



GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM

STIFTUNG DES ÖFFENTLICHEN RECHTS

Scientific Technical Report

Ulfert Seipold

**Der Wärmetransport in kristallinen
Gesteinen unter den Bedingungen der
kontinentalen Kruste**

**Heat Transfer in Crystalline Rocks under
the Conditions of the Continental Crust**

Scientific Technical Report STR01/13

STR01/13; U. Seipold, Wärmetransport in kristallinen Gesteinen

Impressum

GeoForschungsZentrum Potsdam
Telegrafenberg
D-14473 Potsdam

e-mail: postmaster@gfz-potsdam.de

www: <http://www.gfz-potsdam.de>

Gedruckt in Potsdam
November 2001

Zusammenfassung

In dem vorliegenden Heft sind die Ergebnisse langjähriger Untersuchungen der thermischen Transporteigenschaften von kristallinen Gesteinen zusammenfassend dargestellt. Die für die Messungen entwickelten Messmethoden sind detailliert beschrieben. Zur Simulation der Bedingungen innerhalb der Erdkruste wurden die Untersuchungen in Abhängigkeit von Druck und Temperatur durchgeführt. Unter hydrostatischen Bedingungen wurden Drücke bis 1000 Mpa erreicht, bei quasihydrostatischem Druck bis 1500 Mpa. Es wurden Temperaturen bis 1000 °C erreicht.

Die Ergebnisse zur Temperaturabhängigkeit wurden unter Berücksichtigung verschiedener Leitungsmechanismen ausgewertet. Dadurch werden Aussagen über deren Bedeutung erhalten. Insbesondere wird der Einfluss des radiativen Wärmetransports diskutiert. Für die untersuchten Gesteinstypen (Granite, Gneise, Amphibolite, felsische und mafische Granulite, Serpentine, Peridotite) werden mittlere Kurven der Temperaturabhängigkeit von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit angegeben. Von anderen Gesteinen wurden kleinere Probenzahlen untersucht. Es wurde versucht, die charakteristischen Merkmale der Temperaturabhängigkeit verschiedener Gesteine herauszuarbeiten.

Die Druckabhängigkeit wird in einen nichtlinearen Anfangsbereich und den Bereich linearer Abhängigkeit etwa oberhalb 100 Mpa gegliedert. Für den Anfangsbereich werden erstmals statistisch abgeleitete quantitative Ergebnisse angegeben. Im linearen Druckbereich wird das Verhalten durch Angabe der mittleren Druckkoeffizienten für die verschiedenen Gesteine beschrieben.

Die Messergebnisse der Druck- und Temperaturabhängigkeit werden dazu benutzt, die Variation der Wärmeleitfähigkeit innerhalb der kontinentalen Kruste bei Vorgabe verschiedener Temperatur-Tiefen-Funktionen zu berechnen.

Es wurden die Wirkungen von verschiedenen Effekten (Phasenübergänge, Dehydration, partielles Schmelzen) auf den Wärmetransport untersucht. Ein erstmals beobachteter Leitungsmechanismus beeinflusst erheblich das Verhalten von Gesteinen, in denen bei hoher Temperatur Wasser freigesetzt wird.

Summary

The content of this paper are the results obtained over many years in studies of the thermal transport properties of crystalline rocks. The measuring methods and equipments developed for these investigations are in detail described. The measurements were performed in dependence on temperature respectively pressure to simulate the conditions within the earth's crust. Pressure up to 1000 Mpa was used under hydrostatic conditions whereas a pressure of 1500 Mpa was reached in a quasihydrostatic device. The maximal temperature was 1000 °C.

The results obtained for the thermal conductivity and the thermal diffusivity in dependence on temperature were processed taking into account various mechanisms of heat conduction. This way information concerning the influence of the mechanisms was obtained. Especially the importance of the radiative heat transport is discussed. Mean curves for the temperature dependence of the thermal conductivity are given for the investigated rock types (granite, gneiss, felsic and mafic granulite, serpentinite and peridotite). For other rocks a smaller number of samples was measured. It was tried to find the characteristic features for the temperature dependence of the various rocks.

The curves for the pressure dependence of the thermal transport parameters were subdivided in the nonlinear initial range and the range over about 100 Mpa with a nearly linear pressure dependence. For the initial range the statistical distribution is given for the increase of the thermal transport parameters with rising pressure. For the linear range the mean pressure coefficients were calculated for the studied rocks.

The obtained results for the pressure and temperature dependence of the thermal conductivity for representative crustal rocks were used to calculate the variation of the thermal conductivity within the crust assuming various geotherms.

The influence of various processes (phase transitions, dehydration reactions, partial melting) on the thermal transport properties was tested. A new conduction mechanism was observed in dehydrating rock samples.

Der Wärmetransport in kristallinen Gesteinen unter den Bedingungen der kontinentalen Erdkruste

Inhaltsverzeichnis

| | Seite |
|--|-------|
| 1. Mechanismen des Wärmetransport in der festen Erde und ihre quantitative Erfassung | 7 |
| 1.1 Beschreibung der eingesetzten Messmethoden zur Bestimmung von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit | 10 |
| 1.2 Das modifizierte Impulsverfahren | 12 |
| 1.3 Untersuchungsmethodik bei hohen Temperaturen | 22 |
| 1.4 Untersuchungsmethodik bei hohen Drucken | 30 |
| 2 Ergebnisse der Hochtemperaturuntersuchungen | 37 |
| 2.1 Vergleich der Temperaturabhängigkeit der thermischen Transportparameter verschiedener Gesteine | 37 |
| 2.2 Untersuchungen an Serpentiniten: Die Wirkung der Dehydration auf die thermischen Transportparameter | 41 |
| 2.3 Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeiten bei Anorthositen | 49 |
| 2.4 Der Einfluss von strukturellen Phasenübergängen auf die thermischen Transportparameter | 51 |
| 2.5 Der Einfluss partiellen Schmelzens auf die thermischen Transporteigenschaften | 53 |
| 2.6 Beiträge des radiativen Wärmetransports | 54 |
| 3 Ergebnisse der Hochdruckuntersuchungen | 67 |
| 3.1 Untersuchungen der Druckabhängigkeit der thermischen Transportparameter bei hydrostatischen Bedingungen | 67 |
| 3.2 Ergebnisse der Hochdruckuntersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit bei quasihydrostatischen Bedingungen | 76 |
| 3.3 Hochdruckuntersuchungen an thermisch gecrackten Graniten | 84 |
| 4 Die Verteilung der thermischen Transportparameter in der Erdkruste | 90 |
| 5 Literaturverzeichnis | 101 |
| 7. Anhang | 111 |
| Die Datenbank Petrophysics 97 (Charakterisierung der untersuchten Proben) Ergebnistabellen | |

Heat Transfer in Crystalline Rocks under the Conditions of the Continental Crust

Content

| | Page |
|--|------|
| 1. Mechanisms of heat transfer in the solid Earth and its quantitative description | 7 |
| 2. Description of the used measuring methods for the determination of thermal diffusivity and thermal conductivity | 10 |
| 2.1 The modified pulse method | 12 |
| 2.2 Measuring methods at high temperatures | 22 |
| 2.3 Measuring techniques at high pressure | 30 |
| 3. Results of the investigations at high temperatures | 37 |
| 3.1 Comparison of the temperature dependence of the thermal transport parameters for various rocks | 37 |
| 3.2 Investigations of serpentinites: The effect of the dehydration on the thermal transport parameters | 41 |
| 3.3 Temperature dependence of the thermal transport parameters for anorthosites | 49 |
| 3.4 The influence of structural phase transitions on the thermal transport parameters | 51 |
| 3.5 The influence of partial melting on the thermal transport properties | 53 |
| 3.6 Contributions of the radiative heat transfer | 54 |
| 4. Results of the investigations at high pressure | 67 |
| 4.1 Investigations of the pressure dependence of the thermal transport parameters under hydrostatic conditions | 67 |
| 4.2 Results of the high pressure investigations of the temperature dependence of the thermal diffusivity under quasihydrostatic conditions | 76 |
| 4.3 High pressure investigations of thermal cracked granites | 84 |
| 5. The distribution of the thermal transport parameters in the Earth's crust | 90 |
| 6. References | 101 |
| 7. Appendix | 111 |
| The database Petrophysics 97 (Characterisation of the investigated rocks) Tables of results | |

1. Mechanismen des Wärmetransport in der festen Erde und ihre quantitative Erfassung

Der Wärmetransport in der Erde kann durch verschiedene Mechanismen erfolgen:

durch Wärmeleitung innerhalb des festen Gesteins,

durch natürliche oder forcierte Konvektion innerhalb des Porenraums, in Störungszonen, innerhalb von Kluftsystemen oder verbunden mit Magmenbewegungen,

durch elektromagnetische Strahlung. Zur Quantifizierung des Wärmetransportes wird die vektorielle Grösse Wärmestromdichte q (heat flow density) benutzt, definiert als Quotient von transportierter Energie / (Fläche x Zeit) in einer bestimmten Richtung.

Bei Vernachlässigung der Vorgänge im Porenraum erfolgt der Wärmetransport in niedrig porösen Gesteinen und bei nicht zu hohen Temperaturen wesentlich durch Wärmeleitung. In diesem Fall gilt das Erfahrungsgesetz, dass die Wärmestromdichte q proportional zum Temperaturgradienten ist, der den Wärmestrom antreibt (Fouriersches Gesetz):

$$(1) \quad q = -\lambda * \text{grad } T$$

Die hier auftretende Konstante λ ist ein Mass für das Vermögen des betreffenden Gesteins, Energie zu transportieren und wird deshalb als Wärmeleitfähigkeit bezeichnet. In anisotropen Gesteinen (z. B. Gneis, Peridotit) muss anstelle der skalaren Wärmeleitfähigkeit ein symmetrischer Tensor 2. Stufe eingeführt werden. Der Wärmestromdichtevektor hat dann nur noch in der Richtung der Hauptachsen des Wärmeleitungstensors die gleiche Richtung wie der Temperaturgradient.

Es hat sich als zweckmässig erwiesen, als zweiten thermischen Transportparameter die Temperaturleitfähigkeit K einzuführen. Sie wird durch die Wärmeleitungsgleichung

$$(2) \quad \text{div grad } T = 1/K * \partial T / \partial t$$

definiert und ist ein Mass dafür, wie schnell sich eine Temperaturänderung in einem Gestein ausbreitet. Entsprechend dieser Definition tritt sie besonders bei der Behandlung zeitabhängiger thermischer Vorgänge in Erscheinung. Für homogene isotrope Festkörper lässt sich ableiten, dass zwischen Wärme- und Temperaturleitfähigkeit die häufig benutzte Debye-Gleichung

$$(3) \quad \lambda = c * \rho * K$$

besteht. Da Gesteine heterogene Festkörper sind, gilt die Beziehung (3) für sie streng genommen nicht. Einige Autoren vermeiden dieses Problem dadurch, dass sie die Beziehung (3) als Definitionsgleichung für die Temperaturleitfähigkeit betrachten und damit ihre Gültigkeit per Definition festsetzen. Mit einer so eingeführten Temperaturleitfähigkeit wird aber die Gültigkeit der Wärmeleitungsgleichung (2) fraglich. Da diese Differentialgleichung die Basis der

gesamten phänomenologischen Theorie der Wärmeausbreitung ist, sind die Folgen einer solchen Betrachtungsweise unabsehbar. Wir bevorzugen daher, Beziehung (3) als für Gesteine nur näherungsweise gültig zu betrachten mit der Aussicht, sie später bei Vorliegen von genügend experimentellen Ergebnissen durch eine verbesserte Beziehung zu ersetzen. Diese Ergebnisse müssten unter Benutzung der Gleichungen (1) und (2) bei der Datenverarbeitung unter strikter Vermeidung von (3) gewonnen werden. Das ist kein triviales Problem, weil bei der Ableitung der Auswertungsalgorithmen bei vielen thermischen Messverfahren an irgendeiner Stelle die Gleichung (3) benutzt wird. Dieses ganze Problem hängt inhaltlich sehr eng mit der Aufgabe zusammen, für ein heterogenes Material effektive Materialparameter einzuführen. Ebenso wie bei anderen petrophysikalischen Parametern werden genau genommen zur Quantifizierung der Wärmetransporteigenschaften der Gesteine effektive Parameter benutzt. Das bedeutet, dass dem heterogenen Gestein diejenige Wärmeleitfähigkeit zugeordnet wird, die ein homogenes Material hätte, das in einer bestimmten Messanordnung bei einer repräsentativen Probengrösse bei gleichen Messbedingungen das gleiche Wärmeleitvermögen aufweist, also gleiche Wärmeflussdichte bei einem gegebenen Temperaturgradient. Es ist eine Reihe so genannter Mischungsregeln abgeleitet worden, die es gestatten, allein aus den Mineralanteilen und den Wärmeleitfähigkeiten der einzelnen Minerale unter völliger Vernachlässigung von Struktur und Textur der aktuellen Probe deren effektive Wärmeleitfähigkeit näherungsweise zu berechnen. Da entsprechend (2) die Temperaturleitfähigkeit für eine nichtstationäre Temperatursausbreitung definiert ist, macht die Übertragung des obigen Gedankenganges zur Einführung einer effektiven Temperaturleitfähigkeit grosse Probleme (Kerrick 1971 und 1972, Gobbe und Quintard 1994). Es ist dabei bewusst geworden, dass die Definition immer auf eine bestimmte Messanordnung bezogen ist.

Wärmetransport durch Konvektion ist durch den gleichzeitigen Transport von Masse und Energie charakterisiert, setzt also ein sich bewegendes (im folgenden fliessendes) Medium voraus. Da die transportierte Energie wesentlich von der Geschwindigkeit des transportierenden Mediums (Porenfluid, Kluffüllung, Schmelze) abhängt und nur mittelbar von Gesteinseigenschaften wie der Permeabilität beeinflusst wird, kann der Effekt nicht durch einen gesteinspezifischen Parameter quantifiziert werden. In diesem Sinne ist die Behandlung der Konvektion nicht Gegenstand der Petrophysik. Es gibt jedoch die Grenzfälle, dass bei sehr grossen Poren und in Klüften bei Messungen der Wärmeleitfähigkeit im gesättigten Zustand die Porenfüllung in Bewegung gerät und dadurch die Wärmeleitfähigkeit vergrössert erscheint. Dieser zusätzliche Beitrag wird auch vom eingesetzten Messverfahren abhängig sein, er ist klein bei einem schnellen transienten Verfahren und gross bei stationären Verfahren mit

langer Wartezeit bis zur Einstellung des thermischen Gleichgewichts. Eine spezielle Variante des konvektiven Transports wurde von uns bei Serpentiniten beobachtet.

Der Wärmetransport durch elektromagnetische Strahlung wird entsprechend dem Stefan-Boltzmann-Gesetz zunehmend bei hohen Temperaturen erwartet. Bei Gesteinen spielen dabei auch die spektralen Absorptions- und Streuungseigenschaften und ihre Variation mit der Temperatur eine grosse Rolle. Nur wenn die experimentellen Bedingungen so gewählt sind, dass auch bei diesem Transportmechanismus die Wärmestromdichte wesentlich vom Temperaturgradienten abhängt, dann kann er durch einen zusätzlichen Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit berücksichtigt werden (Diffusionsnäherung). Diese Bedingung ist bei genügend grossen Gesteinsproben realisiert.

Die ohnehin schon komplexe Situation bei Gesteinen wird weiter dadurch kompliziert, dass durch mechanische und thermische Belastungen, denen jeder Gesteinskörper im Verlaufe seiner Evolution ausgesetzt war, eine mehr oder weniger grosse Zahl von Rissen und Klüften gebildet worden ist. Sie können zum Zeitpunkt der Untersuchung offen oder geschlossen sein und bezogen auf die einzelnen Mineralkörner intra- oder intergranular verlaufen. Oft sind sie über geologische Zeiträume wieder verheilt, d. h. mit einer dichten, eventuell sogar kristallinen Füllung versehen. Für den Wärmetransport sind sie in jedem Fall als ein zusätzliches Hindernis zu betrachten. Auch geschlossene Risse stellen eine Unterbrechung des regulären Kristallaufbaus dar und sind somit ein flächenhaftes Streuzentrum für Phononen. Offene Risse müssen dagegen ganz anders von einem makroskopischen Standpunkt betrachtet werden. Offene Risse mit einer Gasfüllung, normalerweise mit Luftfüllung, sind wegen der sehr niedrigen Wärmeleitfähigkeit der Gase ein nebenswertes Hindernis für den Wärmetransport. Deshalb kann sich bei Sättigung des Gesteins mit Wasser, das unter den Flüssigkeiten eine der höchsten Wärmeleitfähigkeiten hat ($0,6 \text{ W/(m}^*\text{K)}$), die Wärmeleitfähigkeit einer klüftigen Probe erheblich vergrössern. Die Wirkung eines Risses auf den Wärmetransport hängt auch stark von seiner geometrischen Form ab, die man durch das aspect ratio erfassen kann, wenn man die Risse entsprechend dem Penny-Shape-Modell idealisiert.

Insgesamt gesehen haben wir beim Wärmetransport in Gesteinen einmal Faktoren zu berücksichtigen, die durch die Eigenschaften und den Anteil der beteiligten Minerale bedingt sind, und zum anderen mit etwa gleicher Wertigkeit Einflüsse, die aus der Struktur der speziellen Gesteinsprobe resultieren. Es ist daher zu erwarten, dass die Proben einer bestimmten Gesteinsklasse in ihren thermischen Parametern über einen mehr oder weniger grossen Bereich streuen werden. Regionale Einflüsse können sich über beide Richtungen auswirken. Letztlich ist es aber überraschend, dass trotz der hohen Zahl beeinflussender Faktoren die Werte der

thermischen Transportparameter für die meisten Gesteine in einem relativ engen Intervall liegen. Die individuell unterschiedlichen strukturellen Einflüsse sind auch die Ursache dafür, dass Zusammenhänge der thermischen Transportparametern mit anderen petrophysikalischen Parametern, wie den elastischen Wellengeschwindigkeiten, bei Mineralen in gewissem Umfang zu beobachten sind, während bei Gesteinen jedoch meist nur sehr geringe Korrelationen bestehen. Die für alle Exemplare einer bestimmten Gesteinsklasse ähnliche mineralogische Zusammensetzung muss wegen des grossen Einflusses struktureller Effekte nicht zu ähnlichen Werten der thermischen Parameter führen. Die hier gewählte Formulierung „strukturelle Effekte“ ist nicht allein im engeren Sinn einer kristallografischen Struktur zu verstehen, sondern soll die Wirkung aller Besonderheiten umfassen, die etwa in der Geologie in den Begriffen Struktur und Textur zusammengefasst sind, aber auch vom festkörperphysikalischen Standpunkt gesehen alle in der Realstruktur auftretenden kristallografischen und chemischen Störstellen ebenso wie makroskopische Störungen, Inhomogenitäten, Auslösungslamellen, Zwillingsflächen, Korngrenzen usw. berücksichtigen. Bei Mineralen, insbesondere bei Einkristallen, ist die Bedeutung der strukturellen Effekte sicher geringer, er ist aber auch nicht verschwindend klein. Deshalb muss man damit rechnen, dass auch für Minerale die Werte der thermischen Parameter in gewissen Grenzen variieren, abhängig von der Perfektion der Kristallstruktur. Weiter ist zu berücksichtigen, dass bei vielen Mineralen, wie z. B. bei Hornblende, die chemische Zusammensetzung in weiten Grenzen variieren kann und damit auch die thermischen Transportparameter. An diese Probleme ist zu denken, wenn man versucht, die effektive Wärmeleitfähigkeit eines Gesteins mit Hilfe von Mischungsregeln aus den Wärmeleitfähigkeiten der Mineralkomponenten zu berechnen. Hierbei ist es manchmal sinnvoll, empirische Werte für die Komponenten zu benutzen anstelle von Werten, die an fast perfekten Einkristallen gemessen worden sind. Die obigen Betrachtungen schliessen jedoch nicht aus, dass es eine Reihe von Mineralen gibt, wie Bergkristall, bei denen die Kristallperfektion so hoch ist, dass die Streuung der Werte der thermischen Parameter genügend gering ist, so dass ihre Benutzung als Standards akzeptabel ist.

2. Beschreibung der eingesetzten Mess- und Auswertungsmethoden zur Bestimmung der thermischen Transportparameter

Im Laufe der Zeit war eine grosse Zahl unterschiedlicher Messmethoden zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeiten im Einsatz, angepasst an die verschiedenen Aufgabenstellungen und die zur Verfügung stehenden Möglichkeiten der Erzeugung hoher Drucke und Tempera-

turen. Es gibt wohl keine andere physikalische Grösse, für die sich so viele unterschiedliche Messmethoden erdenken lassen, wie für Wärme- und Temperaturleitfähigkeit. Sie unterscheiden sich hinsichtlich der Probengeometrie, des zeitlichen Regimes und der räumlichen Verteilung des Temperaturfeldes, dh. letztlich in den Anfangs- und Randbedingungen, die bei der Lösung der Wärmeleitungsgleichung zusätzlich zu berücksichtigen sind.

Wenn man sich speziell die Aufgabe stellt, die thermischen Transportgrößen an Gesteinsproben bei möglichst realistischer Simulation der Bedingungen in der Erdkruste zu bestimmen, so ergeben sich daraus erhebliche Einschränkungen, die bei der Auswahl der Messmethode zu berücksichtigen sind:

Die Messungen müssen bei hohen Temperaturen und den für die verschiedenen Teufen charakteristischen Druck- bzw. Spannungsverhältnissen erfolgen. Sehr hohe Drücke und homogene Temperaturfelder lassen sich experimentell nur innerhalb relativ kleiner Volumina erzeugen. Heizer und Temperatursensoren müssen daher klein sein, sollen möglichst wenig Zuleitungen erfordern und müssen den hohen Drücken und Temperaturen standhalten.

Die Meßmethode muß den für Gesteinsproben typischen Besonderheiten Rechnung tragen. Gesteine sind heterogene und teilweise auch anisotrope Festkörper, für die bereits in der Definition der Meßgrößen ein Problem liegt. Die Abmessungen des Probenkörpers müssen so gewählt werden, dass durch Mittelung über die Wirkungen einer ausreichend grossen Zahl von Mineralkörnern die gesuchte effektive Wärme- bzw. Temperaturleitfähigkeit erhalten wird.

Bei Gesteinen ist die Herstellung der Probenkörper nicht ganz einfach. Mit den zu diesem Zweck eingesetzten Diamantwerkzeugen lassen sich mit akzeptablem Aufwand nur einfache Probengeometrien realisieren (Zylinder, Scheiben, Würfel, Quader). Die Möglichkeiten, Heizelemente und Temperatursensoren im Probeninneren unterzubringen, sind sehr begrenzt.

Messungen der thermischen Transportparameter sind wegen der langsamen Einstellung der thermischen Gleichgewichte meist zeitaufwendig. Wenn außerdem Druck und Temperatur über möglichst große Bereiche variiert werden sollen, so daß viele Meßwerte an der gleichen Probe zu bestimmen sind, muß durch die Wahl einer günstigen Methode und die Optimierung der Probengröße ein Kompromiß gefunden werden, der den Zeitaufwand auf einem akzeptablen Wert hält.

Die Messmethode muss dem zu erwartenden Wert der Wärmeleitfähigkeit angepasst sein. Bis auf seltene Ausnahmen liegt die Wärmeleitfähigkeit für die meisten Gesteine im Bereich zwischen 0,5 und 10 W/m*K, wobei ein hoher Prozentsatz sich noch enger im Bereich von 1 bis 5 W/m*K konzentriert. Dieser Wertebereich entspricht etwa dem für dielektrische Festkörper.

Das Meßverfahren sollte gleichzeitig Wärme- und Temperaturleitfähigkeit liefern (oder Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme).

Die obige Aufzählung läßt erkennen, daß die verschiedenen Gesichtspunkte teilweise zu kontroversen Bedingungen führen, insbesondere bezüglich der Probengröße. Es wird auch bereits deutlich, daß einÜbernahme der unter Normalbedingungen bei der Untersuchung von Gesteinsproben angewendeten Methoden die Erfüllung der spezifischen Hochdruck-Hochtemperatur-Bedingungen verhindert. Das von Bäckström und Mitarbeitern bei hohen Drücken hauptsächlich bei anorganischen Ionenverbindungen eingesetzte Hot-Wire-Verfahren (Bäckström 1985, Andersson et al. 1986) ist dagegen für Gesteine wegen deren bei Umgebungstemperatur ungünstiger mechanischer Fliesseigenschaften nicht geeignet. Ausserdem ist die Anwendbarkeit des hot-wire-Verfahrens in der Version der Umea-Gruppe zu hohen Temperaturen wegen der hier angewendeten äusseren Heizung sehr begrenzt (etwa 300°C). Insgesamt gesehen gibt es kein Messverfahren, das alle obigen Kriterien erfüllt oder sich sonst als inoffizieller Standard durchgesetzt hätte. Vielmehr zeigt die Literatur, dass die verschiedenen Autoren oft unterschiedliche Verfahren anwenden oder neu entwickeln. Viele neuentwickelte Methoden wurden nur einmalig angewendet. Früher war man bei der Wahl der Messmethoden wesentlich auf die mit solchen Anfangs- und Randbedingungen beschränkt, die zu relativ einfachen analytischen Lösungen der Wärmeleitungsgleichung führten (Carslaw und Jäger 1959). Jetzt hat die Entwicklung der Computertechnik den breiten Einsatz numerischer Lösungsmethoden möglich gemacht (Kreith 1973). Ebenso sind bei der Versuchssteuerung, Datenerfassung und -verarbeitung durch den Einsatz computergestützter Systeme enorme Fortschritte gemacht worden, die völlig neue Wege bei der Methodenentwicklung eröffnen (z. B. Popov et al. 1985).

2.1 Das modifizierte Impulsmessverfahren

Die Mehrzahl unserer Messungen wurde unter Benutzung eines modifizierten Impulsverfahrens durchgeführt. Prinzip siehe Abb. (1). Es werden dabei zylindrische Proben benutzt, so dass eine optimale Anpassung an die Geometrie einer Druckkammer gegeben ist. In der Achse des Probenzylinders befindet sich ein Heizdraht. Er wird durch Zuführung eines elektrischen Impulses von 3 s Länge aufgeheizt und erzeugt in der Probe einen Wärmeimpuls, der sich radial ausbreitet. Etwa auf der Mitte zwischen Heizdraht und Probenrand befindet sich in genau bekanntem Abstand ein Thermoelement. Mit seiner Hilfe wird der zeitliche Verlauf des Temperaturimpulses an diesem Ort bestimmt. Aus dieser gemessenen Temperaturkurve werden als charakteristische Grössen die Impulsamplitude T_M und die sog. Halbwertszeit t_H ent-

nommen. Dabei ist als Halbwertszeit die Zeit definiert, die vom Start des Sendeimpulses bis zum Erreichen der halben Impulshöhe des Empfangsimpulses vergeht. Beide Grössen lassen sich aus der gemessenen Temperaturkurve mit relativ hoher Genauigkeit bestimmen.

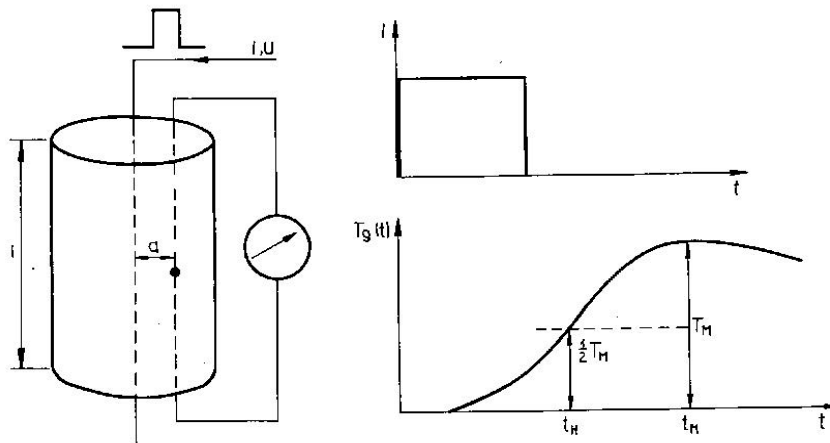


Abb. 1: Prinzip der Impulsmessmethode

Die Theorie der Wärmeausbreitung um eine Linienquelle im unendlichen Medium bei Anregung mit einem Deltaimpuls (Carslaw und Jaeger 1959) wurde auf den Fall der Anregung mit einem Impuls endlicher Länge erweitert. Aus den numerischen Ergebnissen wurden Beziehungen zwischen den gesuchten Materialparametern Wärme- und Temperaturleitfähigkeit einerseits und den aus dem Experiment bestimmbaren Grössen T_M und t_H andererseits abgeleitet. Diese Relationen werden für die Auswertung benutzt. Die Temperaturleitfähigkeit ergibt sich aus der Halbwertszeit und dem Abstand R zwischen Heizdraht und Thermoelement zu

$$K = R^2 / (10,77 * t_H - 16,55) , t_H \text{ in s, } R \text{ in m.}$$

Zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit sind zusätzlich die Heizerlänge HL , Impulshöhe T_M und die Energie Q des Heizimpulses erforderlich:

$$\lambda = 2,652 * Q * (0,3323 - 0,1834 / t_H + 21,94 / t_H^2) / (HL * T_M),$$

mit Q in Ws , HL in mm und T_M in K . Mehr Einzelheiten sind bei (Seipold 1988) veröffentlicht.

Messplatz zur Bestimmung der thermischen Transportparameter mit dem modifizierten Impulsverfahren

Zur praktischen Realisierung des oben beschriebenen Messprinzips wurde ein Messplatz unter wesentlicher Benutzung eines Datenerfassungssystems Keithley 500A aufgebaut. Dieses System besteht aus den Komponenten Interfacekarte 500-IBIN-A, Analogeingangs-A/D-Modul AMM2, Digital-Ein- und -Ausgabe DI01 sowie dem Analogausgangsmodul AOM5 und ist in

einem separaten Gehäuse mit eigener Stromversorgung untergebracht, um Störeinflüsse durch den Computer zu vermeiden. Das Blockschaltbild ist in der folgenden Abb. (2) dargestellt:

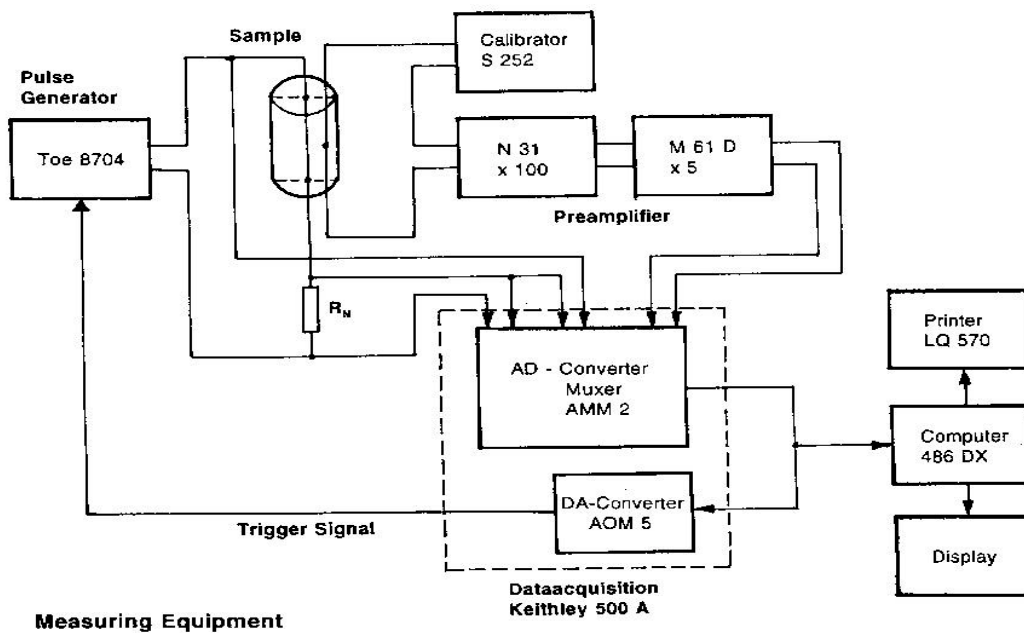


Abb.2: Blockschaltbild der Messanordnung

Heizimpulse bis 10 A können durch ein von aussen steuerbares Gleichstromnetzgerät der Firma Toellner , Typ Toe 8704, erzeugt werden. Die Ansteuerung erfolgt über einen DA-Converter im Datenerfassungssystem. Beim Durchgang des Wärmeimpulses entsteht im Thermoelement ein proportionales elektrisches Signal mit einer Amplitude kleiner als 100 Mikrovolt. Zur Anpassung an den Eingangsspannungsbereich der 16-Bit-AD-Wandler-Karte AMM2, der bei der empfindlichsten Einstellung bei ± 100 mV liegt, wird das Thermosignal durch zwei in Reihe geschaltete Vorverstärker um den Faktor 500 verstärkt. Der eingesetzte Mikrovoltvorverstärker N31 der Firma Knick wurde unter Berücksichtigung seiner günstigen Rauscheigenschaften und des niedrigen Störspannungspegels ausgewählt.

Bei den Messungen bei hoher Temperatur ist dem eigentlichen Messimpuls mit einer Amplitude kleiner als 100 Mikrovolt die konstante Thermospannung überlagert, die der Ofentemperatur entspricht. Sie beträgt maximal etwa 40 mV, so dass die Summe beider Spannungen die Verstärker total übersteuern würde. Deshalb ist in den Eingangskreis des Vorverstärkers ein Kalibrator der Firma Knick, Berlin, Typ S 252 ,eingefügt, an dem bei jeder Temperatur eine entsprechende Spannung eingestellt wird, mit der der konstante Thermospannungsanteil kompensiert wird, so dass die verstärkte Spannungsdifferenz in den nutzbaren Eingangsspannungsbereich des AD-Wandlers passt. Auf diese Weise kann die volle Auflösung des AD-Wandlers über den ganzen Temperaturbereich für das Messsignal genutzt werden.

Bei der Auswertung wird zur Bestimmung der Messtemperatur die Kompensationsspannung in den äquivalenten Temperaturwert zurückgerechnet.

Von dem Datenerfassungssystem werden drei Kanäle genutzt. Ein Kanal dient zum Abscannen der verstärkten Signalthermospannung. Mit den beiden anderen Kanälen werden die Spannung und die Stromstärke des Heizimpulses registriert. Dazu wird aus der Stromstärke mit Hilfe des Widerstandes R_N eine proportionale Spannung gewonnen. Der Messplatz wird mit einem 486DX-Computer mit dem Betriebssystem MS DOS betrieben. Für die Erfassung und Bearbeitung der relativ langsamen thermischen Vorgänge ist die Leistungsfähigkeit dieses Rechners völlig ausreichend. Seine Stabilität lässt keine Wünsche offen.

Mess- und Auswertungsprogramm

Zur Steuerung des Versuchsablaufs, für die Erfassung und Bearbeitung der Daten bis zur Berechnung von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit sowie zum Ausdruck und zur Abspeicherung der Ergebnisse wurde das Programm Ftest4.txt in der Programmiersprache ASYST2.0 entwickelt. Die Programmiersprache ASYST wurde gewählt, weil sie gleichzeitig komfortable Werkzeuge zur Programmierung der Datenerfassung, zur Bearbeitung der Meßdaten (digitale Filterung, Extremwertbestimmung, Integration), zur grafischen Darstellung und zur Datenanalyse (Fitprogramm) zur Verfügung stellt. Die Bearbeitung von Datenfeldern läßt sich sehr kompakt programmieren. Nur die polnische Notation ist gewöhnungsbedürftig, obwohl sie eigentlich der tatsächlichen Vorgehensweise bei der Durchführung der verschiedenen Rechenoperationen entspricht. Das Programm druckt am Ende die Auswertungsergebnisse, wichtige Zwischenwerte und Angaben zur Probe und Versuchsparameter in einem kurzen Protokoll aus. Wahlweise können diese Daten auch für eine weitere Verarbeitung digital abgespeichert werden. Das Programm muß zusammen mit einem kleinen Zusatzprogramm mit der Bezeichnung FTest4a.txt benutzt werden, in dem die Bezeichnung und Parameter der aktuellen Probe am Beginn des Versuchs abgefragt und gespeichert werden. Das Programm existiert in zwei Varianten, für Hochtemperaturmessungen (Ftest4t.txt) und zum Einsatz bei Hochdruckuntersuchungen (Ftest4p.txt).

Durch das Datenerfassungssystem Keithley 500A werden die Spannung des Thermoelementes, die Heizspannung und die heizstromproportionale Spannung am Widerstand R_N mit einer Periodendauer von 100 ms abgescannt. Bereits vor der eigentlichen Messung werden über einen Zeitraum von 30 s die Temperaturwerte mit einer Rate von 2/s registriert. Bei der Auswertung wird durch diese Zeit-Temperatur-Wertepaare eine

Ausgleichsgerade gelegt und auf diese Weise für das gemessene Zeitintervall eine mittlere Anfangs- und Endtemperatur T_1 bzw. T_2 bestimmt. Wenn das thermische Gleichgewicht noch nicht erreicht ist, unterscheiden sich T_1 und T_2 . Die Differenz $T_2 - T_1$ wird dann zur Bildung einer entsprechenden Driftkorrektur benutzt. Die Temperatur T_2 wird als Anfangstemperatur bei der Auswertung der Messung benutzt. Durch die Einführung der Driftkorrektur konnten die Versuchszeiten wesentlich reduziert werden, weil nun nicht mehr vor der eigentlichen Messung auf die genaue Einstellung des thermischen Gleichgewichts gewartet werden muss. Gleichzeitig verbesserte sich die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse. Sofort nach der Bestimmung der Temperaturdrift wird der Heizimpuls gestartet. Dazu wird vom Rechner über einen D/A-Converter für die Dauer des Impulses durch eine konstante DC-Spannung ein steuerbares Gleichspannungsnetzgerät der Firma Toellner, Typ Toe 8704, aufgesteuert. Die gewünschte Höhe des Heizstromes kann an dem Gerät vorprogrammiert werden, maximal 10 A. Abhängig von der Wärmeleitfähigkeit der zu untersuchenden Gesteinsprobe wird die Energie des Heizimpulses so hoch gewählt, dass am Thermoelement eine Impulsamplitude von etwa 1,5 K auftritt. Die Thermospannung wird über eine Zeit von 70 s gescannt, damit auch noch bei schlechtleitenden Proben das Temperaturmaximum erreicht wird. Die gespeicherten Thermospannungswerte werden geglättet und unter Benutzung des Konversionsfaktors des Thermoelementes (zunächst mit 39 Mikrovolt/K) in entsprechende Temperaturen umgerechnet. Bei den Hochtemperaturversuchen erfolgt die Berücksichtigung der Nichtlinearität der Thermoelementkennlinie erst in einer späteren Stufe der Auswertung unter Benutzung des Programms FDATAFIT.txt, also nicht im Programm Ftest4.txt. Von den Temperaturwerten werden die Anfangstemperatur T_2 und die Driftkorrekturen abgezogen. Die korrigierten Temperaturen werden als Funktion der zugehörigen Zeiten grafisch dargestellt. Durch diese Kontrolle der Impulsform wird dem Experimentator die Gelegenheit gegeben, eventuelle Störungen zu erkennen und gegebenenfalls die Messung abubrechen und zu wiederholen. Danach wird die Maximaltemperatur T_{\max} bestimmt. Es wird dann der Zeitpunkt H_{z1} gesucht, bei dem die Hälfte der Maximaltemperatur erreicht wurde. Zur genaueren Bestimmung der Halbwertszeit wird die Temperaturkurve in der Umgebung von H_{z1} durch eine Gerade angenähert. Einsetzen von $T_{\max}/2$ in die Geradengleichung liefert dann eine verbesserte Halbwertszeit H_{z2} . Zur Bestimmung der Energie des Heizimpulses werden die Produkte der Strom- und Spannungswerte für alle Zeitpunkte gebildet und dann die so erhaltene Leistungskurve über die Zeit integriert (unter Benutzung der Simpsonschen Regel).

Es wurde festgestellt, dass durch den Heizimpuls im Thermoelement eine Störspannung induziert wird, die sich der Thermospannung des Empfangsimpulses überlagert und diesen dadurch im Anfangszeitbereich verfälscht. Zur Behebung dieses Problems wurde der zeitliche Verlauf der Induktionsspannung gemessen. Diese Werte werden bei der Auswertung von dem registrierten Impulssignal abgezogen. Bei der Benutzung von Mantelthermoelementen tritt der Effekt erst bei hoher Temperatur und dann progressiv in Erscheinung, vermutlich infolge der zunehmenden elektrischen Leitfähigkeit des Isoliermaterials MgO. Wegen dieser starken Temperaturabhängigkeit wäre eine Kompensation des Effektes wesentlich komplizierter. Deshalb wurde das Problem durch geeignete Wahl der Versuchsbedingungen umgangen. Die Halbwertszeit muss bei hoher Temperatur ausserhalb des gestörten Bereichs liegen. Dazu muss der Abstand Heizer-Thermoelement genügend gross gewählt werden.

Probenpräparation

Für das Impulsverfahren wurden zylindrische Proben mit 27 mm Durchmesser und 43 mm Länge benutzt. Diese Grössen stellen einen Kompromiß bei der Erfüllung verschiedener teils gegenläufiger Forderungen dar (Verhältnis Korngrösse/Probengrösse, verfügbares Volumen, Messdauer, erreichbare Impulshöhe, Erfüllung der Randbedingung). Das Ausbohren aus geeigneten Gesteinsblöcken und Ablängen ist bei Einsatz kommerzieller Maschinen mit Diamantwerkzeugen ohne Probleme. Allerdings ist darauf zu achten, dass klüftige und anderweitig gestörte oder inhomogene Bereiche vermieden werden. Das wesentlichste Problem bei der Präparation ist das Einbauen des Messheizers und des Thermoelementes. Für den Erfolg der Messungen ist es entscheidend, dass Heizer und Temperatursensor in einem bekannten Abstand genau positioniert sind und dass der thermische Übergangswiderstand insbesondere des Heizdrahtes zum Probenmaterial auf der ganzen Länge möglichst gering ist. Dieser gute Kontakt muss auch bei hoher Temperatur unverändert erhalten bleiben. Es gibt sicher keine perfekte Lösung für diese Aufgabe. Bohrungen sind bei der relativ grossen Probenlänge schwierig zu realisieren. Der Kontakt zwischen Heizer bzw. Thermoelement und der Bohrungswand ist dabei völlig unkontrolliert. Bei der von uns benutzten Variante werden zur Aufnahme der Messelemente mit einer Diamanttrennscheibe sehr dünne (0,5 mm) achsenparallele Schlitze in den Probenzylinder geschliffen. Heizer und Thermoelement werden dann auf dem Boden dieser Schlitze in relativ genau definierter Position einzementiert, wobei durch die Wahl eines geeigneten Zementes und sorgfältiges Füllen auch ein guter Wärmekontakt erreicht werden kann. Die bei dieser Geometrie auftretende Störung des Temperaturfeldes in der Probe ist relativ gering, besonders in der Messrichtung. Die zu

einem gewissen Grad punktuelle Temperaturmessung durch Benutzung eines Thermoelementes kann in speziellen Fällen zu Problemen führen. Z. B. wurden bei der Untersuchung einer Granitprobe ungewöhnlich hohe Wärmeleitungswerte erhalten, weil die Probe eine erhebliche Inhomogenität aufwies und die Messstelle dabei zufällig in einem Cluster von Quarzkörnern lag. Eine Verschiebung des Thermoelementes um etwa 10 mm in axialer Richtung führte sofort zu normalen Werten. Derartige Probleme infolge der Inhomogenität der Mineralverteilung oder durch die Konzentration von wenigen grossen Körnern eines Minerals im unmittelbaren Messweg sind nur durch Untersuchung einer genügend grossen Zahl von Proben zu kontrollieren. Es wurde auch überlegt, eine in axialer Richtung mittelnde Temperaturmessung durch elektrische Widerstandsmessung an einem Nickeldraht einzusetzen. Bei dieser Art der Temperaturmessung würde man aber unkontrollierbare Fehler durch Randeffekte erhalten.

Zur Herstellung der Schlitze wurde eine spezielle Diamantsäge aufgebaut, bei der die Gesteinsprobe in einer Spannvorrichtung in Längsrichtung bei konstanter Schnitttiefe unter dem rotierenden Sägeblatt durchbewegt werden kann. Die Schnitttiefe kann feingestuft vergrössert werden. Durch das Schlitzeln der Probe von entgegengesetzten Seiten verbleibt in der Mitte ein nur etwa 6 bis 7 mm breiter Steg. Besonders bei stark foliierten oder klüftigen Gesteinen besteht hier die Gefahr eines Bruchs.

Messgenauigkeit beim Impulsverfahren

Nach unseren langjährigen Erfahrungen bei der Messung an Gesteinsproben mit verschiedenen Verfahren und unter Berücksichtigung der Ergebnisse vieler anderer Autoren sind wir bezüglich der Einschätzung der Genauigkeit einer Messmethode für thermische Transportparameter zu der Meinung gelangt, dass man mit den bei physikalischen Messmethoden üblichen Fehlerberechnungen zu totalen Fehleinschätzungen kommen kann. Insbesondere ist es völlig wertlos, die Messgenauigkeit für die einzelnen in die Auswertung eingehenden Grössen abzuschätzen oder zu bestimmen und dann mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes unter Berücksichtigung der Auswertungsbeziehung den Fehler des Endergebnisse zu berechnen. Die Ursache für die Nichtanwendbarkeit der üblichen statistischen Fehlerberechnung liegt darin, dass der Messfehler entscheidend dadurch bestimmt wird, wie genau die Messbedingungen die bei der theoretischen Ableitung der Auswertungsbeziehung vorausgesetzten Bedingungen erfüllen. Das betrifft Rand- und Anfangsbedingungen sowie Voraussetzungen über thermische Isolationen und Kontaktwiderstände und thermische Gleichgewichte. Es ist auch sehr gut möglich, dass ein

Messverfahren bei Umgebungsbedingungen völlig einwandfreie Ergebnisse liefert, dass aber bei Variation einer Zustandsgrösse wie Druck oder Temperatur sich die Bedingungen kontinuierlich ändern, so dass ein völlig falscher Trend für die Abhängigkeit von der Zustandsgrösse gemessen wird. Wenn z. B. in einer Gasdruckapparatur die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit vom Druck gemessen wird, muss unbedingt berücksichtigt werden, dass sich mit der Zunahme des Druckes die Wärmeleitfähigkeit des Gases, das die zu messende Probe umgibt, um Größenordnungen ändert, sonst wird eine völlig falsche Druckabhängigkeit erhalten. Bei Hochtemperaturmessungen können mit steigender Temperatur zunehmend Inhomogenitäten des Temperaturfeldes auftreten, die zu einem zunehmenden systematischen Fehler führen. Eine andere Fehlerquelle sind mit steigender Temperatur zunehmende Wärmeverluste durch Konvektion oder Wärmestrahlung. Alle derartigen oft nur schleichend zunehmenden systematischen Fehler sind äusserst schwierig nachweisbar, haben aber eine viel grössere Bedeutung als die statistischen Fehler..

Bei der Untersuchung von Gesteinen ist man mit dem weiteren Problem konfrontiert, dass das Messobjekt erhebliche Inhomogenitäten aufweisen kann. Das hat natürlich zur Folge, dass Probenkörper, die an verschiedenen Stellen von einem Gesteinsblock entnommen worden sind, verschiedene Ergebnisse liefern. Es ist oft schwer abzuschätzen, ob derartige Unterschiede durch die Heterogenität des Gesteins oder durch statistische Fehler der Messmethode bedingt sind. Die Möglichkeit der Inhomogenität muss auch bei allen Vergleichsmessungen mit verschiedenen Apparaturen in Betracht gezogen werden. Viele Gesteine, die auf den ersten Blick homogen erscheinen, weisen räumliche Häufungen (Cluster) einzelner Mineralbestandteile auf. Das benutzte Impulsverfahren ist relativ empfindlich gegenüber derartigen Effekten, weil die Temperatur an der Messstelle durch die thermischen Eigenschaften in einem relativ kleinen Umgebungsvolumen bestimmt wird. Es ist daher trotz des grossen Aufwandes wichtig, mehrere Proben vom gleichen Gestein zu untersuchen.

Vergleichsmessungen fanden mit dem Labor des Geological Survey of Finland in Espoo statt. Dort wurden von jedem von acht finnischen mafischen Granuliten mehrere Proben mit einer divided-bar-Apparatur bei 298 K untersucht. An Proben des gleichen Materials wurden im GFZ in Potsdam die Druck- und Temperaturabhängigkeit gemessen. Für den Vergleich wurde die Druckabhängigkeit auf $p=0$ extrapoliert. Von der Temperaturabhängigkeit wurden die Werte von 287 bis 327 K benutzt.

| <i>Probe</i> | <i>GSF-Wert</i> | <i>GFZ-Temperaturabh.</i> | <i>GFZ-Druck-Extrapolation</i> |
|--------------|-----------------|---------------------------|--------------------------------|
| JJ01 | 2,25 | 2,15 | 2,28 |
| JJ02 | 2,21 | 2,028 | - |
| JJ03 | 2,31 | 2,06 | 2,22 |
| JJ04 | 2,51 | 2,43 | 2,41 |
| JJ05 | 2,34 | 2,23 | - |
| JJ06 | 2,44 | 2,41 | 2,39 |
| JJ07 | 2,03 | 1,99 | 2,43 |
| JJ08 | 2,60 | 2,01 | 2,34 |

Im Rahmen eines Vergleichs der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit für verschiedene Gesteinstypen wurden eigene Messergebnisse und Ergebnisse zur Temperaturabhängigkeit von vielen anderen Autoren im B-A-Diagramm dargestellt (wie unten beschrieben). Wie in unserer entsprechenden Veröffentlichung in *Tectonophysics* 291 (1998) 161-171 dargestellt, ergibt sich mit der zu erwartenden Streuung ein linearer Zusammenhang zwischen den Konstanten A und B bei der Datenbearbeitung mit der Fitfunktion WLF1. Dabei zeigte sich, dass die den linearen Zusammenhang $B=B(A)$ repräsentierende Regressionsgerade für unsere Ergebnisse praktisch identisch war mit der entsprechenden Regressionsgeraden durch die Literaturdaten:

$$A = -(532 \pm 45) \cdot B + (0,488 \pm 0,014), \text{ Korrelationskoeffizient } R = -0,84,$$

für die eigenen Werte, und aus den Literaturdaten

$$A = -(560 \pm 54) \cdot B + (0,447 \pm 0,022), \text{ mit } R = -0,85.$$

Man kann daraus u.a. folgern, dass kein wesentlicher systematischer Unterschied zwischen den bei uns gemessenen Temperaturabhängigkeiten und den von anderen Autoren veröffentlichten besteht. Ein weiterer wichtiger Test war der Vergleich unserer Ergebnisse an KTB-Amphiboliten mit der sehr grossen Zahl von Messwerten (etwa 2000) aus dem KTB-Feldlabor.

Vorteile des benutzten modifizierten Impulsverfahrens

Bei dem von uns entwickelten Messverfahren werden im Unterschied zu der häufig in der Festkörperphysik und Materialforschung eingesetzten Laser-flash-Methode Heizimpulse benutzt, deren Länge nicht mehr als klein gegenüber der Impulslaufzeit betrachtet werden kann. Dadurch entfallen zwar die entsprechenden Vereinfachungen in der Versuchsauswertung, man kann aber die für eine ausreichend genaue Messung erforderliche Impulsleistung bei wesentlich niedrigerer Impulshöhe erzeugen. Es können auf diese Weise problemlos mit geringem Aufwand Impulsenergien in der Größenordnung von 100 Ws erzeugt werden. Dadurch wird bei der Registrierung des Empfangsimpulses ein günstiges Signal-Rausch-Verhältnis erreicht, obwohl der Messweg im Probenmaterial etwa doppelt so gross ist wie üblicherweise beim Laser-flash-Verfahren. Dadurch können auch Gesteinsproben mit höheren Korngrössen untersucht werden. Gleichzeitig ist durch die kleineren Impulsamplituden die thermische Belastung der Proben geringer. Dadurch ist u. a. bei der Untersuchung an Phasenübergängen die Beeinflussung des Messobjektes durch den Messvorgang niedriger. Abgesehen von diesen Vorteilen könnte die Laser-flash-Methode aus geometrischen Gründen auch nicht im Inneren einer Druckkammer eingesetzt werden. Sie liefert auch nur die Temperaturleitfähigkeit, während wir gleichzeitig Wärme- und Temperaturleitfähigkeit messen können.

Bei der Untersuchung von Gesteinsproben mit dem modifizierten Impulsverfahren erfolgt bei nicht zu kleiner Wärmeleitfähigkeit die Messung innerhalb eines Zeitintervalls von etwa 40 s. Dazu kommt die Zeit von 30 s, die für die Driftbestimmung benötigt wird. Für diese Dauer von 70 s muss die Ofen- bzw. Umgebungstemperatur konstant bzw. auf einem konstanten Anstieg oder Abfall gehalten werden. Daher sind alle langperiodischen thermischen Störungen ohne Einfluss auf das Ergebnis. Die kurze Messzeit ermöglicht auch die Durchführung einer relativ grossen Zahl von Messungen, so dass durch Einsatz statistischer Glättungsverfahren die Messwertestreuung reduziert werden kann.

Bei dem benutzten Messverfahren ist nur eine Temperaturmessstelle erforderlich. Dadurch ist die Anzahl der notwendigen Verbindungsleitungen niedrig. Dieser Vorteil hat insbesondere bei Hochdruckuntersuchungen Bedeutung, bei denen jede Durchführung ein Risikofaktor ist. Die zylindrische Probenform erlaubt eine optimale Anpassung an das in einer Druckkammer verfügbare Volumen.

2.2 Untersuchungsmethodik bei hohen Temperaturen

Die speziellen Probleme bei Hochtemperaturmessungen

Zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeiten bei hoher Temperatur ist einmal eine geeignete Heizeinrichtung erforderlich, die die gesamte Probe mit der Messeinrichtung (im engeren Sinne) möglichst einheitlich auf die gewünschte hohe Temperatur bringt (im weiteren als Ofentemperatur bezeichnet). Zusätzlich wird ein Messheizer benötigt, der innerhalb der Probe einen Temperaturgradienten erzeugt, der für die eigentliche Messung benutzt wird. Die entsprechende Messtemperatur sollte klein gegen die Ofentemperatur sein. Diese Forderung führt zu dem zentralen Problem bei Hochtemperaturmessungen der thermischen Transportparameter: Das Temperaturfeld des Ofens wird immer kleine Inhomogenitäten und zeitliche Schwankungen aufweisen. Selbst wenn sie nur in der Größenordnung von einem Prozent der Ofentemperatur liegen, können sie damit von vergleichbarer Grösse wie die Messtemperatur sein und diese dadurch völlig verfälschen. Besonders gross ist diese Gefahr bei stationären Messverfahren, weil es keine Möglichkeit gibt, die Wirkung einer Inhomogenität des Temperaturfeldes von dem Messsignal zu unterscheiden. Da der absolute Wert der Inhomogenität mit der Ofentemperatur steigen wird, wird die Messtemperatur zunehmend in gleicher Richtung verfälscht, d. h. man erhält auch eine systematisch falsche Temperaturabhängigkeit der Wärme- bzw. Temperaturleitfähigkeit. Aus diesem Grund haben wir bei allen Hochtemperaturmessungen quasistationäre oder transiente Messverfahren eingesetzt. Bei ihnen kann das zeitlich veränderliche Messsignal von dem konstanten Störsignal getrennt werden bzw. die Inhomogenität kann sich nicht auswirken, weil die zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit benutzte Information aus der zeitlichen Variation des Messsignals in einem Punkt kommt. Als Störfaktor bleiben aber auch bei quasistationären und transienten Verfahren die zeitlichen Schwankungen der Ofentemperatur.

Argumente zur Berechtigung von HT-Messungen bei Normaldruck

Es wird häufig die Meinung geäußert, dass Untersuchungen der Wärmeleitfähigkeit bei hoher Temperatur ohne gleichzeitige Druckeinwirkung keine relevanten Ergebnisse bringen, weil durch die unterschiedliche thermische Ausdehnung der verschiedenen Minerale sowie die Anisotropie der thermischen Ausdehnung vieler Minerale Risse entstehen, die die Wärmeleitfähigkeit reduzieren. Gegen diese Auffassung gibt es eine Reihe von Argumenten. Abgesehen davon sind fast alle oft zitierten und kritiklos benutzten „klassischen“ Arbeiten (Birch und Clark 1940, Kawada 1964 und 1966, Schatz und Simmons 1972, siehe auch die Datensamm-

lungen von Cermak und Rybach 1982, Roy et al. 1981 sowie Clauser und Huenges 1995) zur Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit ohne Druck durchgeführt worden. Es müssen allerdings einfache Regeln das Versuchsregime betreffend eingehalten werden. Unsere Erfahrungen beziehen sich auf magmatische und metamorphe Gesteine. Für Sedimentite sind Hochtemperaturmessungen ohnehin irrelevant.

1. Es ist eine bei allen untersuchten Proben bestätigte Erfahrung, dass nach Abkühlung einer Probe von einer hohen Temperatur T_x auf eine tiefere Temperatur (auch Raumtemperatur) etwas geringere Wärmeleitungswerte gemessen werden als beim ersten Aufheizen, dass aber bei einer erneuten Aufheizung auf T_x wieder die gleichen Werte erhalten werden wie beim ersten Lauf. Für diese Beobachtung gibt es mehrere Erklärungsmöglichkeiten: In den magmatischen und metamorphen Gesteinen sind die Mineralkörner so stark miteinander verzahnt, dass beim Aufheizen trotz Unterschieden in der Ausdehnung nicht der Kontakt zwischenden Körnern verloren geht, sondern sich lokale Spannungen aufbauen. Die von vielen Autoren beobachteten akustischen Emissionen entstehen offenbar durch Umverteilung der Spannungen während des Aufheizens. Nur in begrenztem Umfang entstehen (intragranular) neue Risse. Eigene Untersuchungen beim thermischen Cracken von Graniten zeigen, dass vorwiegend eine Lockerung der Kornkontakte stattfindet. Bei hoher Temperatur ist die mittlere freie Weglänge der Phononen so kurz, dass die Streuung eines Phonons an einem Riss sehr selten im Vergleich zu einer Phonon-Phonon-Streuung ist. Ebenso ist die Streuung an einer Korngrenze ein relativ seltenes Ereignis. Eine Lockerung der Korngrenzen wird erst dann makroskopisch wirksam, wenn sich durch Rissöffnung offene Spalte bilden, die mit thermisch sehr schlecht leitender Luft gefüllt sind. Dieser Zustand tritt aber erst auf, wenn durch die hohe Temperatur das Gesteins bereits sehr stark gestört ist.

