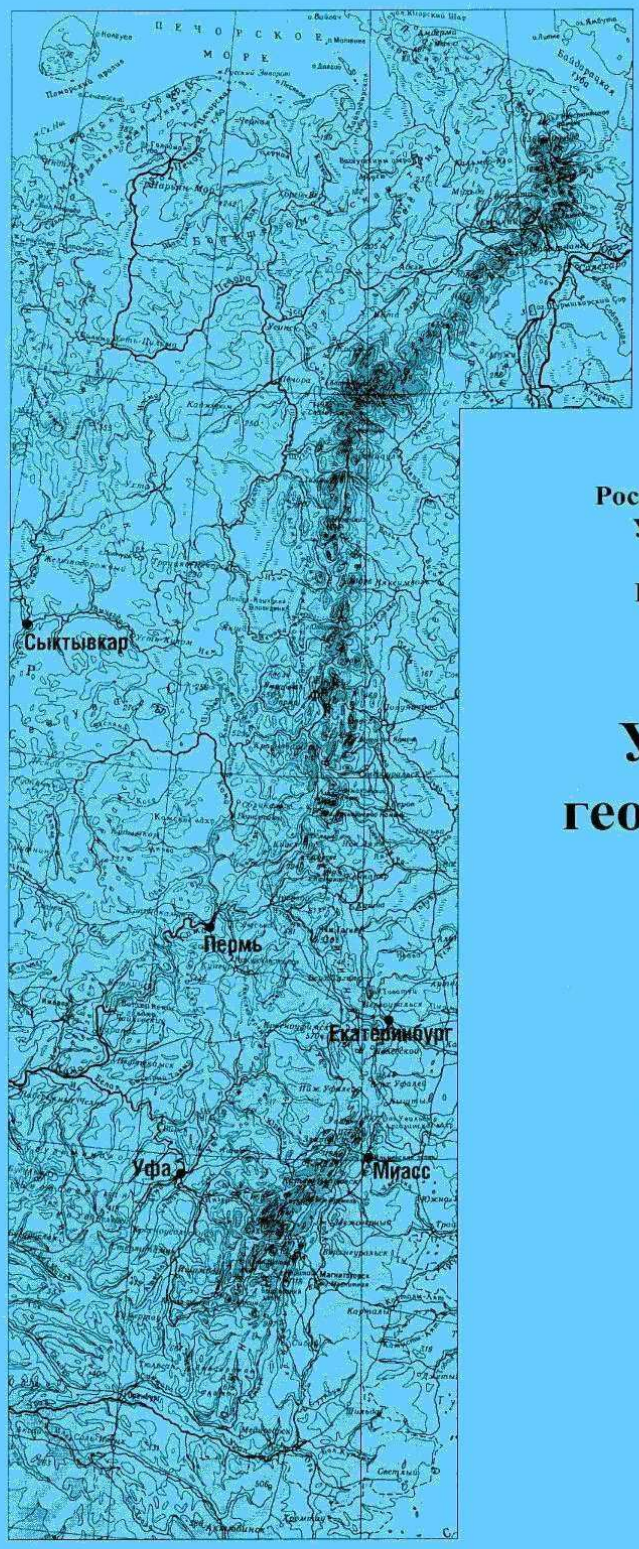
ISSN 1991-0223



Российская академия наук
Уральское отделение

Институт геофизики

Уральский геофизический вестник

№ 2
2014

Екатеринбург
2014

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

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

№ 2 (24)

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)

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

Аттиа М., Хачай О.А., Хачай О.Ю., Эль Сайед Эль Саид А.
Определение геотехнических параметров среды с помощью данных электромагнитного мониторинга с контролируемым источником в районе «15 Мая», Каир, Египет…….. 4

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г.
Изучение структурных характеристик твердого тела по данным наблюдений акустической эмиссии…..…… 13

Белоглазова Н.А., Глухих И.И., Корнилков С.В., Кощеева Е.А.
К вопросу определения намагниченности горных пород по результатам трехкомпонентных скважинных измерений. 22

Бызов Д.Д., Ладовский И.В., Мартышко П.С.
Методика и результаты гравитационного моделирования приповерхностных зон локальных разуплотнений…… 30

Иголкина Г.В., Астраханцев Ю.Г., Мезенина З.С.
Применение скважинной магнитометрии при исследовании границ пирит-пирротинового перехода в Мурунтауской СГ-10……..…….. 37

Козлова И.А., Юрков А.К.
Влияние материала соединительных элементов на измерения объемной активности радона…….…….. 46

Кошелева Н.В.
О решении линейной обратной задачи гравиметрии для 2D слоистой модели с интерактивным учетом априорной информации……. 50

Мартышко П.С., Мартышко М.П.
Уравнения трехмерных обратных задач магниторазведки (электроразведки на постоянном токе)…….……... 60

Пьянков В.А., Рублев А.Л.
Проявление структур Предуральского прогиба в магнитном поле Полярного и Южного Урала……..……..…… 63

Цидаев А.Г., Кошелева Н.В.
Алгоритм определения регрессионной зависимости между значениями скорости продольных волн и плотности горных пород земной коры на примере Тимано-Печорской плиты……..…….. 70

Алексашенко В.Н.
К вопросу определения поглащенной дозы ионизирующего излучения в организме на клеточном уровне……..…… 75

Юбилеи……..…..……...……... 79

==========

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

Atya M., Hachay O., Khachay O., El Sayed El Said A.
Estimating the geotechnical parameters from CSEM monitoring data at the City of 15th May, Egypt…….…… 4

Belikov V.T., Ryvkin D.G.
Study of the structural characteristics of the solid according to observation acoustic emission……..… 13

Beloglazova N.A., Gluchich I.I., Kornilkov S.V., Koshcheeva E.A.
On the determination of magnetization rock on the results of three-component downhole measurements …….. 22

Byzov D.D., Ladovskiy I.V., Martyshko P.S.
Technique and results of shallow local loosening zones gravity modeling.…… 30

Igolkina G.V., Astrakhantsev Y.G., Mezenina Z.S.
Application in the study of borehole magnetometry pyrite-pyrrhotite border crossing in Muruntau SG-10……. 37

Kozlova I.A., Yurkov A.K.
The influence of the material of the connecting elements the measurement of volumetric activity of radon……... 46

Kosheleva N.V.
Solution of the linear inverse problem of gravimetry for 2D layered model with interactive priori information ……..…….. 50

Martyshko P.S., Martyshko M.P.
Three dimensional magnetic inverse problems equations (direct current exploration).. 60

Pyankov V.A., Rublev A.L.
Manifestation of the predurals depression structures in the magnetic field of the Polar and the Southern Urals…..……... 63

Tsidaev A.G., Kosheleva N.V.
Longitudinal waves velocity and earth rocks density correlation refinement technique demonstration on Timan-Pechora area.…… 70

Aleksashenko V.N.
On the determination of the absorbed dose of ionizing radiation in the body at the cellular level……. 75

Anniversaries…….…….. 79

==========

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 622.83 + 530.1(075.8)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОТЕХНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ С ПОМОЩЬЮ ДАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МОНИТОРИНГА С КОНТРОЛИРУЕМЫМ ИСТОЧНИКОМ В РАЙОНЕ «15 МАЯ», КАИР, ЕГИПЕТ

Аттиа М. – Национальный исследовательский институт астрономии и геофизики, Египет
Хачай О.А. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия
Хачай О.Ю. – Уральский федеральный университет, Институт математики и компьютерных наук, Екатеринбург, Россия
Эль Сайед Эль Саид А. – Национальный исследовательский институт астрономии и геофизики, Египет

Аннотация. Изложены результаты геофизических исследований в районе «15 Мая» Каира, Египет. Целью настоящей работы было определить устойчивость верхней части среды, на которой находились дома и другие постройки. Была использована попланшетная электромагнитная методика с контролируемым источником в модификации широкого профиля, разработанная ранее в Институте геофизики УрО РАН и использованная для визуализации многоуровневой деформации в структуре горного массива. В рамках выбранной системы наблюдения измерялись модули трех компонент переменного магнитного поля на двух частотах. Четыре цикла наблюдений проводились в 2011–2014 гг. по одним и тем же профилям и тем же пикетам. Полученная база данных была обработана с целью определения изменений геотехнических параметров в течение четырех циклов измерения. В результате интерпретации наблюденных данных была получена новая информация о строении массива пород, степени его нарушенности, геотехнической неоднородности и потенциальной его устойчивости.

Электромагнитный мониторинг, попланшетная система наблюдений, обработка, интерпретация, геотехнические параметры, устойчивость массива.

ESTIMATING THE GEOTECHNICAL PARAMETERS FROM CSEM MONITORING DATA AT THE CITY OF 15TH MAY, EGYPT

Atya M. – National Research Institute of Astronomy and Geophysics, Helwan, Egypt
Hachay O. – Institute of Geophysics, UB RAS, Yekaterinburg, Russia
Khachay O. – Ural Federal University, Institute of Mathematics and Computer Sciences, Yekaterinburg, Russia
El Sayed El Said A. – National Research Institute of Astronomy and Geophysics, Helwan, Egypt

Abstract. The site of investigation, 15th May city, is a new suburb of Helwan, at about 35 km south of Cairo, Egypt. The work is aimed to investigate the rock massif stability at «Quarter 27» in 15th May City. A controlled source electromagnetic CSEM approach developed earlier by IGF UB RAS (Geophysical Institute, Ural Branch of Russian Academy of Science) is applied to image the ranked deformation levels in the massive structure. The wide profile system of observation has been used to monitor the three components of the alternating magnetic field along predefined measuring lines in the study area. Four cycles of observation have been carried out during 2011–2014 years. The acquired data sets have been subjected to analytical processing procedure to estimate the changes in the geotechnical parameters during the time of these four cycles of observation. The analytical treatments provided good information about the structure of the rock massive and its rank of degradation, the lateral distribution of the geotechnical heterogeneity, and finally a conclusive outcome about foundation stability. We conclude that the general dynamic state close to the destruction level within the investigation area is getting worse over the time; this is reflected in the crack's densities and positions, also on the changes in the lateral distribution of geoelectric heterogeneity as an indicator of the water saturation of the surface rock in the study area.

Electromagnetic monitoring, CSEM, processing, interpretation, geotechnical parameters, massif stability.

Introduction

The site of investigation belongs to the new communities that had been established on the outer extensions of Helwan, at about 35 km south of Cairo, Egypt. This city had been built on Eocene limestone intercalated with thin beds of clay and very thin beds of salt (Morsi, Speijer, 2003). Generally, the Eocene limestone sediments in Egypt are characterized with karstification resulting in fractures, cracks, cavities, and land subsidence. Consequently, short after the city was constructed it started to suffer deformations that could be evidenced on the paved roads, the successive landfalls of the foundation grounds, the water accumulation through the fissures to form swamps, and the divergence of the blocks of the dwelling. Therefore; a cooperation work had been initiated between IGF UB RAS (Geophysical Institute of the Ural Branch of Russian Academy of Science) and NRIAG (National Research Institute of Astronomy and Geophysics) to investigate and monitor the state stability in a pilot area (Quarter 27). Four cycles of field observations (2011–2014) had been acquired along profiles crossing and intersecting the Quarter dwellings. The analytical screening and mapping of the rock massif structure approaches to critical trends with meaningful impacts to the factor «safe» in the engineering geophysics and mining. The present work proposed the rock massive at its optimum state at the top of ranged hierarchic structure model, and the rock massive at its present state represents a rank of disintegration or level of deformation. Investigating the rock mass stability requires well understanding of structural model and proposing a technical procedure to estimate the geotechnical and geoelectrical parameters as key information of dynamic state and stability of the massive structure (Panin et al., 1985; Sadovskiy et al., 1987; Goldin, 2002). In 2003, a new technique had been approached to reveal the disintegration zones in rocks of different content (Hachay et al., 2003; Hachay, 2007; 2008). It involves the application of controlled source electromagnetic method CSEM to image the ranked deformation levels in the massif structure. The new technique had been applied in a mutual work between the Russian IGF UB RAS and the Egyptian NRIAG using the device MFS-12 (A.I. Chelovechkov). The work had been devoted to monitoring a complicated engineering case at the city of 15th May, Helwan. The monitoring data had been acquired over 4 measuring cycles 2011–2014 years. The processing scheme was developed over several phases and conceptual proposals related to the site nature and the system of observation. The analysis of the data of all four cycles provided information about the geoelectrical section of the blocks structure and small disintegration zones using the data of lateral geoelectrical heterogeneity distribution, and finally a conclusive outcome about the foundation stability.

Surface Geology

The study area is a part of 15th May city and includes the Quarters 25–27. The geologic setting of the area is evaluated through constructing a new geological map based on a Land-Sat satellite image and an aerial photograph (scale 1:20,000) and describes the geological sections at more than 30 observation points distributed to cover the area of interest. For mapping accuracy, these observation points are controlled using a traditional survey. The constructed geological map reveals that most of the area consists of deposits of Pliocene, Upper, and Middle Eocene. The Pliocene deposits are represented by wadi deposits, which are composed of compacted sandstone of medium to coarse grains, these deposits occupy the southwestern part of the 15th May city. The Upper Eocene deposits are represented by Wadi Garawi and Qurn Formations, while the Middle Eocene deposits are represented by Observatory Formation. Wadi Garawi Formation distributes at the south and southwestern parts of 15th May city and consists of marl and marly limestone with clay intercalation at the upper part of the formation with thicknesses ranging from 50 to 80 m. The Qurn Formation belongs to the Upper Eocene and covers most of 15th May city and is composed of five units: the first unit (at the base) consists of massive crystalline limestone inter-bedded with argillaceous

limestone. This unit occupies the northeastern part of the area. The second unit includes argillaceous limestone, marl and shale and occupies the north, northwestern and central parts of the area. The third unit of the Qurn Formation outcrops at the northwestern, central and eastern parts of the area of interest and is made up mainly of marl and shale. The fourth unit is exposed in the northeastern and southwestern parts of the area and is represented by limestone with claystone bands. The fifth and last unit (at the top) of the Qurn Formation consists of limestone and shale and locates as small patches at the eastern, central and southwestern parts of the area. The Observatory Formation of Middle Eocene is characterized by highly fractured limestone and caves. This formation outcrops at the northeastern corner of the area.

Moustafa (Moustafa et al., 1985), Farag and Ismail (Farag, Ismail, 1954) investigated the surface structures at the whole city and stated that the area has been dissected by sets of faults trending NW-SE, E-W, and NE-SW. In the current study, the surface structures are characterized through detailed descriptions for the different observation points and confirmed by geophysical and geotechnical studies. They indicate that the area was dissected by two essential sets of faults trending NW-SE, therefore, they delineated secondary sets of faults trending NW-SE passing through Quarters 25–27 at the studied area.

Stratigraphy

The stratigraphic units at some localities of the study area were studied by Cuvillier (1924, 1930), Awad et al. (1953), Shukri (1953), Farag and Ismail (1955), Ismail and Farag (1957), Said (1962, 1971), Strougo (1979), and Moustafa et al. (1985). Middle Eocene, Upper Eocene, and Oligocene rocks crop out in the mapped area. Several classifications were proposed for the Eocene rocks in the different parts of the study area.

Concepts and Models

Understanding the rock massive structure as a conceptual ranged hierarchic structure model is the key point to investigate the inner state dynamics and the self organized system associated to the massive structure; this could be achieved by geophysical methods considering the model proposed by (Hachay, 2005; 2007; 2008), (Hachay, Khachay, 2010), (Hachay et al., 2012). A modern conceptual geological medium model is introduced by Panin (Panin et al., 1985), Sadovskiy (Sadovskiy et al., 1987), Nikolis (Nikolis, 1989), Goldin (Goldin, 2002); the block-hierarchic structure is the result of the destruction processes. Applying an external mechanical stress will influence the initial inner structure forming the hierarchic structural deformation levels, which can be indicated by geophysical fields. The embedded heterogeneities of the smaller rank and the block dimensions in the discrete piece-heterogeneous block medium model are named as heterogeneities of the second rank (heterogeneities can be named as heterogeneities of the next rank depending upon research scale). Applying external induction electromagnetic field with many frequencies and arrays using a controlled source and the elaborated processing and interpretation technologies (Hachay, 1997; 2007), (Hachay et al., 2003) allows revealing the disintegration zones, which indicate the rock stability (Hachay, 2008). The objects of electromagnetic monitoring of geological medium state are heterogeneities of the second rank, which appear and change during the variations of external influence. In the Institute of Geophysics UB RAS, a new method was established to monitor the massive state, which allows classifying the massive by its degree of stability (Hachay, 2008). In the frame of natural research we can identify the geoelectrical heterogeneities of the second rank and achieve the objective of monitoring. They are defined by interpretation of the ratio of two horizontal components of the measured modulus of the alternating magnetic field on fixed frequencies ω at different positions in space points, i. e.:

$$\bar{\delta}(x_l,\omega) = \frac{1}{k}\sum_{n=1}^{k}\frac{\left|H_{\varphi}(x_l,\omega)\right|}{\left|H_{\rho}(x_l,\omega)\right|}\cdot 100\,\% \ , \qquad (1)$$

where $\bar{\delta}(x_l,\omega)$ is the average parameter of

horizontal heterogeneities; $H_\rho(x_l,\omega)$ – horizontal magnetic component directed to the source of excitation; $H_\phi(x_l,\omega)$ – horizontal magnetic component directed perpendicular to $H_\rho(x_l,\omega)$; k – number of arrays, which content the same x_l.

Applying the approaches interpreting the space-frequency distribution of the average parameter (1) we approximate the disintegration zones by small current lines located into the block geoelectrical section. The moment $\widetilde{M}_0$ of these current lines is identified and named as intensity of disintegration zones observed on the whole profile. These zones are located on different depths of the cross section, therefore we divide the depth on some intervals: (1) 0–2 m, (2) 2–4 m, (3) 4–6 m, (4) 6–8 m, (5) 8–10 m, (6) 10–15 m, (7) 15–20 m, (8) 20–25 m, and so on. Then we suggested two elaborated integral parameters; the distribution of the summed intensity of the disintegration zones for each interval along the profile ($S_{l,\,\mathrm{interval}}$), and integral distribution of the intensity of the disintegration zones for all intervals (S_{integral}) along the profile. The first parameter provides information about the activity of crack's which in turn indicates qualitatively the stability level of the rock massive, and the second parameter helps to classify the massive stability in terms of numerical criterions using the synergetic theory approaches (Hachay, 2008). The following equation is used to estimate the parameters:

$$S_{l,\mathrm{interval}}(N_l,T,\omega)=\sum_{i=1}^{N_i}\widetilde{M}_0^i(\omega,T); \qquad (2)$$

$$S_{l,\mathrm{integral}}(L_l,T,\omega)=\sum_{1}^{L}S_{l,\mathrm{interval}}(N_l,T,\omega) \qquad (3)$$

where $\widetilde{M}_0^i$ is the intensity of the disintegration zone, N_l is the number of disintegration zones inside one interval l, L is the total number of intervals, ω is circle frequency of observation, and T is the time in years of a cycle of monitoring, ($S_{l,\,\mathrm{interval}}$), ($S_{\mathrm{integral}}$) (2, 3), $\widetilde{M}_0^i$ are in conventional units. This technique had been provided in the deep mines of bauxite and magnetite (up to 800 m depth); in which, the prediction and defining of the instable localities inside the mines and the forecasting of the energetic dynamic events were definitely right and approved (Hachay et al., 2012). Furthermore, this procedure had been applied to estimate the geoelectrical and geomechanical state in inhabited area of Cairo with multilevel appearances of instable features. The system of observation, method of processing and interpretation had been detailed in (Attya et al., 2010).

Results and Discussions

The monitoring data has been analyzed after each survey cycle. For each profile, two images have been constructed; the first image represents the distribution of the average parameter of geoelectrical heterogeneities. The second image represents the geoelectrical cross section along the profile for each frequency. Such sections include indications for the 2D distributions of resistivity and indications for the existence, depths and densities of cracks (Atya et al., 2010). Here, we will provide an analytical estimation of the information of the geoelectrical parameters for all depth intervals in the whole block layered half space of the rock mass for all profiles over the four cycles of CSEM monitoring. The distributions of the geomechanical and the geotechnical parameters ($S_{l,\,\mathrm{interval}}$) and ($S_{\mathrm{integral}}$) have been constructed and correlated. Two images representing two kinds of output of such analysis are introduced; the first image (Fig. 1a, b) shows the distribution of integral intensity of the cracks in some wide profiles at the block layered half space for all the sub parallel wide profiles, CSEM monitoring data. It shows that profiles 6 and 3 suffer the most changes in the intensity of cracks occur in the mass which is visible at two frequencies (40 and 20 kHz). This could lead to geomechanical instability of their mass. The most intensity of the cracks stays in the massif of profile 3 (Fig. 1). The most stable (in time) state of the massif is observed along profiles 6, 7 and 1. Correlating that information with the geologic map, we find that the most changes in the geotechnical parameters correspond to location of the two major faults crossing the area; at the north along profile 6 and at the south profile 1; they represent two stable banks around the zone of possible damage represented between the two faults.

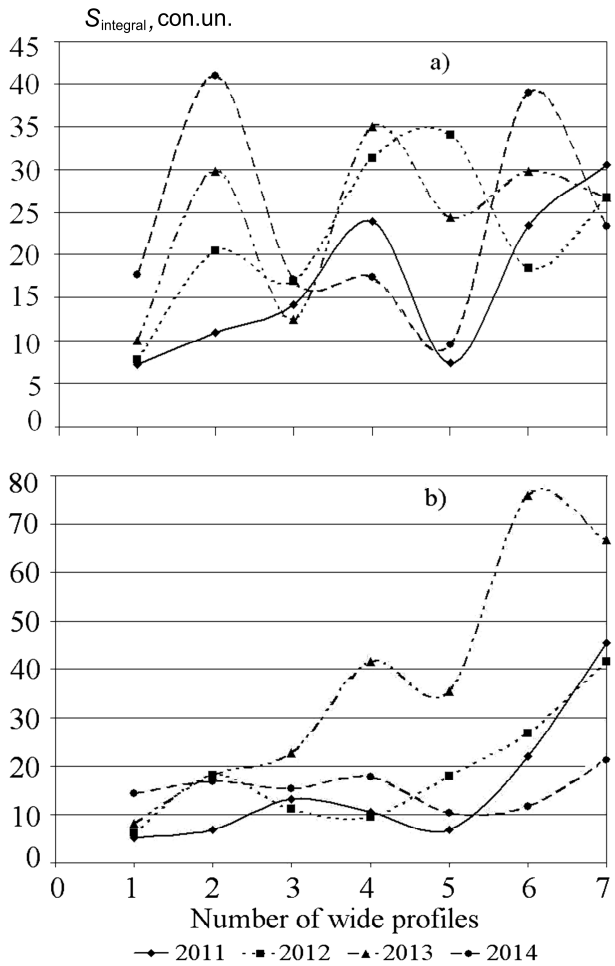


Fig. 1. Distribution of integral intensity of cracks of the block layered half space for sub parallel wide profiles, CSEM monitoring data. Symbols:

The most changes occur in the values of the parameter ($S_{integral}$) in the massif of profiles 4–7 during the year 2013 for the frequency 20 kHz. The reason of that effect was not defined.

The second image is given in Fig. (2, 3) showing the distribution of integral intensity of cracks of the block layered half space for all wide profiles, over the four cycles of CSEM monitoring data; the given profile represents an active «instable» zone (Fig. 2b, Fig. 3 f–g) located corresponding to a major faults, the given image refers to the grade of the changes in the state of the rock mass over the measuring cycles. Because the value of the intensity of cracks is defined from electromagnetic induction data, therefore it is linked with the conductivity of the cracks matter. If the matter is water saturated the conductivity will be higher and therefore the intensity will be larger. Thus it could be easily evidenced that the cracks within the first cycle (2011) are less dense and less water saturated, then in the year 2014 (fourth cycle), the intensity of the cracks became greater which could be directly linked with water dynamics and saturation. It could be also noticed that the grade of changes is basically big over all previous cycles of observation (except cycle 3); which is considered as a direct indicator for massive destruction in the structure along the profile 6 and 7 (the southern major fault). On figures 2 and 3 we can see the interval intensity of cracks distribution along the axis OZ inside the massif. That information is very significant for estimation the position of unstable rock or migration of rock unstability in a frame of two hierarchic model interpretation.

Summary & Conclusions

The present work provides a technical procedure to estimate the geomechanical and geoelectrical parameters as key information of the dynamic state and stability of the rock mass structures. It involves the application of Control Source Electromagnetic CSEM approach developed by IGF UB RAS to image the ranked deformation levels in the massive structure. The Wide Profile System of Observation had been used to monitor the three component electromagnetic field along predefined measuring lines at «Quarter 27» in the City of 15th of May, Helwan, Egypt. Four cycles of observation had been carried out in 2011–2014. The acquired data set had been subjected to analytical processing procedure to estimate the changes in the geotechnical parameters over time of observation. Interpreting the measured data concluded that the general dynamic state at the area is getting worse over the time, this is reflected in the intensities and positions of crack's, also on the changes in the distribution of the parameter of horizontal geoelectrical heterogeneity as indicator for water saturation. method of processing and interpretation had been detailed in (Attya, 2010).

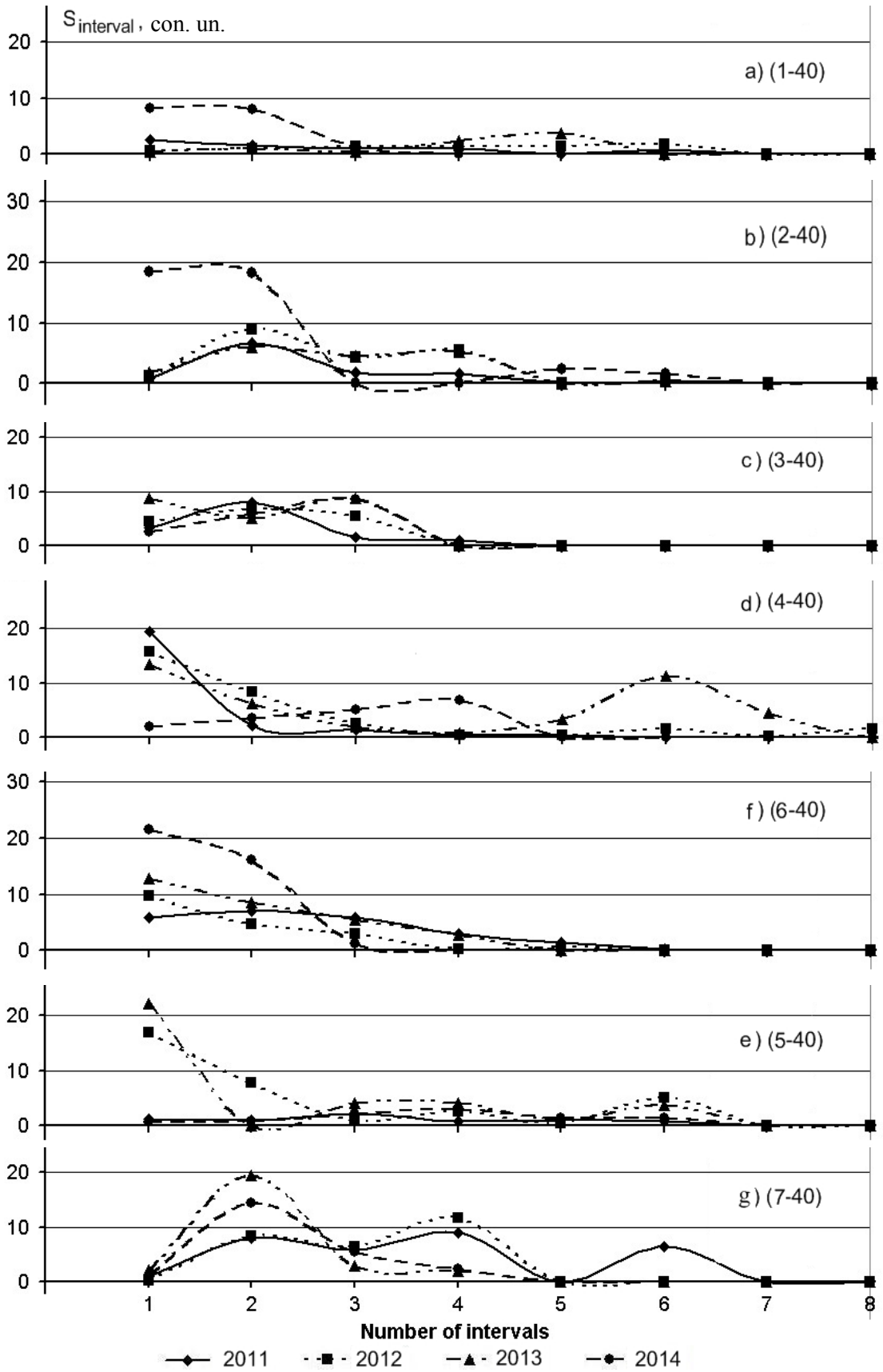


Fig. 2. Distribution of interval intensity of cracks of the block layered half space for sub parallel wide profiles, CSEM monitoring data during 2011–2014 years, frequency 40 kHz.
Symbols: a – wide profile 1, b – wide profile 2, c – wide profile 3, d – wide profile 4, e – wide profile 5, f – wide profile 6, g – wide profile 7

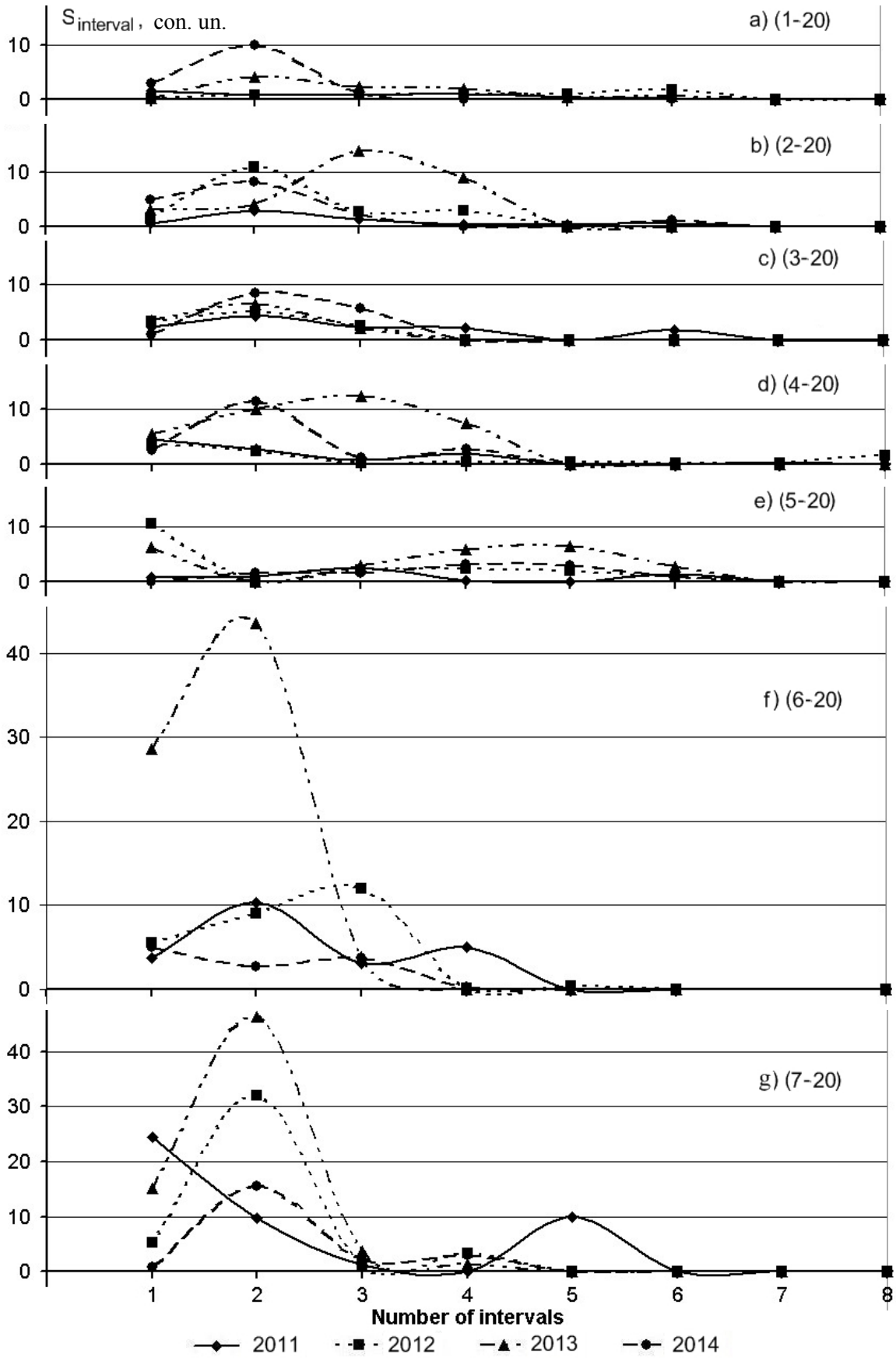


Fig. 3. Distribution of interval intensity of cracks of the block layered half space for sub parallel wide profiles, CSEM monitoring data during 2011–2014 years, frequency 20 kHz.
Symbols are the same as in Fig. 2

Analyzing the geomechanical and geotechnical parameters could clearly evidence that the profiles 6 and 3 (which correspond to the pass of two major faults in the site), enclose a zone of high change in the geotechnical parameters; this in turn could be interpreted as the fault's passage points to a general deformation case of instability close to destruction level where the northern flank at profile 5 and the southern flank at profile1 show relative stability. We conclude that the general dynamic state close to the destruction level within the investigation area is getting worse over the time; this is reflected in the crack's densities and positions, also on the changes in the lateral distribution of geoelectric heterogeneity as an indicator of the water saturation of the surface rock in the study area. Thus, the estimated parameters helped to understand the geodynamic state of the massif along the observed profiles and monitor it over the observation cycles. The study yielded powerful dications for the destruction probability within the site.

Acknowledgements

The work had been done in the frame of the Twin Agreement between the National Research Institute of Astronomy and Geophysics (NRIAG) of Egypt and the Federal Institute of Geophysics (IGF) Ural Branch (UB), Russian Academy of science (RAS) together with the Ural Federal University The institutions supported the work with researchers and equipments. The first two cycles of monitoring had been done under the research project ID: 2989 financed by the Science and Technology Development Fund (STDF).

References

Atya M., Hachay Olga A., Mamdouh M. Soliman et al. CSEM imaging of the near surface dynamics and its impact for foundation stability at quarter 27, 15-th of May City, Helwan, Egypt // Earth sciences research journal. 2010. V. 14. No. 1. P. 76–87.

A*wad G.H. et al.* Contributions to the stratigraphy of the Mokattam area east of Cairo // Bull. Inst. Desert Egypte. 1953. No. 3(2). P. 106–107.

Cuvillier J. Contribution a letude geologique du Mokattam // Bull. Inst. Desert Egypte. 1924. No. 6(n. ser). P. 93–102.

Cuvillier J. Revision du nummultique Egyptien // Mem. Inst. Egypte. 1930. 16: 371 p.

Goldin S.V. Destruction of lithosphere and physical mesomechanics // Physical mesomechanics. 2002. V. 5. No. 5. P. 5–25 (in Russian).

