

АКАДЕМИЯ  
НАУК СССР  
•  
УРАЛЬСКИЙ  
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР

**ЯДЕРНО-  
ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ  
И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ**

**в рудной  
и региональной  
геофизике**

СВЕРДЛОВСК

АКАДЕМИЯ  
НАУК СССР

УРАЛЬСКИЙ  
НАУЧНЫЙ  
ЦЕНТР

ЯДЕРНО-  
ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ  
И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ

в рудной  
и региональной  
геофизике

4577

СВЕРДЛОВСК 1985



УДК 550.832+550.361

**Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике:** [Сб. статей]. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

Описаны результаты ядерно-геофизических и геотермических исследований в рудной и региональной геофизике. Приведены данные каротажа на месторождении рудно-порфирового типа, а также каротажа на свинец и цинк ряда полиметаллических месторождений. Рассмотрены вопросы ядерно-геофизического экспресс-анализа руд в транспортных емкостях. Обсуждаются причины изотопных аномалий распространенности элементов и возможности датировки формирования минералов по неравновесному урану.

Сборник рассчитан на геологов и геофизиков, специалистов в области поисков и разведки полезных ископаемых, геотермии, а также на аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

**Ответственный редактор**  
кандидат физико-математических наук Ю. В. Хачай

---

Я 20803—1333—119(83) 29—1985  
055(02)7

© УНЦ АН СССР, 1985

Ю. П. БУЛАШЕВИЧ, В. А. ЩАПОВ

**ГЕОТЕРМИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА  
РУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ УРАЛА**

Рассматривается геотермическая характеристика (распределение по глубине температуры, градиентов и теплопроводности) типичных для Среднего и Южного Урала глубокозалегающих сульфидных и магнетитовых месторождений. Эти месторождения пологозалегающие. Однако примерно такая же геотермическая картина наблюдается в разрезе скважин, пересекающих наклонные рудные тела. Некоторые вариации обусловлены морфологическими особенностями пространственного распределения сильноминерализованных метасоматитов.

На рис. 1 представлено распределение температуры и концентрации гелия (растворенного в подземных водах в разрезе скважины) для сульфидного рудного тела на Южном Урале. Из графиков видно, что надрудная (так называемая улутауская) свита пород характеризуется низкими концентрациями гелия порядка  $5 \cdot 10^{-3}$  мл/л. Сульфидное тело и залегающие ниже метасоматиты выделяются резким повышением концентрации гелия до 1 мл/л и более. При этом возрастает и общая газонасыщенность подземных вод (газовый фактор) от 20 до 80—120 мл/л. Здесь проявляется общая закономерность [1]: рудные зоны на сульфидных и магнетитовых контактometасоматических месторождениях Урала выделяются в разрезе скважин аномально высокими (порядка нескольких мл/л) концентрациями гелия. Последние характерны для разрывных нарушений, зон дробления. Таким образом, проницаемые зоны, контролировавшие процесс рудообразования, остаются проницаемыми и в настоящее время.

Представленная на рис. 1 термограмма снималась по точкам через десять метров со сгущением в рудной зоне до двух метров. На термограмме (а также на вычисленной на ее основе кривой градиентов температуры) выделяются три зоны:

- 1) надрудные породы улутауской свиты со сравнительно высоким термоградиентом  $0,8\text{--}0,9^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ ;
- 2) рудная зона, где градиент уменьшается примерно вдвое;
- 3) область пиритизированных метасоматитов — серицит-хло-

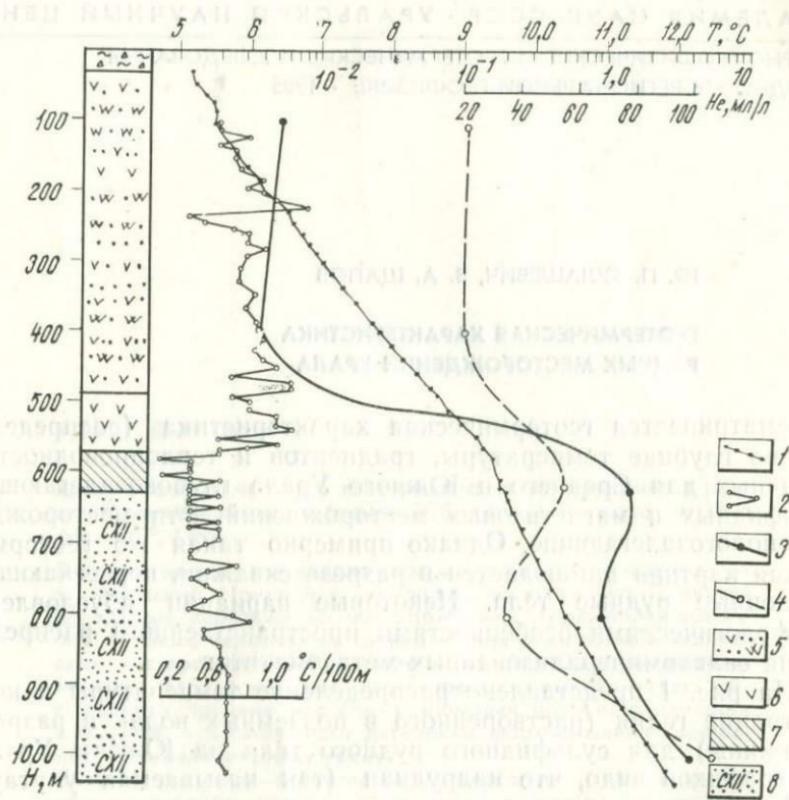


Рис. 1. Распределение температуры по скважине, проходящей через сульфидное тело на Южном Урале.

1 — температура, °С; 2 — градиент температуры, °С/100м; 3 — концентрация гелия, мл/л; 4 — газовый фактор, мл/л; 5 — туфогенно-осадочные породы улутауской свиты; 6 — пла-тиоклазовые порфириты; 7 — сульфидная руда; 8 — кварц-хлорит-серicitовые породы продуктивной карамалтыашской свиты.

рит-кварцевых пород, для которых низкий градиент температуры постепенно увеличивается с глубиной, достигая в конце термограммы значения  $0,65\text{ }^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ .

Малая величина градиентов для серicit-хлорит-кварцевых пород характерна только для случая, когда они подстилают рудное тело и подвергаются сильной пиритизации. На безрудных участках изменение градиента выражено слабо или даже отсутствует [8].

График градиентов на рис. 1 указывает на резкие колебания теплопроводности, связанные с неоднородностью строения руд и вмещающих пород. По мере уменьшения градиентов их относительные вариации становятся выше. Конечно, единичные определения градиента при малой базе зависят от погрешно-

стей измерения температуры. Для больших интервалов они не имеют значения.

В интервале 700—1000 м метасоматиты сравнительно однородны, но мало пригодны для лабораторного определения теплопроводности по причине большой рыхлости. В связи с этим мы определим тепловой поток для непродуктивной улутауской свиты на основании измерения коэффициента теплопроводности образцов керна туфогенно-осадочных пород и среднего градиента температуры. Его значение получилось равным 0,51 мккал/(см<sup>2</sup>·с).

Далее, считая тепловой поток  $q = \lambda (dT/dz)$  постоянным по разрезу и зная его значение по усредненным градиентам, можно найти теплопроводность  $\lambda$  как рудной зоны, так и нижележащих метасоматитов:

Породы	Интервал определения, м	Градиент температуры, °C/100 м	Коэффициент теплопроводности, мккал/(см·с·град) · 10 <sup>3</sup>
Туфогенно-осадочные породы улутауской свиты	300—550	0,87	5,9
Рудная зона (колчедан) . . .	575—625	0,40	13
Метасоматиты (сильно пиритизованные) . . . . .	625—750	0,50	10
Метасоматиты (пиритизованные) . . . . .	850—1000	0,64	8,0

Приведенное значение теплового потока на интервале пород улутауской свиты 0,51 мккал/(см<sup>2</sup>·с) (см. рис. 1) практически совпадает со средним значением потока, полученным по более глубоким интервалам ряда скважин в Магнитогорском погружении [3—6] и равным 0,52 мккал/(см<sup>2</sup>·с)=22 мВт/м<sup>2</sup>.

Из рис. 1 следует, что градиент температуры в пределах рудной зоны меняется от 0,2 до 0,6 °C/100 м. Соответственно этому должен меняться и коэффициент теплопроводности.

При определении теплопроводности по образцам керна из рудной зоны получены значения 12—19 мккал/(см·с·град)=5,0—7,9 Вт/(м·град), близкие к приведенному выше.

На рис. 2 приведены геотермические и гелиевые данные по Качарскому магнетитовому месторождению, которое расположено на Южном Урале в пределах Тюменско-Кустанайского прогиба. Высокие концентрации гелия (до 0,7 мл/л) в рудной инерудной толщах свидетельствуют о приуроченности месторождения к мощной проницаемой зоне.

В этом прогибе среднее значение теплового потока составляет 0,84 мккал/(см<sup>2</sup>·с)=35,5 мВт/м<sup>2</sup> [3], что значительно выше, чем для Магнитогорского погружения. Соответственно

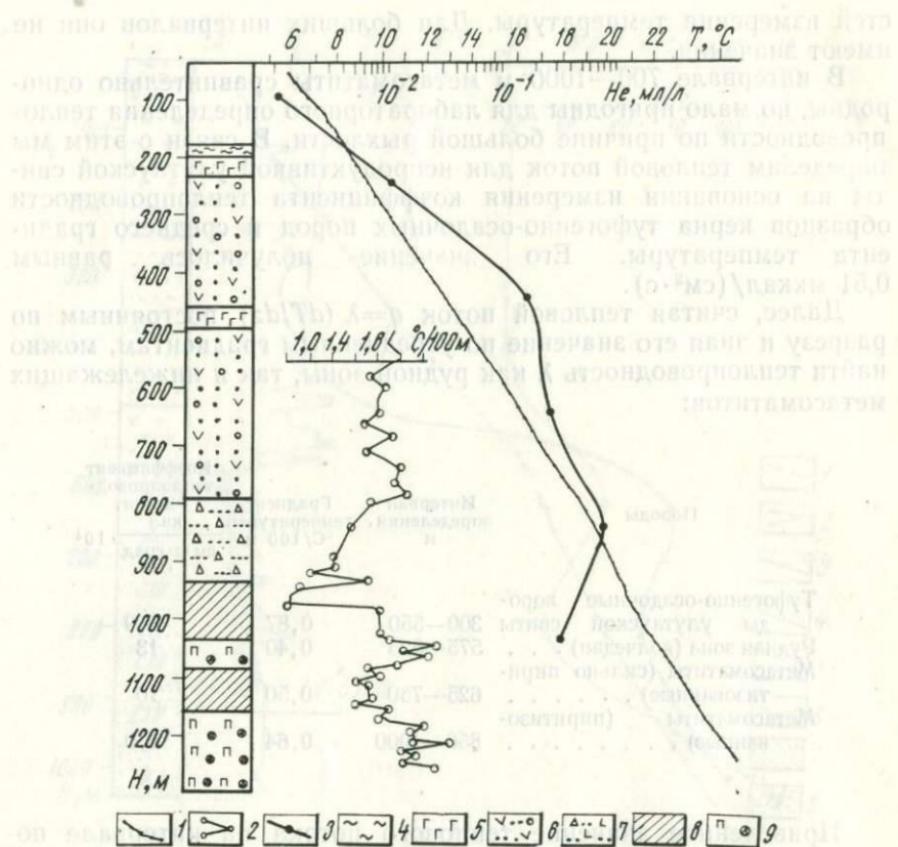


Рис. 2. Распределение температуры по скважине, проходящей через Качарское месторождение магнетита на Южном Урале.

1 — температура, °С; 2 — градиент температуры, °С/100м; 3 — концентрация гелия, мл/л; 4 — глина; 5 — порфириты; 6 — туфопесчаники; 7 — брекчи на ангидритовом цементе; 8 — магнетитовая руда; 9 — метасоматиты пироксен-альбитовые.

этому (см. рис. 2) здесь выше глубинные температуры и градиенты в пределах железорудного месторождения.

Минимальными значениями на расчетном графике градиентов температуры выделяются магнетитовые руды. Наибольшие градиенты соответствуют пироксен-альбитовым метасоматитам, а промежуточные значения характерны для туфопесчаников надрудной толщи.

Следуя изложенному выше методу, был найден тепловой поток для пород надрудной толщи по определениям теплопроводности образцов керна и наблюдаемым градиентам. Затем по постоянной величине потока и снимаемым с термограммы градиентам определяется теплопроводность магнетитовых руд и метасоматитов.

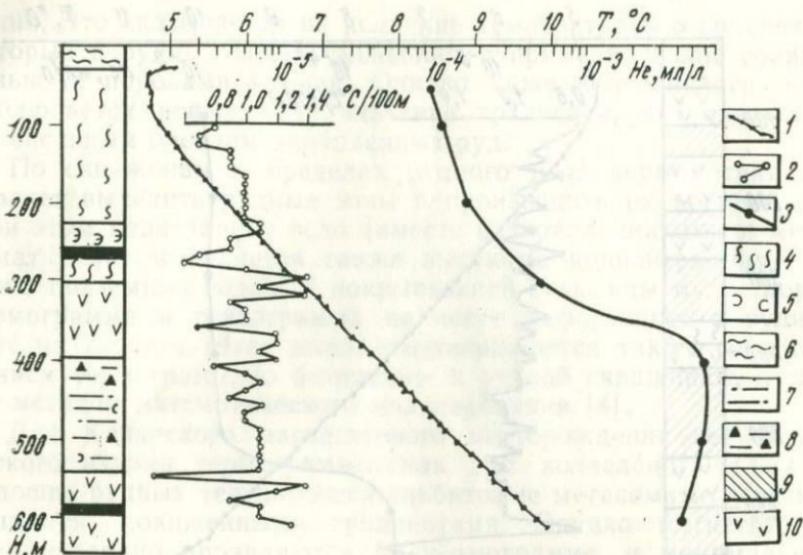


Рис. 3. Распределение температуры по скважине с рудными подсечениями на Северо-Гороблагодатском магнетитовом месторождении.

1 — температура, °С; 2 — градиент температуры, °С/100м; 3 — концентрация гелия, мл/л;  
4 — пироксен-скаполитовые породы; 5 — туфы трахиандезитового состава; 6 — глины;  
7 — туфопесчаники; 8 — туфогравелиты; 9 — эпидот-пироксеновый скарн; 10 — порфири-  
ты; э — литокристаллтуфы; черное поле — магнетитовая руда.

### Итоговые результаты:

Породы	Интервал определения, м	Градиент температуры, °С/100 м	Коэффициент теплопроводности, кал см·с·град
Туфопесчаники . . . . .	500—600	1,70	4,4
Магнетитовая руда . . . . .	960—980	0,80	9,4
Пироксен-альбитовые ме- тасоматиты . . . . .	1200—1270	1,94	3,9

Тепловой поток, определенный в туфопесчаниках, составил 0,75 мккал/(см<sup>2</sup>·с), что ниже полученных ранее значений [1,3], но находится в допустимых пределах 10 % отклонений.

На рис. 3 термические и гелиевые данные относятся к Северо-Гороблагодатскому магнетитовому месторождению, залегающему в Тагильском погружении на Среднем Урале. На фоне нормального градиента температуры порядка 1,0 °С/100 м наблюдаются колебания от 0,4 до 1,4 °С/100 м. Минимальные значения приурочены к магнетитовому оруденению. Несовпадение минимума на 550 м с рудой по геологической колонке связано со смещением документации керна по глубине.

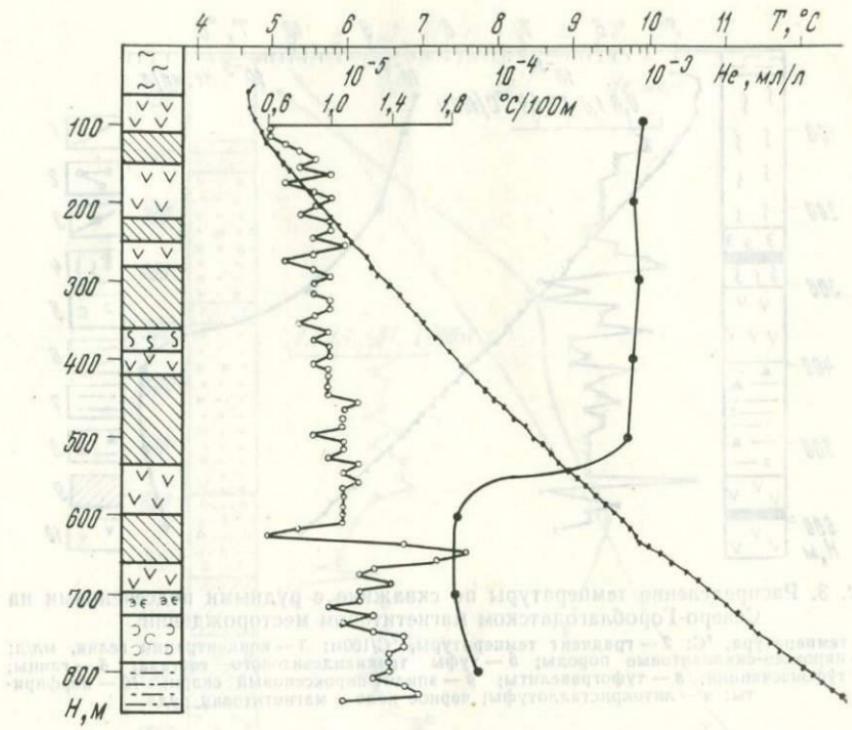


Рис. 4. Распределение температуры по скважине Северо-Гороблагодатского месторождения для сильно сканированного разреза.

Обозначения те же, что и на рис. 3.

Хотя концентрация гелия по разрезу незначительна, она позволяет выделять рудную зону и рудовмещающие породы.

На рис. 4 представлен материал по другой скважине того же Северо-Гороблагодатского месторождения, где значительную часть разреза занимают скарны. До глубины в 600 м температурный градиент имеет обычное значение  $1,0^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ . Ниже он повышается примерно до  $1,4^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ . Это, по-видимому, связано с раздробленностью, рыхлостью пород. При бурении нижняя часть скважины была по этой причине обсажена, что фиксируется уменьшением концентрации гелия. Для данного интервала характерен большой размах колебаний градиента температуры от  $0,6$  до  $1,8^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ . В целом же сохраняется тенденция к уменьшению градиентов в рудных зонах, но на нее накладываются того же характера колебания теплопроводности вмещающих пород.

Как следует из фактического материала (приведенного, в частности, на рис. 1 и 2), колчеданные и магнетитовые тела проявляются на термограммах только на глубине своего залег-

тания. Это сказывается на величине температурного градиента, который в рудных телах уменьшается примерно вдвое сравнительно с породами кровли. Однако ниже колчеданного тела наблюдается повышенное значение градиента, что связано с интенсивным ореолом вкрапленных руд.

По скважинам в пределах рудного поля термометрия позволяет выделить рудные зоны и производить их корреляцию. При этом колчеданное тело (вместе с вкрапленниками и метасоматитами) выделяется также высокими концентрациями гелия в подземных водах. В покрывающей сульфиды толще пород термограмма и гелиограмма не несут информации о рудном теле на глубине. Этот вывод подтверждается также сопоставлением термограмм по безрудным и рудной скважинам, а также методом математического моделирования [4].

Для Качарского магнетитового месторождения нет такого четкого излома термограммы, как для колчеданов. Здесь в подошве рудных тел пироксен-альбитовые метасоматиты не выделяются пониженными градиентами. Однако магнетитовые тела наглядно проявляются на термограмме, и минимальные относительные значения термоградиента почти аналогичны таковым для сульфидов.

На Северо-Гороблагодатском магнетитовом месторождении рудные зоны также не выделяются четкими изломами на термограмме. Видимо, сульфидные месторождения здесь выделены более широкими зонами повышенной теплопроводности, которые наглядно проявляются на термограммах.

Теплопроводность колчеданных и магнетитовых руд близка к теплопроводности вмещающих пород. В то же время по электропроводности они (в особенности колчеданы) во много раз превосходят вмещающие породы. Это связано с тем, что механизм переноса электрических зарядов в породах и рудах различен. В породах этот механизм ионный и связан преимущественно с минерализованными водами. В пирите и магнетите встречена более высокая полупроводниковая электропроводимость. Удельное сопротивление мономинерального пирита меняется в пределах от 1 до  $10^{-5}$  Ом·м в зависимости от условий образования. Удельное сопротивление кристалла магнетита в среднем порядка  $10^{-4}$  Ом·м [7]. Оценку электронной компоненты теплопроводности этих минералов можно получить на основе закона Видемана — Франца, который уже использовался в геофизике для оценки теплопроводности ядра Земли [5]:

$$\lambda\rho = 2(k/e)^2T, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — теплопроводность;  $\rho$  — удельное электросопротивление;  $k$  — постоянная Больцмана;  $e$  — заряд электрона;  $T$  — абсолютная температура. Числовой множитель в правой части может несколько меняться в зависимости от соотношения типов про-

водимости полупроводника. Для оценки теплопроводности по порядку величины это не имеет значения.