2. Eine nennenswerte Crackbildung infolge thermischer Ausdehnung setzt progressiv erst über 300-400°C ein. Die wesentlichste Abnahme der Wärmeleitfähigkeit erfolgt bei den meisten Gesteinen unterhalb dieser Grenze. Die Abnahme darüber liegt in der Größenordnung von wenigen Zehntel $W/(m \cdot K)$.

3. Bei stark anisotropen Gesteinen, wie Gneisen, kann man erwarten, dass thermisch induzierte Risse bevorzugt in der Foliationsebene gebildet werden und daher die Anisotropie verstärken. In der Praxis stellt man jedoch fest, dass die Anisotropie der thermischen Transportparameter mit steigender Temperatur meist abnimmt.

4. Der Einfluss temperaturbedingter Risse müsste mit steigender Temperatur grösser werden, also zunehmend die Wärmeleitfähigkeit verkleinern. Es müsste daher eine stärkere Abnahme der Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur beobachtet werden. Vergleiche mit den

Ergebnissen anderer Autoren und direkte Vergleichsmessungen mit D. Pribnow lieferten keine signifikanten Unterschiede.

5. Aus den Messergebnissen von Durham et al. 1987 an Gesteinsproben bei gleichzeitiger Einwirkung von Druck und Temperatur ist zu entnehmen, dass bei Variation des Druckes natürlich die absoluten Werte, nicht aber die Abhängigkeit von der Temperatur beeinflusst wird.

Auf Grund der oben dargestellten Beobachtungen und Argumente kann zusammenfassend der Schluss gezogen werden, dass die Messungen der thermischen Parameter nicht wesentlich durch thermisch induzierte Rissbildung beeinflusst werden, wenn immer in Richtung steigender Temperatur gemessen wird. Es sind treten jedoch deutliche Beeinflussungen auf, wenn von einer hohen Temperatur auf niedrigere Werte zurückgegangen wird. Deshalb muss ein derartiges Versuchsregime unbedingt vermieden werden. Die bei Untersuchungen der elastischen Eigenschaften gewonnenen Erfahrungen bezüglich der Wirkung thermisch induzierter Risse können auf die Wärmetransporteigenschaften nicht übertragen werden. Das ist jedoch wegen der völlig verschiedenen Mechanismen nicht überraschend.

Beschreibung der Messanordnung zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeiten bei hoher Temperatur

Die Messungen erfolgten in einem horizontal liegenden Drei-Zonen-Rohrofen. Der Ofenraum ist zur Vermeidung von Konvektion und zur Erhöhung der thermischen Trägheit vollständig durch einen dickwandigen Probencontainer aus gebranntem Pyrophyllit ausgefüllt (siehe Abbildung 3). Der Container umschließt die Probe sehr eng, so dass er thermisch wie eine Verlängerung der Probe in radialer Richtung wirkt und damit zur Realisierung der Randbedingung „unendlich ausgedehntes Medium“ beiträgt. Die Zuführung des Heizstroms erfolgt durch 4 mm dicke Stäbe aus Chromnickel, die die erforderliche Korrosionsbeständigkeit zur Durchführung eines mehrtägigen Versuches haben, aber doch nach mehreren Versuchen ersetzt werden müssen. Als Messheizer dient Draht von 0,35 mm Durchmesser aus NiCr70/30, der unmittelbar ausserhalb der Probe an die dicken Stäbe hart angelötet wird. Die Enden dieses Drahtes werden als Potentialleitungen zur Messung der Impulsleistung isoliert aus dem Ofen herausgeführt. Im Gegensatz zu üblichen Thermoelementen wird eine Ausführung benutzt, bei der die beiden Schenkel einen Winkel von 180° bilden. Diese Drähte verlaufen in der Probe auf einer Isothermenfläche und werden an entgegengesetzten Seiten aus dem Ofen herausgeführt. Durch diese Ausführung wird eine relativ genaue Lokalisierung der Messstelle erreicht. Sie ist wichtig, weil der Abstand Heizer-Thermoelement quadratisch in die Auswer-

tung eingeht. Bei einem Teil der Untersuchungen wurden auch Mantelthermoelemente mit 0,5 mm Aussendurchmesser für die Temperaturmessung eingesetzt. Ihre Ansprechzeit ist für die zu messenden zeitlichen Änderungen der Temperatur völlig ausreichend.

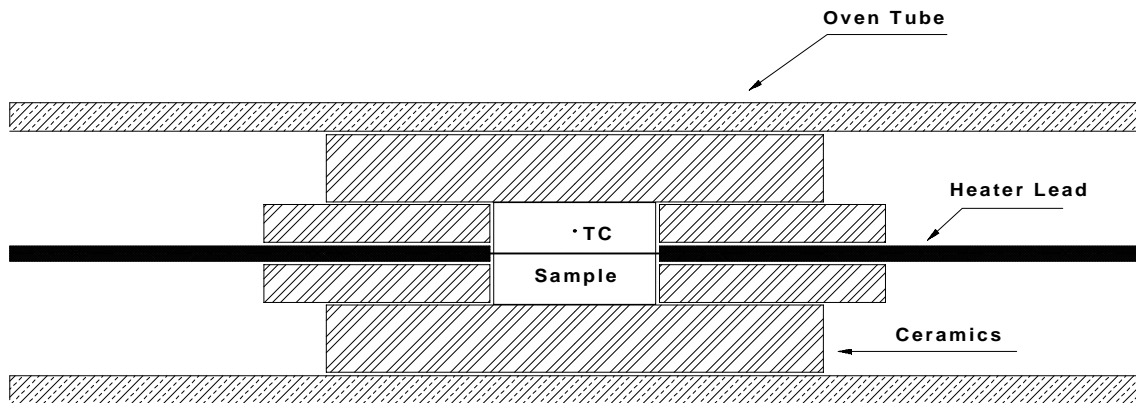


Abb.3: Sample Arrangement for HT-Measurements

Der Messheizer muss aus einem Material mit möglichst hohem spezifischen elektrischen Widerstand bestehen, damit bei einfach zu realisierenden und einfach zuzuführenden Impulsamplituden in der Größenordnung von 10 A eine möglichst hohe thermische Impulsleistung vom Heizer an die Probe abgegeben wird. Wegen dieser Forderung konnten PtRh-Heizer, die in bezug auf Korrosionsbeständigkeit günstiger gewesen wären, nicht eingesetzt werden.

Die Auswahl geeigneter Funktionen für die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit

Um die Ergebnisse von verschiedenen Gesteinsproben quantitativ miteinander vergleichen zu können ist es zweckmässig, die Abhängigkeit der thermischen Transportparameter von der variierten Grösse (Druck, Temperatur) in Form eines funktionalen Zusammenhanges zusammenzufassen. Ausserdem wird auf diese Weise die Datenmenge erheblich reduziert. Abgesehen von diesen Nützlichkeitsaspekten ist eine derartige Bearbeitung auch die Basis für tiefergehende verallgemeinernde Aussagen. Es ist sinnvoll zu versuchen, die Messwerte an theoretisch begründbare Funktionen anzupassen. Man kann erwarten, dass in diesem Fall auch die Anzahl der für eine befriedigende Anpassung erforderlichen Parameter kleiner ist als bei einer unspezifischen Approximation z.B. durch eine Potenz- oder Fourierreihe. In der mikroskopischen Theorie der Wärmeleitung in kristallinen Festkörpern wird für verschiedene Mechanismen der Phononenwechselwirkung die zu erwartende Temperaturabhängigkeit abgeleitet.

Entsprechend ergibt sich auch bei der Annahme eines radiativen Wärmetransportes ein bestimmtes Temperaturgesetz. Aus dem Vergleich der gemessenen Temperaturabhängigkeit mit den theoretischen Voraussagen lassen sich daher Aussagen über den bzw. die auftretenden Wärmetransportmechanismen machen (Seipold 1989). Bezüglich der Druckabhängigkeit sind die Aussagemöglichkeiten bescheidener und bringen hauptsächlich Informationen über die Wirkung von Rissen und Poren.

Im Einzelnen wurden für die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit folgende Funktionen getestet:

$$\text{WLF1: } \lambda = 1 / (A + B * T)$$

$$\text{WLF2: } \lambda = 1 / (a + b * T) + c * T^3$$

$$\text{WLF3: } \lambda = D / T^n \text{ mit } 0 < n < 1$$

$$\text{WLF4: } \lambda = T / (E + F * T)$$

$$\text{WLF8: } \lambda = T / (a + b * T) + c * T^2$$

Ausserdem wurden bei der Bearbeitung der Ergebnisse für Serpentine noch speziellere Funktionen benutzt. Bei allen Auswertungen wurde die absolute Temperaturskala als einzige physikalisch begründete Skala zu Grunde gelegt. Die Funktionen WLF1 und WLF3 können als Verallgemeinerungen des Eucken-Gesetzes betrachtet werden, nach dem die Wärmeleitfähigkeit einfacher Ionenverbindungen umgekehrt proportional zur absoluten Temperatur ist : $\lambda \sim 1 / T$ (Eucken 1914). Bei Gesteinen zeigten sich deutliche Abweichungen von diesem Gesetz in Richtung auf eine schwächere Temperaturabhängigkeit. Bei der Funktion WLF2 ist WLF1 um einen zusätzlichen Beitrag zur Berücksichtigung eines Beitrages von radiativem Wärmetransport ergänzt. In der Theorie wurden für die einzelnen Leitungsmechanismen folgende Temperaturabhängigkeiten abgeleitet:

Die Funktion WLF4 wurde von uns neu eingeführt, weil beobachtet wurde, dass WLF1 im unteren Temperaturbereich bis etwa 300°C eine zu schwache Krümmung hat, so dass bei vielen Gesteinsproben die Messwerte der Wärmeleitfähigkeit nicht optimal gefittet werden können. Im Bereich hoher Temperaturen fehlt die im Experiment zu beobachtende Annäherung der Wärmeleitfähigkeit an einen annähernd konstanten Wert. WLF4 liefert in vielen Fällen eine deutlich bessere Anpassung insbesondere hinsichtlich des generellen Verlaufs der Temperaturabhängigkeit. Bei WLF1 führt eine Extrapolation bei hohen Temperaturen über den gemessenen Temperaturbereich hinaus meist zu viel zu kleinen Leitfähigkeitswerten, also zu einer zu hohen Temperaturabhängigkeit. WLF4 ist für Extrapolationen sehr viel besser geeignet, da diese Funktion besser den allgemeinen Trend der Temperaturabhängigkeit über grosse Temperaturbereiche widerspiegelt. Nachdem WLF4 zunächst nur als empirische Ge-

setzmässigkeit gefunden worden war, wurde versucht, eine theoretische Begründung zu finden. Dazu wurde WLF4 in eine Taylor-Reihe entwickelt:

$$(*) \quad \lambda = 1 / F - E / (F^2 * T) + E^2 / (F^3 * T^2) - E^3 / (F^4 * T^3) + \dots$$

Beim Einsetzen von experimentell bestimmten Werten für die Parameter E und F zeigt sich, dass diese Reihe ein gutes Konvergenzverhalten hat, so dass es ausreicht, die ersten drei Terme zu betrachten. Die ersten beiden Glieder können dann ähnlich wie bei WLF1 auf Phononenstreuung an Gitterfehlern und durch 3-Phononen-Umklapp-Prozesse zurückgeführt werden. Zusätzlich tritt dann noch der Term proportional zu T^{-2} auf. Von Pomeranchuk (1940) wurde abgeleitet, dass eine derartige Temperaturabhängigkeit charakteristisch für 4-Phononen-Wechselwirkungen ist. Zu einer ähnlichen Reihenentwicklung gelangt man auch auf einem anderen Weg:

Wenn man in die Debye-Beziehung $\lambda = c_p * \rho * K$ für die Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit die von uns überraschenderweise meist beobachtete Abhängigkeit entsprechend WLF1 einsetzt und für die spezifische Wärme nach England 1978

$$c_p = a + b * T - c / T^2,$$

dann erhält man durch Ausdividieren der entstandenen rationalen Funktion

$$\lambda = \rho * (b/B + (a*B - A*b)/B^2 * 1/T - (A*a*B - A^2*b)/B^3 * 1/T^2 + (A^2*a*B - A^3*b - B^3*c)/B^4 * 1/T^3 + \dots, \quad \text{also}$$

eine Reihe nach Potenzen der inversen Temperatur ähnlich wie oben.

Bricht man die obige Taylor-Reihe nach dem dritten Glied ab, so gelangt man zu der Funktion

$$\text{WLF6:} \quad \lambda = \alpha + \beta * 1/T + \gamma * 1/T^2$$

Aus der obigen Funktion (*) ist leicht zu entnehmen, dass zwischen den Parametern in WLF6 die Beziehung $\alpha * \gamma = \beta^2$ besteht. Durch diese zusätzliche Bedingung hat WLF6 ebenso wie WLF1 und WLF4 nur zwei freie Parameter. Es kann z.B. der dritte durch die beiden anderen ausgedrückt werden.

Bei der Auswertung der Messungen an Peridotiten wurde festgestellt, dass zur Anpassung in dem unteren Temperaturbereich wegen der starken Kurvenkrümmung die Benutzung der Fitfunktion WLF4 unbedingt erforderlich ist. Mit dieser Funktion liess aber die Anpassung im Bereich sehr hoher Temperaturen zu wünschen übrig. Wesentlich bessere Ergebnisse über den gesamten Temperaturbereich bis 1200 K erhält man, wenn man zu WLF4 einen T^3 -proportionalen Strahlungsbeitrag addiert. Diese Funktion wurde WLF8 genannt:

$$\lambda = T / (a + b * T) + c * T^3.$$

Da alle obigen Funktionen nur mehr oder weniger gut geeignet sind, den Verlauf der gemessenen Temperaturabhängigkeit zu erfassen, sind bei einem Fit der Messwerte an diese Funk-

tionen die sich ergebenden Konstanten in gewissem Umfang auch abhängig davon, für welchen Temperaturbereich der Fitprozess durchgeführt worden ist. Diese Erfahrung trifft insbesondere für eine Auswertung mit WLF1 zu. Um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurde möglichst bei allen Proben einer Gesteinsklasse das gleiche Temperaturintervall benutzt. Bei vielen Gesteinen treten oberhalb von etwa 850 K Mineralumwandlungen auf, die den Temperaturverlauf beeinflussen. Bei den quarzhaltigen Gesteinen stört die α - β -Phasenumwandlung des Quarzes bei 849 K. Daher wurden für den Vergleich der Temperaturabhängigkeit verschiedener Proben oder Gesteine immer die Konstanten benutzt, die aus einem Fit der Messwerte an geeignete Funktionen im Intervall von Raumtemperatur bis 850 K bestimmt worden sind. Bei einigen Gesteinen mit Entwässerungsreaktionen musste das Intervall noch kleiner gewählt werden. Diese gesamte Problematik macht es schwierig, Ergebnisse aus der Literatur von verschiedenen Autoren zu verarbeiten, die fast immer aus unterschiedlichen Temperaturintervallen stammen. Andererseits erhöht sie den Wert eines grossen Datensatzes, der unter einheitlichen Messbedingungen und mit einer einheitlichen Datenverarbeitung gewonnen worden ist.

Auswertung der vergleichenden Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit verschiedener Gesteinsklassen

Die über einen langen Zeitraum an einer begrenzten Zahl von Gesteinsklassen durchgeführten Untersuchungen haben ein Datenmaterial geliefert, das die Möglichkeit eröffnet, die Temperaturabhängigkeit der thermischen Transporteigenschaften verschiedener Gesteintypen zu vergleichen und eventuell vorhandene charakteristische Merkmale zu finden. Es ist für diese Zielstellung wichtig, dass alle Ergebnisse mit der gleichen Untersuchungsmethodik unter Benutzung des gleichen Zeitregimes und mit dem gleichen Datenprocessing erhalten worden sind. Es wurde weiter versucht, möglichst viele Rohdaten aus der Literatur herauszuziehen. Sie wurden der gleichen weiteren Bearbeitung unterworfen wie die eigenen Ergebnisse. Trotzdem ist eine Vergleichbarkeit nur bedingt gegeben, allein schon wegen der völlig verschiedenen experimentellen Bedingungen und der eingesetzten Messverfahren. Natürlich müssen auch regionale Unterschiede der untersuchten Gesteine in Betracht gezogen werden. Dass sich trotzdem weitgehende Übereinstimmungen gefunden haben, betrachten wir auch als eine Bestätigung der Zuverlässigkeit des eigenen Datenmaterials. Ein wesentliches Problem bei der Nutzung von Literaturwerten bestand darin, dass vielfach unklar war, welche Bearbeitungen bereits stattgefunden hatten, so dass eine Rückverfolgung bis auf die Rohdaten manchmal unmöglich war. Bei den meisten älteren, noch ohne Computerunterstützung durch-

geführten Messungen bestehen die Messreihen aus nur wenigen Werten (meist nur 4 bis 6 Werte), während unsere rechnergesteuerten Messungen im Normalfall 40 bis 60 oder auch mehr Einzelwerte geliefert haben, so dass der Einsatz statistischer Bearbeitungsmethoden möglich war. Ausserdem wurden die Untersuchungen über einen meist wesentlich grösseren Temperaturbereich durchgeführt, als das bisher bei der Mehrzahl der Arbeiten möglich gewesen war. Zusammen mit der Verfügbarkeit computergestützter Auswertungsverfahren hat dies auch die Testung verbesserter Anpassungsfunktionen bei der Temperatur- wie der Druckabhängigkeit möglich gemacht.

Zum Vergleich der Temperaturabhängigkeit der thermischen Transportparameter bei verschiedenen Gesteinsklassen hat es sich als sehr zweckmässig erwiesen, die Messwerte für die einzelne Probe zunächst an eine geeignete Temperaturfunktion (WLF1, WLF4) zu fitten. Die Temperaturabhängigkeit für jede Gesteinsprobe ist dann durch Angabe des Wertepaares der entsprechenden Konstanten, z.B. A und B beim Fit mit WLF1, charakterisiert. Diese Wertepaare (B,A) wurden als Punkte in einem B-A-Diagramm eingetragen. Aus der Verteilung der Punkte einer Gesteinskollektion in einem solchen Diagramm lassen sich weiterführende Schlüsse ziehen. Dabei ist die Berücksichtigung von drei Regeln hilfreich, die im Folgenden abgeleitet werden:

1. In dem B-A-Diagramm gilt für Geraden durch den Nullpunkt

$$A = \text{const} * B \quad (\text{xx})$$

Vergleicht man Proben, deren Punkte (B,A) auf der gleichen Geraden liegen, d.h. für die der Anstieg const den gleichen Wert hat, also die Quotienten A/B und damit auch B/A gleich sind, so bedeutet dies gleiche Temperaturabhängigkeit, denn für den Exponenten n in $\lambda = D / T^n$, der ein Mass für die Temperaturabhängigkeit ist, gilt nach Seipold 1998

$$1 / n = 1 + (1 / T_0) * A / B.$$

2. Für Punkte, die auf der gleichen Geraden durch den Nullpunkt liegen, kann in der Beziehung $\lambda = 1 / (A + B * T)$ durch Benutzung von (xx) die Konstante A eliminiert werden. Man erhält $\lambda = 1 / (B * (T + \text{const}))$. Aus dieser Beziehung kann man entnehmen, dass man bei der Bewegung auf einer Geraden in Richtung auf den Nullpunkt, d. h. zu kleineren Werten von B, zu Proben mit grösseren Werten der Wärmeleitfähigkeit gelangt (bei gleicher Temperaturabhängigkeit).

3. Vergleicht man im B-A-Diagramm Geraden durch den Nullpunkt mit verschiedener Steigung, variiert man also die Konstante const, so bedeuten flachere Geraden, d.h. kleinerer Wert von const (und damit von A/B) grössere Werte von n, also stärkere Temperaturabhängigkeit.

Analog folgt auch, dass der Quotient B/A ein direktes Mass für die Temperaturabhängigkeit ist.

2.3 Untersuchungsmethodik bei hohen Drücken

Motivation für die Untersuchung des Wärmetransports bei hohen Drücken

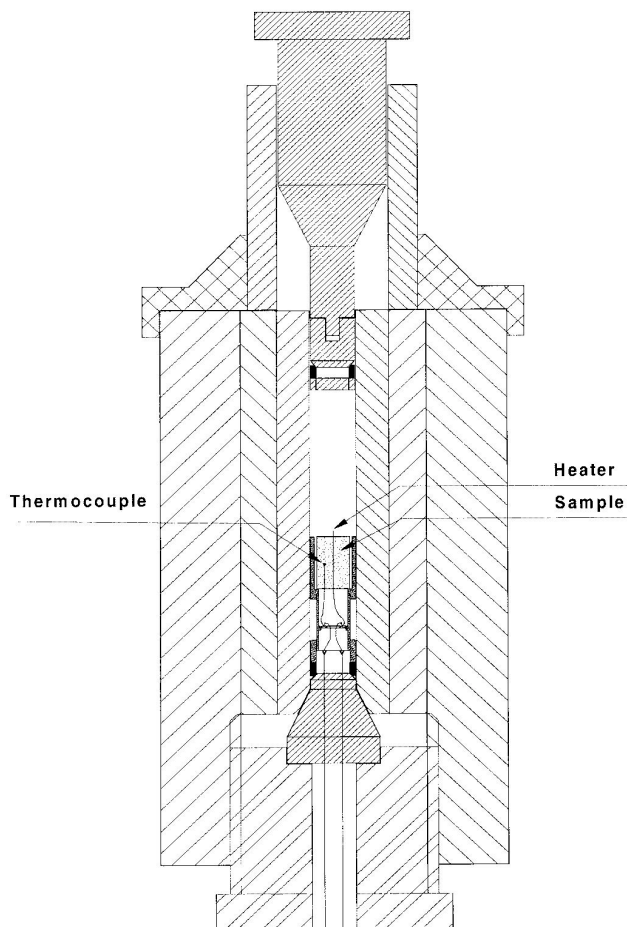
Es gibt eine Reihe von verschiedenen Gründen, Untersuchungen der thermischen Transportparameter bei hohen Drücken durchzuführen. In erster Linie ist es natürlich das Ziel, die Bedingungen in grösseren Teufen zu simulieren. Dabei ist es nicht allein wesentlich, den physikalischen Effekt des Druckes auf die thermischen Transportparameter zu untersuchen, sondern es geht auch darum, die petrologische Stabilität der teufenspezifischen Mineralparagenesen zu gewährleisten. Ein völlig anderer Gesichtspunkt steht im Vordergrund, wenn man hohen Druck anwendet, um sukzessive Risse und Poren zu schliessen, um auf diese Weise Informationen über deren Einfluss auf die physikalischen Eigenschaften zu erhalten. Analog können Hochdruckuntersuchungen eine Aussage darüber liefern, ob eine beobachtete Anisotropie der thermischen Transportparameter durch ein orientiertes Kluftsystem bedingt ist oder andere Ursachen hat.

Da der Druckeffekt auf die thermischen Transportparameter relativ gering ist, er liegt in der Grössenordnung von $1\%/k\text{Bar}$, andererseits die Messfehler ebenfalls im Prozentbereich liegen, ist es zweckmässig, die Druckabhängigkeit über einen möglichst grossen Druckbereich zu messen. Deshalb erfolgten die Untersuchungen unter hydrostatischen Bedingungen bis 5 bzw. 10 kBar, abhängig von der eingesetzten Druckkammer. Damit wurden teilweise Gesteine bis zu Drücken gemessen, bei denen sie in der Erdkruste nicht mehr relevant sind, weil andere Mineralparagenesen thermodynamisch bevorzugt sind.

Aus der eigenen experimentellen Erfahrung und der Auswertung vieler Ergebnisse aus der Literatur ist der Eindruck entstanden, dass bei quasihydrostatischer Druckerzeugung der anfängliche nichtlineare Bereich der Druckabhängigkeit sich über einen deutlich grösseren Druckbereich erstreckt als unter hydrostatischen Bedingungen. Dieser Effekt ist plausibel, wenn man bedenkt, dass bei festem Druckmedium erhebliche inhomogene Deformationen mit entsprechenden Rissbildungen auftreten werden, die erst bei relativ hohen Drücken kompensiert werden.

Methodik für die Bestimmung von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit bei hohen hydrostatischen Drücken

Zur Erzeugung eines echt hydrostatischen Spannungszustandes wurden Hochdruckanlagen mit flüssigem Druckübertragungsmittel (Silikonöl) eingesetzt. Sie bieten im Vergleich zu quasihydrostatischer Druckerzeugung u. a. die Möglichkeit, relativ grosse und damit geologisch repräsentative Proben zu untersuchen. Damit ist auch die Bedingung, dass die Korngrösse der Minerale klein gegen die Probenabmasse sein soll, bei derartigen Anlagen keine sehr



eingrenzende Beschränkung. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Messaufbauten nicht bei jedem Versuch durch die Druckeinwirkung zerstört werden und daher neu hergestellt werden müssen. Das Problem der Einführung elektrischer Messleitungen von aussen in das Innere der Druckkammer ist wesentlich einfacher lösbar, so dass insgesamt komplexere Messanordnungen realisiert werden können. Der maximal erreichbare Druck hängt stark von dem Volumen der Druckkammer und damit der Probengrösse ab. Es wurde eine Druckkammer mit 50 mm Innendurchmesser für Drücke bis 5 kBar eingesetzt und eine weitere mit 41 mm Innendurchmesser bis 12 kBar (nebenstehende Abbildung 4).

Abb.4: Hochdruckkammer für Messungen unter hydrostatischen Bedingungen

Wärmeleitmessungen unter Hochdruckbedingungen komplizieren sich u. a. dadurch, dass durch den zwangsläufig engen Kontakt zwischen Probe und Druckmedium keine thermische Isolation möglich ist. Das ist besonders kritisch, wenn sich auf diese Weise die Randbedingungen mit dem Druck erheblich ändern. Dieses Problem spielt eine grosse Rolle besonders in Gasdruckanlagen. Bei dem benutzten Impulsverfahren ist der Kontakt mit der Druckflüssigkeit sogar günstig, weil dadurch der Wärmestau an der Probengrenze verhindert wird und damit die Bedingung des unendlichen Mediums besser realisiert wird.

Die Druckerzeugung erfolgte in einem mehrlagigem Stahlgefäß (Abbildung 4). Die äusseren Lagen sind auf das innere Rohr aufgeschumpft, wobei durch entsprechende Wahl der Übermasse eine derartige Spannungsverteilung in dem Verband erzeugt wird, das eine optimale Stützung des Innenrohres erreicht wird.

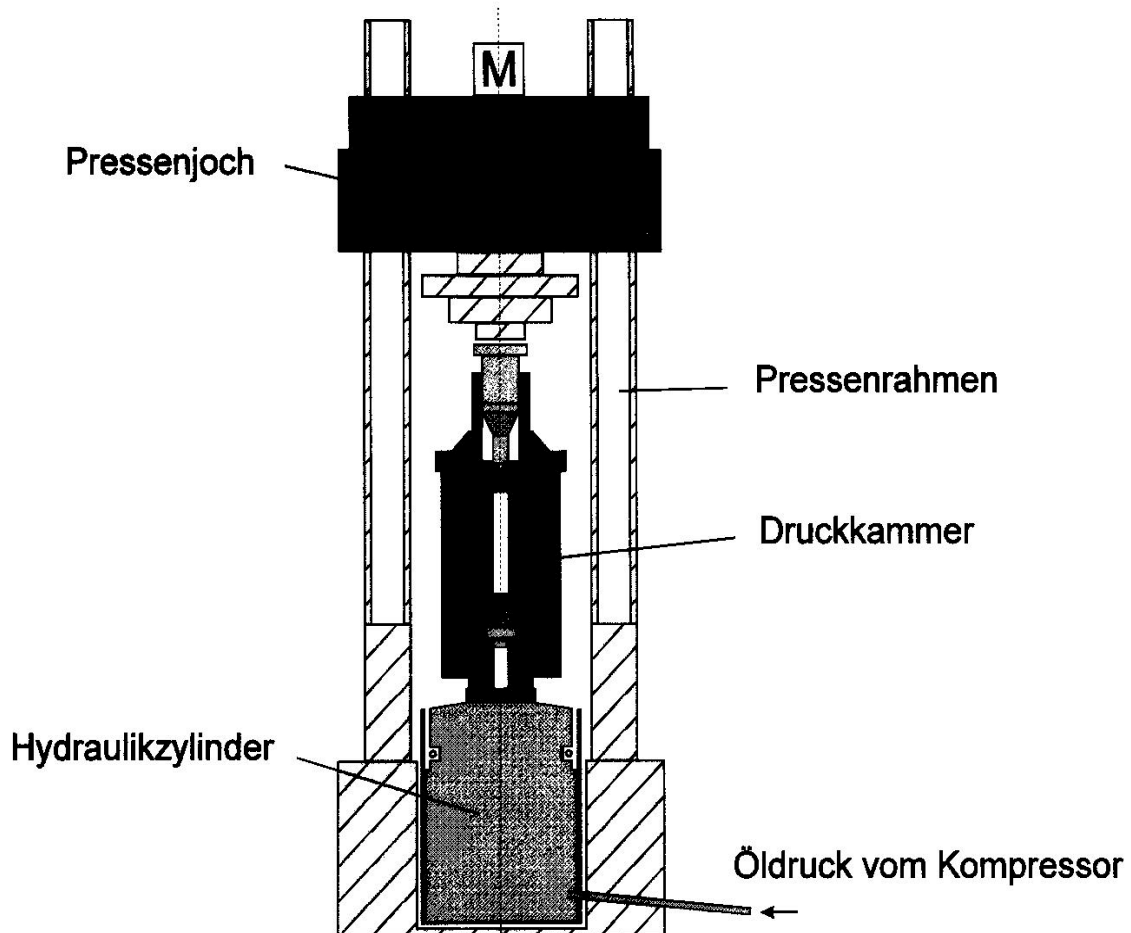


Abb.5: Hydraulische Presse mit Druckkammer

Derartig hohe Kräfte werden von hydraulischen Pressen geliefert. Für unsere Versuche wurde eine Werkstoffprüfmaschine des VEB Werkstoffprüfmaschinen Leipzig eingesetzt, die mit 400 Mp Maximalkraft eine hohe Leistungsreserve hat. Abbildung 5 zeigt die Druckkammer eingebaut in die Prüfmaschine. Eine Werkstoffprüfmaschine hat gegenüber einer hydraulischen Presse den für den Versuchsbetrieb wesentlichen Vorteil einer verschwindend kleinen Hysterese zwischen Vor- und Rücklauf und damit ein wesentlich besseres Regelverhalten. Trotzdem kann ein Versuch wegen der Klemmwirkung der Druckkammerstempel nur in einer Richtung gefahren werden, normalerweise in Richtung steigenden Druckes. Die Hysterese zwischen Hin- und Rücklauf beträgt mehrere Kilobar. Die Dichtungen der Stempel sind als

inverse Bridgmandichtungen konzipiert, wobei Dichtungskombinationen aus ölfestem Gummi, PTFE und Messing eingesetzt wurden. Die Messleitungen werden über konische Einzeldurchführungen nach aussen geführt. Die elektrische Isolation wird durch kegelige Dichtungen aus Polyamid erreicht. Die Werkstoffprüfmaschine ist mit einer Schreibvorrichtung zur unmittelbaren Aufzeichnung des Weg-Kraft-Diagrammes während des Versuchs ausgerüstet, so dass anomale Betriebssituationen, wie Lecks der Dichtungen, sofort erkannt werden können. Das Diagramm ist gleichzeitig eine Dokumentation der während des Versuches durchlaufenen Belastungszustände. Die Reibungsverluste wurden durch Zugaben auf die nominell erforderlichen Kräfte kompensiert.

Methodik für die Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit bei hohem quasi-hydrostatischem Druck und hohen Temperaturen

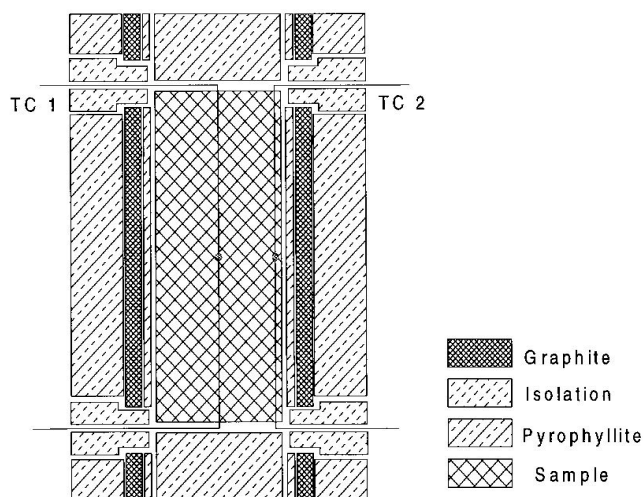
Für die Messungen bei quasi-hydrostatischem Druck wurde eine Variante des Angströmverfahrens für zylindrische Proben eingesetzt.

Die Gesteinsprobe ist von einem röhrenförmigen Heizer aus Graphit umgeben (siehe Abbildung 6). Durch eine periodische Variation der Heizstromstärke wird in dem Probenzylinder eine sich radial ausbreitende Temperaturwelle erzeugt. Die Amplituden der Welle im eingeschwungenen Zustand werden mit Thermoelementen am Rande und in der Achse des Probenzylinders gemessen. Die Temperaturleitfähigkeit K kann aus dem Verhältnis V_A der Amplituden bestimmt werden:

$$V_A = \left((\text{ber } x)^2 + (\text{bei } x)^2 \right)^{-1/2}, \text{ wo } x = R (\omega/K)^{1/2},$$

R = Abstand der Thermoelemente, ω = Kreisfrequenz der Temperaturwelle.

Abbildung 6:



Sample with Heater within the Pyrophyllite Prism for Angstroms Method

Hier sind $\text{ber } x$ und $\text{bei } x$ Besselfunktionen, die bei Jahnke et al. 1960 tabuliert sind. Im Prinzip ist es auch möglich, die Temperaturleitfähigkeit aus der Phasenverschiebung der Wellen an den beiden Messpunkten zu berechnen. Wegen des Einfluss der höheren Harmonischen in den Temperatursignalen erwies sich diese Metho-

de als weniger genau.

Die Hochdruckerzeugung erfolgte mit Hilfe einer kubischen Presse. Über sechs konische Stempel aus hochvergütetem Stahl wird ein rechteckiges Prisma aus Pyrophyllit komprimiert. (Abbildung 7).

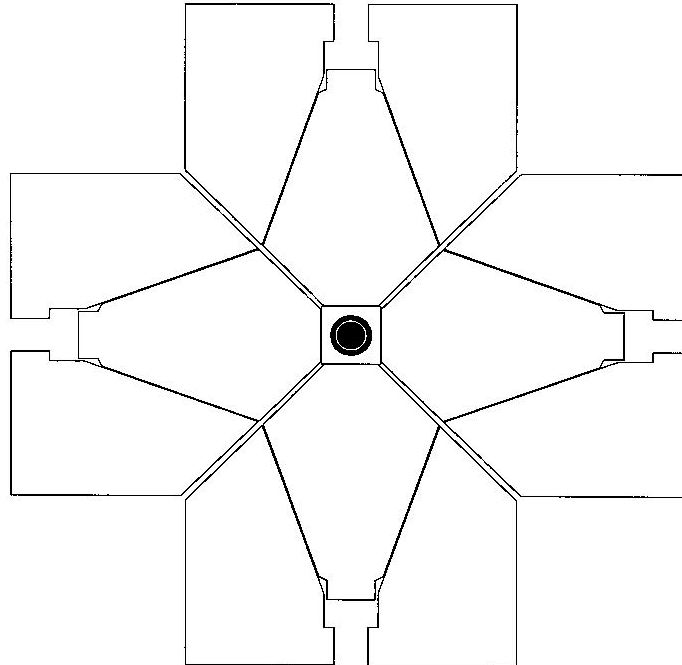


Abb.7: Stempelanordnung der kubischen Presse mit Pyrophyllitprisma

Die Stempel werden durch die drei unabhängig steuerbaren Hydraulikzylinder der Presse angetrieben. Die maximal verfügbaren Pressenkräfte waren 300 Mp in den beiden horizontalen Richtungen und 600 Mp in der vertikalen Richtung. Die Stempel sind gegenüber dem Pressenrahmen durch dünne Platten aus künstlichem Glimmer elektrisch isoliert, damit über sie die elektrische Verbindung zu dem Heizer und den Thermoelementen hergestellt werden kann. Die zylinderförmige Probe mit dem Röhrenheizer steckt in einer axialen Bohrung in dem Pyrophyllitprisma (siehe Abb.(6)). Der Probenzylinder von 10 mm Durchmesser und 23 mm Länge hat zwei dünne Schlitze, in die die Thermoelemente einzementiert sind. Die Heizerröhre und die Probe sind durch eine dünne Hülse aus Pyrophyllit gegeneinander elektrisch isoliert. Die Drähte der Thermoelemente werden durch zusätzlich isolierte Bohrungen in dem Heizerröhrchen zu den Stempeln geführt. Im Vergleich zu den Stempelflächen sind die Flächen des Pyrophyllitprismas in jeder Richtung um 4mm übermassig. Bei der Kompression fließt das leicht deformierbare überschüssige Pyrophyllit in die Spalten zwischen den Stempeln und bildet so die Abdichtung des Druckraumes.

Bei dem gewählten Probenradius kommt man mit einer Heizstromperiode von 10 s bei den meisten Gesteinen zu günstigen Werten für das Amplitudenverhältnis. Wegen des niedrigen Widerstandes des Graphitheizers sind sehr hohe Heizströme (bis etwa 600 A) bei kleinen Spannungen erforderlich. Sie werden von einem Hochstromtransformator (5V, 1000 A) geliefert, dessen Ausgangsleistung durch einen Magnetverstärker im Primärkreis moduliert werden kann. Durch diese Modulation kann die Heizung der Probe auf hohe Temperaturen und die Erzeugung des Messsignals mit dem gleichen Heizer erfolgen. Infolge der Heizung mit sehr hohen Wechselströmen werden in den Thermoelementen Störspannungen mit der Netzfrequenz induziert. Sie müssen durch selektive Filter unterdrückt werden. Die Verhältnisbildung bei der Auswertung ist insofern günstig, als das Ergebnis durch die Empfindlichkeit der Thermoelemente und die Verstärkung der Thermospannungen nicht beeinflusst wird. Es muss nur gewährleistet sein, dass die beiden Signalkanäle genau gleiche Verstärkung haben. Versuche mit metallischen Heizern haben zu weniger befriedigenden Ergebnissen geführt. Wegen ihres höheren Widerstandes kommt man zwar mit kleineren Stromstärken aus, aber die höhere Temperaturabhängigkeit des Widerstandes ist ungünstig. Schlimmer war aber, dass durch die scharfen Heizerränder recht häufig die Thermodrähte abgesichert wurden.

Besonderheiten der Messungen bei quasihydrostatischer Druckerzeugung

Messungen unter quasihydrostatischen Bedingungen bringen bei gleichzeitiger Variation von Druck und Temperatur ein zusätzliches Problem. Wegen der auftretenden Druckhysterese erhält man keine sinnvollen Messergebnisse, wenn man von höheren Drücken auf kleinere Werte zurückzugehen versucht. Es muss immer mit zunehmendem Druck gemessen werden, weil die Dichtungen und das feste Druckmedium irreversibel verformt werden. Deshalb wird zunächst bei dem kleinsten Druck die Temperatur von Raumtemperatur schrittweise erhöht und dabei werden bei jeder Stufe die thermischen Parameter gemessen. Dann wird auf Raumtemperatur abgekühlt, der nächste Druckwert eingestellt und dann wieder die Temperatur schrittweise messend bis auf einen Maximalwert erhöht. Diese Verfahrensweise wird nach Abkühlung bei den weiteren Druckstufen fortgesetzt. Das Problem bei diesem Messregime besteht darin, dass durch dieses mehrfache Durchlaufen hoher Temperaturen petrologische Veränderungen in der Probe ausgelöst werden können. Es wurde versucht, diesen Effekt dadurch zu reduzieren, dass die Maximalwerte der Temperatur angepasst an den eingestellten Druck nur allmählich gesteigert wurden. Die optimale Variante wäre es, die Temperatur entsprechend einer Geothermen zu erhöhen und jeweils zu jeder Temperatur den geophysikalisch zugehörigen Druckwert einzustellen. Eine derartige praktisch einparametrische Messung hätte

aber den wesentlichen Nachteil, dass das Ergebnis auf eine einzige spezielle Geotherme bezogen wäre und nicht universell angewendet werden könnte.

Verarbeitung der Messergebnisse zur Druckabhängigkeit

Für die Auswertung der Druckabhängigkeit der thermischen Transportparameter wurden zwei Funktionen benutzt. Im einfachsten Fall wurde oberhalb eines bestimmten Anfangswertes des Druckes (meist 1.0 oder 1,5 kBar) eine lineare Druckabhängigkeit angenommen:

$$\text{p-fkt1:} \quad () \quad \lambda = \lambda(0) * (1 + \alpha * p)$$

Wenn genügend viele Messwerte im Anfangsbereich zur Verfügung standen, wurde eine kompliziertere Funktion benutzt, die eine Anpassung auch im Bereich der niedrigen Druckwerte ermöglicht, wo erhebliche Nichtlinearitäten auftreten:

$$\text{p-fkt2:} \quad () \quad \lambda = \lambda(0) * (1 - b * \exp(-c * p)) * (1 + a * p)$$

Diese von uns neu eingeführte Funktion hat gegenüber anderen in der Literatur benutzten Darstellungen den Vorteil, dass der als Grenzfall für hohe Drucke betrachtete lineare Anteil und der nichtlineare Anfangsbereich deutlich kenntlich getrennt auftreten. Entsprechend werden bei der Datenverarbeitung auch zunächst die Konstanten $\lambda(0)$ und α des linearen Anteils aus den Messwerten bei mittleren und hohen Drucken unter Benutzung der Funktion p-fkt1 bestimmt. Dann werden diese Parameter in die ausführlichere Funktion p-fkt2 eingesetzt und dann unter Benutzung aller Messwerte die restlichen Konstanten b und c bestimmt.

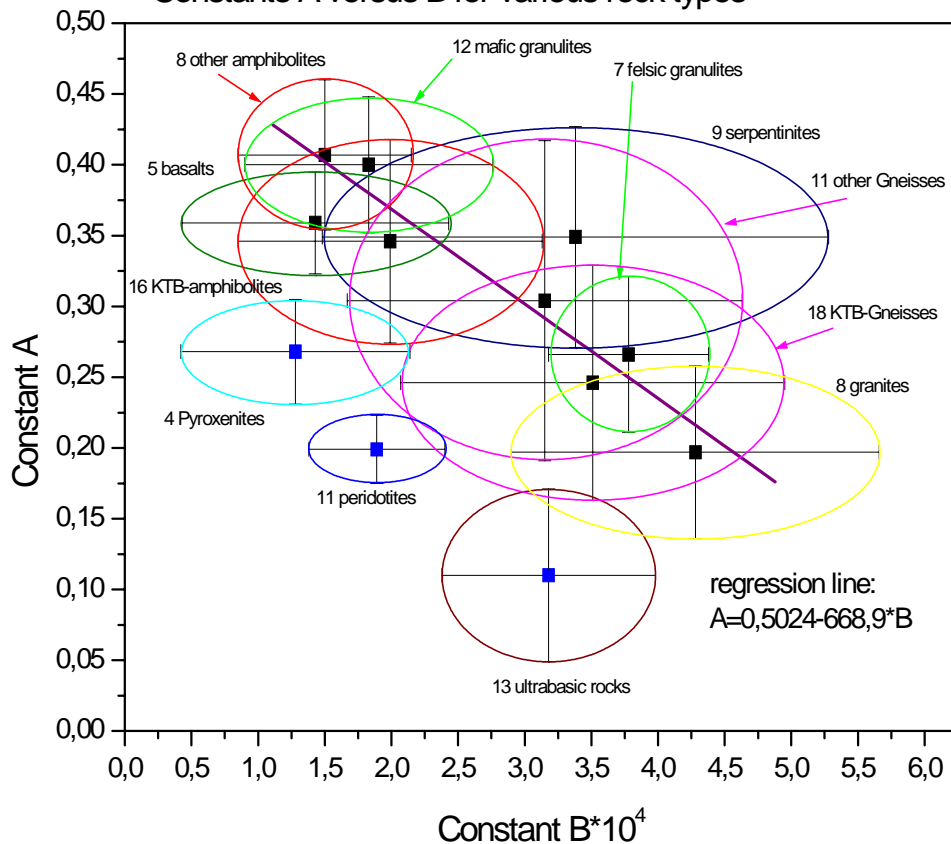
3. Ergebnisse der Hochtemperaturuntersuchungen

3.1 Vergleich der Temperaturabhängigkeit der thermischen Transportparameter verschiedener Gesteine

Im Normalfall nehmen Wärme- und Temperaturleitfähigkeit der Gesteine wie bei allen kristallinen Dielektrika mit steigender Temperatur von Raumtemperatur bis etwa 500 °C kontinuierlich ab. „Reguläre“ Ausnahmen sind glasige Gesteine (Obsidian, Basaltgläser), bei denen die thermischen Leitfähigkeiten mit der Temperatur in Übereinstimmung mit der entsprechenden Theorie zunehmen. Darüber hinaus wurden von uns nur sehr wenige Fälle mit anomaler Temperaturabhängigkeit beobachtet (siehe unten). Gesteine mit hohen Anteilen amorpher Bestandteile weisen oft eine sehr geringe Temperaturabhängigkeit auf. Oberhalb von etwa 500 °C wird der bis hierhin klare Trend häufig durch die Wirkung von Mineralumwandlungen und das Einsetzen des radiativen Strahlungstransportes überdeckt. Besonders effektiv sind in dieser Hinsicht Dehydrationsreaktionen, die bei Serpentiniten und auch bei manchen Amphiboliten bereits bei wesentlich niedrigeren Temperaturen auftreten können. Der Anstieg der thermischen Leitfähigkeiten unterhalb Raumtemperatur bis auf ein extrem hohes Maximum im Tieftemperaturbereich (siehe Van der Sande und Pohl 1982) ist für geowissenschaftliche Fragestellungen irrelevant.

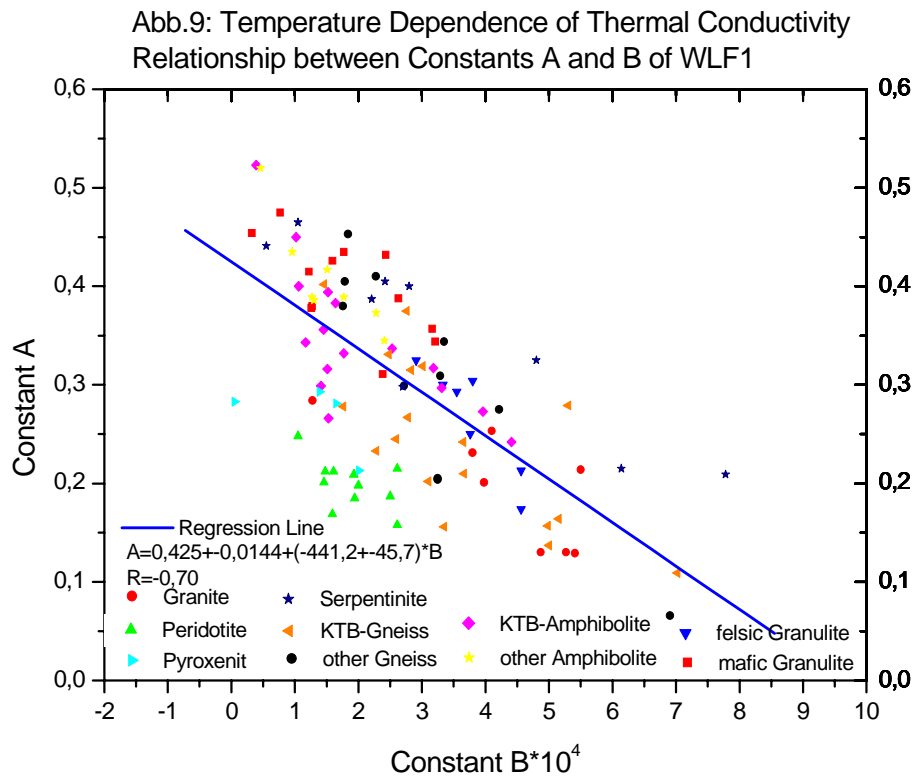
Die bei den Hochtemperaturuntersuchungen in Abhängigkeit von der Temperatur erhaltenen Messwerte von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit sind entsprechend der oben beschriebenen Methodik an die Temperaturfunktionen WLF1, WLF2 und WLF4 angepasst worden. In den Tabellen 1 bis 14 (zu finden im Anhang) sind für die einzelnen Gesteinsproben geordnet nach Gesteinstypen die Konstanten der Temperaturfunktionen angegeben, die durch entsprechende nichtlineare Kurvenanpassung (NLSF) erhalten worden sind. In den Tabellen sind für die einzelnen Proben zusätzlich zu den Konstanten deren Konfidenzintervalle für 95 % Wahrscheinlichkeit angegeben. In den Spaltenüberschriften sind wegen Platzproblemen die entsprechenden Spalten wie Differenziale der zugehörigen Konstanten bezeichnet. Die Werte sind in der gleichen Einheit angegeben wie für die Konstanten. Dies ist wegen Platzmangel in der Spaltenbezeichnung nicht berücksichtigt. Für jede Gesteinsklasse sind die Mittelwerte der Konstanten mit den zugehörigen Standardabweichungen berechnet worden. Für die Gesamtheit der einzelnen Proben wurden die Wertepaare (B,A) von der Anpassung an WLF1 wie oben bereits erläutert als Punkte in B-A-Diagrammen dargestellt (Abbildungen 9 und 11). Noch instruktiver sind die Darstellungen der Mittelwerte für die verschiedenen Gesteinsklassen (Abbildungen 8 und 10). Die ellipsenförmigen Bereiche um die Mittelwerte sind entspre-

Abb.8: Temperature dependence of thermal conductivity
 Constants A versus B for various rock types



chend den Standardabweichungen gezeichnet worden. In Abbildung 8 sind die eigenen Ergebnisse durch Werte aus der Literatur für Basalte und Ultrabasite ergänzt worden. Aus den Darstellungen entnimmt man das sehr wesentliche und durchaus nicht selbstverständliche Ergebnis, dass sich die Punkte der verschiedenen Gesteinsklassen in unterschiedlichen Bereichen des B-A-Diagramms häufen, dass es eine Clusterbildung gibt. Man kann also mit dieser Darstellungsweise nachweisen, dass die verschiedenen Gesteinsklassen im Mittel gesehen charakteristische und meist unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten besitzen. Diese Clusterung ist hauptsächlich bei der Datenanpassung an die Funktion WLF1 zu beobachten, nur bedingt bei einer Bearbeitung mit WLF4. Das ist nicht verwunderlich, weil nur bei WLF1 die Konstanten A und B eine physikalische Bedeutung haben. Die Konstante A ist ein Maß für den Einfluss der Gitterimperfectionen, die zu einer temperaturunabhängigen Wärmeleitfähigkeit führen. Dagegen erfasst die Konstante B die temperaturabhängigen Phonon-Phonon-Wechselwirkungen, die strukturspezifisch sind. Bei den Konstanten C und D der Funktion WLF4 gibt es keine entsprechende Zuordnung.

Die Gesamtheit der (B,A)-Punkte ist im B-A-Diagramm in einem Streifen konzentriert, der von den Punkten mit grossen A-Werten bei kleinen B-Werten zu kleinen A-Werten bei grossen B-Werten verläuft. Die Regressionsgerade durch diese Punktwolke hat einen Korrelationskoeffizienten von 0,70. Es besteht also ein linearer Zusammenhang zwischen den Kon-

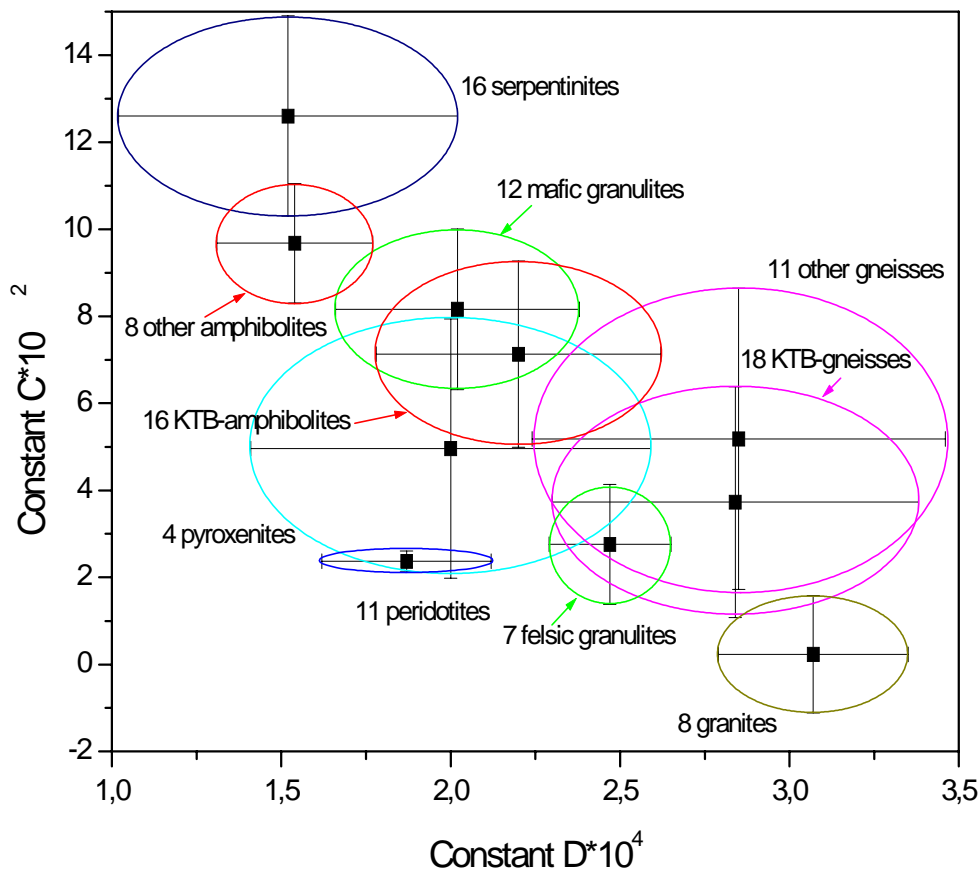


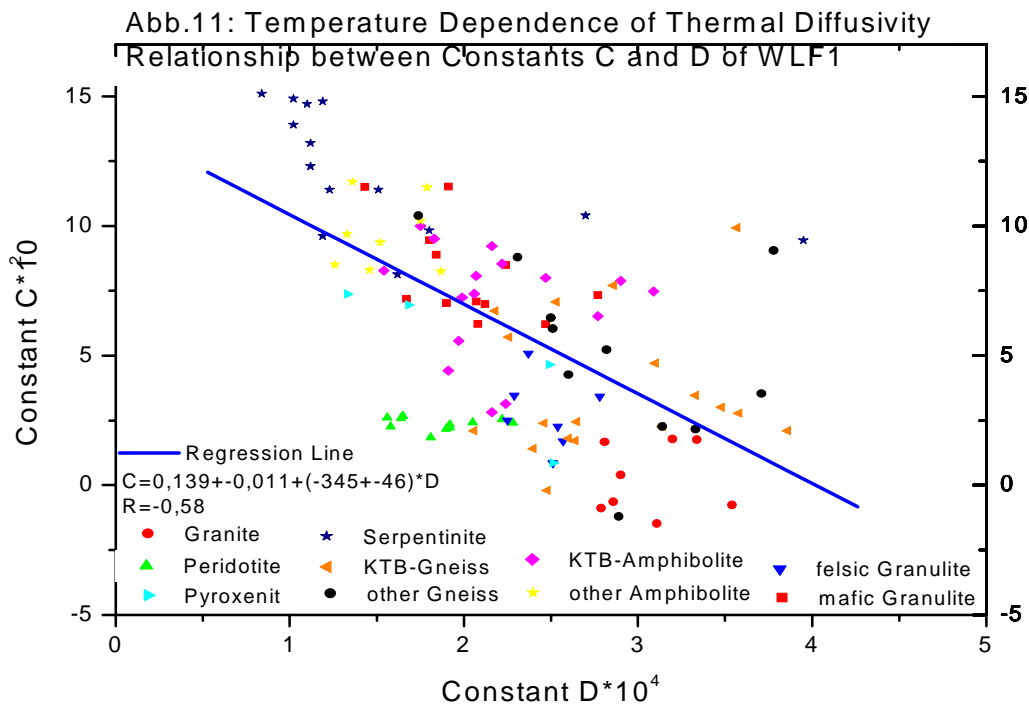
stanten A und B. Er ist die Quantifizierung der auch von anderen Autoren beobachteten Regel, dass Gesteinsproben mit hoher Wärmeleitfähigkeit bei Raumtemperatur eine relativ starke Temperaturabhängigkeit besitzen, während bei Proben mit niedriger Raumtemperaturwärmeleitfähigkeit auch die Abnahme mit steigender Temperatur gering ist.

Die quarzhaltigen (sauren) Gesteine sind im linken Teil des Diagramms konzentriert, während die basischen Gesteine, die spezifisch für die Unterkruste sind, im rechten Teil gehäuft zu finden sind und dementsprechend niedrigere Werte bei gleichzeitig schwächerer Temperaturabhängigkeit aufweisen. Wesentlich ist ferner, dass die für die mittlere und untere Kruste zu erwartenden Gesteine (mafische Granulite, Amphibolite) sehr ähnliche thermische Transporteigenschaften besitzen. Dagegen bestehen zwischen mafischen und felsischen Granuliten sehr grosse Unterschiede. Letztere sind den Gneisen sehr ähnlich. Die Basalte (Literaturergebnisse) sind abgesehen von den insgesamt etwas kleineren Werten den Unterkrustengesteinen ähnlich.

