



Grit Dannowski

**Untersuchung des thermo-  
hydraulischen Feldes und der  
Wärmeflussdichte in der Nähe eines  
aktiven Mantelplumes (Insel Hawaii) mit  
Hilfe von Bohrlochtemperatur-  
messungen**

---

Scientific Technical Report STR02/03

**Untersuchung des thermo-hydraulischen Feldes und der Wärmeflussdichte  
in der Nähe eines aktiven Mantelplumes (Insel Hawaii) mit Hilfe von  
Bohrlochtemperaturmessungen**

vorgelegt von Dipl.-Geophys. Grit Dannowski

Von der Fakultät VI: Bauingenieurwesen und Angewandte  
Geowissenschaften der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades Doktor der  
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Dissertation

Berichter: Prof. Dr. H. Burkhardt  
Berichter: Prof. Dr. A. Pekdeger  
Berichter: Dr. E. Huenges

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 25.01.2002

Berlin 2002

D 83



## Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung .....	3
2	Einleitung.....	9
	Abstract .....	6
3	Kenntnisstand zur geodynamischen, geologischen und hydrogeologischen Situation im Untersuchungsgebiet .....	12
4	Messprogramm .....	21
4.1	Temperatur-Bohrlochmessungen .....	21
4.1.1	Grundlagen .....	21
4.1.2	Messregime und Ablauf der Messung.....	24
4.1.3	Ergebnisse .....	28
4.2	Labormessungen petrophysikalischer Eigenschaften .....	32
4.2.1	Lithologische Beschreibung der Proben.....	32
4.2.2	Messprinzip .....	35
4.2.3	Ergebnisse .....	37
4.3	Wärmeflussdichteberechnung.....	43
5	Modellierung des thermo-hydraulischen Regimes.....	47
5.1	Einleitung.....	47
5.2	Theorie .....	48
5.3	Profilwahl.....	49
5.4	Szenario 1: thermische Modellierung .....	50
5.4.1	Konzeptionelles Modell .....	50
5.4.2	Thermische Materialparameter.....	51
5.4.3	Thermische Randbedingungen.....	53
5.4.4	Ergebnisse der thermischen Modellierung.....	56
5.5	Szenario 2: gekoppelte thermo-hydraulische Modellierung .....	59
5.5.1	Konzeptionelles Modell .....	59
5.5.2	Hydraulische Materialparameter .....	60
5.5.3	Hydraulische Randbedingungen.....	62
5.5.4	Ergebnisse der thermo-hydraulischen Modellierung .....	64
5.6	Szenario-3: thermo-hydraulische Modellierung mit Stofftransport.....	67
5.6.1	Materialparameter des Stofftransportes.....	67
5.6.2	Randbedingungen des Stofftransportes .....	69
5.6.3	Ergebnisse .....	69
5.7	Zusammenfassung der Modellierungsergebnisse .....	76
6	Zusammenfassende Schlussfolgerungen .....	80
7	Literatur .....	83
8	Anhang.....	88
8.1	Mathematische Umsetzung der physikalischen Prozesse in den Modellierungsprogrammen.....	88
8.2	Symbole und Abkürzungen.....	92
9	Danksagung .....	94



# 1 Zusammenfassung

Die Insel Hawaii und deren vulkanischer Ursprung sind Gegenstand der Forschung im Rahmen von nationalen und internationalen Projekten. Die NSF (National Science Foundation) hat in Zusammenarbeit mit dem ICDP (International Continental Scientific Drilling Program) mit dem Abteufen einer Tiefbohrung auf Hawaii (HSDP2) die Möglichkeit geboten, die vulkanischen Abfolgen und damit die Entwicklung des Vulkans über längere Zeiträume an der Flanke des Mauna Kea zu studieren. Ziel der hier vorliegenden Arbeit war es, im Rahmen dieses Bohrprojektes das regionale thermische und hydraulische Feld in der Umgebung der Bohrung mit Hilfe von Temperaturmessungen näher zu untersuchen. Verschiedene Szenarien des thermischen und thermisch-hydraulischen Feldes wurden numerisch modelliert. Die Daten, die in die gekoppelte thermo-hydraulische Modellierung eingingen bzw. mit deren Hilfe die Modelle verifiziert wurden, waren die petrophysikalischen Eigenschaften, die im Labor an Kernen bestimmt wurden, sowie Temperatur-Tiefen-Profile, die in der 1999 abgeteufte 3109 m tiefe Bohrung HSDP2 gemessen wurden.

Die petrophysikalischen Eigenschaften: Porosität, Dichte, Permeabilität und Wärmeleitfähigkeit wurden an 34 Kernstücken gemessen, die gleichmäßig verteilt (alle 91,44 m) über das gesamte Bohrprofil ausgewählt wurden. Es wurden alle lithologischen Einheiten im subaerischen Bereich bis 1079 mbsl (Aa-Laven, Pahoehoe-Laven und massive Basalte) und im submarinen Bereich (massive Basalte, Hyaloklastite und Pillow-Laven) bis auf die geringmächtigen intrusiven Laven erfasst.

Die Labormessungen bestätigen die aus der Literatur für basaltische Gesteine bekannte Variabilität der Porosität. Die Werte variieren im Tiefenbereich von 0 bis 1700 m zwischen 4 % und 52 %. Die Variabilität lässt sich mit der unterschiedlichen Blasentextur der Gesteine erklären. Ab 1700 m Tiefe hingegen sind geringere Porositäten (zwischen 0 % und 12 %) zu verzeichnen, da in den unter Luftausschluss ausgeflossenen Laven keine Gasblasen eingeschlossen sind.

Auch bezüglich der Permeabilität lässt sich eine Unterteilung zwischen subaerischen und submarinen Laven erkennen. Die Werte im oberen Bereich des Profils (bis 1079 m) variieren zwischen  $1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  und  $2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$ . Eine Korrelation zwischen Porosität und Permeabilität ist nur begrenzt möglich. Als wesentlicher Einflussfaktor auf die Permeabilität ist vielmehr die Vernetzung der einzelnen Blasen (Poren) untereinander zu nennen. Im submarinen Bereich unterscheiden sich die höher permeablen Hyaloklastite ( $k = 7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$ ), die eine sedimentäre Struktur aufweisen, von den kompakten Pillow-Laven ( $k = 5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ ). Alle im Labor

bestimmten Permeabilitäten sind niedriger als die mit hydraulischen Tests bestimmten und aus anderen geophysikalischen Messungen abgeleiteten Werte. Diese Literaturwerte wurden in der numerischen Modellierung verwendet, da sie den in der regionalen Modellierung notwendigen größeren Skalenbereich besser als die Labordaten erfassen.

Die über das gesamte Bohrprofil untersuchten Gesteine weisen eine breite Streuung in der Wärmeleitfähigkeit auf. Oberhalb 1700 m variieren die Wärmeleitfähigkeitswerte zwischen 1,1 W/m/K und 2,4 W/m/K. Im Bereich unterhalb von 1700 m sind, bis auf 5 Werte mit einer Wärmeleitfähigkeit  $> 1,7$  W/m/K, kleinere Schwankungen (zwischen 1,1 W/m/K und 1,4 W/m/K) zu verzeichnen. Die Berechnung der Matrixwärmeleitfähigkeit ergab, dass die Variabilität nicht durch die Porosität, sondern durch die unterschiedliche mineralogische Zusammensetzung der Gesteine (vor allem durch den Olivin- und Plagioklasgehalt) erklärbar ist.

Die Temperaturmessungen, die in drei unterschiedlichen Stadien des Ausbaus der Bohrung durchgeführt wurden, zeigen Tiefenbereiche mit unterschiedlichem Temperaturverhalten. In einer Zone zwischen 450 und 600 m sind nahezu alle Messungen durch einen starken Temperaturabfall und einem negativen Temperaturgradienten charakterisiert. Ab 600 m bis ca. 1800 m sind mit der Tiefe zunehmende Temperaturen zu verzeichnen. Der Temperaturgradient ist mit 7 - 8 °C/km jedoch sehr gering. Ab 1800 m stellt sich ein Temperaturgradient von ca. 18 °C/km ein.

Eine erste Betrachtung der Temperaturprofile im oberen Bohrlochabschnitt legt die Vermutung nahe, dass die Temperaturen in dieser Zone (12 °C) durch abwärtsgerichtete Strömung von kaltem meteorischen Wasser aus ca. 2000 m Höhe zu erklären sind. Der nachfolgende Bohrlochabschnitt könnte einen Übergangsbereich von einem advektiv zu einem vorwiegend konduktiv geprägten Bereich bilden. Die aus den gemessenen Temperaturgradienten und Wärmeleitfähigkeiten berechneten Wärmeflussdichten entsprechen nur ca. 2/3 des Wertes, der aus den Wärmeflussdichtemessungen am Ozeanboden bekannt ist. Unter der Voraussetzung, dass das verwendete Temperatur-Tiefen-Profil den stationären Zustand charakterisiert und die Wärmeflussdichtewerte aus der Literatur richtig sind, ist es sehr wahrscheinlich, dass auch der unterste Teil der Bohrung nicht rein konduktiv beeinflusst ist. Daher ist keine weitere Abschätzung der konduktiven Wärmeflussdichte möglich.

Es waren verschiedene Szenarien in der Modellierung erforderlich, die eine schrittweise Ergänzung der Modelle an die beobachteten Verhältnisse darstellen. Mit einer rein thermischen (konduktiven) Modellierung (Szenario 1) können die beobachteten Temperatur-

Tiefen-Profile nicht angepasst werden, so dass eine gekoppelte thermo-hydraulische Modellierung (Szenario 2) erforderlich war. Dieses Szenario musste durch den Stofftransport ergänzt werden (Szenario 3), da das in ca. 2000 m Tiefe beobachtete Salzwasser in Szenario 2 unberücksichtigt blieb. Unter Berücksichtigung der Salzwasserdichte und der damit verbundenen Konzentrationsverteilung gegenüber der thermo-hydraulischen Modellierung ergeben sich teilweise unterschiedliche Ergebnisse. In beiden Fällen ist jedoch der oberste Bohrlochbereich von den Niederschlägen in 2000 m beeinflusst. Zur Anpassung der berechneten an die gemessenen Temperaturprofile ist die Annahme verschiedener Schichten unterschiedlicher Permeabilitäten notwendig. In Szenario 2 (thermo-hydraulische Modellierung) ist das Temperaturfeld im unteren Bohrlochabschnitt ebenfalls von den bergab fließenden Fluiden beeinflusst. Diese drängen die tiefen, meerseitig eindringenden Fluide bis zur Küstenlinie zurück und erreichen nicht die Bohrung. In Szenario 3 (thermo-hydraulische Modellierung unter der Berücksichtigung der Salzwasserdichte und der damit verbundenen Konzentrationsverteilung) erfolgte zur Anpassung der berechneten an die gemessenen Temperaturprofile eine Überarbeitung der Potentialhöhenverteilung in der flachen Küstenregion und eine Veränderung der Permeabilität der Pillow-Laven. Der untere Bohrlochabschnitt ist, anders als in Szenario 2, durch die untermeerischen Bedingungen und das Salzwasser beeinflusst. Das Salzwasser-Interface befindet sich knapp unter dem durch die Bohrung erfassten Tiefenbereich. Variationen in der Potentialhöhenverteilung am Übergang der steilen Flanke des Mauna Kea in die flachere Küstenregion haben jedoch gezeigt, dass sich das Salzwasser-Interface durch diese Veränderungen in flachere Tiefen verschieben lässt. Leider stehen in diesem Bereich keine Potentialhöhenverteilungen zur Verfügung, so dass auf eine bessere Anpassung der Position des Salzwasser-Interfaces verzichtet werden muss.

Mit weiteren Informationen, besonders in Bezug auf die Verteilung der Potentialhöhe, ist eine Verbesserung des Modells möglich. Unter den bekannten Voraussetzungen liefert die thermo-hydraulische Modellierung unter der Berücksichtigung der Salzwasserdichte jedoch eine plausible Erklärung für die beobachteten Temperatur-Tiefen-Verteilung in der Bohrung HSDP2.

## Abstract

The Island of Hawaii, also called Big Island, USA, is the subject of several national and international geoscience projects. The HSDP2 (Hawaiian Scientific Drilling Project) borehole was drilled by NSF (National Science Foundation) within the framework of the ICDP (International Continental Scientific Drilling Program) into the flank of the Mauna Kea volcano. This 3109 m deep borehole originally drilled to study the structure of the volcanic edifice and therewith the eruptive history of the volcano was used for an investigation of the thermal and hydraulic fields in this region. 2-D numerical modeling of different conceptual scenarios were made to fit the 1999 measured temperature profiles.

Petrophysical properties, such as porosity, density, permeability and thermal conductivity, were measured on 34 rock samples. The rock samples were selected along the entire borehole column with a constant spacing of 91,44 m, representing the different lithological units. The subaerial lava flows (aa-lavas, pahoehoe-lavas and massive-lavas) cover the upper 1079 m of the borehole followed by a submarine section (massive-lavas, hyaloclastite and pillow-lavas).

Laboratory measurements confirm the variability of porosity of basaltic rocks known from literature. Between 0 and 1700 m, porosity ranges from 4 to 52 %. The variation is a result of different vesicular texture of the rocks. Below 1700 m, porosity is lower and varies from 0 to 12 % because rocks here are devoid of vesicles.

The permeability differs in subaerial and submarine lava flows. The values in the uppermost part of the borehole (down to 1079 m) are variable ranging from  $1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  to  $2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$ . From some rock samples a correlation between porosity and permeability is observed. Whether the two parameters correlate or not depends on the network between the separate vesicles. The permeability of the sediment-like hyaloclastites ( $k = 7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$ ) differs from the one of compact pillow lavas ( $k = 5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ ) in the submarine section. However, all permeabilities measured are lower than those determined from geophysical measurements or hydraulic tests made in oceanic basalts. Finally these literature values were used, because in regional numerical modeling values are needed reflecting a larger scale than laboratory data.

The measured thermal conductivity of water-saturated samples is very variable across the lithological section. Above 1700 m, thermal conductivity ranges from 1.1 W/m/K to 2.4 W/m/K. Below 1700 m, variability is smaller (1.1 to 1.4 W/m/K), except 5 values with a thermal conductivity  $> 1.7 \text{ W/m/K}$ . The thermal conductivity calculation for the solid phase of the rocks shows a strong correlation to mineral composition (especially in rocks with olivine- and plagioclase content).

The temperature logs obtained in different stages of borehole development in April and July and after cessation of drilling in October 1999 show between 400 and 600 m a temperature decrease with depth resulting in a negative temperature gradient in nearly all logging runs. The depth interval between 600 m and 1800 m is characterized by increasing temperature with depth. The temperature gradient in this zone is relatively small (7 - 8 °C/km). From 1800 m to the total depth, a temperature gradient of about 18 °C/km is evident.

In the upper part of the borehole, temperature changes with time reflecting different dynamic temperature conditions and an advection-dominated thermal regime. The relatively low temperature could be explained by a down streaming of freshwater. This water (temperature 12 °C) is derived from a recharge area on the island at an average elevation of 2000 m. Below 1100 m in the borehole, in contrast to the pilot hole, a positive temperature gradient is evident. It is likely that here hydraulic effects are not as strong as in the upper part of the well and that conditions change from an advective-dominated to a more conductive-dominated regime.

Heat flow calculations from the observed temperature gradient and measured thermal conductivity show that heat flow is only 2/3 of the values known from measurements at the ocean bottom. If the used temperature logs represent steady state conditions and if the published heat flow values for the ocean bottom are correct it is highly probable that the lower part of the borehole is not entirely conduction-dominated. A superposition of advective effects could explain the discrepancy.

A step by step completion, refinement and validation of modeling was necessary to fit the observed conditions. This was done using different modelling scenarios. The modeling of the thermal field considering the conductive case (scenario 1), where fluid flow through the volcanic edifice is not taken into account, results in a geothermal gradient of about 28 °C/km in the deeper (below 1800 m) part of the borehole. However, this modeled gradient does not fit the temperature gradient (18 °C/km) measured in the same part of the borehole. The heat-conduction scenario 1 also cannot explain a negative temperature gradient observed in the upper part of the borehole section. Therefore, an extension to a coupled thermo-hydraulic modeling (scenario 2) was made. A disadvantage of scenario 2 was that salt water observed in the borehole at 2000 m was neglected. Scenario 3 takes into consideration different densities and different salt concentrations of the water.

The results of scenario 2 and 3 partly deviate from each other. However, in both scenarios the upper part of the borehole is affected by water recharged at an elevation of 2000 m. To fit the calculated to the observed temperature profiles different layers of different permeability have

to be considered in the model. In scenario 2 (thermo-hydraulic modeling) a down streaming of freshwater affects the lower part of the borehole. It flushes out the seaward-invading fluid, so that it cannot reach the region around the borehole. In contrast, in scenario 3 (thermo-hydraulic modeling under consideration of different salt contents), the invading seawater affects the lower part of the borehole. However, a revision of the distribution of hydraulic head and permeability within the pillow-lavas has to be made in scenario 3 to fit the observed temperature logs. The position of the saltwater interface fits tightly below the bottom of the borehole. Variations of hydraulic head at the transition from the steep flank of the Mauna Kea to the flat region near the coastline shows a change of position of the interface into a more shallow depth of the borehole. A better positioning of the saltwater interface is not possible, because information about the distribution of the hydraulic head in that region is unfortunately not available. However, scenario 3 results in plausible explanations for the observed unusual temperature-depth-profiles of the HSDP2 borehole.

## 2 Einleitung

Die Temperatur in der Lithosphäre ist eine wichtige Zustandsgröße für viele geowissenschaftliche Untersuchungen. Da die meisten physikalischen Eigenschaften temperaturabhängig sind, ist es notwendig diese Temperaturabhängigkeit der Parameter in der Interpretation geophysikalischer Daten zu berücksichtigen. Dies gilt insbesondere für seismische, elektrische und elektro-magnetische Abbildungsverfahren. Aber auch für die Entstehung von Mineralien und die Deformation von Gesteinen infolge tektonischer Prozesse ist das Temperaturfeld von Bedeutung. Aus diesem Grund ist es besonders wichtig, die Temperatur in durch Bohrungen zugänglichen Bereichen möglichst genau zu messen und in tiefere Bereiche der Lithosphäre zu extrapolieren.

Bohrlochtemperaturmessungen sind Grundvoraussetzung für verschiedene Fragestellungen, wie z.B.:

- (1) Wärmeflussdichtebestimmung
- (2) lithologische Korrelation
- (3) Abschätzung des advektiven Wärmetransportes

Aus hochgenauen Temperaturmessungen in Bohrungen, den sich daraus ergebenden Temperaturgradienten und der Wärmeleitfähigkeit der Schichten kann die Wärmeflussdichte (oft nur als Wärmefluss oder Heat Flow bezeichnet) in einer entsprechenden Tiefe, oder über das gesamte Bohrprofil, berechnet werden. Die Wärmeflussdichte bildet die Basis der Extrapolation der Temperatur in größere Tiefen. Die terrestrische Wärmeflussdichte beschreibt die Energieabgabe der Erde je Zeiteinheit und Fläche (z.B. Haenel et al., 1988). Es gibt drei verschiedene Mechanismen des Wärmetransports: (1) Konduktion, (2) Advektion und (3) Strahlung. Die Konduktion beschreibt die Wärmeleitung im Material. Der Transport von warmer/kalter Materie wird Advektion genannt und spielt vor allem beim Transport von Fluiden oder Gasen innerhalb des Gesteinsverbandes eine entscheidende Rolle. Der Wärmetransport durch Strahlung spielt erst ab Temperaturen über 1000 °C eine Rolle (Haenel et al., 1988) und ist somit für die Abschätzung des Oberflächenwärmeflusses vernachlässigbar. Aus der Beobachtung der regionalen Verteilung des Oberflächenwärmeflusses lassen sich Rückschlüsse auf die im Erdinneren ablaufenden tektonischen Prozesse ableiten.

Die lithologische Ansprache von Gesteinen ist zur Charakterisierung von verschiedenen Horizonten eines Bohrprofils von Bedeutung. So werden die späteren Zielhorizonte anhand der gewünschten Eigenschaften (z.B. Porosität oder Permeabilität) ausgewählt und danach

gezielt ausgebeutet (z.B. für die Produktion von Erdöl oder thermischen Wässern). Die Lithologie kann aus zwei verschiedenen Informationsquellen abgeleitet werden: (1) der geologischen Ansprache von Kernen aus der Bohrung und (2) der geophysikalischen Bohrlochmessung. Da die meisten Bohrungen jedoch aus Kostengründen nicht oder nur lückenhaft gekernt werden, basiert die lithologische Einteilung und petrophysikalische Charakterisierung von Bohrprofilen oft allein auf geophysikalischen Bohrlochmessungen. Aus den gemessenen Temperaturgradienten kann beispielsweise mit Hilfe der bekannten Wärmeflussdichte (aus den konduktiv geprägten Bereichen einer Bohrung) die lithologische Einteilung nach unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten vorgenommen werden.

Ist das zu untersuchende Gestein stark geklüftet (z.B. Kristallin) oder hoch permeabel (z.B. in Sedimenten oder Aquiferen), können Fluidbewegungen das konduktive Temperaturverhalten überprägen. Aus einem hydraulisch gestörten Temperatur-Tiefen-Profil kann eine Abschätzung des advektiven Wärmetransportes erfolgen (Roy and Rao, 1999), wenn die thermischen Materialeigenschaften und die Mächtigkeit des Aquifers bekannt sind. Die Methode der Peclet-Zahl-Analyse (Clauser and Villinger, 1990) bietet die Möglichkeit der Trennung zwischen dem konduktiven und advektiven Anteil der Wärmeflussdichte. Aber auch die Temperatur-Tiefen-Verteilung gibt wichtige Hinweise auf Zonen unterschiedlicher hydraulischer Aktivität. So kann aus dem Kurvenverlauf einer hydraulisch gestörten Temperaturmessung auf die Art der Strömung (Zu- oder Abfluss) geschlossen werden. Daher sind Temperaturmessungen auch für die Charakterisierung hydraulisch aktiver Zonen prädestiniert.

Messungen von Bohrlochtemperaturen sind somit aufgrund ihrer vielseitigen Interpretationsansätze und Anwendungsmöglichkeiten von generellem Interesse für wissenschaftliche Bohrprojekte. Sie schaffen gemeinsam mit anderen geophysikalischen Bohrlochmessungen und Untersuchungen an Kernen aus der Bohrung ein fachübergreifendes Verständnis von Prozessen in der Kruste. Die Insel Hawaii wurde 1993 vom NSF (National Science Foundation) und dem ICDP für ein Tiefbohrprojekt ausgewählt.

Das Bohrprojekt besteht aus 3 Phasen. Die erste Phase stellt die Vorbohrung (Kahi Puka 1) dar, die 1993 bis in eine Tiefe von 1056 m abgeteuft wurde. Die zweite Phase bildet die Hauptbohrung (HSDP2), die ca. 2 km südlich von der Vorbohrung abgeteuft wurde. Diese Bohrung erreichte am 23.09.1999 eine Tiefe von 3109 m. In der dritten Phase (voraussichtlich im Frühjahr 2002) soll die Hauptbohrung bis ca. 4,5 km vertieft werden. Mit diesen Bohrungen sollen verschiedene Aspekte an der Flanke des Mauna Kea untersucht werden.

Das gemeinsame Projektziel ist die tieferreichende Untersuchung von Struktur, Entwicklung und hydrogeochemischer Situation des Vulkankomplexes sowie die Erfassung kontinuierlicher paleomagnetischer Daten und die Beobachtung der thermo-hydraulischen Bedingungen innerhalb der Vulkanstruktur.

Die Vorbohrung zeigte ungewöhnliche Temperaturphänomene. Mit zunehmender Tiefe wurden, im Gegensatz zu einem normalen positiven geothermischen Gradienten, abnehmende Temperaturen beobachtet. Als Ursache dafür wurde eine Überlagerung von thermischen und hydraulischen Prozessen angenommen (Thomas et al., 1996; Paillet et al., 1996).

Im allgemeinen wird in größeren Tiefen eine Abnahme der Permeabilität durch Alteration des Gesteins und mit zunehmender Verschließung der Klüfte eine verminderte Fluidbewegung erwartet (Freeze & Cherry, 1979; Zimmermann et al., 2000). Der advective Wärmetransport tritt in den Hintergrund und eine zunehmende Dominanz des konduktiven Wärmetransports sollte beobachtet werden. Diese Arbeitshypothese konnte in der 1056 m tiefen Vorbohrung nicht bestätigt werden. Der Tiefenaufschluss durch die 2. Phase des Projektes ermöglicht hingegen die Beobachtung der thermo-hydraulischen Bedingungen über mehrere Stockwerke und erlaubt daher die Überprüfung der Hypothese in größeren Tiefen.

Die vorliegende Arbeit soll das bereits bekannte konzeptionelle Modell (Thomas et al., 1996) untersuchen und gegebenenfalls ergänzen. Die im Labor gemessenen petrophysikalischen Eigenschaften gehen dabei als Materialparameter in das Modell ein. In verschiedenen Szenarien einer thermischen und thermo-hydraulischen Modellierung und dem nachfolgenden Vergleich mit dem in der Bohrung beobachteten Temperaturverhalten erfolgt eine Abschätzung des Einflusses des hydraulischen Feldes auf das Temperaturfeld und die Wärmeflussdichte. Daraus kann auf die dahinterliegenden Prozesse geschlossen werden.

### 3 Kenntnisstand zur geodynamischen, geologischen und hydrogeologischen Situation im Untersuchungsgebiet

Die Insel Hawaii (siehe Abb. 3.1, auch oft Big Island genannt) ist die südöstlichste Insel des Hawaiian- Emperor Chain (oder auch Hawaiian Swell), deren Alter in nordwestlicher Richtung zunimmt. Aufgrund ihres jungen Alters ist sie die Insel mit dem ausgeprägtesten Relief. Sie erhebt sich ca. 10000 m über dem 5500 m tiefen Meeresgrund bis in eine Höhe von 4200 m über dem Meeresspiegel.

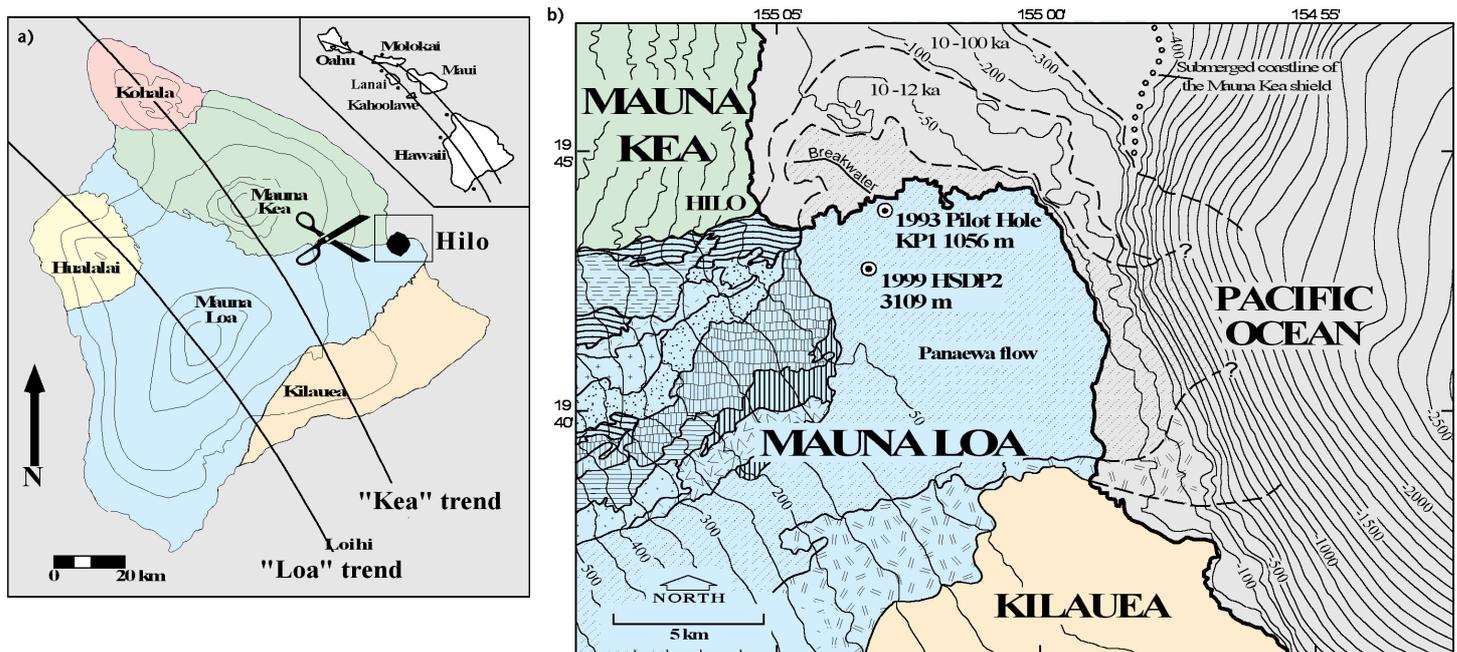


Abbildung 3.1: a) Übersichtskarte der Insel Hawaii mit ihren fünf inselbildenden Vulkankomplexen und die Darstellung des Inselverbandes (Ausschnitt rechts oben). Zusätzlich ist die Stadt Hilo, in deren unmittelbaren Umgebung sich die NSF/ICDP Bohrung befindet, eingezeichnet. b) Ausschnitt der Region um die Stadt Hilo. Die verschiedenen Signaturen kennzeichnen die an der Oberfläche vorgefundenen verschiedenen alten Ausflüsse, die ins Meer mit Hilfe von gestrichelten Linien, unter Angabe des Alters (in ka: tausend Jahre), verlängert sind. Außerdem sind die Positionen der beiden Bohrungen KP1 und HSDP2 dargestellt (nach DePaolo et al., 2001).

Der Hawaiian Swell ist das Ergebnis der Bewegung der pazifischen Platte über einen stationären Hot-Spot. Der daraus resultierende Hot-Spot-Vulkanismus formte die Inselkette. Konvektionszellen im Erdmantel bewirken eine schnelle Aufströmung heißer Basaltströme des Mantels, die in einer Aufwölbung des Mantels (einem sogenannten Mantel Plume, siehe Abb. 3.2) resultiert (Stolper et al., 1996; Ribe & Christensen, 1999).

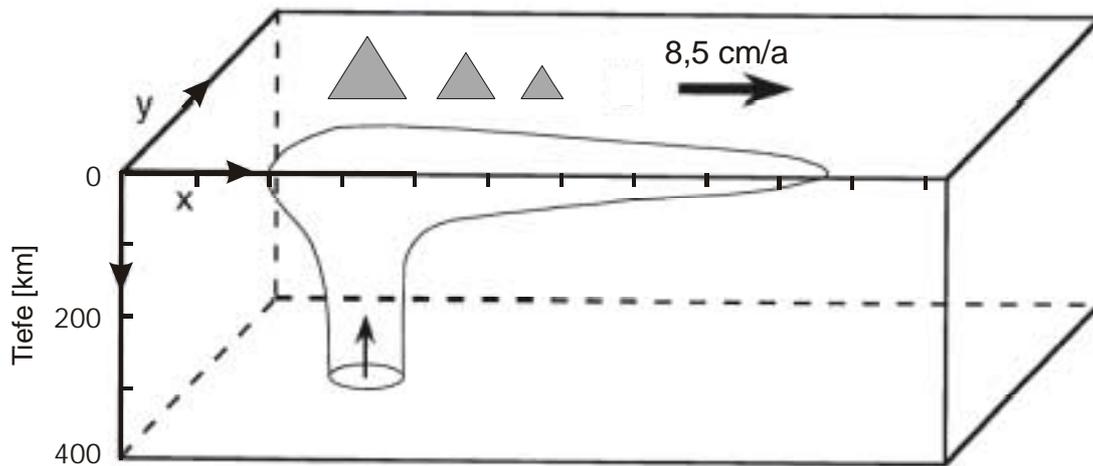


Abbildung 3.2: Modell der pazifischen Platte, die sich mit der Geschwindigkeit von 8,5 cm im Jahr (cm/a) über den stationären Hot-Spot bewegt.

Verschiedene Beobachtungen an der Oberfläche geben Hinweise auf die Existenz des Hawaii Mantel Plume. In einer großen Skala (mehr als 1000 km) verursacht der Plume eine positive topografische Anomalie auf dem Meeresboden (Hawaiian Swell). Dies ruft eine über 3000 km lange und 1200 km breite Geoidanomalie hervor (Cserepes et al., 2000). In einer kleineren Skala (einige hundert km) wird eine Verdickung der ozeanischen Kruste (TenBrink & Brocher 1987) beobachtet.

Der Plume selbst steht im Mittelpunkt verschiedener Temperaturfeldmodellierungen im lithosphärischen Maßstab (z.B. Ribe & Christensen, 1999). Der Bereich mit einer erhöhten Wärmeflussdichte ist auf die Umgebung des Plumes begrenzt. Die sich über den Hot-Spot bewegende ozeanische Platte wird durch den Plume aufgeheizt und transportiert durch die Plattenbewegung Wärme in entferntere Regionen. Der Übergangsbereich zwischen erhöhter und normaler Wärmeflussdichte ist noch nicht hinreichend definiert und bedarf weiterer Untersuchungen.

Hawaiiähnliche Strukturen, wie die Bermuda-, Cape Verde- und Crozet Swells (Stein & Stein, 1993), sind durch eine positive topografische Anomalie (Swell) und durch eine erhöhte Wärmeflussdichte gekennzeichnet. Am Hawaiian Swell ist diese Wärmeflussdichteanomalie jedoch sehr klein (VonHerzen et al., 1989). Modellierungen von Ribe und Christensen (1994, 1999) gehen sogar davon aus, dass sich die thermische Anomalie nicht bis an die Oberfläche durchprägt. Dies wird damit begründet, dass die ozeanische Kruste um Hawaii mächtiger ist als an den anderen Swells. Damit reicht die Zeit, die benötigt wird, um die Wärme an die Oberfläche zu transportieren, nicht mehr aus, um die Oberflächenwärmeflussdichte signifikant zu verändern.

Eine Abschätzung der Wärmeflussdichteanomalie an der Erdoberfläche, die durch den Plume induziert wird, setzt jedoch voraus, dass die normale Oberflächenwärmeflussdichte bekannt ist. Die ungestörte Wärmeflussdichte ist vom Alter der ozeanischen Kruste abhängig. Junge ozeanische Kruste, die an den ozeanischen Riftzonen gebildet wird, kühlt sich mit zunehmendem Alter und Entfernung vom Riftsystem ab (Anderson, 1995; Stein & Stein, 1996). Wärmeflussdichtemessungen am Meeresgrund (z.B. Harris, 2000; VonHerzen et al., 1989) in unterschiedlichen Entfernungen vom Riftsystem bilden die Basis der Berechnung der Wärmeflussdichte in Abhängigkeit vom Alter der Kruste. Solche Messungen haben jedoch den Nachteil, dass die Messsonden nur in die weichen Tiefseesedimente eindringen können und somit keine Messungen in der unmittelbaren Umgebung von Inseln (Vulkangebäuden) vorgenommen werden können.

Die Wärmeflussdichte einer thermisch ungestörten ozeanischen Platte wird in Abhängigkeit vom Alter, je nach dem Modell, das zur Interpolation der Messdaten (verteilt über verschiedene ozeanische Platten) herangezogen wird, unterschiedlich angegeben (Abb. 3.3).

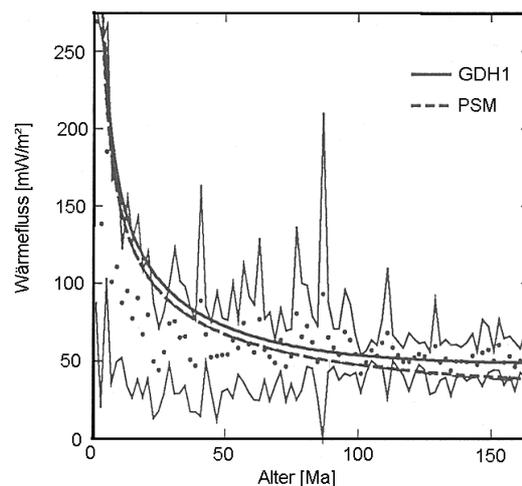


Abbildung 3.3: Darstellung von verschiedenen Oberflächenwärmeflussdaten als Funktion des Alters (in Ma), nach Stein & Stein (1993). Dabei sind die über verschiedene ozeanische Platten und Regionen verteilten Messungen (Punkte) gemittelt über 2 Ma, deren Fehler (einhüllende Kurve) und 2 verschiedene Interpolationsmodelle (Bezeichnung siehe Text) eingezeichnet.

