$$q(0,t) = -\lambda\frac{\partial}{\partial z}T(z,t)\Big|_{z=0} =$$
$$= AE\sqrt{\frac{2\pi}{\tau}}\sin(\frac{2\pi}{\tau}t + \varphi + \frac{\pi}{4}) = \qquad (30)$$
$$= E\sqrt{\frac{2\pi}{\tau}}T(0, t + \frac{\tau}{8}).$$

Изменения теплового потока опережают изменения температуры на одну восьмую периода колебаний. Физический смысл такого сдвига состоит в том, что именно изменения внешнего потока определяют изменения температуры, а не наоборот. В данном исследовании расчеты проводились при E = 2500 Дж/(м^{2}Кс$^{1/2}$).

При сравнении моделируемого и теоретического тепловых потоков следует учитывать, что теоретический поток (соотношение (30)) характеризует установившийся режим колебание в системе, в то время как в ситуации с моделируемым потоком предполагается, что изначальное значение теплового потока было равным 0 Вт/м^2, и поток стал меняться в начальный момент времени t_0. Для учета данного обстоятельства из сравнения исключался первый период колебаний температуры и теплового потока.

Результаты сравнения относительной погрешности аппроксимации теоретической кривой изменения теплового потока для разных моделей представлены на рис. 5.

В случае, когда температурная кривая оцифрована недостаточно часто (менее 5

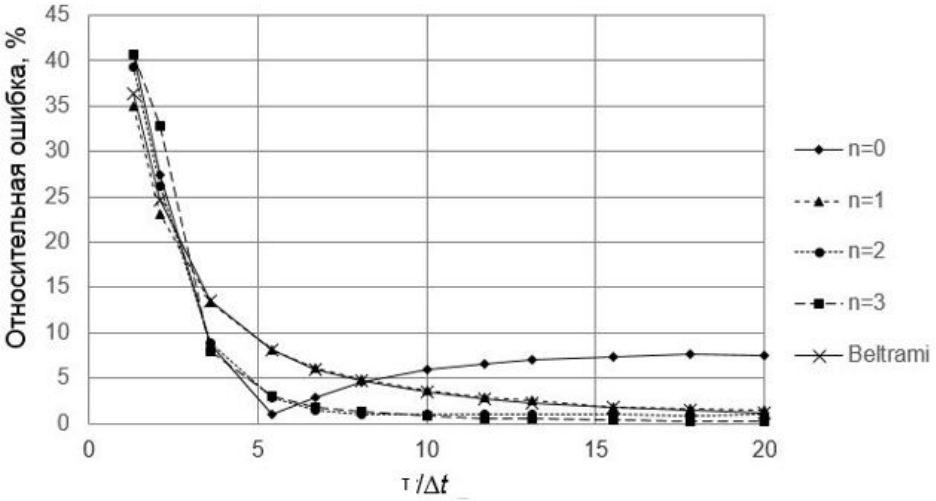


Рис. 5. Зависимость относительной ошибки аппроксимации теоретической кривой изменения теплового потока от отношения периода колебаний τ к интервалу дискретизации Δt для разных моделей

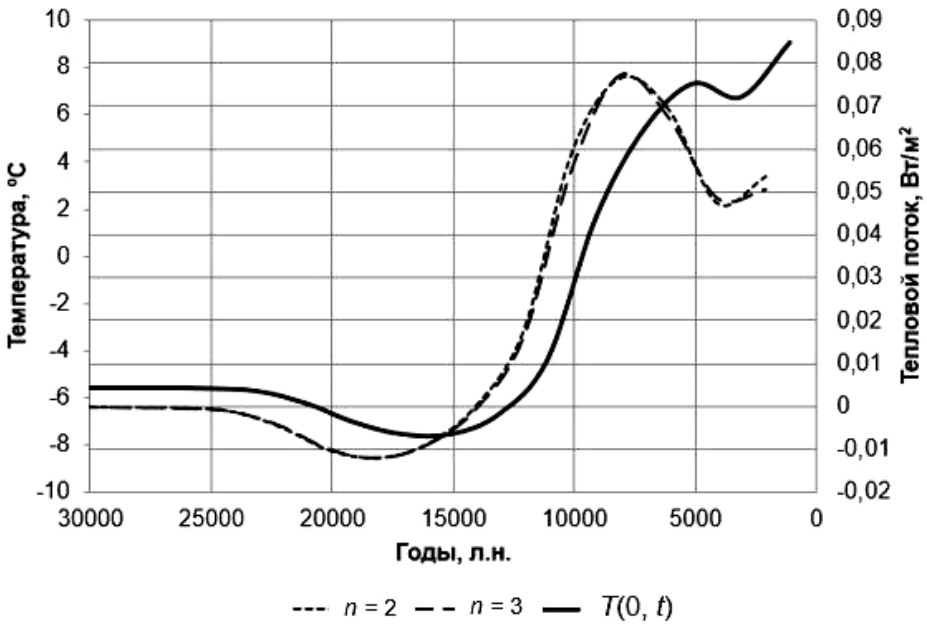


Рис. 6. Реконструкция истории изменения теплового потока через поверхность по температурной истории земной поверхности на Урале

точек на период τ), относительные погрешности вычисления потока для всех моделей чрезвычайно велики и составляют десятки процентов (см. рис. 5), поэтому алгоритм следует применять, только когда задано не менее пяти точек на период. Соотношение (19), предложенное в (Beltrami et al., 2002; Huang, 2006), дает погрешность выше, чем представленный алгоритм при $n = 2$. Так как отличие алгоритма от соотношения Beltrami связаны лишь с переходом от мгновенных значений потока на конце интервала к средним значениям на интервале – этим переходом и обусловлен существенный выигрыш в точности. Погрешность аппроксимации модели $n = 0$ много больше, чем у других моделей. Эта модель работает хуже всего независимо от соотношения $\tau/\Delta t$. В интервале ($5 < \tau/\Delta t < 20$) наилучшие результаты дают модели с $n = 2$ и $n = 3$ (ошибка аппроксимации < 5%).

Пример реализации алгоритма

Рассмотрим реализацию алгоритма на примере температурной истории земной поверхности, реконструированной на Урале за последние 30 000 лет (Demezhko, Shchapov, 2001).

Исходная температурная история была оцифрована с интервалом $\Delta t = 2000$ лет. В соответствии с предложенным алгоритмом (при $n = 2$ и $n = 3$) была рассчитана кривая изменения потока (рис. 6). Как видим, формы кривых $T(0, t)$ и $q(0, t)$ существенно различаются. Изменения теплового потока предшествуют изменениям температуры земной поверхности. При этом результаты реконструкции для $n = 2$ и $n = 3$ весьма близки.

Заключение

Разработан алгоритм и выведены расчетные формулы для оценки теплового потока по имеющемуся ряду изменений температуры земной поверхности, основанные на различных моделях аппроксимации температурной истории. Расчетные формулы позволяют найти мгновенные значения теплового потока через земную поверхность в дискретные моменты времени. Для уменьшения погрешности оценки предложено рассчитывать средние значения теплового потока на интервале дискретизации временной шкалы. Проанализированы погрешности реконструкции теплового потока при различном выборе моделей аппроксимации. Наименьшей погрешностью оценки тепловой истории обладают модели, аппроксимирующие температурную историю трехпараметрическим законом с $n = 2$ и $n = 3$. Разработанный алгоритм показал более высокую эффективность по сравнению с ранее предложенным (Beltrami et al., 2002; Huang, 2006). Приведен пример расчета тепловой истории зем-

ной поверхности по геотермическим данным Уральской сверхглубокой скважины.

Разработанный алгоритм может применяться в палеоклиматических исследованиях, исследованиях теплового баланса земной поверхности в различных временных масштабах.

Литература

Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 488 с.

Beltrami H., Wang J., Bras R.L. Energy Balance at the Earth's Surface: Heat Flux History in Eastern Canada // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. No. 20. P. 3385–3388.

Beltrami H., Smerdon J.E., Pollack H. N., Huang S. Continental heat gain in the global climate system // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. No. 8.

Demezhko D.Yu., Shchapov V.A. 80,000 years ground surface temperature history inferred from the temperature-depth log measured in the super deep hole SG-4 (the Urals, Russia) // Global Planet. Change. 2001. V. 29 (1–2). P. 219–230.

Demezhko D. Yu., Gornostaeva A.A., Tarkhanov G.V., Esipko O.A. 30,000 years of ground surface temperature and heat flux changes in Karelia reconstructed from borehole temperature data // Bull. Of Geogr. 2013. No. 6. P. 7–25.

Huang S. Annual heat budget of the continental landmasses // Geoph. Res. Lett. 2006. V. 33. L04707.

Lachenbruch A., Sass J.H., Marshall B.V., Mases Jr. T.H. Permafrost, heat flow, and the geothermal regime at Prudhoe Bay, Alaska // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 9301–9316.

Mayocchi C.L., Bristow K.L. Soil surface heat flux: some general questions and comments on measurements // Agricultural and Forest Meteorology. 1995. V. 75 (1–3). P. 43–50.

Volobuev D.M. Central Antarctic climate response to the solar cycle // Clim. Din. 2013.

Wang J., Bras R.L. A new method for estimation of sensible heat flux from air temperature // Water Resources Research. 1998. V. 34 (9). P. 2281–2288.

Wang J., Bras R.L. Ground heat flux estimated from surface soil temperature // Journal of Hydrology. 1999. V. 216. P. 214–226.

УДК 550.8.08; 550.837

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗЛИЧНЫХ ДАТЧИКОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ В ШИРОКОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ

Давыдов В.А. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Изложены базовые предпосылки для расчета параметров датчиков переменного электрического и магнитного полей. Приведены расчетные формулы и амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) для различных типов датчиков в широкой полосе частот (1–50000 Гц). Рассмотрены вопросы согласования измерительных каналов и аппаратной линеаризации АЧХ для изучения электромагнитного импеданса.

Электрические антенны, индукционные датчики магнитного поля, импедансные измерения.

EQUIVALENT CIRCUITS AND THE BASIC CHARACTERISTICS OF DIFFERENT ELECTROMAGNETIC SENSORS IN THE BROAD FREQUENCY BAND

Davydov V.A. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Base preconditions for calculation of characteristics for sensors of variable electric and magnetic fields are stated. Design equations and the frequency responses for different sensors in the broad frequency band (1–50000) Hz are resulted. Questions of measuring channels balancing and hardware linearization of the frequency response are considered for investigation of an electromagnetic impedance.

Electric aerials, induction sensors of magnetic field, impedance measurements.

Введение

В геофизической практике для измерения электромагнитных полей используют различные виды электрических и магнитных датчиков сигналов. К наиболее распространенным относятся электрические линии и магнитоиндукционные датчики. Так как их характеристики существенно отличаются друг от друга, они применяются со своими специализированными комплектами электроразведочной аппаратуры. При этом аппаратура для измерения электрических полей работает в основном в области низких частот, а индукционная аппаратура применяется в высокочастотном диапазоне.

С развитием электроразведочных методов, основанных на изучении импеданса среды, возникла необходимость в проведении синхронных измерений электрических и магнитных полей в широком диапазоне частот. Это, в свою очередь, привело к требованию учета и коррекции характеристик различных типов датчиков электромагнитных сигналов. Ниже изложены базовые предпосылки для теоретического расчета параметров некоторых вариантов подключения датчиков на основе их эквивалентных схем. Также рассмотрены вопросы согласования измерительных каналов и аппаратной линеаризации АЧХ для изучения электромагнитного импеданса.

Электрические приемные линии

В качестве датчиков для измерения переменного электрического поля обычно используются заземленные и незаземленные электрические линии. Незаземленные (стелющиеся) линии еще называют электрическими антеннами (ЭА). Напряженность электрического поля определяется достаточно просто:

$$E = U_E / h_l,$$

где U_E – разность потенциалов в линии, h_l – действующая длина электрической приемной линии.

Для постоянного тока и в низкочастотной области действующая длина заземленной на концах линии MN равна ее истинной длине: $h_l = l$.

На высоких частотах, для изолированной стелющейся ЭА действующую длину обычно принимают равной половине длины антенны: $h_l \approx 0{,}5\ l$ (Вишняков, Вишнякова, 1974; Гордеев и др., 1981).

Проведем более подробный анализ обоих типов линий в диапазоне частот 1–50000 Гц. Для этого воспользуемся эквивалентной схемой электрической линии, подключенной к входному предварительному усилителю (рис. 1).

Схема подходит для рассмотрения любых видов заземленных и незаземленных линий с определенными оговорками.

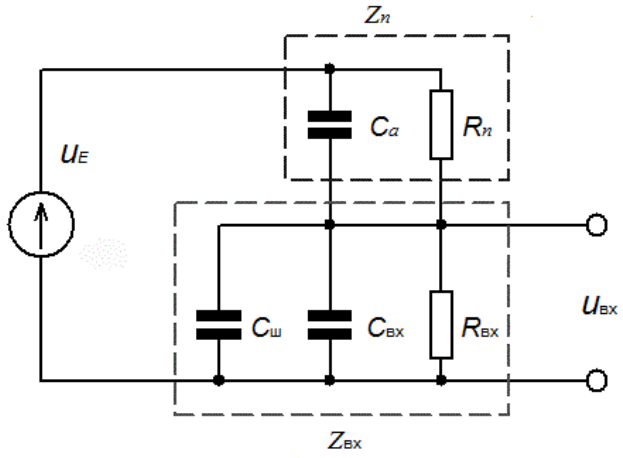


Рис. 1. Эквивалентная схема приемной электрической линии

Введены следующие обозначения:

$U_E = h_l E$ – разность потенциалов в электрической линии;

C_a – собственная емкость линии (погонная емкость электроразведочного провода, умноженная на длину провода);

R_n – сопротивление заземления (для заземленной линии) или сопротивление изоляции (для незаземленной ЭА);

$C_{вх}$ – входная емкость усилителя;

$R_{вх}$ – входное сопротивление усилителя;

$C_ш$ – шунтирующая емкость (подводящих проводов, экранов и др.);

$U_{вх}$ – напряжение на входе предусилителя.

Введем понятие общего комплексного сопротивления заземления Z_n и комплексного входного сопротивления $Z_{вх}$ (см. рис. 1):

$$Z_n = R_n /(1 + j\omega R_n C_a), \quad (1)$$

$$Z_{вх} = R_{вх} /(1 + j\omega R_{вх}(C_{вх} + C_ш)), \quad (2)$$

где j – мнимая единица,

$\omega = 2\pi f$ – круговая частота электрических колебаний.

Тогда относительная действующая длина линии (h_l /l) будет равняться передаточному коэффициенту комплексного делителя напряжения:

$$K_э = U_{вх} / U_E = Z_{вх} / (Z_n + Z_{вх}). \quad (3)$$

Применяя формулы (1–3), были рассчитаны зависимости $K_э = h_l /l$ от частоты для основных используемых электрических линий (рис. 2), подключаемых к широкополосной аппаратуре ОМАР-2м (Давыдов, 2011).

Сопротивление заземления симметричной линии MN принято равным 50 кОм, сопротивление изоляции электроразведочных проводов составляет 100 МОм/км, погонная емкость линии – 30 пФ/м, емкость подводящего кабеля $C_ш$ = 160 пФ. Предусилитель аппаратуры дифференциальный с входным сопротивлением $R_{вх}$ = 3,7 МОм и входной емкостью $C_{вх}$ = 2 пФ.

Для заземленной линии MN (l = 20 м) показатель действующей длины достаточно стабилен во всей области частот и со-

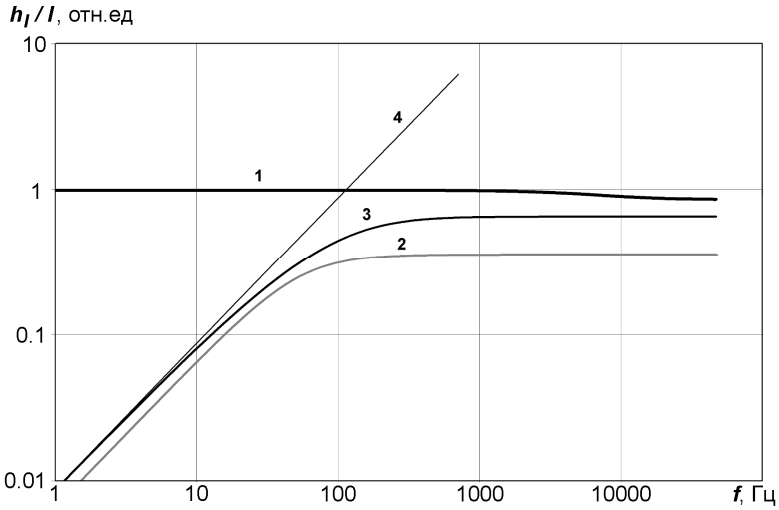


Рис. 2. АЧХ приведенной действующей длины симметричной заземленной линии MN (1), симметричной незаземленной ЭА (2), несимметричной стелющейся антенны (3) и ее асимптоты в области низких частот (4)

ставляет h_l = 0,85 – 0,99 l. Небольшой завал АЧХ на высоких частотах начинается после 1 кГц и зависит в основном от шунтирующей емкости подводящих проводов (см. рис. 2, график 1). Напротив, незаземленные линии характеризуются плоской АЧХ в сторону ВЧ, а на низких частотах имеют существенный спад характеристики. Величина передаточного коэффициента ЭА определяется емкостью линии – чем выше емкость, тем больше действующая длина h_l. К примеру, изменение емкости несимметричной ЭА в диапазоне 100–500 пФ приводит к увеличению h_l /l от 0,38 до 0,75. Нами использовались два варианта 10-метровых стелющихся ЭА, изготовленных из трехжильного каротажного кабеля КТШ-0,3 (КГЗ-3-70Ш) с двухметровым спуском (рис. 3):

– несимметричная ЭА конструкции Яковлева (Черняк, 1987);

– симметричная ЭА оригинальной конструкции.

При расчетном значении C_a = 300 пФ действующая длина h_l на высоких частотах для симметричной антенны составила 0,35·l (см. рис. 2, график 2), для несимметричной – 0,67·l (см. рис. 2, график 3). Такая разница в параметрах обусловлена конструктивной особенностью линий, имеющих разную длину подводящих проводов и, соответственно, разные значения шунтирующей емкости. Несмотря на лучшие характеристики несимметричных антенн, они имеют большой недостаток – существенное влияние вертикальной компоненты электрического поля (E_z), возникающей за счет негоризонтального рельефа поверхности. Поэтому в холмистых и горных районах более предпочтительно использование симметричной ЭА, где E_z наводится в разных плечах антенны с противоположным знаком, а затем вычитается дифференциальным усилителем как синфазная помеха (Гордеев и др., 1981). В остальном поведение незаземленных линий подобно.

На нижних частотах, где справедливо условие $\omega \cdot R_{вх}\, C_a << 1$, для коэффициента передачи имеет место следующее выражение: $K_э = j\ \omega R_{вх}\ C_a$, т. е. эквивалентом электрической антенны в этой области является фильтр высоких частот (ФВЧ) первого порядка с крутизной спада АЧХ 20 дБ/декаду (см. рис. 2, график 4). Сопротивление изоляции применяемых линий составляет около 10 ГОм, если оно снижается до величины менее 100 МОм, то происходит заметное выполаживанию кривой спада. Характеристика ЭА на низких частотах (НЧ) может непредсказуемо измениться за счет утечек, поэтому необходимо следить за целостностью изоляции кабеля и не допускать попадания воды.

При работе в сверх длинноволновом диапазоне (f > 10 кГц) утечки электрической линии не оказывают значительного влияния на характер сигнала.

Приведенные рассуждения позволяют сделать следующие выводы:

– для достоверных измерений напряженности электрического поля в широком диапазоне частот необходимо для каждой линии рассчитывать свою передаточную характеристику (действующую длину);

– АЧХ незаземленных электрических линий характеризуется спадом на низких частотах, подобным характеристике фильтра высоких частот первого порядка. Параметры этого фильтра можно корректировать, например, для расширения линейной части в низкочастотной области необходимо увеличивать емкость антен-

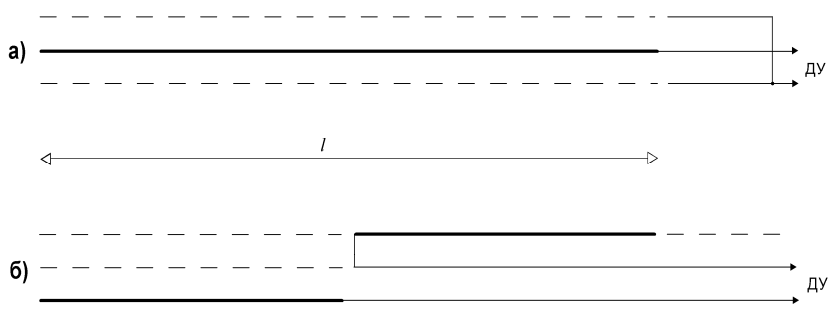


Рис. 3. Конструкция незаземленных стелющихся линий из каротажного кабеля КТШ-0,3:
а) несимметричная антенна Яковлева, б) оригинальная симметричная антенна. Жирными линиями выделены элементы собственно антенн, обычными линиями – подводящие провода, пунктиром – неиспользуемые провода кабеля

ны и входное сопротивление предварительного усилителя.