Bei den Oberkrustengesteinen ist ein deutlicher Unterschied zwischen den Graniten und Gneisen zu beobachten. Erstere haben die höchste Temperaturabhängigkeit von allen untersuchten Gesteinen. Der geringere Temperatureinfluss bei den Gneisen ist durch eine höhere Dichte von Gitterimperfectionen infolge der metamorphen Beanspruchungen sehr plausibel. Ausserdem sind die Gneise wegen der grossen Variabilität auch im Mineralbestand über einen relativ grossen Bereich im B-A-Diagramm verteilt. Zu der starken Streuung trägt auch bei, dass in die Mittelbildung in verschiedener Richtung zur Foliation gemessene Proben gleichberechtigt einbezogen worden sind. Die grosse Variation ist also u. a. auch durch die Anisotropie bedingt. Die gleiche Ursache tritt bei den Peridotiten auf.

Abb.10: Temperature Dependence of Thermal Diffusivity Constants C versus D of WLF1 for various rock types



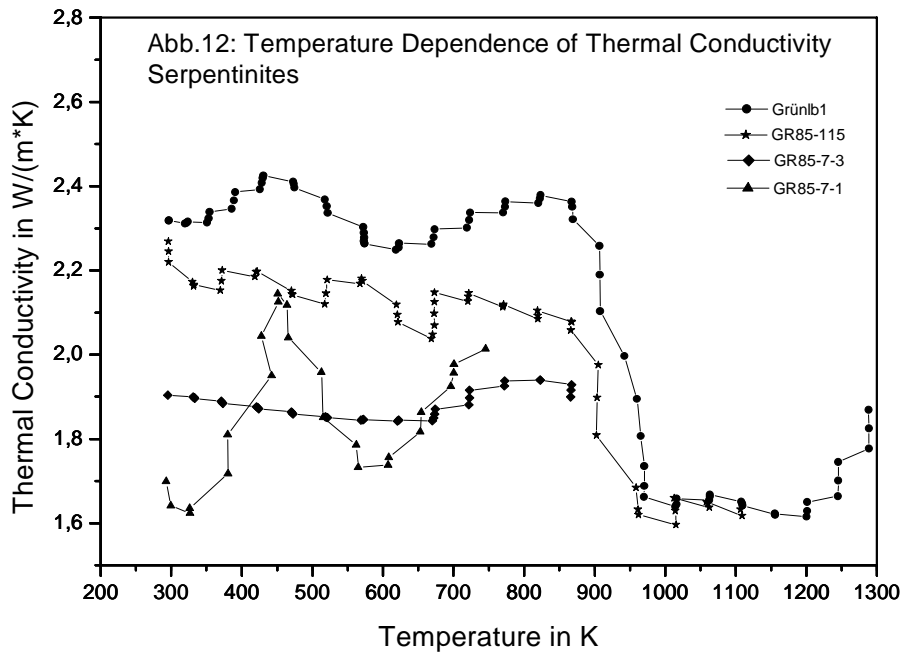


Den Werten für die Serpentine sollte man insbesondere bei der Wärmeleitfähigkeit keine allzu hohe Relevanz zuordnen, da die Messungen teilweise stark durch zusätzliche Beiträge eines konvektiven Wärmetransportes infolge Dehydration beeinflusst sind (siehe unten). Dieser Effekt wirkt sich kaum auf die Temperaturleitfähigkeit aus. In dem entsprechenden Diagramm sind die Serpentine die Gesteine mit der niedrigsten Temperaturabhängigkeit. Die ultrabasischen Gesteine liegen wegen der insgesamt hohen Wärmeleitungswerte des Olivins ausserhalb des Bereichs der übrigen untersuchten Gesteine. Sie wurden deshalb bei der Bestimmung der Regressionsgerade für die Krustengesteine nicht berücksichtigt.

3.2 Untersuchungen an Serpentinitten: Die Wirkung der Dehydration auf die thermischen Transportparameter.

Die Serpentine waren in bestimmtem Sinne die interessanteste untersuchte Gesteinsgruppe. Die Messungen erwiesen sich als relativ schwierig. Die einzelnen Messwerte, insbesondere der Wärmeleitfähigkeit, streuten ungewöhnlich stark. Ausserdem war es schwierig, bis zu hohen Temperaturen zu messen, weil die Messheizer meist bereits bei relativ niedrigen Temperaturen defekt wurden. Wegen der starken Streuung wurden erst nach dem Einsatz einer intensiven Glättung mit FFT-basierten Filtern überraschende Strukturen sichtbar. Beim Vergleich der Temperaturabhängigkeit verschiedener Proben zeigte sich ein weites Spektrum sehr

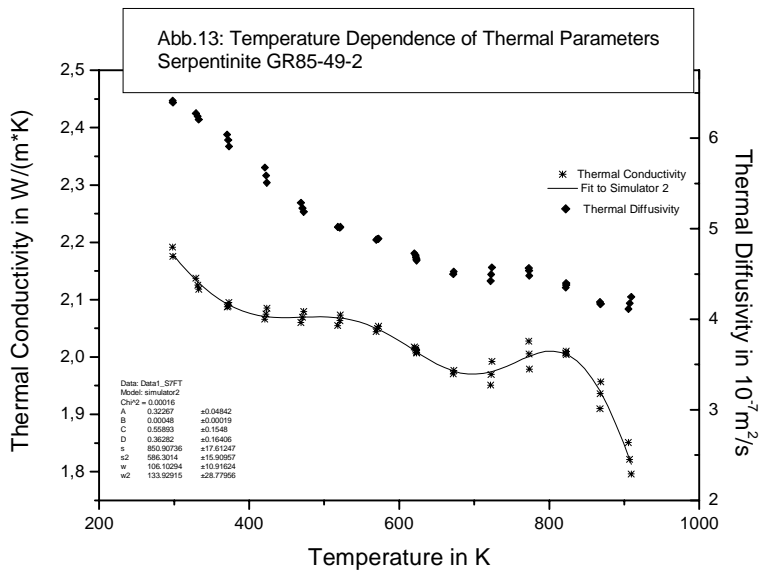
unterschiedlicher Kurvenverläufe. Es gab Proben mit zunehmender Wärmeleitfähigkeit bei steigender Temperatur ebenso wie solche mit dem normalen Verhalten abnehmender Wärmeleitfähigkeit und auch Fälle mit annähernd temperaturunabhängiger Wärmeleitfähigkeit (siehe Abb. 12).



Fast immer waren aber diesen Grundtendenzen Variationen überlagert, die bei einigen Proben so gross waren, dass die Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur oszillierte. Nach Inspektion des gesamten Datenmaterials kam die Idee zu versuchen, ob es nicht möglich sei, die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit phänomenologisch dadurch zu beschreiben, dass man zur normalen Abnahme mit steigender Temperatur entsprechend der Funktion WLF1 bei zwei Temperaturen zusätzlich Maxima mit einer Gauß-Verteilung addiert:

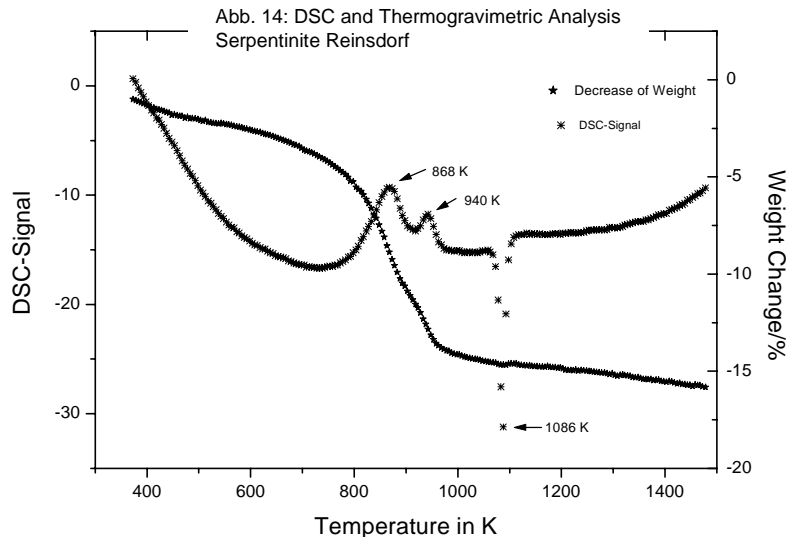
$$\lambda = 1/(A+B*T) + C*\exp(-0.5*((T-s)/w)^2) + D*\exp(-0.5*((T-s_2)/w_2)^2)$$

Tatsächlich konnten mit einer derartigen Funktion (genannt Simulator2) durch geeignete Wahl der einzelnen Anteile die vielen völlig unterschiedlichen Temperaturverläufe erfasst werden. Abbildung 13 zeigt ein Beispiel.



In Tabelle 13 sind die für die einzelnen Proben durch nichtlineare Kurvenanpassung nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate (NLFS) bestimmten Parameterwerte der Funktion Simulator 2 zusammengefasst. Auf diese Weise war zwar

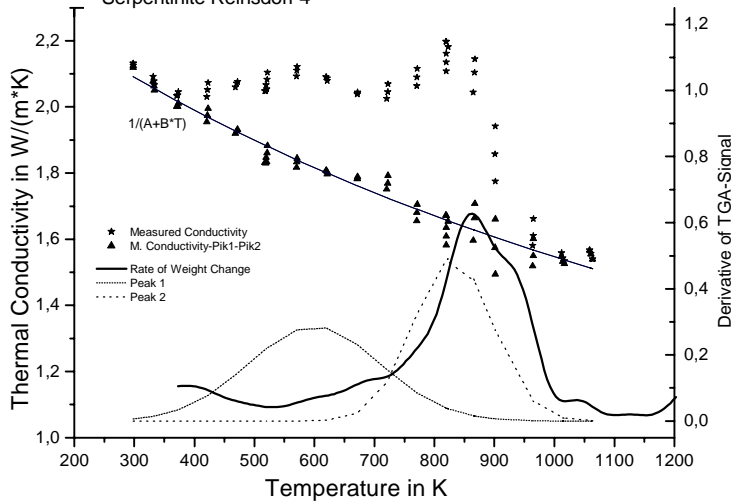
eine phänomenologische Beschreibung erreicht, aber es war natürlich unbefriedigend, dass es für diese Addition zusätzlicher Beiträge zum Wärmetransport innerhalb spezieller Temperaturbereiche zunächst keine Begründung gab. Es zeigte sich, dass das zweite Maximum relativ einheitlich bei einer bestimmten Temperatur lag ($842 \text{ K} \pm 35 \text{ K}$), während das erste Maximum unterschiedlich stark ausgeprägt war und bezüglich seiner Lage stärker variierte (siehe Tabelle 13).



Überraschenderweise wies die Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit fast keine Anomalien auf. Bei allen Serpentinproben nahm die Temperaturleitfähigkeit mit steigender Temperatur kontinuierlich ab. Deshalb erfolgte die Datenverarbeitung durch eine Anpassung an die Funktion WLF1. Die Ergebnisse dieser Fits für die

Messwerte bis 850 K sind für die einzelnen Proben in Tabelle 14 zusammengestellt. Erst bei späteren Messungen, bei denen höhere Temperaturen erreicht werden konnten, wurde sichtbar, dass auch bei der Temperaturleitfähigkeit etwa oberhalb 800 K ein flaches Maximum überlagert ist (siehe Abbildungen 13 und 17).

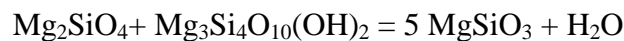
Abb.15: Decomposition of Thermal Conductivity into Various Contributions and Comparison with the Differentiated TGA-Signal Serpentine Reinsdorf 4



Es musste nun eine Ursache für das Auftreten der zusätzlichen Wärmetransportbeiträge gefunden werden. Es war naheliegend, die aus der Petrologie bekannte thermische Zersetzung der Serpentine, die mit einer Wasserabgabe verbunden ist, mit den beobachteten Wär-

meleitungsanomalien in Verbindung zu bringen. Zum Test dieser Vermutung wurden an mehreren Proben DTA- und DSC-Untersuchungen sowie thermogravimetrische Bestimmungen des Gewichtsverlustes infolge thermischer Entwässerung durchgeführt. Abbildung 14 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchungen für eine spezielle Probe. Man sieht, dass die etwa 13 Gewichtsprozent strukturell gebundenes Wasser in einem schmalen Temperaturbereich freigesetzt werden, der identisch ist mit dem Temperaturintervall, in dem das zweite Wärmeleitungsmaximum auftritt. Zur genaueren Eingrenzung wurde die Kurve der Gewichtsabnahme differenziert, um die Gewichtsänderung mit der Temperatur zu erhalten. Diese Kurve mit einem ausgeprägten Maximum ist in Abbildung 15 zusammen mit der in einzelne Anteile zerlegten WLF(T)-Kurve dargestellt.

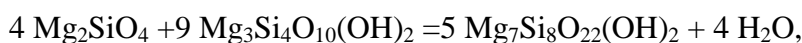
Die DSC-Kurve stellt wesentlich die Temperaturabhängigkeit der zur thermischen Zersetzung benötigten Energie dar. Es ist deutlich eine Aufspaltung in zwei Teilmaxima sichtbar, die möglicherweise durch eine Aufteilung der Dehydration in zwei Reaktionen bedingt sein könnte:



$\text{Mg}_6\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_8$ = Serpentin, Mg_2SiO_4 = Forsterit, $\text{Mg}_3\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$ = Talk,

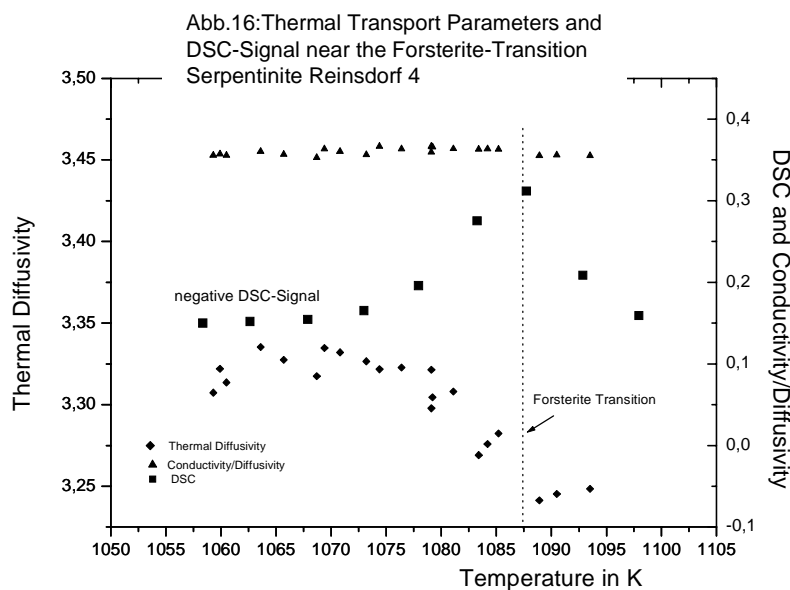
MgSiO_3 = Enstatit.

Auch die Einschaltung einer weiteren Zwischenstufe mit Anthophyllit $\text{Mg}_7\text{Si}_8\text{O}_{22}(\text{OH})_2$ ist denkbar, da mindestens bei höheren Drücken dieses Mineral etwa zwischen 600 und 700 °C die stabile Phase ist:



Bei einer röntgendiffraktrometrischen Untersuchung der Proben nach Abschluss der Messungen wurden als Umwandlungsprodukte nur Forsterit und Enstatit gefunden, so dass man die Folgerung ziehen muss, dass der in der primären Zersetzungsreaktion gebildete Talk in einer Folgereaktion mit dem Forsterit unter Bildung von Enstatit reagiert. In der Literatur wurden auch Zersetzungsreaktionen diskutiert, bei denen u. a. Quarz entsteht. Bei keiner RDA-Untersuchung unserer gemessenen Proben konnte jedoch Quarz gefunden werden.

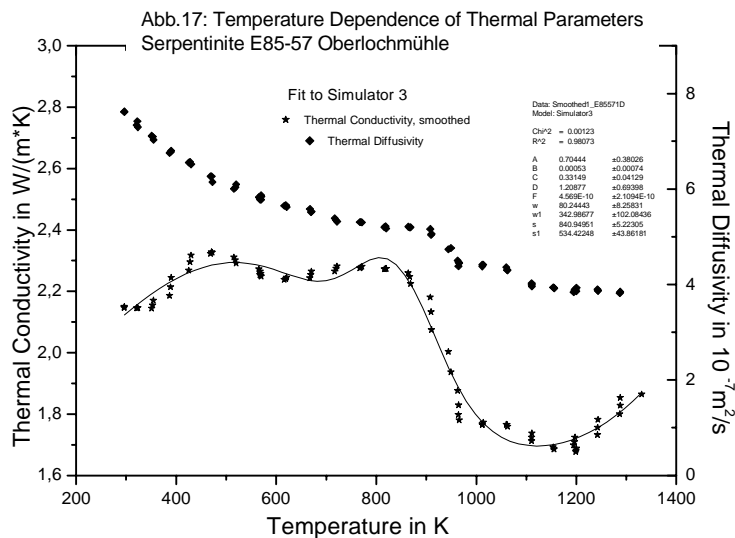
Der scharfe exotherme Pik in der DSC-Kurve bei 813 °C ist durch die Umwandlung des entwässerten Serpentinits in die Forsteritstruktur bedingt. Diese Interpretation ist durch die Ergebnisse ausführlicher Strukturuntersuchungen durch Faust und Fahey 1962 gesichert. Wir wollten untersuchen, wie sich diese Strukturänderung auf die thermischen Leitfähigkeiten auswirkt. Dazu wurde das betreffende Temperaturintervall um 800 °C mit der maximal möglichen Auflösung von 5 K untersucht. Die in Abb.16 dargestellten Ergebnisse weisen nur relativ geringe Effekte auf.



Auf den ersten Blick ist das überraschend. Andererseits erfolgt die Umwandlung von der Serpentin- zur Forsteritstruktur durch relativ kurze Ionenverschiebungen, wobei die strukturellen Besonderheiten, insbesondere die für die Wärmeleitung wesentlichen Gitterimperfectionen wahrscheinlich unverändert erhalten bleiben.

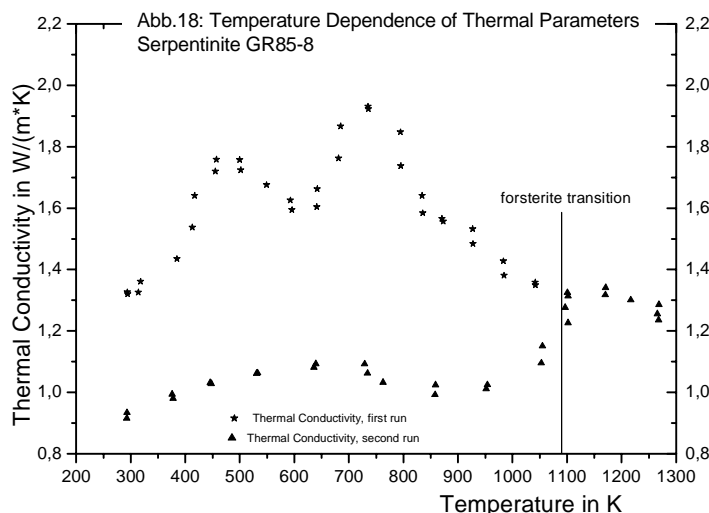
Die thermogravimetrischen Untersuchungen zeigen, dass ausser den 13 Prozent strukturell gebundenen Wassers noch mehrere Prozent lose gebundenes Wasser bei niedrigeren Temperaturen abgegeben werden. Es liegt nahe, diesen Vorgang für das Auftreten des ersten Maximums in den Wärmeleitungskurven verantwortlich zu machen. Dafür spricht, dass dieses Maximum beim Vergleich verschiedener Proben recht unterschiedlich ausgeprägt ist und bei verschiedenen Temperaturen auftritt. Zu diesem Punkt muss auch erläutert werden, dass die TG-Untersuchungen bezüglich des lose gebundenen Wassers ein unvollkommenes Bild liefern. Bedingt durch die speziellen Anforderungen dieser Untersuchungsmethode müssen die Pro-

ben vor der eigentlichen Untersuchung bei mehr als 100 °C bei einem geringen Vakuum getrocknet werden. Damit ist natürlich ein erheblicher Teil des lose gebundenen Wassers bereits vor der TG-Untersuchung verloren.



Bei einigen Versuchen konnten Temperaturen bis 1320 K erreicht werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zeigen, dass etwa oberhalb 1150 K ein deutlicher Anstieg der Wärmeleitfähigkeit erfolgt (siehe Abbildung 17). Zur Erklärung dieses Effektes bieten sich sofort zwei Möglichkeiten an:

Einmal könnte in diesem Temperaturbereich eine Konsolidierung der Olivinstruktur stattfinden. Unsere Untersuchungen an Peridotiten haben für diese Temperaturen Werte der Wärmeleitfähigkeit von etwa 3,0 W/(m*K) ergeben. Der wasserfreie Serpentin hat unmittelbar vor der Forsteritumwandlung Werte um 1,8 W/(m*K). Da wie oben dargestellt, in der unmittelbaren Umgebung der Umwandlung keine wesentliche Zunahme der thermischen Leitfähigkeiten erfolgt, muss der Übergang zu den für Olivin charakteristischen Werten in dem anschließenden Temperaturbereich stattfinden. Leider konnte durch die Messungen nur der Anfang des entsprechenden Anstieges beobachtet werden.



Eine andere Möglichkeit zur Erklärung der beobachteten Wärmeleitungszunahme ist die Annahme des Einsetzens des radiativen Wärmetransports. Zum Test dieser Möglichkeit wurde

eine neue Fitfunktion Simulator 3 dadurch gebildet, dass zu der bisher benutzten Funktion Simulator 2 ein zu T^3 proportionaler Summand addiert wurde:

$$\lambda = 1/(A+B*T)+C*\exp(-0.5*((T-s)/w)^2)+D*\exp(-0.5*((T-s_2)/w_2)^2)+F*T^3$$

Mit dieser Funktion konnten die Messwerte über den gesamten Temperaturbereich einschliesslich des Anstiegs problemlos angepasst werden (siehe z. B. Abbildung 17). Eine Entscheidung darüber, welche der angebotenen Erklärungen zutreffend ist, kann wahrscheinlich erst dann getroffen werden, wenn der Messbereich so weit ausgedehnt werden kann, dass ausgeschlossen werden kann, dass ein näherungsweise konstanter Olivinwert bei etwa 3 W/(m*K) angestrebt wird, und das im Gegenteil ein progressiver Anstieg der Wärmeleitfähigkeit erfolgt.

Die Wirkung der Dehydration auf die Wärmeleitung lässt sich sehr gut an den Ergebnissen einer wiederholten Messung an der Probe GR85-8 demonstrieren. Bei einer ersten Messreihe bis zu einer Temperatur kurz unterhalb der Forsteritumwandlung ergaben sich zwei sehr gut ausgeprägte Maxima (siehe Abbildung 18, run 1). Bei einer nach erfolgter Abkühlung durchgeführten zweiten Messreihe wurden wesentlich kleinere WLF-Werte gemessen und keine Maxima gefunden, weil die Entwässerung bereits im ersten Lauf erfolgt war und weil sich dabei zusätzliche Risse gebildet hatten. Die neuen Risse schliessen sich durch die thermische Ausdehnung bei zunehmender Temperatur im zweiten Lauf, dadurch steigt die WLF etwas an. Wenn im zweiten Lauf die Endtemperatur des ersten Laufs erreicht ist, wird auch der WLF-Wert vom Ende des ersten Laufes wieder erreicht.

Es ist die Frage, wie man sich den beobachteten zusätzlichen Wärmetransport durch das freigesetzte Wasser im Einzelnen vorzustellen hat. Eine einfache Überschlagsrechnung zeigt, dass bei Abgabe von 13 Gewichtsprozent Wasser im gasförmigen Zustand innerhalb eines schmalen Temperaturintervalls in einen wenige Prozent des Probenvolumens umfassenden Porenraum Drücke in der Grössenordnung von mehreren Kilobar entstehen würden. Es ist zu erwarten, dass diese Drücke unter Ausbildung einer kräftigen Gasströmung sofort abgebaut werden. Dieser nach aussen entweichende Wasserdampfstrom ist die Ursache für den gemessenen erhöhten Wärmetransport, da er Wärme nach aussen abtransportiert. Dieser Mechanismus erklärt auch, dass zusätzlicher Wärmetransport nur so lange auftritt, wie Entwässerung stattfindet. Die gemessene Wärmeleitfähigkeit nimmt mit steigender Temperatur nach Überschreiten des Maximums der Entwässerung sofort wieder ab. Dies wäre nicht der Fall, wenn man den ganzen Effekt allein durch statische Anwesenheit von freigesetztem Wasserdampf als Wärmeträger im Porenraum ohne Strömung erklären wollte. Ein zusätzlicher Wärmetrans-

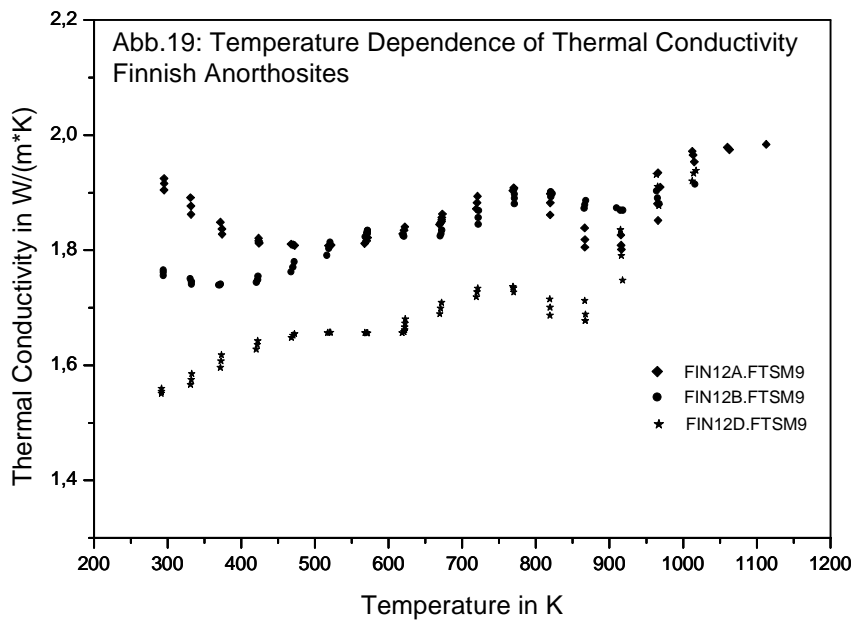
port durch Entstehung und sofortiges Abströmen von Wassergas macht auch die geringe Beeinflussung der Temperaturleitfähigkeit plausibel. Der angenommene Mechanismus erklärt auch die grosse Vielfalt der Erscheinungsformen bei der gemessenen Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur. Die Entwicklung einer Gasströmung hängt bei den verschiedenen Proben in hohem Masse von der Grösse und Struktur des Porenraums und den vorhandenen Wegsamkeiten (also der Permeabilität) ab. Auch die starke Streuung der Messwerte im Temperaturbereich der Dehydrierung wird sofort plausibel.

Nicht einfach ist eine Erklärung dafür zu finden, dass im Gegensatz zur Wärmeleitfähigkeit die Temperaturleitfähigkeit durch die Dehydration kaum beeinflusst wird. Im Experiment bedeutet das, dass durch die Konvektion nur die Höhe des Empfangsimpulses vergrössert wird. Die Impulsform und damit die Halbwertszeit werden nicht verändert, so dass sich eine von der Konvektion nicht beeinflusste Temperaturleitfähigkeit ergibt. Die maximale Wärmestromdichte ist also grösser, aber die Temperatur breitet sich nicht schneller aus. Der Heizimpuls, der sich durch Wärmeleitung in der Gesteinsmatrix ausbreitet, moduliert offenbar die Konvektion. Diese Beeinflussung findet auf dem gesamten Ausbreitungsweg statt. Dadurch wird der Konvektionsanteil zeitlich synchronisiert, d. h. er hat die gleiche Geschwindigkeit wie der Phononenanteil.

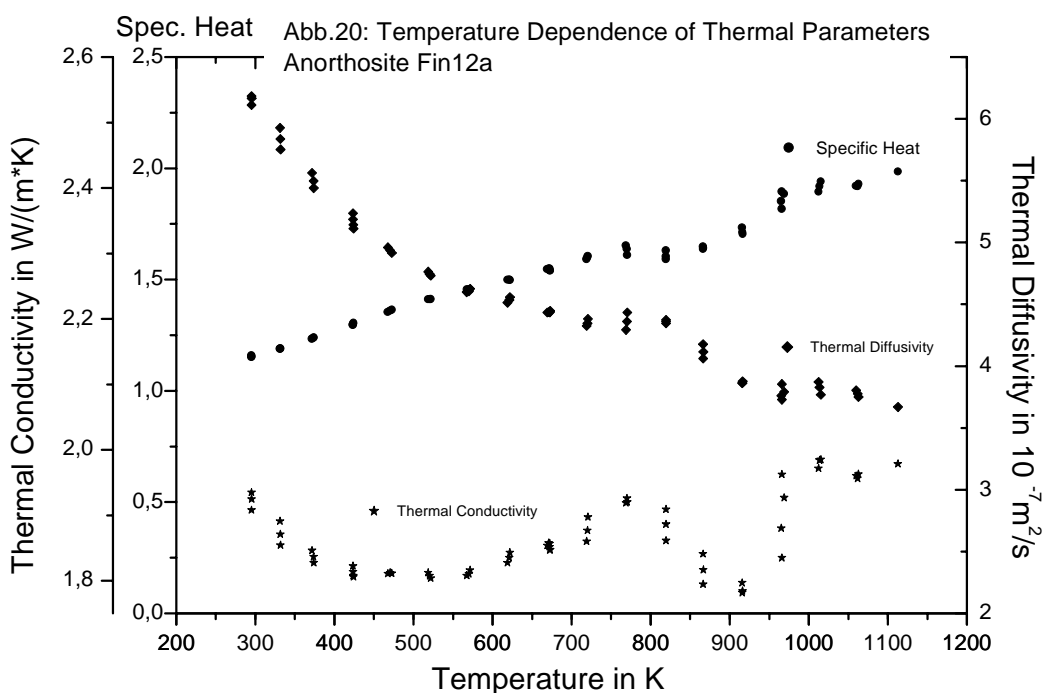
Eine wichtige Frage ist, wie sich der vorerst in Labordimensionen beobachtete Wärmetransportprozess in krustenrelevanten Dimensionen auswirkt. Nach der oben gegebenen Interpretation haben wir es mit einer speziellen Art von Konvektion zu tun, bei der das transportierende fluide Medium in Abhängigkeit von der Temperatur gebildet wird. Ausserdem wird es durch den entstehenden Überdruck für den Transport zusätzliche Wegsamkeiten im Gestein schaffen. Als Konsequenz dieser Interpretation als Konvektion muss man sagen, dass der beobachtete erhöhte Wärmetransport nicht als eine erhöhte Wärmeleitfähigkeit beschrieben werden darf. Man kann erwarten, dass der gemessene Effekt abhängig ist von der Permeabilität, auch von der Messmethode, dem Messregime, von der Entweichgeschwindigkeit. Er kann daher nicht durch einen gesteinspezifischen Parameter wie die Wärmeleitfähigkeit beschrieben werden. Der zu erwartende Effekt in der Erdkruste muss als eine temperaturgesteuerte Konvektion modelliert werden. Wir hoffen, dass die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung unter Laborbedingungen dazu den Anstoss geben.

3.3 Temperatur- und Druckabhängigkeit der thermischen Transportparameter bei Anorthositen

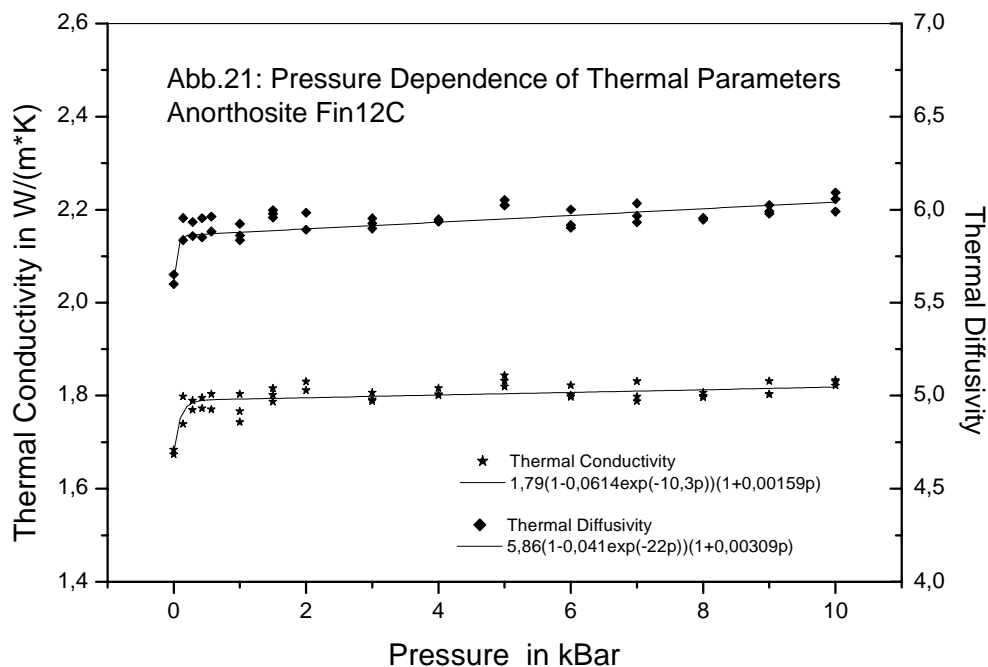
Es wurden insgesamt 4 Anorthosite untersucht, die aus Finnland bzw. Kamtschatka stammten. Von ihnen zeigten die finnischen Proben im Hinblick auf die Temperaturabhängigkeit anomale Eigenschaften.



Bis zu einer Temperatur von etwa 450 K bestehen zwischen den verschiedenen Proben wesentliche Unterschiede. Bei den Proben mit niedrigen Werten der WLF bei Raumtemperatur steigen die Werte mit zunehmender Temperatur an,



während sie bei Proben mit höheren Raumtemperaturwerten normal abnehmen (Abbildung 19). Oberhalb 450 K verhalten sich alle finnischen Anorthosite relativ einheitlich. Die WLF nimmt mit steigender Temperatur zu, durchläuft bei 750 K ein Maximum und nimmt dann wieder etwas ab. Oberhalb 900 K erfolgt dann ein erneuter deutlicher Anstieg auf einen annähernd konstanten Wert. Die Temperaturleitfähigkeit zeigt ein völlig verschiedenes Verhalten. Sie nimmt im Wesentlichen im gesamten untersuchten Bereich mit steigender Temperatur normal ab (Abbildung 20). Nur im Bereich um 750 K ist ein flaches Maximum überlagert, also bei der gleichen Temperatur, bei der die WLF ein deutliches Maximum besitzt. Die spezifische Wärme nimmt normal mit steigender Temperatur zu und nähert sich etwa bei der Temperatur des Wärmeleitungsmaximums einem konstanten Wert. Bei weiterer Temperaturzunahme erfolgt ein erneuter Anstieg zu einem neuen Sättigungswert.



Anorthosite sind auch von Birch und Clark 1940 untersucht worden. Allerdings wurde nur die WLF bestimmt, wobei die maximal erreichten Temperaturen nur bei 500 bzw. 600 K lagen. In dem untersuchten Bereich stimmten die Ergebnisse völlig mit unseren überein: es wurden Proben mit zunehmender und andere mit abnehmender WLF bei Zunahme der Temperatur beobachtet. Auch die Zahlenwerte lagen in der gleichen Größenordnung. Unsere Messwerte für Raumtemperatur liegen noch deutlich unter den schon niedrigen Werten für Feldspate (etwa 2,3 W/(m*K)).

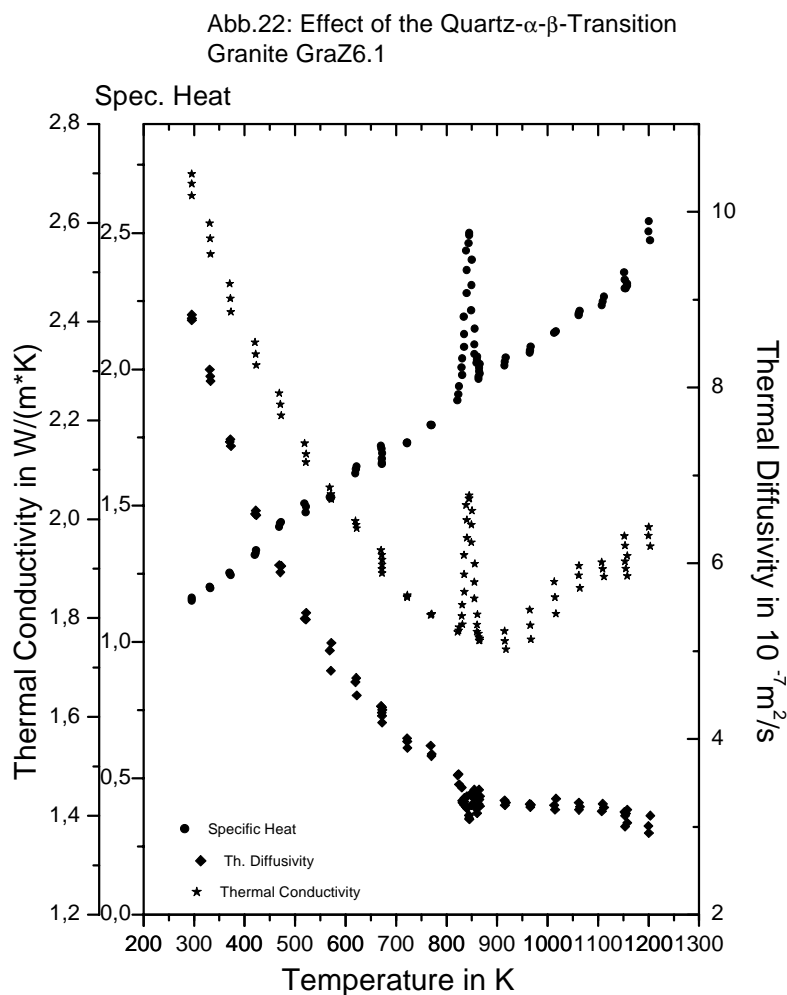
Da keine weiterführenden mineralogischen Untersuchungen erfolgt sind, kann man als Erklärung für das beobachtete anomale Verhalten nur vermuten, dass in den Proben temperaturinduzierte Mineralumwandlungen stattgefunden haben. Die erheblichen Anomalien der WLF bei gleichzeitig geringer Beeinflussung der Temperaturleitfähigkeit weisen in diese Richtung.

Auffällig sind bei den Anorthositen weiterhin die insgesamt relativ niedrigen Werte von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit. Bei der Druckabhängigkeit gibt es keine Besonderheiten, der Einfluss des Druckes ist jedoch recht niedrig. Die lineare Abhängigkeit wird schon bei relativ niedrigen Drücken erreicht (siehe Abbildung 21).

3.4 Der Einfluss von strukturellen Phasenübergängen auf die thermischen Transportparameter

Die in der Erdkruste variierenden Werte von Druck und Temperatur haben zur Folge, dass eine Reihe von Mineralen strukturelle Phasenumwandlungen durchläuft, wenn die entsprechenden Phasengrenzen überschritten werden. In der Gesteinsphysik ist die wohl prominenteste Umwandlung der Übergang des Quarzes von der α - in die β -Phase bei 575 °C. Diese

Übergangstemperatur ist stark druckabhängig. Dadurch ist in einem Gesteinskörper, in dem die einzelnen Quarzkörner unterschiedlichen Spannungen ausgesetzt sind, der Übergang über einen gewissen Temperaturbereich verteilt. Wir haben die Wirkung der Strukturänderung auf die thermischen Transportparameter in mehreren quarzhaltigen Gesteinen (Granit, Gneiss, Granulit) beobachtet, siehe auch Seipold 1989. Man kann den Effekt nur feststellen, wenn man den betreffenden Temperaturbereich mit genügend hoher



Auflösung untersucht. Deshalb sieht man bei den meisten veröffentlichten Untersuchungen an

quarzhaltigen Gesteinen keinen Effekt. Unsere Messungen wurden daher im Abstand von 5 K durchgeführt. Abbildung 22 zeigt die Wirkung des α - β -Überganges bei einer Granitprobe. Es ist zunächst überraschend, dass die Temperaturleitfähigkeit fast unbeeinflusst ist, dagegen bei der Wärmeleitfähigkeit ein scharfes Maximum bei der Übergangstemperatur auftritt. Die Erklärung ist jedoch relativ einfach: Der durch die Streuung der akustischen Phononen determinierte Wärmetransport wird höchstens negativ beeinflusst, weil durch den Kristallumbau im Übergangsbereich zusätzliche Streuzentren wirksam werden. Dadurch ist die Temperaturleitfähigkeit etwas erniedrigt. Die Phononeneffekte können auf keinen Fall ein Maximum einer Leitfähigkeit am Phasenübergang erklären.

Die Wärmeleitfähigkeit wird aber zusätzlich durch die spezifische Wärme beeinflusst. Der Quarz hat nach den rein kalorimetrischen Untersuchungen bei der Übergangstemperatur einen so genannten Lambda-Punkt, der durch ein scharfes Maximum der spezifischen Wärme charakterisiert ist, d. h. es tritt keine latente Wärme wie bei Phasenübergängen erster Ordnung auf. Wegen der Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der spezifischen Wärme und der Temperaturleitfähigkeit entsprechend der Debye-Beziehung tritt das scharfe Maximum auch bei der Wärmeleitfähigkeit auf. Da es am Übergang keine latente Wärme gibt, tritt keine sprunghafte Änderung der Wärmeleitfähigkeit auf, etwa wie sie von uns am B1-B2-Phasenübergang des Kaliumbromids gefunden wurde (Abbildung 23).

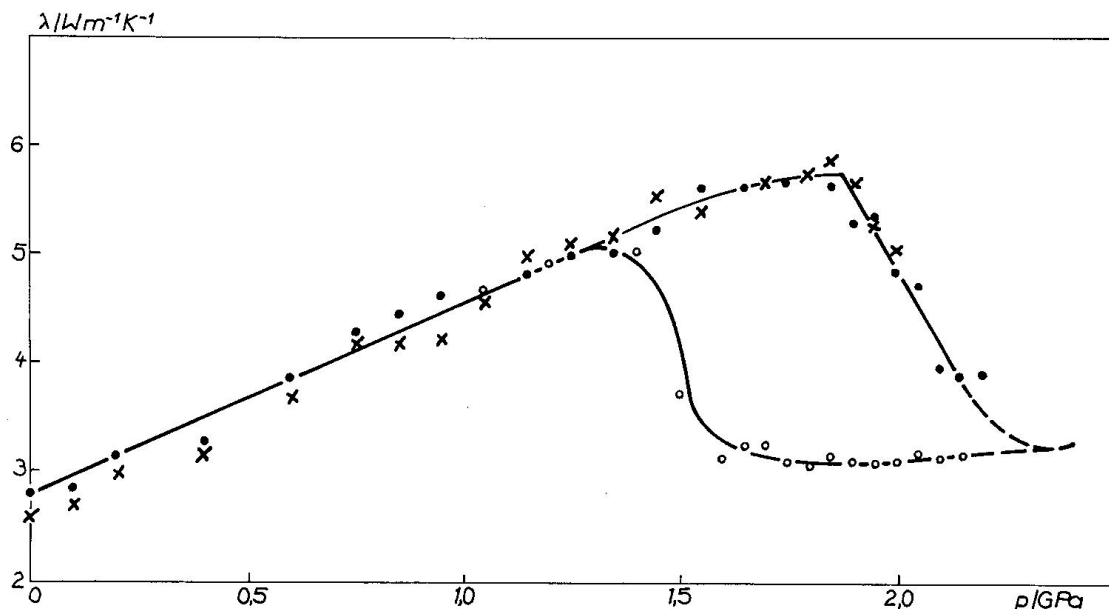


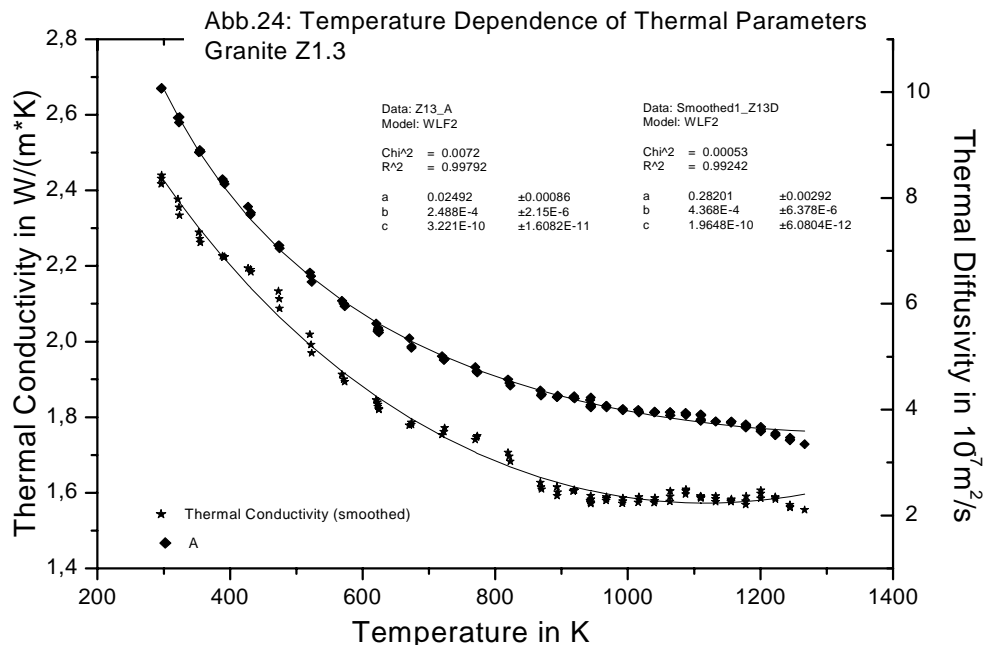
Abb. 23: Thermal Conductivity of KBr at the B1-B2 Phase Transition

Insgesamt gesehen beschränkt sich die Wirkung des α - β -Phasenüberganges beim Quarz auf die unmittelbare Umgebung des Phasenübergangs. Man muss sich jedoch im Klaren sein, dass wegen des speziellen Charakters des Phasenüberganges beim Quarz (Lambda-Punkt) das Er-

gebnis nicht auf andere Minerale übertragen werden kann, die Phasenübergänge erster Ordnung durchlaufen. Bei ihnen ist wegen des Sprunges der spezifischen Wärme am Phasenübergang mit einer entsprechenden sprunghaften Änderung der Wärmeleitfähigkeit zu rechnen, während möglicherweise die Temperaturleitfähigkeit weniger beeinflusst wird. Bei fast allen Ionenverbindungen nimmt beim Übergang von der NaCl- zur CsCl-Struktur am Phasenübergang die Wärmeleitfähigkeit sprunghaft ab, obwohl die Dichte zunimmt. Bei anderen Phasenübergängen ist theoretisch auch eine Zunahme möglich (Roufousse and Jeanloz 1983, Ross et al. 1984, Slack und Ross 1984).

3.5 Der Einfluss partiellen Schmelzens auf die thermischen Transporteigenschaften

Bei der Untersuchung der elastischen Eigenschaften im Bereich des partiellen Schmelzens wurde festgestellt, dass die Geschwindigkeiten der elastischen Wellen erheblich zunehmen. Aus dieser Beobachtung entstand die Erwartung, dass auch die Wärmeleitfähigkeit der Gesteine bei partiellem Schmelzen erheblich ansteigen sollte. Bei unseren Untersuchungen bis



zu Temperaturen teilweise über 1000 °C, bei denen bei granitoiden Gesteinen der Bereich des partiellen Schmelzens längst erreicht wurde, wurden keine nennenswerten Zunahmen der Wärmeleitfähigkeit beobachtet. Abbildung 24 zeigt die Ergebnisse einer speziellen Untersuchung an einem Granit, bei der der Temperaturbereich oberhalb 850 K bis fast 1300 K mit einer erhöhten Auflösung von etwa 20 K ausführlicher untersucht wurde. Es wurden nur ge-

ringe Variationen der thermischen Leitfähigkeiten beobachtet. Ein anderes Ergebnis war von uns (im Gegensatz zu anderen Autoren) auch nicht erwartet worden. Die Schmelzsäume können zwar die Übergangswiderstände an den Korngrenzen etwas verbessern, aber die Korngrenzen haben bei kristallinen Gesteinen nach unserer Erfahrung insbesondere bei hohen Temperaturen keinen grossen Einfluss auf die Wärmeleitfähigkeit, die vielmehr durch die Streuprozesse innerhalb der Körner bestimmt wird. Hier liegt der wesentliche Unterschied gegenüber der Ausbreitung elastischer Wellen.

Ausserdem ist die Wärmeleitfähigkeit einer Schmelze immer erheblich niedriger als die der festen Minerale. Erst wenn ein sehr erheblicher Prozentsatz des Gesteins aufgeschmolzen ist und ausserdem die Temperatur der Schmelze so hoch ist, dass eine Konvektion in Gang kommt, muss mit den dadurch bedingten sehr hohen Beiträgen zum Wärmetransport gerechnet werden. Die Beiträge von der Wärmeleitung werden dann rasch weit übertroffen. Wir konnten derartige Effekte an Kaliumbromid bereits kurz oberhalb des Schmelzpunktes beobachten. Messungen in der Nähe des Schmelzpunktes sind auch deshalb experimentell sehr schwer zu beherrschen, weil Störungen durch die latente Wärme auftreten (McPherson und Schloessin 1982). Mit entsprechenden Problemen ist bei Gesteinen im Teilschmelzbereich auch durch die Wirkung von Reaktionswärmen von Mineralumwandlungen zu rechnen. Es ist eine unserer generellen Erfahrungen, dass oberhalb 600 °C die Streuung der Messwerte zunehmend grösser wird, wobei diese Temperaturbereiche erhöhter Streuung gesteinspezifisch sind.

3.6 Beiträge des radiativen Wärmetransports

Ein zusätzlicher Beitrag zum Wärmetransport durch Phononen, (=Wärmeleitung) wird bei hohen Temperaturen in dem Wärmetransport durch Photonen, d. h. durch die Quanten der elektromagnetischen Strahlung erwartet. Wenn die durch Photonen transportierte Wärmemenge ebenfalls proportional zum Gradienten der Temperatur (Gültigkeit der Diffusionsnäherung) ist und da ausserdem der entsprechende Proportionalitätsfaktor nur von gesteinspezifischen Parametern abhängt, ist es berechtigt, diesen Beitrag zum Wärmetransport durch einen zusätzlichen Summanden bei der Wärmeleitfähigkeit zu berücksichtigen. Dieser Zusatzterm wird allgemein als Strahlungsbeitrag zur Wärmeleitfähigkeit bezeichnet. Das ist allerdings insofern irreführend, als man unter einer Wärmeleitfähigkeit im engeren Sinne ein Mass für den Wärmetransport durch Wärmeleitung, also durch Phononen, versteht. In diesem Sinne ist der Strahlungsbeitrag keine Wärmeleitfähigkeit und es wäre glücklicher gewesen, wenn eine andere Bezeichnung gewählt worden wäre. Dieser grundsätzlich verschiedene Mechanismus

schliesst aber nicht aus, dass sich im Experiment bei der Messung der Wärmeleitfähigkeit das Auftreten dieses zusätzlichen Wärmetransportes als eine erhöhte Wärmeleitfähigkeit manifestiert. Da wir in unseren Messungen gleichzeitig Wärme- und Temperaturleitfähigkeit als Funktion der Temperatur bestimmt haben, ergab sich die Frage, ob sich dieser Effekt auch auf die Temperaturleitfähigkeit auswirken wird. Nach unserer Ansicht kann das Auftreten eines zusätzlichen Wärmetransportmechanismus keinen Einfluss auf die innere Energie eines Festkörpers haben, die als Zustandsfunktion nur von den Zustandsgrössen abhängig ist. Das bedeutet, dass auch die spezifische Wärme nicht beeinflusst wird. Die Beziehung zwischen Wärmeleitfähigkeit, spezifischer Wärme und Temperaturleitfähigkeit (Debye-Gleichung) ist ohne Bezug auf einen speziellen Transportmechanismus durch Anwendung des Energieerhaltungssatzes abgeleitet worden und setzt aber weiter voraus, dass der Energietransport proportional zum Temperaturgradienten ist. Diese Bedingung ist für genügend grosse Proben für den Strahlungsbeitrag erfüllt. Daher muss zwischen den drei Parametern mit Strahlungstransport der gleiche Zusammenhang wie ohne Strahlungsanteil bestehen:

$$\lambda_{\text{Phonon}} + \lambda_{\text{Strahlung}} = c * \rho * K$$

Da wie oben erläutert die spezifische Wärme unbeeinflusst ist (und natürlich auch die Dichte ρ), wird die Temperaturleitfähigkeit K entsprechend wie die Wärmeleitfähigkeit erhöht werden. Man müsste also auch bei reinen Temperaturleitfähigkeitsuntersuchungen den Einfluss des Strahlungsbeitrages beobachten. Eine analoge Überlegung lässt sich für einen zusätzlichen Wärmetransport durch Konvektion nicht durchführen, weil in diesem Fall die Voraussetzung der Gültigkeit des Fouriersgesetzes nicht erfüllt ist. Daher ist es plausibel, wenn bei zusätzlicher Konvektion Wärme- und Temperaturleitfähigkeit unterschiedliches Verhalten zeigen (siehe Serpentine). Umgekehrt kann gleichartiges Verhalten als Kriterium benutzt werden, um zu testen, ob Zunahmen der thermischen Transportparameter mit der Temperatur durch Strahlungsbeiträge bedingt sein könnten. Eine solche Möglichkeit ist insofern wertvoll, als oft ein Strahlungsbeitrag vorgetäuscht wird, wenn der untersuchte Temperaturbereich derartig begrenzt ist, dass bei einer Probe von einem real vorhandenen Maximum nur der Anstieg gemessen wird. In derartigen Fällen ist die Gefahr von Fehlinterpretationen gross.

Die Theorie für den Wärmetransport durch Strahlung ist hauptsächlich in der Astrophysik für gas- und staubförmige Medien und günstigstenfalls unter Berücksichtigung der Streuung an Staubpartikeln entwickelt worden. Dementsprechend sind die für diese Problematik wesentlichen Mechanismen für Absorption und Streuung berücksichtigt worden. Die unkritische Übertragung auf feste Körper und insbesondere auf so komplizierte feste Körper, wie sie Gesteine darstellen, ist gefährlich, weil insbesondere festkörperspezifische Streueffekte nicht

oder ungenügend berücksichtigt werden. Ausserdem wird in der Astrophysik der Wärmetransport durch Strahlung als allein wesentlicher Transportmechanismus vorausgesetzt, während in Mineralen und Gesteinen zusätzlich der gleichzeitige (und meist sogar überwiegende) Wärmetransport durch Wärmeleitung berücksichtigt werden müsste. Dadurch kompliziert sich die theoretische Behandlung sehr stark. Die Energiegleichung und die Gleichung des radiativen Transportes müssten simultan gelöst werden. Das war bisher nur für wenige sehr einfache Fälle unter Benutzung numerischer Methoden möglich. Tatsächlich sind in die Petrophysik aber alle Ergebnisse aus der Diffusionsnäherung völlig ohne Rücksicht, ja sogar ohne Erwähnung der Wechselwirkung zwischen konduktivem und radiativem Transport übernommen worden. Nur bei Reiss 1988, Seite 25, findet sich ein Hinweis, dass man in diesem Fall von einer additiven Näherung sprechen könnte.

Der Übergang von der in anderer Beziehung allgemeineren Theorie für die Belange der Astrophysik zur Anwendung auf feste Körper erfolgt durch die Beschränkung auf die Diffusionsnäherung. Wesentlichstes Charakteristikum der Diffusionsnäherung ist die Voraussetzung, dass die mittlere freie Weglänge der Photonen klein ist im Vergleich zu den Probedimensionen (optisch dickes Medium). Dies ist äquivalent zur Annahme eines Absorptions-Reemissions-Mechanismus für die Wärmeausbreitung. Die Diffusionsnäherung enthält implizit auch die Voraussetzung isotroper Streuung. Eine anisotrope Streuung kann jedoch nachträglich durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt werden. Nur in der Diffusionsnäherung erhält man nach Integration der Transportgleichung einen Ausdruck für den Strahlungsbeitrag, der die Form der Fouriergleichung hat:

$$q = 16\sigma T^3 n^2 / (3K_R) \partial T / \partial z,$$

und damit formal die Interpretation der Proportionalitätskonstanten als Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit rechtfertigt:

$$\lambda_{\text{rad}} = 16\sigma n^2 T^3 / (3K_R),$$

wo σ =Stefan-Boltzmann-Konstante, n =Brechungsindex, Λ =Wellenlänge.

Die spektralen Eigenschaften des Mediums werden dabei in dem mittleren Rosseland-Extinktionskoeffizienten berücksichtigt. Er kann durch eine speziell gewichtete Mittelung aus dem spektralen Extinktionskoeffizienten K_Λ berechnet werden:

$$1/K = \int_0^1 1/K_\Lambda df_i(\Lambda T)$$

Die hier auftretende internal fractional function f_i ist definiert durch

$$f_i(\Delta T) = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^{\infty} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx, x = \frac{c_2}{\Delta T}$$

$$c_2 = c h / k = 1,438 \text{ cm K.}$$

Sie ist z. B. bei Brewster 1992, S. 533-535, tabuliert. Die Druck- und Temperaturabhängigkeit des spektralen Extinktionskoeffizienten führt natürlich zu einer entsprechenden Variabilität des Rosseland-Koeffizienten und damit des Strahlungsbeitrages, zusätzlich zur T^3 -Abhängigkeit! Deshalb ist die allgemein geübte Praxis, den Strahlungsbeitrag durch seine T^3 -Abhängigkeit versuchen nachzuweisen, genau genommen völlig unsinnig, wenn man nicht zusätzlich durch spektroskopische Untersuchungen nachweisen kann, dass der Rosseland-Extinktionskoeffizient temperaturunabhängig ist.