Hachay O.A. The three-stage concept of common interpretation for 3-d electromagnetic and seismic fields and some results of it's practical realization // Engineering and environmental geophysics for the 21-st century. Proceedings of the international symposium on engineering and environmental geophysics. Chengdu, 1997. P. 286–292.

Hachay O.A., Novgorodova E.N. and Hachay O.Yu. A new method for revealing disintegration zones in rocks of different content // Rock information and analytical bulletin. 2003. No. 11. P. 26–29 (in Russian).

Hachay O.A. Research of self organization in hierarchic structures using data of space time monitoring rock shock massive // Russian geophysical Journal. 2005. No. 37–38. P. 24–28 (in Russian).

Hachay, O.A. A new method for estimation of the stability station of rock massive by their outworking in deep mines // General assembly of EGU Vienna Austria, 2007. EGU2007-A-04502. Abstracts.

Hachay O.A. A new method for estimation and forecasting of the degree of stability state of rock massive // Advances in heterogeneous material mechanics Proceedings of the second international conference on heterogeneous material mechanics. June 3–8 2008. DEStech Publications, Inc. 2008. P. 1096–1099.

Hachay O.A. and Khachay O.Yu. A warning System for catastrophic Man-Made Hazards using electromagnetic induction Monitoring, verified in rock burst massif of different Matter Content // Geophysical Research abstracts, 2010. V. 12. EGU 2010–2654.

Hachay O.A., Khachay A.Yu and Khachay O.Yu. Dynamical model for evolution of rock massive as a response on a changing of stress-

deformed state // Fractal analysis and Chaos in Geosciences. INTECH, Croatia. 2012. P. 87–108.

Farag I.A., Ismail M.M. On the structure of Wadi Hof. Area (nord east of the Helwan) // Bull. Inst. Desert Egypte. 1955. 5(1). P. 179–192.

Farag I.A., Ismail M.M. A Contribution to the structure of the area east of Helwan Egypt // J. Geol. 1954. No. 3. P. 71–86.

Ismail M.M., Farag I.A. Contribution to stratigraphy of the area to the east of Helwan (Egypt) // Bull. Inst. Desert Egypte. 1957. No. 7(1). P. 95–134.

Morsi, A.M., Speijer, R.P. High-resolution ostracode records of the Paleocene-Eocene transition in the South Eastern Desert of Egypt – taxonomy, biostratigraphy, paleoecology and paleobiogeography. Senckenbergiana lethaea, 2003. V. 83. P. 61–93.

Moustafa A.R. et all. Structural setting in the area East of Cairo, Maadi and Helwan. Middle East Res. Center. Ain. Shams // Univ. Sci. Res. 1985. Serie 5. P. 40–64.

Nikolis D. Dynamics of hierarchic systems. The evolutional conception. M.: Mir, 1989. 563 p. (in Russian).

Panin V.E., Lichatchev V.A., Grinjaev Yu.V. Structure deformation levels of elastic bodies. Novosibirsk: SB AN USSR Nauka, 1985. 490 p. (in Russian).

Sadovskiy M.A., Bolchovitinov L.G., Pisarenko V.F. Deformation of geophysical medium and seismic process. M.: Nauka, 1987. 438 p. (in Russian).

Said R. The geology of Egypt. Elsevier, 1962. 377 p.

Said R. The geological survey of Egypt. History and organization // Geol. Surv. Egypt. 1971. Paper 55. 26 p.

Shukri N.M. The geology of the desert east of Cairo // Bull. Inst. Desert Egypte. 1953. No. 3(2). P. 89–105.

Strougo. The middle Eocen-upper Eocen boundary in Egypt // Ann. Geol. Surv. Egypt. 1979. No. 9. P. 454–470.

УДК 539.2

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТВЕРДОГО ТЕЛА ПО ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

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

Аннотация. На основе разработанной физической модели для описания процессов акустической эмиссии предложена методика восстановления структурных характеристик материала по ее амплитудно-частотному спектру. Проведена количественная интерпретация экспериментальных данных по наблюдениям сигналов акустической эмиссии при разрушении образца бетона.

Акустическая эмиссия, функция распределения, пористость, удельная внутренняя поверхность.

STUDY OF THE STRUCTURAL CHARACTERISTICS OF THE SOLID ACCORDING TO OBSERVATION ACOUSTIC EMISSION

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

Abstract. Based on the developed model to describe the acoustic emission processes we proposed the technique restoration of the structural characteristics of the material on its amplitude-frequency spectrum. We held a quantitative interpretation of the experimental data from observations of acoustic emission signals at failure of specimen concrete.

Acoustic emission, rock, porosity, specific internal surface.

Введение

Акустическая эмиссия (АЭ) – процесс излучения упругих волн, обусловленный возникновением и развитием дефектов структуры материала (Грешников, Дробот, 1976). С середины прошлого века и по настоящее время методы, связанные с анализом сигналов АЭ, широко применяются в таких областях, как геофизика, горное дело и материаловедение (Грешников, Дробот, 1976; Баранов, 1990; Рыкунов и др., 1979; Keizer, 1953; Виноградов, 1964; Соболев, Пономарев, 2003). Иногда АЭ разделяют на два вида: непрерывную и дискретную (Баранов, 1990). Сигналы непрерывной АЭ, возникновение которой связывают, в основном, с пластическим деформированием твердого тела, несут мало информации о среде, так как характеризуется относительно высокой частотой, и поэтому быстро затухают (Грешников, Дробот, 1976). При дискретной АЭ энергия излучаемых упругих волн, а также их амплитуда, на много порядков превосходит энергию и амплитуду импульсов непрерывной АЭ. Чаще всего дискретная АЭ обусловлена развитием макроскопических дефектов в материале, а ее спектральные характеристики смещены в область более низких, чем у непрерывной АЭ, частот. Примером дискретной АЭ является упругий импульс, излучаемый растущей трещиной, когда она переходит из одного стабильного состояния в другое. В силу своей природы, дискретная АЭ несет в себе информацию о структурных характеристиках материала и поэтому может быть использована для реконструкции их временных изменений в процессе разрушения твердого тела. Среди проблем, которые существуют при изучении АЭ, следует отметить, прежде всего, сложности, связанные с ее интерпретацией. При этом особенно актуальна в настоящее время проблема количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ. Для ее проведения целесообразно использовать разработанные физико-математические модели и установленные на их основе функциональные связи между параметрами сигналов АЭ и структурными характеристиками среды (Беликов, Рывкин, 2014). Основы модели для количественного описания АЭ были изложены в работах (Алейников и др., 1992; 1993). В работах (Беликов, 2008; 2010) изучена взаимосвязь параметров амплитудно-частотного (АЧ) спектра АЭ и структурных характеристик твердого тела, а также сформулированы основные физические принципы реконструкции параметров среды по данным на-

блюдений АЭ. В данной статье проведено обобщение предложенной ранее физико-математической модели для описания процессов генерации дискретной АЭ, и на этой основе разработана методика (алгоритм) восстановления структурных характеристик твердого тела. Предложенный алгоритм использован для количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ при разрушении образца бетона (Schiavi et al., 2011). Выбор экспериментальных данных, полученных в указанной работе, для тестирования предложенного алгоритма с перспективой его последующего использования при количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ в горных породах был вызван двумя причинами. Первая из них обусловлена высоким качеством приведенного в работе экспериментального материала. А вторая связана с тем, что особенности структуры бетона и горных пород во многом похожи.

Постановка задачи

В работах (Алейников и др., 1992; 1993) были получены соотношения, описывающие процесс распространения продольных и поперечных упругих волн в гетерогенном твердом теле. В правой части этих уравнений присутствует функция источника A_i, которая описывает процессы генерации АЭ, вызванной колебанием межфазных поверхностей. Выражение для нее может быть записано следующим образом (Алейников и др., 1992; 1993; Беликов, Рывкин, 2014)

$$A_i = \frac{1}{2}\sum_{\substack{\alpha,\beta \\ \alpha\neq\beta}} \nu_{\alpha\beta}^2 L_i^{\alpha\beta}, \qquad (1)$$

где $\nu_{\alpha\beta}$ – частота АЭ, соответствующая колебаниям межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$ между α-ой и β-ой фазами гетерогенной среды, определяемая так

$$\nu_{\alpha\beta} = \sqrt{\frac{\left|\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^{\alpha}\right|\Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{\alpha\beta}\Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}}\ . \qquad (2)$$

Обозначения в (1–2) следующие:
$L_i^{\alpha\beta} = L^{\alpha\beta}\, e_i^{\alpha\beta}$; $L^{\alpha\beta}$ – осредненная амплитуда колебаний межфазной поверхности (границы) $S_{\alpha\beta}$; $e_i^{\alpha\beta}$ – единичный вектор в направлении силы, действующей на единицу площади поверхности $S_{\alpha\beta}$; $\Delta\sigma_{\alpha\beta} = \left|\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^{\alpha}\right|$ – модуль осредненного вектора этой силы; $\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} = \sigma_{ik}^{\alpha} - \Delta\sigma_{ik}^{\beta}$ – разность осредненных тензоров упругих напряжений на межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$; 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. Таким образом, A_i, представленная в виде (1), описывает весь спектр источников АЭ, связанных с колебаниями межфазных поверхностей гетерогенной среды. Причем, в общем случае, излучать упругие волны могут все те границы между фазами, на которых отсутствует равновесие. Параметр $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ мы будем называть в дальнейшем осредненной разностью упругих напряжений на межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$. Будем предполагать, что в процессе генерации АЭ поверхность $S_{\alpha\beta}$ слабо отклоняется от положения равновесия. Тогда работа разности упругих напряжений на границе фаз фактически полностью расходуется на акустическое излучение (АИ), а величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ практически совпадает с ее равновесным значением (Беликов, Рывкин, 2014).

Описание процессов АЭ в двухфазной среде

В работе (Schiavi et al., 2011) были проведены наблюдения АЭ при нагружении образца бетона вплоть до его разрушения. По результатам экспериментов были построены АЧ спектры АЭ. В настоящей статье эти данные использованы для конкретизации предложенной выше модели АЭ, а также разработки и тестирования методики восстановления структурных характеристик бетона. При изучении процессов АЭ в данном случае, материал образца следует рассматривать как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы – «1», которую мы считаем гомогенной, и газообразной фазы – «2», представляющей собой пространство пор и трещин, заполненных газообразным флюидом. Указанные фазы разделены единст-

венной межфазной поверхностью S_{12}, которой соответствует УВП Ω_{12}. Тогда функция источника A_i, в соответствии с (1), может быть записана так (Беликов, Рывкин, 2014)

$$A_i = \nu_{12}^2 L_i^{12}, \qquad (3)$$

а (2) примет следующий вид

$$\nu = \nu_{12} = \sqrt{\frac{\left|\Delta\sigma_{ik}^{12} n_k^1\right|\Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12}\Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma\Omega}{\rho L}}, \qquad (4)$$

где $\Delta\sigma_{12} = \left|\Delta\sigma_{ik}{}^{12} n_k{}^1\right| = \Delta\sigma$; $L = L^{12}$; $\Omega = \Omega_{12}$. При некоторых упрощающих допущениях, характер зависимости частоты АЭ от структурных параметров материала можно уточнить. Пренебрегая давлением газа в пористом пространстве, в соответствии с законом Гука, можем записать оценку $\Delta\sigma \sim E{\cdot}L/r$, где r – характерный размер поры или трещины, E – упругий модуль. Если структура среды такова, что $\Omega \sim 1/r$, то, в соответствии с (4), $\nu \sim \frac{1}{r}\sqrt{\frac{E}{\rho}}$. В общем случае (при других мо-моделях среды) зависимость между ν и r может быть и иной. Однако противоположный характер изменения этих величин, по-видимому, сохранится. В дальнейшем мы будем считать, что шкалы частот и характерных размеров разнонаправлены.

Газообразную фазу мы будем называть далее трещиновато-пористым пространством (ТПП). С точки зрения его внутренней структуры ТПП можно рассматривать как совокупность нередко сообщающихся между собой трещин и пор (полостей) с присущим им набором параметров. Для детального изучения процессов генерации АЭ, позволяющего учесть вклад в АЧ спектр составляющих ТПП, отличающихся по значениям этих параметров, следует ввести для них соответствующую функцию распределения (ФР) (Беликов, Рывкин, 2014). Причем 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) сферических полостей, радиусы которых изменяются в некотором промежутке, границы которого определяются структурой среды. Тогда радиус каждой сферической полости можно трактовать, как характерный (эффективный) размер соответствующей составляющей ТПП (там же). Если считать, что полости совершают сферически симметричные гармонические колебания, излучая продольные волны, то звуковое поле, генерируемое ими, будет безвихревым. Для его описания можно воспользоваться интегралом Кирхгофа, дающим выражение для потенциала скорости во внешней, по отношению к излучающей поверхности, области (Шендеров, 1972)

$$\Phi(\mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi}\int_S \left[\frac{\partial\Phi}{\partial n}\frac{e^{ikr}}{r} - \Phi\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{ikr}}{r}\right)\right] dS, \qquad (5)$$

где Φ – потенциал скорости; $r = \left|\mathbf{R_1} - \mathbf{R}\right|$; $\mathbf{R}$ – радиус-вектор точки наблюдения; $\mathbf{R_1}$ – радиус-вектор текущей точки поля; k – волновое число; i – мнимая единица; n – нормаль, направленная внутрь поверхности S. Первое слагаемое справа в (5) определяет потенциал объемных источников сферических волн, второе – характеризует дипольное излучение двойного слоя. Возьмем в качестве S поверхность всех сферических полостей, которые находятся в единичном объеме материала. Предполагая, что полости совершают малые сферически-симметричные колебания с постоянной по их поверхности скоростью, а также рассматривая расстояния от центра этих полостей до точки наблюдения много большие их радиуса, будем иметь

$$\frac{1}{4\pi}\int_S \frac{\partial\Phi}{\partial n}\frac{e^{ikr}}{r}dS = \frac{1}{4\pi}\int_{\Sigma S_j} \frac{\partial\Phi}{\partial n}\frac{e^{ikr}}{r}dS = -\sum_j \frac{4\pi a_j^2 v_{nj}}{4\pi b_j}e^{ikb_j} = -\sum_j \frac{Q_j}{4\pi b_j}e^{ikb_j}, \qquad (6)$$

где S_j – поверхность j-ой сферической полости; a_j – ее радиус; b_j – расстояние от ее центра до точки наблюдения;

$v_{nj} = \left(\frac{\partial\Phi}{\partial n}\right)_{S_j}$ – скорость колебаний поверхности j-ой сферической полости; $Q_j = 4\pi a_j{}^2 \nu_{nj}$ – ее объемная скорость излу-

чения. При выводе формулы (6) мы учитывали, что нормаль направлена внутрь каждой из полостей. Если поверхность $\sum S_j$ считать абсолютно мягкой, положив на ней $\Phi = 0$ (это соответствует тому, что мы пренебрегаем давлением газа в порах и трещинах), то

$$\frac{1}{4\pi}\int_S \Phi \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{ikr}}{r}\right)dS = \frac{1}{4\pi}\int_{\Sigma S_j} \Phi \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{ikr}}{r}\right)dS = 0. \quad (7)$$

Тогда, с учетом (5–7), поле излучения может быть представлено в виде

$$\Phi(\mathbf{R}) = -\sum_j \frac{Q_j}{4\pi b_j} e^{ikb_j}. \quad (8)$$

Выбор параметров ансамбля сферических полостей должен быть осуществлен таким образом, чтобы их общая поверхность $\sum S_j$, а также общий объем $\sum V_j$ (V_j – объем j-ой полости), сколь угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема образца бетона. Каждую из полостей мы будем рассматривать как монополь, имеющий хоть и малые (по сравнению с длиной излучаемой им волны), но конечные размеры (Исакович, 1973). Что же касается зависимости излучения от времени, то мы будем считать, что каждая из сферических полостей в (8) совершает гармонические колебания с частотой ν, определяемой соотношением (4). Отметим, что, полагая скорость ν_{nj} постоянной на S_j, мы пренебрегаем рассеянными каждой из полостей волнами, считая монополи «прозрачными», то есть имеющими размеры, малые по сравнению с расстояниями между ними (там же). Будем предполагать также, что энергия, излучаемая данным ансамблем сферических полостей в единицу времени, практически совпадает с мощностью АИ, генерируемого средой. Это означает, что характерный размер в данном случае будет описывать не только структуру ТПП, но и сам процесс излучения упругих волн твердым телом.

Таким образом, звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12}, находящейся в единичном объеме образца, мы, в соответствии с (8), заменяем суперпозицией полей ансамбля монополей, параметры которого должны удовлетворять изложенным выше условиям. Определим ФР сферических полостей по размерам $f(r)$ (мы будем называть ее далее нормированной ФР), 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). В общем случае ФР может зависеть от координат, однако, если предположить, что материал образца однороден, можно считать ее постоянной во всем рассматриваемом объеме. Сферы с радиусами от r до $r + \Delta r$ будут соответствовать составляющим ТПП, эффективный размер которых изменяется в этих же пределах. Для данного набора сферических полостей, рассматриваемых как отдельная фаза (в рамках всего ТПП), можно, согласно (4), 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. В связи с введением понятия ФР и разделением ТПП на составляющие в соответствии с их характерными размерами, общее значение потенциала звукового поля в (8) можно представить в виде суммы слагаемых, каждое из которых отвечает своему интервалу шкалы радиусов. С этой целью всю поверхность S_{12} следует разбить на части, соответствующие всем промежуткам изменения характерных размеров ТПП. Для каждой из них можно провести преобразования, аналогичные (6–8), и получить выражение для поинтервальных составляющих потенциала звукового поля. При этом для каждого интервала нужно использовать совокупность сферических полостей одинакового радиуса из выбранного промежутка размеров. В результате мы получим выражение для рассматриваемой поинтервальной составляющей потенциала звукового поля в виде суперпозиции полей одинаковых монополей, колеблющихся с характерной частотой, соответствующей данному промежутку изменения радиусов полостей. Общее звуковое поле

будет равно сумме вышеуказанных его составляющих, отвечающих всем интервалам разбиения шкалы радиусов. Помимо функции $f(r)$ мы будем использовать далее ФР $\tilde{f}(r)$, которую назовем ненормированной, связанную с $f(r)$ соотношением $\tilde{f}(r) = Nf(r)$, где N – общее количество излучающих сфер в единице объема с радиусами от $R_{\min}$ до $R_{\max}$ (минимальный и максимальный размеры, соответственно). Условие нормировки для ФР $\tilde{f}(r)$ имеет вид $\int_0^\infty \tilde{f}(r)dr = N$. Структурные характеристики материала, такие как пористость φ и УВП Ω, могут быть выражены через ФР $\tilde{f}(r)$ следующим образом (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2010; 2014)

$$\varphi = \frac{4\pi}{3}\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 \tilde{f}(r)dr; \Omega = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 \tilde{f}(r)dr. \quad (9)$$

Результаты и их обсуждение

Проведем количественную интерпретацию результатов наблюдений АЭ, приведенных в работе (Schiavi et al., 2011). Процедуру решения обратной задачи о восстановлении структурных характеристик материала по данным 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 изменения характерных размеров составляющих ТПП, которые в процессе излучения формируют наблюденный спектр АЭ. На третьем – необходимо задать распределение $\Delta\sigma(r)$. Говоря о первом этапе, мы будем предполагать, что источником АИ является колеблющаяся поверхность S_{12}, выведенная из равновесия. По поводу второго этапа отметим следующее. Так как непосредственные данные о границах указанного интервала (соответствующего промежутку изменения радиусов полостей) отсутствуют, было взято два варианта их численных значений. В первом мы предполагали, что излучает весь набор сферических полостей, радиусы которых изменяются в пределах от 1 до 100 мкм, во втором – от 1 до 250 мкм. Имея в виду третий этап, допустим, как было сказано выше, что межфазная поверхность S_{12} слабо отклоняется от ее равновесного положения, в этом случае незначительно будет меняться и ее кривизна. Для полостей, совершающих малые сферически-симметричные колебания, это допущение эквивалентно предположению о том, что в процессе излучения слабо меняется их радиус. В этом случае Δσ для каждого r можно принять равным его минимальному значению, для которого (считая твердую фазу изотропной), в соответствии с формулой Лапласа, можно записать выражение

$$\Delta\sigma(r) = K/r, \quad (10)$$

где $K = 2\gamma_{12}$; γ_{12} – коэффициент поверхностного натяжения (Ландау, Лифшиц, 1964; 1986). Необходимо отметить, что зависимость (10) между Δσ и радиусом полости r, вообще говоря, приближенная и справедлива она только в рамках высказанных выше предположений. Мы будем использовать ее далее для вычисления Δσ, придавая при этом величине K несколько иной смысл. Дело в том, что за счет концентрации упругих напряжений в непосредственной окрестности пор и трещин имеет место интенсивная пластическая деформация (Левин и др., 2004). Этот эффект мы должны иметь в виду при использовании соотношения (10), учитывая, что и вблизи поверхности сферических полостей существуют зоны пластической деформации. Именно наличие таких зон может обеспечить сферически симметричные колебания монополей. Удельная (рассчитанная на единицу площади поверхности) работа, затраченная на пластическую деформацию, может значительно (на порядок и более) превосходить величину коэффициента поверхностного натяжения γ_{12} (там же), определяющего, как известно, значение свободной поверхностной энергии, приходящейся на единицу площади. Поэтому K в (10), особенно для полостей малых радиусов, является, фактически, удельной работой пластической деформации. Так как непосредственное вычисление величины K ввиду недостатка информации невозможно, мы рассматривали ее как коэффициент

пропорциональности и рассчитывали его значение в процессе интерпретации.

Разобьем шкалу размеров излучающих сферических полостей, а также шкалу частот в АЧ спектре АЭ, на промежутки. Как уже отмечалось выше, мы считаем эти шкалы разнонаправленными, поэтому минимальному размеру $R_{\min}$ будет поставлена в соответствие максимальная частота в АЧ спектре, а максимальному $R_{\max}$ – минимальная. Для установления соответствия между промежуточными значениями ν и r была использована линейная зависимость. Аппроксимируя интегралы суммами с использованием (4, 9, 10), получим

$$K = \frac{\rho}{3\varphi}\sum_{j=1}^{m} r_j^2 \nu_j^2 L_j \quad , \qquad (11)$$

$$\tilde{f}(r_j) = \frac{\nu_j^2 L_j \rho}{4\pi K r_j \Delta r_j}; \; \varphi_j = \frac{4\pi}{3} r_j^3 \tilde{f}(r_j)\Delta r_j; \qquad (12)$$

$$\Omega_j = 4\pi r_j^2 \tilde{f}(r_j)\Delta r_j .$$

Обозначения в (11–12) следующие: m – 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 бетона; $\tilde{f}(r)$, Ω_j и φ_j – значения ненормированной ФР, УВП и пористости, соответственно, в данном интервале изменения радиусов сферических полостей, отнесенные к его левому концу.

В первом приближении коэффициент K считался постоянным во всем промежутке изменения размеров излучающих сфер и определялся в соответствии с (11). Затем по формулам (12) вычислялись поинтервальные значения ненормированной ФР $\tilde{f}(r_j)$, УВП Ω_j и пористости φ_j. Далее, рассчитывались соответствующие значения нормированной ФР $f(r_j)$. При проведении расчетов во втором приближении мы предполагали, что коэффициент K может принимать различные значения в каждом из интервалов изменения радиусов излучающих сфер. Это допущение моделирует ситуацию, при которой колеблющиеся участки межфазной поверхности, соответствующие различным характерным размерам ТПП, генерируют АИ в отличающихся между собой физических условиях. Для определения поинтервальных значений коэффициента K была использована процедура, сводящаяся к поиску минимума УВП Ω при неизменном объеме фаз (Беликов, Рывкин, 2014). 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 (12), вычислялись значения УВП и пористости в каждом промежутке изменения радиуса и осуществлялся пересчет значений ФР $\tilde{f}(r)$. Далее, по формулам $\Omega = \sum\Omega_j$, $\varphi = \sum\varphi_j$ вычислялись общая УВП Ω и общая пористость φ. В качестве истинного выбирался вариант, при котором УВП была минимальной, а пористость отличалась от принятого нами ее значения φ = 0,1 не более чем на десять процентов.

Распределение амплитуд L в зависимости от радиуса сферических полостей, построенное с использованием АЧ спектра, полученного по результатам наблюдений АЭ при разрушении образца бетона (Schiavi et al., 2011), приведено на рис. 1.

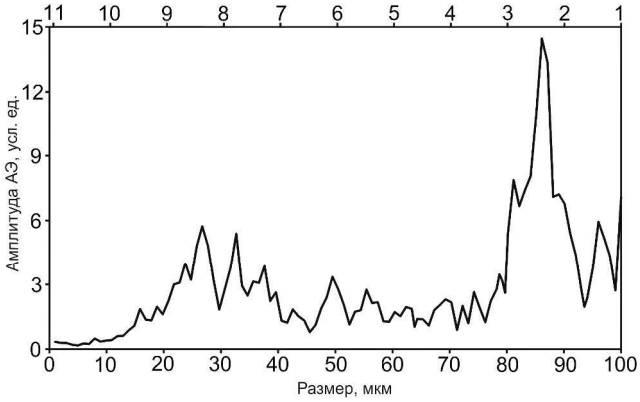


Рис. 1. Распределение амплитуд АЭ в зависимости от радиуса (размера) излучающих сферических полостей. Верхняя шкала – частота АЭ (кГц)

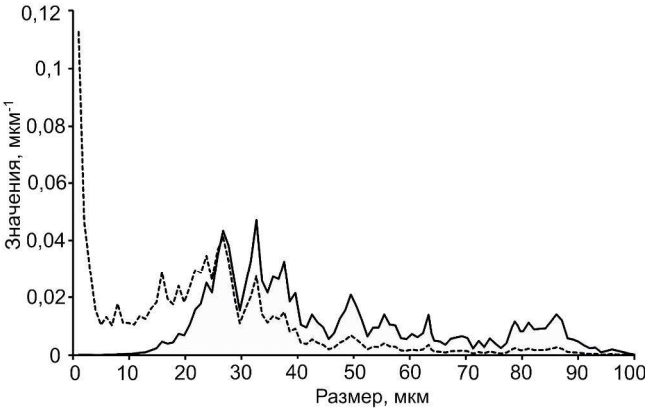


Рис. 2. Нормированная функция распределения. Пунктир – первое приближение; сплошная линия – второе приближение

Восстановленные нормированные ФР $f(r)$ излучающих сфер по размерам, соответствующие первому (неисправленная) и второму (исправленная) приближениям, представлены на рис. 2. Анализ графиков на рис. 1 и 2 показывает, что максимумы значений амплитуды в спектре АЭ хорошо коррелируют с локальными максимумами исправленной ФР $f(r)$, хотя соотношение между ними для каждой из кривых меняется. Сравнивая приведенные на рис. 2 графики нормированных ФР, полученных в первом и втором приближениях, можно отметить, что вторая имеет в области малых радиусов существенно меньшие значения, чем ФР, полученная в первом приближении. Связано это с тем, что при постоянстве пористости минимум УВП может быть достигнут, в основном, за счет уменьшения относительного вклада в ее значение полостей малых размеров (от 1 до 25 мкм). При этом характер изменения исправленной ФР в этой области размеров в большей степени соответствует распределению амплитуд АЭ, приведенному на рис. 1.

Так как второе приближение соответствует минимуму УВП, то представленные на рис. 2 результаты говорят о том, что ФР по характерному размеру составляющих ТПП несет в себе информацию о величине и морфологии межфазной поверхности S_{12} (Беликов, Рывкин, 2014). На рис. 3 и 4 приведены распределения относительных (по отношению к φ и Ω) значений пористости и УВП в зависимости от размера сферических полостей (характерного размера ТПП), соответствующие первому и второму приближениям. Анализируя графики на рис. 1, 3 и 4, нельзя не заметить взаимосвязь максимальных значений в распределениях пористости и УВП с максимальными значениями амплитуд в спектре АЭ. Это свидетельствует о том, что участки межфазной поверхности, отвечающие максимумам в указанных распределениях, дают основной вклад в регистрируемое АИ. С другой стороны, сравнивая график исправленной ФР, приведенный на рис. 2, с графиками распределений пористости и УВП второго приближения на рис. 3 и 4 также можно отметить соответствие их максимумов. Однако соотношение между максимальными значениями ФР, пористости и УВП для различных интервалов размеров неодинаково.

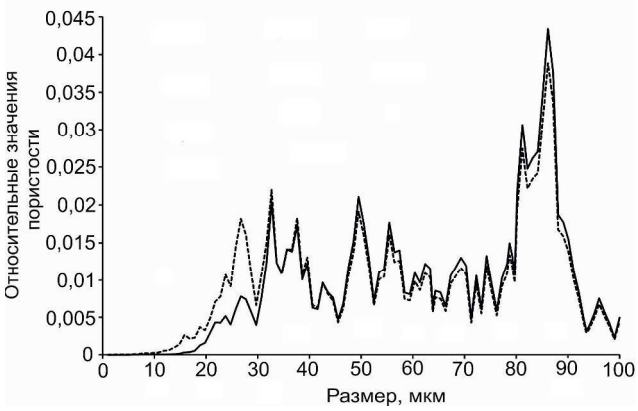


Рис. 3. Распределения относительных значений пористости. Пунктир – первое приближение; сплошная линия – второе приближение

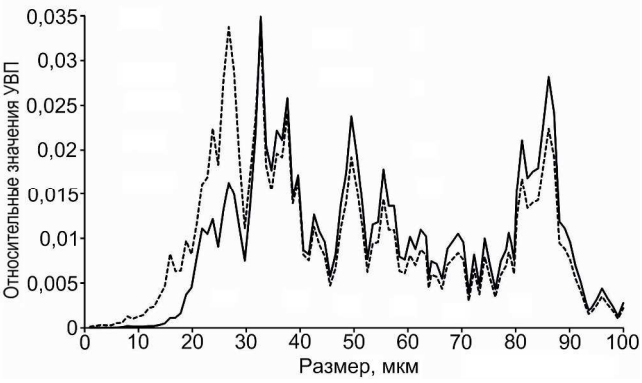


Рис. 4. Распределения относительных значений УВП. Пунктир – первое приближение; сплошная линия – второе приближение

В частности, если на графике ФР второго приближения (см. рис. 2) главный (глобальный) максимум достигается в промежутке от 30 до 40 мкм, а далее значения остальных локальных максимумов $f(r)$ по мере увеличения размеров, в среднем, уменьшаются, то в распределении пористости в указанном интервале наблюдается лишь локальный максимум, а глобальный находится в пределах между 80 и 90 мкм. В то же время, в распределении УВП главный максимум, также как и у ФР второго приближения, наблюдается между 30 и 40 мкм, а в интервале 80–90 мкм находится локальный максимум, уступающий по амплитуде только глобальному. Такое различие в морфологии распределений УВП и пористости связано с тем, что первая увеличивается пропорционально квадрату радиуса сферических полостей, а вторая пропорциональна его кубу. По этой причине, например, в распределении пористости появляется глобальный максимум в интервале 80–90 мкм, связанный с локальным максимумом $f(r)$ в этом же промежутке, а в распределении УВП – нет. Выше мы уже отмечали, что на втором этапе решения обратной задачи о восстановлении структурных характеристик материала следует определить интервал характерных размеров составляющих ТПП, которые в процессе излучения формируют наблюденный АЧ спектр АЭ. Причем определение границ указанного интервала надо проводить иными, не связанными с наблюдениями

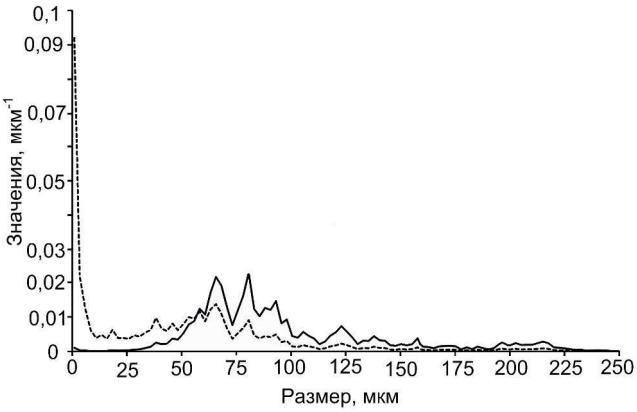


Рис. 5. Нормированная функция распределения. Пунктир – первое приближение; сплошная линия – второе приближение

сигналов АЭ, методами (Беликов, 2010). Чтобы подчеркнуть важность данного этапа решения обратной задачи с точки зрения его влияния на результаты количественной интерпретации, мы провели процедуру восстановления ФР для интервала характерных размеров ТПП от 1 до 250 мкм. Результаты расчетов представлены на рис. 5, где приведены для этого случая графики нормированной ФР первого и второго приближений. Из рисунка видно, что различие между морфологиями исправленной и неисправленной ФР такое же, какое наблюдается на рис. 2. Вместе с тем, местоположение максимумов нормированной ФР второго приближения в данном случае иное. В частности, главный максимум ФР $f(r)$ находится теперь в интервале от 75 до 100 мкм, а далее, с ростом размеров, амплитуды локальных максимумов (которые в среднем ниже, чем на рис. 2) также имеют тенденцию к уменьшению.

Выводы

Разработанная физико-математическая модель процессов генерации дискретной АЭ и предложенная методика количественной интерпретации результатов ее наблюдений позволяет исследовать относительный вклад источников, отличающихся по своим характерным размерам, в различные участки АЧ спектра АЭ. Использование указанной методики при интерпретации сигналов АЭ, зарегистрированных при разрушении образца бетона, дало возможность построить нормированную ФР излучающих сферических полостей по их радиусам, моделирующую распределение по характерным размерам составляющих ТПП. Кроме того, были восстановлены соответствующие распределения пористости и УВП, несущие в себе информацию о структуре ТПП, а также морфологии ограничивающей его поверхности. Процедура корректировки ФР, основанная на минимизации свободной поверхностной энергии и сводящаяся к поиску минимума УВП при постоянном объеме, занимаемом фазами (пористости φ), позволила получить результаты, лучше согласующиеся с экспери-

ментальными данными. Полученный опыт применения предложенной методики интерпретации сигналов АЭ, зарегистрированных при нагружении образца бетона, позволит использовать ее в дальнейшем при изучении процессов разрушения в сходных по структуре материалах, таких как горные породы.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 14-27-00059).

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.

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. 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.

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование данных наблюдений акустической эмиссии для изучения структуры горных пород // Уральский геофизический вестник. 2014. № 1. С. 11–21.

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

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

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

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.

Левин В.А., Морозов Е.М., Матвиенко Ю.Г. Избранные нелинейные задачи механики разрушения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 408 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.

Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.

Keizer J. Erkenntnisse und Folgerungen aus der Messung von Gerauschen bei Zugbeanspruchung von metallischen Werkstoffen // Archiv fur das Eisenhuttenwesen. 1953. No. 1/2. S. 43–45.

Schiavi A., Niccolini G., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuello A. Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials // Strain. 2011. V. 47 (Suppl. 2), P. 105–110.

УДК 550.838

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ СКВАЖИННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

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

Аннотация. Предложена методика расчета намагниченности горных пород по результатам трехкомпонентных измерений геомагнитного поля в скважинах. Проведен анализ поведения внутреннего магнитного поля пласта в зависимости от выбора нормального поля в точке расчета и соотношений вертикальной и радиальной мощности вскрытого тела и диаметра скважины.

