

# МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ



НОВОСИБИРСК-1979

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

15051

# МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

НОВОСИБИРСК-1979



Сборник содержит работы, в которых обсуждаются важные проблемы современной геотермии, включающие результаты региональных геотермических исследований в Сибири, вопросы методики измерения температуры и геотермического градиента в донных осадках водоемов, измерения тепловых свойств горных пород при температурах их частичного или полного плавления, результаты изучения процессов теплопереноса в горных породах при высоких температурах.

Сборник предназначен для геологов и геофизиков, занимающихся геотермическими исследованиями или использующих результаты этих исследований.

О т в е т с т в е н н ы й   р е д а к т о р  
А.В. Л а д ы н и н

Печатается  
по решению секции геофизики  
Ученого совета Института  
геологии и геофизики  
СО АН СССР

© Институт геологии  
и геофизики СО АН СССР,  
1979 г.

## Предисловие

Предлагаемый читателям сборник продолжает известные специалистам публикации группы сотрудников Института геологии и геофизики СО АН СССР, исследования которых направлены на выяснение температурного режима земной коры и верхней мантии Сибири в целом и ее тектонически активизированной южной части Алтае-Саянской области и Байкальской рифтовой зоны в особенности. Частные задачи этих исследований многообразны, и в сборнике представлены работы по наиболее актуальным. Основной из них является выяснение региональных закономерностей распределения теплового потока и установление геологической природы наиболее значительных аномалий в этом распределении. Эти вопросы рассматриваются в двух первых статьях сборника, написанных ведущими сотрудниками группы А.Д. Лучковым и Л.С. Соколовой. Материалы статей показывают, что благодаря методическим разработкам авторов по исключению влияния поверхностных термических эффектов на измерения теплового потока в неглубоких скважинах (до 100 м) удалось получить достаточно высокоточные результаты измерения даже в трудных для работы районах Алтае-Саянской горной области. На обширной территории Западной Сибири, где уже имеется плотная сеть нефтепоисковых буровых скважин, объем определенных теплового потока пока еще мал.

Продолжение таких разработок можно найти в статье С.А. Казанцева, содержащей аппаратные и методические аспекты использования разработанного в лаборатории автономного термографа для измерения температуры и геотермического градиента на дне водоемов, а также результаты апробирования этой аппаратуры на Байкале и Телецком озере. Хорошие точность и уровень автоматизации измерений позволили получить принципиально новую информацию о сезонных вариациях термического режима донных отложений Телецкого озера. Подобные исследования, надо полагать, будут продолжены и на других объектах.

Существенное место в исследованиях коллектива авторов данного сборника занимает другая важная геотермическая проблема — зависимость теплопроводности горных пород разного состава и структуры от физических условий их образования, эволюции и залегания. Значение этой проблемы очевидно, ибо без надежной ин-

формации о теплопроводности пород невозможно построение температурного разреза земной коры и верхней мантии. Особенно важен и интересен вопрос о механизме теплопереноса в глубинных зонах Земли в условиях частичного плавления пород. Методике и результатам изучения теплопроводности пород при температуре, близкой к температуре плавления, посвящены статьи А.М.Сидорова, В.В.Тимофеева и Л.С.Соколовой. Значительным научным достижением является выдвинутая этими авторами гипотеза о физической природе минимума теплопроводности в функции температуры, возникающего, в основном, вследствие возрастания диффузионного теплопереноса с увеличением температуры.

Материалы сборника являются заметным вкладом в развитие геотермии как важной части физики Земли.

А.В.ЛАДЫНИН

## ТЕПЛОВОЙ ПОТОК ЗАПАДНОЙ СИБИРИ

На территории Западно-Сибирской плиты и Алтае-Саянской складчатой области к настоящему времени выполнено более 200 определений теплового потока ( $q$ ). Имеющийся материал представлен в виде карты теплового потока (рис.), где показаны пункты измерений и средние значения  $q$  в пункте, а также изолинии теплового потока.

Большие затруднения при интерпретации данных возникают из-за крайней неравномерности распределения пунктов определения, значительная часть которых располагается на юге территории и лишь единичные определения сделаны на севере.

Тем не менее, полученные сведения позволяют сделать определенные выводы о закономерностях и особенностях распределения теплового потока по площади Западно-Сибирской плиты и Алтае-Саянской складчатой области, крупнейших регионов Западной Сибири, различающихся тектоническим строением и историей развития.

## Западно-Сибирская плита

Оценка теплового потока выполнена в пределах Западно-Сибирской плиты примерно в 130 пунктах, расположенных крайне неравномерно (см. рис). Имеющиеся данные о тепловом потоке не одинаково достоверны.

В большинстве случаев для определения теплового потока использовались величины геотермического градиента ( $g$ ), рассчитанные по термограммам промышленного термокаротажа нефтепоисковых глубоких скважин [18, 16, 13]. Несмотря на малую точность измерения температуры ( $T$ ), величина  $q$  оценивается в этих работах с погрешностью порядка 10–15%.

Высокоточные измерения температуры выполнены в юго-западной части плиты (Бийско-Барнаульская впадина) в гидрорежимных скважинах глубиной до 300–400 м [6], а также в семи неглубоких скважинах (до 100 м), специально пробуренных для геотермических исследований вдоль профиля ГСЗ "Ишим-Барабинск" [4, 10]. Бурение

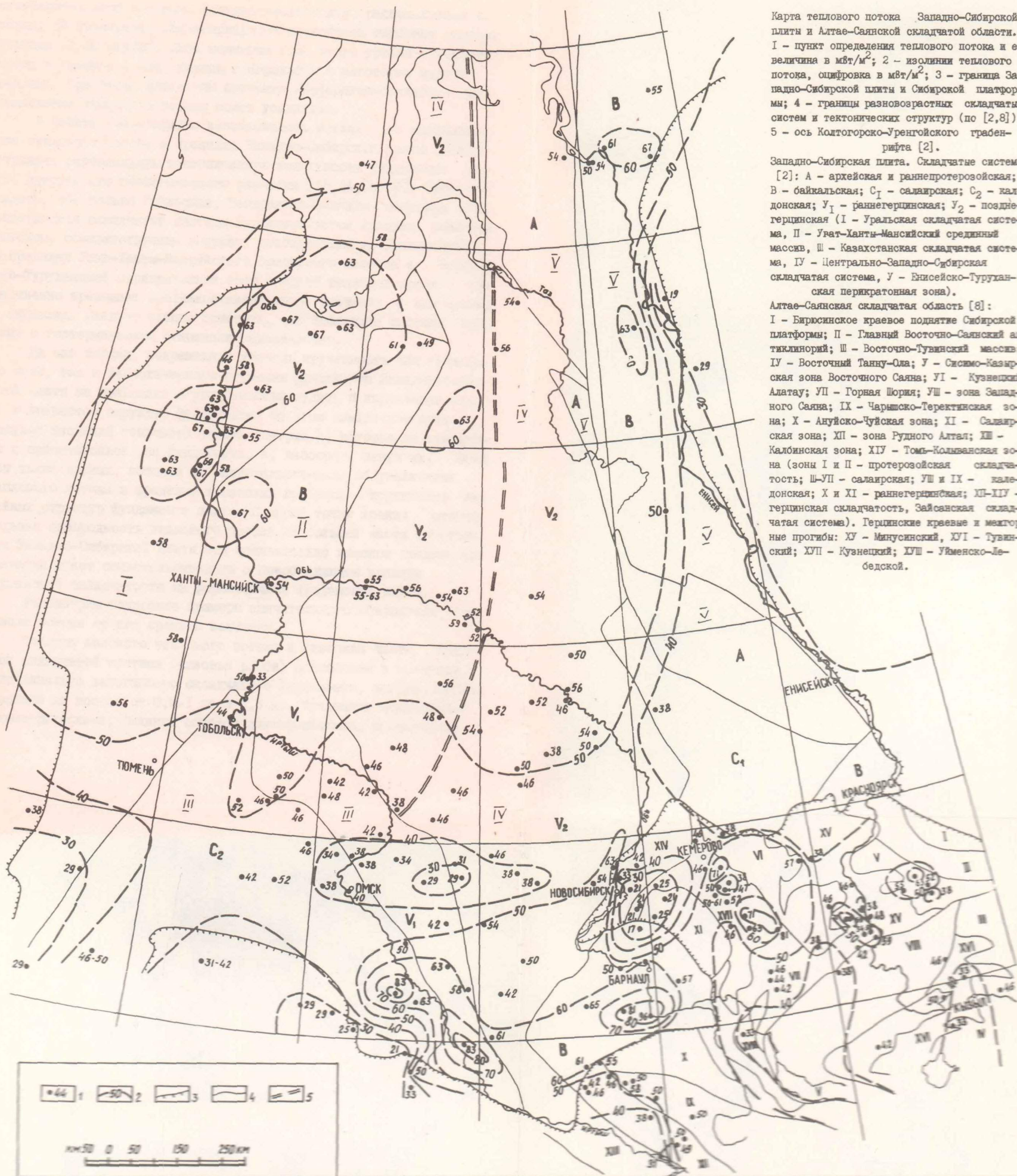
производилось с обсадкой и отбором керна. Измерение  $T$  в скважинах профиля выполнялось неоднократно в течение года. Теплопроводность ( $\lambda$ ) вскрытых бурением пород, которые представлены рыхлыми песчано-глинистыми отложениями олигоценового возраста, измерялась с помощью зонда-иглолки методом регулярного режима. Было установлено, что теплопроводность олигоценовых глин, алевролитов и песков составляет в среднем 1,9, изменяясь от 0,3 до 3,3 Вт/(м·К).

Для Западно-Сибирской плиты практически лишь на профиле Ишим-Барабинск соблюдены основные требования отдельной методики определения теплового потока. В остальных случаях существует большая неопределенность в оценке теплопроводности разреза.

Коэффициент теплопроводности пород глубоких горизонтов осадочного чехла плиты изучался в лабораторных условиях на образцах, приготовленных из керна, длительное время после отбора хранившегося в сухом виде. Всего изучено порядка 370 образцов песчаников, алевролитов и аргиллитов преимущественно юрского и мелового возраста из центрального (широтное Приобье) и западного (березовские дислокации) районов Западно-Сибирской плиты [9, II]. При измерениях образцы насыщались водой. Теплопроводность исследованных пород изменяется от 1,0 до 2,6 Вт/(м·К). Максимальными значениями  $\lambda$  характеризуются плотные кварцевые песчаники и известняки — до 2,5–2,9 Вт/(м·К). Средне- и мелкозернистые алевролиты и аргиллиты имеют теплопроводность 1,4 Вт/(м·К). Использование термограмм непрерывного каротажа и измерений  $\lambda$  длительное время хранившегося керна позволяет оценить тепловой поток с точностью до 15–20%.

В некоторых работах, например [16, 3], оценен  $q$  для ряда участков центральной и южной частей Западно-Сибирской плиты без специального исследования тепловых свойств пород. Погрешность таких оценок может превышать 30%, и нами они используются как суточно ориентировочные.

Тепловой поток изменяется в пределах обсуждаемой территории от 29 до 96 мВт/м<sup>2</sup>, составляя в среднем (53±2) мВт/м<sup>2</sup>. Низкие значения  $q$ , менее 40 мВт/м<sup>2</sup>, отмечены в междуречье рек Иртыша и Оби на широте г. Омска и в юго-восточной части плиты, примыкающей к Сибирской платформе. Высокие потоки, до 80–90 мВт/м<sup>2</sup>, зарегистрированы на крайнем юге, в Павлодарском Прииртышье и Бий-



Карта теплового потока Западно-Сибирской плиты и Алтае-Саянской складчатой области. 1 - пункт определения теплового потока и его величина в мвт/м<sup>2</sup>; 2 - изолинии теплового потока, оцифровка в мвт/м<sup>2</sup>; 3 - граница Западно-Сибирской плиты и Сибирской платформы; 4 - границы разновозрастных складчатых систем и тектонических структур (по [2,8]); 5 - ось Колтогорско-Уренгойского грабен-рифта [2].

Западно-Сибирская плита. Складчатые системы [2]: А - архейская и раннепротерозойская; В - байкальская; С<sub>1</sub> - салаирская; С<sub>2</sub> - каледонская; У<sub>1</sub> - раннегерцинская; У<sub>2</sub> - позднегерцинская (I - Уральская складчатая система, II - Урат-Ханты-Мансийский срединный массив, III - Казахстанская складчатая система, IV - Центрально-Западно-Сибирская складчатая система, V - Енисейско-Туруханская перикратонная зона).

Алтае-Саянская складчатая область [8]:

I - Бирюсинское краевое поднятие Сибирской платформы; II - Главный Восточно-Саянский антиклинарий; III - Восточно-Тувинский массив; IV - Восточный Танну-Ола; V - Сисимо-Казирская зона Восточного Саяна; VI - Кузнецкий Алатау; VII - Горная Шория; VIII - зона Западного Саяна; IX - Чарышско-Теректинская зона; X - Алуийско-Чуйская зона; XI - Салаирская зона; XII - зона Рудного Алтая; XIII - Калонинская зона; XIV - Томь-Колыванская зона (зоны I и II - протерозойская складчатость; III-VII - салаирская; VIII и IX - каледонская; X и XI - раннегерцинская; XII-IV - герцинская складчатость, Зайсанская складчатая система). Герцинские краевые и межгорные прогибы: XV - Минусинский, XVI - Тувинский; XVII - Кузнецкий; XVIII - Уйменско-Лебедской.

ско-Барнаульской впадине. Большая часть плиты, расположенная севернее 56 параллели, характеризуется постоянным тепловым потоком порядка 50–60 мВт/м<sup>2</sup>. Лишь немногим выше этого уровня – тепловой поток в низовье р.Оби, вблизи г.Норильска и некоторых других районах. При более детальном изучении дифференцированность распределения теплового потока может усилиться.

В печати неоднократно высказывалось мнение, что распределение теплового потока в пределах Западно-Сибирской плиты (табл.) отражает региональную тектоническую зональность фундамента плиты, историю его геологического развития [13, 14, 16, 18]. Нетрудно видеть, что только Уральская, Центрально-Западно-Сибирская и Казахстанская складчатые системы характеризуются средним тепловым потоком, соответствующим возрасту стабилизации их фундамента. В пределах Уват-Ханты-Мансийского срединного массива и Енисейско-Туруханской перикратонной зоны средний тепловой поток существенно превышает среднеконтинентальное значение  $q$  для архейд и байкалид. Следует однако отметить, что последние системы изучены в геотермическом отношении недостаточно.

На наш взгляд, современный уровень изученности как теплового поля, так и геологического строения фундамента Западно-Сибирской плиты не позволяют с уверенностью судить о корреляции между  $q$  и возрастом структур фундамента. Об этом свидетельствует и рисунок изолиний теплового потока (см.рис.), которые не совпадают с ориентировкой зон фундамента, а, наоборот, секут их. Пока нет также данных, которые бы свидетельствовали об увеличении теплового потока в пределах триасовых грабен – крупнейших линейных структур фундамента плиты. С нашей точки зрения относительная однородность теплового потока на большей части территории Западно-Сибирской плиты при сравнительно высоком среднем его значении может свидетельствовать о преобладающем влиянии герцинской складчатости на формирование фундамента плиты.

Рассмотрим подробнее примеры значительного отклонения теплового потока от его средней величины.

Участок высокого теплового потока в северной части Уральской складчатой системы (низовья р.Оби) расположен в пределах моноклинально залегающего складчатого фундамента, погружающегося с запада на восток от 0,5–I до 3–3,5 км. Фундамент представлен метаморфическими, главным образом докембрийскими, насыщенными

Средние значения теплового потока  
в тектонических структурах Западно-Сибирской плиты  
(По данным Сергиенко С.И. [13] с добавлениями авторов)

Тектоническая структура	Складчатость	Значение теплового потока, мВт/м <sup>2</sup>			Примечание
		среднее число пунктов	стандартное отклонение	средне-континентальное [15]	
Уральская складчатая система	Герцинская	60	+4	55	
		26			
Центрально-Западно-Сибирская складчатая система	Герцинская	50	+8	55	
		39			
Уват-Ханты-Мансийский срединный массив	Байкальская (активизирована в палеозое)	52	+10	46	
		6			
Казахстанская складчатая система	Каледонская-раннегерцинская	47	+5	48	
Енисейско-Туруханская перикратонная зона	Архейская, байкальская	57	+5	38-46	Возможно влияние трапшвого магматизма
		8			

интрузивными образованиями — толщами, которые формируют ряд антиклинориев, например Северо-Сосьвинский и Полуийский, и синклинориев, например Гортский [2]. Мощность земной коры в рассматриваемом районе по [7], изменяется незначительно и составляет примерно 36-39 км. Гравитационное и магнитное поля района характеризуются полосовым расположением аномальных зон, чередующихся и совпадающих по знаку, причем антиклинориям соответствуют преимущественно отрицательные гравитационные и магнитные аномалии [2]. Аномалия теплового потока включает Беревовский и Казымский газоносные районы, в пределах которых с 1953 года открыто большое количество газовых и газоконденсатных месторождений, приуроченных к юрским и неокомским отложениям платформенного чехла, а

также к трещиноватым породам фундамента. Весьма вероятно, что увеличение теплового потока генетически связано с восходящей миграцией углеводородов.

Участок с высоким тепловым потоком в южной оконечности Западно-Сибирской плиты (см. рис.) расположен в районе с неглубоким залеганием складчатого фундамента — до 0,5–1 км. Влияние рельефа фундамента в ряде случаев может привести к значительным изменениям теплового потока. Именно с этим эффектом, на наш взгляд, связана аномалия  $q$  в Бийско-Барнаульской впадине [6], а возможно и в Павлодарском Прииртышье. По мнению авторов работы [3], в последнем случае может играть большую роль вынос тепла по глубинным разломам, развивающимся в фундаменте на границе каледонид и ранних герцинид Центрально-Казахстанской складчатой системы. Согласно тектоническим схемам, аномалия  $q$  в Павлодарском Прииртышье приурочена к протяженной линейной структуре фундамента — Иртышскому краевому прогибу, к его южной части. Прогиб выполнен слабо дислоцированными преимущественно эффузивными породами триасового (?) возраста [2]. Мощность земной коры в южных районах плиты постепенно возрастает в сторону обрамления, составляя на рассматриваемом участке около 39 км [7]. В гравитационном и магнитном полях прогиб выражается аномалиями в основном положительного знака.

Широкая полоса сравнительно низкого теплового потока (менее 40 мВт/м<sup>2</sup>) протягивается к западу от р. Иртыш на широте Омска-Новосибирска. Эта зона пересекает без существенного изменения  $q$  ряд крупных разновозрастных структур в пределах Центрально-Казахстанской и Центрально-Западно-Сибирской складчатых систем фундамента: Иртышский прогиб, Старосолдатско-Михайловский, Верхне-Демьяновский, Межовский антиклинории, Муромцевский и Кыштовский прогибы. В рельефе фундамента эти структуры выражаются впадинами и выступами при изменении мощности осадочного чехла от 2 до 3,5 км. Вещественный состав фундамента в пределах перечисленных структур различен, соответственно и гравимагнитные поля над этими структурами неоднородны по амплитуде и знаку [2]. Мощность земной коры изменяется вдоль полосы пониженного  $q$  от 36 до 39 км (с запада на восток) [7].

Выполненный анализ показывает, что имеющихся данных недостаточно для уверенной интерпретации распределения теплового по-

тока на территории Западно-Сибирской плиты. Корреляция этого распределения с глубинным строением плиты и другими геофизическими полями не намечается.

### Алтае-Саянская складчатая область

На территории Алтае-Саянской складчатой области тепловой поток измерен к настоящему времени более чем в 60 пунктах (см. рис.), сосредоточенных, главным образом, в ее западных и центральных районах [4-6]. Мало исследовано тепловое поле структур Горного Алтая, Западного и Восточного Саяна.

В большинстве пунктов тепловой поток определен с соблюдением всех правил раздельной методики. Температура в скважинах измерялась электрическим термометром с проволочным или термисторным датчиками, обеспечивавшими относительную точность порядка  $0,02^{\circ}$ . Теплопроводность пород изучалась зондовым и стационарными методами в лабораторных условиях. Точность таких определений  $q$  составляет 10-15%. В некоторых случаях (Кузнецкий и Минусинский прогибы) поток оценивался по промышленному термокаротажу с привлечением литературных данных о теплопроводности пород разреза [4]. Точность подобных оценок  $q$  невысока, порядка 20-30%.

Большую трудность при изучении распределения теплового потока в горных районах представляет учет влияния поверхностных факторов: рельефа, вариаций температуры поверхности Земли, ее вертикальных перемещений, а также движения подземных вод в зоне активного водообмена. Из перечисленных факторов достаточно точно может быть учтено лишь влияние рельефа. В ряде случаев возникает необходимость учета и других факторов, однако исходные данные для подобных оценок практически всегда малодостоверны.

Поверхностные факторы в условиях Алтае-Саянской складчатой области могут привести к разбросу значений наблюдаемого теплового потока от его среднего до 30%.

В пределах изученной части территории Алтае-Саянской области тепловой поток изменяется от 17 до 70, составляя в среднем  $(45 \pm 3)$  мВт/м<sup>2</sup>.

Указанный средний уровень  $q$  типичен для каледонских складчатых сооружений [15], которые и представляет Алтае-Саян-

ская область. Соответственно следует подчеркнуть, что последующая тектоническая активизация, имевшая место в этом регионе в неоген-четвертичное время, не привела, видимо, к заметной перестройке распределения теплового потока в Алтае-Саянской области в целом.

Горные районы Алтае-Саянской области, стабилизировавшиеся в основном в эпохи салаирской и каледонской складчатостей и оформившиеся в результате неоген-четвертичного орогенеза, характеризуются средним тепловым потоком порядка  $44 \text{ мВт/м}^2$ . Герцинские наложенные краевые и межгорные прогибы характеризуются примерно таким же потоком —  $47 \text{ мВт/м}^2$ . На этом фоне Кузнецкий и Минусинский прогибы выделяются более высоким тепловым потоком, в среднем  $53 \text{ мВт/м}^2$  (15 участков), что соответствует среднему значению  $q$  областей герцинской складчатости [15]. Для Тувинского, Уйменско-Лебедского и Горловского прогибов по 4 определениям тепловой поток равен всего  $27 \text{ мВт/м}^2$ . Вариации для отдельных прогибов могут быть вызваны различиями в возрасте консолидации фундамента, а также проявлением процессов тепло-массопереноса в осадочной толще. В то же время не исключено, что при более детальном исследовании теплового поля в последних прогибах будут зафиксированы более высокие значения  $q$ .

Горные районы герцинской консолидации (7 пунктов в Томь-Колыванской и Рудносайтской зонах) характеризуются таким же тепловым потоком, как и каледонида —  $49 \text{ мВт/м}^2$ .

Таким образом, при современном уровне изученности разновозрастные структурные зоны Алтае-Саянской области не различаются по величине  $q$ , всем им присущ примерно одинаковый средний тепловой поток, типичный, как отмечалось выше, для каледонских горно-складчатых районов мира.

Однако различие между экстремальными величинами  $q$  в Алтае-Саянской области достаточно велико, оно в несколько раз превышает погрешность определения этого параметра (в среднем порядка  $5 \text{ мВт/м}^2$ ) и возможное влияние поверхностных факторов.