Подставляя в (1) численные значения постоянных, получаем

$$\lambda\rho = 4,8 \cdot 10^{-11} T \text{ кал} \cdot \text{Ом} \cdot \text{м} / \text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град} = \\ = 2 \cdot 10^{-8} T \text{ Вт} \cdot \text{Ом} \cdot \text{м} / \text{м} \cdot \text{град}. \quad (2)$$

Отсюда при  $T=290^{\circ}\text{K}$  и  $\rho=10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$  для пирита находим  $\lambda=1,45 \cdot 10^5 \text{ кал} / (\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град})=0,6 \cdot 10^{-2} \text{ Вт} \cdot (\text{м} \cdot \text{град})$ , что на три порядка ниже теплопроводности сплошных колчеданных руд (см. с. 5). Даже для наивысшей электропроводности пирита величина электронной составляющей его теплопроводности в несколько раз ниже измеряемой теплопроводности вмещающих пород. Аналогичный расчет показывает, что для магнетита электронная составляющая теплопроводности ниже на два порядка, чем наблюдаемая у магнетитовых руд. Следовательно, выделение на термограммах колчеданных и магнетитовых руд обусловлено их несколько большей решеточной теплопроводностью сравнительно с вмещающими породами.

## Выводы

1. В разрезе скважин колчеданные и магнетитовые тела на термограммах выделяются пониженными значениями градиентов. Решеточная теплопроводность колчеданных и магнетитовых руд примерно вдвое выше, чем для вмещающих пород. Вкрапленные руды, залегающие в подошве колчеданного тела, имеют промежуточное значение теплопроводности. Зоны сульфидного оруденения выделяются на термограммах более четко, чем магнетитового.

2. Пользуясь термограммами по скважинам, можно производить корреляцию рудных подсечений по температуре и величине градиента. Однако колебания теплопроводности вмещающих пород происходят примерно в тех же пределах.

3. Теплопроводность и тепловой поток определяются по породам кровли рудных тел, для которых можно использовать наиболее представительный керновый материал. Для остальных пород и руд теплопроводность вычисляется по стационарной величине теплового потока и измеренным градиентам.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Булашевич Ю. П., Щапов В. А. Геотермические особенности Уральской геосинклинали.—Докл. АН СССР, 1978, т. 243, № 3, с. 715—719.
2. Булашевич Ю. П., Юрков А. К. Газы в подземных водах некоторых рудных районов Урала.—Докл. АН СССР, 1980, т. 253, № 4, с. 932—935.
3. Булашевич Ю. П., Щапов В. А. Геотермическая характеристика некоторых структур Урала.—В кн.: Исследование гелиевых и тепловых полей Урала. Свердловск, 1980, с. 17—22.
4. Ладовский И. В., Щапов В. А. Опыт применения геотермического

метода на одном из глубокозалегающих месторождений колчеданных руд: [Тезисы докладов Всесоюзного совещания].— В кн.: Современное состояние методики и аппаратуры геотермических исследований. Свердловск, 1980, с. 26—28.

5. Любимова Е. А. Термика Земли и Луны. М.: Наука, 1968, с. 279.
  6. Сальников В. Е., Огаринов И. С. Зона аномально низких тепловых потоков на Южном Урале.—Докл. АН СССР, 1977, т. 237, № 6, с. 1456—1461.
  7. Шуй Р. Т. Полупроводниковые рудные минералы. Л.: Недра, 1979, с. 211—256.
  8. Щапов В. А., Юрков А. К. Распределение температуры и концентрации гелия в скважинах на некоторых структурах Урала.—В кн.: Исследование гелиевых и тепловых полей Урала. Свердловск, 1982, с. 3—16.

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ · 1985

А. В. ГУЛИМОВ, Н. М. ЗАРАМЕНСКИХ, Г. В. СКИРТА

**МЕТОДИКА КОМПЛЕКСНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ  
РЕЗУЛЬТАТОВ КАРОТАЖА НА СВИНЕЦ И ЦИНК  
ПОЛИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ  
СЕВЕРНОГО ТАДЖИКИСТАНА**

Группа полиметаллических месторождений Северного Таджикистана располагается в тектоническом блоке, имеющем сложное строение. Полиметаллическое оруденение представлено главным образом сульфидами галенит-сфалеритовой продуктивной ассоциации. Промышленное оруденение приурочено в основном к гранатовым и пироксен-гранатовым скарнам, реже локализуется в метаморфизованных песчаниках.

Оруденение характеризуется выраженной неравномерностью; коэффициенты вариации содержаний свинца и цинка в пределах рудных пересечений достигают, по данным бороздового опробования, 150 %, средние относительные среднеквадратичные отклонения содержаний в сопряженных бороздовых пробах составляют 30 %. Мощности рудных тел изменяются в широких пределах (от нескольких до десятков метров).

Для месторождений доразведуемой группы характерно наличие тесной корреляционной связи между содержаниями свинца и цинка по рудным пересечениям, описывающейся уравнениями  $C_{\text{Zn}}=1,2C_{\text{Pb}}$ . Средние содержания свинца и цинка в рудах различных текстур представлены в табл. 1 [3].

Бурение подземных разведочных скважин сопровождается каротажными исследованиями с помощью разборной каротажной установки на основе анализатора РРША-1 и самописца Н-361. В комплекс каротажных работ входят гамма-каротаж (ГК), селективный гамма-гамма-каротаж (ГГК-С) и рентгенорадиометрический каротаж на свинец и цинк (РРК). Комплекс позволяет проводить литологическое расчленение пород по скважине (ГК), выявлять скарны, уточнять границы их залегания (ГГК-С) и определять содержания свинца и цинка в них (РРК).

При ГГК-С используется изотоп цезий-137 с доинверсионным зондом длиной 8—9 см, предложенный КазГУ для полиметаллических месторождений и позволяющий в больших преде-

Таблица I

## Средние содержания свинца и цинка в рудах \* различных текстур

Текстура	Относительная распространность текстур, %	Средние содержания, %		Отклонение от среднего содержания, отн. ед.	
		Pb	Zn	Pb	Zn
В целом по всем типам руд . . . . .	100	2,69	2,68	—	—
В том числе:					
средневкрапленная	8,5	3,14	3,10	+17	+16
густовкрапленная	21,7	1,66	1,81	-38	-32
редковкрапленная	23,3	1,51	1,96	-44	-27
штокверковая . .	2,5	4,31	3,86	+60	+44
прожилковая . .	7,1	2,57	2,54	-4	-5
гнездовая . . . .	4	2,63	1,63	-2	-39
прожилково-вкрапленная . . . . .	27,4	3,81	3,54	+42	+32
гнездово-вкрапленная . . . . .	5,5	4,47	4,39	+66	+64

\* На 95 %-ном уровне значимости  $C_{Zn} > 0,6 C_{Pb}$ .

лах освободиться от влияния переменных количеств железа на показания метода [4].

РРК проводится по методике спектральных отношений интенсивностей  $K_{\alpha}$ -линий характеристического рентгеновского излучения свинца и цинка и определенным образом выбранного канала сравнения в области рассеянного излучения изотопного источника. При РРК на свинец канал сравнения настраивается на максимум однократного рассеяния источника селен-75, при определении цинка областью сравнения служит левый склон пика однократно рассеянного излучения изотопа кадмий-109, что позволяет частично компенсировать вклад  $L_{\beta}$ -линии свинца в область аналитической линии цинка.

Предварительно аппаратура ГГК-С градуируется на модельной скважине, РРК — на блоках с известными содержаниями цинка и свинца. Поскольку эффективные атомные номера эталонных блоков и рудовмещающих скарнов ( $Z_{\text{эфф}}$ ) отличаются друг от друга, наблюдается занижение выявленных методом РРК содержаний относительно истинных.

Ниже приводятся оценки, позволяющие найти коэффициенты перевода одних содержаний в другие.

Рассмотрим вначале зависимость содержаний свинца в среде от параметра отношения  $\eta$  в средах с разными  $Z_{\text{эфф}}$ .

Согласно [1, 2],

$$I_s \sim \sigma_m / \mu_{m_1}, \quad I_i \sim C / \mu_{m_2}, \quad (1)$$

где  $I_s$ ,  $I_i$  — интенсивности рассеянного излучения источника и характеристического излучения определяемого элемента соот-

ветственно;  $\sigma_m$  — сечение рассеяния;  $\mu_{m_1}$ ,  $\mu_{m_i}$  — массовые коэффициенты поглощения первичного и характеристического излучений;  $C$  — содержание определяемого элемента. Из (1) следует

$$\eta \sim C (\mu_{m_1} / \mu_{m_i} \sigma_m), \quad C \sim \mu_{m_i} \sigma_m / \mu_{m_1}. \quad (2)$$

В коротковолновой области  $\sigma_m \sim Z_{\text{эфф}}$ .

Тогда

$$C \sim \frac{\mu_{m_i} Z_{\text{эфф}}}{\mu_{m_1}} \cdot \eta. \quad (3)$$

Из (3) вытекает, что в области линейной зависимости схемы отношений от содержаний переводные коэффициенты  $K_1$ ,  $K_2$  для сред с эффективными атомными номерами  $Z_{\text{эфф}}^{(1)}$ ,  $Z_{\text{эфф}}^{(2)}$  соответственно связаны соотношением

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{\mu_{m_i}^{(1)} Z_{\text{эфф}}^{(1)}}{\mu_{m_1}^{(1)}} \cdot \frac{\mu_{m_1}^{(2)}}{\mu_{m_i}^{(2)} Z_{\text{эфф}}^{(2)}}. \quad (4)$$

Для скарнов и метаморфизованных песчаников, к которым, как правило, приурочено полиметаллическое оруденение на месторождениях,  $Z_{\text{эфф}}=21$ ; для эталонных блоков, изготовленных на известняковой основе,  $Z_{\text{эфф}}=15$ .

При РРК на свинец  $I_i=75$  кэВ,  $I_s=100$  кэВ,  $\mu_{m_i}^{(1)}=0,29$ ,  $\mu_{m_i}^{(1)}=0,52$ ,  $\mu_{m_i}^{(2)}=0,2$ ,  $\mu_{m_i}^{(2)}=0,29$ . Подставив в (4) значения параметров, получим  $K_{\text{пPb}}=1,71$ .

В длинноволновой области  $\sigma_m$  не зависит от  $Z_{\text{эфф}}$ , соответственно (4) редуцируется к виду

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{\mu_{m_i}^{(1)} \mu_{m_1}^{(2)}}{\mu_{m_1}^{(1)} \mu_{m_i}^{(2)}}. \quad (5)$$

При РРК на цинк  $\mu_{m_1}^{(1)}=30$ ,  $\mu_{m_i}^{(1)}=172$ ,  $\mu_{m_1}^{(2)}=13,3$ ,  $\mu_{m_i}^{(2)}=66$ ; подставив в (5) значения параметров, получим  $K_{\text{пZn}}=1,16$ .

Вместе с тем для скважин подземного бурения рассматриваемых месторождений характерен большой разброс переводных коэффициентов, обусловленный, по-видимому, изменчивостью состояний стенок скважин. Поэтому был реализован следующий путь оценки переводных коэффициентов по данным РРК и ГГК-С.

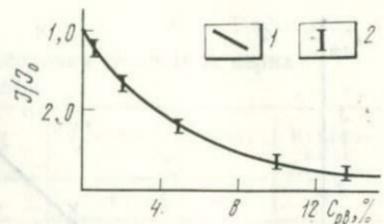
Из рис. 1 видно, что относительная интенсивность  $\delta_s=I_s/I_{\text{фон}}$  рассеянного излучения в применяемой модификации ГГК-С связана с содержаниями свинца в среде зависимостью

$$\delta_s = (1 + 0,18 C_{\text{Pb}}). \quad (6)$$

Исходя из (6) особенностей принятой модификации ГГК-С и геологии месторождений, в рамках модели двухслойной среды предположили, что

$$K_{\text{пPb}} = \exp \{ \alpha K + \beta \},$$

Рис. 1. Вид градуировочной зависимости селективного гамма-гамма-метода.  
1 — расчетная кривая; 2 — разброс экспериментальных значений.



$$K = [\delta_s (1 + a \bar{C}_{PbPPK})]^{-1}, \quad (7)$$

где  $\bar{C}_{PbPPK}^0$ ,  $\delta_s$  — соответственно среднее, условное содержание свинца по PPK и средняя относительная интенсивность рассеянного излучения, нормированная на фон во вмещающих породах;

$a$ ,  $\beta$ ,  $a$  — параметры, значения которых для сухих и заполненных водой скважин определены сопоставлением результатов каротажа и геологического опробования керна:

Заполнение скважин       $a$        $\beta$        $a$

Воздух . .	1,93	-1,39	0,18
Вода . .	1,93	-1,39	0,102

Сопоставляя расчетные по формуле (7) и фактические переводные коэффициенты для PPK на свинец (рис. 2 а), можно заметить, что между этими величинами наблюдается корреляционная связь, более тесная на рудных пересечениях с высоким выходом керна по всем интервалам опробования.

Анализ результатов каротажа показал, что переводные коэффициенты для PPK на цинк и свинец связаны соотношением

$$K_{nZn} = 1,16 (K_{nPb}/1,71)^{1.5}. \quad (8)$$

Для ряда рудных пересечений с высоким выходом керна значения переводных коэффициентов для PPK на свинец и цинк (рис. 3) удовлетворительно аппроксимируются уравнением (8). Вместе с тем наблюдаются случаи резких занижений переводных коэффициентов для PPK на цинк, очевидно, обусловленные сильным влиянием на результаты каротажа в длинноволновой области состояния стенок скважин.

Поэтому в тех случаях, когда по данным рентгенорадиометрического опробования оказалось, что  $C_{Zn} < 0,6 C_{Pb}$ , содержание цинка рассчитывали по формуле

$$C_{ZnPPK} = \frac{(K_{nZn} \cdot \bar{C}_{ZnPPK}^0)^2 + (1,2 C_{PbPPK})^2}{K_{nZn} \cdot \bar{C}_{ZnPPK}^0 + 1,2 C_{PbPPK}}, \quad (9)$$

выведенной на основе приведенной выше корреляционной зависимости между содержаниями свинца и цинка.

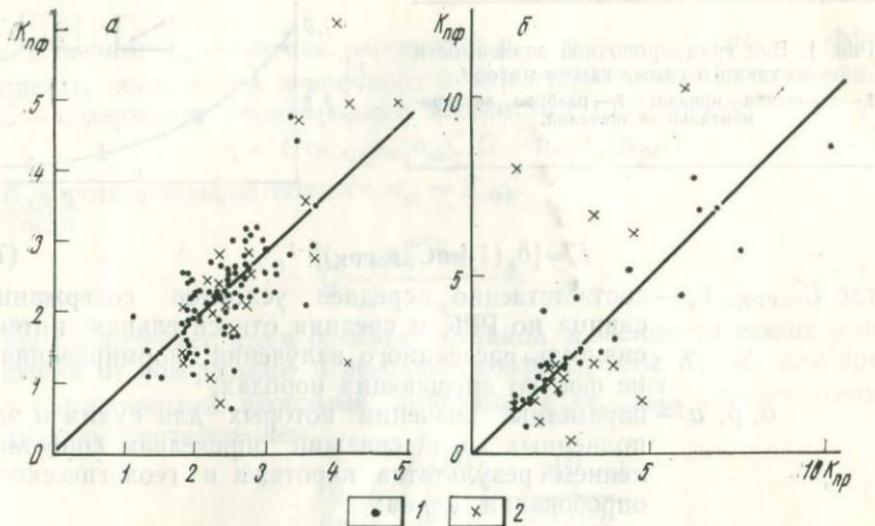


Рис. 2. Сопоставления фактических ( $K_{np\phi}$ ) и расчетных ( $K_{np}$ ) переводных коэффициентов для РРК на свинец (а) и цинк (б) скважин подземного бурения.

Данные по рудным пересечениям: 1 — с кондиционным выходом керна (более 70 %) по всем интервалам опробования; 2 — при наличии интервалов с некондиционным выходом керна.

На рис. 2б представлены фактические и расчетные переводные коэффициенты для РРК на цинк; расчетные коэффициенты определяли по формуле

$$K_{npZn} = \bar{C}_{ZnPPK} / C_{Zn}^0,$$

где  $\bar{C}_{ZnPPK}$  рассчитывали по формуле (9).

На рис. 4 представлены материалы каротажных исследований по безводной скв. 1, проведенных в сложных условиях. Для скважины характерно наличие интервалов с низким выходом керна. Судя по кривой ГГК-С, по скважине развита кавернозность, приводящая к появлению ложных аномалий на кривой РРК-Рb.

Несмотря на сложные для проведения каротажных исследований условия, воспроизводимость диаграмм РРК-Рb и РРК-Zn удовлетворительна. Для выбора уровня фона ГГК-С

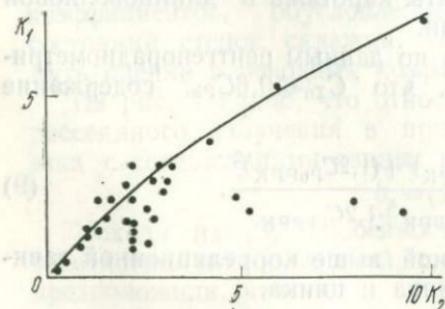


Рис. 3. Сопоставление переводных коэффициентов аналитических параметров РРК на свинец и цинк по рудным пересечениям с кондиционным выходом керна.

$$K_1 = K_{np\phi Zn}, \quad K_2 = K_{np\phi Pb},$$

Таблица 2

**Оценка сходимости результатов опробования половинок керна  
на свинец и цинк**

Класс содержания, %	Элемент	Колич. сопоставлений	Содержание, %		Среднекв. ошибки, %		Коэффициент корреляции
			C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	a*	б	
0,5—3	Zn	16	1,825	1,667	0,54	30,70	0,83
	Pb	20	1,794	1,704	0,70	37,7	0,97
>3	Zn	27	8,176	8,053	1,68	16,90	0,92
	Pb	24	5,943	6,101	0,79	13,1	0,97

\* Здесь и в табл. 3—5: а — абсолютная ошибка, б — относительная.

Таблица 3

**Оценка сходимости результатов первичного и повторного РРК  
на свинец и цинк**

Класс содержания, %	Элемент	Колич. сопоставлений	Объем заверочных работ, пог. м	Содержание, %		Среднекв. ошибки, %		Коэффициент корреляции
				основное	повторное	а	б	
0,5—3	Zn	23	149,6	1,89	1,83	0,27	14,1	0,91
	Pb	40	245,7	1,70	1,72	0,24	14,0	0,94
>3	Zn	24	86,6	5,23	5,34	0,42	7,90	0,96
	Pb	31	148,0	5,23	6,16	0,42	8,10	0,96

Таблица 4

**Оценка сходимости линейных запасов свинца и цинка по данным геологического опробования и РРК**

Класс содержания, %	Элемент	Колич. сопоставлений	Объем заверочных работ, пог. м	Метропроцент		Среднекв. ошибки, %		Коэффициент корреляции
				хим. анализ	РРК	а	б	
0,5—3	Zn	23	149,6	10,43	10,28	3,19	30,80	0,92
	Pb	40	245,7	9,88	9,41	2,28	23,6	0,92
>3	Zn	24	86,6	20,20	18,19	3,23	16,80	0,98
	Pb	31	148,0	23,68	25,25	4,64	19,0	0,96

Таблица 5

**Оценка сходимости средних приведенных содержаний свинца и цинка рудных пересечений по данным геологического опробования и РРК**

Класс содержания, %	Элемент	Колич. сопоставлений	Объем заверочных работ, пог. м	Содержания, %		Среднекв. ошибки, %		Коэффициент корреляции
				хим. анализ	РРК	а	б	
0,5—3	Zn	23	149,6	1,89	1,96	0,39	20,30	0,85
	Pb	40	245,7	1,697	1,705	0,40	23,5	0,86
>3	Zn	24	86,6	5,51	5,00	0,80	15,20	0,95
	Pb	31	148,0	4,98	5,23	0,79	15,5	0,94

Выход керна, %

50 100

ГГК-С, отн.ед.