Магнитная минерализация, намагниченность горных пород, скважинная магнитометрия, трехкомпонентные измерения магнитного поля, учет влияния скважины.

ON THE DETERMINATION OF MAGNETIZATION ROCK ON THE RESULTS OF THREE-COMPONENT DOWNHOLE MEASUREMENTS

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

Abstract. The magnetization of rocks calculated method using the results of the three-component of the geomagnetic field measurements in boreholes was proposed. The behavior of the internal magnetic field of the bed analysis was made. It depends on the choice of the normal field at the point of calculation and the relations of vertical and radial bed thickness and borehole diameter.

Magnetic mineralization, magnetization of rocks, borehole magnetometry, three-component magnetic field measurements, accounting for the effects of borehole.

Введение

Скважинная магниторазведка является одним из наиболее эффективных методов при поисках, разведке и отработке месторождений полезных ископаемых, связанных с магнитной минерализацией. Возможность получения информации о намагниченности (полной, остаточной и индуцированной) горных пород в естественном залегании значительно повышает ее эффективность при изучении зональности контактово-измененных пород и процессов рудогенеза, выделении типов руд, связанных как с разновременными генерациями магнитной минерализации, так и с технологическими особенностями при последующем обогащении, а также при построении палеомагнитных реконструкций (Магниторазведка, 1990; Иголкина, 2002).

В настоящее время для вычисления намагниченности горных пород, вскрытых скважиной, применяется методика, предложенная В.Н. Пономаревым и А.Н. Бахваловым (Пономарев, Бахвалов, 1975) с дополнениями, внесенными в работах (Бахвалов и др., 1992; Иголкина, Белоглазова, 1996). Основное положение этой методики сводится к тому, что по кривой магнитной восприимчивости и кривым горизонтальной и вертикальной составляющих геомагнитного поля выделяются интервалы магнитных пород в разрезе скважины, в пределах которых магнитное поле можно считать постоянным. Мощность этих участков может быть сколь угодно мала, вплоть до шага дискретизации зарегистрированных кривых (0,1 м).

Но прежде чем определиться с методикой расчета намагниченности, необходимо оценить поведение внутреннего магнитного поля в зависимости от соотношений видимой мощности вскрытого тела, его горизонтальной мощности и диаметра скважины. В данном случае рассмотрим эти вопросы на примере горизонтального пласта, вскрытого вертикальной скважиной.

Методика расчета

Расчет внутреннего индуцированного магнитного поля от тел конечных размеров приведен в работе (Филиппычева, Савицкий, 1973). Полученные авторами формулы можно рассматривать как алгоритмы для вычисления составляющих напряженности магнитного поля по оси цилиндрической полости при эксцентричном положении скважинного снаряда в скважине.

Во всех работах при вычислении магнитного потенциала U от однородно намагниченного тела исходным является уравнение:

$$U = -\left[\vec{I},\ \mathrm{grad}\int_V \frac{dV}{R}\right],$$

где $\vec{I}$ – вектор намагниченности тела; dV – элементарный объем; R – расстояние от точки наблюдения до диполя.

Ниже приведены уравнения для вертикальной (Z) и горизонтальных (X, Y) составляющих магнитного поля от элементарного диполя с координатами x y z_d (Колюбакин, Лапина, 1960):

$$dZ/m = \frac{\left[2(z_d - z_0)^2 - x^2 - y^2\right]\cos\theta\cos\beta}{\left[x^2 + y^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}} + \frac{3x(z_d - z_0)\sin\theta\cos\beta + 3y(z_d - z_0)\sin\beta}{\left[x^2 + y^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}};$$

$$dX/m = \frac{3x(z_d - z_0)\cos\theta\cos\beta + 3xy\sin\beta}{\left[x^2 + y^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}} + \frac{\left[2x^2 - y^2 - (z_d - z_0)^2\right]\sin\theta\cos\beta}{\left[x^2 + y^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}};$$

$$dY/m = \frac{3y(z_d - z_0)\cos\theta\cos\beta}{\left[x^2 + y^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}} + \frac{3xy\sin\theta\cos\beta - \left[x^2 - 2y^2 + (z_d - z_0)^2\right]\sin\beta}{\left[x^2 + y^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}},$$

где m – магнитный момент диполя, равный $\partial V{\cdot}I$; β и θ – углы ориентировки вектора намагниченности в пространстве.

В цилиндрических координатах, при $m = I\rho\, d\rho\, d\varphi\, dz$, эти уравнения имеют вид:

$$dZ/m = \frac{\left[2(z_d - z_0)^2 - \rho^2\right]\cos\theta\cos\beta}{\left[\rho^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}} + \frac{3\rho(z_d - z_0)\cos\varphi\cos\beta\sin\theta + 3\rho(z_d - z_0)\sin\varphi\sin\beta}{\left[\rho^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}};$$

$$dX/m = \frac{3\rho(z_d - z_0)\cos\varphi\cos\theta\cos\beta + 3\rho^2\cos\varphi\sin\varphi\sin\beta}{\left[\rho^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}} + \frac{\left[2\rho^2\cos^2\varphi - \rho^2\sin^2\varphi - (z_d - z_0)^2\right]\sin\theta\cos\beta}{\left[\rho^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}};$$

$$dY/m = \frac{3\rho(z_d - z_0)\sin\varphi\cos\theta\cos\beta}{\left[\rho^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}} + \frac{3\rho^2\sin\varphi\cos\varphi\sin\theta\cos\beta}{\left[\rho^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}} - \frac{\left[\rho^2\cos^2\varphi - 2p^2\sin^2\varphi + (z_d - z_0)^2\right]\sin\beta}{\left[\rho^2 + (z_d - z_0)^2\right]^{5/2}}.$$

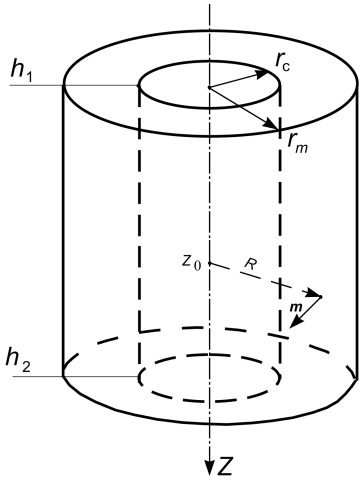


Рис. 1. Модель однородно намагниченного пласта, пересеченного скважиной

При интегрировании по объему цилиндра (рис. 1), формулы для расчетов магнитного поля по оси скважины радиусом r_c от горизонтального, однородно намагниченного бесконечного пласта мощностью $2b = h_2 - h_1$ принимают вид:

$$Z = -2\pi I\cos\theta\cos\beta \times \left[\frac{h_2 - z_0}{\left[r_c^2 + (h_2 - z_0)^2\right]^{1/2}} - \frac{h_1 - z_0}{\left[r_c^2 + (h_1 - z_0)^2\right]^{1/2}}\right] = -2\pi I_Z G;$$

$$X = \pi I \sin\theta \cos\beta G_0 = \pi I_X G_0;$$

$$Y = \pi I \sin\beta G_0 = \pi I_Y G_0;$$

$$H = \pi I \sqrt{\sin^2\theta \cos^2\beta + \sin^2\beta}\, G_0 = \pi I_H G_0,$$

где G_0 – геометрический фактор горизонтального, бесконечного по простиранию пласта, зависящий от его вертикальной мощности и радиуса скважины; I_Z – вертикальная составляющая естественной намагниченности горных пород; I_X и I_Y – меридиональная и широтная составляющие горизонтальной составляющей (I_H) естественной намагниченности горных пород.

Расчет магнитного поля от горизонтального, однородно намагниченного пласта, ограниченного по простиранию с радиальной мощностью $d_r = r_c - r_m$ производился по формулам:

$$Z = -2\pi I \cos\theta \cos\beta \times$$
$$\times \left[\frac{h_2 - z_0}{\left[r_c^2 + (h_2 - z_0)^2\right]^{1/2}} - \frac{h_1 - z_0}{\left[r_c^2 + (h_1 - z_0)^2\right]^{1/2}} - \right.$$
$$\left. - \frac{h_2 - z_0}{\left[r_m^2 + (h_2 - z_0)^2\right]^{1/2}} + \frac{h_1 - z_0}{\left[r_m^2 + (h_1 - z_0)^2\right]^{1/2}} \right] =$$
$$= -2\pi I_Z (G_0 - G_m);$$

$$X = \pi I \sin\theta \cos\beta (G_0 - G_m) = \pi I_X (G_0 - G_m);$$

$$Y = \pi I \sin\beta (G_0 - G_m) = \pi I_Y (G_0 - G_m);$$

$$H = \pi I \sqrt{\sin^2\theta \cos^2\beta + \sin^2\beta} (G_0 - G_m) =$$
$$= \pi I_H (G_0 - G_m),$$

где G_m – геометрический фактор, зависящий от радиуса скважины, вертикальной (2b) и радиальной мощностей пласта (d_r).

При интегрировании по объему цилиндра, ограниченного по высоте и простиранию (см. рис. 1), уравнения для расчета магнитного поля по оси скважины соответствуют уравнениям (8) и (9) работы (Филиппычева, Савицкий, 1973), а при интегрировании по объему полупространства – уравнениям из работы (Пономарев, Захарченко, 1958).

Результаты расчетов геометрических факторов «мощного» и «тонкого» пластов для различных ситуаций приведены на рис. 2–5. «Мощным» условно принят пласт, вертикальная мощность которого превосходит радиус скважины в 20 раз, а «тонким» – пласт с соотношением $2b/r_c = 1$.

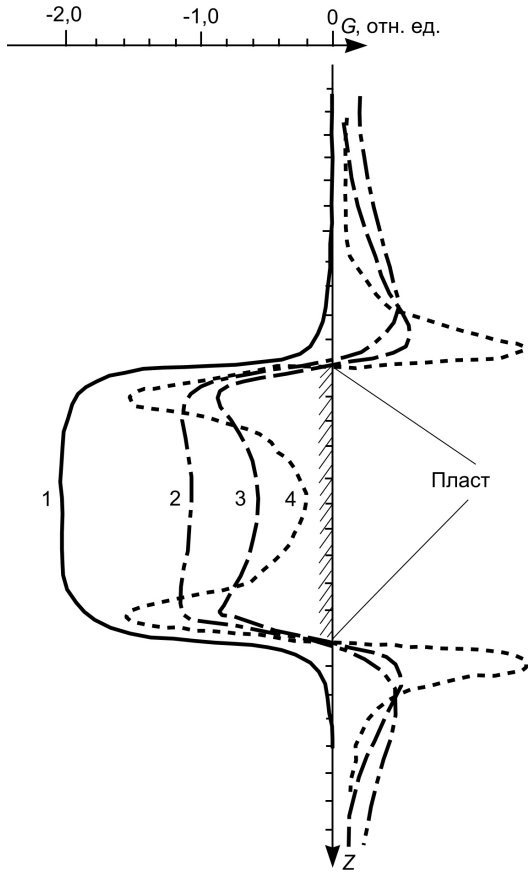


Рис. 2. Зависимость геометрического фактора «мощного» пласта от его радиальной мощности: 1: $d_r = 50\ r_c$; 2: $d_r = 9{,}5\ r_c$; 3: $d_r = 5{,}5\ r_c$; 4: $d_r = 0{,}5\ r_c$

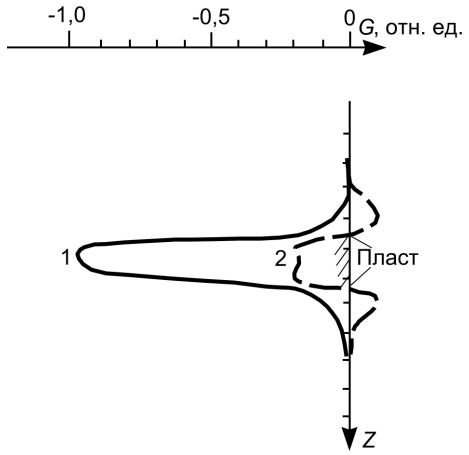


Рис. 3. Зависимость геометрического фактора «тонкого» пласта от его радиальной мощности: 1: $d_r = 50\ r_c$; 2: $d_r = 0{,}5\ r_c$

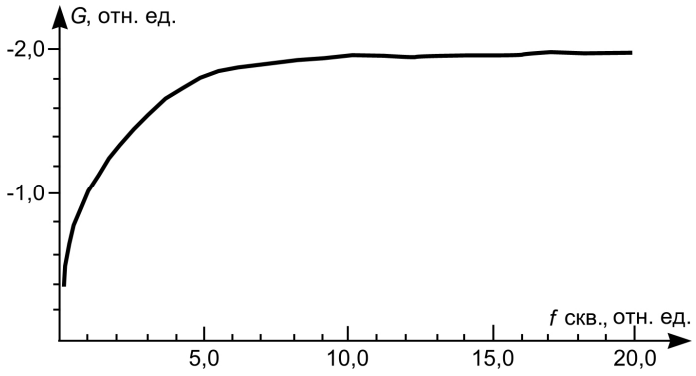


Рис. 4. Зависимость геометрического фактора G от $f = 2b/r_c$

Таким образом, по форме зарегистрированных кривых составляющих геомагнитного поля можно проводить разделение подсеченных скважинной намагниченных тел по их мощности как вертикальной, так и радиальной. Например, тела с малой радиальной мощностью отмечаются кривыми 4-го типа с большим амплитудным минимумом на уровне центра тела (см. рис. 2). Расчет намагниченности таких тел может быть реализован только с учетом информации об их геометрии. Введение соответствующих поправок необходимо и при расчете намагниченности «тонких» тел, когда вертикальная мощность пласта меньше трёх радиусов скважины (см. рис. 4). В результаты измерений геомагнитного поля в скважинах большого диаметра также требуется введение соответствующей поправки (см. рис. 5).

Полученная информация позволяет сделать вывод, что вычисление намагниченности горных пород, вскрытых скважиной, при аппроксимации их сколь угодно тонкими пластами, может быть некорректным.

При проведении скважинной магниторазведки измеряют не только внешнее магнитное поле, но и поле внутри тела. Исходными данными для вычисления намагниченности горных пород в естественном залегании являются значения магнитной восприимчивости, вертикальной составляющей геомагнитного поля, модуля и азимута его горизонтальной составляющей, которые могут быть получены при работе с комплексным скважинным магнитометром – инклинометром типа МИ-3803 (Астраханцев, Белоглазова, 2012).

Естественная намагниченность горных пород является векторной суммой индуцированной и остаточной намагниченностей $\vec{I} = \vec{I}_r + \vec{I}_i$, при этом: $I_{iZ} = æ\, Z_a$ и $I_{iH} = æ\, H_a$ – вертикальная и горизонтальная составляющие индуцированной намагниченности горных пород; æ – магнитная восприимчивость горных пород; Z_a и H_a – аномальные значения вертикальной и горизонтальной составляющих геомагнитного поля; I_{rZ} и I_{rH} – вертикальная и горизонтальная составляющие остаточной намагниченности горных пород.

Так как при расчетах намагниченности используются соотношения $Z_а = Z_{изм} - Z_0$ и $H_а = H_{изм} - H_0 \cos A_{Hизм}$, то основной про-

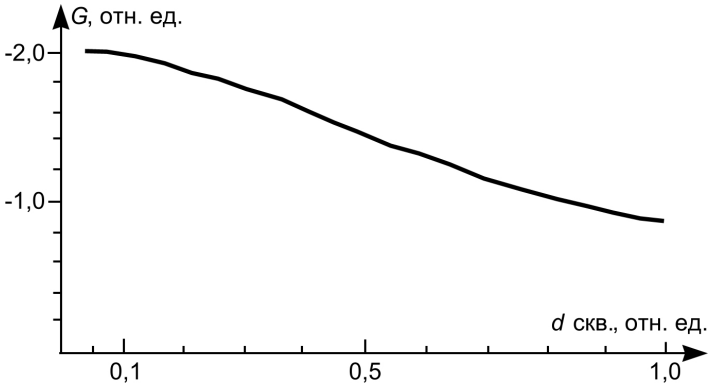


Рис. 5. Зависимость геометрического фактора «мощного» пласта ($2b/r_c = 20$) от радиуса скважины (r_c)

блемой является выбор значений составляющих нормального геомагнитного поля (Z_0 и H_0).

Азимут измеренной горизонтальной составляющей учитывается также и при вычислении остаточной горизонтальной намагниченности $I_{rH} = I_H - I_{iH} \cos A_{H\text{изм}}$.

Результаты

В качестве примера приводятся расчеты полной естественной, остаточной и индуцированной намагниченностей по результатам измерений в буровзрывных скважинах Западного, Северного и Главного карьеров Качканарского ГОКа (табл. 1).

Таблица 1. Результаты вычисления полной естественной, остаточной и индуцированной намагниченностей по измерениям в буровзрывных скважинах Качканарского ГОКа

№ п/п	Интервал, м	Азимут, град.	Естественная намагниченность		Остаточная намагниченность		Модуль индуцированной намагниченности, А/м	Фактор Кенигсбергера
			модуль, А/м	угол, град.	модуль, А/м	угол, град.		
Западный карьер, эталонная скважина								
1	2,25 – 5,5	129,6	3,88	25,3	26,8	85,7	28,8	0,92
2	5,75 – 7,5	85,9	3,33	31,2	14,6	88,6	17,01	0,88
3	7,75 – 10.0	67,0	3,02	30,1	12,7	89,5	4,4	0,87
4	10,25 – 11,0	69,6	2,59	30,1	8,5	-87,2	9,9	0,86
5	11,5 – 12.5	136,6	4,48	20,1	11,9	-81,9	13,5	0,87
6	12,75 – 13,7	84,4	3,90	29,5	17,9	87,7	19,5	0,92
7	14,0 – 15,75	86,7	3,31	23,5	22,5	81,0	24,2	0,92
8	16,0 – 18,0	75,6	2,90	29,0	19,6	85,6	21,3	0,91
9	18,25 – 20,75	80,5	3,13	29,0	14,3	89,7	15,8	0,90
10	21,0 – 23,5	83,6	3,00	22,7	12,5	-89,4	13,9	0,90
11	23,75 – 25,0	86,9	3,37	16,3	8,6	-80,6	9,7	0,89
12	25,25 – 28,0	87,3	3,06	23,6	14,4	89,2	15,9	0,90
Северный карьер, скв. 200								
1	2,5 – 3,75	287,5	2,35	72,4	10,6	80,6	12,9	0,82
2	4,5 – 7,0	227,5	3,50	29,3	9,0	-83,6	19,8	0,83
3	7,25 – 8,0	230,8	3,54	27,8	14,7	89,9	16,7	0,88
4	9,25 – 10,5	253,2	2,82	25,1	10,1	-87,7	14,5	0,88
5	11,5 – 13,25	277,7	2,64	33,4	14,2	86,7	15,9	0,89
6	13,5 – 16,5	257,3	3,04	34,3	10,1	-88,5	12,1	0,84
7	16,75 – 17,7	175,1	4,38	19,3	3,84	-20,2	2,82	1,36
Главный карьер, скв. 447								
1	2,25 – 3,75	63,9	2,95	58,1	5,9	-85,0	8,11	0,72
2	4,25 – 5,5	60,8	2,71	58,0	3,07	-69,9	4,84	0,64
3	6,0 – 8,0	91,4	3,58	57,9	11,6	-89,6	14,2	0,82
4	8,25 – 10,25	93,0	2,56	57,8	6,9	-84,3	8,30	0,84
5	10,75 – 11,5	28,8	1,81	58,4	15,3	80,5	17,1	0,89
6	11,75 – 14,0	96,0	2,77	57,9	8,3	-87,0	10,2	0,81
7	14,25 – 15,5	43,4	2,12	57,9	8,0	89,1	9,47	0,84
8	16,0 – 17,75	79,7	2,44	57,9	7,0	-87,1	8,55	0,81

На рис. 6 и 7 приведены в вертикальном разрезе планы изодинам полной естественной и остаточной намагниченностей на одном из блоков Главного карьера.

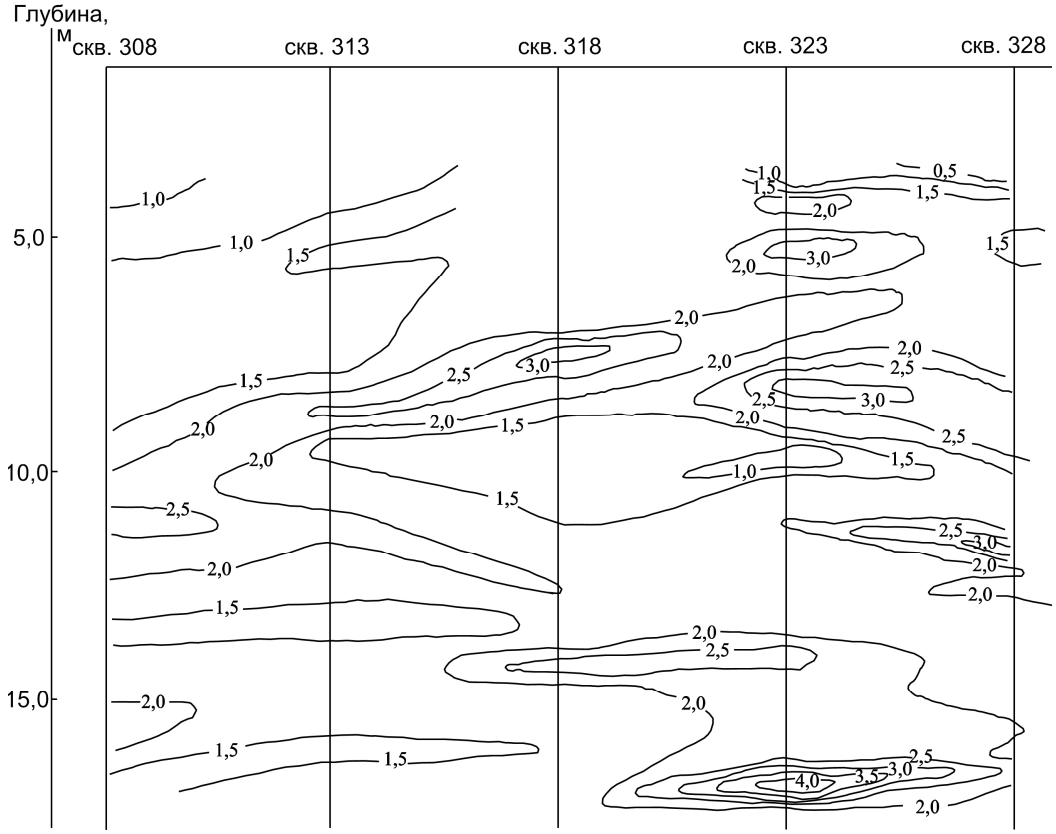


Рис. 6. План изодинам полной естественной намагниченности, А/м

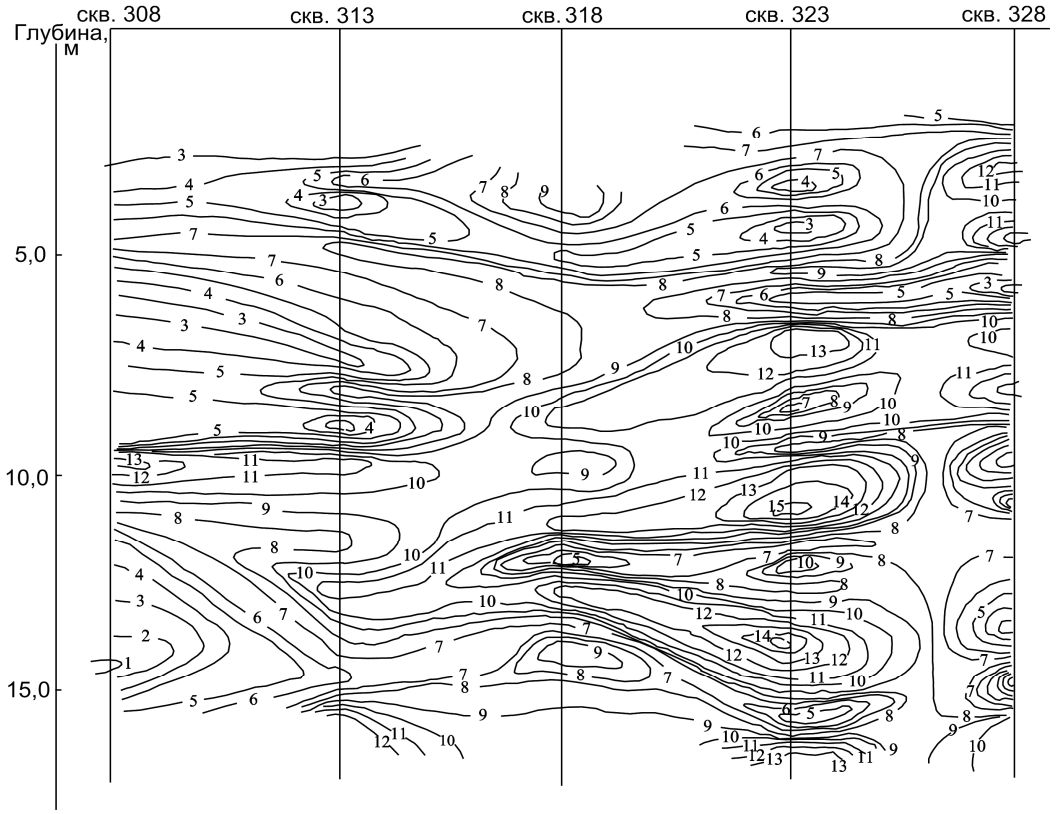


Рис. 7. План изодинам остаточной естественной намагниченности, А/м

Анализ полученной информации позволяет установить, что на Главной, Западной и Северной залежах Гусевогорского месторождения величина остаточной намагниченности практически сопоставима с индуцированной (фактор Кенигсбергера меняется от 0,64 до 1,36, среднее значение 0,85) и имеет обратное современному магнитному полю направление. При расчетах использованы параметры нормального геомагнитного поля Z_0 = 62500 нТл и H_0 = 12000 нТл, выбранные по результатам трехкомпонентной наземной магнитной съемки на одном из буровзрывных блоков Главного карьера, выполненной прибором типа МИПА-01 (Институт геофизики УрО РАН).

Для оценки влияния на результаты расчетов уровня нормального поля в табл. 2 приведены результаты расчетов при параметрах «нормального поля», соответствующих измеренным составляющим геомагнитного поля при пересечении скважиной немагнитных пород (второй вариант) и параметрах, снятых с карт нормального магнитного поля для этого района (третий вариант).

Анализ полученных результатов показывает, что выбор параметров нормального поля оказывает существенное влияние на соотношение вычисленных индуцированной и остаточной намагниченностей, а также на определение направления полной естественной намагниченности.

Заключение

Полученная информация позволяет сделать вывод: вычисление намагниченности по результатам скважинной магнитометрии целесообразно проводить по интервалам, вертикальная мощность которых составляет три и более диаметра скважины. При таком подходе влияние немагнитной полости скважины на расчеты сводится к минимуму.

Предлагаемая методика позволяет по результатам трехкомпонентных измерений геомагнитного поля в скважинах вычислить полную естественную, остаточную и индуцированную намагниченности и их направления. Существенной проблемой

Таблица 2. Рассчитанные индуцированная (I_i, А/м), остаточная (I_r, А/м) и естественная (I, А/м) намагниченности, наклонение естественной намагниченности (θ_I) и фактора Кенигсбергера (Q) при различных значениях нормального магнитного поля

№ скв.	Первый вариант Z_0 = 62 500 и H_0=12 000 нТл					Второй вариант Z_0 = 42 000 и H_0=17 000 нТл					Третий вариант Z_0 = 56 000 и H_0=14 000 нТл				
	I_i	I_r	I	θ_I	Q	I_i	I_r	I	θ_I	Q	I_i	I_r	I	θ_I	Q
446	10,7	8,6	4,1	28	0,8	7,8	7,4	3,7	10	0,9	9,7	8,7	3,9	23	0,8
	12,8	11,2	4,2	19	0,8	9,1	10,7	4,4	1,5	1,1	11,6	11,9	4,2	13	1,0
	2,1	4,0	4,7	23	1,8	1,5	5,3	4,9	7	3,4	1,0	4,9	4,8	17	2,5
	14,1	13,1	2,8	14	0,9	10,0	10,3	2,8	-11	1,0	12,8	12,4	2,8	6	0,9
	11,6	10,1	4,9	18	0,8	8,2	8,9	4,7	3	1,0	10,5	10,2	4,8	14	0,9
	6,5	4,3	2,7	51	0,6	4,6	3,5	1,5	31	0,7	5,9	4,1	2,3	47	0,6
	23,9	22,3	3,7	17	0,9	17,0	17,5	3,9	-2	1,0	21,7	21,3	3,8	11	0,9
162	0,4	3,7	3,5	23	8,3	0,3	3,9	3,9	3	12,5	0,4	3,8	3,8	18	9,3
	1,2	3,1	3,0	26	2,4	0,9	3,5	3,6	3	3,9	1,1	3,3	3,3	19	2,8
	3,0	4,3	3,6	20	1,4	2,1	5,0	4,0	0,5	2,3	2,7	4,6	3,9	13	1,6
	8,0	8,7	5,3	18	1,0	5,7	8,4	5,6	4	1,4	7,2	8,6	5,6	13	1,1
	0,4	3,3	3,1	22	6,8	0,3	3,6	3,5	0,2	10,4	0,4	3,4	3,4	15	7,7
	7,6	8,0	4,3	18	1,0	5,4	7,8	4,8	1,5	1,4	6,9	8,0	4,6	12	1,1

является выбор нормального поля, решение которой определяется конкретной ситуацией.

Работа выполнена в рамках Междисциплинарного проекта фундаментальных исследований Уральского отделения РАН № 12-М-23457-2041 «Освоение недр Земли: перспективы расширения и комплексного освоения рудной минерально-сырьевой базы горно-металлургического комплекса Урала (титаномагнетитовые руды)». А также при финансовой поддержки от правительства Свердловской области и Российского фонда фундаментальных исследований по проекту РФФИ-Урал № 13-05-96019.

Литература

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

Бахвалов А.Н., Иголкина Г.В., Портнов В.С. Определение намагниченности пород в скважине по результатам измерения магнитного поля и восприимчивости // Геология и разведка. Изв. вузов. 1992. № 2. С. 116–121.

Иголкина Г.В. Скважинная магнитометрия при исследовании сверхглубоких и глубоких скважин. Екатеринбург: УрО РАН, 2002. 215 с.

Иголкина Г.В., Белоглазова Н.А. Определение намагниченности пород по измерениям внутреннего магнитного поля и магнитной восприимчивости в сверхглубоких скважинах // Теория и практика геологической интерпретации гравитационных, магнитных и электрических полей: Междунар. конф. Тез. докл. Воронеж: Квадрат, 1996. С. 86–87.

Колюбакин В.В., Лапина М.И. Обзор способов решения прямой и обратной задач магнитной разведки. М.: АН СССР, 1960. 356 с. (Труды Института физики Земли. Вып. 13 (180)).

Магниторазведка: Справочник геофизика / Под ред. В.Е. Никитского, Ю.С. Глебовского. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Недра, 1990. 470 с.

Пономарев В.Н., Бахвалов А.Н. Методика магнитных измерений в скважинах и интерпретация результатов // ЭИ. Сер. региональная, разведочная и промысловая геофиз. М.: ВИЭМС, 1975. Вып. 13. С. 25–56.

Пономарев В.Н., Захарченко В.Ф. Использование измерений магнитного поля в шурфах для определения намагниченности горных пород в условиях их естественного залегания // Разведка и охрана недр. 1958. № 9. С. 33–35.

Филиппычева Л.Г., Савицкий А.П. К расчету внутреннего индуцированного поля тел конечных размеров // Электромагнитные и магнитные методы исследования скважин: Сборник. Л., 1973. С. 76–82. (Труды ВИРГ. Вып. 17).

УДК 550.834.3(571.1)

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ГРАВИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ЗОН ЛОКАЛЬНЫХ РАЗУПЛОТНЕНИЙ

Бызов Д.Д., Ладовский И.В., Мартышко П.С. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В настоящей работе на основе новых сеточных алгоритмов решения трехмерных обратных задач гравиметрии предлагается усовершенствованная методика интерпретации малоамплитудных гравитационных аномалий для зон локальных разуплотнений. Разработана технология объемного гравитационного моделирования для приповерхностной части неоднородного слоя с криволинейными границами. По гравитационным аномалиям от источников, разделенных по горизонтальным слоям, выделена из наблюденного поля информативная составляющая прогностического плана. По послойным аномалиям разделенного поля восстановлено трехмерное распределение плотности локальных объектов в формате сеточных функций.

Гравитационное моделирование, задача Дирихле, истокообразная аппроксимация, аналитическое продолжение.

TECHNIQUE AND RESULTS OF SHALLOW LOCAL LOOSENING ZONES GRAVITY MODELING

Byzov D.D., Ladovskiy I.V., Martyshko P.S. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. In this paper we offer improved interpretation method for low-amplitude gravity anomalies in local loosening zones. Algorithm is based on new grid techniques of 3D gravity inversion. Volume gravity modeling method for shallow part of inhomogeneous layer with curvilinear boundaries was developed. By separating anomalies from sources in horizontal layers an informative prognosis part was extracted from the observed field. 3D density distribution for local objects was found by layer anomalies of separated field.

Gravity modeling, Dirichlet problem, approximation with singular sources, analytic continuation.

Введение

Для восстановления трехмерного распределения плотности на глубине с использованием устойчивых решений обратной задачи гравиметрии требуются цифровые данные гравитационного поля, точность которых достаточна для воспроизведения необходимых деталей объекта исследований. Если задача малоглубинная, а перспективный участок имеет площадь порядка 100–500 км^2, то мы имеем дело с высокоточной задачей крупномасштабного гравитационного моделирования.

Для определения подробности задания измеренных данных, необходимой для построения моделей требуемой точности, определена зависимость полуширины локальных аномалий от параметров залегания (угла видимости) локализованного объекта. Для плотностных моделей перспективных площадей масштаба 1:100000 данные должны быть заданы на сетке с шагом не более 100 м. Профильные годографы сейсмических зондирований, также как и одномерные данные по редкой сети буровых скважин не могут обеспечить требуемую детальность построений; необходимую информацию можно извлечь из карт гравитационных аномалий соответствующего масштаба.

Процесс построения плотностных моделей по аномалиям гравитационного поля сводится к решению прямых и обратных задач гравиметрии. Высокоэффективные алгоритмы «быстрого» решения прямой задачи гравиметрии на сетках больших размерностей требуются для успешной реализации функциональных и итерационных схем решения обратных задач. В классически некорректной постановке обратная задача гравиметрии обладает множеством неустойчивых решений, поэтому для повышения устойчивости и снижения неоднозначности метода гравитационного моделирования необходимо привлекать плотностные модели начального приближения.

Содержательная интерпретация слабо-

амплитудных аномалий гравитационного поля невозможна без адекватного выбора нормального поля и соответствующей ему модели неоднородного пласта с криволинейными границами. Усовершенствованные схемы интерпретации малоамплитудных гравитационных аномалий позволяют строить трехмерные плотностные модели перспективных залежей, приуроченных к верхней части неоднородного пласта. При расчетах используется плотностная модель неоднородного пласта с криволинейными границами, одна из которых – подошва осадочного слоя. Рельеф подошвы осадочного чехла, равно как и неоднородная плотность пород подстилающего фундамента может, полностью замаскировать оценку перспективных аномалий локальных зон на переменном уровне гравитационного фона неоднородного плотностного контакта региональной границы. Формализация доступной разнородной информации, как и алгоритмы устойчивого решения трехмерной обратной задачи гравиметрии на сетках большой размерности, определяют актуальность настоящих исследований.