Датчики магнитного поля (магнитные антенны)

При измерениях переменных магнитных полей в качестве датчиков обычно применяют многовитковые катушки (соленоиды) с ферромагнитным или воздушным сердечником. Главной характеристикой таких индукционных датчиков (магнитных антенн) является величина ЭДС, развиваемой на концах соленоида, при заданном внешнем магнитном поле фиксированной частоты. Эта величина зависит от эффективной площади магнитной рамки, которая, в свою очередь, определяется материалом сердечника, его размерами, числом витков обмотки, их средней площадью.

В пассивных датчиках индукционного типа всегда присутствует межвитковая паразитная емкость, в результате которой магнитная антенна (МА) приобретает свойства колебательного контура с резонансом на частоте

$$f_0 = 1 / 2\pi\sqrt{LC}\ ,$$

где L – индуктивность катушки датчика;
C – общая емкость контура.

Частотная избирательность контура используется в индуктивных методах для настройки МА на частоту принимаемого сигнала. Для этого обычно служит дополнительный построечный конденсатор, включаемый параллельно или последовательно измерительной катушке. В результате резонанса сигнал с магнитного датчика увеличивается на частоте f_0 в Q раз, где Q – добротность контура:

$$Q = \omega_0 L / R_a = 1 / (\omega_0 R_a C),$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ – круговая частота резонансных колебаний; R_a – активное сопротивление обмотки.

Работа индукционных измерительных катушек, настроенных в резонанс, подробно описана в литературе, например, (Абрамзон, Обоишев, 1984; Loudet, 2013), поэтому в её рассмотрении нет необходимости. Отметим только, что для повышения чувствительности и избирательности резонансных МА необходимо увеличивать индуктивность, снижать активное сопротивление, а на высоких частотах – бороться с паразитной емкостью.

Для широкополосных датчиков переменного магнитного поля желательно постоянство коэффициента преобразования во всем диапазоне измеряемых частот. Нелинейность АЧХ пассивных измерительных катушек обусловлена тем, что наводимая в них ЭДС пропорциональна скорости изменения магнитного поля во времени и, следовательно, зависит от частоты:

$$e_H = -\, d\Phi/dt = j\omega n S \mu_a \mu_0 H_0 \cos\theta, \qquad (4)$$

где
Φ – магнитный поток;
t – время;
j – мнимая единица;
$\omega = 2\pi f$ – круговая частота магнитного поля;
n – число витков в катушке;
S – площадь витков;
μ_a – относительная магнитная проницаемость датчика, показывает, во сколько раз изменяется индуктивность катушки при наличии сердечника;
$\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ – магнитная проницаемость воздуха (Гн/м);
H_0 – напряженность магнитного поля (А/м);
θ – угол между осью катушки и вектором магнитного поля. В дальнейшем будем считать, что ось датчика совпадает с направлением магнитного поля и $\cos\theta = 1$.

ЭДС на выходе МА нарастает линейно с ростом частоты, а мнимая единица определяет фазовый сдвиг ЭДС на 90° по отношению к первичному магнитному полю.

Чтобы скомпенсировать изменение коэффициента передачи с частотой и скорректировать фазовый сдвиг, применяется схемотехника активных МА. Одной из таких схем является преобразователь тока в напряжение, когда на его выходе получают линейную зависимость напряжения от величины магнитного поля. Подобным образом реализована схема активной магнитной антенны, обеспечивающей постоянство амплитудно-частотной характеристики сквозного тракта «датчик–усилитель» в широком диапазоне частот. Для того чтобы проанализировать работу устройства, рассмотрим упрощенную схему входного

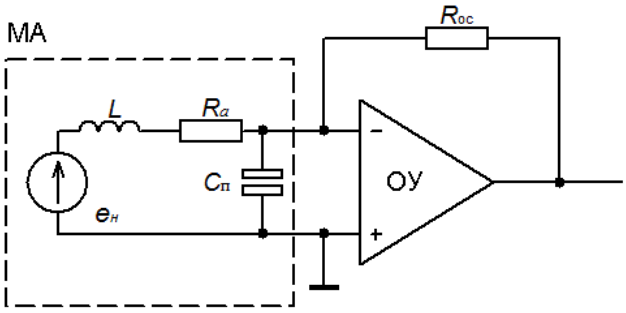


Рис. 4. Эквивалентная схема магнитной антенны и входного каскада

каскада с эквивалентной схемой магнитного датчика (рис. 4).

Принятые обозначения:

МА – магнитная антенна;

e_H – ЭДС в катушке, возникающая под действием магнитного поля;

L – индуктивность датчика;

$R_{ос}$ – сопротивление обратной связи;

R_a – активное сопротивление обмотки;

$C_п$ – паразитная межвитковая емкость;

ОУ – операционный усилитель.

Магнитная антенна подключена к входу операционного усилителя, который работает в режиме усиления тока за счет введения отрицательной обратной связи (ООС) через сопротивление $R_{ос}$. Операционный усилитель поддерживает на своем инвертирующем входе потенциал, равный потенциалу неинвертирующего входа, т. е. близкий нулю. Потенциал инвертирующего входа образуется суммой втекающего во входную цепь и вытекающего через сопротивление обратной связи токов. Эти токи должны быть равны по величине и противоположны по знаку. Входной ток циркулирует в контуре, образованном короткозамкнутой катушкой МА:

$$I = e_H / Z_L, \qquad (5)$$

где $Z_L = j\omega L$ – индуктивное сопротивление МА.

Подставив выражения для ЭДС (4) и Z_L в формулу для входного тока (5), получим:

$$I = j\omega nS\mu_a\mu_0 H_0 / j\omega L = nS\mu_a\mu_0 H_0 / L.$$

Ток в короткозамкнутой МА пропорционален величине магнитного поля и не зависит от частоты. Выходное напряжение найдем из условия равенства втекающего и вытекающего токов на инвертирующем входе операционного усилителя:

$$I_{вх} = U_{вых} / R_{ос} = -I_{вых},$$

отсюда получаем

$$U_{вых} = -nS\mu_a\mu_0 H_0 R_{ос}/L.$$

Следовательно, коэффициент передачи устройства по полю (в В·м/А):

$$K_м = U_{вых} / H_0 = -nS\mu_a\mu_0 R_{ос}/L.$$

Часто используют коэффициент передачи, выраженный через индукцию магнитного поля $B_0 = \mu_0 H_0$, используя термин «чувствительность датчика» (в В/Тл):

$$g = U_{вых} / B_0 = -nS\mu_a R_{ос}/L. \qquad (6)$$

Как видно из полученных выражений, коэффициент передачи устройства по магнитному полю действителен и не зависит от частоты. Это значит, что АЧХ активного датчика линейна, а знак минус указывает на вносимый фазовый сдвиг, равный 180 градусам.

На основании формулы (6) можно убедиться, что для увеличения чувствительности активных магнитных датчиков, также как и для пассивных, необходимо увеличивать число и площадь витков. Из этой же формулы следует неожиданный вывод о том, что чувствительность активного датчика не зависит от μ_a сердечника измерительной катушки. На самом деле это не совсем так.

Полученный результат справедлив в случае, если компоненты предварительного усилителя и магнитная антенна обладают идеальными характеристиками. В действительности такие параметры, как паразитные емкости МА, активное сопротивление намоточных проводов, конечный коэффициент усиления операционного усилителя ограничивают диапазон частот, в котором остается справедливым равенство (6).

Рассмотрим влияние активного сопротивления МА на коэффициент передачи устройства.

Полный коэффициент передачи по полю в этом случае (рис. 5, график 1) записывается в следующем виде:

$$K_м = -j\omega nS\mu_a\mu_0 R_{ос} / (R_a + j\omega L).$$

На высоких частотах при $\omega L > R_a$ (см. рис. 5, график 2) мы получаем коэффициент передачи для идеального случая (6). На

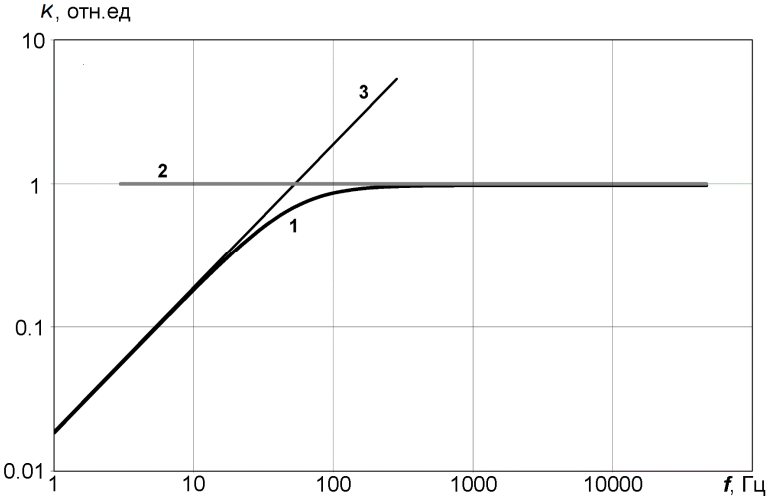


Рис. 5. График нормированного коэффициента передачи активной магнитной антенны (1) и его асимптоты на верхних (2) и нижних (3) частотах

низких частотах при $\omega L < R_a$ коэффициент передачи по полю пропорционален частоте входного сигнала (см. рис. 5, график 3):

$K_м = -j\omega n S \mu_a \mu_0 R_{ос} / R_a.$

Отсюда видно, что величина активного сопротивления, включенного последовательно с МА, определяет нижнюю частоту среза устройства.

Эквивалентом магнитной антенны на низких частотах служит ФВЧ первого порядка с частотой среза $f_с = R_a / 2\pi L$ (Bruno, 2001), т. е. чем больше индуктивность, тем шире линейная часть характеристики в области низких частот. В этом и состоит преимущество использования сердечников из ферромагнитных материалов, увеличивающих индуктивность измерительных катушек.

Теперь рассмотрим влияние паразитной емкости $C_п$ на коэффициент передачи устройства. Напряжение на выходе МА с учетом емкости, равно:

$U_с = e_H / (1 - \omega^2 L C_п).$

Коэффициент передачи устройства:

$U_{вых} / U_с = - R_{ос} / Z_с,$ (7)

где $Z_с$ – полное сопротивление контура во входной цепи (см. рис. 4):

$Z_с = j\omega L / (1 - \omega^2 L C_п).$

Подставляя выражения для $U_с$ и $Z_с$ в равенство (7) получим

$U_{вых} \cdot (1 - \omega^2 L C_п) / e_H = R_{ос} \cdot (1 - \omega^2 L C_п) / j\omega L.$

Множитель $(1 - \omega^2 L C_п)$ сокращается, в итоге приходим к выражению, в котором величина паразитной емкости отсутствует:

$U_{вых} / e_H = - R_{ос} / j\omega L.$

Данная формула с учетом формулы (4) эквивалентна (6), т. е. коэффициент передачи устройства не зависит от паразитной емкости.

Полученный вывод можно было сделать из следующих простых соображений: поскольку на инвертирующем и неинвертирующем входе ОУ поддерживается одинаковый потенциал, то через паразитную емкость $C_п$ токи смещения не текут и ее величина на коэффициент передачи не влияет. Тем не менее, следует учитывать, что в реальных условиях, вследствие конечного быстродействия операционных усилителей, паразитная емкость антенны может исказить коэффициент передачи на высоких частотах (Швец, 1994).

Максимальная чувствительность устройства будет ограничена шумовым напряжением операционного усилителя $U_ш$, являющегося преобладающим источником помех в нашем приложении. Этот шум эквивалентен генератору напряжения, последовательно подключенному к инвертирующему входу ОУ, и усиливается на выходе ОУ с коэффициентом $K = R_{ос} / Z_с$. Так как полное сопротивление контура ($Z_с$) изменяется с частотой, то шум также варьирует будучи максимальным ниже частоты среза $f_с$. Напряжение шумов ОУ приводит к возникновению в контуре измерительной катушки шумового тока $I_ш = U_ш / Z_с$, что эквивалентно появлению шумового магнитного поля:

$H_ш = I_ш Z_с / \omega n S \mu_a \mu_0 = U_ш / 2\pi f n S \mu_a \mu_0.$

Эквивалент шумов МА, представленный в

величинах индукции магнитного поля,–

$$B_ш = U_ш / 2\pi f \, nS\mu_a. \quad (8)$$

Из формулы (8) можно сделать еще одно важное заключение – несмотря на то, что сердечник магнитной антенны не увеличивает чувствительность датчика на высоких частотах, он способствует снижению шумов МА в μ_a раз.

Приемные датчики магнитного поля должны обладать минимальным, так называемым антенным эффектом, т. е. магнитная антенна не должна иметь выраженных свойств электрической антенны. Для устранения антенного эффекта рекомендуются следующие мероприятия (Курочкин, 2002):

– применение МА минимально возможных размеров;

– симметричное выполнение МА;

– экранирование датчика.

Применение первого способа ограничено заданной чувствительностью МА. Второй способ связан с применением дифференциальных усилителей (ДУ) во входном каскаде приемной аппаратуры. В этом случае ЭДС, наводимая за счет антенного эффекта, выступает в роли синфазной помехи, степень подавления которой определяется параметрами ДУ. Третий способ основан на применении незамкнутого экрана поверх витков катушки.

Все магнитные датчики, сделанные в ИГФ УрО РАН, имеют экранировку, а используемая приемная аппаратура ОМАР-2м содержит на входе дифференциальные усилители, что позволяет максимально ослабить антенный эффект МА и подводящих кабелей.

Ранее было произведено большое количество пассивных датчиков типа ПМД и РМД (Давыдов, 2011), ориентированных на изучение узкополосных сигналов в диапазоне 1–16 кГц. Попытка их использования в широкополосном диапазоне показала значительную изменчивость характеристик в зависимости от внешних факторов, в частности от температуры. Нелинейность АЧХ и температурный дрейф приводит к резким изменениям параметров, что сильно искажает результаты наблюдений.

В настоящее время разработки ведутся в направлении совершенствования активных магнитных датчиков (АМД) для измерений в диапазоне частот 1–50000 Гц. Изготовлено и опробовано несколько конструктивных и схемотехнических вариантов АМД, имеющих разные характеристики (рис. 6). Основным показателем АМД является чувствительность по полю в линейной области, поэтому для индексирования датчиков выбран этот параметр. К примеру, датчик АМД-50 имеет коэффициент передачи по полю – 50 В/(А/м).

Калибровка и тестирование датчиков магнитного поля проводится на стенде, состоящем из генератора синусоидальных сигналов, нагруженного на воздушный соленоид большого диаметра. Индукция создаваемого магнитного поля соленоида рассчитывается по известным формулам (Абрамзон, 1984).

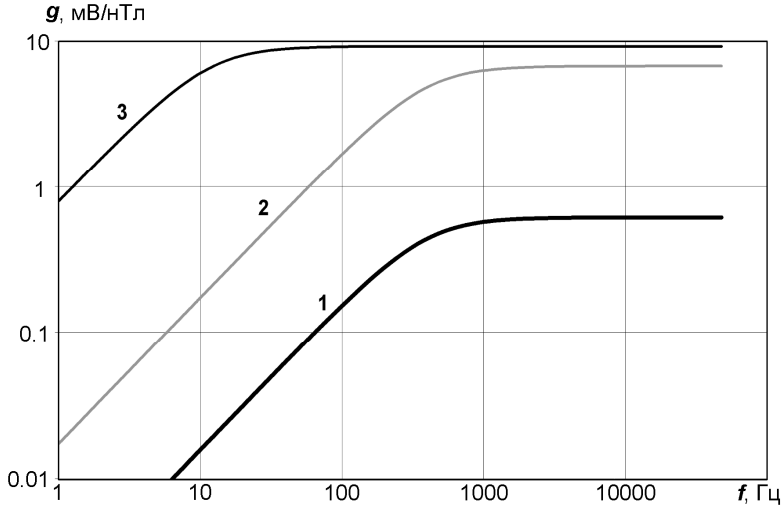


Рис. 6. АЧХ активных датчиков магнитного поля АМД-5 (1); АМД-50 (2) и АМД-70 (3)

Для более точного расчета используется программа ViziMag (Beeteson, 2009), позволяющая моделировать поведение магнитных полей от различных видов излучателей с заданными характеристиками. Калибруемые датчики располагаются на некотором расстоянии от соленоида, чтобы исключить взаимоиндукцию генерирующей и приемной катушек. Чувствительность МА определяется по отношению напряжения отклика с датчика к величине магнитного поля в точке наблюдения. При калибровке снимаются амплитудно-частотные характеристики и фазовый сдвиг между током в цепи соленоида и напряжением с датчика.

По результатам калибровки для большинства АМД расхождение с теоретически рассчитанными АЧХ составляет не более 1–2 %. Фазовые сдвиги в линейных и монотонно спадающих областях АЧХ имеют достаточно стабильный характер. Фазовые искажения частотных характеристик наблюдаются в основном вблизи полюса фильтра, определяющего нижнюю частоту среза устройства.

Согласование измерительных каналов

Электромагнитный импеданс среды определяется отношением взаимно перпендикулярных компонент электрического и магнитного полей: $Z_{xy} = E_x/H_y$; $Z_{yx} = E_y/H_x$. В общем случае, при измерении составляющих электромагнитного поля с помощью соответствующих датчиков, формула для определения импеданса имеет следующий вид:

$$Z = (U_e / U_m)\cdot(g/ h_l),$$

где U_e – напряжение на выходе электрической линии, В;

U_m – напряжение на выходе магнитного датчика, В;

g – чувствительность магнитного датчика, В/(А/м);

h_l – действующая длина электрической приемной линии, м.

Помня о частотной зависимости, обозначим чувствительность как $g(f)$ и действующую длину как $h_l(f)$. Теперь с учетом коэффициентов усиления электрического (K^E) и магнитного (K^M) каналов приемной аппаратуры формула запишется в виде:

$$Z = (U_e / U_m)\cdot g(f)/ h_l(f))\cdot(K^M/K^E). \qquad (9)$$

Как видно из формулы (9), при частотно-независимом усилении каналов аппаратуры добиться корректных значений Z можно в случае идентичности частотных характеристик электрической линии и магнитного датчика $g(f)/ h_l(f)$ = const. Этот вариант возможен только при использовании АМД и незаземленной ЭА, которые имеют похожие спады АЧХ в сторону НЧ. Необходимо только добиться одинаковой частоты среза характеристик с помощью корректирующих элементов цепи. Наиболее просто это можно сделать с помощью изменения входного сопротивления предусилителя электрического канала.

Другим вариантом согласования является применение частотно-зависимого усиления каналов, при котором выполняются соотношения: $g(f)/ K^E(f)$ = const и $h_l(f)/ K^M(f)$ = const, т. е. нужно создать в электрическом канале частотную зависимость, подобную магнитному датчику, а в магнитном канале – характеристику электрической линии.

Рассмотрим это на конкретных примерах. Допустим, к электрическому каналу подключена заземленная линия MN, а к магнитному – АМД с характеристикой спада на частоте 500 Гц (рис. 7, график 1). Так как заземленная линия практически не вносит частотных искажений, магнитный канал оставляем без изменений. В электрический же канал вводим дифференциальную RC-цепочку, эквивалентную ФВЧ с частотой среза 500 Гц. Таким образом, частотные искажения в сквозных каналах электрических и магнитных измерений становятся идентичными и компенсируются при вычислении импеданса (см. рис. 7, график 3). Для компенсации частотных искажений незаземленной ЭА (см. рис. 7, график 2) необходимо аналогично ввести в магнитный канал RC-фильтр, эквивалентный характеристике электрической антенны.