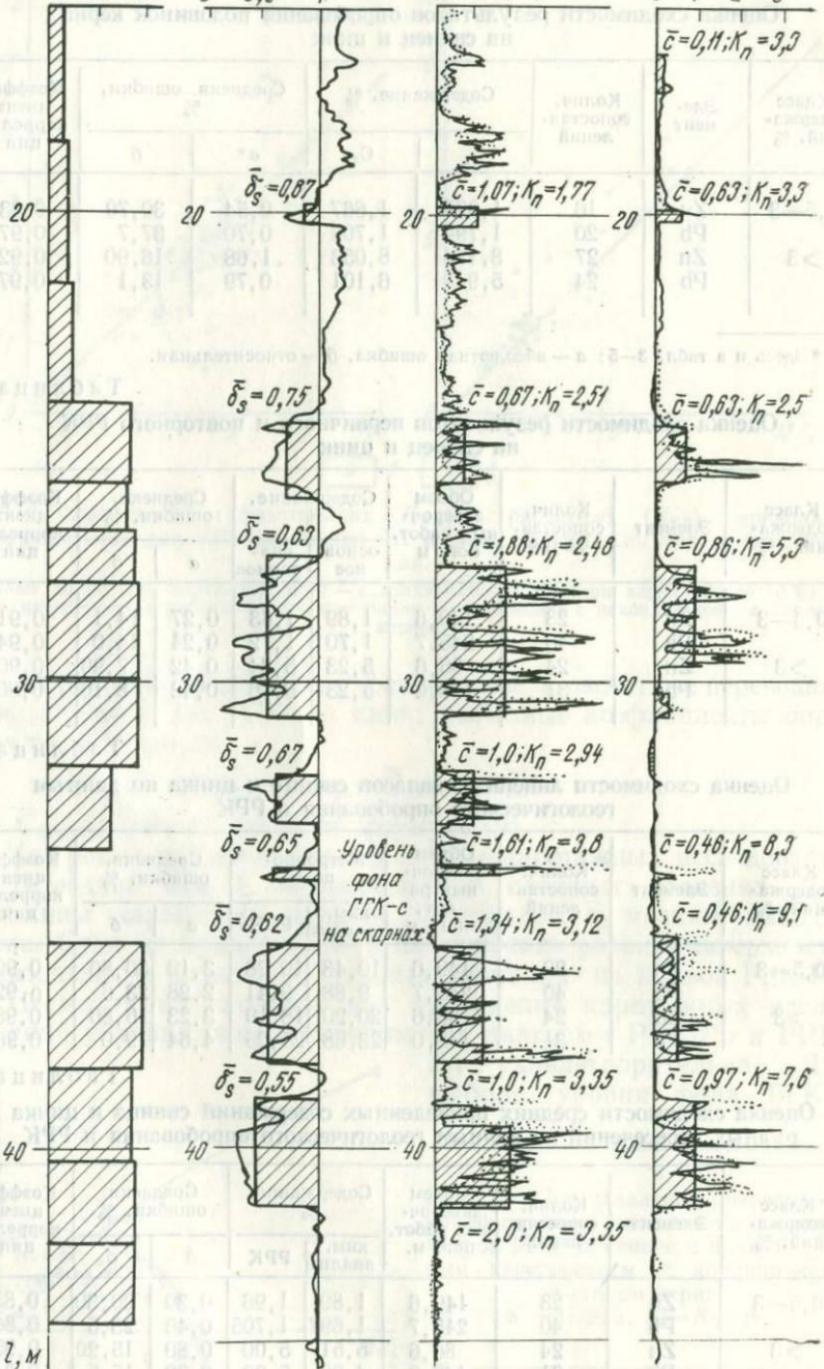
0 0,5 1

РРК-РВ, С % усл.

0 1 2 3

РРК-Зп, С % усл.

0 1 2 3



1 2 3 4 5

на скарнах были сопоставлены кривые РРК-Рb, РРК-Zn и ГГК-С; показан уровень фона кривой ГГК-С. Отбраковку ложных аномалий на кривой РРК-Рb производили путем сопоставления кривой РРК-Рb и детальной кривой ГГК-С. Аномалии на кривой РРК-Рb, в пределах которых кривая ГГК-С выше уровня фона на скарнах, отбраковывали как ложные. Был отбракован ряд ложных аномалий на кривой РРК-Рb.

Рудные аномалии на кривых РРК-Рb, РРК-Zn выделяли в пределах отрицательных аномалий на кривой ГГК-С. Амплитуда кривых РРК в пределах аномалии должна быть выше амплитуды кривых РРК на интервалах, отвечающих невозмущенным участкам кривой ГГК-С. Ширину аномалий ГГК-С определяли точками пересечения кривой с горизонтальной прямой, проведенной через середину амплитуды аномалии.

По следу скв. 1 был пройден орт. Сопоставление результатов геологического и рентгенорадиометрического опробования керна скв. 1 и бороздового опробования стенок орта показало, что на участках с низким выходом керна, по данным геологического опробования, имели место пропуски рудных интервалов. Сходимость результатов геологического и рентгенорадиометрического опробований керна по полному пересечению в интервале 24—42 м, где средний выход керна был выше 70 %, удовлетворительная; по данным геологического опробования, линейные запасы свинца и цинка в этом интервале составили соответственно 40,4 и 42,93 м.%, по данным рентгенорадиометрического опробования — соответственно 45,9 и 43,4 м.%. Стандартная интерпретация результатов каротажа в рассматриваемом случае привела бы к значительному занижению линейных запасов свинца и, в особенности, цинка.

Оценка достоверности результатов каротажных исследований осуществляли согласно рекомендациям научно-методического Совета при ВНИИЯГГ. Сопоставление данных геологического опробования керна и каротажа проведено для трех месторождений рассматриваемой группы. Воспроизводимость геологического опробования оценивали по результатам химического анализа половинок керна (по сути, эти оценки характеризуют неравномерность оруденения.) Сопоставление основных параметров рудных пересечений, по данным геологического и ядерно-геофизического опробований скважин, показывает, что во всех случаях сходимость результатов лучше по пересечениям с высоким выходом керна. В пересечениях с некондиционным (<70 %) выходом керна по ряду интервалов опробования на-

Рис. 4. Комплексная интерпретация материалов каротажных исследований по скв. 1.

1, 2 — диаграммы первичного и повторного РРК (соответственно); 3 — средние условные содержания свинца и цинка; 4 — средние приведенные интенсивности ГГК-С; 5 — расчетные значения переводных коэффициентов.

блюдаются случаи как занижения, так и завышения результатов РРК относительно результатов геологического опробования.

Кроме мощностей  $m_2$  рудных пересечений, по данным геологического опробования оценивали параметры  $\bar{m}_2=1/2$  ( $m_2+l_k$ ), где  $l_k$  — линейный выход керна. Оказалось, что в то время как по данным РРК наблюдается систематическое занижение мощностей рудных пересечений по сравнению с мощностями по данным геологического опробования ( $m_2=1,15 m_{\text{РРК}}$ ), при сопоставлении мощностей по данным РРК с величинами  $m_2$  систематика отсутствует.

Корреляция между величинами  $m_{\text{РРК}}$ ,  $\bar{m}_2$ , оцененная по пересечениям с высоким выходом керна, выше, чем корреляция между величинами  $m_{\text{РРК}}$ ,  $m_2$  (0,97 и 0,94 соответственно).

Приведенные результаты, по-видимому, обусловлены тем, что при геологическом опробовании истинные мощности рудных пересечений следует рассматривать как случайные величины.

Расчет оценки сходимости РРК и геологического опробования осуществляли на материале опробования рудных пересечений с высоким выходом керна (табл. 2—5).

Приведенные в табл. 2—5 оценки свидетельствуют о равноточности геологического опробования керна и РРК скважин подземного бурения рассматриваемых полиметаллических месторождений [1].

## Выводы

1. Разработанная методика комплексной интерпретации материалов каротажных исследований позволила осуществить учет влияния промежуточной зоны на результаты рентгенорадиометрического опробования.

2. Сопоставление результатов рентгенорадиометрического и геологического опробований скважин подземного бурения разведаемой группы месторождений свидетельствует о равноточности этих методов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гамма-методы в рудной геологии/Под ред. А. П. Очкура. Л.: Недра, 1976. 407 с.
2. Королев В. А., Зималина В. Я., Тилляева Г. С. Достоверность разведки некоторых полиметаллических месторождений Средней Азии. Ташкент: ФАН, 1977. 108 с.
3. Лосев Н. Ф. Количественный рентгеноспектральный флуоресцентный анализ. М.: Недра, 1969. 336 с.
4. Шмонин Л. И., Остапенко В. Ф., Магер Е. В., Энкер М. Б. О радиометрическом определении содержаний основных металлов в полиметаллических рудах.— В кн.: Ядерно-геофизические методы. Новосибирск, 1972, с. 113—115.

Ю. В. ХАЧАЙ

**ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ СРЕДЫ  
НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА  
МЕТОДОМ РЕДУКЦИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН**

Повышение точности измерения теплового потока, сгущение сети пунктов, где он определяется, и увеличение производительности метода являются основой развития геотермических исследований. По оценке авторов [1, 2], метод редукции температурных волн (РТВ) по точности не уступает, а по остальным показателям превосходит существующий [4]. Эти привлекательные стороны РТВ требуют внимательного отношения как к самому методу, так и его обоснованности.

В РТВ температура измеряется в подпочвенном слое на глубине 0,2 м и в мелкой скважине на глубине, где еще можно зафиксировать ее изменение, обусловленное сезонным колебанием солнечного теплового потока. Кроме того, по керну определяется объемная теплоемкость  $c \cdot \rho$  пород. В отличие от существующей методики [4], геотермический градиент и коэффициент теплопроводности  $\lambda$  непосредственно не измеряются, а находятся из решения модельной задачи о распространении тепла в приповерхностном слое. Поэтому требование адекватности выбранной модели реальной геологической ситуации должно быть очень жестким. Положение усугубляется тем, что вычисляемый глубинный тепловой поток в приповерхностном слое составляет около 0,01 % солнечного.

По предположению [1, 2], распространение тепла на глубинах больших 0,2 м в изученных регионах можно описать краевой задачей для линейного уравнения теплопроводности:

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

$$T(0, t) = T_0 + \sum_{n=1}^N T_n \sin(\omega_n t + \varphi_n), \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z \rightarrow \infty} = \gamma, \quad (3)$$

где  $T(z, t)$  — искомая температура;  $z$  — глубина;  $\kappa = \lambda/c\rho$  —

коэффициент температуропроводности;  $T_n$ ,  $\omega_n$ ,  $\Phi_n$  — соответственно амплитуда, частота и фаза  $n$ -й гармоники сезонных колебаний температуры на поверхности;  $\kappa$ ,  $\gamma$  — постоянные.

Решение задачи (1) — (3) имеет вид [3]

$$T(z, t) = T_0 + \gamma z + \sum_{n=1}^N T_n \exp\left(-z \sqrt{\frac{\omega_n}{2\kappa}}\right) \sin\left(\omega_n t - z \sqrt{\frac{\omega_n}{2\kappa}} + \Phi_n\right). \quad (4)$$

При режимных измерениях температуры на глубинах  $z_i$  определяются амплитуды  $A_n = T_n \exp\left(-z_i \sqrt{\omega_n/2\kappa}\right)$ , а затем вычисляется постоянное для всех  $\omega_n$  значение  $\kappa$ :

$$\kappa_{PTB} = \frac{\omega_n}{2} \frac{(z_2 - z_1)^2}{(\ln(A_n(z_1)/A_n(z_2)))^2}. \quad (5)$$

Так как задача (1) — (3) линейна, то, вычислив  $A_n$  и  $\kappa$  из (4), находится геотермический градиент  $\gamma$  и плотность теплового потока  $P_{PTB} = \gamma c \cdot \rho \cdot \kappa_{PTB}$ .

Однако подробные исследования [2, 3] показали, что в ряде пунктов значение  $\kappa_{PTB}$  изменяется со временем, по крайней мере, до глубины 6—8 м. Не анализируя подробно причины возникновения временной зависимости  $\kappa_{PTB}$ , авторы рекомендуют на этих участках нижнюю точку измерения температуры выбрать на больших глубинах.

Но регистрация факта временной зависимости  $\kappa_{PTB} = \kappa(t)$  означает, что модель (1) — (5) не соответствует реальным геотермическим условиям в этих пунктах. Среди возможных механизмов, которые при формальной интерпретации наблюденной кривой  $T = T(z, t)$  на основе (1) — (5) приводят к зависимости  $\kappa_{PTB} = \kappa(t)$ , можно выделить следующие. Во-первых, имеется температурная зависимость решеточной части коэффициента теплопроводности, согласно [4],  $\lambda_\phi(T) = B/T$ . Во-вторых, не исключено присутствие конвективной составляющей теплового потока, обусловленное фильтрацией поровых вод. Интенсивность фильтрации зависит от метеорологических условий, и поэтому вычисляемый по (5) некоторый эффективный коэффициент  $\kappa_{PTB}$  в этом случае может иметь сезонные колебания. В-третьих, возможно, что мощность слоя, в котором из-за малости глубинного теплового потока необходимо учитывать эффекты испарения, конденсации и т. д., идущие с поглощением или выделением теплоты фазового перехода, превышает 0,2 м, где, по мнению авторов [2, 3], эти процессы существенны. Тогда при формальной интерпретации методом РТВ в (1) будет фигурировать эффективная теплоемкость, учитывающая выделение теплоты фазового перехода [5], сезонные изменения которой и приведут к временной зависимости  $\kappa_{PTB}$ .

Для оценки возможных ошибок применения метода РТВ в тех случаях, когда реальная среда обладает нелинейными

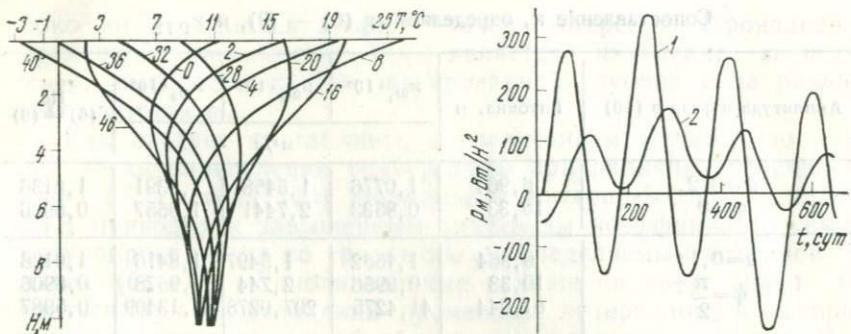


Рис. 1. Теоретическая термограмма, определяемая задачей (6)–(9). Значение амплитуды  $a$  в (10) принято:  $a=0,1 \frac{5-z}{5}$ .

Цифры на кривых означают временной интервал в единицах  $\tau=0,02$ ,  $\tau_1=7,176$  (суток) от произвольно выбранного начального.

Рис. 2. Зависимость  $P_{\text{PTB}}$  от времени для варианта  $\kappa_{\text{PTB}}=\kappa(t)$ ;  $a=0,1$ . Глубина, м: 1 — 6,964, 2 — 10,33.

тепловыми свойствами, мы провели сопоставление численного решения такой задачи с последующей формальной интерпретацией по методу PTB:

$$\rho(z) \cdot c(z, T, t) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda(z, T, t) \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (6)$$

$$T(0, t) = T_0 + T_1 \sin \omega_1 t + T_2 \sin \omega_2 t + T_3 \sin \omega_3 t, \quad (7)$$

$$T(z, 0) = T_0 + \gamma z, \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z_m} = \gamma. \quad (9)$$

Численные значения амплитуд  $T_0=283$  К;  $T_1=12$  К;  $T_2=2,8$  К;  $T_3=1,5$  К и периодов  $\tau_1=2\pi/\omega_1=3,1 \cdot 10^7 \cdot \text{с}=1$  год;  $\tau_2=0,5\tau_1$ ;  $\tau_3=4\tau_1$ ;  $\rho \cdot c(z) = \rho c_0 (1 - 0,3689 \exp(-0,2782z))$ ;  $\rho c_0=2,11 \times 10^6$  Дж/м<sup>2</sup>.град) приняты в соответствии с [2]. Установление краевого режима на глубинах  $z < 50$  м и исключение возмущений температуры при  $z=z_m$  обеспечивалось выбором времени сравнения  $t \geq 1000$  лет и величины  $z_m=400$  м.

При решении задачи (6)–(9) использовали абсолютно устойчивую неявную разностную схему [5, 6] на неравномерной пространственной сетке. Сгущение узлов сетки к  $z=0$  обеспечивало шаг  $h$  (0,1–0,3) м в интервале  $0 \leq z \leq 20$  м. Шаг по времени принят  $\tau=0,02\tau_1$ . Полученное решение задачи (6)–(9), т. е.  $T=T(z, t)$ , обрабатывали затем по процедуре PTB. Спектральная обработка температурной кривой проведена на временном интервале 100 лет.

Сопоставление  $\chi$ , определяемых (6) — (9), и  $\chi_{\text{РТВ}}$

Амплитуда и фаза в (10)	Глубина, м	$\chi_{\omega_1} \cdot 10^6$	$\chi_{\omega_2} \cdot 10^6$	$\chi_{\omega_3} \cdot 10^6$	$\frac{\chi_{\text{РТВ}}}{\chi_{(6)-(9)}}$
		$\text{м}^2/\text{с}$			
$a=0,2, \varphi=0$	6,964 10,33	1,0776 0,9533	1,5458 2,7441	1,8391 1,9557	1,0136 0,8906
$a=0,1, \varphi=\frac{\pi}{2}$	6,964 10,33 81,944	1,1582 0,9956 41,4275	1,5497 2,744 207,0278	1,8416 1,9578 41,13409	1,0138 0,8906 0,5987
$a=0,1 \frac{5-z}{5}$	6,964	1,545	1,5526	1,8422	1,0140
Амплитуда в (11), $a=0,1 \frac{5-z}{5}$	6,964	1,136	1,5538	1,8421	1,0142

Прежде всего исследовали влияние температурной зависимости коэффициента теплопроводности вида  $\lambda(T) = B/T$ . Значение  $B$  выбрано таким образом, чтобы  $\lambda(T) = 1,7 \text{ вт}/\text{м}\cdot\text{град}$  при  $z = 30 \text{ м}$  и  $\gamma = 0,03 \text{ град}/\text{м}$ . Как и следовало ожидать, при малых относительных амплитудах  $T_1/T_0 = 0,042$  сезонных колебаний температуры отклонение  $\chi_{\text{РТВ}}$  от определяемого задачей (6) — (9) мало. Оно, например, составляет 1,83 % для  $z=2,024 \text{ м}$  и 1,37 % для  $z=8,57 \text{ м}$ . Затем изучали влияние временной зависимости  $\lambda$  и  $c$  в слое  $0 \leq z \leq 5 \text{ м}$ , которое аппроксимирует действие второго и третьего из перечисленных выше механизмов.

Для коэффициента теплопроводности принимали:

$$\lambda = \begin{cases} \frac{B}{T} (1 + a \cos(\omega_2 t + \varphi_2)), & 0 \leq z \leq 5, \\ \frac{B}{T}, & z > 5, \end{cases} \quad (10)$$

$$c(t) = c (1 + a \cos(\omega_2 t + \varphi_2)), \quad 0 \leq z \leq 5. \quad (11)$$

Значение амплитуды задавали либо  $a=0,2; 0,1$ , либо  $a=0,1 \frac{5-z}{5}$ , что соответствует данным [2].

Полученные теоретические термограммы показаны на рис. 1. Результаты спектральной обработки и определений по процедуре РТВ представлены в таблице. Существенно, что наличие временной зависимости  $\lambda(T, t)$  и  $c(T, t)$  в поверхностном слое проявляется на результатах интерпретации, т. е. приводит к временной зависимости  $\chi_{\text{РТВ}}$ , если верхняя точка измерения температуры лежит выше или внутри этого слоя, как бы глуби-

боко ни находилась вторая точка измерения. Проявлением временной зависимости  $\chi_{PTB}$  является изменение значений  $\chi_{PTB}$ , вычисленных при фиксированной глубине  $z$  на различных частотах  $\omega_n$ .

Как следует из таблицы, с увеличением глубины до нижней точки определения температуры при наличии зависимости  $\lambda = \lambda(T, t)$  типа (10) формальная интерпретация по методу РТВ приводит к завышенным значениям коэффициента температуропроводности по сравнению с определяемым исходной задачей (6)–(9). Дополнительные искажения  $\chi_{PTB}$  могут появиться при несовпадении временных интервалов, в которых ведется спектральная обработка температурных измерений в верхней и нижней точках.

Появление временной зависимости  $\chi_{PTB} = \chi(t)$  приводит к изменениям со временем и искомой величины теплового потока. На рис. 2 представлены данные, полученные в результате обработки по методу РТВ термограмм, вычисленных из (6)–(10) для глубин  $z = 6,964$  м и  $z = 10,33$  м при значении амплитуды  $a$  из (10),  $a = 0,1$ , и величине невозмущенного потока на глубине  $z = 400$  м,  $P_0 = 37,98$  мВ/м<sup>2</sup>. На этих глубинах при описанных значениях параметров отличие  $P_{PTB}$  от глубинного может быть более чем в два раза, а само отклонение имеет сезонные колебания.

Таким образом, для избежания трудноконтролируемых ошибок определения геотермического потока при постановке метода РТВ необходимо контролировать постоянство  $\chi_{PTB}$  со временем. При появлении временной зависимости  $\chi_{PTB} = \chi(t)$  необходимо верхнюю точку измерения температуры выбрать ниже слоя, в котором фиксируется временная зависимость  $\chi$ . Вероятно, в этом случае процедура определения теплового потока уже не будет отличаться от стандартной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиенко В. В., Завгородняя О. В. Измерение теплового потока Земли у поверхности, Киев: Наукова думка, 1960. 102 с.
2. Завгородняя О. В. Определение теплового поля Земли методом редукции температурных волн: Автoref. дис... канд. геол.-мин. наук. Киев, 1980. 20 с.
3. Карслон Г., Егер Д. Температуропроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
4. Любинова Е. А. Термика Земли и Луны. М.: Наука, 1968. 279 с.
5. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 735 с.

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ · 1985

Ю. П. БУЛАШЕВИЧ, В. М. ЕРШОВ, А. К. ЮРКОВ

СООТНОШЕНИЕ РАДИОГЕННЫХ АРГОНА И ГЕЛИЯ  
В ВОДАХ ТАРАТАШСКИХ ГНЕЙСОВ

Изучение концентраций радиогенных аргона и гелия в подземных водах позволяет решать геологические задачи, круг которых, по-видимому, еще не исчерпан. В качестве параметров для геологической интерпретации результатов исследований использовались главным образом данные о концентрации радиогенных изотопов. Их соотношения применялись для оценки источника газов и определения глубины зон дегазации относительно геологических границ и возраста подземных вод [1, 2, 5]. Такие физические особенности формирования радиогенных газов в подземных водах, как разные скорости их накопления и глубокая дегазация горных пород, при анатексисе и метаморфизме еще не были использованы в геологических исследованиях.