Es werden prinzipiell drei verschiedene Modelle unterschieden. Das erste Modell (in Abb. 3.3 nicht dargestellt) geht von einem sich abkühlenden Halbraum aus. Dieses Modell wurde von Parson & Sclater (PSM) (Sclater et al., 1980) an die endliche Ausdehnung der Lithosphäre angepasst. Die ozeanische Kruste um die Insel Hawaii ist ca. 90-95 Ma alt. Daraus ergibt sich aus diesem Modell ein Oberflächenwärmeflussdichte ( $q_s$ ) von 49 mW/m<sup>2</sup>.

Stein & Stein (1993) überarbeiteten dieses Modell, indem in der Interpolation zusätzlich die Tiefe des Meeresbodens angepasst wurde (GDH1: global depth and heat flow). Aus GDH1 lässt sich für Hawaii ein  $q_s$  von  $55 \text{ mW/m}^2$  berechnen. Aus der Mittelung beider Werte folgt ein  $q_s$  von  $52 \text{ mW/m}^2$ . Dieser Wert wird durch die Messungen von VonHerzen (1989) abseits der vermuteten thermischen Anomalie bestätigt.

Der strukturelle Aufbau der vulkanischen Insel war Gegenstand verschiedener geophysikalischer Untersuchungen. So zielten seismische Untersuchungen vorwiegend auf die Festlegung bestimmter Schichtgrenzen (Zucca et al., 1982; Hill & Zucca, 1987). In der Abbildung 3.4 ist die Lage von drei seismischen Profilen eingezeichnet, deren Interpretationen Informationen über den strukturellen Aufbau der Insel und der vorgelagerten ozeanischen Kruste lieferten.

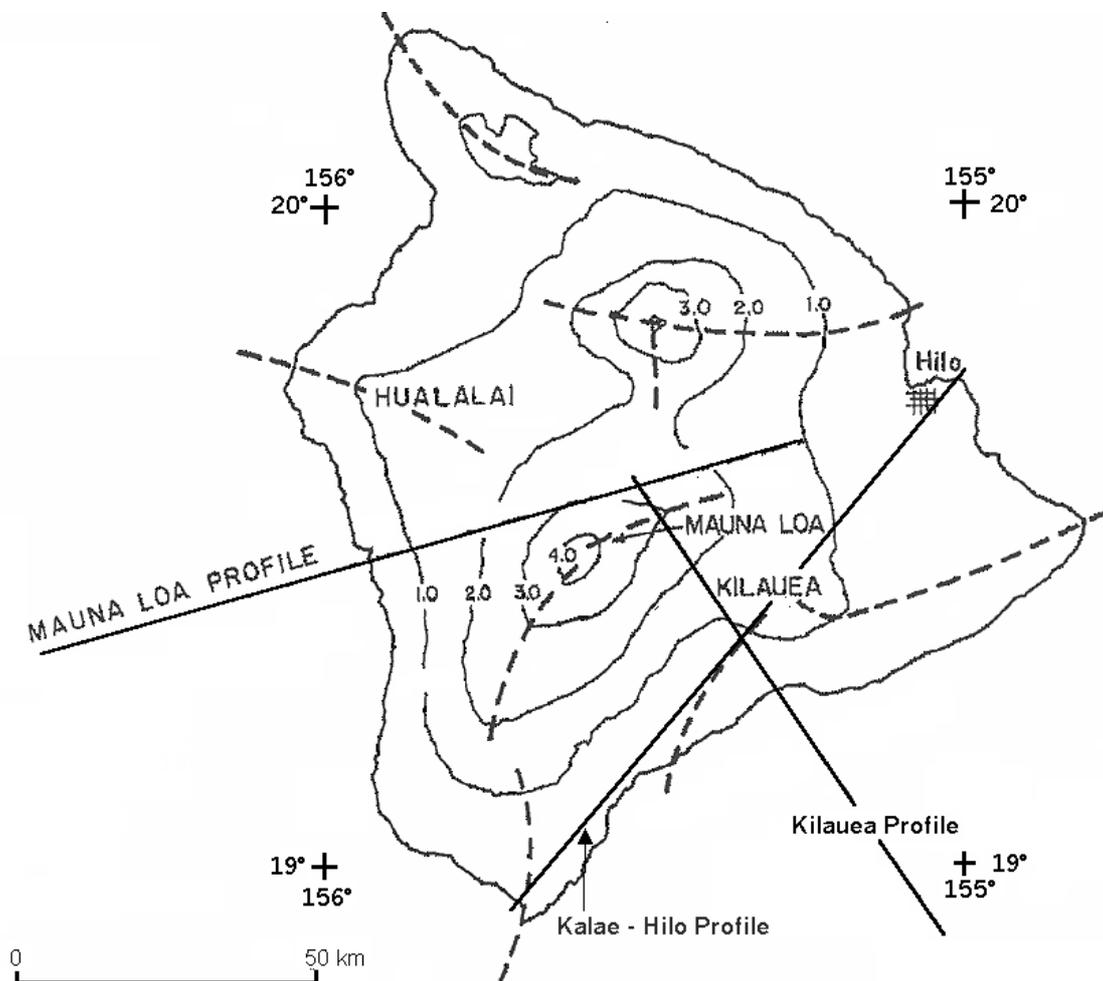


Abbildung 3.4: Karte der Position der drei untersuchten seismischen Profile (durchgezogene Linien) und großer Störungszonen (gestrichelte Linien) (nach Zucca et al., 1982).

Die aus dem seismischen „Mauna Loa Profile“ von Zucca et al. (1982) bestimmten Strukturgrenzen und die dazugehörigen seismischen Geschwindigkeiten sind in Abbildung 3.5 dargestellt.

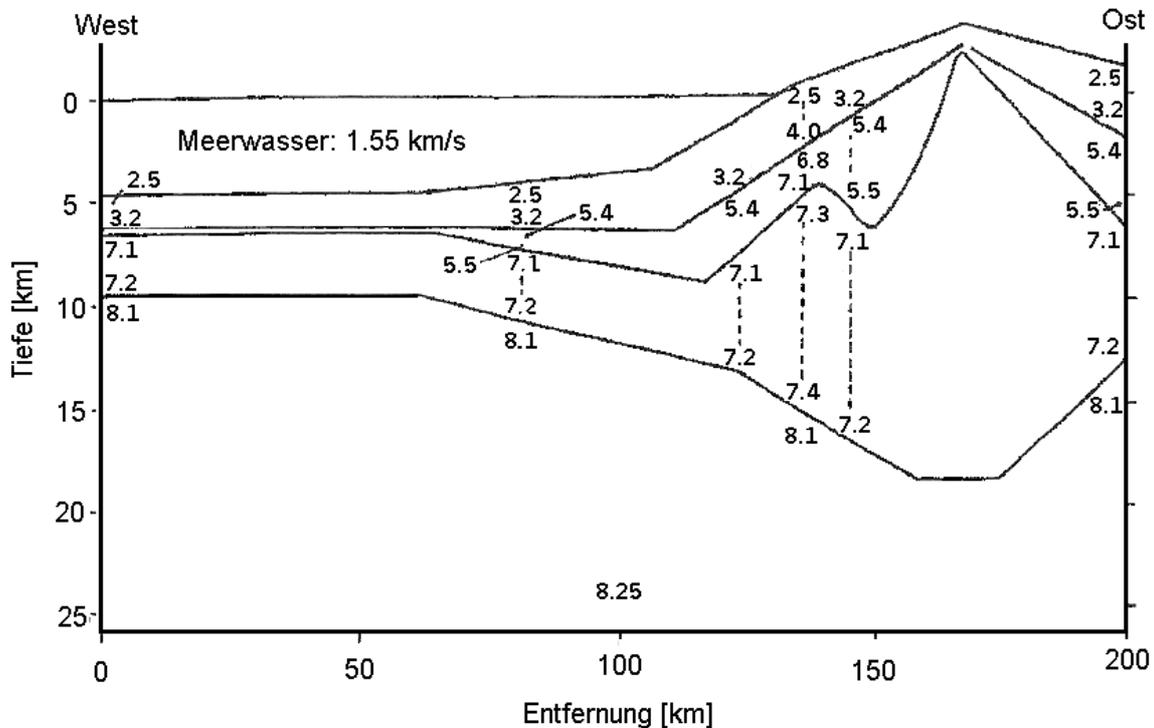


Abbildung 3.5: Geschwindigkeits- und Tiefenstruktur des „Mauna Loa Profile“, nach Zucca et al. (1982). Die Kompressionswellengeschwindigkeit ( $v_p$ ) ist in km/s angegeben.

Nach der Interpretation von Zucca et al. (1982) ist die normale ozeanische Kruste an der Westseite der Insel Hawaii knapp 5 km mächtig. Sie besteht aus Tiefseesedimenten, submarinen Pillow-Laven und Gabbros (Christensen & Salisbury, 1975). Die Mohorovicic-Diskontinuität (kurz: Moho), die die Grenze zwischen der Kruste und dem lithosphärischen Mantel darstellt, befindet sich 10 km unterhalb des Meeresspiegels. Die Abweichung der normalen Tiefenverteilung durch die Insel beginnt ca. 60 km vor der Küste. Durch die Auflast des Vulkangebäudes fällt die Kruste mit  $3^\circ$  in Richtung der Insel ein. Unter der Küste befindet sich die Kruste-Mantel-Grenze in ca. 14 km Tiefe und fällt mit  $8,5^\circ$  ein.

Aus den seismischen Geschwindigkeiten wurden die Dichten ermittelt. Die Abbildung 3.6 zeigt die Zunahme der Dichte mit der Tiefe entlang des „Kilauea Profile“. Auch hier ist ein Einfallen der Kruste in Richtung der Insel zu beobachten.

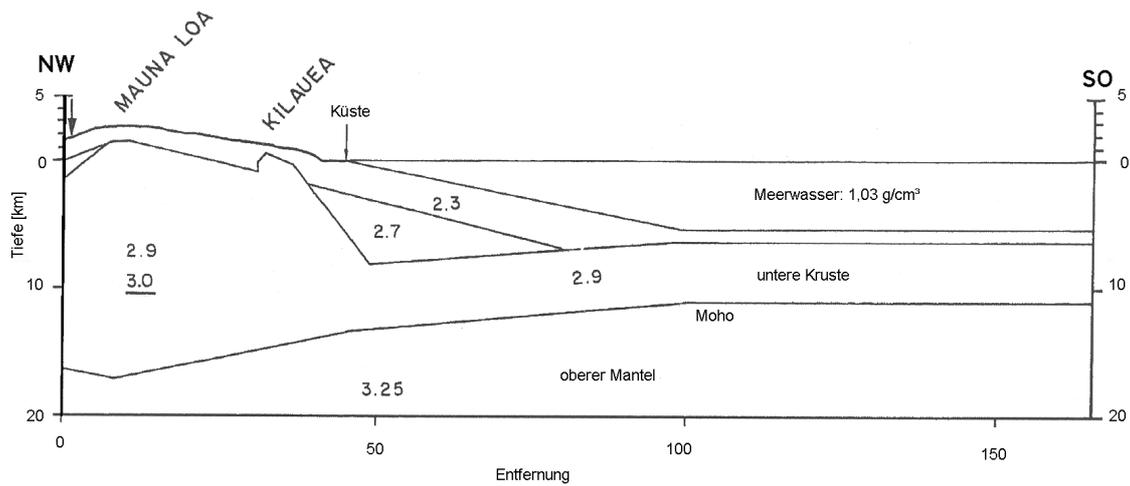


Abbildung 3.6: Dichte ( $\rho$  in  $\text{g/cm}^3$ ) -Tiefenverteilung entlang des „Kilauea Profile“, nach Zucca et al. (1982).

Aus den seismischen Geschwindigkeiten und den daraus abgeleiteten Dichten ergibt sich für das „Mauna Loa Profile“ die in Abbildung 3.7 schematisch dargestellte geologische Struktur (Hill & Zucca, 1987).

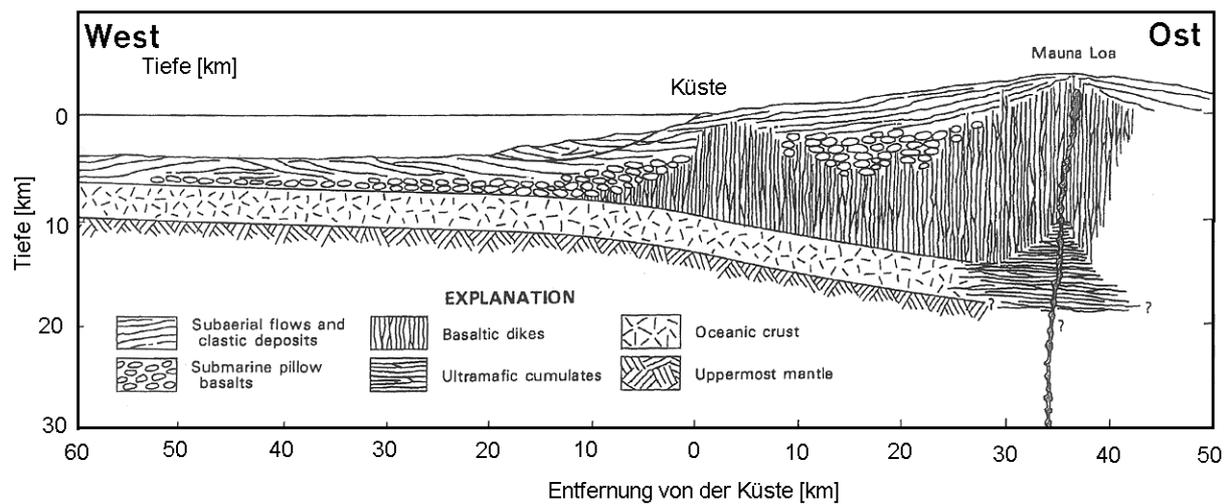


Abbildung 3.7: Schematische geologische Struktur des „Mauna Loa Profile“ nach einer Interpretation von Hill & Zucca (1987).

Hill & Zucca (1987) zeigen, dass die seismischen Profile, die über die Insel geschossen wurden, Raum für unterschiedliche Interpretationen des Aufbaus innerhalb des Vulkangebäudes lassen (siehe Abb. 3.8).

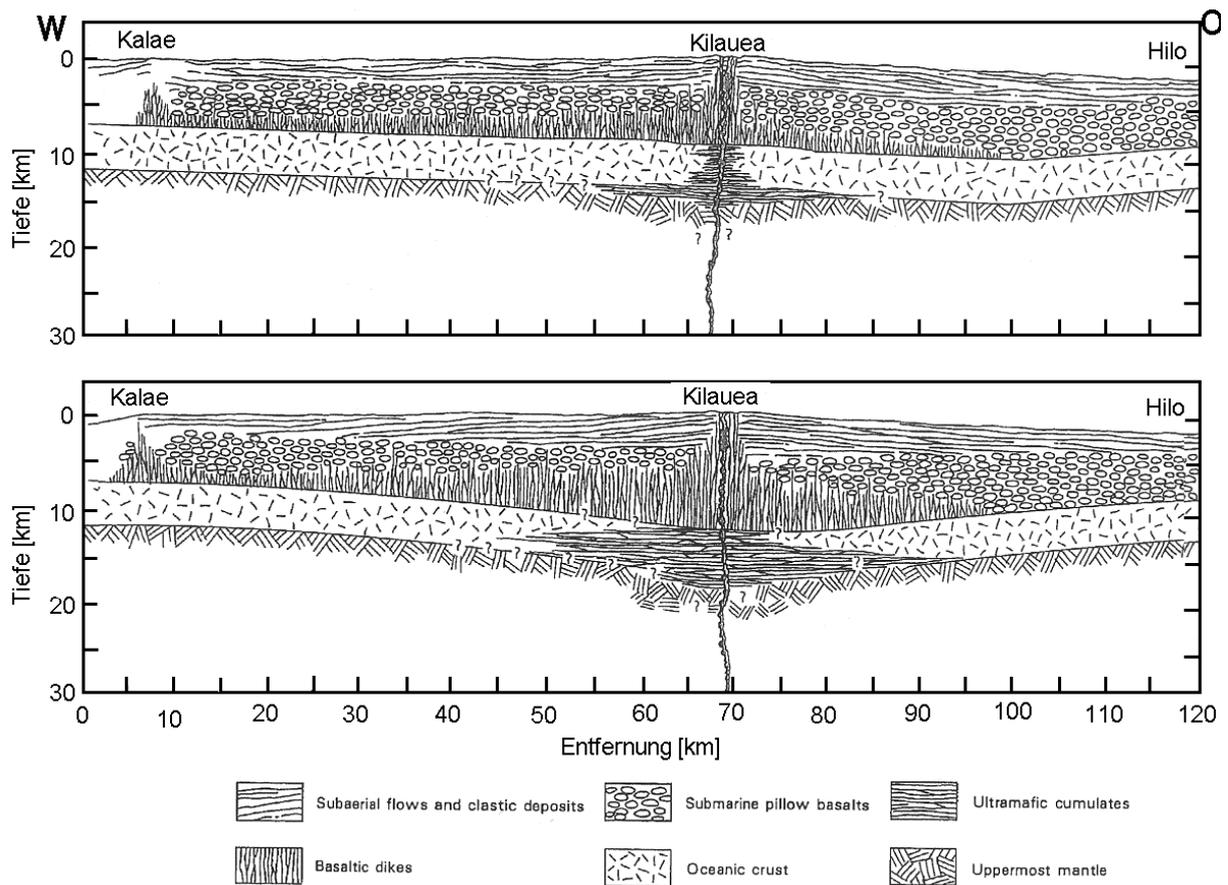


Abbildung 3.8: Zwei verschiedene Interpretationen des seismischen „Kalae-Hilo-Profile“ über die Insel (Kalae-Hilo Profile) (nach Hill & Zucca, 1987).

In dieser Interpretation ist die vulkanische Insel oberhalb der geneigten Kruste (Gabbros) aus Gangbasalten (Dikes, Intrusiva), submarinen Lavaflüssen (Pillows) und subaerischen Lavaflüssen aufgebaut. Diese Annahme kann auf den strukturellen Aufbau des Mauna Kea übertragen werden, da der prinzipielle Aufbau aufgrund der gleichen Ausbruchsgeschichte der Vulkane auf Hawaii vergleichbar ist (DePaolo et al., 2001).

Die geologisch-stratigrafische Interpretation der in den seismischen Studien festgelegten Schichtgrenzen des Vulkangebäudes erfolgt häufig anhand der bekannten Ausbruchsgeschichte des Vulkans (DePaolo et al., 2001; DePaolo & Stolper, 1996). So werden verschiedene Wachstumsstadien unterschieden. Im ersten Stadium (dem Seamount-Stadium) wächst der junge Vulkan durch den Auswurf von submarinen Pillow-Laven bis unterhalb der Meeresoberfläche. Das zweite Stadium beginnt, wenn der Seamount die Meeresoberfläche erreicht. Die nun subaerisch ausgeworfenen Laven fließen in das Meer, werden abgeschreckt und sedimentär in Form von Hyaloklastiten an der Flanke abgelagert. Das dritte Stadium, in dem die größte Menge an Lava abgelagert wird (Lipman, 1995), bildet das sogenannte Schildstadium. Dabei baut sich der typische Vulkankegel durch Ausfließen von subaerischen Laven

unterschiedlicher Zusammensetzung, Struktur und Textur auf. Neben den oberflächlich ausfließenden Lavaströmen kommt es zur Ausbildung von intrusiv aufsteigenden Magmen, die die Oberfläche nicht erreichen. An den Flanken kommt es in diesem Stadium zu großen Erdbeben, die die submarinen Ausflüsse früherer Stadien überdeckt. Das Nachschildstadium, in dem sich der Mauna Kea zur Zeit befindet, ist durch eine abnehmende vulkanische Aktivität geprägt.

Nach dem Abteufen einer Vorbohrung im Jahre 1993 und mit dem Niederbringen der NSF/ICDP-Bohrung an der Flanke des Mauna Kea ist es nun möglich, die verschiedenen Stadien und ihre charakteristischen Lavaflüsse als Tiefenaufschluss eingehend zu studieren. Durch die Datierung von Kernmaterial ist es außerdem möglich, den zeitlichen Rahmen der Ausbruchsgeschichte zu verstehen.

Die Untersuchungen in der Vorbohrung brachten auch erste Erkenntnisse zu den tiefen hydraulischen und thermischen Verhältnissen an der Flanke des Mauna Kea. Im allgemeinen werden auf einer Insel zwei verschiedene Grundwasserzonen erwartet: im oberen Bereich Frischwasserzonen und im unteren Bereich Salzwasserzonen. Die topografisch getriebenen Frischwasserzuflüsse entstehen aus der Grundwasserneubildung in den höheren Bergregionen (Thomas et al., 1996). Die Temperatur in diesen Aquiferen ist je nach topografischer Höhe gering. Diese abwärtsgerichteten Strömungen sind typisch für Regionen mit ausgeprägtem Relief (Brott et al., 1981; Blackwell et al., 1990).

Erwartungsgemäß wird sich in den Küstenregionen aufgrund der Dichtedifferenz zwischen dem leichten Frischwasser und schwereren Meerwasser ein Salzwasser-Interface ausbilden. Das Frischwasser überlagert die Salzwasserzonen in Form einer Süßwasserlinse (Bear, 1972). Die Tiefe der Salz/Frischwasser-Grenze wird durch das hydraulische Gefälle ( $h$ ) gesteuert (DeMarsily, 1986; Bear et al., 1985). Als Näherungsformel zur Abschätzung der Lage des Salzwasser-Interfaces ( $L$ ) wird in der Literatur oft folgende Regel verwendet:  $L = 40 \cdot h$ .

Auf Hawaii kann diese Modellvorstellung anhand von Bohrlochmessungen und der Analyse von Wasserproben, die durch Perforation der Verrohrung entnommen wurden, in der Vorbohrung (KP1, Position siehe Abb. 3.1 b) verifiziert werden. Der oberste Bohrlochabschnitt ist durch eine Frischwasserzone, die durch Niederschläge an dem Mauna Loa gespeist wird, gekennzeichnet. Der darunter liegende Aquifer wird nach dem Modell von Thomas et al. (1996) (Abb. 3.9) durch Niederschläge an den Hängen des Mauna Kea in ca. 2000 m Höhe gespeist. Die isolierenden Aschen an der Grenze zwischen dem Mauna Loa und Mauna Kea separieren diese beiden Frischwasserzonen. Im unteren Bohrlochabschnitt wiesen die

entnommenen Wasserproben eine ähnliche chemische Zusammensetzung wie das Meerwasser im pazifischen Ozean auf. Somit erschließt der untere Bohrlochabschnitt die erwartete Salzwasserzone.

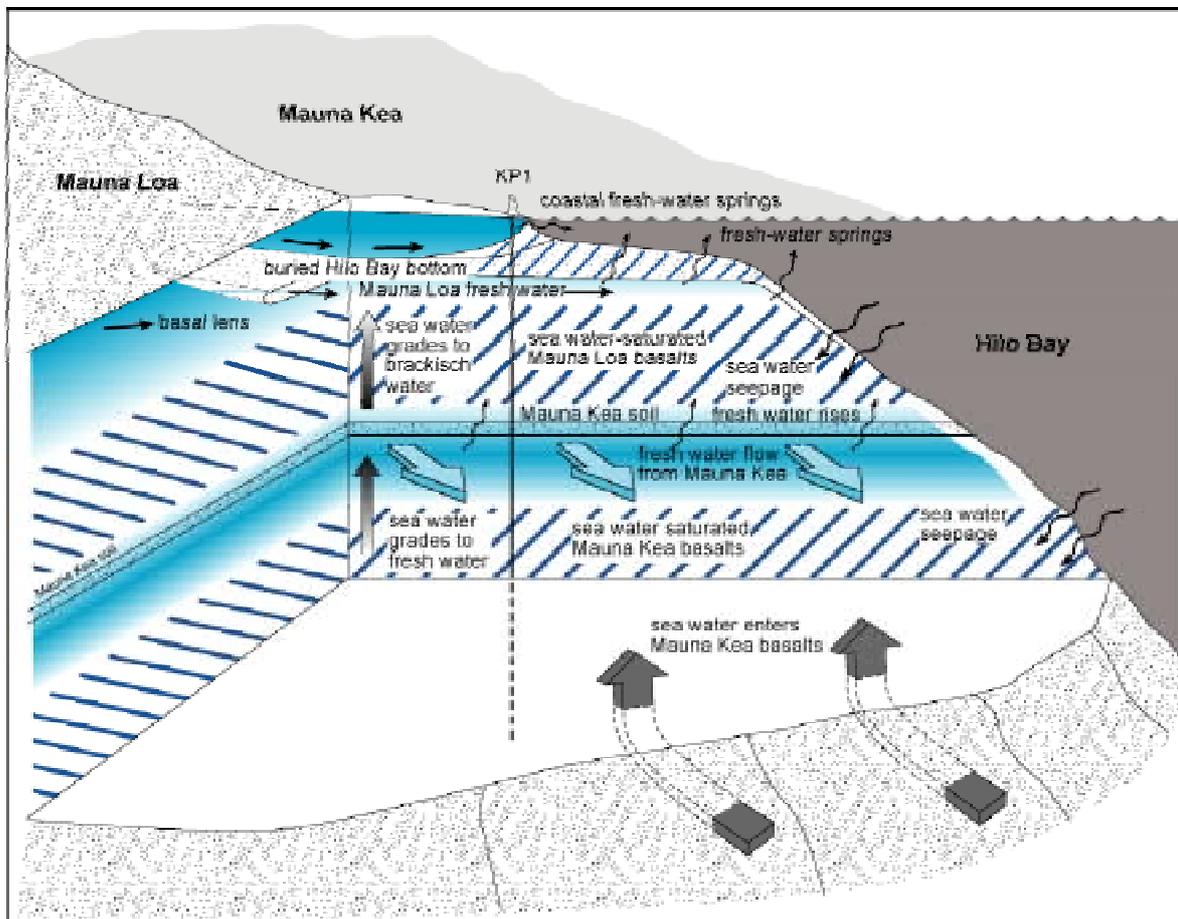


Abbildung 3.9: Konzeptionelles Modell zur Beschreibung des hydraulischen Systems in der Vorbohrung KP 1 (aus Thomas et al., 1996).

In das konzeptionelle Modell von Thomas et. al. (1996) (Abb. 3.9) gingen Information aus Grundwasserbohrungen in der Region um die Stadt Hilo mit ein. Diese Informationen standen dieser Arbeit leider nicht zur Verfügung, da die Daten nur in internen Reports publiziert wurden.

## 4 Messprogramm

### 4.1 Temperatur-Bohrlochmessungen

#### 4.1.1 Grundlagen

Temperaturmessungen in Bohrlöchern können nach verschiedenen Messprinzipien erfolgen. Konventionelle Temperaturmessungen werden häufig mit sogenannten Thermistor-Sonden (thermally sensitive resistor) aufgenommen. Dabei befindet sich das Sensorelement, z.B. ein Quarz- oder Platin-Sensor, am Ende einer elektrischen Übertragungsleitung (Wireline). Die gemessenen Temperaturen werden während der Messung an die über Tage befindliche Registrierstation übertragen. Die Daten werden in diskreten Intervallen (üblicherweise 10 - 30 cm) während des Einfahrens in die Bohrung gemessen. Die Temperaturlösung bei solchen Meßsystemen liegt bei ca.  $0,001^{\circ}\text{C}$  (Wisian et al., 1998). Diese Systeme können bei Temperaturen bis zu  $150^{\circ}\text{C}$  eingesetzt werden.

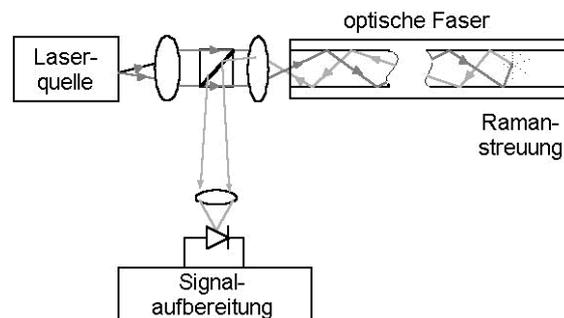
Neuere Meßsysteme zeichnen die Temperatur in-situ, d.h. unter Tage, auf. Dazu wird die Registriereinheit und die Versorgungsbatterie in einem Dewargefäß verstaut. Diese sogenannte Computer-Sonde wird an einem einfachen Kabel, das oft bereits an den Bohrungen vorhanden ist, in das Bohrloch eingefahren. Die Sonde registriert in diskreten Zeitabständen die Bohrlochtemperatur, die dann aus der bekannten Befahrungsgeschwindigkeit in ein Temperatur-Tiefen-Profil umgerechnet wird. Die Daten werden nach dem Ausfahren über Tage von einem Computer ausgelesen. Diese Art der Messung hat den Vorteil, dass nur noch die kleine Computer-Sonde und der über Tage befindliche Computer an die entsprechenden Bohrungen verschickt werden müssen. Somit reduzieren sich die Kosten für eine Bohrlochtemperaturmessung erheblich. Die Temperaturlösung einer Computer-Sonde beträgt ebenfalls ca.  $0,001^{\circ}\text{C}$ . Diese Systeme können ohne Dewargefäß bei Temperaturen bis zu  $175^{\circ}\text{C}$  eingesetzt werden. Wird ein Dewargefäß verwendet, können Temperaturen bis zu  $400^{\circ}\text{C}$  gemessen werden (Wisian et al., 1998).

Der Nachteil der konventionellen Temperaturmesstechnik liegt in der Dauer der Temperaturmessung über das gesamte Bohrprofil. So dauert die Messung eines Profils, je nach Tiefe der Bohrung, mehrere Stunden. Wiederholungsmessungen zur Beobachtung von zeitlich variablen Temperatursignalen in komplexen thermo-hydraulischen Systemen sind nicht kontinuierlich möglich und erfordern bei Nutzung von Thermistor-Sonden eine erneute Befahrung des Bohrloches. Um den zeitlichen Verlauf von Temperaturänderungen erfassen zu

können, bietet sich ein neues Messverfahren an, das auf dem Prinzip der Laseroptik beruht. Das Distributed Temperature Sensing, kurz DTS, erfüllt die genannten Ansprüche, da das optische Messkabel (siehe unten) nach dem Einbau permanent im Bohrloch verbleiben kann. Die Anwendung ist jedoch auch an bestimmte Messbedingungen und den Anspruch an die Temperaturauflösung (siehe unten) gebunden.

### Grundlagen des DTS-Prinzip

Das Messprinzip des DTS beruht auf der Ausbreitung und Streuung von Laserlicht in optischen Fasern (z.B. Hurtig, et al. 1994) (Abb. 4.1.1).



*Abbildung 4.1.1: Schematischer Aufbau der einzelnen Komponenten der Messapparatur und des Strahlenganges des Laserlichtes (nach York Sensors, 1998).*

Für die Temperaturbestimmung wird das unterschiedliche Temperaturverhalten der einzelnen Komponenten des Spektrums des gestreuten Laserlichtes genutzt. Es werden drei Arten der Streuung unterschieden: (1) Rayleigh-Streuung, (2) Brillouin-Streuung und (3) Raman-Streuung. Die größte Intensität des gestreuten Lichtes entsteht durch die Rayleigh-Streuung, die die gleiche Wellenlänge wie das eingestrahlte Laserlicht besitzt (siehe Abb. 4.1.2). Sie ist jedoch nicht temperaturabhängig und somit nicht für die Temperaturmessung geeignet. Die Brillouin-Streuung mit ihren beiden Maxima ist durch einen kleinen Frequenzabstand zum eingestrahlichten Laserlicht gekennzeichnet. Aus diesem Grund ist sie ebenfalls nicht für die Temperaturbestimmung geeignet. Die Raman-Streuung ist durch zwei Maxima, den Stokes-Peak und den Anti-Stokes-Peak, gekennzeichnet, die sich durch ihren großen Frequenzabstand gut unterscheiden lassen.

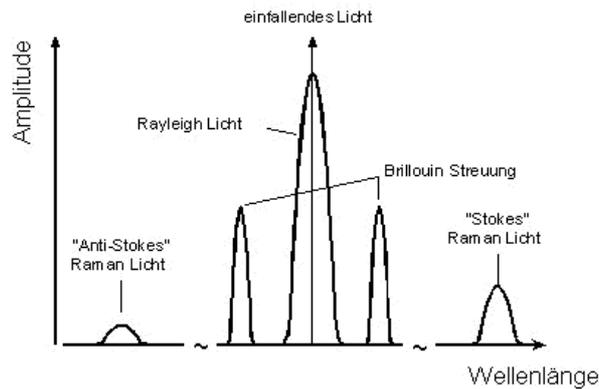


Abbildung 4.1.2: Schematische Darstellung des Spektrums der bei der Ausbreitung eines Laserpulses in einer optischen Faser entstehenden rückgestreuten Wellenlängen und ihrer Amplitudenverhältnisse (nach York Sensors, 1998).

Im Gegensatz zur Amplitude der Stokes-Peakes ist die des Anti-Stokes-Peakes temperaturabhängig. Durch Division dieser Amplituden kann die Temperatur für den Ort der Rückstreuung berechnet werden. Aufgrund der für jede Wellenlänge bekannten Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Faser und der doppelten Laufzeit des Lichtes bis zum Punkt der Streuung kann die Position eines Messwertes auf der Faserstrecke berechnet werden.

Die optische Faser kann auf verschiedene Weise in die Bohrung eingebracht werden. Oft wird sie in ein Metallröhrchen, das an der Verrohrung des Bohrloches installiert ist, mit Druckluft eingeblasen. In dieser Messanordnung können Temperaturen, in Abhängigkeit von der verwendeten Faser, bis über 500°C gemessen werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Einbettung der Faser in eine Kabelummantelung. Dies hat den Vorteil, dass das Kabel sehr flexibel in verschiedenen Bohrungen wiederverwendet werden kann. Die Temperaturlimitierung ergibt sich dann aus dem verwendeten Mantelmaterial (80 °C bis 160 °C). Die Messgenauigkeit ist von der Länge der verwendeten Faser und den Wiederholraten abhängig.

#### Verwendetes Messsystem

Am GFZ wird die Variante des optischen Messkabels verwendet. Zur Verbesserung der Datenqualität werden in dem Kabel zwei optische Fasern eingebettet und am Ende zusammengeschweißt. Die Messungen können in zwei verschiedenen Betriebsarten durchgeführt werden:

(1) Single-ended: Die Messungen werden an einem Ende der Faser durchgeführt. Dieses Ende ist mit dem Meßgerät verbunden und das andere Ende ist offen.

(2) Double-ended: Die Messungen werden an beiden Enden durchgeführt (Schleifenmessung). Das Laserlicht der Quelle wird abwechselnd in beide Enden eingekoppelt und die Rückstreuungen an beiden Enden registriert. Der Vorteil dieser Betriebsart liegt in der Reduzierung des Rauschens durch Mittelwertbildung über die Messungen in den unterschiedlichen Richtungen.

Aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $v$ ) des Laserimpulses in der optischen Faser und der Abtastrate ( $\Delta t$ ) lässt sich über die Beziehung  $\Delta x = v \cdot \Delta t$  der Messpunktintervall berechnen. Bei dem hier verwendeten System beträgt der Messpunktintervall 1 m, da die Abtastrate 10 ns und die Geschwindigkeit  $1,02 \cdot 10^8$  m/s beträgt. Die Dauer einer Messung für die gesamte Faserlänge ist durch die Länge des verwendeten Kabels gegeben und beträgt gerätebedingt mindestens 7 s.

Durch eine spezielle Verschachtelungstechnik (Interleaving) ist es möglich, den Messpunkt- abstand zu verringern. Bei aufeinanderfolgenden Messungen wird der Anfangszeitpunkt der Datenregistrierung geringfügig verschoben. Die Messwerte liegen dann zwischen denen der vorangegangenen Messung. Anschließend werden beide Messungen zu einem Profil mit höherer örtlicher Auflösung zusammengesetzt. Das verwendete DTS Gerät bietet die Möglichkeit der Verschachtelung bis zum Faktor 4. Daraus resultiert eine maximale örtliche Auflösung von 0,25 m. Die Messzeit vervierfacht sich aufgrund der Zusammenfassung von vier Messungen ebenfalls um den Faktor 4. In dieser Konfiguration (700 m langes Messkabel, Messpunkt- abstand 0,25 m, Wiederholrate 28 s, Integrationszeit 30 min) ergibt sich eine Messgenauigkeit von ca. 0,15 °C. Bei langen (bis 4 km) Faserstrecken beträgt die Messgenauigkeit ca. 0,3°C. Nähere Informationen sind in Erbas, Dannowski & Schrötter (1999) zu finden.