Eine anisotrope Streuung kann durch Multiplikation des Extinktionskoeffizienten mit dem anisotropen Streufaktor

$$(1 - \bar{\omega}g)$$

berücksichtigt werden, wo

$$\bar{\omega} = \text{mittlere Albedo}, \bar{g} = \text{mittlerer Asymmetriefaktor}$$

Das Albedo ist das Verhältnis von Streueffizienz zu Extinktionseffizienz, also ein Mass für den Anteil des betrachteten Streumechanismus an der gesamten Extinktion. Der Asymmetriefaktor ist ein Mass für das Verhältnis zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung. Er variiert zwischen dem Wert -1 für reine Rückwärtsstreuung und $+1$ für reine Vorwärtsstreuung. Die Mittelung ist bei ω und bei g über die Teilchengrößenverteilung durchzuführen. Bei Korngrenzenstreuung, die erhebliche Unterschiede der Brechungsindizes benachbarter Mineralkörner voraussetzt, ist der Streukoeffizient der Reziprokwert der Korngrösse (Shankland 1970). Aus den Ergebnissen von Van der Sande und Pohl 1982 zur Phononenstreuung kann man erwarten, dass auch bei der Photonenstreuung nicht die Korndurchmesser, sondern gegebenenfalls die wesentlich kleineren Abstände zwischen intragranularen Dichteinhomogenitäten (z. B. Entmischungslamellen) zu berücksichtigen sind. Dadurch käme man zu erheblich kleineren freien Weglängen für die Photonen.

Nach dem Planckschen Strahlungsgesetz liegt das Maximum der Strahlung eines schwarzen Körpers bei 1000 K etwa im Wellenlängenbereich zwischen 1 und 6 μm . Daher ist das Verhalten des Extinktionskoeffizienten in diesem infraroten Spektralbereich entscheidend für den Einfluss des Strahlungstransportes. Der Extinktionkoeffizient K ist der Reziprokwert der mittleren freien Weglänge und setzt sich aus dem Absorptionskoeffizienten α und dem Streukoeffizienten σ zusammen:

$$K = \alpha + \sigma$$

Die Möglichkeit des Auftretens von Strahlungsbeiträgen wurde hauptsächlich für Olivine bzw. olivinhaltige Ultrabasite diskutiert, da sie in Tiefenlagen erwartet werden, in denen die Temperatur entsprechend hoch ist. Das ist insofern unglücklich, als die Olivine ein relativ kompliziertes Verhalten der Extinktion aufweisen. Ihre Absorptionseigenschaften im Infrarotbereich werden wesentlich durch eine Absorptionsbande bestimmt, die durch spin-erlaubte Übergänge zwischen Energiezuständen bedingt ist, die durch Kristallfeldaufspaltung der 3d-Zustände der Fe²⁺-Ionen auf den nicht zentralsymmetrischen M2-Oktaederplätzen entstanden sind. Das Maximum dieser Bande liegt bei 1050-1080 nm. Die Fe-Ionen auf den zentralsymmetrischen M1-Plätzen bedingen Banden bei 900 und 1220 nm. Zur langwelligen Seite ist eine Einengung des interessierenden Near-IR-Bereichs durch Multiphonon-Banden (overtones) von Gitterschwingungsbanden oberhalb 5000 nm bedingt. Die Metall-Metall-Intervallenz-Übergänge und der Schwerpunkt der Sauerstoff-Metall-charge-transfer-Übergänge liegen bei so kurzen Wellenlängen, dass sie erst bei extrem hohen Temperaturen angeregt werden können. Die Kristallfeldaufspaltung hängt sehr stark (proportional $1/R^5$) vom Abstand R zwischen den Eisen- und Sauerstoffionen ab und daher auch von Druck und Temperatur. Dadurch verschiebt sich die Lage der Banden in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Ausserdem verbreitern und intensivieren sich die Banden mit zunehmender Temperatur. Druckerhöhung erzeugt bei den Kristallfeldbanden eine Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen (blue shift). Dagegen verschiebt sich die Absorptionskante der Sauerstoff-Eisen-charge-transfer-Bande mit steigenden Werten von Druck und Temperatur zu grösseren Wellenlängen (red shift). Insgesamt gesehen verkleinert sich mit steigendem Druck und Temperatur das Durchlässigkeitsfenster, das bei Umgebungsbedingungen zwischen 2000 und 5000 nm liegt. Da die wichtigsten Mechanismen der IR-Absorption die Existenz von Eisenionen voraussetzen, ist für die Bedeutung des Strahlungsbeitrages das Verhältnis von Forsterit zu Fayalit sehr wichtig. Bei Pyroxenen erzeugen Kristallfeldübergänge der Fe-Ionen auf M2-Plätzen hohe Absorptionswerte im Wellenlängenbereich von 1500 bis 2500 nm. Sie reduzieren daher den Strahlungsbeitrag im Temperaturbereich von 700 bis 1500 °C (Burns 1982).

Untersuchungen zum Einfluss des Strahlungsbeitrages fanden vorwiegend an potentiellen Mantelmaterialien statt, wobei der Schwerpunkt bei Olivinen lag. Ein Teil der Autoren versuchte, allein aus der Betrachtung der spektralen Absorptionseigenschaften im Infrarotbereich Aussagen zum Strahlungsbeitrag zu erhalten. Von Fukao et al. 1968, Pitt und Tozer 1970 und Shankland et al. 1979 wurden die in Abhängigkeit vom Druck bzw. von der Temperatur auftretenden Verschiebungen der Absorptionsbanden der Eisenionen untersucht und daraus Aussagen für den Strahlungsbeitrag im Mantelbereich abgeleitet. Der Einfluss der Streuung wur-

de nicht bzw. unwesentlich berücksichtigt. Bei der Bestimmung der Absorption hat die Festlegung der Basislinie der Absorption einen sehr grossen Einfluss auf das Ergebnis. Aus diesem und anderen Gründen betonen Shankland et al. 1979, dass die genaue Bestimmung der Grössenordnung des Absorptionskoeffizienten über einen breiten Wellenlängenbereich sehr schwierig ist und entsprechende Fehler verantwortlich sind für Unterschiede im berechneten Strahlungsbeitrag aus Absorptionsspektren. Die Untersuchungen müssen in einer Atmosphäre mit entsprechendem Sauerstoffpartialdruck (CO/CO₂-Mischungen) vorgenommen werden, weil sonst durch Oxidation totale Absorption eintritt. Die Anwendung einer Inertatmosphäre (Argon, Stickstoff) allein hat sich als nicht ausreichend erwiesen, um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten. Auch bei Fukao et al. 1968 und bei einer Dunitprobe von Schatz und Simmons 1972 wurden rot-braune Verfärbungen beobachtet. Mögliche Effekte sind die Oxidation von Fe²⁺ zu Fe³⁺ mit der entsprechenden Zunahme von Gitterdefekten und die heterogene Zersetzung der Fayalitkomponente zu Magnetit und amorphem SiO₂ (Brown 1982, Seite 301). Fukao et al. 1968 und Aronson et al. 1970 hatten Probleme mit der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse. Bei Untersuchung einer polykristallinen Probe traten bei Shankland et al. 1979 durch Bildung von Spalten an den Korngrenzen bei mehreren Messzyklen zusätzliche Streuungen auf (ohne Veränderung der Form der Absorptionskurve). Monokristalle waren dagegen völlig unverändert in Farbe und Oberflächenqualität. Von Shankland wird betont, dass der ermittelte Strahlungsbeitrag aus rein spektroskopischen Untersuchungen nur als ein oberer Grenzwert angesehen werden kann, da die Messungen an optisch perfekten Kristallen durchgeführt worden sind. Die oben dargestellten Probleme bei spektroskopischen Untersuchungen lassen es geraten erscheinen, die auf diesem Weg erhaltenen Aussagen zum Strahlungstransport vorsichtig zu bewerten.

Auch bei einigen der Autoren, die die Wärmeleitfähigkeit der Olivine bei hohen Temperaturen direkt bestimmt haben, ist die Voraussetzung von Strahlungsbeiträgen in die Auswertung eingegangen und durch Einbeziehung von spektroskopischen Daten berücksichtigt worden (Schatz und Simmons 1972). Bei Schärmeli 1982 ist der Strahlungsanteil nur aus spektroskopischen Daten berechnet und dann zum gemessenen Gitteranteil addiert worden. Er setzt dabei voraus, dass bei seinen Probenabmassen der Strahlungsanteil nicht beobachtet werden konnte, weil die mittlere freie Weglänge der Photonen nicht klein gegen die Messstrecke war, auf der sich die Wärme ausbreitet. Katsura 1995 hat für den von ihm untersuchten synthetischen polykristallinen Olivin eine mittlere Weglänge von etwa 0,5 mm abgeschätzt. Da bei seinem Versuchsaufbau die Messstrecke 1,5 mm lang war, wurde gefolgert, dass 95 % des Strahlungsanteils unter diesen Bedingungen nachweisbar sein müssten.

Bei den Olivinen ist auch keine genaue Befolgung des T₃-Gesetzes für den Strahlungsbeitrag zu erwarten, weil mit zunehmender Temperatur das offene Fenster im Infrarotbereich durch die temperaturabhängige Verschiebung und Intensivierung der Absorptionsbanden verkleinert wird und sich dadurch eine zusätzliche Temperaturabhängigkeit ergibt.

Bei der Einschätzung der Literaturergebnisse muss auch berücksichtigt werden, dass auch die thermischen Untersuchungen teilweise an Monokristallen von Edelsteinqualität durchgeführt worden sind. Derartige Proben sind in keiner Weise repräsentativ für reale Gesteine, in denen der Extinktionskoeffizient insbesondere durch die Korngrenzenstreuung um Größenordnungen höher sein kann. Durch die niedrige Störstellendichte sind bei Einkristalluntersuchungen auch die Wärmeleitungswerte bei Raumtemperaturbedingungen sehr hoch, weil natürlich auch die Phononenstreuung sehr viel niedriger ist. Bei der Untersuchung polykristalliner Aggregate von Mineralen muss man erwarten, dass der Strahlungsanteil wesentlich von der Korngrösse abhängt, da insbesondere bei kleinen Körnern der Streukoeffizient einen bedeutenden Einfluss erlangen kann.

Messungen von Kawada 1964 und 1966 mit rein thermischen Methoden an realen Gesteinsproben (Dunite, Lherzolite) im Temperaturbereich bis 800 °C zeigen keine Anzeichen für Strahlungsanteile. Die Mehrheit der Autoren stimmt darin überein, dass nennenswerte Effekte nicht unter 600 °C zu erwarten sind, obwohl einige auch die Grenze bereits bei 200 °C ansetzen. Das andere Extrem ist die Erwartung von wesentlichen Strahlungsbeiträgen erst oberhalb 1500 K (Hofmeister 1998). Wenn man die wenigen experimentellen Untersuchungen auswertet, die über 500 °C wesentlich hinausgehen, bietet sich ein uneinheitliches Bild. In dem Temperaturbereich, in dem deutliche Strahlungsbeiträge erwartet werden können, den wir oberhalb 600 °C vermuten, treten in vielen Gesteinen thermisch ausgelöste Mineralreaktionen auf, die ebenfalls die thermischen Transporteigenschaften beeinflussen können. Deshalb muss man sich davor hüten, jede Zunahme der Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur sofort als Strahlungsbeitrag zu interpretieren.

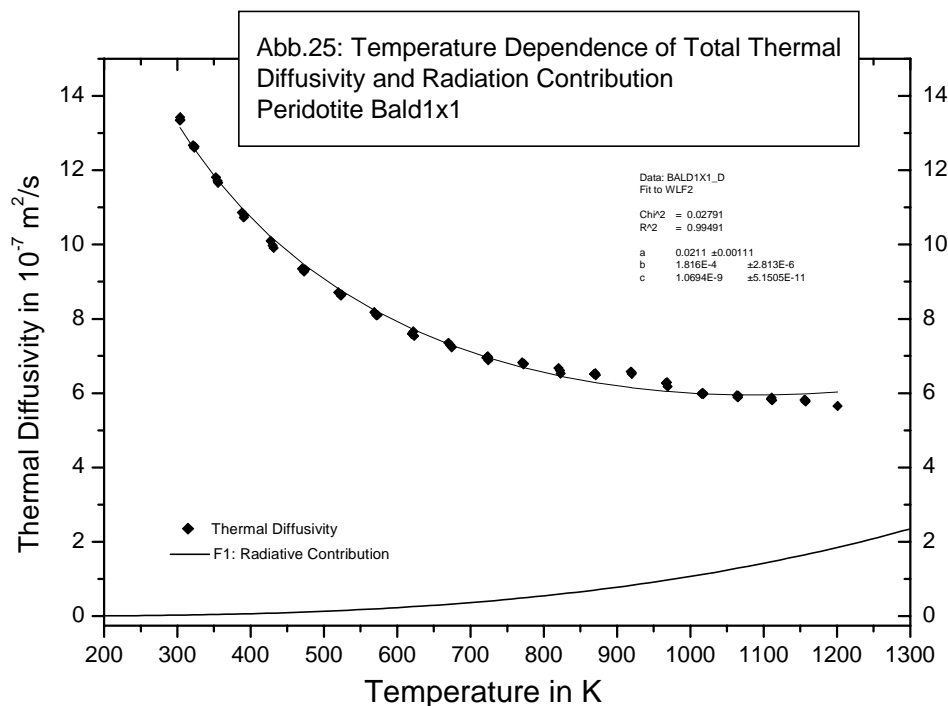
Nicht nur bei der theoretischen Behandlung des Wärmetransportes, sondern auch bei der praktischen Durchführung von Wärmeleitungsbestimmungen im Temperaturbereich radiativer Beiträge muss beachtet werden, ob die freie Weglänge der Photonen deutlich grösser oder kleiner als die charakteristische Probenabmasse ist. Dementsprechend ist die Theorie bei der Auswertung zu modifizieren. Nur im Fall des optisch dicken Mediums (Diffusionsnäherung) ist die Einführung einer entsprechenden Wärmeleitfähigkeitskomponente möglich. Deshalb hat die Abschätzung der mittleren freien Weglänge der Photonen eine erhebliche Bedeutung. Auch diese Problematik wurde fast nur für Olivine und olivinhaltige Gesteine betrachtet, weil

sie als potentielle Materialien des oberen Mantels in einem entsprechenden Hochtemperaturbereich erwartet werden.

| | | |
|--|---|---------|
| Schatz and Simmons, values for 800 K: | Single crystal $\text{Fo}_{86}\text{Fa}_{14}$ | 3.4 mm |
| | Single crystal $\text{Fo}_{92}\text{Fa}_8$ | 5.0 mm |
| | sintered forsterite | 1.8 mm |
| | Twin Sister dunite $\text{Fo}_{94}\text{Fa}_6$ | 0.58 mm |
| | Kanamori et al. 1968 olivine single crystal in [001] | 1.7 mm |
| | Fujisawa et al. 1968 polycrystalline forsterite | 0.3 mm |
| Katsura 1995 polycrystalline forsterite | 0.5 mm | |
| McPherson+Schloessin 1983 single crystal NaCl, 1-6 GPa, | 1 mm | |

Nur bei Schatz und Simmons gibt es Angaben zur Variation mit der Temperatur. Danach nimmt die mittlere freie Weglänge der Photonen mit steigender Temperatur ab. Dieses Verhalten kann qualitativ durch die Verbreiterung der Absorptionsbanden bei steigender Temperatur erklärt werden. Die Werte der anderen Autoren sind entsprechend der benutzten Abschätzung als temperaturgemittelt zu betrachten. Die mittlere freie Weglänge der Photonen wird von den optischen Absorptions- und Streueigenschaften des aktuellen Probenmaterials bestimmt. Für annähernd perfekte Monokristalle ist sie etwa um eine Größenordnung grösser als für reale Gesteinsproben oder feinkristalline synthetische Proben. Bei den letzteren Materialien ist entsprechend obiger Tabelle mit einer mittleren freien Weglänge der Photonen in der Größenordnung um etwa 1 mm zu rechnen. Entsprechend der beobachteten Unterschiede gibt es einerseits Autoren, die für ihre Proben eine mittlere freie Weglänge von etwa 0,5 mm abschätzen (Katsura, Fujisawa et al.) und dann bei Probendimensionen von wenigen Millimetern noch die Diffusionsnäherung für optisch dicke Proben benutzen, und andere, die bei ähnlicher Geometrie für Monokristalle diskutieren, dass mit ihren experimentellen Gegebenheiten ein Strahlungsanteil gar nicht nachweisbar sein kann (Schärmeli 1982). Bei unseren Versuchen wurden relativ zu anderen Autoren gesehen sehr grosse Proben eingesetzt. Mit einer Messstrecke von 13,5 mm ist die Voraussetzung eines optisch dicken Mediums mit Sicherheit erfüllt, insbesondere auch noch deshalb, weil reale Gesteinsproben mit entsprechender Opazität untersucht worden sind.

Aus der grossen Zahl der bei hoher Temperatur untersuchten Gesteinsproben musste eine geeignete Auswahl getroffen werden, bei der man erwarten konnte, dass der Strahlungseffekt wenig durch andere temperaturinduzierte Phänomene überlagert war. Es wurden 7 Peridotite ausgewählt, bei denen die Messungen über 1100 K ausgedehnt werden konnten, in einigen Fällen bis 1300 K. Bei diesen Proben wurden die Messwerte der Temperaturleitfähigkeit eingehender untersucht, weil sich bei dieser Grösse erfahrungsgemäss im Vergleich zur Wärmeleitfähigkeit die Wirkungen von Mineralreaktionen weniger stark bemerkbar machen. Es wurde mit drei verschiedenen Methoden versucht, den Strahlungsbeitrag zu bestimmen. Bei Methode 1 wurden die Messergebnisse an die Funktion WLF2 angepasst. Entsprechend der Definition dieser Funktion (siehe Seite) wird der zweite Term $c \cdot T^3$ als durch den Strahlungstransport bedingt betrachtet. In Abbildung 25 wurden die Messergebnisse für den Peridotit Bald1x1 auf diese Weise bearbeitet.

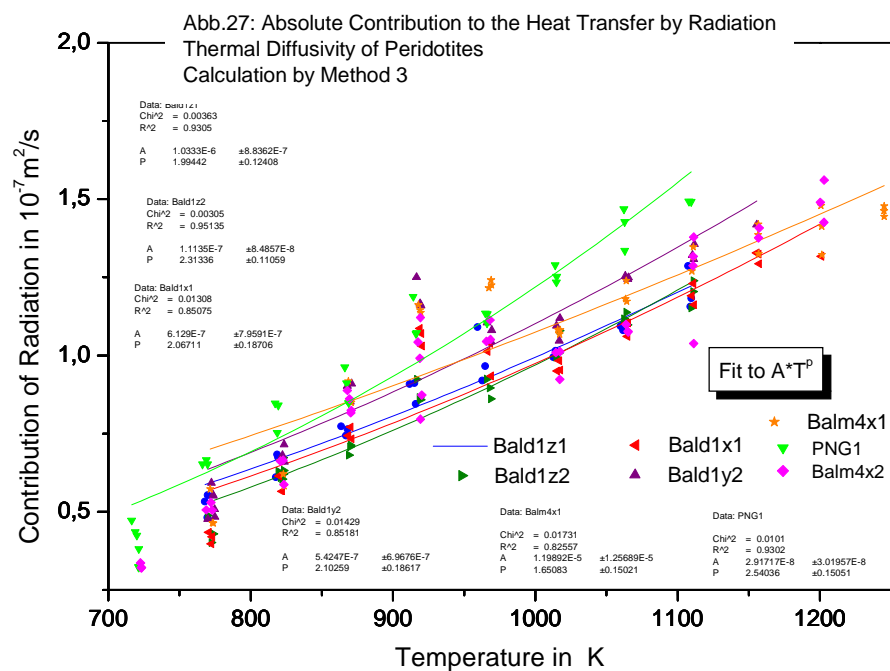
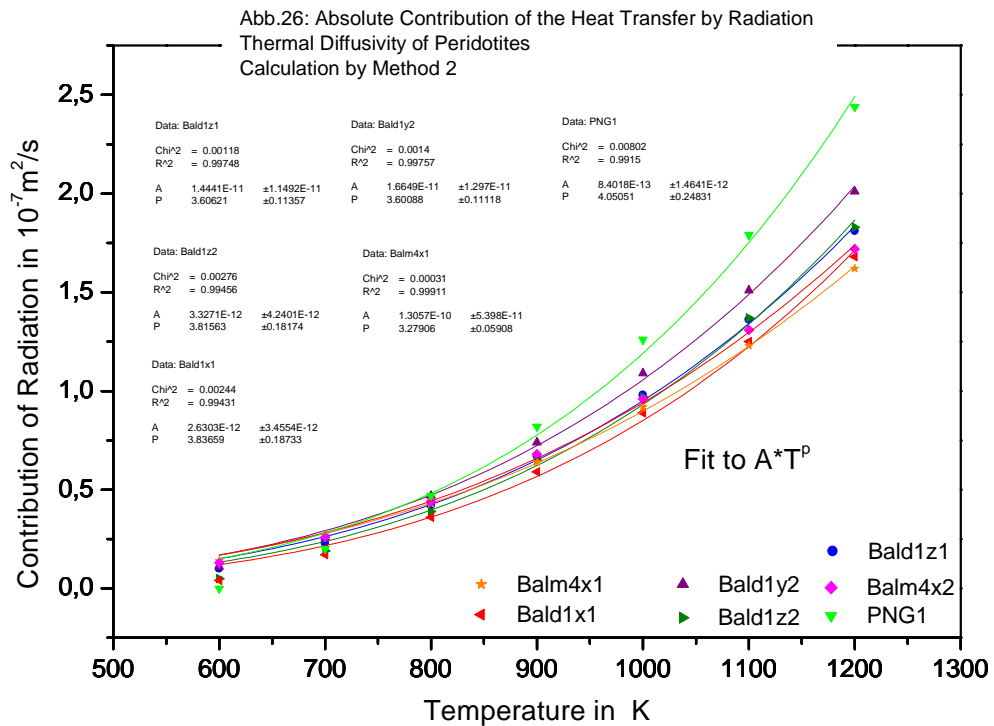


Bei dieser Auswertung wird also vorausgesetzt, dass der Strahlungsanteil proportional zu T^3 ist. Damit wird die Temperaturabhängigkeit des Rosselandkoeffizienten vernachlässigt. Um diese unbefriedigende Voraussetzung zu vermeiden, wurde bei der Auswertungsmethode 2 angenommen, dass unterhalb 450 °C der radiative Beitrag vernachlässigbar ist. Deshalb kann durch Anpassung der Messwerte in diesem Temperaturbereich an die Funktion WLF1 der Phononenanteil bestimmt werden.

Der Strahlungsbeitrag wurde dadurch bestimmt, dass von den Messwerten bei hoher Temperatur der extrapolierte Phononenanteil abgezogen wurde. Dabei wurden die Messwerte durch Anpassung an WLF2 ausgeglichen. Die Wahl dieser Funktion stellt an dieser Stelle keine

Festlegung auf einen bestimmten Mechanismus dar, sondern ist als eine Art Glättung mit einer möglichst einfachen Funktion zu betrachten. Man erhält auf diese Weise Werte für den Strahlungsanteil, die nur wenig von der Streuung der Messwerte beeinflusst sind (siehe Abbildung 26).

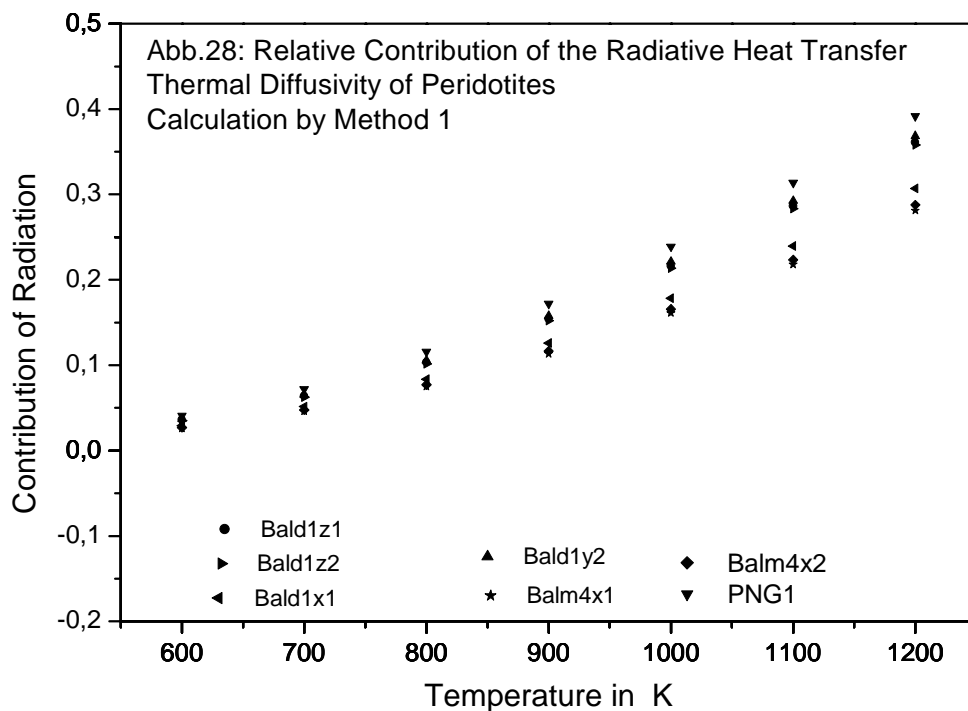
Zur Kontrolle, ob die Ausgleichung mit einer speziellen Funktion das Ergebnis beeinflusst,



wurde bei einer dritten Auswertungsmethode auf die Ausgleichung verzichtet und direkt

von den Messwerten bei hoher Temperatur der Phononenbeitrag abgezogen. In diesem Fall wirkt sich die Streuung der originalen Messwerte auf die durch die Differenzbildung kleinen Strahlungsbeiträge sehr stark aus und führt natürlich zu einem optisch weniger befriedigenden Eindruck (Abbildung 27).

Bei allen drei Auswertemethoden wurden wie jeweils beschrieben die absoluten Beiträge der Strahlung zum Wärmetransport erhalten. Für den Vergleich der verschiedenen Proben ist es zweckmässig, durch Division der absoluten Strahlungsbeiträge durch die gesamte Tempera-



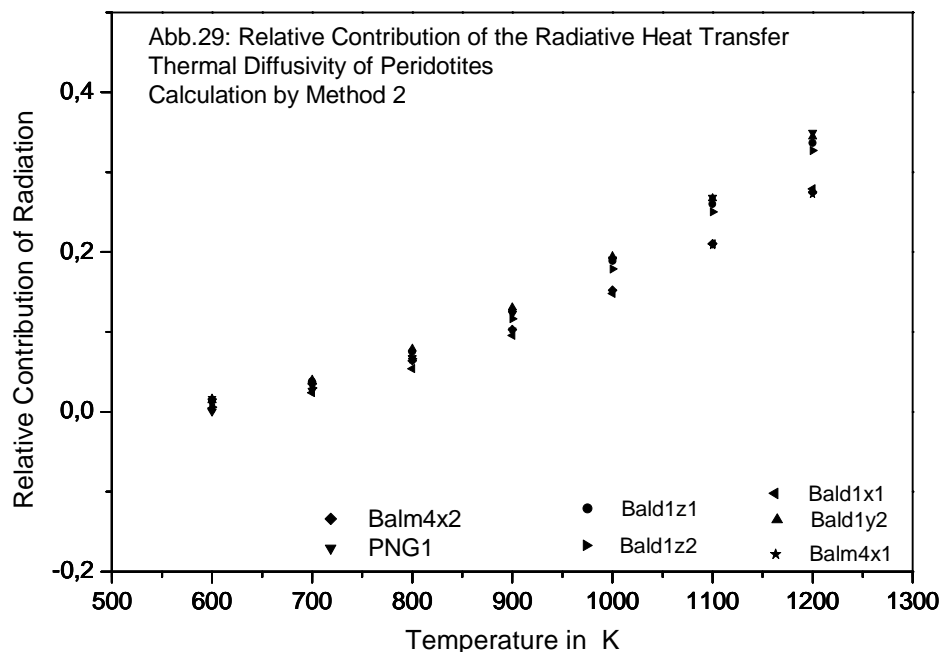
turleitfähigkeit (Phonon- und Photonbeiträge) zu den relativen Strahlungsbeiträgen überzugehen. Die entsprechenden Ergebnisse sind in den Abbildungen 28 und 29 dargestellt.

Es zeigte sich, dass die Wahl der Auswertungsmethode zunächst die Höhe des sich ergebenden Strahlungsbeitrages nur wenig zu beeinflussen scheint. Man erhält z. B. für eine Temperatur von 1200 K einen Anteil des Strahlungstransportes, der bei den 7 untersuchten Peridotiten probenabhängig zwischen 27 und 35 % liegt.

Deutliche Unterschiede ergeben sich jedoch, wenn man genauer die Temperaturabhängigkeit der Strahlungsbeiträge untersucht. Dazu wurden in den Abbildungen 26 und 27 die absoluten Beiträge des Strahlungstransportes an eine Potenzfunktion $A \cdot T^p$ angepasst. Die folgende Tabelle zeigt die auf diese Weise erhaltenen Exponenten:

| Probe | Exponent p in der Funktion $A \cdot T^p$, berechnet nach | |
|------------|---|-----------|
| | Methode 2 | Methode 3 |
| Bald1z1 | 3,61±0,11 | 1,99±0,12 |
| Bald1z2 | 3,82±0,18 | 2,31±0,11 |
| Bald1x1 | 3,84±0,18 | 2,07±0,19 |
| Bald1y2 | 3,60±0,11 | 2,10±0,19 |
| Balm4x1 | 3,28±0,06 | 1,65±0,15 |
| Balm4x2 | 3,37±0,08 | 2,14±0,15 |
| PNG1 | 4,05±0,25 | 2,54±0,15 |
| Mittelwert | 3,65±0,21 | 2,11±0,18 |

Die Werte in der Tabelle machen deutlich, dass bei der Auswertung entsprechend Methode 2 eine deutlich höhere Temperaturabhängigkeit des Strahlungsanteils resultiert. Es zeigt sich hier, dass die Wahl einer speziellen Glättungsfunktion deutlich das Ergebnis beeinflusst. Deshalb betrachten wir die ohne Ausgleichung nach Methode 3 erhaltenen Exponentenwerte als



wesentlich vertrauenswürdiger. Generell zeigen diese Ergebnisse, dass bei den untersuchten Peridotiten die Temperaturabhängigkeit des Strahlungsbeitrages deutlich niedriger ist als nach der vereinfachten Diffusionsnäherung mit temperaturunabhängigem Rosselandkoeffizienten zu erwarten war ($p=3$). Wegen dieser schwächeren Temperaturabhängigkeit markiert sich das

Einsetzen der Strahlungsleitung nicht deutlich in der Kurve der Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit, wie es von vielen Autoren erwartet worden ist. Der zusätzliche radiative Beitrag fällt bei der Darstellung der Temperatur- bzw. Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur kaum ins Auge, weil er in dem untersuchten Temperaturbereich, also unter 1000 °C, wesentlich nur die temperaturbedingte Abnahme der Phononenleitfähigkeit kompensiert.

4. Ergebnisse der Hochdruckuntersuchungen

4.1 Untersuchungen zur Druckabhängigkeit der thermischen Transportparameter bei hydrostatischen Bedingungen

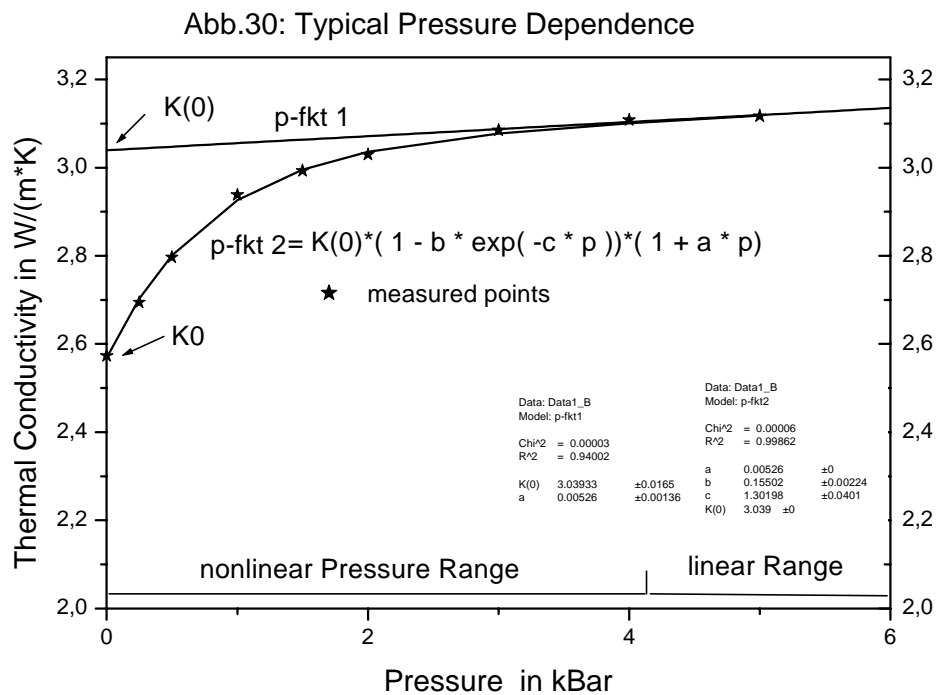
Bei den bisher in der Literatur publizierten Ergebnissen zur Druckabhängigkeit der thermischen Transportparameter wurden immer Kollektionen verschiedener Gesteine untersucht, so dass im günstigsten Fall einmal drei oder vier Proben des gleichen Gesteins erfasst wurden. Diese Anzahl war zu gering, um auch nur annähernd einen Eindruck zu erhalten, in welchem Intervall die Druckkoeffizienten einer bestimmten Gesteinsart exemplarabhängig variieren und um einen verlässlichen mittleren Wert zu erhalten. Wir hatten es uns daher zur Aufgabe gemacht, für wenige Gesteinstypen jeweils grössere Kollektionen zu untersuchen. In diesem Sinne sind Granite, Amphibolite, Granulite und Serpentinite ausführlich bearbeitet worden. Nur wenige Proben wurden von Gneisen, Eklogit, Gabbro, und Anorthosit untersucht. Ebenfalls nur wenige Exemplare wurden von den sedimentären Gesteinen bearbeitet. Bei diesen Gesteinen sind höhere Druckabhängigkeiten besonders im Bereich der niedrigen Drücke wegen der meist höheren Porositäten zu erwarten und auch tatsächlich gefunden worden (Ljubimova et al. 1977, Morin and Silva 1984, Kurbanov 1988, Seipold Dissertation B 1986).

Eine grundsätzliche Frage ist bei Hochdruckuntersuchungen die Unterscheidung verschiedener Belastungsregime. In einigen Veröffentlichungen wurden zur Reduktion des experimentellen Aufwandes die Messungen der thermischen Transportparameter unter einachsiger Belastung durchgeführt (Walsh und Decker 1966, Hurtig und Brugger 1970, Buntebarth 1991). Wir haben zum Test ebenfalls derartige Untersuchungen durchgeführt (Seipold und Engler 1981) und dabei festgestellt, dass die Ergebnisse nicht mit denen bei hydrostatischem Umgebungsdruck vergleichbar sind. Bei uniaxialer Belastung erfolgt nur in Richtung der wirkenden Kraft eine Kompression. In den dazu senkrechten Richtungen tritt dagegen zunehmend Dilatanz auf. Dadurch werden Risse und Poren nur unvollkommen geschlossen und es treten im Gegenteil bei der Annäherung an den Bruchbereich neue Risse zusätzlich auf.

Die wenigen Arbeiten zur Theorie der Druckabhängigkeit der thermischen Transportparameter (Dugdale and McDonald 1957, Mooney and Steg 1969, Ross et al. 1984, Slack und Ross 1984, Roufousse and Jeanloz 1983) beziehen sich auf homogene kristalline Festkörper, so dass ihre Anwendung auf heterogene Materialien wie Gesteine bereits schon etwas fragwürdig ist. Es wird bei diesen Betrachtungen auch nicht der Aspekt berücksichtigt, der bei der Theorie

der Temperaturabhängigkeit längst selbstverständlich geworden ist, dass sich nämlich der thermische Widerstand aus mehreren Anteilen zusammensetzt:

1. dem durch Phonon-Phonon-Streuung bedingten Beitrag
2. dem durch die Phononenstreuung an Störstellen bedingten Anteil
3. dem durch offene Risse und Poren bedingten „makroskopischen“ Beitrag.



Im Anteil 3 sei die Wirkung von beliebig geformten Hohlräumen (Rissen, Poren) erfasst, wenn deren geometrische Dimensionen so gross sind, dass sie mit ihrer Füllung (Gas oder Porenflüssigkeit) als eine zusätzliche Phase mit einer Mischungsregel berücksichtigt werden müssen. Der Anteil 3 spielt für die Druckabhängigkeit der thermischen Parameter ebenso wie für die Druckabhängigkeit anderer petrophysikalischer Materialkonstanten eine grosse Rolle, weil er mit steigendem Druck bis zum völligen Verschwinden abnimmt. Er bestimmt wesentlich den nichtlinearen Bereich in der Druckabhängigkeit (siehe Abbildung 30 zum prinzipiellen Verlauf der Druckabhängigkeit). Andererseits kann der Übergang in die lineare Druckabhängigkeit nicht mit dem Verschwinden von Anteil 3 identifiziert werden (siehe die Ergebnisse an gecrackten Graniten). Zwischen den Anteilen 2 und 3 bestehen insofern fließende Übergänge, als beim Schliessen eines offenen Risses immer eine Störstelle im Kristallgitter zurückbleibt. Über die Variation von Anteil 2 mit steigendem Druck ist praktisch kaum etwas bekannt. Aus den beobachteten Unterschieden im Druckverhalten mineralogisch ähnlicher Proben kann man auf eine nicht allzu grosse, lineare Druckabhängigkeit als einfachste Näherung schliessen.

Der Anteil 1 ist der einzige Beitrag zum thermischen Widerstand, der von dem Mineralbestand abhängig und damit für einen bestimmten Gesteinstyp spezifisch ist. Die anderen Anteile treten statistisch variierend bei allen Gesteinstypen mehr oder weniger gleichberechtigt auf. Diese ganze Situation muss einem immer bewusst sein, wenn man eine Angabe zur mittleren Druckabhängigkeit für eine bestimmte Gesteinsart macht. Die grossen Werte der Standardabweichung des Druckkoeffizienten innerhalb einer Probenkollektion der gleichen Gesteinsart, die viel grösser als die Messfehler bei einer speziellen Probe sind, werden sofort verständlich, wenn man bedenkt, dass die Anteile 2 und 3 statistisch variierende, gesteinsunspecifische Beiträge zum Druckkoeffizienten liefern. Man muss sich im Gegenteil wundern, wenn es gelingt, einzelnen Gesteinen charakteristische Mittelwerte des Druckkoeffizienten zuzuordnen.

Die mineralspezifische Zunahme der thermischen Transportparameter mit steigendem Druck, die in den hohen Druckbereichen zunehmend entscheidend wird, ist bei den meisten silikatischen Gesteinen deutlich niedriger als bei anderen Festkörpern mit ebenfalls überwiegend ionarer Bindung. Polymere Festkörper mit van-der-Waals-Bindung haben meist eine noch etwas höhere Druckabhängigkeit als die einfachen Ionenverbindungen.

Verbindung Druckkoeffizient in %/kBar bei Raumtemperatur (aus Ross et al. 1984)

| | |
|------|------|
| NaCl | 3,2 |
| KCl | 3,7 |
| KBr | 5,8 |
| KJ | 11,5 |
| AgCl | 2,1 |
| MgO | 0,68 |

Kristalline Silikatgesteine 0,5-1,5 (nach unseren Messungen)

Es ist zu vermuten, dass die geringe Druckabhängigkeit der silikatischen Gesteine auf die hohe Stabilität der SiO₄-Tetraeder zurückzuführen ist.

Vom physikalischen Standpunkt und für Vergleiche mit theoretischen Betrachtungen wäre es sinnvoller, anstelle der Druckabhängigkeit die Volumenabhängigkeit der thermischen Parameter anzugeben. Da jedoch für die untersuchten Gesteinsproben selten auch gleichzeitig die Kompressibilitäten bekannt sind, ist diese Variante leider meist nicht praktikabel. Daher wurden die in Abhängigkeit vom Druck gemessenen Werte von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit entsprechend der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Verfahrensweise bearbeitet, dh. an eine lineare Funktion gefittet.

Für die unter hydrostatischen Bedingungen untersuchten **Granite** sind die Ergebnisse der Auswertung in Tabelle 17 zusammengefasst. Bei einer neuerlichen Überarbeitung der Messdaten (zeitlich nach der Veröffentlichung Seipold 1990) unter Benutzung erst jetzt verfügbarer Glättungsmethoden wurde festgestellt, dass bei einigen Proben deutliche Abweichungen von der linearen Druckabhängigkeit auftreten. Die durch lineare Regression bestimmten Druckkoeffizienten sind in diesem Fall der Mittelwert über den berücksichtigten Druckbereich. Sie wurden deshalb einheitlich für den Bereich von 1 bis 5 kBar bestimmt. Bei einem Teil der Proben haben Wärme- und Temperaturleitfähigkeit den gleichen Druckkoeffizienten, während bei anderen sehr deutliche Unterschiede bestehen. Die Mittelwerte über die Probenkollektion (1,22 %/kBar für die Wärmeleitfähigkeit und 1,33 %/kBar für die Temperaturleitfähigkeit) stimmen im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit überein. Die Druckabhängigkeit ist nicht mit dem Quarzgehalt korreliert. Es bestand eine entsprechende Erwartung, weil reiner Quarz einen hohen Druckkoeffizienten besitzt. Es konnte auch keine Abhängigkeit von der Korngröße der Proben beobachtet werden. Die ungewöhnlich hohen Werte beider thermischen Leitfähigkeiten bei den Proben E85-37 und E85-40 sind nach unseren Erfahrungen mit anderen Granitproben wahrscheinlich durch eine erhöhte Konzentration von Quarzkörnern in der unmittelbaren Umgebung des Thermoelementes bedingt (siehe Abschnitt 4.3).

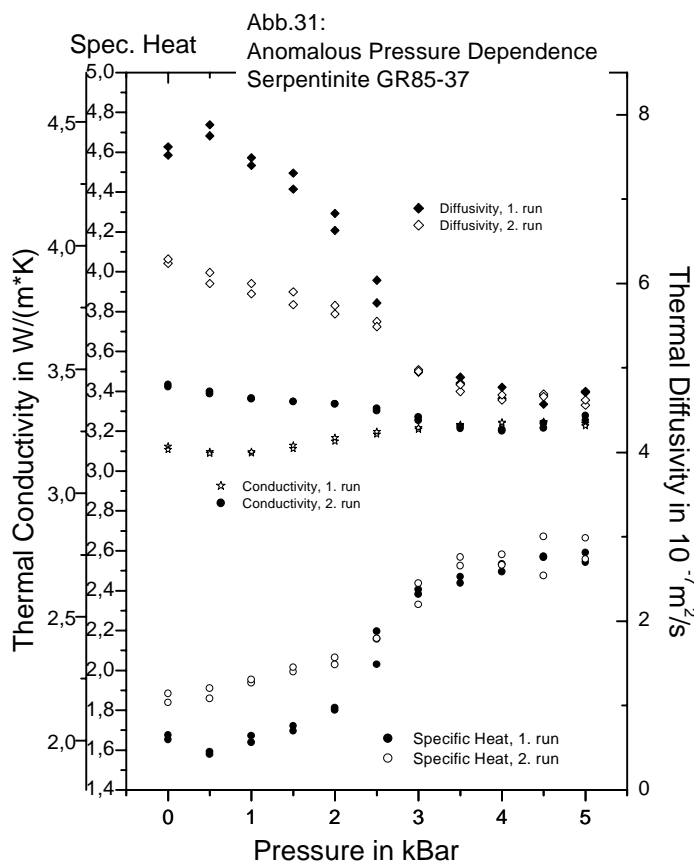
Die Druckabhängigkeit der thermischen Transportparameter für die **Granulite** ist in Tabelle 18 zusammengefasst. Wie bereits bei der Temperaturabhängigkeit festgestellt, bestehen grundlegende Unterschiede zwischen mafischen und felsischen Granuliten. Letztere weisen einen zwei- bis dreifach höheren Druckkoeffizienten auf. Der mittlere Druckkoeffizient beträgt 1,34 %/kBar für die Wärmeleitfähigkeit und 1,08 %/kBar für die Temperaturleitfähigkeit. Der Grund für die hohen Werte ist der Quarzgehalt der felsischen Granulite. Für polykristallinen Quarz geben Yukutake und Shimada 1978 einen Druckkoeffizienten von 1,9 %/kBar an. Horai und Susaki 1989 haben aus Messung an einem Monokristall sogar einen richtungsgemittelten Wert von 2,95 %/kBar erhalten. Die felsischen Granulite sind also auch in ihrem Druckverhalten den Gneisen ähnlich und sind dementsprechend mit diesen zusammengefasst worden. Andererseits ist aus den Pyroxengranuliten mit den anderen hochmetamorphen Pyroxengesteinen (Pyroxeniten, Pyriklasiten, Enderbiten) eine Gruppe gebildet worden. Sie haben von allen untersuchten Gesteinen die geringste Druckabhängigkeit. Der mittlere Druckkoeffizient beträgt 0,44 %/kBar für die Wärmeleitfähigkeit und 0,41 %/kBar für die Temperaturleitfähigkeit. Die Mittelwerte für die beiden thermischen Leitfähigkeiten stimmen also auch bei den Granuliten überein, obwohl wieder bei einzelnen Proben deutliche Unterschiede bestehen können.

Die **Amphibolite** sind hinsichtlich der Stärke der Druckabhängigkeit über den Pyroxengesteinen, aber deutlich unter den quarzhaltigen Gesteinen und erst recht unter den Serpentiniten einzuordnen (siehe Tabelle 19). Die Druckkoeffizienten für Wärme- und Temperaturleitfähigkeit unterscheiden sich bei neun Proben um weniger als 25 %. Bei den restlichen fünf Proben ist der Unterschied jedoch grösser als 100 %. Die Abweichungen treten in beiden Richtungen auf. Teilweise ist α grösser als β , und in anderen Fällen wird die umgekehrte Situation beobachtet. Dadurch differieren die Mittelwerte $\alpha_m=0,75$ %/kBar und $\beta=0,61$ %/kBar nicht wesentlich. Die KTB-Probe H019A4c wies ein deutlich anomales Verhalten auf. Während die Wärmeleitfähigkeit wie üblich mit steigendem Druck ansteigt, nimmt die Temperaturleitfähigkeit deutlich ab. Der Effekt ist reversibel in dem Sinne, dass auch bei einem zweiten Lauf mit der gleichen Probe das gleiche Verhalten, nur in etwas abgeschwächter Form beobachtet wurde. Dagegen hatte eine zweite Probe, die aus dem gleichen Kern ausgebohrt worden war, völlig normale Eigenschaften. Als Folge der Anomalie steigt die aus Wärme- und Temperaturleitfähigkeit mit Hilfe der Debye-Beziehung berechnete spezifische Wärme mit steigendem Druck erheblich an. Im Normalfall ist der Druckeinfluss ausser im nichtlinearen Bereich auf die spezifische Wärme gering, in Übereinstimmung mit theoretischen Voraussagen (Kieffer 1982). Wegen des inneren Zusammenhanges zwischen den drei thermischen Grössen über die Debye-Beziehung ist es unklar, ob man die primäre Ursache für die Anomalie bei der Temperaturleitfähigkeit oder der spezifischen Wärme suchen soll. In reduziertem Masse zeigte eine weitere Amphibolitprobe (GR85-43) eine ähnliche Anomalie.

Die untersuchten **Serpentinite** bestehen bis auf zwei Ausnahmen zu über 95 % aus Lizardit. Bei der Bildung der Serpentinite aus Ultrabasiten unter Wasseraufnahme entsteht eine komplizierte Maschenstruktur. Die Serpentinisierung beginnt aussen an den Grenzen der Ultrabaskörner und schreitet allmählich zu deren Zentrum fort. Dabei ordnen sich die entstehenden Serpentin kristallite maschenförmig um den noch nicht umgewandelten Ultrabaskern an. Man kann erwarten, dass diese relativ lockere Struktur leicht deformierbar sein wird und daher eine Druckeinwirkung grosse Effekte auf die physikalischen Eigenschaften haben wird. Ausserdem sind die Serpentine Schichtminerale. Sie bestehen aus abwechselnden Lagen von verbundenen SiO_4 -Tetraedern und Lagen von $\text{MgO}(\text{OH})$ -Oktaedern. Innerhalb der Lagen sind die Bindungskräfte normal hoch, aber zwischen den Lagen sind sie erheblich schwächer. Daher kann man eine hohe Kompressibilität in den Richtungen senkrecht zu den Schichtebenen erwarten und deshalb ebenfalls starke Druckeffekte. Verglichen mit diesen hohen Erwartungen sind die gemessenen Effekte eher bescheiden (siehe Tabelle 20). Die Druckkoeffizienten der thermischen Leitfähigkeiten sind zwar erheblich höher als bei den Pyroxengesteinen und

den Amphiboliten, aber sie liegen nur wenig über denen der quarzhaltigen Gesteine (Granite, felsische Granulite, Gneise). Der Mittelwert beträgt 1,52 %/kBar für die Wärmeleitfähigkeit und 1,42 %/kBar für die Temperaturleitfähigkeit, dh. die Werte sind wieder im Mittel ungefähr gleich gross. Bei den einzelnen Proben kann es dagegen deutliche Unterschiede geben. Bei vier Proben unterscheiden sich die Druckkoeffizienten von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit α und β um weniger als 25 %, während bei den übrigen fünf Proben der Unterschied grösser als 50 % ist.

Bei der Probe Reinsdorf ist etwas mehr als die Hälfte des Lizarditgehaltes durch Chrysotyl ersetzt. Dadurch sind die absoluten Werte von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit relativ hoch. Bei der Druckabhängigkeit ist gegenüber den anderen Proben kein Unterschied feststellbar.



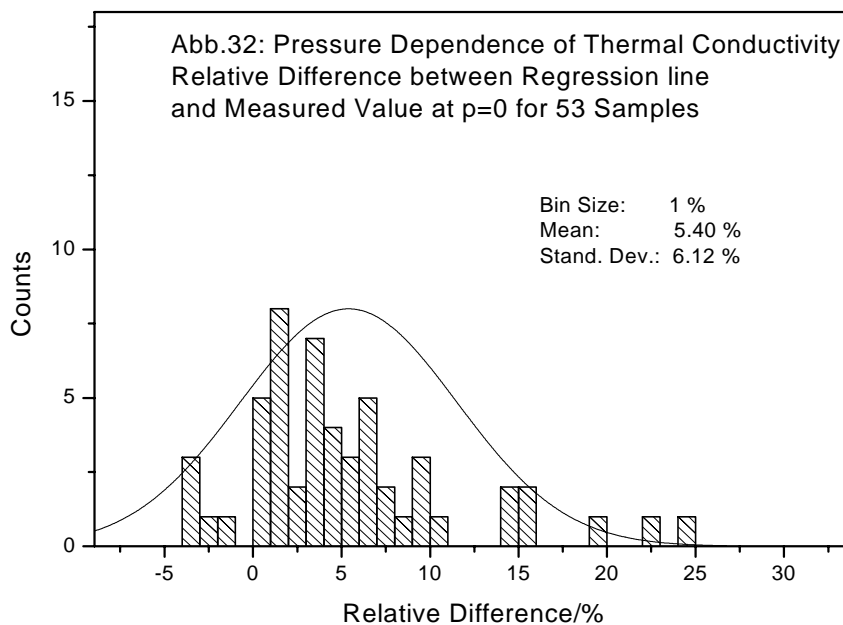
Zwei Proben (GR85-7 und GR85-37) zeigten eine anomale Druckabhängigkeit, dh. die thermischen Leitfähigkeiten nahmen mit steigendem Druck ab. Besonders stark ausgeprägt war die Anomalie bei GR85-37. Bei dieser Probe nahm die Temperaturleitfähigkeit mit steigendem Druck um erhebliche Beträge nichtlinear ab. Die Wärmeleitfähigkeit nimmt weniger stark und ausserdem linear ab (Abbildung 31).

Bei einer Wiederholung des Druckversuches mit der gleichen Probe verringerte sich die Abnahme der Temperaturleitfähigkeit und die Wärmeleitfähigkeit stieg normal linear mit steigendem Druck an. Wenn man mit Hilfe der Debye-Beziehung die spezifische Wärme berechnet, so stellt man fest, dass diese Grösse mit steigendem Druck in beiden Läufen erheblich zunimmt, bis etwa bei 4 kBar ein konstanter Wert erreicht wird. Auch dieses Verhalten ist völlig ungewöhnlich. Normalerweise ändert sich oberhalb des Anfangsbereiches, also oberhalb 0,5 kBar die spezifische Wärme nur noch wenig mit

steigendem Druck. Von den beiden thermisch anomalen Proben unterscheidet sich GR85-7 von allen anderen Proben durch einen hohen Pyroxenanteil von 26 %. Die viel stärker anomale Probe GR85-37 hat mit 97 % Lizarditanteil jedoch eine völlig normale mineralogische Zusammensetzung. Beide anomale Proben haben bei Umgebungsbedingungen für Serpentine ungewöhnlich hohe Wärmeleitfähigkeiten (um 3,4 W/(m*K)). Sonst sind keine anderen Auffälligkeiten festzustellen, so dass der Grund für das anomale Verhalten völlig unklar ist. Es wurden aber auch bei anderen Gesteinen immer einzelne Proben mit anomaler Druckabhängigkeit beobachtet.

Die Variation der thermischen Leitfähigkeiten im nichtlinearen Druckbereich

Soweit wurde die Druckabhängigkeit im linearen Bereich betrachtet, dh. oberhalb von etwa 0,5 bis 1,0 kBar. Durch unsere Hochdruckuntersuchungen stand aber auch erstmals genügend Datenmaterial zur Verfügung, um den Bereich der niedrigen Drucke mit der nichtlinearen Druckabhängigkeit statistisch bearbeiten zu können. Die wichtigste Frage in diesem Zusammenhang ist, um



welchen Betrag im Mittel die thermischen Transportparameter im nichtlinearen Bereich zunehmen. Zur Bestimmung dieser Zunahme wurde die Differenz $(\lambda(0)-\lambda_0)$ gebildet und diese noch durch λ_0

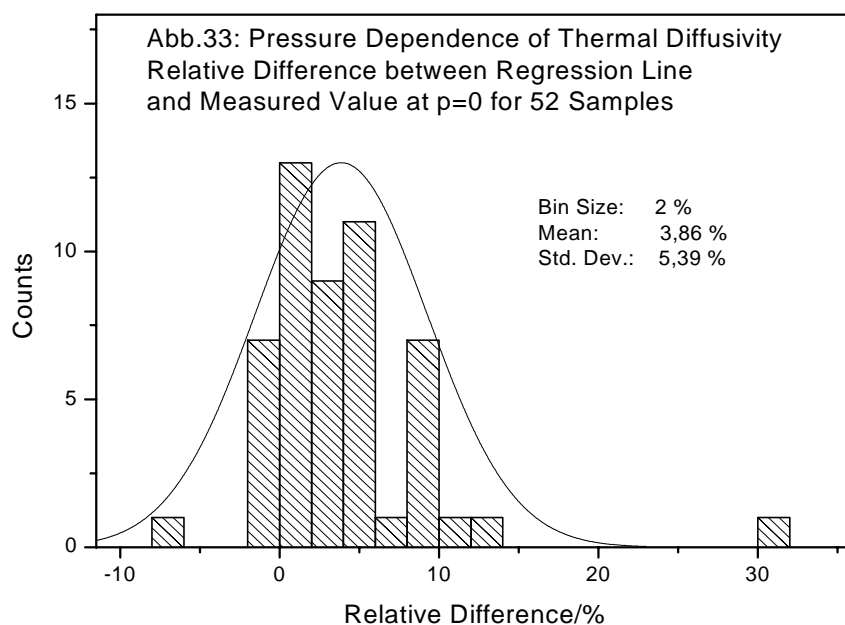
geteilt, um die relative Zunahme zu erhalten. Hier ist $\lambda(0)$ der Schnittpunkt der Regressionsgerade, die durch die Messpunkte im linearen Bereich gelegt wird, mit der Leitfähigkeitsachse bei $p=0$. λ_0 ist der mittlere Wert der Leitfähigkeit, gemessen bei Umgebungsbedingungen vor dem Start der Hochdruckuntersuchung (siehe die entsprechenden Werte K_0 und $K(0)$ in Abbildung 30). Die Grösse λ_0 ist meist aus drei Einzelwerten bestimmt worden und daher weni-

ger genau als $\lambda(0)$, dessen Wert durch die Gesamtheit der Messpunkte im linearen Bereich bestimmt wurde, also aus etwa 30 Werten bei den Messungen bis 5 kBar und aus etwa 45 Werten bei den Messungen bis 10 kBar. Insgesamt standen

53 Messreihen zur Verfügung. Es wurden nur Untersuchungen unter hydrostatischen Bedingungen berücksichtigt, da man bei quasihydrostatischer Druckerzeugung mit Störungen gerade im Bereich niedriger Drucke rechnen muss, wenn sich das feste Druckmedium noch nicht im Bereich der plastischen Deformation befindet. Um Fehlinterpretationen und unpassenden Anwendungen der Ergebnisse und Aussagen vorzubeugen, soll noch deutlich darauf hingewiesen werden, dass die untersuchte Kollektion durchgehend aus niedrigporösen kristallinen Gesteinen bestand. Damit sind die Resultate nicht auf Sedimentite übertragbar.

Die nach der oben beschriebenen Methodik berechneten Werte der relativen Zunahme für die 53 Proben wurden in Histogrammen dargestellt. Abbildung 32 zeigt die Ergebnisse für die Wärmeleitfähigkeit, Abbildung 33 für die Temperaturleitfähigkeit. In der Darstellung dokumentiert sich die schon früher beobachtete Erfahrung, dass bei einem erheblichen Anteil der Proben der nichtlineare Bereich völlig fehlt (keine relative Zunahme). Relative Zunahmen im unteren Druckbereich um 0 bis etwa 5 % treten mit vergleichbarer Häufigkeit auf. Stärkere Zunahmen werden dann zunehmend weniger wahrscheinlich. Die mittlere relative Zunahme beträgt 5,4 % bei der Wärmeleitfähigkeit und 3,8 % bei der Temperaturleitfähigkeit. Der Unterschied zwischen beiden Werten ist nicht signifikant, da die Standardabweichungen gross

sind (6,1 bzw. 5,4 %).