Так, отношения радиогенных аргона и гелия, накопившихся за два миллиарда и последние десять миллионов лет в одной и той же горной породе, различаются примерно в два раза, а различия в отношениях содержаний калия к урану и торию могут привести к еще большему изменению соотношений  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$ . Следовательно, соотношения радиогенных аргона и гелия имеют геохронологическое и геохимическое значение.

С целью изучения возможности более широкого использования  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$  в геологических исследованиях было проведено определение этого соотношения в подземных водах наиболее древних, переживших сложную геологическую историю горных породах Урала.

Тараташскую свиту докембрийских метаморфических горных пород Башкирского антиклиниория слагают две подсвиты: нижняя — инъекционные гнейсы и верхняя — очковые гнейсы [3]. Среди этих горных пород залегают рассланцеванные и метаморфизованные диабазы, порфириты, их туфы и туффиты. Весь комплекс этих пород прорывают интрузии габбро и гранитов.

Последние слагают крупные тела. Это Бердяушский, Губенский, Рябиновский, Тараташский, Артинский, Шигирский и другие массивы гранитоидов.

Попытки определить радиологический возраст докембрийских образований Урала предпринимались неоднократно с использованием различных методов [4, 6—8, 10]. Схематическая геологическая история раннедокембрийских образований Урала может быть представлена в виде ряда фиксированных проявлений геологических процессов, наиболее ранний из которых датируется временем метаморфизма осадочно-вулканогенных пород Тараташской свиты. Радиологический возраст этого этапа составляет  $(2 \div 2,2) \cdot 10^9$  лет. Становление наиболее древних массивов гранитоидов (Тараташский, Шигирский, Артинский) произошло  $(1,8 \div 2,0) \cdot 10^9$  лет тому назад. Это период интенсивной среднепротерозойской гранитизации и мигматизации. Позднее были образованы Губенский, Рябиновский и Бердяушский массивы гранитоидов, радиологический возраст которых  $(1,35 \div 1,43) \cdot 10^9$  лет. Формирование диафторитов исследователи связывают с этапами метаморфизма с возрастами от 1,5 до 0,55 млрд. лет [4].

Изучение  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$  в подземных водах дало возможность получить геохронологическую информацию, геологическая интерпретация которой позволяет надеяться на перспективность исследований в этом направлении.

Пробы подземных вод были отобраны из скважин вблизи пос. Куватал, вскрывающих верхний стратиграфический горизонт Тараташской свиты с использованием пробоотборника ПВГ-1С/45 [2]. С целью более полного извлечения растворенных газов дополнительно проводилась термовакуумная дегазация. К сожалению, не изучена минерализация исследованных вод. Косвенные данные свидетельствуют о высокой минерализации, застойном режиме и древнем возрасте этих вод.

Измерение концентрации  $^{40}\text{Ar}$  производилось масс-спектрометрически двухлучевым методом после очистки газа в титановом реакторе [9] с относительной погрешностью единичного измерения 2 %. Средняя относительная ошибка определения содержания гелия составляла 2 %. Средняя относительная погрешность определения  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$  в пробах при доверительной вероятности 0,95 не превышала 5 %.

Измеренные отношения  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$  в водах находятся в пределах 0,148—0,166. Среднее значение составляет  $0,160 \pm 0,008$ . В скважинах не было отмечено зон аномального изменения гелиеносности, что свидетельствует о преимущественной дегазации объема вскрытых скважинами горных пород. Средние содержания в гнейсах и мигматитах Тараташской свиты урана составляют около  $3 \cdot 10^{-4}$ , тория —  $14,8 \cdot 10^{-4}$ , калия — 2,3 %.

Расчет  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$  в газах, накопленных за время существования пород Тараташской свиты, сделан по формуле

$$\frac{^{40}\text{Ar}}{^{4}\text{He}} = \frac{\alpha_{\text{Ar}} \frac{\lambda_k}{\lambda_k + \lambda_\beta} {}^{40}\text{K} [e^{(\lambda_k + \lambda_\beta) t_1} - e^{(\lambda_k + \lambda_\beta) t_2}]}{\alpha_{\text{He}} [8^{238}\text{U} (e^{\lambda_{\text{B}} t_1} - e^{\lambda_{\text{B}} t_2}) + 7^{235}\text{U} (e^{\lambda_{\text{B}} t_1} - e^{\lambda_{\text{B}} t_2}) + 6\text{Th} (e^{\lambda_{\text{B}} t_1} - e^{\lambda_{\text{B}} t_2})]},$$

где  $\alpha_{\text{Ar}}$ ,  $\alpha_{\text{He}}$  — коэффициенты аргонирования и гелиенирования;  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{4}\text{He}$ ,  ${}^{40}\text{K}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  — содержания элементов, ат. %;  $\lambda$  — соответствующие постоянные радиоактивного распада;  $t_1$  и  $t_2$  — время начала и окончания накопления радиогенных аргона и гелия в горной породе.

При расчетах  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$  по приведенной выше формуле удобнее пользоваться отношением к  $^{238}\text{U}$ . Это имеет значение в связи с тем, что изучаемое соотношение не зависит от концентраций материнских элементов, которые могут меняться при сохранении их отношений постоянными.

При  $\alpha_{\text{Ar}} = \alpha_{\text{He}}$  и накоплении аргона и гелия за время существования пород Тараташской свиты ( $t_2 = 0$ )  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$  должно быть 0,18—0,19. При полном выходе газов, накапливающихся к настоящему времени, это отношение должно быть близким 0,11. Измеренное  $^{40}\text{Ar}/^{4}\text{He}$  не совпадает с рассчитанными при этих условиях. Отклонение наблюдаемого отношения от расчетного возможно в результате различий коэффициентов аргонирования и гелиенирования. Однако при этом коэффициент гелиенирования должен быть выше коэффициента аргонирования, так как в горных породах около 50 % урана находится в рассеянном подвижном состоянии и атомы гелия имеют значительно больший коэффициент диффузии, чем атомы аргона. Поэтому измеренное отношение должно быть ниже расчетного. Следовательно, радиогенные аргон и гелий в подземных водах Тараташской свиты не отражают современное их накопление. Расчет  $\alpha_{\text{Ar}}/\alpha_{\text{He}}$  по измеренному отношению в предположении, что в настоящее время происходит выделение радиогенных газов, накопившихся за  $2 \cdot 10^9$  лет, приводит к  $\alpha_{\text{Ar}}/\alpha_{\text{He}}$ , равному 0,89. Такое соотношение коэффициентов аргонирования и гелиенирования слишком велико для метаморфических пород, чтобы признать объяснение наблюдаемого факта достаточно реальным. Следовательно, необходима иная модель формирования состава радиогенных газов в трещинных водах Тараташской свиты.

Предположим, что радиогенные газы в застойных трещинных водах Тараташской свиты являются продуктом дегазации горных пород, произошедшей при их гидротермальном метаморфизме. Такой подход вполне оправдан в связи с проблемой избыточных  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{4}\text{He}$  [11]. Поэтому примем интервал времени накопления радиогенных газов отличающимся от возраста гнейсов и наиболее древних гранитоидов. Наиболее поздним време-

нем проявления метаморфизма следует признать формирование Уральской геосинклинали 300—500 млн. лет тому назад, в период интенсивного среднепалеозойского вулканизма и верхнепалеозойской гранитизации. Приняв  $t_2 = 400 \cdot 10^6$  лет,  $a_{\text{Ar}} = a_{\text{He}}$  и  ${}^{40}\text{Ar}/{}^4\text{He} = 0,160$ , вычислим по приведенной выше формуле возраст начала накопления радиогенных  ${}^{40}\text{Ar}$  и  ${}^4\text{He}$ . Он оказывается равным  $1,4 \cdot 10^9$  лет. К этому времени относится формирование позднедокембрийских гранитов, т. е. один из крупных тектономагматических этапов в геологической истории Урала.

Таким образом, соотношение радиогенных аргона и гелия в подземных водах тараташских гнейсов свидетельствует о том, что в настоящее время происходит извлечение радиогенных газов, выделившихся ранее из минералов. Полученные данные о времени накопления радиогенных газов имеют реальное значение.

Соотношение  ${}^{40}\text{Ar}/{}^4\text{He}$  несет геохронологическую информацию и использование его существенно расширяет возможности ядерной геохронологии, позволяя датировать процессы практически по любым горным породам.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Булашевич Ю. П., Башорин В. Н. Гелий в подземных водах на профиле ГСЗ в Зауралье.—Докл. АН СССР, 1970, т. 193, № 3, с. 573—575.
2. Булашевич Ю. П., Карапашов Н. П. Применение гелиевого метода при изучении строения рудных полей.—Докл. АН СССР, 1976, т. 229, № 6, с. 1423—1425.
3. Гарань М. И. Нижний и средний докембрий. Верхний докембрий.—В кн.: Геология СССР. М., 1969, т. 12, с. 65—106.
4. Гаррис М. А. Этапы магматизма и метаморфизма в доюрской истории Урала и Приуралья. М.: Наука, 1977. 296 с.
5. Горбушина Л. В., Тыминский В. Г. Радиоактивные и стабильные изотопы в геологии и гидрогеологии. М.: Атомиздат, 1974. 104 с.
6. Дунаев В. А. Некоторые дополнительные сведения о магматизме в Тараташской свите по данным Rb-Sr метода.—В кн.: Минералы изверженных горных пород и руд Урала. Л., 1967, с. 90—95.
7. Краснобаев А. А., Свяжин Н. В., Троянова М. В. Абсолютный возраст пород Тараташской свиты на Урале по данным  $\alpha$ -свинцового метода.—В кн.: Методические вопросы изотопной геологии. М., 1965, с. 84—94.
8. Овчинников Л. Н., Дунаев В. А., Краснобаев А. А. Материалы к геохронологии Урала.—В кн.: Абсолютный возраст геологических формаций. М., 1964, с. 157—171.
9. Сардаров С. С. Новый реактор для выделения и очистки радиогенного аргона.—Изв. АН СССР, сер. геол., 1957, № 4, с. 108—112.
10. Тугаринов А. М., Бибикова Е. В., Краснобаев А. А., Макаров В. А. Геохронология уральского докембра.—Геохимия, 1970, № 4, с. 501—509.
11. Шуколюков Ю. А., Левский Л. К. Космохимия и геохимия изотопов благородных газов. М.: Атомиздат, 1972. 335 с.

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ · 1985

В. В. БАХТЕРЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ТЕОРИИ РАСЧЕТА  
СПЕКТРА ЖЕСТКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ  
РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ,  
РАСПРЕДЕЛЕННЫХ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Расчет распределения гамма-излучения в горных породах с учетом многократного рассеяния — очень важная и трудоемкая задача. Точное решение уравнения переноса связано с рядом математических трудностей, поэтому задача решается лишь для отдельных частных случаев с различной степенью приближения. Одно из решений при рассмотрении интегрального уравнения равновесия излучения в однородной гамма-излучающей среде предложено Г. М. Воскобойниковым [2, 3]. Г. М. Воскобойников приводит несколько формул и графиков, позволяющих без привлечения вычислительной техники и достаточно надежно рассчитать средний спектр гамма-излучения от монохроматического источника в однородной рассеивающей среде для любых энергий первичных и рассеянных лучей в диапазоне 0,51—2,62 МэВ, а также энергетическое распределение импульсов, создаваемых этим излучением в сцинтилляционном гамма-спектре (аппаратурный спектр) [4, 5].

Необходимость в таких расчетах возникает при разработке гамма-спектрометрических методик ядерно-геофизических методов поисков и разведки полезных ископаемых. Особое значение они приобретают при разработке методик гамма-спектрометрического активационного способа [6]. Источники гамма-излучения, образующиеся в результате облучения горных пород нейтронами, распределяются в среде неравномерно. Размер локального участка определяется глубинностью ядерного метода. Под глубинностью метода понимают величину радиуса шара вокруг детектора, откуда поступает 90 % регистрируемого излучения. Теоретические расчеты, подтвержденные экспериментом, оценивают глубинность нейтронного активационного метода на колчеданных месторождениях в 10—25 см [1]. В этом случае соотношение, которое устанавливается между первичным и рассеянным излучением, иное, чем при равномерном распределении источников в безграничной среде. Поэтому инте-

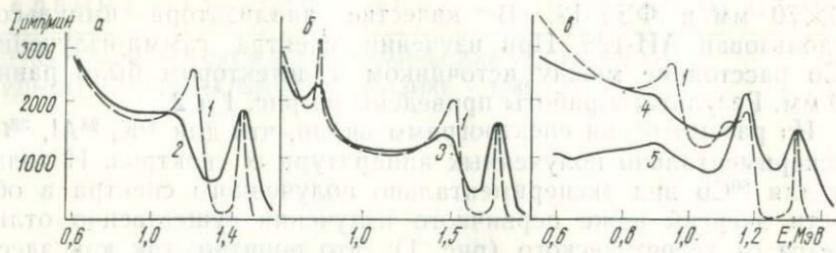


Рис. 1. Аппаратурные спектры гамма-излучения  $^{40}\text{K}$  (а),  $^{28}\text{Al}$  (б),  $^{60}\text{Co}$  (в). Ширина окна 25 КэВ.

1 — теоретический расчет; 2—5 — экспериментально полученные аппаратурные спектры.

рессно оценить, нельзя ли методику расчета спектра, разработанную для случая равномерного распределения источников в однородной рассеивающей среде, распространить также на случай неравномерного локального распределения источников, образующихся в результате облучения горных пород нейтронами. В настоящей работе предпринята попытка сделать такую оценку экспериментально.

Для этого были рассчитаны спектры гамма-излучения  $^{40}\text{K}$ ,  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{38}\text{Cl}$ ,  $^{60}\text{Co}$ . Спектры этих же изотопов получены экспериментально для трех различных вариантов распределения в среде источников. Первый вариант — равномерное распределение радиоактивного изотопа  $^{40}\text{K}$  в гранитах в их естественном залегании — характеризуется равномерным распределением источников в безграничной однородной рассеивающей среде. Второй вариант — неравномерное локальное распределение радиоактивных ядер  $^{28}\text{Al}$  и  $^{38}\text{Cl}$ , образующихся за счет  $^{27}\text{Al}$  и  $^{37}\text{Cl}$ , содержащихся в горных породах, по  $n, \gamma$ -реакции при облучении их нейtronами. Наконец, третий, предельный вариант — точечный источник гамма-излучения — радиоактивный  $^{60}\text{Co}$ . Спектры измерены в скважине диаметром 76 мм, заполненной водой. Детектор гамма-квантов — кристалл йодистого натрия размером

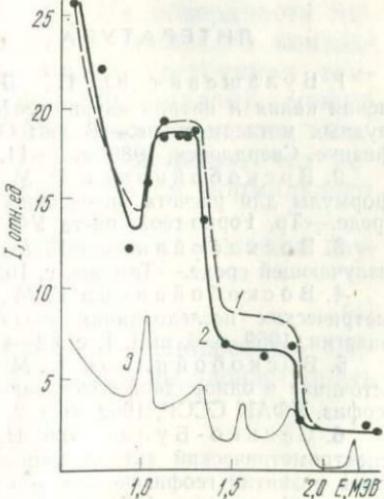


Рис. 2. Аппаратурный спектр гамма-излучения  $^{38}\text{Cl}$ . Ширина окна 200 КэВ.

1 — теоретический расчет; 2 — экспериментально полученный спектр гамма-излучения (темные кружки — значения интенсивности гамма-излучения, измеренные в определенной энергетической области); 3 — теоретический расчет с шириной окна 25 КэВ.

$30 \times 70$  мм и ФЭУ-13. В качестве анализатора импульсов использован АИ-128. При изучении спектра гамма-излучения  $^{60}\text{Co}$  расстояние между источником и детектором было равно 50 мм. Результаты работы приведены на рис. 1 и 2.

Из рассмотрения спектрограмм видно, что для  $^{40}\text{K}$ ,  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{38}\text{Cl}$  экспериментально полученных аппаратурных спектров. И только для  $^{60}\text{Co}$  вид экспериментально полученного спектра в области энергий ниже первичного излучения существенно отличается от теоретического (рис. 1). Это понятно, так как здесь в кристалл йодистого натрия попадает почти коллимированное первичное излучение. Но уже свинцовый экран толщиной 50 мм, установленный между источником  $^{60}\text{Co}$  и детектором, резко меняет вид аппаратурного спектра, приближая его к теоретическому для среды с равномерно распределенными источниками. При ширине окна 25 КэВ на спектрограммах, полученных как теоретически, так и экспериментально, отчетливо проявляются спектральные особенности гамма-излучения изучаемых радиоактивных изотопов. С увеличением ширины окна картина распределения импульсов аппаратурного спектра сильно сглаживается и сходимость теоретического и экспериментально полученного спектров оказывается более тесной (рис. 2).

Таким образом, методика расчета спектра гамма-излучения, разработанная для случая равномерного распределения источников в однородной рассеивающей среде, с достаточной для практики точностью может быть распространена на случай неравномерного локального распределения источников, образующихся при облучении горных пород и руд нейтронами. Методика с успехом использована при разработке способов количественного гамма-спектрометрического определения содержания меди нейтронным активационным методом [6].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Булашевич Ю. П., Бахтерев В. В. О точности определения калия и натрия ядерно-геофизическими методами при изучении околоврудных метасоматитов.—В кн.: Оценка точности измерений в ядерной геофизике. Свердловск, 1980, с. 3—11.
2. Воскобойников Г. М. Интегральные уравнения и приближенные формулы для расчета интенсивности  $\gamma$ -излучения в однородной излучающей среде.—Тр. Горно-геол. ин-та УФАН СССР, 1957, вып. 30, с. 152—161.
3. Воскобойников Г. М. Интенсивность  $\gamma$ -излучения в однородной излучающей среде.—Там же, с. 162—172.
4. Воскобойников Г. М., Карташов Н. П. К вопросу о спектрометрических исследованиях  $\gamma$ -излучения естественных излучателей.—Атом. энергия, 1959, т. 6, вып. 1, с. 42—48.
5. Воскобойников Г. М. Спектр  $\gamma$ -излучения монохроматического источника в однородной рассеивающей среде (численные данные).—Тр. Ин-та геофиз. УФАН СССР, 1962, вып. 2, с. 3—5.
6. Сенько-Булатный И. Н., Бахтерев В. В. Количественный спектрометрический активационный каротаж.—В кн.: Состояние и перспективы развития геофизических методов на Урале. Методические вопросы геофизики. Свердловск, 1971, с. 37—48.

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ · 1985

И. В. ЛАДОВСКИЙ

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЕ  
С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Залегание тел с теплопроводностью, отличной от теплопроводности вмещающих пород, для стационарных моделей приводит к потенциальным задачам с граничными условиями четвертого рода — условиями непрерывности на контакте температуры и нормальной составляющей теплового потока.

Достаточно полно [5] проанализировано искажение линейного по глубине температурного поля в неограниченной среде эллипсоидами и эллиптическими цилиндрами. Однако в задачах геотермии зачастую приходится учитывать условие постоянства температуры на поверхности, ограничивающей полупространство залегания тела (например, на поверхности нейтрального слоя или в обводненных участках на водоносном горизонте с развитой субгоризонтальной фильтрацией воды).

**Постановка задачи.** Бесконечный горизонтальный круговой цилиндр радиусом  $s$  с теплопроводностью  $\lambda_1$  помещен на заданной глубине  $h$  в полуограниченную среду с теплопроводностью  $\lambda_2$  (сечение вертикальной плоскостью, перпендикулярной простиранию цилиндра, показано на рис. 1). На поверхности цилиндра  $\Gamma_1$  выполняются условия идеального теплового контакта. На границе полупространства  $\Gamma_2$  задана постоянная температура, которую (не изменяя общности задачи) можно принять равной нулю. Требуется найти распределение температуры вне цилиндрической области, предполагая, что невозмущенное поле температур  $T_0$  является полем нормального геотермического градиента  $a$ .

В предлагаемой постановке задача сводится к решению двумерного уравнения Лапласа

$$\Delta T_{1,2} = 0, \quad (1)$$

где  $T_1$  — температура внутри цилиндра;  $T_2$  — температура вмещающих пород. Искомые температуры  $T_{1,2}$  должны удовлетворять граничным условиям (рис. 1)

$$T_1(x, z) = T_2(x, z) \\ \lambda_2 \frac{\partial T_1}{\partial N} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial N} \Bigg|_{\Gamma_1}, \quad (2)$$

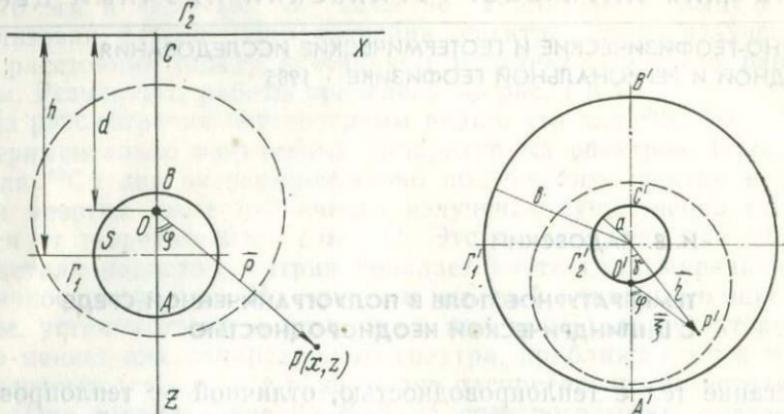


Рис. 1. Геометрия задачи и система координат.

$\Gamma_1$  — граница погруженного тела;  $\Gamma_2$  — граница полупространства;  $(\rho, \varphi)$  — полярные координаты точки  $P$  относительно центра инверсии  $O$  (окружность инверсии нанесена штриховой линией).