Das am GFZ vorhandene DTS- System setzt sich aus 3 Komponenten zusammen. Das DTS- Messgerät (40x30x30 cm) dient als Laser-Steereinheit für die optischen Signale. Der transportable Mikrocomputer ermöglicht die Eingabe der Messparameter, die Steuerung der Messung und die Datenregistrierung. Die dritte Komponente ist das Messkabel, in dem die optische Faser in Form einer Schleife eingebettet ist.

#### **4.1.2 Messregime und Ablauf der Messung**

Zur Erfassung der transienten thermisch-hydraulischen Verhältnisse in der Bohrung HSDP2 wurden im Jahr 1999 drei Messkampagnen (April, Juli und Oktober) in verschiedenen Stadien

des Abteufens der Bohrung durchgeführt. Die Zeitpunkte der Messungen waren bohrtechnisch bedingt vorgegeben und lagen unmittelbar vor dem Setzen der Verrohrung.

Im Folgenden werden die einzelnen Kampagnen kurz vorgestellt.

- Erste Messkampagne - April

Im April 1999 erreichte die Bohrung eine maximale Tiefe von 604 m. Der unverrohrte Bereich reichte von 126 m bis 604 m mit einem Durchmesser von 311 mm (12,25“). Wegen der Fangarbeiten eines Bohrmeißels in 492,6 m Tiefe wurde bereits ein Messzyklus bis zu diesem Bereich vorgenommen. Zufließendes Wasser (vermutlich in 378 m Tiefe) verursachte ein artesisches Ausfließen von Frischwasser aus der Bohrung. Durch einmalige Zuleitung schwerer Bohrspülung konnte der artesische Zufluss gedämpft und durch periodisches Aufpumpen der Spülung (Abstand 30 Minuten) ganz unterdrückt werden. Das Bohrlochmessprogramm bestand aus Temperatur-, Widerstand-, Gamma- und Kaliberlog, sowie einer kontinuierlichen Temperaturmessung über das gesamte Bohrprofil mittels DTS-Technik über 12 Stunden. Beide Messungen wurden mit einem 700 m langen optischen Messkabel durchgeführt.

Nach technischen Problemen und dem Aufbohren der Bohrung bis zu einer Tiefe von 604 m wurde ein zweiter Messzyklus durchgeführt. Auch hierbei wurde der artesische Fluidfluss durch einmaliges Verpressen und periodisches Einleiten von Bohrspülung (vom Bohrtisch) gestoppt. Die Messzeit des zweiten Zyklus der DTS-Messungen betrug 8 Stunden (siehe Abb. 4.1.3 a).

- Zweite Messkampagne - Juli

Die zweite Messkampagne fand im Juli 1999 statt. Zu diesem Zeitpunkt war die Bohrung bis 604 m mit einer 245 mm (9,625“) Verrohrung verrohrt. Darunter erstreckte sich der unverrohrte Bereich mit einem Durchmesser von 222 mm (8,75“) bis 1831 m Tiefe. Auch bei diesem Einsatz wurden die Messungen in zwei Zyklen durchgeführt. Der erste erfolgte aufgrund der Erfahrungen aus den Messungen im April direkt nach Abschluss des Bohrvorganges und der Temperaturmessung mit einer konventionellen Thermistorsonde durch die University of Hawaii/USGS. Die Temperatur wurde über 12 Stunden kontinuierlich registriert (siehe Abb. 4.1.3.b). Der zweite Messzyklus (3 Tage später) schloss das gesamte Messprogramm (bestehend aus Temperatur-, Sonic-, BoreholetelevIEWer-, Resistivity-, Gamma-Ray-, spektrales Gamma- und Magnetometerlog) ab und wurde über 5 Stunden durchgeführt (siehe Abb. 4.1.3 b). Während der gesamten Messkampagne gab es keine künstlichen Veränderungen in der Bohrung und der Bohrspülung. Die Bohrung befand sich

dennoch nicht im hydraulischen Gleichgewicht, da ab dem zweiten Messtag ein Austreten von leicht brackigem Wasser am Bohrlochkopf (laut Bohrbericht 12 - 13 m<sup>3</sup>/h) beobachtet wurde. Auf die Unterdrückung des Zuflusses wurde verzichtet.

Für diese Messkampagne wurde ein ca. 2000 m langes DTS-Kabel verwendet. Dieses Kabel wies einen anderen inneren und äußeren Aufbau als das Messkabel des ersten Einsatzes im April auf. In dem 2000 m langen Messkabel war die Glasfaser nicht durch ein Metallröhrchen und eine spezielle Ummantelung geschützt. Dies hatte eine Längung des Kabels (der Faser) beim Einbringen in die Bohrung zur Folge. Durch die Längung kam es zu einer Verschlechterung der Datenqualität. Die Messgenauigkeit betrug über 0,5 °C statt der erwarteten 0,3°C. Unter Anbetracht der erwarteten Temperaturänderung von mehreren Grad hat dies jedoch keinen entscheidenden Einfluss.

- Dritte Messkampagne - Oktober

Die dritte Messkampagne erfolgte im Oktober 1999. Die Bohrung war von der Bohrlochoberkante bis 1831 m mit einer 178 mm (7“) Verrohrung verrohrt. Der unverrohrte Bereich erstreckte sich zwischen 1831 m bis 3109 m mit einem Durchmesser von 98 mm (3,85“). Nach Beendigung des Bohrvorganges am 23.09.1999 wurde das unter artesischen Bedingungen stehende Bohrloch durch Injektion von Bohrspülung (angereichert mit CaCO<sub>3</sub>) hydraulisch verschlossen und noch vor Beginn der Messungen mit einem Bohrlochkopf abgedichtet.

Das optische Messkabel (3700 m) konnte durch logistische und technische Probleme erst am 02.10.1999 in die Bohrung eingebaut werden. Leider musste festgestellt werden, dass die Bohrung ab 1430 m Tiefe zu diesem Zeitpunkt für die Enddose (zum Schutz der Schweißstelle am Ende des Kabels) nicht mehr zugänglich war. Anscheinend hatten sich durch Sekretion von CaCO<sub>3</sub> Zonen erhöhter Dichte in der Bohrspülung gebildet. Das Gewicht der Faser und des Endstückes reichten nicht aus, diese Zonen zu durchdringen. Auch mehrmalige Versuche der Beschwerung scheiterten.

Die maximale Einbautiefe des Kabels betrug 1430 m. Bei der ersten Messung musste festgestellt werden, dass die Faser im Kabel gebrochen war. Somit konnte nur von einem Ende der Faser gemessen werden, was eine Verschlechterung der Datenqualität (Messgenauigkeit über 0,5 °C) darstellte. Durch verschiedene Effekte, die mit der single-ended Messung in Verbindung stehen (z.B. die Abnahme des Signal-Rausch-Verhältnis in der Nähe des Kabelbruches), sind die Temperaturdaten ab 1100 m unbrauchbar. Dennoch

wurde eine 38-stündige Messung über den zugänglichen Bereich (ca. 1100 m) aufgenommen (siehe Abb. 4.1.3 c).

- Zusätzliche Temperaturmessungen

In der Bohrung HSDP2 wurden nicht nur faseroptische Temperaturmessungen durchgeführt. Die University of Hawaii, unterstützt durch das USGS, führte Messungen mit einer konventionellen Temperaturmesssonde durch. Wie bereits in der Beschreibung der 3 verschiedenen Messkampagnen erwähnt, wurden diese Messungen ebenfalls in verschiedenen Stadien des Abteufens der Bohrung durchgeführt. Außerdem wurden auch nach Beendigung der Bohrarbeiten in regelmäßigem Abstand (Oktober, November, Dezember 1999, sowie Dezember 2000, Januar 2001) Temperaturlogs gefahren. Diese Daten wurden freundlicherweise für die fehlenden DTS-Daten aus den tieferen Bereichen der Bohrung zur Verfügung gestellt.

Da die Temperaturmessungen unter unterschiedlichen hydraulischen Bedingungen aufgenommen wurden, sind die Messungen nur unter Vorbehalt zu verwenden. Die Messungen im Oktober 1999 wurden 14 Tage nach Bohrungsende (23.09.1999) im hydraulisch abgeschlossenen (siehe Beschreibung der DTS-Messungen im Oktober 1999) Bohrloch aufgenommen. Während der Messung im November 1999, die unter normalen Bedingungen einen besseren stationären Zustand als die Messung im Oktober repräsentiert, wurden Fluidaustritte am Bohrlochkopf beobachtet. Es kann nicht mehr von einem hydraulisch unbeeinflussten System ausgegangen werden. Zudem erreichte diese Messung nicht das Bohrlochtiefe. Anfang Dezember 1999 wurden die Bohrspülung und besonders die Zonen erhöhter Dichte in der Bohrspülung mit Hilfe des „Gasliftverfahrens“ (Einleitung von Gas in die Bohrung und daraus resultierend Austragen der Spülung mit Hilfe von Gasblasen) durch Wasser ersetzt. Ab diesem Zeitpunkt sind alle gemessenen Temperaturprofile (Dezember 1999, Dezember 2000 und Januar 2001) stark hydraulisch gestört. Folglich stehen zu Beurteilung des Zustandes, der dem stationären am nächsten kommt, nur die Temperaturmessungen im Oktober und November zur Verfügung. Der in beiden Messungen überlappend gemessene obere Tiefenbereich weist ein nahezu identisches Temperaturtiefenverhalten auf. Da die Messung im Oktober jedoch einen größeren Tiefenbereich erfasst hat und keine besser geeigneten Messungen zur Verfügung stehen, wird die Temperaturmessung am 07.10.1999 durch die Universität Hawaii/USGS in den folgenden Betrachtungen als stationär betrachtet. Wenn der Temperaturangleich durch einen rein konduktiven Wärmetransport stattfindet, würde der Angleichprozess länger

dauern. Da jedoch das Bohrloch auch im unteren Bereich hydraulisch beeinflusst ist (siehe Kap. 5.5 und 5.6) ist ein schneller Temperaturangleich plausibel.

### 4.1.3 Ergebnisse

Zunächst mussten die aufgenommenen Temperaturdaten auf ein von allen an der HSDP2-Bohrung beteiligten Projektgruppen gemeinsam verwendetes Bezugsniveau korrigiert werden. Als Bezugsniveau wurde der Meeresspiegel (Meter unter NN, bzw. meter below sea level [mbsl]) gewählt. Die mit der DTS-Technik in zeitlich schneller Abfolge (alle 7 s) aufgenommenen Temperaturdaten wurden dann zur besseren Veranschaulichung zeitlich gemittelt (Abb. 4.1.3).

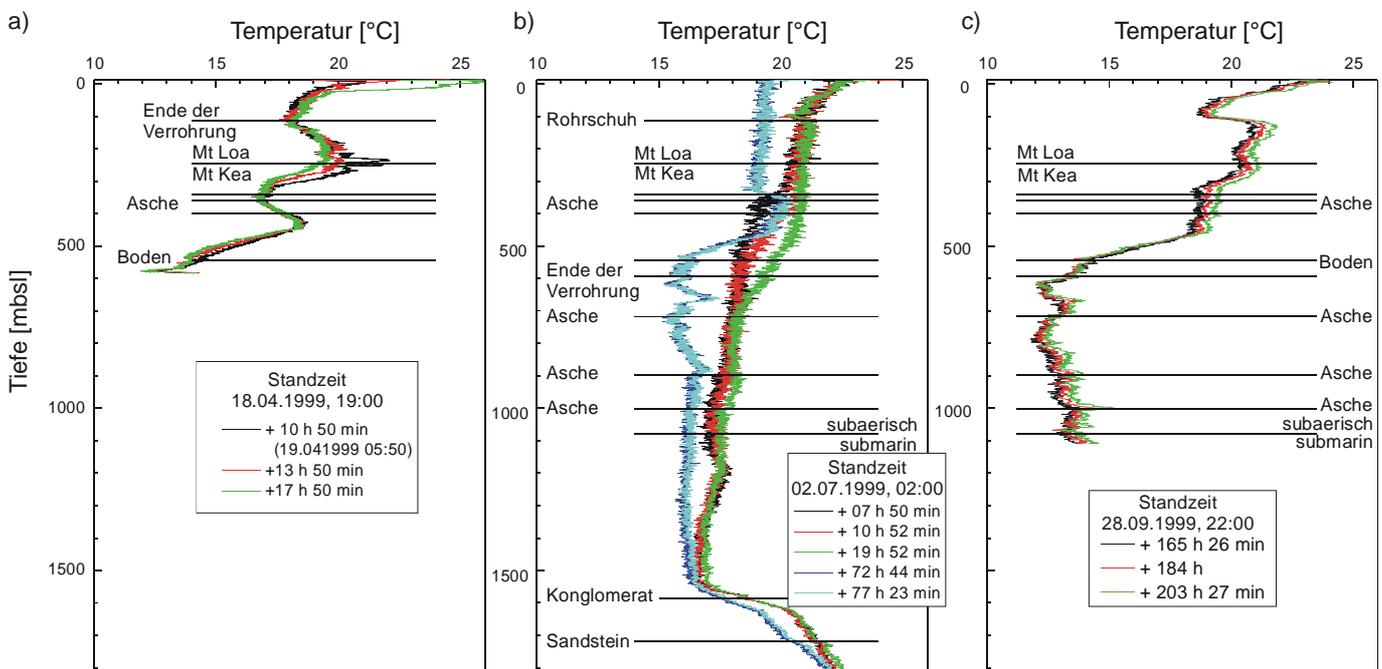


Abbildung 4.1.3: Auswahl von Temperaturprofilen aus den drei Messkampagnen im April (a), Juli (b) und Oktober (c). Die Temperaturwerte wurden im Abstand von 0,25 m und 7 s (Oktober 1 m und 35 s bzw. 1 m und 155 s) gemessen und sind (gemittelt über 15 Minuten) im Messpunktabstand von 5 m dargestellt. Geringmächtige in den Lavaschichten eingeschaltete Asche- und Bodenhorizonte sowie das Ende der Verrohrung sind ebenfalls eingezeichnet.

Da nach Abschluss der Bohrtätigkeit keine Temperaturmessungen mit dem DTS über das gesamte Bohrprofil möglich waren, musste in den tieferen Bereichen (1100 - 3109 mbsl) auf die Messungen der University of Hawaii/USGS zurückgegriffen werden (Abb. 4.1.4). Da keine besseren Temperatur-Profile zur Verfügung standen (siehe Kap. 4.1.2), diente der untere Bereich der Messung am 7. Oktober 1999 (ab 1100 mbsl) mit der konventionellen

Temperaturmesstechnik als Referenzkurve des stationären Zustandes für die Interpretation und für die Modellierung.

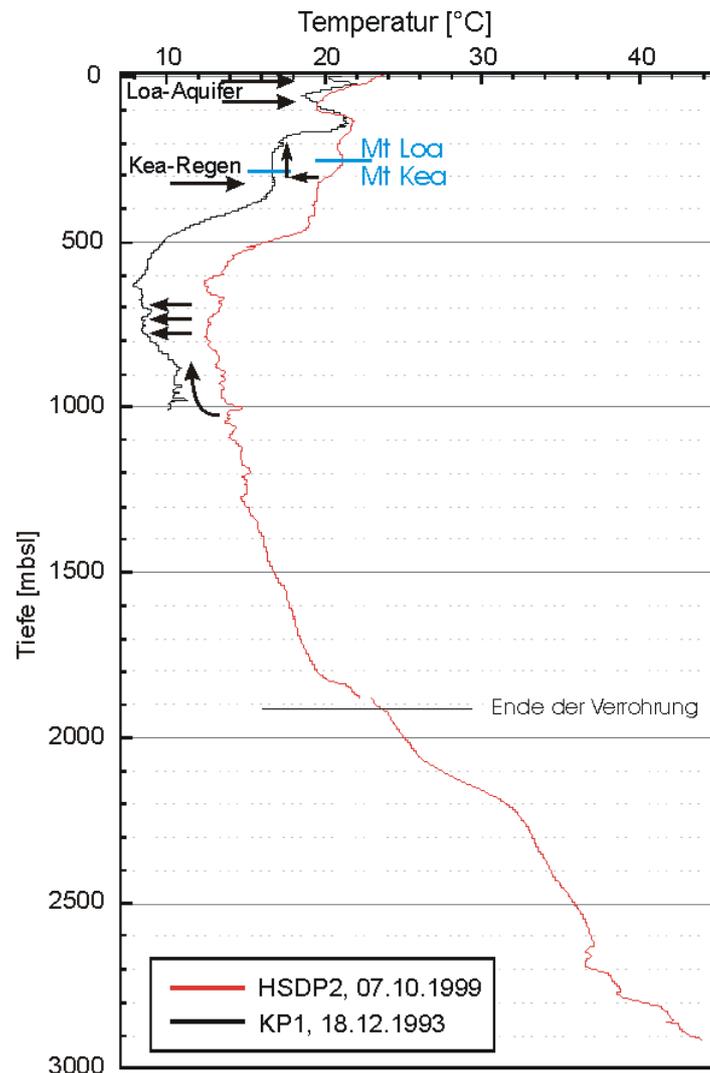


Abbildung 4.1.4: Temperaturmessungen durch die University of Hawaii mit einer konventionellen Thermistor-Sonde. Die rote Kurve stellt die Messung im Oktober 1999 nach Abschluss der Bohrtätigkeiten in der Hauptbohrung HSDP2 dar (DePaolo et al., 2001). Zum Vergleich ist eine Temperaturmessung in der Vorbohrung (KP1) sowie Zonen hydraulischer Aktivität (Pfeile) nach Thomas et al. (1996) dargestellt.

Die Temperaturvariationen in beiden Bohrungen (Vorbohrung und Hauptbohrung) oberhalb von 450 m lassen sich durch oberflächennahe Grundwasserleiter erklären. Diese Grundwasserleiter sind voneinander getrennt, da in den Lavaflüssen dünne Ascheschichten eingebettet sind (Aquitarde). Diese dünnen Schichten agieren aufgrund der geringen Permeabilität als hydraulische Isolatoren. So ist der Temperaturanstieg in ca. 120 m Tiefe gut mit einem eingelagerten Aschehorizont zu korrelieren. Auch die Grenze zwischen den Lavaflüssen des Mauna Loa und Mauna Kea, die durch eine Wechsellagerung von Asche-, Boden- und Lava-

schichten gekennzeichnet ist, hebt sich im Temperaturprofil durch einen Anstieg der Temperatur hervor. Bis zu den isolierenden Schichten ist ein positiver Temperaturgradient zu verzeichnen. Danach nehmen die Temperaturen durch den nachfolgenden Aquifer und die damit verbundenen hydraulischen Aktivitäten wieder ab.

In den Profilen der drei Messkampagnen in der HSDP2-Bohrung zeichnete sich ab, dass ab ca. 450 m die Temperatur mit zunehmender Tiefe zunächst tendenziell abnimmt. In den April-Profilen ist ein deutlicher Temperaturabfall von 18,5 °C auf 12 °C zwischen 450 m und 600 m zu verzeichnen. Der Temperaturgradient nahm innerhalb der 8 Stunden Messdauer von - 43 °C/km auf - 56 °C/km ab. Später, im Juli, wurden zunächst die Temperaturverhältnisse in diesem Bereich durch Fluidbewegungen in der Bohrung stark überprägt, setzten sich jedoch nach Beendigung der Bohraktivitäten im Oktober mit einem Gradienten von - 54 °C/km erneut durch.

Diese Temperaturabnahme zwischen 450 m und 600 m lässt sich durch Fluidzutritte erklären. Es wird angenommen, dass in höheren Lagen eintretende meteorische Wasser durch den hydraulischen Gradienten eine abwärtsgerichtete Strömung verursachen, die sich in der Bohrung in Form von artesischen Bedingungen äußert. Auch in der ca. 2 km nördlich gelegenen Vorbohrung (siehe Abb. 3.1 b) wurde ein solcher Temperaturabfall beobachtet (Abb. 4.1.4). Wasseranalysen in der Vorbohrung ergaben, dass es sich in dieser Zone um Frischwasser aus einer topografischen Höhe von ca. 2000 m handelt (Pailet & Thomas, 1996, Thomas et al., 1996). Das dort eintretende Wasser hat eine Temperatur von 12 °C und könnte somit den Temperaturabfall bis auf ca. 12 °C in diesem Teil der Bohrung erklären.

Der unmittelbar darunter liegende Tiefenbereich (600 bis 680 m) ist durch ansteigende Temperaturen gekennzeichnet, wobei das Maximum der Temperatur in beiden Messkampagnen, die diese Tiefe erreichten, bei 670m - 680 m zu finden ist. Die Beträge unterscheiden sich jedoch voneinander. Der Tiefenbereich der Temperaturzunahme lässt sich gut mit der Lithologie in Einklang bringen (siehe Kap. 4.2.1). So sind bis ca. 670 m Tiefe Aa-Laven mit einer großen Vesikularität vorzufinden. Von 670 m bis ca. 680 m reicht eine massive Lava-schicht, die durch eine geringe Vesikularität geprägt ist. Diese stellt ein Aquitard dar, was eine Temperaturzunahme zur Folge hat.

Nach einer erneuten Temperaturabnahme sind im Bereich zwischen 800 m und 900 m zu Beginn der Juli-Messungen wiederum zunehmende Temperaturgradienten zu verzeichnen (ca. 7 - 8 °C/km). In den tiefer reichenden Profilen der Messungen im Juli setzt sich dieser Trend jedoch nicht fort. Vielmehr bilden sich innerhalb der 3-tägigen Messpause nahezu isothermale

Bedingungen über einen Tiefenbereich von 900 m bis 1550 m aus. Dieser Bereich war in den Juli-Messungen nicht verrohrt und erlaubte daher den Zutritt von Formationswasser in 1550 bis 1600 m Tiefe. In diesem Tiefenbereich sind die Hyaloklastite unkonsolidiert und schlecht zementiert, so dass sie gute Fluidwegsamkeiten darstellen. Die isothermalen Bedingungen in den Juli-Messungen können durch den hydraulisch getriebenen Aufstieg dieser kalten Wassersäule in der Bohrung erklärt werden.

Ab einer Tiefe von ca. 1570 m ist in den Messungen vom Juli eine deutliche Temperaturzunahme zu verzeichnen, die sich jedoch zeitlich ändert. Zu Beginn der Messkampagne können ab 1570 m bis zur Bohrlochsohle (1831 m) 2 unterschiedliche Temperaturgradienten beobachtet werden. Die erste Zone mit einem Wert von 47 °C/km erstreckt sich zwischen 1570 m und 1635 m. Die nachfolgende Zone weist einen Wert von nur noch 9 °C/km auf. Am Ende der Messkampagne nach der 3-tägigen Messpause war in beiden Zonen ein Gradient von ca. 19 °C/km eingestellt.

In den späteren Messungen (Oktober 1999), bei denen die Fluidzuflüsse in diesem Bereich (604 m - 1831 m) durch eine Verrohrung unterbunden wurden, ist ein positiver Temperaturgradient (ca. 6 - 7 °C/km) zu beobachten. Dieser Wert entspricht nicht dem erwarteten Temperaturgradient, so dass auch in diesem Bereich eine hydraulische Überprägung des Temperaturverhaltens wahrscheinlich ist.

Ab ca. 1750 m kann in dem konventionell aufgenommenen Temperaturprofil der University of Hawaii eine deutliche Temperaturzunahme mit einem positiven Gradienten von durchschnittlich 18 °C/km verzeichnet werden. Diese Zunahme der Temperatur lässt sich gut mit den lithologischen Einheiten und deren Gesteinseigenschaften erklären (siehe Kapitel 4.2.1 und 4.2.3). So sind die sedimentären Hyaloklastite oberhalb von 1750 m wenig konsolidiert und zementiert, wohingegen unterhalb von 1750 m durch die Auflast eine zunehmende Konsolidierung und Zementierung zu verzeichnen ist (DePaolo et al., 2001; Buysch et al., 2001). Dies verursacht eine Verschließung der hydraulischen Wegsamkeiten und ermöglicht den Übergang von den advektiv dominierten Bedingungen zu mehr konduktiv geprägten Bedingungen.

Der ab 1750 m zu verzeichnende Temperaturgradient ist bis zum Bohrlochtiefsten nicht konstant. Ab 2100 m steigt der Temperaturgradient beispielsweise leicht an. Dieser Anstieg ist mit einer Wechsellagerung in der Lithologie zu erklären. Auch die, im Vergleich zu den Temperaturvariationen oberhalb von 1750 m, verhältnismäßig kleinen Variationen in der Temperatur ab 2620 m sind gut mit der Lithologie zu korrelieren. So äußert sich der Über-

gang zwischen zwei verschiedenen Pillow-Lava-Ausflüssen aufgrund der guten Fluidwegsamkeiten in der Kontaktfläche (siehe Kap. 4.2.1) in Form einer Temperaturabnahme.

## **4.2 Labormessungen petrophysikalischer Eigenschaften**

Die in den Temperaturmessungen im Bohrloch beobachteten Temperaturmuster können zur Berechnung der Wärmeflussdichte herangezogen werden. Da die Wärmeflussdichte in einem rein konduktiv geprägten thermischen Regime in der gesamten Bohrung konstant sein muss, ist zunächst zu klären, ob die beobachtete Variationen des Temperaturgradienten mit den Variationen der Wärmeleitfähigkeit in Einklang zu bringen sind oder die Variation nur durch Überlagerung von thermischen und hydraulischen Prozessen erklärt werden kann. Aus diesem Grund ist es notwendig, eine Abschätzung der petrophysikalischen Eigenschaften, wie Porosität, Dichte, Permeabilität und Wärmeleitfähigkeit vorzunehmen. Diese Parameter wurden im Labor an dem vorhandenen Probenmaterial (34 Kerne) bestimmt.

### **4.2.1 Lithologische Beschreibung der Proben**

In der Bohrung wurden verschiedene Gesteinsarten erbohrt, die von einem Team von Wissenschaftlern unter der Leitung von Dr. Garcia anhand von Kernstücken petrologisch und petrografisch beschrieben wurden (DePaolo et al., 1999). So wurden bis 246 m „below sea-level“ (246 mbsl) die subaerischen Basalte des Mauna Loa und im darunter liegenden Bereich die Basalte des Mauna Kea angetroffen (Abb. 4.2.1).

Die stratigrafische Abfolge der Mauna Kea Basalte lässt sich generell in zwei Abschnitte unterteilen.

- a) subaerischer Bereich (bis 1079 mbsl): Er besteht aus Aa- und Pahoehoe-Lavaflussabfolgen, sowie massiven Basalten. Die einzelnen Einheiten (Units) sind häufig durch dünne Asche- oder Bodenschichten getrennt.
- b) submariner Bereich (ab 1079 mbsl): Er ist aus mächtigen Wechselfolgen von Hyaloklastiten mit eingeschalteten Pillow-Basalten und massigen Basalten aufgebaut. Im unteren Bereich sind auch vereinzelt intrusive Laven eingeschaltet.

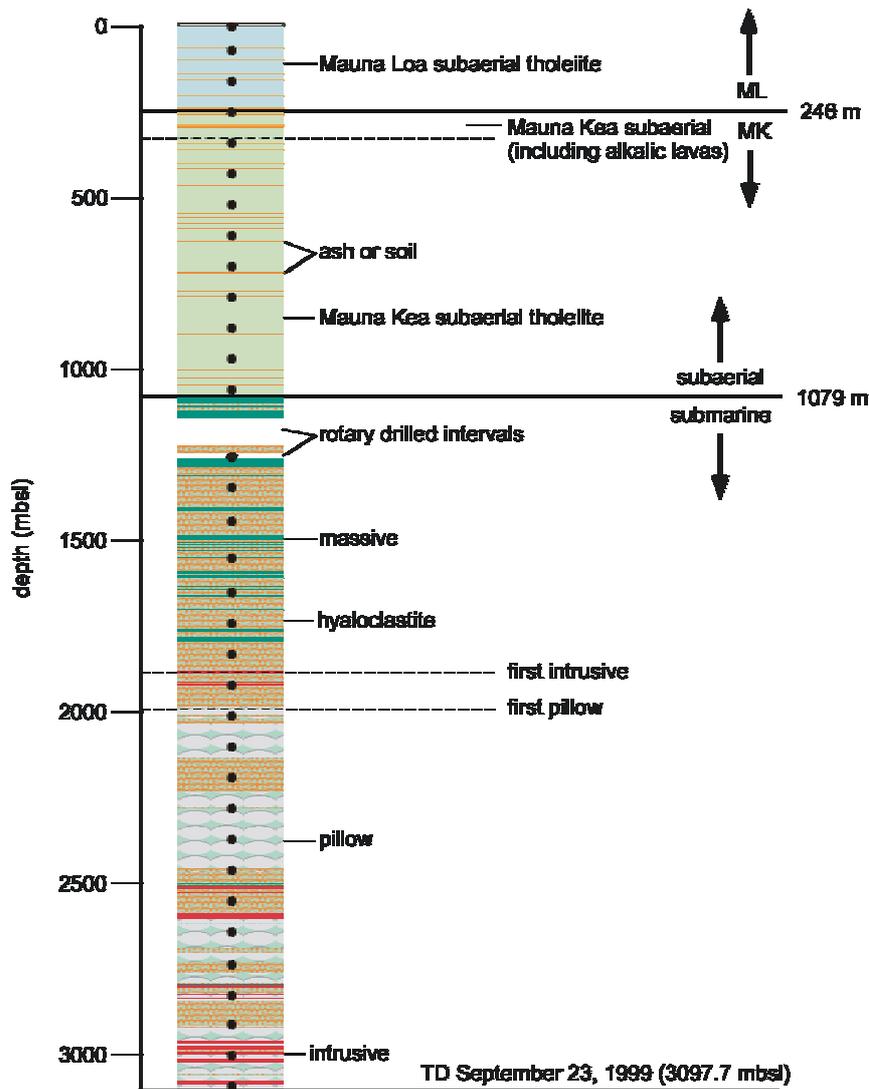


Abbildung 4.2.1. Stratigrafisches Profil der in der Bohrung HSDP2 erbohrten lithologischen Einheiten (aus DePaolo et al., 2001). Tiefen, aus denen die untersuchten Kernstücke (siehe Tab. 1) entnommen wurden, sind mit Punkten gekennzeichnet.

Die Aa- und Pahoehoe-laven unterscheiden sich nicht chemisch voneinander, sondern anhand der Viskosität während des Ausfließens. An den Ober- und Unterkanten der einzelnen Lavaflüsse bilden sich, wie bereits aus der Vorbohrung bekannt (Garcia, 1996), häufig glasreiche oder aufgelockerte Grenzflächen. Der Olivinegehalt variiert innerhalb gleicher Gesteinsarten stark (0 - 34 %).

Die im submarinen Bereich vorgefundenen Hyaloklastite sind den vulkanischen Sedimenten zuzuordnen. Die obersten 200 m der submarinen Sedimente sind wenig konsolidiert. Dies verursachte größere Kernverluste. Ab 1765 mbsl sind sie stärker konsolidiert. Die massiven

Pillow- Laven sind durch breckziöse und teilweise glasreiche Grenzflächen bzw. Ober- und Unterkanten charakterisiert, die eine gute Fluidwegsamkeit darstellen.

Die Auswahl des Probenmaterials erfolgte im gleichmäßigen Abstand von 300 ft (ca. 90 m) über den gesamten erbohrten Bereich, da zum Zeitpunkt der Probennahme keine lithologischen Informationen zur Verfügung standen. Die teilweise sehr gering-mächtigen intrusiven Laven wurde dabei nicht erfasst. Für die petrophysikalischen Untersuchungen standen 34 Kernhälften mit einer Länge von 10 cm zur Verfügung. In Tabelle 1 sind Bezeichnung, Tiefe (mbsl) und lithologische Zuordnung der in Abb. 4.2.1 markierten Proben aufgelistet.

Probenschlüssel	Tiefe (mbsl)	Lithologie
HSDP2-01	-1,49	massiver Basalt
HSDP2-02	85,13	Pahoehoe- Lava
HSDP2-03	169,75	Aa- Lava
HSDP2-04	263,01	Pahoehoe- Lava
HSDP2-05	353,63	massiver Basalt
HSDP2-06	445,65	Aa- Lava
HSDP2-07	536,82	Aa- Lava
HSDP2-08	628,42	Aa- Lava
HSDP2-09	719,62	Aa- Lava
HSDP2-10	813,97	Pahoehoe- Lava
HSDP2-11	900,82	Aa- Lava
HSDP2-12	993,92	Pahoehoe- Lava
HSDP2-13	1088,47	massiver Basalt
HSDP2-14	1268,35	massiver Basalt
HSDP2-15	1359,24	Hyaloklastit
HSDP2-16	1451,46	Hyaloklastit
HSDP2-17	1545,96	Hyaloklastit
HSDP2-18	1634,16	Hyaloklastit
HSDP2-19	1725,03	Hyaloklastit
HSDP2-20	1819,34	Hyaloklastit
HSDP2-21	1908,86	Hyaloklastit
HSDP2-22	2001,2	Pillow- Lava
HSDP2-23	2091,42	Pillow- Lava
HSDP2-24	2183,96	Hyaloklastit
HSDP2-25	2273,99	Pillow- Lava
HSDP2-26	2368,79	Pillow- Lava
HSDP2-27	2458,08	Hyaloklastit
HSDP2-28	2548,98	Hyaloklastit
HSDP2-29	2640,18	Pillow- Lava
HSDP2-30	2732,02	Hyaloklastit
HSDP2-31	2822,88	Pillow- Lava
HSDP2-32	2914,94	Hyaloklastit
HSDP2-33	3009,66	Pillow- Lava
HSDP2-34	3093,36	Pillow- Lava (breckziös)

*Tabelle 1: Liste der im Labor untersuchten Proben mit Probennummer, Tiefeangabe (mbsl) und lithologischer Zuordnung.*

## 4.2.2 Messprinzip

### I Porosität und Dichte

Ein Gestein besteht im allgemeinen aus 3 Phasen: einer festen, einer flüssigen und einer gasförmigen. Unter wassergesättigten Bedingungen, so wie in diesem Fall, reduziert sich die Anzahl der Phasen auf zwei, der festen Gesteinsmatrix und der Wasserphase. In der folgenden Abbildung 4.2.2 ist die schematische Verteilung der zwei Phasen dargestellt.

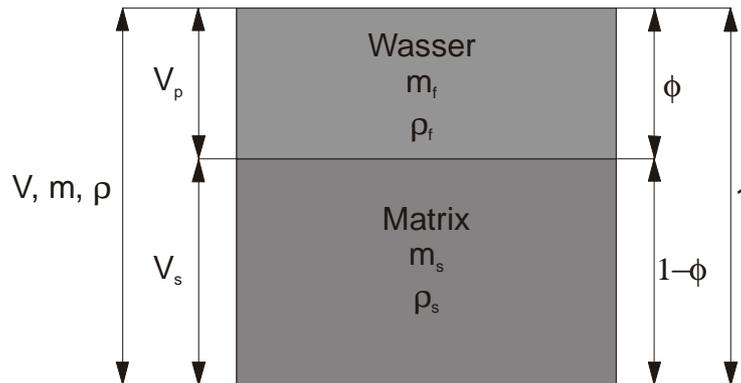


Abbildung 4.2.2: Verteilung der zwei Phasen in einem wassergesättigten Gesteinsvolumen und die dazugehörigen Bezeichnungen, die im Kapitel 8.2 zusammengefasst aufgelistet sind .

Als Porenraum wird das Volumen  $V_p$  bezeichnet, das vom Fluid (Index f) ausgefüllt wird. Das Verhältnis  $V_p$  zum Gesamtvolumen  $V$  wird als Porosität ( $\phi$ ) bezeichnet. Die verwendeten Symbole, Abkürzungen und deren Einheiten sind in Kap. 8.2 noch einmal zusammenfassend dargestellt.

$$\Phi = \frac{m_f / \rho_f}{V} = \frac{V_p}{V} \quad (4-1)$$

Der von der Matrix bzw. dem Feststoff (Index s) eingenommene Anteil ist in Gleichung 4-2 definiert.

$$1 - \Phi = \frac{V_s}{V} \quad (4-2)$$

Die Porosität und Dichte von Gesteinsproben können im Labor an Proben nach dem archimedischen Prinzip ermittelt werden. Anhand der Trockenmasse, Feuchtmasse und dem Probenvolumen wird die Porosität berechnet. Aus den verschiedenen Masseanteilen und dem bekannten Probenvolumen wird die entsprechende Trockendichte ( $\rho_{\text{trocken}}$ ), wassergesättigte Dichte ( $\rho$ ) und Matrixdichte ( $\rho_s$ ) ermittelt (siehe 4-3 bis 4-5).

$$\rho_{\text{trocken}} = \frac{m_{\text{trocken}}}{V} \quad (4-3)$$

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (4-4)$$

$$\rho_s = \frac{m_{\text{trocken}}}{1 - \phi} \quad (4-5)$$

Für die Porositätsmessungen wurden aus den Kernhälften Zylinder mit einem Durchmesser von 2,5 cm und einer Länge von 5 cm herausgebohrt. Die Proben wurden im trockenen und gesättigten (mit destillierten Wasser) Zustand gewogen. Der absolute Fehler der mit dieser Methode bestimmten Porosität ist bei sorgfältiger Arbeitsweise unter 2 %.