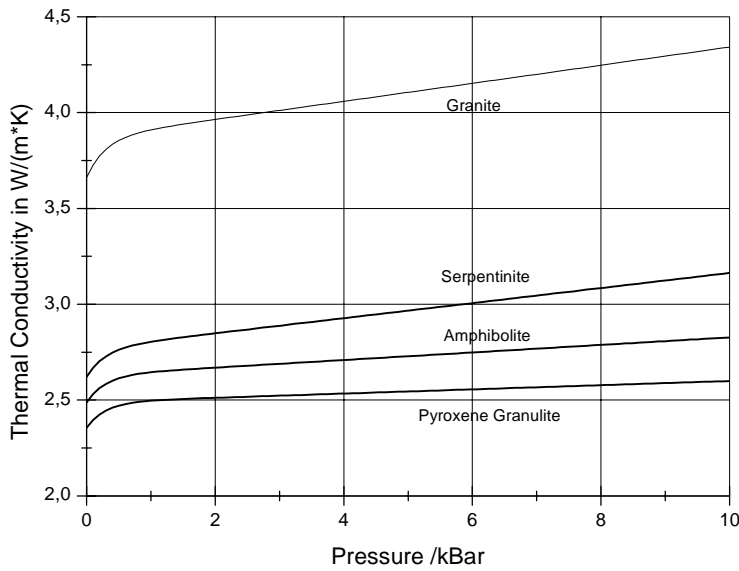


Mit den obigen Werten für die mittleren Zunahmen im unteren Druckbereich liegen erstmals quantitative Aussagen vor, die bei der Berechnung der Variation von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit in der Erdkruste benutzt werden können.

Aus den vorliegenden Messdaten konnten wegen der zu geringen Druckauflösung keine statistischen Aussagen über die Ausdehnung des nichtlinearen Druckbereichs erhalten werden. In

unserer Veröffentlichung Seipold, Müller und Tuisku 1998 haben wir jedoch durch differenziertere Untersuchungen für eine Reihe von Granuliten gezeigt, dass der Übergang in den linearen Druckbereich bereits oberhalb 0,5 kBar erreicht ist. Daraus folgt, dass man etwa ab einer Teufe von 2000 m mit einer linearen Zunahme der thermischen Transportparameter rechnen kann.

Abb.34: Pressure Dependence of Thermal Conductivity



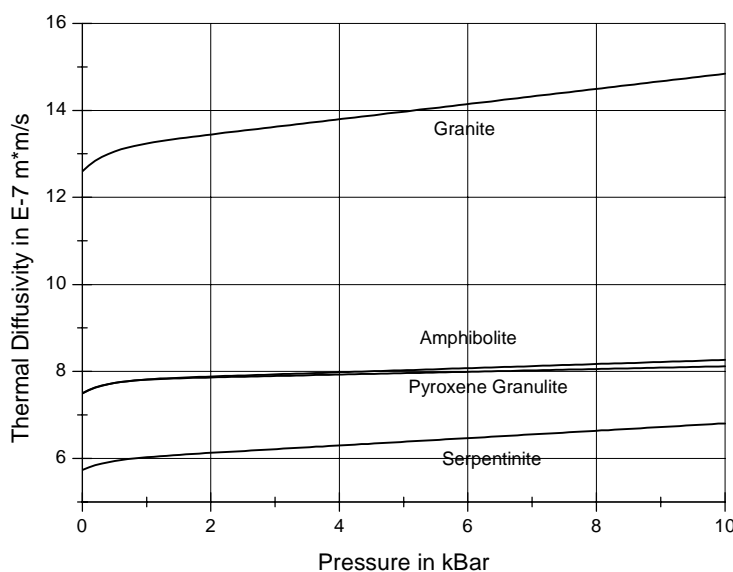
Die vorstehenden Ergebnisse sind bereits ausreichend, um damit erstmals zu einer quantitativen Beschreibung der gesamten Druckabhängigkeit für die verschiedenen Gesteine einschliesslich des nichtlinearen Bereichs zu gelangen. Grundlage ist die in Abschnitt

2.3 eingeführte Funktion

$$\lambda = \lambda(0) * (1 - b * \exp(-c * p)) * (1 + \alpha * p).$$

Von den hier auftretenden vier Konstanten sind der Anfangswert $\lambda(0)$ und der Druckkoeffizient α gesteinspezifisch.

Abb.35: Pressure Dependence of Thermal Diffusivity



Die Mittelwerte für die einzelnen Gesteine sind der Tabelle 21 zu entnehmen. Die Konstanten b und c charakterisieren den nichtlinearen Druckbereich. Entsprechend der obigen Betrachtung werden sie als für alle kristallinen Gesteine gleichartig statistisch variierende Grö-

ssen betrachtet und deshalb die gleichen mittleren Werte für alle Gesteinsproben benutzt. Natürlich kann man hier bei einer späteren Verbreiterung der Datenbasis leicht Verbesserungen einführen.

Die Konstante b ist direkt die oben bestimmte relative Differenz bei $p=0$, dh. es ist $b=0,054$ für die Wärme- und $b=0,038$ für die Temperaturleitfähigkeit. Die Konstante c ist ein Mass für die Ausdehnung des nichtlinearen Bereichs. Sie wurde aus der experimentell gestützten Voraussetzung berechnet, dass bei einem Druck von 0,5 kBar die Abweichung von der linearen Druckabhängigkeit nur noch 1 % beträgt, dass also die Bedingung

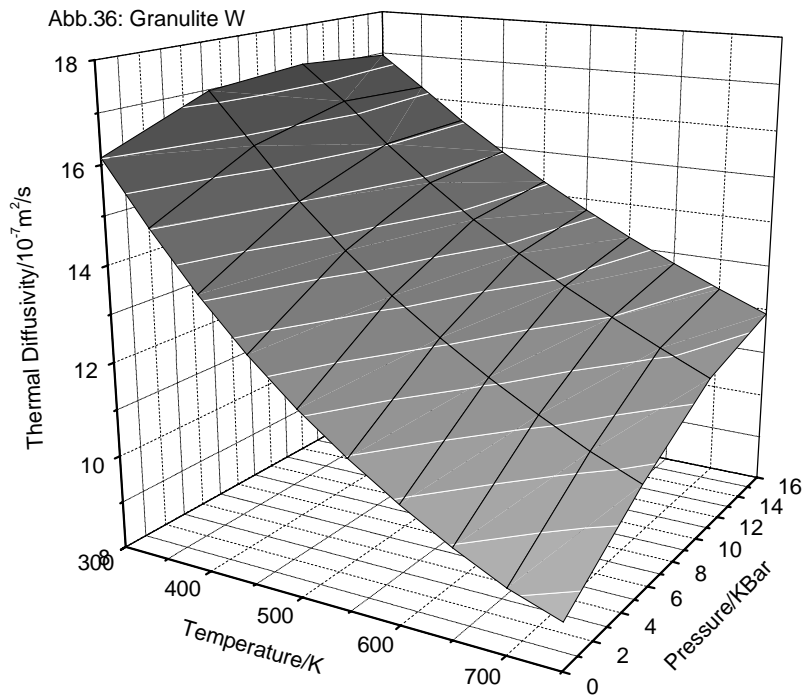
$$\text{für } p=0,5 \text{ kBar: } b * \exp(-c * p) = 0,01$$

gilt. Daraus ergibt sich $c=3,37/\text{kBar}$ bei der Wärme- und $c=2,67/\text{kBar}$ bei der Temperaturleitfähigkeit. Auch an dieser Stelle kann bei neuen Ergebnissen über die Ausdehnung des nichtlinearen Bereichs problemlos variiert werden. Da der nichtlineare Bereich aber ohnehin nur Bedeutung für die oberste Krustenschicht bis etwa 2 km Teufe hat, ist die Kenntnis seiner genauen Ausdehnung bei Betrachtungen über die gesamte Kruste nicht sehr wesentlich. Die unter Benutzung der obigen Konstantenwerte berechneten Druckabhängigkeiten für die untersuchten Gesteine sind in den Abbildungen 34 und 35 dargestellt.

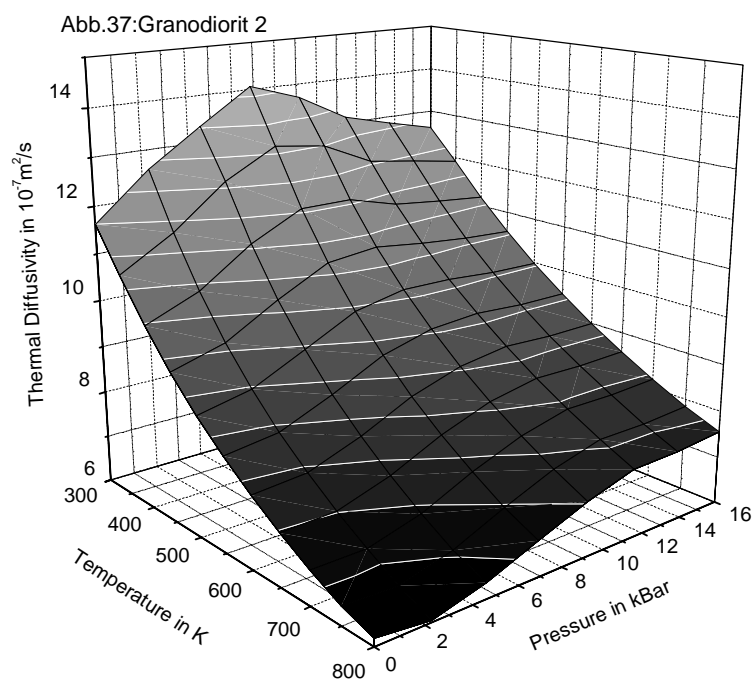
4.2 Ergebnisse der Hochdruckuntersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit bei quasihydrostatischen Bedingungen

Da bei den Untersuchungen unter quasihydrostatischen Druckbedingungen die Temperaturleitfähigkeit in Abhängigkeit von den zwei Zustandsgrößen Druck und Temperatur gemessen wurde, ergab sich die Notwendigkeit, die Ergebnisse in einem dreidimensionalen Koordinatensystem darzustellen, um eine möglichst instruktive Übersicht zu geben, die mit Kurvenscharen in zweidimensionalen Darstellungen schwer zu erreichen ist. Für diesen Zweck wurden die Möglichkeiten des Grafikprogramms ORIGIN 6.0 genutzt.

Die Abbildungen 36 und 37 zeigen als Beispiele die Ergebnisse für einen felsischen Granulit und einen Granodiorit. Die dreidimensionale Darstellung ist nur sinnvoll, wenn die Temperaturabhängigkeit für mindestens vier Druckstufen gemessen werden konnte. Es gab aber eine Reihe von Hochdruckversuchen, die bereits nach wenigen Stufen abgebrochen werden mussten. Diese Ergebnisse sind zusätzlich zu denen der vollständigen Versuche in der Tabelle 25 erfasst.



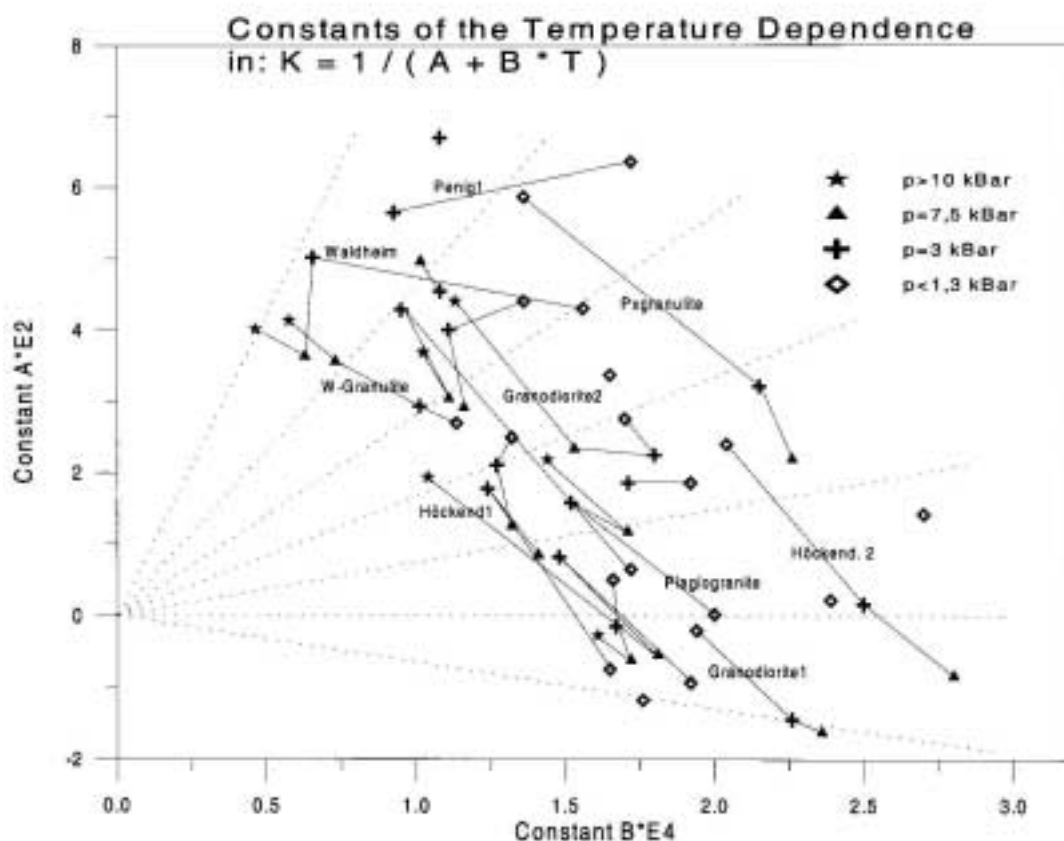
Die quantitative Auswertung erfolgte entsprechend dem Messregime, dass durch die Besonderheiten der quasihydrostatischen Druckerzeugung aufgezwungen wurde. Für jede Druckstufe wurden die in Abhängigkeit von der Temperatur gemessenen Werte der Temperaturleitfähigkeit an die Funktion WLF1 gefittet. Damit kann diese Abhängigkeit durch die Angabe der



zugehörigen Werte für die Parameter A und B charakterisiert werden. Aus diesen Daten kann jeder Interessent auch wieder sofort die (ausgeglichenen) Kurven der Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit rekonstruieren.

Die dreidimensionalen Darstellungen zeigen mit mehr oder weniger ausgeprägten individuellen Unterschieden der einzelnen Proben die zu erwartende generelle Tendenz, dass die Temperaturleitfähigkeit mit zunehmender Temperatur erheblich abnimmt und mit steigendem Druck zunimmt. Der in den Messungen erfasste Temperaturbereich bis etwa 800 K erfasst zwar nicht vollständig die Bedingungen in der gesamten Kruste, aber der Kurvenverlauf und die ohne Druck erzielten Ergebnisse rechtfertigen die Extrapolation, dass weitere erhebliche Abnahmen der Temperaturleitfähigkeit in der untersten Kruste nicht mehr auftreten werden. Beim Druck konnten dagegen für einen Teil der Proben die Bedingungen für die gesamte Kruste simuliert werden.

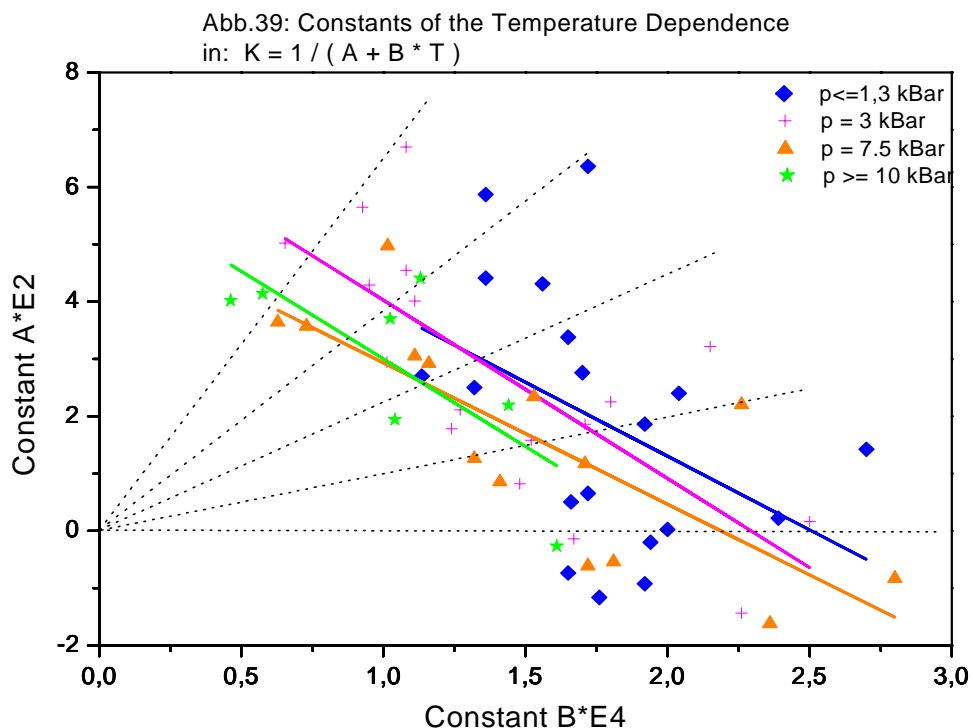
Es wurde versucht, aus den Ergebnissen eine allgemeine Tendenz für den Einfluss des Druckes auf die Temperaturabhängigkeit zu finden. Dazu wurden die (A,B)-Wertepaare als Punkte in einem B-A-Diagramm eingetragen (Abbildung 38). Diese Darstellung macht es möglich,



die Temperaturabhängigkeit für die gesamte untersuchte Kollektion gleichzeitig für die verschiedenen Druckstufen in einem einzigen Diagramm zusammenzufassen. Die Punkte, die zu den verschiedenen Druckstufen für die gleiche Probe gehören, sind durch Linien verbunden. Die Pfeile geben die Richtung zunehmenden Druckes an.

Es zeigt sich, dass die einzelnen Proben kein einheitliches Verhalten zeigen. Berücksichtigt man die oben erläuterten Regeln die Punktlagen im B-A-Diagramm betreffend, insbesondere, dass Punkte auf einem Strahl durch den Ursprung des Koordinatensystems gleiche Temperaturabhängigkeit bedeuten, und dass Drehung eines Strahls nach links abnehmende Temperaturabhängigkeit anzeigt, Drehung nach rechts zunehmende Temperaturabhängigkeit, so erhält man sofort folgende Aussagen:

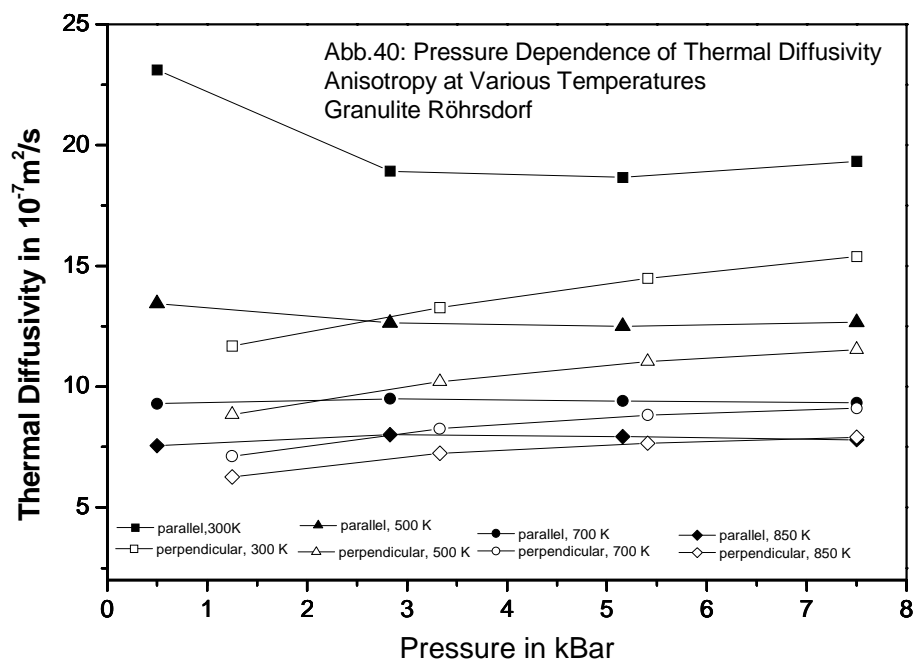
Eine deutlich abnehmende Temperaturabhängigkeit mit steigendem Druck wurde für die Granulite Waldheim und W und den Granodiorit Dehmitz2 beobachtet, eine klar zunehmende Temperaturabhängigkeit für den Granulit Höckendorf2, Pyroxengranulit Diethensdorf, Granodiorit Dehmitz1 und Granit Kirchberg1. In der Gesamttendenz abnehmend war die Temperaturabhängigkeit mit steigendem Druck für die Granulite Röhrsdorf2p, Penig 1 und 2, Höckendorf 1, den Granit Ruhla und einen Leukogranit, in der Gesamttendenz zunehmend für den Granulit Röhrsdorf3s und einen Anorthosit. Eine annähernd druckunabhängige Temperaturabhängigkeit zeigten der Granulit Röhrsdorf1 und der Granit Kirchberg2. Die Aufzählung lässt erkennen, dass der Druckeinfluss auf die Temperaturabhängigkeit offenbar nicht durch den Mineralbestand bestimmt wird.



In Abbildung 39 sind die (B,A)-Wertepaare für die gesamte untersuchte Gesteinskollektion ohne die Berücksichtigung der Zuordnung zu einzelnen Proben, nur unterschieden für die ein-

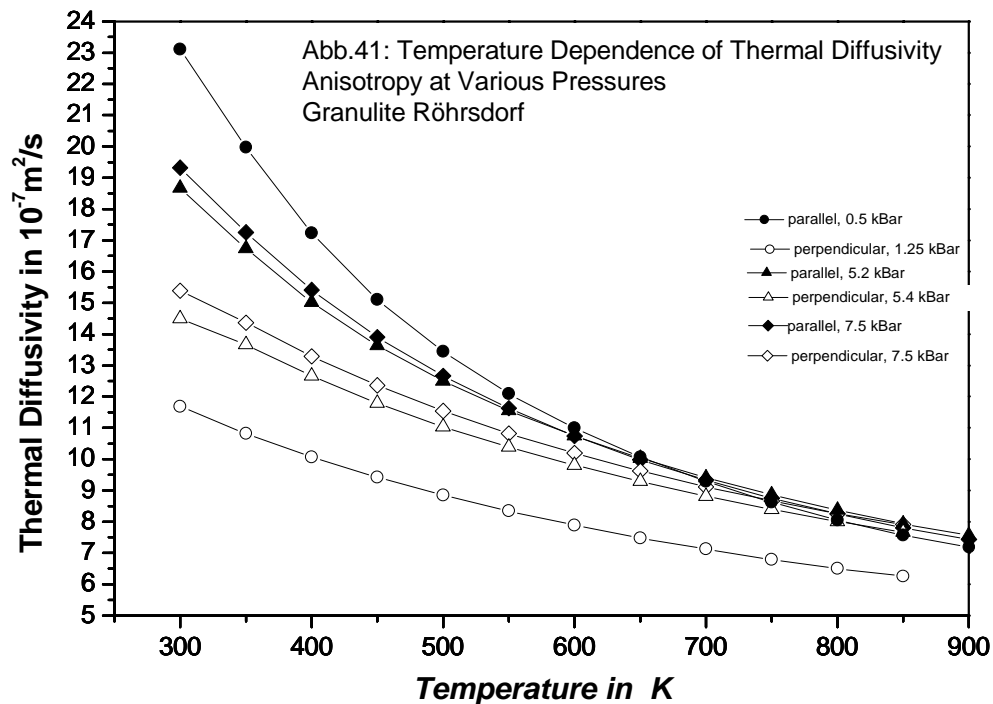
zelen Druckstufen dargestellt. Ausserdem sind durch die zu den verschiedenen Druckstufen gehörigen Punktwolken Regressionsgeraden gelegt worden. Man sieht, dass sich mit steigendem Druck die Geraden etwa parallel zueinander in Richtung auf den Koordinatenursprung verschieben. Das bedeutet, dass mit steigendem Druck die Kurven der Temperaturabhängigkeit bei insgesamt höheren Werten der Temperaturleitfähigkeit liegen, d. h. eine fast selbstverständliche Aussage, aber hier auch quantitativ gefasst. Ausserdem hat man den Eindruck, dass sich auf den Regressionsgeraden mit zunehmendem Druck der Schwerpunkt der Punktdichte in die Richtung geringerer Temperaturabhängigkeit verschiebt. Es wird aber auch deutlich, dass die Regressionsgeraden nicht das optimale Werkzeug sind, um die Lage der Punktwolken im Diagramm zu charakterisieren.

Weiter wurde gefunden, dass der Druckeinfluss bei Raumtemperatur wesentlich darüber entscheidet, wie sich die Temperaturabhängigkeit mit steigendem Druck ändert. Wenn die Zunahme der Temperaturleitfähigkeit bei Raumtemperatur bei Druckerhöhung gross ist, dann steigt die Temperaturabhängigkeit mit steigendem Druck. Wenn andererseits die Temperaturleitfähigkeit bei Raumtemperatur mit dem Druck nur wenig ansteigt oder abnimmt, so nimmt die Temperaturabhängigkeit mit steigendem Druck ab.



An dem Weisssteingranulit Röhrsdorf wurde der Einfluss von Druck und Temperatur auf die Anisotropie der Temperaturleitfähigkeit untersucht. Dazu wurden Proben untersucht, die senkrecht und parallel zur Foliationsebene aus einem Gesteinsblock ausgebohrt worden wa-

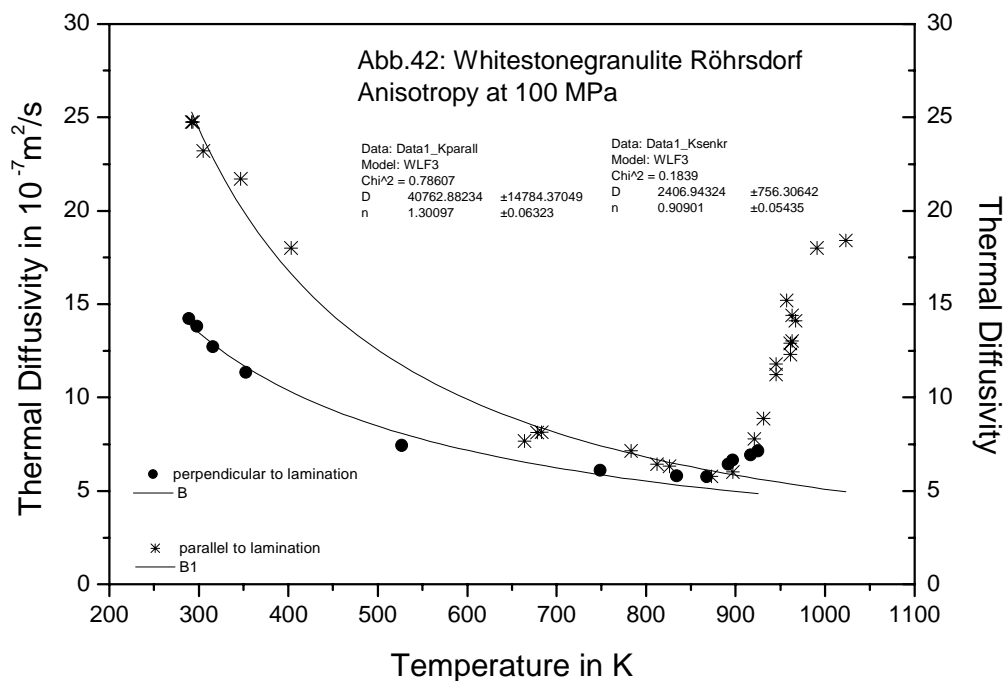
ren. In Abbildung 40 sind die Isothermen der Temperaturleitfähigkeit für die beiden Richtungen dargestellt, in Abbildung 41 die Isobaren.



Diese Darstellungen zeigen, dass die Anisotropie mit steigender Temperatur abnimmt und schliesslich ganz verschwindet. Das gleiche Verhalten wurde für ein anderes Probenpaar beobachtet, das bei 100 MPa über einen grösseren Temperaturbereich untersucht wurde (Abbildung 42). Hier ist auch deutlich der Einfluss des α - β -Überganges des Quarzes zu sehen. Die Abnahme der Anisotropie mit steigender Temperatur wurde auch bei den Untersuchungen der KTB-Paragneise festgestellt. Dagegen blieb bei den ausführlich untersuchten Ivrea-Peridotiten die Anisotropie bis zu sehr hohen Temperaturen fast unbeeinflusst. Die Ursache für diesen Unterschied ist mit hoher Wahrscheinlichkeit in dem unterschiedlichen Verhalten der für den Wärmetransport in diesen Gesteinen wesentlichsten Mineralen zu sehen. Nach Einkristalluntersuchungen von Kobayashi 1974 ist in Olivin die Anisotropie praktisch unabhängig von der Temperatur. Dagegen haben Kanamori et al. 1968 für Quarz eine starke Abnahme der Anisotropie mit steigender Temperatur beobachtet.

In Abbildung 40 ist zu sehen, dass auch durch die Erhöhung des Druckes die Anisotropie reduziert wird. Bei hoher Temperatur ist der Einfluss des Druckes so hoch, dass die Anisotropie völlig verschwindet. Die Abnahme der Anisotropie mit steigendem Druck führt in der Richtung parallel zur Foliationsebene zu dem völlig ungewöhnlichen Verhalten, dass die Tempe-

raturleitfähigkeit mit steigendem Druck abnimmt. In der Richtung senkrecht zur Foliation wird dagegen die normale Zunahme der Temperaturleitfähigkeit beobachtet. Dieses Phänomen tritt wahrscheinlich nur bei starker Anisotropie auf, denn bei einem Probenpaar mit mit geringerer Anisotropie wurde es nicht beobachtet. Auf jeden Fall sollte man diesen Effekt als mögliche Erklärung in Betracht ziehen, wenn anomale Druckabhängigkeiten der thermischen Transportparameter beobachtet werden. Rückblickend auf eine grosse Zahl von Hochdruckuntersuchungen können wir feststellen, dass eine anomale Druckabhängigkeit bei etwa 10 % der Proben festgestellt wurde. Da es sich in den meisten Fällen um Gesteine handelte, die gewöhnlich nicht anisotrop sind (u. a. Granite), könnte man spekulieren, dass hier eine Anisotropie infolge eines orientierten Rissystems vorlag. Da jedoch zum Zeitpunkt dieser Messungen die obige Interpretation nicht in Betracht gezogen wurde, sind keine weiteren klärenden Fakten gesucht worden.



Kurze Charakterisierung der untersuchten Proben:

Granodiorit Dehmitz: Mittelkörniger Biotitgranodiorit mit richtungslosem, hypidiomorph-körnigem Gefüge. Quarz 17, Plagioklas 47, Kalifeldspat 23 und Biotit 13 Vol.-%. Steinbruch Dehmitz-Thumitz.

Granit Kirchberg: Kleinkörniger Monzogranit mit richtungslosem, panxenomorph-körnigem Gefüge. Quarz 38, Kalifeldspat 31, Plagioklas 29, Biotit 1 und Muskovit 1 Vol.-%. Steinbruch Heilmann, Kirchbergmassiv.

Granit Ruhla: Mittelkörniger Monzogranit mit richtungslosem, panxenomorph-körnigem Gefüge. Quarz 23, Plagioklas 41, Kalifeldspat 35 und Biotit 1 Vol.-%. Ruhla, Thüringen.

GranulitW: Weisssteingranulit. Quarz 38, Plagioklas 9, Kalifeldspat 47, Granat 3 Vol.-%. Waldheim, Sächsisches Granulitgebirge.

Granulit Waldheim: Weisssteingranulit. Quarz 37, Plagioklas 32, Perthit 24, Biotit 4, Granat 3 Vol.-%. Waldheim, Sächsisches Granulitgebirge.

Granulit Röhrsdorf: Weisssteingranulit. Quarz 47, Plagioklas 23, Perthit 16, , Granat 3, Akzessorien 11 Vol.-%. Röhrsdorf, Sächsisches Granulitgebirge.

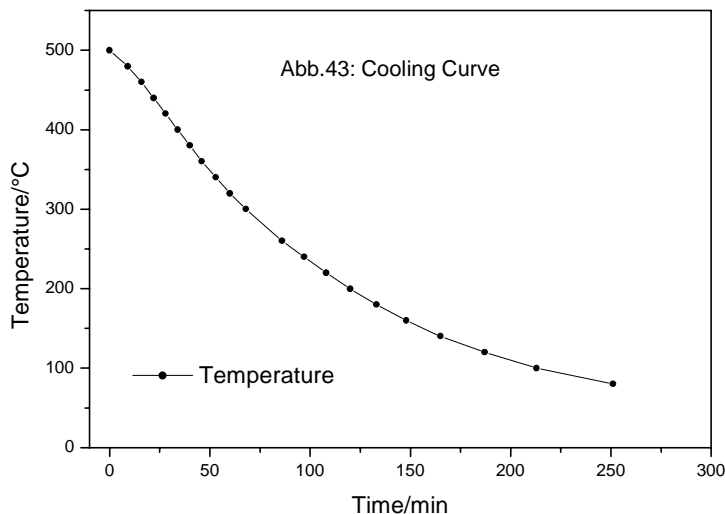
Granulit Penig: Granulit. Quarz 52, Plagioklas 14, Perthit 12, Biotit 12, Granat 5, Akzessorien 5 Vol.-%. Penig, Sächsisches Granulitgebirge.

Granulit Höckendorf: Granulit. Quarz 40, Plagioklas 33, Perthit 17, Biotit 1, Granat 8, Akzessorien 1 Vol.-%. Höckendorf, Sächsisches Granulitgebirge.

Pyroxengranulit: Pyroxen 50 Plagioklas 40, Granat 3, Akzessorien 7 Vol.-%. Steinbruch Diethensdorf, Sächsisches Granulitgebirge

4.3 Hochdruckuntersuchungen an thermisch gecrackten Graniten

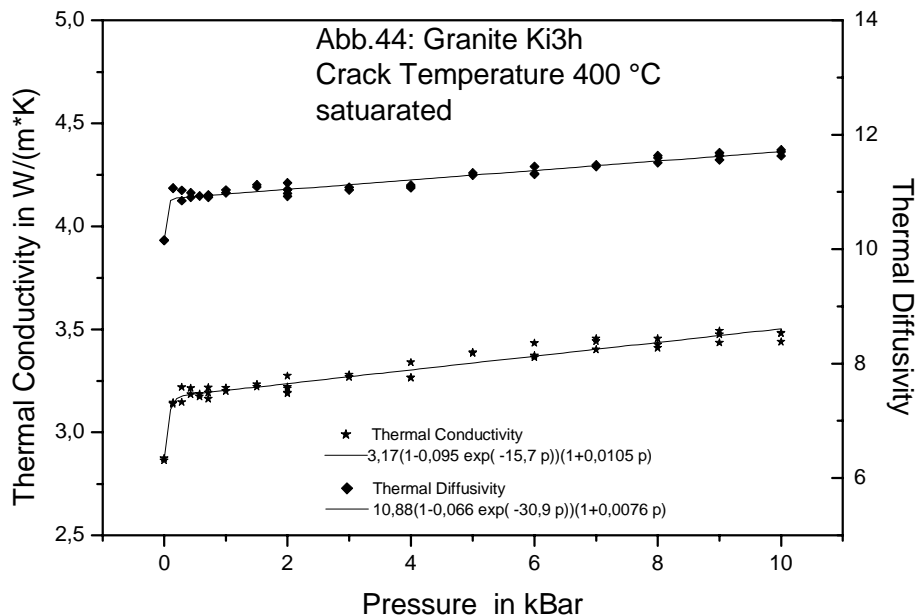
In vielen Veröffentlichungen zum Wärmetransport in Gesteinen findet man Annahmen zum Einfluss von Rissen und Poren auf die thermischen Transportparameter. Dabei werden meist die Erfahrungen zugrundegelegt, die bei den weniger aufwendig bestimmbar elastischen Parametern gefunden wurden. Wir haben jedoch beobachtet, dass thermische und elastische Eigenschaften von Gesteinen durch Risse und Poren teilweise in unterschiedlicher Weise beeinflusst werden (siehe Seipold et al. 1998). Daher waren weiterführende Untersuchungen zur Abhängigkeit der thermischen Parameter von der Klüftigkeit naheliegend. Dabei trat das Problem auf, die Klüftigkeit gezielt zu variieren. Eine mechanische Risserzeugung ist für diesen Zweck wenig geeignet, weil es dabei zu einer sehr inhomogenen Verteilung der Risse innerhalb der Proben kommt. Eine annähernd gleichmässige Verteilung der Risse kann man durch thermisches Cracken erreichen. Zum quantitativ gestuften thermischen Cracken wurden aus dem gleichen Gesteinsblock hergestellte Proben mit der gleichen Aufheizrate von 1 K/min auf verschiedene Endtemperaturen aufgeheizt, dann diese Temperatur zur Homogenisierung eine Stunde lang konstant gehalten und anschliessend im geschlossenen Ofen entsprechend der Ofenisolation abgekühlt. Abbildung 43 zeigt eine resultierende Abkühlkurve.



Durch diese Aufheizung auf verschiedene Endtemperaturen wurde versucht, Proben mit abgestufter Crackdichte und Crackgrösse herzustellen. Es gibt eine Reihe analoger Untersuchungen in der Literatur über das elastische Verhalten thermisch gecrackter Proben (Simmons

und Cooper 1978, Wang et al. 1989). Für das thermische Cracken wurden Granitproben benutzt, weil in diesem Gestein die Quarzkörner hohe Werte und eine hohe Anisotropie des thermischen Ausdehnungskoeffizienten besitzen, so dass man eine starke Wirkung des Aufheizens erwarten kann. Ausserdem sollte ein Gestein ohne Anisotropie untersucht werden. Zur Untersuchung des Einflusses der Korngrösse wurde je eine Probenserie aus einem fein-

körnigen und einem mittelkörnigen Granitblock hergestellt. Abgesehen von der Korngröße hatten die beiden Blöcke annähernd gleiche mineralogische Eigenschaften und stammten aus dem gleichen Steinbruch am Kirchberg/Erzgebirge.



Zur Visualisierung der erzeugten Risse wurden Abschnitte von den geackten Proben im Vakuum mit Epoxidharz getränkt, dem ein fluoreszierender Farbstoff zugesetzt war. Nach dem Aushärten des Harzes wurden von diesen Stücken Dünnschliffe angefertigt. Die Inspektion der Dünnschliffe ergab, dass die Risse bevorzugt an den Korngrenzen auftreten, d. h. es erfolgt eine zunehmende Lockerung des Kornverbandes. Erst bei 500 °C und besonders bei 600 °C treten vermehrt auch intragranulare Risse auf, bevorzugt in den Feldspatkörnern. Leider ist es wegen der Beugungseffekte an den Risskanten nicht möglich, eine quantitative Bestimmung der Rissweiten durchzuführen. Man stellt nur qualitativ fest, dass die Rissweite mit der Höhe der Endtemperatur stark zunimmt. Bei der Einschätzung der Ergebnisse ist auch zu berücksichtigen, dass die höchste Endtemperatur (600 °C) bereits oberhalb des α - β -Überganges des Quarzes liegt und daher durch diesen Effekt zusätzlich beeinflusst ist.

Durch die Anwendung hoher hydrostatischer Drücke auf die geackten Proben hatten wir ein Werkzeug, um die erzeugten Risse gezielt zu beeinflussen. Die Messergebnisse für den mittelkörnigen Granit wurden an die lineare Funktion p-fkt1 angepasst. Bei dem feinkörnigen Granit wurde der Druckbereich unter 1 kBar mit höherer Auflösung untersucht (siehe Abbildung 44), daher war eine Anpassung an die kompliziertere Funktion p-fkt2 sinnvoll, die eine differenziertere Darstellung im Anfangsbereich ermöglicht.

Granit Kirchberg, mittelkörnig:

Gra 10, unbehandelt:

$$\lambda = (2,96 \pm 0,01) (1 + (0,74 \pm 0,08) 10^{-2} p)$$

$$K = (11,6 \pm 0,03) (1 + (0,56 \pm 0,05) 10^{-2} p)$$

Gra 1, 200 °C, 1.Lauf:

$$\lambda = (4,73 \pm 0,06) (1 + (6,27 \pm 0,21) 10^{-2} p)$$

$$K = (19,6 \pm 0,37) (1 + (9,80 \pm 0,31) 10^{-2} p)$$

Gra 1, 200 °C, 2. Lauf:

$$\lambda = (2,98 \pm 0,01) (1 + (0,76 \pm 0,06) 10^{-2} p)$$

$$K = (10,5 \pm 0,01) (1 + (0,62 \pm 0,02) 10^{-2} p)$$

Gr3, 300°C:

$$\lambda = (3,85 \pm 0,02) (1 + (2,61 \pm 0,13) 10^{-2} p)$$

$$K = (15,4 \pm 0,10) (1 + (2,80 \pm 0,14) 10^{-2} p)$$

Gra 4, 300 °C:

$$\lambda = (2,77 \pm 0,01) (1 + (0,87 \pm 0,05) 10^{-2} p)$$

$$K = (10,6 \pm 0,10) (1 + (0,75 \pm 0,04) 10^{-2} p)$$

Gra 5, 400 °C:

$$\lambda = (2,99 \pm 0,02) (1 + (1,30 \pm 0,21) 10^{-2} p)$$

$$K = (10,6 \pm 0,06) (1 + (1,30 \pm 0,09) 10^{-2} p)$$

Gra 8, 500 °C:

$$\lambda = (4,04 \pm 0,05) (1 + (6,75 \pm 0,25) 10^{-2} p)$$

$$K = (17,3 \pm 0,30) (1 + (9,35 \pm 0,31) 10^{-2} p)$$

Granit Kirchberg, feinkörnig:

Endtemperatur 300 °C:

$$\lambda = 2,66 (1 - 0,0263 \exp(-1,93 p)) (1 + 0,0108 p)$$

$$K = 8,94 (1 - 0,028 \exp(-2,21 p)) (1 + 0,0099 p)$$

Endtemperatur 300 °C, gesättigt:

$$\lambda = 3,23 (1 - 0,155 \exp(-8,37 p)) (1 + 0,0138 p)$$

$$K = 10,3 (1 - 0,120 \exp(-12,3 p)) (1 + 0,0140 p)$$

Endtemperatur 400 °C:

$$\lambda = 2,92 (1 - 0,236 \exp(-5,42 p)) (1 + 0,0109 p)$$

$$K = 11,80 (1 - 0,183 \exp(-6,01 p)) (1 + 0,0115 p)$$

Endtemperatur 400 °C, gesättigt:

$$\lambda = 3,17 (1 - 0,095 \exp(-15,7 p))(1 + 0,0105 p)$$

$$K = 10,88 (1 - 0,066 \exp(-30,9 p))(1 + 0,0076 p)$$

Endtemperatur 500 °C:

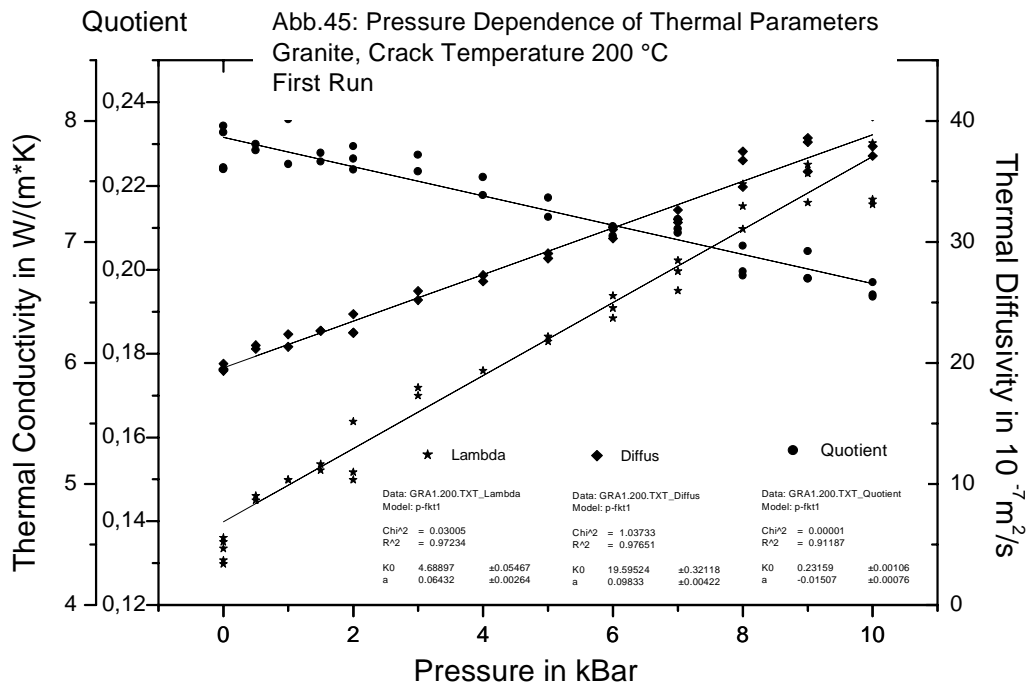
$$\lambda = 3,02 (1 - 0,119 \exp(-5,89 p))(1 + 0,0112 p)$$

$$K = 10,65 (1 - 0,106 \exp(-5,44 p))(1 + 0,0108 p)$$

Endtemperatur 600 °C:

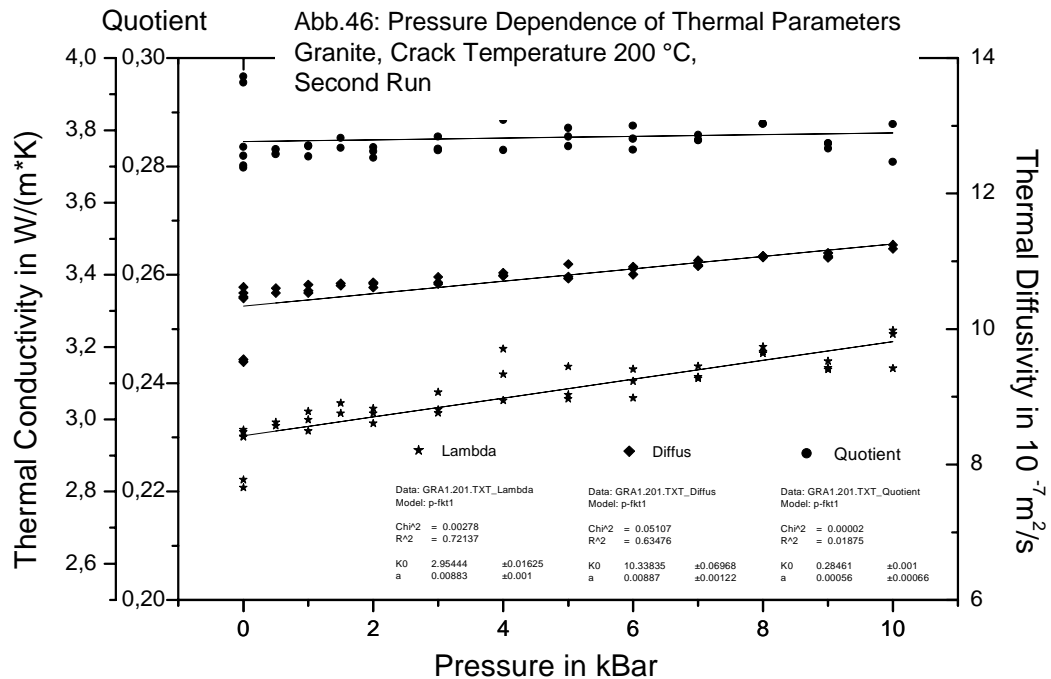
$$\lambda = 2,84 (1 - 0,345 \exp(-30 p))(1 + 0,01105 p)$$

$$K = 10,28 (1 - 0,313 \exp(-27,8 p))(1 + 0,0104 p)$$



Die Ergebnisse für die mittelnkörnigen Granitproben lassen erkennen, dass sie leider teilweise erheblich von einer Inhomogenität des Probenmaterials beeinflusst sind. Die Proben Gra1, Gra 3 und Gra 8 zeigen insgesamt für Granite viel zu hohe Werte sowohl der Wärme- wie der Temperaturleitfähigkeit. Dabei sind nicht nur die absoluten Werte völlig anomal, sondern auch die Druckabhängigkeit ist wesentlich höher als für die übrigen Proben. Es wurde vermutet, dass die verschiedenen Minerale inhomogen verteilt sind und dass bei den Proben mit dem abnormen Verhalten die Thermoelementmessstelle innerhalb von Clustern von Quarzkörnern lag. Zum Test dieser Vermutung wurde nach der Messung eine der fraglichen Proben demontiert und eine zweite Messung nach einer seitlichen Verschiebung des Thermoelementes inner-

halb des Schlitzes um etwa 10 mm durchgeführt. Die Ergebnisse beider Messungen sind in den Abbildungen 45 und 46 dargestellt.



Bei dem zweiten Lauf ergaben sich völlig normale Werte (um $\lambda = 3,0 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$) sowie auch eine normale Druckabhängigkeit. Man muss erwarten, dass in einer inhomogenen Probe bei einer Häufung der Quarzkörner in bestimmten Bereichen zum Ausgleich in anderen Volumenelementen bevorzugt Feldspat- und Plagioklaskörner mit ihren relativ kleinen Wärmeleitfähigkeitswerten um $2,3 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ vorkommen werden. Wenn die Temperaturmessstelle in einem derartigen Bereich liegt, werden zu kleine Messwerte beobachtet werden. Diese Situation scheint bei der Probe Gra4 realisiert zu sein.

Die beobachtete höhere Druckabhängigkeit bei den quarzbestimmten Proben erklärt sich durch das entsprechende Verhalten des reinen Quarzes. Horai und Susaki 1989 haben aus ihren Messungen an Quarzmonokristallen in den beiden kristallografischen Hauptachsenrichtungen für Quarzaggregate folgende Druckabhängigkeit berechnet:

$$\lambda = 8,14 (1 + 2,95 p) ,$$

Für die Proben Gra 1 und Gra 8 liegen die Druckkoeffizienten etwa doppelt so hoch wie der also einen um den Faktor 3 grösseren Druckkoeffizienten als für die normalen Granitproben. errechnete Wert für Quarzaggregate, weil bei ihnen die Wirkung des Schliessens von Rissen und Poren hinzukommt.

Eine analoge Beobachtung wurde bei der Untersuchung eines quarzitischen Sandsteins aus der Geothermiebohrung Neustadt-Glewe mit 15 % Porosität gemacht, für den bis zu einem Druck von 10 kBar eine lineare Druckabhängigkeit entsprechend

$$\lambda = (2,77 \pm 0,02) (1 + (3,77 \pm 0,12) 10^{-2} p)$$

$$K = (12,0 \pm 0,10) (1 + (3,12 \pm 0,12) 10^{-2} p)$$

gefunden wurde.

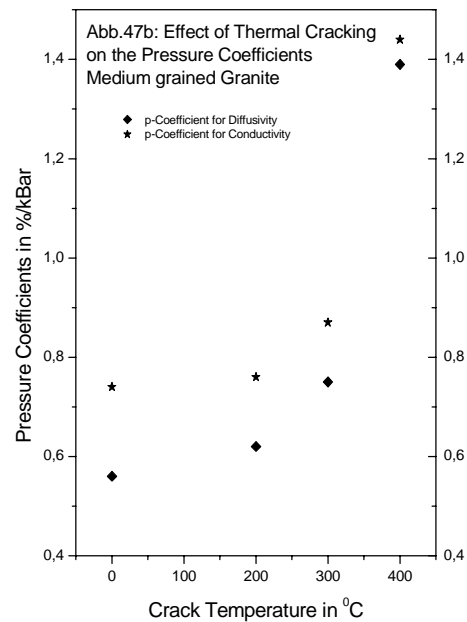
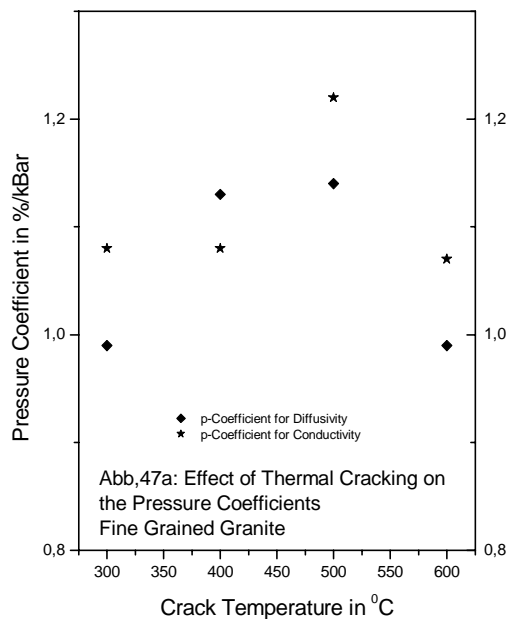
Ferner liegt bei allen quarzbestimmten Proben der Quotient $\lambda/K = c * \rho$ einheitlich bei 0,24 (mit den benutzten Einheiten), während die übrigen Proben deutlich höhere Werte haben.

Bei allen Messungen wird die lineare Druckabhängigkeit bereits bei etwa 0,5 kBar erreicht. Dieser Druck reicht nach allen Vorstellungen und Theorien nicht entfernt aus, um alle erzeugten Risse zu schliessen. Bei diesem Druck sind nur die Risse mit relativ grossem aspect ratio geschlossen. Die Risse mit kleinerem aspect ratio bis hin zu den kugelförmigen Poren werden also dann noch allmählich innerhalb des Druckbereichs mit linearem Anstieg der Transportparameter geschlossen. Bisher wurde der lineare Anstieg als eine intrinsische Eigenschaft der Gesteine bzw. Minerale betrachtet. Es wurde angenommen, dass er allein durch die Kompression der Minerale und die dadurch bedingte Änderung der Gitterparameter, elastischen Konstanten usw. bestimmt wird. Diese Vorstellung ist offenbar nicht zutreffend. Wenn man sie retten wollte, müsste man voraussetzen, dass das Schliessen von Rissen mit kleinem aspect ratio die thermischen Eigenschaften nicht beeinflusst. Das ist aber sehr unwahrscheinlich. Viel naheliegender ist die Schlussfolgerung, dass im Bereich des linearen Anstiegs der thermischen Parameter die Zunahme sowohl durch das Schliessen von Rissen als auch durch die Kompression der Kristallgitter der Minerale bedingt ist.

Als wesentlichstes allgemeines Ergebnis wurde gefunden, dass der Druckkoeffizient als Mass für die Druckabhängigkeit mit zunehmender Cracktemperatur, also mit zunehmender Crackdichte, grösser wird (siehe Abbildung 47).

Da der Druckkoeffizient aus dem linearen Anstieg im Bereich der höheren Drücke bestimmt wurde, wird damit die obige Schlussfolgerung unterstützt, dass auch in dem linearen Bereich die thermischen Transporteigenschaften noch durch das Schliessen von Rissen beeinflusst werden. Ferner wurden nur geringe Unterschiede zwischen den Druckkoeffizienten von Wärmeleitfähigkeit und Temperaturleitfähigkeit beobachtet. Man kann daraus die Schlussfolgerung ziehen, dass Wärme- und Temperaturleitfähigkeit durch Risse in gleicher Weise beeinflusst werden. Das ist insofern logisch, als Dichte und spezifische Wärme unabhängig von der Rissdichte sein werden. Weiter wurden keine Unterschiede in der Grösse und in der Variation mit der Crackdichte für die Druckkoeffizienten zwischen dem feinkörnigen und dem

mittelkörnigen Granit gefunden. Generell ist die Tendenz festzustellen, dass sich der nicht-lineare Anfangsbereich mit zunehmender Cracktemperatur ausdehnt. Dabei wird gleichzeitig



der Sprung in der Wärme- bzw. Temperaturleitfähigkeit zwischen gecracktem und originalem Gestein bei Umgebungsbedingungen erwartungsgemäss grösser.

5. Die Verteilung der thermischen Transportparameter in der Erdkruste

Eines der wesentlichsten Ziele unserer Untersuchungen war es, ein auf den Ergebnissen der Messung von Druck- und Temperaturabhängigkeit an einer ausreichenden Anzahl repräsentativer Gesteinsproben aufbauendes Modell für die Verteilung der thermischen Transportparameter innerhalb der Erdkruste aufzustellen. Zu dieser Zielstellung wurden Zwischenergebnisse in mehreren Publikationen veröffentlicht (Seipold und Gutzeit 1982, Seipold 1986, Seipold 1995). An dieser Stelle soll der abschließend erreichte Stand dargestellt werden, der erheblich über die bisherigen Veröffentlichungen hinausgeht, da viel weiteres Datenmaterial berücksichtigt worden ist, insbesondere die völlig neuen Ergebnisse für die Peridotite.