В измеренное на земной поверхности наблюдённое поле в редукции Буге вводится поправка за региональный фон путем исключения влияния боковых источников. Затем выделяются гравитационные аномалии от источников, разделенных по горизонтальным слоям между двумя заданными глубинами. Инструментом фильтрации является метод сглаживания полей при их пересчете на различные высоты и последующим аналитическим продолжением на глубину. По разделенным аномалиям поля послойно вычисляется трехмерное распределение избыточной плотности относительно модели начального приближения горизонтально-слоистой среды. Модель начального приближения строится на основе истокообразной аппроксимации локальной составляющей наблюденного гравитационного поля.

Исключение боковых источников поля

Хорошо известно, что устойчивое определение аномальных масс и параметров локальных приповерхностных объектов возможно по результатам интерпретации прослеженных гравитационных аномалий, т. е. экстремальных аномалий, заданных на асимптотическом уровне регионального фона внутри некоторой области Г (здесь – область задания поля).

Предполагается, что прослеженные аномалии от локальных тел характеризуются околонулевыми предельными значениями на внешнем контуре $\partial\Gamma$ планшета исследуемой территории. Но измеренное поле имеет вполне конкретные (ненулевые) значения на границе области Г (рис. 1а, цветная вкладка). Их можно интерпретировать как граничные значения региональной составляющей поля внешних источников. Тогда внутри области Г составляющая регионального фона восстанавливается гармонической функцией из решения задачи Дирихле по граничным значениям исходного поля на обрамляющем контуре планшета $\partial\Gamma$.

Разделение наблюденного $g_н$ гравитационного поля на региональную $g_р$ и локальную $g_л$ составляющие реализуется на основе решения двумерной внутренней задачи Дирихле для уравнения Лапласа:

$$\Delta g_р = 0 \qquad g_р\Big|_{\partial\Gamma} = g_н\Big|_{\partial\Gamma}. \tag{1}$$

Гармоническая в области Г функция может иметь экстремум разве что на границе этой области. Поэтому следует ожидать, что поле от боковых источников будет «заложено» в найденной гармонической функции $g_р$, и их влияние будет уменьшено. Кроме того, гармоническая функция минимизирует функционал

$$I(g_р) = \iint_{\Gamma}\left(\left(\frac{\partial g_р}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial g_р}{\partial y}\right)^2\right)dxdy\ , \tag{2}$$

что позволяет говорить о том, что гармоническая функция не имеет экстремумов и отражает плавные изменения регионального фона внутри области.

Таким образом, локальную составляющую

$$g_л = g_н - g_р \quad (3)$$

определяют, в основном, источники, расположенные (в плане) внутри области Г.

Нулевые граничные значения локальных аномалий на ∂Г существенно уменьшают погрешности вычисления интегралов по конечной области.

На рис. 1 (цветная вкладка) представлен практический пример исключения влияния боковых источников и восстановления локальной составляющей наблюденного поля в пределах модельного планшета.

Наблюденное поле получено непосредственными измерениями на площади 10×20 км^2 на равномерной сетке с шагом 100 м (см. рис. 1а, цветная вкладка). Аномалии от локальных объектов практически полностью замаскированы уровнем регионального фона. Процедура исключения составляющей регионального фона (3) внутри заданной области, соответствующая решению краевой задачи Дирихле (1), выделяет локальные аномалии, резко контрастирующих на уровне нулевых значений своего асимптотического фона (см. рис. 1б, цветная вкладка).

Разделение гравитационного поля по слоям плотностной модели

Локальная составляющая аномалий гравитационного поля обрисовывает плановое расположение источников (в проекции на дневную поверхность) в пределах выбранного участка исследований. Некоторое представление о пространственном положении аномалиеобразующих объектов можно получить по аномалиям наблюденного поля, отфильтрованным по параметру полуширины. В основе алгоритма фильтрации пересчитанных полей лежит решение задачи Дирихле для верхнего полупространства (Мартышко, Пруткин, 2003).

Предположим, что гравитирующие массы расположены в слое ниже горизонтальной плоскости $z = H > 0$. На этой глубине гравитационное поле обозначим через $U_g(x', y', H)$ и примем его в качестве граничной функции задачи Дирихле для полубесконечной области. По значениям на границе решение задачи Дирихле восстанавливает гармоническую функцию поля всюду выше плоскости $z = H$. Так для точек верхнего полупространства $z = \zeta < 0$ решение для $U_g(x', y', \zeta)$ можно записать через интеграл Пуассона:

$$U_g(x', y', \zeta) = \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{H + |\zeta|}{\left[(x - x')^2 + (y - y')^2 + \left(H + |\zeta|\right)^2\right]^{3/2}} \times \\ \times U_g(x, y, H)\,dxdy\,. \quad (4)$$

В частности, если плоскость $z = H = 0$ находится на уровне дневной поверхности, из (4) получаем стандартную формулу решения задачи Дирихле для верхнего полупространства (Гравиразведка … , 1990)

$$U_g(x', y', \zeta) = \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\zeta|}{\left[(x - x')^2 + (y - y')^2 + \zeta^2\right]^{3/2}} \times \\ \times U_g(x, y, 0)\,dxdy\,. \quad (5)$$

Формулы (4) и (5) в совокупности задают постановку прямой и обратной задач для выделения составляющих поля выше и ниже глубины H. Пересчет поля на высоту $\zeta < 0$ рассчитывается по интегральной формуле прямой задачи (5). Аналитическое продолжение пересчитанного поля вниз, на глубину $H > 0$, находится из решения интегрального уравнения Фредгольма (4) относительно неизвестной функции $U_g(x', y', H)$. Затем аналитическая часть продолженного поля вновь пересчитывается на уровень дневной поверхности $\zeta = 0$ по интегральной формуле (4). Таким образом, если аналитическая часть общего поля порождается слоем источников ниже глубины H, то оставшаяся часть поля будет связана исключительно с источниками верхнего слоя.

Фильтр (4)–(5) разделения пересчитанных полей работает по следующему принципу. Пусть $U_g(x', y', 0) = U_g(0)$ – значения аномалий наблюденного поля на уровне поверхности $z = 0$; $U_g(x', y', \zeta) = U_g(\zeta)$ –

значение продолженного поля на высоту $z = \zeta < 0$. В пересчитанном на высоту достаточно сглаженном поле влияние локальных приповерхностных источников заметно ослабевает. И, практически, их можно не учитывать. Поля от протяженных, сопоставимых по морфологии рельефа плотностных границ, разделить гораздо сложнее.

Допустим, что интересующий нас k-ый плоский слой ограничен сверху и снизу двумя плоскостями $z = H_1^k$ и $z = H_2^k$. Поле $U_g(\zeta_k)$ с выбранной высоты ζ_k (Мартышко и др., 2010) аналитически продолжается вниз до этих глубин и восстанавливается на уровень дневной поверхности. Цепочка трансформаций

$$U_g(0) \to U_g(\zeta_k) \to \begin{cases} U_g^1(H_k^1) \to U_g^1(0) \\ U_g^2(H_k^2) \to U_g^2(0) \end{cases} \qquad (6)$$

отфильтровывает локальные аномалии от приповерхностных слоев выше глубин H_1 и H_2. Поле от слоя $H_2 - H_1$ вычисляется как разность повысотных трансформант (6) на двух уровнях

$$\Delta U = U_g^1 - U_g^2. \qquad (7)$$

Для небольших высот пересчета длинноволновая составляющая поля протяженных источников меняется незначительно. В разностном поле на двух высотах она практически исчезает (или существенно ослабляется). Поэтому поле (7), вычисленное по разности двух повысотных трансформант, принимается за поле от слоя $H_2 - H_1$, свободное от влияния выше и нижележащих источников.

Проделав указанную процедуру для всех интересующих сопредельных слоев, начиная с верхнего, можно разделить аномалии наблюденного поля по глубине. На рис. 2 (цветная вкладка) представлены выделенные гравитационные аномалии от локальных источников, разделенных по горизонтальным слоям между двумя заданными глубинами.

Высокочастотная часть разделенных аномалий (вместе с возможными помехами измерений) приурочена исключительно к верхней части модели неоднородного пласта (см. рис. 2а, цветная вкладка). В слое до 1 км существенного изменения морфологии поля не наблюдается, что свидетельствует об отсутствии источников аномальных масс. В слое 1–2 км (см. рис. 2в, цветная вкладка) сосредоточена основная часть аномальных источников, связанных с зонами разуплотнений. Нижняя кромка слоя аномальных источников определяется неустойчиво, однако можно предположить, что ниже 3 км они отсутствуют.

Алгоритм аппроксимации гравитационных аномалий полями материальных отрезков

Для перехода непосредственно к задаче трехмерного гравитационного моделирования необходимо обеспечить продолжение масс за боковые грани 3D плотностного параллелепипеда и выбрать закон распределения фоновой плотности (плотности относимости) «нормальной» модели (Ладовский и др., 2013). В качестве плотности «нормальной» модели принимается плотность, зависящая только от глубины. Ее можно получить или по плотностной региональной модели строения верхней части земной коры, содержащей целевую область, или по данным плотностного каротажа скважин поисково-разведочного бурения. При отсутствии какой-либо априорной информации одномерная зависимость строится методом подбора на базе источниковой аппроксимации наблюденного (или пересчитанного) поля с последующим восстановлением плотности по глубине. Полученная закономерность изменения средней плотности с глубиной распространяется и на законтурное пространство.

Рассмотрим задачу аппроксимации в следующем виде. Пусть в точках множества $\{(x_j, y_j, z_j)\}_{j=1}^M$ заданы значения g вертикальной компоненты напряженности гравитационного поля, создаваемого некоторым ограниченным телом переменной плотности. Требуется приблизить данное поле при помощи набора сингулярных источников. В качестве сингулярных источников в работе рассматриваются материальные отрезки конечной длины с постоянной линейной плотностью. Каждый отрезок из набора полностью определяется се-

мью параметрами: координатами и массой.

Формула для вертикальной компоненты напряженности гравитационного поля отрезка с декартовыми координатами концов (ξ_1, η_1, ζ_1), (ξ_2, η_2, ζ_2) в точке (x, y, z), не лежащей на самом отрезке, находится путем непосредственного интегрирования:

$$g(x,y,z)=\left(\frac{\zeta_1-z}{|\vec{r}_1|}+\frac{\zeta_2-z}{|\vec{r}_2|}\right)\frac{\gamma m}{|\vec{r}_1|\cdot|\vec{r}_2|+(\vec{r}_1,\vec{r}_2)}, \quad (8)$$

где γ – гравитационная постоянная; m – масса отрезка; $\vec{r}_1=(\xi_1-x,\eta_1-y,\zeta_1-z)$; $\vec{r}_2=(\xi_2-x,\eta_2-y,\zeta_2-z)$.

Задача приближения заданного поля сводится к минимизации некоторого функционала F, характеризующего степень близости гравитационных полей – исходного и создаваемого набором отрезков. Такой функционал можно задавать различными способами. В работе использовался следующий вариант определения:

$$F=\sum_{j=1}^{M}\left(\sum_{i=1}^{N}g_i(x_j,y_j,z_j)-g(x_j,y_j,z_j)\right)^2, \quad (9)$$

где g_i – поле i-ого отрезка (8); g – аппроксимируемое поле; N – количество используемых отрезков. Для минимизации (9) применяется алгоритм Полака–Райбера с ограничениями, который относится к классу методов, использующих сопряженные направления. Поиск решения производится на компакте, что обеспечивает его устойчивую сходимость.

При помощи программной реализации данного алгоритма был осуществлен подбор 168 материальными отрезками поля с исключенными боковыми источниками (см. рис. 1б, цветная вкладка). Устанавливались ограничения на геометрическое расположение отрезков: по латерали они должны были оставаться в пределах целевой области, по глубине – в слое от 0 до 10 км; ограничения на массу не накладывались. На рис. 3а (цветная вкладка) показаны изолинии измеренного гравитационного поля и нанесены проекции на дневную поверхность отрезков в начальном положении. Отрезки располагались на глубине 1 км, масса выбиралась с тем расчетом, чтобы поле от отрезка в двух точках над его концами на дневной поверхности максимально совпадало с измеренным полем в этих точках. На рис. 3б (цветная вкладка) показаны проекции на дневную поверхность подобранных отрезков и гравитационное поле от них. Относительная невязка подбора поля составила 1,3 %.

О распределении подобранных отрезков по z координате можно судить по рис. 4, на котором показана его количественная гистограмма (см. рис. 4а) и зависимость средней плотности тонких горизонтальных слоев, расположенных на данной глубине. Масса каждого слоя принимается равной суммарной массе частей отрезков, лежащих в этом слое (см. рис. 4б). Данная зависимость выбирается в качестве плот-

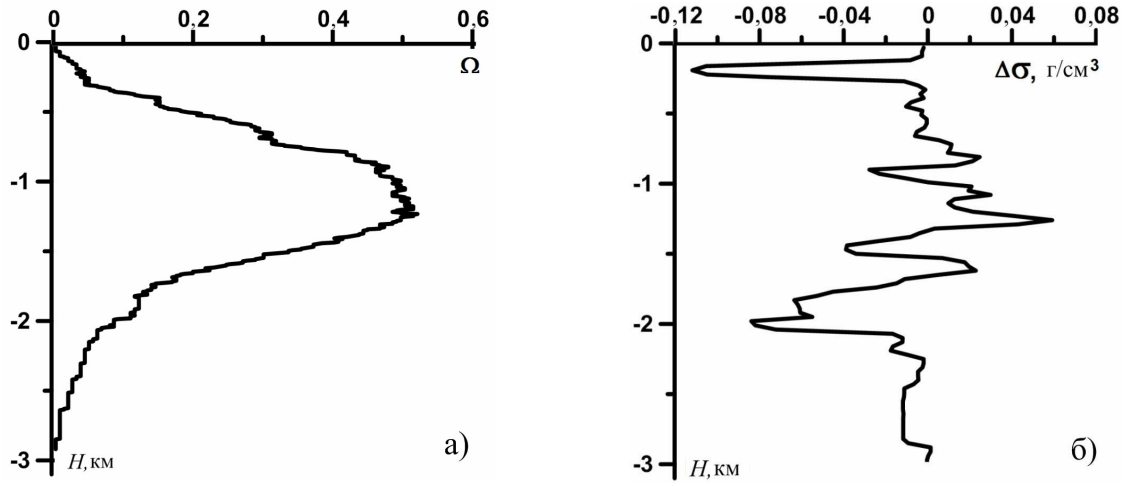


Рис. 4. Распределение по глубине параметров истокообразной аппроксимации:
а) гистограмма распределения источников подбора; б) относительное изменение одномерной плотности модели начального приближения; референтное значение 2,53 г/см^3

ности «нормальной» модели (относительно значения 2,53 г/см^3) для дальнейшего использования при решении линейной обратной задачи.

Отметим, что применение алгоритма подбора для восстановления одномерной (усредненной) плотности в пределах выделенного участка всего лишь вынужденная мера, оправданная отсутствием какой-либо дополнительной информации. Несмотря на его универсальность, это требует большого количества вычислений, а результат (см. рис. 4б) может оказаться неадекватным реальным условиям геологического строения в окрестности поискового объекта. Более перспективны прямые измерения плотности (данные плотностного каротажа) по разрезу скважин разведочного бурения. Объемные плотностные модели, опирающиеся на первичные данные измерений по скважинам, будут обладать большей практической значимостью и смогут применяться для обоснования места проведения поисково-разведочных работ в окрестности перспективных участков.

Линейная обратная задача гравиметрии

Практические задачи трехмерного плотностного моделирования часто не могут быть решены с позиций общей математической теории. В классической некорректной постановке решение обратной задачи гравиметрии является неоднозначным и неустойчивым; для сложно построенных сред множество эквивалентных решений континуально (Цирульский, 1990). Устойчивые решения обратной задачи можно получить для сравнительно узкого класса модельных объектов (Страхов, 1973). Именно поэтому, для повышения устойчивости и снижения неоднозначности метода гравитационного моделирования, в том же классе должна строиться и модель начального приближения. Вычисляя отклонения «в малом» от начального распределения плотности, удается привести модельное поле к наблюденному и обеспечить устойчивость полученных решений.

Численное решение обратной задачи гравиметрии в формате сеточных функций находится методом локальных поправок (Пруткин, 1986; Мартышко и др., 2010). Этот метод позволяет решать обратную задачу без нелинейной минимизации и реализует сходимость итерационного процесса на более широком классе априорных моделей начального приближения. Как показывают результаты численного эксперимента, устойчивость сеточного решения линейной обратной задачи гравиметрии для неоднородного слоя вполне обеспечивается начальным приближением в рамках одномерной модели горизонтально-слоистой среды (Мартышко и др., 2013; Ладовский и др., 2013). В качестве последней можно использовать результаты истокообразной аппроксимации наблюденного поля, сконвертированные в зависящую от глубины плотность модели начального приближения (см. рис. 4б).

Для приведения модельного поля к наблюденному использовался синтезированный алгоритм восстановления латерально изменчивой плотности в плоском слое (Мартышко и др., 2013). Плотность физической модели восстанавливается мультипликативной функцией плотности нормальной модели и латеральной корректирующей добавки. Таким образом, задача вычисления корректирующей добавки в одном слое сводится к двумерному случаю и может решаться независимо от других слоев. Это уменьшает число возможных вариантов двумерного подбора и, как следствие, повышает устойчивость решения задачи в целом.

В соответствии с принятым алгоритмом решения модель разбивалась на несколько горизонтальных слоев, отметки глубин которых соответствуют высотам разделенных аномалий гравитационного поля (см. рис. 2, цветная вкладка). По разделенным аномалиям гравитационного поля находится послойное сеточное распределение трехмерной плотности. Сеточные матрицы искомых решений скомпонованы в пространственный макет плотностного (цифрового) параллелепипеда. Верхняя грань параллелепипеда примыкает к дневной поверхности. Плановая проекция его

вертикальных граней соответствует контуру планшета исследуемой области. Вертикальная мощность задается гистограммой количественного распределения источников подбора по глубине (см. рис. 4а). Нижняя грань параллелепипеда не обязательно должна быть плоской. Поправка за криволинейный рельеф подошвы слоя автоматически учитывается в алгоритме линейной инверсии. По результатам численного моделирования строится объёмная модель послойного распределения избыточной плотности в неоднородном слое, и восстанавливаются зоны локальных разуплотнений. На рис. 5 (цветная вкладка) приведена графическая иллюстрация решения линейной трёхмерной обратной задачи гравиметрии.

Заключение

Усовершенствована методика интерпретации низкоамплитудных гравитационных аномалий на уровне переменного фона нормального поля плотностной модели начального приближения. Разработана «малоглубинная» технология трехмерного гравитационного моделирования верхней части неоднородного геологического разреза с криволинейными границами. Предложен способ выделения из наблюденного поля информативной оставляющей прогностического плана.

Использование одномерной плотностной модели начального приближения, быстрые алгоритмы решения задач гравиметрии на сетках большой размерности и применение параллельных вычислений позволяет рассчитывать крупномасштабные геофизические модели в реальном режиме времени. Сеточное решение линейной обратной задачи гравиметрии строится методом локальных поправок с адаптивной регуляризацией в классе двумерных мультипликативных плотностных добавок на горизонтальных срезах.

По результатам численного моделирования строится объёмная (градиентная) модель послойного распределения избыточной плотности в неоднородном слое с криволинейными границами. В рамках полученного решения восстанавливаются зоны локальных разуплотнений.

Объемные плотностные модели, опирающиеся на первичные данные измерений по скважинам, будут обладать уникальной информативностью и смогут применяться для обоснования места проведения поисково-разведочных работ в окрестности перспективных залежей.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ (№ 14-27-00059).

Литература

Гравиразведка. Справочник геофизика / Под ред. Е.А. Мудрецовой, К.Е. Веселова. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Недра, 1990. 607 с.

Ладовский И.В., Мартышко П.С., Дружинин В.С., Бызов Д.Д., Цидаев А.Г., Колмогорова В.В. Методика и результаты объемного сейсмоплотностного моделирования глубинного строения земной коры и верхней мантии на примере Среднеуральского сегмента // Уральский геофизический вестник. 2013. № 2(22). С. 31–45.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д. О решении обратной задачи гравиметрии на сетках большой размерности // ДАН. 2013. Т. 450. № 6. С. 702–707.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Цидаев А.Г. Построение региональных геофизических моделей на основе комплексной интерпретации гравитационных и сейсмических данных // Физика Земли. 2010. № 11. С. 23–35.

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

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

Страхов В.Н. Некоторые примеры эквивалентности и слабой единственности в плоской обратной задаче потенциала // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1973. № 5. С. 39–62.

Цирульский А.В. Функции комплексного переменного в теории и методах потенциальных геофизических полей. Свердловск, 1990. 132 с.

УДК 550.838.3

ПРИМЕНЕНИЕ СКВАЖИННОЙ МАГНИТОМЕТРИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ГРАНИЦ ПИРИТ-ПИРРОТИНОВОГО ПЕРЕХОДА В МУРУНТАУСКОЙ СГ-10

Иголкина Г.В., Астраханцев Ю.Г., Мезенина З.С. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Применение метода скважинной магнитометрии и метода электронных потенциалов (МЭП) способствовало оценке границы пирит-пирротинового перехода, что важно для установления границ золоторудного оруденения в Мурунтауском рудном поле.

Скважинная магнитометрия, магнитные характеристики, скважина, пирротиновая минерализация, границы пирит-пирротинового перехода.

APPLICATION IN THE STUDY OF BOREHOLE MAGNETOMETRY PYRITE-PYRRHOTITE BORDER CROSSING IN MURUNTAU SG-10

Igolkina G.V., Astrakhantsev Y.G., Mezenina Z.S. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Application of the borehole and magnetometry method electronic potentials (MEP) contributed to the assessment of the boundaries of pyrite-pyrrhotite transition that is important to establish the boundaries of gold mineralization in Muruntau ore field.

Borehole magnetometry, magnetic characteristics, borehole, pyrrhotite mineralization, boundaries of pyrite-pyrrhotite transition.

Введение

Мурунтауская сверхглубокая скважина СГ-10 пробурена в Центрально-Кызылкумском рудном районе, в терригенно-осадочной толще нижне-палеозойского возраста.

Основная цель исследований скважины СГ-10 – реконструкция физико-химических условий формирования рудной минерализации на основе комплексного изотопно-геохимического изучения различных стадий процесса (Заири, Курбанов, 1991).

В результате исследований Мурунтауской скважины существенно расширены перспективы золотоносности района (Кременецкий и др., 1990; Заири, Курбанов, 1991). Промышленная золоторудная минерализация выявлена на глубине 2400 м, и это самое глубокое подсечение балансовых руд в регионе. На глубине 3000 м обнаружены комплексные уран-молибден-ванадиевые руды с повышенной платиноносностью в черносланцевых породах. Выявленные различия в развитии флюидных систем обусловлены некоторыми отличиями в геолого-геохимических обстановках локализации оруденения. К наиболее важным, определяющим особенностям физико-химического режима развития флюида относятся: увеличение содержания $C_{орг}$ во вмещающих породах, прилегающих к зоне развития рудоконтролирующего Южного разлома, испытавшего интенсивные рудные подвижки; изменение давления во флюидных системах от 100 (при отложении золотосульфидной минерализации) до 200 МПа (кварц-золото-сульфидной), что находит отражение в пирит-пирротиновом переходе (изменение соотношений пирит-пирротиновых и магнитных-немагнитных модификаций пирротина и т. д.). Это послужило основанием для утверждения о наличии новой кулисы оруденения и потенциальной золотоносности ее в участках развития продуктивных изотопно-геохимической ассоциации (ИГА2a_2) ниже глубины 1640 м. Последнее подтверждается вскрытием на одном из участков развития ИГА2a_2 на глубине 2397–2404 м пород с содержанием золота (Заири, Курбанов, 1991).

Скважиной СГ-10 вскрыты метатерригенно-сланцевые толщи бесапанской и тазказганской свит, ритмичность строения которых подчеркивается распределением углеродистого вещества с максимальным

содержанием последнего в углеродисто-слюдистых сланцах. Золоторудная зона представлена дроблеными метасоматитами и окварцованными породами с прожилками кварца. В аншлифе жильного кварца и окварцованной породы описаны пирит, пирротин, сфалерит, халькопирит, марказит и самородное золото в виде мельчайших выделений в кварце. В отмытых шлихах из дубликата проб и шлама установлены: самородное золото, арсенопирит, пирит, пирротин, сфалерит, халкопирит (Шаякубов и др., 1991).

В работах (Кременецкий и др., 1990; Алексеева, Кременецкий, 2000) было проведено изучение вопросов рудообразования, метаморфизма, оценки границ между геологическими образованиями в районе Мурунтауской скважины, что связано с определением зональности распределения пирита и пирротина по глубине.

Цель исследований

Применение метода скважинной магнитометрии при изучении границ пирит-пирротинового перехода в Мурунтауской СГ-10.

Методика

Скважинная магнитометрия в Мурунтауской СГ-10 проводилась в интервале 20–4220 м (Иголкина, 2002). Аппаратурно-программный комплекс для исследования сверхглубоких скважин наиболее подробно рассмотрен в работах Ю.Г. Астраханцева (Астраханцев, 2003; Астраханцев, Белоглазова, 2012). Для изучения разрезов сверхглубоких скважин требуется аппаратура и методика, обладающая повышенной чувствительностью и точностью измерений составляющих вектора геомагнитного поля и величины магнитной восприимчивости.

Методика интерпретации результатов скважинной магнитометрии при исследовании сверхглубоких скважин рассмотрена в работе Иголкиной Г.В. (Иголкина, 2002).

Исследования керна включали измерения магнитной восприимчивости χ, естественной остаточной намагниченности J_n, остаточной коэрцитивной силы H_{cr}, определение модуля и знака палеомагнитного наклонения I и вычисление фактора Кенигсбергера Q. При изучении состава магнитной фракции пород использовались методы термомагнитного анализа остаточной намагниченности насыщения J_{rs} и J_n с контролем поведения векторов в процессе терморазмагничивания, а также метод параметров насыщения – J_{rs} и разрушающего ее поля H_{crs} (Петрова, 1977; Свяжина и др., 1996).

Результаты исследований

Подсеченные горные породы в интервале 30–480 м, представленные переслаиванием углистых и серицитовых сланцев, алевросланцев с прожилками кварца и вкрапленностью пирита, практически немагнитны. Магнитная восприимчивость χ и величина магнитного поля близки к нулю и характеризуются постоянством значений, за исключением интервала 380–407 м, где χ меняется от $250 \cdot 10^{-5}$ до $1250 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ. Аномалия Z изменяется от минус 3000 до 2000 нТл. Ниже с глубины 482 и до 585 м встречены магнитные породы (χ до $2250 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ), разделенные пластами немагнитных пород (502–510 и 532–538 м). Немагнитны породы и в интервалах 665–712, 843–855 м, а с глубины 712 и до 805 м, с 854 до 896 м слабо магнитны. В интервале 1260–2260 м породы слабомагнитны, величина χ не превышает $600 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ, за исключением пород в интервалах 1250–1326, 1378–1389, 1408–1428, 1553–1598 м, где магнитная восприимчивость достигает $1600 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ.

Характерна сильная изрезанность кривой Z_a, причем значения в среднем составляют ±12000 нТл для магнитных пород в интервале 896–946 м. Аномалия магнитной восприимчивости достигает $2000 \cdot 10^{-5}$ед. СИ, кривая сильно дифференцирована, что говорит о неоднородности магнитных свойств пород в этом интервале глубин. Магнитны породы и в интервале 1000–1038 м. С глубины 1038 и до глубины 1260 м отмечается чередование магнитных и немагнитных пород. Неоднородность магнитной восприимчивости, возможно, связана с гнездовыми включениями пирротина. Там, где на-

блюдается аномалия на кривых χ и Z_a и они сильно изрезаны, отмечается и аномальное поведение кривой МЭП, подтверждающее наличие сульфидной минерализации в породах.

Скважиной СГ-10 на глубине 2436 и до 2490 м встречены тонкослоистые темно-серые до черного слюдисто-кварцевые алевролиты с прослоями углеродисто-слюдистых сланцев и метапесчаников до кварцитов. Породы смяты, наблюдается интенсивное окварцевание в интервалах магнитных пород на глубинах 2490–2507, 2513–2727, 2735–2790, 2802–2911 м. Величина аномалии Z меняется от 22000 до 30000 нТл, достигая в максимуме 50000 нТл. Значения магнитной восприимчивости до $5000 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ. Следует отметить, что величина ее возрастает с глубиной, что свидетельствует либо об увеличении содержания магнитных минералов, либо о присутствии нескольких типов магнитной минерализации. Для выделенных интервалов магнитных пород, представленных по геологическому описанию слюдисто-кварцевыми алевролитами, рассланцованными, полосчатыми с прослоями углеродисто-слюдистых сланцев, слюдисто-кварцевыми метапесчаниками с тонкими прослоями углеродисто-слюдистых сланцев, а также переслаиванием этих пород, характерна неоднородность магнитных свойств. Такие вариации магнитных свойств характерны для метаморфических пород, особенно для тех, которые подвержены гидротермально-метасоматическим процессам.

На глубине 3300 м и ниже скважина подсекла темно-серые массивные слюдисто-кварцевые породы с прослоями углеродисто-слюдистых сланцев с тонкими полосами биотита. С глубины 3484 м больше становится доля углеродисто-слюдистых сланцев, отмечается слабое окварцевание и брекчирование. В интервалах 3310–3334, 3551–3566, 3571–3581 м породы характеризуются величиной χ до $2500 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ и величиной Z_a до 3000 нТл. Понижение магнитных свойств связано с уменьшением содержания магнитной минерализации и, возможно, другим видом пирротина. Магнитные свойства характеризуются сильной дифференцированностью. Аномалия Z меняется от минус 13000 до 18000 нТл, аномалия H составляет ±23000 нТл, величина магнитной восприимчивости χ достигает $5000 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ.

Кроме того, с глубины 3795 и до глубины 3905 м отмечается изменение характера кривых Z_a и H, которые становятся менее дифференцированными. Для магнитных интервалов 3905–3910 и 3912–3930 м характерно присутствие пирротина по трещинам слюдисто-кварцевых пород. С глубины 4002,2 и до 4184 м для вскрытых пород характерна однородность магнитных параметров, значения которых значительно меньше, чем у вышеописанных пород. Значения Z_a составляют 400 нТл и лишь на глубинах 4048, 4054, 4164 м отмечаются отдельные пики до 900 нТл. Величина магнитной восприимчивости с в среднем составляет $900 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ.

На глубинах 4184–4217, 4241–4243, 4245–4249, 4250–4254, 4260–4276 м магнитные свойства пород обусловлены неравномерно распределенным магнитным пирротином в обломках светлых гранитов. Светлые мелкозернистые аплитоидные граниты с глубины 4276 м до забоя скважины на глубине 4290 м практически немагнитны.

Определение элементов залегания зон пирротиновой минерализации проведено по измерениям вертикальной составляющей магнитного поля Z, модуля горизонтальной составляющей магнитного поля H и аномалии магнитного склонения D_a. Падение пород во вскрытом разрезе меняется в широких пределах. Интерпретация «скачков» магнитного поля для зон пирротиновой минерализации очень сложна вследствие сильной дифференцированности магнитных характеристик и слоистости среды. Для подсеченных скважиной пород характерно чередование прослоев пород мощностью от десятков сантиметров до нескольких метров. По Мурунтауской скважине определение элементов залегания пород проведено в следующих интер-

валах глубин: 1005–1045, 2080–2190, 2410–2470, 3854–3862, 3904–3930, 3962–3980 м (Иголкина, 2002).

В интервале 2175–2240 м скважина, возможно, пересекла свод антиклинальной структуры, и пласты приобрели южное и юго-западное падение. Это предположение подтверждается замерами азимута падения по ориентированному керну (Алексеева, Кременецкий, 2000) и определением элементов залегания по данным скважинной магнитометрии (Иголкина и др., 1990).

На Мурунтауской скважине изучение искусственного намагничивания зон сульфидной минерализации стало возможным из-за технологических причин (частое использование при буровых работах фрезера, магнитное поле которого на расстоянии 1 м составляет около 100 Э). Исследования искусственного намагничивания зон сульфидной минерализации были предложены Г.В. Иголкиной при исследованиях сверхглубоких скважин с целью решения геологической задачи по определению границ пирит-пирротинового перехода (Иголкина, 1998; Igolkina, 1995).

При подмагничивании в магнитном поле до 100 Э моноклинная модификация пирротина приобретает значительную изотермическую намагниченность. Изучение изотермической намагниченности в лабораторных и скважинных условиях позволили В.П. Кальварской (Кальварской и др., 1978) предложить новую методику расчленения и минералогической диагностики в естественных условиях типов магнитной минерализации.

Изучалось изменение магнитного поля и магнитной восприимчивости, а также проводилось вычисление намагниченности пород, оценивалось влияние магнитного фрезера на магнитные характеристики. Разработанное устройство для измерения магнитной восприимчивости использовалось при исследовании скважин и позволило выполнить измерения χ на глубинах до 12 км при высоких температурах (Астраханцев, 2003). Преимущество устройства дает полную независимость выходного сигнала датчика магнитной восприимчивости от электропроводности горных пород, что достаточно важно при исследовании пород, содержащих сульфиды железа (например, пирита и пирротина).

Эффект намагничивания $\Delta Z = Z_{a2} - Z_{a1}$ достигает 20000 нТл, а величина аномалии поля связана с количественным содержанием пирротина и зависит от его типа: моноклинного, гексагонального или промежуточного – срастания первых двух типов.

Сопоставление результатов скважинных магнитных измерений до и после подмагничивания сделано для нескольких интервалов глубин: 1160–1240, 2080–2180, 2380–2480, 3170–3220, 3340–3400, 3440–3480, 3550–3590, 3680–3720, 3960–3980 м.

Анализ диаграмм магнитной восприимчивости χ показывает в интервале глубин 1160–1240 м, что характер кривых и величина с после намагничивания практически не изменяется. Величина $\Delta\chi = \chi_2 - \chi_1$ не превышает $\pm 20010^{-5}$ ед. СИ. Характер распределения магнитной восприимчивости в том и другом случае одинаков. Среднее значение χ (измерения октября 1986 г.) составляет $245 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ, среднее значение χ (июнь 1987 г.) около $230 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ. Коэффициент корреляции между χ_1 и χ_2 равен 0,89. Величина аномалии вертикальной составляющей Z, измеренная в октябре 1986 г., в отдельных интервалах отличается от измерений 1987 г. Так, например, в интервалах 1168,2–1193,6 и 1219,4–1240 м аномалия Z_a до намагничивания составляла ±500 нТл, а после намагничивания Z_a стала равна ±1500 нТл. Для интервала глубин 1193,8–1208 м значение Z_a практически не изменилось.