При хорошем подборе элементов фильтров отношение коэффициентов передачи электрического канала к магнитному каналу становится постоянно во всем частотном диапазоне (линеаризуется), что позволяет получить истинные значения входного

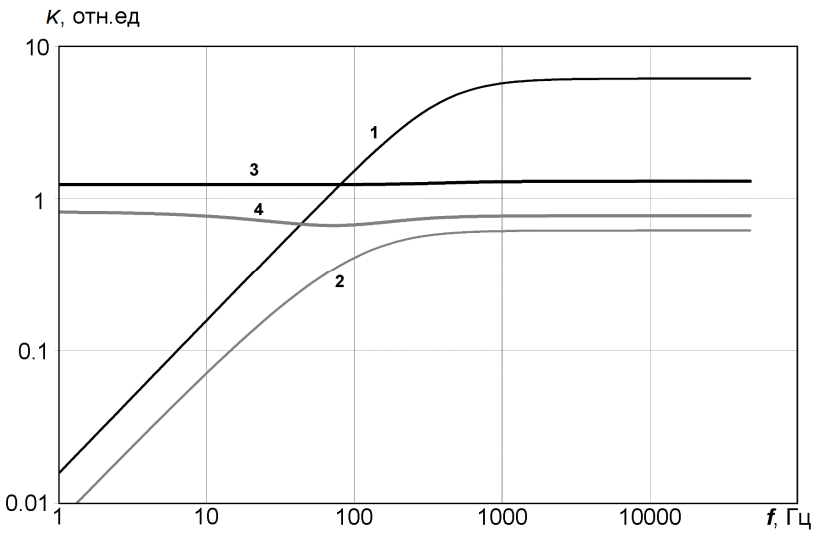


Рис. 7. Нелинейный характер АЧХ индукционного АМД (1) и результат его компенсации: $g(f)/K^E(f)$ (3); АЧХ незаземленной ЭА (2) и ее скомпенсированная характеристика: $h_l(f)/K^M(f)$ (4)

импеданса. Остаточные частотные искажения линеаризованной характеристики составляют 1–3 %, максимальные отклонения (более 5 %) наблюдаются вблизи частот среза ФВЧ.

Заключение

Для получения характеристик различных датчиков электромагнитных сигналов можно пользоваться достаточно простыми формулами, полученными на основе эквивалентных схем включения датчиков к входному каскаду аппаратуры. Чтобы получить более точные параметры, необходимо провести соответствующую калибровку, на основании которой можно уточнить значения варьируемых элементов цепи и влияние внешних факторов.

При измерениях импеданса в широкой полосе частот необходимым требованием к аппаратуре является частотная идентичность электрического и магнитного каналов. Несмотря на различие АЧХ электрических и магнитных датчиков, приемлемого согласования сквозных каналов можно добиться на аппаратном уровне, вводя в схему прибора частотно-зависимые цепи. Аппаратное согласование позволяет получать значения импеданса в реальном масштабе времени, что дает возможность интерактивного контроля и управления процессом полевых наблюдений методами АМТЗ, ЧЗ и частотной дисперсии.

Литература

Абрамзон Г.В., Обошев Ю.П. Индукционные измерительные преобразователи переменных магнитных полей. Л.: Энергоатомиздат, 1984. 120 с.

Вишняков А.Э., Вишнякова К.А. Возбуждение и измерение полей в электроразведке. Л.: Недра, 1974. 129 с.

Гордеев С.Г., Седельников Э.С., Тархов А.Г. Электроразведка методом радиокип. М.: Недра, 1981. 132 с.

Давыдов В.А. Опытная малогабаритная аппаратура регистрации ОМАР-2м для метода АМТЗ // Геодинамика. Глубинное строение. Тепловое поле Земли. Интерпретация геофизических полей: Материалы. Екатеринбург, 2011. С. 112–115.

Курочкин А.Е. Теоретические основы активных магнитных антенн: Учебно-методическое пособие. Ч. 1: Шумовые параметры входных каскадов радиоприемных устройств с магнитной антенной / Минск: БГУИР, 2002. 50 с.

Черняк Г.Я. Электромагнитные методы в гидрогеологии и инженерной геологии. М.: Недра, 1987. 213 с.

Швец А.В. Экспериментальное исследование распространения СНЧ–СДВ атмосфериков и динамика мировой грозовой активности: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Харьковский государственный университет. Харьков, 1994. 152 с.

Bruno M. Thinking about ideal loops // Radio waves below 22 kHz. Open File. URL: http: // www.vlf.it/looptheo7/loop7.pdf. Feb. 2001. 10 p.

Beeteson J.S. Magnetic field software ViziMag 3.18 Tutorial. Open File. URL: http: // www.vizimag.com. Apr. 2009. 30 p.

Loudet L. Loop antenna principle // SID monitoring station. URL: http://sidstation.loudet.org/ antenna-theory-en.xhtml. Nov. 2013.

УДК 550.8.053

АНАЛИЗ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ ТРАНСФОРМАЦИИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Мартышко П.С., Пьянков В.А., Рублев А.Л. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Проведен сравнительный количественный анализ двух методов трансформации геомагнитного поля. Представлены алгоритмы решения задачи по определению составляющих геофизических полей для трехмерной неоднородной среды с крутопадающими аномальными объектами. Показана правомерность использования методов факторного анализа для предварительной интерпретации наблюденного поля.

Магнитное поле, факторный анализ, обратная задача.

ANALYSIS OF DIFFERENT METHODS OF GEOPHYSICAL FIELDS TRANSFORMATIONS

Martyshko P.S., Pyankov V.A., Rublev A.L. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. A comparative quantitative analysis of the two methods of the geomagnetic field transformation was performed. Algorithms of solving the problem to determine the components of gravity and magnetic fields for three-dimensional heterogeneous media with steeply dipping anomalous objects have been presented. The validity of using factor analysis methods for pre-interpretation of the observed field was shown.

Magnetic field, factor analysis, inverse problem.

Введение

Под трансформацией геофизических полей мы понимаем некую математическую процедуру, позволяющую вычислять соответствующую составляющую поля, характеризующую источник, ее порождающий. Использование подобных трансформаций позволяет учесть влияние геологических тел с определенной структурой на морфологию вычисленных компонент, а также решать обратные задачи грави-магнитометрии. В работе рассматриваются вопросы построения алгоритмов для определения составляющих магнитного поля Земли.

Результаты исследований

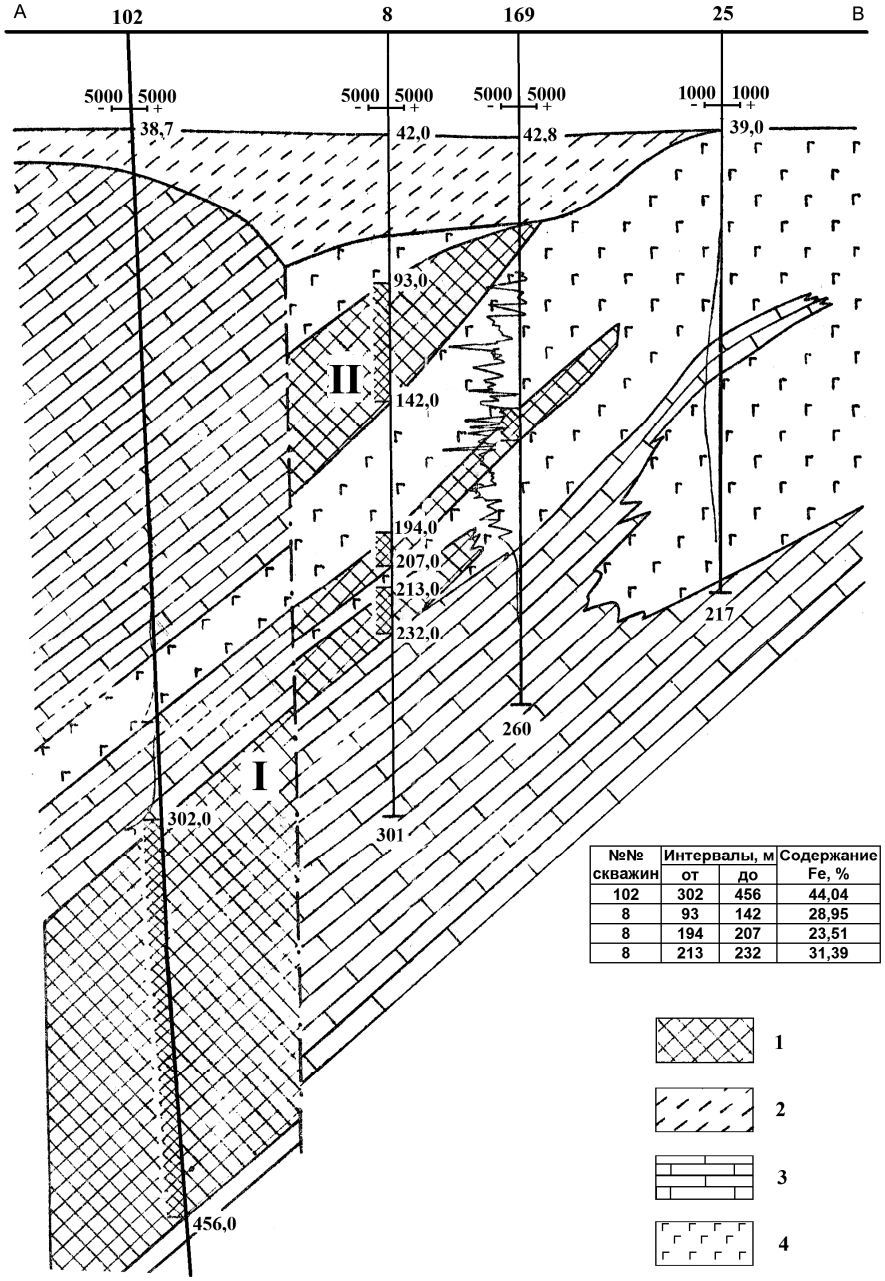
Рассмотрим особенности применения различных методов трансформации при разделении магнитного поля от крутопадающих аномальных объектов. Исследуем эффективность различных методов трансформации на примере железорудного месторождения Копотки (Казахстан, данные О.А. Кусонского) (рис. 1).

Для сравнения эффективности методов проведен пересчет поля на разные высоты (Мартышко, Пруткин, 2003) с целью разделения источников магнитного поля (рис. 2).

Для решения этой задачи применялась следующая методика. Поле сначала продолжалось вверх на уровень *H*, при этом влияние приповерхностных источников если и не устраняется совсем, то значительно ослабевает. Далее пересчитанное вверх поле продолжается вниз на глубину -*H*. Считается, что в этом случае мы окончательно избавляемся от влияния источников в слое (0, -*H*). Все дело в том, что, во-первых, необходимо знать высоту пересчета *H*, во-вторых, при пересчете вниз используется коэффициент регуляризации, величина которого выбирается достаточно произвольно. При этом также происходит сглаживание поля (высокочастотная фильтрация) (рис. 3).

В нашем случае получилось, что поле приповерхностных источников суммировалось с частью глубинной составляющей магнитного поля, т. е. происходило сглаживание, а не разделение поля (рис. 4).

Нами предпринята попытка использовать методику факторного анализа для разделения магнитного поля, созданного



№№ скважин	Интервалы, м от	до	Содержание Fe, %
102	302	456	44,04
8	93	142	28,95
8	194	207	23,51
8	213	232	31,39

Рис. 1. Геологический разрез месторождения Копотки (по О.А. Кусонскому),
1 – железная руда, 2 – рыхлые отложения, 3 – известняки, 4 – базальтовые порфириты.
I – глубинный аномальный объект, II – приповерхностный аномальный объект.

системой крутопадающих аномальных объектов, расположенных друг под другом. Ранее методы факторного анализа успешно применялись при статистической обработке геолого-геофизической информации. Достаточно подробно плюсы и минусы такого применения проанализированы ранее (Аронов, Страхов, 1985). Чтобы показать особенности использования методики факторного анализа при интерпретации потенциальных полей, попытаемся раскрыть сущность этой методики.

Факторный анализ представляет собой набор моделей и методов, предназначенных для сжатия информации, содержащейся в исходной матрице, из которой формируется матрица коэффициентов корреляции r_{ij}. Пирсон предложил эвристический метод сжатия большого массива информации с одновременным выделением максимальной дисперсии, а позднее Хотеллинг развил эту идею, создав метод главных компонент (Харман, 1972).

$$z_j = a_{j1}F_1 + a_{j2}F_2 + ... + a_{jn}F_n, \qquad (1)$$

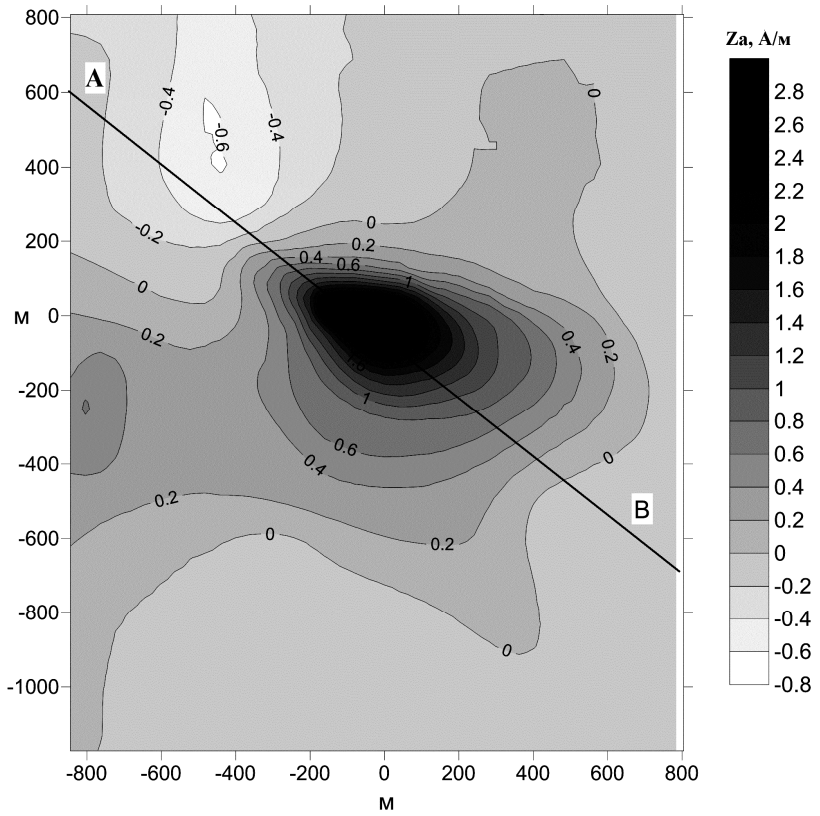


Рис. 2. Магнитное поле, наблюденное на месторождении Копотки:
А-В – линия геологического разреза

где каждый из наблюденных параметров линейно зависит от n некоррелированных между собой новых компонентов (факторов) $F_1, F_2, \ldots F_n$.

Поскольку элементами, использующимися в вычислениях, являются коэффициенты парной корреляции, то рассмотрим сущность этих коэффициентов. Известно, что произведение матрицы $\boldsymbol{Z}$ на транспонированную $\boldsymbol{Z}^T$ равно произведению корреляционной матрицы $\boldsymbol{R}$ на скаляр N:

$$\boldsymbol{Z}\,\boldsymbol{Z}^T = N\boldsymbol{R}. \qquad (2)$$

Из этого следует: если m – ранг матрицы $\boldsymbol{Z}$, то ранг матрицы $\boldsymbol{R} = \boldsymbol{Z}\,\boldsymbol{Z}^T$ равен также m. Иными словами, ранг корреляционной матрицы равен рангу матрицы наблюденных данных. В работе (Харман, 1972)

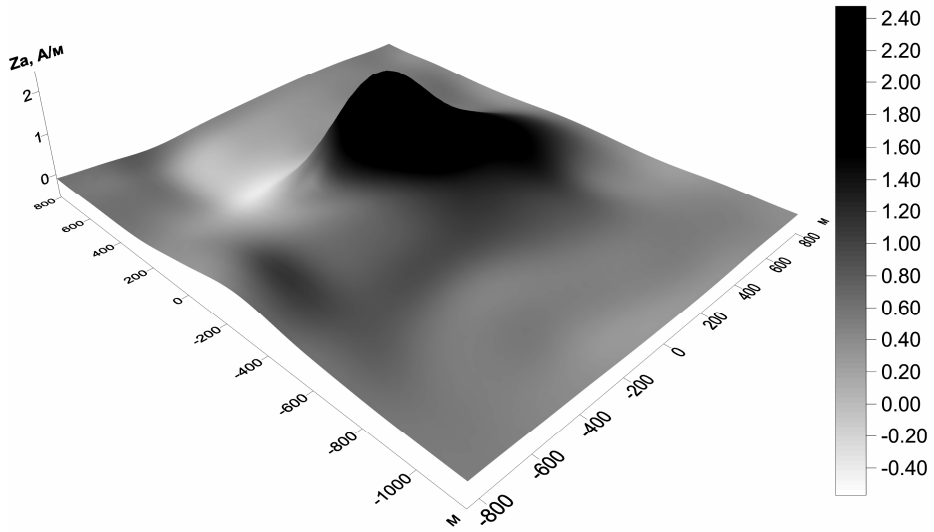


Рис. 3. Магнитное поле от глубинных источников (ниже -200 м)

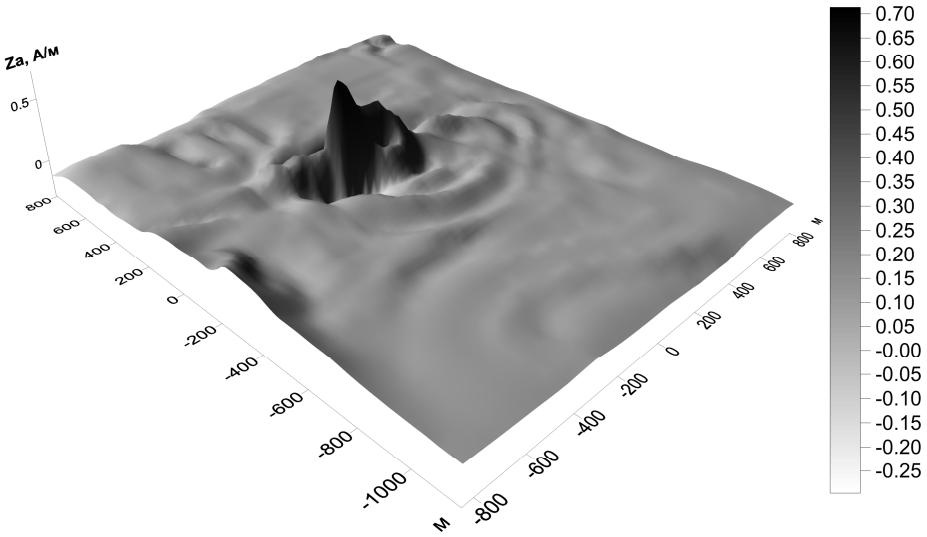


Рис. 4. Магнитное поле от слоя (0, -200 м)

сформулировано более сильное утверждение относительно взаимосвязи между двумя матрицами (в том числе между матрицей вычисленных коэффициентов корреляции и факторной матрицей) и доказана теорема:

«*Теорема 1. Если* $\boldsymbol{Z}$ *есть n N – матрица ранга m с действительными элементами, то* $\boldsymbol{Z}\,\boldsymbol{Z}^T = \boldsymbol{R}$ *является положительно полуопределенной симметрической матрицей Грама ранга m».*

Таким образом, любое свойство параметров, связанное с рангом матрицы $\boldsymbol{Z}$, может быть установлено и с помощью матрицы $\boldsymbol{R}$. А n параметров могут быть выражены как линейные комбинации не менее чем m факторов, где m – ранг корреляционной матрицы параметров. Набор из n параметров можно анализировать в терминах общих факторов (тогда на главной диагонали матрицы $\boldsymbol{R}$ стоят единицы). В этом случае, как сказано выше, $\boldsymbol{R}$ есть матрица Грама, а факторное решение

$$z = \boldsymbol{A}\, f \qquad (3)$$

дается в терминах n общих факторов. Поскольку здесь $\boldsymbol{A}$ есть квадратная невырожденная матрица, то она имеет обратную матрицу. Поэтому искомые факторы определяются просто:

$$f = A^{-1}\, z \qquad (4)$$

Это решение является точным и однозначным и не связано ни с какими «оценками».