Наиболее заметной аномалией  $q$  является обширная зона низкого теплового потока в западной части Алтае-Саянской области, в пределах Северного Салаира и Горловского прогиба. Колебания здесь невелики, а его средняя величина составляет всего  $21 \text{ мВт/м}^2$ . Таких низких значений теплового потока в пределах об-

ласти больше не отмечено. Согласно имеющимся представлениям самым низким тепловым потоком на континентах характеризуются области докембрийских щитов, где  $q$  составляет 34–38 мВт/м<sup>2</sup> [14]. Как видим, тепловой поток Салаира и Горловского прогиба много ниже этих значений. В последние годы подобные аномалии стали обнаруживать и в других структурных зонах континентов [12, 19]. Пока трудно объяснить существование зон столь низкого теплового потока. Возможно этот факт свидетельствует о глубоком охлаждении соответствующих блоков земной коры, обусловленном глубинными особенностями их развития. Именно так объяснили авторы работы [19] аномально низкие значения  $q = 18+22$  мВт/м<sup>2</sup>, зафиксированные на нескольких участках в восточной части Африканского щита. Нельзя исключить также возможного влияния поверхностных факторов, а именно длительного опускания территории.

Тепловой поток, заметно превышающий среднюю величину, зафиксирован в нескольких районах Алтае-Саянской области.

В Южно-Минусинской впадине выделяется полоса высокого  $q$ , равного в среднем 62 мВт/м<sup>2</sup>. Полоса эта имеет северо-западную ориентацию и совпадает по простиранию с Абакано-Ужурским глубинным разломом, намеченным по геофизическим данным [17]. Интересно отметить, что именно в пределах этой зоны высокого  $q$  располагаются наиболее крупные нефтепроявления Южно-Минусинской впадины. Повышение теплового потока может быть связано с процессами теплопереноса при миграции углеводородов в осадочном чехле впадины. Повышенный тепловой поток зафиксирован также на некоторых участках Кузнецкого прогиба. Природа увеличения потока здесь, возможно, та же. В то же время повышение теплового потока в рассмотренных впадинах может быть вызвано иными причинами. В частности, не исключено влияние глубинных источников тепла. О значительной прогретости недр Кузнецкой и Южно-Минусинской впадин еще в мезозое свидетельствуют обнаруженные здесь проявления базальтового вулканизма триасового возраста [1].

Тепловой поток, превышающий среднюю величину, зафиксирован на участке Чибик в Восточном Саяне. Весьма вероятно, что возрастание здесь  $q$  до 61 мВт/м<sup>2</sup> связано с влиянием поверхностных факторов – локальным уменьшением температуры земной поверхности в пределах участка и с современным поднятием территории. Расчеты показывают, что учет этих факторов может привести

к уменьшению величины теплового потока для этого участка до 50 мВт/м<sup>2</sup> [4].

Высокий тепловой поток — 63 мВт/м<sup>2</sup> — был определен по скважинам участка Колывань в пределах Томь-Колыванской зоны герцинской стабилизации. Это увеличение  $q$  вызвано, скорее всего, не глубинными источниками, а повышенным радиогенным тепловыделением в гранитах пермского возраста, которое составляет в среднем  $3,5 \cdot 10^{-12}$  Вт/г, что намного выше фонового тепловыделения в "нормальных" гранитах — порядка  $0,9 \cdot 10^{-12}$  Вт/г.

Согласно имеющимся представлениям [17] мощность земной коры ( $H_M$ ) Алтае-Саянской области изменяется от 39 до 57 км, причем меньшей мощностью характеризуются межгорные прогибы. Сопоставление теплового потока с мощностью земной коры в пунктах наблюдения выявляет слабую (коэффициент корреляции — 0,4) обратную зависимость между этими параметрами, которую можно аппроксимировать уравнениями:

$$q = 92 - 0,94 H_M \quad \text{и}$$

$$H_M = 54 - 0,16 q,$$

где  $H_M$  — в км,  $q$  — в мВт/м<sup>2</sup>.

При определении вида зависимости не учитывались аномально низкие значения теплового потока в западной части Алтае-Саянской области, которые заметно выпадают из общей совокупности точек.

Между мощностью гранитно-метаморфического слоя коры [16] и величиной теплового потока корреляции, даже слабой, не наблюдается.

Распределение теплового потока в пределах Алтае-Саянской области сопоставлено нами с остаточными аномалиями силы тяжести и интенсивностью магнитного поля по материалам, представленным в работе [16]. На современном уровне изученности связь между этими параметрами не устанавливается.

Геотермические исследования, проведенные в Западной Сибири, позволили установить общий характер распределения внутриземного теплового потока в этом регионе.

В целом тепловой поток Западной Сибири изменяется в широких пределах — от 20 до 90 мВт/м<sup>2</sup>. Причем этот диапазон изменения  $q$  характерен для обеих крупнейших структур региона — Западно-Сибирской плиты и Алтае-Саянской складчатой области. Однако средние

значения  $q$  этих структур заметно отличаются, составляя для Западно-Сибирской плиты ( $53 \pm 3$ ) мВт/м<sup>2</sup>, а для Алтае-Саянской области — ( $45 \pm 3$ ) мВт/м<sup>2</sup>. Среднее значение теплового потока в пределах Западно-Сибирской плиты хорошо соответствует среднеконтинентальной величине  $q$  для областей герцинской складчатости. В связи с этим напрашивается вывод о более существенном влиянии герцинского тектогенеза на формирование фундамента Западно-Сибирской плиты, чем это предполагается по геолого-геофизическим данным [2]. Средний тепловой поток Алтае-Саянской области, где преобладают каледонские складчатые структуры, типичен для областей каледонского тектогенеза. Интенсивная неоген-четвертичная тектоническая активизация Алтае-Саянской области, судя по всему, не привела к заметному изменению средней величины теплового потока.

Как в пределах Западно-Сибирской плиты, так и в Алтае-Саянской области отмечены значительные по площади территории с отличающимися от средней величины тепловым потоком. Для Западно-Сибирской плиты намечается корреляция теплового потока с возрастом складчатого фундамента, а для Алтае-Саянской области — слабая отрицательная корреляция с мощностью земной коры. Среди аномальных участков наибольший интерес представляет зона низкого (порядка 20 мВт/м<sup>2</sup>) теплового потока в пределах Салаира и Горьковского прогиба (Алтае-Саянская область).

#### Литература

1. Алтае-Саянская горная область. Новосибирск, Наука, 1969, 412 с.
2. Геологическое строение фундамента Западно-Сибирской плиты (по геологическим и геофизическим данным). Л., Недра, 1971. 208 с. (Труды СНИИГГИМС, вып. 76).
3. ГОЛИЦЫН М.В., ЛЯТКОВ-ЗАДЕ Я.А. Тепловой режим недр Центрального Казахстана. — Сов. геол., 1975, № 8, с. 51–62.
4. ДУЧКОВ А.Д., СОКОЛОВА Л.С., 1974. Геотермические исследования в Сибири. Новосибирск, Наука, 280 с.
5. ДУЧКОВ А.Д., СОКОЛОВА Л.С. Тепловой поток центральных районов Алтае-Саянской области. — Геол. и геофиз., 1974, № 8, с. 114–123.

6. ДУЧКОВ А.Д., СОКОЛОВА Л.С. и др. Тепловой поток западной части Алтае-Саянской области.- Геол. и геофиз., 1978, № 4, с.96-100.

7. КРАМНИК В.Н. Основные черты взаимосвязи между структурой фундамента и глубинными границами земной коры Западно-Сибирской плиты.- В кн.: Проблемы геологии и нефтегазоносности допрских отложений Западно-Сибирской плиты. Новосибирск, 1977, с.102-109. (Труды СНИИГТМС, вып.255).

8. КУЗНЕЦОВ В.А. Основные черты эндогенной металлогении Алтае-Саянской области.- В кн.: Основы формационного анализа эндогенной металлогении Алтае-Саянской области. Новосибирск, Наука, 1966, с.16-47.

9. МАЛОФЕЕВ Г.Е., САБАНЕТОВА Н.С. и др. Определение теплофизических свойств горных пород осадочного чехла Западно-Сибирской плиты.- Нефтяное хозяйство, 1972, № 2, с.33-37.

10. МОИСЕЕНКО У.И., ДОРОГИНИЦКАЯ Л.М. и др. Зависимость теплопроводности терригенных пород Западно-Сибирской низменности от других физических параметров.- Геол. и геофиз., 1970, № 2, с.106-110.

11. МОИСЕЕНКО У.И., ДУЧКОВ А.Д. и др. Первые результаты определения глубинного теплового потока в мелких скважинах. - В кн.: Земная кора складчатых областей юга Сибири. Вып.2, ч.2. Новосибирск, 1971, с.17-28.

12. САЛЬНИКОВ В.Е., ОГАРИНОВ И.С. Зона аномально низких тепловых потоков на Южном Урале.- Докл. АН СССР, 1977, т.237, № 6, с.1456-1459.

13. СЕРГИЕНКО С.И. Влияние теплового поля на нефтегазоносность мезозойских отложений Западно-Сибирской плиты.- Изв. АН СССР. Сер.геол., 1977, № 1, с.104-114.

14. СЕРГИЕНКО С.И., СМЕРНОВ Я.Б. Геотермические исследования в Западной Сибири.- В кн.: Геотермия. Отчеты по геотермическим исследованиям в СССР. Вып.1-2. 1971-1972. М., 1974, с.58-62.

15. СМЕРНОВ Я.Б. Связь теплового поля со строением и развитием земной коры и верхней мантии.- Геотектоника, 1968, № 6, с.3-25.

16. СУРКОВ В.С., РОМЕНКО В.И. Геотермическая характеристика платформенного чехла центральной части Западно-Сибирской

плиты и связь ее с геологическим строением фундамента.— В кн.: Вопросы разведочной и промышленной геофизики Западной Сибири. Новосибирск, 1972, с.101-109. (Труды СНИИГТММС, вып.156).

17. Тектоника и глубинное строение Алтае-Саянской складчатой области. М., Недра, 1973. 144 с. (Труды СНИИГТММС, вып.152).

18. ФОТИАДИ Э.Э., МОИСЕНКО У.И. О тепловом поле Западно-Сибирской плиты.— Докл. АН СССР, 1969, т.189, № 2, с.385-388.

19. SHARMAN D.S., POLLACK H.M. "Gold spot" in West Africa: anchoring the African plate.— Nature, 1974, v.250, № 5466, p.476.

Л.С.Соколова

#### ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ БАЙКАЛЬСКОЙ АНОМАЛИИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

К настоящему времени выполнено более 150 определений теплового потока через дно оз.Байкал. Распределение этой величины в пределах Байкальской впадины, как и во всей рифтовой зоне, представляет собой весьма сложную картину чередования высоких (до 145 мВт/м<sup>2</sup>), средних и низких (до 17-20 мВт/м<sup>2</sup>) значений  $q$ . На фоне этой мозаики можно, однако, отметить общую тенденцию возрастания теплового потока в направлении от западного берега озера к восточному [5,6]. Наиболее четко эта тенденция прослеживается в Южно-Байкальской впадине и ослабевает к северу. Самые большие вариации значений  $q$  зарегистрированы непосредственно вблизи восточного берега. По мнению некоторых исследователей, очень низкие тепловые потоки (17-20 мВт/м<sup>2</sup>) являются результатом оползней и подвигек, происходящих во время довольно частых в рифтовой зоне землетрясений, а высокие — результатом гидротермальной деятельности [2,13].

Вообще говоря, наблюдаемый характер изменения теплового потока в Байкальской впадине может быть обусловлен, как собст-

венными вариациями глубинного теплового потока, так и влиянием ряда поверхностных факторов, в первую очередь сложными формами рельефа дна, а также рельефом кристаллического фундамента, погруженного под кайнозойскими осадками, обладающими коэффициентом теплопроводности в 1,5–2 раза ниже, чем породы фундамента.

До последнего времени считалось, что влиянием рельефа фундамента можно пренебречь в связи с огромной (до 6–6,5 км) мощностью кайнозойских осадков во впадинах оз. Байкал. Однако, по результатам сейсмопрофилирования, проведенного в 1977 году в южной части озера, мощность осадков оценивается всего в 2,4 км и то лишь в узкой полосе шириной 7 км, около западного берега [15]. В направлении к противоположному берегу фундамент поднимается к поверхности дна. В свете этих данных о глубинном строении Байкальской впадины можно ожидать значительные искажения глубинного теплового потока в ее пределах за счет эффекта обтекания теплопроводящих тепло кайнозойских осадков по плотным породам кристаллического фундамента. Оценка этого эффекта, выполненная в работе [15], оказалась в хорошем согласии с наблюдаемым изменением  $q$  в направлении от западного к южному склону Южно-Байкальской впадины.

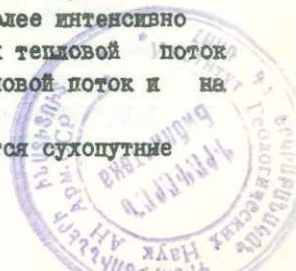
Таким образом, такие искажения глубинного теплового потока существенно затрудняют интерпретацию полученного распределения  $q$ . Поэтому на данном этапе приходится иметь дело со средними характеристиками теплового поля региона.

#### Распределение теплового потока

Для Байкальской впадины в целом среднее значение  $q$  составляет 70–75 мВт/м<sup>2</sup>. Самой прогретой ее частью является Южно-Байкальская котловина, где  $q$  составляет 80–85 мВт/м<sup>2</sup>, изменяясь от 55 до 142 мВт/м<sup>2</sup>. Это хорошо согласуется с представлением о том, что самая глубокая Южно-Байкальская впадина образовалась раньше других рифтовых впадин и развивалась более интенсивно [8]. В Средне- и Северо-Байкальской котловинах тепловой поток ниже, порядка 70 мВт/м<sup>2</sup>. Такой же средний тепловой поток и на перемычках между впадинами.

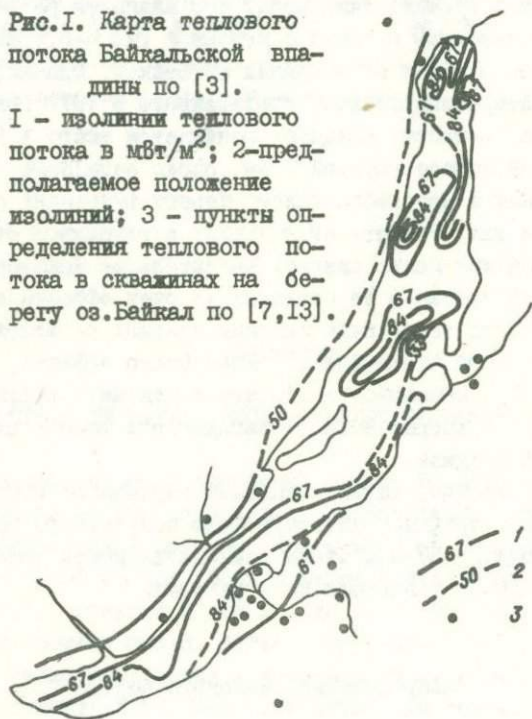
Повышенным тепловым потоком характеризуются сухопутные

3051



участки Байкальской рифтовой зоны, в особенности рифтовые впадины [7,12,13].

Единой аномалии  $q$  в пределах оз. Байкал (рис.1) не существует. По изолинии  $84 \text{ мВт/м}^2$  ( $2,0 \text{ мккал/см}^2\text{с}$ ) намечается 3-4



зоны высокого теплового потока, разделенных зонами низких его значений, порядка  $40-50 \text{ мВт/м}^2$ . Наибольшая по площади аномалия занимает восточную часть Южно- и Средне-Байкальской впадин. По изолинии  $84 \text{ мВт/м}^2$  эта аномалия вытягивается почти на 400 км при ширине не более 25-30 км. Такие параметры позволяют рассматривать аномалию как двухмерную. Именно эта аномалия  $q$  до настоящего времени является основным объектом количественной интерпретации. Южно-Байкальская аномалия теплового потока достигает максимума вблизи юго-восточного берега, в ряде мест воз-

можно уже в пределах суши. Наиболее изучен северо-западный фланг аномалии. Юго-восточным флангом аномалия располагается в пределах Прибайкалья, где она лишь намечается по термокаротажу редких, случайно расположенных скважин. По направлению к Сибирской платформе тепловой поток убывает от максимума до  $46 \text{ мВт/м}^2$  ( $1,1 \text{ мккал/см}^2\text{с}$ ), в сторону Забайкалья — до  $55 \text{ мВт/м}^2$  ( $1,3 \text{ мккал/см}^2\text{с}$ ). Вследствие сложности распределения поля в пределах самой аномалии не представляется возможным охарактеризовать ее параметры, используя лишь одно какое-либо пересечение. Поэтому, обычно, используют при интерпретации обобщенные усредненные экспериментальные профили в центральной части аномалии (район дельты р. Селенги). Примеры таких аномалий приведены на рис. 2.

Как и в случае других потенциальных полей, симметричная аномалия теплового потока может быть охарактеризована тремя параметрами: фоновым значением потока,  $q_f$ , его максимальным значением,  $q_m$ , и полушириной аномалии,  $x_{1/2}$  — координатой той точки на крыле аномалии, в которой величина теплового потока

$$q(x_{1/2}) = \frac{1}{2} q_m.$$

Так как построение обобщенной аномалии теплового потока у разных авторов в какой-то степени субъективно, то это приводит к некоторому разбросу величин параметров, используемых при интерпретации. В качестве фонового значения теплового потока принимается средняя величина  $q$  для прилегающих районов Сибирской платформы, которая составляет  $42-46 \text{ мВт/м}^2$ . В то же время следует отметить, что среднее значение потока в Забайкалье несколько выше,  $54-63 \text{ мВт/м}^2$ . Это может объясняться повышенным радиогенным тепловыделением в верхней части земной коры этого региона, а, возможно, и глубинными причинами [7].

Максимальное значение теплового потока определяется для рассматриваемой аномалии менее уверенно и составляет по разным построениям от  $84$  до  $100 \text{ мВт/м}^2$ . Полуширина байкальской аномалии  $q$  колеблется у разных исследователей от  $15$  до  $25 \text{ км}$ . Неуверенность в определении полуширины аномалии даже на одной и той же модели источника может привести к существенной неопределенности в оценке параметров этого источника (момента включения, ширины и глубины залегания). Например, для мгновенного источника, имеющего форму дайки,  $x_{1/2} = 15 \text{ км}$  обеспечивается через  $2-3 \text{ млн. лет}$ , а  $x_{1/2} = 25 \text{ км}$  — через  $5,5-7 \text{ млн лет}$  после его включения.

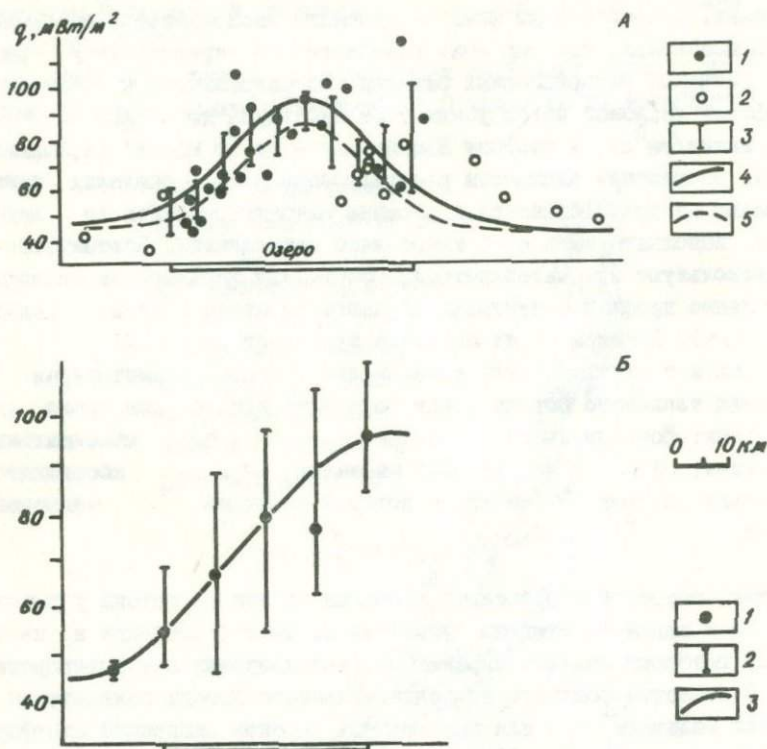


Рис.2. Обобщенный профиль теплового потока через Южно-Байкальскую впадину

А - по работе [4]: 1 - определения выполнены через дно оз. Байкал [3-6]; 2 - сухопутные определения [7,13]; 3 - доверительный интервал осредненных значений теплового потока; 4 - график поверхностного теплового потока получен аналитически [4]; 5 - то же, получен на аналитическом аналоговом устройстве [4]. Б - западное крыло аномалии теплового потока по данным работ [3-7]. 1 - среднее значение поверхностного теплового потока для десятикилометрового интервала обобщенного профиля; 2 - доверительный интервал осредненных значений теплового потока; 3 - осредненный профиль.

## Интерпретация обобщенной аномалии теплового потока

Принято полагать, что причиной повышенных тепловых потоков в Байкальской рифтовой зоне является аномальное состояние мантии, вызвавшее активизацию этого региона, начиная с неогена и по настоящее время. По данным ГСЗ [17] современная область аномальной мантии прослеживается не только под рифтовой зоной (в ее геологических границах), но и в 200-километровой полосе к востоку от нее. Во всей указанной полосе температура 1000–1200°С предполагается уже у подошвы земной коры, на глубинах порядка 40 км [11].

Расчеты показывают, что от плоскости с такой температурой, расположенной на глубине 40 км, в случае стационарного теплового режима тепловой поток на поверхности, которая поддерживается при температуре близкой к 0°С, должен составить величину порядка 67 мВт/м<sup>2</sup> [16]. С учетом радиогенной составляющей [7] поверхностный тепловой поток для данной модели следует оценить в 84–92 мВт/м<sup>2</sup>. Такие больших потоков повсеместно в пределах полосы с аномальной мантией не наблюдается, они зарегистрированы лишь в рифтовых впадинах [7, 13]. Значит, допустив существование температур 1000–1200°С у подошвы земной коры в пределах всей указанной полосы, соответственно следует предположить тепловой режим в земной коре региона неустановившимся. Анализ показывает, что тепловой режим можно считать полностью установившимся через 30–40 млн. лет с момента появления температурной аномалии указанного выше порядка на глубине 40 км. При этом уже через 7–10 млн лет тепловой поток на поверхности должен составить 70–80% от  $q$  стационарного.

Судя по среднему поверхностному тепловому потоку в пределах Байкальской рифтовой зоны, тепловая аномалия в мантии, выявленная здесь по данным ГСЗ и МТЗ, имеет возраст не более 10 млн. лет.

Наличие в рифтовых впадинах, особенно в Байкальской, очень высоких значений теплового потока, порой достигающих 150 мВт/м<sup>2</sup>, свидетельствует о существовании в земной коре рифтовой зоны (во всей ее толще или до определенной глубины), конвективной составляющей теплового потока, которая связана, по-видимому, с выносом тепла по трещинам летучими компонентами, флюидами из ман-

тийного магматического очага, а в отдельных случаях и самим расплавом [8,13]. В пользу возможного конвективного переноса тепла от аномальной мантии к поверхности в Байкальской рифтовой зоне свидетельствуют повышенная сейсмичность, преобладание растягивающих напряжений [8,10], резкое увеличение нарушений в коре у восточного берега впадины оз. Байкал [15].