Рис. 2. Инвертированная конфигурация.

$\Gamma'_1$  — граница тела;  $\Gamma'_2$  — граница полупространства;  $(\xi, \varphi)$  — полярные координаты точки  $P'$  относительно общего центра инверсии  $O'$ ;  $(\eta, \gamma)$  — полярные координаты точки  $P'$  относительно общего центра концентрических окружностей  $\Gamma'_1$  и  $\Gamma'_2$ .

где  $N$  — нормаль к поверхности цилиндра  $\Gamma$ ;

$$T_2(x, z) = T_2(x, O) = O | \Gamma_2, \lim_{x, z \rightarrow \infty} T_2(x, z) = T_0(z) = az. \quad (3)$$

**Преобразование инверсии.** Как известно [2, с. 363—365], всегда найдется некоторая точка  $O$ , называемая центром инверсии (рис. 1); отражение в круге с центром в этой точке переводит границы  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  в систему концентрических окружностей  $\Gamma'_1$  и  $\Gamma'_2$  (рис. 2). При этом точки  $\{A, B, C, P\}$  (рис. 1) переходят соответственно в точки  $\{A', B', C', P'\}$ , а бесконечно удаленная точка — в центр инверсии  $O'$  (рис. 2).

Пусть  $R$  — радиус инверсии и  $\rho = \overline{OP}$  — радиус-вектор точки  $P$  относительно центра инверсии  $O$  (рис. 1), тогда

$$x = \rho \sin \varphi, \quad z = d - \rho \cos \varphi.$$

Определим преобразование инверсии [6, с. 282] по формуле

$$|\bar{\rho}| |\bar{\xi}| = R^2, \quad \varphi = \text{idem},$$

где  $\bar{\xi} = \overline{O'P'}$  — радиус-вектор точки  $P'$  относительно центра инверсии  $O'$ , ориентированный к оси глубин под тем же самым углом  $\varphi$ . Взаимно-однозначное соответствие точек  $A, B, C$  и точек  $A', B', C'$  связывает размерные параметры исходной и инвертированной геометрии:

$$s + (h - d) = \frac{R^2}{b - a}, \quad s - (h - d) = \frac{R^2}{b + a}, \quad d = \frac{R^2}{2a}.$$

Здесь  $a$  — радиус внутренней окружности  $\Gamma'_2$ ;  $b$  — радиус внешней окружности  $\Gamma'_1$ . Отсюда находим положение центра инверсии  $O$  в исходной конфигурации

$$d^2 = h^2 - s^2 \quad (4)$$

и отношение

$$\frac{a}{b} = \frac{h-d}{s} = \frac{s}{h+d},$$

которое для полностью погруженного цилиндра ( $s < h$ ) всегда меньше единицы.

Запишем координаты точки  $P'$  в полярной системе  $\eta, \gamma$  относительно общего центра концентрических окружностей  $\Gamma'_1$  и  $\Gamma'_2$  (рис. 2):

$$\eta \cos \gamma = \xi \cos \varphi + a,$$

$$\eta^2 = a^2 + \xi^2 + 2a\xi \cos \varphi.$$

Используя преобразования инверсии и условия связи параметров  $\zeta$  и  $\cos \varphi$  с декартовыми координатами точки  $P$ , получаем

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{a} &= \sqrt{\frac{x^2 + (z+d)^2}{x^2 + (z-d)^2}}, \\ \operatorname{tg} \gamma &= \frac{2dx}{x^2 + z^2 - d^2} = \frac{x/(z-d) - x/(z+d)}{1 + x^2/(z-d)(z+d)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что  $\ln \eta/a, \gamma$  порождают на плоскости  $(xz)$  сетку биполярных координат [1, с. 99] с параметром  $d = \sqrt{h^2 - s^2}$ .

Невозмущенное температурное поле  $T_0$  постоянного геотермического градиента  $a$  преобразуется при инверсии в поле плоского диполя (дипольной линии), помещенного в центре инверсии  $O'$ .

$$T_0(z) = az = a(d + \rho \cos \varphi) = Q_0 \left( \frac{1}{2} + \frac{a}{\xi} \cos \varphi \right),$$

где  $Q = 2ad$  — момент диполя. Согласно теореме Кельвина [6, с. 282], температура исходной системы (аналог потенциала) совпадает с температурой инвертированной системы. Таким образом, решение краевой задачи (1) — (3) сводится к построению температурного поля дипольной линии при наличии круговых границ  $\Gamma'_1$  и  $\Gamma'_2$  (см. рис. 2), разделяющих различные по теплопроводности среды.

**Решение.** Рассмотрим функции  $U_{1,2}$ , представляющие искажения температурного поля в инвертированной конфигурации для цилиндра  $U_1$  и внешней среды  $U_2$ :

$$U_{1,2}(\eta, \gamma) = T_{1,2}(\eta, \gamma) - T_0(\eta, \gamma).$$

Область изменения независимых переменных  $b \leq \eta < \infty, 0 \leq \gamma < 2\pi$  соответствует цилиндрическому телу, а область  $a \leq \eta < b; 0 \leq \gamma < 2\pi$

относится к вмещающим породам. Из краевой задачи (1) — (3) для функций  $U_{1,2}$  получаем:

а) систему уравнений

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \eta \frac{\partial U_{1,2}}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial^2 U_{1,2}}{\partial \gamma^2} = 0;$$

б) условия сопряжений на границе тела  $\Gamma'$

$$U_1(b, \gamma) = U(b, \gamma),$$

$$\lambda_1 \frac{\partial U_1(b, \gamma)}{\partial \eta} - \lambda_2 \frac{\partial U_2(b, \gamma)}{\partial \eta} = (\lambda_2 - \lambda_1) \frac{\partial T_0(b, \gamma)}{\partial \eta},$$

в) условие отсутствия возмущенной температуры на границе полупространства

$$U_2(a, \gamma) = 0.$$

В силу того, что внутри цилиндра температура должна оставаться конечной величиной, получаем еще одно граничное условие:  $|U_1(\infty, \gamma)| < \infty$ . Используя известное разложение [3, с. 81] обратной величины радиус-вектора

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\sqrt{\eta^2 + a^2 - 2a\eta \cos \gamma}}$$

по степеням  $a/\eta$ , найдем выражение для температурного поля  $T_0(\eta, \gamma)$  дипольного источника

$$T_0(\eta, \gamma) = Q_0 \left( \frac{1}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{a^k}{\eta^k} \cos k\gamma \right).$$

В соответствии с формой тригонометрического ряда  $T_0$ , решение для  $U_{1,2}$  отыскивается также в виде ряда Фурье по косинусам  $k\gamma$ . Не останавливаясь на промежуточных выкладках (метод решения аналогичной задачи можно найти в [2, с. 168—171], приводим лишь конечный результат, удовлетворяющий всем заданным краевым условиям:

$$U_1 = -\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} Q_0 \sum_{k=1}^{\infty} \left[ 1 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \left( \frac{a^2}{b^2} \right)^k \right]^{-1} \left( \frac{a}{\eta} \right)^k \cos k\gamma,$$

$$U_2 = -\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} Q_0 \sum_{k=1}^{\infty} \left[ 1 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \left( \frac{a^2}{b^2} \right)^k \right]^{-1} \left[ \left( \frac{a\eta}{b^2} \right)^k - \left( \frac{a^3}{b^2\eta} \right)^k \right] \cos k\gamma.$$

Для погруженного цилиндра ( $a < b$ ) и при любых соотношениях между коэффициентами теплопроводности  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  параметры

$$q = \frac{a^2}{b^2}, \quad \varepsilon = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$$

не превышают единицы. Разлагая общий для приведенных выше выражений  $U_{1,2}$  множитель по формуле геометрической прогрессии

$$[1 - \varepsilon q^k]^{-1} = \sum_{n=0}^{\infty} (\varepsilon q^k)^n$$

и меняя в решении порядок суммирования по  $n$  и  $k$  и обозначая  $Q_0 = 2ad$ , получаем искажение температурного поля по степеням  $\varepsilon$ :

$$U_1 = -Q_0 \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \left[ \frac{q^{n-1} \frac{a}{\eta} \left( \cos \gamma - q^{n-1} \frac{a}{\eta} \right)}{1 - 2q^{n-1} \frac{a}{\eta} \cos \gamma + \left( q^{n-1} \frac{a}{\eta} \right)^2} - \right.$$

$$\left. - \frac{q^n \frac{a}{\eta} \left( \cos \gamma - q^n \frac{a}{\eta} \right)}{1 - 2q^n \frac{a}{\eta} \cos \gamma + \left( q^n \frac{a}{\eta} \right)^2} \right],$$

$$U_2 = -Q_0 \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \left[ \frac{q^n \frac{\eta}{a} \left( \cos \gamma - q^n \eta/a \right)}{1 - 2q^n \eta/a \cos \gamma + \left( q^n \eta/a \right)^2} - \right.$$

$$\left. - \frac{q^n \frac{a}{\eta} \left( \cos \gamma - q^n \frac{a}{\eta} \right)}{1 - 2q^n \frac{a}{\eta} \cos \gamma + \left( q^n \frac{a}{\eta} \right)^2} \right].$$

С помощью условий связи (5) переменных  $\eta$ ,  $\gamma$  с декартовыми координатами  $x$ ,  $z$  члены ряда  $U_{1,2}$  преобразуются по формулам:

$$\frac{q^n (\eta/a)^{\pm 1} [\cos \gamma - q^n (\eta/a)^{\pm 1}]}{1 - 2q^n \cos \gamma (\eta/a)^{\pm 1} + q^{2n} (\eta/a)^{\pm 2}} = \frac{q^n}{1 - q^n} \times$$

$$\times \left[ 1 \pm \frac{z \mp d(1+q^n)/(1-q^n)}{x^2 + [z \mp d(1+q^n)/(1-q^n)]^2} \right],$$

где двойной знак  $\pm$  относится к первому и второму слагаемому  $n$  члена ряда  $U_2$ . Обозначая

$$s_n = \frac{2dq^{n/2}}{1 - q^n}, \quad h_n = d \frac{1+q^n}{1 - q^n},$$

записываем функцию температурных искажений  $U_2(x, z)$  в симметричной форме относительно плоскости  $z=0$ :

$$U(x, z) = -a \sum_{h=1}^{\infty} \varepsilon^n s_h^2 \left[ \frac{z - h_n}{x^2 + (z - h_n)^2} + \frac{z + h_n}{x^2 + (z + h_n)^2} \right].$$

Функция  $U_1$ , характеризующая распределение температуры внутри цилиндра, служит лишь для построения решения, поэтому в дальнейшем рассматриваться не будет. По той же причине индекс 2 у функции  $U$  мы опускаем.

**Метод зеркальных изображений.** Выше через  $s_n$  и  $h_n$  были обозначены выражения

$$s_n = \frac{2dq^{n/2}}{1-q^n}, \quad h_n = d \frac{1+q^n}{1-q^n}, \quad (6)$$

предельные значения которых при  $n \rightarrow \infty$  равны нулю и  $d$  (напомним, что, согласно (4),

$$q = \left( \frac{h-d}{s} \right)^2 = \left( \frac{s}{h+d} \right)^2$$

для погруженного цилиндра ( $s < h$ ) всегда меньше единицы). Разрешая (6) относительно  $q$

$$q^{n/2} = (h_n - d)/s_n, \quad q^{-n/2} = (h_n + d)/s_n,$$

находим, что системе биполярных координатных поверхностей

$$\eta/a = q^{\pm n/2}$$

соответствует по (5) бесконечная система вложенных цилиндров с радиусами  $s_n$  и осями на расстоянии  $|z| = h_n$  от границы полупространства. С увеличением номера  $n$  радиусы цилиндров уменьшаются  $s_n \rightarrow 0$ , а сами они стягиваются к предельному положению  $h_n \rightarrow d$ , определяемому через параметр биполярной системы координат.

При переходе к задаче для неограниченной среды  $h, d \rightarrow \infty$  и  $q \rightarrow 0$  из (6) получаем, что все  $h_n \rightarrow \infty$  одновременно с  $h$ , а  $s_n \rightarrow 0$  за исключением  $s_1 = s$ . Тогда на конечных расстояниях от тела  $|z-h| < \infty$  существует предел  $U(x, z)$

$$\lim_{h \rightarrow \infty} U(x, z-h) = -a \varepsilon s^2 \frac{z-h}{x^2 + (z-h)^2}, \quad (7)$$

совпадающий с решением подобной (с точностью до обозначений) задачи [7, с. 100] в смещенных по глубине декартовых координатах  $x, z-h$ . Следовательно, в полупространстве с постоянной температурой на границе раздела аномалия температурного поля

$$U(x, z) = -a \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \right)^n s_n^2 \left[ \frac{z-h_n}{x^2 + (z-h_n)^2} + \frac{z+h_n}{x^2 + (z+h_n)^2} \right] \quad (8)$$

сводится к алгебраической сумме аномалий типа (7) от невзаимодействующих цилиндров с радиусами  $s_n$  и осями  $\pm h_n$ . Каждому номеру  $n$  соответствует два менее контрастных по теплопроводности образа в нижнем и верхнем полупространствах (на рис. 3 показан вариант для  $n=1$ ). Причем возмущения температуры от каждого из цилиндров-образов рассчитываются так, как если бы они находились в поле постоянного геотермического градиента  $a$  в безграничной среде. Неизменность направления невозмущенного геотермического градиента в отраженном (верхнем) полупространстве хорошо согласуется с известным правилом сохранения направлений линий электрического поля при нечетном отображении зарядов от эквипотенциальной плоскости [2, с. 332]. В нашем случае под «зарядами» понимаются фиктивные тепловые источники и стоки, индуцируемые на отображаемых цилиндрических поверхностях. Таким образом, по своей форме выражение (8)

Рис. 3. Положение тела (б) и его изображения (а) относительно изотермической границы полупространства  $z=0$ .

полностью соответствует электростатическому методу зеркальных изображений зарядов [4], примененному в термической задаче для тела с конечной теплопроводностью. Закон построения изображений, т. е. вычисление  $s_n$  и  $h_n$  для каждой зеркальной пары, как и нахождение эффективных коэффициентов теплопроводности  $\lambda_1^{(n)}$  цилиндра-образца и  $\lambda_2^{(n)}$  среды, унифицируется степенной функцией от однородной комбинации размерных физических величин

$$\frac{\lambda_1^{(n)} - \lambda_2^{(n)}}{\lambda_1^{(n)} + \lambda_2^{(n)}} = \left( \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \right)^n,$$

$$\frac{h^{(n)} - d}{s_n} = \left( \frac{h - d}{s} \right)^n, \quad \frac{h_n + d}{s_n} = \left( \frac{h + d}{s} \right)^n.$$

**Случай глубокого залегания.** Формула удвоения. Наиболее просто учитывается влияние границы раздела для глубоко погруженного цилиндра ( $s \ll h$ ). Ограничившись в общем решении (8) двумя первыми членами ряда ( $n=1$ ), для функции температурных искажений имеем

$$U(x, z) = -a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} s^2 \left[ \frac{z - h}{x^2 + (z - h)^2} + \frac{z + h}{x^2 + (z + h)^2} \right]. \quad (9)$$

Первое слагаемое в (9) характеризует искажение температурного поля исходным цилиндром в неограниченной

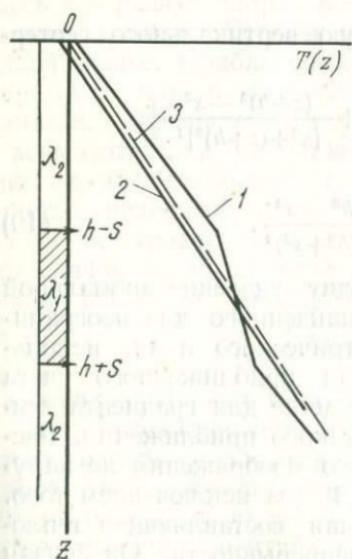
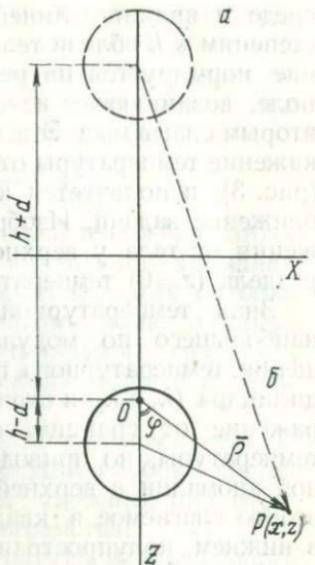


Рис. 4. Схема изменения температуры в вертикальной плоскости  $x=0$ , секущей исходный цилиндр по оси симметрии.

$\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — коэффициенты теплопроводности по данному геотермическому разрезу. 1 — распределение температуры в безграничном пространстве в присутствии данного тела; 2 — то же в присутствии его изображения; 3 — поле температур нормального геотермического градиента.

среде и является линейным членом при разложении решения по степеням  $s/h$  вблизи тела (здесь и далее при оценке порядка решение нормируется на реперную температуру  $ah$ ). Дополнительное поле, возникающее из-за влияния границы раздела, описывается вторым слагаемым. Эта часть решения, представляющая собой искажение температуры от цилиндра в отраженном полупространстве (рис. 3), используется как следующее, квадратичное по  $s/h$  приближение задачи. Изображение компенсирует температурные искажения от тела у верхней кромки разреза, так что на границе раздела ( $z=0$ ) температура равняется нулю.

Знак температурной аномалии определяется знаком первого, наибольшего по модулю слагаемого (9). Над телом  $z < h$  возмущения температурного поля положительны для теплопроводящего цилиндра ( $\lambda_1 > \lambda_2$ ) и отрицательны для типа изолятора ( $\lambda_1 < \lambda_2$ ). Отражение от границы сохраняет качественный вид распределения температуры, но приводит к заметному сглаживанию температурной аномалии в верхней части разреза. Действительно, поскольку второе слагаемое в квадратных скобках (9) всегда положительно в нижнем полупространстве, то каково бы ни было соотношение между коэффициентами теплопроводности  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , поле, наведенное цилиндром-образом, уменьшает по абсолютной величине температурные искажения над телом и увеличивает их под ним. Наведенное поле оказывает наибольшее воздействие вблизи границы раздела и затухает обратно пропорционально расстоянию до изображения по мере удаления в глубь пласта. На рис. 4 схематически показано по отдельности распределение температуры в присутствии тела (кривая 1) и его изображения (кривая 2), когда теплопроводность тела  $\lambda_1$  выше теплопроводности вмещающих пород.

Вычислим аномальную составляющую вертикального геотермического градиента

$$\frac{\partial U}{\partial z} = a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} s^2 \left\{ \frac{(z-h)^2 - x^2}{[x^2 + (z-h)^2]^2} + \frac{(z+h)^2 - x^2}{[x^2 + (z+h)^2]^2} \right\}.$$

Полагая  $z=0$ , находим

$$\frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z=0} = 2a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} s^2 \frac{h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^2}. \quad (10)$$

На границе полупространства происходит удвоение аномальной величины геотермического градиента, найденного для неограниченной среды. Закон удвоения электрического поля, используемый в задачах электроразведки для приближенного учета земной поверхности, справедлив в геотермике для градиента температуры. Нетрудно найти и степень такого приближения. Распределение температуры с учетом первого изображения не нарушает постановочных требований (1) — (3), за исключением того, что на поверхности цилиндра нормальная составляющая теплового потока будет испытывать разрыв непрерывности. Он связан

с наличием дополнительного поля от изображения и достигает максимального значения на образующей цилиндра  $x=0, z=h-s$ . Для безразмерных переменных указанная величина совпадает по модулю с первым неучтеным членом знакопеременного при  $z < h$  ряда (8) и пропорциональна кубу отношения  $s/h$

$$\delta = \frac{1}{ah} \frac{\partial}{\partial N} \left| \frac{\lambda_2 T_2 - \lambda_1 T_1}{\lambda_1 + \lambda_2} \right| = \left( \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \right)^2 \frac{s^3}{4h^3}.$$

В этом случае скачок нормальной составляющей теплового потока на границе цилиндра совпадает с ошибкой вычисления аномалии температурного поля (9) в первом приближении. Для глубоко погруженного цилиндра эта ошибка ничтожно мала, а закон удвоения пространственной геометрии и вертикального градиента (10) для простого отражения (без взаимовлияния тела и изображения) практически точен.

Задача об однородном шаре, погруженном в полуограниченную среду, решается преобразованием инверсии. Для глубоко погруженного шара реализуется также принцип удвоения при отражении от изотермической границы полупространства:

а) геометрии задачи — при расчете температуры во вмещающих породах:

$$T_2(x, z) = az - a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + 2\lambda_2} s^3 \left\{ \frac{z-h}{[x^2 + (z-h^2)]^{3/2}} + \frac{z+h}{[x^2 + (z+h^2)]^{3/2}} \right\}; \quad (11)$$

б) аномальной составляющей вертикального геотермического градиента на границе раздела

$$\frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=0} = a \left[ 1 + 2 \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + 2\lambda_2} s^3 \frac{2h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}} \right]. \quad (12)$$

Здесь  $s$  — радиус шара;  $h$  — расстояние от дневной поверхности до центра шара. Остальные обозначения те же, что и в предыдущей задаче. Приближенное решение задачи для погруженного шара (11), как и для цилиндра (9), удовлетворяет уравнению Лапласа, обращается в нуль на границе полупространства и асимптотически приближается к невозмущенному распределению  $az$  на бесконечности. На поверхности шара температура остается непрерывной, а нормальная составляющая теплового потока испытывает скачок порядка  $s^4/h^4$ . В безразмерном виде этот скачок по абсолютной величине не меньше остатка неучтенных в (11) членов разложения

$$\delta > \left( \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + 2\lambda_2} \right)^2 \frac{s^4}{8h^4}$$

и служит критерием точности приближения (11) и (12).