In ein Modell für die Verteilung der thermischen Leitfähigkeiten gehen ausser den geeignet statistisch bearbeiteten Messergebnissen weitere Voraussetzungen ein:

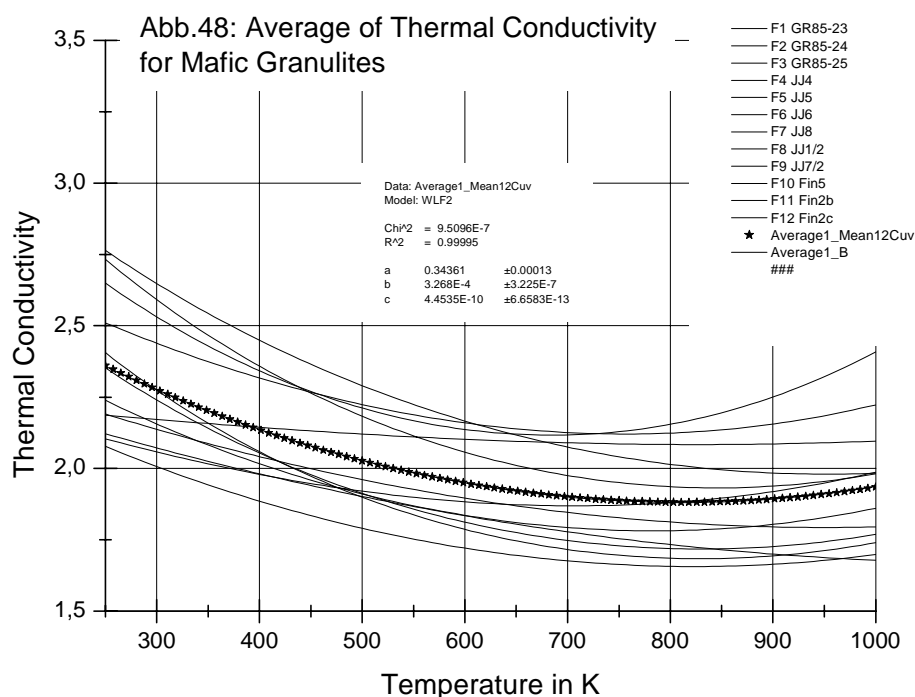
Annahmen zur Verteilung der verschiedenen Gesteinstypen innerhalb der Erdkruste und

Annahmen zur Druck- und Temperaturverteilung.

Die in beiden Punkten getroffenen Festlegungen beeinflussen das Ergebnis in nicht unerheblichem Umfang. Diese Annahmen sind ausserdem in Abhängigkeit von der betrachteten Region auf der Erde zu treffen. Im Bewusstsein dieser Problematik werden wir uns auf einen fiktiven

Punkt der kontinentalen Kruste beziehen, der durch eine spezielle Auswahl der obigen Randbedingungen charakterisiert ist, insbesondere durch die Annahme einer speziellen Temperatur-Tiefen-Funktion. Die Nutzung der Messdaten und der angewendeten Auswertungsmethodik für eine andere Situation ist natürlich problemlos möglich. Bei der Bearbeitung der Messergebnisse für den anvisierten Zweck steht am Anfang die Wahl einer geeigneten Fitfunktion. Es musste eine Funktion sein, die eine Anpassung auch über einen grösseren Temperaturbereich ermöglicht. Unter diesem Gesichtspunkt erschien eine Nutzung von WLF1 völlig irrelevant, weil diese Funktion bei hohen Temperaturen viel zu steil abnimmt, also zu viel zu kleinen Werten der Wärmeleitfähigkeit führt. Die Funktion WLF4 ist in dieser Beziehung etwas besser geeignet. Um jedoch eine Anpassung an eventuell wieder ansteigende Werte bei hohen Temperaturen zu ermöglichen, schien uns eine Funktion mit mindestens drei anpassbaren Konstanten erforderlich. Die Wahl fiel auf WLF2, nicht zuletzt deshalb, weil bei dieser Funktion den einzelnen Anteilen eine physikalische Bedeutung zugeordnet werden kann (siehe oben). Nur für die Peridotite musste wegen der deutlich stärkeren Krümmung der Kurven für die Temperaturabhängigkeit im Bereich bis etwa 600 K eine Anpassung mit WLF4 erfolgen. Auch diese Funktion wurde durch Addition eines T^3 -proportionalen Terms für einen grösseren Temperaturbereich erweitert, wodurch letztendlich die Anpassung an WLF8 bei den Peridotiten resultiert.

Die Messwerte für die einzelnen untersuchten Proben wurden also im ersten Bearbeitungsschritt an WLF2 bzw. WLF8 angepasst. Dann wurden mit den auf diese Weise erhaltenen



Konstanten a, b und c für den Temperaturbereich von 250 bis 1000 K ausgeglichene Temperaturkurven für die einzelnen Proben gezeichnet und diese dann getrennt nach Gesteinklassen gemittelt. In Abbildung 48 ist das Ergebnis dieser Prozedur beispielsweise für die mafischen Granulite gezeigt. In den weiteren Abbildungen 49 bis 54 sind die auf diese Weise erhaltenen mittleren Kurven für Granite, felsische Granulite, mafische Granulite, Gneise, Amphibolite und Peridotite mit den entsprechenden Standardabweichungen dargestellt. Auch die auf diese Weise erhaltenen mittleren Kurven wurden an WLF2 bzw. WLF8 angepasst. Dadurch ergab sich

$$\lambda = 1 / (0,156 + 5,45 \cdot 10^{-4} T) + 0,763 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 \text{ für Granite,}$$

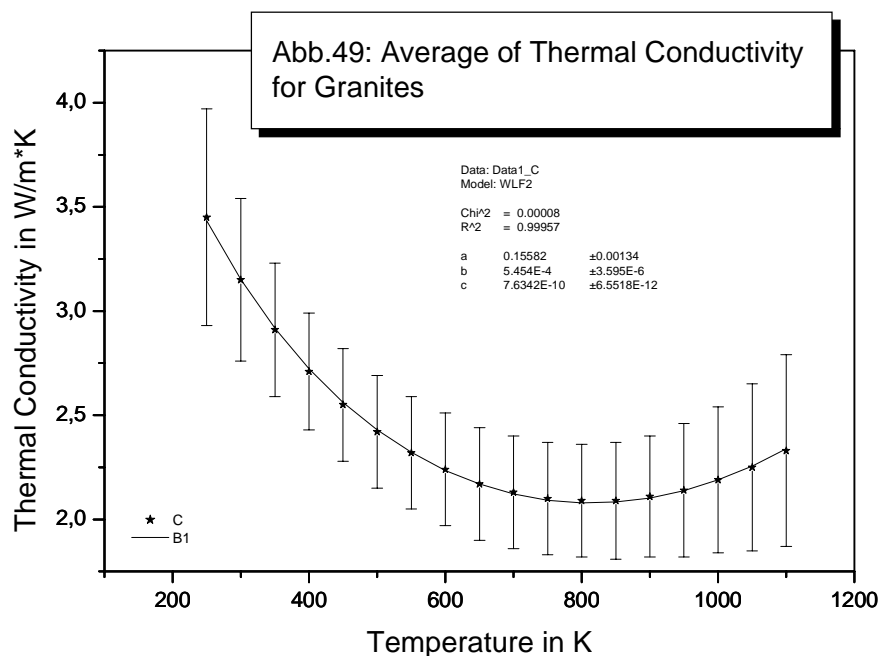
$$\lambda = 1 / (0,132 + 6,57 \cdot 10^{-4} T) + 0,524 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 \text{ für felsische Granulite,}$$

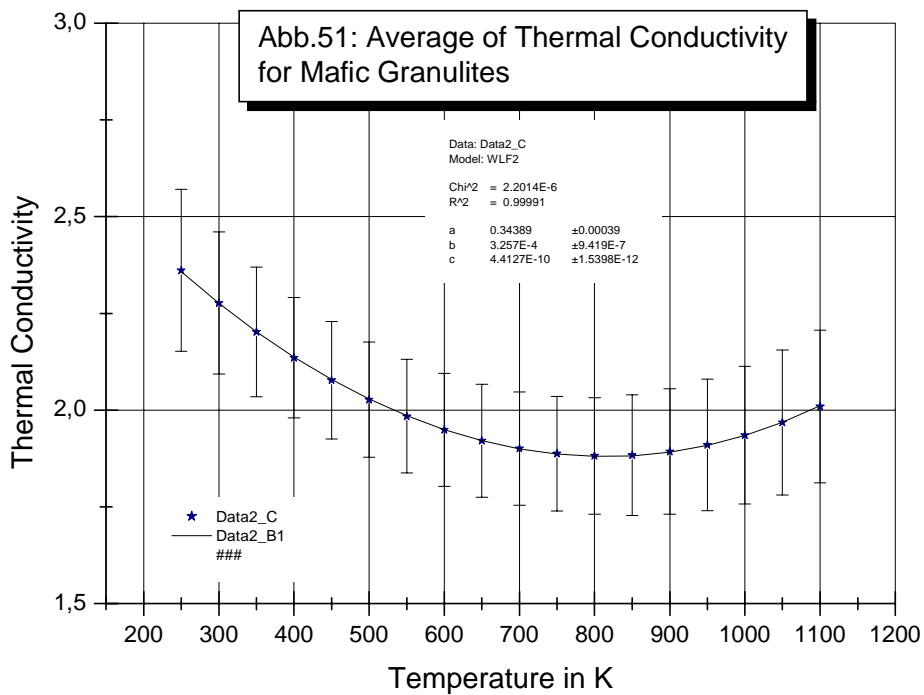
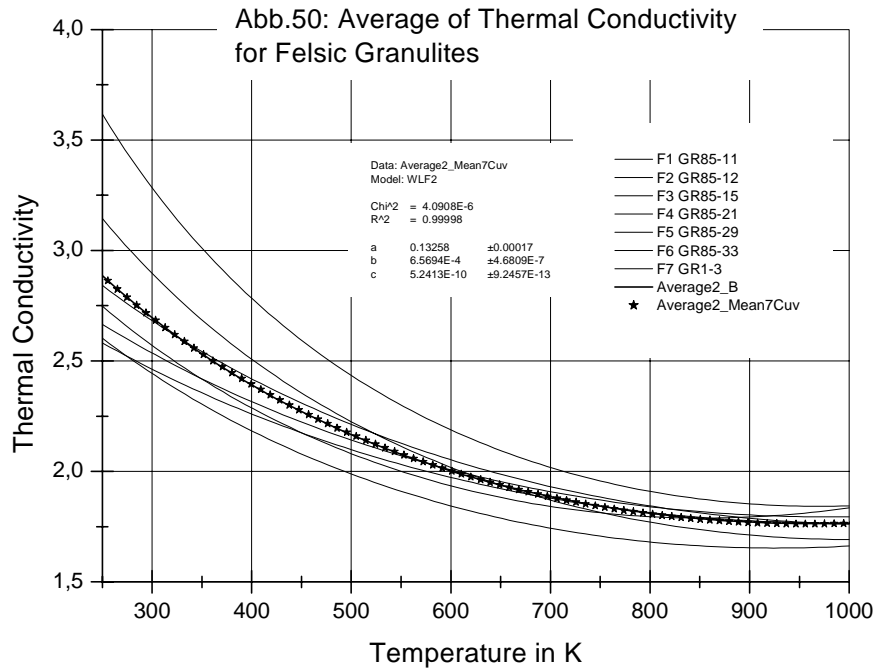
$$\lambda = 1 / (0,344 + 3,27 \cdot 10^{-4} T) + 0,445 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 \text{ für mafische Granulite,}$$

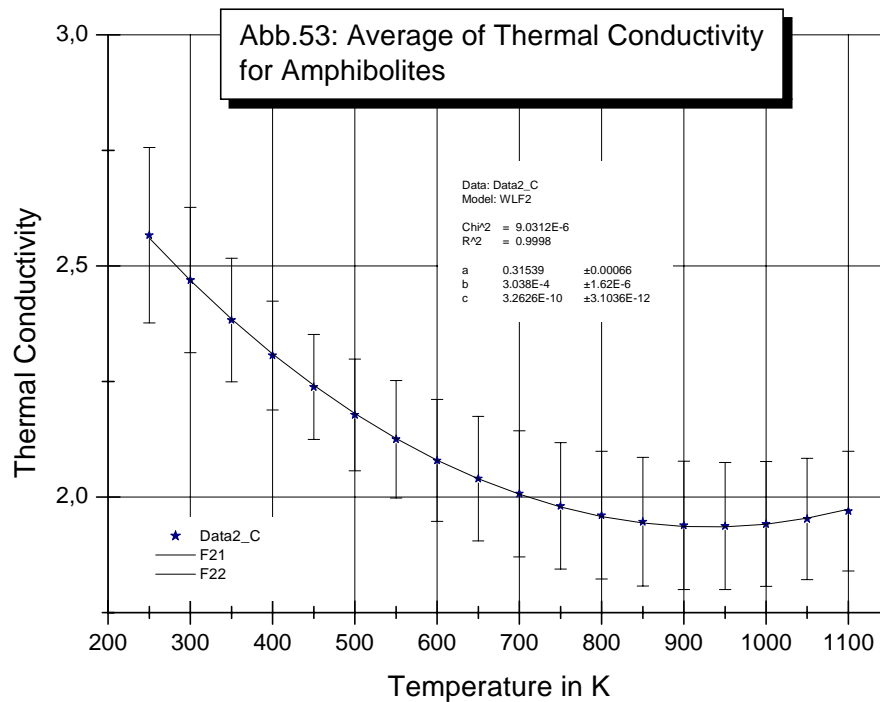
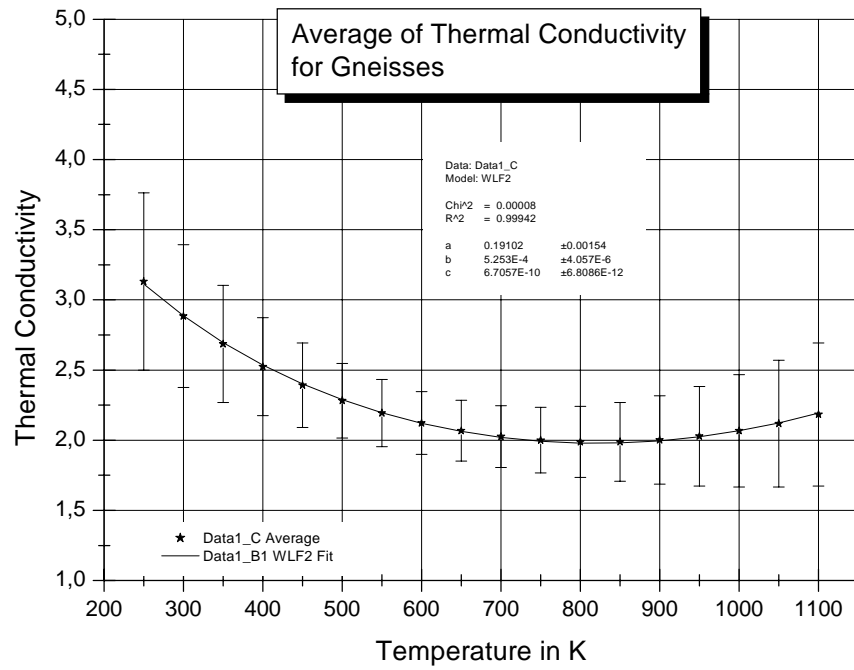
$$\lambda = 1 / (0,191 + 5,25 \cdot 10^{-4} T) + 0,670 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 \text{ für Gneise}$$

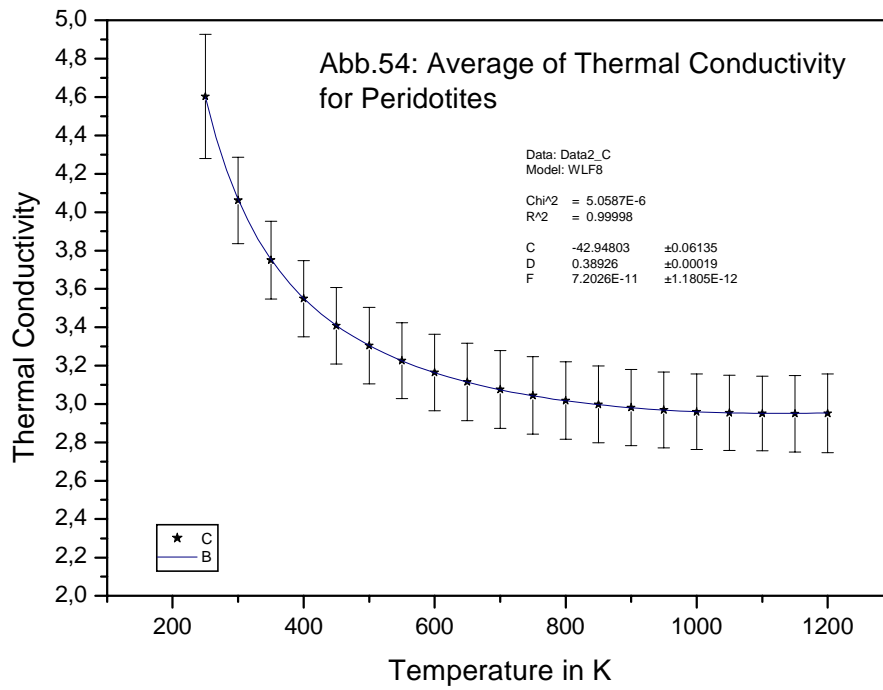
$$\lambda = 1 / (0,315 + 3,04 \cdot 10^{-4} T) + 0,326 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 \text{ für Amphibolite und}$$

$$\lambda = T / (-42,9 + 0,389 \cdot T) + 7,20 \cdot 10^{-11} T^3 \text{ für die Peridotite.}$$



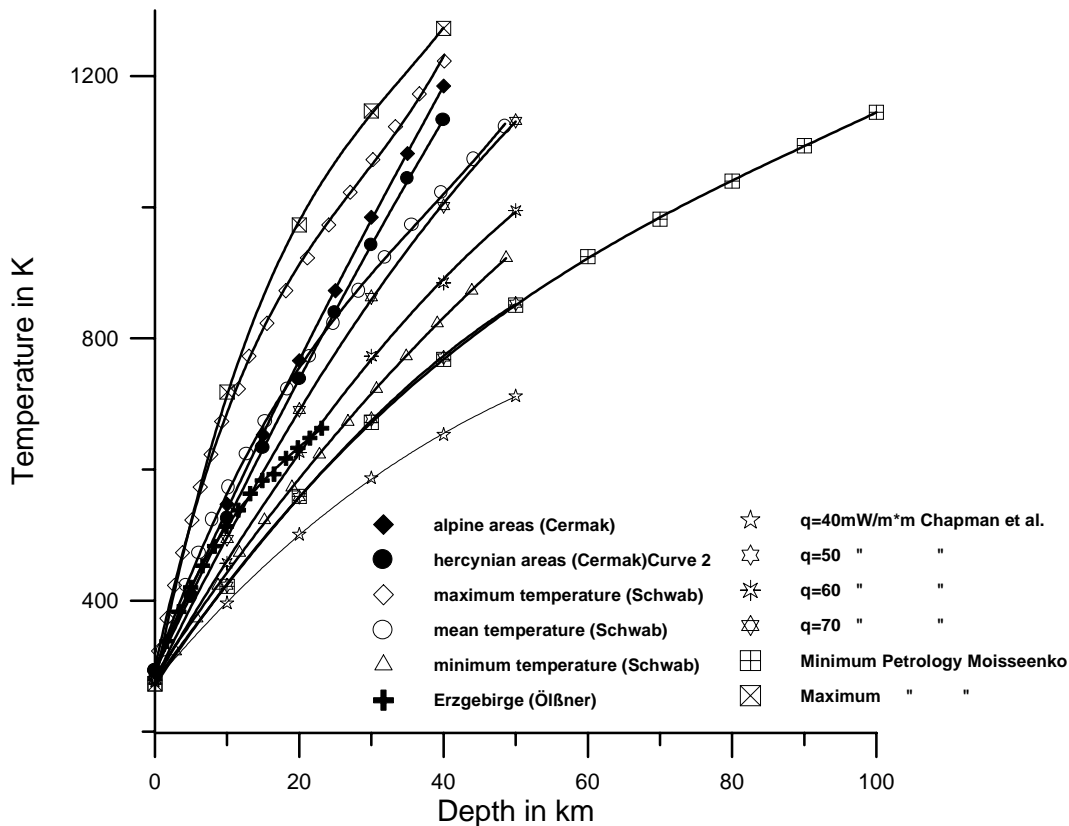






Die Druckabhängigkeit wurde durch einen Korrekturfaktor der Form $(1+\alpha \cdot p)$ berücksichtigt, wobei die Druckkoeffizienten α für die verschiedenen Gesteine aus Tabelle 20 eingesetzt wurden. Für die Peridotite wurde von Horai und Suzuki 1989 ein aus Messungen unter quasi-hydrostatischen Bedingungen bis 12 kBar an zwei Lherzoliten und einem Harzburgit gemittelter Druckkoeffizient von $1,3 \cdot 10^{-2}/\text{kBar}$ übernommen. Dieser Wert ist diskussionswürdig. Von einigen Autoren (Katsura 1995, Zaugg et al. 1992) wurden in neueren Arbeiten wesentlich niedrigere Druckabhängigkeiten von etwa 0,4 %/kBar gemessen. Dies entspricht den von uns für Gesteine der Unterkruste ermittelten Werten. Andererseits haben mehrere Autoren Druckabhängigkeiten in der Größenordnung von mehreren Prozent pro Kilobar beobachtet. Für die Zunahme des lithostatischen Druckes p mit der Tiefe z wurde entsprechend der mittleren Gesteinsdichte in der Kruste die allgemein übliche Beziehung $p=z/3,4$ (mit p in kBar, z in km) benutzt. Aus der Literatur wurden Geothermen von verschiedenen Autoren übernommen. Eine Übersicht ist in der folgenden Abbildung 55 gegeben:

Abb.55: Geotherms from Different Authors



Für die weitere Benutzung wurden aus den originalen Daten der Autoren Anpassungen an Polynome dritter Ordnung abgeleitet:

Geotherme von Cermak 1995 für herzynische Gebiete:

$$T=292,1+23,625*z-0,06580*z^2 +0,4040*10^{-4} *z^3$$

Kurve der von Schwab 1974 angenommenen maximalen Temperaturen:

$$T=298,0+49,995*z-1,2582*z^2 +147,77*10^{-4} *z^3$$

Kurve der von Schwab 1974 angenommenen mittleren Temperaturen:

$$T=294,0+31,724*z-0,52484*z^2 +46,393*10^{-4} *z^3$$

Kurve der von Schwab 1974 angenommenen minimalen Temperaturen:

$$T=285,4+16,487*z-0,074132*z^2 +0,88566*10^{-4} *z^3$$

Geotherme von Ölßner und Knothe 1975 für das sächsische Erzgebirge:

$$T=292,5+29,801*z-0,89047*z^2 +127,5*10^{-4} *z^3$$

Geotherme von Chapman und Furlong 1992 für einen Oberflächenwärmefluss $q=50 \text{ mW/m}^2$

$$T=277,4+15,345*z-0,059841*z^2 -3,4259*10^{-4} *z^3$$

Geotherme von Chapman und Furlong 1992 für einen Oberflächenwärmefluss $q=60 \text{ mW/m}^2$:

$$T=277,5+19,338*z-0,09865*z^2-0,37036*10^{-4}*z^3$$

Geotherme von Chapman und Furlong 1992 für einen Oberflächenwärmefluss $q=70\text{mW/m}^2$:

$$T=279,0+23,042*z-0,12754*z^2+1,4815*10^{-4}*z^3.$$

Bevorzugt wurden die von Schwab 1974 in einem Übersichtsartikel angegebenen Geothermen, da hier ausser einer mittleren Kurve zusätzlich die Kurven für minimal und maximal zu erwartende Temperaturen in der Kruste zu entnehmen waren. Wie in Abbildung 55 zu sehen ist, ordnen sich die meisten Geothermen der anderen Autoren innerhalb dieses Intervalls ein. Die mittlere Kurve von Schwab liefert eine sehr ähnliche Temperaturverteilung wie die Geotherme von Cermak für herzynische Gebiete und die Geotherme von Chapman und Furlong für 70 mW/m^2 Wärmefluss.

In den Abbildungen 56 bis 58 sind die Verteilungen der Wärmeleitfähigkeit innerhalb der Kruste für die verschiedenen Geothermen dargestellt. In jeder Abbildung ist zusätzlich auch die bei der Berechnung angenommene Geotherme zu sehen. Die Wärmeleitungswerte sind jeweils mit und ohne Berücksichtigung der Wirkung des lithostatischen Druckes berechnet und dargestellt. Entsprechend der linearen Zunahme des Druckes mit der Tiefe nimmt auch die Druckkorrektur zu, obwohl von der Erdoberfläche bis zur Moho die Druckempfindlichkeit der repräsentativen Gesteine immer kleiner wird. Die Druckempfindlichkeit der Gesteine des oberen Mantels ist wieder höher. Für die niedrigen Tiefen sind sowohl die Werte für die Granite als auch für die Gneise eingezeichnet.

Abb.56: Distribution of the Temperature and the Thermal Conductivity for a mean Geotherm from Schwab

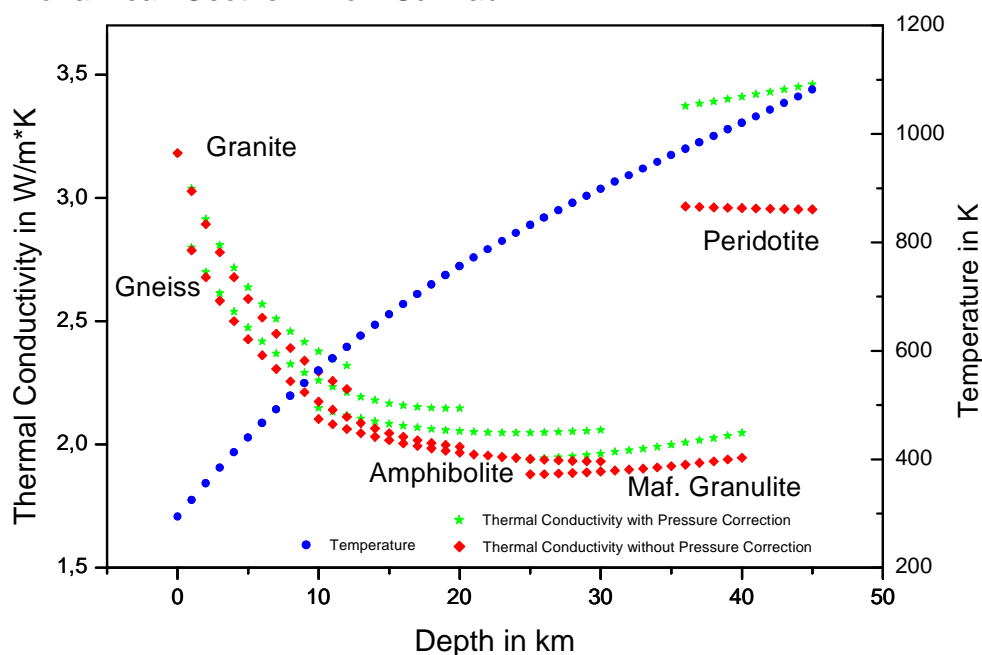


Abb.57: Distribution of Temperature and Thermal Conductivity for the Minimal Geotherm after Schwab

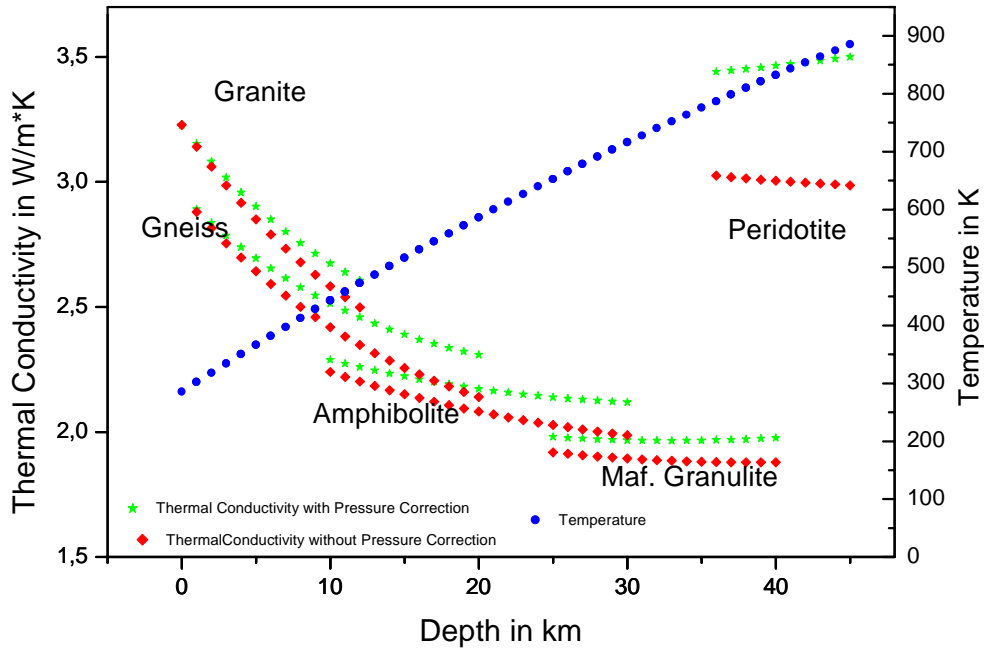
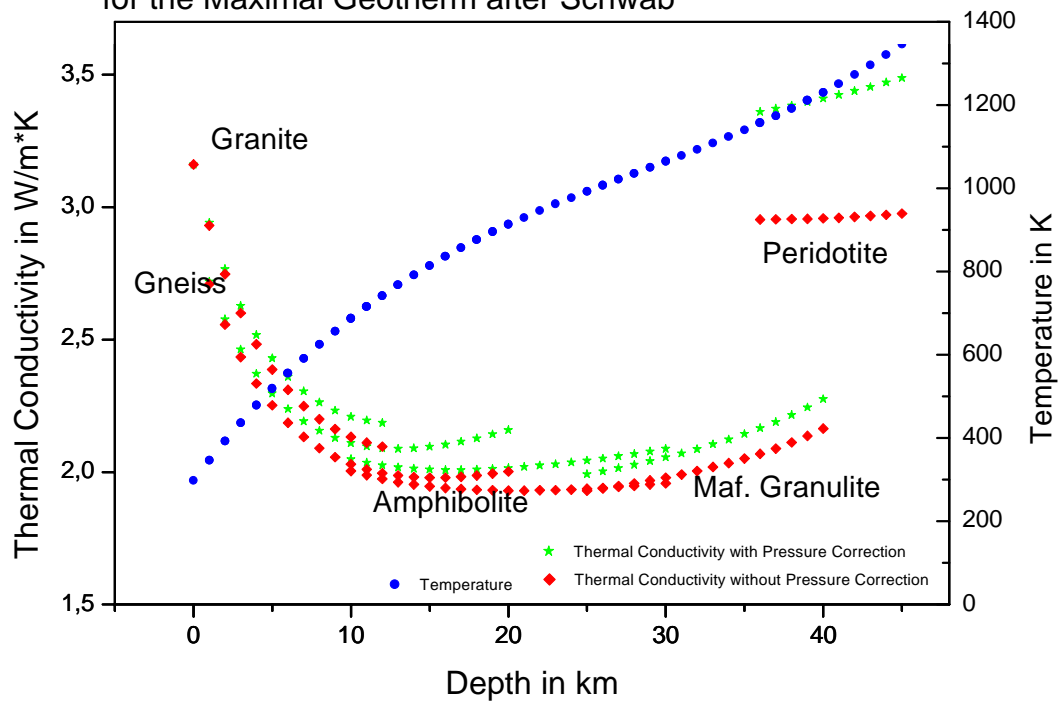


Abb.58: Distribution of Temperature and Thermal Conductivity for the Maximal Geotherm after Schwab



Die Verteilung der Wärmeleitfähigkeit in der Kruste wird wesentlich dadurch bestimmt, dass die temperaturbedingte Abnahme der Wärmeleitfähigkeit mehr oder weniger durch die druckbedingte Zunahme kompensiert oder teilweise auch überkompensiert wird. Da für die meisten Gesteine die Abnahme der Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur auf den Bereich bis etwa 300 °C konzentriert ist, nimmt die Wärmeleitfähigkeit in der Kruste bis etwa 15 km erheblich ab. Dieser Trend wird noch dadurch verstärkt, dass basischen Gesteine in den tieferen Lagen bereits bei Raumtemperatur deutlich kleinere Leitfähigkeiten als die sauren Gesteine der Oberkruste haben. Ausserdem ist in der Oberkruste wegen der niedrigen Drücke deren kompensierende Wirkung relativ gering. Bei den Temperaturen der mittleren Kruste ist die temperaturbedingte Abnahme der Wärmeleitfähigkeit bereits wesentlich niedriger. Ferner weisen die hier vertretenen Gesteine eine geringere Temperaturabhängigkeit auf. Dadurch kompensiert bei einer mittleren Geotherme der Druckeffekt den Temperatureinfluss etwa zwischen 20 und 30 km Tiefe, so dass eine annähernd konstante Wärmeleitfähigkeit resultiert. In der Unterkruste ist der Einfluss der Temperatur auf den Phononenleitfähigkeitanteil gering. Dafür wird der mit steigender Temperatur wachsende Strahlungsanteil bereits merklich. Zusammen mit dem ebenfalls positiven Druckeffekt ergibt sich ein leichter Anstieg der Wärmeleitfähigkeit mit steigender Tiefe. Ein drastischer Anstieg tritt an der Kruste-Mantel-Grenze infolge der hohen Wärmeleitfähigkeiten der stark olivinhaltigen Ultrabasite auf, deren hohe Werte auch noch bei hohen Temperaturen erhalten bleiben. Infolge der hohen Drücke und der hohen Druckkoeffizienten der Peridotite ist die Druckkorrektur relativ hoch. Zusammenfassend gesehen, nimmt die Wärmeleitfähigkeit in der Oberkruste stark ab (etwa 35 %), durchläuft je nach Geotherme in der mittleren bis unteren Kruste ein sehr flaches Minimum und steigt dann an der Moho abhängig vom Olivinegehalt rasch um etwa 60 % an. Es sei noch darauf hingewiesen, dass diese Ergebnisse relativ unabhängig von den Annahmen über den Gesteinsbestand in der mittleren und unteren Kruste sind, weil sich die thermischen Transporteigenschaften und ihre Temperaturabhängigkeit für die meisten hochmetamorphen basischen Gesteine wenig unterscheiden, insbesondere in dem interessierenden Bereich hoher Temperaturen. Nach Literaturdaten und wenigen eigenen Ergebnissen würde insbesondere eine Berücksichtigung gabbroider Gesteine in der Unterkruste zu keinen wesentlichen Unterschieden führen.

Danksagung

Die oben dargestellten Untersuchungen wurden bereits im Zentralinstitut für Physik der Erde begonnen und dann im GeoForschungsZentrum Potsdam weitergeführt. Ich danke allen Kollegen, die an diesen Institutionen meine dienstlichen Vorgesetzten waren, für die verständnisvolle Förderung meiner Arbeiten und für ihre Geduld in den Zeiträumen, in denen experimentelle Durststrecken zu durchstehen waren. An einem grossen Teil der Hochdruckuntersuchungen waren die Diplomphysiker W. Gutzeit und S. Raab beteiligt. Viele Messungen wurden von Frau G. Regenstein, Frau S. Lachmann, Herrn A. Ebert und Frau C. Karger durchgeführt. Der grösste Teil der experimentellen Aufbauten wurde in der Hochdruckentwicklungswerkstatt unter Leitung von Herrn H. Witzki angefertigt. Allen diesen Personen bin ich zu sehr grossem Dank verpflichtet. Ich bitte gleichzeitig um Nachsicht bei den Kolleginnen und Kollegen, die auch erhebliche Beiträge geleistet haben, aber im Vergleich zu den oben Genannten nur über kürzere Zeiträume oder mehr randlich involviert waren, z. B. bei präparativen und analytischen Arbeiten. Auch ihnen möchte ich meinen Dank abstatten, erkläre aber mein Unvermögen, eine komplette Liste zustande zu bringen, die allen Beteiligten gerecht wird.

Einige Untersuchungen wurden in Kooperation mit Kollegen von anderen Institutionen durchgeführt: Die Untersuchungen an einem Teil der finnischen Granulite und Enderbite mit Dr. I. Kukkonen und Dr. J. Jokkinen vom Geological Survey of Finland, die Untersuchungen an Peridotiten in Zusammenarbeit mit Prof. D. Mainprice, Dr. A. Tommasi und B. Gibert vom Laboratorium für Tektonophysik der Universität Montpellier.

6. Literaturverzeichnis

- Andersson, P.; Ross, R. G.; Slack, G. A. : Thermal conductivity under pressure and through phase transitions in solid alkali halides. *Physica*, 1986; 163-164
- Aronson, J. R.; Bellotti, L. H.; Eckroad, S. W.; Emsli : Infrared spectra and radiative thermal conductivity of minerals at high temperatures. *J. Geophys.Res.*,1970, 75; 3443-3456
- Baekstroem,G.: Thermophysical properties of solids under pressure. *High temp.-high press.* 1985, 17;185-199
- Beck, A.E.; Darbha, O.M.; Schloessin, H.H.: Lattice conductivities of single-crystal and polycrystalline materials at mantle pressures and temperatures. *Phys. Earth Planet. Inter.* 1978, 17; 35-53
- Berman, R.: *Thermal conduction in solids.* Clarendon Press 1976
- Birch, F.; Clark, H.: Thermal conductivity of rocks and its dependence upon temperature and composition. *Amer. J. Sci.* 1940, 238; 529-558,613-635
- Bridgman, P. W.: The thermal conductivity and compressibility of several rocks under high pressure. *Amer. J. Sci.* 1924, 7, 81-102
- Brewster, M.Q.:*Thermal radiative transfer and properties.* Wiley, New York 1992
- Buntebarth, G.: Thermal properties of KTB Oberpfalz VB core samples at elevated temperature and pressure. *Scientific Drilling* 1991, 2, 73-80
- Cabannes,F.: Thermal conductivity and emissivity of oxide ceramics at high temperatures. *High Temp.-High Pressure* 1976, 8: 155-166
- Carslaw, H.S., Jaeger, J.: *Conduction of heat in solids.* Oxford University Press, London 1959
- Cermak, V.: Lithospheric thermal regime in Europe. *Phys. Earth Planet. Inter.*,1993, 79,179-193
- Cermak, V., Haenel, R.: *Geothermics and Geothermal Energy.* Schweizerbartsche Verlagsbuchh., Stuttgart 1982
- Cermak, V., Rybach, L.: Thermal conductivity and specific heat. *Landolt-Boernstein :Numerical data and functional relationships in science and technology. Physikalische Eigenschaften der Gesteine (Ed.Angenheister).* 1982 Bd V la,305-343, Springer Berlin
- Chapman, D. S., Furlong, K. P. Thermal state of the continental crust. In: *Continental lower Crust.* D.M.Fountain 1992, 179-199
- Cheng, S. X.; Li, Z. L.; Ge, X. S.; Li, J. A.; Zhang, Y.: In-situ measurements of the effective thermal conductivity of oil-sandstone samples under simulated conditions. *High Temp.-high Pressure* 1990, 22; 641-648
- Chopelas, A.: Thermal properties of forsterite at mantle pressures derived from vibrational spectroscopy. *Phys. Chem. Miner.* 1990, 17; 149-156

- Clauser, C.: Opacity-the concept of radiative thermal conductivity. Handbook of terrestrial heat-flow density determination. 1988 Haenel, R., Rybach, L., Stegena
- Clauser, C., Huenges, E.: Thermal conductivity of rocks and minerals. AGU Handbook of physical constants 1995, Vol 3, 105-125
- Dietrich, P.; Amdt, J.: Effects of Pressure and Temperature on the Physical Behaviour of Mantle-Relevant Olivine, Orthopyroxene and Garnet.. In: High-Pressure Researches in Geoscience, Edit. W. Schreyer 1982, Bd.:S. 293-320
- Debye, P.: Vortraege ueber die kinetische Theorie der Materie und Elektrizitaet. Verlag Teubner, Berlin 1914
- Dortman, N.B.: Fiziceskie svoistva gornych porod i poleznych izkopaemych. Verlag Nedra, Moskau 1976
- Dreyer, W.: Materialverhalten anisotroper Festkoerper. Springer Wien,NewYork 1974
- Dugdale, J.S., McDonald, D.K.C.: Lattice thermal conductivity. Phys. Rev. 1957, 98; 1751-1752
- Durham, W. B.; Mirkovich, V. V.; Heard, H. C.: Thermal diffusivity of igneous rocks at elevated pressure and temperature. J. Geophys. Res. 1987, 92; 11615-11634
- Dury, M. I., Allen, V. S., Jessop, A. M.: The measurement of thermal diffusivity of rock cores. Tectonophys. 1984, 103; 321-333
- Dzhavadov, L. N.: Measurement of thermophysical properties of dielectrics under pressure. High temp.-high press. 1975, 7; 49-54
- Emirov, S. N., Zomaeva, T. A., Askorov, S. Ja.: Waermeleitfaehigkeit von Sandsteinen bei den Bedingungen von von hohem Druck , Temperatur und Fluidsaettigung. Geophys. .J. (Kiev) 1997, 19, 68-71, Nr.2
- Ecsady, D.J.: Theory of thermal conduction. In: P.G. Klemens, T.K. Chu: Thermal conductivity 14. Plenum Press New York 1976
- Eucken,A.: Über die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit fester Nichtmetalle. Ann. Physik 1911, 34; 185 -221
- Fujisawa, H., Fujii, N., Mizutani, H., Kanamori, H., Thermal diffusivity of Mg₂SiO₄ and NaCl at high pressures and temperatures. J. Geophys. Res. 1968, 73; 4727-4733
- Fukao, Y., Mizutani, H, Uyeda, S.: Optical absorption spectra at high temperatures and radiative thermal conductivity of olivines. Phys. Earth Planet. Inter. 1968, 1; 57-62
- Gobbe, C., M. Quintard : Macroscopic description of unsteady heat transfer in heterogeneous media. HT-HP 1994, 26,1-14
- Gurevick, V. L.: Transport in Phonon Systems. North-Holland 1986, 409

- Haenel, R., Rybach, L., Stegena, L. (Edits): Handbook of terrestrial heat-flow density determination Kluwer Academic Publ., Dordrecht 1988
- Hanley, E. J.; Dewitt, D. R.; Roy, R. F.: Thermal diffusivity of eight well-characterized rocks for the temperature range 300-1000 K. *Engin. geol.* 1978, 12; 31-47
- Heuze, F. E.: High-temperature mechanical, physical and thermal properties of granitic rocks-a review. *Intern. J. Rock Mechan. Min. Sci.* 1983, 20(1); 3-10
- Hofmeister, A. M.: Mantle values of thermal conductivity and the geotherm from phonon life times. *Science* 1998, 283; 1699-1718
- Holt, J.B.: Thermal diffusivity of olivine. *Earth Planet. Sci. Letters* 1975, 27; 404-408
- Horai, K.: Thermal conductivity of rock-forming minerals. *J. Geophys. Res.* 1971, 76; 1278-1306
- Horai, K., Simmons, G.: An empirical relationship between thermal conductivity and Debye temperature for silicates. *J. Geophys. Res.* 1970, 75; 978-982
- Horai, K., Simmons, G., Kanamori, H., Wones, D.: Thermal diffusivity, conductivity and thermal inertia of Apollo 11 lunar material. *Proc. Apollo 11 lunar sci. conf.* 1970, 3; 2243-2249
- Horai, K.; Susaki, J.: The effect of pressure on the thermal conductivity of silicate rocks up to 13 kbar. *Phys. Earth Planet. Inter.* 1989, 55; 292-305
- Horn, F.; Wilski, H.: Messung der Temperaturleitfähigkeit mit Hilfe von zylindrischen Waermewellen. *Chemie-Ing.-Techn.* 1963, 35; 19-25,
- Huenges, E., G. Zoth: KTB Oberpfalz VB. Temperature, Thermal Conductivity and Heat Flow Density. *Scient. Drilling* 1991, 2, 81-89
- Hurtig, E.; Brugger, H.: Waermeleitfähigkeitsmessungen unter einaxialem Druck. *Tectonophys.* 1970, 10; 67-77
- Jahnke; Emde; Lösch: Tafeln höherer Funktionen. B.G. Teubner, Stuttgart 1960
- Kanamori, H.; Fujii, N.; Mizutani, H.: Thermal diffusivity measurement of rock-forming minerals from 300 to 1100 K. *J. Geophys. Res.* 1968, 73; 595-605
- Katsura, T.: Thermal diffusivity of olivine under upper mantle conditions. *Geophys. J. Intern.* 1995, 122(1): 63-69
- Kawada, K.: Variation of thermal conductivity of rocks. 2. *Bull. Earthqu. Res. Institute Tokyo University* 1966, 44, 1071-1078
- Kawada, K.: Variation of thermal conductivity of rocks 1. *Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo University* 1964, 4, 632-647
- Kerrisk, J. F.: Thermal diffusivity of heterogeneous materials I. *J. appl. phys.* 1971, 42; 267-

- Kerrisk, J. F.: Thermal diffusivity of heterogeneous materials II. Steady state approximation. *J. appl. Phys.* 1972, 43; 112-117
- Kieffer, S. W.: Lattice thermal conductivity within the earth and considerations of a relationship between the pressure dependence of the thermal diffusivity and the volume dependence of the Grueneisen parameter. *J. Geophys. Res.* 1976, 81, 17, 3025-3030
- Kieffer, S. W.: Thermodynamics and lattice vibrations of minerals: Applications to phase equilibria, isotopic fractionation, and high-pressure thermal conductivity. *Rev. geophys. space phys.* 1982, 20; 827-849
- Kieffer, S. W.: Thermodynamics and lattice vibrations of minerals: Application to chain and sheet silicates and orthosilicates. *Rev. geophys. space phys.* 1980, 18; 862-886
- Klemens, P. G.: Theory of the thermal conductivity of solids. In: *Thermal conductivity*, Edit. R.P. Tye 1969, Bd. 1; 2-65
- Klemens, P. G.: Theory of thermal conductivity of solids at high temperatures. *High temp.-high pressure* 1983, 15, 249-254
- Klemens, P.G.: Theory of heat conduction in nonstoichiometric oxides and carbides. *High Temperature-High Pressure* 1985, 17; 41-45
- Kobayashi, Y.: Anisotropy of thermal diffusivity in olivine, pyroxone and dunite. *J. Phys. Earth* 1974, 22; 359-373
- Kreith, F.: Principles of heat transfer. 3th edition. Intext New York-London 1973
- Kukkonen, I.T., Jokinen, J., Seipold, U.: Temperature and Pressure dependencies of thermal transport properties of rocks: Implications for uncertainties in thermal lithosphere models and new laboratory measurements of high-grade rocks in the central Fennoscandian shield. *Surveys Geophys.* 1999, 20; 33-59
- Kurbanov, A.A.: Waermeleitfaehigkeit von gas-, wasser- und oelgesaettigten Gesteinen bei den Bedingungen tiefer Schichten (in russian). *Fizika Zernli* 1988, Nr. 9, 107-112
- Lebedev, T. S.; Shapoval, V. I.: Thermal characteristics of some rocks under various p-T-conditions. In: *Physical properties of the mineral system of the earth's interior*, pp. 65-70 . Edits A. Kapicka, V. Kropacek, Z. Pros. *Geophys. Institute Prague* 1973
- Lebedev, T. S.; Shapoval, V. I.; Pravdivyi, A. A.: Thermal properties of rocks under crustal temperatures and pressures (in russian). *Geofiz. Zh.* 1984, 6, 251-224
- Lebedev, T.S., Shapoval, V.I., Pravdivy, A.A.: Thermische Parameter von Gesteinen bei den thermobarischen Bedingungen der Erdkruste.(in russ). *Geophys. Zh.* 1984, 6,Nr.2, 32-38
- Lebedev, T.S., Shapoval, V.I., Pravdivy, A.A. : Waermephysikalische Messungen minerali-

scher Stoffe bei hohen Drucken und Temperaturen (in russian). Geofiz. Zh. 1979 1, Nr.2, 32-38

Lebedev, T.S., Shapoval, V.I., Pravdivy, A.A.: Thermal properties of the lithospheric matter under high pressure and temperature. In: Geothermics and Geothermal Energy 1982, 133-139

Leibfried, G.: Gittertheorie der mechanischen und thermischen Eigenschaften der Kristalle Handbuch Phys. Bd.7, 1955; 104-324

Leibfried, G.; Schloemann, E.: Waermeleitung in isolierenden Kristallen. Mathem.-phys. Klasse. Nachr. Akad. Wiss 1954, Ila; 71

Lipaev, A. A.: Thermophysical investigations in petrophysics. University of Kasan 1993, 1-146

Lubimova, E. A.; Maslennikov, V. N.; Ganiev, I. K.: Thermal conductivity of dry, wet and oil-saturated rocks at slightly high temperature and pressure. Geophys. Res. Bullet. 1977, 15; 59-66

MacPherson, W.R., H.H. Schloessin: Apparent lattice and radiative thermal conductivity at temperatures from 300 to 1500 K and pressures up to 5.6 GPa: results for MgO and NaCl. High Temp.-High Pressure 1983, 15, 495-509

MacPherson, W.R.; Schloessin, H.H.: Lattice and radiative thermal conductivity variations through high p, T- polymorphic structure transitions and melting points. Phys. Earth Planet.Inter. 1982, 29; 58-68

Madarasz, F. L.; Klemens, P.G.: Reduction of lattice thermal conductivity by point defects at intermediate temperatures. Int. J. thermophys. 1987 8; 257-262

Magnitzki, V.A., Petrunin, G.I., Jurtschak, R.P.: Verlauf der Temperaturleitfaehigkeit einiger Feldspate und Plagioklase bei Temperaturen 300-1200 K (in russian). Dokl. Akadem. Nauk SSSR 1971, 199, Nr.5, 1058-1060

Mebed, M.N.: Thermal properties of rocks at high temperatures. High Temp.-High Pressure 1983, 15; 113-128

Mirkovich, V. V.: Thermische Probleme bei der Lagerung radioaktiver Abfalle. High Temp.-High Pressure 1983, 15, 265-276

Mirkovich, V. V.: Thermomechanical stability of underground installations: significance of the thermophysical properties of rocks. High Temp.-High Press. 1981, 13; 89-96

Mirkovich, V. V.; Durham, W. B.; Heard, H. C.: Measurement of thermal diffusivity of rocks at high pressure. High Temp.-High Pressure 1983, 15; 255-264

Moisseenko, U. I., Solovjeva, S.A., Kutolin, V.A.: Thermal conductivity of granite at high temperatures (in russian). Dokl. Akad. Nauk SSSR 1965, 165, Nr.3, 670-671

- Mooney, D. L.; Steg, R. G.: Pressure dependence of the thermal conductivity and ultrasonic attenuation of nonmetallic solids. *High temp.-high press.* 1969, 1; 237-240
- Morin, R.; Silva, A. J.: The effects of high pressure and high temperature on some physical properties of ocean sediments. *J. Geophys Res.* 1984, 89; 511-526
- Oelsner, C.; Knothe, C.: Temperatur-Tiefenprofil, abgeleitet aus tiefenseismischen Daten. *Veroeff. Zentr. Inst. Phys. d. Erde* 1975, 31; 365-371
- Petrudin, G. I.; Popov, V. G.: Besonderheiten des Temperaturverlaufs der Gitterwaermeleitfaehigkeit der mineralischen Materie der Erde (in russian). *Izv. akad. nauk SSSR, fizika zemli* 1994, Nr.7/8 35-41
- Petrudin, G. I.; Popov, V. G.: Thermal properties of rocks drilled from the Kola peninsula ultra- deep hole. *Izv. akad. nauk SSSR, fizika zemli* 1988 24
- Petrudin, G. I.; Popov, V. G.: Einfluss der Serpentinisierung auf die thermischen Eigenschaften von Ultrabasiten (in russian). *Izv. akad. nauk SSSR, fizika zemli* 1981,Nr 4; 18-24
- Petrudin, G. I.; Popov, V. G.: Teplovije svoistva kvarcoderjaschich gornych porod.(Thermal properties of quartz containing rocks). *Izv. akad. nauk SSSR, fizika zemli* 1983, Nr 3, 75-81
- Pitt, G. D., Tozer, D. C.: Radiative heat transfer in dense media and its magnitude in olivines and some other ferromagnesian minerals under typical upper mantle conditions. *Phys. Earth Planet. Inter.* 1970, 2; 189-199
- Pitt, G. D.;Tozer, D. C.: Optical absorption measurements on natural and synthetic ferromagnesian minerals subjected to high pressures. *Phys. Earth Planet. Inter.* 1970, 2; 179-188
- Pomeranchuk, I.: On the thermal conductivity of dielectrics. *Phys. rev.* 1941, 60; 820-821
- Popov, Yu.A; Berezin, V.V.; semjenov, V.G.; Korostelev, V.M.: Exhaustive detailed studies of rocks based on a moving point source. *Izv. Acad. Sci. USSR, Phys. Solid Earth* 1985, 1; 88-96
- Popov, Yu.A; Berezin, V.V.; Solovyev, G.A.; Romush: Thermal conductivity of minerals. *Izvestiya, Earth Physics* 1987, 23; 245-253
- Pribnow, D., C.F. Williams, J. H. Sass, R. Keating: Thermal conductivity of water saturated rocks from the KTB pilot hole at temperatures of 25 to 300 C. *Geophys. Res. Letters* 1996, 23, 391-394
- Ratsifaritana, C. A.; Klemens, P. G.: Scattering of phonons by vacancies. *Int. J. Thermophys.* 1987, 8; 737-751
- Ross, R. G.; Andersson, P.; Sundqvist, B.; Baeckstroem, G.: Thermal conductivity of solids and liquids under pressure. *Rep. prog. phys.* 1984, 47; 1347-1402
- Roufosse, M. C.; Jeanloz, R.: Thermal conductivity of minerals at high pressure: The effect of

phase transitions. *J. Geophys. Res.* 1983, 88; 7399-7409

Roufosse, M., Klement, P.G.: Lattice thermal conductivity of minerals at high temperatures. *J. Geophys. Res.* 1974, 79, 703-705

Roy, R. F.; Beck, A. E.; Touloukian, Y. S.: Thermophysical Properties of Rocks. In: *Physical Properties of Rocks and Minerals*. Edits Y.S. Touloukian, W.R. Judd, W.F. Roy 1981, 409-502

Sakwarelidse, E. A.: Thermophysikalische Eigenschaften von Gesteinen im Temperaturintervall 20-500 C (in russian). In: *Teplovije potoki iz kory i verchnich mantiya*, 1973; 125-136.

Schaermeli, G.H.: Identification of radiative thermal conductivity of olivine up to 25 kbar and 1500 K. *High pressure in science and technology*. Edits K.D. Timmerhaus and M.S. Barber, 1979, Plenum Press New York/London

Schaermeli, G.H.: Anisotropy of olivine thermal conductivity at 2,5 GPa and up to 1500 K measured on optically non thick samples. In: *High Pressure Researches in Geoscience*. Edit. W. Schreyer. 1982 Schweizerbarthsche Verlagsbuchhandlung Stuttgart

Schatz, J. F.; Simmons, G.: Thermal conductivity of earth materials at high temperatures. *J. Geophys. Res.* 1972, 77; 6966-6983

Schilling, F.: *Petrophysik, ein mineralogischer Ansatz*. Habilitationsschrift FU Berlin 1998

Schloessin, H.H., Z. Dvorak: Anisotropic lattice thermal conductivity in enstatite as a function of pressure and temperature. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 1972, 27, 499-516

Schloessin, H.H., A.E. Beck: On the temperature and pressure dependence of the lattice thermal conductivity of enstatite. *EOS Trans. AGU* 1970, 51, 420-425

Schwab, R. G.: Was wissen wir ueber die tieferen Lagen der Erde? *Angewandte Chemie* 1974, Bd.13; 580

Seipold, U., W. Gutzeit: Untersuchungen der Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit einiger Gesteine. *Gerl. Beitr. Geophys. Leipzig* 83 (1974) 498-504

Seipold, U., W. Gutzeit, D. Stromeyer: Application of pulse measuring techniques with cylindrical sample symmetry for determining the thermal conductivity. In: *Physical Properties of Rocks and Minerals under extreme p-T-Conditions*. Edits. H. Stiller, M.P. Volarovich. Akademie-Verlag Berlin 1979, pp155-162.

Seipold, U., W. Gutzeit: Measurements of the thermal properties of rocks at extreme conditions. *Phys. Earth Planet. Inter.* 22 (1980) 272-276

Seipold, U., R. Engler: Investigation of the thermal diffusivity of jointed granodiorites under uniaxial load and hydrostatic pressure. *Gerl. Beitr. Geophys.* 90 (1981) 65-71.

Seipold, U., W. Gutzeit: The distribution of the thermal diffusivity in the crust. *Phys. Earth Planet. Inter.* 29 (1982) 69-72

Seipold, U.: Simultaneous measurements of thermal diffusivity and conductivity under high pressure by thermal pulses of finite length. *High Temp.-high Pressure* 20 (1988) 609-613

Seipold, U.: Messungen von Wärme- und Temperaturleitfähigkeit an Gesteinsproben bei extremen Bedingungen. *Freiberger Forschungshefte C433*, 1988, 123-127

Seipold, U.: Physical mechanisms affecting the temperature dependence of thermal transport properties of rock samples. In: *High pressure investigations in geoscience*. Edit. H. Stiller. Akademie-Verlag Berlin 1989, pp127-131.

Seipold, U.: The effect of the α - β -transition on the thermal diffusivity of quartz-containing rocks. In: *High pressure investigations in geoscience*. Edit. H. Stiller. Akademie-Verlag Berlin 1989, pp219-222.

Seipold, U.: Pressure and temperature dependence of thermal transport properties for granites. *High Temp.-high Pressure* 22 (1990) 541-548

Seipold, U.: Depth dependence of thermal transport properties for typical crustal rocks. *Phys. Earth Planet. Inter.* 69 (1992) 299-303

Seipold, U.: Determination of the thermal transport properties of amphibolites at high pressure and high temperatures. *KTB-Report* 93-2,305-309

Seipold, U.: Methods of measurements of the anisotropy of thermal conductivity at high pressure. *Ann. Geophys.* 12, Suppl.1, C103.

Seipold, U.: The variation of the thermal transport properties in the Earth's crust. *J. Geodynam.* 20 (1995) 145-154.

Seipold, U.: Measurement of thermal conductivity and thermal diffusivity of serpentinites at high pressure up to 500 MPa. *High Temp.-High Pressure* 28 (1996) 147-155.

Seipold, U.: Temperature dependence of thermal transport properties of crystalline rocks-a general law. *Tectonophysics* 291 (1998) 161-171

U. Seipold, E. Huenges: Thermal properties of gneisses and amphibolites-high pressure and high temperature investigations of KTB-rock samples. *Tectonophysics* 291 (1998) 173-178

U. Seipold, H.-J. Müller, P. Tuisku: Principle differences in the high pressure behaviour between thermal and elastic properties of rocks. *Phys Chem.Earth* 23, Nr 3,1998,357-360

Seipold, U.: Pressure dependence of thermal conductivity of rocks. In: *High Pressure Food Science, Bioscience and Chemistry*. Edit. N.S. Isaacs, pp.474-480, The Royal Society of Chemistry 1998

Seipold, U., Raab, S.: A method to measure thermal conductivity and thermal diffusivity under pore and confining pressure. *Phys. Chem. Earth.(A)*2000, 25, 2,183-187

Seipold, U.: Investigations of the thermal transport properties of amphibolites I: Pressure Dependence. *High Temp.- High Pressure* 33, 2001, in press.