Большое количество флишывыводящих разломов и трещин разной формы и направления, пронизывающих земную кору Байкальской рифтовой зоны, их разная проницаемость могут быть причиной столь пестрой картины наблюдаемого здесь распределения поверхностных значений  $q$ .

Попытки количественной интерпретации байкальской аномалии теплового потока предпринимались в последние годы неоднократно [1,4,8,9,7,16,18]. В каждой из работ предполагалось в качестве причины аномалии существование дополнительного источника тепла, расположенного в земной коре. Рассматривались постоянно или мгновенно действующие, имеющие разную форму источники тепла во всех случаях двумерные, в условиях стационарного и установившегося режима. Рассмотрим некоторые из полученных решений.

#### Нестационарные модели корового источника тепла

Наиболее подходящими для описания байкальской аномалии  $q$  представляются временные модели дополнительного источника тепла. Их предложено несколько.

1. Модель линейного источника тепла (бесконечная горизонтальная линия, вытянутая вдоль простирания аномалии) постоянной мощности, включающегося в определенный момент времени на глубине  $h$ .

Эта модель рассмотрена в работе [1]. Момент включения источника автор отождествляет с началом активизации Байкальской рифтовой зоны, полагая, что это произошло 25 млн. лет назад. За это время линейный источник может создать наблюдаемую аномалию при расположении на глубине  $h = 28$  км. Полуширина аномалии в расчетах принята равной 23 км. Если положить  $\chi_{1/2} = 15$  км (это значение  $\chi_{1/2}$  взято из работ того же автора) и сделать соответствующие перерасчеты, то получим  $h$  порядка 15 км, а  $t \sim 2,5-4$  млн. лет.

2. Модель мгновенно появившегося в коре источника тепла, имеющего форму бесконечной по простиранию и падению дайки шириной  $2a$  [4]. Глубина до верхней кромки источника —  $h$ , его первоначальная температура  $T_0$  (принято  $T_0 = 1100^\circ\text{C}$ ). После внедрения дайка остывает. Температура на поверхности Земли принимается, как обычно, постоянной и равной нулю. Формула для теплового потока на поверхности от такого источника позволяет оценить время его появления по известной полуширине наблюдаемой аномалии  $q$ . В рассматриваемой работе [4]  $\chi_{1/2}$  принята авторами равной 15 км, соответственно получено время порядка 2–3 млн. лет, то есть источник появился 2–3 млн. лет назад. Считая, что за такой короткий отрезок времени на поверхности можно наблюдать эффект лишь от верхней части дайки, авторы при оценке  $h$  пользуются фактически моделью плоского источника (бесконечная полоса шириной  $2a$ ), расположенного на глубине  $h$ . Последняя получилась равной 6,3 км для источника шириной  $2a = 5$  км и 12 км для источника шириной 10 км. Математическое моделирование такой дайки с учетом нормального геотермического градиента и радиогенных источников в земной коре приводит к тем же значениям указанных параметров [4].

Если полуширину аномалии положить равной 23 км, то источник тепла тех же размеров должен появиться гораздо раньше, а именно 5,5–7 млн лет назад. В этом случае, видимо, нельзя ограничиться плоской моделью для оценки величины  $h$ .

Нами решена задача о распространении тепла от дайки (ширина  $2a$ , начальная температура  $T_0$ ), мгновенно внедрившейся в земную кору с глубины  $l$ . Верхняя кромка дайки располагается на глубине  $h$ . Величина  $l$  определяется положением изотермы  $T_0$  в соседних стабильных (неактивизированных) районах, например Сибирской платформе, где среднее  $q$  принято равным  $42 \text{ мВт/м}^2$ .

Поверхностный тепловой поток от описанного источника выражается формулой:

$$q = \frac{\lambda T_0}{l} + \frac{\lambda T_0}{l} \left[ \Phi\left(\frac{a-x}{2\sqrt{kt}}\right) + \Phi\left(\frac{a+x}{2\sqrt{kt}}\right) \right] \left\{ \left(1 - \frac{h}{l}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{n\pi}{l} h \exp\left(-\frac{n^2 k \pi^2}{l^2} t\right) + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi}{l} h \cdot \exp\left(-\frac{n^2 k \pi^2}{l^2} t\right) \right\}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  - теплопроводность среды,  $k$  - ее температуропроводность,  $t$  - время, прошедшее с момента внедрения дайки,  $\phi$  - функция ошибок,  $x$  - горизонтальная координата, отсчитываемая от середины дайки,  $T_0$  - первоначальная температура дайки,  $\ell$  - глубина изотермы  $T_0$  в областях фоновых теплового потока.

Первый член формулы (I) описывает тепловой поток в отсутствии дополнительного источника тепла, то-есть фоновый тепловой поток  $q_\phi$ , второй - аномалию теплового потока, обусловленную действием источника. Оценка времени появления дайки выполняется аналогично изложенному в цитируемой выше работе [4].

Для оценки  $h$  формулу (I) удобно переписать в виде:

$$q'_m = 2\phi\left(\frac{a}{2\sqrt{kt}}\right) \left\{ \left(1 - \frac{h}{\ell}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{n\pi}{\ell} h \cdot \exp\left(-\frac{n^2 k \pi^2 t}{\ell^2}\right) + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi}{\ell} h \cdot \exp\left(-\frac{n^2 k \pi^2 t}{\ell^2}\right) \right\}, \quad (2)$$

где  $q'_m$  - максимальное значение аномального теплового потока (в точке  $x = 0$ ), отнесенное к  $q_\phi = \lambda T_0 / \ell$ .

Экспериментальное значение  $q'_m$  по наблюдаемой байкальской аномалии теплового потока оценивается величиной порядка 2, которая получается, если из максимального  $q_m$ , составляющего 84-96 мВт/м<sup>2</sup>, вычесть фоновое значение, составляющее 42-46 мВт/м<sup>2</sup>, и разделить на  $q_\phi - q_p$ , составляющее в нашем случае 17-21 мВт/м<sup>2</sup>, где  $q_p$  - радиогенная составляющая теплового потока, оцениваемая для Байкальского региона значением 21-25 мВт/м<sup>2</sup> [7].

Если задаться  $T_0 = 1100-1200^\circ\text{C}$ , а  $\lambda = 2,1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{K})$ , то по формуле для фоновых теплового потока можно грубо оценить  $\ell$ , считая, как указывалось выше,  $q_\phi \approx 17-21 \text{ мВт}/\text{м}^2$ , так как радиогенная составляющая теплового потока не связана с изотермой  $T_0$ . Получим  $\ell \approx 100-150 \text{ км}$ .

На рис.3 приведены графики изменения величины  $q_m$  со временем, прошедшим с момента появления дайки, для разных значений  $h$  и  $a$ . Прямая  $q'_m = 2$  соответствует максимуму наблюдаемой аномалии теплового потока. Выше было показано, что аномалия теплового потока на поверхности полушириной 15 и 23 км получа-

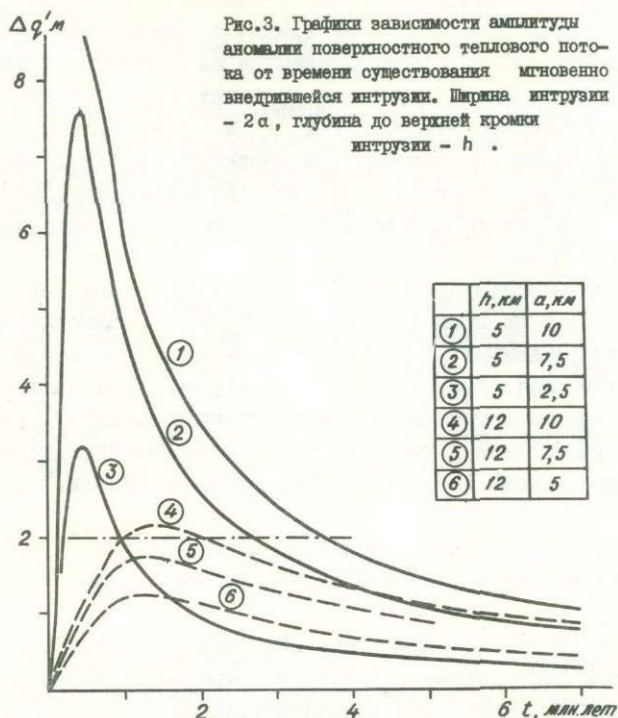


Рис.3. Графики зависимости амплитуды аномалии поверхностного теплового потока от времени существования мгновенно внедрившейся интрузии. Ширина интрузии -  $2a$ , глубина до верхней кромки интрузии -  $h$ .

ется от источника в форме дайки за время 2-3 и 5,5-7 млн. лет его существования соответственно. Следовательно дозволённые значения  $h$  и  $a$  отвечают тем кривым, которые пересекают прямую  $q'_m = 2$  на указанных отрезках времени. Графики рис.3 попадают лишь в отрезок времени 2-3 млн. лет, который отвечает полуширине аномалии 15 км. Значит для  $\chi_{1/2} = 15$  км при  $h = 12$  км ширина интрузии должна быть больше  $2a = 20$  км, а при  $h = 5$  км она может принимать значения от 10-11 до 16-17 км. Представляется, что вероятность мгновенного внедрения интрузии указанных размеров для небольших  $h$  чрезвычайно мала. Уместно поэтому принять  $h \geq 10-15$  км, а  $2a = 20$  км. С другой стороны, полуширина наблюдаемой аномалии теплового потока не должна быть меньше полуширины дайки, то есть для  $\chi_{1/2} = 15$  км ширина дайки не превышает  $2a = 30$  км.

Указанные построения выполнены для  $\ell = 100$  км. Если взять  $\ell = 150$  км, то приведенные оценки  $h$  увеличатся соответственно до 15–20 км. Случай  $\chi_{1/2} = 23$  км приведет, естественно, к интрузиям больших размеров, располагающихся на больших глубинах, но ширина интрузии в данном случае не превысит  $2a = 50$  км.

Следует заметить, что величины  $h$  и  $a$  являются, строго говоря, переменными во времени. Они характеризуют лишь первоначальные размеры источника, существовавшего мгновение. Далее дайка начинает остывать и следовательно как источник тепла изменять свои размеры и форму.

Поскольку мгновенно внедрившиеся и далее остывающие интрузии, как очевидно из приведенных выше расчетов, являются сравнительно кратковременными, а начало их появления естественно связать с началом рифтообразования или по крайней мере со временем появления аномальной мантии, то напрашивается вывод о довольно длительном существовании интрузий или о периодическом их подновлении. С этих позиций интересны и стационарные модели.

#### Стационарные модели корового источника тепла

Модели постоянно действующего источника в условиях установившегося теплового режима предложены преимущественно в виде дайки, бесконечно тонкой или конечной толщины.

I. Вертикальная бесконечно тонкая интрузия рассматривалась применительно к тепловой аномалии Байкальской рифтовой зоны в двух модификациях: с учетом горизонтального движения плит, связанного с растеканием вещества от оси интрузии [14], и в отсутствии растекания [14, 18]. Параметрами модели являются мощность литосферы  $\ell$ , глубина залегания верхней кромки интрузии  $h$ , температура на границе литосферы и следовательно температура интрузии  $T_0$ , а также скорость растекания вещества  $\nu$  в динамическом варианте модели.

Если  $\nu$  изменяется в интервале значений 0,07–0,45 см/год, мощность литосферы оценивается величинами 70–38 км,  $h$  – величиной 28–15 км,  $T_0$  – 1100–600°C соответственно. Наиболее подходящими для Байкальского рифта авторы считают значения  $\nu = 0,07$  см/год,  $\ell = 70$  км,  $h = 28$  км,  $T_0 = 1100^\circ\text{C}$ .

В случае статической модели, когда  $v^* = 0$ , параметры оцениваются величинами:  $l \approx 80$  км,  $h \approx 33$  км,  $T_0 = 1300^\circ\text{C}$ . Полуширина аномалии теплового потока в обоих случаях принята равной 25 км.

На наш взгляд, приведенные в последнем варианте значения  $h$  и  $T_0$  могут быть несколько завышенными по той причине, что при интерпретации байкальской аномалии авторы неверно оценили фоновое значение теплового потока, отнеся к нему радиогенную составляющую, которая не связана с температурой на границе литосферы.

Нами решена задача для вертикальной бесконечно тонкой интрузии, поднявшейся с глубины  $l$  и характеризуемой температурой  $T_0$ . Глубина до верхней кромки интрузии  $h$ , температура интрузии —  $T_0$ .

Тепловой поток на поверхности от такого источника описывается формулой:

$$q = \frac{\lambda T_0}{l \sqrt{th^2 \mu \cos^2 \beta / 2 + \sin^2 \beta}} \quad (3)$$

где  $\lambda$  — теплопроводность,  $\mu = \frac{\pi x}{l}$  ( $x$  — горизонтальная координата, отсчитываемая от оси интрузии),  $\beta = \frac{\pi h}{2l}$ . Фоновое значение теплового потока получается при  $\mu \rightarrow \infty$ ,  $q_\phi = \frac{\lambda T_0}{l}$  и составляет 17–21 мВт/м<sup>2</sup>. Если перейти к безразмерному тепловому потоку,  $q'$ , то (3) переписывается в виде:

$$q' = \frac{q}{q_\phi} = \frac{1}{\sqrt{th^2 \mu \cos^2 \beta / 2 + \sin^2 \beta}} \quad ,$$

и в точке  $x = 0$  по этой формуле можно оценить  $h/l$ , зная экспериментальное значение  $q'$  в этой точке, так как

$$\beta = \arcsin [1/q'(x=0)]$$

Сопоставление наблюдаемого теплового потока с теоретическим позволяет оценить  $l$ , а выражение для  $q_\phi$  — температуру  $T_0$ . После выполнения указанной процедуры нами получено  $l \approx 90$ –100 км,

$h \sim 13-14$  км,  $T_0 \sim 650-800^\circ\text{C}$ . Полуширина аномалии теплового потока принята равной 23 км.

2. Аналогичная задача, но для дайки шириной  $2a$ , решена Ногои [19]. Результаты приводятся в работе в виде формул и графиков. Если воспользоваться указанными материалами для оценки параметров дополнительного источника тепла в виде такой дайки по наблюдаемой байкальской аномалии теплового потока, получим следующие значения:  $l \sim 90-100$  км,  $h \sim 14-15$  км,  $a \sim 1-2$  км,  $T_0 \sim 700-800^\circ\text{C}$  при  $\chi = 23$  км.

3. Предложена модель источника в виде бесконечного по простиранию горизонтального цилиндра радиуса  $R$  [13] с постоянной теплопроводностью  $A$  и верхней границей на глубине  $h$ . При  $R = 9$  км и  $A = 15$  ккал/см $\cdot$ с (6,28 кВт/м) авторами получено  $h = 15$  км,  $T_0 = 800^\circ\text{C}$ . Эти данные находятся в согласии с результатами предшествующей работы тех же авторов [9], где предельная глубина центра тяжести промежуточного источника тепла в Байкальском рифте оценивается в 22-23 км.

#### Обсуждение приведенных материалов

Параметры всех перечисленных выше моделей корового источника тепла сведены в таблице. С нашей точки зрения наиболее естественные источники тепла — дайки, уходящие своим основанием в расплавленный (частично или полностью) материал мантии. Такие модели рассматривались в двух режимах, установившемся и неустойчившемся, которые являются для длительно развивающейся Байкальской рифтовой зоны крайними случаями. Из таблицы видно, что в условиях стационарного режима наблюдаемая аномалия обеспечивается узкими источниками, их ширина не превышает 4 км. Неустойчившийся режим наоборот предопределяет источники тепла широкими, достигающими в ширину 20 и более км. Глубина залегания верхней кромки источника колеблется в более узких пределах, 10-20 км. Температура источника оценивается только на стационарных моделях и составляет  $650-800^\circ\text{C}$ .

Реальный источник, скорее всего, нельзя характеризовать одной определенной температурой и шириной. В нижней части он, видимо, более широк и образован мантийным веществом температуры

Сопоставление параметров дополнительного источника тепла в земной коре, полученных по разным моделям для Байкальской рифтовой зоны\*

М о д е л ь	Время, прошедшее с момента включения источника, млн. лет	Глубина до источника, км	Ширина источника, км	Температура, °С	Полуширина аномалии тепл. потока
<b>Нестационарный режим</b>					
Бесконечно тонкий линейный источник постоянной мощности	25	28			23
	2,5-4,0	15			15
Мгновенно появившаяся дайка	2,0-3,0	6-12	5-10		15
	2,0	10-15	20		15
	5,5-7,0	15-20	20-40		23
<b>Стационарный режим</b>					
Дайка постоянной мощности		14-15	2,0-4,0	700-800	23
		13-14	Бесконечно тонкий	650-800	23
		28-33	Бесконечно тонкий	1100-1300	25
Бесконечный по простиранию горизонтальный цилиндр постоянной мощности		15	$R = 9$	800	23
Моделирование дайки на аналоговом счетном устройстве		15	4,0	800	23

\* При составлении таблицы использованы сведения из опубликованных работ [1, 2, 13, 14, 19] и данные авторов.

1100–1200°C, по мнению некоторых исследователей, частично расплавленным, обладающим большой плотностью [8] и не способным высоко подниматься в пределах земной коры. Верхнюю же часть моделируемого источника скорее всего можно представить трещиноватой зоной, прогретой флюидами и летучими компонентами до температур порядка 700–800°C в среднем. Выше десятикилометрового уровня в земной коре, видимо, проводимость трещин резко уменьшается, что создает как бы верхнюю кромку источника, хотя отдельные из них могут быть каналами, выводящими гидротермы до поверхности.

Чтобы получить уверенное представление о конфигурации и структуре дополнительного источника тепла в Байкальской рифтовой зоне, необходимы дальнейшие геотермические исследования в комплексе с другими геофизическими работами. Немаловажным представляется изучение структуры Байкальской впадины и, в частности, надежная оценка мощности осадков. Необходимы также дополнительные измерения теплового потока в Забайкалье для уверенного оконтуривания восточного крыла аномалии теплового потока.

#### Литература

1. ГОЛУБЕВ В.А. Глубина источника и нестационарность поля, тепловой аномалии в районе оз. Байкал. — Изв. АН СССР. Физика Земли. 1975, № 9, с. 81–85.
2. ГОЛУБЕВ В.А. Аномалия теплового потока в районе эпицентра Среднебайкальского землетрясения 1959 г. — В кн.: Сейсмичность и глубинное строение Прибайкалья. Новосибирск, Наука, 1978, с. 84–88.
3. ГОЛУБЕВ В.А. Тепловой поток через впадину оз. Байкал. — Докл. АН СССР, 1979, т. 245, № 6, с. 1333–1336.
4. ГОЛУБЕВ В.А., ЗОРИН Ю.А., ЛЫСАК С.В., ОСОКИНА С.В. Новые геотермические исследования на озере Байкал. — В кн.: Сейсмичность и глубинное строение Прибайкалья. Новосибирск, Наука, 1978, с. 68–84.
5. ДУЧКОВ А.Д., КАЗАНЦЕВ С.А., ГОЛУБЕВ В.А., ЛЫСАК С.В., ХАЙКОВСКИЙ Э.С. Тепловой поток в пределах озера Байкал. — Геол. и геофиз., 1976, № 4, с. 112–121.

6. ДУЧКОВ А.Д., КАЗАНЦЕВ С.А., ВЕЛИНСКИЙ В.В. Теплового потока оз. Байкал. — Геол. и геофиз., 1979, № 9, с. 137-141.

7. ДУЧКОВ А.Д., СОКОЛОВА Л.С. Геотермические исследования в Сибири. Новосибирск, Наука, 1974. 280 с.

8. ЗОРИН Ю.А., ЛОГАЧЕВ Н.А. Основные черты геодинамической модели Байкальского рифта. — В кн.: Проблемные вопросы геологии и геофизики Восточной Сибири. Иркутск, 1978, с.44-50.

9. ЗОРИН Ю.А., ЛЫСАК С.В. О количественной интерпретации геотермических аномалий. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, №9, с.68-73.

10. ЗОНЕНШАЙН Л.П., САВОСТИН Л.А. и др. Тектоника плит Байкальской горной области и Станового хребта. — Докл. АН СССР, 1978, т.240, № 3, с.669-672.

11. КРЫЛОВ С.В. О причинах аномальных свойств верхней мантии в рифтовых зонах. — Геол. и геофиз., 1976, № 4, с.3-17.

12. ЛЫСАК С.В. Итоги геотермических исследований южной части Восточной Сибири. — В кн.: Проблемные вопросы геологии и геофизики Восточной Сибири. Иркутск, 1978, с.32-43.

13. ЛЫСАК С.В., ЗОРИН Ю.А. Геотермическое поле Байкальской рифтовой зоны. М., Наука, 1976. 191 с.

14. ЛЮБИМОВА Е.А., НИКИТИНА В.Н. Тепловое поле внутренних и окраинных морей СССР. М., Наука, 1976. 222 с.

15. МИРЛИН Е.Г., МАРОВА Н.А. Новые данные о тектонике Южной котловины Байкала. — Докл. АН СССР, 1978, т.243, № 4, с. 1006-1009.

16. ОСОКИНА С.В. Математические модели температурного поля Байкальского рифта. — В кн.: Тезисы докладов на УП конференции молодых научных сотрудников по геологии и геофизике Восточной Сибири. Иркутск, 1976, с.44-45.

17. ПУЗЫРЕВ Н.Н., МАНДЕЛЬБАУМ М.М. Глубинное сейсмическое зондирование земной коры и верхов мантии в Байкальском регионе. — В кн.: Байкальский рифт. Новосибирск, Наука, 1975, с.22-34.

18. СОЧЕЛЬНИКОВ В.В., ЗОЛОТАРЕВ В.Г. Об одном способе количественной интерпретации аномалий теплового потока в рифтовых зонах (на примере Байкальской аномалии). — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1978, № 12, с.99-96.

19. KI-ITI HQRAT. Heat flow anomaly associated with dike intrusion, 1. — Journ. Geoph. Res., 1974, v.70, № 11, p.1640-1646.

## ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЛОВ АВТОНОМНЫМИ ПРИБОРАМИ

В современных геофизических исследованиях все большее место занимает терморазведка. Особенно бурно развиваются методы измерений параметров теплового поля Земли (температура, геотермический градиент, тепловой поток) через дно глубоких водоемов. Как правило, тепловой поток  $q$  при этом определяется отдельным методом — измеряется геотермический градиент  $g$  в донных илах и их теплопроводность  $\lambda$ ,  $q = \lambda \cdot g$  [8]. Распределение температуры в придонных илах может быть искажено различными факторами, наиболее значимыми из которых являются нерегулярности рельефа, осадконакопление, различного рода колебания температуры придонной воды. Для правильной интерпретации экспериментальных данных представляется полезным фиксировать в одной точке, помимо геотермического градиента, также и температуру донных осадков. Значение температуры необходимо также для правильного определения  $g$ , так как температурный коэффициент обычно используемых термисторных датчиков температуры существенно, причем нелинейно, зависит от  $T$ . Особую трудность проблема измерения абсолютной температуры илов и придонной воды приобретает при исследованиях в пределах глубоких водоемов, когда по целому ряду обстоятельств приходится работать с автономными приборами, не связанными кабельным каналом с поверхностью.