## II Permeabilität

Im Labor standen verschiedene Möglichkeiten der Permeabilitätsbestimmung zur Verfügung. Generell sind Durchströmungen mit Gas und Wasser möglich. Messungen mit Gas erfolgen in einem Messbereich zwischen mD bis nD. Wasserpermeabilitätsmessungen sind nur von einigen mD bis  $\mu$ D möglich. Die Vorgehensweise ist bei beiden Messungen analog.

Die zylindrische Gesteinsprobe (siehe Porositätsmessung) wird mit einem Mantel umgeben und mit einem allseitigen Manteldruck von bis zu 100 bar belastet, damit sich keine Wegsamkeiten zwischen Mantel und Probe bilden können. Danach wird die Probe zwischen den vorher planparallel geschliffenen Stirnflächen mit Gas/Fluid bei einem konstanten Eingangsdruck durchströmt (siehe Abb. 4.2.3).

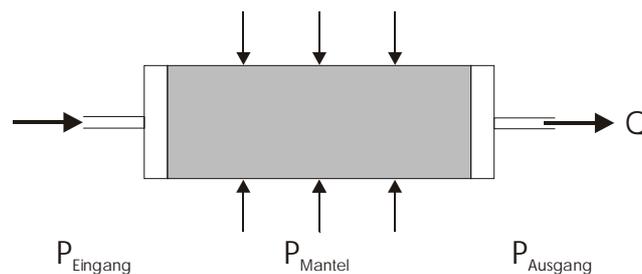


Abbildung 4.2.3: Prinzipskizze der Permeabilitätsmessung an einer Probe mit der Querschnittsfläche  $A$  und der Länge  $l$ .

Aus der Flussmenge ( $Q$ ), der durchströmten Länge ( $l$ ), der Querschnittsfläche ( $F$ ), der dynamischen Viskosität ( $\mu_f$ ), der Dichte ( $\rho$ ) und der Potentialhöhendifferenz

( $\Delta h = \frac{P_{\text{Eingang}} - P_{\text{Ausgang}}}{\rho g}$ ), sowie der Schwerebeschleunigung ( $g$ ), wird über Gleichung (4-6)

die Permeabilität ( $k$ ) berechnet.

$$k = \frac{\mu_f}{\rho \cdot g} \frac{Q \cdot l}{F \cdot \Delta h} \quad (4-6)$$

Aus  $K = k (\rho \cdot g / \mu_f)$  lässt sich die für die Modellierungsprogramme notwendige hydraulische Leitfähigkeit  $K$  (hydraulic conductivity) ableiten. Die entsprechenden Einheiten sind in Kap. 8.2 aufgelistet.

Die untersuchten Proben wurden zunächst mit Gas durchströmt. Proben mit einer hohen Gaspermeabilität wurden zusätzlich noch einmal mit destilliertem Wasser durchströmt. Der relative Fehler der Permeabilität liegt bei dieser Art der Messung zwischen 10 % und 30 %.

## II Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit ( $\lambda$ ) eines Gesteins kann im trockenen und wassergesättigten Zustand bestimmt werden. Die Messungen wurden mittels einer Halbraumlinienquelle der Firma TeKa durchgeführt. Die Halbraumlinienquelle hat einen Durchmesser von 2 mm, eine Länge von 70 mm und ist an der Unterseite eines Plexiglaskörpers (Durchmesser 88 mm, Höhe 29 mm) eingebettet.

Bei der Probennahme musste besonders auf die ausreichende Größe und die Oberfläche der Kernstücke geachtet werden, da es nicht möglich ist, Messungen an Proben mit Rissen oder ungefüllten Klüften durchzuführen. Die Kernhälften wurden zunächst zur Vermeidung von Kontaktproblemen planparallel geschliffen und, wenn notwendig, nachträglich poliert. Dennoch ergaben sich bei einigen Kernstücken, die beispielsweise durch eine hohe Porosität oder durch große Blasen gekennzeichnet sind, Kontaktprobleme bei den Messungen im trockenen Zustand (luftgefüllte Poren). Diese Probleme bestanden bei den Messungen mit wassergesättigten Proben nicht.

Die Kernhälften wurden bei der Messung mit Hilfe der Linienquelle kurz (80 s - 120 s) mit konstanter Heizleistung aufgeheizt. Die Temperatur in der Probe wurde in Abhängigkeit von der Zeit während des Aufheizens mit Hilfe von einem Thermistor gemessen. Die Wärmeleitfähigkeit errechnete sich aus der Aufheizkurve (siehe TeKa, 1998). Der relative Fehler ist bei Wiederholungsmessungen (erneutes Aufsetzen der Halbraumlinienquelle) mit dieser Messmethode kleiner als 5 %.

### **4.2.3 Ergebnisse**

Abbildung 4.2.4 gibt einen Überblick über die Ergebnisse der im Labor ermittelten petrophysikalischen Eigenschaften.

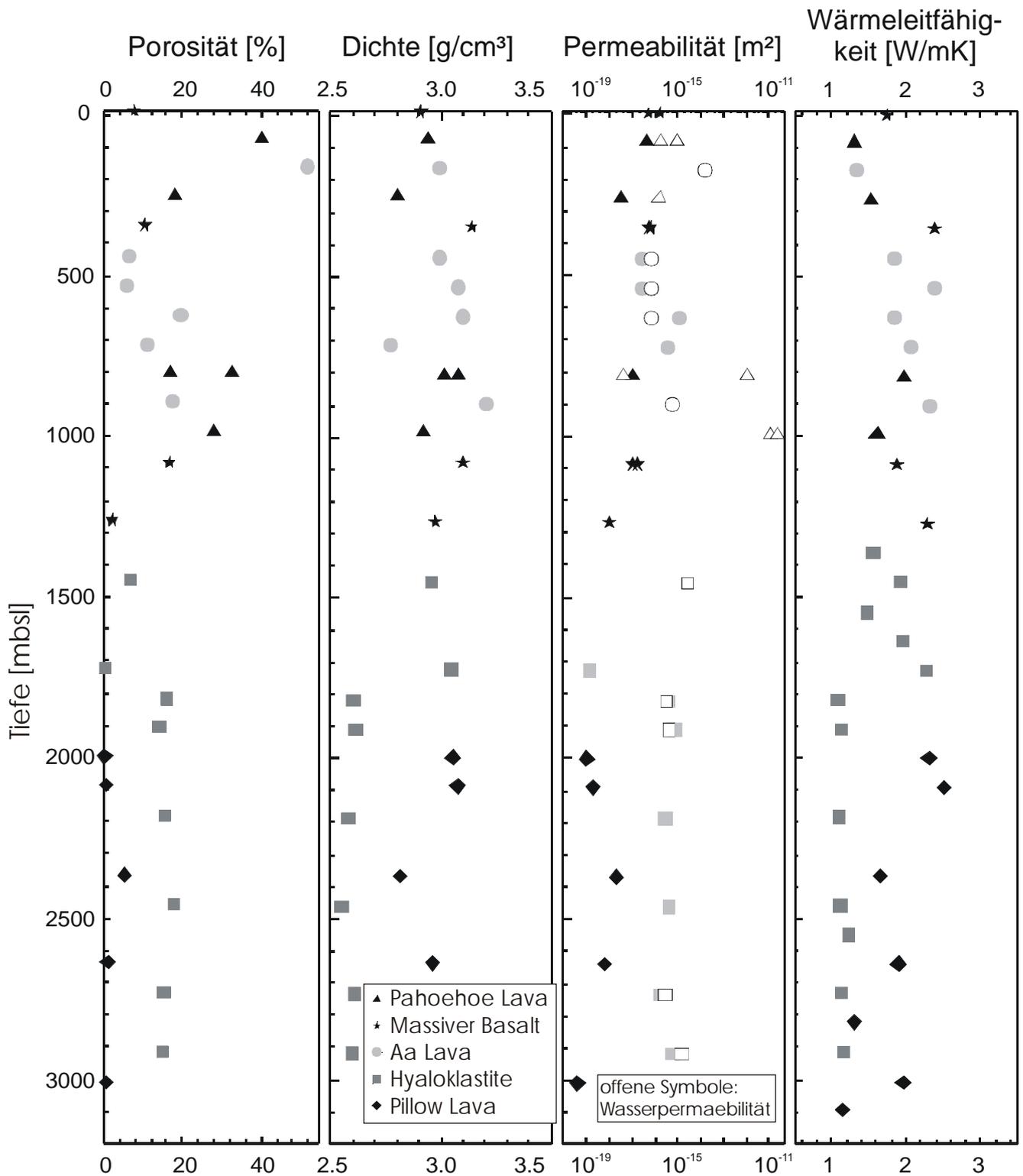


Abbildung 4.2.4: Ergebnisübersicht der im Labor bestimmten Porosität, Matrixdichte, Gas- und Wasserpermeabilität (offene Symbole), sowie der Wärmeleitfähigkeit der wassergesättigten Kernstücke. Die verschiedenen lithologischen Einheiten sind durch verschiedene Symbole und Graustufen gekennzeichnet. Die angegebene Tiefe bezieht sich auf das Meeresniveau (positiv nach unten).

## I Porosität und Dichte

Aus der Literatur (z.B. Robertson & Peck, 1974) ist bekannt, dass die Porosität von vesikularen Basalten einen sehr großen Wertebereich einnimmt (2- 98 %). Die in der Abbildung 4.2.4 dargestellten Werte spiegeln deutlich die aus der Literatur bekannte hohe Variabilität der Porosität wieder. Die Werte variieren im Tiefenbereich von 0 m bis 1700 mbsl zwischen 4 % und 52 %. Ab 1700 mbsl hingegen sind geringere Porositäten (0 % bis 12 %) zu verzeichnen.

Die vergleichsweise hohe Porosität im oberen Bohrlochabschnitt lässt sich durch die Größe und Anzahl der eingeschlossenen Gasblasen erklären. Die submarinen Laven (Pillows und Hyaloklastite) schließen aufgrund ihrer unterschiedlichen Entstehungsart (untermeerisch) keine Gasblasen ein. Dennoch weisen die Hyaloklastite eine nicht zu vernachlässigende Porosität (durchschnittlich 12,4 %) auf, die sich deutlich von der der Pillow- Laven abhebt. Die erhöhte Porosität der Hyaloklastite lässt sich durch den sedimentären Charakter und der damit verbundenen Gesteinsstruktur erklären.

## II Permeabilität

Anhand der im Labormaßstab (Kernstücklänge 50 mm) gemessenen Permeabilität lassen sich gut die verschiedenen lithologischen Einheiten erkennen. So variieren die Werte der subaerisch ausgeflossenen Basalte genau wie deren Porositäten stark. Es ergeben sich Werte zwischen  $1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  und  $2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$ .

An einigen Proben ist eine Korrelation mit der Porosität möglich, wie der doppelt-logarithmische Plot (Abb. 4.2.5) zeigt. Dennoch gibt es einige Abweichungen. Ein Faktor, der die Permeabilität bestimmt, ist die Vernetzung der einzelnen Blasen untereinander. Wenige große Blasen ( $> 3 \text{ mm}$ ), die eine hohe Porosität verursachen, aber nur schlecht miteinander verbunden sind, resultieren in einer geringeren Permeabilität, wie beispielsweise anhand der Probe HSDP2-02 (85,13 mbsl:  $\phi = 40 \%$ ,  $k = 4 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$ ) zu erkennen ist. Eine Vielzahl von kleineren Blasen ( $< 3 \text{ mm}$ ), die aufgrund ihrer Häufigkeit gut miteinander verbunden sind, resultieren in einer höheren Permeabilität, wie Probe HSDP-12 (993,92 mbsl) mit  $\phi = 28 \%$  und  $k = 2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$  zeigt.

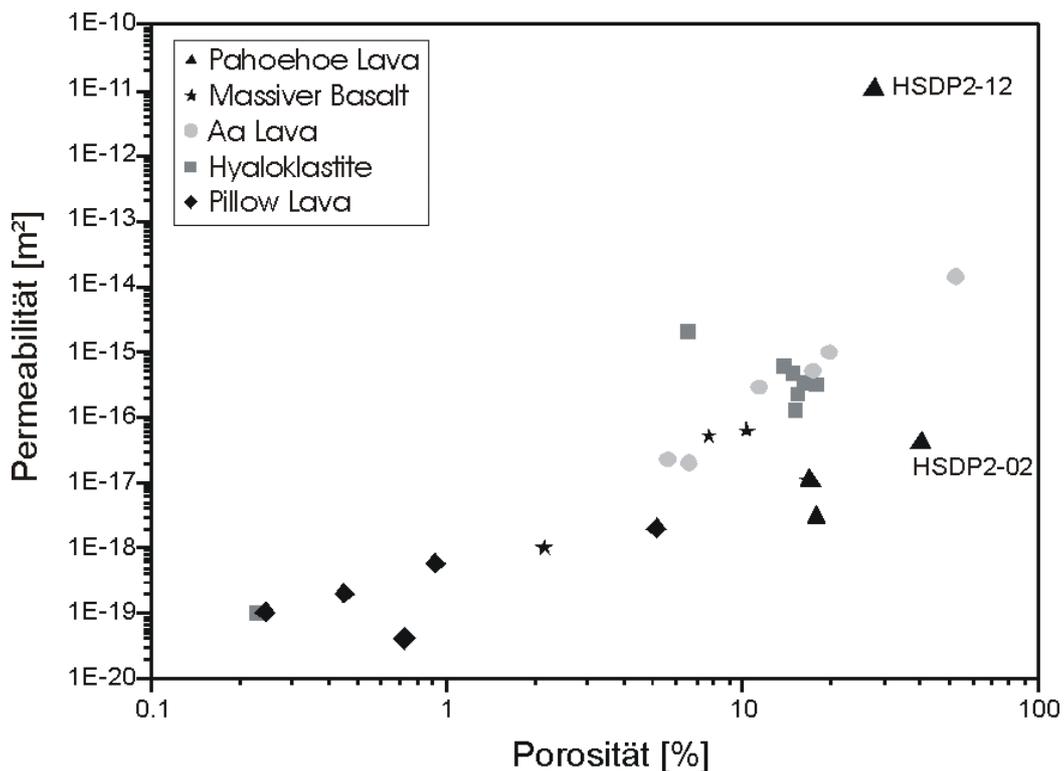


Abbildung 4.2.5: Doppeltlogarithmische Darstellung der Permeabilität in Abhängigkeit von der Porosität. Die Kodierung der verschiedenen lithologischen Einheiten erfolgt durch unterschiedliche Symbole und Grauabstufungen.

Die Gesteinsproben unterhalb von 1079 mbsl (siehe Abb. 4.2.4) weisen eine deutliche Unterscheidung zwischen den beiden submarin abgelagerten Basalt-Arten (Hyaloklastite und Pillow-Laven) aus. So haben die sedimentären Hyaloklastite eine höhere Permeabilität (durchschnittlich  $7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$ ) als die kompakten Pillow-Laven (durchschnittlich  $5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ ). Auch hierbei liegt der Unterschied in der Gesteinsstruktur begründet.

Bevor die im Labor ermittelten Permeabilitäten für die Modellierung herangezogen werden, muss der unterschiedliche Skalenbereich zwischen den Kernuntersuchungen und dem für die Modellierung notwendigen Bereich beachtet werden. Die an den Kernstücken (Länge 50 mm) vorgenommenen Messungen ergeben Werte, die bereits durch Literatur bekannt sind (z.B. Fischer, 1998:  $10^{-22} \text{ m}^2 \leq k \leq 10^{-17} \text{ m}^2$ ). Beim Vergleich dieser Permeabilitäten mit Werten anderer Bestimmungsmethoden, die ein größeres repräsentatives Volumen verwenden, muss festgestellt werden, dass die Werte der Labormessungen deutlich kleiner sind. So werden aus Bohrlochmessungen Permeabilitäten zwischen  $10^{-18} \text{ m}^2$  und  $10^{-11} \text{ m}^2$  (Fischer, 1998) abgeschätzt. Aus hydraulischen Tests in Bohrlöchern, die einen Bereich von einigen zehn bis hunderten Metern und folglich die darin enthaltenen Kluftsysteme erfassen, ergeben sich sogar Werte bis  $10^{-9} \text{ m}^2$  (Souza & Voss, 1987). Damit die Variationsbreite der Permeabilität

eingeschränkt werden kann, sind die Labormessungen wichtig. Sie liefern eine Abschätzung der unteren Grenze für die Permeabilitätswerte. Außerdem kann somit der Einfluss von Kluftsystemen und anderen Fluidwegsamkeiten abgeschätzt werden.

### III Wärmeleitfähigkeit

Aus der Literatur sind verschiedene Werte für die Wärmeleitfähigkeit von Basalten aus Hawaii bekannt. So geben Robertson & Peck (1974) Werte zwischen 0,84 und 2,43 W/m/K an. Diese repräsentieren jedoch nur subaerische Gesteine (in der Bohrung HSDP2 bis 1079 mbsl). Eine Übersicht der Wärmeleitfähigkeiten, die im Rahmen dieser Arbeit an gesättigten Proben gemessen wurden, ist in Abbildung 4.2.4 dargestellt.

Es zeigt sich, dass die Werte einer breiten Streuung unterliegen. Die Werte lassen sich in zwei Wertebereiche untergliedern. Im oberen Abschnitt (<1800 m) variieren die Wärmeleitfähigkeitswerte zwischen 1,1 W/m/K und 2,4 W/m/K. Im Bereich ab 1800 m sind bis auf 5 Werte mit höherer Wärmeleitfähigkeit (> 1,7 W/m/K) Werte zwischen 1,1 W/m/K und 1,4 W/m/K zu beobachten.

Diese Variation ist nicht nur auf die unterschiedliche Struktur und Porosität des Kernmaterials zurückzuführen. Werden die gemessenen Wärmeleitfähigkeiten mit verschiedenen Mischgesetzen auf die Matrixwärmeleitfähigkeit reduziert, ergeben sich weiterhin große Variationen (siehe Abb. 4.2.6).

Wie bereits in der Literatur (Robertson & Peck, 1974; Horai, 1991) diskutiert, eignet sich nicht jedes Mischgesetz zur Bestimmung der Matrixwärmeleitfähigkeit an Basalten. Zur Bestimmung der Matrixwärmeleitfähigkeit wurde diese mit verschiedenen Mischgesetzen anhand der Messungen an trockenen und wassergesättigten Proben berechnet. An diesen Proben lieferte das Dispersionsmodell nach Hashin & Shtrikman (4-7) und das geometrische Mittel (Gl. 4-8) (Pribnow, 1994) innerhalb von 10 % eine gute Übereinstimmung.

$$\lambda = \lambda_s + \frac{\phi}{\frac{1}{\lambda_f - \lambda_s} + \frac{1 - \phi}{3\lambda_s}} \quad (4-7)$$

$$\lambda = \lambda_s^{(1-\phi)} \cdot \lambda_f^\phi \quad (4-8)$$

Die Bezeichnung in Gleichung (4-7) und (4-8) ist wie folgt: gemessene Wärmeleitfähigkeit ( $\lambda$ ), Matrixwärmeleitfähigkeit ( $\lambda_s$ ), Wärmeleitfähigkeit der Porenfüllung (Wasser oder Luft) ( $\lambda_f$ ) und Porosität ( $\phi$ ). Da es keine systematische Abweichung zwischen den Werten aus den

beiden Mischgesetzen gibt und nur ein Wärmeleitfähigkeitswert für jede Schicht angenommen werden kann, wurden die Matrixwärmeleitfähigkeiten beider Mischgesetze arithmetisch gemittelt und in Abbildung 4.2.6 dargestellt.

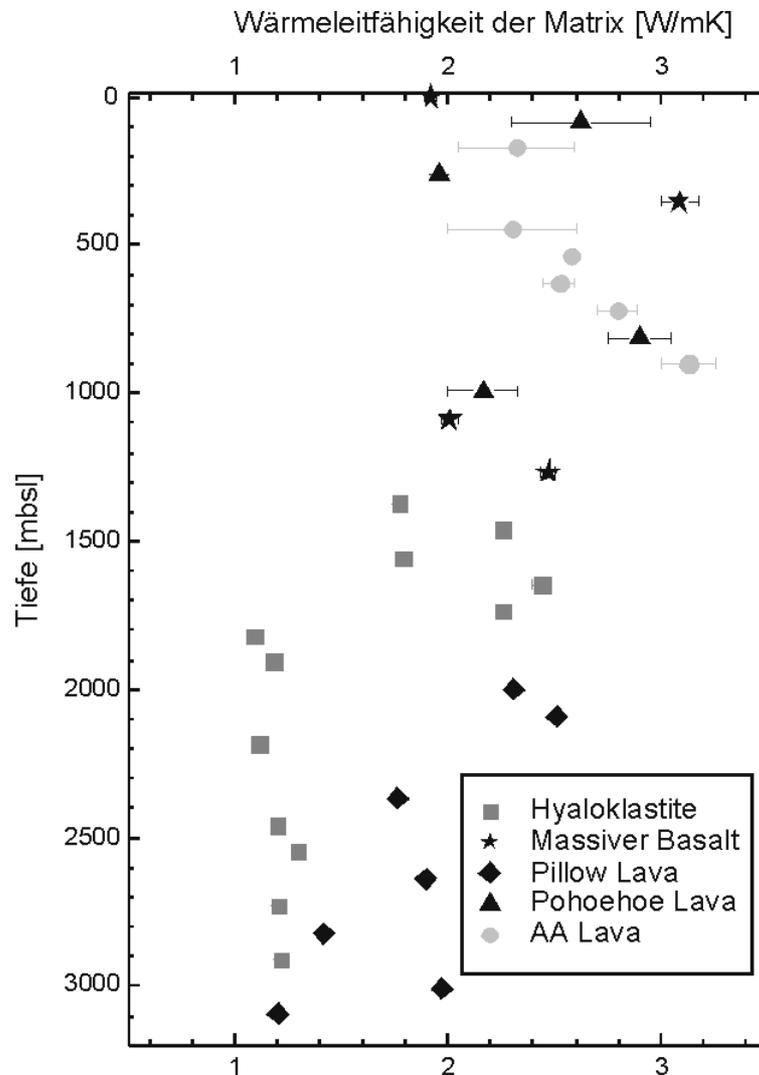


Abbildung 4.2.6: Darstellung der Wärmeleitfähigkeit der Matrix. Die Werte wurden aus Messungen der gesättigten Proben nach dem Dispersionsmodell von Hashin & Shtrikman und dem geometrischen Mittel berechnet. Die Kodierung der verschiedenen lithologischen Einheiten erfolgt durch unterschiedliche Symbole und Graustufungen.

Auch in den Matrixwärmeleitfähigkeiten ( $\lambda_s$ ) ist die Unterteilung in subaerische und submarine Basalte zu beobachten, obwohl der Effekt der Porosität berücksichtigt wurde. Im oberen Abschnitt (0 m - 1800 m) variiert  $\lambda_s$  innerhalb gleicher lithologischer Einheiten stark. Aus der vor Ort vorgenommenen lithologischen und mineralogischen Beschreibung kann entnommen werden, dass in diesem Bereich der durch Auszählung unter dem Mikroskop bestimmte Olivinegehalt zwischen 0 und 20 % variiert. Dies ist eine mögliche Erklärung für

die Variation der Matrixwärmeleitfähigkeit innerhalb der gleichen lithologischen Einheit. Die Wärmeleitfähigkeit von Olivin ist deutlich höher als die von Plagioklasen (4,6 W/m/K gegenüber 1,7 W/m/K). Somit resultiert ein hoher Olivinegehalt in einer hohen Wärmeleitfähigkeit. Aber auch die Plagioklase, als schlechte Wärmeleiter, und deren Anteil im Gestein spielen eine Rolle. Ein genauer Zusammenhang kann jedoch nur durch Röntgenfluoreszenz- und Röntgendiffraktions- Untersuchungen und die Berechnung der Wärmeleitfähigkeit aus den so bestimmten Anteilen hergestellt werden. Dies ist jedoch nicht Gegenstand dieser Untersuchung.

An den Kernstücken aus dem unteren Bohrlochabschnitt (ab ca. 1800 m) heben sich die Matrixwärmeleitfähigkeiten der Hyaloklastite deutlich von denen der Pillow-Laven ab. Aufgrund der unterschiedlichen Gesteinsarten ist dies nicht verwunderlich, da die Pillow-Laven zu den massiven Gesteinen zählen. Die Hyaloklastite hingegen gehören zu den vulkanischen Sedimenten. Die im Vergleich zu den Pillow-Laven größeren Kontaktflächen zwischen den einzelnen Komponenten (z.B. Olivinkristalle, Feldspate, usw.) verhindern einen guten Wärmetransport und resultieren in einer geringeren Wärmeleitfähigkeit.

Innerhalb der Hyaloklastite sind die Wärmeleitfähigkeiten ab 1800 m durch geringe Variationen (um 1,2 W/m/K) charakterisiert. In diesem Bereich beträgt der Olivinegehalt max. 3 %. Auffällig ist die dunkle Farbe der stark kompaktierten Kernstücke. Bei genauer Betrachtung werden dünne, glashaltige Strukturen ausgemacht. Die Wärmeleitfähigkeit von Glas wiederum ist sehr gering (1,26 W/m/K), wodurch auch die geringe Wärmeleitfähigkeit der Hyaloklastite erklärbar wäre.

Die beiden Ausnahmen bei den Pillow-Laven ( $z = 2800$  m und  $\lambda_s = 1,4$  W/m/K, sowie  $z = 2100$  m und  $\lambda_s = 1,2$  W/m/K) unterscheiden sich deutlich in ihrer Struktur von den anderen. Sie sind breckziös und stammen von den Rändern der Pillow- Strukturen. Zudem sind sie laut der geologischen Ansprache vor Ort glasreich, woraus aufgrund der schlechten Wärmeleitungseigenschaft von Glas die geringe Matrixwärmeleitfähigkeit resultiert.

### **4.3 Wärmeflussdichteberechnung**

Die Wärmeflussdichte berechnet sich aus dem Temperaturgradient, der aus dem gemessenen Temperaturprofil des stationären Zustandes abgeleitet werden kann, und den im Labor bestimmten Wärmeleitfähigkeiten des entsprechenden Tiefenbereiches. Die Temperaturmessungen oberhalb von 1750 m sind durch ihre starke advective Überprägung nicht geeignet, den konduktiven Anteil der Wärmeflussdichte zu berechnen. Aufgrund des

positiven Temperaturgradienten scheint der Bereich zwischen 1750 m und der Bohrlochsohle besser geeignet zu sein. Die Abbildung 4.3.1 gibt eine Übersicht über die Datenbasis. Im Bereich zwischen 1750 m und 2200 m ist der Temperaturgradient nur über kleine Intervalle (100 - 200 m) konstant. In diesen kleinen Intervallen stehen aufgrund des konstanten Abstandes zwischen den einzelnen Kernstücken (ca. 300 ft) nur einzelne Wärmeleitfähigkeitsmessungen zur Verfügung. Diese einzelnen Werte können aufgrund der unterschiedlichen mineralogischen Zusammensetzung (siehe Kap. 4.2.3) in den verschiedenen lithologischen Einheiten nicht als repräsentativ angenommen werden. Daher wurde auf die Berechnung der Wärmeflussdichte in diesen Intervallen verzichtet.

Ab 2200 m ist der Temperaturgradient über einige 100 m konstant, so dass in diesem Intervall mehrere Wärmeleitfähigkeitswerte zur Verfügung stehen. Im untersten Bohrlochabschnitt wurden zwei verschiedene Intervall-Temperaturgradienten aus der Temperaturmessung berechnet. Aus dem mittleren Intervall-Temperaturgradient in diesen beiden Intervallen und der mittleren Wärmeleitfähigkeit wurde die Wärmeflussdichte berechnet (Abb. 4.3.1).

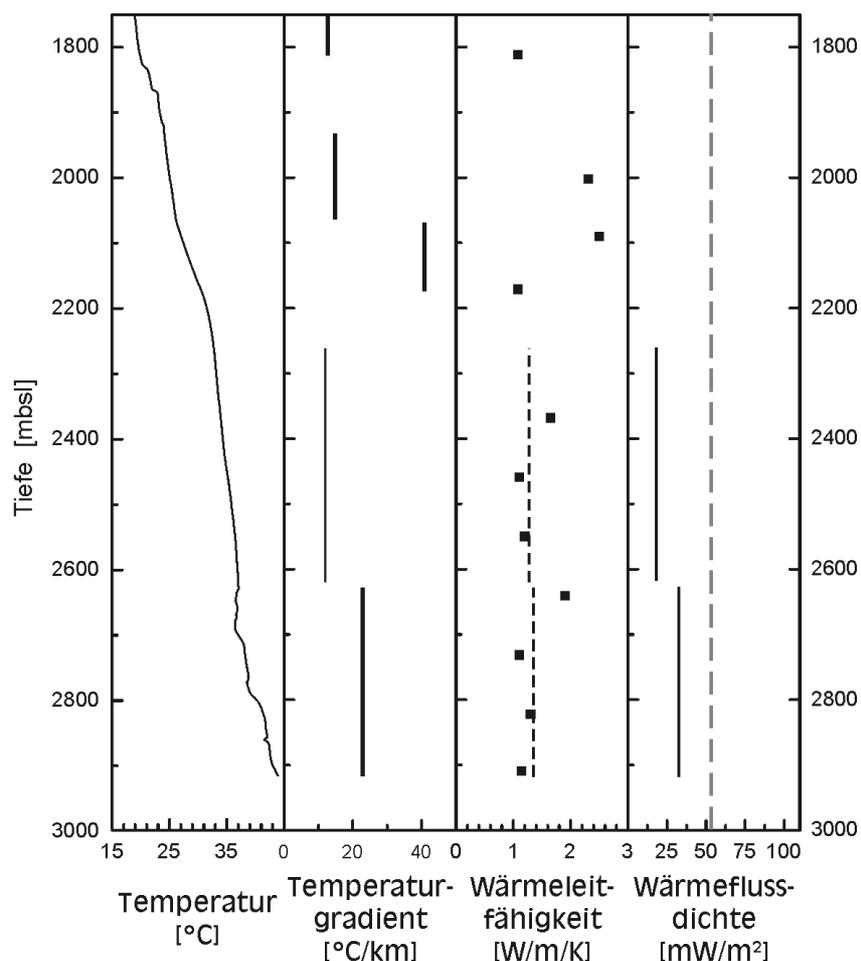


Abbildung 4.3.1: Darstellung des Temperaturprofils vom 07.10.1999, des aus der Temperaturmessung errechneten Intervall-Temperaturgradienten, der gemessenen Wärme-

*leitfähigkeit (schwarze Quadrate) und deren Mittelwert über dem entsprechenden Tiefenintervall, und der im Intervall errechneten Wärmeflussdichte. Zusätzlich ist die Oberflächenwärmeflussdichte (graue Strichlinie) aus den Messungen in den Tiefseesedimenten um Hawaii (VonHerzen et al., 1989) dargestellt.*

Die Wärmeflussdichte ist in beiden Intervallen unterschiedlich ( $16 \text{ mW/m}^2$  bzw.  $31 \text{ mW/m}^2$ ) und weicht von den in der Literatur angegebenen Oberflächenwärmeflusswerten ab. Dort werden Werte zwischen  $49 \text{ mW/m}^2$  (Sclater et al., 1980) und  $55 \text{ mW/m}^2$  (Stein & Stein, 1993) angegeben. Der aus den Literaturwerten bestimmte Mittelwert von  $52 \text{ mW/m}^2$  wird durch die Messungen von VonHerzen (1989) bestätigt (siehe Kap. 3).

Die Abweichung der berechneten von der aus der Literatur bekannten Wärmeflussdichte kann verschiedene Ursachen haben:

(1) Advektive Prozesse. Diese können, wie bereits in dem Abschnitt oberhalb von 1750 m beobachtet, auch unterhalb von 1750 m das Temperaturfeld überprägen. Damit kann auch die Variation der Wärmeflussdichte in den untersten beiden Tiefenintervallen erklärt werden. Zwischen 2350 m und 2650 m wurde eine geringere Wärmeflussdichte berechnet, so dass der advektive Einfluss dort größer ist als im untersten Intervall (2650-2900 m). Der Vergleich mit der in Tiefseesedimenten ermittelten Oberflächenwärmeflussdichte zeigt, dass die Wärmeflussdichte im untersten Intervall der Bohrung ca.  $1/3$  geringer ist.

(2) Die in der Literatur bisher zitierten Werte müssen neu bewertet werden, da neuere Messmethoden zur Bestimmung der Wärmeflussdichte am Ozeanboden entwickelt wurden (Géli et al., 2001). Herkömmliche Messsonden dringen nur 3 bis 5 m in die Tiefseesedimente ein. Der Nachteil solcher geringen Eindringtiefen besteht darin, dass beispielsweise jahreszeitlich bedingte Schwankungen der Meerestemperatur unkorrigiert bleiben. Diese beeinflussen den Temperaturgradient des Untergrundes innerhalb der obersten 3 - 4 m. Außerdem können vertikale Zirkulationen von Meerwasser innerhalb der obersten Schichten der Tiefseesedimente den hydraulisch ungestörten Temperaturgradienten überprägen. Dringt die Sonde nicht tief genug in die Sedimente ein, kann die konduktive Komponente der Wärmeflussdichte nicht von der advektiven Komponente getrennt werden. Dies kann zu einer systematischen Fehlinterpretation der berechneten Wärmeflussdichte in den Tiefseesedimenten führen. Eine neue Messmethode (Géli et al., 2001) ermöglicht die Messung von Temperaturen bis 18 m unterhalb des Meeresbodens. Somit ist gewährleistet, dass die Temperaturgradienten, die zur Berechnung der Wärmeflussdichte herangezogen werden, keinen jahreszeitlichen Schwankungen unterliegen und eher das konduktive Temperaturverhalten widerspiegeln.

Eine Neubewertung der am Ozeanboden bestimmten Wärmeflussdichte in der Nähe der Insel Hawaii liegt noch nicht vor. Daher müssen die bisherigen Literaturwerte weiterhin als korrekt angenommen werden. Unter dieser Voraussetzung und unter der Annahme, dass das am 07.10.1999 gemessene Temperatur-Tiefen-Profil der Universität Hawaii/USGS den stationären Zustand charakterisiert, ist es sehr wahrscheinlich, dass sich die um ca. 1/3 geringere Wärmeflussdichte aus einer advektiven und konduktiven Komponente zusammensetzt. Zur Abschätzung der rein konduktiven Wärmeflussdichte ist eine Vertiefung der Bohrung notwendig, da davon ausgegangen wird, dass der hydraulische Einfluss mit zunehmender Tiefe abnimmt.

## 5 Modellierung des thermo-hydraulischen Regimes

### 5.1 Einleitung

Die Motivation zu dieser Arbeit leitete sich aus zwei Aspekten ab. Zum einen wurde ein ungewöhnliches Temperaturverhalten in der 1056 m tiefen Vorbohrung (KP 1) beobachtet. Die mit der Tiefe abnehmenden Temperaturen deuteten auf die Überlagerung von thermischen und hydraulischen Prozessen hin. Eine Modellierung der Verhältnisse war noch nicht erfolgt, obwohl ein konzeptionelles Modell erstellt wurde (siehe Abb. 3.9, Kap. 3). Deshalb sollte mit der hier vorliegenden Arbeit das bereits bekannte konzeptionelle Modell mit Hilfe von numerischen Modellierungen untersucht und gegebenenfalls ergänzt werden.

Der zweite Aspekt zur Motivation dieser Arbeit ergab sich aus verschiedenen Studien zur Untersuchung der Wärmeflussdichte auf der Hawaiian-Emperor-Kette. Aus den hydraulisch ungestörten Bereichen der Hauptbohrung HSDP2 sollte eine Abschätzung der terrestrischen Wärmeflussdichte erfolgen, um zu untersuchen, ob sich der Mantelplume bzw. die daraus resultierenden aufsteigenden Magmen durch eine erhöhte Wärmeflussdichte abbilden.