Shankland, T.J.: Pressure shift of infrared absorption bands in minerals and the effect on radiative heat transport. *J. Geophys. Res.* 1970 75, 409-415

Shankland, T.J., Nitzan, U., Duba, A.G.: Optical absorption and radiative heat transport in olivine at high temperature. *J. Geoph. Res.* 1979, 84, 1603-1610

Shapoval, V.I., T.S. Lebedev, U. Seipold, A.A. Pravdivy: Untersuchungen der thermischen Eigenschaften einiger Gesteine des Ukrainischen Schildes bei hohen Drücken. *Gerl. Beitr. Geophys.* 90 (1981) Nr.5, 392-396

Sibbitt, W. L.; Dodson, J. G.; Tester, J. W.: Thermal conductivity of crystalline rocks associated with energy extraction from hot dry rock geothermal systems. *J. Geophys. Res.* 1979, 84; B3,1117-1124

Siegel, R., Howell, J.R.: *Thermal radiation heat transfer.* McGraw-Hill, New York 1972

Siegesmund, S.: Modelling of thermal conductivity observed in paragneises of the KTB pilot hole. *Sci. Drilling* 1994, 4, 207-213

Slack, G. A.: Thermal conductivity of nonmetallic crystals. *Solid state physics* 1979, 34; 3-71

Slack, G. A.; Ross, R. G.: Thermal conductivity under pressure and through phase transitions in solid alkali halides: II. Theory. *J. phys. c: solid state phys.* 1984, 18; 3957-3980

Stiller, H., H. Vollstädt, U. Seipold: Investigations of thermal and elastic properties of rocks by means of a cubic press. *Phys. Earth Planet. Inter.* 17 (1978) 31-34

Sorokin, Ju.A., L.N. Dzavadov, Ju. S. Genshaft: Temperaturleitfähigkeit von Kalzit, Hornblende und kristallinen Schiefen bei Drücken bis 8 GPa (in russian). *Fizika zemli* 1982 Nr.4, 88-92

Staudacher, W.: Die Temperaturleitfähigkeit von natuerlichen Olivinen bei hohen Drücken und Temperaturen. *Zeitsch. Geophys.* 1973, 39, 979-983

Stein, J.; Shankland, T.; Nitzan, M.: Radiative thermal conductivity in obsidian. *J. Geophys. Res.* 1981, 86; 3684-3688

Suzuki, K.; Kinoshita, H.: Effect of hydrostatic pressure on the thermal conductivity of ocean sediments. *Zisin. J. seismol. soc. Japan* 1988, 41; 267-269

Tkatsch, G. F.; Jurtschak, R. P.: Messung der thermischen Parameter von Gesteinen in einem breiten Temperaturbereich (in russ.). *Fiz. zemli* 1972, 5; 81-83

- Tommasi, A., Gibert, B., Seipold, U., Mainprice, D.: Anisotropy of thermal diffusivity in the upper mantle. *Nature* 2001, 411, 783-786
- Van der Sande, J. W.; Pohl, R. O.: Negligible effect of grain boundaries on the thermal conductivity of rocks. *Geophys. Res. Lett.* 1982, 9; 820-822
- Wall, H. de: Die Gefuege der Paragneise in der KTB Vorbohrung und ihr Einfluss auf gesteinsphysikalische Eigenschaften. Thesis, University Goettingen 1991
- Wall, H. de, E. Huenges, K. Weber: Untersuchungen zur Richtungsabhaengigkeit der Waermeleitfaehigkeit an Paragneisen der KTB-Vorbohrung. KTB-Report 92-4; 1992, 85-99
- Walsh, J. B.; Decker, E. R.: Effect of pressure and saturating fluid on the thermal conductivity of compact rocks. *J. Geophys. Res.* 1966, 71; 3053-3061
- Yukutake, H. : Anisotropic thermal diffusivity of quartz at high pressures and temperatures. *J. Phys. Earth* 1974, 22; 299-312
- Zaug, J., Abramson, E., Brown, J.M., Slutzki, J.L.: Elastic constants, equations of state and thermal diffusivity at high pressure. In: High-pressure research, applications to Earth and Planets 1992
- Zoth, G., Haenel, R.: Thermal conductivity. In: Handbook of terrestrial heat-flow determination. Edits R. Haenel, L. Rybach, L. Stegena. Schweitzerbartsche Verlagsbuchhandlung Stuttgart 1988, 449-466

Anhang

Struktur und Inhalt der Datenbank Petrophysics 97

Die Datenbank Petrophysics 97 enthält für alle oben behandelten Gesteinsproben die originalen, unbearbeiteten Messwerte sowie die Probencharakterisierung und den Fundort. Ausserdem sind einige Proben zusätzlich enthalten, die thematisch nicht in die obige Darstellung passten. Für die KTB-Proben ist keine detaillierte Charakterisierung angegeben, da diese ausführlich in den KTB-Dokumentationen zur Verfügung steht (siehe die KTB-Reports). Die Datenbank steht zur Nutzung im GFZ zur Verfügung.

Datenbank Petrophysics 97

(in ACCESS 97, Umfang etwa 8 MB)

1. Tabelle Proben

Felder: Satznr

Probennr

Probenname

Schluessel

Gestein

Probenart

Probennehmer

Region

Aufschluss

Ort

Teufe

Bearbeiter

2. Tabelle Probencharakterisierung

Felder: Probennr

Probenname1

Gestein

Petrographie

Mineralbestand

3. Tabelle Normalwerte

Felder: Probennr

Probenname2
WLF-Standard
WLF-T-extrapoliert
WLF-p-extrapoliert
TLF-T-extrapoliert
TLF-p-extrapoliert
Dichte
Porosität

4. Tabelle Messreihen

Felder: Probennr

Probenname3

Wärme- und Temperaturleitfähigkeit als Funktion der Temperatur (EXCEL-
Tabellen der Originalmesswerte für alle Proben.)

Wärme- und Temperaturleitfähigkeit als Funktion des Druckes (EXCEL-Tabellen
der Originalmesswerte für alle Proben)

Anhang

Tabellen

Tabelle 1

Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit Granite

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | | Fit mit WLF4 | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | |
|-------------|--------------|----------|------|--------|-------|--------------|-------|-------|-------|--------------|-------|------|------|------|-------|--------|
| | A | B in E-4 | | B/A*E4 | | E | F | | | a | b*E4 | | c*E9 | | Range | |
| E85-23 | 0,201 | 0,014 | 3,98 | 0,30 | 19,80 | -77,8 | 3,5 | 0,568 | 0,009 | 0,147 | 0,034 | 5,77 | 0,9 | 1,23 | 0,21 | 970 K |
| E85-26 | 0,130 | 0,011 | 5,27 | 0,26 | 40,54 | -95,7 | 3,4 | 0,598 | 0,009 | 0,112 | 0,034 | 5,88 | 0,91 | 0,4 | 0,205 | 1020 K |
| E85-29 | 0,129 | 0,008 | 5,41 | 0,19 | 41,94 | -102,9 | 3 | 0,620 | 0,008 | 0,076 | 0,028 | 7,12 | 0,81 | 0,9 | 0,301 | 780 K |
| E85-34 | 0,231 | 0,004 | 3,80 | 0,08 | 16,45 | -72,7 | 3,1 | 0,579 | 0,007 | 0,236 | 0,021 | 3,79 | 0,5 | 0,22 | 0,1 | 1070 K |
| E85-39 | 0,284 | 0,060 | 1,28 | 0,13 | 4,51 | -28,4 | 2,5 | 0,409 | 0,006 | 0,279 | 0,033 | 1,42 | 0,82 | 0,08 | 0,43 | 920 K |
| E85-43 | 0,130 | 0,008 | 4,87 | 0,20 | 37,46 | -87,9 | 4,3 | 0,562 | 0,012 | 0,058 | 0,025 | 7,1 | 0,7 | 1,38 | 0,17 | 970 K |
| Z6.1 | 0,253 | 0,010 | 4,10 | 0,21 | 16,21 | -80,8 | 4,7 | 0,633 | 0,012 | 0,236 | 0,013 | 4,71 | 0,29 | 0,43 | 0,036 | 1200 K |
| Lgran | 0,214 | 0,013 | 5,50 | 0,30 | 25,70 | -104,1 | 4,6 | 0,714 | 0,012 | 0,123 | 0,021 | 8,36 | 0,65 | 1,03 | 0,19 | 720 K |
| Mittelwert | 0,197 | 4,28 | | 25,33 | | -81,3 | 0,585 | | | | | | | | | |
| mittl. Abw. | 0,050 | 0,99 | | 11,08 | | 16,4 | 0,056 | | | | | | | | | |

Tabelle 2

Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit

Granite

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | T-Range |
|-------------|--------------|--------|--------|------|-------|--------------|------|------|------|--------|-------|---------|
| | A*E2 | B * E4 | B/A*E2 | | | a*e2 | b*E4 | | c*E9 | | | |
| E85-23 | -0,76 | 0,19 | 3,54 | 0,05 | -4,66 | -1,66 | 0,49 | 3,81 | 0,14 | 0,304 | 0,172 | 970 K |
| E85-26 | -1,47 | 0,25 | 3,11 | 0,07 | -2,12 | -2,16 | 0,38 | 3,30 | 0,11 | 0,158 | 0,179 | 1020 K |
| E85-29 | -0,89 | 0,25 | 2,79 | 0,07 | -3,13 | -0,29 | 0,4 | 2,58 | 0,12 | -1,306 | 0,492 | 770 K |
| E85-34 | 1,76 | 0,14 | 3,34 | 0,04 | 1,90 | 1,27 | 0,25 | 3,48 | 0,07 | 0,204 | 0,054 | 1060 K |
| E85-39 | 1,67 | 0,39 | 2,81 | 0,09 | 1,68 | 1,36 | 0,68 | 2,90 | 0,18 | 0,180 | 0,300 | 910 K |
| E85-43 | -0,63 | 0,25 | 2,86 | 0,07 | -4,54 | -1,31 | 0,42 | 3,06 | 0,13 | 0,319 | 0,253 | 960 K |
| Z6.1 | 1,78 | 0,12 | 3,20 | 0,03 | 1,80 | 0,39 | 0,25 | 3,62 | 0,06 | 0,423 | 0,039 | 1200 K |
| Lgran | 0,40 | | 2,90 | | 7,25 | | | | | | | |
| Mittelwert | 0,23 | 3,07 | | | -0,23 | -0,34 | 3,25 | | | 0,040 | | |
| mittl. Abw. | 1,17 | 0,23 | | | 3,38 | 1,17 | 0,35 | | | 0,385 | | |

Tabelle 3: Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit

Granulite

| Probe | Fit mit WLF1 bis 850 K | | | | | Fit m. WLF4 bis 850 K | | | | Fit mit WLF2 | | | | | Range | |
|--------------------------------|------------------------|-------|--------|-------|-------|-----------------------|------|--------|-------|--------------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|
| | A | B*E4 | B/A*E4 | E | F | a | b*E4 | c*E9 | | | | | | | | |
| Sächsische Granulite, felsisch | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Gr85-11 | 0,325 | 0,006 | 2,91 | 0,12 | 8,95 | -64,6 | 2,3 | 0,615 | 0,005 | 0,291 | 0,011 | 3,88 | 0,25 | 0,295 | 0,046 | 1020 K |
| GR85-12 | 0,174 | 0,012 | 4,56 | 0,26 | 26,21 | -104,6 | 3,1 | 0,634 | 0,008 | 0,134 | 0,022 | 5,72 | 0,61 | 0,428 | 0,181 | 860 K |
| GR85-15 | 0,213 | 0,008 | 4,56 | 0,16 | 21,41 | -92,7 | 2,3 | 0,650 | 0,006 | 0,179 | 0,011 | 5,58 | 0,32 | 0,335 | 0,086 | 920 K |
| GR85-21 | 0,250 | 0,013 | 3,76 | 0,27 | 15,04 | -81,3 | 3,7 | 0,620 | 0,009 | 0,246 | 0,008 | 4,26 | 0,19 | 0,273 | 0,032 | 1060 K |
| GR85-29 | 0,300 | 0,011 | 3,33 | 0,20 | 11,10 | -72,4 | 2,8 | 0,617 | 0,007 | 0,276 | 0,013 | 3,99 | 0,33 | 0,313 | 0,08 | 920 K |
| GR85-33 | 0,304 | 0,012 | 3,80 | 0,24 | 12,50 | 85,2 | 2,6 | 0,684 | 0,006 | 0,255 | 0,016 | 5,2 | 0,4 | 0,372 | 0,072 | 960 K |
| GR1-3 | 0,293 | 0,009 | 3,55 | 0,19 | 12,12 | -79,0 | 1,4 | 0,646 | 0,003 | 0,234 | 0,009 | 5,24 | 0,23 | 0,516 | 0,034 | 1020 K |
| Mittelw. | 0,266 | 3,78 | 15,33 | -58,5 | 0,638 | 0,231 | 4,84 | 0,3617 | | | | | | | | |
| Abw. | 0,05 | 0,45 | 4,84 | 41,1 | 0,019 | 0,042 | 0,68 | 0,066 | | | | | | | | |
| Sächsische Granulite, mafisch | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Gr85-23 | 0,415 | 0,040 | 1,22 | 0,29 | 2,94 | -62,5 | 2,1 | 0,590 | 0,005 | 0,262 | 0,016 | 4,2 | 0,38 | 0,515 | 0,073 | 1020 K |
| GR85-24 | 0,454 | 0,002 | 0,32 | 0,03 | 0,71 | -7,7 | 0,76 | 0,487 | 0,001 | 0,44 | 0,02 | 0,713 | 0,554 | 0,139 | 0,236 | 820K |
| GR85-25 | 0,344 | 0,015 | 3,21 | 0,29 | 9,33 | -72,8 | 2,7 | 0,667 | 0,006 | 0,314 | 0,016 | 4,5 | 0,43 | 0,46 | 0,096 | 860 K |
| Mittelw. | 0,404 | 1,58 | 4,33 | -47,7 | 0,581 | | | | | | | | | | | |
| m. Abw. | 0,040 | 1,08 | 3,34 | 26,6 | 0,063 | | | | | | | | | | | |

Fortsetzung Tabelle 3

| Probe | A | B*E4 | B/A*E2 | E | F | a | b*E4 | c*E9 | Range | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|--------|------|-------|--------|------|-------|-------|-------|-------|------|------|-------|-------|----------|
| Finnische mafische Granulite | | | | | | | | | | | | | | | | |
| JJ2 | 0,373 | 0,01 | 2,28 | 0,09 | 6,11 | -52,3 | 1,8 | 0,604 | 0,004 | 0,323 | 0,015 | 3,76 | 0,39 | 0,474 | 0,091 | 870/1160 |
| JJ4 | 0,38 | 0 | 1,27 | 0,06 | 3,34 | -31,3 | 0,9 | 0,513 | 0,002 | 0,336 | 0,003 | 2,55 | 0,07 | 0,531 | 0,017 | 980 K |
| JJ5 | 0,426 | 0,01 | 1,59 | 0,13 | 3,73 | -39,7 | 1,63 | 0,594 | 0,004 | 0,397 | 0,007 | 2,41 | 0,15 | 0,228 | 0,025 | 1120 K, |
| JJ6 | 0,378 | 0,01 | 1,26 | 0,13 | 3,33 | -36,3 | 2,2 | 0,52 | 0,004 | 0,282 | 0,007 | 3,9 | 0,17 | 0,92 | 0,033 | 1020 K |
| JJ8 | 0,475 | 0,01 | 0,768 | 0,16 | 1,62 | -24,6 | 2,9 | 0,567 | 0,006 | 0,417 | 0,009 | 2,4 | 0,22 | 0,465 | 0,041 | 1020 K |
| Mittelwert | 0,4064 | | 1,434 | | 3,63 | -36,8 | | 0,560 | | | | | | | | |
| Finnische Enderbite | | | | | | | | | | | | | | | | |
| JJ1/2 | 0,388 | 0 | 2,63 | 0,09 | 6,78 | -49,1 | 2,1 | 0,623 | 0,005 | 0,356 | 0,04 | 3,69 | 1,26 | 0,481 | 0,53 | 660 K |
| JJ7/2 | 0,432 | 0,04 | 2,43 | 0,09 | 5,63 | -51,0 | 0,4 | 0,664 | 0,003 | 0,392 | 0,006 | 3,63 | 0,17 | 0,374 | 0,046 | 780 K |
| Fin5 | 0,357 | 0,01 | 3,16 | 0,16 | 8,85 | -74,5 | 1,4 | 0,681 | 0,003 | 0,29 | 0,006 | 5,08 | 0,14 | 0,487 | 0,021 | 1020 K |
| Fin2B | 0,311 | 0 | 2,38 | 0,05 | 7,65 | -53,3 | 2,3 | 0,549 | 0,005 | 0,28 | 0,004 | 3,3 | 0,11 | 0,344 | 0,02 | 1120 K |
| Fin2C | 0,435 | 0,01 | 1,77 | 0,09 | 4,07 | -42,7 | 2,8 | 0,619 | 0,006 | 0,413 | 0,027 | 2,35 | 0,59 | 0,135 | 0,081 | 1160 K |
| Mittelw. | 0,3846 | | 2,474 | | 6,60 | -54,1 | | 0,627 | | | | | | | | |
| Fin6B | 0,256 | 0,01 | 4,92 | 0,13 | 19,22 | -107,7 | 3,1 | 0,744 | 0,008 | 0,203 | 0,006 | 6,46 | 0,16 | 0,373 | 0,021 | 1060 K |
| Px-granit | 0,189 | 0,01 | 2,86 | 0,22 | 15,13 | -70,3 | 2,4 | 0,490 | 0,006 | 0,119 | 0,02 | 4,69 | 0,47 | 0,759 | 0,095 | 1160 K |
| Werte für alle Granulite: | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Mittelwert | 0,340 | | 2,66 | | 9,350 | -53,9 | | 0,608 | | 0,293 | | 3,98 | | 0,419 | | |
| mittl. Abw | 0,071 | | 1,03 | | 5,260 | 26,3 | | 0,051 | | 0,069 | | 1,02 | | 0,130 | | |
| Werte der mafischen Granulite | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Mittelw. | 0,398 | | 1,87) | | 4,930 | -46,0 | | 0,591 | | 0,346 | | 3,27 | | 0,427 | | |
| m. Abw. | 0,039 | | 0,75 | | 2,270 | 14,4 | | 0,049 | | 0,052 | | 0,91 | | 0,141 | | |

Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit

Tabelle 5a Amphibolite

| Probe | Fit mit WLF1 bis 850 K | | | | | Fit mit WLF4 bis 850 K | | | |
|---|------------------------|-------|-------|------|--------|------------------------|-----|-------|-------|
| | A | dA | B*E4 | dB | B/A*E4 | E | dE | F | dF |
| KTB-Amphibolite | | | | | | | | | |
| 59A2 | 0,383 | 0,017 | 1,64 | 0,31 | 4,28 | -46,0 | 5,5 | 0,565 | 0,013 |
| 274D1mk | 0,356 | 0,006 | 1,45 | 0,12 | 4,07 | -37,3 | 1,4 | 0,511 | 0,000 |
| 296G1wk | 0,317 | 0,010 | 3,18 | 0,18 | 10,03 | -78,4 | 2,9 | 0,652 | 0,007 |
| 315C1ck | 0,400 | 0,018 | 1,06 | 0,33 | 2,65 | -26,7 | 3,8 | 0,511 | 0,008 |
| 617A1ap1 | 0,316 | 0,007 | 1,51 | 0,14 | 4,78 | -37,5 | 3 | 0,473 | 0,007 |
| 617A1ap2 | 0,266 | 0,003 | 1,53 | 0,07 | 5,75 | -31,9 | 1,1 | 0,412 | 0,003 |
| 617A1as | 0,299 | 0,003 | 1,41 | 0,06 | 4,72 | -34,4 | 1,4 | 0,446 | 0,003 |
| 874C1ckp | 0,273 | 0,006 | 3,96 | 0,12 | 14,51 | -87,4 | 2,5 | 0,665 | 0,006 |
| 874C1cks | 0,242 | 0,010 | 4,41 | 0,20 | 18,22 | -100,0 | 2 | 0,687 | 0,005 |
| 886B2fk1 | 0,343 | 0,002 | 1,17 | 0,04 | 3,41 | -26,5 | 1,2 | 0,461 | 0,003 |
| 886B2fk2 | 0,337 | 0,013 | 2,53 | 0,26 | 7,51 | -49,3 | 4,1 | 0,570 | 0,010 |
| 920C2d | 0,394 | 0,002 | 1,52 | 0,04 | 3,86 | -33,8 | 1,5 | 0,544 | 0,004 |
| 944E6s | 0,332 | 0,003 | 1,77 | 0,05 | 5,33 | -40,9 | 1,5 | 0,512 | 0,004 |
| H024B6b | 0,523 | 0,004 | 0,39 | 0,06 | 0,75 | -25,7 | 1,2 | 0,608 | 0,003 |
| H024C10a | 0,450 | 0,019 | 1,02 | 0,35 | 2,27 | -52,2 | 4,5 | 0,630 | 0,012 |
| H031A1a | 0,297 | 0,011 | 3,31 | 0,21 | 11,14 | -68,1 | 2,2 | 0,611 | 0,006 |
| Mittelwert | 0,346 | | 1,99 | | 6,45 | -48,5 | | 0,554 | |
| Amphibolite des Sächsischen Granulitgebirges | | | | | | | | | |
| GR85-431 | 0,389 | 0,015 | 1,77 | 0,27 | 4,55 | -43,3 | 1,9 | 0,573 | 0,004 |
| GR85-432 | 0,520 | 0,009 | 0,46 | 0,16 | 0,88 | -16,3 | 3,3 | 0,578 | 0,007 |
| GR84-43 | 0,386 | 0,007 | 1,30 | 0,13 | 3,37 | -31,0 | 0,7 | 0,520 | 0,002 |
| Biensd | 0,389 | 0,008 | 1,27 | 0,14 | 3,26 | -16,6 | 3,8 | 0,494 | 0,008 |
| Rossw2 | 0,435 | 0,004 | 0,96 | 0,07 | 2,21 | -23,4 | 3,6 | 0,535 | 0,000 |
| Rossw3 | 0,417 | 0,003 | 1,51 | 0,05 | 3,62 | -36,4 | 2,9 | 0,574 | 0,006 |
| Thierb | 0,345 | 0,005 | 2,41 | 0,10 | 6,99 | -49,5 | 2,8 | 0,570 | 0,007 |
| Mittelwert | 0,412 | | 1,38 | | 3,55 | -30,9 | | 0,549 | |
| chines. Amphibolit | | | | | | | | | |
| (bis 720 K) | 0,32 | 0,011 | 4,25 | 0,24 | 13,28 | -77,4 | 6,2 | 0,697 | 0,016 |
| Mittelw. alle | 0,364 | | 1,908 | | 5,89 | -44,6 | | 0,558 | |
| mittl. Abw. | 0,057 | | 0,891 | | 3,37 | 17,3 | | 0,060 | |

Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit

Tabelle 4: Granulite

| | Fit mit WLF1 bis 850 K | | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | |
|--------------------------------|------------------------|-------|-------|------|--------|--------------|------|-------|-------|-------|------|--------|
| Probe | A*E+2 | dA | B*E+4 | dB | B/A*E4 | a*E2 | da | b*E4 | db | c*E9 | dc | Range |
| Sächsische Granulite, felsisch | | | | | | | | | | | | |
| Gr85-11 | 3,470 | 0,170 | 2,29 | 0,04 | 65,99 | 2,46 | 0,21 | 2,560 | 0,050 | 0,284 | 0,05 | 1220 K |
| GR85-12 | 0,855 | 0,160 | 2,51 | 0,04 | 293,57 | 1,48 | 0,22 | 2,320 | 0,060 | -0,64 | 0,17 | 870 K |
| GR85-15 | 1,700 | 0,200 | 2,57 | 0,05 | 151,18 | 2,07 | 0,33 | 2,430 | 0,100 | -0,52 | 0,25 | 920 K |
| GR85-21 | 2,510 | 0,140 | 2,25 | 0,03 | 89,64 | 1,94 | 0,23 | 2,410 | 0,060 | 0,233 | 0,09 | 1070 K |
| GR85-29 | 3,430 | 0,160 | 2,78 | 0,04 | 81,05 | 3,40 | 0,30 | 2,780 | 0,080 | -0,07 | 0,12 | 920 K |
| GR85-33 | 2,270 | 0,160 | 2,54 | 0,04 | 111,89 | 2,47 | 0,34 | 2,480 | 0,090 | -0,18 | 0,16 | 970 K |
| GR1-3 | 5,090 | 0,210 | 2,37 | 0,04 | 46,56 | 3,19 | 0,30 | 2,870 | 0,070 | 0,398 | 0,05 | 1220 K |
| Mittelwert | 2,761 | | 2,47 | | 119,98 | | | | | | | |
| Sächsische Granulite, mafisch | | | | | | | | | | | | |
| Gr85-23 | 6,220 | 0,150 | 2,08 | 0,03 | 33,44 | 5,73 | 0,34 | 2,200 | 0,080 | 0,162 | 0,11 | 1020 K |
| GR85-24 | 11,520 | 0,140 | 1,91 | 0,03 | 16,58 | 10,57 | 0,36 | 2,180 | 0,100 | 0,432 | 0,16 | 820K |
| GR85 | 7,030 | 0,250 | 1,90 | 0,05 | 27,03 | 5,79 | 0,51 | 2,250 | 0,140 | 0,746 | 0,28 | 870 K |
| Mittelwert | 8,257 | | 1,96 | | 25,68 | | | | | | | |
| Finnische mafische Granulite | | | | | | | | | | | | |
| JJ2 | 9,36 | 0,16 | 1,52 | 0,03 | 16,2 | 8,10 | 0,15 | 1,86 | 0,04 | 0,393 | 0,04 | 1160 K |
| JJ4 | 11,51 | 0,31 | 1,43 | 0,06 | 12,42 | | | | | | | |
| JJ5 | 7,19 | 0,18 | 1,67 | 0,03 | 23,23 | | | | | | | |
| JJ6 | 8,89 | 0,21 | 1,84 | 0,04 | 20,70 | | | | | | | |
| JJ8 | 9,45 | 0,27 | 1,8 | 0,05 | 19,05 | | | | | | | |
| Mittelwert | 9,26 | | 1,69 | | 18,85 | | | | | | | |
| Finnische Enderbite | | | | | | | | | | | | |
| JJ1/2 | 7,09 | 0,18 | 2,07 | 0,04 | 29,20 | 5,56 | 0,35 | 2,56 | 0,11 | 1,803 | 0,35 | 670 K |
| JJ7/2 | 6,99 | 0,18 | 2,12 | 0,04 | 30,33 | | | | | | | |
| Fin5 | 6,21 | 0,25 | 2,47 | 0,52 | 39,77 | | | | | | | |
| Fin2B | 7,33 | 0,21 | 2,77 | 0,04 | 37,79 | | | | | | | |
| Fin2C | 8,5 | 0,29 | 2,24 | 0,05 | 26,35 | 8,24 | 0,46 | 2,31 | 0,11 | 0,054 | 0,07 | 1160 K |
| Mittelwert | 7,22 | | 2,33 | | 32,69 | | | | | | | |
| Fin6B | 2,84 | 0,15 | 2,54 | 0,34 | 89,44 | | | | | | | |
| Norweg. P | -3,87 | 0,73 | 4,83 | 0,19 | | -5,01 | 1,01 | 5,17 | 0,29 | 0,203 | 0,13 | 1170 K |
| Mittelwert | 5,71 | | 2,30 | | 60,07 | | | | | | | |
| mittl. Abw. | 3,01 | | 0,43 | | 44,03 | | | | | | | |

Tabelle 5b
Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit
Amphibolite

| Probe | Fit mit WLF2 | | | | | | | Fit mit WLF3 bis 850 K | | | |
|--|--------------|-------|--------|------|--------|-------------------------|--------|------------------------|------|-------|-------|
| | a | da | b*E4 | db | c*E9 | dc | Range | D | dD | n | dn |
| KTB-Amphibolite | | | | | | | | | | | |
| 274D1mk | 0,338 | 0,014 | 1,96 | 0,32 | 0,223 | 0,078 | 1060 K | 6,39 | 0,29 | 0,163 | 0,007 |
| 296G1wk | 0,236 | 0,038 | 5,5 | 1,03 | 0,518 | 0,23 | 900 K | 17,4 | 1,7 | 0,342 | 0,016 |
| 315C1ck | Maxima | | | | | | | 5,4 | 0,5 | 0,145 | 0,015 |
| 617A1ap1 | 0,302 | 0,032 | 2,35 | 0,94 | 0,282 | 0,506 | 720 K | 8,56 | 0,72 | 0,195 | 0,014 |
| 617A1ap2 | 0,249 | 0,026 | 2,03 | 0,68 | 0,429 | 0,36 | 860 K | | | | |
| 617A1as | 0,277 | 0,019 | 2,05 | 0,48 | 0,36 | 0,203 | 920 K | 9,12 | 0,47 | 0,197 | 0,008 |
| 874C1ckp | 0,235 | 0,012 | 5 | 0,3 | 0,274 | 0,055 | 970 K | 27,6 | 1,5 | 0,415 | 0,009 |
| 874C1cks | 0,188 | 0,017 | 5,87 | 0,43 | 0,336 | 0,07 | 1060 K | 40,1 | 3,8 | 0,472 | 0,015 |
| 886B2fk1 | 0,342 | 0,017 | 1,19 | 0,43 | 0 | 0,18 | 920 K | 8,49 | 0,83 | 0,200 | 0,016 |
| 886B2fk2 | 0,298 | 0,027 | 3,53 | 0,81 | 0,386 | 0,344 | 770 K | 11 | 1,8 | 0,263 | 0,028 |
| 920C2d | 0,384 | 0,008 | 1,8 | 0,2 | 0,098 | 0,071 | 870 K | 6,19 | 0,2 | 0,173 | 0,005 |
| 944E6s | 0,326 | 0,013 | 1,93 | 0,31 | 0,07 | 0,088 | 1020 K | 9,47 | 0,88 | 0,224 | 0,015 |
| H024B6b | | | | | | | | 2,25 | 0,13 | 0,033 | 0,009 |
| H024C10a | | | | | | | | 2,99 | 0,29 | 0,064 | 0,015 |
| H031A1a | 0,246 | 0,019 | 4,8 | 0,5 | 0,466 | 0,137 | 870 K | 19,8 | 2,4 | 0,359 | 0,02 |
| Mittelwert | 0,285 | | 3,17 | | 0,287 | | | | | 0,232 | |
| Amphibolite des Sächsischen Granulitgebirges | | | | | | | | | | 0,099 | |
| GR85-431 | 0,398 | 0,016 | 2,02 | 0,36 | 0,268 | 0,066 | 1060 K | 6,63 | 0,42 | 0,186 | 0,01 |
| GR85-432 | | | | | | | | 2,24 | 0,52 | 0,031 | 0,037 |
| GR84-43 | 0,346 | 0,017 | 2,5 | 0,44 | 0,508 | 0,114 | 970 K | 5,32 | 0,22 | 0,142 | 0,007 |
| Biensd | 0,44 | 0,004 | 0 | 0 | -0,988 | 0,103 | 750 K | 3,86 | 0,41 | 0,092 | 0,017 |
| Rossw2 | 0,413 | 0,018 | 1,61 | 0,49 | 0,261 | 0,155 | 860 K | | | | |
| Rossw3 | 0,384 | 0,014 | 2,47 | 0,33 | 0,314 | 0,067 | 1020 K | | | | |
| Thierb | 0,323 | 0,048 | 3,15 | 1,43 | 0,442 | 0,635 | 680 K | 9,92 | 0,62 | 0,247 | 0,01 |
| Mittelwert | 0,373 | | 2,35 | | 0,359 | (Mittelung ohne Biensd) | | | | 0,140 | |
| Chines. Amphibolit | | | | | | | | | | | |
| | 0,282 | 0,007 | 3,9 | 0,17 | 0,92 | 0,033 | 1020 K | | | | |
| Mittelw. alle | 0,311 | | 2,93 | | 0,308 | | | | | 0,208 | |
| mittl. Abw. | 0,116 | | 1,2103 | | 0,791 | | | | | 0,092 | |

**Tabelle 6: Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit
Amphibolite**

| Probe | Fit mit WLF1 bis 850 K | | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | Range |
|---|------------------------|--------|------|------|------|--------------|------|------|-------|--------|-------|--------|
| | A*E2 | B * E4 | B/A* | a*E2 | b*E4 | c*E9 | | | | | | |
| KTB-Amphibolite | | | | | | | | | | | | |
| 59A2 | 8,55 | 0,51 | 2,22 | 0,11 | 26,0 | | | | | | | |
| 274D1mk | 8,08 | 0,19 | 2,07 | 0,04 | 25,6 | 8,19 | 0,34 | 2,03 | 0,08 | -0,188 | 0,083 | 1030 K |
| 296G1wk | 7,38 | 0,22 | 2,06 | 0,05 | 27,9 | 5,4 | 1,28 | 2,59 | 0,35 | 0,807 | 0,534 | 900 K |
| 315C1ck | 8,00 | 0,29 | 2,47 | 0,06 | 30,9 | 8,18 | 0,5 | 2,42 | 0,12 | -0,196 | 0,117 | 1020 K |
| 617A1ap1 | 6,52 | 0,20 | 2,77 | 0,05 | 42,5 | 6,48 | 0,54 | 2,77 | 0,14 | -0,069 | 0,126 | 1020 K |
| 617A1ap2 | 7,47 | 0,30 | 3,09 | 0,07 | 41,4 | 7,2 | 0,77 | 3,15 | 0,21 | -0,032 | 0,191 | 1020 K |
| 617A1as | 7,88 | 0,41 | 2,90 | 0,10 | 36,8 | 7,52 | 0,57 | 3,01 | 0,15 | 0,217 | 0,141 | 920 K |
| 874C1ckp | 3,15 | 0,14 | 2,24 | 0,03 | 71,1 | 2,83 | 0,21 | 2,32 | 0,06 | 0,103 | 0,097 | 970 K |
| 874C1cks | 2,82 | 0,15 | 2,16 | 0,03 | 76,6 | 2,23 | 0,28 | 2,31 | 0,07 | 0,272 | 0,132 | 1020 K |
| 886B2fk1 | 8,28 | 0,16 | 1,54 | 0,03 | 18,6 | 7,25 | 0,55 | 1,81 | 0,14 | 0,597 | 0,241 | 960 K |
| 886B2fk2 | 5,57 | 0,54 | 1,97 | 0,12 | 35,4 | 4,63 | 0,21 | 2,12 | 0,05 | -0,047 | 0,091 | 1020 K |
| 920C2d | 9,22 | 0,16 | 2,16 | 0,03 | 23,4 | 8,89 | 0,28 | 2,24 | 0,07 | 0,016 | 0,103 | 870 K |
| 944E6s | 7,24 | 0,15 | 1,99 | 0,03 | 27,5 | 8,08 | 0,41 | 1,72 | 0,10 | -0,832 | 0,148 | 1020 K |
| H024B6b | 10,00 | 0,25 | 1,75 | 0,05 | 17,5 | | | | | | | |
| H024C10a | 9,51 | 0,33 | 1,83 | 0,07 | 19,2 | | | | | | | |
| H031A1a | 4,42 | 0,13 | 1,91 | 0,03 | 43,2 | 3,96 | 0,34 | 2,03 | 0,09 | 0,266 | 0,271 | 870 K |
| Mittelwert | 7,13 | 2,20 | 35,2 | | | | | | | | | |
| Amphibolite des Sächsischen Granulitgebirges | | | | | | | | | | | | |
| GR85-431 | 8,50 | 0,24 | 1,26 | 0,05 | 14,8 | 8,8 | 0,43 | 1,2 | 0,09 | 0,09 | 0,136 | 1120 K |
| GR85-432 | 10,20 | 0,27 | 1,75 | 0,06 | 17,2 | 10,04 | 0,66 | 1,8 | 0,15 | 0,278 | 0,114 | 1220 K |
| GR84-43 | 8,30 | 0,24 | 1,46 | 0,05 | 17,6 | 6,59 | 0,35 | 1,95 | 0,09 | 1,184 | 0,155 | 970 K |
| Biensd | 11,70 | 0,25 | 1,36 | 0,05 | 11,6 | 12,05 | 3,01 | 1,26 | 0,88 | -0,209 | 2,4 | 760 K |
| Rossw2 | 11,49 | 0,15 | 1,79 | 0,03 | 15,6 | 11,22 | 0,25 | 1,86 | 0,06 | 0,145 | 0,042 | 1170 K |
| Rossw3 | 9,68 | 0,11 | 1,33 | 0,02 | 13,7 | 8,43 | 0,32 | 1,66 | 0,08 | 0,509 | 0,117 | 1020 K |
| Thierb | 8,24 | 0,37 | 1,87 | 0,08 | 22,7 | 6,07 | 1,39 | 2,53 | 0,40 | 1,85 | 1,033 | 680 K |
| Mittelwert | 9,73 | 1,55 | 16,2 | | | 9,03 | 1,75 | | 0,550 | | | |
| Chines. Amphibolit | | | | | | | | | | | | |
| (bis 720 K) | 8,32 | 0,62 | 4,5 | 0,2 | 54,1 | | | | | | | |
| Mittelwert | 7,94 | 2,10 | 30,5 | | | 7,20 | 2,14 | | 0,238 | | | |
| mittl. Abw | 1,58 | 0,47 | 13,2 | | | 1,94 | 0,41 | | 0,386 | | | |

Tabelle 7

Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit

Gneise

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | | Fit mit WLF4 | | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | |
|----------------|--------------|-------|--------|------|-------|--------------|-----|-------|-------|--------|--------------|-------|------|------|-------|-------|--------|
| | A | B*E4 | B/A*E4 | E | F | Range | a | b*E4 | c*E9 | Range | | | | | | | |
| KTB-Paragneise | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 230A1c,p | 0,109 | 0,009 | 7,02 | 0,22 | 64,40 | -140 | 4,1 | 0,769 | 0,012 | 850 K | 0,085 | 0,014 | 7,68 | 0,37 | 0,116 | 0,042 | 1120 K |
| 230A1c,s | 0,202 | 0,010 | 3,10 | 0,20 | 15,35 | -70,4 | 1,9 | 0,513 | 0,005 | 820 K | 0,085 | 0,025 | 6,48 | 0,70 | 1,570 | 0,260 | 820 K |
| 242A1a, p | 0,157 | 0,006 | 4,98 | 0,14 | 31,72 | -102,5 | 3,9 | 0,636 | 0,010 | 850 | 0,142 | 0,008 | 5,63 | 0,18 | 0,266 | 0,024 | 1200 K |
| 242A1a,p | 0,164 | 0,005 | 5,15 | 0,10 | 31,40 | -104,9 | 3,5 | 0,654 | 0,009 | 850 | 0,157 | 0,011 | 5,47 | 0,28 | 0,075 | 0,060 | 1016 K |
| 242A1a,s | 0,242 | 0,005 | 3,65 | 0,10 | 15,08 | -82,6 | 2,4 | 0,609 | 0,006 | 850 | 0,212 | 0,011 | 4,49 | 0,28 | 0,259 | 0,059 | 1020 K |
| 250D1g | 0,245 | 0,008 | 2,59 | 0,16 | 10,57 | -59,8 | 2,2 | 0,508 | 0,005 | 850 K. | 0,180 | 0,024 | 4,47 | 0,67 | 0,905 | 0,275 | 820 K |
| 370C1h,p | 0,156 | 0,010 | 3,35 | 0,22 | 21,47 | -73,9 | 1,7 | 0,488 | 0,004 | 850 | 0,037 | 0,011 | 6,84 | 0,33 | 1,853 | 0,137 | 820 K |
| 370C1h,s | 0,319 | 0,006 | 3,01 | 0,11 | 9,44 | -69,8 | 1,7 | 0,626 | 0,004 | 850 | 0,285 | 0,014 | 3,97 | 0,32 | 0,270 | 0,040 | 1200 K |
| 401F1q,p | 0,210 | 0,005 | 3,66 | 0,10 | 17,43 | -80,5 | 1,9 | 0,572 | 0,005 | 820 | 0,182 | 0,01 | 4,40 | 0,24 | 0,246 | 0,060 | 1020 K |
| 401F1q,s | 0,402 | 0,009 | 1,46 | 0,18 | 3,63 | -31,4 | 2,4 | 0,543 | 0,006 | 680 K | 0,312 | 0,033 | 4,31 | 0,90 | 1,296 | 0,216 | 820 K |
| 542A1d,p | 0,278 | 0,005 | 1,76 | 0,10 | 6,33 | -43,2 | 1,7 | 0,462 | 0,004 | 820 | 0,238 | 0,026 | 2,88 | 0,68 | 0,581 | 0,265 | 920 K |
| 685E3qv,p | 0,137 | 0,011 | 5,00 | 0,25 | 36,50 | -105,8 | 1,8 | 0,622 | 0,005 | 850 | 0,011 | 0,017 | 8,71 | 0,51 | 1,360 | 0,152 | 820 K |
| 685E3qv,s | 0,375 | 0,006 | 2,76 | 0,10 | 7,36 | -65,2 | 1,3 | 0,659 | 0,003 | 850 | 0,330 | 0,017 | 4,00 | 0,42 | 0,286 | 0,070 | 1020 K |
| 611E2k,p | 0,315 | 0,004 | 2,83 | 0,07 | 8,98 | -65,4 | 3,2 | 0,602 | 0,008 | 850 | 0,298 | 0,014 | 3,25 | 0,37 | 0,096 | 0,103 | 920 K |
| 611E2k,s | 0,331 | 0,005 | 2,48 | 0,10 | 7,49 | -57,1 | 1,3 | 0,582 | 0,003 | 850 | 0,290 | 0,013 | 3,67 | 0,32 | 0,397 | 0,062 | 1060 K |
| 767E3u,s | 0,233 | 0,007 | 2,28 | 0,13 | 9,79 | -51,2 | 1 | 0,460 | 0,002 | 830 K | 0,185 | 0,014 | 3,66 | 0,33 | 0,797 | 0,089 | 1120 K |

Fortsetzung der Tabelle 7

Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit

Gneise

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | | Fit mit WLF4 | | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | |
|--------------------------|--------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|-----|-------|-------|-------|--------------|-------|------|------|--------|-------|--------|
| | A | B*E4 | B/A*E4 | E | F | Range | a | b*E4 | c*E9 | Range | | | | | | | |
| Gneise Cajonpass | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Core 20 | 0,380 | 0,005 | 1,76 | 0,09 | 4,63 | -36,8 | 1,3 | 0,549 | 0,003 | 750 K | 0,324 | 0,014 | 3,51 | 0,33 | 0,797 | 0,061 | 1020 K |
| Core 29 | 0,453 | 0,004 | 1,84 | 0,08 | 4,06 | -39,8 | 1,4 | 0,631 | 0,003 | 750 K | 0,409 | 0,010 | 3,13 | 0,23 | 0,371 | 0,029 | 1100 K |
| Core 38 | 0,066 | 0,008 | 6,91 | 0,20 | 104,70 | -118,3 | 3,7 | 0,658 | 0,011 | 700 K | -0,014 | 0,013 | 9,43 | 0,41 | 1,381 | 0,201 | 660 K |
| Core 48 | 0,405 | 0,004 | 1,79 | 0,09 | 4,42 | -38,2 | 1,1 | 0,578 | 0,002 | 750 K | 0,391 | 0,011 | 2,17 | 0,26 | 0,122 | 0,051 | 1060 K |
| Core 53 | 0,344 | 0,010 | 3,35 | 0,18 | 9,74 | -80,9 | 1,2 | 0,692 | 0,003 | 850 K | 0,24 | 0,017 | 6,31 | 0,46 | 0,704 | 0,090 | 860 K |
| Mittelwert | 0,330 | 3,13 | 25,51 | -62,8 | 0,622 | | | | | | | | | | | | |
| Übrige Gneise | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| GnYang,p | 0,309 | 0,003 | 3,29 | 0,06 | 10,65 | -63,2 | 1,9 | 0,610 | 0,005 | 700 K | 0,3 | 0,017 | 3,66 | 0,37 | 0,278 | 0,047 | 1200 K |
| GnYang,s | 0,41 | 0,011 | 2,28 | 0,23 | 5,56 | -44,0 | 2,6 | 0,616 | 0,006 | 700 K | 0,401 | 0,036 | 2,77 | 0,76 | 0,456 | 0,084 | 1200 K |
| Fin1A | 0,275 | 0,008 | 4,22 | 0,18 | 15,35 | -82,3 | 1,6 | 0,663 | 0,003 | 850 K | 0,216 | 0,012 | 6,00 | 0,31 | 0,649 | 0,052 | 960 K |
| VID1-37 | 0,204 | 0,007 | 3,25 | 0,14 | 15,93 | -72,2 | 2 | 0,527 | 0,005 | 850 K | 0,173 | 0,015 | 4,15 | 0,35 | 0,478 | 0,074 | 1120 K |
| VID1-42 | 0,299 | 0,005 | 2,72 | 0,10 | 9,10 | -60,7 | 2,5 | 0,570 | 0,006 | 850 K | 0,284 | 0,025 | 3,08 | 0,72 | -0,010 | 0,325 | 800 K |
| VID44-25 | 0,205 | 0,006 | 3,25 | 0,11 | 15,85 | -72,8 | 1,8 | 0,531 | 0,004 | 850 K | 0,16 | 0,016 | 4,52 | 0,41 | 0,548 | 0,132 | 920 K |
| Mittelwert | 0,284 | 3,17 | 12,07 | -65,9 | 0,586 | | | | | | | | | | | | |
| Mittel über alles | 0,268 | 3,37 | 18,15 | -72,2 | 0,596 | | | | | | | | | | | | |
| Mittl. Abweichg. | 0,080 | 1,07 | 12,56 | 20,2 | 0,063 | | | | | | | | | | | | |

**Tabelle 8: Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit
Gneise**

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | | Fit mit WLF4 | | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | | |
|----------------|--------------|-------|--------|------|-------|--------------|-------|-------|-------|-------|--------------|--------|-------|-------|------|-------|------|--------|
| | A*E2 | B *E4 | B/A*E4 | E | F | Range | a*E2 | b*E4 | c*E9 | Range | | | | | | | | |
| KTB-Paragneise | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 230A1c,p | -0,20 | 0,15 | 2,48 | 0,04 | | | -56 | 2,3 | 0,254 | 0,01 | 1100 K | -0,447 | 0,29 | 2,54 | 0,08 | 0,01 | 0,12 | 1120 K |
| 230A1c,s | 3,47 | 0,23 | 3,33 | 0,05 | 96 | | -64,4 | 2,8 | 0,342 | 0,01 | 820 K | 3,28 | 0,43 | 3,36 | 0,12 | -0,05 | 0,19 | 820 K |
| 242A1a, p | 1,41 | 0,16 | 2,40 | 0,04 | 170,2 | | -44,7 | 2 | 0,232 | 0,01 | 850 K | 0,809 | 0,147 | 2,56 | 0,04 | 0,113 | 0,04 | 1200 K |
| 242A1a,p | 2,39 | 0,18 | 2,46 | 0,04 | 102,9 | | -46,7 | 1,8 | 0,25 | 0,01 | 850 K | 2,038 | 0,275 | 2,53 | 0,07 | -0,18 | 0,12 | 1020 K |
| 242A1a,s | 2,45 | 0,21 | 2,65 | 0,05 | 108,2 | | -49,9 | 2,6 | 0,266 | 0,01 | 850 K | 2,475 | 0,175 | 2,62 | 0,05 | -0,28 | 0,06 | 1020 K |
| 250D1g | 2,77 | 0,25 | 3,58 | 0,06 | 129,2 | | -66,7 | 3,2 | 0,353 | 0,01 | 820 K | 3,24 | 0,43 | 3,44 | 0,12 | -0,23 | 0,18 | 820 K |
| 370C1h,p | 1,81 | 0,21 | 2,60 | 0,05 | 143,6 | | -49,1 | 1,8 | 0,256 | 0,01 | 820 K | 0,094 | 0,31 | 3,1 | 0,09 | 1,253 | 0,22 | 820 K |
| 370C1h,s | 2,26 | 0,25 | 3,14 | 0,06 | 138,9 | | -59,9 | 3,3 | 0,313 | 0,01 | 850 K | 2,22 | 0,202 | 3,13 | 0,05 | -0,19 | 0,03 | 1200 K |
| 401F1q,p | 1,72 | 0,17 | 2,64 | 0,04 | 153,5 | | -50,4 | 2,2 | 0,26 | 0,01 | 850 K | 1,337 | 0,224 | 2,73 | 0,06 | -0 | 0,09 | 1020 K |
| 401F1q,s | 9,92 | 0,25 | 3,57 | 0,05 | 36 | | -73,6 | 3,1 | 0,441 | 0,01 | 820 K | 8,79 | 0,448 | 3,87 | 0,12 | 0,196 | 0,09 | 820 K |
| 542A1d,p | 7,70 | 0,29 | 2,86 | 0,06 | 37,1 | | -57,4 | 3,3 | 0,347 | 0,01 | 850 K | 9,32 | 0,35 | 2,37 | 0,09 | -0,74 | 0,11 | 920 K |
| 685E3qv,p | 7,06 | 0,24 | 2,53 | 0,06 | 35,8 | | -47,8 | 1,5 | 0,238 | 0 | 820 K | -1,757 | 0,35 | 3,25 | 0,10 | 2,12 | 0,28 | 820 K |
| 685E3qv,s | 4,70 | 0,20 | 3,10 | 0,05 | 66 | | -61,2 | 2,5 | 0,338 | 0,01 | 850 K | 5,61 | 0,42 | 2,79 | 0,11 | -0,74 | 0,11 | 1020 K |
| 611E2k,p | 5,71 | 0,18 | 2,26 | 0,04 | 39,6 | | -46,2 | 1,7 | 0,273 | 0,01 | 850 K | 5,58 | 0,35 | 2,27 | 0,09 | -0,17 | 0,16 | 920 K |
| 611E2k,s | 6,72 | 0,17 | 2,18 | 0,04 | 32,4 | | -43,9 | 1,9 | 0,274 | 0,01 | 850 K | 8,02 | 0,41 | 1,77 | 0,10 | -1,3 | 0,14 | 1060 K |
| 767E3u,s | 3,00 | 0,24 | 3,48 | 0,06 | 116 | | -65,6 | 2,9 | 0,348 | 0,01 | 850 K | 2,67 | 0,43 | 3,53 | 0,11 | -0,28 | 0,07 | 1120 K |
| 790C1j,p | 2,10 | 0,16 | 2,06 | 0,04 | 98,1 | | -46,7 | 1,7 | 0,232 | 0,01 | 850 K | 1,21 | 0,29 | 2,3 | 0,08 | 0,468 | 0,14 | 1060 K |
| 790C1j,s | 2,10 | 0,53 | 3,86 | 0,12 | 183,8 | | -65,6 | 2,3 | 0,551 | 0,01 | 850 K | 5,28 | 0,47 | 2,92 | 0,12 | -1 | 0,11 | 1020 K |
| Mittelwert | 3,73 | 2,84 | 99,3 | | | | -55,3 | 0,313 | | | | 3,32 | 2,84 | -0,06 | | | | |

Fortsetzung der Tabelle 8

Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit

Gneise

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | | Fit mit WLF4 | | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | |
|-------------------|--------------|-------|--------|-------|-------|--------------|------|-------|-------|--------|--------------|------|-------|------|--------|-------|--------|
| | A*E2 | B *E4 | B/A*E4 | E | F | Range | a*E2 | b*E4 | c*E9 | Range | | | | | | | |
| Gneise Cajonpass | | | | | | | | | | | 2,52 | 0,43 | 0,506 | | | | |
| Core 20 | 10,40 | 0,18 | 1,74 | 0,03 | 16,7 | -43,3 | 1,8 | 0,292 | 0,004 | 850 K | 10,35 | 0,40 | 1,74 | 0,10 | -0,018 | 0,112 | 1050 K |
| Core 29 | 8,79 | 0,18 | 2,31 | 0,03 | 26,3 | -60,1 | 2,2 | 0,344 | 0,006 | 850 K | 7,28 | 0,18 | 2,70 | 0,04 | 0,304 | 0,029 | 1120 K |
| Core 38 | -1,21 | 0,25 | 2,89 | 0,07 | | -46,6 | 2,2 | 0,228 | 0,007 | 680 K | -1,81 | 0,43 | 3,06 | 0,14 | 0,658 | 0,755 | 680 K |
| Core 48 | 6,46 | 0,34 | 2,50 | 0,07 | 38,7 | -58,6 | 3,5 | 0,327 | 0,009 | 750 K | 8,86 | 0,30 | 1,83 | 0,07 | -0,834 | 0,084 | 1060 K |
| Core 53 | 6,05 | 0,17 | 2,51 | 0,04 | 41,5 | | | | | 870 K | 4,85 | 0,40 | 2,86 | 0,11 | 0,591 | 0,171 | 870 K |
| Mittelwert | 6,10 | 2,39 | 30,8 | -52,2 | 0,298 | | | | | | 5,91 | 2,44 | 0,140 | | | | |
| Ubrige Gneise | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| GnYang,p | 4,26 | 0,12 | 2,60 | 0,03 | 61,0 | | | | | 850 K | 3,33 | 0,19 | 2,86 | 0,05 | 0,447 | 0,033 | 1200 K |
| GnYang,s | 9,06 | 0,23 | 3,78 | 0,04 | 41,7 | | | | | 1050 K | 7,12 | 0,47 | 4,28 | 0,11 | 0,171 | 0,028 | 1220 K |
| Fin1A | 5,23 | 0,18 | 2,82 | 0,04 | 53,9 | | | | | 970 K | 4,31 | 0,26 | 3,08 | 0,07 | 0,320 | 0,070 | 960 K |
| VID1-37 | 2,16 | 0,24 | 3,33 | 0,05 | 154,2 | | | | | 1120 K | 1,08 | 0,30 | 3,64 | 0,08 | 0,262 | 0,052 | 1120 K |
| VID1-42 | 3,53 | 0,19 | 3,71 | 0,04 | 105,1 | | | | | 850K | 2,90 | 0,48 | 3,87 | 0,12 | 0,100 | 0,000 | 1220 K |
| VID44-25 | 2,27 | 0,21 | 3,14 | 0,05 | 138,3 | | | | | 850K | 2,47 | 0,32 | 3,06 | 0,08 | -0,126 | 0,065 | 1160 K |
| Mittelwert | 4,42 | 3,23 | 92,4 | | | | | | | | 3,54 | 3,47 | 0,196 | | | | |
| Mittel über alles | 4,28 | 2,85 | 87,6 | -54,7 | 0,307 | | | | | | 3,81 | 2,90 | 0,030 | | | | |
| Mittl. Abweichg. | 2,51 | 0,47 | 45,3 | 7,9 | 0,057 | | | | | | 2,73 | 0,48 | 0,456 | | | | |

Tabelle 9

Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit**Pyroxenite**

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | | Fit mit WLF4 | | | |
|------------|--------------|----------|------|--------|------|--------------|-----|-------|-------|
| | A | B in E-4 | | B/A*E4 | | E | | F | |
| GR85-1 | 0,283 | 0,005 | 0,05 | 0,08 | 0,18 | -3,2 | 2,1 | 0,292 | 0,004 |
| GR85-2 | 0,293 | 0,005 | 1,39 | 0,09 | 4,74 | -34,1 | 1,4 | 0,438 | 0,003 |
| GR85-3 | 0,281 | 0,006 | 1,65 | 0,12 | 5,87 | -42,2 | 2,4 | 0,457 | 0,006 |
| GR85-10 | 0,213 | 0,004 | 2,01 | 0,07 | 9,44 | -42,5 | 2,4 | 0,410 | 0,006 |
| Mittelwert | 0,268 | 1,28 | | 5,06 | | -30,5 | | 0,399 | |
| mittl. Abw | 0,027 | 0,61 | | 2,60 | | 13,7 | | 0,054 | |

Tabelle 10

Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit**Pyroxenite**

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | |
|-----------------|--------------|-------|------|--------|--------|
| | A*E2 | B *E4 | | B/A*E4 | |
| GR85-1 | 4,650 | 0,270 | 2,49 | 0,06 | 53,55 |
| GR85-2 | 6,950 | 0,200 | 1,68 | 0,04 | 24,17 |
| GR85-3 | 7,370 | 0,230 | 1,33 | 0,05 | 18,05 |
| GR85-10 | 0,855 | 0,160 | 2,51 | 0,04 | 293,57 |
| Mittelwert | 4,956 | 2,00 | | 97,33 | |
| mittl. Abweichg | 2,204 | 0,50 | | 98,12 | |