В настоящем сообщении рассматривается устройство (автономный термограф) для измерения температуры придонных воды и осадков, разработанное и на протяжении ряда лет эксплуатируемое в ИГиГ СО АН СССР.

Первые попытки измерения температуры донных илов были предприняты Х. Петтерсоном в 1947 году. Специальный спиртовой термометр, защищенный стальной трубкой, вводился глубоко в осадки, показания прибора периодически фотографировались. Прибор имел большую тепловую инерционность и был ненадежен в работе — из большого числа спусков результаты были получены только на двух станциях. В СССР первый зонд, позволяющий измерять  $g$  и  $T$ , был изготовлен Н. Н. Сысоевым в конце 50-ых годов [10]. Этот прибор состоял из грунтовой трубки и укрепленных на ней опроки-

двадцатых ртутных термометров. Недостатки зонда те же — громоздкость, ненадежность в работе, слишком большая инерционность.

После внедрения в геотермическую практику терморезисторов интенсивное развитие получили электронные регистрирующие зонды, обладающие повышенной точностью и надежностью, позволяющие измерять за один спуск несколько параметров теплового поля. Подробные обзоры используемых в настоящее время автономных термоградиентографов содержатся в работах [8,9]. Отметим, что в СССР серийная аппаратура подобного плана не выпускается, а зарубежные зонды весьма сложны по конструкции и дороги в изготовлении.

Перед нами стояла задача создать автономный двухканальный зонд для одновременного измерения  $g$  с точностью порядка 5-10% (для чего необходимо фиксировать перепад температуры между датчиками с точностью порядка  $0,003^{\circ}$ ) и величины  $T$  с точностью около  $0,05^{\circ}$ . Прибор должен был быть достаточно простым по устройству и дешевым при изготовлении.

Исходя из этих требований в Институте геологии и геофизики СО АН СССР были изготовлены несколько макетов автономных двухканальных термографов [5] на основе распространенной в СССР аппаратуры типа погружной термоградиентограф (ПТГ) [8]. В обычном исполнении автономные ПТГ обеспечивают лишь измерение температурного градиента в осадках.

Описываемый термограф состоит из двух частей: электронной, включающей термисторные датчики температуры, высокочувствительный усилитель постоянного тока с преобразователем [8], переключатель каналов, и механической, которую представляет малогабаритное автономное самопишущее устройство. Чтобы не увеличивать габаритов регистратора (они определяются величиной защитного герметичного контейнера), было применено временное разделение каналов.

У прибора первой модификации к реохорду измерительного моста при помощи многоконтактного "реле режимов" подключались различные измерительные плечи и регистрирующие термисторы в зависимости от того, что измерялось в данный момент — температура или градиент. Таким образом на диаграммной бумаге регистратора поочередно записывались разность температуры между градиентными термодатчиками  $\Delta T$  и температура в точке размещения верхнего датчика,  $T$ . Пример записи приведен на рис. I. Этим прибором в

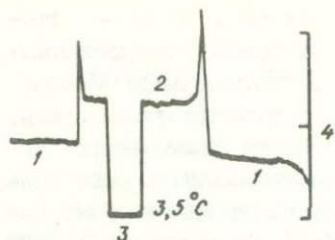


Рис.1. Пример записи термографом второй модификации (одна из точек профиля р.Шартла - р.Маркова, оз.Байкал).

1 - "ноль" градиента; 2 - запись градиента; 3 - запись температуры, 4 - индекс.

В 1974 году впервые удалось измерить температуру донных илов оз. Байкал [5]. Недостатком данной конструкции является наличие нескольких контактных соединений в измерительной цепи моста, которые вносят дополнительную погрешность.

Поэтому во второй модификации термографа были применены два специализированных моста - один только для измерения  $\Delta T$ , второй для записи  $T$ . Эти мосты поочередно подключались к регистратору. При этом значительно возросла надежность измерений [5]. Градуировка этого термографа по температуре осуществлялась следующим образом. Температурный датчик помещался в термостат, в котором  $T$  контролировалась эталонным термометром с точностью  $0,01^{\circ}$ . Регистрация температуры производилась прямо на барабане самописца. По нескольким точкам составлялась калибровочная шкала, которая в дальнейшем использовалась для вычисления  $T$  по записи на диаграммной бумаге. Чтобы обеспечить линию отсчета, на барабане самописца фиксировался индекс, который при работе переносился на диаграммную бумагу. Такой же индекс наносился и на калибровочной шкале при градуировке. Основным недостатком данной схемы является возможность существенной ошибки в определении положения индекса, вследствие нестабильности измерительной схемы под влиянием температурного дрейфа усилителя, изменения влажности и т.д. Это снижает точность измерения абсолютной температуры.

Указанного недостатка лишен термограф с "плавающим" индексом. В этой модификации термографа специальное устройство периодически подключает к регистратору мост, измеряющий  $T$ . Это же устройство после каждого измерения  $T$  подключает к мосту вместо термодатчика контрольный высокостабильный резистор. Этот

резистор по величине соответствует сопротивлению термоматчика при определенной температуре, соответствующей примерно середине исследуемого интервала температур. Эта температура отмечается и на калибровочной шкале индексом. Таким образом, на диаграммной бумаге после каждого измерения  $T$ , автоматически записывается точка отсчета — индекс.

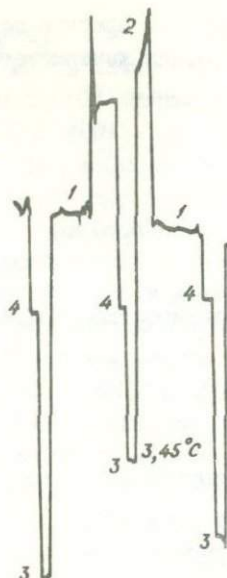


Рис.2. Пример записи термографом с "плавающим" индексом (Ладожское озеро, середина профиля пос. Лахденпохья — остров Валлаам)  
 1 — "ноль" градиента; 2 — запись градиента; 3 — запись температуры в воде; 3' — запись температуры в илах; 4 — "плавающий" индекс.

При обработке записи величина импульса  $T$  отсчитывается от этого индекса. Периодическое подключение моста, измеряющего температуру, к регистратору дает возможность определить не только температуру илов, но и  $T$  воды в ряде точек при спуске зонда. Пример записи с использованием "плавающего" индекса приведен на рис.2.

### Оценка точности определения

Величина импульса  $T$  на диаграммной ленте определяется температурным коэффициентом термистора  $\beta = dR_T/dT$  ( $R_T$  — сопротивление термистора), температурой, соотношением плеч моста, соотношением сопротивления и длины реохорда. Предположим, что сопротивление контрольного резистора  $R$  равно сопротивлению второго измеряющего плеча моста, сопротивление уравнивающих плеч —  $r$ , удельное сопротивление реохорда —  $\rho$ , его длина  $2\ell$ , а амплитуда сигнала, измеренная от положения индекса

са, равна  $\chi$  при изменении температуры на величину  $\delta T$ . В этом случае изменение сопротивления измеряющего термистора  $\Delta R$  находится из соотношения:

$$\frac{R}{R+\Delta R} = \frac{z+\rho(\ell-x)}{z+\rho(\ell+\chi)},$$

$$\Delta R = 2R \frac{\rho\chi}{z+\rho(\ell-x)}$$

Соответственно  $\delta T$  находится по формуле:

$$\delta T = \frac{\Delta R}{\beta} = 2 \frac{R}{\beta} \frac{\rho\chi}{z+\rho(\ell-x)} \quad (1)$$

Если  $z \gg \rho\ell$ , то зависимость (1) будет приближаться к линейной:

$$\delta T = \frac{2R}{\beta z} \rho\chi. \quad (2)$$

В описываемом приборе это условие выполняется с точностью до 3%. Из (2) следует, что температура датчика выражается через соотношение плеч моста, удельное сопротивление реохорда и  $\beta$ . Таким образом, изменяя соотношение плеч моста, сопротивление и длину реохорда (например, применив спиральный реохорд), можно настроить регистратор на различные температурные диапазоны и задать необходимую чувствительность по температуре.

Рассмотрим факторы, влияющие на точность определения  $T$  термографом.

Величина сигнала в измерительной диагонали моста постоянного тока определяется выражением [6]:

$$\Delta U = \frac{R_T - z}{2(R_T + z)} \cdot E,$$

где  $E$  — напряжение питания моста. Если  $R_T$  близко по величине к  $z$ , то для коэффициента преобразования температурного изменения сопротивления термистора в напряжение можно записать выражение:

$$K = \frac{\Delta U}{\delta T} = \frac{\Delta U}{\Delta R} \beta = \frac{\beta}{2(R_T + z)} \cdot z.$$

Полагая  $\beta = 100 \text{ Ом}/^\circ\text{C}$ ,  $R_T = Z = 3000 \text{ Ом}$ ,  $\mathcal{E} = 1,5 \text{ В}$ , получим  $K = 1,25 \cdot 10^{-2} \text{ В}/^\circ\text{C}$ . Таким образом, при изменении температуры термистора на  $0,001^\circ$  сигнал в измерительной диагонали моста составит около  $12,5 \text{ мкВ}$ .

Оценим теперь порядок паразитных сигналов. Как показано в работе [2], при хорошем согласовании усилителя с источником сигнала, шумы усилителя, приведенные ко входу, не превышают  $10 \text{ мкВ}$ . В случае же построения усилителя по схеме МДМ шумы еще меньше, так как перенос спектра усиливаемого сигнала в область более высоких частот, осуществляемый в процессе модуляции, позволяет снизить порог чувствительности усилителя. Шумы МДМ-усилителя определяются в основном собственными шумами вибропреобразователя. Для применяемого нами вибропреобразователя ПЗ-014 собственные шумы не превышают  $3\text{--}6 \text{ мкВ}$  [1].

Паразитная термо-ЭДС, возникающая из-за различия температуры концов проводника, соединяющего термодатчик с усилителем, для пары медь-железо и различия температуры в  $0,2\text{--}0,3^\circ$  не превышает  $3\text{--}4 \text{ мкВ}$ .

Таким образом, суммарная величина паразитного сигнала может быть не более  $10 \text{ мкВ}$ , что обеспечивает необходимые условия для оценки температуры с точностью порядка  $0,001^\circ$ .

Влияние температурного и временного дрейфов усилителя заключается тем, что фактически измеряются не абсолютные, а относительные величины, а именно, различие температуры измеряющего термистора и контрольного резистора, определяющего положение "плавающего" индекса. В то же время на результатах измерений не сказывается и случайное изменение коэффициента усиления усилителя, так как последний включен в схему самобалансирующегося моста.

### Градуирование термодатчиков

Из вышеизложенного видно, что используемая в термографе электронная схема позволяет осуществить относительные измерения температуры с точностью порядка  $0,001^\circ$ . Точность же измерения абсолютного значения  $T$  определяется главным образом качеством градуирования термодатчиков. Выпускаемые промышленностью

термисторы (нами обычно используются термисторы типа ММТ-1) имеют значительные расхождения как по номинальному сопротивлению, так и по величине  $\beta$  [II]. Поэтому процессу градуирования термисторов следует придавать особое значение. Мы это производим с помощью специальной градуировочной установки, термостат которой позволяет длительное время поддерживать температуру с точностью до  $0,01^\circ$ .

Весьма сложно при градуировании выбрать необходимую величину измерительного тока, так как при малом токе теряется точность измерения, а при большом начинается саморазогрев датчика. Для вычисления максимально допустимого измерительного тока  $I_d$  зададимся допустимой величиной повышения температуры датчика в результате саморазогрева -  $\Delta T_p$ , которая должна быть в 3-5 раз меньше точности измерения  $T$ .

Если через термистор проходит ток, то на нем выделяется мощность  $P$  и соответствующее количество тепла  $Q_1 = C_1 P$ . В результате термистор начнет отдавать тепло в окружающее пространство,  $Q_2 = C_2 \Delta T'$ , где  $\Delta T'$  - разница температур среды и термистора. В случае стационарного режима  $Q_1 = Q_2$ , согласно [7]

$$\Delta T' = \frac{C_1}{C_2} P = c P.$$

$C$ ,  $C_1$  и  $C_2$  - коэффициенты пропорциональности. Величина  $C$  зависит от типа термистора, его геометрических размеров и условий теплообмена термистора со средой. Экспериментально  $C$  можно определить следующим образом. При постоянной температуре изменяется величина измерительного тока, под действием которого происходит разогрев термистора. Для двух значений тока  $I_1$  и  $I_2$  можно записать:

$$\Delta T_1' = T_1 - T_{cp} = c P_1; \quad \Delta T_2' = T_2 - T_{cp} = c P_2,$$

где  $T_1$  и  $T_2$  - температура термистора,  $T_{cp}$  - температура среды (термостата). Из этих выражений получим для  $C$ :

$$C = \frac{T_2 - T_1}{P_2 - P_1} = \frac{I_2^2 R_{T_2} - I_1^2 R_{T_1}}{I_2^2 R_{T_2} - I_1^2 R_{T_1}} = \frac{R_{T_2} - R_{T_1}}{\beta} \cdot \frac{I_2^2 R_{T_2} - I_1^2 R_{T_1}}{I_2^2 R_{T_2} - I_1^2 R_{T_1}}$$

Зная величину  $C$  и задаваясь  $\Delta T_p$ , определяем допустимую мощность рассеяния тепла на термисторе:

$$R_a = J_a^2 \cdot R_T = \frac{\Delta T_p}{C}$$

По (3) строятся графики функции

$$J_a = \left( \frac{\Delta T_p}{C R} \right)^{1/2} = f(R)$$

Подобные графики приведены на рис.3 для термистора ММТ-1, находящегося в спокойном воздухе и масле. В обоих случаях взято  $\Delta T_p = 0,01^\circ$ , коэффициент составляет для воздуха около 300, а для масла - 70.

Графики позволяют оценить оптимальную величину измерительного тока при проведении измерений температуры в указанных условиях. В принципе допустимо использовать любые значения тока, не превышающие предела, устанавливаемого графиками (рис.3).

#### Некоторые результаты измерений термографом

Различными модификациями термографа на протяжении ряда лет были проведены геотермические исследования на озерах Байкал, Телецком и Ладожском. В результате получен обширный материал по температуре донных осадков этих водоемов. Данные подробно анализируются в работах [3-5]. В данной статье приведены лишь некоторые примеры совместной интерпретации сведений о величине  $g$  и  $T$ . Так, на озере Байкал на двух станциях профиля Давшам-Заваротный, отстоящих друг от друга на 7 км, были получены градиенты в осадках:  $g > 170$  град/км и  $g = 120$  град/км. Измерения температуры показали, что в первом случае температура илов равна  $3,7^\circ\text{C}$ , а во втором -  $3,55^\circ\text{C}$ . Температура придонной воды в обоих случаях составляет  $3,45^\circ\text{C}$ . Таким образом, измерение  $T$  подтверждает достоверность полученного распределения  $g$  и свидетельствует непосредственно о большей прогретости осадков в первой точке. Очень высокий геотермический градиент был зафиксирован в северной части Телецкого озера против мыса Ажи - более  $220$  град/км. Измерения температуры донных илов показали, что в данной точке они выше на  $0,2-0,3^\circ$ , чем в других пунктах озера. Причина явления не ясна. Однако распределение  $g$  подтверждается температурными измерениями.

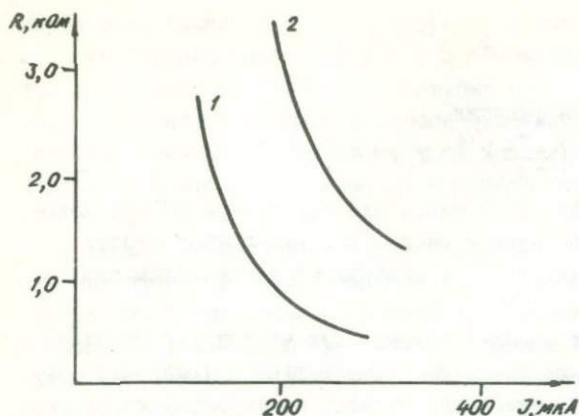


Рис.3. Графики допустимой величины измерительного тока в зависимости от сопротивления термистора при постоянной мощности рассеяния тепла от термистора

1 - термистор в спокойном воздухе; 2 - термистор в неподвижном масле.

В заключение следует отметить, что до настоящего времени измерения температуры донных осадков при геотермических исследованиях автономными приборами практически не ведутся, хотя важность получения подобной информации не подвергается сомнению. Основной причиной подобного положения является отсутствие аппаратуры. Нам представляется,

что устройство, описанное выше, может быть использовано для модернизации существующих типов термоградиентографов. Это позволило бы существенно расширить возможности геотермических исследований в водоемах.

#### Литература

1. БЕЛЕНЬКИЙ Б.И., МИНЦ М.Б. Высокочувствительные усилители постоянного тока с преобразователями. Л., Энергия, 1970. 384 с.
2. ГИК Л.Д. Анализ порога чувствительности измерительных усилителей. - Автометрия, 1967, № 6, с.76-86.
3. ДУЧКОВ А.Д., КАЗАНЦЕВ С.А., ГОЛУБЕВ В.А. и др. Тепловой поток в пределах озера Байкал. - Геол. и геофиз., 1976, № 4, с.112-121.
4. ДУЧКОВ А.Д., КАЗАНЦЕВ С.А., ГОЛУБЕВ В.А. Геотермические исследования на озере Байкал. - Геол. и геофиз., 1977, № 6, с.126-129.

5. КАЗАНЦЕВ С.А. Техника и методика измерений теплового потока через дно глубоких водоемов.— В кн.: Методология и методика геологических и геофизических исследований в Сибири. Новосибирск, 1975, с.24–27.

6. КАРАНДЕЕВ К.Б. Специальные методы электрических измерений. М., Госэнергоиздат, 1963. 344 с.

7. КУТАСОВ И.М. Определение температуры перегрева термисторных датчиков.— В кн.: Тепло- и массообмен в мерзлых толщах земной коры. М., Изд-во АН СССР, с.203–206.

8. ЛЮБИМОВА Е.А., АЛЕКСАНДРОВ А.Л., ЛУЧКОВ А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М., Наука, 1973. 174 с.

9. ЛЮБИМОВА Е.А., НИКИТИНА В.Н., ТОМАРА Г.А. Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР. М., Наука, 1976, 222 с.

10. СЫСОЕВ Н.Н. Тепловые потоки от дна Черного моря.— Докл. АН СССР, 1961, т.139, с. 974 .

11. ШЕФТЕЛЬ И.Г. Терморезисторы. М., Наука, 1973. 416 с.

С.А.Казанцев

#### ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЙ ТЕЛЫЦКОГО ОЗЕРА

Измерение параметров геотермического поля на дне глубоких водоемов основывается на предположении о том, что в придонном слое воды, ниже уровня сезонных колебаний температуры, тепловой режим определяется в основном глубинными факторами. Глубина этого уровня, соответствующая глубине проникновения солнечной радиации, составляет теоретически около 300 метров. На меньших глубинах геотермические измерения возможны, если известен закон изменения температуры придонной воды. Тогда, как показано в работе [5], можно выбрать наиболее спокойное в температурном отношении время года, когда ошибка измерений не будет превышать 10–15 %.

Попытка оценить таким методом глубинный тепловой поток была предпринята на Телецком озере. Измерения температуры придонной воды и илов, а также температурного градиента в илах автономным термографом подробно здесь не описываются. Как показали эти работы, температура придонной воды не остается постоянной в течение года, что влечет за собой непостоянство измеряемого градиента в придонных илах. Для выяснения характера изменений температуры поверхности илов нами совместно с работниками Телецкой озерной станции были проведены специальные исследования по изучению климатических колебаний вблизи дна озера: Для этого в 800 метрах от берега на глубине 250 метров был установлен специальный зонд, измеряющий температуру осадков. Зонд, представляющий собой металлическую штангу длиной 1,5 метра, был внедрен в осадки. Два термисторных датчика измеряли температуру илов на глубинах 0,5 и 1,5 метра соответственно. Третий датчик был укреплен на гибком проводе, при внедрении зонда он свободно ложился на грунт и фиксировал температуру поверхности осадков. Зонд был соединен кабелем с измерительной аппаратурой, находящейся на берегу.

Измерения температуры поверхности илов проводилось ежедневно в течение двух лет. Результаты этих измерений приведены на рис. I.

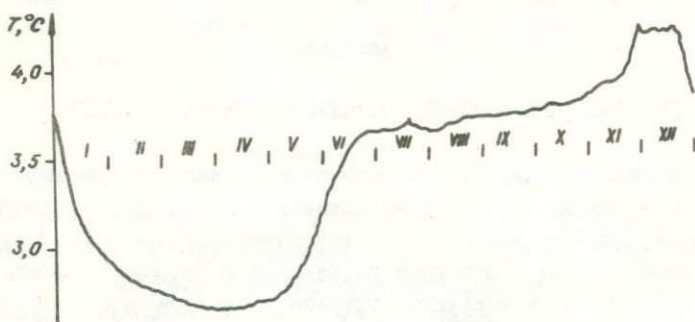


Рис. I. Зависимость температуры поверхности донных илов Телецкого озера от времени года.

Знание закономерностей изменения температуры придонной воды и температуры поверхности илов позволяет оценить их влияние на тепловой режим илов в том глубинном интервале, в котором производились измерения градиента. Для решения этой задачи при-

нем некоторые допущения. Будем рассматривать дно озера как безграничную плоскость, ограничивающую твердое тело. Коэффициент теплопроводности  $\lambda$  будем считать постоянным. Кроме того, будем считать температуру на поверхности только функцией времени  $t$ , тогда внутри тела температура будет функцией времени  $t$  и глубины  $z$ . При этих условиях уравнение теплопроводности примет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

Решим это уравнение для случая, когда температура на поверхности илов  $T_{\text{пов}}$  есть периодическая функция с периодом в один год и задана таблично. Величина температуропроводности  $k$  вычислялась по эмпирической зависимости между  $\lambda$  и  $k$ , выведенной для океанических осадков [4]. Для средней теплопроводности илов Телеского озера, равной  $0,97 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  величина  $k = 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$ .

Расчет температур в илах для различных времен года производился на ЭВМ БЭСМ-6. Вначале температура поверхности илов, заданная таблично, представлялась в виде ряда Фурье:

$$T_{\text{пов}} = \frac{A_0}{2} + \sum A_n \cos \omega n t + \sum B_n \sin \omega n t,$$

где  $\omega$  - частота для периода в один год равна  $1,99 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ ;

$\frac{A_0}{2}$  - среднегодовая температура илов;

$A_n$  и  $B_n$  - коэффициенты разложения.

Решение искалось в виде суммы затухающих гармоник:

$$T(t, z) = \frac{A_0}{2} + \sum A_n e^{-z\sqrt{\frac{n\omega}{2k}}} \cos(n\omega t - z\sqrt{\frac{n\omega}{2k}}) + \\ + \sum B_n e^{-z\sqrt{\frac{n\omega}{2k}}} \sin(n\omega t - z\sqrt{\frac{n\omega}{2k}}),$$

где  $t$  - время в сек;  $z$  - глубина в осадках в метрах.

Как при разложении  $T_{\text{пов}}$ , так и при отыскании  $T(t, z)$  в учет принимались члены разложения до 15-го порядка включительно.