Die Bohrung wurde mit 3 - 5 km Tiefe geplant. Aufgrund der Vorkenntnisse wurden für das thermo-hydraulische Feld folgende Arbeitshypothesen aufgestellt:

- im oberen Bohrlochabschnitt kommt es zu einer Überlagerung von thermischen und hydraulischen Effekten.
- im unteren Bohrlochabschnitt treten die hydraulischen Einflüsse in den Hintergrund und die konduktive Komponente des Wärmetransportes überwiegt.

Diese beiden Annahmen sollten mit einer 2-dimensionalen, gekoppelten thermo-hydraulischen Modellierung überprüft und im Kontext mit bereits vorhandenen konzeptionellen Modellen diskutiert werden.

Vor der Modellierung wurde das Profil ausgewählt, an dem der vertikale zweidimensionale Schnitt durchgeführt wurde. Die geologische Struktur des 2D-Schnittes wurde anhand der verschiedenen geophysikalischen Untersuchungen festgelegt. Die Modellierung erfolgt in verschiedenen Szenarien. Diese stellen eine schrittweise Ergänzung und Verbesserung der Anpassung der modellierten Temperatur-Tiefen-Verteilungen an die beobachteten Verhältnisse dar.

1. thermische Modellierung des hydraulisch ungestörten Temperaturfeldes

2. gekoppelte thermo-hydraulische Modellierung
3. gekoppelte thermo-hydraulische Modellierung unter Einbeziehung des Stofftransportes

## 5.2 Theorie

Die für die gekoppelte thermo-hydraulische Modellierung notwendigen thermischen und hydraulischen Differentialgleichungssysteme werden in der Literatur eingehend diskutiert (z.B. DeMarsily, 1986; Haenel et al., 1988) und sind aus diesem Grund im Anhang nur kurz hergeleitet.

Bei der gekoppelten thermo-hydraulischen Modellierung kann nicht zwischen salzhaltigem bzw. brackigem Wasser und Frischwasser in der Bohrung unterschieden werden, da dem Fluid im gesamten Modell nur eine Dichte (Referenzdichte) zugeordnet wird. Unter Einbeziehung des Stofftransportes in die Modellierung wird die Dichte des Fluides an die Konzentration gekoppelt. Dies ermöglicht sowohl die Unterscheidung zwischen Frisch- und Salzwasser, als auch die Berücksichtigung von dichtegetriebenen Advektionen. Die thermo-hydraulische Modellierung muss dann durch die Differentialgleichung des Stofftransportes (siehe Anhang, oder DeMarsily, 1986) ergänzt werden.

Der Stofftransport wird durch einen advektiven, diffusiven und dispersiven Anteil charakterisiert. Die Advektion beschreibt den Transport von im Fluid gelösten Stoffen mit dem fließenden Wasser. Sie hängt nur von der Konzentration und der Fließgeschwindigkeit ab (DeMarsily, 1986). Die (molekulare) Diffusion wird durch Konzentrationsunterschiede gesteuert und ist von der Art der Lösung, bzw. der darin gelösten Ionen abhängig. Die Dispersion beschreibt den Mischprozess zwischen Fluiden mit unterschiedlichen Konzentrationen durch kleinräumige Heterogenitäten und Tortuositäten entlang des Fließweges (Freeze & Cherry, 1979; Lege et al., 1996). Somit stellt sie eine stark skalenabhängige Materialgröße des durchströmten Mediums dar. Die Dispersion ist an die Fließgeschwindigkeit gekoppelt und wird in Fließrichtung (longitudinale Dispersion) und senkrecht zur Fließrichtung (transversale Dispersion) unterteilt. Die Dispersion verursacht eine „Verschmierung“ von Konzentrationsunterschieden und hat folglich einen dämpfenden Charakter. Der Wert wird im allgemeinen durch Tracer-Tests bestimmt, oder kann aus der Literatur (z.B. Souza & Voss, 1987) entnommen werden.

Das in dieser Arbeit verwendete Programm FEFLOW ist ein Finite-Elemente-Modellierungsprogramm, das sowohl die thermische als auch die thermo-hydraulische Modellierung

realisiert (WASY GmbH, 1991). Außerdem bietet es die Möglichkeit, den Stofftransport wahlweise in die Modellierung mit einzubinden. Die Prozesse können dann gezielt ein- und ausgeschaltet werden.

### 5.3 Profilwahl

Die Modellierung erfolgte zweidimensional. Aus diesem Grund musste die Wahl des Profils, an dem der vertikale Schnitt erfolgte, sehr sorgfältig getroffen werden. So sollten die größten topografischen Höhenunterschiede auf möglichst kürzester Distanz zur Bohrung erfasst werden. Nur so ist gewährleistet, dass diese Strukturen ihre maximale hydraulische Wirkung auf das Modell ausüben können. Dies ist bei einem Profil senkrecht zu den größten Strukturen gegeben.

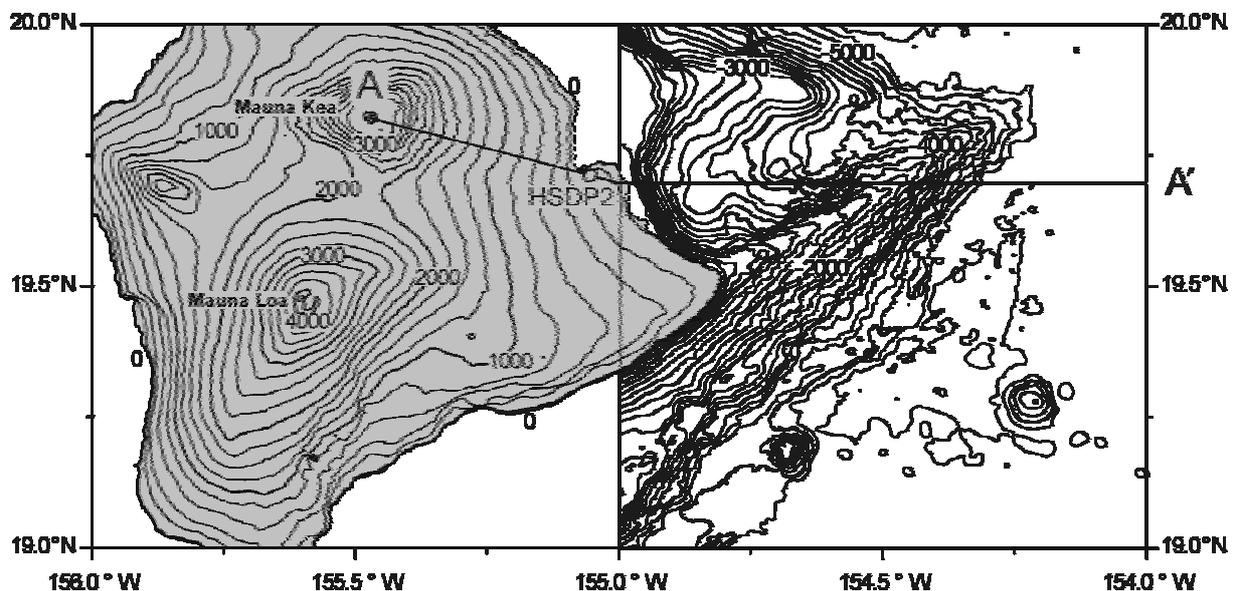


Abbildung 5.3.1: Topografische Karte der Insel Hawaii und ihre submarine Ausdehnung nach Osten (unterhalb des Meerspiegels). Das zu modellierende Profil ist mit A - A' gekennzeichnet.

Das Hauptniederschlagsgebiet auf der Insel Hawaii befindet sich an den Flanken des Mauna Kea und Mauna Loa in ca. 2000 m Höhe. Die Lavaflüsse der beiden Vulkane werden durch Aschen und Bodenschichten an der Grenze zwischen dem Mauna Loa und Mauna Kea (DePaolo & Stolper, 1996) getrennt. Diese Trennung der Lavaflüsse wirkt sich ebenfalls separierend auf das hydraulische System aus (Thomas et al., 1996), indem die Niederschläge an der Flanke des Mauna Loa lediglich die Basalte des Mauna Loa durchströmen. Die in der hier vorliegenden Arbeit zu untersuchenden tiefen Fluidsysteme des Mauna Kea (unterhalb 250 m) werden somit hauptsächlich aus den Niederschlägen am Mauna Kea gespeist. Aus

diesem Grund hat der Mauna Kea (4200 m) den größten Einfluss auf die tiefen Fluidsysteme. Der Mauna Kea befindet sich gegenüber dem Mauna Loa außerdem dichter an der Bohrung. Der erste Abschnitt des Profils reichte folglich von der Bergspitze des Mauna Kea (Punkt A:  $155^{\circ} 28' 12''$ ;  $19^{\circ} 49' 41''$ ) über Bohrung ( $155^{\circ} 03' 22''$ ;  $19^{\circ} 42' 40''$ ) und bis zur Küste (siehe Abb. 5.3.1.).

Im zweiten Abschnitt wurde das Profil senkrecht von der Küste zu Punkt A' ( $154^{\circ} 00' 00''$ ;  $19^{\circ} 41' 42''$ ) ins Meer verlängert. Eine andere Möglichkeit der Profilverwahl wäre die geradlinige Verlängerung (ohne Knick an der Küste). Sensitivitätsuntersuchungen haben jedoch ergeben, dass der untermeerische Rücken, der sich bis 2000 m unterhalb der Meeresoberfläche erhebt (siehe Abb. 5.3.1), keinen entscheidenden Einfluss auf das Modell ausübt.

## **5.4 Szenario 1: thermische Modellierung**

### **5.4.1 Konzeptionelles Modell**

Das Modell sollte bis an die Grenze Lithosphäre/Asthenosphäre reichen. Da die ozeanische Kruste um Hawaii ca. 90 - 95 Ma (Millionen Jahre) alt ist, wurde eine Lithosphärenmächtigkeit von 95 km angenommen (Stein & Stein, 1996; Doin & Fleitout, 1996). Zusammen mit 5,5 km Ozeantiefe ergab sich eine Modelltiefe von 100,5 km (unterhalb des Meeresspiegels).

Die geologische Struktur des Modells basierte auf verschiedenen Informationsquellen. Die Ergebnisse seismischer Untersuchungen (z.B. Zucca et al., 1982; Hill & Zucca, 1987) dienen der Festlegung von Schichtgrenzen (siehe Kapitel 3). Die Zuordnung der geologischen Einheiten wurden anhand der allgemeinen Lithosphären-Modelle (z.B. Christensen & Salisbury, 1975; Nicolas, 1995) vorgenommen. Unter Einbeziehung dieser Informationen ergab sich das in Abbildung 5.4.1 ausschnittsweise (bis 40 km Tiefe) dargestellte konzeptionelle Modell. Zur Vereinfachung wurde zunächst auf das Einbeziehen des Mantelplumes verzichtet (siehe Kap. 5.4.3, thermische Randbedingungen).

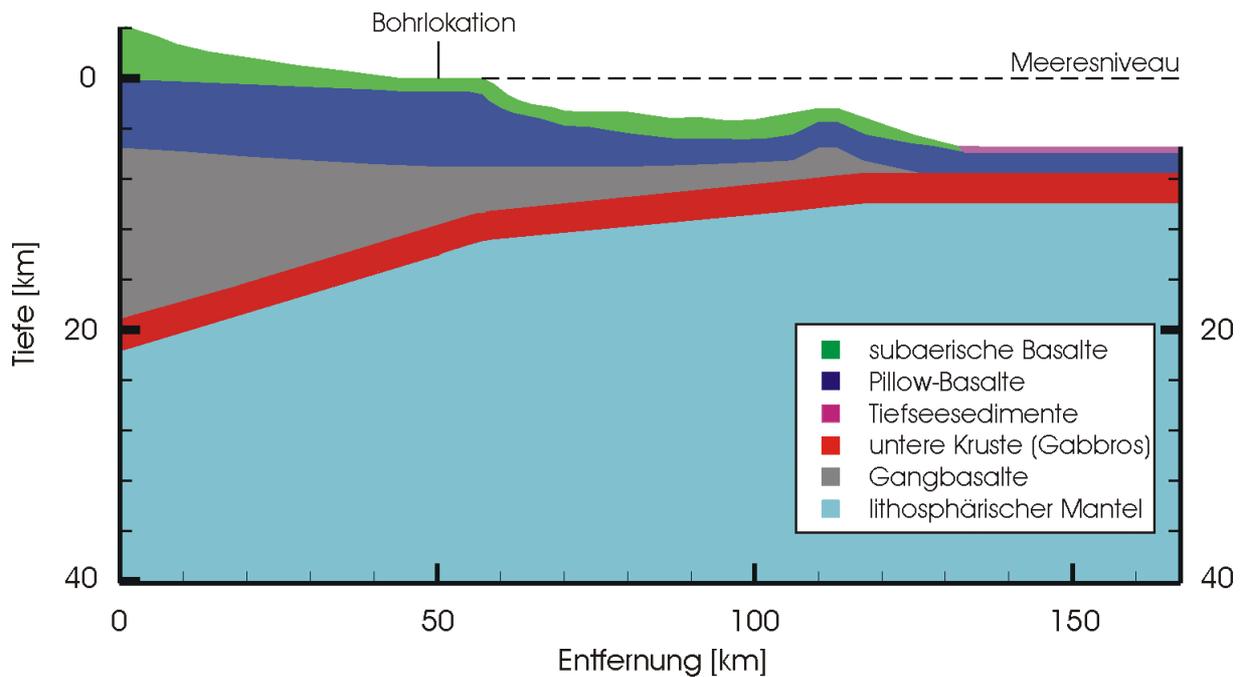


Abbildung 5.4.1: Ausschnitt des konzeptionellen Modells bis 40 km unterhalb des Meeresniveaus. Die vertikale Achse ist 2-fach überhöht.

Die durch den Hot-Spot-Vulkanismus unbeeinflusste ozeanische Kruste ist ca. 5 km mächtig und besteht aus ca. 400 m mächtigen Sedimenten, 1,6 km mächtigen submarinen Pillow-Basalten und 2,5 km mächtigen Gabbros (Abb. 5.4.1) (siehe auch Christensen & Salisbury, 1975). Der lithosphärische Mantel beginnt 10 km unterhalb der Meeresoberfläche. Er reicht bis zum unteren Rand des Modells (in 100,5 km Tiefe) und besteht aus Harzburgiten und Lherzoliten (Nicolas, 1995). Ca. 60 km vor der Küste beginnt die Kruste durch die Auflast der Insel im Winkel von ca.  $3^\circ$  in Richtung der Insel einzufallen (Abb. 5.4.1). Unter der Küstenlinie fällt die Kruste im Winkel von  $8,5^\circ$  ein (siehe Kap. 3).

In der Nähe der HSDP2-Bohrung ergab sich anhand der erbohrten Gesteine und der seismischen Untersuchungen (siehe Abb. 3.8) folgende Tiefenverteilung: subaerische Lavaflüsse (1079 mbsl), submarine Lavaflüsse (Hyaloklastite bis 1800 m) und Pillow-Basalte der Kruste (bis 7 km), Gangbasalte (Dikes, bis 12 km), Gesteine der Unterkruste (bis 14 km) und des lithosphärischen Mantels bis zum unteren Rand des Modells.

## 5.4.2 Thermische Materialparameter

Die numerische Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems (siehe Anhang) erforderte Kenntnisse über folgende petrophysikalische Parameter:

- Porosität ( $\phi$ )

- volumetrische Wärmekapazität des Feststoffes  $(\rho c_p)_s$  und des Fluides  $(\rho c_p)_f$ ,
- Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes  $(\lambda_s)$  und des Fluides  $(\lambda_f)$
- Wärmeproduktion (A).

Die volumetrische Wärmekapazität ist das Produkt zwischen Dichte  $\rho$  und spezifischer Wärmekapazität  $c_p$ , jeweils für den Feststoff und das Fluid. Die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärmekapazität des Gesteins lassen sich mit Hilfe von Mischgesetzen (siehe Kap. 4.2.3) in die einzelnen Phasen aufspalten.

In Tabelle 2 sind die in der Modellierung verwendeten Materialeigenschaften aufgelistet. Die volumetrische Wärmekapazität des Wassers wurde mit  $4,2 \cdot 10^{+6}$  J/K/m<sup>3</sup> als konstant angenommen. Die Wärmeleitfähigkeit des Wasser (0,65 W/m/K) wurde ebenfalls als konstant angenommen. Die Werte für die Porosität und die Wärmeleitfähigkeit wurden in dem durch die Bohrung zugänglichen Bereich aus den Messungen bestimmt. Da die Schichtmächtigkeiten in dem verwendeten Modell deutlich größer sind als Mächtigkeiten der einzelnen Ausflüsse der subaerischen Basalte, wurden die Aa-, Pahoehoe- und massiven Basalte (siehe Abb. 4.2.4 und 4.2.6) unter Mittelung der Messwerte ( $\phi$  und  $\lambda$ ) zu einer Schicht („subaerische Lava“) zusammengefasst (siehe auch Abb. 5.4.1). Die Porosität und Wärmeleitfähigkeit der Hyaloklastite und Pillow-Lava wurden ebenfalls arithmetisch gemittelt.

Material	$\phi$ [%]	$(\rho c_p)_s$ in $10^{+6}$ [J/K/m <sup>3</sup> ]	$\lambda$ [W/m/K]	A [ $\mu$ W/m <sup>3</sup> ]
subaerische Lava	19 (gemessen)	2,85 <sup>(4)</sup>	1,87 (gemessen)	0,4 <sup>(2)</sup>
Hyaloklastite	12 (gemessen)	2,85 <sup>(4)</sup>	1,8 (gemessen)	0,8 <sup>(2)</sup>
Pillow-Lava	1 (gemessen)	2,85 <sup>(4)</sup>	2,0 (gemessen)	0,8 <sup>(5)</sup>
Gangbasalte	1 <sup>(4)</sup>	3,02 <sup>(2)</sup>	2,5 <sup>(4)</sup>	0,4 <sup>(2)</sup>
untere Kruste (Gabbros)	1 <sup>(2)</sup>	3,02 <sup>(6)</sup>	2,6 <sup>(4)</sup>	0,2 <sup>(3)</sup>
lithosphärischer Mantel	1 <sup>(2)</sup>	3,86 <sup>(6)</sup>	3,3 <sup>(5)</sup>	0,07 <sup>(3)</sup>
Tiefseesedimente	20 <sup>(1)</sup>	2,4 <sup>(2)</sup>	1,7 <sup>(1)</sup>	1,5 <sup>(2)</sup>

Tabelle 2: Übersicht der in der thermischen Modellierung verwendeten Materialeigenschaften (Schichtverteilung siehe Abb. 5.4.1); (1) Harris et al. 2000, (2) Rybach & Cermak 1982, (3) Schatz & Simmons, 1972, (4) Schön 1996, (5) Sclater et al. 1980, (6) Stein & Stein 1993.

Eine Berechnung der Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit von Druck und Temperatur ergab, dass die daraus resultierenden Änderungen innerhalb der Schwankungsbreite der aus der Literatur entnommenen Wärmeleitfähigkeitswerte variieren. Daher wurde zur Vereinfachung nur ein Wärmeleitfähigkeitswert für die jeweilige Schicht unabhängig von der Tiefe (und damit von Druck und Temperatur) angenommen.

### 5.4.3 Thermische Randbedingungen

In der Modellierung werden im allgemeinen zwei verschiedene Arten von Randbedingungen unterschieden: 1. Dirichlet-Randbedingung und 2. Neumann-Randbedingung. Die Dirichlet-Randbedingung wird mit Hilfe der physikalischen Größe  $H$  beschrieben. Für die Modellierung des Temperaturfeldes entspricht dies der Temperatur  $T$ . Die Neumann-Randbedingung beschreibt die Intensität der Quellverteilung ( $\nabla H$ ), die in der Temperaturfeldmodellierung durch die Wärmeflussdichte  $q$  ( $=\lambda \cdot \nabla T$ ) gegeben ist.

Die Festlegung der oberen Randbedingung erfolgte mit Hilfe der Temperatur. In Juviak & Juviak (1998) sind Temperaturmessungen an der Erdoberfläche in Abhängigkeit von der topografischen Höhe dargestellt. Ebenso ist die Meerwassertemperatur mit zunehmender Tiefe angegeben. Am oberen Rand des Modells konnte somit eine genaue Zuordnung der Temperatur zur Topografie erfolgen (Abb. 5.4.2).

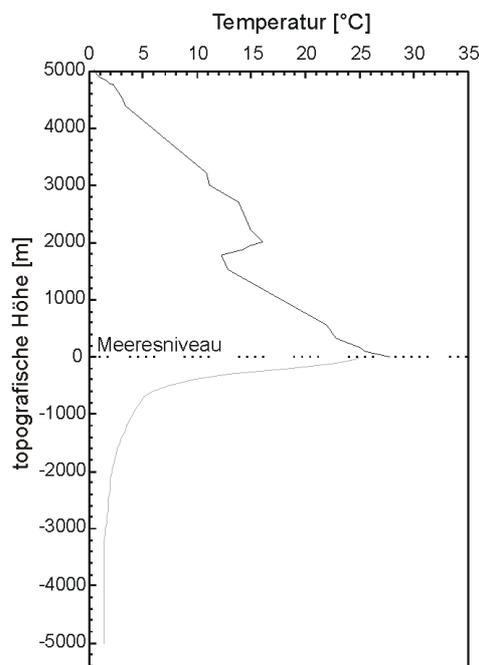


Abbildung 5.4.2: Darstellung der Temperatur in Abhängigkeit von der topografischen Höhe in der Luft (oberhalb des Meeresspiegels) und im Ozean (unterhalb des Meeresspiegels), nach Juviak & Juviak (1998).

Am rechten und linken Rand des Modells wurde zunächst angenommen, dass die Wärmeflussdichte Null ist. Damit blieben eventuell an die Oberfläche aufsteigende Magmen unberücksichtigt.

Zur Festlegung der unteren Randbedingung (T oder q) wurden verschiedene Modellierungen durchgeführt und deren Auswirkungen auf das Temperaturfeld betrachtet. Das resultierende Temperaturfeld darf sich ungeachtet der unterschiedlichen Art der Randbedingung nicht voneinander unterscheiden. Folgende Randbedingungen wurden untersucht: I konstante Wärmeflussdichte und II konstante Temperatur.

#### I konstante Wärmeflussdichte als untere Randbedingung

Die Wärmeflussdichte einer thermisch ungestörten ozeanischen Kruste wird unterschiedlich angegeben, je nach dem Modell, das in der Interpolation der Alterabhängigkeit Verwendung findet (siehe Kap. 3). So ergibt sich nach dem Modell von Parson & Sclater (PSM) eine Oberflächenwärmeflussdichte ( $q_s$ ) von 49 mW/m<sup>2</sup> und nach dem Modell Stein & Stein (GDH1) ein  $q_s$  von 55 mW/m<sup>2</sup> für eine 90-95 Ma alte Kruste. Aus der Mittlung beider Werte ergibt sich eine Oberflächenwärmeflussdichte von 52 mW/m<sup>2</sup>. Die marinen Wärmeflussdichtemessungen von VonHerzen (1989) abseits der vermuteten, durch den Mantelplume verursachten, thermischen Anomalie bestätigen diesen Wert.

Aus der Oberflächenwärmeflussdichte von 52 mW/m<sup>2</sup>, der Wärmeproduktion in den einzelnen Schichten (siehe Kap. 5.4.2) und deren Mächtigkeit ergab sich eine basale Wärmeflussdichte von 43 mW/m<sup>2</sup> für die thermisch ungestörte ozeanische Lithosphäre. Dieser Wert wurde für den unteren Rand entlang des Modells konstant gehalten, da Modellrechnungen von Ribe & Christensen (1994 und 1999) zeigen, dass in 100 km Tiefe bei einer entsprechenden spezifischen Einwirkzeit des Asthenosphären-Plumes (siehe Abb. 5.4.3 a) auf die Lithosphäre noch keine thermische Anomalie ausgeprägt ist (siehe Abb. 5.4.3 b).

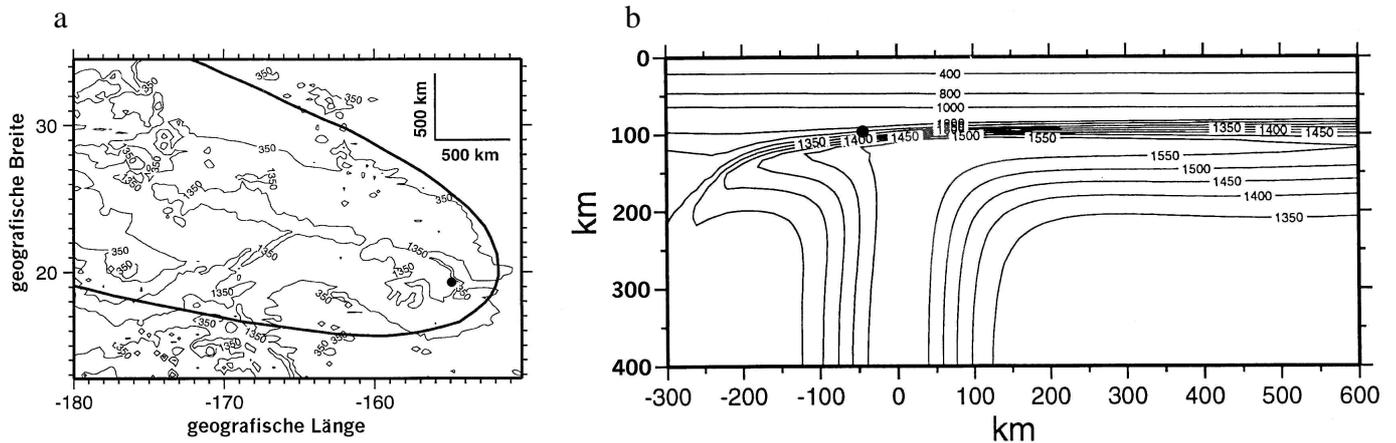


Abbildung 5.4.3 (a) topografische Höhe des Hawaii Rückens über dem Ozeanboden (geglättet). Die Bohrlokation (schwarzer Kreis) und die nach Ribe & Christensen (1994 und 1999) modellierte Ausbreitung des Asthenosphären-Plumes (schwarze Linie) sind ebenfalls eingezeichnet. (b) Verteilung der Temperaturen (in °C) mit der Tiefe (0 km entspricht dem Meeresboden) an der Symmetrieebene des in (a) dargestellten Asthenosphären-Plumes. Der schwarze Punkt stellt den unteren Rand des in dieser Arbeit vorgestellten Modells dar.

## II konstante Temperatur als untere Randbedingung

Neben der Modellierung mit einer konstanten Wärmeflussdichte wurde eine weitere Modellierung mit einer konstanten Temperatur von 1450 °C in 100,5 km Tiefe durchgeführt. Diese Temperatur wurde aus dem Modell GDH1 entnommen (Stein & Stein, 1996; Doin & Fleitout, 1996). Sie wird durch die Modellrechnungen von Ribe & Christensen (1994 und 1999) bestätigt (siehe Abb. 5.4.3 b). Die Temperatur wurde am gesamten unteren Rand des Modells konstant gehalten.

## III Vergleich des mit verschiedenen Randbedingungen berechneten Temperaturfeldes

Ein Vergleich der unter Verwendung der beiden Randbedingungsarten berechneten Ergebnisse des rein thermischen Modells brachte nur geringfügige Unterschiede. So ist die Abweichung zwischen dem Temperaturfeld mit konstanter basaler Wärmeflussdichte und konstanter Temperatur im gesamten Modell maximal 6 % und in der Bohrung maximal 3 % (siehe Abb. 5.4.4) und damit vernachlässigbar.

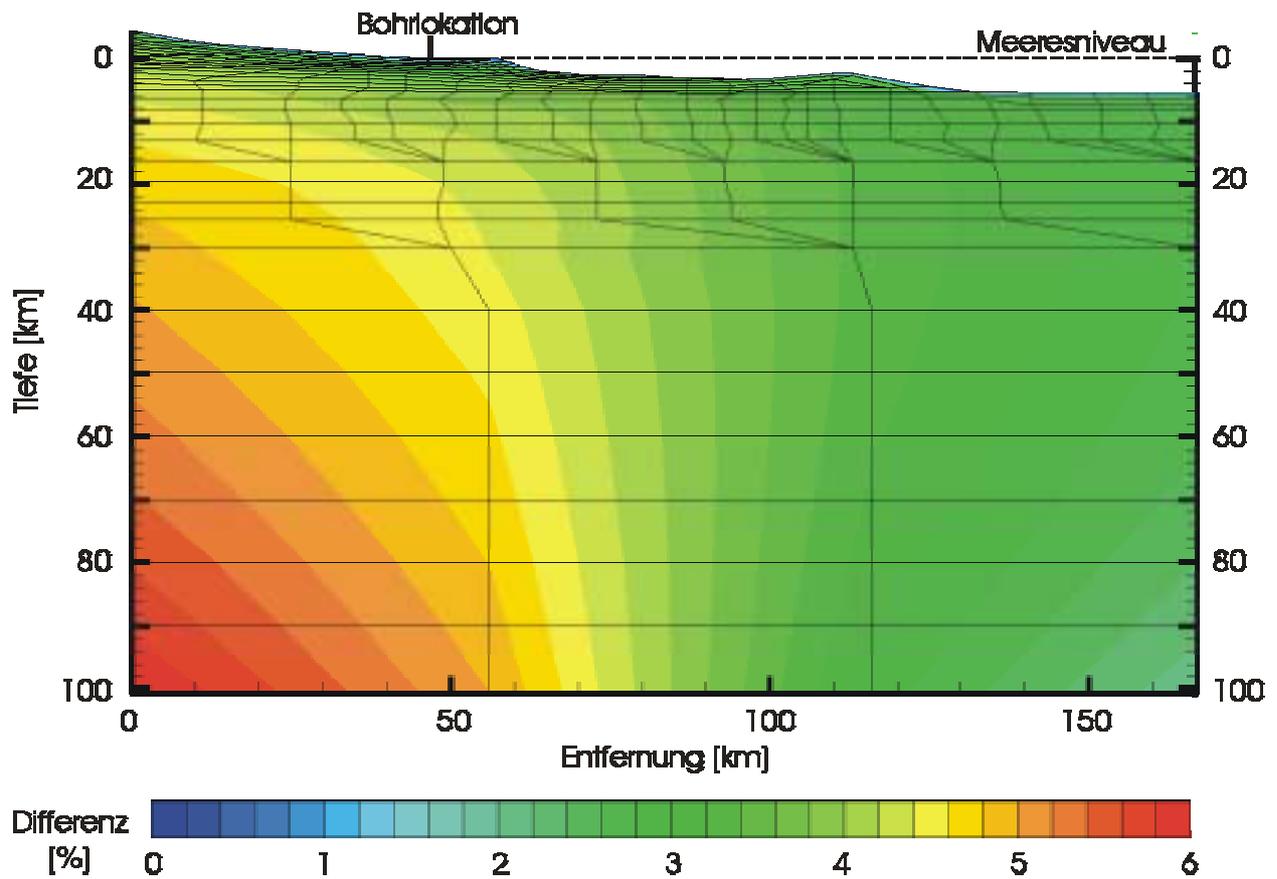


Abbildung 5.4.4: Differenz (in Prozent) zwischen dem mit einer konstanten Wärmeflussdichte ( $43 \text{ mW/m}^2$ ) und einer konstanten Temperatur ( $1450 \text{ }^\circ\text{C}$ ) als untere Randbedingung berechneten Temperaturfeld (normiert auf das Temperaturfeld mit einer konstanten Wärmeflussdichte). Die schwarzen Linien stellen die Gitterelemente dar.

Im Vergleich mit dem Modell mit einer Tiefe von  $100,5 \text{ km}$  ergaben sich bei Modellen, die nur bis an die Kruste-Mantel-Grenze ( $13 \text{ km}$  Tiefe) oder bis in  $20 \text{ km}$  Tiefe reichten, im Temperaturfeld Abweichungen von über  $20 \%$ . Die Gleichheit der Ergebnisse unabhängig von der gewählten Randbedingungsart wäre bei solchen Modellen nicht mehr gewährleistet. Daher erfolgten alle nachfolgenden Modellierungen mit einer konstanten Wärmeflussdichte ( $q = 43 \text{ mW/m}^2$ ) und einer Modelltiefe von  $100,5 \text{ km}$ .

#### 5.4.4 Ergebnisse der thermischen Modellierung

Mit den in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen thermischen Materialeigenschaften und Randbedingungen ergab sich nach Gleichung (1) des Anhangs die in Abbildung 5.4.5 dargestellte Temperatur-Tiefen-Verteilung. Zur besseren Veranschaulichung des bohrlochnahen Bereiches wird die Abbildung 5.4.5 anhand des eingezeichneten Ausschnittes vergrößert (siehe Abb. 5.4.6).

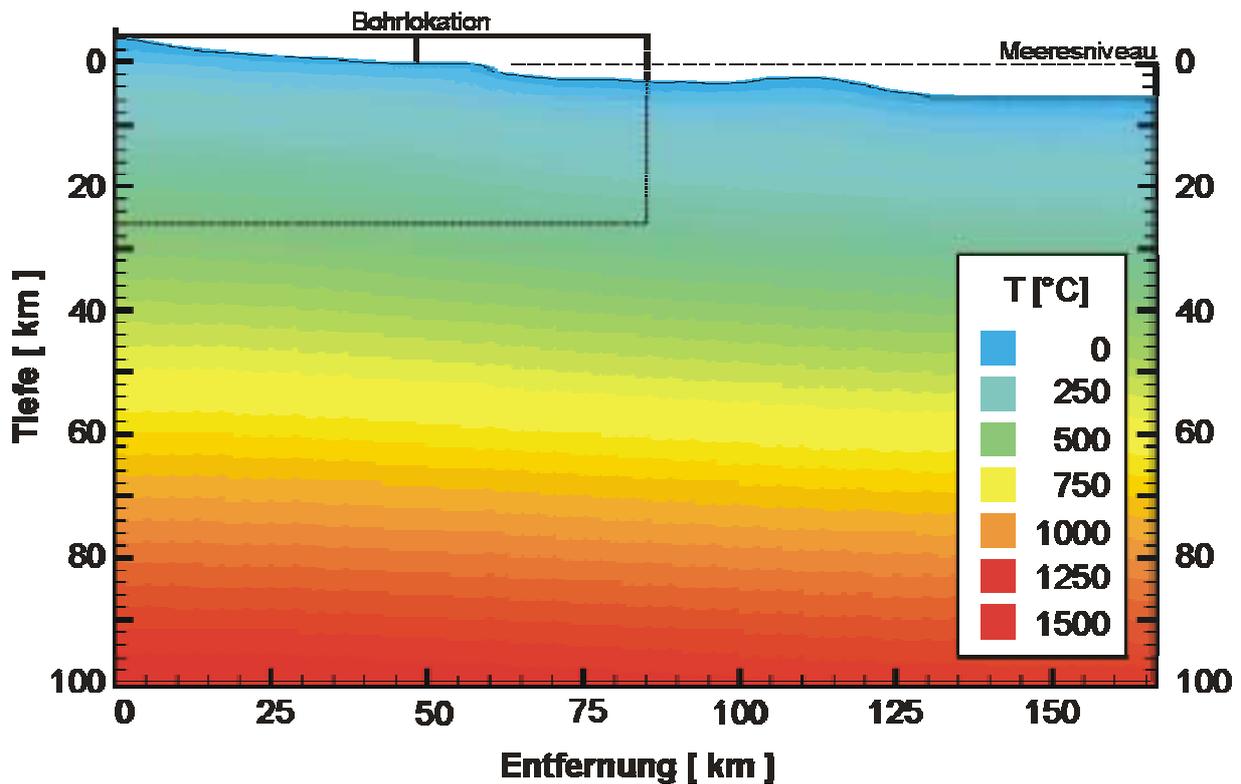


Abbildung 5.4.5: Darstellung der Temperatur-Tiefen-Verteilung im gesamten zwei-dimensionalen Modell. Die Bohrlokation und das Meeresniveau sind gekennzeichnet. Der eingerahmte Bereich stellt den Ausschnitt für die nachfolgende Abbildung dar.