В интервале 2080–2180 м выполнено сопоставление результатов скважинных магнитных измерений июня и декабря 1987 г. В этом интервале работа с магнитным фрезером проводилась в три этапа в октябре 1987 г. до глубины 2426 м, т. е. как раз между каротажами. Эффект изотермического намагничивания одинаков для всех магнитных участков в этом интервале, что говорит о присутствии здесь одного типа пирротиновой минерализации – моноклин-

ного ферромагнитного пирротина. Различие в магнитных свойствах интервалов 2100–2120 и 2120–2180 м обусловлено разным содержанием моноклинного пирротина во вскрытых породах.

Корреляционные зависимости между магнитной восприимчивостью и аномалией магнитного поля Z для разных типов пирротина до и после намагничивания сильно отличаются друг от друга (Иголкина, 1998; Igolkina, 1994). Коэффициенты корреляции в том и другом случае не превышают 0,2. Такие коэффициенты

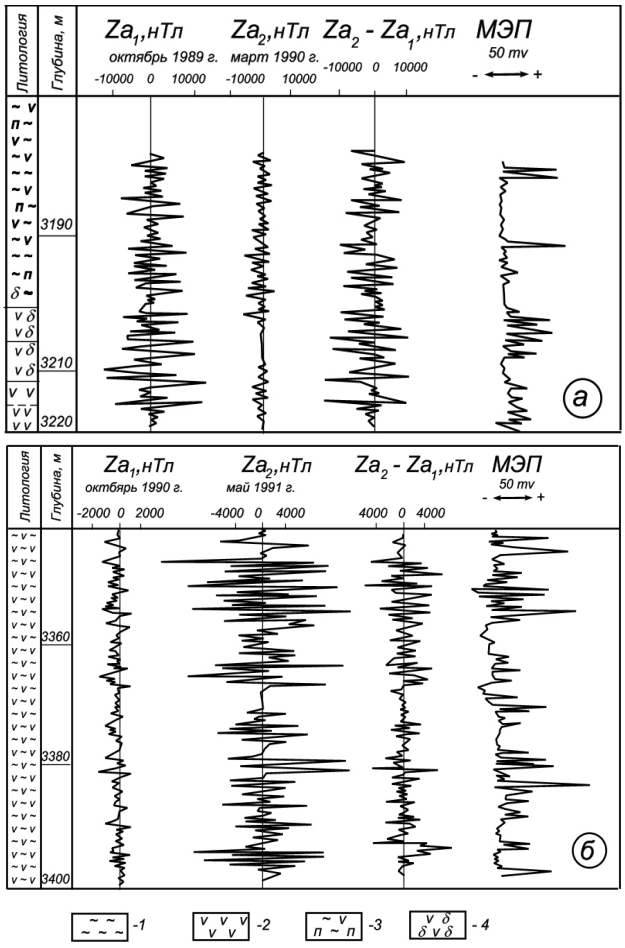


Рис. 1. Сопоставление результатов скважинной магнитометрии по Мурунтауской сверхглубокой скважине СГ-10: а – до (октябрь 1989 г.) и после (март 1990 г.) искусственного подмагничивания пород в интервале 3170–3220 м; б – до (октябрь 1990 г.) и после (май 1991 г.) искусственного намагничивания пород в интервале 336–3400 м; 1 – метаалевролиты; 2 – алевролиты; 3 – углеродисто-слюдистые сланцы; 4 – биотит-плагиоклазовые породы; χ и Z_a – магнитная восприимчивость и аномальная вертикальная составляющая магнитного поля; МЭП – результаты каротажа методом электродных потенциалов

характерны для мелкой вкрапленной пирротиновой минерализации промежуточного типа. Для моноклинного пирротина характер зависимости практически одинаков.

Результаты скважинной магнитометрии в интервале 3170–3220 м до подмагничивания (октябрь 1989 г.) и после подмагничивания (март 1990 г.) приведены на рис. 1а. Породы, подсеченные скважиной в этом интервале, сильно дифференцированы по своим магнитным характеристикам за счет неравномерного распределения магнитного пирротина в углеродисто-слюдистых сланцах с прожилками кварц-карбонатного состава. Величина аномалии Z_{a2}, измеренная в октябре, превышает аномалию Z_{a1} (март) в три раза. Величина ΔZ составляет 5000–10000 нТл. Интересен тот факт, что для различных зон этот эффект подмагничивания различен. Кривая МЭП подтверждает наличие сульфидов, но по ней сделать разделение сульфидной минерализации на пирит и пирротин в естественном залегании невозможно. Изменение аномалии магнитного поля после подмагничивания дает, в основном пирротин, пирит же не является магнитным минералом.

Интервал 3340-3400 м (рис. 1б) характеризуется тем, что до подмагничивания аномалия Z практически отсутствовала, а после намагничивания аномалия Z_a составила ±10000 нТл, т. е. стала такой же, как и у выше- и нижележащих пород. Кривая МЭП подтверждает наличие сульфидов. Поскольку кривая МЭП непосредственно связана с проводимостью пород, то следует четкая корреляция между электрической проводимостью, магнитной восприимчивостью и намагниченностью зон пирротиновой минерализации.

Такое поведение магнитного поля Z_a, вероятно, вызвано тем фактом, что до подмагничивания остаточная намагниченность пирротина была обратной и совпадала по величине с индуцированной, за счет этого и происходило компенсирование их друг другом. После прохождения магнитного фрезера пирротин перемагнитился, полярность остаточной намагниченности стала прямой, а их сумма с индуцирован-

ной вызвала такое изменение магнитного поля. Проявленная на глубинах более 3,4 км тенденция к смене вкрапленности гексагонального пирротина ильменитом отразилась в смене характера вертикальной составляющей магнитного поля.

На глубине около 3500 м пересечена граница, ранее отбивавшаяся при наземных сейсморазведочных и гравитационно-магнитных исследованиях. Граница выражена сменой состава пород, появлением новых литологических разновидностей, возрастанием степени метаморфических преобразований (до эпидот-амфиболитовой фации). Устанавливаются новые типы изменений пород (амфиболизация), прожилковое окварцевание с амфиболом и гранатом (гроссуляр), прожилки пегматитов с турмалином. Заметней становится смена в породах вкрапленного пирротина ильменитом, что, по данным Г.В. Иголкиной и др., отразилось в изменении характера кривых магнитного каротажа (Иголкина и др., 1990). В углеродисто-слюдистых сланцах очень часто присутствуют кристаллы и овальные выделения серицитизированного андалузита (хиастолит). Широко развита сульфидная и биотитовая минерализация. Отмечаются зоны интенсивного прожилково-метасоматического окварцевания, карбонатизации и прожилково-метасоматической альбитизации (Шаякубов, 1991).

Минералогическими исследованиями установлено, что рудная минерализация в исследуемых образцах керна представлена, главным образом, пирротином, рутилом, сфалеритом, халькопиритом, пиритом и магнетитом. Основной рудный минерал – пирротин – представлен преимущественно двумя морфологическими типами: крупнозернистым, изометрической формы, размеры до 1–2 мм и мелкозернистым (0,01–0,05 мм), подчеркивающим сланцеватость породы (Алексеева, Кременецкий, 2000). Это свидетельствует о том, что в скважине СГ-10 встречены промежуточный и моноклинный типы пирротинов, что соответствует геологическому описанию метаалевролитов и углеродистого вещества в углеродисто-слюдистых сланцах (там же).

Переходы от пирита к моноклинному пирротину, а последнего к гексагональному, хорошо выражены на графиках магнитной восприимчивости и магнитного поля (Иголкина и др., 1990).

Комплексный анализ данных магнитометрии и МЭП позволил установить границу пирит-пирротинового перехода в интервале глубин 480–1200 м, а по данным (Алексеева, Кременецкий, 2000) эта граница находится на глубинах от 0 до 1000 м.

Результаты определения полной J_z, индуцированной J_{iz}, естественной остаточной J_{nz} вертикальных составляющих намагниченности и фактора Q_z подтверждают сделанные выше выводы по искусственному намагничиванию зон сульфидной минерализации (Иголкина, 2007).

Существующий палеомагнитный метод изучения индуцированной и остаточной намагниченности керна трудоемок и длителен, хотя и является основным при изучении эволюции магнитного поля Земли. Например, в результате размагничивания в переменном поле у образца можно снять вторичную вязкую намагниченность, чтобы изучить первичную жесткую остаточную намагниченность, чего нельзя сделать по измерениям в скважине. Но в любом случае эти виды определения намагниченности (по керну и по скважинной магнитометрии) должны дополнять друг друга. Исследование керна уточняют результаты скважинной магнитометрии и, таким образом, расширяют возможности метода при изучении Мурунтауской сверхглубокой скважины (Igolkina, Svyazhina, 1995).

Поэтому был проведен сопоставительный анализ результатов скважинной магнитометрии с лабораторными исследованиями керна скважины СГ-10, выполненными Свяжиной И.А. (Свяжина и др., 1996; Igolkina, Svyazhina, 1995).Этот анализ подтверждает значительную неоднородность распределения пирротина в породах, что оказывает влияние на форму диаграмм χ, Z_a, H.

Палеомагнитные наклонения большинства образцов изменяются в пределах

от минус 45 до +45°. Для бесапанской свиты в целом характерна отрицательная, обратная полярность остаточной намагниченности, так как векторы J_n направлены вверх, противоположно современному полю. Полярности магнитных зон совпадают, в том и другом случае породы обладают как прямой, так и обратной намагниченностью (таблица). Оба метода показывают обратную полярность остаточной намагниченности толщи бесапанской свиты, связанную с присутствием моноклинного пирротина, и положительную намагниченность пород из зон мощных тектонических нарушений этой свиты. Магнетизм последних обусловлен присутствием карбидов железа.

Для углеродисто-слюдистых сланцев разреза характерны большие значения фактора Q: естественная остаточная намагниченность в десятки раз (максимум 159) превышает индуцированную $J_i = kH$, т. е. намагниченность пород обусловлена остаточной намагниченностью.

Величины намагниченности, рассчитанные J_{nz} и измеренные J_n на керне, одного порядка. Но полного совпадения значений намагниченности нет, т. к. J_{nz} определялась по вертикальной составлявшей магнитного поля, а по керну – полная естественная составляющая J_n. Отмечается дифференцированность J_{nz} по глубинам, которая объясняется неоднородностью распределения магнитных минералов.

Частая смена полярности и низкие величины магнитного поля и J_n пород тасказганской свиты объясняются присутствием и количественным соотношением в породах положительно намагниченных карбидов железа и прямо – и обратно намагниченных высокотемпературных пирротинов. Компонента J_n, обусловленная моноклинным пирротином, имеет направление, обратное современному геомагнитному полю и сохраняет его в процессе размагничивания. Моноклинный пирротин является основным носителем намагниченности черносланцевой толщи бесапанской свиты (Свяжина и др., 1996; Алексеева, Кременецкий, 2000).

При лабораторных исследованиях керна установлено, что основной вклад в намагниченность вносит горизонтальная составляющая намагниченности и это объясняет 2–3^{x} – кратное превышение горизонтальной составляющей магнитного поля над вертикальной Z_a составляющей поля, измеренным в скважине. Предполагается, что основными носителями намагниченности углеродисто-слюдистых сланцев зон крупных разломов нижней части бесапанской свиты и тасказганской свиты являются карбиды железа и пирротины с высоки-

Таблица. Результаты изучения магнитных свойств пород Мурунтауской СГ-10

Глубина, м	№ образца	По керну (по Свяжиной И.А.)				По результатам скважинной магнитометрии (по Иголкиной Г.В.)				
		Полярность	χ, 10^{-5} ед. СИ	J_n, сА/м	Фактор Кенигсбергера, Q	Полярность	χ, 10^{-5} ед. СИ	Z_a, нТл	J_{nz}, сА/м	Фактор Кенигсбергера, Q_z
1172,7	11201	*R*	150	143	1,9	*R*	462	175	270	-2
1203,8	11511	R	656	11153	35,1	R	1075	1000	11900	-25
1226,8	11757	R	328	2391	14,6	R	338	100	2000	8
2132	20836	R	335	5011	29	R	120	350	3420	-19
2411,6	23778	N	53	1920	72,5	N	372	-1000	794	47
3571,6	36067	N	21,7	558	21,7	N	280	-900	205	1,8
3577,6	36113	N	1004	7214	14,4	R	1330	-1600	7320	-6
3582,5	36192	N	5,2	15,3	5,84	R	1120	-100	13,7	-0,3
3597,3	36351	N	52,5	817	31,1	N	420	-600	367	0,5

ми температурами Кюри (Свяжина и др., 1996).

Подтверждается также и присутствие ферромагнитного моноклинного пирротина в породах бесапанской свиты (глубина до 3500 м), где отмечается наличие нескольких магнитных фаз, связанных с тектоникой свиты и проявляющихся наложенными процессами.

Изучение керна установило присутствие магнитных карбидов железа, находящихся в ассоциации с пирротином, но отличающихся от последнего магнитными свойствами, значения которых ниже на порядок. Карбиды железа в породах вскрытого разреза характеризуются стабильной остаточной намагниченностью, сохраняющей направление в ходе терморазмагничивания. Векторы остаточной намагниченности когенита и халипита направлены вниз, т. е. имеют прямую полярность. Поэтому намагниченность пород бесапанской свиты обусловлена не только моноклинным пирротином, но и когенитом (цементинитом), карбидом Хэгга и промежуточным магнитным пирротином (Свяжина и др., 1996).

Выявленные закономерности в направлениях векторов намагниченности пород обеих свит объясняются тем, что J_n углеродисто-слюдистых сланцев является суммой нескольких намагниченностей, каждая из которых связана с определенным магнитным минералом и имеет свое направление (Свяжина и др., 1996; Igolkina, Svyazhina, 1995).

Заключение

Результаты скважинной магнитометрии по распределению пирротина в разрезе скважины, наличие нескольких его типов, а также значительное увеличение с глубиной промежуточного пирротина, дополняют данные петрофизических, палеомагнитных и петромагнитных исследований керна Мурунтауской сверхглубокой скважины СГ-10.

Исследование влияния искусственного изотермического подмагничивания в зонах сульфидной минерализации Мурунтауской сверхглубокой скважины позволило уточнить глубину пирит-пирротинового перехода и дать оценку распределения типов пирротина по скважине СГ-10.

Работа частично выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований по Отделению наук о Земле Уральского отделения РАН.

Литература

Алексеева А.К., Кременецкий А.А. Природа петрофизических неоднородностей в разрезах золоторудных черносланцевых толщ // 300 лет горно-геологической службе России: Междунар. геофиз. конф. Тез. докл. СПб., 2000. С. 212–213.

Астраханцев Ю.Г. Аппаратурно-методический комплекс для магнитометрических исследований сверхглубоких и разведочных скважин: Дис. … докт. тех. наук Ин-т геофиз. УрО РАН. Екатеринбург, 2003. 71 с.

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

Иголкина Г.В. Искусственное намагничивание зон сульфидной минерализации в Мурунтауской сверхглубокой скважине // Геофизические методы изучения земной коры: Сборник. Новосибирск: Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ, 1998. С. 157–162.

Иголкина Г.В. Скважинная магнитометрия при исследовании сверхглубоких и глубоких скважин. Екатеринбург: УрО РАН, 2002. 215 с.

Иголкина Г.В. Изучение намагниченности горных пород в естественном залегании по данным измерений в сверхглубоких и глубоких скважинах // Вестник МГТУ. Труды Мурманского государственного технического университета. 2007. Т. 10. № 2. С. 244–250.

Иголкина Г.В., Астраханцев Ю.Г., Бахвалов А.Н., Бадьин Г.В. Опытно-методические работы по повышению эффективности применения аппаратуры и методики магнитного каротажа в Мурунтауской скважине. Свердловск, 1990. 108 с. (Тр. Ин-та геофизики УрО АН СССР).

Кальварская В.П., Филиппычева Л.Г., Металлова В.В., Петров И.Н. Способ каротажа с намагничиванием пород в скважине // Вопросы геофизики. 1978. Вып. 27. С. 77–85.

Кременецкий А.А., Лапидзе А.В., Скрябин В.Ю. Геолого-геохимические методы прогноза полезных ископаемых. М.: Наука, 1990. 223 с.

Заири Н.М., Курбанов Н.К. Изотопно-геохимическая модель рудогенеза на рудном поле Мурунтау // Советская геология. 1991. № 8. С. 64–69.

Петрова Г.Н. Лабораторные методы при палеомагнитных исследованиях // Геомагнитные исследования: Сборник. М.: Наука, 1997. № 19. С. 37–44.

Свяжина И.А., Коптева Р.А., Лагутин М.В., Глухих И.И. Диагностика магнитных карбидов железа в углеродисто-слюдистых сланцах из Мурунтауской СГС // ДАН. 1996. Т. 347. № 6. С. 792–794.

Шаякубов Т.Ш., Цой Р.В., Голованов И.М., Донской В.М., Яковлев В.Г. Мурунтауская сверхглубокая скважина // Советская геология. 1991. № 10. С. 10–22.

Igolkina G.V. Magnetometry of the Muruntau super deep borehole(Uzbekistan) // Proceeding of the VIIth International Symposium on the Observation of the Continental crust Through Drilling. Santa Fe; New Mexico, USA. 1994. P. 165–167.

Igolkina G.V. The role of artifical Magnetization of evaluation of sulfide mineralization // Book of abstracts XX1 General Assembly of IUGG, Scientific Program GA 5.19 «Magnetic Petrology and Magnetic Signature of Ore Deposits and Ore Environmets». Boulder; Colorad, USA. 1995. GAB51K-13. P. 13.

Igolkina G.A., Svyazhina I.A. Correlation of borehole magnetometry results with paleomagnetic investigation on cores at Muruntau SD-10 // 1995, Ibid. P. 12.

УДК.550.504

ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА СОЕДИНИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ИЗМЕРЕНИЯ ОБЪЕМНОЙ АКТИВНОСТИ РАДОНА

Козлова И.А., Юрков А.К. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Приведены результаты экспериментальных работ по изучению сорбционных свойств соединительных элементов из различных материалов при проведении радиационных исследований, связанных с измерением радона.

Радон, сорбция, соединительные элементы, резина, полиэтилен, силикон, металл.

THE INFLUENCE OF THE MATERIAL OF THE CONNECTING ELEMENTS THE MEASUREMENT OF VOLUMETRIC ACTIVITY OF RADON

Kozlova I.A., Yurkov A.K., Institute of Geophysics, Ural Branch of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The results of experimental studies on the sorption properties of the connecting elements made of different materials during radiation research related to the measurement of radon.

Radon, sorption, fasteners, rubber, polyethylene, silicone, metal.

Введение

Исследования почвенного радона, особенно интенсивно проводившиеся в 50–60 гг. прошлого века, носили преимущественно прикладной характер. Основными задачами таких исследований были поиск месторождений радиоактивного сырья и трассирование зон тектонических нарушений. Применяемая в то время методика полевых измерений не предъявляла высоких требований к точности измерений и оборудованию. Поэтому на ряд эффектов, связанных с потерей части радона в соединительных элементах полевой измерительной аппаратуры, не обращали большого внимания. Однако было установлено влияние эффекта сорбции радона на резиновых шлангах (Булашевич и др. 1996; Новиков, Капков, 1965).

Ситуация существенно изменилась при проведении исследований, связанных с изучением радоноопасности помещений и территорий, проведением мониторинговых измерений радона с целью прогноза горных ударов и землетрясений, исследованием эманационных характеристик горных пород и рядом других задач. Использование высокоточной аппаратуры, проведение длительных мониторинговых наблюдений, применение длинных коммутационных линий для транспортировки почвенного радона из труднодоступных мест показали, что в некоторых случаях отмечается существенное влияние материалов соединительных элементов на измеряемую объемную активность радона. В связи с этим возникла необходимость оценки влияния на измеряемую объемную активность радона сорбционных способностей материалов соединительных элементов.

Целью работы являлось экспериментальное определение относительной сорбционной способности соединительных элементов, изготовленных из наиболее часто употребляемых материалов, – вакуумной резины, полиэтилена, силиконовой резины и металла (нержавеющая сталь Х18Н10Т).

Постановка эксперимента

Для изучения сорбционной способности исследуемых материалов по отношению к радону была изготовлена лабораторная установка, состоящая из измерительного прибора (1), фильтра (2), насоса (3), накопительной камеры (4) источника радона (5) и соединительных (исследуемых) элементов (6) (рис. 1). Установка позволяет проводить измерения объемной активности радона при циркуляционном режиме движения воздуха по всей схеме. Измерение объемной активности радона (ОАР) выполнялось радиометром радона AlphaGUARD, циркуляция воздуха осуществлялась насосом из комплекта радиометра. Накопительная камера представляла собой герметичную емкость объемом 400 см^3, в которую помещался источник радона. В

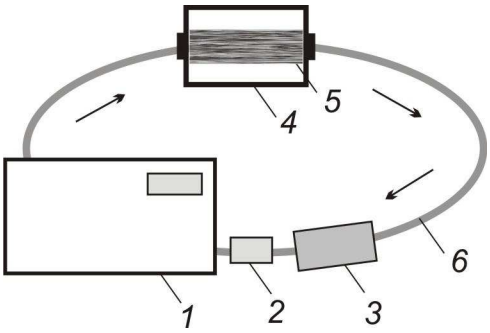


Рис. 1. Блок-схема лабораторной установки для изучения сорбционных характеристик соединительных элементов:
1 – радиометр радона AlphaGUARD; 2 – фильтр; 3 – насос; 4 – накопительная камера; 5 – источник радона; 6 – соединительные элементы

качестве источника использовался один и тот же образец горной породы (керн) с небольшой урановой минерализацией.

Перед началом цикла измерений керн (L = 5 см, d = 4 см) помещался в накопительную камеру. Одинаковые условия измерений, по начальной объемной активности радона, обеспечивались постоянным временем его накопления. Измерения ОАР проводились в непрерывном режиме с 10-минутным осреднением. Весь цикл измерений, без учета времени накопления начальной объемной активности радона, продолжался двое суток.

Полученные результаты

На рис. 2 приведены записи измерения объемной активности радона при использовании соединительных элементов из раз-

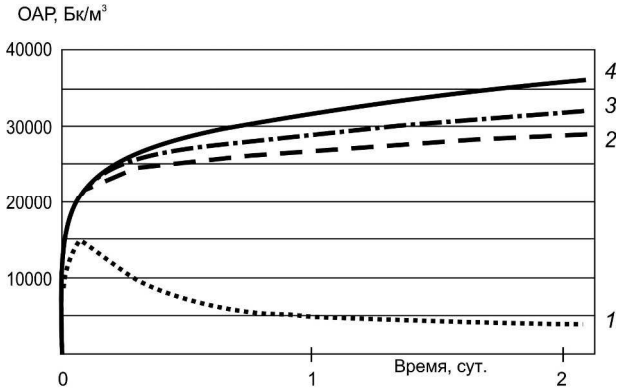


Рис. 2. Изменения объемной активности радона при изменении материала соединительных элементов:
1 – силиконовая резина; 2 – вакуумная резина; 3 – полиэтилен; 4 – нержавеющая сталь

личных материалов: вакуумной резины, полиэтилена, силиконовой резины и металла (нержавеющая сталь Х18Н10Т).

Каждый эксперимент начинался с продувки атмосферным воздухом всей схемы. Далее накопительная камера перекрывалась заглушками от остальной циркуляционной схемы, и менялись соединительные исследуемые элементы. После накопления начальной концентрации радона (в данном цикле измерений 7 дней) запускалась циркуляционная схема. Изменение объемной активности радона обусловлено тремя процессами: накоплением, распадом и процессом сорбции на соединительных элементах. В зависимости от преобладания того или иного процесса, происходит увеличение или уменьшение измеряемой объемной активности радона. Поскольку величина сорбции определяется площадью сорбирующей поверхности, то для эксперимента были выбраны соединительные элементы одинакового внутреннего диаметра и длины (d = 4 мм, L = 2,5 м), т. е. с одинаковой площадью внутренней поверхности.

Из рис. 2 видно, что в случае с силиконовыми шлангами процесс сорбции играет максимально значимую роль. Эффект сорбции не только компенсирует поступление радона из керна за счет его приближения к равновесному состоянию с радием, но и снижает уровень начальной объемной активности до 4000 Бк/м^3. В то время как сорбционная способность соединительных элементов из металла, полиэтилена и резины не компенсирует, даже с учетом распада радона, его поступление из керна.

Данный эксперимент показал, что наиболее пригодными при измерениях объемной активности радона, учитывая удобство применения, будут соединительные элементы из полиэтилена.

Исследования по определению зависимости сорбционной способности от площади внутренней поверхности были выполнены для силиконовых шлангов с внутренним диаметром 4 мм и длиной 1,25; 2,5; 5,0 м. Схема и условия проведения этого эксперимента была аналогична предыду-

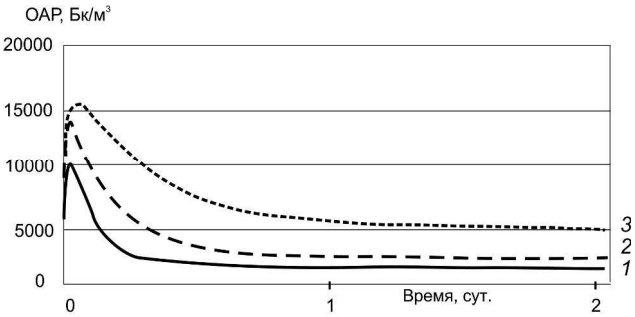


Рис. 3. Изменения объемной активности радона в зависимости от длины шлангов:
1 – 5 м; 2 – 2,5 м; 3 – 1,25 м

щему. Как видно на рис. 3, формы кривых изменения объемной активности радона достаточно близки для шлангов разной длины и имеется обратная зависимость установившейся объемной активности радона от площади внутренней поверхности. Количественная оценка доли сорбированного радона в условиях данного эксперимента не проводилась, так как достаточно сложно было определить уровень начальной объемной активности радона из-за процесса сорбции, который начинался сразу после включения циркуляции.

В следующем эксперименте была предпринята попытка определения сорбционной «емкости» силиконовой резины по отношению к радону. Для этих исследований в лабораторную установку внесли изменения (рис. 4). Убрали накопительную камеру с источником радона. Параллельно с исследуемым соединительным элементом подключили байпасную линию, выполненную из резиновой трубки с внутренним диаметром 2 мм.

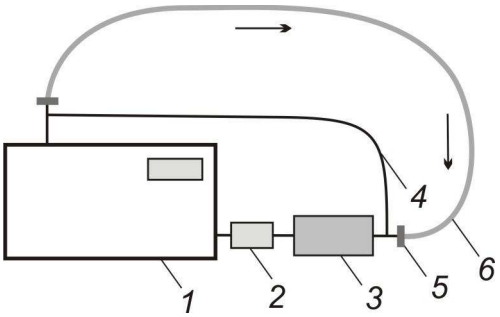


Рис. 4. Блок-схема лабораторной установки для определения сорбционной емкости исследуемых соединительных элементов:
1 – радиометр радона AlphaGUARD; 2 – фильтр; 3 – насос; 4 – байпасная линия; 5 – заглушки; 6 – исследуемые элементы

В качестве исследуемых соединительных элементов использовались силиконовые шланги (L = 1,0 м), обладающие, как мы показали выше, наиболее высокой сорбционной способностью. После установки соединительных шлангов (6) из «чистого» материала, в байпасную линию (4) вводилась проба воздуха с высоким содержанием радона из внешнего источника. Затем включался насос (3), и в течение 30 минут через байпасную линию осуществлялась циркуляция воздуха в лабораторной установке для определения начального уровня объемной активности радона. Затем открывались заглушки, и циркуляция осуществлялась через исследуемые соединительные элементы.

На рис. 5 видно, что независимо от начального содержания радона в пробе, запускаемой в циркуляционную схему, характер кривых объемной активности радона практически не меняется. Снижение объемной активности радона до 2000 Бк/м^3 (при начальной ОАР = 250000 Бк/м^3) свидетельствует о высокой сорбционной «емкости» силиконовой резины по отношению к радону.

Заключение

Проведение экспериментальных работ по исследованию сорбционной способности соединительных элементов выявило существенное влияние на измеряемую величину объемной активности радона сорбционных эффектов на поверхностях соединительных элементов.

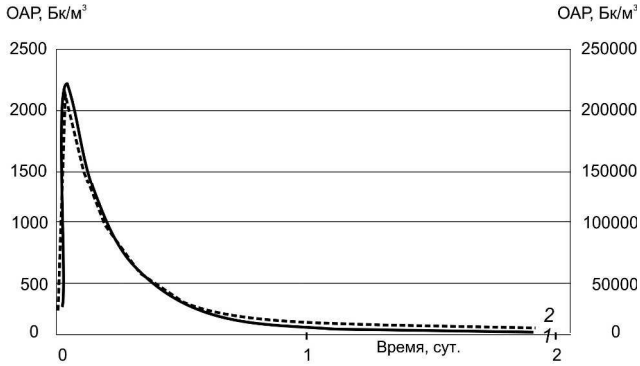


Рис. 5. Изменения объемной активности радона при изменении начальной концентрации радона:
1 – ОАР = 225000 Бк/м^3; 2 – ОАР = 2250 Бк/м^3

Полученные результаты показали, что погрешность измерений объемной активности радона при использовании соединительных элементов из силиконовой резины существенно больше, чем из полиэтилена, вакуумной резины и металла. Поэтому, несмотря на механические свойства и химическую стойкость к внешней среде, использование силиконовой резины при измерениях объемной активности радона будет вносить существенные погрешности.

Выполненная серия экспериментальных исследований показала, что радон, несмотря на инертность, достаточно сложным образом взаимодействует с веществом. Возможным объяснением его относительно высокой сорбционной способности являются чрезвычайно низкие содержания при проведении экспериментальных работ. В случае радона мы имеем дело с содержаниями не более 10^{-10} об. % (в атмосферном воздухе его содержание примерно 10^{-16} об. %). Тогда как для других инертных газов: гелия, аргона, криптона и ксенона – исследования сорбционной способности проводились для больших концентраций, более 0,001 об. % (Мусиченко, Иванов, 1970; Тимофеев, 1962).

Полученные на данном этапе результаты носят качественный характер и требуют проведения более детальных исследований с целью определения количественных характеристик выявленных сорбционных эффектов.

Работа частично выполнена при поддержке Программы № 4 Президиума РАН и Программы № 6 ОНЗ РАН.

Литература

Булашевич Ю.П., Уткин В.И., Юрков А.К., Николаев В.В. Изменение концентрации радона в связи с горными ударами в глубоких шахтах // Доклады РАН. 1996. Т. 346. № 2. С. 245–248.

Новиков Г.Ф., Капков Ю.Н. Радиоактивные методы разведки. Л.: Недра, 1965. 759 с.

Мусиченко Н.И., Иванов В.В. Закономерности распределения гелия в земной коре и их значение при поисках геохимическими методами месторождений газа, нефти и радиоактивных элементов. (Методические рекомендации). М.: ОНТИ, 1970. 228 с.

Тимофеев Д.П. Кинетика адсорбции. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 252 с.

УДК 550.8.053

О РЕШЕНИИ ЛИНЕЙНОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ГРАВИМЕТРИИ ДЛЯ 2D СЛОИСТОЙ МОДЕЛИ С ИНТЕРАКТИВНЫМ УЧЕТОМ АПРИОРНОЙ ИНФОРМАЦИИ

Кошелева Н.В. – Институт геофизики УрО РАН, г. Екатеринбург

Аннотация. В данной работе приведен алгоритм устойчивого решения двумерной линейной обратной задачи гравиметрии, в котором возможно учитывать разнородную априорную информацию. Особенности алгоритма продемонстрированы на показательных модельных примерах, с его помощью обработан профиль «Агат».

Линейная двумерная обратная задача гравиметрии, параметризация слоисто-блоковой среды, корреляционная зависимость скорость-плотность.

SOLUTION OF THE LINEAR INVERSE PROBLEM OF GRAVIMETRY FOR 2D LAYERED MODEL WITH INTERACTIVE PRIORI INFORMATION

Kosheleva N.V. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. In this paper an algorithm for a sustainable solution to the two-dimensional linear inverse problem of gravimetry which may take into account the diverse prior information was presented. Features of the algorithm are demonstrated on a illustrative model examples, profile «Agat» was handled by this algorithm.

Linear two-dimensional inverse problem of gravimetry, parameterization of layered-block environment, «velocity density» correlation.

Введение

Количественная интерпретация аномалий гравитационного поля основывается на решении обратных задач гравиметрии – нахождение параметров плотности среды по измеренным данным. Для более достоверного определения плотностного строения земной коры совместно используются данные гравиметрии и сейсмометрии.

Решение двумерной задачи гравиметрии является начальным этапом для построения плотностной трехмерной модели земной коры. Обратные задачи сейсмоплотностного моделирования относятся к классу некорректно поставленных неустойчивых задач (Мартышко и др., 2012). Поэтому представляется важным вопрос об устойчивом решении двумерной обратной задачи гравиметрии. Использование скоростных разрезов позволяет построить плотностные модели начального приближения. Поиск небольших отклонений от модели начального приближения позволяет существенно увеличить устойчивость решения обратной задачи. Уточнение распределения плотности в пределах заданного каркаса модели нулевого приближения приводит к постановке линейной обратной задачи. Цель настоящих исследований заключалась в разработке итерационного алгоритма решения линейной обратной задачи с возможностью учета априорной информации. На модельных примерах продемонстрированы особенности, которые необходимо учитывать при решении прямой и обратной задачи.

Существуют целые классы эквивалентных объектов, которые при разных физических параметрах порождают одинаковое внешнее поле. Теория эквивалентности решения обратной задачи потенциала развита в работах (Страхов, 1972; 1973; Цирульский, 1990; Цирульский, Бахтерев, 1991; Оганесян, Старостенко, 1985) и др. Учет априорной информации в виде ограничений на распределение плотности в заданном интервале глубин позволяет существенно сузить класс эквивалентности искомых решений.

На практике могут возникать особенности, которые должны быть учтены при решении обратных задач:

1) гравиметрические измерения проводятся дискретно, причем регулярность сети съемки нередко нарушается из-за природных условий;

2) область проведения съемок всегда конечна, причем региональные аномалии наблюденного поля редко оканчиваются выходом в нормальное поле, т. е. остаются не выявленными явно;

3) переход от скоростного разреза, полученного в результате сейсмических исследований, к плотностному возможен благодаря связи между скоростью продольных волн и плотностью пород. Но эта связь определена не на всех участках и не везде однозначна, что затрудняет построение начальной плотностной модели.

Необходимо, чтобы получаемое решение:

1) удовлетворяло имеющейся априорной информации о строении изучаемой среды и аномальном поле, к которой относятся: а) интервалы, в которых может находиться каждая из неизвестных плотностей; б) границы аномалеобразующих тел и ограничения на их изменение;

2) было оптимальным по некоторым заданным критериям: а) достижение определенной невязки между наблюденным и модельным полями; б) минимальность отклонения подобранной модели от априорно заданной начальной модели;

3) было геологически содержательным и унаследовало структуру исходной скоростной модели.

В данной работе рассматривается задача в следующей постановке.

Задано: 1) гравитационные измерения Δg с некоторым шагом на профиле; 2) геометрия разреза, представленного слоисто-блочной моделью; 3) начальные значения плотностей слоев и блоков; 4) ограничения, накладываемые на значения плотности.

Необходимо определить набор плотностей слоев и блоков в рамках накладываемых ограничений, который обеспечивает близость измеренного и модельного полей.