На рис.2 представлены результаты расчетов в виде величины  $T = T(t, z) - \frac{A_0}{2}$ , представляющей величину отклонения температуры от среднегодовой. Анализируя кривые изменения температуры в илах для каждого месяца, можно выбрать наиболее благоприятный период для геотермических измерений. В данном случае

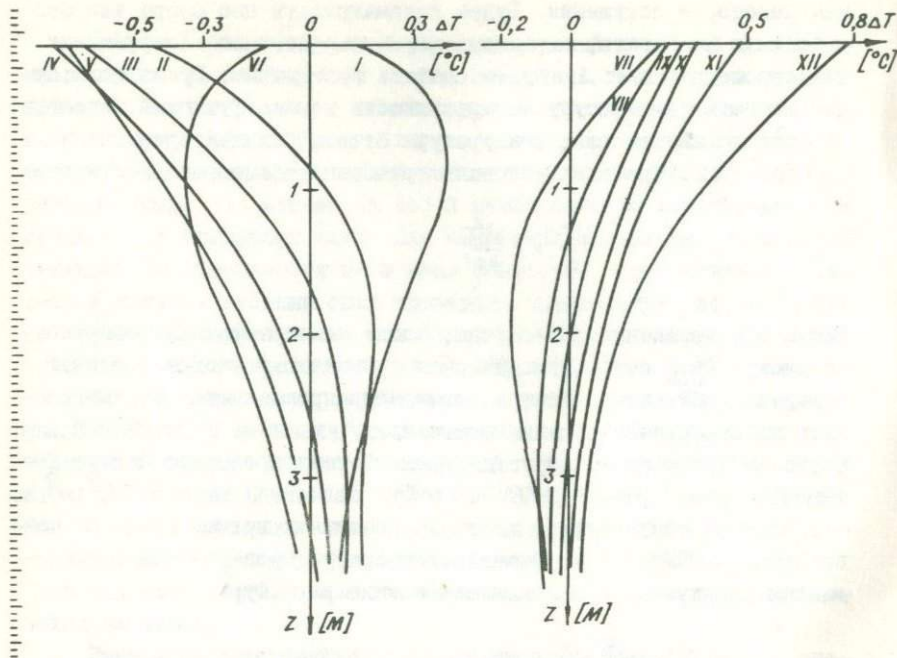


Рис.2. Изменения отклонений температуры в илах от среднегодовой. По оси Z отсчитывается глубина в илах, I-XII - месяцы.

таким временем является сентябрь и октябрь. В эти месяцы температура с глубиной меняется почти линейно, то есть фоновый градиент, обусловленный климатическими колебаниями температуры на поверхности илов, не меняется с глубиной в интервале глубин 0+2 метра. Из рисунка видно также, что в этот период фоновый градиент слабо меняется со временем.

Величина температуры и градиента в илах определяется следующим образом:

$$T_{\text{изм.}} = T_{\text{гл.}} + T_{\text{фон}} \quad \text{и} \quad g_{\text{изм.}} = g_{\text{гл.}} + g_{\text{фон.}}$$

откуда для глубинного градиента получим:

$$g_{\text{гл.}} = g_{\text{изм.}} - g_{\text{фон.}}$$

Где  $T_{\text{изм.}}$  и  $g_{\text{изм.}}$  - измеренные величины температуры и градиента,  $T_{\text{фон}}$  и  $g_{\text{фон.}}$  - величины  $T$  и  $g$ , обусловленные кли-

матическим фоном,  $T_{гг}$  и  $g_{гг}$  - величины  $T$  и  $g$ , обусловленные глубинным теплом. Работы по определению автономным термографом величины  $g_{изм}$  были проведены в сентябре 1974 года (пункты I-9) и в июле 1975 года (пункты 10-21). Единичное измерение  $g_{изм}$  было проведено в марте 1977 года. Расположение пунктов указано на рис.3, результаты измерений приведены в таблице. Расчеты величины  $g_{фон}$  для этих периодов дают следующие результаты: для марта +250 град/км, для июля - 200 град/км и для сентября - 130 град/км. Усредненный геотермический градиент, рассчитанный по формуле (1), составляет для июля 98 град/км, для сентября 78 град/км. Разница в 10%, очевидно, обусловлена точностью оценки фонового градиента, то есть соответствием реальных условий рассчитываемой модели. Для единичного измерения градиента в марте ( $g_{изм} = 280$  град/км) с учетом фона получается 30 град/км. Однако более достоверны результаты, полученные в июле и сентябре, так как они усреднены по 11 и 10 измерениям соответственно и выполнены в более благоприятный период. Оценим тепловой поток ( $q = \lambda g_{гг}$ ) по градиенту, усредненному по всем измерениям  $g_{гг} = 84$  град/км. При  $\lambda = 0,97$  Вт/(м·К)  $q$  составляет 80,5 мВт/м<sup>2</sup>. Точность оценки теплового потока вероятно не превышает 40%. Этот уровень  $q$  намного больше среднего теплового потока в окружающих районах Алтае-Саянской области и примерно соответствует тепловому потоку в пределах озера Байкал [2,3]. Таким образом, выполненная оценка величины теплового потока свидетельствует в



Т а б л и ц а

Результаты геотермических исследований  
на Телецком озере

№ п/п	Глубина на озе- ра, м	Температура, °С		Геотермический градиент, g изм. °С/км	Градиент с учетом кли- матического фона g гл.
		придон- ной воды	придон- ного ила		
I	240	3,5	-	-58	72
I	255	3,5	-	-65	65
2	285	-	3,4	-34	96
3	245	-	3,4	-34	96
4	320	-	3,35	-25	105
5	300	-	-	-50	79
6	200	-	3,45	-50	79
7	230	-	3,45	-34	96
	-	-	3,3	-74	56
8	245	-	3,4	-46	84
	240	-	-	-58	72
9	220	-	3,4	-108	22
10	260	-	3,3	-108	92
11	308	3,85	3,35	-102	98
12	280	3,7	-	-90	110
13	274	3,7	3,35	-80	120
14	312	3,4	-	-118	82
15	280	-	3,35	-97	103
16	200	3,9	3,35	-110	90
17	220	-	3,35	-120	80
18	216	-	3,4	-	
19	163	-	-	-145	55
20	284	3,75	-	-140	60
21	293	-	-	-103	97

Примечание. Расположение пунктов указано на рис.3.

пользу представления о рифтогенном происхождении Телецкого озера [1]. Для более уверенного определения параметров глубинного теплового поля необходимо проведение дополнительных исследований в плане разработки методов учета влияния сезонных колебаний температуры осадков.

По результатам проделанной работы можно сделать следующие выводы:

1. Установлено, что температура придонной воды Телецкого озера не сохраняется постоянной в течение года даже в наиболее глубоких его частях.

2. Сезонные вариации температуры придонной воды приводят к существенным изменениям температуры донных осадков Телецкого озера в слое до 5-7 м ниже дна и геотермического градиента в этом слое.

3. Геотермические исследования, выполненные в разных частях озера в разные годы, использованы для оценки величины глубинного геотермического градиента, который составляет около 80 град/км.

4. Тепловой поток через дно Телецкого озера оценивается в  $80 \pm 30$  мВт/м<sup>2</sup>. Эта величина много больше среднего  $q$  для Алтае-Саянской области, но близка к величине  $q$  для озера Байкал. Возможно это свидетельствует в пользу рифтогенного происхождения Телецкого озера.

#### Литература

1. БОНДАРЕНКО П.М. О рифтовом происхождении некоторых озерных впадин Горного Алтая. — В кн.: Материалы к конференции молодых учёных и аспирантов Института геологии и геофизики СО АН СССР. Новосибирск, 1967, с.3-6.

2. ДУЧКОВ А.Д., КАЗАНЦЕВ С.А., ГОЛУБЕВ В.А., ЛЫСАК С.В., ХАЙКОВСКИЙ Э.С. Тепловой поток в пределах озера Байкал. — "Геол. и геофиз.", 1976, № 4, с.112-121.

3. ДУЧКОВ А.Л., СОКОЛОВА Л.С. Геотермические исследования в Сибири. Новосибирск, Наука, 1974. 280 с.

4. VON HERZEN R.P., MAXWELL A.E. The measurement of thermal conductivity of deep-sea sediments by a needle - probe method. Jour. Geophys. Res., 1959, v.64, N<sup>o</sup> 10, p.1557-1563.

5. HÄNEL R. Eine neue Methode zur Bestim-

mung der terrestrischen Wärmestromdichte in Binnenseen.- Zeitschrift für Geophysik, 1970, Bd.36, N.6, s.725-742.

В.В. Тимофеев

## МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ РАСПЛАВОВ ГОРНЫХ ПОРОД

К настоящему времени выполнено незначительное количество работ, в которых изучались тепловые свойства горных пород при температурах их плавления. Хотя интерес к подобной информации велик в связи с проведением разного рода расчетов по термике Земли и планет, по геодинамике, метаморфизму, развитие экспериментов по исследованию тепловых свойств расплавов горных пород сдерживается сложностью оборудования и методик. В предлагаемой статье выполнен обзор работ по данному вопросу с целью выбора рациональной экспериментальной методики измерения теплопроводности ( $\lambda$ ) и температуропроводности ( $k$ ) расплавов (частичных и полных) горных пород.

### Стационарные методы измерения $\lambda$

Во всех известных работах [6, 10, 11] теплопроводность расплавов горных пород в широком диапазоне температур исследовалась стационарным методом. Различные варианты стационарного метода отличаются формой исследуемого образца (пластина, полые цилиндр и сфера) и соответственно несколько видоизмененным экспериментальным оборудованием. Метод исследования  $\lambda$  в установленном тепловом режиме заключается в создании одномерного теплового потока ( $Q$ ) через две изотермические поверхности, измерения перепада температуры ( $\Delta T$ ) по толщине исследуемого слоя ( $\Delta x$ ) образца между этими поверхностями и последующем определении коэффициента теплопроводности на основании закона Фурье

$$q = \lambda \frac{\Delta T}{\Delta X} \quad (I)$$

Стационарным методом (I2) в поле радиального теплового потока изучена зависимость  $\lambda(T)$  различных почв и их расплавов в интервале температур от комнатных до 1600°C. Используемая установка представляет собой полый медный цилиндр с керамической трубкой в центре (рис. I). Исследуемый материал помещается внутри цилиндра, в керамической трубке находится платинородиевый нагреватель, с помощью которого осуществляется разогрев образца и создается радиальный тепловой поток. Все поверхности, контактирующие с образцом, за исключением внутренней керамической трубки, охлаждаются водой для поддержания их при комнатной температуре. Перепад температуры  $\Delta T$  между цилиндрическими поверхностями образца измеряется термопарой, размещенной в керамической трубке, и двумя термопарами, укрепленными с внешней стороны водяной рубашки. Такое размещение термопар, а также возможность передвигать внутреннюю термопару вдоль оси трубки, позволяют экспериментально оценить степень одномерности радиального теплового потока и продольные тепловые потери. Поскольку перепады температуры по толщине исследуемого цилиндрического слоя образца велики, в эксперименте

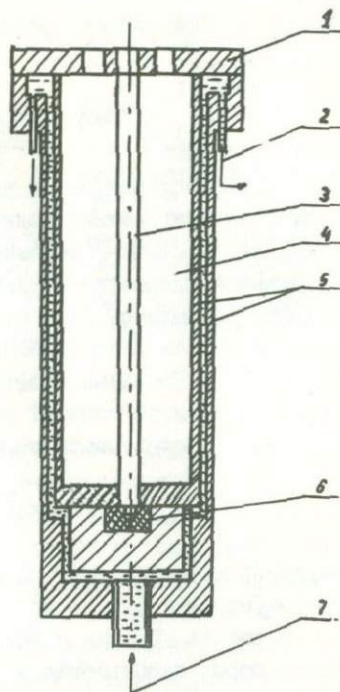


Рис. I. Установка по исследованию теплопроводности почв и их расплавов [10]  
 I - съемный верхний фланец с отверстиями для термопар и нагревателя; 2 - выходной канал водяной рубашки; 3 - керамическая трубка с нагревателем; 4 - образец; 5 - медные цилиндры; 6 - изолирующая подставка; 7 - входной канал водяной рубашки. Размеры образца (цилиндрический слой): длина - 43 см, диаметр - 7,6 см.

находится эффективная средняя величина коэффициента теплопроводности  $\bar{\lambda}$  :

$$\bar{\lambda} = q z_1 \ln \frac{z_2}{z_1} / \Delta T \quad , \quad (2)$$

где  $q$  - тепловой поток на единицу поверхности образца,  $z_1$  и  $z_2$  - внутренний и внешний радиусы образца,  $\Delta T = T_1 - T_2$  - перепад температуры на образце ( $T_1$  - внутренняя температура,  $T_2$  - внешняя температура образца). Учитывая, что распределение температуры по радиусу образца является нелинейным, трудно отнести значение  $\lambda$  к какой-либо конкретной температуре в интервале от  $T_1$  до  $T_2$ . Истинный коэффициент теплопроводности  $\lambda$  образца вблизи внутренней горячей его поверхности авторы работы [II] предлагают рассчитывать по формуле:

$$\lambda(T_1) = \bar{\lambda} + (T_1 - T_2) \frac{d\bar{\lambda}}{dT_1} \quad (3)$$

Подробнее методика расчета  $\lambda$  по формуле (3) рассмотрена в статье Сидорова А. М. и др. <sup>\*</sup>

В работе [5] для изучения зависимости  $\lambda(T)$  некоторых горных пород использовался стационарный метод пластины. В данной установке (рис.2) плоский образец (диск) размещается между электронагревателем и калориметром с проточной водой. На входе и выходе калориметра измеряется температура протекающей воды для нахождения теплового потока через образец. Перепад температуры на образце измеряется термопарами, смонтированными в его поверхности. Для снижения боковых потерь тепла центральный калориметр окружен охранным калориметром. В процессе работы достигалась температура порядка 1400°C. При этом часть образца, примыкающая к нагревателю, обычно плавилась. Установка позволяет, как и в предыдущем случае, измерять средний коэффициент теплопроводности для конкретного распределения температуры в образце по формуле:

$$\lambda = \frac{Q x}{S(T_1 - T_2)} \quad , \quad (4)$$

<sup>\*</sup> См. статью А. М. Сидорова и др. в настоящем сборнике

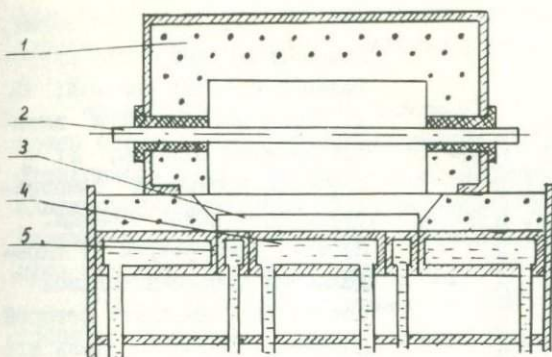


Рис.2. Установка для определения коэффициента теплопроводности огнеупоров при высокой температуре [5].

1 - корпус печи; 2 - нагревательный элемент; 3 - образец; 4 - охранный calorиметр; 5 - рабочий calorиметр. Размеры образца (диск): диаметр - 8 см, толщина - 0,5-1,5 см. Точность метода - 7-10%.

где  $Q$  - количество тепла, прошедшее через образец;  $x$  - толщина образца, вернее расстояние между термопарами (оно может быть меньше толщины образца при размещении термопар в углублениях);  $T_1$  и  $T_2$  - температуры на "горячей" и "холодной" поверхностях образца,  $S$  - площадь диска. Поскольку распределение температуры в образце нелинейное и к тому же оно не известно, для его изучения необходимо введение дополнительных датчиков температуры) величина  $\bar{\lambda}$  относилась авторами работы [5] либо к среднему значению температуры в опыте ( $\frac{T_1 + T_2}{2}$ ), либо к температуре "горячей" стороны.

Разновидность стационарного метода с малым перепадом температур была реализована в работе [II]. В этой установке (рис.3) используется два нагревателя. Внешний нагреватель осуществляет общее прогревание образца в нужном интервале температур, вплоть до его расплавления. Внутренний нагреватель малой мощности помещается вдоль оси цилиндрического образца. С его помощью создается незначительный по величине радиальный тепловой поток, используемый для измерения  $\lambda$ . Перепад температуры по радиусу образца в момент действия осевого нагревателя не превышает  $5^\circ$  в слое толщиной 4 мм. Коэффициент теплопроводности находится по следующему выражению:

$$\lambda = \frac{Q \ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi L (T_1 - T_2)}, \quad (6)$$

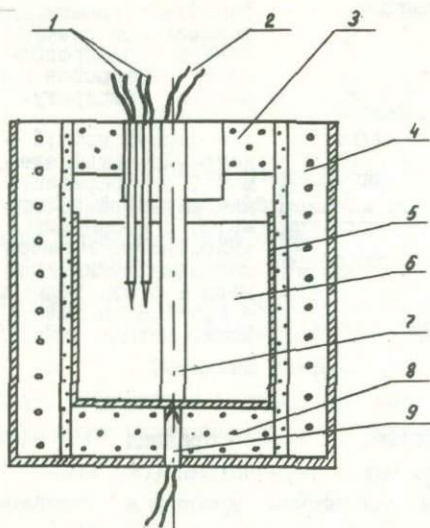


Рис. 3. Установка для определения коэффициента теплопроводности горных пород и их расплавов [II]. 1 — измерительные термопары и их выводы; 2 — выводы осевого нагревателя; 3 и 8 — теплоизоляция; 4 — внешняя печь; 5 — платиновый тигель; 6 — образец; 7 — осевой нагреватель; 9 — термопара контроля температуры рабочей зоны печи. Размеры образца (цилиндр): диаметр — 5,5 см, длина — 5 см. Точность метода 15 %.

ного нагревателя позволяет решить проблему контактных тепловых сопротивлений на границе образец-внутренний нагреватель и в месте расположения измерительных термопар. Количество тепла  $Q$  рассчитывается по напряжению и силе тока, прошедшего через внутренний нагреватель. Это позволяет повысить точность оценки  $Q$  по сравнению с нахождением этого параметра по температуре

где  $Q$  — количество тепла, выделяемое внутренним нагревателем в единицу времени;  $Z_1$  и  $Z_2$  — внутренний и внешний радиусы образца,  $\Delta T = T_1 - T_2$  — перепад температуры,  $L$  — длина образца. Перепад температуры  $\Delta T$  определяется дифференциальной термопарой, контакты которой помещены в образец вдоль его радиуса и разнесены на 4–5 мм. Поскольку измерения проводятся при малых перепадах температуры, то в итоге получаются истинные значения

коэффициента теплопроводности породы в цилиндрическом слое между термопарами. При подготовке образца порошок породы помещается в платиновый тигель и расплавляется внешним нагревателем. Затем в расплав погружаются внутренний нагреватель и термопары, закрепленные на верхней крышке установки. Измерения ведутся при остывании от температуры плавления и в процессе повторного нагревания. Этот метод размещения в образце термопар и внутрен-

калориметра [5]. По мнению авторов работы [II] метод позволяет измерить теплопроводность расплавов горных пород с точностью  $\pm 15\%$ .

Аналогичным методом в работе [I] исследовалась теплопроводность стекломассы в интервале температур от 450 до 1450°C. Слой стекломассы в этом случае помещался между двумя коаксиальными платиновыми цилиндрами. Толщина слоя — 4 мм. Внутренний цилиндр являлся также дополнительным нагревателем. Измерения производились при двух перепадах температуры, в 3 и 5°C.

Стационарные методы позволяют более точно измерять теплопроводность горных пород и в более широком интервале температур, чем нестационарные. Однако им присущи некоторые недостатки. Как было показано выше, при больших перепадах температуры не удается осуществлять прямое измерение истинной теплопроводности пород. Точность измерения теплопроводности стационарным методом в большей степени определяется тем, насколько удачно конструкция установки позволяет создать одномерный тепловой поток, в поле которого размещается испытуемый образец. Это обеспечивается соответствующими соотношениями между линейными размерами образца. В случае пластины влиянием боковых границ можно пренебречь при отношении диаметра к толщине равном или менее 1/4, для цилиндра отношение его длины к диаметру не должно быть меньше 3 [7,8]. Помимо этого необходимо весьма точное соблюдение соосности цилиндров в случае метода коаксиальных цилиндров, а также параллельности плоскостей торцов образца в случае метода пластины. К недостаткам стационарных методов следует отнести длительность проведения эксперимента в связи с необходимостью достижения стационарного состояния.

### Измерение температуропроводности расплавов

Непосредственное измерение коэффициента температуропроводности горных пород возможно при использовании методов, реализующих закономерности формирования нестационарных тепловых полей. Температуропроводность расплавов горных пород пока не изучалась. Имеются сведения об измерении температуропроводности расплавов стекломассы [12]. В этой работе использован один из

методов, основанных на теории регулярного режима [3], обычно именуемый методом "температурной волны". Суть метода заключается в том, что в образце, помещенном в поле переменного теплового потока, устанавливается со временем регулярный температурный режим, соответствующий внешнему, то-есть устанавливается температурная волна. При прохождении температурной волны через образец происходит изменение как амплитуды, так и фазы сигнала. Эти изменения измеряются и по ним можно определить теплопроводность материала, а при некотором усложнении эксперимента и величину коэффициента теплопроводности.

В работе [12] метод радиальной температурной волны использовался для измерения теплопроводности стекла в интервале температур от 700 до 1400°C. В такой установке (рис.4) образец стекла помещается в цилиндрический силициманитовый тигель, который находится в цилиндрической печи, окруженной толстой тепловой защитой. В качестве нагревателей используются селитровые стержни. Температура образца измеряется двумя термопарами, которые погружаются в расплавленную стекломассу до половины высоты образца. Одна из термопар находится на оси образца, а другая в 7,5 см от нее по радиусу (вблизи стенки тигля). С помощью специального регулятора задаются малые синусоидальные колебания мощности печи, что в свою очередь вызывает соответствующие синусоидальные колебания температуры в рабочем объеме печи. В эксперименте [12] реализовались синусоидальные колебания  $T$  с амплитудой 28°C и периодом 2 и 4 часа. Коэффициент теплопроводности  $k$  находится по формуле:

$$k = \frac{Z^2 \nu}{Z^2} \quad , \quad (7)$$

где  $Z$  - расстояние между термопарами,  $\nu$  - частота колебаний температуры;  $Z$  - критерий теплообмена, определяемый по величине фазового сдвига температурной волны при ее прохождении от наружной поверхности образца к центру. Фазовый сдвиг рассчитывается по записям  $T$  термопарами. Сравнительно большие периоды колебания температуры (2 и 4 часа) создавались для исключения влияния инерционности нагревателей на конечный результат. К недостаткам установки можно отнести большие размеры рабочего объема печи и соответственно большую продолжительность эксперимента.