При существующем соотношении между размером тела  $s$  и расстоянием  $h$  до отражающей плоскости расчетное температурное поле эквивалентно полю двух дипольных источников (линейных для цилиндра и точечных для шара), расположенных в геометрических центрах возмущающего тела и его изображения.

В этом смысле электростатический метод зеркального изображения точечного источника от проводящей плоскости унифицируется формулами удвоения в задачах для глубокопогруженного цилиндра и шара.

Рассмотрим другой крайний случай: искажение температурного поля постоянного градиента  $a$  бесконечным горизонтальным пластом мощностью  $2s$ , залегающим на произвольной глубине  $h$  от земной поверхности до его середины. Распределение температуры для неограниченной среды, удовлетворяющее условиям сопряжения на границе пласта, описывается выражениями:

внутри пласта (теплопроводность  $\lambda_1$ )

$$T_1 = az - a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} (z - h), |z - h| \ll s;$$

во вмещающих породах (теплопроводность  $\lambda_2$ )

$$T_2 = az - a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} \cdot \begin{cases} -s, & z \leq h - s, \\ +s, & z \geq h + s. \end{cases}$$

Эти выражения можно получить или непосредственно, или предельным переходом из известных решений для горизонтального эллиптического цилиндра и сплюснутого сфEROИда в безграничной среде [5]. Первое отражение от границы полупространства добавляет в решение постоянную составляющую температуры от пласта-изображения  $\left(-a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} s\right)$ , так что внутри пласта

$$T_1 = az - a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} (z - h + s), |z - h| \ll s,$$

вне его

$$T_2 = az - a \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} \cdot \begin{cases} 0, & z \leq h - s, \\ 2s, & z \geq h + s. \end{cases} \quad (13)$$

Равенство нулю аномального температурного градиента от изображения не противоречит правилу удвоения градиента на земной поверхности и в то же время обеспечивает непрерывность нормальной составляющей теплового потока на границе пласта. Таким образом, формулы (13) получены по аналогии с (9) и (11) методом зеркальных изображений и являются строгим решением стационарной задачи для горизонтального пласта конечной теплопроводности в полуограниченной среде.

Применение метода изображений к сплюснутым эллиптическим цилиндрам и эллипсоидам также дает удовлетворительный результат. По форме такие тела занимают промежуточное положение между круговыми цилиндром (шаром) и бесконечным горизонтальным пластом, а построенное для них приближенное решение с учетом первого отражения удовлетворяет всем краевым условиям, кроме условия непрерывности нормальной составляющей теплового потока на поверхности тел. Повысить точность приближения можно или увеличивая глубину

погружения эллипсоидальных тел, или при фиксированной глубине увеличивая их горизонтальный размер. Во всех случаях скачок непрерывности теплового потока на поверхности эллипса не превышает такового для круговых включений того же вертикального размера и характеризует точность построения решения методом зеркальных изображений.

## Выводы

1. На примерах бесконечного горизонтального цилиндра и шара изучено влияние погруженных тел конечной теплопроводности на распределение температуры в полупространстве и обосновано применение метода зеркальных изображений. Искажение температурного поля постоянного градиента описывается в верхней части геотермического разреза знакопеременным рядом по возрастающим степеням малого параметра  $s/h$ , где  $s$  — радиус тела (цилиндра или шара),  $h$  — расстояние от границы полупространства до геометрического центра тела (оси цилиндра или центра шара).

2. Линейное по  $s/h$  приближение задачи характеризует распределение температуры в безграничной среде. Следующее приближение реализует условие постоянства температуры на границе раздела и приводит к удвоению пространственной геометрии по методу зеркальных изображений. Искажение температуры от изображения тела пропорционально квадрату отношения  $s/h$  для бесконечного горизонтального цилиндра и кубу этого отношения для шара.

3. Точность приближенного решения с учетом первого изображения оценивается по безразмерной величине наибольшего скачка нормальной составляющей теплового потока на границе тела. Для цилиндра эта величина составляет  $\sim s^3/4h^3$ , для шара  $\sim s^4/8h^4$ . Для бесконечного горизонтального пласта такое решение является строгим.

4. По сравнению с безграничной средой и при любых соотношениях между коэффициентами теплопроводности тела и вмещающих пород удвоение пространственной геометрии уменьшает над телом абсолютную величину температурных искажений и приводит к удвоению аномальной составляющей вертикального геотермического градиента на отражающей плоскости (границе полупространства).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Арфкен Г. Математические методы в физике. М.: Атомиздат, 1970. 712 с.
2. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.: Изд-во АН СССР, 1948. 898 с.
3. Двайт Г. Б. Таблицы интегралов. М.: Наука, 1977. 224 с.
4. Корунова А. Ф. Поле точечного источника тока, помещенного на

глубине в присутствии идеально-проводящей сферы.— Тр. Ин-та геофизики УФАН СССР, 1962, вып. 13, с. 235—242.

5. Корытникова Н. Н. О связи глубинных температур с термическими коэффициентами горных пород и формой глубинных структур.—Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1943, № 3, с. 115—133.

6. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая школа, 1970, 710 с.

7. Лебедев Н. Н., Скальская И. П., Уфлянд Я. С. Сборник задач по математической физике. М.: ГИТТД, 1955. 420 с.

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ · 1985

В. В. БАХТЕРЕВ

**НЕПРЕРЫВНЫЙ АКТИВАЦИОННЫЙ КАРОТАЖ****С АМПУЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ****НА МЕСТОРОЖДЕНИИ МЕДНО-ПОРФИРОВОГО ТИПА**

Работа выполнена на одном из месторождений медно-порфиро-вых руд Казахстана. Геологическая характеристика таких месторождений имеется в научной литературе (см., например, [4]). В строении района принимают участие два разновозрастных комплекса горных пород: осадочные, вулканогенно-осадочные и эфузивные породы палеозойского фундамента, перекрытые горизонтально залегающими мезокайнозойскими образованиями. Осадочно-вулканогенная толща имеет сложное строение, подразделяется на несколько слоев различного состава и мощности. Медное оруденение тяготеет к гематит-кремнисто-ангидритовым породам, представленным туффитами, песчаниками, брекчиями, андезитовыми порфиритами. Медная минерализация представлена сульфидами: борнит, халькопирит, халькоzin, ковеллин. Четкой границы между рудой и пустой породой нет. Визуально по керну с трудом выделяются интервалы с повышенным содержанием сульфидов. Поэтому разведка таких месторождений сталкивается с большими трудностями, связанными с необходимостью опробования значительных интервалов керна. Важная задача активационного метода в связи с этим состоит в том, чтобы выделить медьсодержащие интервалы и тем самым сократить объем геологического опробования.

Для этой цели в настоящее время используется нейтронный активационный метод [3] в его точечной модификации. Однако в условиях месторождения меди порфирового типа, когда требуется опробовать значительные интервалы (десятки и даже сотни метров на каждой скважине), метод оказывается недостаточно эффективным ввиду его малой производительности. Прогресс здесь связан с использованием непрерывного активационного каротажа. Но непрерывный каротаж возможен в ограниченных случаях, когда в результате активации образуется один короткоживущий радиоактивный изотоп. При непрерывном каротаже на месторождении меди порфирового типа одновре-

менно могут образоваться практически два короткоживущих изотопа ( $^{28}\text{Al}$ ,  $^{66}\text{Cu}$ ) с близкими периодами полураспада (соответственно 2,3 и 5,1 мин). Поэтому выделить гамма-излучение каждого из них в чистом виде по обычной методике не представляется возможным.

Задача может быть решена, если суммарный активационный эффект двух изотопов ( $^{28}\text{Al}$ ,  $^{66}\text{Cu}$ ) с близкими периодами полураспада при непрерывном перемещении источника нейтронов и детектора гамма-квантов измерять дважды. При этом активационный эффект лучше измерять в энергетической области, где вклад гамма-излучения определяемого изотопа (в данном случае  $^{66}\text{Cu}$ ) в суммарный активационный эффект наибольший.

В соответствии с [1], измеряемый активационный эффект при непрерывном перемещении детектора гамма-квантов и источника нейтронов равен

$$I = I_0 \cdot \frac{2\lambda L}{v} \exp\left(-\frac{\lambda d}{v}\right), \quad (1)$$

где  $I_0$  — наибольший активационный эффект при неподвижном источнике;  $L$  — длина замедления нейтронов;  $\lambda$  — постоянная распада определяемого изотопа;  $v$  — скорость перемещения детектора гамма-квантов и источника нейтронов;  $d$  — длина зонда.

В случае, когда присутствуют одновременно два изотопа —  $^{28}\text{Al}$  и  $^{66}\text{Cu}$ , суммарный активационный эффект  $I^\Sigma$ , зарегистрированный при перемещении детектора со скоростью  $v$  и длиной зонда  $d$ , равен

$$I^\Sigma = I^{\text{Cu}} + I^{\text{Al}}, \quad (2)$$

где  $I^{\text{Cu}}$  и  $I^{\text{Al}}$  — вклад гамма-излучения изотопов меди-66 и алюминия-28 в суммарную активность. В соответствии с (1),

$$I^{\text{Cu}} = I_0^{\text{Cu}} \cdot \frac{2\lambda_{\text{Cu}} \cdot L}{v} \cdot \exp\left(-\frac{\lambda_{\text{Cu}} \cdot d}{v}\right), \quad (3)$$

$$I^{\text{Al}} = I_0^{\text{Al}} \cdot \frac{2\lambda_{\text{Al}} \cdot L}{v} \cdot \exp\left(-\frac{\lambda_{\text{Al}} \cdot d}{v}\right), \quad (4)$$

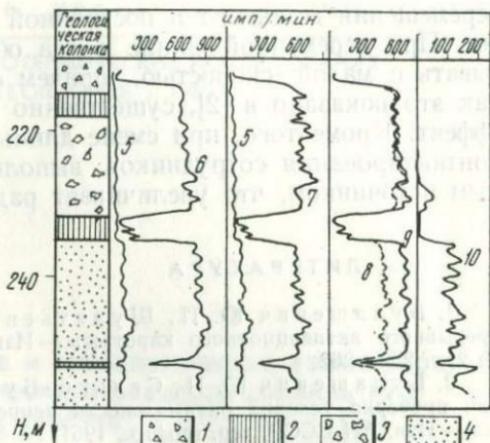
тогда

$$I^\Sigma = I_0^{\text{Cu}} \cdot \frac{2\lambda_{\text{Cu}} \cdot L}{v} \cdot \exp\left(-\frac{\lambda_{\text{Cu}} \cdot d}{v}\right) + I_0^{\text{Al}} \cdot \frac{2\lambda_{\text{Al}} \cdot L}{v} \cdot \exp\left(-\frac{\lambda_{\text{Al}} \cdot d}{v}\right). \quad (5)$$

Анализируя выражение (5), находим два варианта непрерывного каротажа для раздельного определения меди и алюминия. Первый вариант заключается в том, что суммарный активационный эффект измеряют дважды при различных скоростях перемещения детектора и источника нейтронов, но с постоянной длиной зонда [1]. Тогда из (3) — (5) для скорости перемещения детектора  $v_1$  получим

## Результаты непрерывного активационного каротажа.

1 — брекчия разнобломочная на ангидритовом цементе; 2 — ангидритовая мелкозернистая порода; 3 — лавобрекчия плагиоклазопироксенового порфирита; 4 — песчаник; 5 — кривые интенсивности естественного гамма-излучения; 6, 7 — кривые интенсивности суммарного гамма-излучения (естественного и активационного), полученные при перемещении детектора со скоростями соответственно 20 и 80 м/ч; 8, 9 — кривые интенсивности активационного гамма-излучения, полученные при перемещении детектора со скоростями соответственно 80 и 20 м/ч; 10 — кривая интенсивности гамма-излучения  $^{66}\text{Cu}$ .



$$I_1^{\text{Cu}} = I_0^{\text{Cu}} \cdot \frac{2\lambda_{\text{Cu}} \cdot L}{v_1} \cdot \exp\left(-\frac{\lambda_{\text{Cu}} \cdot d}{v_1}\right) = k_1^{\text{Cu}} \cdot I_0^{\text{Cu}}, \quad (6)$$

$$I_1^{\text{Al}} = I_0^{\text{Al}} \cdot \frac{2\lambda_{\text{Al}} \cdot L}{v_1} \exp\left(-\frac{\lambda_{\text{Al}} \cdot d}{v_1}\right) = k_1^{\text{Al}} \cdot I_0^{\text{Al}}, \quad (7)$$

$$I_1^{\Sigma} = k_1^{\text{Cu}} \cdot I_0^{\text{Cu}} + k_1^{\text{Al}} \cdot I_0^{\text{Al}}. \quad (8)$$

Для скорости перемещения детектора  $v_2$  по аналогии с (8) запишем

$$I_2^{\Sigma} = k_2^{\text{Cu}} \cdot I_0^{\text{Cu}} + k_2^{\text{Al}} \cdot I_0^{\text{Al}}. \quad (9)$$

С учетом выражений (6) — (9) активационный эффект  $^{66}\text{Cu}$  равен

$$I_0^{\text{Cu}} = a \cdot (I_1^{\Sigma} - b \cdot I_2^{\Sigma}), \quad (10)$$

где  $k_1^{\text{Cu}}$ ,  $k_1^{\text{Al}}$ ,  $k_2^{\text{Cu}}$ ,  $k_2^{\text{Al}}$ ,  $a$ ,  $b$  — коэффициенты, зависящие от скорости перемещения детектора, постоянных распада  $^{28}\text{Al}$  и  $^{66}\text{Cu}$  и не зависящие от содержания элементов.

Способ опробован на месторождении меди порфирового типа. Некоторые результаты приведены на рисунке. Кривые суммарного активационного эффекта записаны при перемещении детектора со скоростями 20 и 80 м/ч и длиной зонда 2,2 м в энергетической области 0,26—1,10 МэВ; использован каротажный спектрометр СГСЛ-2 и фотoreгистратор Н-017; источник нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  активностью около  $10^7$  нейтр/с. Интервал 235—256 м по скважине уверенно выделяется по величине  $I^{\text{Cu}}$ , как медьсодержащий. Содержание меди, определенное в объединенной керновой пробе по этому интервалу химическим анализом, равно 1,5%.

Второй вариант непрерывного каротажа заключается в определении суммарного активационного эффекта для двух длин зонда при постоянной скорости перемещения детектора.

Раздельное определение меди и алюминия по первому варианту, когда измеряли активационный эффект при двух скоростях

перемещения детектора и постоянной длине зонда, предпочтительнее. При переменной длине зонда обе кривые приходится записывать с малой скоростью, причем с увеличением длины зонда, как это показано в [2], существенно уменьшается активационный эффект. Кроме того, при смене длины зонда увеличивается время контактирования сотрудников, выполняющих работы, с нейтронным источником, что увеличивает радиационную опасность.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Булашевич Ю. П., Шулятьев С. А. Оптимальные условия непрерывного активационного каротажа.—Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1960, № 2, с. 253—262.
2. Булашевич Ю. П., Сенько-Булатный И. Н. Экспериментальная проверка условий оптимальности непрерывного активационного каротажа.—Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 4, с. 541—543.
3. Булашевич Ю. П., Бахтерев В. В., Белоножко Ю. И. Нейтронный активационный гамма-спектрометрический метод определения меди в рудах медно-порфирового типа.—В кн.: Методические вопросы ядерной геофизики. Свердловск, 1980, с. 3—7.
4. Павлова И. Г. Медно-порфировые месторождения. Л.: Недра, Ленинградское отд-ние, 1978. 275 с.

**ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ · 1985**

В. В. ШЕСТАКОВ

**ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ  
ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА РУД  
В ТРАНСПОРТНЫХ ЕМКОСТЯХ**

Доминирующее значение ядерно-геофизических методов опробования руд в процессе подготовки и эксплуатации месторождений полезных ископаемых обусловлено возможностью экспрессного получения информации о концентрации в рудах полезных компонентов. Информация во всех звеньях технологической цепи ГОКа позволяет выявлять «слепые» рудные тела, повышать селективность отработки залежей, управлять технологическим циклом, выполнять оперативный подсчет запасов [2, 4, 7, 9].

Одним из перспективных направлений опробования добывшихся руд является транспортно-рудничное опробование (ТРО) [1–6]. От решения вопроса о качестве погруженного в транспортную емкость сырья в существенной степени зависят потери и разубоживание руд.

В то же время сведения по данным геологического и даже геофизического опробования в целике (в забое, по каротажу буровзрывных скважин, шпуров) в условиях значительных вариаций и при сложной морфологии тел дают лишь общую картину рудораспределения. Степень неопределенности при принятии о качестве руд (руда-порода) возрастает еще за счет вариаций степени разубоживания.

Таким образом, для принятия правильного решения применение экспресс-анализа руд в транспортных емкостях представляется совершенно необходимым. Существенно то обстоятельство, что объект исследования (рудный объем) находится в «транспортном» состоянии, благодаря чему он без каких-либо дополнительных затрат может быть направлен в соответствующее звено технологической цепи для наиболее рационального использования. Особую роль ТРО определяет широкий диапазон приложения его результатов. Так, их можно использовать для оперативного управления добычными работами, учета добываемого и направляемого на переработку сырья.

Наряду с организацией системы стабилизации качества руд на базе внутрирудничного усреднения, данные ТРО можно эффективно использовать для организации принципиально новых систем усреднения руд на складах, обеспечивающих максимальный коэффициент усреднения.

Таким образом, ТРО позволяет построить эффективную систему рационального управления звенями технологической цепи: забой — склад — бункер обогатительной фабрики.

Рудничное опробование можно выполнять, таким образом, в различных транспортно-добычных емкостях: ковшах экскаваторов, вагонетках, автосамосвалах, вагонах. Анализ во всех указанных видах емкостей реализован при добыче урановых руд [5, 6]. На месторождениях нерадиоактивных руд (в связи со сложностями аппаратурного-методического характера) ТРО начинает развиваться лишь в последнее время.

Наиболее простым с точки зрения технической реализации и наиболее распространенным является опробование руд в рудничных вагонетках [1, 2, 7]. Здесь эффективность разделения обусловлена относительно малым объемом рудной порции и менее сложным аппаратурно-методическим обеспечением. Опробование в ковшах, ввиду сложности конструирования и монтажа соответствующих датчиков, до сих пор не реализовано.

Опробование руд в автотранспортных емкостях также сопряжено с рядом аппаратурно-методических трудностей, обусловленных значительным размером исследуемого рудного объема, большая часть поверхности которого закрыта днищем и стенками, крайним разнообразием гранулометрического состава.

В 1973 г. в Институте геофизики УНЦ АН СССР были начаты исследовательские и опытно-конструкторские работы по изучению возможности создания методики и аппаратуры для выполнения высокоточного экспресс-анализа в большегрузных автотранспортных емкостях (БелАЗ-540), приведшие в 1975 г. к созданию первого макета, а в 1977 г.— второй модели с автоматизацией измерительного процесса [8].

Основным элементом установки, предопределяющим высокую точность и экспрессность анализа, является горизонтальный измерительный канал, проходящий через середину объема емкости. Измерительный датчик с источником и детектором нейтронов с помощью специального манипулятора подводится к устью канала и перемещается внутри него.

Оптимизация и автоматизация измерительной системы обеспечили достижение высокой точности (15 % отн.) и экспрессности (1,25 мин) измерений. Устройство обработки результатов измерений автоматически вычисляет номер сорта руды (три сорта — промышленных, один — непромышленный).

Для оценки результативности разработки на одном из месторождений были выполнены исследования по определению эффективности разделения руд на промышленные и непромышлен-

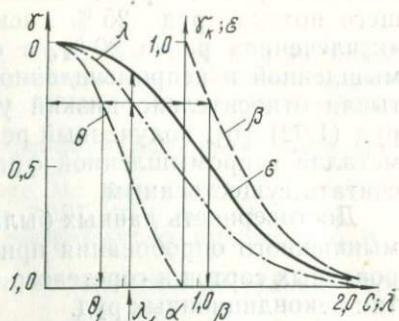
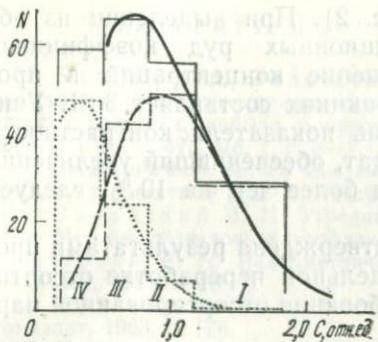


Рис. 1. Результаты экспресс-анализа руд в автосамосвалах, классифицированных в забое как товарные (штриховая линия) и некондиционные (пунктир); сплошная линия — разделение руд по экспресс-анализу; I—III — промышленные сорта, IV — непромышленный.

Рис. 2. Характеристика контрастности руд.