Таким образом, если мы проводим разделение магнитного поля методом главных компонент, то получаем для этого случая единственное решение. Хотя, естественно, для каждой составляющей поля (в рамках источниковых моделей) остаются свои эквивалентные решения.

Рассмотрим особенности применения факторного анализа при разделении магнитного поля крутопадающих аномальных объектов на примере железорудного месторождения Копотки (Казахстан) (рис. 5, 6).

В результате трансформации исходных данных получено двухфакторное решение, то есть исследуемая матрица геомагнитных данных имеет ранг, равный 2. Таким образом, как и следует из исходного материала (геологический разрез), каждый, ранее называвшийся латентным, фактор соответствует полю одного из двух намагниченных объектов при факторной нагрузке a=1.

Предлагаемая методика не требует предварительного задания модели среды, поскольку полное факторное решение представляет собой источникоориентированную трансформацию поля. Причем, в двух полученных факторах, в отличие от методов пересчета, сохраняются все

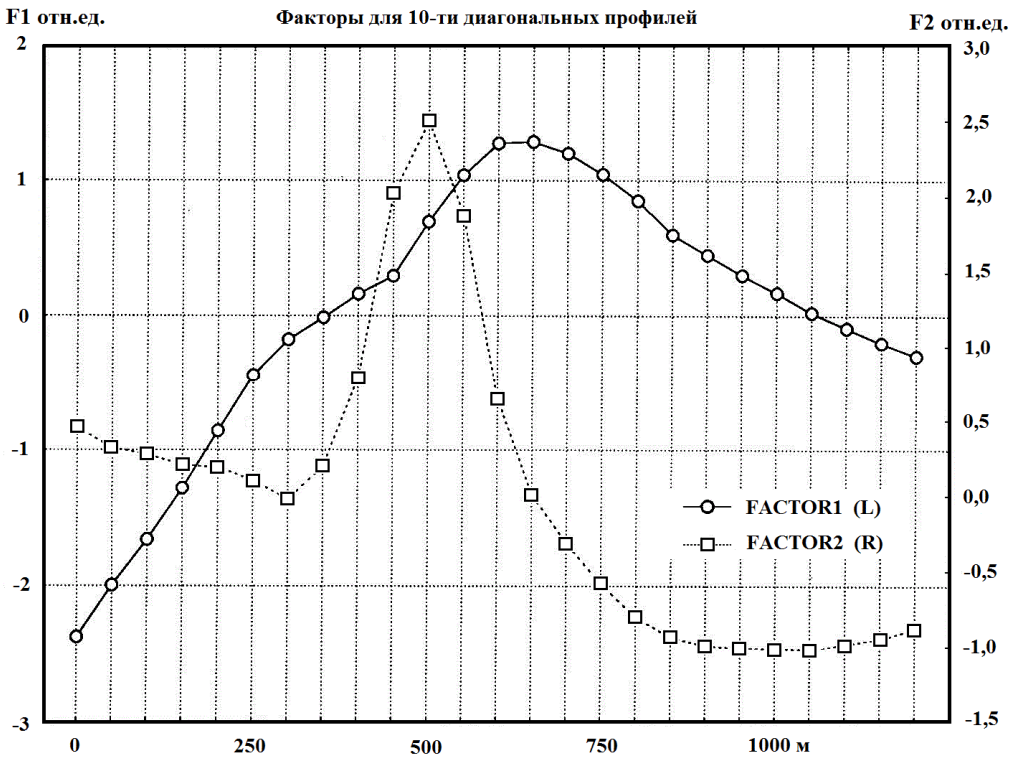


Рис. 5. Пространственное распределение факторов на месторождении Копотки

высокочастотные особенности полей (за исключением «белого шума», исчезающего при вычислении коэффициентов корреляции).

Заключение

Таким образом, методика факторного анализа показала высокую эффективность при разделении магнитного поля от крутопадающих аномальных объектов. Показана единственность решения задачи разделения поля на составляющие. Кроме того, такая трансформация (в отличие от пересчетов на высоту) позволяет существенно экономить время счета и не требует применения высокопроизводительных вычислительных средств.

Исследования выполнены в рамках проекта 12-П-15-2019 Уральского отде-

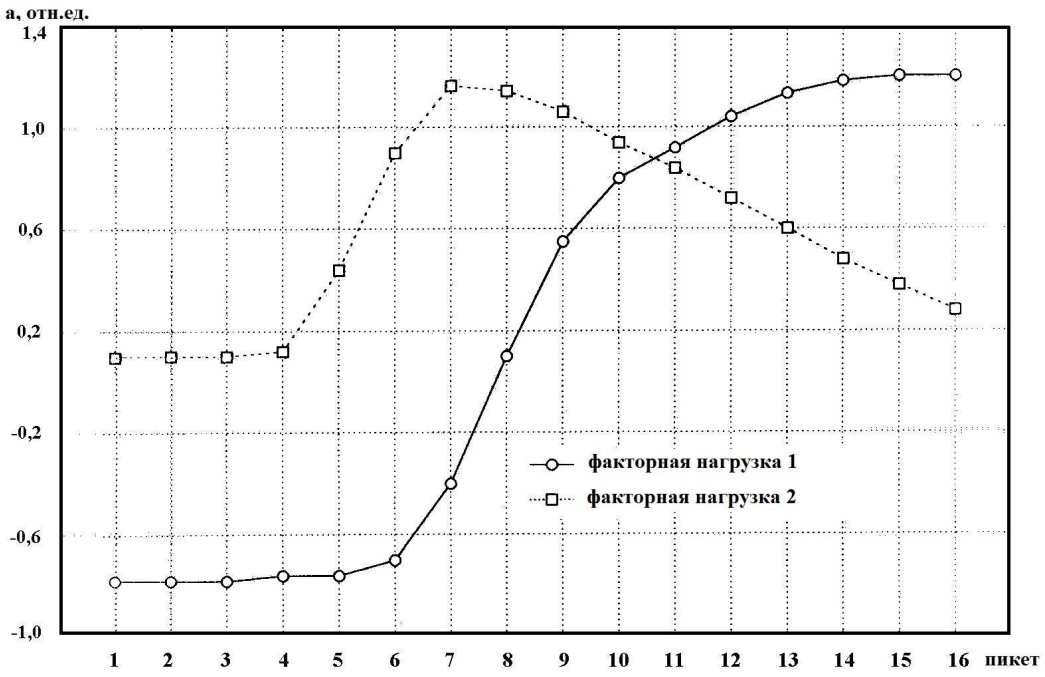


Рис. 6. Факторные нагрузки для магнитного поля месторождения Копотки.

ления РАН. При построении моделей использовались компьютерные технологии, основанные на алгоритмах решения обратных задач магнитометрии, разработанные в Институте геофизики УрО РАН.

Алгоритмы и комплекс программ для интерпретации магнитных полей созданы при финансовой поддержке РФФИ, проект 12-05-00481-а.

Литература

Аронов В.А., Страхов В.Н. О применении факторного анализа в геологии // Геология и геофизика. 1985. № 8. С. 133–142.

Мартышко П.С., Пруткин И.Л. Технология разделения источников гравитационного поля по глубине // Геофизический журнал. 2003. Т. 25. № 3. С. 159–168.

Харман Г. Современный факторный анализ. М.: Статистика, 1972. 350 с.

УДК 550.838

МЕТОД НАХОЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ НАМАГНИЧЕННЫХ СЛОЕВ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Мартышко П.С., Рублев А.Л., Федорова Н.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Описывается метод построения трехмерных моделей земной коры с использованием магнитных данных. Для решения структурной обратной задачи магнитометрии предлагается модифицированный итеративный метод локальных поправок. По магнитным данным построена трехмерная модель земной коры северо-восточного сектора Европы.

Магнитное поле, поверхности раздела, обратная задача.

THE METHOD OF EARTH CRUST MAGNETIZED LAYERS CONSTRUCTION

Martyshko P.S., Rublev A.L., Fedorova N.V. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. In this paper we describe the method of construction Earth crust 3D models (magnetized layers) using magnetic data. We suggest modified iterative local corrections method for solving structure magnetic inverse problem. The North-East region of East European platform 3D-model magnetized Earth crust has been constructed.

Magnetic field, magnetized layers, inverse problem.

Введение

При изучении глубинного строения земной коры по геофизическим полям широко применяются модели горизонтально-слоистых сред. Поэтому разработка методов и компьютерных технологий для нахождения поверхности раздела между слоями с различными физическими свойствами является одной из важнейших задач. В настоящей работе описывается методика определения трехмерных поверхностей намагниченных слоев земной коры по магнитным полям.

Рассматривается трехмерная структурная обратная задача магнитометрии для слоистой среды. Предполагается, что нижнее полупространство состоит из нескольких слоев постоянной намагниченности J_l, разделенных поверхностями $l = 1,\ldots,L$, где L – число границ раздела. Верхняя и нижняя поверхности слоев – горизонтальные и описываются уравнениями $z_1(x,y)=0$, $z_L(x,y)=H_M$. Требуется восстановить поверхности раздела слоев на основе данных о магнитной индукции $B(z)$, измеренной на некоторой площади.

Выделение магнитных аномалий в слоях земной коры

Поскольку обратная задача магнитометрии является некорректно поставленной, то непосредственное восстановление по суммарному полю нескольких контактных плоскостей технически и методически практически невозможно. Поэтому нами предлагается следующая последовательность решения обратной задачи магнитометрии для многослойной модели среды. В качестве нулевого приближения используется математическая модель последовательного определения границ раздела по разделенным аномалиям магнитного поля. В геофизической практике для разделения потенциальных полей на составляющие широко используются методы пересчета в верхнее и нижнее полупространство. Приведение полученных результатов на начальный уровень дает возможность разделять длинноволновые и коротковолновые составляющие амплитудного спектра аномалий, созданных литосферой.

Для выделения аномального поля от слоев земной коры в работе (Мартышко, Пруткин, 2003) была предложена следующая методика трансформации полей.

Введём декартову прямоугольную систему координат с осью Z, направленной вниз, плоскость XOY совпадает с дневной поверхностью.

Пересчет измеренного на площади $D = \{(x,y) \in R^2 : a \le x \le b, c \le y \le d\}$ земной поверхности поля $U(x,y,z)\big|_{z=0}$ вверх на уровень $z=-H$ реализуется по формуле Пуассона

$$U(x,y,-H) = \\ = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{H}{\left[(x-x')^2+(y-y')^2+H^2\right]^{3/2}}U(x',y',0)dx'dy'. \quad (1)$$

При этом влияние локальных приповерхностных источников (до глубины *H)* если и не устраняется совсем, то значительно ослабевает. Для того чтобы окончательно избавиться от влияния локальных источников, находящихся в горизонтальном слое от дневной поверхности до глубины *H*, пересчитанное вверх поле затем продолжается вниз на глубину *H*.

Для пересчета поля вниз на глубину $z=H$ и нахождения значений $\overline{U}(x, y, -H)$ решается уравнение Фредгольма первого рода

$$Ku \equiv \\ \equiv \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{H}{\left[(x-x')^2+(y-y')^2+H^2\right]^{3/2}}u(x',y',0)dx'dy' = \\ = \overline{U}(x,y,H). \quad (2)$$

Уравнение 1-го рода (2) представляет собой некорректную задачу, поэтому необходимо при его решении использовать методы регуляризации. Оператор уравнения (2) является положительно определенным и самосопряженным, поэтому можно применять схему М. М. Лаврентьева.

После дискретизации на сетке уравнения (2) и аппроксимации интегрального оператора по квадратурным формулам, задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) с симметричной матрицей *K*. Для решения СЛАУ используются итерационные методы градиентного типа. На последнем шаге поле пересчитывается вновь вверх на уровень дневной поверхности. Полученные аномалии можно рассматривать как поле от источников, расположенных ниже границы *H.* Далее, вычитаем это поле из наблюденного и получаем поле от слоя. Повторяя эту процедуру для различных значений высот и глубин, выделяем поля слоёв с соответствующими границами.

В работах (Мартышко и др., 2012; 2013) приведено описание математического аппарата и алгоритмов параллельных вычислений, использованных при создании компьютерной технологии и результатов применения этой технологии для изучения структурных особенностей гравитационного и магнитного полей литосферы северо-восточного сектора Европы и Уральского региона.

Разработанные параллельные алгоритмы были использованы для изучения структурных особенностей магнитных и гравитационных аномалий обширной территории северо-восточного сектора Европы в пределах трапеции 48–62^0 в. д. и 60–68^0 с. ш. В тектоническом отношении этот регион охватывает северо-восточную часть Восточно-Европейской платформы (ВЕП), Тимано-Печорскую плиту (ТПП) и прилегающий с востока северный сегмент Уральской складчатой системы. Амплитуды магнитных аномалий ΔT_a не превосходят 3000 нТл, поэтому можно применять методы, разработанные для гармонических функций. Для вычислений использованы цифровые модели магнитного и гравитационного полей, созданные на основе картографических данных.

Для выбора параметра регуляризации при пересчете вниз мы воспользовались результатами интерпретации гравитационных и магнитных аномалий, выполненными двумерным методом.

Исследования глубинного строения Уральского региона было проведено вдоль геотраверсов и профилей ГСЗ, часть из которых расположены в пределах рассматриваемой территории (рис. 1а) (Федорова, Колмогорова, 2013). В результате аппроксимации магнитного поля было получено распределение источников аномалий в слоях земной коры. Это позволило сопоставить аномалии от модельных источников с вычисленными трансформациями магнитного поля для набора значений параметра регуляризации и выбрать для дальнейших расчетов величину параметра регуляризации по наилучшему совпадению графиков полей.

Аномальное магнитное поле северо-восточного сектора Европы приведено на рис. 1а.

На рис. 1б приведена карта региональной составляющей, которая получена с по-

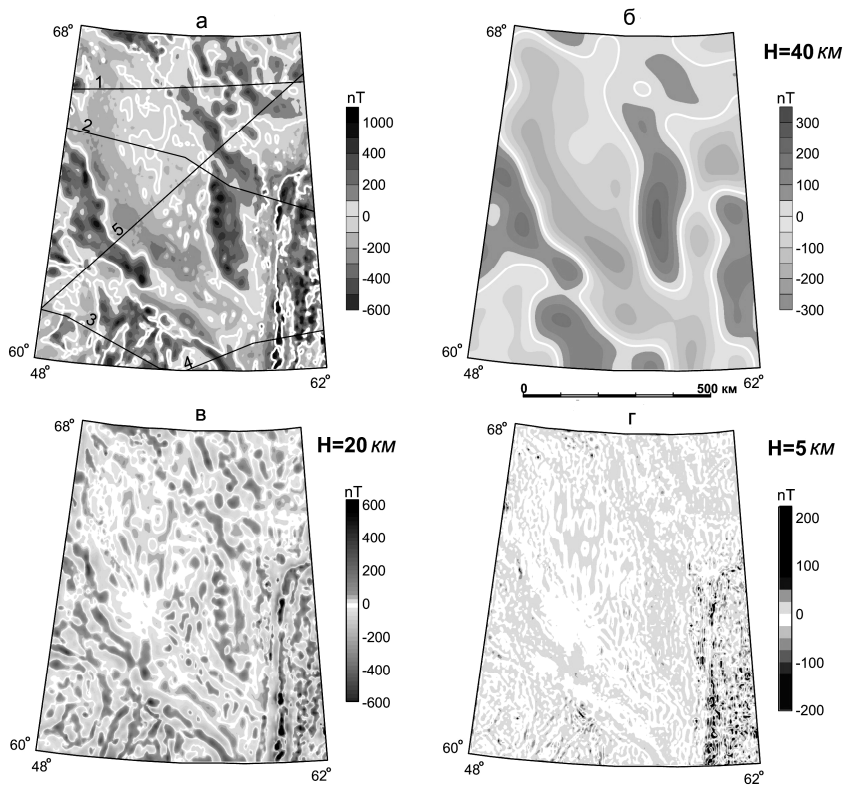


Рис. 1. Карты магнитного поля северо-восточного сектора Европы: аномального (а), длинноволновой составляющей (б) и локальных аномалий, рассчитанные для *H*=20 км (в) и *H*=5 км (г). Линиями показаны положения профилей ГСЗ (а)

мощью пересчетов поля вверх на высоту 40 км и затем вниз на нулевой уровень.

В геофизической практике на закрытых территориях локальные аномалии гравитационного и магнитного поля успешно используются для определения глубины залегания кристаллического фундамента. В результате анализа карт локальных аномалий выделяют разломы в земной коре и находят интрузии, содержащие магматические породы и др.

Вычисленные данные гравитационного и магнитного полей для *H*=5 км и *H*=20 км мы использовали для построения карт локальных аномалий верхней части литосферы северо-восточного сектора Европы. На карте (рис. 1в) показаны магнитные аномалии, источники которых расположены в верхнем слое земной коры до глубины 20 км. Наиболее коротковолновая часть аномального магнитного поля приведена на рис. 1г.

Эти карты построены в результате вычисления разности между исходным аномальным полем ΔT_a и трансформированными полями ΔT_{a20} и ΔT_{a5}, полученной с помощью пересчетов поля ΔT_a для высот *H*=20 км и *H*=5 км соответственно.

Восстановление поверхности слоя по магнитным данным

Для северных территорий России наклонение вектора индукции геомагнитного поля превышает 70º. Это позволяет в рамках допустимых погрешностей решать обратную задачу для вертикальной намагниченности слоев и использовать только вертикальную составляющую магнитного поля. Кроме того, значения намагниченности в слоях земной коры не превышают 6 А/м, поэтому эффект размагничивания внутри слоев будет небольшой и его можно не учитывать.

Вертикальная компонента напряженности магнитной индукции *Z* в точке *(x, y)* на поверхности земли от контактной поверхности, разделяющей слои с вертикальными намагниченностями I_1 и I_2 вычисляется по формуле:

$$Z(x,y) = \Delta I \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{z(x,y)}{\left[(x-x')^2+(y-y')^2+z^2(x,y)\right]^{3/2}} - \frac{H}{\left[(x-x')^2+(y-y')^2+H^2\right]^{3/2}}\right)dxdy, \quad (3)$$

где *z(x, y)* – уравнение поверхности, разделяющей верхний и нижний слои; $\Delta I = I_2 – I_1$ – скачок намагниченности на границе слоев, *H* – горизонтальная асимптота.

Для решения этого уравнения и нахождения функции *z(x, y)* были разработаны программы, основанные на модифицированном методе локальных поправок (Мартышко и др., 2010). Метод локальных поправок был предложен для приближенного решения нелинейных обратных задач гравиметрии (Пруткин, 1986) и основан на предположении о том, что на изменение значения поля в некоторой точке наибольшее влияние оказывает изменение ближайшей к данной точке части поверхности *S*, которая представляет собой границу между двумя слоями с различными физическими свойствами.

Разработан итерационный способ нахождения границы намагниченных слоев, определяемой уравнением *z=z(x, y)*.

На каждом шаге делается попытка уменьшить разность между заданными и приближенными значениями поля в данном узле лишь за счет изменения значения искомой функции в этом же узле. Дискретизация уравнения (3) приводит к следующей системе нелинейных уравнений:

$$c\sum_i \sum_j K_{i_0 j_0}(z_{ij}) = U_{i_0 j_0}, \qquad (4)$$

где *c* – весовой коэффициент кубатурной формулы; $U_{i_0 j_0} = \Delta Z(x_{i_0}, y_{j_0}, 0)$ – левая часть уравнения (3),
$z_{ij} = z(x_i, y_j)$, $K_{i_0 j_0} = K(x_{i_0}, y_{j_0}, x_i, y_j, z_{ij})$ – подынтегральное выражение.

В результате получена итерационная формула для нахождения z_{ij}^{n+1}:

$$\left(z_{ij}^{n+1}\right)^2 = \frac{\left(z_{ij}^{n}\right)^2}{1+\alpha\left(z_{ij}^{n}\right)^2 \cdot \left(U_{ij} - U_{ij}^{n}\right)},$$

где α параметр регуляризации, $\{z_{ij}^{n}\}$ – значения неизвестной функции *z(x, y)*, *n* – номер итерации.

Выбор параметра регуляризации α является отдельной интересной задачей. Для ее решения проводился ряд вычислительных экспериментов (для различных значений α), которые показали, что величина α влияет только на скорость сходимости метода, но получаемое решение от нее практически не зависит. Однако при достаточном большом параметре α (например, для асимптоты 10 км при α > 0,02) метод расходится.

В работе (Федорова и др., 2013) разработанная компьютерная технология применена для вычисления поверхности нижнего намагниченного слоя земной коры Тимано-Печорского региона.