Предлагаемый метод решения заключается в реализации следующих шагов:

1) параметризация слоисто-блоковой модели;

2) применение алгоритма послойного подбора плотностей.

На начальном этапе методом минимизации подбирается плотность только для одного слоя модели. На каждом последующем шаге количество слоев, участвующих в минимизации, увеличивается на единицу.

Такой подход позволяет интерактивно определять:

1) гравиактивный слой, формирующий кривую гравитационного поля;

2) слой, поле которого существенно увеличивает норму разности измеренного и модельного полей. Такая ситуация возможна, когда нулевое приближение границ слоя задано с погрешностью, либо слой на самом деле существенно неоднороден. В этом случае требуется либо уточнение границ слоя, либо разбиение однородного слоя на несколько блоков с разными плотностями, например, на основе гипотезы об изостатической компенсации на некоторой глубине.

Параметризация слоистой среды

В данной статье применяется параметризация, предложенная в работах (Страхов, 1974; Мартышко и др., 2010) с некоторыми модификациями.

Основное используемое предположение – слоисто-блоковое строение земной коры с постоянной плотностью в пределах одного слоя. Для сопоставления с аномалиями наблюденного поля Δg в расчеты вводят отклонения истинной плотности σ_k от некоторого фонового значения σ_F, так называемую плотность вмещающей среды. В общем случае, вводимый параметр является произвольно задаваемым.

Слоистая среда изначально задается в виде набора $\{y_k(x)\}_{k=1}^{M}$ границ вектора плотностей $\{\sigma_k - \sigma_F(x)\}_{k=1}^{M}$.

Слой – область с плотностью ($\sigma_k - \sigma_F$) выше заданной границы $y_k(x)$ до предыдущей границы $y_{k-1}(x)$ (рис. 1). По умолчанию принимается, что нулевая граница разреза – это дневная поверхность $y_0(x) = 0$. Говоря о границе k-го слоя, имеем ввиду границу $y_k(x)$.

Переход от представления многослойной модели с плотностями тел $\sigma_k - \sigma_F$ (см. рис. 1) к представлению модели среды

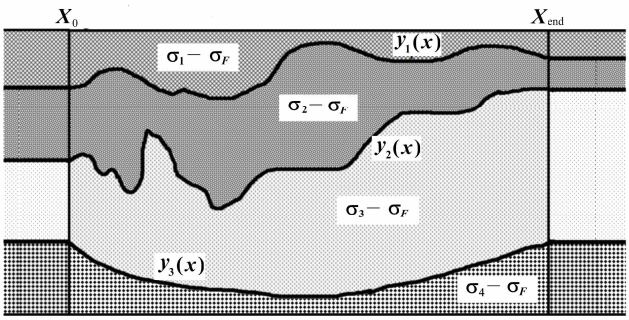


Рис. 1. Представление 1. Слоистая среда. $y_k\ (x)$ – граница k-го слоя, $(\sigma_k - \sigma_F)$ – плотность слоя. X_0 – начало профиля, X_{end} – конец профиля. Левее X_0 и правее X_{end} находятся продолжения слоев за пределы профиля

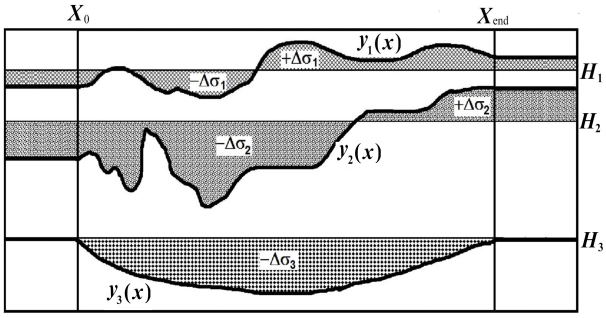


Рис. 2. Представление 2. $y_k\ (x)$ – граница k-го слоя, $\Delta\sigma_k = (\sigma_{k+1} - \sigma_k)$ – плотность k-го аномального тела, H_k – горизонтальный уровень для k-той границы

в виде аномальных тел с относительными плотностями $\{\Delta\sigma_k = (\sigma_{k+1} - \sigma_k)\}_{k=1}^{M}$ осуществляется следующим образом (рис. 2). Последовательно для всех границ $y_k(x)$, $k = 1...M$ проводится горизонтальная линия H_k. Затем для полученных аномальных тел определяется плотность: если граница слоя $y_k(x)$ находится выше уровня H_k, то области, заключенной между $y_k(x)$ и H_k, сопоставляется плотность $(+\Delta\sigma_k)$, если граница $y_k(x)$ ниже H_k, то область берется с плотностью $(-\Delta\sigma_k)$. Вводится новое обозначение $\sigma_{M+1} = \Delta\sigma_F$ для сохранения единого вида формул.

В общем случае, значение горизонтальной границы H_k может задаваться произвольно, но для минимизации краевых эффектов предлагается выбрать H_k равным среднему значению y-координат для двух крайних точек границы k-го слоя в пределах выделенного профиля. Дополнительно предлагается для тел, имеющих значения $y_k(x)$ равные нулю, задавать $H = 0$ для удобства вычислений и представления поля. Оба представления эквивалентны по создаваемому полю с точностью до константы.

Алгоритм решения двумерной линейной обратной задачи

Формулы для вычисления гравитационного поля (Мартышко и др., 2010).

Модель 1:

$$\Delta g = \sum_{k=1}^{M} \Delta g_k = \sum_{k=1}^{M} (\sigma_k - \sigma_F) S(y_k, y_{k-1}) \quad (1)$$

где $S(y_k, y_{k-1})$ – аномальное поле k-го криволинейного пласта с единичной плотностью; структурный интеграл

$$S(y_k, y_{k-1}) = \frac{-2G}{\pi} \iint_{D_k} \frac{y - \eta}{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} d\xi d\eta,$$

где D_k – слой под номером «k», заключенный между границами $y_k(x)$ и $y_{k-1}(x)$.

Модель 2:

$$\Delta g = \sum_{k=1}^{M} \Delta\sigma_k S(H_k, y_k) . \quad (2)$$

Поля, вычисленные по представлениям 1 и 2, совпадают с точностью до константы

$$2\pi G \sum_{k=1}^{M} (\sigma_k - \sigma_F)(H_k - H_{k-1}).$$

Для устойчивого подбора наблюденного поля в рамках представления 2 необходимо, помимо $\Delta\sigma_k$, также подбирать постоянный уровень модельного поля (V_{CONST}). Поставим задачу минимизации. К матрице A, у которой k-тый столбец соответствует полю слоя под номером «k» с плотностью, равной «1», справа приписывается единичный столбец. Новый столбец отвечает за оптимальный подбор среднего значения поля.

Начальное уравнение

$$A\Delta\sigma + V_{CONST} = \Delta g_{изм}, \quad (3а)$$

$$A_{jk} = S(H_k, y_k(x_j)), \quad (4)$$

где A – матрица $[n \times M]$; $\Delta\sigma$ – искомый вектор относительных плотностей размерности $[M \times 1]$; V_{CONST} – постоянный вектор $[n \times 1]$, подбираемое значение для выравни-

вания средних значений модельного и измеренного полей; $\Delta g_{\text{ИЗМ}}$ – вектор $[n\times 1]$ значения измеренного поля, $\{x_j\}_{j=1}^{n}$, – набор точек, в которых измерено поле.

Преобразуем уравнение (3а):

$$A_{\text{РАСШ}}\Delta\sigma_{\text{РАСШ}} = \Delta g_{\text{ИЗМ}}, \qquad (3б)$$

где $A_{\text{РАСШ}} = \begin{bmatrix} 1 \\ A\vdots \\ 1 \end{bmatrix}$ – расширенная матрица A порядка $[n\times(M+1)]$; $\Delta\sigma_{\text{РАСШ}} = \begin{bmatrix} \Delta\sigma \\ g_sred \end{bmatrix}$ – расширенный вектор искомых значений порядка $[(M+1)\times 1]$.

Соответственно, задача минимизации приводится к виду:

$$\min_Q \left\| A_{\text{РАСШ}}\Delta\sigma_{\text{РАСШ}} - \Delta g_{\text{ИЗМ}} \right\|^2 , \qquad (5)$$

где Q – множество ограничений.

Как правило, для нормального плотностного распределения все $\Delta\sigma_k \geq 0$. На практике может наблюдаться инверсия плотностей. Поэтому в практических задачах используются двусторонние ограничения – для каждого $\Delta\sigma_k$ задаётся множество возможных значений $\sigma_{(k)left} \leq \Delta\sigma_k \leq \sigma_{(k)right}$. Для последней переменной g_sred ограничений нет. Такая задача решается методом отражения Ньютона с ограничениями на значения переменных (Coleman, 1996).

Предлагаемый алгоритм обладает следующими преимуществами:

1) В едином алгоритме подбираются все скачки плотности $\{\Delta\sigma_k\}_{k=1}^{M}$, а также неизвестные значения $\Delta\sigma_F = \sigma_{M+1}$ и V_{CONST} – среднее значение модельного поля.

2) Можно проследить гравиактивный слой модели: область, добавление к которой оставшейся части модели (слоев и блоков) уже не вносит значительные изменения в модельное поле.

3) Можно указать слой, поле которого вносит существенные искажения в суммарное поле. В дальнейшем есть возможность внести поправки в параметры данного слоя.

4) Благодаря предложенному выбору H_k минимизируются краевые эффекты.

5) Влияние горизонтального нижнего плотностного контакта $y_M = H_M$ равно 0, поэтому изначальный выбор параметра σ_F становится не важным.

6) Особенностью реализации является возможность подбора не всех слоев сразу, а лишь произвольной интересующей части модели между некоторыми границами.

Формулы для вычисления гравитационного поля произвольного многоугольника

Гравитационный потенциал двумерного источника с постоянной плотностью можно записать как вещественную функцию комплексного переменного z (Цирульский, 1990):

$$V(z) = -2G\sigma\iint_D \ln|\zeta - z|\,d\xi\,d\eta , \qquad (6)$$

где $\zeta = \xi + i\eta$ – точка замкнутой области D.

Вместо функции потенциала рассматривается функция комплексной напряженности гравитационного поля, введенная А.А. Заморевым и получившая широкое применение в работах А.В. Цирульского (Цирульский 1963; 1990):

$$u(z) = -\frac{2}{\pi}\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{1}{\pi}\left(-V'_x + iV'_y\right) . \qquad (7)$$

Эта функция $u(z)$ содержит в себе всю информацию о логарифмическом потенциале, поэтому исследуется вместо него.

Подставляя выражение для логарифмического потенциала и используя формулу Римана-Грина, получаем, что функцию $u(z)$ можно записать в виде:

$$u(z) = -\frac{2G\sigma}{2\pi i}\int_L \ln(z-\zeta)\,d\overline{\zeta}, \quad \left(z \in C\overline{D}\right). \qquad (8)$$

Для вычисления вторых производных логарифмического потенциала используется производная $u'(z)$:

$$u'(z) = \frac{1}{\pi}\left(-V''_{xx} + iV''_{xx}\right) = -\frac{2G\sigma}{2\pi i}\int_L \frac{d\overline{\zeta}}{z-\zeta} , \qquad (9)$$

где V''_{xx}, V''_{yx} – производные составляющих гравитационного поля вдоль направления профиля.

Если контур L представляет собой многоугольник с комплексными вершинами $\{\zeta_l\}_{l=1}^{N}$, тогда интегралы (8) и (9) можно сосчитать явно, а функция $u(z)$ может быть представлена в виде (Цирульский 1963):

$$u(z) = -\frac{2G\sigma}{2\pi i}\sum_{l=1}^{N}\frac{\overline{\zeta_{l+1}} - \overline{\zeta_l}}{\zeta_l - \zeta_{l+1}}[(z-\zeta_{l+1})\times \quad (10)$$
$$\times \ln(z-\zeta_{l+1}) - (z-\zeta_l)\ln(z-\zeta_l)],$$

$$u'(z) = -\frac{2G\sigma}{2\pi i}\sum_{l=1}^{N}\frac{\overline{\zeta_{l+1}} - \overline{\zeta_l}}{\zeta_l - \zeta_{l+1}}\left[\ln\left(\frac{z-\zeta_{l+1}}{z-\zeta_l}\right)\right]. \quad (11)$$

Из вычисленного таким образом комплексного потенциала $u(z)$ и его производной $u'(z)$ (10, 11) следует удобное формульное выражение для вертикальной составляющей гравитационного поля и ее производной вдоль профиля:

$$V_y' = \mathrm{Im}(u(z)) = g, \quad V_{yx}'' = \mathrm{Im}(u'(z)) = g_x'. \quad 12)$$

Таким образом, можно простым способом вычислять интеграл по области, заданной в виде произвольного многоугольника с единичной плотностью.

Модельные примеры

На практике, прежде чем перейти к решению обратной плотностной задачи гравиметрии, необходимо построить модель начального приближения. При этом следует выбрать продолжения аномалеобразующих масс за края модельного разреза и нижнюю границу. Естественным продолжением профиля за его пределы является граничное значение плотности.

Таким образом, появляется зависимость модельного поля от длины профиля. Значения фоновой плотности и форма нижней границы также могут значительно изменять форму модельного гравитационного поля. Приведенная параметризация позволяет уменьшить влияние на поле эффектов, возникающих ввиду указанных выше причин.

Методические аспекты указанных проблем демонстрируются на тестовых примерах. Проведен сравнительный анализ двух подходов к вычислению поля для представлений 1 и 2.

Пример 1. Влияние ограниченности длины профиля

Модельный профиль расположен вдоль оси x от 0 до L (L = 100 км или L = 110 км). За значение y = 0 принимается раздел земля-воздух. Ось y направлена вверх, поэтому значения глубин границ отрицательны.

Рассматривается двухслойный разрез. Первый слой представляет собой локальное прямоугольное тело мощностью 10 км, которое расположено по оси x от 30 до 102 км, по оси y от дневной поверхности $y_0(x) = 0$ до $y_1(x) = \{-10, x \in [30,102];\ 0, x \notin [30,102]\}$.

Второй слой ограничен сверху кривой $y_1(x)$, снизу – горизонтальной прямой $y_2(x) = -20$.

Значения плотностей слоев:

σ_1 = 2,4 (г/см^3), σ_2 = 2,9 (г/см^3).

Покажем, каким образом может изменяться гравитационное поле в зависимости от длины изучаемого профиля.

На рис. 3 указаны два профиля (длиной 100 и 110 км) и соответствующие им поля. На коротком профиле обрезается локальное тело.

Можно отметить, что при использовании для расчетов поля представления 1 (см. рис. 3, слева), наблюдается заметное расхождение двух полей (значение невязки равно 41,8 мГал). Это связано с различным продолжением масс за пределы профиля: для профиля длиной 110 км строится продолжение для слоя плотности 2,9 г/см^3, а для короткого профиля – для слоя с плотностью 2,4 г/см^3.

Для параметризованного представления 2 (см. рис. 3, справа) оба поля практически совпадают (значение невязки равно 7,8 мГал), поскольку локальные тела, порождающие поле, очень близки. То есть при незначительном отклонении в геометрии локальных тел, когда за пределами профиля остаются сравнительно меньшие массы аномальных тел, поле изменяется также незначительно.

Таким образом, решение в области боковых границ профилей будет более устойчивым.

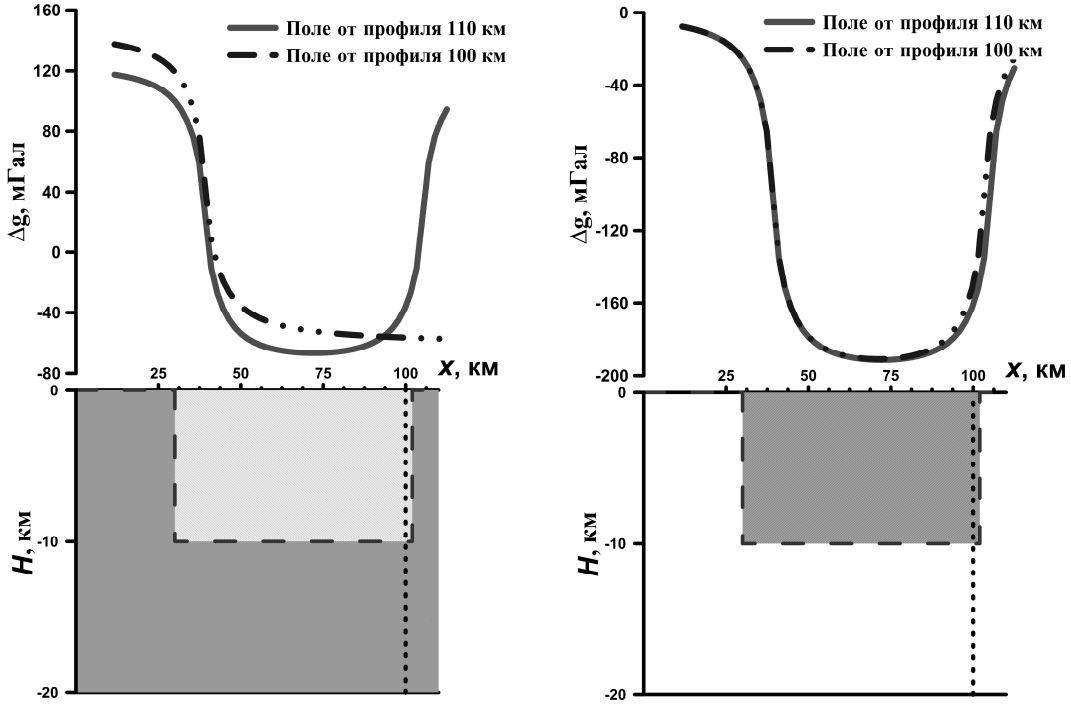


Рис. 3. Пример 1. Протяженность профилей L = 100 км и L = 110 км с соответствующими полями. Слева: расчет поля по представлению 1, слоистая среда. Справа: расчет поля при использовании параметризации, аномальные тела

Пример 2. Влияние выбора глубины профиля и значения σ_F. *Криволинейная нижняя граница*

Рассматривается двухслойный разрез длиной L = 110 км. Первый слой – локальное прямоугольное тело мощностью 10 км, расположенное по оси x от 30 до 102 км, по оси y от дневной поверхности $y_0(x) = 0$ до $y_1(x) = \{-10, x \in [30,102];\ 0, x \notin [30,102]\}$. Второй слой с наклонной нижней границей, ограничен сверху кривой $y_1(x)$, снизу прямой $y_2(x) = -1/11x - 15$.

Значения плотностей слоев:

$$\sigma_1 = 2{,}4\ (г/см^3);\ \sigma_2 = 2{,}9\ (г/см^3).$$

Данный пример показывает, как может изменяться модельное поле в зависимости от выбора значения параметра фоновой плотности σ_F, а также важность определения начального положения последней наклонной границы.

На рис. 4 приведены результаты вычислений гравитационного поля моделей. В обоих случаях наклон поля меняется в зависимости от выбранного параметра σ_F. При значении $\sigma_F = \sigma_M$ случай с криволинейной нижней границей совпадает со случаем с горизонтальной нижней границей.

При использовании параметризации (модель 2, см. рис. 4 справа) становится явной причина различного наклона поля. В зависимости от величины σ_F изменения происходят только для последней наклонной границы, а именно перемена знаков скачков плотности участвующих аномальных масс. Если $\sigma_F > \sigma_M$, тогда $\Delta\sigma_M = \sigma_{M+1} - \sigma_M = \sigma_F - \sigma_M$ имеет знак «+», и над H_M находятся положительные аномальные массы, а под H_M – отрицательные.

Если же $\sigma_F < \sigma_M$, то ситуация меняется в противоположную сторону: над H_M находятся уже отрицательные аномальные массы, а под – положительные, что создает другой наклон суммарного поля.

Выбор плотности относимости определяет морфологию поля. Невязка между полями модели 1 при разных значениях фоновой плотности (σ_F = 2,5 (г/см^3) и σ_F = 3,3 (г/см^3)) составляет 80 мГал, а для модели 2 – равна 40 мГал.

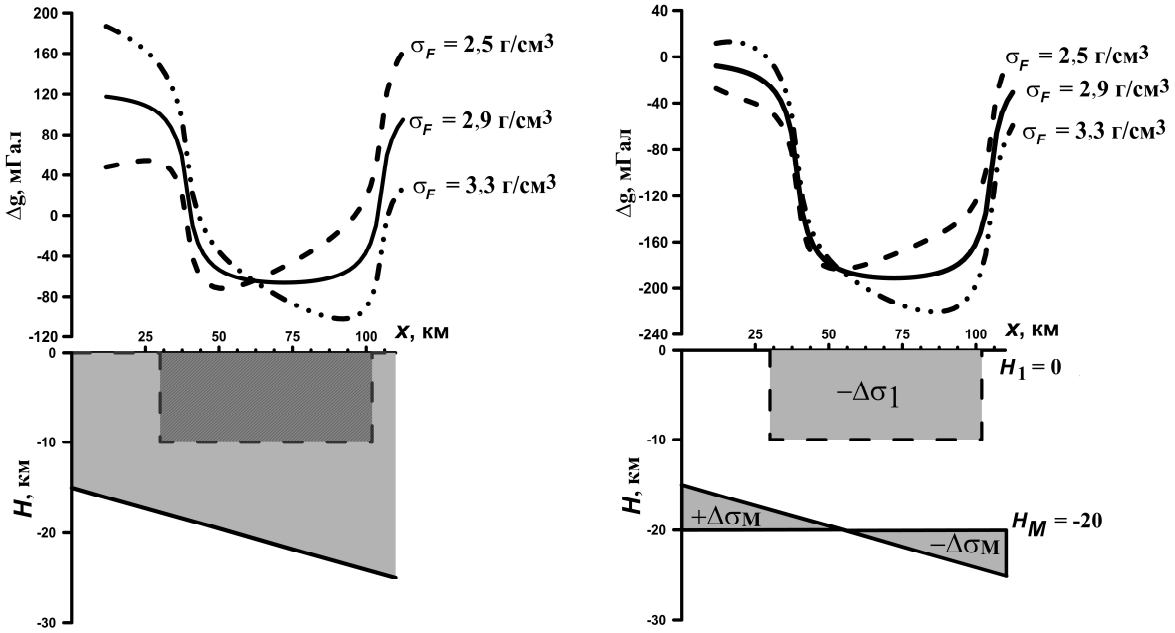


Рис. 4. Различие полей при разных значениях фоновой плотности.

Практический пример

Практические расчеты проведены на примере профиля «Агат». Сейсмический разрез земной коры (Костюченко, Романюк, 1997) построен под руководством А.В. Егоркина в виде слоисто-блоковой модели. По данному разрезу В.В. Колмогоровой (ИГФ УрО РАН) построены изолинии скоростей продольных волн в земной коре.

Модель профиля. Задано одиннадцать скоростных криволинейных границ протяженностью от 0 до 1030 км. Измерения поля проведены на интервале от 350 до 940 км с шагом 10 км. Обратная задача решается на интервале задания поля.

В качестве исходных плотностей принимаются значения, определенные из корреляционной связи «скорость-плотность» для Уральского региона (Мартышко и др., 2012). В табл. 1 отражены начальные значения для плотностей и соответствующие

Таблица 1. Начальные данные и ограничения

Номер слоя модели профиля	Начальное значение плотности в слое, г/см^3	Начальное значение Δσ, г/см^3	Ограничения слева для Δσ, г/см^3	Ограничения справа для Δσ, г/см^3
1	2,5	-0,06	-0,07	-0,05
2	2,44	0,07	0,06	0,08
3	2,51	0,15	0,14	0,16
4	2,66	0,12	0,07	0,17
5	2,78	0,04	-0,01	0,09
6	2,82	0,05	0	0,1
7	2,87	0,03	-0,02	0,08
8	2,9	0,03	-0,02	0,08
9	2,93	0,05	-0,05	0,15
10	2,98	0,05	-0,05	0,15
11	3,03	0,3	0,2	0,4
12 (однородная мантия под границей Мохо)	3,3			

ограничения для каждого скачка плотности $\Delta\sigma_k$.

На каждом шаге к аномальной области прибавляется слой и решается линейная обратная задача (5) для построенного разреза и измеренного поля. Такой подход позволяет на каждом шаге при изменении разреза уточнять уже полученные плотности, а также прослеживать гравиактивный слой, формирующий кривую гравитационного поля, и слои, которые вносят вклады, далекие по значению от измеренного поля.

В табл. 2 приведены полученные решения – вектора абсолютных значений плотностей на каждой итерации и соответствующая разность измеренного и теоретического полей.

Анализ последовательных приближений показывает, что в разрезе можно выделить три части: верхнюю – гравиактивный слой (первые пять слоев профиля «Агат», рис. 5а), определяющий форму кривой аномального поля; среднюю – кора с плотностями, близкими к средневзвешенной плотности (суммарное поле при добавлении слоев 6–10 профиля «Агат» меняется незначительно, рис. 5б); нижнюю часть с характерной плотностью мантии для Уральского региона (одиннадцатая граница профиля «Агат»). Явно выделяется последняя граница – разность между измеренным полем и полем модели увеличилась на последнем шаге (рис. 5в). Наблюдаемый эффект позволяет предположить, что или а) нижняя граница изначально задана неверно, или б) нижняя граница не является изоплотностной линией, т. е. требуется либо а) ее уточнение – по разностному полю решить обратную нелинейную задачу для одной границы, либо б) осуществить подбор плотностных неоднородностей ниже этой границы.

Относительно неплохая согласованность подобранного поля на востоке профиля подтверждает зависимость скорость-плотность, которая была взята за основу. Значительное расхождение полей на западе позволяет предположить, что в западной части профиля должна использоваться другая зависимость «скорость-плотность».

Таблица 2. Вектора решений и соответствующие невязки для каждой итерации решения обратной гравиметрической задачи для профиля «Агат»

Шаг алгоритма	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	Начальные плотности
Подобранный вектор решений, абсолютные значения плотностей, г/см^3	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50
	2,45	2,45	2,45	2,44	2,45	2,45	2,45	2,45	2,45	2,45	2,45	2,44
		2,51	2,51	2,50	2,51	2,51	2,51	2,51	2,51	2,51	2,51	2,51
			2,67	2,66	2,67	2,67	2,67	2,67	2,67	2,67	2,67	2,66
				2,83	2,84	2,84	2,84	2,84	2,84	2,84	2,84	2,78
					2,89	2,89	2,87	2,88	2,92	2,88	2,85	2,82
						2,89	2,88	2,89	2,94	2,90	2,90	2,87
							2,86	2,87	2,92	2,88	2,88	2,90
								2,87	2,92	2,88	2,89	2,93
									2,96	2,91	2,99	2,98
										2,87	3,06	3,03
											3,23	3,33
Невязка	119,425	120,234	109,631	85,7232	80,6068	80,5998	77,348	77,2496	76,7966	76,6197	95,9872	304,768

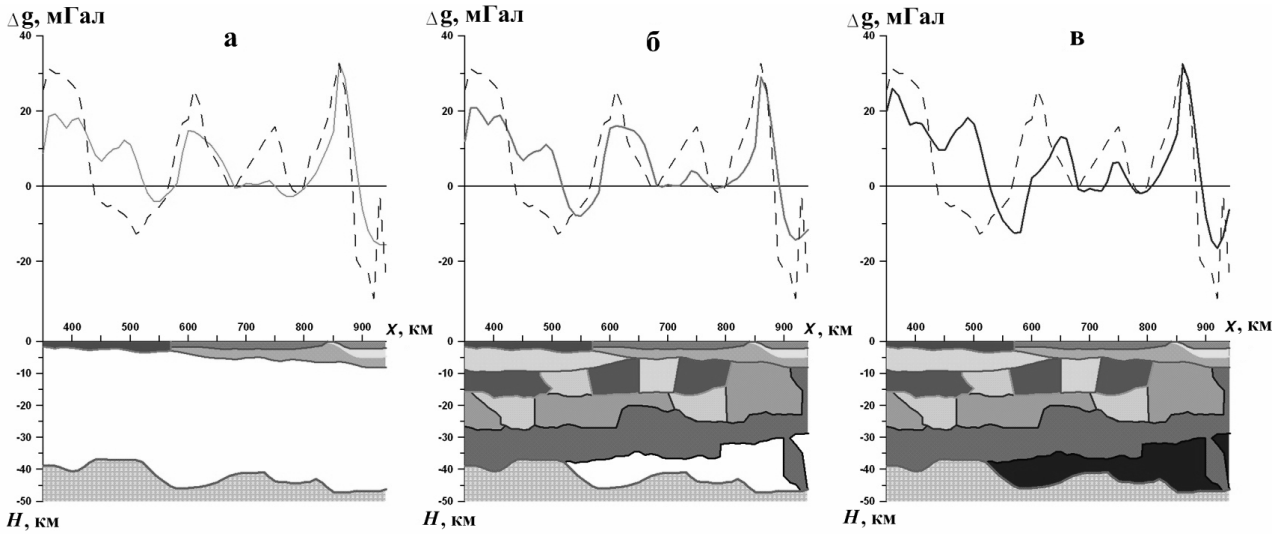


Рис. 5. Измеренное поле (пунктир) и поле от 5 слоев (а), поле от 10 слоев (б), поле от 11 слоев (в)

Этот вывод согласуется с предыдущими исследованиями данной области (Костюченко, Романюк, 1997). При этом, использование таких инструментов, как: 1) параметризация избыточной плотности для модели слоистых сред, 2) вычисление гравитационного эффекта для модели плотностных контактов, 3) послойного интерактивного подбора, существенно повысило устойчивость решения обратной задачи и позволило сохранить геологическую содержательность модели.

Заключение

В работе приведен алгоритм устойчивого решения двумерной линейной обратной задачи гравиметрии, в котором учтены некоторые особенности, возникающие на практике:

1) влияние ограниченности профиля по длине и по глубине;

2) возможный учет разнородной априорной информации;

3) единый алгоритм подбора скачков плотностей слоев модели, а также неопределенных параметров σ_F – фоновой плотности и V_{CONST} – среднего значения модельного поля.

Для удобства проведения разностороннего анализа и исследования изучаемой территории предусмотрены возможности:

1) выделения гравиактивного слоя;

2) определения слоев, параметры которых могут быть существенно изменены;

3) определения плотностей конкретной произвольной части модели.

Таким образом, при помощи параметризации модели слоистых сред, вычисления гравитационного эффекта модели плотностных контактов, послойного интерактивного подбора удалось повысить устойчивость решения обратной задачи в классе слоистых сред и унаследовать геологическую содержательность плотностной модели начального приближения, построенную по сейсмологическим данным.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Мартышко Петру Сергеевичу за постановку задачи, постоянное участие и интерес к работе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 14-05-31083)

Литература

Костюченко С.Л., Романюк Т.В. О природе Мезенского гравитационного максимума // Физика земли. 1997. № 12. С. 3–22.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Цидаев А.Г. Построение региональных геофизических моделей на основе комплексной интерпретации гравитационных и сейсмических данных // Физика Земли. 2010. № 11. С. 23–35.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Колмогорова В.В., Цидаев А.Г., Бызов Д.Д. Применение сеточных функций в задачах трехмерного плотностного моделирования //

Уральский геофизический вестник. № 1. (19). 2012. С. 30–34.

Оганесян С.М., Старостенко В.И. Тела нулевого внешнего гравитационного потенциала: о забытых работах и современном состоянии теории // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 3. С. 49–63.

Страхов В.Н. К вопросу о единственности решения плоской обратной задачи теории потенциала // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1972. № 2. С. 38–49.

Страхов В.Н. Некоторые примеры эквивалентности и слабой единственности в плоской обратной задаче потенциала // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1973. № 5. С. 39–62.

Страхов В.Н. Об обратной задаче логарифмического потенциала для контактной поверхности // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1974. № 2. С. 43–65.

Цирульский А.В. Функции комплексного переменного в теории и методах потенциальных геофизических полей. Свердловск, 1990. 132 с.

Цирульский А.В. О некоторых свойствах комплексного логарифмического потенциала однородной области // Изв. АН СССР. Серия геофизическая. 1963. № 7. С. 1072–1075.

Цирульский А.В., Бахтерев Д.В. К вопросу об эквивалентности для областей с кусочно-аналитической границей и переменной плотностью // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 1. С. 113–118.

Coleman T.F., Li Y. A Reflective Newton Method for Minimizing a Quadratic Function Subject to Bounds on Some of the Variables // SIAM Journal on Optimization. 1996. V. 6. No 4. P. 1040–1058.

УДК 550.838

УРАВНЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ МАГНИТОРАЗВЕДКИ (ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ)

Мартышко П.С., Мартышко М.П. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Выведены новые векторные уравнения трёхмерной обратной задачи магниторазведки с учётом размагничивания (для внутреннего и внешнего полей). Уравнения позволяют использовать измерения в скважинах для автоматизированного решения обратной задачи. Совместное решение уравнений позволяет определить границу области и значение магнитной восприимчивости.

Магниторазведка, электроразведка, уравнения трёхмерных обратных задач.

THREE DIMENSIONAL MAGNETIC INVERSE PROBLEMS EQUATIONS (DIRECT CURRENT EXPLORATION)

Martyshko P.S., Martyshko M.P. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The new 3D magnetic inverse problem equations have been derived (of interior and outside fields). We take into account demagnetization factor. Based on these equations it is possible to use method which does not require trial-and-error forward modeling and allows us to construct inverse problem solutions. Using borehole data we can determine the only solution.

Magnetic and electric exploration, 3D inverse problems equations.

Постановка задачи

Пусть D – односвязная область из евклидова пространства R^3 заполнена веществом с постоянной магнитной проницаемостью μ_2 и находится в среде с магнитной проницаемостью μ_1. Пусть W – магнитный потенциал индуцирующего поля (источники которого находятся вне D), V_1 – внешний, V_2 – внутренний потенциалы области D, наведённые в поле W.

Потенциалы V_1, V_2, W – гармонические функции, т. е.

$$\Delta V_1 = 0 \text{ в } D^-,\ \Delta V_2 = 0 \text{ и } \Delta W = 0 \text{ в } D. \qquad (1)$$

Кроме того, на границе D – поверхности S – выполняются следующие соотношения

$$V_1 = V_2 \qquad (2)$$

$$\mu_2 \frac{\partial V_2}{\partial n} - \mu_1 \frac{\partial V_1}{\partial n} = (\mu_1 - \mu_2)\frac{\partial W}{\partial n}. \qquad (3)$$

Решение прямой задачи магниторазведки (для магнитного поля) сводится к нахождению потенциалов V_1 и V_2 из условий (1)–(3). Обратная задача может быть сформулирована следующим образом: по заданной функции V_1, удовлетворяющей на границе искомой области условиям (1)–(3), найти эту область. Аналогичные задачи (с заменой магнитной проницаемости на электропроводность и магнитных потенциалов на электрические) возникают при интерпретации данных электроразведки.

Уравнения теоретической обратной задачи (ТОЗ) магниторазведки

Напомним, что обратную задачу будем называть теоретической, если функция, описывающая поле, задана в явном виде (ситуация, возникающая, например, после подбора наблюденных данных потенциалами сингулярных источников) (Мартышко, 1994).