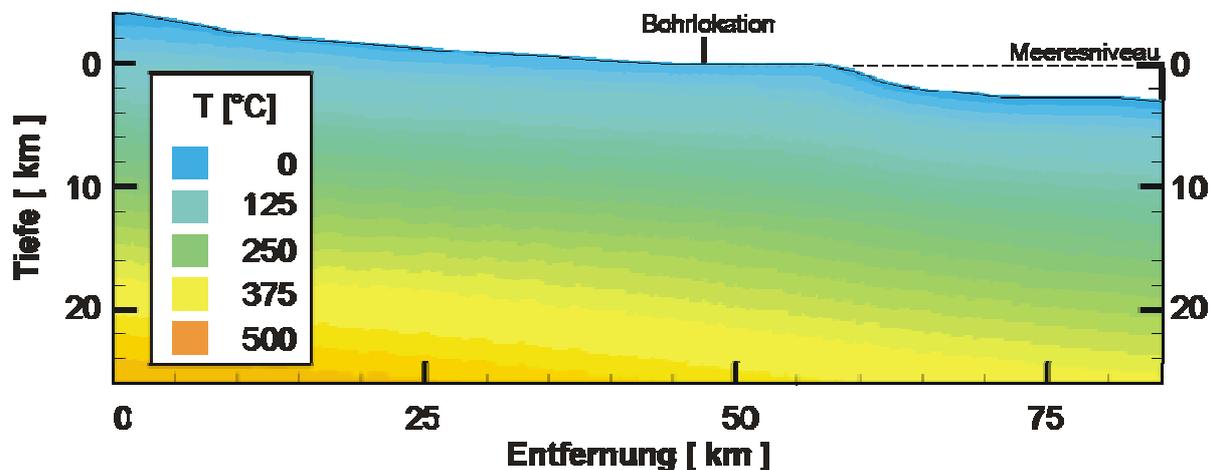


Abbildung 5.4.6: Ausschnitt der Temperatur-Tiefen-Verteilung mit der Bohrlokation und dem Meeresniveau.

Die Gegenüberstellung der modellierten Temperatur-Tiefen-Verteilung in der Bohrung mit einem von der University of Hawaii am 07.10.1999 gemessenen Temperaturprofil (Abb. 5.4.7) zeigt, dass es praktisch keine Gemeinsamkeit zwischen dem berechneten und gemessenen Temperaturprofil gibt.

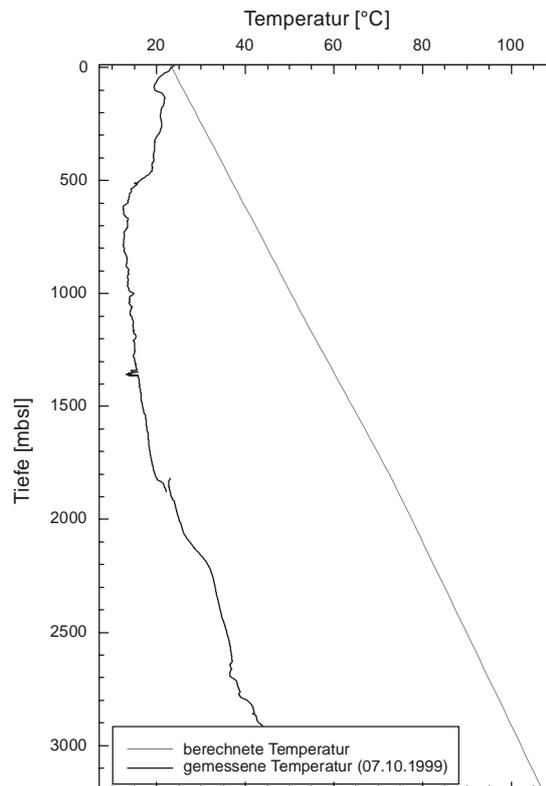


Abbildung 5.4.7: Darstellung einer in der Bohrung HSDP2 gemessenen (University of Hawaii) und in der thermischen Modellierung berechneten Temperatur-Tiefen-Verteilung.

Der Temperaturgradient des modellierten Temperaturprofils beträgt ab 1800 m  $28\text{ °C/km}$ . Im Gegensatz dazu beträgt der im unteren Bohrlochabschnitt gemessene Temperaturgradient (ab 1750 m) jedoch nur  $18\text{ °C/km}$ . Diese Abweichung ist mit einer advektiven Überprägung (siehe Kap. 4.3) zu erklären, so dass das Modell durch die hydraulische Modellierung zu ergänzen ist.

Außerdem kann beim Vergleich der berechneten mit den gemessenen Temperaturprofilen festgestellt werden, dass selbst unter den vereinfachten Randbedingungen ohne den Einfluss des Mantelplumes (siehe Kapitel 5.4.3) aufgrund des advektiven Einflusses bis zur Bohrlochsohle keine Abschätzung der konduktiven Wärmeflussdichte durch den Mantelplume bzw. den daraus resultierenden aufsteigenden Magmen möglich ist. Somit kann der zweite Aspekt in der Motivation zu dieser Arbeit aufgrund der gemessenen, aber für diesen Zweck ungeeigneten Temperatur-Tiefen-Profilen in der Bohrung HSDP2 nicht weiter untersucht werden. Daher werden in den folgenden Modellierungen die bisher verwendeten Randbedingungen ohne den Einfluss des Mantelplumes beibehalten.

## **5.5 Szenario 2: gekoppelte thermo-hydraulische Modellierung**

### **5.5.1 Konzeptionelles Modell**

Das konzeptionelle Modell der thermo-hydraulischen Modellierung entsprach zunächst der Schichtverteilung in der thermischen Modellierung (siehe Abb. 5.4.1). Im Zuge der Modellierung wurde den verschiedenen Schichten die Permeabilität zugeordnet und die subaerischen Laven weiter unterteilt (siehe Kap. 5.5.2). Die Unterteilung in der Bohrung erfolgte auf der Grundlage der Hydrostratigrafie, die anhand der verschiedenen Temperaturprofile (siehe Abb. 4.1.3) identifiziert wurde (Kap. 4.1.3). Ein besonderes Augenmerk galt insbesondere dem transienten Temperaturverhalten, das eine gute Korrelation zu den hydraulisch aktiven Zonen ermöglichte. Die submarinen Laven wurden ebenfalls unterteilt. Der obere submarine Bereich wurde hauptsächlich durch die Hyaloklastite charakterisiert. Der darunterliegende Abschnitt baute sich vorwiegend aus Pillow-Laven auf. Der tatsächliche Übergang ist jedoch nicht scharf (siehe Bohrprofil, Abb. 4.2.1). Auch innerhalb der Pillow-Laven traten Hyaloklastite auf. Dennoch erfolgte eine Zweiteilung, da die Permeabilität der Hyaloklastite durch Kompaktion und Zementation mit zunehmender Tiefe abnimmt und somit die gleichen hydraulischen Eigenschaften wie die Pillow-Laven aufwies. Diese Hypothese ließ sich gut an den Kernen verifizieren. So sind die Kerne bis 1800 m oft nur schlecht konsolidiert, verlieren dadurch ihr Gefüge und sind stark geklüftet, bzw. ließen sich während des Bohrens nicht kernen (HSDP2: Corelogs and summary data, 1999; DePaolo et al., 2001). Die Hyaloklastite ab ca. 1800 m sind stärker kompaktiert, weniger geklüftet und ließen sich besser erbohren.

Ausgehend von der Schichtung in der Bohrung wurden die einzelnen Einheiten parallel der Topografie in bohrlochfernere Regionen extrapoliert, da von dort keine strukturellen Informationen über die Schichtung in den obersten Kilometern vorlagen. Die einzelnen Einheiten unterschiedlicher Permeabilität sind in Abbildung 5.5.1 dargestellt.

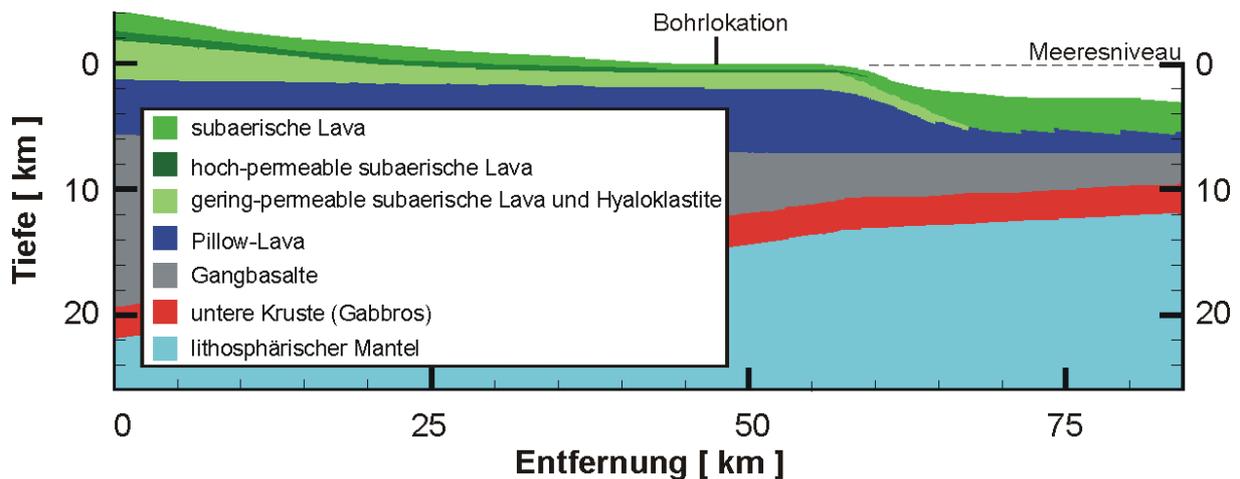


Abbildung 5.5.1: Ausschnitt des konzeptionellen Modells für die Verteilung der Permeabilität bis 26 km unterhalb des Meeresniveaus.

### 5.5.2 Hydraulische Materialparameter

Die hydraulischen Materialeigenschaften sind:

- Porosität ( $\phi$ )
- Permeabilität ( $k$ ).

Die Werte für die Porosität sind identisch mit den Werten, die in der thermischen Modellierung (Szenario 1) verwendet wurden. Die thermischen Materialparameter (volumetrische Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit und Wärmeproduktion) sind ebenfalls identisch mit den Werten aus Szenario 1 (siehe Kap. 5.4.2) und wurden im Laufe der Modelanpassung als konstant beibehalten.

Für die Permeabilitäten der verschiedenen Gesteinsarten wurden Werte aus der Literatur entnommen (z.B. Fischer, 1998; Harris, 2000). Je nach dem Skalenbereich, in dem die Messungen vorgenommen wurden, variierten diese jedoch auch innerhalb einer Gesteinsart um mehrere Größenordnungen. Aus diesem Grund wurden die Permeabilitäten innerhalb ihrer Schwankungsbreite während der Modellierung variiert und die Auswirkung auf das thermo-hydraulische Feld betrachtet. Die Permeabilitäten, die eine optimale Anpassung der modellierten an die gemessenen Temperaturverhältnisse erlauben, sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Die resultierende Porositätsänderung durch die Variation der Permeabilität wurde nicht berücksichtigt, da die Fluidwegsamkeit in den untersuchten Gesteinen vorrangig in den Schichtgrenzen zwischen den unterschiedlichen Lavaflüssen gegeben ist. Eine kleine

Variation der Kluftöffnungsweite resultiert in einer großen Permeabilitätsänderung (Zimmerman et al., 2000), hat jedoch keinen entscheidenden Einfluss auf die Porosität.

Über die Beziehung (5-1) lässt sich die Permeabilität ( $k$ ) in die hydraulische Leitfähigkeit ( $K$ ) überführen. Als Referenzfluid ( $\rho_{f0}$ ) wurde Wasser der Dichte  $1000 \text{ kg/m}^3$  angenommen. Die Größe  $g$  beschreibt die Schwerebeschleunigung und  $\mu_{f0}$  die dynamische Viskosität des Referenzfluides.

$$K = \frac{k \rho_{f0} g}{\mu_{f0}} \quad (5-1)$$

Lithologie	$k \text{ [m}^2\text{]}$	$K \text{ [m/s]}$
subaerische Lava	$1,03 \cdot 10^{-11}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
hochpermeabele subaerische Lava	$1,03 \cdot 10^{-10}$	$10 \cdot 10^{-4}$
geringpermeable subaerische Lava	$1,03 \cdot 10^{-12}$	$0,1 \cdot 10^{-4}$
Hyaloklastite	$1,03 \cdot 10^{-12}$	$0,1 \cdot 10^{-4}$
Pillow-Lava	$5,1 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-8}$
Gangbasalte	$10^{-18} *$	$9,02 \cdot 10^{-12}$
untere Kruste (Gabbros)	$10^{-18} *$	$9,02 \cdot 10^{-12}$
lithosphärischer Mantel	$10^{-20}$ Annahme: unpermeabel	$9,02 \cdot 10^{-14}$
Tiefseesedimente	$10^{-16} *$	$9,02 \cdot 10^{-10}$

*Tabelle 3: Übersicht der in Szenario 2 verwendeten Permeabilitäten ( $k$ ) und der daraus resultierenden hydraulischen Leitfähigkeiten ( $K$ ). Die Werte (\*) sind aus Harris et al. (2000) entnommen. Die anderen Werte wurden durch die Modellanpassung ermittelt.*

Zusätzlich kann während der Modellierung ein Anisotropiefaktor ( $K_{\min}/K_{\max}$ ) sowie der Abweichwinkel der maximalen hydraulischen Leitfähigkeit ( $K_{\max}$ ) von der horizontalen Richtung angegeben werden. Darauf wurde jedoch zunächst verzichtet. In dieser Modellierung wurden nur stationäre Lösungen betrachtet, daher entfallen ebenfalls die für den transienten Transport wesentlichen Parameter, wie z.B. der spezifische Speicherkoeffizient.

### 5.5.3 Hydraulische Randbedingungen

Zur Beschreibung der hydraulischen Randbedingungen stehen die Potentialhöhe  $h$  (Dirichlet-Randbedingung) und die Fließgeschwindigkeit  $v$  (Neumann-Randbedingung) zur Auswahl.

Da nur unzureichende Informationen über die Lage des Grundwasserspiegels und damit über die Linie mit der Potentialhöhe  $h = z$  für die Insel gegeben sind, wurde zunächst auf die Randbedingung 2. Art zurückgegriffen. Aus der Literatur (Juviak & Juviak, 1998) ist die Niederschlagsverteilung auf der gesamten Insel bekannt (Abb. 5.5.2).

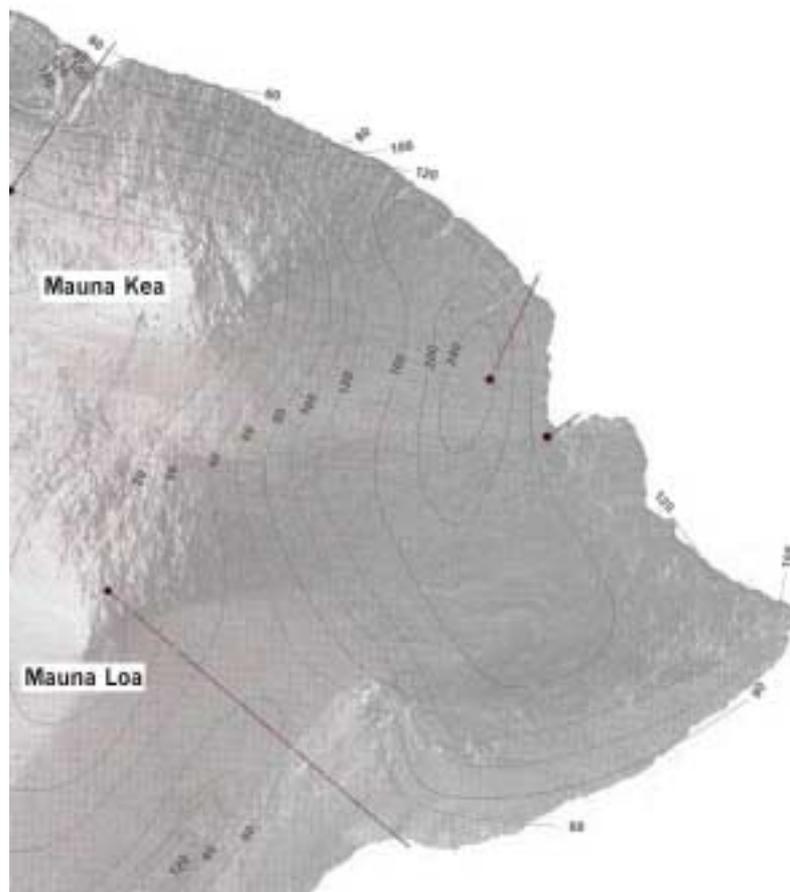


Abbildung 5.5.2: Niederschlagsverteilung an der Ostseite der Insel Hawaii. Die Isohyeten (Linien gleicher Niederschlagshöhe) sind in inch angegeben. Zusätzlich sind 4 Wetterstationen (Kreise) eingezeichnet (nach Juviak & Juviak, 1998).

Isotopenanalysen an Wasserproben aus der Vorbohrung ergaben, dass die meteorischen Wässer in einer Höhe von 2000 m eintreten (Thomas et al. 1996). Das Alter des in der Bohrung angetroffenen meteorischen Wasser wird mit 2200 Jahren angegeben. Die Niederschlagsmenge in 2000 Höhenmeter beträgt ca. 4 m im Jahr. Unter Berücksichtigung des Alters und der Verdunstung wurde die daraus resultierende Fließgeschwindigkeit (Niederschlag je Zeiteinheit) in dieser Höhenregion mit 0,01 m/Tag berechnet (Thomas et al., 1996). Ab einer Höhe von 1000 m sind an der Flanke des Mauna Kea vor allem in der

Regenzeit viele Flüsse und Wasserfälle zu beobachten. Daher ist anzunehmen, dass ab dieser Höhe die Niederschläge nicht mehr nur der Grundwasserneubildung dienen, sondern auch oberflächennah abgeführt werden. Daher wurde ab 1000 Höhenmeter eine reduzierte Fließgeschwindigkeit von 0,0085 m/Tag eingesetzt.

In der hydraulischen Modellierung kann nur mit einem Fluidichtewert in dem gesamten Modell gearbeitet werden. In der Modellierung wurde ein Wert von 1000 Kg/m<sup>3</sup> (Frischwasser) verwendet. Zur Berechnung der Randbedingung unterhalb des Meeresniveaus ist der Druck der auflastenden Salzwassersäule ( $\rho_{\text{Salzwasser}}$ ) zu berücksichtigen. Die resultierende Potentialhöhe in Abhängigkeit von der Tiefe ( $z$ ) und der Differenz zum Bezugsniveau ( $\Delta z$ ) kann nach Gleichung (5-2) berechnet werden.

$$h = \frac{\rho_{\text{Salzwasser}} \cdot \Delta z}{\rho_{\text{Fluid}}} + z \quad (5-2)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Tiefe unterhalb des Meeresniveaus negativ ist. Die Dichte des Meerwassers ist von Druck, Temperatur und Konzentration (hier 35 g/l, siehe Juviak & Juviak, 1998) abhängig (Abb. 5.5.3). Die Potentialhöhe wurde für jede Tiefe mit der entsprechenden Dichte separat berechnet und vorgegeben.

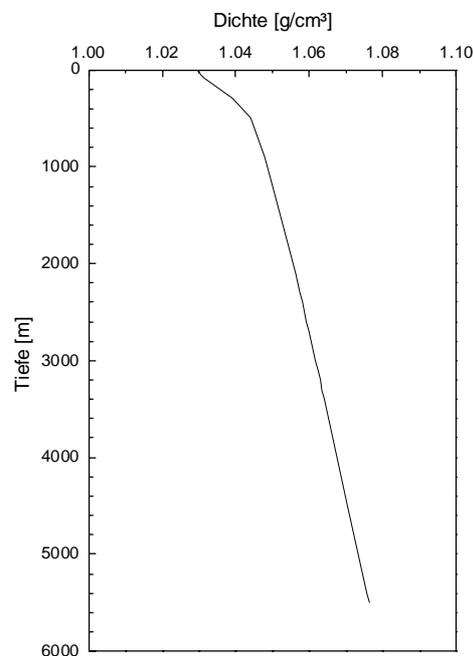


Abbildung 5.5.3: Veränderung der Dichte von Meerwasser mit der Tiefe. Dabei wurde der Einfluss des Drucks und der Temperatur mit der Tiefe bei einer Konzentration von 35 g/l berücksichtigt.

Für die seitlichen Ränder und den unteren Rand des Modells (in 100,5 km Tiefe) wurde angenommen, dass keine Fluide ein- oder austreten. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da der Mauna Kea als linke seitliche Begrenzung als Wasserscheide agiert. Der rechte Modellrand, der die normalen ozeanischen Verhältnisse repräsentiert, ist ca. 60 km von der durch die Insel gebildeten topografischen Anomalie entfernt und kann daher als durch die Insel unbeeinflusst betrachtet werden.

#### 5.5.4 Ergebnisse der thermo-hydraulischen Modellierung

Mit den in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen thermischen und hydraulischen Materialeigenschaften und Randbedingungen ergab sich die in Abbildung 5.5.4 dargestellte Temperatur-Tiefen-Verteilung. Zur besseren Veranschaulichung des bohrlochnahen Bereiches wird der in Abbildung 5.5.4 eingezeichnete Ausschnitt vergrößert (Abb. 5.5.5).

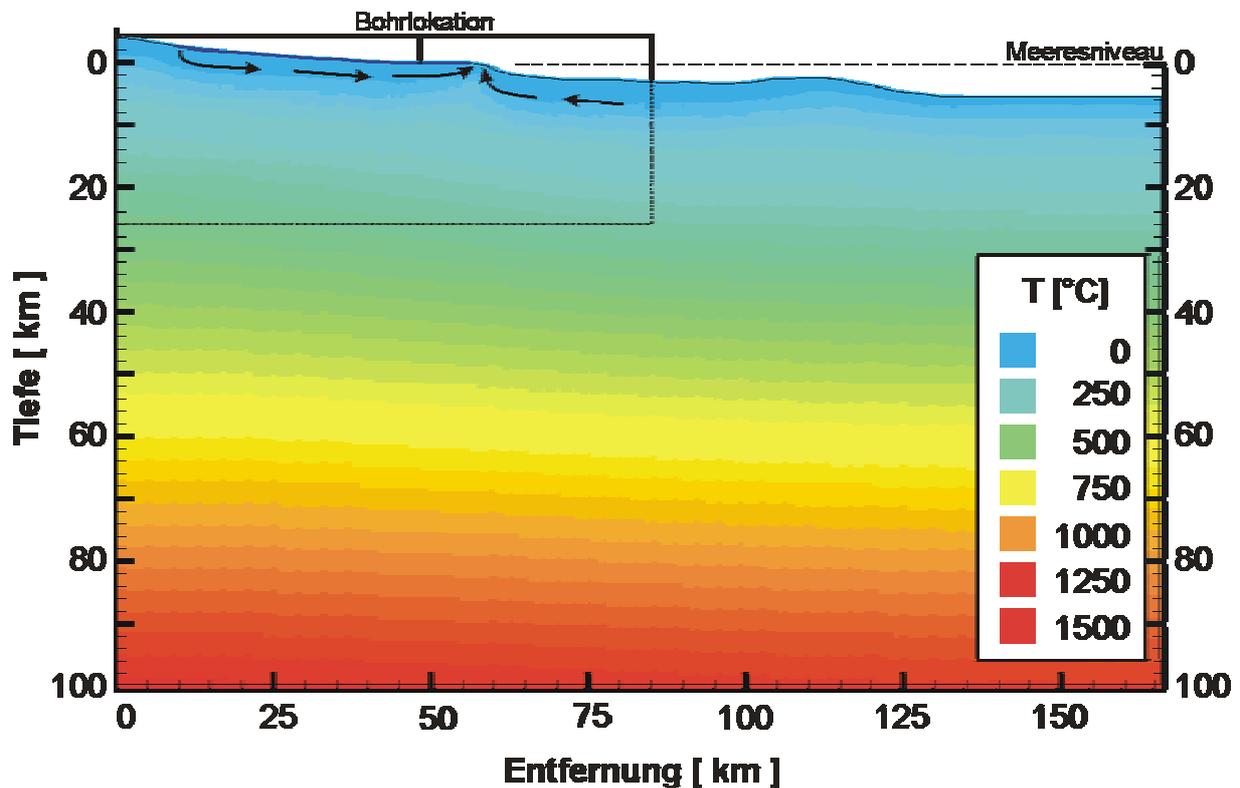


Abbildung 5.5.4: Darstellung der Temperatur-Tiefen-Verteilung der thermo-hydraulischen Modellierung (Szenario 2) im gesamten zweidimensionalen Modell. Die Bohrlokation und das Meeresniveau sind gekennzeichnet. Die Pfeile markieren die beiden Hauptströmungssysteme. Der eingerahmte Bereich stellt den Ausschnitt für die nachfolgende Abbildung dar.

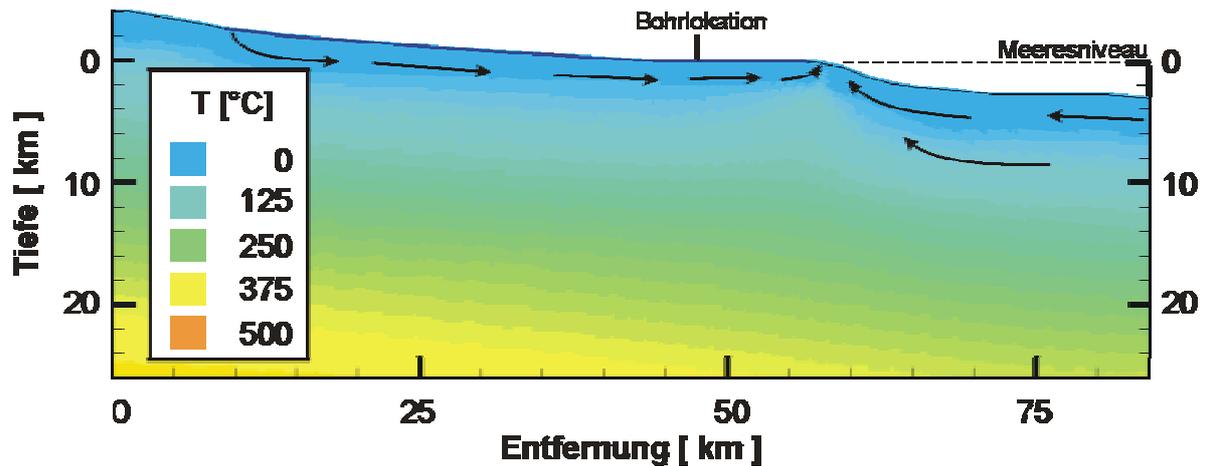


Abbildung 5.5.5: Ausschnitt der Temperatur-Tiefen-Verteilung der thermo-hydraulischen Modellierung, in dem zusätzlich die Bohrlokation und das Meeresniveau gekennzeichnet sind. Die eingezeichneten Pfeile geben die Hauptströmungsrichtung an.

Eine Gegenüberstellung der mit der Modellierung berechneten Temperatur-Tiefen-Verteilung in der Bohrung mit dem von der University of Hawaii am 07.10.1999 gemessenen Temperaturprofil (Abb. 5.5.6) zeigt eine generelle Übereinstimmung.

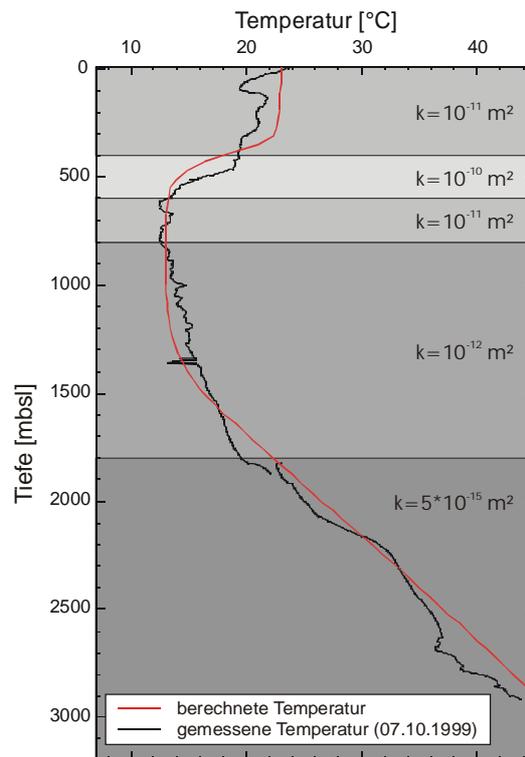


Abbildung 5.5.6: Vergleich der mit der thermo-hydraulischen Modellierung berechneten Temperatur-Tiefenverteilung in der Bohrung HSDP2 und dem durch die University of Hawaii gemessenen Temperaturprofil.

Die obersten 250 m des Bohrprofils sind überwiegend durch die Laven des Mauna Loa geprägt, so dass die Temperaturverhältnisse in dieser Zone vor allem durch das hydraulische System in diesen Laven beeinflusst werden. Da die zweidimensionale Modellierung jedoch durch die Profilwahl den Mauna Loa außer Acht lässt, ist auch eine bessere Anpassung der Temperatur in diesem Bereich nicht möglich.

Anhand der Geschwindigkeitsvektoren wurde die Richtung der Fluidbewegung bestimmt. Es wurden zwei Hauptströmungsrichtungen ausgemacht (siehe Abb. 5.5.5). Das erste Fliessystem wird durch die Niederschläge am Mauna Kea geprägt. In dem vorliegenden Szenario tritt der Niederschlag mit einer Temperatur zwischen 10 und 12 °C in ca. 2000 m Höhe in den Untergrund ein. Durch die unterschiedliche topografische Höhe des Niederschlagsgebiets im Vergleich zur Küstenregion fließt das Wasser in den unterschiedlich permeablen Schichten in Richtung Meer. Durch die verschiedenen Fliessgeschwindigkeiten innerhalb der subaerischen Lavaflüsse (0,014 - 1,5 m/Tag) erwärmt sich das Fluid unterschiedlich schnell, so dass sich in der Bohrung das in Abbildung 5.5.6 dargestellte Temperatur-Tiefen-Profil ergibt. Eine permeable Zone kanalisiert die meteorischen Wässer in einem Tiefenintervall zwischen 400 und 600 m. Da die Temperatur des Niederschlages deutlich geringer ist als die Oberflächentemperatur in der Umgebung der Bohrung, verursacht diese Fluidbewegung einen negativen Temperaturgradienten in der Bohrung. Das Wasser aus der permeablen Zone fließt mit einer Geschwindigkeit von 1,5 m/Tag aufgrund des hydraulischen Gefälles weiter in Richtung Meer und tritt ca. 9 km von der Bohrung entfernt an der submarinen Flanke der Insel in ca. 300 m unterhalb der Meeresoberfläche in Form von Frischwasserquellen im Ozean aus (Thomas, et al., 1996).

Die geringer permeablen subaerischen Laven und submarinen Hyaloklastite stellen mit einer Fliessgeschwindigkeit von 1,4 cm/Tag einen Übergangsbereich zwischen den isothermalen Bedingungen (600 - 800 m) und den hydraulisch weniger aktiven Pillow-Laven (ab 1800 m, Geschwindigkeit  $6,5 \cdot 10^{-3}$  cm/Tag) dar. Innerhalb der Pillow-Laven wurde zwischen 1800 m und der Bohrlochsohle ein Temperaturgradient von 18 °C/km modelliert. Dieser Gradient ist um 1/3 kleiner als der hydraulisch ungestörte Temperaturgradient entsprechend dem Szenario 1. Daher wird geschlossen, dass die Pillow-Laven hydraulisch aktiv sind. Bei genauer Betrachtung der Temperaturmessungen (siehe Abb. 5.5.6) wurden innerhalb der Pillow-Laven wechselnde Temperaturgradienten beobachtet. Die wechselnden Temperaturgradienten lassen sich durch die Inhomogenität der Permeabilität innerhalb der Pillow-Laven erklären: Pillow-Laven sind aufgrund ihrer Entstehungsgeschichte zonar aufgebaut. Die äußerste Zone ist brekziös und stark geklüftet, da durch den Kontakt mit dem kalten Meerwasser

Abkühlungsrisse entstehen. Der innere „Kern“ eines Pillows ist hingegen massiv, wenig geklüftet und bietet keine Fluidwegsamkeit. Aus diesem Grund sind die Fließwege innerhalb der Pillow-Laven auf die äußere Zone eines einzelnen Pillows und die rauen Kontaktflächen zwischen den einzelnen Lavaflüssen beschränkt. Diese feinere Unterteilung wurde in der Modellierung außer Acht gelassen, da zur Vereinfachung des Modells lediglich ein Permeabilitätswert ( $k = 5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ ) für den gesamten Bereich der Pillow-Laven (ab 1800 m) angenommen wurde. Dies hat zur Folge, dass die ab 1800 m beobachteten Variationen im Temperaturprofil unberücksichtigt blieben. Diese sind im Vergleich zu den Änderungen der Temperatur im oberen Bohrlochabschnitt zudem relativ klein.

Das zweite Fließsystem entsteht durch Dichteunterschiede zwischen dem inselseitigen Frischwasser (geringe Dichte) und dem meerseitigen Salzwasser (hohe Dichte). Das daraus resultierende hydraulische Gefälle bewirkt, dass Wasser an der submarinen Flanke des Mauna Kea in die Insel eintritt, bis zur Küstenlinie aufsteigt und ebenfalls in 300 m unterhalb des Meeresspiegels wieder austritt. Das submarin eintretende Wasser dringt nur bis zu Küstenlinie unter die Insel vor, weil sich hier das hydraulische Gefälle abgebaut hat.

Ein Nachteil diese Modellierung ist die fest vorgegebene Dichte des Fluides (hier  $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ ) in dem gesamten Modell. So geht zwar am Rand die Meerwasserdichte in die Berechnung der Randbedingung (Kap. 5.5.3) ein, aber das submarin in das Modell eintretende Wasser hat die vorgegebenen Fluidsdichte von  $1000 \text{ kg/m}^3$ . Daher wird die durch die Dichtedifferenz variable Druckverteilung am Übergang zwischen Frisch/Meerwasser innerhalb des Modells nicht berücksichtigt. Zudem ist es nicht möglich, eine Unterscheidung zwischen Frisch- und Salzwasser vorzunehmen und die Lage des Salzwasser-Interfaces zu bestimmen. Daher ist es notwendig, die thermo-hydraulische Modellierung durch den Stofftransport zu ergänzen und somit diese beschriebenen Prozesse in die Modellierung einzubeziehen.

## **5.6 Szenario-3: thermo-hydraulische Modellierung mit Stofftransport**

### **5.6.1 Materialparameter des Stofftransportes**

Die Materialeigenschaften des Stofftransportes, die Berücksichtigung finden, sind:

- Porosität ( $\phi$ )
- maximales Dichteverhältnis ( $\alpha$ )
- molekulare Diffusion ( $D^*$ )

- longitudinale Dispersion ( $D_l$ )
- transversale Dispersion ( $D_t$ ).

Die verwendete Porosität ist identisch mit den Werten, die in die thermische und thermo-hydraulische Modellierung eingingen. Das maximale Dichteverhältnis ( $\alpha$ ) gibt die Abweichung der Fluidichte ( $\rho_f$ ) vom Referenzwert ( $\rho_{f0}$ ) an und berechnet sich aus:

$$\alpha = \frac{\rho_f - \rho_{f0}}{\rho_{f0}} \quad (5-3)$$

Als Referenzdichte wurde ein Wert von 1000 kg/m<sup>3</sup> für Frischwasser angenommen. Die Fluidichte ist an die Konzentration geknüpft, d.h. bei einer vorgegebenen maximalen Konzentration und gegebenen  $\alpha$  wird die konzentrationsabhängige Fluidichte vom Programm selbst berechnet. Die von der Konzentration abhängige Fluidichte fließt außerdem in die Berechnung der Potentialhöhe  $h$  (siehe Gleichung 5-2) und der Fließgeschwindigkeit  $v$  (siehe Gleichung 8 des Anhangs) ein, so dass sich die Kopplung der hydraulischen Modellierung mit der Modellierung des Stofftransportes ergibt. In der Modellierung wurde eine Salzwasserkonzentration von 35 g/l (Juviak & Juviak, 1998; Souza & Voss, 1987) verwendet. Daraus resultiert eine Salzwasserdichte von 1035 kg/m<sup>3</sup>. Wird dieser Wert in die Gleichung (5-3) eingesetzt, ergibt sich ein Dichteverhältnis von 0,035. Das maximale Dichteverhältnis ist unabhängig vom durchströmten Material und gilt für das gesamte Modell.