Моделирование распределения намагниченности в земной коре

Предложенная методика была использована для моделирования распределения намагниченности в земной коре северо-восточного сектора Европы. Вычисления проведены для прямоугольного участка площади с размерами 800x965 км.

При построении поверхностей раздела слоев были заданы следующие значения: первый слой практически немагнитный I_1=0,1 А/м; намагниченность второго слоя I_2=1 А/м, средняя глубина до верхней границы H_2=10 км; намагниченность третьего слоя I_2=3 А/м, средняя глубина до верхней границы H_3=20 км; намагниченность четвертого слоя I_2=0 А/м, глубина до асимптоты верхней границы H_3=40 км. Верхняя граница первого слоя и нижняя четвертого слоя – горизонтальные поверхности: H_1=0, H_5=50.

Результаты вычислений для трех повысотных трансформант магнитного поля приведены на рис. 2.

При численном решении обратной задачи также возникает отдельная задача выбора шага сетки исходного поля в зависимости от глубины асимптоты поверхности раздела. С увеличением глубины до поверхности нужно увеличивать шаг сетки.

Данный вопрос исследовался ранее (Мартышко, Пруткин, 2003). Для границы H_1=10 км шаг задания данных 8 км, для H_2=20 – 12,5 км и для H_3=40 – 20 км.

По рассчитанным поверхностям раздела слоев в программе Voxler построен «цифровой куб», и построены разрезы

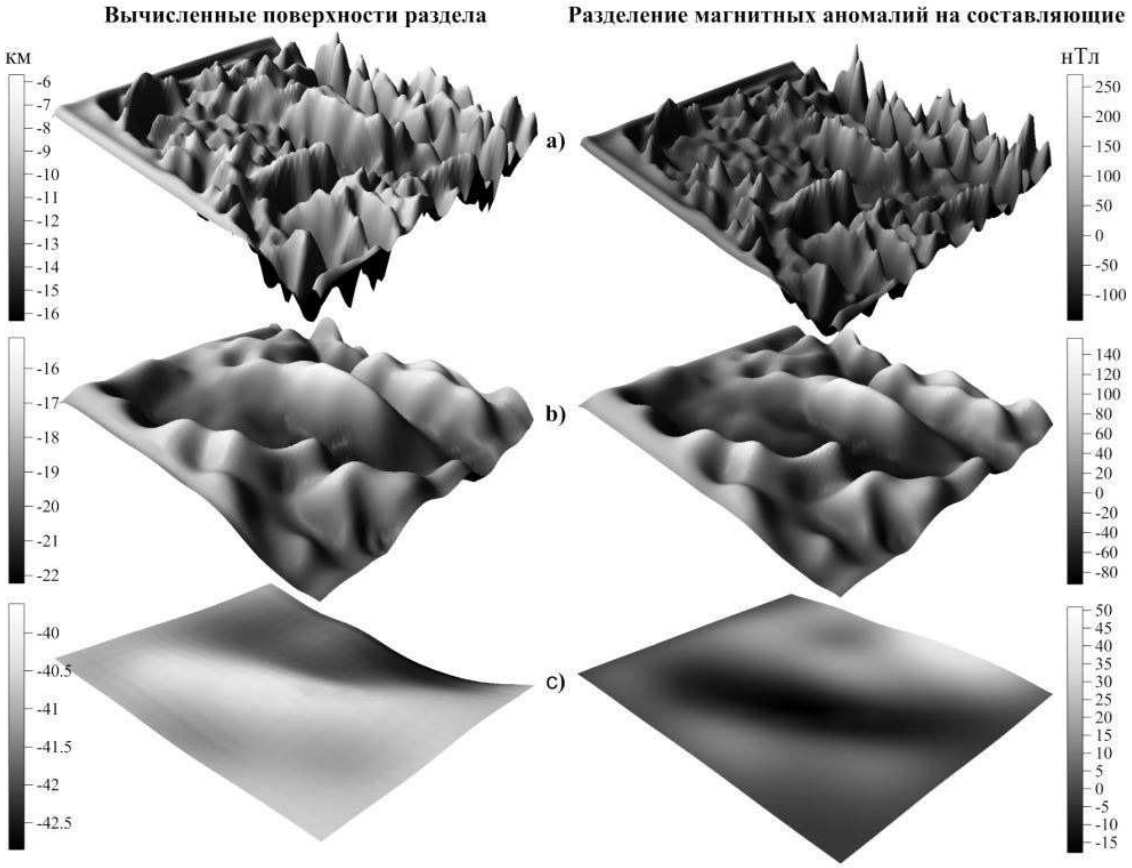


Рис. 2. Поверхности раздела слоев и составляющие магнитного поля северо-восточного сектора Европы, рассчитанные для трансформированных аномалий: H=10 км (a) и H=20 км (b) и длинноволновой составляющей H=40 км (c)

вдоль ряда профилей ГСЗ (рис. 3).

Предложенный метод нахождения поверхности раздела слоев не использует нелинейную минимизацию, что позволяет значительно сократить время вычислений. Алгоритм показал высокую скорость счета при относительной низкой (равной сотым долям процента) погрешности восстановления поля от границы.

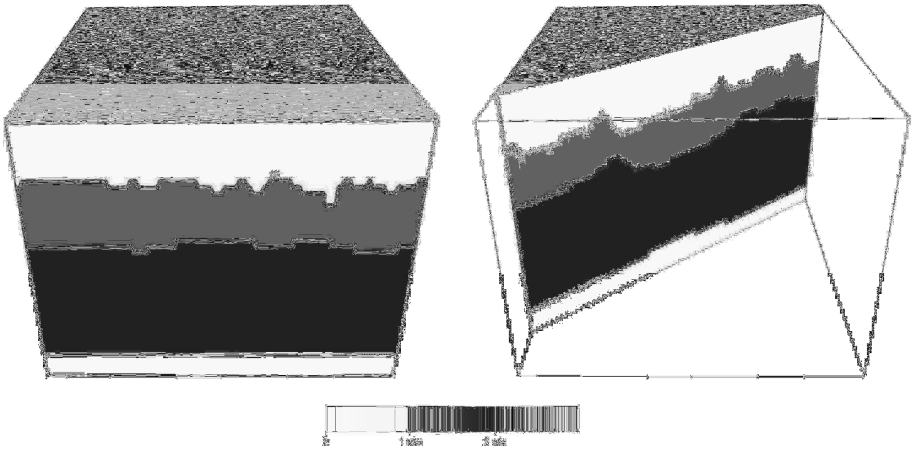


Рис. 3. Объемная модель распределения намагниченности в земной коре, справа показан разрез вдоль фрагмента сейсмического профиля 5 («Глобус»)

Заключение

Разработанный метод и созданная компьютерная технология могут успешно использоваться для нахождения поверхно-

стей намагниченных слоев земной коры крупных регионов.

В дальнейшем для решения обратной задачи магнитометрии для многослойных сред с кусочно-однородным распределением намагниченности предполагается использовать линеаризованные итерационные методы градиентного типа с весовыми множителями, которые пропорциональны величинам разделенных аномалий магнитного поля, принятых для модели нулевого приближения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Уральского отделения РАН. Алгоритмы и программы разработаны в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 18 (проект 12-П-15-2019). Исследования для изучения глубинного строения Тимано-Печорского региона выполнены в рамках проекта 12-И-5-2067.

Литература

Мартышко П.С., Пруткин И.Л. Технология разделения источников гравитационного поля по глубине // Геофизический журнал. 2003. Т. 25. № 3. С. 30–34.

Мартышко П.С., Фёдорова Н.В, Гемайдинов Д.В. Применение параллельных алгоритмов вычислений при изучении структуры аномального магнитного поля Урала // ДАН. 2012. Т. 446. № 2. С. 201–203.

Мартышко П.С., Федорова Н.В., Гемайдинов Д.В. Новые алгоритмы для изучения структурных особенностей гравитационных и магнитных аномалий // Вопросы теории и практики геологической интерпретации гравитационных, магнитных и электрических полей: Материалы 40-й сессии Международного семинара им. Д.Г. Успенского. М.: ИФЗ РАН, 2013. С. 223–226.

Мартышко П.С., Рублев А.Л., Пьянков В.А. Применение метода локальных поправок для структурных задач магнитометрии // Геофизика. 2010. № 4. С. 3–8.

Пруткин И.Л. О решении трехмерной обратной задачи гравиметрии в классе контактных поверхностей методом локальных поправок // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1986. № 1. С. 67–77.

Федорова Н.В., Колмогорова В.В. Модели распределения намагниченности и скорости продольных волн в земной коре Тимано-Печорского и Северо-Уральского регионов // Литосфера. 2013. № 5. С. 160–169.

Федорова Н.В., Колмогорова В.В., Рублев А.Г. Магнитная модель северо-восточной части Европы // Геофизические исследования. 2013. Т. 14. № 2. С. 25–37.

УДК 550.361

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ 2D КОНВЕКЦИИ В НАКЛОННЫХ ПОРИСТЫХ СЛОЯХ

Миндубаев М.Г. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Проведено численное исследование на конвективную устойчивость проницаемого слоя пористой среды, помещенного в непроницаемый массив. Показано, что учёт конечной проводимости вмещающего массива приводит к понижению устойчивости. Получены оценки критического числа Рэлея для наклонного и вертикального проницаемых слоев для аспектного отношения 10:1.

Свободная тепловая конвекция в пористой среде, конвективная устойчивость.

RESULTS OF NUMERICAL MODELING 2D CONVECTION IN AN INCLINED POROUS LAYERS

Abstract. A numerical study on the stability of the convective layer permeable porous medium placed in an impenetrable array. It was found that the inclusion of the finite conductivity of the containing array leads to a decrease in stability. We obtain estimates of the critical Rayleigh number for inclined and vertical permeable layers for an aspect ratio of 10:1.

Free thermal convection in a porous medium, convective stability.

Введение

Многие процессы, происходящие в земной коре, связаны с гидротермальной конвекцией в трещиновато-пористых зонах. Известно (Любимова и др., 1973), что над нефтяными и газовыми месторождениями образуются аномалии теплового потока. При этом над центральной частью формируется положительная аномалия, а приблизительно над контуром, охватывающем месторождение, наблюдается депрессия теплового потока (Тараненко и др., 2000). В работе (Лопатников, 1995) показано, что конвективные движения грунтовых вод в проницаемых слоях коры, вызванные естественным температурным градиентом, могут обеспечить механизм вторичной миграции углеводородов от нефтематеринских толщ в области нефтескопления. В работе (Мальковский, Пэк, 1997) рассмотрены условия возникновения свободной конвекции в вертикальном разломе. Задача о возникновении конвекции в двух гидродинамически связанных тонких вертикальных разломах, окружённых непроницаемым массивом горных пород, рассмотрена в работе (Рамазанов, 2003). В работе (Лопатников, 1995) получено условие возникновения конвекции для наклонного слоя.

В предыдущих работах (Хачай, Миндубаев, 2012; Миндубаев, 2014) нами рассматривались 3D модели в горизонтальном слое пористой среды насыщенной флюидом при различных числах Рэлея. Показано, что в зависимости от значения числа Рэлея реализуются различные пространственные структуры и тепловые потоки.

В настоящей работе на примере 2D слоя пористой и проницаемой среды, насыщенной однокомпонентной жидкостью, проводятся численные оценки условий возникновения свободной тепловой конвекции в зависимости от ориентации слоя. Последовательно рассматриваются горизонтальный, вертикальный и наклонный слои (угол наклона 45˚). Внутри основного объёма находится область, проницаемость которой значительно выше, чем в окружающем массиве. Таким образом, окружающий массив принимается непроницаемым для жидкости. Пористость, теплопроводность, температуропроводность и другие параметры аномальной области и окружающего массива близки между собой.

Модель и уравнения

Обычно исследование конвективной устойчивости проводится для горизонтального слоя для изотермических горизонтальных границ и рассматриваются условия возникновения конвекции при подог-

реве снизу. Как только сочетания условий подогрева обеспечивают значения безразмерного числа Рэлея выше его критического значения, $\mathrm{Ra}>\mathrm{Ra}_{cr}$, в системе наряду с кондуктивным механизмом переноса тепла появляется новый механизм теплопередачи – конвективный тепло-массоперенос в пористой среде.

Система безразмерных уравнений свободной тепловой конвекции в пористой среде для несжимаемой жидкости в проницаемой области имеет вид (Гершуни, Жуховицкий, 1972):

$$\mathbf{u} = -\nabla p + \mathrm{Ra}\, T\mathbf{l}_z \qquad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u}\cdot\nabla T = \nabla^2 T, \qquad (2)$$

$$\nabla\cdot\mathbf{u} = 0, \qquad (3)$$

где $\mathrm{Ra} = \alpha g H^2 A K / \nu\kappa_{ef}$ – модифицированное число Рэлея для пористой среды; $\mathbf{u} = \eta\,\mathbf{v}$ – скорость Дарси фильтрации флюида в пористой среде; η – пористость среды; $\mathbf{v}$ – скорость частиц флюида в порах; p – давление; T – температура; α – коэффициент теплового расширения флюида); g − ускорение свободного падения.

В качестве единиц принято: для единицы длины – толщина проницаемого слоя H с проницаемостью K_1, для скорости фильтрации – κ_{ef} / H, времени – bH^2/κ_{ef}, температуры – $A\cdot H$, давления – $\rho_0\nu\kappa_{ef}/K$, где κ_{ef} – эффективный коэффициент температуропроводности среды, $b=(\rho c_p)_c/(\rho c_p)_f$ – отношение теплоёмкостей среды и флюида, A – градиент температуры, ν – кинематическая вязкость флюида.

Будем считать, что во вмещающей непроницаемой области течение отсутствует. Соответствующее уравнение для распространения тепла в этой области:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 T. \qquad (4)$$

Примем, что нижняя и верхняя границы вмещающей области являются изотермическими. На боковых границах принимаются условия отсутствия потока тепла

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0.$$

Для компонент скорости примем:

$$u = \frac{\partial\psi}{\partial z}, \qquad \nu = -\frac{\partial\psi}{\partial x},$$

где ψ – функция тока. На границах для ψ принято:

$$\frac{\partial\psi}{\partial z} = \psi = 0 \quad \text{на вертикальных границах,}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial x} = \psi = 0 \quad \text{на горизонтальных границах.}$$

Применяя к уравнению (1) операцию rot и учитывая граничные условия, получаем систему уравнений свободной тепловой конвекции во внутренней области в переменных (ψ, T)

$$\nabla^2\psi = -\mathrm{Ra}\frac{\partial T}{\partial x}, \qquad (5.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + \nu\frac{\partial T}{\partial z} = \nabla^2 T. \qquad (5.2)$$

Для численного решения уравнений (4) и (5.2) применялась неявная разностная схема. Для решения уравнения (5.1) использовалась схема последовательной верхней релаксации. Пространственный шаг дискретизации составлял 1/30.

Результаты численного моделирования

Для бесконечного горизонтального слоя с изотермическими границами критическое число Рэлея составляет $\mathrm{Ra}_{cr}=4\pi^2$ (Horton, Rogers, 1945; Lapwood, 1948).

В работе (Дементьев, Любимов, 2008) рассматривается устойчивость горизонтального слоя, находящегося между двумя бесконечными полупространствами различной теплопроводности. Показано, что при уменьшении теплопроводностей граничных массивов устойчивость равновесия монотонно понижается, и для случая теплоизолированных границ Ra_{cr} составляет значение порядка 12.

Для горизонтально ориентированного слоя за единицу длины, как определено выше, принята толщина слоя H. При

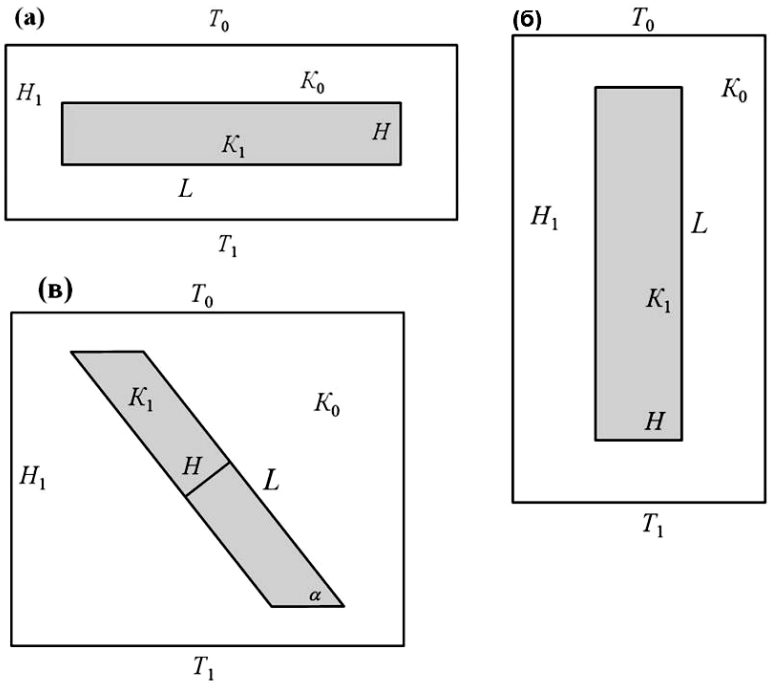


Рис. 1. Модели проницаемого слоя (проницаемость K_1), в котором реализуется свободная тепловая конвекция, помещённого в непроницаемый массив (проницаемость K_0), в зависимости от ориентации: (а) – горизонтальный; (б) – вертикальный; (в) – наклонный. H – толщина слоя, L – длина слоя

численных расчётах для безразмерных значений температуры на верхней границе принято T_0=0, на нижней – $T_1=H_1/H$, где H_1 – вертикальные размеры рассматриваемой области (рис. 1).

При численных расчётах для проницаемой области принято аспектное отношение $\lambda=L/H$=10, где L – длина слоя. Область, где реализуется конвекция, находится в средней части вмещающего массива. Поэтому мощности над и под рассматриваемой областью равны. Получено, что при H_1/H=3 критическое число Рэлея Ra_{cr} имеет значение порядка 28. При увеличении этого отношения устойчивость немного уменьшается (при H_1/H=5 критическое число $\mathrm{Ra}_{cr}\approx27$). Это согласуется с результатами работы (Дементьев, Любимов, 2008) о понижении устойчивости для горизонтального слоя пористой среды, ограниченного непроницаемыми массивами конечной теплопроводности. Эти результаты соответствуют и полученным для горизонтального слоя однородной жидкости (Гершуни, Жуховицкий, 1972). В проницаемом слое реализуется валиковая структура конвекции (рис. 2).

Для исследования вертикального слоя принята модель, подобная рассмотренной для горизонтального слоя. За единицу длины принята ширина слоя H. Для температуры на нижней горизонтальной границе вмещающего массива принято $T_1=H_1/H$ и ноль на верхней границе. Аспектное отношение так же, как и для горизонтального слоя принято $\lambda=L/H$=10 (см. рис. 1б).

Иная модель рассмотрена в работе (Бобров, Лопатников, 2001). В ней рассматривается вертикальный проницаемый слой, заключённый в непроницаемый куб. В этой модели за единицу длины приняты размеры куба, поэтому температура в области меняется от единицы на нижней границе до нуля на верхней.

Для вертикального слоя получено критическое число Рэлея Ra_{cr} порядка 10,5.

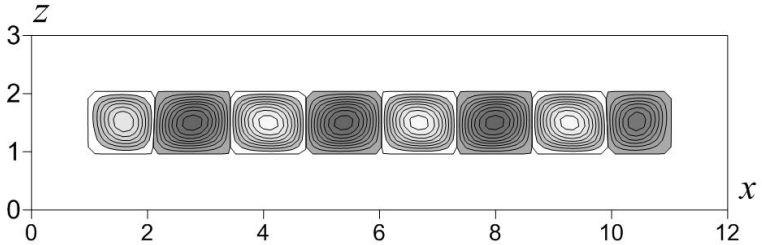


Рис. 2. Горизонтальный слой. Распределение функции тока ψ.
По x и z безразмерные размеры области заданы в единицах толщины слоя H

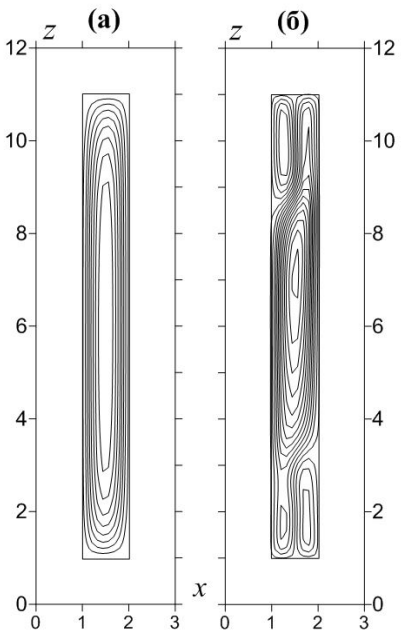


Рис. 3. Вертикальный слой**.** Распределение функции тока ψ: (а) – Ra=11; (б) – Ra=50

При этом при небольшой закритичности реализуется одноячеистая структура конвекции (рис. 3а). Для конвекции с высокой закритичностью Ra=50 – структура более сложная (рис. 3б).