$\lambda$  — основная кривая обогащаемости [7];  $\gamma_k = z(\lambda)$  — выход концентрированной руды;  $y = f(\lambda)$  — выход обедненной руды, где  $\lambda$  — граничное содержание, по которому руда разделяется на две фракции;  $\alpha$  — средняя концентрация полезного ископаемого до сортировки;  $\beta$  — средняя концентрация полезного ископаемого в концентрированной фракции;  $\theta$  — средняя концентрация полезного ископаемого в обедненной фракции. Индексами  $\beta$  и  $\theta$  обозначены дополнительные кривые обогащаемости  $\beta = f_1(\lambda)$  и  $\theta = f_2(y)$ . Приведен пример определения параметров процесса в зависимости от величины заданного граничного содержания (показано стрелками).

ные и по возможности реализации новых принципов усреднения руд на складах.

При проведении первого эксперимента было исследовано 239 рудных объемов (около 7 тыс. т), из них 160 поступили (по определению рудничной геологической службы) как «кондиционные», а 79 — как «некондиционные». Результаты экспресс-анализа обеих партий приведены на графиках (рис. 1), из которых видно, что 7,5 % объемов (12 из 160) из числа кондиционных и 40 % (32 из 79) из некондиционных квалифицированы неправильно; при этом 24 объема из «некондиционных» руд отнесены по данным экспресс-анализа к третьему сорту, семь — ко второму, один — к первому. Пользуясь графиком распределения концентраций, в двух партиях можно оценить ошибку в определении границы сортов, которая, как было установлено, достигает 60 %, т. е. в четыре раза превышает погрешность экспресс-анализа. В результате инструментальной классификации число рудных объемов в промышленной партии в общей сложности увеличивается на 20 (12,5 %) с результирующей концентрацией, практически равной концентрации в промышленных рудах до сортировки (увеличение металла на 11 %).

С помощью полученных данных были построены так называемые характеристики контрастности [6], позволяющие оценить результативность сортировки руд на две фракции при из-

менении границы разделения (рис. 2). При выделении из общего потока руд 25 % некондиционных руд коэффициент «извлечения» равен 90 %, а отношение концентраций в промышленной и непромышленной фракциях составляет 3 : 1. Учитывая относительно низкий уровень показателя контрастности руд (1,02) [6], полученный результат, обеспечивший увеличение металла в промышленной фракции более чем на 10 %, следует считать существенным.

Достоверность данных была подтверждена результатами промышленного опробования при раздельной переработке отсортированных сортов и горстевого опробования отсортированной партии некондиционных руд.

Формирование опытного усреднительного склада при исследовании эффективности усреднения с использованием результатов ТРО выполнялось по схеме послойно-сортовой горизонтальной укладки в последовательности: второй, первый, третий сорт. В процессе последующих отгрузки руд поперечными сечениями и переработки на обогатительной фабрике (30 смен) было установлено, что вариации по сравнению со старым способом существенно снизились. Высокая степень усреднения руд обусловлена коренным изменением принципа усреднения, обеспечивающим воссоздание в каждом частном сечении генерального распределения концентраций (присутствие в каждом из них всех трех сортов руд, что при «статистическом» усреднении реализуется не более чем в 10 % случаев). Как известно, улучшение усреднения руд позволяет повысить извлечение полезных компонентов в концентрат и даже повысить показатели металлургического цикла [3].

Подобные станции экспресс-анализа можно создавать в небольшом количестве (1—2 на рудник). Они могут быть оснащены самым сложным аналитическим оборудованием и вычислительными устройствами, обеспечивающими многоэлементный анализ, результаты которого необходимы для реализации комплексного использования сырья.

Таким образом, транспортно-рудничное опробование (в том числе в транспортных емкостях большегрузных автосамосвалов) позволяет эффективно влиять на все стадии горного и обогатительного циклов: добычу (работа в режиме управления качеством), усреднение (планомерная укладка руд по заданному алгоритму), обогащение (снижение вариаций концентрации сырья, информация о возможных отклонениях от уровня средней концентрации). ТРО позволяет построить эффективную систему управления добычей, контроля за движением металла и руды на базе рудничных АСУТП. Поэтому представляется целесообразным при проведении подсчета запасов и разработке проекта горных работ выполнять определенный комплекс проектно-исследовательских работ по определению возможности использования ТРО на вводящихся в эксплуатацию объектах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин С. А., Волощук С. Н., Егназаров В. Г. и др. Комплекс ядерно-геофизических методов и аппаратуры для повышения эффективности разведки, добычи и переработки нерадиоактивного сырья.—Атом. энергия, 1977, т. 47, вып. 1, с. 3—7.
2. Большаков А. Ю. Системы ядерно-физического опробования для управления качеством руд. Л.: Недра, 1979, с. 287.
3. Зарайский В. Н. Усреднение руд. М.: Недра, 1975, с. 295.
4. Методы разведочной геофизики. Л.: ВИРГ, 1976, вып. 21, с. 159.
5. Посик Л. Н. Радиометрический экспресс-анализ добывших руд. М.: Атомиздат, 1960, с. 78.
6. Пухальский Л. Ч. Теория контрастности урановых руд. М.: Госатомиздат, 1963, с. 176.
7. Митрофанов А. С., Шестаков В. В. Фотонейтронный экспресс-анализ бериллиевых руд в транспортных емкостях: [Тезисы докладов 11 республиканского научно-технического совещания]. Ташкент, 1977, с. 69, 70.
8. Шестаков В. В. Способ ядерно-геофизического экспресс-анализа руд в автотранспортных емкостях.—В кн.: Ядерно-физические методы опробования и анализа на предприятиях цветной металлургии: Научные труды Сред.-Аз. НИИЦветмет., вып. 22. Ташкент, 1978, с. 21—23.
9. Ядерно-геофизические методы опробования при добыче и переработке минерального сырья/Под ред. Б. И. Никифорова. Л.: Наука, 1972, с. 149.

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ · 1985

Р. Л. ХАРУС

**НЕЙТРОННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ  
ПРОТОПЛАНЕТНОГО ВЕЩЕСТВА — ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА  
ИЗОТОПНЫХ АНОМАЛИЙ**

В качестве стандарта космической распространенности нелетучих элементов для тел солнечной системы обычно принимается предложенная Камероном [7] их относительная распространенность в углистых метеоритах класса CI.

Однако для ряда химических элементов (литий, бор, индий и европий) наблюдаются существенные различия в распространенности в хондритах CI и в атмосфере Солнца, определенные по линиям в спектре солнечного излучения. Эти химические элементы, представленные в природе двумя изотопами, обладают дополнительным особенностями.

Во-первых, современная распространенность тяжелых изотопов этих элементов в природных объектах превышает распространенность соответствующих легких изотопов, что противоречит правилу Гаркинса. По этой причине назовем их «аномальными». Во-вторых, легкие изотопы «аномальных» элементов являются отличными поглотителями тепловых нейтронов. Все три особенности «аномальных» элементов приводят к мысли о нейтронном облучении природных объектов в докембрийское время [2, 4].

При взаимодействии нейтронов с веществом происходят различные ядерные реакции. По характеру влияния на распространенности химических элементов их можно разделить на три типа.

К первому типу отнесем те, которые не изменяют общую распространенность элемента, а влияют только на изотопный состав. Так, в результате нейтронной реакции  $^{10}\text{B}(n, \gamma)^{11}\text{B}$  выгорает легкий изотоп и образуется тяжелый изотоп бора, а общая распространенность остается без изменения.

Ко второму типу отнесем те реакции, которые приводят к уменьшению распространности химического элемента. В результате нейтронных реакций, таких как  $^{113}\text{In}(n, \gamma)^{114}\text{In} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$ ,  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ ,  $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu} \rightarrow ^{153}\text{Eu}$ ,  $^{153}\text{Eu}(n, \gamma)^{154}\text{Eu} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$

происходит выгорание ядер-мишеней, т. е. уменьшение распространенности индия и европия.

К третьему типу отнесем те реакции, которые влияют на изменение распространенности двух рассматриваемых химических элементов. В результате реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , во-первых, уменьшается распространность бора и, во-вторых, увеличивается распространность лития. Выход этой реакции намного больше выхода реакции второго типа  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}$ , приводящей к выгоранию легкого изотопа лития, поэтому суммарный результат обеих реакций — рост общей распространенности лития.

Современная космическая распространенность рассматриваемых «аномальных» элементов невелика, но из-за больших сечений нейтронных реакций на некоторых изотопах возможны заметные изменения распространностей этих элементов.

Для каждого элемента рассчитаем возможность изменения его распространенности, если протопланетное вещество подвергалось нейтронной бомбардировке.

**Литий.** Изменения распространностей изотопов лития под действием нейтронного облучения описываются следующей системой линейных дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} {}^6\text{Li}(t) &= -\sigma \varphi(t) {}^6\text{Li}(t), \\ \frac{d}{dt} {}^7\text{Li}(t) &= \sigma_2 \varphi(t) {}^{10}\text{B}(t) - \sigma_3 \varphi(t) {}^7\text{Li}(t), \\ \frac{d}{dt} {}^{10}\text{B}(t) &= -(\sigma_1 + \sigma_2) \varphi(t) {}^{10}\text{B}(t), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $\sigma$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  — сечения нейтронных реакций на изотопах  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^7\text{Li}$  соответственно;  $\varphi(t)$  — плотность нейтронного потока;  ${}^6\text{Li}(t)$ ,  ${}^7\text{Li}(t)$ ,  ${}^{10}\text{B}(t)$  — космические распространенности соответствующих изотопов в момент времени  $t$ .

Решив систему уравнений (1) и выразив первоначальную распространность лития  ${}^7\text{Li}_0$  через современную распространенность изотопов и интегральный нейтронный поток

$$\Phi = \int_0^\tau \varphi(t) dt,$$

получим

$${}^7\text{Li}_0 = {}^6\text{Li}_0 + {}^7\text{Li}_0 = {}^6\text{Li}_0 e^{\sigma \Phi} + {}^7\text{Li}_0 e^{\sigma_3 \Phi} - {}^{10}\text{B} \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} e^{\sigma_3 \Phi} [e^{(\sigma_1 + \sigma_2) \Phi} - 1]. \quad (2)$$

**Бор.** Изменение распространностей изотопов бора описываются следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} {}^{10}\text{B}(t) &= -(\sigma_1 + \sigma_2) \varphi(t) {}^{10}\text{B}(t), \\ \frac{d}{dt} {}^{11}\text{B}(t) &= \sigma_1 \varphi(t) {}^{10}\text{B}(t) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Таблица 1

**Изменение космической распространенности «аномальных» элементов при нейтронном облучении**

Нейтронный поток $\Phi$ , нейтр./м <sup>2</sup>	Распространенность, усл. ед.			
	Li	B	In	Eu
$1,5 \cdot 10^{24}$	44,2	7,52	0,354	0,160
$3,0 \cdot 10^{24}$	40,4	11,7	0,370	0,441
$7,0 \cdot 10^{24}$	0	137	2,16	9,97
$1,0 \cdot 10^{25}$	—	1320	5,84	105

В результате решения (3) получим

$$B_0 = {}^{10}B_0 + {}^{11}B_0 = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 \exp [(\sigma_1 + \sigma_2) \Phi]}{\sigma_1 + \sigma_2} {}^{10}B + {}^{11}B. \quad (4)$$

Аналогичные системы дифференциальных уравнений были составлены для индия и европия.

Как показано в [3], интегральный нейтронный поток мог измениться в интервале  $10^{24} - 10^{25}$  нейтр./м<sup>2</sup>, поэтому первоначальная распространенность лития, бора, индия и европия в протопланетном веществе рассчитывали для различных значений нейтронного потока в этом интервале. Результаты вычислений приведены в табл. 1.

Расчеты показали, что первоначальная распространенность этих элементов могла сильно отличаться от современной космической распространенности, если протопланетное вещество подвергалось нейтронному облучению.

Сравнивая современную космическую распространенность лития, бора, индия и европия [6] с их распространностью в атмосфере Солнца [5, 7], нетрудно заключить, что картина выглядит так, как будто метеоритное вещество в большей степени подвергалось действию нейтронной бомбардировки, чем солнечное.

Представим себе, что первоначальная распространенность этих элементов соответствовала их распространенности на Солнце, а нейтронное облучение изменило ее до современной космической. Какой бы нейтронный поток потребовался для этого? Результаты вычислений приведены в табл. 2.

Рассчитанный при этих условиях нейтронный поток имеет тот же порядок величины, что и полученный нами при исследовании «аномальных» изотопных отношений [2, 3]. Интересно, что вычисленные величины нейтронного потока близки для всех четырех элементов, так несхожих по распространенности, химическим свойствам и нейтронным параметрам. Это обстоятельство, по-видимому, стало серьезным аргументом в пользу не только гипотезы нейтронного облучения протопланетного вещества, но и гипотезы о связи происхождения тел Солнечной

Таблица 2

**Нейтронный поток, изменяющий распространенность элементов на Солнце до современной космической**

Элемент	Распространенность, усл. ед.		Нейтронный поток $\Phi$ , нейтр./м <sup>2</sup>
	в метеоритах	на Солнце	
Li	$4,50 \cdot 10^1$	$2,50 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^{24}$
B	6,20	$1,20 \cdot 10^2$	$6,8 \cdot 10^{24}$
In	$9,10 \cdot 10^{-2}$	$2,90 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{24}$
Eu	$2,17 \cdot 10^{-1}$	$8,90 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{24}$

системы со вспышкой Сверхновой, которая могла явиться источником нейтронов.

Таким образом, отличие распространенности «аномальных» элементов в атмосфере Солнца от их распространенности в хондритах CI можно объяснить, если принять гипотезу нейтронного облучения протопланетного вещества.

При прочих равных условиях влияние нейтронного облучения тем значительнее, чем больше сечения нейтронного поглощения изотопами. Из всех элементов периодической системы Менделеева гадолиний является самым сильным поглотителем нейтронов, поэтому интересно проследить, как могла измениться его космическая распространенность при нейтронном облучении.

В табл. 3 приведены нейтронные реакции на природных изотопах гадолиния и их сечения [1]. Нейтронные реакции на изотопах  $^{155}\text{Gd}$  и  $^{157}\text{Gd}$ , имеющие гигантские сечения, приводят к образованию стабильных изотопов  $^{156}\text{Gd}$  и  $^{158}\text{Gd}$  соответственно, т. е. эффективны нейтронные реакции только первого типа. Так что нейтронное облучение главным образом оказывается не на изменении распространенности самого элемента, а на изотопных соотношениях.

Таблица 3

**Нейтронные реакции на изотопах Gd**

Изотопы	Относительная распространенность изотопа, %	Ядерная реакция нейтронного облучения	Сечение реакции, барн
$^{152}\text{Gd}$	0,21	$^{152}\text{Gd} (n, \gamma)^{153}\text{Gd}$	<125
$^{154}\text{Gd}$	2,23	—	—
$^{155}\text{Gd}$	15,10	$^{155}\text{Gd} (n, \gamma)^{156}\text{Gd}$	$56\ 200 \pm 1000$
$^{156}\text{Gd}$	20,60	—	—
$^{157}\text{Gd}$	15,70	$^{157}\text{Gd} (n, \gamma)^{158}\text{Gd}$	$242\ 000 \pm 4000$
$^{158}\text{Gd}$	24,50	$^{158}\text{Gd} (n, \gamma)^{159}\text{Gd}$	$3,9 \pm 0,4$
$^{160}\text{Gd}$	21,60	$^{160}\text{Gd} (n, \gamma)^{161}\text{Gd}$	$0,8 \pm 0,3$

Первоначальная распространенность гадолиния практически могла быть равной современной космической. Даже для нейтронного потока, равного  $1 \cdot 10^{25}$  нейтр./ $m^2$ , относительное изменение распространенности гадолиния составляет только 0,156 %. И действительно, распространенности гадолиния в метеоритах и на Солнце очень близки. Таким образом, гипотеза нейтронного облучения протопланетного вещества и в этом случае не находится в противоречии с имеющимися данными.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев А. И., Дрынкин В. И., Лейпунская Д. И., Касаткин В. И. Ядерно-физические константы для нейтронного активационного анализа. Справочник. М.: Атомиздат, 1969. 328 с.
  2. Булашевич Ю. П., Харус Р. Л. Гипотеза нейтронного облучения протопланетного вещества и изменения изотопного состава некоторых элементов.—Докл. АН СССР, 1981, т. 261, № 1, с. 53—55.
  3. Булашевич Ю. П., Харус Р. Л. Космическая распространенность изотопов и проблема нейтронного потока: [IX Всесоюзный симпозиум по стабильным изотопам в геохимии. Тезисы докладов]. М., 1982, с. 335—336.
  4. Ершов В. М., Сенько-Булатный И. Н., Харус Р. Л. Исследования аномальных отношений стабильных изотопов некоторых элементов.—Докл. АН СССР, 1975, т. 224, № 2, с. 329—331.
  5. Соботович Э. В. Изотопная космохимия. М.: Атомиздат, 1974. 208 с.
  6. Cameron A. G. W. Abundances of the elements in the Solar System.—Space Sci. Rev., 1973, vol. 15, p. 121—146.
  7. Lambert D. L., Luck R. E. The abundances of the elements in the Solar photospheres. IX: Na to Ca.—Mon. Not. R. astr. Soc., 1978, vol. 183, N 1, p. 79—100.

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ · 1985

Э. С. ЛОБОВ, В. В. КАЗАНЦЕВ, К. И. МЕРКУЛОВА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ФОРМИРОВАНИЯ  
МИНЕРАЛОВ ЗОНЫ ОКИСЛЕНИЯ  
ПО НЕРАВНОВЕСНОМУ УРАНУ

Изученная зона гидротермальной урановой минерализации локализуется внутри вулканического аппарата, выполненного экспрессивными риолитовыми порфирами девонского возраста.

Породы в участках повышенной тектонической мобильности подверглись интенсивным процессам поствулканических, контактовых, пневматолитогидротермальных и особенно гидротермальных изменений. Достаточно четкая пространственная связь урановой минерализации устанавливается лишь с породами, подверженными низкотемпературным изменениям — кварц-серicitовому (типа березитизации) и кварц-альбитовому. Из околоврудных изменений установлены гематитизация пород и изменение кварц-хлорит-пиритового типа (в отдельных участках карбонат-хлорит-пиритовое изменение).

Минеральный состав достаточно разнообразен. Основными рудными минералами являются: урановые — настуртан, коффинит, молибденовые — фемолит и молибденит. Реже встречаются уранинит, браннерит, но их количество крайне незначительно. Кроме того (в основном на верхних горизонтах), устанавливается большое количество сульфидов (галенит, пирит, сфалерит, халькопирит), что дает возможность выделить два типа минерализации: для верхних горизонтов — сульфидно-настуртановую, для нижних — молибденит-настуртановую.

Гидротермальный генезис минерализации доказывается наличием широких ореолов околоврудных изменений вмещающих пород и характером минерализации (метасоматическое замещение жильных минералов рудными, например полевого шпата, хлорита и слюд настуртаном, морфологией прожилков).

Выделяются три последовательные стадии гидротермального процесса: 1) стадия кварц-альбитового изменения вмещающих пород; 2) рудная стадия — сульфидно-настуртановая; 3) кварц-кальцит-сульфидная. Формирование урановых минералов происходило в течение одной сульфидно-настуртановой стадии, однако

локальные внутриминерализационные подвижки способствовали возникновению в этот период неравновесных состояний. Последнее послужило основанием для выделения в рудной стадии ряда парагенетических ассоциаций и, в частности, трех генераций настурана и коффинита (доказан рентгенологически).

Сравнительная характеристика настуранов и их взаимоотношения с другими минералами урана подробно описаны [2].

Следует отметить интенсивное разрушение и замещение ранних генераций настурана и коффинита с последующим отложением регенерированного прожилкового настурана третьей генерации, обогащающего верхние части разреза.

По данным свинец-свинцовой изохроны (метод Холмса — Гаутерманса) и построений по способу Стиффа — Стерна получены близкие значения абсолютного возраста гидротермальной урановой минерализации ( $365 \pm 35$  и  $350 \pm 20$  млн. лет) [2]. Поэтому есть все основания считать временем минералообразования верхний девон.

На всем участке минерализации отчетливо проявились гипергенные изменения первичных урановых минералов. Характерно, что вторичная урановая минерализация обнаруживается на поверхности тех участков, где первичные минералы встречены на значительной (50—70 м) глубине.

Основная роль в формировании зоны окисления на участке минерализации принадлежит тектоническим нарушениям, которые определяют трещинный характер гипергенного изменения первичных минералов.

Основные гипергенные изменения урановых и молибденовых минералов происходят на глубинах порядка 0—25 м, глубже этого уровня гипергенные руды отмечаются только в виде линейно-трещинных зон, которые прослеживаются иногда на значительные глубины (до 150—200 м) в рудоконтролирующих разломах.

На формирование зоны окисления оказали влияние такие региональные факторы, как аридный полупустынный климат, состав вод и т. д. Специфику вещественного состава зоны окисления определяют локальные факторы — характер боковых пород, условия залегания, минеральный состав.

Для исследуемой гидротермальной урановой минерализации характерен уран-молибдатный тип зоны окисления. Здесь выделены такие редкие минералы, как молибдаты урана — умехонит, моурит, седовит, колькурмолит, иригинит; арсенаты урана — урано-спинит и метацейнерит. Кроме урановых минералов, имеются бетпалдалит, ферримолибдит, яродит, повеллит.

Изучение вертикального разреза слюдково-молибдатной зоны окисления позволило установить зональность в развитии здесь гипергенных минералов. В приповерхностных частях зоны окисления в основном развиты арсенаты урана — урано-спинит, метацейнерит и силикат шестивалентного урана — уранофан.