Wie bereits im Kap. 5.2 beschrieben, ist die Diffusion nur von der Art der gelösten Ionen abhängig. Im Meerwasser sind hauptsächlich Na<sup>+</sup> und Cl<sup>-</sup> gelöst (Juviak & Juviak, 1998; Thomas et al., 1996). Unter Berücksichtigung aller im Meerwasser gelösten Ionen ergibt sich eine molekulare Diffusion ( $D^*$ ) von  $1,5 \cdot 10^{-9}$  m<sup>2</sup>/s (Li & Gregory, 1974).

Die in der Literatur angegebenen Dispersionswerte variieren sehr stark, da sie skalenabhängig sind. Im allgemeinen wird für das Verhältnis der transversalen zur longitudinalen Dispersion ein Wert zwischen 1/4 und 1/10 angegeben (Lege et al., 1996). Im Extremfall ist sogar ein Verhältnis von 1/100 zu finden (DeMarsily, 1986). Für praktische Zwecke wird empfohlen, die longitudinale Dispersion mit ca. 1/10 der Fließstrecke abzuschätzen (Lege et al., 1996). In Untersuchungen auf Ohau (siehe Abb. 3.1) wird die longitudinale Dispersion in Souza & Voss (1987) zwischen 10 m und 1000 m variiert. Das Modell von Souza & Voss hat eine Länge von 8 km. Das hier verwendete Modell umfasst eine deutlich größere Ausdehnung (Fließwege über 40 km). Daher wird auf die obere Grenze der Werte von Souza & Voss ( $D_l =$

1000 m) zurückgegriffen. Die transversale Dispersion wird mit einem Zehntel auf 100 m abgeschätzt.

## **5.6.2 Randbedingungen des Stofftransportes**

Die den Stofftransport beschreibende Größe ist die Konzentration  $C$  (siehe Kap. 8.1, Gleichung 16). Daher werden die Randbedingungen des Stofftransportes mit Hilfe der Konzentration  $C$  (Dirichlet-Randbedingung) und der Änderung der Konzentration je Fläche und Zeiteinheit (Neumann-Randbedingung) beschrieben.

Der obere Rand des Modells besteht aus 2 verschiedenen Gebieten. Oberhalb des Meeresspiegels tritt das Wasser in Form von Regenwasser (Konzentration  $C = 0$  g/l) in den Untergrund ein. Unterhalb des Meeresspiegels tritt Meerwassers ( $C = 35$  g/l) in die submarine Flanke des Vulkans ein. Die jeweiligen Konzentrationen wurden während der Modellierung als konstant angenommen. An den seitlichen Rändern und dem unteren Rand des Modells wurde angenommen, dass keine Stoffe ein- oder ausgetragen werden.

## **5.6.3 Ergebnisse**

### 5.6.3.1 Szenario 3 a

Das Szenario 3 a basiert auf den Modellparametern des thermo-hydraulischen Modells (Szenario 2), das um die oben genannten Materialparameter (z.B. longitudinale und transversale Dispersion) ergänzt wurde. Die thermischen und hydraulischen Parameter (z.B. Wärmeleitfähigkeit oder Permeabilität) sind identisch mit denen in Szenario 2.

Das modellierte Temperaturfeld ist identisch mit dem der thermo-hydraulischen Modellierung (Szenario 2). Es wird daher auf die erneute Darstellung der Temperatur-Tiefen-Verteilung verzichtet. Aus der Verteilung der Konzentration ( $C$ ) können Rückschlüsse auf die Ausbreitung des Meerwassers unter der Insel gezogen werden (Abb. 5.6.1).

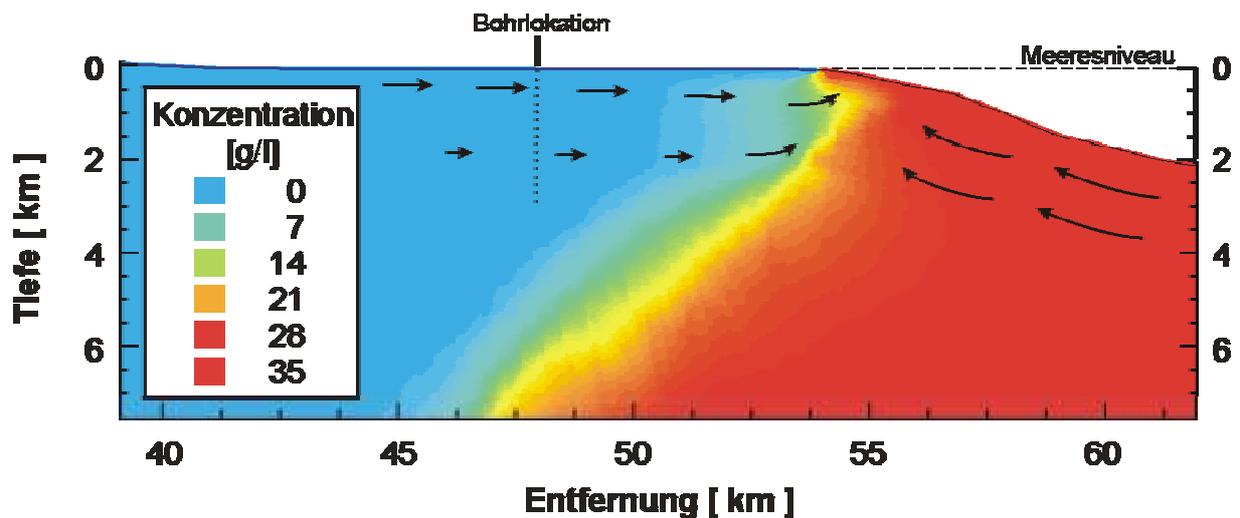


Abbildung 5.6.1: Ausschnitt aus der Konzentrationsverteilung der Fluide (bis 7,5 km unterhalb des Meeresniveaus) der thermo-hydraulischen Modellierung mit dem Stofftransport (Szenario 3 a). Die Pfeile markieren die Fließwege der beiden Hauptströmungssysteme.

In Abbildung 5.6.1 ist deutlich zu sehen, wie das vom Mauna Kea bergab fließende Wasser das unterhalb des Meeresniveaus eindringende Salzwasser zurückgedrängt. Das Modell zeigt auch, dass sich unter diesen Bedingungen theoretisch kein Salzwasser in der Bohrung befindet. Dies steht im Widerspruch zu Beobachtungen während des Abteufens der Bohrung, wo ab ca. 2000 m Salzwasserzonen angetroffen wurden. Die Lage des Salzwasser-Interfaces im Modell ist sehr tief, da der Wert der Potentialhöhe aufgrund der gewählten Fließrandbedingung groß ist (in der Bohrung ca. 160 m).

Zur besseren Anpassung des in der Bohrung beobachteten Temperaturverhaltens und der salzhaltigen Wässer wurde das Modell erneut überarbeitet (Szenario 3 b).

#### 5.6.3.2 Szenario 3 b

Das Szenario 3 b soll eine verbesserte Anpassung des modellierten an das beobachtete stationäre Temperatur-Profil und die beobachtete Lage des Salzwasser-Interfaces erfüllen. Dazu wurden verschiedene hydraulische Parameter variiert, jedoch nicht die thermischen und Stofftransport-Randbedingungen sowie die Materialparameter.

Als Erstes wurde die Permeabilität der verschiedenen Schichten verändert. Es wurde beobachtet, dass mit zunehmender Permeabilität das Salzwasser immer weiter unter die Insel vordringt. Eine Erhöhung der Permeabilität führt in einigen Elementen des Finite-Elemente-Modells zu lokalen ( $< 1$  km) Konzentrationsvariationen, die sich mit den großen Permeabilitätskontrasten zwischen den verschiedenen lithologischen Einheiten erklären lassen. Diese kleinräumigen Variationen werden durch die Einführung der Anisotropie deutlich

gedämpft. Als Anisotropiefaktor ( $K_{\min}/K_{\max}$ ) wird in Anlehnung an das Modell von Souza & Voss (1987) ein Wert von 0,1 gewählt. Der Anisotropiefaktor hat jedoch keinen Einfluss auf das Temperaturfeld. Zur Anpassung der Lage des Salzwasser-Interfaces sind in den subaerischen und submarinen Pillow-Laven Permeabilitäten von über 1000 mDarcy ( $> 1 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$ ) notwendig. Diese Werte liegen deutlich über den aus der Literatur bekannten Permeabilitäten (z.B. Fischer, 1998) und sind daher mit Vorsicht zu behandeln. Außerdem führt die Erhöhung der Permeabilität zu einer Abnahme der Temperatur gegenüber dem vorherigen Modell, so dass die gleichzeitige Erfüllung beider Beobachtungen nicht möglich ist. Daher müssen auch die Randbedingungen noch einmal überdacht werden.

Die in Szenario 2 und Szenario 3 a verwendete hydraulische Randbedingung für den oberen Modellrand errechnete sich aus der Niederschlagsmenge, die in den flacheren Regionen reduziert wurde. Leider gibt es keine genauen Angaben darüber, wie viel Niederschlag der Grundwasserneubildung zugeführt wird und wie die daraus resultierende Verteilung der Grundwasseroberfläche an der Flanke des Mauna Kea aussieht. Außerdem stehen auch keine Informationen über die Größe der Muldenspeicherung am Übergang der Flankenregion in die flache Küstenregion zur Verfügung. Die einzige Lokation, an der weitere Informationen zur Verfügung stehen, ist die Bohrung selbst. Hier wurde eine Potentialhöhe von  $h = 10 \text{ m}$  über dem Meeresniveau gemessen (D. Thomas, persönliche Mitteilung, 2001). Dieser Wert wurde am Bohrlochkopf gemessen und stellt ein Mischpotential zwischen einem Bruch in der Verrohrung (in ca. 90 bis 110 mbsl) und dem offenen Bohrlochbereich (ab 1821 mbsl) dar.

Diese beobachtete Potentialhöhe steht im Widerspruch zu der modellierten Potentialhöhe (160 m) in Szenario 2 und Szenario 3 a. Da es sich um einen tatsächlich gemessenen Wert handelt, wird er als verlässlichere Randbedingung behandelt. Ausgehend von dieser bekannten Lokation wird eine lineare Interpolation der Potentialhöhenverteilung von  $h = 10 \text{ m}$  in der Bohrung auf den Wert  $h = 0 \text{ m}$  an der Küste vorgenommen. Basierend auf diesen Überlegungen werden folgende hydraulische Randbedingungen angenommen:

- (1) ab 2000 Höhenmeter bis 1000 m: Fließgeschwindigkeit 0,01 m/Tag
- (2) ab 1000 Höhenmeter bis zur Bohrung (in einer Entfernung von 48 km von der Bergspitze des Mauna Kea): Fließgeschwindigkeit 0,0085 m/Tag
- (3) ab der Bohrung (48 km Entfernung) bis zur Küste (56 km Entfernung): lineare Abnahme der Potentialhöhe von 10 m auf 0 m

(4) unterhalb des Meeresniveaus: Potentialhöhenverteilung durch die auflastende Salzwassersäule ( $\rho_{\text{Salzwasser}} = 1035 \text{ kg/m}^3$ )

(5) seitlicher und unterer Rand des Modells: kein Fluss

Unter der Annahme dieser Randbedingungen wurde die thermo-hydraulische Modellierung unter Berücksichtigung des Stofftransportes erneut durchgeführt. Zur Anpassung der modellierten an die gemessene Temperatur-Tiefen-Verteilung wurden die Permeabilitäten der einzelnen Schichten in Szenario 3 b erneut variiert. Zur Vermeidung lokaler Konzentrationsvariationen in einigen Elementen des Modells wurde auch hier ein Anisotropiefaktor von 0,1 angenommen. Die für eine optimale Anpassung notwendige Permeabilitätsverteilung in Szenario 3 b ist in Abbildung 5.6.2 dargestellt. Die Zuordnung der Permeabilitätswerte zu den einzelnen lithologischen Schichten aus Abbildung 5.6.2 ist in Tabelle 4 aufgelistet. Die anderen Materialparameter sind identisch mit denen in Szenario 2 und Szenario 3 a.

Lithologie	k [m <sup>2</sup> ]	K [m/s]
subaerische Lava	$1,03 \cdot 10^{-11}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
hoch-permeable subaerische Lava	$1,03 \cdot 10^{-10}$	$10 \cdot 10^{-4}$
gering-permeable subaerische Lava	$1,03 \cdot 10^{-12}$	$0,1 \cdot 10^{-4}$
Hyaloklastite	$5,1 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Pillow-Lava 4500-7000	$7,2 \cdot 10^{-13}$	$7 \cdot 10^{-6}$
gering-permeable Pillow-Lava	$5,1 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-8}$
Gangbasalte	$10^{-18} *$	$9,02 \cdot 10^{-12}$
untere Kruste (Gabbros)	$10^{-18} *$	$9,02 \cdot 10^{-12}$
lithosphärischer Mantel	$10^{-20}$ Annahme: unpermeabel	$9,02 \cdot 10^{-14}$
Tiefseesedimente	$10^{-16} *$	$9,02 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 4: Übersicht der verwendeten Permeabilität (k) und der daraus resultierenden hydraulischen Leitfähigkeit (K) in Szenario 3 b. Die Werte (\*) sind aus Harris et al. (2000) entnommen. Die anderen Werte wurden durch die Modellanpassung (Szenario 3 b) ermittelt.

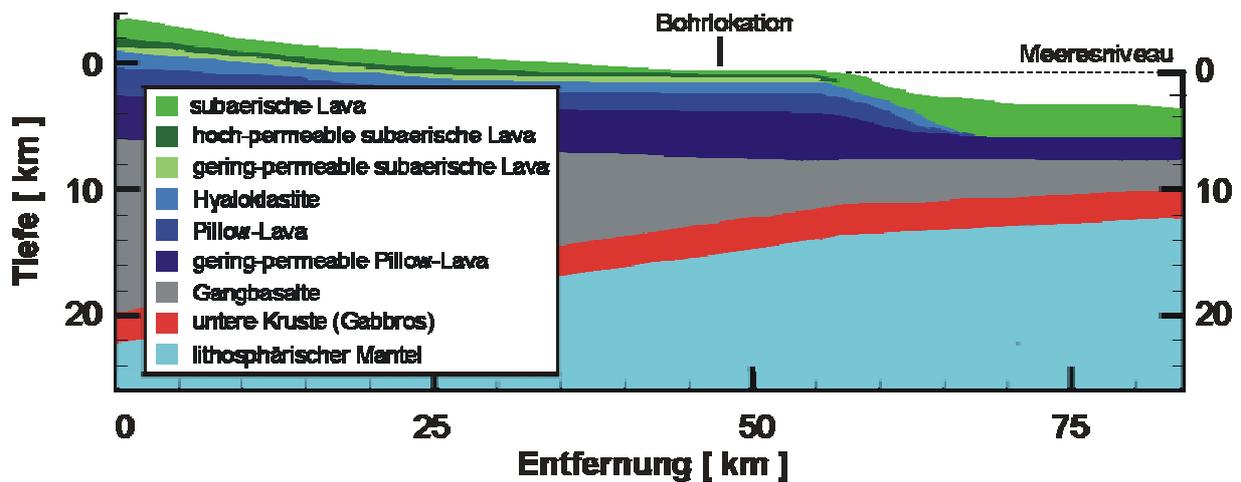


Abbildung 5.6.2: Ausschnitt (bis 26 km unterhalb des Meeresniveaus) des konzeptionellen Modells für die Verteilung der Permeabilität in Szenario 3 b.

Mit den oben beschriebenen Randbedingungen und Materialparametern ergibt sich die in Abbildung 5.6.3 dargestellte Temperatur-Tiefen-Verteilung im gesamten (167 km breiten) Modell.

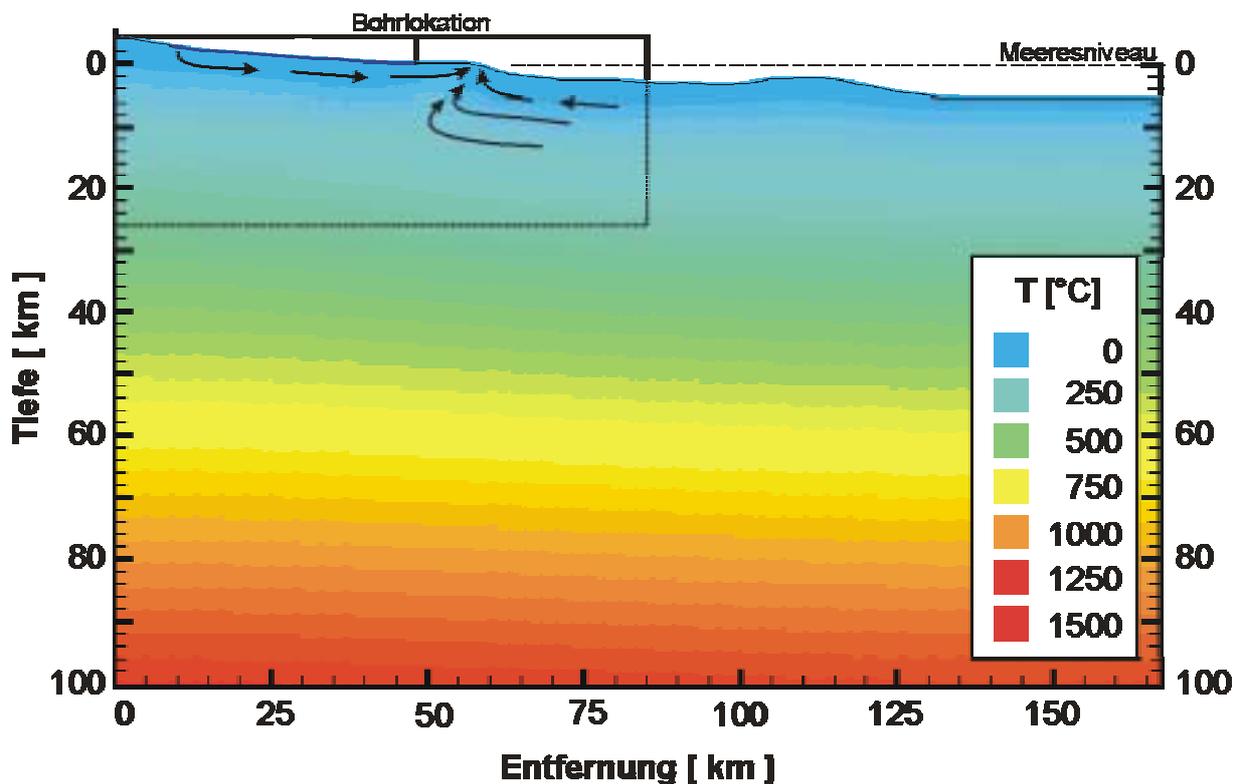


Abbildung 5.6.3: Darstellung der Temperatur-Tiefen-Verteilung im gesamten thermo-hydraulischen Modell mit Stofftransport (Szenario 3 b). Die Bohrlokation und das Meeresniveau sind ebenfalls gekennzeichnet. Der eingerahmte Bereich stellt den Ausschnitt für die nachfolgende Abbildung 5.6.4 dar. Die Pfeile markieren die Fließwege der beiden Hauptströmungssysteme.

Für die genauere Betrachtung des hydraulisch beeinflussten Teil des Modells ist in Abbildung 5.6.4 ein Ausschnitt aus der Temperatur-Tiefen-Verteilung dargestellt. Das in der Modellierung berechnete Temperatur-Tiefen-Profil in der Bohrung ist zusammen mit dem gemessenen Temperatur-Tiefen-Profil und der Schichtverteilung in Abbildung 5.6.5. dargestellt.

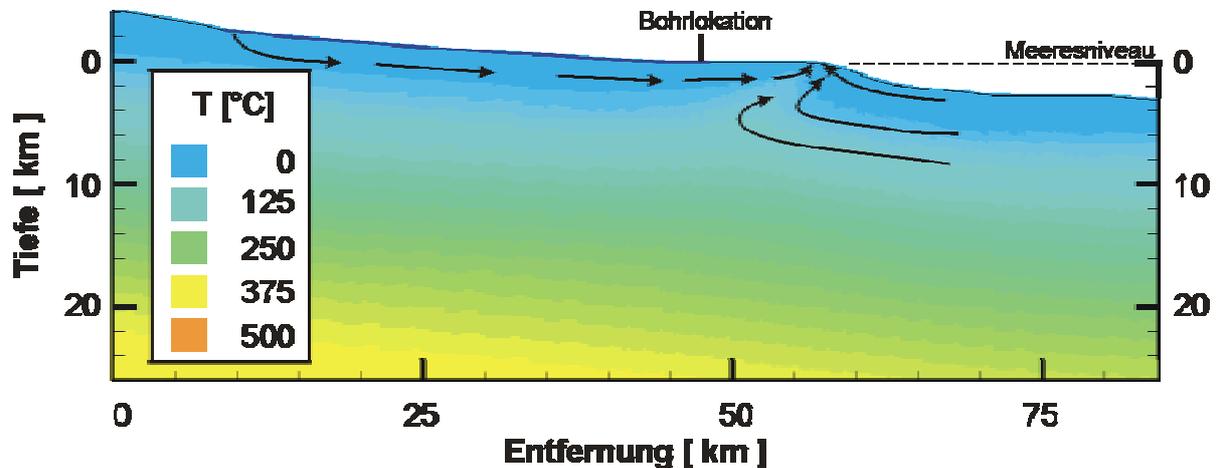


Abbildung 5.6.4: Ausschnitt der Temperatur-Tiefen-Verteilung der thermo-hydraulischen Modellierung (Szenario 3 b), in dem zusätzlich die Bohrlage und das Meeresniveau gekennzeichnet sind. Die Pfeile markieren die Fließwege der beiden Hauptströmungssysteme.

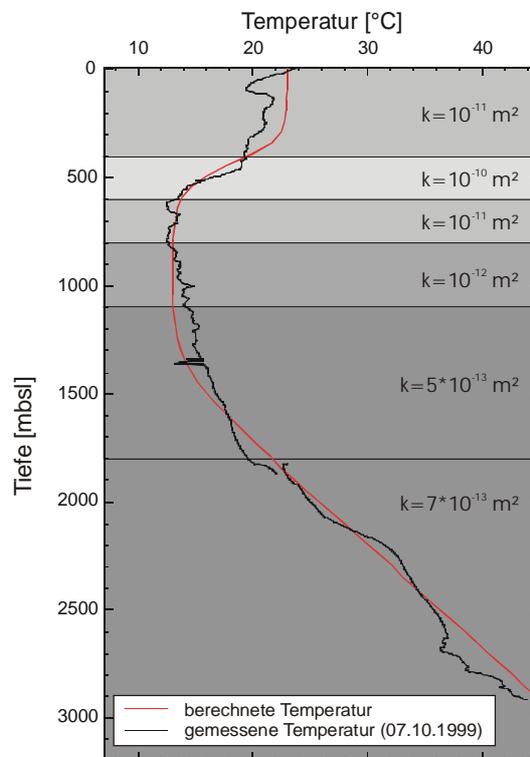


Abbildung 5.6.5: Angepasste Temperatur-Tiefenverteilung des Szenario 3 b (thermo-hydraulischen Modellierung unter Berücksichtigung des Stofftransportes) in der Bohrung HSDP2 im Vergleich mit dem durch die University of Hawaii gemessenen Temperaturprofil.

Es ist zu beachten, dass sich die Permeabilitätswerte von denen in Szenario 2 (Abb. 5.5.6) unterscheiden.

Auch in diesem Szenario wurde mit Hilfe der Geschwindigkeitsvektoren die Richtung der Fluidbewegung bestimmt. Es wurden wiederum zwei Hauptströmungsrichtungen ausgemacht (siehe Abb. 5.6.4). Das erste Fluidsystem (Geschwindigkeit zwischen 0,014 und 1,5 m/Tag) ist nach wie vor durch die Niederschläge in 2000 m Höhe geprägt (siehe Kap. 5.5.4). Für die optimale Anpassung der in Szenario 3 b berechneten an die gemessenen Bohrlochtemperaturen (Abbildung 5.6.5) ist in den oberen 1100 m keine Änderung der Permeabilität gegenüber dem Szenario 2 notwendig. Ab 1100 m ist eine andere Permeabilitätsverteilung als in Szenario 2 und Szenario 3 a vorgenommen worden, da das meerseitig eintretende Salzwasser sich nur dann unter die Insel schieben kann, wenn die Permeabilität innerhalb der Pillow-Laven höher als in Szenario 2 und 3 a ist. Die daraus resultierende Fließgeschwindigkeit in Szenario 3 b ( $5,5 \cdot 10^{-2}$  cm/Tag) ist ebenfalls höher als in Szenario 2 und 3 a ( $6,5 \cdot 10^{-3}$  cm/Tag). Die Ursache hierfür liegt in dem hydraulischen Gefälle zwischen dem inselseitigen Frischwasser und meerseitigen Salzwasser. Das Gefälle wird aufgrund der deutlich höheren Permeabilität der Pillow-Laven auf einer längeren Fließstrecke abgebaut. Abbildung 5.6.6 gibt Aufschlüsse über die Verteilung der Potentialhöhe, die sich aus der Modellierung des Szenario 3 b ergibt.

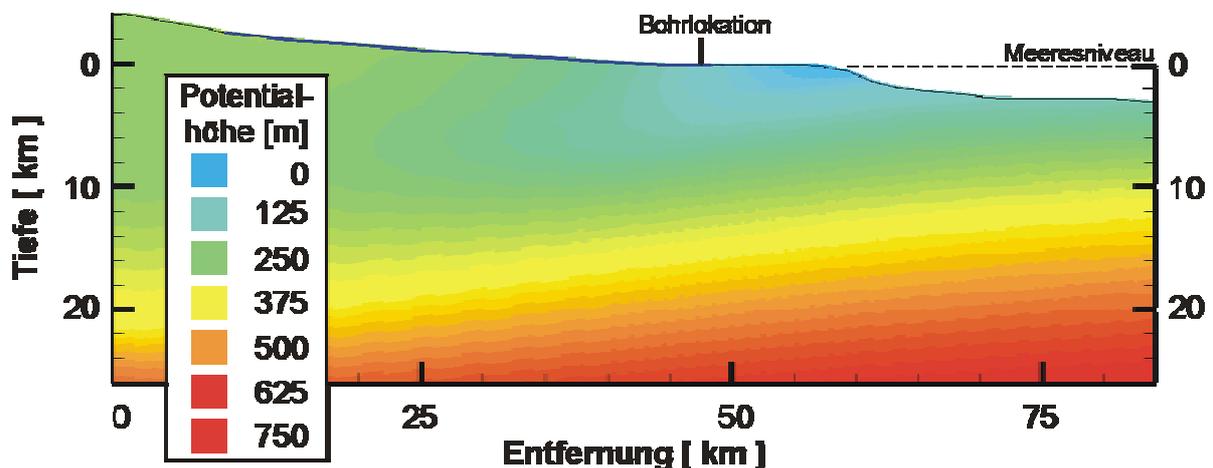


Abbildung 5.6.6: Ausschnitt (bis 26 km unterhalb des Meeresniveaus) der Potentialhöhenverteilung der thermo-hydraulischen Modellierung Szenario 3 b), in dem zusätzlich die Bohrlokation und das Meeresniveau gekennzeichnet sind.

Die Verteilung der Konzentration unter der Küstenregion des Szenario 3 b zeigt, dass das Salzwasser-Interface unter den gewählten Randbedingungen und Materialparametern nun bis kurz unter die Bohrung reicht (Abb. 5.6.7).

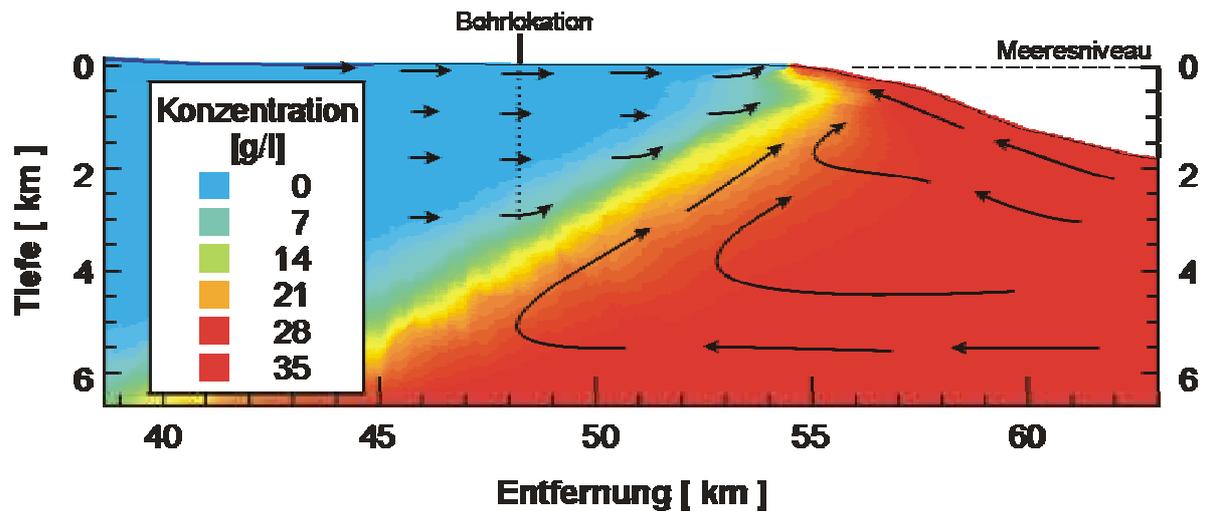


Abbildung 5.6.7: Ausschnitt (bis 6,5 km unterhalb des Meeresniveaus) aus der Konzentrationsverteilung der Fluide und der Fließwege der beiden Hauptströmungssysteme (Pfeile), die sich aus der thermo-hydraulischen Modellierung unter Berücksichtigung des Stofftransportes (Szenario 3 b) ergeben.

In der Bohrung steigt die Konzentration der Fluide ab 3000 m nach unten an. An der Bohrlochsohle wurde eine Konzentration von ca. 10 g/l berechnet. Bei der Betrachtung der Potentialhöhenverteilung am oberen Rand, an dem eine Fließrandbedingung angenommen wurde, fällt ein starker Abfall der Potentialhöhe in der Region kurz vor der Bohrung (ab ca. 45 km Profilentfernung, siehe Abb. 5.6.6) auf. Dieser Abfall liegt in dem Übergang von der Fließrandbedingung zu der Druckrandbedingung begründet. Sensitivitätsanalysen haben ergeben, dass die Potentialhöhenverteilung am Übergang von der steilen Flankenregion zu der flachen Küstenregion die Lage des Salzwasser-Interfaces beeinflusst. Modellierungen mit einer linearen Interpolation der Potentialhöhe von der Küste über die Bohrung bis an die Flanke des Mauna Kea ergaben, dass die Tiefe des Salzwasser-Interface abnimmt und sich somit in der Bohrung (bei ca. 2000 m) befindet. Da die genauen Potentialhöhen in dieser Region aber nicht bekannt sind, ist eine korrekte Bestimmung der Position des Interfaces unter diesen Bedingungen nicht möglich.

## 5.7 Zusammenfassung der Modellierungsergebnisse

Die Modellierung erfolgte in verschiedenen Szenarien. Das erste Szenario stellte die rein thermische Modellierung dar. Der modellierte Temperaturgradient ab 1800 m Tiefe beträgt 28 °C/km. Im Gegensatz dazu beträgt der im unteren Bohrlochabschnitt (1750 m bis zur Bohrlochsohle) gemessene Temperaturgradient nur 18 °C/km. Diese Abweichung ist durch eine Überprägung des konduktiven Verhaltens durch advective Prozesse bis zur

Bohrlochsohle zu erklären (siehe Kap. 4.3). Daher ist eine Abschätzung der konduktiven Wärmeflussdichte durch den Mantelplume bzw. die daraus resultierenden aufsteigenden Magmen nicht möglich.

Zur besseren Anpassung zwischen den berechneten und den gemessenen Temperaturprofilen wurde die Modellierung durch die Kopplung von thermischen und hydraulischen Prozessen im Szenario 2 erweitert. Die Ergebnisse in Szenario 2 zeigen, dass die in der Bohrung registrierten Fluide in einer topografischen Höhe von 2000 m in das Vulkangebäude eintreten und entsprechend der Permeabilitätsverteilung in Richtung der Küste unterschiedlich schnell bergab strömen. Zur Anpassung des negativen Temperaturgradienten zwischen 400 und 600 m ist ein Zone erhöhter Permeabilität notwendig. Der hierfür verwendete Wert ( $1 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ ) liegt innerhalb der aus der Literatur bekannten Schwankungsbreite für subaerische Basalte. Die Tiefenbereiche unterhalb dieser Zone (bis ca. 1800 m) stellen einen Übergangsbereich dar. Der hydraulische Einfluss nimmt mit zunehmender Tiefe ab. Anhand der Geschwindigkeitsvektoren kann abgelesen werden, dass diese Fluide auch aus den Niederschlägen resultieren. Innerhalb der nachfolgenden Pillow-Laven ( $>1800 \text{ m}$ ) treten die hydraulischen Einflüsse in den Hintergrund und stellen somit den Übergang des stark advektiv zum eher konduktiv dominierten Bereich dar. Ein Vergleich mit dem rein thermischen Szenario 1 zeigt, dass dennoch Fluidbewegungen das konduktive Verhalten unterhalb von 1800 m überprägen.

Das Szenario 2 hat den Nachteil, dass alle im Modell registrierten Fluide Frischwasser sind. Daher bleiben einige advektive Prozesse, wie z.B. Diffusion von Ionen und Advektion (bedingt durch Dichtekontrast), unberücksichtigt. Außerdem kann damit die Lage des Salzwasser-Interfaces, das in der Bohrung ab ca. 2000 m beobachtet wurde, nicht bestimmt werden.

Das Szenario 3 stellte die Erweiterung der thermo-hydraulischen Modellierung mit den Prozessen des Stofftransportes dar. Mit Hilfe der Dichte und der Konzentration des Salzwassers kann die Lage des erwarteten Salzwasser-Interfaces berechnet werden. In der einfachen Erweiterung des Szenario 2 durch die Materialparameter und die entsprechenden Randbedingungen (Szenario 3 a), ohne die hydraulischen Parameter zu variieren, wurde die Lage des Salzwasser-Interfaces bis unter die Küstenlinie modelliert. Außerdem wurde beobachtet, dass das Salzwasser durch das Frischwasser (gespeist durch den Niederschlag) aufgrund des hohen hydraulischen Gefälles zurückgedrängt wird. Die korrekte Positionierung des Salzwasser-Interfaces ist mit diesen Materialeigenschaften und Randbedingungen nicht möglich.

Die Verteilung der Potentialhöhe und die Permeabilität sind die wichtigsten Parameter, die die Lage des Salzwasser-Interfaces bestimmen. Zur Anpassung des modellierten an das gemessene Temperaturprofil und der Lage des Salzwasser-Interfaces wurde zunächst die Permeabilität variiert. Mit zunehmender Permeabilität dringt das Salzwasser weiter unter die Insel vor, doch die Temperatur nimmt mit zunehmender Permeabilität ab. Außerdem liegen die dafür notwendigen Permeabilitäten deutlich über den in der Literatur bekannten Werten. Somit kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die Änderung der Permeabilität allein keine Anpassung beider Beobachtungen ermöglicht.

Der zweite wichtige Parameter, der die Lage des Salzwasser-Interfaces bestimmt, ist die Verteilung der Potentialhöhe im Modell. Die in Szenario 2 und 3 a verwendete hydraulische Randbedingung (Niederschläge je Zeiteinheit) liefert nur eine ungefähre Abschätzung der tatsächlich in den Untergrund eintretenden Fluide, da Informationen über die tatsächliche Grundwasserneubildung fehlen. Die bessere Randbedingung wäre die Verteilung der Grundwasseroberfläche, die jedoch nur in der Bohrung selbst zur Verfügung stand. Die mit einer linearen Interpolation der Potentialhöhe (zwischen der Bohrung und der Küste) erneut durchgeführte thermo-hydraulische Modellierung mit Stofftransport (Szenario 3 b) ergab, dass das Salzwasser deutlich weiter unter die Insel eindringt. Die Variation der Permeabilität innerhalb ihrer realistischen Schwankungsbreite ermöglichte eine Anpassung des berechneten an das gemessene Temperaturprofil.

Die in Szenario 3 b verwendete Permeabilität im obersten Teil der Bohrung (< 1100 m) ist identisch mit denen aus Szenario 2 und 3 a. Das hat zur Folge, dass auch in Szenario 3 b der oben beschriebene Einfluss des Frischwassers durch die Niederschläge an der Flanke des Mauna Kea überwiegt. Ab 1100 m und besonders in den ab 1800 m vorhandenen Pillow-Laven sind in Szenario 3 b deutlich höhere Permeabilitäten als in Szenario 2 und 3 a zur Anpassung notwendig. Aus den Strömungsverhältnissen kann geschlossen werden, dass das hydraulische System im unteren Abschnitt der Bohrung (ab 1100 m) stärker von den meerseitigen Druckbedingungen beeinflusst wird, was auch den Anstieg der Konzentration des in der Bohrung anzutreffenden Wassers ab 3000 m erklärt.