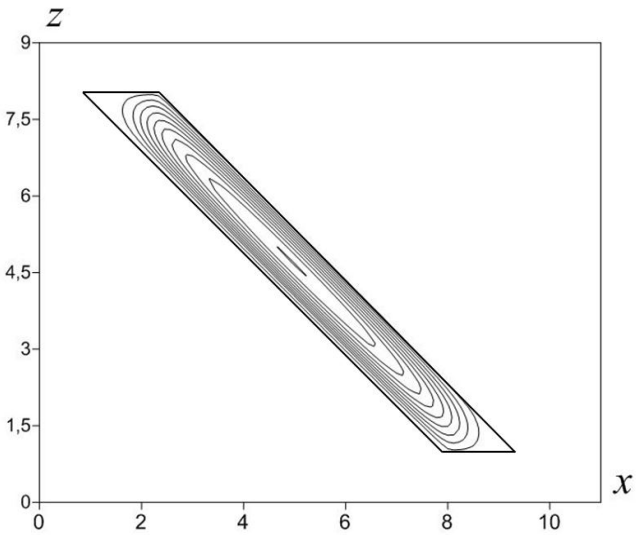


Рис. 4. Наклонный слой. Распределение функции тока ψ

Для наклонного слоя рассматривался случай с углом наклона α=45˚.

Полученное в результате численного моделирования критическое число Рэлея Ra_{cr} для этого случая составляет порядка 21. Это значение является промежуточным между случаями с горизонтальным и вертикальным расположением проницаемого слоя. При этом реализуется одноячеистая структура конвекции (рис. 4).

Заключение

На примере численного моделирования проведено исследование свободной тепловой конвекции пористого слоя, помещённого в непроницаемый массив в зависимости от ориентации.

Полученные оценки подтверждают результаты (Дементьев, Любимов, 2008) о понижении устойчивости горизонтального слоя, окружённого массивами конечной теплопроводности. Для рассмотренного в данной работе случая наклона слоя на 45˚ отмечено снижение устойчивости. Ещё меньший порог устойчивости получен для вертикального слоя.

Таким образом, наряду с такими параметрами как градиент температуры и проницаемость заметную роль на устойчивость и развитие конвекции в трещиновато-пористых областях земной коры оказывает и пространственная ориентация слоя. Что является дополнительным фактором для развития и реализации гидротермальной конвекции.

Литература

Бобров А.М., Лопатников С.Л. Развитие гидротермальной конвекции в вертикальной проницаемой зоне, заключённой в трёхмерный непроницаемый теплопроводный массив // Физика Земли. 2001. № 3. С. 63–70.

Дементьев О. Н., Любимов Д. В. Возникновение конвекции в горизонтальном плоском слое пористой среды // Вестник Челябинского государственного университета. 2008. №. 6. С. 130–135.

Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости // М.: Недра, 1972. 392 с.

Лопатников С.Л. Тепловая конвекция и образование месторождений нефти. // ДАН. 1995. № 4. С. 541–543.

Любимова Е.А., Власов В.К., Оснач А.И.

Тепловые потоки из недр Земли в зависимости от внутренних параметров. Тепловые потоки из недр и верхней мантии. М.: Наука, 1973. С. 7–18.

Мальковский В.И., Пэк А.А. Условия развития тепловой конвекции однофазного флюида в вертикальном разломе // Петрология. 1997. Т. 7. № 4. С. 428–434.

Миндубаев М.Г. 3D модели свободной конвекции пористой среде и её влияние на оценки геотермического потока // Вопросы теории и практики геологической интерпретации гравитационных, магнитных и электрических полей: Материалы 41-й сессии Международного семинара им. Д.Г. Успенского. Екатеринбург, 2014. 308 с.

Рамазанов М.М. Конвективная устойчивость жидкости в двух гидродинамически связанных вертикальных разломах // Физика Земли. 2003. № 12. С. 57–63.

Тараненко Е.И., Безбородов Р.С., Хакимов М.Ю. Тепловой эффект формирования залежей нефти и газа // Геология нефти и газа. 2000. №. 2. С. 56–58.

Хачай Ю.В., Миндубаев М.Г. О влиянии свободной конвекции в 3D-структуре пористой среды на экспериментальные оценки геотермического потока // Мониторинг. Наука и технологии. 2012. № 4(13). С. 6–11.

Horton C.W., Rogers F.T., Convection currents in a porous medium // J. Appl. Phys. 1945. V. 16. P. 367.

Lapwood E. R. Convection of a fluid in a porous medium // Proc. Camb. Phil. Soc. 1948. V. 44. № 4. P. 508–521.

УДК 550.8.056

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ АРХЕОЛОГИЧЕСКОГО ПАМЯТНИКА БРОНЗОВОГО ВЕКА ГОРОДИЩЕ АНДРЕЕВСКОЕ (ЮЖНЫЙ УРАЛ)

Носкевич В.В., Федорова Н.В., Бебнев А.С., Вдовин А.Г., Мехоношина Т.Л. **–** Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Геофизические исследования проведены на территории поселения бронзового века Андреевское. Выполнена детальная магнитная съемка и получены цифровые магнитные карты поселения, которые позволили реконструировать планировку городища. Проведено исследование фортификационных сооружений с помощью георадара.

Магнитная съемка, георадарная съемка, археологические памятники.

RESALTS OF THE GEOPHYSICAL RESEARCH OF BRONZE AGE ARCHAEOLOGICAL MONUMENTS ANDREEVSKOE (SOUTHERN URAL MOUNTAINS)

Noskevich V.V., Fedorova N.V., Bebnev A.S., Vdovin A.G., Mehonoshina T.L. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Geophysical investigations were carried out on the site of Bronze Age settlement Andreevskoye. Detailed magnetic survey was performed and digital magnetic maps were created, which allowed to reconstruct the settlement plan. Research of the fortifications was conducted by the means of GPR.

Magnetic survey, GPR survey, archaeological monuments.

Введение

В рамках научных проектов Уральского отделения РАН «Междисциплинарное исследование памятников эпохи бронзы Южного Урала» и «Природа и общество Южного Зауралья в эпоху бронзы: междисциплинарный анализ археологических памятников» сотрудники Института геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН проводят исследования памятников Страны городов на Южном Урале. Многие из этих памятников были открыты сравнительно недавно в конце двадцатого века. Обширные укрепленные поселения с замкнутой системой обороны Страны городов сосредоточены на достаточно компактной территории в 80000 км^2. К настоящему времени открыто 21 поселение, функционирование которых относят к эпохе средней бронзы. В книге (Зданович, Батанина, 2007) по результатам дешифрирования снимков построены схемы городищ и приведено их описание. Городища практически полностью разрушены, их остатки находятся под землей.

Геофизические съемки памятников позволяют получать новую важную информацию об этих уникальных сооружениях. Исследования, проведенные на территории памятника Каменный Амбар (Ольгино), показали, что на начальных этапах исследований этих исторических объектов магнитометрия является наиболее оперативным и информативным геофизическим методом (Носкевич и др., 2010). По магнитным аномалиям удается определить точное положение внешних и внутренних оборонительных стен и восстановить планировку городища.

В 2009–2012 гг. магнитная съемка проведена российскими и германскими геофизиками на поселениях Ольгино, Коноплянка, Сарым-Саклы, Журумбай; результаты представлены в работах (Федорова, Носкевич, 2012; Федорова и др., 2013; Multidisciplinary..., 2013). Построенные карты магнитных аномалий позволяют выбирать участки для дальнейших более детальных исследований с помощью других как геофизических, так и археологических методов и значительно снижают риск проводить «раскопки вслепую».

Целью настоящих исследований являлось уточнение конфигурации оборонительных сооружений и внутреннего обустройства памятника Андреевское, так как

нередко данные, полученные по результатам дешифрирования аэрофотоснимков и магнитной съемке, отличаются друг от друга. В полевой сезон 2013 г. на территории поселения проведена магнитная съемка. На ряде участков оборонительной системы городища исследования выполнены с помощью георадара SIR-3000.

В данной работе приведены результаты обработки и интерпретации этих данных.

Краткое описание поселения Андреевское

Укрепленное поселение Андреевское расположено на левом берегу реки Синташта на Южном Урале (Брединский район, Челябинская область). Ближайший населенный пункт, по имени которого назван этот памятник, – поселок Андреевский – находится на расстоянии 8 км. Современное русло реки и древнее русло, сохранившееся в виде обводненной глубокой старицы, образуют полуостров. Городище находится на самой бровке надпойменной террасы, на берегу старицы. По-видимому, во время существования поселка старица была основным руслом реки Синташта.

Памятник открыт в 1990 г. И.М. Батаниной при анализе данных аэрофотосъемки. Границы памятника можно оконтурить по развалам оборонительных рвов и стен. Поселение многослойное и имеет сложную конфигурацию, которая образована тремя прямоугольными системами оборонительных сооружений. По результатам дешифрирования снимков и наземному археологическому обследованию построена схема поселения (Зданович, Батанина, 2007), на которой авторы выделили три поселка А, В и С (рис. 1). Анализ данных привел их к выводу, что поселения функционировали в разное время. Поселок А является наиболее ранним. После прекращения его существования возник поселок В, который разместился в южной части жилой площади поселка А. Поселок С (пристрой) возник в процессе функционирования поселка В и отражает поздний этап существования памятника.

По снимкам установлено, что развалы стен оборонительных сооружений колеблются от 2,5 до 15 м. Многочисленные провалы в них авторы работы (Зданович, Батанина, 2007) интерпретируют как входы в поселения.

На схеме (см. рис. 1) насчитывается 9 проходов, причем два из них имеют сложные превратные сооружения. В восточной стене поселения В «главный вход оформлен двумя стенами, выдвинутыми на напольную сторону в виде коридора шириной 2,5–3 м и длиной 20–25 м». Вход в поселок А также оформлен двумя стенами, смыкающимися с валами за пределами поселения. Еще одна дос-

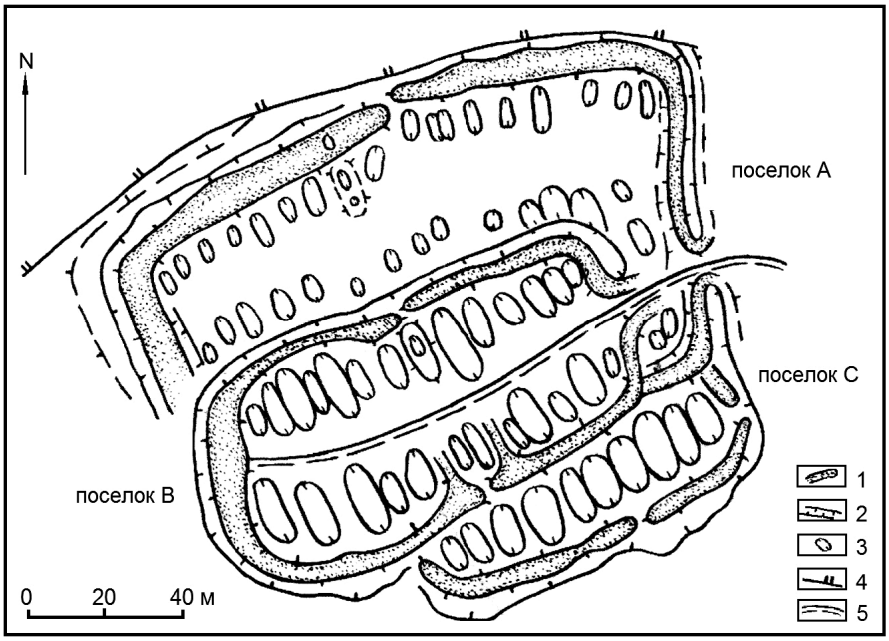


Рис. 1. Схема поселения Андреевское по результатам дешифрирования снимков (Зданович, Батанина, 2007): 1 – оборонительные стены; 2 – рвы; 3 – жилищные ямы; 4 – бровка надпойменной террасы; 5 – древняя дорога

таточно сложная система обороны входа между поселками В и С на рис. 1 показана в середине южной стены.

Внутри поселения выделено много жилищных впадин, размеры которых колеблются от 3x5 м^2 до 10x23 м^2. В поселке А размеры впадин небольшие, они расположены в два ряда, параллельных северной фортификационной стене. В поселке В наблюдаются два ряда впадин, а в поселке С – только один. Впадины в основном крупные и длинными сторонами плотно прилегают друг к другу. Между северным и южным рядами впадин поселка В образована «улица» шириной 10–15 м. Вдоль «улицы» на аэрофотоснимках авторы работы (Зданович, Батанина, 2007) отчетливо увидели «древнюю дорогу», которая прослеживает за пределы поселения.

Геофизические исследования и раскопки на территории укрепленного поселения Андреевское ранее не проводились.

Методика микромагнитной съемки

Территория памятника, покрытая съемкой, располагалась на площади 200x240 м^2. Масштаб съемки 1:50. Для удобства проведения съемки эта территория была разбита на квадратные участки с размерами 40×40 м, при этом одна из сторон квадрата ориентировалась по магнитному меридиану с помощью буссоли. На каждом квадрате было выполнено по 81 проходу с регистрацией модуля геомагнитного поля на двух высотах. Для того чтобы снизить погрешности, которые может вносить оператор и регистрирующая аппаратура, все проходы выполнялись в одном направлении – с юга на север.

Для измерений использовались магнитометры-градиентометры: канадский SM-5 Navmag и российский ММПГ-1. Датчики градиентометров были расположены вертикально на высотах 0,3 и 2 м от поверхности земли, и штанги с датчиками были смонтированы на немагнитные подвижные платформы.

Ранее при проведении съемок на городищах Ольгино и Коноплянк было установлено, что данные градиентометров SM-5 Navmag и ММПГ-1 имеют систематическое расхождение, которое может достигать 4–8 нТл. Вследствие этого при построении карт приходилось для всех квадратов проводить процедуру уравнивания исходных данных. При выполнении съемок на поселении Андреевское территория дополнительно была разделена на два участка, съемка на которых проводилась только одним прибором. На первом участке, расположенном в северо-западной части поселения (ограничен линиями x=120 м и y=120 м, рис. 2), использовался магнитометр ММПГ-1. На остальной территории применялся магнитометр SM-5 Navmag. При построении карт в данные ММПГ-1 была внесена поправка 6 нТл.

На участке 1 при измерении прибором ММПГ-1 нижний датчик магнитометра располагался точно над пикетом. Погрешность съемки оценивается 1–2 нТл. Измерения с помощью градиентометра SM-5 Navmag выполнялись в непрерывном режиме, интервал записи 1 с, координаты точек измерений определялись с помощью GPS. Как показали исследования, проведенные на поселении Сарым-Саклы (Федорова и др., 2013), погрешность измерений в непрерывном режиме возрастает, в основном, из-за неточностей в координатной привязке. На магнитной карте это проявляется в виде небольшого размытия аномалий (зигзагообразный эффект), но это не мешает достаточно уверенно выделять аномалии от стен внутри поселения. Большое преимущество съемки с непрерывным режимом записи состоит в том, что производительность возрастает в 2–3 раза и значительно сокращается время съемки. На территории памятника Андреевское съемка была выполнена за 11 дней.

Магнитная карта и реконструкция планировки поселения

По результатам полевых измерений построена карта магнитных аномалий как разность измеренных значений модуля индукции геомагнитного поля на высотах 0,3 и 2 м (рис. 2а). К данным применялись различные способы фильтрации. Проведены вычисления и построены карты производных по различным направлениям, которые по-

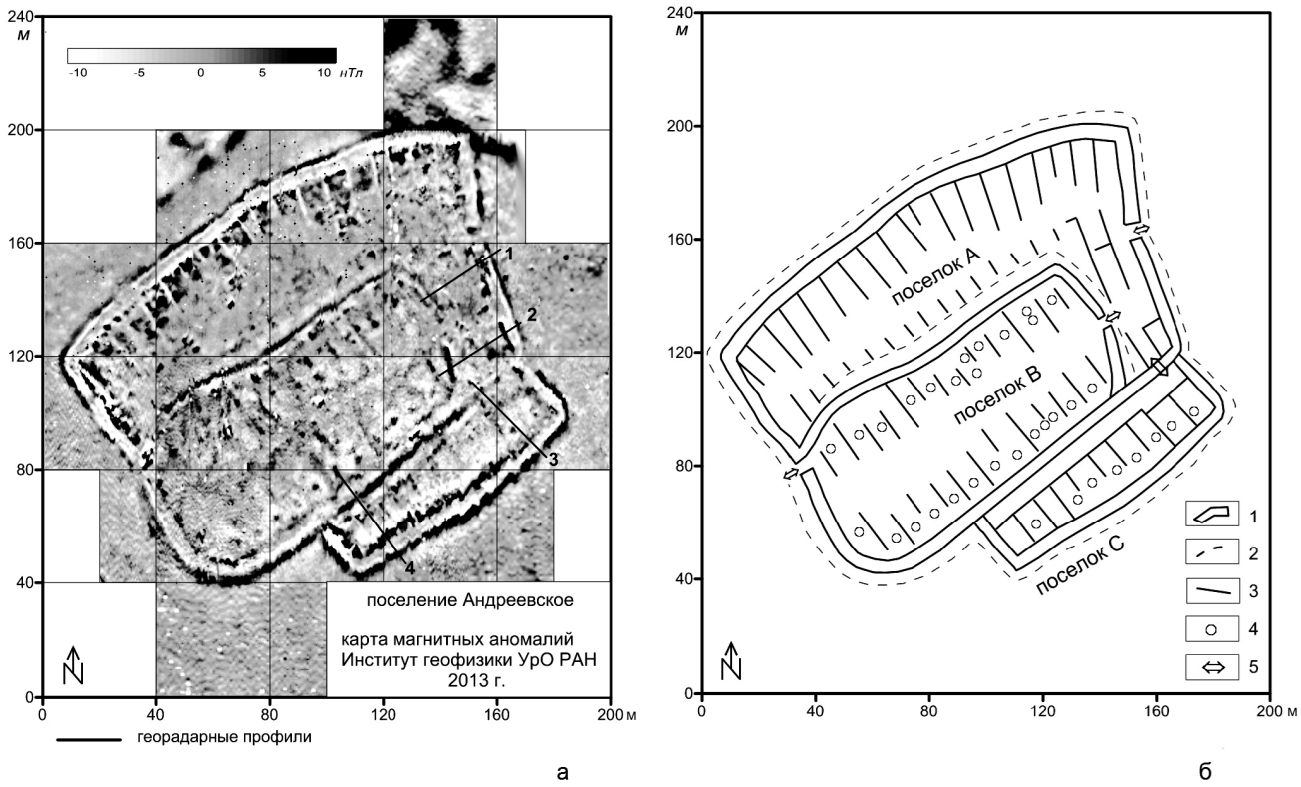


Рис. 2. Поселение Андреевское: а) карта магнитных аномалий (прямыми линиями показаны положение профилей георадарной съемки); б) схема поселения; 1 – контуры оборонительных стен; 2 – границы рвов; 3 – внутренние стены; 4 – колодцы; 5 – входы в поселки

зволяют более уверенно выделить аномалии от фортификационных сооружений и внутренних стен, разделяющие пространство на сектора – жилищные постройки. По этим данным построена схема поселения (рис. 2б).

Положение оборонительных стен надежно выделяется по двум параллельным цепочкам положительных магнитных аномалий. В отличие от результатов дешифрирования фотоснимков, геофизические результаты показывают, что фортификационные стены всех трех поселков (А, В и С) имели примерно одинаковую толщину. Наиболее отчетливо это проявляется на картах для вертикальной производной измеренного градиента магнитного поля. Расстояние между линейными аномалиями над фортификационными стенами составляет 4–6 м. Напомним, что толщина стен на схеме, построенной по фотоснимкам (см. рис. 1), варьирует от 2,5 до 15 м и снимки фиксируют развалы стен в настоящее время. Магнитное поле позволяет «увидеть» более глубокие горизонты и оценить размеры фундамента стен.