Tabelle 11

Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit

Peridotite

| Probe | Fit mit WLF1 bis 850 K | | | | | Fit mit WLF4 bis 850 K | | | | | Fit mit WLF8 | | | | | Range |
|-------------|------------------------|----------|------|--------|-------|------------------------|-------|-------|-------|-------|--------------|-------|-------|--------|-------|--------|
| | A | B in E-4 | | B/A*E4 | | E | F | | | C | D | | F*E10 | | | |
| Bald1z1 | 0,198 | 0,006 | 2,00 | 0,11 | 10,10 | -48,0 | 1 | 0,404 | 0,002 | -48,1 | 1,4 | 0,404 | 0,004 | -0,026 | 0,234 | 1120 K |
| Bald1z2 | 0,201 | 0,004 | 1,46 | 0,09 | 7,26 | -35,7 | 1,3 | 0,354 | 0,003 | -36,3 | 1,7 | 0,356 | 0,004 | 0,503 | 0,36 | 1120 K |
| Bald1x1 | 0,212 | 0,004 | 1,61 | 0,08 | 7,59 | -38,8 | 1,1 | 0,379 | 0,002 | -38,2 | 1,4 | 0,378 | 0,004 | 0,002 | 0,214 | 1220 K |
| Bald1x1t | 0,158 | 0,006 | 2,61 | 0,15 | 16,52 | -49,8 | 1,2 | 0,394 | 0,003 | -35,7 | 2,4 | 0,37 | 0,006 | 1,084 | 0,52 | 1060 K |
| Bald1y1 | 0,212 | 0,004 | 1,48 | 0,07 | 6,98 | -34,9 | 0,9 | 0,364 | 0,002 | -34,9 | 1,6 | 0,364 | 0,004 | 0,138 | 0,554 | 920 K |
| Bald1y2 | 0,185 | 0,005 | 1,94 | 0,09 | 10,49 | -45,9 | 0,7 | 0,385 | 0,002 | -47,2 | 1,1 | 0,389 | 0,003 | 1,063 | 0,212 | 1160 K |
| Balm4z2 | 0,209 | 0,008 | 1,93 | 0,16 | 9,23 | -42,9 | 1 | 0,234 | 0,003 | -52,7 | 4,7 | 0,434 | 0,014 | 2,732 | 1,349 | 970 K |
| Balm4z3 | 0,248 | 0,003 | 1,05 | 0,06 | 4,23 | -25,2 | 1,1 | 0,356 | 0,003 | -25,4 | 1,7 | 0,357 | 0,004 | 0,198 | 0,33 | 1060 K |
| Balm4x1 | 0,215 | 0,004 | 2,61 | 0,08 | 12,14 | -58,7 | 1,6 | 0,476 | 0,004 | -58,7 | 1,7 | 0,476 | 0,005 | 0,107 | 0,165 | 1220 K |
| Balm4x2 | 0,169 | 0,003 | 1,59 | 0,06 | 9,41 | -35,9 | 1 | 0,328 | 0,002 | -36,1 | 1,4 | 0,329 | 0,004 | 0,328 | 0,297 | 1220 K |
| PNG1 | 0,187 | 0,008 | 2,50 | 0,16 | 13,37 | -59,1 | 1,3 | 0,444 | 0,003 | -63,1 | 1,5 | 0,456 | 0,004 | 1,205 | 0,25 | 1120 K |
| Mittelwert | 0,199 | 1,89 | | 9,76 | | -43,2 | 0,374 | | | -43,3 | 0,392 | | 0,667 | | | |
| mittl. Abw. | 0,018 | 0,41 | | 2,51 | | 8,3 | 0,043 | | | 9,7 | 0,037 | | 0,621 | | | |

Tabelle 12

Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit

Peridotite

| Probe | Fit mit WLF1 | | | | | | Fit mit WLF2 | | | | | | |
|------------|--------------|------|-----------|------|-----------|-------|--------------|------|------|-------|------|------|--------|
| | A*E2 | B*E4 | T-Bereich | | B/A*E4 | a*E2 | b*E4 | c*E9 | | Range | | | |
| Bald1z1 | 2,42 | 0,18 | 2,05 | 0,04 | 850 | 84,71 | 1,60 | 0,14 | 2,30 | 0,04 | 1,12 | 0,06 | 1120 K |
| Bald1z2 | 2,34 | 0,16 | 1,92 | 0,04 | 850 | 82,05 | 1,41 | 0,10 | 2,20 | 0,02 | 1,16 | 0,04 | 1120 K |
| Bald1x1 | 2,67 | 0,12 | 1,65 | 0,03 | 850 | 61,80 | 2,11 | 0,11 | 1,82 | 0,03 | 1,07 | 0,05 | 1220 K |
| Bald1x1t | 1,85 | 0,09 | 1,81 | 0,02 | 680 | 97,84 | 1,04 | 0,10 | 2,06 | 0,03 | 2,29 | 0,24 | 678 K |
| Bald1x2t | 3,34 | 0,18 | 2,14 | 0,04 | 850,2.run | 64,07 | 2,42 | 0,17 | 2,41 | 0,04 | 0,90 | 0,06 | 1060 K |
| Bald1y1 | 2,23 | 0,14 | 1,92 | 0,04 | 850 | 86,10 | 0,80 | 0,10 | 2,35 | 0,03 | 1,95 | 0,08 | 920 K |
| Bald1y2 | 2,18 | 0,17 | 1,90 | 0,04 | 850 | 87,16 | 1,31 | 0,13 | 2,16 | 0,04 | 1,24 | 0,06 | 1160 K |
| Balm4z2 | 2,54 | 0,19 | 2,22 | 0,05 | 850 | 87,40 | 1,22 | 0,09 | 2,60 | 0,03 | 1,34 | 0,06 | 970 K |
| Balm4z3 | 2,40 | 0,16 | 2,28 | 0,04 | 850 | 95,00 | 1,40 | 0,11 | 2,59 | 0,03 | 1,09 | 0,04 | 1070 K |
| Balm4x1 | 2,59 | 0,14 | 1,64 | 0,03 | 850 | 63,32 | 2,22 | 0,14 | 1,76 | 0,03 | 0,97 | 0,05 | 1230 K |
| Balm4x2 | 2,61 | 0,12 | 1,56 | 0,03 | 850 | 59,77 | 2,19 | 0,10 | 1,69 | 0,02 | 1,04 | 0,05 | 1200 K |
| PNG1 | 2,27 | 0,17 | 1,58 | 0,04 | 850 | 69,60 | 1,38 | 0,00 | 1,85 | 0,00 | 1,58 | 0,05 | 1120 K |
| PNG2 | 5,99 | 0,33 | 3,3 | 0,08 | | 55,09 | 3,76 | 0,29 | 3,98 | 0,08 | 0,86 | 0,06 | 970 K |
| Mittelwert | 2,45 | 1,89 | | | | 78,23 | 1,59 | 2,15 | | 1,31 | | | |
| mittl. Abw | 0,25 | 0,20 | | | | 12,10 | 0,43 | 0,26 | | 0,32 | | | |

ohne PNG2

Tabelle 13

Temperature Dependence of Thermal Conductivity

| Serpentinites | | Fit to Simulator 2 | | | | | | | | | |
|---------------|-------|--------------------|-------|-------|-----|-----|-----|-----|-----------|-----------------|--------|
| Sample | A | B*E4 | C | D | s | s2 | w | w2 | Fit Range | Tendency | TC(RT) |
| GR85-5 | 0,400 | 2,80 | 0,358 | 0,105 | 781 | 485 | 106 | 131 | 1020 K | decreas.(osc.) | 2,10 |
| GR85-7-1 | 0,224 | 1,35 | 1,264 | 0,628 | 806 | 456 | 199 | 60 | 720 K | oscillating | 1,70 |
| GR85-7-2 | 0,490 | 0,90 | 0,185 | 0,07 | 808 | 550 | 94 | 100 | 900 K | decreas.(osc.) | 1,94 |
| GR85-7-3 | 0,495 | 1,00 | 0,198 | 0,021 | 829 | 476 | 127 | 88 | 850 K | oscillating | 1,90 |
| Reinsd1 | 0,426 | 5,80 | 0,867 | 0,394 | 901 | 515 | 210 | 167 | 870 K | increasing | 1,85 |
| Reinsd2 | 0,605 | 0,00 | 0,396 | 0,227 | 946 | 415 | 226 | 181 | 870 K | increasing | 1,83 |
| GR85-37 | 0,785 | 0,00 | 1,264 | 0,1 | 894 | 418 | 210 | 84 | 700 K | increas./oscil. | 1,82 |
| GR85-40 | 0,209 | 6,30 | 1,010 | 0,646 | 807 | 513 | 103 | 129 | 1130 K | decreas.(osc.) | 2,70 |
| GR85-49-2 | 0,323 | 4,80 | 0,559 | 0,363 | 851 | 586 | 106 | 134 | 900 K | decreas.(osc.) | 2,20 |
| GR85-49 | 0,465 | 1,05 | 0,326 | 0,393 | 813 | 372 | 199 | 78 | 900 K | decreas.(osc.) | 2,30 |
| GR85-36 | 0,298 | 2,70 | 0,364 | 0,333 | 880 | 708 | 67 | 131 | 1120 K | decreasing | 2,65 |
| GR85-8-1 | 0,738 | 0,00 | 0,528 | 0,404 | 739 | 482 | 96 | 60 | 1060 K | oscillating | 1,33 |
| Reinsd3 | 0,211 | 12,60 | 0,958 | 1,000 | 903 | 600 | 126 | 228 | 900 K | constant | 2,14 |
| Reinsd4 | 0,405 | 2,42 | 0,494 | 0,286 | 831 | 600 | 65 | 110 | 1060 K | decreas.(osc.) | 2,13 |
| GR85-115 | 0,387 | 2,21 | 0,297 | 0,214 | 825 | 620 | 69 | 140 | 1120 K | decreasing | 2,43 |
| GR85-115-2 | 0,441 | 0,55 | 0,330 | 0,405 | 794 | 521 | 76 | 212 | 1020 K | decreas.(osc.) | 2,21 |
| Waldh1 | 0,209 | 7,78 | 0,544 | 0,788 | 884 | 688 | 49 | 212 | 911 K | decreas.(osc.) | 2,35 |
| ScheibenbA | 0,530 | 0,00 | 0,160 | 0,113 | 850 | 503 | 204 | 68 | 1100 K | increas./oscil. | 1,85 |
| Grünlberg1 | 0,630 | 0,20 | 0,526 | 0,822 | 830 | 450 | 100 | 265 | 1160 K | decreas.(osc.) | 2,31 |
| Grünlberg2 | 0,647 | 0,02 | 0,405 | 0,740 | 831 | 393 | 78 | 300 | 1070 K | decreas.(osc.) | 2,25 |
| KretaP1 | 0,486 | 1,07 | 0,396 | 0,462 | 857 | 567 | 75 | 225 | 1150 K | increas./oscil. | 2,16 |
| KretaP2 | 0,466 | 1,21 | 0,309 | 0,380 | 866 | 645 | 60 | 212 | 1110 K | increas./oscil. | 2,08 |
| E85-55 | 0,340 | 0,54 | 0,117 | 0,103 | 850 | 459 | 93 | 43 | 920 K | decreas.(osc.) | 2,82 |
| E85-57 | 0,498 | 0,81 | 0,422 | 0,449 | 828 | 522 | 90 | 180 | 1150 K | decreas.(osc.) | 2,15 |
| Mean | 0,446 | 2,34 | 0,512 | | 842 | 523 | | | | | 2,13 |
| mean Deriv. | 0,123 | 2,21 | 0,243 | | 35 | 72 | | | | | 0,24 |

TC(RT): Thermal Conductivity at Room Temperature

Tabelle 14

Temperature Dependence of Thermal Diffusivity

Serpentinites

| Fit mit WLF1 bis 850K | | | | | |
|-----------------------|-------|------|------|------|--------|
| Probe | A*E2 | dA | B*E4 | dB | B*E4/A |
| GR85-5 | 12,30 | 0,21 | 1,12 | 0,04 | 9,1 |
| GR85-7-1 | 10,40 | 1,20 | 2,70 | 0,27 | 26,0 |
| GR85-7-2 | 13,20 | 0,27 | 1,12 | 0,05 | 8,5 |
| GR85-7-3 | 13,90 | 0,43 | 1,02 | 0,08 | 7,3 |
| Reinsd1 | 14,90 | 0,37 | 1,02 | 0,07 | 6,8 |
| Reinsd2 | 15,10 | 0,24 | 0,84 | 0,04 | 5,6 |
| GR85-37 | 9,44 | 1,44 | 3,95 | 0,34 | 41,8 |
| GR85-40 | 8,13 | 0,19 | 1,62 | 0,04 | 19,9 |
| GR85-49-2 | 11,40 | 0,27 | 1,51 | 0,05 | 13,2 |
| GR85-49 | 11,40 | 0,33 | 1,23 | 0,06 | 10,8 |
| GR85-36 | 9,61 | 0,17 | 1,19 | 0,03 | 12,4 |
| Reinsd3 | 16,10 | 0,27 | 1,46 | 0,05 | 9,1 |
| Reinsd4 | 14,70 | 0,31 | 1,10 | 0,06 | 7,5 |
| GR85-115 | 16,40 | 0,28 | 1,38 | 0,05 | 8,4 |
| GR85-115-2 | 14,80 | 0,26 | 1,19 | 0,05 | 8,0 |
| Waldh1 | 9,82 | 0,28 | 1,80 | 0,06 | 18,3 |
| ScheibenbA | 12,93 | 0,12 | 0,96 | 0,02 | 7,4 |
| Grünlberg1 | 9,97 | 0,21 | 1,34 | 0,04 | 13,4 |
| Grünlberg2 | 9,70 | 0,32 | 1,31 | 0,06 | 13,5 |
| Kreta1 | 10,60 | 0,16 | 1,03 | 0,03 | 9,7 |
| Kreta2 | 10,94 | 0,19 | 0,94 | 0,04 | 8,6 |
| E85-55 | 7,22 | 0,16 | 1,35 | 0,03 | 18,7 |
| E85-57 | 9,70 | 0,16 | 1,26 | 0,03 | 13,0 |
| Mean | 11,85 | | 1,41 | | 12,9 |
| mean Deriv. | 2,24 | | 0,40 | | 5,4 |

Tabelle 15

**Temperature Dependence of Thermal Conductivity
Serpentinites with Small Anomalies**

| Fit to Simulator 2 | | | | | | | | | | | | | | |
|--------------------|-------|--------|------|--------|--------|-------|-------|-----|-----|-----|-----|-----------|------------------|--------|
| | A | Std.D. | B*E4 | Std.D. | B*E4/A | C | D | s | s2 | w | w2 | fit range | Tendency | TC(RT) |
| | 0,400 | 0,024 | 2,80 | 0,30 | 7,0 | 0,358 | 0,105 | 781 | 485 | 106 | 131 | 1020 K | decreas./oscill. | 2,10 |
| 0 | 0,215 | 0,007 | 6,14 | 0,14 | 28,6 | 1,010 | 0,646 | 807 | 513 | 103 | 129 | 1020 K | decreas./oscill. | 2,70 |
| 9-2 | 0,325 | 0,004 | 4,80 | 0,07 | 14,8 | 0,559 | 0,363 | 851 | 586 | 106 | 134 | 900 K | decreas./oscill. | 2,20 |
| 9 | 0,465 | 0,124 | 1,05 | 6,70 | 2,3 | 0,326 | 0,393 | 813 | 372 | 199 | 78 | 900 K | decreas./oscill. | 2,30 |
| 6 | 0,298 | 0,002 | 2,70 | 0,04 | 9,1 | 0,364 | 0,333 | 880 | 708 | 67 | 131 | 1120 K | decreasing | 2,65 |
| | 0,405 | 0,006 | 2,42 | 0,10 | 6,0 | 0,494 | 0,286 | 831 | 600 | 65 | 110 | 1060 K | decreas./oscill. | 2,13 |
| 15 | 0,387 | 0,011 | 2,21 | 0,12 | 5,7 | 0,297 | 0,214 | 825 | 620 | 69 | 140 | 1120 K | decreasing | 2,43 |
| 15-2 | 0,441 | 0,120 | 0,55 | 0,89 | 1,2 | 0,330 | 0,405 | 794 | 521 | 76 | 212 | 1020 K | decreas./oscill. | 2,21 |
| | 0,209 | 0,008 | 7,78 | 0,19 | 37,2 | 0,544 | 0,788 | 884 | 688 | 49 | 212 | 911 K | decreas./oscill. | 2,82 |
| | 0,304 | 0,002 | 0,54 | 0,05 | 1,8 | 0,117 | 0,103 | 850 | 459 | 93 | 43 | 920 K | decreas./oscill. | 2,35 |
| | 0,345 | | 3,10 | | 11,4 | | | 832 | 555 | | | | | 2,39 |
| eriv. | 0,075 | | 1,88 | | 9,3 | | | 28 | 85 | | | | | 0,21 |

Tabelle 16

Vergleich der Temperaturabhängigkeit der thermischen Transportparameter verschiedener Gesteine

Quotient $B/A \cdot E4$

| Gestein | Wärmeleitfähigkeit | Temperaturleitfähigkeit | Anzahl |
|-------------------|--------------------|-------------------------|--------|
| Granite | 25,3±11,1 | negativ | 7 |
| felsic Granulite | 15,3±4,8 | 120±58 | 7 |
| mafic Granulite | 4,9±2,3 | 25,6±6,9 | 13 |
| KTB-Amphibolite | 6,45±3,6 | 35,2±12,5 | 16 |
| other Amphibolite | 3,6±1,5 | 16,2±2,2 | 7 |
| KTB-Gneiss | 18,1±10,6 | 99,2±41,5 | 18 |
| other Gneisses | 9,5±4,0 | 67,7±38,9 | 10 |
| Pyroxenite | 5,0±2,6 | 97,3±98,1 | 4 |
| Peridotite | 9,76±2,5 | 78,2±12,1 | 11 |
| Serpentinite | anomal | 13,3±6,6 | 16 |

Gesamtzahl: 109

Tabelle 17

Druckabhängigkeit der thermischen Transport parameter

Granite

Hydrostatische Bedingungen

Fit mit:

$$l=l(0)(1+a \cdot p)$$

im Druckbereich von 1 bis 5 kBar

| Probe | $l(0)$ W/m ² K | l_0 W/m ² k | a %/kBar | $K(0)$ E-7m ² m/s | K_0 E-7m ² m/s | b %/kBar | Korngrösse | Quarzgeh. % |
|------------|------------------------------|-----------------------------|---------------|---------------------------------|--------------------------------|---------------|------------|----------------|
| E85-27 | 3,68 | 3,57 | 0,07 | 12,8 | 13 | 0,98 | fk-kk | 30,1 |
| E85-30 | 3,61 | 3,56 | 0,79 | 11,2 | 10,6 | 0,68 | mk-gk | 24,2 |
| E85-32 | 3,46 | 2,89 | 1,29 | 10,7 | 8,11 | 1,25 | mk-gk | 36,1 |
| E85-33 | 3,83 | 3,95 | 1,45 | 12,6 | 12 | 1,05 | mk-gk | 57,6 |
| E85-35 | 3,79 | | 2,49 | 9,39 | | 2,3 | mk-gk | 32,8 |
| E85-36 | anomal | | | 13,9 | | 0,95 | kk | |
| E85-37 | 4,26 | 4,35 | 1,25 | 17,5 | 17,1 | 1,22 | mk-gk | 31,4 |
| E85-38 | 3,64 | | 1,17 | 13,4 | | 1,78 | gk | 21,7 |
| E85-40 | 4,31 | 4,46 | 0,56 | 18,5 | 18,6 | 1,44 | fk-kk | 28,4 |
| E85-41 | 4,01 | 4,14 | 0,79 | 12,6 | 12,5 | 1,47 | gk | 29,4 |
| E85-44 | 4,06 | 3,99 | 2,36 | 11,5 | 11,5 | 1,47 | fk-mk | 24,5 |
| Mittelwert | 3,87 | 3,86 | 1,22 | 13,1 | 12,93 | 1,33 | | |
| Std.Abw. | 0,24 | 0,39 | 0,55 | 1,98 | 2,48 | 0,33 | | |

Tabelle 18

Druckabhängigkeit der Thermischen Transportparameter**Granulite**

Hydrostatische Bedingungen

Fit nr $\lambda = \lambda(0)(1 + \alpha \cdot \pi)$ **Pyroxengranulite, Pyroxenite, Pyriklasite, Enderbite**

| Probe | $\lambda(0)$ W/(m*K) | $\delta\lambda$ | λ_0 (W/m*K) | α %/kBar | $\delta\alpha$ | K(0) E-7m*m/s | dK | K0 E-7m*m/s | β %/kBar | $\delta\beta$ | Range kBar |
|----------|-------------------------|-----------------|------------------------|--------------------|----------------|------------------|------|----------------|-------------------|---------------|---------------|
| GR85-2 | 2,99 | 0,01 | 2,86 | 0,24 | 0,08 | 9,16 | 0,04 | 8,96 | 0,36 | 0,60 | 0,5-5 |
| GR85-23 | 2,78 | 0,02 | | 1,01 | 0,25 | 6,51 | 0,05 | | 0,58 | 0,24 | 0,5-5 |
| GR85-35 | 2,73 | 0,01 | 2,61 | anomal | | 7,81 | 0,01 | 7,80 | 0,42 | 0,42 | 1,0-5 |
| Fin1B | 2,77 | 0,01 | 2,42 | 0,43 | 0,07 | 10,90 | 0,04 | 10,40 | 0,25 | 0,06 | 0,5-10 |
| Fin2A | 2,40 | 0,01 | 2,19 | 0,53 | 0,14 | 8,25 | 0,03 | 7,66 | 0,64 | 0,11 | 0,5-7 |
| Fin4A | 2,10 | 0,01 | 1,82 | 0,83 | 0,05 | 6,82 | 0,02 | 6,27 | 0,77 | 0,05 | 0,5-10 |
| JJ1-2 | 2,26 | 0,01 | 2,17 | 0,42 | 0,08 | 6,22 | 0,02 | 6,12 | 0,45 | 0,07 | 0,5-10 |
| JJ3 | 2,22 | 0,01 | 2,08 | 0,37 | 0,08 | 7,29 | 0,02 | 6,96 | 0,37 | 0,04 | 0,5-10 |
| JJ4 | 2,41 | 0,01 | 2,39 | 0,08 | 0,08 | 7,41 | 0,02 | 7,29 | 0,20 | 0,06 | 0,5-10 |
| JJ6-2 | 2,38 | 0,01 | 2,34 | 0,30 | 0,07 | 7,68 | 0,02 | 7,38 | 0,27 | 0,05 | 0,5-10 |
| JJ7 | 2,43 | 0,01 | 2,36 | 0,52 | 0,07 | 7,67 | 0,02 | 7,48 | 0,31 | 0,06 | 0,5-10 |
| JJ8 | 2,35 | 0,02 | 2,27 | 0,13 | 0,18 | 7,84 | 0,04 | 7,72 | 0,34 | 0,10 | 0,5-10 |
| Mittel | 2,49 | | 2,32 | 0,44 | | 7,80 | | 7,64 | 0,41 | | |
| St. Dev. | 0,22 | | 0,19 | 0,20 | | 0,83 | | 0,79 | 0,13 | | |

Felsische Granulite, Gneis

| | | | | | | | | | | | |
|------------|------|------|------|--------|------|-------|------|-------|------|------|--------|
| GR1P2 | 3,32 | 0,03 | 3,15 | 1,94 | 0,15 | 12,9 | 0,05 | 12,3 | 1,46 | 0,07 | 1,0-10 |
| GR85-17 | 4,77 | 0,04 | 4,61 | 1,47 | 0,27 | 7,78 | 0,05 | 7,58 | 1,81 | 0,2 | 0,5-5 |
| GR85-19 | 3,11 | 0,02 | 2,87 | anomal | | 12,2 | 0,09 | 11,73 | 0,32 | 0,24 | |
| Fin6A | 3,46 | 0,02 | 2,82 | 0,67 | 0,1 | 9,75 | 0,05 | 9,88 | 0,96 | 0,09 | 1,0-10 |
| Fin8A | 3,81 | 0,01 | 3,49 | 1,6 | 0,08 | 13,2 | 0,04 | 12,2 | 1,45 | 0,06 | 0,5-10 |
| 242P2P3 | 3,15 | 0,02 | 3,1 | 1,04 | 0,09 | 9,36 | 0,03 | 9,27 | 0,48 | 0,06 | 1,0-10 |
| Mittelwert | 3,60 | | 3,34 | 1,34 | | 10,87 | | 10,49 | 1,08 | | |
| Std. Abw. | 0,46 | | 0,47 | 0,39 | | 1,90 | | 1,58 | 0,49 | | |

Tabelle 19

Druckabhängigkeit der Thermischen Transportparameter

Amphibolite

Hydrostatische Bedingungen

Fit mit:

$$l=l(0)*(1+a*p)$$

KTB-Amphibolite

| Probe | $l(0)$ W/(m*K) | dl | l_0 | a | da | $K(0)$ E-7m*m/s | dK | K0 | b | db | Range kBar |
|------------|-------------------|------|-------|--------|------|--------------------|------|------|--------|------|---------------|
| | | | | %/kBar | | | | | %/kBar | | |
| 323B1d | 2,51 | 0,03 | 2,38 | 1,27 | 0,36 | 7,16 | 0,05 | 6,97 | 0,26 | 0,24 | 1,0-5,0 |
| 926D1jk | 2,48 | 0,02 | 2,45 | 0,61 | 0,14 | 8,74 | 0,05 | 8,52 | 0,5 | 0,09 | 2,0-10,0 |
| H011B17/1 | 2,77 | 0,01 | 2,68 | 0,25 | 0,16 | 8,98 | 0,04 | 8,27 | 0,4 | 0,12 | 1,0-5,0 |
| H016B17 | 2,81 | 0,03 | 2,64 | 0,26 | 0,19 | 6,3 | 0,04 | 6,01 | 0,46 | 0,1 | 1,0-10,0 |
| H019A1 | 3,06 | 0,04 | 2,56 | 1,44 | 0,38 | 8,32 | 0,04 | 7,59 | 0,68 | 0,16 | 1,0-5,0 |
| H019A4c | 2,6 | 0,01 | 2,47 | 0,56 | 0,15 | 7,91 | 0,03 | 7,58 | 0,5 | 0,1 | 1,0-5,0 |
| H024B6b | 2,28 | 0,01 | 2,08 | 0,56 | 0,08 | 7,64 | 0,03 | 7,07 | 0,55 | 0,06 | 1,0-10,0 |
| H024C10a | 2,56 | 0,01 | 2,54 | 0,34 | 0,06 | 7,94 | 0,02 | 7,83 | 0,44 | 0,04 | 1,0-10,0 |
| H027B1c | 2,64 | 0,01 | 2,56 | 0,45 | 0,08 | 7,32 | 0,02 | 7,07 | 0,54 | 0,05 | 1,0-10,0 |
| H031A1a | 2,89 | 0,01 | 2,52 | 0,85 | 0,06 | 11,51 | 0,02 | 10,5 | 0,76 | 0,03 | 1,0-10,0 |
| Mittelwert | 2,66 | | 2,49 | 0,66 | | 8,18 | | 7,74 | 0,51 | | |
| Std. Abw. | 0,18 | | 0,11 | 0,32 | | 0,96 | | 0,83 | 0,1 | | |

Amphibolite vom sächsischen Granulitgebirge

| | | | | | | | | | | | |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|------|---------|
| GR85-22 | 2,27 | 0,01 | 2,17 | 0,5 | 0,17 | 7,71 | 0,02 | 7,46 | 0,57 | 0,1 | 1,0-5,0 |
| GR85-43 | 2,81 | 0,06 | 2,74 | 1,56 | 0,71 | 8,07 | 0,11 | 7,43 | -0,14 | 0,43 | 1,0-5,0 |
| 1862548 | 2,55 | 0,02 | 2,53 | 1,23 | 0,21 | 6,83 | 0,03 | 6,78 | 0,31 | 0,12 | 1,0-5,0 |
| Thierb | 2,69 | 0,02 | 2,72 | 1,4 | 0,3 | 6,72 | 0,04 | 6,71 | 1,03 | 0,18 | 1,0-5,0 |
| Biensd1 | 2,66 | 0,03 | 2,65 | 0,79 | 0,37 | 5,93 | 0,86 | 6,33 | 1,47 | 4,7 | 1,0-5,0 |
| Mittelwert | 2,54 | | 2,52 | 0,98 | | 6,8 | | 6,82 | 0,85 | | |
| Std. Abw. | 0,14 | | 0,17 | 0,34 | | 0,47 | | 0,32 | 0,41 | | |

Werte für alle Amphibolite

| | | | | | | | | | | | |
|------------|------|--|------|------|--|------|--|------|------|--|--|
| Mittelwert | 2,63 | | 2,5 | 0,75 | | 7,79 | | 7,48 | 0,61 | | |
| Std. Abw. | 0,16 | | 0,13 | 0,35 | | 0,95 | | 0,77 | 0,22 | | |

Mittelung ohne GR85-43

Tabelle 20

Druckabhängigkeit der thermischen Transportparameter Serpentine

Hydrostatische Bedingungen

Fit mit $l=l(0)(1+a*p)$

im Druckbereich von 1 bis 5 kBar

| Probe | $l(0)$ W/(m*K) | dl | a %/kBar | da | l_0 W/(m*K) | $K(0)$ E-7 m*m/s | dK | b %/kBar | db | K_0 E-7 m*m/s |
|------------|-------------------|------|-------------|------|------------------|---------------------|------|-------------|------|--------------------|
| GR85-51 | 2,85 | 0,03 | 0,66 | 0,27 | 2,76 | 6,56 | 0,05 | 0,79 | 0,23 | 6,59 |
| GR85-52 | 2,72 | 0,02 | 1,75 | 0,2 | 2,47 | 5,54 | 0,02 | 1,1 | 0,14 | 5,56 |
| GR85-6 | 2,31 | 0,01 | 2,22 | 0,13 | 2,15 | 6,35 | 0,02 | 0,56 | 0,08 | 6,36 |
| GR85-91 | 2,64 | | 1,84 | | | 4,3 | | 2,16 | | |
| GR85-92 | 2,71 | 0,03 | 1,1 | 0,34 | 2,63 | 4,43 | 0,04 | 1,26 | 0,31 | 4,24 |
| GR85-401 | 2,93 | 0,02 | 1,18 | 0,19 | 2,9 | 7,78 | 0,03 | 0,45 | 0,13 | 7,71 |
| GR85-402 | 3,32 | 0,02 | 1,87 | 0,16 | 3,1 | 8,06 | 0,05 | 1,52 | 0,19 | 7,36 |
| Kiefernbl1 | 2,55 | 0,02 | 2,49 | 0,26 | 2,55 | 5,41 | 0,05 | 2 | 0,31 | 5,46 |
| Kiefernbl2 | 2,64 | 0,03 | 1,38 | 0,36 | 2,48 | 4,76 | 0,06 | 2,99 | 0,38 | 4,61 |
| Reinsdorf | 3,03 | 0,03 | 0,72 | 0,27 | 2,84 | 6,42 | 0,06 | 1,4 | 0,29 | 6,34 |
| Mittelwert | 2,77 | | 1,52 | | 2,65 | 5,96 | | 1,42 | | 6,03 |
| Std.Abw. | 0,21 | | 0,51 | | 0,22 | 1,07 | | 0,6 | | 0,94 |

Tabelle 21

Konstanten der linearen Druckabhängigkeit bei hydrostatischen Bedingungen

| Gestein | $l(0)$ W/(m*K) | a %/kBar | $K(0)$ E-7m*m/s | b %/kBar | Anzahl |
|------------------------------|-------------------|-------------|--------------------|-------------|--------|
| Granite | 3,87±0,24 | 1,22±0,55 | 13,1±2,0 | 1,33±0,33 | 10 |
| thermisch gecrackte Granite | | | | | |
| mittelkörnig | | 0,95±0,28 | | 0,83±0,33 | 4 |
| feinkörnig | | 1,12±0,12 | | 1,00±0,22 | 6 |
| Amphibolite | 2,63±0,16 | 0,75±0,35 | 7,79±0,95 | 0,61±0,22 | 14 |
| Serpentine | 2,77±0,21 | 1,52±0,51 | 5,96±1,07 | 1,42±0,60 | 10 |
| Felsische Granulite, Gneis | 3,60±0,46 | 1,34±0,39 | 10,87±1,90 | 1,08±0,49 | 5 |
| Mafische Granulite, Enderbit | | | | | |
| Pyroxenit, Pyriklasit | 2,49±0,22 | 0,44±0,20 | 7,80±0,83 | 0,41±0,13 | 11 |
| Eklogit | | 0,56 | | 0,49 | 1 |
| Anorthosit | | 0,16 | | 0,18 | 1 |
| Quarzitischer Sandstein | | 3,77 | | 3,12 | 1 |

Tabelle 22

Verteilung der WLF für die mittlere Geotherme

| Tiefe km | Gestein | Temperatur K | Druck kBar | WLF W/(m*K) | ohne p-Effekt W/(m*K) |
|-------------|--------------|-----------------|---------------|----------------|--------------------------|
| 0 | | 294,0 | 0,000 | 3,182 | 3,182 |
| 1 | Granit | 325,2 | 0,294 | 3,038 | 3,027 |
| 2 | Granit | 355,4 | 0,588 | 2,915 | 2,894 |
| 3 | Granit | 384,6 | 0,882 | 2,809 | 2,779 |
| 4 | Granit | 412,8 | 1,176 | 2,717 | 2,679 |
| 5 | Granit | 440,1 | 1,471 | 2,638 | 2,591 |
| 6 | Granit | 466,5 | 1,765 | 2,569 | 2,515 |
| 7 | Granit | 491,9 | 2,059 | 2,510 | 2,449 |
| 8 | Granit | 516,6 | 2,353 | 2,459 | 2,391 |
| 9 | Granit | 540,4 | 2,647 | 2,416 | 2,340 |
| 10 | Granit | 563,4 | 2,941 | 2,378 | 2,296 |
| 11 | Granit | 585,6 | 3,235 | 2,347 | 2,258 |
| 12 | Granit | 607,1 | 3,529 | 2,320 | 2,225 |
| 10 | Amphibolit | 563,4 | 2,941 | 2,149 | 2,103 |
| 11 | Amphibolit | 585,6 | 3,235 | 2,133 | 2,082 |
| 12 | Amphibolit | 607,1 | 3,529 | 2,118 | 2,063 |
| 13 | Amphibolit | 627,9 | 3,824 | 2,105 | 2,046 |
| 14 | Amphibolit | 648,0 | 4,118 | 2,094 | 2,031 |
| 15 | Amphibolit | 667,4 | 4,412 | 2,084 | 2,017 |
| 16 | Amphibolit | 686,2 | 4,706 | 2,076 | 2,005 |
| 17 | Amphibolit | 704,4 | 5,000 | 2,069 | 1,994 |
| 18 | Amphibolit | 722,0 | 5,294 | 2,063 | 1,984 |
| 19 | Amphibolit | 739,1 | 5,588 | 2,058 | 1,975 |
| 20 | Amphibolit | 755,7 | 5,882 | 2,054 | 1,967 |
| 21 | Amphibolit | 771,7 | 6,176 | 2,051 | 1,960 |
| 22 | Amphibolit | 787,3 | 6,471 | 2,049 | 1,955 |
| 23 | Amphibolit | 802,5 | 6,765 | 2,048 | 1,949 |
| 24 | Amphibolit | 817,2 | 7,059 | 2,048 | 1,945 |
| 25 | Amphibolit | 831,6 | 7,353 | 2,048 | 1,941 |
| 26 | Amphibolit | 845,6 | 7,647 | 2,049 | 1,938 |
| 27 | Amphibolit | 859,3 | 7,941 | 2,051 | 1,935 |
| 28 | Amphibolit | 872,6 | 8,235 | 2,053 | 1,933 |
| 29 | Amphibolit | 885,8 | 8,529 | 2,055 | 1,932 |
| 30 | Amphibolit | 898,6 | 8,824 | 2,059 | 1,931 |
| 25 | Maf.Granulit | 831,6 | 7,353 | 1,940 | 1,879 |
| 26 | Maf.Granulit | 845,6 | 7,647 | 1,944 | 1,880 |
| 27 | Maf.Granulit | 859,3 | 7,941 | 1,948 | 1,882 |
| 28 | Maf.Granulit | 872,6 | 8,235 | 1,952 | 1,884 |
| 29 | Maf.Granulit | 885,8 | 8,529 | 1,958 | 1,887 |
| 30 | Maf.Granulit | 898,6 | 8,824 | 1,963 | 1,890 |
| 31 | Maf.Granulit | 911,3 | 9,118 | 1,970 | 1,894 |
| 32 | Maf.Granulit | 923,8 | 9,412 | 1,976 | 1,898 |
| 33 | Maf.Granulit | 936,1 | 9,706 | 1,983 | 1,902 |
| 34 | Maf.Granulit | 948,2 | 10,000 | 1,991 | 1,907 |
| 35 | Maf.Granulit | 960,3 | 10,294 | 1,999 | 1,912 |
| 36 | Maf.Granulit | 972,3 | 10,588 | 2,008 | 1,918 |
| 37 | Maf.Granulit | 984,3 | 10,882 | 2,017 | 1,925 |
| 38 | Maf.Granulit | 996,2 | 11,176 | 2,026 | 1,931 |
| 39 | Maf.Granulit | 1008,2 | 11,471 | 2,036 | 1,939 |
| 40 | Maf.Granulit | 1020,1 | 11,765 | 2,047 | 1,946 |

Fortsetzung der Tabelle 22:

Verteilung der WLF für die mittlere Geothermie

| Tiefe km | Gestein | Temperatur K | Druck kBar | WLF W/(m*K) | ohne p-Effekt W/(m*K) |
|-------------|-----------|-----------------|---------------|----------------|--------------------------|
| 36 | Peridotit | 972,3 | 10,588 | 3,374 | 2,966 |
| 37 | Peridotit | 984,3 | 10,882 | 3,383 | 2,964 |
| 38 | Peridotit | 996,2 | 11,176 | 3,392 | 2,962 |
| 39 | Peridotit | 1008,2 | 11,471 | 3,402 | 2,96 |
| 40 | Peridotit | 1020,1 | 11,765 | 3,411 | 2,959 |
| 41 | Peridotit | 1032,2 | 12,059 | 3,421 | 2,957 |
| 42 | Peridotit | 1044,3 | 12,353 | 3,431 | 2,956 |
| 43 | Peridotit | 1056,6 | 12,647 | 3,441 | 2,955 |
| 44 | Peridotit | 1069 | 12,941 | 3,451 | 2,954 |
| 45 | Peridotit | 1081,5 | 13,235 | 3,462 | 2,954 |
| 1 | Gneis | 325,2 | 0,294 | 2,799 | 2,788 |
| 2 | Gneis | 355,4 | 0,588 | 2,7 | 2,679 |
| 3 | Gneis | 384,6 | 0,882 | 2,614 | 2,583 |
| 4 | Gneis | 412,8 | 1,176 | 2,539 | 2,5 |
| 5 | Gneis | 440,1 | 1,471 | 2,474 | 2,427 |
| 6 | Gneis | 466,5 | 1,765 | 2,418 | 2,362 |
| 7 | Gneis | 491,9 | 2,059 | 2,369 | 2,306 |
| 8 | Gneis | 516,6 | 2,353 | 2,327 | 2,256 |
| 9 | Gneis | 540,4 | 2,647 | 2,291 | 2,212 |
| 10 | Gneis | 563,4 | 2,941 | 2,26 | 2,174 |
| 11 | Gneis | 585,6 | 3,235 | 2,234 | 2,141 |
| 12 | Gneis | 607,1 | 3,529 | 2,212 | 2,112 |
| 13 | Gneis | 627,9 | 3,824 | 2,193 | 2,087 |
| 14 | Gneis | 648 | 4,118 | 2,179 | 2,065 |
| 15 | Gneis | 667,4 | 4,412 | 2,167 | 2,046 |
| 16 | Gneis | 686,2 | 4,706 | 2,159 | 2,031 |
| 17 | Gneis | 704,4 | 5 | 2,152 | 2,017 |
| 18 | Gneis | 722 | 5,294 | 2,149 | 2,006 |
| 19 | Gneis | 739,1 | 5,588 | 2,147 | 1,998 |
| 20 | Gneis | 755,7 | 5,882 | 2,147 | 1,991 |

Tabelle 23

Verteilung der WLF für die minimale Geotherme

| Tiefe z km | Gestein | Temperatur K | Druck kBar | WLF W/(m*K) | ohne p-Effekt W/(m*K) |
|---------------|---------------|-----------------|---------------|----------------|--------------------------|
| 0 | | 285,4 | 0 | 3,228 | 3,228 |
| 1 | Granit | 301,8 | 0,294 | 3,152 | 3,141 |
| 2 | Granit | 318,1 | 0,588 | 3,083 | 3,061 |
| 3 | Granit | 334,2 | 0,882 | 3,018 | 2,986 |
| 4 | Granit | 350,2 | 1,176 | 2,958 | 2,916 |
| 5 | Granit | 366 | 1,471 | 2,902 | 2,851 |
| 6 | Granit | 381,7 | 1,765 | 2,85 | 2,79 |
| 7 | Granit | 397,2 | 2,059 | 2,801 | 2,733 |
| 8 | Granit | 412,6 | 2,353 | 2,756 | 2,679 |
| 9 | Granit | 427,8 | 2,647 | 2,714 | 2,629 |
| 10 | Granit | 442,9 | 2,941 | 2,675 | 2,583 |
| 11 | Granit | 457,9 | 3,235 | 2,639 | 2,539 |
| 12 | Granit | 472,7 | 3,529 | 2,606 | 2,498 |
| 10 | Amphibolit | 442,9 | 2,941 | 2,289 | 2,24 |
| 11 | Amphibolit | 457,9 | 3,235 | 2,274 | 2,22 |
| 12 | Amphibolit | 472,7 | 3,529 | 2,26 | 2,202 |
| 13 | Amphibolit | 487,4 | 3,824 | 2,247 | 2,184 |
| 14 | Amphibolit | 501,9 | 4,118 | 2,234 | 2,167 |
| 15 | Amphibolit | 516,3 | 4,412 | 2,223 | 2,151 |
| 16 | Amphibolit | 530,6 | 4,706 | 2,211 | 2,136 |
| 17 | Amphibolit | 544,7 | 5 | 2,201 | 2,121 |
| 18 | Amphibolit | 558,7 | 5,294 | 2,191 | 2,107 |
| 19 | Amphibolit | 572,5 | 5,588 | 2,182 | 2,094 |
| 20 | Amphibolit | 586,2 | 5,882 | 2,173 | 2,082 |
| 21 | Amphibolit | 599,8 | 6,176 | 2,165 | 2,07 |
| 22 | Amphibolit | 613,2 | 6,471 | 2,158 | 2,058 |
| 23 | Amphibolit | 626,5 | 6,765 | 2,151 | 2,047 |
| 24 | Amphibolit | 639,6 | 7,059 | 2,145 | 2,037 |
| 25 | Amphibolit | 652,6 | 7,353 | 2,139 | 2,028 |
| 26 | Amphibolit | 665,5 | 7,647 | 2,134 | 2,019 |
| 27 | Amphibolit | 678,3 | 7,941 | 2,13 | 2,01 |
| 28 | Amphibolit | 690,9 | 8,235 | 2,126 | 2,002 |
| 29 | Amphibolit | 703,3 | 8,529 | 2,122 | 1,994 |
| 30 | Amphibolit | 715,7 | 8,824 | 2,119 | 1,987 |
| 25 | Maf. Granulit | 652,6 | 7,353 | 1,981 | 1,919 |
| 26 | Maf. Granulit | 665,5 | 7,647 | 1,977 | 1,913 |
| 27 | Maf. Granulit | 678,3 | 7,941 | 1,974 | 1,907 |
| 28 | Maf. Granulit | 690,9 | 8,235 | 1,971 | 1,902 |
| 29 | Maf. Granulit | 703,3 | 8,529 | 1,969 | 1,898 |
| 30 | Maf. Granulit | 715,7 | 8,824 | 1,967 | 1,894 |
| 31 | Maf. Granulit | 727,9 | 9,118 | 1,966 | 1,89 |
| 32 | Maf. Granulit | 740 | 9,412 | 1,966 | 1,887 |
| 33 | Maf. Granulit | 751,9 | 9,706 | 1,965 | 1,885 |
| 34 | Maf. Granulit | 763,7 | 10 | 1,966 | 1,883 |
| 35 | Maf. Granulit | 775,4 | 10,294 | 1,966 | 1,881 |
| 36 | Maf. Granulit | 787 | 10,588 | 1,968 | 1,88 |
| 37 | Maf. Granulit | 798,4 | 10,882 | 1,969 | 1,879 |
| 38 | Maf. Granulit | 809,7 | 11,176 | 1,971 | 1,879 |
| 39 | Maf. Granulit | 820,9 | 11,471 | 1,974 | 1,879 |
| 40 | Maf. Granulit | 831,9 | 11,765 | 1,977 | 1,879 |

Fortsetzung der Tabelle 23

Verteilung der WLF für die minimale Geotherme

| Tiefe z km | Gestein | Temperatur K | Druck kBar | WLF W/(m*K) | ohne p-Effekt W/(m*K) |
|---------------|-----------|-----------------|---------------|----------------|--------------------------|
| 36 | Peridotit | 787 | 10,588 | 3,441 | 3,025 |
| 37 | Peridotit | 798,4 | 10,882 | 3,446 | 3,019 |
| 38 | Peridotit | 809,7 | 11,176 | 3,452 | 3,014 |
| 39 | Peridotit | 820,9 | 11,471 | 3,458 | 3,009 |
| 40 | Peridotit | 831,9 | 11,765 | 3,465 | 3,005 |
| 41 | Peridotit | 842,9 | 12,059 | 3,471 | 3,001 |
| 42 | Peridotit | 853,7 | 12,353 | 3,478 | 2,997 |
| 43 | Peridotit | 864,3 | 12,647 | 3,485 | 2,993 |
| 44 | Peridotit | 874,9 | 12,941 | 3,493 | 2,99 |
| 45 | Peridotit | 885,3 | 13,235 | 3,5 | 2,986 |
| 1 | Gneis | 301,8 | 0,294 | 2,891 | 2,88 |
| 2 | Gneis | 318,1 | 0,588 | 2,837 | 2,815 |
| 3 | Gneis | 334,2 | 0,882 | 2,786 | 2,754 |
| 4 | Gneis | 350,2 | 1,176 | 2,739 | 2,697 |
| 5 | Gneis | 366 | 1,471 | 2,695 | 2,643 |
| 6 | Gneis | 381,7 | 1,765 | 2,654 | 2,592 |
| 7 | Gneis | 397,2 | 2,059 | 2,615 | 2,545 |
| 8 | Gneis | 412,6 | 2,353 | 2,579 | 2,5 |
| 9 | Gneis | 427,8 | 2,647 | 2,546 | 2,459 |
| 10 | Gneis | 442,9 | 2,941 | 2,515 | 2,419 |
| 11 | Gneis | 457,9 | 3,235 | 2,486 | 2,382 |
| 12 | Gneis | 472,7 | 3,529 | 2,459 | 2,348 |
| 13 | Gneis | 487,4 | 3,824 | 2,434 | 2,315 |
| 14 | Gneis | 501,9 | 4,118 | 2,411 | 2,285 |
| 15 | Gneis | 516,3 | 4,412 | 2,39 | 2,256 |
| 16 | Gneis | 530,6 | 4,706 | 2,37 | 2,23 |
| 17 | Gneis | 544,7 | 5 | 2,353 | 2,205 |
| 18 | Gneis | 558,7 | 5,294 | 2,336 | 2,182 |
| 19 | Gneis | 572,5 | 5,588 | 2,322 | 2,16 |
| 20 | Gneis | 586,2 | 5,882 | 2,309 | 2,14 |

Tabelle 24

Verteilung der WLF für die maximale Geotherme

| Tiefe z km | Gestein | Temperatur K | Druck kBar | WLF W/(m*K) | ohne p-Effekt W/(m*K) |
|---------------|--------------|-----------------|---------------|----------------|--------------------------|
| 0 | | 298 | 0 | 3,161 | 3,161 |
| 1 | Granit | 346,8 | 0,294 | 2,941 | 2,931 |
| 2 | Granit | 393,1 | 0,588 | 2,767 | 2,747 |
| 3 | Granit | 437,1 | 0,882 | 2,628 | 2,6 |
| 4 | Granit | 478,8 | 1,176 | 2,518 | 2,482 |
| 5 | Granit | 518,4 | 1,471 | 2,43 | 2,387 |
| 6 | Granit | 555,9 | 1,765 | 2,36 | 2,31 |
| 7 | Granit | 591,4 | 2,059 | 2,305 | 2,249 |
| 8 | Granit | 625 | 2,353 | 2,263 | 2,2 |
| 9 | Granit | 656,8 | 2,647 | 2,232 | 2,162 |
| 10 | Granit | 686,9 | 2,941 | 2,209 | 2,133 |
| 11 | Granit | 715,4 | 3,235 | 2,195 | 2,111 |
| 12 | Granit | 742,3 | 3,529 | 2,186 | 2,096 |
| 10 | Amphibolit | 686,9 | 2,941 | 2,049 | 2,004 |
| 11 | Amphibolit | 715,4 | 3,235 | 2,036 | 1,988 |
| 12 | Amphibolit | 742,3 | 3,529 | 2,026 | 1,974 |
| 13 | Amphibolit | 767,8 | 3,824 | 2,018 | 1,962 |
| 14 | Amphibolit | 791,9 | 4,118 | 2,013 | 1,953 |
| 15 | Amphibolit | 814,7 | 4,412 | 2,01 | 1,946 |
| 16 | Amphibolit | 836,3 | 4,706 | 2,008 | 1,94 |
| 17 | Amphibolit | 856,9 | 5 | 2,008 | 1,936 |
| 18 | Amphibolit | 876,4 | 5,294 | 2,01 | 1,933 |
| 19 | Amphibolit | 895,1 | 5,588 | 2,012 | 1,931 |
| 20 | Amphibolit | 912,8 | 5,882 | 2,015 | 1,93 |
| 21 | Amphibolit | 929,9 | 6,176 | 2,02 | 1,93 |
| 22 | Amphibolit | 946,3 | 6,471 | 2,025 | 1,931 |
| 23 | Amphibolit | 962,1 | 6,765 | 2,03 | 1,932 |
| 24 | Amphibolit | 977,4 | 7,059 | 2,037 | 1,934 |
| 25 | Amphibolit | 992,4 | 7,353 | 2,044 | 1,937 |
| 26 | Amphibolit | 1007 | 7,647 | 2,051 | 1,94 |
| 27 | Amphibolit | 1021,5 | 7,941 | 2,06 | 1,944 |
| 28 | Amphibolit | 1035,8 | 8,235 | 2,068 | 1,948 |
| 29 | Amphibolit | 1050,1 | 8,529 | 2,078 | 1,953 |
| 30 | Amphibolit | 1064,4 | 8,824 | 2,088 | 1,958 |
| 25 | Maf.Granulit | 992,4 | 7,353 | 1,992 | 1,929 |
| 26 | Maf.Granulit | 1007 | 7,647 | 2,003 | 1,938 |
| 27 | Maf.Granulit | 1021,5 | 7,941 | 2,015 | 1,947 |
| 28 | Maf.Granulit | 1035,8 | 8,235 | 2,028 | 1,957 |
| 29 | Maf.Granulit | 1050,1 | 8,529 | 2,042 | 1,968 |
| 30 | Maf.Granulit | 1064,4 | 8,824 | 2,056 | 1,979 |
| 31 | Maf.Granulit | 1078,9 | 9,118 | 2,071 | 1,991 |
| 32 | Maf.Granulit | 1093,7 | 9,412 | 2,087 | 2,004 |
| 33 | Maf.Granulit | 1108,7 | 9,706 | 2,105 | 2,019 |
| 34 | Maf.Granulit | 1124,1 | 10 | 2,123 | 2,034 |
| 35 | Maf.Granulit | 1140,1 | 10,294 | 2,144 | 2,051 |
| 36 | Maf.Granulit | 1156,6 | 10,588 | 2,166 | 2,069 |
| 37 | Maf.Granulit | 1173,8 | 10,882 | 2,189 | 2,089 |
| 38 | Maf.Granulit | 1191,8 | 11,176 | 2,216 | 2,112 |
| 39 | Maf.Granulit | 1210,6 | 11,471 | 2,244 | 2,136 |
| 40 | Maf.Granulit | 1230,4 | 11,765 | 2,276 | 2,164 |

Fortsetzung der Tabelle 24

Verteilung der WLF für die maximale Geotherme

| Tiefe z km | Gestein | Temperatur K | Druck kBar | WLF W/(m*K) | ohne p-Effekt W/(m*K) |
|---------------|-----------|-----------------|---------------|----------------|--------------------------|
| 36 | Peridotit | 1156,6 | 10,588 | 3,36 | 2,953 |
| 37 | Peridotit | 1173,8 | 10,882 | 3,372 | 2,954 |
| 38 | Peridotit | 1191,8 | 11,176 | 3,384 | 2,955 |
| 39 | Peridotit | 1210,6 | 11,471 | 3,397 | 2,956 |
| 40 | Peridotit | 1230,4 | 11,765 | 3,41 | 2,958 |
| 41 | Peridotit | 1251,2 | 12,059 | 3,424 | 2,96 |
| 42 | Peridotit | 1273,1 | 12,353 | 3,439 | 2,963 |
| 43 | Peridotit | 1296,2 | 12,647 | 3,454 | 2,967 |
| 44 | Peridotit | 1320,7 | 12,941 | 3,471 | 2,971 |
| 45 | Peridotit | 1346,5 | 13,235 | 3,488 | 2,976 |
| 1 | Gneis | 346,8 | 0,294 | 2,719 | 2,709 |
| 2 | Gneis | 393,1 | 0,588 | 2,577 | 2,557 |
| 3 | Gneis | 437,1 | 0,882 | 2,463 | 2,434 |
| 4 | Gneis | 478,8 | 1,176 | 2,371 | 2,334 |
| 5 | Gneis | 518,4 | 1,471 | 2,297 | 2,252 |
| 6 | Gneis | 555,9 | 1,765 | 2,238 | 2,186 |
| 7 | Gneis | 591,4 | 2,059 | 2,192 | 2,133 |
| 8 | Gneis | 625 | 2,353 | 2,156 | 2,09 |
| 9 | Gneis | 656,8 | 2,647 | 2,129 | 2,056 |
| 10 | Gneis | 686,9 | 2,941 | 2,11 | 2,03 |
| 11 | Gneis | 715,4 | 3,235 | 2,097 | 2,01 |
| 12 | Gneis | 742,3 | 3,529 | 2,09 | 1,996 |
| 13 | Gneis | 767,8 | 3,824 | 2,088 | 1,987 |
| 14 | Gneis | 791,9 | 4,118 | 2,09 | 1,981 |
| 15 | Gneis | 814,7 | 4,412 | 2,096 | 1,979 |
| 16 | Gneis | 836,3 | 4,706 | 2,104 | 1,979 |
| 17 | Gneis | 856,9 | 5 | 2,115 | 1,982 |
| 18 | Gneis | 876,4 | 5,294 | 2,128 | 1,987 |
| 19 | Gneis | 895,1 | 5,588 | 2,143 | 1,994 |
| 20 | Gneis | 912,8 | 5,882 | 2,159 | 2,002 |

Tabelle 25

Druck- und Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit

Fit mit WLF1

| Granit Kirchberg1 | | | | Kirchberg2 | |
|-------------------|------|------|------|------------|------|
| Druck/MPa | 75 | 300 | 750 | 125 | 300 |
| A*E2 | 2,5 | 2,11 | 1,26 | 1,86 | 1,86 |
| B*E4 | 1,32 | 1,27 | 1,32 | 1,92 | 1,71 |

| Granit Ruhla | | | | | Plagiogranit | | | |
|--------------|------|------|------|------|--------------|------|------|------|
| Druck/MPa | 100 | 300 | 750 | 1100 | 100 | 300 | 750 | 1100 |
| A*E2 | 0,65 | 4,29 | 3,05 | 3,7 | 0,022 | 1,58 | 1,17 | 2,19 |
| B*E4 | 1,72 | 0,95 | 1,11 | 1,02 | 2 | 1,52 | 1,71 | 1,44 |

| Granodiorit Dehmitz1 | | | | Dehmitz2 | | | | | |
|----------------------|--------|-------|-------|-----------|------|------|------|------|------|
| Druck/MPa | 75 | 300 | 750 | Druck/MPa | 125 | 300 | 750 | 1100 | 1500 |
| A*E2 | -0,201 | -1,44 | -1,62 | A*E2 | 3,38 | 2,25 | 2,34 | 4,05 | 4,41 |
| B*E4 | 1,94 | 2,26 | 2,36 | B*E4 | 1,65 | 1,8 | 1,53 | 1,17 | 1,13 |

| Granulit Diethensdorf | | | | | Anorthosit | | |
|-----------------------|------|------|------|------|------------|------|------|
| Druck/MPa | 50 | 300 | 750 | 1500 | 50 | 300 | 750 |
| A*E2 | 5,87 | 3,22 | 2,2 | 0,14 | 5,34 | 4,55 | 4,97 |
| B*E4 | 1,36 | 2,15 | 2,26 | 2,99 | 0,84 | 1,08 | 1,02 |

| Granulit Waldheim | | | | | Granulit Penig1 | | Penig2 | |
|-------------------|------|------|------|------|-----------------|------|--------|------|
| Druck/MPa | 1 | 125 | 375 | 750 | 50 | 300 | 50 | 300 |
| A*E2 | 4,31 | 5,02 | 3,64 | 4,02 | 6,36 | 5,65 | 1,42 | 6,7 |
| B*E4 | 1,56 | 0,66 | 0,63 | 0,46 | 1,72 | 0,93 | 2,7 | 1,08 |

| GranulitW | | | | |
|-----------|------|------|-------|-------|
| Druck/MPa | 100 | 300 | 750 | 1500 |
| A*E2 | 2,7 | 2,94 | 3,57 | 4,14 |
| B*E4 | 1,14 | 1,01 | 0,732 | 0,575 |

| Granulit Röhrsdorf3s | | | | | Röhrsdorf/s | | Röhrsdorf/p | |
|----------------------|-------|-------|-------|-------|-------------|-------|-------------|--|
| Druck/MPa | 125 | 300 | 750 | 1500 | 100 | 100 | | |
| A*E2 | 0,504 | -0,14 | -0,62 | -0,27 | 0,219 | -1,16 | | |
| B*E4 | 1,66 | 1,67 | 1,72 | 1,61 | 2,39 | 1,76 | | |

| Granulit Höckendorf1 | | | | | Höckendorf2 | | |
|----------------------|-------|------|-------|------|-------------|-------|-------|
| Druck/MPa | 75 | 300 | 750 | 1100 | 125 | 300 | 750 |
| A*E2 | -0,92 | 0,82 | -0,54 | 1,94 | 2,4 | 0,161 | -0,83 |
| B*E4 | 1,92 | 1,48 | 1,81 | 1,04 | 2,04 | 2,5 | 2,8 |

| Granulit Röhrsdorf1s | | | | Röhrsdorf2p | | |
|----------------------|------|------|------|-------------|------|------|
| Druck/MPa | 125 | 375 | 750 | 50 | 300 | 750 |
| A*E2 | 4,41 | 4,01 | 2,92 | -0,74 | 1,78 | 0,85 |
| B*E4 | 1,36 | 1,11 | 1,16 | 1,65 | 1,24 | 1,42 |