Weitere Modellierungen mit verschiedenen Druckbedingungen in der flachen Küstenregion haben gezeigt, dass die Potentialhöhenverteilung am Übergang zwischen den steil ansteigenden Hängen und der flach abfallenden Küstenregion die Lage des Salzwasser-Interfaces entscheidend beeinflusst. Leider stehen diese Informationen nicht zur Verfügung, um eine genauere Positionierung vorzunehmen. Dennoch wurde festgestellt, dass eine kleine

Änderung der Potentialhöhenverteilung an diesem Übergang (z.B. durch lineare Interpolation der Potentialhöhe von der Küste, über die Bohrung bis an die steilen Hänge) das Salzwasser-Interface in flachere Tiefen verschiebt.

## 6 Zusammenfassende Schlussfolgerungen

In dieser Arbeit wurden verschiedene Aspekte untersucht, wie z.B. die Erfassung der Temperatur im Bohrloch, die Messung petrophysikalischer Eigenschaften im Labor und die Modellierung des thermo-hydraulischen Feldes anhand der gemessenen Daten. Für jeden Teilkomplex dieser Arbeit können verschiedene Schlussfolgerungen getroffen werden:

1. Die faseroptische Temperaturmesstechnik eignet sich gut, Zonen unterschiedlicher hydraulischer Aktivität aufgrund des transienten Temperaturverhaltens zu erkennen.
2. Die lange nach Bohrungsende (mehrere Monate oder Jahre später) gemessenen Temperatur-Tiefen-Profile wurden so stark hydraulisch überprägt, dass sie nicht geeignet sind, das stationäre Temperaturfeld zu charakterisieren. Daher musste zur Beschreibung des stationären Temperaturfeldes auf Messungen zurückgegriffen werden, die ca. zwei Wochen nach Bohrungsende durchgeführt wurden. Dies ist eine Fehlerquelle, die nur dann auszuschließen ist, wenn weitere Messungen im hydraulisch ungestörten Zustand aufgenommen werden könnten.
3. Die im Labormaßstab (Probengröße ca. 5 cm) aufgenommenen petrophysikalischen Eigenschaften zeigen die bereits aus der Literatur bekannte Variabilität. Jedoch macht sich besonders in den Permeabilitätsmessungen der unterschiedliche Skalenbereich zwischen den gemessenen Werten und den für die Modellierung zur Anpassung der Temperaturkurven notwendigen Werten bemerkbar. Dennoch können die Laborwerte der Permeabilität zur Abschätzung der unteren Variationsschwelle herangezogen werden. Verfahren, die eine Abschätzung bzw. Ableitung der Permeabilität über ein größeres repräsentatives Volumen ermöglichen (z.B. hydraulische Tests in der Bohrung HSDP2), könnten die Unsicherheit in der Annahme der Permeabilität in den Modellen deutlich einschränken.
4. Die im Bohrloch tiefsten berechnete Wärmeflussdichte entspricht nur  $2/3$  des Oberflächenwärmeflusswertes, der in der Literatur zitiert wird (z.B. Stein & Stein, 1993). Unter der Voraussetzung, dass das verwendete Temperatur-Tiefen-Profil den stationären Zustand charakterisiert und die Wärmeflussdichtewerte in der Literatur korrekt sind, setzt sich die Wärmeflussdichte bis zur Bohrlochsohle aus einer advektiven und einer konduktiven Komponente zusammen. Die Arbeitshypothese, dass in größeren Tiefen eine verminderte Fluidbewegung stattfindet und der advektive Wärmetransport in den Hintergrund tritt, konnte in der 3109 m tiefen Bohrung nicht betätigt werden. Daher ist eine Abschätzung der konduktiven Wärmeflussdichte durch den Mantelplume bzw. die

daraus resultierenden aufsteigenden Magmen nicht möglich. Bei einer Vertiefung der Bohrung könnte die Arbeitshypothese erneut überprüft werden.

5. Die beobachteten Temperaturprofile sind nur durch eine Kopplung von thermischen und hydraulischen Prozessen zu erklären. Dabei lassen sich verschiedene Stockwerke und Zonen je nach der Art der Beeinflussung unterscheiden. Es wurde ein hydraulisches System in Form von Frischwasserzonen im oberen Bereich sowie Salzwasserzonen im unteren Bereich modelliert. Der Übergang zwischen diesen beiden Systemen ist deutlich tiefer als erwartet (DeMarsily, 1986).
6. Die Frischwasserzonen entstehen aus der Grundwasserneubildung in den höheren Bergregionen des Mauna Kea (ca. 2000 m) (Thomas et al., 1996) und verursachen aufgrund des topografischen Gefälles eine abwärts gerichtete Strömung. Die Temperatur in diesen Aquiferen ist je nach der topografischen Höhe, in der sie in den Untergrund eintreten, gering (hier 12 °C). Diese abwärtsgerichteten Strömungen sind typisch für Regionen mit ausgeprägtem Relief. So wurden ähnliche Fluidsysteme in den Basalten des Eastern Snake River Plain (Idaho) über mehrere hundert Kilometer beobachtet (Brott et al., 1981; Blackwell, 1989). Der Einflussbereich des Frischwassers liegt tiefer, als aus anderen Regionen bekannt ist (z.B. Blackwell, 1989), da die topografischen Höhenunterschiede und die Niederschlagsmengen sehr groß sind.
7. Die in ca. 2000 m Tiefe beobachtete Salzwasserzone, die sich im allgemeinen unter Küstenregionen ausbildet (z.B. Bear, 1972), befindet sich deutlich tiefer als im konzeptionellen Modell von Thomas et. al. (1996) beschrieben. Aus der Modellierung lassen sich aufgrund fehlender Informationen über die Potentialhöhenverteilung keine Rückschlüsse auf die genaue Lage des Salzwasser-Interface ziehen. Dennoch kann festgehalten werden, dass das hydraulische System im untersten Bohrlochabschnitt durch Salzwasserströmungen geprägt wird. Die Verschiebung des Salzwasser-Interface zu größeren Tiefen ist durch das starke Frischwasser-Fliessystem zu erklären, das das meerseitig eindringende Salzwasser zurückdrängt.
8. Das Modellierungsergebnis sollte nicht nur an einem Parameter (z.B. der Temperatur) verifiziert werden, sondern es sollte immer die Gesamtheit aller Beobachtungen berücksichtigt werden. Dies zeigte sich hier besonders deutlich, da die Anpassung der berechneten an die gemessenen Temperatur-Tiefen-Profile mit einer rein thermo-hydraulischen Modellierung ohne Berücksichtigung des Stofftransportes ebenfalls eine gute Übereinstimmung liefert, jedoch das beobachtete salzhaltige Wasser völlig außer

acht lässt. Werden beide Beobachtungen in das Modell einbezogen, ergeben sich andere Modelle.

9. Die Wahl der Randbedingungen ist eine wichtige Zustandsgröße zur Erfassung des Gesamtsystems. So ist beispielsweise mit einer besseren Erfassung der Potentialhöhenverteilung bzw. der in das Modell einfließenden Fluidmengen eine Verbesserung in der Modellierung des hydraulischen Feldes und der Positionierung der Lage des Salzwasser-Interfaces möglich. Fehlen diese Informationen, kann nur ein prinzipieller Trend erkannt werden. Diese Informationen, z.B. aus flachen Grundwasserbrunnen der Umgebung der HSDP2-Bohrung, stehen jedoch nicht zur Verfügung.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die oben genannten Punkte helfen, das bereits bekannte Modell von Thomas et. al. (1996) zu verbessern und die verschiedenen Einflussfaktoren des thermischen und hydraulischen Feldes in den verschiedenen Tiefenintervallen besser zu charakterisieren. Die verschiedenen treibenden Kräfte für Fluidbewegungen konnte mit dieser Arbeit festgestellt werden. Dabei stellte sich heraus, dass die an verschiedenen Lokationen bekannten, einzeln auftretenden Mechanismen (topografisch getriebene Fluidströme und dichtegetriebenes Eindringen von Meerwasser) auf dieser Insel gemeinsam wirken.

## 7 Literatur

- Anderson, D.L. (1995), Lithosphere, asthenosphere, and perisphere; *Rev of Geophys.*, 33, 1, 125-149.
- Blackwell, D.D., Bowen, R.G., Hull, D.A., Riccio, J., and Steele, J.L. (1982), Heat flow, arc volcanism, and subduction in northern Oregon; *J. Geophys. Res.*, 87, B10, 8,735-8,754.
- Blackwell, D.D. (1989), Regional implications of heat flow of the Snake River Plain, Northwestern United States; *Tectonophysics*, 164, 323-343.
- Blackwell, D.D., Steele, J.L., and Kelley, S. (1990), Heat Flow in the State of Washington and thermal conditions in the Cascade Range; *J. Geophys. Res.*, 95, 19,495-19,516.
- Bear, J. (1972), *Dynamics of Fluid in Porous Media*; Dover Publications Inc., New York.
- Bear, J., Shamir, U., Gamliel, A. and Shapiro, A.M. (1985), Motion of the seawater interface in a coastal aquifer by the method of successive steady states; *J. Hydrol.*, 76, 119-132.
- Bodri, B. and Rybach, L. (1998), Influence of topographically driven convection on heat flow in the Swiss Alps: a model study; *Tectonophysics*, 291, 19-27.
- Brott, C.A., Blackwell, D.D., and Ziagos, J.P. (1981), Thermal and tectonic implications of heat flow in the Eastern Snake River Plain, Idaho; *J. Geophys. Res.*, 86, B12, 11,709-11,734.
- Buysch, A., Pechnig, R., and Wohlenberg, J. (2001), The volcanic edifice of Mauna Kea: petrophysical implications from HSDP-2; ICDP/KTB Kolloquium, Bochum, Abstract-Band, 23-29.
- Cserepes, L., Christensen, U.R., and Ribe, N.M. (2000), Geoid height versus topography for plume model of the Hawaiian Swell; *Earth Planet. Sci. Lett.*, 178, 29-38.
- Chapman, D.S. and Furlong, K.P. (1992), Thermal State of the continental lower crust; in: Fountain, D.M., Arculus, R. and Kay, R.W. (eds.), *Continental Lower Crust, Developments in Geotectonics 23*, Elsevier, Amsterdam, 179-199.
- Christensen, N.I., and Salisbury, M.H. (1975), Structure and constitution of the lower oceanic crust; *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 13, No. 1, 57-86.
- Clauser, C. and Villinger, H. (1990), Analysis of conductive and convective heat transfer in a sedimentary basin, demonstrated for the Rheingraben, ; *Geophys. J. Int.*, 100, 393-414.
- DePaolo, D.J., Stolper, E. and Thomas, D.M. (2001), Deep drilling into a Hawaiian Volcano; *EOS Trans. Am. Geophys. U.*, 82, 13, 149-155.
- DePaolo, D.J., Stolper, E. and Thomas, D.M. (1999), Hawaii scientific drilling project: core logs and summarizing data; Vol. 1 - 4.

- DePaolo, D.J. and Stolper, E. (1996), Models of Hawaiian volcano growth and plume structure: Implications of results from the Hawaiian Scientific Drilling Project; *J. Geophys. Res.*, 101, B5, 11,643-11,654.
- DeMarsily, G. (1986), *Quantitative hydrogeology*; Academic Press, London.
- Diersch, H.G. and Kolditz, O. (1998), Coupled groundwater flow and transport: 2. Thermohaline and 3D convection systems; *Adv. Water Resour.*, 21, 5, 401-425.
- Doin, M.P. and Fleitout, L. (1996), Thermal evolution of the oceanic lithosphere: an alternative view; *Earth Planet. Sci. Lett.*, 142, 121-136.
- Erbas, K., Dannowski, G., and Schrötter, J. (1999), Reproduzierbarkeit und Auflösungsvermögen faseroptischer Temperaturmessungen für Bohrlochanwendungen - Untersuchungen in der Klimakammer des GFZ; Scientific Technical Report STR99/19, GeoForschungsZentrum Potsdam.
- Fischer, A.T. (1998), Permeability within basaltic oceanic crust; *Rev. of Geophys.*, 36, 2, 143-182.
- Freeze, R.A., and Cherry, J.A. (1979), *Groundwater*; Prentice-Hall Inc., New Jersey.
- Garcia, M.O. (1996), Petrography and olivine and glass chemistry of lavas from Hawaii Scientific Drilling Project; *J. Geophys. Res.*, 101, B5, 11,701-11,713.
- Géli, L., Turon, J.L., Aslanian, D., Balut, Y., Beuzart, P., Cochran, j., Francheteau, J., Harmegnies, F., Landuré, J.Y., Le Suavé, R., Mazaud, A., Michel, E., Normand, A., Pichon, J.J., and Vlastelic, I. (2001), Deep-penetration heat flow probes raise questions about interpretations from shorter probes; *EOS Trans. Am. Geophys. U.*, 82, 29, 317-320.
- Harris, R., Von Herzen, R., McNutt, M., Garven, G., and Jordahl, K. (2000), Submarine hydrogeology of the Hawaiian Archipelagic Apron, Part 1, Heat flow patterns north of Oahu and Maro Reef; *J. Geophys. Res.*, 105, B9, 21353-21370.
- Harris, R., Von Herzen, R., McNutt, M., Garven, G., and Jordahl, K., (2000), Submarine hydrogeology of the Hawaiian Archipelagic Apron, Part 2, Numerical simulation of coupled heat transport and fluid flow; *J. Geophys. Res.*, 105, B9, 21371-21386.
- Haenel, R., Rybach, L., and Stegena, L. (eds.) (1988), *Handbook of terrestrial heat- flow density determination*; Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Hill, D.P., and Zucca, J.J. (1987), Geophysical constraints on the structure of the Kilauea and Mauna Loa volcanoes and some implications for seismomagnetic processes; in: Decker, R.W., Wright, T.L., and Stauffer, P.H.: *Volcanism in Hawaii*; USGS Reston, 903-917.

- Horai, K-I. (1991), Thermal conductivity of hawaiian basalt: A new interpretation of Robertson and Peck's data; *J. Geophys. Res.*, 96, B3, 4125-4132.
- Huenges, E., Engeser, B., Erzinger, J., Kessels, W., and Kück, J. (1997), The permeable crust: geohydraulic properties down to 9100m depth; *J. Geophys. Res.*, 102, B8, 18,255-18,265.
- Hurtig, E., Großwig, S., Jobmann, M., Kühn, K., and Marschall, P. (1994), Fibre-optic temperature measurements in shallow boreholes: experimental application for fluid logging; *Geothermics*, 23, No. 4, 355-364.
- Juviak, S.P. and Juviak, J.O., 1998, *Atlas of Hawaii*, 3. Edition; University of Hawaii Press, Honolulu.
- Keller, A.A., Roberts, P.V. and Blunt, M.J. (1999), Effect of fracture aperture variations on the dispersion of contaminants; *Water Resour. Res.*, 35, 1, 55-63.
- Kolditz, O., Ratke, R., Diersch, H.G. and Zielke, W. (1998), Coupled groundwater flow and transport: 1. Verification of variable density flow and transport models; *Adv. Water Resour.*, 21, 1, 27-46.
- Lege, T., Kolditz, O., and Zielke, W. (1996), *Strömungs- und Transportmodellierung*; Springer- Verlag, Berlin.
- Li, Y-H., and Gregory, S. (1974), Diffusion of ions in sea water and in deep- sea sediments; *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 38, 703-714.
- Lipman, P.W. (1995), Declining growth of Mauna Loa During the last 100,000 years: Rates of lava accumulation vs. gravitational subsidence; in Rhodes, J.M. and Lockwood, J.P. (eds.), *Mauna Loa Revealed: Structure, Composition, History, and Hazards*; *Geophys. Mon.* 92, pp. 45-80, AGU, Washington, D.C.
- Nicolas, A. (1995), *The Mid-Oceanic Ridges*; Springer, Berlin, 200.
- Paillet, F.L., and Thomas, D.M. (1996), Hydrogeology of the Hawaii Drilling Project borehole KP-1. 1. Hydraulic conditions adjacent to the well bore; *J. Geophys. Res.*, 101, B5, 11,675-11,682.
- Pribnow, D. (1994), Ein Vergleich von Bestimmungsmethoden der Wärmeleitfähigkeit unter Berücksichtigung von Gesteinsgefügen und Anisotropie; *VDI Fortschritt Berichte*, VDI Verlag.
- Ribe, N.M., and Christensen, U.R. (1994), Three-dimensional modeling of plume lithosphere interaction; *J. Geophys. Res.*, 99, B1, 669-682.
- Ribe, N.M., and Christensen, U.R. (1999), The dynamical origin of Hawaiian volcanism; *Earth Planet. Sci. Lett.*, 171, 517-531.

- Robertson, E., and Peck, D. (1974), Thermal conductivity of vesicular basalt from Hawaii; *J. Geophys. Res.*, 79, 32, 4875-4888.
- Roy, S. and Rao, R.U.M., (1999), Geothermal investigation in the 1993 Latur earthquake area, Deccan Volcanic Province, India; *Tectonophysics*, 306, 237-252.
- Rybach, L., and Cermak, V. (1982), Radioactive heat generation in rocks; in Angenheister, G. (ed), *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group V (Geophysics and Space Research), Vol. 1a (Physical Properties of Rocks)*, Springer Verlag, Berlin, pp. 353-371.
- Schatz, J.F., and Simmons, G. (1972), Thermal conductivity of earth materials at high temperatures; *J. Geophys. Res.*, 77, No. 35, 6966-6983.
- Schön, J.H. (1996), Physical properties of rocks: Fundamentals and principles of Petrophysics; *Handbook of Geophysical Exploration*, Vol. 18, Pergamon Press, Oxford.
- Sclater, J.G., Jaupart, C., and Galson, D. (1980), The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the earth; *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, No. 1, 269-311.
- Sclater, J.G., Parson, B., and Jaupart, C. (1981), Oceans and continents: similarities and Differences in the mechanism of heat loss; *J. Geophys. Res.*, 86, B12, 11,535-11,552.
- Souza, W.R., and Voss, C.I. (1987), Analysis of an anisotropic coastal aquifer system using variable-density flow and solute transport simulation; *J. of Hydrology*, 92, 17-41.
- Springer, M., and Förster, A. (1998), Heat-flow density across the Central Andean subduction zone; *Tectonophysics*, 291, 123-139.
- Stein, C., and Stein, S. (1993), Constraints on Pacific midplate swells from global depth- age and heat flow- age models; in: Pringle, M.S., Sager, W.W., Slitter, W.V., and Stein, S. (eds.), *The Mesozoic Pacific: Geology, Tectonics, and Volcanism*; *Geophys. Mon.* 77, pp. 53-76, AGU, Washington, D.C.
- Stein, S., and Stein, C. (1996), Thermo-mechanical evolution of oceanic lithosphere: Implications for the subduction process and deep earthquakes; in: Bebout, G.E., Scholl, D.W., Kirby, S.H., and Platt, J.P. (eds.), *Subduction: Top to bottom*; *Geophys. Mon.* 96, pp. 1-16, AGU, Washington, D.C.
- Stolper, E.M., DePaolo, D.J., and Thomas, D.M. (1996), Introduction to a special section: Hawaii Scientific Drilling Project; *J. Geophys. Res.*, 101, B5, 11,593-11,598.
- TenBrink, U.S., and Brocher, T.M. (1987), Multichannel seismic evidence for a subcrustal intrusive complex under Oahu and a model for Hawaiian volcanism; *J. Geophys. Res.*, 92, B13, 13,687-13,707.

- Thomas, D.M., Paillet, F.L., and Conrad, M.E. (1996), Hydrogeology of the Hawaii Scientific Project borehole KP-1. 2. Groundwater geochemistry and regional flow patterns; *J. Geophys. Res.*, 101, B5, 11,683-11,694.
- TeKa (1998), TK04-User Manual: Thermal conductivity meter; TeKa Berlin.
- Voig, P.R., Schneider, E.D., and Hohnson, G.L. (1969), The crust and the upper mantel beneath the sea; in: Hart, P.J. (ed.), *The Earth Crust and Upper Mantel*; *Geophys. Mon.* 13, pp. 556-617, AGU, Washington, D.C.
- VonHerzen, R.P., Cordery, M.J., Detrick, R.S., and Fang, C. (1989), Heat Flow and the thermal origin of hot spot swells: The Hawaiian Swell revised; *J. Geophys. Res.*, 94, B10, 13,783-13,799.
- WASY GmbH (1991), FEFLOW User Manual- An interactive graphics-based finite-element simulation system; WASY GmbH Berlin.
- Wisian, K.W., Blackwell, D.D., Bellani, S., Henfling, J.A., Normann, R.A., Lysne, P.C., Förster, A. and Schrötter, J., (1998), Field comparison of conventional and new technology temperature logging systems; *Geothermics*, 27, 2, 131-141.
- York Sensors (1998), DTS800 User Manual; York Sensors Ltd., UK.
- Zimmermann, G., Körner, A., and Burkhardt, H. (2000), Hydraulic pathways in the crystalline rock of the KTB; *Geophys. J. Int.*, 142, 4-14.
- Zucca, J.J., Hill, D.P., and Kovach, R.L. (1982), Crustal structure of Mauna Loa volcano, Hawaii, from seismic refraction and gravity data; *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72, 5, 1535-1550.

## 8 Anhang

### 8.1 Mathematische Umsetzung der physikalischen Prozesse in den Modellierungsprogrammen

Das verwendete Modellierungsprogramm (FEFLOW) beruht auf der gekoppelten thermo-hydraulischen Modellierung, die im FEFLOW zusätzlich durch den Stofftransport ergänzt ist. Die implementierten Gleichungen beruhen auf der Massen-, Energie- und Impulserhaltung und lassen sich wie folgt beschreiben (siehe auch Haenel et al., 1988, DeMarsily, 1986):

1. Energieerhaltungsgleichung:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T - \bar{v} \rho c_p \nabla T + A \quad (1)$$

Die Energieerhaltungsgleichung (1) beschreibt zeitliche und räumliche Temperaturänderungen durch konduktive und advective Wärmetransportprozesse. Die linke Seite der Energiebilanzgleichung mit der Gesteinsdichte  $\rho$ , der spezifischen Wärme  $c_p$  und der zeitlichen Änderung der Temperatur  $T$  beschreibt das transiente Temperaturverhalten. Bei der stationären Modellierung entfällt dieser Teil der Differentialgleichung. Der erste Term der rechten Seite beschreibt den konduktiven Anteil des Wärmetransportes, der zweite Term den advectiven Anteil (durch die Bewegung mit der Geschwindigkeit  $v$ ) und der dritte Term entspricht der inneren Wärmequelle, der radiogenen Wärmeproduktion  $A$ .

Die Wärmeleitfähigkeit des Gesteins ( $\lambda$ ) und die volumetrische Wärmekapazität (als Produkt der Gesteinsdichte ( $\rho$ ) und der spezifische Wärmekapazität ( $c_p$ ) des Gesteins) lassen sich mit Hilfe des arithmetischen Mittels in die einzelnen Phasen aufspalten, wie in Gleichung (2) anhand der volumetrische Wärmekapazität dargestellt ist.

$$\rho c_p = \phi \rho_f c_{pf} + (1 - \phi) \rho_s c_{ps} \quad (2)$$

Die einzelnen Phasen der Gleichung (2) sind die fluide Phase (Index  $f$ ) und die feste (solide) Phase (Index  $s$ ).

2. Impulserhaltungsgleichung:

$$\bar{v} + \frac{k}{\phi \mu} (\nabla P - \rho \bar{g}) = 0 \quad (3)$$

Die Impulserhaltung beschreibt den Zusammenhang zwischen dem Vektor der Fließgeschwindigkeit ( $\vec{v}$ , als Abstandsgeschwindigkeit) und der Änderung des Druckes (P) unter Einbeziehung der Permeabilität (k), der Porosität ( $\phi$ ), der dynamischen Viskosität ( $\mu$ ) und der Schwerkraft ( $\vec{g}$ ).

Für die fluide Phase (Index f) stellt die Gleichung (3) eine Verallgemeinerung der Darcy-Gleichung dar.

$$\vec{v}_f + \frac{k}{\phi \mu_f} (\nabla P_f - \rho_f \vec{g}) = 0 \quad (4)$$

Der Vektor  $\vec{g}$  beschreibt das Schwerfeld und lässt sich in Betrag (g) und Gravitationseinheitsvektor ( $\vec{e}$ ) aufteilen ( $\vec{g} = g \vec{e}$ ). Der hydrostatische Druck ( $P_f$ ) kann durch die hydraulische Höhe (Standrohrspiegelhöhe) h ersetzt werden.

$$h = \frac{P_f}{\rho_{f0} g} + z \quad \text{bzw.} \quad P_f = \rho_{f0} g (h - z) \quad (5)$$

Die hydraulische Höhe wird immer in Bezug auf eine Referenzdichte ( $\rho_{f0}$ ) angegeben. Diese wird im allgemeinen auf Frischwasser mit der Dichte von 1000 kg/m<sup>3</sup> bezogen. Die Größe z beschreibt die vertikale Entfernung zum Bezugsniveau in Richtung des Gravitationsfeldes.

Somit ergibt sich für  $\nabla P_f$ :

$$\nabla P_f = \rho_{f0} g (\nabla h - \vec{e}) \quad (6)$$

Die Abstandsgeschwindigkeit ( $\vec{v}$ ) lässt sich unter Zuhilfenahme von  $\vec{q}_f = \phi \vec{v}_f$  durch die Darcygeschwindigkeit ( $\vec{q}_f$ ) darstellen. Außerdem kann in (4)  $\nabla P_f$  mit (6) ersetzt werden. Die Permeabilität (k) kann unter Berücksichtigung der Dichte ( $\rho_{f0}$ ) und der dynamischen Viskosität des Referenzfluides ( $\mu_{f0}$ ) durch die Durchlässigkeit (K) dargestellt werden:

$$k = \frac{K \mu_{f0}}{\rho_{f0} g} \quad (7)$$

Somit lässt sich das Impulserhaltungsgesetz der fluiden Phase (4) wie folgt darstellen:

$$\bar{q}_f = -K \frac{\mu_{f0}}{\mu_f} \left( \nabla h + \frac{\rho_f - \rho_{f0}}{\rho_{f0}} \right) \quad (8)$$

An dieser Stelle wird deutlich, dass es sich um die erweiterte Form des Darcy-Gesetzes handelt, da der Einfluss von verschiedenen Dichten (z.B. Auftrieb) und verschiedenen dynamischen Viskositäten mit eingeht. Besonders die Dichteinflüsse sind bei Modellierungen mit Salz- und Frischwasser von Bedeutung.

### 3. Massenerhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi \rho) + \rho \operatorname{div}(\phi \bar{v}) = \rho Q \quad (9)$$

Die Massenerhaltungsgleichung lässt sich in drei Terme unterteilen. Der erste Term auf der linken Seite beschreibt die zeitliche Änderung des Massenstroms, wohingegen der zweite Teil der linken Seite die räumliche Änderung durch die Diffusion beschreibt. Die rechte Seite umfasst die Quellterme (Q). In die Gleichung geht die Porosität ( $\phi$ ), die Dichte ( $\rho$ ) und der Vektor der Fließgeschwindigkeit ( $\bar{v}$ , als Abstandsgeschwindigkeit) ein. Diese Gleichung gilt für Feststoffe als auch für Flüssigkeiten. Im allgemeinen kann davon ausgegangen werden, dass die festen Materialien nicht transportiert werden und keine Quellen haben. Daher reduziert sich das Problem auf die Fluidmassenerhaltung (10).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi \rho_f) + \rho_f \operatorname{div}(\phi \bar{v}_f) = \rho_f Q_f \quad (10)$$

Auch in Gleichung (10) lässt sich der Geschwindigkeitsvektor durch die Darcygeschwindigkeit ( $\bar{q}_f$ ) darstellen. Die zeitabhängige Massenverteilung  $\frac{\partial}{\partial t}(\phi \rho_f)$

kann weiter aufgespalten werden.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi \rho_f) = \phi \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \rho_f \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (11)$$

Die Fluiddichte ( $\rho_f$ ) ist vom Druck und somit auch von der hydraulischen Höhe abhängig (siehe Gleichung 5). Das Differential  $d\rho_f$  lautet:

$$d\rho_f = \frac{\partial \rho_f}{\partial h} dh = \left( \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \rho_f}{\partial h} \right) \rho_f dh = \gamma \rho_f dh \quad (12)$$

wobei  $\gamma$  die Kompressibilität des Wassers darstellt.

Die Porosität ist unter Berücksichtigung der Kompressibilität der Matrix ebenfalls vom Druck bzw. von der hydraulischen Höhe abhängig. Das Differential stellt sich wie in (13) dar.

$$d\phi = \frac{\partial \phi}{\partial h} dh = \left( \frac{1}{(1-\phi)} \frac{\partial \phi}{\partial h} \right) (1-\phi) dh = \tau (1-\phi) dh \quad (13)$$

Die Größe  $\tau$  stellt die Skelettkompressibilität dar.

Werden Gleichung (12) und (13) in Gleichung (11) eingesetzt, ergibt sich folgender Term:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi \rho_f) = \phi \gamma \rho_f \frac{\partial h}{\partial t} + \rho_f \tau (1-\phi) \frac{\partial h}{\partial t} = \rho_f S_0 \frac{\partial h}{\partial t} \quad (14)$$

In Gleichung (14) werden  $[\phi \cdot \gamma + (1-\phi) \cdot \tau]$  zum spezifischen Speicherkoeffizienten ( $S_0$ ) zusammengefasst. Werden die Substitutionen auf Gleichung (10) angewendet, ergibt sich die Kontinuitätsgleichung (15), die in dem verwendeten Modellierungsprogramm die Grundlage der hydraulischen Modellierung ist.

$$S_0 \frac{\partial h}{\partial t} + \text{div } \bar{q}_f = Q_f \quad (15)$$

Die drei für die Modellierung notwendigen Gleichungen (1, 8 und 15) stellen ein gekoppeltes nichtlineares Gleichungssystem dar.

Neben der gekoppelten thermo-hydraulischen Modellierung wird im dem Modellierungsprogramm FEFlow auch der Stofftransport im Wasser gelöster Stoffe (Solute Transport) berücksichtigt. Auch auf diese Formeln wird an dieser Stelle kurz eingegangen.

Der Aufbau der Stofftransportgleichung für im Wasser gelöste Stoffe ist ähnlich dem der Energieerhaltung (Kolditz, et al., 1998; Diersch and Kolditz, 1998). Die beschreibende Größe ist die Konzentration ( $C$ ).

$$\phi \frac{\partial C}{\partial t} = -\bar{v} \cdot \nabla C + D^* \nabla^2 C + D \nabla^2 C - Q \quad (16)$$

Die linke Seite der Stofftransportgleichung (16) beschreibt das transiente Verhalten. Die rechte Seite besteht aus einem advektiven, diffusiven und dispersiven Anteil sowie aus einem Quellterm.

Die Größe  $D^*$  ist die molekulare Diffusion, die von der Art der Lösung, bzw. der darin gelösten Ionen, abhängig ist (Freeze and Cherry, 1979). Die Dispersion ( $D$ ) beschreibt den Mischprozess durch kleinräumige Homogenitätsänderungen und Tortuositäten entlang des Weges (Lege et al., 1996). Somit stellt sie eine Materialgröße dar, die jedoch stark skalenabhängig ist (Keller et al., 1999). Die Dispersion ist an die Fließgeschwindigkeit gekoppelt und wird in Fließrichtung (longitudinale Dispersion) und senkrecht zur Fließrichtung (transversale Dispersion) unterteilt. Im allgemeinen verursacht die Dispersion eine „Verschmierung“ von Konzentrationsunterschieden und hat folglich einen dämpfenden Charakter.

## 8.2 Symbole und Abkürzungen

Symbol	Definition	Einheit
A	Wärmeproduktion	$\mu\text{W}/\text{m}^3$
c	Konzentration	g/l
$c_p$	spezifische Wärmekapazität	J/kg/K
D	Dispersion	m
$D^*$	molekulare Diffusion	$\text{m}^2/\text{s}$
$\vec{e}$	Gravitationseinheitsvektor	1
F	Querschnittsfläche der Probe	$\text{m}^2$
$\vec{g}$	Vektor des Schwerfeldes	$\text{m}/\text{s}^2$
g	Schwerebeschleunigung	$\text{m}/\text{s}^2$
h	hydraulische Höhe, Standrohrspiegelhöhe, Potentialhöhe	m
K	hydraulische Leitfähigkeit	m/s
k	Permeabilität	$\text{m}^2$
l	Probenlänge	m
m	Masse	kg
P	Druck	$\text{N}/\text{m}^2$
$p_f$	hydrostatischer Druck	$\text{N}/\text{m}^2$
Q	Flussmenge	$\text{m}^3/\text{s}$

$q$	Wärmeflussdichte	$\text{mW/m}^2$
$q_s$	terrestrische Oberflächenwärmeflussdichte	$\text{mW/m}^2$
$q_f$	Darcygeschwindigkeit	$\text{m/s}$
$S_0$	spezifischer Speicherkoeffizient	1
$T$	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
$t$	Zeit	s
$V$	Volumen	$\text{m}^3$
$v$	Geschwindigkeit	$\text{m/s}$
$\nabla$	Nablaoperator ( $\delta/\delta x, \delta/\delta y, \delta/\delta z$ )	
$\alpha$	maximales Dichteverhältnis	1
$\phi$	Porosität	%
$\gamma$	Kompressibilität des Fluides	$\text{m}^2/\text{N}$
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W/m/K}$
$\mu_f$	dynamische Viskosität	$\text{Ns/m}^2$
$\mu_{f0}$	dynamische Viskosität des Referenzfluides	$\text{Ns/m}^2$
$\rho$	Dichte	$\text{kg/m}^3$
$\rho_{f0}$	Referenzfluidichte	$\text{kg/m}^3$
$\rho c_p$	volumetrische Wärmekapazität	$\text{J/K/m}^3$
$\tau$	Skelettkompressibilität	$\text{m}^2/\text{N}$

Indizes	Definition
f	Fluidphase
S	Feststoffphase, bzw. von der Matrix eingenommener Anteil (Solid)
l	longitudinal
t	transversal
P	Porenraum

## 9 Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des DFG-Projektes HU 700/2-3: „Long-Term Observation of Borehole Temperatures to Study Fluid Transport and Heat Flow in the Vicinity of an Active Mantle Plume (Island of Hawaii)“ am und mit Unterstützung durch das GeoForschungsZentrum Potsdam angefertigt. Daher danke ich auch dem Initiator und Betreuer dieses Projektes, Herr Dr. E. Huenges. Er hat mir außerdem in den Besprechungen und Diskussionen über viele Startschwierigkeiten hinweg geholfen.

Meinem Lehrer und Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. Burkhardt, danke ich besonders für die vielseitige Ausbildung, die ich bei ihm erfahren habe. Außerdem danke ich ihm für die Möglichkeit, unter seiner Obhut diese Arbeit anzufertigen und die Anregungen, die ich während der Diskussionen erfahren habe.

Mein Dank gilt ebenfalls Prof. Dr. A. Pekdeger, der durch seine Anmerkungen in den Diskussionen und Konsultationen ebenfalls zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Außerdem danke ich ihm für die Übernahme des Korreferats.

Mein besonderer Dank gilt Frau Dr. habil. A. Förster für ihre ständige Diskussionsbereitschaft, ihre Vorschläge, die Anhaltspunkt für weiterführende Überlegungen waren, ihre geduldige Überarbeitung und zahlreichen Anmerkungen zu dieser Arbeit.

Ich möchte mich bei allen Mitarbeitern des Projektbereiches 5.2: Gesteinsphysik und Geothermie, des GeoForschungsZentrum Potsdam, dem studentischen Mitarbeiter Dipl. Geophys. S. Sperner und dem Praktikanten cand. Dipl. Geol. C. Lerch für die Unterstützung bei der Datenbeschaffung im Labor und im Feld sowie für das freundliche Arbeitsklima bedanken.

Weiterhin danke ich R. Büttner, Dr. E. Spangenberg und Dipl. Journ. G. Wirth für das Lesen meiner Arbeit und die angebrachten Korrekturvorschläge.

Besonders herzlich danke ich meinem Freund Ronny, für seine liebevolle Unterstützung, seinen Rückhalt und seine unendliche Geduld, die mir über die Tiefs im Laufe meiner Arbeit hinweggeholfen haben.