По разрывам линейных магнитных аномалий над оборонительными стенами можно заключить, что вход в поселение А располагался в середине восточной стены и еще один проход был в середине западной стены (см. рис. 2), по-видимому, он сохранился при функционировании поселка В. Другой вход в этот поселок был в середине восточной фортификации. Вход в дополнительный южный пристрой С находился в его северо-восточной части. Возможно, что участок южной стены поселка А был разрушен в этом месте, а сопровождающий его ров засыпан. Такой же вывод можно сделать по результатам исследований, проведенных с помощью георадара и приведенных в следующем разделе статьи.

Следовательно, геофизические данные не подтверждают наличие многочисленных проходов в оборонительных стенах, обнаруженных в результате дешифрирования аэрофотоснимков и интерпретированных как входы в поселение (см. рис. 1). Кроме того, данные магнитной съемки не

подтверждают сложного строения оборонительной системы на выходах из поселков А и В (на схеме показано, что мощные стены продолжаются за пределы поселков и образуют коридоры длиной от 8 до 25 м), а также в южной части фортификации, разделяющей поселки В и С.

Внутренние стены поселков поразному проявляются в магнитном поле. Стены поселка А, примыкающие к северной фортификационной стене, достаточно четко выделяются в магнитном поле. Над ними наблюдаются отрицательные магнитные аномалии, шириной 1,5–2 м и обрамленные по краям положительными аномалиями разной интенсивности (рис. 2а). От северной оборонительной стены отходят 19 стенок, протяженность которых по магнитным данным можно проследить от 10 до 20 м. Ширина жилищных секторов не постоянная и варьируется от 4 до 10 м. Положение построек, примыкающих к северной стене, хорошо соответствует жилищным впадинам, установленным по результатам дешифрирования аэрофотоснимков (см. рис. 1).

Внутри ряда построек поселка А, примыкающих к северной фортификации, наблюдается много интенсивных положительных магнитных аномалий разнообразных форм. Обычно наиболее интенсивные магнитные аномалии наблюдаются над внешней стороной оборонительной стены и рвом, примыкающим к ней. Они создаются обожженной глиной, которой при строительстве были покрыты стены. Можно предположить, что стены построек также обмазывались глиной. Возможно, что в результате пожаров штукатурка стен приобрела высокую намагниченность и осыпалась. Скопление такого материала и создает интенсивные магнитные аномалии.

Южный ряд жилищ этого поселка на магнитной карте проявляется слабоконтрастными аномалиями. Протяженность большинства из них составляет 5–10 м, и только в восточной части отчетливо фиксируется аномалия длиной 12–15 м. С южной стороны все жилищные стены обрываются в зоне протяженной отрицательной аномалии, которая вызвана рвом фортификации поселка В. На всем протяжении аномалия имеет довольно постоянную ширину около 5–6 м. Край этой аномалии на нашей схеме отмечен пунктирной линией. Следовательно, при сооружении северной фортификационной стены и рва поселка В стены второго ряда жилищ поселка А были разрушены.

В юго-восточной части поселка А видны еще несколько жилищ третьего и четвертого ряда, длинные стены которых параллельны восточной оборонительной стене. На остальной части этих рядов расположен поселок В. Следовательно, первоначально поселение А состояло из четырех рядов жилищ, общее количество которых могло достигать 65–70 построек. Затем северная часть перестала использоваться, а часть построек двух южных рядов жилищ были отгорожены новой фортификационной стеной, и образовалось поселение В. Таким образом, геофизические данные подтверждают вывод, сделанный в работе (Зданович, Батанина, 2007), о том, что поселок А является наиболее ранним. Поселок В был построен позже.

В поселке В границы жилищ не удается выделить так уверенно, как в северной части поселка А. Только некоторые стены проявляются протяженными положительными аномалиями. Большинство стенок проявляются лишь слабоинтенсивными аномалиями небольшой протяженности. В западной части интенсивность аномалий от стен сопоставима с аномалиями-помехами, создаваемыми грунтом. Возможно, что стены там полностью разрушены.

Вдоль южной оборонительной стены можно отчетливо различить 12 интенсивных локальных аномалий. Кроме самой западной эти аномалии расположены практически по прямой линии, причем расстояние между ними примерно одинаковое, и они отстоят на одинаковом расстоянии от фортификации. Возможно, что еще одна аномалия присутствует в крайней восточной постройке, но ее трудно выделить из-за цепочки интенсивных аномалий, созданных развалами юго-восточной оборони-

тельной стены поселения В.

По результатам исследований на раскопах городищ Ольгино и Коноплянка установлено, что подобные интенсивные локальные аномалии наблюдаются над некоторыми колодцами и хозяйственными ямами (Носкевич и др., 2012; Федорова, Носкевич, 2012; Multidisciplinary, 2013). Причем в Ольгино такие колодцы относятся к позднему этапу функционирования поселения (поздней бронзы), а над многочисленными колодцами, которые были обнаружены при раскопках и отнесены к раннему (синташтинскому) периоду, заметные магнитные аномалии не выделены.

В северном ряду жилищ также наблюдаются локальные аномалии, но расположены они не так закономерно вдоль прямой линии, как в южном ряду. Можно сделать вывод, что поселок В состоял из двух рядов, разделенных на 13 секторов каждый, ширина построек составляла 7–10 м, длина достигала 20 м.

Южный поселок С был разделен на 10 секторов, размеры которых варьировались по ширине от 7 до 10 м и от 13 до 17 м по длине. В некоторых постройках можно выделить аномалии от колодцев, которые расположены в южных частях жилищ. Возможно, что колодцы были во всех постройках, но на фоне интенсивных аномалий от фортификации магнитные эффекты от них трудно обнаружить.

На магнитной карте видны следы от развалов стен, отделяющих постройки от «улицы». «Улица» представляла собой проход шириной 5–6 м вдоль южной стены поселения В. Скорее всего, ров, который находился на этом месте при функционировании поселения А, был полностью или частично засыпан. В восточной части прохода стены двух крайних построек смещены к югу, и «улица» превращается в небольшую площадь, в северной части которой был выход из поселка С в поселок А.

Таким образом, в результате магнитной съемки получена новая объективная информация о строении фортификаций и расположении построек внутри поселков во время их функционирования. На основании этих данных построена более точная схема поселения, чем по результатам дешифрирования аэрофотоснимков.

Георадарные исследования

Для изучения фортификационных сооружений проведены георадарные исследования на четырех профилях, пересекающих оборонительные восточные и южные стены городища. Расположение этих профилей показано на рис. 2а. Съемка проводилась георадаром SIR-3000 (GSSI) с антеннами 400 и 270 МГц. Протяженность профилей составляла 34–42 м, шаг между пикетами по профилю 0,1 м.

Для определения скорости электромагнитных волн в исследуемом диапазоне глубин 0–2 м и переходу от временных разрезов к глубинным, дополнительно был пройден профиль длиной 15 м, измерения на котором проводились с двумя антеннами 100 МГц по методу общей глубинной точкой. Шаг между пунктами измерений вдоль профиля составлял 0,1 м. Обработка осуществлялась с помощью программного обеспечения RADAN 6.6 (GSSI, 2008).

Скорость электромагнитных волн оценивалась по методу взаимной корреляции при сборе трасс с помощью подпрограммы, прилагаемой в пакет обработки RADAN 6.6. После обработки получено значение скорости 0,135 м/нс, которое соответствует величине относительной диэлектрической проницаемости грунтов приблизительно равной 5.

Полученное значение не противоречит табличным значениям скоростей (0,122– 0,150 м/нс) для сухих суглинков, которыми представлена почва на участке исследований (Финкельштейн и др., 1986). При известном значении скорости волн был произведен переход на разрезах от временной шкалы к глубинам.

На рис. 3–6 представлены результаты обработки измерений и интерпретации, выделены границы интенсивных отражений от исторических объектов по профилям 1–4.

Профиль 1 пересекает восточные стены и рвы поселков А и В и частично внутренние постройки поселения А. Остатки

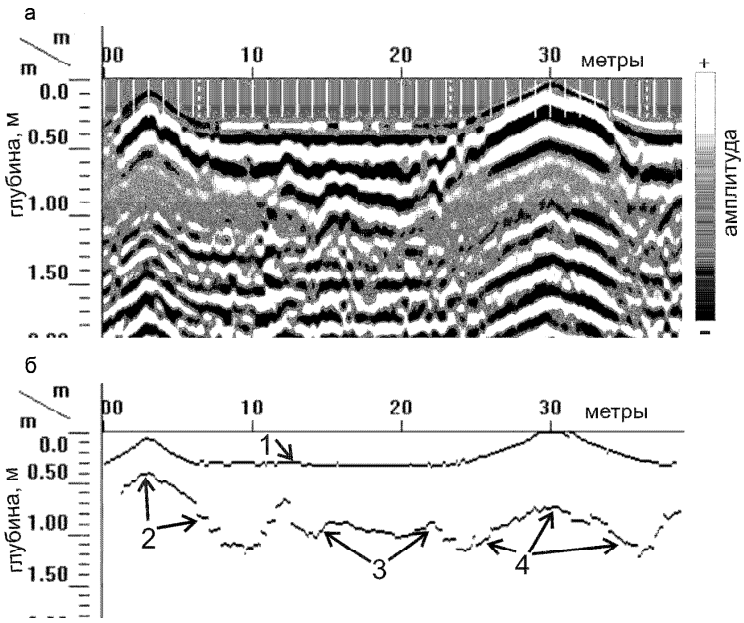


Рис. 3. Результаты георадарной съемки по профилю 1: а) радарограмма; б) результаты интерпретации:
1 – положение современной земной поверхности; 2 – отражения от фрагментов оборонительной стены и рва поселения В; 3 – отражения от остатков стенки жилища поселения А;
4 – отражения от остатков оборонительной стены и рвов поселения А

этих построек прослеживаются в интервале 12–22 м. Интервал 0–12 м представлен фортификационными сооружениями (стена и ров) поселка В, которые накладываются на остатки внутренних жилищ поселка А. Это свидетельствует о более позднем строительстве поселка В. Наиболее интенсивные отражения наблюдаются от внешнего рва поселка А (интервал 33–39 м), перепад глубин составляет 0,5 м. Стенки построек, выделенные по магнитным аномалиям, отчетливо проявляются на глубинном разрезе.

На рис. 4 показаны результаты обработки и интерпретации по профилю 2, который также пересекает восточные фортификации поселков А и В, а также внутренние постройки поселения А. Кроме того, в начале профиля наблюдаются интенсивные отражения от стены, разделяющей постройки в поселке В. Этот профиль короче чем профиль 1, его длина только 34 м, он заканчивается над стеной поселка А и не захватывает внешний ров.

Профиль 3 начинается в месте примыкания юго-восточной стены поселения В к

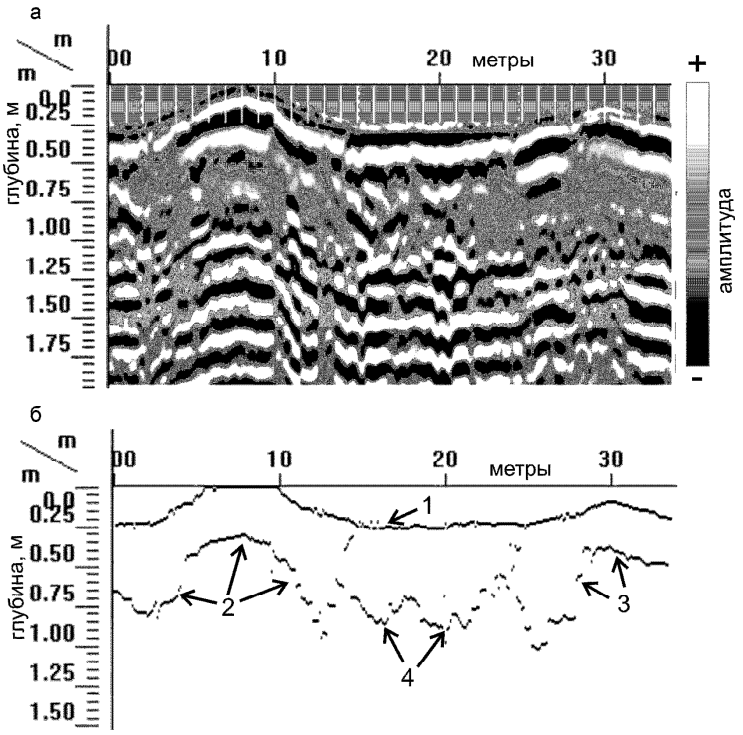


Рис. 4. Результаты георадарной съемки по профилю 2: а) радарограмма; б) результаты интерпретации: 1 –положение современной земной поверхности; 2 – отражения оборонительной стены и рва поселения В; 3 – отражения от остатков оборонительной стены и рва поселения А; 4 – отражения от остатков внутренних жилищ поселения А

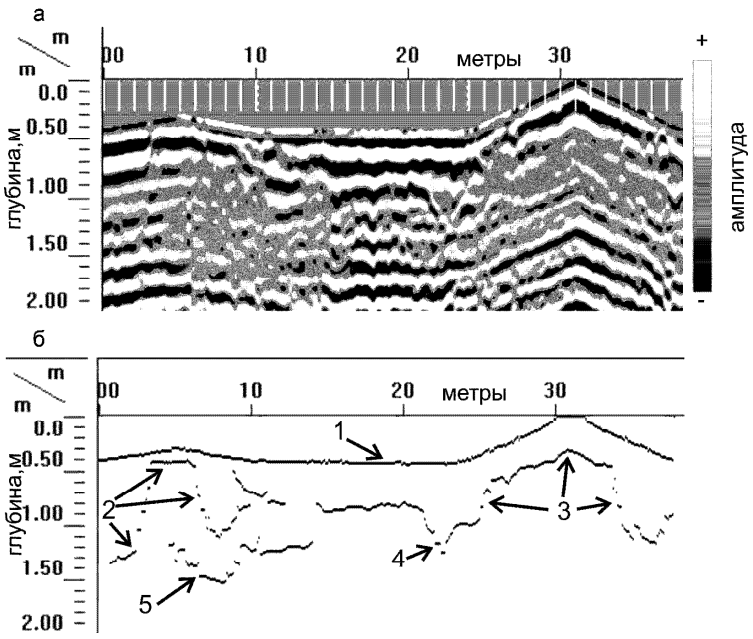


Рис. 5. Результаты георадарной съемки по профилю 3: а) радарограмма; б) результаты интерпретации; 1 – положение современной земной поверхности; 2 – отражения оборонительной стены и рва поселения В; 3 – отражения от остатков оборонительной стены и рва поселения С; 4 – отражения от колодца или хозяйственной ямы поселения С; 5 – отражения от остатков рва поселения А

южной стене поселения А, затем пересекает поселок С и его южную фортификацию.

На волновом разрезе (рис. 5) видно, что остатки южной стены поселка А разрушены значительно сильнее, превышения рельефа составляют только 10 см в отличие от внешней оборонительной стены поселка С. Перепад современного рельефа этой стены составляет 30 см.

В интервале 6–9 м проявляются отражения от стенок древнего рва, располагавшегося с внешней стороны стена поселка А, который, вероятно, при строительстве поселка С был засыпан. Этот профиль проходит через эпицентр локальной магнитной аномалии, созданной остатками древнего колодца или хозяйственной ямы (в интервале 21–24 м). На разрезе отчетливо

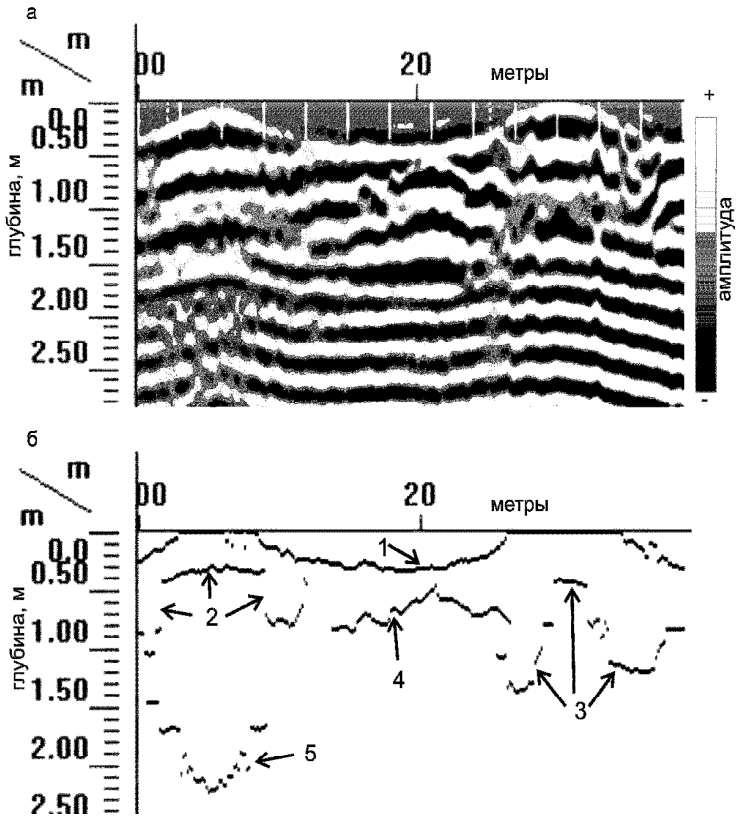


Рис. 6. Результаты георадарной съемки по профилю 4: а) радарограмма; б) результаты интерпретации; 1 – положение современной земной поверхности; 2 – отражения оборонительной стены и рва поселения В; 3 – отражения от остатков оборонительной стены и рва поселения С; 4 – отражения от остатков внутренних построек поселения С; 5 – отражения от остатков рва поселения А

наблюдаются отражения от стенок колодца на глубинах 0,5–0,9 м. Следовательно в настоящее время пол постройки находится на глубине 0,5 м.

Профиль 4 также пересекает южные фортификации поселка С и общую стену поселков А и В (рис. 6). Измерения на этом профиле выполнены с антенной 270 МГц в непрерывном режиме, поэтому глубинный разрез имеет разрешение меньше, чем на других профилях. Расстояние фиксировалось на радарограмме маркерами с интервалом 3 м. На этом разрезе отчетливо видны отражения от внешнего рва поселка С до глубины 1,0–1,2 м от дневной поверхности (пикеты 34–37). Внешней ров поселка В проявляется на радарограмме лишь небольшим смещением полосок по вертикали (пикеты 9–12). Хорошо отмечаются отражения от внутренней стенки поселка С, отделяющей жилище от «улицы». Внутри поселка С наблюдается подъем границы, вероятно, созданный развалами стен постройки.

Сопоставление схемы поселения, основанной на данных магнитной съемки, с результатами георадарного зондирования позволяет заключить, что выделенные по магнитным аномалиям остатки стен построек и даже колодец отчетливо проявляются на глубинных разрезах. По результатам интерпретации можно оценить, что глубина до культурного слоя в жилищах древнего поселения составляет 0,5–0,8 м.

Заключение

Проведенные геофизические исследования позволили уточнить строение фортификационных сооружений и планировку поселения Андреевское. Выявлены новые детали внутри поселков, определены размеры построек, местоположения некоторых колодцев.

В результате георадарного зондирования получены глубинные разрезы вдоль четырех профилей, на которых под наносами и развалами стен проявляется рельеф рвов и жилищ древнего поселения.

Полученные данные убедительно свидетельствуют о том, что поселок А является наиболее ранним, позже на его территории были построены поселки В и С.

Работа выполнена при поддержке Уральского отделения РАН (проект 12–М–456–2024 «Природа и общество Южного Зауралья в эпоху бронзы: междисциплинарный анализ археологических памятников»).

Литература

Зданович Г.Б., Батанина И.М. Аркаим – «Страна городов» Пространство и образы. Челябинск: Крокус, 2007. 260 с.

Носкевич В.В., Федорова Н.В., Муравьев Л.А. Использование магнитометрии при изучении археологических памятников эпохи бронзы на Южном Урале // Геофизика. 2010. № 4. С. 69–75.

Носкевич В.В., Федорова Н.В., Корякова Л.Н., Шарапова С.В. Геофизика и археология поселений бассейна реки Карагайлы-Аят // Уральский исторический вестник. 2012. № 4. С. 60–69.