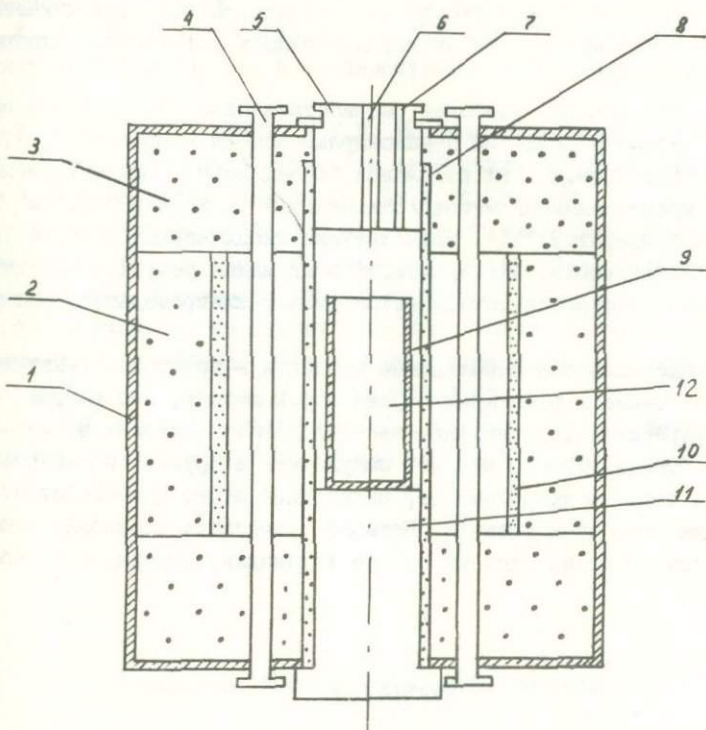


Рис.4. Установка по исследованию коэффициента температуропроводности методом радиальных температурных волн [12]

1 - стальной корпус; 2 и 3 - тепловая защита; 4 - силиконовые нагреватели; 5 - верхняя крышка с отверстиями 6 и 7 для термопар; 8 - алундовая труба; 9 - силлиманитовый тигель; 10 - цирконовые брикеты; 11 - нижняя крышка; 12 - образец. Размеры образца (цилиндр): диаметр - 16,5 см, длина - 50 см.

Разработаны и широко применяются для изучения тепловых свойств пород при температурах до  $600-700^{\circ}\text{C}$  методы мгновенных источников тепла разной конфигурации [2,6]. Эти методы позволяют в одном опыте оценить температуропроводность и теплопровод-

ность или объемную теплоемкость материала. Однако при изучении расплавов эти методы еще не использовались вследствие технических трудностей.

Таким образом, наиболее разработанными и освоенными к настоящему времени являются стационарные методы измерения коэффициента теплопроводности расплавов горных пород. Самым удачным из них представляется метод коаксиальных цилиндров с малым перепадом температур [II]. Недостатками стационарных методов являются длительность экспериментов и их малая результативность — в процессе измерений определяется лишь теплопроводность материала.

Представляется необходимым внедрять в практику изучения тепловых свойств расплавов горных пород методы, основанные на закономерностях формирования нестационарных тепловых полей — методы "температурной волны", импульсные и другие, позволяющие оценить в одном эксперименте, по крайней мере, два свойства с меньшими затратами времени. Возможно сочетание стационарного и нестационарного методов на основе установки, описанной в работе [II].

#### Литература

1. ГУТОП В.Г. Теплопроводность стекломассы.— Стекольная пром., 1940, № II-12; с.24-27.
2. КАРСЛОУ Г., ЕГЕР Д. Теплопроводность твердых тел. М., Наука. 1964. 487 с.
3. КОНДРАТЬЕВ Г.М. Регулярный тепловой режим. М., Гостехиздат. 1954. 231 с.
4. МИХЕЕВ М.А. Основы теплопередачи. М., Госэнергоиздат, 1947. 415 с.
5. МОИСЕЕНКО У.И., СОКОЛОВА Л.С., ИСТОМИН В.Е. Электрические и тепловые свойства горных пород в условиях нормальных и высоких температур и давлений. Новосибирск, Наука, 1970. 66 с.
6. ЛЮБИМОВА Е.А., СТАРИКОВА Г.Н., ШУШПАНОВ А.П. Теплофизические исследования горных пород.— В кн.: Геотермические исследования. М., Наука, 1964. с. 174.
7. ТИМРОТ Д.Л. Определение теплопроводности строительных и

изоляционных материалов. М.-Л., Госэнергоиздат, 1932. 203с.

8. ШАПКОВ А.Г., ВОЛОХОВ Г.М., АБРАМЕНКО Т.Н. Методы определения теплопроводности и температуропроводности. М., Энергия, 1973. 336 с.

9. ЮРЧАК Р.П., ПЕТРУНИН Г.И. Исследование температуропроводности горных пород в интервале температур 300-1300°K.- В кн.: Кора и верхняя мантия Земли. М., 1975, с.191-197.

10. FLYNN D.R., WATSON T.W. High Temperature thermal Conductivity of Soils.- In.: Proceedings of the Eighth Conference. Held at Purdue University, 1968, p.913-921.

11. MURASE T., Mc BIRNEY A.R. Properties of some Common Igneous Rocks and Their Melts at High Temperature. - Geol. Soc. Amer. Bull., 1973, v.84, N 11, p.3563-3592.

12. VAN-ZEE A.F., BABCOCK C.L. A Method for the Measurement of Thermal Diffusivity of Molten Glass. - Jour. Amer. Ceramic Soc., 1951, v.34, N 8, p.244-250.

А.М.Сидоров, Л.С.Соколова, В.В.Тимофеев

#### ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД

Имеющийся экспериментальный материал показывает, что теплопроводность ( $\lambda$ ) кристаллических горных пород с возрастанием температуры ( $T$ ) от комнатных ее значений вначале уменьшается (например графики 1-3, 6-9, рис.1), а у аморфных - увеличивается (графики 4,5 рис.1). Эти зависимости хорошо согласуются с теорией [2].

Экспериментально установлено также, что при температурах 1100-1600°K (см. рис.1) теплопроводность кристаллических горных пород проходит через минимум и далее с увеличением  $T$  возрастает. Однако природа минимума до сих пор не находит удовлетворительного объяснения.

Восходящую ветвь теплопроводности после минимума ряд ис-

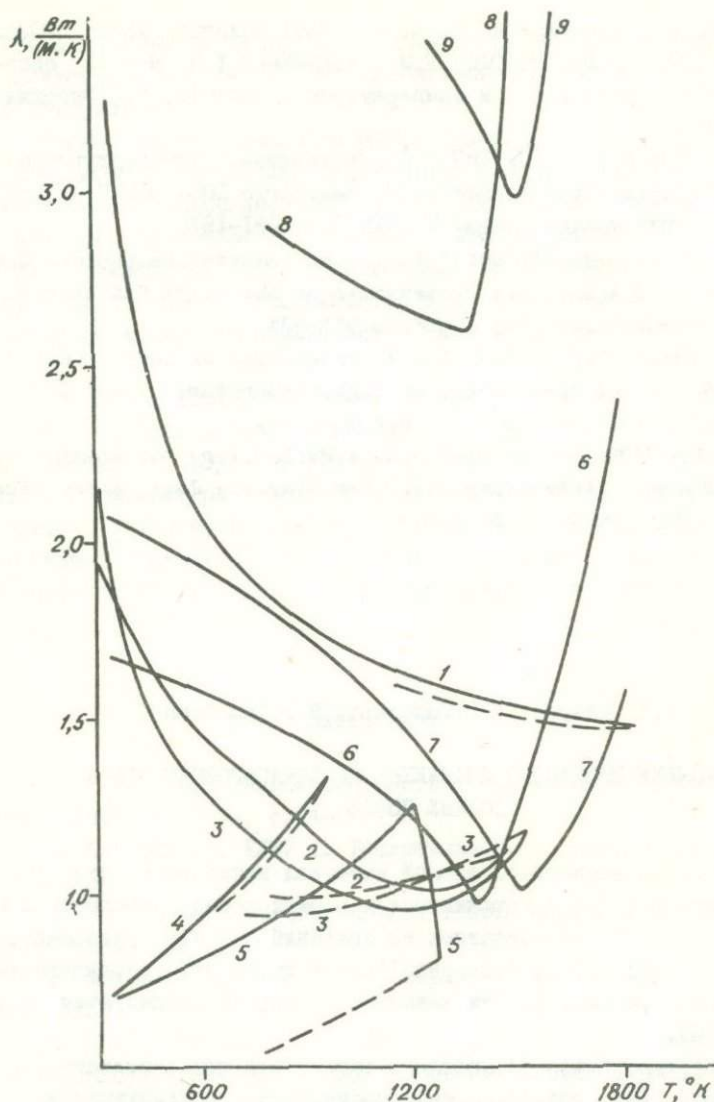


Рис.1. Зависимость теплопроводности горных пород от температуры. Индексы графиков: 1-5 - оливинит, диорит, гранит, обсидиан (не плавившийся) и обсидиан плавившийся соответственно, по [8]; 6-7 - базальт (СРБ) и базальт (ГОВ) соответственно, по [20]; 8-9 - перцолит и гарцбургит соответственно, по [17]. Сплошные графики - по измерениям при нагревании, пунктирные - при охлаждении.

следователей объясняет возрастающей ролью радиационного теплопереноса [7,16,17]. Выполненные в последние годы оценки радиационной составляющей теплопроводности в горных породах [10, 11, 19,21] показывают, что она вряд ли может обеспечить наблюдаемый рост  $\lambda$ .

Сам минимум теплопроводности связывается некоторыми исследователями [8-10,12] с плавлением, однако дальнейшего развития эти положения не получили. Нами предпринята попытка более детально обсудить вопрос о возможной природе минимума теплопроводности кристаллических горных пород и последующего ее увеличения, обнаруженных экспериментально.

#### Обсуждение экспериментальных данных

На рис.1 представлены температурные зависимости эффективной теплопроводности разных типов горных пород: оливинита (1), диорита (2), гранита (3), обсидиана (4,5) по [8,9], базальта (6,7) по [20], лерцолита (8) и гарцбургита (9) по [17].

Все определения выполнены стационарным методом (1-5 - методом пластины, 6-9 - цилиндрического источника) в воздухе, за исключением 8-9, выполненных в инертной среде (аргоне). Для всех указанных пород проводились петрографические исследования образцов до и после эксперимента, согласно которым плавление происходило лишь в образцах 2,3,5-7. Для базальтов (6,7) получена зависимость количества расплава (P) от температуры (табл.1) [20].

Пунктирными линиями на рис.1 изображены зависимости, полученные при охлаждении (обратном ходе опыта) [8]. Они ранее не публиковались. Можно видеть, что графики обратного хода ведут себя по-разному. У оливинита (1) и обсидиана (4), не испытанных плавления, графики прямого и обратного хода практически совпадают (незначительное снижение при охлаждении можно объяснить дополнительным образованием трещин в результате воздействия на образец больших температурных градиентов). Для испытанных плавления образцов диорита (2) и гранита (3) наблюдается гистерезис теплопроводности, вызванный, вероятно, изменениями в структуре образцов, появлением стекла из-за сравнительно быстрого охла-

дения. Такое утверждение представляется нам вполне реальным, так как, например, у базальтов (6,7) графики  $\lambda$  от  $T$  прямого и обратного хода полностью совпадают, а сами процессы (нагревание и охлаждение, соответствующие плавлению и кристаллизации) проводились очень медленно. Видимо скорость охлаждения в данном случае обеспечивала полную кристаллизацию образца из расплава.

В плавившемся обсидиане (5) наблюдалось сильное "п. зрение". В результате быстрого охлаждения застывшие пузыри создавали большую пористость образца, что сильно снизило его теплопроводность при обратном ходе.

Все сказанное свидетельствует о значительном влиянии даже начальных стадий плавления на зависимость  $\lambda$  от  $T$ .

Отметим также, что не у всех пород, испытавших плавление, минимумы на графиках рис. I однотипны. Например, гранит (3) и диорит (2) имеют более широкие минимумы. При подходе к ним слева скорость убывания  $\lambda$  замедляется. У базальтов (6,7) узкие, ярко выраженные минимумы соответствуют более высоким температурам. При подходе к ним слева скорость убывания  $\lambda$  возрастает.

Более того, на рис. I можно видеть, что минимум теплопроводности есть и на графиках образцов лерцолита (8) и гарцбургита (9), не испытавших плавления вовсе [17]. Аналогичная картина наблюдается у многих поликристаллических веществ с высокой температурой объемного плавления, например, керамик.

По-видимому, плавление не является единственной причиной появления минимума теплопроводности на графиках  $\lambda$  от  $T$ . Следует для монолитных кристаллических пород исключить также влияние среды, поскольку приведенные на рис. I кривые получены, как уже отмечалось, в воздухе и инертной среде. Образование минимумов происходит и в вакууме [15]. Следовательно, существует какой-то другой механизм передачи тепла, который может привести к образованию минимума и последующему росту теплопроводности поликристаллических веществ, в частности, ультраосновных пород, еще до их плавления.

Проанализируем возможное влияние процессов плавления на теплопроводность некоторых кристаллических горных пород.

## Метод оценки истинной теплопроводности

Прежде чем перейти непосредственно к количественной оценке возможного влияния плавления пород на их теплопроводность, остановимся на обсуждении результатов, приведенных в цитированных выше работах [8,9], авторы которых наблюдаемый минимум теплопроводности гранитов и диоритов связывали с объемным плавлением этих пород.

Методика, использованная авторами [8,9], не позволяла получить истинную теплопроводность образца при определенной температуре, так как перепад температур между верхней - горячей ( $T_B$ ) и нижней-холодной ( $T_H$ ) сторонами плоского исследуемого образца был велик, порядка 60 град/мм.

Измеряемую при этом эффективную теплопроводность

$$\lambda = \frac{1}{T_B - T_H} \int_{T_H}^{T_B} \lambda(T) dT, \quad (I)$$

строго говоря, нельзя отнести к средней температуре образца

$$\bar{T} = \frac{1}{\Delta Z} \int_0^{\Delta Z} T(x) dx,$$

(здесь  $\Delta Z$  - толщина образца), поскольку распределение температуры по его толщине, скорее всего, было нелинейным, особенно в случае плавления породы на горячей стороне пластины.

Измеренные значения  $\lambda$  авторы упомянутых работ относили либо к  $T_B$ , либо к  $(T_B + T_H)/2$ . Полученные таким образом материалы дают верное качественное представление о зависимости  $\lambda(T)$ , но весьма затрудняют количественные сопоставления. Заметим также, что графики 6,7 (базальты) и 8,9 (лерцолит и гарцбургит) даны для истинной теплопроводности.

Чтобы уменьшать трудности сопоставления, мы попытались оценить истинную теплопроводность образца на горячей стороне, воспользовавшись предложенным в работе [16] методом пересчета измеренной теплопроводности образца к истинной.

Суть метода сводится к следующему. Если (I) переписать в виде

$$\bar{\lambda}(T_B - T_H) = \int_{T_H}^{T_B} \lambda(T) dT$$

и продифференцировать по  $T_a$ , получим:

$$\lambda(T_a) = \bar{\lambda} + \frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial T_a} (T_a - T_n) + [\lambda(T_n) - \bar{\lambda}] \frac{\partial T_n}{\partial T_a}. \quad (2)$$

При соблюдении в эксперименте условия  $T_n = const$ , как, например, это сделано в работе [16], последний член в (2) исчезает, и теплопроводность горячей стороны образца выражается только через величины, известные из опыта.

В экспериментах [8,9], где условие постоянства температуры на холодной стороне образца не соблюдалось,  $T_n$  варьирует в зависимости от  $T_a$ . Поэтому правая часть выражения (2) содержит неизвестную величину  $\lambda(T_n)$ . Учитывая, что  $\partial T_n / \partial T_a > 0$  и то, что для кристаллических пород выполняется соотношение  $\bar{\lambda}(T) \leq \lambda(T_n)$ , можно оценить нижний предел  $\lambda(T_a)$ , который обозначим  $\lambda_*(T_a)$ .

$$\lambda_*(T_a) = \bar{\lambda} + \frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial T_a} (T_a - T_n).$$

Эти предельные значения  $\lambda(T_a)$  при соответствующих температурах для диорита и гранита по [8,9] изображены на рис.2 (графики 2 и 3 соответственно). Здесь же показаны графики для базальтов, аналогичные графикам 6 и 7, рис.1 (индексы графиков однотипных пород на рис.1 и 2 сохранены).

Видно, что графики  $\lambda(T)$  для диорита и гранита стали больше походить на графики для базальтов, однако характер изменения  $\lambda$  вблизи минимума сохранился прежним для всех пород.

Точный верхний предел истинной теплопроводности образца на горячей стороне указать трудно, однако, по крайней мере на нисходящей ветви, она не должна превосходить среднюю теплопроводность, определяемую экспериментально (графики 2-3, рис.1).

Если сопоставить графики рис.2 с данными табл.1, где представлена, в частности, зависимость количества расплава в образце от температуры  $\rho(T)$ , то можно заметить, что у гранита и диорита минимум начинает формироваться еще до начала объемного плавления (объемное плавление начинается при  $T > 1375^\circ\text{K}$ ). У базальтов он отвечает интервалу температур плавления.

Более отчетливо это видно на рис.3, где изображены графики

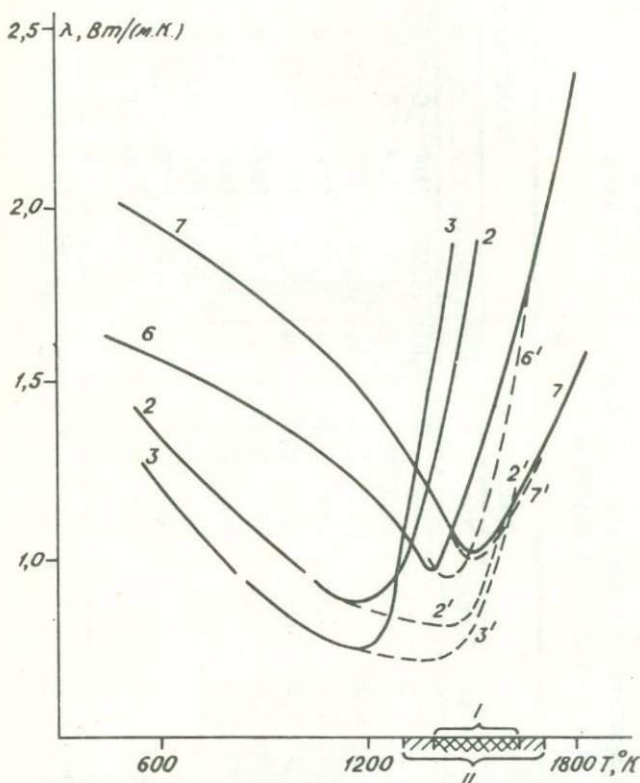


Рис.2. Зависимость истинной теплопроводности (для гранита и диорита нижней границы истинной теплопроводности) пород от температуры (сплошные линии) и расчетные графики зависимости теплопроводности расплавленных пород от температуры (пунктирные линии).

Индексы графиков те же, что на рис.1.

I - интервал температур плавления для гранита и диорита; II - то же для базальтов.

Т а б л и ц а I

Результаты экспериментального определения количественного соотношения  
твёрдой, жидкой ( $\rho$ ) и газообразной компонент в образцах некоторых горных  
пород в зависимости от температуры ( $T$ )

Гранит <sup>1)</sup>				Диорит <sup>2)</sup>				Базальт (СРВ) <sup>3)</sup>				Базальт(ГОВ) <sup>3)</sup>			
$T^{\circ}K$	$\rho$	Газ	Тверд.	$T^{\circ}K$	Газ	Тверд.	$T^{\circ}K$	$\rho$	Газ	Тверд.	$T^{\circ}K$	$\rho$	Газ	Тверд.	
1325	0	0	I	1350	0	0	I	1280	0,05	0,01	0,95	1280	0	0	I
1375	0	0	I	1375	0,05	0,01	0,94	1305	0,1	0,01	0,9	1305	0,02	0	0,98
1425	0,1	0,03	0,87	1400	0,12	0,02	0,86	1325	0,2	0,01	0,79	1325	0,04	0	0,96
1450	0,25	0,04	0,71	1450	0,31	0,03	0,66	1350	0,26	0,01	0,73	1350	0,1	0	0,9
1475	0,3	0,06	0,64	1475	0,44	0,04	0,52	1375	0,35	0,01	0,64	1375	0,15	0	0,85
1525	0,62	0,05	0,33	1525	0,78	0,03	0,19	1400	0,55	0	0,45	1400	0,3	0	0,7
1575	0,69	0,04	0,06	1575	0,95	0,02	0,03	1425	0,8	0	0,2	1425	0,65	0	0,35
1625	I	0,01	0,01	1625	I	0,01	0,01	1450	0,87	0	0,13	1450	0,79	0	0,21
1675	I	0	0	1675	I	0	0	1475	0,9	0	0,1	1475	0,92	0	0,08
1700	I	0	0	1700	I	0	0	1700	I	0	0	1700	I	0	0

Примечание. 1) данные получены Сидоровым А.М., 2) - представлены Шарповым В.Н., 3) - взяты из работы [20].

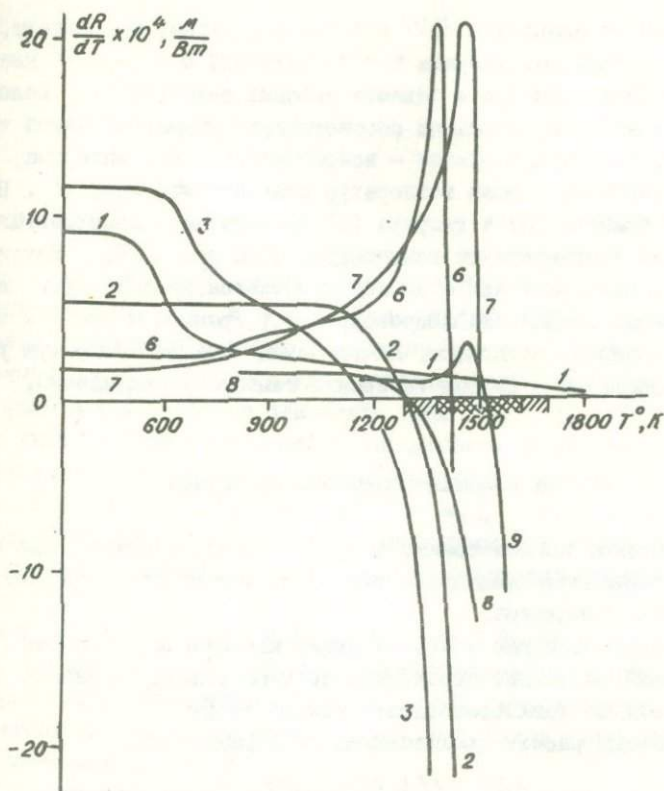


Рис.3. Зависимость температурной производной теплового сопротивления пород от температуры. Условные обозначения те же, что и на рис.1 и 2.

зависимости производной теплового сопротивления  $R = l/\lambda$  от температуры.

Согласно теории фононной теплопроводности [2] при  $T > \theta_D$  должно выполняться условие  $R = a + bT$ , где  $a$  и  $b$  - константы, а  $\theta_D$  - характеристическая температура Дебая. Значит  $dR/dT = Const$ . Однако рис.3 показывает, что производная остается постоянной лишь для небольшого интервала температур и далее изменяется по сложному закону в зависимости от  $T$ . Еще до на-

чала объемного плавления  $\partial R/\partial T$  у базальтов сильно возрастает, тогда как у гранита, диорита и перцолита она с ростом  $T$  уменьшается, особенно быстро в области высоких температур. Положительные значения производной соответствуют убывающей ветви теплопроводности, отрицательные – возрастающей после минимума, точка пересечения с осью температур отвечает минимуму  $\lambda$ . Видно, что у гранита (3) и диорита (2) минимум на экспериментальном графике соответствует температуре 1200 и 1300°K. Интервал температур плавления для этих пород остается правее. Лишь восходящая ветвь графика теплопроводности у гранита и диорита захватывает интервал плавления. На графиках базальтов минимум уверенно располагается внутри интервала температур плавления.