Для функций V_1, V_2 справедливы представления (Сретенский, 1946):

$$\frac{1}{4\pi}\int_S \left[V_1(P)\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} - \frac{\partial V_1}{\partial n}\frac{1}{r} \right] dS = \begin{cases} V_1(P_0),\ P_0 \in R^3 \setminus \overline{D}, \\ 0,\ P_0 \in D; \end{cases} \qquad (4)$$

$$\frac{1}{4\pi}\int_S \left[\frac{\partial V_2}{\partial n}\frac{1}{r} - V_2(P)\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} \right] dS = \begin{cases} V_2(P_0),\ P_0 \in D, \\ 0,\ P_0 \in CD; \end{cases} \qquad (5)$$

где n – внешняя нормаль к S;

$P(x, y, z) \in S$; $P_0(x_0, y_0, z_0) = P_0$;

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}.$$

Из условий (4), (5) с учетом (2) следует возможность представления

$$\frac{1}{4\pi}\int_S\left[\frac{\partial V_2(P)}{\partial n}-\frac{\partial V_1(P)}{\partial n}\right]\frac{dS}{r}= \\ =\begin{cases}V_1(P_0),\ P_0\in R^3\setminus\overline{D},\\ V_2(P_0),\ P_0\in D;\end{cases} \quad (6)$$

Из (3) легко получить

$$\frac{\partial V_2}{\partial n}-\frac{\partial V_1}{\partial n}=\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_2}\left(\frac{\partial W}{\partial n}+\frac{\partial V_1}{\partial n}\right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial V_2}{\partial n}-\frac{\partial V_1}{\partial n}=\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_1}\left(\frac{\partial W}{\partial n}+\frac{\partial V_2}{\partial n}\right). \quad (8)$$

Подставляя (8) в (6), имеем

$$V_1(P_0)=\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_1}\int_S\left(\frac{\partial W(P)}{\partial n}+\frac{\partial V_2(P)}{\partial n}\right)\frac{dS}{r}= \\ =\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_1}\int_S\left(W(P)+V_2(P)\right)\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial n}dS, \quad (9)$$

откуда в силу (2) получаем

$$V_1(P_0)=\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_1}\int_S\left(W+V_1\right)\frac{\partial 1/r}{\partial n}dS. \quad (10)$$

Соотношение (10) можно рассматривать как уравнение ТОЗ (Martyshko, 1999) для определения границы *S*. Аналогично, подставляя (7) в (6), получаем

$$V_1(P_0)=\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_2}\int_S\left(\frac{\partial W(P)}{\partial n}+\frac{\partial V_1(P)}{\partial n}\right)\frac{dS}{r}, \\ P_0\in R^3\setminus\overline{D}, \quad (11)$$

уравнение ТОЗ для внешнего магнитного потенциала. Аналогично можно получить новое уравнение для внутреннего потенциала

$$V_2(P_0)=\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_2}\int_S\left(\frac{\partial W(P)}{\partial n}+\frac{\partial V_1(P)}{\partial n}\right)\frac{dS}{r}, \\ P_0\in D. \quad (12)$$

Из соотношений (11) и (12) выведем уравнения для напряжённости магнитного поля $\vec{H}$:

$$\vec{H}_1(P_0)=grad\,V_1(P_0)= \\ =\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_2}\int_S\left(\frac{\partial W}{\partial n}+\frac{\partial V_1}{\partial n}\right)grad\frac{1}{r}ds$$, т. е.

$$\vec{H}_1(P_0)=\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_2}\int_S\left(\vec{H}_0+\vec{H}_1)(P)\cdot\vec{n}\right)grad\frac{1}{r}ds, \\ P_0\in R^3\setminus\overline{D}, \quad (13)$$

$$\vec{H}_2(P_0)=grad\,V_2(P_0)= \\ =\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_2}\int_S\left(\frac{\partial W}{\partial n}+\frac{\partial V_1}{\partial n}\right)grad\frac{1}{r}ds$$, т. е.

$$\vec{H}_2(P_0)=\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_2}\int_S\left(\vec{H}_0+\vec{H}_1)(P)\cdot\vec{n}\right)grad\frac{1}{r}ds, \\ P_0\in D, \quad (14)$$

векторные интегральные уравнения обратной задачи магниторазведки (для внешнего и внутреннего полей соответственно).

При заданных значениях $\mu_1 = 1$ (предположим, что вмещающая среда немагнитна) и $\mu_2 = 1+4\pi\kappa$ (κ – магнитная восприимчивость) с использованием уравнений (13) или (14) можно построить эквивалентное семейство решений обратной задачи магниторазведки. Совместное решение этих уравнений позволяет определить единственное решение обратной задачи. Заметим также, что в скважинах выполняются измерения как внутреннего поля, так и магнитной восприимчивости. Это позволяет определить границу *S* из уравнения (14).

Перепишем уравнение (14) в виде

$$\vec{H}_2(P_0)=\frac{\kappa}{1+4\pi\kappa}\int_S\left(\vec{H}_0+\vec{H}_1)\cdot\vec{n}\right)grad_p\frac{1}{r}ds. \quad (15)$$

Связь между намагниченностью и напряжённостью определяется равенством $\vec{J}=\kappa\vec{H}$, с учётом этого получаем

$$\vec{J}_2(P_0)=\frac{\kappa^2}{1+4\pi\kappa}\int_S\left(\vec{H}_0+\vec{H}_1)(P)\cdot\vec{n}\right)grad_p\frac{1}{r}ds. \quad (16)$$

Соотношения (15) и (16) позволяют по граничным значениям внешнего поля вычислять намагниченность области *D*, либо использовать значения намагниченности и внешнего поля для определения границы *S* (решения обратной задачи).

Подставляя (8) в (6), имеем

$$V_2(P_0)=\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_1-\mu_2}{\mu_1}\int_S\left(\frac{\partial W(P)}{\partial n}+\frac{\partial V_2(P)}{\partial n}\right)\frac{dS}{r}, \\ P_0\in D. \quad (17)$$

Беря градиент от обеих частей (17), имеем уравнение обратной задачи для внутреннего поля

$$\vec{H}_2(P_0) = \kappa \int_S \left(\vec{H}_0 + \vec{H}_2)(P) \cdot \vec{n}\right) grad_p \frac{1}{r} ds \,. \quad (18)$$

Из (18) следует формула вычисления внутреннего поля через намагниченность

$$\vec{H}_2(P_0) = \int_S \left(\vec{J}_2(P) \cdot \vec{n}\right) grad_p \frac{1}{r} ds$$

и формула вычисления намагниченности через её поверхностные значения

$$\vec{J}_2(P_0) = \kappa \int_S \left(\vec{J}_2(P) \cdot \vec{n}\right) grad_p \frac{1}{r} ds.$$

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, проект 14-27-00059.

Заключение

Получены представления гармонических функций, описывающих магнитное поле (внутреннее и внешнее) намагниченного тела через граничные значения. На основе этих представлений выведены уравнения обратных задач магниторазведки с явно заданным оператором. Подчеркнём, что рассматривается полная задача с учётом размагничивания, математически эквивалентная задачам электроразведки постоянным током и термометрии.

Указанное обстоятельство существенно расширяется область приложений проведённых исследований.

Литература

Мартышко П.С. О двухэтапных методах интерпретации данных электроразведки на постоянном токе // Физика Земли. 1994. № 9. С. 91–93.

Сретенский Л.Н. Теория ньютоновского потенциала. М.; Л.: Гостехиздат, 1946. 318 с.

Martyshko P.S. Inverse Problems of Electromagnetic Geophysical Fields. The Netherlands: VSP, 1999. 117 p.

УДК.550.838

ПРОЯВЛЕНИЕ СТРУКТУР ПРЕДУРАЛЬСКОГО ПРОГИБА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОЛЯРНОГО И ЮЖНОГО УРАЛА

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

Аннотация. Исследована морфология региональной отрицательной магнитной аномалии (для Полярного и Южного Урала). Эта магнитная аномалия пространственно совпадает со структурами Предуральского прогиба. В этой статье мы применяем 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 построены трехмерные модели земной коры. Основные элементы глубинного строения, установленные на южных широтах, сохраняются и на северных.

Магнитное поле, поверхности раздела, обратная задача.

MANIFESTATION OF THE PREDURALS DEPRESSION STRUCTURES IN THE MAGNETIC FIELD OF THE POLAR AND THE SOUTHERN URALS

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

Abstract. We have investigated the morphology of the negative regional magnetic anomaly (from the Polar Urals to the Southern Urals). This magnetic anomaly spatially coincides with structures of Predurals depression. In this paper we apply the method of construction 3-D surfaces using magnetic data. We suggest modified iterative local correction method for solving structure magnetic inverse problem. The Polar region and the Southern region of Predurals depression 3D-models magnetization Earth crust have been constructed. The main elements of subsurface structure at whale latitudes are preserved.

Magnetic field, magnetized layers, inverse problem.

Введение

Строение земной коры как Полярного, так Южного сектора Уральской складчатой системы представляет огромный интерес в связи со сложным характером взаимоположения геологических структур первого порядка. Наибольший интерес, на наш взгляд, представляет изучение глубинного строения Предуральского прогиба. Эта структура является реперной по всей протяженности Уральской складчатой системы. В магнитном поле она проявляется в виде субмеридиональной региональной отрицательной магнитной аномалии достаточно сложной морфологии. Это, по-видимому, связано с тем, что существуют определенные различия в геологическом строении разных сегментов Уральской складчатой системы.

Южно-Уральский сегмент наиболее хорошо изучен, его особенностью является доступность для прямого изучения всех структурно-формационных мегазон, в том числе и Предуральского прогиба. Полярно-Уральский сегмент характеризуется сложным мозаичным геологическим строением, что находит свое отражение в магнитном поле. В глубинном строении южной и полярной частей Урала есть определенные черты сходства и различия. Сходство заключается, в первую очередь, в присутствии единой последовательности общеуральских структурных элементов. В то же время, сравнительно слабая, в целом, обнаженность региона настоятельно требует комплексного использования геологических и геофизических данных, без чего невозможно построение геолого-геофизических моделей земной коры. Наиболее важными источниками комплексной геолого-геофизической информации о глубинном строении Уральской складчатой системы являются как Полярно-Уральский трансект (Рыбалка и др., 2011) и профиль Уралсейс (Рыльков и др., 2013), так и магнитные данные секущих Северный Урал на различных высотах профилей аэромагнитной съемки (Шапиро и др., 1993). Необходимость прохождения нескольких опорных профилей была вызвана как стремлением создать объемную модель Уральской складчатой системы, так и существовани-

ем определенных различий геологического строения основных фрагментов Урала. Методика и результаты построения трехмерной магнитной модели для Полярного и Южного Урала приводятся ниже.

Восстановление поверхности слоя по магнитным данным

Как для Полярного, так и для Южного Урала наклонение вектора индукции геомагнитного поля превышает 70º (Магниторазведка … , 1980). Это позволяет в рамках допустимых погрешностей решать обратную задачу для вертикальной намагниченности слоев и использовать только вертикальную составляющую магнитного поля (Васин и др., 2008). 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.

Введем декартову прямоугольную систему координат с осью *Z*, направленной вниз, плоскость *XOY* совпадает с дневной поверхностью. Рассматривается двухслойная модель участка земной коры. Поверхность, разделяющая верхний и нижний слои, на достаточном удалении от центра участка выходит на асимптоту. 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:

$$Z(x,y) = \Delta I \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{z(x,y)}{\left[(x-x')^2+(y-y')^2+z^2(x,y)\right]^{3/2}} - \frac{H}{\left[(x-x')^2+(y-y')^2+H^2\right]^{3/2}}\right)dxdy, \quad (1)$$

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; 2014а). 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 $z = z(x,y)$ (Мартышко и др., 2010). 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 (1) приводит к следующей системе нелинейных уравнений:

$$c\sum_i\sum_j K_{i_0 j_0}(z_{ij}) = U_{i_0 j_0}, \quad (2)$$

где *c* – весовой коэффициент кубатурной формулы; $U_{i_0 j_0} = \Delta Z(x_{i_0}, y_{j_0}, 0)$ – левая часть уравнения (1); $K_{i_0 j_0} = K(x_{i_0}, y_{j_0}, x_i, y_j, z_{ij})$ – подынтегральное выражение; $z_{ij} = z(x_i, y_j)$.

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.

Моделирование распределения намагниченности в земной коре Полярного и Южного сегментов Уральской складчатой системы

Разработанная методика локальных поправок была использована нами для построения 3D-магнитных моделей земной коры, включающих в себя структуры Предуральского прогиба на Полярном и Южном Урале.

Для построения поверхностей раздела необходимо знать как параметры асимптотической поверхности, так и предполагае-

мую намагниченность слоев. Считается, что первый слой практически немагнитный I_1 = 0,1 А/м (Шапиро и др., 1993; Федорова, Колмогорова, 2013; Федорова и др., 2013), а намагниченность следующего слоя получена в результате исследования материалов интерпретации данных профильных магнитных наблюдений. С этой целью на Урале в рамках трапеции 52–72ºE×52–68ºN была проведена специальная прецизионная разновысотная аэромагнитная съемка по 8 широтным геотраверсам и двум субмеридиональным профилям на высотах 150–4000 м (Шапиро и др., 1993). Основной целью этой региональной съемки было изучение строения магнитоактивного слоя литосферы Урала и сопредельных регионов. Завершающим этапом этих разновысотных исследований стала интерпретация аномального магнитного поля. Интерпретация магнитных аномалий была проведена по методике, разработанной в Институте геофизики УрО РАН (Цирульский, 1990; Федорова и др., 2010; Мартышко и др., 2011). В соответствии с этой методикой аномальное магнитное поле каждого из профилей аппроксимировано полями сингулярных источников, что позволило выделить источники, порождающие региональную компоненту магнитного поля. В результате исследований построены 2D-магнитные модели для всех профилей. Для западной окраины Урала отмечено интенсивное погружение под складчатый Урал мощного протяженного объекта с намагниченностью I_2 = 0,7–1 А/м. Ранее проведенные в магнетизме горных пород исследования особенностей распределения намагниченности пород с глубиной показывают, что намагниченности существенно большие 1–2 А/м для больших блоков маловероятны (Петрофизика … , 1992).

Для определения параметров асимптотической поверхности использованы сейсмические данные Полярно-Уральского и Южно-Уральского (УРСЕЙС-95) трансектов. Полярно-Уральский трансект имеет протяженность 300 км и сечет главные структуры Уральской складчатой системы. Западная граница трансекта располагается в Предуральском прогибе, далее на восток он пересекает пакеты пластин Лемвинского аллохтона (рис. 1) (Рыбалка и др., 2011). Эта часть территории и является объектом изучения строения магнитной модели земной коры. Моделирование распределения намагниченности в земной коре было проведено для прямоугольного участка площади 62–64ºE×65–67ºN, включающего в себя структуры Предуральского прогиба, основано на базе данных (Овчаренко, 1996). По сейсмическим данным Предуральский прогиб представлен слоистой пачкой отражателей, соответствующих палеозойскому складчатому чехлу. До глубин около 2 км отражения очень слабые, далее интенсивные отражения прослеживаются до глубин 10 км, а в восточной части прогиба до 15 км. Западная часть Лемвинского аллохтона характеризуется хаотическим распределением отражателей. Таким образом, опираясь на особенности геологического строения земной коры изучаемой зоны, предполагаем, что глубина до асимптотической поверхности при решении обратной задачи магнитометрии методом локальных поправок составляет 10 км. По данным предыдущих работ (Шапиро и др., 1993) установлена величина намагниченности I_2 = 0,7–1 А/м.

С целью исключения влияния припо-

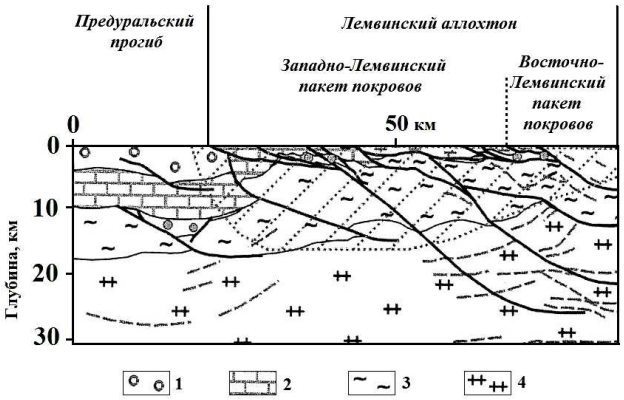


Рис. 1. Схематическая геолого-геофизическая модель западного сегмента Полярно-Уральского транссекта (Рыбалка и др., 2011): 1 – пермские и раннемезозойские отложения Предуральского прогиба; 2 – мелководные терригенно-карбонатные образования; 3 – позднепротерозойские вулканогенные и осадочные образования; 4 – гнейсы и амфиболиты выступов дорифейского фундамента

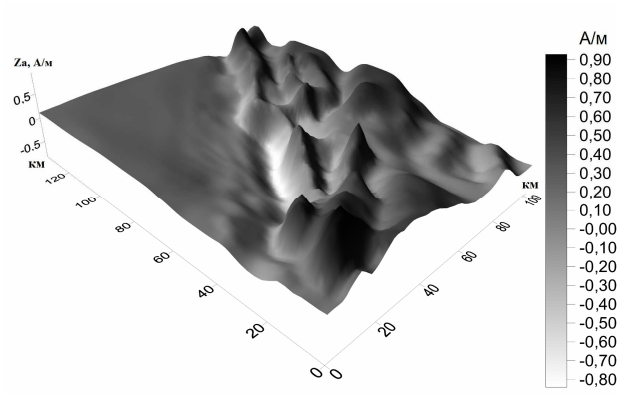


Рис. 2. Исходное магнитное поле сегмента Полярного Урала

верхностных источников используется пересчет наблюденного магнитного поля на высоту. На суперкомпьютере «Уран» выполнены вычисления для набора высот H = 5, 10, 15, 20 км. Для каждой трансформации проводился пересчет поля вверх на высоту H, затем пересчет поля вниз на глубину $2H$ и опять пересчет вверх на высоту H. Таким образом, трансформированное поле приводится к уровню поверхности Земли (Мартышко и др. 2012; 2014б). Для выбора параметра регуляризации α были использованы результаты интерпретации магнитных аномалий, выполненные двумерным методом (Цирульский и др., 1980). Аномальное магнитное поле северо-западного сектора Предуралья и части складчатого Урала приведено на рис. 2. Далее на рис. 3 приведена карта Z-составляющей магнитного поля, полученного с помощью пересчетов поля вверх на 10 км и затем вниз на нулевой уровень. Для пересчитанного поля Z методом локальных поправок решена 3D-обратная задача магнитометрии для контактной поверхности с асимптотой H = 10 км и скачком намагниченности равным 1 А/м. Глубина до асимптоты выбрана на основе анализа геолого-геофизического разреза для Полярного трансекта. Анализируя морфологию контактной поверхности (рис. 4), приходим к заключению, что в направлении на юго-восток глубина до поверхности увеличивается на несколько километров, т. е. наблюдается погружение контактной поверхности под Урал. По-видимому, таким образом в магнитном поле проявляется зона субдукции.

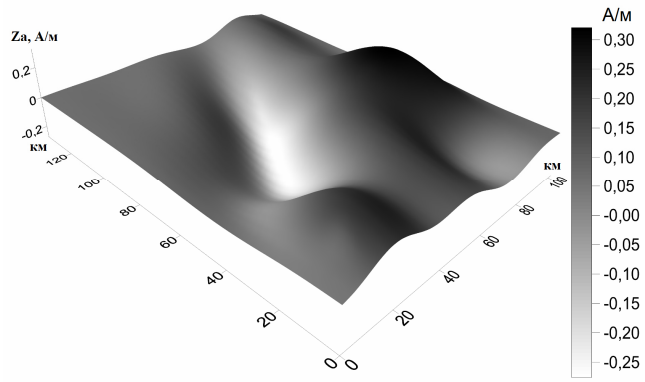


Рис. 3. Магнитное поле, пересчитанное на 10 км

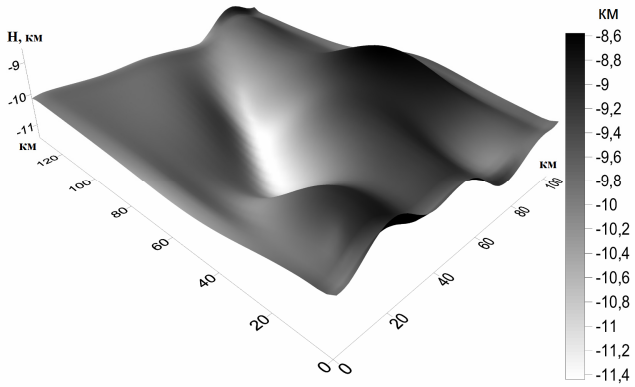


Рис. 4. Контактная поверхность, рассчитанная методом локальных поправок

Аналогичным образом решалась задача для Южного Урала. УРАЛСЕЙС-95 является наиболее крупным комплексным геолого-геофизическим профилем через Урал, он был пройден в самом широком и представительном сечении региона, в северной части Южного Урала, по линии Стерлитамак-Николаевка, поэтому он и выбран нами в качестве опорного при построении объемной магнитной модели земной коры Южного Урала. Помимо классического комплекса сейсмических исследований, здесь были проведены высокоточные наземные синхронные наблюдения модуля полного вектора T геомагнитного поля и магнитовариационные наблюдения на станции Нугуш (Шапиро, Пьянков, 1976). В результате этих наблюдений на региональном субширотном профиле выделена отрицательная магнитная аномалия ΔT с амплитудой в экстремуме до 300 нТл.

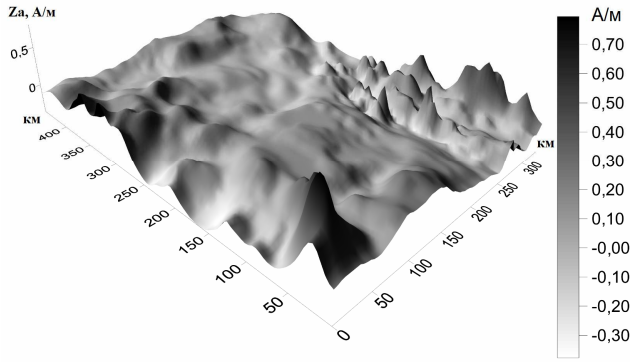


Рис. 5. Исходное магнитное поле Южного Урала

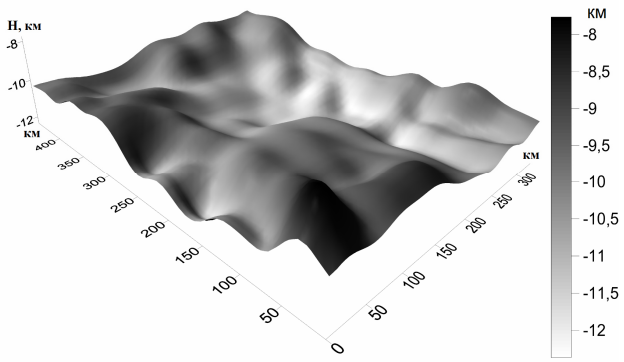


Рис. 6. Контактная поверхность, рассчитанная методом локальных поправок для магнитного поля, пересчитанного на 10 км

На основе этих данных была построена 2D-модель распределения намагниченности в земной коре по профилю Стерлитамак-Николаевка (Васин и др., 2008). В результате этих исследований установлено, что в земной коре, включающей в себя часть Восточно-Европейской плиты, Предуралье и часть миогеосинклинальной области Урала, существует протяженный блок восточного падения с намагниченностью 0,7–2 А/м. Глубина до верхней кромки блока в рамках двумерной модели 10–20 км (для I_2 = 1 А/м). Таким образом, был получен опорный профиль для построения 3D-магнитной модели земной коры Южного Урала. Площадь магнитных исследований (рис. 5) представляет собой трапецию 54–59ºE×52–56ºN и охватывает практически всю территорию Башкирии, использованы данные (Овчаренко, 1996). Исследуемое магнитное поле обладает очень сложной морфологией, отражающей как относительно приповерхностные, так и глубинные магнитные эффекты.

Как и в первой задаче, с целью устранения влияния приповерхностных намагниченных объектов был проведен пересчет магнитного поля на высоту (Мартышко и др. 2012; 2014б). После анализа магнитных и сейсмических данных для решения обратной задачи магнитометрии методом локальных поправок установлены как глубина до асимптотической поверхности – 10 км, так и намагниченность I_2 = 0,7 А/м. В результате решения обратной задачи магнитометрии методом локальных поправок получена контактная поверхность, разделяющая относительно немагнитные и магнитные породы (рис. 6). У магнитной 3D-границы очень сложная морфология, что связано, в том числе, и тем, что в земной коре изучаемой области находится зона аномальной электропроводности, присутствие которой несколько искажает достаточно плавный рельеф контактной поверхности. Для визуализации преобладающей картины рельефа изучаемой поверхности построены разрезы (рис. 7) по двум

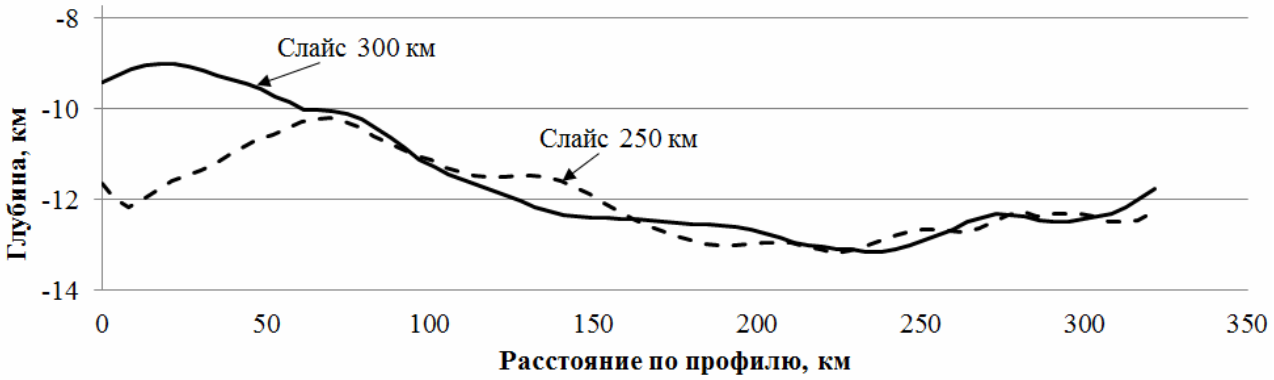


Рис. 7. Слайсы контактной поверхности для широтных пересечений 250 и 300 км

субширотным профилям, секущим контактную поверхность примерно по середине изучаемой площади. В результате исследований установлено, что морфология отрицательной региональной магнитной аномалии на Южном Урале в большей степени отражает погружение контактной границы на восток под Урал. Амплитуда погружения на данном участке от 8 до 14 км. Показано, что дальнейшее трассирование отрицательной региональной магнитной аномалии, вероятно, позволит продлить структуры Предуралья в зону Арктического шельфа. Для её уверенной идентификации необходимо знать особенности морфологии контактной магнитной поверхности.

Заключение

В результате проведенных исследований установлено:

1. Изученная морфология региональной отрицательной магнитной аномалии (для Полярного и Южного Урала) характеризует, в основном, единую структуру Предуральского прогиба.

2. В результате решения обратной задачи магнитометрии методом локальных поправок была получена 3D-модель распределения намагниченности земной коры как для Полярного, так и для Южного Урала. Как следствие, показано, что контактная поверхность, разделяющая немагнитные и магнитные породы, наклонена на восток под Урал. Таким образом, зафиксировано погружение Восточно-Европейской платформы на восток (зона субдукции).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта №14-27-00059 Российского научного фонда.

Литература

Васин В.В., Акимова Е.Н., Пересторонина Г.Я., Мартышко П.С., Пьянков В.А. Методы решения обратной задачи магнитометрии // Сибирские электронные математические известия. 2008. Т. 5. С. 620–631.

Петрофизика: Справочник. М.: Недра. Т. 1. Горные породы и полезные ископаемые / Отв. редактор Н.Б. Дортман. 1992. 391 с.

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., Дружинин В.С., Начапкин Н.И., Осипов В.Ю., Фёдорова Н.В., Ладовский И.В., Колмогорова В.В., Цидаев А.Г. Методика и результаты создания объемной геолого-геофизической модели верхней части литосферы северного и среднего сегментов Уральского региона // Динамика физических полей Земли. М.: ИФЗ РАН, 2011. С. 9–30.

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

Мартышко П.С., Рублев А.Л., Федорова Н.В. Метод нахождения поверхностей намагниченных слоев земной коры // Уральский геофизический вестник. 2014а. № 1. С. 61–66.

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

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

Магниторазведка: Справочник геофизика / Под ред. В.Е. Никитского, Ю.С. Глебовского. М.: Недра, 1980. 368 с.

Овчаренко А.В. Компьютерная база геополей Урала – информационная основа нового этапа исследований региона // Глубинное строение и развитие Урала. Екатеринбург: Наука, 1996. С. 136–146.

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.

Рыбалка А.В., Петров Г.А., Куликов В.В., Душин В.А. Глубинное строение Урала по данным Полярно-Уральского трансекта //

Региональная геология и металлогения. 2011. № 48. С. 25–36.

Рыльков С.А., Рыбалка А.В., Иванов К.С. Глубинное строение и металлогения Урала: сопоставление глубинной структуры Южного, Среднего и Полярного Урала // Литосфера. 2013. № 1. С. 3–16.

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., Ладовский И.В. Геофизические модели строения земной коры по Красноленинскому профилю // Уральский геофизический вестник. 2010. № 1. С. 59–68.

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

Цирульский А.В. Функции комплексного переменного в теории и методах потенциальных геофизических полей. Свердловск: УрО АН СССР, 1990. 131 с.

Цирульский А.В., Никонова Ф.И., Федорова Н.В. Метод интерпретации гравитационных и магнитных аномалий с построением эквивалентных семейств решений // Свердловск: УНЦ АН СССР, 1980. 135 с.

Шапиро В.А., Никонова Ф.И., Федорова Н.В., Чурсин А.В., Бахтерев Д.В. Строение магнитоактивного слоя Северного Урала по геомагнитным данным // ДАН. 1993. Т. 330. № 6. С. 774–777.

Шапиро В.А., Пьянков В.А. Токовая аномалия векового хода магнитного поля Т в Башкирии // Геомагнетизм и аэрономия. 1976. № 5. С. 943–946.

УДК 550.8.053

АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕГРЕССИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ЗНАЧЕНИЯМИ СКОРОСТИ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН И ПЛОТНОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД ЗЕМНОЙ КОРЫ НА ПРИМЕРЕ ТИМАНО-ПЕЧОРСКОЙ ПЛИТЫ

Цидаев А.Г., Кошелева Н.В. **–** Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В статье разработан алгоритм определения корреляционной зависимости «скорость-плотность» на основании сопоставления на различных высотах дисперсии наблюденного поля с дисперсией модельного. Методика иллюстрируется на примере территории Тимано-Печорской плиты.

Дисперсия, корреляционная зависимость «скорость-плотность», пересчет поля на высоту.

LONGITUDINAL WAVES VELOCITY AND EARTH ROCKS DENSITY CORRELATION REFINEMENT TECHNIQUE DEMONSTRATION ON TIMAN-PECHORA AREA

Tsidaev A.G., Kosheleva N.V. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Paper presents velocity and density correlation refinement technique. Method is based on observed and model summary fields dispersion comparison on different heights. The technique is illustrated on Timan-Pechora area.

Dispersion, «velocity and density» correlation, field recalculation to height.

Введение

В задачах построения моделей распределения плотности исследуемой области земной коры обычно используется комплекс методов. Естественным является построение плотностных моделей на основе данных сейсмометрии и гравиметрии, поскольку скорости распространения сейсмических волн и плотность находятся в тесной корреляционной зависимости. При этом необходимо произвести переход от значений скорости продольных волн к значениям плотности пород, который осуществляется по некоторой априорно заданной формуле. Существующие исследования (Дружинин и др., 1982; Романюк, 2012; Ладынин, 2010) зависимости «скорость-плотность» показывают, что такая формула не носит универсального характера при подробном изучении области земной коры, а является индивидуальной для каждой площади. Более точное определение такой зависимости становится необходимым, например, при исследованиях осадочного чехла и верхней мантии в практически значимых задачах нефтегазоразведки (Кабан, 2001). В статье (Павленкова, Романюк, 1991) описана методика определения законов изменения плотности в зависимости от скорости продольных волн для двумерных профилей.

Наша работа посвящена описанию технологии уточнения корреляционной зависимости между скоростью и плотностью в трехмерном случае с применением статистических параметров на примере территории Тимано-Печорской плиты.

Постановка задачи

В качестве начальных данных мы берём построенную по сейсмическим профилям трехмерную плотностную слоистую модель нулевого приближения земной коры Тимано-Печорского региона в пределах планшета 60–67° с.ш., 48–62° в.д., а также измеренное гравитационное поле в редукции Буге на этой же площади (рис. 1, цветная вкладка).

Для исследуемой территории принята исходная зависимость «скорость-плотность» (Дружинин и др., 1982), по которой построена пятислойная плотностная модель нулевого приближения. Значения абсолютных плотностей выделенных слоёв: σ_1 = 2,73 г/см^3; σ_2 = 2,84 г/см^3; σ_3 = 2,89 г/см^3; σ_4 = 2,94 г/см^3; σ_5 = 3,02 г/см^3.

Соответственно, скачки плотностей

между граничащими слоями:

$\Delta\sigma_1 = 0{,}11$ г/см^3; $\Delta\sigma_2 = 0{,}05$ г/см^3;

$\Delta\sigma_3 = 0{,}05$ г/см^3; $\Delta\sigma_4 = 0{,}08$ г/см^3.

По исходным данным рассчитываются гравитационное поле начальной модели и невязка между рассчитанным и наблюденным полями. Поле одной границы вычисляется по известной формуле (Нумеров, 1930).

$$\Delta g(x', y') = \\ = f \cdot \Delta\sigma \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z(x,y)^2}} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + H^2}} \right) dxdy, \qquad (1)$$

где f – гравитационная постоянная, $\Delta\sigma$ – скачок плотности на границе раздела плотностей $z(x,y)$, H – асимптота границы $z(x,y)$.

В связи с тем, что плотностная модель построена по редкой сети профилей, наблюдается значительное отклонение значений модельного поля от наблюденного (см. рис. 1, цветная вкладка). Цель данной работы – внесение поправок в абсолютные значения плотностей в слоях на первом этапе, затем уточнение формулы корреляционной зависимости «скорость-плотность» на втором. При этом ключевым требованием является приближение модельного поля к наблюденному.

Алгоритм уточнения зависимости между скоростью и плотностью

В данной статье предложен метод уточнения плотностей с использованием дисперсии поля. Из работы (Мартышко и др., 2010) следует, что дисперсия может являться важным параметром для оценки оптимальности выбора начального приближения границ. Дисперсия поля от границы зависит от характеристик самой границы: морфологии и скачка плотности на ней. Считая положение границ в нашей модели заданным, будем варьировать скачок плотности $\Delta\sigma$ таким образом, чтобы невязка между дисперсией суммы рассчитанных полей границ и дисперсией наблюденного поля была минимальна. При этом данный параметр в формулу счета гравитационного эффекта границы (1) входит линейно, что позволяет однократно рассчитать дисперсию поля с единичной плотностью, и впоследствии просто умножать результат на требуемую $\Delta\sigma^2$:

$$D[\Delta\sigma\Delta g(x,y)] = \Delta\sigma^2 D[\Delta g(x,y)],$$

где $\Delta g(x,y)$ – поле некоторой границы, рассчитанное со скачком плотности на ней, равным единице.