Федорова Н.В., Носкевич В.В. Реконструкция планировки укрепленных поселений эпохи бронзы на Южном Урале (Ольгино и Коноплянка) по результатам детальной магнитной съемки // Уральский геофизический вестник. 2012. № 1. С. 52–59.

Федорова Н.В., Носкевич В.В., Иванченко В.С., Бебнев А.С., Маликов А.В. Геофизические методы исследования археологических памятников Сарым–Саклы и Воровская яма (Южный Урал) // Уральский геофизический вестник. 2013. № 2. С. 46–53.

Финкельштейн М.И., Кутев В.А., Золотарев В.П. Применение радиолокационного подповерхностного зондирования в инженерной геологии. М.: Недра, 1986. 128 с.

Multidisciplinary investigations of the Bronze Age settlements in the Southern Transurals (Russia) (edited by Rudiger Krause and Ludmila N. Koryakova). Verlag Dr. Rudolf Habelt GmbH, Bonn, 2013. P. 352.

GSSI, 2008. SIR–3000, RADAN, http://www.geophysical.com/software.htm, Geophysical Survey Systems, Inc. Salem, NH, USA.

УДК 550.361 + 552.48

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СТАДИИ АККУМУЛЯЦИИ ЗЕМЛИ В 3D МОДЕЛИ И ОСОБЕННОСТИ ЕЁ ПЕРВИЧНОЙ МИНЕРАГЕНИИ

Хачай Ю.В., Антипин А.Н. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург
Анфилогов В.Н. – Институт минералогии УрО РАН, Миасс

Аннотация. В работе используется предложенная ранее (Анфилогов, Хачай 2005; 2012; 2013) модель аккумуляции планет земной группы, которая опирается на современные результаты геохимических анализов, включающих оценки концентрации короткоживущих радиоактивных изотопов ^{26}Al в веществе протопланетного облака. Результаты численного моделирования показали, что для термической эволюции Земли на этапе ее аккумуляции существенную роль имело неоднородное распределение температуры в формирующихся оболочках Земли, являющееся следствием случайного распределения падающих на растущую поверхность тел и частиц. Это определило особенности первичной металлогении Земли и, в частности, в формировании ранних алмазоносных кимберлитов.

Численное моделирование, распределение температуры, 3D модель, тепловые неоднородности, случайное распределение падающих тел, ранние алмазоносные кимберлиты.

NUMERICAL SIMULATION OF TEMPERATURE DISTRIBUTION AT THE STAGE OF ACCUMULATION OF THE EARTH IN 3D MODEL AND ITS EARLY MINERAGENY

Khachay Yu.V., Antipin A.N. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg
Anfilogov V.N. – Institute of mineralogy UB of RAS, Miass

Abstracts. In this paper we use the previously proposed (Anfilogov, Khachai 2005; 2012; 2013) model of accumulation of the terrestrial planets, which is based on recent results of geochemical analyzes, including estimating the concentration of short-lived radioactive isotopes ^{26}Al in the preplanetary cloud. The results of numerical simulations showed that the thermal evolution of the Earth at the stage of accumulation had a significant role inhomogeneous temperature distribution in the emerging spheres of the Earth which is a consequence of the random distribution of the incident on the growing surface of bodies and particles. This determined the primary features of metallogeny of the Earth and in particular in the formation of early diamondiferous kimberlites.

Numerical simulation, the temperature distribution, 3D model, thermal heterogeneity, a random distribution of falling bodies, early diamondiferous kimberlites.

Введение

Получить информацию об условиях реализации процесса минерагении на самых ранних этапах существования Земли можно только опираясь на результаты численного моделирования аккумуляции планеты, включая ее последнюю стадию и раннюю историю Земли. На сегодня результаты, описывающие процесс формирования планет солнечной системы из протопланетного облака, интенсивная стадия которого завершилась около 4,6 млрд лет назад, стали классическими (Сафронов, 1969). Последующая геологическая эволюция Земли зависит от ее начального состояния. В работах (Анфилогов, Хачай, 2005; 2012; 2013; Хачай и др., 2012) нами была предложена новая модель дифференциации вещества в процессе аккумуляции планет земной группы, которая опирается на современные результаты изотопных геохимических анализов, позволивших получить надежные оценки концентрации короткоживущих естественно радиоактивных изотопов ^{26}Al в веществе протопланетного облака. На основе этих данных получены новые оценки распределения температуры в растущих зародышах планеты в

зоне «питания» Земли. Близкие результаты опубликованы в работах (Печерникова, Витязев, 2005; Nyquist et al., 2009). Существенное продвижение в понимании процесса достигнуто при реализации численного моделирования с использованием 3D модели среды (Khachay, 2013; Khachay et al., 2014).

Цель работы

Используя предложенную в работах (Анфилогов, Хачай, 2005; 2012; 2013а) модель аккумуляции планет земной группы, провести численное моделирование распределения температуры во внутренних областях планеты для последовательно увеличивающихся значений времени и радиуса тела в 3D модели среды и, в отличие от результатов среды (Khachay, 2013; Khachay et al., 2014), сделать это для существенно более сложных условий Земли. Проследить особенности минерагении на завершающем этапе формирования планеты в неоднородной 3D модели.

Математическое моделирование распределения температуры в планете на стадии ее аккумуляции

Базовой для проведения математического моделирования термической эволюции растущей планеты является система уравнений, описывающих баланс импульса, энергии, сохранении массы вещества и задачи Стефана на границах областей с зонами расплава (Khachay, Anfilogov, 2009; Khachay, 2013).

Для скорости роста зародыша планеты используется модель Сафронова в варианте (Сафронов, 1969)

$$\frac{\partial m}{\partial t} + 2(1+2\theta)\, r^2 \omega (1 - \frac{m}{M})\sigma, \qquad (1)$$

где ω – угловая скорость орбитального движения, σ – поверхностная плотность вещества в зоне «питания» планеты, M – современная масса планеты, r – радиус растущего зародыша, θ – статистический параметр, учитывающий распределение частиц по массам и скоростям в зоне «питания».

Краевые задачи для каждого из уравнений системы решались методом конечных разностей с использованием неявных, монотонных, консервативных схем. Шаг по временной сетке переменный и при выбранном распределении плотности как функции глубины вычисляется из уравнения (1). Эта же пространственная и временная сетки используются при решении остальных краевых задач системы.

С использованием уравнения (1) на каждом временном шаге вычисляются масса растущей планеты и распределение литостатического давления во внутренних областях. Для каждого значения достигнутого размера растущей планеты вычисляется распределение температуры плавления. В ядре зависимость температуры плавления в основном железного состава вычисляется по (Стейси, 1972). В области формирующейся преимущественно силикатной мантии используется зависимость температуры плавления от давления по (Kaula, 1979). Зона полного и частичного плавления определялась для каждого временного слоя по сопоставлению вычисленного распределения температуры в каждом узле 3D модели с распределением температуры плавления в этом узле для данного момента времени.

На поверхности протопланеты заданы условия, обеспечивающие баланс поступающей части потенциальной энергии гравитационного взаимодействия тел, затрат тепла на нагревание поступившего вещества и переизлучаемого в пространство тепловой поток с учетом прозрачности внешней среды:

$$k\rho\frac{\gamma M}{r}\frac{dr}{dt} = \varepsilon\sigma(T^4 - T_1^4) + \rho c_p (T - T_1)\frac{dr}{dt}, \qquad (2)$$

где ρ – плотность вещества, γ – гравитационная постоянная, M – масса растущей планеты r – ее радиус. T и T_1 – соответственно, температура тела на границе и внешней среды, ε – коэффициент прозрачности среды, c_p – удельная теплоемкость,

k – доля преобразованной в тепло потенциальной энергии. Качественное отличие полученных вариантов результатов численного моделирования в 3D модели состоит в том, что удалось проследить возникновение тепловых и плотностных неоднородностей. Возникновение этих неоднородностей обусловлено случайным характером распределения тел и частиц по массам и скоростям, которое описывается параметром θ в уравнении (1), а в уравнении (2) учитывается использованием случайной функции при вычислении левой части этого уравнения внутри слоя, на которое происходит увеличение радиуса тела за шаг по времени.

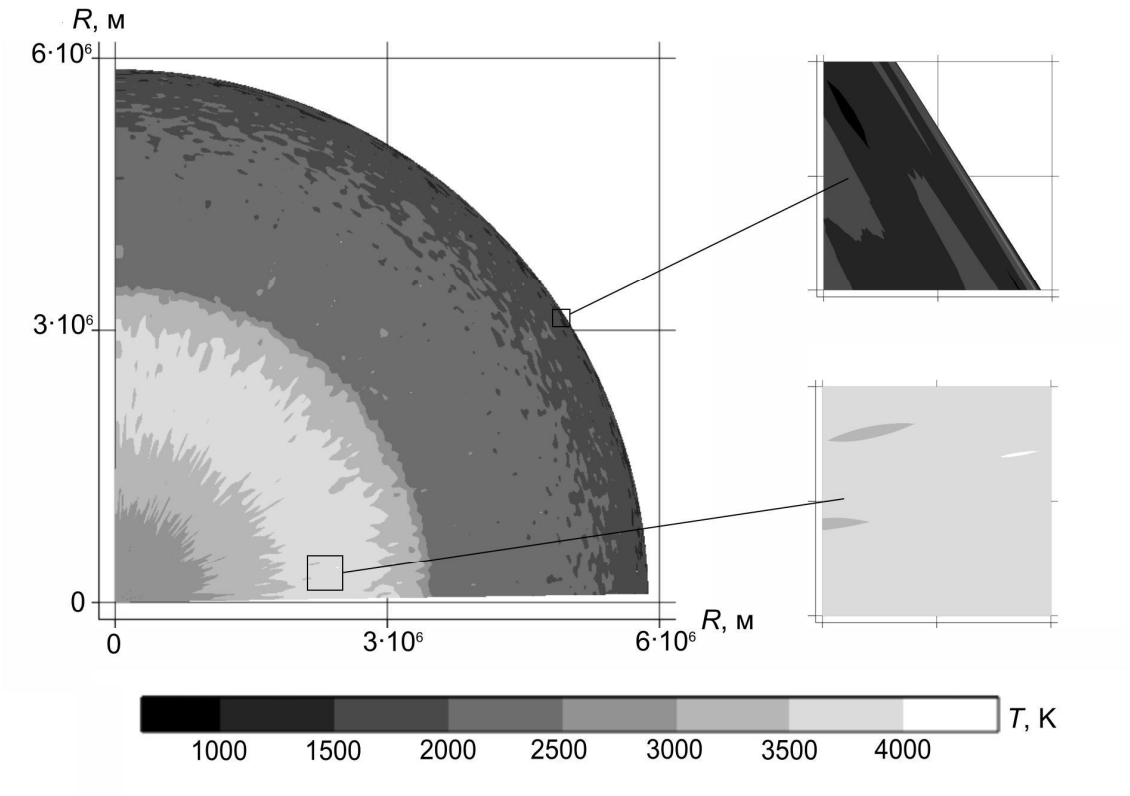
Результаты и обсуждение

Суждения об условиях минерагении в ранней коре и мантии во многом основываются на изучении алмазоносных кимберлитов (Анфилогов, Хачай, 2013а). Происхождение алмазоносных кимберлитов и условия образования алмазов является не только одной из наиболее сложных нерешенных проблем геологии, имеющих прикладное значение, но и предоставляет свидетельство о раннем состоянии земной коры и верхней мантии.

По современным результатам изучения образования алмазов, основанным на экспериментальных данных, считают, что алмазы образовывались при температуре около 1600 °С и давлении порядка 6–7 ГПа (Пальянов, 2005), что соответствует современным условиям на глубинах 200–230 км. Важной закономерностью размещения кимберлитов является их преимущественное нахождение в пределах древних платформ, в фундаменте которых преобладают архейские породы. Минеральный и химический состава кимберлитов свидетельствует о том, что резервуар, из которого были сформированы кимберлиты, отличается от современного среднего состава мантии. По сравнению с неистощенной мантией кимберлиты содержат на два порядка больше La, Ce, Nd, Th, Cs, U, F, на порядок больше Rb, Ba, P, K (Илупин и др., 1978). В кимберлите присутствуют такие нехарактерные для мантии минералы, как флогопит, кальцит, апатит; в кимберлитах встречаются включения эклогитов, состав которых изменяется от толеитовых до оливиновых базальтов.

Важную информацию о генезисе кимберлитов представляет возраст субстрата, из которого образовался кимберлитовый материал. Наиболее древние кимберлиты Западной Африки имеют возраст 2100–2300 млн лет. В то же время на этой территории известны кимберлиты с возрастом 1150, 700 и 80–10 млн лет. (Даусон, 1983). Возраст включений пирротина в центральных частях кристаллов алмаза из трубки Кофифонтейн (Африка) и для некоторых трубок Якутии 3,0–3,5 млрд лет, в то время как возраст самой трубки, в алмазах которой найдены древние включения, может быть 60 млн лет. Самыми древними изученными алмазами на Земле являются включения микроалмазов в древнейших цирконах возраста 3,1–4,2 млрд лет (Menneken et al., 2007), которые обнаружены в терригенных породах. Все это позволяет заключить, что области алмазоносности в литосфере были сформированы на самом раннем этапе эволюции Земли. Существование алмазоносной литосферы практически под всеми архейскими кратонами свидетельствует о специфической особенности их глубинного состава и строения, которая возникла на начальном этапе эволюции Земли. Следовательно, необходимо восстановление динамики образования Земли, распределения PT-условий и состава вещества на стадии завершения ее аккумуляции только небольшая часть кинетической энергии преобразуется в поглощаемое зародышем планеты тепло.

Нами впервые получены результаты численного решения задачи для 3D модели среды (Khachay, 2013; Khachay et al., 2014), которые позволяют проследить образование и дальнейшую динамику трехмерных аномальных по температуре и составу областей, возникающих за счет падения тел и частиц на поверхность растущей планеты при их случайном распределении по массам. Один из полученных результатов рас-



Вариант геотермического разреза сферического сектора Земли к концу аккумуляции планеты

пределения температуры по сечению шарового сектора модели показан на рисунке.

Силикатная оболочка Земли начала формироваться, когда основная часть ядра уже была сформирована. Выполненное нами численное моделирование теплового режима при формировании ядра Земли показало, что температура на поверхности растущего ядра на завершающей стадии может достигать 2500–3000 К (Анфилогов, Хачай, 2012; Khachay, 2013; Khachay et al., 2014). Поэтому силикатный материал, из которого формировалась мантия Земли, отлагался на поверхность ядра, температура которой была выше температуры ликвидуса этого материала.

В результате на границе ядро-мантия образуется слой силикатного расплава, мощность которого по мере роста Земли может достигать 800–900 км. При такой мощности слоя расплава температура ликвидуса в его основании становится выше температуры расплава. Расплав в основании слоя начнет кристаллизоваться и на границе ядро-мантия будет формироваться кристаллический слой мантии, а слой расплава будет подниматься к поверхности растущей Земли.

В качестве составов, моделирующих последовательность кристаллизации фаз, в нашей модели используются шпинелевый лерцолит KLB1 и состав метеорита Альенде, для которых существуют фазовые диаграммы до 30 ГПа. Подробно процесс формирования мантии и первичной земной коры дан в работе (Анфилогов, Хачай, 2012).

Для решения нашей проблемы важно знать, как протекает этот процесс на завершающем этапе аккумуляции Земли. По мере роста Земли мощность слоя расплава уменьшается. Когда она достигнет 420 км, из ликвидусных фаз исчезнет гранат, извлекающий из расплава Al_2O_3, и глинозем будет накапливаться в расплаве. Кристаллизация оливина на линии ликвидуса будет сопровождаться обеднением расплава MgO и обогащением FeO. В результате состав расплава приблизится к составу обогащенного FeO и Al_2O_3 базальта. Когда температура расплава в верхней части слоя опустится ни-

же 1250 °С, начнется кристаллизация плагиоклаза, кристаллы которого будут подниматься вверх, образуя на контакте расплава с верхней твердой оболочкой слой магматической «каши», состоящей из расплава и кристаллов плагиоклаза. Это создает условия для формирования у поверхности Земли слоя анортозитов.

Выводы

Первичная металлогения ранней Земли определялась сочетанием более не повторявшихся в геологической истории Земли условий, контролируемых процессом аккумуляции планеты, и формированием внутренних оболочек планеты.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 13-05-00138.

Литература

Анфилогов В.Н., Хачай Ю.В. Возможный вариант дифференциации вещества на начальном этапе формирования Земли // ДАН. 2005. Т. 403. № 6. С. 803–806.

Анфилогов В.Н., Хачай Ю.В. Дифференциация вещества мантии в процессе гетерогенной аккумуляции Земли и формирование первичной земной коры // Литосфера. 2012. № 6. С. 3–14.

Анфилогов В.Н., Хачай Ю.В. Природа кимберлитовой алмазоносной литосферы кратонов // ДАН. 2013а. Т. 451. № 5. С. 537–540.

Анфилогов В.Н., Хачай Ю.В. Эволюция ядра в процессе гетерогенной аккумуляции Земли // Литосфера. 2013б. № 4. С. 146–153.

Даусон Дж. Кимберлиты и ксенолиты в них. М.: Мир, 1983. 300 с.

Илупин И.П., Каминский Ф.В., Францессон Е.В. Геохимия кимберлитов. М.: Недра, 1978. 352 с.

Пальянов Ю.Н., Сокол А.Г., Соболев Н.В. Экспериментальное моделирование мантийных алмазообразующих процессов // Геология и геофизика. 2005. Т. 46. № 12. С. 1290–1303.

Печерникова Г.В., Витязев А.В. Импакты и эволюция ранней Земли // Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В.В. Адушкина и И.В. Немчинова. М.: Академкнига, 2005. С. 215–265.

Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. Экономическая схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1965. Т. 5. № 5. С. 816–827.

Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.

Стейси Ф.Д. Физика Земли. М.: Мир, 1972. 342 с.

Тихонов А.Н., Любимова Е.А., Власов В.К. Об эволюции зон проплавления в термической истории Земли // ДАН СССР. 1969. Т. 188. № 2. С. 338–342.

Хачай Ю.В., Анфилогов В.Н., Антипин А.Н. О влиянии первичной атмосферы на распределение температуры в Земле при ее аккумуляции // Уральский геофизический вестник. 2012. № 2. С. 54–59.

Jacobsen S., Yin Q. Models of planetary accretion and core formation based on the Hf-W clock // Geophys. Research Abstracts. 2003. V. 5. P. 13884.

Kaula E.M. Thermal evolution of Earth and Moon growing by planetesimal impacts // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 999–1008.

Khachay Yu.V. MHD process in the layer of gravitating sphere growing radius // Magnetohydrodynamics. 2013. V. 49. No 1–3. P. 81–86.

Khachay Yu., Anfilogov V. Variants of temperature distributions in the Earth on its accumulation // The study of the Earth as a planet by methods of geophysics, geodesy, and astronomy. Kyiv: Akademperiodyka, 2010. P. 197–203.

Khachay Yu.V., Anfilogov V.N., Antipin A.N. Numerical Results of 3-D Modeling of Moon Accumulation // Geophys. Research Abstracts. 2014. V. 16. P. 1011.

Krot A.N., Amelin Y., Bland P. et al. Origin and chronology of chondritic components: A review // Geochimica et Cosmochimica Acta. 2009. V. 73. P. 4963–4997.

Menneken M., Nemchin A.A., Geisler T et al. Hadean diamonds in zircon from Jack Hills, Western Australia // Nature. 2007. V. 448. P. 917–920.

Nyquist L.E., Kleine T., Shih C.-Y., Reese Y.D. The distribution of short-lived radioisotopes in the early solar system and the chronology of asteroid accretion, differentiation, and secondary mineralization // Geochimica et Cosmochimica Acta. 2009. V. 73. P. 5115–5136.

Научное издание

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК № 1 (23)

Рекомендовано к изданию Ученым советом
Института геофизики УрО РАН

Редактор А р е в к о в а Э. О.
Компьютерная верстка, макетирование А р е в к о в а Э. О.
Корректор С т р о к и н а Л. Г.

Подписано в печать 15.05.2014.
Формат 60x84 1/8. Усл. печ. л. 7,4
Уч. - изд. л. 7,5. Тираж 100
Заказ № 171

620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 100
Институт геофизики УрО РАН

Размножено с готового оригинал-макета в типографии
ООО «ИРА УТК», 620102, г. Екатеринбург, ул. Шаумяна, д. 83