По мере увеличения глубин возрастает роль железо-молибден-мышьяковых соединений и образуются такие минералы, как бетпакдалит, фермакосидерит, ярозит, ферримолибдит. На горизонте 20 м главную роль играют урановые минералы (черни) и молибдаты урана — умохойт, молуранит, седовит, иригинит. Здесь урановые слюдки встречаются значительно реже. Ниже отмечается область преимущественного развития уран-молибденовых черний.

Таким образом, зональность в распределении вторичных минералов выражается в смене сверху вниз собственных минералов урана и молибдена на молибдаты урана.

Вторичные урановые минералы активно развиваются по настуранию и коффиниту, причем факты разрушения первичных урановых минералов с образованием вторичных устанавливаются на глубинах от 0 до 50—70 м; последнее может свидетельствовать о протекании интенсивных процессов гипергенеза в близкое к современному время. По геологической истории региона наиболее вероятными эпохами проявления гипергенеза являются триас-юрская и четвертичная. Девонские риолитовые порфиры — самые молодые породы в районе (исключая четвертичных), и геологическое обоснование возраста их коры выветривания, а следовательно, и возраста гипергенных минералов практически невозможно. В то же время открытие В. В. Чердынцевым и П. И. Чаловым неравновесных соотношений между  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  дает новые возможности для датирования молодых образований (период полураспада  $^{234}\text{U}$ , равный 250 тыс. лет, позволяет по распаду его избытка во вторичных образованиях датировать период времени до одного миллиона лет [4]).

В соответствии с механизмом, предложенным для объяснения этого эффекта, атомы  $^{234}\text{U}$  за счет энергии отдачи при распаде предшествующих изотопов поступают в микронарушения и микрокапилляры и при контакте с жидкой фазой выщелачиваются легче, чем атомы родоначальника радиоактивного семейства  $^{238}\text{U}$ , так как последние входят в кристаллическую решетку минералов. Однако это не исключало других возможных процессов, которые приводили бы к разделению указанных выше изотопов [4].

Датирование по неравновесному урану требует знания изотопных отношений  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  в минералообразующем растворе и физической модели восстановления радиоактивного равновесия.

Изотопные отношения  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  в природных водах изучены Н. Г. Сыромятниковым [3]. Оказалось, что величина этого отношения отличается для вод различного генезиса. Эти данные могут быть перенесены и на прошлые периоды кайнозоя, так как характер течения геохимических процессов за это время мало изменился [1]. С другой стороны, изотопное отношение  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  в выщелатах из урансодержащих пород и минералов

Результаты определения  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  и вычисления значений абсолютного возраста

Пробы	Характеристика пробы	$\frac{^{234}\text{U}}{^{238}\text{U}}$	Вероятные значения	
			$\gamma_0 = 1,295$	$\gamma_0 = 1,393$
6-КС	Настуран второй генерации, участок «К»	$1,001 \pm 0,009$	2100	2172
5-КС	Настуран третьей генерации, участок «Ю»	$1,010 \pm 0,010$	1231	1335
1001-Б	Урановый вторичный минерал из группы слюдок	$1,040 \pm 0,012$	727	831
1001-А	»	$1,044 \pm 0,013$	701	796
1019-А	»	$1,102 \pm 0,013$	386	490
KCM-1	Молуранит	$1,393 \pm 0,014$	Современные	Современные

в какой-то степени отражает изотопный состав урана в минералообразующем растворе.

Для правильного выбора физической модели расчета абсолютного возраста необходимо оценить соотношение между временем образования минерала  $T$  и его возрастом  $t$ , так как возможно образование минерала в течение короткого времени  $T \ll t$  и равномерное его формирование в течение всего времени существования  $t \approx T$ . Решения дифференциального уравнения, описывающего изменение изотопного состава урана во времени, в этих условиях будут различными [4]. Выбор модели может быть обоснован в каждом конкретном случае минералогическими исследованиями.

Методика и аппаратура, используемые при датировании по неравновесному урану, разработаны и описаны [4].

Ниже приведены результаты изотопного анализа урана выщелатов из минерализованных фельзитов, отобранных на разных глубинах в одной из зон урановой минерализации исследуемого региона [1]:

Глубина отбора, м	$^{234}\text{U}/^{238}\text{U} (\gamma_0)$
0—5	$1,930 \pm 0,035$
15—25	$1,658 \pm 0,015$
31—36	$1,295 \pm 0,037$

Средний изотопный состав урана в природных водах, омывающих урановые руды, характеризуется отношениями  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ , равным 1,15, а воды ореолов — 1,5 [3].

Полученные экспериментально значения изотопных отношений урана в выщелатах согласуются с наблюдаемыми в современных водах и могут быть приняты для расчета возраста.

Минералогическими исследованиями выделяется как мини-

## растя вторичных урановых минералов

абсолютного возраста, тыс. лет

$\gamma_0 = 1,658$	$\gamma_0 = 1,930$	$\gamma_0 = 3,5$
2360	2490	2845
1522	1648	2008
1018	1144	1504
984	1109	1469
678	804	1163
187	313	673

мум два этапа гипергенных изменений. Первый этап характеризуется отложением в зоне цементации тонких прожилков гипергенного настурана; второй — развитием по нему вторичной минерализации. Это дает основания рассматривать образование гипергенного настурана и вторичной минерализации по нему как кратковременные по сравнению с возрастом минералов эпохи оживления гипергенных процессов. Тогда значения абсолютного возраста по неравновесному урану при условии  $t \gg T$  следует определять [4] из соотношения

$$\gamma_t - 1 / \gamma_0 - 1 = e^{-\lambda_2 t}, \quad (1)$$

где  $\gamma_0$  и  $\gamma_t$  — отношение  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  в минералообразующем растворе и минерале;  $\lambda_2$  — постоянная радиоактивного распада  $^{234}\text{U}$ ;  $t$  — возраст минерала.

В таблице приведены результаты изотопных анализов урана во вторичных минералах при различных значениях  $\lambda_0$ . Отношение  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  в минералообразующем растворе должно быть выше наблюдаемого во вторичных минералах. Максимальное значение  $\gamma_t$  в исследованных минералах установлено в молуранине (проба № КСМ-1) и равно  $1,393 \pm 0,014$ . Поэтому расчеты абсолютного возраста были выполнены при значениях, установленных в выщелатах из фельзитов, в молураните и при  $\gamma_0 = 3,5$  — среднем значении для вод уран-молибденовых руд и изверженных горных пород [3].

Близкий к равновесному изотопный состав урана в пробах гипергенного настурана (пробы № 5-КС и 6-КС) при всех принятых для расчетов значениях  $\gamma_0$  соответствует абсолютному возрасту в 1,2—2,8 (в среднем 2) млн. лет. Максимальное значение возраста не превосходит 25 млн. лет, и нет оснований принимать его возраст триас-юрским.

Для проб № 1001-А, 1001-Б, 1019-А, представленных урановыми вторичными минералами из группы слюдок, получены значения абсолютного возраста от современного до 1,5 млн. лет, а если принять  $\gamma_0$  по среднему значению в выщелатах, то пределы их возраста сократятся до 0,4—1,0 млн. лет. Это дает основание выделить второй период интенсивного проявления процессов гипергенного минералообразования. Минералогически эти два периода тоже отличаются. В первом периоде формировались гипергенные настураны, во втором — вторичные уран-

новые минералы. Значительный сдвиг изотопного отношения  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  в молураните (проба № КСМ-1) свидетельствует о проявлении третьего современного (или близкого к современному) периода активизации экзогенных процессов.

Таким образом, по отношению изотопов урана в исследованных вторичных минералах датируются три периода оживления гипергенного минералообразования.

Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с данными определения абсолютного возраста вторичных урановых минералов [1] из зоны гидротермальной минерализации, приуроченной к девонским фельзитам и расположенной примерно в 300 км северо-западнее исследованной нами зоны. А это дает возможность распространить полученные данные о времени проявления гипергенного минералообразования на весь изучаемый регион.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ершов В. М., Лобов Э. С., Меркулова К. И., Тарханова Г. А. О возможности определения абсолютного возраста минералов зоны окисления по неравновесному урану.—В кн.: Состояние методических исследований в области абсолютной геохронологии. М., 1975, с. 84—88.
2. Лобов Э. С., Казанцев В. В. К изучению абсолютного возраста урановой минерализации.—В кн.: Определение абсолютного возраста рудных месторождений и молодых магматических пород. М., 1976, с. 76—78.
3. Сыромятников Н. Г. Миграция изотопов урана, радия, тория и интерпретация радиоактивных аномалий. Алма-Ата: АН Каз. ССР, 1961. 78 с.
4. Чалов П. И. Датирование по неравновесному урану. Фрунзе: Илим, 1968. 110 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

Ю. П. Булашевич, В. А. Щапов. Геотермическая характеристика рудных месторождений Урала . . . . .	3
А. В. Гулымов, Н. М. Зараменских, Г. В. Скирта. Методика комплексной интерпретации результатов каротажа на свинец и цинк полиметаллических месторождений Северного Таджикистана . . . . .	12
Ю. В. Хачай. Влияние нелинейности среды на определение теплового потока методом редукции температурных волн . . . . .	21
Ю. П. Булашевич, В. М. Ершов, А. К. Юрков. Соотношение радиогенных аргона и гелия в водах тараташских гнейсов . . . . .	26
В. В. Бахтерев. Экспериментальная проверка теории расчета спектра жесткого гамма-излучения радиоактивных изотопов, распределенных в горных породах . . . . .	30
И. В. Ладовский. Температурное поле в полуограниченной среде с цилиндрической неоднородностью . . . . .	33
В. В. Бахтерев. Непрерывный активационный каротаж с ампульным источником нейтронов на месторождении медно-порфирового типа . . . . .	45
В. В. Шестаков. Функциональные и технологические возможности ядерно-геофизического экспресс-анализа руд в транспортных емкостях . . . . .	49
Р. Л. Харус. Нейтронное облучение протопланетного вещества — возможная причина изотопных аномалий . . . . .	54
Э. С. Лобов, В. В. Казанцев, К. И. Меркулова. Определение времени формирования минералов зоны окисления по неравновесному урану . . . . .	59

УДК 550.331 + 832

**Геотермическая характеристика рудных месторождений Урала.**  
Булашевич Ю. П., Щапов В. А.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

Исследовано распределение по глубине температуры, градиентов температуры и теплопроводности типичных для Южного Урала глубокозалегающих сульфидного и магнетитового месторождений. Показано, что на глубинах своего залегания рудные тела характеризуются пониженными значениями градиентов температуры; решеточная теплопроводность руд примерно вдвое выше теплопроводности вмещающих пород; метасоматиты, залегающие в подошве сульфидного тела, обладают повышенной теплопроводностью по причине сильной пиритизации. Приведены значения тепловых потоков.

Илл. 4. Библиогр. 8 назв.

УДК 550.832.5

**Методика комплексной интерпретации результатов каротажа на свинец и цинк полиметаллических месторождений Северного Таджикистана.** Гулинов В. А., Зараменских Н. М., Скирта Г. В.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

Описывается методика комплексной количественной интерпретации результатов каротажа на свинец и цинк и селективного гамма-гамма-каротажа разведочных скважин подземного бурения одной группы полиметаллических месторождений Северного Таджикистана, основанная на установленных зависимостях между значениями переводных коэффициентов для РРК на свинец, соотношениями аналитических параметров РРК и ГГК-С и значениями переводных коэффициентов для РРК на свинец и цинк. Использование этой методики позволило осуществить учет влияния промежуточной зоны на результаты рентгенорадиометрического каротажа скважин.

Табл. 5. Илл. 4. Библиогр. 4 назв.

УДК 550.36

**Влияние нелинейности среды на определение теплового потока методом редукции температурных волн.** Хачай Ю. В.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

На основе численного решения краевой задачи для нелинейного уравнения теплопроводности показано, что наличие вклада конвективного теплопереноса, выделение и поглощение теплоты фазовых переходов, температурная зависимость коэффициента теплопроводности в приповерхностном слое приводят к появлению временной зависимости коэффициента температуропроводности и теплового потока, вычисляемых по методу редукции температурных волн. Для избежания трудно контролируемых ошибок определения теплового потока в этих пунктах вместо метода РТВ следует использовать стандартную методику определения теплового потока.

Табл. 1. Илл. 2. Библиогр. 6 назв.

УДК 550.93+621.039.86

**Соотношение радиогенных аргона и гелия в водах тараташских гнейсов и его геологическое значение.** Булашевич Ю. П., Ершов В. М., Юрков А. К.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

Показана возможность использования для геохронологии случая глубокой дегазации горных пород при анатексисе и метаморфизме в подземные воды. На примере Тараташского массива, сложенного наиболее древними горными породами Урала, показано соответствие определенного по соотношению радиогенных аргона и гелия в подземных водах времени возможной интенсивной дегазации горных пород  $—1,4 \cdot 10^9$  лет с временем проявления наиболее мощного этапа гранитизации и метаморфизма в истории Тараташского массива  $—(1,2—1,4) \cdot 10^9$  лет, установленного по данным абсолютной геохронологии.

Библиогр. 11 назв.

УДК 550.832.5

**Экспериментальная проверка теории расчета спектра жесткого гамма-излучения радиоактивных изотопов, распределенных в горных породах.** Бахтерев В. В.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

По методике Г. М. Воскобойникова, разработанной для случая равномерного распределения источников излучения в однородной рассеивающей среде, с учетом многократного рассеяния рассчитаны аппаратурные спектры калия-40, алюминия-28, хлора-38, кобальта-60. Экспериментально получены спектры этих же излучателей. Результаты расчета и эксперимента сопоставлены. Сделан вывод о возможности распространения методики расчета спектра на случай неравномерного локального распределения источников, образующихся в результате облучения горных пород нейтронами.

Илл. 2. Библиогр. 6 назв.

УДК 536.12.4

**Температурное поле в полуограниченной среде с цилиндрической неоднородностью.** И. В. Ладовский.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

В полупространстве с постоянной температурой на границе раздела изучено искажение линейного по глубине температурного поля круговыми включениями конечной теплопроводности (бесконечным по простианию горизонтальным цилиндром и шаром). Для горизонтального цилиндра обосновано применение электростатического метода зеркального отражения и построена система последовательных изображений при произвольном соотношении между радиусом цилиндра и глубиной его залегания. Проанализирована возможность приближенного решения задач удвоением исходной пространственной конфигурации для глубокопогруженного цилиндра, шара и некоторых пластообразных тел.

Илл. 4. Библиогр. 7 назв.

**Непрерывный активационный каротаж с ампульным источником нейтронов на месторождении медно-порфирового типа.**  
Бахтерев В. В.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

Реализован способ непрерывного активационного каротажа для раздельного определения двух короткоживущих изотопов с близкими периодами полураспада (медь-65 и алюминий-28) с использованием ампульного источника нейтронов калифорния-252 активностью около  $10^7$  нейтр./с. Активационный эффект измерен дважды при двух различных скоростях перемещения детектора гамма-квантов и источника нейтронов с постоянной длиной зонда.

Илл. 1. Библиогр. 4 назв.

**Ядерно-геофизический экспресс-анализ руд в автотранспортных емкостях, его функции, технико-экономические показатели.** Шестаков В. В.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

Отмечаются возможности этого вида анализа при разбраковке всех руд на два сорта и при разделении промышленной фракции на ряд дополнительных сортов. Высокоточное деление рудных объемов на два сорта позволяет сократить потери полезного ископаемого при добыче, выполнять разделение промышленных руд с последующей их укладкой на усреднительном складе по оптимальному алгоритму, что обеспечивает сокращение потерь при переработке сырья на обогатительной фабрике за счет сокращения вариаций концентраций в исходном сырье.

Илл. 2. Библиогр. 9 назв.

**Нейтронное облучение протопланетного вещества — возможная причина изотопных аномалий.** Харус Р. Л.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

Нейтронным облучением протопланетного вещества можно объяснить существенные различия распространенностей ряда элементов (литий, бор, европий, индий) в метеоритах-хондриатах CI и на Солнце, что согласуется с современными представлениями о формировании Солнечной системы, согласно которым образование космических тел предшествовал взрыв ближайшей к протосолнечному облаку Сверхновой.

Проведено исследование изменения распространенности самого сильного поглотителя гадолиния при нейтронной бомбардировке вещества. Расчеты показали, что даже при наибольшем предполагаемом нейтронном потоке космическая распространенность гадолиния практически остается постоянной.

Табл. 3. Библиогр. 8 назв.

УДК 550.93

Определение времени формирования минералов зоны окисления по неравновесному урану. Лобов Э. С., Казанцев В. В., Меркулова К. И.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.

По данным свинец-свинцовой изохроны и построений по способу Стиффа-Стерна получены близкие значения абсолютного возраста ( $365 \pm 35$  и  $350 \pm 20$  млн. лет) гидротермальной уран-молибденовой минерализации, залегающей в девонских риолитовых порфирах.

По геологической истории региона наиболее вероятными эпохами проявления гипергенеза являются триас-юрская и четвертичная. Девонские риолитовые порфиры являются самыми молодыми породами в районе (исключая четвертичные), и геологическое обоснование возраста их коры выветривания практически невозможно.

Залегающая в коре выветривания уран-молибденовая минерализация затронута гипергенными процессами до глубины 50—70 м.

Модель изменения изотопного состава урана взята с учетом стадийности процессов гипергенеза. Данные, полученные в результате интерпретации отношений урана-234 к урану-238, позволяют выделить три периода образования гипергенных минералов с наиболее вероятными значениями абсолютного возраста 1,2—2,8; 0,4—1,0 млн. лет и современным.

Табл. 1. Библиогр. 4 назв.

## ГOTOBITСЯ K PECHATI

сборник научных статей сотрудников  
Института геофизики УНЦ АН ССР

**Теория и практика электромагнитных методов исследования вещества и структур Земли.** 10 л. Цена 1 р. 50 к.

Сборник содержит статьи, исследующие новые способы решения задачи зондирования, природы эффекта, поляризации пород под действием тока и механических воздействий, а также способы обработки экспериментальных данных для приведения их к общепринятым формам представления информации. Изложены экспериментальные данные по моделированию электромагнитных полей, результаты профильных и площадных исследований осадочных и вулканогенных структур в связи с поисками рудных месторождений, а также результаты магнито-теллурических работ при изучении глубинных структур.

Рассмотрены вопросы разработки аппаратуры для электромагнитных зондирований, обеспечивающей повышенную помехозащищенность.

Сборник адресован ученым геофизикам, инженерам производственных организаций, занятым поисками полезных ископаемых методами электроразведки.

*Заявки присылать по адресу:  
620169, Свердловск, ГСП-169, ул. Первомайская, 91.*

*РИСО УНЦ АН ССР*

## ВЫХОДИТ ИЗ ПЕЧАТИ

монография

**В. М. Новоселицкий, В. М. Проворов,  
А. А. Шилова**

**Физические свойства пород осадочного чехла  
севера Урало-Поволжья.** 12 л. Цена 1 р. 80 к.

Излагаются в обобщенном виде основные этапы геологического развития территории, сохраняющей довольно значительный нефтегазовый потенциал. На геологической базе приводятся установленные закономерности региональной изменчивости физических свойств пород осадочного чехла, представленные комплексом схем, порайонных опорных разрезов и графиков применительно к нефтийной разведочной геофизике. Показаны главные черты локальной латеральной изменчивости отложений в пределах локальных структур и ее отражение в геофизических полях. Проанализированы геологические причины возникновения эффектов локальной зональности физических свойств и геофизических полей.

Монография предназначена для специалистов в области геологии и геофизики — научных работников, инженеров производственных организаций, преподавателей и студентов вузов.

Заявки присыпать по адресу:  
620169, Свердловск, ГСП-169, ул. Первомайская, 91.

**РИСО УНЦ АН СССР**

## ИДРИС СЕМЕДОВ

Сборник научно-практических  
статьй по проблемам геологии и геофизики

авторский коллектив под редакцией И. А.  
Любимова и практикующими геологами и геофизиками  
Института геофизики Уральской Академии наук  
и Уральского филиала Академии наук РСФСР  
и Уральского филиала Академии наук СССР

Любимов Илья Григорьевич родился в 1926 году в селе Красногородка Томской области. Рано начал интересоваться геологией и геофизикой. В 1948 году окончил Уральский политехнический институт по специальности «Геодезия и геофизика». В 1952 году защитил кандидатскую диссертацию на тему «Геодинамические процессы в южной части Урала» и стал кандидатом наук. В 1954 году назначен старшим научным сотрудником в Институте геофизики Уральской Академии наук. В 1958 году назначен старшим научным сотрудником в Институте геологии Уральской Академии наук.

### ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В РУДНОЙ И РЕГИОНАЛЬНОЙ ГЕОФИЗИКЕ

Рекомендовано к изданию  
Ученым советом  
Института геофизики  
и РИСО УНЦ АН СССР

Редактор В. А. Мещеряков  
Обложка художника М. Н. Гарипова  
Тех. редактор Н. Р. Рабинович  
Корректоры К. И. Ушакова, Г. Н. Старкова

Сдано в набор 5.12.84. Подписано в печать 23.10.85.  
НС 23492. Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Бумага типограф-  
ская № 2. Гарнитура литературная. Печать высо-  
кая. Усл. печ. л. 4,5. Уч.-изд. л. 5,5. Тираж 600.  
Заказ 727. Цена 80 к.

РИСО УНЦ АН СССР. Свердловск, ГСП-169,  
Первомайская, 91.  
Типография изд-ва «Уральский рабочий».  
Свердловск, пр. Ленина, 49.

4577

80 коп.