#### Оценка влияния объемного плавления

Попробуем количественно оценить влияние объемного плавления на формирование минимумов теплопроводности образцов гранита, диорита, базальтов.

Вспользуемся для этого методом, изложенным в работах [13, 14], который позволяет определить среднюю теплопроводность двухфазной среды по теплопроводности каждой из фаз.

Модельный расчет производился по формуле вида

$$\lambda(T) = f(\lambda_s(T), \lambda_f(T), P(T)),$$

где  $\lambda_s$ ,  $\lambda_f$  и  $P$  – теплопроводность твердой фазы, выплавляющейся (жидкой) фазы и количество расплава соответственно [14]. Заметим, что рассматривается лишь кондуктивная составляющая теплопроводности. Расчетные формулы в данном случае имеют вид:

$$\bar{\lambda} = f(\lambda_s(T), 0, 0) = \lambda_s(T), \text{ при } T \leq T_{пл}^{(H)}$$

Здесь  $\lambda_s(T)$  соответствует экспериментальным данным.

При  $T > T_{пл}^{(H)}$

$$\bar{\lambda} = \lambda_s \frac{1 + P(1-P)[(\lambda_s/\lambda_f - 1)e^{-\frac{P}{1-P}} + (\lambda_f/\lambda_s - 1)e^{-\frac{1-P}{P}}]}{1 + (\lambda_s/\lambda_f - 1)P},$$

где

$$\lambda_s = \lambda_{s_{пл}}^{(n)} [1 + \alpha_{s_{пл}}^{(n)} (T/T_{пл}^{(n)} - 1)]^{-f},$$

$$\lambda_f = \lambda_{f_{пл}}^{(k)} [1 + \alpha_{f_{пл}}^{(k)} (T/T_{пл}^{(k)} - 1)].$$

Здесь  $T_{пл}^{(n)}$  и  $T_{пл}^{(k)}$  — температуры начала и конца плавления соответственно,  $\lambda_{s_{пл}}^{(n)}$  и  $\lambda_{f_{пл}}^{(k)}$  — теплопроводность твердой фазы в начале плавления и теплопроводность полного расплава соответственно,  $\alpha_{s_{пл}}^{(n)}$  — тангенс угла наклона кривой  $\lambda_{f_{пл}}^{(k)}$  для твердой фазы в самом начале плавления (при  $T_{пл}^{(n)}$ ),  $\alpha_{f_{пл}}^{(k)}$  — тангенс угла наклона восходящей после минимума ветви кривой  $\bar{\lambda}(T)$  в точке полного плавления породы (при  $T_{пл}^{(k)}$ ). Значения  $\rho = \rho(T)$  брались из табл. I. Значения  $\alpha_{s_{пл}}^{(n)}$  и  $\alpha_{f_{пл}}^{(k)}$  находились обычным графическим способом, причем для базальтов они взяты по рис. I, а для гранита и диорита — по рис. 2, что позволило повысить точность расчетов.

В качестве  $T_{пл}^{(n)}$  мы брали из табл. I те значения температур, при которых  $\rho \geq 0,05$ . В ряде случаев применена линейная экстраполяция. Значениям  $T_{пл}^{(k)}$  в табл. I соответствуют  $\rho = 1$ . Все необходимые для расчетов данные, найденные описанным способом, приведены в табл. 2.

Результаты расчетов приведены на рис. 2 (пунктирные кривые). Для базальтов (графики 6, 7) они хорошо согласуются с экспериментальными (они указаны сплошными линиями). Это свидетельствует в пользу применимости нашей модели к двухфазной системе "твердая порода — расплав". Наконец, можно твердо говорить о том, что минимум теплопроводности у базальтов формируется в результате плавления.

У гранита и диорита, как уже отмечалось, минимум начинает формироваться еще до начала объемного плавления. Поэтому нами выполнена оценка  $\lambda$  для гранита и диорита по приведенным формулам в предположении, что при подходе к минимуму в образце образуется расплав в очень небольших количествах (порядка 5%) и сосредоточен он, в основном, на границах между зернами. Последнее обеспечивает максимальный эффект от небольшого количества

Значения исходных параметров, принятых для расчета  
средней теплопроводности некоторых горных пород  
в условиях их частичного плавления

Порода	$T_{пл}^{(n)}, ^\circ K$	$T_m^{(k)}, ^\circ K$	$\alpha_{f_{пл}}^{(k)}$	$\alpha_{S_{пл}}^{(n)}$	$\lambda_{f_{пл}}^{(k)} \frac{BT}{(M \cdot K)}$	$\lambda_{S_{пл}}^{(n)} \frac{BT}{(M \cdot K)}$
Гранит	1400	1625	3,2	0,3	1,2	0,8
Диорит	1360	1625	3,0	1,6	1,2	0,9
Базальт (СРВ)	1290	1700	3,9	1,4	1,9	1,1
Базальт (ГОВ)	1330	1700	1,9	1,2	1,3	1,3

расплава, содержащегося в образце. Результаты представлены на рис.3 пунктирными графиками 3' (гранит) и 2' (диорит).

Видно, что несмотря на сделанные допущения, расчетные и экспериментальные графики не совпадают. Минимумы на расчетных графиках сдвинуты в сторону более высоких температур примерно на 200 градусов. Значит эффект плавления не может обеспечить образования минимума на кривой теплопроводности гранита и диорита в указанном интервале температур. Видимо, у этих пород минимум начинает формироваться еще в твердой фазе и в какой-то мере имеет ту же природу, что и у ультраосновных пород (графики 8,9 рис.1), не испытавших плавления. Объемное плавление в данном случае может лишь усилить возрастание  $\lambda$  после минимума.

Следует отметить, однако, что эксперимент по определению количества расплава в образце проводился на небольшом объеме крупнозернистой породы (гранит, диорит). Определение  $\lambda$  выполнено на больших образцах (пластины диаметром 10–12 см). Возможно, статистически усредненная зависимость  $\rho$  от  $T$  привела бы к лучшему совпадению экспериментального и расчетного графиков для гранита и диорита. Во всяком случае, нисходящая ветвь расчетного графика лежит между кривыми  $\lambda_s(T_s)$  и экспериментальной для этих пород. Но и в этом случае плавление вряд ли полностью может объяснить образование минимума.

## Теплоперенос по микротрещинам и границам зерен

Вслед за авторами работ [4-6], выполнивших свои исследования на огнеупорах, можно, видимо, предположить, что и в горных породах при определенных температурах значительная роль в процессе теплопереноса должна отводиться микротрещинам и границам зерен. Эти структурные неоднородности, несмотря на малый относительный объем, имеют сильно развитую поверхность раздела фаз и, как экспериментально показано для керамики [4] и песчаников [22] в различных газовых средах и вакууме, могут значительно влиять на теплопроводность. Особенно значительный вклад могут дать процессы сегрегации и диффузии примесей по границам зерен (поверхностная диффузия) [1]. Эти процессы возможны и в объеме матрицы, хотя менее интенсивны [6]. Коэффициент поверхностной диффузии всегда выше на два-три порядка коэффициента объемной диффузии [1, 18].

Диффузионные механизмы (поверхностные и объемные) могут служить объяснением того факта, что при высоких температурах, когда коэффициент диффузии возрастает как экспонента с высоким показателем степени [18], теплопроводность поликристаллических систем возрастает после минимума значительно раньше и интенсивнее с ростом  $T$ , чем монокристаллических веществ. Причем в зависимости от скорости изменения коэффициента диффузии и его абсолютной величины будет изменяться и характер зависимости  $\lambda$  от  $T$ .

Так, у базальтов (графики 6, 7, рис. 3) производная теплового сопротивления  $dR/dT$  положительна даже на некотором отрезке интервала температур плавления, а само сопротивление с ростом интенсивно возрастает. Коэффициент диффузии в этом случае скорее всего незначителен, а минимум  $\lambda$  - результат объемного плавления и более высокой теплопроводности выплавленной фазы. Определенную добавку при этом к фоновой теплопроводности расплава могут давать и процессы термодиффузии, связанные с переносом массы (и, следовательно, тепла) в матрицах нерасплавленных объемов твердой фазы, а также между твердыми частицами и расплавленной фазой.

У лерцолита и гарцбургита при высоких температурах коэффициент термодиффузии примесей по границам зерен, видимо, резко

возрастает еще до плавления, в твердой фазе, вызывая быстрое увеличение теплопроводности и образование минимума на кривой  $\lambda$  от  $T$ .

Гранит и диорит, очевидно, занимает промежуточное положение. У них формирование минимумов  $\lambda$  начинается под влиянием возрастающей диффузии примесей по границам кристаллов и микро-трещинам, а объемное плавление способствует дальнейшему росту теплопроводности.

Подводя итог сказанному, можно заключить, что в кристаллических горных породах при высоких температурах наряду с фоновой и радиационной составляющими теплопроводности осуществляется, видимо, диффузионный процесс передачи тепла, обусловленный направленным перемещением примесей по границам зерен.

Выполненные к настоящему времени исследования, теоретические и экспериментальные (например [21]) показывают, что радиационная составляющая теплопроводности увеличивается лишь до определенного предела, достигая его еще до минимума теплопроводности, и поэтому не может повлиять на рост  $\lambda$  после минимума.

Экспериментально установлено, что минимум на графиках  $\lambda$  от  $T$  у кристаллических горных пород может образоваться как в интервале температур плавления, так и в отсутствии плавления.

Первый случай, по нашему мнению, отвечает породам с более низкой температурой плавления (граниты, диориты, базальты) и образование минимума полностью или частично обусловлено плавлением пород.

Второй случай характерен главным образом для пород с высокой температурой плавления. В них с возрастанием температуры диффузионный механизм теплопередачи начинает работать задолго до плавления, полностью обеспечивая формирование минимума теплопроводности и последующее ее увеличение.

Детальное изучение диффузионных процессов теплопередачи в горных породах представляется нам весьма важной задачей, поставленной современным уровнем наших знаний о теплопроводности горных пород в условиях высоких температур.

## Литература

1. ГЛЕЙТЕР Г., ЧАЛМЕРС Б. Большебугловые границы зерен. М., Мир, 1975. 376 с.
2. ЗАЙМАН Дж. Электроны и фононы. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1963. 488 с.
3. КАРСЛОВ Г., БГЕР Д. Теплопроводность твердых тел. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1963. 487 с.
4. ЛИТОВСКИЙ Е.Я., КАПЛАН Ф.С., КЛИМОВИЧ А.В. Эффект понижения теплового сопротивления пор в твердых телах.- Теплофизика высоких температур. 1977, № 4, с.913-916.
5. ЛИТОВСКИЙ Е.Я., КАПЛАН Ф.С., КЛИМОВИЧ А.В. Связь диффузионного массопереноса в газовой фазе с теплопроводностью огнеупоров.- Инженерно-физический журнал. 1978, т. XXXIV, № 3, с. 452-455.
6. ЛИТОВСКИЙ Е.Я., КЛИМОВИЧ А.В. О вкладе процессов сегрегации и диффузии в теплопроводность огнеупоров.- Инженерно-физический журнал, 1978, т. XXXIV, № 5, с.908-911.
7. ЛЕБИМОВА Е.А., Термика Земли и Луны. М., Наука, 1968. 278 с.
8. МОИСЕЕНКО У.И., СОКОЛОВА Л.С., ИСТОМИН В.Е. Электрические и тепловые свойства горных пород в условиях нормальных и высоких температур и давлений. Новосибирск, Наука, 1970. 66 с.
9. МОИСЕЕНКО У.И., КУТОЛИН В.А., СОЛОВЬЕВА З.А. Теплопроводность гранита при высокой температуре.- Докл. АН СССР, 1965, т. 165, № 3, с.670-672.
10. РАХИМОВА И.Ш., АЛЬТМАН А.Д. Влияние давления на теплопроводность горных пород.- Докл. АН СССР, 1973, № 10, с.20-23.
11. СИДОРОВ А.М. Тепловые свойства пород и породообразующих минералов при высоких температурах.- Геол. и геофиз. 1979, № 6, с.51-59.
12. СИДОРОВ А.М., ДУЧКОВ А.Д., ТИМОФЕЕВ В.В. Тепловые свойства расплавов горных пород.- Геол. и геофиз., 1979, № 8, с.114-119.
13. СИДОРОВ А.М. Модель эффективной теплопроводности расплавов горных пород.- В кн.: Кинетика и динамика геохимических процессов. (Тезисы докладов III симпозиума, апр. 1979). Новосибирск, 1979, с. 28.

14. СИДОРОВ А.М. Эффективная теплопроводность пористых горных пород.- Геол. и геофиз., 1979, № 10, с. 40.

15. КРЧАК Р.П., ПЕТРУНИН Г.И. Исследование температуропроводности горных пород в интервале 300-1300°K.- В кн.: Кора и верхняя мантия Земли. М., 1973, с. 151.

16. FLYNN D.H., WATSON T. High temperature thermal conductivity of soils.- In: Thermal conductivity proceedings of the Eight Conference. N.Y., 1968, p. 913.

17. KAWADA K. 17<sup>th</sup> paper: Variation of the thermal Conductivity of rocks, p.2.- Bull. Earth. Quak. Res. Inst., 1966, v.44, part 3, p. 1071.

18. KINGERY W.D. Plausible Concepts Necessary and Sufficient for interpretation of Ceramic Grain-Boundary Phenomena: II Solute Segregation, Grain-Boundary Diffusion, and General Discussion.- Journ. Amer. Ceram. Soc., 1974, v.57, № 2, p.73-84.

19. MAY S. Thermal conductivity and temperature in the upper mantle of the earth. Part 3.- Acta Geophysica Polonica, 1976, v. XXXIV, № 1, p.42.

20. MURASE T., Mc BIRNEY A.R. Thermal conductivity of lunar and terrestrial igneous rocks in their melting range.- Science, 1970, v.197, p.165.

21. SHANKLAND T.J. and UZI NITSAN. Optical Absorption and Radiative heat transport in olivine at high temperature.- Jour. Geoph. Res., 1979, v.84, № 84, p.1603-1610.

22. WOODSIDE W., MESSMER J.H. Thermal conductivity of porous media, 2. Consolidated rocks.- J. Appl. Phys., 1961, v.2, p.1699-1706.

## РОЛЬ МИКРОТРЕЩИН В ПРОЦЕССЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Известно, что развитая сеть пор и микротрещин в горных породах может существенно влиять на их теплопроводность. Например, в песчаниках теплопроводность ( $\lambda$ ) в газовых средах (воздух, аргон, азот) и в вакууме может отличаться почти в два раза [8]. То же имеет место и в огнеупорах [6]. В монолитных поликристаллических горных породах микротрещины такого заметного влияния на  $\lambda$  не оказывают, по-видимому, из-за плотного контакта между зернами и закрытой трещиноватости.

Теплопроводность этих пород ведет себя с температурой ( $T$ ) практически одинаково, до 1300–1600°K она с ростом  $T$  убывает, а затем, проходя через минимум, возрастает. Поскольку в области возрастания  $\lambda$  после минимума возможно частичное подплавление пород, и в первую очередь по границам зерен и микротрещин, то возможно влияние выплавляемой фазы на теплопроводность породы в целом.

Теоретическое исследование эффектов подплавления позволяет выявить их роль в общем механизме теплопереноса. Этому посвящена настоящая работа.

### Тепловое сопротивление трещин

Влияние эффекта подплавления микротрещины на ее тепловое сопротивление (обратную величину теплопроводности) рассмотрено нами на модели отдельного зерна горной породы с трещиной внутри в поле теплового потока  $q$ . Эта модель изображена на рис. 1. Для наглядности рассуждений трещина представлена в форме диска диаметром  $d$  и толщиной  $d'$ .

Пусть на боковых поверхностях микротрещины образовался слой расплава в виде кольца с внутренним диаметром  $x$  и внешним  $d$ , а на противоположных горизонтальных поверхностях — слой расплава (вверху и внизу) общей толщиной  $d' - y$ . Внутри указанной области расплава с теплопроводностью  $\lambda_x$  находится

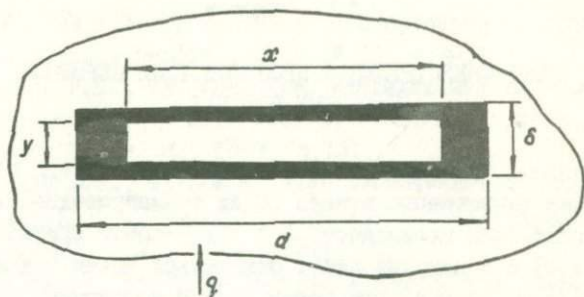


Рис. I. Модель оплавленной трещины, расположенной внутри зерна.

газ с теплопроводностью  $\lambda_r$ . Тогда, считая линии теплового потока строго прямолинейными, получим для эффективного теплового сопротивления трещины ( $R_\delta$ ), приведенного к безразмерному виду, следующее выражение:

$$\bar{R}_\delta = \frac{\lambda_s}{\lambda_\delta} = \frac{\lambda_s}{\lambda_x} \left\{ \left(1 - \frac{x}{d}\right) + \frac{x}{d} \left[ \frac{y}{\delta} \left( \frac{\lambda_x}{\lambda_r} - 1 \right) + 1 \right]^{-1} \right\}^{-1}, \quad (I)$$

где  $\lambda_s$  — теплопроводность твердой фазы,  $\lambda_\delta = 1/R_\delta$ .

Численный расчет проводился при следующих значениях параметров:  $x/d$  и  $y/\delta$  менялись от 0 до 1 с шагом 0,2;  $\lambda_r/\lambda_s$  взято равным  $10^{-4}$  и  $10^{-2}$ , а  $\lambda_x/\lambda_s$  — 0,5, 1, 2 и 5. Эти параметры соответствуют возможным соотношениям теплопроводностей газа и выплавляемой фазы [7].

Для дальнейших рассуждений будем пользоваться понятием пятно контакта, под которым понимается площадь соприкосновения между частицами. В нашей модели оно равно  $1 - (x/d)^2$ .

В табл. I приведены расчетные значения  $\bar{R}_\delta$  при удельных значениях  $\bar{\lambda}_x = \lambda_x/\lambda_s$ , равных 0,5 и 5. В том и другом случае  $\bar{\lambda}_r = \lambda_r/\lambda_s$  наиболее сильно влияет на величину  $\bar{R}_\delta$  при  $x/d \approx 0,8$ , что соответствует относительной площади жидкого пятна контакта  $\approx 0,36$ .

Таблица I

Тепловое сопротивление микротрещины ( $\bar{R}_d$ )  
в зависимости от теплопроводности заполняющих ее сред  
и от их размещения в микротрещине

$\bar{\lambda}_r$	$\bar{\lambda}_x$	$y/d$	$x/d$					
			0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$10^{-4}$	0,5	0	2	2	2	2	2	2
		0,2	2	2,5	3,3	5	10	$2 \cdot 10^3$
		0,4	2	2,5	3,3	5	10	$4 \cdot 10^3$
		0,6	2	2,5	3,3	5	10	$6 \cdot 10^3$
		0,8	2	2,5	3,3	5	10	$8 \cdot 10^3$
		1,0	2	2,5	3,3	5	10	$1 \cdot 10^4$
	5	0	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
		0,2	0,2	0,25	0,33	0,5	1	$2 \cdot 10^3$
		0,4	0,2	0,25	0,33	0,5	1	$4 \cdot 10^3$
		0,6	0,2	0,25	0,33	0,5	1	$6 \cdot 10^3$
		0,8	0,2	0,25	0,33	0,5	1	$8 \cdot 10^3$
		1,0	0,2	0,25	0,33	0,5	1	$1 \cdot 10^4$
$10^{-2}$	0,5	0	2	2	2	2	2	2
		0,2	2	2,44	3,1	4,4	7,29	21,6
		0,4	2	2,47	3,2	4,6	8,37	41,2
		0,6	2	2,47	3,26	4,7	8,83	60,8
		0,8	2	2,48	3,27	4,8	9,1	80,4
		1,0	2	2,48	3,28	4,85	9,25	100

Графики зависимости  $\bar{R}_d$  от  $x/d$  при различных  $\lambda_x$  и  $\lambda_r$  приведены на рис.2. Можно видеть, что влияние теплопроводности газовой среды  $\bar{\lambda}_r$  на  $\bar{R}_d$  при  $x/d < 0,7-0,8$  становится на несколько порядков меньше. Следовательно для того, чтобы снять тепловое сопротивление микротрещины внутри зерна, необходимо заполнить ее расплавом почти на половину объема, причем так, чтобы расплав образовал переходные жидкие "мостики" - контакты между верхней и нижней стенками микротрещины с относительной площадью пятна контакта не менее 0,4-0,5.

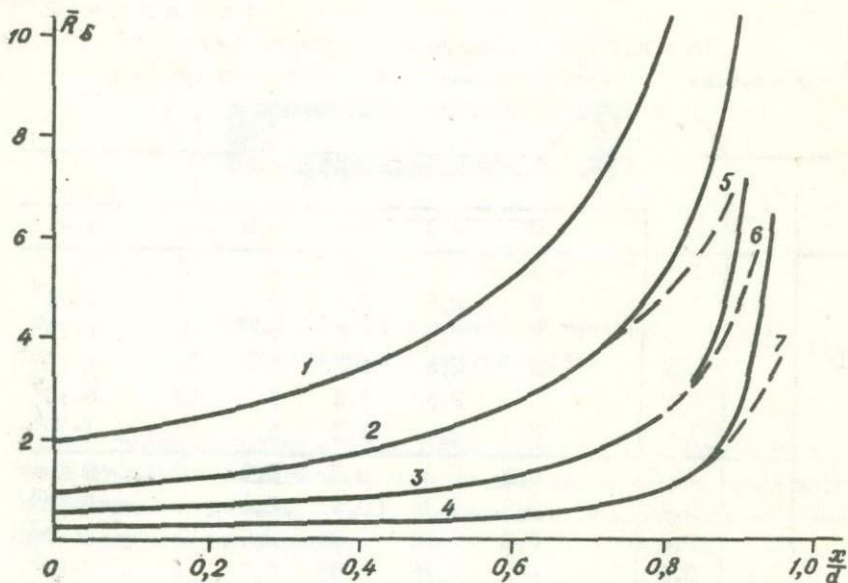


Рис. 2. Зависимость теплового сопротивления трещины от размеров жидкого контакта между ее поверхностями

Индексы кривых: 1-4 —  $\bar{\lambda}_r = 1 \cdot 10^{-4}$ ;  $\bar{\lambda}_{жк}$  соответственно имеет значения 0,5, 1, 2, 5; 5-7 —  $\bar{\lambda}_r = 1 \cdot 10^{-2}$ ;  $\bar{\lambda}_{жк}$  соответственно имеет значения 1, 2 и 5. Изменение параметра  $y/\delta$  от 0 до 1,0 не оказывает заметного влияния на величину  $\bar{R}_\delta$  при изменении  $x/d$  от 0 до 0,8 (табл. I).