Очевидно, что однократного сопоставления дисперсии наблюденного поля и дисперсий суммы модельных недостаточно для получения практически значимой зависимости «скорость-плотность». Построим целую серию подобных уравнений, применяя процедуру пересчета поля на высоту. С увеличением высоты пересчета поле затухает, следовательно, уменьшается и его дисперсия. При пересчете на высоту ослабляется «высокочастотная» составляющая поля и проявляется «низкочастотная», которая соответствует низам коры. Количество пересчетов и их максимальная высота определяются количеством основных пиков в спектре аномального поля и максимальной глубиной, до которой строится модель.

Дисперсия суммы модельных полей границ имеет уже нелинейную зависимость от квадратов скачков плотностей из-за необходимости учета ковариации. Но поскольку значения вне главной диагонали ковариационной матрицы модельных полей глубинных границ существенно меньше значений на ней, то с некоторой точностью будем полагать дисперсию суммы равной сумме дисперсий. Тогда имеем систему линейных уравнений для скачков плотностей на N плотностных границах и для дисперсий наблюденного поля на M высотах:

$$\begin{aligned} &D_1^1 \Delta\sigma_1{}^2 + D_2^1 \Delta\sigma_2{}^2 + \ldots + D_N^1 \Delta\sigma_N{}^2 = D_{\text{набл}}^1 \\ &D_1^2 \Delta\sigma_1{}^2 + D_2^2 \Delta\sigma_2{}^2 + \ldots + D_N^2 \Delta\sigma_N{}^2 = D_{\text{набл}}^2 \\ &\ldots \qquad (2) \\ &D_1^M \Delta\sigma_1{}^2 + D_2^M \Delta\sigma_2{}^2 + \ldots + D_N^M \Delta\sigma_N{}^2 = D_{\text{набл}}^M, \end{aligned}$$

где D_i^k – дисперсия поля i-ой границы, пересчитанного на высоту k километров;

$\Delta\sigma^2$ – квадрат скачка плотности на i-ой границе. Для нашего случая количество высот

для пересчетов $M = 5$, а количество неизвестных $N = 4$.

Одним из преимуществ использования для нашей задачи дисперсии является то, что это даёт значительное уменьшение количества уравнений СЛАУ по сравнению с системой, полученной на основе формулы прямой задачи. В случае прямой задачи получаем СЛАУ размерности $[m{\cdot}n \times k]$, где $[m{\cdot}n]$ – размерность грида структурной границы; k – количество границ модели. Например, в нашей задаче, где задан грид размерностью 256×256 точек, система линейных уравнений содержала бы более 65 тысяч уравнений с четырьмя неизвестными. Решение такой существенно переопределенной системы будет неустойчивым, что требует применения регуляризации. С использованием предложенного нами метода размерность системы уменьшается до всего лишь $[M \times k]$, где M – количество высот, на которые проводился пересчет поля (всего пять уравнений с четырьмя неизвестными). Видно, что использование дисперсии для подобных вычислений позволяет резко повысить устойчивость решения линейной обратной задачи за счет уменьшения количества уравнений.

При решении задачи на искомый вектор $\Delta\sigma$ накладывались двусторонние ограничения – окрестность шириной 0,3, т. е. каждый элемент искомого вектора плотностей отличается от соответствующего элемента начального вектора не более чем на ±0,15. В результате решения системы (2) были получены следующие значения скачков плотностей: $\Delta\sigma_1 = 0{,}14$ г/см^3; $\Delta\sigma_2 = 0{,}12$ г/см^3;

$$\Delta\sigma_3 = 0{,}04 \text{ г/см}^3;\ \Delta\sigma_4 = 0{,}12 \text{ г/см}^3.$$

На рис. 2 (цветная вкладка) представлено суммарное поле уточненной модели, рассчитанной с полученными плотностями.

Далее переходим к абсолютным значениям плотностей в слоях. Начнем восстановление со скачка плотности на нижней границе, поскольку гравитационное поле менее чувствительно к изменениям плотности глубинных слоёв по сравнению с изменением приповерхностных плотностей. Фиксируем значение $\sigma_5 = 3{,}02$ г/см^3 и находим новые плотности верхних слоёв:

$$\sigma_1 = 2{,}6 \text{ г/см}^3;\ \sigma_2 = 2{,}74 \text{ г/см}^3;$$
$$\sigma_3 = 2{,}86 \text{ г/см}^3;\ \sigma_4 = 2{,}9 \text{ г/см}^3.$$

Таким образом, у нас для каждой границы известны исходная сейсмическая скорость и рассчитанная плотность. Для того чтобы получить уточненную формулу зависимости плотности от скорости, рассчитаем линейную регрессию. Результат в сравнении с ранее полученными для данной территории зависимостями представлен на рис. 3 (цветная вкладка).

Результирующая зависимость имеет вид:

$$\sigma(V) = 0{,}29V + 0{,}94,$$

где σ – плотность, г/см^3; V – скорость, м/с.

Полученная зависимость хорошо укладывается в существующее облако значений «скорость-плотность» для Уральского региона и имеет угловой коэффициент, характерный для платформенных образований. Она отражает интегральные (обобщенные) закономерности распределения плотности, а соответствующее им аномальное гравитационное поле по любому из разрезов сохраняет основные черты морфологии наблюденных аномалий. На рис. 4 представлены срезы изначального и уточ-

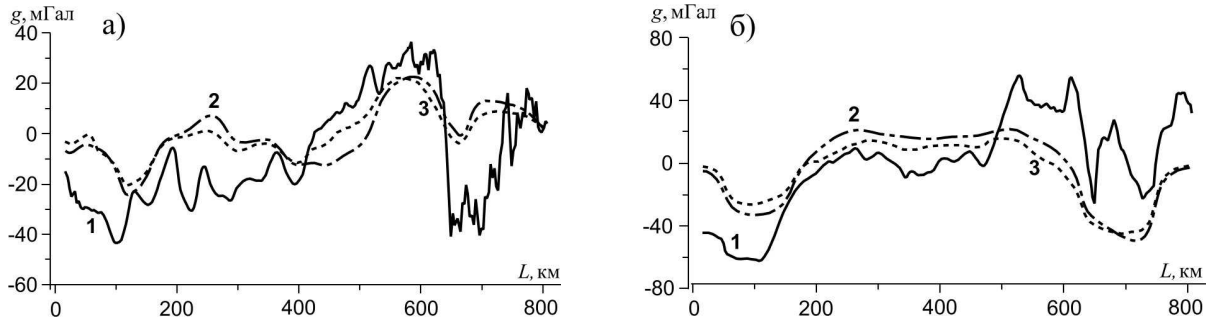


Рис. 4. Наблюденное (1), исходное модельное (2) и уточненное модельное (3) гравитационные поля: а) срез по профилю Кварц (по оси абсцисс отложено расстояние вдоль профиля, 0 соответствует 48° в.д.); б) срез по 63° с.ш. (межпрофильное пространство, 0 абсцисс соответствует 48° в.д.)

ненного модельных полей по профилю Кварц (а) и по 63° с.ш. (б).

Отметим, что, несмотря на слабое изменение характера суммарного модельного поля, на конкретных границах произошло заметное изменение скачка плотности. Для дальнейшей минимизации невязки между наблюденным и модельным полем для всех точек измерений необходимо решение трехмерной задачи гравиметрии для модели слоистых сред. Также возможно использование изменения положения границ и введение в модель ограниченных локальных тел.

Заключение

В работе предложен алгоритм определения корреляционной зависимости между скоростью продольных волн и плотностью по градиентной трехмерной скоростной модели глубинного строения и априорно известным петрофизическим параметрам пород исследуемой области. Практическое использование метода показано на примере Тимано-Печорской плиты.

Для хорошо изученных в сейсмическом отношении регионов предложенный инструмент позволяет производить корректировку зависимости «скорость-плотность» по результатам гравитационного моделирования в пределах исследуемой территории. На основе решения линейной обратной задачи, которое уменьшает невязку между наблюденным и модельными полями, получаем распределение кусочно-постоянной плотности в однородных слоях и блоках, границы которых установлены по сейсмическим данным. Для разделения аномалий гравитационного поля разной полуширины применялся метод пересчета на высоту, который стабилизирует решение обратной задачи гравиметрии.

Таким образом, к исходным данным петрофизического определения регрессионной зависимости добавляется методика, учитывающая глубинное строение и гравитационные аномалии исследуемого региона.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ (№ 14-27-00059).

Литература

Алейников А.Л., Тиунова А.М., Халевин Н.И. Особенности связи плотности и скорости продольных и поперечных волн в горных породах // Геология и геофизика. 1982. № 8. С. 134–139.

Афанасьев Н.С. Корреляция плотности и скорости продольных волн в горных породах Воронежского кристаллического массива // Вопросы геологии и металлогении докембрия Воронежского кристаллического массива. Воронеж: Воронеж. гос. ун-т, 1976. С. 119–122.

Галдин Н.Е. Физические свойства глубинных метаморфических и магматических пород при высоких давлениях и температурах. М.: Недра, 1977. 127 с.

Дружинин В.С., Кашубин С.Е., Сивкова Л.В., Вальчак В.И., Кашубина Т.В. Опыт глубинных сейсмических зондирований на Урале. Свердловск: НТО Горное, 1982. 72 с.

Кабан М.К. Гравитационная модель коры и верхней мантии Северной Евразии. 1. Мантийные и изостатические аномалии силы тяжести // Российский журнал наук о Земле. 2001. Т. 3. №. 2. С. 143–163.

Ладынин А.В. Физические свойства горных пород. Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т, 2010. 101 с.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Цидаев А.Г. Построение региональных геофизических моделей на основе комплексной интерпретации гравитационных и сейсмических данных // Физика Земли. 2010. № 11. С. 23–35.

Нумеров Б.В. Интерпретация гравитационных наблюдений в случае одной контактной поверхности // ДАН СССР. 1930. № 21. С. 569–574.

Павленкова Н.И., Романюк Т.В. Комплексные геофизические модели литосферы Сибири // Геология и геофизика. 1991. № 5. С. 98–109.

Рабинович Г.Я. Скорости распространения упругих колебаний по данным акустического каротажа // Методы разведочной геофизики. Рудная сейсморазведка. Л.: Недра, 1978. С. 102–121.

Романюк Т.В. Изучение соотношений между скоростью сейсмических волн и плотно-

стью в литосфере методом сейсмогравитационного моделирования // Академик В.Н. Страхов. Геофизик и математик. М.: Наука, 2012. С. 118–143.

Халевин Н.И., Алейников А.Л., Колупаева Е.Н., Тиунова А.М., Юнусов Ф.Ф. О совместном применении продольных и поперечных волн при глубинном сейсмическом зондировании // Геология и геофизика. 1986. № 10. С. 94–98.

Juhlin C., Bliznetsov M., Pevzner L., Hismatulin T., Rybalka A., Glushkov A. Seismic imaging of reflectors in the SG4 borehole, Middle Urals, Russia // Tectonophysics. 1997. 276. P. 1–18.

УДК 574.2
УДК 574:539.163

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОРГАНИЗМЕ НА КЛЕТОЧНОМ УРОВНЕ

Алексашенко В.Н. – Союз «Чернобыль», Санкт-Петербург

Аннотация. В статье приводится упрощённый расчёт поглощённых доз на клеточном уровне от α, β, γ-излучающих радионуклидов при внутреннем облучении лёгких. В расчётах использована кубоидная модель усреднённой типичной клетки. Приведены расчеты α, β, γ-излучающих радионуклидов на клетку.

Модель клетки, энергия излучения, поглощённая доза.

ON THE DETERMINATION OF THE ABSORBED DOSE OF IONIZING RADIATION IN THE BODY AT THE CELLULAR LEVEL

Aleksashenko V.N. – Union «Chernobyl», Saint-Petersburg

Abstract. The article provides a simplified calculation of absorbed doses at the cellular level α, β, γ-emitting radionuclides in internal exposure of the lungs. In the calculations we used Kubena model averaged typical cells. The calculations of α, β, γ-emitting radionuclides in the cell.

Model of the cells, energy of radiation, the absorbed dose.

Введение

В настоящее время среди исследователей радиационной безопасности ведутся дискуссии о влиянии малых доз радиации на здоровье людей. Существуют две основные точки зрения о влиянии радиации на живые организмы. Согласно первой – сколь угодно малая поглощенная доза радиации вредна живым организмам, а вторая – только начиная с какого-то определенного уровня поглощенной дозы, начинаются необратимые изменения в организме. По существу, вторая точка зрения нашла свое отражение в нормативных документах, которые регламентируют уровни поглощенной и эффективной доз для различных групп населения и времени воздействия облучения (СанПиН … , 2009). Используемая энергетическая характеристика радиоактивного воздействия на организм, измеряемая в джоулях (Дж) на килограмм веса, является основой для определения степени допустимого облучения для различных категорий людей. Применяемая система измерения поглощенных доз фактически работает только для гамма-излучения, поскольку для него сравнительно просто можно измерить долю поглощенного организмом фотонного излучения. Для α и β-излучения, в силу того, что они сравнительно легко задерживаются защитными внешними покровами и одеждой, достаточно трудно оценить их воздействие на живые организмы. Обычно определяется поглощенная доза энергии облучающих α и β-частиц на единицу веса тела. Рассчитанная таким способом поглощенная доза при внешнем облучении не будет адекватно отражать переданную организму энергию и нанесенный ему вред. Иная ситуация складывается при внутреннем облучении организма, когда α и β-излучатели попадают внутрь с воздухом, пищей и водой. Непосредственно определить величину поглощенной дозы при внутреннем облучении крайне затруднительно. Практика показывает, что внутренне α и β-облучение, сопоставимое по энергии с внешним, приводит к более серьезным последствиям. В таком случае более достоверная оценка получаемого вреда организмом будет, если проводить расчет поглощенной дозы по энергии, полученной одной клеткой, и далее переходить, с учетом количества клеток, содержащихся в единице веса, к греям (Гр) или джоулям (Дж) на килограмм. И уже полученную таким образом величину сравнивать с установленными уровнями облучения и нормами радиационной безопасности.

Цель исследования – показать возможности альтернативного дозиметрического подхода в определении поглощённых доз на клеточном уровне от α, β, γ-излучающих радионуклидов, используя основную дозиметрическую величину поглощённой дозы *D*-грей (Гр).

Действие ионизирующей радиации

Поглощение энергии в организме происходит в чрезвычайно короткие промежутки времени, измеряемые ничтожно малыми долями секунд, и сопровождается ионизацией и возбуждением молекул и атомов с последующим образованием высоко активных в химико-биологическом отношении радикалов. Эти первоначальные изменения, не имеющие порога, реализуются на уровне клетки, клеточных ассоциаций и тканей в биологические изменения, которые протекают с различной скоростью. Так, например, постоянно происходит отмирание и удаление из организма клеток крови, эпителия кишечника, эпидермиса. Одновременно происходит и восстановление повреждений на всех уровнях: клетка, ткань, орган и организм в целом. Считают, что 90 % повреждений восстанавливается (при облучении в не смертельных дозах) (Зуевич и др., 2011).

Наибольшую опасность при внутреннем облучении представляют α-излучающие радионуклиды, поскольку α-частица (ядро атома гелия) создает большую плотность ионизации и, соответственно, биологических повреждений. Биологический эффект представляется не только величиной поглощённой дозы, но и пространственно-временным распределением её в теле человека. Важное значение имеют морфофункциональные особенности тканевых структур (где поглощается энергия), определяющие как степень повреждения, так и интенсивность восстановительных процессов. Эксперименты также показывают, что неравномерное облучение более канцерогенно, чем равномерное при одинаковой дозе. Поэтому в случаях поступления в лёгкие даже небольших количеств α-излучающих радионуклидов в отдельных участках, например лёгочной ткани, могут развиваться опухоли, а рост их числа среди облученных связан с увеличением бластомогенной дозы облучения «клеток риска» в местах скопления радионуклидов (Тимофеев-Ресовский и др., 1981). Такая реакция живых организмов достаточно хорошо укладывается в рамки разработанной в двадцатые годы прошлого столетия и сформулированной Дессауэром теории точечного тепла. Рассуждения Дессауэра сводятся к следующему: «С одной стороны, плотность поглощённой энергии в среднем невелика, а энергия отдельных актов поглощения весьма большая и всегда превышает энергию, необходимую для разрыва химических связей или активации химических реакций. С другой стороны, при совершенно случайном распределении “точечного тепла” конечный эффект в клетке благодаря её крайней неоднородности будет зависеть от попаданий дискретных порций энергии в микрообъемы, где находятся ее жизненно важные структуры» (Зуевич и др., 2011).

В связи с вышеизложенным очевидно, что любое, даже незначительное поступление техногенных α, β, γ-излучающих радионуклидов в живой организм оказывает на него пагубное влияние. Структура онкологических болезней атомщиков не отличается от российских показателей: первые три места занимают опухоли органов дыхания, желудка, кожи (Кондраткова, Соколова, 1999).

Расчёт поглощенных доз в клетках эпителиальной ткани трахеобронхиального отдела легких

Приведём упрощённую методику расчёта поглощённых доз от α, β, γ-излучающих радионуклидов, поступающих ингаляционным путем в лёгкие ^{222}Rn, ^{239}Pu («горячих частиц»), а также α-излучающих природных радионуклидов, постоянно содержащихся в лёгких.

При вычислениях использованы опубликованные общепринятые данные:

– содержание ^{222}Rn в воздухе новых квартир – 200 Бк/м^3 (Зуевич и др., 2011);

– содержание α-излучающих природных радионуклидов, постоянно находя-

щихся в лёгких, приблизительно 0,5 Бк/кг (Кондраткова, Соколова, 1999);

– активность одного мкг ^{239}Pu («горячей частицы») – 2300 Бк;

– постоянное заполнение эпителиальной ткани трахеобронхиального отдела лёгких воздухом – 1,6 л (Сборник … , 1969);

– один грамм ткани лёгких содержит $6{,}7x10^8$ усреднённых типичных клеток диаметром 14,2 мкм. Для упрощения расчётов будем использовать кубоидную модель типичной усреднённой клетки, размер стороны куба (далее клетки) – 11,4 мкм (Алексашенко, 2011);

– масса облучаемой эпителиальной ткани трахеобронхиального отдела лёгких – 1,96 г (Зуевич и др., 2011);

– в этой массе (1,96 г) содержится $1{,}35x10^9$ клеток;

– поглощённая доза – фундаментальная дозиметрическая величина – *D*-грей (Гр) для одной клетки определяется из равенства:

1 Гр = Дж/кг = $6{,}24x10^{18}$ эВ/$6{,}75x10^{11}$ клеток = = $0{,}92x10^7$ эВ/1 клетку = 9,2 МэВ/1 клетку.

Когда говорят о поглощённой дозе в 1 Гр, имеют в виду поглощённую энергию в $6{,}24x10^{18}$ эВ в единице массы ткани 1 кг, в которой находятся $6{,}75x10^{11}$ клеток. Для наших расчётов на клеточном уровне поглощённая энергия в 9,2 МэВ на клетку будет соответствовать дозе 1 Гр. Эту фундаментальную величину (9,2 МэВ/1 клетку) будем сравнивать с поглощённой клеткой энергией от любого вида излучения, переводя энергию излучения, переданную клетке (МэВ), в поглощённую дозу (Гр).

Вычислим поглощенную дозу, получаемую 1 клеткой, для различных видов излучения с учетом того, что:

– длина пробега α-частицы с энергией 5 МэВ в ткани составит 44 мкм, что соответствует 4 клеткам;

– длина пробега β-частицы с энергией 0,6 МэВ в ткани составит 1680 мкм, что соответствует 147 клеткам;

– γ-квант с энергией 0,66 МэВ в ткани радиусом 1 см теряет 0,09 энергии, что соответствует поражению 900 клеток.

В результате арифметических вычислений получаем: α-частица с энергией 5 МэВ создает поглощённую дозу в клетке ткани $1{,}36x10^{-1}$ Гр (13,6 рад). Это означает, что единицей массы ткани (1 кг) была бы поглощена энергия в $1{,}36x10^{-1}$ Дж; β-частица с энергией 0,6 МэВ создает поглощённую дозу в клетке ткани $4{,}3x10^{-4}$ Гр (0,04 рад); γ-квант с энергией 0,66 МэВ (Cs^{137}) создаёт поглощённую дозу в клетке ткани $7{,}6x10^{-6}$ Гр (0,0007 рад).

По результатам вычислений следует, что поглощённая доза в одной клетке (мишени) от одной α-частицы с энергией 5 МэВ в 316 раз больше, чем от одной β-частицы с энергией 0,6 МэВ и в 18000 раз больше, чем от одного γ-кванта с энергией 0,66 МэВ.

Поскольку α-частица оказывает наибольшее дозовое воздействие на клетку, дальнейшие расчеты будем проводить только для α-излучающих радионуклидов.

а) Для лёгких, в которые ингаляционным путём поступает из воздуха ^{222}Rn

При скорости дыхания 1200 л/ч и содержании в воздухе ^{222}Rn – 200 Бк/м^3 за один вдох (1,6 л) в лёгкие поступит активность 0,32 Бк, что соответствует испусканию этой активностью одной α-частицы каждые 3,12 с. За 1 час (без учёта репарации) будут поражены 4615 клеток. Каждой клетке будет передана излучением энергия 1,25 МэВ, что соответствует поглощённой дозе $1{,}36x10^{-1}$ Гр (13,6 рад).

б) Для лёгких, постоянно содержащих α-излучающие радионуклиды – 0,5 Бк/кг (взято с большим запасом для упрощения расчётов)

От содержащихся в лёгких радионуклидов 0,5 Бк/кг каждые 2 с будет происходить один α-распад в 1кг ткани, при котором за 1 час будет поражено 7200 клеток. Соответственно в 2 г эпителиального слоя трахеобронхиального отдела лёгких будет поражаться 14 клеток в час.

Из этих вычислений можно сделать вывод, что при увеличении или уменьшении содержания радона в воздухе будет зависеть только увеличение или уменьшение числа поражённых клеток, при постоянной поглощённой дозе каждой клеткой

$1{,}36x10^{-1}$ Гр (13,6 рад). Поскольку поражающее действие α-частицами носит вероятностный характер, то, когда через клетку, поражённую одной α-частицей с энергией 5 МэВ и не успевшую репарироваться, пройдет другая α-частица, поглощённая одной клеткой доза увеличится в два раза ($1{,}36x10^{-1}x2 = 2{,}72x10^{-1}$ Гр (27,2 рад). С каждым новым прохождением α-частицы через центр ядра одной и той же клетки доза будет увеличиваться соответственно в разы.

в) Для лёгких, в которые ингаляционным путём попала топливная «горячая» частица, содержащая ^{239}Pu

При попадании 1 мкг ^{239}Pu в лёгкие поражаются 512 клеток, и в этом объёме поглощается энергия $8x10^4$ МэВ/ч, что соответствует поглощённой дозе одной клеткой 8000 Гр/ч. При попадании в организм «горячей» частицы содержащей плутоний активностью в 1 Бк, усреднённая клетка получает поглощённую дозу 3,6 Гр (360 рад) в час. Возможно, этим объясняется высокая опасность «горячих» частиц менее 1 мкг ^{239}Pu (2300 Бк). Поглощённая доза, полученная от «горячей» частицы, содержащей плутоний, накапливается пропорционально времени от начала поступления в организм до конца жизни (период полувыведения из организма – 200 лет). Возможным (альтернативным) путём решения проблемы плутониевой дозиметрии может стать контроль приземного слоя воздуха на содержания микрочастиц плутония и других трансурановых элементов от аварийных и штатных выбросов предприятиями ЯТЦ в окружающую среду (Алексашенко, 2011).

Заключение

В работе показана только энергетическая часть воздействия α, β, γ-излучающих радионуклидов на клетку (мишень). В этой работе не рассматривалось микрораспределение энергии в клетке (мишени) на клеточные структуры и внутриклеточные жидкости. Это уже другой – молекулярный уровень исследования. Приведённые упрощённые расчёты помогут понять биофизическое действие ионизирующей радиации на клеточном уровне и возможно помогут объяснить случаи онкологических заболеваний при незначительных (меньше предельно допустимых) уровнях полученного облучения (Гофман, 1994).

Литература

СанПиН 2.6.1.2523-09 «Нормы радиационной безопасности» (НРБ-99/2009). 2009.

Зуевич Ф.И., Тихонов М.Н., Довгуша Л.В., Матвеев К.М., Шкрабо И.В. Радиационно-гигиенические проблемы влияния радона на состояние здоровья населения. СПб.: Полиграф-Ателье, 2011. 245 с.

Тимофеев-Ресовский Н.В., Савич А.В., Шальнов М.И. Введение в молекулярную радиобиологию (физико-химические основы). М.: Медицина, 1981. 320 с.

Кондраткова М, Соколова Е. О здоровье работников Минатома // Атомпресса, 1999. № 3 (334).

Сборник задач по радиохимии / Под ред. И.А. Коршунова. М.: Высшая школа, 1969. 30 с.

Алексашенко В.Н. Чернобыль: проблемы дозиметрии // Чернобыль: 25 лет спустя. Социально-правовые и медицинские проблемы граждан, пострадавших в радиационных авариях и катастрофах: Материалы Всерос. науч.-практ. конф. с международным участием. СПб.: Агенство ВиТ-принт, 2011. С. 33–34.

Гофман Д. Рак, вызываемый облучением в малых дозах: независимый анализ проблемы / Пер. с анг.; Под ред. Е.Б. Бурлаковой и В.Н. Лысцова. М.: Социал.-экол. союз, 1994. 354 с.

ЮБИЛЯРЫ

Четвертого июня 2014 года исполнилось 60 лет заведующему лабораторией сейсмометрии, доктору технических наук ***ЛЬВУ НИКОЛАЕВИЧУ СЕНИНУ.***

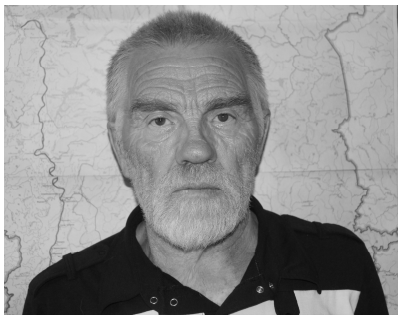
В 1980 году Лев Николаевич закончил геофизический факультет Свердловского горного института. По распределению начал работу в Баженовской геофизической экспедиции. Работал в полевых партиях оператором вибросейсмического комплекса, инженером и старшим инженером-геофизиком. С 1990 года – научный сотрудник лаборатории сейсмометрии Института геофизики УрО РАН, с 2004 г. – заведующий лабораторией.

Основной круг научных интересов Л.Н. Сенина охватывает разработки сейсморегистрирующих систем, предназначенных для исследования сейсмических сигналов как в области инфранизких частот, так и в высокочастотной; нетрадиционные адаптивные системы аналого-цифрового преобразования, хранения и передачи данных на расстояние; исследования в области экспресс-обработки сейсмических сигналов с целью оптимизации режима длительных мониторинговых наблюдений временных вариаций сейсмического волнового поля.

В 1994 году Лев Николаевич защитил кандидатскую диссертацию, в 2009 – докторскую на тему: «Новые способы, аппаратура и устройства, повышающие эффективность сейсмических исследований».

Коллеги по работе и редакция Уральского геофизического вестника желают Льву Николаевичу крепкого здоровья и дальнейших успехов в научной деятельности.

****



Двенадцатого июля 2014 года свой юбилей отметил ***АСТАФЬЕВ ПАВЕЛ ФЕДОРОВИЧ*** старший научный сотрудник лаборатории электрометрии, кандидат геолого-минералогических наук.

Свою трудовую деятельность в геофизике Павел Федорович начал в 1964 году в конторе «Волгограднефтегеофизика», после окончания Исовского геологоразведочного техникума. С 1966 года – сотрудник Института геофизики. В 1975 году, работая в лаборатории электрометрии, окончил геофизического факультета Свердловского горного института, а в 1985 году Павел Федорович успешно защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата геолого-минералогических наук по специальности «геофизика, геофизические методы поисков и разведки полезных ископаемых» на тему «Совместные измерения квадратурных составляющих напряженности электрических и магнитных полей в методе заряда».

Астафьев П.Ф. занимается разработкой, конструированием и полевыми испытаниями макетов разрабатываемой аппаратуры для индуктивных методов электрометрии в вариантах частотных и дистанционных зондирований в наземном и аэровариантах; обработкой и интерпретацией результатов измерений; полевым опробованием новых методик электрометрии, предназначенных для изучения геоэлектрического строения среды и поисков месторождений полезных ископаемых.

Основные труды П.Ф. Астафьева посвящены вопросам методики изучения геоэлектрического строения Урала и сопряженных территорий методом магнитотеллурического зондирования. За время работы им опубликовано около 40 научных работ, в том числе монография, получено 6 авторских свидетельства на изобретения и патентов.

Поздравляем Павла Федоровича с юбилеем! Желаем здоровья, отличного настроения и успехов во всем!

Известному ученому-геофизику ***ДРУЖИНИНУ ВЛАДИМИРУ СТЕПАНОВИЧУ*** 20 сентября 2014 года исполнилось 80 лет.

Всю свою трудовую и научную деятельность он посвятил различным областям сейсмометрии. Главными из них являются исследования глубинного строения верхней части литосферы Урала и сопредельных территорий и постановка геофизических работ для составления прогнозных моделей среды в районе сверхглубоких скважин.

Спустя два года после окончания Свердловского горного института (выпуск 1957 г.) он становится одним из руководителей сейсмических исследований на Урале, работая в составе Баженовской геофизической экспедиции. Под его руководством и непосредственном участии были выполнены впервые на Урале (1960–1961 гг.) наблюдения методом отраженных волн в районе предполагаемого заложения Уральской сверхглубокой скважины, показана перспективность метода в пространственной модификации для изучения сложнопостроенных складчатых комплексов Урала.

В 1962 г. начался новый этап изучения глубинного строения Урала. Первыми были работы по Свердловскому пересечению методом глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ) протяженностью около 1000 км, которые охватили непрерывными профильными наблюдениями восточные районы Восточно-Европейской платформы, Средний Урал, юго-западную часть Западно-Сибирского кратона. Геологическая интерпретация комплекса геофизических данных и построение геолого-геофизического разреза земной коры приобрели большую известность, и их ценность сохраняется до сих пор. Один из главных выводов – установлена связь приповерхностных структур, их тектоники и минерагении с особенностями глубинного строения земной коры. Впервые полностью результаты этих уникальных исследований были опубликованы в журнале «Советская геология» в 1974 г., а затем в монографии, вышедшей в издательстве «Недра» в 1976 г. По этим же материалам В.С. Дружинин защитил без отрыва от производства кандидатскую диссертацию.

В 1975 г. работы по ГСЗ были продолжены по предложенной В.С. Дружининым и С.Н. Кашубиным новой методике профильно-площадных дифференциальных зондирований с комплексированием сейсмических методов, по которой были выполнены совместно с Институтом геофизики УрО РАН все последующие исследования с помощью ГСЗ на Урале.

Для анализа и обобщения разнородных по качеству и полноте сейсмических материалов В.С. Дружинин разработал методику глубинного геокартирования земной коры, в основе которой лежит ее новая модель. Составляющими такой модели являются сейсмогеологические этажи и разграничивающие их поверхности: древнего кристаллического фундамента и основного сейсмогеологического раздела между комплексами земной коры и слабоизмененными породами верхней мантии. Эти поверхности присутствуют практически повсеместно и имеют относительно выдержанные физические параметры для расположенных ниже толщ; также установлен переходный мегакомплекс в низах коры, особенно значительный по мощности в центральной мегазоне Урала. С использованием данной методики выполнены первые обобщающие исследования методом ГСЗ в Уральском регионе. По их результатам составлена первая схема глубин залегания раздела М для всего региона. Работы в этом направлении продолжаются автором в Институте геофизики УрО РАН, где он трудится с 1989 г. сначала в должности заведующего лабораторией сейсмометрии, а затем ведущего научного сотрудника. Цель этих исследований – создание цифровой объемной геолого-геофизической модели верхней части литосферы Уральского региона.

Достоверность информации, полученной при выполнении работ под руководством и непосредственном участии В.С. Дружинина, подтверждается, в частности, результатами

бурения Уральской сверхглубокой скважины СГ-4 и Тюменской сверхглубокой скважины СГ-6, а также результатами исследований по международным проектам Европроба (URSE1S, UWARS), выполненных по современным технологиям.

Одна из заслуг В.С. Дружинина – он показал роль информации о строении верхней части литосферы для решения проблем тектоники и минерагении Урала. Под его непосредственным руководством впервые для Уральского региона, ограниченного координатами 52–68° с.ш., 52–67° в.д., создана объёмная геолого-геофизическая модель верхней части литосферы М 1:2500000. На этой основе: составлены схемы тектонического районирования трёх основных сейсмогеологических этажей верхней части литосферы до глубины 80 км; установлена связь между приповерхностными структурами и особенностями строения верхней части литосферы; произведена оценка нефтегазоперспективности региона с выделением участков на постановку детальных разведочных работ.

Помимо работ по ГСЗ, В.С. Дружинин занимается вопросами сейсмичности и прикладной сейсмометрии. В.С. Дружининым и в соавторстве с коллегами опубликовано свыше 250 статей и 6 монографии. Владимир Степанович награжден медалями СССР и Мингео СССР: «За трудовую доблесть», «За заслуги в разведке недр», Почетными грамотами Министерства геологии и Уральского отделения РАН, дипломами ЕАГО, губернатора Свердловской области, значком «Отличник разведки недр». Им подготовлен доктор и четыре кандидата наук. Будем надеяться, что в будущем, по мере развития наук о Земле, его многочисленные прогнозы, как и прежде, будут подтверждаться.

Сердечно поздравляем Владимира Степановича с юбилеем! Желаем здоровья, счастья, творческих успехов, удачи и благополучия!

Научное издание

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК № 2 (24)

Рекомендовано к изданию Ученым советом
Института геофизики УрО РАН

Ответственный за выпуск
С т р о к и н а Л. Г.

Подписано в печать 25.11.2014.
Формат 60x84 1/8. Усл. печ. л. 7,4
Уч. -изд. л. 7,5. Тираж 150
Заказ № 184

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

Индекс 15608

Внимание читателей!

В ИНСТИТУТЕ ГЕОФИЗИКИ УРО РАН
С 2000 ГОДА ИЗДАЕТСЯ

«УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК»

На страницах журнала публикуются оригинальные теоретические, экспериментальные и методические статьи по геофизике и связанной с ней тематике с учетом специфики геологии Урала и прилежащих территорий. Публикуются также результаты измерения закономерностей пространственного и временного распределения геофизических полей, методические и аппаратурные разработки, сообщения и другая информация.

- Рассчитан на широкий круг читателей: геофизиков и геологов, научных работников, инженеров, преподавателей, аспирантов и студентов.
- Периодичность – 2 номера в год.
- Индекс 15608.
- Свидетельство о регистрации: ISSN 1991-0223 от 26.07.2006 г.
- Своевременное оформление подписки через агентство «АРСМИ» или заказы в редакции Института геофизики УрО РАН гарантируют Вам получение журнала. Возможно приобретение номеров журнала за прошлые годы.

Подписывайтесь, заказывайте и читайте
«Уральский геофизический вестник»