Аналогичным образом можно рассмотреть открытую трещину, расположенную на границе между двумя зернами. В этом случае также, чтобы тепловой поток не "чувствовал" сопротивление трещины между зернами (а стало быть и той газовой среде, которая ее заполняет), необходимо, чтобы площадь пятна контакта между этими частицами (будь этот контакт расплавленным или твердым) составляла примерно половину площади сечения зерна. В керамиках и песчанниках площадь пятна контакта может варьировать в широких пределах. Если она не превышает указанное выше значение, влияние смены газовой среды на теплопроводность керамики становится весь-

ма заметным. В монолитных горных породах этого эффекта не наблюдается. Значит, даже при наличии достаточно большого количества микротрещин, площадь контакта между частицами остается большой, превышая, видимо, 0,5. А в этом случае, как следует из результатов выполненного выше анализа, и подплавление микротрещины не изменяет заметно ее теплопроводности и, видимо, теплопроводности породы в целом.

### Зависимость теплопроводности пород от плавления на границах зерен

Рассмотреть влияние эффектов подплавления на теплопроводность пород удобнее всего на примере структурной модели с дальним порядком, когда можно выделить элементарную расчетную ячейку (рис.3), теплопроводность которой равна теплопроводности всей породы [1,2]. Считая в первом приближении теплопроводность породы с хаотически и упорядоченно расположенными по массиву

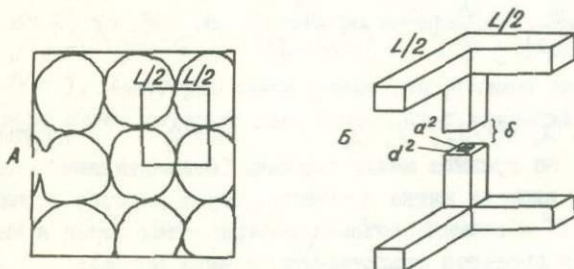


Рис.3. Модель элементарной ячейки породы для расчета теплового сопротивления микротрещины между зернами

А - общий вид упаковки зерен; Б - представление участка сопряжения зерен. Обозначения на рисунке объяснены в тексте.

зернами одинаковой, воспользуемся моделью, представленной в работе [4], с дальним порядком в расположении зерен, пор и микротрещин, для которой расчетная формула эффективной теплопровод-

ности ( $\lambda_{ef}$ ) имеет вид:

$$\frac{\lambda_{ef}}{\lambda_s} = \left(\frac{h}{L}\right)^2 \cdot M + \frac{\lambda_n}{\lambda_s} \left[ \left(1 - \frac{h}{L}\right)^2 + 2\left(1 - \frac{h}{L}\right) \left(\frac{h}{L} - \frac{\lambda_n}{\lambda_s} - 1\right)^{-1} \right], \quad (2)$$

где  $h/L$  - функция объемной пористости [2] и находится из уравнения

$$\left(\frac{h}{L}\right)^3 - \frac{3}{2}\left(\frac{h}{L}\right)^2 + \frac{1-\rho}{2} = 0 \quad (3)$$

$\rho$  - объемная пористость,  $L$  - размер элементарной ячейки (рис.3),  $\lambda_n$  - теплопроводность среды, заполняющей макропоры. В формуле (2) первое слагаемое позволяет оценить влияние на теплопроводность микротрещин на контактах зерен, второе - то же для макропор.

Параметр  $M$ , характеризующий влияние микротрещин, расположенных на границах между зернами, имеет следующее выражение:

$$M = \left( \frac{\bar{\delta}}{\bar{\lambda}_w \cdot \bar{a}^2} + \frac{\phi}{\bar{a}^2} \right)^{-1} + \left( \frac{\bar{\delta}}{\bar{\lambda}_g (1 - \bar{a}^2)} + \frac{\phi}{\phi - \bar{a}^2} \right)^{-1}, \quad (4)$$

где  $\bar{\delta} = \delta/L$ ,  $\bar{\lambda}_g = \lambda_g/\lambda_s$ ,  $\bar{\lambda}_w = \lambda_w/\lambda_s$ ,  $\bar{a} = a/d$  - ширина трещины (зазора) на границе между зернами (элементарными ячейками, рис.3);  $a^2$  - площадь пятна контакта, через которое зерна соприкасаются;  $d^2$  - площадь сечения поверхностей зерен в месте их сближения (для простоты представлены в виде бруса);  $d^2 - a^2$  - площадь микротрещины за пределами пятна контакта;  $\lambda_s$ ,  $\lambda_g$  и  $\lambda_w$  - теплопроводность соответственно скелета породы, среды в микротрещине (газ, расплав) и шейки контакта (эффективная теплопроводность участка соприкосновения зерен).

Функция  $\phi$  учитывает явления растекания тепла при прохождении его через шейку контакта. Значения этой функции определяются по формуле [5]:

$$\phi\left(\frac{a}{2}, \frac{z}{\bar{r}}\right) = 1 - \frac{16}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(n\pi \frac{a}{2}) \left[ J_1(n\pi \frac{z}{\bar{r}}) \cdot K_1(n\pi \frac{a}{2}) - K_1(n\pi \frac{z}{\bar{r}}) \cdot J_1(n\pi \frac{a}{2}) \right]}{n^2 J_1(n\pi \frac{a}{2})}, \quad (5)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя первого порядка,  $K_1$  — функция Макдональда первого порядка, параметры  $b/2$  и  $z/L$  независимо изменяются от 0 до 1. Их графики можно найти в работе [3].

Т а б л и ц а 2  
Значения функции  $\phi$ , учитывающей растекание тепла при его прохождении через контакт между зернами в зависимости от параметров контакта

$\rho$	$\frac{h}{2L} = \frac{d}{L}$	$\bar{a}$			
		0,1	0,3	0,5	0,7
0,8	0,1435	0,0310	0,1330	0,2930	0,5243
0,6	0,2164	0,0432	0,1565	0,3149	0,5332
0,4	0,2835	0,0567	0,1834	0,3350	0,5467
0,2	0,3564	0,0769	0,2012	0,3569	0,5669

Для расчета  $M$  использовались значения  $\phi$ , представленные в табл.2, которые находят по формуле (5). При этом полагалось  $d^2 \approx \tau r^2$ ,  $a^2 \approx \tau b^2$ , а  $\phi(b/2, z/L) = \phi(a/d, d/L) = \phi(\bar{a}, d/L)$ . Некоторые необходимые для расчета значения получены нами путем интерполяции вычисленных значений (табл.2) по формуле

$$\phi(x) = \phi(x_0) + \frac{\phi(x_1) - \phi(x_0)}{x_1 - x_0} (x - x_0),$$

где  $\phi(x_0)$  и  $\phi(x_1)$  известны, взяты из таблицы величины параметра.

Значения функции  $M$ , рассчитанные по формуле (4), отражающей влияние микротрещин на  $\lambda_{ef}$ , представлены на рис.4. При этом расчетные параметры варьировали в следующих пределах:  $\bar{a} = 0,1; 0,3; 0,5; 0,7$ ;  $\bar{\delta} = 1 \cdot 10^{-2}, 1 \cdot 10^{-4}, 1 \cdot 10^{-6}$ ;  $\bar{\lambda}_e = 1 \cdot 10^{-4}, 1 \cdot 10^{-2}, 1 \cdot 10^{-1}, 1, 2, 5, 10$ ;  $\bar{\lambda}_m = 0,5; 1; 2; 5$ . Изменения  $\bar{\lambda}_e$  от 0,01 до 10 при  $\bar{\lambda}_m = 0,5+5$  и  $\bar{\delta} = 1 \cdot 10^{-2}, 1 \cdot 10^{-6}$  практически не сказывалось на величине  $M$ , она колебалась в пределах 0,92–0,99 в случае  $\bar{a} \leq 0,3$ . При  $\bar{a} > 0,3$  величина  $M$  сохраняется равной 1.

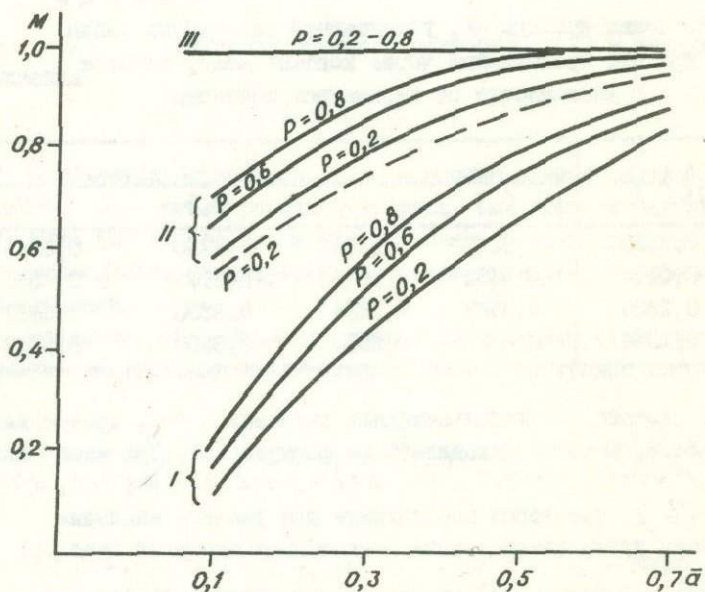


Рис.4. Характер изменения функции  $M$  в зависимости от характера контакта между зернами.

Кривые I для  $\bar{\sigma} = 1 \cdot 10^{-2}$ ,  $\bar{\lambda}_\sigma = 1 \cdot 10^{-4}$ ,  $\bar{\lambda}_w = 0,5$ . Кривые II для  $\bar{\sigma} = 1 \cdot 10^{-4}$ ,  $\bar{\lambda}_\sigma = 1 \cdot 10^{-4}$ ,  $\bar{\lambda}_w = 0,5$ . Прямая III для  $\bar{\sigma} = 1 \cdot 10^{-6}$ ,  $\bar{\lambda}_\sigma = 1 \cdot 10^{-4}$ ,  $\bar{\lambda}_w = 0,5$ . Пунктирная кривая соответствует  $\bar{\sigma} = 1 \cdot 10^{-2}$ ,  $\bar{\lambda}_\sigma = 1 \cdot 10^{-2}$ ,  $\bar{\lambda}_w = 0,5$ .

Индексы кривых - величина пористости.

Из рис.4 видно, что микротрещины оказывают наибольшее влияние на теплопроводность при малых пятнах контакта ( $\bar{a} < 0,3$ ), больших зазорах ( $\bar{\delta} \geq 1 \cdot 10^{-2}$ ) и низкой теплопроводности среды, заполняющей трещину ( $\bar{\lambda}_\delta \leq 1 \cdot 10^{-4}$ ). В случае пятен контакта с большой площадью ( $\bar{a} > 0,5$ ) и малых толщинах зазора ( $\bar{\delta} \approx 1 \cdot 10^{-6}$ ) влияние трещин практически мало заметно, независимо от значений  $\bar{\lambda}_\delta$ . Именно такую ситуацию следует ожидать в плотных горных породах.

Значения  $\lambda_{ef} / \lambda_s$ , рассчитанные по формуле (2) при различных параметрах, представлены в виде графиков на рис.5. При существенных изменениях параметров кривые 1 и 2 отличаются незначительно друг от друга, причем с ростом пористости для этих графиков  $\lambda_{ef} / \lambda_s$  убывает. Это означает, что система не чувствует изменение теплопроводности среды, заполняющей трещину, на порядок и изменение  $\bar{\lambda}_\delta$  выплаваемой фазы за счет изменения ее химического состава на величину  $\lambda_{ef}$  не скажется, если расплав будет расположен только по микротрещинам. Причем при выбранных сравнительно высоких значениях  $\bar{\lambda}_\delta$  (в зазоре подразумевается расплав) и довольно широком диапазоне возможных значений  $\bar{\lambda}_w$  (шейка контакта может быть газовой, когда зерна отделены друг от друга, твердой или расплавленной) площадь пятна контакта почти не влияет на  $\lambda_{ef}$ . Зато изменение теплопроводности среды, заполняющей макропоры  $\lambda_n / \lambda_s$  от  $1 \cdot 10^{-2}$  (воздух) до 2 или 5 (расплав), может существенно сказаться на величине  $\lambda_{ef}$  при пористости более 0,3 (графики 3 и 4, рис.5). В этом случае будет проявляться влияние объемного плавления.

Из всего изложенного выше следует, что при изменении относительной ширины трещины  $\bar{\delta}$  от  $1 \cdot 10^{-2}$  до  $1 \cdot 10^{-6}$   $\lambda_{ef} / \lambda_s$  меняется почти на порядок, особенно при малых пятнах контактов ( $\bar{a} \leq 0,1-0,2$ ) и невысокой теплопроводности зазора ( $\bar{\lambda}_\delta \leq 1 \cdot 10^{-4}$ ). Когда  $\lambda_\delta$  зазора отличается от  $\lambda_s$  всего на порядок, например, когда образец породы помещен в водородную среду, влияние микротрещин в значительной степени нивелируется. При больших пятнах контактов они также не влияют на  $\lambda_{ef}$ .

В случае малых пятен контакта ( $\bar{a} \leq 0,1$ ), например, в песчаниках,  $\lambda_{ef}$  будет заметно изменяться в зависимости от теплопроводности среды, в которую помещается образец (вакуум или газ). Это наглядно видно из графиков (пунктирная кривая и график

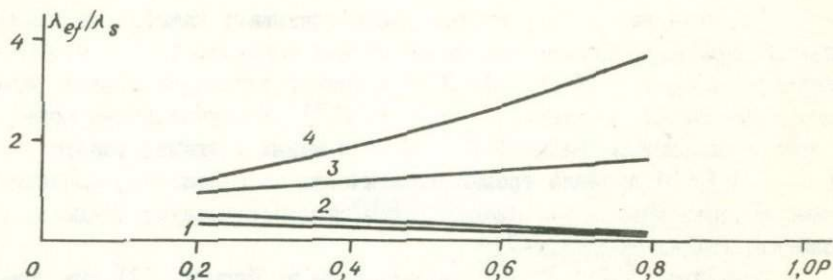


Рис. 5. Зависимость эффективной теплопроводности материала от параметров микротрещины и среды, ее заполняющей

Кривые 1 и 2 получены для  $\lambda_n/\lambda_s = 1 \cdot 10^{-2}$ ,  $\bar{a} = 0,1$  и  $0,7$  соответственно. Кривые 3 и 4 — для  $\lambda_n/\lambda_s = 2$  и  $5$  соответственно, а также любых значений  $\bar{a}$  в интервале от  $0,1$  до  $0,7$ . Характер графиков не меняется при варьировании  $\bar{\lambda}_\delta$  — от  $0,5$  до  $5$ ,  $\bar{\lambda}_\psi$  — от  $1 \cdot 10^{-2}$  до  $5$ ,  $\bar{\delta}$  — от  $1 \cdot 10^{-2}$  до  $1 \cdot 10^{-6}$ .

из группы I для  $\rho = 0,2$ ) (см. рис. 4). При больших пятнах контакта ( $\bar{a} > 0,5$ ) этого наблюдаться не будет, что и имеет место в монолитных горных породах.

В поликристаллических горных породах с плотной структурой, когда площадь пятна контакта между зернами велика, теплопроводность практически не должна зависеть от той газовой среды, в которой находится исследуемый образец породы. Снижение кондуктивного теплового сопротивления микротрещин, расположенных как в самих зернах, так и на контактах между ними, за счет подплавления микротрещин не может служить причиной возрастания теплопроводности этих пород при температурах начала интервала плавления. Механизм, приводящий к появлению минимума зависимости  $\lambda$  от  $T$  в отсутствие объемного плавления, должен иметь иную природу и не может быть обусловлен увеличением фоновой теплопроводности.

## Литература

1. ВАСИЛЬЕВ Л.Л. Теплопроводность пористых систем.- В кн.: Исследования по теплопроводности. Минск, 1967, с. 37.
2. ДУЛЬНЕВ Г.Н. Перенос тепла через твердые дисперсные системы.- Инженерно-физический журнал, 1966, т. IX, № 3, с. 399.
3. ДУЛЬНЕВ Г.Н., ЗАРИЧНЯК Ю.П., МУРАТОВА Б.Л. О возможной структуре поверхностного слоя Луны.- Изв. вузов. Радиофизика, 1966, т. 9, № 5, с. 849.
4. ДУЛЬНЕВ Г.Н., ЗАРИЧНЯК Ю.П., ЛИТОВСКИЙ Е.Я. Модель расчета теплопроводности огнеупорной керамики.- В кн.: Теплофизические свойства твердых тел. Киев, Наукова Думка, 1971, с. 96.
5. КАРСЛОУ Г., ЕГЕР Д. Теплопроводность твердых тел. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1964. 532 с.
6. ПУСТОВАЛОВ В.В. О влиянии степени разрежения на эффективную теплопроводность огнеупорной керамики.- Инженерно-физический журнал, 1960, т. 3, № 10, с. 157.
7. СИДОРОВ А.М., ДУЧКОВ А.Д., ТИМОФЕЕВ В.В. Тепловые свойства расплавов горных пород.- Геол. и геофиз., 1979, № 8, с. II4-II9.
8. WOODSIDE and J.H. MESSMER. Thermal conductivity of porous media, 2. Consolidated rocks.- Journ. Appl. Phys., 1961, v. 32, № 9, p. 1699-1706.

## РЕФЕРАТЫ

УДК 550.361

ТЕПЛОВОЙ ПОТОК ЗАПАДНОЙ СИБИРИ. Лучков А.Д., Соколова Л.С.— В кн.: Методика и результаты геотермических исследований. Новосибирск, 1979, с. 5 - 16.

Обсуждаются результаты геотермических исследований, выполненных к настоящему времени для Западно-Сибирской плиты и Алтае-Саянской области. Приведена карта теплового потока указанной территории. Отмечены особенности регионального распределения теплового потока в ее пределах.

В Алтае-Саянской области среднее значение теплового потока составляет  $45 \text{ мВт/м}^2$ , что согласуется со среднемировым значением его для структур каледонской складчатости. Средний тепловой поток Западно-Сибирской плиты составляет  $53 \text{ мВт/м}^2$ . На большей части территории отмечается несоответствие величины теплового потока возрасту структур фундамента плиты. В пределах Алтае-Саянской области обнаружена зона низкого теплового потока, до  $20 \text{ мВт/м}^2$ .

УДК 550.361

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ БАЙКАЛЬСКОЙ АНОМАЛИИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА. Соколова Л.С.— В кн.: Методика и результаты геотермических исследований, Новосибирск. 1979, с. 16-31.

Выполнен анализ распределения теплового потока в Байкальской рифтовой зоне по всем имеющимся к настоящему времени данным. Интерпретация обнаруженной в результате измерений аномалии теплового потока проведена на модели корового источника тепла в виде дайки для случаев стационарного и мгновенного источников. Обсуждаются и анализируются все известные варианты интерпретации байкальской аномалии теплового потока.

УДК 550.361

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЛОВ АВТОНОМНЫМИ ПРИБОРАМИ. Казанцев С.А.  
- В кн.: Методика и результаты геотермических исследований. Новосибирск, 1979, с. 32-41.

Описаны особенности и методика измерения температуры и геотермического градиента в донных илах с помощью одной из модификаций автономного погружного прибора. Приведены некоторые результаты геотермических исследований на озерах Байкал и Телецкое.

УДК 550.361

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЙ ТЕЛЕЦКОГО ОЗЕРА. Казанцев С.А.-  
В кн.: Методика и результаты геотермических исследований, Новосибирск, 1979, с. 41-48.

На примере многолетних измерений температуры в илах и придонном слое воды Телецкого озера показана необходимость учета климатических вариаций температуры при определении теплового потока даже на максимальных глубинах. Описана методика введения таких поправок. Тепловой поток через дно Телецкого озера оценивается в  $80 \pm 30$  мВт/м<sup>2</sup>, что может свидетельствовать в пользу его рифтогенного происхождения.

УДК 552.1 и 550.361

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ РАСПЛАВОВ ГОРНЫХ ПОРОД. Тимофеев В.В.- В кн.: Методика и результаты геотермических исследований. Новосибирск, 1979, с. 48-57.

Дан обзор методов измерения тепловых свойств горных пород при температурах их плавления. Проведено сравнение методов и аппаратных разработок, отмечены их достоинства и недостатки с точки зрения високотемпературных измерений. Сделан вывод, что

при изучении тепловых свойств расплавов горных пород предпочтительнее методы, основанные на закономерностях нестационарного теплового поля.

УДК 552.1:536.4

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД.  
Сидоров А.М., Соколова Л.С., Тимофеев В.В.— В кн.: Методика и результаты геотермических исследований. Новосибирск, 1979, с. 57-72.

Сделана попытка объяснить природу минимума на экспериментальных графиках зависимости теплопроводности кристаллических горных пород от температуры. По формуле, полученной для средней теплопроводности двухфазной системы в зависимости от теплопроводности каждой из фаз, выполнена оценка эффективной теплопроводности гранита, диорита и базальтов в интервале температур плавления этих пород.

Сделан вывод, что плавление не всегда может полностью объяснить образование минимума теплопроводности даже у пород с низкой температурой плавления. У пород с высокой температурой плавления минимум образуется прежде, чем начинает появляться расплав. На основе результатов, опубликованных для огнеупоров, сделано допущение, что возрастание теплопроводности после минимума в последнем случае может быть вызвано переносом тепла в процессе диффузии, возникающей на границах зерен при высоких температурах.

УДК 552.1:536.4

РОЛЬ МИКРОТРЕЩИН В ПРОЦЕССЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ГОРНЫХ ПОРОДАХ.  
Сидоров А.М.— В кн.: Методика и результаты геотермических исследований. Новосибирск, 1979, с. 73-83.

Проверено предположение, что образование при высоких температурах минимума теплопроводности, наблюдаемого на экспериментальных графиках у кристаллических горных пород, объясняется

передачей тепла по микротрещинам и контактам между зёрнами в процессе их подплавления. Результаты показывают, что для объяснения наблюдаемого увеличения теплопроводности при температурах, превышающих температуру ее минимума, одного подплавления пород вдоль микротрещин недостаточно.

## Содержание

	Стр.
Предисловие .....	3
Дучков А.Д., Соколова Л.С. Тепловой поток Западной Сибиря .....	5
Соколова Л.С. Об интерпретации байкальской аномалии теп- лового потока .....	16
Казанцев С.А. Измерение температуры илов автономными приборами .....	32
Казанцев С.А. Тепловой режим донных отложений Телецкого озера .....	41
Тимофеев В.В. Методы исследования тепловых свойств рас- плавов горных пород .....	48
Сидоров А.М., Соколова Л.С., Тимофеев В.В. Влияние про- цессов плавления на теплопроводность горных пород	57
Сидоров А.М. Роль микротрещин в процессе теплопереноса в горных породах .....	73
Рефераты .....	84

### МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Сборник научных трудов)

Редактор канд. геол.-мин. наук Р.В. Оболенская

Корректор Е.В. Щепихина

---

Подписано к печати 20.XII.1979 г. МН 18329.

Бумага 60×84/16. Печ. л. 5,5+1 вкл. Уч.-изд. л. 5,2.

Тираж 500. Заказ 454. Цена 80 коп.

---

Институт геологии и геофизики СО АН СССР  
Новосибирск, 90. Ротапринт.

Цена 80 коп.

3051